

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΔΥΤΙΚΗΣ ΜΑΚΕΔΟΝΙΑΣ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΤΥΡΒΩΔΗΣ ΡΟΗ
ΚΑΙ ΔΙΑΣΠΟΡΑ ΡΥΠΩΝ
ΣΤΟ ΑΣΤΙΚΟ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΚΟΥΤΣΟΥΡΑΚΗΣ ΝΕΚΤΑΡΙΟΣ

ΚΟΖΑΝΗ 2014

*Αφιερώνεται στη μνήμη του πατέρα μου
Κωνσταντίνου Κουτσουράκη (1935-2014)*

Η παρούσα διδακτορική διατριβή εκπονήθηκε στο Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας. Το ερευνητικό έργο πραγματοποιήθηκε στο Εργαστήριο Περιβαλλοντικών Ερευνών του Ινστιτούτου Πυρηνικών & Ραδιολογικών Επιστημών & Τεχνολογίας, Ενέργειας & Ασφάλειας του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος».

Χρηματοδότηση: Ίδρυμα Κρατικών Υποτροφιών, Δήμος Αγίας Βαρβάρας Αττικής.

Επιβλέπων

- Ι. Μπάρτζης, Καθηγητής, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας

Τριμελής συμβουλευτική επιτροπή

- Ι. Μπάρτζης, Καθηγητής, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας
- Ν. Μαρκάτος, Ομότιμος Καθηγητής, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
- Α. Βενετσάνος, Ερευνητής Β', Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος»

Επταμελής εξεταστική επιτροπή

- Ι. Μπάρτζης, Καθηγητής, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας
- Ν. Μαρκάτος, Ομότιμος Καθηγητής, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
- Α. Βενετσάνος, Ερευνητής Β', Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος»
- Ε. Κικίνιδης, Καθηγητής, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας
- Α. Τομπουλίδης, Καθηγητής, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας
- Δ. Μπούρης, Επίκουρος Καθηγητής, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
- Σ. Ανδρονόπουλος, Ερευνητής Β', Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος»

Η υποστήριξη της παρούσας διδακτορικής διατριβής έγινε στις 28 Αυγούστου 2014, στο τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας.

Ευχαριστίες

Όταν τον Ιανουάριο του 2001 συνάντησα για πρώτη φορά τον (τότε διευθυντή του Εργαστηρίου Περιβαλλοντικών Ερευνών) καθ. Ιωάννη Μπάρτζη στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» ψάχνοντας για δουλειά μου πρότεινε, κοιτώντας το βιογραφικό μου, να κάνω διδακτορικό. Αυτό συνέχισε να μου το θυμίζει όχι μόνο τον λίγο καιρό που εργάστηκα στο Δημόκριτο, αλλά και τα επόμενα χρόνια που διορίστηκα μόνιμος υπάλληλος στο δήμο Αγίας Βαρβάρας. Το ενδιαφέρον αυτό του κυρίου Μπάρτζη και η εμπιστοσύνη του στο πρόσωπό μου, αποτέλεσαν το προζύμι για το ξεκίνημα αυτού του διδακτορικού.

Το διδακτορικό όμως δεν θα είχε ξεκινήσει χωρίς τις προσπάθειες και τη βοήθεια της συζύγου μου Κωνσταντίνας Κυριακουλέα. Η Κωνσταντίνα μου πρότεινε να παρακολουθήσω το μεταπτυχιακό «Υπολογιστική Μηχανική» του Ε.Μ.Π., το οποίο ήταν απογευματινές ώρες. Εκεί γνώρισα από κοντά τον καθηγητή κ. Νικόλαο Μαρκάτο που αναπτέρωσε το ζήλο μου για την υπολογιστική ρευστομηχανική και μου πρότεινε να δώσω εξετάσεις στο Ίδρυμα Κρατικών Υποτροφιών, ώστε να πάρω άδεια από το δήμο για εκπόνηση διδακτορικής διατριβής.

Καθοριστική σημασία για την απόφαση έναρξης του μεγάλου αυτού έργου απετέλεσε η υποστήριξη από το δήμο Αγίας Βαρβάρας και κυρίως από τον τότε δήμαρχο κ. Λάμπρο Μίχο που κατάλαβε τη σοβαρή μου ενασχόληση με την έρευνα και ενέκρινε τη χορήγηση έμμισθης τρίχρονης άδειας για την εκπόνηση της διατριβής, έπειτα από την ανακήρυξή μου ως υπότροφο του Ι.Κ.Υ. Ενθαρρυντικό ήταν και το έμπρακτο ενδιαφέρον του τότε αντιδημάρχου και νυν δημάρχου κ. Γεώργιου Καπλάνη για τα περιβαλλοντικά θέματα. Αμέριστη συμπαράσταση είχα από τον διευθυντή της Τεχνικής Υπηρεσίας και Περιβάλλοντος του δήμου κ. Αντώνη Ζυματούρα, ο οποίος με πατρική φροντίδα με συμβούλευε σε όλη τη διάρκεια του διδακτορικού και με διευκόλυνε πολύ στις μελέτες μου. Ο αφανής ήρωας όμως είναι αναμφισβήτητα ο Συνάδελφός μου κ. Χρήστος Δρούτσας, ο οποίος όχι μόνο δέχτηκε να επωμιστεί το βάρος της τρίχρονης απουσίας μου από το δήμο αναλαμβάνοντας και όλες τις δικές μου υποθέσεις, αλλά με βοήθησε και μετά την επιστροφή μου στο δήμο μέχρι την ολοκλήρωση της διατριβής. Αυτό το εκτιμώ ιδιαίτερα αισθανόμενος βαθύτατη ευγνωμοσύνη. Τέλος θα ήθελα να εκφράσω τις ευχαριστίες μου σε όλους τους συναδέλφους του δήμου Αγίας Βαρβάρας και ιδιαίτερα της Τεχνικής Υπηρεσίας για την αγάπη με την οποία με περιέβαλαν και τη βοήθεια που μου πρόσφεραν.

Το ελληνικό κράτος, με την λειτουργία του Ιδρύματος Κρατικών Υποτροφιών και την ύπαρξη του νόμου για υποχρεωτική χορήγηση άδειας στους δημοσίους υπαλλήλους υποτρόφους του Ι.Κ.Υ., έθεσε το θεσμικό πλαίσιο χωρίς την ύπαρξη του οποίου δε θα ήταν δυνατή η εκπόνηση διδακτορικού από ένα εργαζόμενο οικογενειάρχη. Οι εξετάσεις του Ι.Κ.Υ. ήταν ένα άλλο ορόσημο. Η επιτυχία σ' αυτές οφείλεται σε μεγάλο βαθμό στους καθηγητές μου στη σχολή μηχανολόγων μηχανικών του Ε.Μ.Π. για τις γνώσεις που μου μεταβίβασαν. Ιδιαίτερες ευχαριστίες οφείλω στον καθηγητή μου κ. Κυριάκο Παπαηλιού που μου ενέπνευσε το ενδιαφέρον για την τύρβη στα πλαίσια της διπλωματικής μου εργασίας στο Ε.Μ.Π.

Ξεχωριστές ευχαριστίες χρειάζονται για το Ίδρυμα Κρατικών Υποτροφιών, τόσο για την χορήγηση της υποτροφίας που με τιμά ιδιαίτερα, όσο και για την ποικιλότητα οικονομική στήριξη. Επίσης ευχαριστώ το δήμο Αγίας Βαρβάρας για τη χορήγηση της έμμισθης τρίχρονης άδειας.

Προκαλεί εντύπωση πόσες συγκυρίες και πόση βοήθεια χρειάστηκαν για να ξεκινήσει αυτό το διδακτορικό. Η εκπόνηση και η ολοκλήρωσή του δε, ήταν κάτι ακόμη πιο θαυμαστό και περιέλαβε τον κόπο πολλών ανθρώπων.

Και κατ' αρχήν του επιβλέποντα. Ό,τι ευχαριστίες και να εκφράσει κανείς για το πρόσωπο του καθηγητή του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας κυρίου Ιωάννη Μπάρτζη, θα είναι λίγες. Ο κ. Μπάρτζης σκέφτηκε, πρότεινε και ανέθεσε το θέμα του διδακτορικού και είχε την εποπτεία του από την αρχή μέχρι το τέλος. Ήταν αμέτρητες οι φορές που έδωσε εμπνευσμένες λύσεις στα προβλήματα που προέκυπταν κατά την εκπόνησή του ή σκέφτηκε πρωτότυπες ιδέες που εμπλούτιζαν και προωθούσαν την μελέτη. Δεν απετέλεσε τυπικό επιβλέποντα, αλλά ουσιαστικό συνεργάτη που έφτασε μέχρι το σημείο να βοηθήσει ο ίδιος στον προγραμματισμό κάποιων υπορογραμμάτων κώδικα. Η ανθρωπιά του πάνω απ' όλα, ήταν πηγή άντλησης δύναμης και κουράγιου, που είναι τόσο απαραίτητα για να τελειώσει ένα διδακτορικό. Ό,τι καλό έχει προκύψει απ' αυτή την εργασία οφείλεται κυρίως στον κ. Μπάρτζη.

Η συμβολή του ομότιμου καθηγητή των Χημικών Μηχανικών του Ε.Μ.Π. κ. Νικόλαου Μαρκάτου, που ήταν και το δεύτερο μέλος της τριμελούς επιτροπής, ήταν επίσης καθοριστική. Το διδακτορικό μου αποτέλεσε φυσική συνέχεια της διπλωματικής εργασίας του μεταπτυχιακού, στην οποία επιβλέπων καθηγητής ήταν ο κύριος Μαρκάτος. Η εμπειρία του στα θέματα υπολογιστικής ρευστομηχανικής ήταν πολύτιμος οδηγός μου όλα αυτά τα χρόνια. Ο κύριος Μαρκάτος ήταν συνεχώς ενήμερος για την πορεία της διατριβής και με υποστήριζε στις επιλογές μου. Ήταν ο μόνος που με πίεζε από την αρχή για το χρόνο περαίωσης του διδακτορικού και τον ευγνωμονώ γι' αυτό, γιατί χωρίς αυτή την πίεση μπορεί να μην τελειώ-

να ποτέ. Σε κάθε μας συνάντηση η κριτική και η ενθάρρυνσή του, οι ιδέες και τα σχόλια του, αποτελούσαν κινητήριο παράγοντα για την εργασία που ακολουθούσε. Ο τρόπος του να παρουσιάζει τα δύσκολα προβλήματα ως απλά με γέμιζε έμπνευση και είχε ως αποτέλεσμα να παράγω πολλαπλάσια δουλειά. Δεν πρέπει να λησμονήσω το πραγματικό ενδιαφέρον με το οποίο αντιμετώπιζε κάθε νέα μου εργασία και δημοσίευση και τις πάντοτε εύστοχες διορθώσεις του σε όλα μου τα γραπτά κείμενα.

Πιο στενή συνεργασία υπήρχε με τον Δρ. Αλέξανδρο Βενετσάνο, ερευνητή του Εργαστηρίου Περιβαλλοντικών Ερευνών του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος», που ήταν και μέλος της τριμελούς επιτροπής. Μαζί του συζητάγα τα καθημερινά προβλήματα και παρακολουθούσε από κοντά την πρόοδο της διατριβής. Καθώς είναι υπεύθυνος για τον κώδικα υπολογιστικής ρευστομηχανικής ADREA-HF ο οποίος χρησιμοποιήθηκε και τροποποιήθηκε στα πλαίσια του διδακτορικού, πολλές φορές χρειάστηκε να καθίσουμε δίπλα-δίπλα για να αναλύσουμε μαθηματικές εξισώσεις ή να γράψουμε κώδικα FORTRAN. Μεγάλο μέρος από τον πυρήνα του διδακτορικού το κάναμε μαζί. Μάλιστα πολλά κομμάτια προγραμματισμού που απαιτούσαν εξειδικευμένες γνώσεις από το εσωτερικό του κώδικα, τα πραγματοποίησε ο ίδιος. Σε κάθε περίπτωση απετέλεσε ένα πολύτιμο σύμβουλο σε θέματα υπολογιστικών μεθόδων. Έλυνε οποιοδήποτε πρόβλημα παρουσιαζόταν στον κώδικα και υλοποιούσε όποια βελτίωση απαιτούνταν. Οι κόποι του όμως έπιασαν τόπο καθώς τώρα ο κώδικας ADREA-HF είναι αισθητά αναβαθμισμένο σε σχέση με το παρελθόν σε όλους τους τομείς και όχι μόνο όσον αφορά την μοντελοποίηση μεγάλων δινών που υλοποιήθηκε στα πλαίσια αυτού του διδακτορικού. Τέλος ο κ. Βενετσάνος με συμβούλευε για την εξέλιξη της διατριβής και με παρότρυνε να στέλνω τις εργασίες μου σε διεθνή συνέδρια. Χωρίς την ουσιαστική του στήριξη, το διδακτορικό αυτό μπορεί να μην είχε ολοκληρωθεί ποτέ.

Ο Δρ. Σπυρίδων Ανδρονόπουλος, ερευνητής του Εργαστηρίου Περιβαλλοντικών Ερευνών του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος», απετέλεσε τα πρώτα χρόνια του διδακτορικού το τρίτο μέλος της τριμερούς επιτροπής πριν από τον κύριο Βενετσάνο. Με βοηθούσε στην οργάνωση και προγραμματισμό του διδακτορικού καθ' όλη τη διάρκειά του, παρακολουθούσε, σχολίαζε και συνέβαλε στη βελτίωση των διαφόρων μου εργασιών και χάρη σ' αυτόν είχα κάθε στιγμή μια εικόνα της πορείας μου. Μου συμπαραστάθηκε πολύ τους δύσκολους πρώτους μήνες του διδακτορικού που, ψάχνοντας για την τύρβη, είχα καταλήξει να διαβάζω θεωρητική φυσική και φιλοσοφία των μαθηματικών. Η απλότητα του χαρακτήρα του, η ευγένεια των τρόπων του, η επιστημονική του κατάρτιση και η εμπειρία του με έκαναν να τον θεωρώ ασφαλές καταφύγιο για κάθε ερευνητικό ή πρακτικό ζήτημα. Για όλα τα σοβαρά θέματα τον ρωτάω ακόμη και τώρα που δεν είναι στην τριμελή επιτροπή και η άποψή του έχει για μένα σημαντικό βάρος.

Για την διεξαγωγή του διδακτορικού χρησιμοποιήθηκε ο χώρος των εγκαταστάσεων του Εργαστηρίου Περιβαλλοντικών Ερευνών στο «Δημόκριτο». Ευχαριστώ θερμά τον διευθυντή του εργαστηρίου (νυν διευθυντή του Ινστιτούτου Πυρηνικών & Ραδιολογικών Επιστημών, Ενέργειας, Τεχνολογίας & Ασφάλειας του «Δημόκριτος») κ. Αθανάσιο Στούμπο για την παραχώρηση γραφείου και για την άδεια να χρησιμοποιώ τους πόρους του εργαστηρίου. Ο κ. Στούμπο μου έκανε την τιμή να με θεωρήσει μέλος του εργαστηρίου και αυτό με ενθάρρυνε να έχω πιο άνετη συνεργασία με τους ερευνητές. Επίσης έδειξε ενδιαφέρον όχι μόνο για το διδακτορικό μου, αλλά και για την μετέπειτα πορεία μου στο δήμο.

Εκτός από τον κ. Βενετσάνο και τον κ. Ανδρονόπουλο, ιδιαίτερα με βοήθησε και ένας από τους νεώτερους συνεργάτες του εργαστηρίου, ο κ. Ηλίας Τόλιας, ο οποίος επίσης επίσπευσε την παραλληλοποίηση του κώδικα προκειμένου να με διευκολύνει στο να εκτελώ πιο γρήγορα τις μοντελοποιήσεις μου και συνέβαλε στο να γίνει διαθέσιμη η 64μπιτη έκδοση του επιλύτη που βοήθησε να λυθούν προβλήματα που απαιτούσαν πολλά εκατομμύρια κελιών. Τα τελευταία χρόνια συνεργαστήκαμε και σε επιστημονικά θέματα, στα οποία συνέβαλε καθοριστικά.

Διάφορες εποικοδομητικές συζητήσεις είχα και με άλλα μέλη του εργαστηρίου, όπως τον δρ. Μιχάλη Καινουργιάκη, με τον οποίο κουβεντιάζαμε θεωρητικά και φιλοσοφικά θέματα, την δρ. Τίνα Μητά, η οποία με συμβούλευε συχνά και με βοήθησε να συντομεύσω το χρόνο του διδακτορικού, τον Dr. Ivan Kovalets, ερευνητή στο Ινστιτούτο Mathematical Machines and Systems Problems της Ουκρανίας που εργάστηκε για λίγους μήνες στο εργαστήριο, τον δρ. Ανδρέα Γιώτη που ήταν ο δάσκαλός μου όσον αφορά τους υπολογιστές υψηλών επιδόσεων, τον κ. Στέλλιο Καρόζη που με ενημέρωνε για τεχνολογικά θέματα και άλλους. Πολύ καθοριστική υπήρξε η συμβουλή του δρ. Αθανάσιου Σφέτσου να' ασχοληθώ με τη μοντελοποίηση μεγάλων δινών και όχι με τα μοντέλα τάσεων Reynolds. Δε λησμονώ και τη γραμματέα κα Αργυρώ Παναγιώτου που επιφορτιζότανε κάθε φορά με την διεκπεραίωση των διαδικαστικών θεμάτων με το «Δημόκριτο», τον κ. Γιάννη Ξηταβελόνη για την τεχνική του υποστήριξη, τη δρ. Πόπη Κόντε, τη δρ. Διαμάντω Βλαχογιάννη και τον κ. Νίκο Γούναρη για το ενδιαφέρον που δείχνανε για την πορεία του διδακτορικού μου. Γενικότερα ευχαριστώ όλα τα μέλη του εργαστηρίου και το καθένα ξεχωριστά, για το μοναδικό οικογενειακό κλίμα που έχουν δημιουργήσει και στο οποίο με περιέλαβαν.

Παλαιό μέλος του εργαστηρίου είναι και ο νυν λέκτορας στο Πανεπιστήμιο Κύπρου κ. Δημοκράτης Γρηγοριάδης. Ο Δημοκράτης ήταν ο μόνος Έλληνας που γνώριζα ο οποίος είχε αναπτύξει κώδικα μοντελοποίησης μεγάλων δινών και είχα την ευτυχία να συναντηθούμε δυο-τρεις φορές στο εργαστήριο και να μου μεταβιβάσει κάποια από την εμπειρία του σε στιγμές που ήταν πολύ κρίσιμες για την πρόοδο και τον έλεγχο του δικού μου κώδικα. Επιπλέον είχα την ασφάλεια ότι αν κάπου έβρισκα ένα ανυπέρβλητο εμπόδιο, θα είχα ένα άνθρωπο κοντά μου, γνώστη του αντικειμένου, που θα με βοηθούσε να το ξεπεράσω.

Ο επίσημος φορέας εκπόνησης του διδακτορικού ήταν το τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας. Το τμήμα μου παραχώρησε την μεγάλη διευκόλυνση να εργάζομαι στο συνεργαζόμενο με το Πανεπιστήμιο εργαστήριο περιβαλλοντικών ερευνών στο «Δημόκριτο», καθώς λόγω οικογενειακών και επαγγελματικών υποχρεώσεων αδυνατούσα να απουσιάζω για μεγάλο χρονικό διάστημα από την Αθήνα. Όλοι οι καθηγητές του τμήματος, οι γραμματείς, η διοικούσα επιτροπή, η επιτροπή ερευνών, διευκόλυναν όσο ήταν δυνατόν το έργο μου. Όλα τα έξοδα συμμετοχών μου σε επιστημονικά συνέδρια και σε εκπαιδευτικές ευκαιρίες εντός και εκτός Ελλάδος καλύφθηκαν από το Πανεπιστήμιο. Επίσης μου χορηγήθηκαν σε διαφορετικές χρονικές στιγμές δύο προσωπικοί υπολογιστές για τις προσομοιώσεις και μου δόθηκε η δυνατότητα να χρησιμοποιώ και ηλεκτρονικό εξοπλισμό του Πανεπιστημίου. Ιδιαίτερα θέλω να ευχαριστήσω τον καθηγητή κ. Ανανία Τομπουλίδη για τις χρήσιμες παρατηρήσεις του στην ενδιάμεση εξέταση του διδακτορικού καθώς και τον διδάκτορα κ. Αθανάσιο Γκατζούλη για τις εποικοδομητικές συζητήσεις που κάναμε και τα προγράμματα και επιστημονικά άρθρα που μου έδωσε.

Όπως είναι όμως λογικό, πιο στενή ήταν η συνεργασία μου με άτομα απ' το Εργαστήριο Τεχνολογίας Περιβάλλοντος του κυρίου Μπάρτζη. Οφείλω να ευχαριστήσω τους συνεργάτες του εργαστηρίου που με υποδέχθηκαν και με εξυπηρέτησαν όσες φορές ήμουν στην Κοζάνη. Πιο κοντά μου στάθηκε ο διδάκτορας Αλέξανδρος Σιράκος που με βοήθησε σε επιστημονικά, υπολογιστικά, πρακτικά και διαδικαστικά ζητήματα και ο Γιώργος Ευθυμίου, για τον οποίο χρειάζεται να γίνει ιδιαίτερη μνεία καθώς είχε εξέχουσα συνεισφορά σε μεγάλο μέρος του διδακτορικού.

Ο Γιώργος Ευθυμίου ξεκίνησε τη διατριβή του λίγο καιρό πριν από μένα με θέμα που επίσης είχε σχέση με την υπολογιστική ρευστομηχανική. Γι' αυτό αποτελούσε τον πιο κοντινό μου συνεργάτη για μεγάλη διάρκεια του διδακτορικού. Πολλά πειράματα που είχε επεξεργαστεί και αφορούσαν ροή και διασπορά ρύπων στο αστικό περιβάλλον, χρειάστηκε μετά να τα προσομοιώσω κι εγώ για διαφορετικό λόγο, οπότε με διευκόλυνε δίνοντάς μου έτοιμη αρκετή δουλειά. Ανταλλάξαμε πολλές φορές απόψεις, τόσο για τη χρήση των κωδικών υπολογιστικής ρευστομηχανικής που χρησιμοποιούσαμε, όσο και για την ερμηνεία των αποτελεσμάτων τους. Συνεργαστήκαμε στενά σε διάφορα ερευνητικά προγράμματα, δουλέψουμε μαζί στα πλαίσια κοινών στόχων και πολλές φορές, ειδικά στα πρώτα χρόνια, φαινόταν να εργαζόμαστε περισσότερο ως ομάδα παρά ως μεμονωμένοι υποψήφιοι. Ο Γιώργος κατόρθωσε να μου μεταβιβάσει μέρος από τον νεανικό του ενθουσιασμό αν και συνήθως δεν μπορούσα να τον συναγωνιστώ στον εντατικό ρυθμό εργασίας. Κάποια από τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στον τόμο αυτόν κρύβουν μέσα τους, αφανή πολλές φορές, δουλειά του Γιώργου Ευθυμίου.

Για έναν άνθρωπο που ασχολείται με τη μοντελοποίηση στο χώρο της ροής των ρευστών και ο οποίος χρειάζεται συχνά να συγκρίνει τα αποτελέσματά του με πειραματικές τιμές, είναι πολύ βασικό να ξέρει πώς γίνονται οι μετρήσεις. Η ευκαιρία να το μάθουμε αυτό δόθηκε όταν είχαμε με τον Γιώργο την ευτυχία να γνωρίσουμε από κοντά τον καθηγητή του Πανεπιστημίου του Αμβούργου Berndt Leitl και τον βοηθό του Dr. Frank Harms και να συνεργαστούμε μαζί τους. Μας ξενάγησαν στην αεροσήραγγα ατμοσφαιρικών οριακών στρωμάτων και μας έδειξαν τον τρόπο εργασίας τους. Ο κ. Leitl έχει βαθιά γνώση του αντικειμένου του και ένα μοναδικό τρόπο να εξηγεί και να μεταβιβάζει αυτή τη γνώση. Με πολύ απλότητα αφιέρωσε πολλές ώρες να μου απαντά όλες τις απορίες. Η ξεκάθαρη εικόνα που έχω τώρα για τον τρόπο διεξαγωγής των πειραμάτων σε αεροσήραγγα και για την ακρίβειά τους, οφείλεται σχεδόν αποκλειστικά σ' αυτό τον άνθρωπο, τον οποίο και ευχαριστώ.

Ωφέλιμη και επιβοηθητική υπήρξε και η συνεργασία με την τότε υποψήφια διδάκτωρ του Πανεπιστημίου του Αμβούργου Denise Hertwig, με την οποία αναλύσαμε και σχολιάσαμε από κοινού πειραματικές μετρήσεις και αποτελέσματα προσομοιώσεων. Από τη Denise έμαθα τις μεθόδους στατιστικής επεξεργασίας που χρησιμοποιούν οι πειραματιστές και την ενδιαφέρουσα εργασία της σε μεθοδολογίες ανάλυσης σημάτων που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για σύγκριση αποτελεσμάτων χρονικά μεταβαλλόμενων κωδικών και πειράματος. Οφείλω να την ευχαριστήσω για τα προγράμματα που μου έδωσε, τα οποία χρησιμοποίησα εκτενώς για να παράγω το ενεργειακό φάσμα από τις δικές μου χρονοσειρές.

Πολύ σημαντική αλλά σχεδόν αδύνατο να καταγραφεί ήταν και η βοήθεια από διάφορους ερευνητές που γνώρισα στα πολυάριθμα συνέδρια όλα αυτά τα χρόνια. Αυτή δεν προέρχεται μόνο από σχόλια για την εργασία που παρουσίαζα κάθε φορά, ή από γενικότερες συζητήσεις για το επιστημονικό αντικείμενο που ασχολιόμουν, αλλά και από την κατανόηση του έργου των υπολοίπων συνέδρων και από την παρακο-

λούθηση των γενικών τάσεων που επικρατούν στον ερευνητικό χώρο. Αν έπρεπε οπωσδήποτε να ξεχωρίσω κάποιον που με βοήθησε περισσότερο αυτός θα ήταν ο Dr. Vladimir Fuka, από το Charles University της Πράγας. Ο Vladimir είναι ένας άνθρωπος με βαθιά μαθηματική κατάρτιση και ξεκίνησε πριν από μένα ανάπτυξη κώδικα μοντελοποίησης μεγάλων δινών, οπότε τον συμβουλευόμουν κατά αραιά διαστήματα για καίρια ζητήματα που αφορούσαν την υπολογιστική ρευστομηχανική.

Θα ήταν παράλειψη αν δεν ευχαριστούσα τους καθηγητές μου σε κάποια σχολεία που παρακολούθησα κατά τη διάρκεια του διδακτορικού και ιδιαίτερα τον καθηγητή του Πανεπιστημίου του Michigan Phil Roe, τον καθηγητή στο Πανεπιστήμιο του Cranfield Δημήτρη Δρικήκη, τον Nick Georgiadis από το NASA Glenn Research Center της Αμερικής και τον Fernando Grinstein από το Los Alamos National Laboratory. Ο πρώτος συνέδεσε σε σύντομο διάστημα σε ένα ενιαίο σύνολο τις σκόρπιες γνώσεις που είχα για την υπολογιστική ρευστομηχανική και τις συμπλήρωσε, ενώ οι υπόλοιποι τρεις προχώρησαν πολλούς μήνες μπροστά τις γνώσεις μου για την μοντελοποίηση μεγάλων δινών, σε κάποια περίοδο που αυτό ήταν απαραίτητο.

Το διδακτορικό έγινε κάποιες φορές αφορμή να ανατραπεί η φυσική προτεραιότητα στις αξίες της ζωής. Η οικογένειά μου για παράδειγμα με στερήθηκε για πολύ περισσότερο χρόνο απ' ό,τι είχε αρχικά προβλεφθεί. Όσο και να προσπαθούσα να είμαι συνεπής στις υψίστης σημασίας οικογενειακές μου υποχρεώσεις, πολλές φορές κάτω από την πίεση του διδακτορικού δεν το έκανα. Παρόλα αυτά, η αγαπητή μου σύζυγος Κωνσταντίνα όχι μόνο δε δημιουργούσε πρόβλημα στην ομαλή διεξαγωγή της διατριβής, αλλά συχνά επιφορτιζόταν με τους προβληματισμούς μου και μου συμπαραστεκόταν να βρω λύση να ξεπεράσω τα πολλών ειδών εμπόδια. Τα παιδιά μου Μαρία και Κωνσταντίνος, αν και τους έλειψα και στερήθηκαν πολλές βόλτες και εκδρομές, έδειξαν κατανόηση παρά το νεαρό της ηλικίας τους. Αν η οικογένειά μου κρατούσε διαφορετική στάση, το διδακτορικό δεν θα είχε τελειώσει και μάλλον ούτε καν αρχίσει.

Υπάρχουν φορές που κανείς αισθάνεται απογοητευμένος από μια αποτυχία, πολύ κουρασμένος ή παγιδευμένος σε ένα φαύλο κύκλο βελτιώσεων για μια δουλειά που δεν τελειώνει ποτέ. Μπορεί να προβληματίζεται αν θα προκύψει κάτι καλό απ' αυτό που κάνει, αν αξίζει τον κόπο ή μήπως θα έπρεπε ν' αφιερώσει το χρόνο του σε κάτι διαφορετικό. Άλλες φορές του δημιουργείται ισχυρή εντύπωση ότι ο ρυθμός του είναι υπερβολικά αργός ή ότι η ως τώρα εργασία του είναι σχεδόν μηδαμινής αξίας. Σ' αυτές τις δύσκολες στιγμές πολύτιμοι συμπαραστάτες μου στάθηκαν κυρίως ο Άγιος Λουκάς επίσκοπος Συμφερούπολης της Κριμαίας και ο Άγιος Νεκτάριος επίσκοπος Πενταπόλεως, και οι δύο λαμπροί επιστήμονες της εποχής τους που συνάντησαν απίστευτες δυσκολίες στο έργο τους.

Δεν πρέπει να λησμονήσουμε και την ιστορία: τους γονείς μου και τους δασκάλους μου. Χωρίς αυτούς δεν θα αποκτούσα ποτέ τη δυνατότητα να γίνω φοιτητής του Πολυτεχνείου και φυσικά ούτε να κάνω διδακτορικό. Ειδικά οι γονείς μου με βοήθησαν ακόμη και κατά τη διάρκεια της διατριβής, καθώς δε με απασχολούσαν και μερικές φορές ούτε καν με ενημέρωναν για τα σοβαρά προβλήματα που είχαν, προκειμένου να μην αποσπάσουν την προσοχή μου από την εκπόνηση της εργασίας αυτής. Αυτό συνεχίστηκε και τους τελευταίους μήνες της ζωής του πατέρα μου, παρόλο που ήταν βαριά άρρωστος και είχε ανάγκη συμπαράστασης. Σίγουρα θα έπρεπε να τους είχα αφιερώσει περισσότερο χρόνο, αν και αισθάνομαι ότι ποτέ δε θα μπορούσα να τους ανταποδώσω έστω και ένα μικρό μέρος από τις τόσο πολλές θυσίες που έχουν κάνει για μένα.

Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω τους συγγενείς και τους φίλους μου, που συμπαραστάθηκαν ο καθένας με όποιο τρόπο μπορούσε, κυρίως στα τελευταία χρόνια του διδακτορικού και όλους εκείνους που έχουν βοηθήσει στην ολοκλήρωση της εργασίας αυτής και δεν έχουν αναφερθεί ονομαστικά παραπάνω.

Όπως έχει γίνει σαφές, για να ξεκινήσει και να ολοκληρωθεί αυτό το διδακτορικό συνέβαλαν πάρα πολλοί άνθρωποι τους οποίους και ευχαριστώ θερμά.

Τυρβώδης ροή και διασπορά ρύπων στο αστικό περιβάλλον

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η ατμοσφαιρική ρύπανση έχει ολέθριες επιπτώσεις στην υγεία και ευθύνεται για το θάνατο εκατομμυρίων ανθρώπων κάθε χρόνο. Ένα περιστατικό αέριας ρύπανσης μπορεί να έχει ως απολογισμό χιλιάδες άμεσους θανάτους (π.χ. Λονδίνο, 1952), ενώ η διασπορά βλαβερών ουσιών από ατύχημα ακόμη περισσότερους (π.χ. Μποπάλ Ινδίας, 1984).

Το ενδιαφέρον είναι μεγαλύτερο για τα αστικά κέντρα, που ήδη συγκεντρώνουν περισσότερο από το μισό πληθυσμό της γης. Η μελέτη των μηχανισμών διασποράς ρύπων αναδεικνύεται θεμελιώδης για την βελτίωση των συνθηκών διαβίωσης και την αειφόρο ανάπτυξη στις αστικές περιοχές.

Η διασπορά ρύπων εξαρτάται κυρίως από την τυρβώδη ροή και καθώς αυτή περιγράφεται από τις άλυτες μαθηματικά εξισώσεις Navier-Stokes, είναι απαραίτητη η χρήση αριθμητικών μεθοδολογιών για την επίλυση του προβλήματος. Η υπολογιστική ρευστομηχανική (CFD – Computational Fluid Dynamics) έχει αποδειχθεί το πολυτιμότερο εργαλείο για το σκοπό αυτό. Στο αστικό περιβάλλον χρησιμοποιούνται κυρίως οι CFD μεθοδολογίες RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) και LES (Large Eddy Simulation). Στη RANS έχουμε αγνώστους τις μέσες τιμές των ταχυτήτων και των άλλων μεταβλητών, ενώ στην LES επιλύουμε τις στιγμιαίες τιμές, υπολογίζοντας εν μέρει και τις ασταθείς τυρβώδεις δομές της ροής.

Στην παρούσα διατριβή αναπτύσσεται μεθοδολογία μοντελοποίησης μεγάλων δινών (LES) κατάλληλη για επίλυση προβλημάτων ατμοσφαιρικής ροής και διασποράς ρύπων σε εφαρμογές που αφορούν το αστικό περιβάλλον. Γίνεται ενσωμάτωση της μεθοδολογίας σε υπάρχοντα κώδικα, δοκιμή και πιστοποίηση του κώδικα, χρήση του σε διάφορες περιπτώσεις πρακτικού ενδιαφέροντος και συναγωγή χρήσιμων συμπερασμάτων από αυτές τις εφαρμογές.

Το θέμα εξετάζεται σε δύο επίπεδα όσον αφορά τη γεωμετρία. Το πρώτο είναι το τοπικό επίπεδο και κυρίως η οδική χαράδρα. Το δεύτερο είναι η πόλη ή, γενικότερα, τα σύνολα κτιρίων. Επίσης εξετάζεται και διασπορά υδρογόνου, καθώς η επικείμενη διακίνησή του στις πόλεις απαιτεί ευρείες μελέτες επικινδυνότητας πρόκλησης ατυχήματος.

Η εκτεταμένη ανασκόπηση της βιβλιογραφίας αφορά εφαρμογή μοντέλων υπολογιστικής ρευστομηχανικής σε προβλήματα ροής και διασποράς ρύπων σε αστικές δομές και έχει πολλαπλό σκοπό: α) Διερεύνηση των φαινομένων και αναζήτηση κενών γνώσεως στα οποία θα μπορούσε να συνεισφέρει η διατριβή, β) Μελέτη των πεδίων εφαρμογής των RANS και LES, που ενισχύει την απόφαση για ανάπτυξη LES, γ) Ανάδειξη των μοντέλων που χρησιμοποιούνται στις εφαρμογές LES, ώστε ν' αποφασιστεί ποια θα χρησιμοποιηθούν στη μεθοδολογία της παρούσας διατριβής.

Ακολουθώντας κατά βάση τις πιο δοκιμασμένες λύσεις της βιβλιογραφίας γίνεται ανάπτυξη μεθοδολογίας μοντελοποίησης μεγάλων δινών, με προσπάθεια να διατηρηθεί όσο το δυνατόν η απλότητα των μοντέλων. Για υποπλεγματικό μοντέλο επιλέγεται το Smagorinsky, με διόρθωση της κλίμακας μήκους κοντά στο στερεό όριο. Επιπλέον εξελίσσεται πρωτότυπη μεθοδολογία δημιουργίας τεχνητής ψευδοτύρβης για χρήση σε οριακές συνθήκες, καθώς απ' όλες τις σχετικές δημοσιεύσεις φάνηκε ότι στο θέμα αυτό η ερευνητική κοινότητα δεν έχει κατασταλάξει. Με τη μέθοδο αυτή (που βασίζεται σε μια εξίσωση τύπου Langevin) επιτυγχάνεται, με σχετικά απλό τρόπο, η δημιουργία χρονικά μεταβαλλόμενων διακυμάνσεων ταχύτητας που να έχουν κάποια επιθυμητά τυρβώδη χαρακτηριστικά, για χρήση στην είσοδο, αλλά και στο άνω όριο, του πεδίου ροής. Η μεθοδολογία LES που αναπτύσσεται ενσωματώνεται στον προϋπάρχοντα κώδικα υπολογιστικής ρευστομηχανικής ADREA-HF, που χρησιμοποιείται κυρίως για μελέτες ατμοσφαιρικής διασποράς.

Η ακρίβεια του κώδικα LES που αναπτύχθηκε, αναδεικνύεται από αρκετές δοκιμές αξιολόγησής του. Έτσι, εξετάζεται μελέτη ροής σε κανάλι παράλληλων πλακών, καθώς αυτή είναι μια κλασική δοκιμή ελέγχου για τους κώδικες μοντελοποίησης μεγάλων δινών, μελέτη ροής σε οδική χαράδρα, καθώς η περίπτωση αυτή ενδιαφέρει άμεσα, μελέτη διασποράς σε οδική χαράδρα, ώστε να επιβεβαιωθεί η σωστή επίλυση του ρύπου και μελέτες διασποράς υδρογόνου, ώστε να εξασφαλιστεί η ορθή συμπεριφορά του κώδικα ακόμη και για την περίπτωση ανωστικών αερίων. Σε όλες τις δοκιμές γίνεται επιτυχής σύγκριση με πειραματικά δεδομένα, αλλά και με άλλους κώδικες LES όπου φαίνεται ότι η επίδοση του αναπτυχθέντος κώδικα είναι ανταγωνιστική των άλλων κωδίκων. Οι μελέτες αυτές βο-

ηθούν και στην κατανόηση των τυρβωδών φαινομένων και δίνουν πολύτιμα συμπεράσματα για τους μηχανισμούς διασποράς των ρύπων. Δείχνεται μέσα από συγκεκριμένα παραδείγματα ότι η μεθοδολογία μοντελοποίησης μεγάλων δινών μπορεί να συμβάλει στη μελέτη της ίδιας της τύρβης.

Στις πρακτικές εφαρμογές που πραγματοποιούνται για την καθ' αυτό μελέτη της ροής και διασποράς ρύπων, γίνεται χρήση και των δύο μεθοδολογιών, τόσο της LES που αναπτύχθηκε, όσο και της RANS. Διερευνώνται περιπτώσεις στις οποίες παρουσιάζεται προσφορότερη η χρήση της μιας ή της άλλης μεθοδολογίας και αναδεικνύονται οι δυνατότητες συνεργασίας τους στο ίδιο πρόβλημα.

Η πιο εκτενής εφαρμογή με RANS αφορά οδικές χαράδρες διαφόρων λόγων ύψους προς βάθος, από πολύ πλατιές μέχρι πολύ βαθιές, στις οποίες εξετάζονται διάφορα φαινόμενα ροής και διασποράς ρύπων. Γίνεται σύγκριση επιλεγμένων μοντέλων τύρβης με επτά πειράματα. Το μοντέλο «RNG $k-\varepsilon$ » φαίνεται να αποδίδει συνολικά καλύτερα, ενώ το μοντέλο τάσεων Reynolds έχει προβλήματα σύγκλισης και γενικά δίνει κατώτερη ακρίβεια σ' αυτού του είδους ροές.

Μια από τις πιο ενδιαφέρουσες μελέτες της διατριβής είναι η εξέταση των ασύμμετρων οδικών χαραδρών, όπου αναδεικνύονται στην πράξη οι δυνατότητες αλληλοβοήθειας μεταξύ των μεθόδων RANS και LES. Αναφαίνονται τα πλεονεκτήματα της LES, με την οποία μπορεί να γίνει μελέτη των ασταθών χαρακτηριστικών της ροής και βαθύτερη κατανόηση της φυσικής των φαινομένων, αλλά και της RANS, με την οποία μπορούν να εξεταστούν πολλές περιπτώσεις σε λίγο χρόνο. Μετά την επεξεργασία των αποτελεσμάτων της μοντελοποίησης LES, παρουσιάζονται τυρβώδεις δομές και μελετώνται ποικιλοτρόπως οι μηχανισμοί απαγωγής των ρύπων από τις ασύμμετρες χαράδρες. Τέλος προσδιορίζεται ένας κρίσιμος λόγος υψών L (περίπου 1,5) που καθορίζει τη μετάβαση από καθεστώς ενός στροβίλου σε δύο στροβίλους στις χαράδρες μείωσης αναβαθμού.

Η μεθοδολογία τεχνητής τύρβης που αναπτύχθηκε, ελέγχεται έναντι δεδομένων από πείραμα αεροσήραγγας που προσομοιώνει ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα πάνω από επιφάνεια πολύ μεγάλης τραχύτητας. Αποδεικνύεται ότι η νέα οριακή συνθήκη δίνει τα ίδια ή καλύτερα αποτελέσματα σε σχέση με την συνήθως χρησιμοποιούμενη κυκλική οριακή συνθήκη, χωρίς να έχει τα μειονεκτήματά της. Στην ίδια αεροσήραγγα έγιναν εκτενείς μετρήσεις υψηλής ποιότητας, ειδικές για πιστοποίηση κωδικών LES, στην ημι-ιδεατή πόλη «Michel-Stadt». Η μοντελοποίηση της πόλης αυτής δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα όσον αφορά τη σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα και δείχνει ότι η μεθοδολογία LES έχει τη δυνατότητα να προβλέψει μη-γκαουσιανές κατανομές ταχυτήτων. Επίσης βοηθάει στην διερεύνηση ασταθών ροϊκών φαινομένων σε περίπλοκες γεωμετρίες και αναδεικνύει νέους τρόπους σύγκρισης μετρήσεων και LES. Με παρακολούθηση της εξέλιξης των στιγμιαίων διανυσμάτων ταχύτητας από τ' αποτελέσματα της μοντελοποίησης LES, διαπιστώνονται φαινόμενα όπως ριπές, ασταθείς στρόβιλοι και σημεία διττής συμπεριφοράς. Επίσης με μελέτη των στιγμιαίων ισοεπιφανειών διακυμάνσεων ταχυτήτων και στροβιλότητας και της εξέλιξής τους γίνονται σαφείς πολλές τυρβώδεις δομές. Η επικρατούσα συνεκτική δομή στο ύψος των κτιρίων είναι οι πεταλοειδείς στρόβιλοι και τα φύλλα στροβιλότητας. Συνηθέστερος μηχανισμός δημιουργίας πεταλοειδών στροβίλων φαίνεται να είναι το τρύπημα των φύλλων στροβιλότητας από περιοχές στιγμιαία χαμηλών ταχυτήτων της ροής, που δημιουργεί δύο αντιπεριστρεφόμενους στροβίλους, οι οποίοι ανυψώνονται και ενώνονται σχηματίζοντας τους πεταλοειδείς στροβίλους. Είναι δυνατό ένας πεταλοειδής στρόβιλος να προκύψει και από κάποιον άλλο. Επίσης φαίνεται η συσχέτιση που υπάρχει συχνά μεταξύ των περιοχών υψηλής ορμής με τα φύλλα στροβιλότητας, και με την εξωτερική περιοχή πεταλοειδών στροβίλων.

Συμπερασματικά, η μεθοδολογία LES που αναπτύχθηκε στην παρούσα διατριβή με υποπλεγματοκό μοντέλο Smagorinsky και δυνατότητα χρήσης οριακής συνθήκης εισόδου τύπου Langvin, αποδεικνύεται αξιόπιστη και κατάλληλη για χρήση σε προβλήματα τυρβώδους ροής και διασποράς ρύπου στο αστικό περιβάλλον. Χωρίς να παραβλέπουμε τη χρησιμότητα της μεθοδολογίας RANS, η LES αναδεικνύεται ως ένα ισχυρότατο εργαλείο με το οποίο μπορούν να γίνουν μελέτες ανώτερου επιπέδου, καθώς υπολογίζει το χρονικά μεταβαλλόμενο πεδίο ροής. Έτσι, όπως φαίνεται με συγκεκριμένα παραδείγματα στις διάφορες εφαρμογές, μπορούμε να μελετήσουμε σε βάθος τη χρονική εξέλιξη των φαινομένων, να καθορίσουμε μέγιστα και ελάχιστα μεταβλητών, να προσδιορίσουμε ακόμη και μη-γκαουσιανές κατανομές ταχυτήτων, να υπολογίσουμε διάφορες στατιστικές ποσότητες και συσχετίσεις και να απεικονίσουμε συνεκτικές δομές, που αποτελούν παράγοντα-κλειδί για την βαθύτερη κατανόηση των σύνθετων ροϊκών πεδίων. Με την μεθοδολογία LES ανοίγονται νέοι ορίζοντες στη μελέτη της τυρβώδους ροής και της διασποράς ρύπων στο αστικό περιβάλλον.

Turbulent flow and pollutant dispersion in the urban environment

ABSTRACT

Millions of people die each year due to the air pollution. A sole air pollution incident can cause thousands of deaths (for example at London, 1952), while the accidental dispersion of harmful substances even more (for example at Bhopal of India, 1984).

The interest is focused on the cities, which already gather more than half of the world's population. The study of the mechanisms of pollutant dispersion is fundamental in order to improve the living conditions of the city residents and achieve a sustainable development in urban areas.

The dispersion of pollutants mainly depends on the turbulent flow, which is described by the mathematically unresolved Navier-Stokes equations. Thus it is necessary to use numerical techniques for solving the problem, like the Computational Fluid Dynamics (CFD). In the urban environment, mainly the CFD methodologies RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) and LES (Large Eddy Simulation) are used. In RANS all variables are time-averaged, while the LES resolves the instantaneous values, partly providing the unsteady turbulent flow structures.

In this thesis a Large Eddy Simulation (LES) methodology is developed, which is suitable for wind flow and pollutant dispersion modelling in the urban environment. The methodology is incorporated into an existing CFD code and the new LES code is tested and validated. The LES is then used in various applications of practical interest and useful conclusions are drawn.

Two levels of geometry are considered. The first is the local level, especially the street canyon. The second level is the city or, more generally, sets of buildings. Also examined is the dispersion of hydrogen, as its potential use in cities requires extensive risk assessment studies.

The broad literature review concerns the use of CFD in problems that have to do with flow and pollutant dispersion in urban structures and has multiple purposes: a) To investigate the physical phenomena taking place and find gaps of knowledge that could be covered from the thesis, b) To study the application fields of RANS and LES, which reinforces the decision to develop LES, c) To examine the models used in LES, in order to develop the methodology of this thesis.

Following the most widely used methods of the literature, an LES methodology is developed, trying to keep the models as simple as possible. Smagorinsky is chosen as a subgrid model, with near-wall correction for the length scale. Moreover, an original methodology for creating artificial turbulence for use in boundary conditions is used, as it was found from the literature review that this is a topic still under research. By this relatively simple method (which is based on a Langevin-type equation), the creation of time-varying velocity fluctuations having some desirable turbulent characteristics, is achieved. The artificial turbulence created with this method can be used as an inlet or top boundary condition of the computational domain. The LES methodology developed was incorporated into the pre-existing CFD code ADREA-HF, which is mainly used for studies of atmospheric dispersion.

The new LES code is validated against various tests. Thus, the fully developed flow in a channel of parallel plates is examined, as this is a classic test for LES codes. Then the flow in a street canyon is studied, as it is of direct interest for the purposes of this thesis. The dispersion of pollutant in a street canyon is also examined, in order to confirm the proper calculation of pollutant concentration. Finally hydrogen dispersion is considered, in order to ensure the correct behaviour of the code even in case of non-passive gases. All modelling results are successfully compared with experimental data, but also with results from other LES codes. These studies help in understanding the turbulent phenomena and give valuable conclusions about the mechanisms of pollutant dispersion. It is shown through concrete examples that the LES methodology can contribute to the study of turbulence itself.

In the modelling cases that were performed in order to study the flow and pollutant dispersion phenomena in practical applications, both RANS and the developed LES were used. Cases that are appropriate for the use of either RANS or LES are examined, but also the possibility of cooperation between the two methodologies to the same problem is highlighted.

The most extensive application of RANS concerns the street canyons. Various aspect ratios are considered, and relevant phenomena of flow and pollutant dispersion are examined. A comparison

of selected turbulence models with seven experiments is performed. The RNG $k-\varepsilon$ model appears to have the better overall performance, while the Reynolds-stress model has convergence problems and provides in general inferior results in this type of flow.

One of the most interesting studies of the thesis is the examination of the asymmetric street canyons, where the cooperation between RANS and LES is shown in practice. The advantages of LES are highlighted: The LES can help in studying the unstable flow characteristics and achieve a deeper understanding of the physical phenomena that take place. Benefit from using RANS is the possibility to consider several cases in a very short amount of time. In this study, turbulent structures and mechanisms of pollutant extraction from the asymmetric canyons are also investigated. Finally a critical ratio of heights (height of the upwind building to the height of the downwind building) A , about 1.5, is identified, which determines the transition from one-vortex regime to two-vortex regime in step-down canyons.

The methodology of artificial turbulence developed in the thesis is tested against a well-documented wind tunnel experiment, simulating an atmospheric boundary layer over a very rough surface. It is shown that the new boundary condition gives the same or better results compared to the commonly used cyclic boundary condition, without having its disadvantages. In the same wind tunnel, extensive high quality measurements, designed specifically for the validation of LES codes, were performed in the semi-idealized city “Michel-Stadt”. The modelling of this city gives satisfactory results and shows that the LES can provide non-Gaussian velocity profiles. The LES also helps to investigate unstable flow phenomena in complex geometries. New ways of comparison between measurements and LES emerge. By tracking the evolution of instantaneous velocity vectors of the LES results, phenomena such as bursts, unsteady vortices and bimodal behaviour can be revealed. Also the study of instantaneous vorticity and velocity isosurfaces and of their evolution, brings out many turbulent structures. The dominant coherent structures at the buildings’ height are the horseshoe vortices and the vorticity sheets. The most common flow mechanism that generates horseshoe vortices appears to be the piercing of the vorticity sheets from low-momentum fluid. A creation of a hairpin vortex from another one is also possible. Finally, high-momentum fluid areas often seem to correlate with vorticity sheets and also with hairpin vortices.

In conclusion, the LES methodology developed in this thesis with Smagorinsky subgrid model and Langevin-type inlet boundary condition, is proven to be reliable. It is appropriate for use in problems of turbulent flow and pollutant dispersion in urban environments. Without overlooking the usefulness of the very fast RANS, the LES is emerging as a powerful tool with which a higher level of studies can be accomplished, since it calculates the time-varying flow field. Thus, as demonstrated with concrete examples in various applications, we can study in depth the time evolution of the physical events, determine the maximum and minimum values of the variables, calculate non-Gaussian velocity profiles, compute various statistical quantities and correlations and visualize coherent structures, which are a key factor to a deeper understanding of complex flow fields. The LES opens new horizons in the study of turbulent flow and pollutant dispersion in the urban environment.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Πρόλογος	1
<i>ΒΑΣΙΚΟ ΚΙΝΗΤΡΟ</i>	1
<i>ΚΥΡΙΟΣ ΣΚΟΠΟΣ</i>	1
<i>ΔΟΜΗ ΚΕΦΑΛΑΙΩΝ</i>	1
1. Εισαγωγή	5
1.1. <i>ΙΣΤΟΡΙΚΕΣ ΣΗΜΕΙΩΣΕΙΣ</i>	5
1.1.1. Σύντομη ιστορική ανασκόπηση για την ατμοσφαιρική ρύπανση	5
1.1.2. Σύντομη ιστορική ανασκόπηση για την μελέτη της (τυρβώδους) ροής.....	6
1.2. <i>ΑΣΤΙΚΟΠΟΙΗΣΗ</i>	7
1.3. <i>ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΓΙΑ ΚΑΠΟΙΟΥΣ ΑΠΟ ΤΟΥΣ ΚΥΡΙΩΤΕΡΟΥΣ ΑΣΤΙΚΟΥΣ ΡΥΠΟΥΣ</i>	7
1.4. <i>ΧΡΗΣΙΜΟΤΗΤΑ ΤΗΣ ΜΕΛΕΤΗΣ ΤΗΣ ΤΥΡΒΩΔΟΥΣ ΡΟΗΣ ΚΑΙ ΤΗΣ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ ΡΥΠΩΝ</i>	10
1.5. <i>ΟΙ ΚΑΙΜΑΚΕΣ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ</i>	12
1.6. <i>ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΕΣ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗΣ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ</i>	14
1.6.1. Απλές μεθοδολογίες υπολογισμού της αέριας ρύπανσης	14
1.6.2. Υπολογιστική ρευστομηχανική	15
2. Μεθοδολογίες υπολογιστικής ρευστομηχανικής	17
2.1. <i>ΙΣΤΟΡΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΓΙΑ ΤΗΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ</i>	17
2.2. <i>ΓΕΝΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑΣ ΤΗΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ</i>	22
2.3. <i>ΚΑΤΑΤΑΞΗ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΩΝ ΩΣ ΠΡΟΣ ΤΟΝ ΒΑΘΜΟ ΕΠΙΛΥΣΗΣ ΤΗΣ ΤΥΡΒΗΣ</i>	24
2.4. <i>ΣΥΝΟΠΤΙΚΗ ΑΝΑΦΟΡΑ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑΣ DNS</i>	24
2.5. <i>ΣΥΝΟΠΤΙΚΗ ΑΝΑΦΟΡΑ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑΣ RANS</i>	25
2.5.1. Γενικά στοιχεία για τη μεθοδολογία RANS	25
2.5.2. Σύντομη αναφορά στα μοντέλα τύρβης.....	25
2.5.2.1. Αναφορά κυριότερων μοντέλων τύρβης 0 εξισώσεων.....	25
2.5.2.2. Αναφορά στα μοντέλα τύρβης 1 εξίσωσης	26
2.5.2.3. Αναφορά στα μοντέλα τύρβης 2 εξισώσεων	26
2.5.2.4. Αναφορά στα μοντέλα τύρβης πλέον των 2 εξισώσεων και στα μη γραμμικά μον.	27
2.5.2.5. Αναφορά στα μοντέλα τάσεων Reynolds.....	28
2.6. <i>ΣΥΝΟΠΤΙΚΗ ΑΝΑΦΟΡΑ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑΣ LES</i>	29
2.6.1. Γενικά στοιχεία.....	29
2.6.2. Στοιχεία κυριότερων υποπλεγματικών μοντέλων	30
2.6.2.1. Το μοντέλο Smagorinsky	31
2.6.2.2. Το δυναμικό μοντέλο	32
2.6.2.3. Το μοντέλο ομοιότητας κλιμάκων (scale similarity).....	33
2.6.2.4. Το μοντέλο δομικής συνάρτησης (structure function)	34
2.6.2.5. Το μοντέλο μιας εξίσωσης	35
2.6.2.6. Μοντέλα απο-φιλτραρίσματος και λοιπά μοντέλα.....	35
2.6.3. Αναφορά στις οριακές συνθήκες	36
2.6.3.1. Γενικά περί αρχικών και οριακών συνθηκών στην LES	36
2.6.3.2. Κυκλικές οριακές συνθήκες.....	37
2.6.3.3. Οριακές συνθήκες στο στερεό όριο	38
2.6.3.4. Οριακές συνθήκες εισόδου.....	40
2.6.4. Ενδεικτικά στοιχεία για τις αριθμητικές μεθόδους.....	52
2.6.4.1. Γενικά.....	52
2.6.4.2. Χωρική διακριτοποίηση	53
2.6.4.3. Χρονική διακριτοποίηση.....	53
2.6.5. Εναλλακτικές μεθοδολογίες LES	54
2.6.5.1. ILES	54
2.6.5.2. Υβριδική RANS-LES.....	56
2.7. <i>RANS, LES, DNS ΚΑΙ ΕΝΔΙΑΜΕΣΕΣ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΕΣ</i>	59
2.7.1. URANS.....	60
2.7.2. VLES	61
2.8. <i>ΠΕΡΑ ΑΠΟ ΤΗΝ ΚΛΑΣΣΙΚΗ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ</i>	61

3. Ανασκόπηση προγενέστερων μελετών ροής και διασποράς ρύπων σε αστικές δομές.....	63
3.1. <i>ΕΙΣΑΓΩΓΙΚΑ</i>	63
3.1.1. Αστικές δομές και σκοπός της ανασκόπησης.....	63
3.1.2. Ιστορικά στοιχεία για τις πρώτες, κυρίως πειραματικές, μελέτες αστικής ροής.....	64
3.2. <i>ΕΝΔΕΙΚΤΙΚΕΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΕΣ ΜΕΛΕΤΕΣ</i>	65
3.2.1. Μελέτες γύρω από μεμονωμένα κτίρια.....	65
3.2.2. Μελέτες σε οδικές χαράδρες.....	71
3.2.2.1. Μελέτες RANS σε οδικές χαράδρες.....	73
3.2.2.2. Μελέτες LES σε οδικές χαράδρες.....	79
3.2.3. Μελέτες σε ομοειδή παρατεταγμένα κτίρια.....	83
3.2.3.1. Μελέτες σε διασταυρώσεις δρόμων.....	86
3.2.4. Μελέτες σε γεωμετρίες πραγματικής πόλης με πολλά κτίρια.....	87
3.2.5. Κατευθυντήριες γραμμές για χρήση της υπολογιστικής ρευστομηχανικής.....	94
3.2.5.1. Αξιολόγηση και πιστοποίηση των αποτελεσμάτων της υπολογιστικής ρευστομ.....	86
3.3. <i>ΚΥΡΙΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΡΟΗΣ ΚΑΙ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ ΣΕ ΟΔΙΚΕΣ ΧΑΡΑΔΡΕΣ</i>	97
3.3.1. Βασικά χαρακτηριστικά της ροής για κανονική οδική χαράδρα.....	97
3.3.2. Κατάταξη των ροών με βάση το λόγο H/W.....	98
3.3.3. Η ροή σε ασύμμετρες χαράδρες.....	100
3.3.4. Τρισδιάστατα φαινόμενα της ροής.....	101
3.3.5. Επίδραση της κυκλοφορίας των αυτοκινήτων.....	102
3.3.6. Θερμικά φαινόμενα.....	103
3.3.7. Η ροή για κτίρια με κεκλιμένες στέγες.....	103
3.3.8. Αναφορά κάποιων επιπλέον παραγόντων που επιδρούν στη ροή.....	104
3.3.9. Η διασπορά ρύπων στην οδική χαράδρα.....	105
3.4. <i>ΣΧΟΛΙΑ, ΣΥΝΤΟΜΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΕΠΕΚΤΑΣΕΙΣ</i>	108
3.4.1. Γενικά στοιχεία.....	108
3.4.2. RANS ή LES.....	109
3.4.2.1. Πλεονεκτήματα της RANS, αλλά και περιπτώσεις που αποτυγχάνει.....	110
3.4.2.2. LES και ασταθή χαρακτηριστικά της ροής.....	111
3.4.2.3. Γιατί επιλέχθηκε να γίνει ανάπτυξη κώδικα LES στο διδακτορικό.....	112
3.4.3. Μοντέλα τύρβης (RANS).....	114
3.4.4. Είδος μεθοδολογίας LES.....	115
3.4.5. Υποπλεγματικά μοντέλα LES.....	115
3.4.6. Οριακή συνθήκη εισόδου LES.....	116
3.4.7. Λοιπές παράμετροι (κυρίως για LES).....	117
3.4.7.1. Αριθμός κελιών και κλίμακα μοντελοποίησης.....	117
3.4.7.2. Οριακές συνθήκες στο στερεό όριο (LES).....	117
3.4.7.3. Λοιπές οριακές συνθήκες (LES).....	118
3.4.7.4. Τυρβώδης αριθμός Schmidt.....	118
3.4.7.5. Αριθμητικά σχήματα και χρονικό βήμα.....	119
3.4.8. Σχόλια για τους εμπορικούς κώδικες.....	120
3.4.9. Κάποια κενά γνώσης που φάνηκαν από την ανασκόπηση.....	121
4. Ανάπτυξη της παρούσας μεθοδολογίας και κώδικα μοντελοποίησης μεγάλων δινών.....	123
4.1. <i>ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ LES</i>	123
4.1.1. Η διαδικασία φιλτραρίσματος κατά Favre.....	123
4.1.2. Οι φιλτραρισμένες εξισώσεις συνέχειας και ορμής.....	124
4.1.3. Η εξίσωση μεταφοράς βαθμωτού μεγέθους.....	125
4.2. <i>ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΥΠΟΠΛΕΓΜΑΤΙΚΗΣ ΤΥΡΒΗΣ</i>	125
4.3. <i>ΟΡΙΑΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ</i>	126
4.3.1. Περιοχή κοντά σε στερεά όρια.....	127
4.3.2. Οριακές συνθήκες γενικής χρήσης.....	127
4.3.3. Κυκλικές οριακές συνθήκες.....	129
4.3.4. Οριακή συνθήκη (εισόδου) τύπου Langevin.....	131
4.3.4.1. Εισαγωγή.....	131
4.3.4.2. Μέθοδος τύπου Langevin για παραγωγή μονοδιάστατων διακυμάνσεων.....	132
4.3.4.3. Γενικευμένη μέθοδος τύπου Langevin - Εμπειρικός ψευδοτριδιάστατη τύρβη.....	133
4.4. <i>ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΑ ΕΡΓΑΛΕΙΑ</i>	136
4.4.1. Αριθμητικά σχήματα διακριτοποίησης όρων μεταφοράς.....	136

4.4.2.	Χρονική διακριτοποίηση	140
4.4.2.1.	Πλήρως πεπλεγμένο σχήμα πρώτης τάξεως.....	140
4.4.2.2.	Πλήρως πεπλεγμένο σχήμα δεύτερης τάξεως.....	141
4.4.2.3.	Πεπλεγμένο σχήμα Crank-Nicolson δεύτερης τάξεως.....	141
4.4.3.	Λήψη στατιστικών μέσων όρων	142
4.4.4.	Παραλληλοποίηση του κώδικα.....	143
4.4.4.1.	Μεθοδολογία της παραλληλοποίησης για συστήματα κοινής μνήμης.....	144
4.4.4.2.	Μεθοδολογία της παραλληλοποίησης για συστήματα καταναμημένης μνήμης	145
4.4.4.3.	Η/Υ που χρησιμοποιήθηκαν και αποτελέσματα της παραλληλοποίησης	146
4.5.	<i>ΣΥΝΟΠΤΙΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΚΩΔΙΚΑ ADREA-HF</i>	148
4.5.1.	Σύντομα ιστορικά στοιχεία	149
4.5.2.	Γενικά περιγραφικά στοιχεία	151
4.5.3.	Γεωμετρική προεπεξεργασία – Γραφικό περιβάλλον EDes.....	153
4.5.4.	Επίλυση – Δομή του κύριου κώδικα.....	155
4.5.5.	Μετα-επεξεργασία	157
5.	Αξιολόγηση της παρούσας μεθοδολογίας LES σε κανάλι ροής.....	159
5.1.	<i>ΕΙΣΑΓΩΓΗ</i>	159
5.2.	<i>ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΟΥ ΚΑΝΑΛΙΟΥ</i>	160
5.2.1.	Επιλογή και περιγραφή του πειράματος DNS	160
5.2.2.	Δεδομένα της παρούσας μοντελοποίησης	160
5.2.3.	Αποτελέσματα της μοντελοποίησης LES και σχόλια	163
5.2.4.	Επιπλέον περιπτώσεις που εξετάστηκαν.....	168
5.2.4.1.	Επιπλέον δοκιμές με το STAR-CD	168
5.2.4.2.	Επιπλέον δοκιμές με το ADREA-HF	169
5.3.	<i>ΒΑΣΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΑΠΟ ΤΟ ΚΕΦΑΛΑΙΟ</i>	173
6.	Αξιολόγηση της παρούσας μεθοδολογίας LES σε κανονικές οδικές χαράδρες..	175
6.1.	<i>ΕΙΣΑΓΩΓΗ</i>	175
6.2.	<i>ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΡΟΗΣ ΣΕ ΟΔΙΚΗ ΧΑΡΑΔΡΑ</i>	176
6.2.1.	Περιγραφή του πειράματος με το οποίο έγινε σύγκριση	176
6.2.2.	Δεδομένα της παρούσας μοντελοποίησης	176
6.2.3.	Αποτελέσματα της μοντελοποίησης LES και σχόλια	177
6.2.4.	Επιπλέον περιπτώσεις που εξετάστηκαν.....	181
6.3.	<i>ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ ΣΕ ΟΔΙΚΗ ΧΑΡΑΔΡΑ</i>	182
6.3.1.	Περιγραφή του πειράματος με το οποίο έγινε σύγκριση	182
6.3.2.	Δεδομένα της παρούσας μοντελοποίησης	183
6.3.3.	Αποτελέσματα της μοντελοποίησης LES και σχόλια	185
6.3.4.	Επιπλέον περιπτώσεις που εξετάστηκαν.....	190
6.4.	<i>ΒΑΣΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΑΠΟ ΤΟ ΚΕΦΑΛΑΙΟ</i>	191
7.	Μελέτη με RANS σε διάφορες οδικές χαράδρες.....	193
7.1.	<i>ΕΙΣΑΓΩΓΗ</i>	193
7.2.	<i>ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΤΩΝ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΕΩΝ</i>	194
7.3.	<i>ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΧΟΛΙΑ</i>	196
7.3.1.	Πείραμα 1	196
7.3.2.	Πείραμα 2	198
7.3.3.	Πείραμα 3	200
7.3.4.	Πείραμα 4	201
7.3.5.	Πείραμα 5	204
7.3.6.	Πείραμα 6	205
7.3.7.	Πείραμα 7	207
7.3.8.	Περίληψη των έξι κύριων περιπτώσεων.....	208
7.4.	<i>ΒΑΣΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΑΠΟ ΤΟ ΚΕΦΑΛΑΙΟ</i>	208
8.	Μελέτη με LES σε ασύμμετρες οδικές χαράδρες	211
8.1.	<i>ΕΙΣΑΓΩΓΗ</i>	211
8.2.	<i>ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΒΑΣΙΚΗΣ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗΣ</i>	212
8.2.1.	Δεδομένα της μοντελοποίησης	212
8.2.2.	Κύρια αποτελέσματα της μοντελοποίησης LES και σχόλια.....	213
8.2.3.	Επιπλέον αποτελέσματα της μοντελοποίησης LES και σχόλια.....	216
8.3.	<i>ΠΕΡΑΙΤΕΡΩ ΕΞΕΤΑΣΗ ΧΑΡΑΔΡΩΝ ΜΕΙΩΣΗΣ ΑΝΑΒΑΘΜΟΥ</i>	222
8.3.1.	Επιπλέον περιπτώσεις που εξετάστηκαν.....	228
8.4.	<i>ΒΑΣΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΑΠΟ ΤΟ ΚΕΦΑΛΑΙΟ</i>	229

9.	Μελέτη με LES διασποράς υδρογόνου σε εσωτερικούς χώρους.....	231
9.1.	ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	231
9.2.	ΔΙΑΣΠΟΡΑ ΥΔΡΟΓΟΝΟΥ ΣΕ ΚΛΕΙΣΤΟ ΧΩΡΟ	232
9.2.1.	Σύντομη περιγραφή του πειράματος.....	232
9.2.2.	Δεδομένα της παρούσας μοντελοποίησης.....	234
9.2.3.	Αποτελέσματα της μοντελοποίησης LES και σχόλια	234
9.2.3.1.	Εξάπλωση του υδρογόνου.....	234
9.2.3.2.	Σύγκριση των αποτελεσμάτων με τα πειραματικά δεδομένα.....	236
9.2.3.3.	Επίδραση της σταθεράς Smagorinsky κατά τη διάρκεια της φάσης έκλυσης.....	238
9.2.3.4.	Αξιολόγηση του μοντέλου RNG-LES κατά τη φάση της έκλυσης.....	240
9.3.	ΔΙΑΣΠΟΡΑ ΥΔΡΟΓΟΝΟΥ ΣΕ ΗΜΙ-ΚΛΕΙΣΤΟ ΧΩΡΟ	241
9.3.1.	Σύντομη περιγραφή του πειράματος και σχετικές προηγούμενες μελέτες.....	241
9.3.2.	Δεδομένα της παρούσας μοντελοποίησης.....	243
9.3.3.	Αποτελέσματα των μοντελοποιήσεων και σχόλια	244
9.3.3.1.	Γενική παρουσίαση των αποτελεσμάτων	244
9.3.3.2.	Αξιολόγηση των αποτελεσμάτων της ΥΡ με τις πειραματικές μετρήσεις.....	245
9.3.3.3.	Εναισθησία στο πλέγμα και περαιτέρω σχόλια.....	248
9.4.	ΒΑΣΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΑΠΟ ΤΟ ΚΕΦΑΛΑΙΟ	249
10.	Μελέτη με LES στην πόλη Michel-Stadt	251
10.1.	ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	251
10.1.1.	Επιλογή του Michel-Stadt.....	251
10.1.2.	Γενική περιγραφή των πειραμάτων της βάσης δεδομένων CEDVAL-LES.....	252
10.2.	ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΟΥ ΤΡΑΧΕΩΣ ΟΡΙΑΚΟΥ ΣΤΡΩΜΑΤΟΣ BL3	255
10.2.1.	Εξέταση των πειραματικών μετρήσεων BL3.....	255
10.2.2.	Δεδομένα μοντελοποίησης των κύριων περιπτώσεων που εξετάστηκαν.....	259
10.2.3.	Αποτελέσματα και σχόλια.....	261
10.2.4.	Επιπλέον περιπτώσεις που εξετάστηκαν.....	262
10.3.	ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΠΟΛΗΣ MICHEL-STADT.....	267
10.3.1.	Πειραματικά δεδομένα.....	267
10.3.2.	Υπάρχουσες μοντελοποιήσεις του Michel-Stadt με ΥΡ.....	272
10.3.3.	Δεδομένα παρούσας μοντελοποίησης.....	274
10.3.4.	Αποτελέσματα και σχόλια.....	277
10.3.4.1.	Σύγκριση με τις πειραματικές μετρήσεις.....	277
10.3.4.2.	Περαιτέρω αποτελέσματα	288
10.3.5.	Επιπλέον περιπτώσεις που εξετάστηκαν.....	304
10.3.5.1.	Δοκμές που αφορούν επιλογές της μοντελοποίησης.....	304
10.3.5.2.	Δοκμές που σχετίζονται με την οριακή συνθήκη τύπου Langevin.....	305
10.4.	ΒΑΣΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΑΠΟ ΤΟ ΚΕΦΑΛΑΙΟ	307
11.	Επίλογος.....	309
11.1.	ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	309
11.1.1.	Γενικά συμπεράσματα.....	309
11.1.2.	Ειδικά συμπεράσματα.....	310
11.2.	ΣΥΜΒΟΛΗ ΤΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ ΣΤΗΝ ΕΠΙΣΤΗΜΗ	311
11.3.	ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ	314
11.4.	ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ.....	317
	Παραρτήματα	319
	ΕΙΣΑΓΩΓΗ	319
A.1.	ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΓΙΑ ΤΙΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ NAVIER-STOKES.....	321
A.1.1.	Κάποια χαρακτηριστικά των Navier-Stokes	322
A.1.1.1.	Μη γραμμικότητα.....	322
A.1.1.2.	Τύρβη.....	322
A.1.1.3.	Ακρίβεια και πεδίο εφαρμογής.....	322
A.1.1.4.	Ακριβείς λύσεις	322
A.1.2.	Ύπαρξη και μοναδικότητα λύσης των Navier-Stokes.....	322
A.2.	ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΓΙΑ ΤΗΝ ΔΥΣΚΟΛΙΑ ΚΑΤΑΝΟΗΣΗΣ ΤΗΣ ΤΥΡΒΗΣ.....	325
A.2.1.	Τι είναι η τύρβη.....	325
A.2.2.	Χαρακτηριστικά της τύρβης και προσπάθειες επίλυσής της.....	327
A.2.3.	Δυσκολίες κατανόησης της τύρβης και προσπάθειες επίλυσής της.....	327
A.2.4.	Φιλοσοφικές προεκτάσεις.....	328
A.2.5.	Ρητά για την τύρβη.....	329

A.3.	<i>ΤΥΡΒΗ: ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΚΑΙ ΣΥΝΕΚΤΙΚΕΣ ΔΟΜΕΣ</i>	333
A.3.1.	Ιστορικές σημειώσεις.....	333
A.3.2.	Μετασχηματισμοί Fourier	342
A.3.2.1.	Οι σειρές Fourier	343
A.3.2.2.	Τα ολοκληρώματα Fourier	343
A.3.2.3.	Οι μετασχηματισμοί Fourier	344
A.3.2.4.	Οι μετασχηματισμοί Fourier σε διανυσματική μορφή, σε τρεις διαστάσεις	344
A.3.3.	Εισαγωγή στη στατιστική περιγραφή της τύρβης.....	345
A.3.3.1.	Εισαγωγή.....	345
A.3.3.2.	Η συνάρτηση πυκνότητας-πιθανότητας	345
A.3.3.3.	Μέσες τιμές και ροπές.....	345
A.3.3.4.	Συναρτήσεις συσχέτισης και ενεργειακό φάσμα.....	346
A.3.4.	Εισαγωγή στη βασική θεωρία της τύρβης	348
A.3.4.1.	Οι δίνες και η κλιμακωτή μεταφορά ενέργειας (energy cascade)	348
A.3.4.1.1.	Απλοποιημένα τυρβώδη πεδία – ομογενής και ισοτροπική τύρβη.....	349
A.3.4.2.	Η θεωρία του Kolmogorov και το ενεργειακό φάσμα	349
A.3.4.2.1.	Οι υποθέσεις του Kolmogorov για ισότροπη τύρβη – κλίμακες Kolmogorov.....	349
A.3.4.2.2.	Κλίμακες Taylor	350
A.3.4.2.3.	Το φάσμα της τυρβώδους κινητικής ενέργειας.....	351
A.3.5.	Στοιχεία για τις συνεκτικές δομές	353
A.3.5.1.	Γενικά στοιχεία	353
A.3.5.2.	Συνεκτικές δομές σε οριακά στρώματα	353
A.3.5.2.1.	Λωρίδες χαμηλής ταχύτητας (low speed streaks).....	353
A.3.5.2.2.	Πεταλοειδείς στρόβιλοι (hairpin vortices).....	354
A.3.5.2.3.	Συνεκτικό υπερστρώμα (viscous superlayer)	356
A.4.	<i>ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑΣ RANS</i>	357
A.4.1.	Οι εξισώσεις RANS	357
A.4.2.	Το μοντέλο τύρβης $k-\epsilon$	357
A.4.3.	Το μοντέλο τύρβης RNG $k-\epsilon$	358
A.4.4.	Το μοντέλο τύρβης RSM	359
A.4.5.	Οι συναρτήσεις τοίχου.....	360
A.5.	<i>ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ LES</i>	363
A.5.1.	Φιλτράρισμα	363
A.5.1.1.	Μη-ρητό φιλτράρισμα.....	367
A.5.1.2.	Ύπαρξη εναλλακτικών διαδικασιών της διαδικασίας φιλτραρίσματος.....	368
A.5.2.	Φιλτραρισμένες Navier-Stokes	368
A.5.2.1.	Εξίσωση τυρβώδους κινητικής ενέργειας του επιλυόμενου πεδίου ταχυτήτων	371
A.5.2.2.	Η ταυτότητα του Germano	371
A.5.2.3.	Αριθμητικά σφάλματα	372
A.5.3.	Υποπλεγματική μοντελοποίηση - μοντέλο Smagorinsky	373
B.1.	<i>ΕΜΠΕΙΡΙΕΣ ΧΡΗΣΤΗ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ</i>	377
B.1.1.	Εισαγωγή	377
B.1.2.	Ανάπτυξη κώδικα LES	377
B.1.3.	Εφαρμογές	378
B.1.3.1.	Γενικές παρατηρήσεις	378
B.1.3.2.	Χρήση των υπολογιστών.....	386
	Βιβλιογραφία.....	389

Πρόλογος

ΒΑΣΙΚΟ ΚΙΝΗΤΡΟ

Η μελέτη της αστικής διασποράς ρύπων παρουσιάζει εξαιρετικό ενδιαφέρον, καθώς η συνεχώς αυξανόμενη συγκέντρωση ανθρώπων στις πόλεις και η επέκταση των δραστηριοτήτων τους προκαλεί έκλυση πλήθους ρυπαντών σε περιορισμένο χώρο. Οι εκπομπές μπορεί να είναι είτε τακτικές, που οφείλονται στην καθημερινή ζωή, είτε έκτακτες, όπως για παράδειγμα σε περίπτωση ατυχήματος. Το πρόβλημα γίνεται πιο σοβαρό λόγω του ότι η αυξημένη ρύπανση παρουσιάζεται σε πυκνοκατοικημένες περιοχές και άρα επηρεάζει πολλούς ανθρώπους.

Προϋπόθεση όμως για την κατανόηση των φαινομένων διασποράς ρύπων αποτελεί η μελέτη των τυρβωδών ροών, που απαντώνται κατά κανόνα στην ατμόσφαιρα. Τα περισσότερα μοντέλα που υπολογίζουν την ατμοσφαιρική ροή και διασπορά ρύπων, εξετάζουν την τύρβη ημι-εμπειρικά, λαμβάνοντας υπόψη μόνο την προσεγγιστική επίδρασή της στη μέση ροή. Για μεγαλύτερη εμβάθυνση στο πρόβλημα όμως είναι απαραίτητη η κατά το δυνατόν επίλυση της τύρβης. Κάτι τέτοιο επιτυγχάνεται εν μέρει με τη μεθοδολογία της μοντελοποίησης μεγάλων δινών. Στα πλαίσια της παρούσας διατριβής αναπτύχθηκε μια τέτοια μεθοδολογία και εφαρμόστηκε τόσο σε περιπτώσεις αναφοράς όσο και σε περιπτώσεις γενικότερου ενδιαφέροντος για παρουσίαση και μελέτη φαινομένων τυρβώδους ροής και διασποράς στο αστικό περιβάλλον.

ΚΥΡΙΟΣ ΣΚΟΠΟΣ

Ο κύριος σκοπός της διατριβής είναι η ανάπτυξη αξιόπιστης μεθοδολογίας μοντελοποίησης μεγάλων δινών (Large Eddy Simulation – LES) κατάλληλης για επίλυση προβλημάτων ατμοσφαιρικής ροής και διασποράς ρύπων σε εφαρμογές που αφορούν κυρίως το αστικό περιβάλλον, η ενσωμάτωση της μεθοδολογίας σε υπάρχοντα κώδικα, η δοκιμή και πιστοποίηση του κώδικα, η χρήση του σε διάφορες περιπτώσεις πρακτικού ενδιαφέροντος και η συναγωγή χρήσιμων συμπερασμάτων για την τυρβώδη ροή και τη διασπορά ρύπων από αυτές τις εφαρμογές. Παράλληλα να προσδιοριστεί ο σχετικός ρόλος των μεθοδολογιών RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) και LES όσον αφορά τα προβλήματα ατμοσφαιρικής διασποράς και να αναδειχθούν οι δυνατότητες συνεργασίας τους.

ΔΟΜΗ ΚΕΦΑΛΑΙΩΝ

Η διατριβή αποτελείται από έντεκα κεφάλαια:

Στο 1^ο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα κίνητρα ενασχόλησης με το θέμα, οι χωρικές κλίμακες του προβλήματος και οι τρόποι υπολογιστικής μοντελοποίησής του.

Στο 2^ο κεφάλαιο περιγράφονται οι μεθοδολογίες και η ιστορία της υπολογιστικής ρευστομηχανικής. Γίνεται συνοπτική αναφορά στη μεθοδολογία RANS και πιο αναλυτική στην LES, με έμφαση σε κάποια θέματα που ενδιαφέρουν ιδιαίτερα, όπως οι οριακές συνθήκες στην είσοδο του πεδίου ροής.

Στο 3^ο κεφάλαιο γίνεται εκτενής βιβλιογραφική ανασκόπηση προγενέστερων μελετών ροής και διασποράς ρύπων γύρω από κτίρια, σε οδικές χαράδρες, σε ομάδες ομοειδών κτιρίων και σε πόλεις.

Στο 4^ο κεφάλαιο παρουσιάζεται η ανάπτυξη της παρούσας μεθοδολογίας. Δίνονται οι εξισώσεις που διέπουν το πρόβλημα και τα μαθηματικά μοντέλα που ενσωματώνονται. Αναλυτικότερα, όσον αφορά την υποπλεγματική κλίμακα δίνεται το μοντέλο Smagorinsky, οι διάφορες μεθοδολογίες διόρθωσης της υποπλεγματικής τάσης κοντά στα στερεά όρια και το μοντέλο RNG-LES που επίσης έχει υλοποιηθεί. Όσον αφορά τις οριακές συνθήκες, δίνεται ιδιαίτερο βάρος στην ανάπτυξη του μηχανισμού δημιουργίας τεχνητής τύρβης. Η μεθοδολογία που εφαρμόστηκε βασίζεται σε μια εξίσωση τύπου Langevin, που περιγράφει την συσχέτιση μιας διακύμανσης ταχύτητας με τις προγενέστερές της. Με κατάλληλους συλλογισμούς γίνεται δυνατή η γενίκευση της μεθόδου ώστε να λαμβάνονται υπόψη και οι χωρικές συσχετίσεις. Τέλος στο κεφάλαιο αυτό περιγράφονται λεπτομέρειες της αριθμητικής μεθοδολογίας όπως τα αριθμητικά σχήματα χώρου και χρόνου, η στατιστική μεθοδολογία και η παραλληλοποίηση του κώδικα.

Τα επόμενα κεφάλαια (5-10) αφορούν εφαρμογές.

Στο 5^ο κεφάλαιο αναφέρεται η πρώτη περίπτωση πιστοποίησης του κώδικα που εξετάστηκε και αφορά τη ροή σε απλό κανάλι με παράλληλες πλάκες. Η σύγκριση έγινε με ακριβή αποτελέσματα άμεσης αριθμητικής επίλυσης (Direct Numerical Simulation – DNS). Το ίδιο πρόβλημα εξετάστηκε και με έναν εμπορικό κώδικα LES. Και οι δύο κώδικες LES έδωσαν σχεδόν ίδια αποτελέσματα, πάρα πολύ κοντά σ' αυτά της μεθοδολογίας DNS.

Στο 6^ο κεφάλαιο αναφέρονται προσομοιώσεις σε κανονικές οδικές χαράδρες, δηλαδή με λόγους ύψους προς πλάτος 1. Η πρώτη προσομοίωση αφορά ένα πείραμα σε κανάλι νερού και γίνεται σύγκριση των ταχυτήτων και των τάσεων Reynolds σε διάφορα σημεία. Συμπεριλαμβάνονται αποτελέσματα από μια προσομοίωση LES των ερευνητών που έκαναν το πείραμα. Και οι δύο κώδικες LES έδωσαν παρόμοια αποτελέσματα, ικανοποιητικά κοντά στα πειραματικά. Η δεύτερη προσομοίωση αφορά πείραμα σε αεροσήραγγα και γίνεται σύγκριση των συγκεντρώσεων, η οποία είναι ικανοποιητικά καλή.

Στο 7^ο κεφάλαιο μελετάται η ροή σε οδικές χαράδρες διαφόρων λόγων ύψους προς πλάτος. Το κεφάλαιο αυτό αποτελεί ταυτόχρονα και μια αξιολόγηση των μοντέλων τύρβης της μεθοδολογίας RANS, για χρήση σε οδικές χαράδρες. Γίνεται σύγκριση με επτά διαφορετικά πειράματα διαφόρων λόγων ύψους προς πλάτος, τραχυτήτων, αριθμών Reynolds και συνάγονται πολύτιμα συμπεράσματα, ένα από τα οποία είναι ότι χρειάζεται σύγκριση με πολλά πειράματα για να έχουμε πιο αξιόπιστο συμπέρασμα σχετικά με τη συμπεριφορά ενός μοντέλου.

Στο 8^ο κεφάλαιο παρουσιάζεται η ροή σε ασύμμετρες οδικές χαράδρες. Το κεφάλαιο αυτό είναι χαρακτηριστικό παράδειγμα των δυνατοτήτων συνεργασίας RANS και LES. Συγκεκριμένα, αφού καταστεί σαφές ότι στις χαράδρες μείωσης αναβαθμού υπάρχει ένας κρίσιμος λόγος υψών για τον οποίο οι κύριοι στρόβιλοι μέσα στη χαράδρα γίνονται από ένας δύο, γίνεται πρόχειρη διερεύνηση για τον προσδιορισμό αυτού του λόγου με πολλές μοντελοποιήσεις RANS. Όταν προσδιοριστεί ο λόγος αυτός κατά προσέγγιση, γίνονται λεπτομερέστερες μελέτες με LES. Στον κρίσιμο λόγο η ροή είναι πολύ ασταθής και παρουσιάζονται πολύ ενδιαφέροντα φαινόμενα που μπορούν να μελετηθούν μόνο με τη μοντελοποίηση μεγάλων δινών. Με την τελευταία μελετώνται και συνεκτικές δομές και συγκεκριμένα δείχνεται ότι περιοχές χαμηλών ταχυτήτων στην κορυφή της χαράδρας, σχετίζονται με περιοχές υψηλής συγκέντρωσης του ρύπου. Τέλος μελετώνται οι μηχανισμοί απαγωγής των ρύπων και συγκεκριμένα η μεταφορά και η τυρβώδης διάχυση. Η εξέταση της συμπεριφοράς σύντομων εκπομπών τουλουπών ρύπου (puffs) προσθέτει νέα στοιχεία στη μελέτη των μηχανισμών εξαγωγής των ρύπων από ασύμμετρες χαράδρες.

Στο 9^ο κεφάλαιο αναφέρονται οι μελέτες διασποράς υδρογόνου, καθώς το υδρογόνο είναι ένας πολύ πιθανός παράγοντας πρόκλησης ατυχημάτων στις πόλεις στο μέλλον. Εξετάζονται δύο διαφορετικά πειράματα σε σχετικά κλειστούς χώρους και γίνεται σύγκριση και με άλλους κώδικες RANS και LES. Γίνεται προσδιορισμός της βέλτιστης σταθεράς του μοντέλου του Smagorinsky για τέτοιου είδους ροές και διασαφηνίζονται τα πλεονεκτήματα του μοντέλου RNG-LES για την συγκεκριμένη περίπτωση. Τέλος γίνεται ανάλυση ευαισθησίας στο πλέγμα.

Στο 10^ο κεφάλαιο χρησιμοποιείται η πρόσφατη βάση δεδομένων CEDVAL-LES του πανεπιστημίου του Αμβούργου, που έχει κατασκευαστεί ειδικά για πιστοποίηση κωδικών LES. Γίνεται σύγκριση αρχικά με πειραματικά αποτελέσματα από ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα πάνω από μεγάλη

τραχύτητα. Εκεί φαίνεται η αποτελεσματικότητα και χρησιμότητα των οριακών συνθηκών τύπου Langevin. Στη συνέχεια μοντελοποιείται η ροή και διασπορά ρύπων στην πόλη Michel-Stadt, που αποτελεί μοντέλο κεντρο-ευρωπαϊκών πόλεων, αρκετά ρεαλιστικής περιπλοκότητας. Η σύγκριση μέσων τιμών είναι ενθαρρυντική, ενώ η μεθοδολογία LES δείχνει δυνατότητα πρόβλεψης διττών (bimodal) κατανομών ταχυτήτων. Η λεπτομερής μελέτη της στιγμιαίας ροής και της χρονικής της εξέλιξης, αποδεικνύεται χρήσιμη μέθοδος ανάλυσης των ροϊκών φαινομένων. Τέλος εξετάστηκαν κάποιες συνεκτικές δομές, οι αλληλεπιδράσεις τους και ο τρόπος δημιουργίας τους και φάνηκε ότι στο ύψος των κτιρίων οι επικρατέστερες δομές είναι τα φύλλα στροβιλότητας και οι πεταλοειδείς στρόβιλοι.

Στο 11^ο κεφάλαιο δίνονται τα γενικά συμπεράσματα, τα στοιχεία καινοτομίας, η μελλοντική έρευνα και οι δημοσιεύσεις.

Έχει καταβληθεί προσπάθεια ώστε το κείμενο να είναι όσο γίνεται πιο κατανοητό, με όσο γίνεται λιγότερες προαπαιτούμενες γνώσεις. Τα τρία πρώτα κεφάλαια δεν έχουν εξισώσεις, καθώς η μαθηματική περιγραφή κάποιων κομματιών έχει μεταφερθεί στα παραρτήματα.

Παρόλα αυτά, η αναφορά σε ειδικευμένα θέματα σε κάποιες περιπτώσεις δε θα είναι κατανοητή παρά μόνο σε όποιους έχουν το κατάλληλο μαθηματικό υπόβαθρο και γνώσεις υπολογιστικής ρευστομηχανικής. Κάποια από τα ειδικευμένα μοντέλα ή τεχνικές που έχουν αναφερθεί σε διάφορα σημεία, κυρίως στην εισαγωγή ή στα παραρτήματα, δεν γράφτηκαν για να γίνουν πλήρως κατανοητά από αναγνώστες που δεν έχουν ασχοληθεί με το θέμα, αλλά για να δοθεί μια γενική ιδέα του εύρους και των διαφόρων ειδών μεθοδολογιών που υπάρχουν. Αυτά έχουν περιληφθεί για λόγους πληρότητας ή επειδή αναφέρονται σε άλλα σημεία του διδακτορικού ή επειδή στηρίζουν κάποιες από τις επιλογές που έγιναν. Γενικά ό,τι δεν είναι κατανοητό ή ό,τι δεν ενδιαφέρει μπορεί να αγνοείται, χωρίς βλάβη της κατανόησης της υπόλοιπης εργασίας.

Στο σημείο αυτό, ο γράφων αισθάνεται υποχρεωμένος να ευχαριστήσει για άλλη μια φορά το δήμο Αγίας Βαρβάρας και το Ίδρυμα Κρατικών Υποτροφιών για την οικονομική υποστήριξη αυτής της εργασίας.

1. Εισαγωγή

1.1. ΙΣΤΟΡΙΚΕΣ ΣΗΜΕΙΩΣΕΙΣ

Την 1η Δεκεμβρίου 1930 πυκνή ομίχλη είχε καλύψει μεγάλες περιοχές του Βελγίου, γεγονός όχι σπάνιο για τέτοια εποχή του χρόνου. Στην πυκνοκατοικημένη κοιλάδα Meuse δυτικά της πόλης Λιέγης οι άνθρωποι συνέχιζαν κανονικά τις δραστηριότητές τους, ενώ η ομίχλη διατηρήθηκε και τις επόμενες ημέρες. Στις 3 Δεκεμβρίου τα νοσοκομεία της περιοχής άρχισαν να δέχονται δεκάδες και μετά εκατοντάδες έκτακτα περιστατικά με κύριο σύμπτωμα τη δύσπνοια. Σε δυο-τρεις μέρες οι άρρωστοι είχαν φτάσει τις πολλές χιλιάδες και οι νεκροί τους 60. Οι κάτοικοι και οι αρχές είχαν πανικοβληθεί και δεν μπορούσαν να εξηγήσουν τι συμβαίνει, φοβούμενοι ότι είχαν πέσει θύματα μυστηριωδών εχθρικών ή τρομοκρατικών επιθέσεων.

Μετά την πολυδάπανη έρευνα που ακολούθησε, αποδείχτηκε ότι υπαίτιος ήταν η *ατμοσφαιρική ρύπανση*, λόγω των πολλών εργοστασίων της περιοχής, των οποίων οι ρύποι είχαν παγιδευτεί στην κοιλάδα ως αποτέλεσμα των ιδιαίτερων μετεωρολογικών συνθηκών.

Αυτό και άλλα παρόμοια περιστατικά σε διάφορα σημεία του κόσμου έστρεψαν την προσοχή της επιστημονικής κοινότητας στην ενασχόληση με την διασπορά ρύπων στο περιβάλλον.

1.1.1. Σύντομη ιστορική ανασκόπηση για την ατμοσφαιρική ρύπανση

Αέριοι ρύποι υπήρχαν ανέκαθεν στην ατμόσφαιρα είτε από φυσικές διεργασίες (όπως ηφαιστεια, φωτιές) είτε από ανθρωπογενείς πηγές (καύσεις ξύλων, βιοτεχνία). Για την αρχαία πόλη της Ρώμης υπάρχουν γραπτές μαρτυρίες ότι από τις καπνοδόχους έβγαιναν δηλητηριώδη αέρια και αιθάλη, του δημιουργούσαν μια πνιγηρή ατμόσφαιρα (Σενέκας, 61 μ.Χ.).

Το πρόβλημα απασχολεί ιδιαίτερα από το 14ο αιώνα που άρχισε να χρησιμοποιείται το κάρβουνο, οπότε γίνονται γνωστές και οι πρώτες νομοθετικές ρυθμίσεις για θέματα αέριας ρύπανσης (στο Εδιμβούργο).

Με τη βιομηχανική επανάσταση η χρήση του κάρβουνου αυξήθηκε 100 φορές σε 100 χρόνια. Ακολούθησαν σοβαρά περιστατικά άμεσων θανάτων από αέρια ρύπανση όπως:

- Το 1909 στη Γλασκόβη και στο Εδιμβούργο της Αγγλίας (1000 νεκροί).

- Το 1930 στη Λιέγη του Βελγίου, στην κοιλάδα Meuse (60 νεκροί).

- Το 1948 στην πόλη Donora των Η.Π.Α., η μισή πόλη αρρώστησε από το νέφος (20 νεκροί).

- Το 1952 στο Λονδίνο (εικ. 1.1), το νέφος έπνιγε τους κατοίκους για μια βδομάδα (4000 νεκροί).



Εικόνα 1.1. Το νέφος στο Λονδίνο, 1952.

Τα μεταγενέστερα χρόνια εμφανίστηκε επιπλέον και η φωτοχημική ρύπανση (εικ. 1.2), ως αποτέλεσμα της καύσεως των προϊόντων πετρελαίου. Απ' αυτό το είδος της ρύπανσης πάσχουν ακόμα και σήμερα πολλές πόλεις.



Εικόνα 1.2. Φωτοχημική ρύπανση στην Κωνσταντινούπολη (πηγή: <http://wowturkey.com>).

Η ρύπανση της ατμόσφαιρας μπορεί να οφείλεται και σε άλλους παράγοντες όπως ατυχήματα. Δυο χαρακτηριστικά παραδείγματα είναι η τραγωδία του Μποπάλ στην Ινδία το 1984, όπου η διαρροή τοξικών ουσιών σκότωσε αυθημερόν χιλιάδες ανθρώπους και επηρέασε την υγεία εκατοντάδων χιλιάδων, και το ατύχημα του Τσερνομπίλ το 1986, που είχε σα συνέπεια να εκτεθούν σε αυξημένη ραδιενέργεια εκατομμύρια ανθρώπων.

1.1.2. Σύντομη ιστορική ανασκόπηση για την μελέτη της (τυρβώδους) ροής

Ο Ηράκλειτος, 500 χρόνια προ Χριστού, είχε δώσει ιδιαίτερη σημασία στα φαινόμενα της ροής των ρευστών: «ποταμοῖσι τοῖσιν αὐτοῖσιν ἐμβαίνουσιν, ἔτερα καὶ ἔτερα ὕδατα ἐπιρρεῖ». Μάλιστα, η συνεχής ροή και μεταβολή των πάντων αποτελούσε κεντρικό σημείο της φιλοσοφίας του.

Το 15ο αιώνα ο Λεονάρντο Ντα Βίντσι μελετάει την τυρβώδη ροή από παρατηρήσεις στη φύση. Έχουν διασωθεί σκίτσα του με σχετικά σχόλια.

Το 18ο αιώνα διατυπώνεται η εξίσωση Μπερνούλλι, που περιγράφει πολύ προσεγγιστικά τη ροή των ρευστών (χωρίς να εξετάζει την τύρβη).

Το 19ο αιώνα γίνεται το σημαντικότερο βήμα που έχει γίνει ως σήμερα στην ιστορία της ρευστομηχανικής: διατυπώνονται οι εξισώσεις Navier-Stokes (παράρτημα Α.1) που περιγράφουν με μεγάλη ακρίβεια τη ροή των ρευστών (Navier, 1822, Stokes, 1845).

Το 1883 ο O. Reynolds κάνοντας πειράματα σε σωλήνες καθορίζει τον κρίσιμο αριθμό Reynolds για μετάβαση από τη στρωτή στην τυρβώδη ροή (Reynolds, 1883). Δώδεκα χρόνια αργότερα δημοσιεύεται η εργασία του για την ανάλυση κατά Reynolds (Reynolds, 1895).

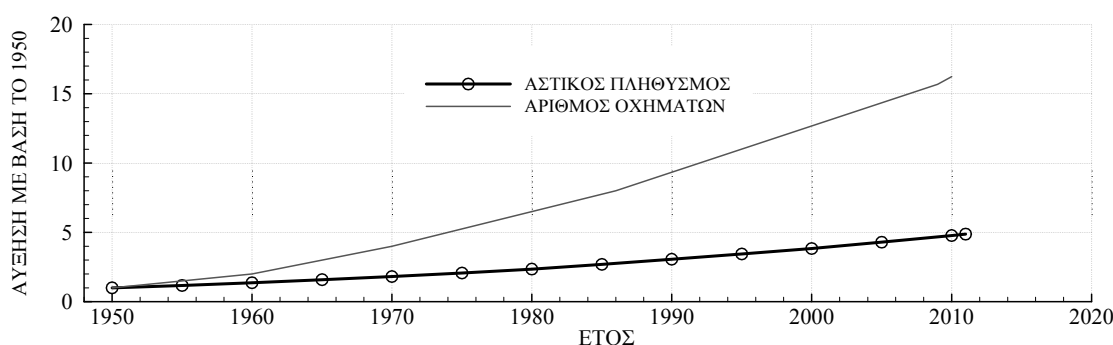
Το 1921 ο G. I. Taylor αναπτύσσει τη στατιστική προσέγγιση της τύρβης (Taylor, 1921).

Το 1941 διατυπώνεται η θεωρία ισότροπης τύρβης του A. Kolmogorov (Kolmogorov, 1941a,b,c,d).

Η τύρβη είναι ένα ανεξάντλητο θέμα για το οποίο οι άνθρωποι έχουν πολύ περιορισμένη γνώση (βλ. και Tsinober 2004, Davidson et al., 2011). Περισσότερα για την τύρβη αναφέρονται στα παραρτήματα Α.2 και Α.3.

1.2. ΑΣΤΙΚΟΠΟΙΗΣΗ

Ο αριθμός των ανθρώπων που ζουν σε πόλεις έχει πενταπλασιαστεί από το 1950. Το ίδιο διάστημα ο αριθμός του παγκόσμιου στόλου οχημάτων έχει υπερδεκαπενταπλασιαστεί (σχ. 1.3). Σήμερα πάνω από 52% των ανθρώπων ζουν σε αστικές περιοχές (<http://esa.un.org/unup>), ενώ ο αριθμός των κυκλοφορούντων οχημάτων έχει ξεπεράσει το ένα δισεκατομμύριο ήδη από το 2010. Επίσης αυξάνει και το ποσοστό των ανθρώπων που ζουν σε πόλεις σε σχέση με το συνολικό πληθυσμό της γης και μάλιστα με ένα σχετικά σταθερό ρυθμό 10 ποσοστιαίων μονάδων ανά 30 χρόνια από το 1950 (29% αστικός πληθυσμός), πράγμα που αναμένεται να συνεχιστεί τουλάχιστον μέχρι το 2050 οπότε προβλέπεται ότι θα φτάσουμε σε ποσοστό αστικοποίησης 67%. Τα αυτοκίνητα, που είναι ο κύριος υπαίτιος της αστικής ρύπανσης και μια από τις βασικές πηγές αιρούμενων σωματιδίων στην ατμόσφαιρα (Pant & Harrison, 2013), πληθαίνουν με διαρκώς αυξανόμενους ρυθμούς. Μόνο το 2012 κατασκευάστηκαν περίπου 60 εκατομμύρια αυτοκίνητα, μεγάλο ποσοστό των οποίων πωλούνται σε αγορές των αναπτυσσομένων χωρών, όπως Κίνα και Ινδία.



Σχήμα 1.3. Αύξηση του αριθμού των κατοίκων των πόλεων και των κυκλοφορούντων οχημάτων από το 1950 ως σήμερα (το 1950 ο αστικός πληθυσμός ήταν περίπου 745 εκατομμύρια και τα οχήματα περίπου 62,5 εκατομμύρια).

Η αστικοποίηση είναι πάρα πολύ έντονη στις λιγότερο ανεπτυγμένες χώρες, που απορροφούν περισσότερο από 90% της αύξησης του αριθμού των αστών. Έτσι γενικά οι άνθρωποι που αποτελούν το νέο πληθυσμό των πόλεων είναι φτωχοί (Baklanov, 2011), πράγμα που έχει αντίκτυπο και στους πόρους που μπορούν να διαθέσουν για την ποιότητα του αέρα τους.

1.3. ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΓΙΑ ΚΑΠΟΙΟΥΣ ΑΠΟ ΤΟΥΣ ΚΥΡΙΟΤΕΡΟΥΣ ΑΣΤΙΚΟΥΣ ΡΥΠΟΥΣ

Ατμοσφαιρική ρύπανση καλείται η παρουσία στην ατμόσφαιρα κάθε είδους ουσιών σε συγκεντρωση/ διάρκεια που μπορούν να προκαλέσουν αρνητικές επιπτώσεις στην υγεία, στους ζωντανούς οργανισμούς και στα οικοσυστήματα¹.

Η ρύπανση της ατμόσφαιρας πιστεύεται ότι προκαλεί εκατομμύρια θανάτους το χρόνο (WHO, 2012a, Silva et al., 2013) και αυξημένη πιθανότητα για αναπνευστικές και καρδιοαγγειακές παθήσεις (Brunekreef & Holgate, 2002, WHO, 2012b). Μελέτη σε ελληνικές πόλεις (Theophanides et al., 2007) έδειξε ότι μεγάλο ποσοστό των πρόωρων θανάτων (ως 20%), μπορεί να οφείλεται στην ατμοσφαιρική ρύπανση.

Οι ανθρωπογενείς ρύποι στις πόλεις² προέρχονται κυρίως από διαδικασίες καύσης των οχημάτων, των σταθμών παραγωγής ενέργειας, των συστημάτων θέρμανσης, της βιομηχανίας, των σκουπιδιών, αλλά και από διάφορες άλλες διεργασίες. Οι πρωτογενείς ρύποι, που εκπέμπονται κατευθείαν από τις πηγές, είναι κυρίως οι εξής³:

¹ ΥΠΕΚΑ, Γεν. Δ/ση Περιβάλλοντος, Δ/ση ΕΑΡΘ, Τμήμα ποιότητας Ατμόσφαιρας, ετήσια έκθεση ατμοσφαιρικής ρύπανσης 2011, Απρίλιος 2012.

² Περιλαμβάνονται για λόγους πληρότητας. Στις περιπτώσεις που μοντελοποιήθηκαν στο διδακτορικό δεν έχουν εξεταστεί συγκεκριμένοι ρύποι, αλλά ένας γενικός «παθητικός» ρύπος, εκτός από τις μοντελοποιήσεις διασποράς υδρογόνου.

³ Δεν περιλαμβάνονται ρύποι που έχουν υπερτοπική επίδραση, όπως το CO₂, που συχνά θεωρείται ρύπος λόγω της εικαζόμενης σημαντικής συμμετοχής του στην αύξηση της μέσης θερμοκρασίας της γης.

Διοξείδιο του θείου (SO₂): Ένας κλασικός αέριος ρύπος που προσβάλλει το αναπνευστικό σύστημα και προέρχεται κυρίως από το θείο που περιέχουν τα πιο βαριά καύσιμα. Απ' αυτόν δημιουργούνται δευτερογενείς ρύποι που προκαλούν το φαινόμενο της όξινης βροχής. Σήμερα έχει περιοριστεί πολύ κυρίως λόγω της χρήσης καυσίμων χαμηλής περιεκτικότητας σε θείο. Στις ανεπτυγμένες χώρες προέρχεται ενδεικτικά σε ποσοστό αρκετά πάνω από 50% από τα εργοστάσια παραγωγής ενέργειας, περίπου 25% από τις βιομηχανίες και λιγότερο από 10% από τις μεταφορές. Έχει χρόνο παραμονής στην ατμόσφαιρα της τάξεως λίγων ημερών.

Μονοξείδιο του άνθρακα (CO): Οφείλεται σε ατελή καύση. Μειώνει την ικανότητα του αίματος να μεταφέρει οξυγόνο σε βασικούς ιστούς του οργανισμού, επιδρώντας κυρίως στο καρδιαγγειακό και νευρικό σύστημα και μπορεί σε πολύ μεγάλες συγκεντρώσεις να προκαλέσει ακαριαίο θάνατο. Περίπου 80% αυτού του ρύπου προέρχεται από τα οχήματα, κυρίως τα βενζινοκίνητα. Στις σύγχρονες κοινωνίες έχει κατορθωθεί ο έλεγχός του και οι συγκεντρώσεις του πέφτουν. Έχει χρόνο παραμονής στην ατμόσφαιρα της τάξεως λίγων μηνών.

Τα οξείδια του αζώτου (NO_x=NO+NO₂): Το NO προέρχεται από καύση του αζώτου της ατμόσφαιρας σε υψηλές θερμοκρασίες, όπως αυτές στο εσωτερικό των κινητήρων των αυτοκινήτων. Το NO κατόπιν μετατρέπεται σε λίγα λεπτά στην ατμόσφαιρα σε NO₂, που είναι εν μέρει υπεύθυνο για την φωτοχημική ρύπανση με επιπτώσεις στην υγεία τόσο βραχυπρόθεσμες όσο και μακροπρόθεσμες. Επειδή μετά το NO₂ μπορεί εν μέρει να ξαναγίνει NO μέσω άλλων χημικών διεργασιών, ως πρώτη προσέγγιση οι δυο ρύποι αυτοί εξετάζονται ως ένα σύνολο και αναφέρονται ως οξείδια του αζώτου (NO_x). Τα οξείδια του αζώτου προέρχονται σε ποσοστό μεγαλύτερο από 50% από τις μεταφορές και περίπου 25% από τους σταθμούς παραγωγής ενέργειας. Παρά τις σημαντικές προσπάθειες, οι ρύποι αυτοί δεν ελέγχονται απόλυτα και μερικές φορές οι συγκεντρώσεις τους είναι ψηλότερες των ορίων που θέτει ο παγκόσμιος οργανισμός υγείας. Τουλάχιστον όμως, στις περισσότερες ανεπτυγμένες χώρες οι ρύποι αυτοί έχουν σταματήσει να αυξάνουν. Τα οξείδια του αζώτου έχουν χρόνο παραμονής στην ατμόσφαιρα της τάξεως λίγων ημερών.

Οι άκαυτοι υδρογονάνθρακες (unburnt HydroCarbons ή VOC, Volatile Organic Compounds): Είναι προϊόν ατελούς καύσεως, αλλά και εξατμίσεως οργανικών ενώσεων. Οι κύριοι ρύποι αυτής της κατηγορίας είναι το βενζόλιο (C₆H₆) και λοιποί αρωματικοί υδρογονάνθρακες, που κατηγορούνται για πρόκληση καρκίνου. Οι ανθρωπογενείς πηγές των ρύπων αυτών περιλαμβάνουν τις μεταφορές με ποσοστό πάνω από 40% και διάφορες βιομηχανικές διεργασίες με ποσοστό περίπου 35%. Σημαντικό ποσοστό οφείλεται και στη διακίνηση προϊόντων πετρελαίου. Επίσης στη θέρμανση στις οικίες όταν χρησιμοποιούνται ξύλα και κάρβουνο. Οι ρύποι αυτής της κατηγορίας μειώνονται με την πάροδο του χρόνου στις ανεπτυγμένες χώρες και έχουν χρόνο παραμονής στην ατμόσφαιρα τάξεως ημερών.

Αιθάλη (C, soot) και αιωρούμενα σωματίδια (PM, Particulate Matter): Η αιθάλη είναι κυρίως προϊόν ατελούς καύσεως πετρελαίου. Είναι σωματιδιακός και όχι αέριος ρύπος. Έχει περιοριστεί στα αυτοκίνητα σύγχρονης τεχνολογίας, αλλά τα τελευταία χρόνια υπήρχε στα δυτικά κράτη μια πολιτική υποστήριξης των πετρελαιοκίνητων οχημάτων έναντι των βενζινοκίνητων για λόγους περιορισμού του CO₂, οπότε η αιθάλη έχει αρχίσει πάλι να αυξάνεται σε μερικές περιπτώσεις, ενώ είχε πέσει δραματικά τις δυο-τρεις τελευταίες δεκαετίες.

Τα λοιπά αιωρούμενα σωματίδια μπορεί να προέρχονται από ποικίλες διεργασίες ή από τη φύση (90%). Ιδίως αυτά που έχουν διάμετρο μικρότερη από 10μm (PM10) και ακόμη περισσότερο αυτά που έχουν διάμετρο μικρότερη από 2,5μm (PM2.5), προκαλούν βλάβες στην υγεία όπως άσθμα και σχετίζονται με αυξημένη θνησιμότητα. Σύμφωνα με τον παγκόσμιο οργανισμό υγείας, τουλάχιστον 2 εκατομμύρια άνθρωποι πεθαίνουν κάθε χρόνο λόγω της ρύπανσης από τα αιωρούμενα σωματίδια (<http://www.who.int>). Τα αιωρούμενα σωματίδια ήταν από τους πρώτους ρύπους που οι μέσες συγκεντρώσεις τους περιορίστηκαν σε χαμηλά επίπεδα στις ανεπτυγμένες χώρες. Ανασκόπηση για τη συνεισφορά της κυκλοφορίας των αυτοκινήτων στις συγκεντρώσεις αιρούμενων σωματιδίων παρέχουν οι Pant & Harrison (2013).

Μόλυβδος (Pb) και άλλα μέταλλα: Ο μόλυβδος είναι ένα τοξικό πρόσθετο του πετρελαίου που χρησιμοποιούνταν για τις λιπαντικές του ιδιότητες και ως βελτιωτικό καύσεως. Στις περισσότερες χώρες έχει περιοριστεί δραματικά, με τη χρήση αμόλυβδης βενζίνης. Άλλα μέταλλα όπως αρσενικό, κάδμιο και νικέλιο μπορεί να προέρχονται από καύσεις η βιομηχανικές διεργασίες και μολύνουν κυρίως μέσω της τροφικής αλυσίδας.

Σε περιπτώσεις ατυχημάτων ή εχθρικών ενεργειών, οποιαδήποτε βλαβερή ουσία για τους ζώοντες οργανισμούς μπορεί να αποτελέσει ρύπο. Ρύποι μπορούν να θεωρηθούν και τα ραδιενεργά υλικά.

Οι επιπτώσεις στην υγεία μπορεί να είναι *άμεσες* όπως τσουξίμο ή δυσκολία στην αναπνοή, *μεσοπρόθεσμες* ή *μακροπρόθεσμες*, όπως πρόκληση καρκίνου.

Οι δευτερογενείς ρύποι σχηματίζονται από τους πρωτογενείς μετά από χημικές αντιδράσεις, συχνά με τη βοήθεια του φωτός που δρα ως καταλύτης. Για τους περισσότερους ρύπους, οι διαδικασίες αυτές γίνονται σε μεγαλύτερες χρονικές κλίμακες απ' αυτές που εξετάζονται σ' αυτή την εργασία. Οι κύριοι αέριοι δευτερογενείς ρύποι αποτελούνται από θειικές, αζωτούχες ή ανθρακικές ενώσεις. Δευτερογενής ρύπος είναι και το όζον (O_3) που προκαλεί δυσλειτουργίες στην αναπνευστική οδό. Για περισσότερα σχετικά με το ρόλο των πρωτογενών και δευτερογενών ρύπων στην ατμοσφαιρική ρύπανση, με εφαρμογή στην πόλη των Αθηνών, ο αναγνώστης παραπέμπεται στην εργασία των Sitaras & Siskos (2008). Στην παρούσα διατριβή, οι χημικές αντιδράσεις των ρύπων δεν λαμβάνονται υπ' όψη, ώστε να δοθεί το βάρος στην τυρβώδη ροή και διασπορά αυτή καθ' αυτή. Επίσης, στις περισσότερες περιπτώσεις ο ρύπος θεωρείται παθητικός, δηλαδή ότι παρασύρεται από τη ροή σα να είχε τα ίδια χαρακτηριστικά με τον αέρα. Αυτό είναι μια αρκετά καλή προσέγγιση για πλήθος ρύπων. Για να καλυφθούν και οι περιπτώσεις μη παθητικών ρύπων (ανωστικών ή βαρέων), γίνεται μοντελοποίηση και για δυο περιπτώσεις που αφορούν διασπορά υδρογόνου.

Όταν η ατμοσφαιρική ρύπανση φτάσει σε επίπεδα που δημιουργεί ανεπιθύμητες συνθήκες διαβίωσης, λέγεται ότι έχουμε «νέφος». Το νέφος παρουσιάζεται με δύο μορφές:

Νέφος καπνομίχλης που σχηματίζεται από SO_2 , CO και αιωρούμενα σωματίδια, σε συνδυασμό με σχετικά χαμηλή θερμοκρασία και μεγάλη σχετική υγρασία. Το νέφος αυτό ταλαιπωρούσε τις Ευρωπαϊκές και Αμερικάνικες πόλεις στα μέσα του περασμένου αιώνα.

Φωτοχημικό νέφος, που είναι πιο σύγχρονο και παρουσιάζεται όταν παρατηρούνται υψηλές θερμοκρασίες, μεγάλη ηλιοφάνεια σε ένταση και διάρκεια, μικρή σχετική υγρασία και υψηλή συγκέντρωση οξειδίων του αζώτου, όζοντος, υδρογονανθράκων και δευτερογενών προϊόντων τους.

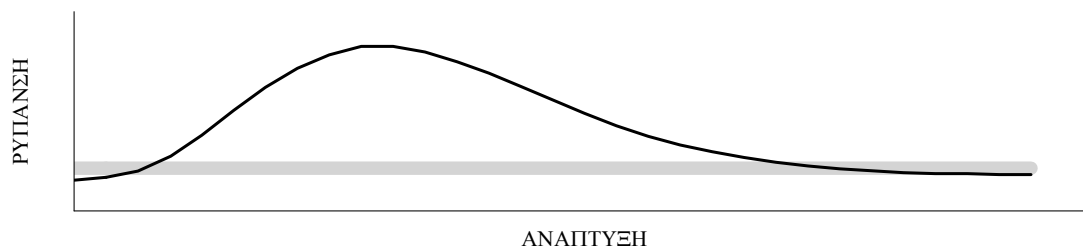
Η ατμοσφαιρική ρύπανση εκτός από βλάβες στην υγεία, προκαλεί και άλλες δυσάρεστες καταστάσεις όπως χαμηλή ορατότητα, άσχημες οσμές, φθορά στις κατασκευές και στα μνημεία, αύξηση θερμοκρασίας στις πόλεις, μείωση της ηλιακής ακτινοβολίας που φτάνει στους πολίτες, τροποποίηση των μετεωρολογικών παραμέτρων που αφορούν τη δημιουργία ομίχλης, βροχής, ανεμοστρόβιλων κ.ά.

Οι μεταφορές είναι υπεύθυνες για μεγάλο ποσοστό των εκπεμπόμενων ρύπων, όπως φάνηκε και παραπάνω (για περίπου 50% των VOC και NO_x και για πάνω από 80% του CO). Άλλωστε τουλάχιστον 44% την κατανάλωσης πετρελαίου στις Η.Π.Α. για παράδειγμα απορροφάται από τα τροχοφόρα οχήματα (Bastani et al., 2012) που αντιπροσωπεύουν περίπου το 75% του συνολικού τομέα των μεταφορών (Zachariadis, 2006) όσον αφορά την ενεργειακή κατανάλωση. Μάλιστα σε πόλεις που δεν υπάρχει βιομηχανία, τα ποσοστά συμμετοχής των αυτοκινήτων στην αστική ρύπανση είναι μεγαλύτερα. Να σημειωθεί ότι αυτό συμβαίνει παρόλο που σε γενικές γραμμές τα τελευταία 20 χρόνια έχουν πέσει ενδεικτικά 20 φορές οι εκπομπές ανά χιλιόμετρο των αυτοκινήτων⁴, με τη χρήση καταλυτών και την πρόοδο στην τεχνολογία καύσης. Έτσι, η μεγάλη αύξηση του αριθμού των κυκλοφορούντων οχημάτων (σχ. 1.3) καθώς και η ακόμη μεγαλύτερη αύξηση στον αριθμό των διανυομένων χιλιομέτρων, έχει ως αποτέλεσμα τα αυτοκίνητα να εξακολουθούν να είναι η κύρια πηγή ρύπων στις πόλεις. Περισσότερα στοιχεία για τη συνεισφορά του τομέα των μεταφορών στην ατμοσφαιρική ρύπανση παρέχονται στην ανασκόπηση των Colville et al. (2001).

Σε γενικές γραμμές η ρύπανση στην ατμόσφαιρα των πόλεων τις τελευταίες δεκαετίες μειώνεται με την πάροδο του χρόνου στο δυτικό κόσμο, ως αποτέλεσμα των επιστημονικών και πολιτικών προσπαθειών για την καλύτερη ποιότητα ζωής και την αειφόρο ανάπτυξη. Συνήθως όταν κάποιος ρύπος πέσει σταθερά κάτω από τα όρια του κράτους⁵ ή του διεθνούς οργανισμού υγείας, οι προσπάθειες εστιάζονται σε άλλου είδους ρύπο. Στο σχ. 1.4 φαίνεται μια τυπική καμπύλη ρύπανσης που δείχνει είτε το ποσό ενός συγκεκριμένου ρύπου σε μια συγκεκριμένη πόλη με την πάροδο του χρόνου, είτε γενικά τα επίπεδα της αέριας ρύπανσης σε διάφορες πόλεις ανάλογα με το βαθμό ανάπτυξης τους.

⁴ http://www.evscroll.com/Car_pollution_facts.html. Επίσης: M. Beydoun, J.-M. Guldmann, «Vehicle characteristics and emissions: Logit and regression analyses of I/M data from Massachusetts, Maryland, and Illinois» Transportation Research Part D, 11 (2006), 59–76.

⁵ Ενδεικτικά αναφέρονται κάποια από τα όρια της Ελλάδας: SO_2 : 125 $\mu g/m^3$ μέση ημερήσια τιμή, PM10: 40 $\mu g/m^3$ μέση ετήσια τιμή, PM2.5: 25 $\mu g/m^3$ μέση ετήσια τιμή, NO_2 : 40 $\mu g/m^3$ μέση ετήσια τιμή, Pb: 0.5 $\mu g/m^3$ μέση ετήσια τιμή, O_3 : 120 $\mu g/m^3$ μέση οκτώωρη τιμή, CO: 10 mg/m^3 μέση οκτώωρη τιμή, βενζόλιο 5 $\mu g/m^3$ μέση ετήσια τιμή (βλ. αναφορά υποσημείωσης 1 για λεπτομέρειες). Γενικά η Ελλάδα ακολουθεί τα ευρωπαϊκά όρια που υπάρχουν διαθέσιμα και στην ιστοσελίδα: <http://ec.europa.eu/environment/air/quality/standards.htm>.



Σχήμα 1.4. Τυπική καμπύλη εξέλιξης της αέριας ρύπανσης σε μια πόλη. Μόλις η πόλη αρχίσει να μεγαλώνει και να αποκτήσει βιομηχανία, οι ρύποι αυξάνουν γρήγορα, μέχρι να διαπιστωθεί το πρόβλημα και να αρχίσουν οι στρατηγικές βελτίωσης της ποιότητας του αέρα. Μετά από κάποια χρόνια η ρύπανση σταματάει να αυξάνει και με τη βοήθεια της επιστήμης πέφτει σταδιακά, μέχρι που φτάνει κάτω από τα όρια (γκρι ευθεία γραμμή).

Την καμπύλη αυτή έχουν ακολουθήσει οι πόλεις στις ανεπτυγμένες χώρες και βρίσκονται τώρα κάτω από τα όρια για τους περισσότερους ρύπους, εκτός ίσως από τα οξείδια του αζώτου και το όζον, που τώρα μόνο έχουν αρχίσει να μειώνονται και ενίοτε είναι ακόμη πάνω από τα όρια. Στις αναπτυσσόμενες χώρες και ιδίως στην Κίνα και την Ινδία, οι περισσότερες πόλεις είναι ακόμη στο στάδιο που η ρύπανση διαρκώς αυξάνεται.

Για μια αρχική εκτίμηση των εκπομπών ρύπων σε κάποια συγκεκριμένη περιοχή, έχουν φτιαχτεί βάσεις δεδομένων απογραφής εκπομπών (emission inventories) που περιέχουν το ποσό των ρύπων που εξάγονται στην ατμόσφαιρα ανά μονάδα επιφάνειας, για κάθε γεωγραφική περιοχή. Η πιο γνωστή τέτοια βάση δεδομένων στην Ευρώπη είναι η CORINAIR⁶. Μια άλλη προσέγγιση είναι να προσδιοριστούν οι πηγές ρύπων της περιοχής και να γίνει χρήση συντελεστών εκπομπής, όπως αυτούς που παρέχει η υπηρεσία Environmental Protection Agency (EPA) των Ηνωμένων Πολιτειών⁷. Σε τοπικό επίπεδο όμως, όπως στη συγκεκριμένη εργασία, είναι απαραίτητες μετρήσεις (Fenger, 1999).

Εκτός από την εξωτερική ατμοσφαιρική ρύπανση, υπάρχει και η εσωτερική⁸. Πολλά από τα αντικείμενα που βρίσκονται σε κλειστούς χώρους που ζουν οι άνθρωποι, όπως επίσης και υλικά κατασκευής των κτιρίων, μπορεί να είναι πηγές ρύπων πιο βλαβερών για την υγεία απ' ό,τι ο εξωτερικός αέρας. Δυο χαρακτηριστικά παραδείγματα είναι το τσιγάρο και η χρήση αμιάντου στις κατασκευές. Το θέμα της εσωτερικής ρύπανσης δεν αφορά άμεσα την παρούσα διατριβή, αλλά παρόλα αυτά, σε επόμενο κεφάλαιο υπάρχουν δυο περιπτώσεις υπολογισμών ροής και διασποράς σε κλειστούς χώρους.

1.4. ΧΡΗΣΙΜΟΤΗΤΑ ΤΗΣ ΜΕΛΕΤΗΣ ΤΗΣ ΤΥΡΒΩΔΟΥΣ ΡΟΗΣ ΚΑΙ ΤΗΣ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ ΡΥΠΩΝ

Το ενδιαφέρον του ανθρώπου για την πρακτική μελέτη της τυρβώδους ροής στην ατμόσφαιρα, ξεκίνησε για την πρόβλεψη του καιρού. Αντίστοιχα οι μελέτες της διασποράς ρύπων διαδόθηκαν για τον υπολογισμό των συγκεντρώσεων ρύπων στο έδαφος από τις καμινάδες των εργοστασίων. Γρήγορα φάνηκε ότι ακόμα και για την πιο στοιχειώδη πρόβλεψη της διασποράς, ήταν απαραίτητη η γνώση κάποιων τυρβωδών χαρακτηριστικών της ροής.

Σήμερα το κύριο ενδιαφέρον που παρουσιάζει το θέμα εστιάζεται στις σύνθετες γεωμετρίες των πόλεων. Πράγματι, όπως είδαμε, μεγάλο ποσοστό των ρύπων εκλύεται στις πόλεις κυρίως από τα οχήματα και αυτοί οι ρύποι μπορεί να έχουν άμεσα αρνητικές επιδράσεις λόγω του πλήθους των ανθρώπων που βρίσκονται κοντά. Σε μια οδική χαράδρα για παράδειγμα είναι δυνατόν οι ρύποι να παγιδεύονται. Επίσης καθώς η πόλη αποτελείται από σύνολο οδικών χαραδρών, η συνολική της ρύπανση εξαρτάται από το τι γίνεται σε κάθε μια από αυτές. Ακόμη και το πώς ακριβώς θα διαχυθούν τα καυσαέρια από τις καπνοδόχους, επηρεάζεται καθοριστικά από τα δεδομένα της ροής και από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά των κοντινών κτιρίων. Για να έχουν οι επιστήμονες μια πιο πλήρη εικόνα όλων αυτών των φαινομένων είναι απαραίτητη η μελέτη τους. Η μελέτη μπορεί να είναι πειραματική ή υπολογιστική. Η υπολογιστική είναι συνήθως πιο εύκολη, πιο γρήγορη, πιο οικονομική, πιο λεπτομε-

⁶ European Environment Agency EMEP/CORINAIR Emission Inventory Guidebook.

⁷ AP 42 Compilation of Air Pollutant Emission Factors, U.S. Environmental Protection Agency (EPA).

⁸ <http://www.who.int/indoorair/en/>.

ρής, πιο ασφαλής, πολύ πιο ευπροσάρμοστη σε εναλλακτικά σενάρια, μπορεί να εξετάσει μεγαλύτερο εύρος κλιμάκων, να εξετάσει την σχετική επιρροή διαφόρων φυσικών παραμέτρων, να δώσει λεπτομερή απεικόνιση των αποτελεσμάτων. Στην εργασία αυτή εστιάζουμε την προσοχή μας σε υπολογιστικές μελέτες και οι πειραματικές χρησιμοποιούνται κυρίως για σύγκριση.

Η πιο προφανής χρησιμότητα των αριθμητικών μελετών διασποράς ρύπων είναι η πρόβλεψη της ρύπανσης. Με αυτή, ο άνθρωπος έχει τη δυνατότητα να ξέρει τις συγκεντρώσεις των ρύπων ανάλογα με την πηγή τους, τη δεδομένη ή υπολογιζόμενη μετεωρολογία/ροή και τη γεωμετρία. Μπορεί να εξετάσει εναλλακτικά σενάρια που πιθανόν να οδηγήσουν σε μείωση της ρύπανσης. Μπορεί να βοηθηθεί στην κατανόηση των μηχανισμών απαγωγής ρύπων ώστε να προσπαθήσει να διατηρήσει ή να ενισχύσει την απαγωγή. Μπορεί να καταλάβει ποιοι γεωμετρικοί σχηματισμοί δημιουργούν αντίξοες συνθήκες για την παγίδευση των ρύπων ώστε αν είναι δυνατόν να τους αποφύγει. Γενικά οι δυνατότητες από την πρόβλεψη της ρύπανσης όπως και από την πρόλεξη της ροής είναι απεριόριστες. Αξίζει εδώ να αναφερθούν μερικά παραδείγματα:

– Από πλήθος μελετών (π.χ. Li et al., 2008b) έχει γίνει σαφές ότι στο κάτω μέρος βαθιών οδικών χαραδρών ο αερισμός είναι ελάχιστος. Για το λόγο αυτό τέτοιοι σχηματισμοί πρέπει να αποφεύγονται στις πόλεις, ειδικά σε δρόμους μεγάλης κυκλοφορίας στους οποίους τα αυτοκίνητα κινούνται με χαμηλές ταχύτητες. Η, αν υπάρχουν τέτοιοι σχηματισμοί, μπορεί να αλλάξει η κυκλοφοριακή ρύθμιση. Επίσης άτομα με αναπνευστικά προβλήματα πρέπει να αποφεύγουν να μένουν μόνιμα εκεί. Παρόμοιες μελέτες υπάρχουν και μπορούν να γίνουν για διάφορες γεωμετρίες, ταχύτητες και προσανατολισμό ανέμου, απουσία ή ύπαρξη και πυκνότητα δέντρων, διάφορες θέσεις και εντάσεις πηγών κτλ. Αυτές οι πρωτογενείς μελέτες έχουν μεγάλη σημασία, αφού βοηθούν στην κατανόηση των φυσικών φαινομένων.

– Από μοντελοποιήσεις που έχουν γίνει σε μεγάλα τμήματα πόλεων έχει φανεί ότι στην περιοχή των οδικών αξόνων της πόλης και κυρίως κοντά στους φωτεινούς σηματοδότες οι συγκεντρώσεις ρύπων είναι πολλές φορές μεγαλύτερες⁹. Αυτό είναι ένα ακόμη κριτήριο που πρέπει να έχουν οι άνθρωποι στις αποφάσεις τους που αφορούν μετακινήσεις. Παρόμοια στοιχεία μπορούν να αξιοποιηθούν περισσότερο από μελέτες για τη διαχείριση της κυκλοφορίας και από συγκοινωνιολόγους για αποφάσεις σχετικά με την θέση των φωτεινών σηματοδοτών, των γκαράζ κτλ.

– Σε μεγαλύτερη κλίμακα, υπάρχει η δυνατότητα πρόβλεψης της ρύπανσης σε πραγματικό χώρο και χρόνο. Έτσι, μπορούμε να έχουμε «δελτίο ατμοσφαιρικής ρύπανσης» όπως το δελτίο καιρού, ώστε οι άνθρωποι να ξέρουν τι ρύπανση θα έχει αύριο έξω από το σπίτι τους ή στο μέρος που σκέφτονται να πάνε¹⁰. Παρόμοια συστήματα μπορούν να χρησιμοποιηθούν για ρύθμιση της ρύπανσης, ώστε για παράδειγμα αν προβλέπεται επεισόδιο ρύπανσης τις επόμενες ημέρες, να διακόψει τη λειτουργία του κάποιο εργοστάσιο¹¹.

Ένας άλλος τομέας στον οποίο μπορεί να συνεισφέρει η μελέτη της τυρβώδους ροής και της διασποράς ρύπων στο αστικό περιβάλλον είναι η πρόληψη και η αντιμετώπιση ατυχημάτων. Έτσι μπορεί να εκτιμηθεί κατά πόσο είναι επικίνδυνη για την υγεία η πιθανή διαρροή μιας συγκεκριμένης τοξικής ουσίας που πρέπει για παράδειγμα να μεταφερθεί μέσα από μια πόλη. Επίσης, στην περίπτωση που έχει ήδη γίνει ένα ατύχημα, με χρήση υπολογιστικών μοντέλων μπορούν να προβλεφθούν οι συγκεντρώσεις επιβλαβών ουσιών στα διάφορα σημεία και να βοηθηθούν έτσι οι λήψεις αποφάσεων σχετικά με τις οδηγίες που πρέπει να δοθούν στους πολίτες¹².

⁹ Για παράδειγμα το King's College του Λονδίνου παρέχει τρισδιάστατους διαδραστικούς χάρτες αέρας ρύπανσης όπου φαίνεται καθαρά η αυξημένη ρύπανση στους δρόμους: <http://www.londonair.org.uk/london/asp/virtualmaps.asp>. Παρόμοια συστήματα υπάρχουν για παράδειγμα σε Αμερική (<http://airnow.gov/>), Γαλλία (<http://www.airparif.asso.fr/>), Ιαπωνία (http://www.pecj.or.jp/english/jcap/index_e.html).

¹⁰ Όπως για παράδειγμα το σύστημα OPANA για την πόλη Las Palmas της Ισπανίας (San Jose et al., 2007), που έχει δυνατότητα πρόλεξης της ρύπανσης με ακρίβεια ενός μέτρου. Το ίδιο σύστημα μπορεί να χρησιμοποιηθεί από τις αρχές και για εξέταση διαφόρων σεναρίων όπως αύξηση του αριθμού των λεωφορείων με ταυτόχρονη μείωση του αριθμού των κυκλοφορούντων οχημάτων. Άλλο παράδειγμα είναι το σύστημα διαχείρισης αέρας ρύπανσης της Κύπρου (Moussiopoulos et al., 2012).

¹¹ Τέτοιο σύστημα έχει αναπτύξει το Εργαστήριο Τεχνολογίας Περιβάλλοντος του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας για τη Δημόσια Επιχείρηση Ηλεκτρισμού (Δ.Ε.Η.). Το σύστημα αυτό παρέχει μόνιμη πρόλεξη της ρύπανσης για την επόμενη ημέρα στην Δυτική Μακεδονία, λαμβάνοντας υπόψη και τα εργοστάσια παραγωγής ενέργειας.

¹² Ένα σχετικό παράδειγμα είναι το σύστημα εκτάκτου ανάγκης της πόλης του Αμβούργου που ενσωματώνει χρήση του υπολογιστικού μοντέλου CT-Analyst (http://www.nrl.navy.mil/techtransfer/fs.php?fs_id=IT05), με το οποίο έχουν προ-υπολογιστεί διάφορα σενάρια εκπομπών από διάφορες πηγές (από ατύχημα ή δολιοφθορά) και για διάφορα μετεωρολο-

Μια ακόμη συνεισφορά των υπολογιστικών μεθοδολογιών είναι και η πρόβλεψη καταστάσεων επικινδυνότητας από τη μεταφορά και χρήση εύφλεκτων ουσιών, όπως είναι το φυσικό αέριο ή το υγραέριο, καθώς και το υδρογόνο που πιθανόν να είναι βασικό καύσιμο στο μέλλον. Σ' αυτές τις περιπτώσεις ενδιαφέρει κυρίως να προβλεφθούν οι συγκεντρώσεις, ώστε να προσδιοριστεί η πιθανότητα να γίνει έκρηξη. Ειδικά για το υδρογόνο που είναι πιο εύφλεκτο, το ενδιαφέρον εστιάζεται κυρίως στους σταθμούς διανομής, στα συστήματα αποθήκευσης ενέργειας, στη μεταφορά και φύλαξή του και στα γκαράζ αυτοκινήτων, όπου μια διαρροή μπορεί να είναι επικίνδυνη αν ο αερισμός δεν είναι καλός.

Η μελέτη της τυρβώδους ροής αυτής καθ' αυτής είναι πιο σημαντική από τη μελέτη της διασποράς ρύπων, όχι μόνο επειδή προαπαιτείται για τη σωστή μελέτη της διασποράς, αλλά και επειδή είναι πιο πρωτογενής. Για το λόγο αυτό δίνεται ιδιαίτερο βάρος στη ροή στην εργασία αυτή. Ειδικά η μελέτη των οδικών χαραδρών έχει μεγάλο επιστημονικό ενδιαφέρον και ως βασική έρευνα και όχι μόνο επειδή απαντάται συχνά σε καθημερινά προβλήματα στις πόλεις.

Σε πρακτικό επίπεδο η μελέτη της ροής στις πόλεις έχει να συνεισφέρει για παράδειγμα στους εξής τομείς:

α) Στον πολεοδομικό σχεδιασμό για τη δημιουργία κατάλληλου μικροκλίματος, τη μείωση του φαινομένου της θερμικής νησίδας, την αποφυγή της παγίδευσης των ρύπων (με ρηχές οδικές χαραδρές, ασύμμετρες οδικές χαραδρές, κατάλληλο σχήμα των κτιρίων ειδικά στο πάνω τμήμα τους, αυξημένες τραχύτητες, περισσότερες πλατείες) κτλ.

β) Στην μελέτη της άνεσης των ανθρώπων βάσει των ταχυτήτων ανέμου, της θερμοκρασίας, της υγρασίας και του υπολογισμού των στροβιλισμών.

γ) Στον ακριβέστερο υπολογισμό των ανεμοπίεσεων στις κατασκευές.

δ) Στις μελέτες βιοκλιματικής αναβάθμισης ανοικτών χώρων και γενικότερα στις μικρομετεωρολογικές μελέτες.

ε) Στις μελέτες εγκατάστασης αστικών ανεμογεννητριών (Walker, 2011).

στ) Στον καλύτερο αερισμό και κλιματισμό ενός συγκεκριμένου κτιρίου, μελετώντας την εξωτερική ροή, πιθανόν σε συνδυασμό με τα γειτονικά του κτίρια.

Επίσης, είναι δυνατόν δεδομένα που συλλέγονται από την λεπτομερή μελέτη της ροής πάνω από αστικές δομές, να βοηθήσουν στην παραμετροποίηση μοντέλων μεγαλύτερης κλίμακας, όπως τα μετεωρολογικά μοντέλα.

1.5. ΟΙ ΚΛΙΜΑΚΕΣ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Στην ατμόσφαιρα συμβαίνουν φαινόμενα σε πολλές κλίμακες, από μικροδίνες διαμέτρου χιλιοστών, ως τη γενική κυκλοφορία της γης, μήκους χιλιάδων χιλιομέτρων. Παρόλο που υπάρχει συνέχεια μεταξύ των κλιμάκων, για τη μελέτη των ατμοσφαιρικών ροών διευκολύνει η κατάταξη των φαινομένων σε κατηγορίες όπως (Seinfeld, 1986):

– *Μακροκλίμακα* ή συνοπτική κλίμακα, τάξεως χιλιάδων χιλιομέτρων, για φαινόμενα που αφορούν ωκεανούς και ηπείρους και χρονικές κλίμακες ημερών ή εβδομάδων.

– *Μεσοκλίμακα*, τάξεως εκατοντάδων χιλιομέτρων, για φαινόμενα όπως η θαλάσσια αύρα (χρονικές κλίμακες ωρών ως ημερών).

– *Μικροκλίμακα*, τάξεως χιλιομέτρου για φαινόμενα όπως ο όμορος κτιρίου ή η διασπορά πλουμίου μιας καμινάδας (χρονικές κλίμακες λεπτών ως ωρών).

Τα φαινόμενα της τυρβώδους ροής και της διασποράς ρύπων στο αστικό περιβάλλον, με τα οποία ασχολείται η παρούσα εργασία, αφορούν τη μικροκλίμακα. Αυτά μπορούν να καταταχθούν περαιτέρω (Britter & Hanna, 2003) σε i) κλίμακα *οδικής χαραδράς* (λιγότερο από 100 με 200 m), ii) κλίμακα *γειτονιάς* (έως 1 ή 2 km) και iii) *αστική κλίμακα* (έως 10 ή 20 km). Μερικές φορές οι κλίμακες οδικής χαραδράς και γειτονιάς αναφέρονται μαζί ως *τοπική κλίμακα* (Boubeil et al., 1994).

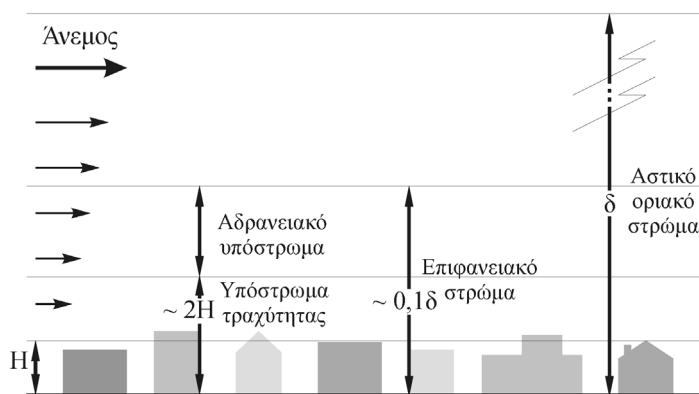
γικά δεδομένα, ώστε σε περίπτωση έκτακτου ανάγκης να μπορούν να δοθούν *άμεσα* αποτελέσματα. Το ίδιο σύστημα μπορεί να χρησιμοποιηθεί και αντίστροφα, δηλαδή για προσδιορισμό της θέσης της πηγής του ρύπου, αν μετρηθούν αυξημένες συγκεντρώσεις σε μερικά σημεία της πόλης. Ένα άλλο παράδειγμα, σε μεγαλύτερη κλίμακα, είναι το σύστημα RODOS (<http://www.rodos.fzk.de/rodos.html>) που παρέχει υποστήριξη διαχείρισης καταστάσεων έκτακτου ανάγκης σε τοπικό ως και υπερεθνικό επίπεδο, σε περίπτωση πυρηνικού ατυχήματος στην Ευρώπη.

Η κλίμακα της οδικής χαράδρας, που ορίζεται από ένα δρόμο και τα συναφή του κτίρια, συγκεντρώνει τη μεγαλύτερη προσοχή καθώς αποτελεί το απλούστερο και πιο βασικό μικροαστικό περιβάλλον και σ' αυτό λαμβάνουν χώρα σχεδόν όλες οι δραστηριότητες των ανθρώπων. Επιπλέον παρουσιάζει ευρύτερο επιστημονικό ενδιαφέρον από ρευστομηχανικής πλευράς. Η κλίμακα (μικρής) πόλης είναι το δεύτερο επίπεδο γεωμετρικής περιπλοκότητας που θα μας απασχολήσει, καθώς αποτελεί βασικό τελικό στόχο της μελέτης φαινομένων αστικής ροής και διασποράς. Στη μικροκλίμακα θα πρέπει να ενταχθούν και οι δυο περιπτώσεις μελέτης διασποράς σε εσωτερικούς χώρους κτιρίων, που επίσης εξετάζονται ενδεικτικά σ' αυτή την εργασία.

Το τμήμα της ατμόσφαιρας που εμπλέκεται στη μεταφορά και διασπορά των αστικών ρύπων ονομάζεται ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα. Πρόκειται για το κατώτερο στρώμα της ατμόσφαιρας, που δέχεται επιδράσεις από το έδαφος κυρίως λόγω της θερμοκρασίας και της τραχύτητας του εδάφους. Το πάχος δ του στρώματος αυτού, στο οποίο η ανάμιξη είναι πολύ ισχυρή, είναι από 100 μέτρα (κυρίως τη νύχτα) ως 1-2 χιλιόμετρα (κυρίως τη μέρα). Στο ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα μπορεί να έχουμε καταστάσεις *ευστάθειας*, όπου ο αέρας έχει περιορισμένες κατακόρυφες μετακινήσεις, *αστάθειας*, όπου ευνοείται ο αερισμός και υπάρχει μεγαλύτερη κατακόρυφη μεταφορά, ή *ουδέτερη κατάσταση*, όπου αγνοούνται τυχόν ανωστικές δυνάμεις που οφείλονται σε θερμοκρασιακές διαφορές. Η τελευταία περίπτωση είναι και η πιο συνηθισμένη στις μελέτες, ώστε η προσοχή να εστιάζεται στα φαινόμενα που εξετάζονται αυτά καθ' αυτά, απομονώνοντας τυχόν ατμοσφαιρικές ανωστικές ή σταθεροποιητικές επιδράσεις.

Το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα πάνω από μια πόλη ονομάζεται αστικό οριακό στρώμα. Μπορούμε να χωρίσουμε το αστικό οριακό στρώμα σε υποπεριοχές (Britter & Hanna, 2003), σχ. 1.5. Μέχρι ένα μέσο ύψος κτιρίων H , βρισκόμαστε στο υπόστρωμα της οδικής χαράδρας. Η άμεση επίδραση των κτιρίων στη διαμόρφωση της ροής του αστικού οριακού στρώματος έχει παρατηρηθεί ότι συνεχίζεται και στο υπόστρωμα τραχύτητας που φτάνει μέχρι κι ένα ύψος 1,5 ως 5 φορές το μέσο ύψος κτιρίων (Raupach, 1991, Rotach, 1999). Πιο πάνω υπάρχει το αδρανειακό υπόστρωμα, όπου ισχύει το λογαριθμικό προφίλ ταχύτητας (Bottema, 1997, Kastner-Klein & Rotach, 2004) στην περίπτωση που έχουμε ουδέτερη κατάσταση ευστάθειας ατμόσφαιρας. Συνολικά στο επιφανειακό (ή εσωτερικό) οριακό στρώμα οι παράγοντες που επιδρούν στη ροή σχετίζονται κυρίως με την τραχύτητα και δεν επηρεάζονται άμεσα από το συνολικό πάχος του αστικού οριακού στρώματος δ . Το γεγονός αυτό ευκολύνει τη μελέτη των οδικών χαραδρών με αριθμητική μοντελοποίηση και με φυσική μοντελοποίηση σε αεροσήραγγα, καθώς δε χρειάζεται η ακριβής γνώση της τιμής του πάχους του οριακού στρώματος, αρκεί να έχει αναπαραχθεί επαρκώς η γεωμετρία των κτιρίων και να είναι ακριβείς οι οριακές συνθήκες.

Οι κίνδυνοι για την αέρια ρύπανση μιας πόλης είναι ενδογενείς και εξωγενείς. Εξωγενείς μπορεί να είναι για παράδειγμα μια καμινάδα εργοστάσιου έξω από την πόλη, που αν το πλούμιό της δεν έχει ανυψωθεί αρκετά, μπορεί να παγιδευτεί από το αστικό οριακό στρώμα και να προσβληθεί η πόλη. Οι ενδογενείς ρύποι προέρχονται κυρίως από τα αυτοκίνητα, αλλά και από κεντρικές θερμάνσεις, βιοτεχνίες, ατυχήματα κ.τ.λ. και παρουσιάζουν μεγαλύτερο ενδιαφέρον όχι μόνο επειδή είναι πολύ



Σχήμα 1.5. Το αστικό οριακό στρώμα.

συχνότεροι, αλλά και επειδή η διασπορά τους εξαρτάται ισχυρότερα από το τοπικό μικρομετεωρολογικό αστικό περιβάλλον και την ακριβή γεωμετρία. Να σημειωθεί ότι κάποιοι από τους ρύπους που παράγονται στην πόλη μπορεί μακροπρόθεσμα να μεταφερθούν και σε άλλες μεγαλύτερες κλίμακες.

Οι σύγχρονες πόλεις έχουν σταθμούς μέτρησης μετεωρολογικών δεδομένων και ρύπων που βοηθούν όχι μόνο στην παρακολούθηση της ρύπανσης αλλά και στη διευκόλυνση των σχετικών μελετών. Σε όσο πιο μικρή κλίμακα πηγαίνουμε κοντά στις πηγές, οι συγκεντρώσεις των ρύπων παρουσιάζουν μεγαλύτερη διακύμανση, με μεγαλύτερη συχνότητα, μεγαλύτερο μέσο όρο και μεγαλύτερο μέγι-

στο. Έτσι τοποθετώντας όργανα μέτρησης σε δρόμους μετράμε τοπικά και θα ανιχνεύσουμε μέγιστες τιμές, ενώ για μια εκτίμηση της ρύπανσης υποβάθρου όλης της πόλης οι σταθμοί μέτρησης πρέπει να τοποθετηθούν σε ανοικτούς χώρους όπως πάρκα και οι συγκεντρώσεις εκεί μπορεί να είναι αρκετές φορές χαμηλότερες (Vardoulakis et al., 2003). Οι μετρήσεις ρύπανσης υποβοηθούνται και συμπληρώνονται από τις αριθμητικές μοντελοποιήσεις. Έτσι, οι μοντελοποιήσεις βοηθούν για παράδειγμα στον προσδιορισμό των σημείων κατάλληλης μέτρησης, στην ερμηνεία των μετρήσεων, στην συμπλήρωση των μετρήσεων σε μέρη που δεν έχουν γίνει, στην εξέταση εναλλακτικών σεναρίων, αλλά και στη γενική μελέτη των φαινομένων (§1.1.4).

1.6. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΕΣ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗΣ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Το πρόβλημα της τυρβώδους ροής και της διασποράς ρύπων στο αστικό περιβάλλον, περιγράφεται από μαθηματικής πλευράς με χρήση των εξισώσεων Navier-Stokes (παράρτημα Α.1) και μιας εξίσωσης μεταφοράς για το ρύπο. Όμως οι εξισώσεις Navier-Stokes είναι μη γραμμικές διαφορικές εξισώσεις δευτέρας τάξεως και δεν έχουν επιλυθεί αναλυτικά στη γενική τους μορφή, ούτε καν έχει αποδειχθεί η ύπαρξη και ομαλότητα της λύσης τους. Επίσης η συμπεριφορά τους είναι χασοτική, δηλαδή μικρή αλλαγή στις αρχικές και οριακές συνθήκες μπορεί να επιφέρει μεγάλη διαφορά στο αποτέλεσμα. Η περιπλοκότητα των εξισώσεων Navier-Stokes σχετίζεται με αυτό καθ' αυτό το πρόβλημα της τύρβης (παράρτηματα Α.2, Α.3).

Για τους λόγους αυτούς έχουν αναπτυχθεί άλλες μεθοδολογίες για τον υπολογισμό της ατμοσφαιρικής ρύπανσης.

1.6.1. Απλές μεθοδολογίες υπολογισμού της αέριας ρύπανσης

Οι απλές μεθοδολογίες αναπτύχθηκαν ως γρήγοροι προσεγγιστικοί τρόποι να εκτιμώνται οι συγκεντρώσεις από επιχειρησιακά μοντέλα. Είναι οι συνήθεις μεθοδολογίες που χρησιμοποιούνται από κρατικούς φορείς εδώ και δεκαετίες για εκτίμηση της αέριας ρύπανσης, για υπολογισμό των επιδράσεων πηγών και για αντιμετώπιση εκτάκτων καταστάσεων. Συνήθως ενσωματώνουν αρκετές παραδοχές ώστε να αναγάγουν το πρόβλημα σε απλά μαθηματικά και πολλές φορές εμπεριέχουν εμπειρικά μοντέλα. Οι μεθοδολογίες αυτές έχουν εφαρμογή μόνο σε απλές γεωμετρίες και δουλεύουν καλά μόνο στις περιπτώσεις για τις οποίες αναπτύχθηκαν. Από την άλλη μεριά, δίνουν άμεσα αποτελέσματα καθώς έχουν αμελητέο χρόνο υπολογισμού. Οι απλές επιχειρησιακές μέθοδοι δε μπορούν να χρησιμοποιηθούν για έρευνα νέων φαινομένων.

Τα μοντέλα που βασίζονται σε απλές μεθοδολογίες συχνά κατατάσσονται σε κατηγορίες όπως:

- Μοντέλα πλουμίου Gauss. Αυτά είναι τα πρώτα που εμφανίστηκαν τη δεκαετία του 1930, αρχικά για να υπολογιστούν οι συγκεντρώσεις από σημειακές πηγές (κυρίως καπνοδόχους). Βασίζονται στην αρχή ότι η διασπορά σε κάθε άξονα θα έχει γκαουσιανή κατανομή και χρησιμοποιούν απλές αλγεβρικές σχέσεις για τον υπολογισμό της συγκέντρωσης με δεδομένη πηγή και ταχύτητα άνεμου. Οι μέθοδοι αυτοί έχουν αποδειχθεί εξαιρετικά πετυχημένες, ειδικά αν αναλογιστεί κανείς την απλότητά τους και χρησιμοποιούνται σε πολλά μοντέλα ακόμη και σήμερα. Το μοντέλο πλουμίου Gauss περιγράφεται σε διάφορα εγχειρίδια όπως αυτό των Hanna et al. (1982).

- Λαγκρανζιανά μοντέλα. Άρχισαν να αναπτύσσονται μετά το 1970. Αυτά βασίζονται στην παρακολούθηση ενός στοιχείου ρευστού, το οποίο θεωρείται ότι διατηρεί την ταυτότητά του κατά μήκος της τροχιάς του.

- Ουλεριανά μοντέλα. Ο όρος αυτός έχει επικρατήσει για συγκεκριμένο είδος απλών μοντέλων διασποράς ρύπων που κάνουν χρήση πλέγματος και επιλύουν αριθμητικά την εξίσωση διασποράς του ρύπου.

Τα Γκαουσιανά, Λαγκρανζιανά και Ουλεριανά μοντέλα ενίοτε θεωρούνται ότι ανήκουν στην ίδια κατηγορία μοντέλων διασποράς (Tiwary & Colls, 2010), επειδή βασίζονται στην κατανόηση των φυσικών διεργασιών της διασποράς, σε αντίθεση με τα διαφορετικής φιλοσοφίας μοντέλα που αναφέρονται αμέσως παρακάτω.

- Μοντέλα κουτιού. Θεωρούν ομοιόμορφη ανάμιξη σε τρισδιάστατα κουτιά, στα οποία υπολογίζεται το ισοζύγιο των ποσοτήτων που ενδιαφέρουν, όπως οι συγκεντρώσεις ρύπων. Χρησιμοποιούνται συνήθως ως αρχικές προσεγγίσεις στο πρόβλημα, ή σε συνδυασμό με άλλα μοντέλα.

– Στοχαστικά μοντέλα. Βασίζονται σε ημι-εμπειρικές μαθηματικές σχέσεις των συγκεντρώσεων ως προς διάφορους παράγοντες που πιστεύεται ότι μπορεί να τις επηρεάζουν, ασχέτως φυσικών διεργασιών.

– Μοντέλα παραλήπτη (receptor). Αυτά χρησιμοποιούνται για να εκτιμηθεί (με χρήση στατιστικών μεθοδολογιών) η σχετική συνεισφορά διάφορων πηγών, στις μετρήσεις που γίνονται σε ένα αισθητήρα.

Παραδείγματα μοντέλων που χρησιμοποιούν απλές μεθοδολογίες για τις κλίμακες που μας ενδιαφέρουν, είναι το OSPM (Berkowicz, 2000), από τα πιο επιτυχημένα για οδικές χαράδρες, το ADMS-Urban (McHugh et al., 1997), που είναι για μεγαλύτερη κλίμακα, το CALINE4 (Benson, 1984), με ευρεία εφαρμογή, κυρίως σε ανοικτούς δρόμους, το STREET (Johnson et al., 1973), που είναι από τα πιο παλιά, το AERMOD (Cimorelli et al., 1998), που χρησιμοποιείται κυρίως για μεγάλες κλίμακες, το CPBM (Yamartino & Wiegand, 1986).

Μερικά απ' αυτά συνδυάζουν περισσότερες από μια μεθοδολογίες απ' αυτές που αναφέρθηκαν παραπάνω. Για παράδειγμα το OSPM χρησιμοποιεί ένα μοντέλο πλουμίου για να υπολογίσει την άμεση συνεισφορά της πηγής και ένα μοντέλο κουτιού για την συνεισφορά λόγω της ανακυκλοφορίας. Επίσης το ADMS-Urban είναι γκαουσιανό μοντέλο, αλλά έχει σαν υπομοντέλο για τις οδικές χαράδρες μια έκδοση του OSPM.

Ανασκόπηση των διάφορων απλών μοντέλων δίνεται από τους Sharma & Khare (2001), τους Vardoulakis et al. (2003) και από τους Holmes & Morawska (2006).

1.6.2. Υπολογιστική ρευστομηχανική

Η υπολογιστική ρευστομηχανική (CFD: Computational Fluid Dynamics), που συχνά θα γράφεται παρακάτω με τη συντομογραφία ΥΡ, επιχειρεί να λύσει αριθμητικά (κατά κανόνα με χρήση υπολογιστών) τις διακριτοποιημένες εξισώσεις Navier-Stokes, οι οποίες περιγράφουν τη ροή με πολύ μεγάλη ακρίβεια. Πρόκειται λοιπόν για προσέγγιση ανώτερου επιπέδου σε σχέση με τις απλές μεθοδολογίες της προηγούμενης παραγράφου. Όσον αφορά το κομμάτι της μοντελοποίησης των ρύπων, υπάρχουν και εδώ δυο ειδών προσεγγίσεις: οι Λαγκρανζιανές, που είναι πιο σπάνιες και οι Ουλτεριανές, που είναι πολύ πιο διαδεδομένες (Li et al, 2006).

Η υπολογιστική ρευστομηχανική έχει τη δυνατότητα να εξετάσει μικρότερες χωρικές και χρονικές κλίμακες και να παρέχει περισσότερες λεπτομέρειες για τη ροή και την κατανομή των ρύπων από τις προαναφερθείσες μεθοδολογίες. Οι μεθοδολογίες ΥΡ εφαρμόζονται σε οσοδήποτε περίπλοκες γεωμετρίες και μπορούν να επιλύσουν πλήθώρα ροϊκών προβλημάτων. Για τους λόγους αυτούς θεωρούνται πιο εξελιγμένες και πιο αξιόπιστες από τις απλές επιχειρησιακές μεθοδολογίες και θα μας απασχολήσουν κατ' αποκλειστικότητα στα επόμενα. Γενικότερα η ΥΡ ενδείκνυται για μελέτες και τα απλά μοντέλα για πρακτική χρήση. Ειδικότερα για τους σκοπούς αυτής της διατριβής όπου απαιτείται να δημιουργηθεί ένα εργαλείο που να δώσει τη δυνατότητα για εμβάθυνση στα φαινόμενα της τυρβώδους ροής, η υπολογιστική ρευστομηχανική και πιο συγκεκριμένα η μοντελοποίηση μεγάλων δινών (βλ. παρακάτω) προβάλλει ως η πιο κατάλληλη λύση, καθώς παρέχει ουσιαστικά τη δυνατότητα μερικής επίλυσης της τύρβης και άρα πιο πρωτογενούς μελέτης της.

2. Μεθοδολογίες υπολογιστικής ρευστομηχανικής

Η υπολογιστική ρευστομηχανική (ΥΡ) βασίζεται στη διακριτοποίηση των εξισώσεων της ροής στο χώρο που μας ενδιαφέρει να επιλυθούν. Το υπολογιστικό χωρίο διαιρείται σε κελιά που αντιπροσωπεύονται από κάποιο πλέγμα. Οι μερικές διαφορικές εξισώσεις μπορούν να γραφούν προσεγγιστικά ως απλές αλγεβρικές σχέσεις στα διακριτά σημεία του πλέγματος (κόμβοι). Το πρόβλημα ανάγεται τελικά στον προσδιορισμό των τιμών των φυσικών ποσοτήτων που μας ενδιαφέρουν (όπως ταχύτητα και πίεση) σε κάθε ένα κόμβο. Έτσι έχουμε ένα γραμμικό σύστημα εξισώσεων με πολύ μεγάλο αριθμό αγνώστων, αλλά πλέον μπορεί να επιλυθεί με αριθμητικές μεθοδολογίες δίνοντας τελικά διακριτές τιμές των μεταβλητών που επιζητούνταν.

Η υπολογιστική ρευστομηχανική εμπλέκει τεχνηέντως τρεις επιστημονικούς κλάδους: α) Την ρευστομηχανική β) Την αριθμητική ανάλυση και γ) Τους ηλεκτρονικούς υπολογιστές (H/Y).

2.1. ΙΣΤΟΡΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΓΙΑ ΤΗΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ

Υπολογισμοί που αφορούν τα ρευστά και τους νόμους που τα διέπουν, υπήρχαν ήδη από την εποχή του Αρχιμήδη (3^{ος} αι. π.Χ., «Περὶ τῶν ἐπιπλεόντων σωμάτων»). Ο όρος υπολογιστική ρευστομηχανική όμως χρησιμοποιείται σήμερα με τη στενή έννοια των αριθμητικών μεθοδολογιών που αναφέρονται στην προηγούμενη παράγραφο και αναπτύχθηκαν κυρίως από τον 20^ο αιώνα.

Το 1911 δημοσιεύεται εργασία αριθμητικής επίλυσης διαφορικών εξισώσεων με διακριτοποίηση από τον Lewis Fry **Richardson** (Richardson, 1911). Ο ίδιος επίσης επιχειρήσε πρώτος εξάωρη πρόγνωση του καιρού με αριθμητικές μεθοδολογίες, κάνοντας κοπιώδεις πράξεις με το χέρι (Richardson, 1922 – για επιπλέον πληροφορίες βλ. Hunt, 1987). Ακολούθησαν παρόμοιες προσπάθειες για άλλο είδος ροών (Thom, 1928a,b, 1933, Kawaguti, 1953).

Το 1928 δημοσιεύεται η εργασία των Courant, Friedrichs, Lewy (εξ' ου και ο αριθμός CFL), από το πανεπιστήμιο του Goetingen, για την ευστάθεια των αριθμητικών σχημάτων (Courant et al., 1928). Ακολουθεί για μισό αιώνα πλήθος εργασιών που προάγουν τα σχήματα διακριτοποίησης για την προσέγγιση μερικών διαφορικών εξισώσεων (Crank & Nicolson, 1947, Courant et al., 1952, Godunov, 1959, Lax & Wendroff, 1960, Fromm, 1968, Boris & Book, 1973, van Leer, 1973, Leonard et al., 1978, van Leer, 1979). Ιστορικά στοιχεία για κάποια από τα νεώτερα σχήματα υψηλής ανάλυσης (μετά το 1960), δίνονται από τον van Leer (2009). Το 1947 ο προικισμένος μαθηματικός John von Neumann δημοσιεύει μεθοδολογία επίλυσης γραμμικών συστημάτων (von Neumann & Goldstine, 1947). Τη δεκαετία του 1950 αναπτύσσονται και επαναληπτικές μεθοδολογίες που συνοψίζονται στο βιβλίο του Varga (1962). Σήμερα, για αραιούς πίνακες όπως αυτοί που προκύπτουν στις μεθοδολογίες ΥΡ, επικρατούν οι μέθοδοι υποχώρων Krylov (1931), που πλησιάζουν τη μέγιστη θεωρητική ταχύτητα επίλυσης ενός γραμμικού συστήματος εξισώσεων (Saad, 1996).

Το 1946 μπαίνει σε λειτουργία ο βάρους 30 τόνων και υπολογιστικής ισχύος 5000 προσθέσεων το δευτερόλεπτο H/Y ENIAC (Electronic Numerical Integrator And Calculator) στο πανεπιστήμιο

της Πεννσυλβάνια, που αποτελούσε καθολική μηχανή Turing¹ (Turing, 1936). Μετά από λίγα χρόνια χρησιμοποιείται για υπολογισμό της ροής στην ατμόσφαιρα (Charney et al., 1950). Οι κατασκευαστές του Mauchly και Eckert είχαν ήδη σχεδιάσει τον αντικαταστάτη του, τον γενικής χρήσης EDVAC, που αξιοποιούσε την ιδέα του αποθηκευμένου προγράμματος. Η αρχιτεκτονική του H/Y αυτού (von Neumann, 1945) επηρέασε πολλές γενιές υπολογιστών και στοιχεία της διατηρούνται ως σήμερα. Από τότε έχουμε περίπου κάθε 1,5 χρόνο διπλασιασμό της υπολογιστικής ισχύος, με μεγαλύτερο κατασκευαστή υπερυπολογιστών την IBM. Η πρώιμη ιστορία των H/Y παρέχεται από τους Metropolis et al. (1980).

Το 1953 ξεκινάει στο Los Alamos National Laboratory των Η.Π.Α., συστηματική δουλειά (πολύ εντατική τα πρώτα 15 χρόνια) στην υπολογιστική ρευστομηχανική, σε συνδυασμό με συνεχή προμήθεια των ταχύτερων H/Y. Μια ομάδα αξιόλογων επιστημόνων (B. J. Daly, A. A. Amsden, J. E. Fromm, J. E. Welch, P. I. Nakayama, C. W. Hirt και πολλοί ακόμη) με επικεφαλής τον θεωρητικό φυσικό F. H. Harlow και αρχικό H/Y έναν εμπορικό IBM 701 (30 KFlops²), αναπτύσσουν αριθμητικές μεθοδολογίες επίλυσης (Particle-In-Cell, Arbitrary-Lagrangian-Eulerian, Marker-And-Cell) και προάγουν την τέχνη της υπολογιστικής ρευστομηχανικής (Harlow, 1955, Evans & Harlow, 1957, Harlow & Fromm, 1963, Harlow & Welch, 1965, Harlow & Nakayama, 1968, Harlow & Amsden, 1971, Hirt & Cook, 1972, Hotchkiss & Harlow, 1973, Hirt et al., 1975, Hirt & Nichols, 1981). Επίσης, ξεκινώντας από δημοσιεύσεις των Chou³ (1940) και Rotta (1951), αναπτύσσουν μοντέλα τύρβης (Harlow & Nakayama, 1967, Daly & Harlow, 1970). Οι εκατοντάδες εσωτερικές αναφορές τους είναι προσβάσιμες μέσω του διαδικτύου (<http://www.lanl.gov>). Το έργο τους συνοψίζεται από τον Harlow (2004).

Το 1955 ο J. von Neumann μαθαίνει για την πρωτοπόρο εργασία του N. Phillips (1956) στην αριθμητική μοντελοποίηση της ροής στην ατμόσφαιρα. Την ίδια χρονιά, μετά από παρότρυνση του von Neumann, δημιουργείται στην Αμερική υπό τον J. Smagorinsky ειδικό εργαστήριο για τη μελέτη της γενικής κυκλοφορίας της γης, που το 1963 μετονομάστηκε σε GFDL (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory). Ο Smagorinsky είχε συμμετάσχει στην μοντελοποίηση που είχε γίνει στον ENIAC και ουσιαστικά συνέχισε την τότε δουλειά του Charney, καταφέροντας για πολλά χρόνια να του παραχωρείται πρόσβαση στους ισχυρότερους υπολογιστές που υπήρχαν. Γρήγορα φτιάχτηκε μια ισχυρή ομάδα από αξιόλογους επιστήμονες, μεταξύ των οποίων και οι K. Bryan, S. Manabe, D. K. Lilly. Ο Lilly άρχισε το 1959 να δουλεύει σε μεθοδολογίες που θα εξελίσσονταν σε LES. Ο Smagorinsky το 1963 δημοσίευσε τη διάσημη εργασία του για τη μοντελοποίηση της υποπλεγματικής τύρβης (Smagorinsky, 1963). Πολλά ιστορικά στοιχεία για τις πρώτες αυτές μοντελοποιήσεις των ατμοσφαιρικών ροών παραθέτει ο Smagorinsky (1983).

Το 1964 ο Lilly έφυγε για το NCAR (National Center for Atmospheric Research), στο Κολοράντο, όπου ενσωματώθηκε σε μια ισχυρή ομάδα επιστημόνων που ήδη έκανε αριθμητική επίλυση της ροής, συμπεριλαμβανομένων των D. G. Fox και J. W. Deardorff. Το 1970 ο Deardorff δημοσίευσε την πρώτη εργασία με χρήση μοντελοποίησης μεγάλων δινών (Deardorff, 1970), λύνοντας τη ροή σε κανάλι με πλέγμα 6720 κελιών χρησιμοποιώντας έναν εμπορικό H/Y CDC 6600 (3 MFlops)⁴. Για να φτάσει σ' αυτό το επίτευγμα υποβοηθήθηκε από τον Lilly (1962, 1964) και από δημοσιεύσεις του A. Arakawa (1966). Το NCAR ανέπτυξε τρόπους αριθμητικής επίλυσης των ροών και έγινε ο πρωτοπόρος της νέας μεθοδολογίας LES (Lilly, 1967, Deardorff, 1971, 1972, 1973, 1974a,b, Fox & Lilly, 1972). Ταυτόχρονα απετέλεσε κέντρο ανάπτυξης συνεργασιών φιλοξενώντας κατά καιρούς επιστημονικούς επισκέπτες όπως ο S. Orszag (που έκανε την πρώτη άμεση αριθμητική μοντελοποίηση DNS, Orszag & Patterson, 1972), ο A. Leonard (από το πανεπιστήμιο του Stanford, που ακολούθησε το NCAR στην πρωτοπορία σχετικά με την έρευνα για την LES), ο U. Schumann, που μετέφερε την τεχνολογία αυτή στην Γερμανία (Schumann, 1973a,b, 1975). Την εποχή εκείνη ο διαχωρισμός LES και DNS δεν ήταν τόσο σαφής όσο είναι σήμερα (Rogallo & Moin, 1984) και η εξέλιξη των δυο μεθοδολογιών γινόταν παράλληλα. Πολλά στοιχεία για τη δουλειά που γινόταν στο NCAR εκείνη την εποχή μπορεί κανείς να βρει στις ετήσιες αναφορές του NCAR (<https://nldr.library.ucar.edu>). Σημαντικοί ιστορικοί σταθμοί για την ΥΡ και τα σχετικά της πεδία (LES, DNS, μοντελοποίηση τύρβης RANS, αριθμητικά σχήματα, επίλυση πινάκων, υπερυπολογιστές, τύρβη) συνοψίζονται στο σχ. 2.1.

¹ Καλείται μια υπολογιστική μηχανή που μπορεί να προσομοιάσει οποιαδήποτε άλλη.

² Flops = Floating point operations per second = πράξεις το δευτερόλεπτο.

³ Βλ. Chou & Chou (1995) για σχετικά ιστορικά στοιχεία.

⁴ Ο H/Y αυτός κυκλοφόρησε το 1963 και είχε σχεδιαστεί από τον Seymour Cray, που αργότερα έφτιαξε δική του εταιρεία, η οποία μέχρι σήμερα (μετά από διάφορες αλλαγές κατόχων και ονομάτων) φτιάχνει κορυφαίους υπερυπολογιστές.

Ήδη στα μέσα της δεκαετίας του 1960 η μεθοδολογία της υπολογιστικής ρευστομηχανικής είχε διαδοθεί και εκτός της Αμερικής και είχε αρχίσει να ωριμάζει τόσο ώστε να σκεφτεί κανείς το ενδεχόμενο χρήσης της για λύση πρακτικών προβλημάτων. Ο πρώτος που το οραματίστηκε σοβαρά αυτό και το έκανε πράξη ήταν ο καθηγητής **B. Spalding** από το Imperial College της Αγγλίας, ο οποίος κατά το **1965** άρχισε μια συστηματική προσπάθεια ανάπτυξης μεθοδολογιών ΥΡ. Συγκεντρώνοντας γύρω του μια δυνατή ομάδα συνεργατών και φοιτητών και όπως οι **B. Launder, S. Patankar, A. Runchal, M. Wolfshtein** και αναζητώντας συνεχώς ενοποιημένες προσεγγίσεις για την αντιμετώπιση συγγενικών προβλημάτων, κατάφερε μέσα σε περίπου μια δεκαετία να κάνει την ΥΡ ένα πρακτικό εργαλείο. Μεγάλη επιτυχία της ομάδας απετέλεσε η ανάπτυξη της γενικής μεθοδολογίας επίλυσης **SIMPLE** (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations, Patankar & Spalding, 1972), που έχει επικρατήσει με διάφορες παραλλαγές ως σήμερα σχεδόν σε όλους τους γενικούς κώδικες ΥΡ. Επίσης καθοριστική ήταν η δουλειά του **B. Launder** και συνεργατών του στον τομέα της μοντελοποίησης της τύρβης (π.χ. Hanjalic, 1970, Hanjalic & Launder, 1972, Jones & Launder, 1972, Launder & Sharma, 1974, Launder, Reece, Rodi, 1975), που συμπλήρωσε τις αναζητήσεις του Spalding για μοντέλα τύρβης που θα βασίζονταν σε ιδέες του μεγάλου μαθηματικού Kolmogorov (1942), αλλά και του Prandtl (Prandtl & Wieghardt, 1945). Την ίδια εποχή ήταν στο Imperial και ο πειραματιστής **J. H. Whitelaw** και έλαβε χώρα σημαντική πρόοδος στον τομέα των πειραματικών μετρήσεων με τις τεχνικές του ανεμομέτρου θερμαινόμενου νήματος και κυρίως της ανεμομετρίας Laser-Doppler (LDA). Στο Imperial, τη χρυσή εποχή ανάπτυξης της ΥΡ, σπούδασαν και Έλληνες επιστήμονες (Νικόλαος Μαρκάτος, Γεώργιος Μπεργελές, Νικόλαος Βλάχος, Απόστολος Γούλας και λίγο αργότερα Μαρία Φούντη), οι οποίοι αργότερα κατέλαβαν θέσεις σε διάφορα Ελληνικά Πανεπιστήμια και συνέβαλλαν καθοριστικά για τη διάδοση της ΥΡ στην Ελλάδα. Το Imperial επίσης απετέλεσε κέντρο ανάπτυξης συνεργασιών με επισκέπτες όπως οι **J.C. Rotta** (Goettingen), **B. Reynolds** (Stanford), **P. Saffman** (Caltech), **P. Bradshaw** (NPL), **L. Caretto** (Berkeley), **T. Hirt** (Los Alamos), **H. McDonald** (United Aircraft Research Laboratory), **Ιωάννης Αργύρης** (Πανεπιστήμιο της Στουτγάρδης) και πολλοί άλλοι. Αυτό βοήθησε την επιστημονική πρόοδο αλλά και τη διάχυση της γνώσης του Imperial σε άλλα μέρη του κόσμου. Πολλά στοιχεία για την ανάπτυξη της ΥΡ στο Imperial παρέχει ο **Runchal** (2009).

Ο **Spalding** ήδη από το **1969** είχε ιδρύσει εταιρεία που το 1974 μετονομάστηκε **CHAM** (Concentration, Heat And Momentum Ltd.) και παρείχε υπηρεσίες αριθμητικής επίλυσης προβλημάτων. Γρήγορα έγινε σαφές ότι διάφοροι κώδικες που χρησιμοποιούνταν θα μπορούσαν να ενοποιηθούν σε ένα ενιαίο κώδικα και έτσι γεννήθηκε ο γενικής χρήσης κώδικας **PHOENICS** (Parabolic, Hyperbolic Or Elliptic Numerical Integration Code Series), που κυκλοφόρησε το **1981** και περιείχε μεγάλο μέρος από την γνώση που είχε αποκομιστεί από τη δουλειά στο Imperial College. Ο κώδικας αυτός (και γενικότερα οι μεθοδολογίες ΥΡ του Imperial) εκτός του ότι διέδωσε την υπολογιστική ρευστομηχανική, υπήρξε και ο πρόδρομος πολλών άλλων κωδικών. Για παράδειγμα, ο νυν καθηγητής **Ιωάννης Μπάρτζης**, αν και σπούδασε για τη διδακτορική του διατριβή στην Αμερική, εκπαιδεύτηκε στην ΥΡ με τον προγενέστερο εκπαιδευτικό κώδικα **TEACH** του Imperial και έτσι μπόρεσε κι ανέπτυξε τον κώδικα **ADREA** (Bartzis, 1991), που αποτέλεσε έναν από τους πρώτους γενικής χρήσης κώδικες ΥΡ που έδινε έμφαση στα προβλήματα ατμοσφαιρικής διασποράς ρύπων. Με την κυκλοφορία του **PHOENICS** έκλεισε η πιο σημαντική σελίδα της ιστορίας της ΥΡ, η οποία πλέον ήταν ώριμο εργαλείο για χρήση στη βιομηχανία. Μετά από περίπου μια δεκαετία άρχισε η χρήση από την αυτοκινητοβιομηχανία και μετά από άλλη μια δεκαετία κυκλοφόρησε αξιόλογο ανοικτό λογισμικό ΥΡ, κάνοντάς την προσιτή σε όλο τον κόσμο. Στοιχεία για την προϊστορία του **PHOENICS** και γενικότερα για την προσφορά του **Spalding** παρέχουν οι **Artemov et al.** (2009).

Στο Imperial δόθηκε το βάρος κυρίως στη μεθοδολογία **RANS**. Παράλληλα στο Stanford, αρχής γενομένης από το **1973** με μια εργασία του **A. Leonard** που έθετε πιο αυστηρές μαθηματικές βάσεις για τη μοντελοποίηση μεγάλων δινών (Leonard 1973, 1974), εξελίχθηκαν περαιτέρω οι μεθοδολογίες **LES** (Kwak et al. 1975, Moin et al. 1978, Clark et al., 1979) και αργότερα **DNS**, με μοντελοποιήσεις που γίνονταν αρχικά σε έναν **H/Y ILLIAC IV** (150 MFlops). Όπως και ο **Deardorff**, η ομάδα του Stanford (**W. C. Reynolds, F. H. Ferziger, D. Kwak, P. Moin, N. N. Mansour, J. Kim, R. D. Moser** και άλλοι) εξέτασε το πρόβλημα της ροής ανάμεσα σε δύο παράλληλες πλάκες με **LES** (Moin & Kim, 1982) και με **DNS** (Kim et al., 1987). Ανασκόπηση για τη χρήση της **LES** σε τυρβώδεις ροές εκείνα τα χρόνια δίνεται από τους **Rogallo & Moin** (1984). Ακόμη και σήμερα, με νεότερους επιστήμονες και υπό την πολυετή καθοδήγηση του **P. Moin**, το Stanford πρωτοπορεί σε μοντελοποιήσεις **LES** και

DNS⁵. Σχετικά ιστορικά στοιχεία παρέχονται από τους Moin (1997) και Kim (2012). Η ΥΡ και ειδικότερα η DNS γίνεται πλέον μέσο κατανόησης των τυρβωδών φαινομένων και σε αυτό συμβάλλουν πλήθος επιστημόνων (Spalart, 1988, Moser et al., 1999, del Alamo et al., 2004, Hoyas & Jimenez, 2006, Kaneda & Ishihara, 2006⁶, Wu & Moin, 2009a,b). Ιδιαίτερη συνεισφορά στην μελέτη της τύρβης και στην πρόοδο της μεθοδολογίας LES έχουν προσφέρει και οι επιστήμονες του Πολυτεχνείου της Γκρενόμπλ, υπό την πολυετή καθοδήγηση του M. Lesieur. Σήμερα αμέτρητες ερευνητικές ομάδες από διάφορους τομείς σε όλα τα μέρη της γης χρησιμοποιούν και προάγουν την υπολογιστική ρευστομηχανική. Η ΥΡ έχει πλέον εισδύσει σε πάρα πολλούς κλάδους της επιστήμης και σε όλους σχεδόν τους τεχνολογικούς κλάδους. Από ερευνητικής πλευράς, σήμερα οι κλασσικές μεθοδολογίες RANS γνωρίζουν μερική στασιμότητα σε σχέση με τις μεθοδολογίες LES και DNS, όπου υπάρχει μεγάλη κινητικότητα (στην DNS κυρίως ως μέσο διερεύνησης της τύρβης και όχι για πρακτική επίλυση ροών).

Βασικοί σταθμοί της ιστορίας της ΥΡ παρέχονται συνοπτικά στο σχ. 2.1, σε παράλληλους άξονες ώστε να είναι δυνατή η συγκριτική εκτίμηση της εξέλιξης των διάφορων πεδίων. Περιλαμβάνονται με οβάλ σημεία σημαντικές ερευνητικές εργασίες, με παραλληλόγραμμα σπουδαία βιβλία και με πεντάγωνα βασικές δημοσιεύσεις ανασκόπησης. Έχει προστεθεί και το τμήμα που αφορά την τύρβη, από το παράρτημα Α.3. Αν θέλαμε να ξεχωρίσουμε τις 2 δεκαετίες πιο σημαντικής ανάπτυξης, αυτές θα ήταν το διάστημα 1960-1980. Τα σημαντικότερα ερευνητικά κέντρα ήταν για τη RANS το Los Alamos και μετά το Imperial, ενώ για την LES ήταν το GFDL, το NCAR και μετά το Stanford. Υπάρχουν φυσικά πλήθος ιστορικών στοιχείων που δεν έχουν αναφερθεί.

Μελετώντας την ιστορία της υπολογιστικής ρευστομηχανικής καταλαβαίνει κανείς την καθοριστική συμβολή που είχαν οι μεγάλοι μαθηματικοί και οι θεωρητικοί φυσικοί στην εξέλιξή της. Επίσης είναι σαφής η μεγάλη σημασία της διάχυσης της γνώσης. Αξίζει να σημειωθεί ο σπουδαίος ρόλος που είχαν στην ιστορία της ΥΡ η προσπάθεια πρόλεξης της τυρβώδους ροής του αέρα για μετεωρολογικούς σκοπούς, καθώς και η καθαυτό ερευνά της τύρβης.

Παρατηρούμε ότι η ιστορία της υπολογιστικής ρευστομηχανικής είναι άμεσα συνδεδεμένη με την ιστορία των ηλεκτρονικών υπολογιστών (πολλοί μεγάλοι υπολογιστές χρησιμοποιήθηκαν για ΥΡ, αλλά και πολλοί υπερυπολογιστές φτιάχτηκαν με σκοπό να χρησιμοποιηθούν για ΥΡ). Ίσως δεν είναι τυχαίο ότι η μεθοδολογία αυτή έχει δεχτεί στην ιστορία της πολύ ώθηση κυρίως από την Αμερική όπου πάντα υπήρχαν οι ταχύτεροι υπολογιστές. Όσον αφορά τους H/Y, σήμερα ένας γρήγορος προσωπικός H/Y έχει υπολογιστική ισχύ 100 GFlops, όσο είχε ο ταχύτερος υπερυπολογιστής πριν 20 χρόνια, και εκατό χιλιάδες (100000) φορές μικρότερη απ' τον σημερινό ισχυρότερο H/Y. Από το 1993 και μετά ο ρυθμός αύξησης της ισχύος του πρώτου H/Y του κόσμου έχει αυξηθεί ελαφρά, αλλά σε γενικές γραμμές από τον ENIAC ως σήμερα κάθε περίπου 10 χρόνια η υπολογιστική ισχύς του ισχυρότερου H/Y (και του μέσου H/Y) γίνεται 100 φορές μεγαλύτερη, χωρίς να συμπεριλαμβάνουμε τη βελτίωση στην ταχύτητα λόγω των καλύτερων αλγορίθμων και κωδίκων.

Όμως η αύξηση στην υπολογιστική ισχύ εδώ και μερικά χρόνια δεν γίνεται πλέον με αύξηση της ισχύος ανά επεξεργαστή, αλλά με αύξηση του αριθμού των επεξεργαστών, όπως και στους προσωπικούς H/Y, που σημαίνει ότι οι μονονηματικές διεργασίες δεν επιταχύνονται σημαντικά πλέον. Αυτό συμβαίνει επειδή τόσο η δυνατότητα σμίκρυνσης των τρανζίστορ στο πυρίτιο, όσο και οι βελτιώσεις στην αρχιτεκτονική κοντεύουν να φτάσουν στα όριά τους. Επίσης σήμερα οι περισσότεροι υπερυπολογιστές χρησιμοποιούν επεξεργαστές γενικής χρήσης και όχι ειδικευμένους (Hutton, 2009). Ταυτόχρονα, υπάρχει μια έντονη ανάπτυξη των επεξεργαστών γραφικών, λόγω της βιομηχανίας παιχνιδιών που είναι μια από τις μεγαλύτερες βιομηχανίες παγκοσμίως. Οι επεξεργαστές γραφικών χρησιμοποιούνται όλο και περισσότερο για επιστημονικούς υπολογισμούς και σε υπερυπολογιστές, αλλά απαιτούν έντονα παραλληλοποιήσιμους αλγορίθμους. Ο χώρος που καταλαμβάνουν τα μεγάλα υπολογιστικά συστήματα καθορίζεται πλέον από τη θερμική πυκνότητα και όχι από την κλίμακα ολοκλήρωσης των ηλεκτρονικών κυκλωμάτων. Ο μεγαλύτερος υπερυπολογιστής καταναλώνει 10MW ισχύ και σε λίγα χρόνια το κόστος της ενέργειας θα ξεπερνά το κόστος αγοράς τους, οπότε θα είναι επιτακτική η χρήση νέων, άγνωστων ως τώρα τεχνολογιών. Πλέον η ισχύς ανά Watt και όχι η απόλυτη ισχύς έχει μεγαλύτερη σημασία.

⁵ Πρόσφατα ανακοινώθηκε από το Stanford επιτυχής μοντελοποίηση ΥΡ με χρήση πλέον του ενός εκατομμυρίου επεξεργαστών, στον υπερυπολογιστή Sequoia (δευτερος σε ισχύ στον κόσμο – Μάρτιος 2013).

⁶ Στην εργασία αυτή αναφέρεται μοντελοποίηση ομογενούς τύρβης με 69 δισεκατομμύρια κελιά.

2.2. ΓΕΝΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑΣ ΤΗΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ

Οι μεθοδολογίες υπολογιστικής ρευστομηχανικής αποτελούνται από τα παρακάτω στοιχεία (Ferziger & Peric, 2002):

- *Διατύπωση των μαθηματικών μοντέλων που διέπουν το πρόβλημα.* Στη γενική περίπτωση απαιτούνται οι νόμοι διατήρησης της μάζας, ορμής (Navier-Stokes) και ενέργειας, καθώς και πιθανόν επιπλέον νόμοι που αφορούν το πρόβλημα που εξετάζουμε, όπως η εξίσωση μεταφοράς του ρύπου, αν έχουμε ρυπογόνα πηγή. Η ανάπτυξη των νόμων αυτών περιέχεται σε διάφορα κλασσικά βιβλία ρευστομηχανικής της διεθνούς (White, 2001, Kundu & Cohen, 2002) και Ελληνικής (Αθανασιάδης, 1989, Τσαγγάρης, 2005) βιβλιογραφίας, ενώ συνοπτικά αναφέρονται στην πτυχιακή εργασία του γράφοντος (Κουτσουράκης, 1999). Οι νόμοι διατήρησης έχουν παρόμοια μορφή και μπορούν να γραφούν και σε γενική μορφή ως μια γενικευμένη αρχή διατήρησης (Μαρκάτος & Ασημακόπουλος, 1995). Αν η περίπτωση που εξετάζουμε είναι πολύ ειδική, είναι δυνατόν με απλουστευτικές παραδοχές να απλοποιηθούν τόσο πολύ οι εξισώσεις (Navier-Stokes) ώστε να λύνονται αναλυτικά. Τότε δεν μιλάμε για υπολογιστική ρευστομηχανική και η επίλυση σταματά σ' αυτό το σημείο. Αυτό όμως είναι εξαιρετικά σπάνιο και δεν αφορά πρακτικά προβλήματα. Στη γενική περίπτωση, όπως έχει αναφερθεί και στο παράρτημα Α.1, οι εξισώσεις Navier-Stokes είναι πρακτικά άλυτες και για το λόγο αυτό καταφεύγουμε στη διακριτοποίησή τους και την προσεγγιστική επίλυσή τους με αριθμητικές μεθοδολογίες. Μάλιστα η άμεση διακριτοποίησή τους απαιτεί τεράστιο υπολογιστικό φόρτο, λόγω των πολλών χωροχρονικών κλιμάκων που εμπλέκουν και συνήθως οι Navier-Stokes περνούν από μια διαδικασία λήψης μέσου όρου πριν διακριτοποιηθούν (μεθοδολογία RANS) ή χωρικού φιλτραρίσματος (μεθοδολογία LES), βλ. §2.3. Και στις δύο αυτές περιπτώσεις δεν επιλύεται πλήρως η τύρβη: από τις διαδικασίες μέσου όρου ή φιλτραρίσματος χάνεται κάποια πληροφορία η οποία πρέπει να μοντελοποιηθεί.

- *Επιλογή μεθόδου διακριτοποίησης.* Οι πιο συνηθισμένες γενικές τέτοιες μέθοδοι είναι η μέθοδος των πεπερασμένων διαφορών (Finite Difference, FD), η μέθοδος των πεπερασμένων όγκων (Finite Volume, FV) και η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων (Finite Element, FE). Η μέθοδος των πεπερασμένων διαφορών είναι η αρχαιότερη και η απλούστερη, παρουσιάζει όμως δυσχέρειες στον χειρισμό περίπλοκων γεωμετριών. Η μέθοδος των πεπερασμένων όγκων είναι η πιο διαδεδομένη στο χώρο της υπολογιστικής ρευστομηχανικής, καθώς μπορεί να προσαρμοστεί σε οποιαδήποτε γεωμετρία και είναι από φυσικής πλευράς πιο κοντά στις εξισώσεις διατήρησης. Η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων είναι στιβαρή μαθηματικά αλλά είναι πιο στρυφνή. Ξεκίνησε από το χώρο των στερεών σωμάτων και στη ρευστομηχανική δεν έχει πολύ μεγάλη διείσδυση. Εκτός από τις μεθόδους που αναφέρθηκαν υπάρχουν αρκετές ακόμη που χρησιμοποιούνται πιο σπάνια όπως οι φασματικές μέθοδοι και άλλες που αναφέρονται στην §2.8.

- *Επιλογή συστήματος συντεταγμένων.* Ως κανόνα στην εργασία αυτή χρησιμοποιείται αποκλειστικά το καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων.

- *Πλέγμα.* Τα διακριτά σημεία στα οποία υπολογίζονται οι μεταβλητές του προβλήματος προσεγγιστικά καθορίζονται από το αριθμητικό πλέγμα. Οι κύριοι τύποι πλέγματος είναι το δομημένο και το μη δομημένο. Στο πρώτο είναι σαφής η χωροθέτηση και το κάθε κελί έχει μονοσήμαντα το γειτονικό του προς κάθε κατεύθυνση. Στο μη δομημένο υπάρχει ένα φαινομενικά ακανόνιστο νέφος σημείων, είναι όμως συχνά πιο εύκολη έτσι η προσαρμογή σε δύσκολες γεωμετρίες και η πυκνωση του πλέγματος μπορεί να είναι τοπική. Η μέθοδος των πεπερασμένων όγκων είναι ευπροσάρμοστη και στις δύο αυτές κατηγορίες πλέγματος. Η δημιουργία του πλέγματος μπορεί να απαιτεί σημαντικό χρόνο. Ειδικότερα για το μη δομημένο πλέγμα είναι απαραίτητη η ύπαρξη περίπλοκων αλγόριθμων.

- *Αριθμητικά σχήματα.* Στη διαδικασία διακριτοποίησης των μαθηματικών εξισώσεων στη μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών, οι παράγωγοι προσεγγίζονται με χρήση των διακριτών τιμών στους κόμβους του πλέγματος. Η προσέγγιση αυτή μπορεί να γίνει με διάφορες μαθηματικές διατυπώσεις (αριθμητικά σχήματα), χρησιμοποιώντας σε κάθε διεύθυνση ένα ή πολλούς γειτονικούς κόμβους, προς μία ή δύο κατευθύνσεις. Αυτό για κάθε όρο της προς διακριτοποίηση εξίσωσης. Αντίστοιχα στη μέθοδο των πεπερασμένων όγκων πρέπει να επιλέγουν οι μέθοδοι προσέγγισης των επιφανειακών και ογκικών ολοκληρωμάτων. Στην επιλογή του αριθμητικού σχήματος πρέπει να ληφθούν υπόψη η απλότητα, η ευκολία προγραμματισμού, η ακρίβεια και η αποδοτικότητα. Για τα αριθμητικά σχήματα η βιβλιογραφία είναι ανεξάντλητη, αλλά μια συνοπτική και ενοποιημένη παρουσίαση των

κυριότερων απ' αυτά μπορεί να βρει κανείς στο κεφ. 4 ή στη δημοσίευση του Waterson (2007) ή στο βιβλίο των Versteeg & Malalasekera (2007). Τα πιο απλά και συνηθισμένα αριθμητικά σχήματα των ανάντη (upwind) και κεντρικών διαφορών (central differences) έχουν παρουσιαστεί στη μεταπτυχιακή εργασία του γράφοντος (Κουτσουράκης, 2006). Για τα προβλήματα που αλλάζουν με το χρόνο πρέπει να επιλεγεί αριθμητικό σχήμα και για τη χρονική διακριτοποίηση. Το σχήμα αυτό μπορεί να είναι ευθές, όταν χρησιμοποιεί δεδομένα των μεταβλητών μόνο από την προηγούμενη χρονική στιγμή, ή πεπλεγμένο, όταν χρησιμοποιεί και από την παρούσα χρονική στιγμή.

Κατά τη διαδικασία της διακριτοποίησης, χρειάζεται να εισαχθούν και οι οριακές συνθήκες, που είναι απαραίτητες σε κάθε πρόβλημα διαφορικών εξισώσεων ώστε να είναι καλά ορισμένο. Στη μέθοδο των πεπερασμένων όγκων ελέγχου οι οριακές συνθήκες εισάγονται στις διακριτοποιημένες εξισώσεις ως ψευδοπηγές.

- *Μέθοδος επίλυσης.* Έστω για κάποια μεταβλητή του προβλήματος (π.χ. την ταχύτητα u), ότι εφαρμόζουμε την διακριτοποιημένη της εξίσωση σε κάθε σημείο του πλέγματος. Προκύπτει τελικά ένα σύνολο από πολλές γραμμικές αλγεβρικές εξισώσεις με αριθμό αγνώστων όσα σχεδόν τα σημεία του πλέγματος (εξαιρουμένων των οριακών), για τη συγκεκριμένη μεταβλητή. Από την επίλυση του συστήματος αυτού, που είναι πάντα το πιο χρονοβόρο τμήμα ενός κώδικα υπολογιστικής ρευστομηχανικής, θα πάρουμε τις τιμές της μεταβλητής στους κόμβους και άρα την προσεγγιστική λύση. Το σύστημα αυτό πρέπει να λυθεί όσο το δυνατόν γρηγορότερα με κάποια μέθοδο επίλυσης γραμμικών συστημάτων. Συνήθως επιλέγεται κάποια προσεγγιστική επαναληπτική μέθοδος, που έχουν αποδειχθεί ταχύτερες, ειδικά για αραιά συστήματα εξισώσεων (δηλαδή συστήματα με πολλούς μηδενικούς όρους), όπως αυτά που απαντώνται σε προβλήματα ΥΡ. Μεγάλη συλλογή από τέτοιες μεθόδους υπάρχει στο βιβλίο του Saad (2003).

Στην πράξη υπάρχει ένα ακόμη πρόβλημα που πρέπει να ξεπεραστεί προηγουμένως και οφείλεται στη μορφή του σετ των εξισώσεων Navier-Stokes. Θα επιθυμούσαμε όλες οι προς υπολογισμό μεταβλητές να έχουν μια εξίσωση μεταφοράς που να την διακριτοποιήσουμε. Για την πίεση όμως δεν υπάρχει εξίσωση μεταφοράς (βλ. εξισώσεις Navier-Stokes στο παράρτημα Α.1). Υπάρχει μια επιπλέον εξίσωση, η εξίσωση της συνέχειας, στην οποία όμως δεν εμφανίζεται καθόλου η πίεση. Επιπλέον στην εξίσωση για τον υπολογισμό των ταχυτήτων, η πίεση πρέπει να είναι γνωστή. Γίνεται φανερό λοιπόν ότι απαιτείται μια ειδική διαδικασία επίλυσης και στο παρελθόν είχαν προταθεί διάφορες, αλλά με περιορισμένο πεδίο εφαρμογής. Μια γενική τέτοια μεθοδολογία επίλυσης είναι ο αλγόριθμος SIMPLE. Πρόκειται για μια επαναληπτική διαδικασία για τον υπολογισμό της πίεσης και ακολούθως και των ταχυτήτων, όπου υποθέτει κανείς μια αρχική τιμή πίεσης και μετά τη βελτιώνει προσπαθώντας να ικανοποιήσει τις εξισώσεις συνέχειας και ορμής. Ακριβής περιγραφή του SIMPLE μπορεί να βρεθεί στο βιβλίο του Patankar (1980), ενώ πιο σύντομη στο βιβλίο των Μαρκάτος & Ασημακόπουλος (1995) και ακόμη πιο σύντομη στην μεταπτυχιακή εργασία του γράφοντος (Κουτσουράκης, 2006). Έχουν προταθεί και άλλες παρόμοιες μεθοδολογίες, καθώς και πολλές βελτιώσεις του SIMPLE.

- *Κριτήρια σύγκλισης.* Καθώς η μεθοδολογία ΥΡ είναι προσεγγιστική δεν είναι απαραίτητο να έχουμε στις επαναληπτικές διαδικασίες απόλυτη ακρίβεια. Θεωρούμε ότι έχουμε ικανοποιητική ακρίβεια όταν ικανοποιούμε το λεγόμενο κριτήριο σύγκλισης της επαναληπτικής διαδικασίας, που αφορά συνήθως το ποσό του σφάλματος που είναι αποδεκτό. Συνήθως σε κάθε υπολογιστικό βήμα υπάρχουν δύο επίπεδα επαναληπτικών διαδικασιών: Το εσωτερικό που αφορά την επίλυση του γραμμικού συστήματος και το εξωτερικό που αφορά την ακρίβεια επίλυσης των εξισώσεων με την επαναληπτική μεθοδολογία (συνήθως SIMPLE).

Όταν κάποιος επιχειρεί να λύσει ένα πρόβλημα ΥΡ, συνήθως χρησιμοποιούνται υπάρχοντες κώδικες, στους οποίους πολλές από τις επιλογές για τα στοιχεία που αναφέρονται παραπάνω τις έχει κάνει ο προγραμματιστής, ενώ άλλες έχει προβλεφθεί να αφήνονται στον χρήστη.

Δεν θα επεκταθούμε περισσότερο στο θέμα της μαθηματικής ανάπτυξης της μεθοδολογίας της υπολογιστικής ρευστομηχανικής καθώς το θέμα είναι ανεξάντλητο και καλύπτεται από εκτενή βιβλιογραφία. Για μια σύντομη και στοχευμένη αναφορά, ο αναγνώστης παραπέμπεται στο κεφ. 3 της μεταπτυχιακής εργασίας του γράφοντος (Κουτσουράκης, 2006). Από τη λοιπή βιβλιογραφία, τα βιβλία που είναι πιο κοντά στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας είναι των: Ferziger & Peric (2002), Blazek (2001), Versteeg & Malalasekera (1996, 2007), Patankar (1980) και από την Ελληνική βιβλιογραφία: Μαρκάτος & Ασημακόπουλος (1995), Μπεργελές (1993, 2006). Για τη μοντελοποίηση της τύρβης (κυρίως για μεθοδολογία RANS), προτείνεται το βιβλίο του Wilcox (1993) και τμήματα από το βιβλίο των Launder & Sandham (2002).

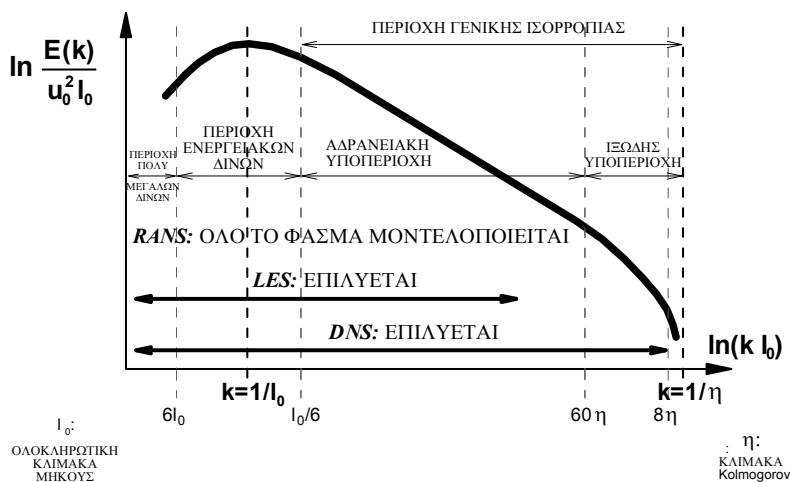
2.3. ΚΑΤΑΤΑΞΗ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΩΝ ΩΣ ΠΡΟΣ ΤΟΝ ΒΑΘΜΟ ΕΠΙΛΥΣΗΣ ΤΗΣ ΤΥΡΒΗΣ

Η πρωταρχική κατάταξη των μεθοδολογιών ΥΡ έχει να κάνει με τον τρόπο προσέγγισης του προβλήματος της τύρβης όσον αφορά το ποσό της τύρβης που επιχειρείται να υπολογιστεί. Θεωρούμε εδώ ότι οι εξισώσεις Navier-Stokes περικλείουν και μπορούν να περιγράψουν την τύρβη.

Αν το μαθηματικό μοντέλο που αναφέρεται παραπάνω είναι οι πλήρεις εξισώσεις Navier-Stokes και η διακριτοποίηση γίνει κατευθείαν επάνω σε αυτές χωρίς άλλη παραδοχή, τότε μιλάμε για μεθοδολογία άμεσης αριθμητικής επίλυσης (DNS). Αυτό όμως είναι χρονοβόρο και πολλές φορές ανούσιο καθώς συνήθως ενδιαφερόμαστε μόνο για μέσες τιμές των ποσοτήτων που μας ενδιαφέρουν και όχι για κάθε λεπτομέρεια των τυρβωδών διακυμάνσεων τους. Στη μεθοδολογία αυτή η σχεδόν όλη η τύρβη επιλύεται.

Στις πρακτικές εφαρμογές χρησιμοποιούνται συνήθως οι εξισώσεις RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes), που έχουν μεταβλητές μόνο τις μέσες τιμές. Η επίλυση τώρα είναι πολύ πιο σύντομη καθώς δεν απαιτείται λεπτομερές πλέγμα που να λύνει την τύρβη στο χώρο και στο χρόνο. Η επίδραση της τύρβης στη μέση ροή παρέχεται από επιπλέον σχέσεις. Στη μεθοδολογία αυτή η σχεδόν όλη η τύρβη μοντελοποιείται.

Ανάμεσα στις μεθοδολογίες DNS και RANS είναι η μεθοδολογία LES. Σε αυτήν φιλτράρονται χωρικά οι εξισώσεις Navier-Stokes με αποτέλεσμα ένα ποσό της τύρβης (αυτό που περικλείει τη μεγαλύτερη ενέργεια) να επιλύεται και ένα μικρό ποσό δευτερεύουσας σημασίας να μοντελοποιείται⁷.



Σχήμα 2.2. Ενεργειακό φάσμα τύρβης $E(k)$, όπου k ο κυματριθμός, στο οποίο έχει προστεθεί το ποσοστό επίλυσης για κάθε μια από τις μεθοδολογίες RANS, LES, DNS. Με u_0 , l_0 συμβολίζονται οι κλίμακες ταχύτητας και μήκους.

Στο σχ. 2.2 παρουσιάζεται το ενεργειακό φάσμα (βλ παράρτημα Α.3) στο οποίο φαίνονται χαρακτηριστικά ποιο τμήμα της τύρβης επιλύει η κάθε μια από τις μεθοδολογίες που αναφέρθηκαν παραπάνω.

Ακολουθεί σύντομη περιγραφή της DNS και της RANS και λίγο εκτενέστερη περιγραφή της LES και υπομεθοδολογιών της, καθώς στην παρούσα εργασία αναπτύχθηκε μεθοδολογία LES και εκεί έχει δοθεί το βάρος.

2.4. ΣΥΝΟΠΤΙΚΗ ΑΝΑΦΟΡΑ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑΣ DNS

Εδώ υπολογίζονται οι στιγμιαίες τιμές των μεταβλητών σε μεγάλη ανάλυση στο χώρο και στο χρόνο ώστε να μη διαφύγει καμία διακύμανση. Το χωρικό πλέγμα πρέπει κανονικά να φτάνει στην κλίμακα Κολμογορον η (βλ. παράρτημα Α.3), ώστε να είναι δυνατός ο πλήρης υπολογισμός της κατα-

⁷ Στην εργασία αυτή αναφερόμαστε κυρίως στην κλασική ΥΡ. Σύντομη αναφορά σε εναλλακτικές μεθοδολογίες που δεν είναι τόσο διαδεδομένες και έχουν πολύ περιορισμένη εφαρμογή στο αστικό περιβάλλον γίνεται στην §2.8.

στροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Βάσει αυτού, εκτιμάται ότι το συνολικό υπολογιστικό κόστος είναι περίπου ανάλογο του Re^3 για ομογενή τύρβη (Ferziger & Peric, 2002) και ανάλογο του $Re^{3.5}$ για τύρβη κοντά σε τοίχο (Piomelli, 2001). Έτσι, όπως αναφέρουν οι Moin & Kim (1997), για να επιλυθεί ένα δευτερόλεπτο πτήσης αεροπλάνου με DNS, χρειάζονται χιλιάδες χρόνια σε ένα μηχάνημα του 1TFlops. Για το λόγο αυτό οι υπολογισμοί DNS περιορίζονται σε χαμηλούς αριθμούς Re .

Η μεθοδολογία DNS (βλ. και ανασκόπηση από Moin & Mahesh, 1998) βρίσκει εφαρμογή κυρίως για έρευνα της τύρβης και για αντικατάσταση των πειραμάτων και δε συνηθίζεται για πρακτική μελέτη της ροής και διασποράς στο αστικό περιβάλλον. Περισσότερα συνοπτικά στοιχεία για την DNS καθώς και σχετικές αναφορές ανασκόπησης παρέχουν οι Argyropoulos & Markatos (2015).

2.5. ΣΥΝΟΠΤΙΚΗ ΑΝΑΦΟΡΑ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑΣ RANS

2.5.1. Γενικά στοιχεία για τη μεθοδολογία RANS

Η RANS είναι η πιο κλασική και ευρέως διαδεδομένη μεθοδολογία υπολογιστικής ρευστομηχανικής. Σύμφωνα με αυτή εφαρμόζεται η διαδικασία λήψης μέσων τιμών κατά Reynolds στις εξισώσεις Navier-Stokes (βλ. παράρτημα Α.4). Έτσι προκύπτουν καινούριες εξισώσεις που λέγονται RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes), οι οποίες μοιάζουν με τις αρχικές εξισώσεις Navier-Stokes αλλά αφορούν χρονικά μέσες τιμές ποσοτήτων. Από τη διαδικασία λήψης μέσων τιμών προκύπτουν και επιπλέον όροι διπλών συσχετίσεων των διακυμάνσεων των ταχυτήτων που λέγονται τάσεις Reynolds και αντιπροσωπεύουν την επίδραση των διακυμάνσεων στη μέση ροή. Πράγματι, οι διακυμάνσεις εμφανίζονται μακροσκοπικά ως μια πρόσθετη τάση στη ροή, καθώς οι έντονες αλλαγές ταχύτητας ενός στοιχείου ρευστού, προκαλούν επιτάχυνση ή επιβράδυνση γειτονικών στοιχείων. Οι τάσεις Reynolds πρέπει να μοντελοποιηθούν, δηλαδή να εκφραστούν συναρτήσει γνωστών ποσοτήτων κι αυτό είναι το δυσκολότερο κομμάτι αυτής της μεθοδολογίας.

2.5.2. Σύντομη αναφορά στα μοντέλα τύρβης

Η κλασική κατάταξη των μοντέλων τύρβης όπως έχει αποκρυσταλλωθεί εδώ και δεκαετίες είναι (βλ. π.χ. Blazek, 2001):

- Πρώτης τάξεως (εμπλέκονται ως διπλές συσχετίσεις διακυμάνσεων)
 - Μοντέλα 0 εξισώσεων (χρησιμοποιούν απλές αλγεβρικές σχέσεις)
 - Μοντέλα 1 εξίσωσης (λύνουν μια επιπλέον εξίσωση μεταφοράς)
 - Μοντέλα 2 εξισώσεων (λύνουν δύο επιπλέον εξισώσεις μεταφοράς)
 - Μοντέλα περισσότερων (από 2) εξισώσεων / μη γραμμικά μοντέλα
- Δεύτερης τάξεως⁸ (εμπλέκονται και τριπλές συσχετίσεις διακυμάνσεων)
 - Μοντέλα τάσεων Reynolds (RSM: Reynolds Stress Models)
 - Μοντέλα αλγεβρικά τάσεων Reynolds (ARSM: Algebraic Reynolds Stress Models)

Τα πιο απλά και πρώτα που παρουσιάστηκαν μοντέλα τύρβης βασίζονται στην παρατήρηση ότι οι τάσεις Reynolds συμπεριφέρονται σα να αυξάνουν μακροσκοπικά τη συνεκτικότητα του ρευστού. Θα ήταν καλή ιδέα λοιπόν να θεωρήσουμε ότι υπάρχει ένας τυρβώδης συντελεστής συνεκτικότητας μ_i κατ' αναλογία του μοριακού συντελεστή συνεκτικότητας μ (βλ. παράρτημα Α.4). Αυτό λέγεται υπόθεση Boussinesq (1877). Τα περισσότερα μοντέλα πρώτης τάξεως κάνουν χρήση αυτής της υπόθεσης και τότε το πρόβλημα ανάγεται στον προσδιορισμό του μ_i . Συνήθως αυτό θεωρείται ανάλογος μιας χαρακτηριστικής ταχύτητας και ενός χαρακτηριστικού μήκους.

2.5.2.1. Αναφορά κυριότερων μοντέλων τύρβης 0 εξισώσεων

Τέτοια μοντέλα είναι το μοντέλο μήκους ανάμιξης του Prandtl (1925), στο οποίο το μ_i θεωρείται ανάλογο ενός χαρακτηριστικού μήκους της τύρβης που δίδεται και μιας χαρακτηριστικής ταχύτητας που είναι ανάλογη της τοπικής κλίσεως της μέσης ταχύτητας, το μοντέλο του van Driest (1956) που μειώνει γρηγορότερα το μήκος ανάμιξης του Prandtl όσο πλησιάζουμε στο στερεό όριο, το μοντέλο των Cebeci-Smith (1974) που χρησιμοποιεί διαφορετικές σχέσεις για το εσωτερικό και το εξωτερικό οριακό στρώμα, το μοντέλο των Baldwin-Lomax (1978) που παρουσιάστηκε ως βελτίωση του προηγούμενου μοντέλου καθώς δεν απαιτεί τη γνώση του πάχους του οριακού στρώματος δ , το μο-

⁸ Εννοείται δεύτερης τάξεως ακρίβεια στην ανάλυση των τάσεων Reynolds σε σειρά Taylor (Wilcox, 1998).

ντέλο **LVEL** που χρησιμοποιεί ο κώδικας **PHOENICS** και υπολογίζει την τυρβώδη συνεκτικότητα από την απόσταση από τον τοίχο, την τοπική ταχύτητα και την συνεκτικότητα.

Τα πιο συνηθισμένα μοντέλα τύρβης 0 εξισώσεων περιγράφονται εκτενέστερα στην πτυχιακή εργασία του γράφοντα (Κουτσουράκης, 1999) και δεν θα μας απασχολήσουν περισσότερο σε αυτή την εργασία, καθώς η ακρίβειά τους είναι περιορισμένη.

2.5.2.2. Αναφορά στα μοντέλα τύρβης 1 εξίσωσης

Συνήθως στα μοντέλα αυτά πάλι εκφράζεται η τυρβώδης συνεκτικότητα ως μια χαρακτηριστική ταχύτητα επί ένα χαρακτηριστικό μήκος. Αυτή τη φορά όμως η χαρακτηριστική ταχύτητα λαμβάνεται με χρήση της **εξίσωσης μεταφοράς της τυρβώδους κινητικής ενέργειας k** , συνήθως ως $k^{0.5}$. Στα μοντέλα αυτά υπάρχει το πλεονέκτημα ότι χρησιμοποιείται η καλή και ακριβής εξίσωση του k (που προκύπτει από τις Navier-Stokes με κατάλληλες πράξεις), αλλά όμως εξακολουθούν οι εμπειρικές εκφράσεις για το χαρακτηριστικό μήκος, οπότε η βελτίωση σε σχέση με τα μοντέλα 0 εξισώσεων δεν είναι σημαντική. Ένα μοντέλο μιας εξίσωσης που έχει εφαρμοστεί με επιτυχία σε ατμοσφαιρικές ροές είναι το μοντέλο του Μπάρτζη (Bartzis, 1989, Venetsanos et al, 2004).

Το πιο διαδεδομένο μοντέλο 1 εξίσωσης είναι το **Spalart-Allmaras** (1992), για το οποίο έχει πρόσφατα αναγεννηθεί το ενδιαφέρον λόγω της χρήσης του σε υβριδικά μοντέλα RANS/LES (βλ. §2.6.5.2). Στο μοντέλο αυτό φτιάχνεται η εξίσωση μεταφοράς όχι του k , αλλά της τυρβώδους κινηματικής συνεκτικότητας. Είναι στιβαρό και εύκολο να προγραμματιστεί.

2.5.2.3. Αναφορά στα μοντέλα τύρβης 2 εξισώσεων

Στα μοντέλα αυτά σχηματίζονται δύο διαφορετικές εξισώσεις μεταφοράς, που χρησιμοποιούνται πρακτικά για να εκφραστούν το χαρακτηριστικό μήκος και η χαρακτηριστική ταχύτητα. Η μια εξίσωση είναι κατά κανόνα η εξίσωση μεταφοράς της τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Για τη δεύτερη εξίσωση, που είναι πάντα προβληματική ως προς τη μοντελοποίησή της, έχουν προταθεί διάφορες ποσότητες, που μπορούν να εκφραστούν στη γενική μορφή $k^m \varepsilon^n$, όπου m, n εκθέτες (Bradshaw et al., 1996). Τα μοντέλα δύο εξισώσεων έχουν επικρατήσει σχεδόν σε όλες τις πρακτικές εφαρμογές.

Το πιο συνηθισμένο μοντέλο δύο εξισώσεων είναι το **$k-\varepsilon$** (Jones & Launder, 1972, Launder & Spalding, 1974), στο οποίο η ποσότητα που έχει επιλεγεί για τη δεύτερη εξίσωση μεταφοράς είναι η καταστροφή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας ε . Παρόλες τις παραδοχές που γίνονται στη μοντελοποίηση της εξίσωσης του ε , το μοντέλο συμπεριφέρεται εντυπωσιακά καλά (σε σχέση με την απλότητά του ως προς την περιπλοκότητα της τύρβης) σε μεγάλο εύρος ροών. Δεν παρέχει όμως μεγάλη ακρίβεια σε κάποιες περιπτώσεις όπως: ελεύθερες ροές, ροές που προσκρούουν σε στερεό σώμα, ροές με αποκόλληση και γενικότερα ροές με έντονη ανισοτροπία τάσεων όπως καμπύλα οριακά στρώματα και ροές περιδίνησης (Casey & Wintergerste, 2000). Το μοντέλο $k-\varepsilon$ είναι γνωστό πως υπερεκτιμά το ρυθμό καταστροφής της τύρβης, δηλαδή σε περιπτώσεις ανακυκλοφορίας το τυρβώδες ιξώδες που υπολογίζει είναι πολύ υψηλό, καταπνίγοντας έτσι τις δίνες. Το $k-\varepsilon$ λόγω της ευρείας χρήσης του, έχει το πλεονέκτημα ότι συνδέεται με την εμπειρία πολλών επιστημόνων και πολλών δεκαετιών, έχοντας κάνει πιο σαφή και συγκεκριμένα τα αδύνατα του σημεία, σε σχέση με τα υπόλοιπα μοντέλα τύρβης.

Υπάρχουν και πάρα πολλά άλλα μοντέλα που χρησιμοποιούν την εξίσωση του ε ως δεύτερη εξίσωση. Τέτοια είναι για παράδειγμα:

- Το **RNG $k-\varepsilon$** (Yakhot & Orszag, 1986, Smith & Reynolds, 1992, Yakhot & Smith, 1992, Yakhot et al., 1992). Προκύπτει αναλυτικά με εφαρμογή της μαθηματικής θεωρίας ReNormalization Group στις εξισώσεις Navier-Stokes. Θεωρείται ότι διορθώνει την ανεπάρκεια του κλασσικού $k-\varepsilon$ να υπερεκτιμά τον ρυθμό καταστροφής της τύρβης, καθώς έχει ένα επιπλέον όρο παραγωγής στην εξίσωση μεταφοράς του ε . Το μοντέλο αυτό συμπεριφέρεται καλύτερα όταν έχουμε αποκολλήσεις και επανακολλήσεις της ροής, παρόμοια με το κλασσικό $k-\varepsilon$ όταν έχουμε μικρές διατμητικές τάσεις, και χειρότερα αν έχουμε πίδακες και πλούμια.

- Το **realizable $k-\varepsilon$** (Shih et al., 1995), στο οποίο η τυρβώδης συνεκτικότητα υπολογίζεται με διαφορετικό τρόπο, ώστε οι τάσεις Reynolds να μην αποκτούν αφύσικες τιμές.

- Το **Chen-Kim $k-\varepsilon$** (Chen & Kim, 1987), που έχει ένα επιπλέον δυναμικά αναπροσαρμοζόμενο όρο στην εξίσωση του ε , διαφορετικές σταθερές και καλύτερη συμπεριφορά σε αποκολλήσεις.

- Γενικότερα τα τροποποιημένα μοντέλα **$k-\varepsilon$** , που είναι αναρίθμητα. Ως παραδείγματα τέτοιων μοντέλων που έχουν χρησιμοποιηθεί σε ατμοσφαιρικές ροές αναφέρονται το μοντέλο **Kato - Launder** (Kato & Launder, 1993, Launder & Kato, 1993), που αλλάζει τον όρο παραγωγής της τυρβώδους κι-

νητικής ενέργειας ώστε να περιορίζεται η υπερεκτίμησή της σε περιοχές πρόσκρουσης, το **MMK** (Tsuchiya et al., 1997), που επιβάλλει μια διόρθωση σαν του μοντέλου Kato - Launder, αλλά στην τυρβώδη συνεκτικότητα μ_t και όχι στον όρο παραγωγής της k και το τροποποιημένο k - ε του Durbin (1996), που θέτει ένα όριο στη χρονική κλίμακα, ώστε να βελτιώνεται η συμπεριφορά του σε περιοχές πρόσκρουσης.

- Τα μικρού αριθμού Reynolds (**Low-Reynolds**) k - ε . Μικρού αριθμού Reynolds χαρακτηρίζονται τα μοντέλα που δεν χρησιμοποιούν συναρτήσεις τοίχου, αλλά επιλύουν μέχρι το στέρεο όριο, απαιτώντας τη χρήση πυκνότερου πλέγματος. Στην αρχική δημοσίευση των Jones & Launder (1972) υπάρχει και διατύπωση μικρού αριθμού Reynolds, ενώ έχουν αναπτυχθεί και άλλα παρόμοια μοντέλα (Launder & Sharma, 1974, Chien, 1982, Lien et al., 1996).

- Τα **δύο στρωμάτων** k - ε . Δύο στρωμάτων λέγονται τα μοντέλα που χρησιμοποιούν άλλο μοντέλο κοντά στον τοίχο (συνήθως μιας εξίσωσης) και άλλο μακριά (εν προκειμένου το k - ε). Χαρακτηριστικό παράδειγμα παρουσιάζεται από τον Rodi (1991).

- Τα **ανισότροπα** k - ε , τα οποία δεν περιορίζονται από την υπόθεση Boussinesq και μπορεί να λέγονται και μη γραμμικά. Σ' αυτά γίνεται αναφορά στην §2.5.2.4.

Υπάρχουν κι άλλα μοντέλα δύο εξισώσεων που για δεύτερη εξίσωση χρησιμοποιούν άλλη ποσότητα της μορφής $k^m \varepsilon^n$, ενώ μπορούν να κατασκευαστούν πολύ περισσότερα, με διάφορες επιλογές για τους εκθέτες m και n . Εδώ θα περιοριστούμε στην αναφορά μόνο δύο τέτοιων μοντέλων:

- Μοντέλο k - ω του Wilcox (Wilcox, 1988, 1993). Το ω είναι ο ειδικός ρυθμός καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας, ισούται με ε/k και έχει διαστάσεις t^{-1} . Το αντίστροφο του ω είναι η κλίμακα μήκους στην οποία συμβαίνει η καταστροφή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Το μοντέλο αυτό έχει αποδειχθεί επιτυχές τόσο σε ελεύθερες ροές όσο και σε ροές κοντά σε στέρεα όρια, αλλά δεν υπάρχει εμπειρία από τη χρήση του στην ατμόσφαιρα. Βελτίωση του μοντέλου με χρήση μιας μορφής k - ε μακριά από τον τοίχο είναι το SST (Shear Stress Transport) από τον Menter (1994).

- Μοντέλο k - ζ του Μπάρτζη (Bartzis, 2005). Σε αντίθεση με τα προηγούμενα μοντέλα δύο εξισώσεων, το μοντέλο αυτό έχει αναπτυχθεί με στόχο τις ατμοσφαιρικές ροές, χωρίς να χάνει τη γενικότητα της χρήσης του. Το ζ είναι ο κυματαριθμός, ή το αντίστροφο του χαρακτηριστικού μήκους. Με τη συγκεκριμένη επιλογή η δεύτερη εξίσωση είναι όσο το δυνατόν πιο ανεξάρτητη από την πρώτη. Το μοντέλο αυτό έχει το πλεονέκτημα ότι συμπεριφέρεται χωρίς τροποποίηση το ίδιο καλά τόσο σε τοπική κλίμακα, όσο και σε ροές μεσοκλίμακας, χωρίς να χρειάζεται διόρθωση για την επίδραση της επιτάχυνσης Coriolis. Το μειονέκτημά του είναι η μικρή του διάδοση και ότι δεν υπάρχει ακόμη αρκετή εμπειρία από τη χρήση του.

2.5.2.4. Αναφορά στα μοντέλα τύρβης πλέον των 2 εξισώσεων και στα μη γραμμικά μοντέλα

Σε κάποια μοντέλα λύνονται 3 ή 4 εξισώσεις μεταφοράς. Παράδειγμα τέτοιου μοντέλου είναι το **V2F** (Durbin 1991, 1995), το οποίο εκτός από τις εξισώσεις μεταφοράς του k και του ε , λύνει άλλη μία για την ποσότητα $\overline{v^2}$ (που προσεγγιστικά αντιπροσωπεύει την κάθετη στο στερεό όριο ένταση τύρβης), καθώς και μια ελλειπτική εξίσωση για τον όρο ανακατανομής f που χρησιμοποιείται στην εξίσωση του $\overline{v^2}$. Το μοντέλο αυτό είναι μικρού αριθμού Reynolds και μάλιστα δεν απαιτεί γνώση της απόστασης από τον τοίχο. Αν και έχει στοιχεία ανισοτροπίας κοντά στο στερεό όριο και χρησιμοποιεί για κλίμακα ταχύτητας το $\overline{v^2}$ αντί για το k , εξακολουθεί να βασίζεται στην υπόθεση Boussinesq.

Τα μοντέλα που χρησιμοποιούν την υπόθεση Boussinesq, υποθέτουν ομοιομορφία των τάσεων Reynolds και αποτυγχάνουν σε διάφορες ροές όπως για παράδειγμα σε ροές πρόσκρουσης ή όταν υπάρχει καμπυλότητα των γραμμών ροής. Για να μην υπάρχει αυτή η παραδοχή, πρέπει να πάει κανείς σε μοντέλα ανώτερης τάξης, ή να προσπαθήσει να τροποποιήσει τα υπάρχοντα μοντέλα. Στην δεύτερη κατηγορία ανήκουν τα ανισότροπα ή μη γραμμικά μοντέλα (συνήθως k - ε) με χαρακτηριστικό παράδειγμα το μοντέλο του Speziale (1987), που απλοποιήθηκε από τους Gatski & Speziale (1993) ώστε να έχει καλύτερη ευστάθεια. Στο μοντέλο αυτό, υπολογίζονται τα k και ε και οι τάσεις Reynolds δίνονται από αλγεβρικές σχέσεις που εμπλέκουν τα k και ε μαζί με τετραγωνικούς όρους κλίσεων ταχυτήτων. Ενίοτε τα μοντέλα αυτά θεωρούνται 1,5 τάξεως και μοιάζουν πολύ με τα ARSM (§2.5.2.5). Ανασκόπηση σε κάποια τέτοια μοντέλα κάνουν οι Craft et al. (1996), οι οποίοι παρουσιάζουν κι ένα δικό τους μοντέλο με κυβικούς όρους κλίσεων ταχυτήτων, το οποίο έχει αποτελέσει βάση για μοντέλα τριών εξισώσεων (βλ. Vlahostergios et al., 2009). Για κάποιες από τις νεώτερες εξελίξεις στα μοντέλα αυτά ο αναγνώστης παραπέμπεται στους Hanjalic & Kenjeres (2008).

2.5.2.5. Αναφορά στα μοντέλα τάσεων Reynolds

Στα μοντέλα αυτά (Launder et al., 1975, Gibson & Launder, 1978, Launder, 1989) χρησιμοποιούνται εξισώσεις μεταφοράς των τάσεων Reynolds, που προκύπτουν από τις Navier-Stokes και εμπλέκουν τριπλές συσχετίσεις διακυμάνσεων. Πρόκειται δηλαδή για ανώτερου επιπέδου προσέγγιση και γι' αυτό λέγονται μοντέλα δεύτερης τάξεως. Δυστυχώς όμως οι όροι των εξισώσεων τους είναι δύσκολο να μοντελοποιηθούν.

Στα **RSM** δεν γίνεται χρήση της υπόθεσης Boussinesq. Η κάθε τάση υπολογίζεται χωριστά από τη δική της εξίσωση μεταφοράς, οπότε έχουμε 6 διαφορικές εξισώσεις για τις τάσεις και μια έβδομη για το ε . Έτσι τα RSM μπορούν να υπολογιστούν ανισοτροπίες των τάσεων και να προβλέψουν για παράδειγμα δευτερεύουσες ροές σε ένα κανάλι. Η χρήση τους είναι περιορισμένη, καθώς παρουσιάζουν δυσκολίες στη σύγκλιση και τα αποτελέσματά τους δεν είναι πάντα τόσο καλύτερα όσο θα περίμενε κανείς. Πιο συγκεκριμένα δεδομένα από τη χρήση τους θα αναφερθούν στο κεφ. 5. Συνήθως για τη μοντελοποίηση των όρων των εξισώσεων των τάσεων Reynolds, ακολουθούνται είτε οι προτάσεις των Launder, Reece, Rodi (Launder et al., 1975), οπότε το μοντέλο αναφέρεται ως LRR, είτε των Speziale, Sarkar, Gatski (Speziale et al., 1991) οπότε αναφέρεται ως SSG.

Το μειονέκτημα των 7 διαφορικών εξισώσεων που θέλουν πολύ υπολογιστικό χρόνο, μετρίζεται σε μεγάλο βαθμό με τα Αλγεβρικά μοντέλα τάσεων Reynolds (**ARSM**). Το πιο γνωστό τέτοιο μοντέλο αναπτύχθηκε από τον Rodi (1976), ο οποίος εξέφρασε τους όρους μεταφοράς και διάχυσης των εξισώσεων μεταφοράς των τάσεων Reynolds συναρτήσει γνωστών ποσοτήτων, υποθέτοντας ότι η μεταφορά των τάσεων Reynolds είναι ανάλογη της μεταφοράς της κινητικής ενέργειας. Το μειονέκτημα του μοντέλου είναι τα σοβαρά προβλήματα αριθμητικής αστάθειας. Τα ARSM μόνο οριακά μπορεί κανείς να θεωρήσει ότι ανήκουν στα μοντέλα δεύτερης τάξης και πολλοί ερευνητές τα θεωρούν 1,5 τάξεως, μαζί με τα μη γραμμικά μοντέλα δύο εξισώσεων, με τα οποία έχουν πάρα πολλά κοινά στοιχεία. Οι Hanjalic & Kenjeres (2008) περιγράφουν κάποια πιο σύγχρονα μοντέλα, κυρίως τάξης ίσης ή ανώτερης της 1,5 που δεν έχουν αναφερθεί εδώ.

Μια μεγάλη λίστα τυρβωδών μοντέλων με σύντομη περιγραφή τους παρέχεται από τους Haase et al. (1997), ενώ σύγκριση των αποτελεσμάτων πολλών απ' αυτά από τον Bradshaw (1992). Αξιίζει να σημειωθεί ότι ο αριθμός των μοντέλων τύρβης που έχουν ως τώρα παρουσιαστεί είναι τριψήφιος (Hutton, 2009), ενώ είναι πλέον γνωστό ότι δε μπορεί να υπάρξει μοντέλο τύρβης κατάλληλο για όλες τις ροές (Hunt & Savill, 2005).

Για περισσότερα σχετικά με τα μοντέλα τύρβης ο αναγνώστης παραπέμπεται στα πολύ καλά βιβλία των Launder & Spalding (1972), Rodi (1980, Β' έκδοση 1993), Wilcox (1993, Β' έκδοση 1998, Γ' έκδοση 2006), Launder & Sandham (2002) και σε ανασκοπήσεις όπως των Mellor & Herring (1973), Launder & Spalding (1974), Reynolds (1976), Patel et al. (1985), Markatos (1986, 1987), Launder (1989), Hanjalic (1994), Jaw & Chen (1998), Hanjalic (2002), Hanjalic & Kenjeres (2008), καθώς και στην πρόσφατη ανασκόπηση των Argyropoulos & Markatos (2015), που εκτός από μοντέλα τύρβης RANS καλύπτει εν μέρει και τις μεθοδολογίες DNS και LES.

Η μεθοδολογία RANS αναπτύχθηκε και είναι κατάλληλη κυρίως για προβλήματα που δεν αλλάζουν με το χρόνο (steady state). Είναι δυνατόν όμως να προσομοιώσει και ασταθή προβλήματα, ως αλληλουχία σταθερών προβλημάτων. Η μέθοδος αυτή λέγεται URANS (Unsteady RANS). Με τον τρόπο αυτό είναι δυνατόν να επιλυθούν και κάποια πολύ μεγάλης κλίμακας τυρβώδη (ασταθή ακριβέστερα) χαρακτηριστικά της ροής.

Η RANS είναι πολύ πιο γρήγορη σε σχέση με τις DNS και LES, με κόστος υπολογισμού κοντά σε στερεά όρια ανάλογο με το $\log(Re)$ (De Langhe, 2006). Επίσης δεν έχει τόσο μεγάλους περιορισμούς ως προς την ποιότητα του πλέγματος και συνήθως δίνει ικανοποιητικότερα αποτελέσματα σε μη χρονικά μεταβαλλόμενες ροές. Τα μειονεκτήματα της μεθοδολογίας RANS περιλαμβάνουν την ανάγκη (περίπλοκης) μοντελοποίησης της τύρβης η οποία μάλιστα εξαρτάται από το πρόβλημα, την αδυναμία της να υπολογίσει την τύρβη και τα χαρακτηριστικά της και την μειωμένη ακρίβεια της μεθοδολογίας, ειδικά σε ασταθείς ροές.

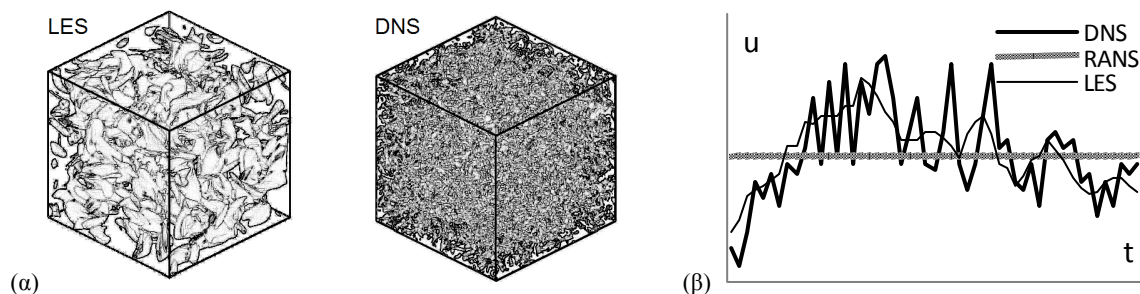
Στο παράρτημα Α.4 δίνονται συνοπτικά οι κύριες μαθηματικές σχέσεις της μεθοδολογίας RANS καθώς και των τριών μοντέλων τύρβης που χρησιμοποιήθηκαν στην εργασία αυτή, (κυρίως στο 4^ο και 5^ο κεφαλαίο), δηλαδή του $k-\varepsilon$, του RNG $k-\varepsilon$ και του RSM (LRR).

2.6. ΣΥΝΟΠΤΙΚΗ ΑΝΑΦΟΡΑ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑΣ LES

2.6.1. Γενικά στοιχεία

Η τύρβη μπορεί να θεωρηθεί ως μια αλληλουχία από δίνες που υπάρχουν σε πολύ μεγάλο εύρος χρονικών και χωρικών κλιμάκων. Οι μεγαλύτερες δίνες περικλείουν το μεγαλύτερο ποσοστό της ενέργειας, διατηρούν την ταυτότητά τους περισσότερο χρόνο και σχετίζονται με μακροσκοπικά χαρακτηριστικά της ροής όπως γεωμετρία και οριακές συνθήκες. Οι μικρές δίνες παράγονται κυρίως από μη γραμμικές αλληλεπιδράσεις με τις μεγάλες δίνες, δημιουργούνται και καταστρέφονται πιο εύκολα και παρουσιάζουν περισσότερο ισότροπη συμπεριφορά.

Στη μοντελοποίηση LES επιχειρείται να επιλυθούν πλήρως χωρικά και χρονικά οι μεγάλες δίνες, ενώ οι μικρές, που επηρεάζουν πολύ λιγότερο τη μέση ροή και τα τυρβώδη χαρακτηριστικά της, μοντελοποιούνται με απλά μοντέλα, καθώς είναι ισότροπες. Το σημείο διαχωρισμού των μικρών και των μεγάλων δινών καθορίζεται από την απαίτηση να υπολογιστεί το μεγαλύτερο ποσοστό της τυρβώδους ενέργειας (ενδεικτικά: τουλάχιστον 80% για να έχουμε σωστή LES). Αυτό το σημείο βρίσκεται μέσα στην αδρανειακή υποπεριοχή (σχ. 2.2) και έχει χαρακτηριστική διάσταση πολύ μεγαλύτερη από την κλίμακα Kolmogorov, οπότε μπορούν να χρησιμοποιηθούν αραιότερα πλέγματα από της μεθοδολογίας DNS. Το υπολογιστικό κόστος είναι προσεγγιστικά ανάλογο του $Re^{0.5}$ για την ελεύθερη ροή και του $Re^{2.4}$ κοντά στο στερεό όριο (Piomelli & Ballaras, 2002). Βλέπουμε λοιπόν ότι, ειδικά σε σχετικά μεγάλους αριθμούς Reynolds, ο χρόνος υπολογισμού της LES είναι κοντύτερα σ' αυτόν της DNS απ' ό,τι της RANS. Ο Wilcox (1993) για παράδειγμα αναφέρει για μια σωστή επίλυση LES απαιτείται περίπου 5-10% του χρόνου της DNS. Ενώ όπως θα φανεί σε επόμενα κεφάλαια το κόστος μιας μοντελοποίησης RANS μπορεί να είναι τάξεις μεγέθους μικρότερο σε σχέση με την LES αν μιλάμε για πρόβλημα μόνιμης ροής. Στο σχ. 2.3 φαίνεται η διάφορα των προσεγγίσεων RANS, LES και DNS. Η LES υπολογίζει χοντρικά (αλλά ικανοποιητικά όσον αφορά τις μεγάλες δίνες) τις τυρβώδεις δομές και όχι με λεπτομέρειες, όπως η DNS. Όσον αφορά τις χρονοσειρές των μεταβλητών, η LES είναι σα να κάνει κάποιου είδους φυσική παρεμβολή, αγνοώντας τις διακυμάνσεις πολύ μεγάλων συχνοτήτων.



Σχήμα 2.3. Σύγκριση RANS, LES, DNS όσον αφορά τη λεπτομέρεια με την οποία μας παρέχει η λύση: (α) τις τυρβώδεις δομές και (β) τις διακυμάνσεις της ταχύτητας. Το (α) είναι καλλιτεχνική απεικόνιση [βασισμένη σε σχήμα του Drikakis (2009, LES short course - Cranfield University)] της αναμενόμενης διαφοράς στη λεπτομέρεια επίλυσης των τυρβωδών ροών για ομογενή τύρβη. Στο (β) το πρόβλημα θεωρείται μόνιμο (steady state) και οι διακυμάνσεις τυρβώδεις.

Για τη μαθηματική διατύπωση των εξισώσεων της LES (βλ. παράρτημα Α.5), εφαρμόζεται χωρικό φιλτράρισμα στις Navier-Stokes, σε αντίθεση με τη μεθοδολογία RANS όπου λαμβάνονται οι χρονικά μέσες Navier-Stokes. Έτσι, ενώ η μέση τιμή μιας διακύμανσης είναι μηδενική στη RANS, η χωρικά φιλτραρισμένη διακύμανση στην LES δεν είναι μηδέν. Το αποτέλεσμα του χωρικού φιλτραρίσματος είναι εξισώσεις που μοιάζουν με τις αρχικές Navier-Stokes, αλλά αφορούν χωρικά μέσες τιμές ποσοτήτων και παρουσιάζουν επιπλέον όρους, τις υποπλεγματικές τάσεις, που πρέπει να μοντελοποιηθούν (παράρτημα Α.5). Συνήθως θεωρούνται ανάλογες μιας τυρβώδους συνεκτικότητας (υπόθεση Boussinesq), που πρέπει να προσδιοριστεί ανάλογα με το μοντέλο.

Αξίζει να διευκρινιστεί ότι κατ' ακρίβεια, οι όροι «μοντελοποίηση της τύρβης» και «μοντέλο τύρβης», υπονοούν και προϋποθέτουν την χρήση RANS. Η LES δεν είναι μοντέλο τύρβης, αλλά μεθοδολογία ΥΡ που λύνει σε κάποιο βαθμό την τύρβη, χωρίς να τη μοντελοποιεί, εκτός από ένα μικρό υποπλεγματικό κομμάτι, για το οποίο για τη μοντελοποίηση της τύρβης του δεν χρησιμοποιείται συνήθως ο όρος «μοντέλο τύρβης», αλλά «υποπλεγματικό μοντέλο».

Η μεθοδολογία LES μπορεί να θεωρηθεί ως απλοποιημένη DNS. Είναι άλλωστε γνωστό ότι όσο πυκνώνει το πλέγμα η λύση LES τείνει στη λύση της DNS, για την συνηθισμένη περίπτωση που το φίλτρο σχετίζεται με το πλέγμα.

Με την LES, όπως και στη DNS, χρειάζεται πάντα να λυθεί η τρισδιάστατη μη μόνιμη ροή ακόμη και για προβλήματα στα οποία η μέση ροή δεν μεταβάλλεται με το χρόνο. Αυτό δημιουργεί μεγάλες απαιτήσεις για τις οριακές συνθήκες καθώς πρέπει να είναι χρονικά μεταβαλλόμενες και τέτοιες ώστε να διατηρούνται απρόσκοπτα οι τυρβώδεις διακυμάνσεις.

Επίσης, όπως και στη DNS, ο όγκος των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης μπορεί να είναι πολύ μεγάλος, εάν περιέχει τις χρονικά μεταβαλλόμενες διακυμάνσεις των μεταβλητών. Αν ενδιαφερόμαστε όπως συνήθως μόνο για μέσες τιμές, χρειάζεται κάποιου είδους στατιστική επεξεργασία των αποτελεσμάτων, που μπορεί να γίνει και κατά τη διάρκεια των υπολογισμών ώστε να μειωθεί ο όγκος αποθήκευσης. Για μόνιμα πεδία ροής είναι απαραίτητο να αφήσουμε την προσομοίωση για αρκετό χρόνο ώστε τα στατιστικά που θα λαμβάνουμε να μην αλλάζουν πλέον. Επιπλέον χρειάζεται στην αρχή της προσομοίωσης κάποιος χρόνος για να φτάσει η ροή σε μία στατιστικώς σταθερή κατάσταση. Για τους λόγους αυτούς οι μοντελοποιήσεις LES απαιτούν πολύ περισσότερο χρόνο ροής σε σχέση με αυτόν που θα περίμενε κανείς από την εμπειρία του με προσομοιώσεις RANS. Αντίστοιχα, σε χρονικά μεταβαλλόμενες ροές πρέπει να έχουμε στο νου μας ότι η συγκεκριμένη λύση που πήραμε αποτελεί απλώς μία από τις δυνατές πραγματοποιήσεις της ροής κι αν θέλουμε να έχουμε πληρέστερη εικόνα θα πρέπει να επαναλάβουμε την προσομοίωση περισσότερες φορές, πιθανόν με λίγο αλλαγμένες αρχικές ή οριακές συνθήκες. Αυτό όμως συνήθως δε γίνεται στην πράξη.

Η LES μπορεί να έχει επιτυχία σε ροές όπου η RANS αποτυγχάνει, όπως σε ροές με εκτεταμένες αποκολλήσεις, σε περίπλοκες ροές με επιδράσεις καμπυλότητας, άνωσης ή περιστροφής, σε υπολογισμούς διάδοσης ήχου κ.ά. Επίσης σε γενικές γραμμές υπερέρχει σε περιπτώσεις χρονικά μεταβαλλόμενων ροών. Συνοπτικά, θα πρέπει να σκεφτόμαστε την LES σαν μια μεθοδολογία που *επιλύει* την τυρβή. Απ' εκεί προκύπτουν πολλά από τα πλεονεκτήματα (γνώση τυρβωδών χαρακτηριστικών όπως συσχετίσεις στο χώρο και στο χρόνο, ροές διάφορων τάξεων όπως τάσεις Reynolds, επιπεδότητα και κύρτωση, κατώτερες και ανώτερες τιμές των μεταβλητών, στατιστικές κατανομές των μεταβλητών, αποτύπωση στιγμιότυπων της ροής) και μειονεκτήματα του (απαιτητικές οριακές συνθήκες, μεγάλος όγκος δεδομένων προς επεξεργασία, μεγάλη ζήτηση υπολογιστικών πόρων).

Εισαγωγή στη θεωρία της LES, μαζί με τις συνοδευτικές μαθηματικές σχέσεις, δίνεται στο παράρτημα Α.5. Επίσης μαθηματική περιγραφή των μοντέλων που χρησιμοποιήθηκαν για την ανάπτυξη της μεθοδολογίας LES της παρούσας εργασίας, δίνεται στο κεφ. 4.

2.6.2. Στοιχεία κυριότερων υποπλεγματικών μοντέλων

Στη μεθοδολογία LES για να δημιουργηθεί ένα κλειστό σύστημα, απαιτείται η μοντελοποίηση των υποπλεγματικών όρων. Αυτό το θέμα προβληματίσε από την αρχή τον Deardorff (1970, 1973) και για πολλά χρόνια ήταν ένα από τα αγαπημένα ερευνητικά πεδία πολλών επιστημόνων που ασχολούνταν με την LES. Πιθανόν στον τομέα αυτό να δόθηκε περισσότερο βάρος απ' ό,τι θα 'πρεπε, ίσως επειδή υπήρξε μια σημαντική επίδραση από το χώρο των μεθοδολογιών RANS όπου η μοντελοποίηση των τυρβωδών όρων παίζει έναν πολύ καθοριστικό ρόλο.

Παρόλο λοιπόν που (ή μερικές φορές και εξαιτίας του ότι) η μεθοδολογία LES έχει αναπτυχθεί έτσι ώστε να μην παίζει πολύ μεγάλο ρόλο το υποπλεγματικό μοντέλο, παρουσιάστηκε ένας πολύ μεγάλος αριθμός τέτοιων μοντέλων. Τα περισσότερα απ' αυτά χρησιμοποιούνται μόνο από τους δημιουργούς τους (Sagaut, 2006) και σίγουρα δεν έχει νόημα ν' ασχοληθεί κανείς με όλα αυτά. Η μεγαλύτερη συλλογή από τέτοια μοντέλα υπάρχει στο βιβλίο του Sagaut (2006) και είναι τόσο καλή και συστηματική που κάνει περιττή την προσπάθεια να τα περιγράψει αναλυτικά κάποιος άλλος. Ακόμη και αυτή η συλλογή όμως δεν είναι πλήρης και υπάρχουν και νέα μοντέλα μετά το βιβλίο του Sagaut (2006). Ο αριθμός των μοντέλων έχει ακολουθήσει μια σχεδόν εκθετική αύξηση μέχρι σήμερα (Hutton, 2009, Tucker & Lardeau, 2009). Αρχίζει να γίνεται όμως πλέον σαφές ότι δε συμφέρει η περαιτέρω ενασχόληση με το θέμα αυτό, αλλά οι δυνάμεις μας θα πρέπει να δοθούν σε άλλους τομείς (Hutton, 2009). Για τους λόγους αυτούς δε θα επεκταθούμε ιδιαίτερα στα υποπλεγματικά μοντέλα, τα πιο σημαντικά απ' τα οποία μπορούν να βρεθούν σε αμέτρητο πλήθος αναφορών. Κατανοητές εισαγωγικές σημειώσεις για το θέμα παρέχονται από τον Constantinescu (2012a,b,c,d). Παρακάτω θα δοθούν πολύ περιληπτικά και περιγραφικά κάποια απ' τα μοντέλα που πιστεύεται ότι έχουν να μας προσφέρουν κάτι με τον τρόπο προσέγγισής τους στο πρόβλημα.

2.6.2.1. Το μοντέλο Smagorinsky

Το μοντέλο του Smagorinsky (1963) είναι ο αδιαφιλονίκητος βασιλιάς των υποπλεγματικών μοντέλων και ταυτόχρονα το πρώτο που παρουσιάστηκε. Το μοντέλο αυτό εισάγεται και περιγράφεται μαθηματικά στο παράρτημα Α.5.

Υλοποιεί την πιο απλή σκέψη που μπορεί να κάνει κανείς, ότι η τυρβώδης συνεκτικότητα είναι ανάλογη ενός χαρακτηριστικού μήκους που εξαρτάται από το πλέγμα και μιας χαρακτηριστικής ταχύτητας που είναι ανάλογη της τοπικής κλίσεως των ταχυτήτων όπως συμβαίνει και με τη στρωτή συνεκτικότητα. Ο συντελεστής αναλογίας του χαρακτηριστικού μήκους (C_s) μπορεί να προσδιοριστεί θεωρητικά για ισοτροπική τύρβη (περίπου 0,2) αλλά για ροές με διατμητικές τάσεις συνήθως λαμβάνεται εμπειρικά (περίπου 0,1) και αυτό θεωρείται ένα μειονέκτημα του μοντέλου καθώς ο χρήστης πρέπει πριν το χρησιμοποιήσει να παρέχει τον αριθμό της σταθεράς για τη συγκεκριμένη περίπτωση που θέλει να μοντελοποιήσει. Μάλιστα, ειδικά σε περίπλοκες ροές, ο βέλτιστος αριθμός της σταθεράς δεν είναι ίδιος από σημείο σε σημείο. Επίσης το C_s μπορεί να εξαρτάται από το πλάτος του φίλτρου (Meneveau & Katz, 2000). Παρόλα αυτά, το μοντέλο του Smagorinsky προβλέπει πολλές ροές με ικανοποιητική ακρίβεια, συμπεριφέρεται πολύ βολικά από αριθμητικής πλευράς και σίγουρα έχει με μεγάλη διαφορά την πιο πλήρη βάση από διάφορες εφαρμογές στις οποίες έχει χρησιμοποιηθεί. Επίσης αποτελεί την αρχή για πιο εξελιγμένα υποπλεγματικά μοντέλα αλλά και βάση για άλλα φυσικά μοντέλα που αφορούν για παράδειγμα, χημεία, καύση κτλ. Το μοντέλο του Smagorinsky είναι τόσο καθολικό, που μπορούμε να καταλήξουμε σε αυτό με απλουστευτικές παραδοχές σχεδόν από οποιοδήποτε άλλο πιο περίπλοκο υποπλεγματικό μοντέλο.

Για ισότροπη τύρβη, οι τάσεις που δίνει το μοντέλο Smagorinsky (και όλα τα μοντέλα τυρβώδους συνεκτικότητας), δε συμφωνούν με τις πραγματικές τάσεις, που σημαίνει ότι το μοντέλο Smagorinsky δεν περιγράφει ικανοποιητικά τις υποπλεγματικές φυσικές διεργασίες (Meneveau & Katz, 2000). Η επιτυχία του μοντέλου λοιπόν οφείλεται περισσότερο στη δυνατότητά του να σταθεροποιεί τους υπολογισμούς και στο γεγονός ότι οι μεγάλες κλίμακες φαίνεται να μην επηρεάζονται πολύ από τις λεπτομέρειες των υποπλεγματικών κινήσεων (Rogallo & Moin, 1984). Γενικότερα η περιπλοκότητα της μεθοδολογίας LES και το γεγονός ότι εμπλέκει διάφορους τομείς (φίλτρα, διακριτοποίηση, αριθμητικά σχήματα, μοντέλα) κάνει πολλές φορές ασαφείς τους λόγους για τους οποίους ένα μοντέλο πετυχαίνει ή όχι. Τελικός κριτής είναι οι εφαρμογές στην πράξη κι αυτές έχουν δικαιώσει το συγκεκριμένο μοντέλο.

Οι κυριότερες περιπτώσεις στις οποίες είναι γνωστό ότι αποτυγχάνει το μοντέλο Smagorinsky είναι οι στρωτές ροές, οι μεταβατικές ροές⁹, οι ροές στις οποίες υπάρχουν επιπλέον τάσεις όπως οι ροές σε καμπυλότητα ή σε περιστρεφόμενα σύστημα αναφοράς και οι ροές εκτός ισορροπίας, όπως π.χ. στην περίπτωση που εφαρμόζεται ξαφνικά τάση (Meneveau & Katz, 2000). Επίσης, στην περιοχή κοντά στον τοίχο το μοντέλο παράγει υπερβολική καταστροφή¹⁰. Το τελευταίο διορθώνεται ικανοποιητικά με τη χρήση κάποιας μεθόδου απόσβεσης (wall damping) της υποπλεγματικής συνεκτικότητας όπως η απόσβεση τύπου van Driest¹¹ (1956) στην κλίμακα μήκους (βλ. κεφ. 4), η οποία είχε αρχικά εισαχθεί με επιτυχία για μετρίασμό της συνεκτικότητας κοντά στον τοίχο για μοντέλα RANS. Οι μέθοδοι απόσβεσης, που συνήθως χρησιμοποιούν ως παράμετρο την απόσταση από τον τοίχο, πρακτικά δουλεύουν πολύ καλά, αλλά θεωρητικά το υποπλεγματικό μοντέλο πρέπει να εξαρτάται μόνο από τοπικές ιδιότητες και η απόσταση από τον τοίχο δεν είναι τέτοια (Ferziger & Peric, 2002).

Παραλλαγές του μοντέλου Smagorinsky, άμεσης συγγένειας με αυτό.

Παρακάτω θα αναφερθούν ως παράδειγμα τρία μοντέλα που έχουν παρόμοια διατύπωση και ευκολία εφαρμογής με το μοντέλο Smagorinsky, αλλά υποτίθεται ότι παρουσιάζουν κάποιες βελτιώσεις. Τα μοντέλα αυτά θα μπορούσαν να παρουσιαστούν και ως ξεχωριστά μοντέλα και όχι ως υποπεριπτώσεις του μοντέλου Smagorinsky. Σ' αυτά θα μπορούσε να προστεθεί και το μοντέλο του Stanford (Kwak et al., 1975) που χρησιμοποιεί την στροβιλότητα Ω , αντί της παραμόρφωσης S .

⁹ Επειδή το Smagorinsky είναι καταστροφικό (dissipative), συχνά καταστρέφει τις διαταραχές και δεν αφήνει να γίνει μετάβαση (Meneveau & Katz, 2000).

¹⁰ Κανονικά η τυρβώδης υποπλεγματική τάση πρέπει να τείνει στο 0 όσο πλησιάζουμε στο στερεό όριο, με ρυθμό y^{+3} , όπου y^+ η αδιάστατη απόσταση από το στερεό όριο, ενώ στο Smagorinsky η τάση μένει πεπερασμένη και δεν μηδενίζεται, εξ' αιτίας της ύπαρξης της μέσης παραμόρφωσης.

¹¹ Όπως γράφουν και οι Froehlich & Rodi (2002), η ευρύτατα διαδεδομένη κλασική διόρθωση van Driest, έχει το θεωρητικό μειονέκτημα ότι η ν_t είναι ανάλογη του y^{+2} και όχι του y^{+3} και για το λόγο αυτό υπάρχουν και εναλλακτικές διατυπώσεις όπως των Piomelli et al. (1988).

- *Το μοντέλο RNG-LES.* Το μοντέλο αυτό προκύπτει αφού εφαρμοστεί η μαθηματική διαδικασία RNG (ReNormalization Group, παράρτημα Α.3, υποσημείωση 18) στις εξισώσεις Navier-Stokes (Yakhot & Orszag, 1986, Yakhot et al., 1989). Το αποτέλεσμα είναι ένα μοντέλο παρόμοιο με αυτό του Smagorinsky, αλλά με συγκεκριμένη τιμή για τη σταθερά που έχει προκύψει από τη μαθηματική θεωρία και τις παραδοχές που έγιναν. Επίσης η συγκεκριμένη διατύπωση του μοντέλου (βλ. κεφ. 4) το κάνει να μπορεί ν' ανταπεξέλθει σε μεγάλο εύρος έντασης τύρβης και ακόμα και σε στρωτές ροές. Το μοντέλο αυτό έχει διαδοθεί κυρίως σε μοντελοποιήσεις διασποράς μη παθητικών ρύπων.

- *Το μοντέλο WALE.* Στο μοντέλο WALE (Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity) για να εκφραστούν οι «κλίσεις ταχυτήτων» που αναφέρουμε παραπάνω δε χρησιμοποιείται μόνο ο τανυστής των παραμορφώσεων S_{ij} (εξ. Α.5.16), αλλά και ένας νέος τελεστής που βασίζεται στο τετράγωνο του τελεστή της κλίσεως των ταχυτήτων (Nicoud & Ducros, 1999). Το μοντέλο αυτό συμπεριφέρεται με το σωστό τρόπο όσο πλησιάζουμε το στερεό όριο και δε θέλει κάποιου είδους διόρθωση. Το WALE δε το αναφέρουν συνήθως τα εγχειρίδια LES, αλλά είναι διαδεδομένο στους εμπορικούς κώδικες.

- *Το μοντέλο του Vreman.* Μια βελτίωση του Smagorinsky είναι το μοντέλο του Vreman (2004), το οποίο δίνει μικρότερη καταστροφή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας στις περιοχές κοντά στον τοίχο και σε μετάβαση από τη στρωτή στην τυρβώδη ροή. Παρόλο που δε χρησιμοποιείται από πολλούς, το μοντέλο αυτό παρουσιάζει πλεονεκτήματα τόσο θεωρητικά, όσο και όσον αφορά την καταλληλότητά του για ατμοσφαιρικές/ αστικές ροές (Fuka, 2010, προσωπική επικοινωνία), ενώ ταυτόχρονα παραμένει απλό. Η μαθηματική διατύπωση του μοντέλου δίνεται από τον Vreman (2004).

Καθώς τα μοντέλα αυτά, όπως και τα επόμενα που θ' αναφερθούν, δεν χρησιμοποιήθηκαν στο διδακτορικό, δε δίνεται η μαθηματική τους περιγραφή, που μπορεί άλλωστε να βρεθεί πολύ εύκολα σε διάφορα βιβλία και δημοσιεύσεις. Η αναφορά τους γίνεται για λόγους πληρότητας και για να στηρίξει το Smagorinsky που τελικά επιλέχθηκε.

2.6.2.2. Το δυναμικό μοντέλο

Στο δυναμικό μοντέλο Smagorinsky η σταθερά αναλογίας C_s δεν δίνεται από το χρήστη, αλλά υπολογίζεται δυναμικά από το ίδιο το μοντέλο, οπότε αλλάζει στο χώρο και το χρόνο. Το γεγονός αυτό κάνει θεωρητικά το μοντέλο εν δυνάμει ανώτερο από το Smagorinsky. Η βασική ιδέα πίσω από τη δυναμική διαδικασία είναι να εκτιμηθεί π.χ. η σταθερά Smagorinsky ή η τυρβώδης συνεκτικότητα εφαρμόζοντας ένα δεύτερο, δοκιμαστικό φίλτρο (test filter) στις επιλυόμενες κλίμακες με διάσταση μεγαλύτερη από το αρχικό φίλτρο Δ . Για το δοκιμαστικό φίλτρο, το φίλτρο Δ είναι λεπτομερές και επιλύει την τύρβη. Αν υποθέσουμε ότι η υποπλεγματική τύρβη έχει παρόμοια συμπεριφορά στις δύο υποπλεγματικές κλίμακες και ότι το C_s είναι χωρικά σταθερό στις κλίμακες που εξετάζουμε, μπορούμε να το εκτιμήσουμε δυναμικά. Οι υποπλεγματικές τάσεις δύο διαφορετικών φίλτρων συνδέονται με την ταυτότητα του Germano (Α.5.33), που αποτελεί και την κεντρική σχέση της δυναμικής διαδικασίας. Το δυναμικό μοντέλο προτάθηκε αρχικά από τους Germano et al. (1991) με μια πρακτική βελτίωση από τον Lilly (1992). Περιγραφή του υπάρχει σε όλα σχεδόν τα εγχειρίδια LES (π.χ. Ferziger, 1996).

Το δυναμικό μοντέλο φαίνεται ελκυστικό και ενδιαφέρον. Δεν απαιτεί από το χρήστη προσδιορισμό κάποιας παραμέτρου. Δεν επιβαρύνει πολύ τους υπολογισμούς: το κόστος σε σχέση με το απλό μοντέλο είναι περίπου μόνο δέκα με δεκαπέντε τοις εκατό παραπάνω. Έχει καλύτερη συμπεριφορά σε στρωτές ροές. Δεν απαιτεί διόρθωση για την περιοχή κοντά στο στερεό όριο. Όταν υπάρχουν επιπλέον τάσεις όπως σε περίπτωση περιστροφής προσαρμόζεται αυτόματα.

Παρόλα αυτά δεν είναι χωρίς προβλήματα. Στην πράξη έχει φανεί ότι η διακύμανση των συντελεστών C_s που δίνει είναι πολύ μεγάλη: μπορεί να είναι πολλές φορές μεγαλύτερη από τη μέση τιμή¹². Έτσι η τυρβώδης συνεκτικότητα μπορεί να πάρει και αρνητικές τιμές. Αυτό δεν είναι αναγκαστικά κακό από μόνο του καθώς μπορούμε να θεωρήσουμε ότι οι αρνητικές τιμές αντιπροσωπεύουν ανάστροφη ροή ενέργειας από τις μικρές κλίμακες προς τις μεγάλες (backscatter). Όμως οι μεγάλες διακυμάνσεις του C_s και ειδικά οι αρνητικές τιμές που μπορεί να πάρει, έχει φανεί στην πράξη ότι δημιουργούν αριθμητική αστάθεια, ειδικά αν το συμβάν επεκτείνεται σε μεγάλες περιοχές, πράγμα όχι

¹² Αυτό δείχνει ότι η υπόθεση που είχε γίνει για να φτιαχτεί το μοντέλο, ότι το C_s μένει σταθερό τοπικά στις κλίμακες των φίλτρων (αρχικού και δοκιμαστικού), δεν ισχύει. Το δυναμικό μοντέλο μπορεί να έχει προκύψει από κάποιες ελκυστικές θεωρητικές σκέψεις, αλλά το γεγονός ότι δουλεύει καλά ίσως είναι τυχαίο. Ο Jimenez (1995) και κυρίως ο Pope (2004) θέτουν ερωτήματα που ταρακουνούν τα θεμέλια του δυναμικού μοντέλου και κάνουν ασαφείς τους λόγους για τους οποίους επιτυγχάνει. Οι Jimenez & Moser (1998) αναφέρουν ότι η επιτυχία του δεν οφείλεται στην δυνατότητά του να περιγράφει με ακρίβεια τις φυσικές διεργασίες των υποπλεγματικών κλιμάκων.

σπάνιο. Έχουν αναπτυχθεί διάφοροι τρόποι για να διορθωθεί αυτό το μειονέκτημα του δυναμικού μοντέλου. Έτσι μπορεί να χρησιμοποιείται διαδικασία λήψης μέσων όρων της σταθεράς C_s σε μια ομογενή κατεύθυνση της ροής ή σε τοπικό επίπεδο ή στο χρόνο. Επίσης μπορεί να μηδενίζονται όλες οι αρνητικές τιμές της τυρβώδους συνεκτικότητας ή να λαμβάνονται μέσοι όροι της. Άλλος τρόπος να διορθωθεί η συμπεριφορά του δυναμικού μοντέλου είναι να εφαρμόζεται ένα επιπλέον φίλτρο στο C_s που να το ομαλοποιεί. Αυτοί οι τρόποι δυσκολεύουν την εφαρμογή του δυναμικού μοντέλου και απαιτούν παρακολούθηση από το χρήστη. Το δυναμικό μοντέλο δεν έχει τόσο μεγάλο ρεπερτόριο εφαρμογών όσο το κλασσικό Smagorinsky και δεν έχουμε εμπειρία από τη χρήση του σε όλα τα είδη των ροών, γι' αυτό θέλει προσοχή όταν πάει κάποιος να το εφαρμόσει σε κάτι καινούριο. Είναι επίσης πιο δύσκολο να προγραμματιστεί και έχει μεγαλύτερες απαιτήσεις μνήμης και υπολογιστικής ισχύος από το κλασσικό Smagorinsky.

Το δυναμικό μοντέλο αξίζει να το δοκιμάσει κανείς, όχι μόνο επειδή αν υλοποιηθεί κατάλληλα με τις σωστές δικλίδες ασφαλείας και όλες τις συνήθειες βελτιώσεις που προτείνουν γι' αυτό δίνει σε πολλές περιπτώσεις ανώτερα αποτελέσματα από το Smagorinsky, αλλά και γιατί βοηθάει στην βαθύτερη κατανόηση της διαδικασίας LES· για καθημερινές εφαρμογές όμως μάλλον ένα μοντέλο πιο κοντά στο κλασσικό Smagorinsky είναι πιο πρακτικό (Fuka, 2010, προσωπική επικοινωνία).

Γενικά η δυναμική διαδικασία μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε οποιοδήποτε υποπλεγματοειδές μοντέλο και όχι μόνο στο Smagorinsky. Για παράδειγμα το *δυναμικό τοπικό μοντέλο* (dynamic localization model, Ghosal et al., 1995) βασίζεται σε μοντέλο μιας εξίσωσης (§2.6.2.5) και αναπτύχθηκε για να λύσει το πρόβλημα των μεγάλων διακυμάνσεων του δυναμικού μοντέλου, χωρίς να απαιτεί λήψη μέσων όρων σε ομογενή κατεύθυνση της ροής. Ευκαιρίας δοθείσης, να αναφέρουμε εδώ και το *δυναμικό Λαγκρανζιανό μοντέλο* (dynamic lagrangian SGS model, Meneveau et al., 1996), το οποίο επίσης δεν απαιτεί λήψη μέσων όρων σε ομογενή κατεύθυνση της ροής, χρησιμοποιώντας κάποιο είδος μέσου όρου κατά μήκος μιας τροχιάς, πηγαίνοντας πίσω στο χρόνο.

Παρακάτω θ' αναφερθούν ενδεικτικά μερικά ακόμη μοντέλα. Είναι αξιοσημείωτο ότι ενώ τα μοντέλα Smagorinsky και δυναμικό Smagorinsky έχουν τετραψήφιο αριθμό αναφορών (citations) σε επιστημονικές εργασίες, τα υπόλοιπα μοντέλα έχουν συνήθως διψήφιο ή μόλις τριψήφιο. Επίσης υπάρχουν και μοντέλα που χρησιμοποιούνται πιο πολύ για μελέτη της τύρβης ή της μεθοδολογίας LES και λιγότερο σε πρακτικές εφαρμογές.

2.6.2.3. Το μοντέλο ομοιότητας κλιμάκων (scale similarity)

Στο μοντέλο ομοιότητας κλιμάκων ή μοντέλο του Bardina ή SSM (Scale Similarity Model), δε χρησιμοποιείται η έννοια της τυρβώδους συνεκτικότητας. Η βασική ιδέα του μοντέλου είναι ότι οι μεγαλύτερες από τις μη επιλυόμενες κλίμακες θα είναι παρόμοιες με τις μικρότερες από τις επιλυόμενες (Bardina et al., 1980, 1983). Βάσει αυτού μπορούν να προκύψουν απ' ευθείας οι υποπλεγματοειδείς τάσεις¹³. Το μοντέλο αυτό μπορεί να προκύψει και με διαδικασίες απο-φιλτραρίσματος (defiltering ή deconvolution, βλ. Sagaut et al., 2006, §5.1) και να εισαχθεί έτσι με πιο μαθηματικό τρόπο. Έχει το πλεονέκτημα ότι βελτιώνει το ενεργειακό φάσμα. Επίσης μπορεί να δώσει ανάστροφη μεταφορά ενέργειας (backscatter) με φυσικό τρόπο. Οι υποπλεγματοειδείς τάσεις που δίνει (a priori test) ταιριάζουν με τις πραγματικές τάσεις, σε αντίθεση με το Smagorinsky (Meneveau & Katz, 2000). Καθώς δεν χρησιμοποιεί χωρικές κλίσεις ταχυτήτων, είναι λιγότερο επιρρεπές σε σφάλματα διακριτοποίησης. Τέλος δεν οδηγεί σε υπερβολική καταστροφή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας όπως το μοντέλο του Smagorinsky (δηλαδή δεν είναι καταστροφικό - dissipative).

Από την άλλη μεριά, το μοντέλο αυτό δίνει λιγότερη καταστροφή απ' ότι χρειάζεται και έτσι τ' αποτελέσματά του δεν είναι καλά. Για το λόγο αυτό αναπτύχθηκαν τα *μικτά* μοντέλα, δηλαδή μοντέλα που με κάποιο τρόπο λαμβάνουν υπόψη τους στον υπολογισμό των τάσεων ένα μέρος από το μοντέλο Smagorinsky ή άλλο συναρτησιακό (functional) μοντέλο και ένα μέρος από το μοντέλο ομοιότητας κλιμάκων. Υπάρχουν πολλών ειδών τέτοια μοντέλα. Επίσης έχουν αναπτυχθεί φιλτραρισμένα SSM, δυναμικά SSM (Salvetti & Banerjee, 1994, Horiuti, 1997), γενικοποιημένα SSM (Liu et al., 1994), δυναμικά μικτά SSM¹⁴ (Zang et al., 1993, Vreman et al., 1994b) κτλ. Αρκετά απ' αυτά τα

¹³ Τα μοντέλα που δίνουν κατευθείαν τις υποπλεγματοειδείς τάσεις ονομάζονται και δομικά (structural, Sagaut, 2006), βλ. § 2.6.2.6. Το μοντέλο του Bardina είναι το πιο γνωστό απ' αυτά.

¹⁴ Από τα οποία μάλιστα φαίνεται να προκύπτουν συνεκτικές δομές (βλ. παράρτημα Α.3) εγγύτερες σε αυτές της DNS, σε σχέση με άλλα μοντέλα, (Vreman et al., 1997). Γενικότερα πάντως, το θέμα του συσχετισμού των συνεκτικών δομών με το υποπλεγματοειδές μοντέλο δεν έχει διερευνηθεί αρκετά.

μοντέλα που προκύπτουν από το μοντέλο του Bardina αναφέρονται στο βιβλίο του Sagaut (2006) και στην ανασκόπηση των Meneveau & Katz (2000).

Να σημειωθεί ότι και το δυναμικό μοντέλο (§2.6.2.2), όπως είχε διατυπωθεί αρχικά, κάνει σιωπήλη χρήση της υπόθεσης της ομοιότητας των κλιμάκων (scale similarity).

2.6.2.4. Το μοντέλο δομικής συνάρτησης (structure function)

Στο μοντέλο αυτό (SF: Structure Function, Metais & Lesieur, 1992) γίνεται χρήση της δομικής συνάρτησης του πεδίου ταχυτήτων, δηλαδή της μέσης τιμής των τετραγώνων των διαφορών ταχυτήτων σε δύο σημεία που απέχουν r . Για να ληφθεί η τυρβώδης συνεκτικότητα χρησιμοποιείται μια σχέση που περιέχει τη σταθερά Kolmogorov, το πλάτος του φίλτρου και τη δομική συνάρτηση, η οποία εκτιμάται στα 6 γειτονικά κελιά του σημείου που μας ενδιαφέρει, ή έστω στα 4 γειτονικά κελιά ενός επιπέδου, προκειμένου ν' αντιμετωπιστεί η ευαισθησία του μοντέλου στις κλίσεις της μέσης ροής.

Το μοντέλο αυτό ξεκίνησε από προσπάθειες να σχετιστεί το υποπλεγματικό μοντέλο με κλασικές θεωρίες της τύρβης όπως τη θεωρία των 5/3 του Kolmogorov (βλ. παράρτημα Α.3). Αυτό είχε γίνει στο παρελθόν στο χώρο Fourier από τους Chollet & Lesieur (1981), οι οποίοι χρησιμοποιώντας ιδέες του Kraichnan (1976) και τη θεωρία EDQNM (Eddy-Damped Quasi-Normal Markovian, βλ. παράρτημα Α.3), διατύπωσαν ένα τύπο για την υποπλεγματική τυρβώδη συνεκτικότητα, συμβατό με τις θεωρίες τύρβης. Το μοντέλο τους όμως είχε εφαρμογή μόνο στο χώρο Fourier, άρα σε περιορισμένες γεωμετρίες.

Οι Metais & Lesieur (1992) κατάφεραν να διατυπώσουν κάτι αντίστοιχο στο φυσικό χώρο. Για να το πετύχουν αυτό έκαναν χρήση μιας μέσης τυρβώδους συνεκτικότητας του πραγματικού (φυσικού) χώρου που είχε οριστεί από τους Leslie & Quarini (1979) και της δομικής συνάρτησης του πεδίου ταχυτήτων. Τελικά το μοντέλο τους, που ονομάστηκε μοντέλο δομικής συνάρτησης, στην απλή του μορφή μοιάζει αρκετά με το Smagorinsky και έχει κι αυτό το πρόβλημα ότι είναι πολύ καταστροφικό (dissipative). Για το λόγο αυτό έχουν αναπτυχθεί παρακλάδια του μοντέλου που προσπαθούν να το βελτιώσουν.

Το *επιλεκτικό μοντέλο δομικής συνάρτησης* (SSF: Selective Structure Function model, David, 1993) μηδενίζει την τυρβώδη συνεκτικότητα όταν η ροή δεν είναι επαρκώς τρισδιάστατη. Αυτό συμβαίνει όταν η γωνία β μεταξύ της στροβιλότητας του σημείου που εξετάζουμε και της στροβιλότητας των (6 ή 4) γειτονικών του σημείων είναι κάτω από 20° . Έτσι περιορίζεται η καταστροφή μόνο στις πολύ μικρές δίνες και βελτιώνεται η συμπεριφορά του μοντέλου.

Το *φιλτραρισμένο μοντέλο δομικής συνάρτησης* (FSF: Filtered Structure Function model, Ducros et al., 1996). Στο μοντέλο αυτό επιβάλλεται ένα Λαπλασιανό φίλτρο στην ταχύτητα πριν υπολογιστεί η δομική συνάρτηση. Έτσι αφαιρούνται οι ταλαντώσεις μικρής συχνότητας και το μοντέλο παραμένει καταστροφικό (dissipative) μόνο στις μικρές κλίμακες, οπότε διορθώνεται.

Τα μοντέλα δομικής συνάρτησης (και άλλα μοντέλα) περιγράφονται αναλυτικά την ανασκόπηση των Lesieur & Metais (1996).

Τα μοντέλα δομικής συνάρτησης μπορεί να αναφέρεται ενίοτε ότι ανήκουν στα μοντέλα «δύο σημείων» (βλ. για παράδειγμα την ανασκόπηση του Piomelli, 1999). Τα μοντέλα δύο σημείων, που μπορεί να λέγονται και μοντέλα «τρίτης τάξεως» ή «στατιστικά μοντέλα», εμπλέκουν συσχετίσεις μεταξύ δύο διαφορετικών σημείων του χώρου. Όλα τα μοντέλα τύρβης της μεθοδολογίας RANS (§2.5.2) είναι «ενός σημείου». Τα μοντέλα δύο σημείων έχουν ξεκινήσει από θεωρίες για την τύρβη (όπως η DIA, το TFM, η EDQNM κ.ά., βλ. παράρτημα Α.3) και είναι περίπλοκα (Rogallo & Moin, 1984). Τα περισσότερα απ' αυτά τα μοντέλα χρησιμοποιούνται κυρίως για μελέτη της τύρβης στο χώρο Fourier, οπότε δε μπορούν να χρησιμοποιηθούν για περίπλοκες γεωμετρίες¹⁵. Υπάρχουν όμως και περιπτώσεις που έχουν διατυπωθεί τέτοια μοντέλα για ρεαλιστικά προβλήματα, όπως το μοντέλο δομικής συνάρτησης που αναφέρεται λίγο παραπάνω ή το μοντέλο QDIA (Quasi-Diagonal Direct Interaction Approximation) που έχει αναπτυχθεί για ατμοσφαιρικές ροές (Frederiksen, 1999, Frederiksen et al., 2013).

¹⁵ Τα σύνορα του φυσικού χώρου δε μπορούν να μεταφερθούν εύκολα στο χώρο Fourier. Στο χώρο Fourier οι οριακές συνθήκες είναι σχεδόν πάντα περιοδικές ή στερεό όριο, άρα μπορούν να εξεταστούν μόνο περιορισμένες γεωμετρίες που επιδέχονται πεδιοδικότητα (Metais & Lesieur, 1992).

2.6.2.5. Το μοντέλο μιας εξίσωσης

Όλες οι μεθοδολογίες που είχαν χρησιμοποιηθεί για μοντελοποίηση τύρβης στη RANS μπορούν να τροποποιηθούν ώστε να γίνουν υποπλεγματικά μοντέλα για LES. Έτσι υπάρχουν μοντέλα SGS που λύνουν μία, δύο, τρεις, τέσσερις ή περισσότερες εξισώσεις μεταφοράς όπως στη RANS. Ήδη ο Deardorff (1973, 1974a) χρησιμοποίησε ένα υποπλεγματικό μοντέλο αντίστοιχο του RSM στην προσπάθειά του να λύσει πιο αξιόπιστα το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα όπου τα κελιά είναι αναγκαστικά μεγάλα και δεν υπάρχει ισοτροπία. Στην πράξη όμως φάνηκε σε μεταγενέστερα χρόνια ότι γενικά δεν έχει νόημα να λυθούν περισσότερες από μία εξισώσεις μεταφοράς.

Το μοντέλο μιας εξίσωσης λοιπόν χρησιμοποιεί μια εξίσωση μεταφοράς για την υποπλεγματική κινητική ενέργεια $k_{SGS} = \frac{1}{2}\tau_{kk}$, από την οποία λαμβάνεται μια χαρακτηριστική ταχύτητα $q = k_{SGS}^{1/2}$ που μπαίνει στην εξίσωση A.5.35. Για το χαρακτηριστικό μήκος γίνεται η ίδια πολύ καλή επιλογή όπως και στο μοντέλο Smagorinsky. Το μοντέλο δείχνει πλεονεκτικότερο του Smagorinsky, καθώς η χαρακτηριστική του ταχύτητα είναι πιο φυσική. Παρόλα αυτά, ο Schumann (1975) που το πρωτοχρησιμοποίησε, δεν είδε βελτίωση σε σχέση με το Smagorinsky. Έκτοτε έχει χρησιμοποιηθεί πολλές φορές και έχουν αναπτυχθεί πολλά παρόμοια μοντέλα, μεταξύ των οποίων και δυναμικά (Yoshizawa, 1982, Moeng, 1984, Horiuti, 1985, Schmidt & Schumann, 1989, Ghosal et al., 1995, Menon & Kim, 1996, Davidson, 1997, Saiki et al., 2000, Bastiaans et al., 2000).

2.6.2.6. Μοντέλα απο-φιλτραρίσματος και λοιπά μοντέλα

Υπάρχουν αναρίθμητα μοντέλα LES, τόσο παρακλάδια των ανωτέρω, όσο και τελείως διαφορετικές προσεγγίσεις. Η καλύτερη μέχρι τώρα κατηγοριοποίησή τους έχει γίνει από τον Sagaut (2006). Ο βασικός διαχωρισμός που κάνει ο Sagaut είναι σε μοντέλα συναρτησιακά (functional) και δομικά (functional). Τα *συναρτησιακά* προσπαθούν να προσδιορίσουν την επίδραση των υποπλεγματικών κλιμάκων στις μεγάλες κλίμακες και σε γενικές γραμμές κάνουν χρήση της υπόθεσης Boussinesq και είναι ισοτροπικά, δηλαδή οι υποπλεγματικές τάσεις είναι ίδιες προς όλες τις κατευθύνσεις. Όλα τα συνηθισμένα μοντέλα που χρησιμοποιούνται στην πράξη, συμπεριλαμβανομένου και του Smagorinsky, είναι συναρτησιακά και ένας μικρός αριθμός απ' αυτά αναφέρθηκε παραπάνω (για περισσότερα βλ. Sagaut, 2006 και άλλα εγχειρίδια LES). Τα *δομικά* προσπαθούν να αποφύγουν ολόκληρα τη μοντελοποίηση και δίνουν κατευθείαν τις υποπλεγματικές τάσεις. Μοντελοποιούν με πιο φυσικό τρόπο τη μεταφορά ενέργειας και προς τις δύο κατευθύνσεις (από τις μεγάλες δίνες προς τις μικρές, αλλά και αντίστροφα), ενώ είναι κατάλληλα ακόμη και για ανισοτροπικές ροές. Κάποια απ' αυτά προσαρμόζονται εύκολα σε συμπιεστές ροές και δεν έχουν προβλήματα με αλλαγές συστημάτων συντεταγμένων. Συνήθως όμως είναι πιο περίπλοκα, απαιτούν περισσότερους υπολογιστικούς πόρους, δεν δημιουργούν αρκετή καταστροφή (dissipation), πράγμα που μας αναγκάζει να χρησιμοποιούμε τεχνικές σταθεροποίησης ή (ίσως προβληματική) μίξη τους με συναρτησιακά μοντέλα και δεν υπάρχει αρκετή εμπειρία από τη χρήση τους σε ροές πρακτικού ενδιαφέροντος.

Παραδείγματα δομικών μοντέλων είναι το μοντέλο ομοιότητας κλιμάκων του Bardina (§2.6.2.3), το μοντέλο υποπλεγματικών τάσεων που είναι ουσιαστικά ένα RSM (π.χ. Deardorff, 1973, 1974a), διάφορα μη-γραμμικά μοντέλα (Speziale, 1991, Wong, 1992, Lund & Novikov, 1992), τα μεταβαλλόμενα μοντέλα πολλών κλιμάκων (variational multiscale, Hughes et al., 1998, Sagaut et al., 2006, Gravemeier, 2006), το μοντέλο των επιμηκυσμένων στροβίλων (stretched vortex, Misra & Pullin, 1997), διαδικασίες εκτίμησης των υποπλεγματικών τάσεων (subgrid scale estimation, Loh & Domaradzki, 1999, που μπορούν να θεωρηθούν και μοντέλα από-φιλτραρίσματος, βλ. παρακάτω), μοντέλα παρεμβολών φράκταλ (fractal interpolation procedure, Scotti & Meneveau, 1999), μοντέλα από-φιλτραρίσματος (defiltering/ deconvolution) κ.ά. Όλα αυτά και πολλά ακόμη μοντέλα περιγράφονται στο βιβλίο του Sagaut (2006).

Στα *μοντέλα απο-φιλτραρίσματος ή από-συνέλιξης ή ανακατασκευής (defiltering ή deconvolution ή reconstruction)* θα αναφέρουμε τη γενική τους ιδέα, καθώς έχουν μεγαλύτερη εξάπλωση και παίζουν ρόλο τόσο στη θεωρία ρητών φίλτρων και στην εκτίμηση των σφαλμάτων, όσο και στην ανάπτυξη της θεωρίας της πεπλεγμένης LES (ILES, βλ. §2.6.5.1), αλλά και γενικότερα στη θεωρία της μοντελοποίησης μεγάλων δινών. Τα μοντέλα απο-φιλτραρίσματος λοιπόν, μπορούμε να πούμε ότι είναι γενικεύσεις των μοντέλων ομοιότητας κλιμάκων. Προσπαθούν να προσεγγίσουν τις φιλτραρισμένες ποσότητες από τις επιλυόμενες, π.χ. εκτιμώντας το ανάστροφο φίλτρο. Βασίζονται στην ιδέα ότι μια ιδανική μοντελοποίηση LES θα πρέπει να δώσει τα ίδια αποτελέσματα με την DNS, αν στην τελευταία φιλτράραμε τις ταχύτητες μέσω του φίλτρου της LES. Αν μπορούσαμε ν' αναστρέψουμε το

φίλτρο, θα μπορούσαμε να πάρουμε το ροϊκό πεδίο της DNS και να το χρησιμοποιήσουμε για μια εκτίμηση των υποπλεγματικών τάσεων (εξ. Α.5.17). Στην πραγματικότητα λοιπόν η μεθοδολογία αυτή δεν χρησιμοποιεί κανένα μοντέλο. Το φίλτρο όμως δε μπορεί ν' αντιστραφεί, καθώς η διαδικασία φιλτραρίσματος συνοδεύεται από χάσιμο πληροφορίας, οπότε κάθε προσπάθεια απο-φιλτραρίσματος θα είναι αναγκαστικά προσεγγιστική. Η ανάκτηση του ροϊκού πεδίου της DNS μπορεί να γίνει μόνο για τις ροϊκές συνιστώσες που είναι μεγαλύτερες από το πλέγμα (Geurts, 1997), ενώ οι υπόλοιπες πρέπει να μοντελοποιηθούν. Το πρώτο τέτοιο μοντέλο ήταν των Shah & Ferziger (1995). Οι Stolz & Adams (1999) ανέπτυξαν το «προσεγγιστικό μοντέλο από-φιλτραρίσματος» (ADM: Approximate Deconvolution Model, βλ. και Stolz et al., 2001), όπου οι φιλτραρισμένες ταχύτητες ανακτώνται προσεγγιστικά με μια διαδικασία διαδοχικής εφαρμογής φίλτρων. Στα μοντέλα από-φιλτραρίσματος μεγάλη είναι η προσφορά του Domaradzki και του Adams (βλ. Domaradzki & Adams, 2002, Domaradzki, 2010 με τις αναφορές τους).

Πρέπει ν' αναφερθεί για μια ακόμη φορά ότι υπάρχουν πολλά μοντέλα και ακόμη και ολόκληρες κατηγορίες υποπλεγματικών μοντέλων που ούτε καν θίχτηκαν εδώ. Επίσης να τονιστεί ότι δεν υπάρχει, ούτε θεωρητικά είναι δυνατόν να υπάρξει το τέλειο μοντέλο.

Σημειώνεται ότι καθώς το σύστημα της LES είναι περίπλοκο με πολλούς εμπλεκόμενους τομείς που δεν είναι ξεκάθαροι (θεωρία, αριθμητικές μέθοδοι, σφάλματα), η συμπεριφορά των υποπλεγματικών μοντέλων και η τελική συμβολή τους στη λύση δεν είναι σαφής. Γι' αυτό μοντέλα που μπορεί να φαίνονται ανώτερα θεωρητικά μπορεί να δίνουν τελικά χειρότερες λύσεις του προβλήματος, όπως συνέβη με το αρχικό μοντέλο της ομοιότητας κλιμάκων (scale similarity) και το αρχικό μοντέλο δομικής συνάρτησης (structure function). Γενικότερα πολλά μοντέλα και ειδικά από τα πιο εξελιγμένα θέλουν κάποιου είδους ρύθμιση ώστε να μπορούν να εφαρμοστούν πρακτικά. Από την άλλη πλευρά, η χρήση πυκνότερου πλέγματος σχεδόν πάντα βελτιώνει τη λύση και αυτό κάνει την περαιτέρω ενασχόληση με τα υποπλεγματικά μοντέλα αρκετές φορές ανεπιθύμητη ή και άσκοπη. Αυτό ενισχύεται και από την ύπαρξη μεθοδολογιών που δε χρησιμοποιούν καθόλου υποπλεγματικό μοντέλο, είτε με απλή παράλειψή του (Kawamura & Kuwahara, 1985), είτε με χρήση ειδικών αριθμητικών σχημάτων, όπως στη μεθοδολογία ILES (§2.6.5.1). Αυτό δε σημαίνει ότι οι έρευνες που έγιναν για τα υποπλεγματικά μοντέλα ήταν άσκοπες, καθώς μπορεί να προσέφεραν πολλά στο θεωρητικό τμήμα της LES και όντως μερικά μοντέλα είναι ανώτερα από κάποια άλλα σε κάποιες περιπτώσεις ή πιο ακριβή σε κάποιους τομείς. Από πρακτικής πλευράς όμως δεν έχει πάντα νόημα η υλοποίησή τους. Το δυνατό σημείο της LES δεν είναι η υποπλεγματική μοντελοποίηση, αλλά η επίλυση, έστω μερική, των ίδιων των Navier-Stokes. Για το λόγο αυτό στην εργασία αυτή δεν δοκιμάστηκαν πολλά υποπλεγματικά μοντέλα, παρά μόνο τα πιο δοκιμασμένα και ευρέως χρησιμοποιούμενα μοντέλα τύπου Smagorinsky.

2.6.3. Αναφορά στις οριακές συνθήκες

Όταν κάνουμε μοντελοποίηση της ροής, με οποιαδήποτε μεθοδολογία, βάζουμε κάποια (χρονικά και) γεωμετρικά όρια μέσα στα οποία θα την υπολογίσουμε. Έτσι αποκόπτουμε τη ροή από τον εξωτερικό χώρο, στον οποίο δεν κάνουμε υπολογισμούς. Αυτό πρέπει να γίνει ομαλά με όσο το δυνατόν κατάλληλες οριακές συνθήκες ώστε να μην επηρεαστεί πολύ η ποιότητα των αποτελεσμάτων. Συνήθως δεν είναι δυνατό με τον τεχνητό αυτό τρόπο ν' αναπαράγουμε πλήρως τη φύση. Με άλλα λόγια δεν υπάρχει τέλεια οριακή συνθήκη – αυτή θα εξαρτιόταν από τη ροή στον εξωτερικό χώρο, που είναι άγνωστη¹⁶. Γενικά όμως όσο μεγαλύτερο τμήμα του χώρου μοντελοποιούμε, τόσο λιγότερο επηρεάζονται τ' αποτελέσματα (στο κεντρικό πεδίο που υποτίθεται ότι μας ενδιαφέρει) από τις οριακές συνθήκες. Δεν υπάρχει βέβαια πάντα η δυνατότητα για επέκταση του χωρίου υπολογισμού. Η ανάγκη των οριακών συνθηκών προκύπτει και από τη μαθηματική διατύπωση του προβλήματος των μερικών διαφορικών εξισώσεων, που όπως είναι γνωστό για να είναι πλήρως και σαφώς ορισμένο θα πρέπει να έχουν καθοριστεί οι αρχικές και οριακές συνθήκες. Το χρόνο μπορούμε να τον θεωρήσουμε ως μια ακόμη διάσταση οπότε οι αρχικές συνθήκες μπορούν να θεωρηθούν ως οριακές συνθήκες του χρόνου.

2.6.3.1. *Γενικά περί αρχικών και οριακών συνθηκών στην LES*

Οι γενικές αρχές και απαιτήσεις που υπάρχουν για όλες τις μεθοδολογίες όσον αφορά τις οριακές συνθήκες ισχύουν και για την LES. Επιπλέον η συγκεκριμένη μεθοδολογία (όπως και η DNS)

¹⁶ Βλ. και Berselli & Ilescu (2003), που αναφέρουν ότι από τη θεωρία του LES, δεν αρκεί η πληροφορία μόνο στο όριο για να οριστεί σωστά η οριακή συνθήκη.

έχει το ιδιαίτερο χαρακτηριστικό ότι επλύει την τύρβη και πρέπει οι οριακές συνθήκες να το σέβονται αυτό. Το πρόβλημα είναι πιο φανερό και δύσκολο στην είσοδο απ' όπου μπαίνει η ροή στο υπολογιστικό χωρίο. Η ροή στη φύση έχει τυρβώδεις διακυμάνσεις που πρέπει να δίνονται συνεχώς στην είσοδο αν θέλουμε να έχουμε σωστή οριακή συνθήκη. Για το λόγο αυτό οι οριακές συνθήκες εισόδου θα μας απασχολήσουν ιδιαίτερα παρακάτω. Στην έξοδο το πρόβλημα δεν είναι τόσο μεγάλο, καθώς μέσα στο υπολογιστικό πεδίο ροής έχει δημιουργηθεί τύρβη που απλά πρέπει να την αφήσουμε να βγει έξω αβίαστα. Συνήθως μια οριακή συνθήκη μεταφοράς (convective condition), που λέγεται αλλιώς και μη-αντανεκλαστική (non-reflecting), ή ακτινοβολίας (radiation), ή Sommerfeld ή ανοικτού ορίου (open boundary), είναι επαρκής (βλ. π.χ. Orlanski, 1976, Giles, 1990, Lele, 1997, Givoli, 1991, 2004, Jiang & Lai, 2009). Εναλλακτικά μπορεί να χρησιμοποιηθεί μια προέκταση του χωρίου προς την έξοδο με ανενεργά κελιά, στα οποία γίνεται απόσβεση της τύρβης (π.χ. Streett & Macaraeg, 1989). Αν η έξοδος είναι μακριά, τότε και άλλου είδους, πιο κλασσική, οριακή συνθήκη μπορεί να χρησιμοποιηθεί, αν διαπιστωθεί ότι δεν επηρεάζονται τα αποτελέσματα στο κεντρικό χωρίο ενδιαφέροντος.

Στη μοντελοποίηση μεγάλων δινών, όταν η ροή είναι στατιστικά σταθερή με το χρόνο, τότε οι αρχικές συνθήκες δεν παίζουν και μεγάλο ρόλο, όπως αναφέρει ο Piomelli (2001). Για να διευκολύνουμε τη μετάβαση του κώδικα σε τυρβώδη ροή, μπορούμε ως αρχική συνθήκη σε αυτή την περίπτωση να βάλουμε μεγάλες διαταραχές οι οποίες θα υπερτίθενται σε μια ρεαλιστική μέση ροή (βλ. κεφ. 5). Εναλλακτικά μπορούμε για παράδειγμα να βάλουμε ως αρχικές συνθήκες ένα στιγμιότυπο της ροής από άλλη παρόμοια περίπτωση. Όπως και να χει, θα χρειαστεί ο κώδικας κάποιο μεταβατικό χρόνο μέχρι να φτάσουμε σε μια κατάσταση σταθερή από στατιστικής πλευράς, που αντιστοιχεί στην χρονικά αμετάβλητη ροή (steady state) της RANS. Από το σημείο εκείνο και μετά έχουμε την κανονική και ρεαλιστική προσομοίωση και μπορούμε να αρχίσουμε να συγκεντρώνουμε τα στατιστικά δεδομένα (μέσες τιμές κτλ. - βλ. κεφ. 4). Σε περίπτωση που η ροή είναι μεταβατική, δηλαδή αλλάζει με το χρόνο, οι αρχικές συνθήκες είναι πιο κρίσιμες. Αν η προσομοίωση περιλαμβάνει μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή και η ροή αρχικά είναι στρωτή, τότε μπορούν να χρησιμοποιηθούν τυχαίες διαταραχές. Αν η ροή είναι εξαρχής τυρβώδης τότε το πρόβλημα είναι πιο περίπλοκο και δυστυχώς πάντα απαιτεί κάποιο χρόνο προσαρμογής πριν σταθεροποιηθούν οι μη γραμμικές αλληλεπιδράσεις και γίνουν ρεαλιστικές. Σε αυτήν την περίπτωση καλό είναι οι διακυμάνσεις που δίνουμε να πληρούν συγκεκριμένο ενεργειακό φάσμα.

2.6.3.2. Κυκλικές οριακές συνθήκες

Όταν η ροή έχει μια κατεύθυνση στην οποία μπορεί να θεωρηθεί ομογενής, τότε μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τις *κυκλικές ή περιοδικές* οριακές συνθήκες¹⁷ στην κατεύθυνση αυτή και είναι σα να επαναλαμβάνεται το πεδίο ροής άπειρες φορές. Έχουν το μεγάλο πλεονέκτημα ότι λύνουν το πρόβλημα προσδιορισμού των οριακών συνθηκών εισόδου, καθώς ταιριάζουν την είσοδο με την έξοδο. Η τύρβη της εισόδου δημιουργείται μέσα στο χωρίο και ανατροφοδοτεί μέσω της εξόδου ξανά την είσοδο. Είναι σα να εξετάζουμε την χρονική εξέλιξη της ροής και όχι τη χωρική (Piomelli, 2001). Τα πρώτα χρόνια που χρησιμοποιούσαν LES ή DNS, εφάρμοζαν πάντα κυκλικές οριακές συνθήκες στα μη στερεά όρια, καθώς εξέταζαν μόνο απλές γεωμετρίες. Σε φασματικούς κώδικες που επιλύουν τις εξισώσεις στο χώρο Fourier, οι κυκλικές οριακές συνθήκες είναι εύκολο να υλοποιηθούν. Κατά την εφαρμογή τους χρειάζεται προσοχή να είναι η διάσταση του χώρου αρκετά μεγάλη ώστε να μπορούν ν' αναπτυχθούν οι μεγαλύτερες δίνες της συγκεκριμένης ροής. Κανονικά, ειδικά αν είναι άγνωστο το μέγεθος των μεγαλύτερων δινών, θα πρέπει να εξετάζονται εκ των υστέρων οι συσχετίσεις δύο σημείων ώστε να διαπιστώνεται η επάρκεια του μεγέθους του χωρίου υπολογισμού. Να σημειωθεί ότι έχουν αναπτυχθεί μέθοδοι που κάνουν δυνατή τη χρήση κυκλικών οριακών συνθηκών και σε κάποιες περιπτώσεις μη ομογενών ροών (Spalart, 1986, 1988, Spalart & Watmuff, 1993).

Αν μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τις κυκλικές οριακές συνθήκες είναι δυνατόν να έχουμε σχετικά μικρό μέγεθος του χωρίου υπολογισμού, που σημαίνει οικονομία πόρων κυρίως όσον αφορά τη μνήμη του υπολογιστή. Από την άλλη μεριά οι συνθήκες αυτές απαιτούν μεγάλους χρόνους μέχρι να φτάσει η ροή σε μια στατιστικά σταθερή κατάσταση. Γενικά οι κυκλικές οριακές συνθήκες θέτουν μεγάλους περιορισμούς όσον αφορά τη γεωμετρία του πεδίου ροής και σε πολλές περιπτώσεις δεν είναι δυνατό να εφαρμοστούν. Ακόμα όμως και στις απλές γεωμετρίες στις οποίες εφαρμόζονται, δεν

¹⁷ Στο διδακτορικό έχει προτιμηθεί ο όρος *κυκλικές*, με την έννοια ότι τα δύο όρια του υπολογιστικού χωρίου στην κατεύθυνση που βάζουμε κυκλικές συνθήκες, θεωρείται ότι ταυτίζονται (όπως οι 0 με τις 360 μοίρες του κύκλου).

είναι χωρίς προβλήματα, καθώς είναι συνθήκες που δεν υπάρχουν στη φύση. Για παράδειγμα υπάρχουν υπονίες ότι πιθανόν να διαταράσσουν την φυσική ανάπτυξη των συνεκτικών δομών της ροής (Wu & Moyn, 2009b), ή ακόμη και να παράγουν ψευδείς συνεκτικές δομές (Leitl, 2011, προσωπική επικοινωνία). Επίσης και πιθανόν ανάλογα με τον τρόπο υλοποίησή τους, μπορεί να είναι υπαίτιες για πλασματικούς κυματαριθμούς που αφήνουν το αποτύπωμά τους στο ενεργειακό φάσμα και σχετίζονται με το μέγεθος του χωρίου υπολογισμού (βλ. κεφ. 10), για πιθανές ασυμμετρίες στην επίλυση της πίεσης (βλ. κεφ. 4) ή να προκαλούν αφύσικες αντανάκλασεις στα όρια (Georgiadis et al., 2009). Στο θέμα κατά πόσο οι κυκλικές οριακές συνθήκες διαταράσσουν τις δομές μεγάλης κλίμακας στο χωρίο υπολογισμού, αναφέρονται και οι Lygren και Andersson (1999) (βλ. Klein et al., 2003).

2.6.3.3. Οριακές συνθήκες στο στερεό όριο

Στην περιοχή κοντά στο στερεό όριο οι τυρβώδεις δομές είναι αρκετά λεπτές και οι δίνες μικραίνουν πολύ σε διαστάσεις¹⁸. Έχουμε δύο επιλογές: Η μία είναι να επιλύσουμε πλήρως όλες τις δίνες μέχρι πολύ κοντά στον τοίχο, έχοντας πολύ πυκνό πλέγμα και η άλλη να χρησιμοποιήσουμε κάποιου είδους μοντελοποίηση για την εσωτερική περιοχή του οριακού στρώματος, δηλαδή την περιοχή κοντά στον τοίχο πάχους της τάξεως του 10% του πάχους δ .

A. Επίλυση μέχρι το στερεό όριο. Στην περίπτωση αυτή οι οριακές συνθήκες είναι ουσιαστικά η συνθήκη μη εισχώρησης για την κάθετη ταχύτητα στο τοίχωμα και η συνθήκη μη ολίσθησης για την παράλληλη ταχύτητα. Η συνθήκη μη ολίσθησης υπονοεί ότι η μέση ελεύθερη διαδρομή των μορίων είναι μικρή σε σχέση με τις χαρακτηριστικές κλίμακες της ροής και ότι αυτές οι κλίμακες είναι μεγάλες σε σχέση με την απόσταση του πρώτου σημείου-κέντρου κελιού από τον τοίχο. Στην πράξη αυτό συμβαίνει όταν το κέντρο του πρώτου κελιού είναι σε αδιάστατη απόσταση μικρότερη του ένα, δηλαδή $y^+ < 1$, ή έστω κοντά στη μονάδα. Αυτή η συνθήκη προτείνεται απ' όλους τους μελετητές ως βασική συνθήκη για να έχουμε πλήρη επίλυση LES και η ισχύς της έχει φανεί και στην πράξη. Και τα επόμενα δύο κελιά του πλέγματος πρέπει να είναι επίσης μικρά, ώστε να υπάρχουν 3 κελιά στο στρωτό οριακό υπόστρωμα (μέχρι $y^+ = 5$). Το πλέγμα πρέπει να είναι αντίστοιχα πυκνό και στις άλλες δύο κατευθύνσεις, προκειμένου να αντιπροσωπευθούν οι μηχανισμοί παραγωγής της τύρβης και να μπορούν να επιλυθούν οι συνεκτικές δομές εκεί. Έτσι για την κύρια κατεύθυνση της ροής, η αδιάστατη απόσταση κελιών για την κύρια κατεύθυνση της ροής Δx^+ πρέπει να είναι της τάξης του 100 (διάφοροι ερευνητές προτείνουν από 10 ως 244), ενώ για την τρίτη κατεύθυνση (την εγκάρσια) γύρω στο 20 (Piomelli & Balaras, 2002). Η αδιαστατοποίηση είναι της μορφής $x_i^+ = x_i u_i / \nu$, όπου u_i η ταχύτητα τριβής. Το πλέγμα λοιπόν κοντά στον τοίχο πρέπει να είναι πολύ πυκνό. Μάλιστα στην κατεύθυνση την κάθετη στον τοίχο, πρέπει να είναι σχεδόν τόσο πυκνό όσο και σε μια μοντελοποίηση DNS. Για το λόγο αυτό η πλήρης επίλυση, ειδικά για μεγάλους αριθμούς Reynolds¹⁹, είναι σχεδόν αδύνατη για τους σημερινούς υπολογιστές όπως και στην περίπτωση της DNS.

B. Μοντέλα τοίχου. Στην περίπτωση αυτή χρησιμοποιείται κάποιου είδους μοντελοποίηση για την εσωτερική περιοχή του οριακού στρώματος. Αυτή μπορεί να είναι (Piomelli, 2008) της μορφής των συναρτήσεων τοίχου όπως και στη RANS, ή να ξεχωρίζει το εσωτερικό τμήμα του οριακού στρώματος στο οποίο να εφαρμόζει διαφορετικές εξισώσεις που να έχουν μια χαλαρή σύνδεση με την κύρια ροή (όπως στο μοντέλο δύο στρωμάτων) ή ν' αντιμετωπίζει την περιοχή κοντά στον τοίχο με προσέγγιση RANS (π.χ. υβριδικά μοντέλα RANS/LES). Τα τελευταία θα εξεταστούν ξεχωριστά παρακάτω. Πάντως γενικά τα μοντέλα τοίχου είτε άμεσα είτε έμμεσα, θεωρούν το εσωτερικό στρώμα κατά μία έννοια μέσης τιμής κατά Reynolds (Piomelli & Balaras, 2002): Τα κελιά στην περίπτωση αυτή είναι μεγάλα, ενώ οι δίνες μικρές. Έτσι πολλές δίνες περιέχονται σε κάθε κελί, οπότε μόνο κά-

¹⁸ Στην περιοχή κοντά στο στερεό όριο υπάρχουν κάποιες ιδιαιτερότητες όσον αφορά την μεθοδολογία LES. Κατ' αρχήν τίθεται το ερώτημα κατά πόσο μπορούμε να μιλάμε για μοντελοποίηση μεγάλων δινών, αφού δεν υπάρχουν μεγάλες δίνες εκεί (Pope, 2000). Θα μπορούσαμε βέβαια να θεωρήσουμε ότι "μεγάλες" θεωρούνται οι δίνες που καθορίζουν σε μεγάλο βαθμό τις ιδιότητες της ροής στη συγκεκριμένη περιοχή. Λόγω του γεωμετρικού περιορισμού από το στερεό όριο, οι δίνες αυτές θα είναι πολύ μικρότερες από αυτές της κύριας ροής, οπότε θα απαιτούν και πολύ πυκνότερο πλέγμα για τον υπολογισμό τους. Επίσης κοντά στον τοίχο η ανισοτροπία είναι μεγάλη και οι μηχανισμοί μεταφοράς διαφορετικοί (Piomelli et al., 1996), παρουσιάζοντας έντονη δραστηριότητα και συνεκτικές δομές (βλ. παράρτημα Α.3). Επίσης οι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης μεταξύ των υποπλεγματικών και των επιλυόμενων κλιμάκων αλλάζουν (Piomelli, 2001) σε σχέση με την κύρια ροή. Οπότε και η ισχύς του υποπλεγματικού μοντέλου τίθεται υπό αμφισβήτηση. Για τους λόγους αυτούς γενικότερα ο χειρισμός του στερεού ορίου είναι δύσκολος. Όμως σε περίπτωση που γίνεται επίλυση μέχρι τον τοίχο το πλέγμα είναι αρκετά πυκνό ώστε να μειώνονται σημαντικά τα προβλήματα αυτά, ενώ στην περίπτωση χρήσης μοντέλου τοίχου υπερπηδάται το αντίστοιχο τμήμα και έτσι δεν εκδηλώνονται κάποια από τα προβλήματα αυτά.

¹⁹ Υπενθυμίζεται ότι το κόστος υπολογισμού είναι ανάλογο του του $Re^{2.4}$ στην περίπτωση αυτή.

ποια μέση επίδραση των δινών μπορεί να αντιπροσωπευθεί από το μοντέλο τοίχου. Επίσης το χρονικό βήμα θα είναι λογικά πολύ μεγαλύτερο από ένα μέσο χρόνο ζωής των δινών, ειδικά αν έχει καθοριστεί με βάση τις συνθήκες του εξωτερικού οριακού στρώματος. Βάσει αυτών, η περιοχή κοντά στον τοίχο όταν χρησιμοποιούμε μοντέλα τοίχου, προσιδιάζει περισσότερο σε RANS παρά σε LES. Για τους ανωτέρω λόγους τα μοντέλα τοίχου είναι πιο ακριβή όταν τα κελιά είναι σχετικά μεγάλα. Άλλωστε αναφέρεται συχνά στη βιβλιογραφία ότι τα μοντέλα τοίχου έχουν επιτυχία κυρίως σε μεγάλους αριθμούς Reynolds (όπου αναγκαστικά τα κελιά κοντά στο στερεό όριο είναι μεγάλα), παρά σε μέσους ή μικρούς. Ο λόγος που δουλεύουν καλά είναι ότι, όπως έχει φανεί από πειράματα, η εσωτερική και η εξωτερική περιοχή του οριακού στρώματος δεν αλληλοσυνδέονται ισχυρά. Έτσι, αν ενδιαφερόμαστε κυρίως για την εξωτερική ροή, δεν είναι ανάγκη να έχουμε πλήρη επίλυση της εσωτερικής περιοχής, αλλά μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τα μοντέλα τοίχου. Με τη χρήση τους, το πλεονέκτημα είναι ότι μπορούμε να έχουμε πολύ αραιότερα πλέγματα, με y^+ της τάξεως του 100 και αδιάστατες διαστάσεις κελιών στις άλλες κατευθύνσεις της τάξης των μερικών εκατοντάδων. Το μειονέκτημα είναι ότι εισάγουμε επιπλέον εμπειρική πληροφορία με όλες τις αβεβαιότητες που συνεπάγεται αυτό.

Β1. Μοντέλα τύπου συναρτήσεων τοίχου. Η πιο συνηθισμένη και διαδεδομένη περίπτωση είναι να χρησιμοποιήσουμε συναρτήσεις τοίχου όπως και στην περίπτωση της μεθοδολογίας RANS. Ο σκοπός των συναρτήσεων τοίχου είναι να ορίσουν μια σχέση ανάμεσα στην ταχύτητα στο κέντρο του κελιού και στην τάση στο στερεό όριο τ_w . Για να γίνει αυτό χρησιμοποιείται επιβοηθητικά κάποιος νόμος που είναι γνωστό ότι ισχύει στην εσωτερική περιοχή, όπως για παράδειγμα ο λογαριθμικός νόμος ή ο νόμος της έβδομης ρίζας. Ο λόγος που γίνεται αυτό είναι για να απαλειφθεί το τ_w (που σχετίζεται άμεσα με την ταχύτητα τριβής $u_\tau = (\tau_w/\rho)^{0.5}$) από την διατύπωση της εξίσωσης της ορμής στο οριακό κελί. Η απαλοιφή μπορεί να απαιτεί επαναληπτική διαδικασία (βλ. Κουτσουράκης, 2006 ή οποιοδήποτε βιβλίο υπολογιστικής ρευστομηχανικής). Ειδικότερα για τη μεθοδολογία LES, σε κάθε συνάρτηση τοίχου για LES πρέπει να γίνουν 3 επιλογές (Temmerman et al., 2003): I. Ν' αποφασιστεί αν η ταχύτητα στον πρώτο κόμβο θεωρείται ότι είναι σε φάση με την τάση στο τοίχωμα, δηλαδή αν παρουσιάζουν ταυτόχρονα τα μέγιστα τους κτλ. Σχεδόν όλα τα μοντέλα και ειδικότερα τα πιο διαδεδομένα θεωρούν προσεγγιστικά ότι είναι σε φάση. II. Αν ο (λογαριθμικός ή εκθετικός) νόμος ισχύει για τις στιγμιαίες τάση και ταχύτητα ή για κάποιες άλλες, όπως μέσες χωρικά ή χρονικά. III. Αν ο νόμος ισχύει για την ταχύτητα στο κέντρο του κελιού (point-wise) ή για κάποια μέση χωρικά ταχύτητα στο κελί. Έχουν κατά καιρούς παρουσιαστεί μοντέλα με διάφορους συνδυασμούς αυτών των επιλογών, αλλά εδώ θ' αναφερθούν μόνο κάποιες δημοσιεύσεις που θεωρείται ότι έχουν επηρεάσει τη βιβλιογραφία και αναφέρονται συνήθως σε ανασκοπήσεις σχετικά με τα μοντέλα τοίχου. Τα απλούστερα μοντέλα τοίχου είναι ανάλογα των συναρτήσεων τοίχου των προσεγγίσεων RANS, με τη διευκρίνιση ότι εφαρμόζονται «στιγμιαία» (Wang, 2000).

O Deardorff (1970) πρώτος χρησιμοποίησε συναρτήσεις τοίχου και μάλιστα δοκίμασε δύο απ' αυτές, με παρόμοια, μέτρια αποτελέσματα. Η πιο απλή ήταν η ίδια με αυτή που θα χρησιμοποιούσαμε και στη RANS, θεωρώντας λογαριθμικό προφίλ για την στιγμιαία ταχύτητα που υποτίθεται σε φάση με την στιγμιαία τάση. Στην άλλη απαιτήσε συγκεκριμένη μορφή (πάλι βάσει του λογαριθμικού νόμου) για τη δεύτερη παράγωγο της ταχύτητας. Ο Shumann (1975) θεώρησε ότι ο λογαριθμικός νόμος ισχύει για τις μέσες χρονικά u και τ_w . Η τ_w πρέπει να είναι γνωστή εκ των προτέρων και σε περίπτωση πλήρως ανεπτυγμένης ροής σε κανάλι, η μέση χρονικά τ_w προσδιορίζεται βάσει της κλίσης πίεσης. Οι αντίστοιχες στιγμιαίες θεώρησε ότι είναι ανάλογες, με συντελεστή αναλογίας τον λόγο των χρονικά μέσων u και τ_w . Η μεθοδολογία αυτή απαιτεί να υπάρχει στατιστική λήψη των μέσων τιμών από την αρχή της προσομοίωσης. Η τεχνική αυτή χρησιμοποιείται ενίοτε ακόμη και σήμερα. Ο Grotzbach (1987) πρότεινε μια επέκταση στο μοντέλο αυτό, θεωρώντας όχι μέσα χρονικά, αλλά χωρικά σε ομογενείς κατευθύνσεις (επίπεδα παράλληλα προς τον τοίχο). Με τον τρόπο αυτό δεν είναι απαραίτητη η γνώση του τ_w εκ των προτέρων. Οι Piomelli et al. (1989) επίσης έκαναν μια τροποποίηση στο μοντέλο του Shumann, αυτή τη φορά θεωρώντας ότι η τάση *δε βρίσκεται σε φάση* με την ταχύτητα ακριβώς από πάνω, αλλά σε μια απόσταση προς τα κατάντη της ροής (downwind). Για τον προσδιορισμό της σχετικής γωνίας διαφοράς φάσης βασίστηκαν σε πειραματικά δεδομένα. Οι Werner & Wengle (1991), χρησιμοποιούν τον νόμο της έβδομης ρίζας αντί για τον λογαριθμικό νόμο. Επίσης ολοκληρώνουν το προφίλ κατά την απόσταση του πρώτου κελιού από το στερεό όριο. Το αποτέλεσμα είναι μια αναλυτική σχέση που δίνει κατευθείαν το τ_w συναρτήσει της ταχύτητας. Η ταχύτητα θεωρείται σε φάση με την τάση. Το μοντέλο είναι απλό στην εφαρμογή του, καθώς δεν απαιτεί χωρικούς ή χρονικούς μέσους όρους και δίνει την τάση χωρίς επαναληπτική διαδικασία. Επίσης για κελιά που είναι πάρα πολύ κο-

ντά στον τοίχο ($y^+ < 11,8$) λαμβάνεται το προφίλ του στρωτού οριακού υποστρώματος (αυτό μπορεί να γίνει για οποιαδήποτε συνάρτηση τοίχου). Το μοντέλο αυτό είναι πολύ διαδεδομένο, παρόλο που δεν έχει κάποιο θεωρητικό πλεονέκτημα²⁰ όσον αφορά την ακρίβεια και σύμφωνα με τους Piomelli & Balaras (2002) δεν παρουσιάζει πολύ διαφορετικά αποτελέσματα σε σχέση με τις άλλες συναρτήσεις τοίχου. Επίσης έχει το πρόβλημα ότι δεν δέχεται ως παράμετρο την τραχύτητα, μειονέκτημα που έχουν και άλλες συναρτήσεις τοίχου. Το μοντέλο αυτό μερικές φορές εφαρμόζεται και χωρίς να γίνει η ολοκλήρωση για τις ταχύτητες, λαμβάνοντας την ταχύτητα στο μέσο του κελιού (point-wise).

Τα μοντέλα με συναρτήσεις τοίχου δουλεύουν σε γενικές γραμμές καλά όσο δεν υπάρχει αποκόλληση της ροής και δουλεύουν καλύτερα κυρίως σε μεγάλους αριθμούς Re . Φυσικά σε περιπτώσεις περίπλοκων ροών όπου ο λογαριθμικός νόμος δεν ισχύει, αποτυγχάνουν.

B2. Μοντέλα τύπου δύο ζωνών. Σ' αυτά η εξωτερική περιοχή του οριακού στρώματος μοντελοποιείται με LES και στην εσωτερική (άλλη ζώνη) λύνεται ένα απλό σετ εξισώσεων οριακού στρώματος σε άλλο πλέγμα, ώστε να προσδιοριστεί το τ_w . Πρόκειται δηλαδή για ένα είδος γενίκευσης των συναρτήσεων τοίχου. Τέτοιου είδους μοντέλα προτάθηκαν αρχικά από τους Balaras & Benocci (1994) και χρησιμοποιήθηκαν αρχικά από τους Balaras et al. (1996) και Cabot (1995, 1996). Οι Wang & Moïni (2002) ανέπτυξαν ένα δυναμικό τέτοιο μοντέλο, με προσαρμοζόμενη τυρβώδη συνεκτικότητα. Οι τεχνικές αυτές θεωρούνται γενικά ανώτερες των συναρτήσεων τοίχου, αλλά δεν έχουν βρει ευρεία εφαρμογή κυρίως λόγω της περιπλοκότητάς τους.

Περισσότερα για τα μοντέλα τοίχου μπορεί να βρει κανείς στο βιβλίο του Sagaut (2006), και στις ανασκοπήσεις των Piomelli & Balaras (2002) και Piomelli (2008).

2.6.3.4. Οριακές συνθήκες εισόδου

Σε αντίθεση με τη RANS, η LES λύνει τις δίνες στο χώρο και στο χρόνο. Για το λόγο αυτό στην LES δεν επαρκεί να δοθούν οριακές συνθήκες που αφορούν τις μέσες τιμές των μεταβλητών, αλλά απαιτείται να δίνονται οι στιγμιαίες τιμές, οι οποίες μάλιστα πρέπει να μεταβάλλονται στο χώρο και στο χρόνο με τρόπο (αν μη τι άλλο) συμβατό με την τύρβη. Με άλλα λόγια στην είσοδο (εάν δε χρησιμοποιούμε κυκλικές οριακές συνθήκες) πρέπει να τροφοδοτήσουμε τον υπολογιστικό μας κώδικα με τεχνητή τύρβη (synthetic turbulence). Αυτό είναι πολύ δύσκολο να γίνει και για το λόγο αυτό το συγκεκριμένο θέμα των οριακών συνθηκών εισόδου είναι ένα από τα πιο ανοικτά θέματα στο πεδίο των LES και DNS. Μάλιστα ο επιστημονικός κλάδος που ασχολείται με τη δημιουργία τεχνητής (ή συνθετικής) τύρβης για χρήση στην είσοδο των πεδίων ροής άρχισε να αναπτύσσεται ουσιαστικά μόλις στον αιώνα μας. Λέγοντας τεχνητή τύρβη εννοούμε την κατασκευή πεδιακών μεταβλητών (όπως οι κατανομές ταχύτητας) οι οποίες να έχουν χαρακτηριστικά τυρβωδών διακυμάνσεων αλλά που να μπορούμε να τις αποκτήσουμε με μικρότερο υπολογιστικό κόστος σε σχέση με το να λύσουμε τις εξισώσεις Navier-Stokes²¹ (Rosales & Meneveau, 2008). Πριν παρουσιαστούν οι μεθοδολογίες δημιουργίας τεχνητής τύρβης, χρησιμοποιούνταν εκτενέστερα απλούστερες μέθοδοι, όπως η λήψη της τύρβης από μια άλλη προσομοίωση, η εφαρμογή μεθόδων που βασίζονται άμεσα ή έμμεσα στις κυκλικές συνθήκες (που χρησιμοποιούνται και σήμερα κατά πλειοψηφία, όπου είναι δυνατό, καθώς δίνουν πολύ καλά αποτελέσματα) ή εναλλακτικά πρόγονοι των μεθόδων συνθετικής τύρβης όπως για παράδειγμα η δημιουργία απλών τυχαίων διαταραχών ταχύτητας. Όλες αυτές οι μεθοδολογίες μπορούν να θεωρηθούν οριακές συνθήκες εισόδου και γι' αυτό θα συμπεριληφθούν κάποιες ενδεικτικές απ' αυτές στα παρακάτω. Το ενδιαφέρον μας είναι κυρίως για ροή σε οριακό στρώμα, λόγω του αντικειμένου της παρούσας εργασίας²². Η αναφορά μας θα είναι εκτενέστερη απ' ότι στις υπόλοιπες οριακές συνθήκες, λόγω του αυξημένου ενδιαφέροντος που είχε αυτό το θέμα στο διδακτορικό.

²⁰ Ο νόμος της $7^{1/4}$ ρίζας επιλέχθηκε έναντι του λογαριθμικού λόγω των αποτελεσμάτων ενός πειράματος που είχε γίνει εκείνη την εποχή, που δεν εννοούσε το λογαριθμικό νόμο (βλ. Werner & Wengle, 1991). Αν και το συγκεκριμένο πείραμα ήταν ιδιαίτερη περίπτωση, ακόμη και σήμερα δεν είναι σαφές ποιος από τους δύο τύπους νόμων (λογαριθμικός ή ύψωση σε δύναμη) είναι ακριβέστερος, καθώς ενίοτε τ' αποτελέσματα και των δύο είναι πολύ κοντά στα πειραματικά (Kim, 2012). Επίσης η ολοκλήρωση που κάνουν οι Werner & Wengle (1991) στο προφίλ της ταχύτητας δεν αιτιολογείται απ' αυτούς θεωρητικά, αλλά μάλλον την κάνουν για πρακτικούς λόγους, ώστε να πάρουν αναλυτική σχέση που να δίνει το τ_w . Η διάδοση του μοντέλου πρέπει να οφείλεται κυρίως στην απλότητα στην χρήση του και στο ότι τυχαίνει να δίνει σε πολλές περιπτώσεις σχετικά καλά αποτελέσματα.

²¹ Πραγματικά, αυτό που ζητάμε με τις οριακές συνθήκες εισόδου, είναι ουσιαστικά κάτι που μπορεί να μας δώσει μόνο μια επίλυση των Navier-Stokes. Οτιδήποτε άλλο κάνουμε θα είναι προσεγγιστικό και κατώτερο.

²² Σε ροές που δεν έχουν παραμορφώσεις (free shear flows), οι μικρές διαταραχές έχουν εκθετική ενίσχυση, οπότε η επίδραση των αρχικών συνθηκών είναι μικρή (Li et al., 2000).

Εισαγωγικές σκέψεις

Για να αποκτήσει κανείς τυρβώδες οριακό στρώμα με LES, θα μπορούσε να ξεκινήσει από στρωτή ροή, να δώσει πιθανόν κάποιες διαταραχές κοντά στην είσοδο ώστε να διευκολύνει τη μετάβαση και να έχει αρκετό μήκος ώστε η ροή να γίνει τυρβώδης. Έτσι αποφεύγει τελείως να ορίσει ιδιαίτερες συνθήκες εισόδου και τεχνητή τύρβη. Όπως ξέρουμε όμως από τη θεωρία των οριακών στρωμάτων, το μήκος αυτό μπορεί να είναι πάρα πολύ μεγάλο. Οπότε ο υπολογισμός θα επιβαρύνονταν άσκοπα και γι' αυτό η μέθοδος αυτή δεν χρησιμοποιείται γενικά ως μέθοδος δημιουργίας τυρβωδών συνθηκών εισόδου. Χρησιμοποιείται όμως για μελέτη της μετάβασης αυτής καθ' αυτής ή του οριακού στρώματος (π.χ. Rai & Moin, 1993, Ducros et al., 1996, Huai et al., 1997, Wu & Moin, 2009a,b).

Το επόμενο πράγμα που θα μπορούσε να σκεφτεί κανείς για να βρει μια γρήγορη λύση στο πρόβλημα, θα ήταν να χρησιμοποιήσει την έξοδο της ροής από μια προσομοίωση που έχει έτοιμη τύρβη (π.χ. έχει γίνει με κυκλικές συνθήκες), για να τροφοδοτήσει την είσοδο του νέου πεδίου ροής του. Αυτό μπορεί να γίνει είτε ταυτόχρονα με την επίλυση, είτε να έχουν αποθηκευτεί δεδομένα από τη βοηθητική προσομοίωση σε μεγάλους αποθηκευτικούς χώρους και να ανατρέχουμε σ' αυτούς την ώρα της νέας προσομοίωσης, ενώ μπορεί εύκολα να σκεφτεί κανείς πολλές παραλλαγές αυτών των μεθόδων. Το κύριο χαρακτηριστικό αυτών των μεθόδων είναι ότι *λαμβάνουν τύρβη για την παραγωγή της οποίας χρησιμοποιήθηκαν άμεσα ή έμμεσα οι εξισώσεις Navier-Stokes*, γι' αυτό μπορεί ενίοτε να αναφέρονται και ως ντετερμινιστικές. Αυτό είναι και το μεγάλο πλεονέκτημα αυτών των μεθόδων, ότι δηλαδή η τύρβη τους είναι «αληθινή», και μάλιστα από *αριθμητική επίλυση των Navier-Stokes*, οπότε θα είναι πιο εύληπτη (από την πραγματική τύρβη της φύσης) στη νέα *αριθμητική επίλυση*²³. Αυτές οι μέθοδοι θα μπορούσαν να θεωρηθούν και ως παραλλαγές των μεθόδων των κυκλικών οριακών συνθηκών, καθώς σχεδόν πάντα, άμεσα ή έμμεσα, εμπλέκονται ή χρησιμοποιούνται οι κυκλικές ή παρόμοιες οριακές συνθήκες. Για το λόγο αυτό οι μεθοδολογίες αυτές κληρονομούν και κάποια από τα μειονεκτήματα των κυκλικών οριακών συνθηκών που αναφέρονται στην §2.6.3.2. Επίσης αυτές οι μεθοδολογίες θα μπορούσαν να θεωρηθούν ότι χρησιμοποιούν κάποια βοηθητική προσομοίωση (ή προσομοίωση-πρόδρομο: precursor simulation), έστω και αν αυτή είναι ενσωματωμένη στην κύρια προσομοίωση. Όλες αυτές τις μεθοδολογίες θα τις θεωρήσουμε εδώ ότι ανήκουν στην ίδια κατηγορία, η οποία θα περιγραφεί στην παράγραφο Α παρακάτω.

Μια άλλη λύση στο πρόβλημα ορισμού οριακών συνθηκών εισόδου για την LES θα ήταν να βάλει κανείς ό,τι βάζει στη RANS, αλλά με διακυμάνσεις. Μετά από λίγη σκέψη ή λίγες δοκιμές, θα δει κανείς ότι αυτό δεν είναι τόσο απλό: Αν οι διακυμάνσεις είναι τελείως τυχαίες, αποσβεννύονται γρήγορα και είναι σχεδόν σα να μη τις βάλουμε. Χρειάζεται λοιπόν να είναι *κατάλληλες* διακυμάνσεις και αυτό είναι το πρόβλημα της δημιουργίας τεχνητής τύρβης εισόδου. Για παράδειγμα εύκολα θα σκεφτόταν κανείς οι διακυμάνσεις να είναι τέτοιες που να ικανοποιούν κάποιες πραγματικές τάσεις Reynolds. Σε επόμενο στάδιο θα μπορούσε να σκεφτεί οι διακυμάνσεις να ικανοποιούν συγκεκριμένο ενεργειακό φάσμα ή να έχουν συγκεκριμένες χωρικές και χρονικές συσχετίσεις. Πολλές από τις πιο σημαντικές μεθόδους αυτής της κατηγορίας θα αναφέρουμε σύντομα και περιγραφικά στην παράγραφο Β παρακάτω.

Σύντομη ιστορική αναδρομή με αναφορά πέντε εκ των κυριοτέρων δημοσιεύσεων

Κατά τα μέσα της δεκαετίας του 1980 είχε αναγνωριστεί ότι το θέμα των οριακών συνθηκών εισόδου είναι κρίσιμο, αλλά μέχρι τότε δεν είχε εμφανιστεί κάποια λύση και ήταν σαφές ότι το πρόβλημα ήταν δύσκολο (Rogallo & Moin, 1984, Ferziger, 1985). Στις αρχές της δεκαετίας του 1990 η ανάγκη έκανε να παρουσιαστούν κάποιοι αρχικοί τρόποι να δοθούν συνθήκες στην είσοδο, που τουλάχιστον δούλευαν αρκετά καλά ώστε οι προσομοιώσεις να δίνουν αποδεκτά αποτελέσματα. Αυτές οι μέθοδοι κυρίως εφαρμόζαν απλές διαταραχές στο μέσο προφίλ εισόδου, ή λάμβαναν την είσοδο από μια άλλη προσομοίωση. Κάποιες τέτοιες μέθοδοι παρουσιάζονται στην ανασκόπηση των Moin & Mahesh (1998) για τη DNS. Κατά το τέλος της δεκαετίας οι **Lund et al. (1998)** παρουσίασαν μια μέθοδο ανακύκλωσης που χρησιμοποιούσε την ίδια την επίλυση σε κάποιο σημείο στα κατάντη της ροής για να ανατροφοδοτήσει με τυρβώδεις διακυμάνσεις την είσοδο. Στον αιώνα μας παρουσιάστηκαν μέθοδοι τεχνητής τύρβης που συνθέτουν την είσοδο είτε με χρήση τεχνικών Fourier (**Smirnov et al.**,

²³ Αν σ' ένα κώδικα δώσουμε πραγματική τύρβη από τη φύση, επειδή ο κώδικας δεν είναι τέλειος (εμπλέκει παραδοχές, διακριτοποίηση, πλέγμα, μοντελοποιήσεις, σφάλματα κτλ.), θα την τροποποιήσει ώστε να την προσαρμόσει στην τύρβη που θ' αποτελεί το αποτέλεσμα της επίλυσής του. Αυτό απαιτεί υπολογιστικό χρόνο και χώρο στο πεδίο ροής. Για να ελαχιστοποιηθεί το στάδιο προσαρμογής, το τέλειο θα ήταν να δώσουμε στον κώδικα τη «δική του» τύρβη.

2001), είτε με ψηφιακά φίλτρα (Klein et al., 2003) είτε με κύρια ορθογωνική αποσύνθεση (POD: Proper Orthogonal Decomposition) πειραματικών δεδομένων (Druault et al., 2004), είτε με κατάλληλη υπέρθεση δινών (Jarrin et al., 2006), είτε και με άλλους τρόπους, ενώ υπάρχουν πολλά παρακλάδια των ανωτέρω και άλλων μεθοδολογιών, συμπεριλαμβανομένων και των παλιότερων, κάποιες από τις οποίες συνεχίζουν να χρησιμοποιούνται και να εξελίσσονται. Αν και δεν υπάρχει κάποια πλήρης ανασκόπηση που να περιλαμβάνει όλες τις σχετικές μεθοδολογίες που έχουν παρουσιαστεί, σύντομες περιγραφές για τις περισσότερες και τις πιο γνωστές απ' αυτές που μας αφορούν μπορούν να βρεθούν σε δημοσιεύσεις όπως των Lund et al. (1998), των Keating et al. (2004), των Pamies et al. (2009), των Tabor & Baba-Ahmadi (2010), των Castro & Paz (2013), σε βιβλία όπως του Sagaut (2006) και των Sagaut et al. (2006) και σε διδακτορικές διατριβές όπως του Jarrin (2008) και του Sescu (2011). Από τις ανασκοπήσεις αυτές γίνεται φανερό ότι δύσκολα κατανοείται σε βάθος μια τέτοια μεθοδολογία. Όλα αυτά δείχνουν πόσο δύστροπο είναι το συγκεκριμένο αντικείμενο, αλλά και τη νεότητά του.

A. Μέθοδοι σχετιζόμενες με κυκλικές οριακές συνθήκες/ μέθοδοι βοηθητικής προσομοίωσης

Τις μεθόδους αυτές (ή μέρος τους) θα τις βρούμε στη διεθνή βιβλιογραφία με διάφορες ονομασίες (recycling, precursor simulation, deterministic κ.ά.). Θ' αναφέρουμε πρώτα κάποιες απ' αυτές που χρησιμοποιούν *βοηθητική προσομοίωση*. Αυτές διαδόθηκαν (Georgiadis et al., 2009) με το διδακτορικό του Akselvoll στο Stanford (Akselvoll & Moin, 1993, 1995), αν και γενικά είναι αρκετά τετριμμένες ώστε να μπορεί να τις έχει χρησιμοποιήσει ο οποιοσδήποτε. Σε απλές τέτοιες μεθόδους (που συνήθως παρουσιάζονται όχι σε ξεχωριστές δημοσιεύσεις, αλλά ως επιλογές που έγιναν σε διάφορες μελέτες) είναι δυνατόν για παράδειγμα να προηγηθεί μια μοντελοποίηση με LES ή DNS για πολύ χρόνο και απ' αυτή να αποθηκεύσουμε σε κάθε χρονικό βήμα ένα επίπεδο κάθετο στην κύρια κατεύθυνση της ροής, απ' το οποίο θα τροφοδοτούμε την κύρια μοντελοποίησή μας (π.χ. Friedrich & Arnal, 1990, Werner & Wengle, 1991, Mochida et al., 1993, Kaltenbach, 1993, Lund, 1993, Voke & Potamitis, 1994, Chung & Sung, 1997, Thomas & Williams, 1999b, Kaltenbach et al., 1999, Li et al., 2000, Piomelli et al., 2000, Schluter et al., 2004, Barri et al., 2009).

Οι Adams (1998) και Rizzetta et al. (2001) χρησιμοποίησαν παρόμοιες τεχνικές σε συμπιεστές ροές, δημιουργώντας περιοδικές αλληλουχίες στιγμιαίων προφίλ, ενώ για παράδειγμα οι Wang et al. (2004) και οι Garcia-Villalba & Froehlich (2006) τις εφάρμοσαν σε ροές με περιδίνιση. Προσοχή χρειάζεται στο συντονισμό των χρονικών βημάτων σε όλες τις μεθοδολογίες αυτού του είδους. Η βοηθητική μοντελοποίηση μπορεί να γίνει και ταυτόχρονα με την κύρια, οπότε γλιτώνουμε την αποθήκευση. Οι μέθοδοι αυτές έχουν το πλεονέκτημα ότι μπορούμε να καθορίσουμε με σχετική ακρίβεια το συντελεστή τριβής C_f και άλλα ολοκληρωτικά χαρακτηριστικά του οριακού στρώματος εισόδου, όπως για παράδειγμα το πάχος ορμής θ και αυτός ήταν και ένας από τους λόγους που αναπτύχθηκαν. Ως μια παραλλαγή των μεθόδων αυτών, μπορούμε να αποθηκεύσουμε μόνο ένα στιγμιότυπο από τη βοηθητική προσομοίωση, αλλά σε ολόκληρο το πεδίο ροής. Μετά εισάγουμε κατά σειρά φέτες (επιπέδων καθέτων στην κατεύθυνση της ροής) από αυτή τη μοντελοποίηση, ως συνθήκες εισόδου στην κύρια μοντελοποίησή μας (Na & Moin, 1996, Akselvoll & Moin, 1996, Mahesh et al., 1997), κάνοντας χρήση της υπόθεσης της παγωμένης τύρβης του Taylor. Η παραλλαγή όμως αυτή δεν είναι τόσο αποτελεσματική και απαιτεί αρκετό μήκος προσαρμογής στη νέα προσομοίωση, της τάξεως των 20θ (Moin & Mahesh, 1998).

Όπως είναι λογικό, πολλές από τις πρώτες προσομοιώσεις που απαιτούσαν τυρβώδη είσοδο, έγιναν με *τροποποίηση των κυκλικών οριακών συνθηκών*. Η εμπνευσμένη μέθοδος του Spalart (Spalart & Leonard, 1985, Spalart, 1986, 1988, Spalart & Watmuff, 1993) για παράδειγμα, που αναφέρθηκε και στην παράγραφο των κυκλικών οριακών συνθηκών, μπορεί να θεωρηθεί και ως πρόδρομος των μεθοδολογιών αυτών. Καθώς το οριακό στρώμα έχει διαφορετικό πάχος στην έξοδο απ' ότι στην είσοδο, ο Spalart χρησιμοποίησε κατάλληλους επιπλέον όρους στις εξισώσεις Navier-Stokes που ισοδυναμούσαν με περιγραφή της ροής σε ένα είδος νέου συστήματος συντεταγμένων (γραμμές κατά μήκος των οποίων η ανομοιογένεια που οφείλεται στην αύξηση του πάχους του οριακού στρώματος γίνεται ελάχιστη) στο οποίο η ροή είναι προσεγγιστικά περιοδική. Οι Lund & Moin (1996) χρησιμοποίησαν μια όμοια μέθοδο ως βοηθητική, για να εξάγουν χρονικά μεταβαλλόμενα δεδομένα εισόδου για την προσομοίωσή τους σε κοίλο τοίχο. Οι Lund et al. (1996, 1998) απλούστευσαν και τροποποίησαν την μέθοδο του Spalart, σε βαθμό που να μιλάμε για νέα μέθοδο, η οποία μάλλον είναι σήμερα, με διάφορες τροποποιήσεις, η πιο διαδεδομένη μέθοδος ως οριακή συνθήκη εισόδου για επίλυση μη ομογενών ροών.

Οι **Lund et al. (1998)** λοιπόν, θεώρησαν ότι δεν είναι απαραίτητος ο μετασχηματισμός συντεταγμένων σε ολόκληρο το πεδίο ροής, απλά και μόνο για να μπορέσουμε να ταιριάσουμε την είσοδο με την έξοδο. Έτσι, στη μέθοδό τους, επιλύουν ένα αναπτυσσόμενο οριακό στρώμα και ανατροφοδοτούν την είσοδο από ένα συγκεκριμένο επίπεδο προς στην έξοδο του χωρίου υπολογισμού, αφού προηγουμένως το προσαρμόσουν κατάλληλα. Η προσαρμογή είναι απαραίτητη, καθώς το πάχος του οριακού στρώματος αυξάνει προς τα κατάντη. Η μικρή αυτή επέμβαση χρησιμοποιεί νόμους ομοιότητας, διαφορετικούς στο εσωτερικό και στο εξωτερικό τμήμα του οριακού στρώματος²⁴. Τη μέθοδο των Lund et al. (1998), θα μπορούσαμε να την εισάγουμε και ως εξής: Είναι γνωστό ότι την καλύτερη τύρβη την παράγουν οι εξισώσεις Navier-Stokes. Οι εξισώσεις επιλύονται μέσα στο πεδίο μας, οπότε θα ήταν καλή ιδέα να πάρουμε ένα επίπεδο από κει και να το μεταφέρουμε στην είσοδο, πιθανόν με κάποιες μικρο-επεμβάσεις. Στην αυθεντική δημοσίευσή τους, οι Lund et al. (1998) θεωρούν την προσομοίωση που μόλις περιγράφηκε ως βοηθητική και απ' αυτή εξάγουν και αποθηκεύουν σε κάθε χρονικό βήμα ένα επίπεδο, για μελλοντική χρήση από την κύρια μοντελοποίηση. Στην πράξη όμως πολλοί μελετητές απλά τοποθετούν το τμήμα στο οποίο γίνεται η ανακύκλωση μπροστά από τον κύριο πεδίο υπολογισμού και έτσι έχουν μία μόνο προσομοίωση. Η μέθοδος έχει το πλεονέκτημα ότι παράγει τύρβη καλής ποιότητας, όπως και οι κυκλικές οριακές συνθήκες, κληρονομεί όμως και τα περισσότερα από τα μειονεκτήματά τους, πιθανόν λιγότερο τονισμένα και λόγω της επέμβασης στα δεδομένα πριν ξαναεισαχθούν στην είσοδο και λόγω του γεγονότος ότι το κύριο χωρίο υπολογισμού είναι έξω από την περιοχή ανακύκλωσης. Ένα μειονέκτημα της μεθόδου είναι η προσεγγιστική μέθοδος που γίνεται η τροποποίηση των δεδομένων πριν την είσοδο (rescaling) και το γεγονός ότι η απόσταση της εισόδου από το επίπεδο ανακύκλωσης εισάγει μια ψεύτικη συχνότητα (περιοδικότητα) στο χωρίο υπολογισμού (Nikitin, 2007, Spille-Kohoff & Kaltenbach, 2001, Simens et al., 2009). Επίσης η είσοδος και το σημείο ανακύκλωσης πρέπει να είναι σε κατάσταση ισορροπίας, ώστε να εφαρμόζονται οι νόμοι ομοιότητας. Τέλος χρειάζεται αρκετό μεταβατικό χρόνο: Οι Lund et al. (1998) αναφέρουν ότι για την περίπτωση που δοκίμασαν τη μέθοδό τους, ο χρόνος για να σταθεροποιηθεί η ροή ισοδυναμούσε με περίπου 133 περάσματα από το χωρίο ανακύκλωσης.

Η δημοσίευση των Lund et al. (1998) έχει πολλές εκατοντάδες αναφορές και έχει δεχθεί τόσο πολλές τροποποιήσεις και εξελίξεις σε διάφορους τομείς από διάφορους ερευνητές, που είναι αδύνατο να παρουσιαστούν όλες. Οι περισσότερες τροποποιήσεις αναπτύχθηκαν κυρίως για αντιμετώπιση διαφόρων ζητημάτων, που είχαν να κάνουν για παράδειγμα με την αρχικοποίηση της μεθόδου, με την απόσβεση της τύρβης ή με την ψεύτικη περιοδικότητα που οφειλόταν στην απόσταση μέχρι το σημείο ανακύκλωσης. Οι Ferrante & Elghobashi (2004) είχαν το πρόβλημα ότι κατά την εφαρμογή της μεθόδου των Lund et al. (1998) η τύρβη καταστρεφόταν. Για να το αποφύγουν αυτό χρησιμοποίησαν στοιχεία από τη μεθοδολογία των Le et al. (1997) και πρόσθεσαν κάποια βήματα πριν την εισαγωγή των διαταραχών στην είσοδο, ώστε να εξασφαλιστούν οι σωστές τάσεις Reynolds και το ζητούμενο ενεργειακό φάσμα. Έτσι, κατά τα πρώτα στάδια της προσομοίωσης, αποφεύγεται ο κίνδυνος να πέσει η τύρβη σε πολύ χαμηλά επίπεδα και επιταχύνεται κατά πολύ ο χρόνος που χρειάζεται μέχρι να σταθεροποιηθεί η ροή (36 περάσματα). Η τροποποιημένη μέθοδος των Ferrante & Elghobashi (2004), θεωρείται πιο στιβαρή (Keating et al., 2004). Οι Liu & Pletcher (2006) πρότειναν να μετακινείται το σημείο ανακύκλωσης, σύμφωνα με μια μεθοδολογία που το προσδιορίζει δυναμικά. Έτσι μπορούμε επιπλέον να εξασφαλίσουμε ότι το σημείο ανακύκλωσης θα βρίσκεται όσο πιο κοντά γίνεται στην τυρβώδη περιοχή κατά τα πρώτα στάδια της προσομοίωσης. Με τον τρόπο αυτό έφτασαν λιγότερα από 8 περάσματα μέχρι να σταθεροποιηθεί η ροή.

Οι Spalart et al. (2006a) επίσης προτείνουν σημαντικές απλουστεύσεις και βελτιώσεις στη μέθοδο. Βασισμένοι στην παρατήρηση ότι το εσωτερικό στρώμα αναπτύσσεται μόνο του πολύ γρήγορα, χρησιμοποιούν μόνο ένα νόμο κατά την ανακύκλωση: αυτόν του εξωτερικού οριακού στρώματος. Επίσης κάνουν την βοηθητική προσομοίωση ταυτόχρονα με την κύρια, στο ίδιο υπολογιστικό χωρίο. Επίσης στην αρχή χρησιμοποιούν στην είσοδο κατάλληλες διαταραχές και μεγάλο τμήμα ανακύκλωσης, ενώ μετά που σταθεροποιείται η κατάσταση το μικραίνουν αισθητά, ώστε ο συνολικός χρόνος υπολογισμού να μειώνεται πολύ. Κατά την ανακύκλωση δημιουργούν και μια εγκάρσια μετατόπιση,

²⁴ Συγκεκριμένα στην είσοδο, κοντά στο τοίχωμα, οι τιμές λαμβάνονται από το επίπεδο ανακύκλωσης από το σημείο που έχει το ίδιο y^+ και θεωρώντας ότι και στο σημείο ανακύκλωσης και στην είσοδο ισχύει ο λογαριθμικός νόμος. Κάτι αντίστοιχο γίνεται και στο εξωτερικό οριακό στρώμα, μόνο που τώρα αντί y^+ λαμβάνεται η αδιάστατη απόσταση $\eta=y/\delta$ και αντί το λογαριθμικό νόμο λαμβάνεται ο νόμος του ομόρρου (law of the wake). Επίσης οι διακυμάνσεις πρώτου εισαχθούν στην είσοδο τροποποιούνται ώστε να δίνουν την ζητούμενη ένταση.

ώστε να αποφευχθούν κάπως τα ζητήματα που αφορούν την εμφάνιση περιοδικότητας μέσα στο πεδίο ροής. Συνολικά πρόκειται για βελτιωμένη μέθοδο.

Οι Sagaut et al. (2004) επέκτειναν τη μέθοδο των Lund et al. (1998) σε συμπιεστές ροές και κάνουν την βοηθητική προσομοίωση μπροστά από το κύριο πεδίο ροής, ενώ οι Xu & Martin (2004) επεκτείνουν τη μέθοδο χρησιμοποιώντας διαφορετικούς κανόνες ανακύκλωσης και γενικευμένες σχέσεις ταχυτήτων-θερμοκρασιών. Οι Nolin et al. (2006) χρησιμοποιούν τη μέθοδο ως συνθήκη μεταξύ της διεπιφάνειας RANS/LES σε υβριδική προσομοίωση. Οι Spille-Kohoff & Kaltenbach (2001) προτείνουν μια πρωτότυπη ιδέα για να κάνουν τη μέθοδο πιο γενική και πολύ πιο γρήγορη. Με χρήση επιπέδων ελέγχου σε μια περιοχή ελέγχου, εισάγουν μια ογκική δύναμη²⁵ (body force) ώστε να επιβάλλουν τα επιθυμητά ολοκληρωτικά χαρακτηριστικά του οριακού στρώματος και των διακυμάνσεων των ταχυτήτων. Η δύναμη επιβάλλεται με χρήση της θεωρίας ελέγχου, σε κλειστό βρόχο (βλ. και Sagaut, 2006 για αναλυτικότερη εξήγηση). Σε ατμοσφαιρικές ροές, οι Mayor et al. (2002) προσαρμόζουν την μέθοδο για ροές σε επίπεδο μεσοκλίμακας, ενώ οι Kataoka & Mizuno (2002) απλοποίησαν τη μέθοδο των Lund et al. (1998), κάνοντας την προσεγγιστική παραδοχή ότι είναι σταθερό το πάχος του οριακού στρώματος στο τμήμα τη βοηθητικής προσομοίωσης (περιοχή-οδηγός). Οι Nozawa & Tamura (2002) επέκτειναν τη μέθοδο σε ροές με τραχέα στερεά όρια. Για μια αναφορά σχετικών μεθόδων που χρησιμοποιούνται σε μη ουδέτερες καταστάσεις ευστάθειας της ατμόσφαιρας, ο αναγνώστης παραπέμπεται στους Jiang et al. (2012).

B. Μέθοδοι τεχνητής ψευδο-τύρβης

Σε όλες τις μεθόδους τεχνητής (ή συνθετικής) ψευδο-τύρβης²⁶, θεωρείται ότι η ταχύτητα έχει σε κάθε σημείο της εισόδου μια μέση τιμή και μια διακύμανση, και γίνεται προσπάθεια να προσδιοριστεί η διακύμανση²⁷.

Η πιο απλή μέθοδος για να δημιουργήσουμε τυρβώδη είσοδο είναι να χρησιμοποιήσουμε ένα δεδομένο προφίλ ταχυτήτων και τάσεων Reynolds, στο οποίο θα υπερθέσουμε τυχαίες διαταραχές (λευκό θόρυβο), οι οποίες μπορεί να έχουν γκαουσιανή κατανομή. Αυτό όμως εύκολα αποδεικνύεται ανεπαρκές (π.χ. Lund et al., 1998, Klein et al., 2003, Glaze & Frankel, 2003, Schluter et al., 2004, Kempf et al., 2005, Mathey et al., 2006, Aider et al., 2007, Rana et al., 2011), καθώς οι συγκεκριμένες διαταραχές αποσβεννύονται πολύ γρήγορα και είναι σα να έχουμε βάλει στην είσοδο στρωτή ροή²⁸. Το μόνο που κάνει η μέθοδος αυτή είναι να βοηθάει στην μετάβαση σε τυρβώδη ροή και δε θ' αναφερθούμε περαιτέρω σ' αυτή ούτε θα τη θεωρήσουμε μέθοδο τεχνητής τύρβης, παρόλο που ίσως μπορεί με τροποποιήσεις να δουλέψει²⁹.

Σε όλες τις μεθοδολογίες τεχνητής τύρβης με κάποιο τρόπο λαμβάνεται υπόψη κάποιου είδους *συνεκτικότητα* (coherency) της τύρβης και όχι μόνο το τυχαίο της κομμάτι. Υπάρχουν διάφοροι τρόποι να λάβουμε υπόψη μας τη συνεκτικότητα³⁰. Ο πιο απλός θα ήταν να καθορίσουμε για παράδειγμα μια χωρική ή/ και μια χρονική κλίμακα. Με μια δεύτερη σκέψη, μπορούμε να ζητήσουμε να έχουν οι διακυμάνσεις μας συγκεκριμένες συσχετίσεις³¹, ειδικά συσχετίσεις δύο σημείων (χωρικές) ή δύο χρονικών στιγμών (αυτοσυσχετίσεις – autocorrelations και πιθανόν διασυσχετίσεις – cross-

²⁵ Παρόμοιες τεχνικές που χρησιμοποιούν κάποια τεχνητή δύναμη για να ελέγξουν παραμέτρους της ροής, μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε οποιαδήποτε μέθοδο, με σκοπό να επιτύχουμε πιο γρήγορα κάποιο αποτέλεσμα-στόχο (βλ. Jargin, 2008) και έχουν χρησιμοποιηθεί για παράδειγμα και από τους Sergent (2002) και Keating et al. (2006).

²⁶ Όταν λέμε τεχνητή τύρβη, εννοούμε πάντα ψευδο-τύρβη, αλλά το πρόθεμα «ψευδο» απαλείφεται για απλότητα.

²⁷ Η διακύμανση μπορεί ενίοτε κάποιος να θεωρήσει ότι αποτελείται από συνεκτικό (coherent) και από μη συνεκτικό κομμάτι, οπότε δημιουργείται μια τριπλή ανάλυση της ταχύτητας, με 3 όρους: τον χρονικά μέσο, τη συνεκτική διακύμανση και την τυχαία διακύμανση (Bonnet et al., 1997). Αυτό χρησιμοποιείται κυρίως σε τεχνικές που κάνουν χρήση συνεκτικής πληροφορίας, π.χ. από πειράματα μέσω POD ή LSE.

²⁸ Ο κύριος λόγος είναι ότι εισάγουμε ουσιαστικά επίπεδο ενεργειακό φάσμα, το οποίο δεν έχει αρκετή ενέργεια στις μεγάλες κλίμακες ώστε να διατηρήσει την τύρβη. Αντίθετα, έχει παραπανίσια ενέργεια στις μικρές κλίμακες, όπου η καταστροφή είναι πολύ ισχυρή. Γενικότερα το πρόβλημα στη μεθοδολογία αυτή είναι ότι εισάγουμε διαταραχές χωρίς *συνεκτικότητα*, που είναι βασικό στοιχείο της τύρβης.

²⁹ Για παράδειγμα, μπορεί να δίνονται τέτοιες διαταραχές κατά μήκος μιας γραμμής στο οριακό στρώμα και μέσα στο πεδίο ροής, ώστε να αποφευχθεί η επάνοδος σε στρωτή ροή (Γρηγοριάδης, 2011, προσωπική επικοινωνία).

³⁰ Να σημειωθεί ότι όλοι οι τρόποι που θα παρουσιαστούν εδώ αφορούν τη συνεκτικότητα όπως την αντιλαμβάνονται οι άνθρωποι. Γιατί η τύρβη έχει και συνεκτικά στοιχεία που δεν έχουν ανακαλυφθεί και πιθανόν να μην ανακαλυφθούν ποτέ ή να μη γίνουν ποτέ κατανοητά από τους ανθρώπους. Επίσης καμμία από τις υπάρχουσες μεθοδολογίες δεν λαμβάνει υπόψη της όλες τις υπάρχουσες γνώσεις που έχουν οι άνθρωποι για τη συνεκτικότητα της τύρβης.

³¹ Για να γίνει πιο κατανοητή η παράγραφος αυτή, είναι απαραίτητη η γνώση κάποιων όρων από το παράρτημα Α.3, όπως οι χωρικές και χρονικές συσχετίσεις.

correlations)³². Οι μη συνεκτικές διαταραχές δεν έχουν συσχετίσεις. Οι περισσότερες μέθοδοι δημιουργίας τεχνητής τύρβης ακολουθούν αυτή τη λογική, καθώς οι συσχετίσεις θεωρείται ότι περικλείουν πολύ πληροφορία για τη συμπεριφορά της τύρβης. Άλλη μέθοδος θα ήταν να εξάγουμε τη συνεκτικότητα από κάποιο πείραμα, π.χ. με POD, που είναι μια διαδικασία με την οποία παίρνουμε τις κύριες δομές μιας (φαινομενικά τυχαίας) κατανομής (βλ. και §Α.3.1). Άλλη μέθοδος θα ήταν να χρησιμοποιήσουμε πληροφορία από τη θεωρία των συνεκτικών δομών (§Α.3.5), ενώ θα μπορούσε κανείς να σκεφτεί κι άλλες, καθώς κάθε γνώση που έχουμε για συνεκτικότητα της τύρβης μπορεί να τροποποιηθεί για να γίνει (επιτυχημένη ή όχι) μεθοδολογία δημιουργίας τεχνητής τύρβης.

Για τεχνητή τύρβη στην είσοδο λοιπόν, μιλάμε κυρίως από την εργασία των *Lee et al. (1992)* και μετά. Η μέθοδός τους και πολλές άλλες συναφείς που ακολούθησαν, ονομάζονται συχνά *τεχνικές Fourier*, καθώς η διακύμανση αναλύεται κατά Fourier με χρήση ημιτόνων και συνημιτόνων. Στη μέθοδο των *Lee et al. (1992)*, οι συντελεστές Fourier επιλέγονται ώστε να έχουμε προσεγγιστικά επιθυμητό ενεργειακό φάσμα, ενώ η φάση είναι τυχαία, ώστε να αποφύγουμε διακυμάνσεις που θα εμφανίζονται περιοδικά. Έτσι επιτυγχάνουμε συνεκτικότητα κυρίως στο χώρο³³. Η μέθοδος εφαρμόστηκε από τους *Le & Moin (1994)*, *Rai & Moin (1993)*, *Le et al. (1997)* και μεταγενέστερους ερευνητές. Η μεθοδολογία αυτή πληροί εύκολα την συνθήκη της συνέχειας, αλλά απαιτούνται χρονοβόροι μετασχηματισμοί Fourier. Η μέθοδος συμπεριφέρθηκε καλά σε εξασθενύμενη ισοτροπική τύρβη (decaying isotropic turbulence), αλλά σε οριακό στρώμα απαιτούνταν μεγάλο μήκος καναλιού για την προσαρμογή της ροής (της τάξεως των 50θ στην περίπτωση των *Le & Moin, 1994* – βλ. *Moin & Mahesh, 1998*, ή περίπου 25δ στη δοκιμή των *Akselvoll & Moin, 1996* – βλ. *Piomelli, 2001*). Συγγενική ήταν και η μέθοδος των *Handler et al. (1993)* που έδιναν τυχαίες μετακινήσεις φάσης στους συντελεστές Fourier.

Παρόμοιας φιλοσοφίας είναι και οι μέθοδοι που εφαρμόστηκαν από τους *Mahesh et al. (1996)* και *Na & Moin (1998)*, μόνο που αυτή τη φορά ήταν τυχαία *τα πλάτη* (ή συντελεστές ενίσχυσης: amplitude factors) στις σειρές Fourier και όχι η φάση, προκειμένου η τύρβη να έχει περισσότερη συνεκτικότητα, καθώς διαπιστώθηκε (βλ. και *Na & Moin, 1998*) ότι η μέθοδος των *Lee et al. (1992)*, που είχε τυχαίες φάσεις, δεν αναπαρήγαγε τις τυρβώδεις δομές. Αυτό αποδείχθηκε πιο αποτελεσματικό, με τον συντελεστή τριβής να ανακτάται μόλις σε 3δ . Όμως υπήρχε πλασματική περιοδικότητα στις διακυμάνσεις.

Πιο προηγμένη μέθοδος απ' αυτή των *Mahesh et al. (1996)*, μπορεί να θεωρηθεί η διαδικασία των *Kondo et al. (1997, 2002)*. Οι *Kondo et al. (1997)* όχι μόνο δίνουν προτεραιότητα στις χρονικές συσχετίσεις σε σχέση με τις χωρικές, αλλά κατορθώνουν με τη διαδικασία τους να πάρουν τις επιθυμητές τιμές αυτό-συσχέτισης (autocorrelation) και δια-συσχέτισης (cross-correlation) για τις διαταραχές ταχύτητας. Με τη μέθοδο αυτή γίνεται προδιαγραφή του ενεργειακού φάσματος στο χώρο των συχνοτήτων (και όχι των κυματαριθμών όπως είχαν κάνει οι *Lee et al., 1992*). Οι *Kondo et al. (1997)* το επέλεξαν επειδή στην ατμόσφαιρα (και όχι μόνο) είναι ευκολότερο να βρεθούν αυτοσυσχετίσεις από μετρήσεις χρονοσειρών, παρά χωρικές συσχετίσεις, που απαιτούν ταυτόχρονη μέτρηση σε πάρα πολλά γειτονικά σημεία. Οι ίδιοι όμως αναφέρουν ότι τέτοιου είδους μέθοδοι σα τη δική τους έχουν το μειονέκτημα ότι δεν πληρούν αυτόματα την συνθήκη της συνέχειας και ότι τα αποτελέσματα της μεθόδου πρέπει να αποθηκευτούν και να αναζητηθούν μετά. Οι *Kondo et al. (1997)* βασίστηκαν σε προγενέστερη δουλειά που είχε γίνει στην Ιαπωνία και μάλιστα σε ατμοσφαιρικές ροές (βλ. παραπομπές σε ιαπωνικά συνέδρια από τη δημοσίευσή τους). Ο πυρήνας της μεθόδου τους βασίζεται σε μαθηματική διαδικασία του *Hoshiya (1972)*. Η μέθοδος των *Kondo et al. (1997)* κοστίζει υπολογιστικά, είναι δύσκολο να υλοποιηθεί (*Kose et al., 2011*) και γενικά δε χρησιμοποιείται σήμερα.

Πολύ μικρή εφαρμογή σήμερα έχουν κι άλλες παρόμοιες τεχνικές, όπως αυτή του *Shinozuka (1972)*, που δίνει τη δυνατότητα να επιτυγχάνονται (με κατάλληλους γραμμικούς μετασχηματισμούς ασυσχέτιστων δεδομένων) πολλαπλές συσχετίσεις στις ταχύτητες βάσει προδιαγεγραμμένων συναρτήσεων συσχέτισης. Σε μεθόδους του *Hoshiya (1974)* και των *Shinozuka et al. (1990)* βασίζεται και η τεχνική των *Noda & Nakayama (2003)*, οι οποίοι αναφέρουν και την ύπαρξη μιας μεθόδου των *Baran*

³² Υπενθυμίζεται από το παράρτημα Α.3 ότι το να έχουμε τις χωρικές συσχετίσεις ισοδυναμεί με το να έχουμε το ενεργειακό φάσμα (κυματαριθμών). Ομοια, το να έχουμε την αυτοσυσχέτιση, ισοδυναμεί με το να έχουμε το ενεργειακό φάσμα συχνοτήτων.

³³ Η οποία πιθανόν να είναι και μεγαλύτερη από τη συνεκτικότητα που έχει η πραγματική τύρβη στο χώρο (*Tabor & Baba-Ahmadi, 2010*).

& Infield (1995) με σύνθεση χρονοσειρών. Βλέπουμε ότι γενικά στην Ιαπωνία οι τεχνικές συνθετικής τύρβης ξεκίνησαν από παρόμοιες μεθόδους που προϋπήρχαν στον επιστημονικό κλάδο του ήχου και των ταλαντώσεων.

Οι Maruyama (1999) και *Maruyama et al. (1999)*, εφάρμοσαν μια τεχνική Fourier των Kameda & Morikawa (1992, 1994), βάσει της οποίας μπορούν να έχουν επιθυμητό ενεργειακό φάσμα (συχνοτήτων)³⁴ βάσει πειραματικών μετρήσεων χρονοσειρών σε διάφορα σημεία της εισόδου. Η μέθοδος θεωρεί γκαουσιανές κατανομές και κάνει ένα είδος παρεμβολής στο χώρο Fourier για να βρει τους συντελεστές Fourier για τα σημεία στα οποία δεν υπάρχουν μετρήσεις, βάσει των συντελεστών Fourier των σημείων στα οποία υπάρχουν μετρήσεις. Συγκεκριμένα, διατυπώνεται αναλυτικά η πολυδιάστατη κατανομή πυκνότητας πιθανότητας (joint probability density function) για τους συντελεστές Fourier, με τη δέσμευση (condition) να παίρνουν τιμές σύμφωνες με τα πειραματικά δεδομένα στα σημεία της μέτρησης. Μετά λαμβάνονται οι διακυμάνσεις ταχυτήτων με αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier με χρήση τεχνικών από τη θεωρία πολυδιάστατων τυχαίων μεταβλητών (Ang & Tang, 1984).

Μια άλλη τεχνική Fourier, η οποία μάλιστα αποτέλεσε ορόσημο³⁵ για τις μεθόδους τεχνητής τύρβης, είναι αυτή των Smirnov et al. (2001), που εκφράζει το πεδίο των διακυμάνσεων των ταχυτήτων σαν υπέρθεση χωροχρονικών συνιστωσών Fourier, που βασίζονται σε τυχαίες φάσεις και σε τυχαία πλάτη (ενώ π.χ. η μέθοδος των Lee et al., 1992 βασίζονταν σε τυχαίες φάσεις μόνο και π.χ. αυτή των Mahesh et al., 1996, σε τυχαία πλάτη μόνο) τα οποία λαμβάνονται με κάποιο δειγματοληπτικό τρόπο χρησιμοποιώντας γκαουσιανές κατανομές³⁶. Η μέθοδος οδηγεί σε συγκεκριμένο ενεργειακό φάσμα, περικλείει την ανισοτροπία και αφήνεται στο χρήστη να καθορίσει μια χωρική κλίμακα³⁷ και μια χρονική κλίμακα. Η μέθοδος δοκιμάστηκε επιτυχώς π.χ. από τους Keating et al. (2004) και οδήγησε σε απαίτηση μήκους προσαρμογής της ροής της τάξεως των 20δ. Η μέθοδος, που ονομάζεται από τους κατασκευαστές της RFG (Random Flow Generation), έχει ενσωματωθεί και σε εμπορικούς κώδικες όπως το Fluent. Επίσης η βασική υπορουτίνα της μεθόδου παρέχεται δωρεάν από τον Smirnov σε γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN, οπότε μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως «μαύρο κουτί» που δίνει συνεκτικές σε κάποιο βαθμό διακυμάνσεις ταχυτήτων, σχεδόν σε οποιονδήποτε κώδικα. Η μέθοδος μπορεί να θεωρηθεί ως εξέλιξη διαφόρων πιο περίπλοκων ή λιγότερο αποτελεσματικών ή ακατάλληλων για τύρβη εισόδου μεθοδολογιών που θα δούμε στην μεθεπόμενη παράγραφο και είχε εξελίξεις και παραλλαγές, μερικές από τις οποίες θα δούμε παρακάτω.

Η μέθοδος των Smirnov et al. (2001) βασίζεται σε μεθοδολογία του Kraichnan (1970) που ονομάζεται RFM (Random Fourier Modes) και δίνει ομογενή τύρβη με συγκεκριμένο φάσμα, θεωρώντας μια Λαγκρανζιανή περιγραφή των διακυμάνσεων των ταχυτήτων. Στη μέθοδο των Smirnov et al. (2001) αρχικά προδιαγράφονται οι επιθυμητές τάσεις Reynolds R_{ij} . Μετά βρίσκεται ένας πίνακας μετασχηματισμού που τις διαγωνιοποιεί. Μετά εκφράζεται το πεδίο διακυμάνσεων ταχυτήτων ως άθροισμα ημιτόνων και συνημιτόνων, βάσει της ανάλυσης Fourier του Kraichnan (βλ. Smirnov et al., 2001 ή Sagaut, 2006 για ακριβή διατύπωση). Μετά εφαρμόζεται αλλαγή κλίμακας και ορθογωνικός μετασχηματισμός στο πεδίο των διακυμάνσεων ταχυτήτων. Η μέθοδος σέβεται τη διατήρηση της μάζας (divergence-free).

Πριν τη δημοσίευση των Smirnov et al. (2001), η μέθοδος του Kraichnan (1970) είχε ξαναχρησιμοποιηθεί, όπως αναφέρουν και οι ίδιοι, σε διάφορες εφαρμογές όπως διασπορά σωματιδίων (Li et al., 1994), μοντελοποίηση ήχου (Bechara et al., 1994), μοντελοποίηση ομογενούς τύρβης (Fung et al., 1992)³⁸. Ο Kraichnan έφτιαξε και μια τροποποιημένη μέθοδο (Kraichnan, 1977), η οποία χρησιμοποιήθηκε π.χ. από τους Drummond et al. (1984) για να μοντελοποιήσουν την ελικοειδή στροβιλότητα (helicity) και από τους Fung et al. (1992) για να μοντελοποιήσουν την μεταφορά των μικρών δινών από τις μεγαλύτερες. Ο πρώτος όμως που χρησιμοποίησε επιτυχώς τις μεθόδους του Kraichnan

³⁴ Και δια-ενεργειακό φάσμα, που βασίζεται σε δια-συσχετίσεις (cross-correlations) χρονοσειρών διαφορετικών μεταβλητών, δηλαδή διαφορετικών συνιστωσών ταχυτήτων στην περίπτωσή μας.

³⁵ Έχει τριψήφιο αριθμό αναφορών (citations) σε διεθνείς επιστημονικές δημοσιεύσεις.

³⁶ Η μέθοδος του Smirnov δεν απαιτεί προγενέστερη μοντελοποίηση (precursor simulation) προκειμένου να ληφθούν οι συντελεστές Fourier, αλλά χρειάζεται μόνο στατιστική πληροφορία, που λαμβάνεται υπόψη μέσω των τάσεων Reynolds και του χαρακτηριστικού μήκους και χρόνου (βλ. και Jarrin, 2008).

³⁷ Που σχετίζεται με τις χωρικές συσχετίσεις (βλ. και Huang et al., 2010).

³⁸ Βλέπουμε ότι η τεχνητή τύρβη ενδιαφέρει διάφορα επιστημονικά πεδία, στα οποία υπάρχουν πλήθος επιπλέον σχετικών εργασιών και μελετών, αλλά στη συγκεκριμένη αναφορά περιοριζόμαστε μόνο σε μεθοδολογίες που αναπτύχθηκαν ή χρησιμοποιήθηκαν για εφαρμογές σχετικές με τις ροές που εξετάζονται στο διδακτορικό.

σε μη ομογενή τύρβη ήταν ο Maxey (1987). Η μέθοδος των Smirnov et al. (2001) μπορεί να θεωρηθεί και ως εξέλιξη αυτής της μεθόδου, με βασική διαφορά τη χρησιμοποίηση διαδικασίας αλλαγής συντεταγμένων, αντί των πολύ πιο αργών τεχνικών φιλτραρίσματος του Maxey (1987).

Μετά τη δημοσίευση των Smirnov et al. (2001), παρουσιάστηκαν και παραλλαγές της μεθόδου. Στη μέθοδο των Batten et al. (2004) καθορίζονται οι συντελεστές Fourier με τυχαία πλάτη και φάσεις με δεδομένες ροπές δεύτερης τάξης (τάσεις Reynolds) και ενεργειακό φάσμα, ενώ είναι απλούστερη στην υλοποίησή της. Η τεχνική τους περιλαμβάνει και έναν έξυπνο τρόπο τροποποίησης των κυματαριθμών, ώστε να ληφθούν δίνες που να είναι επιμηκυμένες στην κατεύθυνση των μεγαλύτερων τάσεων Reynolds. Έτσι εισάγονται πιο ρεαλιστικές, ανισοτροπικές δίνες στη ροή. Η μέθοδος αυτή δοκιμάστηκε από τους Keating et al. (2004) και έδωσε ρεαλιστικό φάσμα (με αρκετή ενέργεια στις μεγάλες δίνες), ειδικά κοντά στον τοίχο. Όμως απαιτήσε σχετικά μεγάλες αποστάσεις για να ξεπεράσει η ροή το αρχικό μεταβατικό στάδιο (5δ, βλ. και Veloudis et al., 2007) ή να γίνει πλήρως ανεπτυγμένη (πάνω από 20δ, βλ. και Sescu, 2011). Αυτό οφείλεται μάλλον στην καταστροφή των διακυμάνσεων των ταχυτήτων σε περιοχές μακριά από τον τοίχο (Keating et al., 2004).

Οι Huang et al. (2010) επίσης παρουσίασαν μια γενίκευση της μεθόδου των Smirnov et al. (2001), στην οποία μπορεί να καθοριστεί από το χρήστη το ενεργειακό φάσμα και όχι να είναι συγκεκριμένο από τη μέθοδο. Οπότε έτσι μπορεί να χρησιμοποιηθεί π.χ. φάσμα της μορφής von Karman, που είναι ακριβέστερο από το γκαουσιανό στην αδρανειακή περιοχή. Η μέθοδος ονομάζεται DSRFG (Discretizing and Synthesizing Random Flow Generation), καθώς χρησιμοποιεί μια μέθοδο διακριτοποίησης του φάσματος και ανασύνθεσης της ταχύτητας εξ' αυτού και είναι εύκολα παραλληλοποιήσιμη, αφού η ταχύτητα σε κάθε κόμβο μπορεί να υπολογιστεί ανεξάρτητα. Οι Huang et al. (2010) όμως δίνουν περισσότερο βάρος στις χωρικές συσχετίσεις και δεν αναφέρουν τι γίνεται με τις χρονικές. Οι Castro & Paz (2013) βελτιώνουν την DSRFG, κυρίως τροποποιώντας τις εξισώσεις που δίνουν τα πλάτη των συντελεστών Fourier, ώστε να λαμβάνονται με μεγαλύτερη ακρίβεια τα επιθυμητά στατιστικά, για οποιοδήποτε αριθμό σημείων-δειγμάτων του φάσματος. Επίσης επανεισάγουν τον αδιάστατο χαρακτηριστικό χρόνο των Smirnov et al. (2001) και διατυπώνουν λίγο διαφορετικά την εξίσωση που δίνει τις διακυμάνσεις από τις σειρές Fourier. Η μέθοδός τους λέγεται MDSRFG (Modified DSRFG).

Προκειμένου να συμπεριληφθεί συνεκτική πληροφορία στις τεχνικές Fourier, θα μπορούσαν να εισαχθούν μοντέλα που να συσχετίζουν τις φάσεις ανάμεσα στους όρους των σειρών Fourier, σύμφωνα με τη δομή της τύρβης. Προς αυτή την κατεύθυνση κινήθηκαν οι Sandham et al. (2003), που εισήγαγαν ειδικευμένες διαταραχές στο εσωτερικό τμήμα του οριακού στρώματος, που αντιπροσωπεύουν ανασηκωμένες επιμήκειες δομές (streaks). Αντίστοιχα στο εξωτερικό τμήμα αντιπροσωπεύονται τριδιάστατοι στρόβιλοι. Οι Sandham et al. (2003) δοκίμασαν έναν όρο Fourier για το εσωτερικό τμήμα και τρεις για το εξωτερικό. Η μέθοδος χρειάζεται μικρό μήκος για να αναπτυχθεί σωστή τύρβη, αλλά έχει πολλούς εμπειρικούς συντελεστές. Η μέθοδος του Arad (2001) επίσης προσπαθεί να χρησιμοποιήσει πληροφορία από τη δομή της τύρβης. Έτσι οι διαταραχές ταχύτητας σχεδιάζονται ώστε να είναι όσο δυνατόν μεγαλύτερος ο ρυθμός αύξησής τους και αντιστοιχούν σε περιστατικά εισροής ή εξώθησης (sweeps/ ejections, βλ. παράρτημα Α.3).

Η μέθοδος των Glaze & Frankel (2003) έχει κοινά στοιχεία με την μέθοδο των Kondo et al. (1997) και μπορεί να θεωρηθεί ότι δεν είναι αμιγώς τεχνική Fourier, καθώς εκτός από την αποσύνθεση στον χώρο των συχνοτήτων, χρησιμοποιεί και φιλτράρισμα στον φυσικό χώρο. Η μέθοδος είναι γνωστή και ως WAWS (Weighted Amplitude Wave Superposition) και απαιτεί άθροιση σε όλους τους κόμβους της εισόδου και τις προσομοιούμενες συχνότητες, προκειμένου να υπολογιστεί το σήμα σε κάθε κόμβο. Μια άλλη μέθοδος είναι των Li & Wang (2000), που φτιάχνουν διαταραχές με τη διαδικασία SLP (Spectral Line Processor) των Shinozuka & Jan (1972), αλλάζοντας κατά τι τη φάση, ώστε να μην έχουν περιοδικότητα.

Ο Davidson (2005, 2007a,b), επίσης πρότεινε μια μέθοδο που χρησιμοποιεί ανάμικτα τεχνικές Fourier και φιλτράρισμα στον φυσικό χώρο. Συγκεκριμένα, με την κλασική τεχνική Fourier παίρνει σε ένα χρονικό βήμα m ισότροπες διακυμάνσεις ταχύτητας $(v_i)^m$, σύμφωνα με προδιαγεγραμμένο φάσμα, ώστε να υπάρχουν χωρικές συσχετίσεις. Μεταξύ τους όμως, ανάμεσα σε μια χρονική στιγμή m και μια $m-1$ αυτές οι διαταραχές δεν έχουν χρονική συσχέτιση. Για να την εξασφαλίσει αυτή, τροποποιούνται οι διαταραχές στο βήμα m με μια γραμμική σχέση που συνδέει τις διαταραχές του τρέχοντος βήματος με αυτές του προηγούμενου: $(u_i)^m = a(u_i)^{m-1} + b(v_i)^m$, που ουσιαστικά υλοποιεί ένα ασύμ-

μετρο ψηφιακό φίλτρο. Το a λαμβάνεται ως $e^{-\Delta t/T}$, και το $b=(1-a^2)^{0.5}$, όπου T η ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου ή έστω μια κλίμακα χρόνου που μπορεί να ληφθεί από μοντελοποίηση RANS. Με τον τρόπο αυτό λαμβάνονται πολύ ικανοποιητικές χρονικές συσχετίσεις (αν και πιθανότατα χαλάνε λίγο οι χωρικές). Η ίδια τεχνική για να ληφθούν χρονικές συσχετίσεις είχε χρησιμοποιηθεί π.χ. και από τους Billson et al. (2003, 2004). Η τύρβη που δημιουργείται είναι ομογενής και δεν επιχειρείται να κλιμακωθούν οι διακυμάνσεις, προκειμένου να μη χαλάσουν οι συσχετίσεις. Παρόλα αυτά, χρησιμοποιείται μια συνάρτηση απόσβεσης για να μειωθούν οι διακυμάνσεις κοντά στον τοίχο. Η μέθοδος του Davidson έχει χρησιμοποιηθεί επιτυχώς και από άλλους ερευνητές (π.χ. Piscaglia et al., 2012, Montorfano et al., 2013). Ο Davidson (2005) κάνει και δύο πολύ εύστοχες παρατηρήσεις, όπως αναφέρουν και οι Tabor & Baba-Ahmadi (2010), οι οποίες δε λαμβάνονται συχνά υπόψη από άλλους ερευνητές: Πρώτον, ότι η χρονική κλίμακα είναι πιο σημαντική για την δημιουργία χρήσιμης τύρβης για την είσοδο και δεύτερον, ότι η τύρβη δεν πρέπει να είναι πραγματική, αλλά τύρβη που να την καταλαβαίνουν οι εξισώσεις που λύνονται σε συγκεκριμένο χωροχρονικό πλέγμα. Με άλλα λόγια σκοπός δεν πρέπει να είναι να δώσουμε όσο το δυνατόν ακριβέστερες διαταραχές, αλλά διαταραχές που θα προξενήσουν τύρβη μέσω της συγκεκριμένης επίλυσης στο συγκεκριμένο πλέγμα (βλ. και υποσημείωση 23).

Μεγάλος σταθμός για τις μεθόδους δημιουργίας τεχνητής τύρβης, ήταν η πρωτότυπη μέθοδος των Klein et al. (2003), η οποία έχει ήδη εκατοντάδες αναφορές και έχει αποτελέσει έναυσμα για διάφορες μεταγενέστερες μεθόδους. Η μέθοδος χρησιμοποιεί τυχαίους αριθμούς, που συνδυάζονται μεταξύ τους ώστε να δώσουν επιθυμητές συσχετίσεις στο χώρο και στο χρόνο. Πιο συγκεκριμένα, έστω ότι μιλάμε κατ' αρχήν μόνο για τη συνιστώσα u του διανύσματος των ταχυτήτων, σε μία κατεύθυνση. Η διακύμανση ταχύτητας u_m' σε κάθε κελί m της εισόδου εκφράζεται ως άθροισμα³⁹ γινομένων συντελεστών b_n και τυχαίων αριθμών r_{m+n} . Αυτό μπορεί να ονομαστεί συνέλιξη των συντελεστών b_n με τους τυχαίους αριθμούς, ή να ονομαστεί μη γραμμικό, μη-επαναλαμβανόμενο ψηφιακό φίλτρο με συντελεστές b_n . Οι Klein et al. (2003) καταφέρνουν να προσδιορίσουν⁴⁰ αυτούς τους συντελεστές, ώστε οι διακυμάνσεις ταχύτητας να έχουν συγκεκριμένες χωρικές συσχετίσεις⁴¹ (συσχέτιση μιας διακύμανσης της συνιστώσας u_m' με μια γειτονική της u_m' την ίδια χρονική στιγμή) και χρονικές συσχετίσεις (αυτοσυσχέτιση της u_m' με τον εαυτό της στο ίδιο σημείο μια άλλη χρονική στιγμή)⁴². Αυτό μπορεί να γενικευτεί στις τρεις διαστάσεις με τη συνέλιξη τριών μονοδιάστατων φίλτρων (εξακολουθούμε να μιλάμε μόνο για μία συνιστώσα u του διανύσματος των ταχυτήτων), οπότε προσδιορίζεται ένας συντελεστής που ισούται με το γινόμενο των τριών μονοδιάστατων συντελεστών⁴³. Το ίδιο κάνουμε και για τις άλλες δύο συνιστώσες του διανύσματος ταχυτήτων (την v και w). Έτσι έχουμε ομογενή τύρβη με επιθυμητές συσχετίσεις δύο σημείων και στο χώρο και στο χρόνο. Αν επιπλέον θέλουμε να έχουμε σωστές συσχετίσεις ενός σημείου (τάσεις Reynolds), χρησιμοποιείται μετά και ο μετασχηματισμός του Lund, που βασίζεται στην αποσύνθεση Cholesky του τανυστή των τάσεων Reynolds (βλ. παράρτημα A των Lund et al., 1998).

Η δουλειά των Klein et al. (2003) ήταν πολύ σημαντική επειδή χρησιμοποίησε ψηφιακά φίλτρα για πλήρη ανασύνθεση τύρβης. Η έμπνευση δόθηκε στους συγγραφείς από το διδακτορικό για

³⁹ Ο αριθμός των προσθετών εξαρτάται από τη χωρική/ χρονική κλίμακα. Πιο συγκεκριμένα η άθροιση γίνεται για n από $-N$ ως N και οι Klein et al. (2003) προτείνουν για το N να είναι, πολλαπλασιαζόμενο με το πλάτος του κελιού/ χρονικό βήμα τουλάχιστον διπλάσιο από την χωρική/ χρονική κλίμακα.

⁴⁰ Ο προσδιορισμός γίνεται ως εξής: Εκφράζεται η σχέση της (π.χ. χωρικής) συσχέτισης βάσει του ορισμού της συσχέτισης και της δεδομένης ανάλυσης των διακυμάνσεων (με άγνωστους συντελεστές προς το παρόν). Αν μπορούσε να αντιστραφεί αυτή η σχέση, θα προσδιορίζονταν οι άγνωστοι συντελεστές. Για να γίνει αυτό, οι συγγραφείς προτείνουν μια μορφή συνάρτησης συσχέτισης που να διευκολύνει την αντιστροφή και συγκεκριμένα αυτή που σχετίζεται με γκαουσιανή κατανομή – παραδοχή κοντά στην πραγματικότητα όταν μιλάμε για προχωρημένη ομογενή τύρβη. Αντικαθιστώντας στην σχέση που δίνει την συσχέτιση, μπορούν να προσδιοριστούν οι συντελεστές.

⁴¹ Οι Klein et al. (2003) χρησιμοποιούν τον όρο autocorrelation και για τις χωρικές συσχετίσεις. Γενικά στη βιβλιογραφία δεν υπάρχει αστηρή σύμβαση στην ονοματολογία των συσχετίσεων. Στο διδακτορικό έχει ακολουθηθεί η ονοματολογία που δίνεται στο παράρτημα Α.3.

⁴² Οι συγγραφείς αναφέρουν ότι εναλλακτικά της μεθόδου που προτείνουν, μπορεί να φτιαχτεί ένα τρισδιάστατο τυρβώδες πεδίο (όπου τώρα αντί για χρονική συσχέτιση έχουμε χωρική συσχέτιση και στον άξονα x) και ίσως με αυτό τον τρόπο να είναι και πιο κατανοητή η μέθοδος, καθώς έχουμε 3 διαστάσεις του χώρου (και όχι 2 του χώρου και 1 του χρόνου, που μπορεί να φαίνεται πιο περίπλοκο). Αφού φτιαχτεί έτσι ένα τρισδιάστατο τυρβώδες πεδίο, αποθηκεύεται και όταν γίνει η προσομοίωση γίνεται σταδιακή μεταφορά του πεδίου στην είσοδο, κάνοντας χρήση της υπόθεσης παγωμένης τύρβης του Taylor.

⁴³ Ο υπολογισμός των συντελεστών είναι χρονοβόρος, γιατί για κάθε συνιστώσα για κάθε κελί, εμπλέκονται τριπλά γινόμενα που σαρώνουν όλα τα κελιά επανημένα κατά $2N$.

στοχαστικά σήματα του Nobach (1997). Έχει το πλεονέκτημα ότι αν είναι γνωστές οι χρονοσειρές και χωροσειρές από το πείραμα, μπορούμε να αναπαράγουμε με πολύ μεγάλη ακρίβεια τις τάσεις Reynolds και τις χωρικές και χρονικές συσχετίσεις. Όμως αυτό είναι και ένα μειονέκτημα της μεθόδου, καθώς ειδικά οι χωροσειρές δεν είναι διαθέσιμες, οπότε πρέπει να γίνουν προσεγγίσεις. Οι ίδιοι οι συγγραφείς για παράδειγμα, χρησιμοποίησαν σε ολόκληρη την είσοδο της περίπτωσης που παρουσίασαν, μόνο μια κλίμακα μήκους L , αχρηστεύοντας ουσιαστικά μεγάλο μέρος από το δυναμικό της μεθόδου τους. Επίσης, ενώ στο χώρο η γκαουσιανή θεώρηση για την συσχέτιση μπορεί να είναι αποδεκτή, στο χρόνο δεν είναι τόσο ακριβής.

Η μέθοδος των Klein et al. (2003) έχει δεχθεί αρκετές τροποποιήσεις. Για παράδειγμα, οι Kempf et al. (2005), από την ίδια ερευνητική ομάδα, παρατηρούν ότι η διάχυση είναι ισοδύναμη με συνέλιξη ενός σήματος με ένα φίλτρο Gauss. Βάσει αυτού, προτείνουν χρήση μια εξίσωσης διάχυσης, αντί των ψηφιακών φίλτρων. Έτσι η μέθοδος μπορεί να χρησιμοποιηθεί πολύ εύκολα σε ανομοιογενή, ακόμη και σε μη-δομημένα πλέγματα. Οι di Mare et al. (2006) γενίκευσαν την μέθοδο των Klein et al. (2003), ώστε να μην απαιτείται συγκεκριμένη μορφή της συνάρτησης συσχέτισης (δηλαδή, αντέστρεψαν με γενικό τρόπο τη σχέση που αναφέραμε προηγουμένως – υποσημείωση 40). Έδειξαν ότι η χρήση εναλλακτικών μορφών για τις συναρτήσεις συσχέτισης μπορεί να έχει πλεονεκτήματα σε ανομοιογενή τύρβη οριακών στρωμάτων. Επίσης παρουσίασαν και μια απλοποίηση της μεθόδου. Οι Veloudis et al. (2005, 2007) σχολιάζουν το γεγονός ότι οι Klein et al. (2003) χρησιμοποιούν μια μόνο κλίμακα μήκους L και δοκιμάζουν να χρησιμοποιήσουν διαφορετικές κλίμακες μήκους ανάλογα με την απόσταση από τον τοίχο, που τις έλαβαν από άλλη προσομοίωση. Στη δεύτερη περίπτωση τα αποτελέσματα είναι καλύτερα. Επιπλέον παρουσίασαν μια νέα τεχνική για να επιταχύνουν τη μέθοδο χρησιμοποιώντας FFT (Fast Fourier Transform), καθώς η χρήση διαφορετικών κλιμάκων μήκους έχει μεγάλο υπολογιστικό κόστος. Οι Kornev & Hassel (2007) βασιζόμενοι στη δουλειά των Klein et al. (2003), παρουσίασαν μια νέα μέθοδο τεχνητής τύρβης, θεωρώντας ότι τα τυρβώδη πεδία μπορούν να περιγραφούν σαν ένα σύνολο τυχαίων σημείων με άγνωστη κατανομή ταχύτητας, που λαμβάνεται από προδιαγεγραμμένες συναρτήσεις συσχέτισης.

Οι Xie & Castro (2008), διατήρησαν τη μέθοδο των Klein et al. (2003), όσον αφορά το κομμάτι των χωρικών συσχετίσεων, αλλά στο κομμάτι των χρονικών θεώρησαν μια εκθετική σχέση για τη συνάρτηση αυτοσυσχέτισης, που προκύπτει από διακυμάνσεις ταχυτήτων της μορφής⁴⁴: $(u_i')^{m+1} = a(u_i')^m + b(v_i')^m$, όπου m το χρονικό βήμα, v_i' τυχαία διακύμανση και $a = e^{-\pi \Delta t / 2T}$, $b = (1 - 2a)^{0.5}$. Έτσι γίνεται και μεγάλη οικονομία στο χρόνο υπολογισμού, καθώς τα τριπλά γινόμενα των Klein et al. (2003), γίνονται διπλά και ακολουθεί ο μικρόν κόστους υπολογισμός της u_i' από την ανωτέρω σχέση. Επίσης μπορεί να σχολιαστεί ότι όπως οι Kempf et al. (2005) αντικατέστησαν το ψηφιακό φίλτρο με κάτι άλλο και συγκεκριμένα με διάχυση, έτσι και οι Xie & Castro (2008) το αντικατέστησαν με κάτι άλλο, που μοιάζει κάπως με διάχυση στο χρόνο. Οι Kempf et al. (2012) επίσης βελτιώνουν τη μέθοδο των Klein et al. (2003), κάνοντάς την πιο αποδοτική και παραλληλοποιήσιμη. Όπως όμως αναφέρουν οι Celik et al. (2006), για να έχουμε ακόμη καλύτερα αποτελέσματα από την μέθοδο των Klein et al. (2003), χρειάζεται να προστεθούν περαιτέρω φυσικά χαρακτηριστικά επιπλέον των στατιστικών ιδιοτήτων που ήδη πληρούνται. Προς την κατεύθυνση να ληφθούν υπόψη φυσικά στοιχεία των τυρβωδών ροών προκειμένου να κατασκευαστεί τεχνητή τύρβη στην είσοδο, έχουν κινηθεί οι μέθοδοι που παρουσιάζονται αμέσως παρακάτω (οι οποίες όμως μπορεί να μην πληρούν κάποια στατιστικά χαρακτηριστικά).

Οι Druault et al. (2004) χρησιμοποίησαν την μέθοδο POD (Proper Orthogonal Decomposition) για να δημιουργήσουν από πειραματικά δεδομένα ένα συνθετικό πεδίο ταχυτήτων κατάλληλο για οριακή συνθήκη στην είσοδο. Η POD είναι μια τεχνική που λαμβάνει ως δεδομένα ένα σύνολο από στιγμιότυπα της ροής και εξάγει τις βέλτιστες συναρτήσεις βάσης για την αναπαράσταση των δεδομένων, αποσυνθέτοντάς τα σε χωρικά και χρονικά ιδιοδιανύσματα (βλ. και §A.3.1). Συνήθως ένας πολύ μικρός αριθμός από συναρτήσεις βάσης επαρκεί ώστε να ανακατασκευαστεί το μεγαλύτερο μέρος της πληροφορίας από τα αρχικά δεδομένα, που περικλείει και τα μεγαλύτερα ποσοστά της ενέργειας. Έτσι η POD είναι ένας καλός τρόπος να εξάγουμε συνεκτικές δομές μεγάλης κλίμακας της ροής

⁴⁴ Γενικά στις χρονικές συσχετίσεις, σχέσεις αυτής της μορφής είναι ακριβέστερες από γκαουσιανές θεωρήσεις. Παρατηρούμε ότι οι Xie & Castro (2008) διατηρούν κι αυτοί τις χωρικές συσχετίσεις από άλλη μέθοδο και αλλάζουν τις χρονικές με μια σχέση που σχετίζει τη u' με τη u' του προγενέστερου χρονικού βήματος με ένα εκθετικό συντελεστή, προσθέτοντας ένα τυχαίο αριθμό με άλλο συντελεστή, όπως ακριβώς και ο Davidson (2005, 2007).

και άρα προσφέρεται για δημιουργία συνθηκών εισόδου στις οποίες θέλουμε να έχουμε πληροφορία συνεκτικότητας με όσο γίνεται απλούστερο τρόπο. Οι Druault et al. (2004) χρησιμοποίησαν μετρήσεις από θερμαινόμενα νήματα (hot wires), που παρέχουν μεν αρκετά ακριβείς χρονοσειρές, αλλά δε μπορούν να δώσουν δεδομένα σε επαρκή χωρική ανάλυση, καθώς υπάρχει τεχνικός περιορισμός στον αριθμό των μετρητικών οργάνων που μπορούν να χρησιμοποιηθούν ταυτόχρονα. Έτσι, για να δημιουργηθεί πληροφορία στις ενδιάμεσες θέσεις όπου δεν υπήρχαν μετρήσεις, χρησιμοποιήθηκε η τεχνική LSE (Linear Stochastic Estimation). Παρόμοιες μέθοδοι έχουν χρησιμοποιηθεί και από άλλους ερευνητές, όπως οι Johansson & Andersson (2004) και είναι γρήγορες και αποδοτικές. Στην περίπτωση των Johansson & Andersson (2004) χρειάστηκαν μόνο μερικά πάχη οριακού στρώματος (4δ) για να ανακτηθεί πλήρως ανεπτυγμένη ροή. Έχουν όμως το πρόβλημα ότι απαιτούν πειραματικά δεδομένα ή δεδομένα από DNS για την συγκεκριμένη περίπτωση που θέλουμε να μοντελοποιήσουμε. Επίσης τα πειραματικά δεδομένα ποτέ δε μπορεί να είναι πλήρη: ή θα πάσχουν από ελλιπή χωρική ανάλυση όταν χρησιμοποιηθούν θερμά νήματα ή ανεμομετρία Laser-Doppler, ή θα πάσχουν από ελλιπή χρονική ανάλυση, αν τα δεδομένα προέρχονται από σύστημα ανεμομετρίας εικόνας σωματιδίων (PIV: Particle Image Velocimetry). Την τελευταία μετρητική τεχνική χρησιμοποίησαν οι Perret et al. (2006, 2008), για να λάβουν τεχνητή τύρβη για χρήση σε είσοδο χρονικά μεταβαλλόμενων κωδίκων (LES, DNS). Για να αντιμετωπίσουν τη χαμηλή χρονική ανάλυση, εισήγαγαν συνθετικές τυχαίες χρονοσειρές. Και πάλι όμως η έλλειψη λεπτομερών μετρήσεων στο χρόνο γίνεται φανερή και η μέθοδος απαιτεί μεγάλο μήκος για να αναπτυχθεί κανονική τύρβη. Αυτό θα μπορούσε να είναι μια ένδειξη ότι οι χρονοσειρές περιέχουν περισσότερη συνεκτική πληροφορία (ή έστω πιο χρήσιμη για τις ανάγκες δημιουργίας τύρβης εισόδου) από τις χωροσειρές.

Ο Sergent (2002) στο διδακτορικό του, παρουσίασε μια διαφορετική προσέγγιση: τη μέθοδο των (δισδιάστατων) στροβίλων (VM: Vortex Method), που θεωρεί στην είσοδο κατάλληλα κατανομημένα σημεία στροβιλότητας που μεταφέρονται κουβαλώντας πληροφορία για τη στροβιλότητα. Η μέθοδος βασίζεται σε Λαγκρανζιανή εξίσωση για τη στροβιλότητα και στον νόμο των Biot-Savart και δημιουργεί τις εγκάρσιες διακυμάνσεις ταχυτήτων, ενώ για τις διακυμάνσεις στην κατεύθυνση της ροής χρησιμοποιείται μια εξίσωση Langevin. Η μέθοδος θέλει ρυθμίσεις σε κάποιες λεπτομέρειες για την εφαρμογή της, αλλά δίνει δισδιάστατο πεδίο ροής που θυμίζει πολύ πεδίο πραγματικής προσομοίωσης και έχει χωρική και χρονική συνεκτικότητα. Για να εφαρμοστεί απαιτείται η είσοδος να είναι κάθετη στην κύρια κατεύθυνση της ροής. Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιήθηκε από τους Mathey et al. (2006) και ενσωματώθηκε με μικρές τροποποιήσεις στον εμπορικό κώδικα Fluent. Επίσης η μέθοδος βελτιώθηκε ελαφρά από τους Benhamadouche et al. (2006) που χρησιμοποίησαν λίγο διαφορετική εξίσωση Langevin και πιο γενικό χειρισμό του τοίχου και βελτιώθηκε περαιτέρω από τους Jarrin et al. (2006) (βλ. και Jarrin, 2008, Jarrin et al., 2008), που ονόμασαν τη βελτιωμένη τεχνική «συνθετική μέθοδο στροβίλων» (SEM, Synthetic Eddy Method). Η SEM πάλι χειρίζεται με Λαγκρανζιανό τρόπο τους στροβίλους, αλλά αυτή τη φορά μπορεί να είναι οποιουδήποτε σχήματος και να έχουν προδιαγεγραμμένες ροπές δεύτερης τάξης. Οι Jarrin et al. (2009), δοκίμασαν την SEM χρησιμοποιώντας δεδομένα μόνο από μια μοντελοποίηση RANS που προηγήθηκε και διαπίστωσαν ότι ήταν ανώτερη από τη μέθοδο των Batten et al. (2004). Η σύγχρονη μέθοδος αυτή, ενσωματώθηκε στην έκδοση 4.08 του εμπορικού κώδικα STAR-CD πριν λίγα χρόνια. Οι Pamies et al. (2009) επέκτειναν τη μέθοδο SEM ώστε να λαμβάνει υπόψη της πληροφορία από συνεκτικές δομές, ορμώμενοι από την εργασία των Perry & Marusic (1995) που αφορά τις συνεκτικές δομές και τη σχέση τους με τα στατιστικά δεδομένα στα οριακά στρώματα. Η τροποποιημένη μέθοδος είναι πιο περίπλοκη και θέλει κάποιες επιλογές, αλλά πετυχαίνει ανώτερη απόδοση. Ένα γενικό σχόλιο που κάνουν οι Pamies et al. (2009), είναι ότι οι μέθοδοι τεχνητής τύρβης δεν είναι τελείως αυτόνομες, αλλά απαιτούν συνήθως πρόσβαση σε στατιστική πληροφορία που έχει εξαχθεί είτε από άλλη προσομοίωση είτε από πείραμα. Την SEM επέλεξαν και οι Pavlidis et al. (2010) για χρήση σε αστικές ροές.

Κατά καιρούς έχουν αναπτυχθεί και διάφορες άλλες μέθοδοι, όπως των Gronskis et al. (2013) που βασίζεται σε συζυγή μέθοδο αφομοίωσης παρατηρήσεων (adjoint data assimilation), των Fathali et al. (2008) που βασίζεται σε πολυσυσχετιζόμενα τυχαία πεδία, των Hemon & Santi (2007), που βασίζεται σε δι-ορθογώνιο μετασχηματισμό, αλλά μάλλον δεν έχει νόημα να επεκταθούμε περισσότερο. Αναφερθήκαμε μόνο στις κύριες δημοσιεύσεις που αφορούν ροές σαν αυτές που εξετάζονται στο διδακτορικό, όπως σχολιάστηκε και στην υποσημείωση 38. Υπάρχουν και άλλα επιστημονικά πεδία τα οποία ενδιαφέρει η τεχνητή τύρβη στα οποία συχνά εμφανίζονται διαφορετικές μεθοδολογίες. Ένα τέ-

τοιο πεδίο είναι π.χ. η αεροακουστική και οι συμπιεστές ροές (π.χ. Gloerfelt & Garrec, 2008, Ewert, 2008, Sescu, 2011, Lawson & Barakos, 2011). Άλλο πεδίο είναι η φυσική, και συγκεκριμένα η μελέτη ή ανασύνθεση της (ομογενούς, Λαγκρανζιανής, βαθμωτού μεγέθους κ.ά.) τύρβης (π.χ. Kaplan & Dinar, 1988, Pope, 1994, Juneja et al., 1994 με τις αναφορές τους 4-7, Scotti & Meneveau, 1999, Biferale et al., 1999, Basu et al., 2004, Pavlova & Catrakis, 2006, Kim et al., 2008, Rosales & Meneveau, 2008, Holzer & Siggia, 1994, Careta et al., 1993, Marti et al., 1997). Οι δύο τελευταίες δημοσιεύσεις χρησιμοποιούν την εξίσωση Langevin προκειμένου να παράγουν ψευδο-τύρβη. Επίσης δεν έγινε αναφορά σε κάποιες μεθοδολογίες επίλυσης της τύρβης, όπως τα κυτταρικά αυτόματα, που πιθανόν να μπορούν εύκολα να τροποποιηθούν ώστε να γίνουν μέθοδοι δημιουργίας οριακών συνθηκών εισόδου για LES. Εκτός από το τυρβώδες πεδίο ταχυτήτων, όταν λύνεται και η θερμοκρασία μπορεί να είναι απαραίτητο και το τυρβώδες πεδίο θερμοκρασίας στην είσοδο. Σχετικές μεθόδους έχουν χρησιμοποιήσει οι Kong et al. (2000), οι Tamura et al. (2003) και οι Yoshie et al. (2011).

Γενικά σχόλια

Έστω και από αυτή τη σύντομη και χωρίς μαθηματικές εξισώσεις περιγραφή των μεθοδολογιών δημιουργίας συνθετικής τύρβης στην είσοδο και μετά από εκτενέστερη μελέτη τους που δε μπορεί να περιληφθεί εδώ, μπορούμε να διατυπώσουμε μερικές χρήσιμες συμπερασματικές σκέψεις:

1) Δεν υπάρχει ούτε μπορεί να φτιαχτεί η τέλεια μέθοδος δημιουργίας συνθετικής τύρβης. Αυτό δεν φαίνεται μόνο από το μεγάλο αριθμό των μεθοδολογιών που χρησιμοποιούνται χωρίς να έχει επικρατήσει κάποια, αλλά προκύπτει και θεωρητικά. Πράγματι, δεν είναι δυνατόν να έχουμε την ιδανική τύρβη στην είσοδο παρά μόνο με λύση των εξισώσεων Navier-Stokes, η οποία δεν μπορεί να δοθεί καθώς το πεδίο ροής είναι άγνωστο.

2) Υπάρχουν μεθοδολογίες που φαίνονται να μην έχουν κοινά στοιχεία μεταξύ τους κι όμως δουλεύουν όλες, έστω εν μέρει. Για παράδειγμα άλλες χρησιμοποιούν δεδομένα μέσα απ' το χωριό υπολογισμού, ενώ άλλες όχι. Άλλες προσπαθούν να διατηρήσουν κάποιους συγκεκριμένους στατιστικούς δείκτες για την τύρβη, ενώ άλλες όχι. Κάποιες προσπαθούν να δημιουργήσουν στο επίπεδο εισόδου δομές που να μοιάζουν με στροβίλους, ενώ οι περισσότερες όχι. Επίσης καμία απ' τις υπάρχουσες μεθοδολογίες δεν παρέχει πλήρεις συνεκτικές δομές (βλ. παράρτημα Α.3). Αυτό δείχνει ότι τελικά μια στοιχειώδη έστω λύση στο πρόβλημά μας μπορούμε να έχουμε με πολλούς διαφορετικούς τρόπους. Πιθανόν όλοι αυτοί οι διαφορετικοί τρόποι να δουλεύουν επειδή επιβάλουν κάποιου είδους διαταραχή στο πεδίο ροής αρκετά ισχυρή ή συνεκτική που επαρκεί ώστε ο κώδικας να δημιουργήσει τύρβη.

3) Ως συνέπεια των δύο ανωτέρω σχολίων θα μπορούσε κανείς να εκφράσει την υπόθεση ότι η απλούστερη δυνατή μέθοδος που μπορεί να δημιουργήσει και να διατηρήσει τύρβη είναι επαρκής και ίσως και προτιμητέα. Αυτό φάνηκε σε κάποιο βαθμό και από τις μεθοδολογίες που παρουσιάστηκαν, καθώς πολλές από αυτές που εισήχθησαν ως βελτιώσεις παλαιότερων μεθοδολογιών, στην πραγματικότητα ήταν απλουστεύσεις τους⁴⁵. Η απλούστευση δηλαδή θεωρήθηκε πρόοδος. Αξίζει εδώ να σχολιαστεί η συνάφεια της παρατήρησης αυτής με την αρχή της απλότητας (κεφ. 3, υποσημείωση 15).

4) Οι μέθοδοι δημιουργίας τεχνητής τύρβης και ιδίως αυτές που προσπαθούν να επιβάλουν συγκεκριμένες συσχετίσεις, χρησιμοποιούν διάφορες μαθηματικές μεθόδους προκειμένου να το επιτύχουν. Το πρόβλημα δηλαδή ανάγεται στην εύρεση μαθηματικής διαδικασίας δημιουργίας μεταβλητών που να έχουν δεδομένες συσχετίσεις. Οι διάφορες διαδικασίες που έχουν προταθεί ουσιαστικά λύνουν με διαφορετικό τρόπο το ίδιο πρόβλημα. Μάλιστα είναι πολύ πιθανό κάποιες από αυτές να 'ναι απόλυτα ή σχεδόν ισοδύναμες μεταξύ τους. Τελικά ίσως δεν έχει και τόσο νόημα ποια διαδικασία ακολουθείται, αλλά το αποτέλεσμα και η ευκολία χρήσης αυτής της διαδικασίας. Ένα άλλο συμπέρασμα είναι ότι η βελτίωση τέτοιων μεθόδων μπορεί να γίνει με χρήση ή πρόοδο των μαθηματικών.

5) Αξίζει εδώ να παρατηρήσουμε ότι οι περισσότερες μέθοδοι δίνουν προτεραιότητα στις χωρικές συσχετίσεις και όχι στις χρονικές (ή ισοδύναμα στο φάσμα κυματαριθμών και όχι συχνοτήτων). Παρόλα αυτά, υπάρχουν ενδείξεις ότι οι χρονικές συσχετίσεις είναι πιο καθοριστικές, όπως φαίνεται στο κεφ. 10, αλλά και από εργασίες των Davidson (2005), των Xie & Castro (2009), που σχολιάζουν την μη κρισιμότητα των τιμών των ολοκληρωτικών χωρικών κλιμάκων και από την εργασία των Perret et al. (2006, 2008) που χρειάστηκαν περισσότερο μήκος για ανάκτηση της ροής δίνοντας προτε-

⁴⁵ Για παράδειγμα η μέθοδος του Spalart (1988) απλουστεύθηκε από τη μέθοδο των Lund et al. (1998) και αυτή με τη σειρά της απλουστεύθηκε από τους Spalart et al. (2006a). Η μέθοδος των Kempf et al. (2005) και των Xie & Castro (2008) είναι απλούστερη της μεθόδου των Klein et al. (2003). Επίσης και οι di Mare et al. (2006) παρουσίασαν μια απλουστευμένη μέθοδο των Klein et al. (2003). Η μέθοδος των Batten et al. (2004) είναι απλοποίηση της μεθόδου των Smirnov et al. (2001).

ραιότητα στις χωρικές συσχετίσεις (βλ. σελ. 50). Η ισχυρότερη επίδραση των χρονικών συσχετίσεων έναντι των χωρικών έχει διαπιστωθεί και στο Λαγκρανζιανό χώρο (Burgoy & Bergeles, 1993). Προτείνεται λοιπόν, κατά την προσπάθεια δημιουργίας μιας νέας μεθόδου τεχνητής τύρβης, προτεραιότητα να δοθεί στις χρονικές συσχετίσεις και όχι στις χωρικές.

6) Ακόμη κι αν είχαμε ένα τέλειο πείραμα που θα μπορούσε να μας δίνει με άπειρη χωρική ανάλυση τις χρονοσειρές όλων των μεταβλητών και τροφοδοτούσαμε με αυτές την είσοδο του πεδίου ροής μας, πάλι θα απαιτούνταν κάποιο μεταβατικό μήκος μέχρι να έρθει σε ισορροπία η ροή και να γίνει συμβατή με τις μη-γραμμικές επιδράσεις όπως αυτές εκφράζονται από τον συγκεκριμένο κώδικα, με την συγκεκριμένη υλοποίηση, διακριτοποίηση, σφάλματα κτλ. και με το συγκεκριμένο πεδίο ροής (βλ. και υποσημείωση 23). Εξαιτίας αυτού θα πρέπει την τύρβη που δίνουμε στην είσοδο του πεδίου ροής να τη θεωρούμε περισσότερο ως διαταραχές που θα βοηθήσουν τον κώδικα να φτάσει στη συμβατή με αυτόν τύρβη παρά ως απεικόνιση της φυσικής πραγματικότητας (βλ. και Worthly, 2003). Αυτό υπονοείται και από παρατήρηση του Davidson (2005), αλλά φαίνεται να αγνοείται από πολλούς ερευνητές και πιθανόν αυτό να έχει καθυστερήσει την ανάπτυξη πιο αποτελεσματικών μεθόδων δημιουργίας τεχνητής τύρβης εισόδου για κώδικες LES.

Αν και σπάνια λαμβάνεται υπόψη, κάποιοι ερευνητές πιστεύουν ότι οι αρχικές συνθήκες ίσως παίζουν μεγαλύτερο ρόλο και δεν ξεχνιούνται τόσο εύκολα όσο νομιζόταν παλιότερα, όπως αναφέρουν οι George & Davidson (2004) και ο Grinstein (2009, LES short course - Cranfield University).

Αξίζει να παρατηρηθεί ότι δεν υπάρχει κάποια αξιολογη συγκριτική μελέτη που να έχει όλες τις σημαντικές μεθόδους οριακών συνθηκών εισόδου ή έστω τις περισσότερες απ' αυτές⁴⁶, ενώ για τα μοντέλα τύρβης της RANS και για τα υποπλεγματικά μοντέλα της LES συνέχεια παρουσιάζονταν τέτοιες μελέτες. Ένας λόγος που συμβαίνει αυτό είναι η δυσκολία κατανόησης και υλοποίησής τους και το γεγονός ότι ο προγραμματισμός διαφορετικών μεθόδων είναι τελείως διαφορετικός, μην επιτρέποντας με μικρές αλλαγές να γίνουν δοκιμές πολλών εξ' αυτών. Επίσης κάποιες μέθοδοι είναι κατάλληλες για κάποιες περιπτώσεις και ακατάλληλες για άλλες. Επιπρόσθετα, δεν απαιτούν όλες οι μέθοδοι τον ίδιο τύπο δεδομένων και γενικά είναι δύσκολο να βρεθεί μια αντιπροσωπευτική περίπτωση στην οποία να δοκιμαστούν όλες, χωρίς κάποια να αδικείται. Η περιπλοκότητα και η δυσκολία κατανόησης των μεθοδολογιών αυτών έχει οδηγήσει πιθανότατα και σε άλλο ένα φαινόμενο: να έχουν αναπτυχθεί παρόμοιες ή ισοδύναμες μέθοδοι από άγνωστους μεταξύ τους ερευνητές, χωρίς να έχει ακόμη διαπιστωθεί αυτή η ισοδυναμία. Αυτό συμβαίνει και επειδή μέθοδοι παρόμοιες με την δημιουργία τεχνητής τύρβης χρειάζονται σε πολλούς επιστημονικούς κλάδους όπως μαθηματικά, θεωρητική φυσική, ρευστομηχανική (που είναι σχεδόν και ο μόνος κλάδος που καλύπτεται με την παρούσα §2.6.3.4), επιστήμες υπολογιστών (όπου επιχειρείται π.χ. απόδοση υφών), βιντεοπαιχνίδια (όπου επιχειρείται π.χ. προσομοίωση του ανέμου), θόρυβος και ταλαντώσεις, κ.ά.

2.6.4. Ενδεικτικά στοιχεία για τις αριθμητικές μεθόδους

2.6.4.1. Γενικά

Σχεδόν όλες οι αριθμητικές μεθοδολογίες που έχουν χρησιμοποιηθεί για RANS μπορούν να χρησιμοποιηθούν και για LES. Για το λόγο αυτό δε θα γίνει ιδιαίτερη αναφορά στις διάφορες αριθμητικές προσεγγίσεις που μπορούν να εφαρμοστούν στο πρόβλημα, καθώς το θέμα αυτό καλύπτεται από κλασσικά βιβλία ΥΡ (π.χ. Ferziger & Peric, 2002). Θ' αναφερθούν μόνο κάποια πολύ γενικά και βασικά στοιχεία που αφορούν τη συγκεκριμένη μεθοδολογία.

Κατ' αρχήν η LES είχε το ιδιαίτερο χαρακτηριστικό ότι ξεκίνησε από το χώρο Fourier, όπου τα αριθμητικά σχήματα είναι πιο ακριβή και οι κυκλικές οριακές συνθήκες εφαρμόζονταν με φυσικότητα. Οι φασματικοί κώδικες όμως είναι δυσπροσάρμοστοι σε περίπλοκες γεωμετρίες. Καθώς υπήρχε ανάγκη για επίλυση διαρκώς πιο περίπλοκων γεωμετριών, η LES κατευθύνθηκε τελικά προς το φυσικό χώρο, τουλάχιστον όσον αφορά τις πρακτικές εφαρμογές. Επίσης η LES χρησιμοποιείται παραδοσιακά με δομημένα πλέγματα, ενώ η εφαρμογή της σε μη δομημένα είναι περιορισμένη (Piomelli, 1999). Στην εργασία αυτή χρησιμοποιείται δομημένο πλέγμα και η επίλυση γίνεται στο φυσικό χώρο.

⁴⁶ Η μελέτη των Keating et al. (2004) συγκρίνει κάποιες διαφορετικές μεθοδολογίες, αλλά είναι ήδη δεκαετίας και δεν περιέχει τις νεώτερες μεθόδους.

2.6.4.2. Χωρική διακριτοποίηση

Η LES έχει το ιδιαίτερο χαρακτηριστικό σε σχέση με τη RANS, ότι *λύνουμε* τις διακυμάνσεις ταχυτήτων, ενώ στη RANS *δε θέλουμε* να έχουμε διακυμάνσεις, που μπορεί να μας δημιουργήσουν αστάθεια. Έτσι, ενώ στη RANS τα σχήματα ανάντη διαφορών για διακριτοποίηση των όρων μεταφοράς παρουσιάζουν σημαντικά πλεονεκτήματα, είναι σύμφωνα με τη φυσική μας διαίσθηση και έχουν αριθμητική ευστάθεια, στην LES δεν εξυπηρετούν. Πράγματι, είναι γνωστό ότι γενικά τα σχήματα οποιασδήποτε τάξεως και μορφής, αν βασίζονται σε ανάντη διαφορές ή έχουν κλίση προς συμπεριφορά ανάντη σχημάτων, δεν είναι κατάλληλα για LES (π.χ. Piomelli, 1999), καθώς είναι καταστροφικά και καταπνίγουν τις διακυμάνσεις (π.χ. Ferziger, 1996, Blazek, 2001), επιδρώντας καταλυτικά στη μορφή του φάσματος των ταχυτήτων. Στην LES λοιπόν έχουν επικρατήσει σχήματα κεντρικών διαφορών για τους όρους μεταφοράς στις ταχύτητες. Το πιο ευρέως διαδεδομένο σχήμα είναι το σχήμα κεντρικών διαφορών δευτέρας τάξεως ακρίβειας, που είναι και το πιο απλό και κλασσικό (π.χ. Piomelli, 2001). Παρόλο που είναι γνωστό (π.χ. Piomelli, 2001) ότι γενικά όσο μεγαλύτερης τάξης είναι το σχήμα, τόσο μεγαλύτερη ακρίβεια έχουμε (δηλαδή μπορούμε να πάρουμε το ίδιο αποτέλεσμα με αραιότερο πλέγμα, ή στο ίδιο πλέγμα να έχουμε καλύτερο αποτέλεσμα), στην LES σπάνια χρησιμοποιούνται σε πρακτικές εφαρμογές σχήματα τάξεως μεγαλύτερης της δευτέρας. Τα σχήματα ανώτερης τάξης είναι πιο περίπλοκα στην εφαρμογή τους και προτιμώνται κυρίως σε ειδικευμένες περιπτώσεις, όπως σε συμπιεστές ροές. Άλλωστε, όπως αναφέρει και ο Laurence (2002), υπάρχουν μελέτες που καταλήγουν ότι το σχήμα κεντρικών διαφορών *δευτέρας τάξεως* είναι το καταλληλότερο για LES (π.χ. Breuer, 1998). Στην εργασία αυτή χρησιμοποιήθηκε τέτοιο σχήμα για τις ταχύτητες, ενώ έγιναν κάποιες δοκιμές και με άλλα σχήματα. Όσον αφορά τις διαστάσεις του πλέγματος, έχουν αναφερθεί κάποιες ενδεικτικές οδηγίες για οριακά στρώματα στην §2.6.3.3.

2.6.4.3. Χρονική διακριτοποίηση

Όσον αφορά το χρονικό σχήμα, υπάρχουν τα ρητά σχήματα και τα άρρητα. Στα ρητά (Rogallo & Moin, 1984) η επόμενη χρονική στιγμή προσδιορίζεται από στοιχεία που λαμβάνουμε μόνο από την προηγούμενη. Είναι εύκολο να προγραμματιστούν και είναι γρήγορα στην εκτέλεση. Στα άρρητα λαμβάνουμε στοιχεία (και από την τρέχουσα χρονική στιγμή και η επίλυση είναι πεπλεγμένη. Αν η αποτίμηση γίνεται μόνο στην τρέχουσα χρονική στιγμή, μιλάμε για πλήρως πεπλεγμένο σχήμα (fully implicit), ενώ σε άλλη περίπτωση είναι σα να έχουμε μικτό ρητό-άρρητο σχήμα. Για LES προτείνονται σχήματα δευτέρας τάξεως ακρίβειας (DeBonis & Scott, 2002, Froehlich & Rodi, 2002). Το πιο τυπικό σχήμα για LES (Piomelli, 2001) είναι το δευτέρας τάξης ακρίβειας πεπλεγμένο Crank-Nicolson, αλλά μπορούν να χρησιμοποιηθούν και ρητά σχήματα, όπως το Adams-Bashforth δευτέρας τάξης. Στο διδακτορικό χρησιμοποιήθηκε το δευτέρας τάξης Crank-Nicolson, αλλά δοκιμάστηκε και πλήρως πεπλεγμένο δευτέρας τάξεως, με επίσης καλά αποτελέσματα. Γενικά το χρονικό σχήμα δε θεωρείται τόσο κρίσιμο όσο το χωρικό.

Η επιλογή για το χρονικό βήμα εξαρτάται από τους εξής παράγοντες: α) Να υπάρχει σταθερότητα στην αριθμητική επίλυση και β) Να επιλύονται επαρκώς οι τυρβώδεις δομές στο χρόνο. Για το α) το πιο γνωστό κριτήριο είναι το κριτήριο ευστάθειας του Courant, που απαιτεί το βήμα να είναι μικρότερο από $CFL \Delta x_i / u_i$, όπου ο αριθμός Courant CFL εξαρτάται από το σχήμα. Γενικά πρέπει να είναι μικρότερος από 1 (Froehlich & Rodi, 2002), ενώ όπως αναφέρει ο Sagaut (2006), υπάρχουν περιπτώσεις που και η τιμή 0,5 φάνηκε μεγάλη (π.χ. Choi & Moin, 1994). Για LES συνιστάται τιμή μικρότερη από 0,5. Το β) είναι ουσιαστικά ένας φυσικός περιορισμός να είναι το χρονικό βήμα μικρότερο από μια τυπική χρονική κλίμακα της ροής. Αυτή μπορεί να ληφθεί προσεγγιστικά ως το πηλίκο μιας τυπικής διάστασης πλέγματος δια μια ταχύτητα μεταφοράς (Piomelli, 2001) ή να ληφθεί προσεγγιστικά από μια προσομοίωση RANS για τα διάφορα σημεία του πεδίου ροής. Συνήθως οι περιορισμοί α) και β) είναι παρόμοιας τάξης μεγέθους (Piomelli, 2001) και στην πράξη στις περισσότερες περιπτώσεις επιλέγεται απλά μια τιμή για το CFL. Κυρίως παλιότερα σε τυπικές ροές όπως κανάλια, εφαρμοζόταν η συνθήκη να είναι η χρονική κλίμακα του στρωτού οριακού υποστρώματος που εκφράζεται ως $\Delta t^+ = u^2 \Delta t / \nu$, μικρότερη από 1 (Georgiadis et al., 2009), ώστε να επιλύονται όλα τα φαινόμενα εκεί, σε περίπτωση που δε χρησιμοποιούμε συναρτήσεις τοίχου. Όσο πιο μικρό είναι το χρονικό βήμα, τόσο καλύτερα είναι από πλευράς ακρίβειας, αλλά υπάρχει χρονική καθυστέρηση να ληφθεί το αποτέλεσμα. Στο διδακτορικό το κύριο κριτήριο για τον καθορισμό του χρονικού βήματος ήταν συνήθως να μην υπερβαίνει ο μέγιστος CFL σε όλα τα κελιά το 0,3, πράγμα που σημαίνει πολύ μικρότερο CFL από 0,3 στα περισσότερα κελιά. Αυτό σχεδόν πάντα υπερκαλύπτει όλα τα κριτήρια σχεδόν σε όλο το χωρίο

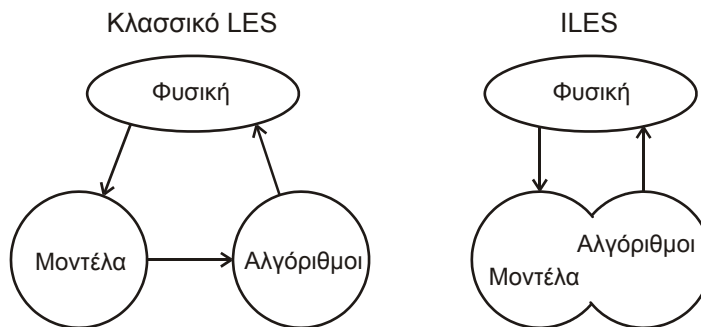
υπολογισμού. Επίσης γινόταν έλεγχος εκ των υστέρων ώστε να επιβεβαιωθεί ότι επιλύονται επαρκώς οι χρονικές κλίμακες και ότι υπάρχει ανεξαρτησία των αποτελεσμάτων από το χρονικό βήμα.

2.6.5. Εναλλακτικές μεθοδολογίες LES

Στην παράγραφο αυτή θ' αναφερθούμε κυρίως στις μεθοδολογίες ILES (Implicit LES: πεπλεγμένη LES) και υβριδική RANS/LES (Hybrid RANS/LES). Στην πραγματικότητα δεν πρόκειται ακριβώς για εναλλακτικές μεθοδολογίες. Η ILES θα έλεγε κανείς ότι είναι ένα ειδικού τύπου υποπλεγματικό μοντέλο, ενώ η υβριδική RANS/LES ότι είναι μια ειδικού τύπου οριακή συνθήκη στερεού ορίου. Πράγματι, στα περισσότερα εγχειρίδια LES, η ILES περιλαμβάνεται στο τμήμα που αναφέρεται στα υποπλεγματικά μοντέλα, ενώ συχνά η υβριδική RANS/LES είναι μέρος του τμήματος των οριακών συνθηκών. Στην εργασία αυτή όμως επιλέχθηκε ν' αναφερθούν ως εναλλακτικές μεθοδολογίες σε σχέση με την κλασσική LES, καθώς η επιλογή μια εκ των τριών, θα επηρεάσει και την ανάπτυξη του κώδικα σε κάποιο βαθμό.

2.6.5.1. ILES

Στην πεπλεγμένη LES δεν ακολουθείται η πεπατημένη οδός της χρήσης του υποπλεγματικού μοντέλου, το οποίο καταργείται τελείως. Όμως ως αριθμητικά σχήματα χρησιμοποιούνται ειδικοί αλγόριθμοι μεγάλης ακρίβειας που ενσωματώνουν σε κάποιο βαθμό την επίδραση που θα είχε το υποπλεγματικό μοντέλο. Η φιλοσοφία αυτή φαίνεται περιγραφικά στο σχ. 2.4.



Σχήμα 2.4. Σχηματική σύγκριση της κλασσικής LES με την ILES. Στην ILES το υποπλεγματικό μοντέλο είναι ενσωματωμένο στον αριθμητικό αλγόριθμο (βασισμένο σε σχήμα των Drikakis & Rider, 2004).

Το γεγονός ότι απαλλασσόμαστε από το υποπλεγματικό μοντέλο θεωρείται πλεονέκτημα της μεθόδου, καθώς κερδίζουμε σε περιπλοκότητα και χρόνο υπολογισμού. Η ILES όμως είναι πιο δύσκολη στην ανάπτυξη και στον προγραμματισμό. Να σημειωθεί ότι η μεθοδολογία δεν είναι ισοδύναμη με το να μη χρησιμοποιήσουμε καθόλου μοντέλο (π.χ. βάζοντας σταθερά Smagorinsky $C_s=0$), γιατί στην κλασσική LES χρησιμοποιούνται διαφορετικά αριθμητικά σχήματα⁴⁷.

Στην πραγματικότητα η ιστορία ξεκίνησε αντίστροφα. Υπήρχαν δηλαδή κάποια εξελιγμένα αριθμητικά σχήματα και όταν αυτά χρησιμοποιούνταν για LES διαπιστώθηκε ότι δεν ήταν απαραίτητη η χρήση υποπλεγματικού μοντέλου. Πιο συγκεκριμένα, ο Boris είχε αναπτύξει το αριθμητικό σχήμα FCT (Flux Corrected Transport) από τις αρχές του 1970 (Boris & Book, 1973, 1976a,b, Book et al., 1975). Το σχήμα αυτό ήταν από τα πρώτα μη-γραμμικά σχήματα που διατηρούσαν τη μονοτονικότητα, δηλαδή τιμή σε ένα ενδιάμεσο κόμβο μέσα στα όρια των ακριανών του. Η ανάπτυξη του FCT ξεκίνησε επειδή τα κλασσικά γραμμικά σχήματα δεν είχαν καλή απόδοση σε μεταβατικά φαινόμενα, ιδίως όταν οι μεταβλητές είχαν μεγάλες κλίσεις (π.χ. σε κρουστικά κύματα). Τα σχήματα κατώτερης τάξης έδιναν μεγάλη διάχυση, ομαλές λύσεις, αλλά έχαναν τις απότομες μεταβολές, ενώ τα σχήματα ανώτερης τάξης έδιναν ταλαντούμενες λύσεις με θόρυβο και μεγάλες διαταραχές⁴⁸. Η λύση ήταν ένα σχήμα μη-γραμμικό, που ουσιαστικά περιορίζει το σχήμα υψηλής τάξεως σε ένα χαμηλής σε περιοχές που επρόκειτο να δημιουργηθούν ταλαντώσεις. Το αριθμητικό κομμάτι του αλγόριθμου που περιορί-

⁴⁷ Στα περισσότερα τεστ κλασσικής LES χωρίς υποπλεγματικό μοντέλο τα αποτελέσματα είναι χειρότερα απ' αυτά που παίρνουμε αν κάνουμε χρήση ενός κλασσικού υποπλεγματικού μοντέλου. Αντίθετα, αν χρησιμοποιήσουμε ILES, τ' αποτελέσματα είναι ανταγωνιστικά της κλασσικής LES.

⁴⁸ Αυτό αποδείχθηκε και θεωρητικά με το θεώρημα του Godunov (1959): «Κανένα σχήμα με τάξη ακρίβειας μεγαλύτερη από 1 δε μπορεί να δώσει μονότονες λύσεις».

ζει το σχήμα λέγεται *limiter*. Μια απλοποιημένη περιγραφή του τι κάνει το μονοδιάστατο FCT θα ήταν η εξής (Ferziger & Peric, 2002): Υπολογίζουμε τη λύση χρησιμοποιώντας ανάντη διαφορές πρώτης τάξης. Εκτιμάται το σφάλμα διάχυσης, π.χ. παίρνοντας τη διαφορά με ένα σχήμα ανώτερης τάξης. Το σφάλμα αφαιρείται από τη λύση, αλλά μόνο στο ποσό που εξασφαλίζεται ότι δε θα δημιουργηθούν ταλαντώσεις. Το τελευταίο βήμα λέγεται αντι-διάχυσης (*anti-diffusive*). Το FCT εφαρμόστηκε και στη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων (Lohner et al., 1987, Lohner, 2008).

Αυτό το σχήμα λοιπόν, που αναπτύχθηκε βασικά για να μπορούν να επιλυθούν τα κρουστικά κύματα⁴⁹, διαπιστώθηκε από τον Boris (1990) όταν το χρησιμοποίησε για LES, ότι δεν απαιτεί χρήση υποπλεγματού μοντέλου για να δώσει αποδεκτά αποτελέσματα⁵⁰. Ταυτόχρονα, είχε γίνει γνωστό ότι τα υποπλεγματού μοντέλα της κλασσικής LES στην πραγματικότητα δεν υπολογίζουν με καθόλου καλή ακρίβεια τις υποπλεγματού τάσεις, αλλά είναι αποδοτικά για άλλους λόγους, όπως το ότι σταθεροποιούν τη λύση, λόγω του ότι είναι καταστροφικά. Τα πιο ακριβή μοντέλα όπως του Bardina ήταν ασταθή, ενώ τα μικτά μοντέλα περίπλοκα. Επίσης είχε γίνει γνωστό ότι τα αριθμητικά σφάλματα είναι συγκρίσιμα με τα σφάλματα του υποπλεγματού μοντέλου, πράγμα που έγειρε ερωτήματα του κατά πόσο έχει έννοια η χρήση του. Συνδυάζοντας όλα αυτά κανείς οδηγείται στη σκέψη που οδηγήθηκε και ο Boris, να χρησιμοποιηθούν μονότονα σχήματα υψηλής τάξης, των οποίων ο μη-γραμμικός περιοριστικός μηχανισμός να δρα ως άρρητος (*implicit*) μηχανισμός φιλτραρίσματος για τις μικρές κλίμακες του πεδίου ροής⁵¹. Έτσι φτιάχτηκε η μεθοδολογία MILES (Monotonically Integrated LES, Boris et al., 1992), που είναι η προγενέστερη ονομασία της ILES⁵². Βασικό χαρακτηριστικό της είναι ο ρόλος που παίζει η ενεργοποίηση του περιοριστικού μηχανισμού (*limiter*) στην έμμεση δημιουργία μια συνεκτικότητας που σταθεροποιεί τη ροή και καταπνίγει τις ταλαντωτικές διαταραχές. Μπορούμε να θεωρήσουμε ότι στην LES η μοντελοποίηση γίνεται στις Navier-Stokes, ενώ στην ILES η μοντελοποίηση γίνεται έμμεσα, στις διακριτοποιημένες Navier-Stokes.

Η MILES χρησιμοποιήθηκε σε πολλές περιπτώσεις και θεωρητικές και πρακτικές με καλά αποτελέσματα, χωρίς στην πραγματικότητα να είναι σαφές γιατί ήταν αποδοτική. Μετά έγιναν προσπάθειες ν' αναπτυχθούν θεωρίες που να τη στηρίζουν. Η ευρεία επιστημονική κοινότητα είχε ενδοιασμούς για την ILES (όπως αναφέρουν π.χ. οι Grinstein et al., 2007 και Margolin, 2009) και μόνο τα τελευταία χρόνια έχει αρχίσει να γίνεται αποδεκτή ως εναλλακτική μεθοδολογία, χωρίς όμως να τη χρησιμοποιεί η μεγαλύτερη μάζα των ερευνητών.

Βάσει της κοινότητας της ILES, ένα ισχυρό επιχείρημα υπέρ της χρήσης αυτής της μεθοδολογίας, είναι το γεγονός ότι οι εργασίες του Domaradzki, του Adams και άλλων (π.χ. Loh & Domaradzki, 1999, Adams, 1999, Domaradzki & Adams, 2002, Adams & Stolz, 2002, Adams et al., 2004, Adams & Hickel, 2009, Domaradzki, 2010), έδειξαν ότι μπορούμε να έχουμε σωστά αποτελέσματα και πρόλεξη της ροής, χωρίς χρήση κάποιου μοντέλου – μόνο αλγοριθμικά (μέσω διαδικασιών απο-φιλτραρίσματος). Αν είναι δυνατόν αυτό, τότε θα είναι δυνατή και η δημιουργία/ χρήση ενός κατάλληλου αριθμητικού σχήματος που να ενσωματώνει όλη αυτή την αριθμητική διαδικασία. Έτσι η ILES μπορεί να στηριχθεί θεωρητικά. Μάλιστα, τα νεώτερα χρόνια αυτό έχει πραγματοποιηθεί σε κάποια αριθμητικά σχήματα για την ILES. Συγκεκριμένα, έχει γίνει (Grinstein et al., 2007, κεφ. 6) χρήση της τεχνικής ανάλυσης των τροποποιημένων εξισώσεων Navier-Stokes (MEA⁵³: Modified Equation Analysis) ώστε ν' αναπτυχθεί αριθμητικό σχήμα που να προσομοιώνει το μοντέλο προσεγγιστικού αποφιλτραρίσματος ADM (Approximate Deconvolution Model, Stolz & Adams 1999).

⁴⁹ Το ILES και οι μεθοδολογίες που έχουν αναπτυχθεί για τα κρουστικά κύματα έχουν γενικότερα πολλά κοινά και έτσι το ILES υποβοηθήθηκε από την ήδη ανεπτυγμένη σχετική θεωρία.

⁵⁰ Γ' αποδεκτά αποτελέσματα χωρίς χρήση υποπλεγματού μοντέλου για LES (ή μοντέλου τύρβης για RANS) δεν ήταν κάτι καινούριο, καθώς κι άλλοι μέχρι τότε το είχαν διαπιστώσει (Drikakis, 2009, LES short course - Cranfield University), όπως για παράδειγμα οι Tamura et al. (1990). Ο Boris όμως το ανέφερε επίσημα όσον αφορά την LES και το ανήγαγε σε μέθοδο.

⁵¹ Όπως αναφέρουν και οι Grinstein & Karniadakis (2002), η ιδέα να χρησιμοποιηθούν σχήματα που να δημιουργούν ρητά τεχνητή καταστροφή είναι αρκετά παλιότερη (von Neumann & Richtmyer, 1950). Επίσης και ο Smagorinsky κάτι τέτοιο ήθελε να κάνει με το υποπλεγματού του μοντέλο (Smagorinsky, 1963), όπως αναφέρει και ο ίδιος (Smagorinsky, 1983).

⁵² Η ονομασία άλλαξε όταν φτιάχτηκαν σχήματα κατάλληλα για ILES που δεν διατηρούσαν τη μονοτονικότητα.

⁵³ Η τροποποιημένη εξίσωση, είναι η εξίσωση (π.χ. Navier-Stokes) που προκύπτει αφού βάλουμε μέσα τα αριθμητικά σφάλματα. Η λύση που παίρνουμε στον κώδικα είναι η λύση αυτής της εξίσωσης και όχι των αρχικών μας εξισώσεων. Με κατάλληλη ανάλυση αυτής της εξίσωσης μπορούμε να βγάλουμε χρήσιμα συμπεράσματα (π.χ. στην συγκεκριμένη περίπτωση για το πώς να φτιάξουμε ένα αριθμητικό σχήμα που να έχει τέτοια σφάλματα που να μας εξυπηρετούν).

Η ILES έχει χρησιμοποιηθεί σε πάρα πολλές εφαρμογές που περιλαμβάνουν βασικά τεστ και πρακτικές ροές, με καλά αποτελέσματα. Για παράδειγμα έχει εφαρμοστεί σε ομογενή τύρβη (Fureby et al., 1997, Thornber et al., 2007), σε μελέτες αποσβεννόμενης τύρβης (Porter et al., 1994), σε διεγερόμενη τύρβη (Fureby & Grinstein, 1999), σε αποσβεννόμενους στροβίλους Taylor–Green (Drikakis et al., 2007), σε αστάθειες τύπου Rayleigh–Taylor και τύπου Richtmyer–Meshkov (Youngs, 2003), σε κανάλια (Fureby & Grinstein, 2002), σε κανάλι με λόφο (Hahn & Drikakis, 2009a), σε δυναμική δινών (vortex dynamics, Grinstein, 2001), σε βαθιές κοιλότητες (open cavities, Hahn & Drikakis, 2005), σε οριακά στρώματα μηδενικής και αρνητικής κλίσης πίεσης (Hickel & Adams, 2008), σε ατμοσφαιρικές ροές (Smolarkiewicz & Margolin, 1998, Margolin et al., 1999) σε θαλάμους καύσης αεροπορικών κινητήρων (Fureby et al., 2007), στην αεροναυπηγική (Hahn & Drikakis, 2009b), για διασπορά ρύπων σε πόλεις (Cybyk et al., 1999, Boris, 2002, Pullen et al., 2005, Patnaik et al., 2005, 2007a,b), στην αστροφυσική (Porter et al., 1994) κ.ά. Η ILES έχει σε κάποιες ερευνητικές ομάδες τη φήμη ότι οδηγεί σε καλά αποτελέσματα με σχετικά αραιά πλέγματα, σε σχέση με την κλασσική LES.

Για περισσότερα για την ILES ο αναγνώστης παραπέμπεται στο βιβλίο της ILES των Grinstein et al. (2007), στο βιβλίο των Kuzmin et al. (2005) για τον FCT, σε τμήματα του βιβλίου των Drikakis & Geurts (2002), σε ειδικές εκδόσεις επιστημονικών περιοδικών όπως *International Journal for Numerical Methods in Fluids* (2002), 39, 9: Special issue: Very large eddy simulation, *Journal of Fluids Engineering* (2002), 124, 4: Special section on alternative LES and hybrid RANS/LES for turbulent flow, *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* (2008), 22: Special issue on large-eddy simulation of complex flows, αλλά και *Philosophical Transactions of the Royal Society A* (2009), 367: Applied large eddy simulation, σε διάφορα συνέδρια (π.χ. Progress on ILES, SIAM Conference on Computational Science and Engineering, 10-13 February 2003, San Diego, CA, 16th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 23-26 June 2003, Orlando, FL και ECCOMAS CFD 2006 - European Conference on Computational Fluid Dynamics, 5-8 September 2006, Egmond aan Zee, The Netherlands) και στις δεκάδες δημοσιεύσεις σε επιστημονικά περιοδικά για την ILES, όπως για παράδειγμα των Boris et al. (1992), Oran & Boris (1993), Fureby & Grinstein (1999, 2002), Margolin et al. (2002, 2006), Grinstein & Fureby (2002, 2004), Drikakis (2002b, 2003), Margolin & Rider (2004), Aspden et al. (2008), Hickel et al. (2009), Adams & Hickel (2009), Domaradzki (2010).

Η ILES χρησιμοποιείται από λίγες κοινότητες παγκοσμίως που κυρίως ξεκίνησαν από τον Boris και τους συνεργάτες του, ή από άλλες ομάδες που είχαν παρόμοιες εμπειρίες με τον Boris, δηλαδή καλά αποτελέσματα στην LES με χρήση ειδικών σχημάτων μεγάλης τάξης, χωρίς χρήση υποπλεγματού μοντέλου. Η πιο καλή αναφορά για την ILES που υπάρχει σήμερα είναι το βιβλίο των Grinstein et al. (2007). Αν θέλει κανείς να αναπτύξει τέτοια μεθοδολογία, λογικά θα ξεκινήσει απ' αυτό το βιβλίο. Αυτό όμως στηρίζεται στον αλγόριθμο FCT που δεν έχει ευρεία εφαρμογή ώστε να έχει διαχυθεί παντού η εμπειρία ανάπτυξης και χρήσης του. Από τις δημοσιεύσεις για τον FCT γίνεται φανερό ότι έχει πολλές βελτιώσεις και απαιτεί ρυθμίσεις, που είναι δύσκολο να τις βρει και να τις υλοποιήσει κάποιος μόνο από τις δημοσιεύσεις. Υπάρχουν βέβαια και εναλλακτικές λύσεις: Η ερευνητική ομάδα του D. Drikakis στο Cranfield για παράδειγμα⁵⁴, δε χρησιμοποιεί τον FCT, αλλά οι αλγόριθμοί τους είναι περίπλοκοι με σχήματα πολύ υψηλής τάξης, μηχανισμούς διόρθωσης για χαμηλούς αριθμούς Mach και άλλες τεχνικές που έχουν αναπτυχθεί κυρίως για συμπιεστές ροές. Για τους λόγους αυτούς, κάποιος ερευνητής που σκοπεύει να υλοποιήσει μια μεθοδολογία ILES, είναι επιθυμητό να έχει κάποιον συνεργάτη από την ομάδα της ILES.

2.6.5.2. Υβριδική RANS/LES

Τα μοντέλα RANS δίνουν πολύ καλά αποτελέσματα σε μεγάλο εύρος περιπτώσεων, κυρίως για ροές χωρίς έντονες χρονικές μεταβολές που βρίσκονται σε ισορροπία. Έχουν προβλήματα όμως σε ροές όπου υπάρχουν μεγάλες αποκολλήσεις, έντονα τρισδιάστατα φαινόμενα, ή επιδράσεις όπως άνωση, συμπίεστικότητα, χημικές αντιδράσεις. Η μετάβαση από τη στρωτή στην τυρβώδη ροή είναι επίσης ένα αδύνατο σημείο τους. Από την άλλη μεριά τα μοντέλα LES έχουν πολύ μεγαλύτερο κόστος και πολλές φορές σε ροές σε οριακά στρώματα μπορεί να δίνουν συγκρίσιμα αποτελέσματα με τα μοντέλα RANS και μάλιστα με άσκοπα πολύ αυξημένο χρόνο υπολογισμού. Ειδικά πολύ κοντά σε τοίχο

⁵⁴ Η ομάδα αυτή έχει εφαρμόσει επιτυχώς ILES σε πολλά θεμελιώδη προβλήματα. Το ισχυρό της σημείο είναι η εμπειρία στους επιλύτες Riemann και τα προηγμένα αριθμητικά σχήματα. Πολλές από τις εργασίες τους μπορεί να θεωρηθούν και ως ψευδο-DNS ή DNS με αραιό πλέγμα, ενώ άλλες VLES (§2.7.2).

θα πρέπει το πλέγμα να είναι πάρα πολύ πυκνό για να πάρουμε σωστά αποτελέσματα με LES⁵⁵. Θα ήταν επιθυμητό εάν είναι δυνατόν να λύσουμε ένα πεδίο ροής με RANS στα σημεία που ξέρουμε ότι θα λειτουργήσει σωστά, δηλαδή σε ισορροπημένο οριακό στρώμα κοντά σε τοίχο και με LES εκεί που υπάρχουν μεγάλες δίνες, αποκολλήσεις και τρισδιάστατα φαινόμενα. Έτσι θα χρησιμοποιήσουμε το κάθε μοντέλο στο δυνατό του σημείο και θα κάνουμε μεγάλη οικονομία στο χρόνο υπολογισμού, καθώς το μεγάλο κόστος της LES είναι κοντά στο στερεό όριο, όπως έχει αναφερθεί στην §2.6.1. Το γεγονός ότι οι δύο μεθοδολογίες καταλήγουν τελικά σε εξισώσεις που έχουν την ίδια μαθηματική διατύπωση ευνοεί αυτή την προσπάθεια. Το αποτέλεσμα τέτοιου είδους σκέψεων είναι η δημιουργία των υβριδικών μοντέλων RANS/LES τα οποία ουσιαστικά κατασκευάστηκαν για να αντιμετωπίσουν το μεγάλο κόστος της LES και να βοηθήσουν στην επέκταση της χρήσης του σε βιομηχανικές εφαρμογές. Η αναφορά μας στο ευρύ αυτό θέμα θα είναι πολύ συνοπτική επειδή η συγκεκριμένη τεχνική δεν έχει χρησιμοποιηθεί κατά τη διάρκεια της εργασίας αυτής.

Ιστορικά, ένα από τα πρώτα υβριδικά μοντέλα ήταν το DES (Detached Eddy Simulation) των Spalart et al. (1997). Περισσότερες από τις μισές δημοσιεύσεις που γίνονται για υβριδικά μοντέλα χρησιμοποιούν το DES, ενώ στη βιομηχανία η εξάπλωσή του είναι ακόμη μεγαλύτερη. Τα πρώτα αυτά χρόνια σημαντική ήταν η συνεισφορά του Speziale (1996, 1998a, 1998b) που στήριξε θεωρητικά τη συνεργασία RANS/LES, παρουσιάζοντας ένα μοντέλο που μπορούσε να προσαρμοστεί συνεχόμενα από το όριο της RANS στο όριο της DNS.

Το θέμα της υβριδικής RANS/LES είναι ενδιαφέρον, αλλά είναι πολύ μεγάλο. Πολλές φορές είναι δύσκολο ακόμη και να αποφασίσει κανείς αν μια υπάρχουσα μεθοδολογία ανήκει στις υβριδικές RANS/LES ή όχι. Παρακάτω θα γίνει μια σύντομη αναφορά των κυριότερων εξ' αυτών, κυρίως ακολουθώντας την κατηγοριοποίηση και την περιγραφή των Froehlich & von Terzi (2008).

Η δομική ομοιότητα των εξισώσεων της RANS και της LES οδηγεί στη σκέψη της ενοποιημένης μοντελοποίησης (*unified modeling*). Σύμφωνα με αυτή χρησιμοποιούνται οι ίδιες εξισώσεις μεταφοράς για μια συγκεκριμένη ποσότητα όπως η ταχύτητα, οι οποίες όμως έχουν διαφορετικό νόημα ανάλογα με την περιοχή (RANS ή LES). Η μετάβαση από τη μια μεθοδολογία στην άλλη μπορεί να γίνει με διάφορους τρόπους όπως για παράδειγμα με ανάμειξη (*blending*). Αυτό μπορεί να υλοποιηθεί με χρήση σταθμισμένου αθροίσματος μεταξύ της συνεισφοράς των μοντέλων RANS και LES στον τανυστή των τάσεων. Οι συντελεστές βάρους καθορίζονται από μια τοπική τιμή βάσει κάποιου κριτηρίου. Στις περιοχές όπου η μεθοδολογία RANS είναι ισχυρότερη, οι συντελεστές βάρους θα είναι μεγαλύτεροι. Εναλλακτικά, μπορούμε να έχουμε μια καθορισμένη διεπιφάνεια ως όριο μετάβασης από τη μεθοδολογία RANS στην LES (*interfacing LES and RANS*). Έτσι σε άλλο τμήμα του πεδίου μας υπολογίζουμε αποκλειστικά με RANS και σε άλλο αποκλειστικά με LES. Η εξίσωση μεταφοράς της ταχύτητας όμως είναι η ίδια και στις δύο περιοχές χωρίς καμιά ιδιαίτερη προσαρμογή εκτός από την αλλαγή του μοντέλου στην διεπιφάνεια. Το όριο μπορεί να είναι σταθερό (*hard interface*) ή μεταβαλλόμενο (*soft interface*) με το χρόνο. Στην περίπτωση της ενοποιημένης μοντελοποίησης (*unified modeling*) το μοντέλο τύρβης/ υποπλεγματικό μοντέλο μπορεί να είναι ενιαίο και για τη RANS και για την LES και απλά να αλλάζουν κάποιοι παράμετροι ή σταθερές του. Άλλωστε πολλά υποπλεγματικά μοντέλα έχουν προέλθει από μοντέλα τύρβης για RANS και οποιοδήποτε RANS μοντέλο θα μπορούσε να γίνει υποπλεγματικό, αν καθορίσουμε το πλέγμα ως μια κλίμακα μήκους.

Εκτός από την ενοποιημένη μοντελοποίηση υπάρχει και η διαχωρισμένη μοντελοποίηση (*segregated modeling*), στην οποία γίνονται τελείως ξεχωριστές μοντελοποιήσεις RANS και LES στα αντίστοιχα υπο-χωρία υπολογισμού τους και η μόνη επικοινωνία μεταξύ των υποχωρίων είναι μέσω οριακών συνθηκών, έχοντας πλήρη συσχέτιση δύο κατευθύνσεων⁵⁶. Με αυτή τη μεθοδολογία μπορούμε σε ένα RANS υπολογισμό να έχουμε ένα ενσωματωμένο LES υπολογισμό. Οι κατηγορίες της ενοποιημένης και της διαχωρισμένης μοντελοποίησης σχετίζονται κάπως με την κατηγοριοποίηση σε ζωνικές (*zonal*) και καθολικές (*global*) μεθόδους, που απαντάται σε άλλους συγγραφείς (π.χ. Sagaut et al., 2006), αν και τα ζωνικά (*zonal*) μοντέλα μπορεί να έχουν διαφορετική έννοια μεταξύ διαφόρων συγγραφέων. Τέλος υπάρχουν και υβριδικά μοντέλα που δε μπορούν να υπαχθούν εύκολα στις δύο αυτές κατηγορίες.

⁵⁵ Διαφορετικά θα πρέπει να χρησιμοποιήσουμε κάποιο είδος μοντέλων τοίχου που όπως είδαμε στην §2.6.3.3 εμπεριέχουν άμεσα ή έμμεσα έναν τρόπο αντιμετώπισης τύπου RANS κοντά στο στερεό όριο.

⁵⁶ Η λύση γενικά είναι ασυνεχής μεταξύ των υποχωρίων. Αποφεύγουμε όμως τις «γκρι ζώνες» στη διεπιφάνεια των ενοποιημένων μοντέλων, όπου η λύση είναι μεταβατική μεταξύ RANS και LES.

Θ' αναφερθούν τώρα παραδείγματα ενοποιημένης μοντελοποίησης (*unified modeling*), που είναι και η πιο συνηθισμένη υβριδική προσέγγιση. Θ' αρχίσουμε με δύο μοντέλα ανάμειξης (*blending*). Το πρώτο είναι του Speziale (1996, 1998b), ο οποίος χρησιμοποιεί μια διατύπωση της μορφής $\tau_{ij}=f(\Delta/L_K)\cdot\tau_{ij}^{RANS}$, όπου f μια κατάλληλη συνάρτηση συνεισφοράς (π.χ. $f=[1-\exp(-\beta \Delta/L_K)]^n$ με $\beta=0,001$, $n=1$), Δ μια κλίμακα του πλέγματος και L_K η κλίμακα Kolmogorov. Έτσι όταν το πλέγμα είναι πολύ πυκνό, το μοντέλο τύρβης ουσιαστικά σβήνει, ενώ όταν το πλέγμα είναι αραιό, έχουμε κλασσική RANS. Προτείνεται χρήση προηγμένων μοντέλων RANS, όπως τα μη γραμμικά μοντέλα δύο εξισώσεων (§2.5.2.4). Το μοντέλο (Fasel et al., 2002) ονομάστηκε FSM (Flow Simulation Methodology) και έχει δεχθεί και τροποποιήσεις (Hussaini et al., 2006). Σαν δεύτερο μοντέλο ενοποιημένης μοντελοποίησης μπορεί ν' αναφερθεί αυτό που έχει χρησιμοποιηθεί από τους Fan et al. (2001), το οποίο είναι παράδειγμα σταθμισμένου αθροίσματος στην τυρβώδη συνεκτικότητα, όπου συνεισφέρουν LES και RANS. Στη συγκεκριμένη περίπτωση η RANS βασίζεται στο $k-\omega$. Γενικά το $k-\omega$ με τις παραλλαγές του απετέλεσε τμήμα πολλών υβριδικών μοντέλων διαφόρων τύπων.

Θα συνεχίσουμε τα παραδείγματα ενοποιημένης μοντελοποίησης (*unified modeling*) με κάποιες περιπτώσεις μοντέλων καθορισμένης διεπιφάνειας (*interfacing LES - RANS*). Το πιο γνωστό είναι το DES (Spalart et al., 1997). Αυτό βασίζεται στο μοντέλο τύρβης SA των Spalart & Allmaras (1992), §2.5.2.2. Η κυριότερη επέμβαση που γίνεται με το DES, είναι να αλλάξει η κλίμακα μήκους d του SA, η οποία σχετίζεται με την απόσταση από το στερεό όριο. Έτσι η νέα κλίμακα μήκους είναι το $\min(d, C_{DES}\Delta)$, όπου $C_{DES}=0,65$ και κοντά στον τοίχο έχουμε συμπεριφορά SA, ενώ μακριά LES. Το μοντέλο κατασκευάστηκε έχοντας στο νου τις μαζικές αποκολλήσεις (detachments) μεγάλων δινών σε αεροτομές. Εφαρμόζεται όμως με επιτυχία σε πλήθος ροών, ακόμη και με αραιά πλέγματα. Κατά την εφαρμογή του DES, διαπιστώθηκε ότι η πυκνωση του πλέγματος σε κάποιες περιπτώσεις έδινε χειρότερα αποτελέσματα και γενικά το πλέγμα γινόταν μερικές φορές η αιτία να δημιουργηθούν πλασματικά φαινόμενα, οπότε ακολούθησε μια βελτιωμένη έκδοση του DES, η DDES (Delayed Detached Eddy Simulation, Spalart et al., 2006b). Σ' αυτήν υπάρχει επιπλέον μια συνάρτηση στον ορισμό της κλίμακας μήκους, που εμποδίζει στο DES να γυρίσει πολύ νωρίς σε LES και εξασφαλίζει ότι σε οριακά στρώματα λύνουμε πάντα με RANS. Η βασική ιδέα του DES (της αλλαγής του χαρακτηριστικού μήκους), μπορεί να εφαρμοστεί και σε άλλα μοντέλα τύρβης εκτός από το SA, οπότε το όνομα DES έχει περιληφθεί και σε άλλες μεθόδους, όπως στην DES-SST (Strelets, 2001). Το μοντέλο αυτό φάνηκε ν' αποδίδει παρόμοια με το DES και να δίνει συγκρίσιμα αποτελέσματα. Η δημιουργία του πλέγματος όταν χρησιμοποιείται το μοντέλο DES και γενικότερα σε υβριδικές RANS/LES μεθόδους, δεν ακολουθεί τη λογική των πλεγμάτων ούτε της RANS ούτε της LES. Πολύτιμος βοηθός για την κατασκευή ενός πλέγματος για υβριδική RANS/LES είναι μια πολύ κατανοητή σχετική εργασία του Spalart (2001).

Μια μεγάλη κατηγορία μοντέλων καθορισμένης διεπιφάνειας λύνουν σε άλλο στρώμα (π.χ. κοντά σε τοίχο) με RANS και σε άλλο με LES (*layering RANS - LES*). Συνήθως η διεπιφάνεια καθορίζεται από πριν (*hard interface*). Αυτά τα μοντέλα πολλές φορές σχετίζονται με τα μοντέλα τοίχου (Cabot & Moin, 1999, Piomelli & Ballaras, 2002, Wang & Moin, 2002). Παραδείγματα τέτοιων μοντέλων αναφέρονται στους Balaras et al. (1996), Davidson & Peng (2003), Temmerman et al. (2005), Breuer et al. (2008). Μεθοδολογίες τύπου καθορισμένης διεπιφάνειας θεωρούνται και αυτές που έχουν χρησιμοποιήσει και οι Davidson & Dahlstrom (2005) και οι De Langhe et al. (2005).

Η διαχωρισμένη μοντελοποίηση (*segregated modeling*) είναι πιο σπάνια και σ' αυτήν αποκτά ιδιαίτερη σημασία το θέμα των συνθηκών εισόδου από τη RANS στην LES, όπου πρέπει να δημιουργηθεί συνθετική τύρβη. Παραδείγματα διαχωρισμένης μοντελοποίησης μπορούν να θεωρηθούν των Quemere & Sagaut (2002), Schluter et al. (2005), von Terzi & Froehlich (2007).

Θ' αναφερθούν τέλος δύο παραδείγματα μοντέλων που δε μπορούν εύκολα να καταταγούν στις παραπάνω κατηγορίες. Το πρώτο είναι το PANS (Partially Averaged Navier-Stokes) του Girimaji (2006). Στο μοντέλο αυτό, που μπορεί να προσαρμοστεί σε όλη την κλίμακα από RANS σε DNS, βασικό στοιχείο είναι η χρήση των λόγων της μη-επιλυόμενης προς συνολική κινητική ενέργεια f_k και ο αντίστοιχος λόγος για την καταστροφή f_ε . Οι λόγοι καθορίζονται εκ των προτέρων και ανάλογα με το μοντέλο τύρβης που χρησιμοποιείται. Βιαστική εφαρμογή του μοντέλου σε ροές για τις οποίες δεν υπάρχει βαθιά γνώση τους από το χρήστη, είναι πολύ πιθανό ν' αποτύχει. Ένα δεύτερο μοντέλο, που πιο πολύ μπορεί να θεωρηθεί ως αναπτυγμένο (ή *δευτέρης γενιάς*, 2G) μοντέλο URANS είναι το SAS (Scale Adaptive Simulation) (Menter et al., 2003, Menter & Egorov, 2005, 2006). Το SAS, αν και RANS, παρέχει συμπεριφορά που θυμίζει έντονα LES στις ασταθείς περιοχές της ροής. Το SAS βασί-

ζεται στο μοντέλο $k-k_l$ του Rotta (1972), στο οποίο όμως έχουν κρατηθεί κάποιοι όροι που ο Rotta είχε απορρίψει προσεγγιστικά και οι οποίοι μοντελοποιούνται κατάλληλα. Το αποτέλεσμα είναι η εισαγωγή μιας *ακόμη* κλίμακας μήκους, της κλίμακας von Karman. Έτσι περιγράφονται πιο σωστά οι στατιστικές ιδιότητες των ασταθών ροών, που εξαρτώνται από δύο κλίμακες (χώρου και χρόνου). Το μοντέλο τροποποιήθηκε ώστε να προσαρμοστεί και στο SST, με αποτέλεσμα τη δημιουργία του SST-SAS (Egorov & Menter, 2008).

Αν και η υβριδική RANS/LES ξεκίνησε από την αεροναυπηγική και χρησιμοποιείται κυρίως σε τεχνικές ροές, τέτοια μοντέλα έχουν εφαρμοστεί και σε πλήθος άλλων προβλημάτων. Έτσι υπάρχουν και κάποιες σχετικές δημοσιεύσεις και σε ατμοσφαιρικές ή αστικές ροές (Bechmann, 2006, Bechmann et al., 2007, Κακοσίμος, 2009, Haupt et al., 2011). Επίσης να σημειωθεί ότι το ρόλο της LES στην υβριδική RANS/LES, μπορεί να τον πάρει οποιοσδήποτε τύπος LES μοντέλου, ακόμη καιILES (Fureby, 2009). Περισσότερες πληροφορίες και υβριδικά μοντέλα μπορεί να βρει κανείς σε ανασκοπήσεις όπως των Labourasse & Sagaut (2004), Sagaut (2006), Sagaut et al. (2006), Froehlich & von Terzi (2008), Leschziner et al. (2009).

2.6.5.2.1. Προβλήματα και κριτική των υβριδικών μεθοδολογιών RANS/LES.

Όπως είναι λογικό, ένα βασικό θέμα στις υβριδικές μεθοδολογίες είναι ο καθορισμός της περιοχής επίδρασης της RANS και της LES. Συνήθως σε περιπτώσεις που οι περιοχές είναι σαφώς διαχωρισμένες, η επιτυχία των υβριδικών μεθόδων είναι μεγάλη. Αν όμως δεν είναι, τ' αποτελέσματα μπορεί να είναι χειρότερα και από RANS. Για το λόγο αυτό η υβριδική RANS/LES δεν πρέπει να θεωρηθεί ως βελτιωμένη RANS γενικής χρήσης, αλλά ως μια επιπλέον μεθοδολογία που μπορεί να δώσει καλύτερα αποτελέσματα από RANS ή πιο γρήγορα από LES σε συγκεκριμένες περιπτώσεις.

Ένα άλλο βασικό θέμα στην υβριδική RANS/LES παρουσιάζεται συχνά στα όρια εφαρμογής του τμήματος LES της μεθοδολογίας. Για παράδειγμα, στην είσοδο αυτού του τμήματος, πρέπει να καθοριστούν συνθήκες εισόδου με τυρβώδεις διακυμάνσεις, που η RANS δεν παρέχει. Έχουμε λοιπόν το ίδιο πρόβλημα με αυτό της §2.6.3.4. Το ίδιο συμβαίνει και κοντά στο στερεό όριο: όταν από τη RANS περάσουμε στην LES, δεν θα υπάρχουν επαρκείς διακυμάνσεις, ενώ από την περιοχή της LES σε αυτή της RANS, θα υπάρχουν παραπάνω απ' ό τι ήταν επιθυμητό για ένα μοντέλο RANS.

Σε μεθοδολογίες ενοποιημένης μοντελοποίησης όπως η DES, ένα άλλο θέμα που προκύπτει είναι η επιλογή του αριθμητικού σχήματος, καθώς τα ανάντη σχήματα προτιμώνται για RANS, αλλά είναι καταστροφικά για LES (Labourasse & Sagaut, 2004). Γενικά κατά την εφαρμογή των υβριδικών RANS/LES προκύπτουν πολλά πρακτικά ζητήματα που πρέπει να επιλυθούν (Leschziner et al., 2009).

Μια κριτική που δέχονται από κάποιους ερευνητές τα υβριδικά μοντέλα είναι ότι η RANS και η LES είναι *νοηματικά* τελείως διαφορετικές προσεγγίσεις ώστε να μπορούν να συνεργαστούν και να χρησιμοποιηθούν στην ίδια μοντελοποίηση. Επίσης ότι υπάρχει διαφορά και στη φυσική έννοια των ποσοτήτων που υπολογίζονται στο τμήμα RANS και στο τμήμα LES.

2.7. RANS, LES, DNS ΚΑΙ ΕΝΔΙΑΜΕΣΕΣ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΕΣ

Ήδη από την έως τώρα σύντομη αναφορά στις μεθοδολογίες ΥΡ, έχει γίνει φανερό ότι όλες χρειάζονται και η καθεμιά συμπληρώνει την άλλη. Έτσι για θεμελιώδη θεωρητική μελέτη της φυσικής της τύρβης είναι απαραίτητη η DNS⁵⁷, για γρήγορους πρακτικούς υπολογισμούς ειδικά σε περιπτώσεις χρονικά σταθερών ροών εξυπηρετεί η RANS, ενώ σε πιο περίπλοκες χρονικά μεταβαλλόμενες ροές στις οποίες είναι απαραίτητη σε κάποιο βαθμό η επίλυση της τύρβης, χρειάζεται να χρησιμοποιηθεί η LES. Στα πλαίσια της εργασίας αυτής αναπτύχθηκε μεθοδολογία LES, καθώς στη διατριβή δίνεται βάρος στη μελέτη των τυρβωδών φαινομένων. Χρησιμοποιείται όμως και η μεθοδολογία RANS συμπληρωματικά στις περιπτώσεις που η χρήση της ήταν προσφορότερη. Έτσι αναδείχτηκαν και οι δυνατότητες συνεργασίας των δύο μεθοδολογιών. Γενικότερα η RANS και η LES πρέπει να θεωρηθούν ως συμπληρωματικές και όχι ανταγωνιστικές η μία της άλλης (Hanjalic, 2005).

⁵⁷ Όπως όμως τονίζει ο Spalart (2000) δε θα πρέπει να παραβλέπεται η χρήση της DNS και σε πρακτικές εφαρμογές. Υπάρχουν περιπτώσεις που το πρόβλημα μπορεί να απλουστευτεί πολύ, οπότε να μπορεί να εφαρμοστεί DNS σε πραγματικές εφαρμογές. Επίσης μπορούμε από λύσεις σε μικρούς αριθμούς Re να βγάλουμε συμπεράσματα για λύσεις σε υψηλούς αριθμούς Re . Άλλωστε η διαφορά στο κόστος μεταξύ της DNS και της LES μειώνεται αν συμπεριλάβουμε και τις δοκιμές που συνήθως γίνονται σε μια μοντελοποίηση LES.

Ενδιαφέρον παρουσιάζουν και οι ενδιάμεσες μεθοδολογίες, ειδικά μεταξύ RANS και LES, που θ' αναφερθούν παρακάτω. Τέτοιες θεωρηθούν κάποιοι ερευνητές και όλες τις υβριδικές μεθόδους, καθώς και την LES με χρήση μοντέλων τοίχου. Επίσης είδαμε ότι ο Speziale (1996, 1998b) έχει θέσει θεωρητικό υπόβαθρο για ενιαίο μοντέλο σε όλη την κλίμακα από RANS ως DNS.

2.7.1. URANS

Η μεθοδολογία RANS έχει μια έννοια θεώρησης του μέσου όρου της ροής και για το λόγο αυτό προσφέρεται για ροές που δε μεταβάλλονται με το χρόνο (steady state), όπου η απόδοσή της είναι σε πολλές περιπτώσεις εντυπωσιακά καλή. Η RANS όμως μπορεί να εφαρμοστεί και για χρονικά μεταβαλλόμενες ροές, οπότε μπορεί να ονομαστεί και URANS (Unsteady RANS) προκειμένου να τονιστεί το γεγονός ότι η συγκεκριμένη επίλυση αφορά χρονικά μεταβαλλόμενη ροή, αν και δεν αλλάζει κάτι στις εξισώσεις που χρησιμοποιούνται, εκτός από την αναγκαστική συμπερίληψη του όρου της χρονικής μεταβολής⁵⁸. Στην περίπτωση αυτή η λύση μπορεί να θεωρηθεί ως αλληλουχία «σταθερών» λύσεων, αλλά σε διαφορετικές χρονικές στιγμές ώστε να ληφθούν και κάποιες αλλαγές μεγάλης κλίμακας ή κάποια ασταθή χαρακτηριστικά της ροής. Τα ασταθή χαρακτηριστικά που λαμβάνονται μπορεί να έχουν σχέση με τις οριακές συνθήκες (π.χ. αλλαγή της κατεύθυνσης ροής του ανέμου). Σε άλλες περιπτώσεις έχουν σχέση με εσωτερικές πηγές αστάθειας της ροής που μπορεί π.χ. να δημιουργούν μεγάλους στροβίλους, όπως η ροή πίσω από ένα σώμα. Σ' αυτή τη δεύτερη περίπτωση η URANS μπορεί να υπολογίσει μόνο στοιχειώδη φαινόμενα μεγάλης κλίμακας και αυτά όχι πάντα και όχι αναγκαστικά σωστά (Froehlich & von Terzi, 2008).

Αξίζει εδώ ν' αναφερθούν κάποια διασαφηνιστικά σχόλια του Piomelli (2001) σχετικά με τις διαφορές URANS και LES. Αν και η τελική διατύπωση των βασικών εξισώσεων είναι ίδια, στη (U)RANS έχουμε (χρονικά) μέσες εξισώσεις, ενώ στην LES (χωρικά) φιλτραρισμένες. Στην LES, όσο η διάσταση του πλέγματος τείνει στο μηδέν, η συνεισφορά του υποπλεγματού μοντέλου εκφυλίζεται και η λύση συνεχώς θ' αλλάζει. Η LES τείνει στην DNS όσο πυκνώνει το πλέγμα. Αντίθετα, στη RANS ο όρος των τάσεων Re είναι πάντα παρόν και όσο η διάσταση του πλέγματος τείνει στο μηδέν, η λύση φτάνει σε μια σταθερή τιμή, ανεξάρτητη από περαιτέρω πυκνωση του πλέγματος⁵⁹. Επίσης, στη RANS μπορούν να χρησιμοποιηθούν συμμετρίες, ή να γίνει επίλυση σε δύο διαστάσεις ή και σε μία. Στην LES κανονικά δε γίνονται αυτά, καθώς η συμμετρία ή η μείωση διαστάσεων καταπνίγει τις δίνες, καθώς δεν τις αφήνει ν' αναπτυχθούν στο συμμετρικό κομμάτι, ή να γυρίσουν στις 3 διαστάσεις. Αντίστοιχα θέματα μπορεί να υπάρχουν και στο χειρισμό των στερεών ορίων. Επίσης, οι απαιτήσεις για το πλέγμα είναι διαφορετικές, με την LES να έχει ανάγκη για πυκνότερο και πιο ομοιόμορφο πλέγμα, προκειμένου να ληφθούν οι τρισδιάστατες δομές. Έτσι χρήση του Smagorinsky σε ένα κώδικα RANS με πλέγμα RANS, θα δώσει χειρότερα αποτελέσματα απ' ό,τι το μοντέλο τύρβης του κώδικα (π.χ. $k-\epsilon$). Τέλος, καθώς η (U)RANS δίνει ομαλές λύσεις, τα σχήματα ανάντη διαφορών που είναι και πιο κοντά στη φυσική μας διαίσθηση είναι πιο κατάλληλα, ενώ στην LES που απαιτείται επίλυση των διακυμάνσεων δεν είναι κατάλληλα, καθώς τις καταστρέφουν.

2.7.2. VLES

Ο όρος VLES (Very Large Eddy Simulation) έχει κατά καιρούς χρησιμοποιηθεί με διαφορετικές έννοιες, έτσι ώστε να μην θεωρείται πλέον σαφές αυτό που περιγράφει (Drikakis, 2002a, Froehlich & von Terzi, 2008). Μερικοί συγγραφείς θεωρούν VLES οτιδήποτε είναι μεταξύ RANS και LES, συμπεριλαμβανομένων και των υβριδικών μεθόδων (π.χ. Ruprecht et al., 2003), ενώ ακόμη και τη URANS μπορεί ενίοτε κάποιοι να τη θεωρήσουν VLES (π.χ. Spalart 2000). Με το σκεπτικό αυτό, μεθοδολογίες όπως η NLDE (Nonlinear Disturbance Equations, Morris et al., 1997) που χωρίζει το πεδίο ροής σε πεδία υψηλών και χαμηλών συχνοτήτων, η LNS (Limited Numerical Scales, Batten et al., 2002), που ουσιαστικά είναι ένας τρόπος κλεισίματος του μοντέλου του Speziale (1998b), η SDM (Semi-Deterministic Method, Ha Minh & Kourta, 1993) που χωρίζει τις μεταβλητές σε συνεκτικό και

⁵⁸ Σε πολλές τεχνικές RANS ο όρος αυτός περικλείεται ακόμη και για επίλυση μη χρονικά μεταβαλλόμενων ροών (steady state), τακτική που ακολουθήθηκε γενικά και στην παρούσα εργασία. Για το λόγο αυτό, στο υπόλοιπο κείμενο η αναφορά σε RANS μπορεί να εννοεί και URANS, χωρίς να επισημαίνεται ιδιαίτερα.

⁵⁹ Εδώ γίνεται κατανοητό γιατί το μοντέλο που έφτιαξε ο Speziale (1998b) που προσαρμόζεται συνεχόμενα από RANS ως DNS ανάλογα με το πλέγμα και άλλα παρόμοια που ακολούθησαν, έχουν τέτοια διατύπωση που η συνεισφορά από το μοντέλο τύρβης να τείνει στο 0 όσο το πλέγμα πυκνώνει.

μη συνεκτικό κομμάτι, η XLES (Extra-Large Eddy Simulation, Kok et al., 2004) που βασίζεται σε ένα μίγμα μιας μορφής του $k-\omega$ και του υποπλεγματού μοντέλου του Schumann (1975) και ουσιαστικά είναι ένα υβριδικό μοντέλο RANS/LES εμπνευσμένο από το υβριδικό μοντέλο των Bush & Mani (2001), η PITM (Partially Integrated Transport Model, Chaouat & Schiestel, 2005, 2009, 2013, Schiestel & Dejoan, 2005) η PRNS (Partially Resolved Numerical Simulation, Liu & Shih, 2006, Lien et al., 2008), μπορούν να θεωρηθούν VLES. Οι περισσότεροι συγγραφείς όμως θεωρούν όλες αυτές τις μεθοδολογίες υβριδικές RANS/LES και δίνουν στον όρο VLES πιο στενή έννοια και αυτό θα κάνουμε κι εδώ. Στην εργασία αυτή λοιπόν θα θεωρήσουμε την πιο κλασική έννοια της VLES, ότι δηλαδή *VLES είναι LES με αραιό πλέγμα*, ώστε να μην επιλύεται το 80% της ενέργειας, αλλά λιγότερο. Υπολογίζονται έτσι μόνο οι πιο μεγάλες από τις μεγάλες δίνες. Η VLES χρησιμοποιείται κυρίως λόγω περιορισμού των υπολογιστικών πόρων. Έτσι στην εργασία αυτή οι υβριδικές μέθοδοι και αυτές που αναφέρονται στις δημοσιεύσεις λίγες γραμμές παραπάνω δεν θεωρούνται VLES.

Υπάρχουν κάποια πολύ ενδιαφέροντα σχήματα σε μελέτες που έχουν γίνει με μεθοδολογίες διαφορετικού επιπέδου επίλυσης τύρβης, στα οποία φαίνεται καθαρά από τ' αποτελέσματα η διαφορά της RANS, της LES και των ενδιάμεσων μεθοδολογιών. Τέτοια σχήματα μπορούν να βρεθούν για παράδειγμα στους Spalart (2000), Constantinescu & Squires (2003), Frendi et al. (2007), Georgiadis (2009, LES short course - Cranfield University).

Όπως αναφέρθηκε ήδη, παρόλο που η θεωρία πίσω από τη RANS φαίνεται διαφορετική από αυτή της LES, έχουν φτιαχτεί μοντέλα που μπορούν να προσαρμοστούν ανάλογα με το πλέγμα σε μια από τις δύο μεθοδολογίες και ακόμη και σε DNS, όπως αυτό του Speziale (1996, 1998b). Παρόμοια μοντέλα υπάρχουν και από άλλους ερευνητές (π.χ. Hussaini et al., 2006, Perot & Gadebusch, 2007, Girimaji, 2006) και είναι ενδιαφέροντα κυρίως από θεωρητικής πλευράς, καθώς γεφυρώνουν τις τρεις βασικές μεθοδολογίες RANS, LES, DNS όσον αφορά το βαθμό επίλυσης της τύρβης. Η ύπαρξη τέτοιων μοντέλων στηρίζεται θεωρητικά από την παρατήρηση του Germano (1992) ότι οι ακριβείς εξισώσεις (προ της εφαρμογής τυχόν μοντέλων τύρβης ή υποπλεγματού) για τη RANS και την LES (αλλά και για τις URANS, VLES, DNS) είναι μαθηματικά πανομοιότυπες. Αυτό ευκολύνει την μετατροπή ενός κώδικα RANS σε κώδικα LES.

2.8. ΠΕΡΑ ΑΠΟ ΤΗΝ ΚΛΑΣΣΙΚΗ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ

Σε όλο το παρόν κεφάλαιο, έχουμε αναφερθεί στην υπολογιστική ρευστομηχανική (CFD) με την κλασική, στενή έννοια του όρου. Κυριολεκτώντας όμως, μπορούμε να θεωρήσουμε CFD οποιαδήποτε μεθοδολογία δίνει τη ροή των ρευστών με χρήση υπολογιστικών μεθόδων. Υπό την ευρύτερη αυτή έννοια συμπεριλαμβάνονται και μέθοδοι όπως η Lattice Boltzmann, η οποία παρουσιάζει μεγάλη ανάπτυξη τις τελευταίες δύο δεκαετίες. Η μέθοδος αυτή δεν κάνει χρήση των εξισώσεων Navier-Stokes, αλλά βασίζεται σε μια ειδική διακριτοποίηση της συνεχούς εξίσωσης μοριακής κίνησης του Boltzmann (Ψυχογιός, 2012).

Στη μέθοδο Lattice Boltzmann, εξετάζεται η συμπεριφορά συνόλων μικροσκοπικών σωματιδίων, θεωρώντας ότι αυτά ακολουθούν μια κατανομή (Benzi et al., 1992, Chen & Doolen, 1998, Succi, 2001, Chen et al., 2003, Chikatamarla et al., 2010, Ψυχογιός, 2012). Βασικά στοιχεία της μεθόδου είναι η διακριτοποίηση της εξίσωσης Boltzmann σε ομοιόμορφο πλέγμα (lattice), στο οποίο οι κύριες διεργασίες είναι η διάδοση (streaming), που σχετίζεται με τη μετακίνηση συνόλων σωματιδίων στους γειτονικούς κόμβους βάσει των διευθύνσεων των ταχυτήτων τους και η σύγκρουση (collision), που σχετίζεται με την αλλαγή ταχυτήτων συνόλων σωματιδίων που φτάνουν στον ίδιο κόμβο, βάσει συγκεκριμένων κανόνων κρούσεως. Ένας απλοποιημένος τελεστής κρούσης που συνήθως χρησιμοποιείται στη μέθοδο είναι ο BGK (Bhatnagar, Gross & Krook, 1954). Αποδεικνύεται ότι με τη χρήση της μεθόδου Lattice Boltzmann ανακτώνται μακροσκοπικά οι εξισώσεις Navier-Stokes (Chen et al., 1992).

Η μέθοδος Lattice Boltzmann ξεκίνησε από τα αυτόματα lattice-gas: ένα διακριτό κινητικό σχήμα σε ένα διακριτό πλέγμα και με διακριτό χρόνο (Frisch et al., 1986, Wolfram, 1986) και σιγά-σιγά απέκτησε θεωρητικές βάσεις με την πάροδο του χρόνου. Σημαντικά στοιχεία για την απήχηση και τους προβληματισμούς που δημιουργούσε η μέθοδος σε πρώιμα στάδια της ανάπτυξής της μπορούν να βρεθούν στον Lumley (1990).

Η μέθοδος Lattice Boltzmann παρουσιάζει αρκετά πλεονεκτήματα (Chen & Doolen, 1998). Είναι άμεσα και πολύ εύκολα παραλληλοποιήσιμη⁶⁰ λόγω εντοπιότητας των φυσικών διεργασιών που εξετάζει, έχει μεγάλη ευστάθεια, αποφεύγει την ανάγκη ρητού υπολογισμού της πίεσης και οι οριακές της συνθήκες εφαρμόζονται εύκολα. Η ακρίβεια και η αποδοτικότητά της είναι ανταγωνιστική των άλλων μεθόδων CFD, ενώ ο προγραμματισμός της πιο εύκολος. Επίσης η μέθοδος Lattice Boltzmann βασίζεται σε πιο πρωτογενείς φυσικές αρχές από τις εξισώσεις Navier-Stokes και αποφεύγει το δύστροπο χαρακτήρα τους.

Η μέθοδος έχει χρησιμοποιηθεί με επιτυχία σε πολλές περιπτώσεις ροών, ενώ πλεονεκτήματά της είχαν φανεί από νωρίς σε ροές που κυριαρχούν φαινόμενα δυναμικής διεπιφανειών όπως πολυφασικές ροές καθώς και σε ροές περίπλοκων στερεών διεπιφανειών όπως σε πορώδη μέσα (Chen & Doolen, 1998, Succi, 2001). Επίσης έχει μεγάλη εξάπλωση σε εμπορικές εφαρμογές, όπως για παράδειγμα για μελέτη της εξωτερικής αεροδυναμικής των αυτοκινήτων. Σε αστικές ροές όμως η χρήση της είναι πολύ περιορισμένη (de la Fuente et al., 2003, Zhang et al., 2012, Habilomatis & Chaloulakou, 2013, Obrecht et al., 2014) και για το λόγο αυτό δε θ' αναφερθούμε στη μέθοδο αυτή στην υπόλοιπη εργασία.

Υπάρχουν κι άλλες μέθοδοι που δεν εντάσσονται στις κλασσικές μεθόδους CFD και έχουν προς το παρόν εξαιρετικά περιορισμένη ή μηδενική παρουσία στις αστικές ροές. Τέτοιες είναι για παράδειγμα η DPD (Dissipative Particle Dynamics, Hoogerbrugge & Koelman, 1992), μια συγγενική με τη Lattice Boltzmann μέθοδος εφαρμοζόμενη σε μικρές κλίμακες στην οποία δεν χρησιμοποιείται χωρικό πλέγμα, η PDF (Probability Density Function method, Lundgren, 1969, Pope, 1985, Bakosi et al., 2009), που βασίζεται στην εξίσωση μεταφοράς της συνάρτησης κατανομής της ταχύτητας, η μέθοδος των δινών ή αλληλεπίδρασης στροβίλων (vortex method, Gourlay, 2009), στην οποία δεν υπάρχει πλέγμα και η ροή περιγράφεται ως σύνολο αλληλεπιδρώντων δινών, η μέθοδος συνοριακών στοιχείων (Ang, 2007), οι μέθοδοι προσομοίωσης συνεκτικών στροβίλων (coherent vortex simulation methods, Farge & Schneider, 2001), οι οποίες χωρίζουν με χρήση κυματιακών φίλτρων (wavelet filtering) την τυρβώδη ροή σε συνεκτικό κομμάτι που αντιπροσωπεύει το οργανωμένο στροβιλώδες μέρος της ροής και σε ένα μη-συνεκτικό που αντιπροσωπεύει τις τυχαίες διακυμάνσεις. Επίσης μέθοδοι επίλυσης τροποποιημένων Navier-Stokes που χρησιμοποιούνται πιο πολύ για θεωρητικές έρευνες, όπως η μέθοδος που επιλύει τις εξισώσεις KRLNS (Kinetically Reduced Local Navier-Stokes, Karlin et al., 2006), η μέθοδος που επιλύει την RNL (Restricted NonLinearity) προσέγγιση των εξισώσεων Navier-Stokes (Marston et al., 2008, Thomas et al., 2014), η οποία περιλαμβάνει μόνο αλληλεπιδράσεις μεταξύ διαταραχών συγκεκριμένων κυματαριθμών στην κατεύθυνση της ροής και άλλες.

⁶⁰ Αυτός είναι σημαντικός παράγοντας διάδοσης της μεθόδου, ειδικά στην εποχή μας που η ανάπτυξη της υπολογιστικής ισχύος ανά διεργασία κοντεύει να φτάσει σε πλαφόν για την σημερινή τεχνολογία υπολογιστών και η υπολογιστική ισχύς αυξάνεται κυρίως με την αύξηση των επεξεργαστικών πυρήνων.

3. Ανασκόπηση προγενέστερων μελετών ροής και διασποράς ρύπων σε αστικές δομές

3.1. ΕΙΣΑΓΩΓΙΚΑ

3.1.1. Αστικές δομές και σκοπός της ανασκόπησης

Η βασικότερη γεωμετρική δομή στις αστικές περιοχές είναι η οδική χαράδρα (Oke, 1988). Με τον όρο αυτό εννοούμε ένα δρόμο που έχει εκατέρωθεν κτίρια. Μια πόλη συντίθεται ουσιαστικά από πολλές οδικές χαράδρες (Terjung & Louie, 1973, Nunez & Oke, 1977) και γι' αυτό η δομή αυτή παρουσιάζει το μεγαλύτερο ερευνητικό ενδιαφέρον και σ' αυτήν θα δοθεί μεγάλο βάρος και στην παρούσα εργασία. Άλλο σημαντικό δομικό στοιχείο των πόλεων είναι οι διασταυρώσεις (Belcher, 2005). Επίσης ένα μεμονωμένο κτίριο θεωρείται δομικό στοιχείο της πόλης και από τη μελέτη της ροής γύρω απ' αυτό μπορούμε να συνάγουμε πολλά συμπεράσματα. Σε επόμενο επίπεδο γεωμετρικής περιπλοκότητας έχουμε δομές όπως αλληλουχίες οδικών χαραδρών ή παράταξη όμοιων κτιρίων που δημιουργούν μια ιδεατή πόλη. Τέλος έχουμε πραγματικές πόλεις ή τμήματα πόλεων. Όλες αυτές οι δομές μας ενδιαφέρουν στην παρούσα ανασκόπηση, η οποία, όπως έχει γίνει σαφές από τα προηγούμενα κεφάλαια, αφορά μόνο μεθοδολογίες υπολογιστικής ρευστομηχανικής.

Η ανασκόπηση έχει πολλαπλό σκοπό. Πρώτον να φανούν οι προϋπάρχουσες γνώσεις σχετικά με την τυρβώδη ροή και τη διασπορά ρύπων στο αστικό περιβάλλον. Αυτό θα συμβάλει στην κατανόηση των φυσικών φαινομένων, αλλά και θα βοηθήσει να προσδιοριστούν κενά, κάποια από τα οποία θα γίνει προσπάθεια να καλυφθούν στην παρούσα εργασία, στα κεφάλαια των εφαρμογών. Δεύτερον να φανούν οι επιλογές αριθμητικής μοντελοποίησης που επικρατούν στην επιστημονική κοινότητα τόσο για RANS όσο και για LES, όσον αφορά αστικές ροές. Η RANS μας ενδιαφέρει κυρίως από την πλευρά του χρήστη, επειδή χρησιμοποιείται και στην εργασία αυτή. Η μοντελοποίηση μεγάλων δινών (LES) μας ενδιαφέρει ώστε να προσδιορίσουμε αν και πώς έχει αξιοποιηθεί η συγκεκριμένη μεθοδολογία με τη μελέτη της ροής στο αστικό περιβάλλον και σε ποια σημεία μπορεί να υπάρχει συνεισφορά, καθώς στην εργασία αυτή αναπτύσσουμε μεθοδολογία LES κατάλληλη για ροή και διασπορά ρύπων σε πόλεις. Επίσης η ανασκόπηση βοηθάει στο να προσδιοριστεί εν μέρει η σχετική θέση των δύο μεθοδολογιών RANS και LES και η καταλληλότητά τους για συγκεκριμένα προβλήματα. Επιπλέον η μελέτη των σχετικών δημοσιεύσεων στηρίζει την επιλογή μας ν' ασχοληθούμε με ανάπτυξη κώδικα μοντελοποίησης μεγάλων δινών. Ένα άλλο καλό της ανασκόπησης είναι η ενημέρωση για πειράματα που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για πιστοποίηση κάποιου καινούριου μοντέλου ή κώδικα υπολογιστικής ρευστομηχανικής.

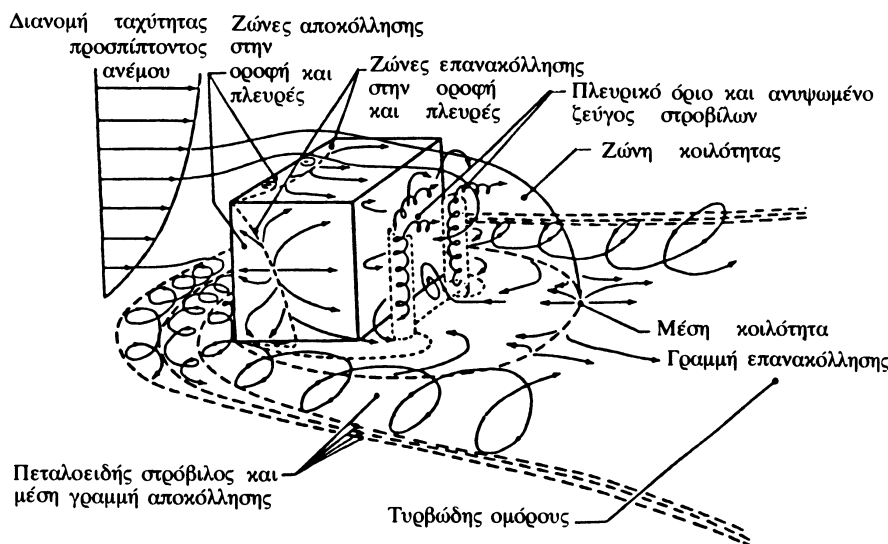
Να σημειωθεί ότι η ανασκόπηση δεν είναι και δεν μπορεί να είναι πλήρης καθώς υπάρχουν αναρίθμητες σχετικές δημοσιεύσεις. Εστιάζουμε κυρίως στις πιο σημαντικές εργασίες μοντελοποίη-

σης για τις οδικές χαράδρες¹, αλλά και σε ενδεικτικές δημοσιεύσεις από άλλες δομές, ώστε να προσδιοριστεί γενικότερα η ατμοσφαιρική ροή σε πόλεις και ποια μοντέλα είναι κατάλληλα για τη μελέτη της. Ένα μοντέλο που είναι ακριβές στη βασική δομή, αναμένεται ότι εν γένει θα συμπεριφέρεται σωστά και στην πραγματική πόλη, που απλά θα αφορά ένα μεγαλύτερο πρόβλημα με αυξημένες υπολογιστικές απαιτήσεις.

3.1.2. Ιστορικά στοιχεία για τις πρώτες, κυρίως πειραματικές, μελέτες αστικής ροής

Η ροή σε αστικές δομές έχει απασχολήσει από πολύ παλιά τους ερευνητές. Δεδομένης της περιπλοκότητας των φαινομένων, η θεωρητική προσέγγιση ήταν δύσκολη και οι πρώτες μελέτες ήταν πειραματικές. Ο Harris (1934) διενέργησε πολλά πειράματα σε αεροσήραγγα για να διαπιστώσει την αεροδυναμική επίδραση στον ουρανοξύστη Empire State από πιθανά άλλα κοντινά κτίρια. Οι Bailey & Vincent (1943) προσπάθησαν να εξάγουν γενικές σχέσεις μεταξύ της ταχύτητας του ανέμου και της κατανομής πίεσης στα κτίρια. Ο Albrecht (1933) και οι Shiotani & Yamamoto (1950) διεξήγαγαν παρατηρήσεις και μετρήσεις πεδίου σε πραγματικές πόλεις για τη μελέτη της ροής και της τύρβης σε αστικές περιοχές. Ο Roth (2000) αναφέρει στην λεπτομερή ανασκόπηση του για τις μετρήσεις τύρβης πάνω από πόλεις, πολλές σχετικές εργασίες από την αρχή του προηγούμενου αιώνα. Για την τύρβη στην ατμόσφαιρα πάνω από τραχύτητα, πολύ χρήσιμη είναι και η ανασκόπηση του Finnigan (2000).

Από το δεύτερο μισό του περασμένου αιώνα, η έρευνα εστιαζόταν κυρίως στη ροή γύρω από μεμονωμένα κτίρια (όπως αναφέρουν οι Khanduri et al., 1998), όχι μόνο λόγω του θεωρητικού της ενδιαφέροντος, αλλά και για πρακτικούς λόγους εξ' αιτίας της ανάγκης να γίνει σωστότερος εξαερισμός των κτιρίων, της ανάγκης να διερευνηθεί η διασπορά του βλαβερού πλουμίου από καμινάδες κοντά ή πάνω σε κτίρια και της ανάγκης ανάλυσης της ασφάλειας πυρηνικών σταθμών. Μέχρι το τέλος της δεκαετίας του 1970 οι πολλές πειραματικές μελέτες (βλ. π.χ. Evans, 1957, Halitsky, 1962, 1963, Davies & Moore, 1964, Hunt, 1970, 1971, Drivas & Shair, 1974, Robins & Castro, 1977a,b) είχαν διασφαλίσει τα κύρια χαρακτηριστικά της ροής γύρω από ένα κτίριο, σχ. 3.1, (βλ. π.χ. Vincent, 1977, Hunt et al., 1978, Hosker, 1979, 1984, 1985), ενώ ακολούθησαν πιο ειδικευμένες μελέτες όπως η επίδραση του λόγου ύψους προς πλάτος στο μέγεθος της ανακυκλοφορίας (Castro, 1979, Bergeles & Athanassiadis, 1983). Η γνώση για τη ροή ήταν απαραίτητη για την πολύ μεγάλης πρακτικής σημασίας μελέτη της διασποράς ρύπων γύρω από κτιριακές δομές, που ενδιαφέρει και ως προς το πρόβλημα της εισαγωγής ρύπανσης μέσα στο κτίριο μέσω του αερισμού του (π.χ. McCormick, 1971, Benson et al., 1972, Derham et al., 1974, Shair & Heitner, 1974).



Σχήμα 3.1. Τρισδιάστατη ροή γύρω από κτίριο όπως είχε αποκρυσταλλωθεί ως τα τέλη της δεκαετίας του 1970 (προσαρμοσμένο από Μπεργελέ, 1993 – προγενέστερη δημοσίευση από Hosker, 1979).

¹ Ειδικότερα στις οδικές χαράδρες μπορεί να έχουμε α) μια μεμονωμένη οδική χαράδρα, δηλαδή η ροή να είναι μέχρι το επίπεδο του εδάφους πριν να συναντήσει το πρώτο κτίριο, ή β) μια οδική χαράδρα πριν την οποία θεωρείται ότι προηγείται τμήμα πόλης, οπότε είτε υπάρχουν άλλες χαράδρες στα ανάντη της ροής είτε η ροή θεωρείται ότι έρχεται από το ύψος της οροφής των κτιρίων και συναντά τη χαράδρα ως κοιλότητα. Η περίπτωση (β) είναι πιο ρεαλιστική.

Το ενδιαφέρον για τις *οδικές χαράδρες* συγκεκριμενοποιήθηκε και διαδόθηκε περίπου στα μέσα της δεκαετίας του 1970 (π.χ. Johnson et al., 1973, Dabberdt et al., 1973, Hotchkiss & Harlow, 1973, Nicholson, 1975), αν και το κύριο χαρακτηριστικό αυτής της συγκεκριμένης ροής, δηλαδή ο στρόβιλος ανακυκλοφορίας ανάμεσα στα κτίρια, ήταν γνωστό τουλάχιστον 4 δεκαετίες νωρίτερα (Albrecht, 1933, Albrecht & Grunow, 1935). Η ύπαρξη του στρόβιλου αυτού ήταν προφανής ακόμη και σε μετρήσεις ρύπων σε πειράματα πεδίου (Georgii et al., 1967, Johnson et al., 1971, Ludwig & Dabberdt, 1972), καθώς η προσήνεμη πλευρά εμφάνιζε διαφορετικές συγκεντρώσεις από την υπήνεμη. Την ίδια εποχή έγιναν και αρκετές μελέτες σε αεροσήραγγα (Hoydysh & Chiu, 1971, Hoydysh et al., 1974, Kennedy & Kent, 1977, Wedding et al., 1977) ή κανάλι νερού (Wang et al., 1972). Επίσης αυτή τη δεκαετία εμφανίστηκαν και τα πρώτα ειδικευμένα αριθμητικά μοντέλα που υπολόγιζαν τη διασπορά ρύπων μέσα σε οδικές χαράδρες: Οι Johnson et al. (1971) έφτιαξαν ένα μοντέλο βασιζόμενοι σε ιδέες διασποράς πλουμίου Gauss (Pasquill & Smith, 1983). Οι Hotchkiss & Harlow (1973) διατύπωσαν εξισώσεις μεταφοράς, ενώ το μοντέλο τους χρησιμοποιείται ακόμη και σήμερα. Σε μια άλλη μέθοδο (Nicholson, 1975), γίνεται η υπόθεση ότι η διασπορά εξαρτάται από τη μέση ταχύτητα ανωρέματος στο επίπεδο της στέγης του ανάντη κτιρίου. Τέτοιες μέθοδοι ήταν αποτελεσματικές για την εποχή για πρόχειρους υπολογισμούς και αναπτύχθηκαν κι άλλες μέχρι σήμερα με ακόμη καλύτερα αποτελέσματα. Για πραγματικά ακριβείς προβλέψεις σε πλήθος διαφορετικών συνθηκών και περίπλοκες γεωμετρίες όμως, πρέπει να γίνει επίλυση των εξισώσεων της ροής και αυτό μπορεί να γίνει μόνο με μεθόδους υπολογιστικής ρευστομηχανικής (ΥΡ ή CFD), όπως αυτές που χρησιμοποιήθηκαν στην εργασία αυτή.

Μια από τις πρώτες προσπάθειες χρησιμοποίησης ΥΡ για αστικές ροές τοπικής κλίμακας ήταν των Hirt & Cook (1972) που υπολόγισαν πολύ ρεαλιστικά πεδία ανέμου γύρω από κτίρια. Παρόμοια προσπάθεια είχε κάνει και ο Hotchkiss (1971). Στις οδικές χαράδρες πιο συγκεκριμένα, κάποιες από τις πρώτες μοντελοποιήσεις με ΥΡ ξεκίνησαν το 1990 από την ομάδα των Johnson & Hunter από το Πανεπιστήμιο Macquarie της Αυστραλίας (Johnson et al., 1990, Hunter et al., 1991, 1992) που βασίστηκαν σε προγενέστερες εργασίες από μοντελοποιήσεις ροής γύρω από κτίρια (Paterson & Apelt, 1986, 1989). Εκείνη την εποχή, είχε ήδη χρησιμοποιηθεί και η LES για ροή γύρω από μεμονωμένο κτίριο (Murakami et al., 1987).

Όσον αφορά πιο σύνθετες γεωμετρίες όπως σύνολα ομοειδών παρατεταγμένων κτιρίων, οι πρώτες πειραματικές μελέτες σε αεροσήραγγες ξεκίνησαν γύρω στο 1970 (O'Loughlin & Macdonald, 1964, Koloseus & Davidian, 1969, Counihan, 1971), ενώ μεταγενέστερα υπήρξαν και μετρήσεις πεδίου σε τεχνητά κτίρια (π.χ. Aida, 1982). Λεπτομερή σχετική ανασκόπηση παρέχει ο Kanda (2006b). Ιστορικά στοιχεία για τις μελέτες αλληλεπίδρασης μεταξύ των κτιρίων είναι διαθέσιμα από τους Khanduri et al. (1998). Όσον αφορά τη ροή σε διακλαδώσεις ειδικευμένες μελέτες έχουν ξεκινήσει μόλις πριν από 20 χρόνια (Hoydysh & Dabberdt, 1994). Γενικά οι πειραματικές μελέτες προηγούνται των αριθμητικών. Πειράματα σε αεροσήραγγα σε αλληλουχία οδικών χαραδρών, που είναι πιο ρεαλιστικά από μια αυτόνομη οδική χαράδρα ξεκίνησαν γύρω στο 1990 (Osaka & Mochizuki, 1987, Theurer et al., 1992).

3.2. **ΕΝΔΕΙΚΤΙΚΕΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΕΣ ΜΕΛΕΤΕΣ**

Στην παράγραφο αυτή θ' αναφερθούν ενδεικτικά κάποιες αριθμητικές μελέτες *υπολογιστικής ρευστομηχανικής* για την τυρβώδη ροή και τη διασπορά ρύπων στο αστικό περιβάλλον. Δίνεται έμφαση στη ροή, που είναι προαπαιτούμενο για το σωστό υπολογισμό της διασποράς. Περιλαμβάνονται μόνο κάποιες εργασίες που κρίνονται για κάποιο λόγο σημαντικές, ή που επηρέασαν περισσότερο το διδακτορικό. Στη γεωμετρία της οδικής χαράδρας θα υπάρξει εκτενέστερη αναφορά, λόγω της ιδιαίτερης εστίασης των εφαρμογών της εργασίας αυτής στη συγκεκριμένη γεωμετρία.

3.2.1. **Μελέτες γύρω από μεμονωμένα κτίρια**

Οι μελέτες ροής και διασποράς ρύπων γύρω από μεμονωμένα κτίρια είναι πολύ διαδεδομένες, καθώς περικλείουν πολλά από τα προεξάρχοντα φυσικά φαινόμενα που συμβαίνουν και σε πραγματικά συγκροτήματα κτιρίων ή πόλεις (Blocken et al., 2011). Παρακάτω θ' αναφερθούν χωρίς διαχωρισμό μελέτες ροής και διασποράς ρύπων, καθώς όπως τονίζουν και οι Tominaga & Stathopoulos (2013), η διασπορά δεν θα πρέπει να ξεετάζεται αυτόνομα, αλλά πάντα σε συνάρτηση με τη ροή. Έτσι

λοιπόν η μελέτη της ροής είναι πιο πρωτογενής και ως εκ τούτου πιο ενδιαφέρουσα και της έχει δοθεί ιδιαίτερη βαρύτητα στη συγκεκριμένη εργασία. Οι μεμονωμένες μελέτες που αναφέρονται παρακάτω (αλλά και στις επόμενες παραγράφους) δίνουν μια γενική εικόνα των θεμάτων με τα οποία έχει ασχοληθεί η επιστημονική κοινότητα, των μεθόδων που χρησιμοποιούνται και ενδεικτικών πειραματικών δεδομένων που έχουν χρησιμοποιηθεί. Αυτά βοήθησαν στις επιλογές που έγιναν στο διδακτορικό, τόσο όσον αφορά τη χρήση της RANS, όσο και την ανάπτυξη της μεθοδολογίας LES, αλλά και την επιλογή των περιπτώσεων που εξετάστηκαν στην παρούσα εργασία.

Οι πολύ μεγάλες δυνατότητες της ΥΡ (CFD) για μελέτες της ροής γύρω από μεμονωμένα κτίρια φάνηκαν από πολλές εργασίες, όπως αυτή των Murakami et al. (1990). Στη μελέτη αυτή χρησιμοποιείται το $k-\epsilon$ και η LES με Smagorinsky για ροές σε διάφορες γεωμετρίες από απλό μεμονωμένο κτίριο ως τμήμα πραγματικής πόλης. Τονίζεται ιδιαίτερα η χρησιμότητα της οπτικοποίησης της ροής και η ευκολία που παρέχει η ΥΡ για το σκοπό αυτό. Την ίδια εποχή οι Stathopoulos & Baskaran (1990) εξετάζουν με το $k-\epsilon$ τη ροή γύρω από ένα ψηλό κτίριο.

Σε μια μεταγενέστερη μελέτη, οι Zhang et al. (1993) εξετάζουν με το $k-\epsilon$ τη ροή γύρω από ένα κυβοειδές κτίριο, συγκρίνουν με πειραματικά δεδομένα από τους Castro & Robins (1977) και βρίσκουν ικανοποιητικά αποτελέσματα χρησιμοποιώντας πλέγματα περίπου 56.000 κελιών, που θεωρούνται πολύ αραιά με τα σημερινά δεδομένα.

Οι Cowan et al. (1997) συγκρίνουν τη ροή γύρω από ένα κτίριο σχήματος «L» (πείραμα EMU-A) με διάφορα πλέγματα, αριθμητικά σχήματα και μοντέλα τύρβης, καταλήγοντας ότι αυτές οι τρεις παράμετροι είναι καθοριστικές για την λύση. Οι Leidl et al. (1997) εξετάζουν πειραματικά και αριθμητικά τη διασπορά γύρω από ένα κτίριο σχήματος «Π». Τ' αποτελέσματα που λαμβάνουν με χρήση του κώδικα Fluent όσον αφορά την ακρίβεια είναι ανάμικτα.

Οι Li & Stathopoulos (1997) εκτίμησαν την κατανομή ρύπων γύρω από ένα παραλληλόγραμμο κτίριο με το μοντέλο τύρβης $k-\epsilon$ και σταθερά $Sc_t = 0,7$. Η συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα (Huber et al., 1980) ήταν καλή, εκτός από τις περιοχές κοντά στο κτίριο και μέσα στον ομόρου.

Οι Delaunay et al., (1997) χρησιμοποιούν ένα διζωνικό μοντέλο (Rodí, 1991) καθώς και το μοντέλο τάσεων Reynolds LRR του κώδικα PHOENICS. Με το πρώτο δεν καταφέρνουν να αναπαράγουν τις ανακυκλοφορίες που παρατήρησαν στο πείραμα (Barge & Delaunay, 1994), ενώ με το μοντέλο τάσεων Reynolds (RSM) είχαν καλύτερα αποτελέσματα, αν και αναφέρουν ότι υπάρχουν αστοχίες που πρέπει να διασαφηνιστούν.

Ο Stathopoulos (1997) σε μια επίπονη μελέτη ανασκόπησης, συγκέντρωσε πάρα πολλά πειράματα και αποτελέσματα αριθμητικών μοντελοποιήσεων και παρέχει για αρκετά απ' αυτά την κατανομή του συντελεστή πίεσης γύρω από ένα κτίριο, τόσο σε ένα οριζόντιο επίπεδο (σχ. 1 της εργασίας του), όσο και σε ένα κατακόρυφο (σχ. 2 της εργασίας του). Είναι ενθαρρυντικό ότι γενικά τα πειράματα και η ΥΡ συμφωνούν και φαίνεται να έχουν παρόμοιας τάξης ακρίβεια. Στα συμπεράσματα ο συγγραφέας διαπιστώνει ότι η ΥΡ έχει πολύ μεγάλη δύναμη και καταλήγει στο ότι η μοντελοποίηση και το πείραμα πρέπει να προχωρήσουν παράλληλα. Τέλος προβλέπει την μεγάλη ανάπτυξη που ακολούθησε τα επόμενα χρόνια στην LES.

Μια αξιόλογη μελέτη ανασκόπησης είναι και του Murakami (1997) που αφορά ολόκληρο το πεδίο του αριθμητικού υπολογισμού της ροής του ανέμου (CWE: Computational Wind Engineering), αλλά εστιάζει στα μεμονωμένα κτίρια. Τονίζεται η δυσκολία υπολογισμού της συγκεκριμένης ροής λόγω πρόσκρουσης, αποκόλλησης, επανακόλλησης, ανακυκλοφορίας και στροβιλισμών της ροής. Δίνονται σχήματα της κατανομής του τανυστή του ρυθμού παραμόρφωσης (από τον Murakami, 1993). Επίσης εξετάζονται τα μοντέλα τύρβης $k-\epsilon$ και RSM καθώς και πιθανές βελτιώσεις τους. Είναι ενδιαφέρον ότι αν και το RSM παρουσιάζεται να δίνει καλύτερα αποτελέσματα, ο συγγραφέας καταλήγει ότι η εφαρμογή του δεν αναμένεται να εξαπλωθεί, λόγω περιπλοκότητας. Χρησιμοποιείται και η μέθοδος LES και αναφέρονται ανώτερα αποτελέσματα από τη RANS, ενώ τονίζεται η ανεπάρκεια των κυκλικών οριακών συνθηκών σε κάποιες περιπτώσεις και η σημασία δημιουργίας τεχνητής τύρβης στην είσοδο του πεδίου ροής. Στην ίδια εργασία παρέχεται και ένας πίνακας που αποκρυσταλλώνει την ως τότε εμπειρία του Murakami όσον αφορά την επάρκεια των μεθοδολογιών και μοντέλων τύρβης για διάφορα είδη ροών. Αναφέρεται ότι σε γενικές γραμμές τα τροποποιημένα $k-\epsilon$ και τα μοντέλα τάσεων Reynolds παρέχουν σωστότερα αποτελέσματα από το απλό $k-\epsilon$ σε ασταθείς ροές και σε ροές πρόσκρουσης ή με αποκόλληση. Ακόμη μεγαλύτερο εύρος ροών και με μεγαλύτερη επιτυχία μπορεί να αντιμετωπίσει η LES με Smagorinsky και συνάρτηση διόρθωσης τύπου van Driest κοντά στον τοί-

χο. Το δυναμικό Smagorinsky αναμένεται να συμπεριφέρεται ακόμη πιο σωστά σε ροές μετάβασης ή διαστρωμάτωσης. Σε παρόμοια συμπεράσματα καταλήγει ο ίδιος ερευνητής (Murakami, 1998) σε μια ανασκόπηση των μοντέλων που χρησιμοποιήθηκαν στο συνέδριο Computational Wind Engineering (CWE) το 1997, προσθέτοντας ότι τα αποτελέσματα με μοντέλα τάσεων Reynolds δεν ήταν ικανοποιητικά στο συγκεκριμένο συνέδριο και ότι προ πιθανής μελλοντικής εμφάνισης βελτιωμένων τέτοιων μοντέλων δεν ενδείκνυται η εφαρμογή τους σε μελέτες CWE.

Οι Meroney et al. (1999) από την άλλη πλευρά, στη μελέτη τους με διάφορα μοντέλα τύρβης, αναφέρουν ανώτερη απόδοση του μοντέλου τάσεων Reynolds σε σχέση με το $k-\epsilon$ και το RNG $k-\epsilon$. Παρ' όλα αυτά οι συγκεντρώσεις υπερεκτιμήθηκαν, δείχνοντας ότι η ΥΡ παράγει μειωμένη διάχυση σε σχέση με τα χρησιμοποιηθέντα πειράματα από αεροσήραγγα (Meroney et al., 1996, Leiti & Schatzmann, 1998, Li & Meroney, 1983).

Οι Sahn et al. (2002) συγκρίνουν πολλούς κώδικες ΥΡ με πειραματικά δεδομένα που ελήφθησαν στα πλαίσια του προγράμματος TRAPOS (Optimisation of modelling methods for traffic pollution in streets. <http://www2.dmu.dk/AtmosphericEnvironment/trapos>). Αν και τα δεδομένα που έπρεπε να δοθούν στους κώδικες ήταν αυστηρά καθορισμένα, σε κάποια σημεία υπήρξαν μη αμελητέες διαφορές μεταξύ τους. Επίσης σε άλλα σημεία όλοι οι κώδικες απείχαν από τις πειραματικές μετρήσεις.

Οι Wang & McNamara (2006) εξετάζουν τρεις γεωμετρίες: απλό κτίριο, σύνολο κτιρίων και διασταύρωση. Χρησιμοποιούν τρία μοντέλα τύρβης: $k-\epsilon$, RSM-SST, RSM-SSG με τον κώδικα CFX, καταλήγοντας ότι και τα τρία έχουν παρόμοια ακρίβεια.

Οι Blocken et al. (2008) χρησιμοποιούν το $k-\epsilon$, το realizable $k-\epsilon$ (Shih et al., 1995) και το RSM, περιλαμβάνουν και απλά μοντέλα όπως το μοντέλο Gauss και το ημι-εμπειρικό μοντέλο ASHRAE (Wilson & Lamb, 1994, ASHRAE, 1999, 2003) ενώ συγκρίνουν τόσο με μετρήσεις αεροσήραγγας (Li & Meroney, 1983), όσο και πεδίου (Stathopoulos et al., 2004). Στο τμήμα της εισαγωγής σχολιάζουν τη μεγάλη ευαισθησία των αποτελεσμάτων στον αριθμό Schmidt και αναφέρουν μελέτες που είχαν αριθμό Sc_t από 0,3 μέχρι 1,3, ενώ αυτοί χρησιμοποίησαν τον χαμηλό 0,3. Ένα βασικό τους συμπέρασμα είναι ότι το είδος αυτό της ροής απαιτεί χρονικά μεταβαλλόμενο υπολογισμό για να υπέρχει καλύτερη ακρίβεια.

Οι Tominaga & Stathopoulos (2009) εξετάζουν διάφορα μοντέλα τύρβης $k-\epsilon$ και αναφέρουν κι άλλες παρόμοιες δημοσιεύσεις. Συγκρίνουν κι αυτοί με το πείραμα των Li & Meroney (1983). Το $k-\epsilon$ φαίνεται κατώτερο από τ' αναθεωρημένα $k-\epsilon$ που δοκιμάστηκαν, ενώ το RNG φαίνεται να παρέχει καλύτερα αποτελέσματα σε σχέση με το realizable και το μοντέλο των Launder & Kato (1993). Παρ' όλα αυτά παρατηρούν, όπως και άλλοι ερευνητές, ότι η τυρβώδης διάχυση υποεκτιμάται από τη RANS σε κάποιες περιοχές. Σε μια μεταγενέστερη μελέτη οι Tominaga & Stathopoulos (2010) προσπαθούν να επιβεβαιώσουν την ανώτερη ακρίβεια της LES και να διαπιστώσουν ποιοι μηχανισμοί ευθύνονται για τις κατώτερες επιδόσεις της RANS στη συγκεκριμένη περίπτωση. Οι υπολογισμοί RANS γίνονται με το μοντέλο τύρβης RNG $k-\epsilon$, που είχε φανεί ανώτερο στην προηγούμενη μελέτη. Για την LES επιλέγεται το απλό Smagorinsky με σταθερά $C_s=0,12$ και διόρθωση τύπου van Driest κοντά στον τοίχο, παρ' όλο που στο παρελθόν οι συγγραφείς αυτοί είχαν δοκιμάσει και το δυναμικό Smagorinsky. Η επιστροφή τους στο απλό Smagorinsky δικαιολογείται επειδή το δυναμικό μπορεί να δημιουργήσει αριθμητική αστάθεια, επειδή θέλει περισσότερο χρόνο υπολογισμού και επειδή ενίοτε παρουσιάζει κακή συμπεριφορά κοντά στο στερεό όριο (Iizuka & Kondo, 2004). Η είσοδος για την LES παρέχεται από άλλη μοντελοποίηση LES, όπως στους Kataoka & Mizuno (2002). Για τη χωρική διακριτοποίηση χρησιμοποίησαν κεντρικές διαφορές και για τη χρονική Adams-Bashforth για τη μεταφορά και Crank-Nicolson για τη διάχυση. Στα συμπεράσματα καταλήγουν ότι η LES μπορεί να παρέχει στιγμιαίες συγκεντρώσεις, ενώ η RANS όχι και γενικά η LES δίνει σωστότερα τις συγκεντρώσεις, αν και στη μέση ροή οι διαφορές με τη RANS δεν ήταν πολύ μεγάλες. Τέλος αναφέρουν χρόνο υπολογισμού για την LES περίπου 25 φορές μεγαλύτερο.

Οι Tominaga et al. (2008a) εξετάζουν τη ροή γύρω από ένα ψηλό κτίριο με RANS και LES. Γίνεται σύγκριση με πειραματικά δεδομένα των Meng & Hibi (1998). Στη RANS τα αποτελέσματα βασίζονται σε παλαιότερη μελέτη (Mochida et al., 2002) και χρησιμοποιούνται διάφορα μοντέλα τύρβης όπως: απλό $k-\epsilon$, Launder-Kato, MMK (Tsuchiya et al., 1997), τροποποιημένο $k-\epsilon$ του Durbin (Durbin, 1996), RSM. Σχολιάζουν ότι το τροποποιημένο $k-\epsilon$ του Durbin (1996) παρουσιάζει τα πιο καλά αποτελέσματα, ενώ το μοντέλο τάσεων Reynolds τα χειρότερα. Λόγω των αποσπώμενων ασταθών στροβίλων, υπάρχουν μεγάλες διακυμάνσεις ταχυτήτων πίσω από το κτίριο, που δε μπορούν να

υπολογιστούν με τη RANS. Αντίθετα η LES με απλό Smagorinsky προσομοιώνει τους στροβίλους αυτούς και δίνει γενικά καλύτερα αποτελέσματα, ειδικά αν έχει χρησιμοποιηθεί τύρβη εισόδου. Τις δυσκολίες στη σύγκλιση της RANS, για το συγκεκριμένο κτίριο, που υποδηλώνουν χρονικά μεταβαλλόμενη ροή, διαπίστωσαν και οι Shao et al. (2012), που χρησιμοποιούν τρία μη γραμμικά μοντέλα $k-\epsilon$ (των Ehrhard & Moussioroulos, 2000, Craft et al., 1996, Shih et al., 1993) για να υπολογίσουν τη ροή και αναφέρουν κι άλλες δημοσιεύσεις με παρόμοια μοντέλα.

Το συγκεκριμένο ψηλό κτίριο που αναφέρουμε στην προηγούμενη παράγραφο, αποτελεί μια από τις περιπτώσεις που προτείνονται για δοκιμή κωδίκων από το Αρχιτεκτονικό Ινστιτούτο Ιαπωνίας (AIJ - Architectural Institute of Japan), για μελέτη ροής γύρω από κτίρια. Το AIJ έχει συστήσει σχετική επιστημονική ομάδα εργασίας, που έχει παρουσιάσει αποτελέσματα μεταξύ των άλλων για ροή γύρω από απλό ψηλό κτίριο, από κτίριο ανάμεσα σε χαμηλότερα κτίρια και από πραγματικό τμήμα πόλης με ψηλό κτίριο (Yoshie et al., 2007, Mochida & Lun, 2008), σχολιάζοντας τη μειωμένη ακρίβεια των προσομοιώσεων σε περιοχές του ομόρου, όπως έχει φανεί και από άλλες μελέτες (π.χ. Ehrhard & Moussioroulos, 2000). Πρόσβαση σε σχετικά πειραματικά δεδομένα μπορεί να έχει κανείς μέσω της ιστοσελίδας http://www.aij.or.jp/jpn/publish/cfdguide/index_e.htm. Η σχετική επιστημονική ομάδα εργασίας έχει δημοσιεύσει και οδηγίες για ορθή χρήση της YP για τέτοιες ροές (Tominaga et al., 2008b). Παρόμοια μελέτη έχει δημοσιεύσει και μια άλλη ομάδα εργασίας του AIJ, που ασχολείται με το φορτίο λόγω ανέμου (ανεμοπίεση) στα κτίρια (Tamura, 2008). Ανασκόπηση των μελετών ανεμοπίεσης παρέχουν οι Dagnew & Bitsuamlak (2013), που τονίζουν την ανωτερότητα της LES για τέτοιου είδους μελέτες, αλλά και την ανάγκη πειραματικών δεδομένων.

Σε προγενέστερη μελέτη, οι Nozawa & Tamura (2002) μελετούν με LES τη ροή γύρω από ένα χαμηλό κτίριο που βρίσκεται σε περιβάλλον αυξημένης τραχύτητας. Χρησιμοποιούν ελαφρά τροποποιημένη την μέθοδο των Lund et al. (1998) για να δημιουργήσουν τυρβώδες πεδίο ροής πριν το σημείο ενδιαφέροντος. Στη βοηθητική προσομοίωση χρησιμοποιούν κλασσικό Smagorinsky με σχήματα δεύτερης τάξης ακρίβειας, ενώ στην περιοχή ενδιαφέροντος δυναμικό Smagorinsky, με το σχήμα να αλλάζει τοπικά στην ακμή πρόσπτωσης του κτιρίου σε ανάντη τρίτης τάξεως. Η σύγκριση με πειραματικά δεδομένα (Surry, 1991, Tieleman, 1996) έδειξε ότι η πίεση στην ακμή του κτιρίου υποεκτιμάται από την YP. Σε επόμενη εργασία, ο Tamura (2008) συνοψίζει αρκετές μελέτες LES από απλό κτίριο και λόφο, ως ροή σε ολόκληρη πόλη, με σκοπό να φανεί αν και κατά πόσο είναι εφικτή η χρήση LES σε πρακτικές εφαρμογές που εμπλέκουν ροές ανέμου. Αναφέρει ότι δεν είναι σαφές αν σε πόλεις η RANS ή η LES πρέπει να προτιμάται, αν και στην περίπτωση που εξέτασε, η LES παρείχε καλύτερα αποτελέσματα. Επίσης αναφέρει ότι σε πραγματικές πόλεις παρατηρούνται διακυμάνσεις συγκεντρώσεων τελείως διαφορετικού τύπου από αυτές που παρατηρούνται σε απλούστερες γεωμετρικές δομές. Το γενικό συμπέρασμα είναι ότι η LES έχει τη δυνατότητα να παρέχει ακριβείς πληροφορίες για τιμές όπως ριπές του ανέμου, μέγιστα φορτία στα κτίρια και διακυμάνσεις συγκεντρώσεων. Ο Tamura πιστεύει ότι πρέπει να δοθούν κίνητρα για την εξάπλωση της χρήσης του.

Ο Yassin (2009a) εξετάζει τη ροή και διασπορά ρύπων από πηγή που βρίσκεται στα κατάντη κτιρίου. Παρουσιάζει αποτελέσματα από πολλές περιπτώσεις, για διάφορες καταστάσεις ευστάθειας της ατμόσφαιρας, για τρεις πιθανές γεωμετρίες (επίπεδη, παρουσία κτιρίου μορφής κύβου και παρουσία πλάκας) και για δύο πιθανά ύψη της πηγής. Η μοντελοποίηση γίνεται με το Fluent χρησιμοποιώντας τα μοντέλα τύρβης $k-\epsilon$ και RNG $k-\epsilon$ που δίνουν αποτελέσματα πάρα πολύ κοντά μεταξύ τους, ενώ τα πειραματικά δεδομένα έχουν ληφθεί από τους Yassin et al. (2002). Σε άλλη μελέτη (Yassin, 2009b) εξετάζεται ψηλό κτίριο με την πηγή να βρίσκεται αυτή τη φορά επιφανειακά και πολύ κοντά στο κτίριο, ενώ τα πειραματικά δεδομένα έχουν ληφθεί από τους Yassin et al. (2008b). Πάλι τα $k-\epsilon$ και RNG $k-\epsilon$ έδωσαν παρόμοια αποτελέσματα, με τις ανακυκλοφορίες στο RNG $k-\epsilon$ να είναι μικρότερες.

Οι Mavroidis et al. (2012) χρησιμοποιούν μοντέλο τύρβης μιας εξίσωσης με τον κώδικα ADREA-HF και εξετάζουν την διασπορά γύρω από ένα κτίριο μορφής κύβου, σε δύο προσανατολισμούς: κάθετα στη ροή και σε γωνία 45° . Στη δεύτερη περίπτωση η κατανομή ρύπων στην εγκάρσια κατεύθυνση είναι πιο ομοιογενής. Τα πειραματικά δεδομένα ανοικτού πεδίου έχουν ληφθεί από τους Mavroidis et al. (1999). Το μοντέλο προέβλεψε τις τάσεις που έδωσε το πείραμα όσον αφορά το χρόνο παραμονής του ρύπου, ενώ στην περίπτωση του κτιρίου σε γωνία 0° , το μοντέλο δεν προέβλεψε με ακρίβεια, δίνοντας γρηγορότερη διάλυση του ρύπου απ' ότι το πείραμα. Σε προγενέστερη μελέτη, οι Mavroidis et al. (2007) συγκρίνουν με πειράματα πεδίου (Mavroidis & Griffiths, 2000, Mavroidis et al., 2003) τη διασπορά ρύπου πίσω από ένα κύβο. Η πρωτοτυπία της μελέτης αυτής είναι ότι υπολογίζει και τις διακυμάνσεις των συγκεντρώσεων, με κατάλληλη εξίσωση μεταφοράς.

Οι Bouris et al. (2005), επίσης εξετάζουν τη ροή γύρω από ένα κυβοειδές με γωνία 45° , αυτή τη φορά με LES. Χρησιμοποιούν κλασσικό Smagorinsky με σταθερά $C_s=0,1$ και μέσο $y^+ < 2$. Για τη χρονική διακριτοποίηση χρησιμοποιήθηκε σχήμα κεντρικών διαφορών και για την χρονική Crank-Nicolson. Συγκρίνοντας με πειραματικά αποτελέσματα από τους Kawai & Nishimura (1996), αναφέρουν επαρκή πρόβλεψη των κωνικών στροβίλων που παρατηρούνται πάνω από τις άκρες της στέγης. Τα ασταθή χαρακτηριστικά τέτοιων στροβίλων παρουσιάζονται από τους Thomas & Williams (1999a) και Ono et al. (2008), που επίσης χρησιμοποιούν LES.

Οι Wright & Easom (2003) εξετάζουν τη ροή γύρω από κύβο με γωνία 0 και 45 μοιρών ως προς την κατεύθυνση του ανέμου συγκρίνοντας με πείραμα πεδίου και ισχυρίζονται ότι από όλα τα μοντέλα τύρβης, το ανισότροπο (μη-γραμμικό) $k-\epsilon$ δίνει τα καλύτερα αποτελέσματα, υπερβαίνοντας τα προβλήματα σύγκλισης των RSM, τα οποία οξύνονται ιδίως όταν χρησιμοποιούνται σχήματα διακριτοποίησης υψηλότερης τάξης. Κάποιες ασυμφωνίες στην κατανομή πιέσεων εκτιμούν ότι θα μπορούν να ξεπεραστούν μόνο με χρήση LES.

Γενικότερα η LES θεωρείται ότι μπορεί να συμβάλλει ουσιαστικότερα στην κατανόηση των τυρβωδών φαινομένων και στην εξήγηση πιθανών ασυνεπειών μεταξύ YP (RANS) και πειραμάτων (Tominaga & Stathopoulos, 2013). Εκτός από τις μελέτες που έχουν αναφερθεί σποραδικά ανωτέρω, υπάρχουν και πολλές άλλες μελέτες LES για μεμονωμένα κτίρια. Για παράδειγμα αναφέρονται οι εργασίες των Mochida et al. (1993), Tominaga et al. (1997), Shah & Ferziger (1997), Nozawa & Tamura (2002), Sada & Sato (2002), Camarri et al. (2002), Noda & Nakayama (2003), Roy et al. (2003), Tseng et al. (2006), Huang S. et al. (2007), Hefny & Ooka (2008), Lim et al. (2009), Kose & Dick (2010), Kose et al. (2011), Gousseau et al. (2011b, 2012), Nakayama & Nagai (2011a,b), Yoshie et al. (2011), Borpana et al. (2013). Απ' όλες αυτές τις μελέτες LES προκύπτει το συμπέρασμα ότι η LES μπορεί να χρησιμοποιηθεί για εξέταση της ροής του ανέμου γύρω από κτίρια, δίνοντας εν γένει καλύτερα αποτελέσματα από τη RANS. Επιπλέον η LES μπορεί να μοντελοποιήσει ροϊκές δομές που είναι σημαντικές από δυναμικής πλευράς και γενικότερα πιστεύεται ότι η LES έχει πολλά να προσφέρει στη μελέτη της τυρβώδους ροής. Για κάποιον που ενδιαφέρεται ν' αναπτύξει ένα κώδικα LES, είναι χρήσιμες οι επιλογές που γίνονται στις διάφορες μελέτες όσον αφορά τα μοντέλα που υλοποιούνται και τις αριθμητικές μεθοδολογίες. Οι μελέτες αυτές δίνουν επίσης χρήσιμες πληροφορίες και για τον χρήστη, που θέλει να χρησιμοποιήσει LES σε παρόμοιες ροές.

Έτσι παρατηρούμε στις αμέσως ανωτέρω εργασίες να επικρατούν οι κλασσικές μεθοδολογίες LES, με την πεπλεγμένη LES και την υβριδική RANS-LES να κάνουν μόλις αισθητή την παρουσία τους. Σχεδόν σε όλες τις περιπτώσεις χρησιμοποιούνται δομημένα πλέγματα και μεθοδολογίες πεπερασμένων όγκων. Οι περισσότερες μελέτες γίνονται σε πενταψήφιο Reynolds και έχουν εξαψήφιο ή επταψήφιο αριθμό κελιών που γενικά αυξάνει με την πάροδο των χρόνων. Τα πλέγματα επαρκούν ώστε να υπάρχει διψήφιος αριθμός κελιών σε κάθε διάσταση του κτιρίου. Για το συνολικό μέγεθος του χωρίου υπολογισμού είναι ενδεικτική η μελέτη των Gousseau et al. (2011b), που χρησιμοποιεί μήκος x πλάτος x ύψος $24H \times 16H \times 7H$, όπου H ενδεικτικό ύψος του κτιρίου.

Στις ανωτέρω εργασίες επικρατεί το μοντέλο Smagorinsky για την υποπλεγματική τύρβη, με σταθερές C_s που κυμαίνονται από $0,1$ ως $0,16$ και συνθηθέστερες τιμές το $0,1$ και το $0,12$. Το δυναμικό Smagorinsky συναντάται επίσης πολύ συχνά, αλλά το απλό Smagorinsky χρησιμοποιείται κατά κανόνα και ως σημείο σύγκρισης και αναφοράς, ακόμη και σε εργασίες που έχει επιλεγεί άλλο μοντέλο για τις κύριες προσομοιώσεις. Έτσι λοιπόν το Smagorinsky αναδεικνύεται ως το βασικό μοντέλο που θα πρέπει να υπάρχει σε ένα κώδικα LES, ακόμη και αν το κύριο μοντέλο του κώδικα είναι άλλο. Επίσης το Smagorinsky είναι ένα μοντέλο από το οποίο ενδείκνυται να ξεκινήσει κανείς που φτιάχνει ένα κώδικα LES. Χρησιμοποιούνται όμως και πολλών άλλων ειδών υποπλεγματικά μοντέλα, όπως μιας εξίσωσης, δυναμικά μιας εξίσωσης, μεικτά, πεπλεγμένα κ.ά.

Το αριθμητικό σχήμα που χρησιμοποιείται κατά συντριπτική πλειοψηφία είναι το σχήμα κεντρικών διαφορών δευτέρας τάξεως, ενώ υπάρχουν και υλοποιήσεις που χρησιμοποιούν διαφόρων τάξεων σχήματα ανάντη διαφορίσης, κυρίως σε περιοχές πρόσκρουσης της ροής. Για τις συγκεντρώσεις το σχήμα μπορεί να είναι ανεξάρτητο (π.χ. οι Gousseau et al., 2011b, χρησιμοποιούν κεντρικές διαφορές για τις ταχύτητες και ανάντη δευτέρας τάξεως για τις συγκεντρώσεις). Για τη χρονική διακριτοποίηση πάλι χρησιμοποιούνται σχεδόν αποκλειστικά σχήματα δευτέρας τάξεως. Ένα τυπικό χρονικό βήμα είναι το ένα εκατοστό μιας τυπικής κλίμακας χρόνου, ενώ στατιστικά λαμβάνονται ενδεικτικά για τριψήφιο πολλαπλάσιο μιας τυπικής κλίμακας χρόνου.

Οι κυκλικές οριακές συνθήκες χρησιμοποιούνται σε αρκετές μελέτες, αλλά στην κύρια κατεύθυνση της ροής συνηθέστερες είναι άλλες επιλογές όπως δημιουργία τεχνητής τύρβης εισόδου ή και χρήση απλού προφίλ ταχύτητας στην είσοδο, χωρίς τυρβώδεις διακυμάνσεις ταχυτήτων. Για τεχνητή τύρβη στην είσοδο χρησιμοποιούνται διάφορες μεθοδολογίες όπως βοηθητική προσομοίωση από κανάλι, βοηθητική προσομοίωση οριακού στρώματος με ανακύκλωση του προφίλ εισόδου από ένα επίπεδο μέσα στο χωρίο, στοχαστικές μέθοδοι Fourier, χρήση ψηφιακών φίλτρων, μέθοδος δισδιάστατων στροβίλων κ.ά. Στο θέμα της δημιουργίας τύρβης εισόδου, αν και αναγνωρίζεται ως σημαντικό (Huang S. et al., 2007, Yoshie et al. 2011), υπάρχει μεγάλος πλουραλισμός και δεν φαίνεται να έχει επικρατήσει κάποια μέθοδος. Στο στερεό όριο επίσης χρησιμοποιούνται διαφόρων ειδών λύσεις, όπως επίλυση μέχρι τον τοίχο ή χρήση συναρτήσεων τοίχου διαφόρων ειδών, από συναρτήσεις τοίχου τύπου RANS, ως ειδικευμένες συναρτήσεις τοίχου για LES που λαμβάνουν χωρικούς ή χρονικούς μέσους όρους. Οι Lim et al. (2009) δοκίμασαν τρεις τύπους τέτοιων συναρτήσεων και δεν είδαν μεγάλη διαφορά στα αποτελέσματα από αυτό τον παράγοντα. Στην έξοδο οι επικρατέστερες επιλογές για την συνιστώσα της ταχύτητας την παράλληλη στη ροή είναι η χρήση μηδενικής κλίσης ή κάποιου είδους οριακή συνθήκη μη-αντανακλαστική (non-reflecting) που εμποδίζει τις αντανακλάσεις πληροφορίας από το όριο προς τα ανάντη της ροής.

Ως *δισδιάστατη* περίπτωση ροής γύρω από μεμονωμένο κτίριο, μπορεί να θεωρηθεί και ο κύλινδρος μεγάλου μήκους και τετραγωνικής διατομής, που προσέλυσε αρκετό ερευνητικό ενδιαφέρον προ δεκαπενταετίας (Franke & Rodi, 1993, Murakami & Mochida, 1995, Yu & Kareem, 1997, Rodi et al., 1997, Rodi, 1997, Bouris & Bergeles, 1999, Lakehal & Thiele, 2001, Iaccarino et al., 2003). Αξιοσημείωτο είναι ότι, αν και κανονικά η LES πρέπει να εφαρμόζεται σε τρεις διαστάσεις, για την περίπτωση αυτή έχουν γίνει και μελέτες με πλέγμα σε μόνο δύο διαστάσεις, που μπορούν να προβλέψουν τα κύρια ασταθή χαρακτηριστικά της ροής (Murakami & Mochida, 1995, Bouris & Bergeles, 1999), δηλαδή την περιοδική αποβολή μεγάλων στροβίλων προς τα κατόντη της ροής πότε από το ένα και πότε από το άλλο πλευρικό τοίχωμα του κυλίνδρου. Οι Rodi et al. (1997) παρουσιάζουν αποτελέσματα με LES (κυρίως με Smagorinsky και δυναμικό Smagorinsky) από διάφορους ερευνητές για την περίπτωση αυτή και για ροή γύρω από κύβο μέσα σε κανάλι (βλ. και Lakehal & Rodi, 1997). Στην περίπτωση του τετράγωνου κυλίνδρου οι διαφορές των αποτελεσμάτων μεταξύ των διαφόρων ερευνητών ήταν μεγαλύτερη και κάποια ποσοτικά χαρακτηριστικά της ροής δε μπορούσαν να αναπαραχθούν, ενώ στον κύβο τ' αποτελέσματα ήταν σαφώς καλύτερα. Και στις δύο περιπτώσεις η RANS φάνηκε γενικά υποδεέστερη (Rodi, 1997), παρ' όλο που χρησιμοποιήθηκαν και προηγμένα μοντέλα. Τα θέματα αυτά έχουν στη βιβλιογραφία περισσότερο θεωρητικό ενδιαφέρον, κυρίως όσον αφορά την ανάπτυξη και πιστοποίηση μοντέλων τύρβης και δεν θα επεκταθούμε σε νεότερες σχετικές δημοσιεύσεις.

Το μεγάλο θεωρητικό ενδιαφέρον για τη ροή σε γεωμετρία μεμονωμένου κτιρίου, έχει οδηγήσει και στην εξέτασή της με DNS (Yakhot et al., 2006a, Rossi et al., 2010). Από τέτοιες μελέτες έχει γίνει σαφής ο ασταθής χαρακτήρας της ροής και μάλιστα έχουν φανεί σε κάποια σημεία συναρτήσεις πυκνότητας πιθανότητας της ταχύτητας με διπλές κορυφές (bimodal), που δείχνουν διττή συμπεριφορά της ροής στο συγκεκριμένο σημείο (Yakhot et al., 2006b).

Από τη βιβλιογραφία δε λείπουν μελέτες που λαμβάνουν υπόψη και την κατάσταση ευστάθειας της ατμόσφαιρας (Zhang et al., 1996, Santos et al., 2005, 2009, Mavroidis et al., 2012), ή στις οποίες ο ρύπος δεν είναι παθητικός (Andronopoulos et al., 1994, Venetsanos et al., 2000, Olvera & Choudhuri, 2006). Οι Blocken et al. (2011) και Blocken & Gualtieri (2012) αναφέρουν και πλήθος μελετών που αφορούν τη μεταφορά θερμότητας και μάζας μεταξύ του εσωτερικού ενός κτιρίου και του εξωτερικού χώρου, την άνεση των διαβατών εξ' αιτίας της ροής του αέρα γύρω από κτίρια, την κατευθυνόμενη από τον άνεμο βροχή στις προσόψεις των κτιρίων, τη μεταφορά θερμότητας στο εξωτερικό των κτιρίων, το φυσικό αερισμό, την ανεμοπίεση και ανεμοδιάβρωση στα κτίρια, την εκμετάλλευση του αιολικού δυναμικού κ.ά. Όπως αναφέρουν οι Tominaga & Stathopoulos (2013), ένα από τα συμπεράσματα των Blocken et al. (2011) είναι ότι σε πολλές μελέτες τα πειράματα σε αεροσήραγγα παρουσιάζουν μεγαλύτερη εγκάρσια διάχυση σε σχέση με τα αποτελέσματα από τη RANS.

Στις μελέτες μεμονωμένων κτιρίων πρέπει να εντάξουμε και τις μελέτες αερισμού κτισμάτων, συνήθως με διαμεπρή ανοίγματα (cross-ventilation)². Υπάρχουν δεκάδες σχετικές εργασίες με ΥΡ, οι περισσότερες από τις οποίες αναφέρονται στην πρόσφατη δημοσίευση των Ramponi & Blocken

² Οι μελέτες που εστιάζουν στο εσωτερικό των κτιρίων όσον αφορά τον αερισμό, είναι έξω από τα πλαίσια της παρούσας εργασίας. Για το ρόλο της ΥΡ στο θέμα αυτό υπάρχει για παράδειγμα η εργασία των Li & Nielsen (2011).

(2012) και δεν θα επαναληφθούν εδώ. Από τον πίνακα 1 αυτής της δημοσίευσης, που περιλαμβάνει εξίσου θεωρητικές και εφαρμοσμένες μελέτες, παρατηρούμε ότι η RANS εξακολουθεί να είναι πιο διαδεδομένη από την LES (από τις 45 εργασίες του πίνακα στις 41 έχει χρησιμοποιηθεί RANS και στις 7 LES). Στη RANS το μοντέλο τύρβης που επικρατεί είναι το στάνταρ $k-\epsilon$ (28 από τις 41 εργασίες), με το RNG $k-\epsilon$ ν' ακολουθεί (11 από τις 41). Στην LES επικρατεί το κλασικό Smagorinsky (6 από τις 7 εργασίες), με το υβριδικό DES (Detached Eddy Simulation) ν' ακολουθεί (2 από τις 7). Παρ' όλη την περιορισμένη χρήση της LES γι' αυτές τις περισσότερες πρακτικού ενδιαφέροντος περιπτώσεις αερισμού κτιρίων, οι Ramponi & Blocken (2012) παρατήρησαν στη δική τους μελέτη με RANS, στην οποία συγκρίνανε με πειραματικές μετρήσεις PIV των Karava et al. (2011), ότι συχνά η σύγκλιση του κώδικα υπολογιστικής ρευστομηχανικής ήταν κυμαινόμενη, κάτι που σημαίνει ότι τα φαινόμενα είναι ασταθή και για πιο ουσιαστική μελέτη τους πρέπει να χρησιμοποιηθεί χρονικά μεταβαλλόμενη μεθοδολογία όπως η LES. Πράγματι, όπως αναφέρει σε σχετική ανασκόπηση και ο Chen (2009), η LES ενδείκνυται ως *ερευνητικό εργαλείο* για τέτοιου είδους ροές, έχοντας τάση ανάπτυξης και εξάπλωσης.

Μια άλλη πρόσφατη ειδική ανασκόπηση των Blocken & Stathopoulos (2013), που συμπληρώνει παλαιότερη ανασκόπηση των Blocken & Carmeliet (2004), εξετάζει το ζήτημα της άνεσης των πεζών, καθώς έχουν παρατηρηθεί μέχρι και θάνατοι εξ' αιτίας των ριπών ανέμου που έχουν προκληθεί στο επίπεδο του εδάφους κοντά σε ψηλά κτίρια ή σε περάσματα. Στην εργασία αυτή αναφέρεται ότι η ΥΡ μπορεί να θεωρηθεί ισάξια του πειράματος, όσον αφορά την προσφορά της στη μελέτη των ροών αυτών. Από τις 17 μελέτες που παρουσιάζονται στην ανασκόπηση, μόνο μία είναι με LES, ενώ και στις 16 RANS έχει χρησιμοποιηθεί το $k-\epsilon$, έστω κι αν σε δύο περιπτώσεις εφαρμόστηκαν και άλλα μοντέλα. Οι συγγραφείς αναφέρουν το γεγονός ότι σε περιοχές με χαμηλές ταχύτητες ανέμου, οι συγκρίσεις μεταξύ πειραματικών δεδομένων και ΥΡ δεν είναι τόσο ικανοποιητικές. Προβλέπουν ότι η τάση είναι προς ευρύτερη χρησιμοποίηση της LES στο μέλλον, ειδικά σε περίπλοκες γεωμετρικές δομές και σε περιπτώσεις που απαιτείται καλύτερη αναπαράσταση των ριπών ανέμου και των τυρβωδών χαρακτηριστικών της ροής.

Γενικότερα σε ατμοσφαιρικές ροές μικρής κλίμακας, η LES δεν είναι ακόμη τόσο διαδεδομένη για πρακτικές εφαρμογές. Για παράδειγμα, στο τυφλό τεστ πρόβλεψης των μετρήσεων γύρω από τον λόφο Bolund (Bechmann et al., 2011), όπου συμμετείχαν 57 μοντέλα, τα 33 ήταν RANS (εκ των οποίων τα 24 με μοντέλο τύρβης $k-\epsilon$ που είναι με διαφορά το πιο διαδεδομένο) και μόνο 6 ήταν LES, χωρίς μάλιστα να προσφέρουν ανώτερα αποτελέσματα από τα RANS στο συγκεκριμένο τεστ.

Ευκαιρίας δοθείσης, αξίζει ν' αναφερθεί στο σημείο αυτό η γενική ανασκόπηση του Blocken (2014) που καλύπτει πολλούς τομείς του αριθμητικού υπολογισμού της ροής του ανέμου (CWE), για διάφορες γεωμετρίες και κλίμακες, καλύπτοντας μεγάλο εύρος εφαρμογών. Στον πίνακα 3 αυτής της δημοσίευσης, αναφέρονται πολλές σχετικές μελέτες ανασκόπησης που δεν έχουν περιληφθεί στο παρόν κεφάλαιο.

3.2.2. Μελέτες σε οδικές χαράδρες

Με τον όρο *οδική χαράδρα* (street canyon) εννοούμε το σχηματισμό του αστικού δρόμου μαζί με τα κτίρια που τον περιβάλλουν και από τις δυο μεριές (Oke, 1988), σχ. 3.2.

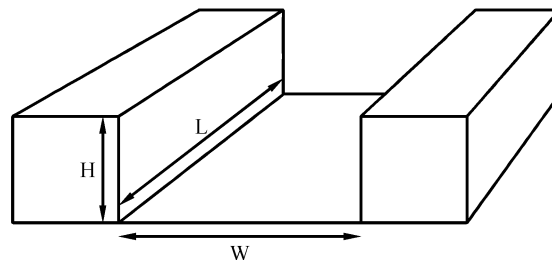


Σχήμα 3.2: Παράδειγμα οδικής χαράδρας (οδός Μητροπόλεως στη Θεσσαλονίκη).

Ο όρος με την πάροδο του χρόνου απέκτησε ευρύτερη έννοια, συμπεριλαμβάνοντας και δρόμους χωρίς ψηλά κτίρια, ή περιοχή μεταξύ δύο κτιρίων που απέχουν πολύ ή δρόμους όπου τα κτίρια δεν είναι συνεχόμενα, αλλά υπάρχουν και ανοίγματα δεξιά και αριστερά κατά μήκος της οδού.

Καθώς τέτοιοι σχηματισμοί αποτελούν συνήθη τμήματα των πόλεων, είναι λογικό να συγκεντρώνουν το επιστημονικό ενδιαφέρον. Πράγματι, η ροή και τα θερμοκρασιακά χαρακτηριστικά στις οδικές χαράδρες είναι πολύ σημαντικά για την ασφάλεια και την άνεση των κατοίκων όσον αφορά την προστασία από τον άνεμο, το κρύο ή τη ζέστη, τη βροχή, τα έντονα καιρικά φαινόμενα (Oke, 1988, Nakamura & Oke, 1988). Επίσης στις οδικές χαράδρες με υψηλή κυκλοφορία αυτοκινήτων συγκεντρώνονται πολλοί ρύποι, οι οποίοι λόγω του χαμηλού αερισμού παγιδεύονται μεταξύ των κτιρίων και είναι άμεσα επικίνδυνοι για την υγεία των ανθρώπων που ζουν, περπατούν, εργάζονται ή οδηγούν σε αυτές, αλλά και έμμεσα επικίνδυνοι για ολόκληρη την πόλη, αφού αυτή αποτελείται από αλληλουχία οδικών χαραδρών. Τέλος, στην εποχή μας υπάρχουν αυξημένες ανησυχίες και για την περίπτωση διαρροής επιβλαβών υλικών λόγω ατυχήματος (Britter & Hanna, 2003, Riain et al., 1998). Τέτοια περίπτωση μπορεί να θεωρηθεί και η διαρροή υδρογόνου, που είναι πολύ εύφλεκτο και εκρήγνυται εύκολα.

Τα κύρια γεωμετρικά χαρακτηριστικά μιας οδικής χαράδρας, είναι το ύψος της (H), το πλάτος (W) και το μήκος (L), όπως φαίνονται και στο σχ. 3.3. Το πλάτος μπορεί να συμβολίζεται και με D .



Σχήμα 3.3: Τα κύρια γεωμετρικά χαρακτηριστικά της οδικής χαράδρας.

Η μελέτη μιας τέτοιας χαράδρας μπορεί να είναι είτε διδιάστατη (2Δ), δηλαδή θεωρώντας ότι το μήκος της L είναι πολύ μεγάλο και ότι η εικόνα της ροής σε επίπεδα κάθετα με τον άξονα του δρόμου είναι ίδια, ή τρισδιάστατη (3Δ), οπότε λαμβάνεται υπόψη και το μήκος και εξετάζεται η πλήρης ροή γύρω από τα κτίρια.

Στη διδιάστατη μελέτη εξετάζεται μόνο μία κατεύθυνση του ελεύθερου ανέμου, αυτή που είναι κάθετη στον άξονα του δρόμου. Αυτή όμως είναι και η περίπτωση που παρουσιάζει το μεγαλύτερο ενδιαφέρον, αφού έχει την πιο χαρακτηριστική ροή και είναι από τις δυσμενέστερες όσον αφορά την παγίδευση των ρύπων. Επίσης η διδιάστατη ροή σε χαράδρα είναι πιο πρωτογενής και προσελκύει τους επιστήμονες που θέλουν να λύσουν βασικές ροές. Τέλος η έρευνα για τα φαινόμενα που διέπουν τη ροή αυτή δεν έχει τελειώσει, ώστε να προχωρήσει κανείς αβίαστα σε τρεις διαστάσεις.

Η τρισδιάστατη μελέτη γίνεται για να εξετασθούν φαινόμενα που οφείλονται στο πεπερασμένο μήκος και δε μπορούν ν' αγνοηθούν, για τρισδιάστατες γεωμετρίες, για λοξούς ανέμους ή για προσομοίωση πραγματικών τμημάτων πόλεων.

Το κύριο χαρακτηριστικό που είναι σημαντικό για τη μελέτη είναι ο λόγος ύψους προς πλάτος H/W . Η κανονική οδική χαράδρα έχει λόγο ύψους προς πλάτος 1, ενώ μεγαλύτεροι λόγοι χαρακτηρίζουν τις βαθιές χαράδρες και μικρότεροι τις φαριδιές. Στην περίπτωση των τριών διαστάσεων, ανάλογα με το λόγο L/H οι χαράδρες μπορεί να είναι κοντές ($L/H < 3$), μεσαίες ($L/H = 5$) ή μακριές ($L/H > 7$). Τέλος, ανάλογα αν τα εκατέρωθεν κτίρια έχουν ίδιο ή όχι ύψος, υπάρχουν οι συμμετρικές και οι μη συμμετρικές χαράδρες (Vardoulakis, et al., 2003). Οι μη συμμετρικές χαράδρες κατατάσσονται περαιτέρω σε χαράδρες αύξησης αναβαθμού (step-up) όταν το κατάντη της ροής κτίριο είναι πιο ψηλό και σε μείωσης αναβαθμού (step-down), όταν είναι πιο χαμηλό.

Επίσης οι χαράδρες μπορούν να εξεταστούν ως αυτόνομες ή εντός πόλεως. Στις αυτόνομες το ανάντη στη ροή κτίριο βάλλεται ολόκληρο από τον άνεμο, με αποτέλεσμα συνήθως να συμβεί αποκόλληση της ροής πάνω από την στέγη του, η οποία συνεχίζεται προς τα κατάντη αν το κτίριο δεν είναι αρκετά πλατύ, οπότε ο άνεμος δε είναι παράλληλος με το έδαφος στην κορυφή της οδικής χαράδρας. Στις «εντός πόλεως» χαράδρες, είτε υπάρχουν άλλα κτίρια μπροστά, είτε θεωρείται ότι η ροή

ξεκινάει από την οροφή του ανάντη κτιρίου ή γενικά με κάποιο τρόπο η ροή στην οροφή της χαράδρας είναι οριζόντια. Έτσι είναι πιο καλά ορισμένο το πρόβλημα και μπορεί κανείς να επικεντρωθεί στα εντός της χαράδρας φαινόμενα.

Ενδεικτικές γεωμετρικές οδικών χαραδρών, παρέχονται στην εργασία των Kastner-Klein et al. (2004), που αναφέρουν και αρκετές σχετικές πειραματικές μελέτες. Τα κύρια χαρακτηριστικά της ροής και διασποράς ρύπων σε οδικές χαράδρες παρουσιάζονται με απλό και κατανοητό τρόπο στην §3.3.

Παρακάτω θα παρουσιαστούν ενδεικτικές μελέτες RANS και LES. Οι μελέτες RANS μας ενδιαφέρουν κυρίως από την πλευρά του χρήστη, καθώς στην παρούσα εργασία έχει χρησιμοποιηθεί και RANS, ενώ οι LES και από την πλευρά της μοντελοποίησης/ κωδικοποίησης, καθώς βασικός στόχος της εργασίας αυτής ήταν η *ανάπτυξη* κώδικα LES κατάλληλου για τέτοιου είδους ροές. Και στη RANS και στην LES μας ενδιαφέρει επίσης να δούμε τι γνώσεις έχουν ως τώρα αποκρυσταλλωθεί σχετικά με τη ροή και διασπορά ρύπων στη συγκεκριμένη γεωμετρία, αλλά και τι κενά γνώσης υπάρχουν, ώστε κάποια απ' αυτά να καλυφθούν ει δυνατόν στην παρούσα εργασία. Όπως και στην παράγραφο με τα απομονωμένα κτίρια, δεν θα γίνει σαφής διαχωρισμός μελετών ροής και διασποράς, καθώς ακόμη και στις μελέτες διασποράς μας ενδιαφέρει πρώτα η ροή.

Υπάρχουν αρκετές *εργασίες ανασκόπησης* που κάνουν αναφορά σε πολύ μεγάλο πλήθος δημοσιεύσεων σχετικών με τη μοντελοποίηση της ροής και της διασποράς ρύπων σε οδικές χαράδρες με χρήση ΥΡ. Η ανασκόπηση των Afify et al. (2012) είναι η πιο εκλαϊκευμένη. Περιλαμβάνει ενδεικτικές πειραματικές και αριθμητικές μελέτες και δίνει απλά περιγραφικά στοιχεία για την επίδραση παραγόντων όπως γεωμετρία, ταχύτητα και διεύθυνση ανέμου. Μια πολύ αξιολογη μελέτη ανασκόπησης είναι των Vardoulakis et al. (2003), η οποία είναι αρκετά εκτεταμένη και καλύπτει τομείς όπως γενικά χαρακτηριστικά των οδικών χαραδρών (γεωμετρία, ροή, διασπορά), μοντέλα (φυσικά μοντέλα, επιχειρησιακά, γκαουσιανά και ΥΡ) και διάφορες ενδεικτικές μελέτες για την κάθε κατηγορία μοντέλων. Περιλαμβάνεται και ένας πίνακας με κώδικες και μοντέλα που χρησιμοποιούνται για επίλυση προβλημάτων ροής και διασποράς ρύπων σε αστικές χαράδρες. Στα συμπεράσματα αναφέρεται μεταξύ άλλων ότι η υπολογιστική ρευστομηχανική βοηθάει στην κατανόηση της *συμπεριφοράς* ενός συστήματος. Η ανασκόπηση των Li et al. (2006) είναι πιο πρόσφατη και πιο σχετική μ' αυτά που μας ενδιαφέρουν παρακάτω, καθώς ασχολείται σχεδόν αποκλειστικά με τη *μοντελοποίηση*, τόσο με μοντέλα RANS, όσο και με LES, ενώ στο κομμάτι που αφορά τη διασπορά, αναφέρονται και Λαγκρανζιανά μοντέλα. Στα συμπεράσματα αναφέρουν την ανάγκη για πιο αυστηρή πιστοποίηση των μοντέλων, ενώ ως μελλοντικές κατευθύνσεις της έρευνας βλέπουν την εισαγωγή θερμικών φαινομένων, τη χρήση χημικών αντιδράσεων στις μοντελοποιήσεις διασποράς, αλλά και μελέτες σε περίπλοκες γεωμετρίες. Ο Baik (2013), ένας από τους πιο δραστήριους επιστήμονες στη μελέτη των οδικών χαραδρών, κάνει ανασκόπηση σε συγκεκριμένες εργασίες προκειμένου να συνοψίσει κάποιες από τις γνώσεις που έχουν αποκομιστεί ως τώρα από τέτοιες μελέτες. Σε εργασίες ροής και διασποράς ρύπων στις οδικές χαράδρες κάνουν αναφορά και άλλες γενικότερες μελέτες ανασκόπησης όπως των Barlow & Coceal (2009) και Tominaga & Stathopoulos (2013). Υπάρχουν κι άλλες *ειδικευμένες* μελέτες ανασκόπησης, όπως των Kumar et al. (2011, 2013) και Pant & Harrison (2013), που αφορούν τη δημιουργία και διασπορά μικροσωματιδίων και των Capelli et al. (2013) που αφορά τις οσμές, αλλά τα θέματα αυτά δε θα μας απασχολήσουν στην εργασία αυτή.

3.2.2.1. Μελέτες RANS σε οδικές χαράδρες

Από τους πρώτους που έκαναν τρισδιάστατη μοντελοποίηση με χρήση υπολογιστικής ρευστομηχανικής για οδική χαράδρα ήταν οι **Hunter et al.** (1991, 1992), οι οποίοι διερεύνησαν με το μοντέλο τους τη μετάβαση στα διάφορα είδη ροής που είχε κατατάξει ο Oke (1988). Στην εργασία τους, που είναι πολύ καλή εισαγωγή για ροές σε αστικές χαράδρες, περιγράφουν τις εξισώσεις και το μοντέλο τύρβης *k-ε* που χρησιμοποιούν και αναφέρουν τα τρισδιάστατα χαρακτηριστικά της ροής. Αργότερα επέκτειναν το μοντέλο τους και για διασπορά ρύπων (Johnson & Hunter, 1995, 1998) πιστοποιώντας το με πειραματικά δεδομένα από την αεροσήραγγα του Πανεπιστημίου του Αμβούργου³ (Meroney et al., 1996).

³ Απ' ότι θα φανεί και από τα επόμενα, οι μετρήσεις αεροσήραγγας από το Πανεπιστήμιο αυτό, αποτελούν κλασικό τεστ για αξιολόγηση κωδίκων. Αξίζει εδώ να σημειωθεί και η βάση δεδομένων CEDVAL (<http://www.mi.uni-hamburg.de/Introduction.433.0.html>) του Πανεπιστημίου αυτού, που έχει πολλά πειραματικά δεδομένα από διάφορες γεωμετρικές δομές, για αξιολόγηση κωδίκων που μοντελοποιούν διασπορά ρύπων σε τοπική κλίμακα.

Πολύ σοβαρή και καλογραμμένη ήταν και η μεταγενέστερη εργασία των **Sini et al.** (1996), που χρησιμοποίησαν τον κώδικά τους CHENSI, με μεθοδολογία και εξισώσεις που περιγράφουν και μοντέλο τύρβης το κλασικό $k-\varepsilon$, για να διερευνήσουν διδιάστατα την επίδραση της γεωμετρίας της χαράδρας στη ροή και τη διασπορά ρύπων. Ο ρύπος έχει θεωρηθεί όπως συνήθως ότι είναι παθητικός, δηλαδή ότι μεταφέρεται από την ελεύθερη ροή, και εξετάζεται το ποσοστό διείσδυσής του στη χαράδρα. Επίσης εξετάζονται οι επιδράσεις στη ροή εξαιτίας θερμοκρασιακών διαφορών στα κτίρια ή στο δρόμο, λόγω της ηλιακής ακτινοβολίας. Οι επιδράσεις αυτές μπορεί ενίοτε να είναι σημαντικές και πρέπει να ληφθούν υπόψη.

Οι **Leitl & Meroney** (1997) χρησιμοποίησαν τον κώδικα YP Fluent για να μοντελοποιήσουν το πείραμα των Meroney et al. (1996) και δε βρήκαν αξιόλογη διαφορά μεταξύ των standard $k-\varepsilon$ και RNG $k-\varepsilon$, καθώς και τα δύο μοντέλα παρουσίασαν σε κάποια σημεία διαφορές από το πείραμα. Τον ίδιο κώδικα χρησιμοποίησαν οι Sagrado et al. (2002) για να διερευνήσουν την διασπορά με το realizable $k-\varepsilon$ και διζωνική προσέγγιση και βρήκαν καλή ποιοτική συμφωνία με πειραματικές εικόνες από αεροσρήραγα.

Το 1998, οι **Hassan & Crowther** χρησιμοποίησαν τον κώδικα PHOENICS για διάφορες γεωμετρίες (κυρίως με $H/W < 1$) και ταχύτητες ανέμου για να λύσουν το διδιάστατο πεδίο ροής και να υπολογίσουν τις συγκεντρώσεις αδρανούς CO, παρέχοντας πολλά σχετικά σχήματα στην εργασία τους. Επίσης συνέκριναν με πειραματικά δεδομένα των Hoydysh & Dabberdt (1988), DePaul & Sheih (1986) και με μετρήσεις στην οδό Hope Street στη Γλασκόβη. Σε όλες τις περιπτώσεις ο κώδικας έδωσε αποτελέσματα ικανοποιητικά. Αργότερα οι ίδιοι συγγραφείς (Crowther & Hassan, 2002) επέκτειναν τη μελέτη τους στις τρεις διαστάσεις.

Οι **Baik et al.** (2000) και Baik & Kim (2002) συνέκριναν τα αριθμητικά τους αποτελέσματα με χρήση του μοντέλου τύρβης $k-\varepsilon$ με πειραματικά αποτελέσματα των ιδίων, σε σήραγγα νερού και βρήκαν ικανοποιητική ομοιότητα. Οι συγκεκριμένοι Κορεάτες επιστήμονες και οι συνεργάτες τους έχουν εκτεταμένες μελέτες στις ατμοσφαιρικές ροές και στις οδικές χαράδρες, μελετώντας τα θερμικά φαινόμενα για διάφορους λόγους ύψους προς πλάτος (Kim & Baik, 1999, 2001, 2010, Baik & Kim, 1999), την επίδραση λόφων προ των κτιρίων (Kim et al., 2001), την επίδραση της τύρβης εισόδου (Kim & Baik, 2003), τρισδιάστατα φαινόμενα (Baik et al., 2003), επίδραση της γωνίας πρόσπτωσης (Kim & Baik, 2004), χημικές μεταβολές των ρύπων (Baik et al., 2007, Kang et al., 2008, Kwak & Baik, 2012, Kwak et al., 2013), την ημερήσια μεταβολή των ροϊκών δομών στις οδικές χαράδρες (Kwak et al., 2011), την επίδραση των πράσινων στεγών που βοηθούν στον αερισμό (Baik et al., 2012), την ανταλλαγή ρύπων με την ελεύθερη ροή (Kwak & Baik, 2014) και άλλα. Το αρχικό διδιάστατο μοντέλο των συγγραφέων αυτών βασίστηκε στο μοντέλο των Lee & Park (1994). Οι μελέτες τους είναι προσβάσιμες στο διαδίκτυο (<http://cum.snu.ac.kr>).

Οι Huang et al. (2000) επίσης χρησιμοποίησαν το μοντέλο $k-\varepsilon$ για να συγκρίνουν τα αριθμητικά τους αποτελέσματα με πειράματα που έγιναν στο Τόκιο το 1980. Οι Jicha et al. (2000) μελέτησαν με τον κώδικα STAR-CD την επίδραση της κυκλοφορίας των αυτοκινήτων και κατέληξαν ότι όταν η ροή τους είναι προς μια κατεύθυνση μόνο, αυτό βοηθάει στον αερισμό της χαράδρας.

Την ίδια εποχή εμφανίζονται κάποιες από τις πρώτες σχετικές μοντελοποιήσεις με τον κώδικα **ADREA-HF**, που είτε εξετάζουν την επίδραση των αυτοκινήτων (Venetsanos et al., 2001, 2002), είτε τη ροή και διασπορά σε χαράδρες (Vlachogiannis et al., 2002). Στην τελευταία περίπτωση τα κτίρια ήταν με κεκλιμένες στέγες, αλλά και πάλι δημιουργήθηκε ο χαρακτηριστικός στρόβιλος που καταλαμβάνει όλη τη χαράδρα, σε συμφωνία με μεταγενέστερα πειράματα των Christen (2005) και Eliasson et al. (2006). Λίγο αργότερα εμφανίζονται οι πρώτες τρισδιάστατες μοντελοποιήσεις με το ADREA-HF για μελέτες σε οδικές χαράδρες, κυρίως μέσα σε πραγματικές πόλεις (Andronopoulos et al., 2002, Venetsanos et al., 2003, Neofytou et al., 2003, 2006a,b, 2008, Koutsourakis et al., 2005).

Την ίδια γεωμετρία με τους Vlachogiannis et al. (2002) μοντελοποίησαν και οι Theodoridis & Moussiopoulos (2000) με το CFX-TASCflow, στα πλαίσια του προγράμματος **TRAPOS** που πρόσφερε πολλά στη μελέτη των οδικών χαραδρών (βλ. ενδεικτικά Ketznel et al., 2000, 2002, Berkowicz et al., 2002, Kovar-Panskus et al., 2002, Sahm et al., 2002, Louka et al., 2002, Theodoridis et al., 2002), τόσο με πειραματικές καμπάνιες (δεν αναφέρονται εδώ) όσο και στον τομέα της σύγκρισης των αποτελεσμάτων διαφόρων μοντέλων. Γενικότερα, τ' αποτελέσματα των μοντελοποιήσεων ίδιων περιπτώσεων παρουσιάζουν ενίοτε μεγάλες διαφορές, ακόμη και για χρήστες που χρησιμοποιούν το ίδιο πρόγραμμα (Lohmeyer et al., 2002). Για παράδειγμα, οι υπολογιζόμενες συγκεντρώσεις μπορεί να διαφέρουν κατά ένα παράγοντα 4, ή σε άλλη περίπτωση (Ketznel et al., 2002), ως και κατά ένα παράγο-

ντα 7. Ακόμη και τα πεδία ταχυτήτων που προκύπτουν με κώδικες που χρησιμοποιούν παρόμοιες εξισώσεις και μεθοδολογίες μπορεί να παρουσιάζουν διαφορετική μορφή, όπως φαίνεται από υπολογισμούς που έγιναν στα πλαίσια του TRAPOS (Sahm et al., 2002) και σχολιάζεται και από τους Li et al. (2006). Σίγουρα χρειάζεται διερεύνηση στο θέμα αυτό και περισσότερη συνεργασία μεταξύ των διαφόρων ερευνητικών ομάδων.

Οι **Chang & Meroney** (2001, 2003a,b), βασισμένοι σε πείραμα που έκαναν σε αεροσήραγγα με ομοειδή κτίρια που ήταν κοντά τοποθετημένα, μελέτησαν με το Fluent τη ροή για διάφορους λόγους ύψους προς πλάτος και κατέληξαν ότι τα μοντέλα τύρβης κλασσικό $k-\epsilon$ και RNG $k-\epsilon$ δίνουν παρόμοια αποτελέσματα, ενώ τόνισαν τη σημασία της κατά το δυνατόν ακριβούς αναπαραγωγής του πειράματος κατά τη φάση χορήγησης των δεδομένων της μοντελοποίησης.

Οι **Chan A. et al.** (2001, 2003), μελετούν διάφορα σενάρια γεωμετρίας συμμετρικών και ασύμμετρων χαραδρών, με ανοίγματα κτλ. και προσφέρουν πολλές πρακτικές οδηγίες που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για πολεοδομικό σχεδιασμό πόλης, όπως την αποφυγή βαθιών και συμμετρικών χαραδρών, την ύπαρξη κενών κτλ. Παρόμοια μελέτη εξετάζοντας διαφορετικές γεωμετρικές παραμέτρους έκαναν πρόσφατα και οι Ng & Chau (2014).

Οι **Jeong & Andrews** (2002), μετά από μια κατανοητή περιγραφή του μοντέλου που χρησιμοποιούν, της διαδικασίας επίλυσης και των αρχικών και οριακών συνθηκών, εξερευνούν αριθμητικά διασπαστικές χαράδρες με λόγο $H/W > 1$, σχολιάζοντας το σχηματισμό δεύτερου και τρίτου βρόχου ανακυκλοφορίας για μεγάλους λόγους ύψους προς πλάτος. Επίσης περιλαμβάνουν στην εργασία τους σύγκριση με πειραματικά δεδομένα (Kastner-Klein et al., 1999, Rotach, 1995) και αντίστοιχο σχολιασμό. Το μοντέλο τύρβης που χρησιμοποιούν είναι το κλασσικό $k-\epsilon$.

Οι **Chan T. et al.**, (2002), μετά από μια σύντομη ανασκόπηση της βιβλιογραφίας, αναφέρουν τις εξισώσεις της ροής που επιλύει ο κώδικας Fluent που χρησιμοποίησαν και κάνουν μια σύντομη αναφορά στα πειράματα των Meroney et al. (1996) με τα οποία συνέκριναν τα αποτελέσματά τους. Δοκίμασαν τρία μοντέλα τύρβης, το $k-\epsilon$, το RNG $k-\epsilon$ και το $k-\epsilon$ των Shih et al., 1995 (realizable $k-\epsilon$). Εξετάζουν την επίδραση της ταχύτητας του ανέμου, της έντασης της πηγής, της γεωμετρικής διαμόρφωσης της χαράδρας. Από τα μοντέλα τύρβης που δοκίμασαν, το RNG $k-\epsilon$ φαίνεται να δίνει τα πιο ικανοποιητικά αποτελέσματα.

Τα ίδια πειράματα χρησιμοποίησαν και οι **Assimakopoulos et al.** (2003) για να ελέγξουν την αξιοπιστία του κώδικα μοντελοποίησης MIMO, αφού προηγουμένως τον περιέγραψαν και έκαναν μια σύντομη αναφορά σε παλιότερα ημιεμπειρικά μοντέλα. Οι ίδιοι συγγραφείς εξέτασαν και διάφορων ειδών ασύμμετρες χαράδρες, χωρίς όμως να κάνουν εκτεταμένη έρευνα σε διάφορους λόγους υψών μεταξύ ανάντη και κατάντη κτιρίου. Γενικά οι μελέτες των ασύμμετρων χαραδρών (π.χ. Hassan & Crowther, 1998, Huang et al., 2000, Huang Y. et al., 2007, Chan et al., 2001, 2003, Santiago & Martín, 2005, Xie et al., 2005b, 2006b, Nazridoust & Ahmadi, 2006, Jiang et al., 2007, Di Sabatino et al., 2008) δεν ήταν μέχρι σήμερα στοχευμένες σε διερεύνηση μεγάλου εύρους γεωμετριών και αυτός ήταν και ένας λόγος που οδήγησε στην εξέταση διαφόρων γεωμετριών χαραδρών μείωσης αναβαθμού στην παρούσα εργασία.

Οι **Lien et al.** (2004) χρησιμοποίησαν 4 παραλλαγές του μοντέλου $k-\epsilon$ και συγκεκριμένα το απλό (Jones & Launder, 1972), το KL (Kato & Launder, 1993), το RNG (Yakhot et al, 1992) και ένα μη γραμμικό (Shih et al., 1993). Αν και όλα τα μοντέλα είχαν παρόμοια και ικανοποιητική απόδοση, υπήρχαν διαφορές μεταξύ τους. Για παράδειγμα το RNG $k-\epsilon$ έδωσε μεγαλύτερο μήκος ανακυκλοφορίας από το απλό $k-\epsilon$ πίσω από μεμονωμένο κτίριο. Το μη γραμμικό μοντέλο θεώρησαν οι συγγραφείς ότι είχε κατά μέσο όρο καλύτερη συμπεριφορά.

Οι **Xie et al.** (2005a) δοκίμασαν την ακρίβεια των απλού (standard), RNG και Chen–Kim $k-\epsilon$ μοντέλων με το ίδιο σετ πειραμάτων (Rafailidis & Schatzmann, 1995). Στην περίπτωση αυτή φάνηκε να δίνει τα πιο καλά αποτελέσματα το απλό $k-\epsilon$. Παρ' όλα αυτά, σε μεταγενέστερες μελέτες που περιλάμβαναν και θερμικά φαινόμενα (Xie et al, 2006a, 2007) όλα τα μοντέλα παρουσίασαν παρόμοιες δομές σε σχέση με το πείραμα των Uehara et al. (2000). Σε άλλη μελέτη οι Xie et al. (2005b) μελετούν την επίδραση της ηλιακής ακτινοβολίας στη ροή σε ασύμμετρες οδικές χαράδρες, τόσο αύξησης όσο και μείωσης αναβαθμού, ενώ την επόμενη χρονιά μελετούν με τον κώδικα PHOENICS περισσότερες περιπτώσεις ασύμμετρων χαραδρών, χωρίς θερμικά φαινόμενα (Xie et al., 2006b). Αν και διαπίστωσαν διαφορετικές ροϊκές δομές ανάλογα με τη γεωμετρία των χαραδρών μείωσης αναβαθμού, δεν προχώρησαν στην περαιτέρω διερεύνηση του φαινομένου.

Ο X. Xie για τις παραπάνω εργασίες (βλ. π.χ. Xie et al, 2006a, 2007), συνεργάστηκε μεταξύ άλλων και με τον **D.Y.C. Leung**, ένα επιστήμονα που εκτός από την πολύ σημαντική του συνεισφορά σε διάφορους τομείς της ενέργειας και του περιβάλλοντος έχει προσφέρει πολλά μαζί με συνεργάτες του (X.X. Li, C.-H. Liu, W.C. Cheng και άλλους) και στις μελέτες της ροής και της διασποράς ρύπων σε οδικές χαράδρες. Η ομάδα αυτή έχει εξετάσει την συγκέντρωση σωματιδίων με Λαγκρανζιανές μεθόδους (Xia & Leung, 2001a,b), την αλληλεπίδραση μεταξύ κινούμενων και σταθερών σωμάτων (Xia et al., 2006), τον αερισμό της χαράδρας ορίζοντας σχετικούς δείκτες και δείχνοντας ότι η τυρβώδης διάχυση είναι ο κύριος μηχανισμός απαγωγής ρύπων (Li et al., 2005, Cheng et al., 2008, 2009, Liu C.-H. et al., 2011). Η ομάδα έχει επίσης συνεισφέρει εξετάζοντας θερμικά φαινόμενα (Memon et al., 2010, Memon & Leung, 2011), κάνοντας πειράματα (Li et al., 2008a), με μελέτες ανασκόπησης (Li et al., 2006), αλλά και με πολλές μελέτες LES, όπως θ' αναφερθεί παρακάτω. Στις περισσότερες από τις μελέτες αυτής της ερευνητικής ομάδας, χρησιμοποιείται το RNG $k-\epsilon$ μοντέλο τύρβης.

Οι Wang & McNamara (2006), σε μια μελέτη με τον κώδικα CFX, αν και ουσιαστικά εξετάζουν τη ροή σε ομάδα παρατεταγμένων κύβων χωρίς η εργασία τους να εστιάζει τόσο σε οδικές χαράδρες, έχει ενδιαφέρον καθώς μεταξύ των μοντέλων τύρβης που χρησιμοποιούν είναι και το RSM. Σχολιάζουν ότι το μοντέλο αυτό είναι ευαίσθητο στην πυκνότητα του πλέγματος και μπορεί να οδηγήσει σε προβλήματα σύγκλισης. Οι Theodoridis et al. (2002) αναφέρουν ότι το απλό $k-\epsilon$ είναι προτιμότερο από το RSM για τέτοιου είδους ροές. Από την άλλη μεριά, οι Nazridoust & Ahmadi (2006), στην εκτενή τους μελέτη με τον κώδικα Fluent για οδικές χαράδρες, ισχυρίζονται ότι το RSM δίνει καλύτερα αποτελέσματα, ενώ το RNG $k-\epsilon$ και το απλό $k-\epsilon$ δίνουν παρόμοια. Οι Yang & Shao (2008) φαίνεται να συμφωνούν για τα καλύτερα αποτελέσματα του RSM, ενώ άλλοι ερευνητές το χρησιμοποιούν χωρίς επαρκή αιτιολόγηση της επιλογής τους (π.χ. Hamlyn & Britter, 2005, Neophytou & Britter, 2005, Simoens et al., 2007). Οι Gromke et al. (2008) αναφέρουν ότι προτιμούν το RSM σε σχέση με το απλό $k-\epsilon$, καθώς, με κατάλληλο τυρβώδη αριθμό Sc_t , τους έδωσε αποτελέσματα πιο κοντά στα πειραματικά⁴, σε πείραμα που έκαναν οι ίδιοι με παρουσία δέντρων στην χαράδρα. Αυτό παρά το γεγονός ότι σε άλλη μελέτη οι Di Sabatino et al. (2008) χρησιμοποίησαν το απλό $k-\epsilon$, παρ' όλο που θεώρησαν την δουλειά τους ως συνέχεια της εργασίας των Riddle et al. (2004) που είχε χρησιμοποιήσει το RSM. Βλέπουμε λοιπόν ότι δεν υπάρχει ταύτιση απόψεων σχετικά με την καταλληλότητα χρήσης του RSM σε ροές σε οδικές χαράδρες και αυτός ήταν ένας από τους λόγους που εξετάζεται κι αυτό στην παρούσα εργασία.

Τα πειράματα που έκανε ο Gromke στην αεροσήραγγα του Πανεπιστημίου του Karlsruhe (βλ. και Gromke & Ruck, 2007), οδήγησαν σε αρκετά συμπεράσματα σχετικά με τη ροή σε οδική χαράδρα με ύπαρξη δέντρων, όπως για παράδειγμα την μείωση του αερισμού της χαράδρας. Τα περισσότερα από τα αποτελέσματα είναι διαθέσιμα από τη δικτυακή βάση CODASC (2008). Επίσης χρησιμοποιήθηκαν και χρησιμοποιούνται ακόμη για σύγκριση με αποτελέσματα αριθμητικών μοντελοποιήσεων (π.χ. Buccolieri et al., 2009, 2011, Salim et al., 2011a,b, Baik et al., 2012).

Κάποιες από τις πιο τελευταίες μελέτες περιλαμβάνουν τους ερευνητές F. Murena, που ασχολείται κυρίως με διασπορά CO σε βαθιές χαράδρες (Murena & Favale, 2007, Murena et al., 2009, 2011), E. Solazzo, που έχει ευρύ φάσμα ενδιαφερόντων και έχει προτείνει και ένα τροποποιημένο μοντέλο $k-\epsilon$ για χρήση σε οδικές χαράδρες (Solazzo & Britter, 2007, Solazzo et al., 2008, 2009), L. Soulhac που ασχολείται με επίδραση της κατεύθυνσης του ανέμου (Soulhac et al., 2008, Soulhac & Salizzoni, 2010), M. F. Yassin, που ασχολείται με διάφορες γεωμετρικές δομές, μορφή στεγών κτλ. και συγκρίνει συχνά με πειραματικά δεδομένα από το Institute of Thermomechanics, Charles University in Prague (Yassin et al., 2008a, 2009, Yassin, 2011, 2013, Yassin & Kassem, 2014) και τους Y. Tominaga και T. Stathopoulos, που με τη συστηματική τους δουλειά έχουν προσφέρει πολλά γενικότερα στον τομέα της ΥΡ για ροές ανέμου (Tominaga & Stathopoulos, 2011, 2012).

Για μια εκτενή, αλλά όχι εξαντλητική, αναφορά δημοσιεύσεων RANS σχετικών με οδικές χαράδρες, ο αναγνώστης παραπέμπεται στον πίνακα 3.1. Σημειώνεται ότι από τις τρισδιάστατες μελέτες δεν έχουν συμπεριληφθεί αυτές που θεωρήθηκε ότι ταιριάζουν καλύτερα στην κατηγορία των ομοειδών παρατεταγμένων κτιρίων (§3.2.3) ή στην κατηγορία των πραγματικών πόλεων (§3.2.5), αλλά μό-

⁴ Να σημειωθεί εδώ ότι στην περίπτωση με απουσία δέντρων, δεν υπήρχε προτίμηση του RSM. Επίσης, αν παρατηρήσουμε τα αποτελέσματα από την εργασία τους, η υπεροχή του RSM, ακόμη και στην περίπτωση με τα δέντρα, δεν είναι και τόσο σαφής και βασίζεται σε κατάλληλη αλλά αυθαίρετη επιλογή αριθμού Sc_t . Σε μεταγενέστερη μελέτη οι Salim et al. (2011a), επίσης δοκίμασαν RSM και $k-\epsilon$ στην ίδια περίπτωση και δεν αναφέρουν προφανή υπεροχή του RSM, αν και πάλι το αναδεικνύουν, έστω με μικρή διαφορά, ακριβέστερο.

Από τον πίνακα αλλά και γενικότερα από την ανασκόπηση των εργασιών αυτών μπορούν να συναχθούν διάφορα χρήσιμα συμπεράσματα. Κατ' αρχήν το πλήθος των εργασιών δείχνει τη μεγάλη επιτυχία της μεθοδολογίας της υπολογιστικής ρευστομηχανικής. Παρατηρούμε ότι οι περισσότερες εργασίες προέρχονται από συγκεκριμένες ερευνητικές ομάδες που ειδικεύονται στο θέμα αυτό ή σε συγγενικά θέματα. Τέτοιες ομάδες είναι για παράδειγμα του καθηγητή J.-J. Baik που έχει περίπου 16% των εργασιών του πίνακα και του καθηγητή L.Y.C. Leung. Επίσης βλέπουμε ότι κάθε ομάδα κατασταλάζει σε κάποιες δικές της πρακτικές και μεθοδολογίες (κώδικα, μοντέλο τύρβης, γεωμετρία και οριακές συνθήκες) που τις χρησιμοποιεί μετά με συνέπεια στη συντριπτική πλειοψηφία των εργασιών της.

Οι περισσότερες μελέτες είναι δύο διαστάσεων, οπότε και αφορούν μόνο κάθετη στον άξονα του δρόμου κατεύθυνση ανέμου. Υπάρχουν λίγες ειδικευμένες μελέτες που εστιάζονται σε διαφορετικές κατευθύνσεις, αλλά εκεί που αναγκαστικά εξετάζονται πολλές διευθύνσεις είναι οι περιπτώσεις προσομοίωσης πραγματικών οδικών χαραδρών σε αληθινές πόλεις. Περίπου 83% των μελετών αφορά αποκλειστικά συμμετρικές χαράδρες, ενώ οι υπόλοιπες αφορούν και συμμετρικές και ασύμμετρες, χωρίς να υπάρχουν εκτενείς μελέτες για τις ασύμμετρες. Σε τουλάχιστον 70% των μελετών η ροή στη χαράδρα ακριβώς πάνω από την οροφή του ανάντη κτιρίου μπαίνει παράλληλα και αυτή η γεωμετρία προτιμάται, καθώς η ροή είναι πιο καλά ορισμένη και μπορεί κανείς να εστιάσει στα φαινόμενα μέσα στη χαράδρα αυτά καθαυτά. Στο λόγο ύψους προς πλάτος, αν και ο συνηθέστερος είναι το 1, έχει εξεταστεί πολύ μεγάλο εύρος από διάφορους ερευνητές.

Περίπου 18% των μελετών δεν εξετάζει καθόλου διασπορά παρά μόνο τη ροή. Επίσης μια στις πέντε μελέτες είναι καθαρά θεωρητική χωρίς να συγκρίνει καθόλου με πειραματικά δεδομένα. Από τις υπόλοιπες που συγκρίνουν με πειραματικά, συνήθως προτιμώνται δεδομένα από αεροσήραγες, ενώ υπάρχουν αρκετοί ερευνητές που συγκρίνουν με δικά τους πειράματα ή με πειράματα πεδίου. Αν και υπάρχει μεγάλος πλουραλισμός στην επιλογή πειραμάτων, ξεχωρίζουν οι μετρήσεις από την αεροσήραγα του Πανεπιστημίου του Αμβούργου που είναι πολύ διαδεδομένες όταν θέλει κανείς να συγκρίνει με συγκεντρώσεις, οι μετρήσεις των Uehara et al. (2000) όταν μελετά κανείς θερμικά φαινόμενα, αλλά τώρα τελευταία και η βάση CODASC (2008) του Gromke, ιδίως όταν μοντελοποιούνται χαράδρες με δέντρα. Οι περισσότεροι ερευνητές κάνουν τις μοντελοποιήσεις τους σε πραγματική κλίμακα πόλης και όχι σε κλίμακα αεροσήραγας. Ο αριθμός των κελιών ξεκινάει από λίγες εκατοντάδες σε παλιές μελέτες και φτάνει αρκετά εκατομμύρια στις πιο σύγχρονες.

Οι μισές μελέτες έχουν γίνει με εμπορικούς κώδικες ευρείας χρήσης (Fluent κατά συντριπτική πλειοψηφία, αλλά και CFX, PHOENICS, STAR-CD κ.ά.), ενώ οι υπόλοιπες με κώδικες των συγγραφέων ή ειδικευμένους σε τοπικές αστικές ροές. Στις οριακές συνθήκες σχεδόν όλοι χρησιμοποιούν ένα δεδομένο προφίλ στην είσοδο, συνήθως λογαριθμικό ή νόμο ύψωσης σε δύναμη (όπως π.χ. το νόμο της εβδόμης ρίζας). Στις υπόλοιπες επιφάνειες δίνεται συνήθως μηδενική κλίση των ταχυτήτων και ειδικά στην έξοδο δίνεται από κάποιους και σταθερή πίεση, ενώ στις εγκάρσιες κυρίως επιφάνειες δίνεται από κάποιους συμμετρία. Στο στερεό όριο υπάρχει η συνθήκη μη ολίσθησης (μη εισχώρησης για τις συγκεντρώσεις), ενώ συνήθως χρησιμοποιούνται συναρτήσεις τοίχου με κάποιου είδους λογαριθμικό νόμο, αν και συχνά οι μελετητές παραλείπουν να το αναφέρουν. Υπάρχουν πολλές μελέτες που δεν διασαφηνίζουν τις οριακές συνθήκες. Το ίδιο ισχύει και για τα αριθμητικά σχήματα που χρησιμοποιούνται, οπότε λογικά έχουν χρησιμοποιηθεί τα προκαθορισμένα (default) του κάθε κώδικα. Όσον αφορά τα όρια του χωρίου υπολογισμού, σε περίπτωση των μεμονωμένων κτιρίων οι περισσότεροι προσπαθούν να τηρήσουν διάφορες οδηγίες που έχουν δοθεί στο παρελθόν (βλ. §3.2.5 και §3.4), κρατώντας μεγάλες αποστάσεις από τα όρια, ενώ αν έχουμε την ροή να ξεκινάει από την οροφή του ανάντη κτιρίου, τα μήκη είναι πολύ πιο περιορισμένα. Το πάνω όριο συνήθως τοποθετείται περίπου στα $3H$ ως $7H$ (H το ύψος του κτιρίου), αλλά υπάρχουν και πολλές μελέτες με λιγότερο από $1H$, ως και $0,25H$. Επίσης στις ταχύτητες ανέμου, υπάρχει πλουραλισμός, από 1 ως 20 m/s. Άλλοι αναφέρουν ότι δεν αλλάζουν οι ροϊκές δομές με την ταχύτητα και άλλοι ότι αλλάζουν. Πολλοί ερευνητές αναφέρουν (κυρίως από πειράματα) ότι για ταχύτητα κάτω από 2m/s δεν παρατηρείται σταθερός στρόβιλος στη χαράδρα.

Σίγουρα ένα αδύνατο σημείο της YP με RANS εξακολουθεί είναι η μοντελοποίηση της τύρβης και πιθανόν να μείνει για πάντα έτσι, αφού η τύρβη αποτελεί ένα περίπλοκο φυσικό φαινόμενο με μεγάλη τυχαιότητα και η RANS προσπαθεί όλη αυτή την απέραντη πληροφορία να την προσομοιάσει με λίγες προσεγγιστικές εξισώσεις. Στις περισσότερες εφαρμογές πάντως το μοντέλο τύρβης $k-\epsilon$ θεωρείται ότι παρέχει ικανοποιητική ακρίβεια, ενώ είναι γνωστές εν γένει οι περιπτώσεις που αστοχεί και

σε ποιο βαθμό⁵. Στον πίνακα, σε περίπου 87% των μελετών έχει χρησιμοποιηθεί και το $k-\epsilon$ ή παραλλαγές του. Στο περίπου 42% των μελετών έχει χρησιμοποιηθεί αποκλειστικά το στάνταρ $k-\epsilon$ και στο περίπου 17% αποκλειστικά το RNG $k-\epsilon$, το οποίο είναι επίσης πολύ διαδεδομένο στις οδικές χαράδρες (μια στις τρεις μελέτες το έχει σαν ένα από τα μοντέλα τύρβης που δοκιμάστηκαν). Γενικά σχεδόν όλοι οι μελετητές που εξέτασαν αναλυτικά το RNG $k-\epsilon$, σε οδικές χαράδρες, βρήκαν είτε παρόμοια είτε καλύτερα αποτελέσματα από το κλασσικό $k-\epsilon$. Σε αρκετές μελέτες έχει δοκιμαστεί και το RSM. Να σημειωθεί εδώ ότι τα στατιστικά για τα μοντέλα τύρβης επηρεάζεται πολύ από τις ομάδες που τα χρησιμοποιούν. Αν για παράδειγμα μια ομάδα διαπιστώσει καλή συμπεριφορά ενός μοντέλου σε κάποια μελέτη μπορεί στο εξής να χρησιμοποιεί συνέχεια το συγκεκριμένο μοντέλο (π.χ. η ομάδα των Baik και Leung, χρησιμοποιούν πλέον σχεδόν πάντα το RNG $k-\epsilon$, ενώ ο Buccolieri και οι συνεργάτες του το RSM, επειδή σε κάποια μελέτη τους (Gromke et al., 2008) είχε δώσει καλύτερα αποτελέσματα στις μοντελοποιήσεις με δέντρα). Ενώ παλιά το $k-\epsilon$ ήταν αδιαφιλονίκητος κυρίαρχος, σήμερα χρησιμοποιούνται και πιο προηγμένα μοντέλα τύρβης όπως το RNG $k-\epsilon$, τα οποία βελτιώνουν έστω και λίγο σε πολλές περιπτώσεις τις προβλέψεις χωρίς να εισάγουν περιπλοκότητα - όπως τα μοντέλα τάσεων Reynolds - που μπορεί τελικά να οδηγεί σε χειρότερα αντί καλύτερα αποτελέσματα ή σε δυσκολίες στη σύγκλιση. Με την πάροδο των δεκαετιών όμως, η αλματώδης πρόοδος των υπολογιστών αρχίζει να κάνει τις μεθοδολογίες LES και DNS τόσο ελκυστικές που μπορεί στο μακρινό μέλλον το πολύ ενδιαφέρον πρόβλημα της μοντελοποίησης της τύρβης να πάψει σιγά-σιγά να μας απασχολεί.

3.2.2.2. Μελέτες LES σε οδικές χαράδρες

Στον πίνακα 3.2 φαίνεται μια λίστα η οποία, αν και δεν είναι πλήρης, περιέχει μεγάλο αριθμό μελετών με μοντελοποιήσεις οδικών χαραδρών με LES. Πλην εξαιρέσεων, δεν έχουν περιληφθεί καθόλου μελέτες ομοειδών κτιρίων (apartments), ούτε σε αληθινές πόλεις, αλλά μόνο μελέτες που εστιάζονται αποκλειστικά στην κλίμακα της οδικής χαράδρας. Η συντριπτική πλειοψηφία των εργασιών αυτών δημοσιεύτηκε μετά την έναρξη του παρόντος διδακτορικού, αλλά έχουν περιληφθεί εδώ ώστε η ανασκόπηση να είναι επικαιροποιημένη και όσο το δυνατόν πλήρης. Είναι χαρακτηριστικό ότι ο μέσος όρος ετών για τον πίνακα 3.2 είναι το έτος 2009, ενώ για τον πίνακα 3.1 το έτος 2005. Αυτό δείχνει ότι υπάρχει μια τάση της επιστημονικής κοινότητας να χρησιμοποιεί όλο και περισσότερο LES για τοπικές ροές σε πόλεις. Τα στοιχεία του πίνακα είναι ενδεικτικά και δίνονται για να σχηματιστεί μια γενική εικόνα και όχι ως ακριβείς αναφορές.

Βλέπουμε ότι οι μελέτες για LES είναι λιγότερες απ' αυτές για RANS, καθώς το ενδιαφέρον για LES στις οδικές χαράδρες είναι πιο καινούριο, αλλά και επειδή οι μελέτες με LES είναι πιο δύσκολες και ειδικευμένες. Το 60% περίπου των μελετών με LES αφορά άπειρη σειρά από δισδιάστατες χαράδρες που έχουν υλοποιηθεί με κυκλικές (περιοδικές) οριακές συνθήκες και κάθετο άνεμο, καθώς αυτή είναι η πιο κλασσική περίπτωση που παρουσιάζει το μεγαλύτερο ενδιαφέρον, αλλά είναι και πιο εύκολο να υλοποιηθεί⁶. Μια στις τρεις μελέτες όμως χρησιμοποιεί κλασσικό χωρίο υπολογισμού με δεδομένη είσοδο και ελεύθερη έξοδο και μάλιστα οι μισές απ' αυτές δεν έχουν τυρβώδεις διακυμάνσεις στην είσοδο. Μόνο 5 μελέτες έχουν τεχνητή τύρβη εισόδου, οι 4 από τις οποίες χρησιμοποιούν έτοιμες μεθόδους των εμπορικών κωδίκων. Σχεδόν όλες οι μελέτες αφορούν συμμετρικές χαράδρες και στις περισσότερες ο λόγος ύψους προς πλάτος είναι 1. Περίπου το 16% εξετάζει αποκλειστικά τη ροή. Στα πειράματα με τα οποία γίνονται συγκρίσεις, πάλι τα πιο διαδεδομένα είναι αυτά από το Πανεπιστήμιο του Αμβούργου και γενικά δεν υπάρχουν συγκρίσεις με ειδικευμένες μετρήσεις για LES (ροπές ανώτερης τάξης).

Πάλι περίπου οι μισές μελέτες έχουν γίνει με εμπορικούς κώδικες, αλλά αυτή τη φορά υπάρχει μεγαλύτερος πλουραλισμός, καθώς χρησιμοποιούνται και κώδικες όπως το FDS, το OpenFOAM, το PALM, το RAMS. Ο αριθμός κελιών είναι από εξαψηφίος ως οκταψηφίος. Άλλες μελέτες είναι σε μικρή κλίμακα αεροσήραγγας, ώστε να είναι μικρό το Reynolds γύρω στο 10000 και να μπορεί να γίνει πιο σωστή LES, ενώ άλλες (λίγο περισσότερες) είναι σε πραγματική κλίμακα. Γενικά χρησιμοποιούνται σχήματα δεύτερης τάξης ακρίβειας, με τις κεντρικές διαφορές να είναι το πιο διαδεδομένο,

⁵ Συγκεκριμένα, στη ροή στην οδική χαράδρα αστοχεί για παράδειγμα στις ανακυκλοφορίες (όπου η ανισοτροπία στις τάσεις Reynolds είναι μεγάλη), υπολογίζοντας τελικά μεγαλύτερες τιμές της k (Lakehal, 1998, Meroney et al., 1999) και δίνοντας 15-20% μικρότερες περιοχές ανακυκλοφορίας απ' ό,τι στην πραγματικότητα (Sini et al., 1996). Επίσης αστοχεί στην περιοχή της γωνίας της οροφής του προσήνεμου κτιρίου, καθώς εκεί υπάρχει πρόσκρουση της ροής. Επίσης οι Sahm et al. (2002) αναφέρουν ότι υποεκτιμά την ταχύτητα κοντά στον τοίχο, όταν αυτή είναι μεγάλη.

⁶ Στις περιπτώσεις αυτές συνήθως δίνεται μια γενική κλίση πίεσης που οδηγεί τη ροή.

ενώ οι πιο πολλές μελέτες δεν αναφέρονται στο θέμα αυτό. Στο πάνω όριο, σχεδόν όλοι χρησιμοποιούν συνθήκη ολίσθησης (ή συμμετρίας ή μηδενικής τάσης: $\partial u/\partial z = \partial v/\partial z = w = 0$), παρ' όλο που αυτό οδηγεί σε εκμηδενισμό της τύρβης στο σημείο αυτό. Ενδεικτική τιμή για το χρονικό βήμα είναι το 0,01 H/U και ο χρόνος τρεξίματος κάποιες εκατοντάδες H/U , με περίπου το τελευταίο μισό να χρησιμοποιείται για στατιστικά. Οι περισσότεροι χρησιμοποιούν λεία τοιχώματα (αν και δε το αναφέρουν), κάποιοι δεν χρησιμοποιούν συναρτήσεις τοίχου (συνήθως όταν το Reynolds είναι μικρό και έχουν αρκετά πυκνά κελιά ώστε να ισχύει $u^+ = y^+$), ενώ όσοι χρησιμοποιούν, συνήθως έχουν το λογαριθμικό νόμο, ακριβώς όπως στη RANS, ή το νόμο της 7ης ρίζας. Το ύψος του χωρίου υπολογισμού πάνω από την οροφή, λαμβάνεται από 0,5H ως 9H ή 16H σε μια μελέτη.

Ποιος	Απομονωμένη	Συμμετρική	2Δ/3Δ	H/W	Διασπορά	Κλίμακα	Πείραμα με το οποίο έγινε σύγκριση	κατεύθυνση	Αριθμ. κελιά	Μοντελοποίηση τύπου	Όσες εισόδους	κώδικας
Ca et al. 1995	E (1)	Σ	2Δ	1/3	0	>	-	-	90	Smagorinsky + 1-eq	0	Diriclet (Armfield 1991)
Liu & Barth (2002)	E (1-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 N	<	Pavageau & Schatzmann (1999)	-	90 900000	Smagorinsky	0	κυκλικές Δικός τους
Walton et al. (2002)	E (1-όπτερο)	Σ	3Δ	0,63	N	>	Δικό τους (roof garden)	-	410000	Smagorinsky / δυναμικό	0	Diriclet CFX + δικός τους
Walton & Cheng (2002)	E (1-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ	1,2	N	>	(Hoydysh and Dabberdt, 1988) /	-	90 106000	Smagorinsky / δυναμικό	0	κυκλικές CFX + δικός τους
Baker et al. 2004	E (1-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 N	>	Xie et al 2003	-	90 288000	Smagorinsky	0	κυκλικές (RAMS)
Cui et al. (2004)	E (1-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 O	>	Brown et al. (2000)	-	90 440000	Smagorinsky - Cs 0.08	0	κυκλικές (RAMS)
Liu et al. (2004)	E (1-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ	0,5/1/2	N	<	-	-	90 1300000	Smagorinsky (δυναμικό)	0	κυκλικές Δικός τους
Cheng & Hu F (2005)	A (5)	Σ	2Δ ως 3Δ	0,2/0,33/1	N	>	Vincont et al. (2000) / Meroney et	-	90 370000	Diriclet (v. 7ης ρίζας)	0	
Liu et al. (2005)	E (1-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ		N	<	Meroney et al. (1996), Pavageau	-	90	Smagorinsky (δυναμικό)	0	κυκλικές Δικός τους
So et al. (2005)	A (1)	Σ/A	2Δ ως 3Δ	0,28-2	N	>	Ghia et al. (1982).	-	90 1000000	Smagorinsky	0	Diriclet (λογ. τριφύλη)
Grawe et al. (2007)	E (1-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 N	>	-	-	90 288000	Smagorinsky	0	κυκλικές (RAMS)
Yang et al. (2007)	E (1)	Σ / A (12Δ)	0,5/1/2		N	>	-	-	90 160000	Smagorinsky (Cs=0,2)	0	FDS
Cai et al. 2008			1/3, 1/2, 2/3		N	>	Meroney et al. (1996) and Pavageau	-	90 720000	Smagorinsky - Cs 0.08	0	κυκλικές (RAMS)
Letzel et al. (2008)	E (1-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ	0,15-10	N	>	(Martinuzzi and Tropea, 1993, από	-	90 R=100 cells	Smagorinsky + 1-eq (D)	0	κυκλικές PALM
Li et al. (2008)	E (1-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ	1/2/3/5	N	<	Li et al. (2008) (Liu et al., 2004) /	-	90 4400000	1-eq	0	κυκλικές Δικός τους
Aristodemou et al	E (1)	Σ/A(2:13Δ)		1.04	O	ΔΔ	University of Surrey	-	90[0]	600000 Smagorinsky ανισότροπο	0	σταθ. ταχύτητα Fluidity
Hu et al. (2009)	E (1)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 N	>	Salizzoni et al. (2007)	-	90 2500000	Smagorinsky (Cs=0,2)	0	Diriclet (σταθ. τι FDS
Li et al. (2009)	E (1-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ	3/5/10.	N	<	-	-	90 1700000	1-eq	0	κυκλικές Δικός τους
Xie & Castro (2009)	E (5)	~Σ	3Δ	διάφορα	N	<	DAPPLE (Arnold et al. (2004) and	διάφ.	90	Smagorinsky Cs=0,1	0	Xie & Castro 2008
Li et al. (2010)	E (1-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 N	<	Uehara et al. (2000)	-	90 393000	1-eq	0	κυκλικές Δικός τους
Michioka et al. (2011)	E (10-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 N	<	TWINNELL / Meroney et al. (1996)	-	90 42240000	Δυναμικό	0	κυκλικές Δικός τους
Salim et al. (2010)	A (1)	Σ	3Δ		1 N	>	Gromke, C., Ruck, B., 2009	-	90 1100000	Smagorinsky Δυναμικό	0	Diriclet (v. ύψ. Fluent
Gu et al. (2010)	E (1)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 N	>	(with Qiu and Shaw)	-	90	Smagorinsky	0	κυκλικές Δικός τους
Gu et al. (2011)	E (1-όπτερο)	Σ (A)	3Δ	1+	N	>	Li et al. (2008) (Liu et al., 2004, C	-	90	Smagorinsky τροποποτ	0	κυκλικές (Gu et al. 2010)
Hu et al. (2011)	E (1)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 N	>	Salizzoni et al. (2007)	-	90 2500000	Smagorinsky	0	Dirichlet FDS
Cai (2011)	E (1)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 O	>	-	-	90 291000	Smagorinsky - Cs 0.08	0	κυκλικές RAMS
Cheng & Liu (2011a)	E (3-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 N	<	Brown et al. (2000) / (Li et al. 200	-	90 13500000	1-eq	0	κυκλικές OpenFOAM
Cheng & Liu (2011b)	E (3-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 N	<	Uehara et al. (2000)	-	90 9000000	1-eq	0	κυκλικές OpenFOAM
Gallagher et al. (2011)	E (1-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 N	>	-	-	90		0	Fluent
Moonen et al. (2011)	E (1)	Σ	3Δ		1 O	>	-	-	0-90 900000		0	Sergent 2002, Fluent
Salim et al. (2011a)	A (1)	Σ	3Δ		1 N	>	Gromke and Ruck (2007, 2009).	-	90 1600000	Smagorinsky Δυναμικό	0	Smirnov et al. 2
Salim et al. (2011b)	A (1)	Σ	3Δ		1 N	>	Gromke and Ruck (2007, 2009).	-	90 1600000	Smagorinsky Δυναμικό	0	Smirnov et al. 2
Zhang et al. (2011a)	E (1-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ	2,7	N	</>	Yu Chau Street, Hong Kong	-	90	Smagorinsky τροποποτ	0	κυκλικές (Gu et al. 2010)
Zhang et al. (2011b)	E (1)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 N	>	-	-	90	Smagorinsky τροποποτ	0	κυκλικές / από (Gu et al. 2010)
Cai (2012)	E (1)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 O	>	(Kovar-Panskus et al. (2002))	-	90 291000	Smagorinsky	0	κυκλικές (RAMS)
Kikumoto & Ooka (2012b)	E (4-όπτερο)	Σ (A)	2Δ ως 3Δ	1/2.	N	>	Pavageau and Schatzmann/1999	-	90 5200000	Smagorinsky - Cs 0.12	0	κυκλικές
Li et al. (2012)	E (1-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ	0,5/1/2.	N	<	-	-	90 400000	1-eq	0	κυκλικές Δικός τους
Michioka & Sato (2012)	E (9-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 N	<	-	-	90 42000000	Δυναμικό	0	κυκλικές Δικός τους
Park et al. (2012)	E (1-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 N	>	Uehara et al. (2000) / (Meroney e	-	90	Smagorinsky + 1-eq (D)	0	κυκλικές PALM
Bright et al. 2013		Σ	2Δ ως 3Δ		N	>	-	-	90 2888000	[Smagorinsky]	0	κυκλικές (RAMS)
Pesic et al. (2013)	E (1)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 N	>	-	-	90 2000000	Smagorinsky, Cs=0,2	0	Dirichlet FDS
Michioka et al. (2013)	E (10-όπτερο)	Σ	3Δ		1 N	>	Michioka et al. (2011a) / Takimoto	-	90 62000000	Δυναμικό	0	κυκλικές Δικός τους
Moonen et al. (2013)	A (1)	Σ	3Δ		1 N	>	(Gromke, C., Ruck, B., 2009)	-	90 1226000	Smagorinsky Δυναμικό	0	Smirnov et al. 2
Wong & Liu (2013)	E (5-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ	0,083-2	O	<	-	-	90 47000000	1-eq	0	κυκλικές OpenFOAM
Liu & Wong (2014)	E (12-όπτερο)	Σ	2Δ ως 3Δ		1 N	<	Brown et al. (2000)	-	90 34000000	1-eq	0	κυκλικές OpenFOAM

Πίνακας 3.2: Μελέτες LES σε οδικές χαράδρες. E: Εντός πόλεως (παράλληλη ροή από πάνω), A: Απομονωμένη (σε παράλληλη ροή ο αριθμός συνεχόμενων χαραδρών), Σ: Συμμετρική, A: Ασύμμετρη, επίλυση διασποράς Ναι (N) ή Όχι (O), >: μεγάλη κλίμακα, <: μικρή κλίμακα, «2Δ ως 3Δ»: λύση διδιάστατου προβλήματος με τρισδιάστατο πλέγμα.

Τέλος, όσον αφορά το υποπλεγματοκό μοντέλο, απ' ότι φαίνεται δεν έχουν χρησιμοποιηθεί άλλα εκτός από το Smagorinsky (κυρίως κλασσικό, αλλά και δυναμικό) και το μοντέλο μιας εξίσωσης (π.χ. Deardorff, 1980), το οποίο είναι σα το Smagorinsky, αλλά παίρνει κλίμακα μήκους από εξίσωση μεταφοράς της k_{SGS} . Αξίζει να σημειωθεί ότι οι πολλές αναφορές του μοντέλου μιας εξίσωσης οφείλονται στην σχεδόν κατ' αποκλειστικότητα χρησιμοποίησή του από την ομάδα των Li, Liu και Leung που έχει τις περισσότερες δημοσιεύσεις σε οδικές χαράδρες με LES. Γενικότερα πάντως, το μοντέλο αυτό δε χρησιμοποιείται πολύ. Σχετικά με τον τυρβώδη αριθμό Sc_t , πολλές μελέτες χρησιμοποιούν 1, άλλες 0,5, άλλες 0,7 και οι υπόλοιπες διαφορετικό ή δεν αναφέρεται.

Αν και υπήρχαν και προγενέστερα μελέτες με LES που είτε περιελάμβαναν και ροή σε οδικές χαράδρες (π.χ. Murakami et al., 1990), είτε άλλες ισοδύναμες ροές (π.χ. Zang et al., 1993), η πρώτη δημοσίευση με LES αποκλειστικά σε οδικές χαράδρες, θεωρείται ότι είναι αυτή των Ca et al. (1995), οι οποίοι δεν εξέτασαν καθόλου διασπορά ρύπου και χρησιμοποίησαν διδιάστατο πλέγμα, σε μια εργασία που πολλοί ερευνητές σήμερα θα ισχυρίζονταν ότι δεν πληρεί τους όρους για να θεωρηθεί κανονική LES. Συγκεντρώσεις ρύπων περιέλαβαν λίγα χρόνια αργότερα οι Chabni et al. (1998).

Το 2002 έγιναν δυο αξιόλογες δημοσιεύσεις. Οι Walton & Cheng (2002) έδειξαν μεταξύ των άλλων ότι η απαγωγή του ρύπου από τη χαράδρα γίνεται με διακοπόμενο χαρακτήρα. Εκτός από τη

σύγκριση των μέσων τιμών με πειραματικά δεδομένα από τους Hoydysh & Dabberdt (1988), συνέκριναν και τάσεις (Gayen & Savory, 1999), παρατηρώντας μεγαλύτερες τιμές της k στον στρόβιλο, σε σχέση με τη RANS. Επίσης εξέτασαν την χωρική διακύμανση διαγωνίων τάσεων όπως $u'w'$ και $w'C'$, που εκφράζει την τυρβώδη μεταφορά του ρύπου. Οι Liu & Barth (2002), ξεκινώντας μια σειρά σημαντικών δημοσιεύσεων, διαπίστωσαν ότι η τυρβώδης μεταφορά είναι ο κύριος παράγοντας μεταφοράς του ρύπου.

Ο C.-H. Liu, συνεργάτης του D.Y.C. Leung από το τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών του Πανεπιστημίου του Hong Kong, εκπαιδεύτηκε προηγουμένως στο NCAR και έκτοτε, οι επιστήμονες αυτοί μαζί με συνεργάτες όπως ο X.X. Li που τελείωσε στην Κορέα το σχετικό διδακτορικό του το 2008 και τώρα συνεργάζεται με το M.I.T., ο W.C. Cheng και ο C.C.C. Wong, αποτελούν την κύρια ερευνητική ομάδα που ασχολείται με LES σε οδικές χαράδρες. Οι πρώτες μελέτες (Liu et al., 2004, 2005) βασίζονταν στη δουλειά του 2002 και αφορούσαν δισδιάστατες χαράδρες με διάφορους λόγους ύψους προς πλάτος, με κυκλικές συνθήκες και μικρό ύψος χωρίου πάνω από τις οροφές των κτιρίων. Ακολούθησαν βελτιωμένες εργασίες των Li et al. (2008b, 2009, 2010b, 2012) που πιστοποίησαν περαιτέρω τον κώδικα και εξέτασαν ακόμη πιο βαθιές χαράδρες, μηχανισμούς μεταφοράς των ρύπων και θερμικά φαινόμενα. Γενικά με την αύξηση του λόγου ύψους προς πλάτος H/W , διαπιστώθηκε αυξανόμενος αριθμός αντιπεριστρεφόμενων στροβίλων, χωρίς όμως να υπάρχουν πειραματικά δεδομένα για πολύ βαθιές χαράδρες. Το σίγουρο είναι ότι στον πάτο τέτοιων χαραδρών ο αερισμός είναι πολύ χαμηλός λόγω μικρών ταχυτήτων. Μεταξύ των συμπερασμάτων στα οποία κατέληξαν είναι και ότι οι διακυμάνσεις ταχυτήτων, οι συγκεντρώσεις και οι διακυμάνσεις τους, σχετίζονται με την αλληλεπίδραση μεταξύ των κυρίων στροβίλων και της ελεύθερης ροής. Οι κύριοι στρόβιλοι αναδιανέμουν το ρύπο λόγω μεταφοράς, αλλά αυτός φεύγει από τη χαράδρα λόγω τυρβώδους διάχυσης. Όσον αφορά τη θέρμανση από το δρόμο, γενικά οδηγεί σε αύξηση της τύρβης και απαγωγής των ρύπων, αλλά απαιτεί ακόμη μεγαλύτερο ύψος του χωρίου υπολογισμού, ώστε να μην υπάρχουν επιδράσεις των οριακών συνθηκών. Ο κώδικας πεπερασμένων στοιχείων που έχουν αναπτύξει και χρησιμοποιούν περιγράφεται από τους Li et al. (2010a).

Ο C.-H. Liu όμως τα τελευταία χρόνια χρησιμοποιεί (και) τον OpenFOAM (Cheng & Liu, 2011a, 2011b, Wong & Liu, 2013, Liu & Wong, 2014). Οι μελέτες αυτές, όπως και αρκετές άλλες σύγχρονες μελέτες, είναι αξιόλογες επειδή εκμεταλλεύονται τη δύναμη της LES να λύνει τη ροή χρονικά. Έτσι, εκτός από μέσες τιμές, περιλαμβάνουν και στιγμιότυπα της ροής, στατιστική επεξεργασία ροών διαφόρων τάξεων και πληροφορίες που μπορεί να εξάγει κανείς από τις συνεκτικές δομές. Οι Cheng & Liu (2011a) για παράδειγμα, εκτός του ότι χρησιμοποιούν μεγαλύτερο χωρίο υπολογισμού που περιλαμβάνει 3 οδικές χαράδρες και είναι έτσι πιο αντιπροσωπευτικό της πραγματικότητας, με λιγότερες επιδράσεις από τις οριακές συνθήκες, εκτός του ότι συγκρίνουν τα αποτελέσματά τους με πλήθος πειραματικών και αριθμητικών μελετών, εξετάζουν και τις χωρικές κατανομές των διακυμάνσεων των ταχυτήτων, κάνουν ανάλυση σε τεταρτημόρια και υπολογίζουν τις (αυτο)συσχετίσεις των ταχυτήτων. Διαπιστώνουν ότι τα περιστατικά εισροής (sweeps) και εξώθησης (ejections) είναι αυτά που επικρατούν, ενώ οι υπόλοιπες επιδράσεις είναι μικρές και ασυσχέτιστες. Επίσης διαπίστωσαν συσχέτιση της εντός της χαράδρας ροής με τη ροή σε ύψος ως $3H$. Οι Liu & Wong (2014), που εξέτασαν ακόμη μεγαλύτερο πλήθος χαραδρών, με δεκάδες εκατομμύρια κελιά, εξετάζουν τις συνεκτικές δομές και διασταυρώνουν ότι ο μηχανισμός απαγωγής των ρύπων είναι η τύρβη και ότι τα περιστατικά χαμηλής ταχύτητας u πάνω από τη χαράδρα (που ισχυρίζονται ότι προκαλούνται από μεταφορά ορμής από την κύρια ροή προς τη χαράδρα), σχετίζονται με περιστατικά απαγωγής του ρύπου (λόγω ανωστικής ροής στο σημείο που η ταχύτητα u μειώθηκε στιγμιαία).

Περνώντας τώρα σε άλλες επιστημονικές ομάδες, θ' αναφέρουμε εδώ την πρωτοποριακή συμβολή των Cui et al. (2004)⁷. Ανέπτυξαν ένα μοντέλο, βασισμένοι στον κώδικα RAMS, που κανονικά είχε σχεδιαστεί για μεγαλύτερες κλίμακες (μεσο-κλίμακα), που το εφάρμοσαν με κυκλικές οριακές συνθήκες σε κανονική οδική χαράδρα. Η σταθερά Smagorinsky παίρνει προκαθορισμένες τιμές από 0,08 ως 0,12, ανάλογα με το σημείο που βρισκόμαστε, καθώς μέσα στη χαράδρα θέλουμε υποβοήθηση της τύρβης και μικρότερες τιμές. Η σύγκριση με πειραματικά δεδομένα από τους Brown et al. (2000) περιλαμβάνει και τυρβώδη κινητική ενέργεια με ικανοποιητικά αποτελέσματα, αλλά και λοξότητα (skewness) και κύρτωση (kurtosis). Ανάλυση σε τεταρτημόρια ακριβώς κάτω από το επίπεδο των στεγών, έδειξε ότι λίγα περιστατικά εισροής (sweeps) ήταν τα κυρίαρχα για την μεταφορά ορμής,

⁷ Η εργασία αυτή ακολούθησε δουλειά των Cui et al. (2003) σε μη ατμοσφαιρικές ροές (κανάλι με ράβδους).

παρ' όλο που υπήρχαν περισσότερα, αλλά πιο αδύνατα, περιστατικά εξώθησης (ejections). Αυτό είναι σε συμφωνία με πειραματικά δεδομένα από φυτική τραχύτητα (Finnigan, 2000). Οι συγγραφείς προχώρησαν και σε ανάλυση των διακυμάνσεων u' , w' και $u'w'$ με στιγμιότυπα της ροής και με κυματική ανάλυση (wavelets) και είδαν ότι οι διακυμάνσεις τους παρουσιάζουν διακεκομμένο χαρακτήρα (intermittent) και σχετίζονται με περιστατικά από διάφορες κλίμακες (multi-scale events). Επίσης η μικρότερη περίοδος των στροβίλων που περιείχε υψηλή τυρβώδη κινητική ενέργεια, αποδόθηκε στην ύπαρξη ασυνεχειών τύπου Kelvin–Helmholtz. Η εργασία των Cui et al. (2004) συνεχίστηκε από τους Baker et al. (2004) που περιέλαβαν χημικές αντιδράσεις, τους Grawe et al. (2007), που μελέτησαν την επίδραση των σκίων στις συγκεντρώσεις NO_2 και όζοντος, τους Cai et al. (2008), που διαπίστωσαν μη-γκαουσιανή κατανομή των συγκεντρώσεων με διακοπτόμενο χαρακτήρα των περιστατικών υψηλών συγκεντρώσεων, αλλά και μεταβλητότητα στην ένταση του κύριου στροβίλου που οφειλόταν στο φτεροκόπημα (flapping) του φύλλου στροβιλότητας της στέγης, τον Cai (2012a,b), που εξέτασε θερμικά φαινόμενα, τους Bright et al. (2013), που περιέλαβαν χημικές αντιδράσεις.

Στη σημασία αστάθειας τύπου Kelvin–Helmholtz, ότι δηλαδή οι μικροστροβίλοι στο διατμητικό στρώμα αμέσως μετά την γωνία του ανάντη κτιρίου βοηθούν στην απαγωγή των ρύπων, αναφέρονται και οι Letzel et al. (2008) σε μια επίσης σπουδαία εργασία. Στη μελέτη τους, που έχει γίνει με τον κώδικα PALM, εξετάζουν μεμονωμένο κτίριο και οδικές χαράδρες λόγω ύψους προς πλάτος από 0,15 ως 10 και αναφέρονται σε αρκετά χαρακτηριστικά ασταθειών της ροής. Σε κάθε συμπέρασμα που καταλήγουν αναφέρουν τι έχουν πει άλλοι επιστήμονες στο παρελθόν για το θέμα αυτό, είτε συμφωνεί με τα δικά τους αποτελέσματα είτε όχι, και έτσι κάνουν έμμεσα και μια μικρή ανασκόπηση. Για παράδειγμα, χρησιμοποιώντας πυκνό πλέγμα ανάλυσης 100 κελιών κατά μήκος της χαράδρας, διαπιστώνουν ότι το μέγιστο της τυρβώδους κινητικής ενέργειας βρίσκεται στη γωνία του ανάντη κτιρίου (στο *πολύ λεπτό* φύλλο στροβιλότητας) και όχι στη γωνία του κατάντη που λένε πολλοί ερευνητές ή πειράματα, πιθανόν λόγω χαμηλότερης ανάλυσης. Οι Letzel et al. (2008) στη μελέτη τους διαπίστωσαν έντονο διακοπτόμενο χαρακτήρα της ροής που επιβάλλει τρισδιάστατη χρονικά μεταβαλλόμενη εξέτασή του για να διερευνηθεί πλήρως. Συνέχεια της εργασίας αυτής μπορεί να θεωρηθεί η δημοσίευση των Park et al. (2012), που επίσης χρησιμοποιούν τον PALM, αλλά αυτή τη φορά προσθέτουν θερμικά φαινόμενα και ανάλυση τεταρτημορίων. Ο S.-B. Park είναι συνεργάτης του J.-J. Baik και είναι ένα πρόσωπο στην ομάδα του που ασχολείται με LES, έχοντας να επιδείξει αξιόλογη εργασία στην ανάλυση των τυρβωδών χαρακτηριστικών της ροής, στη στατιστική τους επεξεργασία και στην επίδραση της θέρμανσης διαφόρων επιφανειών (βλ. και Park & Baik, 2013, Park et al., 2013).

Οι τελευταίες δυο εργασίες του Park αναφέρονται σε ομοειδή παρατεταγμένα κτίρια, στα οποία θα γίνει ιδιαίτερη αναφορά παρακάτω, αλλά έχουν και στοιχεία από οδικές χαράδρες και γι' αυτό αναφέρονται κατ' εξαίρεση. Άλλες μελέτες σε ομάδες κτιρίων που δεν τις εξετάζουν μόνο ως σύνολο, αλλά έχουν και κάποια πιο τοπικά στοιχεία για τη ροή ανάμεσά τους είναι και οι μελέτες των Coceal et al. (2007a,c), που έχουν γίνει με DNS και δίνουν μια πολύ καλή εικόνα των ασταθών χαρακτηριστικών της ροής και κάποιων συνεκτικών δομών μέσα και πάνω από ομάδα κτιρίων, των Santiago et al. (2010) που αφορά το πείραμα MUST, αλλά δίνει στοιχεία και για την τοπική ροή και των Xie & Castro (2006) που εξετάζουν ανομοιογενή κτίρια. Οι ίδιοι (Xie & Castro, 2009) μελετούν τη ροή σε οδικές χαράδρες που βρίσκονται μέσα σε πραγματικές πόλεις (πειραματική καμπάνια DAPPLE, <http://www.DAPPLE.org.uk>). Η μελέτη αυτή είναι σημαντική όχι μόνο επειδή δείχνει ότι μπορεί να χρησιμοποιηθεί η LES σε πραγματικές πόλεις αλλά και επειδή υλοποιεί μεθοδολογία τεχνητής τύρβης στην είσοδο του υπολογιστικού πεδίου (Xie & Castro, 2008).

Οι τελευταίες μελέτες ομοειδών παρατεταγμένων κτιρίων που αναφέρονται κατ' εξαίρεση εδώ, είναι του M. Kanda και συνεργατών. Οι Kanda et al. (2004), ήταν οι πρώτοι που διέδωσαν τη διερεύνηση των συνεκτικών δομών για ροές και γεωμετρίες όπως αυτές που εξετάζουμε. Η δουλειά τους συνεχίζεται (Kanda, 2006a, Inagaki et al., 2012). Συνεργάτης του M. Kanda είναι και ο T. Michioka, που τα τελευταία χρόνια αρχίζει και ενδιαφέρεται για πιο πρακτικά θέματα που αφορούν οδικές χαράδρες και ροή σε πόλεις. Οι Michioka et al. (2011) διερεύνησαν τους μηχανισμούς απαγωγής των ρύπων μέσω των συνεκτικών δομών σε οδικές χαράδρες και κατέλη-

ξαν ότι σε μεγάλο βαθμό ο ρύπος απάγεται με εξώθηση ρευστού χαμηλής ορμής από μέσα από τη χαράδρα, όταν ακριβώς από πάνω βρίσκονται μικρής κλίμακας συνεκτικές δομές. Εξετάζοντας την πεπλεγμένη συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας (joint probability density function) της μεταβλητής u' (διακύμανση της ταχύτητας) και της στιγμιαίας κατακόρυφης ροής μάζας ρύπου, βλέπουν απαγωγή του ρύπου για αρνητικές τιμές του u' (βλ. και Kikumoto & Ooka, 2012). Τέλος δίνουν διαγράμματα της χωρικής κατανομής των συναρτήσεων αυτοσυσχέτισης για δυο σημεία στο πάνω μέρος της χαράδρας και πάνω απ' αυτή και επίσης καταλήγουν ότι οι συνεκτικές δομές πάνω από το επίπεδο των στεγών βοηθούν στην απαγωγή των ρύπων, επιπρόσθετα των μηχανισμών που αναφέρουν π.χ. οι Letzel et al. (2008). Η δουλειά αυτή συνεχίστηκε με μελέτη της επίδρασης διαφόρων τραχυτήτων/κτιριακών δομών προ της χαράδρας (Michiooka & Sato, 2012) και με μελέτη τρισδιάστατων χαραδρών, με κτίρια πεπερασμένου μήκους, δηλαδή με ανοίγματα (Michiooka et al., 2014). Να σημειωθεί ότι σε όλες αυτές τις μελέτες ο αριθμός κελιών είναι πάνω από 40 εκατομμύρια και το χωρίο περιλαμβάνει πολλές χαράδρες, περίπου 10, καθώς οι συγγραφείς ισχυρίζονται ότι σε μικρότερο αριθμό χαραδρών δεν αναπτύσσονται σωστά οι συνεκτικές δομές, παρ' όλη τη χρήση κυκλικών οριακών συνθηκών.

Η βάση δεδομένων CODASC του Gromke, για ροή σε οδικές χαράδρες παρουσία δέντρων, έχει χρησιμοποιηθεί και για σύγκριση με αποτελέσματα LES (Salim et al., 2011a,b,c, Moonen et al., 2013), τα οποία εν γένει είναι ανώτερα απ' αυτά της RANS, αλλά με το τίμημα ότι ο χρόνος υπολογισμού είναι τάξεις μεγέθους μεγαλύτερος. Το πλεονέκτημα όμως της LES είναι ότι προβλέπει και τα ασταθή φαινόμενα και το διακοπτόμενο χαρακτήρα της ροής. Οι Moonen et al. (2011), έχουν ασχοληθεί και με ροή σε εσωτερική αυλή (courtyard), σε μια μελέτη από τις λίγες LES που εξετάζουν γεωμετρία παρόμοια με οδικής χαράδρας σε διάφορες κατευθύνσεις ανέμου. Καταλήγουν ότι ο μέγιστος αερισμός υπάρχει όταν η γωνία του ανέμου με τον άξονα της χαράδρας είναι 15 με 30 μοίρες.

Οι Gu et al. (2010) επίσης εξέτασαν με LES και Smagorinsky τη ροή σε χαράδρα με ύπαρξη δέντρων. Στην εργασία τους αναφέρουν ότι η πτώση πίεσης (οδηγούσα δύναμη της ροής) προσαρμόζοταν δυναμικά, ώστε να διατηρηθεί σταθερή η ταχύτητα. Η δουλειά αυτή συνεχίστηκε με μελέτη άνιπων χαραδρών (ψηλό κτίριο απέναντι σε χαμηλό και δίπλα το αντίστροφο) που φάνηκαν να ευνοούν την απαγωγή ρύπων (Gu et al., 2011b), με απλοποιημένη προσομοίωση πραγματικού δρόμου (Zhang et al., 2011a) η οποία έγινε και σε πραγματική κλίμακα και σε μειωμένη, με διαφορές στα αποτελέσματα και με τη μελέτη των Zhang et al. (2011b) η οποία παρουσιάζει την πρωτοτυπία ότι για οριακές συνθήκες εισόδου χρησιμοποιεί χρονοσειρές από πραγματικές μετρήσεις.

Τέλος, υπάρχουν και μελέτες σε οδικές χαράδρες με LES, αερίων βαρύτερων του αέρα (Yang et al., 2007) και προσομοιώσεις πυρκαγιών στη μέση της χαράδρας (Hu et al., 2009, 2011, Pesic et al., 2014). Στην τελευταία περίπτωση τα αέρια της φωτιάς φεύγουν προς τα πάνω αν δεν υπάρχει άνεμος, αλλά από κάποια οριακή ταχύτητα ανέμου και πάνω, υπάρχει τόσο δυνατή ανακυκλοφορία που μπορεί να παγιδέψει τα αέρια μέσα στη χαράδρα, με καταστροφικές πιθανόν συνέπειες για τους ανθρώπους που ζουν εκεί. Να σημειωθεί ότι αυτές οι μελέτες έχουν γίνει με το ελεύθερο λογισμικό FDS.

3.2.3. Μελέτες σε ομοειδή παρατεταγμένα κτίρια

Οι γεωμετρικές δομές που έχουν αναφερθεί ως τώρα είναι πολύ απλές για να προσομοιώσουμε την αληθινή πόλη η οποία αποτελείται από πολλά κτίρια περιπλοκότερης γεωμετρίας. Ως ενδιάμεσο στάδιο μπορεί κανείς να μελετήσει τη ροή και τη διασπορά σε ομοειδή παρατεταγμένα κτίρια. Η περίπτωση αυτή έχει και μεγαλύτερο ερευνητικό ενδιαφέρον ως πιο βασική και καλά ορισμένη. Οι πιθανές δομές εδώ είναι πάρα πολλές λόγω της τρισδιάστατης γεωμετρίας. Έτσι μπορούμε να έχουμε πυκνά ή αραιά κτίρια (αντίστοιχα στενές ή φαρδιές οδικές χαράδρες), κύβους ή παραλληλόγραμμα διαφόρων διαστάσεων κτλ. Ένα βασικό γεωμετρικό χαρακτηριστικό είναι και ο λόγος επιφανειακής πυκνότητας (packing density) λ_p , που ορίζεται ως η επιφάνεια που καταλαμβάνουν τα κτίρια σε σχέση με τη συνολική επιφάνεια (σε κάτοψη). Οι μελέτες άλλοτε αφορούν λεπτομέρειες της ροής και της διασποράς ανάμεσα στα κτίρια (αυτές μας ενδιαφέρουν περισσότερο) και άλλοτε τη γενική επίδραση των κτιρίων στην ατμοσφαιρική ροή και διασπορά.

Τα πειράματα που έχουν γίνει, ιδίως σε αεροσήραγγες (π.χ. Davidson et al., 1996, Macdonald et al., 1998, Mavroidis & Griffiths, 2001, Cheng & Castro, 2002, Schultz et al., 2005, Pascheke et al., 2008, Kukacka et al., 2012), αλλά και σε πραγματική κλίμακα (π.χ. Davidson et al., 1995, Macdonald et al., 1997, Inagaki & Kanda, 2010) είναι πάρα πολλά για ν' αναφερθούν εδώ (βλ. Barlow & Coceal,

2009 και Kanda, 2006b για περισσότερα). Τα πειράματα αυτά είναι χρήσιμα μεταξύ των άλλων και για πιστοποίηση κωδίκων ΥΡ.

Μια καλά οργανωμένη πειραματική μελέτη πεδίου που είχε μεγάλη απήχηση και έχει χρησιμοποιηθεί ευρέως τόσο για φυσική όσο και αριθμητική μοντελοποίηση, ήταν και το πείραμα MUST (Mock Urban Setting Trial), που έλαβε χώρα σε στρατιωτική βάση στο Dugway Proving Ground των Η.Π.Α. από 13/9/2001 έως 26/9/2001, σε μια επίπεδη περιοχή με σταθερούς εν γένει ανέμους (Biltoft, 2001, Yee, 2003, Yee & Biltoft, 2004). Η γεωμετρία προσομοίωνε μια εξιδανικευμένη πόλη, με μία διάταξη 12 γραμμών των 10 κοντέινερ. Το πείραμα αυτό παρέχει εκτενείς μετρήσεις μετεωρολογικές και διασποράς ρύπων από διάφορα σημεία και πραγματοποιήθηκε για τη μελέτη της μεταφοράς και διάχυσης του πλουμίου ανάμεσα στα εμπόδια, αλλά και για δημιουργία μιας βάσης δεδομένων για αξιολόγηση υπολογιστικών μοντέλων.

Φυσική μοντελοποίηση του πειράματος MUST έχει γίνει τόσο σε αεροσήραγγες (π.χ. Harms et al., 2005, Bezpalcova, 2007, Leitl et al., 2007, Gailis, 2004, Gailis & Hill, 2006), όσο και σε κανάλι νερού (Yee et al., 2006, Hilderman & Chong, 2004). Οι μετρήσεις από αυτά τα πειράματα μικρής κλίμακας, έχουν χρησιμοποιηθεί για αξιολόγηση κωδίκων.

Αριθμητική μοντελοποίηση του πειράματος MUST έχουν κάνει πολλοί ερευνητές, συγκρίνοντας είτε με το πείραμα πεδίου είτε με φυσικά μοντέλα του. Οι Milliez & Carissimo (2007) χρησιμοποιούν τον *Mercur*_Saturne με διάφορες σταθερές για το μοντέλο *k-ε* και καταλήγουν ότι οι συνηθισμένες τιμές των Launder & Spalding (1974) δίνουν τα πιο καλά αποτελέσματα. Το επόμενο έτος επεκτείνουν τη μελέτη τους στην πρόβλεψη των διακυμάνσεων των συγκεντρώσεων (Milliez & Carissimo, 2008). Οι Hsieh et al. (2007) επίσης χρησιμοποιούν RANS και συγκρίνουν με το πείραμα σε κανάλι νερού, ενώ ακολουθούν οι Wang et al. (2009) χρησιμοποιώντας μη γραμμικό *k-ε*. Άλλες μοντελοποιήσεις του MUST με RANS είναι των Hanna et al. (2004) με τον κώδικα FLACS, των Bartzis et al. (2007) με το ADREA και το STAR-CD, των Donnelly et al. (2009) που χρησιμοποίησαν το WinMISKAM και των Efthimiou et al. (2011a,b) που υπολόγισαν με το ADREA και το μοντέλο *k-ζ* διακυμάνσεις συγκεντρώσεων, από εξίσωση μεταφοράς τους. Μοντελοποιήσεις με LES του MUST είναι για παράδειγμα των Camelli et al. (2004) με το FEFLO-URBAN, των Santiago et al. (2010) που εξετάζουν τη ροή για κάθετο άνεμο και των Dejoan et al. (2010) που συνεχίζουν τη μελέτη αυτή και για άλλες κατευθύνσεις ανέμων και διασπορά ρύπων. Στις δυο τελευταίες μελέτες και η RANS και η LES δίνουν ικανοποιητικά αποτελέσματα, με την LES να μπορεί επιπλέον να δώσει και διακυμάνσεις συγκεντρώσεων, που επίσης ήταν συγκρίσιμες με τις πειραματικές. Τέλος οι Antonioni et al. (2012) συγκρίνουν πολλούς κώδικες από διάφορες ερευνητικές ομάδες, τόσο RANS (με το Fluent και το PHOENICS, με διάφορες παραλλαγές του *k-ε*), όσο και LES (με ερευνητικούς κώδικες και υποπλεγματικά μοντέλα είτε Smagorinsky είτε μιας εξίσωσης), αλλά και από εμπειρικά μοντέλα. Καταλήγουν στο ότι η καταλληλότητα των μοντέλων εξαρτάται από το τι ζητάμε και προτείνουν νέες στατιστικές παραμέτρους που υποβοηθούν στο να φανούν οι διαφορές μεταξύ των μοντελοποιήσεων.

Επίσης το MUST, με τις πολλές και λεπτομερείς του μετρήσεις, έχει χρησιμοποιηθεί και για καλιμπράρισμα ή αξιολόγηση νέων μοντέλων που αφορούν συγκεντρώσεις και διακυμάνσεις τους, ατομική έκθεση και αντίστροφη μοντελοποίηση (π.χ. Lien et al., 2006, Keats et al., 2007, Efthimiou et al., 2011b, Efthimiou & Bartzis, 2011, Kovalets et al., 2011). Τέλος, το MUST χρησιμοποιήθηκε από την πράξη 732 του COST (Britten & Schatzmann, 2007, COST Action 732, 2009), δίνοντας και αρκετές σχετικές δημοσιεύσεις (π.χ. Olesen et al., 2008, Schatzmann et al., 2010, Di Sabatino et al., 2011) και βοηθώντας στη σύγκριση αποτελεσμάτων διαφόρων κωδίκων και ερευνητικών ομάδων. Το πείραμα της αεροσήραγγας του MUST εξετάστηκε ως υποψήφιο για μοντελοποίηση με LES και στα πλαίσια του διδακτορικού, αλλά τελικά δεν επιλέχθηκε, καθώς χρησιμοποιήθηκαν νεότερα πειράματα (από τη βάση δεδομένων CEDVAL-LES) που θεωρήθηκαν καταλληλότερα.

Παρακάτω θ' αναφερθούν μερικές ακόμα εργασίες για ροή και διασπορά γύρω και πάνω από ομοειδή παρατεταγμένα κτίρια. Στις περισσότερες μελέτες αυτού του είδους, το ενδιαφέρον συνήθως είναι γενικής μορφής, δηλαδή αφορά τα χαρακτηριστικά της ροής και της διασποράς πάνω και γύρω από το σύνολο των κτιρίων. Έτσι για παράδειγμα όταν γίνεται σύγκριση πειράματος με αποτελέσματα υπολογιστικής ρευστομηχανικής, συνήθως δίνονται στατιστικοί δείκτες που αφορούν τη σύγκριση των πραγματικών τιμών με αυτές της μοντελοποίησης ανεξάρτητα από το σημείο στο οποίο έγιναν οι μετρήσεις. Πολλές φορές προκύπτουν βέβαια κάποια γενικά συμπεράσματα όπως ότι η πρόβλεψη των τιμών κοντά στο έδαφος και ανάμεσα στα κτίρια είναι χαμηλότερη απ' αυτές του πειράματος κι ότι υποεκτιμάται η τυρβώδης κινητική ενέργεια. Καθώς στην παρούσα εργασία έχει δοθεί λίγο μεγαλύτε-

ρο βάρος στις λεπτομέρειες της ροής, η αναφορά μας δεν θα είναι τόσο εκτενής όσο ήταν στις πιο βασικές περιπτώσεις των μεμονωμένων κτιρίων και τις οδικές χαράδρες και θα εστιάζεται σε επιλεγμένες δημοσιεύσεις.

Στον τομέα των μοντελοποιήσεων με RANS, υπάρχει κι εδώ συμβολή των Kim & Baik (2004) που εξέτασαν τη ροή γύρω από διάταξη κυβοειδών για διάφορες διευθύνσεις ανέμου. Η συμφωνία με τις μετρήσεις από αεροσήραγγα (Brown et al., 2000) ήταν καλή όσον αφορά τις μέσες ταχύτητες, αλλά η τυρβώδης κινητική ενέργεια υποεκτιμάτο συστηματικά. Η εργασία αυτή έχει ενδιαφέρον διότι παρουσιάζει τις ροϊκές δομές μέσα στις χαράδρες και πώς αυτές διαμορφώνονται για διάφορες διευθύνσεις ανέμου. Συγκεκριμένα προσδιορίζονται τρεις γενικοί τύποι ροής με αντίστοιχη διαμόρφωση του στροβίλου μορφής πύλης (portal vortex) που κυριαρχεί στη χαράδρα και του πεταλοειδούς στροβίλου, μπροστά από το κατάντη της ροής κτίριο.

Ο F.S. Lien με τους συνεργάτες του, επίσης επεκτείνοντας προγενέστερη δισδιάστατη μελέτη (Lien et al., 2004), εξέτασαν τη ροή σε κυβοειδή, με πυκνότητα $\lambda_p=0,25$, που αντιστοιχεί θα λέγαμε σε οδικές χαράδρες με λόγο ύψους προς πλάτος 1, και μοντέλο τύρβης $k-\epsilon$ (Lien & Yee, 2004, Lien et al., 2005, Lien & Yee, 2005). Επίσης βρήκαν ικανοποιητικά αποτελέσματα στη μέση ροή (πείραμα των Brown M.J. et al., 2001) και υποεκτίμηση της k , κάτι σύνηθες όταν συγκρίνεται ΥΡ με αεροσήραγγα. Η έρευνά τους συνεχίστηκε μεταγενέστερα με γενικότερα θέματα όπως ανάπτυξη μοντέλων (Lien et al., 2006, 2008, Hsieh et al., 2010) και όχι επέκταση σε άλλες γεωμετρίες παρατεταγμένων κτιρίων.

Παρόμοια μοντελοποίηση σε παρόμοια γεωμετρία εξέτασαν και οι Santiago et al. (2007) και Martilli & Santiago (2007). Όπως και σε άλλες μελέτες, οι ταχύτητες αλλά ιδίως οι τάσεις υποεκτιμήθηκαν στις περιοχές ανάμεσα στα κτίρια. Διαπιστώθηκαν πιο περίπλοκες ροϊκές δομές σε σχέση με τη δισδιάστατη περίπτωση, που είχαν για παράδειγμα ως αποτέλεσμα τη μετακίνηση του κέντρου του κυρίου στροβίλου της χαράδρας προς το κατάντη της ροής κτίριο.

Πολλές ακόμη αριθμητικές μελέτες RANS έχουν γίνει για τη μελέτη της γεωμετρίας παράταξης κτιρίων, οι περισσότερες με το κλασσικό $k-\epsilon$ (π.χ. Chang & Meroney, 2001, 2003a, Hu & Wang, 2005, Di Sabatino et al., 2007, Hang et al., 2009, 2012, Hang & Li, 2010, 2011, Buccolieri et al., 2010, Scargiali et al., 2011, Angelidis et al., 2012), ενώ άλλες με μοντέλα όπως το RNG $k-\epsilon$ (Chang & Meroney, 2001, 2003a, Coirier et al., 2005, Zhang et al., 2005), το realizable $k-\epsilon$ (An et al., 2013), το RSM (Wang & McNamara, 2006, Yang & Shao, 2008).

Όσον αφορά την LES, αν και προηγήθηκαν από πολύ νωρίς μελέτες μέσα και πάνω από δάση (Shaw & Schumann, 1992) ή από ομοειδή αντικείμενα για μελέτη του θερμικού ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος (Cai, 1999), μόνο μετά την αλλαγή της χλιετίας εμφανίστηκαν μελέτες με αντικείμενο πιο στοχευμένο στα θέματα που εξετάζονται εδώ. Οι Hanna et al. (2002) μοντελοποίησαν το πείραμα σε κανάλι νερού των Macdonald et al. (2000) με των κώδικα πεπερασμένων στοιχείων τους FEFLO που χρησιμοποιεί το Smagorinsky, με σταθερά $C_s=0,17$. Οι σειρές των κύβων είχαν πυκνότητα λ_p από 0,16 ως 0,44. Τ' αποτελέσματα ήταν μέτρια, ιδίως για τις τάσεις, που υποεκτιμήθηκαν.

Οι Cheng et al. (2003) συνέκριναν με πειραματικά αποτελέσματα των Meinders (1998) και Meinders & Hanjalic (1999) σε αραιή διάταξη κύβων και αριθμό Reynolds 3800 με το κλασσικό Smagorinsky με διόρθωση van Driest, με δυο παραλλαγές του δυναμικού Smagorinsky και με RANS $k-\epsilon$. Η LES κατάφερε κι αναπαρήγαγε τις περισσότερες από τις κύριες δομές που παρατηρήθηκαν στο πείραμα, όπως για παράδειγμα τον στρόβιλο τύπου πύλης στον ομόρου του ανάντη κτιρίου και τον πεταλοειδή στρόβιλο στη ρίζα του κατάντη κτιρίου (βλ. και Kim & Baik, 2004), αλλά και άλλες δομές όπως ασταθείς στροβίλους και μικροδομές στα πλευρικά τοιχώματα των κτιρίων. Η σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα ήταν καλύτερη για την LES, παρά για τη RANS, η οποία γενικά υπερεκτιμούσε το μέγεθος της ανακυκλοφορίας με αποτέλεσμα ν' αλλάζει συνολικά η δομή της ροής. Και η LES όμως και πάλι υποεκτίμησε κάποιες από τις τάσεις Reynolds. Οι συγγραφείς τονίζουν ότι τα καλύτερα αποτελέσματα της LES έρχονται και με ένα μεγάλο τίμημα: τον κατά δύο τάξεις μεγέθους περισσότερο χρόνο υπολογισμού.

Μια αξιολόγηση μελέτη στην οποία παρουσιάστηκαν ασταθή χαρακτηριστικά της ροής και συννεκτικές δομές πάνω από ομοειδείς κύβους σε διάφορες πυκνότητες, ήταν αυτή των Kanda et al. (2004). Στις μοντελοποιήσεις τους με LES φάνηκε ότι οι κύριοι στρόβιλοι που παρατηρούνται μεταξύ των κτιρίων παρουσιάζουν πάντα διακοπτόμενο χαρακτήρα και δεν είναι μόνιμοι. Επίσης παρατήρησαν συννεκτικές δομές που χαρακτηρίζονται από επιμηκυμένες λωρίδες χαμηλής ταχύτητας και σχετιζόμενους με αυτές στροβίλους κατά την κατεύθυνση της ροής. Σε μεταγενέστερη μελέτη (Kanda,

2006a) διερευνήθηκε ροή σε κύβους σε μεγαλύτερο εύρος επιφανειακών πυκνοτήτων, τόσο σε κανονική όσο και σε μετατοπισμένη διάταξη. Στην κανονική, ευθυγραμμισμένη διάταξη των κύβων οι εισροές (sweeps) επικρατούσαν, ενώ σε μετατοπισμένη τα περιστατικά εξώθησης (ejections) ήταν πιο ισχυρά όσον αφορά τη μεταφορά ορμής. Δοκίμασαν και γεωμετρίες με μεταβλητά ύψη, που αύξαναν πολύ το συντελεστή αντίστασης και τροποποιούσαν τις συνεκτικές δομές. Παρόμοιες μελέτες συνεχίζονται και δίνουν μεγαλύτερη εμβάθυνση στα ροϊκά φαινόμενα που συμβαίνουν σε τέτοιες γεωμετρίες (Inagaki & Kanda, 2010, Castillo et al., 2011, Inagaki et al., 2012).

Οι Xie & Castro (2006) πραγματοποίησαν RANS με $k-\varepsilon$ και RSM και LES με Smagorinsky, με σταθερά $C_s=0,1$ και λογαριθμικές συναρτήσεις τοίχου όπως αυτές που χρησιμοποιούμε στη RANS (κατ' ακρίβεια υβριδικές: $y^+=u^+$ αν είναι πυκνό το πλέγμα, και αν $y^+>11,5$, λογαριθμικές), σε δύο παρατάξεις με κύβους ίδιων και διαφορετικών υψών. Έκαναν δοκιμές με διάφορους εμπορικούς κώδικες και διαπίστωσαν ότι μετά από κατάλληλες επιλογές, όλοι δίνουν σχεδόν ίδια αποτελέσματα. Η συμφωνία με πειραματικά δεδομένα των Cheng & Castro (2002) και Castro et al. (2006) ήταν καλή για την LES, αλλά όχι ικανοποιητική με τη RANS. Εξετάζοντας διάφορους αριθμούς Reynolds διαπίστωσαν μικρή εξάρτηση των ροών σε αστικά περιβάλλοντα από τον αριθμό αυτό, κυρίως επειδή η αντίσταση μορφής κυριαρχεί και η παραγωγή τύρβης γίνεται σε κλίμακες συγκρίσιμες με αυτές των κτιρίων. Έτσι μπορούμε να προσομοιώσουμε τέτοιες ροές ακόμα και με αραιά πλέγματα. Οι συγκεκριμένοι επιστήμονες εξακολουθούν ν' ασχολούνται με τέτοια θέματα (π.χ. Xie et al., 2008, 2013).

Οι Nakayama & Nagai (2011a,b) και Nakayama et al. (2011) χρησιμοποιούν LES με απλό Smagorinsky, αλλά αποφεύγουν τις κυκλικές οριακές συνθήκες. Για είσοδο στο πεδίο ροής χρησιμοποιούν την έξοδο από μια μοντελοποίηση-οδηγό, που γίνεται σε ξεχωριστό χωρίο υπολογισμού, με μια μέθοδο ανακύκλωσης παρόμοια με των Lund et al. (1998), που χρησιμοποιεί την ίδια την επίλυση σε κάποιο σημείο κοντά στην είσοδο της ροής, για να ανατροφοδοτήσει με τυρβώδεις διακυμάνσεις την είσοδο. Παρακάτω υπάρχουν στοιχεία τραχύτητας και μετά από κάποιο χρόνο προσομοίωσης, στο τέλος αυτού του πεδίου-οδηγού, υπάρχει σχεδόν πλήρως ανεπτυγμένο τυρβώδες οριακό στρώμα με αληθοφανείς διακυμάνσεις ταχυτήτων, το οποίο τροφοδοτεί το κύριο χωρίο υπολογισμού.

Υπάρχουν πολυάριθμες ακόμη μελέτες με LES σε παρατεταγμένα κτίρια, όπως των Tseng et al. (2006), Kono et al. (2010), Borpana et al. (2010), Gu et al. (2011a), Tominaga & Stathopoulos (2012), Claus et al. (2012), Razak et al. (2013), Park & Baik (2013), Park et al. (2013), Shi et al. (2008). Οι τελευταίοι χρησιμοποιούν το Λαγκρανζιανό δυναμικό μοντέλο των Meneveau et al., (1996). Επίσης δείχνουν ότι αν στην είσοδο δε μουν καθόλου τυρβώδεις διακυμάνσεις, τ' αποτελέσματα είναι χειρότερα.

Λόγω του πολλαπλού ενδιαφέροντος της συγκεκριμένης γεωμετρικής δομής των ομοειδών κτιρίων, αυτή η γεωμετρία έχει προσελκύσει και μελέτες με DNS. Ο O. Coceal με συνεργάτες έχει ιδιαίτερη συνεισφορά στον τομέα αυτό (Coceal et al., 2006, 2007a,b,c, 2008). Η DNS έδειξε ότι τα στιγμιότυπα της ροής, ειδικά ανάμεσα στα κτίρια, έχουν πολύ μεγάλη διαφορά από τη μέση ροή. Η μελέτη της ροής με ανάλυση τεταρτημορίων, φασματική ανάλυση, συσχετίσεις δύο σημείων, οπτικοποίηση⁸, λήψη μέσων όρων υπό συνθήκη (conditional averaging) και η ανάλυση των συνεκτικών δομών έδωσε μια πρώτη εικόνα για τους ροϊκούς μηχανισμούς που λαμβάνουν χώρα ανάμεσα στις ομάδες των κτιρίων (Coceal et al., 2007a,b). Αφού διερευνήθηκε σε ικανοποιητικό βαθμό η ροή, έχουν αρχίσει και εξετάζονται και φαινόμενα διασποράς ρύπων (Branford et al., 2011, Coceal et al., 2014). Η διασπορά φαίνεται να έχει άμεση σχέση με τα επιμέρους χρονικά μεταβαλλόμενα φαινόμενα της ροής και οι συγκεντρώσεις παρουσιάζουν πολύ μεγάλες διακυμάνσεις σε σχέση με την μέση τιμή τους. Επίσης διαπιστώθηκε ότι οι παγιδευμένοι στους ομόρους των κτιρίων ρύποι, μπορούν να δράσουν ως δευτερογενείς πηγές.

3.2.3.1. Μελέτες σε διασταυρώσεις δρόμων

Καθώς διάφορα πειράματα έχουν κατά καιρούς δείξει ότι σε διασταυρώσεις υπάρχει έντονη επίδραση τρισδιάστατων φαινομένων και μεγάλη ανταλλαγή τόσο ορμής όσο και ρύπων ανάμεσα στους εμπλεκόμενους δρόμους (π.χ. Hoydysh & Dabberdt, 1994, Scaperdas & Colville, 1999, Robins et al. 2002, Carpentieri & Robins, 2010, Kukacka et al., 2012 – βλ. και Ahmad et al., 2005), υπάρχουν κάποιες αριθμητικές μελέτες που εστιάζουν στη γεωμετρία αυτή. Η περίπτωση αυτή δεν παρουσιάζεται εδώ ως αυτόνομη, αλλά ως τμήμα της γενικότερης ροής γύρω από ομοειδή κτίρια, καθώς αυτά πε-

⁸ Η μέθοδος αυτή μπορεί ενίοτε να είναι πιο αποτελεσματική από τους στατιστικούς δείκτες (Kim, 2011).

ριλαμβάνουν διασταυρώσεις. Να σημειωθεί ότι και το πρόγραμμα παρακολούθησης ρύπων DAPPLE που έλαβε χώρα στο Westminster του Λονδίνου, επικεντρωνόταν σε διασταυρώσεις, λόγω του ιδιαίτερου ενδιαφέροντός τους (Arnold et al., 2004).

Μια από τις πρώτες αριθμητικές μελέτες που εστίασε σε διασταύρωση είναι των Andronopoulos et al. (2002). Στη RANS μελέτη αυτή επιλύθηκαν και οι διακυμάνσεις των συγκεντρώσεων από την εξίσωση μεταφοράς τους και η σύγκριση με πειραματικές μετρήσεις των Grigoriadis & Robins (2001) ήταν ικανοποιητική. Στους Chan et al. (2003) επίσης εξετάζεται η επίδραση ύπαρξης διασταυρώσεων σε μεγάλου μήκους οδικές χαράδρες και φαίνεται ότι βοηθούν στον αερισμό τους. Οι Wang & McNamara (2006) εξετάζουν διασταύρωση με λοξό δρόμο και ακολουθούνται από τους Yassin et al. (2008a, 2009). Οι Franke & Frank (2008) και οι Di Sabatino et al. (2008), εξετάζουν με το Fluent και μοντέλο τύρβης το $k-\epsilon$, μετατοπισμένη διασταύρωση, στην οποία οι στέγες είναι αλλού ευθείες και αλλού κεκλιμένες. Οι Soulhac et al. (2009), μετά από μια σύντομη ανασκόπηση, μελετούν με το Fluent και το Mercure και μοντέλο τύρβης το $k-\epsilon$, ροή σε διασταύρωση με διάφορες κατευθύνσεις ανέμου. Οι μελέτες με LES που να εστιάζουν σε διασταυρώσεις είναι πιο λίγες (π.χ. Aristodemou et al., 2009), αλλά όπως ελέχθη και παραπάνω, οποιαδήποτε μελέτη σε διάταξη κτιρίων, περιέχει και διασταύρωση.

Απ' όλες αυτές τις μελέτες, φαίνεται ότι υπάρχει αλληλεπίδραση μεταξύ των δρόμων που δεν περιορίζεται μόνο στη διασταύρωση, ειδικά αν ο άνεμος είναι πλάγιος ή αν κάποιος δρόμος είναι ελαφρά μετατοπισμένος, οπότε ο κύριος στρόβιλος της οδικής χαράδρας αποκτά ελικοειδή μορφή και παρασύρει τους ρύπους. Αξιοσημείωτο είναι ότι υπάρχει μεγάλη ανταλλαγή ορμής από τη μια χαράδρα στην άλλη. Η άμεση επίδραση της διασταύρωσης στη ροή, επεκτείνεται προς τους δρόμους για μήκος τουλάχιστον ίσο με το πλάτος των δρόμων. Όταν τα κτίρια που αποτελούν τη διασταύρωση είναι ίδιου ύψους, σχεδόν το σύνολο της ροής που μπαίνει στον κόμβο ισούται με αυτό που βγαίνει, δηλαδή υπάρχει ελάχιστη συναλλαγή ορμής με το ατμοσφαιρικό στρώμα. Στο σημείο του κόμβου στο οποίο οι ροές συναντώνται μπορεί να σχηματιστεί στρόβιλος με κατακόρυφο άξονα, που έχει καθοριστικό ρόλο στη συναλλαγή ορμής και ρύπου με την περιοχή πάνω από τις στέγες.

Περισσότερα στοιχεία για τη ροή σε διασταυρώσεις και τις ιδιαιτερότητες που ισχύουν στη συγκεκριμένη γεωμετρία, μπορεί να βρει κανείς στις ανασκοπήσεις των Tiwary et al. (2011) και Belcher et al. (2013), οι οποίες περιλαμβάνουν κυρίως γνώση από πειράματα και όχι από μοντελοποιήσεις, που, όπως φάνηκε και στην παρούσα παράγραφο, είναι περιορισμένες.

3.2.4. Μελέτες σε γεωμετρικές πραγματικής πόλης με πολλά κτίρια

Όπως αναφέρουν και οι Blocken et al. (2011), οι εργασίες που αφορούν μελέτη για ροές σε πραγματικές πόλεις, είναι πάρα πολλές, γι' αυτό δε θα επιχειρηθεί να καλυφθεί καν ένα μικρό μέρος τους εδώ, παρά μόνο θ' αναφερθούν κάποιες ενδεικτικά. Πολλοί ερευνητές θεωρούν την περίπτωση της αληθινής πόλης ως τον τελικό στόχο των μελετών τους. Επίσης, μοντελοποιήσεις που περιλαμβάνουν μεγάλα τμήματα πραγματικών πόλεων πραγματοποιούνται για διάφορους λόγους όπως:

- Ανταπόκριση των ερευνητών στην πρόκληση του κατά πόσο μπορεί να γίνει κάτι τέτοιο.
- Πραγματική ανάγκη όπως εξέταση ροής σε υπό διαμόρφωση περιοχή ή διερεύνηση ρύπανσης που προέκυψε από κάποιο ατύχημα ή επεισόδιο ρύπανσης.
- Συμπλήρωση και εξήγηση πειραματικών μετρήσεων σε πόλεις.
- Αξιολόγηση κωδίκων.

Όσον αφορά το πειραματικό σκέλος, με τον ανωτέρω τίτλο περιλαμβάνουμε τόσο μετρήσεις πεδίου όσο και σε αεροσήραγγα στην οποία όμως έχει μοντελοποιηθεί γεωμετρία πραγματικής πόλης.

Οι πειραματικές μελέτες πεδίου σε αληθινές πόλεις έχουν προηγηθεί κατά πολύ των μοντελοποιήσεων (π.χ. Georgii et al., 1967, Johnson et al., 1971) και είναι αναρίθμητες: ο Chang (2005) για παράδειγμα, αναφέρει τριψήφιο αριθμό από μεγάλες καμπάνιες πεδίου, πολλές από τις οποίες σχετίζονται με αστικές γεωμετρίες. Σε αυτές δε συμπεριλαμβάνονται μικρές μελέτες τοπικής κλίμακας. Επιπλέον, πιθανότατα πολλές μελέτες θα εξυπηρετούσαν πρακτικούς σκοπούς και όχι ερευνητικούς και δεν θα έχουν δημοσιευθεί. Αλλά και από τις μετρήσεις που έχουν γίνει, ιδίως παλιά, τα αποτελέσματά τους μπορεί να μην είναι πλέον διαθέσιμα. Πολλές μελέτες έχουν γίνει και σε αεροσήραγγες, με το Πανεπιστήμιο του Αμβούργου να κατέχει στις μέρες μας την πρώτη θέση σε αυτές, τόσο σε πλήθος όσο και σε ποιότητα. Να σημειωθεί ότι κάποια από τα σημαντικά πειράματα πεδίου, έχουν αναπαραχθεί και σε αεροσήραγγα, σε πιο ελεγχόμενες συνθήκες (π.χ. Kastner-Klein et al., 2004, Baechlin et

al., 1991, Yassin et al., 2005). Σύντομη ανασκόπηση ενδεικτικών πειραματικών μελετών που σχετίζονται με μικροαστικό περιβάλλον παρέχουν οι Brown et al. (2004a).

Μια περίπτωση εκτενών μετρήσεων πεδίου σε πόλη, που μοντελοποιήθηκε και σε αεροσήραγγα και με ΥΡ, αποτελεί για παράδειγμα το πείραμα Joint Urban 2003 στην Οκλαχόμα των ΗΠΑ (<http://www.noaa.inel.gov/projects/ju03/ju03.htm>, <https://ju2003-dpg.dpg.army.mil>). Η Οκλαχόμα αποτελεί κατάλληλο μέρος για τέτοιο πείραμα: βρίσκεται σε επίπεδη γεωμετρία και στο κέντρο της πόλης όπου έγιναν τα πειράματα, περιλαμβάνονται πολύ ψηλά κτίρια, ως 150m. Τον Ιούλιο του 2003 που έγιναν οι μετρήσεις, ο επικρατών άνεμος ήταν νότιος και ισχυρός. Το πείραμα ήταν από τα πιο εκτενή και οργανωμένα, με εκατοντάδες διαφόρων ειδών σταθμούς μέτρησης μετεωρολογικών δεδομένων και συγκεντρώσεων του ιχνηθέτη (SF₆), που δούλευαν σε πεδίο κλίμακας 4 χιλιομέτρων κατά τη διάρκεια 10 πολύωρων επιλεγμένων περιόδων (Intensive Observation Period - IOP), μέρα (6) ή νύχτα (4), κατά τη διάρκεια των οποίων ο άνεμος ήταν περίπου σταθερός. Μέρος μόνο του τεράστιου όγκου μετρήσεων έχει αξιοποιηθεί. Αποτελέσματα του πειράματος περιλαμβάνονται μεταξύ άλλων στους Allwine et al. (2004a,b), Brown et al. (2004a,b), Clawson et al. (2005), Leach (2005), Allwine & Flaherty (2006), Flaherty et al. (2007), Nelson et al. (2007), Doran et al. (2007), Hanna et al. (2007), Zhou & Hanna (2007), Klein & Clark (2007), Klein & Young (2011), Zajic et al. (2011) και στην ειδική έκδοση της Journal of Applied Meteorology and Climatology, volume 46, issue 12, pp. 2017-2191.

Το πείραμα είναι μέρος μιας ευρύτερης σειράς πειραμάτων που χρηματοδοτείται από το D.H.S. (Department of Homeland Security) και το D.T.R.A. (Defense Threat Reduction Agency) των Η.Π.Α., σε συνεργασία με άλλους φορείς από τις Η.Π.Α., τον Καναδά και την Μεγ. Βρετανία και περιλαμβάνουν και το πείραμα Joint Urban 2000 στο Salt Lake City (Allwine et al., 2002), το MUST (βλ. ανωτέρω), το MSG05 (Madison Square Garden 2005) στο Μανχάταν (Hanna et al., 2006) και το MID05 (Midtown 2005) στο Μανχάταν (Allwine & Flaherty, 2007).

Φυσική μοντελοποίηση του πειράματος Joint Urban 2003 έχει γίνει στο Πανεπιστήμιο του Αμβούργου (Kastner-Klein et al., 2004, Leitl & Schatzmann, 2005, Klein et al., 2007, 2011, Harms et al., 2011a), με επίσης πλήρες σετ μετρήσεων και πιο αυστηρά καθορισμένες οριακές συνθήκες. Αξίζει να σημειωθεί ότι είχε προηγηθεί και άλλη φυσική μοντελοποίηση, πριν από την πειραματική καμπάνια (Leitl et al., 2003), ώστε ν' αποφασιστούν οι τελικές θέσεις των οργάνων μετρήσεως στην πραγματική πόλη. Το μοντέλο κατασκευάστηκε σε κλίμακα 1:300 και κάλυπτε επιφάνεια 1,6 x 1,6 km. Οι λεπτομερείς μετρήσεις έγιναν με LDA (Laser-Doppler-Anemometry) και η οπτικοποίηση της ροής για παρακολούθηση των συγκεντρώσεων, με φύλλο laser. Στο Joint Urban 2003 έγινε κάπως εκτενέστερη αναφορά, καθώς ήταν υποψήφιο για μοντελοποίηση με LES στα πλαίσια του διδακτορικού, αλλά τελικά επιλέχθηκαν νεότερα πειράματα από τη βάση δεδομένων CEDVAL-LES.

Μοντελοποίηση με ΥΡ κάποιων κομματιών αυτού του πειράματος έχει γίνει από διάφορους ερευνητές. Οι Chan & Leach (2007) αξιολόγησαν τον κώδικα FEM3MP έναντι των IOP 3 και 9. Παρ' όλες τις γεωμετρικές απλοποιήσεις του μοντέλου τους, η σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα είναι ικανοποιητική: μπορούν για παράδειγμα να προβλέψουν το χωρισμό του πλουμίου στην IOP 3. Οι Lien et al. (2008) δοκίμασαν τη μεθοδολογία PRNS (Partially Resolved Numerical Simulation) εκτός των άλλων και στο πείραμα αυτό. Οι Gowardhan et al. (2011) επιχείρησαν να δοκιμάσουν τον κώδικα QUIC-CFD με αλγεβρικό μοντέλο τύρβης και 4,3 εκατομμύρια κελιά, στην IOP 8 και βρήκαν ικανοποιητική ακρίβεια στα κύρια χαρακτηριστικά της ροής, σε σχέση με την ταχύτητα του μοντέλου και την περιπλοκότητα της περίπτωσης. Οι Neophytou et al. (2011), δοκίμασαν τον QUIC-URB (απλό διαγνωστικό μοντέλο, που όμως λαμβάνει υπόψη τα κτίρια), τον QUIC-CFD και τον QUIC-LES (Smagorinsky) για διάφορες IOP και βρήκαν χειρότερους στατιστικούς δείκτες για τον QUIC-LES απ' ότι για τον QUIC-CFD. Δεν υπήρξε εμβάθυνση όμως στους λόγους που προκαλούν τις διαφορές μεταξύ των δύο μοντέλων ΥΡ, αλλά και μεταξύ ΥΡ και πειράματος. Οι συγγραφείς αναφέρουν ότι δεν είναι σαφής η επικράτηση κάποιου μοντέλου.

Οι Harms et al. (2011a), χρησιμοποίησαν τον FAST3D-CT (Implicit LES) κώδικα, στην προσπάθειά τους για διερεύνηση μεθοδολογιών αξιολόγησης κωδίκων LES. Το Joint Urban 2003 απετέλεσε και μια από τις υπό εξέταση περιπτώσεις της δράσης του COST 732 (<http://www.mi.uni-hamburg.de/Home.484.0.html>) και έγιναν αρκετές μοντελοποιήσεις του πειράματος της αεροσήραγγας από διαφορετικές ερευνητικές ομάδες. Η προσπάθεια αυτή ανέδειξε και δυσκολίες όπως το ερώτημα σε ποιο βαθμό θα πρέπει η υπολογιστική απεικόνιση των κτιρίων να έχει την ακριβή τους γεω-

μετρία και αν θα πρέπει τα κτίρια-πάρκιν να μοντελοποιηθούν ως κλειστά κτίρια ή με ανοίγματα. Η εμπειρία από την προσπάθεια μοντελοποίησης με YP του πειράματος αυτού, βοήθησε στην σύνταξη των οδηγιών για χρήση της YP του COST 732 (Franke et al., 2007, 2011).

Παρόμοιες καμπάνιες, εκτός απ' αυτές που αναφέρθηκαν λίγο παραπάνω, είναι μεταξύ άλλων και το πείραμα της Ζυρίχης (Rotach, 1995), το BUBBLE (Rotach et al., 2004, 2005), το ESCOMPTE (Mestayer et al., 2005, Grimmond et al., 2004), το BASTA (Feigenwinter et al., 1999, Feigenwinter & Vogt, 2005, με φυσική μοντελοποίηση από τον Feddersen, 2005), το DAPPLE που περιλάμβανε μετρήσεις πεδίου (Dobre et al., 2005, Kaur et al., 2007, Wood et al., 2009) και αεροσήραγγας (Baldi et al., 2007, Carpentieri & Robins, 2010, Carpentieri et al., 2009, Cheng et al., 2007) και πειράματα που έγιναν στα πλαίσια του TRAPOS στη Νάντη, το Βερολίνο, το Αννόβερο και την Κοπεγχάγη (π.χ. Louka et al., 2002, Ketzl et al., 2002, Lohmeyer et al., 2002). Επιπλέον παρόμοια πειράματα μπορεί να βρει κανείς π.χ. στην ανασκόπηση των Barlow & Coceal (2009).

Όσον αφορά μελέτες YP που περιελάμβαναν αρκετό πλήθος κτιρίων ώστε να θεωρηθούν ότι μοντελοποίησαν τμήμα πόλεως, ο S. Murakami ήταν από τους πρώτους που προσπάθησαν κάτι τέτοιο με RANS και $k-\epsilon$ (Murakami & Mochida, 1989, Murakami et al., 1990), μελετώντας τη ροή σε ένα αστικό κομμάτι που δεν είχε κατασκευαστεί ακόμη. Οι Riain et al. (1998) χρησιμοποίησαν τον κώδικα FloVENT, επίσης με $k-\epsilon$, για να υπολογίσουν συγκεντρώσεις CO στην πρόσοψη ενός κτιρίου στο Λονδίνο. Η σύγκριση με πειραματικά δεδομένα ήταν ικανοποιητική για πρώτη προσέγγιση και η YP εξήγησε τις μεταβολές στις συγκεντρώσεις, ανάλογα με την κατεύθυνση και ταχύτητα του ανέμου. Οι Ketzl et al. (2002), παρουσιάζουν συγκριτικά αποτελέσματα από τους κώδικες CHENSI, CHENSI-2, MIMO, MISKAM, TASCflow για το πείραμα του Αννόβερο, που έγινε στα πλαίσια του TRAPOS. Όλοι οι κώδικες χρησιμοποίησαν $k-\epsilon$ και κατά το δυνατόν τις ίδιες μεθοδολογίες. Το συμπέρασμα ήταν ότι η YP μπορεί να συνεισφέρει στη μελέτη της ροής σε πραγματικές πόλεις, αλλά χρειάζεται κάποιου είδους τυποποίηση για την εφαρμογή της YP επιχειρησιακά, καθώς υπήρχαν διαφορές μεταξύ των διαφόρων μοντελοποιήσεων. Οι Mochida & Lun (2008), αναφέρουν αρκετές σχετικές μελέτες στην ανασκόπησή τους, κυρίως από την Ιαπωνία, τόσο για πόλεις όσο και για απλούστερες γεωμετρικές δομές.

Ως συνέπεια μιας έκρηξης σε φορτηγό που μετέφερε υδρογόνο, που είχε ως αποτέλεσμα πολλούς τραυματισμούς και υλικές ζημιές, οι Venetsanos et al. (2003) μελέτησαν τις παραμέτρους του ατυχήματος με χρήση YP. Για την πιο πιστή αναπαράσταση του φαινομένου, πολλά κτίρια γύρω από το σημείο του συμβάντος περιλήφθηκαν στη μελέτη, η οποία έγινε με τον κώδικα ADREA-HF. Τον ίδιο κώδικα χρησιμοποίησαν και οι Koutsourakis et al. (2005) και Neofytou et al. (2006a), προκειμένου να προτείνουν θέσεις τοποθέτησης οπτικών οργάνων μέτρησης ρύπων στη Θεσσαλονίκη και Βρέμη αντίστοιχα. Οι Neofytou et al. (2006b, 2008) διερεύνησαν και τις παραμέτρους που επηρεάζουν το μέγεθος των συγκεντρώσεων σε μια οδική χαράδρα στο Ελσίνκι, για τη μοντελοποίηση της οποίας συμπεριλήφθηκαν δεκάδες κτίρια της γύρω περιοχής και χρησιμοποιήθηκε ένα πλέγμα περίπου 180000 κελιών. Η σύγκριση με πειραματικά αποτελέσματα ήταν ικανοποιητική και όποιες ατέλειες αποδόθηκαν εν μέρει στην παράλειψη της πρόσθετης τύρβης που προκαλεί η κίνηση των οχημάτων.

Οι Neophytou & Britter (2005), εξετάζουν τη ροή σε μια κεντρική περιοχή του Λονδίνου στην οποία έγιναν μετρήσεις στα πλαίσια του DAPPLE. Χρησιμοποιούν το Fluent, με RSM, μη δομημένο πλέγμα και 4 εκατομμύρια κελιά. Μεγάλοι στρόβιλοι πίσω από τα κτίρια πιστεύεται ότι είχαν καθοριστικό ρόλο στη μεταφορά ορμής στη συγκεκριμένη περίπτωση. Την ίδια εποχή οι Huang et al. (2005) μοντελοποιούν μια περιοχή του Τόκιο στην οποία έγιναν μετρήσεις για μελέτη πιθανής υπερθέρμανσης της περιοχής. Χρησιμοποιήθηκε το STAR-CD, με $k-\epsilon$ και ικανοποιητικά αποτελέσματα, δείχνοντας ότι η YP μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μελέτη περίπλοκου θερμικού περιβάλλοντος. Λίγο αργότερα, οι Yamaoka et al. (2008), δείχνουν πώς μπορεί να χρησιμοποιηθεί η YP για να βοηθήσει ώστε να μειωθεί η θερμοκρασία ως δύο βαθμούς σε περιοχή στην πόλη Οζάκα της Ιαπωνίας.

Οι Hanna et al. (2006) χρησιμοποιούν τις μετρήσεις από το MSG05 που έγινε στο Μανχάταν και συγκρίνουν 4 μοντέλα RANS (CFD-Urban, FLACS, FEM3MP, FLUENT-EPA) και ένα LES με Smagorinsky (FEFLO-Urban), με πλέγματα εκατομμυρίων κελιών. Όσον αφορά τη μέση ροή, σε γενικές γραμμές τα μοντέλα συμφωνούν μεταξύ τους και με το πείραμα, στα όρια τυπικής (για ατμοσφαιρικές ροές τέτοιας περιπλοκότητας) ασάφειας παράγοντα 2. Επιμέρους διαφορές μεταξύ των μοντέλων χρειάζονται περαιτέρω διερεύνηση. Οι Camelli et al. (2006) χρησιμοποιούν με επιτυχία το

FEFLO-Urban με σχετικά αραιό πλέγμα (VLES) για μοντελοποίηση δύο περιοχών: Της Tysons Corner στη Βιρτζίνια των Η.Π.Α. και του Μανχάταν, στα πλαίσια σχεδιασμού του MSG05. Τονίζουν την ύψιστη σημασία της ΥΡ για εξέταση σεναρίων.

Οι Dixon et al. (2006), χρησιμοποιούν το MISKAM με $k-\epsilon$ για να μοντελοποιήσουν τμήμα της πόλης York στην Αγγλία. Η ΥΡ είχε ικανοποιητική σύγκριση με πειραματικά δεδομένα και μάλιστα βοήθησε να εξηγηθούν κάποιες από τις μετρήσεις, αφού έδινε τις ταχύτητες σε όλο το χώρο και όχι σε συγκεκριμένα σημεία, όπως το πείραμα. Η k όμως υποεκτιμήθηκε. Οι Yang & Shao (2008) που αναφέρθηκαν και παραπάνω, μοντελοποίησαν και τμήμα του κέντρου του Hong Kong, ώστε να διαπιστώσουν αν τα συμπεράσματά τους θα μπορούσαν να γενικευθούν σε αληθινή πόλη. Αναφέρουν ότι αν και δε μπορούν να προσδιοριστούν εξιδανικευμένες ροϊκές μορφές που παρουσιάζονται στις απλούστερες περιπτώσεις, μπορεί να γίνει γενικός χαρακτηρισμός της ροής και να ταυτοποιηθούν περιοχές που παρουσιάζεται ομόρους ή διοχέτευση της ροής ανάμεσα από τα κτίρια (channeling).

Τα τελευταία χρόνια, η αναμενόμενη εξάπλωση της χρήσης του υδρογόνου ως καύσιμο, αλλά και γενικότερα η περίπτωση ατυχήματος με επικίνδυνα αέρια, εγείρει ανησυχίες για τα ενδεχόμενα διαρροής τους σε αστικές περιοχές και αυτό έχει προκαλέσει διερευνητικές μοντελοποιήσεις σε περίπλοκες γεωμετρίες (π.χ. Baraldi et al., 2009, Venetsanos et al., 2010a, Papanikolaou et al., 2009, Pontiggia et al., 2010, 2011).

Πολύ πιο περίπλοκες γεωμετρίες έχουν αναπαραχθεί με μεγάλη ακρίβεια και από τους Blocken & Persoon (2009), για να εξετάσουν πιθανές αρνητικές επιδράσεις της ροής στην άνεση των πεζών γύρω από ένα στάδιο ποδοσφαίρου, από τους Blocken et al. (2012), στα πλαίσια της μελέτης τροποποίησης ενός κτιρίου στο οικοδομικό σύμπλεγμα του Πανεπιστημίου του Eindhoven, από τους Gousseau et al. (2011a) προκειμένου να αξιολογήσουν τη RANS και την LES με μετρήσεις που έγιναν σε αεροσήραγγα σε μοντέλο της πόλης του Μόντρεαλ. Τα πλέγματα για τέτοιες γεωμετρίες αριθμούν εκατομμύρια κελιά. Ανασκόπηση παρόμοιων μελετών κάνουν οι Stathopoulos (2006), Blocken et al. (2011) και Blocken & Stathopoulos (2013). Αντίστοιχα περίπλοκες γεωμετρίες έχουν εξεταστεί και στην Ιαπωνία (βλ. Yoshie et al., 2007, Tamura, 2008, Tominaga et al., 2008b).

Το 2013 οι Amorim et al. (2013) μοντελοποιούν τμήματα από δυο αληθινές πόλεις (Λισσαβόνα και Αβέιρο) και δείχνουν ότι με κατάλληλη τοποθέτηση δέντρων οι ρύποι μπορούν να μειωθούν. Οι An et al. (2013), στη μελέτη τους για την εξέταση της επίδρασης των οριακών συνθηκών εισόδου, μοντελοποίησαν και μια πραγματική αστική γεωμετρία. Οι Garcia et al. (2013), εξέτασαν την επίδραση που θα είχαν στη ρύπανση, υποθετικές αλλαγές διαφόρων τύπων σε ένα δρόμο στο Μπαρέιρο της Πορτογαλλίας. Οι Panagiotou et al. (2013) χρησιμοποιούν το Fluent με μοντέλο RSM για να μελετήσουν την τρισδιάστατη ροή σε τμήμα του κεντρικού Λονδίνου και εξετάζουν την «αναπνευστικότητα» της περιοχής. Τέλος οι Santiago et al. (2013) χρησιμοποιούν την ΥΡ για να διαπιστώσουν κατά πόσο οι θέσεις πραγματικών σταθμών μέτρησης ρύπων σε μια πόλη είναι αντιπροσωπευτικές.

Οι μελέτες που αναφέρθηκαν είναι τελείως ενδεικτικές και δεν υπονοείται ότι είναι οι πιο σημαντικές. Η συντριπτική τους πλειοψηφία χρησιμοποιεί το κλασσικό $k-\epsilon$.

Αν και ο αριθμός Reynolds σε αυτές τις ροές είναι πολύ μεγάλος, έχει επιχειρηθεί πολλές φορές μοντελοποίηση με LES, παρ' όλο που σχεδόν πάντα θα γίνεται αναγκαστικά σε αραιό πλέγμα (VLES). Ένας λόγος που επιχειρείται η LES, είναι και ότι δίνει εγγενώς χρονικά μεταβαλλόμενη λύση και σε ένα πρόβλημα που οι αστάθειες της ροής είναι καθοριστικές, η LES, ακόμη και σε αραιό πλέγμα, αναμένεται να δώσει καλύτερα αποτελέσματα από τη RANS. Οι ερευνητές που ασχολούνται με LES σε κλίμακα ολόκληρης πόλης δεν είναι πολλοί.

Μια από τις πρώτες μελέτες LES σε αρκετά κτίρια πραγματικών πόλεων ήταν των He & Song (1999) που έδειξε το πραγματοποιήσιμο μιας τέτοιας προσπάθειας. Οι συγγραφείς αναφέρουν ότι η ΥΡ μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως εναλλακτική/ συμπληρωματική της αεροσήραγγας. Το υποπλεγματικό μοντέλο ήταν Smagorinsky, στην είσοδο δόθηκε γκαουσιανή τύρβη, στα τοιχώματα θεωρήθηκε μερική συνθήκη μη ολίσθησης και στις εξόδους συνθήκη ολίσθησης.

Μεταγενέστερα, υπάρχουν κάποιες μοντελοποιήσεις LES σε ολόκληρες πόλεις, που όμως αναφέρονται σε μικρό τμήμα ευρύτερων δημοσιεύσεων, χωρίς πολλές λεπτομέρειες (Camelli et al., 2006, Tseng et al., 2006, Tamura et al., 2008). Ανασκόπησή τους δίνουν οι Gousseau et al. (2011a).

Οι Nozu et al. (2008), χρησιμοποιούν LES στο Τόκιο και υπολογίζουν μεταξύ άλλων πιέσεις στα κτίρια. Για την αναπαραγωγή της γεωμετρίας, παίρνουν δεδομένα από γεωγραφικά συστήματα πληροφοριών (GIS). Επίσης χρησιμοποιούν τρία επίπεδα πυκνότητας πλεγμάτων (nesting), καλύπτο-

ντας τελικά επιφάνεια 2×1 χιλιόμετρα. Για υποπλεγματοκό μοντέλο χρησιμοποιούν δυναμικό Smagorinsky. Αναφέρουν ότι για την κατανομή των πιέσεων, είναι απαραίτητη η LES, όπως και σωστή γεωμετρική απεικόνιση των κτιρίων, αλλά και κατάλληλο πλέγμα. Οι Nozu & Tamura (2012), επίσης μοντελοποιούν τμήμα του Τόκυο και ταυτόχρονα κάνουν και φυσική μοντελοποίηση σε αεροσήραγα, με την οποία τ' αποτελέσματα συμφωνούν πολύ καλά. Για χρονικά μεταβαλλόμενη είσοδο χρησιμοποιούν βοηθητική προσομοίωση και ανακύκλωση (Lund et al., 1998, Nozawa & Tamura, 2002) και για τους συνεκτικούς όρους κεντρικές διαφορές τέταρτης τάξης. Στα αποτελέσματά τους αναφέρουν ότι στα σημεία χαμηλών ταχυτήτων οι ρύποι είναι εν γένει υψηλότεροι. Επίσης έκαναν και μια προσομοίωση RANS με το Fluent και διαπίστωσαν ότι με τη RANS, όταν ο ρύπος μπει σε περιοχή ανακυκλοφορίας, παγιδεύεται εκεί δε βγαίνει έξω απ' αυτήν, ενώ με την LES, λόγω της αστάθειας της ροής, βγαίνει κατά καιρούς, οπότε η διασπορά είναι μεγαλύτερη.

Οι Bou-Zeid et al. (2009), χρησιμοποιώντας τον ίδιο κώδικα των Tseng et al. (2006), εξετάζουν την επίδραση που έχει η λεπτομέρεια με την οποία αποδίδονται τα κτίρια στα αποτελέσματα. Έχουν τρεις γεωμετρικές αναπαραστάσεις των κτιρίων μιας Πολυτεχνειούπολης στην Ελβετία. Στην πρώτη αναπαράσταση, ομάδες κτιρίων περίπου του ίδιου ύψους μοντελοποιούνται ως ένα κανονικό παραλληλεπίπεδο. Στην τρίτη αναπαράσταση δίνονται όλα τα κτίρια με όλες τους τις λεπτομέρειες. Διαπιστώθηκε ότι στη μακροσκοπική τους επίδραση, οι λεπτομέρειες των κτιρίων δεν παίζουν ρόλο, αρκεί να έχουν το ίδιο ποσοστό μπλοκαρίσματος της ροής. Αν μας ενδιαφέρει όμως τι γίνεται σε τοπικό επίπεδο, ανάμεσα στα κτίρια, η λεπτομέρεια είναι καθοριστική, ιδίως για τη διασπορά. Το υποπλεγματοκό μοντέλο που χρησιμοποιούν είναι ένα προηγμένο δυναμικό Λαγκρανζιανό μοντέλο ομοιότητας κλιμάκων. Χρησιμοποιούν συναρτήσεις τοίχου τύπου RANS, με z_0 για τα κτίρια $0,01\text{m}$ και για το χώμα $0,1\text{m}$. Επειδή ο κώδικάς τους είναι ψευδοφασματικός στην οριζόντια διάσταση, έχουν αναγκαστικά κυκλικές οριακές συνθήκες, όμως παρεμβάλλουν στην είσοδο ένα επίπεδο από μια βοηθητική προσομοίωση με άδειο χωρίο, χωρίς κτίρια.

Οι Xie & Castro (2009), εκτέλεσαν LES με απλό Smagorinsky και σταθερά $C_s=0,1$ στην περίπλοκη γεωμετρία του πειράματος DAPPLE, περιλαμβάνοντας δεκάδες κτίρια. Η μοντελοποίηση έγινε σε κλίμακα αεροσήραγας, οπότε κατά πάσα πιθανότητα χρησιμοποιήθηκαν συναρτήσεις τοίχου όπως στην προγενέστερή τους σχετική δημοσίευση (Xie & Castro, 2006), δηλαδή λογαριθμικές μόνο στην περίπτωση που $y^+ > 11,5$. Οι συγγραφείς χρησιμοποίησαν πολυεδρικά κελιά, που θεωρούν ότι έχουν καλύτερα χαρακτηριστικά από τα τετραεδρικά⁹ και ο κώδικάς τους ήταν το STAR-CD. Το μέσο CFL στους υπολογισμούς τους είναι $0,5$. Ως οριακή συνθήκη στο πάνω μέρος του χωρίου υπολογισμού χρησιμοποίησαν κι αυτοί μηδενική τάση, εν γνώσει τους ότι δεν είναι και η πιο κατάλληλη για LES. Η συνθήκη αυτή θα μπορούσε να μεταφραστεί στο φυσικό περιβάλλον ως μια πολύ ισχυρή θερμοκρασιακή αναστροφή. Για την είσοδο, η μέση ταχύτητα και οι τάσεις Reynolds, λήφθηκαν από πειραματικά δεδομένα της φυσικής μοντελοποίησης του DAPPLE (Cheng & Robins, 2004). Όπως αναφέρθηκε και στην παράγραφο για τις οδικές χαράδρες, η μελέτη αυτή χρησιμοποιεί τη μεθοδολογία δημιουργίας τεχνητής τύρβης στην είσοδο του υπολογιστικού πεδίου (Xie & Castro, 2008) με χρήση ψηφιακών φίλτρων. Η μέθοδος απαιτεί την εκτίμηση των ολοκληρωτικών κλιμάκων μήκους L_x, L_y, L_z και πολύ προσεγγιστική εκτίμησή τους δίνεται στο σχήμα 4 της δημοσίευσης των Xie & Castro (2009). Είναι ενδιαφέρον ότι αναφέρεται ότι η ακριβής τιμή τους δεν είναι καθοριστική για τα αποτελέσματα, αρκεί να μην είναι μηδενική, ώστε η εισερχόμενη τύρβη να έχει χωρική συνεκτικότητα. Η μελέτη αυτή συνεχίστηκε αργότερα για να εξιχνιάσει μηχανισμούς με τους οποίους θα μπορούσε να συνδυαστεί μια τοπική μελέτη με μοντέλο μεσο-κλίμακας (Xie, 2011) και άλλη φορά για να περιλάβει θερμικά φαινόμενα, τα οποία βελτίωσαν τη σύγκριση με τις μετρήσεις του πειράματος πεδίου (Xie et al., 2013).

Οι Liu Y.S. et al. (2011) συνέχισαν την εργασία των Shi et al. (2008) σε γεωμετρία πραγματικής πόλης και συγκεκριμένα στο Μακάο. Μοντελοποίησαν με πλέγμα 3 εκατομμυρίων κελιών μια περιοχή έκτασης $1,4 \times 1,1$ χιλιομέτρων, ενός χιλιομέτρου ύψους, λύνοντας και θερμότητα και συγκεντρώσεις. Στην είσοδο χρησιμοποίησαν μηχανισμό παραγωγής διακυμάνσεων για τις ταχύτητες (παρόμοιο μ' αυτό των Hanna et al., 2002), ενώ στην έξοδο και στο πάνω όριο, χρησιμοποίησαν οριακή συνθήκη ακτινοβολίας (non-reflecting). Εγκάρσια έχουν μηδενική κλίση ταχυτήτων (Neumann). Οι τυρβώδεις αριθμοί Prandtl και Schmidt έχουν θεωρηθεί $0,72$. Στοιχειώδης σύγκριση γίνεται με πειρα-

⁹ Επίσης αναφέρουν ότι σε δοκιμές που έκαναν, τα εξαεδρικά πλέγματα παρείχαν μεγαλύτερη ακρίβεια από τα τετραεδρικά για ίδιο υπολογιστικό κόστος.

ματικά δεδομένα αεροσήραγγας. Οι συγγραφείς αναφέρουν την μεγάλη σημασία που θα είχε η σύζευξη του μοντέλου που χρησιμοποίησαν με ένα μοντέλο μεσοκλίμακας, ώστε να λαμβάνονται πιο σωστές στιγμιαίες τιμές μετεωρολογικών δεδομένων.

Οι Gousseau et al. (2011a) συγκρίνουν LES και RANS με τον κώδικα Fluent με πειραματικά δεδομένα από αεροσήραγγα που αφορούν την πόλη του Μόντρεαλ. Η μελέτη τους και η σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα εστιάζει στην περιοχή γύρω από την πηγή, παρ' όλο που μοντελοποιήθηκε μεγάλο τμήμα της πόλης, τάξεως χιλιομέτρου, με περίπου 5 εκατομμύρια κελιά. Στην LES χρησιμοποιούν δυναμικό Smagorinsky και περιορισμένο (bounded) σχήμα κεντρικών διαφορών. Στον τοίχο, το πρώτο κελί θεωρείται ότι εμπίπτει στο λογαριθμικό νόμο, ενώ η τραχύτητα αγνοείται. Στην είσοδο χρησιμοποιείται χρονικά μεταβαλλόμενο προφίλ με τη μέθοδο των στροβίλων του Fluent (Sergent, 2002, Mathey et al., 2006). Η είσοδος έχει κρατηθεί επίτηδες κοντά στο κύριο χωρίο υπολογισμού, ώστε να μην έχουμε μεγάλη υποβάθμιση της ροής του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος. Ως αρχική κατάσταση του πεδίου ροής για την LES, θεωρείται η λύση της RANS. Στα σχόλια αναφέρουν τα καλύτερα αποτελέσματα της LES, την ανωτερότητά της στο ότι παρέχει μέγιστες και ελάχιστες τιμές στις συγκεντρώσεις και την μεγάλη σημασία στην ακριβή απόδοση της γεωμετρίας, αν μας ενδιαφέρουν τ' αποτελέσματα σε κοντινή στην πηγή κλίμακα.

Οι Moon et al. (2014) χρησιμοποιούν μια τροποποιημένη έκδοση του κώδικα FDS και δοκιμάζουν το υποπλεγματικό μοντέλο του Smagorinsky και του Vreman (Vreman, 2004), αναφέροντας ως ένα από τα μειονεκτήματα του δυναμικού Smagorinsky και την ανάγκη ύπαρξης τουλάχιστον μιας ομογενούς διεύθυνσης στο πεδίο ροής. Μελετούν τη ροή σε τμήμα της Σεούλ, εστιάζοντας σε μια οδική χαράδρα που σχηματίζεται ανάμεσα σε ανομοιογενή ψηλά κτίρια. Εγκάρσια χρησιμοποιούν κυκλικές οριακές συνθήκες. Στ' αποτελέσματα αναφέρουν ότι τα ψηλά κτίρια μπορεί να οδηγήσουν, ανάλογα με τη διεύθυνση της ροής, σε επιταχύνσεις, μεγάλες ανακυκλοφορίες και αρνητικές επιδράσεις στην άνεση των πεζών. Τα δύο υποπλεγματικά μοντέλα δεν παρουσιάζουν μεγάλη διαφορά, αλλά το μοντέλο του Vreman αναφέρουν ότι δίνει πιο ρεαλιστικές τιμές κοντά στα στερεά όρια.

Αξιόλογες μοντελοποιήσεις ροής και διασποράς ρύπων σε πραγματικές πόλεις με πλέγματα δεκάδων εκατομμυρίων κελιών, έχει γίνει και από ομάδα ερευνητών του πολεμικού ναυτικού (Naval Research Laboratory) των Η.Π.Α. (Cybyk et al., 1999, 2001, Boris, 2002, Pullen et al., 2005, Patnaik et al., 2003, 2005, 2007a, 2007b, Patnaik & Boris, 2007). Ο κώδικας που ανέπτυξαν ονομάζεται FAST3D-CT (CT: Contaminant Transport), είναι Implicit LES και βασίζεται στον αλγόριθμο FCT (Flux Corrected Transport) του J. Boris (βλ. § 2.6.5.1). Η ομάδα υποστηρίζει ότι η ILES (και γενικότερα η LES) είναι προτιμότερη από τη RANS για επίλυση ροής σε πόλεις, ακόμα και σε αραιά πλέγματα, καθώς λύνει εγγενώς χρονικά μεταβαλλόμενη ροή και αυτό είναι καθοριστικό σε περίπλοκες γεωμετρίες. Για τη μοντελοποίηση του στερεού ορίου χρησιμοποιείται μοντέλο τραχέως τοίχου (Patnaik et al., 2003, 2005, 2007b). Στην είσοδο δίνονται διαταραχές ευρέως φάσματος στην ταχύτητα με μια περίπλοκη ντετερμινιστική μέθοδο¹⁰, ενώ γίνονται δοκιμές και με άλλες μεθόδους (Patnaik et al., 2007b), καθώς η δημιουργία κατάλληλων διαταραχών στην είσοδο είναι ένα θέμα που είναι ακόμη ανοικτό ερευνητικά.

Η ομάδα δεν έχει εστιάσει τόσο στο ερευνητικό κομμάτι, όσο στο πρακτικό. Συγκεκριμένα, προωθεί το εργαλείο αυτό για μελέτες κινδύνων από ατυχήματα ή δολιοφθορές, αναφέροντας ότι τα πρακτικά ή εμπειρικά μοντέλα που χρησιμοποιούνταν ως τώρα έχουν κατώτερη ακρίβεια. Πολύ ενδιαφέρον είναι και το εργαλείο CT-Analyst (<http://www.nrl.navy.mil/techtransfer>) που έχουν αναπτύξει (Boris et al., 2002). Σε αυτό εισάγεται μια γεωμετρία πόλης και γίνονται πολλά τρεξίματα του μοντέλου FAST3D-CT για διάφορες πηγές και κατευθύνσεις ανέμου. Τ' αποτελέσματα φυλάσσονται σε μια βάση δεδομένων και σε περίπτωση που χρειαστεί, μπορεί ο χειριστής ν' αποκτήσει άμεσα αποτελέσματα κατανομών συγκεντρώσεων (χρησιμοποιώντας τα προ-υπολογισμένα δεδομένα), για τη συγκεκριμένη περίπτωση που θέλει εκείνη τη στιγμή (φυσικά με κάπως μειωμένη ακρίβεια σε σχέση με το να γινόταν μια νέα μοντελοποίηση με τα συγκεκριμένα δεδομένα). Το εργαλείο μπορεί να δουλέψει και αντίστροφα, δηλαδή να δώσει τη θέση της πηγής για συγκεκριμένες μετρήσεις που έχουμε σε κάποιους σταθμούς. Παράδειγμα χρήσης του CT-Analyst δίνεται από τους Schatzmann et al. (2011) για την πόλη του Αμβούργου (βλ. και Harms et al., 2011b). Στην περίπτωση αυτή είχαν γίνει 2 σύντομα πειράματα πεδίου, μοντελοποίηση σε αεροσήραγγα που περιλαμβάνει λεπτομερή αναπαράσταση τρι-

¹⁰ Αναφέρεται μάλιστα ότι οι διαταραχές δεν έχουν αυτοσυνέπεια, η οποία αποκτάται εν μέρει προς τα κατάντη της ροής με την επίλυση του πεδίου.

ψήφιου αριθμού κτιρίων και μοντελοποίηση με ΥΡ με χρήση του FAST3D-CT με πλέγματα τάξεως 200 εκατομμυρίων κελιών για 18 κατευθύνσεις ανέμου. Τα αποτελέσματα του CT-Analyst ήταν ικανοποιητικά. Για την ίδια περίπτωση, οι Hertwig et al. (2011a) παρουσιάζουν με μεγαλύτερη λεπτομέρεια συγκρίσεις του FAST3D-CT με τα πειραματικά δεδομένα, σε μια προσπάθεια να αξιολογηθεί με ποιους τρόπους μπορεί να γίνει πιο πλήρης πιστοποίηση κωδίκων LES.

Εδώ είναι κατάλληλο σημείο ν' αναφερθεί η αξιολογη προσπάθεια που έχει ξεκινήσει τα τελευταία χρόνια από τους πειραματιστές στο Πανεπιστήμιο του Αμβούργου για δημιουργία μιας βάσης δεδομένων κατάλληλης για αξιολόγηση κωδίκων LES, αλλά και μεθοδολογιών που να υποβοηθούν στην πιστοποίηση των κωδίκων. Η ερευνητική ομάδα του Εργαστηρίου Τεχνολογίας Περιβάλλοντος του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας ήταν από τις πρώτες που προσπάθησε να αξιοποιήσει μερικώς τη βάση αυτή, εν μέρει στα πλαίσια του παρόντος διδακτορικού (βλ. κεφ. 10). Η βάση λέγεται CEDVAL-LES (Fischer et al., 2010), είναι προσβάσιμη μέσω διαδικτύου (<http://www.mi.uni-hamburg.de/Introducti.6360.0.html>) και στόχος της θα είναι να παρέχει λεπτομερείς μετρήσεις υψηλής ποιότητας για διάφορες γεωμετρικές περιπλοκότητες. Μια από τις πρωτοτυπίες της βάσης, είναι ότι περιλαμβάνει και μια ενδιάμεση γεωμετρία πόλης, εξιδανικευμένης και φανταστικής μεν, αλλά πολύ πιο περίπλοκης από απλή παράθεση ομοειδών αντικειμένων και με πολλά στοιχεία που συναντώνται σε πραγματικές πόλεις της κεντρικής Ευρώπης. Η ημι-εξιδανικευμένη αυτή πόλη λέγεται Michel-Stadt και ήδη υπάρχουν δημοσιεύσεις από αποτελέσματα μοντελοποιήσεων για την γεωμετρία αυτή. Καθώς όμως αυτά αφορούν εν μέρει δουλειά που έγινε στα πλαίσια του διδακτορικού, θ' αναφερθούν περισσότερο στο κεφ. 10.

Τα τελευταία χρόνια έχει προκύψει ενδιαφέρον και για τη ζεύξη τοπικών αστικών μοντέλων ΥΡ, με μετεωρολογικά μοντέλα μεσο-κλίμακας (π.χ. Baik et al., 2009, Tamura, 2010, Mochida et al., 2011, Yamada & Koike, 2011, Xie, 2011, Rasheed et al., 2011, Tominaga et al., 2011, Wyszogrodzki et al., 2012, Liu et al., 2012, Nakayama et al., 2012, Michioka et al., 2013, αλλά και παλιότερες μελέτες όπως των Kunz et al., 2000). Να σημειωθεί ότι οι μελέτες αυτές συνήθως περιέχουν μοντελοποίηση ΥΡ σε πόλη, που είναι το θέμα που μας ενδιαφέρει σ' αυτή την παράγραφο §3.2.4. Η ενοποιημένη αντιμετώπιση της μετεωρολογίας, ροής και διασποράς ρύπων από μεσοκλίμακα μέχρι επίπεδο κλίμακας μέτρου, δίνει μεγάλες δυνατότητες για πολύ ενδιαφέρουσες εφαρμογές της ΥΡ και μάλιστα σε πεδία ευρύτερα αυτών που μπορούν να επιτευχθούν με αεροσήραγγα (Blocken et al., 2011). Επίσης τα τελευταία χρόνια χρησιμοποιείται ενίοτε ο συνδυασμός αποτελεσμάτων πολλών υπολογιστικών μοντέλων για προβλέψεις (βλ. π.χ. Galmarini et al., 2004).

Υπάρχουν πολλές κατηγορίες μελετών που μπορεί να μην αφορούν άμεσα ροή σε αστικές ή μικροαστικές γεωμετρίες, αλλά σχετίζονται με το αντικείμενο αυτό. Παραδείγματα είναι οι μελέτες ροής γύρω από λόφους (π.χ. Bergeles, 1985, Belcher & Hunt, 1998, Brown A.R. et al., 2001, Tessicini et al., 2007, Hahn & Drikakis, 2009a, Nakayama & Nagai, 2010, Wan & Porte-Agel, 2011, Sun et al., 2012), στο ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα γενικά (π.χ. ανασκοπήσεις από Mason, 1994, Seaman, 2000, Arnfield, 2003, Koutsourakis et al., 2003, Cullen & Brown, 2009, Fernando, 2010, Sarkar & Armenio, 2013 και μελέτες LES από Moeng, 1984, Mason, 1988, Schmidt & Schumann 1989, Mason & Thomson 1992, Sullivan et al. 1996, Kosovic 1997, Porte-Agel et al. 2000, Albertson et al. 2001, Cassiani et al. 2008, Huang J. et al. 2009a,b, 2011), σε δασικές περιοχές (LES π.χ. από Shaw & Schumann, 1992, Dwyer et al. 1997, Shen & Leclerc, 1997, Su et al., 1998, 2000, Albertson et al., 2001, Patton et al., 2001, Yang et al., 2006a,b, Dupont & Brunet, 2008), σε μη αστικές γεωμετρίες κτιρίων όπως αεροδρόμια και εργοστάσια (π.χ. Neofytou et al., 2006c, Argyropoulos et al., 2010, Vendel et al., 2011), σε εσωτερικούς (Jones, 1999, Zhang & Smith, 2003) χώρους κτιρίων (π.χ. Markatos et al., 1982, Chen, 1996, Papakonstantinou et al., 2000, 2003, Hall & Spanton, 2013), μελέτες αφομοίωσης παρατηρήσεων (data assimilation) ή ανάστροφης μοντελοποίησης (π.χ. Davakis et al., 1998, 2007, Kovalets et al., 2004, 2009, 2011, Tsiouri et al., 2012) και πολλές άλλες.

Οι κατηγορίες μελετών αυτές όχι μόνο παρουσιάζουν πάρα πολλά κοινά στοιχεία με τη μελέτη της ροής και της διασποράς ρύπων στο αστικό περιβάλλον, αλλά πολλές φορές εμπλέκονται μ' αυτήν. Πολλές μεθοδολογίες που εφαρμόζονται στις μελέτες αυτές, μπορούν να μεταφερθούν αυτούσιες ή με μικρές τροποποιήσεις και στη μελέτη της αστικής γεωμετρίας. Η περαιτέρω επέκταση όμως της παρούσας ανασκόπησης δεν είναι πρακτική και μάλλον είναι και άσκοπη αφού ήδη έχουν γίνει σαφή όλα τα απαραίτητα συμπεράσματα που μπορεί να είναι χρήσιμα για την παρούσα εργασία.

3.2.5. Κατευθυντήριες γραμμές για χρήση της υπολογιστικής ρευστομηχανικής

Από τις πολλές μελέτες ΥΡ που έχουν γίνει, από τις ανάγκες των μελετών σύγκρισης (inter-comparison exercises), αλλά και για πρακτικούς λόγους, κάποιιοι συγγραφείς ή οργανισμοί, έχουν βγάλει οδηγίες για την ορθή χρήση της ΥΡ σε ροές όπως αυτές που εξετάζουμε εδώ. Αν και πολλοί λένε ότι η χρήση της ΥΡ είναι περισσότερο τέχνη, οι οδηγίες αυτές ίσως μπορούν σε κάποιες περιπτώσεις να φανούν χρήσιμες, ιδίως σε κάποιους με μικρή σχετική εμπειρία. Η παρούσα παράγραφος §3.2.5 βασίζεται κυρίως σε πρόσφατες δημοσιεύσεις των Blocken (2014) και Blocken et al. (2011, 2012), αλλά και των Tominaga et al. (2008b) και Tominaga & Stathopoulos (2013), όπου γίνονται σύντομες αναφορές-ανασκοπήσεις στο θέμα αυτό. Η παράγραφος δεν έχει τόσο στόχο να παρουσιάσει κατευθυντήριες γραμμές (κάτι παρόμοιο μπορεί να θεωρηθεί ότι επιχειρείται σε περιορισμένη έκταση στο παράρτημα Β.1), όσο να καθοδηγήσει τον αναγνώστη για το πού θα τις αναζητήσει.

Η υπολογιστική ρευστομηχανική απαιτεί από το χρήστη όχι μόνο τον σαφή ορισμό του προβλήματος που θέλει να μοντελοποιήσει, αλλά και μια σειρά ειδικευμένων επιλογών που αφορούν την φύση της μεθοδολογίας. Έτσι πρέπει να επιλεγούν μεταξύ άλλων ο τρόπος και η λεπτομέρεια της γεωμετρικής αναπαράστασης των κτιρίων, η μεθοδολογία επίλυσης (RANS, LES κτλ.), το μέγεθος του υπολογιστικού χωρίου, ο τύπος και η δομή του πλέγματος, οι αρχικές και οριακές συνθήκες και οι αριθμητικές παράμετροι. Οι τελευταίες περιλαμβάνουν τα σχήματα διακριτοποίησης στο χώρο και στο χρόνο, το χρονικό βήμα, τα κριτήρια ελέγχου της σύγκλισης, τις μεθόδους επίλυσης των γραμμικοποιημένων εξισώσεων, το μοντέλο τύρβης και τυχόν άλλα μοντέλα. Επιπλέον ο χρήστης πρέπει να προσδιορίσει τα σημεία και χρονικές στιγμές ενδιαφέροντος στο πεδίο ροής και τον τρόπο της επεξεργασίας των αποτελεσμάτων ώστε να εξάγει τις καταλληλότερες πληροφορίες.

Κάποιες οδηγίες για τη χρήση της ΥΡ, είτε για αστικές ροές, είτε ευρύτερης εφαρμογής, μπορούν να βρει κανείς διάσπαρτες σε διάφορες σχετικές δημοσιεύσεις στο τέλος του περασμένου αιώνα (π.χ. Roache et al., 1986, Murakami & Mochida 1989, Baetke et al. 1990, Stathopoulos & Baskaran 1990, Cowan et al. 1997, Hall, 1997, AIAA, 1998).

Στον αιώνα μας παρουσιάστηκαν γενικότερες και πιο οργανωμένες συλλογές οδηγιών για χρήση της ΥΡ, όπως από την ERCOFTAC -European Research Community on Flow, Turbulence and Combustion- (Casey & Wintergerste, 2000), από το πρόγραμμα ECORA -Evaluation of Computational Fluid Dynamic Methods for Reactor Safety Analysis- (Menter et al., 2002) και από το NEA - Nuclear Energy Agency- (NEA, 2007).

Στο δίκτυο QNET-CFD (Network for Quality and Trust in the Industrial Application of CFD) υπήρξαν και πιο ειδικευμένες οδηγίες για αστικές ροές (Scaperdas & Gilham, 2004, Bartzis et al., 2004). Ακόμα πιο πλήρεις κατευθυντήριες γραμμές για μοντελοποίηση ροής στην ατμόσφαιρα δόθηκαν από τους Franke et al. (2004) και Franke (2006) στα πλαίσια της δράσης C14 του COST (European Cooperation in Science and Technology), που επεκτάθηκαν ακόμη περισσότερο για το αστικό περιβάλλον από τους Franke et al. (2007, 2011) στα πλαίσια της δράσης 732 του COST. Αντίστοιχες προσπάθειες έγιναν και στην Ιαπωνία, κυρίως από το AIJ -Architectural Institute of Japan- (Yoshie et al., 2007, Tamura et al., 2008, Tominaga et al., 2008b).

Εκτός από τις γενικές οδηγίες, υπάρχουν και μελέτες που αφορούν συγκεκριμένες παραμέτρους της μοντελοποίησης, δίνοντας κατευθυντήριες γραμμές για την ορθή επιλογή κάποιων απ' αυτές. Το θέμα αυτό είναι ανεξάντλητο και ουσιαστικά θα μπορούσε να περιλαμβάνει κάθε δημοσίευση που έχει έστω μια παραμετρική μελέτη. Εκτεταμένη σχετική έρευνα έχει γίνει στα μοντέλα τύρβης, χωρίς μάλιστα να έχει ακόμη διερευνηθεί πλήρως το θέμα (π.χ. Baskaran & Stathopoulos, 1989, Murakami, 1993, Mochida et al., 2002, Tominaga & Stathopoulos, 2009). Οι Tominaga & Stathopoulos (2013), σε μια προσπάθεια να συνοψίσουν την ως τώρα εμπειρία, αναφέρουν ότι τα μοντέλα τύπου $k-\epsilon$ θεωρούνται η πιο αξιόπιστη και διαδεδομένη μοντελοποίηση τύρβης σε αστικές ροές, με τα τροποποιημένα μοντέλα, όπως το RNG $k-\epsilon$, να δίνουν γενικά κάπως καλύτερα αποτελέσματα σε κάποια σημεία του πεδίου ροής σε σχέση με το κλασικό $k-\epsilon$ (βλ. και §3.3). Οι ίδιοι συγγραφείς αναφέρουν και συμβουλές σχετικά με την επιλογή RANS, URANS ή LES και για τις ενδεικνύμενες τιμές του τυρβώδους αριθμού Schmidt.

Κάποιες απ' τις ειδικευμένες επιστημονικές εργασίες που περιέχουν οδηγίες και αναφέρονται συχνά σε σχετικές ανασκοπήσεις, αφορούν τις οριακές συνθήκες. Για παράδειγμα, για την συνεπή μοντελοποίηση ενός απλού ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος, ομοιογενούς στο οριζόντιο επίπεδο, απαιτείται κατάλληλος χειρισμός των οριακών συνθηκών (κυρίως στην είσοδο του πεδίου ροής) και των συναρτήσεων τοίχου (Richards & Hoxey, 1993, Blocken et al., 2007a,b, Franke et al., 2007, Har-

greaves & Wright, 2007, Yang et al., 2009, Gorle et al., 2009, Kose et al., 2011, O'Sullivan et al., 2011, Richards & Norris, 2011, Parente et al., 2011a,b, Ai & Mak, 2013). Αν και οι οδηγίες που δίνονται σ' αυτές τις δημοσιεύσεις δεν είναι απόλυτες και μπορεί να μην είναι σε πλήρη συμφωνία μεταξύ τους, είναι χρήσιμες ως προβληματισμός.

Άλλες παράμετροι που έχουν κατά καιρούς εξεταστεί είναι για παράδειγμα ο τύπος, η πυκνότητα και η ποιότητα του πλέγματος (π.χ. Murakami & Mochida, 1989, Baskaran & Stathopoulos, 1992, Tucker & Mosquera, 2001, van Hooff & Blocken, 2010a, Blocken et al., 2012), η λεπτομέρεια αναπαράστασης της γεωμετρίας (π.χ. Bou-Zeid et al., 2009), η μοντελοποίηση των στερεών που δεν επιλύονται (π.χ. Svensson & Haggkvist, 1990, Green, 1992, Hiraoka, 1993, Katul et al., 2004, Mochida et al., 2008), η επίδραση των οριακών συνθηκών γενικότερα (π.χ. Murakami & Mochida, 1989, Stathopoulos & Baskaran, 1990), τα αριθμητικά σχήματα διακριτοποίησης (π.χ. οι οδηγίες της ASME -American Society of Mechanical Engineers- βλ. Roache et al., 1986 και Freitas, 1993), η διαδικασία σύγκρισης με πειραματικά δεδομένα (π.χ. Schatzmann et al., 1997, Schatzmann & Leitl, 2011), η τιμή του τυρβώδους αριθμού Schmidt (π.χ. Tominaga & Stathopoulos, 2007, Gousseau et al., 2011a,b), οι παράμετροι τραχύτητας k_s και z_0 και η σχέση τους (π.χ. Blocken et al., 2007a,b), η μοντελοποίηση της κυκλοφορίας των οχημάτων (π.χ. Baker & Hargreaves, 2001, Ahmad et al., 2002), η επίδραση της ευστάθειας της ατμόσφαιρας (π.χ. Santos et al., 2009, Mavroidis et al., 2012) και της ηλιακής ακτινοβολίας (π.χ. Sini et al., 1996, Smith et al., 2001, Xie et al., 2005b). Σύντομη αναφορά σε κάποιες απ' αυτές τις παραμέτρους γίνεται (κυρίως για μοντελοποιήσεις RANS) από τους Tominaga & Stathopoulos (2013) και για μεθοδολογία LES στην §3.4.7 της παρούσας εργασίας. Οι Blocken et al. (2012), στην παράγραφο 2.2 της εργασίας τους, συνοψίζουν κάποιες οδηγίες που αφορούν την απαιτούμενη λεπτομέρεια της γεωμετρίας, το μέγεθος του χωρίου υπολογισμού, το πλέγμα, τις οριακές συνθήκες, τα σχήματα διακριτοποίησης και την παρακολούθηση της σύγκλισης.

Στην παρούσα εργασία, όσον αφορά τις επιλογές στις διάφορες παραμέτρους μοντελοποιήσεων έχει ακολουθηθεί κυρίως η εμπειρία του Εργαστηρίου Περιβαλλοντικών Ερευνών του «Δημόκριτου» και οι οδηγίες των Bartzis et al. (2004) και Franke et al. (2007). Σε πολλές περιπτώσεις χρειάστηκε επιπλέον να γίνει ανασκόπηση της βιβλιογραφίας για να φανεί η κοινή (ή η καταλληλότερη για την περίπτωση) πρακτική, ενώ σε επίσης πολλές περιπτώσεις έγιναν δοκιμές και παραμετρικές μελέτες ώστε ν' αποκτηθεί ίδια πείρα για τη συμπεριφορά των διαφόρων παραμέτρων.

3.2.5.1. Αξιολόγηση και πιστοποίηση των αποτελεσμάτων της υπολογιστικής ρευστομηχανικής

Μια **φυσική διεργασία** προσπαθούμε μέσω *ανάλυσης* να την περιγράψουμε με ένα **θεωρητικό μοντέλο**. Απ' αυτό, μέσω *προγραμματισμού*, φτιάχνουμε ένα **υπολογιστικό μοντέλο**. Απ' αυτό, μέσω *προσομοίωσης* πρέπει να μπορούμε να προσεγγίσουμε την πραγματικότητα (αρχική φυσική διεργασία). Οι διαδικασίες αυτές περιγράφονται σχηματικά από τον Schlesinger (1979).

Η προσέγγιση της πραγματικότητας όμως δεν είναι πάντα ικανοποιητική. Έτσι και κάθε μοντελοποίηση ΥΡ έχει αβεβαιότητες (που οφείλονται σε έλλειψη γνώσης για το θέμα που εξετάζεται) και σφάλματα (που δεν οφείλονται σε έλλειψη γνώσης). Παραδείγματα αβεβαιοτήτων είναι οι ασαφείς οριακές συνθήκες ή τα ανακριβή θεωρητικά μοντέλα, ενώ τα σφάλματα μπορεί να είναι π.χ. αριθμητικά ή προγραμματιστικά. Μεστή αναφορά στα σφάλματα και τις αβεβαιότητες της ΥΡ δίνουν οι Versteeg & Malalasekera (2007), στο κεφάλαιο 10 του βιβλίου τους.

Η διαδικασία εξακρίβωσης ότι τα σφάλματα είναι μικρά, δηλαδή ότι το υπολογιστικό μας μοντέλο αντιπροσωπεύει το θεωρητικό μας μοντέλο, ονομάζεται **διακρίβωση (verification)**. Επιπλέον, η διαδικασία εξακρίβωσης ότι το μοντέλο μας προσομοιώνει τον πραγματικό κόσμο ονομάζεται **επικύρωση (validation)**. Στη διαδικασία της διακρίβωσης, τα σφάλματα μπορούν να εκτιμηθούν για παράδειγμα κάνοντας τους υπολογισμούς με διαφορετικό αριθμό σημαντικών ψηφίων και δοκιμάζοντας διάφορα πλέγματα. Στη διαδικασία της επικύρωσης, η αβεβαιότητα μπορεί να εκτιμηθεί για παράδειγμα κάνοντας ανάλυση ευαισθησίας σε διάφορες παραμέτρους και συγκρίνοντας με πειραματικά δεδομένα (Versteeg & Malalasekera, 2007).

Ανάλυση για τις αβεβαιότητες και τα σφάλματα της ΥΡ γενικά, δίνεται από ειδικευμένες δημοσιεύσεις (Roache, 1994, 1997, AIAA, 1998, Casey & Wintergerste, 2000, Oberkampf & Trucano, 2002, Oberkampf et al., 2004, Roy, 2005, 2010, Stern et al., 2006, ASME, 2009). Το θέμα έχει και φιλοσοφικές προεκτάσεις. Ο Hawking (1988) αναφέρει ότι κάθε φυσική θεωρία είναι πάντα υπό αίρεση, καθώς είναι υποθετική και δε μπορεί ν' αποδειχθεί ποτέ. Οι Oreskes et al. (1994) αναφέρουν ότι η διακρίβωση (verification) και επικύρωση (validation) ενός μοντέλου είναι αδύνατη. Επίσης αναγνωρί-

ζουν ότι δεν υπάρχει σαφές όριο αποδοχής ή όχι ενός μοντέλου. Ο Roache (1997) καταλήγει ότι ένας κώδικας δεν μπορεί τελικά να επικυρωθεί, με την αυστηρή έννοια του όρου. Ο Blocken (2014) ισχυρίζεται ότι «τ' αποτελέσματα της ΥΡ είναι λάθος μέχρι αποδείξεως του αντιθέτου». Επίσης αξίζει να σημειωθεί ότι όσο αυξάνει η περιπλοκότητα ενός μοντέλου, οι κίνδυνοι να μειωθεί η απόδοσή του είναι μεγαλύτεροι, καθώς οι αβεβαιότητες των παραμέτρων του μοντέλου επίσης αυξάνονται (Hanna, 1989).

Στην θεωρητική τους εργασία, οι Jakeman et al. (2006), παρουσιάζουν μια διαδικασία δέκα βημάτων για την δημιουργία και αξιολόγηση ενός (περιβαλλοντικού) μοντέλου ΥΡ. Μερική εφαρμογή της έκαναν οι Robson et al. (2008) και οι Blocken & Gualtieri (2012).

Εκτός απ' αυτές τις θεωρητικές μελέτες, υπάρχουν και πλήθος εργασιών που προσπαθούν να δουν το θέμα της αξιολόγησης των κωδίκων (διακρίβωση και επικύρωση) από πιο πρακτικής πλευράς με εστίαση στις αστικές και ατμοσφαιρικές ροές (Schatzmann et al., 1997, 2010, Li & Stathopoulos, 1998, Schatzmann & Leidl, 2002, 2009, 2011, Hanna et al., 2004, Chang & Hanna, 2004, VDI, 2005, Oberkampf & Barone, 2006, Britter & Schatzmann, 2007, Harms et al., 2011a, Hanna & Chang, 2012).

Όπως αναφέρουν οι Tominaga & Stathopoulos (2013) συνοψίζοντας αρκετές από τις δημοσιεύσεις αυτές, το θέμα της πιστοποίησης ενός κώδικα είναι κάτι που πολύ συχνά ενδιαφέρει τον τελικό χρήστη. Ένα ζήτημα που εγείρεται, είναι ο τρόπος με τον οποίο θα γίνει ο έλεγχος του κώδικα. Στο σημείο αυτό φαίνονται απαραίτητα όχι μόνο τα κατάλληλα πειραματικά δεδομένα, αλλά και δείκτες πιστοποίησης που θα ποσοτικοποιήσουν την επιτυχία του μοντέλου στην πρόβλεψη του πειράματος. Αν και υπάρχουν προτεινόμενες αποδεκτές τιμές για τέτοιους δείκτες (π.χ. Chang & Hanna, 2004, VDI, 2005), στις αστικές ροές και ιδιαίτερα στη διασπορά ρύπων έχει φανεί ότι οι οδηγίες αυτές έχουν μόνο σχετική ισχύ, καθώς υπάρχει τεράστια διακύμανση (χωρική, χρονική και τυρβώδης) των προς πιστοποίηση τιμών. Σημαντικούς προβληματισμούς και συνεισφορά στο θέμα αυτό παρέχουν οι Schatzmann et al. (1997) και Schatzmann & Leidl (2002, 2011), ενώ οι Britter & Schatzmann (2007) αναφέρουν μια πιο πλήρη διαδικασία αξιολόγησης ενός κώδικα. Οι Tominaga & Stathopoulos (2013) τονίζουν ότι είναι σημαντικός και ο προσδιορισμός των μεταβλητών με τις οποίες θα γίνει η σύγκριση. Για παράδειγμα μπορεί για κάποια συγκεκριμένη εφαρμογή οι μέγιστες συγκεντρώσεις να είναι πιο σημαντικές από τις μέσες. Η αίσθηση και η εμπειρία του χρήστη τελικά διαδραματίζουν καθοριστικό ρόλο για τον προσδιορισμό της αποτελεσματικότητας ενός μοντέλου.

Όσον αφορά τα πειράματα, ουσιαστικά θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί οποιοδήποτε απ' αυτά για σύγκριση με αποτελέσματα της ΥΡ. Καταλληλότερα όμως είναι πειράματα που μπορούν ν' αναπαραχθούν με ακρίβεια από το μοντέλο, κυρίως σε ό,τι αφορά τις οριακές συνθήκες. Επίσης πειράματα με όσο το δυνατόν καλύτερη τεκμηρίωση, ποιοτικές και λεπτομερείς μετρήσεις. Καλό είναι ένας κώδικας να έχει όσο το δυνατόν περισσότερες περιπτώσεις επικύρωσης με πειραματικά δεδομένα, ιδίως από εφαρμογές παρόμοιες μ' αυτές στις οποίες σκοπεύεται να χρησιμοποιηθεί.

Παραδείγματα πηγών πειραματικών δεδομένων για γενική πιστοποίηση κωδίκων ΥΡ παρέχουν οι Versteeg & Malalasekera (2007), περιλαμβάνοντας τις βάσεις δεδομένων της ERCOFTAC (<http://ercoftac.mech.surrey.ac.uk>), της NASA (<http://www.larc.nasa.gov/reports/reports.htm>) και άλλες. Ειδικότερα για αστικές και ατμοσφαιρικές ροές, κάποια από τα σημαντικότερα πειράματα έχουν αναφερθεί στην ανασκόπηση που προηγήθηκε. Πολλά πειράματα αναφέρουν και οι Vardoulakis et al. (2003), Barlow & Coceal (2009) και Belcher et al. (2013) στις ανασκοπήσεις τους, ενώ οι Ahmad et al. (2005) περιλαμβάνουν αρκετές σχετικές μελέτες από αεροσήραγγες και ακόμη περισσότερες έχει ο Kanda (2006b) στην λεπτομερή ανασκόπηση του. Μια καλή συλλογή πειραμάτων (είτε αεροσήραγγας είτε πεδίου) που έχουν γίνει για αστικές ροές δίνεται και από τους Allwine et al. (2004a). Κάποιες από τις πιο γνωστές πειραματικές βάσεις δεδομένων και καμπάνιες μετρήσεων είναι η CEDVAL (Leidl & Schatzmann, 1998, <http://www.mi.unihamburg.de/Data-Sets.432.0.html>), η νεότερη CEDVAL-LES (www.mi.uni-hamburg.de/CEDVAL-LES-V.6332.0.html), η CODASC (<http://www.codasc.de>), η TRAPOS (<http://www2.dmu.dk/AtmosphericEnvironment/trapos>), το πείραμα Joint Urban 2003 (<http://ams.confex.com/ams/pdfpapers/74033.pdf>), το DAPPLE (Arnold et al., 2004, Wood et al., 2009), το BUBBLE (Rotach et al., 2005, Christen, 2005), τα πειράματα του Αρχιτεκτονικού Ινστιτούτου της Ιαπωνίας (βλ. π.χ. Tominaga et al., 2008b) κ.ά. Όσον αφορά πειράματα πεδίου μεγαλύτερης κλίμακας, μια πολύ μεγάλη σχετική λίστα παρέχει ο Chang (2005), αλλά και ο Irwin (<http://www.jsirwin.com/index.html>).

Αξίζει να σημειωθεί ότι η αστάθεια στις ατμοσφαιρικές συνθήκες και η αδυναμία ελέγχου των οριακών συνθηκών, κάνει τα πειράματα αεροσήραγγας πιο ελκυστικά από τα πειράματα πεδίου για πιστοποίηση κωδίκων ΥΡ (Schatzmann & Leitzl, 2009, 2011). Από την άλλη πλευρά στην αεροσήραγγα είναι αδύνατο να προσομοιωθούν ροές μεσοκλίμακας ή ροές στις οποίες μας ενδιαφέρουν πολλές χωρικές κλίμακες και δη μικρές (Blocken, 2014).

Στην πράξη, στις περισσότερες επιστημονικές μελέτες, η αξιολόγηση των μοντέλων περιορίζεται συνήθως μόνο στην σύγκριση με κάποια πειραματικά δεδομένα και πιθανόν σε μερική ανάλυση ευαισθησίας πλέγματος.

Κλείνοντας την παράγραφο για τις κατευθυντήριες γραμμές της ΥΡ, αξίζει να τονιστεί το σχόλιο των Blocken et al. (2011) ότι η ΥΡ είναι και θα παραμείνει ένα εργαλείο του οποίου τ' αποτελέσματα θα πρέπει να τα εμπιστευόμαστε μόνο αν προέρχονται από ειδικευμένο και έμπειρο προσωπικό.

3.3. ΚΥΡΙΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΡΟΗΣ ΚΑΙ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ ΣΕ ΟΔΙΚΕΣ ΧΑΡΑΔΡΕΣ

Από τις πειραματικές και αριθμητικές μελέτες έχουν προκύψει πολλές γνώσεις για τη ροή σε οδικές χαράδρες. Παρακάτω αναφέρονται οι κυριότερες απ' αυτές. Παρουσιάζονται μόνο τα κύρια χαρακτηριστικά, ενώ για πιο ειδικευμένες παρατηρήσεις πρέπει κανείς να κοιτάξει σε σχόλια στην παράγραφο §3.2 ή στις ίδιες τις δημοσιεύσεις που αναφέρονται. Η παράγραφος αυτή §3.3 είναι κυρίως υποβοηθητική για αναγνώστες που δεν έχουν προηγούμενες γνώσεις σε τέτοιου είδους ροές.

Η παράγραφος γράφεται για τους εξής λόγους: Πρώτον, θα δώσει στον αναγνώστη τις προαπαιτούμενες γνώσεις ώστε να παρακολουθήσει καλύτερα τις εφαρμογές αυτής της εργασίας (κυρίως τα κεφ. 6, 7, 8). Δεύτερον, θα γίνει σαφέστερη η γνώση που υπάρχει και θα προσδιοριστούν ευκολότερα τα σημεία στα οποία μια εργασία σαν την παρούσα θα μπορούσε να συνεισφέρει. Τρίτον, δεν υπήρχε στη βιβλιογραφία παρόμοια αναφορά των κύριων χαρακτηριστικών της ροής και της διασποράς ρύπων σε οδικές χαράδρες. Η παράγραφος βασίζεται σε εργασία του γράφοντα (Κουτσοιράκης, 2010) που έγινε στα πλαίσια της διατριβής.

Μελέτες ανασκόπησης που συμβάλλουν μερικά στην καταγραφή και κατανόηση των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα στις οδικές χαράδρες και οι οποίες μπορεί θεωρηθεί ότι συμπληρώνουν εν μέρει την παρούσα παράγραφο §3.3, είναι και οι εργασίες των: Ahmad et al. (2005) (ανασκόπηση πειραμάτων αεροσήραγγας), Li et al. (2006), Zajic et al. (2011), Afiq et al. (2012), Baik (2013) και η μεταπτυχιακή εργασία του γράφοντα (Κουτσοιράκης, 2006).

Για τις *υπόλοιπες* αστικές γεωμετρικές δομές υπάρχουν στη βιβλιογραφία ανασκοπήσεις που παρέχουν αρκετά σχετικά στοιχεία (Murakami, 1997, Britter & Hanna, 2003, Hunt et al., 2004, Belcher, 2005, Barlow & Coceal, 2009, Fernando, 2010, Kumar et al., 2011, Blocken et al., 2011, Belcher et al., 2013, Tominaga & Stathopoulos, 2013). Σε μεγαλύτερη κλίμακα, που αφορά ροές στην ατμόσφαιρα γύρω από ολόκληρες πόλεις, είναι διαθέσιμες οι ανασκοπήσεις των Arnfield (2003), Piringer et al. (2007), Fernando et al. (2010).

3.3.1. Βασικά χαρακτηριστικά της ροής για κανονική οδική χαράδρα

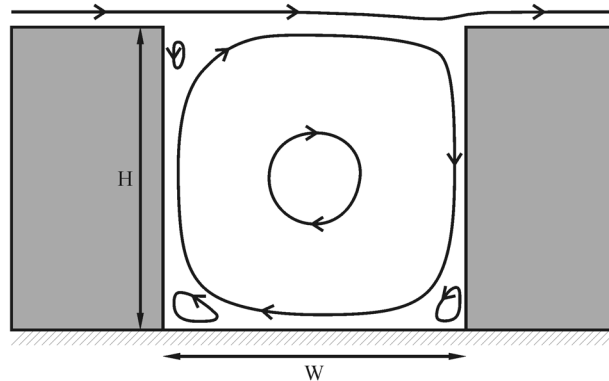
Τα κύρια χαρακτηριστικά που επηρεάζουν τη ροή μέσα στην χαράδρα είναι η ταχύτητα του ελεύθερου ανέμου πάνω από τα κτίρια και η γεωμετρία των κτιρίων (βλ. και Zhang et al., 2013).

Ήδη οι πρώτες μελέτες που έγιναν κυρίως την δεκαετία του 1970 και αφορούσαν είτε πειράματα πεδίου, είτε μετρήσεις σε αεροσήραγγα, είτε αριθμητική προσομοίωση, έδειχναν με σαφήνεια το σχηματισμό του χαρακτηριστικού βρόχου ανακυκλοφορίας, σχ. 3.4, που παρατηρείται κυρίως για άνεμο κάθετο με τον άξονα του δρόμου (ή σε μεγάλη γωνία με αυτόν) και ταχύτητες ελεύθερης ροής μεγαλύτερες από 2 m/s.

Το κέντρο του (δεξιόστροφου στο σχήμα) βρόχου ανακυκλοφορίας είναι περίπου στο γεωμετρικό κέντρο για κανονική (§3.2.2) χαράδρα με $H/W=1$ και ελαφρά μετατοπισμένο προς την ελεύθερη ροή για μη κανονική. Επίσης για λόγους H/W μικρότερους του 1, ή για χαράδρες πεπερασμένου μήκους κτιρίων (τρισεπίσταντες), το κέντρο μεταφέρεται αρχικά προς τα δεξιά. Αν εξακολουθήσει να μικραίνει ο λόγος H/W , ο βρόχος μπορεί να μη φτάνει ως το επόμενο κτίριο, όπως θα δούμε και παρακάτω, οπότε το κέντρο του μεταφέρεται κοντά στο ανάντη της ροής κτίριο. Κοντά στο όριο της χαρά-

δρας παρατηρούμε αριστερά (στο ανάντη κτίριο) θετική κατακόρυφη συνιστώσα της ταχύτητας, που σημαίνει τάση εξόδου του αέρα από τη χαράδρα και δεξιά αρνητική.

Για ταχύτητες του ανέμου πολύ μικρές όπως έχουν παρατηρήσει στην πολύ σημαντική εργασία τους οι DePaul & Sheih (1986) και άλλοι ερευνητές (π.χ. Hassan & Crowther, 1998, Xie et al., 2003), ο στρόβιλος μπορεί να είναι ασταθής ή να μην υπάρχει καθόλου. Αυτό συνάγεται και από τις μετρήσεις των Nakamura & Oke (1988), αν και αυτοί δε μπόρεσαν να προσδιορίσουν κάποια τιμή ταχύτητας ανέμου κάτω από την οποία να συμβαίνει με σαφήνεια αυτό το φαινόμενο. Από την άλλη μεριά έχουν παρατηρηθεί στρόβιλοι ακόμη και για ταχύτητες μόλις 0,5 m/s (Caton et al., 2003). Εν πάση περιπτώσει, στη φύση οι ροές δεν είναι εξιδανικευμένες και παρουσιάζουν μεγάλη αστάθεια.



Σχήμα 3.4: Βρόχος ανακυκλοφορίας σε οδική χαράδρα για λόγο $H/W=1$.

Στις περισσότερες περιπτώσεις στις γωνίες των κτιρίων με το δρόμο υπάρχουν από ένας μικρός ασταθής αντιπεριστρεφόμενος στρόβιλος (Vardoulakis et al., 2003) και ένας ακόμη στο πάνω μέρος του ανάντη της ροής κτιρίου (σχ. 3.4).

Μια βασική παράμετρος για τις μελέτες των ροών σε οδικές χαράδρες θεωρείται πολύ συχνά ότι είναι η τιμή της ταχύτητας στη μέση στο επίπεδο των στεγών U_H . Αυτή χρησιμοποιείται για αδιαστατοποιήσεις, αν και αυτό είναι επικίνδυνο καθώς εκεί οι κλίσεις της ταχύτητας είναι πολύ μεγάλες και μπορεί να γίνουν λάθη.

Οι Nakamura & Oke (1988) αναφέρουν ότι μια τυπική ταχύτητα μέσα στην χαράδρα είναι τα $2/3$ της ταχύτητας στις στέγες: $U_{0,06H} = 2/3 U_{1,2H}$, ενώ μεταγενέστερες μελέτες δείχνουν μικρότερες τιμές, ιδίως για μεγαλύτερους λόγους ύψους προς πλάτος. Πράγματι, για $H/W=1,2$, η προσομοίωση με LES των Walton & Cheng (2002), κατέληξε σε ένα παράγοντα 0,44.

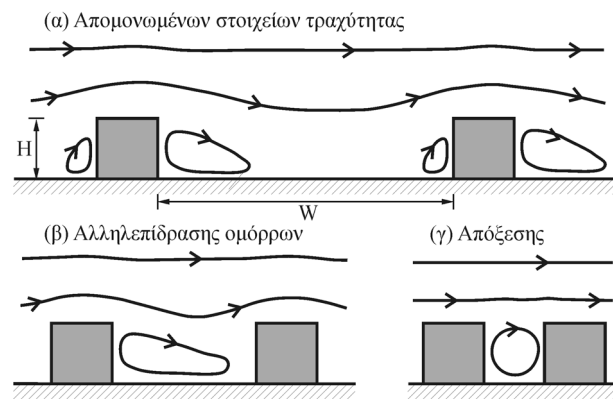
Ο βρόχος ανακυκλοφορίας παρατηρείται και όταν η γωνία του ανέμου με την οδό δεν είναι 90° αλλά μικρότερη, αφού πάλι υπάρχει μια κάθετη στον άξονα του δρόμου συνιστώσα της ταχύτητας, η οποία είναι υπεύθυνη για το στρόβιλο. Πράγματι, ο βρόχος σχηματίζεται για γωνίες περίπου από 30° ως 90° (Vardoulakis et al., 2003), αλλά όταν ο άνεμος δεν είναι κάθετος, ο κύριος στρόβιλος έχει ελικοειδή μορφή. Αν η γωνία είναι πιο μικρή, μιλάμε για σχεδόν παράλληλο άνεμο, οπότε ο αερισμός της χαράδρας αλλάζει. Το ενδιαφέρον κυρίως εστιάζεται σε δισδιάστατες ροές με γωνία ανέμου 90° .

Σύμφωνα με μετρήσεις σε αεροσήραγγα (Rafailidis, 1997), η επίδραση μιας σειράς οδικών χαραδρών στον επερχόμενο άνεμο, εκτείνεται μέχρι σε ύψος περίπου τρία ύψη κτιρίων. Η πυκνότητα των κτιρίων δε φαίνεται να είναι καθοριστική στη διαμόρφωση της ροής εφόσον τα κτίρια έχουν ομοιόμορφο ύψος. Επίσης, πειράματα έχουν δείξει ότι σε σειρά ομοιόμορφων οδικών χαραδρών ίδιου ύψους, από την έκτη χαράδρα και μετά, δεν υπάρχουν αλλαγές στην μορφή των ροϊκών γραμμών μέσα στις χαράδρες.

3.3.2. Κατάταξη των ροών με βάση το λόγο H/W

Ο Oke (1988), χρησιμοποιώντας και προγενέστερα πειράματα (Hussain & Lee, 1980) και εμπειρικές σχέσεις (Hosker, 1985), κατέταξε τις ροές με ταχύτητα ελεύθερης ροής πάνω από 1,5 m/s ώστε να σχηματίζεται ανακυκλοφορία, σε τρεις κατηγορίες, ανάλογα με την απόσταση των εκατέρωθεν κτιρίων, σχ. 3.5.

Η κατηγορία (γ) είναι η πιο συνηθισμένη στις μελέτες και είναι αυτή για την οποία έχει γίνει αναφορά λίγο παραπάνω, με το χαρακτηριστικό βρόχο ανακυκλοφορίας. Αν τα κτίρια απομακρυνθούν λίγο, περνάμε στην κατηγορία (β), όπου ο βρόχος που οφείλεται στον ομόρου του πρώτου κτιρίου δε φτάνει μέχρι το δεύτερο και αλληλεπιδρά με τη ροή που διαμορφώνεται μπροστά απ' αυτό. Τέλος αν απομακρυνθούν κι άλλο τα κτίρια φτάνουμε στη ροή (α), όπου τα κτίρια είναι τόσο μακριά που το καθένα έχει το δικό του διαμορφωμένο ομόρου. Η κατάταξη του Oke και η ορολογία που έχει χρησιμοποιήσει (α: *skimming flow*, β: *wake interference flow*, γ: *isolated roughness flow*) έχει γίνει ευρέως αποδεκτή και χρησιμοποιείται ως κάτι γνωστό και δεδομένο από πλήθος ερευνητών που ασχολούνται με οδικές χαράδρες. Η μετάβαση από τη ροή (γ) στη (β), δεν επηρεάζεται πολύ από τρισδιάστατα φαινόμενα και συμβαίνει περίπου για λόγο ύψους προς πλάτος $H/W=0,7$ (Oke, 1988). Αντίθετα από (β) σε (α) ο λόγος μετάβασης μικραίνει όσο μεγαλώνει το μήκος του φαραγγιού (Sini et al. 1996). Βάσει αριθμητικής προσομοίωσης των Sini et al. (1996), για άπειρο μήκος, δηλαδή δισδιάστατη περίπτωση η μετάβαση από τύπου (β) σε (α) γίνεται για λόγο μικρότερο του $H/W=0,2$.



Σχήμα 3.5: Είδη ροών ανάλογα με το λόγο ύψους προς πλάτος.

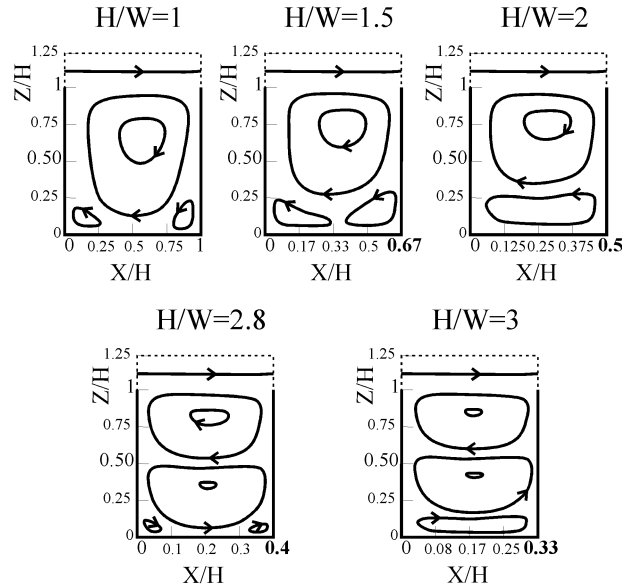
Οι ροές απόξεσης (*skimming flows*) μπορούν να καταταχθούν περαιτέρω. Για λόγους H/W μεγαλύτερους του 1,3 τα πειράματα και οι αριθμητικές μελέτες έχουν δείξει ότι το κέντρο του βρόχου ανακυκλοφορίας μεταφέρεται προς τα πάνω, ενώ κοντά στο επίπεδο του δρόμου ο αέρας είναι σχεδόν σταθερός (Vardoulakis et al., 2003), με πολύ χαμηλές ταχύτητες, παρέχοντας καλύτερη προστασία στους ανθρώπους αλλά οξύνοντας τα προβλήματα ρύπανσης. Γενικά για βαθιές χαράδρες κοντά στο επίπεδο του δρόμου η συμπεριφορά είναι ασταθής, οι ταχύτητες μικρές και τα φαινόμενα είναι δύσκολα προσδιορίσιμα.

Πάντως έχει επανειλημμένα παρατηρηθεί ότι για λόγους $H/W > 2$ (μερικές φορές και για μικρότερους), μπορεί να σχηματιστεί δεύτερος ασθενής αντιστροφόμενος βρόχος στο βάθος της χαράδρας (π.χ. Pavageau et al., 1997, Sini et al., 1996, Jeong & Andrews, 2002, Lee & Park, 1994, Ca et al., 1995, Chan et al., 2002, Baik & Kim, 1999, Theodoridis & Moussiopoulos, 2000, Kovar-Panskus et al., 2002). Ακόμη και οι DePaul & Sheih (1986) αναφέρουν παρατήρηση δεύτερου βρόχου για υψηλές ταχύτητες ελεύθερου ανέμου, παρ' όλο που ο λόγος H/W σ' αυτούς ήταν μόλις 1,4. Υπάρχει επίσης περίπτωση (Longley et al., 2004) να μην παρατηρηθεί σαφής δεύτερος βρόχος.

Για ακόμη πιο ψηλά κτίρια, $H/W > 3$ έχουν παρατηρηθεί τρεις βρόχοι, όπου ο τρίτος είναι ακόμη πιο μικρός, ασθενής και ασαφής από τον δεύτερο (Sini et al., 1996, Jeong & Andrews, 2002, Ca et al., 1995). Αυτή η αλυσίδα βρόχων προκαλεί πολύ χαμηλές ταχύτητες κοντά στο επίπεδο του δρόμου, χαμηλή ένταση τύρβης και μειωμένη συναγωγή (Sini et al. 1996). Συγκεκριμένα η ταχύτητα λίγα μέτρα πάνω από το επίπεδο του δρόμου έχει μια τυπική τιμή $0,001 U_H$. Οι Li et al. (2006) παρέχουν σε ένα πίνακα τους διάφορους λόγους ύψους προς πλάτος $H/W > 1$ για τους οποίους διάφοροι ερευνητές παρατήρησαν μετάβαση από καθεστώς ενός στρόβιλου ανακυκλοφορίας σε δύο ή τρεις.

Μια εικόνα για το μηχανισμό με τον οποίο δημιουργείται η αλυσίδα βρόχων μπορούμε να πάρουμε από το σχ. 3.6. Αρχίζοντας από λόγο $H/W=1$, παρατηρούμε ότι υπάρχουν δύο μικροί στρόβιλοι στις γωνίες των κτιρίων, κάτω δεξιά και κάτω αριστερά από τον κύριο βρόχο. Αυτοί, όσο βαθαίνει το κανάλι μεγαλώνουν, μέχρι που να ενωθούν και να φτιάξουν το δεύτερο βρόχο για περίπου $H/W=2$. Περαιτέρω βάθυνση προκαλεί πάλι την ανάπτυξη των δύο γωνιακών βρόχων που τελικά ενώνονται

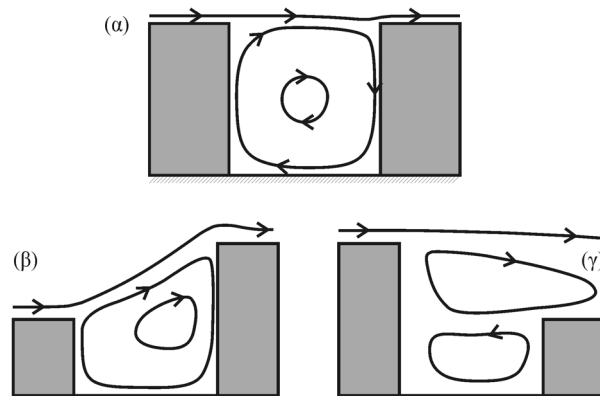
και φτιάχνουν τον τρίτο βρόχο για περίπου $H/W=3$. Περισσότεροι βρόχοι έχουν αναφερθεί μόνο σε αριθμητικές προσομοιώσεις (π.χ. Li et al., 2008b, 2009) και δεν έχουν πρακτική σημασία. Άλλωστε οι βρόχοι στο κάτω μέρος της χαράδρας είναι τόσο ασταθείς και οι ταχύτητες τόσο μικρές που στην πράξη ισοδυναμούν με λιμνάζουσα ροή. Στο σχ. 3.6, που έχει βασιστεί σε αριθμητική μελέτη των Jeong & Andrews (2002), φαίνονται τα διάφορα είδη ροών απόξεσης ανάλογα με τον αριθμό των βρόχων και η μετάβαση από το ένα είδος στο άλλο.



Σχήμα 3.6: Γραμμές ροής σε οδικές χαράδρες για διάφορους λόγους H/W .

3.3.3. Η ροή σε ασύμμετρες χαράδρες

Έχει παρατηρηθεί, αλλά και διερευνηθεί αριθμητικά, ότι η ροή σε μη συμμετρικές χαράδρες έχει συνήθως μεγαλύτερο αερισμό, ιδίως στην περίπτωση αύξησης αναβαθμού, όπου επίσης παρατηρείται ισχυρότερος στρόβιλος (Dabberdt & Hoydysh, 1991). Επίσης στις ασύμμετρες χαράδρες η μορφή της ροής μεταβάλλεται σε σχέση με τη συμμετρική χαράδρα, ιδίως στην περίπτωση μείωσης αναβαθμού (Assimakopoulos et al., 2003), όπως μπορούμε να δούμε και στο σχ. 3.7. Οι ροϊκές γραμμές σε μείωση αναβαθμού εξαρτώνται από τα γεωμετρικά δεδομένα και αυτό ερευνάται περαιτέρω στο κεφ. 8.



Σχήμα 3.7: Σύγκριση ροής συμμετρικών και ασύμμετρων οδικών χαραδρών. (α) Συμμετρική χαράδρα, (β) Αύξηση αναβαθμού, (γ) Μείωση αναβαθμού.

3.3.4. Τρισδιάστατα φαινόμενα της ροής

Καθώς η τρισδιάστατη ροή γύρω από ένα κτίριο είναι ήδη πολύ περίπλοκη (σχ. 3.1), περιμένουμε πολυσύνθετη ροή και γύρω από τους συνδυασμούς κτιρίων που σχηματίζουν τις οδικές χαράδρες. Πράγματι, ήδη η τρισδιάστατη προσομοίωση που έκαναν οι Hunter et al. (1992) έδειξε το σχηματισμό δύο δινών εκατέρωθεν του ανάντη κτιρίου, κοντά στα άκρα του, παρόμοιων με το ζεύγος στροβίλων που φαίνεται στο σχ. 3.1. Οι δίνες αυτές πολλές φορές παγιδεύουν τα φύλλα ή άλλα σκουπίδια κοντά στις γωνίες των κτιρίων, αποτελώντας μια ενόχληση για τους πεζούς. Επίσης στην ύπαρξη των δινών αυτών αποδίδουν οι Hoydysh & Dabberdt (1988) τις αυξημένες συγκεντρώσεις στο κεντρικό τμήμα της οδικής χαράδρας που μετρήσανε. Οι Hunter et al. (1992) αναφέρουν ότι μια τυπική έκτασή τους είναι $1,5H$, αλλά σε πραγματικές περιπτώσεις που τα κτίρια είναι πιο κοντά και υπάρχουν κι άλλα τρισδιάστατα φαινόμενα, η έκτασή τους περιορίζεται. Δίνες αυτής της μορφής μπορεί να αποτελέσουν και φορείς μεταφοράς ορμής, αλλά και ρύπων, από το κάτω μέρος της χαράδρας προς το πάνω. Επίσης μπορεί ν' αλληλεπιδράσουν με το στρώμα διάτμησης που βρίσκεται στην κορυφή της χαράδρας, μετά τη στέγη του ανάντη κτιρίου. Επίσης αν τα κτίρια έχουν μικρό μήκος L , συχνά σχηματίζεται ένας στρόβιλος μορφής πύλης, σα να ενώνονται οι δυο γωνιακοί στρόβιλοι. Αν ο άνεμος δεν είναι τελείως κάθετος αλλά έχει και μια παράλληλη συνιστώσα, είναι δυνατόν να παρατηρηθεί σπειροειδής ροή μπροστά από το κατάντη κτίριο (Vardoulakis et al., 2003). Αυτές οι δύο δομές περιγράφονται με πολύ ωραία σχήματα από τους Kim & Baik (2004) και μάλιστα για διάφορες κατευθύνσεις ανέμου.

Δεδομένης της επίδρασης που έχουν οι παράπλευροι δρόμοι στη διαμόρφωση της ροής σε πραγματικές οδικές χαράδρες, έχουν γίνει και μελέτες ειδικά για τη ροή και διασπορά ρύπων σε διασταυρώσεις δρόμων (βλ. §3.2.3.1). Οι Ahmad et al. (2005), παρέχουν μια ανασκόπηση τέτοιων προσπαθειών. Τ' αποτελέσματα δείχνουν ότι υπάρχει αλληλεπίδραση μεταξύ των δρόμων, που δεν περιορίζεται μόνο στη διασταύρωση, ειδικά αν ο άνεμος είναι πλάγιος ή αν κάποιος δρόμος είναι ελαφρά μετατοπισμένος. Σε διασταυρώσεις πολύ συχνά εμφανίζεται ισχυρός στρόβιλος με κατακόρυφο άξονα. Αν τα κτίρια έχουν ίδιο ύψος, υπάρχει ανταλλαγή ορμής μεταξύ των δύο διασταυρούμενων δρόμων, ενώ η ανταλλαγή ορμής με την ελεύθερη ροή πάνω από τα κτίρια είναι περιορισμένη.

Σε πραγματικές οδικές χαράδρες που βρίσκονται μέσα σε πόλεις, παρατηρούνται επίσης αξιόλογα τρισδιάστατα φαινόμενα. Πράγματι, από πειραματικές και αριθμητικές μελέτες που έχουν γίνει (βλ. §3.2.4), έχει φανεί η μεγάλη επίδραση που έχουν στη ροή τυχόν ανοίγματα ή παράπλευροι δρόμοι, ασυμμετρίες στα ύψη ή μήκη των κτιρίων, η μορφή της στέγης, συμπλέγματα διασταυρώσεων κτλ. Μακριά απ' αυτές τις δομές, στο κέντρο της χαράδρας, η ροή μπορεί να είναι εν μέρει έτσι που την περιγράφουν οι εξιδανικευμένες δισδιάστατες και τρισδιάστατες μελέτες. Όλα τα γνωστά φαινόμενα παρατηρούνται και στις πραγματικές πόλεις, αλλά περιπλέκονται τόσο πολύ μεταξύ τους που για να έχει κανείς μια πραγματική εικόνα της ροής πρέπει να χρησιμοποιήσει μοντελοποίηση ή μετρήσεις, παρ' όλο που υπάρχουν πολλές τρισδιάστατες μελέτες από τις οποίες μπορούν να βγουν και κάποια γενικότερα συμπεράσματα, όπως φάνηκε στην §3.2.4. Τυπικά φαινόμενα που συμβαίνουν σε σύνολα κτιρίων είναι η αυξημένη διάχυση σε κατεύθυνση κάθετη της ροής, οι ανακυκλοφορίες πίσω από τα κτίρια και τα κανάλια ροής (channeling), δηλαδή σταθερές και ισχυρές ροές, συνήθως κατά μήκος δρόμων, που μπορεί να έχουν διαμορφωθεί σε διάφορες κατευθύνσεις, ανάλογα με τον συνδυασμό ροϊκών και γεωμετρικών παραγόντων του προβλήματος.

Όσον αφορά τη διασπορά έχει φανεί ότι αν μας ενδιαφέρουν τα φαινόμενα σε τοπική κλίμακα και ιδίως πολύ κοντά στην πηγή, η ακριβής επίλυση της γεωμετρίας είναι απαραίτητη. Για παράδειγμα ο ρύπος μπορεί να μεταφερθεί ακόμα και στα ανάντη της κύριας κατεύθυνσης της ροής, λόγω των περιοχών ανακυκλοφορίας γύρω ή πάνω από τα κτίρια. Μάλιστα σε μια πόλη που μπορεί η μια ανακυκλοφορία να οδηγεί το ρύπο σε άλλη ανακυκλοφορία ή σε κάποιο στρόβιλο ή κανάλι ροής, μπορεί ο ρύπος να μεταφερθεί σε απρόσμενες θέσεις και φυσικά απλά μοντέλα δε θα μπορούσαν να το προβλέψουν αυτό.

Οι τρισδιάστατες ροές επίσης είναι πολύ ασταθείς. Είναι χαρακτηριστικό ότι αν παρατηρήσουμε οπτικοποίηση της ροής σε οδική χαράδρα από αεροσήραγγα ή DNS, δε θα δούμε τον κύριο βρόχο που αναφέρουμε εδώ, αλλά διάφορα σχέδια και εναλλασσόμενους στροβίλους διαφόρων μεγεθών. Όταν μιλάμε για μια μόνο χαράδρα, αυτή η τελείως ασταθής και φαινομενικά χαοτική ροή έχει ως μέσο όρο ένα πολύ ωραίο στρόβιλο. Σε μια περίπλοκη γεωμετρία όμως, η αστάθεια μπορεί να δραματίζει σημαντικότερο ρόλο. Εκεί οι στρόβιλοι μπορεί ν' αυξομειώνονται ή μπορεί και να χάνονται. Σε άλλα σημεία παρατηρούνται ριπές που έχουν μεγάλη σημασία και για τη διασπορά των ρύ-

πων. Γενικά οι αυξομειώσεις στις συγκεντρώσεις είναι πάρα πολύ μεγάλες. Αξιόλογη συνεισφορά στον τομέα αυτόν της μελέτης των τρισδιάστατων φαινομένων φαίνεται τα τελευταία χρόνια ότι θα έχει και η μελέτη των συνεκτικών δομών (βλ. π.χ. εργασίες των Michioka, Kanda, Coceal, Kellnerova). Ήδη έχει φανεί ότι στο ύψος περίπου των στεγών και λίγο παραπάνω, υπάρχουν στιγμιαία περιοχές χαμηλών ταχυτήτων που σχετίζονται τόσο με τη δημιουργία πεταλοειδών δομών (Coceal et al., 2007a) όσο και με τη μεταφορά ορμής και ρύπων από τη χαράδρα προς τα έξω. Επίσης έχει φανεί ότι η χαράδρα διακατέχεται από περιστατικά εισροής και εξώθησης (Kellnerova et al., 2012, 2013). Τέτοιου είδους μελέτες βοηθούν στη βαθύτερη κατανόηση των τρισδιάστατων και ασταθών φαινομένων.

Αξίζει εδώ να σημειωθεί η θεωρητική ανεπάρκεια της RANS. Κατ' αρχήν όσον αφορά τη μέση ροή, τα μοντέλα τύρβης που χρησιμοποιούνται έχουν αναπτυχθεί για επίπεδη πλάκα και θεωρητικά δεν έχουν ακρίβεια σε γεωμετρίες σαν αυτές που εξετάζουμε εδώ, στις οποίες συμβαίνουν συνεχείς, μεγάλες αλληλοεμπλεκόμενες και περίπλοκες αποκολλήσεις της ροής. Άλλη περίπτωση που αποτυγχάνει είναι για παράδειγμα στους ομόρους, που τους θεωρεί σταθερούς και ανίκανους να μεταφέρουν ρύπο προς τα έξω, κάτι που όπως είδαμε δεν συμβαίνει στην πραγματικότητα, καθώς υπάρχουν και πετάγματα της ροής με αποτέλεσμα ο ομόρους να εκπέμπει ενίοτε ρύπο και τότε να μοιάζει σαν δεύτερη πηγή. Όλα αυτά για τη μέση ροή. Όσον αφορά τη στιγμιαία ροή, η κατάσταση είναι ακόμη χειρότερη αφού η RANS δεν μπορεί να προβλέψει τις διακυμάνσεις και τις στιγμιαίες τιμές. Σε περίπτωση που αυτά μας ενδιαφέρουν, η RANS απλά δε μπορεί να χρησιμοποιηθεί, εκτός εξαιρέσεων.

3.3.5. Επίδραση της κυκλοφορίας των αυτοκινήτων

Έχει διαπιστωθεί ότι τα αυτοκίνητα που κινούνται στο δρόμο αλλάζουν την τύρβη και επηρεάζουν τη ροή και τη διασπορά ρύπων, σε βαθμό που συχνά είναι σημαντικός (DePaul & Sheih, 1986, Eskridge & Rao, 1986, Jicha et al., 2000, Longley et al., 2004, Ahmad et al., 2002, Vachon et al., 2002, Kastner-Klein et al., 2001, Riain et al., 1998, Baker & Hargreaves, 2001). Ιδίως για χαμηλές τιμές του ανέμου της ελεύθερης ροής, οι DePaul & Sheih (1986) παρατήρησαν επίδραση της οχηματογενούς τύρβης μέχρι τα 7 μέτρα ύψος. Οι Longley et al. (2004) αναφέρουν ότι οι διακυμάνσεις ταχυτήτων που μέτρησαν σε δρόμο με κίνηση σε σχέση με δεδομένα δρόμου χωρίς κυκλοφορία μπορούσαν να δικαιολογηθούν μόνο εξ' αιτίας των οχημάτων. Μάλιστα διαπίστωσαν ότι η επίδραση ήταν σημαντική μέχρι τουλάχιστον 3 μέτρα ύψος. Οι Ahmad et al. (2002) μέτρησαν πειραματικά σε αεροσήραγγα την επίδραση στην αδιάστατη συγκέντρωση και διαπίστωσαν μη αμελητέες διαφορές. Στην τύρβη των οχημάτων αποδίδουν και οι Stocker et al. (2005) κάποιες μη γραμμικότητες που διαπίστωσαν μεταξύ των εκπομπών και των συγκεντρώσεων που προκαλούσαν αυτές. Οι Xia et al. (2006) αναφέρουν ότι τα κινούμενα οχήματα δημιουργούν εισροή μαζών κατά την κατεύθυνση κίνησής τους και ότι αυτό αυξάνει την τύρβη και τη συναγωγή και κάνει πιο έντονες τις διαδικασίες ανάμιξης, τόσο μακροσκοπικά όσο και μικροσκοπικά. Επίσης πολλοί ερευνητές αποδίδουν εν μέρει την ασυμφωνία τους με τα πειραματικά δεδομένα στην επίδραση της κυκλοφορίας των οχημάτων. Μοντελοποίηση της διασποράς ρύπων παρουσία κινούμενου αυτοκινήτου έχουν κάνει οι Venetsanos et al. (2001, 2002). Συμπληρωματικά στοιχεία για την επίδραση της κίνησης των οχημάτων παρέχονται στην ανασκόπηση των Tominaga & Stathopoulos (2013).

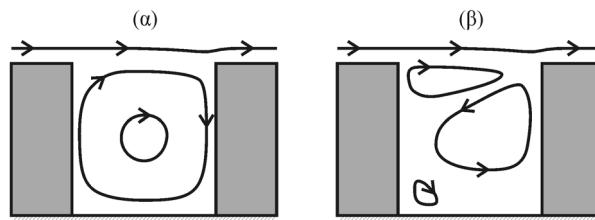
Η επίδραση των οχημάτων στην τύρβη μέσα στην οδική χαράδρα έχει διαπιστωθεί, αλλά είναι ένα περίπλοκο φαινόμενο που είναι δύσκολο να μοντελοποιηθεί, τόσο αριθμητικά όσο και φυσικά (σε αεροσήραγγα). Άλλωστε εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τα δεδομένα της στιγμής που γίνεται το πείραμα και του συγκεκριμένου δρόμου που μας ενδιαφέρει. Αυτό, σε συνδυασμό με το γεγονός ότι η ροή μέσα στη χαράδρα επηρεάζεται κυρίως από τον άνεμο και τη γεωμετρία, ενώ τα υπόλοιπα δεδομένα διαδραματίζουν ρόλο δευτερεύουσας σημασίας (Vardoulakis et al., 2003), μας κάνει προς το παρόν να περιοριζόμαστε συνήθως μόνο στην ποιοτική περιγραφή της επίδρασης της κυκλοφορίας, ότι δηλαδή η οχηματογενής τύρβη επηρεάζει την ροή κοντά στο δρόμο και βοηθάει στην μείωση των συγκεντρώσεων ρύπων. Οι Jicha et al. (2000) αναφέρουν ότι για διπλή κατεύθυνση η μείωση των ρύπων δεν είναι τόσο μεγάλη όσο είναι για μονή κατεύθυνση ροής. Οι Gromke & Ruck (2007) στις πειραματικές τους μετρήσεις με διπλή κατεύθυνση της ροής αυτοκινήτων παρουσία δέντρων, αναφέρουν ότι η κατανομή των συγκεντρώσεων είναι πιο ομοιόμορφη και οι τιμές μικρότερες, όταν υπάρχει κυκλοφορία.

Τέλος να σημειωθεί ότι και άλλα στοιχεία τραχύτητας της χαράδρας, που μπορεί να μην κινούνται, όπως σταθμευμένα οχήματα, δέντρα, μπαλκόνια, περίπτερα κτλ. μπορεί επίσης να επηρεά-

ζουν (λιγότερο) τη ροή όπως αναφέρουν διάφοροι ερευνητές (Hoydysh & Dabberdt, 1994, Theurer, 1999, Pavageau & Schatzmann, 1999, Rafailidis, 2000). Οι επιδράσεις από τα δέντρα συγκεκριμένα έχουν μελετηθεί πιο επισταμένα τα τελευταία χρόνια, ιδίως μετά τα πειράματα του Gromke και θ' αναφερθούν ιδιαίτερα στην §3.3.8.

3.3.6. Θερμικά φαινόμενα

Η κατάσταση ευστάθειας της ατμόσφαιρας και άλλα θερμικά φαινόμενα όπως η διαφορετική θέρμανση των εκατέρωθεν κτιρίων από τον ήλιο ή ο πιο ζεστός δρόμος, είναι δυνατόν να επηρεάσουν μερικές φορές σημαντικά τη μορφή της ροής μέσα στην οδική χαράδρα (Sini et al., 1996, Louka et al., 2002, Kim & Baik, 1999, 2001, Nakamura & Oke, 1988, Uehara et al., 2000, Ca et al., 1995, Cheng et al., 2009), όπως φαίνεται και στο σχ. 3.8, το οποίο έχει βασιστεί σε μια μελέτη των Louka et al. (2002). Οι Nakamura & Oke (1988) αναφέρουν ότι η διαφορά θερμοκρασίας μεταξύ αέρα και τοίχων μπορεί να φτάσει τους 14 °C.



Σχήμα 3.8: Ροή σε χαράδρα χωρίς (α) και με (β) θερμικές επιδράσεις στην προσήνεμη μεριά (δεξί κτίριο).

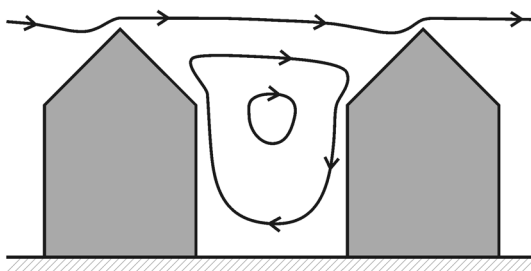
Παρατηρούμε στο σχήμα ότι καθώς θερμαίνεται από τον ήλιο η προσήνεμη πλευρά, έχει δημιουργηθεί ακριβώς μπροστά της ένα ανοδικό ρεύμα από τον αέρα που ζεσταίνεται, λόγω φυσικής συναγωγής. Το αποτέλεσμα είναι ο δεξιόστροφος βρόχος που σε άλλες περιπτώσεις θα κυριαρχούσε στη χαράδρα να περιοριστεί σε ένα μικρό πάνω τμήμα, ενώ πλέον ο αριστερόστροφος βρόχος που δημιουργείται λόγω του ανοδικού θερμού ρεύματος, να είναι μεγαλύτερος και να καταλαμβάνει μεγαλύτερο μέρος από την κεντρική περιοχή. Σε περίπτωση που ζεσταίνεται ο ανάντη τοίχος, η βασική δομή του ενός στροβίλου δεν αλλάζει και μάλιστα παρατηρείται ενίσχυση του στροβίλου και του αερισμού της χαράδρας, ενώ όταν ζεσταίνεται το έδαφος, η δομή της ροής εξαρτάται από την ταχύτητα του ανέμου, αλλά γενικά είναι παρόμοια με τη βασική δομή και με λίγο πιο ισχυρό κεντρικό στρόβιλο (Sini et al., 1996). Συνήθως η αστάθεια που δημιουργείται βοηθάει τον αερισμό (Cheng et al., 2009).

Οι Nakamura & Oke (1988) μέτρησαν σημαντικές διαφορές θερμοκρασίας μόνο πολύ κοντά (σε απόσταση μικρότερη από μισό μέτρο) στις άμεσα θερμαινόμενες επιφάνειες, ενώ όλη η υπόλοιπη χαράδρα είχε σχεδόν σταθερή θερμοκρασία, μένοντας τις περισσότερες φορές σε ασταθή ή ουδέτερη κατάσταση ατμόσφαιρας κατά τη διάρκεια και της μέρας και της νύχτας. Επίσης οι θερμοκρασιακές διαφορές μεταξύ του αέρα μέσα στην οδική χαράδρα και του εξωτερικού αέρα ήταν πολύ μικρές, κάτι που επιβεβαιώθηκε και με νεότερα πειράματα (Niachou et al., 2008). Οι Uehara et al. (2000) διαπίστωσαν ότι η κεντρική δίνη μεταξύ των κτιρίων είναι πιο αδύνατη όταν η ατμόσφαιρα είναι σε κατάσταση ευστάθειας. Στο πείραμα της Νάντης 1999 (Louka et al., 2002), διαπιστώθηκε η ύπαρξη ροής προς τα πάνω πολύ κοντά στον θερμαινόμενο τοίχο, που πιστεύεται ότι έπαιζε το δικό του ρόλο στη μεταφορά των ρύπων. Οι Ca et al. (1995) αναφέρουν θερμικές επιδράσεις μη αμελητέες μόνο για ασθενείς ανέμους ή μεγάλο λόγο ύψους προς πλάτος. Οι Sini et al. (1996) από την άλλη διαπιστώνουν ότι η διαφορετική θέρμανση των διαφόρων τμημάτων της χαράδρας μπορεί ν' αλλάξει σημαντικά τη ροή και να επηρεάσει τη θέση κι ακόμη και τον αριθμό των στροβίλων που υπάρχουν σ' αυτή. Οι Kim & Baik (1999, 2001) προσπαθούν να δώσουν πιθανούς σχηματισμούς ροϊκών δομών, ανάλογα με το λόγο ύψους προς πλάτος και την διαφορά θερμοκρασίας αέρα-δρόμου.

3.3.7. Η ροή για κτίρια με κεκλιμένες στέγες

Από μελέτες που έχουν γίνει (Kastner-Klein & Plate, 1999, Vlachogiannis et al., 2002, Kastner-Klein et al., 2004, Louka et al., 1998, Rafailidis, 1997, Xie et al., 2005a, Christen, 2005, Eliasson et al., 2006, Yassin, 2011) έχει διαπιστωθεί ότι η μορφή που έχουν οι στέγες των σπιτιών επιδρά σημαντικά στην τελική διαμόρφωση της ροής μέσα στη χαράδρα και στην ευκολία απαγωγής

των ρύπων απ' αυτή. Μια ενδεικτική εικόνα της ροής μέσα στην οδική χαράδρα για κεκλιμένες στέγες φαίνεται στο σχ. 3.9. Λόγω των μυτερών στεγών, το στρώμα διάτμησης που υπάρχει πάνω από τις ίδιες στέγες, έχει τροποποιηθεί έντονα (Letzel et al., 2008).



Σχήμα 3.9: Διαμόρφωση πεδίου ροής μέσα σε οδική χαράδρα με κτίρια που έχουν κεκλιμένες στέγες.

Ο κύριος βρόχος ανακυκλοφορίας έχει αλλάξει σχήμα για να προσαρμοστεί στην συγκεκριμένη γεωμετρία και το κέντρο του έχει μεταφερθεί προς τα πάνω. Είναι γνωστό ότι η χρήση κεκλιμένων στεγών δημιουργεί μεγάλη επιβράδυνση στη ροή ακριβώς πάνω από την οδική χαράδρα και επιδρά στη πεδίο ταχυτήτων πολύ περισσότερο απ' ότι η πυκνότητα των κτιρίων (Rafailidis, 1997). Σε μια κανονική οδική χαράδρα με λόγο ύψους προς πλάτος 1, η αντικατάσταση των κτιρίων με άλλα με κεκλιμένες στέγες ίσου συνολικού ύψους, θα έχει ευνοϊκά αποτελέσματα στην απαγωγή των ρύπων έξω από τη χαράδρα (Xie et al., 2005a). Για περισσότερες σχηματικές αναπαραστάσεις της ροής για διάφορους συνδυασμούς κεκλιμένων στεγών, ο αναγνώστης παραπέμπεται στις εργασίες των Xie et al. (2005a) και Yassin (2011).

3.3.8. Αναφορά κάποιων επιπλέον παραγόντων που επιδρούν στη ροή

Οι Zhang et al., 2013 κατατάσσουν τους παράγοντες επίδρασης στη ροή ανάλογα με τη σπουδαιότητα και θεωρούν πιο σημαντικούς τον άνεμο και τη γεωμετρία. Οι Nazridoust & Ahmadi, (2006) που εξέτασαν πολύ μεγάλο εύρος ταχύτητας ανέμων, αναφέρουν ότι η αύξηση στην ένταση του ανέμου προκαλεί αύξηση της έντασης του κυρίου βρόχου ανακυκλοφορίας και της τύρβης. Άλλωστε σε πειράματα πεδίου (π.χ. DePaul & Sheih, 1986, Mazzeo et al., 2007) είναι γνωστό ότι ο κύριος βρόχος ανακυκλοφορίας μπορεί να μην παρατηρηθεί καν για ταχύτητες κάτω από 2m/s. Να σημειωθεί επίσης ότι σε ροές απομονωμένων στοιχείων τραχύτητας, το σχήμα του Oke (1988) που δείχνει δυο εμπλεκόμενους στρόβιλους, ισχύει κάπως για πολύ μικρές ταχύτητες, ενώ στην πραγματικότητα, για πιο μεγάλες, δημιουργείται ένας μόνο στρόβιλος, όπως στο σχ. 3.5. Σε παρόμοια συμπεράσματα είχαν καταλήξει και οι Huang et al. (2000). Επίσης οι Baik & Kim (1999) διαπίστωσαν ότι σε βαθιές χαράδρες σε πολύ μικρές ταχύτητες σχηματιζόταν μόνο ένας βρόχος, με δυο γωνιακούς βρόχους στα όρια κτιρίων-δρόμου και μόνο για μεγαλύτερες ταχύτητες σχηματιζόνταν οι γνώριμοι δύο αντιπεριστρεφόμενοι βρόχοι (σχ. 3.6, $H/W=2$).

Η τυρβώδης κινητική ενέργεια k της ελεύθερης ροής επίσης μπορεί να επηρεάζει τη μορφή της ροής στη χαράδρα. Η k συνήθως μετριέται στα πειράματα πάνω από τις στέγες των ανάντη κτιρίων μπορεί να διαφέρει σημαντικά από τη μια περίπτωση στην άλλη. Τυπικές τιμές k/U^2 είτε για μοντελοποιήσεις είτε από πειράματα μπορεί να είναι από 0,003 ως 0,1. Επίσης μετρήσεις πεδίου από τους Kato et al. (1992) δείχνουν ότι η ένταση της τύρβης μπορεί να διαφέρει σημαντικά ακόμη και για σταθερό ατμοσφαιρικό άνεμο. Οι Sini et al. (1996) αναφέρουν ότι η k εισόδου επιδρά σημαντικά στη διαμόρφωση της ροής και την ένταση του στρόβιλου μέσα στην οδική χαράδρα, ειδικά για μεγάλες τιμές, όπου μπορεί να συγκαλύψει σε κάποιο βαθμό την τοπικά παραγόμενη τύρβη. Αντίθετα για την τραχύτητα z_0 δεν φαίνεται να υπάρχει μεγάλη επίδραση παρά μόνο μεταξύ των περιπτώσεων από λεία σε ελαφρά τραχεία επιφάνεια, σύμφωνα με τους ίδιους συγγραφείς. Πιο αναλυτικές μελέτες για την επίδραση της έντασης της περιβάλλουσας τύρβης έχουν κάνει οι Caton et al. (2003) και οι Kim & Baik (2003), σύμφωνα με τους οποίους αύξηση της τύρβης εισόδου προκαλεί σημαντική βελτίωση της απαγωγής ρύπων, αύξηση της τυρβώδους διάχυσης και αύξηση της ταχύτητας του ανέμου στο επίπεδο των στεγών. Μέσα στη χαράδρα, προκαλείται στην αρχή ελαφρά αύξηση της έντασης του

στροβίλου (για ένταση τύρβης ως 9%) και μετά ελαφρά μείωση της έντασης, λόγω της πιο ισχυρής ανακατανομής των ταχυτήτων μέσα στη χαράδρα.

Από πολλές μελέτες έχει φανεί ότι η παρουσία δέντρων αλλάζει τα χαρακτηριστικά της ροής (π.χ. Gromke & Ruck, 2007, 2009, 2012, Buccolieri et al., 2009, 2011, Salim et al., 2011a,b, Amorim et al., 2013, Moonen et al., 2013). Είναι ενδιαφέρον ότι σε γενικές γραμμές τα δέντρα προκαλούν μπλοκάρισμα της ροής, χαμηλότερες ταχύτητες και μείωση του αερισμού (δηλαδή αύξηση των μέσων συγκεντρώσεων ρύπων) στη χαράδρα. Η επίδραση των δέντρων είναι αισθητή από κάποιο μέγεθος όγκου φυλλωμάτων και από κάποια πυκνότητα δέντρων και πάνω. Τα πειράματα έχουν δείξει ότι για κάθετο άνεμο οι συγκεντρώσεις αυξάνουν πολύ στην υπήνεμη μεριά ενώ πέφτουν λιγάκι στην προσήνεμη. Για λοξό άνεμο η επίδραση των δέντρων είναι ακόμη μεγαλύτερη, οι συγκεντρώσεις αυξάνουν και στις δύο μεριές, ενώ κατά μέσο όρο είναι μεγαλύτερες από την περίπτωση του κάθετου ανέμου. Όταν υπάρχουν δέντρα λοιπόν, η δυσμενέστερη περίπτωση για επεισόδια ρύπανσης δεν είναι πλέον μόνο όταν έρχεται ο άνεμος από κατεύθυνση 90 μοιρών. Περαιτέρω ανάλυση με ΥΡ έδειξε ότι ο λόγος H/W είναι πιο καθοριστικός για τη μορφή της ροής, παρά η πυκνότητα των δέντρων και συγκεκριμένα όσο πιο μικρός είναι, τόσο πιο λίγο επηρεάζει η παρουσία των δέντρων. Επίσης σε χαμηλούς ανέμους η επίδραση των δέντρων στην αλλαγή της ροής είναι πιο καθοριστική. Επίσης, όταν ο άνεμος είναι λοξός, η αναμενόμενη μείωση ρύπανσης είναι πολύ μικρότερη όταν υπάρχουν δέντρα στο δρόμο. Οι Amorim et al. (2013) με τη μελέτη που έκαναν με ΥΡ σε αληθινές πόλεις, κατέληξαν ότι η ποιότητα του αέρα εξαρτάται από συνδυασμένη επίδραση των μετεωρολογικών συνθηκών, της τρισδιάστατης γεωμετρικής δομής των οδικών χαραδρών και από την ύπαρξη βλάστησης. Το γεγονός όμως ότι τα δέντρα μειώνουν τον αερισμό, προβληματίζει για το κατά πόσο θα πρέπει να χρησιμοποιούνται, δεδομένου ότι έχουν πολλές άλλες ευεργετικές επιδράσεις. Μια λύση πιθανόν να είναι (σε θεωρητικό τουλάχιστον επίπεδο) η χρήση πράσινων τοίχων, δηλαδή κάλυψη με βλάστηση των προσόψεων των κτιρίων (βλ. Rugh et al., 2012).

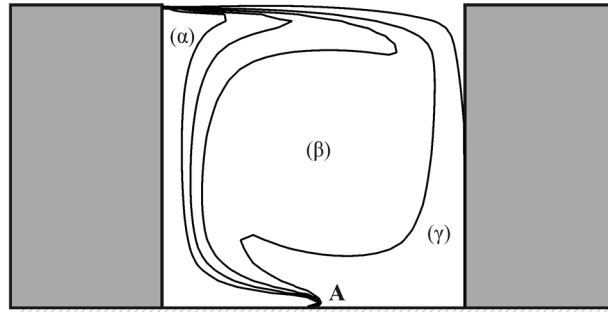
3.3.9. H διασπορά ρύπων στην οδική χαράδρα

Η διασπορά των ρύπων εξαρτάται κυρίως από δύο παράγοντες: τις εκπομπές και τη ροή. Με δεδομένες τις εκπομπές σε ένα κανάλι, το δύσκολο είναι να προσδιορίσουμε τη ροή, συνέπεια της οποίας θα είναι οι συγκεντρώσεις ρύπων σε διάφορα σημεία. Μάλιστα ως πρώτη, αρκετά ικανοποιητική ωστόσο, προσέγγιση, ο ρύπος μπορεί να θεωρηθεί αδρανής (Venetsanos et al., 2002) και ανωστικά ουδέτερος (Sagrado et al., 2002). Οπότε μπορεί να υπολογιστεί το πεδίο συγκεντρώσεων για ένα ρύπο και θα είναι το ίδιο και για τους άλλους, αλλάζοντας μόνο το μέγεθός του ανάλογα με αυτό της εκπομπής του ρύπου για τον οποίο ενδιαφερόμαστε.

Έτσι, όπως είναι λογικό και αναμενόμενο από τη μορφή της ροής που έχουμε δει ως τώρα, στην υπήνεμη πλευρά μαζεύονται περισσότεροι ρύποι εξ' αιτίας του στροβίλου που στο επίπεδο του δρόμου κατευθύνεται προς τα 'κει (σχ. 3.10, αριστερό κτίριο) μεταφέροντας και τα καυσαέρια των αυτοκινήτων. Μετά η ροή ανεβαίνει προς τα πάνω, οπότε η ρύπανση πάει εκεί, διαρκώς μειούμενη όμως καθώς απομακρυνόμαστε από την πηγή. Στην προσήνεμη πλευρά οι συγκεντρώσεις θα είναι λογικά χαμηλότερες, σε γενικές γραμμές περίπου οι μισές (π.χ. Hoydysh & Dabberdt, 1988, Xie et al., 2003, Liu et al., 2005). Επίσης περιμένουμε ότι μόνο λίγοι ρύποι θα διαφεύγουν του στροβίλου προς τα έξω. Όλα αυτά έχουν διαπιστωθεί ήδη με τα πρώτα πειράματα, που έγιναν κυρίως τη δεκαετία του 1970. Ήδη από τότε το πιο μεγάλο ενδιαφέρον που αποτελούσε τον κινητήριο μοχλό όλων αυτών των μελετών ήταν η διασπορά των ρύπων και κυρίως του CO. Μια τυπική εικόνα που παρουσιάζουν οι γραμμές των ισοσυγκεντρώσεων για οδική χαράδρα με $H/W=1$ φαίνεται στο σχ 13.1, στο οποίο ο άνεμος θεωρείται ότι έρχεται από τ' αριστερά και είναι κάθετος στον άξονα του δρόμου, δηλαδή με γωνία 90 μοιρών.

Με το σημείο A συμβολίζεται η θέση της πηγής των ρύπων. Σε γενικές γραμμές οι συγκεντρώσεις της περιοχής (α) είναι περίπου διπλάσιες αυτών της περιοχής (γ). Ολόκληρη η κεντρική περιοχή (β) έχει σχεδόν τις ίδιες συγκεντρώσεις. Επίσης, κοντά στους τοίχους των κτιρίων οι συγκεντρώσεις πέφτουν εκθετικά με το ύψος και μάλιστα οι Dabberdt & Hoydysh (1991) προσδιορίζουν μια τέτοια εκθετική σχέση. Στην ίδια εργασία έχουν διερευνηθεί πολλές κατευθύνσεις ανέμου και διαπιστώθηκε ότι οι μέγιστες συγκεντρώσεις υπάρχουν για κατευθύνσεις ανέμου κάθετες ή παράλληλες, δηλαδή όταν ο άνεμος σχηματίζει γωνία 90° ή 0° με τον άξονα του δρόμου. Το γεγονός ότι σε παράλληλες διευθύνσεις ανέμου έχουμε σε μακριές οδικές χαράδρες πολύ μεγάλες συγκεντρώσεις στο επίπεδο του δρόμου, αναφέρεται και έχει παρατηρηθεί και σε άλλες εργασίες (π.χ. Vardoulakis et al.,

2003, Koutsourakis et al., 2005, Kumar et al., 2008, Soulhac & Salizzoni, 2010) και οφείλεται στη συσσώρευση των ρύπων κατά μήκος του δρόμου. Σε γενικές γραμμές πάντως, η λοξή κατεύθυνση του ανέμου βοηθά τον αερισμό (Kastner-Klein & Plate, 1999, Banerjee & Christian, 2011, Kim & Baik, 2004, Kumar et al., 2008, Soulhac et al., 2008). Στην περίπτωση αυτή, όσο πιο μεγάλο μήκος L έχει το κτίριο, τόσο μεγαλύτερες θα είναι οι συγκεντρώσεις, ειδικά στο σημείο που τελειώνει το κτίριο.



Σχήμα 3.10: Γραμμές ισο-συγκεντρώσεων σε οδική χαράδρα. $C_{(α)}=2C_{(γ)}$.

Σύμφωνα με πειράματα και αριθμητικές μοντελοποιήσεις, (Qin & Kot, 1993, Huang et al., 2000, Tsai & Chen, 2004), όταν ο άνεμος είναι πολύ χαμηλός (κάτω από 1 m/s) οξύνεται η ρύπανση στη χαράδρα, ενώ όταν είναι πάνω από 2 m/s, έχουμε τελείως διαφορετική συμπεριφορά, πιθανότατα λόγω της επικράτησης του κύριου βρόχου ανακυκλοφορίας και της συνεπαγόμενης αύξησης της τύρβης. Για πολύ χαμηλές ταχύτητες, έχουν παρατηρηθεί περιπτώσεις αύξησης των συγκεντρώσεων με το ύψος κοντά στο δρόμο, κάτι που μάλλον οφείλεται στην τύρβη που προκαλούν τα οχήματα, που βοηθά την διασπορά των ρύπων χαμηλά. Πράγματι, σύμφωνα με τους Berkowicz et al. (1997), για πολύ χαμηλή ταχύτητα ελεύθερης ροής, η τύρβη προέρχεται κυρίως από τα οχήματα και όχι από τον άνεμο. Γενικά η κυκλοφορία των οχημάτων επηρεάζει σημαντικά τη ροή και τη διάχυση (§3.3.5). Επίσης για πολύ χαμηλές ταχύτητες έχει παρατηρηθεί ελάχιστη διαφορά συγκεντρώσεων μεταξύ προσήνεμης και υπήνεμης πλευράς (Tsai & Chen, 2004).

Γενικά για την διαμόρφωση του ύψους των συγκεντρώσεων στο πεδίο ροής, διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο κυρίως οι εκπομπές και δευτερευόντως ο άνεμος. Αυτό φαίνεται χαρακτηριστικά από τη μελέτη των Jicha et al. (2000), όπου διπλασιασμός της κυκλοφορίας αυτοκινήτων προκαλεί πολύ μεγαλύτερη αύξηση στις τελικές συγκεντρώσεις από υποδιπλασιασμό της ταχύτητας της ελεύθερης ροής. Οι ίδιοι ερευνητές αναφέρουν ότι βρήκαν επίδραση ανάλογα και με το αν υπάρχει μία ή δύο λωρίδες κυκλοφορίας, με τη μια λωρίδα να δημιουργεί ευνοϊκότερες συνθήκες για τη διασπορά των ρύπων. Η σπουδαιότητα των εκπομπών και της θέσης τους αναφέρεται και σε άλλες εργασίες (Leitl & Meroney, 1997, Kastner-Klein & Rotach, 2004). Αντίθετα, η κατεύθυνση προς την οποία εκπέμπονται οι ρύποι δε φαίνεται να είναι καθοριστική για τη διασπορά τους (Venetsanos, et al., 2002).

Οι μελέτες που αφορούν ασύμμετρες χαράδρες έδειξαν ότι στην περίπτωση αύξησης αναβαθμού (step-up) οι συγκεντρώσεις είναι λιγότερες (Sagrado et al., 2002). Στην περίπτωση μείωσης αναβαθμού μπορεί να παρατηρηθούν υψηλότερες συγκεντρώσεις στην προσήνεμη πλευρά (Assimakopoulos et al., 2003), αν το ύψος του κατάντη της ροής κτιρίου είναι κάτω από κάποιο όριο, γιατί τότε δημιουργούνται δύο αντιπεριστρεφόμενοι στρόβιλοι (Xie et al, 2006b).

Ένας άλλος βασικός παράγοντας που επηρεάζει είναι ο λόγος ύψους προς πλάτος. Με την αύξησή του πάνω από 1, παραμένουν περισσότεροι ρύποι στη χαράδρα και σε γενικές γραμμές αυξάνει η συγκέντρωσή τους (Crowther & Hassan, 2002, Kim & Baik, 1999). Επίσης σε βαθιές χαράδρες που μπορεί να σχηματιστούν περισσότεροι από ένας στρόβιλοι, δημιουργείται πολύ μεγαλύτερη παγίδευση των ρύπων, οι οποίοι δε μπορούν να διαφύγουν από τους κατώτερους στρόβιλους (Li et al., 2008b, 2009). Η τυρβώδης διάχυση τότε κοντά στο δρόμο είναι επίσης χαμηλή, κάτι που επίσης μειώνει την κατακόρυφη διασπορά του ρυπαντή και επιτείνει το φαινόμενο (Jeong & Andrews, 2002). Όπως αναφέρουν οι Vardoulakis et al. (2003), γενικά οποιοδήποτε σημείο έχει στρόβιλους, έστω και μικρούς όπως στις γωνίες των κτιρίων με το δρόμο, είναι πιθανό να παγιδευτούν ρύποι. Τέλος οι Qin & Kot (1993) δε μπόρεσαν να βρουν ισχυρή συσχέτιση ανάμεσα στην ταχύτητα του ανέμου μεταξύ των οροφών των κτιρίων και στις συγκεντρώσεις ανάμεσά τους. Να σημειωθεί ότι και σε πλατιές χαράδρες

μπορεί να παρατηρείται το φαινόμενο να ξαναεισάγεται ο ρύπος μέσα στο χώρο της χαράδρας, οπότε κατά μέσο όρο μπορεί μια πιο πλατιά χαράδρα να έχει κρατήσει περισσότερους ρύπους από μια λιγότερο πλατιά. Χαράδρες με λόγο περίπου $H/W=0,8$ φαίνεται να έχουν την καλύτερη απόδοση αερισμού στο θέμα αυτό (Liu C.-H. et al., 2011).

Το τελευταίο φαινόμενο το διερεύνησαν διεξοδικά οι Baik & Kim (2002). Συγκεκριμένα εστίασαν την μελέτη τους στην περιοχή ανάμεσα στις δύο οροφές των κτιρίων, δηλαδή στο πάνω όριο της οδικής χαράδρας και διαπίστωσαν ότι σε όλη αυτή τη γραμμή η τυρβώδης μεταφορά των ρύπων είναι προς τα πάνω, ενώ η λόγω συναγωγής μεταφορά είναι πολύ μικρότερη και είναι άλλοτε προς τα πάνω και άλλοτε προς τα κάτω. Μάλιστα στις περισσότερες περιπτώσεις η τελική συνεισφορά της διασυναγωγής μεταφοράς του ρύπου είναι αρνητική, δηλαδή η συναγωγή επαναφέρει ένα μικρό ποσοστό των ρύπων πίσω στη χαράδρα. Η τυρβώδης κινητική ενέργεια έχει μεγάλες τιμές στην κορυφή της χαράδρας, ειδικά στην προσήνεμη μεριά, αλλά και σε μια λεπτή περιοχή της υπήνεμης (Letzel et al., 2008). Απ' όλη την εργασία συνάγεται το συμπέρασμα ότι οι ρύποι φεύγουν από τη χαράδρα εξαιτίας της τυρβώδους διάχυσης. Οι παρατηρήσεις αυτές έχουν επιβεβαιωθεί και επεκταθεί και από μεταγενέστερους ερευνητές (π.χ. Li et al. 2005, 2008b, 2009, 2010b, 2012, Cheng et al., 2008, 2009, Liu C.-H. et al., 2011, Michioka et al., 2011).

Να σημειωθεί ότι σύμφωνα με πειράματα οπτικοποίησης της ροής και ακριβείς αριθμητικές προσομοιώσεις με LES, έχει φανεί ότι ο στρόβιλος μέσα στην χαράδρα δεν είναι σταθερός αλλά αυξομειώνεται και οι ρύποι φεύγουν κατά διαστήματα από τη χαράδρα, με τυχαίο τρόπο (Pavageau et al., 1997, Walton & Cheng, 2002, Ca et al., 1995, Caton et al., 2003, Michioka et al., 2011). Ο ασταθής χαρακτήρας της ροής φαίνεται πολύ χαρακτηριστικά στην πειραματική μελέτη με κανάλι νερού των Caton et al. (2003).

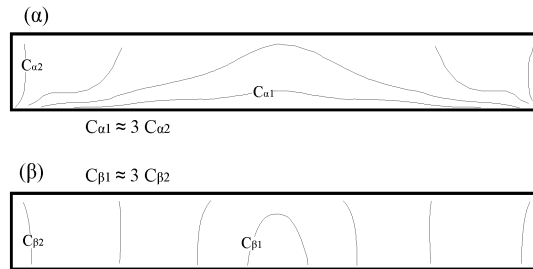
Ένας άλλος παράγοντας που αναμένεται να επηρεάζει τη διασπορά των ρύπων και την απομάκρυνσή τους από τη χαράδρα είναι και η κατάσταση της ευστάθειας της ατμόσφαιρας. Συγκεκριμένα, σε περιπτώσεις όπως το βράδυ που το έδαφος έχει ψυχθεί λόγω ακτινοβολίας και έχει αποκτήσει χαμηλότερη θερμοκρασία από το υπερκείμενο στρώμα της ατμόσφαιρας, υπάρχει μια θετική θερμοβαθμίδα όπως λέγεται, δηλαδή αύξηση της θερμοκρασίας με το ύψος. Αυτό αποδεικνύεται ότι αντίκειται στις κατακόρυφες μετακινήσεις αερίων μαζών, λόγω δυνάμεων που αναπτύσσονται εξαιτίας της διαφοράς πυκνοτήτων ενός τμήματος ρευστού (που μπορεί για κάποιο τυχαίο λόγο να τείνει να μετακινηθεί) και του περιβάλλοντος αέρα. Πρόκειται για τη λεγόμενη ευσταθή κατάσταση της ατμόσφαιρας, στην οποία οι κατακόρυφες διαταραχές ταχύτητας του αέρα εξασθενούν. Το αποτέλεσμα είναι να μην ευνοείται η διασπορά των ρύπων και η απαγωγή τους προς μεγαλύτερα ύψη, καθώς παγιδεύονται στο κατακόρυφο επίπεδο που παρήχθησαν. Πράγματι, πειραματικές μετρήσεις σε αεροσήραγγα (Rafailidis, 2001), έχουν επιβεβαιώσει αυτό το φαινόμενο. Το αντίθετο αναμένεται να συμβαίνει σε περιπτώσεις ασταθούς κατάστασης της ατμόσφαιρας, όπου κάθε κατακόρυφη μετακίνηση του ρευστού ενισχύεται.

Επιδράσεις στη διασπορά ρύπων λόγω των θερμοκρασιακών διαφορών μπορεί να έχουμε και λόγω διαφορετικής θέρμανσης των τοιχωμάτων της χαράδρας ή του δρόμου, η οποία μπορεί να οφείλεται στον ήλιο ή σε άλλους παράγοντες. Πράγματι, από μελέτες που έχουν γίνει (π.χ. Sini et al., 1996, Kim & Baik, 1999, Li et al., 2010b) έχει φανεί ότι θέρμανση του δρόμου ή της υπήνεμης πλευράς, προκαλεί γενικά αύξηση της έντασης του κυρίου βρόχου και καλύτερη διασπορά ρύπων. Στην περίπτωση της προσήνεμης πλευράς όμως, μπορεί το ανωστικό θερμικό ρεύμα να υπερिσχύσει του καθοδικού μηχανικού ρεύματος και να δημιουργηθεί κάτω από τον κύριο βρόχο αντιπεριστρεφόμενος βρόχος, όπως είδαμε και στο σχ. 3.8, ο οποίος παγιδεύει τους ρύπους. Σ' αυτή την περίπτωση μπορεί να έχουμε σημαντικά αυξημένες συγκεντρώσεις. Σύμφωνα με τους Kim & Baik (1999) αυτό συμβαίνει μόνο μέχρι ένα λόγο ύψους προς πλάτος H/W γύρω στο 1,5 με 2, καθώς μετά παρουσιάζονται έτσι κι αλλιώς αντιπεριστρεφόμενοι στρόβιλοι και τότε κάθε είδους θέρμανση, ακόμη και στην προσήνεμη πλευρά, ευνοεί τον αερισμό της χαράδρας.

Για τη διευκόλυνση του αερισμού της οδικής χαράδρας μπορούν να χρησιμοποιηθούν και τεχνικές όπως η αλλαγή του σχήματος της οροφής των κτιρίων. Πράγματι, σε περίπτωση ευσταθούς κατάστασης της ατμόσφαιρας η χρήση κεκλιμένων στεγών βοηθάει εν μέρει να ξεπεραστεί η παγίδευση των ρύπων λόγω ευστάθειας (Rafailidis, 1997). Γενικότερα οι οδικές χαράδρες με κεκλιμένες στέγες έχουν απασχολήσει αρκετούς μελετητές (Pavageau et al., 1997, Kastner-Klein et al., 2004, Xie et al., 2005a, Kastner-Klein & Plate, 1999) και έχει φανεί ότι η μορφή των στεγών μπορεί να είναι συγκρίσιμης σημασίας με το λόγο ύψους προς πλάτος όσον αφορά την επίδρασή της στα φαινόμενα που

λαμβάνουν χώρα μέσα στη χαράδρα (Kastner-Klein et al., 2004). Ο λόγος είναι ότι η αλλαγή της γεωμετρίας επιφέρει σοβαρές και μερικές φορές απρόβλεπτες μεταβολές στη ροή οι οποίες επιδρούν άμεσα στη διασπορά των ρύπων. Για παράδειγμα, αν προσθέσουμε στο ανάντη της ροής κτίριο μια τριγωνική στέγη, υπάρχει πιθανότητα να δημιουργηθεί μέσα στη χαράδρα δεύτερος αντιπεριστρεφόμενος στρόβιλος κοντά στο δρόμο, που παγιδεύει τους ρύπους (Xie et al., 2005a).

Όσον αφορά τη διασπορά ρύπων στις τρισδιάστατες οδικές χαράδρες, το κύριο φαινόμενο που παρατηρείται είναι ο υψηλότερος αερισμός στα άκρα της χαράδρας (Crowther & Hassan, 2002, Ossanlis et al., 2007, Banerjee & Christian, 2011).



Σχήμα 3.11: Ισοσυγκεντρώσεις για υπήνεμη (α) και προσήνεμη (β) πλευρά τρισδιάστατης οδικής χαράδρας.

Έτσι αν στις προσόψεις των κτιρίων της προσήνεμης και της υπήνεμης πλευράς απεικονίσουμε τις γραμμές ίσων συγκεντρώσεων, θα δούμε ότι οι υψηλότερες τιμές είναι στο κεντρικό τμήμα της χαράδρας, όπως φαίνεται στο σχ. 3.11, που έχει βασιστεί κυρίως σε μια τρισδιάστατη μελέτη των Crowther & Hassan (2002). Στη βιβλιογραφία υπάρχουν δημοσιεύσεις που παρέχουν συμβουλές για τον πολεοδομικό σχεδιασμό ώστε να ελαχιστοποιείται η παγίδευση ρύπων στις οδικές χαράδρες (π.χ. Chan et al., 2001, 2003, Ng & Chau, 2014).

3.4. ΣΧΟΛΙΑ, ΣΥΝΤΟΜΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΕΠΕΚΤΑΣΕΙΣ

Παρακάτω θα γίνει προσπάθεια να συγκεντρωθούν στοιχεία από την ανασκόπηση, που επηρέασαν ή στηρίζουν την πορεία, τις επιλογές, τα μοντέλα που αναπτύχθηκαν και τις περιπτώσεις που εξετάστηκαν και μοντελοποιήθηκαν στο διδακτορικό¹¹. Θα φανούν εν μέρει κάποια κενά γνώσεως που υπήρχαν στη βιβλιογραφία και καλύφθηκαν με την παρούσα εργασία, τόσο με την ανάπτυξη/δοκιμή μοντέλων (κεφ. 4), όσο και με τις εφαρμογές (κεφ. 5-10). Επίσης στην παράγραφο αυτή §3.4 θα συγκεντρωθούν κάποιες παρατηρήσεις που αφορούν όλο το κεφάλαιο.

3.4.1. Γενικά στοιχεία

Κατ' αρχήν, έχει γίνει απόλυτα σαφές ότι η υπολογιστική ρευστομηχανική (CFD) μπορεί να διαδραματίσει αξιόλογο ρόλο στη μελέτη ροών αυτού του είδους και να βοηθήσει στην εξέταση διαφόρων σεναρίων και στη λήψη αποφάσεων¹². Πρόκειται για μια τεχνολογικά προηγμένη μεθοδολογία που επισκιάζει παλαιότερους τρόπους υπολογισμού και υπόσχεται ακόμη περισσότερα για το μέλλον που οι υπολογιστές θα είναι πιο ισχυροί, τα προγράμματα που τη χρησιμοποιούν πιο στιβαρά και η εμπειρία από τη χρήση της μεγαλύτερη. Η ΥΡ είναι μάλλον ήδη το πιο ισχυρό εργαλείο για τη μελέτη της τυρβώδους ροής και της διασποράς ρύπων στο αστικό περιβάλλον.

Όπως αναφέρουν όμως οι Blocken et al. (2011), οι μελέτες ΥΡ είναι αξιόπιστες μόνον όταν έχουν επιτελεστεί από *ικανούς επαγγελματίες* και αυτή η κατάσταση δεν αναμένεται ν' αλλάξει στο μέλλον, όσο κι αν γράφουν τα εγχειρίδια χρήσης των εμπορικών προγραμμάτων ΥΡ ότι δεν χρειάζονται ειδικευμένες γνώσεις προκειμένου να χρησιμοποιηθούν. Η χρήση της ΥΡ λοιπόν απαιτεί κατάλληλη εκπαίδευση. Επίσης απαιτεί κατάλληλες μεθοδολογίες αξιολόγησης και πιστοποίησης των κωδι-

¹¹ Στην παρούσα παράγραφο §3.4 έχει δοθεί λίγο μεγαλύτερη βαρύτητα σε αυτά που αφορούν τις οδικές χαράδρες και τις πραγματικές πόλεις, καθώς αυτές είναι οι γεωμετρίες στις οποίες έγιναν εφαρμογές στα πλαίσια αυτού του διδακτορικού.

¹² Είναι γνωστό άλλωστε ότι το CFD έχει εδραιωθεί στη φυσική ως η τρίτη μέθοδος ανάλυσης φυσικών φαινομένων, μετά την θεωρητική ανάλυση και το πείραμα (Kobayashi & Tsubokura, 2007).

κων, που θα πρέπει να περιλαμβάνουν και υψηλής ποιότητας πειραματικές μετρήσεις. Επίσης η ΥΡ υποβοηθείται από την συνεργασία και ανταλλαγή εμπειρίας μεταξύ των διαφόρων ερευνητικών ομάδων, ώστε να γίνουν σαφή τα πλεονεκτήματα και τα όρια εφαρμογής της κάθε μεθοδολογίας που υπάρχει. Το αποτέλεσμα τέτοιων δράσεων θα είναι η δημιουργία υποβοηθητικών οδηγιών εφαρμογής για κάθε περίπτωση που μπορεί να θέλει κάποιος να εξετάσει. Όλα αυτά έχουν αρχίσει ήδη να υλοποιούνται.

Παρατηρήθηκε στην ανασκόπηση ότι υπάρχουν κυρίως κάποιες επιστημονικές ομάδες που προωθούν την έρευνα και όχι μεμονωμένα άτομα ή μεμονωμένες μελέτες. Μάλιστα παρατηρείται και κάποιου είδους ειδικευση, δηλαδή άλλη ομάδα ασχολείται με RANS, άλλη με LES, άλλη με επιδράσεις των δέντρων κτλ. Κάθε μελέτη, αλλά και ερευνητική ομάδα, έχει συνήθως ένα δύο δυνατά σημεία στα οποία προσφέρει, ενώ στα υπόλοιπα ακολουθεί συνήθως κλασσικές επιλογές. Επίσης συνήθως μια πρακτική ή μια μεθοδολογία τη διδάσκεται κανείς από κάποιον άλλο που την έχει εφαρμόσει προηγουμένως. Για το λόγο αυτό κάποια ομάδα που θέλει ν' ασχοληθεί με ένα καινούργιο (γι' αυτήν) θέμα, καλό θα ήταν για αρχή να συνεργαστεί με κάποια άλλη ομάδα που ήδη το κάνει αυτό.

Οι μελέτες στο αστικό περιβάλλον είναι πρακτικού ενδιαφέροντος, σε σχέση με τις μελέτες της τύρβης και παράδειγμα. Για το λόγο αυτό παρατηρείται ενίοτε χρησιμοποίηση απλουστευμένων μεθοδολογιών και μοντέλων, καθώς το ενδιαφέρον δεν είναι στο μοντέλο αυτό καθ' αυτό, αλλά στα αποτελέσματα της μοντελοποίησης. Έτσι για παράδειγμα βλέπουμε στην LES στο αστικό περιβάλλον να επικρατούν οι απλούστερες επιλογές, όπως Smagorinsky, απλό σχήμα κεντρικών διαφορών, κλασσικές κυκλικές οριακές συνθήκες, απλές λογαριθμικές συναρτήσεις τοίχου, ανομοιογενή πλέγματα, συνθήκη συμμετρίας για το πάνω όριο κτλ. Ακόμη και στη δημιουργία χρονικά μεταβαλλόμενων συνθηκών εισόδου, βλέπουμε σε κάποιες περιπτώσεις να υπάρχει τάση απλοποίησης, αν και το θέμα αυτό δεν έχει λήξει ακόμη. Παράδειγμα είναι η μέθοδος των Xie & Castro (2008) που αποτελεί απλοποίηση της μεθόδου των Klein et al. (2003) και πολύ περισσότερα παραδείγματα τέτοιων απλοποιήσεων έχουν αναφερθεί στο κεφ. 2¹³. Επίσης είδαμε και περιπτώσεις μοντελοποιήσεων που δε χρησιμοποιούν καθόλου μεταβαλλόμενες συνθήκες στην είσοδο, ή το κάνουν με τετριμμένο τρόπο. Αυτές οι απλοποιήσεις δε γίνονται μόνο για λόγους ευκολίας, αλλά πολλές φορές αποτελούν φυσικό καταστάλλαγμα, καθώς το απλούστερο μπορεί να είναι πλεονεκτικότερο¹⁴.

3.4.2. RANS ή LES

Συνοπτικά: Η RANS δίνει ικανοποιητικά καλά τις μέσες τιμές των μεταβλητών στις περισσότερες περιπτώσεις. Η LES δίνει (και) στιγμιαίες τιμές. Η LES επιλύει την τύρβη (μερικώς). Η LES δίνει γενικά καλύτερα αποτελέσματα. Η LES κοστίζει πολύ σε ώρα υπολογισμού. Η LES δεν είναι, ούτε θα γίνει αντικαταστάτης της RANS.

Από την ανασκόπηση φάνηκε ότι οι μελέτες RANS είναι υπερδιπλάσιες των LES. Φάνηκε όμως και μια ακόμη τάση: Η αλματώδης αύξηση των μελετών LES με την πάροδο των χρόνων. Η μελέτη των ασταθών φαινομένων και η στατιστική επεξεργασία των στιγμιαίων ποσοτήτων των μεταβλητών είναι ένα επιστημονικό πεδίο που μόλις τα τελευταία χρόνια έχει προκύψει στη μελέτη των αστικών γεωμετρικών δομών κι η έρευνα στα θέματα αυτά δεν έχει κλείσει και παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον. Αντίθετα όσον αφορά τη μέση ροή πολλά ζητήματα έχουν λυθεί ως προς τα βασικά τους στοιχεία (όπως για παράδειγμα η ροή γύρω από ένα κτίριο) και οι ερευνητές δεν αισθάνονται τόσο έντονα κίνητρα ν' ασχοληθούν περαιτέρω με τη μέση ροή. Άλλωστε έχει φανεί ότι μερικά φαινόμενα της μέσης ροής μπορούν να διερευνηθούν μόνο με την περαιτέρω εμβάθυνση στην έρευνα των στιγμιαίων φαινομένων. Η LES είναι πολύ δυνατό ερευνητικό εργαλείο που μόλις τα τελευταία χρόνια έχουν φανεί κάποιες από τις γνώσεις που μπορεί να προσφέρει στους ανθρώπους και σίγουρα όσο περνάνε τα χρόνια θα του δίνεται μεγαλύτερη σημασία και αξία. Σ' αυτό αναμένεται να βοηθήσει και η

¹³ Θυμίζουμε εδώ ότι στον τομέα της δημιουργίας τεχνητής τύρβης εισόδου, πολλές μεθοδολογίες είναι απλοποιήσεις άλλων (βλ. υποσημείωση 45 στο κεφ. 2).

¹⁴ Γενικότερα, σε πολλούς επιστημονικούς και τεχνολογικούς κλάδους, ισχύει η αρχή της απλότητας ή αρχή της οικονομίας ή αρχή του ξυραφιού του Όκαμ (Occam's razor or KISS principle). Η βασική της ιδέα είναι ότι *όσο πιο απλό είναι ένα σύστημα, τόσο καλύτερα δουλεύει*. Η αρχή θυμίζει τη ρήση του Α. Einstein «κάθε τι πρέπει να γίνεται όσο το δυνατό απλούστερο (αλλά όχι πιο απλό απ' αυτό)» ή του L. da Vinci «απλό είναι το υπερτάτως σοφιστικέ».

συνεχής πρόοδος των υπολογιστών¹⁵, που βοηθάει να εξετάσουμε με LES πιο βαθειά τα υπάρχοντα προβλήματα, ή να εξετάσουμε νέα, μεγαλύτερα προβλήματα.

Όπως όμως αναφέρει και ο Blocken (2011), για πρακτικές εφαρμογές η RANS επικρατεί, ενώ για την LES δεν υπάρχει συνήθως η απαιτούμενη υπολογιστική ισχύς για να εφαρμοστεί σωστά. Οι περισσότερες μελέτες με LES που αναφέρθηκαν παραπάνω, αν και οδήγησαν σε χρήσιμα συμπεράσματα, είναι με αραιό πλέγμα, ειδικά όσες αφορούσαν πόλεις. Επίσης υπάρχουν και προβλήματα στην πιστοποίηση των αποτελεσμάτων της LES. Από τη στιγμή που περνάμε σε στιγμιαίες τιμές, χρειάζονται και αντίστοιχες μετρήσεις και άλλο επίπεδο ποιότητας πειραματικών δεδομένων για σύγκριση. Αντίστοιχα, ένα πρόβλημα που φαίνεται άλυτο προς το παρόν είναι οι οριακές συνθήκες. Για σύγκριση με πειραματικά δεδομένα πρέπει θεωρητικά να υπάρχουν οι κατάλληλες, χρονικά μεταβαλλόμενες οριακές συνθήκες, ίδιες με του πειράματος και αυτό είναι αδύνατο σε πειράματα πεδίου και πάρα πολύ δύσκολο στην αεροσήραγγα. Ο Grinstein (2009, LES short course - Cranfield University) αναφέρει ότι δεν είναι σκόπιμο να κάνουμε μοντελοποιήσεις LES σε πόλεις με πυκνότερο πλέγμα απ' ό,τι τώρα, γιατί δεν υπάρχουν αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα που να έχει νόημα η σύγκριση μαζί τους.

Στις υπάρχουσες μελέτες, η επιλογή μεταξύ RANS και LES έχει βασιστεί κυρίως στη μεθοδολογία που συνηθίζει να χρησιμοποιεί η ερευνητική ομάδα που έκανε τη μελέτη, στο αν το θέμα είναι πρακτικού ενδιαφέροντος (π.χ. διερεύνηση φαινομένων που έγιναν σε ένα πείραμα πεδίου), στο αν οι ερευνητές θέλουν να κάνουν βασική ή εφαρμοσμένη έρευνα, στους διαθέσιμους υπολογιστικούς πόρους, στο είδος της προσφοράς που θέλουν ή βλέπουν ότι μπορούν να κάνουν οι συγγραφείς.

Από την πλευρά του χρήστη, οι Li et al. (2006) καταλήγουν στο εξής, που ισχύει ακόμη:

«Η επιλογή μεταξύ RANS και LES είναι θέμα ισορροπίας ανάμεσα στο σκοπό και το κόστος. Για γενικές πρακτικές εφαρμογές (engineering applications) όπου το κριτήριο ζωτικής σημασίας είναι να δοθεί μια γρήγορη και λογική λύση, τα μοντέλα RANS αρκούν. Αλλά για ερευνητικούς σκοπούς στους οποίους ζητάμε ν' ανακτήσουμε επιστημονικές αρχές και ιδιαίτερα τις τυρβώδεις διαδικασίες ανάμειξης και την ασταθή δομή των τυρβωδών ροϊκών πεδίων, η LES είναι η βέλτιστη επιλογή».

3.4.2.1. Πλεονεκτήματα της RANS, αλλά και περιπτώσεις που αποτυγχάνει

Η RANS είναι δοκιμασμένη, έχει αξιολογηθεί σε πολύ περισσότερες περιπτώσεις και υπάρχει μεγάλη εμπειρία από τη χρήση της. Είναι πιο προσιτή και εφικτή για μεγαλύτερο εύρος προβλημάτων και προσβάσιμη σε μεγαλύτερο πλήθος ερευνητών. Επίσης είναι πολύ φθηνότερη: Σε ένα πρόβλημα που δε μεταβάλλεται με το χρόνο (steady state), η RANS μπορεί να δώσει αποτέλεσμα 100 φορές¹⁶ γρηγορότερα από την LES.

Η RANS μπορεί να χρησιμοποιηθεί και υποβοηθητικά της LES. Για παράδειγμα, μπορεί να γίνει μια μοντελοποίηση RANS για να ληφθούν κάποιες χαρακτηριστικές κλίμακες που χρειάζονται στην LES, ή για αρχικοποίηση της LES. Ένα θέμα που δεν έχει διερευνηθεί πλήρως είναι και η συνεργασία RANS-LES: Δηλαδή σε ένα πρόβλημα να χρησιμοποιηθούν και οι δύο τεχνικές. Στο διδακτορικό υπήρχε μια συμβολή στο θέμα αυτό, στο κεφ. 8, όπου χρησιμοποιείται η RANS για γρήγορη και προσεγγιστική εκτίμηση των παραμέτρων που επηρεάζουν ένα πρόβλημα και η LES για εστίαση στις περιπτώσεις που έδειξε η RANS ότι χρήζουν ενδιαφέροντος.

Από πρακτικής πλευράς, στις γεωμετρίες που εξετάσαμε, έχουν φανεί κάποιες ατέλειες της RANS (ανάλογα και με το μοντέλο τύρβης). Για παράδειγμα, σε σημεία που υπάρχει πρόσκρουση (όπως η γωνία του κατάντη της ροής κτιρίου στις οδικές χαράδρες, όπου υπερεκτιμάται η k), αποκόλληση ή ανακυκλοφορία, η πρόλεξη δεν είναι σωστή (π.χ. Castro & Apsley, 1997). Στα σημεία που η ροή είναι ισχυρή μέσα στην οδική χαράδρα, η ταχύτητα κοντά στον τοίχο υποεκτιμάται (Sini et al., 1996, Raw et al., 1989, Sahm et al., 2002). Επίσης στις ανακυκλοφορίες υπερεκτιμά τις τιμές της k (Lakehal, 1998, Meroney et al., 1999). Γενικότερα, είναι γνωστό ότι η RANS δεν μπορεί να υπολογίσει σωστά τη μετάβαση της ροής από στρωτή σε τυρβώδη, δεν προβλέπει έγκαιρα την αποκόλληση της ροής, ου-

¹⁵ Η συνδυασμένη προσφορά της προόδου των H/Y και των αριθμητικών μεθόδων, έχει κάνει την ΥΠ 1.000.000 φορές πιο γρήγορη μέσα σε 20 χρόνια (Hutton, 2009).

¹⁶ Παραδείγματα: Οι Cheng et al. (2003) αναφέρουν 640 φορές περισσότερο χρόνο της LES ή 26, αν έχει χρησιμοποιηθεί διζωνικό μοντέλο στη RANS. Οι Calhoun et al. (2004) αναφέρουν περίπου μια τάξη μεγέθους διαφορά, όπως και οι Li et al. (2005). Οι Salim et al. (2011c) αναφέρουν 60 φορές πιο πολύ χρόνο για την LES από το k - ϵ και 20 φορές από το RSM. Οι Salim et al. (2011a) αναφέρουν «τάξεις μεγέθους» περισσότερο χρόνο. Οι Tominaga & Stathopoulos (2009) αναφέρουν 25 φορές μεγαλύτερο υπολογιστικό κόστος. Οι Hirsch & Tartinville (2009), δυο με τρεις τάξεις μεγέθους.

τε υπολογίζει σωστά την επανακόλλησή της και αστοχεί στις μεγάλες ανακυκλοφορίες (Spalart, 2009).

Ακόμα, υπάρχουν και κάποιες πιο βαθιές ατέλειες της RANS. Για παράδειγμα, η RANS δε μας λέει το φυσικό μηχανισμό που κρύβεται πίσω από το μέσο όρο. Έτσι δεν ξέρουμε γιατί συμβαίνει αυτό που βλέπουμε, έστω κι αν έχει προβλεφθεί σωστά. Επίσης πολλές φορές *δεν προβλέπει καν κάποιους φυσικούς μηχανισμούς*: Για παράδειγμα έχουν αναφερθεί στην κατεύθυνση της ροής μηχανισμοί διάχυσης που δεν υπακούουν στην υπόθεση της αναλογίας μεταξύ κλίσεως της μέσης τιμής συγκέντρωσης του ρύπου και της τυρβώδους μεταφοράς του (Tominaga & Stathopoulos, 2013, Gousseau et al., 2011b), κάτι που δεν προβλέπεται από τη RANS. Άλλο παράδειγμα είναι οι ανακυκλοφορίες: Η RANS τις προβλέπει ευσταθείς, άρα παγίδες των ρύπων, ενώ στην πραγματικότητα είναι ασταθείς και μπορεί να γίνουν και «πηγές» ρύπων. Άλλο παράδειγμα είναι το ασταθές φύλλο στροβιλότητας που αποβάλλεται από την οροφή του υπήνεμου κτιρίου στην οδική χαράδρα, που διαδραματίζει καθοριστικό ρόλο στη διαμόρφωση της ροής, αλλά δε μπορεί να υπολογιστεί από τη RANS, παρά μόνο ως μέση τιμή. Τέλος, όσον αφορά τις συγκεντρώσεις, έχει γίνει σαφές ότι στο αστικό περιβάλλον οι μηχανισμοί διάχυσης των ρύπων παρουσιάζουν διακοπτόμενο χαρακτήρα και εξαρτώνται από τις αστάθειες της στιγμιαίας ροής (Johnson & Hunter, 1998, Chang & Meroney, 2003b, Tominaga & Stathopoulos, 2013). Για τους λόγους αυτούς η RANS μπορεί σε κάποια προβλήματα να παρουσιάζει μέσες τιμές ροής πολύ κοντά σε αυτές της LES, αλλά στις συγκεντρώσεις ν' αποτυγχάνει (Xie & Castro, 2009, Dejoan et al., 2010, Santiago et al., 2010, Tominaga & Stathopoulos, 2010, 2011, 2012, Salim et al., 2011a, Gousseau et al., 2011a,b).

Σε όλες τις περιπτώσεις που αναφέρθηκαν αμέσως παραπάνω εννοείται ότι η RANS δεν είναι πάντα επαρκής στην πρόλεξη των μέσων τιμών των μεταβλητών. Όσον αφορά τις στιγμιαίες τιμές απλά δεν μπορεί καν να χρησιμοποιηθεί. Παρ' όλα αυτά, αν και η RANS δεν μπορεί να παρέχει υψηλής συχνότητας χρονοσειρές συγκεντρώσεων ρύπων, έχουν γίνει προσπάθειες να υπολογιστούν με RANS στοιχεία των χρονοσειρών, όπως η μεταβλητότητα (Andronopoulos et al., 2002, Hsieh et al., 2007, Mavroidis et al., 2007, Wang et al., 2009, Milliez & Carissimo, 2008, Yee et al., 2009) ή οι μέγιστες τιμές συγκεντρώσεων (Efthimiou & Bartzis, 2011, Efthimiou et al., 2011a,b, Ευθυμίου, 2012).

3.4.2.2. LES και ασταθή χαρακτηριστικά της ροής

Σύμφωνα με τους Li et al. (2006), τα μεγαλύτερα πλεονεκτήματα της LES είναι η ικανότητά της να χειρίζεται τις αστάθειες και το διακοπτόμενο χαρακτήρα της ροής καθώς και να παρέχει λεπτομερείς πληροφορίες για τη δομή της τύρβης.

Παρατηρώντας οπτικοποίηση της ροής είτε από πειράματα είτε από μοντελοποιήσεις, αντιλαμβάνεται κανείς ότι τόσο περίπλοκες δομές μπορούν να μοντελοποιηθούν μόνο με χρονικά μεταβαλλόμενη μεθοδολογία όπως η LES και μάλιστα παραξενεύεται πώς είναι δυνατόν αυτή η πολυσύνθετη και φαινομενικά χαοτική κίνηση να έχει μέσες τιμές που να μοντελοποιούνται τόσο καλά από τη RANS.

Σε περιπτώσεις που οι ασταθείς δομές της ροής επικρατούν, όπως για παράδειγμα μεμονωμένο κτίριο σε γωνία 45 μοιρών, η επιστημονική κοινότητα αυθόρμητα στρέφεται προς την LES, όχι μόνο για την επίτευξη ακριβέστερων αποτελεσμάτων, αλλά και από θεωρητικό ενδιαφέρον, για τη διερεύνηση των χρονικά μεταβαλλόμενων φαινομένων. Γενικότερα, με τη χρήση της μοντελοποίησης μεγάλων δινών, δίνεται η δυνατότητα διερεύνησης στιγμιοτύπων της ροής, παρατήρησης συνεκτικών δομών, ανάλυσης με κύρια ορθογωνική αποσύνθεση (POD), κυματιακής ανάλυσης (wavelets), επεξεργασίας στατιστικών όπως ενεργειακό φάσμα, ανάλυση σε τεταρτημόρια, ανάλυση συσχετίσεων, κτλ. Έτσι εμβαθύνουν σιγά σιγά οι ερευνητές σε λεπτομερέστερα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα στις οδικές χαράδρες και στις αστικές γεωμετρίες όπως η συμπεριφορά των φύλλων στροβιλότητας που εξάγονται από τις στέγες, η προώθηση των ρύπων μέσω ελικοειδών στροβίλων, οι απότομες μετακινήσεις σβώλων ορμής κ.ά.

Γράφτηκε στην προηγούμενη παράγραφο §3.4.2.1 ότι η RANS δεν υπολογίζει τόσο καλά τις μέσες συγκεντρώσεις όσο η LES. Ακόμη περισσότερο η LES είναι αναγκαία και όταν είναι απαραίτητη η γνώση των *στιγμιαίων* συγκεντρώσεων ή των διακυμάνσεων των συγκεντρώσεων σε χρονικά μεταβαλλόμενες ροές. Υπάρχουν διάφοροι λόγοι που μπορεί να χρειάζονται αυτά τα στοιχεία, όπως αναφέρουν π.χ. οι Higson et al. (1996). Για παράδειγμα το κατά πόσο θα γίνει έναυση της καύσης και πιθανόν έκρηξη ενός εύφλεκτου αερίου εξαρτάται από τη στιγμιαία συγκέντρωση και συγκεκριμένα από το αν αυτή θα βρεθεί μεταξύ κατώτερου και ανώτερου ορίου ανάφλεξης, άσχετα από τη πόση εί-

ναι η μέση συγκέντρωση. Επίσης υπάρχουν τοξικές ουσίες που μπορεί να επιφέρουν πολύ μεγαλύτερη ζημιά όταν οι συγκεντρώσεις τους γίνουν υψηλές, έστω και για λίγο. Η βλάβη που προκαλούν στον άνθρωπο εξαρτάται από μια συνάρτηση της μορφής $C^n t$, όπου το n είναι ένας δείκτης συνήθως μεταξύ 1 και 3 (Griffiths & Megson, 1984). Επίσης η αίσθηση δυσοσμίας εξαρτάται με ένα περίπλοκο τρόπο από τον κυμαινόμενο χαρακτήρα των συγκεντρώσεων που λαμβάνει ο άνθρωπος (Hall & Kukadia, 1994). Μια άλλη περίπτωση στην οποία φαίνεται ότι η LES είναι αναπόφευκτη για ακριβή πρόλεξη της κατανομής των ρύπων, είναι, όπως αναφέρουν οι Blocken et al. (2011) όταν η πηγή δεν είναι σταθερή, είτε σε ένταση, είτε σε θέση.

3.4.2.3. Γιατί επιλέχθηκε να γίνει ανάπτυξη κώδικα LES στο διδακτορικό

Στο διδακτορικό επιλέχθηκε να γίνει ανάπτυξη κώδικα LES κατάλληλου για χρήση σε αστικές ροές κυρίως για τους εξής λόγους:

- Υπάρχει συνεχώς αυξανόμενη τάση χρήσης της LES στην επιστημονική κοινότητα.
- Η LES είναι κατάλληλη για τη μελέτη των τυρβωδών ροών, αλλά και για εμβάθυνση στα αντίστοιχα φυσικά φαινόμενα.
- Προσφέρει ευκαιρίες για καινοτομία και στον τομέα της ανάπτυξης της μεθοδολογίας, αλλά και περισσότερο στον τομέα των εφαρμογών και διερευνήσεων που μπορούν να προκύψουν από τη χρήση της.

- Ούτε το Εργαστήριο Τεχνολογίας Περιβάλλοντος του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας, ούτε το Εργαστήριο Περιβαλλοντικών Ερευνών του «Δημόκριτου», με το οποίο υπήρξε συνεργασία, δεν είχαν αναπτύξει δικό τους κώδικα LES, ενώ υπήρχε ανάγκη και στα δύο για κάτι τέτοιο.

- Γενικότερα, από την ανασκόπηση που προηγήθηκε, η LES φαίνεται ως φυσική επιλογή.

Να σημειωθεί ότι η απόφαση για ανάπτυξη LES έγινε στο ξεκίνημα του διδακτορικού αρκετά χρόνια πριν, τότε που οι δημοσιεύσεις για LES στο αστικό περιβάλλον ήταν πάρα πολύ λιγότερες. Η εξέλιξη που ακολούθησε δικαίωσε την επιλογή μας.

Από την ανασκόπηση της βιβλιογραφίας που προηγήθηκε, είναι σαφές ότι η LES είναι κατάλληλη για αστικές ροές (βλ. και Bou-Zeid et al., 2009) και ότι δίνει εν γένει καλύτερα αποτελέσματα από τη RANS (ή παρόμοια, στη χειρότερη περίπτωση), όπως αναφέρουν σχεδόν όλοι που δοκίμασαν και RANS και LES¹⁷. Επιπλέον, η LES δίνει τις στιγμιαίες τιμές των μεταβλητών, ανοίγοντας νέους ορίζοντες στην πληροφορία που μπορούμε να πάρουμε με επεξεργασία των μοντελοποιήσεων και, καθώς δίνει ανώτερα αποτελέσματα, μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για καλιμπράρισμα μοντέλων RANS (Cheng et al., 2003). Επίσης η LES είναι γενικά «νεότερη»¹⁸ από τη RANS στην εφαρμογή σε αστικές γεωμετρίες και έχει μεγαλύτερη τάση ανάπτυξης τα τελευταία χρόνια.

Αυτή η τάση της LES να προσελκύει συνεχώς αυξανόμενο ερευνητικό ενδιαφέρον, δεν ισχύει μόνο στις μελέτες στο αστικό περιβάλλον, αλλά είναι γενικότερο φαινόμενο σε όλους τους επιστημονικούς κλάδους που χρησιμοποιείται η LES (Bouffanais, 2010), σε βαθμό που να θεωρεί κανείς ότι η LES έχει λαμπρό μέλλον (Hutton, 2009). Επίσης είναι χαρακτηριστικό ότι τα τελευταία χρόνια η RANS δεν προσελκύει ερευνητικά κονδύλια στις Η.Π.Α., σε αντίθεση με την LES (Georgiadis, 2009, LES short course - Cranfield University). Όπως αναφέρουν και οι Chang & Scotti (2004), η RANS είναι αρκετά ώριμη ώστε να μην είναι εύκολο να προσφέρει κανείς κάτι εξαιρετικά νέο σ' αυτήν.

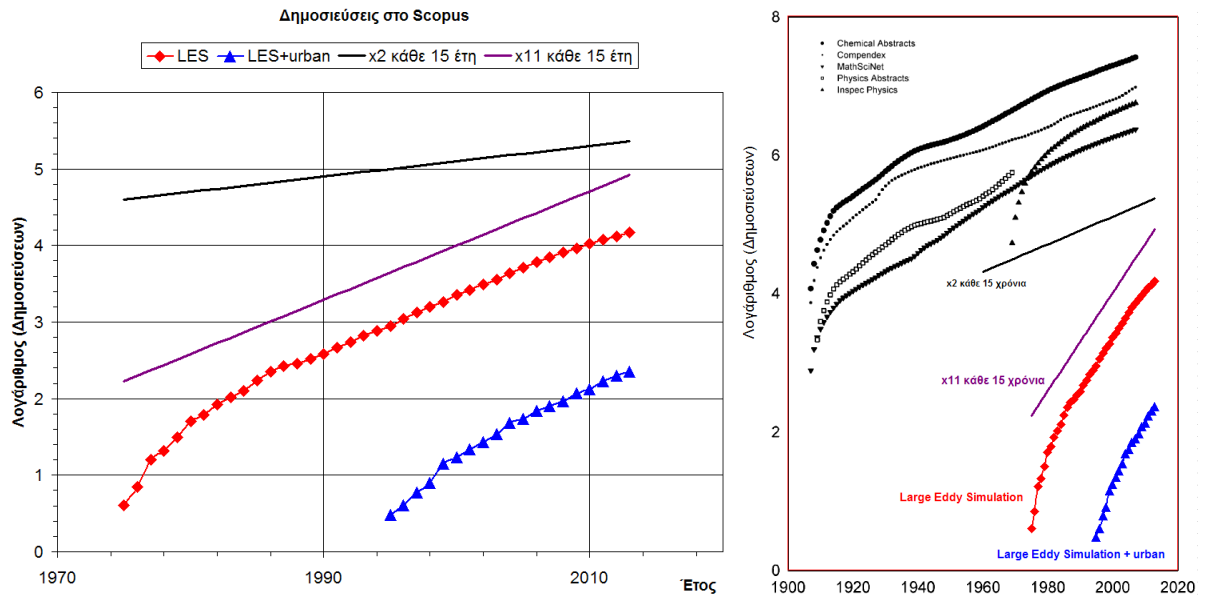
Την ανάπτυξη της LES μπορούμε να την καταλάβουμε παραστατικά τοποθετώντας σε ένα διάγραμμα τον συνολικό αριθμό των δημοσιεύσεων σε επιστημονικά περιοδικά που αναφέρονται στην LES. Για να συγκρίνουμε την ανάπτυξη της LES σε σχέση με τη μέση ανάπτυξη της επιστήμης γενικά, μπορούμε ν' αναφέρουμε το εξής: Προσεγγιστικά, όλες οι επιστημονικές δημοσιεύσεις όλων των ετών που υπάρχουν, διπλασιάζονται κάθε 15 χρόνια (de Solla Price, 1963, Larsen & von Ins, 2010). Στην εποχή μας, όλες οι δημοσιεύσεις όλων των ετών που υπάρχουν με θέμα την LES, διπλασιάζονται κάθε 4,3 χρόνια περίπου, ή γίνονται 11 φορές περισσότερες σε 15 χρόνια (σχ. 3.12)¹⁹. Αυτό δείχνει ότι η LES έχει μεγάλη τάση για ανάπτυξη κι αξίζει ν' ασχοληθεί κάποιος με αυτήν.

¹⁷ Αυτό είναι και γενικότερα αποδεκτό στον ευρύτερο χώρο εφαρμογής της ΥΡ, όπως παραδέχονται ακόμη και παροδοσιακοί υποστηρικτές της RANS που έχουν κάνει καριέρα σ' αυτήν (βλ. π.χ. Hanjalic & Kenjeres, 2008).

¹⁸ Στον πίνακα 3.1 για RANS ο μέσος όρος ετών είναι το 2005, ενώ στον 3.2, για LES, το 2009.

¹⁹ Το διάγραμμα του σχ. 3.13 έχει φτιαχτεί ψάχνοντας στο «SCOPUS» ανά έτος τις δημοσιεύσεις που να περιλαμβάνουν στις λέξεις κλειδιά ή στον τίτλο ή στην περίληψη τις λέξεις large eddy simulation (αριστερά κόκκινη καμπύλη) ή τις λέξεις large eddy simulation urban (μπλε καμπύλη με τα τρίγωνα). Είναι ενδεικτικό, αλλά αντιπροσωπεύει ικανοποιητικά την τάση ανάπτυξης της LES. Σε παρόμοια συμπεράσματα έχει καταλήξει και ο Bouffanais (2010) από το «Web of Science».

Όπως μπορούμε να συμπεράνουμε και από το ένθετο στο σχ. 3.12, κάθε επιστημονικός κλάδος έχει μια αρχική μεγάλη ανάπτυξη, με ρυθμό μεγαλύτερο από τους υπόλοιπους κλάδους, μέχρι που κατασταλάζει ασυμπτωτικά στο $\times 2$ κάθε 15 χρόνια (βλ. και de Solla Price, 1963). Η LES απ' ό,τι φαίνεται, βρίσκεται τώρα στο αρχικό αυτό στάδιο ανάπτυξης, που κρατάει πολλά χρόνια. Άρα λοιπόν, υπάρχουν πολλά ακόμη που μπορούν να γίνουν στην LES και υπάρχει πεδίο προσφοράς. Στο σχ. 3.12 έχει περιληφθεί και ενδεικτική καμπύλη με τις δημοσιεύσεις που αφορούν το αστικό περιβάλλον. Παρατηρούμε ότι η τεχνολογία της LES έφτασε με διαφορά φάσης 20 ετών ν' αρχίσει να εξαπλώνεται πρακτικά στο χώρο της ροής σε αστικές γεωμετρίες. Επίσης οι συγκεντρωτικές δημοσιεύσεις LES σε πόλεις είναι ενδεικτικά 2 τάξεις μεγέθους λιγότερες από τις συγκεντρωτικές δημοσιεύσεις LES όλων των επιστημονικών κλάδων, κάτι που συμβαίνει προσεγγιστικά σε οποιαδήποτε χρονιά.



Σχήμα 3.12: Συγκεντρωτικός αριθμός δημοσιεύσεων LES με την πάροδο των χρόνων. Στο ένθετο δεξιά φαίνεται σύγκριση με αντίστοιχες καμπύλες διάφορων επιστημονικών κλάδων που έχουν ληφθεί από τους Larsen & von Ins (2010).

Η μεγάλη ανάπτυξη που έχει και θα έχει η LES φαίνεται και από τα σχετικά βιβλία που έχουν εκδοθεί, κυρίως τα τελευταία χρόνια. Αναφέρονται εδώ ενδεικτικά το βιβλίο του Sagaut (2006) που είναι πλέον το πιο κλασικό για LES και περιέχει την μεγαλύτερη συλλογή υποπλεγματικών μοντέλων, οργανωμένη με πρωτότυπο τρόπο, των Grinstein et al. (2007) που είναι το πιο πλήρες για την πεπλεγμένη LES (ILES), των Berselli et al. (2006), που είναι θεωρητικό, των Jiang & Lai (2009), που είναι πρακτικό και βοηθάει τον αρχάριο στην LES προγραμματιστή, των Garnier et al. (2009) που αφορά κυρίως συμπίεστες ροές, των Lesieur et al. (2005), το οποίο εστιάζει σε θέματα με τα οποία ασχολούνται στο Πολυτεχνείο της Grenoble, των Meyers et al. (2008) το οποίο εστιάζει στα σφάλματα και όλη η σειρά βιβλίων «Direct and Large-Eddy Simulation» από τα συνέδρια της ERCOFTAC (European Research Community on Flow, Turbulence and Combustion).

Για όλους τους παραπάνω λόγους, επιλέχθηκε στα πλαίσια του διδακτορικού ν' αναπτυχθεί κώδικας LES κατάλληλος για μελέτες ροής και διασποράς ρύπων σε γεωμετρικές πόλεις. Ενδιαφέρει λοιπόν από την ανασκόπηση, ποιες είναι οι κατάλληλες επιλογές μοντέλων (που να έχουν δοκιμαστεί στο αστικό περιβάλλον και να είναι ικανοποιητικές) ώστε να φτιαχτεί αυτός ο κώδικας και να οδηγήσει σε αξιόπιστα κατά το δυνατόν αποτελέσματα. Επίσης σε ποια σημεία υπάρχει πιθανόν χώρος για καινούρια προσφορά κατά την ανάπτυξη αυτού του κώδικα. Τέλος σε ποιες εφαρμογές θα μπορούσε να δοκιμαστεί, σε ποια πρωτότυπα προβλήματα θα μπορούσε να εφαρμοστεί και πώς μπορούμε να συνάγουμε καινοτόμα συμπεράσματα από την εφαρμογή του.

Έχει όμως ήδη φανεί ότι η LES δεν είναι πανάκεια. Η RANS είναι ένα εργαλείο που ακόμη είναι πιο διαδεδομένο και απ' ό,τι φαίνεται θα χρειάζεται πάντα, καθώς είναι πιο κατάλληλο για κάποιες δουλειές. Δεν το πετάμε λοιπόν (κάθε άλλο), αλλά το χρησιμοποιούμε κι αυτό. Από την ανασκόπηση λοιπόν μας ενδιαφέρει και ποια είναι η υπάρχουσα τεχνολογία για τη RANS από την πλευρά

του χρήστη, και αν υπάρχουν κενά στην έρευνα, κυρίως όσον αφορά τις εφαρμογές της RANS, ώστε κάποια απ' αυτά να καλυφθούν ει δυνατόν με την παρούσα εργασία.

3.4.3. Μοντέλα τύρβης (RANS)

Τα γνωστά μοντέλα τύρβης είναι πάνω από 100 (Hutton, 2009). Κανένα από αυτά δεν κάνει για όλες τις δουλειές (Hirsch & Tartinville, 2009) και όλα τους είναι ατελή²⁰, όπως δήλωσε πρόσφατα ο S. Pope²¹. Η κύρια ανάπτυξη των μοντέλων τύρβης έγινε πριν από δεκαετίες και σήμερα κατά κανόνα χρησιμοποιούμε κυρίως «παλιά» μοντέλα (Spalart, 2009).

Σύμφωνα με τους Ferziger & Peric (2002) δεν είναι σαφές ποιο μοντέλο είναι κατάλληλο για ποιο είδος ροής, καθώς στις δοκιμές που συνήθως γίνονται, τα αριθμητικά σφάλματα είναι αρκετά μεγάλη για να βγει κάποιο συμπέρασμα. Είναι ενδιαφέρον ότι σε πολλά συνέδρια, οι διαφορές στα αποτελέσματα μεταξύ επιστημόνων που χρησιμοποιούν ίδια μοντέλα τύρβης είναι ενίοτε μεγαλύτερες απ' αυτές στ' αποτελέσματα ενός συγγραφέα με διαφορετικά μοντέλα τύρβης. Αυτό σύμφωνα με τους Blocken et al. (2011), ισχύει και σήμερα.

Σε ροές όπως αυτές που εξετάζουμε εδώ, χρησιμοποιούνται πολλά μοντέλα τύρβης (βλ. π.χ. Mochida & Lun, 2008). Στην πράξη κυριαρχούν όπως είδαμε, με ποσοστό πάνω από 80%, τα μοντέλα της οικογένειας του $k-\epsilon$. Το πιο διαδεδομένο μοντέλο τύρβης είναι με διαφορά το στάνταρ $k-\epsilon$, που χρησιμοποιείται σε περισσότερες από τις μισές περιπτώσεις. Ακολουθεί πολύ πιο κάτω το RNG $k-\epsilon$, που καταφέρνει και καταλαμβάνει διψήφιο ποσοστό επί τοις εκατό. Ακολουθεί πολύ πιο κάτω το realizable $k-\epsilon$ με μικρό ποσοστό. Από τα υπόλοιπα μοντέλα τύρβης, τα πιο διαδεδομένα είναι της οικογένειας των μοντέλων τάσεων Reynolds (RSM). Άλλα μοντέλα τύρβης χρησιμοποιούνται σπάνια.

Εντύπωση κάνει η σχετικά μεγάλη χρήση του RNG $k-\epsilon$, που δείχνει πιθανά πλεονεκτήματά του έναντι του κλασσικού $k-\epsilon$ για τέτοιες ροές. Οι Tominaga & Stathopoulos (2013) αναφέρουν ότι στις πιο πολλές περιπτώσεις τροποποιημένα μοντέλα $k-\epsilon$, όπως το RNG $k-\epsilon$, δίνουν καλύτερα αποτελέσματα, αλλά υπάρχουν όμως και περιπτώσεις, όπως για παράδειγμα όταν η πηγή ρύπου είναι σε ομόρου, ή σε ψηλή καμινάδα, όπου έχουν δώσει και χειρότερα. Γενικά πάντως, οι διαφορές μεταξύ απλών και τροποποιημένων $k-\epsilon$ είναι συνήθως μικρή σε εφαρμογές διασποράς σε οδικές χαράδρες και συγκροτήματα κτιρίων.

Όσον αφορά τα RSM, είναι γνωστό ότι δίνουν τις τάσεις Reynolds απ' ευθείας και γενικά προβλέπουν φαινόμενα ανισοτροπίας, αλλά όσον αφορά την πρακτική τους εφαρμογή σε γεωμετρικές πόλεων, υπάρχουν διαφορούμενες απόψεις στη βιβλιογραφία. Οι περισσότεροι που το χρησιμοποιούν φυσικά γράφουν ότι είναι ανώτερο, αλλά υπάρχουν και αναφορές για χειρότερα αποτελέσματα, ή για δυσκολίες στη χρήση του ή στη σύγκλισή του. Ο Spalart (2009) αναφέρει δυο αποτυχημένες προσπάθειες αλγεβρικών μοντέλων RSM, που πιθανότατα υποδηλώνουν ότι η συμπεριφορά των μοντέλων αυτών δεν είναι προβλέψιμη. Μάλλον αυτό το συμπέρασμα πρέπει να το γενικεύσουμε στα RSM, καθώς η εξάπλωσή τους δεν είναι τόση που θα έπρεπε αν ήταν πιο αποδοτικά. Τα RSM δηλαδή δεν είναι προβλέψιμο το αν θα μας δώσουν καλύτερα αποτελέσματα ή όχι σε αστικές γεωμετρίες²². Λόγοι που μπορεί να φταίνε για πιθανή κακή απόδοση του RSM σε κάποια εφαρμογή, είναι η εξακολούθηση χρήσης της προβληματικής εξίσωσης του ϵ , οι περισσότερες παραμετροποιήσεις και επιλογές στη μοντελοποίηση (που είναι και πιο δύσκολο να ελεγχθούν) και ίσως και η μικρότερη εξέλιξή τους, πιθανόν λόγω δυσκολίας προσέγγισής τους.

Στις δημοσιεύσεις που αναφέρθηκαν στο κεφάλαιο αυτό περιλαμβάνονται και πολλές στις οποίες δοκιμάζονται πολλά μοντέλα τύρβης έναντι μετρήσεων από κάποιο πείραμα. Όμως εργασίες στις οποίες να δοκιμάζονται τα μοντέλα έναντι πολλών διαφορετικών πειραμάτων, δεν συνηθίζονται.

Για λοιπές επιλογές παραμέτρων στη RANS από την πλευρά του χρήστη ο αναγνώστης παραπέμπεται στα σχόλια στις ανωτέρω παραγράφους (κυρίως §3.2.1 και §3.2.2).

²⁰ Από φιλοσοφικής πλευράς, όλα τα μοντέλα είναι λάθος – απλά κάποια είναι χρήσιμα (Box & Draper, 1987).

²¹ 62^η συνάντηση ρευστομηχανικής της American Physical Society.

²² Η παρούσα εργασία συνέβαλε στο να αρχίζει να κατασταλάζει η επιστημονική κοινότητα στο ότι τα μοντέλα αυτά, με τη σημερινή τους διατύπωση κι εφαρμογή, συχνά πάσχουν από προβλήματα αξιοπιστίας για χρήση σε αστικές ροές (βλ. σχετικά σχόλια στις ανασκοπήσεις των Tominaga & Stathopoulos, 2013, και των Argyropoulos & Markatos, 2015, βασισμένα στην εργασία των Koutsourakis et al., 2012b). Αξίζει να σημειωθεί εδώ ότι κάποιοι εμπορικοί κώδικες μπορεί να συγκλίνουν ή να δίνουν καλύτερα αποτελέσματα όταν επιλέγουμε RSM, αλλά όπως θα πούμε και παρακάτω, αυτό δε σημαίνει πάντα ότι εσωτερικά χρησιμοποιούν αυτό ακριβώς που περιμένουμε ότι χρησιμοποιούν.

3.4.4. Είδος μεθοδολογίας LES

Ένα από τα πρώτα ερωτήματα που τίθενται όταν κανείς θέλει ν' αναπτύξει κώδικα μοντελοποίησης μεγάλων δινών, είναι το τι είδος θα επιλέξει μεταξύ της κλασσικής LES, της υβριδικής RANS/LES και της ILES.

Κατ' αρχήν είδαμε στην ανασκόπηση ότι η υβριδική RANS/LES σχεδόν απουσιάζει από αστικές ροές (σπάνια εξαίρεση αποτελεί για παράδειγμα η εργασία των Kakosimos & Assael, 2014). Πράγματι οι μεθοδολογίες αυτές αναπτύχθηκαν κυρίως για εφαρμογή στην αεροδυναμική. Έτσι η μεθοδολογία αυτή απορρίφθηκε ως υποψήφια για ανάπτυξη στο διδακτορικό, καθώς στην εργασία θέλαμε αξιόπιστες και δοκιμασμένες λύσεις. Άλλωστε φαίνεται πιο συνετό να έχει κανείς εμπειρία πρώτα από την (απλή) LES και μετά, αν έχει προβλήματα να δοκιμάσει την υβριδική, που εμπεριέχει και ένα τμήμα LES. Επίσης και η χρήση μοντέλων τοίχου από τα κλασσικά LES (που έχουν χρησιμοποιηθεί και σε αυτή την εργασία), από κάποιους θεωρείται ως ένα είδος υβριδικής RANS/LES.

Όσον αφορά την ILES, είδαμε στην ανασκόπηση ότι έχει χρησιμοποιηθεί σε μερικές αξιόλογες εργασίες που αφορούν ροή σε πραγματικές πόλεις. Όλες αυτές όμως είναι λίγες και προέρχονται από μια συγκεκριμένη ερευνητική ομάδα που χρησιμοποιεί μόνον το δικό της ειδικευμένο κώδικα FAST3D-CT. Ο κώδικας βασίζεται στο αριθμητικό σχήμα FCT, η υλοποίηση και χρήση του οποίου παρουσιάζει δυσκολίες. Γενικά η ILES είναι πιο πολύ θέμα τέχνης να υλοποιηθεί χωρίς να παρουσιάζει ο κώδικας αριθμητικά προβλήματα. Για τους λόγους αυτούς, επειδή στην εργασία αυτή θέλαμε κάτι σίγουρο και δοκιμασμένο, απορρίφθηκε η ILES. Άλλωστε πιο εύκολα ένας κώδικας LES μετατρέπεται σε ILES, παρά ένας ILES σε LES²³.

Επιλέχθηκε λοιπόν για το διδακτορικό η κλασσική LES, η οποία είναι με μεγάλη διαφορά η πιο διαδεδομένη και για την οποία υπάρχει μεγαλύτερη εμπειρία από τη χρήση της. Άλλωστε και για λόγους αναφοράς η κλασσική LES είναι πάντα καλό να υπάρχει.

3.4.5. Υποπλεγματικά μοντέλα LES

Απ' ό,τι φάνηκε από την ανασκόπηση, το κλασσικό Smagorinsky είναι με διαφορά το πιο διαδεδομένο μοντέλο (βλ. και π.χ. Moeng & Sullivan, 2002, Cheng et al., 2003, Bou-Zeid et al., 2007, Xie & Castro 2006, 2008, 2009, Santiago et al., 2010). Τα συνηθισμένα επιχειρήματα υπέρ του απλού Smagorinsky είναι η απλότητα, η ταχύτητα και η αριθμητική ευστάθεια.

Δεύτερο έρχεται το δυναμικό Smagorinsky το οποίο στις περισσότερες συγκριτικές μελέτες δίνει καλύτερα αποτελέσματα από το απλό Smagorinsky. Το δυναμικό λύνει το πρόβλημα του προσδιορισμού της σταθεράς C_s , καθώς την υπολογίζει δυναμικά για κάθε κελί, κατά τη λύση. Παρουσιάζει όμως εξάρτηση από το πλέγμα και αριθμητική αστάθεια, ενώ έχει αναφερθεί κακή συμπεριφορά του κοντά στο στερεό όριο (Iizuka & Kondo, 2004), αλλά και προβλήματα στην εφαρμογή του σε περίπλοκες γεωμετρίες (Bou-Zeid et al., 2005).

Τρίτο σε συχνότητα χρήσης είναι το μοντέλο μιας εξίσωσης για την υποπλεγματική τυρβώδη κινητική ενέργεια. Αυτό είναι παρόμοιο με το Smagorinsky, βελτιώνοντας την εκτίμηση της κλίμακας ταχύτητας, που δεν ήταν όμως το αδύνατο σημείο του Smagorinsky. Λοιπά υποπλεγματικά μοντέλα δεν είναι διαδεδομένα για τις ροές που εξετάζουμε εδώ.

Παρ' όλη τη διάδοση τους τα μοντέλα που βασίζονται στο Smagorinsky είναι γνωστό ότι δεν υπολογίζουν με ακρίβεια τις υποπλεγματικές τάσεις (Meneveau & Katz, 2000). Όμως στην LES αυτό δεν έχει πολύ σημασία, καθώς το μεγαλύτερο μέρος της τύρβης επιλύεται. Η κρισιμότητα του υποπλεγματικού μοντέλου για το αποτέλεσμα είναι πολύ μικρή²⁴ και δεν έχει καμία σχέση με τη σπουδαιότητα του μοντέλου τύρβης που χρησιμοποιείται στη μεθοδολογία RANS. Όπως υπονοεί και ο Hutton (2009), έχουν ήδη καταβληθεί πολύ μεγάλες προσπάθειες για τη μοντελοποίηση της τύρβης, που θα μπορούσαν να έχουν στραφεί σε πιο αποδοτικούς τομείς. Ειδικά στην LES, μια αύξηση αριθμού κελιών στο πλέγμα θα βελτιώσει τα αποτελέσματα πολύ περισσότερο και με μεγαλύτερη βεβαιότητα, απ' ό,τι για παράδειγμα η χρήση ενός περίπλοκου υποπλεγματικού μοντέλου.

²³ Να σημειωθεί ότι κάποιοι συγγραφείς θεωρούν ότι χρησιμοποίησαν ILES, απλά κλείνοντας σε ένα κώδικα LES το υποπλεγματικό μοντέλο (βάζοντας π.χ. $C_s=0$), αν και αυτό δε θεωρείται ακριβές από την κοινότητα του ILES.

²⁴ Βλ. και Tominaga & Stathopoulos (2013), που αναφέρουν πολλές μελέτες που έχουν καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα, χρησιμοποιώντας απλό υποπλεγματικό μοντέλο.

Γι' αυτούς και πιθανόν και για άλλους λόγους, υπάρχει στην επιστημονική κοινότητα μια τάση επιστροφής προς το κλασικό Smagorinsky²⁵ (Georgiadis, 2009, LES short course - Cranfield University). Όπως αναφέρουν και οι Kobayashi & Tsubokura (2007), ο αριθμός των μελετών που αφορούν υποπλεγματική μοντελοποίηση μειώνεται με την πάροδο των χρόνων. Έχει γίνει σαφές ότι τα απλά μοντέλα που είναι ευκολότερα στην εφαρμογή τους και γρηγορότερα, πλεονεκτούν έναντι των περίπλοκων μοντέλων, που συχνά είναι ασταθή και απαιτούν ειδικές γνώσεις αριθμητικών μεθόδων και φυσικής. Τη στιγμή μάλιστα που τα σφάλματα του υποπλεγματικού μοντέλου στην LES είναι συγκρίσιμα με τα σφάλματα διακριτοποίησης (και μάλιστα τα σφάλματα διακριτοποίησης μπορεί να είναι ευνοϊκά, υποβοηθώντας το υποπλεγματικό μοντέλο, βλ. Vreman et al., 1996), δεν υπάρχει λόγος χρήσης άλλου μοντέλου, παρά του πιο απλού. Για παράδειγμα, ο Tominaga με συνεργάτες, που χρησιμοποιούσαν δυναμικά μοντέλα ισχυριζόμενοι ότι δίνουν καλύτερα αποτελέσματα (π.χ. Tominaga et al., 1997), τώρα γύρισαν στο απλό Smagorinsky (Tominaga et al., 2008a, Tominaga & Stathopoulos, 2010).

Έτσι λοιπόν το κλασικό Smagorinsky εμφανίζεται ως το πρωταρχικό μοντέλο που θα πρέπει να δοκιμάσει κανείς, το οποίο κρίνεται γενικά επαρκές και πιθανόν πλεονεκτικότερο. Επίσης είναι ένα μοντέλο που πρέπει οπωσδήποτε να υπάρχει σε κάθε κώδικα LES, τουλάχιστον ως μέτρο αναφοράς. Όσον αφορά την υπερβολική καταστροφή της τύρβης που επιβάλλει κοντά στο στερεό όριο, αυτό μπορεί να επιδιορθωθεί πολύ αποτελεσματικά ακόμη και με απλό τρόπο, π.χ. με διόρθωση της κλίμακας μήκους με χρήση του τύπου του van Driest, που βελτιώνει πάρα πολύ τα αποτελέσματα, απ' ό,τι θα δούμε και στο κεφ. 5. Γι' αυτό τέτοιες διορθώσεις χρησιμοποιούνται σχεδόν από όλους όσους μεταχειρίζονται το απλό Smagorinsky.

Στο διδακτορικό λοιπόν, που επιζητούμε να έχουμε ένα αξιόπιστο κώδικα, επιλέχθηκε να υλοποιηθεί το κλασικό Smagorinsky, ως το πιο διαδεδομένο, δοκιμασμένο και αποτελεσματικό. Με το μοντέλο αυτό επίσης είναι ευκολότερο να εισαχθούν μελλοντικά στον κώδικα μοντέλα που αφορούν άλλες φυσικές διεργασίες, όπως καύση.

3.4.6. Οριακή συνθήκη εισόδου LES

Ένα από τα πιο κρίσιμα θέματα στην LES είναι η δημιουργία κατάλληλων χρονικά μεταβαλλόμενων οριακών συνθηκών στην είσοδο του πεδίου ροής (Tamura, 2008, Hutton, 2009). Πράγματι από το τμήμα του κεφ. 2 που αναφέρεται στην LES, το κομμάτι που γράφει για τις συνθήκες εισόδου έχει τις πιο πρόσφατες δημοσιεύσεις. Ακόμη και στους εμπορικούς κώδικες, τέτοιες μεθοδολογίες έγιναν διαθέσιμες μόλις τα τελευταία χρόνια²⁶. Υπενθυμίζεται ότι ακόμη και στον FAST3D-CT η μέθοδος που χρησιμοποιεί στην είσοδο είναι το μόνο τμήμα του κώδικα που αναφέρεται ότι είναι επιθυμητό να βελτιωθεί (Patnaik et al., 2007b), παρ' όλο που υποτίθεται ότι ο κώδικας αυτός στοχεύει στο να προσελκύσει πελάτες.

Στην ανασκόπηση που προηγήθηκε φάνηκε ότι οι περισσότερες εργασίες χρησιμοποιούν κυκλικές οριακές συνθήκες. Οι τελευταίες αποφεύγονται κυρίως μόνο όταν δε μπορούν να εφαρμοστούν. Στην περίπτωση αυτή συνήθως χρησιμοποιούνται μέθοδοι ανακύκλωσης παρόμοιες με αυτήν των Lund et al. (1998). Ειδικότερα στις οδικές χαράδρες, μέθοδοι δημιουργίας τεχνητής τύρβης εισόδου είναι σπάνιες στις περιπτώσεις που έχουν εξεταστεί στη βιβλιογραφία και εφαρμόζονται κυρίως από ερευνητές που χρησιμοποιούν εμπορικούς κώδικες (κυρίως το Fluent). Επίσης σε αστικές ροές έχει εφαρμοστεί και η μέθοδος των Xie & Castro (2008), κυρίως από τους ίδιους τους συγγραφείς, ή και απλούστερες μέθοδοι, παρόμοιες με αυτή που εφάρμοσαν οι Hanna et al. (2002).

Το θέμα αυτό είναι ενεργό και δεν έχει κλείσει. Κάποιοι συγγραφείς που δραστηριοποιούνται στις αστικές ροές δεν έχουν ασχοληθεί με αυτό και αποφεύγουν να μοντελοποιήσουν σχετικά προβλήματα. Πολλοί άλλοι χρησιμοποιήσαν κάποια στιγμή κάποια μέθοδο που τους φάνηκε αποτελεσματική και έχουν μείνει με αυτή. Δεν έχει γίνει συγκριτική αξιολόγηση των μεθόδων αυτών, καθώς είναι πολύ δύσκολο (η υλοποίηση κάθε μιας απ' αυτές τις μεθόδους είναι δυσχερής). Δεν έχουν όμως ούτε καν προσδιοριστεί οι παράγοντες εκείνοι που είναι πιο κρίσιμοι και ουσιαστικοί για μια τέτοια μέθο-

²⁵ Βλέπουμε κι εδώ να ισχύει η αρχή της απλότητας. Το πιο απλό μοντέλο, που ήταν και το πρώτο που εμφανίστηκε, έχει τάση να επικρατήσει τελικά.

²⁶ Στο STAR-CD για παράδειγμα, στην έκδοση 4.06 που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία, που ήταν και η πιο πρόσφατη έκδοση τότε που ξεκίνησε το διδακτορικό, δεν υπήρχε τέτοια μεθοδολογία. Στην επόμενη έκδοση 4.08, προστέθηκε τέτοια δυνατότητα, προβαλλόμενη ως μια από τις μεγαλύτερες αλλαγές του νέου κώδικα.

δο. Επίσης, σπάνια σχολιάζονται πιθανές αρνητικές συνέπειες από τη χρήση των κυκλικών οριακών συνθηκών. Όλα αυτά αποτελούν κενά της βιβλιογραφίας στα οποία μπορεί να υπάρξει συνεισφορά.

3.4.7. Λοιπές παράμετροι (κυρίως για LES)

Κατά την ανάπτυξη κώδικα LES, αλλά και κατά τη χρήση του, πρέπει να γίνουν κάποιες επιλογές παραμέτρων. Παρακάτω φαίνονται ενδεικτικά κάποιες (ακόμη) τέτοιες παράμετροι και επιλογές που έχουν γίνει στις δημοσιεύσεις που παρουσιάστηκαν, μαζί με μερικά σχόλια. Επίσης αναφέρονται και κάποιες υπολειπόμενες παρατηρήσεις και για RANS και για LES, που κυρίως σχετίζονται με τις εφαρμογές των επόμενων κεφαλαίων.

3.4.7.1. Αριθμός κελιών και κλίμακα μοντελοποίησης

Στη RANS, γενικά όσο περνάνε τα χρόνια ο αριθμός κελιών που χρησιμοποιούν οι μελετητές αυξάνεται, κάτι που δείχνει ότι γενικά χρησιμοποιούν όσα κελιά αντέχουν οι υπολογιστικοί τους πόροι και όχι όσα κελιά απαιτεί το πρόβλημα. Επίσης ενώ συχνά αναφέρεται ότι έχουν δοκιμαστεί διάφορα πλέγματα, πολύ σπάνια περιλαμβάνεται πλήρης μελέτη ανεξαρτησίας πλέγματος²⁷. Τέλος παρατηρείται συχνά το φαινόμενο οι νεότερες μελέτες να μην επανεξετάζουν παλιές περιπτώσεις με πυκνότερο πλέγμα, αλλά να εξετάζονται νέα, (συνήθως μεγαλύτερα) προβλήματα.

Στην LES, παρατηρούμε ότι ο ελάχιστος αριθμός κελιών που έχουν χρησιμοποιηθεί είναι πολλές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερος από τον ελάχιστο αριθμό της RANS. Το ίδιο συμβαίνει και για τον μέγιστο αριθμό κελιών, όπου στην LES φτάνει εκατοντάδες εκατομμύρια. Υπάρχουν βέβαια και μελέτες που χρησιμοποιούν ίδιο αριθμό κελιών και για RANS και για LES, κυρίως όταν συγκρίνουν τις δυο μεθοδολογίες.

Ένας διψήφιος αριθμός κελιών σε κάθε κατεύθυνση του κτιρίου συνήθως θεωρείται αρκετός για να επιλυθεί αυτό σωστά (βλ. π.χ. Tseng et al., 2006 και Xie & Castro, 2006). Αξίζει να παρατηρηθεί ότι συνήθως σε τέτοιες οδηγίες δεν λαμβάνεται υπόψη ο αριθμός Reynolds. Η οδηγία δηλαδή δεν ξεχωρίζει αν ο κώδικας εφαρμόζεται σε κλίμακα αεροσήραγγας (Reynolds περίπου 10^4), ή σε πραγματική κλίμακα (Reynolds περίπου $10^6 - 10^7$). Γενικότερα στην επιλογή κλίμακας στην οποία γίνεται η μοντελοποίηση, δεν υπάρχει συνήθως επαρκής αιτιολόγηση στις δημοσιεύσεις. Υποτίθεται ότι αν γίνουν σωστά οι μοντελοποιήσεις, τ' αποτελέσματα δεν θα πρέπει να εξαρτώνται από την κλίμακα, αλλά στην πράξη δεν συμβαίνει πάντα αυτό (βλ. και Zhang et al., 2011a). Για παράδειγμα, ένα θέμα είναι η εφαρμογή των συναρτήσεων τοίχου: μπορεί τ' αποτελέσματα σε πλήρη και σε μικρή κλίμακα να μην είναι τα ίδια, λόγω μη ακριβούς ισχύος των συναρτήσεων τοίχου σε μια από τις δύο περιπτώσεις. Σε RANS, αν λύσουμε σε κλίμακα αεροσήραγγας, δε μπορούμε να έχουμε πάρα πολύ πυκνό πλέγμα με το κλασικό $k-\epsilon$, γιατί οι συναρτήσεις τοίχου δεν ισχύουν για αδιάστατη απόσταση από τοίχο κάτω από $y^+=30$. Στην LES, αν λύσουμε σε πραγματική κλίμακα, δε μπορούμε να έχουμε τόσο πυκνό πλέγμα ώστε να πετύχουμε την απαίτηση $y^+=1$, για να έχουμε σωστή LES, οπότε αναγκάζομαστε να χρησιμοποιήσουμε συναρτήσεις τοίχου, ή να λύσουμε σε μειωμένη κλίμακα. Τέτοια θέματα θίγονται ακροφυγώς σε κάποιες εφαρμογές σε επόμενα κεφάλαια.

3.4.7.2. Οριακές συνθήκες στο στερεό όριο (LES)

Στην LES, μια συνηθισμένη επιλογή είναι να λύνονται τα προβλήματα σε μικρό αριθμό Reynolds, οπότε δε γίνεται καθόλου χρήση συναρτήσεων τοίχου στο στερεό όριο, αφού επιτυγχάνεται αρκετά πυκνό πλέγμα ώστε να ισχύει $y^+=u^+$ στο μεγαλύτερο μέρος των γειτονικών στον τοίχο κελιών. Για μεγαλύτερη ασφάλεια πολλοί μελετητές χρησιμοποιούν τις λεγόμενες υβριδικές συναρτήσεις τοίχου όπως και στη RANS, που περιλαμβάνουν μια λογαριθμική συνάρτηση λείου τοίχου για $y^+ > 11,6$, οπότε αυξάνει η ακρίβεια αν σε κάποιο σημείο του πεδίου ροής το πλέγμα τυχαίνει να είναι πολύ αραιό ή οι ταχύτητες πολύ χαμηλές.

Όταν η επίλυση γίνεται σε πραγματική κλίμακα τόσο πυκνά πλέγματα δεν είναι εφικτά, οπότε συνήθως χρησιμοποιούνται συναρτήσεις τοίχου παρόμοιες με αυτές της RANS, είτε λογαριθμικές είτε

²⁷ Αυτό βέβαια δεν είναι ένα γενικό σφάλμα όλων των ερευνητών, απλά συνήθως οι μελετητές βεβαιώνονται ότι τα συμπεράσματα που βγαίνουν από κάθε μελέτη δεν επηρεάζονται από το αν τα αποτελέσματα είναι τελείως ανεξάρτητα του πλέγματος. Πολλά συμπεράσματα πολύ παλιών μελετών (που μπορεί να μην ήταν τα αποτελέσματά τους ακριβή σε απόλυτες τιμές) δεν έχουν αναιρεθεί από νεότερες μελέτες. Από τις μελέτες ανεξαρτησίας πλέγματος όμως (που γενικά είναι ένα κενό στη βιβλιογραφία), μπορούμε να βγάλουμε χρήσιμα συμπεράσματα και κάτι τέτοιο επιχειρήθηκε σε κάποιες εφαρμογές που παρουσιάζονται σε επόμενα κεφάλαια.

εκθετικού προφίλ²⁸. Σε πάρα πολλές μελέτες της ανασκόπησης, δεν αναφέρεται καθόλου αν χρησιμοποιήθηκαν συναρτήσεις τοίχου και ποιου τύπου, καθώς πιθανόν οι συγγραφείς να θεωρούν ότι δεν είναι κρίσιμη παράμετρος της μοντελοποίησης ή να έχουν χρησιμοποιήσει κλασσικές επιλογές που δεν είναι άξιες μνείας. Σε κάποιες μελέτες LES χρησιμοποιούνται και συναρτήσεις που θεωρούν τους χωρικούς ή χρονικούς μέσους όρους της ταχύτητας, δηλαδή μέθοδοι που έχουν αναπτυχθεί για LES. Απ' την άλλη, υπάρχουν όπως είδαμε και τελείως πιο στοιχειώδεις προσεγγίσεις, όπως η χρήση ταχύτητας ολίσθησης, αντί των συναρτήσεων τοίχου. Παρατηρούμε ότι και στον τομέα αυτόν έχουν επικρατήσει οι απλούστερες λύσεις έναντι των πιο περίπλοκων²⁹.

Κάποια θέματα ακόμη στις συναρτήσεις τοίχου αξίζουν σύντομο σχολιασμό. Ένα είναι ο χειρισμός της τραχύτητας. Υπάρχουν διατυπώσεις που δεν λαμβάνουν υπόψη τους καθόλου την τραχύτητα, αλλά παρ' όλα αυτά χρησιμοποιούνται συχνά. Από τις υπόλοιπες, οι πιο συνηθισμένες είναι αυτές που θεωρούν μια τραχύτητα τύπου «κόκκου άμμου» k_s , που χρησιμοποιούνται κυρίως σε εμπορικούς κώδικες και σε τεχνολογικές εφαρμογές και αυτές που χρησιμοποιούν το ύψος τραχύτητας z_0 , που λέγονται «τραχώδες» τύπου, που επικρατούν στην ατμόσφαιρα. Με το θέμα της σχέσης των δύο τραχυτήτων k_s και z_0 έχουν ασχοληθεί οι Blocken et al. (2007a,b). Η εμπειρία έχει δείξει ότι σε ροές σε έδαφος μεγάλης τραχύτητας, η χρήση του z_0 πλεονεκτεί. Από την ανασκόπηση φάνηκε ότι στο θέμα αυτό δε δίνεται το βάρος που πρέπει και στις πιο πολλές μελέτες δεν αναφέρεται τι τραχύτητα επιλέχθηκε, αν και σε κάποιες αφήνεται να εννοηθεί ότι τα στερεά τοιχώματα θεωρούνται λεία.

Ένα άλλο θέμα (ειδικά για τις RANS) είναι η τιμή της σταθεράς von Karman κ που είναι σημαντική για το αποτέλεσμα που θα δώσουν οι συναρτήσεις τοίχου, για την οποία (σταθερά κ) νεότερες μελέτες αμφισβητούν την παραδοσιακή της τιμή (Spalart, 2009). Αυτό δείχνει ότι στο θέμα της επιλογής συνάρτησης τοίχου υπάρχουν και πιο στοιχειώδεις ασάφειες από το ποια ακριβώς θα είναι η διατύπωση της. Στο διδακτορικό έχει θεωρηθεί η κλασσική τιμή της σταθεράς κ .

3.4.7.3. Λοιπές οριακές συνθήκες (LES)

Από τις υπόλοιπες οριακές συνθήκες κάποιο ενδιαφέρον παρουσιάζουν οι συνθήκες εξόδου και στο πάνω όριο του χωρίου υπολογισμού. Στην έξοδο συχνά δίνονται μηδενικές κλίσεις ταχυτήτων, ενώ κάποιες φορές χρησιμοποιείται και η συνθήκη ακτινοβολίας (radiation ή non-reflective). Η τελευταία χρησιμοποιείται πολύ συχνά για τις συγκεντρώσεις.

Στο πάνω όριο η πιο συνηθισμένη επιλογή είναι μηδενικές κλίσεις ταχυτήτων και κάθετη ταχύτητα μηδέν. Αυτό όμως δημιουργεί υποβιβασμό της τύρβης σ' εκείνη την περιοχή καθώς θα πρέπει οι διαταραχές ταχυτήτων και αυτές να μηδενιστούν. Στην ανασκόπηση δεν φάνηκαν προτάσεις για το τι μπορεί να γίνει ώστε να βελτιωθεί αυτό. Στο διδακτορικό προτείνεται μια λύση με χρήση της μεθόδου τύπου Langewin, που χρησιμοποιείται και στην είσοδο του πεδίου ροής. Περισσότερα για το θέμα αυτό θ' αναφερθούν στο κεφ. 4 και στο κεφ. 10.

3.4.7.4. Τυρβώδης αριθμός Schmidt

Οι Tominaga & Stathopoulos (2007) κάνουν μια σχετική ανασκόπηση της βιβλιογραφίας για τις πραγματικές τιμές του Sc_t και αναφέρουν τιμές από 0,2 ως 1,3, με τις τιμές 0,7 και 0,9 να είναι οι πιο συνηθισμένες στη RANS, ίσως επειδή ήταν από τις πρώτες που είχαν προταθεί (Spalding, 1971, Launder, 1978). Οι Blocken et al. (2008) αναφέρουν μελέτες που είχαν αριθμό Sc_t από 0,3 μέχρι 1,3. Οι Gousseau et al. (2011a) γράφουν ότι τα αποτελέσματα του k - ϵ εξαρτώνται πολύ από τον Sc_t , του οποίου η βέλτιστη τιμή εξαρτάται από τη ροή και δεν είναι γνωστή εκ των προτέρων. Συνήθως στον Sc_t δίνεται μια τιμή για όλο το χωρίο υπολογισμού, αλλά αυτό δεν είναι ακριβές (Blocken et al., 2011). Πειραματικές μελέτες δείχνουν ότι ο Sc_t δεν είναι σταθερός (Flesch, 2002, Koeltzsch, 2000) και δίνουν μάλιστα και ενδεικτική κατανομή του στο οριακό στρώμα. Επίσης ο ακριβής προσδιορι-

²⁸ Όπως φάνηκε από την ανασκόπηση, στην RANS χρησιμοποιούνται σε πολύ μεγαλύτερο ποσοστό οι λογαριθμικές, ενώ οι εκθετικές πολύ σπάνια. Στην LES οι εκθετικές (όπως ο νόμος της $7^{1/5}$ ρίζας) είναι μειοψηφία, αλλά εμφανίζονται πιο συχνά απ' ό,τι στη RANS.

²⁹ Στο κεφ. 2 στην §2.6.3.3 είχε αναφερθεί ύπαρξη συναρτήσεων τοίχου που αναπτύχθηκαν ειδικά για LES που να μην είναι σε φάση η τάση με την ταχύτητα, να λαμβάνουν υπόψη τη μέση ταχύτητα στο κελί αντί για την ταχύτητα στο κέντρο, ή μέσους χωροχρονικούς όρους τάσης και ταχύτητας. Τέτοιες «ειδικές για LES» συναρτήσεις τοίχου, σε πρακτικές εφαρμογές όπως αυτές για τις οποίες έγινε ανασκόπηση, δεν απαντώνται συχνά. Σε αυτό έχει συμβάλει και το ότι οι συναρτήσεις τοίχου γενικά κρύβουν μια έννοια μέσης τιμής τύπου RANS (Piomelli & Balaras, 2002), αλλά και πιθανόν το γεγονός ότι κάποιοι μελετητές δεν βλέπουν το είδος των συναρτήσεων τοίχου σαν βασικό παράγοντα που να επηρεάζει το αποτέλεσμα (π.χ. Lim et al., 2009).

σμός του, προϋποθέτει ότι η ροή έχει επιλυθεί σωστά και με μεγάλη ακρίβεια. Για παράδειγμα, σε ανοικτούς χώρους ή παρουσία ενός μόνο κτιρίου, όπου τα μοντέλα RANS υποεκτιμούν τη διάχυση, ένας μικρός Schmidt όπως το 0,3, μπορεί να διορθώσει τα (λάθος) αποτελέσματα και να τα φέρει με ψεύτικο τρόπο πιο κοντά στα πειραματικά (βλ. και αντίστοιχα σχόλια στους Tominaga & Stathopoulos, 2013). Γι' αυτό πριν εξεταστούν αποτελέσματα πρόλεξης συγκεντρώσεων, πρέπει πάντα να επιβεβαιώνεται ότι η ροή έχει αναπαραχθεί σωστά.

Στο θέμα της τιμής του τυρβώδους αριθμού Sc_t υπάρχουν πιο πρωτογενή προβλήματα: Η ίδια η υπόθεση ότι ο συντελεστής τυρβώδους διάχυσης D_t είναι ανάλογος με την τυρβώδη συνεκτικότητα ν_t ($D_t = \nu_t / Sc_t$) δεν έχει γενική ισχύ (βλ. π.χ. Tominaga & Stathopoulos, 2012). Πράγματι, ήδη ο Launder (1978) αναφέρει ότι η υπόθεση της αναλογίας μεταξύ κλίσεως της μέσης τιμής συγκέντρωσης ενός βαθμωτού μεγέθους και της τυρβώδους διάχυσής του δεν είναι ακριβής. Για μια γενικότερη συζήτηση για το θέμα, ο αναγνώστης παραπέμπεται στους Tominaga & Stathopoulos (2013). Στην πράξη, σχεδόν πάντα στη RANS θεωρείται το Sc_t σταθερό. Στην ανασκόπηση που προηγήθηκε, οι πιο συνηθισμένοι αριθμοί που αναφέρονται είναι το 0,7 και το 0,9, ενώ σπάνια δηλώνεται ότι χρησιμοποιήθηκε κάποιος άλλος. Πολλές δημοσιεύσεις δεν τον αναφέρουν.

Όσον αφορά την LES, θεωρητικά δεν υπάρχει λόγος η τιμή του Sc_t , που αφορά μόνο το υποπλεγματοκό κομμάτι και συχνά συμβολίζεται και Sc_{SGS} , να σχετίζεται με την τιμή του (διαφορετικού) Sc_t της RANS. Γενικά μια τιμή που χρησιμοποιείται συχνά είναι το 0,5, με την μελέτη του Antonopoulos-Domis (1981a) να είναι η πιο συνηθισμένη σχετική αναφορά. Μια άλλη διαδεδομένη τιμή είναι το 0,6, με αναφορά συνήθως των Neto et al. (1993). Ειδικότερα για τις αστικές ροές, όπως φάνηκε στην ανασκόπηση που προηγήθηκε, γίνεται ισομοιρασμένη χρήση των τιμών 0,5, 0,7 και 1. Στην ανάπτυξη του κώδικα LES που έγινε στο διδακτορικό δεν εξετάστηκε εκτενώς το θέμα επιλογής βέλτιστου Sc_t και θεωρήθηκε ως προκαθορισμένη (default) τιμή το 0,72, που δεν είναι πολύ μακριά από το 0,5, αλλά ούτε και από το 1 και αφήνεται στο χρήστη να επιλέξει την τιμή που θέλει, ανάλογα με την εφαρμογή του. Άλλωστε η τιμή 0,72 είναι αυτή που προκύπτει και θεωρητικά από την θεωρία RNG (Yakhot et al., 1989). Στο θέμα δε δόθηκε πολύ σημασία επειδή στην LES ο Sc_t χρησιμοποιείται μόνο για το υποπλεγματοκό τμήμα, που είναι μικρό και πιστεύεται ότι δε θα επηρεάζει τα αποτελέσματα, κάτι που επιβεβαιώθηκε και σε μια δοκιμή.

Στις εφαρμογές RANS και LES που έγιναν στο διδακτορικό γενικά χρησιμοποιήθηκε η προκαθορισμένη τιμή του κάθε κώδικα, αλλά σε κάποιες περιπτώσεις έγιναν παραμετρικές μελέτες ώστε να διαπιστωθεί αν αλλάζουν τα συμπεράσματα της κάθε εφαρμογής από πιθανή διαφορετική τιμή του Sc_t .

3.4.7.5. Αριθμητικά σχήματα και χρονικό βήμα

Τα στοιχεία που αναφέρθηκαν στην §2.6.4, φάνηκε από την ανασκόπηση της βιβλιογραφίας να ισχύουν και για τις ροές σε αστικές γεωμετρίες. Έτσι όσον αφορά τη ροή, το σχήμα κεντρικών διαφορών επικρατεί τόσο στους όρους μεταφοράς όσο και σε αυτούς της διάχυσης, χωρίς να λείπουν και εξαιρέσεις (για παράδειγμα οι Ca et al., 1995 και οι Walton & Cheng, 2002, χρησιμοποίησαν για τους όρους μεταφοράς εκδόσεις του QUICK - Quadratic Upwind Scheme (Leonard, 1979), βλ. κεφ. 4, παρ' όλο που όπως είπαμε στο κεφ. 2 τα ανάντη σχήματα έχουν σοβαρά μειονεκτήματα στην LES). Όσον αφορά τους όρους μεταφοράς στην εξίσωση των συγκεντρώσεων, το σχήμα μπορεί να είναι διαφορετικό. Για παράδειγμα οι Gousseau et al. (2011b) έχουν σχήμα ανάντη διαφόρισης δευτέρας τάξεως για τις συγκεντρώσεις και οι Michioka et al. (2011) χρησιμοποιούν το FCT, καθώς αναφέρουν ότι με το σχήμα κεντρικών διαφορών προέκυπταν και αρνητικές συγκεντρώσεις.

Η χρονική διακριτοποίηση δεν θεωρείται τόσο κρίσιμη, αλλά κι εδώ επικρατούν τα σχήματα δευτέρας τάξεως όπως για παράδειγμα το Crank Nicolson. Υπάρχουν και υλοποιήσεις που χρησιμοποιούν άλλο χρονικό βήμα για τους όρους μεταφοράς και άλλο γι' αυτούς της διάχυσης (π.χ. Tominaga & Stathopoulos, 2009).

Το χρονικό βήμα είναι συνήθως της τάξης του 1/10 ως 1/100 μιας τυπικής κλίμακας χρόνου H/U , όπου H το ύψος των επιλυόμενων κτιρίων (ενδεικτικά: χιλιοστά του δευτερολέπτου ή λιγότερο για κλίμακα αεροσήραγγας, ή εκατοστά του δευτερολέπτου ή περισσότερο για πραγματική κλίμακα). Όσο μικρότερο είναι το χρονικό βήμα, τόσο καλύτερα από πλευράς ακρίβειας. Η LES απαιτεί μια αρχική περίοδο για να περάσει από ένα μεταβατικό στάδιο ο υπολογισμός και ν' αρχίσει να σταθεροποιείται η λύση. Μετά απαιτεί πάλι πολύ χρόνο ώστε να ληφθούν σταθεροί μέσοι όροι των έντονα μεταβαλλόμενων στιγμιαίων τιμών των μεταβλητών. Στις δημοσιεύσεις που μελετήθηκαν, συνήθως οι

δύο αυτές περιόδους είναι συγκρίσιμες. Ο συνολικός χρόνος γενικά είναι μερικές εκατοντάδες ως μερικές χιλιάδες H/U (κάτω από 100 δευτερόλεπτα αεροσήραγγας ή πάνω από 1000 πλήρους μεγέθους). Αυτός συνήθως επαρκεί για διψήφιο αριθμό περασμάτων της ροής από την είσοδο ως την έξοδο του πεδίου. Το μέσο CFL είναι από λίγα δέκατα ως αρκετά πάνω από 2. Γενικά, όπως αναφέρθηκε και στο κεφ. 2, θεωρείται ότι πρέπει να είναι ως 0,5 και αυτό συμβαίνει στις περισσότερες μελέτες.

3.4.8. Σχόλια για τους εμπορικούς κώδικες

Ένα ερώτημα που τίθεται μερικές φορές είναι εάν θα πρέπει κανείς να χρησιμοποιήσει για την έρευνά του εμπορικό κώδικα (ή γενικά έτοιμο κώδικα, καθώς υπάρχει και ελεύθερο λογισμικό) ή κάποιο εσωτερικό κώδικα, π.χ. του Πανεπιστημίου, αν υπάρχει, ή ακόμα και αν θα πρέπει να αναπτύξει δικό του κώδικα. Η απάντηση βέβαια εξαρτάται από το τι ακριβώς θέλει να κάνει. Για πρακτικές εφαρμογές ή μελέτη φαινομένων και ένας εμπορικός κώδικας μπορεί να αρκεί. Κάποιος όμως που ερευνά μεθοδολογίες ΥΡ για παράδειγμα, είναι δύσκολο να χρησιμοποιήσει έτοιμο εμπορικό πρόγραμμα (στον οποίο δεν έχει τον πηγαίο κώδικα) γιατί εκεί δεν μπορεί να εισάγει εύκολα νέες τεχνικές.

Στην ανασκόπηση που προηγήθηκε περίπου οι μισές μελέτες έχουν χρησιμοποιήσει εμπορικούς κώδικες (ο πιο διαδεδομένος των οποίων είναι το Fluent), με χρήσιμα συμπεράσματα. Οι εμπορικοί κώδικες πλεονεκτούν στο ότι έχουν δοκιμαστεί σε μεγαλύτερο εύρος εφαρμογών και ότι συνεχώς εξελίσσονται. Έχουν όμως και μειονεκτήματα, εκτός από το κόστος αγοράς. Το προφανές μειονέκτημα είναι ότι δεν έχει κανείς πρόσβαση στον πηγαίο κώδικα ώστε να αλλάξει αν θέλει κάτι. Υπάρχει όμως άλλο ένα όχι τόσο φανερό πρόβλημα: Το ότι δεν ξέρει κανείς τι ακριβώς κάνει ο κώδικας. Οι εμπορικοί κώδικες μπορεί να μην χρησιμοποιούν μερικές φορές ακριβώς αυτό που γράφεται στο εγχειρίδιο. Ένα μοντέλο του εμπορικού κώδικα για παράδειγμα, μπορεί να είναι στη βάση του όπως παρουσιάζεται στο εγχειρίδιο χρήσης, αλλά στην πράξη είναι πιθανόν να υπάρχουν τόσες περιπτώσεις στις οποίες γίνονται επεμβάσεις και αλλαγές στο μοντέλο (προκειμένου να δουλέψει σωστά) που τελικά μερικές φορές να είναι σα να εφαρμόζεται κάτι άλλο. Ο λόγος που συμβαίνει αυτό είναι ότι ο εμπορικός κώδικας υποτίθεται ότι απευθύνεται και στον απλό χρήστη, που μπορεί να μην έχει τόσες γνώσεις ΥΡ και να θέλει να πάρει αποτέλεσμα ακόμη και αν δεν έχει κάνει σωστές επιλογές στα μοντέλα, έστω και προσεγγιστικό. Οπότε οι κώδικες έχουν δικλίδες ασφαλείας, ώστε όταν π.χ. δυσκολεύεται η σύγκλιση, να γίνονται αυτόματα επεμβάσεις που δεν τις ξέρει ο χρήστης. Αυτό όμως είναι πρόβλημα: Σύμφωνα με τους Blocken et al. (2012), όπως αναφέρει και ο Ferziger (1993) η μεγαλύτερη καταστροφή από μια προσομοίωση είναι να δώσει αποτελέσματα αρκετά καλά ώστε να είναι πιστευτά, αλλά αρκετά λάθος ώστε να προκαλέσουν μπελάδες. Εκτός αυτού, ο ερευνητής συχνά θέλει να ξέρει τι βγάζει ακριβώς το μοντέλο που υποτίθεται ότι επέλεξε και όχι απλά να πάρει ένα αποτέλεσμα. Για τους λόγους αυτούς οι εμπορικοί κώδικες έχουν δεχθεί κριτική.

Στους εσωτερικούς κώδικες όχι μόνο έχει κανείς άμεση πρόσβαση για αλλαγές όποτε το θέλησει, αλλά ξέρει και ακριβώς τι κάνουν. Ακόμη κάποιοι ερευνητές έχουν εφαρμόσει μεθοδολογίες και συστήματα που θεωρούν ότι φτιάχνουν έναν κώδικα ανώτερο από κάποιους άλλους. Γενικά θεωρείται ότι την πιο βασική έρευνα την προωθούν οι εσωτερικοί κώδικες και τα αποτελέσματα των ερευνών ενσωματώνονται μετά κάποια στιγμή και στους εμπορικούς. Ένα μειονέκτημα των εσωτερικών κωδίκων είναι ότι δεν μπορούν να είναι κορυφαίοι σε όλα τα υποσυστήματα τους, όπως θα μπορούσε πιθανόν ένας εμπορικός κώδικας στον οποίο επενδύονται πολλά χρήματα για εξέλιξη και στον οποίο δουλεύουν πολλοί άνθρωποι. Επίσης για μια νέα εφαρμογή συχνά χρειάζεται να γραφεί νέος κώδικας, ενώ στους έτοιμους κώδικες υπάρχουν πολλές πρόσθετες μονάδες για μεγάλο εύρος περιπτώσεων. Είναι θέμα ισορροπίας να δει ο ερευνητής αν αξίζει να επενδύσει χρόνο σε δικό του κώδικα ή να χρησιμοποιήσει ένα έτοιμο και να δώσει το βάρος στις εφαρμογές.

Τα τελευταία χρόνια έχουν αρχίσει να διαδίδονται και αξιόλογα προγράμματα ανοικτού λογισμικού, όπως το OpenFOAM. Σε αυτά δεν πληρώνει κανείς χρήματα να τ' αποκτήσει και έχει γενικά πρόσβαση στον κώδικα ώστε να δει τι ακριβώς κάνει ή και να το αλλάξει. Ταυτόχρονα, είναι αρκετά μεγάλα ώστε να ενσωματώνουν μεθοδολογίες που θέλουν απαγορευτικά πολύ χρόνο να υλοποιηθούν από ένα μόνο άτομο. Ο χρόνος θα δείξει σε τι βαθμό κάποιες προς το παρόν μεμονωμένες περιπτώσεις στροφής προς αυτούς τους κώδικες, αποτελέσουν τάση στο μέλλον που θα αποσπάσει τόσο χρήστες εμπορικών κωδίκων, όσο και χρήστες, αλλά και προγραμματιστές, εσωτερικών κωδίκων.

Στο διδακτορικό, που είναι καθαρά ερευνητική εργασία, η προφανής επιλογή ήταν η ανάπτυξη νέου, αξιόπιστου κώδικα LES, κατάλληλου για ατμοσφαιρικές ροές στο αστικό περιβάλλον. Ο κώδικας αναπτύχθηκε μέσα στον υπάρχοντα (αξιόλογο, ώριμο για κοινή χρήση και ειδικευμένο σε ε-

φαρμογές διασποράς ρύπων) κώδικα ADREA-HF, όχι μόνο για τις ανάγκες του διδακτορικού, αλλά και ως επένδυση για τις μελλοντικές ανάγκες τόσο του Εργαστηρίου Τεχνολογίας Περιβάλλοντος του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας, όσο και του Ε.Π.ΕΡ. (Εργαστήριο Περιβαλλοντικών Ερευνών) του «Δημόκριτου».

Ταυτόχρονα χρησιμοποιήθηκαν και εμπορικοί κώδικες. Ένας λόγος ήταν η απόκτηση εμπειρίας στη χρήση της LES, που θα βοηθούσε και στην ανάπτυξη της μεθοδολογίας LES του διδακτορικού. Ο κώδικας που επιλέχθηκε γι' αυτή τη δουλειά ήταν το STAR-CD, έκδοση 4.06. Σ' αυτή την απόφαση βοήθησε και η επιλογή του ίδιου κώδικα από μεγάλο φορέα του εξωτερικού για χρήση εφαρμογών LES σε αστικές ροές, που έγινε μετά από σύγκριση με άλλους κώδικες. Επίσης οι Xie et al. (2008) αναφέρουν ότι το Fluent και το STAR-CD δίνουν ίδια αποτελέσματα σε ροές όπως αυτές που εξετάζονται εδώ. Επίσης προϋπήρχε εμπειρία από τη χρήση του κώδικα αυτού στο Εργαστήριο Τεχνολογίας Περιβάλλοντος και ο STAR-CD ήταν διαθέσιμος στο Πανεπιστήμιο. Πριν την επιλογή του STAR-CD έγινε και σύντομη σύγκριση σε συγκεκριμένο πρόβλημα οδικής χαράδρας μεταξύ του STAR-CD και του STAR-CCM+, έκδοση 3.06, ο οποίος ήταν ένας νέος κώδικας από την ίδια εταιρεία, γραμμένος με σύγχρονες προγραμματιστικές μεθόδους και με πολύ φιλικό περιβάλλον εργασίας. Στη συγκριτική αυτή δοκιμή φάνηκε ανωτερότητα του STAR-CD (τουλάχιστον σε σχέση με την τότε έκδοση του STAR-CCM+) στην ταχύτητα υπολογισμού, στη διευκόλυνση των επιλογών για προχωρημένους χρήστες και στην δυνατότητα χειρισμού του προγράμματος μέσω δικτύου από γραμμή εντολών.

Ένας άλλος κώδικας που χρησιμοποιήθηκε ήταν το FDS, στο κεφ. 9, για σύγκριση με τον κώδικα που αναπτύχθηκε στο διδακτορικό, καθώς εκεί εξετάζεται διασπορά υδρογόνου και το FDS είναι ένας κλασικός κώδικας που χρησιμοποιείται σε τέτοια προβλήματα. Επίσης στα κεφ. 7 και 8 χρησιμοποιήθηκε ο PHOENICS ως κώδικας RANS, καθώς παρόμοιες περιπτώσεις του κεφαλαίου αυτού είχαν εξεταστεί στα πλαίσια του μεταπτυχιακού του γράφοντος, οπότε ήταν φυσικό να επιλεγεί ο συγκεκριμένος κώδικας, ως συνέχεια των τότε μελετών.

3.4.9. Κάποια κενά γνώσης που φάνηκαν από την ανασκόπηση

Παρακάτω αναφέρονται κάποια από τα κενά γνώσεως που φάνηκε ότι υπήρχαν στην βιβλιογραφία. Δίνεται έμφαση σ' αυτά τα οποία έγινε προσπάθεια να καλυφθούν εν μέρει από το παρόν διδακτορικό.

- Δεν φάνηκε να υπάρχει ευρείας χρήσης ειδικευμένος κώδικας κατάλληλος για διασπορά ρύπων και με RANS και με LES, τόσο σε εξωτερικές ροές σε αστικές γεωμετρίες όσο και σε εσωτερικές ροές και σε ροές ανωστικών αερίων.

- Δεν έχουν γίνει σαφή κάποια μειονεκτήματα των κυκλικών οριακών συνθηκών και ταυτόχρονα δεν έχουν γίνει σαφείς οι παράγοντες που επηρεάζουν την αποτελεσματικότητα των μεθόδων δημιουργίας τεχνητής τύρβης για οριακή συνθήκη εισόδου για LES. Τέλος δεν έχουν παρουσιαστεί αντίστοιχες μέθοδοι για οριακή συνθήκη στο άνω όριο του πεδίου ροής. Γενικότερα το θέμα της δημιουργίας κατάλληλων διαταραχών στο όριο είναι ανοικτό.

- Δεν έχουν αναπτυχθεί οι δυνατότητες συνεργασίας RANS και LES στο ίδιο πρόβλημα. Επίσης, δεν έχει εξαντληθεί η απεικόνιση των πλεονεκτημάτων της LES έναντι της RANS, μέσα από συγκεκριμένα παραδείγματα.

- Δεν έχουν εξεταστεί ημι-εξιδανικευμένες αστικές γεωμετρίες. Ταυτόχρονα δεν έχουν γίνει αξιολογήσεις κωδίκων LES σε σχέση με ειδικευμένα για LES πειραματικά δεδομένα. Τέλος, υπάρχει κενό στις μελέτες συνεκτικών και ροϊκών δομών σε πραγματικές γεωμετρίες πόλης.

- Στην εξέταση των πιθανών γεωμετριών η εστίαση έχει δοθεί σε τυποποιημένες και «κανονικές» γεωμετρίες, οπότε υπάρχουν πολλές γεωμετρίες που δεν έχουν εξεταστεί συστηματικά. Μια τέτοια περίπτωση είναι και οι ασύμμετρες χαράδρες, όπου δεν έχει γίνει αναλυτική αξιολόγηση της ροής για όλους τους λόγους υψών.

- Τα μοντέλα τύρβης RANS (ειδικότερα το $k-\epsilon$ και το RNG $k-\epsilon$ που χρησιμοποιούνται πιο συχνά) εξετάζονται σε σχέση με ένα-δυο πειράματα μόνο και δεν έχει γίνει εξέτασή τους σε μια μελέτη απέναντι σε πολλά πειράματα, ώστε ν' αποκτηθεί μια πιο γενική εικόνα. Επίσης για το RSM δεν υπάρχει κατασταλαγμένη άποψη.

Αυτά και άλλα πολλά κενά καλύφθηκαν με το παρόν διδακτορικό. Σημειώνεται ότι όταν αποφασίστηκε ν' αναπτυχθεί νέα μεθοδολογία και να υλοποιηθεί νέος κώδικας LES, δεν υπήρχε πρόθεση να γίνουν παραπάνω από ένα-δυο εφαρμογές καθαρά για αξιολόγηση του κώδικα, δεδομένου ότι δεν

υπήρχαν υπολογιστικοί πόροι που θα μπορούσαν να υποστηρίξουν περισσότερες (πολύ χρονοβόρες) εφαρμογές LES. Παρ' όλα αυτά, έγιναν τελικά, με μεγάλο κόστος χρόνου, πολλές εφαρμογές που προσφέρουν νέες γνώσεις στο επιστημονικό πεδίο της τυρβώδους ροής και της διασποράς ρύπων στο αστικό περιβάλλον.

4. Ανάπτυξη της παρούσας μεθοδολογίας και κώδικα μοντελοποίησης μεγάλων δινών

4.1. ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ LES

Η βασική θεωρία LES και η διαδικασία φιλτραρίσματος των εξισώσεων Navier–Stokes έχει περιγραφεί αναλυτικά στο παράρτημα Α.5. Στο παρόν κεφάλαιο γράφονται πιο συγκεκριμένα οι εξισώσεις όπως έχουν υλοποιηθεί στην μεθοδολογία που αναπτύχθηκε.

4.1.1. Η διαδικασία φιλτραρίσματος κατά Favre

Στην εργασία αυτή δεν έχει γίνει η παραδοχή της σταθερής πυκνότητας ρ . Έτσι, μπορούν να μοντελοποιηθούν και περιπτώσεις με συμπιεστότητα¹.

Όπως στη μεθοδολογία RANS στις συμπιεστές ροές προτιμάται η διαδικασία λήψης χρονικών μέσων τιμών κατά Favre (Favre, 1969), στην οποία η μέση τιμή (που θα τη συμβολίσουμε προσωρινά $\langle \rangle$) μιας μεταβλητής f , λαμβάνεται ως $\langle \rho f \rangle / \langle \rho \rangle$, εξισορροπημένη δηλαδή με την πυκνότητα, έτσι μπορούμε στην LES, κατ' αναλογία με το κλασσικό φιλτράρισμα, εξ. (Α.5.1), να θεωρήσουμε την διαδικασία φιλτραρίσματος κατά Favre² (βλ. και Jiang & Lai, 2009):

$$\tilde{f}(x, t) = \frac{1}{\bar{\rho}} \int_{-\infty}^{\infty} \rho f(x', t) G(x - x') dx', \quad (4.1)$$

όπου G είναι το φίλτρο. Πρακτικά αυτό σημαίνει λήψη σταθμισμένου ως προς την πυκνότητα χωρικού μέσου όρου της f . Για ροές που είναι ασυμπιέστες, η εξ. (4.1) απλοποιείται στην εξ. (Α.5.1). Το φιλτράρισμα κατά Favre δεν εφαρμόζεται στην πυκνότητα και την πίεση.

Η χρήση των διατυπώσεων του Favre εξυπηρετεί στις ροές που η ρ δε θεωρείται σταθερή για τον εξής λόγο: Αν εφαρμόσουμε την κλασσική διαδικασία φιλτραρίσματος, εξ. (Α.5.1) στις εξισώσεις Navier–Stokes, τότε θα προκύψουν γινόμενα διακυμάνσεων ανάμεσα στην πυκνότητα και σε άλλες μεταβλητές όπως η ταχύτητα, τα οποία θα πρέπει να βρεθεί τρόπος να μοντελοποιηθούν, κάτι που εισάγει δυσκολίες και γενικά είναι ανεπιθύμητο.

Η κατά Favre τιμή της μεταβλητής \tilde{f} που θα υπολογίσουμε λύνοντας τις εξισώσεις δεν είναι η ίδια με την τιμή \bar{f} που θα βρίσκαμε αν ακολουθούσαμε την κλασσική διαδικασία φιλτραρίσματος. Χρειάζεται προσοχή λοιπόν όταν συγκρίνει κανείς με πειραματικά δεδομένα (βλ. π.χ. Veynante & Vervisch, 2002 και Garnier et al., 2009). Επίσης δεν υπάρχει κάποια σχέση που να συνδέει τις ποσό-

¹ Επιπλέον, ο πρώτος όρος της εξίσωσης της συνέχειας που αναφέρεται στην μεταβολή της πυκνότητας με το χρόνο, βοηθάει στην αριθμητική ευστάθεια.

² Ισοδύναμα, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι εισάγουμε μια αλλαγή μεταβλητών της μορφής $\overline{\rho f} = \bar{\rho} \tilde{f}$ ώστε οι φιλτραρισμένες μεταβλητές να είναι σταθμισμένες με την πυκνότητα.

τητες που έχουν φιλτραριστεί κατά Favre \tilde{f} , με αυτές που έχουν φιλτραριστεί με τον κλασσικό τρόπο \bar{f} , καθώς αυτό θα απαιτούσε γνώση των συσχετίσεων των διακυμάνσεων της πυκνότητας με την εν λόγω ποσότητα.

Σε όλες τις περιπτώσεις που εξετάστηκαν στην παρούσα εργασία, επειδή οι διακυμάνσεις της πυκνότητας είναι μικρές, οι διαφορές μεταξύ \tilde{f} και \bar{f} είναι αμελητέες για όλες τις μεταβλητές. Ταυτόχρονα ο κώδικας παραμένει γενικός ώστε να μπορεί στο μέλλον να χρησιμοποιηθεί για περιπτώσεις με συμπίεσότητα.

4.1.2. Οι φιλτραρισμένες εξισώσεις συνέχειας και ορμής

Εφαρμόζοντας τη διαδικασία χωρικού φιλτραρίσματος κατά Favre στις εξισώσεις Navier-Stokes καταλήγουμε στην εξής ομάδα φιλτραρισμένων εξισώσεων (βλ. π.χ. και Jiang & Lai, 2009):

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial(\tilde{\tau}_{ij}^l + \tau_{ij}^R)}{\partial x_j}, \quad (4.3)$$

όπου ρ είναι η πυκνότητα, t ο χρόνος, u_i οι συνιστώσες της ταχύτητας, x_i οι συντεταγμένες στο χώρο, p η πίεση, $\tau_{ij}^R = -\bar{\rho}\widetilde{u_i u_j} + \bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j$ οι συνιστώσες του υποπλεγματικού τανυστή των τάσεων που μοντελοποιείται σύμφωνα με το υποπλεγματικό μοντέλο SGS και $\tilde{\tau}_{ij}^l$ οι συνιστώσες του τανυστή των τάσεων των συνεκτικών δυνάμεων, για τις οποίες ισχύει:

$$\tilde{\tau}_{ij}^l + \frac{2}{3}\mu\frac{\partial\tilde{u}_k}{\partial x_k}\delta_{ij} = 2\mu\tilde{S}_{ij}, \quad (4.4)$$

όπου μ η δυναμική συνεκτικότητα, δ_{ij} το δ του Kronecker και S_{ij} ο τανυστής στιγμιαίου ρυθμού παραμόρφωσης:

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i}\right). \quad (4.5)$$

Για να κλείσει το σύστημα των εξισώσεων, απαιτείται και μια κατασταστική εξίσωση, όπως η εξίσωση των τελείων αερίων:

$$\bar{p} = \bar{\rho}r\tilde{T}, \quad (4.6)$$

όπου r η σταθερά του αερίου (ίση με την παγκόσμια σταθερά των αερίων δια το μοριακό βάρος του ρευστού), T η απόλυτη θερμοκρασία³.

Οι μεταβλητές εδώ αντιπροσωπεύουν χωρικούς μέσους όρους⁴ στιγμιαίων τιμών. Στις εξισώσεις αυτές η περισπωμένη πάνω από μια μεταβλητή υποδηλώνει χωρικό μέσο όρο με διαδικασία φιλτραρίσματος κατά Favre, ενώ η παύλα χωρικό μέσο όρο με απλή διαδικασία φιλτραρίσματος σύμφωνα με την εξ. (A.5.1).

Η χρήση της διατύπωσης κατά Favre οδηγεί σε κοινή μορφή των εξισώσεων για συμπίεστες ροές, με αυτή των ασυμπίεστων. Πράγματι, αν αντικαταστήσουμε στις ανωτέρω εξισώσεις τις περισπωμένες με μπάρες, έχουμε αμέσως τις εξισώσεις για ασυμπίεστες ροές.

Επίσης, η μορφή και η διακριτοποίηση των εξισώσεων είναι παρόμοια με αυτή των εξισώσεων RANS (εκτός από το μοντέλο τύρβης) και αυτό μας επιτρέπει να χρησιμοποιήσουμε τον ίδιο πυρήνα ενός κώδικα RANS και για LES, κάνοντας έτσι την ανάπτυξη μιας μεθοδολογίας LES ευκολότερη αν προϋπάρχει ένας κώδικας RANS, όπως στην περίπτωση μας.

³ Όλες οι εφαρμογές που έχουν εξεταστεί στην παρούσα εργασία είναι ισοθερμοκρασιακές (δε λαμβάνονται υπόψη θερμικά φαινόμενα).

⁴ Το επιλυόμενο ή αλλιώς φιλτραρισμένο κομμάτι της μεταβλητής.

4.1.3. Η εξίσωση μεταφοράς βαθμωτού μεγέθους

Με βαθμωτό μέγεθος μπορεί να εννοούμε π.χ. το ρύπο, την υγρασία κτλ. Μπορεί να έχουμε πολλά επιλυόμενα βαθμωτά μεγέθη i , που μπορεί για παράδειγμα ν' αντιπροσωπεύουν διαφορετικά συστατικά του μείγματος του αέρα με τους διάφορους ρύπους. Στην περίπτωση αυτή, οι εξ. (4.2) ως (4.5) που γράφτηκαν παραπάνω, εννοούνται ότι ισχύουν για το μείγμα, το οποίο θεωρείται ιδανικά αναμειγμένο, κάτι που ισχύει για τα τέλεια αέρια. Για μεγαλύτερη γενικότητα, αντί για την καταστατική εξίσωση (4.6), έχουμε την καταστατική εξίσωση του καθενός από τα συστατικά i , η οποία μπορεί να είναι και γενικότερης μορφής $\bar{\rho}_i = \bar{\rho}_i(\bar{p}, \bar{T})$. Στην περίπτωση αυτή, για την πυκνότητα του μίγματος ρ θεωρείται ότι ισχύει⁵:

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = \sum_i \frac{\tilde{q}_i}{\bar{\rho}_i}, \quad (4.7)$$

όπου ρ_i η μερική πυκνότητα του συστατικού i , δηλαδή η μάζα του δια του μερικού του όγκου και q_i είναι το κλάσμα μάζας του, δηλαδή η μάζα του δια τη μάζα του μίγματος.

Η φιλτραρισμένη τώρα εξίσωση μεταφοράς ενός βαθμωτού μεγέθους i του μίγματος, είναι:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{q}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{q}_i)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\bar{\rho}D_i + \frac{\mu_i}{Sc_i} \right) \frac{\partial\tilde{q}_i}{\partial x_j} \right), \quad (4.8)$$

όπου D_i είναι ο συντελεστής μοριακής διάχυσης του συστατικού i , μ_i (ή μ_{sgs}) είναι η υποπλεγματική δυναμική συνεκτικότητα που δίνεται από το υποπλεγματικό μοντέλο και Sc_i (ή Sc_{sgs}) είναι ο τυρβώδης υποπλεγματικός αριθμός Schmidt, στον οποίο δόθηκε ως προκαθορισμένη (default) η τιμή 0,72 (βλ. §3.4.7.4). Στην εξίσωση έχει ενσωματωθεί η υπόθεση ότι οι υποπλεγματικές τάσεις του βαθμωτού μεγέθους που εκφράζουν την τυρβώδη διάχυσή του, είναι ανάλογες με την κλίση της μέσης τιμής του κλάσματος μάζας του βαθμωτού μεγέθους (eddy gradient diffusion hypothesis), με συντελεστή αναλογίας το μ_i/Sc_i .

4.2. ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΥΠΟΠΛΕΓΜΑΤΙΚΗΣ ΤΥΡΒΗΣ

Οι υποπλεγματικές τάσεις μοντελοποιούνται σύμφωνα με την υπόθεση Boussinesq:

$$\tau_{ij}^R - \frac{1}{3}\tau_{kk}^R\delta_{ij} = 2\mu_t\tilde{S}_{ij}. \quad (4.9)$$

Μένει ο προσδιορισμός του υποπλεγματικού μ_t . Ο όρος $\frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij}$, που συνήθως είναι αμελητέος μπροστά στη θερμοδυναμική πίεση (Erlbacher et al., 1992), απορροφάται στη φιλτραρισμένη πίεση⁶.

Το μ_t μοντελοποιείται σύμφωνα με το κλασσικό μοντέλο του Smagorinsky (1963):

$$\mu_t = \bar{\rho}l_s^2\sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}}, \quad (4.10)$$

$$l_s = C_s\Delta, \quad (4.11)$$

όπου C_s είναι η σταθερά του Smagorinsky, που έχει μια τυπική τιμή για γενική χρήση 0,1. Η κλίμακα μήκους Δ λαμβάνεται ως $\Delta=V^{1/3}$, όπου V ο όγκος του υπολογιστικού κελιού.

Όπως έχει αναφερθεί, το Smagorinsky με αυτή τη διατύπωση παράγει πολύ μεγάλη τυρβώδη υποπλεγματική τάση κοντά στο στερεό όριο. Γι' αυτό στον κώδικα έχει ενσωματωθεί και χρησιμοποιείται ως προεπιλεγμένη μια διόρθωση τύπου van Driest (1956), ώστε αντί για την εξ. (4.11) να έχουμε την:

$$l_s = C_s\Delta\left(1 - e^{-y^+/25}\right), \quad (4.12)$$

όπου y^+ η αδιάστατη απόσταση από τον τοίχο (βλ. π.χ. παράρτημα A.4).

⁵ Στην περίπτωση των τελείων αερίων αντί χρήση των καταστατικών εξισώσεων του καθενός συστατικού και της εξ. (4.7), μπορούμε ισοδύναμα να χρησιμοποιήσουμε την καταστατική εξίσωση του μίγματος, δηλ. την εξ. (4.6), όπου όμως όλες οι μεταβλητές της και η σταθερά r θα αναφέρονται στο μίγμα.

⁶ Είναι δηλαδή σα να έχουμε στην εξ. (4.3) μια άλλη πίεση p^* (ελάχιστα διαφορετική από την p) την οποία και υπολογίζουμε. Για χρήση της καταστατικής εξίσωσης, θεωρούμε με πολύ καλή προσέγγιση (ειδικά για ροές με πολύ μικρή συμπίεστικότητα, δηλαδή μικρού αριθμού Mach, όπως οι περιπτώσεις που εξετάστηκαν στην παρούσα εργασία) ότι $p^*\approx p$.

Εναλλακτικά, έχουν υλοποιηθεί και άλλες δύο μέθοδοι απόσβεσης⁷:

$$l_s = \min(\kappa d, C_s \Delta), \quad (4.13)$$

όπου κ η σταθερά von Karman και d η απόσταση από το στερεό όριο, και:

$$l_s = C_s \min(\kappa d, \Delta), \quad (4.14)$$

η οποία, αφού το C_s είναι περίπου 0,1, μειώνει το l_s για περισσότερα κελιά απ' ότι η εξ. (4.13). Στην περίπτωση της ροής σε κανάλι που εξετάστηκε στο κεφ. 5, η εξ. (4.14) έδινε l_s πολύ κοντά σ' αυτό του van Driest (εξ. 4.12), ενώ η εξ. (4.13) διόρθωνε για πολύ λιγότερα κελιά και σε μικρότερο βαθμό. Σχεδόν σε όλες τις περιπτώσεις που εξετάστηκαν στα επόμενα κεφάλαια, έχει εφαρμοστεί απόσβεση τύπου van Driest, εκτός αν αναφέρεται διαφορετικά.

Εκτός από το απλό Smagorinsky, έχει ενσωματωθεί στον κώδικα και χρησιμοποιήθηκε και σε κάποιες εφαρμογές, το μοντέλο RNG-LES, όπως προκύπτει από την θεωρία RNG (Renormalization Group Theory), βλ. Yakhot et al. (1989):

$$\mu_t = \mu[1 + H(x)]^{1/3}, \quad (4.15)$$

$$H(x) = \begin{cases} x & ; x > 0 \\ 0 & ; x \leq 0 \end{cases} \quad (4.16)$$

$$x = \frac{\mu_s^2 \mu_t}{\mu^3} - C; C = 100, \quad (4.17)$$

$$\mu_s = \bar{\rho} (C_{mg} \Delta)^2 \sqrt{2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}}; C_{mg} = 0.157. \quad (4.18)$$

Το μοντέλο αυτό είναι παρόμοιο με το Smagorinsky, αλλά σε περιπτώσεις που η υποπλεγματική τυρβώδης συνεκτικότητα είναι κοντά στην μοριακή συνεκτικότητα του ρευστού (δηλαδή όταν η ροή δεν είναι τυρβώδης), η μ_t τίθεται ίση με μ . Έτσι το μοντέλο προσαρμόζεται αυτόματα τόσο σε τυρβώδεις όσο και σε μη τυρβώδεις περιοχές (βλ. κεφ. 9) και εφαρμόζεται σε περιπτώσεις που κάτι τέτοιο είναι επιθυμητό, δηλαδή όταν δεν είναι σαφές αν η ροή είναι τυρβώδης. Ένα άλλο πλεονέκτημα του μοντέλου είναι ότι δεν έχει σταθερές που να χρειάζεται να καθοριστούν από το χρήστη.

4.3. ΟΡΙΑΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ

Όπως συμβαίνει με όλα τα προβλήματα διαφορικών εξισώσεων, έτσι και σε μια περίπτωση επίλυσης της ροής που διέπεται από τις Navier-Stokes, απαιτείται ο καθορισμός των αρχικών και οριακών συνθηκών προκειμένου το πρόβλημα να είναι καλώς ορισμένο⁸. Οι οριακές συνθήκες ουσιαστικά οδηγούν τη ροή και διαφοροποιούν το ένα πρόβλημα από το άλλο. Πρέπει ν' αντιπροσωπεύουν την περίπτωση που λύνεται και να λαμβάνονται αν είναι δυνατόν απ' ευθείας απ' αυτήν φυσικά ή πειραματικά. Στην μεθοδολογία LES, σε ένα πεδίο ροής που δε μεταβάλλεται με το χρόνο οι αρχικές συνθήκες δεν είναι καθοριστικές (Piomelli, 2001, Jiang & Lai, 2009), καθώς έτσι κι αλλιώς η μοντελοποίηση θα τρέξει για πολύ χρόνο, ώστε να μην υπάρχει στατιστική μεταβολή των ποσοτήτων που μας ενδιαφέρουν⁹. Οι οριακές συνθήκες στο χώρο από την άλλη πλευρά, είναι πιο απαιτητικές στην LES απ' ότι στη RANS, καθώς πρέπει ν' αντιπροσωπεύουν και την τυρβώδη φύση της ροής.

Τα όρια στα οποία επιβάλλονται οι συνθήκες χωρίζονται σε φυσικά, όπως μια στερεή επιφάνεια, και τεχνητά, όπως μια επιφάνεια που θεωρούμε είσοδο ροής για το υπολογιστικό μας χωρίο (Breuer, 2007). Παρακάτω δίνεται η διατύπωση των οριακών συνθηκών όπως αναπτύχθηκαν ή δοκί-

⁷ Η μέθοδος της εξ. (4.13) χρησιμοποιείται από τους εμπορικούς κώδικες Fluent και PHOENICS και η μέθοδος της εξ. (4.14) από τον StarCD.

⁸ Ενίοτε ο όρος «οριακές συνθήκες» θεωρούμε ότι περιλαμβάνει και τις αρχικές, ως οριακές συνθήκες του χρόνου.

⁹ Με κατάλληλες αρχικές συνθήκες όμως, μπορούμε να μειώσουμε το χρόνο που απαιτείται για να φτάσουμε στην στατιστικά σταθερή κατάσταση. Έτσι, όπως φάνηκε από την ανασκόπηση της βιβλιογραφίας για αστικές ροές, κάποιιοι μελετητές ξεκινάνε την LES από μια λύση RANS που έχει συγκλίνει. Επίσης, σε ροές όπου η γεωμετρία δεν ευνοεί την ανάπτυξη της τύρβης όπως σε κανάλι παραλλήλων πλακών, ενδείκνυται η εισαγωγή διαταραχών στο αρχικό πεδίο, ώστε να επιταχυνθεί ο χρόνος μετάβασης σε πλήρως τυρβώδη ροή. Κάποιοι ερευνητές δημιουργούν διαταραχές τύπου Gauss επιβάλλοντας και διατήρηση της μάζας, ενώ άλλοτε εισάγεται απλά μια μεγάλη διαταραχή που οδηγεί πολύ γρήγορα τον κώδικα σε τυρβώδεις διακυμάνσεις. Επίσης, στην περίπτωση χρονικά μεταβαλλόμενης ροής, πρέπει θεωρητικά να δοθούν οι ακριβείς αρχικές συνθήκες όπως έχουν προσδιοριστεί από DNS ή πείραμα (Versteeg & Malalasekera, 2007).

μάστηκαν και χρησιμοποιήθηκαν στα πλαίσια της εργασίας αυτής. Για ενδεικτική υλοποίηση των πιο συνηθισμένων από τις συνθήκες αυτές σύμφωνα με τη μέθοδο των πεπερασμένων όγκων, ο αναγνώστης παραπέμπεται στο βιβλίο των Versteeg & Malalasekera (2007). Στην παράγραφο §4.3.1 δίνονται οι συνθήκες στο φυσικό στερεό όριο και στις επόμενες παραγράφους (§4.3.2, §4.3.3, §4.3.4) σε τεχνικά όρια, με έμφαση στην νέα οριακή συνθήκη τύπου Langewin που είναι κατάλληλη μεταξύ των άλλων και για τυρβώδη είσοδο του πεδίου ροής (§4.3.4).

4.3.1. Περιογή κοντά σε στερεά όρια

Περίπτωση 1. Για να γίνει ακριβής επίλυση LES, πρέπει κανονικά να επιλύεται ολόκληρο το οριακό στρώμα, οπότε να έχουμε τουλάχιστον 1-2 σημεία του πλέγματος στο στρωτό οριακό υπόστρωμα. Συνήθως προτείνεται να έχουμε το κέντρο του πρώτου κελιού στο $y^+=1$. Στην περίπτωση αυτή ισχύει $u^+=y^+$, η μόνη οριακή συνθήκη που χρειάζεται στη στερεή επιφάνεια είναι η συνθήκη μη εισχώρησης και δεν απαιτούνται συναρτήσεις τοίχου. Καθώς για δεδομένη γεωμετρία και πλέγμα το y^+ είναι σε γενικές γραμμές αντιστρόφως ανάλογο του Reynolds, η περίπτωση αυτή μπορεί πρακτικά να υλοποιηθεί μόνο για μικρούς αριθμούς Reynolds μέχρι λίγες δεκάδες χιλιάδες, διαφορετικά απαιτείται απαγορευτικά πυκνό πλέγμα.

Περίπτωση 2. Σε περίπτωση όπως την προηγούμενη όπου επιχειρείται ακριβής επίλυση LES, μπορεί, λόγω κάπως μεγαλύτερου Reynolds ή λόγω περιοχών χαμηλών ταχυτήτων/ ανακυκλοφοριών ή λόγω μικρού αριθμού κελιών, να υπάρχουν τοπικά σημεία του πλέγματος αρκετά έξω από το οριακό υπόστρωμα. Για το λόγο αυτό μπορεί να χρησιμοποιείται το παρακάτω υβριδικό σχήμα των συναρτήσεων τοίχου:

$$u^+ = \begin{cases} y^+ & \text{για } y^+ \leq 11,6 \\ \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) & \text{για } y^+ > 11,6 \end{cases} \quad (4.19)$$

όπου $\kappa = 0,41$ και η σταθερά E λαμβάνεται ίση με 9. Θεωρείται ότι το στερεό όριο είναι λείο στην περίπτωση αυτή. Η έννοια της αδιάστατης ταχύτητας και της αδιάστατης απόστασης από τον τοίχο έχει δοθεί στο παράτημα Α.4. Εδώ θεωρείται ότι είναι η επιλυόμενη (φιλτραρισμένη) ταχύτητα.

Περίπτωση 3. Όταν επιλύονται ροές πολύ μεγάλων Reynolds (π.χ. πόλεις σε πλήρη κλίμακα) ή σε πολύ μεγάλες τραχύτητες, είναι απαραίτητη η χρήση συναρτήσεων τοίχου, προκειμένου να κρατηθεί το υπολογιστικό κόστος χαμηλά. Έχουν υλοποιηθεί «άμεσες» συναρτήσεις τοίχου (Temmerman et al., 2003) όπου υπονοείται μια στιγμιαία τοπική ισορροπία, κάτι που αποτελεί μια παραδοχή. Όπως όμως είδαμε στην ανασκόπηση ο τύπος των άμεσων συναρτήσεων τοίχου είναι ο πιο συχνά χρησιμοποιούμενος. Η ακριβής σχέση των συναρτήσεων τοίχου όπως έχει υλοποιηθεί είναι:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{y_0}, \quad (4.20)$$

όπου κ η σταθερά von Karman, y (ή z) η απόσταση από το στερεό όριο και y_0 (ή z_0) η αεροδυναμική τραχύτητα, που λέγεται και ύψος τραχύτητας. Οι συναρτήσεις τοίχου αυτές είναι οι λογαριθμικές του «τραχώδες στερεού ορίου»¹⁰ και έχουν το πλεονέκτημα ότι εμπλέκεται η τραχύτητα, σε αντίθεση με πολλές άλλες διατυπώσεις συναρτήσεων τοίχου ειδικών για LES, που δεν έχουν την παράμετρο της τραχύτητας.

Οι περιπτώσεις 1 και 2 χρησιμοποιήθηκαν σε εφαρμογές χαμηλού αριθμού Reynolds και η περίπτωση 3 όταν είχαμε μεγάλο Reynolds ή/και μεγάλη τραχύτητα.

4.3.2. Οριακές συνθήκες γενικής χρήσης

Στην προηγούμενη παράγραφο περιγράφηκαν οι οριακές συνθήκες σε στερεές επιφάνειες. Σε ελεύθερες επιφάνειες οι οριακές συνθήκες που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία είναι οι εξής:

Α. Δεδομένη τιμή ή οριακή συνθήκη Dirichlet (μπορεί να εφαρμόζεται για παράδειγμα σε επιφάνειες εισόδου). Αν ψ η μεταβλητή στην οποία θέλουμε να δώσουμε συγκεκριμένη τιμή με το χρόνο $f_\psi(t)$, τότε:

¹⁰ Με την ίδια ακριβώς διατύπωση χρησιμοποιούνται και στη RANS.

$$\psi = f_{\psi}(t). \quad (4.21)$$

Συνήθως η $f_{\psi}(t)$ είναι μια σταθερή τιμή για προβλήματα που δε μεταβάλλονται με το χρόνο (steady state).

B. Μηδενική κλίση ή οριακή συνθήκη Neumann (μπορεί να εφαρμόζεται για παράδειγμα σε επιφάνειες εξόδου):

$$\frac{\partial \psi}{\partial n} = 0, \quad (4.22)$$

όπου n η κάθετη στην επιφάνεια κατεύθυνση. Γενικά, όταν ενδιαφερόμαστε για μια συνιστώσα ταχύτητας u_i , όπου ψ λαμβάνεται το ρu_i .

Γ. Δεδομένη τιμή και μηδενική κλίση. Πρόκειται για συνδυασμό των A και B:

$$\psi = f_{\psi}(t) \quad \text{και} \quad \frac{\partial \psi}{\partial n} = 0. \quad (4.23)$$

Με την συνθήκη αυτή αποφεύγουμε την ψευδή διάχυση που μπορεί να προκύψει βάζοντας απλά μια οριακή συνθήκη του τύπου A. Για το λόγο αυτό μπορεί να αναφέρεται και ως δεδομένη τιμή χωρίς διάχυση. Πρακτικά μπορούμε να την εκλάβουμε ως μια αυστηρή συνθήκη τύπου A.

Δ. Επιφάνεια συμμετρίας. Χρησιμοποιείται όταν υπάρχει ένα επίπεδο συμμετρίας στη ροή, ή αν μας εξυπηρετεί να θεωρήσουμε ένα τέτοιο προσεγγιστικά. Μπορεί ν' αναλυθεί σε μηδενική κλίση και μηδενική κάθετη ταχύτητα:

$$\frac{\partial \psi}{\partial n} = 0 \quad \text{και} \quad u_n = 0. \quad (4.24)$$

Η συνθήκη αυτή αναφέρεται και ως συνθήκη ολίσθησης ή μηδενικής τάσης. Είναι η πιο συνηθισμένη οριακή συνθήκη για άνω όριο του χωρίου υπολογισμού για LES σε αστικές ροές. Καθώς όμως επιβάλλει κάθετη ταχύτητα 0, δεν επιτρέπει διακυμάνσεις ταχυτήτων και οδηγεί σε καταστολή της τύρβης, που μπορεί ενίοτε να επηρεάζει τα αποτελέσματα ακόμη και κοντά στο έδαφος (βλ. κεφ. 10).

Ε. Επιφάνεια σταθερής πίεσης. Μερικές φορές απαιτείται ή εξυπηρετεί να καθοριστεί η πίεση σε ένα όριο:

$$P = f_p(t). \quad (4.25)$$

Στην περίπτωση αυτή η ταχύτητα η κάθετη στην επιφάνεια σταθερής πίεσης σε ένα κελί, προκύπτει από την εξίσωση διατήρησης της μάζας στο κελί αυτό. Συνηθίζεται ως οριακή συνθήκη εξόδου, αλλά χρησιμοποιείται και για το άνω όριο του χωρίου υπολογισμού.

ΣΤ. Κάθετη ταχύτητα από διατήρηση μάζας, χωρίς επιφάνεια σταθερής πίεσης. Έχουμε δηλαδή την περίπτωση E, μόνο που δεν απαιτούμε την εξ. (4.25). Η οριακή συνθήκη αυτή είναι προτιμότερη στην LES, όπου δεν εξυπηρετεί να έχουμε επιφάνεια σταθερής πίεσης, καθώς συνεχώς υπάρχουν διακυμάνσεις στην πίεση που δεν πρέπει να τις καταπνίγουμε.

Z. Τιμή στο όριο από την προηγούμενη χρονική στιγμή. Στην περίπτωση αυτή δεν γίνεται υπολογισμός της τιμής της οριακής συνθήκης, αλλά χρησιμοποιείται η τιμή που είχε δοθεί στην προηγούμενη επανάληψη. Αυτή η συνθήκη χρησιμοποιείται συνήθως σε συνδυασμό με άλλες.

H. Μηδενική κλίση αν έχουμε εκροή μάζας και δεδομένη τιμή χωρίς διάχυση, αν έχουμε εισροή. Πρόκειται για συνδυασμό των B και Δ. Η οριακή συνθήκη αυτή μπορεί να επιλεγεί για συγκεκριμένες στην έξοδο του πεδίου ροής, ώστε να εξασφαλίζεται ότι δε θα μπει ρύπος απ' έξω. Γενικότερα, μας εξασφαλίζει ευστάθεια όταν δεν είναι απόλυτα σίγουρο ότι στην εν λόγω επιφάνεια συμβαίνει μόνο έξοδος της ροής.

Θ. Μηδενική κλίση αν έχουμε εκροή μάζας και τιμή από την προηγούμενη επανάληψη, αν έχουμε εισροή. Πρόκειται για συνδυασμό των B και Z. Εξυπηρετεί όταν στην έξοδο δεν έχουμε ή μπορεί να μην έχουμε πλήρως ανεπτυγμένη ροή, όπως σε ανακυκλοφορίες.

I. Μη-αντανakλαστικές (non-reflecting) οριακές συνθήκες. Ιστορικά οι συνθήκες αυτές αναπτύχθηκαν κυρίως για περιπτώσεις μεγάλων αριθμών Ma_{ch} , όπου διαπιστώθηκε ότι με την απλή συνθήκη Neumann (τύπου B), η παραμόρφωση του πεδίου ροής κοντά στην έξοδο μπορεί να ήταν σημαντική και υπήρχε μεταφορά των σφαλμάτων προς το εσωτερικό του υπολογιστικού πεδίου. Με τις μη-αντανakλαστικές οριακές συνθήκες επιβάλλεται πιο αβίαστα η έξοδος της ροής ή γενικότερα της μεταφερόμενης ποσότητας. Οι μη-αντανakλαστικές συνθήκες φάνηκε ότι είναι κατάλληλες και στην

LES όπου υπάρχουν συνεχώς διακυμάνσεις ταχυτήτων. Χρησιμοποιούνται ιδίως για τις συγκεντρώσεις, ώστε να φεύγουν ελεύθερα από το πεδίο, αλλά ενίοτε και για τις ταχύτητες ώστε να μην υπάρχει παραμόρφωση των στροβίλων που εξάγονται από το πεδίο ροής και να διευκολύνεται η σύγκλιση του κώδικα. Συνήθως βασίζονται σε μια σχέση της μορφής (εξίσωση κύματος):

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + C_{conv} \frac{\partial \psi}{\partial n} = 0. \quad (4.26)$$

Η εξίσωση αυτή αναπαριστά μια απλοποιημένη εξίσωση μεταφοράς, όπου C_{conv} είναι μια μέση ταχύτητα συναγωγής που ποικίλει ανάλογα με την υλοποίηση. Οι Ferziger & Perić (2002) για παράδειγμα αναφέρουν ενδεικτικά ότι θα μπορούσε να είναι η μέση ταχύτητα στην επιφάνεια εξόδου (οι μη-αντανεκλαστικές εφαρμόζονται κυρίως σε εξόδους), όπως προκύπτει από τη διατήρηση της συνολικής μάζας. Σε περίπτωση μάλιστα ροής ασυμπίεστου ρευστού που δε μεταβάλλεται με το χρόνο, η C_{conv} μπορεί να ληφθεί σταθερή.

Μια παραλλαγή της οριακής συνθήκης αυτής που έχει χρησιμοποιηθεί στην παρούσα εργασία για τις κάθετες ταχύτητες, υπολογίζει την ταχύτητα από τη διατήρηση μάζας (όπως στην περίπτωση ΣΤ) και μετά βάσει της εξ. (4.26) προκύπτει μια ταχύτητα κύματος C_{conv} . Αν και μόνο αν αυτή είναι αρνητική, λαμβάνεται η τιμή της κάθετης ταχύτητας από την προηγούμενη επανάληψη (συνθήκη Z).

Θεωρητικά μια τέλεια οριακή συνθήκη πρέπει να δρα έτσι ώστε να μην υπάρχει επίδρασή της στο πεδίο ροής, ενώ ταυτόχρονα να διατηρεί τη φυσική του προβλήματος και να αντιπροσωπεύει την πραγματική τιμή της μεταβλητής για το πρόβλημα που λύνουμε. Επίσης να διατηρεί την τάξη ακρίβειας των αριθμητικών σχημάτων. Τέτοια οριακή συνθήκη όμως δεν υπάρχει και όλες είναι προσεγγιστικές¹¹. Οπότε επιδιώκεται κατ' αρχήν να είναι αποτελεσματικές και μετά να μην δημιουργούν μεγάλες παραμορφώσεις στο πεδίο ροής ή να μην επεκτείνεται η επίδρασή τους στο σημείο που μας ενδιαφέρει να μελετήσουμε. Για το λόγο αυτό, τα όρια του χωρίου υπολογισμού λαμβάνονται όσο το δυνατόν μακρύτερα, ανάλογα και με τη διαθέσιμη υπολογιστική ισχύ.

4.3.3. Κυκλικές οριακές συνθήκες

Γενικά, οι κυκλικές οριακές συνθήκες, όταν εφαρμόζονται σε δύο οριακές επιφάνειες A και B ενός χωρίου υπολογισμού, έχουν την έννοια ότι το χωρίο στις A και B ενώνεται και οι τιμές των μεταβλητών σε αυτές τις δύο επιφάνειες είναι ακριβώς οι ίδιες, σημείο προς σημείο (Shaw, 1992). Επιπλέον πρέπει και οι ροές όλων των μεταβλητών να είναι ίδιες (Versteeg & Malalasekera, 2007), δηλαδή να ταυτίζονται οι A και B. Αυτό μπορεί να έχει εφαρμογή για παράδειγμα σε ένα κύλινδρο που επιλύεται με πολικές συντεταγμένες, στον οποίο η επιφάνεια A αντιστοιχεί στις 0 μοίρες και η B στις 360 μοίρες. Το ίδιο μπορούμε να εφαρμόσουμε και σε ένα κανάλι ροής, που για να το θεωρήσουμε απείρου μήκους ταυτίζουμε την έξοδο με την είσοδο, οπότε είναι σαν ν' ανατροφοδοτούμε την είσοδό του με τα δεδομένα της εξόδου του. Οι κυκλικές οριακές συνθήκες λέγονται και περιοδικές¹².

Αν οι επιφάνειες A και B χωρίζονται σε $I \times J$ οριακές επιφάνειες κελιών, βάσει του πλέγματος του υπολογιστικού μας χωρίου, όταν εφαρμόζουμε κυκλικές οριακές συνθήκες για μια μεταβλητή ψ πρέπει να ισχύει:

$$\psi_{A(I,J)} = \psi_{B(I,J)}. \quad (4.27)$$

Επιπλέον πρέπει να ταυτίζονται και οι ροές των μεταβλητών από τις επιφάνειες A και B. Οι κυκλικές οριακές συνθήκες εφαρμόζονται πάντα σε ζεύγη επιφανειών.

Καθώς η LES επιλύει το μεγαλύτερο μέρος της τύρβης, ζητάμε οι οριακές συνθήκες να είναι τέτοιες που να μην την καταπνίγουν και να την αφήνουν να εξελιχθεί ελεύθερα. Αυτό εξασφαλίζεται ικανοποιητικά από τις κυκλικές οριακές συνθήκες. Έτσι, σε ένα κανάλι ροής, οποιαδήποτε διαταραχή ή στρόβιλος υπάρχει κοντά στην έξοδο, θα συνεχίσει τη ζωή του ανατροφοδοτούμενος στην είσοδο.

¹¹ Για παράδειγμα, οι μη-αντανεκλαστικές οριακές συνθήκες μπορεί να δημιουργήσουν ψευδή αντανάκλαση πληροφορίας προς το εσωτερικό του υπολογιστικού πεδίου, όταν η ροή δεν εξέρχεται κάθετα στην επιφάνεια εξόδου (Jiang & Lai, 2009).

¹² Αυτό σημαίνει ότι το τμήμα που επιλύουμε επαναλαμβάνεται περιοδικά, οπότε πάλι ισχύει ότι οι μεταβλητές στις A και B μπορούμε να θεωρήσουμε ότι έχουν τις ίδιες τιμές. Αν και νοηματικά οι δύο όροι (κυκλικές και περιοδικές) μπορεί να πει κανείς ότι δεν ταυτίζονται, επειδή στην πράξη έχουν το ίδιο αποτέλεσμα, συχνά χρησιμοποιούνται ο ένας στη θέση του άλλου. Στην παρούσα εργασία έχουμε ενστερνιστεί τον όρο κυκλικές.

Μάλιστα η τύρβη που δημιουργείται έτσι είναι υψηλής ποιότητας, κατευθείαν από την αριθμητική επίλυση των Navier-Stokes.

Στην παρούσα μεθοδολογία η υλοποίηση των κυκλικών οριακών συνθηκών έχει γίνει με το λεγόμενο έμμεσο τρόπο, επιβάλλοντας στις ροές μάζας ρu_i από τις υποτιθέμενες γειτονικές επιφάνειες $A(I,J)$ και $B(I,J)$ να είναι ίδιες. Αυτό γίνεται λαμβάνοντας την τιμή στο όριο από γραμμική παρεμβολή των τιμών των δύο εμπλεκόμενων κελιών. Η διαδικασία αυτή έχει ακρίβεια δεύτερης τάξεως. Επίσης επιβάλλεται οι διακυμάνσεις της πίεσης στα δύο αντιστοιχούμενα όρια να είναι ταυτόσημες, για τον υπολογισμό της πυκνότητας από την πίεση. Τέλος επιβάλλεται και ταύτιση της διάχυσης στις δύο οριακές επιφάνειες.

Οι κυκλικές οριακές συνθήκες έχουν υλοποιηθεί με τέτοιο τρόπο ώστε να είναι δυνατή η επιλογή των μεταβλητών για τις οποίες θα ισχύουν. Έτσι για παράδειγμα μπορούμε να επιλέξουμε κυκλικές συνθήκες για τις ταχύτητες, αλλά όχι για τις συγκεντρώσεις, αν οι πηγές ρύπων δεν επαναλαμβάνονται.

Το βασικό μειονέκτημα των κυκλικών οριακών συνθηκών είναι ότι δεν μπορούν να εφαρμοστούν σε οποιαδήποτε γεωμετρία παρά μόνο σε ειδικές περιπτώσεις. Επίσης επιβάλλουν μια τεχνητή περιοδικότητα στο πεδίο ροής. Επίσης εισάγουν ψευδείς κυματαριθμούς που εξαρτώνται από το μήκος του πεδίου, γεγονός που αφήνει το στίγμα του και στο ενεργειακό φάσμα όπως θα φανεί στο κεφ. 10 (βλ. και Pamies et al., 2009, Nikitin, 2007, Spille-Kohoff & Kaltenbach, 2001). Επίσης καταπνίγουν τις συνεκτικές δομές (Wu & Moin, 2009b). Άλλο μειονέκτημα είναι ότι μπορεί να οδηγήσουν σε ασυμμετρίες στην πίεση (Fuka, 2012, προσωπική επικοινωνία, Park S.-B., 2012, προσωπική επικοινωνία), κάτι που απετέλεσε πολλές φορές εμπόδιο σε δοκιμές που έγιναν κατά τη διάρκεια αυτής της εργασίας.

Με τη χρήση των κυκλικών οριακών συνθηκών στην κατεύθυνση της ροής, χρειάζεται κάποιος τρόπος να προσδιορίζεται/ ελέγχεται η ροή. Ο πιο συνηθισμένος τρόπος που έχει μεγαλύτερη διάδοση στη βιβλιογραφία, είναι η δεδομένη κλίση πίεσης, τροποποιώντας την εξίσωση ορμής. Στον συγκεκριμένο κώδικα που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα διατριβή, ο τρόπος αυτός φάνηκε αναποτελεσματικός και έτσι υλοποιήθηκε μια μέθοδος ελέγχου/ διόρθωσης της παροχής μάζας εισόδου ώστε να καθορίζεται η ροή. Παρόμοιες μέθοδοι έχουν χρησιμοποιηθεί και σε φασματικούς κώδικες, αλλά και σε κλασσικούς κώδικες (π.χ. Denev et al., 2004).

Στη μέθοδο αυτή όπως έχει υλοποιηθεί, μετά την εφαρμογή των κυκλικών οριακών συνθηκών και τον προσδιορισμό για κάθε οριακό κελί των συνιστωσών των ταχυτήτων u_i , που είναι κάθετες στην είσοδο (και έξοδο) του χωρίου υπολογισμού, γίνεται διόρθωσή τους σε μια νέα ποσότητα $u_{i,corr}$, βάσει μιας δεδομένης τιμής παροχής F_n που έχει δοθεί από το χρήστη, σύμφωνα με το πρόβλημά του. Έχουν υλοποιηθεί οι εξής τρεις διατυπώσεις διόρθωσης, που δίνουν τις νέες οριακές τιμές για κάθε κελί:

$$I. \quad u_{i,corr} = u_i + \frac{F_n - \int_A \rho u_i dA}{\int_A \rho dA} \quad (4.28)$$

$$II. \quad u_{i,corr} = u_i \frac{F_n}{\int_A \rho u_i dA} \quad (4.29)$$

$$III. \quad u_{i,corr} = u_i + \frac{F_n - \int_A \rho u_i dA}{\rho \int_A dA} \quad (4.30)$$

Η διατύπωση I διορθώνει την ποσότητα u_i στο κάθε κελί κατά μία ίση μεταξύ των κελιών ταχύτητα, ώστε να λαμβάνεται η επιθυμητή παροχή. Η διατύπωση II διορθώνει αναλογικά, ώστε τα κελιά με μεγαλύτερη ταχύτητα να έχουν μεγαλύτερη συνεισφορά στη διόρθωση και η διατύπωση III είναι πιο κατάλληλη για περιπτώσεις που μεταβάλλεται η πυκνότητα, καθώς επιβάλλει τη διόρθωση στην ποσότητα ρu_i του κάθε κελιού. Σε όλες τις περιπτώσεις λαμβάνεται η επιθυμητή παροχή. Οι διόρθώσεις είναι πολύ μικρές και οι τρεις διατυπώσεις είναι σχεδόν ισοδύναμες για ρευστό μικρής συ-

μπιεστότητας. Στη παρούσα διδακτορική διατριβή έχει χρησιμοποιηθεί κυρίως η διατύπωση III. Η διόρθωση επιβάλλεται και στις δύο επιφάνειες A, B στις οποίες έχουν εφαρμοστεί κυκλικές συνθήκες. Ισχύει ότι $F_{n(A)} = -F_{n(B)}$. Η διόρθωση μπορεί να εφαρμοστεί σε όλες τις επιφάνειες στις οποίες υπάρχουν κυκλικές συνθήκες. Για παράδειγμα στο κανάλι μεταξύ άπειρων παραλλήλων πλακών (κεφ. 5), στην εγκάρσια κατεύθυνση έχουμε κυκλικές συνθήκες και μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε διόρθωση για την κάθετη συνιστώσα της ταχύτητας, με $F_n=0$, ώστε να έχουμε καλύτερο έλεγχο της ροής¹³.

Ένα πλεονέκτημα της μεθόδου διόρθωσης παροχής μάζας σε σχέση με τη μέθοδο ορισμού κλίσης πίεσης, είναι ότι με τις μικροεπεμβάσεις στις ταχύτητες, αναμένεται να ελαττώνονται κάποιες από τις αρνητικές συνέπειες της χρήσης των κυκλικών οριακών συνθηκών. Επίσης, σε αστικές ροές συχνά είναι πιο εύκολα γνωστή η παροχή μάζας παρά η κλίση πίεσης.

4.3.4. Οριακή συνθήκη (εισόδου) τύπου Langevin

Στη μοντελοποίηση μεγάλων δινών, απαιτείται οι οριακές συνθήκες στην είσοδο του πεδίου ροής να εξασφαλίζουν την ύπαρξη τυρβωδών διακυμάνσεων. Ένας καλός τρόπος να γίνει αυτό είναι οι κυκλικές οριακές συνθήκες. Εκτός όμως από τα επιμέρους προβλήματα που παρουσιάζει αυτή η μέθοδος (μεγάλους χρόνους υπολογισμού, ψευδείς κυματαριθμούς, αφύσικες αντανakλάσεις στα όρια, αφύσικες συνεκτικές δομές, παρεμπόδιση ανάπτυξης πραγματικών συνεκτικών δομών, διαταραχή δομών μεγάλης κλίμακας, ασυμμετρίες, βλ. §2.6.3.2 και §4.3.3), έχει το βασικό μειονέκτημα ότι δε μπορεί να εφαρμοστεί σε οποιαδήποτε γεωμετρία. Έτσι, παρουσιάζεται η ανάγκη ανάπτυξης εναλλακτικής μεθόδου για τη δημιουργία πρόσφορων οριακών συνθηκών στην είσοδο του πεδίου ροής, που να παρέχει κατάλληλες τυρβώδεις διακυμάνσεις και να μπορεί να εφαρμοστεί σε μεγαλύτερο εύρος γεωμετριών.

Διάφορες μέθοδοι έχουν κατά καιρούς προταθεί, κυρίως τα τελευταία 20 χρόνια. Μια καλή αναφορά των πιο πολλών και γνωστών που έχουν παρουσιαστεί ή εφαρμοστεί στον επιστημονικό χώρο στον οποίο εντάσσεται η παρούσα εργασία, έχει δοθεί στην παράγραφο §2.6.3.4. Για διευκόλυνση, οι μέθοδοι αυτές κατατάχθηκαν σε δύο κατηγορίες: Α. Σε αυτές που βασίζονται άμεσα ή έμμεσα σε κάποιου είδους ανακύκλωση της ροής (όπως αυτή των Lund et al., 1998), οπότε κληρονομούν και κάποια από τα μειονεκτήματα των κυκλικών οριακών συνθηκών και Β. Σε αυτές που δημιουργούν τεχνητή τύρβη. Οι μέθοδοι τεχνητής τύρβης, θα μπορούσαν να καταταγούν περαιτέρω σε «στατιστικού τύπου», που προσπαθούν να περιγράψουν τα στατιστικά χαρακτηριστικά της ροής (π.χ. Lee et al., 1992, Mahesh et al., 1996, Maruyama et al., 1999, Smirnov et al., 2001, Klein et al., 2003, με ανασκόπηση στο βιβλίο των Sagaut et al., 2006), και σε τύπου «τυρβωδών δομών», που προσπαθούν να περιγράψουν δομές της τύρβης όπως δίνες (π.χ. Druault et al., 2004, Jarrin et al., 2006). Από τις μεθόδους δημιουργίας τεχνητής τύρβης, οι μέθοδοι στατιστικού τύπου είναι πιο παλιές και περισσότερες. Όλες οι μέθοδοι δημιουργίας τεχνητής τύρβης είναι προσεγγιστικές.

Μια τέτοια μέθοδος αναπτύχθηκε στα πλαίσια της παρούσας διατριβής και θα παρουσιαστεί παρακάτω. Είναι «στατιστικού τύπου». Το πλεονέκτημα που έχει σε σχέση με τις άλλες μεθοδολογίες αυτού του τύπου είναι ότι είναι πιο απλή. Η μέθοδος αναπτύχθηκε από ανάγκη για να γίνει επίλυση με LES περιπτώσεων στις οποίες η εφαρμογή των κυκλικών οριακών συνθηκών παρουσίαζε προβλήματα.

4.3.4.1. Εισαγωγή

Στο Λαγκρανζιανό χώρο, είναι γνωστό ότι η διακύμανση της ταχύτητας ενός σωματιδίου μπορεί να προσεγγιστεί από τη σχέση (Δαβάκης, 2008):

$$u'_i(t + \Delta t) = \left(1 - \frac{\Delta t}{T_{Lu_i}}\right) u'_i(t) + \sigma_{u_i} \left(\frac{2\Delta t}{T_{Lu_i}}\right)^{1/2} \xi, \quad (4.31)$$

¹³ Ο έλεγχος αυτός της ροής ήταν αρκετές φορές απαραίτητος, ειδικά σε κάποιες από τις περιπτώσεις που εξετάστηκαν στο κεφ. 5, όταν υπήρχαν δυσάρεστες καταστάσεις, όπως ασυμμετρίες στην πίεση, διακυμάνσεις μεταξύ μονών και ζυγών κελιών, ή αδυναμία σύγκλισης. Παρόμοια προβλήματα αναφέρουν κι άλλοι ερευνητές (π.χ. Larcheveque et al., 2003, Ca et al., 1995, Bouris et al., 2005, Davidson, 2005, Rossi et al., 2010, Armfield, 1991, Deardorff, 1970) και μπορεί να οφείλονται στις κυκλικές οριακές συνθήκες, στο σχήμα κεντρικών διαφορών, στη χρήση μη ομοιόμορφων πλεγμάτων ή σε συνδυασμό παραγόντων. Σε κάποιες τέτοιες περιπτώσεις χρησιμοποιήθηκε και μια επιπλέον διόρθωση: Συγκεκριμένα, το να διαιρείται μηδενικό το ολοκλήρωμα των τιμών των κάθετων συνιστωσών της ταχύτητας στο επίπεδο εισόδου.

όπου u_i' η διακύμανση της συνιστώσας της ταχύτητας, T_{Lui} η Λαγκρανζιανή ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου (η ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου μπορεί να λέγεται και κλίμακα χρόνου ιδιοσυσχέτισης, βλ. παράρτημα Α.03), σ_{ui} η τυπική απόκλιση της διακύμανσης της συνιστώσας της ταχύτητας και ξ τυχαίος αριθμός κατανομής Gauss με μέση τιμή 0 και διακύμανση 1.

Η σχέση αυτή ουσιαστικά αποτελεί μία λύση της στοχαστικής διαφορικής εξίσωσης που πρότεινε ο Langevin (1908) για την κίνηση πολύ μικρών σωματιδίων σε ρευστό. Η συγκεκριμένη, ολοκληρωμένη μορφή της εξίσωσης Langevin προτάθηκε από τους Hall (1975), Hanna (1979a) και Reid (1979), που βασίστηκαν σε προγενέστερες παρόμοιες εκφράσεις (Thompson, 1971) και τη στατιστική θεωρία του Taylor (1921, 1935a,b,c,d). Στη σχέση έχει ενσωματωθεί προσέγγιση της συνάρτησης ιδιοσυσχέτισης από την έκφραση $(1-\Delta t/T_{Lui})$, που ισχύει με ικανοποιητική ακρίβεια (π.χ. Thomson, 1984).

Μια βασική ιδέα που κρύβεται στην εξ. (4.31) και μας είναι πολύ χρήσιμη, είναι ότι η διακύμανση μπορεί να θεωρηθεί ότι αποτελείται από δύο μέρη: Το **συνεκτικό** και το **τυχαίο**, με κατάλληλα βάρη το καθένα. Η συνεκτικότητα της τύρβης στο συνεκτικό μέρος εκφράζεται μέσω της συνάρτησης ιδιοσυσχέτισης. Βασιζόμενοι σ' αυτή τη σκέψη, μπορούμε να γράψουμε κάτι παρόμοιο και για τον χώρο Euler. Τέτοιου είδους μεθοδολογίες που μεταφέρουν την ιδέα της εξίσωσης Langevin στο χώρο Euler, έχουν χρησιμοποιηθεί και στο παρελθόν ως πηγή διακυμάνσεων για τις ταχύτητες, για οριακές συνθήκες εισόδου για μοντελοποίηση μεγάλων δινών (Hanna et al., 2002).

4.3.4.2. Μέθοδος τύπου Langevin για παραγωγή μονοδιάστατων διακυμάνσεων

Ο όρος *μονοδιάστατες* διακυμάνσεις κάποιας συνιστώσας της ταχύτητας, αφορά τη διάσταση του χρόνου. Με την εν λόγω μέθοδο παράγονται διακυμάνσεις με επιθυμητές χρονικές συσχετίσεις.

Θεωρούμε ότι η κάθε συνιστώσα της ταχύτητας αναλύεται σε μια μέση τιμή και μια διακύμανση: $u_i = U_i + u_i'$. Αν σε κάποιο σημείο του πεδίου ροής στη στιγμή t η διακύμανση της ταχύτητας σε ένα κελί της εισόδου είναι u_i' , η διακύμανση τη στιγμή $t + \Delta t$ μπορεί να προσεγγιστεί από τη σχέση:

$$u_i'(t + \Delta t) = \left(1 - \frac{\Delta t}{T_{u_i}}\right) u_i'(t) + \sigma_{u_i} \left(\frac{2\Delta t}{T_{u_i}}\right)^{1/2} \xi. \quad (4.32)$$

Η διαφορά με την εξ. (4.31) είναι ότι εκείνη αφορά παρατηρητή που κινείται μαζί με κάποιο σωματίδιο στη ροή, ενώ η εξ. (4.32) ισχύει για τις διακυμάνσεις όπως τις μετράει ο ακίνητος παρατηρητής. T_{ui} είναι η ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου ιδιοσυσχέτισης (ίδιας τάξης μεγέθους, αλλά μικρότερη από την αντίστοιχη Λαγκρανζιανή T_{Lui} , βλ. Dosio, 2005).

Απόδειξη της εξ. (4.32):

Κατ' αντιστοιχία με αυτά που ισχύουν στο Λαγκρανζιανό χώρο, ξεκινάμε από την εύλογη υπόθεση ότι η διακύμανση της ταχύτητας σε ένα σημείο κάποια χρονική στιγμή, εξαρτάται από τη διακύμανσή της την προηγούμενη χρονική στιγμή επί ένα συντελεστή α , συν ένα τυχαίο αριθμό ξ κατανομής Gauss με μέση τιμή 0 και διακύμανση 1, επί ένα συντελεστή β :

$$u_i'(t + \Delta t) = \alpha u_i'(t) + \beta \xi. \quad (4.33)$$

Όπως έδειξε ο Hanna (1979b), η παραδοχή αυτή ισχύει με ικανοποιητική ακρίβεια, τόσο στην περιγραφή κατά Euler, όσο και κατά Lagrange.

Οι συντελεστές α και β μπορούν να προσδιοριστούν με χρήση του ορισμού της συνάρτησης αυτοσυσχέτισης (βλ. παράρτημα Α.3) ως εξής:

$$\begin{aligned} u_i'(t + \Delta t) &= \alpha u_i'(t) + \beta \xi \Rightarrow u_i'(t + \Delta t)u_i'(t) = \alpha u_i'(t)u_i'(t) + \beta \xi u_i'(t) \Rightarrow \\ \Rightarrow \overline{u_i'(t + \Delta t)u_i'(t)} &= \overline{\alpha u_i'(t)u_i'(t)} + \overline{\beta \xi u_i'(t)} \Rightarrow \alpha = \frac{\overline{u_i'(t + \Delta t)u_i'(t)}}{\overline{u_i'(t)u_i'(t)}} \Rightarrow \alpha = R_u(\Delta t). \end{aligned} \quad (4.34)$$

Στην εξ. (4.34) χρησιμοποιείται ότι η μέση τιμή της διακύμανσης u_i' είναι 0.

Η συνάρτηση αυτοσυσχέτισης R_u (Dosio et al., 2005, Csanady, 1973) προσεγγίζεται ως:

$$R_u(\Delta t) = e^{-(\Delta t/T_{u_i})} \approx 1 - \frac{\Delta t}{T_{u_i}} \Rightarrow \alpha = 1 - \frac{\Delta t}{T_{u_i}}. \quad (4.35)$$

Για τον προσδιορισμό του β υψώνουμε στο τετράγωνο τα δύο μέλη, χρησιμοποιούμε το γεγονός ότι το ξ είναι ανεξάρτητο από το $u_i'(t)$ και αγνοούμε τους όρους δεύτερης τάξεως, για μικρά Δt :

$$u'_i(t + \Delta t) = \alpha u'_i(t) + \beta \xi \Rightarrow (u'_i(t + \Delta t))^2 = (\alpha u'_i(t) + \beta \xi)^2 \Rightarrow (u'_i(t + \Delta t))^2 = (\alpha u'_i(t))^2 + (\beta \xi)^2 + 2\alpha \beta u'_i(t) \xi \Rightarrow \overline{(u'_i(t + \Delta t))^2} = \overline{(\alpha u'_i(t))^2} + \overline{(\beta \xi)^2} \quad (4.36\alpha)$$

Αντικαθιστώντας τις τυπικές αποκλίσεις έχουμε, καθώς η τυπική απόκλιση του ξ είναι 1:

$$\sigma_{u_i}^2 = \alpha^2 \sigma_{u_i}^2 + \beta^2 \Rightarrow \sigma_{u_i}^2 = \left(1 - 2\frac{\Delta t}{T_{u_i}} + \frac{\Delta t^2}{T_{u_i}^2}\right) \sigma_{u_i}^2 + \beta^2 \Rightarrow \beta = \sigma_{u_i} \left(\frac{2\Delta t}{T_{u_i}}\right)^{1/2} \quad (4.36\beta)$$

Η εξ. (4.32) μπορεί να εφαρμοστεί κατ' αρχήν για την κάθετη στο επίπεδο εισόδου συνιστώσα u , θεωρώντας προσεγγιστικά $v=w=0$. Σε κάθε κελί στην είσοδο του πεδίου ροής και σε κάθε επανάληψη, επιλέγεται ένας αριθμός ξ από κατάλληλη γεννήτρια τυχαίων αριθμών κατανομής Gauss και εφαρμόζεται η εξ. (4.32). Έτσι προκύπτει το u' και απ' αυτό το u που χρησιμοποιείται ως οριακή συνθήκη. Η διαταραχή αυτή που δίνουμε, έστω σε μία μόνο συνιστώσα, αποδεικνύεται στην πράξη ότι είναι αρκετή ώστε να δημιουργηθεί και να διατηρηθεί η τύρβη στο πεδίο ροής¹⁴. Ως εδώ η μέθοδος είναι πρακτικά παρόμοια μ' αυτή που εφαρμόσαν οι Hanna et al. (2002).

Η ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου, πρέπει να βασιστεί σε πειραματικά δεδομένα¹⁵ ή να εκτιμηθεί από το χρήστη. Γενικά για κελιά που ισαπέχουν από το έδαφος μπορεί να θεωρηθεί ίδια. Αν δεν υπάρχουν άλλα δεδομένα, η T_u μπορεί να εκτιμηθεί από τη σχέση (Efthimiou & Bartzis, 2011):

$$T_u = c_h k^{-0,5} \zeta^{-1}, \quad (4.37)$$

με c_h περίπου ίσο με 1. Με k συμβολίζεται η τυρβώδης κινητική ενέργεια και ζ είναι ο κυμαριθμός, αντιστρόφως ανάλογος της κλίμακας μήκους. Το ζ^{-1} μπορεί να ληφθεί προσεγγιστικά ίσο με την απόσταση από το έδαφος z . Να σημειωθεί ότι ισχύει η αντιστοίχιση: $k^{-1/2} \zeta^{-1} = k/\varepsilon$, όπου ε η καταστροφή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας.

Η παραπάνω διαδικασία μπορεί να εφαρμοστεί και για τις άλλες συνιστώσες της ταχύτητας v , w . Μάλιστα μπορούμε στις τρεις συνιστώσες που έχουν ληφθεί και είναι ασυσχέτιστες μεταξύ τους, να χρησιμοποιήσουμε το μετασχηματισμό των Lund et al. (1998) ώστε να πάρουμε και επιθυμητές συσχετίσεις μεταξύ u , v , w στο ίδιο κελί. Σημειώνεται ότι το να δίνουμε μόνο συσχετισμένες τις συνιστώσες της ταχύτητας στο ίδιο κελί στην είσοδο του πεδίου ροής, χωρίς να έχουμε συσχετίσεις δύο σημείων (είτε στο χρόνο, είτε/και στο χώρο) δεν επαρκεί από μόνο του για να διατηρηθεί η τύρβη (Rana et al., 2011).

Όλα αυτά που έχουν αναφερθεί ως τώρα αφορούν *μονοδιάστατη* τύρβη, όπου η μία διάσταση είναι ο χρόνος.

4.3.4.3. Γενικευμένη μέθοδος τύπου Langevin - Εμπειρικός ψευδοτριδιάστατη τύρβη

Παρατηρούμε ότι βάσει της εξ. (4.32) οι διακυμάνσεις σε ένα κελί της εισόδου σχετίζονται μόνο με τις διακυμάνσεις στο ίδιο κελί την προηγούμενη χρονική στιγμή. Αυτό όμως μπορεί πιθανόν να οδηγήσει σε μεγάλες διαφορές ταχύτητας σε γειτονικά κελιά. Από τη φυσική μας διαίσθηση καταλαβαίνουμε ότι η τιμή της ταχύτητας την επόμενη χρονική στιγμή δε θα είναι τελείως ασυσχέτιστη με τις τιμές των γειτονικών ταχυτήτων. Θα ήταν λοιπόν επιθυμητό η διακύμανση ενός κελιού την επόμενη χρονική στιγμή να λαμβάνει υπόψη της και τις τιμές των ταχυτήτων στα γειτονικά κελιά. Ένας απλός τρόπος να γίνει αυτό, είναι να επαναδιατυπώσουμε την εξ. (4.32) ως εξής:

$$u'_i(t + \Delta t) = \left(1 - \frac{\Delta t}{T_{u_i}}\right) f\left(r_i u'_i(t) + (1 - r_i) \frac{1}{4} \sum_{\gamma=1}^4 u'_{i\gamma}(t)\right) + \sigma_{u_i} \left(\frac{2\Delta t}{T_{u_i}}\right)^{1/2} \xi, \quad (4.38)$$

όπου γ αφορά τους γείτονες, δηλαδή τα εν γένει τέσσερα κελιά που περιβάλλουν το κελί στο οποίο παράγουμε τη διακύμανση. Το r_i το ονομάζουμε *παράγοντα εντοπιότητας* και παίρνει τιμές μεταξύ 0 και 1. Αν $r_i=1$ μόνο η εντόπια τιμή του u'_i λαμβάνεται υπόψη και αναγόμαστε στην κλασσική μέθοδο τύπου Langevin της §4.3.4.2. Αν $r_i=0$, η τιμή της διακύμανσης της επόμενης χρονικής στιγμής στο κελί που μας ενδιαφέρει, θεωρείται ότι επηρεάζεται μόνο από τις τιμές των διακυμάνσεων των

¹⁴ Αντίθετα, όπως αναφέρθηκε και στην §2.6.3.4 απλές τυχαίες διαταραχές (λευκός θόρυβος) δεν διατηρούνται, καθώς η ψευδοτύρβη που παράγουν εξαφανίζεται πολύ σύντομα λόγω διάχυσης και η ροή επανέρχεται σε στρωτή.

¹⁵ Για να γίνει αυτό χρειάζονται χρονοσειρές για κάθε κελί της εισόδου, ή τουλάχιστον για τα κελιά ίδιου ύψους z . Η εξαγωγή των ολοκληρωτικών κλιμάκων χρόνου από τις χρονοσειρές απαιτεί επεξεργασία τους.

γειτονικών του κελιών. Με άλλα λόγια είναι σα να χρησιμοποιούμε την εξ. (4.32) με τη διακύμανση στο εν λόγω κελί να θεωρείται ως ο μέσος όρος των τεσσάρων γειτονικών του, που ισχύει στην πραγματικότητα με καλή προσέγγιση μόνο όταν τα κελιά είναι πάρα πολύ κοντά. Γενικά η χρήση του $r_i=0$ θα επιφέρει πολύ μικρότερες διακυμάνσεις σε σχέση με τη χρήση του $r_i=1$, σα να έχουμε μεγαλύτερη διάχυση. Το f (forcing) είναι ένας παράγοντας ενίσχυσης του συνεκτικού μέρους της διακύμανσης με προκαθορισμένη τιμή $f=1$. Με τον παράγοντα αυτό ο χρήστης έχει ένα εύκολο τρόπο να δημιουργεί ισχυρότερες ή ασθενέστερες διακυμάνσεις. Στην εξίσωση αυτή έχει γίνει η παραδοχή ότι οι διακυμάνσεις των γειτονικών κελιών έχουν ισοδύναμη επίδραση στο εν λόγω κελί. Επίσης, δίνεται βάρος κυρίως στις χρονικές συσχετίσεις, ενώ οι χωρικές λαμβάνονται μόνο έμμεσα υπόψη.

Με την εξ. (4.38) έχουμε πλέον κατά κάποιο τρόπο ψευδοτριδιάστατη τύρβη, καθώς εκτός από επίδραση του ενός άξονα του χρόνου, έχουμε προσθέσει επίδραση και από τους δύο άξονες του χώρου του επιπέδου εισόδου. Αν και υπάρχουν διάφοροι τρόποι να στηριχθεί η εξ. (4.38) μαθηματικά, εδώ εισάγεται ευριστικά, γι' αυτό η μέθοδος χαρακτηρίζεται εμπειρική. Ανταγωνιστικές μέθοδοι όπως των Klein et al. (2003) παράγουν τριδιάστατη τύρβη με μαθηματικό τρόπο, τηρώντας προκαθορισμένες συσχετίσεις σε όλους τους άξονες. Στην παρούσα μεθοδολογία, εξ. (4.38), τηρούνται με ικανοποιητική ακρίβεια οι συσχετίσεις του χρόνου, ενώ οι συσχετίσεις του χώρου μπορούν να ληφθούν υπόψη μόνο προσεγγιστικά με κατάλληλη τιμή του r_i . Η παρούσα μέθοδος όμως είναι πολύ πιο σύντομη και εύχρηστη τόσο στην υλοποίηση, όσο κυρίως στην εφαρμογή της. Άλλωστε, όπως θα σχολιαστεί παρακάτω, οι συσχετίσεις του χώρου δεν είναι τόσο καθοριστικές για την επιτυχία μιας μεθόδου αυτού του τύπου. Αυτός είναι και ο λόγος που η ακριβής τιμή του r_i αποδείχθηκε στην πράξη ότι δεν είναι κρίσιμη για την επιτυχή εφαρμογή της γενικευμένης μεθόδου τύπου Langevin.

Όσον αφορά ενδεικνύμενες τιμές του r_i προκειμένου οι παραγόμενες διακυμάνσεις στην είσοδο να είναι όσο το δυνατόν πιο ρεαλιστικές, παρατηρούμε ότι όσο πιο μικρό είναι το χρονικό βήμα, τόσο πιο μεγάλος θα πρέπει να είναι ο παράγοντας r_i . Επίσης, όσο πιο αραιό είναι το πλέγμα στο επίπεδο εισόδου, τόσο πιο μεγάλο θα πρέπει να είναι το r_i . Δεδομένου ότι και τα δύο ισχύουν στις συνήθεις περιπτώσεις που εξετάζουμε, περιμένουμε ότι το r_i θα είναι μεγάλο¹⁶. Μάλιστα για την περίπτωση της u συνιστώσας της ταχύτητας, που είναι και η πιο σημαντική, το r_i είναι συνήθως πάνω από 0,9, όπως εκτιμήθηκε π.χ. για τις περιπτώσεις που εξετάστηκαν στο κεφ. 10. Αυτό σημαίνει ότι η διάσταση του χρόνου διαδραματίζει πολύ σημαντικότερο ρόλο από τις δύο διαστάσεις του χώρου, στον προσδιορισμό των διακυμάνσεων των ταχυτήτων.

Επισημαίνεται ότι στα (εγκάρσια) όρια του χωρίου, αν οι οριακές συνθήκες είναι κυκλικές πρέπει να ληφθεί η αντίστοιχη γειτονική διακύμανση από το κυκλικό όριο. Αν το όριο είναι τοίχος, μπορεί να θεωρηθεί ένα εικονικό κελί στη θέση του τοίχου, με διακύμανση 0. Για να πάρουμε ψευδοτριδιάστατη τύρβη με τρεις συνιστώσες, απλά εφαρμόζουμε τις εξισώσεις για $i=1, 2, 3$ (δηλαδή για u, v, w). Πάλι στο τέλος μπορούμε να κάνουμε τον μετασχηματισμό των Lund et al. (1998) για να έχουμε επιθυμητές τοπικές συσχετίσεις. Δεδομένου ότι οι ολοκληρωτικές κλίμακες χρόνου είναι πιο μικρές για y, z , τα αντίστοιχα r_i θα είναι πιο μικρά.

Είναι βασικό να σημειωθεί ότι όποιες διαταραχές και να παρέχουμε στην είσοδο, τελικά ο κώδικας θα φτιάξει τη δική του, νέα τύρβη. Πράγματι, ακόμη και αν δίνουμε τις τιμές των μεταβλητών στην είσοδο κατευθείαν από πειραματικές μετρήσεις ιδανικής ακρίβειας και ανάλυσης, η επίλυση των διακριτοποιημένων εξισώσεων Navier-Stokes, ανάλογα με το πλέγμα που θα χρησιμοποιηθεί, το χρονικό βήμα, τις μοντελοποιήσεις, τα διάφορα σφάλματα κτλ., θα οδηγήσει σε χαρακτηριστικά τύρβης διαφορετικά απ' αυτά που χορηγούμε, που επιθυμούμε ή που είχαμε παρατηρήσει στο πείραμα. Όπως φάνηκε από διάφορες εφαρμογές και δοκιμές στα πλαίσια της εργασίας αυτής, η ακριβέστερη

¹⁶ Υπάρχουν διάφοροι τρόποι να προταθούν κατάλληλες τιμές για το r_i . Το r_i είναι λογικό να εξαρτάται από τις συναρτήσεις αυτοσυσχέτισης του χρόνου $R_{ii}=1-\Delta t/T_{ii}$ και του χώρου $R_{si}=1-\Delta s/L_{ii}$. Το Δs μπορεί να ληφθεί ως ο μέσος όρος της απόστασης του κέντρου του κελιού από τα κέντρα των γειτονικών του κελιών. Το L_{ii} είναι μια ολοκληρωτική κλίμακα χώρου, που μπορεί να ληφθεί ως ο μέσος όρος των κλιμάκων στους άξονες y και z του επιπέδου της εισόδου. Στην περίπτωση αυτή, από την εξ. (3.28), τους ορισμούς των συναρτήσεων αυτοσυσχέτισης του χώρου και του χρόνου και με διάφορες παραδοχές όπως το να θεωρήσουμε τις συσχετίσεις του χρόνου πιο ισχυρές, μπορούμε να καταλήξουμε σε μια προσεγγιστική τιμή $r_i=(R_{ii}-R_{si}^2)/R_{ii}(1-R_{si}^2)$. Με άλλες παραδοχές μπορεί να καταλήξουμε σε άλλες παρόμοιες σχέσεις, αλλά γενικά το r_i τείνει είτε στο R_{ii} είτε στο 1, για R_{ii} αρκετά μεγαλύτερο από το R_{si} . Σημειώνεται ότι το R_{ii} για πολύ μικρά Δt τείνει στο 1. Το R_{si} είναι δύσκολο να γίνει γνωστό, αφού η χωρική ανάλυση των πειραματικών μετρήσεων συνήθως δεν είναι επαρκής, αλλά μπορεί να εκτιμηθεί προσεγγιστικά από τις χρονοσειρές, βάσει της υπόθεσης Taylor (1938) ή υπόθεση της παγωμένης τύρβης (Pope, 2000) που μετατρέπει τη χωρική συσχέτιση σε χρονική. Καθώς η εξ. (4.38) είναι προσεγγιστική, ακριβής προσδιορισμός του r_i ούτε μπορεί να γίνει ούτε είναι κρίσιμος, όπως θ' αναφερθεί και παρακάτω.

αναπαράσταση της «πραγματικότητας» δεν είναι πάντα προς όφελος της μοντελοποίησης (βλ. και Lund et al., 1998, Worthy, 2003, Davidson, 2005). Για το λόγο αυτό δεν έχει νόημα η χρήση εξεζητημένων μεθόδων δημιουργίας τεχνητής τύρβης που προσπαθούν ν' αναπαράγουν με ακρίβεια χαρακτηριστικά της πραγματικής τύρβης. Εκτός αυτού, οι μέθοδοι δημιουργίας τεχνητής τύρβης είναι όλες ατελείς, καθώς *μιμούνται* μόνο κάποια χαρακτηριστικά της τύρβης¹⁷. Καλής ποιότητας τύρβη μπορεί να δημιουργηθεί μόνο μέσα από την επίλυση των Navier-Stokes. Ένας κώδικας LES επιλύει τις Navier-Stokes (έστω προσεγγιστικά), άρα, στο θέμα αυτό, παράγει τελειότερη τύρβη απ' αυτή που του επιβάλλουμε στην είσοδο με τις μεθόδους δημιουργίας τεχνητής ψευδο-τύρβης.

Η επιτυχία λοιπόν μιας μεθόδου δημιουργίας τεχνητής τύρβης για χρήση ως οριακής συνθήκης εισόδου για LES δεν είναι να φτιάξει την πιο ρεαλιστική κατά το δυνατόν τύρβη, όπως επιχειρεί να κάνει προσεγγιστικά η συντριπτική πλειοψηφία των μεθόδων της βιβλιογραφίας, αλλά είναι: (α) Να δώσει τέτοιες διαταραχές που θα οδηγήσουν τον κώδικα να φτιάξει τύρβη (από τις Navier-Stokes που επιλύει) και να την διατηρήσει και (β) Να υποβοηθήσει τον κώδικα να φτιάξει όσο το δυνατόν *γρηγορότερα* (σε λιγότερο χρόνο και μικρότερο μήκος) τύρβη και εάν είναι δυνατόν έχοντας κάποια από τα χαρακτηριστικά της όσο γίνεται πιο κοντά σ' αυτά που επιθυμούμε.

Την απαίτηση (α) δεν την πληρούν οι μέθοδοι ασυσχέτιστων διαταραχών λευκού θορύβου (βλ. § 2.6.3.4), ούτε κι όταν τηρούν τις τοπικές συσχετίσεις μεταξύ u , v , w (Rana et al., 2011). Όπως φάνηκε στην πράξη όμως την πληρεί η χρήση της εξ. (4.32) -ειδική περίπτωση της εξ. (4.38)-, ακόμη και αν εφαρμόζεται μόνο στην κύρια συνιστώσα της ταχύτητας. Παρόμοιες μέθοδοι που λαμβάνουν υπόψη τους μόνο χρονικές συσχετίσεις έχουν χρησιμοποιηθεί επιτυχώς και από άλλους ερευνητές (Hanna et al., 2002, Shi et al., 2008, Liu Y.S. et al., 2011). Στην προσπάθεια να ικανοποιηθεί κατά το δυνατόν και η επιθυμία (β), αναπτύχθηκε η γενικευμένη μέθοδος τύπου Langevin, εξ. (4.38), που πληρεί σε κάποιο βαθμό και χωρικές συσχετίσεις. Όπως έχει ήδη σχολιαστεί, οι χωρικές συσχετίσεις δεν είναι τόσο κρίσιμες όσο οι χρονικές. Οι ίδιοι οι Xie & Castro (2009) αναφέρουν ότι οι ακριβείς ολοκληρωτικές κλίμακες μήκους δεν επηρεάζουν την αποτελεσματικότητα της μεθόδου τους. Το ότι η χρονική κλίμακα είναι πιο κρίσιμη από τη χωρική αναφέρεται ή υπονοείται και από άλλους ερευνητές (Na & Moin, 1998, Davidson, 2005). Για τους λόγους αυτούς η χρήση μεθόδου που να παρέχει ακριβέστερες συσχετίσεις στο χώρο από την εξ. (4.38) δεν κρίθηκε απαραίτητη¹⁸. Ήδη από την εμπειρία χρήσης της εξ. (4.38) φάνηκε ότι η τιμή του r_i (που εμπλέκεται με τις χωρικές συσχετίσεις) δεν είναι καθοριστική, καθώς η κύρια επίδραση της μεθόδου είναι να πυροδοτήσει τους μηχανισμούς δημιουργίας τύρβης των Navier-Stokes, όπως έχουν διακριτοποιηθεί στον κώδικα και εφαρμόζονται στο συγκεκριμένο πλέγμα. Μάλιστα, προτείνεται ο χρήστης να δοκιμάσει διάφορες τιμές των r_i πέρα από τις ενδεικνύμενες. Γενικά μεγαλύτερες τιμές του r_i δημιουργούν μεγαλύτερες διακυμάνσεις και αφήνουν το αποτύπωμά τους πιο βαθιά στο πεδίο ροής.

Η οριακή συνθήκη τύπου Langevin, μπορεί να θεωρηθεί και ως απλοποιημένη έκδοση άλλων μεθόδων. Για παράδειγμα η μέθοδος των ψηφιακών φίλτρων των Klein et al. (2003) που κι αυτή παράγει επιθυμητές συσχετίσεις, απλοποιήθηκε από τους Xie & Castro (2008) με χρήση για τον άξονα του χρόνου μιας εξίσωσης παρόμοιας με την εξίσωση τύπου Langevin, εξ. (4.32). Η παρούσα μεθοδολογία μπορεί να θεωρηθεί ως περαιτέρω απλοποίηση της μεθόδου των Xie & Castro (2008), εισάγοντας προσεγγιστικά τις χωρικές συσχετίσεις μέσα στην εξίσωση τύπου Langevin, κάνοντας τη μέθοδο πολύ απλούστερη και γρηγορότερη.

¹⁷ Οι Celik et al. (2006) για παράδειγμα, αναφέρουν ότι πρέπει στο μέλλον οι μέθοδοι αυτές να μην περιέχουν μόνο δεδομένες στατιστικές ιδιότητες, αλλά και επιπλέον φυσικά χαρακτηριστικά.

¹⁸ Στη διάρκεια της παρούσας διατριβής, αναπτύχθηκε και μια ακόμη πιο γενικευμένη μέθοδος τύπου Langevin, που είναι λιγότερο εμπειρική και τηρεί ακόμη καλύτερα τις χωρικές συσχετίσεις απ' ότι η εξ. (4.38). Στην πράξη όμως και βάσει όσων αναφέρθηκαν ακριβώς παραπάνω, φάνηκε ότι δεν υπάρχει λόγος να ζητήσουμε καλύτερες χωρικές συσχετίσεις (οι οποίες μάλιστα απαιτούν και γνώση των ολοκληρωτικών κλιμάκων μήκους που γενικά δεν παρέχονται από τα πειράματα) και έτσι, αν και η πιο γενικευμένη τριδιάστατη μέθοδος τύπου Langevin ενσωματώθηκε στον κώδικα, δεν χρησιμοποιήθηκε. Σ' αυτήν τη μέθοδο, η διακύμανση θεωρείται ότι έχει *χρονικός συνεκτικό, χωρικός συνεκτικό* και *τυχαίο* μέρος. Έτσι, για τη συνιστώσα u , θα είναι: $u'(t+\Delta t) = a_1 u'(t) + a_2 \Sigma_{i,j} u'_i(t)/4 + \beta_1 \xi$, όπου $\Sigma_{i,j} u'_i(t)/4$ είναι ο μέσος όρος των διακυμάνσεων των γειτόνων, όπως στην εξ. (4.38). Με μεθόδους παρόμοιες των εξ. (4.34) και (4.36) και κάποιες παραδοχές όπως ότι η εξάρτηση του χρόνου είναι πολύ ισχυρή σε σχέση με του χώρου, προσδιορίζουμε προσεγγιστικά τους συντελεστές: $a_1 = (R_u - R_s^2)/(1 - R_s^2)$, $a_2 = R_s(1 - R_u)/(1 - R_s^2)$, $\beta_1 = \sigma_u(1 + a_1^2 - 2a_1 - a_2^2 + 2a_1\Delta t/T_u)^{0.5}$, με $R_u = 1 - \Delta t/T_u$ και $R_s = 1 - \Delta s/L_u$. Δs είναι η μέση απόσταση των γειτονικών κελιών και L_u είναι μια μέση ολοκληρωτική κλίμακα χώρου. Για να ληφθούν υπόψη μικρές ασυμμετρίες των επιδράσεων των αξόνων y και z , οι σχέσεις γενικεύονται εύκολα χρησιμοποιώντας άλλα R_s και a_2 για τον y και για τον z , με τα κατάλληλα βάρη.

Η μέθοδος τύπου Langevin (και πιθανόν κι άλλες μέθοδοι δημιουργίας διακυμάνσεων), δεν περιορίζεται μόνο για χρήση ως οριακή συνθήκη εισόδου, αλλά και για άλλες περιπτώσεις που χρειάζονται τυρβώδεις διακυμάνσεις. Έτσι, η οριακή συνθήκη τύπου Langevin χρησιμοποιήθηκε στην εργασία αυτή με επιτυχία και ως οριακή συνθήκη στο άνω όριο του υπολογιστικού χωρίου, για ν' αποφευχθεί η καταστροφή της τύρβης που συμβαίνει στο σημείο αυτό από τη συνήθη συνθήκη συμμετρίας που χρησιμοποιεί η συντριπτική πλειοψηφία των ερευνητών. Στο κεφ. 10 φάνηκε ότι αν δεν υπάρχουν κτίρια που να δημιουργήσουν δική τους τύρβη, η οριακή συνθήκη αυτή φτάνει από μόνη της για να βελτιώσει πάρα πολύ τ' αποτελέσματα των τάσεων Reynolds μακριά από το έδαφος. Η χρήση συνθήκης τύπου Langevin στο άνω όριο μπορεί να συνδυαστεί με χρήση κυκλικών οριακών συνθηκών στην κατεύθυνση της ροής και στα εγκάρσια όρια ή ακόμη και με χρήση άλλης μεθόδου τεχνητής τύρβης για την είσοδο του πεδίου ροής. Μόνο και μόνο για τη χρήση της στο άνω όριο του υπολογιστικού χωρίου, η συνθήκη τύπου Langevin αξίζει να υπάρχει σε κάποιο κώδικα. Ένα άλλο πιθανό σημείο εφαρμογής της μπορεί να είναι σε εγκάρσια όρια του υπολογιστικού χωρίου, ώστε πάλι να μην καταπνίγεται η τύρβη. Η χρήση κυκλικών συνθηκών στην κύρια κατεύθυνση της ροής σε κανάλι παραλλήλων πλακών και τύπου Langevin εγκάρσια, πιθανόν να μειώνει κάποιες από τις αρνητικές επιδράσεις των κυκλικών οριακών συνθηκών (βλ. §2.6.3.2 και §4.3.3).

Θ' αναφερθούν τώρα κάποιες πρακτικές λεπτομέρειες σχετικά με την υλοποίηση της γενικευμένης μεθόδου τύπου Langevin. Ένα θέμα είναι η αρχικοποίηση του πεδίου για χρήση οριακών συνθηκών τύπου Langevin. Θα περίμενε κανείς ότι αν τη χρονική στιγμή 0 σε όλα τα κελιά εισόδου το u_i' είναι 0 και ειδικά αν το T_u είναι μεγάλο, αυτό μπορεί να σημαίνει ότι θα χρειαστεί πολύς χρόνος για να επιτευχθεί το επιθυμητό επίπεδο τύρβης. Για το λόγο αυτό μπορούν να δοθούν κάποιες αρχικές διακυμάνσεις, μεγέθους για παράδειγμα ίσου με την τυπική απόκλιση. Σε δοκιμές όμως που έγιναν σε εφαρμογές των παρακάτω κεφαλαίων, η ύπαρξη αρχικών διακυμάνσεων δε φάνηκε τόσο σημαντική και μπορεί να παρακαμφθεί. Ένα άλλο θέμα είναι η γεννήτρια τυχαίων αριθμών. Δοκιμάστηκαν δύο γεννήτριες: Η πρώτη βασίζεται σε ντετερμινιστική μέθοδο ψευδο-τυχαίων αριθμών βασισμένη σε συνδυασμό γρήγορων γραμμικών αναλογικών μεθόδων (linear congruential generators, Press et al., 1997). Η δεύτερη βασίζεται στην συνάρτηση «random_number» της Intel FORTRAN 10, που χρησιμοποιεί το ρολόι του υπολογιστή για αρχικοποίηση της μεθόδου παραγωγής τυχαίου αριθμού. Τα στατιστικά και στις δύο περιπτώσεις ήταν ικανοποιητικά, πιθανώς ελαφρά καλύτερα στην πρώτη μέθοδο, η οποία επιλέχθηκε τελικά και για τις εφαρμογές της εργασίας αυτής. Η πρώτη μέθοδος, κάθε φορά που καλούνταν έδινε την ίδια σειρά τυχαίων αριθμών οπότε μπορούσε κανείς ν' αναπαράγει προβλήματα, κάτι που ήταν χρήσιμο ειδικά κατά τις δοκιμές και την ανάπτυξη της παρούσας μεθοδολογίας. Προτείνεται όμως η χρήση πιο προηγμένων μεθόδων παραγωγής τυχαίων αριθμών.

Συνοψίζοντας, στην παράγραφο αυτή §4.3.4 παρουσιάστηκε μια μέθοδος δημιουργίας διακυμάνσεων ταχυτήτων για χρήση σε οριακές συνθήκες εισόδου για LES, που βασίζεται σε μια γενικευμένη εξίσωση τύπου Langevin, εξ. (4.38). Αν και υπάρχουν τελειότερες μέθοδοι στη βιβλιογραφία, η παρούσα μέθοδος είναι απλή και γρήγορη. Η συνεισφορά δεν είναι μόνο η μέθοδος αυτή καθαυτή, αλλά και τα συμπεράσματα στα οποία καταλήξαμε από την εφαρμογή της. Ένα τέτοιο συμπέρασμα είναι το γεγονός ότι οι χρονικές συσχετίσεις έχουν σε τέτοιες μεθόδους σπουδαιότερο ρόλο από τις χωρικές. Ένα άλλο συμπέρασμα είναι το γεγονός ότι δεν έχει τόσο σημασία η ρεαλιστικότερη αναπαραγωγή της τύρβης στην είσοδο, αλλά αυτή που θα βοηθήσει τον κώδικα στην ταχύτερη δημιουργία της δικής του τύρβης. Τέλος, ένα ακόμη συμπέρασμα είναι ότι τέτοιες μέθοδοι μπορούν να χρησιμοποιηθούν όχι μόνο στην είσοδο, αλλά και σε άλλες οριακές επιφάνειες του πεδίου ροής.

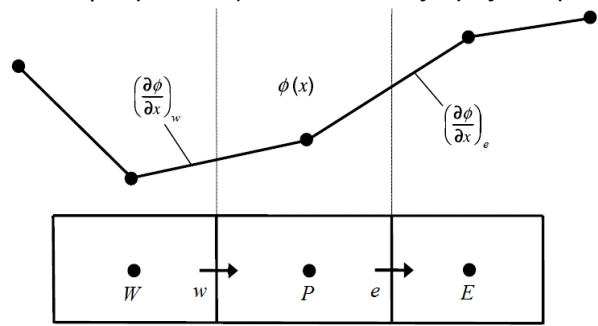
4.4. ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΑ ΕΡΓΑΛΕΙΑ

4.4.1. Αριθμητικά σχήματα διακριτοποίησης όρων μεταφοράς

Στη μέθοδο των πεπερασμένων όγκων που χρησιμοποιείται για την αριθμητική επίλυση των εξισώσεων μεταφοράς, οι εξισώσεις ολοκληρώνονται σε όγκους¹⁹ ή κελιά, στους οποίους χωρίζεται το υπολογιστικό χωρίο. Στο κέντρο κάθε κελιού υπάρχει ένα σημείο ελέγχου που λέγεται κόμβος. Γενικά, οι τιμές των μεταβλητών ενός προβλήματος επιλύονται και αποθηκεύονται στους κόμβους (W , P

¹⁹ Οι όγκοι αυτοί στην περίπτωση των ορθογωνίων πλεγμάτων είναι ορθογώνια παραλληλεπίπεδα.

και E στο σχ. 4.1 που δείχνει τρία διαδοχικά κελιά ενός μονοδιάστατου προβλήματος). Για την διακριτοποίηση των εξισώσεων όμως, η μεθοδολογία των πεπερασμένων όγκων απαιτεί τις τιμές των μεταβλητών όχι μόνο στους κόμβους, αλλά και στα άκρα των κελιών (Versteeg & Malalasekera, 2007). Αν ϕ η μεταβλητή της οποίας λύνουμε την διακριτοποιημένη εξίσωση, χρειάζεται για παράδειγμα να είναι γνωστή η τιμή της μεταβλητής ϕ_e στην δεξιά πλευρά του κελιού, σχ. 4.1. Απαιτείται λοιπόν ο υπολογισμός της ποσότητας ϕ στα όρια του κελιού έχοντας γνωστές τις τιμές της ποσότητας ϕ στους κόμβους. Παρακάτω στην παρούσα παράγραφο, θα γίνει αναφορά στον υπολογισμό της ποσότητας ϕ στα όρια των κελιών για την διακριτοποίηση των όρων μεταφοράς (ή συναγωγής) των εξισώσεων, οι οποίοι έχουν την γενική μορφή $\vec{u} \cdot \nabla \phi$ και η διακριτοποίησή τους παρουσιάζει το μεγαλύτερο ενδιαφέρον. Η παρουσίαση θα είναι γενική, καθώς έχουν χρησιμοποιηθεί διάφορων ειδών σχήματα διακριτοποίησης στην εργασία αυτή. Θα παρουσιαστεί και μια ενοποιημένη μορφή κάποιων σχημάτων που κάνει καλύτερα κατανοητή τη συμπεριφορά τους και τη σύγκρισή τους.



Σχήμα 4.1. Σχηματική παράσταση γειτονικών κελιών με τους κόμβους και τις διακριτές τιμές της μεταβλητής ϕ (τροποποιημένο από Waterson & Deconinck, 2007).

Ο πιο άμεσος τρόπος να προέλθει η τιμή του ϕ_e είναι σαν μέσος όρος των κόμβων P και E , δηλαδή, για την περίπτωση κόμβων που ισαπέχουν:

$$\phi_e = \frac{\phi_P + \phi_E}{2}. \quad (4.39)$$

Η εξ. (4.39) υλοποιεί σχήμα κεντρικών διαφορών (CDS: Central Difference Scheme). Το σχήμα αυτό είναι και το πιο κλασσικό για LES, όπως είδαμε στα προηγούμενα κεφάλαια.

Σε RANS το πιο διαδεδομένο σχήμα είναι το σχήμα ανάντη διαφόρισης πρώτης τάξης (FOU: First Order Upwind). Σε αυτό η τιμή του ϕ_e δίνεται από τη σχέση:

$$\phi_e = \begin{cases} \phi_P, & u > 0 \\ \phi_E, & u < 0 \end{cases}, \quad (4.40)$$

δηλαδή παίρνει την τιμή του κόμβου από τον οποίο έρχεται η ροή, κάτι που είναι συμβατό με τη φυσική μας διαίσθηση, που αντιλαμβάνεται την πληροφορία να έρχεται από την κατεύθυνση του ανέμου²⁰. Για παράδειγμα, στο σχ. 4.1 η ροή κατευθύνεται από τα αριστερά στα δεξιά, συνεπώς $\phi_e = \phi_P$. Το σχήμα αυτό είναι πολύ σταθερό και έχει εφαρμοστεί και συνεχίζεται να εφαρμόζεται με επιτυχία σε πολλές περιπτώσεις. Το μειονέκτημα του είναι ότι είναι μόλις πρώτης τάξης ακρίβειας²¹ με αποτέλεσμα να παρουσιάζει προβλήματα αριθμητικής διάχυσης όταν η ροή είναι μη ευθυγραμμισμένη με τις πλεγματικές γραμμές. Η πύκνωση του πλέγματος μειώνει το πρόβλημα, αλλά ο βαθμός της απαιτούμενης πύκνωσης είναι μερικές φορές απαγορευτικός για πραγματικές εφαρμογές μέσης ή μεγάλης κλίμακας. Γι' αυτούς τους λόγους προκύπτει η ανάγκη χρησιμοποίησης σχημάτων ανωτέρας τάξης τα οποία μπορούν να δώσουν μεγαλύτερη ακρίβεια στο ίδιο πλέγμα.

Τα πιο γνωστά σχήματα ανωτέρας τάξης εκτός από το σχήμα κεντρικών διαφορών (CDS) είναι το γραμμικό ανάντη σχήμα (LUS: Linear Upwind Scheme) στο οποίο ο προσδιορισμός της ποσότητας ϕ_e γίνεται με γραμμική προέκταση των τιμών από τους δύο ανάντη κόμβους P και W , το ανάντη σχήμα δεύτερης τάξης (QUICK: Quadratic Upwind Scheme, Leonard et al., 1978, Leonard, 1979) στο οποίο το ϕ_e υπολογίζεται ύστερα από τετραγωνική παρεμβολή των τιμών στους κόμβους W , P και E (δηλαδή λαμβάνονται υπόψη δύο ανάντη κόμβοι και ένας κατάντη), το σχήμα του Fromm το οποίο είναι ειδικά σχεδιασμένο για να μειώνει την αριθμητική διάχυση (Fromm, 1968) και το κυβικό ανάντη σχήμα (CUS: Cubic Upwind Scheme, Agarwal, 1981), το οποίο είναι τρίτης τάξης ακρίβειας.

²⁰ Ένα άλλο επιτυχημένο σχήμα είναι το υβριδικό, στο οποίο ανάλογα με τον τοπικό αριθμό Peclet ($Pe = u\Delta x/a$, όπου a ο συντελεστής διάχυσης) χρησιμοποιείται είτε το σχήμα κεντρικών διαφορών, εάν $|Pe| \leq 2$, είτε το ανάντη σχήμα μηδενίζοντας τον όρο διάχυσης, εάν $|Pe| > 2$.

²¹ Δηλαδή το σφάλμα που προκύπτει από την εφαρμογή του για την προσέγγιση της κλίσης της μεταβλητής ϕ είναι ανάλογο του μήκους του κελιού Δx .

Όλα τα παραπάνω σχήματα ανήκουν στην κατηγορία των σχημάτων τύπου k (k -schemes) τα οποία δίνουν την ποσότητα ϕ_e , για την περίπτωση όπου η ροή έρχεται από τα αριστερά στο σχ. 4.1, από τη γενική σχέση:

$$\phi_e = \phi_P + \frac{x_e - x_w}{2} \left\{ \frac{1+k}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e + \frac{1-k}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right\}. \quad (4.41)$$

Η παράμετρος k παίρνει τιμές από -1 έως 1 . Για $k=1$ η σχέση δίνει το σχήμα κεντρικών διαφορών, για $k=1/2$ το QUICK, για $k=1/3$ το CUS, για $k=0$ το Fromm και για $k=-1$ το LUS. Στην περίπτωση των μη ισαπέχοντων διαστημάτων οι τιμές του k για τα σχήματα QUICK, CUS και Fromm δεν είναι σταθερές, αλλά δίνονται συναρτήσεις των χαρακτηριστικών διαστάσεων των κελιών.

Τα παραπάνω σχήματα είναι όλα γραμμικά, με την έννοια ότι η τιμές στις πλευρές των κελιών δίνονται σαν γραμμικές συναρτήσεις των τιμών στους κόμβους. Όπως όμως προβλέπεται από το θεώρημα του Godunov (1959), κανένα γραμμικό σχήμα ανώτερης τάξης δεν μπορεί να είναι φραγμένο (bounded) δηλαδή να μην παράγει νέα μέγιστα ή ελάχιστα. Έτσι όλα τα παραπάνω σχήματα είναι μη φραγμένα, με αποτέλεσμα κάτω από ορισμένες συνθήκες να οδηγούν σε λύσεις οι οποίες παρουσιάζουν μη φυσικές ταλαντώσεις.

Η παραπάνω σχέση των σχημάτων τύπου k μπορεί να αναλυθεί σε δύο μέρη: Στο ανάντη μέρος (όρος ϕ_P) και στον όρο $\frac{x_e - x_w}{2} \left\{ \frac{1+k}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e + \frac{1-k}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right\}$ ο οποίος προσδίδει την αυξημένη ακρίβεια σε σχέση με το απλό ανάντη σχήμα. Παρατηρούμε ότι ο δεύτερος αυτός όρος δεν είναι τίποτα άλλο από έναν σταθμισμένο μέσο όρο των κλίσεων $\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e$ και $\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w$ στις δύο πλευρές του κελιού. Μια φυσιολογική γενίκευση των σχημάτων τύπου k λοιπόν, είναι (Waterson & Deconinck 2007):

$$\phi_e = \phi_P + \frac{x_e - x_w}{2} f \left(\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e, \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right), \quad (4.42)$$

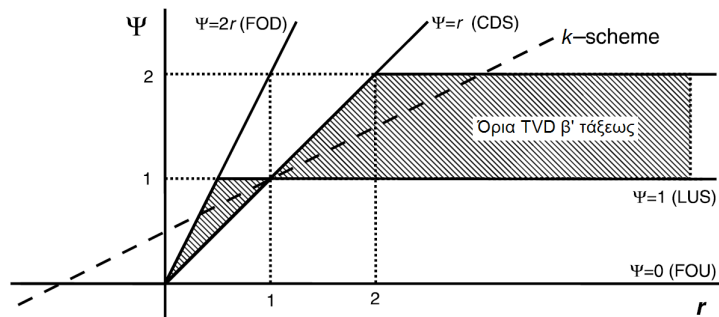
όπου f συνάρτηση μέσου όρου δύο μεταβλητών, που μπορεί να είναι και μη γραμμική. Η συνάρτηση αυτή πρέπει να είναι ομογενής²², οπότε η προηγούμενη σχέση γράφεται καλύτερα σαν

$$\phi_e = \phi_P + \frac{x_e - x_w}{2} \Psi(r) \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w, \quad \text{με } r = \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e / \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w, \quad (4.43)$$

όπου η $\Psi(r)=f(r,1)$ ονομάζεται *συνάρτηση περιορισμού* (limiter function) και r είναι ο λόγος των κλίσεων της μεταβλητής ϕ εκατέρωθεν του κελιού. Παρατηρούμε ότι όλα τα σχήματα τύπου k μπορούν να προκύψουν από την παραπάνω γενίκευση για:

$$\Psi(r) = 0,5(1+k)r + 0,5(1-k). \quad (4.44)$$

Στο σχ. 4.2, απεικονίζονται οι συναρτήσεις $\Psi(r)$ για κάποια βασικά αριθμητικά σχήματα.



Σχήμα 4.2. Διάγραμμα της συνάρτησης περιορισμού Ψ συναρτήσει του λόγου των κλίσεων r για το σχήμα κεντρικών διαφορών (CDS), τα σχήματα ανάντη και κατάντη διαφόρισης (FOU, FOD), το γραμμικό ανάντη σχήμα (LUS) και τα σχήματα τύπου k (k -scheme). Η διαγραμμισμένη περιοχή αντιστοιχεί στα όρια που πρέπει να βρίσκεται ένα σχήμα ώστε να χαρακτηρίζεται συνολικής μειούμενης διακύμανσης (TVD) β' τάξης (τροποποιημένο από Waterson & Deconinck, 2007).

²² Μια συνάρτηση f λέγεται ομογενής αν $f(ax)=af(x)$.

Τίθεται το ερώτημα ποια πρέπει να είναι η συνάρτηση περιορισμού έτσι ώστε το σχήμα που θα προκύψει να οδηγήσει σε φυσικές λύσεις. Μια από τις επιθυμητές ιδιότητες που τα αριθμητικά σχήματα επιθυμούμε να έχουν είναι αυτή της συνολικής μειούμενης διακύμανσης (TVD: Total Variation Diminishing) έτσι ώστε αυτά να μην εισάγουν νέες μέγιστες και ελάχιστες τιμές. Αποδεικνύεται (Sweby, 1984) ότι για να συμβεί αυτό, η συνάρτηση περιορισμού πρέπει να ικανοποιεί την ακόλουθη σχέση:

$$0 \leq \Psi(r) \leq \min(2r, 2). \quad (4.45)$$

Οι δεύτερης τάξης ακρίβειας αποδεκτές περιοχές των συναρτήσεων περιορισμού, απεικονίζονται στην σκιαγραφημένη περιοχή του σχ. 4.2 (Sweby, 1984). Πάρα πολλά από τα πιο σύγχρονα αριθμητικά σχήματα που χαρακτηρίζονται «TVD» βρίσκονται μέσα στην περιοχή αυτή (βλ. Versteeg & Malalasekera, 2007). Πολλά απ' αυτά υπάρχουν στον κώδικα ADREA-HF, αλλά δε χρησιμοποιήθηκαν στην εργασία αυτή και δεν παρουσιάζονται εδώ.

Η βασική ομάδα συναρτήσεων περιορισμού αναπτύχθηκε με την λογική να χρησιμοποιούνται τα βασικά αριθμητικά σχήματα υψηλής ακρίβειας (CDS, QUICK κτλ.) στις επιτρεπτές περιοχές του διαγράμματος Ψ - r , ενώ στις υπόλοιπες να περιορίζονται ώστε το σχήμα να μην χάνει επιθυμητές ιδιότητες (π.χ. TVD). Ένας γενικός τύπος τέτοιων συναρτήσεων περιορισμού, που σχετίζεται με τα σχήματα τύπου k , είναι ο εξής (Waterson & Deconinck, 2007):

$$\Psi(r) = \max\left(0, \min\left(cr, \frac{1}{2}(1+k)r + \frac{1}{2}(1-k), M\right)\right), \quad (4.46)$$

όπου οι συνηθέστερες τιμές για τις σταθερές είναι $c=2$ και $M=2$ ή $M=4$. Έτσι για $k=0$ παίρνουμε το σχήμα MUSCL (φραγμένο Fromm) που προτάθηκε από τον van Leer (1974, 1977a,b), για $k=1/3$ το σχήμα του Koren (φραγμένο CUS, Koren, 1990, 1993), για $k=1/2$ το σχήμα SMART (φραγμένο QUICK, Gaskell & Lau, 1988) για $k=-1$ το σχήμα Chakravarthy-Osher (φραγμένο LUS, Chakravarthy & Osher, 1983) και για $k=1$ το φραγμένο σχήμα κεντρικών διαφορών.

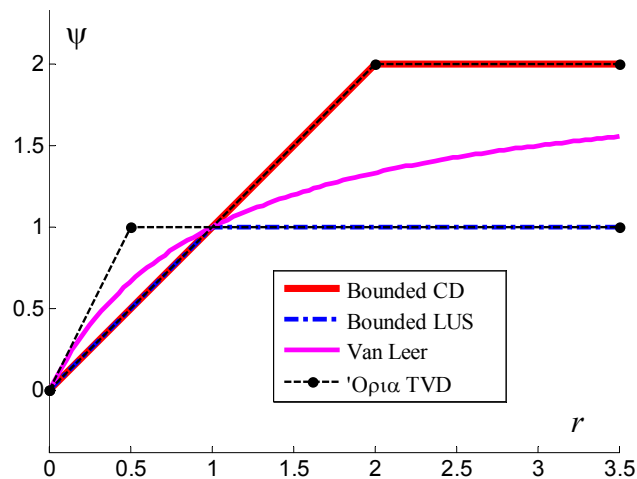
Ακολουθεί πιο εκτενής περιγραφή κάποιων από τα σχήματα που χρησιμοποιήθηκαν στις εφαρμογές των επόμενων κεφαλαίων και παρουσιάζουν ενδιαφέρον, καθώς και τα Ψ - r διαγράμματα αυτών.

Φραγμένο σχήμα κεντρικών διαφορών (Bounded CD).

Σ' αυτό το σχήμα, η συνάρτηση περιορισμού δίνεται από τη σχέση:

$$\Psi(r) = \max(0, \min(r, 2)). \quad (4.47)$$

Παρατηρούμε ότι στο σχήμα αυτό οι κεντρικές διαφορές χρησιμοποιούνται μόνο για την περιοχή όπου ισχύει $0 \leq r \leq 2$ (σχ. 4.3). Για $r < 0$ (παρουσία τοπικού ελαχίστου ή μεγίστου) το σχήμα γίνεται ανάντη πρώτης τάξης, $\Psi(r) = 0$, ενώ για $r > 2$ (μεγάλες μεταβολές κλίσης) το σχήμα περιορίζεται θέτοντας $\Psi(r) = 2$. Το σχήμα αυτό είναι κατάλληλο για LES και έχει χρησιμοποιηθεί στις εφαρμογές των παρακάτω κεφαλαίων όταν το απλό σχήμα κεντρικών διαφορών δημιουργούσε αστάθειες.



Σχήμα 4.3. Διάγραμμα Ψ - r για το φραγμένο σχήμα κεντρικών διαφορών, για το φραγμένο γραμμικό ανάντη σχήμα και για το αρμονικό van Leer σχήμα.

Φραγμένο γραμμικό ανάντη σχήμα (Bounded LUS).

Σε αυτό το σχήμα, η συνάρτηση περιορισμού δίνεται από τη σχέση:

$$\Psi(r) = \max(0, \min(cr, 0 \cdot r + 1, 4)) = \max(0, \min(cr, 1)). \quad (4.48)$$

Παρατηρούμε ότι στο σχήμα αυτό, το κλασσικό LUS σχήμα χρησιμοποιείται μόνο για την TVD περιοχή του διαγράμματος Ψ - r , δηλαδή για $r \geq 0,5$ (σχ. 4.3). Για $r < 0$ το σχήμα γίνεται ανάντη πρώτης τάξης, ενώ για $0 \leq r \leq 0,5$ η συνάρτηση περιορισμού γίνεται ίση με $\Psi(r) = 2r$. Το σχήμα αυτό χρησιμοποιήθηκε για την εξίσωση των συγκεντρώσεων σε εφαρμογές LES των παρακάτω κεφαλαίων (κυρίως σε εφαρμογές διασποράς υδρογόνου, κεφ. 9).

Αρμονικό van Leer.

Σε αυτό το σχήμα, η συνάρτηση περιορισμού δίνεται από τη σχέση (βλ. και σχ. 4.3):

$$\Psi(r) = \frac{r + |r|}{r + 1}. \quad (4.49)$$

Το σχήμα που προκύπτει είναι ουσιαστικά ένα ασυμπτωτικό Fromm και έχει προταθεί από τον van Leer (1974, 1977a,b). Το όνομα του το πήρε από το ότι λαμβάνει τον αρμονικό μέσο μεταξύ των κλίσεων $\left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_e$ και $\left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_w$. Και αυτό το σχήμα μεταπίπτει σε ανάντη πρώτης τάξης στην περίπτωση όπου $r < 0$. Το σχήμα αυτό αποδείχθηκε πολύ αποτελεσματικό και ακριβές σε εφαρμογές RANS στο κεφ. 7. Επίσης έχει χρησιμοποιηθεί και για την εξίσωση της συγκέντρωσης σε εφαρμογές LES των παρακάτω κεφαλαίων (κυρίως στα κεφ. 6, 8 και 10).

Στον κώδικα τα σχήματα έχουν υλοποιηθεί με τη μορφή που παρουσιάστηκε σ' αυτή την παράγραφο, δηλαδή με χρήση της συνάρτησης περιορισμού Ψ και με χρήση της διατύπωσης των σχημάτων τύπου k (k -schemes) στα σχήματα που εμπίπτουν σ' αυτή την κατηγορία.

Τέλος πρέπει ν' αναφερθεί ότι όλα τα σχήματα έχουν υλοποιηθεί με την μορφή της *προθεσμιακής διόρθωσης* (deferred correction, Khosla & Rubin, 1974, Ferziger & Peric, 2002). Σύμφωνα με αυτή την τεχνική, ο δεύτερος όρος του δεξιά μέλους της εξ. (4.43) λαμβάνεται στην διακριτοποίηση σαν όρος πηγής, με αποτέλεσμα να παραμένει μόνο το ανάντη κομμάτι του σχήματος. Οι μεταβλητές του όρου πηγής λαμβάνουν τις τιμές της προηγούμενης επανάληψης. Έτσι, όταν η επαναληπτική διαδικασία έχει σύγκλιση, η λύση που προκύπτει είναι η ίδια είτε έχουμε ακολουθήσει την παραπάνω τεχνική είτε όχι. Στην μεθοδολογία LES η παραπάνω τεχνική αποδείχθηκε αποδοτική.

Όλα αυτά που αναφέρθηκαν στην παράγραφο αυτή αφορούν τους όρους μεταφοράς των εξισώσεων. Για τους όρους διάχυσης, χρησιμοποιείται πάντα το σχήμα των κεντρικών διαφορών, που είναι απόλυτα αποδεκτό και από θεωρητικής και από πρακτικής πλευράς.

4.4.2. Χρονική διακριτοποίηση

Η γενική συνάρτηση διατήρησης μιας ποσότητας Φ μπορεί να εκφραστεί με την ακόλουθη μορφή:

$$\frac{\partial \rho \Phi}{\partial t} = F(\Phi, t). \quad (4.50)$$

Για τη χρονική διακριτοποίηση της εξίσωσης, θεωρείται ότι είναι γνωστές όλες οι ποσότητες στο χρονικό βήμα n και το επόμενο χρονικό βήμα είναι το $n+1$. Η εκτίμηση της χρονικής παραγωγού μπορεί να γίνει είτε στο βήμα n , οπότε μιλάμε για *ρητό* σχήμα (explicit) και η ποσότητα Φ_{n+1} προκύπτει άμεσα, είτε στο βήμα $n+1$, οπότε το σχήμα ονομάζεται *πλήρως πεπλεγμένο* (implicit). Η εκτίμηση της παραγωγού μπορεί να γίνει και σε ενδιάμεση χρονική στιγμή μεταξύ των χρονικών βημάτων n και $n+1$, οπότε μιλάμε για *πεπλεγμένο* σχήμα, καθώς πάλι απαιτείται κάποια άγνωστη πληροφορία από το βήμα $n+1$. Τα ρητά σχήματα εν γένει δεν συνίστανται για χρονικά μεταβαλλόμενα προβλήματα (Versteeg & Malalasekera, 2007). Για την μεθοδολογία LES που αναπτύχθηκε στην εργασία αυτή έχουν χρησιμοποιηθεί μόνο πεπλεγμένα σχήματα.

4.4.2.1. Πλήρως πεπλεγμένο σχήμα πρώτης τάξεως.

Στο σχήμα αυτό η παράγωγος του χρόνου προσεγγίζεται με ανάστροφη μέθοδο Euler (backward Euler), θεωρώντας το δεξί μέλος της εξ. (4.50) στο χρονικό βήμα $n+1$:

$$\frac{\rho_{n+1}\Phi_{n+1} - \rho_n\Phi_n}{\Delta t} = F(\Phi_{n+1}, t_{n+1}). \quad (4.51)$$

Το σφάλμα που έχει αυτή η προσέγγιση της χρονικής κλίσης της ποσότητας Φ είναι ανάλογο του Δt , δηλαδή είναι πρώτης τάξης ακρίβειας. Το σχήμα αυτό δεν είναι κατάλληλο για LES (βλ. κεφ. 5).

4.4.2.2. Πλήρως πεπλεγμένο σχήμα δεύτερης τάξεως.

Στο σχήμα αυτό η παράγωγος του χρόνου προσεγγίζεται θεωρώντας μια ανάστροφη έκφραση δευτέρας τάξεως, που χρησιμοποιεί πληροφορία και από το χρονικό βήμα το $n-1$. Στη γενική περίπτωση μεταβλητού χρονικού βήματος, η έκφραση του σχήματος είναι:

$$\frac{\alpha\rho_{n+1}\Phi_{n+1} - \beta\rho_n\Phi_n + \gamma\rho_{n-1}\Phi_{n-1}}{\Delta t_{n+1}} = F(\Phi_{n+1}, t_{n+1}), \quad (4.52)$$

$$\alpha = \frac{2\Delta t_{n+1} + \Delta t_n}{\Delta t_{n+1} + \Delta t_n}, \quad \beta = \frac{\Delta t_{n+1} + \Delta t_n}{\Delta t_n}, \quad \gamma = \frac{\Delta t_{n+1}\Delta t_n}{(\Delta t_{n+1} + \Delta t_n)\Delta t_n}, \quad (4.53)$$

όπου $\Delta t_{n+1} = t_{n+1} - t_n$ και $\Delta t_n = t_n - t_{n-1}$. Αν το Δt είναι σταθερό, τότε η έκφραση παίρνει την πιο γνώριμη μορφή:

$$\frac{\frac{3}{2}\rho_{n+1}\Phi_{n+1} - 2\rho_n\Phi_n + \frac{1}{2}\rho_{n-1}\Phi_{n-1}}{\Delta t} = F(\Phi_{n+1}, t_{n+1}). \quad (4.54)$$

Το πλήρως πεπλεγμένο σχήμα δεύτερης τάξης ανάγεται σε αυτό της πρώτης αν τεθούν στην εξ. (4.52) $\alpha = \beta = 1$ και $\gamma = 0$.

4.4.2.3. Πεπλεγμένο σχήμα Crank-Nicolson δεύτερης τάξεως.

Στο σχήμα αυτό το δεξί μέλος της εξ. (4.50) υπολογίζεται στην ενδιάμεση χρονική στιγμή μεταξύ των χρονικών βημάτων n και $n+1$, που μπορεί να συμβολιστεί ως $n+1/2$. Η έκφραση του σχήματος Crank-Nicolson είναι (Crank & Nicolson, 1947):

$$\frac{\rho_{n+1}\Phi_{n+1} - \rho_n\Phi_n}{\Delta t} = \frac{1}{2}(F(\Phi_n, t_n) + F(\Phi_{n+1}, t_{n+1})). \quad (4.55)$$

Το σχήμα αυτό είναι ευσταθές άνευ όρων και είναι το κύριο που έχει χρησιμοποιηθεί στις εφαρμογές LES των επόμενων κεφαλαίων. Έχει συνδυαστεί με πολύ μικρό χρονικό βήμα ($CFL < 0,3$) όπως αναφέρθηκε και στην παράγραφο §2.6.4.3, για να αποφευχθεί τυχόν ταλαντωτική συμπεριφορά (Ferziger & Peric, 2002), αλλά κυρίως για να επιλυθούν με όσο γίνεται μεγαλύτερη χρονική ανάλυση οι τυρβώδεις δομές.

Στον κώδικα υπάρχει η δυνατότητα για μεταβλητό χρονικό βήμα που καθορίζεται αυτόματα ανάλογα με κριτήρια που έχουν δοθεί. Αυτό δίνει τη δυνατότητα γρηγορότερης σύγκλισης, κυρίως για RANS, αλλά και για LES. Έτσι, μπορεί να δοθεί για παράδειγμα ένα μικρό Δt_{min} , με το οποίο ξεκινάει ο κώδικας στην αρχή που βρισκόμαστε πολύ μακριά από τη λύση και από ένα φυσικά αποδεκτό πεδίο ροής, ένα CFL_{max} , το οποίο ο κώδικας δεν επιτρέπεται να υπερβεί σε κανένα κελί και ένα Δt_{max} , πάνω από το οποίο δεν επιτρέπουμε να πάει το χρονικό μας βήμα. Όταν για παράδειγμα σε κάποιο κελί πάνω να δημιουργηθούν αφύσικες τιμές, ο κώδικας αυτόματα, βάσει του CFL_{max} , θα μειώσει το χρονικό βήμα²³.

²³ Ο κώδικας επίσης παρέχει πολλές δυνατότητες για τον έλεγχο της σύγκλισης. Εκτός από τη δυνατότητα καθορισμού των σχετικών και απόλυτων σφαλμάτων (residuals), ο χρήστης μπορεί για παράδειγμα να δώσει το μέγιστο και ελάχιστο αριθμό εσωτερικών επαναλήψεων N_{iters} , $N_{it,min}$. Ο κώδικας θα αυξήσει το χρονικό βήμα πολλαπλασιάζοντάς το κατά ένα παράγοντα 1,1 (τιμή που μπορεί να αλλάξει από το χρήστη), αν για 3 συνεχόμενα χρονικά βήματα οι εσωτερικές επαναλήψεις είναι λιγότερες από μια δεδομένη τιμή $N_{it,low}$, συνήθως 3. Επίσης θα μειώσει το χρονικό βήμα αν οι εσωτερικές επαναλήψεις σε ένα χρονικό βήμα είναι πάνω από μια δεδομένη τιμή $N_{it,high}$ (συνήθως τα 6/10 της τιμής N_{iter} του μέγιστου επιτρεπτού αριθμού εσωτερικών επαναλήψεων). Υπάρχει και ένας ακόμη πιο προχωρημένος έλεγχος: Μετά από δεδομένο αρχικό αριθμό επαναλήψεων N_{crit} , ο κώδικας καταγράφει αν τα σφάλματα σε σχέση με την προηγούμενη επανάληψη του χρονικού βήματος αυξάνουν ή μειώνονται. Αν δει ότι έτσι που πάει η σύγκλιση θα χρειαστεί αριθμός μεγαλύτερος από N_{iter} για να συγκλίνει το χρονικό βήμα, τότε σταματάει την προσπάθεια και επανέρχεται στο προηγούμενο χρονικό βήμα που το εκτελεί πλέον με μικρότερο Δt .

4.4.3. Λήψη στατιστικών μέσων όρων

Κατά την επίλυση των εξισώσεων, προκύπτουν σε κάθε χρονικό βήμα οι *στιγμιαίες* τιμές των μεταβλητών. Προκειμένου να έχουμε μέσες τιμές που θα μπορούσαμε να χρησιμοποιήσουμε πρακτικά, είναι απαραίτητο να γίνεται λήψη στατιστικών μέσων όρων κατά τη διάρκεια των υπολογισμών. Εναλλακτικά θα έπρεπε σε κάθε χρονικό βήμα να αποθηκεύεται όλο το πεδίο ροής και στο τέλος να γίνει μια μαζική επεξεργασία. Κάτι τέτοιο όμως θα ήταν πρακτικά πολύ δύσκολο, όχι μόνο λόγω της μεγάλης υπολογιστικής ισχύος και μνήμης που θα απαιτούνταν, αλλά και λόγω της ανάγκης για τεράστιους αποθηκευτικούς χώρους και χειρισμό μεγάλων ποσοτήτων δεδομένων. Έτσι λοιπόν υλοποιήθηκε μια μέθοδος λήψης στατιστικών μέσων όρων που βασίζεται σε υπολογισμό τρεχόντων άθροισμάτων (running sums).

Αν θεωρήσουμε ότι ένα μέγεθος ϕ χωρίζεται στη μέση τιμή του και στη διακύμανσή του:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (4.56)$$

τότε μπορούμε να υπολογίσουμε τη μέση τιμή του από τον εξής τύπο, που ισχύει και για μεταβαλλόμενα χρονικά βήματα:

$$\bar{\phi} = \frac{\sum_{k=1}^n \phi \Delta t_k}{\sum_{k=1}^n \Delta t_k} \quad (4.57)$$

όπου k είναι ο αύξων αριθμός του χρονικού βήματος, αρχής γενομένης από τον χρόνο t_{ss} από την αρχή της μοντελοποίησης, που ο χρήστης επέλεξε ως χρόνο έναρξης λήψης των στατιστικών. Δt_k είναι γενικά η διάρκεια του χρονικού βήματος²⁴. Ο τρέχων αύξων αριθμός χρονικού βήματος μετά την έναρξη λήψης στατιστικών συμβολίζεται εδώ με n . Παρατηρούμε ότι προκειμένου να έχουμε δυνατότητα υπολογισμού του μέσου μεγέθους ϕ , χρειάζεται να αποθηκεύεται στη μνήμη, για κάθε κελί, το τρέχον άθροισμα του αριθμητή της εξ. (4.57). Ο παρανομαστής δε χρειάζεται να αποθηκεύεται, καθώς προκύπτει εύκολα ως $t-t_{ss}$. Στον κώδικα υπολογίζονται οι τρέχοντες μέσοι όροι για κάθε μια από τις συνιστώσες της ταχύτητας, για τις συγκεντρώσεις καθεμιάς από τις ουσίες του μίγματος (π.χ. ρύπους), για την πίεση και για την πυκνότητα.

Για μεγέθη που θέλουμε τις τυπικές αποκλίσεις τους ή γενικότερα για ροπές δεύτερης τάξεως (π.χ. για τις τάσεις Reynolds), εργαζόμαστε ως εξής:

$$\begin{aligned} \phi_i \phi_j &= \bar{\phi}_i \bar{\phi}_j + \phi'_i \phi'_j + \bar{\phi}_i \phi'_j + \phi'_i \bar{\phi}_j \Rightarrow \\ \sum_{k=1}^n \phi_i \phi_j \Delta t_k &= \sum_{k=1}^n \bar{\phi}_i \bar{\phi}_j \Delta t_k + \sum_{k=1}^n \phi'_i \phi'_j \Delta t_k + \sum_{k=1}^n \bar{\phi}_i \phi'_j \Delta t_k + \sum_{k=1}^n \phi'_i \bar{\phi}_j \Delta t_k \end{aligned} \quad (4.58)$$

Κάνοντας χρήση του γεγονότος ότι το άθροισμα της διακύμανσης ισούται με 0, οι δύο τελευταίοι όροι απαλείφονται, οπότε εύκολα καταλήγουμε στην:

$$\overline{\phi'_i \phi'_j} = \frac{\sum_{k=1}^n \phi'_i \phi'_j \Delta t_k}{\sum_{k=1}^n \Delta t_k} - \bar{\phi}_i \bar{\phi}_j \quad (4.59)$$

Χρειάζεται να αποθηκεύεται για κάθε κελί το τρέχων άθροισμα του αριθμητή του κλάσματος της εξ. (4.59), για κάθε ροπή που θα θελήσουμε να υπολογίσουμε. Αν $\phi_i = \phi_j$, προκύπτει το τετράγωνο της τυπικής απόκλισης του μεγέθους ϕ . Στον κώδικα μπορούμε να πάρουμε τις έξι συνιστώσες των τάσεων Reynolds, και τρεις ροπές συνιστωσών ταχυτήτων με συγκεντρώσεις, για κάθε συστατικό του μίγματος.

²⁴ Με εξαίρεση το Δt_l που ισούται με $\Delta t_l = t - t_{ss}$, ώστε να έχουμε μεγαλύτερη ακρίβεια στην περίπτωση που δε συμπίπτει ο χρόνος έναρξης λήψης στατιστικών με το τέλος ενός χρονικού βήματος. Με t συμβολίζεται ο συνολικός χρόνος από την αρχή της μοντελοποίησης.

Παρατηρούμε ότι τα τρέχοντα αθροίσματα πρέπει ν' αποθηκεύονται σε κάθε κελί, κάτι που αυξάνει πολύ τη χρήση μνήμης, ειδικά αν κρατώνται και οι υπολογιζόμενες τιμές²⁵. Η επιπλέον μνήμη που χρειάζεται σ' αυτή την περίπτωση για όλα τα στατιστικά είναι συγκρίσιμη με τη μνήμη που θέλει ο κύριος κώδικας χωρίς τα στατιστικά. Για το λόγο αυτό έχει υλοποιηθεί και μια διατύπωση που δεν απαιτεί την αποθήκευση των τρεχόντων αθροισμάτων, αλλά τ' ανασυνθέτει από τις υπολογιζόμενες τιμές, που είναι και οι μόνες που κρατώνται τελικά στη μνήμη. Έτσι, αν βρισκόμαστε στο χρονικό βήμα n και έχουμε στη μνήμη από το προηγούμενο χρονικό βήμα $n-1$ τις μέσες τιμές των ϕ και των ροπών τους, τα τρέχοντα αθροίσματα (αριθμητές των εξ. 4.57 και 4.59), ανασυντίθενται ως εξής:

$$\sum_{k=1}^n \phi \Delta t_k = \bar{\phi}_{n-1} \sum_{k=1}^{n-1} \Delta t_k + \phi_n \Delta t_n, \quad (4.60)$$

$$\sum_{k=1}^n \phi_i \phi_j \Delta t_k = (\overline{\phi_i \phi_j})_{n-1} \sum_{k=1}^{n-1} \Delta t_k + (\overline{\phi_i \phi_j})_{n-1} \sum_{k=1}^{n-1} \Delta t_k + (\phi_i \phi_j)_n \Delta t_n, \quad (4.61)$$

όπου ο δείκτης $(\)_n$ υποδηλώνει το τρέχον χρονικό βήμα. Το άθροισμα της διάρκειας όλων των χρονικών βημάτων από την έναρξη λήψης στατιστικών ως το προηγούμενο χρονικό βήμα, ισούται με $\sum_{k=1}^{n-1} \Delta t_k = t_{n-1} - t_{ss}$, οπότε από το προηγούμενο χρονικό βήμα χρειάζεται ν' αποθηκευτεί μόνο ένας αριθμός για όλα τα κελιά, το $t_{n-1} - t_{ss}$, ο χρόνος δηλαδή της διάρκειας των στατιστικών μέχρι το τέλος του προηγούμενου χρονικού βήματος.

Στον κώδικα χρησιμοποιείται πλέον αυτή η υλοποίηση. Μια τελείως ενδεικτική συνολική χρήση μνήμης του κώδικα για μια περίπτωση LES με στατιστικά και με πραγματικούς αριθμούς διπλής ακρίβειας, είναι 1,7 GByte ανά ένα εκατομμύριο κελιά, χαμηλότερη από τους πιο διαδεδομένους εμπορικούς κώδικες.

4.4.4. Παραλληλοποίηση του κώδικα

Στην υπολογιστική ρευστομηχανική υπάρχει πάντα η ανάγκη για ταχύτερους υπολογισμούς, άρα και για γρηγορότερους ηλεκτρονικούς υπολογιστές. Στην ιστορική ανασκόπηση είδαμε ότι κάποια από τα μεγαλύτερα μηχανήματα του κόσμου ανά διάφορες εποχές έχουν φτιαχτεί ή χρησιμοποιηθεί για προβλήματα ΥΡ.

Σε κάθε εποχή όμως υπάρχει ένα σαφές όριο για την ταχύτητα του ενός επεξεργαστικού πυρήνα. Η ανάγκη για περισσότερη ισχύ οδηγεί αναγκαστικά στην χρήση πολλών επεξεργαστών, άρα και στην ανάγκη παραλληλοποίησης των κωδικών. Αυτό έχει γίνει περισσότερο επιτακτικό τα τελευταία χρόνια, από το 2007 και μετά, που η ισχύς ανά επεξεργαστικό πυρήνα αυξάνεται με πάρα πολύ αργούς ρυθμούς, ενώ ταυτόχρονα έγιναν διαθέσιμοι πολυπύρρηνοι επεξεργαστές ακόμη και σε προσωπικούς υπολογιστές. Ειδικά για την μεθοδολογία LES, που μπορεί να είναι εκατοντάδες φορές πιο αργή από τη RANS και ένα πραγματικό πρόβλημα μπορεί να απαιτεί εκατομμύρια κελιά, η παραλληλοποίηση είναι απαραίτητη.

Καθοριστικό για τη μεθοδολογία παραλληλοποίησης είναι το αν ο κάθε επεξεργαστής που θα χρησιμοποιηθεί έχει πρόσβαση στην ίδια μνήμη με τους υπόλοιπους, οπότε μιλάμε για σύστημα κοινής μνήμης. Στην περίπτωση αυτή η παραλληλοποίηση είναι πιο απλή. Γενικά ένα σύστημα με μια μόνο μητρική πλακέτα είναι κοινής μνήμης. Στα πολύ μεγάλα συστήματα δε μπορεί να γίνει αυτό και κάθε επεξεργαστής ή ομάδα επεξεργαστών έχουν διαφορετική μνήμη, οπότε μιλάμε για συστήματα κατανεμημένης μνήμης. Αυτά μπορεί να είναι από ειδικευμένα συστήματα μεγάλων εταιρειών υπερυπολογιστών που υπάρχουν σε μεγάλα ερευνητικά κέντρα της Αμερικής ως αυτοσχέδιες συστοιχίες προσωπικών υπολογιστών που επικοινωνούν με απλό δίκτυο Ethernet (Beowulf cluster). Ο κώδικας που χρησιμοποιήθηκε παραλληλοποιήθηκε και για τους δύο τύπους συστημάτων (κοινής και κατανεμημένης μνήμης) με τις μεθοδολογίες που γράφονται παρακάτω. Η περιγραφή έχει βασιστεί σε δημοσιεύσεις των Tólias et al. (2011) και Τόλιας και συνεργάτες (2011), ο πρώτος συγγραφέας των οποίων είναι αυτός που έκανε τον κύριο όγκο της παραλληλοποίησης.

²⁵ Οι υπολογιζόμενες τιμές (μέσες τιμές του ϕ και των ροπών $\phi_i \phi_j$) χρειάζονται συχνά, π.χ. επειδή μπορεί ν' αποθηκεύονται σε σένσορες σε κάθε χρονική στιγμή, ή σε όλο το πεδίο ανά τακτές χρονικές στιγμές, οπότε υπολογίζονται έτσι κι αλλιώς, ώστε να είναι διαθέσιμες.

4.4.4.1. Μεθοδολογία της παραλληλοποίησης για συστήματα κοινής μνήμης

Για τις αρχιτεκτονικές κοινής μνήμης έγινε παραλληλοποίηση του κώδικα με χρήση του πακέτου OpenMP (Chandra et. al., 2001). Το OpenMP υποστηρίζεται από μεταγλωττιστές (compilers) C/C++ και FORTRAN και μπορεί να τρέξει ανεξάρτητα από την αρχιτεκτονική του συστήματος που χρησιμοποιείται. Η παραλληλοποίηση αφορά κυρίως στους βρόγχους επανάληψης (do loops) με την χρήση εντολών του OpenMP (OMP-directives). Για να γίνει αυτό πρέπει τα μεγέθη που υπολογίζονται σε μία επανάληψη του βρόγχου να μην επιζητούνται από τις επόμενες επαναλήψεις, δηλαδή οι επαναλήψεις να είναι ανεξάρτητες. Κατά την παραλληλοποίηση με OpenMP δημιουργούνται τόσα επεξεργαστικά νήματα (threads) όσα έχει ορίσει ο χρήστης, τα οποία διαμοιράζονται από το λειτουργικό σύστημα στους διαθέσιμους επεξεργαστές. Το ποιος ακριβώς επαναλήψεις θα εκτελέσει το κάθε νήμα μπορεί να αποφασιστεί από το χρήστη, διαφορετικά καθορίζεται από το OpenMP.

Για την εφαρμογή του OpenMP πρέπει να ληφθεί υπόψη ότι ένας κώδικας υπολογιστικής ρευστομηχανικής αποτελείται από δύο στάδια, το στάδιο της διακριτοποίησης των εξισώσεων και αυτό της επίλυσης γραμμικών συστημάτων. Το πρώτο στάδιο περιλαμβάνει βρόγχους που αφορούν το σύνολο των πεπερασμένων όγκων της διακριτοποίησης του χωρίου και κάθε επανάληψή τους είναι ανεξάρτητη από τις προηγούμενες. Έτσι, το κομμάτι αυτού του κώδικα μπορεί να παραλληλοποιηθεί σχετικά απλά μέσω του OpenMP.

Το δεύτερο μεγάλο στάδιο ενός κώδικα υπολογιστικής μηχανικής, το οποίο αποτελεί και το πιο χρονοβόρο τμήμα, είναι αυτό της επίλυσης των αλγεβρικών γραμμικών συστημάτων που προκύπτουν από την διακριτοποίηση των εξισώσεων. Τα συστήματα αυτά είναι μεγάλα σε μέγεθος και αραιά, δηλαδή περιέχουν λίγα μη μηδενικά στοιχεία στον πίνακα των συντελεστών σε σχέση με το συνολικό μέγεθος τους. Για την επίλυσή τους χρησιμοποιούνται μέθοδοι που βασίζονται στη μέθοδο προβολής στον υπόχωρο Krylov (Krylov subspace methods, βλ. Barret et. al., 1994, Saad, 2003). Αντιπροσωπευτικά παραδείγματα των μεθόδων αυτών είναι οι αλγόριθμοι BiCGstab (BiConjugate Gradient stabilized, van der Vorst, 1992, 2003) και GMRES (Generalized Minimal Residual Method, Saad & Schultz, 1986) οι οποίοι είναι ενσωματωμένοι στον κώδικα (βλ. Kovalets et al., 2008 για την ακριβή υλοποίηση της BiCGstab). Οι αλγόριθμοι αυτού του είδους είναι επαναληπτικοί και μπορούν να επιτύχουν ταχύτατη σύγκλιση αν συνδυαστούν με την μέθοδο της προσταθεροποίησης (preconditioning, βλ. Barret et. al., 1994, Saad, 2003, Benzi, 2002). Με την μέθοδο της προσταθεροποίησης αντί να επιλυθεί το σύστημα:

$$\mathbf{Ax} = \mathbf{b}, \quad (4.62)$$

όπου \mathbf{A} ο $n \times n$ πίνακας των συντελεστών, \mathbf{x} ο $1 \times n$ πίνακας των αγνώστων και \mathbf{b} ο $1 \times n$ πίνακας σταθερών, επιλύεται το

$$\mathbf{M}^{-1}\mathbf{Ax} = \mathbf{M}^{-1}\mathbf{b}, \quad (4.63)$$

όπου \mathbf{M} είναι ο πίνακας της προσταθεροποίησης. Με την κατάλληλη επιλογή του \mathbf{M} μπορεί να επιτευχθεί καλύτερη κατάσταση του συστήματος οπότε και ταχύτερη σύγκλιση των επαναληπτικών μεθόδων. Η μόνη αλλαγή που επιφέρει ουσιαστικά η χρήση προσταθεροποιητή στους αλγόριθμους των BiCGstab και GMRES είναι η ανάγκη για την επίλυση ενός επιπλέον συστήματος με πίνακα συντελεστών το \mathbf{M} (προσταθεροποιημένο σύστημα) σε κάθε επανάληψη της μεθόδου. Σαν \mathbf{M} μπορεί να επιλεγεί μία προσέγγιση του \mathbf{A} . Γενικά όσο πιο καλή είναι αυτή η προσέγγιση τόσο πιο πολύς χρόνος απαιτείται για την επίλυση του προσταθεροποιημένου συστήματος αλλά και τόσο πιο γρήγορη είναι η σύγκλιση της λύσης του αρχικού. Μία ευρέως χρησιμοποιούμενη μέθοδος προσταθεροποίησης είναι η μέθοδος της προσεγγιστικής παραγοντοποίησης ILU (Incomplete L-U). Στη μέθοδο αυτή σαν πίνακας προσταθεροποίησης \mathbf{M} επιλέγεται το γινόμενο ενός άνω τριγωνικού (\mathbf{U}) με έναν κάτω τριγωνικό (\mathbf{L}) πίνακα οι οποίοι έχουν δημιουργηθεί με εφαρμογή μιας ειδικής απαλοιοφής Gauss στον αρχικό πίνακα \mathbf{A} απορρίπτοντας στοιχεία που εμφανίζονται σε θέσεις όπου ο \mathbf{A} έχει μηδενικά στοιχεία. Η παραπάνω μέθοδος ονομάζεται ILU(0), ενώ υπάρχουν και οι παραλλαγές ILU(1), ILU(2) οι οποίες επιτρέπουν την εμφάνιση στοιχείων στους τριγωνικούς πίνακες και σε θέσεις στις οποίες ο \mathbf{A} είχε μηδενικά στοιχεία. Έχοντας τον πίνακα \mathbf{M} σε γινόμενο ενός άνω και ενός κάτω τριγωνικού πίνακα, υπολογίζεται εύκολα η λύση του προσταθεροποιημένου συστήματος εφαρμόζοντας μία μπρος και μία πίσω αντικατάσταση.

Οι παραπάνω επαναληπτικές μέθοδοι επίλυσης απαιτούν τις εξής πράξεις: το εσωτερικό γινόμενο δύο διανυσμάτων, τον πολλαπλασιασμό διανύσματος επί πίνακα, την κατασκευή του προσταθεροποιητή \mathbf{M} και τη λύση του προσταθεροποιημένου συστήματος. Ο πολλαπλασιασμός πίνακα επί διά-

νυσμα είναι μια πράξη που μπορεί να παραλληλοποιηθεί εύκολα, αφού υλοποιείται με βρόγχο του οποίου η κάθε επανάληψη δεν εξαρτάται από την προηγούμενη. Η πράξη του εσωτερικού γινομένου μπορεί και αυτή να παραλληλοποιηθεί εύκολα, με την διαφορά ότι απαιτεί στο τέλος της άθροιση των επιμέρους εσωτερικών γινομένων που έχουν υπολογιστεί από κάθε επεξεργαστή. Η δυσκολία έγκειται στην παραλληλοποίηση της κατασκευής του προσταθεροποιητή και της λύσης του προσταθεροποιημένου συστήματος. Τόσο η μέθοδος ILU όσο και άλλοι αποδοτικοί τρόποι προσταθεροποίησης έχουν μία φυσική σειριακότητα στις πράξεις που εκτελούν με αποτέλεσμα η παραλληλοποίησή τους να είναι δύσκολη. Από την άλλη μεριά προσταθεροποιητές που είναι εύκολο να παραλληλοποιηθούν δεν ενδείκνυνται για χρήση σε έναν μόνο επεξεργαστή (σειριακοί υπολογισμοί), αφού ο χρόνος που απαιτούν είναι μεγαλύτερος από τους δύσκολα παραλληλοποιήσιμους προσταθεροποιητές όπως οι τύπου ILU (Saad, 1994).

Ο προσταθεροποιητής ο οποίος επιλέχθηκε να χρησιμοποιηθεί στους παράλληλους υπολογισμούς είναι μία παραλλαγή του ILU (additive Schwarz preconditioner, Saad, 1994, 2003). Ο πίνακας A χωρίζεται σε τμήματα διαγωνίων πινάκων (blocks) αλληλοκαλυπτόμενα ως βάθος ενός στοιχείου. Τα τμήματα είναι τόσα όσοι είναι και οι επεξεργαστές στους οποίους θέλουμε να τρέξουμε το πρόβλημά μας. Ο προσταθεροποιητής M είναι δηλαδή μία «κατά τμήματα» (block) προσέγγιση του A . Έτσι τώρα το προσταθεροποιημένο σύστημα μπορεί να διασπαστεί εύκολα σε ανεξάρτητα γραμμικά συστήματα, κάθε ένα από τα οποία επιλύεται προσεγγιστικά εφαρμόζοντας την ILU παραγοντοποίηση. Τόσο η δημιουργία του προσταθεροποιητή όσο και η επίλυση του προσταθεροποιημένου συστήματος γίνονται παράλληλα. Ο προσταθεροποιητής αυτός είναι απλός και εύκολα υλοποιήσιμος και δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα. Το μειονέκτημά του είναι ότι με την αύξηση του αριθμού των επεξεργαστών η ποιότητα του προσταθεροποιητή μπορεί να μειωθεί, με αποτέλεσμα να απαιτούνται περισσότερες επαναλήψεις για την σύγκλιση του αρχικού συστήματος.

4.4.4.2. Μεθοδολογία της παραλληλοποίησης για συστήματα κατανεμημένης μνήμης

Σ' αυτή την περίπτωση η παραλληλοποίηση είναι πιο περίπλοκη. Σε τέτοιου είδους συστήματα ο κάθε επεξεργαστής ή ομάδα επεξεργαστών, έχει την δική του μνήμη, δηλαδή διαχειρίζεται τα δικά του δεδομένα. Καθώς όμως ο κώδικας δεν μπορεί να χωριστεί σε τελείως ανεξάρτητα τμήματα, θα υπάρξουν στιγμές κατά τις οποίες ο ένας επεξεργαστής θα χρειαστεί δεδομένα που διαχειρίζεται κάποιος άλλος. Έτσι, η επικοινωνία μεταξύ των επεξεργαστών που έχουν πρόσβαση σε διαφορετική μνήμη είναι αναγκαία. Η επικοινωνία αυτή γίνεται μέσα από ένα τοπικό δίκτυο μεταξύ των υπολογιστών με χρήση του πακέτου MPI (Message Passing Interface, Aoyama & Nakano, 1999). Το MPI είναι ανεξάρτητο της γλώσσας προγραμματισμού, του υπολογιστικού συστήματος και του λειτουργικού που χρησιμοποιείται και η χρήση του γίνεται με κλήση των συναρτήσεων του MPI μέσα από τον κώδικα του προγράμματος. Με τον τρόπο αυτό μεταβλητές των οποίων τις τιμές γνωρίζει μόνο ένας επεξεργαστής, μπορούν να γίνουν γνωστές και στους υπόλοιπους κατά την διάρκεια εκτέλεσης του προγράμματος. Όταν τρέχει ένα πρόγραμμα παράλληλα μέσω του MPI, ο κάθε επεξεργαστής τρέχει το δικό του στιγμιότυπο του προγράμματος οπότε έχει και τις δικές του μεταβλητές. Το κάθε πρόγραμμα σταματάει προσωρινά την εκτέλεση του όταν συναντήσει εντολή του MPI, ώστε να επικοινωνήσει με τον κατάλληλο επεξεργαστή για να δώσει ή να πάρει δεδομένα. Όταν επιτευχθεί η επικοινωνία το πρόγραμμα συνεχίζει κανονικά την εκτέλεση του.

Η παραλληλοποίηση του κώδικα για υπολογιστικά συστήματα κατανεμημένης μνήμης έγινε με την μέθοδο της κατάτμησης του χωρίου (domain decomposition, Smith et al., 1996, Chan & Mathew, 1994). Με την μέθοδο αυτή, το συνολικό χωρίο επίλυσης χωρίζεται σε υποχωρία, συνήθως τόσα όσα είναι και το διαθέσιμο πλήθος επεξεργαστών. Με αυτό τον τρόπο, ο κάθε επεξεργαστής είναι υπεύθυνος μόνο για τους υπολογισμούς του χωρίου το οποίο έχει αναλάβει.

Στην περίπτωση των αρχιτεκτονικών κατανεμημένης μνήμης η επικοινωνία μεταξύ των επεξεργαστών γίνεται μέσω δικτύου και ο χρόνος για να πραγματοποιηθεί αυτό δεν είναι αμελητέος. Καθυστέρηση έχουμε τόσο για την προετοιμασία αποστολής ενός νέου μηνύματος (latency) όσο και κατά την διάρκεια την μεταφοράς του λόγω της περιορισμένης χωρητικότητας του διαύλου του δικτύου (bandwidth). Για τον λόγο αυτό, η μεταφορά των δεδομένων μεταξύ των επεξεργαστών πρέπει να γίνεται μόνο όταν είναι απολύτως απαραίτητη. Έτσι, ο χωρισμός των χωρίων σε υποχωρία πρέπει να γίνεται κατά τέτοιο τρόπο ώστε να ικανοποιούνται δύο βασικές απαιτήσεις: τα χωρία να έχουν περίπου τον ίδιο αριθμό κελιών και οι διεπιφάνειες που τα χωρίζουν να είναι όσο το δυνατόν πιο μικρές. Με την πρώτη απαίτηση επιτυγχάνεται ο ισοκαταμερισμός του φορτίου εργασίας στους επεξεργαστές, έ-

τσι ώστε η αναμονή ενός επεξεργαστή για την ανάκτηση δεδομένων από κάποιον άλλο να είναι μικρή. Με την δεύτερη απαίτηση επιτυγχάνεται μείωση του όγκου των δεδομένων που μεταφέρονται μεταξύ των υποχωρίων και επομένως μειώνεται ο χρόνος επικοινωνίας.

Η επικοινωνία μεταξύ των επεξεργαστών μπορεί να χωριστεί σε δύο ομάδες: επικοινωνία ανάμεσα σε δύο επεξεργαστές (point to point communication) και επικοινωνία ανάμεσα σε όλους τους επεξεργαστές (collective communication). Η πρώτη περίπτωση είναι η περίπτωση στην οποία δύο γειτονικά χωρία ανταλλάσσουν δεδομένα στο σύνορο τους, ενώ η δεύτερη είναι η περίπτωση κατά την οποία απαιτείται να γίνει μία ολική πράξη (π.χ. άθροιση) κάποιας μεταβλητής πάνω σε όλα τα κελιά του πλέγματος. Ανταλλαγή δεδομένων στο σύνορο των χωρίων πραγματοποιείται προκειμένου να μεταφερθούν τιμές μεταβλητών που έχουν υπολογιστεί στο ένα χωρίο και χρειάζονται στο άλλο. Κάτι τέτοιο για παράδειγμα χρειάζεται στην στιγμή όπου οι τιμές των ταχυτήτων και της πίεσης έχουν υπολογιστεί στο τέλος μιας επανάληψης από κάθε επεξεργαστή, και πρέπει να ενημερωθούν οι τιμές αυτές στο σύνορο των χωρίων, προκειμένου να γίνει στην επόμενη επανάληψη η διακριτοποίηση των εξισώσεων. Επικοινωνία μεταξύ των επεξεργαστών απαιτείται επίσης στις μεθόδους Bi-CGstab και GMRES για να γίνει ο πολλαπλασιασμός πίνακα επί διάνυσμα. Από την άλλη μεριά, επικοινωνία ανάμεσα σε όλους τους επεξεργαστές χρειάζεται, εκτός από τις ολικές αθροίσεις μεταβλητών στα κελιά του πλέγματος, στην πράξη του εσωτερικού γινομένου κατά την επίλυση των γραμμικών συστημάτων με μεθόδους τύπου Bi-CGstab. Κάθε επεξεργαστής υπολογίζει το τμήμα του εσωτερικού γινομένου που αφορά το χωρίο που έχει αναλάβει και στο τέλος γίνεται μια άθροιση των τιμών αυτών πάνω σε όλα τα χωρία.

Συνοψίζοντας, η παραλληλία για αρχιτεκτονικές κατανεμημένης μνήμης σε αντίθεση με την παραλληλία για αρχιτεκτονικές κοινής μνήμης, είναι πιο δύσκολη και αφορά όλη την έκταση του κώδικα, από την κατασκευή του πλέγματος μέχρι την αποθήκευση των αποτελεσμάτων για μετά-επεξεργασία, κάτι που οφείλεται στην μη άμεση πρόσβαση του κάθε επεξεργαστή στο σύνολο των δεδομένων. Η λογική της παραλληλίας είναι τελείως διαφορετική και δεν βασίζεται στον απλό παραλληλισμό βρόχων. Στον κώδικα έχουν υλοποιηθεί και οι δύο μέθοδοι παραλληλίας.

4.4.4.3. Ηλεκτρονικοί υπολογιστές που χρησιμοποιήθηκαν και αποτελέσματα της παραλληλοποίησης

Κατά τη διάρκεια της παρούσας εργασίας, χρησιμοποιήθηκαν κυρίως προσωπικοί υπολογιστές (PC – Personal Computers) για τις υπολογιστικές προσομοιώσεις. Έγινε προσπάθεια να καλυφθεί η έλλειψη διαθέσιμου μεγάλου κεντρικού υπολογιστικού συστήματος από τη χρήση πολλών προσωπικών Η/Υ που βρίσκονταν σε διαφορετικούς χώρους, όσο κι αν αυτό προκαλούσε καθυστερήσεις και μεγάλες δυσκολίες στην αρχειοθέτηση. Λόγω των υπολογιστικών απαιτήσεων της μεθοδολογίας LES, ένα τρέξιμο του κώδικα (δηλαδή οι υπολογισμοί μιας μοντελοποίησης) σε PC διαρκεί συνήθως πολλές μέρες, ενώ υπήρχαν αρκετές περιπτώσεις που χρειάστηκαν μήνες για μια μοντελοποίηση. Για διάστημα 2-3 ετών της εργασίας αυτής, χρησιμοποιούνταν την ίδια στιγμή οι περισσότεροι από τους διαθέσιμους υπολογιστές και έτρεχε ο καθένας κάποια περίπτωση.

Στον πίν. 4.1, φαίνονται οι κυριότεροι από τους υπολογιστές αυτούς. Είναι καταταγμένοι σε σειρά βάσει της ταχύτητας ενός πυρήνα τους. Η ταχύτητα αυτή (τρίτη στήλη) έχει ληφθεί **ενδεικτικά**, από την απόδοσή τους αποκλειστικά σε εφαρμογές LES της διατριβής. Η ταχύτητα είναι κανονικοποιημένη σε σχέση με τον πιο αργό πυρήνα. Στον πίν. 4.1 παρέχεται και ο χρόνος για υπολογισμό 2 εκατομμυρίων ψηφίων του αριθμού π με καθαρά σειριακό αλγόριθμο, με το πρόγραμμα SuperPi, που μπορεί να θεωρηθεί ως αντικειμενικό μέτρο των επιδόσεων ενός πυρήνα. Το πιο αργό μηχάνημα που χρησιμοποιήθηκε (Lenovo) έχει 12 GFlops συνολική ισχύ βάσει του προγράμματος QwikMark. Το πιο γρήγορο (w26) έχει 79 GFlops με την υπερνημάτωση (HyperThreading)²⁶ κλειστή από το BIOS.

²⁶ Υπερνημάτωση είναι η δυνατότητα κάποιων επεξεργαστών να εκτελούν δύο νήματα/ διεργασίες σε ένα φυσικό πυρήνα ταυτόχρονα. Ένας πυρήνας με υπερνημάτωση, φαίνεται ως δύο πυρήνες στο λειτουργικό σύστημα. Στον πιν. 4.1 αναφερόμαστε μόνο σε φυσικούς πυρήνες. Από τους επεξεργαστές του πίνακα, υπερνημάτωση διαθέτουν οι εξής: i7-920, i7 2600, Xeon 5060, Xeon (Pentium 4) @ 3,6 GHz. Η υπερνημάτωση μπορεί να βοηθάει στην ταχύτητα ή όχι, ανάλογα με την εφαρμογή, καθώς απαιτείται επεξεργαστική ισχύς για ξεχώρισμα των διεργασιών. Πολύ γενικά προσφέρει συνήθως μια αύξηση των επιδόσεων της τάξεως του 20% σε εφαρμογές γενικής χρήσης. Στις περιπτώσεις όμως που εξετάστηκαν στην εργασία αυτή, τις περισσότερες φορές δημιουργεί *καθυστερήση* και προτείνεται να είναι κλειστή από το BIOS. Αν δεν κλείσει από το BIOS είναι ενεργή, ακόμη και για αριθμό διεργασιών μικρότερο του φυσικού αριθμού πυρήνων, οπότε μπορεί να δημιουργεί καθυστερήσεις. Στον ki7 η υπερνημάτωση ήταν μονίμως ενεργή και στον w26 ήταν από κάποιο σημείο και μετά κλειστή και βάσει αυτού έχει συμπληρωθεί ο πιν. 4.1. Στον ki7 ανάλογα με την εφαρμογή, υπήρχε άλλοτε όφελος ταχύτητας (ως 15%) και άλλοτε καθυστέρηση τρέχοντας σε 8 «πυρήνες» αντί για 4. Στον ki7 επίσης το λειτουργικό εγκαταστάθηκε ε-

Να σημειωθεί ότι δεν διαπιστώθηκαν εν γένει σοβαρές διαφορές στην ταχύτητα σε σχέση με το αν το τρέξιμο γινόταν σε Linux ή Windows, σε πραγματικό ή εικονικό μηχάνημα²⁷ και με 32μπιτη ή 64μπιτη έκδοση του κώδικα. Η 64μπιτη έκδοση ήταν απαραίτητο ν' αναπτυχθεί, καθώς στα 32bit δε μπορούν να διευθυνσιοδοτηθούν πάνω από 4GB μνήμης, άρα δε γίνεται να τρέξουν προβλήματα πολλών εκατομμυρίων κελιών. Επίσης η έκδοση για λειτουργικό σύστημα Linux ήταν απαραίτητο ν' αναπτυχθεί επειδή οι διαθέσιμες συστοιχίες υπολογιστών ήταν σε Linux, όπως άλλωστε συμβαίνει συνήθως στον επιστημονικό χώρο. Έτσι ο κώδικας είναι τώρα διαθέσιμος για να τρέξει σε οποιαδήποτε πλατφόρμα.

Τύπος ΗΥ	Όνομα	Ταχύτητα ΕΝΟΣ πυρήνα	Υπολογ. π σειριακά (s)	Τύπος επεξεργαστή (CPU)	Πυρήν. ανά CPU	CPU ανά κόμβο	Κόμβοι	Συνολ. μνήμη (GB)	Λειτουργ. σύστημα
Φορητός	Lenovo	(1)	87	Intel Core L2400 (65nm) @ 1,66 GHz	2	1	1	3	Windows
Σταθμός εργασίας	Icarus	(1)	87	Intel Xeon (Prescott) @ 3,6 GHz	1	2	1	2	Windows
Συστοιχία	215	(1,2)	(95)	Intel Xeon 5060 (65nm) @ 3,2 GHz	2	2	2	32	Linux
Συστοιχία	Thales	(1,3)	-	AMD Opteron 2216 (90nm) @ 2,4 GHz	2	2	24	96	Linux
PC	Q32	(1,9)	48	Intel Core 2 Quad 8400 (45nm) @ 2,66 GHz	4	1	1	8	Windows
Σταθμός εργασίας	Icarus 2	(2,0)	51	Intel Xeon 5160 (Conroe) @ 3 GHz	2	2	1	4	Windows
PC	ki7	(2,6)	36	Intel Core i7 920 (45nm) @ 2,66 GHz	4	1	1	12	Linux
PC	dell	(3,4)	25	Intel Core i5 2400 (32nm) @ 3,1 GHz	4	1	1	8	Windows
PC	w26	(3,6)	22	Intel Core i7 2600 (32nm) @ 3,4 GHz	4	1	1	16	Windows

Πίνακας 4.1. Κύριοι Η/Υ που χρησιμοποιήθηκαν για τους υπολογισμούς με τα χαρακτηριστικά τους.

Το κύριο μηχάνημα που χρησιμοποιήθηκε για τις περισσότερες εφαρμογές LES είναι ο «ki7». Ο «w26» έκανε τους περισσότερους υπολογισμούς για τις εφαρμογές του κεφ. 10. Για το StarCD χρησιμοποιήθηκε κυρίως ο «215» (RANS) και ο «ki7» (LES). Σε αρκετές από τις εφαρμογές του κεφ. 9 χρησιμοποιήθηκε ο «Icarus». Η συστοιχία «Thales» χρησιμοποιήθηκε ελάχιστα, κυρίως για κάποιες παραμετρικές μελέτες του κεφ. 10. Ο «Q32» έχει χρησιμοποιηθεί υποβοηθητικά σε εφαρμογές όλων των κεφαλαίων. Οι υπόλοιποι Η/Υ του πίν. 4.1 χρησιμοποιήθηκαν λίγο και αποσπασματικά.

Όσον αφορά την παραλληλία, η απόδοση ανάλογα με το πλήθος των επεξεργαστών εξαρτάται πολύ από την εφαρμογή, το είδος του υπολογιστή κτλ. Στις εφαρμογές που έγιναν στα πλαίσια αυτής της εργασίας χρησιμοποιήθηκαν κυρίως υπολογιστές κοινής μνήμης και η έκδοση του κώδικα με OpenMP. Πολύ γενικά, αυτό είχε ως αποτέλεσμα μια επιτάχυνση (speedup) περίπου έως 1,7 με χρήση δύο πυρήνων και περίπου ως 2,5 με χρήση τεσσάρων. Σε δοκιμές που έγιναν με MPI, η επιτάχυνση ήταν ακόμη μεγαλύτερη (βλ. και Τόλιας και συνεργάτες, 2011), καθώς ο παραλληλοποίηση που έχει γίνει στον κώδικα με χρήση του MPI είναι πιο πλήρης. Γενικά σε ένα σύστημα κοινής μνήμης, όσο μεγαλώνει το πρόβλημα και ο αριθμός των κελιών, πέφτει η επιτάχυνση. Αυτό οφείλεται π.χ. σε συνωστισμό στους διαύλους επικοινωνίας ή σε αδυναμία της μνήμης να παρέχει έγκαιρα τα δεδομένα που της ζητούνται. Αντίθετα, σε ένα σύστημα κατανεμημένης μνήμης μπορεί ν' αυξάνεται η επιτάχυνση όσο μεγαλώνει το πρόβλημα, καθώς μειώνονται οι ανάγκες επικοινωνίας (Τόλιας και συνεργάτες, 2011). Επίσης σε ένα σύστημα κατανεμημένης μνήμης η επιτάχυνση μπορεί να είναι καλύτερη αν

νεργοποιώντας για τους σκληρούς δίσκους την τεχνολογία RAID 0 (Redundant Array of Independent Disks) μέσω λογισμικού, που είχε ως πρακτικό αποτέλεσμα μια μέση αύξηση της ταχύτητας του «δίσκου» κατά περίπου 40%.

²⁷ Υπάρχουν προγράμματα που προσομοιώνουν ένα ολόκληρο υπολογιστή, όπως το Virtualbox που χρησιμοποιήθηκε στην εργασία αυτή. Έτσι είναι δυνατό σε ένα πραγματικό Η/Υ με συγκεκριμένο λειτουργικό σύστημα – φορέα να έχουμε πολλούς εικονικούς υπολογιστές με διαφορετικά λειτουργικά συστήματα. Αν μάλιστα ο επεξεργαστής υποστηρίζει άμεση προσπέλασή του από το εικονικό μηχάνημα (η Intel ονομάζει την τεχνολογία αυτή VTx), τότε σχεδόν δεν υπάρχει διαφορά στην ταχύτητα επεξεργασίας (η προσπέλαση δίσκου και δικτύου όμως είναι πιο αργή). Στον «215» (βλ. πίν. 4.1) που δεν υποστηρίζει VTx, υπήρχε μια καθυστέρηση στην ταχύτητα επεξεργασίας περίπου 30% στα εικονικά μηχανήματα.

το πρόβλημα δοθεί σε διαφορετικούς κόμβους (ή κουτιά, ή πύργους), σε σχέση με το να δοθεί σε διαφορετικούς πυρήνες του ίδιου κόμβου.

Αξίζει εδώ να σχολιαστεί και η εκμετάλλευση χρήσης της λανθάνουσας μνήμης των επεξεργαστών (ή των πυρήνων). Εκτός από την κύρια μνήμη που βρίσκεται στη μητρική, οι επεξεργαστές διαθέτουν και ταχύτερη λανθάνουσα μνήμη, συνήθως τριών επιπέδων (L1, L2, L3 cache). Γενικά κάθε επόμενο επίπεδο είναι πιο αργό από το προηγούμενο, αλλά έχει πιο πολύ μνήμη. Αν η επεξεργασία που κάνει ο υπολογιστής έχει μικρές απαιτήσεις μνήμης, υπάρχει η πιθανότητα να μην χρειαστεί πρόσβαση στην κύρια μνήμη και ο υπολογισμός να γίνει πολλές φορές πιο γρήγορα. Για ν' αυξήσουμε τις πιθανότητες να συμβαίνει αυτό, πρέπει να είναι υλοποιημένοι με κατάλληλο τρόπο οι βρόχοι που είναι ενσωματωμένοι σε άλλους βρόχους στη FORTRAN (nested DO loops), κάτι που έχει γίνει στον συγκεκριμένο κώδικα. Στην περίπτωση αυτή, χωρίζοντας ένα πρόβλημα σε μικρότερα προκειμένου να το παραλληλίσουμε, αυξάνουμε την πιθανότητα να χρησιμοποιηθεί μόνο η λανθάνουσα μνήμη, οπότε αυξάνουμε την επιτάχυνση. Επίσης σε γενικές γραμμές όσο περισσότερη και πιο γρήγορη λανθάνουσα μνήμη έχουν οι επεξεργαστές, τόσο το καλύτερο – όμως η διαφορά μπορεί να φανεί μόνο σε πολύ απαιτητικές εφαρμογές καλά γραμμένων προγραμμάτων²⁸.

Γενικά, τόσο με χρήση του MPI, όσο και του OpenMP, η παράλληλη επιτάχυνση αυξάνει σε πιο καινούρια συστήματα και σε πιο επαγγελματικά συστήματα (π.χ. σε σταθμούς εργασίας σε σχέση με PC – παράδειγμα ο Icarus 2 σε σχέση με τον Q32 στον πίν. 4.1). Επίσης, σε ένα κόμβο A πιο αργό από ένα κόμβο B, μπορεί η επιτάχυνση να είναι καλύτερη (και πάλι όμως ο A θα είναι συνολικά πιο αργός από το B), αφού μειώνονται οι πιθανότητες συνωστισμού, λόγω χαμηλής ταχύτητας (βλ. και Tofias et al., 2011). Γι' αυτό δεν πρέπει να είναι το κριτήριο απόδοσης η επιτάχυνση (speedup), αλλά η τελική ταχύτητα για να κάνουμε τους υπολογισμούς που θέλουμε.

Όσον αφορά το υλικό (hardware), γίνεται κάποια αναφορά και στο παράρτημα Β. Γενικά, σχετικά με την παραλληλοποίηση και την ταχύτητα στις μοντελοποιήσεις, όσο ισχυρότερος είναι ο επεξεργαστής τόσο το καλύτερο. Τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά του υπολογιστή είναι δευτερεύουσας σημασίας. Για προβλήματα LES σαν αυτά που εξετάστηκαν στην εργασία αυτή, προτείνεται ο επεξεργαστής να μην έχει υπερνημάτωση (HyperThreading) ή να είναι εντελώς απενεργοποιημένη. Σε δοκιμές που έγιναν στον w26 σε μεγάλα προβλήματα πολλών εκατομμυρίων κελιών, φάνηκε βελτίωση περίπου 10% της ταχύτητας με την υπερνημάτωση κλειστή από το BIOS. Όσον αφορά τη μνήμη, πρέπει να υπολογίζουμε περίπου 2GB για κάθε εκατομμύριο κελιών για εφαρμογές LES, ανάλογα και με τον κώδικα που θα χρησιμοποιήσουμε. Να σημειωθεί ότι τα τελευταία χρόνια, από το 2007 περίπου και μετά, δεν είναι τόσο σημαντική η ποσότητα της μνήμης (που έθετε παλιά το όριο για το τι υπολογισμούς μπορούμε να κάνουμε), όσο η ταχύτητα του επεξεργαστή. Αυτό οφείλεται σε δύο λόγους: α) στο ότι έχει μειωθεί πολύ ο ρυθμός αύξησης της απόδοσης των πυρήνων των επεξεργαστών και β) στο ότι έχει αυξηθεί η ποσότητα της μνήμης που υποστηρίζει το σύστημα επεξεργαστή/μητρικής και ταυτόχρονα έχει πέσει η τιμή της μνήμης. Έτσι ένα σύγχρονο PC έχει αρκετή μνήμη να τρέξει ένα πρόβλημα 10 εκατομμυρίων κελιών, αλλά πρακτικά όχι αρκετή υπολογιστική ισχύ, καθώς κάτι τέτοιο θα απαιτούσε πολλούς μήνες υπολογισμών. Μια φτηνή λύση είναι η χρήση συστοιχίας από PC, αλλά απαιτεί περισσότερα έξοδα, χρόνο, μέριμνα και τεχνικές γνώσεις και είναι δύσκολη η αναβάθμισή της. Επίσης ένα θέμα με τις συστοιχίες τόσο τις αυτοσχέδιες όσο και τους υπερυπολογιστές, είναι η πυκνότητα ισχύος. Ένα από τα μεγαλύτερα προβλήματα που αντιμετωπίζουν σήμερα αυτοί που κατασκευάζουν συστοιχίες αφορούν την κατανάλωση ρεύματος και την απαγωγή της παραγόμενης θερμότητας.

4.5. ΣΥΝΟΠΤΙΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΚΩΔΙΚΑ ADREA-HF

Η παραπάνω αναφερθείσα μεθοδολογία μοντελοποίησης μεγάλων δινών ενσωματώθηκε στον προϋπάρχοντα κώδικα ADREA-HF (Bartzis, 1991, Venetsanos et al., 2010c). Όπως έχει ήδη σχολιαστεί, αυτό μπορεί να γίνει λόγω της αντιστοιχίας που παρουσιάζουν οι μορφές των τελικών εξισώσεων RANS και LES. Ο προϋπάρχων κώδικας αποδείχθηκε πολύ καλή βάση για την μεθοδολογία LES, παρέχοντας την διαχείριση της γεωμετρίας, την αρχικοποίηση του προβλήματος, την διακριτοποίηση

²⁸ Για παράδειγμα, ο Core 2 Quad 8400, αν και γενικά σημαντικά κατώτερος από τον i7-920 (βλ. πίν. 4.1), υπάρχουν εφαρμογές που ήταν πιο γρήγορες, λόγω περισσότερης λανθάνουσας μνήμης δευτέρου επιπέδου (L2 cache). Ευκαιρίας δοθείσης, ν' αναφερθεί ότι σε γενικές γραμμές οι «φτηνές» εκδόσεις επεξεργαστών PC είναι συνήθως σχεδόν το ίδιο γρήγορες με τις ακριβές ίδιου επεξεργαστικού πυρήνα και συχνότητας, αλλά έχουν λιγότερη λανθάνουσα μνήμη.

των εξισώσεων, τον επιλύτη κτλ. Στο προγραμματιστικό κομμάτι τα τμήματα που προστέθηκαν στον κώδικα στα γενικότερα πλαίσια αυτής της εργασίας αφορούσαν κυρίως:

- Την υλοποίηση της υποπλεγματικής μοντελοποίησης με το μοντέλο Smagorinsky και με το μοντέλο RNG-LES, συμπεριλαμβανομένων και των διορθώσεων κοντά στα στερεά όρια.
- Την υλοποίηση νέων οριακών συνθηκών όπως των κυκλικών και των μη-αντανακλαστικών οριακών συνθηκών.
- Την υλοποίηση της οριακής συνθήκης τύπου Langewin για δημιουργία διακυμάνσεων με χαρακτηριστικά τεχνητής τύρβης.
- Την εισαγωγή της δυνατότητας λήψης στατιστικών στοιχείων κατά τη διάρκεια της μοντελοποίησης, με χρήση των τρεχόντων αθροισμάτων.
- Την εισαγωγή μεθόδων ελέγχου της ροής βάσει της επιθυμητής παροχής μάζας.
- Την εισαγωγή της χρονικής διακριτοποίησης Crank-Nicolson.
- Την βελτίωση των αριθμητικών σχημάτων διακριτοποίησης όρων μεταφοράς²⁹.
- Την παραλληλοποίηση του κώδικα, στην οποία η συμβολή του γράφοντα ήταν μικρή.

Για να υλοποιηθούν κάποια απ' τα ανωτέρω, απαιτούνταν εκτεταμένες επεμβάσεις σε πολλά σημεία του κώδικα. Η διατριβή αυτή επίσης αποτέλεσε έναυσμα για πλήθος γενικών βελτιώσεων τόσο στον ίδιο τον κώδικα, όσο και στο γραφικό του περιβάλλον. Πολλές από τις βελτιώσεις αυτές προέκυψαν από εκτεταμένες δοκιμές σε εφαρμογές μεγάλων απαιτήσεων, όπως αυτές της LES. Έτσι βελτιώθηκε η εργονομία του γραφικού περιβάλλοντος και προστέθηκαν περισσότερες δυνατότητες μεταεπεξεργασίας, προστέθηκε απεξάρτηση της μοντελοποίησης από κελιά σταθερής πίεσης, βελτιώθηκε ο έλεγχος σύγκλισης και μεταβολής του χρονικού βήματος, δημιουργήθηκαν 64μπιτες εκδόσεις και εκδόσεις για Linux κ.ά.

4.5.1. Σύντομα ιστορικά στοιχεία

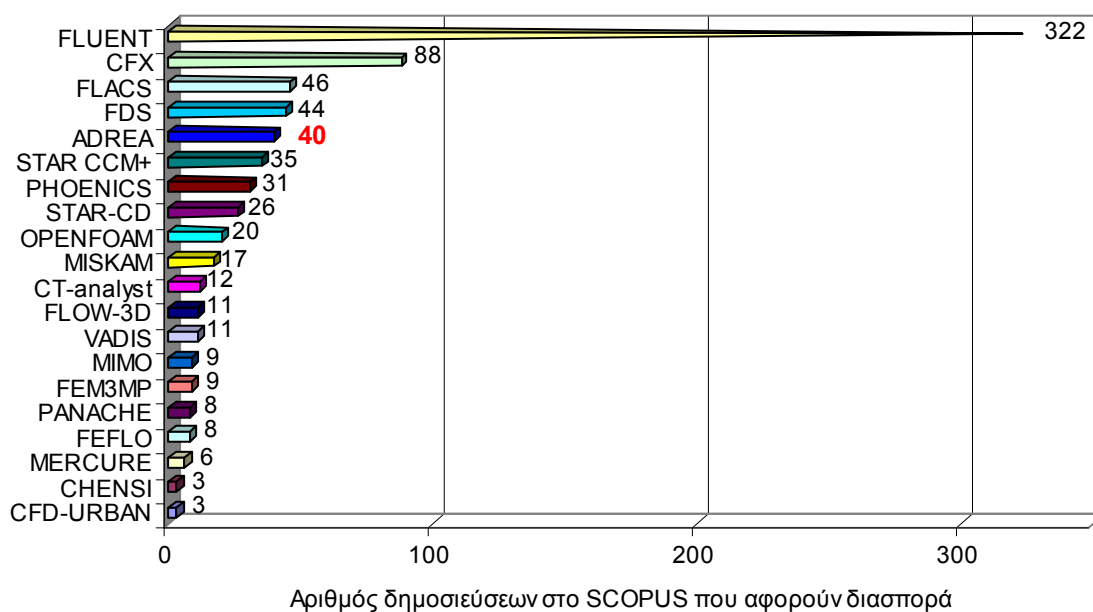
Ο κώδικας ADREA-HF αποτελεί παρακλάδι του κώδικα ADREA, που είχε αναπτυχθεί στα μέσα της δεκαετίας του 1980 στο Εργαστήριο Περιβαλλοντικών Ερευνών του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» από τον τότε ερευνητή Ι. Γ. Μπάρτζη και τους συνεργάτες του (Bartzis, 1985, 1986a,b,c, 1987, 1989, Bartzis & Varvayanni, 1987, Housiadas et al., 1990, Varvayanni & Bartzis, 1990, Varvayanni et al., 1990, Bartzis et al., 1991). Ο κώδικας κάνει χρήση της μεθοδολογίας πεπερασμένων όγκων σε καρτεσιανά πλέγματα (Patankar, 1980). Η τεχνογνωσία για την ανάπτυξη του κώδικα προέρχεται από την τεχνολογία που αναπτύχθηκε στο Imperial College του Λονδίνου από την ομάδα του Β. Spalding (Β. Launder, S. Patankar κ.ά., βλ. §2.1). Η τεχνολογία αυτή έγινε γνωστή στην Αμερική μέσω του Β. Launder την εποχή (1975-1977) που ο κ. Μπάρτζης επιτελούσε την διδακτορική του διατριβή στο Μ.Ι.Τ. (Massachusetts Institute of Technology). Ο ιδιαίτερος τρόπος χειρισμού της γεωμετρίας στο ADREA, μέσω πορώδους, εμπνεύστηκε από τεχνογνωσία που απέκτησε ο κ. Μπάρτζης την εποχή που ήταν ερευνητής μηχανικός στο Argonne National Laboratory των Η.Π.Α. (1979-1980), στην ερευνητική ομάδα του W. Sha. Η τεχνολογία αυτή (Sha, 1980, 2014) είχε αναπτυχθεί αρχικά για χρήση σε θερμοϋδραυλική ανάλυση σε πυρηνικούς αντιδραστήρες και ενσωματώθηκε τότε στον σχετικό κώδικα COMMIX (Sha et al., 1978, Domanus et al., 1980). Ο κ. Μπάρτζης είχε τη διαίσθηση και προνοητικότητα ν' αντιληφθεί την χρησιμότητα του συνδυασμού της υπολογιστικής ρευστομηχανικής και του τρόπου χειρισμού των στερεών μέσω πορώδους, για τη δημιουργία ενός κώδικα πρόβλεψης της διασποράς ρύπων σε περίπλοκες γεωμετρίες. Ένας τέτοιος κώδικας θα ήταν άμεσα και έντονα χρήσιμος για το Εργαστήριο Περιβαλλοντικών Ερευνών του «Δημόκριτου». Εκτός των άλλων ο κώδικας θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί για προσομοίωση διασποράς ρύπων από πυρηνικό ατύχημα, είτε στο «Δημόκριτο» είτε αλλού.

Η πρώτη έκδοση του κώδικα εξελίχθηκε κυρίως ως το 1991 και ονομάστηκε ADREA I, με το σκεπτικό ότι κάποτε θ' ακολουθούσαν και επόμενες εκδόσεις. Ο κώδικας αυτός είναι η καρδιά όλων των κωδίκων της οικογένειας ADREA. Είναι κώδικας μεσο-κλίμακας (μετεωρολογικός και διασποράς) και χρησιμοποιείται ως σήμερα από το Εργαστήριο Περιβαλλοντικών Ερευνών του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» όταν χρειάζεται να γίνουν υπολογισμοί μεσοκλίμακας. Ο ADREA I τα τελευταία χρόνια έχει μικρή εξέλιξη και χρήση.

²⁹ Ο κώδικας είχε ήδη υλοποιημένα τα αριθμητικά σχήματα που χρειάστηκαν κατά τη διάρκεια της εργασίας αυτής. Απλά κάποια απ' αυτά δεν είχαν δοκιμαστεί και σίγουρα κανένα δεν είχε δοκιμαστεί για LES.

Το 1991 υπήρξε η ανάγκη μοντελοποίησης ρευστών βαρύτερων (ή ελαφρύτερων) του αέρα, σε τοπική κλίμακα. Έτσι αναπτύχθηκε ο κώδικας ADREA-HF, όπου το HF σημαίνει «Heavy Fluid» (βαρύ ρευστό). Ο κώδικας αυτός χρησιμοποιείται για *τοπική κλίμακα*. Από τότε ο ADREA-HF εξελίσσεται συνεχώς και εντατικά στο «Δημόκριτο» και σ' αυτόν βασίστηκε η παρούσα εργασία. Τα πρώτα αποτελέσματα με LES, από δουλειά που έγινε στα πλαίσια αυτής της διατριβής, δημοσιεύτηκαν το 2010 (Koutsourakis et al., 2010, Κουτσοουράκης και συνεργάτες, 2010). Βασικά χαρακτηριστικά του σύγχρονου ADREA-HF θα παρουσιαστούν παρακάτω. Μια παλιότερη έκδοση του κώδικα αυτού, με το όνομα ADREA, άρχισε να εξελίσσεται ανεξάρτητα από το 2003 και μετά στο Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας (Π.Δ.Μ.). Στην έκδοση του Π.Δ.Μ. υπάρχουν μεταξύ άλλων το μοντέλο τύρβης *k-ζ* και εξελιγμένο μοντέλο υπολογισμού της μεταβλητότητας των συγκεντρώσεων (Eftimiou & Bartzis, 2011). Σήμερα υπάρχουν και τα τρία παρακλάδια του κώδικα: Ο ADREA-I, που χρησιμοποιείται για μεσοκλίμακα, ο ADREA του Π.Δ.Μ. που χρησιμοποιείται για τοπική κλίμακα και ο ADREA-HF του «Δημόκριτου», που είναι και ο πιο εξελιγμένος προγραμματιστικά και έχει τη μεγαλύτερη χρήση και τις περισσότερες προοπτικές εξάπλωσης. Λέγοντας απλά ADREA εννοούμε οποιοδήποτε κώδικα από την οικογένεια αυτή, καθώς όλοι έχουν τον ίδιο πυρήνα.

Ο κώδικας ADREA ήταν από τους πρώτους κώδικες ΥΠ που φτιάχτηκαν για ειδικευμένη εφαρμογή σε διασπορά ρύπων στην ατμόσφαιρα, περιλαμβάνοντας μάλιστα πολλά φυσικά μοντέλα για περιγραφή της ευστάθειας της ατμόσφαιρας, της βροχής κ.ά. Ο κώδικας ήταν εξ' αρχής ειδικά σχεδιασμένος για ν' ανταπεξέρχεται σε περίπλοκες γεωμετρίες, κάτι που υποδήλωνε και η επιλογή του ονόματός του (Ατμοσφαιρική Διασπορά Ρύπων επί Εδάφους Ανωμάλου). Επίσης είναι και από τους πιο επιτυχημένους κώδικες ΥΠ για διασπορά ρύπων στην ατμόσφαιρα, γεγονός που φαίνεται όχι μόνο από το ότι χρησιμοποιείται και εξελίσσεται συνεχώς για 30 χρόνια, αλλά και από τον αριθμό των εφαρμογών του σε σχέση με άλλους κώδικες. Χαρακτηριστικό της ποιότητας και της αποτελεσματικότητας του κώδικα, είναι το πλήθος των δημοσιεύσεων σε διεθνή επιστημονικά περιοδικά που αφορούν διασπορά με χρήση του ADREA. Πολύ ενδεικτικά αυτό μπορεί να φανεί από αναζήτηση στο SCOPUS, που είναι από τις μεγαλύτερες δικτυακές βάσεις δεδομένων δημοσιεύσεων. Στο σχ. 4.4 φαίνονται τ' αποτελέσματα μιας τέτοιας αναζήτησης, που έγινε στις 12-5-2014. Τα κριτήρια της αναζήτησης ήταν να περιλαμβάνεται στον τίτλο, στις λέξεις-κλειδιά ή στην περίληψη, το όνομα του κώδικα και η λέξη «dispersion» (διασπορά). Έγινε αναζήτηση για σχεδόν όλους τους πιο γνωστούς κώδικες απ' αυτούς που ξέρει ο γράφων και παρουσιάζονται τ' αποτελέσματα για τους κώδικες που είχαν τις περισσότερες δημοσιεύσεις.



Σχήμα 4.4. Δημοσιεύσεις διαφόρων κωδίκων ΥΠ βάσει αναζήτησης στις λέξεις κλειδιά, τον τίτλο ή στην περίληψη να περιέχουν τη λέξη «dispersion» και το όνομα του κώδικα.

Ο ADREA παρουσίασε το μεγαλύτερο αριθμό δημοσιεύσεων απ' όλους τους ειδικευμένους κώδικες που αφορούν διασπορά ρύπων στην ατμόσφαιρα (βλ. για μια ενδεικτική σχετική λίστα στους Kakosimos & Assael, 2013). Όσον αφορά τους εμπορικούς κώδικες γενικής χρήσης, άλλοι παρουσιάζουν μεγαλύτερο αριθμό δημοσιεύσεων σχετικών με διασπορά (CFX και κυρίως Fluent, που είναι με διαφορά ο πιο ευρέως χρησιμοποιούμενος κώδικας) και άλλοι μικρότερο (π.χ. STAR-CD, STAR-CCM+, PHOENICS). Βέβαια οι εφαρμογές που περιλαμβάνονται απ' αυτούς τους κώδικες γενικής χρήσης, δεν θα αφορούν μόνο διασπορά ρύπων στην ατμόσφαιρα. Από την άλλη μεριά πιθανόν να υπάρχουν κι άλλες σχετικές δημοσιεύσεις, που δεν έχουν συμπεριληφθεί με τον συγκεκριμένο τρόπο αναζήτησης. Γι' αυτό τ' αποτελέσματα του πίνακα πρέπει να θεωρηθούν ενδεικτικά. Γενικά πάντως παρατηρούμε ότι ο ADREA ανταγωνίζεται ακόμη και πολύ διαδεδομένους κώδικες στον τομέα της διασποράς, ενώ ο ίδιος είναι μέχρι τώρα περισσότερο εσωτερικής χρήσης και χρησιμοποιείται προς το παρόν κυρίως από δύο συγκεκριμένα ερευνητικά εργαστήρια. Το FLACS (FLame ACceleration Simulator, εμπορικός) και το FDS (Fire Dynamics Simulator, ανοικτού λογισμικού) είναι δυο κώδικες που χρησιμοποιούνται για ειδικευμένες εφαρμογές, κυρίως προσομοίωση φλόγας και διασπορά βαρέων ή ανωστικών ή εύφλεκτων αερίων, όπως το υδρογόνο. Παρόλα αυτά βλέπουμε ότι βρίσκονται πολύ ψηλά στην κατάταξη κι αυτό δείχνει το πολύ μεγάλο ερευνητικό ενδιαφέρον που παρουσιάζει το συγκεκριμένο θέμα. Αυτοί οι δύο κώδικες μαζί με τον ADREA-HF μπορούν να θεωρηθούν σήμερα οι πιο επιτυχημένοι για μελέτες διασποράς ανωστικών ή βαρέων αερίων με ΥΡ (βλ. Markiewicz, 2012 για μια ενδεικτική σχετική λίστα).

Αυτό που δε φαίνεται στο σχ. 4.4. είναι ο ρυθμός αύξησης των δημοσιεύσεων. Ειδικά στους μεγάλους εμπορικούς κώδικες, παρουσιάζεται διπλασιασμός των δημοσιεύσεων σε λιγότερο από πέντε χρόνια (μπορεί να γίνει π.χ. σύγκριση με αντίστοιχο σχήμα των Κουτσουράκης και συνεργάτες, 2010). Αυτό δείχνει ότι το θέμα της διασποράς ρύπων παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον, μεγαλύτερο από το μέσο όρο της επιστήμης (βλ. σχ. 3.12). Κάτι άλλο που αξίζει να σχολιαστεί είναι η σημαντική άνοδος τα τελευταία 4 χρόνια του OpenFOAM, που είναι κώδικας ανοικτού λογισμικού και η ακόμη πιο μεγάλη του STAR-CCM+, που είναι ένας από τους πιο σύγχρονους μεγάλους κώδικες ΥΡ. Και οι δύο αυτοί κώδικες δεν είχαν καμία δημοσίευση σχετική με διασπορά στην αντίστοιχη έρευνα του γράφοντα το 2010.

4.5.2. Γενικά περιγραφικά στοιχεία

Ο ADREA-HF (Bartzis, 1991, Venetsanos et al., 2010c) είναι τρισδιάστατος κώδικας υπολογιστικής ρευστομηχανικής. Με χρήση της μεθοδολογίας πεπερασμένων όγκων σε καρτεσιανά δομημένα πλέγματα υπολογίζει την μη-μόνιμη ροή και τη διασπορά ρύπων σε οσοδήποτε περίπλοκη γεωμετρία. Αναπτύχθηκε κυρίως για ατμοσφαιρικές εφαρμογές σε επίπεδο τοπικής κλίμακας και γενικότερα για προβλήματα διασποράς ρύπων, αλλά είναι αρκετά γενικός ώστε να μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μεγάλο εύρος προβλημάτων ΥΡ.

Το εργαζόμενο μέσο θεωρείται γενικά πολυσυστατικό μίγμα, όπου κάθε συστατικό μπορεί να είναι ταυτόχρονα σε αέρια ή μη αέρια κατάσταση, δηλαδή υγρό ή στερεό. Το μίγμα σε ένα κελί θεωρείται ότι βρίσκεται σε θερμοδυναμική ισορροπία. Οι φυσικές ιδιότητες του κάθε συστατικού μπορούν να θεωρηθούν είτε του ιδανικού αερίου ή να δοθούν από ακριβείς αναλυτικούς πίνακες ή από το χρήστη. Το υγροποιημένο τμήμα ενός συστατικού υπολογίζεται με χρήση του νόμου του Raoult. Στον κώδικα λαμβάνεται υπόψη η ταχύτητα ολίσθησης μεταξύ αέριας και μη αέριας φάσης. Επιλύονται οι εξισώσεις διατήρησης για τη συνολική μάζα, τη μάζα καθενός συστατικού, την ορμή και την ενέργεια. Επίσης μπορεί να λυθεί η διακύμανση των συγκεντρώσεων, από δική της συνάρτηση μεταφοράς. Οι διακριτοποιημένες εξισώσεις ορμής επιλύονται σε μετατοπισμένο (staggered) πλέγμα. Υπάρχουν μοντέλα τύρβης μηδέν, μίας και δύο εξισώσεων (LVEL, μήκους ανάμιξης, ανισότροπο μιας εξίσωσης, $k-\epsilon$, RNG $k-\epsilon$). Επίσης η ενεργειακή αλληλεπίδραση εδάφους και αέρα μοντελοποιείται με επίλυση της μη-μόνιμης μονοδιάστατης εξίσωσης της θερμοκρασίας μέσα στο έδαφος. Επιπλέον μπορεί να ληφθεί υπόψη η κατάσταση ευστάθειας της ατμόσφαιρας και η ακτινοβολία. Έχει ενσωματωθεί και μοντέλο καύσης που βρίσκεται στο στάδιο των δοκιμών και των βελτιώσεων. Οι πηγές ρύπων μπορεί να είναι χρονικά μεταβαλλόμενες, οποιασδήποτε πυκνότητας, μονοφασικές ή διφασικές, υποηχητικές ή διηχητικές.

Το πλέγμα μπορεί να είναι ανεξάρτητο από τη γεωμετρία των στερεών επιφανειών, οι οποίες επιτρέπεται να το διασχίζουν με οποιονδήποτε τρόπο. Αυτό επιτυγχάνεται με χρήση της τεχνικής του πορώδους μέσου και της επιφανειακής διαπερατότητας (Sha, 1980, 2014, Moult et al., 1979). Σύμφωνα

να με αυτήν, τα υπολογιστικά κελιά κατατάσσονται σε πλήρως ενεργά με πορώδες 1, σε ανενεργά που περιβάλλονται από στερεά σώματα της γεωμετρίας και έχουν πορώδες 0 και σε μερικώς ενεργά (όταν περιλαμβάνουν στερεά όρια) που έχουν πορώδες μεταξύ 0 και 1. Ως πορώδες ορίζεται ο λόγος μεταξύ του ελεύθερου όγκου προς τον συνολικό όγκο του κελιού. Στα μη ενεργά κελιά δεν γίνονται υπολογισμοί και δεν αποθηκεύονται στη μνήμη. Οι εξισώσεις διατήρησης επιλύονται στα πλήρως ενεργά κελιά. Στην περίπτωση των μερικώς ενεργών κελιών, η ολοκλήρωση των εξισώσεων διατήρησης γίνεται στον ελεύθερο όγκο τους. Τα στερεά σώματα σε κάθε μερικώς ενεργό κελί, λαμβάνονται προσεγγιστικά υπόψη με τη χρήση γεωμετρικών στοιχείων για κάθε στερεή επιφάνεια που διαπερνά το κελί. Τέτοια στοιχεία είναι ο προσανατολισμός της επιφάνειας, η θέση της, η απόστασή της από το κέντρο του κελιού και η επιφανειακή διαπερατότητα στους τρεις άξονες (βλ. και Bartzis et al., 1991). Επιφανειακή διαπερατότητα είναι ο λόγος μεταξύ της ελεύθερης επιφάνειας προς τη συνολική επιφάνεια (μέτωπο) του κελιού. Υπάρχει επίσης η δυνατότητα μοντελοποίησης πολύ λεπτών στερεών επιφανειών (βλ. Andronopoulos et al., 1994).

Τα αριθμητικά σχήματα για τους όρους μεταφοράς των εξισώσεων διατήρησης περιλαμβάνουν μεγάλο πλήθος κλασσικών και μη σχημάτων πρώτης, δευτέρας, ως και τρίτης τάξεως, όπως ανάντη, κεντρικό, γραμμικό ανάντη, κυβικό ανάντη, Fromm, QUICK. Υπάρχει η οικογένεια σχημάτων τύπου k (k -schemes) και σχημάτων που βασίζονται στην έννοια των συναρτήσεων περιορισμού (limiters) όπως van Leer, Van Albada, OSPRE, MinMod, Super-B, MUSCL, SMART, Umist, CHARM. Η υλοποίηση των σχημάτων έχει γίνει για μη-ισαπέχοντα πλέγματα. Για την διακριτοποίηση του χρόνου υπάρχουν πεπλεγμένα σχήματα πρώτης και δευτέρας τάξεως. Η πίεση λαμβάνεται από την εξίσωση της συνέχειας με χρήση του αλγόριθμου ADREA/SIMPLER (βλ. Kovalets et al., 2008). Υπάρχει και έκδοση του κώδικα που υπολογίζει το ανάστροφο πρόβλημα, δηλαδή την εύρεση των πηγών από δεδομένα μετρήσεων σε διάφορα σημεία (βλ. Kovalets et al., 2011). Όπως έχει γίνει φανερό, ο κώδικας έχει πολλές δυνατότητες που δεν αφορούν την παρούσα εργασία. Οι εξισώσεις που εμφανίζονται στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται απλοποιημένες, περιέχοντας μόνο τους όρους που χρησιμοποιήθηκαν.

Η επίλυση των εξισώσεων γίνεται με χρήση διαφόρων επιλυτών όπως Gauss-Seidel, Line Gauss-Seidel και BiCGstab, GMRES με διάφορους προ-σταθεροποιητές (ILU(0), ILU(1), MILU(0), MILU(1), βλ. Kovalets et al., 2008). Η ταχύτητα επίλυσης μπορεί να είναι σχεδόν ανάλογη του αριθμού των κελιών N , δηλαδή κοντά στη μέγιστη θεωρητική. Ο κώδικας έχει παραλληλοποιηθεί πρόσφατα τόσο για αρχιτεκτονικές κοινής μνήμης όσο και για συστήματα κατανεμημένης μνήμης και είναι διαθέσιμος σε 32μπιτες και 64μπιτες εκδόσεις τόσο για Windows όσο και για Linux. Υπάρχει η δυνατότητα εφαρμογής αυτόματης διαδικασίας μεταβολής του χρονικού βήματος ολοκλήρωσης, ενώ ο χρήστης μπορεί να προσδιορίσει ως κριτήριο ευστάθειας λύσεως τον αριθμό CFL (Courant) ή/και το μέγιστο χρονικό βήμα.

Οι αρχικές συνθήκες του προβλήματος μπορούν να δοθούν είτε άμεσα, είτε μέσω παρεμβολής από τη λύση προηγούμενου προβλήματος το οποίο μπορεί να έχει διαφορετικό υπολογιστικό χωρίο και πλέγμα. Σε ατμοσφαιρικές ροές ένας κλασσικός τρόπος που χρησιμοποιείται στο ADREA είναι να γίνει επίλυση του μονοδιάστατου προβλήματος με το ύψος και μετά να απλωθεί η λύση σε όλο το χωρίο. Στις οριακές συνθήκες υπάρχουν όλες οι κλασσικές επιλογές όπως Dirichlet, Neumann, σταθερής πίεσης κτλ. και επιπλέον συνδυασμοί τους που έχουν φανεί χρήσιμοι σε κάποιες περιπτώσεις. Οι οριακές συνθήκες μπορούν να είναι και μεταβαλλόμενες με το χρόνο. Με την παρούσα εργασία είναι πλέον διαθέσιμες και οι κυκλικές οριακές συνθήκες, οι μη-αντανακλαστικές και οι τύπου Langvin. Όσον αφορά τις συναρτήσεις τοίχου, υπάρχουν διάφορων τύπων όπως υβριδικές (δίζωνικές), λογαριθμικές λείου τύπου και τραχέως τύπου, γενικευμένες για διάφορες καταστάσεις ευστάθειας της ατμόσφαιρας.

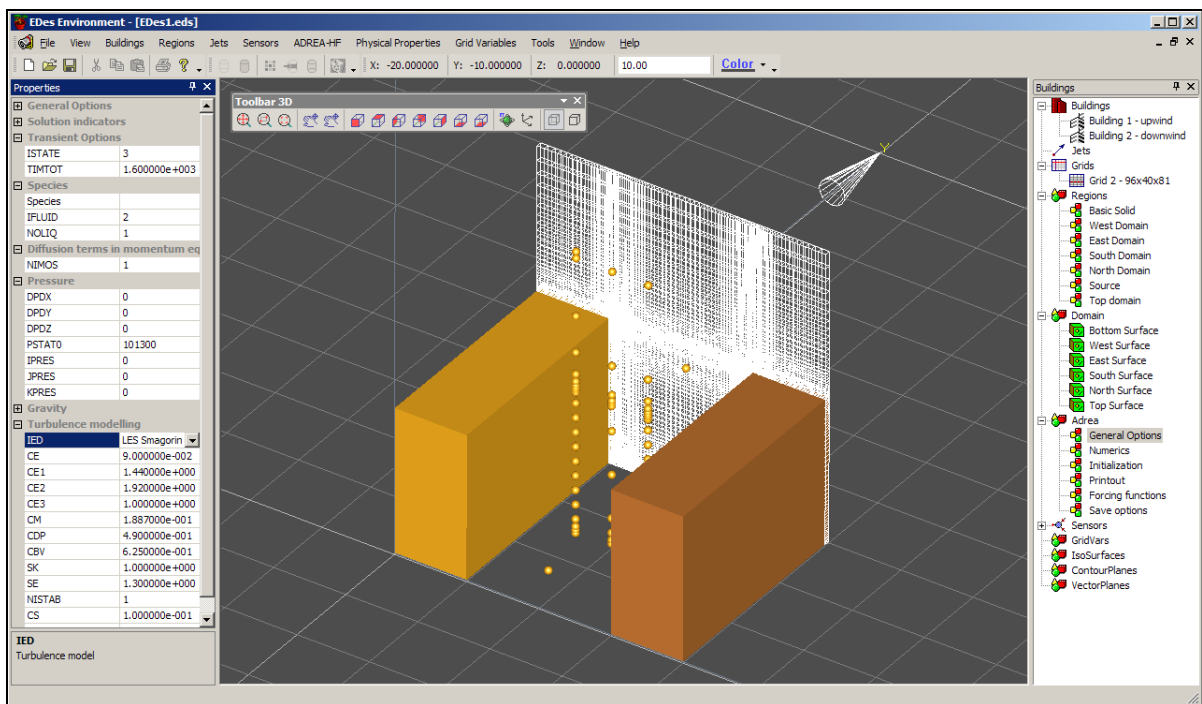
Ο κύριος κώδικας είναι γραμμένος σε γλώσσα FORTRAN 90. Παρέχεται η δυνατότητα στο χρήστη να γράψει δικό του κώδικα, έχοντας πρόσβαση σε όλες τις εσωτερικές μεταβλητές του ADREA-HF, δίνοντας έτσι πολύ μεγάλες δυνατότητες επέμβασης. Οι ρουτίνες του χρήστη καλούνται στην αρχή του τρεξίματος και μετά από κάθε χρονικό βήμα. Ο κώδικας έχει τη δυνατότητα να συνεχίσει ένα τρέξιμο που τελείωσε ή που κόπηκε κατά λάθος ή να αρχικοποιήσει μια περίπτωση από μια άλλη, αλλάζοντας όποιες παραμέτρους επιθυμεί ο χρήστης, ακόμη και το πλέγμα. Για διευκόλυνση του χρήστη, έχει αναπτυχθεί ένα γραφικό περιβάλλον εργασίας (το EDes) για την **προ-επεξεργασία**, στο οποίο μπορεί να σχεδιαστεί το γεωμετρικό μοντέλο και το πλέγμα και να δοθούν όλα τα στοιχεία εισόδου του κώδικα. Μετά ο κώδικας τρέχει ανεξάρτητα, γίνεται η **επίλυση** και γράφονται τα αρχεία

εξόδου. Αυτά μπορούν να χρησιμοποιηθούν για **μετα-επεξεργασία** είτε από το EDes είτε από άλλο πρόγραμμα. Τα τρία αυτά στάδια θ' αναπτυχθούν αναλυτικότερα παρακάτω.

4.5.3. Γεωμετρική προεπεξεργασία – Γραφικό περιβάλλον EDes

Ο κώδικας ADREA διαβάζει τα δεδομένα του προβλήματος από απλά αρχεία κειμένου. Αυτά μπορούν γενικά να γραφούν με όποιο τρόπο επιθυμεί ο χρήστης. Σε σύνθετες γεωμετρίες όμως είναι δύσκολο να γίνει αυτό χωρίς τη βοήθεια κάποιου προγράμματος, καθώς πρέπει για κάθε κελί που διαπερνάται από στερεό σώμα να υπολογιστούν και να δοθούν με κατάλληλο τρόπο οι γεωμετρικές παράμετροι που χρειάζεται ο κώδικας. Το ADREA-HF χρησιμοποιεί το πρόγραμμα προ-επεξεργασίας της γεωμετρίας DELTA_B (Venetsanos et al., 1995) για να το κάνει αυτό. Το DELTA_B (το B προέρχεται από τη λέξη Buildings-κτίρια) βασίζεται στον κώδικα προσομοίωσης τοπογραφίας DELTA (Catsaros et al., 1993) και δουλεύει με τριγωνοποιήσεις των επιφανειών. Το DELTA_B λαμβάνει τα δεδομένα εισόδου του από απλά αρχεία κειμένου, που είναι εύκολο να συνταχθούν: για παράδειγμα τα κτίρια μπορούν να οριστούν από τις συντεταγμένες των γωνιών τους. Το κύριο αρχείο εισόδου του DELTA_B ονομάζεται DELTA.DAT. Τα δεδομένα εξόδου είναι τα ακριβή αρχεία εισόδου που χρειάζεται το ADREA-HF για τη γεωμετρία, το κυριότερο των οποίων είναι το ADREA.DAT.

Τα τελευταία χρόνια, για διευκόλυνση και πιο άμεση εποπτεία του χρήστη, έχει δημιουργηθεί ένα προηγμένο γραφικό περιβάλλον εργασίας (GUI: Graphical User Interface), βλ. σχ. 4.5, στο οποίο ορίζεται η γεωμετρία και το πλέγμα και εκτελείται τόσο η γεωμετρική προεπεξεργασία όσο και η προετοιμασία των γενικών αρχείων εισόδου του ADREA-HF. Το πρόγραμμα αυτό ονομάζεται EDes (Environmental Design), κάνει χρήση τεχνικών CAD (Computer Aided Design) και βασίζεται στο OpenCascade, ένα ανταγωνιστικό πακέτο γεωμετρικού σχεδιασμού ανοικτού κώδικα. Με το EDes μπορούν πολύ εύκολα και γρήγορα να σχεδιαστούν οποιαδήποτε σχήματα, όπως και τομές ή ενώσεις τους. Ο χρήστης μπορεί να τα κοιτάει από οποιαδήποτε γωνία ή επίπεδο μεγένθυσης, να κρύβει όποιες επιφάνειες επιθυμεί ή να τις σβήνει και να τις επαναφέρει και γενικά έχει τις πιο σημαντικές ευκολίες ενός περιβάλλοντος CAD. Το EDes αναπτύχθηκε για τον κώδικα ADREA-HF, αλλά μπορεί να προσαρμοστεί και σε άλλους κώδικες, ώστε να αποτελεί για παράδειγμα το περιβάλλον μετα-επεξεργασίας τους. Το EDes παρέχει και κάποια φίλτρα για ανταλλαγή δεδομένων με άλλα πακέτα γεωμετρικού σχεδιασμού, σε τυποποιήσεις όπως το IGES (Initial Graphics Exchange Specification) και το ArcGIS (Geographic Information System), ενώ έχει ενσωματωθεί η δυνατότητα επικοινωνίας με το πολύ διαδεδομένο εμπορικό πρόγραμμα επεξεργασίας δεδομένων TECPLOT.



Σχήμα 4.5. Τυπική εικόνα του περιβάλλοντος προεπεξεργασίας του ADREA-HF.

Εκτός από τη γεωμετρία, στο EDes δίνονται μέσα από ένα εποπτικό και φιλικό περιβάλλον σχεδόν όλες οι οριζόμενες από το χρήστη μεταβλητές του ADREA-HF, τοποθετημένες σε μια λογική σειρά και με επεξηγήσεις σύμφωνα με τη φιλοσοφία όλων των μεγάλων σύγχρονων εφαρμογών λογισμικού. Στο σχ. 4.5 φαίνεται μια ενδεικτική εικόνα του EDes τη στιγμή που δίνονται τα δεδομένα για το ADREA-HF. Στο κεντρικό τμήμα φαίνεται το γεωμετρικό μοντέλο, το πλέγμα, οι αισθητήρες στους οποίους θέλουμε να παρακολουθούμε αναλυτικά τιμές των μεταβλητών και το επίπεδο στο οποίο σχεδιάζουμε. Στο δεξί παράθυρο φαίνονται σε δένδροειδή δομή τα τμήματα της διαδικασίας εισαγωγής δεδομένων και αριστερά οι ιδιότητες του επιλεγμένου τμήματος. Τα παράθυρα μπορούν ν' ανοιγοκλείνουν ή να κρύβονται αυτόματα. Για τις διάφορες λειτουργίες, υπάρχουν τα κλασσικά μενού και κουμπιά που υπάρχουν στα γραφικά περιβάλλοντα.

Για την εισαγωγή των δεδομένων για μια νέα περίπτωση, ακολουθείται η σειρά της δένδροειδούς δομής του δεξιού παραθύρου:

- Εισάγονται τα κτίρια (Buildings) ή γενικότερα σχεδιάζεται η γεωμετρία. Αυτό μπορεί να γίνει εύκολα με τα ενσωματωμένα εργαλεία, ή να εισαχθεί από αρχείο DELTA.DAT ή από αρχείο άλλου σχεδιαστικού πακέτου (υποστηρίζονται για παράδειγμα αρχεία τύπου .iges, .igs, .step, .stp, .brep, .rle, .csfdb, .csf, .net (ArcGIS), .shp (ESRI shapefile), αλλά δεν έχουν δοκιμαστεί όλοι αυτοί οι τύποι).

- Δίνονται οι πίδακες (Jets). Οι πίδακες είναι συνήθως πηγές ρύπων. Στο σημείο αυτό δίνεται η θέση και η κατεύθυνσή τους.

- Κατασκευάζεται το πλέγμα (Grid). Το πλέγμα καθορίζει και τα όρια του χωρίου. Μπορεί να είναι εντελώς ανεξάρτητο από τη γεωμετρία, αλλά καλό είναι ο χρήστης να έχει πυκνό πλέγμα κοντά στην πηγή και κοντά στα στερεά όρια, ώστε να είναι καλύτερα τ' αποτελέσματα. Επίσης βοηθάει να είναι το πλέγμα ευθυγραμμισμένο με τις οριακές επιφάνειες, όσο είναι εφικτό. Μπορούν να υπάρχουν στην ίδια περίπτωση περισσότερα από ένα πλέγματα και ο χρήστης επιλέγει κάθε φορά με ποιο θέλει να τρέξει.

- Ορίζονται οι περιοχές (Regions) και τα στοιχεία τους. Οι περιοχές είναι οντότητες επιφανειών που έχουν συγκεκριμένα χαρακτηριστικά όπως τραχύτητα, οριακές συνθήκες, υλικό, χρώμα, χαρακτηριστικά ακτινοβολίας, πιθανόν δεδομένη ταχύτητα ρευστού και σύνδεση με άλλες περιοχές. Κάθε όριο του χωρίου υπολογισμού συνήθως συνδέεται με μια περιοχή, αλλά μπορούν να υπάρχουν και περιοχές εντός του χωρίου όπως π.χ. η επιφάνεια ενός κτιρίου, ή ένα όριο του χωρίου να περιλαμβάνει πολλές περιοχές. Οι πιο συνηθισμένες περιοχές είναι οι 6 περιοχές που θα αντιστοιχιστούν στα επίπεδα του παραλληλεπίπεδου που ορίζει το υπολογιστικό χωρίο, μια περιοχή που αφορά τα εντός του χωρίου στερεά και μια περιοχή που αφορά την πηγή. Οι περιοχές αυτές κατασκευάζονται αυτόματα από το EDes, καθώς αυτές ζητούνται συνήθως. Στις περιοχές μπορούν να δοθούν τα ονόματα που επιθυμεί ο χρήστης. Στο σημείο αυτό καθορίζονται και οι οριακές συνθήκες, που συνδέονται με τις περιοχές και όχι με τα όρια του χωρίου για μεγαλύτερη ευελιξία. Αυτό συμβαίνει σε όλους τους κώδικες της οικογένειας ADREA.

- Ορίζονται οι επιφάνειες του χωρίου υπολογισμού (Domain). Χρειάζεται μόνο ο καθορισμός της κατεύθυνσης και η αντιστοίχιση με κάποια περιοχή.

- Ακολουθεί ο ορισμός των δεδομένων που χρειάζεται το ADREA. Στις γενικές επιλογές (General Options) περιλαμβάνεται το ποιες εξισώσεις θα επιλυθούν, αν το πρόβλημα θα θεωρηθεί μόνιμο ή μη, ο συνολικός χρόνος υπολογισμού, ο αριθμός των συστατικών του μίγματος, η επιλογή παράλειψης των όρων διάχυσης στην εξίσωση της ορμής, το κελί σταθερής πίεσης αν υπάρχει, η κλίση πίεσης, οι βαρυτικές δυνάμεις, η επιλογή RANS ή LES, το μοντέλο τύρβης και οι σταθερές του, ο χρόνος έναρξης και λήξης λήψης στατιστικών για την LES, δεδομένα για την καύση. Στις αριθμητικές επιλογές (Numerics) περιλαμβάνεται ο τρόπος διακριτοποίησης, ο τρόπος ελέγχου της σύγκλισης και του χρονικού βήματος, τα όρια για τα σφάλματα, τα χωρικά και χρονικά σχήματα διακριτοποίησης, επιλογές διόρθωσης της μάζας, ο αριθμητικός τρόπος επίλυσης των εξισώσεων. Στην αρχικοποίηση (Initialization) δίνεται το αρχικό πεδίο ροής ή η δυνατότητα εκκίνησης από άλλη περίπτωση που έχει τρέξει με το ADREA-HF. Στα δεδομένα εκτύπωσης (Printout) δίνονται οι μεταβλητές που θέλουμε να γράφονται στο γενικό αρχείο εξόδου ADREA.OUT, στα επιθυμητά επίπεδα και χρονικά βήματα. Επίσης απ' εδώ μπορεί να ενεργοποιηθεί η συχνότητα αποθήκευσης του αρχείου που χρειάζεται για συνέχιση του τρεξίματος σε περίπτωση που σταματήσει απροσδόκητα. Για τις οριακές συνθήκες υπάρχει η δυνατότητα να είναι μεταβλητές με το χρόνο, με χρήση οριζόμενων από το χρήστη συναρτήσεων (Forcing functions). Για την μετα-επεξεργασία ορίζονται οι μεταβλητές που θα σώζονται σε όλο το πεδίο (Save options) και οι χρονικές στιγμές που θα συμβαίνει αυτό.

- Για την παρακολούθηση των χρονοσειρών σε συγκεκριμένα σημεία που επιθυμεί ο χρήστης, ορίζονται οι αισθητήρες (Sensors), η θέση τους, η μεταβλητή που θα παρακολουθούν καθώς και το πόσο συχνά θα μετρούν. Η μέτρηση λαμβάνεται με κατάλληλη παρεμβολή κατά τη διάρκεια των υπολογισμών. Τα αποτελέσματα γράφονται σε συγκεκριμένο αρχείο κειμένου (SENSOR.OUT).

- Ακολουθούν 4 επιλογές που αφορούν την μετα-επεξεργασία για επιλογή των μεταβλητών και δημιουργία ισοεπιφανειών, ισοϋψών ή διανυσμάτων ταχύτητας (GridVars, IsoSurfaces, ContourPlanes, VectorPlanes στο σχ. 4.5).

Ο χρήστης, μόλις τελειώσει με τον ορισμό και τα δεδομένα του προβλήματος, σώζει μέσα από το EDes τα αρχεία εισόδου του ADREA-HF, το οποίο μπορεί να εκτελεστεί άμεσα. Η διατήρηση των ASCII αρχείων εισόδου βοηθάει στην συμβατότητα με προηγούμενες εκδόσεις, αλλά και στη δυνατότητα γρήγορης αλλαγής δεδομένων από τον έμπειρο χρήστη κατευθείαν στα αρχεία, χωρίς την φόρτωση του γραφικού περιβάλλοντος EDes, το οποίο είναι διαθέσιμο μόνο για λειτουργικά συστήματα Windows. Επίσης ο χρήστης πρέπει να εκτελέσει την γεωμετρική προεπεξεργασία για το πλέγμα που θα επιλέξει, χρησιμοποιώντας το κουμπί της αντίστοιχης εντολής. Τότε εκτελείται το DELTA_B, το οποίο είναι πλέον ενσωματωμένο στο EDes και όχι ανεξάρτητο. Το EDes μπορεί να διαβάσει αρχεία εισόδου του DELTA_B.

Το EDes αποτελεί ουσιαστικά μια πλατφόρμα, στην οποία ο υπεύθυνος συντήρησης και ανάπτυξης του μπορεί εύκολα να κάνει τροποποιήσεις ή να εισάγει νέα στοιχεία, χωρίς ιδιαίτερες γνώσεις προγραμματισμού. Με τον τρόπο αυτό το EDes συνεχώς βελτιώνεται και εξελίσσεται. Έτσι, παρόλο που ο ADREA-HF είναι κυρίως ερευνητικός κώδικας, έχει ήδη ένα πολύ προηγμένο περιβάλλον εργασίας, αντάξιο εμπορικών κωδίκων.

4.5.4. Επίλυση – Δομή του κύριου κώδικα

Μόλις ετοιμαστούν τα αρχεία εισόδου του ADREA-HF, είτε από το EDes είτε με άλλο τρόπο, μπορεί να ξεκινήσει ο βασικός επιλύτης, ο οποίος τρέχει ανεξάρτητα από το EDes. Τα δεδομένα εισόδου του κώδικα αποθηκεύονται σε αρχεία κειμένου ASCII τα οποία μπορεί να τα επεξεργαστεί κατευθείαν ο χρήστης, ιδίως για μικρο-αλλαγές. Ο όγκος των αρχείων εισόδου είναι μικρός και υπάρχει μεγάλη ευελιξία για αποθήκευση και μεταφορά τους. Το ADREA-HF κάνει χρήση δυναμικών βιβλιοθηκών (dll: dynamic link libraries στα Windows). Ο χρήστης έχει τη δυνατότητα δημιουργίας νέου εργαζόμενου μέσου ή συστατικού μίγματος, παρέχοντας τις ιδιότητες που επιθυμεί. Το νέο υλικό το εισάγει ως μια δυναμική βιβλιοθήκη. Επίσης ο χρήστης μπορεί να γράψει δικό του κώδικα FORTRAN που να τον συνδέσει με το ADREA-HF. Αυτό γίνεται πάλι μέσω μιας δυναμικής βιβλιοθήκης, οπότε δεν απαιτείται να ξανα-μεταφράσει τον κύριο κώδικα, ούτε καν να έχει πρόσβαση σ' αυτόν. Ο χρήστης καλεί κατά βούλησή του είτε τον κώδικα που έχει μεταφραστεί με χρήση του OpenMP, είτε με χρήση του MPI. Κατά τη διάρκεια της προσομοίωσης, ο χρήστης μπορεί να παρακολουθεί γραφικά την πορεία της σύγκλισης, τις τιμές ενδεικτικών αισθητήρων, το χρονικό βήμα κ.ά. Επίσης στο αρχείο ADREA.OUT γράφονται βασικές πληροφορίες σε κάθε χρονικό βήμα, και επιπλέον πληροφορίες αν το έχει ζητήσει ο χρήστης. Στο τέλος της προσομοίωσης, τα κύρια αποτελέσματα έχουν γραφεί για τις μεταβλητές και τις χρονικές στιγμές που είχε καθορίσει ο χρήστης στα αρχεία ADREA.ASC και ADREA.AST. Αυτά είναι αρχεία άμεσης προσπέλασης και διαβάζονται μέσω του προγράμματος GRAF, το οποίο μπορεί να κληθεί είτε ανεξάρτητα είτε από το EDes. Το ίδιο πρόγραμμα GRAF χρησιμοποιεί και το ADREA-HF για διάβασμα και γράψιμο αυτών των αρχείων. Οι «μετρήσεις» των αισθητήρων γράφονται στο αρχείο ASCII SENSOR.OUT.

Ένα ενδεικτικό σχεδιάγραμμα της δομής του κώδικα φαίνεται στο σχ. 4.6. Παρατηρούμε ότι μεγάλο τμήμα του κώδικα αποτελεί η αρχικοποίηση, η οποία μάλιστα δεν παραλληλοποιείται και σε πολύ μικρά προβλήματα μπορεί να είναι μη αμελητέο ποσοστό του συνολικού χρόνου τρεξίματος. Το πιο σημαντικό τμήμα όμως είναι το 5^ο, που περιέχει τα φυσικά μοντέλα. Εκεί διακρίνονται οι εξισώσεις ανάλογα με τα αριθμητικά σχήματα που έχουν επιλεγεί, καθορίζονται οι οριακές συνθήκες και οι συναρτήσεις τοίχου, επιλύονται οι εξισώσεις και γίνεται ο έλεγχος της σύγκλισης.

Η πίεση υπολογίζεται με ειδικό αλγόριθμο που βασίζεται στον SIMPLER (Patankar, 1980), με τη διαφορά ότι δε χρησιμοποιείται εξίσωση διόρθωσης της πίεσης. Αντ' αυτής η πίεση λαμβάνεται από μια ειδική εξίσωση (Bartzis et al., 1991) που προέρχεται από την εξίσωση διατήρησης μάζας και εμπλέκει την παράμετρο ζ (λόγο πυκνότητας προς πίεση). Η μεθοδολογία αυτή περιγράφεται με ακρίβεια στους Kovalets et al. (2008).

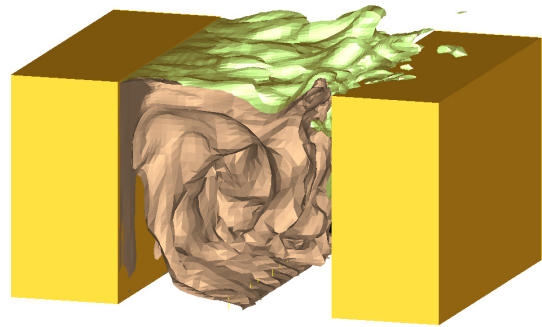
1. Καθορισμός των βασικών παραμέτρων του προβλήματος (διάβασμα αρχείου ADREA.DAT).
2. Καθορισμός της γεωμετρίας (υπορουτίνα GEOMET).
 - Καθορισμός των βασικών στοιχείων του πλέγματος για τα αριθμητικά κελιά (συντεταγμένες κελιών, πλάτος κελιών) και για τις επιφάνειες (πλήθος επιφανειών, τύπος επιφανειών, χαρακτηριστικά επιφανειών όπως η τραχύτητα κτλ.). Διάβασμα του αρχείου DELTA.GEO για το σκοπό αυτό (υπορουτίνα READGEO).
 - Καθορισμός μη-ενεργών κελιών. Διάβασμα του αρχείου DELTA.CET για το σκοπό αυτό (υπορουτίνα READCET).
 - Χωρισμός του πλέγματος σε υποπλέγματα στην περίπτωση της MPI παραλληλίας (υπορουτίνα Partitioning).
 - Καθορισμός χαρακτηριστικών μεγεθών των κελιών (πίνακες με διάσταση το πλήθος των κελιών που επιστρέφουν τις συντεταγμένες τους, το εμβαδό πλευρών του πλέγματος, τον όγκο κελιών κτλ.). Επίσης στη περίπτωση της MPI παραλληλίας, γίνεται υπολογισμός των συνοριακών κελιών μεταξύ των υποπλεγμάτων κόμβων (υπορουτίνα GEOCEL).
 - Καθορισμός των μερικώς ενεργών κελιών και του πορώδους του καθενός. Διάβασμα του αρχείου DELTA.CEL για το σκοπό αυτό (υπορουτίνα READCEL).
 - Καθορισμός της γεωμετρίας των επιφανειακών στοιχείων (surface elements). Αρίθμηση αυτών (υπορουτίνα GEOSRF).
 - Καθορισμός επιπλέον γεωμετρικών χαρακτηριστικών (υπορουτίνα GEPOST).
 - Δημιουργία πινάκων για την βελτιστοποίηση της χρήσης των γεωμετρικών χαρακτηριστικών (υπορουτίνα GEOOPT).
 - Υπολογισμός χαρακτηριστικών μηκών (υπορουτίνα CLENGT).
3. Καθορισμός αρχικών συνθηκών του προβλήματος (υπορουτίνα INIT).
 - Καθορισμός αρχικών φυσικών ιδιοτήτων των συστατικών (PROPS.dll).
 - Καθορισμός αρχικού πεδίου ταχυτήτων.
 - Αρχικές τιμές πίεσης, θερμοκρασίας, συντελεστή διάχυσης κτλ.
 - Συνοριακές συνθήκες.
4. Διαχείριση μνήμης μεταξύ των δυναμικών βιβλιοθηκών (SHARE.dll).
 - Αρχικοποίηση της βιβλιοθήκης που είναι υπεύθυνη για τα γραφικά (GRAF.dll).
 - Αρχικοποίηση της βιβλιοθήκης που είναι υπεύθυνη για τους αισθητήρες (SENSOR.dll).
5. Επίλυση των εξισώσεων (υπορουτίνα CALC).
 - Εξωτερικός βρόχος επαναλήψεων που αφορά της χρονικές στιγμές.
 - Εσωτερικός βρόχος επαναλήψεων που αφορά την σύγκλιση της χρονικής στιγμής.
 - Υπολογισμός της ροής μάζας στις επιφάνειες και των ταχυτήτων στα κέντρα των κελιών (υπορουτίνα VFLUX).
 - Εφαρμογή συναρτήσεων τοίχου (υπορουτίνα WALLFV).
 - Υπολογισμός της τυρβώδους (υποπλεγματικής για LES) συνεκτικότητας βάσει του μοντέλου τύρβης (RANS) ή του υποπλεγματικού μοντέλου (LES) - (υπορουτίνα EDIFM).
 - Υπολογισμός των οριακών ταχυτήτων από τις οριακές συνθήκες (υπορουτίνες BCALCU, BCALCV, BCALCW).
 - Δημιουργία διαταραχών τεχνητής τύρβης στην περίπτωση οριακών συνθηκών τύπου Langevin (υπορουτίνα FLUCT).
 - Υπολογισμός διορθωμένων ταχυτήτων στις πλευρές των κελιών μέσω διακριτοποίησης της αντίστοιχης εξίσωσης (υπορουτίνες CALCU, CALCV, CALCW).
 - Επίλυση της εξίσωσης για την πίεση (υπορουτίνα CALCPA).
 - Επίλυση τυχόν επιπλέον εξισώσεων του μοντέλου τύρβης.
 - Επίλυση των εξισώσεων μεταφοράς των συστατικών (υπορουτίνα CALCQW).
 - Επίλυση της εξίσωσης ενέργειας (υπορουτίνα ENRGY).
 - Υπολογισμός των ιδιοτήτων του μείγματος (π.χ. πυκνότητα).
 - Έλεγχος των ισοζυγίων μάζας και ενέργειας (υπορουτίνες QBALAN, TBALAN, EBALAN).
 - Έλεγχος σύγκλισης της χρονικής στιγμής.
 - Ανανέωση των στατιστικών τιμών των μεταβλητών, στην περίπτωση LES (υπορουτίνα TURBSTAT).
 - Αποθήκευση των τιμών των αισθητήρων – Αποθήκευση μεταβλητών για γραφικά.
 - Καθορισμός χρονικού βήματος της επόμενης χρονικής στιγμής.
 - Έλεγχος αν ολοκληρώθηκε ο χρόνος τρεξίματος – γράψιμο των αρχείων εξόδου.

Σχήμα 4.6: Βασική δομή του κύριου μέρους του κώδικα ADREA-HF.

4.5.5. Μετα-επεξεργασία

Τα κύρια αρχεία στα οποία γράφονται τ' αποτελέσματα του κώδικα είναι τα αρχεία άμεσης προσπέλασης ADREA.ASC και ADREA.AST. Εκεί είναι γραμμένες για κάθε κελί οι τιμές των επιθυμητών μεταβλητών τις χρονικές στιγμές που έχει ζητήσει ο χρήστης. Στις μεταβλητές που μπορούν να αποθηκευτούν συμπεριλαμβάνονται και οι στατιστικοί μέσοι όροι όπως είδαμε στην §4.4.3. Επίσης υπάρχει το αρχείο ASCII ADREA.OUT, στο οποίο έχουν γραφεί οι πληροφορίες που έχει ζητήσει ο χρήστης στα επίπεδα και στα χρονικά βήματα που έχει ορίσει. Τα δεδομένα στο ADREA.OUT συνήθως δε χρησιμοποιούνται για μετά-επεξεργασία αλλά για παρακολούθηση κάποιων στοιχείων κατά την πορεία της σύγκλισης ή για παρακολούθηση ενδεικτικών τιμών. Άλλο αρχείο που υπάρχει για μετά-επεξεργασία είναι το SENSOR.OUT όπου γράφονται ανά χρονικά διαστήματα που έχει ορίσει ο χρήστης οι μεταβλητές σε συγκεκριμένα σημεία των αισθητήρων στο πεδίο ροής. Οι αισθητήρες χρησιμοποιούνται συνήθως αν ξέρουμε συγκεκριμένα σημεία πειραματικών μετρήσεων, καθώς οι τιμές που δίνουν προέρχονται από υψηλής ποιότητας παρεμβολή την ώρα των υπολογισμών και όχι από εκ των υστέρων παρεμβολή από τα αρχεία εξόδου. Από τους αισθητήρες επίσης μπορούμε να πάρουμε χρονοσειρές. Το SENSOR.OUT είναι αρχείο κειμένου και μπορεί να διαβαστεί απ' οποιοδήποτε πρόγραμμα, όπως π.χ. το gnuplot.

Όσον αφορά τα κύρια αρχεία εξόδου, αυτά μπορούν να φορτωθούν από το EDes, με έμμεση χρήση του προγράμματος GRAF. Στο EDes μπορεί να γίνει και η μεταεπεξεργασία των αποτελεσμάτων. Έτσι μπορεί κανείς να δει ταυτόχρονα τη γεωμετρία, διανύσματα ταχύτητας, ισοεπιφάνειες, ισοϋψείς καμπύλες σε διάφορες διατομές τεμνόμενες ή μη, να εξάγει εικόνες από αποτελέσματα διαφόρων χρονικών στιγμών για δημιουργία βίντεο, να σώζει τις απεικονίσεις ώστε να μπορεί να συνεχίζει την επεξεργασία τους σε άλλη χρονική στιγμή και γενικά το EDes παρέχει τις περισσότερες από τις δυνατότητες που θα περίμενε κανείς από ένα ποιοτικό πρόγραμμα γραφικής επεξεργασίας και απεικόνισης δεδομένων. Το EDes επίσης μπορεί να εξάγει τα δεδομένα για χρήση από άλλα πακέτα επεξεργασίας. Στο σχ. 4.7 παρουσιάζεται ως παράδειγμα απεικόνισης αποτελεσμάτων με το EDes ένα στιγμιότυπο της στιγμιαίας συγκεντρώσεως για την περίπτωση διασποράς ρυπαντών αυτοκινήτων από τον κεντρικό άξονα του δρόμου μιας οδικής χαράδρας. Η συγκεκριμένη προσομοίωση έγινε με μοντελοποίηση μεγάλων δινών και οι δύο επιφάνειες ισοσυγκεντρώσεων διαφέρουν κατά ένα παράγοντα δύο.



Σχήμα 4.7. Παράδειγμα μεταεπεξεργασίας με το EDes: Ισοεπιφάνειες στιγμιαίων συγκεντρώσεων σε οδική χαράδρα. Ο άνεμος έρχεται από αριστερά.

Παράλληλα, στο αναβαθμισμένο ADREA-HF η δυνατότητα εξαγωγής των αποτελεσμάτων για χρήση στο πακέτο γραφικών TECPLOT έχει διατηρηθεί και ενισχυθεί. Αυτό μπορεί να γίνει είτε μέσω του EDes, είτε με άμεση χρήση του ίδιου του GRAF, είτε μέσα από το TECPLOT. Ο τελευταίος τρόπος είναι ο πιο εύκολος και γρήγορος. Για να υλοποιηθεί υπάρχει μια δυναμική βιβλιοθήκη που συνδέεται με το TECPLOT και έτσι μπορεί ο χρήστης να φορτώσει όλες τις μεταβλητές για όλες τις χρονικές στιγμές με μια κίνηση. Στο διδακτορικό όμως έχει γίνει άμεση χρήση του ίδιου του προγράμματος GRAF.EXE, το οποίο παρέχεται στο χρήστη μαζί με το εκτελέσιμο ADREA-HF. Ο λόγος είναι καλύτερη ευελιξία και καλύτερη συμβατότητα με τις τελευταίες εκδόσεις του TECPLOT. Με κάθε εκτέλεση του GRAF, έχει επιλέξει κανείς σ' ένα αρχείο τις μεταβλητές που τον ενδιαφέρουν απ' αυτές που έχουν αποθηκευτεί στο ADREA.AST και του ζητείται ποια χρονική στιγμή θέλει να γραφεί σε αρχείο TECPLOT. Η συντριπτική πλειοψηφία των γραφικών που παρουσιάζονται στα επόμενα κεφάλαια έχει γίνει με χρήση του TECPLOT. Το πρόγραμμα αυτό παρέχει σημαντικές ευκολίες μέσω των ενσωματωμένων εργαλείων ανάλυσης YP, όπως ο υπολογισμός της στροβιλότητας, που χρησιμοποιήθηκαν εκτεταμένα. Από πλευράς δυνατοτήτων γραφικών, τα πολλαπλά πλαίσια βοήθησαν να δημιουργηθούν εικόνες που θα ήταν δύσκολο να γίνουν διαφορετικά. Όσον αφορά τις ευκολίες, σπουδαία είναι η δυνατότητα αποθήκευσης του γραφικού σε αρχείο ASCII τύπου .lay του TECPLOT, που σώζει τις επιλογές του χρήστη ως προς το τι και πώς απεικονίζεται. Έτσι δημιουργεί κανείς ένα αρχείο .lay για κάποια περίπτωση και μετά αλλάζοντας το αρχείο δεδομένων (με αποτελέσματα π.χ. νέας μοντελοποίησης), μπορεί με το ίδιο αρχείο, χωρίς να ξανακάνει την ίδια επεξεργασία με το TECPLOT,

να πάρει τη νέα εικόνα. Για ενέργειες που επαναλαμβάνονται συχνά, η δυνατότητα συγγραφής και κλήσης μακροεντολών είναι επίσης μεγάλη ευκολία. Η χρήση δομημένων πλεγμάτων συνέβαλλε στη δημιουργία ωραίων γραφικών στα επόμενα κεφάλαια.

Στο παρόν κεφάλαιο περιγράφηκε η μεθοδολογία LES και ο κώδικας ADREA-HF στον οποίο έχει ενσωματωθεί. Στα δύο επόμενα κεφάλαια (5^ο, 6^ο) έγινε πιστοποίηση του κώδικα συγκρίνοντας τα αποτελέσματα που δίνει με πειραματικά. Ακολουθεί ένα κεφάλαιο (7^ο) με εφαρμογές σε οδικές χαράδρες με χρήση RANS για γρήγορη μελέτη κάποιων φαινομένων των οδικών χαραδρών και αξιολόγηση κάποιων μοντέλων τύρβης, συμπεριλαμβανομένου και του RSM. Στο 8^ο, 9^ο και 10^ο κεφάλαιο υπάρχουν πρακτικές εφαρμογές με χρήση του κώδικα που οδήγησαν σε αξιόλογα συμπεράσματα. Η υποδομή έχει γίνει – ο κώδικας ADREA-HF έχει πλέον και LES. Αυτό σημαίνει δυνατότητα να έχουμε χρονικά μεταβαλλόμενες τιμές των μεταβλητών, αλλά και ακριβέστερα αποτελέσματα. Μπορεί να σημαίνει όμως και άλλα πράγματα, άγνωστα ως τώρα, καθώς κάθε τι νέο δεν είναι πάντα γνωστό σε τι θα ωφελήσει τελικά. Ήδη στο κεφ. 10 παρατηρώντας στιγμιότυπα της ροής, διασαφηνίστηκαν κάποιοι ροϊκοί μηχανισμοί που δεν ξέραμε ότι υπήρχαν και βρέθηκαν χωρίς ν' αναζητηθούν. Το εργαλείο υπάρχει – μένει να χρησιμοποιηθεί εκτενέστερα και ήδη έχει αρχίσει να γίνεται αυτό.

5. Αξιολόγηση της παρούσας μεθο- δολογίας LES σε κανάλι ροής

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται κατά κύριο λόγο αξιολόγηση της μεθοδολογίας μοντελοποίησης μεγάλων δινών της παρούσας εργασίας, σε πλήρως ανεπτυγμένη ροή μεταξύ άπειρων παραλλήλων πλακών. Η αξιολόγηση γίνεται συγκρίνοντας με δεδομένα άμεσης αριθμητικής επίλυσης (DNS), αλλά και σε σχέση με έναν εμπορικό κώδικα LES που επίσης εξετάστηκε.

5.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η πλήρως ανεπτυγμένη τυρβώδης ροή μεταξύ παραλλήλων πλακών είναι από τις πιο θεμελιώδεις ροές της ρευστομηχανικής. Ταυτόχρονα παρουσιάζει και μεγάλο ερευνητικό ενδιαφέρον, καθώς βοηθάει στην κατανόηση των οριακών στρωμάτων και στη μελέτη των πολλών τυρβωδών φαινομένων που συμβαίνουν κοντά σε στερεά όρια (Moin & Mahesh, 1998). Η πρώτη μελέτη με LES αφορούσε ροή σε κανάλι (Deardorff, 1970) και ως σήμερα το πρόβλημα αυτό θεωρείται ένα κλασικό τεστ για ένα νέο κώδικα LES. Επίσης, μια από τις πιο σπουδαίες δημοσιεύσεις με DNS, επίσης αφορούσε ροή σε παράλληλες πλάκες (Kim et al., 1987). Έτσι, στο νέο κώδικα LES επιλέχθηκε να ξεκινήσει η αξιολόγησή του από το συγκεκριμένο πρόβλημα (Koutsourakis et al., 2010, Κουτσοουράκης και συνεργάτες, 2010).

Η πλήρως ανεπτυγμένη ροή σε κανάλι είναι ένα καλά ορισμένο μονοδιάστατο πρόβλημα που έχει βοηθήσει στο παρελθόν όχι μόνο στη μελέτη των οριακών στρωμάτων (βλ. π.χ. Hinze, 1959, 1975), αλλά και στη μελέτη της τύρβης αυτής καθ' αυτής (π.χ. Schlichting, 1955, 2000, Tennekes & Lumley, 1972). Η ύπαρξη του στρωτού οριακού υποστρώματος, οι διάφορες περιοχές του οριακού στρώματος συμπεριλαμβανομένης και της λογαριθμικής περιοχής, τα προφίλ τάσεων που παρουσιάζουν μέγιστο κοντά στον τοίχο, τα προφίλ παραγωγής και καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας και άλλες γνωστές από δεκαετίες ιδιότητες των τυρβωδών οριακών στρωμάτων έγιναν γνωστές εν μέρει από μελέτες σε κανάλια ροής και σε σωλήνες.

Τα νεώτερα χρόνια φαίνεται να βρισκόμαστε σε μια δεύτερη αξιολογική περίοδο μελέτης της των τυρβωδών ροών που περιορίζονται από στερεό όριο (βλ. π.χ. Jimenez & Moser, 2007, McKeon & Morrison, 2007). Η πιο σύγχρονη έρευνα εξαπλώνεται για παράδειγμα στη μελέτη των συνεκτικών δομών και τις συσχετίσεις μεταξύ τους, στη μελέτη των μηχανισμών που κάνουν την τύρβη να διατηρείται, σε επιπλέον στατιστικά χαρακτηριστικά της, στην αναθεώρηση του λογαριθμικού νόμου, στην διερεύνηση των υπερ-δομών (VLSM: Very-Large-Scale Motions), σε ανάλυση αποτελεσμάτων συνεχώς αυξανόμενων αριθμών Reynolds, στη μελέτη φασματογραμμάτων (spectrograms) και σε πλήθος άλλων τομέων. Η ροή σε κανάλι διαδραματίζει αξιολογικό ρόλο σε όλες αυτές τις μελέτες. Μια ιδέα για τα θέματα αυτά και τις σχετικές εργασίες μπορεί να έχει κανείς από πρόσφατες ανασκοπήσεις όπως των Smits et al. (2011), του Jimenez (2012, 2013) και των Kim (2012) και Wallace (2013).

Η ροή σε κανάλι δεν μας απασχολεί εδώ για ερευνητικούς σκοπούς, αλλά έχει χρησιμοποιηθεί αποκλειστικά στο συγκεκριμένο κεφάλαιο για μια αρχική αξιολόγηση του κώδικα που αναπτύχθηκε, δηλαδή για να φανεί αν δίνει τις σωστές μέσες τιμές ταχυτήτων και τάσεις.

5.2. ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΟΥ ΚΑΝΑΛΙΟΥ

5.2.1. Επιλογή και περιγραφή του πειράματος DNS

Στο παρελθόν υπήρξαν αξιολογικά πειράματα σε πλήρως ανεπτυγμένη ροή σε κανάλι (βλ. σύνομη ανασκόπηση στους Kim et al., 1987). Ως παράδειγμα αναφέρονται οι μετρήσεις από το διδακτορικό της Comte-Bellot (Comte-Bellot, 1963a,b, 1965) και το πείραμα των Hussain & Reynolds (1975). Μετά την πρώτη απόλυτα επιτυχή μοντελοποίηση DNS όμως των Kim et al. (1987) σε αυτό το είδος ροής και τις επόμενες επίσης αξιολογικές μοντελοποιήσεις DNS στο Stanford από τον P. Moin και τους συνεργάτες του, το DNS αναδείχθηκε σχεδόν ισοδύναμο του πειράματος. Στις μέρες μας μοντελοποιήσεις DNS σε κανάλι γίνονται κυρίως από το πολυτεχνείο της Μαδρίτης και το ερευνητικό γκρουπ του J. Jimenez, ο οποίος είχε περάσει από το Stanford (π.χ. del Alamo et al., 2004, Hoyas & Jimenez, 2006, 2008). Σήμερα, όσον αφορά τη ροή σε κανάλι, συνηθίζεται τ' αποτελέσματα ενός κώδικα προς αξιολόγηση να συγκρίνονται με DNS και όχι με πείραμα που είναι και πιο δύσκολο ν' αναπαραχθεί. Οι μελέτες DNS έχουν υψηλότερη επαναληψιμότητα: Οι Vreman & Kuerten (2014) συγκρίνουν όλες τις γνωστές μελέτες DNS σε κανάλι με $Re_\tau = 180$ (όπου Re_τ ο Reynolds θεωρώντας ως χαρακτηριστική ταχύτητα την ταχύτητα τριβής) από ανεξάρτητους ερευνητές με διαφορετικές μεθόδους και διαπιστώνουν διαφορές λιγότερο από 0,2% για τη μέση ροή.

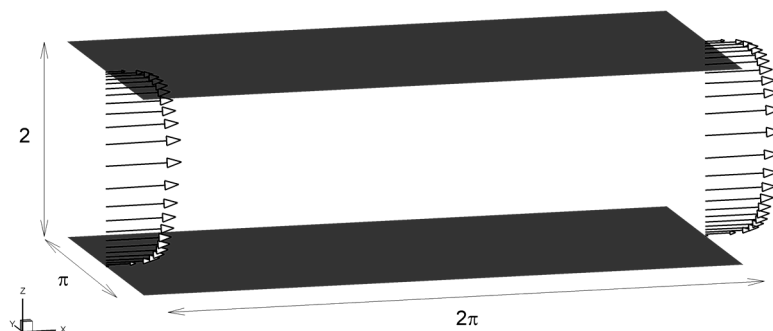
Η μοντελοποίηση DNS που επιλέχθηκε για την αξιολόγηση του κώδικα της παρούσας εργασίας είναι ίσως η πιο κλασική για το σκοπό αυτό. Πρόκειται για την εργασία των Moser, Kim & Mansour (1999) που εξέτασαν ξανά την περίπτωση των Kim et al. (1987) με $Re_\tau = 180$ και λίγο διαφορετικό υπολογιστικό χωρίο, αλλά και δύο ακόμη περιπτώσεις με Re_τ ίσο με 395 και 590. Η δημοσίευση αυτή αποτελεί επίσης μια από τις πιο σημαντικές στο χώρο της DNS (Vreman & Kuerten, 2014). Τ' αποτελέσματα των μοντελοποιήσεων είναι διαθέσιμα σε όλους μέσω του παγκόσμιου ιστού του διαδικτύου από την διεύθυνση http://turbulence.ices.utexas.edu/MKM_1999.html.

Στην εργασία αυτή επιλέχθηκε για σύγκριση ο μέσος αριθμός Reynolds $Re_\tau = 395$, που αποτελεί ένα συμβιβασμό μεταξύ αρκετά τυρβώδους ροής και αποδεκτού υπολογιστικού κόστους. Η μελέτη DNS έγινε με φασματικό κώδικα και γι' αυτό οι διαστάσεις στην κύρια και την εγκάρσια κατεύθυνση της ροής ήταν πολλαπλάσια του π (2π και π αντίστοιχα, όπου 2δ η απόσταση των πλακών). Οι διαστάσεις επιλέχθηκαν ώστε να μπορούν ν' αναπτυχθούν οι αναμενόμενες τυρβώδεις δομές. Χρησιμοποιήθηκαν κυκλικές οριακές συνθήκες. Ο αριθμός των κελιών ($M \times \Pi \times Y$) ήταν $256 \times 192 \times 193$. Στ' αποτελέσματα δόθηκαν μεταξύ άλλων τ' αδιάστατα προφίλ ταχύτητας και οι τυρβώδεις τάσεις.

5.2.2. Δεδομένα της παρούσας μοντελοποίησης

Υπολογισμοί με LES για το κανάλι ροής έγιναν αρχικά με έναν εμπορικό κώδικα (STAR-CD) ώστε ν' αποκτηθεί εμπειρία από τη χρήση της μοντελοποίησης μεγάλων δινών και μετά με την LES που αναπτύχθηκε στον ADREA-HF. Πριν από τις μοντελοποιήσεις με LES έγινε μια προκαταρκτική μοντελοποίηση με RANS με το πρόγραμμα STAR-CD, ώστε να προσδιοριστούν οι ενδεικνυόμενες επιλογές για την LES, κυρίως όσον αφορά τη χωρική και χρονική ανάλυση. Γενικά για τα αρχικά τρεξίματα ακολουθήθηκαν οι οδηγίες από σχετικό παράδειγμα των εγχειριδίων χρήσης του STAR-CD.

Η γεωμετρία του καναλιού φαίνεται στο σχ. 5.1. Η ημιαπόσταση των πλακών έχει θεωρηθεί ίση με $\delta = 1$ m.



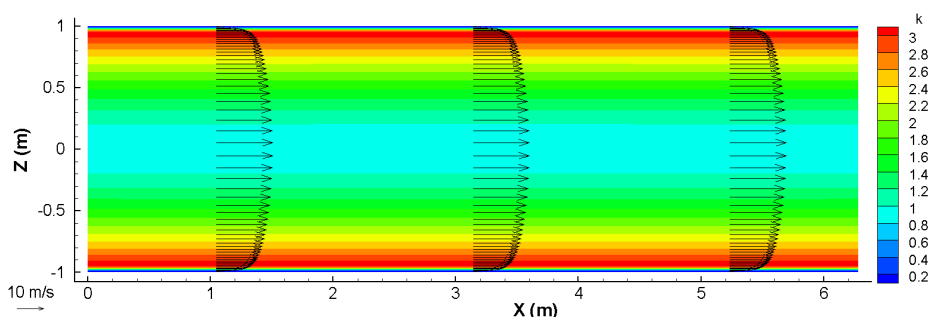
Σχήμα 5.1. Το κανάλι ροής μεταξύ δύο παραλλήλων πλακών.

Προκειμένου να επιτευχθεί ο αριθμός Reynolds της DNS, έχει οριστεί ένα εργαζόμενο μέσο με πυκνότητα 1 kg/m^3 , και συνεκτικότητα $1/395 \text{ kg/m/s}$, ώστε να προκύπτει ο ζητούμενος αριθμός Reynolds ($Re_\tau = \rho \delta u_\tau / \mu$) για ταχύτητα τριβής ίση με $u_\tau = 1 \text{ m/s}$. Η διαφορά πίεσης μεταξύ εισόδου και εξόδου του καναλιού εξισορροπείται από τη διατμητική τάση στα τοιχώματα:

$$\Delta p \cdot 2H = 2\tau_w \cdot L. \quad (5.1)$$

$2H$ και L είναι το ύψος και το μήκος του καναλιού, ίσα με 2 m και $2\pi \text{ m}$ αντίστοιχα. Η διατμητική τάση στα τοιχώματα ισούται με $\tau_w = \rho u_\tau^2$, δηλαδή με 1 N/m . Βάσει αυτών προκύπτει πτώση πίεσης ίση με $2\pi \text{ Pa}$.

Στην βοηθητική μοντελοποίηση με RANS, θεωρήθηκε πλέγμα $3 \times 50 \times 60$ κελιά στις κατευθύνσεις X, Y, Z αντίστοιχα. Το πλέγμα σχεδιάστηκε έχοντας κατά νου την μοντελοποίηση LES που θα ακολουθήσει, με πολύ λιγότερα κελιά όμως στην κατεύθυνση X, καθώς εκεί δεν αναμένονται κλίσεις ταχυτήτων. Στην κατεύθυνση Z κοντά στον τοίχο υπάρχει πύκνωση με ένα παράγοντα περίπου 1,1. Για μοντέλο τύρβης χρησιμοποιήθηκε το $k-\epsilon$ χαμηλού αριθμού Reynolds. Τα αποτελέσματα της μοντελοποίησης αυτής φαίνονται στο σχ. 5.2. Η μέγιστη ταχύτητα στο κέντρο του καναλιού προέκυψε περίπου 21 m/s , ενώ στην DNS ήταν περίπου 20 m/s (αν θεωρήσουμε $u_\tau = 1 \text{ m/s}$).

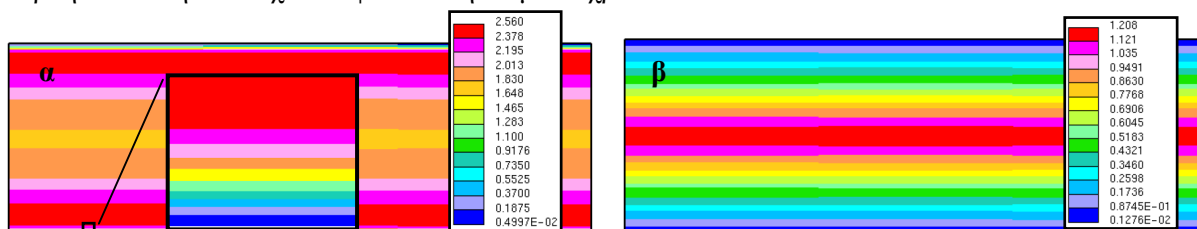


Σχήμα 5.2. Αποτελέσματα της προκαταρκτικής μοντελοποίησης με RANS: Διανύσματα ταχυτήτων και ισοϋψείς (contours) της τυρβώδους κινητικής ενέργειας. (Σημείωση: στα σχήματα η υποδιαστολή μπορεί να συμβολίζεται με «.»).

Η μοντελοποίηση RANS μπορεί να φανεί χρήσιμη για τον προσδιορισμό ενδεικτικών χωρικών και χρονικών κλιμάκων που θα βοηθήσουν στην επιλογή των δεδομένων του πλέγματος και του χρονικού βήματος στην μοντελοποίηση με LES. Οι κλίμακες αυτές l και t αντίστοιχα προσδιορίζονται προσεγγιστικά από τις σχέσεις:

$$l = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\epsilon}, \quad t = \frac{k}{\epsilon}. \quad (5.2)$$

Με χρήση της κλίμακας μήκους, μπορούμε να προσδιορίσουμε κατά πόσο το υπάρχον πλέγμα στην κατεύθυνση Z είναι επαρκές. Για το σκοπό αυτό κατασκευάζουμε το σχ. 5.3^α που δείχνει το λόγο $l/\Delta z$, όπου Δz το ύψος του κελιού. Όπου ο λόγος είναι μεγαλύτερος από 1, θεωρούμε ότι έχουμε επαρκή ανάλυση. Στο σχ. 5.3^β φαίνεται η κλίμακα χρόνου.



Σχήμα 5.3. (α): Λόγος της κλίμακας μήκους l προς το ύψος κελιών Δz . Ένα μέρος της περιοχής κοντά στον τοίχο έχει δοθεί και σε μεγέθυνση. (β): Κλίμακα χρόνου t στο κανάλι.

Από το σχ. 5.3 παρατηρούμε ότι η ανάλυση του πλέγματος κατά Z επαρκεί στο μεγαλύτερο μέρος του καναλιού για επίλυση των τυρβωδών δομών, αλλά (όπως φαίνεται από τη μεγέθυνση) όχι κοντά στον τοίχο. Η κλίμακα μήκους είναι από περίπου $0,0013 \text{ s}$ κοντά στον στερεό όριο ως περίπου 1 s κοντά στο κέντρο του καναλιού.

Στις μοντελοποιήσεις με LES, δοκιμάστηκαν κυρίως τρία πλέγματα. Το πρώτο (που παρακάτω θα το λέμε αραιό) είναι παρόμοιο με αυτό της RANS, αλλά με 30 κελιά στην κατεύθυνση της ροής (30 x 50 x 60), δηλαδή σύνολο 90000 κελιά. Το δεύτερο (μεσαίο) έχει 40 x 60 x 96, δηλαδή 230000 κελιά. Το τρίτο (πυκνό) έχει 60 x 100 x 120, δηλαδή 720000 κελιά. Τα κύρια χαρακτηριστικά των πλεγμάτων φαίνονται στον πίν. 5.1. Ο πίνακας αφορά το πρόγραμμα ADREA-HF. Στο STAR-CD τα πλέγματα ήταν ελάχιστα διαφορετικά, λόγω του διαφορετικού τρόπου δημιουργίας τους.

Πλέγμα	Κελιά X Y Z	Συν. αρ. κελιών	Δz_{min}	Λόγος αύξ. Δz	$x^+ \quad y^+ \quad z^+$ κέντρου πρώτου κελιού
Αραιό	30 x 50 x 60	90000	0,006	1,1	83 25 1,2
Μεσαίο	40 x 60 x 96	230400	0,004	1,06	62 21 0,8
Πυκνό	60 x 100 x 120	720000	0,0029	1,05	41 12 0,6

Πίνακας 5.1. Τα πλέγματα των μοντελοποιήσεων LES με τα κύρια χαρακτηριστικά τους.

Παρατηρούμε ότι όλα τα πλέγματα πληρούν τις οδηγίες που δίνονται συνήθως για σωστή επίλυση του καναλιού ροής με LES (π.χ. ο Blazek, 2001, ο Piomelli, 2001 και οι Georgiadis et al., 2009, δίνουν 50-150 για το x^+ , 15-40 για το y^+ , ενώ συνιστούν $z^+ \leq 1$). Όπως αναφέρθηκε όμως και στα σχόλια του σχ. 5.3^a, δεν περιμένουμε πλήρη επίλυση των τυρβωδών δομών κοντά στο στερεό όριο με το αραιό πλέγμα, ενώ η κατάσταση βελτιώνεται κάπως στα πιο πυκνά πλέγματα.

Τα κύρια αποτελέσματα που θα παρουσιαστούν στην §5.2.3 αφορούν το πυκνό πλέγμα, ενώ στοιχεία από τις μοντελοποιήσεις με τα άλλα δύο πλέγματα θ' αναφερθούν στην παράγραφο §5.2.4.

Από τις υπόλοιπες επιλογές, η σταθερά Smagorinsky έχει τεθεί 0,1 βάσει των οδηγιών του STAR-CD (δοκιμάστηκαν όμως και οι τιμές 0,065 και 0,17), το αριθμητικό σχήμα στους όρους μεταφοράς είναι κεντρικών διαφορών και η χρονική διακριτοποίηση γίνεται με σχήματα δεύτερης τάξης ακρίβειας (Crank-Nicolson στο ADREA-HF και πεπλεγμένο δεύτερης τάξεως στο STAR-CD). Κοντά στον τοίχο έχει εφαρμοστεί στο μοντέλο Smagorinsky η διόρθωση van Driest στο ADREA-HF και η διόρθωση της εξ. (4.14) στο STAR-CD¹.

Κατά την κατεύθυνση της ροής και την εγκάρσια διεύθυνση έχουν εφαρμοστεί κυκλικές οριακές συνθήκες. Οι τοίχοι είναι λείοι και οι συναρτήσεις τοίχου είναι υβριδικές, αν και στην πράξη παντού ισχύει $z^+ = u^+$, αφού το πλέγμα είναι αρκετά πυκνό και δεν υπάρχουν περιοχές χαμηλών ταχυτήτων στην κύρια ροή. Η επίδραση της βαρύτητας έχει τεθεί ίση με μηδέν.

Η ροή ελέγχεται στο ADREA-HF από επιβολή σταθερής παροχής μάζας 110 kg/s ίσης με του πειράματος (σύμφωνα με την εξ. 4.30), ενώ στο STAR-CD από την πτώση πίεσης, όπως υπολογίστηκε από την εξ. (5.1). Στο ADREA-HF επιβάλλεται γενικά και διόρθωση παροχής μάζας (να είναι ίση με 0) για την ταχύτητα V στα εγκάρσια όρια, ενώ σε κάποιες περιπτώσεις, ειδικά σε πυκνά πλέγματα, επιβλήθηκε διόρθωση και των συνιστωστών V, W στην είσοδο², ώστε να περιοριστούν οι ασυμμετρίες που εμφανίζονταν. Επίσης στο ADREA-HF το ρευστό θεωρείται συμπιεστό και στο STAR-CD ασυμπιεστό, αν και από δοκιμές φάνηκε ότι αυτό δεν διαδραματίζει σημαντικό ρόλο στ' αποτελέσματα.

Ως αρχικές συνθήκες έχει θεωρηθεί ταχύτητα U 20 m/s παντού. Για διευκόλυνση της γρήγορης μετάβασης σε τυρβώδη ροή, έχει τεθεί (σύμφωνα με τις οδηγίες του STAR-CD – βλ. και Piomelli, 2001) μια επιπλέον πολύ μεγάλη διαταραχή σε κεντρική περιοχή του καναλιού. Αυτή είναι μεγαλύτερη σε ένταση από την κύρια ροή, καθώς ο σκοπός της δεν είναι ν' αντιπροσωπεύει τη φυσική, αλλά να δημιουργήσει αναταραχές στο πεδίο ροής (η αποκατάσταση φυσικά αποδεκτής ροής γίνεται σχετικά γρήγορα από τον κώδικα κατά την επίλυση): Στο STAR-CD γενικά έχει χρησιμοποιηθεί ταχύτητα περίπου 60 m/s με κύρια κατεύθυνση κάθετη στη ροή, προς τα πλάγια, που καλύπτει ένα εύρος περίπου 20% στην κατεύθυνση X, 50% στην Y και 25% στην Z κοντά στο κάτω τοίχωμα, ενώ στον ADREA-HF η ταχύτητα που έχει επιλεγεί είναι στις περισσότερες μοντελοποιήσεις 40 m/s προς το κάτω τοίχωμα και καλύπτει ένα εύρος 50% σε όλες τις κατευθύνσεις. Με τον τρόπο αυτό η μετάβαση στην τύρβη γίνεται σε ελάχιστο χρόνο και μειώνεται πολύ ο μεταβατικός χρόνος στον οποίο η ροή δεν έχει αποκτήσει στατιστική σταθερότητα, οπότε αρχίζουν να λαμβάνονται στατιστικά πολύ νωρίς.

Όσον αφορά το χρονικό βήμα, οι γενικές οδηγίες (§2.6.4.3) που ακολουθήθηκαν είναι: α) Ο αδιάστατος χρόνος $\Delta t^+ = u^2 \Delta t / \nu < 1$, που στην περίπτωση μας δίνει $\Delta t < 0,0025$. β) $\Delta t < t$, όπου t μια

¹ Να σημειωθεί ότι λόγω της διατύπωσης του Smagorinsky στο STAR-CD, η σταθερά του είναι σα ν' αντιστοιχεί σε συνήθη σταθερά διαιρεμένη με $2^{0,25}$.

² Η διόρθωση αυτή δεν περιγράφεται στις εξ. (4.28) ως (4.30) και επιβάλλει ο μέσος όρος των V, W στην «περιοχή» (της εισόδου εν προκειμένω) να είναι μηδέν.

χρονική κλίμακα. Από το σχ. 5.3^b φαίνεται ότι η μικρότερη κλίμακα που παρατηρείται πάρα πολύ κοντά στον τοίχο είναι της τάξεως των 0,0013 s. γ) Αριθμός CFL= $U \Delta t / \Delta x < 0,3$, σύμφωνα με τις οδηγίες του STAR-CD. Στο πυκνότερο πλέγμα που είχαμε, το Δx ήταν περίπου 0,1 m, η μέγιστη ταχύτητα U 20 m/s, οπότε προκύπτει $\Delta t < 0,0015$ s. Άρα βλέπουμε ότι ένα χρονικό βήμα 0,001 s καλύπτει όλα τα κριτήρια και αυτό επιλέχθηκε για το αραιό πλέγμα με το STAR-CD. Στο μεσαίο πλέγμα το χρονικό βήμα μειώθηκε στο 0,0008 s για ακόμη μεγαλύτερη ασφάλεια, ενώ στο πυκνό στο 0,0005 s. Στο ADREA-HF το κριτήριο του μέγιστου στιγμιαίου CFL $< 0,3$ σε οποιοδήποτε κελί μέσα σε όλο το πεδίο ροής, που ελέγχεται σε κάθε επανάληψη και προσαρμόζει αυτόματα το χρονικό βήμα, υπερκάλυπτε όλα τα άλλα κριτήρια και το αποτέλεσμα ήταν μέσα χρονικά βήματα περίπου 0,0009 s, 0,00045 s και 0,0003 s για το αραιό, μεσαίο και πυκνό πλέγμα αντίστοιχα. Και στους δύο κώδικες έγιναν δοκιμές και με διαφορετικά χρονικά βήματα και τ' αποτελέσματα δεν άλλαξαν.

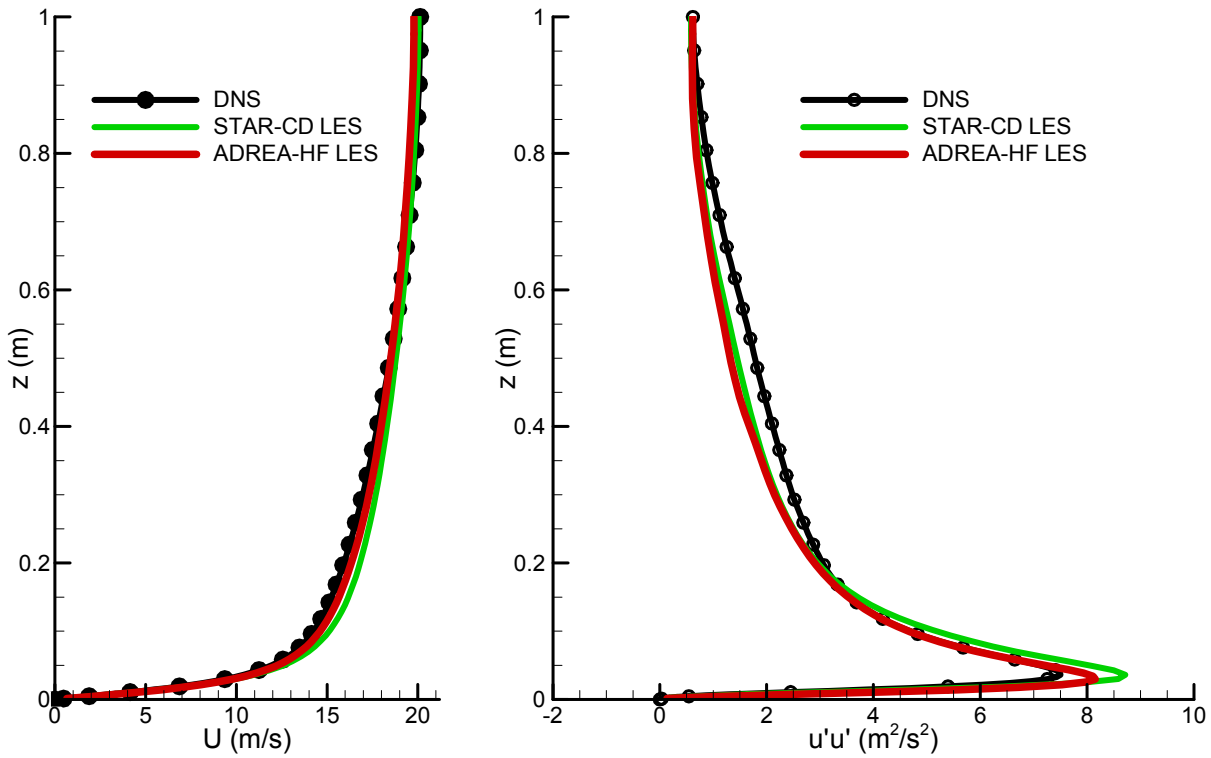
Πριν αναφερθούμε στο συνολικό χρόνο μοντελοποίησης, χρειάζεται μια παρατήρηση. Λόγω της τύρβης, όσο χρόνο και να τρέξει το πρόγραμμα λαμβάνοντας στατιστικά, το προφίλ μέσης ταχύτητας σε μια συγκεκριμένη στήλη δεν θα είναι μια λεία γραμμή, αλλά θα παρουσιάζει ακανόνιστες ελαφρές διακυμάνσεις. Για ομαλά προφίλ, λαμβάνονται οι χωρικοί μέσοι όροι των τιμών των μεταβλητών στους άξονες X και Y, για κάθε ύψος Z, δεδομένου ότι το πρόβλημα είναι μονοδιάστατο. Με τον τρόπο αυτό τα προφίλ προκύπτουν λεία ακόμη και για πολύ μικρό χρόνο λήψης στατιστικών, αφού υπάρχουν χιλιάδες κελιά με ίδια συντεταγμένη Z. Έτσι δεν χρειάζονται πολλά δευτερόλεπτα μοντελοποίησης, αν ενδιαφερόμαστε μόνο για τις μέσες τιμές. Στα πυκνά πλέγματα αυτό είναι πολύ χρήσιμο, καθώς οι χρόνοι υπολογισμού είναι μεγάλοι. Στα αραιά πλέγματα ο χρόνος μοντελοποίησης ήταν της τάξεως των πολλών δεκάδων δευτερολέπτων, με στατιστικά από τα 20 s, στα μεσαία πλέγματα ήταν περίπου 30 s με στατιστικά από τα 15 s, ενώ στο πυκνό πλέγμα το STAR-CD έτρεξε για 18,6 s, με στατιστικά από τα 10 s και το ADREA-HF στην περίπτωση με σταθερά Smagorinsky C_s 0,065 έτρεξε για 12 s με στατιστικά από τα 5 s, ενώ στις περιπτώσεις με C_s ίσο με 0,1 και 0,17 έγινε επανεκκίνηση από τα 4 s της περίπτωσης με C_s 0,065 (οπότε είχαμε ροή με στατιστικά ανεπτυγμένη τύρβη) και η μοντελοποίηση συνεχίστηκε για 6 επιπλέον δευτερόλεπτα, με στατιστικά από το τρίτο δευτερόλεπτο. Τα 10 s αντιστοιχούν περίπου σε 200 αδιάστατους χρόνους H/U , όπου $H = \delta$ η ημιάποσταση των πλακών και $U = 20$ m/s. Για τα 6 s του ADREA-HF στο πυκνό πλέγμα 720000 κελιών με σταθερά Smagorinsky 0,1 και μέσο χρονικό βήμα 0,0003 s χρειάστηκαν σχεδόν 3 μέρες σε 4 πυρήνες του υπολογιστή Q32 (πίν. 4.1) και ενδεικτική χρήση μνήμης λιγότερο από 850 MByte. Για το τρέξιμο των 18,6 s του STAR-CD, με ίσο αριθμό κελιών, ενδεικτική χρήση μνήμης περίπου 660 MByte και χρονικό βήμα 0,0005 s, χρειάστηκαν σχεδόν 8 μέρες σε 3 πυρήνες του υπολογιστή ki7 (πίν. 4.1). Το ADREA-HF δηλαδή είναι αρκετά πιο γρήγορο³ από το STAR-CD σε αυτή την περίπτωση LES, δεδομένου ότι το χρονικό βήμα ήταν πιο μικρό και ο υπολογιστής που έτρεξε πιο αργός.

5.2.3. Αποτελέσματα της μοντελοποίησης LES και σγόλια

Τ' αποτελέσματα που θα παρουσιαστούν σ' αυτή την παράγραφο αφορούν μόνο τις περιπτώσεις με τα πυκνά πλέγματα των 720000 κελιών, με σταθερά $C_s = 0,1$.

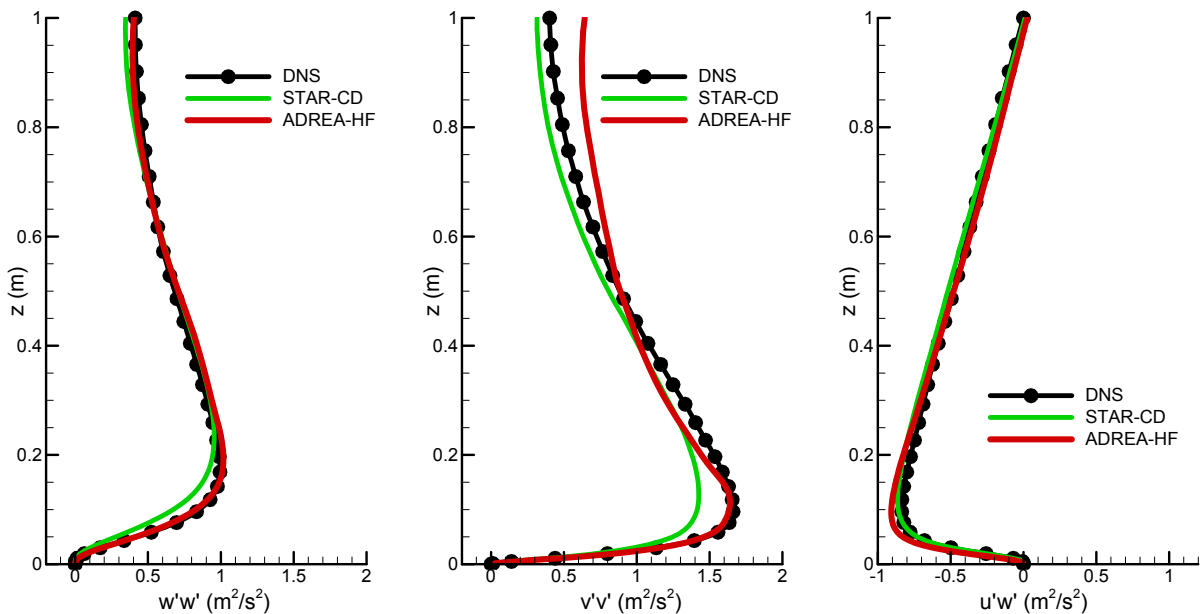
Στο σχ. 5.4 φαίνεται η μέση ταχύτητα U στην κύρια κατεύθυνση της ροής και η κύρια τάση $u'u'$ για την DNS (θεωρώντας $u_\tau = 1$ m/s), την LES του STAR-CD και την LES του ADREA-HF. Η πρώτη παρατήρηση είναι ότι η συμφωνία των κωδικών LES με την DNS είναι πάρα πολύ καλή, τόσο στη μέση ροή όσο και στην κύρια τάση Reynolds. Επίσης τ' αποτελέσματα των δύο κωδικών LES είναι τόσο κοντά που σε πολλά σημεία είναι δύσκολο να διακριθεί ο ένας κώδικας από τον άλλο.

³ Σε μια μελέτη που έγινε για την ταχύτητα του ADREA-HF και του STAR-CD σε RANS, στο ίδιο κανάλι πλήρως ανεπτυγμένης ροής, με όσο το δυνατόν ίδιες επιλογές στους δύο κώδικες, τ' αποτελέσματα ήταν τα εξής (η δοκιμή έγινε στον ki7): Σε ένα επεξεργαστή, το ADREA-HF ήταν πιο γρήγορο από το STAR-CD κατά 12%. Σε 4 επεξεργαστές, το ADREA-HF με MPI ήταν πιο γρήγορο κατά 5% από το STAR-CD, ενώ με OMP ήταν πιο αργό κατά 4% από το STAR-CD. Δηλαδή σε RANS το ADREA-HF είναι πιο γρήγορο, αλλά το STAR-CD έχει καλύτερη παραλληλοποίηση (σε LES μάλλον το ADREA-HF είναι ταχύτερο πάντα, βάσει του τρεξίματος στο πυκνό πλέγμα που είδαμε παραπάνω). Το ίδιο τρέξιμο RANS του ADREA στον «w26» ήταν 1,7 φορές πιο γρήγορο σε ένα επεξεργαστή και 1,9 φορές πιο γρήγορο σε 4 επεξεργαστές (δηλαδή ο w26 με επεξεργαστή i7-2600 έχει καλύτερη διαχείριση πολλών διεργασιών από τον ki7 με επεξεργαστή i7-920). Ο Lenovo, με επεξεργαστή L2400 ήταν σε τρέξιμο μιας διεργασίας αργότερος 2,3 φορές από τον ki7. Κάτι άλλο ενδιαφέρον ήταν ότι στο STAR-CD το τρέξιμο με 3 πυρήνες ήταν γρηγορότερο από αυτό με 4 πυρήνες. Αυτό οφείλεται μάλλον στον τρόπο που χωρίζει τα υποχωρία το STAR-CD, δεδομένου ότι τα κελιά στον άξονα X είναι πολλαπλάσια του 3 στη συγκεκριμένη περίπτωση. Αυτό πρέπει να το λαμβάνει υπόψη του ο χρήστης τόσο στο σχεδιασμό του πλέγματος, όσο και όταν αποσίζει σε πόσους επεξεργαστές θα τρέξει με το STAR-CD.



Σχήμα 5.4. Προφίλ ταχύτητας U και κύριας τάσης $u'u'$ καθ' ύψος σε πλήρως ανεπτυγμένη ροή ανάμεσα σε παράλληλες πλάκες απόστασης 2 m. Σύγκριση των αποτελεσμάτων των μοντελοποιήσεων LES με την περίπτωση αναφοράς DNS.

Στο σχ. 5.5 συμπληρώνεται το σχ. 5.4 με τις υπόλοιπες σημαντικές τάσεις Reynolds. Παρατηρούμε το ίδιο, δηλαδή ότι τ' αποτελέσματα και των δύο κωδίκων LES είναι πάρα πολύ κοντά στην DNS. Για παράδειγμα στην τάση $u'w'$ που είναι κλασσική σύγκριση για την επίδοση των κωδίκων LES, τ' αποτελέσματα της LES είναι τόσο καλά που οι τρεις καμπύλες δύσκολα μπορούν να διακριθούν μεταξύ τους. Ήδη από τα σχήματα 5.4 και 5.5 βλέπουμε η μεθοδολογία LES που αναπτύχθηκε είναι επιτυχημένη στη σύγκριση με DNS και ανταγωνιστική ενός εμπορικού κώδικα LES.



Σχήμα 5.5. Προφίλ καθ' ύψος των τάσεων Reynolds $w'w'$, $v'v'$, $u'w'$ σε ροή σε κανάλι με $Re_\tau = 395$ (συνέχεια του σχ. 5.4). Σύγκριση LES του ADREA-HF και του STAR-CD με DNS. Το ύψος του οριακού στρώματος είναι 1 m.

Παρατηρώντας καλύτερα τα σχήματα μπορούμε να κάνουμε επιπλέον σχόλια. Στο προφίλ της ταχύτητας U και γενικά στα περισσότερα προφίλ παρατηρούμε ότι τ' αποτελέσματα του ADREA-HF είναι κοντύτερα σ' αυτά της DNS, απ' ότι του STAR-CD. Ειδικότερα για την ταχύτητα U , το STAR-CD παρουσιάζει λίγο μεγαλύτερες ταχύτητες κυρίως γύρω από το ύψος των 0,2δ. Γενικότερα το STAR-CD είχε μια τάση υπερεκτίμησης της ταχύτητας U , κυρίως στα αραιότερα πλέγματα (βλ. και §5.2.4). Από την άλλη μεριά, το ADREA-HF είχε μια τάση υπερεκτίμησης του u_τ , που επίσης ήταν μεγαλύτερη στα αραιότερα πλέγματα⁴ (δε φαίνεται εδώ). Αυτό μπορεί να δικαιολογηθεί, καθώς στο ADREA-HF η ροή ελέγχεται από την παροχή μάζας που είναι ίδια με του πειράματος, οπότε το μέγεθος της ταχύτητας προκύπτει αναγκαστικά πάρα πολύ κοντά στο πειραματικό. Αντίθετα στο STAR-CD η ροή ελέγχεται από την πτώση πίεσης, οπότε η ταχύτητα τριβής (που ανάγεται σε πτώση πίεσης βάσει της εξ. 5.1) προκύπτει αναγκαστικά πάρα πολύ κοντά στην πειραματική, αλλά λόγω ατελούς επίλυσης δεν προκύπτει σωστά η παροχή μάζας. Για το λόγο αυτό, αν τα προφίλ ταχύτητας ήταν αδιαστατοποιημένα με την u_τ , το STAR-CD θα φαινόταν να δίνει καλύτερα αποτελέσματα (θα ήταν στο ίδιο σημείο, αφού η u_τ είναι 1, αλλά θα ήταν χειρότερα τ' αποτελέσματα του ADREA-HF, αφού η u_τ προκύπτει μεγαλύτερη από 1). Καθώς όμως για τις εφαρμογές στις οποίες απευθύνεται ο κώδικας ενδιαφερόμαστε για τις ταχύτητες και όχι για μια συνολική πτώση πίεσης, προτιμάται η ροή να ελέγχεται από την παροχή μάζας και η σύγκριση να γίνεται σε απόλυτες ταχύτητες.

Στο διάγραμμα της κύριας τάσης $u'u'$ παρατηρούμε ότι το μέγιστό της στην LES προκύπτει μεγαλύτερο από τη DNS, παρόλο που δεν έχουμε συμπεριλάβει το (μικρό σε τόσο πυκνό πλέγμα) υποπλεγματοκό κομμάτι. Αυτό είναι πολύ συνηθισμένο στους κώδικες LES όταν γίνεται μοντελοποίηση σε κανάλι (π.χ. Froehlich & Rodi, 2002, Saric et al., 2005, Celik et al., 2006) και γενικότερα όταν η χωρική και χρονική ανάλυση δεν είναι πολύ μεγάλη (Choi & Moin, 1994). Στις άλλες δύο κύριες τάσεις, σχ. 5.5, παρατηρούμε ότι το ADREA-HF είναι αισθητά πιο κοντά από το STAR-CD στην καμπύλη της DNS, όσον αφορά τις μέγιστες τιμές των τάσεων. Κατά τα άλλα οι τιμές των δύο κωδίκων LES είναι πολύ κοντά. Εξαίρεση είναι η τάση $v'v'$ που αποκλίνει λίγο στο ADREA-HF στο πάνω μισό του οριακού στρώματος. Αυτό οφείλεται σε μειονέκτημα της συγκεκριμένης μοντελοποίησης του ADREA-HF και συγκεκριμένα σε κάποιες ασυμμετρίες που παρουσιάστηκαν και πιστεύεται ότι οφείλονται μερικώς στη συγκεκριμένη υλοποίηση των κυκλικών οριακών συνθηκών⁵. Η τάση $u'w'$, που είναι σημαντική, προβλέπεται σχεδόν τέλεια και από τους δύο κώδικες LES. Οι υπόλοιπες τάσεις έχουν πολύ μικρές τιμές που παρουσιάζουν κάποια τυχαιότητα και δεν έχει νόημα η σύγκριση μαζί τους.

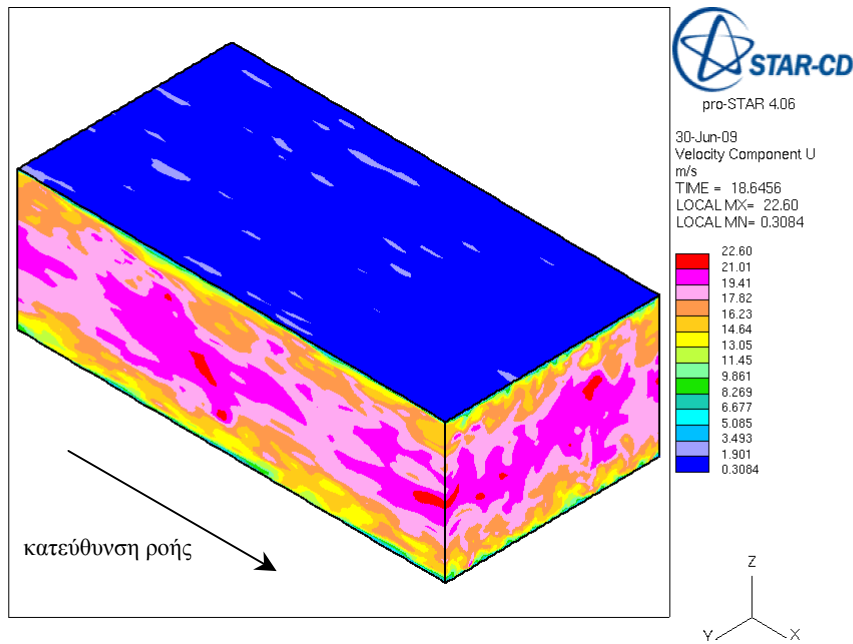
Βλέπουμε λοιπόν ότι τόσο ο κώδικας που αναπτύχθηκε, όσο και το STAR-CD, έχουν επιτύχει στην μοντελοποίηση της ροής σε κανάλι, που είναι βασική δοκιμή για ένα κώδικα LES. Παρακάτω θα παρουσιαστούν κάποια επιπλέον αποτελέσματα από τους κώδικες LES.

Στο σχ. 5.6 παρουσιάζονται οι στιγμιαίες ταχύτητες u για την μοντελοποίηση με το STAR-CD. Παρατηρούμε την τυχαιότητα των τυρβωδών δομών και τις διακυμάνσεις της ταχύτητας από σημείο σε σημείο. Στο πρώτο κελί κοντά στον τοίχο η ταχύτητα είναι περίπου 0,3 m/s (μπλε περιοχή), ενώ όσο πάμε προς το κέντρο γενικά αυξάνεται, στην αρχή γρήγορα και μετά πιο αργά, ώστε στο μεγαλύτερο μέρος του καναλιού να επικρατούν ταχύτητες από 17 ως 23 m/s. Υπενθυμίζεται ότι η μέση ταχύτητα στο κέντρο του καναλιού είναι περίπου 20 m/s.

Κάτι που δε φαίνεται σε μοντελοποίηση RANS είναι η κατανομή της πίεσης κάθετα στον τοίχο, εξ' αιτίας του. Στο σχ. 5.7^a φαίνεται η μέση πίεση της LES σε σχέση με την πίεση με ένα κελί αναφοράς που βρίσκεται στην είσοδο του πεδίου ροής. Όπως παρατηρούμε, η πίεση δεν πέφτει προς τα κατάντη της ροής ανά παράλληλες φέτες, αλλά έχοντας μια χαρακτηριστική κυματιστή μορφή (κάπως λιγότερο έντονη στα αραιότερα πλέγματα). Η μέση πτώση πίεσης είναι 6,28 Pa. Κατά μήκος του άξονα Y παρατηρούμε μια διακύμανση στις μέσες τιμές της πίεσης παρόλο το μεγάλο διάστημα λήψης στατιστικών μέσων όρων, που οφείλεται στην τυχαιότητα της τυρβώδους ροής.

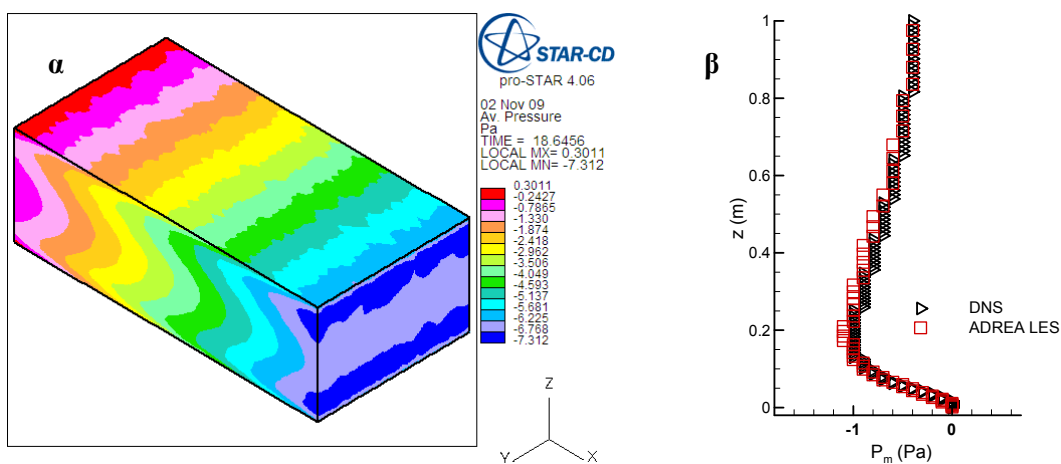
⁴ Η μερική αστοχία του ADREA-HF στην πρόβλεψη του u_τ και του STAR-CD στην πρόβλεψη της παροχής μάζας, ξεκινούν πιθανότατα από την μη επαρκή επίλυση των τυρβωδών δομών κοντά στον τοίχο (Froehlich & Rodi, 2002), όπου η ανάλυση πρέπει να είναι μεγάλη όχι μόνο στον άξονα τον κάθετο στον τοίχο, αλλά και στους άλλους δύο άξονες.

⁵ Ευκαιρίας δοθείσης, σημειώνεται ότι στο STAR-CD δεν διαπιστώθηκε αντιστοιχία διακυμάνσεων πιέσεων μεταξύ των επιφανειών στις οποίες εφαρμόζονται κυκλικές οριακές συνθήκες (βλ. §4.3.3 για το τι ισχύει στο ADREA-HF). Επίσης διαπιστώθηκε ότι στο STAR-CD (όπως και στο ADREA-HF σε κάποιο βαθμό) οι κυκλικές οριακές συνθήκες *επιδρούν* στην ροή: για παράδειγμα, η υπολογιζόμενη μέση u_τ κοντά στην έξοδο (και είσοδο) στο αραιό πλέγμα προκύπτει κάτω από 0,5 m/s, ενώ γενικά σε όλο το υπόλοιπο πεδίο ροής είναι 1 m/s. Σίγουρα η υλοποίηση των κυκλικών οριακών συνθηκών στο ADREA-HF και στο STAR-CD είναι διαφορετική. Η διαφορετική υλοποίηση των κυκλικών οριακών συνθηκών από κώδικα σε κώδικα και το γεγονός ότι επιδρούν τελικά στην ροή, είναι επιπλέον μειονεκτηματά τους.



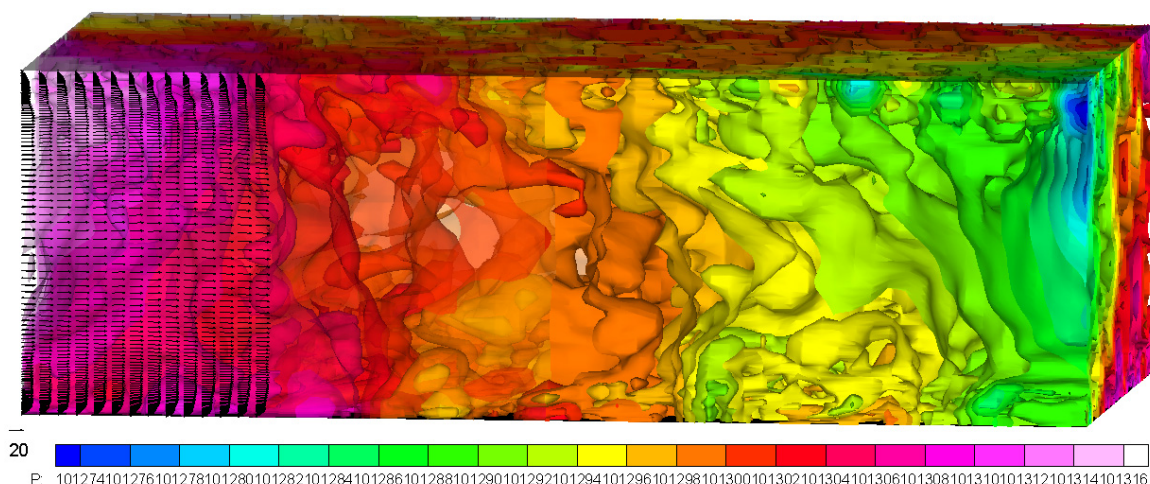
Σχήμα 5.6. Ισοϋψείς (contours) στιγμιαίας ταχύτητας στα όρια του καναλιού για τη μοντελοποίηση με το STAR-CD.

Στο σχ. 5.7^α παρατηρούμε ότι κοντά στον τοίχο η πίεση έχει την μέγιστη τιμή. Μετά, απομακρυνόμενοι κάθετα από τον τοίχο, η πίεση πέφτει απότομα και μετά ανακτάται εν μέρει με αργούς ρυθμούς μέχρι το μέσο του καναλιού. Αυτό φαίνεται πιο καλά στο σχ. 5.7^β, που παριστάνει τη μέση πίεση σε σχέση με την απόσταση από τον τοίχο. Οι τιμές παρέχονται με ένα δεκαδικό ψηφίο, καθώς έτσι έχουν σωθεί στο ADREA, που σώζει απόλυτες πιέσεις (τάξεως 101300 Pa) για την μέση πίεση. Παρατηρούμε ότι υπάρχει ένα ελάχιστο -1 Pa περίπου στο 20% του οριακού στρώματος, ενώ στο κέντρο του καναλιού η πίεση είναι περίπου $0,4$ Pa κάτω από την πίεση στον τοίχο. Η LES που αναπτύχθηκε προβλέπει γενικά την κατανομή της πίεσης με το ύψος, με μια μικρή υπερεκτίμηση της διαφοράς της τιμής σε σχέση με τον τοίχο περίπου στο μέσο του οριακού στρώματος. Η αντίστοιχη καμπύλη του STAR-CD (δε φαίνεται εδώ) επίσης ακολουθεί αυτές τις κατανομές, αλλά στο κέντρο δίνει λίγο μικρότερη διαφορά πίεσης σε σχέση με τον τοίχο. Λόγω ατελειών της μοντελοποίησης, οι καμπύλες αυτές συχνά δεν είναι ακριβώς ίδιες στον πάνω και στον κάτω τοίχο, ειδικά στο ADREA-HF.



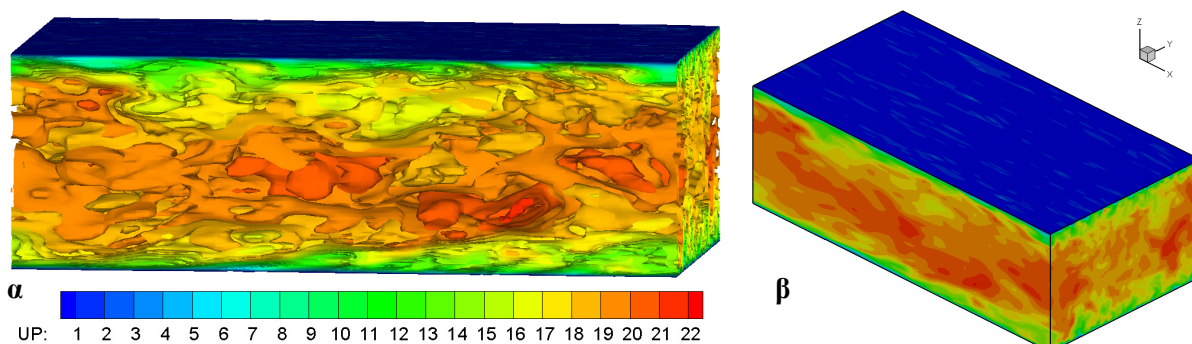
Σχήμα 5.7. (α) Ισοϋψείς μέσης πίεσης στα όρια του καναλιού για τη μοντελοποίηση με το STAR-CD. (β) Κατανομή της μέσης πίεσης κάθετα στον τοίχο για την DNS και την LES του ADREA-HF.

Αν και η μέση πίεση εμφανίζει αυτή την κατανομή, η στιγμιαία πίεση έχει τυρβώδεις διακυμάνσεις που παρουσιάζουν μεγάλη τυχαιότητα και σχηματίζουν ενδιαφέρουσες δομές. Στο σχ. 5.8 φαίνονται κάποιες τέτοιες δομές απεικονίζοντας τις ισοεπιφάνειες πίεσης τη στιγμή των 4 s.



Σχήμα 5.8. Ισοεπιφάνειες στιγμιαίας πίεσης στο κανάλι τη στιγμή των 4 s για τη μοντελοποίηση με το ADREA-HF. Στο αριστερό μισό του καναλιού οι ισοεπιφάνειες είναι ημιδιαφανείς. Έχουν περιληφθεί και στιγμιαίες ταχύτητες στην αρχή του καναλιού. Τα άνω και κάτω στερεά όρια έχουν μαύρο χρώμα (το άνω ημιδιαφανές ώστε να φαίνονται οι δομές).

Παρατηρούμε ότι γενικά στο αριστερό τμήμα είναι υψηλότερες οι πιέσεις και καθώς πηγαίνουμε προς τα δεξιά πέφτουν, καθώς η ροή πάει από τα αριστερά προς τα δεξιά. Αυτό δε συμβαίνει πάντα στις στιγμιαίες πιέσεις όλες τις χρονικές στιγμές, αλλά είναι έτσι κατά μέσο όρο. Επίσης παρατηρούμε ότι ενώ η ονομαστική πτώση μέσης πίεσης είναι 6,28 Pa, στο σχ. 5.8 η διαφορά της μέγιστης από την ελάχιστη πίεση είναι πολύ μεγαλύτερη, ίση με (101316 – 101274) Pa, δηλαδή 42 Pa. Ενδιαφέρον παρουσιάζουν τα διανύσματα ταχυτήτων κοντά στον τοίχο, καθώς παίρνουν διαφορετική μορφή από σημείο σε σημείο ανάλογα με τους στροβίλους και τις διακυμάνσεις που υπάρχουν. Όσον αφορά τις ισοεπιφάνειες της πίεσης, παρατηρούμε ότι στη γενική τάση να είναι παράλληλες οι επιφάνειες έτσι που μεταβάλλεται γενικά η πίεση (βλ. π.χ. πράσινες επιφάνειες προς το τέλος του καναλιού), υπερτίθενται διαταραχές που μπορεί να είναι τόσο μεγάλες που να υπερσκιάζουν τη γενική τάση. Για παράδειγμα στο μέσο υπάρχει μια κόκκινη επιφάνεια υψηλότερης πίεσης που εισέρχεται σε περιοχή χαμηλότερης. Οι δομές αυτές σχετίζονται με στροβίλους (βλ. κεφ. 10). Τυρβώδεις δομές μπορεί να παρατηρήσει κανείς και με τις ισοεπιφάνειες σταθερής ταχύτητας, σχ. 5.9^α. Απ’ ό,τι θα φανεί στο κεφ. 10 οι δομές αυτές μπορούν να παρατηρηθούν καλύτερα με χρήση φραγμένου σχήματος κεντρικών διαφορών. Περισσότερα για τις τυρβώδεις δομές αναφέρονται εκεί.



Σχήμα 5.9. (α) Ισοεπιφάνειες στιγμιαίας ταχύτητας τη στιγμή των 6 s για τη μοντελοποίηση με το ADREA-HF. Έχει περιληφθεί ως μαύρη ημιδιαφανής η πάνω πλάκα του καναλιού. (β) Ισοϋψείς στιγμιαίας ταχύτητας στα όρια του καναλιού για τη μοντελοποίηση με το ADREA-HF. Και στα δύο σχήματα η κλίμακα των ταχυτήτων είναι ίδια.

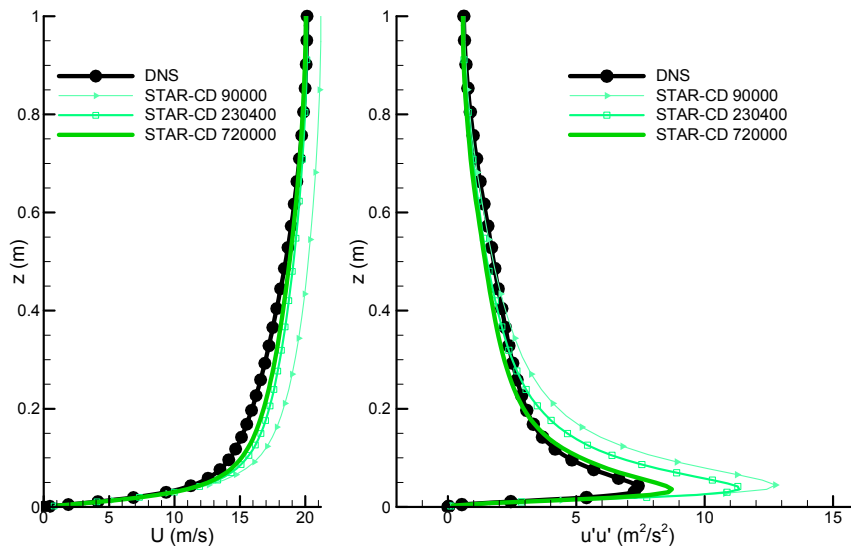
Στο σχ 5.9^β φαίνονται ισοϋψείς ταχυτήτων σε τρεις οριακές επιφάνειες του καναλιού (πάνω, εγκάρσια και έξοδος). Το σχήμα είναι ακριβώς αντίστοιχο με το σχ. 5.6 που παρουσιάστηκε παραπάνω για το STAR-CD. Παρόλη την διαφορετική χρωματική απόδοση μεταξύ των ισοϋψών παρατηρούμε ότι και το εύρος των ταχυτήτων και οι διακυμάνσεις τους αλλά και η γενική μορφή τυχαίοτητας που παρουσιάζουν, είναι αντίστοιχες στους δύο κώδικες LES.

5.2.4. Επιπλέον περιπτώσεις που εξετάστηκαν

Εκτός από την αξιολόγηση που έγινε στον κώδικα LES και περιγράφεται παραπάνω, έγιναν και κάποιες επιπλέον παραμετρικές αναλύσεις και δοκιμές τόσο με τον κώδικα που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της διατριβής, όσο και με τον εμπορικό κώδικα. Μερικές απ' αυτές τις δοκιμές μπορούν να μας οδηγήσουν σε χρήσιμα συμπεράσματα και αναφέρονται παρακάτω.

5.2.4.1. Επιπλέον δοκιμές με το STAR-CD

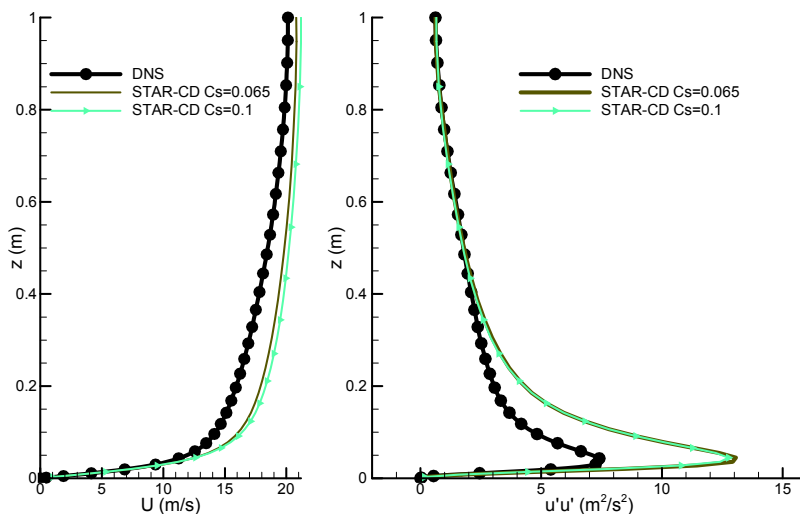
Κατ' αρχήν, όσον αφορά το πλέγμα, βλέπουμε στο σχ. 5.10 (στο σχήμα αυτό $C_s = 0,1$) ότι το αραιό πλέγμα στο STAR-CD δεν επαρκεί για να επιλύσει με μεγάλη ακρίβεια όλες τις παραμέτρους της ροής στο κανάλι. Συγκεκριμένα αποτυγχάνει στην πρόβλεψη του μεγέθους της ταχύτητας. Να σημειωθεί ότι αν τ' αποτελέσματα παρουσιάζονταν αδιαστατοποιημένα με την ταχύτητα U_b που σχετίζεται με την παροχή μάζας δια την κάθετη στη ροή επιφάνεια, οι τρεις καμπύλες ταχύτητας του STAR-CD σχεδόν θα ταυτίζονταν και θα ήταν πολύ κοντά στην DNS. Έτσι όμως θα καλυπτόταν η ατέλεια πρόβλεψης του σωστού μεγέθους της ταχύτητας.



Σχήμα 5.10. Επίδραση του πλέγματος στα αποτελέσματα του STAR-CD. Αριστερά: Μέση ταχύτητα U . Δεξιά: Τάση $u'u'$.

Όσον αφορά την κύρια τάση, όπως ήταν αναμενόμενο, (βλ. σχόλια των σχ. 5.4, 5.5) όσο πιο αραιό είναι το πλέγμα τόσο πιο μεγάλο και μακριά από το πειραματικό είναι το μέγιστο της τάσης.

Μια άλλη δοκιμή που έγινε αφορούσε την τιμή της σταθεράς C_s . Στο αραιό πλέγμα, η χρήση $C_s=0,065$ αντί για 0,1, οδηγεί σε λίγο καλύτερα αποτελέσματα για τις ταχύτητες (σχ. 5.11).



Σχήμα 5.11. Επίδραση της σταθεράς C_s στα αποτελέσματα του STAR-CD. Αριστερά: Μέση ταχύτητα U . Δεξιά: Τάση $u'u'$.

Πιο συγκεκριμένα με χρήση της μικρότερης σταθεράς $C_s=0,065$ βλέπουμε ότι το προφίλ της ταχύτητας U πλησιάζει προς τ' αποτελέσματα της DNS, σα να είχαμε πυκνότερο πλέγμα. Στην κύρια τάση (σχ. 5.11 δεξιά) οι διαφορές είναι πιο μικρές και αυτή τη φορά απομακρυνόμαστε από την καμπύλη της DNS. Αυτό είναι λογικό, καθώς, αφού το Smagorinsky είναι καταστροφικό μοντέλο, όσο μικρότερη η σταθερά του, τόσο μικρότερη η καταστροφή της τύρβης και τόσο μεγαλύτερες οι επιλυόμενες τάσεις. Έτσι, στις υπόλοιπες κύριες τάσεις και στην $u'w'$ (που υποεκτιμώνται από την LES), η σταθερά $C_s=0,065$ δίνει λίγο καλύτερα αποτελέσματα.

Δοκιμάστηκαν και άλλες σταθερές C_s : 0, 0,14, 0,32. Για τις τιμές των σταθερών ως 0,1, το προφίλ ταχύτητας μοιάζει το ίδιο και απλά προκύπτουν πιο μεγάλες ταχύτητες όσο αυξάνει. Απ' εκεί και πάνω αρχίζει και αλλάζει λιγάκι και η μορφή του και για 0,32 το προφίλ έχει παραμορφωθεί⁶: σε χαμηλά ύψη οι ταχύτητες υποεκτιμώνται και σε μεγαλύτερα ύψη υπερεκτιμώνται έντονα, ενώ δεν υπάρχει λογαριθμική περιοχή (αυτό φαίνεται σε λογαριθμικό διάγραμμα). Στο μέγιστο της τάσης $u'u'$ οι διαφορές είναι πιο εύκολο να ποσοτικοποιηθούν. Σε σχέση με την σταθερά $C_s = 0,1$, το μέγιστο της τάσης $u'u'$ είναι +4%, +3%, -7%, -60% για τις σταθερές 0, 0,065, 0,14, 0,32. αντίστοιχα. Αυτά αφορούν το αραιό πλέγμα: Στα πυκνότερα οι διαφορές μικραίνουν. Παρατηρούμε ότι η περίπτωση να μην χρησιμοποιηθεί καθόλου υποπλεγματοτικό μοντέλο είναι αποδεκτή. Επίσης ότι η καταστροφή της τύρβης αυξάνει πολύ γρήγορα όσο η σταθερά γίνεται μεγαλύτερη από 0,1.

Ένα ακόμη τεστ ευαισθησίας αφορούσε το υποπλεγματοτικό μοντέλο. Συγκεκριμένα, η χρήση του μοντέλου μιας εξίσωσης αντί του μοντέλου Smagorinsky, οδήγησε σε λίγο χαμηλότερες ταχύτητες στη μεταβατική περιοχή του οριακού στρώματος και σε συνολικά λίγο χαμηλότερες τάσεις (περίπου -10% στη μέγιστη $u'u'$).

Κάποιες δοκιμές αφορούσαν την αρχική διαταραχή. Διαπιστώθηκε ότι γενικά η θέση της διαταραχής δεν παίζει μεγάλο ρόλο. Η έντασή της όμως, αν είναι πάρα πολύ μικρή (της τάξεως του 10% της κύριας ροής) δεν θα οδηγήσει σε παραγωγή τύρβης. Επίσης αν η έκταση της διαταραχής είναι πάρα πολύ μικρή (λίγα κελιά) πάλι θα καταπνιγεί. Τέλος, το είδος της διαταραχής επίσης δεν φαίνεται να παίζει ρόλο. Μπορεί να είναι ένας μεγάλος στρόβιλος, ή ακόμη και μια αφύσικη ροή προς οποιαδήποτε κατεύθυνση.

Τέλος δοκιμάστηκαν διαφορετικές διαστάσεις του χωρίου υπολογισμού, δηλαδή μακρύτερο, κοντύτερο, στενότερο, συνολικά μικρότερο. Σε γενικές γραμμές τ' αποτελέσματα δεν αλλάζουν, αλλά στα μικρότερα χωρία απ' αυτό της αρχικής επιλογής φάνηκε ότι δεν υπάρχει χώρος για την ανάπτυξη των τυρβωδών δομών. Στα μεγαλύτερα χωρία δεν φάνηκαν επιπλέον δομές. Η αρχική επιλογή διαστάσεων λοιπόν ήταν η καλύτερη για το σκοπό αυτής της μελέτης.

5.2.4.2. Επιπλέον δοκιμές με το ADREA-HF

Θα εξεταστεί τώρα η επίδραση του πλέγματος στον κώδικα που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της διατριβής. Στο σχ. 5.12 παρουσιάζονται τ' αποτελέσματα της μέσης ταχύτητας κατά την κατεύθυνση της ροής και της κύριας τάσης $u'u'$ για την περίπτωση με σταθερά $C_s = 0,065$. Αντίστοιχα διαγράμματα ισχύουν και για τις άλλες σταθερές C_s που δοκιμάστηκαν.

Παρατηρούμε ότι στη μέση ροή οι καμπύλες σχεδόν ταυτίζονται, σε αντίθεση με ότι συμβαίνει στον εμπορικό κώδικα όπου για τα αραιά πλέγματα οι καμπύλες απομακρύνονται απ' αυτήν της DNS. Αυτό οφείλεται και πάλι στο διαφορετικό τρόπο ελέγχου της ροής (βλ. §5.2.2)⁷.

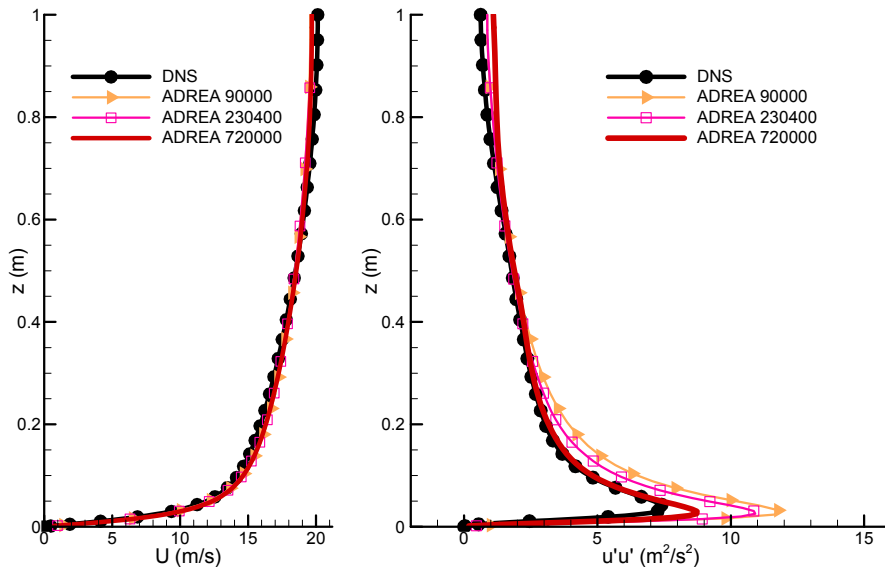
Στις τάσεις οι διαφορές μεταξύ των πλεγμάτων είναι πιο εμφανείς. Παρατηρώντας για παράδειγμα το μέγιστο της κύριας τάσης $u'u'$, όσο το πλέγμα πυκνώνει, η τιμή του πλησιάζει αυτή του DNS. Στις υπόλοιπες τάσεις οι μέγιστες τιμές τους γενικά αυξάνουν όσο ο αριθμός των κελιών μεγαλώνει.

Θα εξετάσουμε τώρα την επίδραση της σταθεράς C_s . Στο ADREA, λόγω του ελέγχου της ροής με την παροχή μάζας, δεν παρατηρούνται μεγάλες διαφορές στα προφίλ ταχύτητας. Στα προφίλ τάσεων οι διαφορές είναι αισθητές, ειδικά στο αραιό πλέγμα και ειδικά για την τάση $u'u'$ όπως φαίνεται στο σχ. 5.13, που αφορά αραιό πλέγμα. Όσο μεγαλώνει σταθερά (κυρίως πάνω από 0,1) τόσο αυξάνεται η τυρβώδης υποπλεγματοτική συνεκτικότητα που καταστρέφει την τύρβη και οι επιλυόμενες τάσεις προκύπτουν μικρές. Για τη σταθερά 0,17 για παράδειγμα, οι υπόλοιπες τάσεις που δε φαίνονται στο

⁶ Η τιμή αυτή εξετάστηκε περισσότερο από περιέργεια, καθώς είναι γνωστό ότι τιμές της σταθεράς πάνω από 0,2 δε χρησιμοποιούνται.

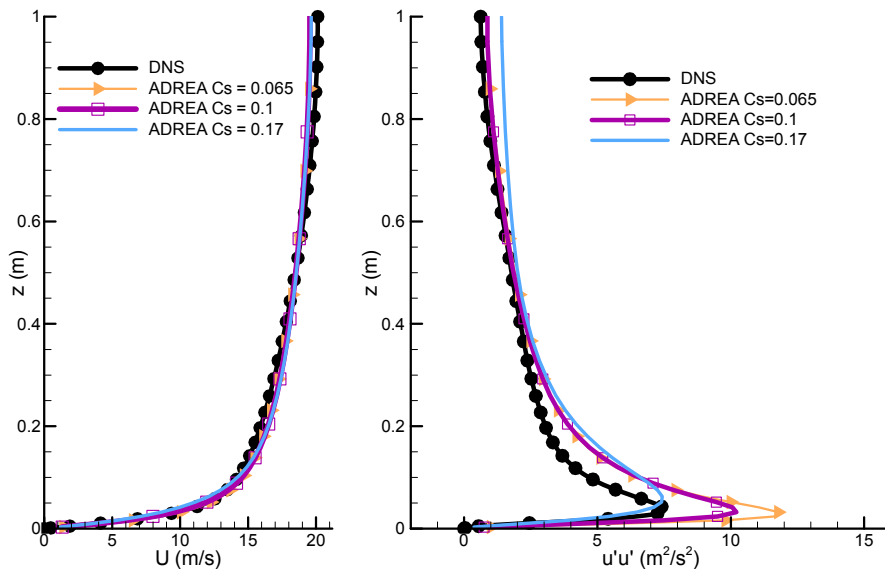
⁷ Αν η ταχύτητα ήταν αδιάστατοποιημένη με την ταχύτητα τριβής στο σχ. 5.12, τότε τα αραιά πλέγματα θα απείχαν περισσότερο από την καμπύλη DNS (προς τα αριστερά, καθώς στο ADREA η u_i προκύπτει πάνω από 1)

σχ. 5.13 είναι αρκετά μακριά από τα αποτελέσματα της DNS, ενώ το μέγιστο της τάση $u'u'$ που φαίνεται στο σχ. 5.13, είναι αφύσικα κοντά (για μοντελοποίηση LES αραιού πλέγματος) με το μέγιστο της DNS. Γενικά η σταθερά 0,17, που είναι αυτή που προκύπτει από τη θεωρία για ομογενή τύρβη (εξ. A.5.44), αποδεικνύεται υπερβολικά μεγάλη γι' αυτού του είδους τη ροή.



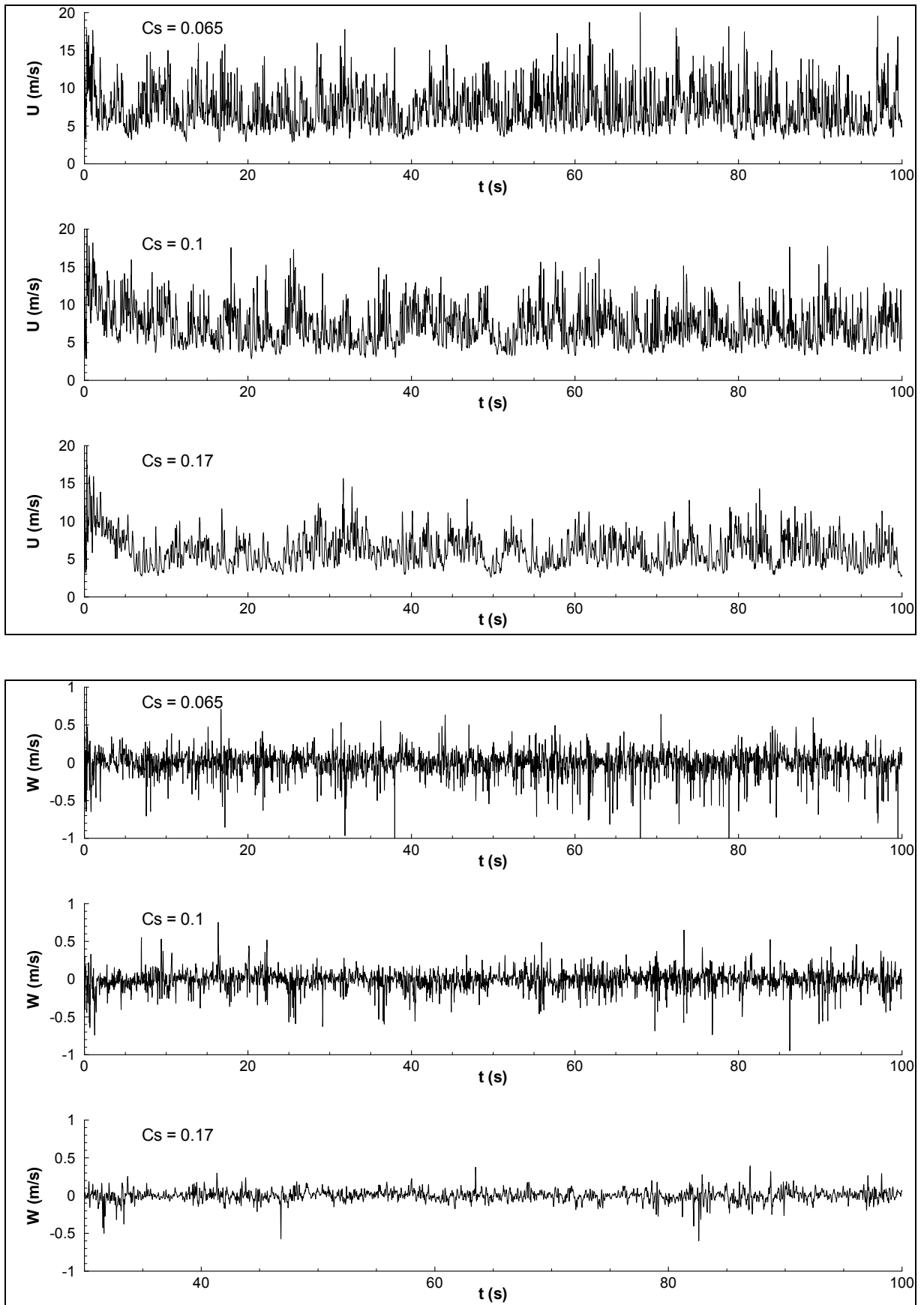
Σχήμα 5.12. Επίδραση του πλέγματος στα αποτελέσματα του ADREA. Αριστερά: Μέση ταχύτητα U . Δεξιά: Τάση $u'u'$.

Σημειώνεται ότι όσο πυκνώνει το πλέγμα, τόσο οι διαφορές μεταξύ διαφορετικών C_s εξανεμίζονται, καθώς το υποπλεγματικό τμήμα της επίλυσης επιδρά λιγότερο στη ροή. Για παράδειγμα, στο πυκνό πλέγμα το μέγιστο της τάσης $u'u'$ για C_s 0,17 και 0,065 σε σχέση με το μέγιστο για C_s 0,1, διαφέρει κατά -14% και $+7\%$ αντίστοιχα (στο σχ. 5.13 με το αραιό πλέγμα οι αντίστοιχες διαφορές είναι -30% και $+16\%$).



Σχήμα 5.13. Επίδραση της σταθεράς C_s στα αποτελέσματα του ADREA. Αριστερά: Μέση ταχύτητα U . Δεξιά: Τάση $u'u'$.

Η μεγάλη επίδραση που έχει η τιμή 0,17 της σταθεράς C_s φαίνεται και σε χρονοσειρές των ταχυτήτων. Αυτές λαμβάνονται από κατάλληλους αισθητήρες που έχουν οριστεί στο πρόγραμμα πριν την μοντελοποίηση σε συγκεκριμένα σημεία και τους ζητήθηκε να καταγράφουν τις τιμές κάθε 0,01 s, μετά από κατάλληλη παρεμβολή. Στο σχ. 5.14 φαίνονται οι χρονοσειρές για το αραιό πλέγμα για τις τρεις τιμές του C_s που εξετάζουμε, σε ένα ύψος $z = 0,02$ m, όπου οι τάσεις έχουν σχετικά μεγάλη τιμή (βλ. σχ. 5.13).



Σχήμα 5.14. Χρονοσειρές της ταχύτητας U (πάνω) και W (κάτω) σε απόσταση $z = 0,02$ m, σε κάποιο κεντρικό σημείο του καναλιού, για τιμές της σταθεράς Smagorinsky 0,065 (πάνω), 0,1 (μέση), 0,17 (κάτω) για το αραιό πλέγμα.

Παρατηρούμε ότι οι διακυμάνσεις των ταχυτήτων είναι πολύ μικρότερες για την περίπτωση με σταθερά 0,17, ειδικά στην περίπτωση που εξετάζουμε την ταχύτητα W . Εννοείται ότι οι τιμές της DNS για την τάση $w'w'$ είναι μεγάλες, όπως στην περίπτωση της σταθεράς C_s 0,065, δηλαδή η σταθερά 0,17 καταπνίγει την τύρβη παραπάνω απ' ό,τι πρέπει.

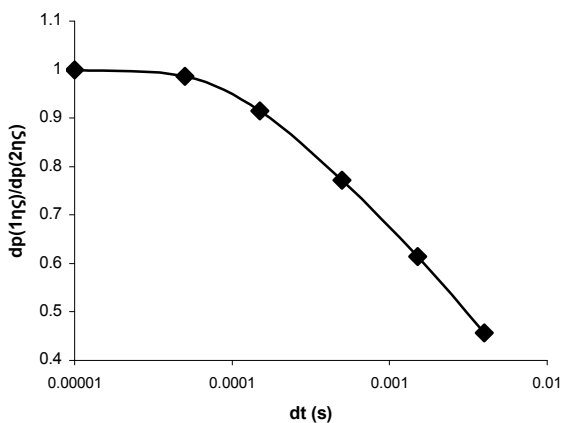
Στις χρονοσειρές της ταχύτητας U μπορούμε να παρατηρήσουμε και το αρχικό στάδιο προσαρμογής της ροής, μέχρι να φτάσει σε μια στατιστικά σταθερή κατάσταση. Αυτό φαίνεται να είναι περίπου 1 s για την περίπτωση με σταθερά C_s 0,065, 2 s για 0,1 και 5 s για 0,17. Αν παρατηρούσαμε τις χρονοσειρές της πίεσης οι χρόνοι θα ήταν 5, 2 και 1 δευτερόλεπτα για τις σταθερές 0,065, 0,1 και 0,17 αντίστοιχα. Για σιγουριά στις συγκεκριμένες μοντελοποιήσεις έχουν ληφθεί στατιστικά από τα 20 s, ώστε τυχόν άλλες ποσότητες όπως ροές ανώτερης τάξης να έχουν κατασταλάξει με μεγαλύτερη βεβαιότητα σε στατιστικά σταθερή κατάσταση. Ο χρόνος συνολικού τρεξίματος των 100 s είναι σκοπίμως μεγάλος για την περίπτωση που θα χρειαζόταν να γίνει στατιστική ανάλυση των χρονοσειρών. Στην περίπτωση αυτή τουλάχιστον τα πέντε πρώτα δευτερόλεπτα της μοντελοποίησης θα πρέπει ν' απορριφθούν, καθώς δεν έχουν φυσικό νόημα. Σημειώνεται ότι στην περίπτωση των πυκνότερων πλεγμάτων ο χρόνος μέχρι να φτάσουμε σε στατιστικά σταθερή κατάσταση είναι μικρότερος. Επίσης, στην περίπτωση που γίνεται επανεκκίνηση από παρόμοια περίπτωση (όπως η μοντελοποίηση που έγινε σ' αυτό το κεφάλαιο με το πυκνό πλέγμα και σταθερά C_s 0,1), είναι σχεδόν μηδενικός.

Οι χρόνοι προσαρμογής της μοντελοποίησης που αναφέρονται ακριβώς παραπάνω, ισχύουν για την περίπτωση που έχουμε βάλει στο κανάλι αρχική διαταραχή. Σχετικές αναλύσεις ευαισθησίας έχουν γίνει με το STAR-CD. Έγιναν δοκιμαστικές μοντελοποιήσεις στις οποίες δεν τοποθετήθηκε καθόλου αρχική διαταραχή. Διαπιστώθηκε ότι και πάλι μπορεί να δημιουργηθεί τύρβη, αλλά αργεί πάρα πολύ. Η τύρβη παράγεται από τις Navier-Stokes με τη βοήθεια του αριθμητικού σχήματος και τυχαίων διαταραχών (πιθανές αιτίες δημιουργίας αυτών των τυχαίων διαταραχών μπορεί να σχετίζονται με τις στρογγυλοποιήσεις των αριθμών από τον υπολογιστή, τη σειρά σάρωσης των κελιών στη δημιουργία των προς επίλυση εξισώσεων, τις ατέλειες στις οριακές συνθήκες, τις μικροδιορθώσεις όπως η διόρθωση της παροχής μάζας). Στην περίπτωση αυτή ο αρχικός χρόνος μέχρι να φτάσει η ροή σε στατιστικά σταθερή κατάσταση είναι πολύ μεγαλύτερος. Για παράδειγμα, σε τρέξιμο με το πυκνό πλέγμα και αρχική διαταραχή, σε 1 s έχουμε περάσει το αρχικό στάδιο προσαρμογής της ροής. Χωρίς διαταραχή, χρειάστηκαν στην αρχή επιπλέον 5 s για ν' αρχίσει να παράγεται τύρβη. Τ' αποτελέσματα είναι τα ίδια και στις δύο περιπτώσεις.

Οι δοκιμές με το ADREA που αφορούσαν τις διαστάσεις του καναλιού οδήγησαν σε ίδια συμπεράσματα όπως και στην περίπτωση του STAR-CD. Δηλαδή ότι μικρότερες διαστάσεις πιθανόν να μην είναι επαρκείς ενώ μεγαλύτερες δεν είναι απαραίτητες. Επιπλέον, στην περίπτωση του ADREA-HF, όσο αυξάνει το μήκος του καναλιού, τόσο πιθανότερο είναι να εμφανιστούν ατέλειες στη μοντελοποίηση όπως οι ασυμμετρίες στην πίεση.

Στην LES συνιστώνται γενικά σχήματα χρονικής διακριτοποίησης δεύτερης τάξεως (βλ. §2.6.4.3). Τι θα γίνει όμως αν χρησιμοποιήσουμε πρώτης τάξεως; Δοκιμάστηκε η περίπτωση του αραιού πλέγματος με διάφορα χρονικά βήματα και πλήρως πεπλεγμένο χρονικό σχήμα διακριτοποίησης πρώτης τάξεως. Διαπιστώθηκε ότι γενικά υπάρχει εξάρτηση των αποτελεσμάτων από το χρονικό βήμα dt , αλλά από κάποια τιμή dt και κάτω, τ' αποτελέσματα δεν αλλάζουν και είναι ίδια με αυτά του χρονικού σχήματος δεύτερης τάξεως. Όμως για να γίνει αυτό, το χρονικό βήμα πρέπει να είναι στη συγκεκριμένη περίπτωση 100 φορές πιο μικρό. Μια παράμετρος με την οποία μπορούμε να δούμε την εξάρτηση από το χρονικό βήμα,

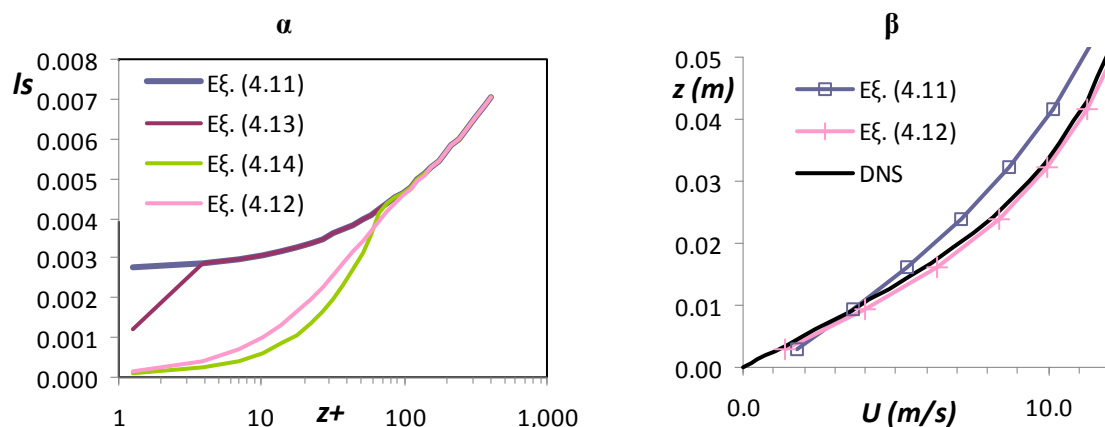
είναι η συνολική πτώση πίεσης dp από την είσοδο στην έξοδο του καναλιού. Αν απεικονίσουμε το λόγο αυτής της πτώσης πίεσης $dp(1ης)$ με την πτώση πίεσης που δίνει το σχήμα δεύτερης τάξεως $dp(2ης)$ σε σχέση με το χρονικό βήμα, θα πάρουμε το σχ. 5.15. Παρατηρούμε ότι για πολύ μικρά χρονικά βήματα η λύση σταθεροποιείται και μάλιστα ακριβώς στην τιμή που δίνει το ακριβέστερο σχήμα δεύτερης τάξεως. Αντίστοιχη ανάλυση για το σχήμα Crank-Nicolson δεύτερης τάξεως που χρησιμο-



Σχήμα 5.15. Επίδραση του χρονικού βήματος στα αποτελέσματα για 1ης τάξεως σχήμα διακριτοποίησης χρόνου.

ποιήθηκε (το οποίο προτιμήθηκε από το πλήρως πεπλεγμένο δεύτερης τάξεως του ADREA-HF), οδηγεί σε ευθεία γραμμή, δηλαδή δεν υπάρχει εξάρτηση από το χρονικό βήμα για τις συγκεκριμένες τιμές dt . Αν αυξηθεί κι άλλο όμως το dt , δεν θα επιλύεται επαρκώς η τύρβη, το CFL μπορεί να γίνει μεγαλύτερο από 1 και τ' αποτελέσματα δε θα είναι καλά.

Για το αραιό πλέγμα έχει εξεταστεί και η περίπτωση να χρησιμοποιηθεί σκέτο το μοντέλο Smagorinsky, χωρίς διόρθωση κοντά στον τοίχο. Γενικότερα, όσον αφορά τις διαθέσιμες μεθόδους για να λάβουμε την κλίμακα μήκους l_s στον κώδικα, μπορούμε για το αραιό πλέγμα της περίπτωσης μας να φτιάξουμε το σχ. 5.16^α. Η εξ. (4.11) αντιστοιχεί σε καμία διόρθωση και βλέπουμε ότι δίνει πολύ μεγαλύτερες τιμές κλίμακας μήκους κοντά στον τοίχο σε σχέση με τις άλλες εξισώσεις. Η εξ. (4.12) αντιστοιχεί στην διόρθωση τύπου van Driest, η εξ. (4.13) στην πιο απλή διόρθωση που παίρνει το ελάχιστο μεταξύ μιας κλίμακας μήκους τύπου Prandtl και μιας τύπου Smagorinsky και η εξ. (4.14) έχει τη σταθερά C_s έξω από τον έλεγχο για την ελάχιστη κλίμακα μήκους, όπως και στο STAR-CD (στο οποίο όμως αντιστοιχούν διαφορετικές τιμές στη σταθερά Smagorinsky αν θέλει κανείς να έχει ακριβώς ίδιο υποπλεγματοειδές μοντέλο). Στο αραιό μας πλέγμα, η εξ. (4.13) διορθώνει μόνο στα ένα ή δύο πρώτα κελιά (ανάλογα με την τιμή της σταθεράς C_s) και γι' αυτό τ' αποτελέσματα είναι πιο κοντά στην περίπτωση χωρίς καθόλου διόρθωση. Οι εξ. (4.14) και (4.12) διορθώνουν με παρόμοιο τρόπο, σχεδόν ίσο αριθμό κελιών (περίπου 15) και δίνουν παρόμοια αποτελέσματα.



Σχήμα 5.16. (α) Η κλίμακα μήκους l_s όπως προκύπτει από τις εξ. (4.11) ως (4.14) για την περίπτωση του αραιού πλέγματος. (β) Τυπικά προφίλ ταχύτητας (λεπτομέρεια) χωρίς διόρθωση (εξ. 4.11) και με διόρθωση van Driest (εξ. 4.12).

Στο σχ. 5.16^β παρουσιάζονται τυπικά προφίλ ταχύτητας για την περίπτωση χωρίς καθόλου διόρθωση (εξ. 4.11) και με διόρθωση van Driest. Όταν έχουμε διόρθωση van Driest η μοντελοποίηση είναι σαφώς βελτιωμένη κοντά στον τοίχο (βλ. παρόμοιο σχήμα με αδιαστατοποιημένους άξονες στους Hughes et al., 2001, σχ. 4). Γι' αυτό κατά κανόνα στα επόμενα θα χρησιμοποιείται διόρθωση τύπου van Driest στην κλίμακα μήκους του μοντέλου Smagorinsky.

5.3. ΒΑΣΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΑΠΟ ΤΟ ΚΕΦΑΛΑΙΟ

Συνοπτικά, το κυριότερο συμπέρασμα απ' αυτό το κεφάλαιο είναι ότι η μεθοδολογία της διατριβής και ο κώδικας που αναπτύχθηκε δουλεύουν ικανοποιητικά και δίνουν αποτελέσματα πάρα πολύ κοντά σ' αυτά της DNS. Ο κώδικας είναι ανταγωνιστικός σε σχέση έναν από τους πιο καλούς εμπορικούς κώδικες, το STAR-CD και μάλιστα (αν εξαιρέσουμε την τιμή της u_τ) δίνει εν γένει λίγο καλύτερα αποτελέσματα από το STAR-CD και σε λιγότερο χρόνο. Έχει όμως κάποια σημεία που μπορεί να βελτιωθεί περαιτέρω, όπως για παράδειγμα στην ευστάθεια.

Όσον αφορά τον τρόπο ελέγχου της ροής, διαπιστώθηκε ότι με χρήση της σταθερής παροχής μάζας επιτυγχάνεται καλύτερη ακρίβεια στην απόλυτη τιμή των ταχυτήτων, ενώ με χρήση της πτώσης πίεσης επιτυγχάνεται ακριβέστερη τιμή της ταχύτητας τριβής u_τ . Για τις εφαρμογές που προβλέπεται να χρησιμοποιηθεί ο κώδικας προτιμάται η πρώτη μέθοδος.

Όσον αφορά τα πλέγματα, επιβεβαιώθηκε ότι οι προτεινόμενες στη βιβλιογραφία αναλύσεις επαρκούν για να λύσουν σωστά τη μέση ροή. Οι τάσεις βελτιώνονται όσο αυξάνει ο αριθμός των κε-

λιών. Με τις πιο μεγάλες από τις προτεινόμενες αναλύσεις, όπως στα πυκνά πλέγματα που δοκιμάστηκαν εδώ, τ' αποτελέσματα πλησιάζουν πάρα πολύ αυτά της DNS.

Όσον αφορά την τιμή της σταθεράς Smagorinsky, διαπιστώθηκε ότι όσο μικρότερη είναι τόσο μεγαλύτερες προκύπτουν οι τάσεις, αφού μικραίνει η τυρβώδης υποπλεγματική συνεκτικότητα που καταπνίγει την επιλυόμενη τύρβη. Η τιμή 0,17 καταστρέφει υπερβολικά την τύρβη. Η πιο «σωστή» μέση τιμή φαίνεται να είναι το 0,1. Στα πιο αραιά πλέγματα όμως, η τιμή 0,065 διορθώνει κάπως τις ατέλειες του υπολογισμού και τελικά για τη μέση ροή προκύπτουν λίγο καλύτερα τ' αποτελέσματα. Ίσως γι' αυτό προτείνεται ενίοτε στη βιβλιογραφία η συγκεκριμένη τιμή για κανάλια (π.χ. Ferziger & Peric, 2002).

Όσον αφορά τη διόρθωση του μοντέλου Smagorinsky κοντά στον τοίχο, φάνηκε ότι αυτή είναι απαραίτητη και διαπιστώθηκε ότι η διόρθωση τύπου van Driest είναι πολύ ικανοποιητική και επαρκής.

Για το χρονικό σχήμα διακριτοποίησης, το δεύτερης τάξης ακρίβειας Crank-Nicolson ικανοποιεί απόλυτα. Αν χρησιμοποιηθεί πρώτης τάξεως σχήμα, πάλι μπορεί να πάρει κανείς σωστά αποτελέσματα, αλλά μόνο με πολύ μικρότερο χρονικό βήμα. Για το χρονικό βήμα (εννοείται για σχήμα δεύτερης τάξης ακρίβειας) διαπιστώθηκε ότι η αυτόματη προσαρμογή του από το ADREA-HF, σε συνδυασμό με το κριτήριο $CFL_{max} < 0,3$, ήταν το πιο αυστηρή απ' όλα τα κριτήρια επιλογής χρονικού βήματος. Για τη μέγιστη ασφάλεια για το χρονικό βήμα θα επιλέγεται γενικά αυτή η μέθοδος στα επόμενα κεφάλαια. Γενικά η εμπειρία που αποκτήθηκε από το κεφάλαιο αυτό βοήθησε στις μοντελοποιήσεις των επόμενων κεφαλαίων.

6. Αξιολόγηση της παρούσας μεθο- δολογίας LES σε κανονικές οδικές χαράδρες

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται αξιολόγηση της μεθοδολογίας μοντελοποίησης μεγάλων δινών που αναπτύχθηκε, σε ροή και διασπορά ρύπων σε κανονικές οδικές χαράδρες, δηλαδή χαράδρες στις οποίες τα ύψη των εκατέρωθεν κτιρίων προς το πλάτος της χαράδρας είναι περίπου 1. Χρησιμοποιούνται δύο διαφορετικά πειράματα για το σκοπό αυτό.

6.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Όπως αναφέρθηκε και στο κεφ. 3, οι οδικές χαράδρες αποτελούν μια από τις βασικότερες δομές της αστικής γεωμετρίας. Μάλιστα όπως φάνηκε στην ανασκόπηση συγκεντρώνουν μεγαλύτερο ερευνητικό ενδιαφέρον από τις υπόλοιπες αστικές δομές. Πιστεύεται ότι ο κώδικας που αναπτύχθηκε στην παρούσα διατριβή θα χρησιμοποιηθεί στο μέλλον σε πολλές περιπτώσεις μοντελοποίησης οδικών χαραδρών και έτσι αυτή η γεωμετρία επιλέχθηκε για την επιπλέον αξιολόγησή του. Το κεφάλαιο βασίζεται σε εργασίες του γράφοντα (Koutsourakis et al., 2010, Κουτσουράκης και συνεργάτες, 2010, Koutsourakis et al., 2011a), που έγιναν στα πλαίσια της διατριβής.

Στο κεφ. 3 έχουν αναφερθεί ευκαιριακά πολλά πειράματα κατάλληλα για αξιολόγηση κωδίκων ΥΡ. Καθώς όπως έχει τονιστεί μας ενδιαφέρει κυρίως η ροή, αναζητήθηκαν κατ' αρχήν πειράματα με τα οποία να μπορεί να γίνει σύγκριση στα προφίλ ταχυτήτων. Ένα κατάλληλο τέτοιο πείραμα αναφέρεται στη δημοσίευση των Li et al. (2008a) και περιλαμβάνει μετρήσεις μέσω των ταχυτήτων και τάσεων Reynolds. Έχει γίνει σε κανάλι νερού σε αριθμό Reynolds περίπου 12000 που εξασφαλίζει τυρβώδη ροή, ενώ παράλληλα είναι αρκετά μικρός ώστε να μπορεί να λυθεί με LES. Έχει το πλεονέκτημα ότι σε άλλη σχετική μελέτη οι συγγραφείς έχουν συμπεριλάβει και αποτελέσματα από LES (Li et al., 2008b), οπότε μπορεί να φανεί και πώς συμπεριφέρεται η παρούσα μεθοδολογία της διατριβής σε σχέση με ένα κώδικα LES ειδικευμένο σε οδικές χαράδρες και ελεγμένο για την απόδοσή του στο συγκεκριμένο πείραμα από τους ίδιους τους πειραματιστές. Σημειώνεται ότι η συγκεκριμένη ερευνητική ομάδα είναι από τις πιο δραστήριες στο χώρο των οδικών χαραδρών όπως φάνηκε στο κεφ. 3.

Για την αξιολόγηση του κώδικα στην πρόλεξη των συγκεντρώσεων, έχει επιλεγεί ένα από τα πιο κλασσικά πειράματα διασποράς ρύπων σε οδικές χαράδρες, αυτό των Hoydysh & Dabberdt (1988). Οι συγκεκριμένοι συγγραφείς έχουν στο ενεργητικό τους αρκετά πειράματα σε αστικές δομές. Όπως φάνηκε στην ανασκόπηση, το πείραμα αυτό έχει χρησιμοποιηθεί πολλές φορές για πιστοποίηση κωδίκων ΥΡ, μεταξύ των οποίων και από τους Walton & Cheng (2002) στην πολύ σημαντική δημοσίευσή τους για μελέτη διασποράς ρύπων σε οδικές χαράδρες με LES. Το πείραμα έχει γίνει σε αεροσήραγγα, σε τρισδιάστατη γεωμετρία και αριθμό Reynolds περίπου 10000. Έχει το πλεονέκτημα ότι οι συγγραφείς περιλαμβάνουν και κάποια στοιχειώδη δεδομένα για τη ροή στη χαράδρα, επιπλέον των αναλυτικών μετρήσεων συγκεντρώσεων.

6.2. ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΡΟΗΣ ΣΕ ΟΔΙΚΗ ΧΑΡΑΔΡΑ

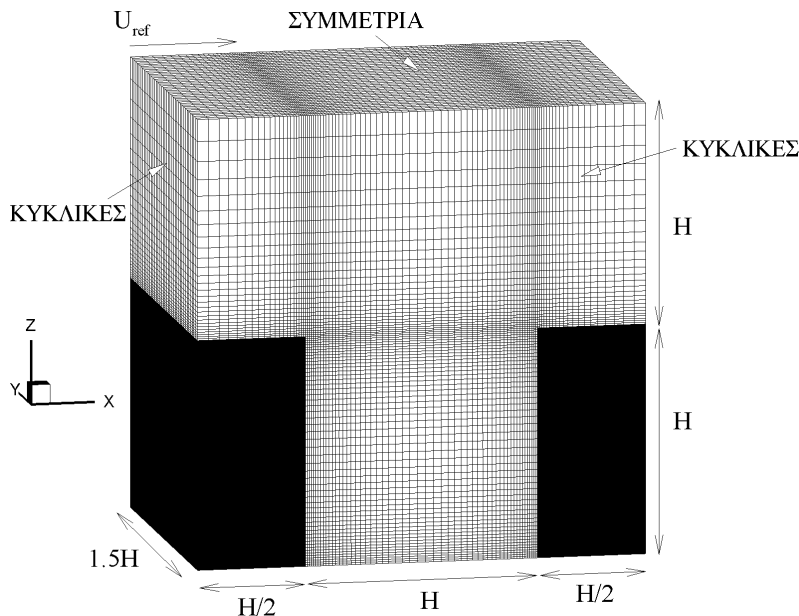
6.2.1. Περιγραφή του πειράματος με το οποίο έγινε σύγκριση

Το πείραμα εκτελέστηκε στο Πανεπιστήμιο του Χονγκ Κονγκ στο εργαστήριο Croucher, σε κανάλι νερού διαστάσεων ($M \times \Pi \times Y$) $10 \times 0,3 \times 0,5$ μέτρων (Li et al., 2008a). Το νερό ανακυκλοφορούσε στο κανάλι με έναν σταθερό ρυθμό 28 λίτρων το δευτερόλεπτο που ελεγχόταν με ρυθμιζόμενη υπερχειλίση. Τα τοιχώματα του καναλιού ήταν διαφανή και οι μετρήσεις γίνονταν με συσκευή LDA (Laser Doppler Anemometer) δύο αξόνων. Για να είναι εφικτές οι μετρήσεις με LDA προστέθηκαν στη ροή σωματίδια ονομαστικής διαμέτρου $30 \mu\text{m}$.

Οκτώ ολόιδια μοντέλα κτιρίων διαστάσεων $29.8 \text{ cm} \times 10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ τοποθετήθηκαν στο τμήμα των δοκιμών του καναλιού κάθετα στην κύρια κατεύθυνση της ροής, ώστε η ροή να είναι κατά το δυνατόν δισδιάστατη. Τα κτίρια απείχαν μεταξύ τους απόσταση 10 cm ώστε να σχηματίζονται οδικές χαράδρες ύψους 10 cm και πλάτους 10 cm . Οι μετρήσεις έγιναν στη μεσαία οδική χαράδρα, ώστε να έχει αναπτυχθεί η ροή ως εκεί. Η αλληλουχία μεγάλου αριθμού ιδίων χαραδρών είναι ένα ακόμα πλεονέκτημα του συγκεκριμένου πειράματος καθώς ευνοεί τη χρήση κυκλικών οριακών συνθηκών που είναι πολύ βολικές για LES. Το ύψος του νερού στο κανάλι ήταν 40 cm και θεωρώντας την ταχύτητα αναφοράς U στο ύψος των 30 cm από το πάτωμα του καναλιού, προκύπτει αριθμός Reynolds Uh/ν 12000 , όπου h το ύψος των κτιρίων. Στο ίδιο κανάλι έγιναν και άλλες μετρήσεις με διαφορετικές αποστάσεις μεταξύ των κτιρίων (δηλαδή πλάτος της οδικής χαράδρας), αλλά δεν θα μας απασχολήσουν στο κεφάλαιο αυτό. Η ακρίβεια των μετρήσεων ελέγχθηκε και σε σχέση με άλλα πειράματα.

6.2.2. Δεδομένα της παρούσας μοντελοποίησης

Για την παρούσα μοντελοποίηση κατασκευάστηκαν στο EDes δύο κτίρια διαστάσεων ($M \times \Pi \times Y$) $10 \times 30 \times 20$ μέτρων. Η απόσταση μεταξύ τους είναι 20 μέτρα, όσο και το ύψος, σχηματίζοντας έτσι μια κανονική οδική χαράδρα. Στη κατεύθυνση της ροής και την εγκάρσια έχουν θεωρηθεί κυκλικές οριακές συνθήκες προσομοιώνοντας έτσι μεγάλο αριθμό ιδίων συνεχόμενων οδικών χαραδρών άπειρου πλάτους, δηλαδή δισδιάστατη περίπτωση. Η γεωμετρία και το χωρίο υπολογισμού είναι ίδιο με αυτό των Li et al. (2008b), έχοντας μέγιστο ύψος $2H$, όπου H το ύψος των κτιρίων (βλ. σχ. 6.1).



Σχήμα 6.1. Η γεωμετρία, το χωρίο υπολογισμού και το πλέγμα της περίπτωσης της κανονικής οδικής χαράδρας.

Ο αριθμός των κελιών είναι $96 \times 40 \times 81$ (περίπου 310000) στις κατευθύνσεις X, Y, Z αντίστοιχα (βλ. σχ. 6.1). Κοντά σε όλα τα στερεά όρια υπάρχει πυκνωση του πλέγματος. Μέσα στη χαράδρα το πλέγμα έχει διατηρηθεί όσο ήταν δυνατόν ομοιόμορφο, διατηρώντας το λόγο διαστάσεων δύο

διαδοχικών κελιών κάτω από 1,06. Έξω από την οδική χαράδρα ο λόγος αυτός είναι 1,1. Με το συγκεκριμένο πλέγμα επιτυγχάνεται τελικά αδιάστατη απόσταση από τα στερεά όρια (z^+ ή x^+) περίπου 1 μέσα στην οδική χαράδρα, όσο είναι το συνιστώμενο για πλήρης επίλυση με LES χωρίς χρήση συναρτησεων τοίχου. Για ασφάλεια έχουν θεωρηθεί σε όλες τις επιφάνειες υβριδικές συναρτήσεις τοίχου. Έτσι αν κάποια στιγμή τοπικά η αδιάστατη απόσταση από το στερεό όριο γίνει πάνω από 11,6, χρησιμοποιούνται οι λογαριθμικές συναρτήσεις λείου τοίχου.

Στο άνω όριο έχει θεωρηθεί συμμετρία όπως και στους Walton & Cheng (2002). Αυτή η οριακή συνθήκη καταστρέφει τοπικά την τύρβη όταν χρησιμοποιείται στην LES, αλλά όπως φάνηκε εκ των υστέρων αυτό δεν επηρεάζει ουσιαστικά τη μορφή της ροής μέσα στη χαράδρα. Η ροή ελέγχεται με την επιβολή σταθερής παροχής μάζας στην είσοδο, με παρόμοιο τρόπο όπως στο προηγούμενο κεφάλαιο. Επιλέγεται τέτοια παροχή μάζας ώστε να προκύπτει ταχύτητα αναφοράς U_{ref} περίπου 5 m/s στο άνω όριο του χωρίου υπολογισμού. Βάσει αυτού έχει θεωρηθεί ως εργαζόμενο μέσο ένα ρευστό με συνεκτικότητα περίπου 0,008333 kg/m/s και πυκνότητα περίπου 1 kg/m³, ώστε να προκύπτει αριθμός Reynolds ίσος με 12000. Ο αριθμός αυτός διατηρείται σταθερός σε όλη τη διάρκεια της μοντελοποίησης, καθώς σε κάθε επανάληψη του κώδικα εφαρμόζεται διόρθωση της παροχής μάζας σύμφωνα με την εξ. (4.30).

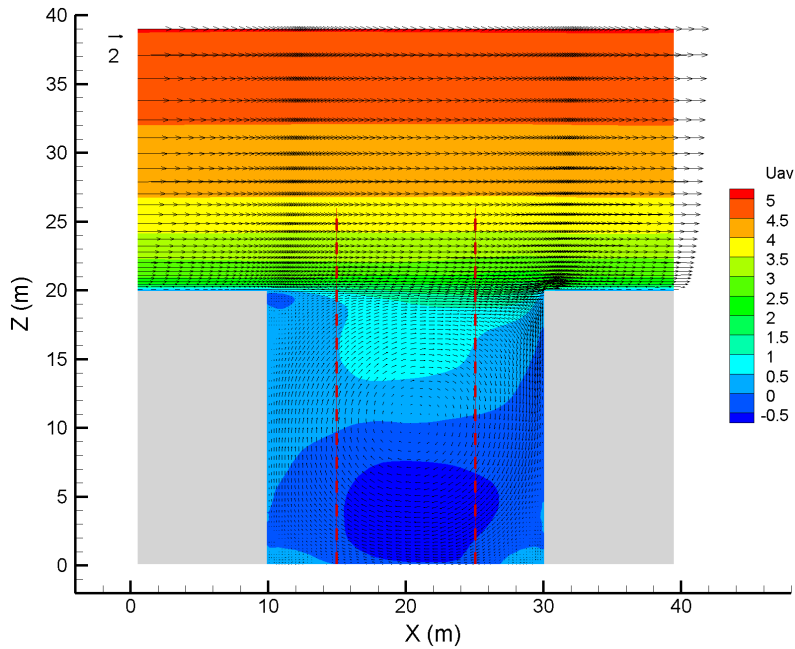
Ως υποπλεγματοκό μοντέλο θεωρήθηκε το Smagorinsky με σταθερά $C_s = 0,1$ και διόρθωση τύπου van Driest ώστε να είναι σωστή η κλίμακα μήκους κοντά στα στερεά όρια. Το αριθμητικό σχήμα ολοκλήρωσης των όρων μεταφοράς ήταν το δεύτερης τάξεως ακρίβειας σχήμα κεντρικών διαφορών, ενώ για τη χρονική ολοκλήρωση χρησιμοποιήθηκε το επίσης δεύτερης τάξεως ακρίβειας Crank-Nicolson. Όσον αφορά το χρονικό βήμα, επιλέχθηκε ο αυτόματος προσδιορισμός του από τον κώδικα βάσει του κριτηρίου το μέγιστο CFL σε οποιοδήποτε σημείο του πεδίου ροής σε κάθε επανάληψη να είναι λιγότερο από 0,3. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα ένα χαμηλό μέσο χρονικό βήμα, περίπου 0,008 s, ή 0,002 αδιάστατους χρόνους H/U_{ref} , δηλαδή 5 φορές μικρότερο από το χρονικό βήμα που χρησιμοποιήσαν οι Li et al. (2008b).

Το πεδίο ροής αρχικοποιήθηκε με μια ταχύτητα 5 m/s, εκτός από την περιοχή μέσα στην οδική χαράδρα όπου οι ταχύτητες παρέμειναν μηδενικές. Αρχική διαταραχή δεν δόθηκε, καθώς η ύπαρξη των κτιρίων αρκεί για τη δημιουργία τύρβης (η οποία ξεκινάει από τις πάνω γωνίες) σχετικά γρήγορα. Για να φτάσει η ροή και η τύρβη σε μια στατιστικά σταθερή κατάσταση, η μοντελοποίηση προχώρησε για 400 s, δηλαδή για περίπου 100 αδιάστατες κλίμακες χρόνου H/U_{ref} , όπως και στην μελέτη των Li et al. (2008b). Μετά άρχισαν να λαμβάνονται στατιστικά των μεταβλητών μέχρι τα 1600 s. Ο χρόνος είναι επίτηδες μεγάλος ώστε να μπορεί στο μέλλον να γίνει και στατιστική ανάλυση των χρονοσειρών από τους περίπου 250 αισθητήρες που έχουν καταγράψει χρονοσειρές (κάθε 0,02 s) της μοντελοποίησης διαφόρων μεταβλητών σε διάφορα σημεία. Στις μέσες τιμές των μεταβλητών που προέκυψαν από την μοντελοποίηση, λαμβάνονται οι μέσοι όροι κατά την εγκάρσια κατεύθυνση πριν απεικονιστούν τα προφίλ στα παρακάτω σχήματα, καθώς το πρόβλημα θεωρείται δισδιάστατο. Λόγω του πολύ μικρού χρονικού βήματος, η μοντελοποίηση χρειάστηκε σχεδόν 9,5 μέρες σε 4 πυρήνες του ki7 (πίν. 4.1).

6.2.3. Αποτελέσματα της μοντελοποίησης LES και σχόλια

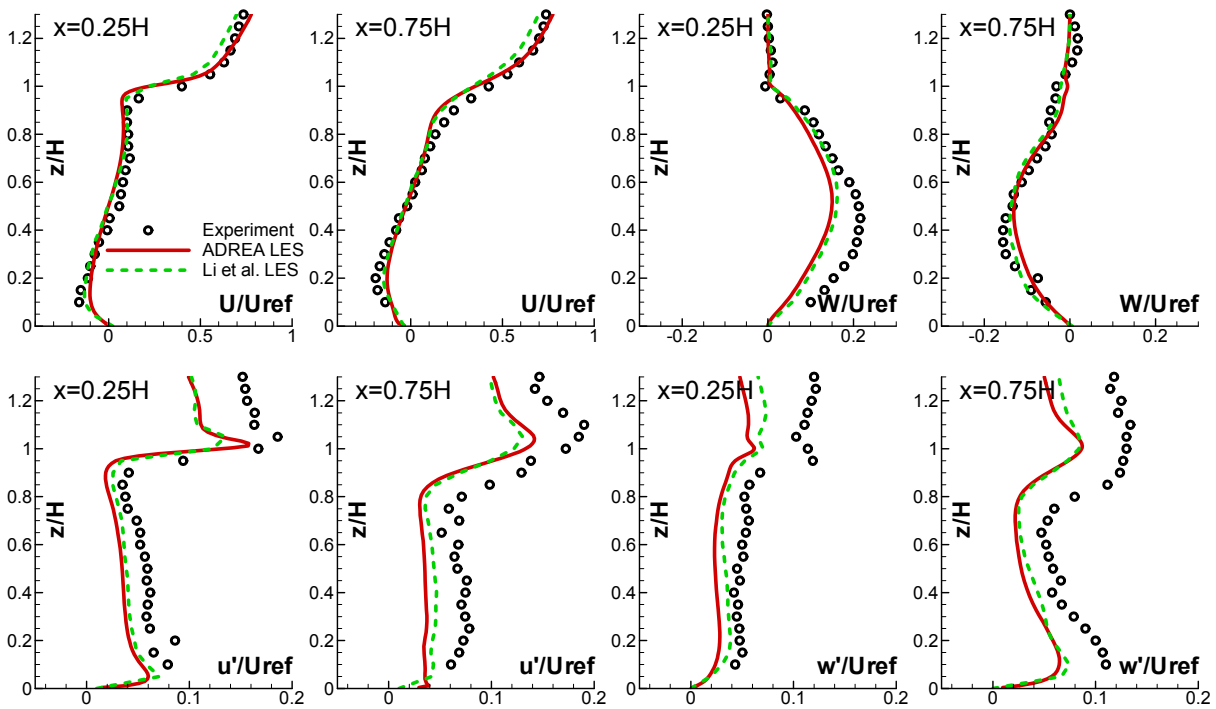
Στο σχ. 6.2 παρατηρούμε σε ένα επίπεδο X-Z τα διανύσματα μέσω ταχυτήτων μετά το τέλος της μοντελοποίησης. Το συγκεκριμένο επίπεδο βρίσκεται στο $y = 14,6$ m, δηλαδή περίπου στο μέσο της απόστασης κατά Y. Παρ' όλο το μεγάλο χρόνο λήψης στατιστικών, η ροή από επίπεδο σε επίπεδο έχει μικροδιαφορές λόγω της τυρβώδους ροής και γι' αυτό στη σύγκριση με το πείραμα θα ληφθεί ο μέσος όρος όλων των επιπέδων.

Παρατηρούμε τον κύριο βρόχο ανακυκλοφορίας και τους τρεις μικρούς γωνιακούς στροβίλους (εκεί που τα διανύσματα των ταχυτήτων είναι πολύ μικρά), όπως είναι γνωστοί από τη βιβλιογραφία (βλ. σχ. 3.4). Επίσης παρατηρούμε τη διαταραχή που προκαλεί στη ροή η γωνία του κατάντη κτιρίου (δεξιά). Στο ίδιο σχήμα φαίνονται και οι ισοϋψείς (contours) των μέσων ταχυτήτων U_{av} στο συγκεκριμένο επίπεδο. Βλέπουμε ότι στο άνω όριο έχουμε ταχύτητα 5 m/s. Μέσα στη χαράδρα έχουμε τυπικές ταχύτητες περίπου το 1/10 της ταχύτητας αναφοράς, δηλαδή 0,5 m/s, όπως είναι γνωστό και από τη βιβλιογραφία. Πολύ γενικά, στο άνω μισό της χαράδρας οι ταχύτητες είναι θετικές (ανοικτό μπλε), ενώ στο κάτω μισό αρνητικές (σκούρο μπλε), λόγω του κύριου βρόχου ανακυκλοφορίας. Οι δύο κόκκινες γραμμές αντιστοιχούν στις θέσεις που γίνεται σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα. Η αριστερή βρίσκεται στο $x = 0,25 H$, μετρώντας από το ανάντη κτίριο και η δεξιά στο $x = 0,75 H$.



Σχήμα 6.2. Ισοϋψείς των μέσων ταχυτήτων U και διανύσματα των μέσων ταχυτήτων U, W σε ένα μεσαίο κατά άξονα Y επίπεδο. Κατά μήκος των κόκκινων γραμμών έγιναν συγκρίσεις με τα πειραματικά δεδομένα.

Στο σχ. 6.3 παρουσιάζονται οι συγκρίσεις με τα πειραματικά δεδομένα, κατά μήκος των κόκκινων γραμμών του σχ. 6.2.



Σχήμα 6.3. Προφίλ ταχυτήτων και τάσεων για τις μέσες ταχύτητες U και W μέσα στην οδική χαράδρα, προς τη μεριά του ανάντη κτιρίου ($x=0,25H$) και προς τη μεριά του κατόντη κτιρίου ($x=0,75H$). Η πάνω γραμμή των διαγραμμάτων αφορά μέσες ταχύτητες (αριστερά U , δεξιά W) και η κάτω γραμμή τάσεις (αριστερά u' , δεξιά w'). Τα αποτελέσματα της παρούσας μεθοδολογίας LES συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα από τους Li et al. (2008a) και με δεδομένα από μοντελοποίηση LES των Li et al. (2008b). Με u', w' συμβολίζονται οι τετραγωνικές ρίζες των τάσεων $u' u', w' w'$ αντίστοιχα.

Στο σχ. 6.3 παρατηρούμε ότι οι δύο κώδικες LES δίνουν αποτελέσματα πάρα πολύ κοντά μεταξύ τους και ικανοποιητικά κοντά στα πειραματικά δεδομένα.

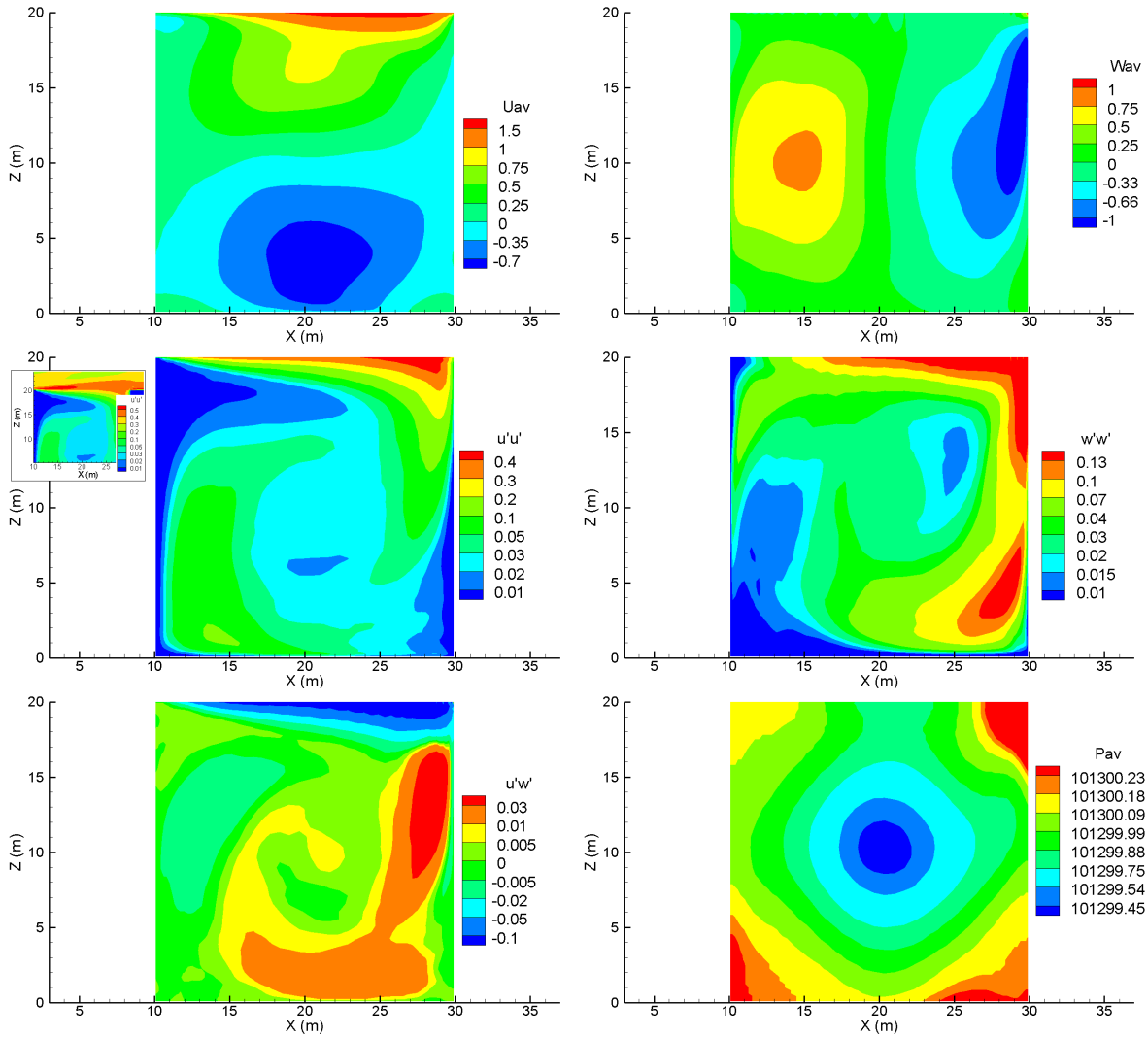
Πιο συγκεκριμένα ξεκινώντας από τη μέση ταχύτητα U (δύο διαγράμματα πάνω αριστερά) παρατηρούμε κατ' αρχήν ότι η ροή πάνω από την οδική χαράδρα έχει προβλεφθεί σωστά από το ADREA-HF και μάλιστα καλύτερα από τον άλλο κώδικα LES. Μέσα στην οδική χαράδρα στο πάνω μισό μέρος της οι ταχύτητες U είναι θετικές ενώ στο κάτω αρνητικές και σε αυτό συμφωνούν και το πείραμα και οι LES. Η κλίση της ταχύτητας με το ύψος είναι πιο μεγάλη κοντά στο κατάντη κτίριο (δεξιά) απ' ό τι στο ανάντη και σε αυτό επίσης συμφωνούν και το πείραμα και η ΥΡ. Αυτό σχετίζεται με το ότι οι μέγιστες τιμές της απόλυτης ταχύτητας είναι επίσης λίγο μεγαλύτερες στο κατάντη κτίριο. Στη μεριά του ανάντη κτιρίου στην κορυφή (διάγραμμα πάνω αριστερά) παρατηρούμε μια χαρακτηριστική μύτη που υποδηλώνει τοπική πτώση της ταχύτητας. Αυτό προβλέπεται εντυπωσιακά καλά κι από τους δύο κώδικες LES και φαίνεται και στο σχ. 6.2 και οφείλεται πιθανότατα σε επιδράσεις του μικρού στροβίλου ανακυκλοφορίας της άνω αριστερά γωνίας. Κάτι άλλο που μπορούμε να παρατηρήσουμε είναι η μη ομαλότητα των πειραματικών προφίλ που οφείλεται στην τυχαιότητα των τυρβωδών πεδίων ροής. Παρόλο που η LES και στις δύο περιπτώσεις ακολουθεί τη μορφή των πειραματικών καμπύλων, και οι δύο κώδικες LES αποτυγχάνουν να προβλέψουν την ένταση του κυρίου στροβίλου ανακυκλοφορίας. Αυτό φαίνεται επειδή δε φτάνουν τις μέγιστες απόλυτες τιμές ταχυτήτων του πειράματος και είναι πιο εμφανές στις ταχύτητες W (δύο διαγράμματα πάνω δεξιά).

Στην κατακόρυφη μέση ταχύτητα W παρατηρούμε ότι πάνω από την οδική χαράδρα είναι σε γενικές γραμμές σχεδόν μηδενική. Μέσα στην οδική χαράδρα όπως είναι λογικό λόγω του βρόχου ανακυκλοφορίας είναι θετική κοντά στο ανάντη της ροής κτίριο και αρνητική κοντά στο κατάντη. Η ένταση της κατακόρυφης ροής έτσι όπως προβλέπεται από τους δύο κώδικες στις δύο υπό εξέταση θέσεις είναι παρόμοια. Στο πείραμα όμως η κατακόρυφη ροή κοντά στο ανάντη κτίριο έχει προκύψει μεγαλύτερη. Αυτό οφείλεται στο ότι το κέντρο του κυρίου στροβίλου ανακυκλοφορίας στο πείραμα ήταν σε θέση πιο δεξιά απ' ό τι στις μοντελοποιήσεις LES.

Περνώντας στις τάσεις τώρα, η πρώτη γενική παρατήρηση είναι ότι και οι δύο κώδικες υποεκτιμούν την ένταση της τύρβης. Αυτό όπως είδαμε και στην ανασκόπηση είναι συνηθισμένο να συμβαίνει όταν συγκρίνονται αποτελέσματα από φυσική και από αριθμητική μοντελοποίηση. Εντύπωση κάνει πάλι πόσο κοντά μεταξύ τους είναι οι δύο κώδικες LES. Όσον αφορά τη σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα ακολουθούνται γενικά όλες οι πειραματικές τάσεις. Για παράδειγμα οι θέσεις των μέγιστων τάσεων κοντά στο άνω όριο της χαράδρας που φαίνονται από τις χαρακτηριστικές μύτες στα προφίλ, προβλέπονται πολύ ικανοποιητικά από τις LES. Γενικά όπου αυξάνονται οι τάσεις στο πείραμα αυξάνονται και στην LES και το ίδιο συμβαίνει όταν μειώνονται.

Συμπερασματικά ο κώδικας LES που αναπτύχθηκε αποδεικνύεται πολύ ανταγωνιστικός. Δίνει αποτέλεσμα πάρα πολύ κοντά σε αυτά των Li et al. (2008b), παρ' όλο που αυτοί χρησιμοποίησαν πυκνότερο πλέγμα και πιο περίπλοκο υποπλεγματομοτέλο μιας εξίσωσης, αντί για το απλό Smagorinsky. Και οι δύο κώδικες LES προβλέπουν σωστά τα κύρια χαρακτηριστικά της ροής και δίνουν προφίλ ταχυτήτων αλλά και τάσεων παρόμοιου σχήματος με τα πειραματικά. Όμως και οι δύο κώδικες LES υποεκτιμούν την ένταση του κυρίου στροβίλου και της τύρβης μέσα στη χαράδρα. Ωστόσο πρέπει να σημειωθεί ότι η αδιαστατοποίηση με την ταχύτητα U_{ref} είναι μια σοβαρή πηγή αβεβαιότητας στη συγκεκριμένη περίπτωση, καθώς ήταν άλλη η θέση της U_{ref} στο πείραμα και άλλη στην LES. Επίσης είναι πολύ πιθανό στο πείραμα να υπήρχαν και τρισδιάστατα φαινόμενα. Μια άλλη αιτία που ίσως έχει συμβάλλει ελαφρά στην υποεκτίμηση των τάσεων από την LES, ιδίως στο τμήμα πάνω από τη χαράδρα, είναι η χρήση οριακής συνθήκης συμμετρίας στο άνω όριο του χωρίου υπολογισμού που είναι γνωστό ότι υποβιβάζει την τύρβη. Τέλος, όπως αναφέρουν οι Li et al. (2008b), στο πείραμα υπήρχαν πηγές τεχνητής τύρβης (vortex generators), προκειμένου να προσομοιωθεί το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα που έχει μεγάλη τύρβη και φυσικά στην LES δεν υπήρχε κάτι τέτοιο και αυτό είναι ένας ακόμη λόγος που οι τάσεις προκύπτουν πιο μικρές.

Μετά την επιτυχή αξιολόγηση του κώδικα, θα παρουσιαστούν παρακάτω μερικά ακόμη αποτελέσματα της μοντελοποίησης. Στο σχ. 6.4 φαίνονται ισουψείς από μέσες τιμές διαφόρων μεταβλητών. Στην πάνω γραμμή παρουσιάζονται η μέση ταχύτητα U και η μέση ταχύτητα W . Όπως έχει ήδη αναφερθεί, οι θετικές U είναι γενικά στο άνω μισό της χαράδρας και οι θετικές W στο αριστερά μισό. Κατ' απόλυτη τιμή η μέγιστη U βρίσκεται στο άνω όριο της χαράδρας (1,5 m/s), όπου η ελεύθερη ροή εισβάλλει στο χώρο ανάμεσα στα κτίρια. Η μέγιστη W βρίσκεται στο κατάντη κτίριο, όπου η ροή που μπαίνει στη χαράδρα, αλλάζει κατεύθυνση προς τα κάτω εξ' αιτίας του τοίχου του κατάντη κτιρίου. Και στο διάγραμμα της U και σε αυτό της W μπορούν να εντοπιστούν οι μικροί γωνιακοί στροβίλοι, καθώς εκεί αλλάζουν πρόσημο οι ταχύτητες.



Σχήμα 6.4. Μέσες τιμές των συνιστωσών της ταχύτητας, U_{av} , W_{av} , των δύο κυρίων τάσεων ($u'u'$, $w'w'$), της διαγώνιας τάσης $u'w'$ και της πίεσης P_{av} , σε ένα ενδεικτικό επίπεδο X-Z.

Ακριβώς κάτω από τα διαγράμματα ταχυτήτων βρίσκονται τα αντίστοιχα διαγράμματα τάσεων. Γενικά παρατηρούμε ότι οι τάσεις είναι πολύ αυξημένες στο άνω όριο της χαράδρας, όπου η ελεύθερη ροή συναντάει την ροή της χαράδρας. Όσον αφορά την τάση $u'u'$, έχει προστεθεί μια λεπτομέρεια που δείχνει τι γίνεται σε λίγο μεγαλύτερο ύψος ανάμεσα στα κτίρια. Εκεί η τάση αυτή είναι αυξημένη, λόγω της ασταθούς ροής και των μεγάλων κλίσεων ταχυτήτων και γι' αυτό στο ένθετο που δείχνει τη λεπτομέρεια έχει προστεθεί ένα ακόμη επίπεδο στις ισοϋψείς. Παρατηρούμε ότι γύρω από τη γωνία του κατάντη κτιρίου υπάρχει μια μεγάλη περιοχή αυξημένης τάσης, ενώ από τη γωνία του ανάντη κτιρίου εξάγεται μια λεπτή περιοχή αυξημένης τάσης (ένα φύλλο στροβιλότητας). Σ' αυτή τη λεπτή περιοχή όμως η μέγιστη τάση είναι μεγαλύτερη απ' αυτήν που απαντάται στο κατάντη κτίριο. Σύμφωνα με τους Letzel et al. (2008) αυτό το χαρακτηριστικό μπορεί να φανεί μόνο με καλή μοντελοποίηση LES σε αρκετά πυκνό πλέγμα. Μέσα στην οδική χαράδρα τώρα, η τάση $u'u'$ φθίνει κατά την γενική πορεία της ροής: έχει ένα μέγιστο κοντά στην πάνω γωνία του κατάντη κτιρίου και μειώνεται σταδιακά όσο πάμε προς τα κάτω. Μέχρι κάποιο σημείο κάτι παρόμοιο συμβαίνει και με την τάση $w'w'$. Στην κάτω γωνία του κατάντη κτιρίου η κύρια συνιστώσα της ροής είναι η W και για το λόγο αυτό στο σημείο στροφής της ροής είναι τώρα αυξημένη η $w'w'$ και όχι η $u'u'$. Στην επόμενη γωνία, ανάμεσα στο δρόμο και στο ανάντη κτίριο, η κύρια συνιστώσα είναι η U και στην αλλαγή της κατεύθυνσης αυξάνει πάλι η $u'u'$ (ενώ η $w'w'$ μένει μικρή) και το αντίστροφο συμβαίνει στην πάνω αριστερή γωνία, όπου τώρα η $w'w'$ αυξάνει ελαφρώς.

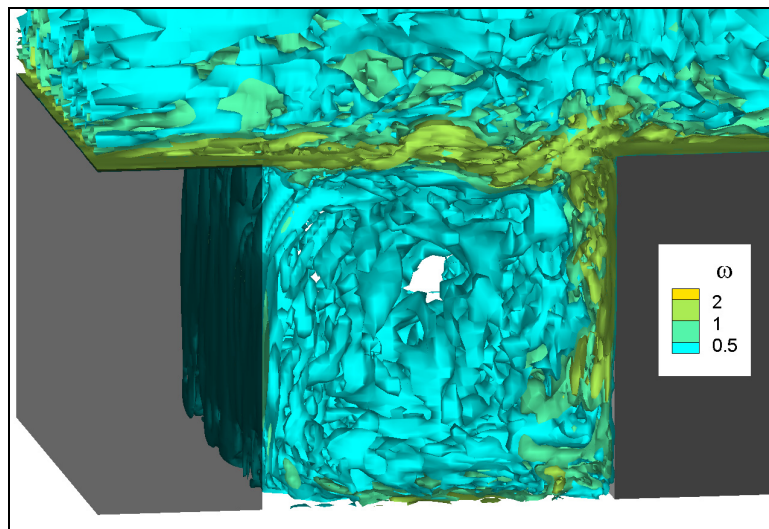
Στο σχ. 6.4, στο κάτω αριστερά διάγραμμα, παρατηρούμε ότι η μέγιστη (απόλυτη) τιμή της διαγώνιας τάσης $u'w'$ λαμβάνεται στο άνω όριο της οδικής χαράδρας, κυρίως στο δεξί τμήμα της και

είναι αρνητική. Αυτό σημαίνει ότι στιγμιαία μείωση της στιγμιαίας ταχύτητας u σχετίζεται με αύξηση της w , που στην συγκεκριμένη περίπτωση μεταξύ των οροφών των δύο κτιρίων θα έχει ως αποτέλεσμα απαγωγή ρύπου έξω από τη χαράδρα λόγω τύρβης. Αυτό έχει παρατηρηθεί επανειλημμένα σε οδικές χαράδρες (βλ. π.χ. Michiooka et al., 2011). Σε όλο το πεδίο ροής έξω από τη χαράδρα, η τάση $u'w'$ είναι αρνητική. Μέσα στη χαράδρα η ροή είναι πιο περίπλοκη και παρατηρούνται θετικές τιμές της $u'w'$ κοντά στον τοίχο του κατάντη κτιρίου, αλλά και στο δρόμο, αλλά οι τιμές τους είναι πολύ μικρότερες από τις απόλυτες τιμές της αρνητικής $u'w'$ που παρατηρείται στο άνω όριο της χαράδρας.

Το τελευταίο διάγραμμα του σχ. 6.4 απεικονίζει τη μέση πίεση. Στο κέντρο υπάρχει περιοχή υποπίεσης, όπως συμβαίνει πάντα στα κέντρα των στροβίλων, ενώ οι γωνίες αποτελούν γενικά περιοχές υπερπίεσης. Στην άνω γωνία του κατάντη κτιρίου έχουμε μεγάλες τιμές λόγω της πρόσκρουσης της ροής. Γενικά μπορεί να παρατηρηθεί ότι κατά μέσο όρο οι πιέσεις στο κατάντη κτίριο είναι μεγαλύτερες απ' αυτές στο ανάντη, κάτι που είναι γενικά γνωστό (βλ. π.χ. Sini et al., 1996, Hussain & Lee, 1980). Γι' αυτό η πλευρά του ανάντη κτιρίου ονομάζεται πλευρά υποπίεσης της οδικής χαράδρας και αυτή του κατάντη πλευρά υπερπίεσης.

Ενδιαφέροντα συμπεράσματα μπορούμε να συνάγουμε και από τις στιγμιαίες τιμές των μεταβλητών και το πώς αυτές εξελίσσονται με το χρόνο. Θα παρουσιαστεί σχετικά μόνο το σχ. 6.5 που δείχνει ισοεπιφάνειες στιγμιαίας στροβιλότητας ω στην οδική χαράδρα, εξ. (6.1).

$$\omega = \sqrt{\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2} \quad (6.1)$$



Σχήμα 6.5. Ισοεπιφάνειες στροβιλότητας στην οδική χαράδρα. Το ανάντη της ροής κτίριο είναι ημιδιαφανές για να φαίνονται οι δομές στην υπήνεμη πλευρά.

Το σχ. 6.5 παρέχεται κυρίως για να φανεί η περιπλοκότητα της τυρβώδους ροής και οι δομές που κρύβει. Η στροβιλότητα σχετίζεται με στροβίλους του πεδίου ροής. Παρατηρούμε ότι από την οροφή του ανάντη κτιρίου εξάγεται ένα φύλλο αυξημένης στροβιλότητας που είναι ασταθές και προσκρούει στο κατάντη κτίριο. Αυξημένη στροβιλότητα παρατηρείται και στην πλευρά του κατάντη κτιρίου, καθώς η τυρβώδης ροή προσκρούει εκεί και κατεβαίνει προς το εσωτερικό της χαράδρας.

Καθώς στο κεφάλαιο αυτό όμως ενδιαφερόμαστε κυρίως για την αξιολόγηση του κώδικα και σύγκριση με πειραματικά δεδομένα, δε θα επεκταθούμε περισσότερο.

6.2.4. Επιπλέον περιπτώσεις που εξετάστηκαν

Για την περίπτωση της ροής σε οδική χαράδρα έγιναν κάποιες επιπλέον δοκιμές και παραμετρικές μελέτες. Παρακάτω αναφέρονται κάποια συμπεράσματα απ' αυτές.

Ένα θέμα που απασχόλησε ήταν το ύψος του χωρίου υπολογισμού, που φαίνεται μικρό. Δοκιμάστηκαν λοιπόν διπλάσιο και τριπλάσιο ύψος πάνω από τις στέγες των κτιρίων απ' αυτό της παρούσας μελέτης και φάνηκε ότι μέσα στη χαράδρα οι διαφορές ήταν ανιχνεύσιμες μεν, αλλά ασήμαντες,

δεδομένης και της ασάφειας στον προσδιορισμό της ταχύτητας αναφοράς U_{ref} . Λαμβάνοντας υπόψη την πολύ μεγάλη επίπτωση στο χρόνο υπολογισμού που έχει ένα μεγαλύτερο πεδίο ροής, η επιλογή του συγκεκριμένου ύψους της παρούσας μελέτης φαίνεται πολύ καλή. Αξίζει να σημειωθεί ότι οι Li et al. (2008b) σε προγενέστερη μελέτη τους (Liu et al., 2004), είχαν χρησιμοποιήσει το μισό ύψος για το χώρο επάνω από τα κτίρια και στην περίπτωση αυτή (πιθανόν σε συνδυασμό και με άλλες παραμέτρους της μοντελοποίησης) υπήρχε σημαντική αρνητική επίδραση στα αποτελέσματα, ιδίως πάνω από τις οροφές των κτιρίων (βλ. σχετικά σχήματα στους Li et al., 2008b).

Μια άλλη δοκιμή, που έγινε με διαφορετικές παραμέτρους της μοντελοποίησης, αφορούσε χρήση ομοιόμορφου πλέγματος. Σε σχέση με την αντίστοιχη δοκιμή με ανομοιόμορφο πλέγμα δεν διαπιστώθηκαν αξιολογικές διαφορές (στις μέσες τιμές ταχυτήτων και στις τάσεις) που να δικαιολογούν τον πολλαπλάσιο χρόνο υπολογισμού. Στην πράξη λοιπόν μπορούν να χρησιμοποιούνται και κάπως ανομοιόμορφα πλέγματα αν έχουν σχεδιαστεί προσεκτικά, χωρίς μεγάλες αλλαγές στις διαστάσεις από κελί σε κελί. Άλλωστε, στο κανάλι (κεφ. 5) είδαμε ότι στη βιβλιογραφία χρησιμοποιούνται κατά κανόνα ανομοιόμορφα πλέγματα, ακόμη και για DNS. Το ίδιο φάνηκε και από το κεφ. 3, για τις μελέτες LES σε αστικές δομές.

Έγιναν και διάφορες άλλες δοκιμές, η πιο σημαντική από τις οποίες ήταν η χρήση αραιότερου πλέγματος. Διαπιστώθηκε ότι αν και υπήρξε κάποια χειροτέρευση των αποτελεσμάτων, διατηρήθηκε η γενική μορφή των προφίλ. Γενικά από τις διάφορες δοκιμές φάνηκε ότι ο κύριος παράγοντας που καθορίζει τη ροή στη συγκεκριμένη περίπτωση είναι η γεωμετρία.

Στην περίπτωση που παρουσιάζεται εδώ μοντελοποιήθηκε η ροή σε κανάλι νερού με χαμηλό αριθμό Reynolds και έτσι μπορέσαμε να έχουμε πλέγμα με αδιάστατη απόσταση από τον τοίχο της τάξεως του 1. Σε μια πραγματική πόλη όμως που οι αριθμοί Reynolds είναι τάξεις μεγέθους μεγαλύτεροι, δε θα μπορεί να γίνει αυτό. Η χρήση συναρτήσεων τοίχου τότε είναι αναπόφευκτη. Έγινε μια προκαταρκτική δοκιμή ώστε να διαπιστωθεί εάν η παρούσα ροή θα μπορούσε να λυθεί σε μεγάλο αριθμό Reynolds με χρήση συναρτήσεων τοίχου και τ' αποτελέσματα ήταν ενθαρρυντικά. Άλλωστε και οι Li et al. (2008b) έχουν χρησιμοποιήσει στη μελέτη τους και ένα αραιότερο πλέγμα με χρήση συναρτήσεων τοίχου και αποτελέσματα πολύ κοντά σ' αυτά της πλήρως επιλυμένης LES.

6.3. ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ ΣΕ ΟΔΙΚΗ ΧΑΡΑΔΡΑ

6.3.1. Περιγραφή του πειράματος με το οποίο έγινε σύγκριση

Το πείραμα των Hoydysh & Dabberdt (1988) που επιλέχθηκε για αξιολόγηση του κώδικα όσον αφορά τη διασπορά ρύπων, εκτελέστηκε στην ανοικτού τύπου αεροσήραγγα ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος ESSCO η οποία έχει ένα τμήμα δοκιμών διαστάσεων ($M \times \Pi \times Y$) περίπου $18,3 \times 2,4 \times 1,8$ μέτρα. Για τη δημιουργία τύρβης όπως αυτή που υπάρχει στο ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα υπήρχαν στην είσοδο του τμήματος δοκιμών της αεροσήραγγας κατάλληλες μπάρες ύψους 0,29 m και γεωμετρικές διατάξεις δημιουργίας τύρβης (vortex generators). Επίσης το πάτωμα ήταν καλυμμένο με πάνελ αμμοχάλικου. Το μοντέλο στο οποίο έγιναν οι μετρήσεις ήταν τοποθετημένο περίπου δέκα μέτρα από την είσοδο της αεροσήραγγας πάνω σε μια περιστρεφόμενη βάση.

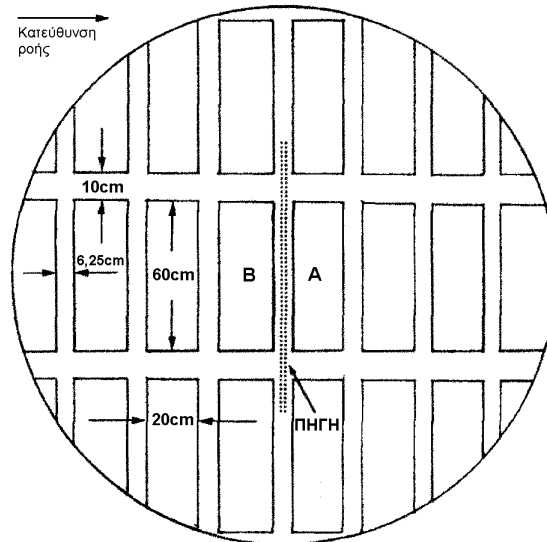
Η γεωμετρία που αφορούσε το συγκεκριμένο πείραμα φαίνεται στο σχ. 6.6. Ουσιαστικά έχουμε αλληλουχία οδικών χαραδρών που έχει δημιουργηθεί από 8 σειρές κτιρίων. Κάθε σειρά αποτελείται από τρία όμοια κτίρια¹ διαστάσεων ($M \times \Pi \times Y$) $60 \times 20 \times 7,5$ cm (το μήκος των κτιρίων θεωρείται κάθετα στη ροή). Σε κάθε σειρά το ένα κτίριο απέχει από το άλλο 10 cm. Οι σειρές απέχουν μεταξύ τους 6,25 cm, φτιάχνοντας έτσι αλληλουχία οδικών χαραδρών λόγω ύψους προς πλάτος 1,2, δηλαδή ελαφρά βαθιά οδική χαράδρα². Η γεωμετρία δηλαδή είναι τρισδιάστατη αλλά επειδή το μήκος του κάθε κτιρίου είναι σχεδόν δέκα φορές μεγαλύτερο από το πλάτος της χαράδρας, στο κεντρικό τμήμα της χαράδρας η ροή θεωρείται δισδιάστατη.

Στην τέταρτη κατά σειρά χαράδρα, δηλαδή στη μεσαία, έγιναν οι μετρήσεις. Στο πάτωμα της χαράδρας αυτής και για μεγάλο μήκος είχε τοποθετηθεί η γραμμική πηγή ρύπου. Η συνεχής αλληλου-

¹ Τα κτίρια κόβονται εκεί που τελειώνει η περιστρεφόμενη βάση, βλ. σχ. 6.6.

² Δηλαδή στην περίπτωση αυτή δεν έχουμε κανονική οδική χαράδρα που εξ' ορισμού απαιτεί λόγο 1, αλλά επειδή το 1,2 είναι πολύ κοντά στο 1 μπορούμε καταχρηστικά να τη θεωρήσουμε σχεδόν κανονική για τις ανάγκες του τίτλου του κεφαλαίου αυτού.

χία χαραδρών είναι ένα πλεονέκτημα του πειράματος αυτού, καθώς δικαιολογεί τη χρήση κυκλικών οριακών συνθηκών που είναι πολύ βολικές όταν χρησιμοποιούμε μοντελοποίηση LES. Το ανάντη της ροής κτίριο ονομάζεται Β και το κατάντη Α. Μετρήσεις έγιναν σε διάφορα σημεία στους τοίχους από τη μεριά της πηγής κατά μήκος των 60 cm των κτιρίων, αλλά εδώ θα θεωρήσουμε μόνο αυτές που αφορούσαν το μεσαίο επίπεδο σε απόσταση 30 cm από τα άκρα τους, όπου η ροή είναι προσεγγιστικά δισδιάστατη. Επίσης στο πείραμα εξετάστηκαν και ασύμμετρες χαράδρες και διάφορες γωνίες πρόσπτωσης, αλλά αυτά δε θα μας απασχολήσουν στην παρούσα εργασία.



Σχήμα 6.6. Γεωμετρικά δεδομένα του πειράματος. Οι μετρήσεις έγιναν ανάμεσα στα κτίρια Α και Β (τροποποιημένο από Hoydysh & Dabberdt, 1988).

Ως επ' άπειρον ταχύτητα θεωρείται η ταχύτητα των 2 m/s σε ύψος 1 m από το πάτωμα της αεροσήραγγας, που ήταν σταθερή για όλο το διάστημα των μετρήσεων. Βάσει αυτής προκύπτει ένας αριθμός Reynolds περίπου 10000, που θεωρείται ότι είναι αρκετά υψηλός ώστε η μορφή των πεδίων ροής και συγκεντρώσεων μέσα στην χαράδρα να είναι ανεξάρτητος από την επ' άπειρον ταχύτητα (Hoydysh et al., 1974).

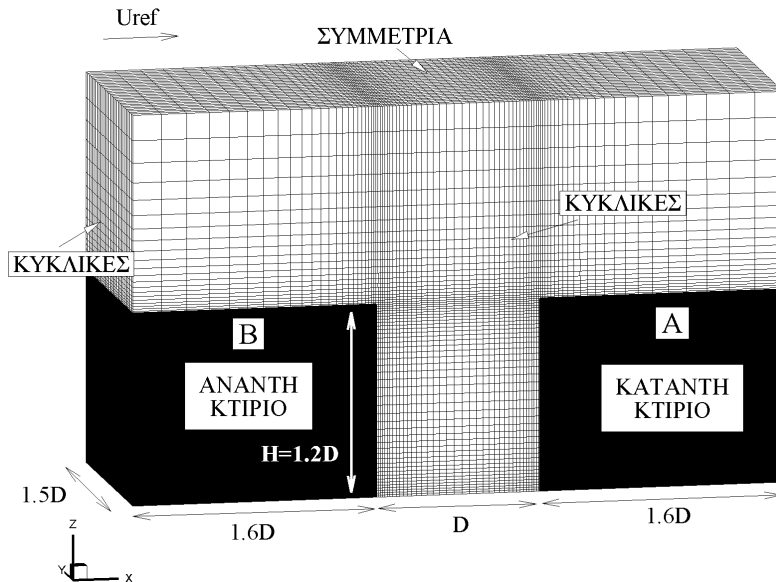
Ο ρύπος ήταν παθητικός (αιθάνιο) και μετρήθηκε με δείγματα του ενός λίτρου που συγκεντρώθηκαν σε όλα τα σημεία μέτρησης ταυτόχρονα, για διάστημα 5 λεπτών και αναλύθηκαν σε μεταγενέστερη χρονική στιγμή. Η ροή παρατηρήθηκε με βιντεοσκόπηση παθητικών φυσαλίδων γεμάτων με Ήλιο.

6.3.2. Δεδομένα της παρούσας μοντελοποίησης

Για την παρούσα μοντελοποίηση κατασκευάστηκαν δύο κτίρια διαστάσεων (Μ x Π x Υ) 32 x 30 x 24 μέτρων (το μήκος θεωρείται κατά την κατεύθυνση της ροής). Η απόσταση μεταξύ τους είναι 20 μέτρα, σχηματίζοντας έτσι μια οδική χαράδρα λόγω ύψους προς πλάτος 1,2. Στη κατεύθυνση της ροής και την εγκάρσια έχουν θεωρηθεί κυκλικές οριακές συνθήκες προσομοιώνοντας έτσι μεγάλο αριθμό ίδιων συνεχόμενων οδικών χαραδρών άπειρου πλάτους. Η γεωμετρία είναι αναπαράσταση της γεωμετρίας του πειράματος, θεωρημένη όμως ως δισδιάστατο πρόβλημα. Για τις συγκεντρώσεις έχουν θεωρηθεί κυκλικές συνθήκες μόνο εγκάρσια και όχι κατά την κατεύθυνση της ροής. Για το χωρίο υπολογισμού και γενικότερα για κάποιες από τις επιλογές της μοντελοποίησης χρησιμοποιήθηκε η εμπειρία από την προηγούμενη περίπτωση. Το ύψος του χωρίου υπολογισμού θεωρήθηκε στα 50 m, δηλαδή λίγο μεγαλύτερο από 2 φορές το ύψος των κτιρίων. Στο σχ. 6.7 παρέχεται η γεωμετρία, οι άξονες, το χωρίο υπολογισμού, οι κύριες οριακές συνθήκες και το πλέγμα για τη συγκεκριμένη περίπτωση.

Όσον αφορά τον αριθμό των κελιών, αυτός είναι 86 x 30 x 63 (περίπου 160000) στις κατευθύνσεις X, Y, Z αντίστοιχα (βλ. σχ. 6.7). Κοντά σε όλα τα στερεά όρια υπάρχει πύκνωση του πλέγματος, ώστε για παράδειγμα στον δρόμο και στους τοίχους των κτιρίων το κέντρο του πρώτου κελιού να βρίσκεται σε απόσταση 0,12 m. Μέσα στη χαράδρα το πλέγμα έχει διατηρηθεί όσο ήταν δυνατόν ο-

μοιόμορφο, διατηρώντας το λόγο διαστάσεων δύο διαδοχικών κελιών κάτω από 1,08. Έξω από την οδική χαράδρα ο λόγος αυτός είναι 1,12 για τον άξονα X και 1,14 για τον Z. Με το συγκεκριμένο πλέγμα επιτυγχάνεται τελικά αδιάστατη απόσταση από τα στερεά όρια (z^+ ή x^+) περίπου 1 μέσα στην οδική χαράδρα, όσο είναι το συνιστώμενο για πλήρης επίλυση με LES χωρίς χρήση συναρτήσεων τοίχου. Για ασφάλεια έχουν θεωρηθεί σε όλες τις επιφάνειες υβριδικές συναρτήσεις τοίχου, όπως στην προηγούμενη περίπτωση.



Σχήμα 6.7. Η γεωμετρία, το χωρίο υπολογισμού και το πλέγμα της περίπτωσης της οδικής χαράδρας που μοντελοποιήθηκε για μελέτη της διασποράς ρύπων.

Στο άνω όριο έχει θεωρηθεί συμμετρία όπως και στην προηγούμενη περίπτωση. Η ροή ελέγχεται με την επιβολή σταθερής παροχής μάζας στην είσοδο, ώστε να προκύπτει επ' άπειρο ταχύτητα περίπου 2 m/s (ταχύτητα U_{ref} στο άνω όριο του χωρίου περίπου 1,6 m/s). Βάσει αυτού έχει θεωρηθεί ως εργαζόμενο μέσο ένα ρευστό με συνεκτικότητα 0,005 kg/m/s και πυκνότητα περίπου 1 kg/m³, ώστε να προκύπτει αριθμός Reynolds ίσος με 10000. Ο αριθμός αυτός διατηρείται σταθερός σε όλη τη διάρκεια της μοντελοποίησης, καθώς σε κάθε επανάληψη του κώδικα εφαρμόζεται διόρθωση της παροχής μάζας σύμφωνα με την εξ. (4.30).

Ως υποπλεγματικό μοντέλο θεωρήθηκε το Smagorinsky με σταθερά $C_s = 0,1$ και διόρθωση τύπου van Driest. Χρησιμοποιήθηκε σχήμα κεντρικών διαφορών στο χώρο για τις ταχύτητες, για τις συγκεντρώσεις van Leer και Crank-Nicolson για το χρόνο. Όσον αφορά το χρονικό βήμα, επιλέχθηκε ο αυτόματος προσδιορισμός του από τον κώδικα βάσει του κριτηρίου το μέγιστο CFL σε οποιοδήποτε σημείο του πεδίου ροής σε κάθε επανάληψη να είναι λιγότερο από 0,3. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα ένα μέσο χρονικό βήμα, περίπου 0,04 s, ή 0,0027 αδιάστατους χρόνους H/U_{ref} .

Το μεγαλύτερο μέρος του πεδίου ροής αρχικοποιήθηκε με μια ταχύτητα 1,5 m/s. Για διευκόλυνση γρήγορης μετάβασης σε τύρβη, δόθηκε μια αρχική διαταραχή μεγέθους 10 m/s σε μια κεντρική περιοχή του άνω τμήματος της χαράδρας, με κατεύθυνση προς τα πάνω ώστε να μην επηρεάσει την αρχική διασπορά του ρύπου.

Η γραμμική πηγή μοντελοποιήθηκε σαν μια σειρά από 14 σημειακές πηγές εκπομπής παθητικού ρύπου που τοποθετήθηκαν ακριβώς πάνω από τον άξονα του δρόμου σε ύψος 0,08 m και εκπέμπουν οριζόντια κατά την κατεύθυνση της εκεί ροής (δηλαδή προς τα αριστερά, στο σχ. 6.7) από επιφάνεια 0,02 m² η κάθε μία και με πολύ μικρή ταχύτητα 0,003 m/s. Οι τιμές αυτές είναι επιλεγμένες με τέτοιο τρόπο ώστε να διευκολύνουν τη μοντελοποίηση και όχι για να προσεγγίσουν την αληθινή ποσότητα ρύπου. Έτσι κι αλλιώς οι συγκεντρώσεις θ' αδιαστατοποιηθούν, βάσει του τύπου:

$$C^* = C\rho U_{ref}HL / Q, \quad (6.2)$$

όπου C είναι το κλάσμα μάζας του ρύπου (συγκέντρωση), ρ η πυκνότητα, L το μήκος των 30 m και Q η ένταση της πηγής σε kg/s.

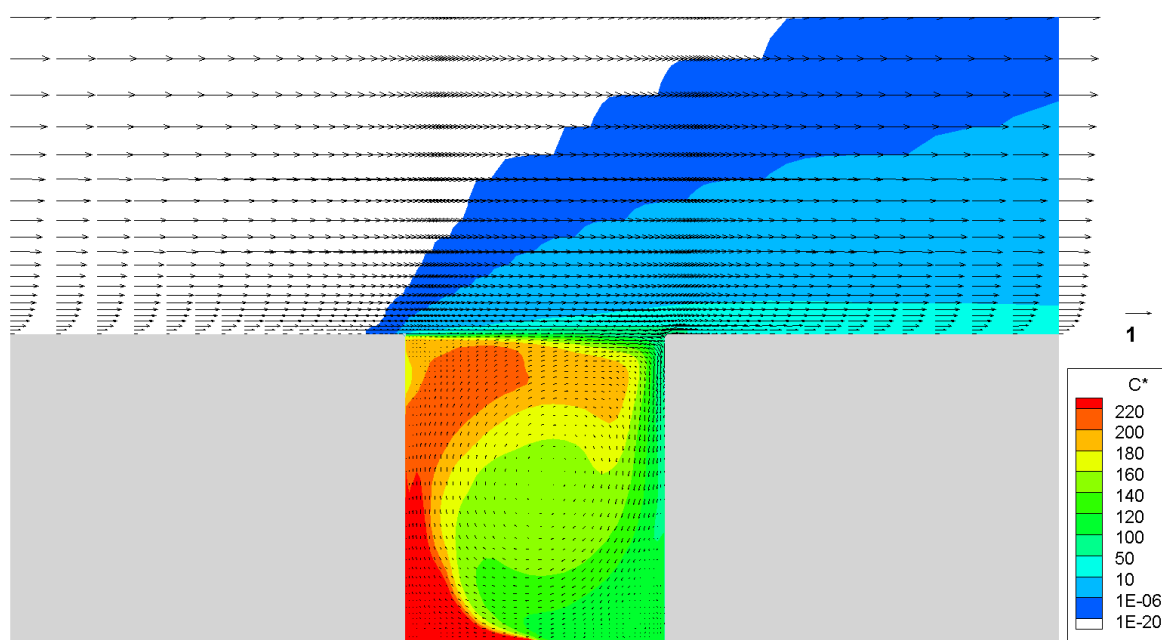
Για να φτάσει η ροή και η τύρβη, αλλά κυρίως οι συγκεντρώσεις του ρύπου σε μια στατιστικά σταθερή κατάσταση, η μοντελοποίηση προχώρησε για 5000 s, δηλαδή για περίπου 333 αδιάστατες κλίμακες χρόνου H/U_{ref} . Ο χρόνος είναι μεγάλος επειδή οι ρύποι αργούν να εξαπλωθούν, ειδικά έξω από τη χαράδρα. Αν μας ενδιέφερε μόνο η μόνιμη κατάσταση, θα βοηθούσε πιθανόν μια επανεκκίνηση της μοντελοποίησης από προηγούμενη περίπτωση, είτε RANS, είτε LES, στην οποία θα είχε απλωθεί ο ρύπος. Στατιστικά των μεταβλητών ελήφθησαν από 5000 μέχρι 10000 s. Η μοντελοποίηση χρειάστηκε σχεδόν 5 μέρες χρησιμοποιώντας όλη την επεξεργαστική ισχύ του ki7 (πίν. 4.1).

Στ' αποτελέσματα παρακάτω συμπεριλαμβάνονται και μοντελοποιήσεις RANS. Αυτές έγιναν με τον εμπορικό κώδικα PHOENICS, με δισδιάστατο ανομοιόμορφο πλέγμα 102 x 114 κελιών και διάφορα μοντέλα τύρβης. Περισσότερες λεπτομέρειες για τα δεδομένα της συγκεκριμένης μοντελοποίησης RANS αναφέρονται στο κεφ. 7.

6.3.3. Αποτελέσματα της μοντελοποίησης LES και σχόλια

Στο σχ. 6.8 παρατηρούμε σε ένα επίπεδο X-Z τα διανύσματα μέσων ταχυτήτων μετά το τέλος της μοντελοποίησης. Το συγκεκριμένο επίπεδο βρίσκεται στο $y = 14,5$ m, δηλαδή περίπου στο μέσο της απόστασης κατά Y. Παρόλο το μεγάλο χρόνο λήψης στατιστικών, η ροή από επίπεδο σε επίπεδο έχει μικροδιαφορές λόγω της τυρβώδους ροής και γι' αυτό στη σύγκριση με το πείραμα θα ληφθεί ο μέσος όρος όλων των επιπέδων.

Παρατηρούμε όπως και στην προηγούμενη περίπτωση τον κύριο βρόχο ανακυκλοφορίας και τους τρεις μικρούς γωνιακούς στροβίλους, όπου τα διανύσματα των ταχυτήτων είναι πολύ μικρά. Οι γωνιακοί στρόβιλοι τώρα είναι διαφορετικοί απ' αυτούς του σχ. 6.2. Για παράδειγμα, ο κάτω δεξιά βρόχος είναι πολύ μεγαλύτερος. Επίσης το κέντρο του κύριο βρόχου ανακυκλοφορίας είναι προς τα πάνω και όχι ακριβώς στο κέντρο της χαράδρας όπως πριν. Αυτές οι διαφορές οφείλονται κυρίως στην διαφορετική γεωμετρία. Ο οδική χαράδρα τώρα είναι κάπως βαθιά και αρχίζει να έχει ροϊκά χαρακτηριστικά βαθιών οδικών χαραδρών (βλ. §3.3.2).



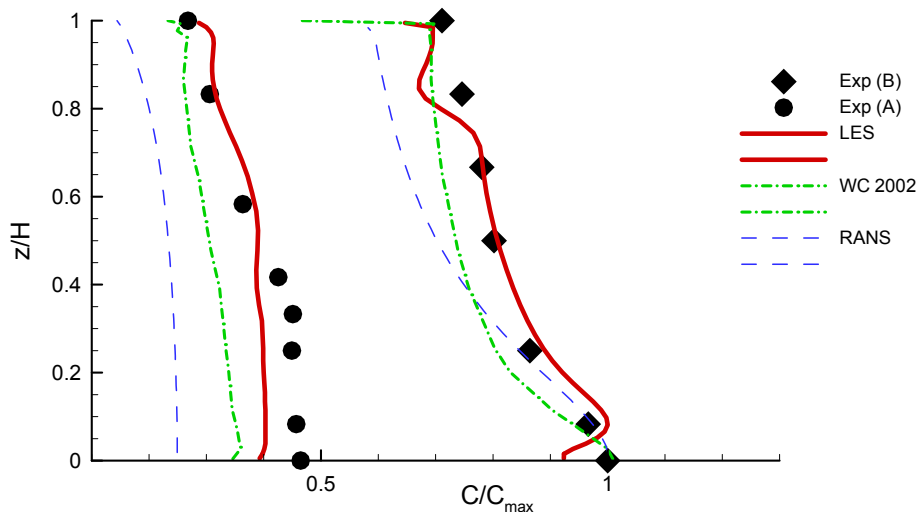
Σχήμα 6.8. Ισοϋψείς των μέσων αδιάστατων συγκεντρώσεων C^* και διανύσματα των μέσων ταχυτήτων U, W σε ένα μεσαίο κατά άξονα Y επίπεδο.

Στο ίδιο σχήμα φαίνονται και οι ισοϋψείς (contours) των μέσων αδιάστατων συγκεντρώσεων C^* στο συγκεκριμένο επίπεδο. Βλέπουμε ότι σχηματίζονται οι χαρακτηριστικές γλώσσες υψηλών συγκεντρώσεων μέσα σε περιοχές χαμηλότερων συγκεντρώσεων της χαράδρας (πρβλ. σχ. 3.10). Γενικά η κατανομή των συγκεντρώσεων έχει όλα τα χαρακτηριστικά που είναι γνωστά από τη θεωρία (§3.3.9). Η πλευρά του κτιρίου B (αριστερά) παγιδεύει το ρύπο στην κάτω μεριά, λόγω του βρόχου

ανακυκλοφορίας που υπάρχει εκεί. Στην πλευρά του κτιρίου A μεταφέρεται πολύ λιγότερος ρύπος, αλλά κι εκεί στην κάτω μεριά παγιδεύεται λόγω της ανακυκλοφορίας. Στο κέντρο της χαράδρας οι συγκεντρώσεις είναι σχετικά ομοιόμορφες. Στο τρίτο μικρό βρόχο ανακυκλοφορίας πάνω αριστερά δε φαίνεται να έχει εισχωρήσει ακόμη η κύρια μάζα του ρύπου. Έξω από τη χαράδρα οι συγκεντρώσεις είναι πολύ μικρότερες.

Στο πείραμα οι συγκεντρώσεις μετρήθηκαν στις προσόψεις των κτιρίων. Στην ΥΡ, πάνω στα κτίρια οι τιμές είναι 0 και τίθεται ένα θέμα σχετικά με το ποια κελιά πρέπει να θεωρηθούν για τη σύγκριση με το πείραμα. Γενικά η πρώτη σειρά γειτονικών κελιών σε στερεά όρια στις μοντελοποιήσεις μερικές φορές παρουσιάζει διαστρεβλωμένες τιμές, λόγω παρεμβολής με τις μηδενικές τιμές που βρίσκονται μέσα στο στερεό όριο. Ευτυχώς η γενική τάση μεταβολής των συγκεντρώσεων καθ' ύψος δεν αλλάζει πολύ στα πρώτα γειτονικά κελιά κι έτσι μπορεί να ληφθεί για σύγκριση με το πείραμα ο μέσος όρος κάποιων απ' αυτά. Για τη συγκεκριμένη περίπτωση έχει επιλεγεί ο μέσος όρος της δεύτερης και τρίτης σειράς κελιών από τον τοίχο.

Στο σχ. 6.9 φαίνονται τα προφίλ των συγκεντρώσεων καθ' ύψος, στην προσήνεμη (κτίριο A) και την υπήνεμη (κτίριο B) πλευρά της οδικής χαράδρας. Έχουν περιληφθεί αποτελέσματα από την παρούσα μοντελοποίηση LES, από τη μοντελοποίηση LES των Walton & Cheng (2002) και από μοντελοποίηση RANS με $k-\epsilon$ (βλ. κεφ. 7 για λεπτομέρειες της μοντελοποίησης RANS). Όλα τ' αποτελέσματα των μοντέλων έχουν αδιαστατοποιηθεί το καθένα με την δική του μέγιστη συγκέντρωση C_{max} της υπήνεμης πλευράς.



Σχήμα 6.9. Σύγκριση αδιάστατων συγκεντρώσεων LES και RANS ($k-\epsilon$) στην προσήνεμη (αριστερά καμπύλες) και στην υπήνεμη (δεξιά καμπύλες) πλευρά, με τις αντίστοιχες μετρήσεις από το πείραμα των Hoydysh & Dabberdt (1988). Έχουν περιληφθεί αποτελέσματα και από μια ακόμη μοντελοποίηση LES, των Walton & Cheng (WC 2002).

Παρατηρούμε ότι η μεθοδολογία μοντελοποίησης μεγάλων δινών LES που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της παρούσας διατριβής δίνει και σ' αυτή την περίπτωση αποτελέσματα πολύ κοντά στα πειραματικά. Η RANS από την άλλη πλευρά αποτυγχάνει να προβλέψει σωστά την γενική πειραματική παρατήρηση ότι οι συγκεντρώσεις της υπήνεμης πλευράς είναι περίπου δύο φορές μεγαλύτερες από αυτές της προσήνεμης, καθώς οι συγκεντρώσεις στην πλευρά του κτιρίου A προκύπτουν πολύ χαμηλές. Επίσης και η παλιότερη μοντελοποίηση με LES των Walton & Cheng (2002) δίνει χειρότερα αποτελέσματα απ' αυτά της παρούσας LES. Γενικά και οι δύο κώδικες LES δίνουν περίπου διπλάσιες συγκεντρώσεις στην υπήνεμη πλευρά. Η μοντελοποίηση των Walton & Cheng (2002) έχει αστοχήσει λίγο στην μέγιστη συγκέντρωση στο κάτω μέρος του τοίχου του κτιρίου B. Αν μεταφέρουμε τις καμπύλες της μοντελοποίησής τους παράλληλα κατά 0,1, θα δούμε ότι η συμφωνία με το πείραμα θα είναι πολύ καλύτερη.

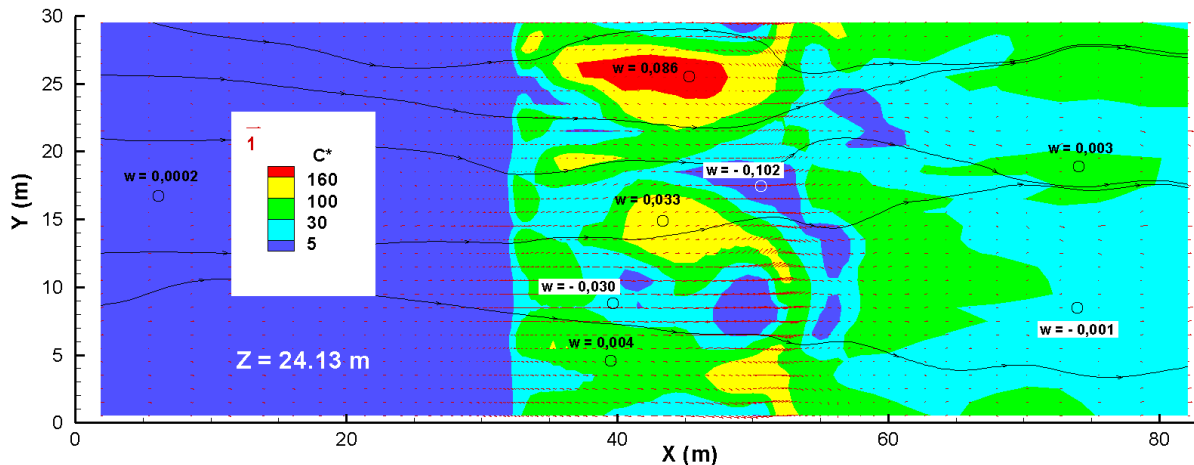
Από την άλλη πλευρά και η παρούσα μοντελοποίηση, αν και η καλύτερη, έχει προβλήματα. Ένα είναι ότι οι καμπύλες δεν είναι τόσο ομαλές. Αυτό μπορεί να οφείλεται σε μη επαρκή χρόνο λήψης στατιστικών μέσων όρων για τις συγκεντρώσεις. Επίσης στην υπήνεμη πλευρά, μπορούμε να παρατηρήσουμε δυο περιοχές χαμηλής συγκέντρωσης, σε αντίθεση με το τι συμβαίνει στο πείραμα: είναι οι περιοχές των μικρών γωνιακών στροβίλων, στο κάτω και στο πάνω μέρος του τοίχου. Και στις δύο

περιοχές αυτές τ' αποτελέσματα δε συμφωνούν ούτε με το πείραμα ούτε με τις άλλες μοντελοποιήσεις. Και αυτή η μικρή αστοχία οφείλεται πιθανόν σε μη επαρκή χρόνο μοντελοποίησης, οπότε δεν πρόλαβε ο ρύπος να εισχωρήσει στις περιοχές χαμηλής ταχύτητας των γωνιακών στροβίλων.

Γενικά η αξιολόγηση του κώδικα και σε αυτή τη δοκιμή θεωρείται ότι είναι επιτυχής και μάλιστα τ' αποτελέσματα είναι καλύτερα από προγενέστερη σχετική μοντελοποίηση με LES των Walton & Cheng (2002).

Μετά την επιτυχή σύγκριση των αποτελεσμάτων του κώδικα με τα πειραματικά, θα παρουσιαστούν παρακάτω μερικά ακόμη διαγράμματα από τη μοντελοποίηση.

Καθώς σχήματα σχετικά με τη ροή παρουσιάστηκαν στην προηγούμενη περίπτωση που αφορούσε αποκλειστικά ροή σε οδική χαράδρα, στο σημείο αυτό θα επικεντρωθούμε στις συγκεντρώσεις. Οι μέσες συγκεντρώσεις παρουσιάστηκαν στο σχ. 6.8. Ενδιαφέρον παρουσιάζουν όμως και οι στιγμιαίες συγκεντρώσεις που μπορούν να μας βοηθήσουν να καταλάβουμε διάφορα φυσικά φαινόμενα. Για παράδειγμα, στο σχ. 6.10 παρουσιάζονται ισοϋψείς (contours) στιγμιαίων συγκεντρώσεων για τη στιγμή των 10000 s. Απεικονίζεται το επίπεδο X-Y που βρίσκεται σε ύψος $z = 24,13$ m, ακριβώς δηλαδή πάνω από το τέλος της χαράδρας και των κτιρίων. Οι κίτρινες και κόκκινες περιοχές δείχνουν σχετικά υψηλές συγκεντρώσεις, ενώ οι μπλε σχετικά χαμηλές. Έχουν περιληφθεί και διανύσματα στιγμιαίων ταχυτήτων του επιπέδου αυτού. Οι οριζόντιες ταχύτητες είναι πολύ μικρές πάνω από τα κτίρια επειδή βρισκόμαστε πάρα πολύ κοντά στις οροφές. Σε επιλεγμένα σημεία έχουν σημειωθεί οι κατακόρυφες στιγμιαίες ταχύτητες w , σε m/s. Τέλος έχουν περιληφθεί κάποιες στιγμιαίες γραμμές ροής. Αυτές έχουν νόημα μόνο σε μικρή περιοχή γύρω από κάποιο σημείο που εξετάζουμε και δείχνουν προς τα πού έχει τάση να κινηθεί ένα στοιχείο ρευστού στο συγκεκριμένο σημείο του επιπέδου τη συγκεκριμένη χρονική στιγμή.

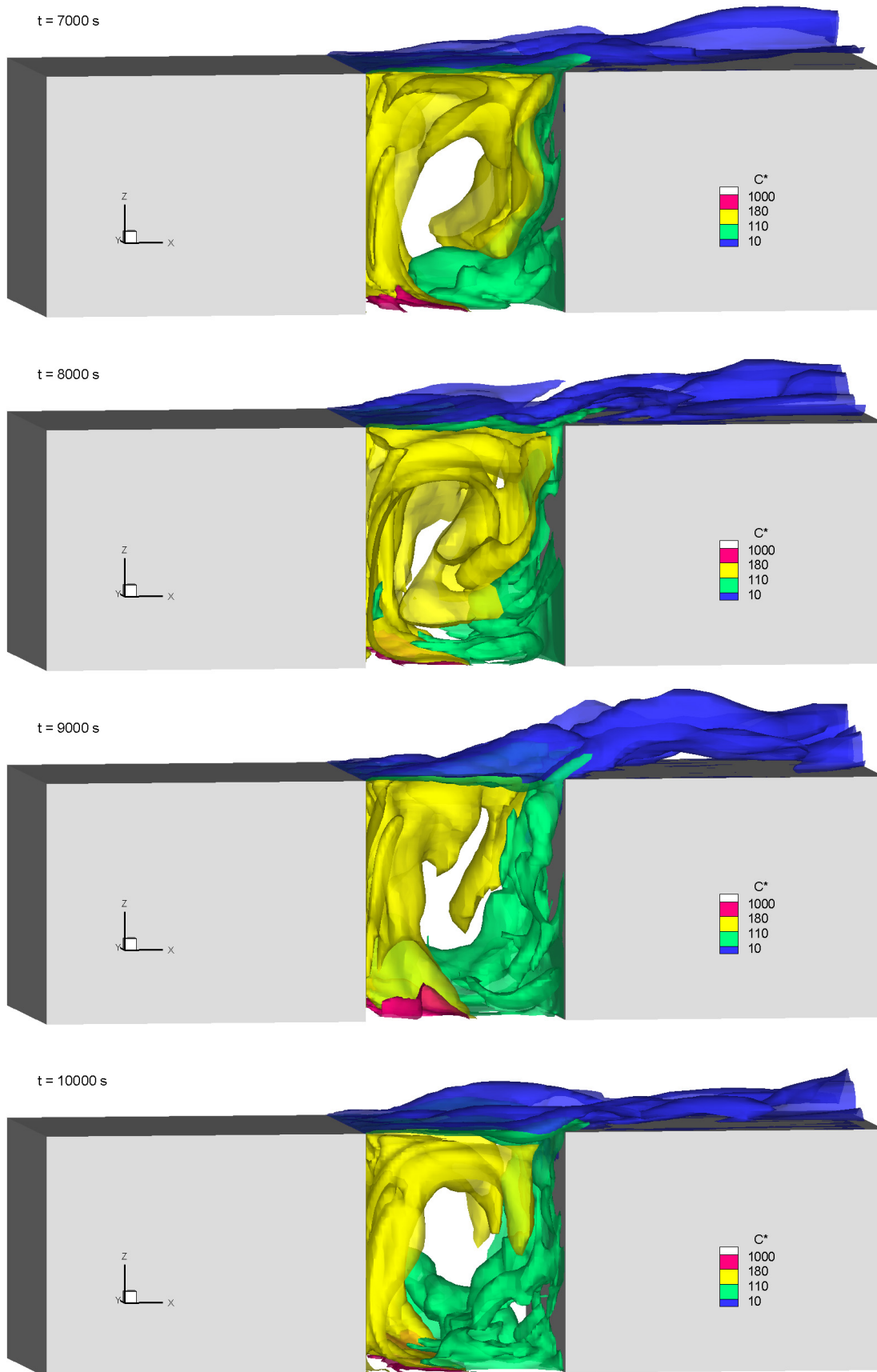


Σχήμα 6.10. Ισοϋψείς στιγμιαίων αδιάστατων συγκεντρώσεων σε ένα επίπεδο σταθερού ύψους $z = 24,13$ m, ακριβώς πάνω από τα κτίρια. Περιλαμβάνονται και στιγμιαία διανύσματα ταχυτήτων του επιπέδου, και αντίστοιχες γραμμές ροής. Σε επιλεγμένα σημεία φαίνονται οι στιγμιαίες κατακόρυφες ταχύτητες w (με άσπρο φόντο όπου $w < 0$).

Είναι εντυπωσιακό πόσο μεγάλες διακυμάνσεις της συγκέντρωσης υπάρχουν στο συγκεκριμένο επίπεδο. Για παράδειγμα, κατά μήκος μιας γραμμής στο $x = 50$ m, θα συναντήσουμε αδιάστατες συγκεντρώσεις από πολύ κάτω από το 1 ως πάνω από 150. Μόνο και μόνο απ' αυτό φαίνεται η αξία της LES: μια μοντελοποίηση RANS θα έδινε στη συγκεκριμένη γραμμή μία και μόνο τιμή συγκέντρωσης.

Η κόκκινη περιοχή σχετίζεται προφανώς με ένα περιστατικό εξαγωγής ρύπου από τη χαράδρα. Εκεί, ένας όγκος ρευστού αναδύεται προς τα πάνω, όπως φαίνεται από την μεγάλη θετική ταχύτητα w , φέροντας μαζί του και ρύπο μέσα από τη χαράδρα. Οι γραμμές ροής βλέπουμε περνάνε περιφερειακά του όγκου αυτού. Ουσιαστικά ο ρύπος φεύγει από τη χαράδρα με τέτοια συμβάντα. Οι κίτρινες περιοχές σχετίζονται με μικρότερης έντασης τέτοια περιστατικά. Αντίθετα, υπάρχουν και οι σκούρες μπλε περιοχές, μεγάλης αρνητικής ταχύτητας w , όπου ελεύθερη ροή εισβάλλει μέσα στη χαράδρα (αυτά τα περιστατικά συμβαίνουν κυρίως στο δεύτερο δεξιά μισό της χαράδρας).

Ενδιαφέρον θα είχε να βλέπαμε τις στιγμιαίες συγκεντρώσεις σε τρεις διαστάσεις. Αυτό είναι εφικτό μέσω των ισοεπιφανειών συγκεντρώσεων, όπως στο σχ. 6.11.



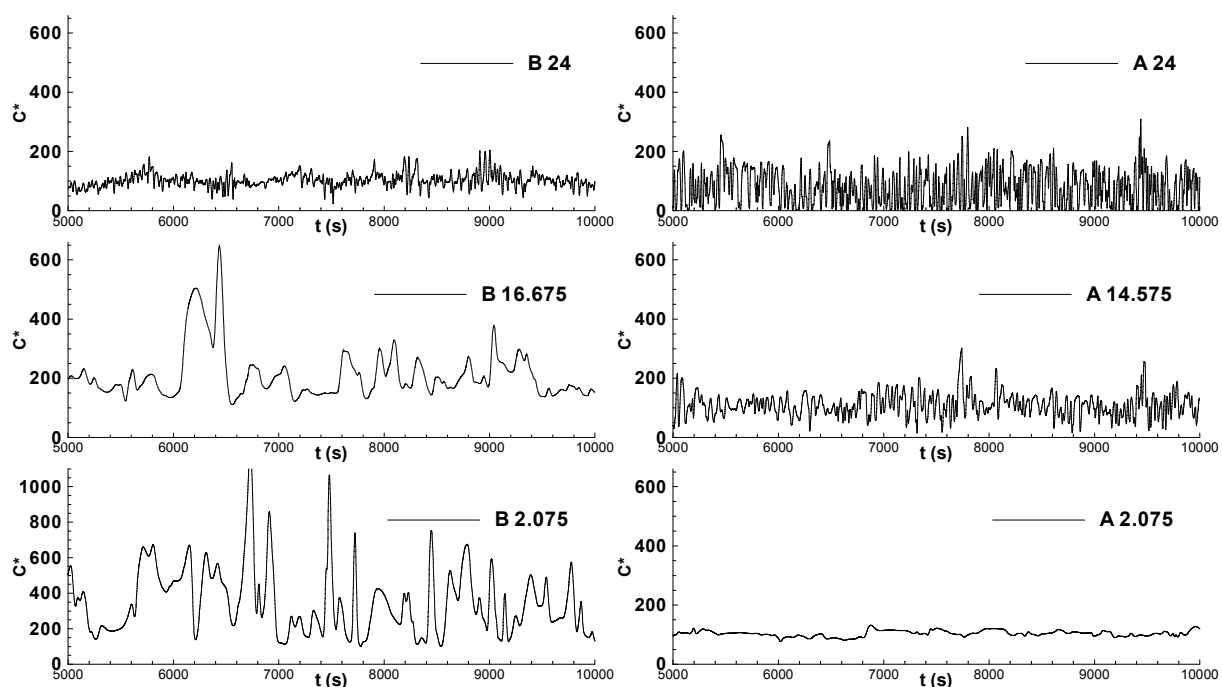
Σχήμα 6.11. Ισοεπιφάνειες στιγμιαίων αδιάστατων συγκεντρώσεων σε τέσσερις διαφορετικές χρονικές στιγμές.

Στο σχ. 6.11 απεικονίζονται τέσσερις χρονικές στιγμές που απέχουν πολύ μεταξύ τους: 7000, 8000, 9000 και 10000 s. Υπάρχουν σε όλες τις εικόνες τέσσερις ελαφρά διαφανείς ισοεπιφάνειες αδιάστατων συγκεντρώσεων: με τιμή 1000 (μωβ), που είναι αμέσως μετά την πηγή έτσι που περιστρέφεται ο βρόχος ανακυκλοφορίας, με τιμή 180 (κίτρινη) που βρίσκεται γενικά μπροστά από τον τοίχο του κτιρίου B και συνεχίζει στο πάνω μέρος της χαράδρας, με τιμή 110 (πράσινη) που βρίσκεται γενικά μπροστά από τον τοίχο του κτιρίου A και συνεχίζει στο κάτω μέρος της χαράδρας και με τιμή 10 (μπλε) που βρίσκεται γενικά έξω από τη χαράδρα αλλά πολύ κοντά σε αυτήν.

Παρατηρούμε πόσο διαφορετικές είναι οι επιφάνειες μεταξύ τους και την περιπλοκότητα των δομών μεταφοράς ρύπου. Οι χαρακτηριστικές γλώσσες εισαγωγής ρύπου σε περιοχές χαμηλότερων συγκεντρώσεων (πρβλ. σχ. 3.10 και σχ. 6.8), μπορούν να φανούν κι εδώ, κυρίως στις κίτρινες ισοεπιφάνειες, τις χρονικές στιγμές 7000 και 10000 s.

Ενδιαφέρον έχει το επίπεδο μεταξύ των οροφών των δύο κτιρίων. Εκεί μπορούμε να παρατηρήσουμε περιστατικά απαγωγής ρύπου από τη χαράδρα, που φαίνονται σα φουσκώματα (γλώσσες) των πράσινων και μπλε περιοχών που εισβάλλουν στην ελεύθερη ροή. Οι πράσινες περιοχές μπορούν να φανούν πίσω από τις μπλε, καθώς οι επιφάνειες είναι ημιδιαφανείς. Χαρακτηριστικό τέτοιο περιστατικό φαίνεται στη χρονική στιγμή των 9000 s, κοντά στο κτίριο A (δεξιά). Ένα άλλο τέτοιο περιστατικό είναι τη στιγμή των 10000 s στο βάθος. Αυτό είναι το ίδιο που σχετίζεται με την κόκκινη περιοχή που είχε σχολιαστεί στο σχ. 6.10.

Στις παρατηρήσεις που είχαν γραφεί για το σχ. 6.10 αναφέρθηκε και πόσο μεγάλη διακύμανση έχουν οι συγκεντρώσεις στο επίπεδο που φαίνεται στο συγκεκριμένο σχήμα. Γενικά θα ήταν ενδιαφέρον να παρατηρήσουμε τις χρονοσειρές των συγκεντρώσεων από κάποιους αισθητήρες που κατέγραφαν τις τιμές τους κατά τη διάρκεια της μοντελοποίησης κάθε περίπου 0,1 s (σχ. 6.12).



Σχήμα 6.12. Χρονοσειρές στιγμιαίων αδιάστατων συγκεντρώσεων σε έξι σημεία που βρίσκονται σε απόσταση 1 μέτρο από τους τοίχους. Τα αριστερά σημεία αφορούν το αριστερό κτίριο (B) και τα δεξιά το δεξί (A). Πάνω είναι οι χρονοσειρές από τους αισθητήρες που βρίσκονται στο πάνω μέρος της χαράδρας (24 m) και κάτω αυτοί που βρίσκονται στο κάτω της μέρος (2,075 m). Όλοι οι αισθητήρες βρίσκονται σε κεντρικό σημείο κατά την κατεύθυνση Y ($y = 13$ m).

Ξεκινώντας από τον κάτω αριστερά αισθητήρα (B 2.075, δηλαδή κοντά στο κτίριο B, σε ύψος³ $z = 2,075$) που βρίσκεται πιο κοντά στην πηγή κατά την κατεύθυνση μεταφοράς του ρύπου, παρατηρούμε τα εξής: Οι συγκεντρώσεις στο σημείο αυτό είναι πολύ μεγαλύτερες από τα σημεία της υπόλοιπης χαράδρας και γι' αυτό ήταν απαραίτητο να προσαρμοστεί⁴ ανάλογα ο άξονας Y. Βλέπουμε

³ Τα ύψη των αισθητήρων αντιστοιχούν σε σημεία που μέτρησαν οι Hoydysh & Dabberdt (1988).

⁴ Σε όλα τα υπόλοιπα (5) διαγράμματα, το C^* είναι από 0 ως 660.

ότι στιγμιαία οι τιμές της C^* ξεπερνούν το 1000. Στη χρονοσειρά υπάρχουν πολλές αιχμές προς τα πάνω, δηλαδή οι μέγιστες τιμές είναι πολλές φορές παραπάνω από το μέσο όρο.

Περνώντας στον επόμενο αισθητήρα (B 16.675) που βλέπει ροή που μεταφέρει το ρύπο παρατηρούμε ότι εδώ οι μέγιστες συγκεντρώσεις έχουν πέσει σχεδόν στο μισό. Αρχής γενομένης από τα 6000 δευτερόλεπτα παρατηρούμε για περίπου 500 s ένα συμβάν με αυξημένες συγκεντρώσεις το οποίο δεν ξαναπαρατηρείται σε αυτή την ένταση στη συγκεκριμένη χρονοσειρά. Αυτό είναι μια ένδειξη ότι ο χρόνος της μοντελοποίησης έπρεπε να είναι μεγαλύτερος όπως αναφέρθηκε και παραπάνω.

Στον επόμενο αισθητήρα (B 24) που βρίσκεται ακριβώς στο ύψος των κτιρίων οι διακυμάνσεις έχουν πάρα πολύ μεγάλη συχνότητα. Αυτό είναι δείγμα της πολύ έντονης τύρβης που υπάρχει στο συγκεκριμένο σημείο, όπως σχολιάστηκε και στην προηγούμενη περίπτωση (§6.2.3) που μιλούσαμε για τη ροή στην οδική χαράδρα.

Ο επόμενος αισθητήρας (A 24) βρίσκεται στη μεριά του κτιρίου A, στα 24 m. Κι εδώ η συχνότητα αυξομειώσης των συγκεντρώσεων είναι πολύ μεγάλη. Επίσης παρατηρούμε ότι και η διακύμανση των αδιάστατων συγκεντρώσεων είναι πάρα πολύ έντονη. Οι τιμές τους είναι από 0 ως πάνω από 200. Αυτό είχε σχολιαστεί και στο σχ. 6.10. Πράγματι, το σημείο στο οποίο βρίσκεται ο συγκεκριμένος αισθητήρας έχει πολλά ιδιαίτερα χαρακτηριστικά: Εκεί οι τυρβώδεις τάσεις είναι πάρα πολύ μεγάλες (πρβλ. σχ. 6.4). Επίσης είναι ένα σημείο από το οποίο φεύγει ρύπος ανά τακτά διαστήματα (βλ. σχ. 6.11), αλλά κι ένα σημείο από το οποίο μπαίνει ελεύθερη ροή. Όλα αυτά δημιουργούν τις μεγάλες διακυμάνσεις στη συγκέντρωση.

Κάποια απ' αυτά τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά διατηρούνται σε χαμηλότερη ένταση και στο επόμενο σημείο (A 14.575), παρόλο που βρισκόμαστε σε απόσταση σχεδόν 10 μέτρα από τον προηγούμενο αισθητήρα (A 24). Ένας λόγος που οι διακυμάνσεις της συγκέντρωσης είναι σχετικά έντονες και μεγάλης συχνότητας στο συγκεκριμένο σημείο είναι και η μεγάλη τιμή της τάσης $w'w'$ που αναμένεται ότι υπάρχει εκεί (πρβλ. σχ. 6.4).

Στον τελευταίο αισθητήρα (A 2,075) οι διακυμάνσεις είναι μικρές επειδή βρίσκεται μέσα στον γωνιακό στρόβιλο ανακυκλοφορίας, στο όριο του οποίου αποσβέννουνται οι διαταραχές ταχύτητας. Υπόψη ότι στο συγκεκριμένο αισθητήρα οι συγκεντρώσεις (σε σχέση με αυτές στην υπήνεμη πλευρά) υποεκτιμώνται από την παρούσα μοντελοποίηση (βλ. σχ. 6.9).

Μια γενική παρατήρηση για όλους τους αισθητήρες είναι ότι η διακύμανση της συγκέντρωσης είναι ενίοτε τόσο μεγάλη που τίθεται το ερώτημα κατά πόσο έχει νόημα η απλή παροχή ενός μέσου όρου για την ουσιαστική περιγραφή των φυσικών φαινομένων που λαμβάνουν χώρα.

Έχει ήδη γίνει σαφές ότι η LES μπορεί να βοηθήσει στη βαθύτερη μελέτη των τυρβωδών φαινομένων που σχετίζονται με τη ροή και τη διασπορά ρύπων σε αστικό περιβάλλον. Κάποιες τέτοιες μελέτες θα γίνουν σε επόμενα κεφάλαια, κυρίως στο 8^ο και 10^ο.

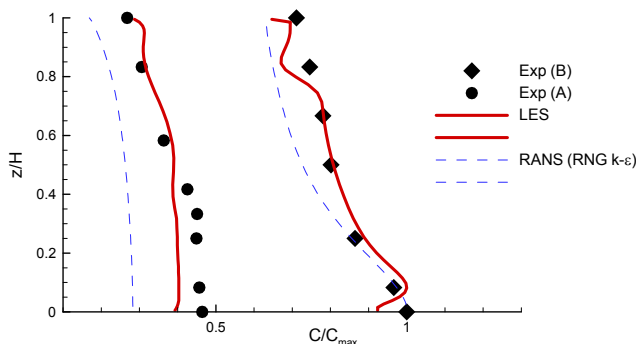
6.3.4. Επιπλέον περιπτώσεις που εξετάστηκαν

Η παρούσα μοντελοποίηση είχε κάποιες ιδιαίτερες δυσκολίες. Η μικρή διαφορά στο λόγο ύψους προς πλάτος σε σχέση με μια αυστηρά κανονική χαράδρα (από 1 σε 1,2) έχει τη σημασία της. Ο στρόβιλος και τα ροϊκά χαρακτηριστικά είναι τροποποιημένα. Οι μεγαλύτεροι γωνιακοί στρόβιλοι δυσχεραίνουν την ακριβή μοντελοποίηση και δημιουργούν μεγαλύτερη εξάρτηση από το πλέγμα. Μια από τις δυσκολίες ήταν και το γεγονός ότι σε κάποιες δοκιμές η ροή έμενε στρωτή, αν και υπήρχε αρχική διαταραχή. Πιθανόν στο θέμα αυτό να επηρεάζει και η σχετικά χαμηλή ταχύτητα. Πράγματι, σε μια δοκιμή που έγινε με τρεις φορές μεγαλύτερη ταχύτητα, τα προφίλ ταχυτήτων έξω από τη χαράδρα (αλλά και μέσα σε αυτή) άλλαξαν και έγιναν πιο τυρβώδη. Το κέντρο του κεντρικού βρόχου ανακυκλοφορίας μεταφέρθηκε λίγο προς τα κάτω και οι γωνιακοί στρόβιλοι, ειδικά ο κάτω δεξιά, μίκρυναν. Πιθανόν δηλαδή να μην ισχύει απόλυτα αυτό που γράφουν οι Hoydysh & Dabberdt (1988) ότι στο πείραμά τους το Reynolds είναι αρκετά μεγάλο ώστε η μορφή του πεδίου ταχυτήτων να είναι ανεξάρτητη από την ταχύτητα.

Μια δοκιμή που έγινε αφορούσε τη χρήση φραγμένου γραμμικού ανάντη σχήματος διαφόρισης (BLUS) για τις συγκεντρώσεις, αντί για van Leer. Σε γενικές γραμμές τα αποτελέσματα ήταν παρόμοια, άρα μπορεί να χρησιμοποιηθεί και αυτό το σχήμα για τις συγκεντρώσεις. Από τη συγκεκριμένη μοντελοποίηση με BLUS η διασπορά του ρύπου ήταν ελαφρά μειωμένη και μια προκαταρκτική σύγκριση με τ' αποτελέσματα του πειράματος έδειξε κάπως μικρότερη συμφωνία από την μοντελοποίηση που παρουσιάστηκε εδώ.

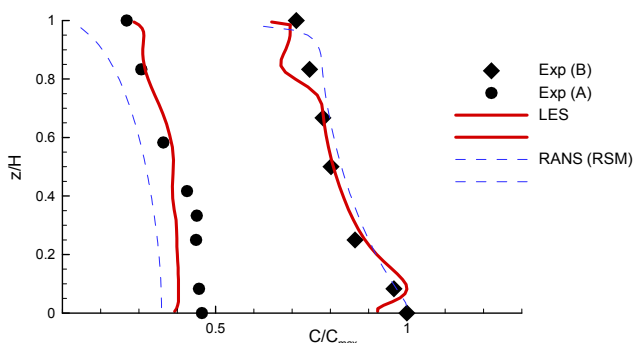
Στο σχ. 6.9 η LES συγκρίνεται με RANS, αλλά με το μοντέλο τύρβης $k-\epsilon$. Γεννάται το ερώτημα μήπως με κάποιο άλλο μοντέλο τύρβης η RANS μπορεί να έχει καλύτερα αποτελέσματα, ίσως ακόμη που να πλησιάζουν κι αυτά της LES.

Αν δοκιμάσουμε αντί για το $k-\epsilon$, το RNG $k-\epsilon$ (βλ. παράρτημα Α.4), που θεωρείται ότι πλεονεκτεί σε τέτοιου είδους ροές, τ' αποτελέσματα είναι όντως βελτιωμένα, όπως φαίνεται στο σχ. 6.13.



Σχήμα 6.13. Σύγκριση αδιάστατων συγκεντρώσεων LES και RANS στην προσήνεμη (αριστερά καμπύλες) και στην υπήνεμη (δεξιά καμπύλες) πλευρά, με τις αντίστοιχες μετρήσεις από το πείραμα των Hoydysh & Dabberdt (1988). Το σχήμα είναι αντίστοιχο με το σχ. 6.9, μόνο που εδώ έχει χρησιμοποιηθεί για την RANS το RNG $k-\epsilon$ μοντέλο τύρβης.

Μετά τη βελτίωση αυτή, σκέφτεται κανείς μήπως υπάρχει ακόμη καλύτερο μοντέλο τύρβης, οπότε να μειώνεται η ανάγκη χρήσης της LES, τουλάχιστον αν κανείς ενδιαφέρεται μόνο για τις μέσες τιμές. Τα μοντέλα τάσεων Reynolds (RSM) είναι από τα πιο περίπλοκα μοντέλα τύρβης για RANS. Στο σχ. 6.14 παρουσιάζονται τ' αποτελέσματα μ' ένα μοντέλο RSM, σε σχέση με την LES.



Σχήμα 6.14. Σύγκριση αδιάστατων συγκεντρώσεων LES και RANS στην προσήνεμη (αριστερά καμπύλες) και στην υπήνεμη (δεξιά καμπύλες) πλευρά, με τις αντίστοιχες μετρήσεις από το πείραμα των Hoydysh & Dabberdt (1988). Το σχήμα είναι αντίστοιχο με το σχ. 6.9, μόνο που εδώ έχει χρησιμοποιηθεί το μοντέλο τύρβης τάσεων Reynolds (RSM).

Παρατηρούμε ότι με το RSM η βελτίωση της RANS φαίνεται σημαντική. Μάλιστα εκτός του ότι είναι πιο κοντά στις πειραματικές καμπύλες από τα $k-\epsilon$, ακολουθεί και την μορφή των προφίλ των μετρήσεων πολύ πιο πιστά.

Καθώς οι μοντελοποιήσεις RANS χρειάζονται και χρησιμοποιούνται, αν μη τι άλλο για λόγους ταχύτητας (οι μοντελοποιήσεις RANS που παρουσιάζονται εδώ χρειάζονται χρόνο που μετριέται σε λεπτά, ενώ οι LES χρόνο που μετριέται σε μέρες), τίθεται το ερώτημα ποιο μοντέλο τύρβης είναι κατάλληλο για να χρησιμοποιούμε στις μοντελοποιήσεις μας με RANS και στην εργασία αυτή, αλλά και γενικότερα. Μήπως το RSM είναι καλύτερο; Το ερώτημα αυτό θ' απαντηθεί στο κεφ. 7, στο οποίο θα δοθούν και περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με τις παρούσες μοντελοποιήσεις RANS.

6.4. ΒΑΣΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΑΠΟ ΤΟ ΚΕΦΑΛΑΙΟ

Συνοπτικά, το κυριότερο συμπέρασμα απ' αυτό το κεφάλαιο είναι ότι η μεθοδολογία της διατριβής και ο κώδικας που αναπτύχθηκε μπορούν να χρησιμοποιηθούν με επιτυχία για προσομοίωση τόσο της τυρβώδους ροής όσο και της διασποράς ρύπων σε οδικές χαράδρες. Και στις δύο περιπτώ-

σεις που εξετάστηκαν η σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα ήταν ικανοποιητική και ανταγωνιστική άλλων κωδίκων LES.

Όσον αφορά τις μέσες τιμές των μεταβλητών (όπως ταχύτητων, τάσεων Reynolds και συγκεντρώσεων), ο κώδικας έδωσε αποτελέσματα όπως αυτά που ήταν γνωστά από τη βιβλιογραφία. Έγινε σαφές όμως ότι πολύ περισσότερα συμπεράσματα μπορούν να προκύψουν από την ανάλυση των στιγμιαίων τιμών.

Έτσι φάνηκαν για παράδειγμα περιστατικά απαγωγής ρύπου από τη χαράδρα, που σχετίζονται με μεγάλες στιγμιαίες θετικές ταχύτητες w . Αντίστοιχα μπορούν να παρατηρηθούν και περιστατικά εισαγωγής αέρα, που σχετίζονται με μεγάλες στιγμιαίες αρνητικές ταχύτητες w . Σε μια επιφάνεια ακριβώς πάνω από τις στέγες μπορεί αυτά τα περιστατικά να συμβαίνουν ταυτόχρονα σε διαφορετικά σημεία της και έτσι να παρατηρούνται έντονες διαφορές στις συγκεντρώσεις της επιφάνειας αυτής.

Οι ισοεπιφάνειες στιγμιαίων συγκεντρώσεων επίσης αναδείχθηκε ένας πρόσφορος τρόπος ανάλυσης των φυσικών φαινομένων. Μ' αυτές μπορούν να φανούν πιο παραστατικά τα συμβάντα απαγωγής των ρύπων από τη χαράδρα και γενικότερα να παρακολουθήσουμε με εύληπτο τρόπο την εξέλιξη της διασποράς, ειδικά αν μπορούμε να έχουμε τις ισοεπιφάνειες σε κοντινές στιγμές. Αυτό θα ήταν επιθυμητό να γίνει στο μέλλον.

Η παρατήρηση των χρονοσειρών των συγκεντρώσεων σε διάφορα σημεία επίσης μπορεί να δώσει πολλά συμπεράσματα. Έτσι στην οροφή της χαράδρας οι διακυμάνσεις είναι πολύ έντονες και με πολύ μεγάλη συχνότητα, μέσα στους γωνιακούς στρόβιλους οι διακυμάνσεις είναι μικρές, ενώ κοντά στην πηγή, αν βρισκόμαστε σε περιοχή έντονης τύρβης (και όχι μέσα στο γωνιακό στρόβιλο), υπάρχουν πολλές αιχμές αυξημένων συγκεντρώσεων. Από τη στατιστική ανάλυση των χρονοσειρών θα μπορούσαν να προκύψουν επίσης πολλά συμπεράσματα και αυτό θα ήταν μια ενδιαφέρουσα μελλοντική εργασία.

Εκτός από την επιτυχή αξιολόγηση του κώδικα λοιπόν, στο κεφάλαιο αυτό άρχισαν να φαίνονται και οι μεγάλες δυνατότητες της μοντελοποίησης μεγάλων δινών.

7. Μελέτη με RANS σε διάφορες οδικές χαράδρες

Στο κεφάλαιο αυτό εξετάζεται η ροή και η διασπορά ρύπων σε οδικές χαράδρες διαφόρων λόγων ύψους προς πλάτος. Χρησιμοποιείται η μεθοδολογία RANS και γίνεται σύγκριση με πολλά ανεξάρτητα πειράματα. Η εργασία αυτή επιτελέστηκε κυρίως για αξιολόγηση διάφορων μοντέλων τύρβης, συμπεριλαμβανομένου του μοντέλου τάσεων Reynolds (RSM). Επιπλέον αξιολογείται γενικά η RANS και μελετώνται πολλά φαινόμενα που συμβαίνουν στις οδικές χαράδρες.

7.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στην ανασκόπηση της βιβλιογραφίας (κεφ. 3) αναφερθήκαμε εκτεταμένα στις μελέτες με RANS σε οδικές χαράδρες. Από την ανασκόπηση αυτή φάνηκαν κάποια κενά στη βιβλιογραφία, μερικά από τα οποία καλύπτονται σε κάποιο βαθμό στο παρόν κεφάλαιο. Επιπλέον, στο κλείσιμο του προηγούμενου κεφαλαίου (κεφ. 6) τέθηκε το ερώτημα μήπως υπάρχει κάποιο ανώτερο μοντέλο τύρβης και συγκεκριμένα το μοντέλο τάσεων Reynolds, με το οποίο θα μπορούσαμε ν' αποκτήσουμε με τη RANS ανταγωνιστικά (της LES) αποτελέσματα, έστω και μόνο όσον αφορά τις μέσες τιμές των μεταβλητών. Τέλος, καθώς ήδη έχει γίνει σαφές ότι η RANS και η LES μπορούν να συνεργαστούν, τίθεται το ερώτημα ποιο μοντέλο τύρβης θα πρέπει να χρησιμοποιεί κανείς στις μοντελοποιήσεις του με RANS. Όλοι αυτοί οι λόγοι επέβαλλαν τη μελέτη αυτού του κεφαλαίου. Το κεφάλαιο βασίζεται σε εργασίες του γράφοντα (Koutsourakis et al., 2007, 2012b), που έγιναν στα πλαίσια της διατριβής.

Ο αρχικός κύριος σκοπός της τρέχουσας μελέτης ήταν να εξεταστεί η δυνατότητα εφαρμογής και η ακρίβεια διαφόρων μοντέλων τύρβης (συμπεριλαμβανομένου του RSM για το οποίο υπήρξε ένα ιδιαίτερο ενδιαφέρον) και ει δυνατόν ν' αποφασιστεί ποιο είναι πιο κατάλληλο για χρήση σε μελέτες οδικών χαραδρών με RANS. Προσεκτική επιθεώρηση των σχετικών μελετών που αναφέρθηκαν στο κεφ. 3, κάνει σαφές ότι στερεά συμπεράσματα δε μπορούν να συναχθούν με αξιολόγηση των αποτελεσμάτων ενάντια σε ένα ή δύο μόνο πειράματα. Για το λόγο αυτό, σε αυτή τη μελέτη επτά διαφορετικά πειραματικά σύνολα δεδομένων χρησιμοποιούνται για τη σύγκριση με τις προβλέψεις της ΥΡ (CFD), συμπεριλαμβανομένων πειραμάτων πραγματικού μεγέθους και μειωμένης κλίμακας, μετρήσεων ροής αλλά και διασποράς, πειραμάτων σε τραχείς αλλά και ομαλούς τοίχους, ποικίλους λόγους ύψους προς πλάτος, χαμηλές και υψηλές ταχύτητες αναφοράς. Αυτός ο μεγάλος αριθμός ανεξάρτητων μετρήσεων ενισχύει τη γενικότητα των συμπερασμάτων. Το ενδιαφέρον στρέφεται κυρίως στα πειράματα που παρέχουν μετρήσεις ροής, δεδομένου ότι η σωστή πρόβλεψη της ροής πρέπει να είναι μια προϋπόθεση για περαιτέρω σύγκριση μεταξύ ΥΡ και πειραμάτων.

Για κάθε πείραμα, εξετάζονται τουλάχιστον τρία διαφορετικά μοντέλα τύρβης: Το καλά τεκμηριωμένο και ευρέως χρησιμοποιημένο στάνταρ $k-\epsilon$, το πιο σύγχρονο RNG $k-\epsilon$ και το πιο περίπλοκο RSM. Το πρώτο επιλέχτηκε λόγω της γενικής αποδοχής του και ως περίπτωση αναφοράς, το δεύτερο λόγω του θεωρητικού πλεονεκτημάτος του έναντι του στάνταρ $k-\epsilon$ και το RSM προκειμένου να ερευνηθούν οι δυνατότητές του, δεδομένου ότι η χρήση του σε οδικές χαράδρες μέχρι τώρα ήταν μάλλον περιορισμένη και με ασαφή συμπεράσματα.

Ακολουθεί σύντομη περιγραφή των επτά πειραμάτων, ενώ μια περίληψή τους παρέχεται επίσης στον πίν. 7.2, προς το τέλος του κεφαλαίου.

1. Οι Baik et al. (2000) ανέπτυξαν μια πειραματική συσκευή καναλιού ύδατος για να ερευνήσουν τη ροή των απομονωμένων οδικών χαραδρών. Η ίδια πειραματική διάταξη χρησιμοποιήθηκε αργότερα από τους Baik & Kim (2002), αλλά αυτή τη φορά για μη-απομονωμένα κτίρια, τα οποία είναι πιο αντιπροσωπευτικά της πραγματικής περίπτωσης οδικών χαραδρών μέσα στις πόλεις. Στη νεώτερη δημοσίευση περιλαμβάνονται και σχεδιαγράμματα κατακόρυφης ταχύτητας, οπότε τελικά επιλέχθηκε αυτή για την παρούσα μελέτη αξιολόγησης. Ο λόγος ύψους προς πλάτος είναι $H/D = 1$, όπου H είναι το ύψος των χαραδρών και D το πλάτος τους. Η ελεύθερη ροή για τα κτίρια πραγματικού μεγέθους είναι 5 m/s και οι τοίχοι είναι λείοι.

2. Οι Hoydysh & Dabberdt (1988) έχουν εκτελέσει ένα πείραμα σε αεροσήραγγα ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος, το οποίο έχει χρησιμοποιηθεί ξανά στο παρελθόν για μελέτες αξιολόγησης (π.χ. Hassan & Crowther, 1998, Walton & Cheng, 2002). Παρουσίασαν κυρίως τιμές συγκέντρωσης αλλά παρέχεται και μια στοιχειώδης εκτίμηση της μέσης ανερχόμενης/κατερχόμενης ταχύτητας στη χαράδρα. Σ' αυτή την περίπτωση ο λόγος διάστασης H/D είναι 1,25, η ελεύθερη ταχύτητα ροής είναι 2 m/s και οι τοίχοι είναι λείοι.

3. Οι DePaul & Sheih (1986), στην αξιολογία μελέτη τους, παρέχουν προφίλ μέσης ταχύτητας μέσα σε μια χαράδρα μικρής αύξησης αναβαθμού (step-up street canyon) από ένα υπαίθριο πείραμα στο Σικάγο. Ο λόγος διάστασης είναι περίπου 1,4, η ταχύτητα αναφοράς ποικίλλει, με μια χαρακτηριστική τιμή που είναι περίπου 6 m/s και οι τοίχοι θεωρούνται τραχείς.

4. Οι Kovar-Panskus et al. (2002) παρείχαν πειραματικά δεδομένα μέσης ροής από μια μελέτη αεροσήραγγας που διεξήχθη στα πλαίσια του προγράμματος TRAPOS (βλ. κεφ. 3). Ο λόγος διάστασης είναι 1, η ταχύτητα αναφοράς της ελεύθερης ροής είναι 8 m/s και οι τοίχοι είναι πολύ τραχείς.

5. Οι Sahm et al. (2002) διερεύνησαν μια περίπτωση όμοια με την προηγούμενη, αλλά αυτή τη φορά με λόγο διάστασης 0,5. Όπως στους Kovar-Panskus et al. (2002), παρέχεται και σύγκριση με δεδομένα από διάφορες μοντελοποιήσεις ΥΡ.

6. Οι Li et al. (2008a) παρέχουν και μέσες τιμές ταχύτητας και τάσεις Reynolds από το πείραμά τους σε κανάλι νερού. Εξετάζουν διάφορους λόγους διάστασης, αλλά εδώ θα θεωρηθεί μόνο η περίπτωση $H/D = 2$, προκειμένου να καλυφθούν οι βαθιές οδικές χαράδρες.

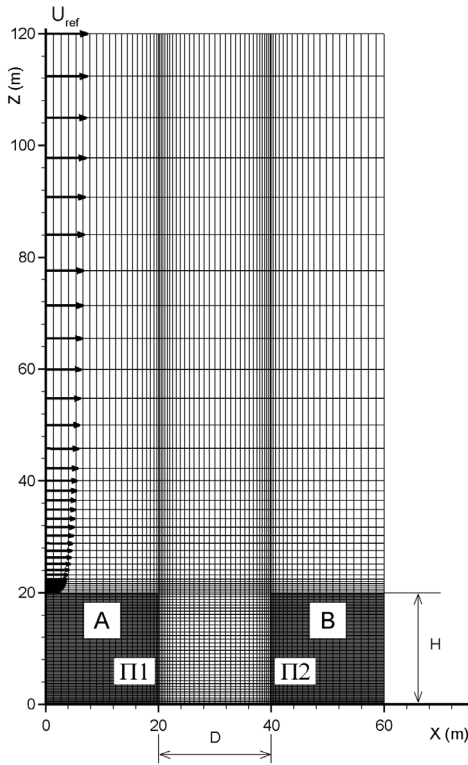
7. Καθώς στις (πολύ) πλατειές οδικές χαράδρες τα πειράματα δεν είναι τόσο συνηθισμένα, εξετάστηκε και η περίπτωση ροής σε κανάλι με αναβαθμό (Backward-facing step). Ουσιαστικά η περίπτωση αυτή δεν αντιπροσωπεύει ροή σε οδική χαράδρα, αλλά είναι ένα καλό τεστ για τα μοντέλα τύρβης και θεωρήθηκε σκόπιμο να περιληφθεί. Μπορεί να θεωρηθεί και ως χαράδρα απείρου πλάτους, με $H/D = 0$. Στην περίπτωση αυτή δεν θα επεκταθούμε. Έχει θεωρηθεί ένα κλασσικό πείραμα αεροσήραγγας για τη συγκεκριμένη περίπτωση, των Kim et al. (1980).

Στοιχεία για τη μεθοδολογία RANS και τα συγκεκριμένα μοντέλα τύρβης που χρησιμοποιήθηκαν αναφέρονται στο κεφ. 2 και στο παράρτημα Α.4.

7.2. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΤΩΝ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΕΩΝ

Καθώς οι μοντελοποιήσεις είναι πολλές, δε θα γίνεται αναφορά σε κάθε μια απ' αυτές για τα δεδομένα και τις επιλογές της εκάστοτε προσομοίωσης. Αντ' αυτού, θα παρουσιαστεί εδώ μια γενική περίπτωση αναφοράς και παρακάτω θ' αναφέρονται μόνο οι τροποποιήσεις για κάθε μια από τις επτά περιπτώσεις που εξετάστηκαν. Άλλωστε πολλά στοιχεία των μοντελοποιήσεων είναι κοινά.

Πριν ξεκινήσουν οι μοντελοποιήσεις λοιπόν, εξετάστηκε μια χαρακτηριστική περίπτωση αναφοράς, προκειμένου να ερευνηθούν τα αριθμητικά εργαλεία και να εκτελεστούν δοκιμές ευαισθησίας. Η ροή θεωρείται αμετάβλητη με το χρόνο (steady-state) και δισδιάστατη στο επίπεδο $X-Z$, όπου X είναι ο άξονας της ελεύθερης ροής, κάθετος στο δρόμο και Z ο κατακόρυφος άξονας. Το πλάτος D και το ύψος H της χαράδρας είναι 20 m, οπότε ο λόγος διάστασης H/D είναι 1. Κατά τη συνήθη πρακτική, το χωρίο επεκτείνεται άλλα 20 m πριν και μετά από τη χαράδρα, ώστε να εφαρμόζονται ομαλά οι οριακές συνθήκες. Το πεδίο ροής επεκτείνεται ως τα 100 m επάνω από τις στέγες, όπου έχουμε μια ταχύτητα ελεύθερης ροής $U_{ref} = 5$ m/s. Η προκύπτουσα περιοχή 60 x 120 m² διακριτοποιείται με ανομοιόμορφο δομημένο πλέγμα, που πυκνώνει κοντά στις στερεές επιφάνειες (σχ. 7.1), οι οποίες θεωρούνται λείες. Ένας τυπικός αριθμός Reynolds γι' αυτή την διαμόρφωση είναι $6,5 \times 10^6$.



Σχήμα 7.1. (Αριστερά): Η γεωμετρία, το χωρίο υπολογισμού και το πλέγμα (72 x 72 κελιών) για την οδική χαράδρα της περίπτωσης αναφοράς. Το κτίρια A είναι το ανάντη της ροής, το B το κατόντη, η πλευρά Π1 λέγεται πλευρά υποπίεσης και η Π2 πλευρά υπερπίεσης.

Διεξάγοντας τις μελέτες ανεξαρτησίας πλέγματος, εξετάστηκαν μια σειρά έξι διαφορετικών πλεγμάτων, αρχίζοντας από το πλέγμα των 36 x 36 κελιών και πυκνώνοντας μέχρι τον πολύ μεγάλο αριθμό των 288 x 288 κελιών. Στο σχ. 7.1 παρουσιάζεται ένα μεσαίο πλέγμα 72 x 72 κελιών. Η πλήρης ανεξαρτησία πλέγματος επιτυγχάνεται μόνο με τα 216 x 216 κελιά, αλλά και το πλέγμα 144 x 144 κελιών μπορεί να θεωρηθεί επαρκές, καθώς παρέχει ήδη αποτελέσματα λιγότερο από λίγο τοις εκατό διαφορετικά στη χειρότερη περίπτωση, κατά τη σύγκριση των μέσων ποσοτήτων ροής στα ίδια γεωμετρικά σημεία. Επίσης τα πυκνότερα πλέγματα αποκαλύπτουν περισσότερες λεπτομέρειες της ροής. Παρατηρείται ότι όλες οι προηγούμενες μελέτες RANS του πίν. 3.1 εκτελέστηκαν με πιο αραιά πλέγματα.

Για τις οριακές συνθήκες στην είσοδο, πάνω από το επίπεδο των στεγών, έχει θεωρηθεί ένα τυπικό, ανεπτυγμένο προφίλ ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος, που περιγράφεται από την εξίσωση $U = U_{ref}(z/d)^{0.18}$, όπου d είναι το ύψος του οριακού στρώματος επάνω από τα κτίρια, z η απόσταση

από τις στέγες και το U_{ref} η ταχύτητα ελεύθερης ροής. Για το προφίλ της κινητικής ενέργειας τύρβης k , χρησιμοποιήθηκαν οι πειραματικές τιμές πραγματικού αστικού οριακού στρώματος (Huber, 1989), ενώ για την καταστροφή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας ε το προφίλ εισόδου προέρχεται από την εξίσωση $\varepsilon = (C_\mu)^{0.75} k^{1.5} / l$, όπου $C_\mu = 0.09$ και το μήκος ανάμιξης l είναι ανάλογο με την απόσταση του τοίχου μέχρι την τιμή των 9 m και έπειτα σταθερό. Στην περίπτωση του RSM, οι κύριες τάσεις Reynolds στην είσοδο παρέχονται ως ένα ποσοστό της k (συγκεκριμένα 2/3 της k) στο συγκεκριμένο σημείο, ενώ οι διαγώνιες τάσεις Reynolds είναι ανάλογες στην τοπική κλίση ταχύτητας και την τυρβώδη κινηματική συνεκτικότητα. Η ανάλυση ευαισθησίας αποκάλυψε ότι τα αποτελέσματα μέσα στη χαράδρα δεν αλλάζουν αισθητά για μικρές διαφορές των προφίλ εισόδου.

Στην έξοδο, εφαρμόζεται οριακή συνθήκη σταθερής πίεσης, ενώ στην κορυφή της υπολογιστικής περιοχής θεωρούμε επίπεδο συμμετρίας, δεδομένου ότι λαμβάνεται αρκετά μακριά ώστε να εφαρμοστεί αυτή η οριακή συνθήκη με ακρίβεια. Πράγματι, η μελέτη ευαισθησίας που διεξήχθη σχετικά με την απόσταση της κορυφής της υπολογιστικής περιοχής θεωρώντας το μισό ύψος επάνω από τις στέγες (50 m αντί 100 m) οδήγησε σε ολόιδιο πεδίο ροής μέσης ταχύτητας μέσα στη χαράδρα. Για όλες τις στερεές επιφάνειες ενεργοποιούνται οι συναρτήσεις τοίχου, καθώς το πρώτο κελί είναι αρκετά κοντά ώστε να τις χρησιμοποιήσουμε με ακρίβεια. Στις περισσότερες περιπτώσεις, εφαρμόζονται οι στάνταρ συναρτήσεις τοίχου λογαριθμικού νόμου (POLIS, Roughness wall functions), οι οποίες χρησιμοποιούν την έννοια τραχύτητας κόκκου άμμου, ενώ για την περίπτωση των βαθιών οδικών χαράδρων, εφαρμόζονται οι πλήρως τραχείς λογαριθμικές συναρτήσεις τοίχου, οι οποίες χρησιμοποιούν την έννοια του ύψους τραχύτητας z_0 . Σαν αρχικές συνθήκες, οι τυπικές τιμές εισόδου είναι εξαπλωμένες σε ολόκληρη την υπολογιστική περιοχή. Το αριθμητικό σχήμα διακριτοποίησης των όρων μεταφοράς είναι το υβριδικό¹. Οι παράγοντες υποχαλάρωσης επιλέγονται μετά από διάφορες δοκιμές προκειμένου να επιτευχθούν τα χαμηλότερα σφάλματα και οι υπολογισμοί σταματούν μόνο αφού αφήνονται τα σφάλματα μειωθούν όσο το δυνατόν περισσότερο, δηλαδή έως ότου επιτυγχάνεται ακρίβεια μηχανής.

Διεξήχθη ανάλυση ευαισθησίας για τα περισσότερα από τα δεδομένα εισόδου του κώδικα, συμπεριλαμβανομένων του μεγέθους του υπολογιστικού χωρίου, της τραχύτητας, της ταχύτητας ελεύθερης ροής, των προφίλ εισόδου και του πλέγματος, προκειμένου να γίνει σαφές ποιες είναι οι παράμετροι της ΥΡ που επηρεάζουν περισσότερο τη μορφή της ροής μέσα στις οδικές χαράδρες. Βάσει αυ-

¹ Είναι το προεπιλεγμένο σχήμα του PHOENICS: όταν ο αριθμός Peclet είναι μικρότερος από 2 χρησιμοποιούνται κεντρικές διαφορές, ενώ όταν είναι μεγαλύτερος ανάντη διαφορές και αφαιρείται ο όρος διάχυσης.

τής της εμπειρίας, έγιναν σε κάθε μια από τις περιπτώσεις που εξετάστηκαν κατάλληλες αλλαγές στα υπολογιστικά δεδομένα. Σε κάθε περίπτωση καταβλήθηκε προσπάθεια να ταιριάσουν οι οριακές συνθήκες με τα δεδομένα του συγκεκριμένου πειράματος, εφόσον υπήρχαν κατάλληλα δεδομένα από τους πειραματιστές.

Όπου χρειαζόταν, υπολογίστηκε και διασπορά παθητικού ρύπου. Ο ρύπος εκπέμπεται από ένα κελί κοντά στον δρόμο, στη μέση της χαράδρας. Ανάλυση ευαισθησίας έδειξε ότι η οριζόντια θέση της πηγής του ρύπου δεν είναι καθοριστικής σημασίας, ενώ η κάθετη είναι. Αυτό συμβαίνει πιθανότατα επειδή οι οριζόντιες κλίσεις των συνιστωσών της ταχύτητας κοντά στο κέντρο του δρόμου σε χαμηλό ύψος, είναι μικρές, ενώ οι κατακόρυφες κλίσεις είναι μεγάλες. Τ' αποτελέσματα της συγκέντρωσης αδιαστατοποιούνται με χρήση της εξ. (6.2).

Για όλους τους υπολογισμούς RANS αυτού του κεφαλαίου χρησιμοποιήθηκε ο εμπορικός κώδικας PHOENICS. Για τις αριθμητικές μεθοδολογίες του κώδικα, ο αναγνώστης παραπέμπεται στους Κουτσουράκης (2006) και Markatos (1978, 1989, 1993). Η παρούσα εργασία μπορεί να θεωρηθεί συνέχεια προγενέστερης του γράφοντος (Κουτσουράκης, 2006), όπου μπορούν να βρεθούν περισσότερες λεπτομέρειες για τις παραμετρικές αναλύσεις που έγιναν και περαιτέρω δεδομένα των μοντελοποιήσεων.

7.3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΧΟΛΙΑ

7.3.1. Πείραμα 1

Ένα κανάλι ανακυκλούμενου νερού, που περιγράφεται από τους Baik et al. (2000) χρησιμοποιήθηκε γι' αυτές τις μετρήσεις. Στην περίπτωση των Baik & Kim (2002) τα μοντέλα των λείων κτιρίων στο πείραμα ήταν 0,4 m σε πλάτος, 0,1 m στο ύψος και το κενό ανάμεσά τους ήταν 0,1 m, σχηματίζοντας κατ' αυτό τον τρόπο μια οδική χαράδρα με αναλογία διαστάσεων ίση με τη μονάδα. Το πεδίο ροής προέκυψε από την αντίκρουση κινούμενων σωματιδίων με τη βοήθεια κάμερας. Αφού εξασφαλίστηκε ότι η ροή ήταν τυρβώδης (όπως σε όλα τα πειράματα που παρουσιάζονται σε αυτό το κεφάλαιο), παρασχέθηκαν προφίλ κάθετης ταχύτητας κανονικοποιημένης με την οριζόντια τιμή της ταχύτητας U_h στη μέση του επιπέδου ανάμεσα στις στέγες. Επίσης, οι Baik & Kim (2002) πραγματοποίησαν αριθμητική προσομοίωση σε πλήρη κλίμακα, με ταχύτητα ελεύθερης ροής 5,26 m/s και κτίρια ύψους 40 m.

Η αδιαστατοποίηση του πεδίου ροής και της κάθετης απόστασης με τιμές εντός της χαράδρας παρέχουν μία σχετική έλλειψη ευαισθησίας στην τιμή της απόλυτης ταχύτητας και στη γεωμετρική κλίμακα, υπό την προϋπόθεση ότι η ροή είναι τυρβώδης. Στην παρούσα μοντελοποίηση επιλέχθηκε να πραγματοποιηθούν προσομοιώσεις σε πλήρη κλίμακα, όπως στους Baik & Kim (2002). Ο λόγος είναι ότι όταν εργαζόμαστε σε μειωμένη κλίμακα το πλέγμα είναι αναγκαστικά πολύ αραιό, προκειμένου να εφαρμόζονται σωστά οι συναρτήσεις τοίχου (πρέπει το y^+ να είναι πάνω από κάποια ελάχιστη τιμή, βλ. παράρτημα Α.4), με συνέπεια να μην είναι δυνατόν να επιτύχουμε αποτελέσματα ανεξάρτητα του πλέγματος. Γενικά, για τα πειράματα που επιχειρήθηκε μοντελοποίηση, η υπολογιστική ανάλυση σε πλήρη κλίμακα υπήρξε πιο αξιόπιστη, ευκολότερο να συγκλίνει, λεπτομερέστερη και πιο στιβαρή από τις προσομοιώσεις μειωμένης κλίμακας. Κατά συνέπεια, στο παρόν κεφάλαιο θ' ασχοληθούμε μόνο με αποτελέσματα υπολογιστικής ρευστομηχανικής πλήρους κλίμακας.

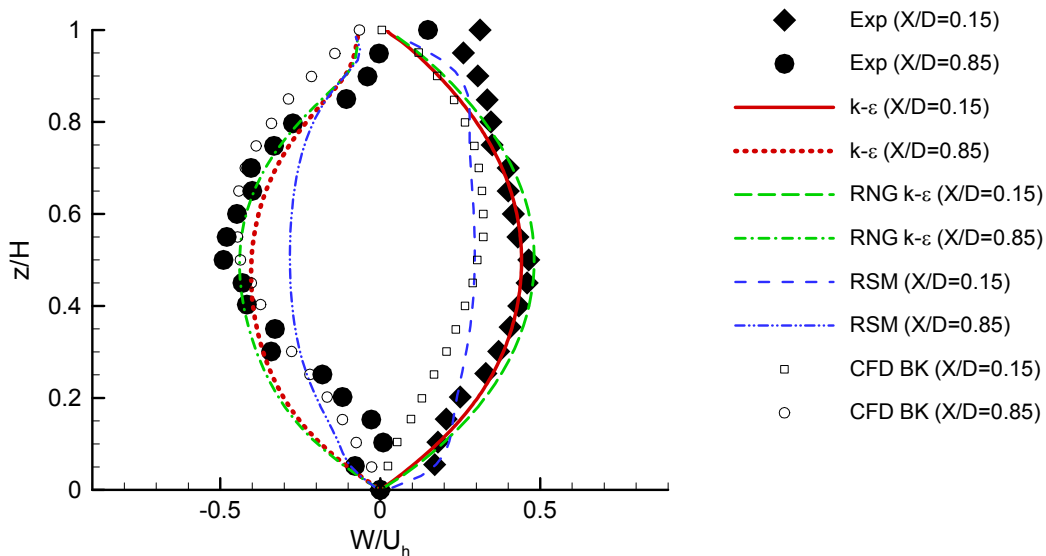
Προκειμένου να μοντελοποιήσουμε αυτό το πείραμα, εφαρμόστηκαν οι ακόλουθες αλλαγές από την περίπτωση αναφοράς, σύμφωνα με τις επιλογές των Baik & Kim (2002) στις δικές τους προσομοιώσεις: το ύψος των κτιρίων ορίστηκε στα 40 m, η οριζόντια διάσταση της εισόδου και της εξόδου του πεδίου ορίστηκε στα 30 m και το ύψος πάνω από τις στέγες στα 60 m. Το προφίλ της ταχύτητας εισόδου δόθηκε από τη σχέση $U_i = U_r (z/z_r)^{0,299}$, όπου $U_r = 2,5$ m/s, $z_r = 10$ m και z σε αυτή την περίπτωση είναι η απόσταση από το έδαφος (και όχι τις οροφές). Η τυρβώδης κινητική ενέργεια δόθηκε από τη σχέση $k_i = 0,005 U_i^2$.

Εξετάστηκαν διάφορα πλέγματα, ώστε να επιτευχθούν και να παρουσιαστούν τ' ανεξάρτητα πλέγματος αποτελέσματα. Όσον αφορά τη σύγκλιση και την ανεξαρτησία πλέγματος, η συμπεριφορά και των δύο μοντέλων k - ϵ είναι παρόμοια, με το πεδίο ροής να συγκλίνει προς την ανεξάρτητη πλέγματος λύση, καθώς το πλέγμα γίνεται πυκνότερο. Τ' αποτελέσματα που παρουσιάζονται εδώ είναι με 160×186 κελιά στην κατακόρυφη και οριζόντια διάσταση αντίστοιχα. Το μοντέλο RSM είχε δυσκολίες σύγκλισης με πολύ πυκνά πλέγματα. Επίσης, ο υπολογιστικός χρόνος με RSM είναι περίπου 10

φορές μεγαλύτερος, όχι μόνο εξαιτίας του μεγαλύτερου αριθμού εξισώσεων προς λύση, αλλά κυρίως λόγω της χαμηλότερης υποχαλάρωσης που απαιτείται για τη σύγκλιση, σε σχέση με το μοντέλο $k-\varepsilon$. Ο τελικός υπολογισμός με το RSM με 108×124 κελιά διαρκεί περίπου 3 ώρες χρησιμοποιώντας ένα πυρήνα του επεξεργαστή Intel Core Duo L2400. Το αποτέλεσμα με το πλέγμα των 108×124 κελιών μπορεί να θεωρηθεί ως ανεξάρτητο του πλέγματος σε όλο το πεδίο ροής εκτός των γωνιακών στρόβιλων, αλλά αυτό δεν επηρεάζει τα συμπεράσματα για την προκειμένη περίπτωση, καθώς μόνο ένα ή το πολύ δύο πειραματικά σημεία εμπίπτουν στην περιοχή των γωνιακών στρόβιλων του RSM.

Όσον αφορά το πεδίο ροής, φυσικά σχηματίζεται ένας κεντρικός στρόβιλος που καλύπτει όλη τη χαράδρα, όπως συμβαίνει σε όλες τις κανονικές οδικές χαράδρες με κάθετο άνεμο. Δε θα παρουσιαστούν αναλυτικά αποτελέσματα, γιατί εδώ ενδιαφέρει κυρίως η σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα και επίσης στη διατριβή δίνεται έμφαση στην LES που αναπτύχθηκε, ενώ η RANS θεωρείται υποβοηθητική. Η μορφή της ροής μοιάζει πολύ με αυτή του σχ. 7.5, μόνο που οι γωνιακοί στρόβιλοι είναι πιο μικροί. Είναι ενδιαφέρον ότι το RSM προβλέπει σημαντικά μεγαλύτερες γωνιακές δίνες απ' ό,τι τα μοντέλα $k-\varepsilon$. Λόγου χάριν, τα ax και bx που ορίζονται στο σχ. 7.5α είναι 2 m και 5 m (ή 5 και 12% του πλάτους της χαράδρας) αντίστοιχα, ενώ για τα μοντέλα $k-\varepsilon$ τα ax και bx είναι μικρότερα του μισού μέτρου. Επίσης τα μοντέλα $k-\varepsilon$ δίνουν διαφορετική μορφή ροής, με πιο ομαλή κλίση ταχυτήτων από τις οριακές επιφάνειες προς το κέντρο της χαράδρας, ενώ τ' αποτελέσματα του RSM παρουσιάζουν υψηλότερες ταχύτητες κοντά στα τοιχώματα και χαμηλότερες κοντά στο κέντρο σε σύγκριση με τα μοντέλα $k-\varepsilon$. Επίσης, στο RSM οι γωνιακοί στρόβιλοι είναι ισχυρότεροι από εκείνους των $k-\varepsilon$. Αυτά παρατηρούνται σε όλες τις περιπτώσεις που εξετάστηκαν και προκύπτουν ακόμα και με σύγκριση των σχημάτων 7.5β, 7.5γ.

Στο σχ. 7.2 παρουσιάζονται για τα τρία μοντέλα τύρβης τα ανεξάρτητα πλέγματος αριθμητικά αποτελέσματα των προφίλ κάθετων ταχυτήτων τόσο στην υψήνεμη όσο και στην προσήνεμη πλευρά και συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα (Exp). Επίσης, παρέχονται αποτελέσματα από την μελέτη υπολογιστικής ρευστομηχανικής που πραγματοποιήθηκε σε πλήρη κλίματα από τους αρχικούς συγγραφείς, οι οποίοι χρησιμοποίησαν το μοντέλο τύρβης $k-\varepsilon$.



Σχήμα 7.2. Αποτελέσματα για το πείραμα 1: Κανονικοποιημένα προφίλ κατακόρυφων ταχυτήτων W στην υψήνεμη πλευρά (σε απόσταση $X/D = 0,15$) και στην προσήνεμη πλευρά (σε απόσταση $X/D = 0,85$) της χαράδρας. X είναι η οριζόντια απόσταση από το αντίθετο της ροής κτίριο (κτίριο A). Η κατακόρυφη ταχύτητα W κανονικοποιείται με την οριζόντια ταχύτητα U_h στην κορυφή της χαράδρας, ανάμεσα στα κτίρια. Το ύψος z έχει κανονικοποιηθεί με το ύψος των κτιρίων H . Τα πειραματικά δεδομένα και τα δεδομένα της μοντελοποίησης CFD BK έχουν εξαχθεί από τους Baik & Kim (2002).

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η αδιαστατοποίηση με την U_h στο σχ. 7.2, εμπεριέχει την αβεβαιότητα προσδιορισμού της U_h σε μια περιοχή όπου οι κλίσεις της είναι πολύ υψηλές. Παρόλα αυτά, τα μοντέλα $k-\varepsilon$ και RNG $k-\varepsilon$ συμπεριφέρονται πολύ καλά στη συγκεκριμένη περίπτωση. Από την άλλη μεριά, η καλύτερη συμφωνία των αποτελεσμάτων RSM κοντά στα τοιχώματα, όπου δευτερεύοντα φαινόμενα διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο, μάλλον δεν είναι τυχαία. Άξια μνείας είναι δύο άλλα

μοντέλα τύρβης που μελετήθηκαν για την περίπτωση αυτή, συγκεκριμένα το μοντέλο τύρβης Chen-Kim $k-\varepsilon$ (Chen & Kim, 1987) και το μοντέλο μίας εξίσωσης $k-l$. Το πρώτο παρήγαγε μια σχετικά ισχυρή δίνη σε σχέση με το RNG $k-\varepsilon$ και το δεύτερο μια ακόμη ισχυρότερη δίνη, αν και τα γενικά χαρακτηριστικά της ροής διατηρήθηκαν. Το γεγονός ότι αυτά τα δύο μοντέλα παρήγαγαν χειρότερα αποτελέσματα από το RNG $k-\varepsilon$ τα απέκλεισε από τη διαδικασία της δοκιμής τους στα υπόλοιπα πειράματα. Η υψηλή διασπορά των πειραματικών σημείων κοντά στα όρια της οδικής χαράδρας ίσως είναι ενδεικτική της δυσκολίας πραγματοποίησης μετρήσεων εκεί (βλ. Baik et al., 2000, όπου δεν παρουσιάζονται αποτελέσματα κοντά στα τοιχώματα με την ίδια πειραματική τεχνική), του ασταθή και διακοπτόμενου (intermittent) χαρακτήρα της ροής, των τρισδιάστατων φαινομένων και πιθανώς της ύπαρξης δευτερευόντων στροβίλων. Τα ανωτέρω μας ωθούν να βασιζόμαστε στα κεντρικά σημεία μέτρησης, όπου η υπεροχή των μοντέλων $k-\varepsilon$ είναι εμφανής.

Συγκρινόμενα με τα αποτελέσματα από την προσομοίωση $k-\varepsilon$ των αρχικών συγγραφέων, τα παρόντα αποτελέσματα $k-\varepsilon$ φαίνεται να είναι καλύτερα στην υπήνεμη πλευρά. Η γενική μορφή των προφίλ είναι παρόμοια και στις τρεις προσομοιώσεις $k-\varepsilon$, αλλά η προσομοίωση των αρχικών συγγραφέων παρέχει χαμηλότερες τιμές της W συνιστώσας της ταχύτητας στο κάτω μέρος της χαράδρας, το οποίο πιθανώς σημαίνει ότι η προσομοίωσή τους είχε ως αποτέλεσμα υψηλότερο κέντρο της δίνης επανακυκλοφορίας.

Μετά το τέλος της εξέτασης αυτής της περίπτωσης, διερευνήθηκε επιπρόσθετα ο μηχανισμός δημιουργίας του κεντρικού στροβίλου στην ΥΡ. Έγιναν μοντελοποιήσεις με URANS, με μικρό χρονικό βήμα και σώθηκαν τ' αποτελέσματα τα πρώτα κλάσματα του δευτερολέπτου. Τελικά ο στροβίλος φαίνεται να ξεκινάει από τη γωνία του ανάντη κτιρίου. Εκεί η ροή στρίβει απότομα να καλύψει το κενό μέσα στη χαράδρα και αυτό δημιουργεί αρχικά ένα πολύ μικρό στροβίλο στη γωνία. Λόγω της υπόλοιπης ροής αυτός μεταφέρεται προς τα κατάντη και προς τα κάτω, ενώ ταυτόχρονα ενισχύεται. Τελικά φτάνει να καταλάβει όλη τη χαράδρα.

Συμπερασματικά, στο πείραμα αυτό τα μοντέλα τύπου $k-\varepsilon$ δίνουν αποτελέσματα πιο κοντά στις μετρήσεις.

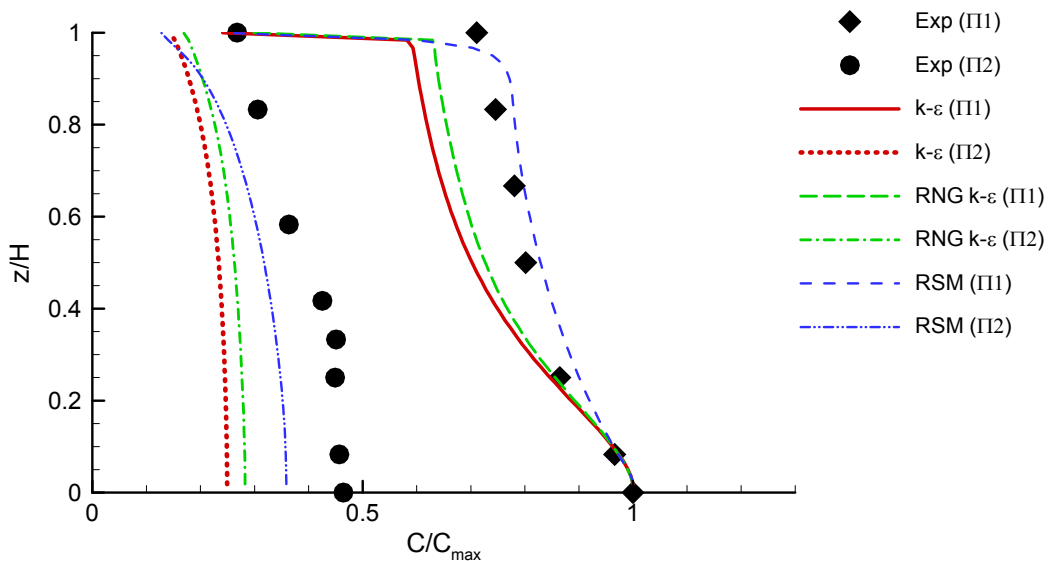
7.3.2. Πείραμα 2

Οι Hoydysh & Dabberdt (1988) μοντελοποίησαν ένα μέρος μιας ιδανικής πόλης με πανομοιότυπα κτίρια και πραγματοποίησαν πειράματα σε μια αεροσήραγγα ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος (βλ. και κεφ. 6 για περιγραφή αυτού του πειράματος). Μέτρησαν συγκεντρώσεις στις προσόψεις δύο κτιρίων στην κεντρική οδική χαράδρα αλλά, όπως και στο κεφ. 6, μόνο οι συγκεντρώσεις στο κέντρο οι οποίες αντιπροσωπεύουν μια σχεδόν δισδιάστατη περίπτωση θα χρησιμοποιηθούν εδώ. Για τους παρόντες υπολογισμούς, κατασκευάστηκαν κτίρια ύψους 25 m με δρόμο πλάτους 20 m και ταχύτητα ελεύθερης ροής 2 m/s. Ένα νέο υψηλής ποιότητας, ανομοιόμορφο πλέγμα δημιουργήθηκε, με 114 κελιά στην κάθετη διεύθυνση και 102 στην οριζόντια. Για να αποφευχθεί το πολύ πυκνό πλέγμα που θα είχε ως αποτέλεσμα προβλήματα σύγκλισης και μακρούς υπολογιστικούς χρόνους, υιοθετήθηκε το αριθμητικό σχήμα van Leer (βλ. κεφ. 4 ή POLIS, Schemes for convection discretization). Αυτό το σχήμα παρήγαγε τα ίδια αποτελέσματα με το υβριδικό σχήμα όταν εφαρμόστηκε για την περίπτωση, αλλά μπορούσε να επιτύχει την ανεξαρτησία από το πλέγμα με αραιότερα πλέγματα. Πράγματι, σε αυτή την περίπτωση πλέγματα αραιότερα και πυκνότερα από το βασικό των 102 x 114 κελιών επίσης δοκιμάστηκαν, χωρίς διαφοροποίηση των αποτελεσμάτων. Σε πολύ γενικές γραμμές θα μπορούσαμε να πούμε ότι με το van Leer επιτυγχάνουμε ανεξαρτησία πλέγματος με 40% λιγότερα κελιά σε κάθε κατεύθυνση. Και τα τρία μοντέλα τύρβης επέδειξαν πολύ καλή σύγκλιση, ενώ το RSM ήταν υπερβολικά αργό. Το αριθμητικό σχήμα van Leer χρησιμοποιήθηκε μόνο για τα μοντέλα $k-\varepsilon$, αφού δεν μπορούσε να εφαρμοστεί στην περίπτωση του μοντέλου RSM.

Εφόσον σε αυτή την περίπτωση συγκρίνουμε τιμές συγκέντρωσης, εγείρεται ένα ερώτημα για το ποιος πρέπει να είναι ο τυρβώδης αριθμός Schmidt. Μελέτη της βιβλιογραφίας (βλ. §3.4.7.4) υποδεικνύει χρήση τιμών από 0,2 έως 1,3 (Tominaga & Stathopoulos, 2007), ανάλογα με τη συγκεκριμένη περίπτωση και γεωμετρία. Στις εργασίες που αναφέρθηκαν στο κεφ. 3 συνήθως χρησιμοποιούνται οι τιμές 0,7 ή 0,9, αλλά και 0,5. Επίσης, υπάρχει πειραματική ένδειξη ότι στην πραγματικότητα ο Sc_t δεν είναι σταθερός, αλλά κυμαίνεται μεταξύ 0,3 και 1 (Koeltzsch, 2000). Τελικά, η προτεινόμενη τιμή 0,7 εμφανίζεται ως ο καλύτερος συμβιβασμός, στην περίπτωση χρήσης μιας σταθερής τιμής (Tominaga & Stathopoulos, 2007). Χάρη σε αυτό τον πλουραλισμό στις τιμές του Sc_t , πραγματοποιήθηκε μία ανάλυση ευαισθησίας των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης στον αριθμό Schmidt. Βρέθη-

κε ότι οι τιμές $Sc_t = 0,5$, $Sc_t = 0,7$ και $Sc_t = 1,3$ δίνουν -30 , -17 και $+13\%$ στις τιμές συγκέντρωσης στην υπήνεμη πλευρά, σε σχέση με την προεπιλεγμένη τιμή των προσομοιώσεων μας $Sc_t = 1$. Τ' αποτελέσματα που θα παρουσιαστούν έχουν αδιαστατοποιηθεί με την μέγιστη τιμή συγκέντρωσης, που παρατηρείται στην υπήνεμη πλευρά. Επομένως, οι απόλυτες τιμές των συγκεντρώσεων δεν είναι σημαντικές και αξιολογούνται μόνο το σχήμα των προφίλ συγκέντρωσης στην προσήνεμη και υπήνεμη πλευρά, καθώς και η αναλογία προσήνεμων προς υπήνεμων συγκεντρώσεων. Τ' αποτελέσματα που παρουσιάζονται εδώ έχουν παραχθεί με $Sc_t = 1$, αλλά είναι ουσιαστικά ταυτόσημα με εκείνα που προκύπτουν από $Sc_t = 0,7$, εξαιτίας της αδιαστατοποίησης με το C_{max} .

Οι γραφικές παραστάσεις των τιμών των συγκεντρώσεων με το ύψος στις υπήνεμες και προσήνεμες πλευρές εμφανίζονται στο σχ. 7.3. Πριν από τη γραφική αναπαράσταση, οι τιμές των μοντέλων και των πειραμάτων κανονικοποιήθηκαν κάθε μία με τη δική της μέγιστη συγκέντρωση C_{max} , η οποία εμφανίζεται στην προσήνεμη πλευρά. Με αυτό τον τρόπο, τα εξαγόμενα συμπεράσματα είναι σε μεγάλο βαθμό ανεξάρτητα από την τιμή του αριθμού τύρβης Schmidt, όπως προαναφέρθηκε. Η γενική παρατήρηση ότι οι τιμές συγκεντρώσεων στην υπήνεμη πλευρά είναι περίπου δύο φορές υψηλότερες δεν μπορούν ν' αναπαραχθούν με μεγάλη ακρίβεια από τα αριθμητικά μοντέλα, αφού όλα φαίνεται να δίνουν μικρότερες των πραγματικών τιμές συγκεντρώσεων ρύπων στην υπήνεμη πλευρά σε σχέση με την προσήνεμη. Όλα τα μοντέλα, ωστόσο, επιτυγχάνουν στη μορφή των προφίλ συγκέντρωσης, με το RSM να είναι πιο κοντά στις μετρήσεις της αεροσήραγγας. Το γεγονός αυτό είχε σχολιαστεί και στο προηγούμενο κεφάλαιο, όπου είχαν επίσης παρουσιαστεί τ' αποτελέσματα του σχ. 7.3. Παρακάτω θ' αναφερθούμε πάλι σ' αυτό. Πάντως τα τρισδιάστατα φαινόμενα που υπήρχαν στο πείραμα πιστεύεται ότι έχουν συμβάλει στις μεγαλύτερες τιμές συγκέντρωσης και ενδέχεται ν' αποτελούν ένα από τους λόγους που και τα τρία μοντέλα προβλέπουν μικρότερες των πραγματικών συγκεντρώσεις στα προσήνεμα κτίρια.



Σχήμα 7.3. Αποτελέσματα για το πείραμα 2: Κανονικοποιημένα προφίλ συγκεντρώσεων στην υπήνεμη (Π1) και προσήνεμη (Π2) πλευρά για τα τρία μοντέλα τύρβης, σε σχέση με πειραματικά δεδομένα των Hoydysh & Dabberdt (1988).

Οι Hoydysh & Dabberdt (1988) προέβησαν επίσης σε μια αδρή εκτίμηση της μέσης ταχύτητας ανόδου/ καθόδου της ροής σε πλήρη κλίμακα και την βρήκαν περίπου $0,25$ m/s σε κάθε πλευρά με σφάλμα της τάξης του 40% , τη στιγμή που τα αποτελέσματα της υπολογιστικής ρευστομηχανικής δίνουν περίπου $0,19$ m/s για τα μοντέλα RNG $k-\epsilon$ και RSM και περίπου $0,16$ m/s για το μοντέλο $k-\epsilon$. Ακόμα και αν τα μοντέλα RSM και RNG $k-\epsilon$ φαίνεται να συμπεριφέρονται καλύτερα σ' αυτό, όλα τα μοντέλα ΥΡ φαίνεται να υποεκτιμούν την τύρβη, γεγονός που μπορεί εν μέρει να εξηγήσει τη χαμηλή διασπορά προς την προσήνεμη πλευρά, που προαναφέρθηκε. Θα ήταν πολύ χρήσιμες λεπτομερείς μετρήσεις ταχυτήτων, προκειμένου να γίνει σύγκριση των πεδίων ροής και να κατανοηθεί αρτιότερα η πραγματική συμπεριφορά κάθε μοντέλου. Πρέπει να σημειωθεί πως παρότι τα μοντέλα RSM και RNG $k-\epsilon$ έχουν σχεδόν την ίδια μέση ταχύτητα ανόδου/ καθόδου, η κατανομή των ταχυτήτων είναι

διαφορετική, με το RSM να έχει υψηλότερες τιμές κοντά στις συντοριακές επιφάνειες και χαμηλότερες στο κέντρο της χαράδρας. Αυτό ίσως εξηγεί το λόγο που το μοντέλο RSM δίνει συγκεντρώσεις πιο κοντά στις πειραματικές: υψηλή ταχύτητα κοντά στο έδαφος εν συγκρίσει με το μοντέλο RNG $k-\epsilon$ επιφέρει ισχυρότερη μεταφορά ρύπων γύρω από τη χαράδρα (καθώς η πηγή είναι κοντά στο έδαφος) και υψηλότερες συγκεντρώσεις στην προσήνεμη πλευρά. Έτσι το γεγονός ότι το RSM προβλέπει καλύτερα τις συγκεντρώσεις, μπορεί να είναι και τυχαίο: να έχουν αποτύχει και τα τρία μοντέλα στο πεδίο ροής (π.χ. βγάζοντας πιο αδύνατο στρόβιλο), αλλά επειδή το RSM έχει διαφορετική κατανομή ταχυτήτων, να τυχαίνει να μεταφέρει πιο πολύ ρύπο στις θέσεις μέτρησης. Αυτό θα μπορούσαμε να το ξέρουμε μόνο αν υπήρχαν αναλυτικές μετρήσεις ταχυτήτων. Βλέπουμε λοιπόν (και αυτό ενισχύεται από τ' αποτελέσματα των μοντελοποιήσεων και στα υπόλοιπα πειράματα) ότι η αρχική εντύπωση στο κεφ. 6 ότι το RSM μπορεί να δίνει καλύτερα αποτελέσματα στις οδικές χαράδρες είναι πιθανότατα εσφαλμένη.

Κάτι άλλο που πρέπει να σχολιαστεί σύντομα, είναι ότι στο πεδίο ροής των παρόντων μοντελοποιήσεων RANS, οι γωνιακοί στρόβιλοι ήταν μικρότεροι απ' αυτούς που έδωσε η LES στο ίδιο πρόβλημα στο κεφ. 6. Γενικά με τα $k-\epsilon$, σε λείους τοίχους και με τις συγκεκριμένες συναρτήσεις τοίχου, οι γωνιακοί στρόβιλοι ήταν μικρότεροι απ' ό,τι θα περίμενε κανείς από την εμπειρία από τη βιβλιογραφία, κάτι που χρειάζεται περαιτέρω διερεύνηση.

7.3.3. Πείραμα 3

Οι DePaul & Sheih (1986) διεξήγαγαν ένα πείραμα πλήρους κλίμακας που διήρκεσε 3 ημέρες σε ένα δρόμο του Σικάγο με τον άνεμο συνήθως κάθετο στο δρόμο. Το πεδίο ροής το αναπαρήγαγαν φωτογραφίζοντας κόκκινα μπαλόνια τα οποία είχαν αφεθεί στη χαράδρα: από την τροχιά τους προέκυψαν τα διανύσματα της ταχύτητας. Το πλάτος του δρόμου ήταν 24,5 m, το ύψος των ανάντη κτιρίων ήταν 33,5 m και το ύψος των κατόντη ήταν ίσο με 40 m (αναλογία H/D περίπου 1,4), διαμορφώνοντας με αυτό τον τρόπο μια ελαφρώς κλιμακωτή χαράδρα αύξησης αναβαθμού. Τα προφίλ των κάθετων ταχυτήτων στην ανάντη και στην κατόντη πλευρά δόθηκαν από το μέσο όρο όλων των αποδεκτών αποτελεσμάτων, άσχετα από το μέγεθος της επ' άπειρον ταχύτητας, γεγονός που δυσχεραίνει τη μοντελοποίηση. Παρ' όλα αυτά, ο άνεμος του περιβάλλοντος εκτιμήθηκε ως μέση οριζόντια συνιστώσα για όλα τα επίπεδα πάνω από 40 m και του αποδόθηκαν τιμές από 2 έως 5 m/s.

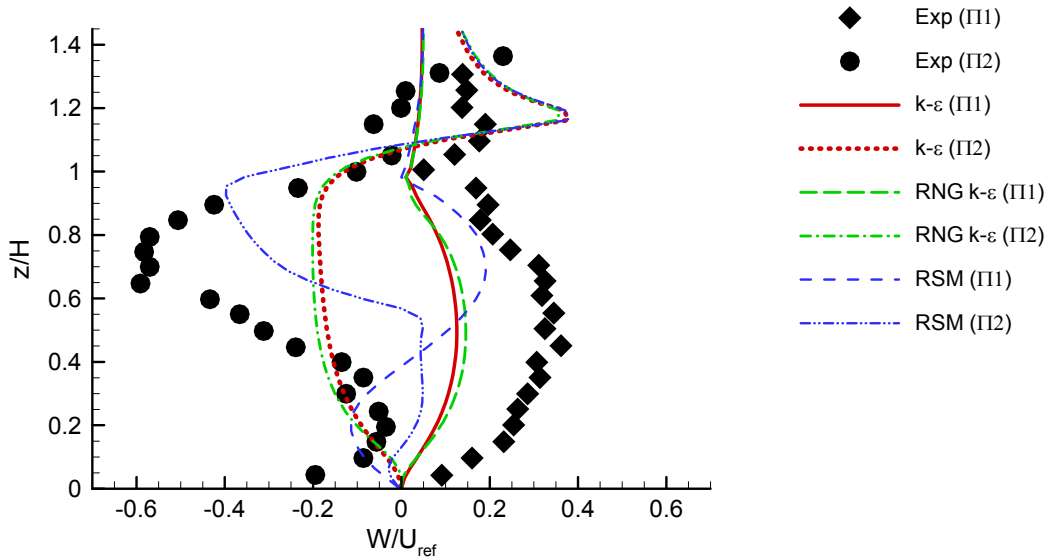
Για να υλοποιηθεί ένας προσεγγιστικός υπολογισμός YP, αναπαράχθηκε η νέα αυτή γεωμετρία. Η μέση πειραματική τιμή της ταχύτητας του ανέμου του περιβάλλοντος ορίστηκε στα 3,5 m/s, σε συμφωνία με τα προαναφερθέντα όρια διακύμανσης που υιοθέτησαν οι συγγραφείς. Η τιμή αυτή εφαρμόστηκε στο ύψος $1,2H$, με το H να συμβολίζει το ύψος του ανάντη κτιρίου. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα μία επ' άπειρον ταχύτητα 6 m/s στα 100 m πάνω από τις στέγες. Η τραχύτητα κόκκου άμμου (sand-grain roughness) θεωρήθηκε ίση με $e_s = 0,1$ m, για ν' αναπαράγει την τραχύτητα της πραγματικής γεωμετρίας. Δοκιμαστικές μοντελοποιήσεις έδειξαν ότι ο σχηματισμός των γωνιακών στρόβιλων εξαρτάται από την τραχύτητα του τοιχώματος.

Από την εμπειρία της πρώτης περίπτωσης (§7.3.1), κατασκευάστηκε ένα νέο ανομοιομορφο πλέγμα 79 x 90 κελιών στην οριζόντια και την κατακόρυφη διεύθυνση αντίστοιχα. Επιλέχθηκε και πάλι το αριθμητικό σχήμα van Leer όπως στην §7.3.2, ώστε να μην χρειαστεί να χρησιμοποιηθούν πολύ πυκνά πλέγματα. Πράγματι, δοκιμές με 158 x 180 κελιά έδειξαν διαφορές κάτω από λίγες ποσοστιαίες μονάδες επί τοις εκατό.

Στο σχ. 7.4 γίνεται σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων με τα πειραματικά δεδομένα. Και για τα τρία μοντέλα τύρβης, παρέχονται προφίλ ταχυτήτων σε απόσταση 1 m από τα τοιχώματα. Για την αδιαστατοποίηση, θεωρήθηκε ότι το ύψος των υπήνεμων κτιρίων είναι 34,4 m και η επ' άπειρον ταχύτητα ισούται με 6 m/s.

Πέραν των αναμενόμενων διαφορών λόγω της τρισδιάστατης γεωμετρίας του πραγματικού προβλήματος και της έλλειψης δεδομένων ακριβείας για την μοντελοποίηση της YP, παρατηρείται και πάλι στα μοντέλα $k-\epsilon$ έχουν καλύτερη επίδοση, έχοντας όμως υποτιμήσει σε σημαντικό βαθμό την ένταση της δίνης. Το RNG παρουσιάζει οριακά καλύτερα αποτελέσματα από το απλό $k-\epsilon$. Στο μοντέλο RSM, προβλέπονται δύο αντίθετα περιστρεφόμενες δίνες, οι οποίες ωστόσο δεν εμφανίζονται στο πείραμα. Επιτυχία της προσέγγισης RSM αποτελεί η ομοιότητα στη μορφή (αλλά όχι η εγγύτητα στις τιμές) του προφίλ ταχυτήτων της προσήνεμης πλευράς, στην οποία λαμβάνει χώρα μία εκμηδένιση της πραγματικής (πειραματικής) κάθετης ταχύτητας λίγα μέτρα πάνω από το έδαφος, όπως συνέβη και στο πρώτο πείραμα, η οποία δεν μπορεί ν' αναπαραχθεί από την υπολογιστική ρευστομηχανική. Πι-

θανώς, αυτός ο μηδενισμός να υποκρύπτει μια μεγάλη γωνιακή δίνη, οδηγώντας μας στο συμπέρασμα ότι οι επιφάνειες των τοιχωμάτων ήταν μάλλον τραχύτερες απ' ό,τι θεωρήσαμε. Αυτό επιβεβαιώνεται αν τρέξουμε μια προσομοίωση με δεκαπλάσια τραχύτητα επιφανειών των τοιχωμάτων, καθώς προκύπτει μία μεγάλη κατάντη γωνιακή δίνη. Σημειωτέον ότι οι υψηλές κάθετες ταχύτητες στην πάνω γωνία του κατάντη κτιρίου, που συνιστούν κοινό τόπο για όλα τα μοντέλα ΥΡ, δεν εμφανίζονται στην πραγματικότητα. Σ' αυτό μπορεί να επηρεάζει η γεωμετρία των κτιρίων της ανάντη οδικής χαράδρας (π.χ. μπορεί να είχε ψηλά κτίρια), για την οποία όμως δεν υπάρχουν δεδομένα.



Σχήμα 7.4. Αποτελέσματα για το πείραμα 3: Καθ' ύψος προφίλ κατακόρυφης ταχύτητας W στην υπήνεμη (Π1) και προ-σήνεμη (Π2) πλευρά για τα τρία μοντέλα τύρβης σε σχέση με το πείραμα των DePaul & Sheih (1986).

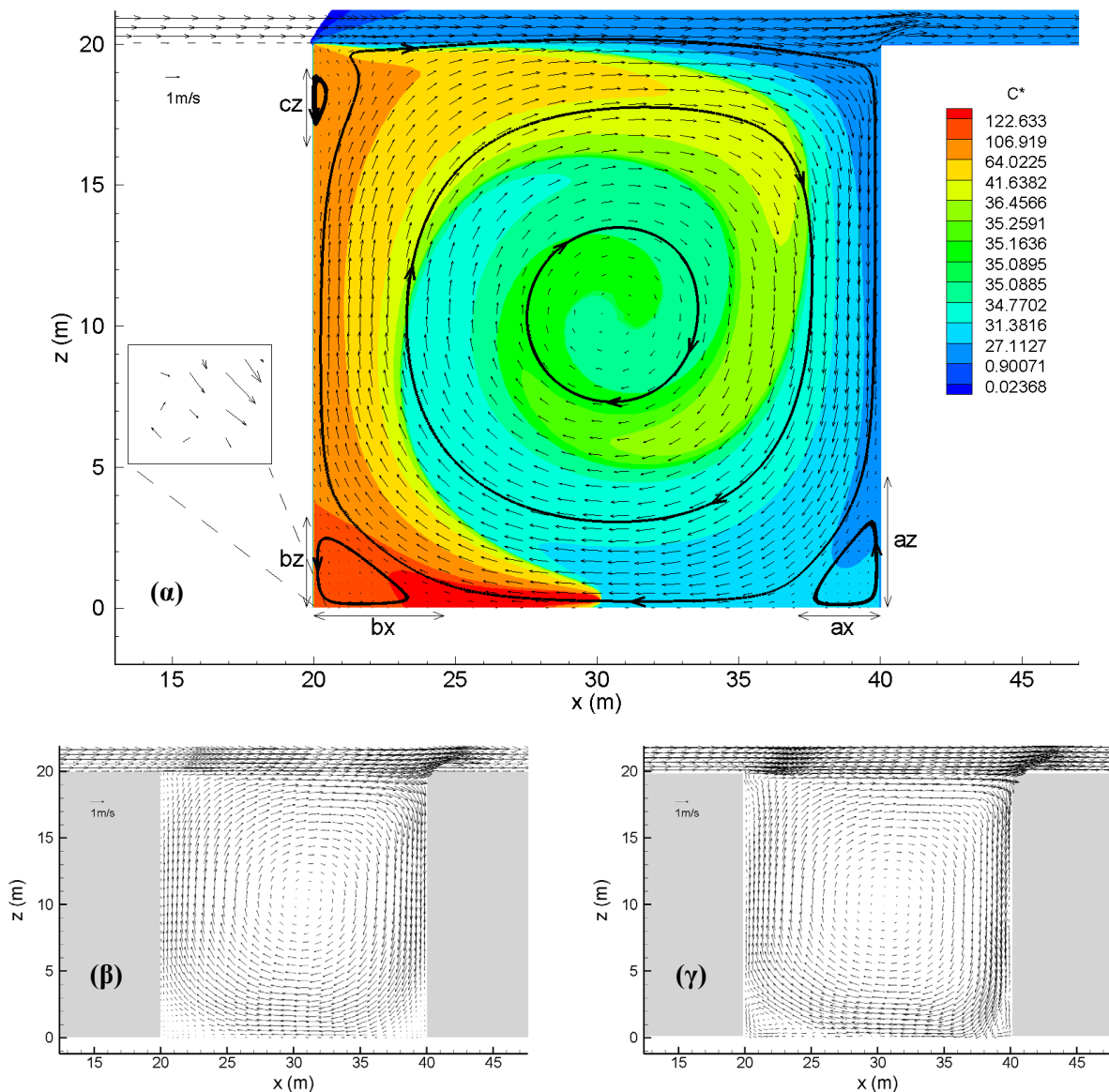
Συμπερασματικά, το πείραμα αυτό δεν μπορεί ν' αναπαραχθεί σωστά από την ΥΡ εν μέρει λόγω ελλιπών δεδομένων, αλλά από τις προσεγγιστικές μοντελοποιήσεις καλύτερα αποτελέσματα δίνει το μοντέλο RNG k - ϵ .

7.3.4. Πείραμα 4

Το πείραμα αυτό είναι ουσιαστικά δισδιάστατο και διεξήχθη από τους Kovar-Panskus et al. (2002). Την εικόνα της πειραματικής διάταξης συνθέτουν μία αεροσήραγγα, μία μοναδική κοιλότητα βάθους 0,106 m με μοναδιαία αναλογία διαστάσεων και μεγάλα ορθογώνια στοιχεία τραχύτητας που κάλυψαν τα τοιχώματα και το έδαφος. Η επ' άπειρον ταχύτητα ήταν σταθερή στα 8 m/s. Πειραματικές μετρήσεις που έγιναν στην εγκάρσια κατεύθυνση επιβεβαίωσαν ότι η ροή ήταν δισδιάστατη με πολύ καλή προσέγγιση. Παρέχονται οι κατανομές οριζόντιων ταχυτήτων στο ανάντη στερεό όριο (στο $X/D=0,09$, όπου X η οριζόντια απόσταση από τον ανάντη τοίχο) και στον κατάντη τοίχο ($X/D=0,9$). Οι μετρήσεις της ροής πραγματοποιήθηκαν με ανεμόμετρο νήματος (pulsed-wire anemometry) με μια ακρίβεια $\pm 10\%$ (Kovar-Panskus et al, 2002). Οι προσομοιώσεις της υπολογιστικής ρευστομηχανικής πραγματοποιήθηκαν σε πλήρη κλίμακα με παράγοντα κλίμακας περίπου ίσο με 1:200 (Kovar-Panskus et al, 2002), έτσι ώστε να καταλήξουμε να έχουμε μία χαράδρα διαστάσεων 20 x 20 m. Κατά τη γνώμη των συγγραφέων πέραν της γεωμετρίας θα πρέπει να δοθεί υπό κλίμακα και η τραχύτητα, ώστε να έχουμε σωστό μοντέλο, προσέγγιση που υιοθετεί η πλειονότητα των μελετών σε οδικές χαράδρες. Συνήθως σε αυτές τις μελέτες είναι η χρήση της ίδιας επ' άπειρον ταχύτητας που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα, υπό την προϋπόθεση ότι είναι αρκετά μεγάλη ώστε να δίνει τυρβώδη ροή και αυτή η πρακτική ακολουθήθηκε κι εδώ. Η τραχύτητα κόκκου άμμου εκτιμήθηκε ότι είναι περίπου $e_s = 1$ m, βάσει της αλλαγής κλίμακας και βάσει της περιγραφής των στοιχείων τραχύτητας του τοιχώματος από τους Kovar-Panskus et al. (2002). Έγινε ανάλυση ευαισθησίας στην παράμετρο αυτή και δεν διαπιστώθηκαν διαφορετικά συμπεράσματα απ' αυτά που θ' αναφερθούν. Μία καίρια διαφορά με το πρώτο πείραμα (§7.3.1) είναι στο παρόν πείραμα υψηλότερες τιμές τραχύτητας επιφέρουν ευκολότερο σχηματι-

σμό μεγαλύτερων γωνιακών δινών. Οι γωνιακές δίνες δυσχεραίνουν τη σύγκλιση και την ανεξαρτησία πλέγματος.

Στην περίπτωση αυτή το προφίλ της ταχύτητας εισόδου προέρχεται από ταίριασμα καμπύλης στα πειραματικά δεδομένα και δίνεται από τον τύπο $U = 1.0776 \ln(z/189) + 8.1327$ (z σε μέτρα και U σε m/s), ο οποίος παρέχεται από τους πειραματιστές της καμπάνιας TRAPOS (βλ. Sahm et al., 2002). Η τυρβώδης κινητική ενέργεια στο επίπεδο εισόδου δίνεται από τον τύπο $k=0,015 U_{ref}^2$, που αντιπροσωπεύει την αυξημένη πειραματική ένταση της τύρβης. Καθώς είναι γνωστό (Kim & Baik, 2003, Khan et al., 2005, Caton et al., 2003), ότι η ένταση της τύρβης εισόδου έχει μια επίδραση επί της ροής και της διασποράς στη χαράδρα, ένα τεστ ευαισθησίας αυτής της παραμέτρου διεξήχθη για την περίπτωση αυτή. Διαπιστώθηκε ότι για να έχουμε μία μείωση των συγκεντρώσεων στο κέντρο της χαράδρας κατά περίπου ένα συντελεστή δύο, η ένταση στροβιλισμού στην είσοδο πρέπει να αυξηθεί κατά περίπου ένα συντελεστή 10.

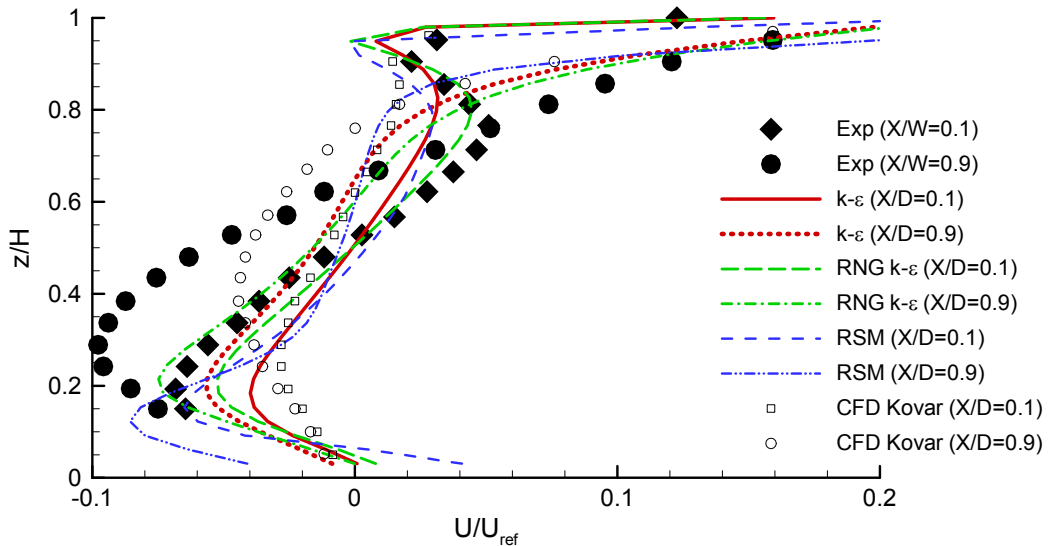


Σχήμα 7.5. Διανύσματα ταχύτητας για τις προσομοιώσεις που εκτελέστηκαν για το πείραμα 4. (α) Πεδίο ροής με το RNG $k-\epsilon$ και ισοϋγείς (contours) αδιάστατης συγκέντρωσης στο τελικό πλέγμα 216×216 κελιών. Περιλαμβάνονται μόνο ένα στα τρία διανύσματα σε κάθε άξονα, για λόγους αναγνωσιμότητας. (β) Διανύσματα ταχύτητας με το $k-\epsilon$ (πάλι ένα στα τρία) για το πλέγμα των 216×216 κελιών. (γ) Διανύσματα ταχύτητας με το RSM για το πλέγμα 72×72 κελιών.

Στο σχ. 7.5 παρουσιάζονται τ' αποτελέσματα της ΥΡ. Στο σχ. 7.5α περιλαμβάνονται και τιμές συγκέντρωσης, παρόλο που δεν ήταν διαθέσιμες πειραματικές τιμές για σύγκριση για την περίπτωση

αυτή. Οι τρεις δευτερεύουσες γωνιακές δίνες μπορούν να φανούν σαφώς σ' αυτό το σχήμα. Στα πολύ πυκνά πλέγματα εμφανίζεται και ένας τριτογενής μικρός στρόβιλος (βλ. μεγέθυνση στο σχ. 7.5α), σχηματίζοντας έτσι μια ακολουθία δινών πολύ παρόμοια με την αλληλουχία δινών του Moffatt (Moffatt, 1964). Στο σχ. 7.5β και σχ. 7.5γ, παρουσιάζονται το πεδίο ροής του μοντέλου $k-\varepsilon$ και του RSM αντίστοιχα. Μπορούν να παρατηρηθούν οι υψηλές ταχύτητες του μοντέλου RSM κοντά στα τοιχώματα, σε σχέση με αυτές του μοντέλου $k-\varepsilon$. Αυτό ήταν ένα κοινό στοιχείο μεταξύ όλων των περιπτώσεων που εξετάστηκαν και είχε ως αποτέλεσμα το σχηματισμό ισχυρότερων γωνιακών δινών στην περίπτωση του RSM.

Στο σχ. 7.6 παρουσιάζεται σύγκριση με πειραματικά δεδομένα και με άλλη μια μελέτη ΥΡ (Kovar-Panskus et al., 2002). Τ' αποτελέσματα των μοντέλων $k-\varepsilon$ αφορούν το πυκνό πλέγμα 216 x 216 κελιών και είναι σχεδόν ανεξάρτητα πλέγματος, ενώ με το RSM ανεξαρτησία πλέγματος ήταν αδύνατο να επιτευχθεί, εν μέρει επειδή το μέγεθος των γωνιακών δινών εξαρτώνταν από το πλέγμα. Τ' αποτελέσματα του RSM που παρουσιάζονται εδώ είναι εκείνα του πλέγματος που πέτυχε την καλύτερη συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα, δηλαδή με τα 72 x 72 κελιά, τα οποία εξακολουθούν να είναι χειρότερα από τα αποτελέσματα των μοντέλων $k-\varepsilon$, όπως φαίνεται στο σχ. 7.6.



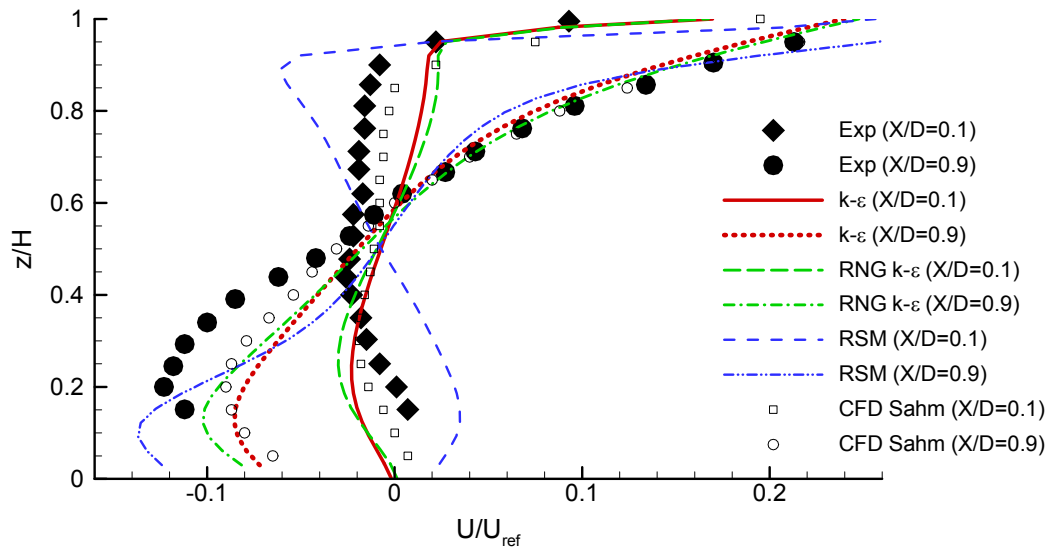
Σχήμα 7.6. Αποτελέσματα για το πείραμα 4: Αδιάστατα προφίλ οριζόντιας ταχύτητας στην υπήνεμη και στην προσήνεμη πλευρά μιας οδικής χαράδρας με αναλογία διαστάσεων $H/D = 1$ και πολύ τραχείς τοίχους. U_{ref} είναι η ταχύτητα ελεύθερης ροής, ίση με 8 m/s. Τα πειραματικά δεδομένα έχουν εξαχθεί από τους Kovar-Panskus et al. (2002). Περιλαμβάνονται επίσης αποτελέσματα ΥΡ με το μοντέλο $k-\varepsilon$ από την ίδια δημοσίευση.

Το γενικό συμπέρασμα από το σχ. 7.6 είναι ότι και πάλι η ένταση της κύριας δίνης υποτιμάται από όλα τα μοντέλα ΥΡ. Το ίδιο συμβαίνει και με τ' αποτελέσματα που παρουσιάζονται από τους Kovar-Panskus et al. (2002) χρησιμοποιώντας τον κώδικα CHENSI με μοντέλο τύρβης $k-\varepsilon$. Το μοντέλο RNG $k-\varepsilon$ παρουσιάζει την καλύτερη συνολικά απόδοση, έχοντας πολύ καλή συμφωνία με τις πειραματικές τιμές στην υπήνεμη πλευρά, ενώ υπάρχουν ορισμένες διαφορές κυρίως στη μέση της προσήνεμης πλευράς. Όλα τα μοντέλα αναπαράγουν πολύ καλά τη χαρακτηριστική μύτη στην κορυφή του ανάντη κτιρίου. Από την άλλη πλευρά, η επιτάχυνση της ροής κατά το $z/H = 0,3$ που παρουσιάζεται στα πειράματα στην προσήνεμη πλευρά και η υψηλή τιμή του U κατά το $z/H = 0,5$, όπου συνήθως η κύρια συνιστώσα της ταχύτητας θα πρέπει να είναι η κατακόρυφη, θα μπορούσαν να είναι ενδεικτικά μιας μεγάλης γωνιακής δίνης με μεγάλη διάσταση az , βλ. σχ. 7.5α. Το πρόβλημα αυτό δεν αναπαράγεται από τις παρούσες μελέτες ΥΡ, αλλά εν μέρει αναπαράγεται με τον κώδικα CHENSI, τ' αποτελέσματα του οποίου περιλαμβάνονται επίσης στο σχ. 7.6. Εκτός αυτού, τ' αποτελέσματα των τρεχουσών μοντελοποιήσεων είναι σε καλύτερη συμφωνία με τις πειραματικές τιμές. Οι διαφορές μεταξύ των παρόντων αποτελεσμάτων $k-\varepsilon$ και των αποτελεσμάτων $k-\varepsilon$ που περιλαμβάνονται στους Kovar-Panskus et al. (2002) εν μέρει οφείλονται στο γεγονός ότι ο CHENSI χρησιμοποιήθηκε σε μειωμένη κλίμακα και με πολύ χονδροειδές πλέγμα, κάτι που οδήγησε σε μια δίνη το κέντρο της οποίας είναι μετατοπισμένο προς την κορυφή της χαράδρας (βλ. Kovar-Panskus et al., 2002).

7.3.5. Πείραμα 5

Αυτό το πείραμα είναι ακριβώς το ίδιο με το προηγούμενο, αλλά αυτή τη φορά με λόγο διαστάσεων $H/D = 0,5$. Οι Sahm et al. (2002) παρέχουν ένα σχήμα με οριζόντια προφίλ ταχύτητας στο $X/D = 0,1, 0,5$ και $0,9$ (όπου το X είναι η οριζόντια απόσταση από το ανάντη κτίριο) για την περίπτωση αυτή. Στο ίδιο σχήμα δίνουν για σύγκριση και αποτελέσματα από διάφορους κώδικες YP που χρησιμοποιούν το μοντέλο τύρβης $k-\varepsilon$. Όλοι οι κώδικες YP στους Sahm et al. (2002) χρησιμοποίησαν το ίδιο πλέγμα και οριακές συνθήκες, δεδομένου ότι αυτό ήταν μέρος μιας άσκησης διασύγκρισης. Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται από τους Sahm et al. (2002) από τους διάφορους κώδικες YP πέφτουν περισσότερο ή λιγότερο το ένα πάνω από το άλλο. Έτσι, απλά ενδεικτικές τιμές YP ελήφθησαν απ' εκεί για να συμπεριληφθούν στο σχ. 7.7 της παρούσας εργασίας. Πάλι μόνο οι μετρήσεις της υπήνεμης και προσήνεμης πλευράς χρησιμοποιούνται για σύγκριση εδώ, όπως γίνεται και με τα προηγούμενα πειράματα.

Για να διατηρηθεί ο συντελεστής κλίμακας 1:200, οι προσομοιώσεις πραγματοποιήθηκαν σε μια χαράδρα ύψους 20 m και πλάτους 40 m. Νέα μη ομοιόμορφα πλέγματα κατασκευάστηκαν για αυτή τη γεωμετρία, με βάση τα προηγούμενα, ξεκινώντας από 92 κελιά κατά την οριζόντια διεύθυνση και 72 στην κατακόρυφη, μέχρι το τελικό πλέγμα των 216 x 158 κελιών. Στην περίπτωση αυτή, ενώ το μοντέλο $k-\varepsilon$ δίνει αποτελέσματα σχεδόν ανεξάρτητα πλέγματος, δεν συμβαίνει το ίδιο ακριβώς με το μοντέλο RNG $k-\varepsilon$, το οποίο έχει μεγαλύτερη ευαισθησία στο μέγεθος των γωνιακών δινών ανάλογα με το πλέγμα που χρησιμοποιείται. Για την περίπτωση του RSM τα οριζόντια προφίλ της ταχύτητας στο σχ. 7.7 προέρχονται από την προσομοίωση με 92 x 72 κελιά, με την παρατήρηση ότι δεν είναι ανεξάρτητα πλέγματος, δεδομένου ότι οι υπολογισμοί με πυκνότερα πλέγματα δε μπορούσαν να συγκλίνουν.



Σχήμα 7.7. Αποτελέσματα για το πείραμα 5: Σύγκριση των επιδόσεων των τριών μοντέλων τύρβης με πειραματικά δεδομένα από τους Sahm et al. (2002) σε μια χαράδρα με αναλογία διαστάσεων $H/D = 0,5$. Παρουσιάζονται προφίλ κανονικοποιημένης ταχύτητας U στην υπήνεμη (στο $X/D = 0,1$, όπου το X είναι η οριζόντια απόσταση από το ανάντη κτίριο) και στην προσήνεμη (στο $X/D = 0,9$) πλευρά της χαράδρας. Η ταχύτητα ελεύθερης ροής U_{ref} είναι ίση με 8 m/s. Περιλαμβάνονται επίσης αποτελέσματα YP με το μοντέλο $k-\varepsilon$ από την αρχική δημοσίευση.

Από το σχ. 7.7 μπορούμε να σχολιάσουμε ότι οι προβλέψεις όλων των μοντέλων είναι χειρότερες από την προηγούμενη περίπτωση (πείραμα 4). Παρατηρούμε εν νέου ότι το $k-\varepsilon$ και το RNG $k-\varepsilon$ δίνουν αποτελέσματα που είναι πολύ κοντά μεταξύ τους, αλλά το μοντέλο $k-\varepsilon$ φαίνεται να έχει την καλύτερη επίδοση εδώ. Πάλι τα πειραματικά αποτελέσματα στο κάτω μισό της κατάντη πλευράς δεν προβλέπονται καλά από την YP, όπως και στην προηγούμενη περίπτωση. Αυτή τη φορά και οι αποκλίσεις στο ανάντη προφίλ είναι επίσης υψηλές, λόγω του μεγάλου γωνιακού στροβίλου ο οποίος υπάρχει σε αυτή την περίπτωση στην υπήνεμη πλευρά και κάνει τις προβλέψεις της YP πιο δύσκολες. Υπάρχουν κάποιες ενδείξεις (συγκρίνοντας τα διανύσματα ταχύτητας της YP, που δεν φαίνονται εδώ,

και τα διανύσματα ταχύτητας του πειράματος με αναλογία διαστάσεων $H/D = 0,5$, που παρέχονται από τους Kovar-Panskus et al. (2002), στο δικό τους σχ. 7) ότι η τραχύτητα διαδραμάτισε πιο σημαντικό ρόλο στο πείραμα από ό,τι στην ΥΡ. Είναι πιθανό ότι οι συναρτήσεις τοιχώματος μπορεί να μην είναι επαρκείς για την αναπαραγωγή της επαυξημένης ποσότητας της τυρβώδους κινητικής ενέργειας που βρίσκεται σε πολύ τραχιά τοιχώματα και στην περίπτωση αυτή μπορεί να είναι απαραίτητη ρητή επίλυση των στοιχείων τραχύτητας, αν απαιτούνται πολύ ακριβή αποτελέσματα. Εκτέλεση προσομοίωσης ΥΡ με υψηλότερη τραχύτητα βελτιώνει τα αποτελέσματα, ενώ δεν αλλάζει τα υπόλοιπα συμπεράσματα που αναφέρονται εδώ.

Όπως αναφέρθηκε και πιο πάνω, στο πείραμα απ' ό,τι φαίνεται υπήρχε ένας μεγάλος γωνιακός στρόβιλος στην πλευρά του ανάντη κτιρίου (Kovar-Panskus et al., 2002). Στις παρούσες μοντελοποιήσεις, με τα μοντέλα $k-\varepsilon$ αυτός ο στρόβιλος έχει προκύψει πιο μικρός (μπορεί να το καταλάβει κανείς και από το σχ. 7.7), ενώ με το RSM πολύ πιο μεγάλος, σα να υπάρχουν δυο στρόβιλοι στη χαράδρα, ο ένας αριστερά (και κάτω) και ο άλλος, ο μεγαλύτερος, δεξιά. Μάλιστα ο δεξιά στρόβιλος στη μοντελοποίηση RSM πάει αφύσικα πάνω από τον αριστερό (αυτό φαίνεται στο σχ. 7.7 στη μύτη που σχηματίζεται στο σημείο $(-0,06, 0,9)$). Αντίθετα, τα αποτελέσματα ΥΡ που δημοσιεύονται στους Sahm et al. (2002) και έχουν συμπεριληφθεί και στο σχ. 7.7 φαίνεται να προβλέπουν πιο καλά την μορφή του ανάντη γωνιακού στρόβιλου, ο οποίος μοιάζει αρκετά σ' αυτόν που έχει προβλεφθεί με τον κώδικα CHENSI (σχ. 1 των Sahm et al., 2002, σχ. 7 των Kovar-Panskus et al., 2002).

Συμπερασματικά, σ' αυτή τη δοκιμή τα μοντέλα έδωσαν μέτρια αποτελέσματα, με το $k-\varepsilon$ να είναι πιο κοντά στα πειραματικά.

7.3.6. Πείραμα 6

Αυτό είναι ένα πείραμα σε κανάλι νερού που παρουσιάστηκε από τους Li et al. (2008a). Μετρήσεις από τη συγκεκριμένη πειραματική διάταξη χρησιμοποιήθηκαν και στο κεφ. 6 για οδική χαράδρα με λόγο ύψους προς πλάτος 1. Στην παρούσα περίπτωση θα εξετάσουμε τις μετρήσεις από τη χαράδρα με λόγο διαστάσεων 2, ώστε να καλυφθούν και βαθιές οδικές χαράδρες. Το πείραμα περιγράφηκε στο κεφ. 6. Εδώ όμως υπάρχουν 10 κτίρια, τα οποία είναι πιο κοντά μεταξύ τους. Παρακάτω θα χρησιμοποιηθούν μόνο μετρήσεις για τη συνιστώσα W της ταχύτητας, το οποίο είναι επαρκές για τα συμπεράσματα που θέλουμε να προκύψουν. Αξίζει να σημειωθεί ότι στο πείραμα παρατηρήθηκαν δύο αντιπεριστρεφόμενοι στρόβιλοι, ο ένας πάνω και ο άλλος (ασθενέστερος) προς το δρόμο.

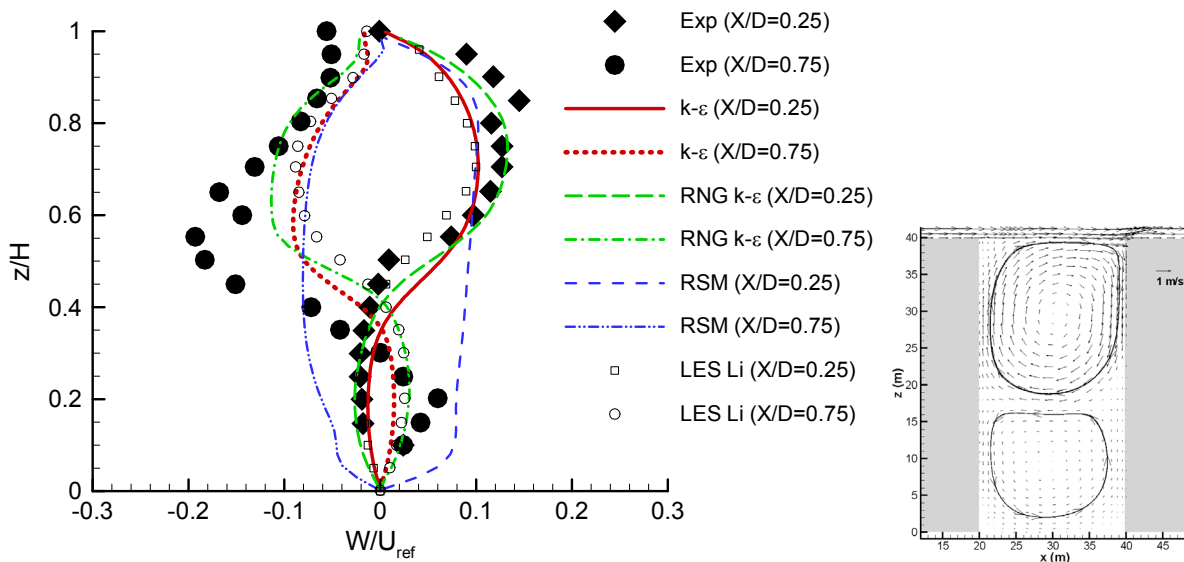
Για τις προσομοιώσεις, οι οποίες πραγματοποιούνται σε πλήρη κλίμακα, αναπτύχθηκε νέο πλέγμα με 72×100 κελιά. Μελέτες ανεξαρτησίας πλέγματος που εκτελέστηκαν με το αραιότερο πλέγμα των 36×50 κελιών και το πυκνότερο πλέγμα 144×200 κελιών δεν έδειξαν αλλαγές των συμπερασμάτων στα οποία κατέληξε αυτή η μελέτη. Με τα μοντέλα $k-\varepsilon$ επιλέχθηκε το σχήμα van Leer για τους όρους μεταφοράς. Αυτή τη φορά χρησιμοποιήθηκαν οι λογαριθμικές συναρτήσεις πλήρως τραχέως τοίχου (POLIS, Roughness wall functions), καθώς οι προεπιλεγμένες συναρτήσεις τοίχου που χρησιμοποιούν την έννοια της τραχύτητας κόκκου άμμου, παρήγαγαν μόνο μία δίνη σε βαθιές χαράδρες (ελέγχθηκαν και βαθύτερες χαράδρες) για αποδεκτές τιμές της τραχύτητας. Αυτό πιθανώς οφείλεται στο γεγονός ότι η συγκεκριμένη υλοποίηση των συναρτήσεων τοίχου συμπεριφέρεται περισσότερο σαν ένας λογαριθμικός νόμος λείου τοίχου σε πολύ χαμηλές ταχύτητες ροής, όπως εκείνες στο κάτω μέρος μιας βαθιάς χαράδρας, και αυτό εμποδίζει τις αδύναμες γωνιακές δίνες ν' αναπτυχθούν, να ενωθούν και να σχηματίσουν ένα μεγάλο δευτερεύοντα στρόβιλο που να καλύπτει τον πυθμένα της χαράδρας. Πράγματι, από την τρέχουσα μελέτη, ο μηχανισμός σχηματισμού του δεύτερου στρόβιλου φαίνεται να είναι η διεύρυνση και συγχώνευση των γωνιακών στρόβιλων. Αυτό μπορεί επίσης να το παρατηρήσει κανείς και στην εργασία των Jeong & Andrews (2002) και αναφέρθηκε και στο κεφ. 3. Στη μελέτη μας, θεωρήθηκε ύψος τραχύτητας $z_0 = 0,05$ m. Ακόμα κι αν χρησιμοποιούνται συναρτήσεις πλήρως τραχέως τοίχου, η τιμή του z_0 δεν πρέπει να είναι πολύ χαμηλή, προκειμένου να έχουμε δύο δίνες σε βαθιές χαράδρες. Δοκιμές που πραγματοποιήθηκαν εκ των υστέρων στα προηγούμενα πειράματα, δεν αποκάλυψαν σημαντική μεταβολή των αποτελεσμάτων με τη χρήση του ενός ή του άλλου τύπου συναρτήσεων τοίχου. Μόνο οι βαθιές χαράδρες φαίνεται να έχουν μια τέτοια ευαισθησία.

Για το μοντέλο RSM, το PHOENICS δεν παρέχει την επιλογή συναρτήσεων πλήρως τραχέως τοίχου. Έτσι, επιλέχθηκαν αναγκαστικά οι συναρτήσεις που χρησιμοποιούν την έννοια της τραχύτητας κόκκου άμμου και σχηματίζεται μόνο μία δίνη. Για το λόγο αυτό, η συμμετοχή του RSM σ' αυτή

τη σύγκριση δεν είναι δίκαιη, αλλά γίνεται για λόγους πληρότητας, δεδομένου ότι αυτό είναι το καλύτερο εφικτό αποτέλεσμα του RSM στη συγκεκριμένη περίπτωση.

Τεστ ευαισθησίας που πραγματοποιήθηκαν με υψηλότερες και χαμηλότερες ταχύτητες ελεύθερης ροής και το μοντέλο RNG $k-\epsilon$, αποκάλυψε ότι αν η ελεύθερη ταχύτητα του ρεύματος είναι χαμηλή, η κάτω δίνη είναι εξασθενημένη και μικρότερη και αν η ταχύτητα είναι ακόμη χαμηλότερη, η κάτω δίνη μπορεί να εξαφανιστεί. Στην περίπτωση που έχουμε πολύ υψηλές επ' άπειρο ταχύτητες ανέμου, μπορεί να παρατηρηθεί μεταφορά ορμής μέσα στην οδική χαράδρα και η ένταση των αντίθετα περιστρεφόμενων στροβίλων αυξάνεται, αλλά η διαδικασία δεν φαίνεται να επηρεάζει πολύ το σχηματισμό και το σχήμα της κάτω δίνης. Αυτά τ' αποτελέσματα είναι σύμφωνα με προηγούμενες μελέτες (Baik & Kim, 1999).

Τα τελικά αποτελέσματα αυτής της περίπτωσης παρουσιάζονται στο σχ. 8, το οποίο περιλαμβάνει επίσης τιμές από μοντελοποίηση LES των Li et al. (2008b). Τα κάθετα προφίλ της συνιστώσας W της ταχύτητας παρέχονται στις θέσεις $X/D = 0.25$ και $X/D = 0.75$. Στη μέση της προσήνεμης πλευράς, το πειραματικό προφίλ έχει κάποια κοινά χαρακτηριστικά με εκείνο του πειράματος 3, αν και στην περίπτωση των DePaul & Sheih (1986) δεν σχηματίστηκε μόνιμη δεύτερη δίνη. Ο διασκορπισμός των πειραματικών σημείων μπορεί να κρύβει ασταθή χαρακτηριστικά της ροής, που είναι γνωστό ότι υπάρχουν (Walton & Cheng, 2002, Caton et al., 2003).



Σχήμα 7.8. Αποτελέσματα για το πείραμα 6: Απόδοση για τα τρία μοντέλα τύρβης σε σύγκριση με πείραμα των Li et al. (2008a) σε μια χαράδρα με αναλογία διαστάσεων $H/D = 2$. Περιλαμβάνονται επίσης αποτελέσματα LES των Li et al. (2008b). Στο ένθετο δεξιά φαίνεται η μορφή των στροβίλων ανακυκλοφορίας από τ' αποτελέσματα του RNG $k-\epsilon$.

Εστιάζοντας στα αποτελέσματα των μοντέλων $k-\epsilon$, μπορούμε να δούμε μια πολύ καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα, ακόμη και σε σύγκριση με τα αποτελέσματα της LES, ειδικά για το μοντέλο τύρβης RNG $k-\epsilon$. Τόσο το μοντέλο $k-\epsilon$ όσο και το RNG $k-\epsilon$ (αλλά και η LES) προβλέπουν λίγο-πολύ συμμετρικές κάτω δίνες, που καλύπτουν αντίστοιχα το 35% και το 40% του κάτω τμήματος της χαράδρας, ενώ στο πείραμα η δίνη φαίνεται να είναι πιο ασύμμετρη. Επίσης, όπως συνέβη στα πειράματα 1 και 3, αλλά και στα 4 και 5, στο κάτω μισό της προσήνεμης πλευράς δεν είναι και τόσο ευνοϊκή η σύγκριση των αριθμητικών αποτελεσμάτων με τις μετρούμενες ταχύτητες και αυτό είναι ένα σημάδι ότι σύνθετα και πιθανόν ασταθή φυσικά φαινόμενα λαμβάνουν χώρα στην περιοχή της κάτω γωνίας της προσήνεμης πλευράς. Είναι ενδιαφέρον το γεγονός ότι, χωρίς να έχει προβλεφθεί σωστά η ροή στην προσήνεμη πλευρά της χαράδρας, τ' αποτελέσματα στην υπήνεμη πλευρά είναι τόσο καλά, ειδικά για το μοντέλο RNG $k-\epsilon$, το οποίο είναι το πλέον αποτελεσματικό μοντέλο σε αυτό το πείραμα.

Πειράματα για βαθύτερες χαράδρες είναι πολύ σπάνια και δύσκολο να εκτελεστούν. Επίσης, ο ασταθής χαρακτήρας της ροής και οι πολύ χαμηλές ταχύτητες κοντά στο έδαφος δεν επιτρέπουν να συναχθούν σίγουρα συμπεράσματα σχετικά με τη μορφή της ροής στο κατώτερο τμήμα της χαράδρας.

Ωστόσο, είναι διαθέσιμες ορισμένες *αριθμητικές* μελέτες σε βαθύτερες χαράδρες χρησιμοποιώντας το στάνταρ *k-ε*, όπως για παράδειγμα από τους Baik & Kim (1999) και τους Kim & Baik (2001), οι οποίοι αναφέρουν ότι μια τρίτη δίνη σχηματίστηκε στον πυθμένα της χαράδρας για μια αναλογία ύψους προς πλάτος ίση με 3,5. Σε άλλες μελέτες (Jeong & Andrews, 2002, Li et al., 2008a), ο σχηματισμός μιας τρίτης δίνης μπορεί να γίνει σαφής ακόμα και σε λόγο $H/D = 3$. Στην παρούσα μελέτη, πραγματοποιήθηκαν επίσης προσομοιώσεις με το μοντέλο *k-ε* με αναλογίες διαστάσεων H/D 3 και 3,5 και διαπιστώθηκε ότι σχηματίστηκαν δύο δίνες για την αναλογία διαστάσεων 3 και τρεις δίνες για αναλογία 3,5, σύμφωνα με τους Baik & Kim (1999) και τους Kim & Baik (2001). Η τρίτη δίνη είναι πολύ ασθενέστερη από ό,τι η μεσαία (η οποία με τη σειρά της είναι πολύ ασθενέστερη απ' ό,τι η πρώτη δίνη στην κορυφή). Η μεσαία δίνη καταλαμβάνει ένα μεγάλο μέρος της χαράδρας, ενώ η κάτω δίνη είναι η μικρότερη σε μέγεθος. Όλες αυτές οι παρατηρήσεις είναι σύμφωνες με προηγούμενες αριθμητικές μελέτες (Baik & Kim, 1999, Kim & Baik, 2001, Jeong & Andrews, 2002, Li et al., 2008a), αλλά δεν είναι γνωστό το πόσο καλά αντιπροσωπεύουν την πραγματικότητα, εφόσον δεν διατίθενται πειραματικά δεδομένα. Ο σχηματισμός των δινών εξαρτάται από πολλές παραμέτρους, όπως η ταχύτητα ελεύθερης ροής και η τραχύτητα και είναι πιθανό ότι ο αριθμός των δινών σε πολύ βαθιές χαράδρες δεν είναι πάντα ίδιος για μια δεδομένη αναλογία διαστάσεων. Επίσης, σε πολύ βαθιές χαράδρες, δεν έχει σημασία αν σχηματίζονται περισσότερες από δύο δίνες, αφού οι ταχύτητες κοντά στο έδαφος είναι τόσο μικρές ώστε η ροή είναι πρακτικά στάσιμη. Επί του παρόντος οποιαδήποτε συζήτηση για σύγκριση μοντέλων τύρβης σε πολύ βαθιές χαράδρες είναι εξαιρετικά αβέβαιη και μάλλον δεν έχει νόημα.

Άλλωστε σε βαθιές χαράδρες η ροή είναι πολύ ασταθής και σε τέτοιες καταστάσεις τ' αποτελέσματα της RANS, που βασίζεται σε μέσους όρους, μπορεί να μην είναι αποδεκτά από φυσικής άποψης (βλ. κεφ. 8 και κεφ. 10). Η αστάθεια της ροής φαίνεται και από τα εξής: στις δοκιμές που έγιναν, ιδίως με το μοντέλο RNG *k-ε*, μπορεί να τύχαινε για πολύ κοντινές τραχύτητες να σχηματιζόταν για την κάπως μικρότερη τραχύτητα ένας στρόβιλος μέσα στη χαράδρα και για τη λίγο μεγαλύτερη, δύο. Επίσης μπορεί για μια συγκεκριμένη τραχύτητα να είχαμε χαμηλά σφάλματα των εξισώσεων επίλυσης και με τη λύση του ενός στρόβιλου και με τη λύση των δύο στρόβιλων. Όπως θα δούμε αναλυτικότερα στο κεφ. 8, αυτά είναι σοβαρές ενδείξεις ότι η ροή είναι πολύ ασταθής, σε βαθμό που να τίθεται υπό αμφισβήτηση το νόημα του να χρησιμοποιηθεί RANS για τις περιπτώσεις αυτές.

Συμπερασματικά, στη βαθιά χαράδρα με $H/D = 2$, το RNG *k-ε* έδωσε τα καλύτερα αποτελέσματα, αλλά φάνηκε ότι η ροή είναι ασταθής και κανονικά πρέπει να εξεταστεί με μεθοδολογία που να κάνει χρονική επίλυση, όπως η LES. Σε βαθύτερες χαράδρες μάλλον δεν έχει νόημα να κάνουμε σύγκριση μοντέλων τύρβης RANS μεταξύ τους, δεδομένων των αβεβαιοτήτων που υπάρχουν.

7.3.7. Πείραμα 7

Προκειμένου να καλυφθεί μεγάλο εύρος λόγων διαστάσεων, από πολύ πλατειές μέχρι πολύ βαθιές χαράδρες, εξετάστηκε και η περίπτωση ροής σε γεωμετρία μείωσης αναβαθμού, καθώς πειραματικά δεδομένα για πολύ πλατειές οδικές χαράδρες δεν είναι εύκολο να βρεθούν. Αυτή η περίπτωση μπορεί να μην θεωρείται οδική χαράδρα, αλλά θα μας βοηθήσει να βγάλουμε τελικά συμπεράσματα για το μοντέλο τύρβης, καθώς η συγκεκριμένη ροή θεωρείται μια καλή δοκιμή για τα μοντέλα τύρβης (Thangam & Speziale, 1992).

Εξετάστηκε το κλασικό πείραμα αεροσήραγγας των Kim et al. (1980), στο οποίο το ύψος του αναβαθμού ήταν $H = 0,0381$ m, το ύψος των παράλληλων πλακών στην είσοδο ήταν $2H$, το μήκος των παράλληλων πλακών πριν τον αναβαθμό $8H$ και μετά $16H$. Η ταχύτητα που μετρήθηκε στη μέση ανάμεσα στις πλάκες $4H$ πριν τον αναβαθμό ήταν $18,2$ m/s. Εκτός από άλλα αποτελέσματα, παρέχονται και προφίλ ταχύτητας για διάφορες θέσεις κατάντη του αναβαθμού.

Η ροή αναπτύσσεται ανάμεσα στις πλάκες και μόλις συναντήσει τον αναβαθμό αποκολλάται. Η πιο σημαντική παράμετρος για σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα είναι το μήκος επανακόλλησης της ροής X_R , το οποίο προσδιορίστηκε από τους πειραματιστές να είναι $X_R = 7H$, με αβεβαιότητα της τάξεως του H . Πρέπει να σημειωθεί ότι η ροή δεν είναι πλήρως ανεπτυγμένη όταν φτάνει στον αναβαθμό, αλλά παρέχονται προφίλ ταχύτητας στο σημείο που μετρήθηκε η ταχύτητα αναφοράς.

Για την περίπτωση αυτή οι προσομοιώσεις έγιναν σε πλήρη κλίμακα με $H = 20$ m. Θεωρώντας το μήκος τραχύτητας z_0 ως 10^{-5} m στο πείραμα (λείο) και κάνοντας αναγωγή στην πλήρη κλίμακα, προκύπτει η τιμή $z_0 = 0,00524$ που χρησιμοποιήθηκε στις μοντελοποιήσεις. Χρησιμοποιήθηκαν τρία πλέγματα, με 90×25 , 180×50 και 360×100 κελιά. Το RSM είχε προβλήματα σύγκλισης με τα δύο πυκνότερα πλέγματα, οπότε τ' αποτέλεσμα που θα παρουσιαστεί δεν πρέπει να θεωρηθεί ανεξάρ-

τητο πλέγματος, όπως στις άλλες δύο περιπτώσεις. Το μήκος επανακόλλησης για τις τρεις περιπτώσεις παρουσιάζεται στον πίν. 7.1.

	Πείραμα	$k-\epsilon$	RNG $k-\epsilon$	RSM
X_R/H	7	6,06	6,87	6,81

Πίνακας 7.1. Αποτελέσματα για το πείραμα 7: Μήκος επανακόλλησης της ροής X_R/H πίσω από αναβαθμό ύψους H .

Παρατηρούμε ότι το $k-\epsilon$ υποεκτιμά το μήκος επανακόλλησης, όπως άλλωστε είναι γνωστό από τη βιβλιογραφία (Thangam & Spreziale, 1992). Το RNG $k-\epsilon$ βελτιώνει κατά πολύ τ' αποτελέσματα του απλού $k-\epsilon$, δίνοντας μάλιστα καλύτερα αποτελέσματα και από το RSM.

7.3.8. Περίληψη των έξι κύριων περιπτώσεων

Για να είναι σε θέση κανείς να αξιολογήσει καλύτερα τις επιδόσεις των τριών μοντέλων τύρβης στις έξι πρώτες περιπτώσεις που αφορούν καθ' αυτό οδικές χαράδρες, παρέχεται ο πίν. 7.2, ο οποίος συνοψίζει κάποιες βασικές παραμέτρους των πειραμάτων και των προσομοιώσεων ΥΡ.

	Πείραμα 1	Πείραμα 2	Πείραμα 3	Πείραμα 4	Πείραμα 5	Πείραμα 6
Πειραματικά δεδομένα από:	Baik & Kim (2002)	Hoydysh & Dabberdt (1988)	DePaul & Sheih (1986)	Kovar-Panskus et al. (2002)	Sahm et al. (2002)	Li et al. (2008a)
Λόγος διάστασης H/D	1	1,25	1,4 (ασύμμ)	1	0,5	2
Πειραματική κλίμακα	Κανάλι νερού	Αεροσήραγγα	Πεδίου	Αεροσήραγγα	Αεροσήραγγα	Κανάλι νερού
Διαστάσεις ΥΡ Z-X (m)	40 x 40	25 x 20	33,5-40x24,5	20 x 20	20 x 40	40 x 20
U_{ref} της ΥΡ (m/s)	5	2	6	8	8	5
Τραχύτητα της ΥΡ	Λείο	Λείο	$e_s = 0,1$	$e_s = 1$	$e_s = 1$	$z_0 = 0,05$
Αναπαραγωγή του πειράματος από την ΥΡ	Καλή	Καλή	Μέτρια	Καλή	Καλή	Καλή
Πλέγμα (Z x X) $k-\epsilon$ (RSM)	160 x 186 (108 x 124)	114 x 102 (114 x 102)	90 x 79 (90 x 79)	216 x 216 (72 x 72)	216 x 276 (72 x 92)	100 x 72 (100 x 72)
Αριθμητικό σχήμα $k-\epsilon$	Υβριδικό	Van Leer	Van Leer	Υβριδικό	Υβριδικό	Van Leer
Συγκρινόμενη ποσότητα	Προφίλ W	Προφίλ C	Προφίλ W	Προφίλ U	Προφίλ U	Προφίλ W
Ανεξαρτησία πλέγματος $k-\epsilon$	Τέλεια	Πολύ καλή	Πολύ καλή	Πολύ καλή	Καλή	Καλή
Ανεξαρτησία πλέγματος RNG $k-\epsilon$	Τέλεια	Πολύ καλή	Πολύ καλή	Πολύ καλή	Μέτρια	Καλή
Ανεξαρτησία πλέγματος RSM	Πολύ καλή	Καλή	Μέτρια	Ασθενής	Ασθενής	Καλή
Καλύτερο μοντέλο	$k-\epsilon$, RNG $k-\epsilon$	RSM	RNG $k-\epsilon$	RNG $k-\epsilon$	$k-\epsilon$	RNG $k-\epsilon$
Χειρότερο μοντέλο	RSM	$k-\epsilon$	RSM	RSM	RSM	RSM

Πίνακας 7.2. Περίληψη της επίδοσης των μοντέλων τύρβης στα έξι κύρια πειράματα.

7.4. ΒΑΣΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΑΠΟ ΤΟ ΚΕΦΑΛΑΙΟ

Σε γενικές γραμμές η μεθοδολογία υπολογιστικής ρευστομηχανικής RANS αποδείχθηκε ικανή ν' αντιμετωπίσει τη ροή και τη διασπορά των ρύπων σε δρόμο τύπου οδικής χαράδρας. Όσον αφορά τα μοντέλα τύρβης, το RNG $k-\epsilon$ έχει την καλύτερη συνολικά απόδοση. Πράγματι, από τις πειραματικές περιπτώσεις 2, 3, 4, 6 και 7 μπορεί να φανεί ότι το μοντέλο RNG $k-\epsilon$ παρέχει μία βελτίωση έναντι του $k-\epsilon$, ακόμη και εάν σε ορισμένες περιπτώσεις, όπως και στα πειράματα 1 και 5, το $k-\epsilon$ φαίνεται να συμπεριφέρεται ελαφρώς καλύτερα. Όλα τα μοντέλα τύρβης υποεκτιμούν την ένταση της κύριας δίνης σε τέσσερις από τις έξι περιπτώσεις, με το RNG $k-\epsilon$ να συμπεριφέρεται ελαφρώς καλύτερα όσον αφορά αυτό το θέμα.

Η συμπεριφορά του RSM ήταν πολύ ενδιαφέρουσα. Παρά του ότι παρουσιάζει τα χειρότερα αποτελέσματα στις περισσότερες περιπτώσεις, το RSM μπορεί περιστασιακά να συλλάβει τα φαινόμενα κοντά στο τοίχωμα, όπως φαίνεται κυρίως από το σχ. 7.2. Επιτυχία του RSM αποτελεί και η ομοιότητα στη μορφή του προφίλ ταχυτήτων της προσήνεμης πλευράς στο πείραμα 3. Επίσης στο πείραμα 5 είναι το μόνο που προέβλεψε μεγάλο γωνιακό στρόβιλο στο ανάντη κτίριο (αν και σε πιο αραιά πλέγματα και το RNG $k-\epsilon$ είχε συγκλίνει σε κάτι παρόμοιο). Το RSM φαίνεται να έχει δυνατότητες, αλλά και ατέλειες, που τουλάχιστον στις οδικές χαράδρες όπως εφαρμόστηκε εδώ, υπερσχύουν και έτσι το κάνουν να υστερεί έναντι των $k-\epsilon$.

Διαπιστώθηκε σε όλες τις περιπτώσεις ότι κοντά στο στερεό όριο το RSM δίνει μεγαλύτερες ταχύτητες, ενώ προς το κέντρο της χαράδρας χαμηλότερες από τα $k-\epsilon$, έστω και αν η μέση ένταση του στροβίλου είναι ίδια και στις δύο περιπτώσεις. Αυτό είναι κρίσιμο όταν υπάρχουν ρύποι κοντά στο δρόμο, γιατί με το RSM μεταφέρονται πιο γρήγορα.

Οι υπολογισμοί του RSM παίρνουν πολύ περισσότερο χρόνο για να εκτελεστούν, όχι μόνο λόγω του μεγαλύτερου αριθμού των διαφορικών εξισώσεων που πρέπει να επιλυθούν, αλλά κυρίως λόγω των πολύ χαμηλών συντελεστών υποχαλάρωσης προκειμένου να επιτευχθεί η σύγκλιση. Επίσης οι προσομοιώσεις με RSM γενικά έχουν μεγαλύτερη εξάρτηση από το πλέγμα που χρησιμοποιείται και πιο δύσκολη σύγκλιση σε σύγκριση με τα μοντέλα $k-\epsilon$, ένα συμπέρασμα το οποίο είναι σε ευθυγράμμιση με προηγούμενες μελέτες (Wang & McNamara, 2006). Εν ολίγοις, τα μοντέλα τάσεων Reynolds χρειάζονται περαιτέρω ανάπτυξη.

Ένα άλλο ενδιαφέρον συμπέρασμα της παρούσας μελέτης, είναι ότι η σύγκριση των αποτελεσμάτων YP με ένα μόνο σύνολο πειραματικών δεδομένων μπορεί να μην είναι αρκετή για να αξιολογήσει την απόδοση ενός συγκεκριμένου μοντέλου YP. Οι αβεβαιότητες τόσο της μοντελοποίησης όσο και του πειράματος είναι μεγάλες και θα πρέπει να γίνεται προσεκτική εξέταση και διασταύρωση των αποτελεσμάτων πριν καταλήξουμε σε συμπεράσματα. Στην περίπτωση αυτή, επτά διαφορετικά πειράματα χρησιμοποιούνται, προκειμένου να καταλήξουμε σε μια προτίμηση του RNG $k-\epsilon$ για εκτέλεση προσομοιώσεων YP σε οδικές χαράδρες, αν μας ενδιαφέρει κυρίως η ακρίβεια. Πρέπει να σχολιαστεί όμως ότι σχεδόν σε όλες τις περιπτώσεις τ' αποτελέσματα του RNG $k-\epsilon$ και του στάνταρ $k-\epsilon$ ήταν πολύ κοντά. Έτσι, καθώς το στάνταρ $k-\epsilon$ έχει συνηθιστεί να χρησιμοποιείται ως περίπτωση αναφοράς για σύγκριση με άλλες περιπτώσεις, αυτό μπορεί να συνεχίσει να γίνεται. Επίσης, η εμπειρία από πολλές διαφορετικές δοκιμές ενισχύει το συμπέρασμα ότι το RSM, τουλάχιστον όπως έχει εφαρμοστεί στη συγκεκριμένη εργασία, δεν μπορεί να προταθεί σήμερα για πρακτική χρήση.

Από την παραπάνω μελέτη φάνηκε ότι οι γωνιακοί στρόβιλοι είναι καθοριστικής σημασίας για πολλά από τα φυσικά φαινόμενα που παρατηρούνται στις οδικές χαράδρες. Ως παραδείγματα αναφέρονται οι χαράδρες μεγάλης τραχύτητας, οι πλατιές και οι βαθιές χαράδρες. Ταυτόχρονα φάνηκε ότι οι γωνιακοί στρόβιλοι προκαλούν δυσκολίες στη σύγκλιση. Πράγματι τα μοντέλα τύρβης και συναρτήσεων τοίχου δεν έχουν αναπτυχθεί για τέτοιου είδους ροές. Επιπλέον όσο πυκνώνει το πλέγμα είναι λογικό να επιλύονται πιο αναλυτικά τα σημεία αυτά και έτσι να αλλάζουν έστω και λίγο το πεδίο ροής. Επιπλέον η ροή στα σημεία αυτά είναι ασταθής, άρα ακατάλληλη για μοντελοποίηση με RANS. Κάποιες ασυνέπειες που παρατηρούνται στις διάφορες μελέτες της βιβλιογραφίας σχετικά με τους γωνιακούς στροβίλους μπορεί να οφείλονται και σε αυτό. Θα ήταν ενδιαφέρον σε μελλοντική έρευνα ν' ασχοληθεί κάποιος αποκλειστικά με τους γωνιακούς στροβίλους. Κατ' αρχήν αυτό θα πρέπει να γίνει πειραματικά και αν κάτι τέτοιο είναι δύσκολο, με DNS ή LES.

Εκτός από τα γενικά συμπεράσματα που αναφέρθηκαν παραπάνω, στο κεφάλαιο αυτό υπάρχουν διασκορπισμένα πλήθος άλλων συμπερασμάτων. Κάποια απ' αυτά θ' αναφερθούν παρακάτω:

- Στις γωνίες υπάρχει στην πραγματικότητα μια αλληλουχία στροβίλων Moffatt, κάτι που μπορεί να φανεί μόνο με πάρα πολύ πυκνό πλέγμα.

- Όσον αφορά την κλίμακα στην οποία πρέπει να γίνει η επίλυση διαπιστώθηκε ότι αν η μοντελοποίηση γίνει στην κλίμακα της αεροσήραγγας τότε το πλέγμα δεν μπορεί να πυκνώσει πάρα πολύ εάν κάνουμε χρήση συναρτήσεων τοίχου (το y^+ προκύπτει πολύ μικρό) οπότε δεν φτάνουμε σε ανεξάρτητα του πλέγματος αποτελέσματα.

- Η διαδικασία δημιουργίας του κεντρικού στροβίλου στην YP είναι η εξής: Η ροή στρίβει απότομα στη γωνία του ανάντη κτιρίου για να καλύψει το κενό μέσα στη χαράδρα και αυτό δημιουργεί αρχικά ένα πολύ μικρό στρόβιλο στη γωνία. Αυτός μεταφέρεται προς τα κατόντη και προς τα κάτω, ενώ ταυτόχρονα ενισχύεται. Τελικά φτάνει να καταλάβει όλη τη χαράδρα.

- Διαπιστώθηκε αλλαγή της μορφής του πεδίου ροής μέσα στις χαράδρες εάν η ταχύτητα είναι πάρα πολύ μικρή.

- Με το van Leer αντί το υβριδικό σχήμα, έχουμε ανεξάρτητα πλέγματος αποτελέσματα με περίπου 40% λιγότερα κελιά σε κάθε κατεύθυνση.

- Δεκαπλασιασμός της τυρβώδους κινητικής ενέργειας στην είσοδο, οδηγεί σε υποδιπλασιασμό των συγκεντρώσεων στο κέντρο κανονικής χαράδρας.

- Χρήση τυρβώδους αριθμού Sc_t , 0,5, 0,7 και 1,3 δίνει -30, -17 και +13% αντίστοιχα στις τιμές συγκέντρωσης στην υπήνεμη πλευρά, σε σχέση με $Sc_t = 1$.

- Τα πειράματα πεδίου έχουν πολλούς αστάθμητους και ανεξέλεγκτους παράγοντες, αλλά ακόμη και σ' αυτή την περίπτωση, η σύγκριση με αποτελέσματα ΥΡ μπορεί να είναι προσοδοφόρα.
- Πριν συγκρίνουμε συγκεντρώσεις (αλλά και άλλες παραμέτρους) πρέπει να έχουμε μια εικόνα του πεδίου ροής, διαφορετικά τ' αποτελέσματα μπορεί να μας οδηγήσουν σε λάθος συμπεράσματα.
- Σε πολύ μεγάλες τραχύτητες η ΥΡ δεν αποδίδει πολύ καλά. Η πολύ μεγάλη τραχύτητα δεν αναπαράγεται σωστά με τους εμπειρικούς κανόνες που ξέρουμε από τις μικρές τραχύτητες. Οι πολύ μεγάλες τραχύτητες πρέπει να επιλυθούν αν χρειαζόμαστε ακρίβεια στα αποτελέσματα.
- Σε βαθιές χαράδρες, προκειμένου να υπολογιστούν δύο στρόβιλοι πρέπει να χρησιμοποιηθούν συναρτήσεις τοίχου τραχέως τύπου και όχι τύπου τραχύτητας κόκκου άμμου. Γενικά οι πρώτες θα πρέπει να προτιμώνται για αστικές ροές.
- Ο μηχανισμός δημιουργίας των κάτω κύριων στροβίλων σε βαθιές χαράδρες είναι η σταδιακή αύξηση και ένωση των γωνιακών δινών. Η δημιουργία των κάτω στροβίλων βοηθιείται από την τραχύτητα.
- Σε πολύ βαθιές χαράδρες η ροή είναι πολύ ασταθής, οι ταχύτητες στο βάθος της χαράδρας πάρα πολύ μικρές και δεν έχει νόημα η σύγκριση αποτελεσμάτων διαφόρων μοντέλων τύρβης, καθώς και η ίδια η εφαρμογή της RANS είναι προβληματική.

8. Μελέτη με LES σε ασύμμετρες οδικές χαράδρες

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται αριθμητική μελέτη με την παρούσα μεθοδολογία LES σε ασύμμετρες οδικές χαράδρες. Μελετώνται τυρβώδεις δομές και οι μηχανισμοί απαγωγής των ρύπων από τη χαράδρα. Δίνεται έμφαση σε χαράδρες μείωσης αναβαθμού, που εξετάζονται και με RANS και με LES και προσδιορίζεται ο κρίσιμος λόγος υψών για τον οποίο αλλάζει το ροϊκό καθεστώς μέσα στη χαράδρα από ενός σε δύο κεντρικών βρόχων αναλυκλοφορίας.

8.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι λόγοι ενασχόλησης με τις ασύμμετρες οδικές χαράδρες είναι πολλοί. Ένας είναι η συχνότητα με την οποία απαντώνται: Σε μια πόλη η συντριπτική πλειοψηφία των χαραδρών θα είναι ασύμμετρες, ενώ πολύ σπάνια θα τύχει τα εκατέρωθεν του δρόμου κτίρια να έχουν το ίδιο ύψος ακριβώς. Ένας άλλος λόγος είναι ότι δεν έχουν διερευνηθεί αρκετά μέχρι τώρα. Οι περισσότεροι επιστήμονες εστιάζουν την προσοχή τους σε συμμετρικές χαράδρες που είναι πιο κλασική και βασική περίπτωση και η οποία επίσης δεν έχει εξαντληθεί ερευνητικά. Οι μελέτες για ασύμμετρες χαράδρες (π.χ. Hassan & Crowther, 1998, Huang et al., 2000, Chan et al., 2001, 2003, Assimakopoulos et al., 2003, Santiago & Martín, 2005, Xie et al., 2005b, 2006b, Huang Y. et al., 2007, Nazridoust & Ahmadi, 2006, Jiang et al., 2007, Di Sabatino et al., 2008) είναι τμήματα άλλων ευρύτερων εργασιών με γενικότερους στόχους και όχι την εξέταση της συγκεκριμένης γεωμετρίας. Τα συμπεράσματα στα οποία καταλήγουν είναι περιορισμένης έκτασης: Στις χαράδρες αύξησης αναβαθμού (step-up) τα βασικά ροϊκά χαρακτηριστικά δεν αλλάζουν σε σχέση με τις συμμετρικές, ενώ σ' αυτές της μείωσης αναβαθμού (step-down), αν το κατάντη της ροής κτίριο είναι αρκετά χαμηλό, μπορεί να έχουμε τελείως διαφορετική ροή και να παγιδευτούν οι ρύποι. Γενικότερα, όπως φάνηκε και από την ανασκόπηση της βιβλιογραφίας (κεφ. 3) στις ασύμμετρες χαράδρες υπάρχει ένα αρκετά μεγάλο κενό γνώσεων: Δεν έχουν εξεταστεί ούτε σε μεγάλο πλάτος (καλύπτοντας διάφορες γεωμετρικές ασύμμετρων χαραδρών), ούτε σε αρκετό βάθος (διερευνώντας διεξοδικά τα ιδιαίτερα φυσικά φαινόμενα που συμβαίνουν σ' αυτές), ούτε με LES. Ένα μικρό μέρος αυτού του κενού επιχειρείται να καλυφθεί στο παρόν κεφάλαιο.

Ένα σημαντικό κίνητρο για το ξεκίνημα της παρούσας εργασίας ήταν ότι από παλαιότερες μελέτες (Κουτσοιράκης, 2006, Xie et al., 2006b) έχει φανεί ότι στις χαράδρες μείωσης αναβαθμού (step-down) παρατηρείται να καταλαμβάνουν τη χαράδρα μέχρι το ύψος του ψηλότερου κτιρίου άλλοτε δύο κύριοι στρόβιλοι και άλλοτε ένας. Μάλιστα σε μια εργασία (Κουτσοιράκης, 2006) είχε επιχειρηθεί να προσδιοριστεί προσεγγιστικά ο λόγος υψών για τον οποίο συμβαίνει η μετάβαση από το ένα φαινόμενο στο άλλο. Θα ήταν πολύ ενδιαφέρον να γίνει το ίδιο και με LES ώστε να επιβεβαιωθούν τα αποτελέσματα αλλά και να μελετηθεί η ροή στον κρίσιμο λόγο, όπου υπήρχε προσδοκία (η οποία δικαιώθηκε) ότι θα συνέβαιναν ενδιαφέροντα ασταθή φαινόμενα. Έτσι συμπληρώθηκε και η παλιότερη εργασία του γράφοντα, μέρη της οποίας χρησιμοποιήθηκαν κι εδώ, όσον αφορά τις μοντελοποιήσεις με RANS.

Το κεφάλαιο αυτό μπορεί να θεωρηθεί συνέχεια του κεφ. 6, που αφορούσε μελέτες με LES σε συμμετρικές χαράδρες. Στο κεφ. 6 πιστοποιήθηκε η ακρίβεια και καταλληλότητα της μεθοδολογίας που αναπτύχθηκε, για ροές και διασπορά ρύπων σε οδικές χαράδρες. Εδώ χρησιμοποιείται ο ίδιος κώδικας για περαιτέρω μελέτη λίγο πιο περίπλοκων γεωμετριών οδικών χαραδρών. Το κεφάλαιο βασίζεται σε εργασία του γράφοντα (Koutsourakis et al., 2011a), που έγινε στα πλαίσια της διατριβής.

8.2. ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΒΑΣΙΚΗΣ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗΣ

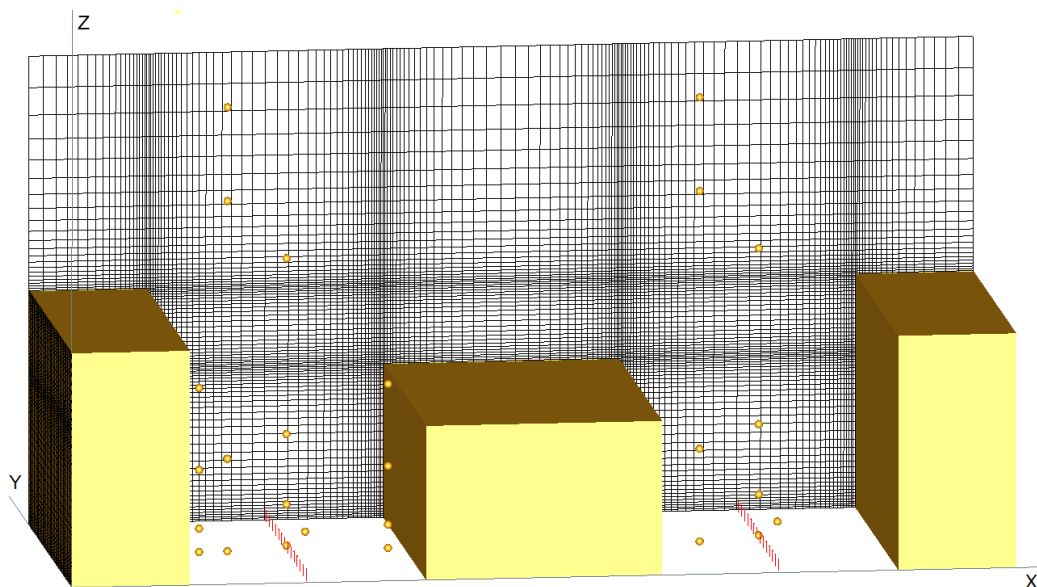
Θα θεωρήσουμε αρχικά μια συγκεκριμένη γεωμετρία που θα εξετάσουμε με λεπτομέρεια. Μετά, βάσει και κάποιων συμπερασμάτων απ' αυτή τη βασική περίπτωση, θα εξεταστούν κι επιπλέον γεωμετρίες.

8.2.1. Αεδομένα της μοντελοποίησης

Θεωρήθηκε μια διάταξη κτιρίων διαφορετική απ' τις συνηθισμένες που απαντώνται στη βιβλιογραφία. Πρόκειται για μια χαράδρα μείωσης αναβαθμού η οποία ακολουθείται από μια χαράδρα αύξησης αναβαθμού. Με χρήση των κυκλικών οριακών συνθηκών είναι σα να έχουμε μια αλληλουχία χαραδρών μείωσης και αύξησης αναβαθμού εναλλάξ. Έτσι επιτυγχάνουμε με μια μοντελοποίηση ταυτόχρονα μελέτη και των δύο ειδών ασύμμετρων χαραδρών, με μικρή απώλεια στην ακρίβεια των αποτελεσμάτων. Η συγκεκριμένη διάταξη αρχικά επιλέχθηκε για ευκολία ώστε να έχουμε ένα επαναλαμβανόμενο μοτίβο και να είναι δυνατή η χρήση των κυκλικών οριακών συνθηκών, αλλά τελικά αποδείχθηκε ενδιαφέρουσα γεωμετρία για εξέταση γενικότερα.

Οι επιλογές της μοντελοποίησης έγιναν βάσει της εμπειρίας από το κεφ. 6 και κυρίως από τη μελέτη της ροής (πρώτη περίπτωση του κεφ. 6).

Για τη βασική περίπτωση κατασκευάστηκαν στο EDeS τρία κτίρια διαστάσεων ($M \times \Pi \times Y$) ($10 \times 30 \times 20$) μέτρων, ($20 \times 30 \times 13,16$) μέτρων και ($10 \times 30 \times 20$) μέτρων αντίστοιχα (σχ. 8.1). Με χρήση των κυκλικών οριακών συνθηκών, είναι σα να έχουμε δύο κτίρια, ένα ψηλό με $h_1 = 20$ m και ένα χαμηλό με $h_2 = 13,16$ m, με μήκος οροφής κατά την κατεύθυνση της ροής 20 μέτρα, όσο και η απόσταση μεταξύ των κτιρίων. Ο λόγος h_1/h_2 μείωσης/ αύξησης αναβαθμού είναι δηλαδή μεγάλος, ίσος με 1,52. Στην πράξη αποδείχθηκε ότι το μήκος της οροφής (κατά την κατεύθυνση X) των 20 μέτρων είναι επαρκές ώστε να είναι η ροή σχεδόν παράλληλη με το έδαφος μέχρι το τέλος της οροφής, πριν εισαχθεί στην επόμενη οδική χαράδρα.



Σχήμα 8.1. Η γεωμετρία, το χωρίο υπολογισμού και το πλέγμα της βασικής περίπτωσης ασύμμετρων χαραδρών. Τα κόκκινα βέλη υποδηλώνουν την θέση και κατεύθυνση εκπομπής των πηγών ρύπου. Οι σφαίρες απεικονίζουν θέσεις αισθητήρων στους οποίους καταγράφονται χρονοσειρές επιλεγμένων μεταβλητών. Στην αριστερή πλευρά του πρώτου κτιρίου έχει επίσης απεικονιστεί το πλέγμα.

Κυκλικές συνθήκες έχουν θεωρηθεί και στην εγκάρσια κατεύθυνση. Στο άνω όριο έχει θεωρηθεί συμμετρία όπως στο κεφ. 6. Η ροή ελέγχεται με την επιβολή σταθερής παροχής μάζας στην είσοδο, ώστε να προκύπτει ταχύτητα αναφοράς U_{ref} περίπου 4,5 m/s στο άνω όριο του χωρίου υπολογισμού. Βάσει αυτού έχει θεωρηθεί ως εργαζόμενο μέσο ένα ρευστό με συνεκτικότητα περίπου 0,008333 kg/m/s και πυκνότητα περίπου 1 kg/m³, ώστε να προκύπτει αριθμός Reynolds ίσος με 12000. Ο αριθμός αυτός διατηρείται σταθερός σε όλη τη διάρκεια της μοντελοποίησης, καθώς σε κάθε επανάληψη του κώδικα εφαρμόζεται διόρθωση της παροχής μάζας σύμφωνα με την εξ. (4.30).

Ο αριθμός των κελιών είναι 156 x 30 x 79 (περίπου 370000) στις κατευθύνσεις X, Y, Z αντίστοιχα (βλ. σχ. 8.1), ο οποίος, βάσει της εμπειρίας από το κεφ. 6, κρίθηκε επαρκής για τους σκοπούς του κεφαλαίου αυτού. Κοντά σε όλα τα στερεά όρια υπάρχει πύκνωση του πλέγματος με λόγο διαστάσεων δύο γειτονικών κελιών 1,1 μέσα στις χαράδρες και λίγο μεγαλύτερο έξω από αυτές. Με το συγκεκριμένο πλέγμα επιτυγχάνεται τελικά αδιάστατη απόσταση από τα στερεά όρια (z^+ ή x^+) κοντά στο 1 μέσα στην οδική χαράδρα, όσο είναι το συνιστώμενο για πλήρης επίλυση με LES χωρίς χρήση συναρτήσεων τοίχου. Για ασφάλεια έχουν θεωρηθεί σε όλες τις επιφάνειες υβριδικές συναρτήσεις τοίχου, δηλαδή χρήση του λογαριθμικού νόμου αν κάποια στιγμή τοπικά η αδιάστατη απόσταση από το στερεό όριο γίνει πάνω από 11,6.

Ως υποπλεγματοκό μοντέλο θεωρήθηκε το Smagorinsky με σταθερά $C_s = 0,1$ και διόρθωση τύπου van Driest ώστε να είναι σωστή η κλίμακα μήκους κοντά στα στερεά όρια. Το αριθμητικό σχήμα ολοκλήρωσης των όρων μεταφοράς ήταν το δεύτερης τάξεως ακρίβειας σχήμα κεντρικών διαφορών, ενώ για τη χρονική ολοκλήρωση χρησιμοποιήθηκε το επίσης δεύτερης τάξεως ακρίβειας Crank-Nicolson. Για τις συγκεντρώσεις επιλέχθηκε το αρμονικό van Leer (§4.4.1), που είχε χρησιμοποιηθεί επιτυχώς στο κεφ. 6.

Στον άξονα του δρόμου σε κάθε χαράδρα υπάρχει μια γραμμική πηγή, η οποία μοντελοποιήθηκε σαν μια σειρά από 14 ισαπέχουσες σημειακές πηγές εκπομπής παθητικού ρύπου που εκπέμπουν προς τα πάνω με μια πολύ μικρή ταχύτητα 0,001 m/s. Οι συγκεντρώσεις θα παρουσιαστούν αδιάστατες με αδιαστατοποίηση βάσει της εξ. (6.2). Για τις συγκεντρώσεις δεν ισχύουν οι κυκλικές οριακές συνθήκες στην κατεύθυνση της ροής στη συγκεκριμένη μοντελοποίηση, αλλά ο ρύπος αφήνεται ελεύθερος να φύγει από το πεδίο ροής από το δεξιά του όριο (σχ. 8.1).

Όσον αφορά το χρονικό βήμα, επιλέχθηκε ο αυτόματος προσδιορισμός του από τον κώδικα βάσει του κριτηρίου το μέγιστο CFL σε οποιοδήποτε σημείο του πεδίου ροής σε κάθε επανάληψη να είναι λιγότερο από 0,5. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα ένα μέσο χρονικό βήμα περίπου 0,012 s, ή 0,003 αδιάστατους χρόνους H/U_{ref} .

Το πεδίο ροής αρχικοποιήθηκε με μια ταχύτητα 5 m/s, εκτός από την περιοχή μέσα στις οδικές χαράδρες όπου οι ταχύτητες παρέμειναν μηδενικές. Αρχική διαταραχή δεν δόθηκε, καθώς η ύπαρξη των κτιρίων αρκεί για τη δημιουργία τύρβης σχετικά γρήγορα. Στατιστικά άρχισαν να λαμβάνονται σχετικά νωρίς¹, στα 200 s, που αντιστοιχούν σε 45 αδιάστατες κλίμακες χρόνου H/U_{ref} . Η μοντελοποίηση συνεχίστηκε ως τα 1000 s, δηλαδή περίπου 225 H/U_{ref} . Μια τέτοια μοντελοποίηση χρειάζεται περίπου 7 ημέρες σε 4 πυρήνες του ki7 (πίν. 4.1).

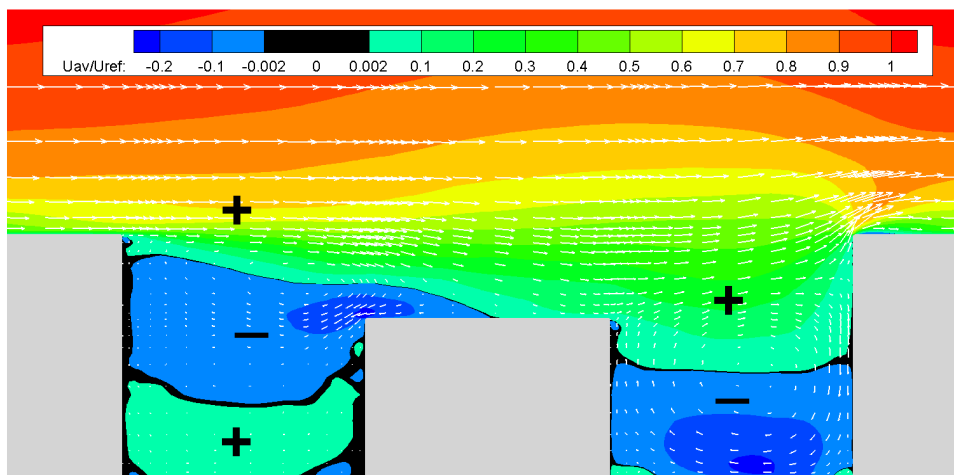
Στα αποτελέσματα παρακάτω συμπεριλαμβάνονται και δισδιάστατες μοντελοποιήσεις RANS. Αυτές έγιναν με τον εμπορικό κώδικα PHOENICS, με επιλογές παρόμοιες με αυτές του κεφ. 7 (βλ. Κουτσουράκης, 2006 για περισσότερες λεπτομέρειες).

8.2.2. Κύρια αποτελέσματα της μοντελοποίησης LES και σχόλια

Στο σχ. 8.2 απεικονίζεται η ένταση της μέσης ταχύτητας U από τη μοντελοποίηση LES μαζί με κάποια διανύσματα ταχύτητας. Στη χαράδρα αύξησης αναβαθμού δεξιά είναι φανερό ότι μόνο ένας κύριος δεξιόστροφος (σύμφωνα με τη φορά των δεικτών του ρολογιού) βρόχος ανακυκλοφορίας σχηματίζεται, όπως και στην περίπτωση της συμμετρικής χαράδρας. Οι αρνητικές ταχύτητες περιορίζονται στο κάτω μισό της χαράδρας, δηλαδή μέχρι ύψος 10 m. Στη χαράδρα μείωσης αναβαθμού (για αυτό το συγκεκριμένο υψηλό λόγο h_1/h_2) ο πρώτος δεξιόστροφος κύριος βρόχος έχει εν μέρει μετακινηθεί πάνω από το χαμηλό κτίριο, αφήνοντας έτσι χώρο για ένα δεύτερο αντιπεριστρεφόμενο στρόβιλο, ο οποίος δημιουργείται στο κάτω μέρος της χαράδρας. Αυτός είναι ένας στρόβιλος χαμηλής ταχύτητας οποίος μειώνει δραματικά την απαγωγή ρύπων από το επίπεδο του δρόμου. Και στις δύο πε-

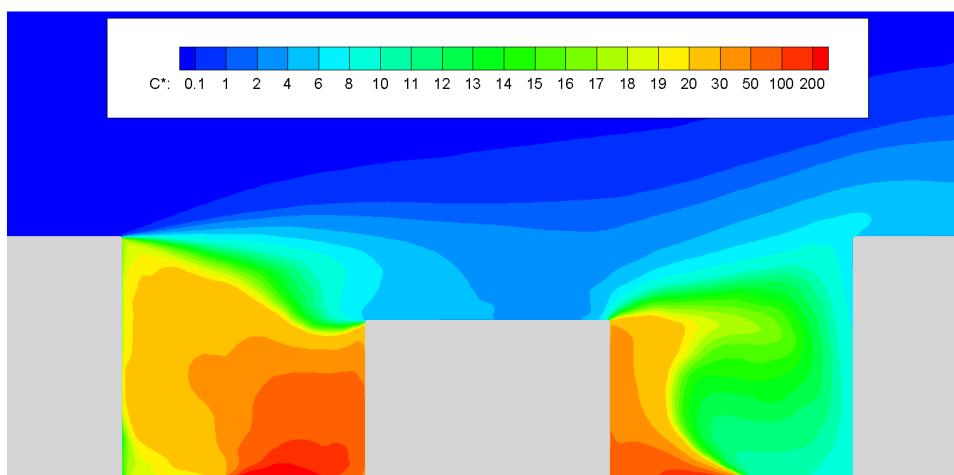
¹ Νωρίς για τις συγκεντρώσεις, οι οποίες αργούν πολύ να σταθεροποιηθούν πλήρως. Αυτό όμως δεν επηρεάζει τα συμπεράσματα στα οποία καταλήγει η μελέτη του κεφαλαίου.

ριπτώσεις σχηματίζονται αρκετοί δευτερεύοντες στρόβιλοι όπως για παράδειγμα στις γωνίες μεταξύ κτιρίων και δρόμων. Παρατηρώντας τα διανύσματα ταχύτητας μέσα στις χαράδρες βλέπουμε πόσο μικρότερη είναι η ένταση των στρόβιλων (ιδίως του κάτω στρόβιλου) στην χαράδρα μείωσης αναβαθμού. Εντύπωση προκαλεί η μεγάλη αρνητική ταχύτητα στην αριστερή γωνία του χαμηλού κτιρίου. Αυτό οφείλεται στο ότι ουσιαστικά η γωνία αυτή εισβάλλει στον άνω στρόβιλο της αριστερής χαράδρας. Επίσης η μορφή της ροής έχει αλλάξει και στη χαράδρα αύξησης αναβαθμού σε σχέση με τη συμμετρική: τώρα υπάρχει στο άνω μισό της χαράδρας μια θετική κατακόρυφη συνιστώσα ταχύτητας, που γίνεται πολύ μεγάλη στη γωνία του κατάντη κτιρίου. Αυτές οι κατακόρυφες συνιστώσες ταχύτητας μεταφέρουν και ρευστό χαμηλής ορμής στα ανώτερα στρώματα της ελεύθερης ροής και γι' αυτό παρατηρείται και μια περιοχή με μειωμένες ταχύτητες U σε αρκετό ύψος πάνω από τις οροφές.



Σχήμα 8.2. Ισοψείς (contours) μέσης αδιάστατης ταχύτητας U της βασικής περίπτωσης ασύμμετρων χαραδρών. Με μαύρο εικονίζονται οι περιοχές όπου οι ταχύτητες U είναι σχεδόν μηδενικές. Τα σύμβολα «+» υποδηλώνουν περιοχές θετικών ταχυτήτων και τα «-» αρνητικών. Έχουν περιληφθεί και κάποια διανύσματα ταχυτήτων, ένα κάθε τρία κελιά του κάθε άξονα, ώστε να είναι περισσότερο αναγνώσιμα. Το σχήμα αφορά επίπεδο $X-Z$ στο $y = 14,5 \text{ m}$.

Οι ισοψείς των συγκεντρώσεων φαίνονται στο σχ. 8.3.



Σχήμα 8.3. Ισοψείς μέσης αδιάστατης συγκέντρωσης C^* της βασικής περίπτωσης ασύμμετρων χαραδρών.

Παρατηρούμε ότι η ρύπανση είναι πολύ χειρότερη στην αριστερή χαράδρα στην οποία έχουν σχηματιστεί δύο αντιπεριστρεφόμενοι στρόβιλοι. Ως το ύψος του χαμηλού κτιρίου υπάρχουν μόνο κόκκινες και πορτοκαλί περιοχές. Ενώ στην χαράδρα αύξησης αναβαθμού οι περιοχές αυτές περιορίζονται σε μικρό τμήμα στ' αριστερά της χαράδρας και στην υπόλοιπη επικρατούν οι πράσινες και μπλε περιοχές. Διευκρινίζεται ότι στη συγκεκριμένη περίπτωση υπάρχουν εκπομπές και στους δύο

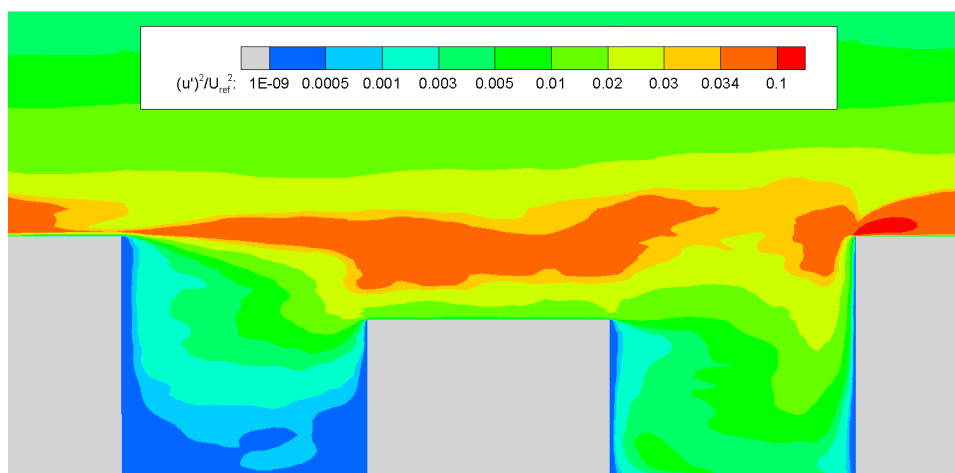
δρόμους και έτσι υπάρχει ένα μικρό ποσό μόλυνσης της μιας χαράδρας με ρύπο από την άλλη, ειδικά της δεξιά χαράδρας από την αριστερή. Το ποσό αυτό όμως είναι πολύ μικρό για να επηρεάσει τη μορφή των ισοϋψών. Έτσι κι αλλιώς, οι μέσες αδιάστατες συγκεντρώσεις στη χαράδρα μείωσης αναβαθμού (αν τη θεωρήσουμε ως το ύψος του χαμηλού κτιρίου) είναι σχεδόν τριπλάσιες απ' αυτές της αύξησης αναβαθμού. Στη συγκεκριμένη μοντελοποίηση, προκύπτουν μέσες τιμές 77,5 και 25,1 αντίστοιχα. Έγινε άλλη μία μοντελοποίηση στην οποία δεν υπήρχε εκπομπή στον αριστερά δρόμο (οπότε δεν υπήρχε και μόλυνση απ' εκεί στη δεξιά χαράδρα) και προέκυψε μέση τιμή 24,8. Έγινε ακόμη μία πιο σύντομη μοντελοποίηση με συμμετρικές χαράδρες με $h_1 = h_2 = 13,16$ m και προέκυψε μέση τιμή περίπου 42. Τα αποτελέσματα αυτά συνοψίζονται στον πίνακα 8.1.

Τύπος χαράδρας	Μείωσης αναβαθμού $h_1/h_2=1,52$	Αύξησης αναβαθμού $h_2/h_1=1,52$	Συμμετρική
Μέση συγκέντρωση C^*	77,5	24,8	42

Πίνακας 8.1. Μέσες αδιάστατες συγκεντρώσεις σε ολόκληρη τη χαράδρα, για ασύμμετρες χαράδρες μείωσης και αύξησης αναβαθμού και για συμμετρική. Σε όλες τις περιπτώσεις του πίνακα αυτού θεωρείται ότι υπάρχει εκπομπή μόνο στο δρόμο της εν λόγω χαράδρας και η αδιαστατοποίηση έχει γίνει με $H=13,16$ m.

Στη δεξιά χαράδρα παρατηρούμε ότι η μορφή των ισοϋψών μοιάζει με αυτή της κλασσικής κανονικής χαράδρας (πρβλ. σχ. 3.10 και σχ. 6.8). Στην αριστερή όμως δε συμβαίνει αυτό. Ο λόγος είναι ότι στην χαράδρα μείωσης αναβαθμού η ροή είναι περισσότερο ασταθής, οι ταχύτητες μικρές και η διάχυση συνεισφέρει πολύ περισσότερο στη διασπορά του ρύπου μέσα στον κάτω στρόβιλο. Επιπλέον η μορφή των στροβίλων είναι διαφορετική.

Στο σχ. 8.4 παρουσιάζεται η μέση κύρια τάση Reynolds $u'u'$. Παρατηρούμε ότι το φύλλο στροβιλότητας που εξάγεται από την οροφή του πρώτου κτιρίου εξελίσσεται (υπό την επίδραση της εξάπλωσης της ροής πάνω από τον πάνω στρόβιλο ανακυκλοφορίας της αριστερής χαράδρας) σε μια ολόκληρη περιοχή αυξημένης στροβιλότητας πάνω από το χαμηλό κτίριο. Αυτό επηρεάζει και την κατανομή των τάσεων στην χαράδρα αύξησης αναβαθμού, καθώς στην είσοδό της υπάρχουν ήδη αυξημένες τάσεις. Σε μια χαράδρα αύξησης αναβαθμού λοιπόν της οποίας προηγείται μια χαράδρα μείωσης αναβαθμού η τύρβη είναι αυξημένη σε σχέση με το να ήταν όλα τα ανάντη τη ροής κτίρια ίδιου ύψους. Άσχετα με αυτό οι κατανομές των τάσεων μέσα στη χαράδρα αύξησης αναβαθμού έχουν παρόμοια χαρακτηριστικά με τις κανονικές οδικές χαράδρες (πρβλ. σχ. 6.4). Στην αριστερή χαράδρα, οι τάσεις στον πάνω στρόβιλο θυμίζουν λίγο την κατανομή των τάσεων των κανονικών οδικών χαράδρων, αλλά στον κάτω στρόβιλο οι τάσεις είναι γενικά πολύ μικρότερες, λόγω των χαμηλών ταχυτήτων που επικρατούν εκεί. Γενικά οι τάσεις είναι αυξημένες στα φύλλα στροβιλότητας και στις γωνίες στις οποίες προσκρούει η ροή και μειωμένες όπου οι ταχύτητες είναι μικρές. Εντύπωση κάνει η μη ομαλότητα των ισοϋψών. Αυτή οφείλεται στην τυχαιότητα των τυρβωδών ροών, αλλά και στον περιορισμένο χρόνο λήψης στατιστικών μέσων όρων. Μάλιστα υπάρχουν και διαφορές στη μορφή των ισοϋψών ανάλογα με τη θέση στον άξονα Y στην οποία βρισκόμαστε, κάτι που επίσης δείχνει την τυχαιότητα της ροής.

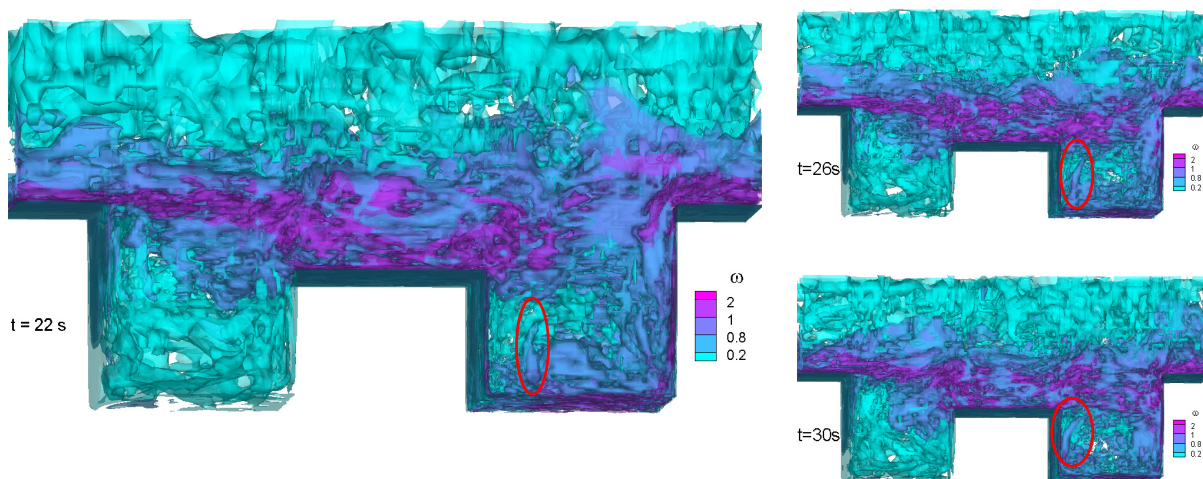


Σχήμα 8.4. Ισοϋψείς μέσης αδιάστατης τάσης Reynolds $u'u'$ της βασικής περίπτωσης ασύμμετρων χαραδρών.

8.2.3. Επιπλέον αποτελέσματα της μοντελοποίησης LES και σχόλια

Ως εδώ έχουν παρουσιαστεί αποτελέσματα από τις μέσες τιμές των μεταβλητών. Με την LES όμως μπορούμε να εξάγουμε χρήσιμες πληροφορίες και από τις στιγμιαίες τιμές. Κάποια σχετικά παραδείγματα θα δοθούν παρακάτω.

Στο σχ. 8.5 παρουσιάζονται ισοεπιφάνειες στιγμιαίας στροβιλότητας ω (βλ. εξ. 6.1) στο υπολογιστικό χωρίο. Οι ισοεπιφάνειες στροβιλότητας σχετίζονται άμεσα με δίνες που υπάρχουν στο πεδίο ροής. Στο σχήμα δείχνονται τρεις μόνο χρονικές στιγμές από τις 71 που περιλαμβάνει ένα σχετικό βίντεο που δημιουργήθηκε. Για να κατασκευαστεί το βίντεο, έγινε συνέχεια της μοντελοποίησης για 50 δευτερόλεπτα και σώθηκαν τ' αποτελέσματα όλου του πεδίου ροής κάθε 0,5 s ως τα 30 s και κάθε 1 s ως τα 40 s. Για κάθε χρονική στιγμή απ' αυτές, υπολογίστηκε η στροβιλότητα από το πρόγραμμα γραφικών.



Σχήμα 8.5. Ισοεπιφάνειες στροβιλότητας σε τρεις διαφορετικές χρονικές στιγμές: 22 s, 26 s, 30 s από την έναρξη της βοηθητικής μοντελοποίησης (συνέχεια της βασικής). Τα κτίρια έχουν αφαιρεθεί, καθώς τα όριά τους είναι σαφή. Η ροή έρχεται από αριστερά και κοιτάμε το πεδίο από ελαφρά λοξά κάτω και μπροστά. Ουσιαστικά αυτά είναι τρία στιγμιότυπα από βίντεο στο οποίο έχουν αποθηκευτεί οι ισοεπιφάνειες κάθε μισό δευτερόλεπτο και μπορεί να φανεί πολύ καλύτερα η εξέλιξή τους. Όλες οι ισοεπιφάνειες είναι ημιδιαφανείς.

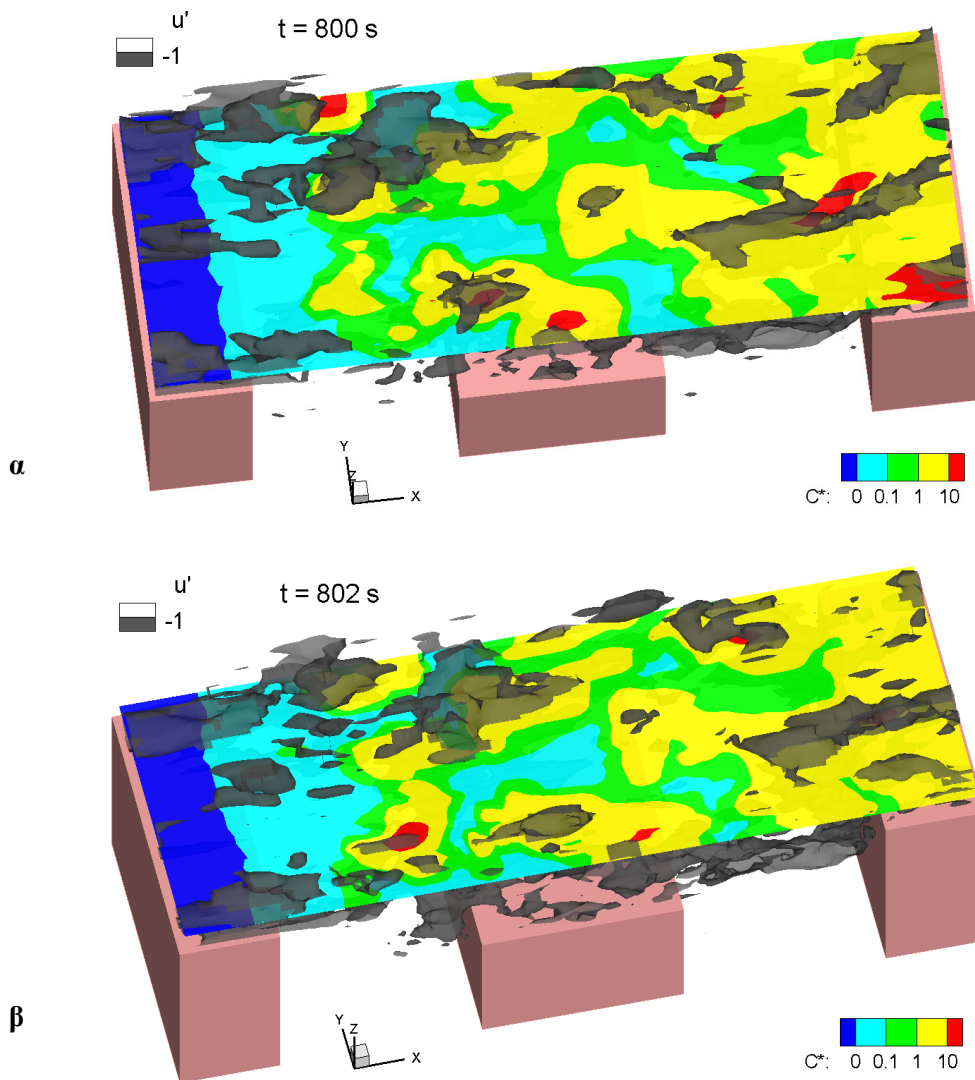
Παρατηρούμε την περιοχή υψηλής στροβιλότητας που εξέρχεται από το ψηλό κτίριο και απλώνεται πάνω από το χαμηλό. Επίσης την υψηλή στροβιλότητα που δημιουργείται όταν η ροή πέφτει πάνω στη γωνία του ψηλού κτιρίου, η οποία μάλιστα διατηρείται σχετικά υψηλή σε όλο το μήκος της οροφής του. Στην αριστερή χαράδρα η στροβιλότητα είναι πιο μικρή από την δεξιά, καθώς εκεί οι ταχύτητες είναι πολύ μειωμένες. Αυτό φαίνεται και από την πολύ πιο αργή μεταφορά των ισοεπιφανειών στροβιλότητας.

Αν και ούτε το αριθμητικό σχήμα της συγκεκριμένης μοντελοποίησης, ούτε το πλέγμα ενδείκνυνται για ανάλυση των συνεκτικών δομών (βλ. κεφ. 10 για κάτι τέτοιο), μπορούμε να παρατηρήσουμε κάποιες σκωληκοειδείς δομές (που ουσιαστικά είναι επιμήκεις στρόβιλοι) και την εξέλιξή τους με το χρόνο (αυτά φαίνονται καλύτερα βέβαια στο βίντεο). Ένας τέτοιος στρόβιλος έχει σημειωθεί με κόκκινο. Παρατηρούμε ότι υπό την επίδραση του πεδίου ροής (στη διαμόρφωση του οποίου συμμετέχει και ο ίδιος) ο στρόβιλος μεταφέρεται ακολουθώντας την πορεία του κεντρικού βρόχου ανακυκλοφορίας της χαράδρας και επίσης επιμηκώνεται. Σε επόμενες χρονικές στιγμές που δεν περιλαμβάνονται στο σχ. 8.5, μεταφέρεται ο στρόβιλος προς τα πάνω, περίπου στα 14 m ύψος, αλληλεπιδρά με τους ισχυρότερους στρόβιλους που επικρατούν εκεί και χάνει την ταυτότητά του. Αντίστοιχες αλλά και άλλες δομές μπορούν να φανούν και σε άλλα σημεία και να δούμε την εξέλιξή τους με το χρόνο. Έχει γίνει σαφές ότι με την LES μπορούμε να μελετήσουμε τη ροή σε τελείως διαφορετικό επίπεδο ανάλυσης και να εξετάσουμε τα ασταθή φαινόμενα στην πηγή τους. Κάτι τέτοιο επιχειρείται σε κάποιο βαθμό πιο αναλυτικά στο κεφ. 10.

Με την εργασία των Michioka et al. (2011) και άλλες παρόμοιες εργασίες φάνηκε ότι οι συνεκτικές δομές μπορούν ν' αποτελέσουν ενδιαφέρον αντικείμενο μελέτης για τις οδικές χαράδρες. Ένα από τ' αποτελέσματα της συγκεκριμένης εργασίας ήταν ότι οι στιγμιαίες χαμηλές ταχύτητες στο

ύψος των οροφών κανονικής οδικής χαράδρας έχουν αυξημένη συσχέτιση με περιστατικά απαγωγής των ρύπων από τη χαράδρα. Απ' αυτή την δημοσίευση εμπνεύστηκε ο παρακάτω τρόπος να διερευνηθεί αν ισχύει το ίδιο και στις ασύμμετρες χαράδρες.

Στο σχ. 8.6^α βλέπουμε τις οδικές χαράδρες λοξά από πάνω. Έχουν περιληφθεί ισουψείς στιγμιαίων συγκεντρώσεων σε ένα ημιδιαφανές επίπεδο πάνω από τις οροφές, κοντά στην οροφή του ψηλού κτιρίου (στα 22,08 m). Ταυτόχρονα στο ίδιο σχήμα την ίδια χρονική στιγμή φαίνονται (με μαύρο) ισοεπιφάνειες χαμηλής στιγμιαίας ταχύτητας u του πεδίου ροής και συγκεκριμένα αυτές για τις οποίες για τη διακύμανση της ταχύτητας ισχύει: $u' = -1$ m/s. Οι συγκεκριμένες ισοεπιφάνειες τυχαίνει και βρίσκονται γενικά στο επίπεδο των υψών των οροφών των κτιρίων. Μπορούμε να φανταστούμε τις μαύρες περιοχές σαν περιοχές χαμηλής ορμής (σε σχέση με τον περιβάλλοντα χώρο τους). Οι ισοεπιφάνειες είναι τρισδιάστατες και ημιδιαφανείς. Το σχ. 8.6^α είναι ουσιαστικά το πρώτο καρέ από ένα βίντεο στο οποίο υπάρχουν πολλές χρονικές στιγμές (από 800 s ως 830 s, ανά 1 s).



Σχήμα 8.6. Ισοϋψείς (contours) στιγμιαίων αδιάστατων συγκεντρώσεων σε ένα επίπεδο $z = 22,08$ m. Στο ίδιο σχήμα φαίνονται οι ισοεπιφάνειες με $u' = -1$ m/s. Το σχ. (α) αντιστοιχεί σε χρονική στιγμή 800 s και το (β) σε 802 s.

Παρατηρούμε ότι υπάρχει υψηλή συσχέτιση των περιστατικών απαγωγής ρύπου (κόκκινες, αλλά και κίτρινες περιοχές) με τις μαύρες επιφάνειες χαμηλής ορμής. Όπου υπάρχει κόκκινη περιοχή, υπάρχει και μια ισοεπιφάνεια αρνητικής ταχύτητας κοντά. Και αντίστροφα, οι μαύρες ισοεπιφάνειες περικλείουν γενικά κίτρινες και κόκκινες περιοχές στα σημεία που τέμνουν το επίπεδο $z = 22,08$ m. Επίσης, στις γαλάζιες και πράσινες περιοχές χαμηλών συγκεντρώσεων, υπάρχει απουσία περιοχών χαμηλής ορμής (εκτός φυσικά από την είσοδο, αφού εκεί δεν υπάρχει ρύπος). Οι παρατηρήσεις αυτές

συμφωνούν με τ' αποτελέσματα της μελέτης των Michioka et al. (2011) και επεκτείνουν τα συμπεράσματά τους και στη γεωμετρία των ασύμμετρων χαράδρων.

Αξίζει να παραβάλλουμε το σχ. 8.6 με το 6.10. Οι αδιάστατες συγκεντρώσεις στο σχ. 8.6 είναι πολύ μικρότερες και με μικρότερη διακύμανση, εν μέρει λόγω του ότι βρισκόμαστε σε απόσταση 2 m από τις οροφές των ψηλών κτιρίων και μάλιστα τώρα το όριο των οδικών χαράδρων μπορεί να θεωρηθεί ότι είναι ακόμη χαμηλότερα, λόγω του χαμηλού κτιρίου. Επίσης στο κεφ. 6 η χαράδρα ήταν λίγο βαθιά και οι βαθιές χαράδρες έχουν αυξημένες συγκεντρώσεις. Επιπλέον η αδιαστατοποίηση σ' αυτό το κεφάλαιο παράγει μικρότερες τιμές C^* γενικά. Πάντως σίγουρα όταν βρισκόμαστε πάνω από τις στέγες, μικρή διαφορά στο ύψος οδηγεί σε μεγάλη διαφορά στις συγκεντρώσεις (βλ. π.χ. σχ. 6.8). Παρατηρούμε ότι οι περιοχές υψηλών συγκεντρώσεων πάνω από τις οροφές σχετίζονται τόσο με περιοχές μικρής διακύμανσης στιγμιαίας ταχύτητας u (σχ. 8.6) όσο και με αυξημένες θετικές στιγμιαίες ταχύτητες w (σχ. 6.10). Τα περιστατικά αυτά όπου $u' < 0$ και $w' > 0$ ονομάζονται εξωθήσεις (ejections) (βλ. §A.3.5.2.1) και είναι απ' ό,τι φαίνεται βασικός μηχανισμός απαγωγής ρύπων από τις χαράδρες.

Ενδιαφέρον έχει και η εξέλιξη του φαινομένου με το χρόνο. Γενικά οι μαύρες περιοχές χαμηλής ορμής και οι κόκκινες/ κίτρινες περιοχές αυξημένων ρύπων κινούνται μαζί. Για παράδειγμα, η κίτρινη περιοχή στη μέση του σχήματος, έχει ακριβώς στη μέση μια μαύρη περιοχή και το ίδιο συνεχίζεται και στην επόμενη χρονική στιγμή που έχουν προχωρήσει και οι δύο προς τα κατάντη της ροής. Το ίδιο και η κόκκινη περιοχή δεξιά της (πάνω από το τρίτο κτίριο), στα 802 s έχει προχωρήσει μαζί με την μαύρη περιοχή και έχει καλυφθεί πλήρως απ' αυτή. Η κίτρινη περιοχή στα 800 s πάνω από την πρώτη χαράδρα, σε πρώτο πλάνο, αποκτάει στα 802 s ένα κόκκινο πυρήνα και μαζί μια μαύρη περιοχή (που γίνεται πιο μεγάλη στην επόμενη χρονική στιγμή που δε φαίνεται).

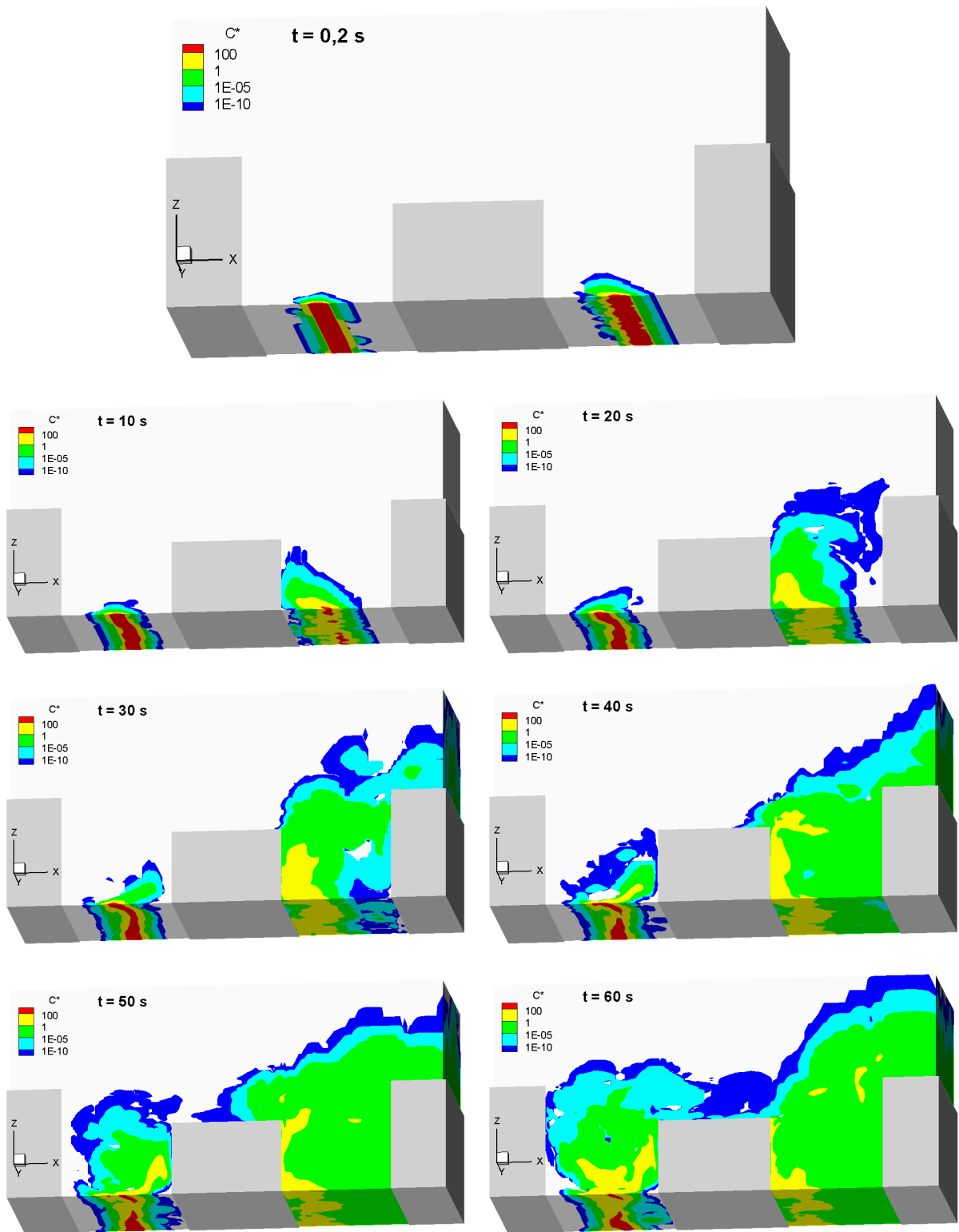
Στο σχ. 8.6 παρατηρούμε ότι πάνω από τη δεύτερη χαράδρα οι ρύποι είναι γενικά αυξημένοι σε βαθμό μεγαλύτερο απ' αυτόν που θα δικαιολογούνταν από τη ρύπανση εξ' αιτίας της πρώτης χαράδρας. Ο κύριος λόγος φαίνεται να είναι η μεγαλύτερη απαγωγή ρύπων από τη χαράδρα αυτή, που μπορεί να δει κανείς π.χ. και από το σχ. 8.3. Επειδή η εκπομπή ρύπου είναι συνεχής, αυτό δε μπορεί να φανεί πολύ παραστατικά. Παρακάτω επιχειρείται να πάρουμε πληροφορίες για τους μηχανισμούς διασποράς ρύπων από τη μελέτη της εξέλιξης μιας σύντομης εκπομπής ρύπου (puff). Η μέθοδος αυτή εμπνεύστηκε από αντίστοιχες μεθόδους που χρησιμοποιούν οι πειραματιστές.

Για να γίνει αυτό εφικτό, κάνουμε μια νέα μοντελοποίηση, ξεκινώντας από το αναπτυγμένο πεδίο ροής της προηγούμενης, χωρίς όμως να χρησιμοποιήσουμε το πεδίο συγκεντρώσεων. Στη νέα μοντελοποίηση εκπέμπεται νέος ρύπος για διάστημα μόνο 2 s. Προλαβαίνει να μεταφερθεί μόνο ελάχιστα μέτρα γύρω από την πηγή. Η μοντελοποίηση σταματάει. Ξεκινάει εκ νέου νέα μοντελοποίηση ως συνέχεια της προηγούμενης, στην οποία τώρα η ταχύτητα εκπομπής του ρύπου έχει μηδενιστεί. Έτσι βλέπουμε πώς θα διαχυθεί η υπάρχουσα τουλούπα (puff) του ρύπου. Η μελέτη της διασποράς στην παρούσα δοκιμή κράτησε 150 s, στο τέλος των οποίων είχαν μείνει ακόμη μεγάλες ποσότητες ρύπων στο πεδίο ροής. Αποτελέσματα σώζονταν κάθε 2 s και μ' αυτά φτιάχτηκε ένα βίντεο με 75 στιγμιότυπα. Παρακάτω θα δούμε μόνο λίγα απ' αυτά, τα οποία όμως φτάνουν για να γίνει κατανοητή η μεγάλη προσφορά που μπορεί να έχει αυτή η μέθοδος μελέτης της διασποράς με σύντομες εκπομπές ή τουλούπες (puffs).

Στο σχ. 8.7 παρουσιάζονται διάφορες χρονικές στιγμές μετά την παύση της εκπομπής ρύπων. Την χρονική στιγμή $t = 0,2$ s είμαστε ουσιαστικά στην αρχική κατάσταση. Παρατηρούμε ότι γύρω από τη θέση της γραμμικής πηγής, οι συγκεντρώσεις είναι υψηλές και στους δύο δρόμους. Τη χρονική στιγμή των 10 s ήδη παρατηρούμε μεγάλη διαφορά στη διασπορά μεταξύ των δύο χαράδρων. Στην αριστερή χαράδρα (μείωσης αναβαθμού) οι ρύποι μοιάζουν να είναι ακόμη στην αρχική κατάσταση. Στην δεξιά ήδη η ροή (ο κύριος, δεξιόστροφος βρόχος ανακυκλοφορίας της χαράδρας) έχει παρασύρει ποσότητες ρύπου μέχρι το ύψος της οροφής του χαμηλού κτιρίου. Στα 20 s στην αριστερή χαράδρα αρχίζει σιγά-σιγά η μεταφορά του ρύπου από τον ανθρωπολογικό στρόβιλο. Στην δεξιά την ίδια στιγμή μικρές ποσότητες ρύπου έχουν αρχίσει να βγαίνουν από τη χαράδρα, ενώ δεν έχει μείνει κανένα σημείο στο οποίο οι αδιάστατες συγκεντρώσεις να είναι πάνω από 100. Αυτό για να γίνει στην χαράδρα μείωσης αναβαθμού χρειάζονται πάνω από 150 s.

Στα 30 s ο ρύπος έχει καταλάβει όλη την χαράδρα αύξησης αναβαθμού, ενώ σε αυτή της μείωσης αναβαθμού ούτε 20% δεν έχει καλυφθεί, αν θεωρήσουμε τη χαράδρα μέχρι το ύψος του ψηλού κτιρίου. Επίσης στη δεξιά χαράδρα παρατηρούμε ότι οι περιοχές υψηλών συγκεντρώσεων έχουν μεταφερθεί πλέον κοντά στον τοίχο του ανάντη (για την χαράδρα αυτή) κτιρίου. Στην αριστερή χαράδρα

οι υψηλές συγκεντρώσεις παραμένουν στην περιοχή της πηγής ακόμη και όταν φτάσουμε στα 150 s. Επίσης, στη δεξιά χαράδρα βλέπουμε μια γαλάζια τούφα, φαινόμενο συχνό, που δείχνει ότι ο ρύπος φεύγει κατά δόσεις από τη χαράδρα.



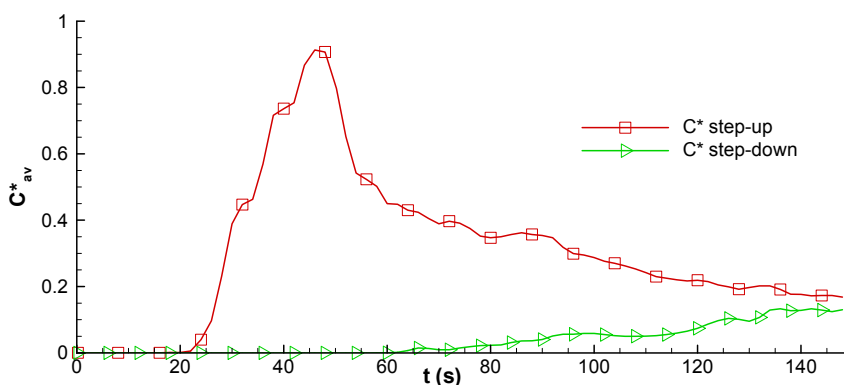
Σχήμα 8.7. Ισοϋψείς (contours) στιγμιαίων αδιάστατων συγκεντρώσεων στα όρια του χωρίου υπολογισμού για διάφορες χρονικές στιγμές **μετά** από τις εκπομπές των τουλουπών (riffs) στις οδικές χαράδρες. Κοιτάμε τα κτίρια και το χωρίο λοζά από κάτω. Δεξιά φαίνεται και η έξοδος του πεδίου ροής.

Στα 40 s βλέπουμε στη δεξιά χαράδρα μια κίτρινη τούφα να πάει ν' αποκολληθεί με περιστατικό εξώθησης. Είναι φανερό ότι στη χαράδρα αυτή ο ρύπος εξάγεται κυρίως με μεταφορά. Αντίθετα αριστερά δεν έχει αρχίσει να βγαίνει ακόμη ρύπος από τη χαράδρα, αλλά έχει αρχίσει να εξαπλώνεται μέσα σ' αυτήν. Η εξάπλωση είναι κάπως ακανόνιστη, κάτι που δείχνει ότι η ροή εκεί είναι αδύναμη και ασταθής.

Στα 50 s παρατηρούμε ότι υπάρχει μια στιγμιαία κατεύθυνση της ροής πάνω από την δεύτερη χαράδρα προς τ' αριστερά, στην περιοχή πάνω από τη δεξιά μεριά του χαμηλού κτιρίου. Η ροή αυτή έχει αντιστραφεί στα 60 s. Επίσης στα 50 s στην χαράδρα αύξησης αναβαθμού βλέπουμε πάλι ένα μεγάλο τμήμα υψηλών συγκεντρώσεων (κίτρινη περιοχή) που είναι έτοιμο να φύγει προς τα πάνω ωθούμενο από κάποια ριπή ταχυτήτων. Στις επόμενες χρονικές στιγμές φεύγει και στα 60 s βλέπουμε τα υπολείμματα από αυτή τη μεταφορά, τρεις μικρές κίτρινες περιοχές που μαρτυρούν τη μεταφορά του ρύπου έξω από τη χαράδρα. Γενικά ο ρύπος φεύγει από τη δεξιά χαράδρα με διακοπόμενο τρόπο. Στην χαράδρα μείωσης αναβαθμού βλέπουμε ότι στα 50 s αρχίζουν να βγαίνουν οι πρώτοι ρύποι από τη χαράδρα. Η μορφή των ισοϋψών δείχνει τον σημαντικό ρόλο που παίζει η τυρβώδης διάχυση στη διασπορά αυτής της χαράδρας. Στα 60 s παρατηρούμε πάνω από την πηγή και μια κίτρινη περιοχή υψηλών συγκεντρώσεων να κινείται αριστερά τη συγκεκριμένη χρονική στιγμή. Αυτό δείχνει ότι ο κάτω στρόβιλος ανακυκλοφορίας της χαράδρας δεν είναι σταθερός, αλλά στιγμιαία μπορεί ν' αλλάξει φορά. Στα 60 s βλέπουμε ότι αρχίζει να υπάρχει μικρή μόλυνση της δεξιάς χαράδρας από την αριστερή. Στα 150 s (δε φαίνονται εδώ) στη δεξιά χαράδρα δεν υπάρχει κανένα σημείο που να έχει αδιάστατη συγκέντρωση C^* πάνω από 1, την ίδια στιγμή που στην αριστερή υπάρχουν ακόμη σημεία κοντά στην πηγή που έχουν συγκέντρωση C^* πάνω από 100.

Η μελέτη των τουλουπών (puffs) μπορεί να συνεχιστεί και ποσοτικά. Δυο τέτοια παραδείγματα θ' αναφερθούν παρακάτω.

Στο πρώτο παράδειγμα, σχ. 8.8, θεωρούμε τη μέση στο χώρο (σε ένα οριζόντιο επίπεδο μέσα στις χαράδρες, στο ύψος του χαμηλού κτιρίου $z = 13,16$ m) στιγμιαία αδιάστατη συγκέντρωση C^*_{av} . Αυτή η συγκέντρωση είναι μια ένδειξη πόσο έχει προχωρήσει η διασπορά του ρύπου. Σε γενικές γραμμές μεγάλη C^*_{av} δείχνει ότι πολύς ρύπος εκείνη τη στιγμή βγαίνει εκτός της χαράδρας.

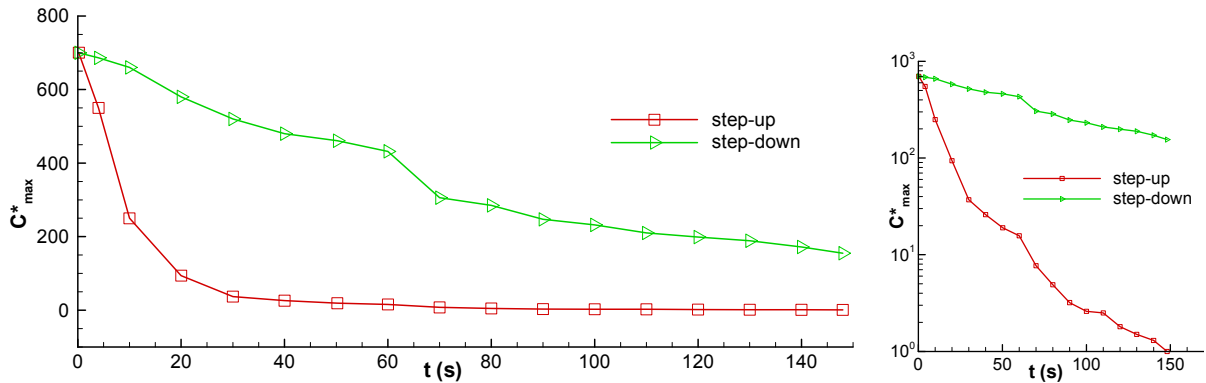


Σχήμα 8.8. Μέσος όρος των στιγμιαίων αδιάστατων συγκεντρώσεων συναρτήσει του χρόνου, σε ένα οριζόντιο επίπεδο μέσα στις χαράδρες, το οποίο βρίσκεται σε ύψος $z = 13,16$ m, τόσο για την χαράδρα μείωσης αναβαθμού (step-down), όσο και για την αύξησης (step-up).

Παρατηρούμε ότι στην χαράδρα αύξησης αναβαθμού ο ρύπος αρχίζει να εξέρχεται από τη χαράδρα (φτάνοντας στο επίπεδο των 13,16 μέτρων) πολύ πιο γρήγορα απ' ό,τι σ' αυτήν της μείωσης αναβαθμού. Η μέση (χωρικά) C^* αποκτά μια μέγιστη τιμή 0,91 κοντά στα 46 s και μετά πέφτει, καθώς έχει περάσει το κύριο κύμα απαγωγής του ρύπου έξω από τη χαράδρα. Αντίθετα στην χαράδρα μείωσης αναβαθμού η μέγιστη τιμή φαίνεται να επιτυγχάνεται μετά τα 150 s και είναι περίπου 0,13, δηλαδή πολύ χαμηλότερη. Αυτό σημαίνει ότι στη χαράδρα μείωσης αναβαθμού ο αερισμός είναι πολύ λιγότερος. Από την επιφάνεια που περικλείουν οι δύο καμπύλες καταλαβαίνουμε ότι πολλές φορές περισσότερος ρύπος θα έχει εξέλθει στα 150 s από την χαράδρα αύξησης αναβαθμού σε σχέση με αυτή της μείωσης αναβαθμού (το ακριβές ποσό καθορίζεται και από άλλους παράγοντες όπως η ταχύτητα και η πιθανή επανεισαγωγή του ρύπου). Στην χαράδρα μείωσης αναβαθμού καταλαβαίνουμε ότι θα παραμείνει ρύπος ανάμεσα στα κτίρια για πολύ περισσότερο χρόνο, ίσως τάξη μεγέθους μεγαλύτερο απ' ό,τι στη χαράδρα αύξησης αναβαθμού. Σε μελλοντική εργασία θα άξιζε να γίνει μελέτη για πολύ

περισσότερο χρόνο, τουλάχιστον 1000 δευτερόλεπτα και όχι μόνο για ασύμμετρες χαράδρες, αλλά και για συμμετρικές.

Στο δεύτερο παράδειγμα, σχ. 8.9, θεωρούμε τη μέγιστη αδιάστατη συγκέντρωση σε όλη τη χαράδρα, με την πάροδο του χρόνου. Το μέγιστο συμβαίνει πάντα στο κατώτερο υψομετρικό επίπεδο (για χρόνους μέχρι το χρόνο των 150 s που εξετάζουμε εδώ).



Σχήμα 8.9. Μέγιστη τιμή της στιγμιαίας αδιάστατης συγκέντρωσης συναρτήσει του χρόνου στη χαράδρα αύξησης αναβαθμού (step-up) και μείωσης αναβαθμού (step-down). Δεξιά το ίδιο διάγραμμα με λογαριθμική κλίμακα.

Παρατηρούμε ότι σε 20 s στη χαράδρα αύξησης αναβαθμού οι τιμές των αδιάστατων συγκεντρώσεων έχουν πέσει παντού κάτω από το 100, κάτι που δε συμβαίνει στην χαράδρα μείωσης αναβαθμού ούτε και όταν έχουμε φτάσει στα 150 s. Στην χαράδρα αύξησης αναβαθμού υπάρχει μείωση της μέγιστης συγκέντρωσης σχεδόν 3 τάξεις μεγέθους στα 150 s την στιγμή που στην χαράδρα μείωσης αναβαθμού ο μέγιστος ρυθός δεν έχει πέσει ούτε μία τάξη μεγέθους.

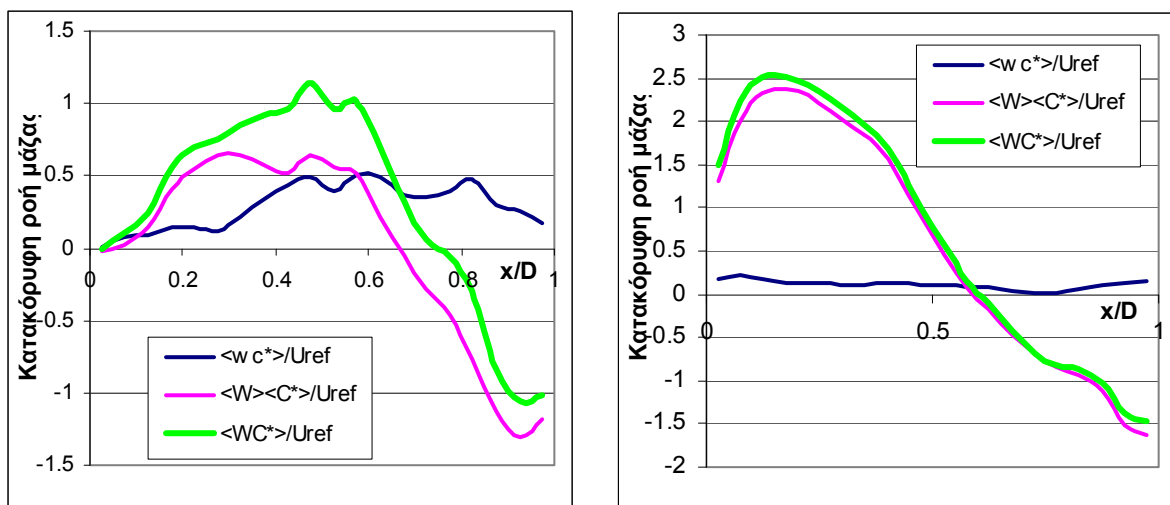
Παρόμοιες ποσοτικές αναλύσεις μπορούμε να κάνουμε για παράδειγμα με τα κιλά του ρυθού που έχουν απομείνει στη χαράδρα με την πάροδο του χρόνου, με κάποιο συντελεστή ανομοιομορφίας της κατανομής της συγκέντρωσης με το χρόνο, με το χρόνο παραμονής κάποιου ποσού ρυθού στη χαράδρα σε σχέση με το ποσό αυτό κτλ.

Η εξέταση της διασποράς των τουλουπών ρυθών είναι πολύ χρήσιμη και για περίπτωση μελέτης ατυχήματος. Στον πίν. 8.1 είδαμε ότι η συγκεκριμένη χαράδρα μείωσης αναβαθμού είναι «τρεις φορές χειρότερη» στις συγκεντρώσεις, κατά μέσο όρο, από την χαράδρα αύξησης αναβαθμού. Αυτό όμως αφορά σταθερές καταστάσεις. Αν εξετάσουμε ένα μεταβατικό φαινόμενο, όπως μια σύντομη εκπομπή λόγω ατυχήματος, η κατάσταση είναι ακόμη χειρότερη για τη χαράδρα μείωσης αναβαθμού. Αν για παράδειγμα στο ατύχημα απελευθερωθεί για 2 s ένας ρυθός που είναι θανατηφόρος ή αναφλέξιμος σε αδιάστατη συγκέντρωση πάνω από 100, στην χαράδρα αύξησης αναβαθμού θα υπάρχει κίνδυνος για 20 s (σχ. 8.9) ενώ σ' αυτήν μείωσης αναβαθμού για τουλάχιστον 180 s (κατ' εκτίμηση), δηλαδή θα είναι σχεδόν «δέκα φορές χειρότερη». Αλλά και άμεσος κίνδυνος θανάτου να μην υπάρχει, αφού οι συγκεντρώσεις μένουν παγιδευμένες για πολύ περισσότερο χρόνο (βλ. σχόλια στο σχ. 8.8), η δόση που θα πάρει κάποιος από την σύντομη εκπομπή θα είναι πολλές φορές μεγαλύτερη στην χαράδρα μείωσης αναβαθμού.

Έχει ήδη γίνει σαφές ότι η εξέταση της διασποράς ρυθών με τουλούπες (puffs) έχει πολλά να προσφέρει στη μελέτη της διασποράς ρυθών στις οδικές χαράδρες και στις αστικές δομές γενικότερα.

Στο σχ. 8.7 σχολιάστηκε ότι στην χαράδρα αύξησης αναβαθμού ο ρυθός εξάγεται κυρίως λόγω μεταφοράς, κάτι που δεν συμβαίνει στην χαράδρα μείωσης αναβαθμού, στην οποία η τυρβώδης διάχυση φάνηκε να παίζει μεγάλο ρόλο στη διασπορά. Αυτό μπορούμε να το εξετάσουμε και περισσότερο ποσοτικοποιημένα. Μπορούμε να θεωρήσουμε ότι κοιτώντας την οριζόντια επιφάνεια σε ύψος $z = 13,16$ m (ύψος οροφής χαμηλού κτιρίου) και μετρώντας εκεί τις ροές μάζας που μπαίνουν και βγαίνουν, μπορούμε να υπολογίσουμε πόση μάζα ρυθού εξέρχεται από τη χαράδρα (αν θεωρήσουμε τη χαράδρα για τη μελέτη αυτή ως το ύψος των 13,16 μέτρων). Αυτό έχει γίνει προσεγγιστικά στο σχ. 8.10 τόσο για τη χαράδρα μείωσης αναβαθμού (δεξιά), όσο και γι' αυτή της αύξησης αναβαθμού (αριστερά). Για το σχήμα αυτό έχουμε θεωρήσει ότι W είναι η στιγμιαία ταχύτητα, $\langle W \rangle$ ο χρονικός μέσος όρος της και w η διακύμανσή της. Αντίστοιχα C^* η στιγμιαία συγκέντρωση, $\langle C^* \rangle$ ο χρονικός μέσος όρος της και c^* η διακύμανσή της. Έχουν περιληφθεί οι τιμές της ροής του ρυθού λόγω τυρβώ-

δους διάχυσης $\langle wc^* \rangle$, λόγω μεταφοράς $\langle W \rangle \langle C^* \rangle$ και οι συνολικές $\langle WC^* \rangle$. Για το σχήμα έχει θεωρηθεί μόνο το επίπεδο $y = 15$ m και οι χρονοσειρές από 500 ως 850 s.



Σχήμα 8.10. Κατανομές των ροών μάζας του ρύπου λόγω τυρβώδους διάχυσης $\langle wc^* \rangle$, λόγω μεταφοράς $\langle W \rangle \langle C^* \rangle$ και συνολικές $\langle WC^* \rangle$ στο επίπεδο $z = 13,16$ m. Αριστερά: χαράδρα μείωσης αναβαθμού. Δεξιά: χαράδρα αύξησης αναβαθμού. D είναι το πλάτος της χαράδρας και x η απόσταση από τον εκάστοτε υψήνεμο τοίχο.

Παρατηρούμε ότι στη χαράδρα αύξησης αναβαθμού ο με διαφορά επικρατέστερος μηχανισμός απαγωγής του ρύπου από τη χαράδρα, είναι η μεταφορά. Η τυρβώδης διάχυση συμβάλλει θετικά στην εξαγωγή του ρύπου, αλλά σε μικρό ποσοστό, περίπου 16%. Η μεταφορά του ρύπου είναι έντονη στο αριστερό τμήμα της χαράδρας, όπου ο κύριος στρόβιλος ανακυκλοφορίας εξέρχεται προς τα πάνω. Στο δεξί τμήμα υπάρχει επανεισαγωγή ρύπου στη χαράδρα, καθώς ο στρόβιλος συνεχίζει την κυκλική πορεία του. Πολύ γενικά, για κάθε 1 μέρος ρύπου που βγαίνει πάνω από τα 13,16 m, 0,6 μέρη ξαναμπαινουν μέσα στη χαράδρα προς τα κάτω.

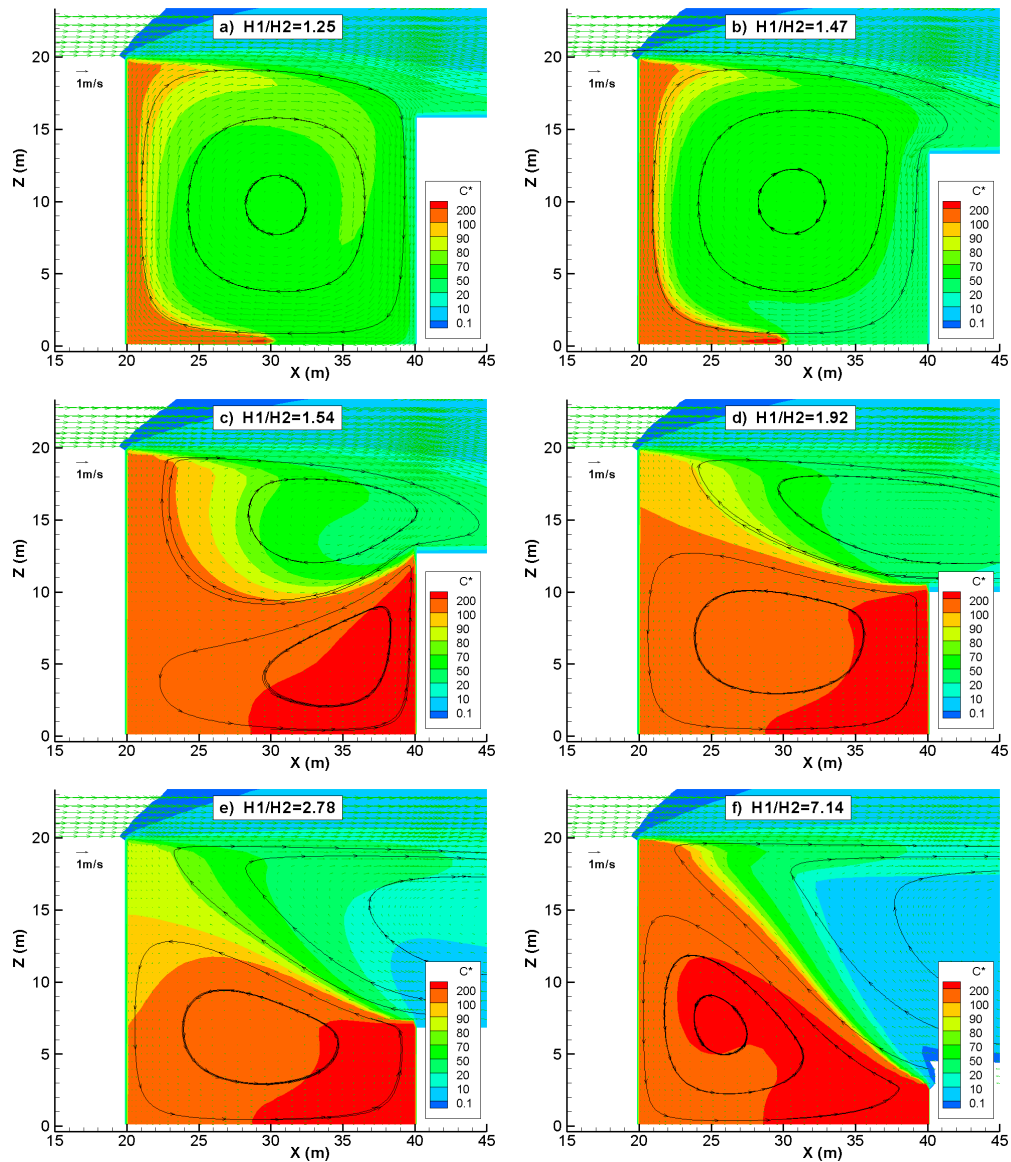
Στη χαράδρα μείωσης αναβαθμού βλέπουμε τελείως διαφορετική εικόνα: η τυρβώδης διάχυση και η μεταφορά έχουν παρόμοιο μέγεθος. Επίσης εδώ στο δεξί μέρος της χαράδρας υπάρχει μια επανεισαγωγή ρύπου λόγω μεταφοράς, που αυτή τη φορά είναι παρόμοιου μεγέθους με την εξαγωγή ρύπου, με αποτέλεσμα η μεταφορά να συνεισφέρει ελάχιστα στην εξώθηση του ρύπου έξω από τη χαράδρα. Σημειώνεται ότι στο επίπεδο των 13,16 m έχουμε ξεπεράσει τον κάτω ανθρωπολογικό κύριο βρόχο ανακυκλοφορίας της χαράδρας και βρισκόμαστε στον δεξιόστροφο πάνω (γι' αυτό στην αριστερή μεριά στο σχ. 8.10 έχουμε θετικές $\langle W \rangle \langle C^* \rangle$ και στην δεξιά αρνητικές). Σε αντίθεση με την μεταφορά του ρύπου που δε συνεισφέρει, η τυρβώδης διάχυση είναι παντού θετική και αυτή είναι ο κύριος παράγοντας μέσω του οποίου γίνεται η απαγωγή του ρύπου.

Άρα λοιπόν, γι' αυτό το συγκεκριμένο λόγο h_1/h_2 , στη χαράδρα αύξησης αναβαθμού η μεταφορά του ρύπου είναι ο κύριος μηχανισμός απαγωγής του (84% του ρύπου περίπου εξάγεται μ' αυτό τον τρόπο), ενώ στη χαράδρα μείωσης αναβαθμού η τυρβώδης διάχυση (κατά περίπου 96%) είναι ο κύριος μηχανισμός απαγωγής του. Σημειώνεται ότι σε κανονικές χαράδρες η μεταφορά στο αριστερό μισό μεταξύ των οροφών των κτιρίων είναι σχεδόν μηδέν, μετά είναι αρνητική και κοντά στην γωνία του κατάντη κτιρίου θετική. Η συνολική συνεισφορά της μεταφοράς είναι μικρή. Η τυρβώδης διάχυση έχει παντού θετική συνεισφορά και είναι ο κύριος μηχανισμός απαγωγής ρύπου από την κανονική χαράδρα (Michioka et al., 2011).

8.3. ΠΕΡΑΙΤΕΡΩ ΕΞΕΤΑΣΗ ΧΑΡΑΔΡΩΝ ΜΕΙΩΣΗΣ ΑΝΑΒΑΘΜΟΥ

Ας εστιάσουμε τώρα στις χαράδρες μείωσης αναβαθμού. Από το σχ. 8.2 είδαμε ότι για το συγκεκριμένο λόγο υψών h_1/h_2 σχηματίζονται στη χαράδρα μείωσης αναβαθμού δύο αντιπεριστροφόμενοι στρόβιλοι, ο ένας πάνω από τον άλλο. Καθώς στις κανονικές χαράδρες υπάρχει μόνο ένας στρόβιλος, καταλαβαίνουμε ότι θα υπάρχει ένας συγκεκριμένος λόγος υψών για τον οποίο το ροϊκό πεδίο θ' αλλάξει από καθεστώς ενός στρόβιλου σε καθεστώς δύο στρόβιλων. Μια γρήγορη εικόνα του τι συμβαίνει σε διάφορες γεωμετρίες μπορούμε να πάρουμε με τη RANS. Στο σχ. 8.11 φαίνονται τα πεδία

ροής και συγκεντρώσεων για διάφορους λόγους υψών από κάποιες τέτοιες μοντελοποιήσεις RANS που έχουν γίνει με τον κώδικα PHOENICS (βλ. Κουτσοπούρας, 2006).



Σχήμα 8.11. Ισοϋψείς συγκεντρώσεων, διανύσματα ταχυτήτων και γραμμές ροής σε χαράδρες μείωσης αναβαθμού διάφορων λόγων υψών, από αποτελέσματα διαδιάστατων μοντελοποιήσεων RANS.

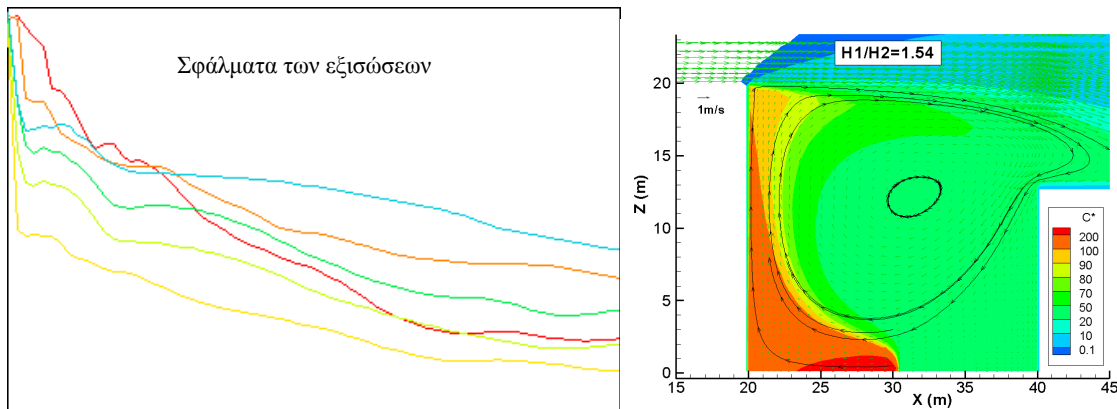
Βλέπουμε ότι όταν το κατάντη τη ροής κτίριο είναι λίγο χαμηλότερο (περίπτωση α), τότε τα πεδία ροής και συγκεντρώσεων στη χαράδρα είναι σχεδόν ίδια με αυτά της συμμετρικής. Όταν το ύψος του κατάντη κτιρίου μειωθεί περισσότερο (περίπτωση β), ο κύριος βρόχος ανακυκλοφορίας της χαράδρας παραμορφώνεται και τείνει να επεκταθεί πάνω από την οροφή του χαμηλού κτιρίου. Όταν μειωθεί κι άλλο το ύψος του κατάντη της ροής κτιρίου, ο κύριος βρόχος παραμορφώνεται περισσότερο, επεκτείνεται πάνω από την οροφή του χαμηλού κτιρίου και δε φτάνει μέχρι το βάθος της χαράδρας, το οποίο καλύπτεται από ένα δεύτερο αντιπεριστρεφόμενο στρόβιλο. Για ακόμη χαμηλότερα ύψη του κατάντη κτιρίου παραμένει το καθεστώς των δύο στρόβιλων και αλλάζει μόνο η μορφή τους.

Γι' αυτή την περίπτωση που θέλουμε να δούμε τη γενική επίδραση της γεωμετρίας και όχι λεπτομερή μελέτη τυρβωδών χαρακτηριστικών, η χρήση της RANS ενδείκνυται. Όλες οι παραπάνω μοντελοποιήσεις γίνονται σε λίγα λεπτά και ήδη έχουμε μια γενική εικόνα.

Εντύπωση προκαλεί το γεγονός ότι δύο γεωμετρίες που είναι πάρα πολύ όμοιες, οδηγούν σε τελείως διαφορετικά πεδία ροής και συγκεντρώσεων (περιπτώσεις β και γ). Όταν σχηματιστούν δύο στρόβιλοι, ο κάτω είναι πολύ αδύναμος και οι ρύποι παγιδεύονται σ' αυτόν. Επίσης οι μέγιστες συ-

γκεντρώσεις είναι στην αντίθετη πλευρά της χαράδρας. Ο προσδιορισμός λοιπόν του κρίσιμου λόγου Λ των υψών για τον οποίο συμβαίνει αυτό το φαινόμενο, έχει μεγάλη σημασία ακόμα και για λόγους πολεοδομικού σχεδιασμού. Επίσης περιμένει κανείς ότι ακριβώς στον κρίσιμο λόγο θα ισχύουν διάφορα ενδιαφέροντα ασταθή φαινόμενα που θα άξιζε να μελετηθούν ακόμη και από θεωρητικής πλευράς. Από τις μοντελοποιήσεις της RANS για λείο τοίχο, ο Λ φαίνεται να είναι κοντά στο 1,5. Με τη RANS όμως δε μπορούμε να υπολογίζουμε με ακρίβεια σε τέτοιες ασταθείς καταστάσεις της ροής (αυτό θα φανεί εν μέρει και στο επόμενο σχήμα) και για τον ακριβέστερο προσδιορισμό του κρίσιμου λόγου χρειάζεται να καταφύγουμε στην LES, έχοντας όμως γλιτώσει πολύ χρόνο με τη βοήθεια της RANS.

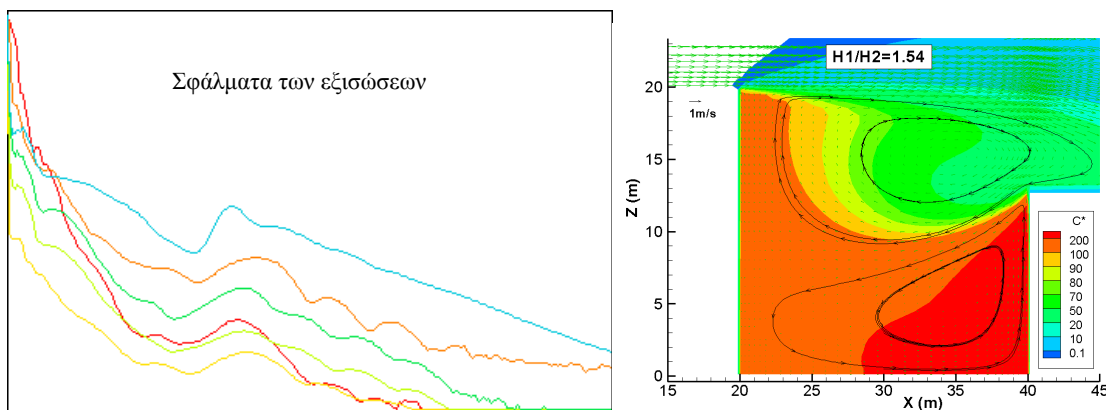
Πριν περάσουμε στην LES, αξίζει ν' αναφέρουμε κάτι ενδιαφέρον που παρατηρήθηκε σε μια μοντελοποίηση RANS. Στην RANS εκτιμούμε συνήθως τη σύγκλιση από τα σφάλματα. Στο PHOENICS μάλιστα παρακολουθεί κανείς γραφικά τα σφάλματα των εξισώσεων κατά τη διάρκεια της μοντελοποίησης και τη σταματάει όποτε νομίζει ότι επιτεύχθηκε σύγκλιση. Στο σχ. 8.12 παρουσιάζεται η σύγκλιση και τ' αποτελέσματα από μια από τις μοντελοποιήσεις που συζητούνται εδώ.



Σχήμα 8.12. Σύγκλιση και αποτελέσματα για μια μοντελοποίηση RANS σε χαράδρα μείωσης αναβαθμού. Η κόκκινη καμπύλη σφάλματος αφορά την πίεση, η πορτοκαλί την κατακόρυφη ταχύτητα, η κίτρινη την ταχύτητα στην κατεύθυνση της ροής, η λαχανί την εξίσωση του k , η πράσινη το ϵ και η μπλε τις συγκεντρώσεις. Τα σφάλματα και τ' αποτελέσματα έχουν ληφθεί στις 734 επαναλήψεις της μοντελοποίησης.

Στο σχ. 8.12 βλέπει κανείς ότι τα σφάλματα έχουν πέσει πολύ, η μορφή της σύγκλισης φαίνεται πολύ καλή, τυπική για μοντελοποίηση RANS και θα μπορούσε κάποιος να σταματήσει τη μοντελοποίηση στο σημείο αυτό. Βλέπουμε ότι έχει σχηματιστεί ένας μεγάλος στρόβιλος μέσα στη χαράδρα. Παρατηρούμε ότι οι συγκεντρώσεις είναι οι τελευταίες που συγκλίνουν.

Στο σχ. 8.13 παρουσιάζονται τ' αποτελέσματα της ίδιας μοντελοποίησης, αν την αφήσει κανείς να συνεχιστεί ως τις 2500 επαναλήψεις. Βλέπουμε ότι τελικά η μοντελοποίηση συνέκλινε σε πολύ διαφορετική κατάσταση, έχοντας σχηματίσει δύο στρόβιλους μέσα στη χαράδρα αντί για ένα και παγιδεύοντας δραματικά τους ρύπους.



Σχήμα 8.13. Σύγκλιση και αποτελέσματα για την ίδια μοντελοποίηση του σχ. 8.12, στις 2500 επαναλήψεις.

Στο σχ. 8.13 οι περισσότερες μεταβλητές έχουν φτάσει σε ακρίβεια μηχανής οπότε το πεδίο ροής δεν πρόκειται να αλλάξει, όσο και να αφήσουμε τη μοντελοποίηση να προχωρήσει. Οι συγκεντρώσεις συγκλίνουν τελευταίες. Από την παρατήρηση των σχ. 8.12 και 8.13 μπορούμε να βγάλουμε μερικά χρήσιμα συμπεράσματα:

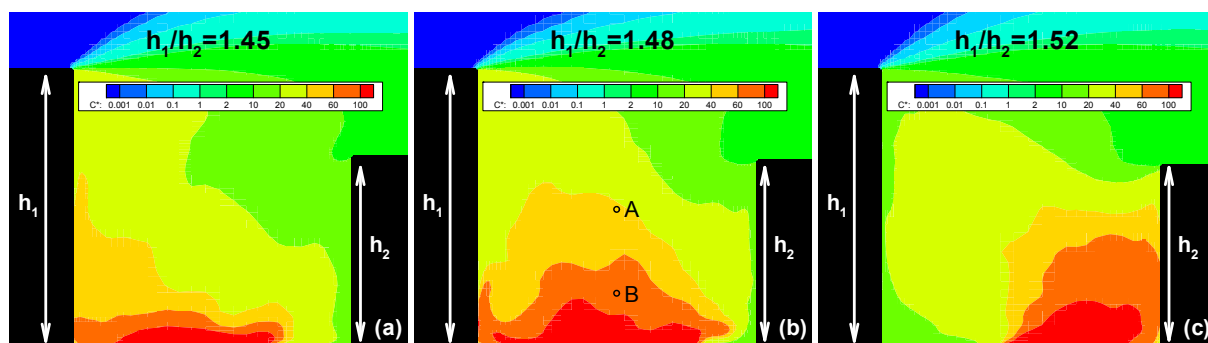
- Όταν λύνουμε με RANS καλό είναι να φτάνουμε μέχρι ακρίβεια μηχανής στα σφάλματα για μεγαλύτερη σιγουριά.

- Από την εικόνα της σύγκλισης κάποιας μοντελοποίησης μπορούμε να βγάλουμε πολύ χρήσιμα συμπεράσματα. Για παράδειγμα στο σχ. 8.13 αριστερά, είναι φανερό ότι γύρω στις 800 επαναλήψεις κάτι άλλαξε στο καθεστώς της ροής. Γενικότερα ένας έμπειρος ερευνητής μπορεί από το αρχείο σύγκλισης να καταλάβει την ποιότητα της μοντελοποίησης και πιθανά προβλήματα.

- Στο συγκεκριμένο πρόβλημα υποθέτουμε ότι από φυσικής πλευράς, η ροή θα μεταβαίνει άλλοτε στην κατάσταση του σχ. 8.12 και άλλοτε σε αυτή του σχ. 8.13. Πρόκειται δηλαδή για μια διττή φυσική συμπεριφορά. Και οι δύο φυσικές καταστάσεις αντιστοιχούν σε χαμηλά σφάλματα των εξισώσεων (η κατάσταση του σχ. 8.13 σε χαμηλότερα). Στην πραγματικότητα δηλαδή θα έλεγε κανείς ότι και το σχ. 8.12 αντιπροσωπεύει μια πιθανή στιγμιαία κατάσταση της ροής και το σχ. 8.13 μια ακόμη πιθανότερη. Καμιά όμως από τις δύο δεν είναι η μέση κατάσταση της ροής που προσπαθεί να προσδιορίσει η RANS. Βλέποντας δηλαδή κανείς τα σχήματα 8.12 και 8.13 και ίσως και μόνο από τα διαγράμματα σύγκλισης, θα πρέπει να καταλάβει ότι η φυσική κατάσταση που προσπαθούμε να επιλύσουμε είναι ασταθής και ακατάλληλη για να μοντελοποιηθεί με RANS.

- Ο μηχανισμός δημιουργίας των δύο στροβίλων φαίνεται να είναι ο ίδιος με αυτόν στις βαθείς χαράδρες: οι γωνιακοί στρόβιλοι γίνονται πολύ μεγάλοι μέχρι που ενώνονται.

Περνώντας στις μοντελοποιήσεις LES, παρατηρούμε ότι η βασική περίπτωση που έχουμε εξετάσει, με $h_1/h_2 = 1,52$ είναι πολύ κοντά στον κρίσιμο λόγο. Καθώς έχει δύο στροβίλους, επιλέχθηκε να δοκιμαστούν δυο χαμηλότεροι λόγοι υψών, 1,48 και 1,45. Στο σχ. 8.14 παρουσιάζονται οι μέσες συγκεντρώσεις από τις τρεις αυτές περιπτώσεις.



Σχήμα 8.14. Σύγκριση ισούψων μέσων συγκεντρώσεων για διάφορους λόγους h_1/h_2 (1,45, 1,48, 1,52). Οι ισούψες έχουν τα ίδια επίπεδα και χρώματα και στις τρεις απεικονίσεις.

Παρατηρούμε ότι αν και ο λόγος h_1/h_2 είναι τόσο κοντά που σχεδόν δε φαίνονται διαφορές στη γεωμετρία ανάμεσα στις περιπτώσεις (a), (b), (c) του σχ. 8.14, η διασπορά ρύπων είναι τελείως διαφορετική σε κάθε περίπτωση:

(a) Η υπήνεμη πλευρά (αριστερή) έχει τους πιο πολλούς ρύπους, προφανώς λόγω επικρατούντος δεξιόστροφου στροβίλου. Έχουμε ροϊκό καθεστώς ενός κύριου στροβίλου.

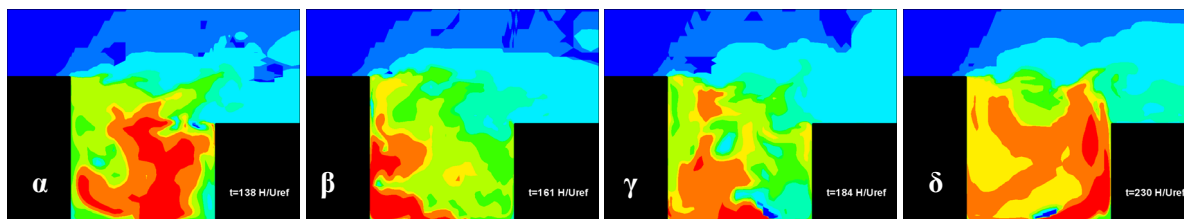
(c) Η προσήνεμη πλευρά έχει πιο πολλούς ρύπους λόγω επικρατούντος αριστερόστροφου στροβίλου (είναι η βασική περίπτωση που εξετάστηκε στην §8.2). Έχουμε ροϊκό καθεστώς δύο κύριων στροβίλων.

(b) Καμιά από τις δύο πλευρές δε μπορούμε να πούμε ότι έχει πιο πολλούς ρύπους. Έχουμε άλλοτε ροϊκό καθεστώς ενός κύριου στροβίλου και άλλοτε δύο κύριων στροβίλων. Κάτι τέτοιο είναι αδύνατο να προσδιοριστεί με μοντελοποίηση RANS. Ακόμη και στον κρίσιμο λόγο στη RANS θα επικρατήσει είτε το καθεστώς του ενός στροβίλου είτε των δύο και εικόνα παρόμοια με αυτή του σχ. 8.14 (b) ποτέ δε θα παρατηρηθεί.

Βάσει του σχ. 8.14 καταλήγουμε ότι ο κρίσιμος λόγος A για τον οποίο στις χαράδρες μείωσης αναβαθμού με λείους τοίχους αλλάζει το καθεστώς από ενός στροβίλου σε δύο στροβίλους μέσα στη

χαράδρα, είναι περίπου 1,48. Το λόγο αυτό πρέπει να τον στρογγυλοποιήσουμε στα δύο σημαντικά ψηφία ως 1,5, ώστε ν' απορροφηθούν τυχόν ανακρίβειες της μοντελοποίησης. Από το σχ. 8.11 επίσης βλέπουμε ότι ο κρίσιμος λόγος με ακρίβεια δύο σημαντικών ψηφίων είναι 1,5. Ο λόγος αυτός πρέπει να διασταυρωθεί και από άλλες μοντελοποιήσεις και από πειράματα. Οι δισδιάστατες περιπτώσεις όμως είναι εύκολο να μοντελοποιηθούν με ΥΡ, αλλά δύσκολο να μοντελοποιηθούν με πείραμα.

Απ' ό,τι έχουμε πει μέχρι τώρα περιμένουμε ότι στον κρίσιμο λόγο ο στρόβιλος κοντά στο δρόμο θα είναι άλλοτε δεξιόστροφος κι άλλοτε αριστερόστροφος. Έτσι ο ρύπος θα μεταφέρεται άλλοτε προς τη μια μεριά της χαράδρας και άλλοτε προς την άλλη. Αυτό πιθανόν να μην είναι εύκολο να φανεί ευδιάκριτα λόγω του ρύπου που υπήρχε στη χαράδρα από προηγούμενες χρονικές στιγμές, αλλά επιχειρείται στο σχ. 8.15, στο οποίο παρουσιάζονται οι στιγμιαίες συγκεντρώσεις του ρύπου σε τέσσερις διαφορετικές χρονικές στιγμές για την περίπτωση του κρίσιμου λόγου υψών.



Σχήμα 8.15. Σύγκριση ισοϋψών στιγμιαίων συγκεντρώσεων για διάφορες χρονικές στιγμές για την περίπτωση του κρίσιμου λόγου $\Lambda = 1,48$. Οι ισοϋψείς έχουν τα ίδια επίπεδα και χρώματα και στις 4 απεικονίσεις.

Παρατηρούμε ότι τη χρονική στιγμή που απεικονίζεται στο σχ. 8.15β, ο ρύπος έχει μεταφερθεί προς την υπήνεμη μεριά (καθεστώς ενός στρόβιλου), ενώ σε μεταγενέστερη χρονική στιγμή, στο σχ. 8.15δ ο ρύπος είναι κυρίως στην προσήνεμη πλευρά (καθεστώς δύο στρόβιλων). Άλλοτε, όπως στη χρονική στιγμή του σχ. 8.15α φαίνεται να διαχέεται απλώς προς τα πάνω χωρίς να μεταφέρεται (αν εξαιρέσουμε ένα πακέτο ρύπου που έχει ξεφύγει προς τ' αριστερά, πιθανόν από προηγούμενη χρονική στιγμή). Η δυνατότητα της LES να προβλέψει αυτή την ασταθή συμπεριφορά είναι ένα από τα δυνατά της σημεία.

Ένα άλλο σημείο που κάνει την LES πολύ χρήσιμη είναι η δυνατότητα να έχουμε χρονοσειρές. Εδώ απλά θα παρουσιαστούν δύο χρονοσειρές, χωρίς να γίνει εκτεταμένη στατιστική ανάλυσή τους, που θα μπορούσε να γεμίσει πολλές σελίδες με ουσιαστική πληροφορία. Στο σχ. 8.16 φαίνεται η χρονοσειρά στιγμιαίας ταχύτητας U στο σημείο A του σχ. 8.14.

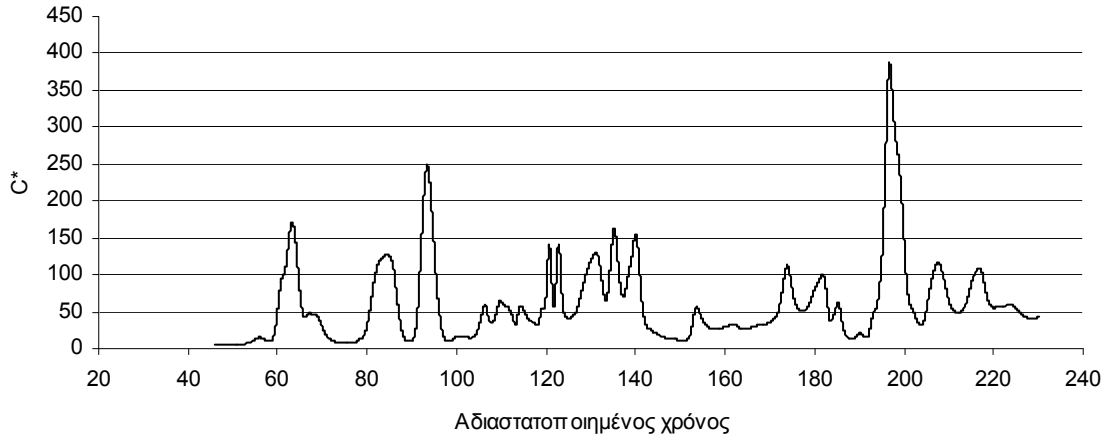


Σχήμα 8.16. Χρονοσειρά της ταχύτητας U στο σημείο A του σχ. 8.14. Ο χρόνος αδιαστατοποίησης είναι το H/U_{ref} .

Παρατηρούμε ότι η ταχύτητα αλλάζει φορά πολλές φορές, καθώς γενικά η ροή είναι πολύ ασταθής. Επίσης βλέπουμε ότι υπάρχουν ριπές αρνητικής ταχύτητας που φτάνουν σε ένταση πάνω από 7 φορές τη μέση τιμή της ταχύτητας (που είναι $U_{av}/U_{ref} = -0,037$). Οι μέγιστες τιμές ταχυτήτων μπορεί να μας ενδιαφέρουν σε διάφορες περιπτώσεις όπως σε υπολογισμούς της αντοχής των κατασκευών ή

στην άνεση των ανθρώπων λόγω του ανέμου. Τέτοιες πληροφορίες μπορεί να παρέχει η LES αλλά όχι η RANS.

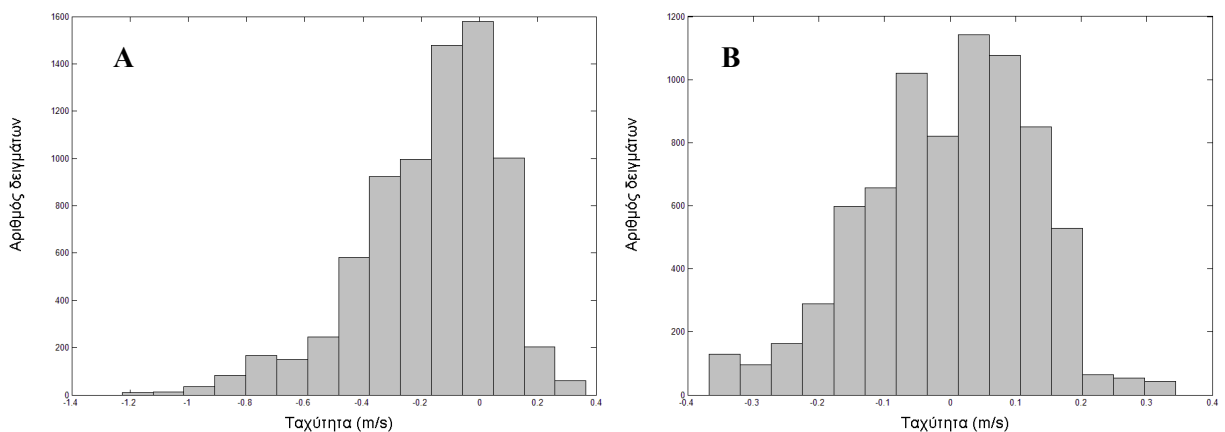
Στο σχ. 8.17 φαίνεται η χρονοσειρά στιγμιαίας αδιάστατης συγκέντρωσης C^* στο σημείο B του σχ.8.14.



Σχήμα 8.17. Χρονοσειρά της αδιάστατης συγκέντρωσης C^* στο σημείο B του σχ. 8.14.

Παρατηρούμε ότι αν και η μέση τιμή της αδιάστατης συγκέντρωσης είναι μόνο 60, μπορεί η στιγμιαία τιμή να πλησιάσει το 400. Στο σημείο αυτό μια μοντελοποίηση RANS θα οδηγούσε σε λάθος συμπεράσματα αν επρόκειτο για παράδειγμα να πρέπει να εκτιμηθεί η αναφλεξιμότητα του μίγματος. Στη συγκεκριμένη μοντελοποίηση που η ροή είναι τόσο ασταθής, τα σχ. 8.16 και 8.17 δημιουργούν την εντύπωση ότι ο χρόνος της μοντελοποίησης έπρεπε να είναι μεγαλύτερος αν ήθελε κανείς να κάνει αξιόλογη στατιστική ανάλυση των χρονοσειρών.

Η ασταθής κατάσταση της ροής αντικατοπτρίζεται και στη συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας των ταχυτήτων. Στο σχ. 8.18 εικονίζονται τα διαγράμματα πυκνότητας πιθανότητας από τους αισθητήρες της ταχύτητας U από τα σημεία A και B του σχ. 8.14.



Σχήμα 8.18. Διάγραμμα πυκνότητας πιθανότητας για την ταχύτητα U στο σημείο A (αριστερά) και στο σημείο B (δεξιά) του σχ. 8.14, όπου φαίνονται μη-γκαουσιανές κατανομές.

Παρατηρούμε ότι στο σημείο A η ταχύτητα παρουσιάζει μια λοξευμένη (skewed), μη-γκαουσιανή κατανομή. Συγκεκριμένα η πιο πιθανή τιμή είναι στο 0, αλλά απ' εκεί και πέρα βλέπουμε ότι οι θετικές τιμές είναι πιο σπάνιες και μικρές, ενώ οι αρνητικές πολύ πιο συχνές και μεγάλες (αυτό φαίνεται και από το σχ. 8.16). Η ουρά της κατανομής από τη δεξιά μεριά επεκτείνεται για εύρος 0,4 m/s, ενώ από την αριστερή επεκτείνεται για εύρος 1,4 m/s. Ενώ η πιθανότερη τιμή είναι η τιμή 0, ο μέσος όρος απ' ότι είδαμε είναι περίπου $-0,037 U_{ref}$, δηλαδή $-0,17$ m/s. Η ταχύτητα που αντιπροσω-

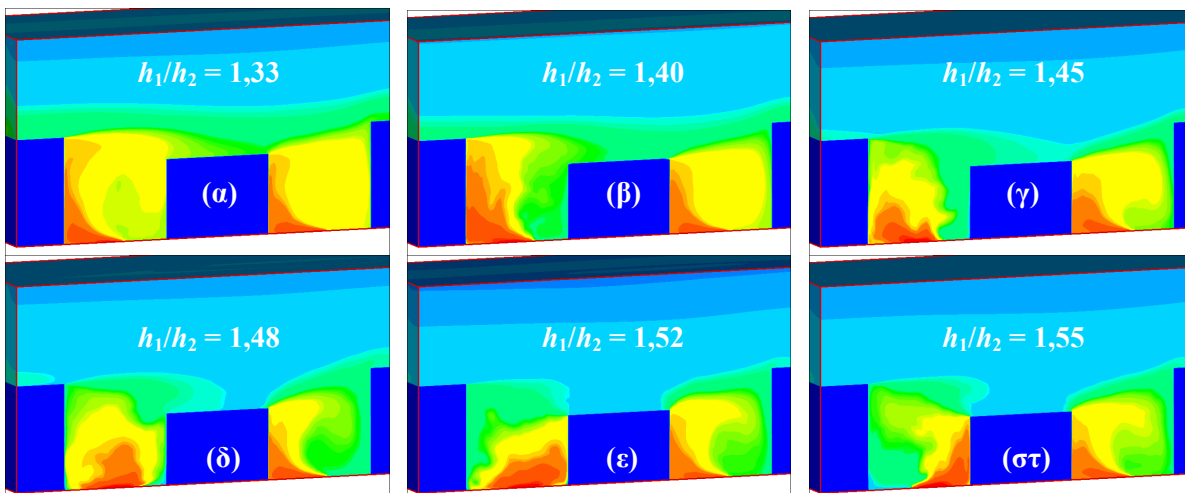
πέυει την πιο αποδεκτή φυσική κατάσταση είναι τα 0 m/s, ενώ ένα μοντέλο που δίνει μόνο μέσους όρους θα έδινε στην τελειότερη περίπτωση $-0,17$ m/s. Επίσης αξίζει να παρατηρήσουμε την αυξημένη πιθανότητα για ταχύτητα $-0,8$ m/s, που απ' ό,τι καταλαβαίνουμε από το σχ. 8.16 αντιπροσωπεύει τη φυσική κατάσταση του να υπάρχει ριπή. Όλα αυτά δε μπορούν να προβλεφθούν από ένα μοντέλο που δίνει μέσες τιμές, όπως το μοντέλο RANS. Τα μοντέλα αυτά δε μπορούν καν να υπολογίσουν αυτή τη ροή και το αποτέλεσμα που θα δώσουν θα έχει αμφίβολο φυσικό νόημα.

Στο σημείο Β, που βρίσκεται πιο χαμηλά, παρατηρούμε επίσης κάτι ενδιαφέρον. Εδώ ενώ ο μέσος όρος βρίσκεται κοντά στο 0, η πιθανότερη τιμή δεν είναι 0. Μάλιστα υπάρχουν δύο «πιθανότερες τιμές»: η ταχύτητα $U = 0,1$ m/s και η $U = -0,1$ m/s. Υποψιαζόμαστε ότι η θετική ταχύτητα απαντάται όταν έχουμε καθεστώς δύο στροβίλων στη χαράδρα και η αρνητική όταν έχουμε ένα στρόβιλο. Η μέση κατάσταση είναι πιο σπάνια απ' αυτές τις δύο. Οι μη-γκαουσιανές κατανομές του τύπου αυτού ονομάζονται δίκωρφες ή διττές (bimodal). Πιο έντονα διττές κατανομές θα δούμε στο κεφ. 10. Όταν έχουμε έντονα διττή κατανομή, είναι σα να έχουμε δύο λύσεις στο ίδιο πρόβλημα: άλλοτε τη μία και άλλοτε την άλλη. Αυτό φυσικά δε μπορεί να προβλεφθεί από τη μεθοδολογία RANS.

8.3.1. Επιπλέον περιπτώσεις που εξετάστηκαν

Καθώς η συγκεκριμένη γεωμετρία που έχουμε επιλέξει ενδείκνυται, έγιναν κάποιες αρχικές μοντελοποιήσεις και για την περίπτωση που έχουμε άπειρες οδικές χαράδρες αύξησης και μείωσης αναβαθμού εναλλάξ, που να εκπέμπουν όλες τον ίδιο ρύπο. Αυτό γίνεται ορίζοντας κυκλικές οριακές συνθήκες και στις συγκεντρώσεις. Τα προκαταρκτικά αποτελέσματα δείχνουν ότι στην περίπτωση αυτή ο ρύπος που μπαίνει μέσα σε μια χαράδρα από τις προηγούμενες της δεν αλλάζει πολύ τη μορφή των ισοϋψών συγκεντρώσεων μέσα στη χαράδρα, αλλά αυξάνει τις τιμές τους. Κάτι άλλο που αλλάζει πολύ είναι οι συγκεντρώσεις πάνω από την πόλη, που αυξάνονται συνεχώς και τείνουν να σταθεροποιηθούν σε κάποια τιμή, έχοντας ανεβάσει τη συγκέντρωση υποβάθρου.

Στις συγκεκριμένες δοκιμές μάλιστα εξετάστηκαν διάφοροι λόγοι h_1/h_2 και τ' αποτελέσματα παρουσιάζονται στο σχ. 8.19. Οι περιπτώσεις αυτές έτρεξαν για λιγότερο χρόνο (στο σχήμα παρουσιάζονται οι μέσες συγκεντρώσεις στα 600 s) και τα στατιστικά για τις συγκεντρώσεις άρχισαν πολύ νωρίς, στα 100 s, γι' αυτό τα σχήματα είναι ενδεικτικά και δίνονται μόνο για να σχηματιστεί μια γενική εικόνα. Από το σχ. 8.19 φαίνεται ότι η συγκέντρωση υποβάθρου δεν έχει ακόμη σταθεροποιηθεί σε καμιά περίπτωση, καθώς μοντελοποιήθηκε λίγος χρόνος.



Σχήμα 8.19. Ισοϋψείς μέσων συγκεντρώσεων για την περίπτωση που εκπέμπουν ρύπο όλες οι χαράδρες της άπειρης αλληλουχίας. Παρουσιάζονται 6 περιπτώσεις, με διαφορετικό λόγο υψών h_1/h_2 . Σε όλες τα επίπεδα των ισοϋψών είναι ίδια. Πολύ προσεγγιστικά οι πορτοκαλί περιοχές έχουν περίπου 60% μεγαλύτερες συγκεντρώσεις από τις κίτρινες, αυτές 60% μεγαλύτερες από το τις πράσινες κι αυτές 60% από τις γαλάζιες. Τ' αποτελέσματα είναι ενδεικτικά.

Κατ' αρχήν παρατηρούμε ότι σε όλες τις περιπτώσεις του σχήματος, οι συγκεντρώσεις πάνω από τις οροφές των κτιρίων είναι πολύ αυξημένες και θα αυξάνονταν κι άλλο αν οι μοντελοποιήσεις κρατούσαν περισσότερο χρόνο. Η περίπτωση δηλαδή να εκπέμπουν όλες οι χαράδρες μιας άπειρης αλληλουχίας είναι διαφορετική και θα πρέπει να εξεταστεί ξεχωριστά. Στις περιπτώσεις (α), (β) και

(γ) που η γεωμετρία είναι τέτοια ώστε να σχηματιστεί στη χαράδρα μείωσης αναβαθμού ένας μόνο κύριος βρόχος, η απαγωγή των ρύπων είναι πολύ μεγαλύτερη και έτσι στον ελεύθερο χώρο οι συγκεντρώσεις στα 600 s έχουν φτάσει σε συγκρίσιμες τιμές με τις χαμηλές συγκεντρώσεις της χαράδρας (πράσινες περιοχές). Γενικά από την έκταση της μπλε περιοχής στην κορυφή του χωρίου μπορούμε να καταλάβουμε πόσο καλή απαγωγή ρύπων έχουν οι χαράδρες και ιδίως αυτή της μείωσης αναβαθμού.

Επικεντρώνοντας τώρα την προσοχή μας μέσα στις χαράδρες παρατηρούμε ότι η μορφή των ισοϋψών δεν αλλάζει αισθητά λόγω της αύξησης της συγκέντρωσης υποβάθρου. Αλλάζουν όμως οι τιμές. Στη χαράδρα αύξησης αναβαθμού τώρα οι συγκεντρώσεις θα είναι αυξημένες, καθώς μπαίνει ρύπος από το περιβάλλον στο δεξί μισό της χαράδρας (βλ. σχ. 8.10). Γενικά στις χαράδρες αύξησης αναβαθμού οι συγκεντρώσεις πέφτουν στην αρχή όσο αυξάνει ο λόγος h_1/h_2 μέχρι την τιμή 1,5. Για το τι συμβαίνει απ' εκεί και μετά πρέπει να γίνει ξεχωριστή μελέτη καθώς υπάρχουν στο σχ. 8.19 ενδείξεις μη μονότονης συμπεριφοράς.

Στις χαράδρες μείωσης αναβαθμού οι συγκεντρώσεις επίσης πέφτουν στην αρχή όσο αυξάνει ο λόγος h_1/h_2 , καθώς ο ένας και μόνο βρόχος βρίσκει διέξοδο για τον ρύπο πάνω από το χαμηλό κτίριο, απ' όπου εισάγει και καθαρότερο αέρα. Γύρω στον κρίσιμο λόγο ο αερισμός της χαράδρας χειροτερεύει και για το τι συμβαίνει σε μεγαλύτερους λόγους h_1/h_2 πάλι πρέπει να γίνει ξεχωριστή μελέτη. Παρατηρούμε ότι και σε αυτή τη μοντελοποίηση, στον κρίσιμο λόγο $h_1/h_2 = 1,48$ οι συγκεντρώσεις δεν είναι αυξημένες σε καμιά πλευρά της χαράδρας, αλλά ο ρύπος διαχέεται κατά μέσο όρο προς τα πάνω. Για μικρότερους λόγους η υπήνεμη πλευρά έχει αυξημένες συγκεντρώσεις και για μεγαλύτερους λόγους η προσήνεμη.

8.4. ΒΑΣΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΑΠΟ ΤΟ ΚΕΦΑΛΑΙΟ

Κάποια από τα βασικότερα συμπεράσματα του κεφαλαίου συνοψίζονται παρακάτω:

- Είναι ενίοτε αποδοτικό να συνεργαστούν η RANS και η LES στο ίδιο πρόβλημα. Με τη RANS μπορούν να γίνουν πολλές γρήγορες παραμετρικές μελέτες και με την LES να διερευνηθούν οι περιπτώσεις ασταθών ροών όπου η RANS δεν είναι ακριβής και δεν δίνει πολλές πληροφορίες.

- Στις χαράδρες αύξησης αναβαθμού δημιουργείται πάντα ένας κύριος στρόβιλος (για τις γεωμετρίες που εξετάστηκαν – για χαράδρες που δεν είναι ούτε βαθιές ούτε πλατιές).

- Στις χαράδρες μείωσης αναβαθμού υπάρχει ένας κρίσιμος λόγος υψών h_1/h_2 στον οποίο αλλάζει το ροϊκό καθεστώς της χαράδρας από ένα κύριο στρόβιλο ανακυκλοφορίας σε δύο στρόβιλους. Στην περίπτωση των δύο στρόβιλων οι ρύποι παγιδεύονται στη χαράδρα. Επίσης οι μέγιστες συγκεντρώσεις παρατηρούνται στην προσήνεμη πλευρά και όχι στην υπήνεμη, όπως όταν έχουμε ένα στρόβιλο. Ο κρίσιμος λόγος για λείους τοίχους είναι περίπου $A = 1,5$.

- Για λόγο $h_1/h_2 = 1,52$, για τον οποίο υπάρχουν δύο στρόβιλοι στη χαράδρα μείωσης αναβαθμού, η μέση συγκέντρωσή της είναι περίπου τρεις φορές μεγαλύτερη από τη μέση συγκέντρωση της χαράδρας αύξησης αναβαθμού και δύο φορές μεγαλύτερη απ' αυτή της συμμετρικής χαράδρας.

- Από την μελέτη των τυρβωδών δομών στο επίπεδο πάνω από τις στέγες (και συγκεκριμένα από ταυτόχρονη απεικόνιση των στιγμιαίων συγκεντρώσεων και των ισοεπιφανειών αρνητικής διακύμανσης της ταχύτητας u') βγάζουμε το συμπέρασμα ότι υπάρχει υψηλή συσχέτιση μεταξύ των περιοχών χαμηλής ορμής και της απαγωγής ρύπου από τις χαράδρες.

- Η μελέτη της διασποράς τουλουπών ρύπου (puffs) οδηγεί σε επιπλέον συμπεράσματα και προσθέτει σημαντικές πληροφορίες στην εξέταση των φαινομένων διασποράς στις οδικές χαράδρες.

- Από την μελέτη της διασποράς τουλουπών ρύπου καταλαβαίνουμε ότι στη χαράδρα αύξησης αναβαθμού ο κύριος μηχανισμός διασποράς είναι η μεταφορά, ενώ στις χαράδρες μείωσης αναβαθμού διαδραματίζει μεγάλο ρόλο η διάχυση. Στις τελευταίες φαίνεται παραστατικά πόσο ασταθής είναι η ροή.

- Επιπλέον, στη χαράδρα αύξησης αναβαθμού συμπεραίνεται ότι ο ρύπος εξάγεται τμηματικά, κυρίως με ριπές που εξέρχονται από το βρόχο ανακυκλοφορίας.

- Η χαράδρα αύξησης αναβαθμού καθαρίζει πολλές φορές πιο γρήγορα σε ένα περιστατικό εκπομπής ρύπου λόγω ατυχήματος. Το μέγιστο της C^* στο ύψος της οροφής (ένδειξη του ποσού ρύπου που φεύγει) είναι κοντά στο 1 και συμβαίνει περίπου στα 45 s από το ατύχημα, ενώ στη χαράδρα μείωσης αναβαθμού το μέγιστο είναι 7 φορές λιγότερο και συμβαίνει σε 3 φορές περισσότερο χρόνο.

- Η τιμή της μέγιστης αδιάστατης συγκέντρωσης πέφτει παντού κάτω από 100 στα 20 s στην χαράδρα αύξησης αναβαθμού, ενώ θέλει περίπου 180 s για να γίνει κάτι τέτοιο στη χαράδρα μείωσης αναβαθμού (9 φορές περισσότερος χρόνος).

- Επιπλέον στη χαράδρα αύξησης αναβαθμού υπάρχει μείωση της μέγιστης συγκέντρωσης σχεδόν 3 τάξεις μεγέθους στα 150 s από το ατύχημα την στιγμή που στην χαράδρα μείωσης αναβαθμού ο μέγιστος ρύπος δεν έχει πέσει ούτε μία τάξη μεγέθους.

- Από απεικόνιση των μηχανισμών εξαγωγής ρύπου στο επίπεδο των χαμηλών στεγών της χαράδρας (μεταφορά και τυρβώδης διάχυση) καταλήγουμε στα εξής συμπεράσματα (για $h_1/h_2 = 1,52$):

- Στη χαράδρα αύξησης αναβαθμού ο κύριος μηχανισμός απαγωγής ρύπου, που επικρατεί κατά περίπου 84%, είναι η μεταφορά.

- Στη χαράδρα αύξησης αναβαθμού για ένα μέρος ρύπου που εξέρχεται λόγω μεταφοράς, 0,6 μέρη ξαναμπαίνουν στη χαράδρα λόγω του βρόχου ανακυκλοφορίας.

- Στη χαράδρα μείωσης αναβαθμού ο κύριος μηχανισμός απαγωγής ρύπου, που επικρατεί κατά περίπου 96%, είναι η τυρβώδης διάχυση.

- Η τυρβώδης διάχυση έχει παντού θετική συνεισφορά στην απαγωγή των ρύπων και στους δύο τύπους χαραδρών, ενώ η μεταφορά έχει αλλού θετική και αλλού αρνητική.

- Πολύ μικρές διαφορές στη γεωμετρία μπορεί να επιφέρουν τεράστιες διαφορές στο πεδίο ροής και συγκεντρώσεων.

- Σε ασταθείς ροές η RANS μπορεί να δώσει αποτελέσματα που δεν αντιπροσωπεύουν κάποια πολύ πιθανή να συμβεί φυσική κατάσταση.

- Από τη μορφή της σύγκλισης στη RANS μπορούμε ενίοτε να υποθέσουμε αν η φυσική ροή ενδέχεται να κρύβει ασταθή συμπεριφορά (οπότε τ' αποτελέσματα της RANS δε θα είναι αξιόπιστα).

- Για τον κρίσιμο λόγο A η LES προβλέπει άλλοτε ένα και άλλοτε δύο βρόχους για τη χαράδρα μείωσης αναβαθμού, ενώ στη RANS θα επικρατήσει και θα δοθεί ως αποτέλεσμα η μια από τις δύο καταστάσεις.

- Οι στιγμιαίες συγκεντρώσεις μπορεί να είναι μια τάξη μεγέθους μεγαλύτερες από τις μέσες.

- Η LES μπορεί να δώσει σημαντικές επιπλέον πληροφορίες από μια μοντελοποίηση (εκτός από ακριβέστερα αποτελέσματα), όπως ριπές ανέμου, μέγιστα συγκεντρώσεων, μορφές χρονοσειρών, κατανομές πυκνότητας πιθανότητας μεταβλητών, ανίχνευση και ανάλυση διττής συμπεριφοράς, ρεαλιστική απεικόνιση της χρονικής μεταβολής των φαινομένων για ν' αναφέρουμε μόνο κάποια απ' αυτά που είδαμε στο κεφάλαιο αυτό.

- Η μελέτη άπειρων οδικών χαραδρών που εκπέμπουν όλες ρύπο είναι διαφορετικό πρόβλημα και οδηγεί σε τροποποιημένα συμπεράσματα.

Για το μέλλον υπάρχουν πλήθος σημείων στα οποία μπορεί να επεκταθεί η μελέτη αυτή:

- Διασταύρωση της τιμής του κρίσιμου λόγου A και με άλλους κώδικες/ ερευνητές. Εξέταση των παραγόντων από τους οποίους εξαρτάται (τραχύτητα, λοιπά γεωμετρικά χαρακτηριστικά κτλ.) και σχετικά διαγράμματα.

- Διερεύνηση όλων των φαινομένων που εξετάστηκαν στην §8.2 (συνεκτικές δομές, στροβιλότητα, μηχανισμοί απαγωγής ρύπων κτλ.) για τον κρίσιμο λόγο $h_1/h_2 = 1,48$ και γενικότερα για διάφορους λόγους και παρουσίαση της επίδρασης του h_1/h_2 σε διάγραμμα.

- Επέκταση της μελέτης τουλουπών ρύπου: Περισσότερος χρόνος υπολογισμού (για χιλιάδες δευτερόλεπτα, μέχρι να καθαρίσουν εντελώς οι χαράδρες), επιπλέον ποσοτικές αναλύσεις, εξέταση κι άλλων ειδών τουλουπών, εξέταση επιπλέον γεωμετριών και σχετικά παραμετρικά διαγράμματα.

- Στατιστική ανάλυση και εξέταση συσχετίσεων μεταξύ των χρονοσειρών.

- Μελέτη των χαραδρών αύξησης/ μείωσης αναβαθμού για λόγους μεγαλύτερους από 1,5.

- Εξέταση συνεκτικών δομών με καταλληλότερο αριθμητικό σχήμα και πυκνότερο πλέγμα.

- Επανάληψη όλων των ανωτέρω μελετών για την περίπτωση άπειρων χαραδρών που εκπέμπουν όλες. Αυτό μπορεί να γίνει αρχικά για συμμετρική χαράδρα. Ο χρόνος τρεξίματος (και η έναρξη λήψης στατιστικών) πρέπει να είναι πολλές φορές μεγαλύτερος απ' ό,τι στην παρούσα μελέτη. Επανεξέταση και επέκταση των συμπερασμάτων που αναφέρονται στο σχ. 8.19.

9. Μελέτη με LES διασποράς υδρογόνου σε εσωτερικούς χώρους

Στο κεφάλαιο αυτό εφαρμόζεται η μεθοδολογία μοντελοποίησης μεγάλων δινών που αναπτύχθηκε, σε δύο διαφορετικές περιπτώσεις διαρροής υδρογόνου σε εσωτερικούς χώρους και γίνεται σύγκριση με πειραματικά δεδομένα.

9.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Καθώς τα αποθέματα των πετρελαϊκών καυσίμων είναι πεπερασμένα και συνεχώς γίνονται ανακοινώσεις για πιθανές ημερομηνίες στις οποίες θα εκλείψουν, η αναζήτηση εναλλακτικών καυσίμων είναι επιτακτική. Το υδρογόνο συγκεντρώνει πολλά ελκυστικά χαρακτηριστικά ως φορέας ενέργειας και γι' αυτό προσελκύει έντονο το ενδιαφέρον της επιστημονικής κοινότητας (Momićan & Veziroglu, 2002). Πραγματικά στην Ευρώπη για παράδειγμα το υδρογόνο και οι κυψέλες καυσίμου ήταν το πρώτο ερευνητικό θέμα στον τομέα της μη-πυρηνικής ενέργειας με συνολικό προϋπολογισμό 2,35 δισεκατομμύρια ευρώ, από το συνολικό κονδύλιο των 50,5 δισεκατομμυρίων του FP7 (EU Energy Research, 2009). Αυτή η τάση δείχνει τις μεγάλες δυνατότητες της ενέργειας που προέρχεται από υδρογόνο, αλλά αντανακλά και τις ανησυχίες της ερευνητικής κοινότητας σχετικά με τα θέματα ασφάλειας που θα προκύψουν όταν πιθανόν η χρήση του γενικευθεί.

Το υδρογόνο που χρησιμοποιείται στις μεταφορές έχει δύομισι φορές μεγαλύτερη ενεργειακή απόδοση σε σχέση με τα βενζινοκίνητα οχήματα (Ghosh & Prelas, 2011), ενώ την ίδια στιγμή είναι ανανεώσιμο και φιλικό με το περιβάλλον ιδίως αν έχει χρησιμοποιηθεί καθαρή ενέργεια για την παραγωγή του (Nowotny & Veziroglu, 2011). Από την άλλη μεριά όμως είναι διαφανές, άοσμο, ανωστικό, έχει μεγάλο εύρος αναφλεξιμότητας ανάμεσα 4% και 75% κατ' όγκο, έχει χαμηλή απαιτούμενη ενέργεια έναυσης καύσης και σχετικά ψηλή ταχύτητα καύσης (εκρήγνυται). Έτσι ο χειρισμός του και η αποθήκευσή του είναι επικίνδυνα και αποτελούν μια πρόκληση για τους επιστήμονες (Rigas & Sklavounos, 2005).

Τα κίνητρα ενασχόλησης με το υδρογόνο σε μια εργασία που αφορά τη μελέτη της ροής και της διασποράς ρύπων στο αστικό περιβάλλον είναι πολλά. Το υδρογόνο αναμένεται στο μέλλον να έχει σύστημα διανομής όπως έχει σήμερα η βενζίνη. Σε όλες τις φάσεις της παραγωγής, αποθήκευσης, διανομής και χρήσης στις πόλεις, είναι πιθανόν να προκληθεί ατύχημα, λόγω του μεγάλου εύρους αναφλεξιμότητας του υδρογόνου. Έτσι πρέπει να υπάρχουν ανεπτυγμένα εργαλεία μελέτης της διασποράς του (όπως αυτό της παρούσας εργασίας) που θα βοηθήσουν στην εξασφάλιση της σωματικής ακεραιότητας των πολιτών. Χαρακτηριστικό παράδειγμα που δείχνει γιατί είναι απαραίτητο να ασχοληθεί κάποιος με τη διασπορά του υδρογόνου σε μια εργασία για πόλεις είναι το ατύχημα που συνέβη στις 3 Μαρτίου 1983 μέσα σε μια οδική χαράδρα στη Στοκχόλμη, σε φορτηγό που μετέφερε 13,5 κιλά υδρογόνου υπό πίεση. 16 άνθρωποι τραυματίστηκαν, 10 οχήματα και κτίρια μέχρι απόσταση 90 μέτρων υπέστησαν ζημιές. Το ατύχημα αναλύθηκε με ΥΡ δείχνοντας τον βασικό ρόλο που μπορεί να διαδραματίσει αυτό το εργαλείο στη μελέτη ασφάλειας υδρογόνου (Venetsanos et al., 2003).

Υπάρχουν κι άλλες επικίνδυνες καταστάσεις από τη χρήση υδρογόνου ή άλλων ανωστικών αερίων που μπορεί να συμβούν σε μια πόλη, πολλές από τις οποίες έχουν προσομοιωθεί με ΥΡ. Παραδείγματα είναι οχήματα που χρησιμοποιούν υδρογόνο και μπορεί να έχουν διαρροή περνώντας κάτω από μια γέφυρα (π.χ. Venetsanos et al., 2010a), όντας μέσα σε ένα γκαράζ (π.χ. Venetsanos et al., 2009, 2010b, Papanikolaou et al., 2010) ή διασχίζοντας ένα τούνελ (π.χ. Venetsanos et al., 2008). Άλλα παραδείγματα είναι σταθμοί ανεφοδιασμού υδρογόνου (Papanikolaou & Venetsanos, 2007) ή σταθερά συστήματα παραγωγής ενέργειας (Papanikolaou et al., 2011). Σε όλες αυτές τις εργασίες και σε άλλες πολύ περισσότερες, η υπολογιστική ρευστομηχανική έχει αποδειχτεί ένα ισχυρό εργαλείο για τη μελέτη της διασποράς υδρογόνου. Η ΥΡ αναμένεται να διαδραματίσει ρόλο-κλειδί στην τεχνολογία υδρογόνου στο μέλλον. Όλοι αυτοί οι λόγοι συνέβαλλαν στην απόφαση να γίνουν οι μελέτες αυτού του κεφαλαίου.

Επιπλέον, στην παρούσα εργασία υπήρχε επιθυμία να δοκιμαστεί ο κώδικας LES που αναπτύχθηκε και για περιπτώσεις μη παθητικού ρύπου, αφού υπήρχε αυτή τη δυνατότητα. Το υδρογόνο, όντας ανωστικό, ενδείκνυται για τέτοιου είδους δοκιμές. Έτσι ο κώδικας LES που αναπτύχθηκε θα έχει αξιολογηθεί και για μη παθητικούς ρύπους, εξαπλώνοντας το πιθανό πεδίο εφαρμογών του. Τέλος, ο κώδικας στον οποίο ενσωματώθηκε η μεθοδολογία της παρούσας εργασίας, ο ADREA-HF, έχει λαμπρή ιστορία σε μοντελοποιήσεις υδρογόνου στο παρελθόν (Venetsanos et al., 2010c) και θα ήταν ενδιαφέρον να είναι δοκιμασμένος και όσον αφορά τις δυνατότητές του για LES. Το κεφάλαιο βασίζεται σε εργασίες του γράφοντα και συνεργατών (Koutsourakis et al., 2011b, 2012c,d), που έγιναν στα πλαίσια της διατριβής.

Τα περισσότερα πειράματα που αφορούν διασπορά υδρογόνου έχουν γίνει σε κλειστούς ή ημι-κλειστούς χώρους. Ο λόγος είναι ότι καθώς το υδρογόνο είναι ανωστικό, σε ανοικτούς χώρους φεύγει γρήγορα προς την ατμόσφαιρα, οπότε ούτε μεγάλο ενδιαφέρον παρουσιάζει αυτή η περίπτωση, ούτε διευκολύνει τις μετρήσεις. Έτσι, στο συγκεκριμένο κεφάλαιο γίνεται σύγκριση με δύο πειράματα υδρογόνου: ένα σε κλειστό και ένα σε ημι-κλειστό χώρο. Τα πειράματα περιγράφονται στις αντίστοιχες παραγράφους. Ο λόγος που επιλέχθηκαν τα συγκεκριμένα πειράματα ήταν η άμεση διαθεσιμότητα των πειραματικών και γεωμετρικών δεδομένων και το γεγονός ότι είχαν μοντελοποιηθεί στο παρελθόν (με RANS) από το Εργαστήριο Περιβαλλοντικών Ερευνών του Δημόκριτου.

Περισσότερα στοιχεία για το υδρογόνο, τη χρήση του, τις προοπτικές του, τους κινδύνους και τις δυσκολίες από την εξάπλωσή του μπορεί να βρει ο αναγνώστης στο διδακτορικό της Παπανικολάου (2011). Στην ίδια εργασία υπάρχει και εκτενής ανασκόπηση των πειραμάτων σε κλειστούς και ημι-κλειστούς χώρους, καθώς και μοντελοποιήσεών τους με ΥΡ.

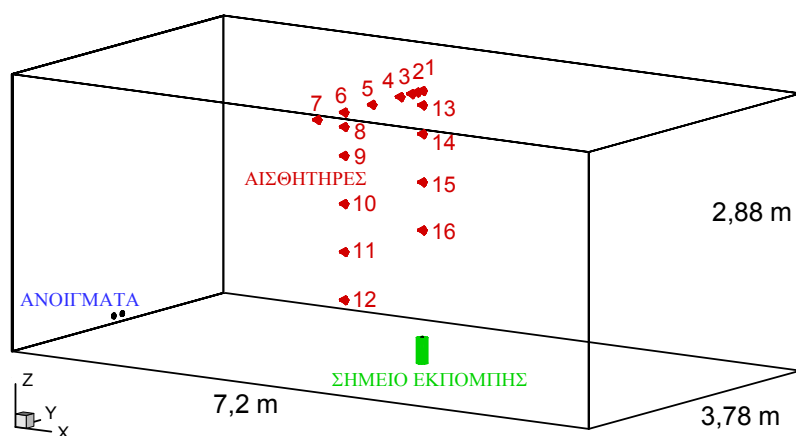
9.2. ΔΙΑΣΠΟΡΑ ΥΔΡΟΓΟΝΟΥ ΣΕ ΚΛΕΙΣΤΟ ΧΩΡΟ

Όταν το υδρογόνο θ' αρχίσει να χρησιμοποιείται στο μέλλον καθημερινά σε οχήματα, οι πολίτες θ' ανησυχούν για θέματα ασφαλείας. Στον ανοικτό χώρο θα υπάρχει ελπίδα ότι το υδρογόνο θα φύγει προς την ατμόσφαιρα πριν προλάβει να συμβεί κάποιο ατυχές συμβάν. Στους κλειστούς χώρους όμως και ιδίως στα γκαράζ που συνήθως έχουν ελάχιστο ή καθόλου αερισμό, οι φόβοι θα είναι δικαιολογημένα πολύ μεγαλύτεροι. Για το λόγο αυτό η συγκεκριμένη γεωμετρία έχει κινήσει το ερευνητικό ενδιαφέρον τόσο πειραματικών μελετών (Gupta et al., 2009, Lacomme et al., 2011) όσο και θεωρητικών με μεθοδολογίες RANS (Swain et al., 1998a, 2003, Gallego et al., 2007, Matsuura et al., 2008, Barley & Gawlik, 2009, Middha et al., 2009, Venetsanos et al., 2009, 2011, Sharma et al., 2011) και LES (Molkov et al., 2008, Matsuura, 2009, Zhang et al., 2010, Sharma et al., 2011). Βλέπουμε ότι παρόλο που το φαινόμενο είναι μεταβατικό και θα ταίριαζε καλύτερα χρήση της LES, συνήθως χρησιμοποιούνται μέθοδοι RANS που είναι πιο γρήγορες και εύκολες. Έτσι λοιπόν υπάρχει κενό στη βιβλιογραφία που μπορεί να καλυφθεί με επιπλέον μελέτες LES, όπως οι παρούσες.

9.2.1. Σύντομη περιγραφή του πειράματος

Το πείραμα προς προσομοίωση ήταν INERIS-test-6C, που εκτελέστηκε από το INERIS (Institut national de l' environnement industriel et des risques, <http://www.ineris.fr>) στο πλαίσιο της δραστηριότητας InsHyde (<http://www.hysafe.net/InsHyde>), που ήταν εσωτερικό πρόγραμμα του δικτύου αριστείας HYSAFE (<http://www.hysafe.org>). Το πείραμα χρησιμοποιήθηκε για την αξιολόγηση διαφόρων κωδίκων ΥΡ για την πρόβλεψη βραχυπρόθεσμης και μακροπρόθεσμης ανάμιξης και διασποράς του υδρογόνου σε κλειστούς χώρους.

Το πείραμα INERIS διεξήχθη σε ένα βράχο με ένα περίπου ορθογώνιο σχήμα (σχ. 9.1) με διαστάσεις 3,78 x 7,2 x 2,88 m σε πλάτος, μήκος και ύψος αντίστοιχα (Dagba et al., 2005, Venetsanos et al., 2009, Lacomme et al., 2011). Σ' ένα λίγο ή πολύ κεντρικό σημείο αυτού του υποτιθέμενου γκαράζ, σε 3,8 m από την εμπρόσθια πλευρά και 0,265 m από το πάτωμα, πραγματοποιήθηκε μια κάθετη έκλυση υδρογόνου έντασης 1 g/s για 240 s από ένα στόμιο με διάμετρο 0,02 m. Η μπροστινή πλευρά του δωματίου αποτελούνταν από ένα σφραγισμένο πλαστικό τοίχωμα, με δύο μικρά ανοίγματα κάτω για να εξασφαλιστεί σταθερή πίεση περιβάλλοντος. Κατά τη διάρκεια της δοκιμής η συγκέντρωση υδρογόνου μετρούνταν ανά τακτά διαστήματα σε 12 θέσεις στο γκαράζ (σχ. 9.1 - στους αισθητήρες 2, 3, 5 και 15 δεν είναι διαθέσιμες μετρήσεις), για χρονικό διάστημα έως και 5160 s μετά την τέλος της έκλυσης. Ο χρόνος αυτός που καλύπτει τόσο την έκλυση του υδρογόνου όσο και την επακόλουθη φάση διάχυσης. Στο σχ. 9.2 παρουσιάζονται φωτογραφίες τόσο από το εσωτερικό όσο και από το εξωτερικό του δωματίου. Περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με το πείραμα και τα αποτελέσματά του μπορούν να βρεθούν στους Lacomme et al. (2011).



Σχήμα 9.1. Η γεωμετρία, η θέση της πηγής και των αισθητήρων.

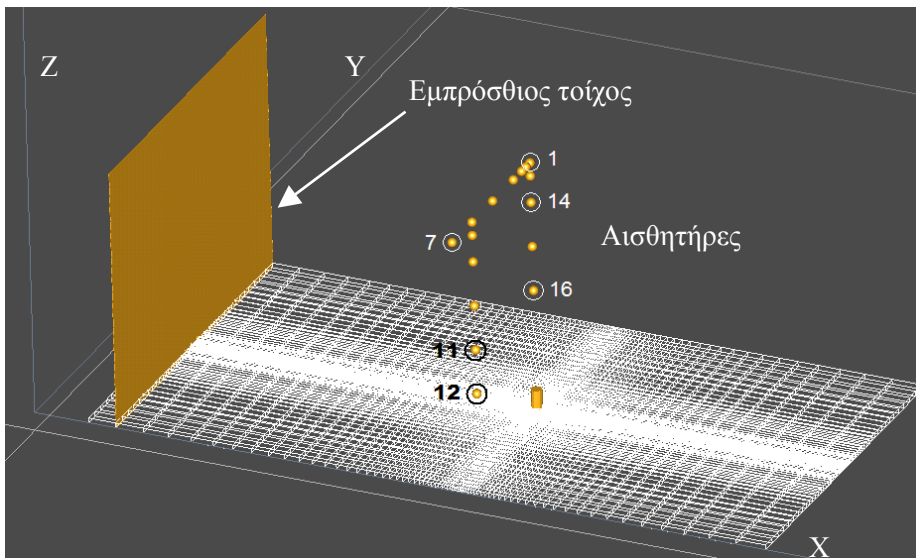
Πριν και μετά το πείραμα, πραγματοποιήθηκε η συγκριτική άσκηση SBEP (Standard Benchmarking Exercise Problem) - V3 στα πλαίσια της δραστηριότητας InsHyde (Venetsanos et al., 2009), η οποία βοήθησε στην απόκτηση κοινής γραμμής για τα ζητήματα που αφορούν πρόβλεψη της διασποράς υδρογόνου σε κλειστούς χώρους. Τ' αποτελέσματα της ΥΡ ήταν σε γενικές γραμμές αρκετά καλά, ενώ το μοντέλο τύρβης, η χωρική ανάλυση και το σχήμα διακριτοποίησης βρέθηκαν να είναι οι πιο σημαντικές παράμετροι προσομοίωσης.



Σχήμα 9.2. Φωτογραφίες από το σπήλαιο στο οποίο έγινε το πείραμα (από INERIS). Α: Εξωτερικά. Β: Εσωτερικά.

9.2.2. Δεδομένα της παρούσας μοντελοποίησης

Μοντελοποιήθηκε ολόκληρο το δωμάτιο του πειράματος, ενώ το υπολογιστικό πεδίο επεκτάθηκε για 5,9 m έξω από τον μπροστινό τοίχο, προκειμένου να αποφευχθούν πιθανές επιπτώσεις λόγω της εκροής από τα ανοίγματα εξισορρόπησης πίεσης. Σημειώνεται ότι στο πείραμα της παρούσας μοντελοποίησης, μόνο τ' ανοίγματα 2 και 3 της φωτογραφίας στο σχ. 9.2 ήταν ανοικτά, ενώ το άνοιγμα 1 ήταν κλειστό. Ο αριθμός των κελιών στις κατευθύνσεις X , Y και Z , ήταν 79, 57 και 34 αντίστοιχα. Ο συνολικός αριθμός των κελιών στο δωμάτιο ήταν περίπου 130000. Στην οριζόντια κατεύθυνση, το πλέγμα είναι εκλεπτυσμένο κοντά στην πηγή, με μήκος των κελιών 0,02 m, ενώ μετά από μερικά κελιά αρχίζει να επεκτείνεται με αναλογία 1,08. Κατά την κατακόρυφη διεύθυνση, κοντά στο έδαφος και στην οροφή, το ύψος των κελιών είναι σταθερό, περίπου 0,05 m και 0,1 m αντίστοιχα, ενώ διαστέλλεται ελαφρά στο ενδιάμεσο. Μέρος του πλέγματος του δωματίου και οι θέσεις των αισθητήρων φαίνονται στο σχ. 9.3.



Σχήμα 9.3. Τα κελιά του εδάφους στο τμήμα του χωρίου υπολογισμού που αφορά το δωμάτιο. Κυκλωμένοι είναι οι αισθητήρες για τους οποίους παρέχονται χρονοσειρές.

Δοκιμάστηκαν επίσης ένα δεύτερο, πιο αραιό στις X και Z διευθύνσεις πλέγμα, με περίπου 65000 κελιά στο δωμάτιο και ένα τρίτο, πυκνότερο στην κατεύθυνση Z πλέγμα με περίπου 300000 συνολικά κελιά, προκειμένου ν' αξιολογηθεί η ευαισθησία των αποτελεσμάτων στο πλέγμα.

Η πηγή μοντελοποιείται ως μια επιφάνεια τζετ, που εκπέμπει για 240 s καθαρό υδρογόνο με δεδομένες τιμές ροής μάζας και ορμής από το πείραμα. Όσον αφορά τις οριακές συνθήκες στην πηγή, στον άξονα της έκλυσης έχει επιβληθεί μηδενική κλίση για τις δεδομένες τιμές στην επιφάνεια εξόδου. Αριθμητικά, ένας όρος πηγής προστίθεται στις εξισώσεις του κελιού που περιλαμβάνει την επιφάνεια εκπομπής. Οι τοίχοι και η οροφή, για την οποία εφαρμόστηκε η συνθήκη μη ολίσθησης, επεκτείνονται για 5,9 m έξω από το εμπρόσθιο τοίχο του δωματίου, ενώ στο τέλος του χωρίου υπολογισμού (στην αριστερή πλευρά, που δεν φαίνεται στο σχ. 9.3) χρησιμοποιήθηκαν οριακές συνθήκες Neumann. Επιλέχθηκε μεταβλητό χρονικό βήμα με την απαίτηση να διασφαλίζεται σε κάθε κελί και για κάθε χρονική στιγμή μέγιστος αριθμός Courant CFL = 0,3. Αυτό είχε ως αποτελέσματα ένα μέσο χρονικό βήμα $dt = 0,00055$ s. Μετά το τέλος της έκλυσης του υδρογόνου, το χρονικό βήμα αυξάνεται αυτόματα (και πάλι διασφαλίζοντας CFL < 0,3) και η ροή εν μέρει γίνεται πιο στρωτή, όπως διαπιστώνεται και από τις χρονοσειρές των συγκεντρώσεων.

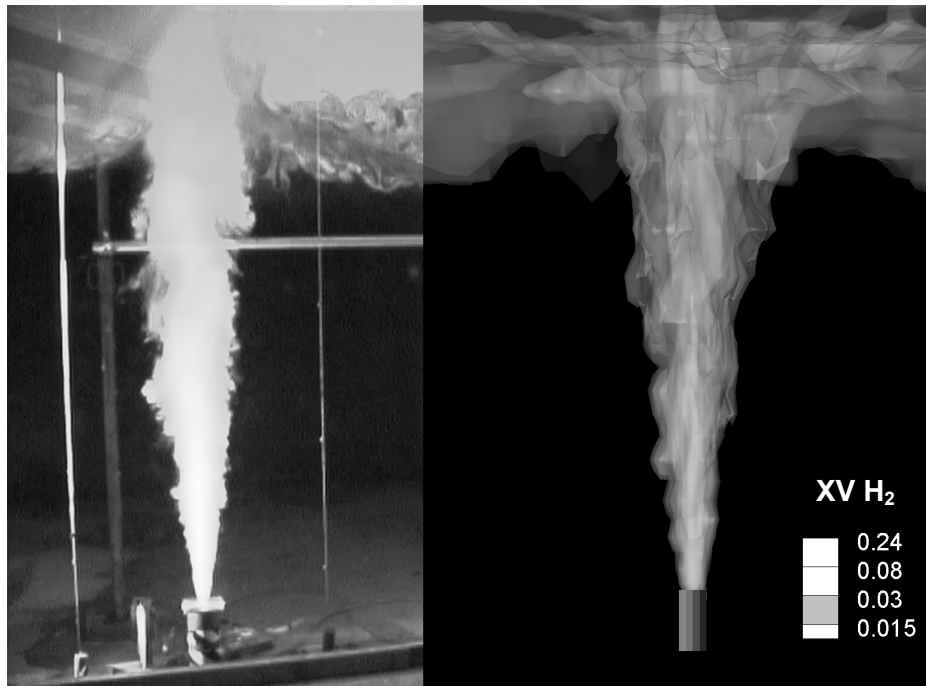
9.2.3. Αποτελέσματα της μοντελοποίησης LES και σχόλια

9.2.3.1. Εξάπλωση του υδρογόνου

Όπως μπορεί να δει κανείς κυρίως από τους αισθητήρες τόσο του πειράματος όσο και της προσομοίωσης, το υδρογόνο μεταφέρεται ορμητικά στην κορυφή του δωματίου, στη συνέχεια στα

πλευρικά τοιχώματα και στη συνέχεια συσσωρεύεται στο άνω μέρος του δωματίου. Όταν σταματήσει να εκπέμπει η πηγή, ακολουθεί στρωματοποίηση του υδρογόνου στην οροφή.

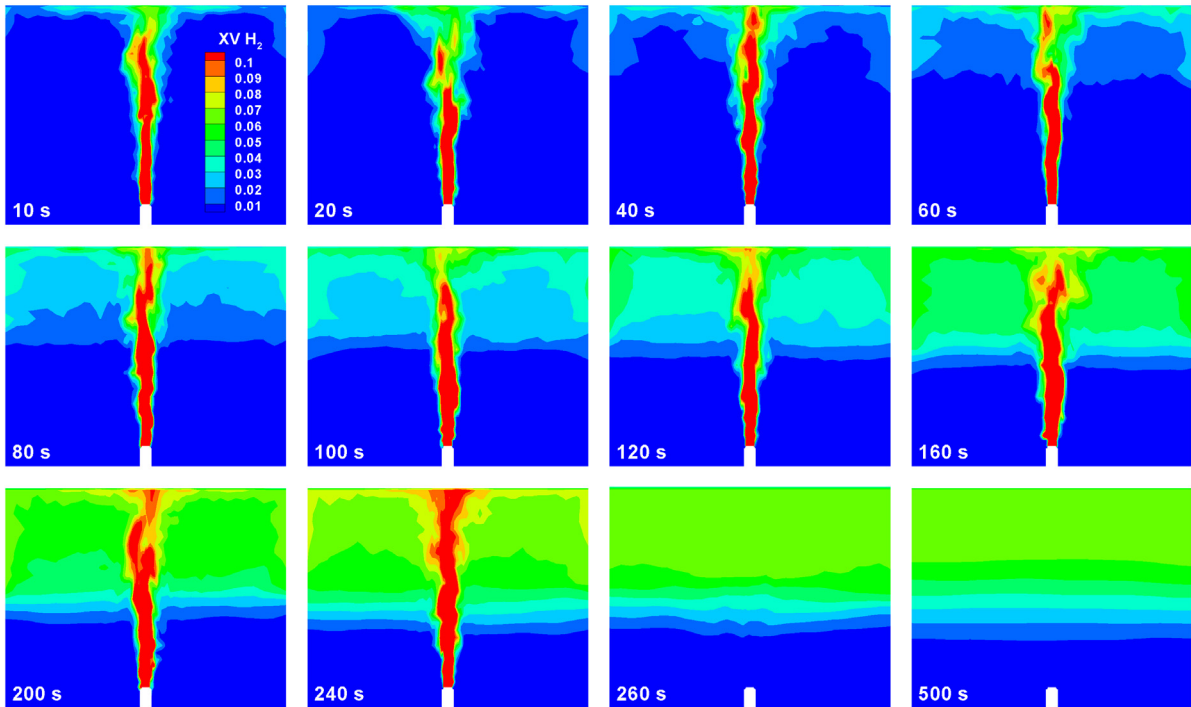
Ένα πρώιμο στιγμιότυπο της έκλυσης του υδρογόνου μπορεί να φανεί στο σχ. 9.4, τόσο για το πείραμα όσο και για την προσομοίωση LES.



Σχήμα 9.4. Αριστερά: Φωτογραφία από την έκλυση (από INERIS). Δεξιά: Ισοεπιφάνειες συγκεντρώσεων κατ' όγκο από την προσομοίωση LES.

Οι υπολογισθείσες ισοεπιφάνειες συγκέντρωσης σχηματίζουν μοτίβα πολύ παρόμοια με την πειραματική εικόνα. Αυτό δείχνει πόσο επιτυχημένη είναι η μοντελοποίηση. Ο θύσανος (ή πλούμιο - plume) στα υψηλότερα τμήματα του πίδακα φαίνεται να είναι ελαφρώς ευρύτερος στην προσομοίωση. Επίσης, σ' αυτό το συγκεκριμένο στιγμιότυπο του πειράματος, η κατανομή του υδρογόνου στο πάνω όριο δεν φαίνεται να είναι συμμετρική - περισσότερη μάζα μεταφέρεται προς την πλευρά των αισθητήρων του δωματίου (αριστερά στο σχ. 9.2^B, δεξιά στο σχ. 9.4). Αυτό μπορεί να οφείλεται σε τυχαίους λόγους, όπως έλλειψη απόλυτης συμμετρίας της γεωμετρίας, των συνθηκών της πίεσης ή της ροής. Δυστυχώς δεν υπάρχουν μετρήσεις στην άλλη μεριά του δωματίου ώστε να διαπιστωθεί κατά πόσο η διασπορά ήταν συμμετρική.

Στο σχ. 9.5 παρέχονται ισοϋψείς (contours) της στιγμιαίας κατ' όγκο συγκέντρωσης στο επίπεδο Y-Z που περιλαμβάνει τον άξονα του τζετ. Το υδρογόνο φθάνει πολύ γρήγορα το ταβάνι και ξεκινά να συσσωρεύεται στο άνω μισό μέρος του δωματίου. Το πεδίο ροής που αναπτύσσεται μεταφέρει το υδρογόνο κατά μήκος της οροφής και στη συνέχεια προς τα κάτω κατά μήκος των πλευρικών τοιχωμάτων, τα οποία έχουν υψηλότερες συγκεντρώσεις από ό,τι οι γειτονικές περιοχές του ίδιου ύψους. Έτσι, το πλούμιο παίρνει ένα σχήμα μανιταριού κατά το μεγαλύτερο μέρος της έκλυσης (release phase). Μέχρι 240 s, η συνεχής παροχή υδρογόνου διατηρεί μια περιοχή υψηλής συγκέντρωσης ακριβώς πάνω από το μπεκ ψεκασμού που πηγαίνει μέχρι το ταβάνι. Όταν σταματά η παροχή υδρογόνου, αυτός ο πυρήνας εξαφανίζεται πολύ γρήγορα, ως αποτέλεσμα ανάμιξης και διάχυσης. Καθ' όλη τη διαδικασία, το δωμάτιο γεμίζει με υδρογόνο, ξεκινώντας από την κορυφή προς το πάτωμα. Λόγω άνωσης, μια περισσότερο ή λιγότερο στρωματοποιημένη διανομή υδρογόνου εμφανίζεται μετά το πέρας της έκλυσης, ενώ το άνω ήμισυ του δωματίου διατηρεί μια συγκέντρωση κατ' όγκο υδρογόνου πάνω από το εύφλεκτο όριο του 4% (σχ. 9.5, 500 s). Στο σχ. 9.5 αξίζει να παρατηρήσουμε τον ακανόνιστο και διακοπτόμενο τρόπο με τον οποίο πετάγεται το υδρογόνο προς το ταβάνι, δείγμα της έντασης της έκλυσης και της τυρβώδους ροής. Τέτοιες ρεαλιστικές απεικονίσεις της χρονικής εξέλιξης των φαινομένων δε μπορούν να γίνουν με μεθοδολογίες RANS.



Σχήμα 9.5. Ισοϋψείς (contours) συγκεντρώσεων κατ' όγκο από την προσομοίωση LES για διάφορες χρονικές στιγμές. Φαίνεται το επίπεδο Y-Z που περνάει από τον άξονα του ακροφυσίου.

9.2.3.2. Σύγκριση των αποτελεσμάτων με τα πειραματικά δεδομένα

Παρακάτω θα γίνει σύγκριση των μετρούμενων και των υπολογιζόμενων με LES χρονοσειρών συγκέντρωσης σε κάποιους αισθητήρες. Θα περιληφθούν επίσης και προηγούμενα αποτελέσματα RANS με το ADREA-HF. Λεπτομέρειες σχετικά με τις προσομοιώσεις RANS μπορούν να βρεθούν στην άσκηση SBEP-V3 (Venetsanos et al., 2009), όπου το ADREA-HF έδωσε συγκεντρώσεις πιο κοντά στα πειραματικά δεδομένα από το μέσο όρο των αποτελεσμάτων RANS των διαφόρων κωδίκων/μοντελοποιήσεων που συμμετείχαν στην άσκηση. Στον πίν. 1, παρέχονται ορισμένες πληροφορίες σχετικά με το πλέγμα και τον χρόνο υπολογισμού τόσο για την προσομοίωση με RANS όσο και γι' αυτές που έγιναν με LES. Οι χρόνοι που αναγράφονται αφορούν τον H/Y ki7 (βλ. πίν. 4.1). Παρατηρούμε ότι εδώ που το φαινόμενο μεταβάλλεται με το χρόνο, οι διαφορές μεταξύ RANS και LES στο χρόνο υπολογισμού δεν είναι τόσο μεγάλες όσο αυτές που είδαμε σε προηγούμενα κεφάλαια.

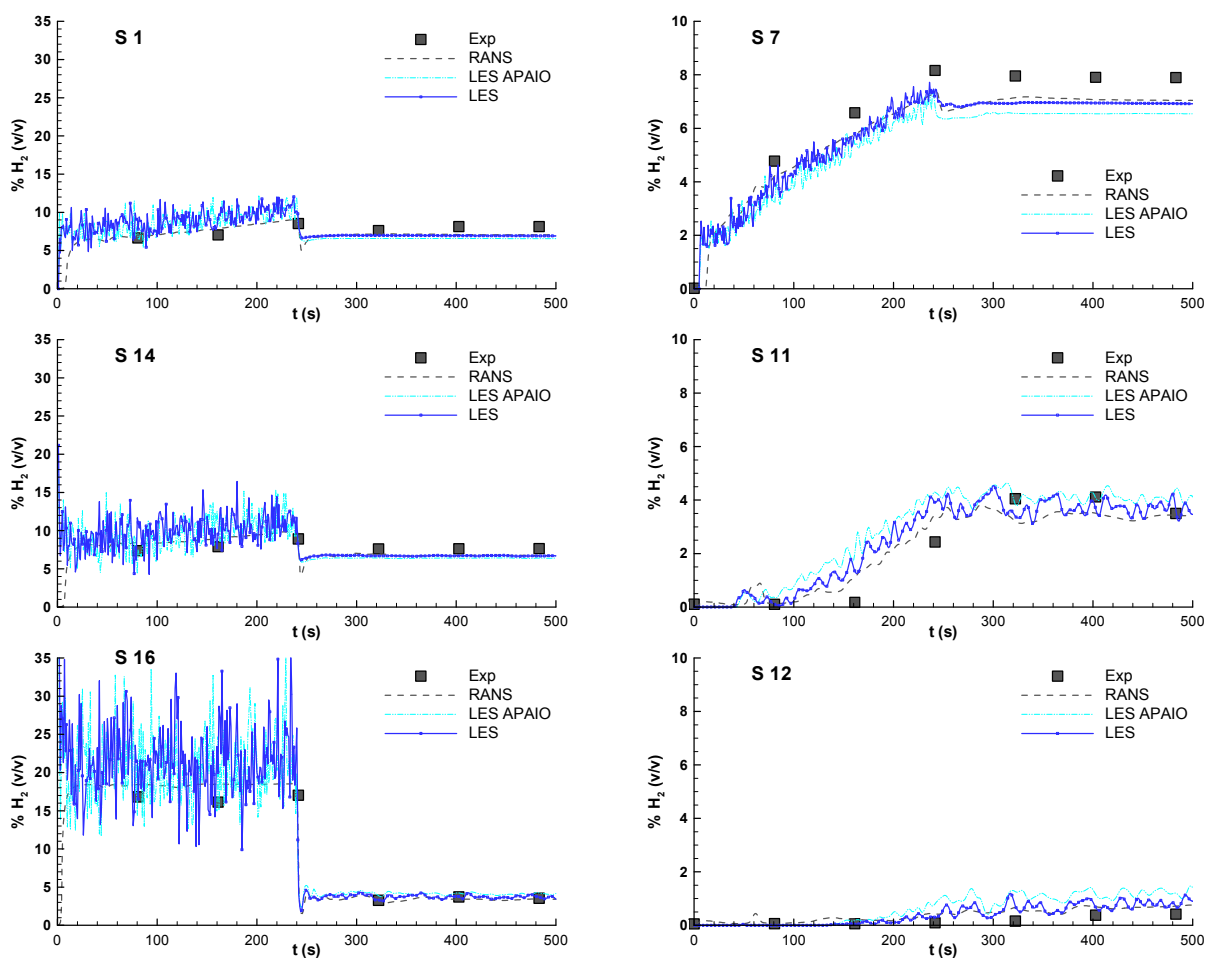
Μεθοδολογία	Συνολικός αριθμός κελιών	Χρόνος τρεξίματος μέχρι τα 500s σε 4-πύρηνο H/Y
RANS	45356	17 ώρες
LES	153102	17 μέρες
LES αραιό	77894	4 μέρες (εκτίμηση)
LES πυκνό	297198	50 μέρες (εκτίμηση)

Πίνακας 9.1. Πληροφορίες για το πλέγμα και το χρόνο υπολογισμού των μοντελοποιήσεων RANS και LES.

Το πυκνό πλέγμα χρησιμοποιήθηκε μόνο για τη φάση έκλυσης του υδρογόνου και για ένα μικρό μέρος της φάσης διάχυσης, προκειμένου να εκτιμηθεί η ανεξαρτησία πλέγματος. Οι τιμές συγκέντρωσης του πυκνού πλέγματος ήταν πολύ κοντά (δηλαδή διαφορές στις μέσες τιμές της τάξεως των λίγων μονάδων επί τοις εκατό) με εκείνες του μέσου πλέγματος σχεδόν σε όλους τους αισθητήρες. Μόνο στον αισθητήρα 16, κοντά στην πηγή, τ' αποτελέσματα μεταξύ του πυκνού και του μέσου πλέγματος ήταν σχεδόν 20% διαφορετικά, με το πυκνό πλέγμα να παρέχει τιμές σημαντικά πιο κοντά στα πειραματικά δεδομένα.

Στο σχ. 9.6, παρουσιάζονται χρονοσειρές συγκέντρωσης από διάφορες μοντελοποιήσεις σε επιλεγμένους αισθητήρες, που συμβολίζονται στο σχήμα αυτό με S. Ο S16 είναι ο πρώτος αισθητήρας που πρέπει να δούμε, δεδομένου ότι είναι ο πιο κοντινός στην πηγή και δίνει μια ιδέα για το πόσο καλά υπολογίζονται τα φυσικά φαινόμενα κοντά στη πηγή, σε ένα σημείο που η μοντελοποίηση είναι

πολύ δύσκολη. Ο αισθητήρας 14 είναι ο επόμενος που θα συναντήσει το υδρογόνο που έχει φύγει από την πηγή και παρέχει πληροφορίες σχετικά με την κατακόρυφη διάδοση του πλουμίου. Οι αισθητήρες 1 και 7 που βρίσκονται κοντά στο ταβάνι είναι επίσης σημαντικοί, αφού απ' αυτούς μπορεί να εκτιμηθεί η συσσώρευση στην οροφή και η οριζόντια μεταφορά του υδρογόνου. Ο αισθητήρας 12 είναι επίσης πολύ κρίσιμος, δεδομένου ότι είναι ο χαμηλότερος διαθέσιμος και οι μετρήσεις του είναι σημαντικές κυρίως για τη δεύτερη φάση διάχυσης του πειράματος. Τέλος ο αισθητήρας 11 είναι πάνω από τον αισθητήρα 12 και στο ίδιο ύψος με τον αισθητήρα 16 και προσθέτει χρήσιμες πληροφορίες σχετικά με τις οριζόντιες και κατακόρυφες διαφορές στις συγκεντρώσεις υδρογόνου. Σε όλους τους αισθητήρες παρουσιάζονται και τα αποτελέσματα από το αραιό πλέγμα LES, προκειμένου να εκτιμηθεί αν οι επιδράσεις του μεγέθους του πλέγματος είναι καθοριστικές ή όχι για τα κύρια συμπεράσματα της παρούσας μελέτης. Στην αριστερή πλευρά του σχ. 9.6 βρίσκονται διαγράμματα από τους αισθητήρες που είναι τοποθετημένοι στον άξονα του τζετ.



Σχήμα 9.6. Χρονοσειρές συγκεντρώσεων κατ' όγκο για διάφορους αισθητήρες, από το πείραμα και τις προσομοιώσεις LES και RANS. Οι αισθητήρες στ' αριστερά διαγράμματα βρίσκονται στον άξονα του τζετ (ο S16 κάτω, κοντά στο τζετ και ο S1 πάνω, κοντά στο ταβάνι). Οι αισθητήρες στα δεξιά διαγράμματα βρίσκονται κοντά στον τοίχο (ο S12 κάτω και ο S7 πάνω). Η κλίμακα του άξονα Y είναι διαφορετική (αριστερά μέχρι το 35, δεξιά μέχρι το 10).

Το γενικό σχόλιο από το σχ. 9.6 είναι ότι οι τιμές της LES συγκρίνονται πολύ ικανοποιητικά με τις πειραματικές μετρήσεις. Σημειώνεται ότι οι παρούσες προσομοιώσεις έγιναν χρησιμοποιώντας τις προεπιλεγμένες επιλογές του κώδικα. Οι προβλέψεις της LES είναι καλύτερες απ' ό,τι τα περισσότερα από τ' αποτελέσματα της άσκησης διασύγκρισης SBEP-V3 (Venetsanos et al., 2009), αλλά και κοντά σε (ή καλύτερες από) άλλους υπολογισμούς LES (Zhang et al., 2010, Sharma et al., 2011). Στους Zhang et al. (2010) έχει αναφερθεί ότι με $C_s = 0,2$ οι τιμές συγκέντρωσης ήταν πολύ υψηλές και η ροή είχε περισσότερα στρωτά χαρακτηριστικά, λόγω του υψηλού υποπλεγματικού ιξώδους, ενώ η τιμή $C_s = 0,12$ ήταν επιτυχής. Οι υψηλές τιμές συγκέντρωσης και η χαμηλή τύρβη μπορεί επίσης να παρατηρηθεί στους Sharma et al. (2011), όπου χρησιμοποιήθηκε προφανώς $C_s = 0,2$. Σε συνέπεια μ'

αυτές τις μελέτες, οι τρέχουσες προσομοιώσεις με $C_s = 0,1$ (κοντά στο 0,12) ήταν επιτυχείς, ενώ μια δοκιμή με $C_s = 0,2$ οδήγησε σε πολύ υψηλότερες τιμές συγκέντρωσης και σημαντικά χαμηλότερη μεταβλητότητα. Η επίδραση της σταθεράς Smagorinsky εξετάζεται λεπτομερέστερα παρακάτω.

Τόσο για την LES όσο και για τη RANS, η συγκέντρωση του υδρογόνου στον αισθητήρα 16, ο οποίος είναι ο πρώτος, υπερεκτιμάται κατά τη διάρκεια της φάσης έκλυσης. Παρ' όλα αυτά, κατά τη δεύτερη φάση του πειράματος (διάχυση), οι τιμές των μοντελοποιήσεων μειώνονται και πλησιάζουν αυτές των μετρήσεων, ενώ στον αισθητήρα 7 οι τιμές πέφτουν ακόμα χαμηλότερα. Αυτό, σε συνδυασμό με παρόμοιες παρατηρήσεις από τους άλλους αισθητήρες και από το γεγονός ότι, στους μακρινούς αισθητήρες 11 και 12 υπερεκτιμάται η συγκέντρωση, οδηγεί στην υπόθεση ότι η ΥΡ, μακριά από τη γειτονιά της πηγής, η διάχυση είναι υψηλότερη από ό,τι ήταν στην πείραμα. Επιπρόσθετες αποδείξεις που ευνοούν αυτήν την παρατήρηση, είναι ο ευρύτερος πυρήνας του υδρογόνου κοντά στο ταβάνι που μπορεί να παρατηρήσει κανείς στο σχ. 9.4. Κοντά στην πηγή η τυρβώδης ανάμιξη έχει μάλλον υποεκτιμηθεί και αυτό οδηγεί σε υψηλές συγκεντρώσεις του αισθητήρα 16. Πρέπει να παρατηρηθεί ότι, τουλάχιστον για τις προσομοιώσεις LES, με το πυκνότερο πλέγμα (που δεν παρουσιάζεται στο σχ. 9.6) διορθώνεται εν μέρει η υπερεκτίμηση των συγκεντρώσεων για τον αισθητήρα 16, όπως αναφέρθηκενωρίτερα. Το πυκνό πλέγμα δεν έχει σημαντικές διαφορές από τις αραιό και το μέσο στους άλλους αισθητήρες. Αυτό, παράλληλα με την εξέταση των σχ. 9.5 και 9.6, ενισχύει την υπόθεση ότι κοντά στην πηγή ο κυρίαρχος φυσικός μηχανισμός είναι η υψηλή τύρβη (που μπορεί να υπολογιστεί καλύτερα με το πυκνό πλέγμα), ενώ κοντά στην οροφή η τύρβη αρχίζει να εξασθενεί και άλλοι φυσικοί μηχανισμοί, όπως η άνωση έχουν σημαντικές επιδράσεις. Η υποεκτίμηση κατά τη φάση της διάχυσης που παρατηρείται κυρίως στους αισθητήρες 7 και 1 (φαίνεται και στο σχ. 7 των Venetsanos et al., 2009) μπορεί να οφείλεται εν μέρει και σε πειραματικούς λόγους, όπως η ασύμμετρη μεταφορά υδρογόνου, όπως σχολιάστηκενωρίτερα. Περισσότεροι αισθητήρες, τοποθετημένοι στο άλλο μέρος του δωματίου, αλλά και κατά την διεύθυνση X θα μπορούσαν να βοηθήσουν στην εξήγηση αυτής της συμπεριφοράς.

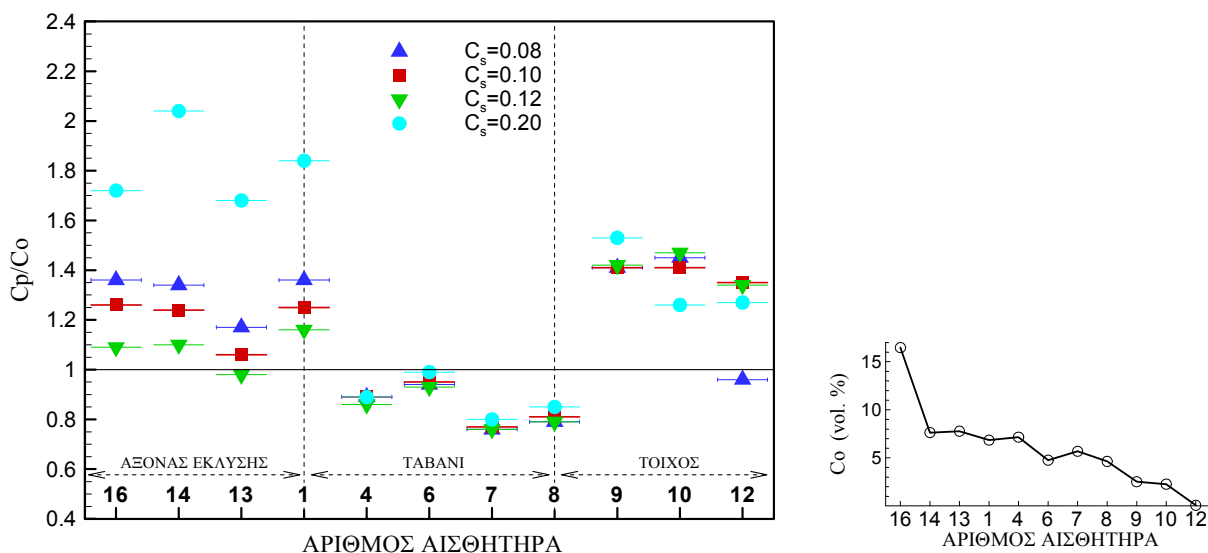
Κατά την έκλυση, η συγκέντρωση του υδρογόνου διατηρείται λίγο πολύ σταθερή κοντά στην πηγή (αισθητήρας 16). Στους άλλους αισθητήρες οι συγκεντρώσεις αυξάνουν με το χρόνο και η κλίση της αύξησης είναι σε γενικές γραμμές τόσο υψηλότερη όσο πιο μακριά είναι ο αισθητήρας από την πηγή. Αφού σταματήσει η έκλυση, η συγκέντρωση πέφτει και η πτώση είναι μεγαλύτερη κοντά στην πηγή. Η βίαιη τυρβώδης ροή που πυροδοτούνταν από την παροχή του υδρογόνου, σταματάει και οι διακυμάνσεις στη συγκέντρωση μειώνονται σημαντικά, ειδικά κοντά στην πηγή. Το υδρογόνο συσσωρεύεται στην οροφή, όπου φτάνει σε μια λίγο πολύ σταθερή συγκέντρωση περίπου 8% κατ' όγκο (7% από τις προσομοιώσεις ΥΡ).

Σε όλους τους αισθητήρες εκτός από τον αισθητήρα 12, οι δύο φάσεις του πειράματος μπορούν να διακριθούν με σαφήνεια. Παρατηρούμε ότι η LES προβλέπει πολύ υψηλές διακυμάνσεις των τιμών συγκέντρωσης κατά τη διάρκεια της πρώτης φάσης του πειράματος στους αισθητήρες που βρίσκονται στον άξονα της έκλυσης, αποκαλύπτοντας την αστάθεια του φυσικού φαινομένου. Αυτή η αστάθεια, που μπορεί εν μέρει να παρατηρηθεί ακόμη και στα σχ. 9.4 και 9.5, δεν συλλαμβάνεται από τη RANS και φυσικά δεν μπορεί να παρατηρηθεί από τις αραιές πειραματικές μετρήσεις που λαμβάνουν το μέσο όρο από το κάθε χρονικό διάστημα μέτρησης. Μπορούν τώρα να σχολιαστούν μερικά από τα πλεονεκτήματα της LES, όπως η ικανότητά της να παρέχει τις τυρβώδεις μεταβολές της ροής, μέγιστες και ελάχιστες τιμές, διακυμάνσεις και συσχετίσεις. Σε περίπτωση ενδεχόμενης έκρηξης, η LES έχει επίσης ένα σαφές πλεονέκτημα έναντι της RANS, δεδομένου ότι δίνει την υψηλή μεταβλητότητα των στιγμιαίων τιμών που μπορεί για λίγο να είναι μέσα στα όρια αναφλεξιμότητας.

9.2.3.3. Επίδραση της σταθεράς Smagorinsky κατά τη διάρκεια της φάσης έκλυσης

Από τα αποτελέσματα της §9.2.3.2, έγινε σαφές ότι η έρευνα του τρόπου με τον οποίο η σταθερά Smagorinsky C_s επηρεάζει τα διάφορα μέρη της ροής θα έχει ενδιαφέρον. Έτσι, αποφασίστηκε να εκτελεστεί μια μελέτη ευαισθησίας για τη συγκεκριμένη παράμετρο, χρησιμοποιώντας το αραιό πλέγμα. Μόνο μέρος της φάσης έκλυσης εξετάστηκε και πιο συγκεκριμένα η περίοδος μεταξύ 40 και 200 s, κατά την οποία η κλίση της συγκέντρωσης του υδρογόνου με το χρόνο είναι λίγο πολύ σταθερή τόσο για το πείραμα όσο και για τις προσομοιώσεις. Έτσι η χρήση της μέσης τιμής συγκέντρωσης μεταξύ 40 και 200 s μπορεί να θεωρηθεί μια αντιπροσωπευτική ποσότητα για να εκτιμήσει κανείς πόσο καλά οι προβλέψεις της LES συμφωνούν με τις παρατηρήσεις από το πείραμα.

Για να παρουσιαστούν τ' αποτελέσματα με ένα πιο κατάλληλο τρόπο, έχει γίνει αναδιάρθρωση στη σειρά των αισθητήρων στα επόμενα σχήματα, ώστε ν' ακολουθηθεί η πορεία του υδρογόνου: το υδρογόνο φεύγει από το θάλαμο έκλυσης, έρχεται πρώτα στον αισθητήρα 16 και εν συνεχεία περνά κατά σειρά από τους αισθητήρες 14, 13, 1, 4, 6, 7, 8, 9, 10, 12 (δεν περιλαμβάνονται στην παρούσα μελέτη της διαδρομής όλοι οι αισθητήρες). Κατά μήκος της διαδρομής του υδρογόνου, οι συγκεντρώσεις γενικά αναμένεται να μειώνονται κατά τη φάση της έκλυσης και αυτό μπορεί πράγματι να παρατηρηθεί στο ένθετο του σχ. 9.7 (δεξιά).



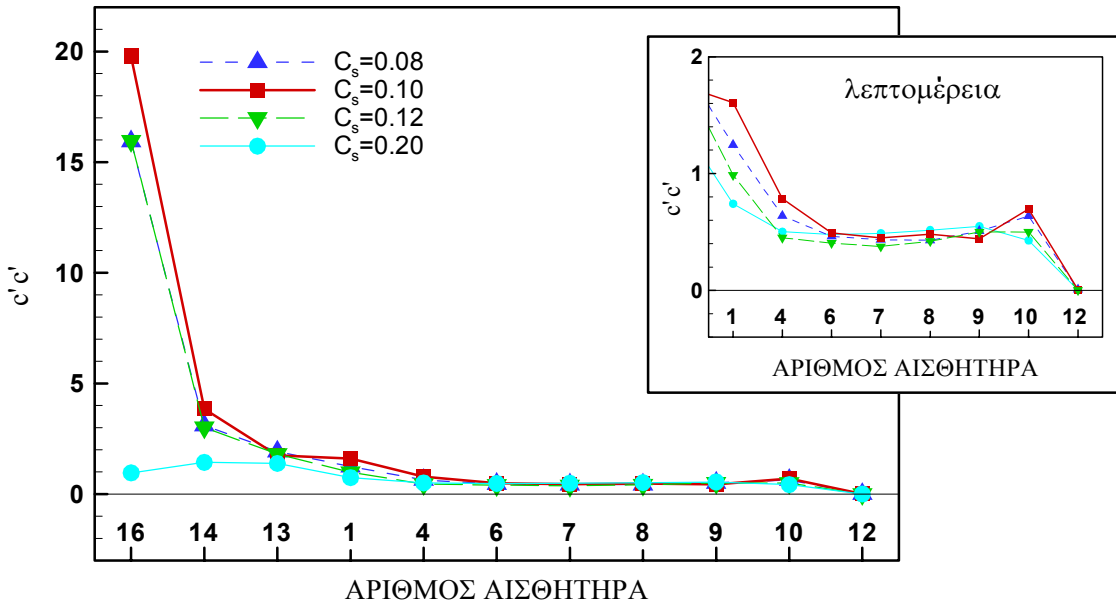
Σχήμα 9.7. Αναλογία μεταξύ της υπολογισμένης (C_p) με LES και της πειραματικής (C_o) μέσης μοριακής συγκέντρωσης υδρογόνου κατά μήκος της διαδρομής του υδρογόνου για διάφορες τιμές C_s κατά τη φάση έκλυσης. Το διάγραμμα δεξιά παρουσιάζει την παρατηρούμενη (C_o) συγκέντρωση για τους ίδιους αισθητήρες.

Στο σχ. 9.7 αριστερά, παρουσιάζεται η αναλογία μεταξύ της υπολογισμένης με LES (C_p : predicted) και της παρατηρούμενης (C_o : observed) συγκέντρωσης για τους αισθητήρες και τις τιμές C_s που εξετάστηκαν. Μια τέλεια συμφωνία πειράματος-LES θα έδινε $C_p/C_o = 1$. Στον οριζόντιο άξονα οι αισθητήρες έχουν τοποθετηθεί με τη σειρά που συναντώνται κατά τη διαδρομή του υδρογόνου. Το αριστερό μέρος του διαγράμματος αυτού, αφορά τους αισθητήρες στον άξονα της έκλυσης. Εκεί η σταθερά Smagorinsky φαίνεται να επηρεάζει σημαντικά τις υπολογιζόμενες τιμές συγκέντρωσης. Αυτό είναι το μέρος της ροής με τα πιο τυρβώδη χαρακτηριστικά. Κοντά στους αισθητήρες στο ταβάνι, η επίδραση του C_s ελαχιστοποιείται: η άνωση αρχίζει να αυξάνει την επίδρασή της και η καταστολή της τύρβης κάνει το ρόλο της υποπλεγματικής μοντελοποίησης να είναι δευτερεύουσας σημασίας. Στο τμήμα του σχ. 9.7 το οποίο παρουσιάζει τ' αποτελέσματα από τους αισθητήρες που είναι πιο κοντά στον τοίχο, η επίδραση του C_s δεν μπορεί να φανεί καθαρά, λόγω της υψηλής απόστασης από το σημείο έκλυσης. Επίσης, στους αισθητήρες 10-12 οι τιμές συγκέντρωσης είναι πολύ χαμηλές και έτσι ο λόγος C_p/C_o δεν είναι αντιπροσωπευτικός της ποιότητας της προσομοίωσης. Έτσι, η ανάλυση που θ' ακολουθήσει θα πρέπει να βασίζεται κυρίως στους αισθητήρες του άξονα έκλυσης, όπου η μοντελοποίηση της τύρβης είναι σημαντική.

Ξεκινώντας από το $C_s = 0,08$, παρατηρούμε ότι όσο υψηλότερη είναι η τιμή ($C_s = 0,10$, $C_s = 0,12$), τόσο χαμηλότερη είναι η συγκέντρωση (πιο κοντά στο πείραμα), αλλά μέχρις ενός ορίου: αν το C_s αυξηθεί πολύ και γίνει 0,2, οι τιμές συγκέντρωσης αυξάνονται και πάλι και μάλιστα πάρα πολύ: τότε η σύγκριση με τις πειραματικές τιμές είναι πολύ χειρότερη. Τ' αποτελέσματα αυτά συμφωνούν με και επεκτείνουν τα σχόλια των Zhang et al. (2010) σχετικά με την τιμή της σταθεράς Smagorinsky. Όταν το C_s είναι 0,08 έχουμε χαμηλή υποπλεγματική τυρβώδη διάχυση που δεν βοηθά στην εξάπλωση του υδρογόνου. Συνεπώς στον άξονα του τζετ οι τιμές συγκέντρωσης με $C_s = 0,08$ είναι υψηλές. Στην αρχή οι συγκεντρώσεις πέφτουν με την αύξηση του C_s , αλλά αν γίνει πάρα πολύ υψηλό, το υποπλεγματικό ιξώδες γίνεται τόσο υπερβολικό ώστε να καταπνίγει την επιλύσιμη τύρβη: με $C_s = 0,2$ οι διακυμάνσεις είναι πολύ χαμηλότερες και η ροή είναι πιο στρωτή.

Η συζήτηση της προηγούμενης παραγράφου μπορεί να ενισχυθεί με γραφική παράσταση της διακύμανσης (c'^2) της συγκέντρωσης κατά μήκος της διαδρομής του υδρογόνου (σχ. 9.8). Η διακύ-

μανση μπορεί να θεωρηθεί ως ένα μέτρο της επιλυόμενης τύρβης. Μπορεί να παρατηρήσει κανείς ότι όταν $C_s = 0,2$ (υψηλή SGS συνεκτικότητα), η διακύμανση είναι εξαιρετικά χαμηλή και η συνολική τύρβη (SGS και επιλυόμενη), όπως μπορεί να θεωρηθεί από το σχ. 9.7, είναι επίσης πολύ χαμηλή. Για τις υπόλοιπες τιμές του C_s , οι διακυμάνσεις είναι πολύ κοντά για να βγουν στερεά συμπεράσματα, αλλά μια τάση του $C_s = 0,1$ να έχει τις υψηλότερες διακυμάνσεις για όλους τους αισθητήρες μπορεί να σχολιαστεί.

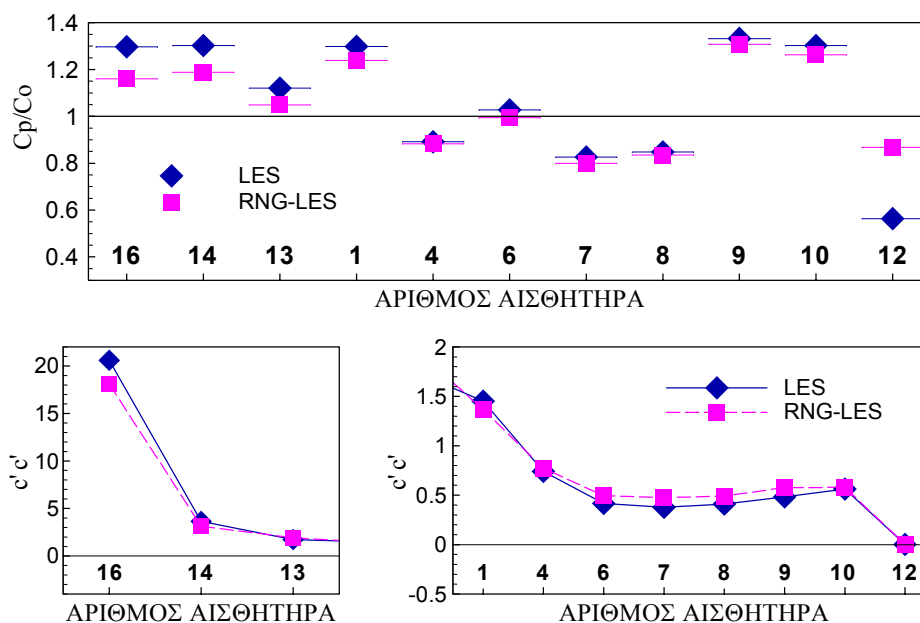


Σχήμα 9.8. Διακύμανση της συγκέντρωσης στους εξετασθέντες αισθητήρες για κάθε C_s .

Από την παραπάνω ανάλυση για τη σταθερά Smagorinsky, η οποία διεξήχθη στο αραιό πλέγμα, συνάγεται το συμπέρασμα ότι τιμές του C_s μεταξύ 0,1 και 0,12 μπορούν να προταθούν για διασπορά υδρογόνου. Είναι γνωστό (Piomelli, 2001), ότι καθώς το πλέγμα LES πυκνώνει, η υποπλεγματική μοντελοποίηση διαδραματίζει λιγότερο σημαντικό ρόλο, έτσι ώστε οι διαφορές μεταξύ των αποτελεσμάτων των διαφόρων τιμών C_s να μειωθεί. Αυτό είναι επίσης ένας λόγος για να προτιμούνται αραιά πλέγματα για μια τέτοια ανάλυση όπως αυτή που έγινε παραπάνω. Είναι επίσης γνωστό (Ferziger & Peric, 2002) ότι στην πραγματικότητα η σταθερά Smagorinsky δεν είναι μια καθολική σταθερά και μπορεί να διαφέρει μεταξύ διαφορετικών ροών ή ακόμη σε διαφορετικά μέρη του ίδιου πεδίου ροής. Αυτό παρατηρήθηκε εν μέρει και στην παρούσα μελέτη, όπου μία τιμή C_s που θα μπορούσε να δώσει υψηλότερη τύρβη και καλύτερα αποτελέσματα κατά το τυρβώδες μέρος της ροής, παρέχει ελαφρώς χειρότερα αποτελέσματα στα λιγότερο τυρβώδη τμήματα κοντά στην οροφή (σχ. 9.7), διότι δίνει μεγαλύτερη τύρβη εκεί.

9.2.3.4. Αξιολόγηση του μοντέλου RNG-LES κατά τη φάση της έκλυσης

Από την προηγούμενη παράγραφο (§9.2.3.3), ιδίως από το σχ. 9.7, κατέστη σαφές ότι προκειμένου να βελτιωθεί η μοντελοποίηση LES θα θέλαμε ένα μοντέλο που να δώσει χαμηλότερες συγκεντρώσεις στο άξονα του τζετ (που είναι το πιο τυρβώδες μέρος της ροής) και την ίδια στιγμή υψηλότερες συγκεντρώσεις στο ταβάνι (όπου οι αναταράξεις καταστέλλονται). Αυτό δεν μπορεί να επιτευχθεί με την αλλαγή της σταθεράς Smagorinsky, αφού, όπως μπορεί να φανεί από το σχ. 9.7, οι συγκεντρώσεις είτε αυξάνονται είτε πέφτουν σε ολόκληρο το πεδίο ροής. Εδώ είναι που ταιριάζει η ιδέα της χρησιμοποίησης του RNG-LES: το μοντέλο αυτό λειτουργεί σαν να χειρίζεται ξεχωριστά τα τυρβώδη και τα στρωτή μέρη του πεδίου ροής. Έτσι αποφάσισε να δοκιμάσει επίσης και αυτό το μοντέλο για ένα μέρος της φάσης έκλυσης μεταξύ 40 και 200 s, για το μεσαίο πλέγμα και τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο σχ. 9.9. Το μοντέλο RNG-LES έχει περιγραφεί στην §4.2, όπου έχουν δοθεί και οι εξισώσεις που το διέπουν.



Σχήμα 9.9. Αξιολόγηση του μοντέλου RNG-LES για τη φάση της έκλυσης και σύγκριση με την LES με Smagorinsky. Πάνω: Ο λόγος C_p/C_o (υπολογιζόμενη προς μετρημένη συγκέντρωση). Κάτω: Οι διακυμάνσεις των συγκεντρώσεων.

Πρώτα απ' όλα, από το σχ. 9.9, μπορεί να παρατηρήσει κανείς ότι τα αποτελέσματα του RNG-LES είναι καλύτερα από ό,τι το απλό μοντέλο Smagorinsky και πιο κοντά στις πειραματικές τιμές, ειδικά στους αισθητήρες του άξονα της έκλυσης. Η σύγκριση των διακυμάνσεων παρουσιάζει επίσης μεγάλο ενδιαφέρον: Ενώ σε αισθητήρες που βρίσκονται πάνω από το τζετ υπάρχει γενικά μια τάση να έχουν χαμηλότερες διακυμάνσεις με το RNG-LES, το αντίθετο συμβαίνει στους αισθητήρες κοντά στην οροφή. Αυτή η συμπεριφορά δεν παρατηρήθηκε στην περίπτωση του σχ. 9.8, όπου συνήθως οι χαμηλότερες τιμές των διακυμάνσεων στους αισθητήρες στον άξονα του τζετ οδήγησαν σε χαμηλότερες τιμές σε όλους τους αισθητήρες. Έτσι το RNG-LES πράγματι φαίνεται να διακρίνει σε κάποιο βαθμό τα πιο τυρβώδη και τα λιγότερο τυρβώδη μέρη της ροής και να συμπεριφέρονται αναλόγως. Σ' αυτή τη μελέτη μάλιστα, έδωσε καλύτερα αποτελέσματα σε σχέση με το απλό μοντέλο Smagorinsky στη διασπορά του υδρογόνου κατά τη διάρκεια της φάσης έκλυσης. Το RNG-LES θα πρέπει να ληφθεί σοβαρά υπόψη στη μοντελοποίηση της διασποράς υδρογόνου, ειδικά εάν η περίπτωση περιλαμβάνει στο ίδιο πεδίο ροής πολλαπλές καταστάσεις όσον αφορά την ένταση της τύρβης. Το αποτέλεσμα αυτό πρέπει όμως να διασταυρωθεί και από άλλες μελέτες.

Συνοψίζοντας, η LES με μοντέλο Smagorinsky έδωσε πολύ ικανοποιητικά αποτελέσματα σ' αυτό το πρόβλημα διασποράς ανωστικού αερίου και με το μοντέλο RNG-LES ακόμη καλύτερα.

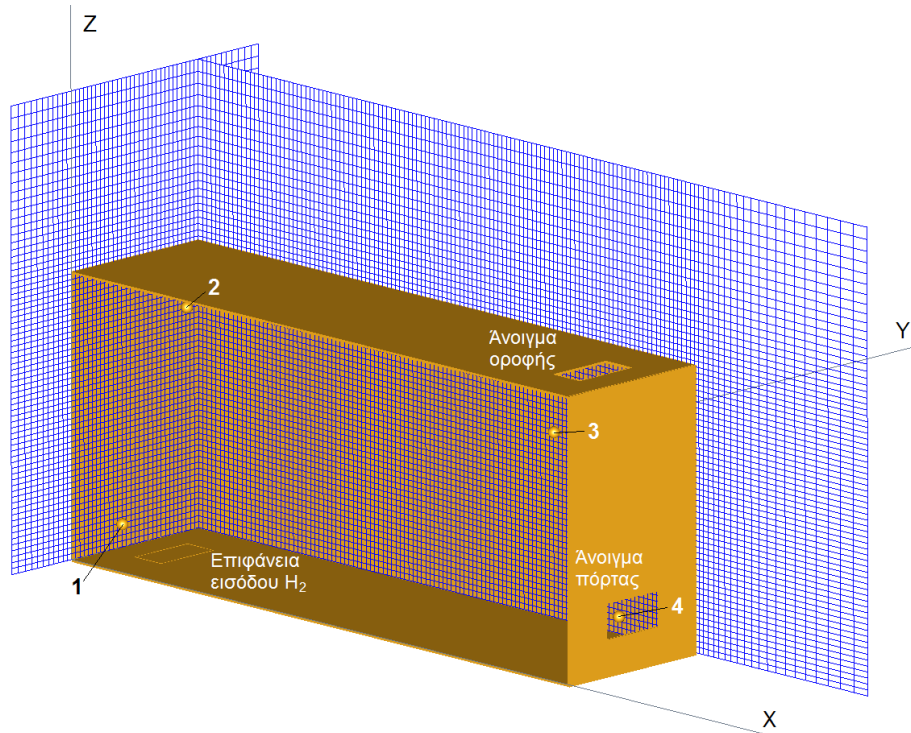
9.3. ΔΙΑΣΠΟΡΑ ΥΔΡΟΓΟΝΟΥ ΣΕ ΗΜΙ-ΚΛΕΙΣΤΟ ΧΩΡΟ

Στη μελέτη αυτή εξετάζεται η διασπορά του υδρογόνου που εκπέμπεται από ένα τμήμα του πατώματος μιας αίθουσας η οποία έχει ανοίγματα αερισμού. Υπάρχουν διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις και η περίπτωση αυτή έχει μοντελοποιηθεί αρκετές φορές στο παρελθόν με ΥΡ (κυρίως RANS). Στην παρούσα μελέτη, εκτός από τον κώδικα που αναπτύχθηκε, μοντελοποιήσεις έγιναν και με τον κώδικα μοντελοποίησης μεγάλων δινών Fire Dynamics Simulator (FDS) που είναι αρκετά διαδεδομένος σε μελέτες διασποράς υδρογόνου.

9.3.1. Σύντομη περιγραφή του πειράματος και σχετικές προηγούμενες μελέτες

Το πείραμα εκτελέστηκε σε ένα υποτιθέμενο δωμάτιο (hallway) διαστάσεων $2,9 \text{ m} \times 0,74 \text{ m} \times 1,22 \text{ m}$ σε μήκος, πλάτος, ύψος αντίστοιχα (Swain et al., 1999). Ο χώρος αντιπροσωπεύει ένα πραγματικό δωμάτιο υπό κλίμακα 1:2. Το υδρογόνο εισάγεται στο δωμάτιο από μια υποτιθέμενη διαρροή, στο αριστερό άκρο του δωματίου (σχ. 9.10) για χρονικό διάστημα ίσο με 1200 s. Στην δεξιά μεριά υπάρχει ένα άνοιγμα αερισμού στην οροφή και ένα άνοιγμα αερισμού χαμηλά στην πόρτα (σχ. 9.10). Στο δωμάτιο ανανεώνεται ο αέρας με φυσικό αερισμό. Η παροχή μάζας του υδρογόνου είναι 9,43833

$\times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. Στο χώρο είχαν τοποθετηθεί 4 αισθητήρες για να καταγράφουν την τοπική συγκέντρωση του υδρογόνου κατ' όγκο. Ο αισθητήρας 1 ήταν λοξά πάνω από την πηγή, ο 2 στο ταβάνι πάνω από την πηγή, ο 3 στο ταβάνι στην άλλη μεριά του δωματίου κοντά στο άνοιγμα αερισμού και ο 4 χαμηλά κοντά στο άνοιγμα της πόρτας. Στον πίν. 9.2 φαίνονται τα διάφορα γεωμετρικά χαρακτηριστικά. Με τα δεδομένα αυτά προκύπτει ταχύτητα εξόδου του υδρογόνου ίση με $0,02032 \text{ m/s}$ με συγκέντρωση $1,0$ στην επιφάνεια εκπομπής.



Σχήμα 9.10. Απεικόνιση του δωματίου όπως μοντελοποιήθηκε. Φαίνεται το πλέγμα, η επιφάνεια εισόδου του υδρογόνου, οι θέσεις των αισθητήρων (δεν είναι στο ίδιο X-Z επίπεδο) και τα δύο ανοίγματα αερισμού. Ο μπροστινός τοίχος του δωματίου είναι κρυμμένος ώστε να φαίνεται το εσωτερικό.

	X (m)	Y (m)	Z (m)
Διαστάσεις δωματίου	2,9	0,74	1,22
Θέση αισθητήρα 1	0,1524	0,144	0,1524
Θέση αισθητήρα 2	0,1524	0,5208	1,0088
Θέση αισθητήρα 3	2,6762	0,144	1,0088
Θέση αισθητήρα 4	2,6762	0,5208	0,1524
Άνοιγμα αερισμού οροφής	0,1524	0,3048	0
Θέση ανοίγματος οροφής	2,6	0,2176	1,22
Άνοιγμα αερισμού πόρτας	0	0,3048	0,1524
Θέση ανοίγματος πόρτας	2,9	0,2176	0,1524
Επιφάνεια εισόδου H ₂	0,1524	0,3048	0
Θέση επιφάνειας εισόδου H ₂	0,1524	0,2176	0

Πίνακας 9.2. Γεωμετρικά δεδομένα του πειράματος.

Στοιχεία για το πείραμα αυτό και την πρώτη προσπάθεια μοντελοποίησής του με ΥΡ συναντάμε για πρώτη φορά στους Swain et al. (1998b). Οι ίδιοι δίνουν περισσότερες πληροφορίες για το πείραμα και τη μοντελοποίησή του σε δημοσίευση την επόμενη χρονιά (Swain et al., 1999). Χρησιμοποίησαν τον κώδικα Fluent και είχαν πολύ καλή συμφωνία με το πείραμα, αφού όμως προηγουμένως είχαν καλιμπράρει τον κώδικα ώστε να δίνει αποτελέσματα κοντά σε πειραματικά δεδομένα από διασπορά ηλίου. Αργότερα, οι Agranat et al. (2004) χρησιμοποίησαν τον κώδικα PHOENICS με πλέγμα 6480 κελιών και είχαν υπερεκτίμηση των συγκεντρώσεων για τους αισθητήρες 2 και 3. Οι ισούνηεις συγκεντρώσεων κοντά στο ταβάνι είχαν παρόλα αυτά πολύ όμοια μορφή με αυτές των Swain et al. (1999). Σε μεταγενέστερη μελέτη οι Agranat et al. (2007) βελτίωσαν τ' αποτελέσματα με μοντέλο

τύρβης MMK (Tsuchiya et al., 1997), αλλά εξετάζοντας μόνο το τμήμα της σταθερής κατάστασης με το χρόνο και ότι το μεταβατικό. Οι Matsuura et al. (2008) χρησιμοποίησαν τον κώδικα YP ACE+ με διάφορα πλέγματα. Τ' αποτελέσματα είχαν διαφορές από τα πειραματικά, ειδικά στον αισθητήρα 4. Έκαναν παραμετρική ανάλυση για διάφορες φυσικές και γεωμετρικές παραμέτρους με το πλέγμα των 28500 κελιών και έτσι έδωσαν πιθανές εξηγήσεις για τις ασυνέπειες YP-πειράματος. Η πρώτη μελέτη με LES για το πείραμα αυτό έγινε πρόσφατα από τους Matsuura (2009) και Matsuura et al. (2009) με τον κώδικα FDS. Με το πυκνό τους πλέγμα των 290000 κελιών είχαν καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα, ιδίως στους αισθητήρες κοντά στο ταβάνι. Αξίζει να σημειωθεί ότι το πείραμα έχει προσελκύσει και ενδιαφέρον πειραματιστών που το αναπαρήγαγαν (El-Amin et al., 2008, βλ. και Matsuura et al., 2008) και έχει προσομοιωθεί και με πεπερασμένα στοιχεία (Kanayama et al., 2011).

9.3.2. Δεδομένα της παρούσας μοντελοποίησης

Ολόκληρο το δωμάτιο με τα ανοίγματά του προσομοιώνεται και η γεωμετρία του πειράματος έχει αναπαραχθεί. Μετά την εμπειρία από την προηγούμενη μελέτη (§9.2), ο υπολογιστικός τομέας επεκτείνεται έξω από το κτίριο για 1,01 m κατά τη διεύθυνση X , για 0,78 m κατά τη διεύθυνση Z και 0,35 m σε κάθε πλευρά του κτιρίου κατά τη διεύθυνση Y (έχουν θεωρηθεί μπλοκαρισμένα τα κελιά μέχρι $x = 2,9$ m και μέχρι $z = 1,22$ m). Ένα τεστ ευαισθησίας, που διεξήχθη για την επέκταση του τομέα όσο και για τα μπλοκαρισμένα κελιά, αποκάλυψε ότι οι προαναφερθείσες επιλογές είναι κατάλληλες για τη σωστή αναπαραγωγή του πειράματος. Διάφορα πλέγματα δοκιμάστηκαν προκειμένου ν' αξιολογηθεί η ευαισθησία των αποτελεσμάτων σχετικά με το μέγεθος των κελιών. Το βασικό πλέγμα έχει $93 \times 37 \times 47$ κελιά στις X, Y, Z κατευθύνσεις αντίστοιχα (122815 μη μπλοκαρισμένα κελιά), ενώ στο εσωτερικό του δωματίου το κελί είναι περίπου 0,038 m. Ένας τυπικός χρόνος τρεξίματος γι' αυτό το πλέγμα χρησιμοποιώντας 4 πυρήνες επεξεργασίας ενός σύγχρονου προσωπικού υπολογιστή είναι περίπου τέσσερις ημέρες.

Πραγματοποιήθηκαν επίσης προσομοιώσεις με δύο αραιότερα πλέγματα με 16736 και 40176 κελιά και δύο πυκνότερα πλέγματα με 214122 και 373632 κελιά. Το σχ. 9.10 παρουσιάζει το πυκνότερο πλέγμα με $137 \times 52 \times 70$ κελιά και με ένα τυπικό μέγεθος κυψέλης περίπου 0,025 m. Όλα τα πλέγματα ευθυγραμμίζονται με την περιοχή της πηγής και με τα ανοίγματα αερισμού, καθώς με το συγκεκριμένο τρόπο παίρνουμε καλύτερα αποτελέσματα. Σε όλα τα επίπεδα εξόδου (πλευρικά, μπροστά, πίσω και πάνω) επιλέγονται οι μη ανακλαστικές οριακές συνθήκες για τις κάθετες ταχύτητες, ενώ για τις συνιστώσες της ταχύτητας τις παράλληλες στα επίπεδα εξόδου, εφαρμόζονται οριακές συνθήκες Neumann. Μηδενική κλίση επίσης χρησιμοποιείται για το κλάσμα μάζας υδρογόνου, με τον πρόσθετο περιορισμό ότι δεν θα εισέρχεται υδρογόνο στο πεδίο ροής από τα εν λόγω επίπεδα στην περίπτωση ροής προς τα μέσα. Η πηγή μοντελοποιείται ως μια επιφάνεια τζετ με δεδομένες τιμές της μάζας και ορμής, από την οποία εκπέμπεται καθαρό υδρογόνο χωρίς διάχυση, προκειμένου να διασφαλιστούν οι επιθυμητές ροές. Όλα τα στερεά είναι αδιαπέραστα τόσο στο υδρογόνο όσο και στον αέρα. Χρησιμοποιήθηκαν οι προεπιλεγμένες συναρτήσεις τοίχου τραχέως τύπου με μήκος τραχύτητας $z_0 = 0,001$ m. Τεστ ευαισθησίας που εκτελέστηκαν κατ' αρχάς με άλλο μήκος τραχύτητας (10^{-5} m) και, δεύτερον, με συναρτήσεις τοίχου λείου τύπου δεν αποκάλυψαν αισθητές αλλαγές στις τιμές των συγκεντρώσεων για τους αισθητήρες κοντά στην οροφή¹. Στις προσομοιώσεις, οι τιμές των αδιάστατων αποστάσεων από το τείχος είναι από 0 έως 100.

Ως αρχικές συνθήκες, καθορίστηκε ένα στάσιμο πεδίο ροής χωρίς στροβιλισμό και χωρίς υδρογόνο, μαζί με μια δεδομένη θερμοκρασία 288,15 K. Η ενεργειακή εξίσωση δε λύνεται. Το υδρογόνο θεωρείται ως ένα ιδανικό αέριο με ιζώδες $8,8 \times 10^{-6}$ kg/m³. Η πίεση αναφοράς είναι 101325 Pa. Το χρονικό βήμα ρυθμίζεται αυτόματα από τον κώδικα με τον περιορισμό του μέγιστου αριθμού CFL σε κάθε κελί ίσο με 0,6. Βάσει αυτού, το μέσο χρονικό βήμα για το πυκνό πλέγμα είναι περίπου 0,015 s, το οποίο είναι πολύ μικρότερο από τις τυπικές τυρβώδεις χρονικές κλίμακες της ροής όπως εκτιμώνται από τις προσομοιώσεις RANS. Πραγματοποιήθηκαν επίσης τρεξίματα με διαφορετικά χρονικά βήματα και επιβεβαιώθηκε η ανεξαρτησία από το χρονικό βήμα.

¹ Και στους αισθητήρες 1 και 4 στη RANS οι αλλαγές ήταν γενικά μικρές. Στην LES, ανάλογα με το πλέγμα, μπορεί να υπήρχαν διαφορές στις συγκεντρώσεις στους αισθητήρες 1 και 4 που να έφταναν ως την τάξη του 10%. Αυτό όμως δεν θεωρείται κρίσιμο για τα συμπεράσματα αυτής της μελέτης. Άλλωστε η πραγματική τραχύτητα του πειράματος δεν είναι γνωστή.

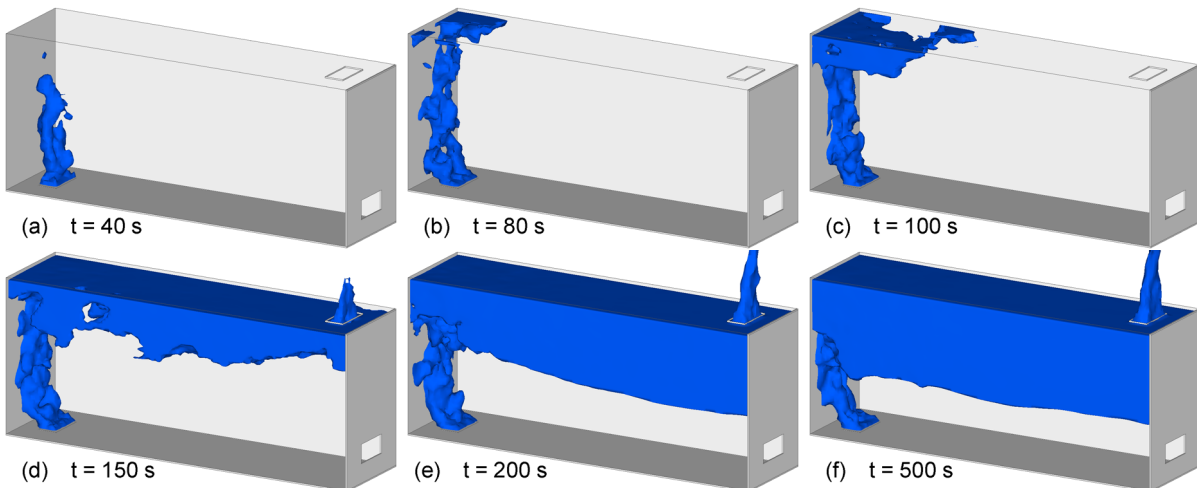
Έγιναν επίσης και μοντελοποιήσεις RANS. Επιλέχθηκε η έκδοση RANS του κώδικα ADREA-HF για σύγκριση, δεδομένου ότι ο κώδικας αυτός χρησιμοποιείται ευρέως σε εφαρμογές υδρογόνου (Venetsanos et al., 2010c). Χρησιμοποιήθηκε το προεπιλεγμένο μοντέλο $k-\epsilon$ για μοντέλο τύρβης και η προεπιλεγμένη τιμή 0,72 για τον τυρβώδη αριθμό Schmidt. Προκειμένου να εκτιμηθεί η ανεξαρτησία πλέγματος, διερευνώνται τ' αποτελέσματα από πέντε διαφορετικά πλέγματα (15540, 39684, 104440, 185376 και 318768 κελιών). Το χρονικό βήμα επίσης εξετάστηκε και εξασφαλίστηκε η ανεξαρτησία των αποτελεσμάτων από αυτό.

Έγιναν επίσης και μοντελοποιήσεις LES με τον κώδικα ελεύθερου λογισμικού FDS. Επιλέχθηκε ο συγκεκριμένος κώδικας LES για τη σύγκριση, δεδομένου ότι έχει σε μεγάλο βαθμό επικυρωθεί (McGrattan et al., 2010a) και έχει ήδη δοκιμαστεί σε σχετικές περιπτώσεις απελευθέρωσης υδρογόνου (Matsuura, 2009, Matsuura et al., 2009, Sharma et al., 2011, Zhang et al., 2010). Η γενική προσέγγιση της προσομοίωσης, η γεωμετρία και τα πλέγματα είναι οι ίδια με αυτά που έχουν αναφερθεί για την κύρια προσομοίωση LES που αναφέρθηκε λίγο πιο πάνω. Οι αριθμητικές επιλογές αφήνονται στις προεπιλεγμένες τιμές τους, εκτός από τη σταθερά Smagorinsky, για την οποία έχει επιλεγεί η τιμή του $C_s = 0,1$, δεδομένου ότι τα αποτελέσματα με την προεπιλεγμένη τιμή $C_s = 0,2$ είχαν σοβαρές αποκλίσεις σε σύγκριση με τις πειραματικές τιμές. Αυτό είναι, επίσης, σε συμφωνία με προηγούμενες μελέτες διασποράς υδρογόνου (Zhang et al., 2010) και με την προηγούμενη περίπτωση, στην §9.2, όπου η σταθερά Smagorinsky $C_s = 0,1$ παρείχε πολύ καλύτερα αποτελέσματα σε σύγκριση με τη $C_s = 0,2$. Η περιγραφή του κώδικα μπορεί να βρεθεί στον οδηγό τεχνικής αναφοράς του FDS (McGrattan et al., 2010b).

9.3.3. Αποτελέσματα των μοντελοποιήσεων και σκόλια

9.3.3.1. Γενική παρουσίαση των αποτελεσμάτων

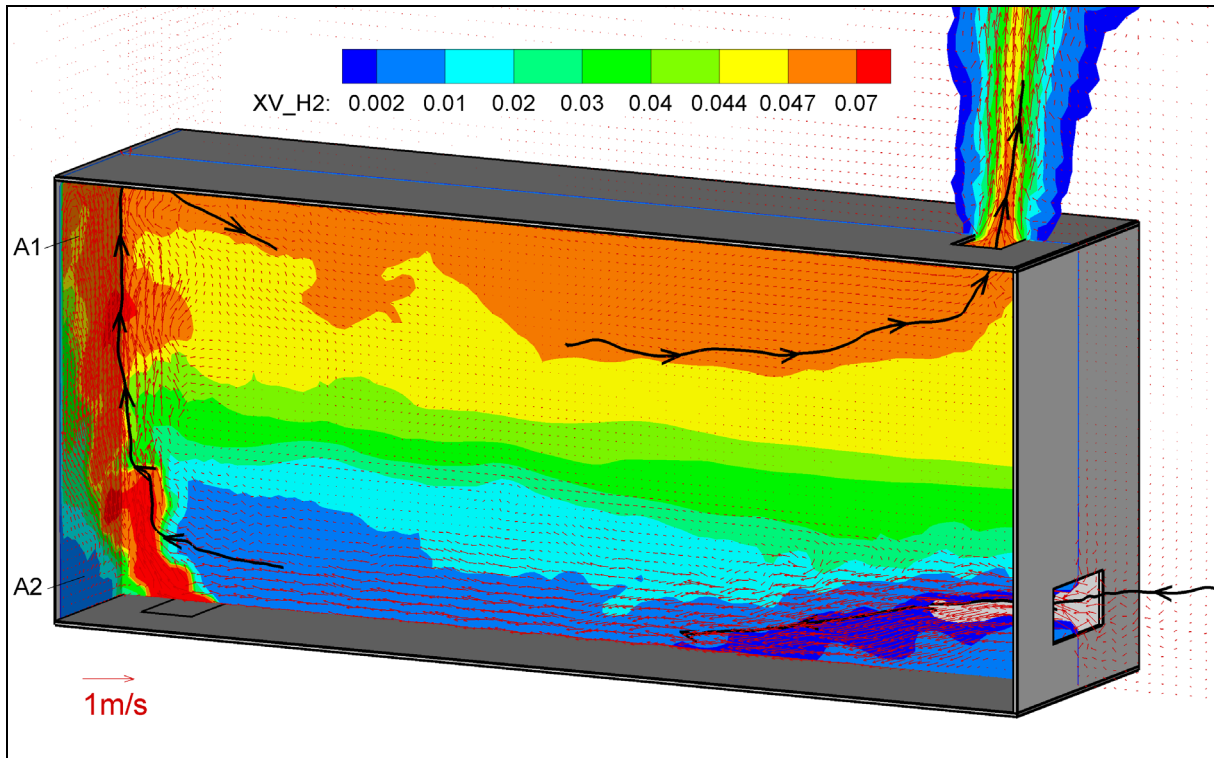
Το σχ. 9.11 εμφανίζει την μετάδοση του πλουμίου με το χρόνο. Πρώτα σχηματίζεται μια στήλη υδρογόνου, που πηγαίνει προς το ταβάνι. Στη συνέχεια, το υδρογόνο συσσωρεύεται στην οροφή για ορισμένες δεκάδες δευτερόλεπτα, έως ότου φτάσει στο άνοιγμα εξαερισμού της οροφής και μετά απ' αυτό μέρος του υδρογόνου ξεκινά να διαφεύγει από το δωμάτιο. Ταυτόχρονα, φρέσκος αέρας εισέρχεται από την πόρτα εξαερισμού και σχηματίζεται μια κυκλοφορία της ροής σε ολόκληρο το δωμάτιο, όπως μπορεί να φανεί στο σχ. 9.12.



Σχήμα 9.11. Ισοεπιφάνειες συγκέντρωσης 4% κατ' όγκο σε διάφορες χρονικές στιγμές από τη μοντελοποίηση LES. Ο μπροστινός και ο πάνω τοίχος έχουν αφαιρεθεί.

Στο σχ. 9.12 παρουσιάζεται η στρωματοποίηση του υδρογόνου μετά την επίτευξη μιας λίγο πολύ στατιστικώς σταθερής κατάστασης. Στο ανώτερο ήμισυ του δωματίου το επίπεδο συγκέντρωσης είναι πάνω από 4% και οι κλίσεις συγκέντρωσης είναι χαμηλές. Η άνωση του υδρογόνου προκαλεί την κυκλοφορία της ροής στο δωμάτιο. Ο αέρας που εισέρχεται από το άνοιγμα εξαερισμού της πόρτας κατευθύνεται προς το δάπεδο, λόγω της υψηλότερης πυκνότητάς του, ταξιδεύει κατά μήκος του δαπέδου μέχρι να φτάσει την περιοχή της διαρροής και μετατοπίζει το ανοδικό ρεύμα υδρογόνου προς το αριστερό τοίχωμα. Το ισχυρό ανοδικό ρεύμα οδηγεί τη ροή, η οποία συνεχίζεται κατά μήκος του

ταβανιού μέχρι το άνοιγμα εξαερισμού της οροφής. Κοντά στο επίπεδο του αριστερού τοιχώματος, σχηματίζονται μικρότερες ανακυκλοφορίες (A1, A2 στο σχ. 9.12).



Σχήμα 9.12. Ισοϋψείς (contours) συγκέντρωσης υδρογόνου σε δύο επίπεδα ($x = 0,02 \text{ m}$, $y = 0,37 \text{ m}$), 800 s μετά την έναρξη της έκλυσης. Περιλαμβάνονται στιγμιαία εφαπτομενικά διανύσματα ταχυτήτων και τρεις χαρακτηριστικές μικρές τρισδιάστατες στιγμιαίες γραμμές ροής. Οι A1 και A2 είναι περιοχές τοπικής ανακυκλοφορίας.

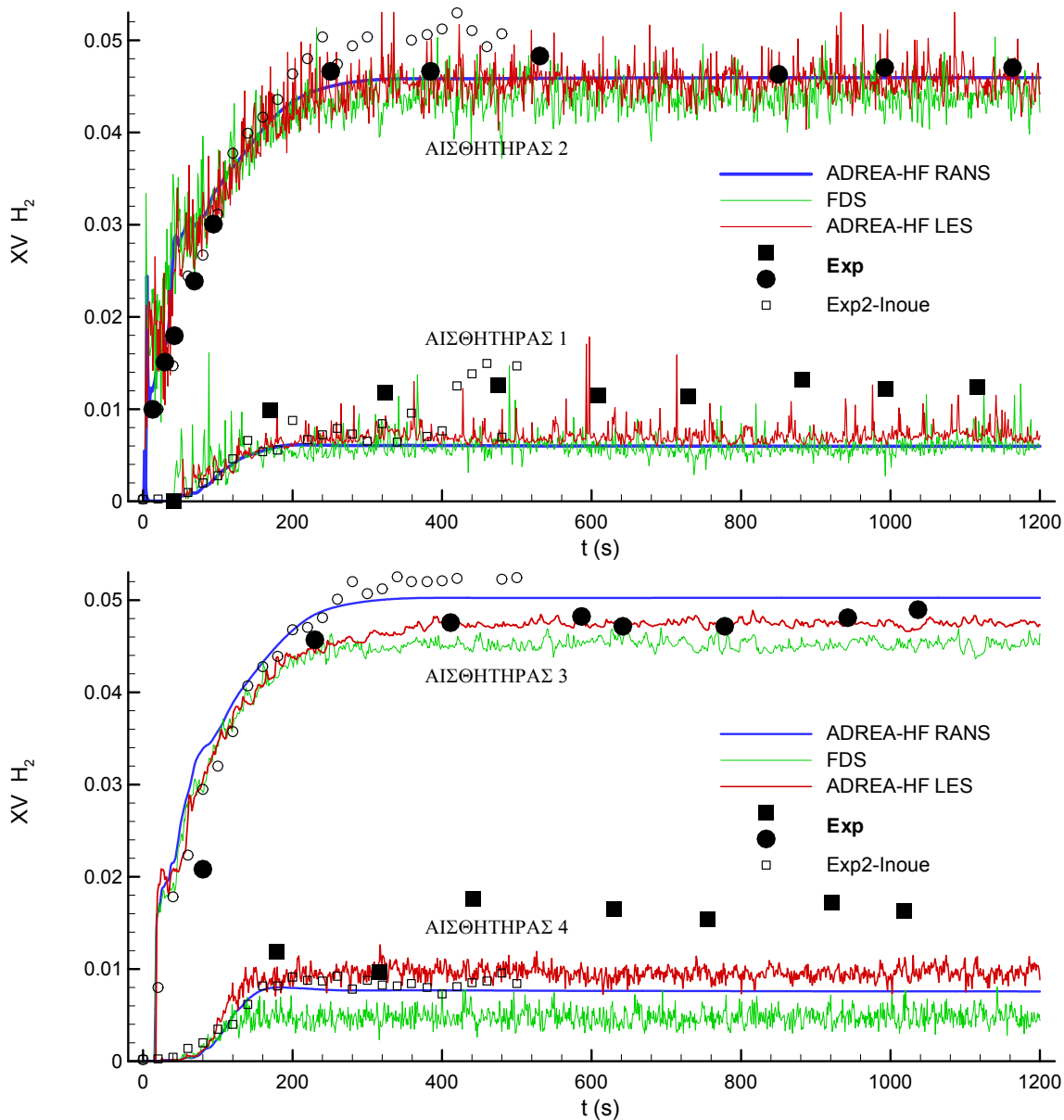
9.3.3.2. Αξιολόγηση των αποτελεσμάτων της ΥΡ με τις πειραματικές μετρήσεις

Στο σχ. 9.13 οι τιμές συγκέντρωσης από τα αποτελέσματα της ΥΡ αξιολογούνται ποσοτικά συγκρινόμενες με τις πειραματικές μετρήσεις. Σε γενικές γραμμές οι προβλέψεις της ΥΡ είναι αρκετά καλές, δεδομένης της δυσκολίας υπολογισμού της ροής ανωστικού μίγματος και με δεδομένο το γεγονός ότι οι αισθητήρες 1 και 4 έχουν τοποθετηθεί σε σημεία όπου οι προβλέψεις είναι δύσκολες. Όλα τ' αποτελέσματα της ΥΡ που παρουσιάζονται είναι με το πυκνότερο πλέγμα της κάθε περίπτωσης. Παρατηρούμε ότι η μεθοδολογία που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της διατριβής (καμπύλη ADREA-HF LES) φαίνεται να πλεονεκτεί τόσο έναντι της RANS, όσο και έναντι του άλλου κώδικα LES.

Φυσικά η RANS δε μπορεί να υπολογίζει τις έντονες διακυμάνσεις των στιγμιαίων τιμών, όπως η LES. Αυτό είναι ένα από τους σημαντικότερα πλεονεκτήματα της LES στη συγκεκριμένη περίπτωση έκλυσης υδρογόνου και γενικότερα στις μελέτες διασποράς. Για παράδειγμα, στον αισθητήρα 1 η προσομοίωση RANS προβλέπει συγκέντρωση υδρογόνου κατά μία τάξη μεγέθους κάτω από το όριο αναφλεξιμότητας, ενώ οι προσομοιώσεις LES αποκαλύπτουν πολλές φορές υψηλότερες στιγμιαίες τιμές, οι οποίες είναι πολύ συχνά πάνω από το όριο του 1%, το οποίο θεωρείται ως ένα περιθώριο ασφαλείας (Barley & Gawlik, 2009).

Από τ' αποτελέσματα της LES φαίνεται ότι ο αισθητήρας 1 παρουσιάζει τις πιο απότομες και μεγάλες αιχμές, λόγω της εγγύτητάς του με την πηγή, χωρίς να είναι ακριβώς πάνω απ' αυτή. Ο αισθητήρας 2 έχει υψηλές τυρβώδεις διακυμάνσεις καθώς βρίσκεται κι αυτός πάνω από την πηγή, αλλά σε πολύ μεγάλο ύψος, κοντά στο ταβάνι, όπου η ροή αλλάζει κατεύθυνση και είναι ασταθής. Στον αισθητήρα 3 η ροή έχει κατασταλάξει αρκετά και οι διακυμάνσεις είναι μικρές, ενώ στον 4 υπάρχουν πάλι κάποιες αστάθειες λόγω του εισερχόμενου αέρα από το άνοιγμα της πόρτας που διαταράσσει το πεδίο ροής. Αν βάλουμε σταθερά Smagorinsky ίση με 0,2 (δοκιμάστηκε με το FDS και μεσαίο πλέγμα), οι συγκεντρώσεις είναι πολύ χαμηλότερες, ιδίως για τους αισθητήρες 1 και 4 (50% χαμηλότερες). Επίσης και οι διακυμάνσεις είναι χαμηλότερες. Οι μικρές διακυμάνσεις με $C_s = 0,2$ άλλωστε έχουν φανεί και σε προηγούμενες μελέτες διασποράς υδρογόνου (Matsuura, 2009, Zhang et al., 2010, Kout-

sourakis et al., 2012c). Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η τυρβώδης συνεκτικότητα με $C_s = 0,2$ είναι πολύ υψηλή για να αφήσει την επιλύμενη τύρβη ν' αναπτυχθεί. Έτσι, η τιμή $C_s = 0,2$ πρέπει να αποφεύγεται και το $C_s = 0,1$ να προτιμάται για μελέτες διασποράς υδρογόνου.



Σχήμα 9.13. Χρονοσειρές συγκεντρώσεων κατ' όγκο με την παρουσία μεθοδολογία LES (κόκκινη καμπύλη ADREA-HF LES) για καθένα από τους αισθητήρες, σε σχέση με τα πειραματικά δεδομένα (Exp - με μαύρο). Έχουν περιληφθεί και αποτελέσματα από RANS, από άλλο ένα κώδικα LES (το FDS) και από άλλο ένα ίδιο πείραμα (Exp2-Inoue).

Ο αισθητήρας 1, ο οποίος είναι πάνω από τα δυτικό (αριστερό) όριο της περιοχή έκλυσης και κοντά στο νότιο (μπροστά) τοίχο, βρίσκεται σε μια περιοχή με υψηλές κλίσεις συγκέντρωσης. Η συγκέντρωση αυξάνει προς το βόρειο-δυτική πλευρά του αισθητήρα. Αυτό συμβαίνει επειδή ο πυρήνας του υδρογόνου μεταφέρεται προς το δυτικό τοίχο, λόγω του πεδίου ροής που έχει αναπτυχθεί με τον αέρα που έρχεται από την πόρτα. Ως εκ τούτου, σε μικρή απόσταση πάνω από την περιοχή της πηγής η συγκέντρωση υδρογόνου πέφτει γρήγορα (σχ. 9.12). Αυτό μπορεί να είναι μια πιθανή εξήγηση για τη δυσκολία να προβλεφθεί με ακρίβεια η συγκέντρωση υδρογόνου στον αισθητήρα 1. Ένας άλλος λόγος θα μπορούσε να είναι η περίπλοκη τυρβώδης ανάμειξη της ροής που έρχεται από την πόρτα με το ανωστικό ρεύμα του υδρογόνου πάνω από την πηγή (Matsuura et al., 2008). Η υποτίμηση στο συγκεκριμένο αισθητήρα θα μπορούσε να εξηγηθεί από την πιθανή τύρβη του εισερχόμενου υδρογόνου,

η οποία δεν ήταν καταγεγραμμένη. Αυτή θα μπορούσε να οδηγήσει σε υψηλότερη στροβιλώδη διασπορά κοντά στην είσοδο και κατά συνέπεια υψηλότερες τιμές συγκέντρωσης σε θέσεις έξω από τον πυρήνα του πλουμίου. Επιπλέον, οι πειραματικές αβεβαιότητες για το συγκεκριμένο αισθητήρα (και γενικά στο πείραμα) είναι πολύ υψηλές. Για παράδειγμα, οι Matsuura et al. (2008) αναφέρουν μια αναπαραγωγή του πειράματος του Swain από τον Inoue και μάλιστα δίνουν και τις τιμές συγκέντρωσης από αυτό το δεύτερο πείραμα. Οι τιμές αυτές εξήχθησαν από τη δημοσίευση των Matsuura et al. (2008) και έχουν περιληφθεί στο σχ. 9.13. Παρατηρούμε ότι σε γενικές γραμμές οι διαφορές ανάμεσα στα δύο πειράματα είναι παρόμοιας τάξης μεγέθους με τις διαφορές ανάμεσα στο πείραμα και την ΥΡ. Επίσης οι διαφορές των CFD μεταξύ τους είναι μικρότερες από τις διαφορές των πειραμάτων μεταξύ τους. Σχετικά τώρα με τον αισθητήρα 1 στον οποίο αναφερόμαστε εδώ, στο πείραμα από τον Inoue, οι τιμές συγκέντρωσης ήταν τις περισσότερες χρονικές στιγμές σημαντικά χαμηλότερες από εκείνες του αρχικού πειράματος του Swain και πολύ πιο κοντά στα παρόντα αποτελέσματα ΥΡ.

Οι τιμές συγκέντρωσης της ΥΡ για τους αισθητήρες 2 και 3 στην οροφή, είναι πολύ κοντά στις πειραματικές, ειδικά για το ADREA-HF LES. Πράγματι, οι τιμές στους εν λόγω αισθητήρες (αφού επιτευχθεί μια στατιστικά σταθερή κατάσταση) επηρεάζονται κυρίως από την ποσότητα του υδρογόνου που εισέρχεται στο δωμάτιο και από την πυκνότητα του υδρογόνου, τα οποία είναι γνωστά με ακρίβεια. Καθώς ότι οι κλίσεις συγκέντρωσης κοντά στην οροφή είναι μικρές, οι ακριβείς προβλέψεις στην περιοχή αυτή είναι πιο εύκολες (μικρές διαφορές μπορεί να οφείλονται στη διάχυση).

Ο αισθητήρας 4 είναι πολύ μακριά από την πηγή και είναι κοντά στην πόρτα εξαερισμού και αυτά προσθέτουν περισσότερες αβεβαιότητες στη μοντελοποίηση. Είναι, επίσης, σε μια περιοχή με υψηλές κλίσεις συγκέντρωσης. Γι' αυτό το λόγο οι προβλέψεις όλων των μοντέλων σ' εκείνο τον αισθητήρα είναι χειρότερη σε σύγκριση με τις προβλέψεις στους άλλους αισθητήρες. Μια πιθανή εξήγηση για την υποτίμηση των τιμών της συγκέντρωσης στον αισθητήρα 4, είναι ότι στο πείραμα ο φρέσκος αέρας που εισέρχεται στο δωμάτιο δεν απέκλινε προς το πάτωμα όπως προβλέπεται στην προσομοίωση (σχ. 9.12). Μπορεί στο πείραμα ο αέρας να έμπαινε με μεγαλύτερη ταχύτητα και με διεύθυνση παράλληλη προς το πάτωμα, ή, πιθανότερα, να έμπαινε με πολύ χαμηλή ταχύτητα και απέκλινε αμέσως προς το πάτωμα, με πολύ μεγάλη γωνία. Και στις δύο αυτές περιπτώσεις ο αισθητήρας 4 θα ήταν έξω από το ρεύμα του φρέσκου αέρα (σχ. 9.12) και ως εκ τούτου θα παρείχε υψηλότερες συγκεντρώσεις. Πράγματι, μια παραμετρική μελέτη που διεξήχθη από τους Matsuura et al. (2008) αποκαλύπτει ότι μια μικρή διαφορά πίεσεως ανάμεσα στο άνοιγμα εξαερισμού στην πόρτα και τον εξαερισμό της οροφής θα οδηγήσει σε σημαντικές διαφορές του πεδίου ροής μέσα στο δωμάτιο. Γι' αυτόν ή και για άλλους λόγους, όπως μια πιθανώς άνιση θέρμανση στους τοίχους του δωματίου, το πείραμα μπορεί να μην έχει αναπαραχθεί τέλεια από την ΥΡ και αυτό θα μπορούσε να εξηγήσει τις αποκλίσεις στον αισθητήρα 4. Οι δυσκολίες του συγκεκριμένου πειράματος και η σοβαρή εξάρτηση των αποτελεσμάτων του από διάφορες άγνωστες φυσικές παραμέτρους φαίνεται και από το γεγονός ότι στην επανάληψη του πειράματος από τον Inoue, οι τιμές συγκέντρωσης ήταν διαφορετικές σε όλους τους αισθητήρες. Ιδιαίτερα για τον αισθητήρα 4, το πείραμα του Inoue παρέχει χαμηλότερες συγκεντρώσεις, πολύ κοντά σε αυτές που προβλέπονται από τις προσομοιώσεις του ADREA-HF.

Μια άλλη πιθανή εξήγηση για τις διαφορές είναι το γεγονός ότι οι αισθητήρες δεν είναι στο κεντρικό επίπεδο $X-Z$ του δωματίου. Οι συντεταγμένες των αισθητήρων στον άξονα Y είναι διαφορετικές: Οι αισθητήρες 1 και 3 είναι μπροστά από την εμπρόσθια πλευρά των ανοιγμάτων/ πηγής (σχ. 9.10), ενώ οι αισθητήρες 2 και 4 είναι ευθυγραμμισμένοι με την πίσω πλευρά των ανοιγμάτων. Αυτό σημαίνει ότι οι μετρήσεις είναι ευάλωτες σε οποιεσδήποτε ασυμμετρίες ενδέχεται να προκύψουν. Ειδικά ο αισθητήρας 4, θα μπορούσε να επηρεαστεί ακόμα και από ασύμμετρες φυσικές συνθήκες έξω από την αίθουσα, όπως αυτές που αναφέρθηκαν προηγουμένως. Η υποεκτίμηση στον αισθητήρα 4 μπορεί επίσης να βρεθεί και σε άλλες μελέτες αυτού του πειράματος (Agranat et al., 2004, Matsuura et al., 2008, Matsuura, 2009). Προκειμένου να είναι κανείς σε θέση να εκτιμήσει τυχόν πειραματικές ασυμμετρίες, προτείνεται για μελλοντικά πειράματα να υπάρχουν επιπλέον μετρήσεις σε συμμετρικά σημεία, με επίπεδο συμμετρίας το κεντρικό επίπεδο $X-Z$ του δωματίου.

Μπορεί να φανεί ότι τ' αποτελέσματα του ADREA-HF RANS και LES είναι πιο κοντά μεταξύ τους και με τα αποτελέσματα FDS από ό,τι με τα πειραματικά δεδομένα, λόγω της κοινής βάσης της μεθοδολογίας ΥΡ. Φυσικά, η RANS αναμένεται να παρέχει λιγότερο ακριβή αποτελέσματα σε μέρη όπου η τυρβώδης ροή είναι πιο περίπλοκη και εξαιρετικά ασταθής. Αυτό θα μπορούσε να είναι μια εξήγηση της ανώτερης απόδοσης του ADREA-HF LES κοντά στην πηγή (αισθητήρας 1) και κοντά στην πόρτα εξαερισμού (αισθητήρας 4). Ένα άλλο πλεονέκτημα της LES είναι ότι μπορεί να πα-

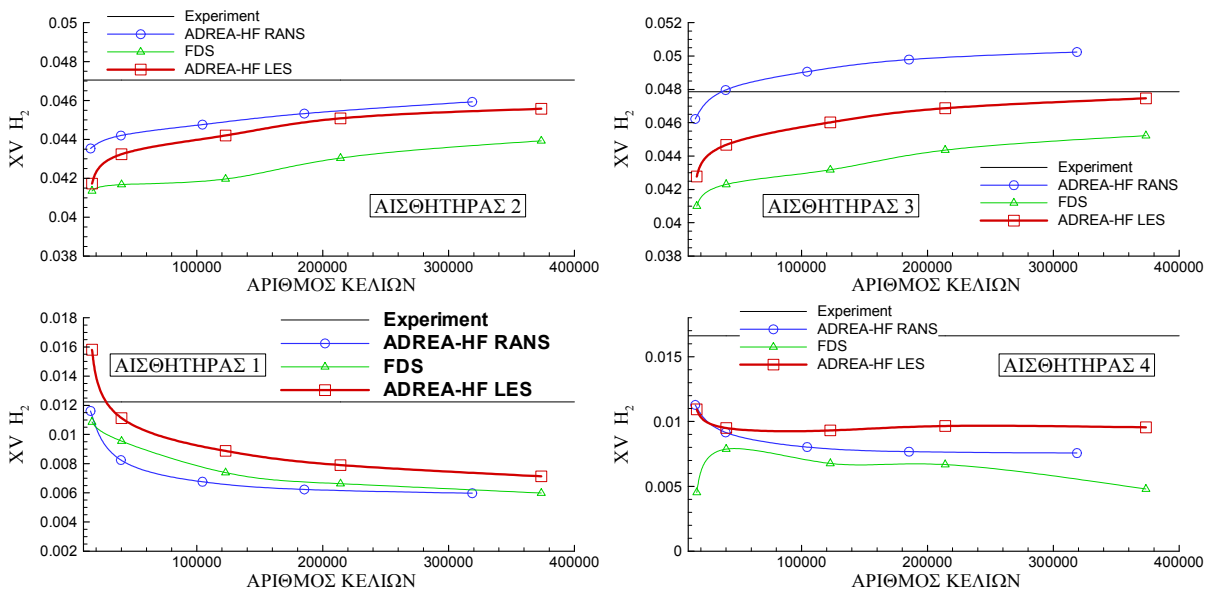
ρέχει λεπτομερείς τάσεις Reynolds και γενικότερα ροπές υψηλότερης τάξης των μεταβλητών. Τέλος, η LES είναι μια μεθοδολογία που λαμβάνει εγγενώς υπόψη την εξάρτηση από το χρόνο και είναι πιο κατάλληλη για τέτοια προβλήματα, ενώ η RANS κυρίως στοχεύει σε περιπτώσεις σταθερής κατάστασης. Από την άλλη πλευρά, η LES είναι πολύ περισσότερο απαιτητική σε υπολογιστικούς πόρους. Οι παρούσες προσομοιώσεις RANS ήταν πολλές φορές πιο γρήγορες από τις αντίστοιχες LES.

Όσον αφορά τους δύο κώδικες LES, αυτόν που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της διατριβής και το FDS, συμπεριφέρονται παρόμοια όσον αφορά τις διακυμάνσεις συγκέντρωσης. Στις μέσες τιμές όμως, ο κώδικας που υλοποιεί την μεθοδολογία της διατριβής (ADREA-HF LES) είναι πιο κοντά στο πείραμα σε όλους τους αισθητήρες. Αυτό δεν οφείλεται στο διαφορετικό προεπιλεγμένο υποπλεγματικό αριθμό Schmidt που χρησιμοποιείται από τους δύο κώδικες ($Sc_{sgs} = 0,72$ ADREA-HF και $Sc_{sgs} = 0,5$ για FDS), δεδομένου ότι τεστ ευαισθησίας με διαφορετικούς αριθμούς Schmidt δεν αποκαλύπτουν αξιόλογες αλλαγές στ' αποτελέσματα. Πράγματι, στην LES ο Sc_{sg} επηρεάζει μόνο την υποπλεγματική κλίμακα και η επιρροή του στις τιμές της τελικής συγκέντρωσης δεν είναι ζωτικής σημασίας, ιδιαίτερα εάν χρησιμοποιούνται πυκνά πλέγματα. Θα πρέπει να υπενθυμίσουμε ότι τ' αποτελέσματα του FDS στο σχ. 9.13 είναι με $C_s = 0,1$. Τ' αποτελέσματα FDS με την προεπιλεγμένη τιμή του C_s ίση με 0,2, είναι πολύ χειρότερα, με πολύ μικρές διακυμάνσεις και δεν παρουσιάστηκαν καν.

9.3.3.3. Ευαισθησία στο πλέγμα και περαιτέρω σχόλια

Αναφέρθηκε ότι δοκιμάστηκαν πολλά πλέγματα για κάθε κώδικα που χρησιμοποιήθηκε. Προκειμένου ν' αποτιμηθεί η ευαισθησία στο πλέγμα, θεωρήθηκαν οι μέσες τιμές των προσομοιώσεων ανάμεσα στα 400 και στα 1200 s (που αποτελεί το τμήμα στατιστικά σταθερής κατάστασης – steady state – του πειράματος). Με τον τρόπο αυτό φτιάχεται στο σχ. 9.14 που δείχνει ουσιαστικά τ' αποτελέσματα σταθερής κατάστασης για όλα τα πλέγματα που δοκιμάστηκαν για όλους τους αισθητήρες, τους κώδικες και το πείραμα. Έχουν περιληφθεί μόνο οι προσομοιώσεις LES με $C_s = 0,1$.

Πρέπει να σημειωθεί ότι στη RANS μιλάμε για ανεξαρτησία πλέγματος, δηλαδή γι' αποτελέσματα που, καθώς πυκνώνουμε το πλέγμα, από κάποιο σημείο και μετά δεν αλλάζουν και αυτά θα πρέπει να θεωρηθούν ως το αποτέλεσμα της μοντελοποίησης. Στη θεωρία της LES όμως, η έννοια της ανεξαρτησίας πλέγματος θα μπορούσε κάποιος να ισχυριστεί ότι δεν υφίσταται, τουλάχιστον όχι με την έννοια της RANS: Καθώς πυκνώνει το πλέγμα λύνεται περισσότερη τύρβη και τ' αποτελέσματα είναι αναμενόμενο ν' αλλάζουν συνεχώς, ώσπου να φτάσουμε στ' αποτελέσματα της DNS. Επίσης, η βέλτιστη τιμή της σταθεράς C_s εξαρτάται και από το πλέγμα, καθώς σε αραιότερα πλέγματα πρέπει να εξισορροπηθεί η μείωση της επιλυόμενης τύρβης. Απ' την άλλη πλευρά, όσο πυκνώνει το πλέγμα, τόσο η τιμή της σταθεράς δεν επηρεάζει το αποτέλεσμα.



Σχήμα 9.14. Μέσες τιμές συγκεντρώσεων κατ' όγκο (από 400 ως 1200 s) για όλους τους αισθητήρες και τις προσομοιώσεις, προκειμένου ν' αξιολογηθεί η επίδραση του πλέγματος. Οι μαύρες ευθείες υποδηλώνουν τις πειραματικές τιμές.

Από το σχ. 9.14, είναι φανερό ότι σε όλες τις προσομοιώσεις (ιδίως στη RANS και στην LES με τη μεθοδολογία της διατριβής) όσο πυκνώνει το πλέγμα τόσο τ' αποτελέσματα είναι πιο κοντά μεταξύ τους και τείνουν για κάθε κώδικα προς μια ασυμπτωτική τιμή. Αν εξαιρέσουμε τα δύο αραιότερα πλέγματα για κάθε κώδικα, τ' αποτελέσματα από τα υπόλοιπα πλέγματα μπορούν να θεωρηθούν αντιπροσωπευτικά της συγκριτικής απόδοσής τους.

Στους αισθητήρες του ταβανιού, βλέπουμε ότι η LES με τα πυκνά πλέγματα έχει ελάχιστη διαφορά από τις πειραματικές τιμές (λίγο τοις εκατό). Η RANS έχει μια υπερεκτίμηση στον αισθητήρα 3, ενώ το FDS υποεκτιμά τις τιμές και στους δύο αισθητήρες.

Στους αισθητήρες που βρίσκονται κοντά στο πάτωμα, οι τιμές συγκέντρωσης είναι σημαντικά χαμηλότερες για όλους τους κώδικες, όπως συζητήθηκε λεπτομερώς στην προηγούμενη υπο-ενότητα. Και πάλι το ADREA-HF LES παρουσιάζει την καλύτερη απόδοση σε σχέση με τις πειραματικές τιμές. Για το FDS οι καμπύλες δεν είναι τόσο ομαλές, ειδικά για τον αισθητήρα 4. Αυτό θα μπορούσε να είναι μια ένδειξη των ισχυρά ασταθών χαρακτηριστικών στην γειτονιά του εν λόγω αισθητήρα και των αβεβαιοτήτων στ' αποτελέσματα. Η μελέτη LES από τους Matsuura (2009) και Matsuura et al. (2009) είχε επίσης αποκλίσεις σε σύγκριση με τις πειραματικές τιμές στους κάτω αισθητήρες. Υπενθυμίζεται, ωστόσο, ότι το πείραμα έχει επίσης πολύ υψηλό αβεβαιότητας για τους εν λόγω αισθητήρες, που έχουν τοποθετηθεί σε θέσεις υψηλής βαθμίδας συγκέντρωσης.

Στους αισθητήρες 2 και 3 οι συγκεντρώσεις είναι της ίδιας τάξης μεγέθους. Ας τις ονομάζουμε «υψηλές». Ομοίως, οι συγκεντρώσεις στους αισθητήρες 1 και 4 είναι «χαμηλές». Έστω ότι ο λόγος των «υψηλών» προς τις «χαμηλές» είναι λ και η διαφορά τους δ . Παρατηρήθηκε ότι σε όλες τις παρούσες μοντελοποιήσεις (αν εξαιρέσουμε τα πολύ αραιά πλέγματα) αλλά και σχεδόν σε όλες τις προηγούμενες μελέτες (YP και πειραματικές) που έχουν γίνει για το εν λόγω πείραμα, προκύπτουν μεγαλύτερες τιμές λ και δ από το πείραμα του Swain. Ο λόγος δηλαδή των συγκεντρώσεων των πάνω αισθητήρων προς τις συγκεντρώσεις των κάτω αισθητήρων, υπερεκτιμάται σχεδόν σε όλες τις μοντελοποιήσεις του πειράματος. Αυτό είναι ένα ακόμη στοιχείο που δείχνει ότι μη καταγεγραμμένες παράμετροι μπορεί να είχαν σημαντικές επιδράσεις στο αρχικό πείραμα.

Στον αισθητήρα 1, τα αραιά πλέγματα παρέχουν προβλέψεις πλησιέστερα προς τις πειραματικές τιμές. Αυτό είναι ένα καλό παράδειγμα της ανάγκης για την πραγματοποίηση μελετών διερεύνησης της εξάρτησης των αποτελεσμάτων από το πλέγμα. Οι προσομοιώσεις με τα πυκνότερα πλέγματα, με μικρότερη αριθμητική διάχυση και με καλύτερη απεικόνιση του πεδίου ροής² αποκαλύπτουν ότι στη συγκεκριμένη περίπτωση, η «καλή» απόδοση της YP με αραιό πλέγμα είναι παραπλανητική.

Συνοψίζοντας, είναι σαφές από τα σχ. 9.13 και 9.14 ότι η μεθοδολογία LES της παρούσας εργασίας έδωσε πολύ ικανοποιητικά αποτελέσματα σ' αυτή τη δοκιμή και είχε καλύτερη συνολική απόδοση από τον διαδεδομένο σε τέτοιου είδους προβλήματα κώδικα μοντελοποίησης μεγάλων δινών FDS.

9.4. ΒΑΣΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΑΠΟ ΤΟ ΚΕΦΑΛΑΙΟ

Κάποια από τα κυριότερα συμπεράσματα του κεφαλαίου είναι τα εξής:

- Η μεθοδολογία και ο κώδικας LES που αναπτύχθηκαν στα πλαίσια της διατριβής είναι κατάλληλα και για μελέτη διασποράς ρύπων ανωστικών αερίων, δίνοντας μάλιστα αποτελέσματα ανώτερα του ανταγωνισμού, στις περιπτώσεις που εξετάστηκαν.

- Σε μελέτες διασποράς υδρογόνου η ενδεικνύμενη τιμή³ της σταθεράς Smagorinsky C_s είναι μεταξύ 0,1 και 0,12. Η προεπιλεγμένη τιμή του κώδικα FDS (0,2) δεν είναι κατάλληλη καθώς μειώνει υπερβολικά την επιλυόμενη τύρβη. Αυτό φαίνεται χαρακτηριστικά και από τις διακυμάνσεις της συγκέντρωσης. Έτσι, με την παραμετρική ανάλυση σχετικά με την τιμή της C_s , εξετάστηκε ακροφυγώς και η ισορροπία μεταξύ επιλυόμενης και υποπλεγματικής τύρβης.

- Η ροή στη στήλη ανόδου του υδρογόνου είναι γενικά πιο τυρβώδης, ενώ στο ταβάνι που κατασταλάζει το υδρογόνο λόγω άνωσης είναι πιο στρωτή.

- Μέσα στην στήλη ανόδου, ειδικά κοντά στην πηγή, υπερεκτιμώνται οι συγκεντρώσεις.

² Για παράδειγμα τα πυκνότερα πλέγματα αναπαράγουν ακριβέστερα τις ανακυκλοφορίες στις γωνίες A1 και A2 στο σχ. 9.12.

³ Υπενθυμίζεται ότι η σταθερά εξαρτάται κανονικά και από το πόσο τυρβώδες είναι το πεδίο ροής και από την πυκνότητα του πλέγματος, οπότε θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί και διαφορετική σταθερά σε διάφορα τμήματα του πεδίου ροής, ανάλογα με τους παράγοντες αυτούς.

- Στο ταβάνι γενικά υπάρχει μια ελαφρά τάση υποεκτίμησης των συγκεντρώσεων.
- Όταν υπάρχουν μεγάλες περιοχές διαφορετικής τύρβης σε ένα πεδίο ροής, το υποπλεγματοειδές μοντέλο RNG-LES, που προσαρμόζεται ανάλογα με την τύρβη, πιθανόν να δίνει καλύτερα αποτελέσματα από το Smagorinsky.
- Τα δύο πειράματα που εξετάστηκαν ενδείκνυται για σύγκριση με μοντελοποιήσεις ΥΡ. Θα πρέπει όμως να γίνει σαφές ότι έχουν περιορισμένη ακρίβεια. Για τέτοια μελλοντικά πειράματα, προτείνεται να γίνονται μετρήσεις και προς τις τέσσερις κατευθύνσεις, προκειμένου να είναι κανείς σε θέση να αξιολογήσει τη συμμετρία στις πειραματικές συνθήκες.
- Και στα δύο πειράματα που εξετάστηκαν υπάρχουν μεγάλες περιοχές όπου οι συγκεντρώσεις του υδρογόνου είναι σταθερά πάνω από το όριο αναφλεξιμότητας.
- Ενίοτε τα αραιά πλέγματα μπορεί να προσφέρουν παραπλανητικά καλά αποτελέσματα. Για μεγαλύτερη σιγουριά το πλέγμα πρέπει να είναι αρκούντως πυκνό ή να εξετάζονται κι άλλα πλέγματα.
- Από αυτή τη μελέτη φάνηκαν μερικά από τα πλεονεκτήματα της μεθοδολογίας LES. Πράγματι, η LES έχει τη δυνατότητα να παρέχει μεγαλύτερη ακρίβεια σε δύσκολα σημεία του πεδίου ροής, ρεαλιστική απεικόνιση της χρονικής εξέλιξης της διασποράς, την αστάθεια του φυσικού φαινομένου, στατιστικές τιμές για τις συγκεντρώσεις και μέγιστες τιμές, οι οποίες είναι πολύ κρίσιμες σε πιθανώς εύφλεκτα μείγματα. Από την άλλη πλευρά αναφέρθηκαν επίσης οι μεγάλες ανάγκες της LES για υπολογιστικούς πόρους.

10. Μελέτη με LES στην πόλη Michel-Stadt

Στο κεφάλαιο αυτό εφαρμόζεται η μεθοδολογία μοντελοποίησης μεγάλων δινών που αναπτύχθηκε, στην μη-πραγματική πόλη Michel-Stadt, όπως επίσης και σε οριακό στρώμα ίδιας τραχύτητας με την πόλη αλλά χωρίς ύπαρξη κτιρίων. Γίνεται σύγκριση με πειραματικά δεδομένα και μελετώνται διάφορα φαινόμενα της ροής που οφείλονται στην περίπλοκη γεωμετρία της πόλης.

10.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η μελέτη της ροής και της διασποράς ρύπων σε μια ολόκληρη πόλη με LES, αποτελεί πρόκληση λόγω της περιπλοκότητας της γεωμετρίας και των υψηλών απαιτήσεων σε επεξεργαστική ισχύ. Παρόλη την έλλειψη μεγάλου υπολογιστικού συστήματος, επιχειρήθηκε να γίνει μια τέτοια μελέτη με χρήση προσωπικού υπολογιστή και σχετικά αραιό πλέγμα. Τ' αποτελέσματα ήταν πολύ ικανοποιητικά και οδήγησαν σε πολύτιμα συμπεράσματα που αφορούν διάφορα ροϊκά φαινόμενα, κυρίως ασταθή.

10.1.1. Επιλογή του Michel-Stadt

Κατά τη διάρκεια της εξέλιξης της μεθοδολογίας μοντελοποίησης μεγάλων δινών της παρούσας εργασίας, αναζητούνταν παράλληλα και κατάλληλη περίπτωση ολόκληρης πόλης για να δοκιμαστεί εφόσον κάτι τέτοιο θα ήταν εφικτό. Τρεις περιπτώσεις αναδείχθηκαν ως οι πιο πιθανές υποψήφιοι για το σκοπό αυτό: Η εξιδανικευμένη πόλη του πειράματος MUST (βλ. §4.2.3), η Οκλαχόμα (βλ. §4.2.4) και η ημι-εξιδανικευμένη πόλη Michel-Stadt. Για τις πρώτες δύο περιπτώσεις υπήρχαν πειράματα τόσο σε πλήρη όσο και σε μειωμένη κλίμακα, ενώ η Michel-Stadt κατασκευάστηκε και μελετήθηκε πειραματικά μόνο σε μοντέλο αεροσήραγγας.

Και για τις τρεις περιπτώσεις έχουν γίνει μοντελοποιήσεις πραγματικής κλίμακας με RANS από το Εργαστήριο Τεχνολογίας Περιβάλλοντος του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας. Η εμπειρία που αποκτήθηκε απ' αυτές τις μοντελοποιήσεις βοήθησε στην τελική επιλογή της περίπτωσης που εξετάστηκε. Πιο συγκεκριμένα, για το MUST έχουν γίνει μοντελοποιήσεις ροής και συγκεντρώσεων με το ADREA και ροής με το STAR-CD, με πλέγματα της τάξεως του ενός εκατομμυρίου κελιών (COST 732: <http://www.mi.uni-hamburg.de/Home.484.0.html>, Bartzis et al., 2007, Ευθυμίου και συνεργάτες, 2008, Bartzis et al., 2010, Efthimiou et al., 2011a,b, Efthimiou & Bartzis, 2011). Για την Οκλαχόμα έχουν γίνει υπολογισμοί με το STAR-CD για το πεδίο ροής, με πλέγμα της τάξεως των 15 εκατομμυρίων κελιών (COST 732: <http://www.mi.uni-hamburg.de/Home.484.0.html>). Για το Michel-Stadt μοντελοποίηση συγκεντρώσεων και ροής με το ADREA με πλέγμα τάξεως 1 εκατομμυρίου κελιών και ροής με το STAR-CD με πλέγμα της τάξεως των 7 εκατομμυρίων κελιών (Efthimiou et al., 2011c,d, Hertwig et al., 2011b, 2012). Σε όλες τις περιπτώσεις η σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα ήταν ικανοποιητική.

Κάποια από τα συμπεράσματα που βγήκαν απ' αυτές τις περιπτώσεις ήταν τα εξής:

– Η RANS μπορεί να δώσει καλά αποτελέσματα, όταν αναφερόμαστε σε μέσες τιμές.

– Το ADREA δεν έχει πρόβλημα να χειριστεί με επιτυχία οσοδήποτε περίπλοκες γεωμετρίες.
 – Απ' ό,τι φάνηκε από την εμπειρία από τη χρήση των κωδίκων, αλλά και από το COST 732, η ΥΡ (CFD) συχνά υποεκτιμά τις ταχύτητες κοντά στο έδαφος. Επίσης συχνό είναι το φαινόμενο να υπολογίζει μικρότερες διακυμάνσεις ταχυτήτων από τις πειραματικές.

– Για πιστοποίηση κωδίκων, η περίπτωση σύγκρισης με μετρήσεις αεροσήραγγας είναι πλεονεκτικότερη έναντι των πειραμάτων πεδίου. Στην Οκλαχόμα (πειραματική καμπάνια Joint Urban 2003) για παράδειγμα οι μετρήσεις πεδίου είναι τόσο πολλές που η επεξεργασία τους δεν έχει ολοκληρωθεί. Έτσι, ακόμη και μόνο η επιλογή του χρονικού διαστήματος του πειράματος που θα μοντελοποιήσει κανείς είναι επίπονη διαδικασία. Στην αεροσήραγγα το πρόβλημα είναι πιο καλά καθορισμένο και μπορούν να δοθούν πιο εύκολα οριακές συνθήκες στην ΥΡ, βάσει των μετρήσεων.

– Οι γρήγορες μοντελοποιήσεις με RANS μπορούν να βοηθήσουν στις επιλογές που θα γίνουν σε μια πιθανή μοντελοποίηση με LES. Αυτό είναι ένα ακόμη σημείο συνεργασίας ανάμεσα σε RANS και LES. Στην περίπτωση αυτή για παράδειγμα εξετάστηκαν διάφορες πόλεις με RANS, προκειμένου να φανούν οι δυνατότητες για μοντελοποίηση κάθε μιας απ' αυτές με LES. Επίσης, στην πόλη που τελικά επιλέχθηκε είχαν φανεί από τη RANS τα μέσα ροϊκά φαινόμενα και ενδεικτικές τυρβώδεις κλίμακες και είχε δοκιμαστεί κάποιο πλέγμα. Αυτά βοήθησαν στις αντίστοιχες επιλογές που έγιναν στην μοντελοποίηση LES.

– Για την περίπτωση της Οκλαχόμα, ένας προσωπικός υπολογιστής δεν θα επαρκούσε. Παρόλο που χρησιμοποιήθηκαν στη συγκεκριμένη περίπτωση πραγματικοί αριθμοί μονής ακρίβειας και όχι διπλής, η απαιτούμενη μνήμη για RANS υπολογισμό ήταν πάνω από 16GB, ενώ ο χρόνος υπολογισμού για πλήρη σύγκλιση της τάξεως των λίγων ημερών, με χρήση 16 πυρήνων επεξεργαστών (η μοντελοποίηση έγινε στον «215», βλ. πιν. 4.1). Για να τρέξει με LES η περίπτωση αυτή θα ήθελε πάνω από ένα χρόνο. Επίσης η γεωμετρία της δεν ήταν διαθέσιμη σε μορφή που να μπορεί να εισαχθεί εύκολα στο ADREA. Οπότε η περίπτωση αυτή απορρίφθηκε.

Τελικά επιλέχθηκε το Michel-Stadt, οι πειραματικές μετρήσεις του οποίου αποτελούν τμήμα της βάσης δεδομένων CEDVAL-LES. Η απόφαση αυτή βασίζεται κυρίως στους εξής λόγους:

- Πρόκειται για μοναδική περίπτωση ημι-εξιδανικευμένης πόλης, που παρόμοιά της δεν έχει εξεταστεί στο παρελθόν. Επίσης το πείραμα αυτό είναι πολύ καινούριο και παρουσιάζει ενδιαφέρον.
- Οι μετρήσεις είναι πολύ αναλυτικές και καλά τεκμηριωμένες. Η βάση δεδομένων είναι ειδικά φτιαγμένη για πιστοποίηση κωδίκων LES, άρα πολύ κατάλληλη για την περίπτωσή μας.
- Στη βάση δεδομένων περιλαμβάνεται και ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα ίσης τραχύτητας με την πόλη, χωρίς όμως την ύπαρξη κτιρίων. Το οριακό στρώμα αυτό για το οποίο υπάρχουν αναλυτικές μετρήσεις, μπορεί να θεωρηθεί ως είσοδος για την πόλη. Έτσι στο πείραμα αυτό έχει κανείς με ακρίβεια τις οριακές συνθήκες εισόδου.
- Η περίπτωση αυτή είναι πολύ κατάλληλη για δοκιμή της νέας μεθοδολογίας οριακών συνθηκών τύπου Langvin, ιδίως επειδή περιλαμβάνει αναλυτικές μετρήσεις στο ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα χωρίς κτίρια.
- Υπήρξε η δυνατότητα άμεσης επικοινωνίας με τους πειραματιστές, στα πλαίσια του προγράμματος MODEX¹.

10.1.2. Γενική περιγραφή των πειραμάτων της βάσης δεδομένων CEDVAL-LES

Στο εργαστήριο περιβαλλοντικής αεροσήραγγας (Environmental Wind Tunnel Laboratory – EWTL, www.mi.uni-hamburg.de/EWTL-Homepage.315.0.html) του Μετεωρολογικού Ινστιτούτου του Πανεπιστημίου του Αμβούργου, εκτελούνται εδώ και δεκαετίες υψηλής ποιότητας πειράματα, ειδικευμένα σε αστικές και ατμοσφαιρικές ροές. Κρίνοντας από την συχνότητα που μετρήσεις απ' το EWTL έχουν χρησιμοποιηθεί για πιστοποίηση υπολογιστικών μοντέλων (βλ. κεφ. 3), το εργαστήριο αυτό πρέπει να θεωρηθεί το κορυφαίο στον κόσμο στο θέμα αυτό. Έχοντας σε κάθε εποχή σύγχρονες αεροδυναμικές σήραγγες, σχεδιασμένες από έμπειρο προσωπικό, ειδικευμένες για μοντελοποίηση ατμο-

¹ Το MODEX (Modelling individual exposure from airborne hazardous releases - Μοντελοποίηση της ατομικής έκθεσης από αέριους τοξικούς ρύπους) υλοποιήθηκε στα πλαίσια του προγράμματος προώθησης των ανταλλαγών και της επιστημονικής συνεργασίας Ελλάδας – Γερμανίας IKYDA 2010, που υλοποιήθηκε από το Ίδρυμα Κρατικών Υποτροφιών (I.K.Y.) και τη γερμανική Υπηρεσία Ακαδημαϊκών Ανταλλαγών (DAAD). Στα πλαίσια του MODEX έγιναν συνεργασίες και ανταλλαγές επισκέψεων ανάμεσα στους πειραματιστές από το εργαστήριο της περιβαλλοντικής αεροσήραγγας από το Πανεπιστήμιο του Αμβούργου και στην ερευνητική ομάδα από το Εργαστήριο Τεχνολογίας Περιβάλλοντος του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας. Οι συνεργασίες περιελάμβαναν και μοντελοποίηση με ΥΡ πειραμάτων της CEDVAL-LES.

σφαιρικών ροών και υπό την εμπνευσμένη καθοδήγηση του M. Schatzmann, αλλά και του B. Leidl τα νεώτερα χρόνια, το εργαστήριο έχει εκτελέσει σημαντικό πλήθος πειραμάτων που καλύπτει μεγάλο εύρος εφαρμογών. Πολλά απ' αυτά τα πειράματα τοποθετήθηκαν (το 1996-1999) στη διαδικτυακή βάση δεδομένων CEDVAL (Compilation of Experimental Data for Validation of Microscale Dispersion Models, <http://www.mi.uni-hamburg.de/Introducti.433.0.html>), ώστε να είναι εύκολα προσβάσιμες στον κάθε ενδιαφερόμενο. Η βάση αυτή χρησιμοποιείται συνεχώς από διάφορους ερευνητές.

Η έλευση όμως και εκτενής χρήση των κωδικών μοντελοποίησης μεγάλων δινών, που επιλύουν την τύρβη, δημιουργεί νέες απαιτήσεις για τις πειραματικές μετρήσεις. Αυτές πρέπει να είναι καλύτερης ποιότητας και μεγαλύτερης ανάλυσης. Επίσης μπορεί πλέον να γίνει και σύγκριση μεταξύ LES και πειράματος σε στατιστικούς δείκτες, ροπές ανώτερων τάξεων και συσχετίσεις δύο σημείων, κάτι που απαιτεί κατάλληλες μετρήσεις. Επιπλέον, αναδύονται νέες τεχνικές σύγκρισης μεταξύ μοντελοποίησης και μετρήσεων (Hertwig et al., 2011c). Επίσης τίθενται θέματα υποβοήθησης της LES από το πείραμα, όπως για παράδειγμα στις οριακές συνθήκες εισόδου. Όλα αυτά απαιτούν ειδικευμένες μετρήσεις και αυτοί οι λόγοι συνέτειναν στη δημιουργία μιας νέας βάσης δεδομένων από το EWTl του Πανεπιστημίου του Αμβούργου, ειδικευμένης για πιστοποίηση κωδικών μοντελοποίησης μεγάλων δινών, της CEDVAL-LES (www.mi.uni-hamburg.de/CEDVAL-LES-V.6332.0.html). Η βάση αυτή ξεκίνησε πολύ πρόσφατα και δεν έχει ολοκληρωθεί ακόμη. Το Εργαστήριο Τεχνολογίας Περιβάλλοντος του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας ήταν από τα πρώτα που χρησιμοποίησαν τα πειράματα αυτά (Κουτσοράκης και συνεργάτες, 2010, Bartzis et al., 2011, Efthimiou et al., 2011c,d, Hertwig et al., 2011b, 2012, Koutsourakis et al., 2012a, Κουτσοράκης και συνεργάτες, 2014).

Η CEDVAL-LES περιέχει μετρήσεις κατάλληλες για την αξιολόγηση ασταθών τυρβωδών χαρακτηριστικών. Γενικά η βάση κατασκευάζεται με τέτοιο τρόπο που να πληροί τις προϋποθέσεις ώστε να μπορεί να χρησιμοποιηθεί για πιστοποίηση κωδικών ΥΡ που εστιάζουν στην χρονική επίλυση του πεδίου ροής (Bastigkeit et al., 2010). Για όλα τα πειράματα της βάσης χρησιμοποιούνται μόνο ειδικευμένες αεροσήραγγες, κατάλληλες για προσομοίωση ατμοσφαιρικών οριακών στρωμάτων. Η ποιότητα και η ποσότητα των μετρήσεων επιδιώκεται να είναι ανώτερη από τις περισσότερες από τις ως τώρα δημοσιευμένες βάσεις δεδομένων. Στα πειράματα υπάρχει καταγραφή των οριακών συνθηκών, τήρηση των κανόνων διασφάλισης ποιότητας κατά τη διάρκεια των μετρήσεων, αναλυτικά στοιχεία για τα δεδομένα που λαμβάνονται και γενικά πολύ καλή τεκμηρίωση. Το οριακό στρώμα εισόδου λαμβάνεται σύμφωνα με τις οδηγίες VDI (2000). Οι μετρήσεις ταχύτητας γίνονται με τις τεχνικές LDA (Laser Doppler Anemometry) και PIV (Particle Image Velocimetry). Οι μετρήσεις ρύπων γίνονται με ανιχνευτές FID (Flame Ionization Detectors). Λόγω του τεράστιου όγκου δεδομένων των μετρήσεων, έχει καταβληθεί προσπάθεια ώστε η μετα-επεξεργασία τους να τυποποιηθεί και να αυτοματοποιηθεί (Fischer et al., 2010). Σε όλα τα πειράματα το ειδικής κατασκευής ταβάνι της αεροσήραγγας προσαρμόζεται ώστε να εξασφαλίζεται μηδενική κλίση πίεσης, πράγμα που επιβεβαιώνεται με μετρήσεις. Αυτό είναι προϋπόθεση ώστε να επιτευχθεί το επιφανειακό στρώμα (ή στρώμα Prandtl, ή στρώμα σταθερής τάσης, ή στρώμα σταθερών ροών, καθώς οι κάθετες ροές ορμής και θερμότητας είναι σχεδόν σταθερές), βλ. §1.5, στην αεροσήραγγα.

Η CEDVAL-LES επιδιώκεται να περιλαμβάνει περιπτώσεις για διάφορες γεωμετρικές περιπλοκότητες και για διάφορα είδη οριακού στρώματος. Η σχεδίαση των περιπτώσεων έγινε σε συνεργασία με ερευνητικές ομάδες που κάνουν μοντελοποίηση LES. Οι υπό εξέταση γεωμετρικές περιπλοκότητες είναι: Περιπλοκότητα 0, που δεν περιλαμβάνει κτίρια αλλά μόνο στοιχεία τραχύτητας. Περιπλοκότητα 1, που περιλαμβάνει ένα κτίριο. Περιπλοκότητα 2, που περιλαμβάνει ομοειδή κτίρια, που μπορούν να θεωρηθούν ως εξιδανικευμένη πόλη. Περιπλοκότητα 3, που είναι μια πρωτοτυπία της βάσης και περιλαμβάνει ημι-πραγματική ή ημι-εξιδανικευμένη πόλη, έχοντας στοιχεία από πραγματικές πόλεις όπως λοξούς δρόμους, διαφορετικά είδη κτιρίων, πλατείες, διασταυρώσεις κτλ. Περιπλοκότητα 4, που περιλαμβάνει πραγματικές πόλεις. Έχουν θεωρηθεί οριακά στρώματα με τις εξής τρεις τραχύτητες: 1) Μικρή τραχύτητα, $z_0=0,1m$ (σε πλήρη κλίμακα). 2) Μεσαία τραχύτητα, $z_0=0,2m$. 3) Πολύ μεγάλη τραχύτητα, $z_0=1,53m$. Ο εκθέτης α του προφίλ ταχύτητας είναι αντίστοιχα 0,16, 0,18 και 0,27. Στον πιν. 10.1 φαίνονται οι περιπτώσεις της βάσης CEDVAL-LES όπως παρουσιάζονται στο διαδίκτυο (<http://www.mi.uni-hamburg.de/Data-Sets.6339.0.html>). Στη βάση έχουν περιληφθεί προς το παρόν μόνο οι περιπτώσεις μηδενικής περιπλοκότητας και δυο περιπτώσεις μεγαλύτερης περιπλοκότητας για την περίπτωση του πολύ τραχέως οριακού στρώματος (συμπληρωμένα τετράγωνα στον πίν. 10.1), ενώ προβλέπεται στο μέλλον να συμπληρωθούν κι άλλοι συνδυασμοί. Ήδη οι υπάρχουσες περιπτώσεις είναι σημαντική προσφορά για κάποιον που θέλει να κάνει αξιολόγηση ενός κώδικα LES.

Οι γεωμετρίες στις περιπτώσεις BL3-2, BL3-3, είναι φτιαγμένες έτσι ώστε να έχουν την ίδια τραχύτητα και προφίλ ταχύτητας με την περίπτωση περιπλοκότητας 0 (BL3-0). Για περισσότερα σχετικά με τη CEDVAL-LES και το σχεδιασμό των πειραμάτων ο αναγνώστης παραπέμπεται στους Fischer et al. (2010) και Bastigkeit (2011).

Περιπλοκότητα 0 Κανένα κτίριο	Περιπλοκότητα 1 Ένα κτίριο	Περιπλοκότητα 2 Ομοιοδή κτίρια	Περιπλοκότητα 3 Ημι-ιδεατή πόλη	Περιπλοκότητα 4 Πραγματική πόλη
BL1-0 (ορ. στρώμα 1) $z_0=0,1\text{m}$, $\alpha=0,16$				
BL2-0 (ορ. στρώμα 2) $z_0=0,2\text{m}$, $\alpha=0,18$				
BL3-0 (ορ. στρώμα 3) $z_0=1,53\text{m}$, $\alpha=0,27$		BL3-2	BL3-3 (Michel-Stadt)	

Πίνακας 10.1. Απεικόνιση των περιπτώσεων της βάσης δεδομένων CEDVAL-LES (Ιούνιος 2014). Κυκλωμένες είναι οι περιπτώσεις που μοντελοποιήθηκαν.

Στην παρούσα εργασία επιλέχθηκαν να μοντελοποιηθούν οι περιπτώσεις του πολύ τραχέως ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος χωρίς κτίρια (BL3-0 ή **BL3**) και η γεωμετρία περιπλοκότητας 3, ίδιου οριακού στρώματος (BL3-3 ή **Michel-Stadt**²). Οι μετρήσεις στις δυο αυτές περιπτώσεις έγιναν σε κλίμακα 1:225 στην αεροσήραγγα «WOTAN» του Πανεπιστημίου του Αμβούργου (σχ. 10.1).

Πρόκειται για μια αεροσήραγγα ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος, ανοικτού κυκλώματος, 25 μέτρων μήκους, με δοκιμαστικό τμήμα 18 μέτρων μήκους και 4 πλάτους. Το ταβάνι έχει μεταβλητό ύψος και σε κάθε σημείο του μπορεί να φτάσει από 2,75 ως 3,25 μέτρα. Στο δάπεδο υπάρχουν δύο περιστρεφόμενα τμήματα, για δοκιμή μοντέλων σε διαφορετικές γωνίες πρόσπτωσης του αέρα (σχ. 10.2). Οι ταχύτητες του αέρα στο τμήμα δοκιμών μπορούν να φτάσουν ως 20 m/s (Harms et al., 2011a). Το τμήμα εισόδου είναι κατάλληλα διαμορφωμένο ώστε ο αέρας να εισάγεται ομαλά, χωρίς πολύ θόρυβο και απώλειες. Μετά περνά μέσα από λεπτές κυψέλες πολύ μεγάλου μήκους, ώστε ν' αποκοπούν τυχόν μεγάλοι στρόβιλοι και η ροή να είναι ομοιόμορφη. Στην είσοδο του δοκιμαστικού τμήματος υπάρχουν γεννήτριες τύρβης: ακίδες μεγάλου μεγέθους που φτάνουν ως το πάνω μέρος της αεροσήραγγας (βλ. σχ. 10.1 και φωτογραφίες στην §10.3), κατάλληλα σχεδιασμένες ώστε να βοηθούν στην πολύ ταχεία ανάπτυξη του οριακού στρώματος. Στο πάτωμα υπάρχουν συνήθως στοιχεία τραχύτητας σε όλο το μήκος. Όλα αυτά σε συνδυασμό με την κατάλληλη προσαρμογή της οροφής οδηγούν σε ανεπτυγμένο ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα μέχρι να φτάσει η ροή στο σημείο που τοποθετείται το μοντέλο, συνήθως κοντά στο τέλος της αεροσήραγγας κοντά στον ανεμιστήρα. Η αεροσήραγγα σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε υπό την επίβλεψη του καθηγητή B. Leidl. Περισσότερα για τις αεροσήραγγες του Πανεπιστημίου του Αμβούργου, μπορεί να βρει κανείς στο δαδίκτυο (http://www.mi.uni-hamburg.de/Windtunnel_Home.315.0.html), απ' όπου ελήφθη και το σχ. 10.2. Γενικά οι φωτογραφίες του κεφαλαίου αυτού αποτελούν ευγενική προσφορά του EWTL του Πανεπιστημίου του Αμβούργου.

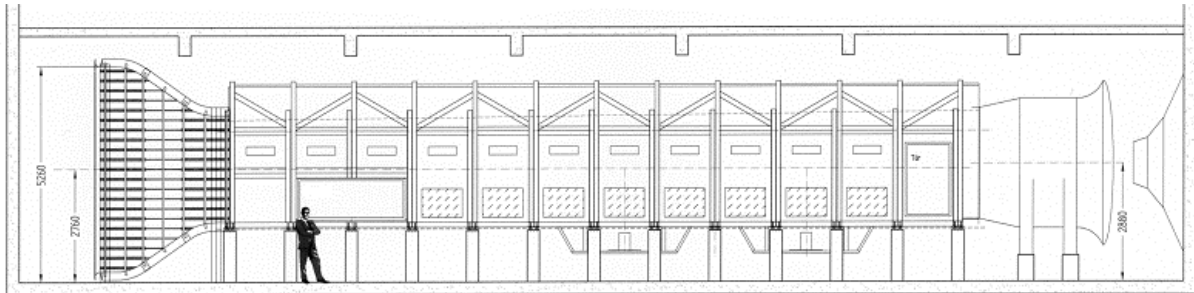
Οι μετρήσεις ταχύτητας στα πειράματα αυτά έχουν γίνει με την μη-παρεμβατική τεχνική LDA. Το ελεγχόμενο από H/Y σύστημα βραχιόνων που μετακινεί το όργανο μέτρησης στο χώρο μπορεί να εξασφαλίσει ακρίβεια θέσης καλύτερη από 0,1 χιλιοστό. Στα δύο πειράματα που εξετάζουμε



Σχήμα 10.1. Εξωτερική άποψη από την αεροσήραγγα WOTAN.

² Η πόλη Michel-Stadt έχει εξεταστεί στη βάση δεδομένων με δύο ειδών στέγες: Ευθείες και κεκλιμένες. Εδώ μοντελοποιήθηκε η πρώτη περίπτωση που έχει πιο αναλυτικές μετρήσεις και μεγαλύτερο ενδιαφέρον.

έχουν χρησιμοποιηθεί LDA δύο αξόνων, που προσφέρουν μεγαλύτερη χωροχρονική ανάλυση σε σχέση με τις συσκευές LDA τριών αξόνων. Έτσι ήταν δυνατόν να μετρηθούν ταυτόχρονα μόνο δύο από τις συνιστώσες της ταχύτητας. Ο χρόνος μέτρησης ήταν της τάξης των λίγων εκατοντάδων δευτερολέπτων σε κάθε μέτρηση³, που αντιστοιχεί σχεδόν σε μια μέρα σε πλήρη κλίμακα. Με χρήση ειδικού προγράμματος εξασφαλιζόταν ότι ο χρόνος είναι αρκετός ώστε ν' αντιπροσωπεύονται τα στατιστικά χαρακτηριστικά της ροής. Η συχνότητα δειγματοληψίας ήταν της τάξεως των 0,1-0,5 kHz. Σε κάθε περίπτωση θεωρείται ροή μη μεταβαλλόμενη με το χρόνο (steady state) και κατά τη διάρκεια των πειραμάτων εξασφαλιζόταν σταθερή επ' άπειρον ταχύτητα, η οποία μετρούνταν συνεχώς. Τ' αποτελέσματα στη βάση δεδομένων παρουσιάζονται αδιάστατα, αν και υπάρχουν και οι απόλυτες τιμές των μετρήσεων. Σε όλες τις περιπτώσεις θεωρείται ουδέτερη κατάσταση ευστάθειας της ατμόσφαιρας.



Σχήμα 10.2. Σκίτσο εξωτερικής όψης της αεροσήραγγας WOTAN (πηγή: EWTL).

10.2. ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΟΥ ΤΡΑΧΥΩΣ ΟΡΙΑΚΟΥ ΣΤΡΩΜΑΤΟΣ BL3

Προ της μελέτης της πόλης, θεωρήθηκε σκόπιμο να μοντελοποιηθεί το τραχύ οριακό στρώμα χωρίς κτίρια (BL3). Να σημειωθεί ότι ο σχεδιασμός της πόλης και του BL3 είναι τέτοιος ώστε και τα δύο να έχουν την ίδια τραχύτητα (1,53 m σε πλήρη κλίμακα). Υποτίθεται ότι όσον αφορά την γενική επίδραση στο οριακό στρώμα, τα στοιχεία τραχύτητας της περίπτωσης BL3 και το Michel-Stadt είναι εναλλάξιμα. Έτσι η προσομοίωση του BL3 έγινε κυρίως για τους εξής λόγους:

- Να προσδιοριστούν οι οριακές συνθήκες για την προσομοίωση του Michel-Stadt.
- Να δοκιμαστεί η οριακή συνθήκη τύπου Langlevin και να γίνει προετοιμασία για κατάλληλη εφαρμογή της στο Michel-Stadt.
- Να διαπιστωθεί πόσο καλά μπορούσε να προσομοιωθεί με LES η συγκεκριμένη θεμελιώδης περίπτωση (BL3), με τραχύτητα που είναι πολύ μεγαλύτερη απ' ότι συνήθως.

Τα ακριβή γεωμετρικά χαρακτηριστικά των διαφόρων στοιχείων τραχύτητας, η διάταξή τους στο πάτωμα της αεροσήραγγας και η γεωμετρία των ακίδων εισόδου παρέχεται στη βάση δεδομένων (ftp://ftp-projects.zmaw.de/ewtl-data/CEDVAL-LES/complexity0/BL3_scale_1-225/MS_model_setup/DRAW-drawings/BL3-0-0-MS-DRAW/model_setup_BL3.pdf).

10.2.1. Εξέταση των πειραματικών μετρήσεων BL3

Οι μετρήσεις στη βάση δεδομένων είναι χωρισμένες σε «περάσματα» (passes) του οργάνου μέτρησης. Σε κάθε πέρασμα γίνεται μέτρηση σε πολλά σημεία. Για κάθε σημείο αποθηκεύεται κι ένα αρχείο μεγέθους λίγων MByte στη βάση δεδομένων, με τις χρονοσειρές των μετρούμενων μεγεθών. Στο αρχείο υπάρχουν στις πρώτες γραμμές επιπλέον δεδομένα και επεξηγηματικά σχόλια. Εκτός από τις χρονοσειρές, στη βάση δεδομένων παρέχονται σε άλλο φάκελο και στατιστικά. Στην περίπτωση αυτή υπάρχει ένα αρχείο μεγέθους αρκετών KByte για κάθε πέρασμα, που περιλαμβάνει για κάθε σημείο μέσες τιμές και ροπές ανώτερης τάξης όπως τάσεις, κύρτωση κτλ.

Στην περίπτωσή μας τα περάσματα ήταν άλλοτε κατακόρυφα, στον άξονα Z και άλλοτε οριζόντια, στον άξονα Y . Ο άξονας X θεωρείται κατά μήκος της αεροσήραγγας. Στον πίν. 10.2 φαίνονται οι θέσεις των μετρήσεων και τα περάσματα που έγιναν, σε κλίμακα αεροσήραγγας. Υπάρχουν δύο σετ περασμάτων. Το πρώτο σετ αφορά ταυτόχρονη μέτρηση των συνιστωσών ταχύτητας U και V και περιλαμβάνει μόνο 3 περάσματα (με αριθμούς 41, 42, 43). Και τα τρία έχουν γίνει στον άξονα Z με τα-

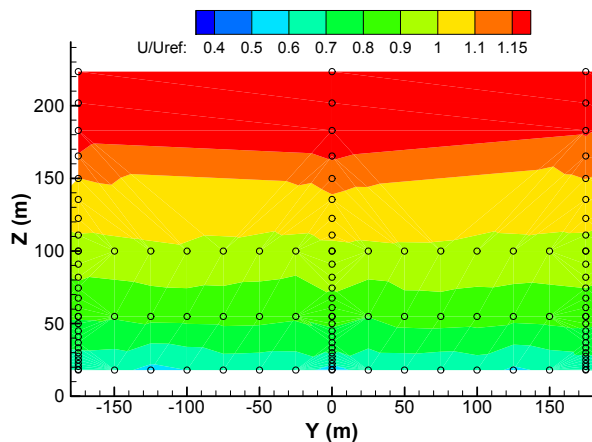
³ Ο απαιτούμενος χρόνος για να ληφθούν στατιστικά αντιπροσωπευτικές μετρήσεις εξαρτάται από την ταχύτητα, άρα από το σημείο μέτρησης. Γενικά κοντύτερα στο έδαφος οι μετρήσεις γίνονταν για λιγότερο χρόνο.

χύτητα αναφοράς περίπου 4,75 m/s. Η ταχύτητα αναφοράς στα πειράματα αυτά έχει ληφθεί σε όλες τις περιπτώσεις στα 444,44 mm (ή 100 m πλήρους κλίμακας). Το δεύτερο σετ αφορά μέτρηση των συνιστωσών ταχύτητας U και W και περιλαμβάνει 26 περάσματα, άλλα κατά τον άξονα Z και άλλα κατά τον Y , με ταχύτητα αναφοράς περίπου 6 m/s. Στον πίν. 10.2 παρουσιάζονται όλα τα πειραματικά περάσματα. Όλες οι μετρήσεις έγιναν σε ένα εύρος περίπου 3 μέτρων κατά X , 2 μέτρων κατά Y και ενός μέτρου κατά Z , σε κλίμακα αεροσήραγγας. Η θέση $X = 0$ είναι σε κάποιο σημείο κοντά προς το τελικό κομμάτι της αεροσήραγγας, η $Y = 0$ σε ίση απόσταση από τα πλευρικά της τοιχώματα και η $Z = 0$ στο πάτωμα της αεροσήραγγας.

Πρώτο σετ (BL3-0-0-FL-TS_UV_EWTL)					Δεύτερο σετ (BL3-0-0-FL-TS_UW_EWTL)				
X (mm)	Y (mm)	Z (mm)	U_{ref} (m/s)	pass	X (mm)	Y (mm)	Z (mm)	U_{ref} (m/s)	pass
-1650	0	44 ως 993	4,75	41	0	-1000 ως 1000	444	6,66	39
-1650	-1000	44 ως 993	4,75	42	0	-1000 ως 1000	244	6,65	40
-1650	1000	44 ως 993	4,75	43	0	-1000 ως 1000	244	5,81	41
					0	-1000 ως 1000	244	5,83	42
					-1333	-1000 ως 1000	444	6,08	44
					-1333	-1000 ως 1000	244	6,08	47
					0	0	44 ως 993	6,08	48
					-1333	0	44 ως 993	6,11	50
					-1333	0	44 ως 993	6,07	51
					-1333	1000	44 ως 993	6,14	52
					-1333	1000	44 ως 993	6,08	53
					1333	-1000 ως 1000	444	6,14	54
					1333	-1000 ως 1000	244	6,06	55
					1333	-1000 ως 1000	80	6,10	56
					0	-1000 ως 1000	80	6,12	57
					-1333	-1000 ως 1000	80	6,10	59
					-1333	-777	44 ως 993	6,14	62
					-1333	777	44 ως 993	6,07	63
					1333	-777	44 ως 993	6,08	64
					1333	777	44 ως 993	6,07	65
					-1333	-1000 ως 1000	244	6,08	69
					-1333	-1000 ως 1000	444	6,08	70
					1333	-1000	44 ως 993	6,09	73
					1333	1000	44 ως 993	6,13	74
					1333	-1000 ως 1000	444	6,05	75
					1333	-1000 ως 1000	244	6,11	76

Πίνακας 10.2. Τα πειραματικά περάσματα στην περίπτωση του πολύ τραχέως οριακού στρώματος BL3.

Πρέπει να σημειωθεί ότι στο πείραμα έγινε προσπάθεια να μοντελοποιηθεί ουσιαστικά μονοδιάστατη ροή ουδέτερου ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος της συγκεκριμένης τραχύτητας. Μας ενδιαφέρουν λοιπόν κυρίως οι μετρήσεις καθ' ύψος. Τα οριζόντια περάσματα μπορούμε να τα χρησιμοποιήσουμε για να δούμε με πόση ακρίβεια επιτεύχθηκε κατ' αρχήν δισδιάστατη ροή. Στο σχ. 10.3 φαίνονται σε ισοϋψείς οι μετρήσεις ταχύτητας U τόσο οριζόντιων όσο και κατακόρυφων περασμάτων σε ένα συγκεκριμένο επίπεδο $Y-Z$. Παρατηρούμε ότι η ροή μπορεί να θεωρηθεί κατ' αρχήν δισδιάστατη.

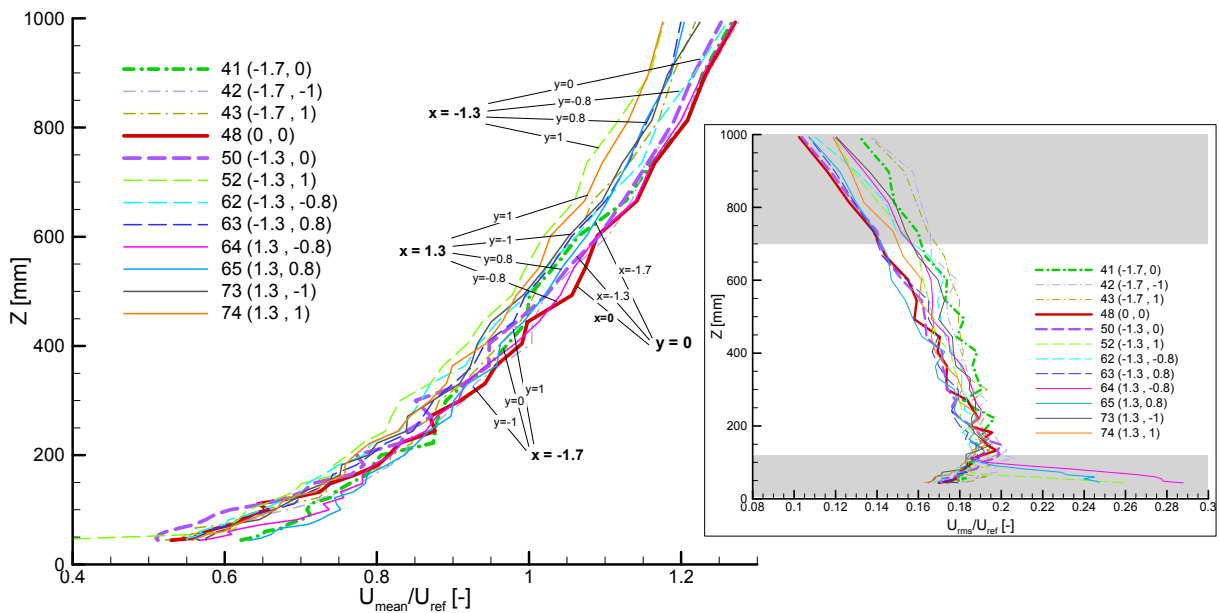


Σχήμα 10.3. Ισοϋψείς της μέσης ταχύτητας U από τα πειράματα στη θέση $X = -1333$ mm της αεροσήραγγας. Με κύκλο φαίνονται τα σημεία μετρήσεων (διαστάσεις σχήματος σε πλήρη κλίμακα).

Αγνοώντας περαιτέρω τα οριζόντια περάσματα, συγκεντρωνόμαστε στα κατακόρυφα. Στα παρακάτω έχουν ληφθεί υπόψη τα 12 μοναδικά κατακόρυφα περάσματα που έχουν σημειωθεί με έντονη γραμματοσειρά στον πιν. 10.2. Είναι ενδιαφέρον να εκτιμηθεί το κατά πόσο η ροή στην αεροσήραγγα ήταν μονοδιάστατη ή είχε τάση επιτάχυνσης ή επιβράδυνσης στον άξονα X . Στο σχ. 10.4 απεικονίζονται τα προφίλ ταχύτητας σε κλίμακα αεροσήραγγας, για τα 12 κατακόρυφα περάσματα που εξετάζουμε. Στον πίν. 10.3 παρουσιάζεται η σχετική θέση του κάθε περάσματος και η μέση ταχύτητα σε κάθε ένα απ' αυτά. Παρατηρούμε ότι δεν φαίνεται κάποια τάση επιτάχυνσης κατά τον άξονα X (αλλά ούτε κατά τον Y , όπως σχολιάστηκε και προηγουμένως). Γενικότερα όλες οι καμπύλες του σχ. 10.4 θα πρέπει να τις θεωρήσουμε διαφορετικές πραγματοποιήσεις της μίας και αυτής μονοδιάστατης ροής ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος της συγκεκριμένης τραχύτητας. Το εύρος που καταλαμβάνουν τα προφίλ είναι παρόμοιας τάξεως με το πειραματικό σφάλμα.

X(m)	-1,7	-1,3	0	1,3
Y(m)	U/U_{ref} av	U/U_{ref} av	U/U_{ref} av	U/U_{ref} av
1	pass 43 0,83	pass 52 0,79		pass 74 0,82
0,8		pass 63 0,83		pass 65 0,87
0	pass 41 0,87	pass 50 0,82	pass 48 0,85	
-0,8		pass 62 0,82		pass 64 0,87
-1	pass 42 0,86			pass 73 0,83
M.O.	0,854	0,817	0,848	0,846

Πίνακας 10.3. Μέσες U/U_{ref} σε διάφορες πειραματικές θέσεις.



Σχήμα 10.4. Πειραματικά προφίλ της μέσης αδιαστατης ταχύτητας (αριστερά) και της αδιαστατοποιημένης τετραγωνικής ρίζας της διακύμανσης της ταχύτητας U_{rms} (δεξιά) για τα διάφορα ανεξάρτητα κατακόρυφα περάσματα.

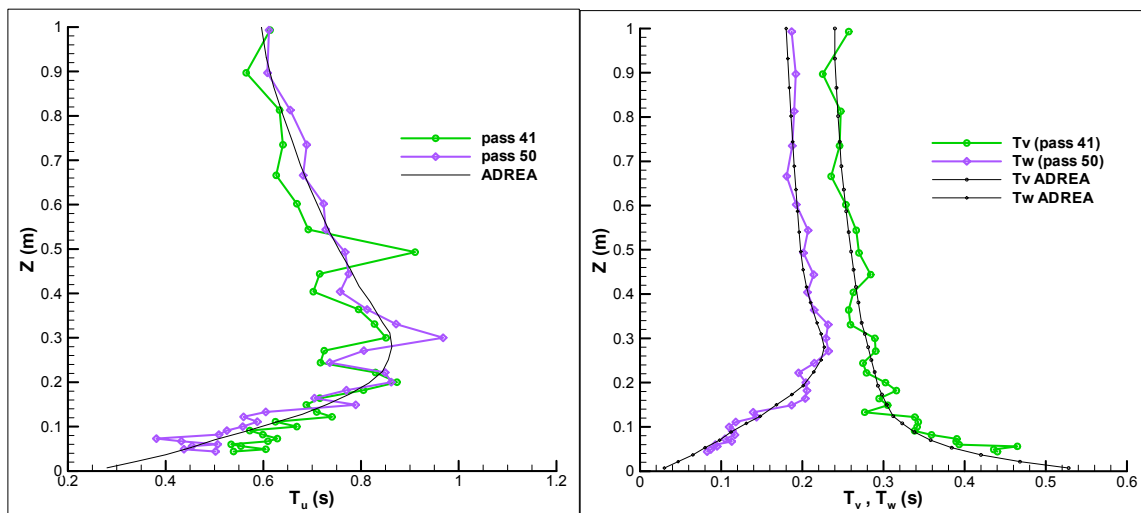
Στο ένθετο του σχ. 10.4 φαίνονται τα προφίλ της τετραγωνικής ρίζας της διακύμανσης της ταχύτητας (U_{rms}), αδιαστατοποιημένης με την ταχύτητα αναφοράς. Παρατηρούμε ότι στα πολύ μικρά ύψη φαίνονται οι επιδράσεις των μεμονωμένων στοιχείων τραχύτητας. Πρέπει να σημειωθεί ότι το πειραματικό σφάλμα στη μέτρηση των διακυμάνσεων είναι μεγαλύτερο.

Στη βάση δεδομένων παρουσιάζονται τ' αποτελέσματα για όλα τα ύψη που μετρήθηκαν, αλλά από τους πειραματιστές συστήνεται να μην λαμβάνονται υπόψη οι πολύ χαμηλές μετρήσεις (σε ύψος 1,5 ως 2 φορές το ύψος των σημείων τραχύτητας). Επίσης, η αναπαραγωγή εσωτερικού ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος στην αεροσήραγγα, εξασφαλίζεται μόνο μέχρι ύψος 150 μέτρων πλήρους κλίμακας το πολύ, οπότε στις μετρήσεις πάνω απ' αυτό το ύψος δεν πρέπει να δοθεί βάρος. Στο ένθετο του σχ. 10.4 οι περιοχές κάτω από 120 mm (1,5 φορά το ύψος του ψηλότερου στοιχείου τραχύτητας) και πάνω από 700 mm (157,5 σε πλήρη κλίμακα) έχουν γκρι φόντο για τους λόγους αυτούς. Σε όλα τ' αποτελέσματα των μοντελοποιήσεων που θα παρουσιαστούν παρακάτω, πρέπει να έχουμε υπόψη μας αυτό το γκρι φόντο, παρόλο που δε θα περιλαμβάνεται. Οι γκριζες περιοχές μπορεί να είναι και ακόμη μεγαλύτερες⁴.

⁴ Οι Fischer et al. (2010) για παράδειγμα αναφέρουν σταθερή τάση $u'w'$ μόνο μέχρι ύψος 100 m πλήρους κλίμακας.

Στις πειραματικές μετρήσεις και ιδίως στη στατιστική τους επεξεργασία, περιλαμβάνονται πολλά στοιχεία ακόμη, αλλά δε θα επεκταθούμε περαιτέρω⁵. Χρειάζεται όμως ν' αναφερθεί ποια πειραματικά δεδομένα χρειάζονται για τις περιπτώσεις που έχει χρησιμοποιηθεί οριακή συνθήκη τύπου Langvein (§4.3.4). Για την συγκεκριμένη οριακή συνθήκη χρειάζεται το προφίλ ταχύτητας και το προφίλ διακύμανσης της ταχύτητας, για κάθε συνιστώσα της ταχύτητας που θα χρησιμοποιηθεί στην Langvein. Επίσης χρειάζεται και το προφίλ της ολοκληρωτικής κλίμακας χρόνου (βλ. παράρτημα A.3), που πρέπει να υπολογιστεί από τις χρονοσειρές. Για την εκτίμηση αυτών των παραμέτρων, αποφασίστηκε να χρησιμοποιηθούν το πέρασμα 50 του δεύτερου σετ μετρήσεων και 41 του πρώτου σετ μετρήσεων (πίν. 10.2). Και τα δύο αυτά περάσματα βρίσκονται στον κεντρικό άξονα της αεροσήραγγας $Y=0$. Το προφίλ 50 φαίνεται αρκετά αντιπροσωπευτικό των πειραματικών μετρήσεων (σχ. 10.4), ενώ το πέρασμα 41 επιλέχθηκε για να καλύψει το κενό στις μετρήσεις της ταχύτητας V , που δεν περιλαμβάνονται στο πέρασμα 50.

Στο σχ. 10.5 φαίνονται τα πειραματικά προφίλ των ολοκληρωτικών κλιμάκων χρόνου με πράσινο και μωβ χρώμα. Βλέπουμε ότι τα προφίλ παρουσιάζουν μεγάλες διακυμάνσεις και δεν είναι ομαλά, αλλά ακολουθούν τεθλασμένες γραμμές. Για χρήση στην οριακή συνθήκη τύπου Langvein, έχει χαραχθεί ανάμεσα στα προφίλ και μια ομαλή μαύρη προσεγγιστική καμπύλη⁶. Έτσι όσον αφορά τις συνιστώσες V , W και τις διακυμάνσεις $v'v'$, $w'w'$, υπήρξε απλά μια ομαλοποίηση. Για την U και την $u'u'$, χαράχθηκε μια ομαλή γραμμή ανάμεσα στα δεδομένα που προκύπτουν από τις μετρήσεις των περασμάτων 41 και 50, με βάρος στο πέρασμα 50. Ανάλογα με το πλέγμα κάθε περίπτωσης που εξετάστηκε, υπήρχαν μικροδιαφορές στα δεδομένα εισόδου. Στις περιπτώσεις που η μοντελοποίηση επεκτεινόταν και σε διαφορετικά ύψη απ' αυτά των μετρήσεων, υπήρξε προσεγγιστική προέκταση των προφίλ.



Σχήμα 10.5. Πειραματικά προφίλ ολοκληρωτικών κλιμάκων χρόνου T_u , T_v , T_w και χαραχμένη με το χέρι καμπύλη προσεγγισής τους (ADREA) για χρήση ως δεδομένον εισόδου για την οριακή συνθήκη τύπου Langvein.

Τα προφίλ αυτά απαιτούν επεξεργασία των δεδομένων για να γίνουν. Κατ' αρχήν πρέπει οι χρονοσειρές των ταχυτήτων να μετατραπούν σε χρονοσειρές ισαπεχόντων χρονικών διαστημάτων. Αυτό έγινε με προσεγγιστική παρεμβολή στις υπάρχουσες μετρήσεις. Μετά υπολογίζεται η συνάρτηση αυτοσυσχέτισης (εξ. A.3.30) στην οποία χρειάζεται σε κάθε χρονικό βήμα πολλαπλασιασμός όλων

⁵ Αξίζει όμως να γίνει μια σύντομη αναφορά στις μέσες ταχύτητες V , W . Η V έχει μετρηθεί μόνο στα περάσματα 41, 42, 43 του πρώτου σετ μετρήσεων, στις θέσεις $Y=0$, $Y=-1$ και $Y=1$ αντίστοιχα. Η V ήταν στις θέσεις αυτές αντίστοιχα περίπου ίση με 0, -5%, +5% της U_{ref} . Δημιουργείται λοιπόν η υποψία ότι υπήρχαν δευτερεύουσες ροές στην αεροσήραγγα. Σε δοκιμές που έγιναν με LES σε ολόκληρη τη διατομή της σήραγγας, επίσης υπήρξαν δευτερεύουσες ροές. Όσον αφορά τις κατακόρυφες ταχύτητες που μετρήθηκαν στο δεύτερο σετ μετρήσεων, αυτές ήταν περίπου το -5% της U_{ref} , με τάση αύξησης με το ύψος. Και τα δύο αυτά φαινόμενα αξίζουν περισσότερη διερεύνηση, καθώς συνήθως στην αεροσήραγγα και οι δευτερεύουσες ροές και η κατακόρυφη προς τα κάτω ταχύτητα που αναπληρώνει την καταστροφή της ορμής κοντά στο έδαφος, έχουν μικρότερο μέγεθος απ' αυτό που παρατηρήθηκε στο συγκεκριμένο πείραμα (Leitl, 2011, προσωπική επικοινωνία).

⁶ Καθώς τα πειραματικά δεδομένα δεν βρίσκονται στα ίδια ύψη με τα κέντρα των κελιών του εκάστοτε πλέγματος, πρέπει έτσι κι αλλιώς να γίνει κάποια προσαρμογή των πειραματικών προφίλ για χρήση στην συνθήκη τύπου Langvein.

των μετρήσεων μεταξύ τους. Αν n το πλήθος των μετρήσεων της χρονοσειράς που ισαπέχουν πλέον κατά ίσα χρονικά διαστήματα⁷ dt , η συνάρτηση αυτοσυσχέτισης υπολογίζεται ως διακριτές τιμές μέχρι το χρόνο $dt \cdot n/4$. Μετά υπολογίζεται η ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου (εξ. A.3.31) ως την τιμή 0,02 της συνάρτησης αυτοσυσχέτισης. Μετά απ' αυτή τη διαδικασία, προκύπτουν τα προσεγγιστικά πειραματικά προφίλ που φαίνονται στο σχ. 10.5. Στο σχήμα έχει συμπεριληφθεί και η ενδεικτική καμπύλη «ADREA» που χρησιμοποιήθηκε τελικά ως δεδομένα εισόδου στον κώδικα. Αξίζει να σημειωθεί ότι στις περισσότερες μοντελοποιήσεις που έγιναν, χρησιμοποιήθηκε η οριακή συνθήκη τύπου Langevin μόνο στην κύρια συνιστώσα της ταχύτητας U , κάτι που αποδείχθηκε επαρκές.

10.2.2. Δεδομένα μοντελοποίησης των κύριων περιπτώσεων που εξετάστηκαν

Το τραχύ οριακό στρώμα μοντελοποιήθηκε με βάση την εμπειρία που αποκτήθηκε από τις περιπτώσεις του καναλιού (κεφ. 5). Το φυσικό πρόβλημα στη συγκεκριμένη περίπτωση είναι η ροή ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος πάνω από πολύ τραχύ έδαφος με $z_0=1,53\text{m}$, όταν δεν υπάρχει επιτάχυνση της ροής και τα προφίλ σε διάφορες ανάντη και κατάντη θέσεις είναι όμοια. Το πρόβλημα αυτό μπορεί να θεωρηθεί μονοδιάστατο. Και να μοντελοποιηθεί με LES θα πρέπει είτε να θεωρήσουμε ολόκληρο το κανάλι συμπεριλαμβάνοντας και το ταβάνι της αεροσήραγγας, είτε το όριο του χωρίου υπολογισμού να σταματάει σε χαμηλότερο ύψος. Στην πρώτη περίπτωση μπορούμε να πετύχουμε μονοδιάστατη ροή επιβάλλοντας συγκεκριμένη κλίση πίεσης ή συγκεκριμένη ροή μάζας, όπως στο κεφ. 5. Το ίδιο μπορεί να γίνει και στη δεύτερη περίπτωση, στην οποία μπορεί εναλλακτικά ή συμπληρωματικά να καθοριστεί η ταχύτητα στο άνω όριο του χωρίου. Στην περίπτωση που το χωρίο είναι μέχρι το ταβάνι, έχουμε το μειονέκτημα ότι δεν υπάρχουν πειραματικές μετρήσεις πάνω από κάποιο ύψος, ώστε να τις χρησιμοποιήσουμε ως δεδομένα εισόδου στη μοντελοποίηση. Στην περίπτωση που σταματάμε σε χαμηλότερο ύψος, έχουμε το πρόβλημα του προσδιορισμού των οριακών συνθηκών σε αυτό το ύψος. Το πρόβλημα είναι μεγάλο ειδικά για την ταχύτητα W και τη διακύμανσή της w' , καθώς αν αυτά οριστούν μηδενικά όπως γίνεται συνήθως, υπάρχει σοβαρός υποβιβασμός της τύρβης, ο οποίος φτάνει κοντά στο έδαφος και αλλάζει τα προφίλ ταχυτήτων και τάσεων προς το χειρότερο. Το πρόβλημα αυτό ξεπερνιέται σε ικανοποιητικό βαθμό με χρήση οριακής συνθήκης τύπου Langevin στο άνω όριο, όπως θα φανεί παρακάτω.

Έγιναν πολλές δοκιμές για την περίπτωση BL3, για διάφορα ύψη χωρίου ως και όλο το ύψος της αεροσήραγγας. Αφού όμως οι πειραματιστές προσπαθούν να μοντελοποιήσουν ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα και εγγυώνται τις μετρήσεις για την περίπτωση αυτή, θα ήταν πιο ρεαλιστικό να μοντελοποιηθεί με ΥΡ το αντίστοιχο τμήμα του οριακού στρώματος (άνω όριο του χωρίου αέρας) και όχι η αεροσήραγγα ως ύψος 2,75 μέτρα (άνω όριο στερεό). Γι' αυτό, αλλά και για οικονομία σε υπολογιστικούς πόρους, οι περισσότερες δοκιμές έγιναν σε ενδιάμεσα ύψη. Καλή επιλογή φάνηκε τελικά να είναι ένα ύψος χωρίου γύρω στα 1 ως 1,4 μέτρα. Είναι αρκετά χαμηλά ώστε να έχουμε ενδεικτικά πειραματικά δεδομένα για τις οριακές μας συνθήκες, αλλά και αρκετά ψηλά ώστε να μετριάζονται κάπως οι επιδράσεις από το άνω όριο στο κύριο πεδίο ροής. Οι υπολογισμοί έγιναν όλοι σε κλίμακα αεροσήραγγας. Μια περίπτωση που εξετάστηκε σε πλήρη κλίμακα δεν έδωσε διαφορετικά αποτελέσματα. Οι περιπτώσεις που θα παρουσιαστούν παρακάτω είναι οι εξής:

Περίπτωση 1 (κωδικός 60). Στην περίπτωση αυτή έχουμε ουσιαστικά ένα κανάλι με διαστάσεις $8 \times 4 \times 2,75$ μέτρα, με τοίχους γύρω-γύρω. Το πάτωμα έχει τραχύτητα $1,53\text{m}/225$, δηλαδή $z_0 = 0,0068 \text{ m}$, ενώ οι άλλοι τοίχοι είναι λείοι. Ο αριθμός των κελιών είναι $40 \times 60 \times 66$. Στον άξονα Z τα κελιά ξεκινούν από $0,014 \text{ m}$ στα στερεά όρια (το ελάχιστο επιτρεπτό για το δεδομένο z_0) και μεγαλώνουν με λόγο 1,06 όσο απομακρυνόμαστε από το πάτωμα και το ταβάνι. Το z^+ προκύπτει περίπου 200. Κατά την κατεύθυνση της ροής έχουν εφαρμοστεί κυκλικές οριακές συνθήκες. Στο πάτωμα έχουν εφαρμοστεί λογαριθμικές συναρτήσεις τοίχου τραχέως τοίχου (εξ. 4.20), ενώ στις άλλες τρεις στερεές επιφάνειες λογαριθμικές συναρτήσεις λείου τοίχου (εξ. 4.19). Χρησιμοποιήθηκε το υποπλεγματοτικό μοντέλο Smagorinsky, με σταθερά $C_s = 0,065$ που είναι και η προτεινόμενη για τα κανάλια (Ferziger & Peric, 2002) και διόρθωση van Driest κοντά στον τοίχο. Για τις αρχικές συνθήκες θεωρή-

⁷ 0,02 s συνήθως στην περίπτωσή μας. Παρόλη την υποτιθέμενη μεγάλη συχνότητα λήψης των μετρήσεων, είναι πολύ συχνό το φαινόμενο δυο διαδοχικές μετρήσεις ν' απέχουν πολύ μεταξύ τους. Αυτό οφείλεται κυρίως στο ότι το LDA δίνει μέτρηση τότε που την σταθεροποιεί και μπορεί για τυχαίους λόγους αυτό να καθυστερήσει. Επίσης κάποιες μετρήσεις απορρίπτονται από τη διαδικασία ελέγχου της πιστότητάς τους, οπότε δημιουργείται κενό. Για τους λόγους αυτούς, αλλά και επειδή στο Langevin η απόλυτη ακρίβεια δεν είναι κρίσιμη, επιλέχθηκε το μεγάλο dt των 0,02s.

θηκε ομοιόμορφη ταχύτητα 6 m/s παντού εκτός από τα κελιά τα γειτονικά στο πάτωμα και το ταβάνι, όπου η αρχική ταχύτητα ήταν 0. Για την διευκόλυνση της δημιουργίας τύρβης⁸ επιβλήθηκε ως αρχική συνθήκη σε κεντρική περιοχή του πεδίου ροής 4 x 2 x 0,5 μέτρων, σε απόσταση 0,2 μέτρα από το έδαφος, σταθερή ταχύτητα W ίση με -15 m/s. Η επίδραση της βαρύτητας αγνοήθηκε, ώστε να φαίνονται ευκολότερα οι μικρομεταβολές της πίεσης στο πεδίο ροής. Η ροή ελέγχεται από επιβολή σταθερής παροχής μάζας (σύμφωνα με την εξ. 4.30) που διαπιστώθηκε ότι οδηγεί σε ταχύτητα αναφοράς ίση με του πειράματος. Τα σχήματα διακριτοποίησης ήταν δευτέρας τάξεως ακρίβειας, κεντρικό σχήμα για το χώρο και Crank-Nicolson για το χρόνο. Ο μέγιστος αριθμός CFL σε οποιοδήποτε σημείο τέθηκε 0,3, με το χρονικό βήμα να καθορίζεται αυτόματα από τον κώδικα (βλ. §4.4.2). Το μέσο χρονικό βήμα ήταν περίπου 0,003 s. Ο συνολικός χρόνος ήταν 300 s, με τα στατιστικά να ξεκινούν από τα 60 s, αν και θα μπορούσαν και οι δύο αυτοί χρόνοι να είναι μικρότεροι. Τα 300 s αντιστοιχούν σε πάνω από 600 αδιάστατους χρόνους H/U , αν H θεωρήσουμε το ύψος της αεροσήραγγας και U την ταχύτητα αναφοράς των 6,1 m/s στα 0,444 m. Τ' αποτελέσματα του πεδίου ροής σώθηκαν τις χρονικές στιγμές 100, 200 και 300 δευτερόλεπτα. Ήδη από τα 100s όμως τα αποτελέσματα δεν αλλάζουν, οπότε παρακάτω παρουσιάζονται διαγράμματα από τα 200s. Σε αρκετά σημεία καθ' ύψος στη μέση του χωρίου, αλλά και κοντά στην είσοδο και την έξοδο, είχαν τοποθετηθεί αισθητήρες (sensors) για εξέταση των χρονοσειρών, όπως και σε όλες τις περιπτώσεις που εξετάστηκαν. Με χρήση του OpenMP σε 4 πυρήνες του ki7 (βλ. πίν. 4.1) η μοντελοποίηση κράτησε σχεδόν 4 μέρες.

Περίπτωση 2 (κωδικός **26**). Η βασική διαφορά της με την περίπτωση 1 είναι ότι δε μοντελοποιούμε μέχρι το άνω στερεό όριο. Το ύψος του χωρίου στην περίπτωση αυτή έχει περιοριστεί στο 1 μέτρο. Το πλέγμα είναι 40 x 60 x 45, με λόγο αύξησης 1,02 στον άξονα Z , ώστε να μην είναι μεγάλα τα κελιά ούτε στο άνω όριο. Κατά την κατεύθυνση της ροής, αλλά και εγκάρσια, έχουμε κυκλικές οριακές συνθήκες με έλεγχο παροχής μάζας (0 εγκάρσια). Στην κορυφή έχουμε συμμετρία. Η αρχική ταχύτητα είναι 6 m/s από το τρίτο κελί και πάνω. Δεν υπάρχει αρχική διαταραχή. Ο συνολικός χρόνος τρεξίματος είναι 200 s, με στατιστικά από τα 20 s.

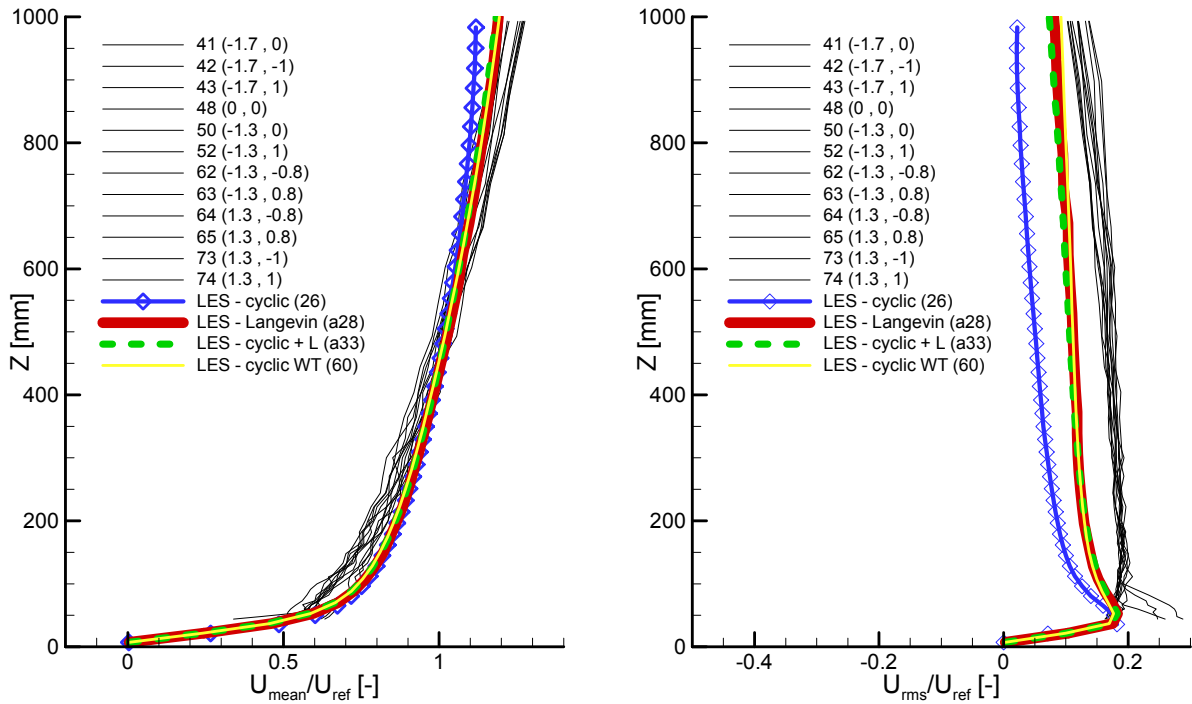
Περίπτωση 3 (κωδικός **a28**). Στην περίπτωση αυτή το ύψος του χωρίου έχει τεθεί στα 1,24 m και έχει χρησιμοποιηθεί οριακή συνθήκη τύπου Langevin αντί για κυκλικές οριακές συνθήκες. Έτσι γλιτώνουμε τον πολύ χρόνο που χρειάζεται για ν' αναπτυχθεί η ροή στις κυκλικές οριακές συνθήκες. Όμως απαιτείται μεγαλύτερο μήκος για το κανάλι. Μετά από δοκιμές σε κανάλια με διάφορα μήκη ως 72 m, διαπιστώθηκε ότι τα 48 m είναι αρκετά ώστε να πάρουμε λύση πολύ κοντά σ' αυτή της πλήρως ανεπτυγμένης ροής. Τα δεδομένα για την οριακή συνθήκη τύπου Langevin έχουν ληφθεί από τα πειραματικά (§10.2.1). Στην περίπτωση που παρουσιάζεται εδώ έχει χρησιμοποιηθεί παράμετρος r (§4.3.4) ίση με 1 και διακυμάνσεις δίνονται μόνο για την ταχύτητα U . Οριακή συνθήκη τύπου Langevin έχει εφαρμοστεί και στο άνω όριο του χωρίου υπολογισμού. Στην είσοδο και στο άνω όριο οι V , W έχουν θεωρηθεί 0 (λόγω των διαταραχών της U , γρήγορα αναπτύσσονται και οι V , W) ενώ στην έξοδο ισχύει η συνθήκη Neumann για όλες τις συνιστώσες ταχύτητας. Έχει ληφθεί λόγος αύξησης των κελιών καθ' ύψος 1,06, οπότε το τελικό πλέγμα αποτελείται από 240 x 60 x 32 κελιά. Εγκάρσια έχουν θεωρηθεί λείοι τοίχοι. Για αρχική συνθήκη έχει ληφθεί η ταχύτητα 6 m/s, η οποία αυξάνει σταδιακά από το πάτωμα προς τα πάνω. Αν και η ροή δε χρειάζεται ν' ανακυκλωθεί πολλές φορές όπως στις κυκλικές συνθήκες, παρόλ' αυτά και εδώ υπάρχει ένας αρκετά μεγάλος αρχικός χρόνος προκειμένου να προσαρμοστεί η ροή και να περάσει απ' όλο το χωρίο. Εδώ τα στατιστικά αρχίζουν από τα 30 s και ο συνολικός χρόνος τρεξίματος είναι 80 s, αν και τ' αποτελέσματα έχουν σταθεροποιηθεί από νωρίτερα και οι χρόνοι αυτοί θα μπορούσαν να είναι μικρότεροι. Το μέσο χρονικό βήμα είναι περίπου το ίδιο όπως και στις δύο προηγούμενες περιπτώσεις. Ο υπολογιστικός χρόνος επεξεργαστή είναι παρόμοιος με την περίπτωση των κυκλικών οριακών συνθηκών, καθώς απαιτούνται λιγότερα δευτερόλεπτα προσομοίωσης του φαινομένου, αλλά σε μεγαλύτερο κανάλι.

Περίπτωση 4 (κωδικός **a33**). Εδώ έχουμε κυκλικές οριακές συνθήκες, αλλά συνθήκη τύπου Langevin στο πάνω όριο των 1,24 m, ώστε να μην υπάρχει κατάπνιξη της τύρβης που συμβαίνει όταν υπάρχουν οριακές συνθήκες συμμετρίας. Στον οριζόντιο άξονα έχουμε πλέγμα όπως στην περίπτωση 2 και τον άξονα Z όπως στην περίπτωση 3, δηλαδή 40 x 60 x 32 κελιά. Εγκάρσια υπάρχουν λείοι τοίχοι. Τα στατιστικά ξεκινούν από τα 20 s και ο συνολικός χρόνος φτάνει τα 100 s.

⁸ Η επιβολή αυτής της διαταραχής οδηγεί σε τύρβη σε κλάσματα δευτερολέπτου. Διαφορετικά χρειάζονται περίπου 15 δευτερόλεπτα. Τ' αποτελέσματα είναι τα ίδια και στις δύο περιπτώσεις.

10.2.3. Αποτελέσματα και σχόλια

Στο σχ. 10.6 παρουσιάζονται η μέση ταχύτητα U_{mean} και η RMS τιμή της U_{rms} ($\sqrt{u'u'}$) για τις διάφορες περιπτώσεις που αναφέρθηκαν παραπάνω⁹. Οι U_{RMS} που παρουσιάζονται αφορούν μόνο το επιλυόμενο κομμάτι. Αν θέλουμε να προσθέσουμε και το υποπλεγματικό τμήμα, πρέπει να φανταστούμε τις έγχρωμες καμπύλες στο δεξί σχήμα κατά ένα ποσό τάξεως 0,01 προς τα δεξιά (βλ. § 10.3).



Σχήμα 10.6. Τα κύρια αποτελέσματα των μοντελοποιήσεων του τραχέως οριακού στρώματος BL3. Παρουσιάζονται τα προφίλ της μέσης συνιστώσας U της ταχύτητας και η αντίστοιχη RMS τιμή U_{rms} . Τα πειραματικά αποτελέσματα φαίνονται χωρίς διάκριση μεταξύ τους με λεπτή μαύρη γραμμή. Από τις μοντελοποιήσεις, το «LES – cyclic (20)» αφορά την περίπτωση 2, με κυκλικές οριακές συνθήκες, το «LES – Langevin (a28)» αφορά οριακή συνθήκη εισόδου και άνω όριου τύπου Langevin (περίπτωση 3), το «LES – cyclic + L» αφορά την περίπτωση 4, με κυκλικές οριακές συνθήκες αλλά Langevin στο άνω όριο και το «LES – cyclic WT» αφορά την περίπτωση 1, με κυκλικές οριακές συνθήκες και χωρίο που επεκτείνεται ως το άνω στερεό όριο της αεροσήραγγας.

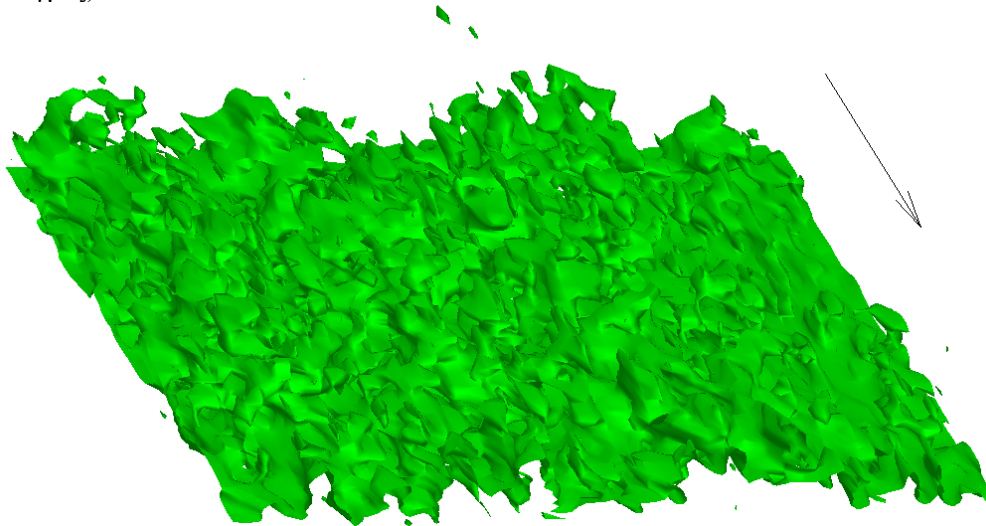
Παρατηρούμε ότι η μεθοδολογία τύπου Langevin δίνει ίδια αποτελέσματα με τις ευρέως διαδεδομένες και χρησιμοποιούμενες κυκλικές οριακές συνθήκες. Μάλιστα, στην περίπτωση 2 (κωδικός 26) με κυκλικές οριακές συνθήκες έχουμε χειρότερα αποτελέσματα, ιδίως στις τάσεις, καθώς υπάρχει κατάπνιξη της τύρβης λόγω της οριακής συνθήκης συμμετρίας στο άνω όριο του χωρίου. Πράγματι, στην μπλε καμπύλη με τους ρόμβους, δεξιά, φαίνεται ότι η επίδραση του περιορισμού της τύρβης στο άνω όριο φτάνει μέχρι πολύ χαμηλά στο οριακό στρώμα. Το αρνητικό αυτό αποτέλεσμα φαίνεται ακόμη και στη μέση ταχύτητα, στα μεγάλα ύψη (αριστερά). Αν αντί συνθήκη συμμετρίας, χρησιμοποιήσουμε συνθήκη τύπου Langevin στο άνω όριο, το πρόβλημα λύνεται. Στην περίπτωση που επιλύουμε με κυκλικές συνθήκες ως το ύψος του ταβανιού της αεροσήραγγας (λεπτή κίτρινη γραμμή), παρατηρούμε ότι επίσης δεν υπάρχει η υπερβολική κατάπνιξη της τύρβης που παρατηρείται στην περίπτωση 2. Αν εξαιρέσουμε την περίπτωση 2 με κυκλικές συνθήκες και χρήση συμμετρίας, οι άλλες τρεις περιπτώσεις δίνουν πρακτικά ταυτόσημα αποτελέσματα. Τα κύρια συμπεράσματα που βγαίνουν λοιπόν από το σχ. 10.6 είναι:

⁹ Όπως και στο κεφ. 5, για να είναι πιο ομαλά τα προφίλ έχει επιπλέον ληφθεί η μέση τιμή των μεταβλητών σε επιφάνειες ίσου ύψους. Έτσι, στην περίπτωση των κυκλικών οριακών συνθηκών έχει ληφθεί ο μέσος όρος σε όλο το μήκος κατά τον άξονα X , ενώ στην περίπτωση συνθηκών τύπου Langevin στην είσοδο έχει ληφθεί ο μέσος όρος από εύρος 10 κελιών κατά τον άξονα X . Αυτά τα 10 κελιά λαμβάνονται σε απόσταση 10 περίπου κελιών προ της εξόδου της ροής, ώστε να αποφευχθούν επιδράσεις από τα όρια. Επίσης σε κάθε περίπτωση οι μέσοι όροι αφορούν μόνο το κεντρικό 50% του καναλιού κατά τον άξονα Y , ώστε να αποφευχθούν επιδράσεις από τους τοίχους ή από τα όρια των κυκλικών οριακών συνθηκών.

- Η οριακή συνθήκη τύπου Langevin δίνει ίδια αποτελέσματα με τις κυκλικές συνθήκες, ή καλύτερα από τις κυκλικές συνθήκες, αν αυτές έχουν συνδυαστεί με άνω συνθήκη συμμετρίας.
- Η χρήση συμμετρίας στο άνω όριο καταπνίγει την τύρβη.
- Η χρήση Langevin στο άνω όριο δεν καταπνίγει την τύρβη. Μπορούν να χρησιμοποιηθούν κυκλικές συνθήκες κατά την κατεύθυνση της ροής και Langevin πάνω.
- Καθώς μπορούμε να πάρουμε τα ίδια αποτελέσματα χωρίς να επιλύσουμε μέχρι το άνω στερεό όριο, δε χρειάζεται η επίλυση όλου του ύψους της αεροσήραγγας, για οικονομία πόρων. Αρκεί να έχουμε οριακή συνθήκη τύπου Langevin, έστω μόνο στο πάνω όριο.

Όσον αφορά την εγγύτητα των υπολογιστικών αποτελεσμάτων στις πειραματικές μετρήσεις, η συμφωνία κρίνεται ικανοποιητική, δεδομένης της ασυνήθιστα μεγάλης τραχύτητας που έχει μοντελοποιηθεί μόνο μέσω των συναρτήσεων τοίχου. Υπάρχει όμως μια μεγαλύτερη απ' ό,τι θα θέλαμε υπερεκτίμηση των ταχυτήτων σε χαμηλά ύψη, ενώ οι τάσεις έχουν υποεκτιμηθεί σημαντικά¹⁰. Ο σκοπός μας εδώ όμως δεν είναι τόσο η βέλτιστη προσομοίωση, αλλά το συμπέρασμα ότι η μεθοδολογία τύπου Langevin δουλεύει και δίνει αποτελέσματα ανταγωνιστικά των κυκλικών οριακών συνθηκών. Και ότι θα πρέπει να προτιμάται αντί της συμμετρίας για το άνω όριο, έτσι κι αλλιώς, ασχέτως της οριακής συνθήκης εισόδου του πεδίου ροής.

Ενδιαφέρον έχουν οι περίπλοκες τυρβώδεις δομές που μπορούν να παρατηρηθούν για παράδειγμα με απεικόνιση των ισοεπιφανειών ταχύτητας (σχ. 10.7). Με ταχύτητα αναφοράς 6,1 m/s στα 444 mm, οι συγκεκριμένες ισοεπιφάνειες είναι κοντά στο κάτω στερεό όριο. Το συγκεκριμένο σχήμα είναι το πρώτο πλαίσιο από ένα βίντεο. Για τις ανάγκες του βίντεο έγινε επανεκκίνηση του τρεξίματος της περίπτωσης 2, στην οποία σώζονταν το πεδίο ροής από τα 220 s ως τα 224 s, κάθε 0,02 s (200 χρονικές στιγμές).



Σχήμα 10.7. Ισοεπιφάνειες ταχύτητας 4 m/s. Κατά την κατεύθυνση της ροής (φορά του βέλους) το μήκος είναι 8 m, ενώ στην κάθετη κατεύθυνση το πλάτος είναι 4 m.

Παρατηρούμε ότι μπορεί στιγμιαία να υπάρχουν περιοχές υψηλής ταχύτητας πολύ κοντά στο έδαφος και περιοχές χαμηλής ταχύτητας σε πολύ μεγάλα ύψη. Επίσης μπορεί περιοχές χαμηλής ταχύτητας να περιβάλλονται εξ' ολοκλήρου από περιοχές υψηλότερης ταχύτητας και το αντίστροφο. Κάνει προς στιγμινή εντύπωση πώς είναι δυνατόν τέτοιες φαινομενικά χαοτικές δομές να οδηγούν στις ομαλές μέσες τιμές που ξέρουμε από τη θεωρία οριακών στρωμάτων.

Περισσότερα αποτελέσματα και συμπεράσματα που μπορούν να συναχθούν από τις μοντελοποιήσεις του τραχέως οριακού στρώματος BL3 παρουσιάζονται στην παρακάτω §10.2.4.

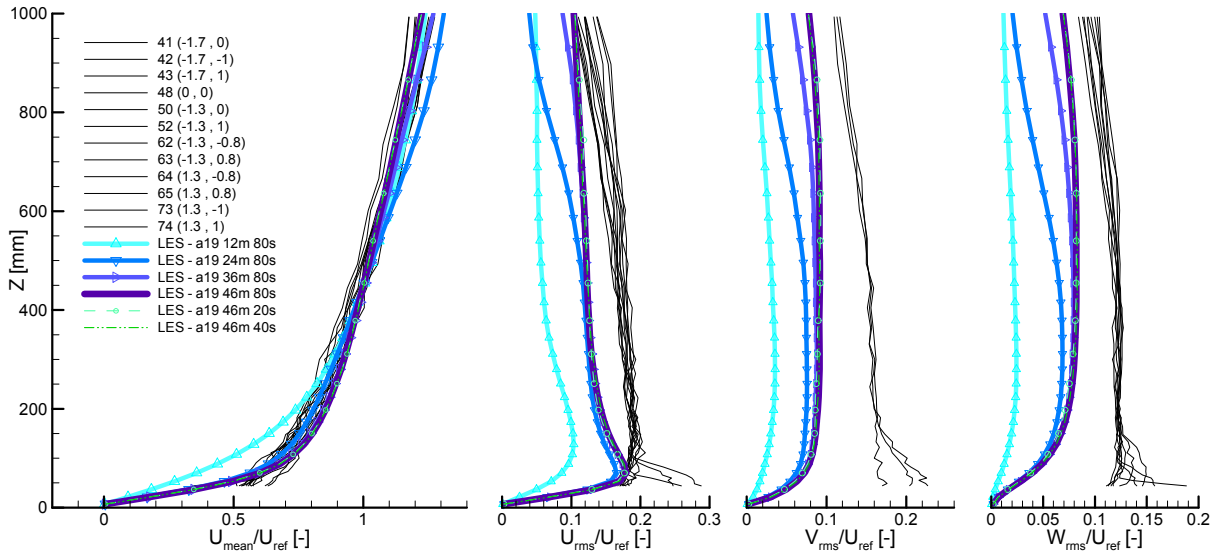
10.2.4. Επιπλέον περιπτώσεις που εξετάστηκαν

Κατ' αρχήν θα παρουσιαστεί μια περίπτωση με κωδικό **a19**. Σ' αυτήν έχει εφαρμοστεί οριακή συνθήκη τύπου Langevin στην είσοδο και το άνω όριο είναι στερεό, μέχρι το ύψος της αεροσήραγγας 2,75 m. Τα δεδομένα εισόδου για την ταχύτητα, την διακύμανσή της και την ολοκληρωτική κλίμακα

¹⁰ Η υποεκτίμηση των τάσεων είναι κάτι που γενικά συμβαίνει σε σύγκριση ΥΡ και πειραμάτων αεροσήραγγας.

χρόνου εκτιμήθηκαν προσεγγιστικά για το ύψος πάνω από το 1 m, καθώς δεν υπήρχαν μετρήσεις. Το πλέγμα αποτελείται από 240 x 60 x 66 κελιά και το μήκος του καναλιού είναι 48 μέτρα. Η σταθερά C_s ελήφθη ίση με 0,1. Ο συνολικός χρόνος μοντελοποίησης είναι 80 s, με στατιστικά από τα 10 s.

Η περίπτωση αυτή παρουσιάζεται κυρίως για να φανεί ότι τα 48 μέτρα μήκος και τα 20 s χρόνου μοντελοποίησης είναι αρκετά για την περίπτωση της οριακής συνθήκης τύπου Langevin, για τη συγκεκριμένη μελέτη. Επίσης γίνεται αφορμή να σχολιαστεί η μικρή επίδραση της σταθεράς C_s για τιμές μεταξύ του 0,065 και 0,1.



Σχήμα 10.8. Αποτελέσματα για την περίπτωση με κωδικό a19, με οριακές συνθήκες τύπου Langevin στην είσοδο. Φαίνονται οι τιμές U_m , U_{rms} , V_{rms} , W_{rms} για διάφορες θέσεις κατά μήκος του καναλιού και για διάφορες χρονικές στιγμές.

Παρατηρούμε ότι στα 12 m μήκους καναλιού η ροή δεν έχει αναπτυχθεί ακόμη. Στα 24 μέτρα έχει αναπτυχθεί κοντά στο έδαφος, ενώ από τα 36 ως τα 46 μέτρα οι διαφορές είναι μικρές, οπότε στα 46 μέτρα μπορούμε να θεωρήσουμε ότι έχει αναπτυχθεί πλήρως. Όσον αφορά το χρόνο, τ' αποτελέσματα στα 20, 40 και 80 δευτερόλεπτα ταυτίζονται. Η μόνη διαφορά είναι ότι στα 20 s τα προφίλ των τάσεων δεν είναι τόσο ομαλά, λόγω του μικρού χρόνου λήψης στατιστικών μέσων όρων (10 s). Παρατηρούμε επίσης ότι οι τάσεις $v'v'$ και $w'w'$ υποεκτιμώνται ακόμη περισσότερο απ' ότι η τάση $u'u'$, πράγμα που ισχύει και για τις υπόλοιπες περιπτώσεις που εξετάστηκαν. Όσον αφορά την επίδραση του C_s , με τιμή 0,1 αντί για 0,065 (η μοντελοποίηση επαναλήφθηκε με σταθερά C_s 0,065, αλλά και οι μοντελοποιήσεις της §10.2.3 έχουν γίνει και με σταθερά 0,1) έχουμε γενικά ελαφρά μεγαλύτερες τιμές ταχυτήτων RMS κατά περίπου 0,01 σε αδιάστατες τιμές, δηλαδή ελαφρά καλύτερα αποτελέσματα. Η τιμή 0,1 προτιμάται. Κάτι άλλο που παρατηρήθηκε είναι ότι στην επίλυση σε όλο το ύψος του καναλιού οι τάσεις μακριά από το έδαφος είναι ελαφρά αυξημένες, σε σχέση π.χ. με την περίπτωση 3 ή 4 της §10.2.3. Αυτό σημαίνει ότι και με οριακή συνθήκη τύπου Langevin στο άνω όριο, υπάρχει μια μικρή καταστροφή της τύρβης τοπικά. Για το λόγο αυτό είναι καλύτερα το άνω όριο να λαμβάνεται πάνω από το 1 μέτρο, στο 1,2-1,4 m. Επίσης μπορούμε να βάλουμε αυξημένη διακύμανση στο άνω όριο (αλλά και στην είσοδο) και όχι όση λαμβάνουμε από την πειραματική U_{rms} . Αυτό μπορεί να δικαιολογηθεί από το γεγονός ότι δίνοντας μόνο της διακύμανση της U , δεν δίνουμε αρκετή τυρβώδη κινητική ενέργεια, η οποία περιλαμβάνει και κάποια συνεισφορά από τις διακυμάνσεις των V , W . Μπορούμε λοιπόν να υπολογίσουμε ολόκληρη την k του πειράματος και απ' αυτήν να δώσουμε μια $u'u'$ που να παράγει την συγκεκριμένη k στο συγκεκριμένο ύψος. Πιο πρόχειρα, μπορούμε αυθαίρετα να βάλουμε ένα παράγοντα ενίσχυσης f της μεθόδου Langevin (εξ. 4.38) μεγαλύτερο της μονάδας, π.χ. 2.

Δοκιμάστηκε και μια μοντελοποίηση με Langevin σε όλες τις συνιστώσες της ταχύτητας (κωδικός a58.2) στην είσοδο και στο άνω όριο. Για ν' αποφευχθούν δυσκολίες που παρουσιάστηκαν στην τομή της επιφάνειας εξόδου του πεδίου ροής και της άνω οριακής επιφάνειας (60 γωνιακά κελιά), εκεί μηδενίστηκαν τοπικά οι διακυμάνσεις των ταχυτήτων. Για την U χρησιμοποιήθηκε μη-αντανakλαστική οριακή συνθήκη στην έξοδο. Τ' αποτελέσματα ήταν ίδια με την περίπτωση 3 (a28), χωρίς να φαίνεται άμεσα κάποιο πλεονέκτημα της a58.2 σε σχέση με την a28. Επίσης έγιναν δοκιμα-

στικά τρεξίματα με βάση την περίπτωση 3 (a28) και παράμετρο r (εξ. 4.38) με τιμές 0, 0,9, 0,95, 0,99. Τ' αποτελέσματα ήταν ίδια με την περίπτωση 3, τουλάχιστον στις μέσες τιμές και στις διακυμάνσεις των ταχυτήτων. Ακόμη και στο απαιτούμενο μήκος για να επιτευχθεί πλήρως ανεπτυγμένη ροή δε φαίνεται να υπάρχει κάποια ουσιαστική επίδραση. Γενικά με μικρότερο r , είναι πιο μικρές οι διακυμάνσεις στην είσοδο και είναι λιγότερο το βάθος στο οποίο υπάρχει επίδραση των συνθηκών εισόδου. Εκτός αυτού, δε φαίνεται άμεσα κάποιος λόγος να προτιμήσουμε r μικρότερο από 1 ή από 0,99. Για τους λόγους αυτούς, δε διερευνήθηκε η περίπτωση μεταβλητού r , ανάλογα με τη θέση του κελιού.

Αξίζει να σημειωθεί ότι σε κάποιες δοκιμές επιχειρήθηκε να δοθεί μόνο συνθήκη τύπου Langenin στο άνω όριο, με την είσοδο ελεύθερη με συνθήκες Neumann. Πράγματι, θα μπορούσε κάποιος να ισχυριστεί ότι αυτό συμβαίνει στο φυσικό πρόβλημα στην ατμόσφαιρα: υπάρχει ένα ανώτερο στρώμα ατμόσφαιρας που οδηγεί τη ροή. Είναι ενδιαφέρον ότι και αυτή η περίπτωση μπορεί να δουλέψει και να δώσει όχι μόνο τύρβη, αλλά και αποτελέσματα κοντά στις περιπτώσεις που έχουν παρουσιαστεί μέχρι τώρα. Οι μοντελοποιήσεις όμως αυτού του είδους έχουν διάφορα προβλήματα, όπως δυσκολίες σύγκλισης, ή απρόβλεπτα διαφορετικά αποτελέσματα για παρόμοια δεδομένα. Μάλλον στην ΥΡ το συγκεκριμένο πρόβλημα δεν είναι καλά ορισμένο και δεν ελέγχεται σωστά δίνοντας μόνο μια ταχύτητα στο άνω όριο. Το ενδιαφέρον συμπέρασμα όμως είναι η βασική επίδραση στο αποτέλεσμα της οριακής συνθήκης τύπου Langenin στο άνω όριο. Οι τιμές λοιπόν στο άνω όριο πρέπει να προσεχθούν ιδιαίτερα.

Έγιναν πολλές ακόμη δοκιμές. Για παράδειγμα η χρήση πλήρως πεπλεγμένου χρονικού σχήματος δευτέρας τάξεως αντί του Crank-Nicolson, δίνει ίδια αποτελέσματα. Χρονικό σχήμα πρώτης τάξεως όμως δίνει διαφορετικά αποτελέσματα, εξαρτώμενα από το χρονικό βήμα, εκτός κι αν αυτό είναι πολύ μικρό. Επίσης η διόρθωση van Driest μπορεί ν' αντικατασταθεί από διόρθωση άλλου τύπου (§4.2) ή και να παραληφθεί, χωρίς μεγάλη αλλαγή στ' αποτελέσματα. Αυτό οφείλεται στο ότι η διόρθωση στη συγκεκριμένη περίπτωση είναι ενεργή μόνο στα πρώτα ένα-δυο κελιά κοντά στο στερεό όριο.

Σε μια άλλη περίπτωση (κωδικός a53) δοκιμάστηκε η περίπτωση 3 (a28) με πυκνότερο πλέγμα. Λόγω της μεγάλης τραχύτητας και των συναρτήσεων τοίχου, στον άξονα Z το πλέγμα δε μπορεί να γίνει αισθητά πυκνότερο, γι' αυτό η τύκνωση αφορούσε το οριζόντιο επίπεδο και ο τελικός αριθμός κελιών ήταν $360 \times 90 \times 32$. Στην περίπτωση αυτή το προφίλ ταχύτητας είναι κάπως πιο κοντά στα πειραματικά, με αντιληπτά μικρότερη υπερεκτίμηση στα χαμηλά ύψη και ελαφρά λιγότερο καμπύλο προφίλ. Παρόλα αυτά, στην τάση $u'u'$ δεν εμφανίστηκε ανάλογη βελτίωση.

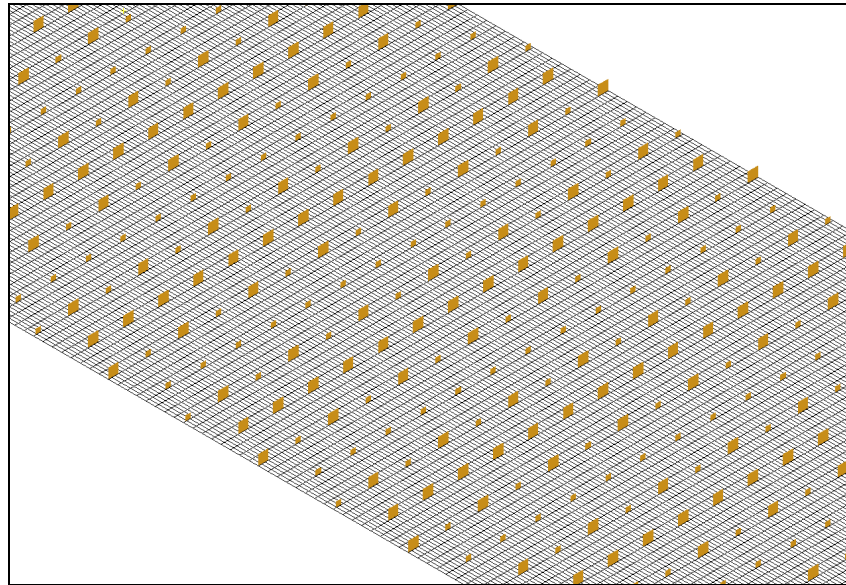
Στην ΥΡ γενικά, εικάζεται ότι η χρήση των συναρτήσεων τοίχου δεν αντιπροσωπεύει ικανοποιητικά την πραγματική τραχύτητα, γι' αυτό υποεκτιμώνται εν μέρει οι τάσεις και γι' αυτό η αυθαίρετη αύξηση του z_0 συχνά οδηγεί σε αποτελέσματα κοντύτερα στα πειραματικά (βλ. και Koutsourakis et al., 2012b). Απ' ό,τι φαίνεται από την παρούσα μελέτη, το πρόβλημα επιτείνεται όσο μεγαλύτερη είναι η τραχύτητα. Ακολουθεί η λογική σκέψη ότι αυτό θα μπορούσε πιθανόν να λυθεί με επίλυση των ίδιων των στοιχείων τραχύτητας. Διερευνήθηκε λοιπόν κι αυτή η περίπτωση και αναζητήθηκε αν προκύπτουν αποτελέσματα κοντύτερα στα πειραματικά. Εξετάστηκαν διάφορες περιπτώσεις με ανάμικτα αποτελέσματα, αλλά θα παρουσιαστούν συνοπτικά παρακάτω 4, με κωδικούς 46, 45, a36, re02.

Στην περίπτωση με κωδικό **46** κατασκευάστηκαν απλοποιημένα στοιχεία τραχύτητας, όχι ίδια, αλλά παρόμοια με αυτά του πειράματος. Το χωρίο είναι μέχρι τα 1,4 m, τα κελιά $40 \times 60 \times 55$ και η οριακές συνθήκες εισόδου κυκλικές, όπως και οι εγκάρσιες. Τώρα δεν υπάρχει ο περιορισμός στο ύψος του πρώτου κελιού και μάλιστα είναι επιθυμητό να είναι το πλέγμα όσο το δυνατόν πιο πυκνό, για την πιο καλή επίλυση των στοιχείων τραχύτητας. Το μήκος έχει περιοριστεί στα 6,28 m, το πλάτος στο 3,14 m και έχουν τοποθετηθεί 16 σειρές με στοιχεία τραχύτητας ενός είδους, ύψους και πλάτους 8 εκατοστών. Η τραχύτητα του πατώματος και των στοιχείων τραχύτητας έχει θεωρηθεί $z_0 = 10^{-4}$ m.

Η περίπτωση με κωδικό **a36** είναι η ίδια με την 46, μόνο που έχει χρησιμοποιηθεί συνθήκη τύπου Langenin στο άνω όριο και έχουν θεωρηθεί τοίχοι εγκάρσια, εν μέρει για να ν' αποφευχθούν κάποια προβλήματα με ασυμμετρίες που υπήρχαν σε προηγούμενες περιπτώσεις¹¹.

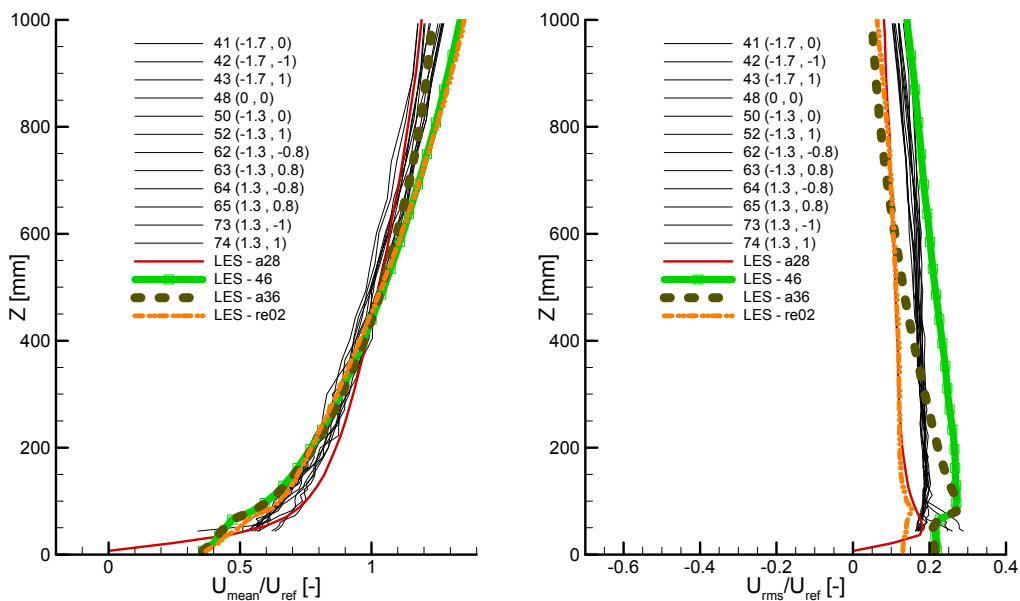
¹¹ Χαρακτηριστικό παράδειγμα ήταν η δοκιμαστική περίπτωση με κωδικό 45. Σ' αυτήν είχαμε βελτιωμένα στοιχεία τραχύτητας στα εγκάρσια όρια, πυκνότερο πλέγμα $60 \times 60 \times 60$ κελιών, λεία στερεά όρια με υβριδικές συναρτήσεις τοίχου και ύψος 1,225 m. Η συγκεκριμένη μοντελοποίηση δεν αποδείχθηκε απόλυτα επιτυχής και δεν παρουσιάζεται, καθώς παρατηρήθηκαν μεγάλες διαφορές στις κατανομές μέσης πίεσης κατά μήκος του άξονα X , ανάλογα με τη θέση στον άξονα Y . Έτσι τα προφίλ U_{rms} απ' αυτή την περίπτωση ήταν ασυνήθιστης μορφής (και με τιμές σημαντικά μεγαλύτερες από τις πειραματικές).

Στην περίπτωση με κωδικό **re02** έγινε σχεδιασμός όλου του προβλήματος από την αρχή, με αποκλειστική χρήση συνθήκης τύπου Langevin στην είσοδο. Η γεωμετρία μεταφέρθηκε στην πλήρη κλίμακα (η κλίμακα του πειράματος είναι 1:225), ώστε να είναι άμεση η εισαγωγή των στοιχείων τραχύτητας μπροστά από την πόλη Michel-Stadt, σε περίπτωση που θα χρειαστεί. Οι τελικές διαστάσεις του χωρίου είναι 5670 x 900 x 280,45 m, έχουμε ακριβή αναπαραγωγή των στοιχείων τραχύτητας όπως ήταν στην αεροσήραγγα, το πλέγμα είναι ευθυγραμμισμένο κατά X με τα στοιχεία τραχύτητας και αποτελείται από 336 x 150 x 51 κελιά. Υπάρχουν 84 σειρές στοιχείων τραχύτητας ή 21 τετράδες σειρών, καθώς το μοτίβο επαναλαμβάνεται κάθε 4 σειρές. Τμήμα της γεωμετρίας φαίνεται στο σχ. 10.9. Το τρέξιμο έγινε με MPI και η διάρκεια του ήταν πάνω από μια βδομάδα χρησιμοποιώντας δώδεκα πυρήνες της συστοιχίας Thales (πίν. 4.1).



Σχήμα 10.9. Τμήμα της γεωμετρίας και του πλέγματος στην περίπτωση με κωδικό re02.

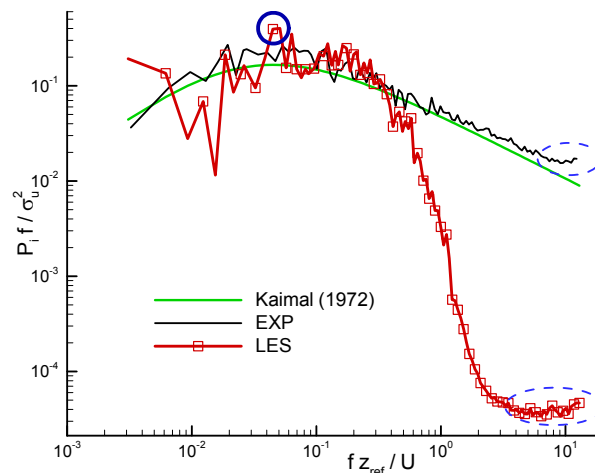
Τ' αποτελέσματα από τις πρώτες δοκιμές που έγιναν προσπαθώντας να επιλύσουμε τα στοιχεία τραχύτητας, φαίνονται στο σχ. 10.10. Καμία από αυτές τις προσπάθειες δεν ήταν όσο επιτυχής θα θέλαμε. Μπορούν όμως να βγουν μερικά χρήσιμα γενικά συμπεράσματα.



Σχήμα 10.10. Ενδεικτικά αποτελέσματα από τις αρχικές δοκιμές που έγιναν για μοντελοποίηση του τραχέως οριακού στρώματος με επίλυση των στοιχείων τραχύτητας. Έχει συμπεριληφθεί και η περίπτωση με κωδικό a28 για σύγκριση.

Κατ' αρχήν σε όλες τις περιπτώσεις με στοιχεία τραχύτητας παρατηρείται μια απότομη αλλαγή στο προφίλ ταχυτήτων κάτω από το ύψος των 100 mm. Επίσης στα χαμηλά ύψη κάτω από 300 mm, υπάρχει μια συστηματική υποεκτίμηση της ταχύτητας σε αντίθεση με όλες τις άλλες περιπτώσεις που είχαμε ως τώρα που παρουσίαζαν υπερεκτίμηση των ταχυτήτων χαμηλά. Περνώντας στις τάσεις (δεξιά στο σχ. 10.10), το μέγιστο των τάσεων (η χαρακτηριστική μύτη) παρατηρείται σε μεγαλύτερα ύψη απ' ό,τι στις μοντελοποιήσεις χωρίς στοιχεία τραχύτητας. Γενικά οι τάσεις είναι πολύ αυξημένες όχι μόνο σε σχέση με τις προηγούμενες περιπτώσεις, αλλά και σε σχέση με το πείραμα. Αυτό λογικά θα συνέβαινε και με την περίπτωση ge02 αν αυτή είχε μεγαλύτερο μήκος. Πράγματι, στο σχήμα 10.8 είχε φανεί ότι καλό είναι να έχουμε 6 φορές μεγαλύτερο μήκος καναλιού όταν εφαρμόζουμε Langgevin, ενώ εδώ έχουμε μόνο 3 φορές, για οικονομία πόρων. Αυτό όμως μάλλον είναι μη επαρκές για πλήρη ανάπτυξη της ροής. Γενικά οι περιπτώσεις αυτές δεν ήταν πολύ πετυχημένες, αλλά έδειξαν ότι επιλύοντας την τραχύτητα οι τάσεις στο πεδίο ροής αυξάνονται σημαντικά. Πιθανότατα αυξάνονται παραπάνω απ' ό,τι πρέπει λόγω του αραιού πλέγματος που κάνει τις επιδράσεις τους να διαχέονται πιο αργά απ' ό,τι θα έπρεπε. Για μελλοντική έρευνα θα μπορούσε κανείς να συνεχίσει την περίπτωση ge02, με διπλάσιο μήκος ή/και πυκνότερο πλέγμα κοντά στα στοιχεία τραχύτητας. Το ιδανικό θα ήταν η πλήρης επίλυσή τους, αλλά αυτό απαιτεί πάρα πολύ πυκνό πλέγμα καθώς αυτά έχουν πάχος μόλις 2 με 3 χιλιοστά. Προς το παρόν αυτό δεν είναι εύκολο να γίνει.

Στο σχ. 10.11 παρουσιάζεται ένα ενδεικτικό ενεργειακό φάσμα συχνότητας f (βλ. §A.3.3.4) για τη συνιστώσα της ταχύτητας U . Ο υπολογισμός του συγκεκριμένου φάσματος έχει γίνει από χρονοσειρά της περίπτωσης με κωδικό 45, σε ύψος 200 mm. Το φάσμα έχει γίνει με χρήση κατάλληλου προγράμματος σε Matlab, που αποτελεί ευγενική χορηγία της Denise Hertwig, από το EWTL του Αμβούργου. Για να υπολογιστεί το ενεργειακό φάσμα, πρέπει προηγουμένως οι χρονοσειρές να μετατραπούν σε σταθερού χρονικού βήματος.



Σχήμα 10.11. Ενδεικτικό ενεργειακό φάσμα συχνότητας για τη συνιστώσα της ταχύτητας U σε μια μοντελοποίηση με LES. Έχει περιληφθεί και το θεωρητικό φάσμα, καθώς και το πειραματικό, για το ίδιο σημείο μέτρησης. P_i είναι η ισχύς.

Παρατηρούμε ότι η LES ακολουθεί τόσο το πειραματικό όσο και το θεωρητικό φάσμα (από τους Kaimal et al., 1972), για μεγάλο εύρος συχνοτήτων που καλύπτει δυο τάξεις μεγέθους. Δεν ακολουθεί όμως το σωστό φάσμα από κάποιο σημείο και μετά όσο αυξάνει η συχνότητα. Αυτό συμβαίνει σε όλους τους κώδικες LES επειδή δεν λύνουν όλη την τύρβη, αλλά ένα μέρος της, αυτό των μικρότερων κυματαριθμών και των μικρότερων συχνοτήτων. Όσο αυξάνει η συχνότητα, τόσο λιγότερη τύρβη επιλύεται. Οι ουρές που έχουν κυκλωθεί με διακεκομμένη έλλειψη, τόσο στο πείραμα, όσο και στην LES, είναι πλασματικές και πρέπει ν' αγνοηθούν. Ομοίως στις μικρές συχνοότητες η ακρίβεια υπολογισμού του φάσματος είναι μειωμένη, λόγω ελλειπών δειγμάτων.

Το πιο ενδιαφέρον στο σχ. 10.11 είναι το σημείο που έχει κυκλωθεί με έντονο κύκλο. Αυτό αντιστοιχεί περίπου σε μήκος $L/2$, όπου L το μήκος του χωρίου υπολογισμού. Στη συγκεκριμένη συχνότητα, τα φάσματα διαφόρων χρονικών στιγμών διαπιστώθηκε ότι έχουν πάντα κορυφή. Η διαρκής εμφάνιση της συγκεκριμένης κορυφής, πιστεύεται ότι σχετίζεται με τη χρήση των κυκλικών οριακών συνθηκών της συγκεκριμένης μοντελοποίησης. Η ανακύκλωση της ροής φαίνεται να εισάγει στο πεδίο ροής ένα ψευδή κυματαριθμό που αντιστοιχεί σε μήκος $L/2$. Μάλιστα, αν δεν αγνοηθούν τα πρώτα

δευτερόλεπτα προσαρμογής της ροής υπάρχουν δύο κορυφές, που αντιστοιχούν περίπου στα μήκη L και $L/2$. Αγνοώντας τα αρχικά δευτερόλεπτα, η κορυφή που αντιστοιχεί στο μήκος L δεν εμφανίζεται, άρα φαίνεται να έχει επίδραση μόνο στα αρχικά στάδια της μοντελοποίησης. Μάλιστα και στο ενεργειακό φάσμα συχνότητας της συνιστώσας της ταχύτητας V , επίσης φάνηκε κορυφή που αντιστοιχεί στο $L/2$, διάσταση που ισούται με το πλάτος του χωρίου υπολογισμού. Πιστεύεται ότι αυτά δεν είναι τυχαία, αλλά σχετίζονται με την εισαγωγή ψευδών κυματαριθμών λόγω χρήσης των κυκλικών οριακών συνθηκών στην κατεύθυνση της ροής και εγκάρσια.

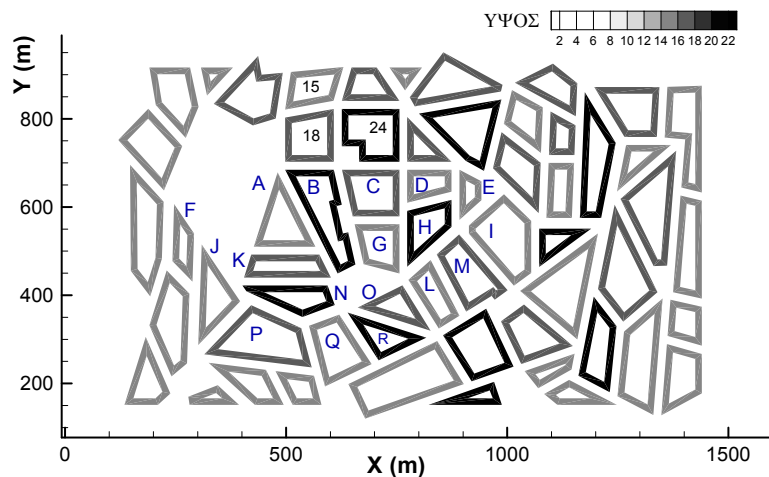
Σε μερικές μοντελοποιήσεις απ' αυτές που παρουσιάζονται εδώ, υπολογίστηκαν και οι ολοκληρωτικές κλίμακες χρόνου σε διάφορα σημεία του πεδίου ροής από τις χρονοσειρές που αποθηκεύτηκαν από τους αισθητήρες. Από τις τιμές που προέκυψαν δε μπορούμε να βγάλουμε σαφή συμπεράσματα, εκτός ίσως από το γεγονός ότι μακριά από τα στερεά όρια, π.χ. σε μέσα ύψη, οι ολοκληρωτικές κλίμακες χρόνου πέφτουν πολύ χαμηλότερα από τις πειραματικές τιμές. Αυτό χρειάζεται περαιτέρω διερεύνηση.

Η περίπτωση του τραχέως οριακού στρώματος BL3 έδειξε ότι χρειάζεται περισσότερη θεμελιώδης έρευνα. Πρώτον, για την κατανόηση των φυσικών φαινομένων και των παραμέτρων που επηρεάζουν τη συγκεκριμένη ροή. Πιστεύεται ότι για να απαντηθεί αυτό θα χρειαστεί πιθανόν να γίνουν μετρήσεις σε ολόκληρη την αεροσήραγγα και αναλυτική επεξεργασία τους και θα ήταν επιθυμητό και δεύτερο ανεξάρτητο πείραμα σε άλλη αεροσήραγγα. Δεύτερον, για το πώς η περίπτωση αυτή μπορεί να μοντελοποιηθεί πιο αποτελεσματικά με LES. Αυτό περιλαμβάνει το κατά πόσο πρέπει να μοντελοποιηθεί ο μηχανισμός γέννησης τύρβης της αεροσήραγγας (ιστορία της ροής, ακίδες, στοιχεία τραχύτητας), το ως ποιο ύψος πρέπει να γίνει η μοντελοποίηση, το χειρισμό της κλίσης πίεσης και της παροχής μάζας, την επιλογή των οριακών συνθηκών κ.ά. Η περίπτωση αυτή χρειάζεται πολύ έρευνα ακόμη για να εξαντληθεί. Η περιορισμένη μελέτη που έγινε εδώ συνέβαλε ουσιαστικά στην μοντελοποίηση της πόλης, καθώς προσδιορίζει σε μεγάλο βαθμό τις οριακές συνθήκες που απαιτούνται, ιδίως στην είσοδο. Ο σκοπός λοιπόν της εξέτασης της περίπτωσης αυτής, που ήταν η διευκόλυνση της μοντελοποίησης της πόλης που ακολουθεί, επιτεύχθηκε.

10.3. ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΠΟΛΗΣ MICHEL-STADT

Παρακάτω θ' αναφερθούμε αποκλειστικά στην πόλη Michel-Stadt με επίπεδες στέγες. Τα πειραματικά δεδομένα, εγχειρίδια και πληροφορίες για τις μετρήσεις παρέχονται στο διαδικτυο στη βάση δεδομένων CEDVAL-LES.

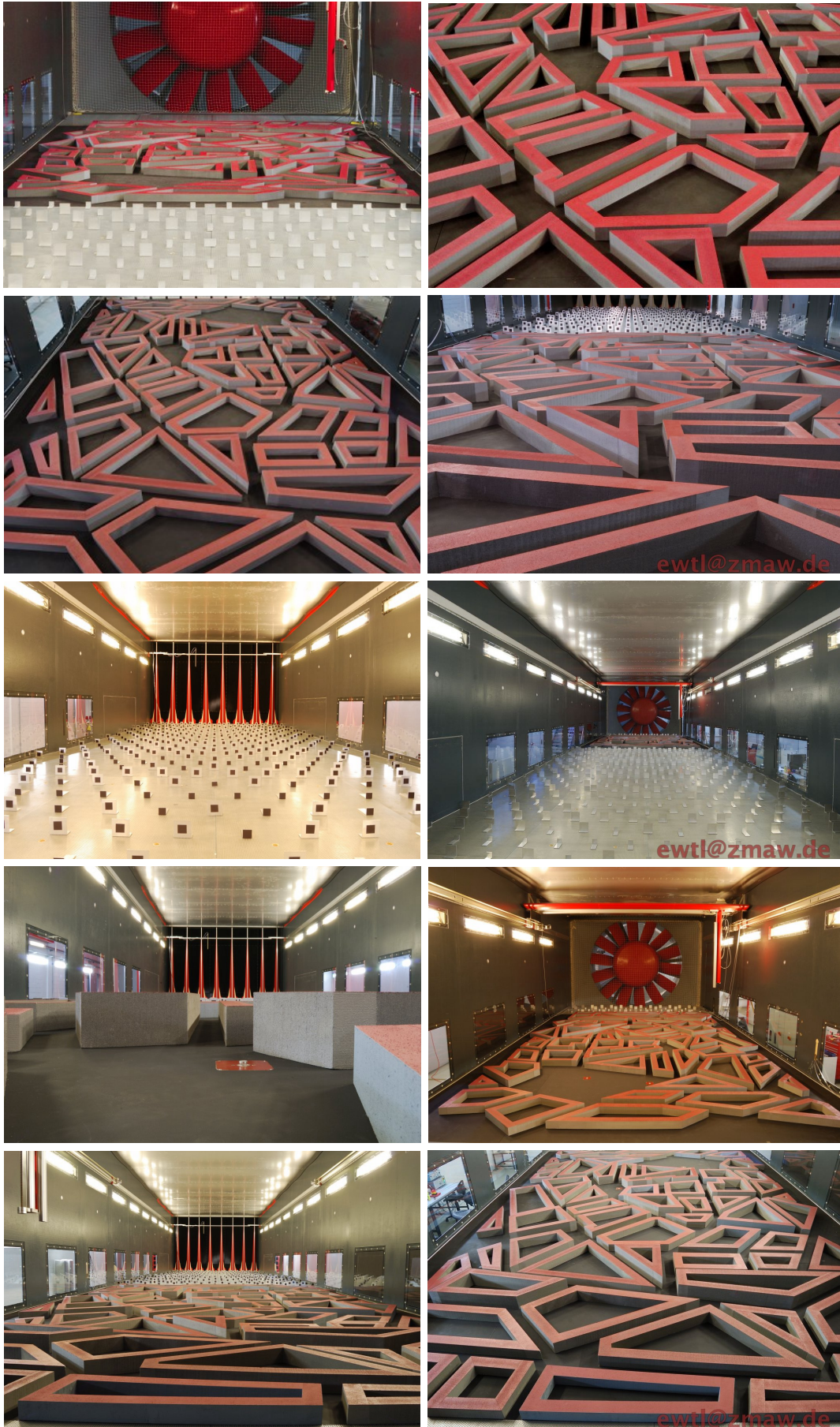
Η πόλη είναι μη-πραγματική και ελαφρά εξιδανικευμένη. Σχεδιάστηκε έχοντας ως πρότυπο τυπικές κεντροευρωπαϊκές πόλεις στις οποίες υπάρχουν εσωτερικές αυλές στα οικοδομικά τετράγωνα και οι δρόμοι δεν ακολουθούν συγκεκριμένη ρυμοτομία. Η πόλη, διαστάσεων 1320×830 m, περιλαμβάνει πλατείες, καθέτους και λοξούς δρόμους με διακλαδώσεις διαφόρων ειδών και οικοδομές περίπλοκου σχήματος (σχ. 10.12).



Σχήμα 10.12. Κάτοψη της πόλης, όπου φαίνονται τα ύψη των κτιρίων. Το σύστημα συντεταγμένων είναι της μοντελοποίησης. Με γράμματα του αγγλικού αλφαβήτου έχουν δοθεί ονόματα σε κάποια κτίρια, ώστε να μπορούμε να αναφερθούμε σε αυτά.

10.3.1. Πειραματικά δεδομένα

Στο σχ. 10.13 παρουσιάζονται διάφορες φωτογραφίες από την πειραματική διάταξη των κτιρίων (ευγενική χορηγία του EWTL του Πανεπιστημίου του Αμβούργου).

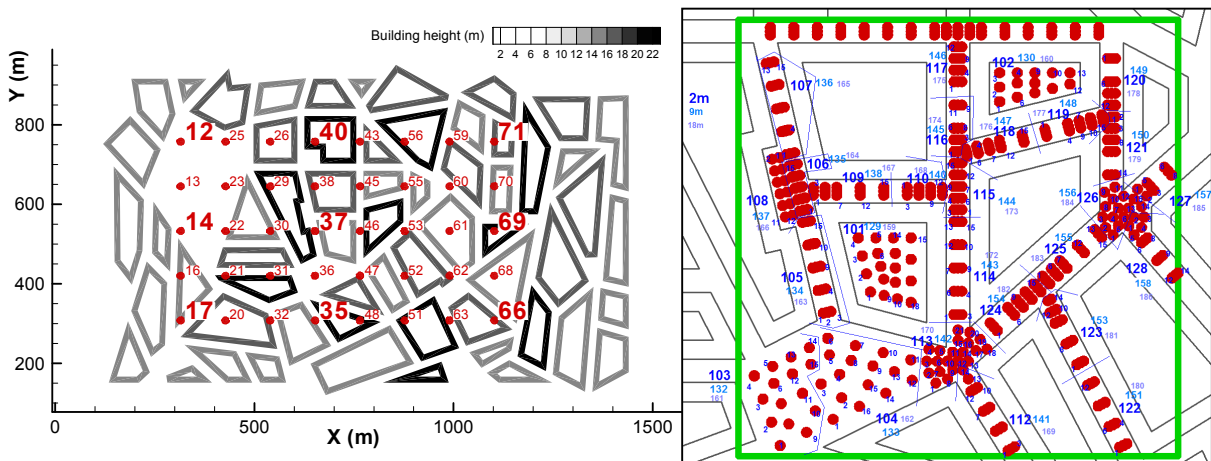


Σχήμα 10.13. Φωτογραφίες από την πόλη Michel-Stadt μέσα στην αεροσήραγα (πηγή: EWTL).

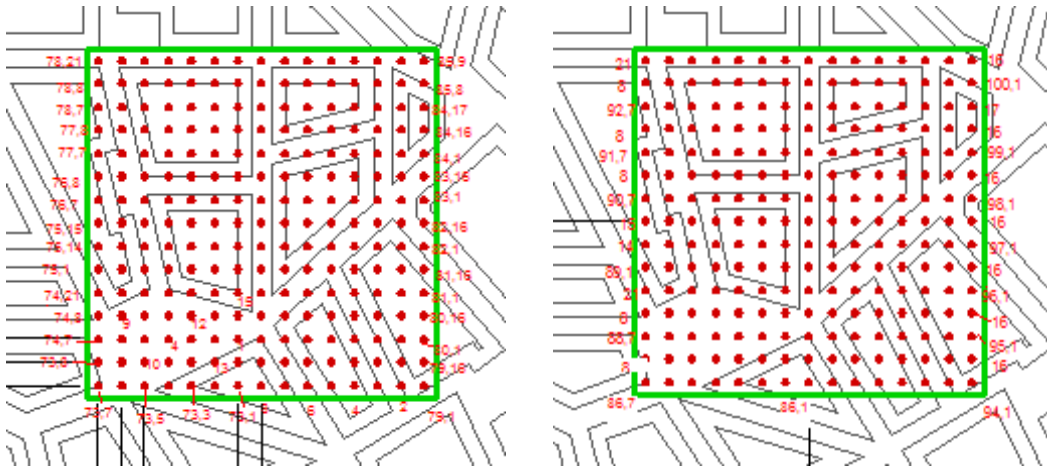
Η πόλη έχει τοποθετηθεί στην αεροσήραγγα δύο φορές, σε διαφορετικές χρονικές περιόδους. Η πρώτη ήταν για τις ανάγκες της βάσης δεδομένων CEDVAL-LES, περί το έτος 2010. Η δεύτερη για τις ανάγκες της δράσης ES1006 του COST, που είναι εν εξελίξει τη στιγμή που γράφονται αυτές οι γραμμές. Τη δεύτερη φορά υπήρχαν διάφορες πηγές ρύπων σε διαφορετικά σημεία. Η γεωμετρία ήταν απόλυτα ίδια εκτός από την τοποθέτηση στοιχείων τραχύτητας και μετά την πόλη στο μικρό τμήμα μέχρι τον ανεμιστήρα. Στην παρούσα διδακτορική διατριβή έχουν χρησιμοποιηθεί δεδομένα μόνο από τις μετρήσεις της πρώτης τοποθέτησης. Οι φωτογραφίες που παρουσιάζονται όμως είναι και από τις δύο περιπτώσεις. Συγκεκριμένα οι τελευταίες έξι φωτογραφίες είναι από την καινούργια μετρητική καμπάνια.

Στην πρώτη φωτογραφία φαίνεται μια γενική άποψη της πόλης έτσι όπως τη βλέπει η ροή. Φαίνεται και μέρος των στοιχείων τραχύτητας πριν από την πόλη. Στις επόμενες τρεις φαίνονται λεπτομέρειες των κτιρίων. Η επόμενη δείχνει τα στοιχεία τραχύτητας από την πίσω μεριά και τις ακίδες στην είσοδο της αεροσήραγγας. Η φωτογραφία αυτή αντιστοιχεί ακριβώς στην περίπτωση του τραχέως οριακού στρώματος της §10.2. Η επόμενη φωτογραφία έχει ληφθεί από την είσοδο της αεροσήραγγας προς την έξοδο της. Η πόλη φαίνεται στο βάθος. Παρατηρούμε ότι η οροφή της αεροσήραγγας είναι φτιαγμένη από τμήματα λαμαρίνας προκειμένου να μπορεί να μεταβάλλεται το σχήμα της. Τα τμήματα όμως αυτά δεν είναι τελείως επίπεδα αλλά παρουσιάζουν πολύ ελαφρούς κυματισμούς λόγω της βαρύτητας καθώς δεν είναι στερεωμένα σε όλο τους το μήκος. Η επόμενη φωτογραφία (7^η) έχει ληφθεί από τη μικρή πλατεία της πόλης προς την είσοδο της αεροσήραγγας. Οι τελευταίες τρεις δείχνουν γενικές όψεις της πόλης.

Σε όλες τις πειραματικές μετρήσεις η ροή θεωρείται μη μεταβαλλόμενη χρονικά. Η ταχύτητα αναφοράς στα 100 m έχει κρατηθεί σταθερή κάθε φορά, περίπου 6,1 m/s. Γενικά όλα τα νούμερα που θα παρουσιαστούν παρακάτω έχουν αναχθεί σε πλήρη κλίμακα εκτός και αν αναφέρεται διαφορετικά. Υπάρχουν τρεις μεγάλες ομάδες μετρήσεων ταχύτητας. Η πρώτη αφορά 40 προφίλ καθ' ύψος σε διάφορα σημεία όλης της πόλης ώστε να δημιουργηθεί μια γενική εικόνα της ροής, κυρίως πάνω από αυτήν. Στο σχ. 10.14 αριστερά φαίνονται οι θέσεις στις οποίες έγιναν οι καθ' ύψος μετρήσεις. Η δεύτερη ομάδα μετρήσεων αφορά μετρήσεις στην κύρια περιοχή ενδιαφέροντος 340 x 340 m στο κέντρο της πόλης, μέσα στις οδικές χαράδρες, τις πλατείες και τις εσωτερικές αυλές. Τέτοιες μετρήσεις έγιναν σε τρία ύψη 2, 9 και 18 μέτρων από 383 μετρήσεις σε κάθε ύψος. Κάθε μέτρηση αφορά τις δύο συνιστώσες U , V της ταχύτητας (σχ. 10.14, δεξιά). Η τρίτη ομάδα μετρήσεων αφορά οριζόντια περάσματα πάλι στην κεντρική περιοχή ενδιαφέροντος, αλλά αυτή τη φορά πάνω από τα κτίρια. Έγιναν δύο τέτοια περάσματα σε ύψη 27,5 και 30,2 m, από 252 μετρήσεις κάθε φορά (σχ. 10.15). Στη βάση δεδομένων παρέχονται τόσο οι μετρήσεις χρονοσειρών (που συμπιεσμένες είναι τάξεως λίγων GByte), όσο και η στατιστική τους επεξεργασία.

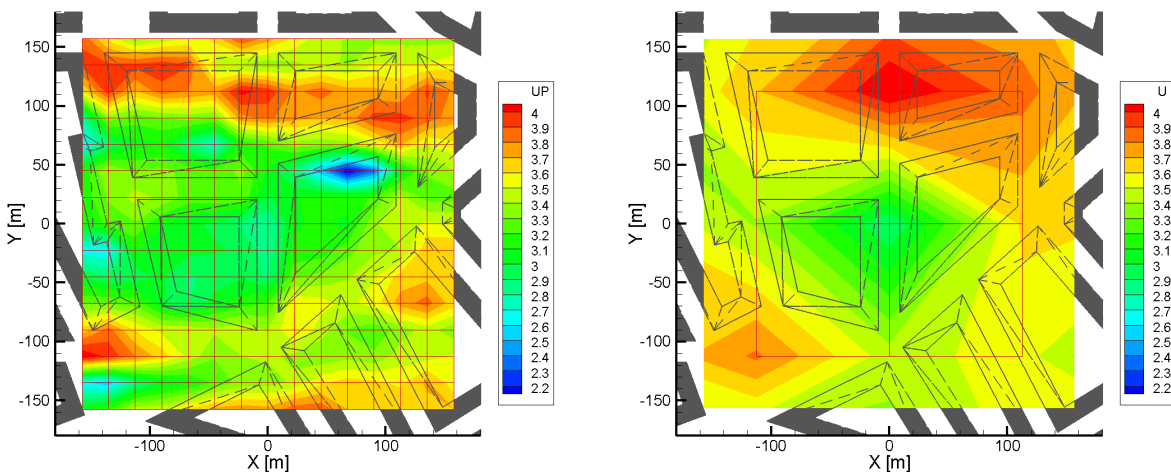


Σχήμα 10.14. Αριστερά: Θέσεις των κατακόρυφων περασμάτων, με τους πειραματικούς κωδικούς τους. Με μεγαλύτερους χαρακτήρες έχουν τυπωθεί τα περάσματα με τα οποία θα γίνει σύγκριση μ' αποτελέσματα της μοντελοποίησης LES. Δεξιά: Η περιοχή ενδιαφέροντος, με τα σημεία μετρήσεων μέσα στις οδικές χαράδρες. Έχουν τυπωθεί και οι πειραματικοί κωδικοί των περασμάτων, ώστε εύκολα να μπορεί κανείς ν' αντιστοιχίσει ένα αρχείο από τη βάση δεδομένων με ένα συγκεκριμένο σημείο στο χάρτη της πόλης.



Σχήμα 10.15. Θέσεις των πειραματικών σημείων μέτρησης των οριζόντιων περασμάτων για τα 27,5 (αριστερά) και τα 30,2 m ύψος (δεξιά). Έχουν περιληφθεί και μερικοί κωδικοί πειραματικών περασμάτων για ευκολότερο εντοπισμό τους. Στο δεξί σχήμα, οι μαύρες βοηθητικές γραμμές δείχνουν το σημείο με συντεταγμένες (0,0) της αεροσήραγγας. Αριστερά, οι 3 οριζόντιες γραμμές αντιστοιχούν περίπου σε συντεταγμένες 112,5 (στο σημείο 74,7), 135, 157 και οι 5 κάθετες σε συντεταγμένες 157, 135, 112, 22,5 και 0.

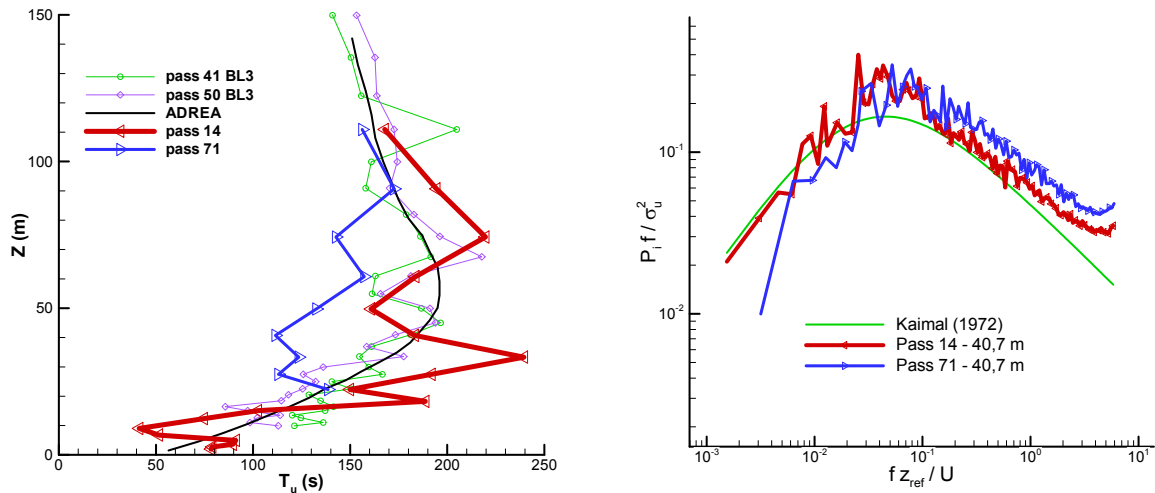
Η επεξεργασία και ανάλυση των μετρήσεων του Michel-Stadt είναι ένα τεράστιο έργο, που δε θα μπορούσε να θιχτεί στα πλαίσια μιας τόσο μικρής αναφοράς. Κάποια στοιχεία παρουσιάζονται στο διδακτορικό της Bastigkeit (2011) και στην παρουσίαση «Investigation of flow and dispersion phenomena in urban areas» του EWTL. Κάποια ακόμη θα παρουσιαστούν στην σύγκριση με τ' αποτελέσματα της LES που θ' ακολουθήσει, κυρίως για τα κατακόρυφα προφίλ ταχυτήτων και τα διανύσματα ταχυτήτων στα 2 m, μέσα στις οδικές χαράδρες. Από τα οριζόντια περάσματα των 27,5 και 30,2 μέτρων, το πιο ενδιαφέρον είναι αυτό στα 27,5 m, που είναι πιο ανομοιογενές λόγω της εγγύτητας των κτιρίων. Οι ισοϋψείς της ταχύτητας U στο ύψος αυτό, φαίνονται στο σχ. 10.16 αριστερά. Παρόμοιο σχήμα με μικρότερη ανάλυση μπορούμε να λάβουμε από τα κατακόρυφα προφίλ μετρήσεων, χρησιμοποιώντας μόνο τις μετρήσεις στα 27,5 m (σχ. 10.16, δεξιά). Συγκρίνοντας τις δύο παραστάσεις του σχ. 10.16, που υποτίθεται ότι αναπαριστούν το ίδιο πράγμα, έχουμε μια ένδειξη της ακρίβειας των πειραματικών μετρήσεων και της μέγιστης ακρίβειας που θα ήταν λογικό να ζητήσουμε από την ΥΡ.



Σχήμα 10.16. Ισοϋψείς της μέσης ταχύτητας U στο επίπεδο $Z = 27,5$ m. Αριστερά: από τις αναλυτικές οριζόντιες μετρήσεις στο συγκεκριμένο επίπεδο. Δεξιά: Από δεδομένα των κατακόρυφων μετρήσεων.

Παρατηρούμε ότι σε γενικές γραμμές τα σχήματα ταιριάζουν: Υπάρχει μια εντοπισμένη περιοχή υψηλών ταχυτήτων κάτω αριστερά, καθώς και μια λωρίδα υψηλών ταχυτήτων κοντά στο $Y = 110$ m. Φυσικά στην περίπτωση των αναλυτικών μετρήσεων με πυκνό πλέγμα, έχουμε πολύ περισσότερες λεπτομέρειες.

Ένα ακόμη στοιχείο των πειραματικών δεδομένων που θα παρουσιαστεί εδώ είναι ενδεικτικά προφίλ ολοκληρωτικών κλιμάκων χρόνου T_u . Συγκεκριμένα του περάσματος 14 (σχ. 10.14), για να δούμε αν λίγο μετά την είσοδο της ροής στην πόλη έχει διατηρηθεί το προφίλ T_u του BL3 (που θα το δώσουμε σαν είσοδο στη μοντελοποίησή μας) και του περάσματος 71, ώστε να δούμε αν στο πιο ακριανό σημείο της πόλης που υπάρχουν μετρήσεις έχει διατηρηθεί το ίδιο προφίλ T_u ή αν η επίδραση της πόλης το χάλασε. Ιδανικά αν η πόλη θέλουμε να έχει ακριβώς αντίστοιχη συμπεριφορά όπως τα στοιχεία τραχύτητας της περίπτωσης BL3 (υποτίθεται ότι σχεδιάστηκε με αυτό το στόχο), θα πρέπει τα προφίλ T_u να διατηρούνται λίγο-πολύ. Η διαδικασία υπολογισμού των T_u από τα πειραματικά δεδομένα έχει περιγραφεί στο τέλος της §10.2.1. Να σημειωθεί ότι εδώ αναφερόμαστε σε πλήρη κλίμακα, οπότε οι πειραματικοί χρόνοι έχουν πολλαπλασιαστεί με 225.



Σχήμα 10.17. Αριστερά: Καθ' ύψος προφίλ της ολοκληρωτικής κλίμακας χρόνου T_u για τα πειραματικά κατακόρυφα περάσματα 14 και 71 της πόλης (βλ. σχ. 10.14). Έχει συμπεριληφθεί και το προφίλ που δόθηκε στον κώδικα για την οριακή συνθήκη τύπου Langeniv, στην βασική περίπτωση της μοντελοποίησης της πόλης (με κωδικό «33.10»). Επίσης και τα πειραματικά προφίλ του σχ. 10.5. Δεξιά: Ενεργειακά φάσματα συχνότητας για την ταχύτητα U από το πείραμα, για τα περάσματα 14 και 71, σε ύψος 40,73 m.

Παρατηρούμε ότι η ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου έχει πολύ μεγάλες διακυμάνσεις, καθώς εξαρτάται από την μορφή της συνάρτησης αυτοσυσχέτισης, που έχει μια τυχαιότητα. Για παράδειγμα, στο πέραςμα 14, στα δέκα μέτρα είναι 40 s και κοντά στα δεκατέσσερα μέτρα έχει φτάσει τα 190 s. Αυτό δείχνει την αστάθεια και η ασάφεια των τυρβωδών ροών, ειδικά πάνω από περίπλοκες γεωμετρίες. Προς το τέλος της πόλης, το T_u δείχνει να μειώνεται.

Στο πείραμα που εξετάζεται εδώ, υπήρχε και εκπομπή ρύπου (αιθανίου) από τη γωνία της οροφής του κτιρίου «J» (σχ. 10.12) που βρίσκεται κάτω από το πέραςμα 14 (σχ. 10.14). Η ένταση της πηγής ήταν περίπου 80-160 lt/h, με μέσο όρο περίπου 120 lt/h, η επιφάνειά της περίπου 1,95 m² και η ταχύτητα εξόδου περίπου 1,71E-05 m/s. Το σημείο εξόδου του ρύπου φαίνεται στο διπλανό σχ. 10.18 και οι συντεταγμένες του είναι (-446,6, -49,5, 15) στο σύστημα συντεταγμένων της αεροσήραγγας, σε πλήρη κλίμακα. Για τις συγκεντρώσεις ελήφθησαν συνολικά 196 μετρήσεις χρονοσειρών, όλες στην κεντρική περιοχή ενδιαφέροντος των 340 x 340 μέτρων. Υπήρξαν 8 κατακόρυφα προφίλ εκατέρωθεν του αναμενόμενου άξονα του πλουμίου, 40 σημεία μέτρησης πάνω από τις στέγες που κάλυπταν ένα οριζόντιο επίπεδο σε ύψος 30,2 μέτρα και τέλος 106 μετρήσεις στο ύψος των 2 μέτρων, γύρω από το κτίριο «G» (σχ. 10.12) που είναι ακριβώς δεξιά από το σημείο 37 του σχήματος 10.14. Στο παρόν κεφάλαιο έχει δοθεί περισσότερη βαρύτητα στη μοντελοποίηση και επεξεργασία των αποτελεσμάτων της ροής και λιγότερη στη διασπορά των ρύπων.

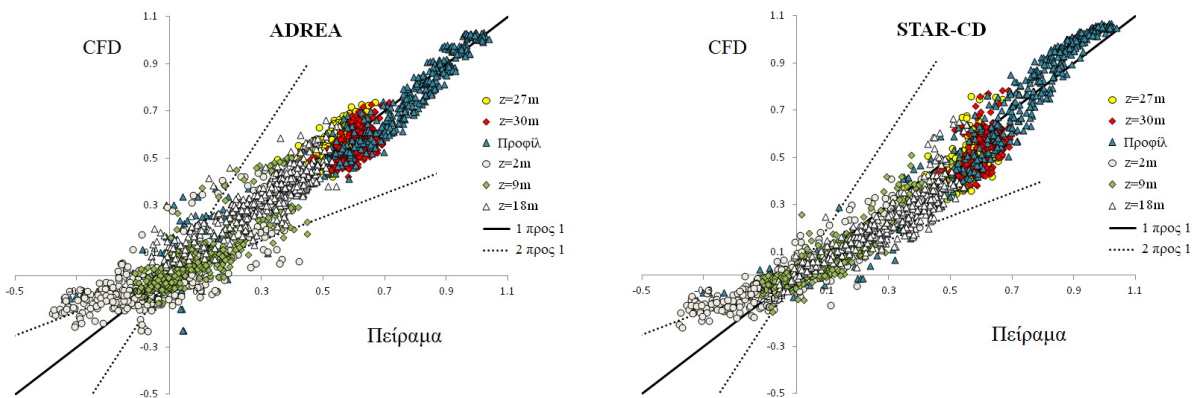


Σχήμα 10.18. Η πηγή του ρύπου στο πείραμα από κοντά. Βρίσκεται στο κτίριο «J» (πηγή: EWTL, Πανεπιστήμιο Αμβούργου).

10.3.2. Υπάρχουσες μοντελοποιήσεις του Michel-Stadt με YP

Απ' όσο γνωρίζει ο συγγραφέας, οι πρώτες μοντελοποιήσεις του Michel-Stadt με YP έγιναν από την ερευνητική ομάδα του Εργαστηρίου Τεχνολογίας Περιβάλλοντος του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας και παρουσιάστηκαν στο συνέδριο ICWE13 (13th International Conference on Wind Engineering) που έγινε στις 10-15 Ιουλίου 2011 στο Άμσטרνταμ (Efthimiou et al., 2011c). Η δουλειά αυτή έγινε κυρίως από το συνεργάτη Γιώργο Ευθυμίου και αποτέλεσε τον πυρήνα και μεταγενέστερων δημοσιεύσεων (Efthimiou et al., 2011d, Hertwig et al., 2011b, 2012). Ενδεικτικά αποτελέσματά της θα παρουσιαστούν αμέσως παρακάτω, καθώς διαδραμάτισαν καθοριστικό ρόλο στις μοντελοποιήσεις με LES που θ' ακολουθήσουν στις §10.3.3-10.3.5. Άλλες μοντελοποιήσεις με RANS CFD είναι αυτές της Rakai (Rakai & Franke, 2012, 2013, Rakai & Kristof, 2013, Rakai et al., 2014) με χρήση του Fluent και του OpenFOAM και πλέγματα που φτάνουν τα δεκάδες εκατομμύρια κελιά. Οι Rakai & Franke (2012), αναφέρουν υπερεκτίμηση των ταχυτήτων σε μεγάλα ύψη και συστηματική υποεκτίμηση των τάσεων. Η πρώτη μοντελοποίηση με LES έγινε πάλι από την ερευνητική μας ομάδα (Koutsourakis et al., 2012a). Στις §10.3.3-10.3.5 υπάρχει ουσιαστικά βελτίωση και επέκταση της δουλειάς αυτής, με καινούρια, πιο ακριβή και με πυκνότερο πλέγμα μοντελοποίησης. Να σημειωθεί ότι στα πλαίσια του COST ES1006, γίνονται πολλές μοντελοποιήσεις του Michel-Stadt από πολλές ερευνητικές ομάδες, αλλά τ' αποτελέσματά τους δεν είναι ακόμη διαθέσιμα στο ευρύ κοινό.

Στην δημοσίευση των Efthimiou et al. (2011c) και στις σχετικές μεταγενέστερες δημοσιεύσεις που αναφέρονται παραπάνω, έγινε μοντελοποίηση RANS με τον κώδικα ADREA του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας με πλέγμα περίπου ενός εκατομμυρίου κελιών και με το STAR-CD με πλέγμα περίπου 7 εκατομμυρίων κελιών. Λεπτομέρειες για τα δεδομένα των περιπτώσεων αυτών φαίνονται στις παραπάνω δημοσιεύσεις. Τ' αποτελέσματα ήταν ικανοποιητικά, όπως φαίνεται ενδεικτικά στο σχ. 10.19.

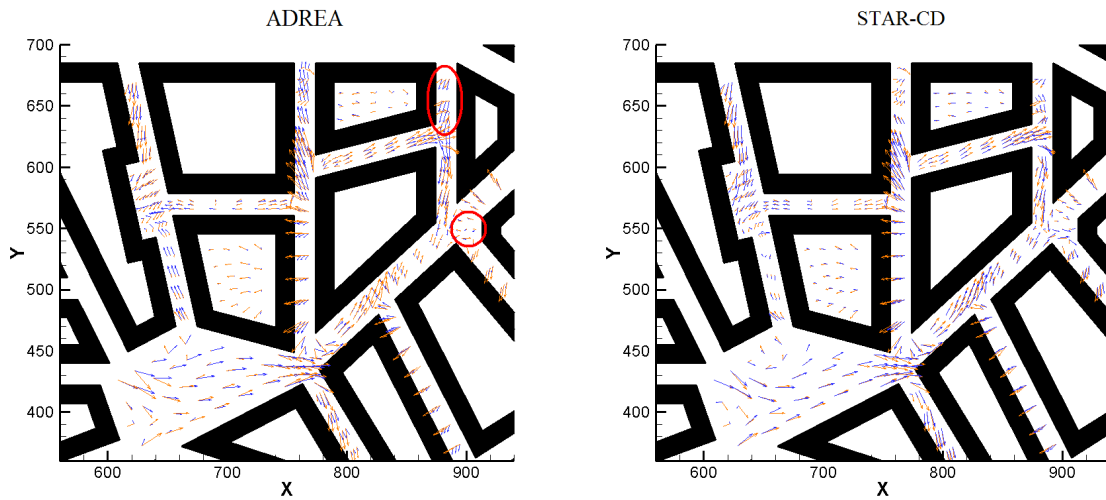


Σχήμα 10.19. Αποτελέσματα της μοντελοποίησης RANS των Efthimiou et al. (2011c) με το ADREA (αριστερά) και με το STAR-CD (δεξιά). Παρουσιάζεται το σκεδαστικό διάγραμμα (scatter plot) της ταχύτητας U/U_{ref} μεταξύ YP και πειράματος, για όλα τα σημεία μέτρησης.

Στο σχ. 10.20 παρουσιάζονται τα διανύσματα ταχύτητας στο επίπεδο των 2 m, σε σχέση με τις ανοικτόχρωμες πορτοκαλί πειραματικές τιμές. Παρ' όλη την δυσκολία πρόβλεψης της ροής σε τόσο χαμηλό ύψος ανάμεσα από τόσα εμπόδια, πολλά απ' τα κύρια χαρακτηριστικά του ροϊκού πεδίου έχουν υπολογιστεί σωστά. Υπάρχει όμως μια υποεκτίμηση των ταχυτήτων ιδίως για το ADREA και αρκετά σημεία στα οποία η κατεύθυνση της ροής έχει προβλεφθεί διαφορετική.

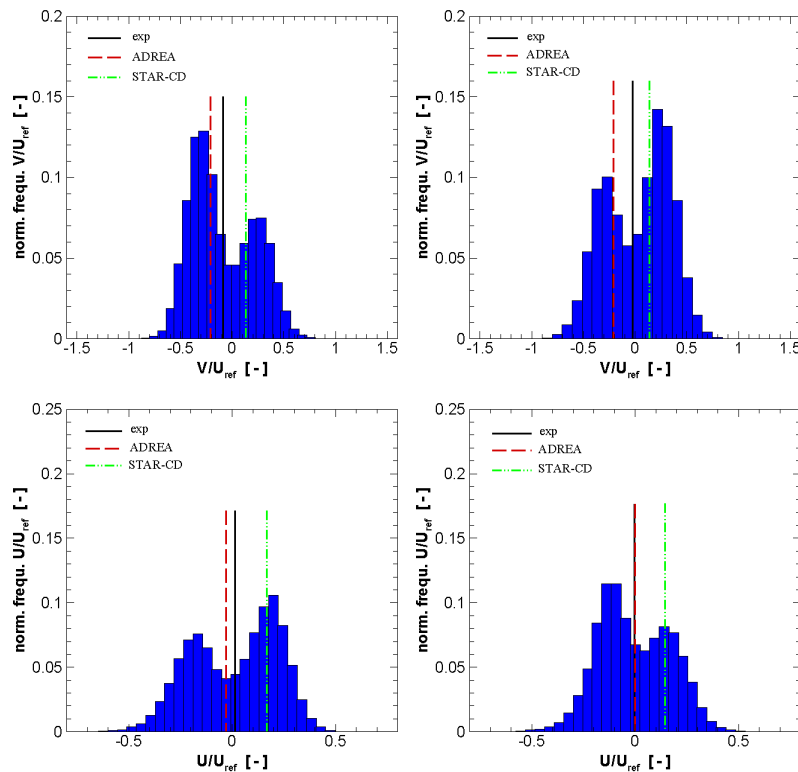
Από το πείραμα είχαν προσδιοριστεί πολλά σημεία στα οποία η ροή ήταν πολύ ασταθής και οι κατανομές των ταχυτήτων δεν παρουσίαζαν την κλασική γκαουσιανή κατανομή, αλλά λοξωμένη (skewed). Στις περιπτώσεις αυτές ο μέσος όρος δεν ταυτίζεται με την πιθανότερη τιμή. Υπήρχαν και οι πιο ενδιαφέρουσες και σπάνιες περιπτώσεις στις οποίες η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας κάποιων συνιστώσας ή της συνισταμένης της ταχύτητας παρουσίαζε διττή (bimodal) συμπεριφορά. Φυσικά ένα μοντέλο RANS δεν μπορεί να υπολογίσει κάτι τέτοιο και είναι φυσικό σε τέτοια σημεία να αποτυγχάνει. Για παράδειγμα στο σημείο της διασταύρωσης που είναι η έλλειψη στο σχ. 10.20, οι προβλέψεις των μοντέλων δεν ήταν σωστές. Εκεί είχε φανεί από το πείραμα ότι οδηγούνταν η ροή άλλοτε προς τα πάνω και άλλοτε προς τα κάτω, χωρίς να είναι πολύ συχνές οι ενδιάμεσες καταστάσεις. Η ροή δηλαδή παρουσιάζει εκεί διττή συμπεριφορά. Οι συναρτήσεις πυκνότητας πιθανότητας

της συνιστώσας V της ταχύτητας από δύο σημεία της περιοχής αυτής, παρουσιάζονται στο σχ. 10.21 πάνω. Με ευθείες γραμμές έχουν σημειωθεί οι μέσοι όροι του πειράματος, του ADREA και του STAR-CD.



Σχήμα 10.20. Διανύσματα ταχύτητας στο επίπεδο των 2 m, για την μοντελοποίηση RANS των Efthimiou et al. (2011c) με το ADREA (αριστερά) και με το STAR-CD (δεξιά). Έχουν περιληφθεί και τα πειραματικά διανύσματα ταχύτητας με ανοικτό πορτοκαλί χρώμα. Στο αριστερό σχήμα έχουν σημειωθεί οι περιοχές ενδιαφέροντος.

Κάτι αντίστοιχο συμβαίνει και στο σημείο του κόμβου πολλών δρόμων, που είναι σημειωμένο με κύκλο στο σχ. 10.20. Κι εκεί οι προβλέψεις των μοντέλων παρουσίαζαν πρόβλημα, ενώ το πείραμα είχε δείξει διττή συμπεριφορά, για τη συνιστώσα U αυτή τη φορά (σχ. 10.21, κάτω).



Σχήμα 10.21. Συναρτήσεις πυκνότητας πιθανότητας για τη συνιστώσα V της ταχύτητας (πάνω) από δύο σημεία από την ελλειπτική περιοχή του σχ. 10.20 και για τη συνιστώσα U (κάτω) από δύο σημεία της κυκλικά σημειωμένης περιοχής. Έχουν περιληφθεί και οι μέσοι όροι του πειράματος, του ADREA και του STAR-CD για κάθε σημείο.

Από τη μορφή των κατανομών, καταλαβαίνουμε ότι ο πειραματικός μέσος όρος δεν ταυτίζεται με την πιθανότερη τιμή. Μάλιστα στα συγκεκριμένα σημεία που επιλέχθηκαν για το σχ. 10.21, υπάρχουν δύο πιθανότερες τιμές για κάθε σημείο. Η RANS δε μπορεί να υπολογίσει κάτι τέτοιο και είναι λογικό ν' αποτυγχάνει. Το εντυπωσιακό είναι ότι στα συγκεκριμένα σημεία, η RANS επιτυγχάνει να προβλέπει συνήθως τη μια από τις δύο τιμές μέγιστης πιθανότητας, δηλαδή, θα λέγαμε, τη μια από τις δυο λύσεις του προβλήματος. Ή, πιο σπάνια, η RANS προβλέπει τη μέση τιμή (λύση που θα περιμέναμε να είναι ασταθής). Οι προβλέψεις αυτές της RANS βέβαια μπορεί να είναι και τυχαίες.

Άσχετα από το αν έχει νόημα να εξετάζουμε μεμονωμένα σημεία χωρίς να τα σχετίζουμε με την συνολική εικόνα της ροής, η ανάλυση που προηγήθηκε έδειξε την ανάγκη χρήσης της LES, τουλάχιστον για κάποιες περιπτώσεις που η RANS είναι θεωρητικά αδύνατο να προσφέρει την επιθυμητή ακρίβεια. Η πιο τέλεια μοντελοποίηση RANS έχει κάποια αζεπέραστα όρια. Κάτι τέτοιο ελπίζουμε ότι δε θα συμβαίνει με την LES, ή ότι τα όρια αυτά θα είναι πολύ πιο μακριά.

Στο συγκεκριμένο πρόβλημα της ροής στο Michel-Stadt τώρα, γεννιέται το ερώτημα κατά πόσο η LES θα μπορούσε να προβλέψει διττές, ή γενικότερα μη-γκαουσιανές κατανομές. Πιθανόν όχι ακριβώς στα ίδια σημεία ή ακριβώς της ίδιας μορφής όπως στο πείραμα, αφού η κάθε μοντελοποίηση είναι πεπερασμένης ακρίβειας. Τουλάχιστον όμως να φανεί αν η LES έχει τη δυνατότητα για πρόβλεψη τέτοιων κατανομών και γενικά των ασταθών φαινομένων. Το ερώτημα αυτό έδωσε ένα έναυσμα για τη δουλειά που θα παρουσιαστεί αμέσως παρακάτω.

10.3.3. Δεδομένα παρούσας μοντελοποίησης

Σκοπός της παρούσας προσπάθειας δεν ήταν να γίνει η τέλεια μοντελοποίηση της πόλης Michel-Stadt, καθώς δεν ήταν διαθέσιμοι οι υπολογιστικοί πόροι για κάτι τέτοιο. Αναγκαστικά το πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε είναι σχετικά αραιό. Η παρούσα μοντελοποίηση έγινε κυρίως για να φανούν κάποιες από τις δυνατότητες του νέου εργαλείου που έχουμε στη διάθεσή μας (σε δικό μας κώδικα): της μοντελοποίησης μεγάλων δινών - LES.

Στη μοντελοποίηση με LES δόθηκε βάρος κυρίως στο πεδίο ροής, που είναι πιο θεμελιώδες από το πεδίο συγκεντρώσεων και στο οποίο ήδη μπορεί να γίνει ανεξάντλητη έρευνα. Η LES μας βοήθησε να κάνουμε ανάλυση ασταθών ροϊκών φαινομένων και να βγάλουμε πρωτότυπα συμπεράσματα.

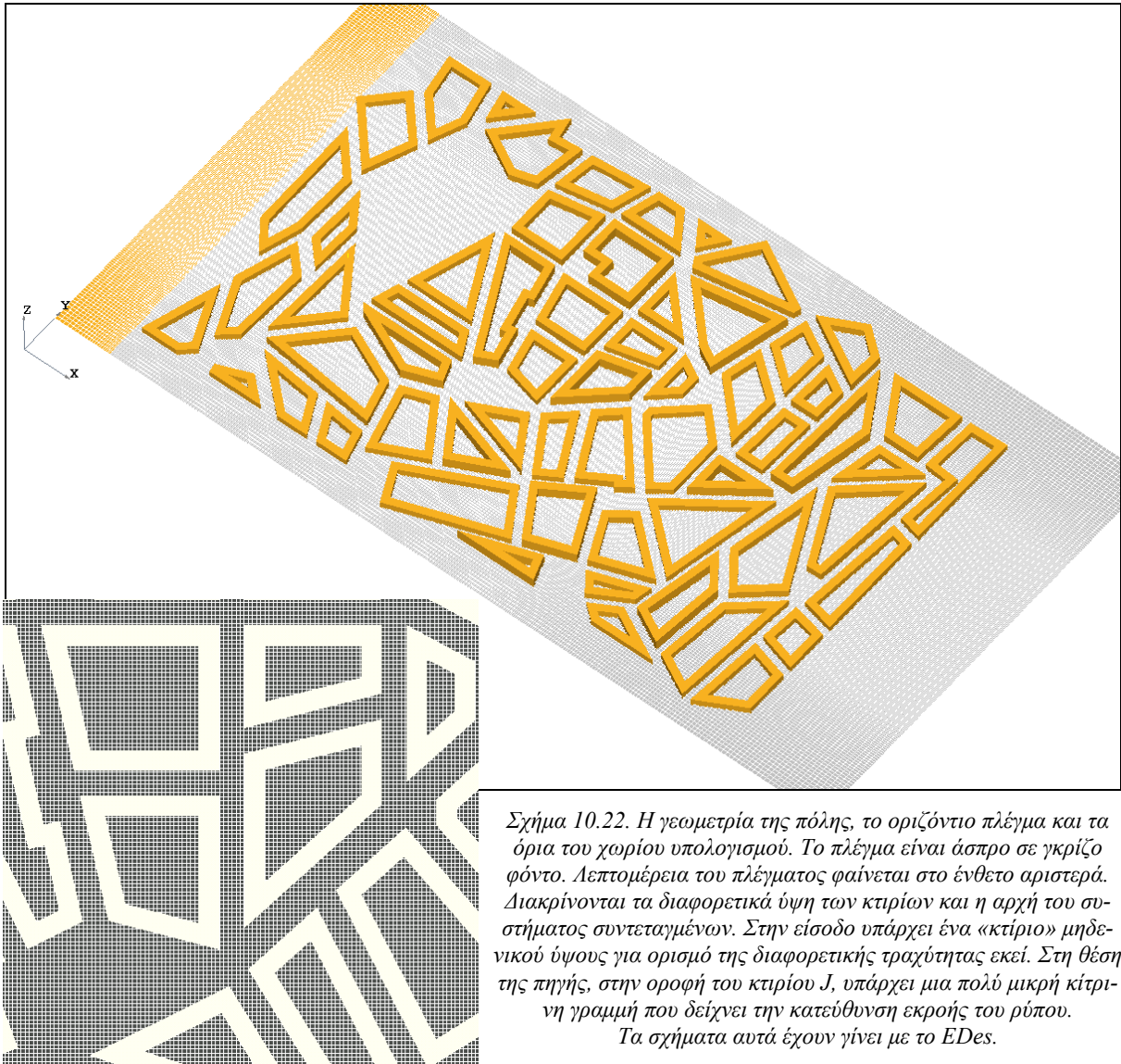
Η πόλη θεωρήθηκε σε πλήρη κλίμακα όπως είναι η συνηθισμένη πρακτική σε τέτοιες περιπτώσεις. Το χωρίο υπολογισμού είναι όσο το δυνατό πιο μικρό, ώστε για δεδομένο αριθμό κελιών να έχουμε τη μεγαλύτερη λεπτομέρεια ανάμεσα στα κτίρια. Οι διαστάσεις του ($M \times \Pi \times Y$) είναι $1670 \times 900 \times 147$ μέτρα. Το σύστημα συντεταγμένων έχει αρχή στο σημείο $(-765,05, -532,9, 0)$ του συστήματος συντεταγμένων των πειραματιστών. Το πλέγμα αποτελείται από $419 \times 238 \times 30$ κελιά (σχ. 10.22). Το μεγαλύτερο τμήμα της πόλης καλύπτεται από κυβικά κελιά $3 \times 3 \times 3$ μέτρα, μια ανάλυση μέσα στα όρια $0,5-5$ m που προτείνει το AIJ (Tominaga et al., 2008b). Απ' εκεί και πέρα υπάρχει μια αύξηση του μεγέθους των κελιών με λόγο 1,01 στον άξονα X (εκτός από το τμήμα από 0 ως 120 μέτρα μπροστά από την πόλη, που έχει λόγο 1,06), 1,02 στον άξονα Y και 1,06 στον Z. Η γεωμετρία των κτιρίων έχει περάσει στο EDes μέσω του αρχείου delta.dat που είχε ετοιμαστεί από τον Γιώργο Ευθυμίου για την μοντελοποίηση με RANS (Efthimiou et al., 2011c). Εγκάρσια έχουν θεωρηθεί λείοι τοίχοι, όπως και στην αεροσήραγγα, για καλύτερο ορισμό του προβλήματος και έλεγχο της ροής. Αυτή η διάταξη δίνει ίδια αποτελέσματα, αλλά με μια μικρή επιτάχυνση της μέσης ροής, σε σχέση με περιπτώσεις χωρίς τοίχους αλλά με οριακή συνθήκη συμμετρίας εγκάρσια, που επίσης δοκιμάστηκαν. Η επιτάχυνση αυτή πρέπει να ληφθεί υπόψη κατά την επεξεργασία των αποτελεσμάτων.

Η περίπλοκη γεωμετρία σε συνδυασμό με το χειρισμό της μέσω πορώδους και με τα αριθμητικά σχήματα που χρησιμοποιούνται για LES, μπορεί να οδηγήσει πολλές φορές σε αριθμητική αστάθεια κοντά στα στερεά όρια. Για το λόγο αυτό στην παρούσα μοντελοποίηση έχει τεθεί στο EDes μεγάλη παράμετρος ελέγχου ελάχιστου επιτρεπτού πορώδους όγκου/ επιφανείας σε ένα κελί, ίση με 0,1. Αυτό σημαίνει ότι αν ένα κελί είναι πάνω από 90% καλυπτόμενο από στερεό, θεωρείται ολόκληρο το κελί στερεό (blocked cell). Έτσι η γεωμετρία περιγράφεται με μικρότερη ακρίβεια, αλλά υπάρχει μεγάλο όφελος στην ευστάθεια της λύσης.

Για τη χωρική διακριτοποίηση των όρων μεταφοράς έχει θεωρηθεί φραγμένο σχήμα κεντρικών διαφορών, για τις συγκεντρώσεις van Leer, ενώ για την χρονική διακριτοποίηση Crank-Nicolson. Για υποπλεγματικό μοντέλο έχει θεωρηθεί το κλασσικό Smagorinsky με διόρθωση van Driest κοντά

στα στερεά όρια και με σταθερά $C_s=0,1$. Η επίδραση της βαρύτητας αγνοήθηκε, ώστε να φαίνονται ευκολότερα οι μικρομεταβολές της πίεσης στο πεδίο ροής.

Οι συναρτήσεις τοίχου είναι του τραχέως οριακού στρώματος. Η τραχύτητα μπροστά από την πόλη έχει ληφθεί 1,498 m, ώστε να είναι κάτω από το κέντρο του κελιού και να μπορούν να εφαρμοστούν οι συναρτήσεις τοίχου πιο σωστά. Στο υπόλοιπο έδαφος και στις επιφάνειες των κτιρίων η τραχύτητα z_0 έχει οριστεί σε 0,0625 m.

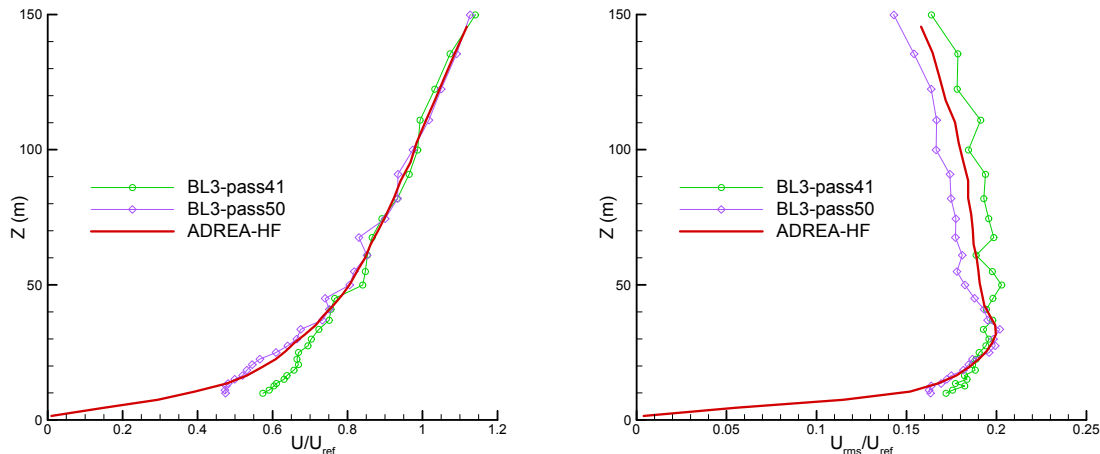


Σχήμα 10.22. Η γεωμετρία της πόλης, το οριζόντιο πλέγμα και τα όρια του χωρίου υπολογισμού. Το πλέγμα είναι άσπρο σε γκριζό φόντο. Λεπτομέρεια του πλέγματος φαίνεται στο ένθετο αριστερά. Διακρίνονται τα διαφορετικά ύψη των κτιρίων και η αρχή του συστήματος συντεταγμένων. Στην είσοδο υπάρχει ένα «κτίριο» μηδενικού ύψους για ορισμό της διαφορετικής τραχύτητας εκεί. Στη θέση της πηγής, στην οροφή του κτιρίου J, υπάρχει μια πολύ μικρή κίτρινη γραμμή που δείχνει την κατεύθυνση εκροής του ρύπου.

Τα σχήματα αυτά έχουν γίνει με το EDes.

Στην είσοδο και στο πάνω όριο του πεδίου έχουν εφαρμοστεί οριακές συνθήκες τύπου Langevin για την συνιστώσα U της ταχύτητας, ενώ οι V , W ορίζονται 0. Η μέση τιμή της ταχύτητας U και η U_{rms} που δίνονται στην είσοδο για την υλοποίηση της Langevin, φαίνονται στο σχ. 10.23 και έχουν προκύψει από προσαρμογή στις πειραματικές τιμές του τραχέως οριακού στρώματος BL3 (αυτές που προκύπτουν αφού μετατραπούν οι χρονοσειρές σε σταθερού χρονικού βήματος), που επίσης φαίνονται στο ίδιο σχήμα. Η ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου που έχει δοθεί στην είσοδο, περιλαμβάνεται στο σχ. 10.17 με τη μαύρη γραμμή. Λόγω έλλειψης υπολογιστικών πόρων δεν ήταν δυνατόν η είσοδος να πάει όσο μπροστά χρειαζόταν βάσει της εμπειρίας από την μοντελοποίηση της §10.2, ώστε ν' αναπτυχθεί πλήρως το οριακό στρώμα. Αντίθετα, επιλέχθηκε να είναι η είσοδος κοντά στην πόλη, ώστε τα τυρβώδη χαρακτηριστικά που δίνουμε να μην προλάβουν ν' αλλάξουν πολύ μέχρι να συναντήσουν τα κτίρια. Άλλωστε, ο κύριος παράγοντας που επιδρά στην διαμόρφωση της ροής στην συγκεκριμένη περίπτωση είναι η γεωμετρία. Για αρχικές συνθήκες για την ταχύτητα U , επιλέχθηκε το προφίλ του

σχ. 10.23, αλλά με μια διακύμανση 10%, αρνητική στα μονά κελιά κατά Z και θετική στα ζυγά. Αυτό θεωρήθηκε ότι θα βοηθούσε την πιο γρήγορη δημιουργία μεγάλων διακυμάνσεων από τη συνθήκη τύπου Langevin (βλ. §4.3.4.3 προτελευταία παράγραφο, σελ. 136), αλλά και γενικότερα την πιο γρήγορη μετάβαση σε τύρβη σε όλο το πεδίο ροής. Στην έξοδο έχει επιλεγεί τύπου μη αντανακλαστική οριακή συνθήκη για την ταχύτητα U (βλ. §3.2.2, περίπτωση I για την μη αντανακλαστική οριακή συνθήκη του κώδικα) και Neumann για τις V , W . Για τις συγκεντρώσεις, στο άνω όριο και την έξοδο έχει επιλεγεί η συνθήκη H της §3.2.2, δηλαδή μηδενική κλίση αν έχουμε εκροή μάζας και δεδομένη τιμή χωρίς διάχυση, αν έχουμε εισροή. Ο ρύπος έχει θεωρηθεί παθητικός και έχει ίδιο μοριακό βάρος με τον αέρα. Στο σημείο εκπομπής έχει οριστεί αυθαίρετα ότι εξάγεται 100% ρύπος από επιφάνεια 1 m^2 με ταχύτητα $0,1 \text{ m/s}$. Οι ακριβείς τιμές δεν παίζουν ρόλο, αφού έτσι κι αλλιώς συγκρίνονται οι αδιάστατες συγκεντρώσεις.



Σχήμα 10.23. Τα προφίλ ταχύτητας U και ρίζας της διακύμανσης U_{rms} που δόθηκαν για είσοδο στον κώδικα.

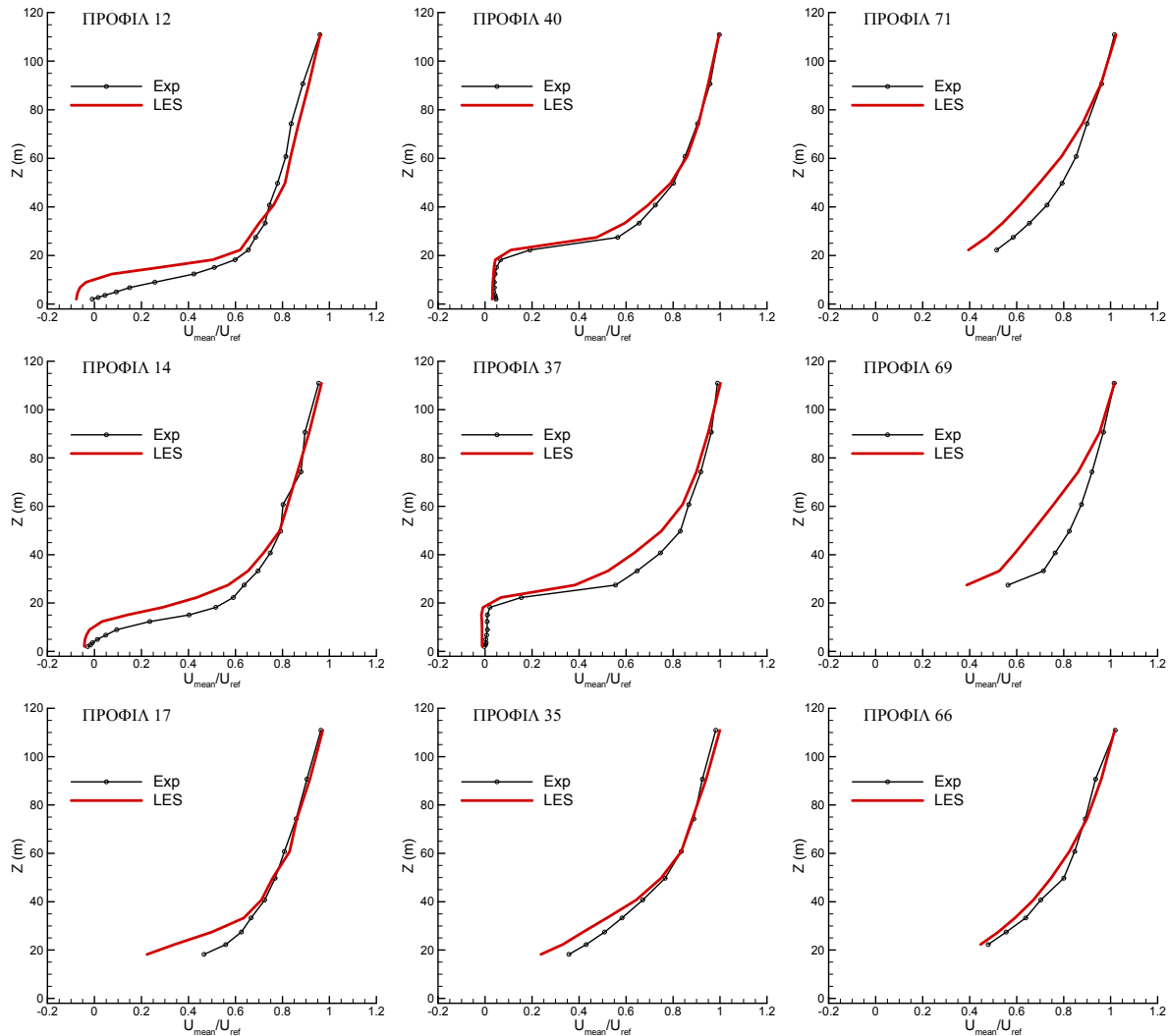
Το μέγιστο σφάλμα περιορίστηκε στο 0,006 αντί του προεπιλεγμένου 0,01, καθώς έτσι φάνηκε ότι ήταν καλύτερη η αριθμητική ευστάθεια. Το χρονικό βήμα περιορίστηκε στα 0,2 s και ήταν σταθερό για όλη τη διάρκεια της μοντελοποίησης, μετά από τα πρώτα μεταβατικά δευτερόλεπτα. Με το συγκεκριμένο χρονικό βήμα, το μεγαλύτερο CFL ήταν περίπου ίσο με 0,6, σε κάθε επανάληψη. Ο συνολικός χρόνος ήταν 10000 s, που αντιστοιχεί σε πάνω από 2500 αδιάστατους χρόνους H/U , αν H θεωρήσουμε το ύψος του ψηλότερου κτιρίου και U την ταχύτητα αναφοράς των $6,1 \text{ m/s}$ στα 100 m. Τόσο μεγάλος χρόνος μοντελοποίησης δε χρειάζεται για τη μέση ταχύτητα ή τις τάσεις, αλλά για στατιστικά όπως αυτοσυσχετίσεις και για το ενεργειακό φάσμα κ.ά. Υπόψη ότι ο χρόνος των πειραματιστών ήταν περισσότερο από μια τάξη μεγέθους μεγαλύτερος, αν γίνει αναγωγή σε πλήρη κλίμακα. Στον κώδικα τα στατιστικά ξεκινούν από τα 900 s. Τ' αποτελέσματα του πεδίου ροής σώθηκαν σε αρκετές χρονικές στιγμές, ενώ σε επανεκκίνηση της περίπτωσης πριν από τα 6000 δευτερόλεπτα, σώθηκαν 11 χρονικές στιγμές με απόσταση 10 s μεταξύ τους, για μελέτη ασταθών φαινομένων. Για μελέτη χρονοσειρών τοποθετήθηκαν 8844 αισθητήρες, ο καθένας απ' τους οποίους μετράει μια μεταβλητή κάθε 1 s. Επιλέχθηκε μεγάλος χρόνος δειγματοληψίας για τους αισθητήρες, για να περιοριστεί το μέγεθος του αρχείου sensor.out κάτω από 2 GByte. Οι αισθητήρες αντιστοιχούν στις θέσεις πειραματικών μετρήσεων, ενώ έχουν τοποθετηθεί και επιπλέον, όπως αισθητήρες συγκεντρώσεων σε κάθε σημείο μέτρησης ταχύτητας. Με χρήση του OpenMP σε 4 πυρήνες του w26 (βλ. πίν. 4.1) η μοντελοποίηση (με κωδικό 33.10) διήρκησε σχεδόν 39 μέρες.

Για να φανεί πιθανή επίδραση του πλέγματος στα αποτελέσματα και καθώς δεν υπήρχε δυνατότητα για χρήση πυκνότερου πλέγματος, δοκιμάστηκε και μια μοντελοποίηση με αραιότερο πλέγμα. Η περίπτωση αυτή θ' αναφέρεται ως LES με αραιό πλέγμα (LES-coarse) ή με τον κωδικό της (33.05.05). Το αραιό πλέγμα αποτελείται από $238 \times 135 \times 23$ κελιά. Το ελάχιστο επιτρεπτό πορώδες είναι 0,03, ενώ στο προφίλ των αρχικών ταχυτήτων στο χωρίο υπολογισμού, δεν έχει θεωρηθεί κάποιου είδους διακύμανση. Το πιο μικρό κελί τώρα έχει διαστάσεις $6,6 \times 6,6 \times 3,15 \text{ m}$, ενώ καθ' ύψος τα κελιά αυξάνονται με παράγοντα 1,06 από το πρώτο κελί, χωρίς να υπάρχει τμήμα σταθερού ύψους κελιών κατά Z . Με χρήση του OpenMP σε 4 πυρήνες του Q32 (βλ. πίν. 4.1) η μοντελοποίηση με το αραιό πλέγμα κράτησε σχεδόν 11 μέρες.

10.3.4. Αποτελέσματα και σχόλια

10.3.4.1. Σύγκριση με τις πειραματικές μετρήσεις

Στο σχ. 10.24 παρουσιάζονται προφίλ ταχυτήτων από τον κώδικα και από το πείραμα για τα κατακόρυφα περάσματα 12, 40, 71 (πρώτη γραμμή), 14, 37, 69 (δεύτερη γραμμή) και 17, 35, 66 (τρίτη γραμμή). Έτσι έχουμε σε ένα σχήμα μια καλή εποπτεία της γενικής πορείας της ροής πάνω αλλά και μέσα στην πόλη, καθώς η διάταξη των διαγραμμάτων στη σελίδα αντιστοιχεί στη διάταξη των μετρητικών περασμάτων στην πόλη (βλ. σχ. 10.14).



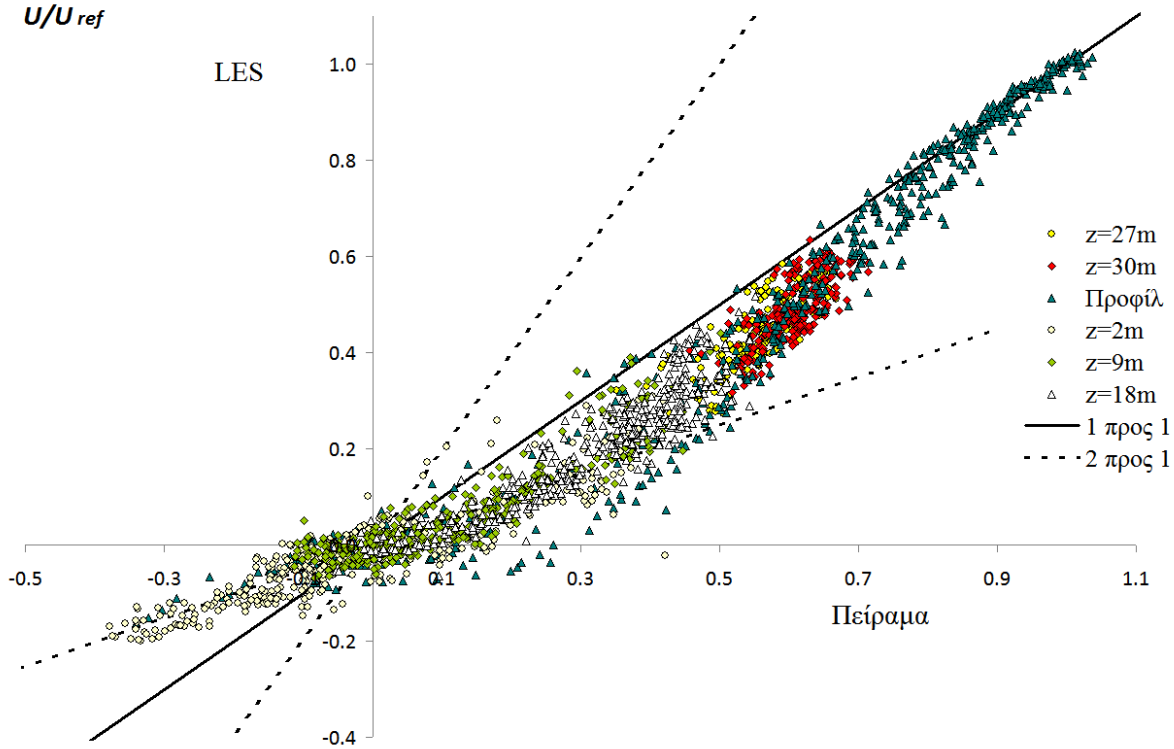
Σχήμα 10.24. Τα προφίλ μέσης ταχύτητας U από τον κώδικα και από το πείραμα. Η αριστερή στήλη είναι κοντά στην είσοδο της πόλης, η μεσαία περίπου στη μέση και η δεξιά προς την έξοδο.

Παρατηρούμε ότι οι μέσες αδιάστατες¹² ταχύτητες U_P και μετρήσεων έχουν παρόμοια μορφή. Η LES έχει προβλέψει την γενική πορεία της ροής κι έτσι έχει νόημα η περαιτέρω σύγκριση πειράματος και U_P . Πιο συγκεκριμένα, στα μεγάλα ύψη, πάνω από 60 μέτρα, η συμφωνία μεταξύ μετρήσεων και μοντελοποίησης είναι πάρα πολύ καλή. Σε ύψη γύρω στα 40 μέτρα υπάρχει μια μικρή υποεκτίμη-

¹² Λόγω παραγόντων όπως το χαμηλό ύψος του υπολογιστικού χωρίου, στην LES υπήρξε μια αύξηση της ταχύτητας της ροής στο ύψος των 100 m ανάμεσα στην είσοδο του χωρίου και τη θέση $X=315,05$ m όπου βρίσκονται οι πρώτοι αισθητήρες, με αποτέλεσμα η ταχύτητα αναφοράς των 6,1 m/s να διαφοροποιηθεί πάνω από την πόλη. Προκειμένου να γίνει πιο σωστή σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα και να έχουμε σχεδόν την ίδια αδιάστατη ταχύτητα στην LES και στο πείραμα στο ύψος των 100 m πάνω από την πόλη, στην LES έχει θεωρηθεί ταχύτητα αναφοράς η 6,72 m/s (6,6 m/s στο αραιό πλέγμα) για την αδιαστατοποίηση των ταχυτήτων. Αξιοσημειωτο είναι ότι στο πείραμα, υπήρχε αντίθετα μια μικρή επιβράδυνση της ροής στο ίδιο ύψος μέχρι να φθάσει τους πρώτους αισθητήρες. Πάνω από την πόλη και στο πείραμα και στην U_P υπήρχε μια μέση αύξηση της ταχύτητας στα 100 m περίπου 6% ανάμεσα στους πρώτους και τους τελευταίους αισθητήρες.

ση των ταχυτήτων, όπως μπορεί να φανεί για παράδειγμα από το προφίλ 37. Όπως θα εξηγηθεί παρακάτω, αυτό οφείλεται πιθανόν στην σοβαρή υποεκτίμηση των τάσεων. Σε χαμηλότερα ύψη η επίδραση της γεωμετρίας είναι άμεση και υπάρχει διαφοροποίηση από θέση σε θέση σχετικά με την ακρίβεια των προβλέψεων, με τάση υποεκτίμησης των ταχυτήτων από την LES.

Συμπληρωματικά στο σχ. 10.24 εξετάζεται παρακάτω το σχ. 10.25, που είναι ένα σκεδαστικό διάγραμμα (scatter plot) και δείχνει τις τιμές της ΥΡ σε σχέση με τις τιμές του πειράματος, για όλους τους αισθητήρες της ταχύτητας U , σε όλα τα ύψη και περάσματα.

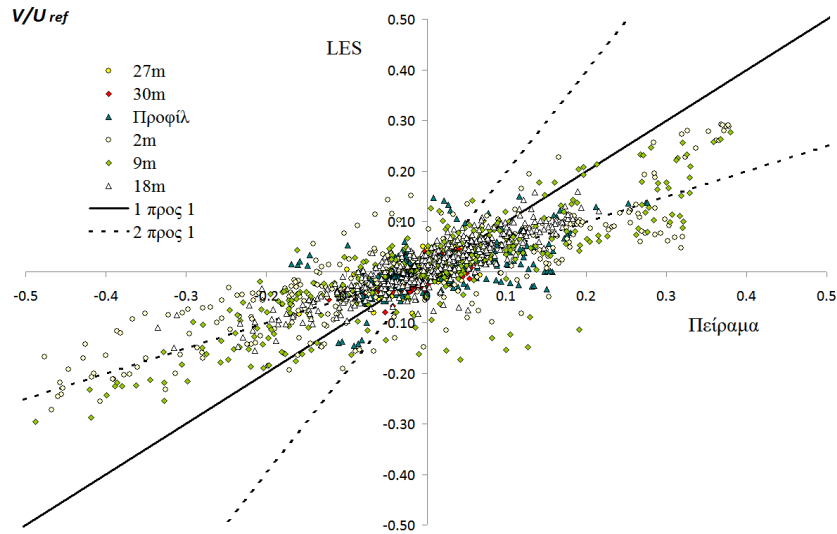


Σχήμα 10.25. Σύγκριση πειραματικών τιμών μέσης ταχύτητας U με τις τιμές της LES για όλα τα σημεία μετρήσεων.

Οι περισσότερες μετρήσεις βρίσκονται ανάμεσα στα όρια των ευθειών "1 προς 2" και "2 προς 1", αλλά είναι σαφής η τάση υποεκτίμησης στα μέσα ύψη. Οι ταχύτητες στα οριζόντια περάσματα 27 και 30 μέτρων βρίσκονται σχεδόν όλες κάτω από τη γραμμή "1 προς 1". Μέσα στις οδικές χαράδρες διακρίνεται επίσης μια υποτίμηση του μεγέθους της έντασης της ροής. Καθώς ανεβαίνουμε από τα 2 (αχνοί κίτρινοι κύκλοι) στα 9 μέτρα (λαχανί ρόμβοι) η κατάσταση βελτιώνεται. Στα 18 m η ροή υποεκτιμάται πάλι από την ΥΡ, καθώς επηρεάζεται από ανώτερα στρώματα των πιο χαμηλών ταχυτήτων σε σχέση με το πείραμα και επιβραδύνεται. Στα μεγάλα ύψη, που αντιστοιχούνται μεγάλες ταχύτητες, η ροή έχει προβλεφθεί σωστά. Κάτι άλλο που παρατηρείται στο διάγραμμα είναι ότι κοντά στο έδαφος υπάρχουν πολλά περιστατικά αρνητικών ταχυτήτων, περίπου τα μισά στο ύψος των 2 m. Αυτά οφείλονται για παράδειγμα σε ανακυκλοφορίες της ροής πίσω από τα κτίρια. Καθώς ανεβαίνουμε στα 9 m, τα περιστατικά αυτά μειώνονται τόσο σε αριθμό όσο και σε ένταση. Αξίζει να σχολιαστεί η ομοιότητα της μορφής του διαγράμματος αυτού με εκείνο του STAR-CD (σχ. 10.19), που θα ήταν ακόμη μεγαλύτερη αν η αδιαστατοποίηση στο STAR-CD είχε γίνει με ταχύτητα τέτοια ώστε να υπήρχε η ίδια αδιάστατη ταχύτητα στην ΥΡ και στο πείραμα στο ύψος των 100 m πάνω από την πόλη.

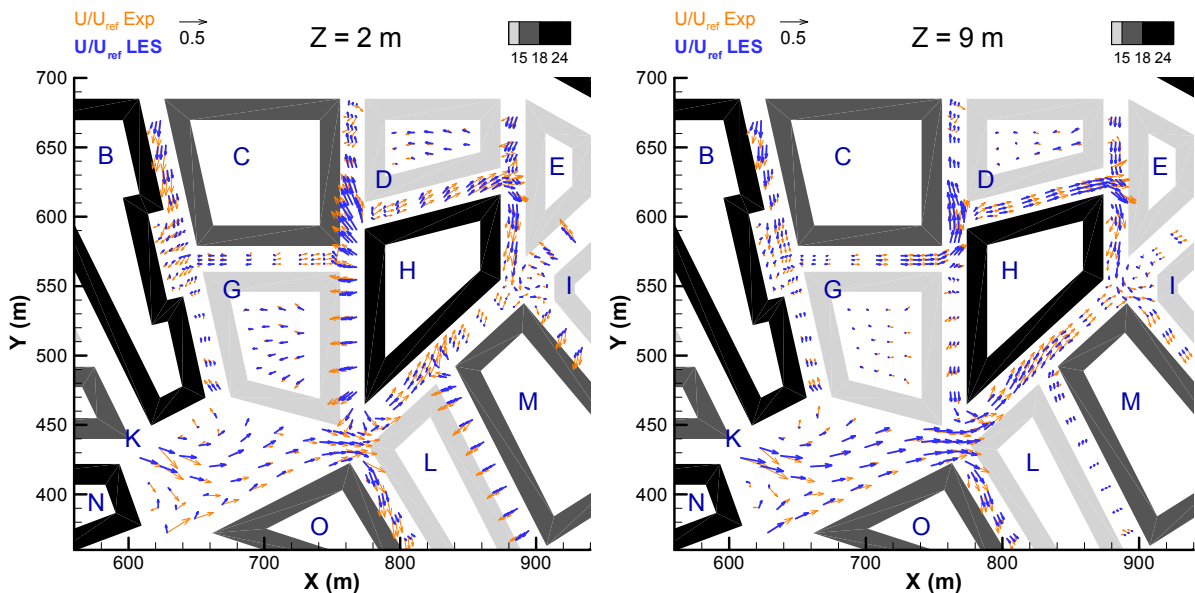
Περνώντας στην ταχύτητα V τώρα (σχ. 10.26), παρατηρούμε ότι υπάρχει μια γενική τάση υποεκτίμησης των ταχυτήτων αυτών. Μέσα στις οδικές χαράδρες, όπου υπάρχουν ανακυκλοφορίες και αλλαγές στην κατεύθυνση της ροής, οι ταχύτητες αυτές μπορεί να πάρουν πολύ μεγάλες τιμές σε σχέση με το υπόλοιπο πεδίο ροής. Αυτό φαίνεται από τα πολλά σημεία των 2 και 9 μέτρων που εξέχουν από τον κύριο όγκο των σημείων του διαγράμματος. Οι μεγάλες αρνητικές τιμές που παρατηρούνται σε σχέση με την ταχύτητα U , οφείλονται για παράδειγμα στην ροή κατά μήκος των οδικών χαραδρών

που βρίσκονται τοποθετημένες εγκάρσια στην κύρια κατεύθυνση της ροής, όπως για παράδειγμα η χαράδρα ανάμεσα στα κτίρια B και C και η χαράδρα ανάμεσα στα κτίρια H και E.



Σχήμα 10.26. Σύγκριση πειραματικών τιμών μέσης ταχύτητας V με τις τιμές της LES για όλα τα σημεία μετρήσεων.

Έχει ήδη γίνει σαφές ότι το δυσκολότερο σημείο για να προβλεφθεί η μέση ροή είναι μέσα στις οδικές χαράδρες, ιδίως στα χαμηλά ύψη. Ειδικά μετά απ’ όσα είπαμε στην §10.3.2 και στο σχ. 10.21, φάνηκε ότι η ίδια η έννοια της μέσης ροής είναι ασαφής ανάμεσα στους δρόμους σε τόσο περίπλοκη γεωμετρία. Στο σχ. 10.27 παρουσιάζονται τα διανύσματα ταχυτήτων στο επίπεδο των 2 μέτρων, που είναι το χαμηλότερο στο οποίο έγιναν μετρήσεις και σε αυτό των 9 μέτρων, που είναι το επόμενο σε ύψος επίπεδο πειραματικών δεδομένων.



Σχήμα 10.27. Οριζόντια διανύσματα ταχυτήτων LES και πειράματος, στα 2 και στα 9 m. Η ροή είναι από αριστερά προς τα δεξιά. Φαίνονται τα ύψη και τα ονόματα των κτιρίων. Περιλαμβάνονται μόνο σημεία στα οποία υπήρχαν μετρήσεις.

Παρατηρούμε ότι η πρόλεξη της ροής είναι πολύ ικανοποιητική τηρουμένων των αναλογιών. Στο επίπεδο του εδάφους (αριστερά σχήμα) το κύριο ρεύμα της ροής στο τμήμα της πόλης που εξετάζουμε έρχεται από το κτίριο K. Εξέρχεται από το δεξί τμήμα της πλατείας και διοχετεύεται ανάμεσα στα κτίρια O και L και ανάμεσα στα κτίρια H και L. Ένα μικρό τμήμα προχωράει προς την πάνω μεριά του σχήματος ανάμεσα στα κτίρια B και G. Μεταξύ B και C φαίνεται να υπάρχει ροή που έρχεται

από την πάνω μεριά. Κατά μήκος του δρόμου μπροστά στο κτίριο Β λοιπόν υπάρχουν ροές με αντίθετες κατευθύνσεις που συγκρούονται στο σημείο που υπάρχει ταυτόχρονα η εσοχή του κτιρίου Β και διασταύρωση. Στο σημείο αυτό αναμένεται να υπάρχουν ενδιαφέροντα ροϊκά φαινόμενα ασταθούς μορφής. Ανάμεσα στα κτίρια G και H υπάρχει έντονη αναστροφή ροής προφανώς λόγω του κλασικού βρόχου ανακυκλοφορίας που συμβαίνει στις οδικές χαράδρες για άνεμο κάθετο στον άξονά τους. Αντίστοιχο φαινόμενο παρατηρείται μεταξύ των κτιρίων L και M. Αντίθετα, μεταξύ των κτιρίων H και E δεν παρατηρούνται έντονες αρνητικές ταχύτητες U και επικρατεί η διοχέτευση της ροής προς τα κάτω. Ενδιαφέρον παρουσιάζει και ο ανθρωπολογικής φοράς στρόβιλος ανάμεσα στα κτίρια E, H, M, I. Στις εσωτερικές αυλές στα κτίρια G και D η μέση ροή παρουσιάζει επίσης αναστροφή, προφανώς λόγω του στρόβιλου ανακυκλοφορίας. Σε όλα αυτά τα σημεία που αναφέρθηκαν ως εδώ, το πείραμα και η μοντελοποίηση συμφωνούν. Μπορούμε να παρατηρήσουμε όμως και αρκετές ασυνέπειες. Για παράδειγμα υπάρχει από την ΥΡ συστηματική υποεκτίμηση του μεγέθους των ταχυτήτων. Ανάμεσα στα κτίρια N και O το πείραμα προβλέπει ισχυρή ροή προς τα δεξιά, ενώ η μοντελοποίηση χαμηλής έντασης προς τα πάνω. Οι πιθανοί λόγοι που συμβαίνει αυτό διερευνήθηκαν διεξοδικότερα και θα παρουσιαστούν σε επόμενη παράγραφο. Επίσης όταν συμβαίνει η αλλαγή της κατεύθυνσης της κύριας ροής μέσα στη χαράδρα, το ακριβές σημείο στο οποίο συμβαίνει αυτή η αλλαγή δεν συμφωνεί πάντα ανάμεσα στο πείραμα και στην ΥΡ, όπως για παράδειγμα μεταξύ των κτιρίων: C και G, C και D, D και H, H και M.

Περνώντας τώρα στο επίπεδο των 9 μέτρων παρατηρούμε ότι η συμφωνία μεταξύ πειράματος και μοντελοποίησης είναι αισθητά καλύτερη. Οι ταχύτητες στην ΥΡ έχουν αυξηθεί, στο σημείο ανάμεσα στα κτίρια N και O η ροή έχει αποκατασταθεί στη σωστή φορά και η κατεύθυνση της ροής συμφωνεί σε περισσότερα σημεία. Αξίζει να σημειωθεί ότι ο στρόβιλος ανάμεσα στα κτίρια H και I έχει διατηρηθεί και σ' αυτό το ύψος. Ο άξονας του στρόβιλου αυτού, που φαίνεται και στην ΥΡ και στο πείραμα, είναι παράλληλος με τον άξονα Z. Το επίπεδο των 9 m είναι περίπου στη μέση του ύψους των κτιρίων και για το λόγο αυτό αναμένεται να είναι μεγάλη εκεί η κατακόρυφη συνιστώσα της ταχύτητας και όχι η οριζόντια λόγω του βρόχου ανακυκλοφορίας που συμβαίνει στις οδικές χαράδρες (βλ. για παράδειγμα ανάμεσα στα L και M, G και H, αλλά και τις αυλές μέσα στα G και D). Αυτό πρέπει να ληφθεί υπόψη για την καλύτερη κατανόηση του σχήματος και για να βγουν πιο σωστά συμπεράσματα. Στα 9 m έχουν φανεί και κάποιες διοχετεύσεις της ροής σε διακλαδώσεις. Για παράδειγμα η ροή ανάμεσα στα κτίρια G και C κατευθύνεται προς τα δεξιά και πάνω, ανάμεσα στα C και D. Ομοίως η ροή που περνάει ανάμεσα στα D και H πάει κυρίως προς τα δεξιά και κάτω. Στις δεξιά περιοχές έχουμε και τις λιγότερο επιτυχημένες προβλέψεις της ΥΡ¹³. Στη χαράδρα ανάμεσα στα κτίρια H και M η ένταση της ροής είναι χαμηλότερη από την πραγματική και αυτό επεκτείνεται και στις γειτονικές περιοχές. Επίσης ανάμεσα στα κτίρια D και E στο πείραμα φαίνεται να συμβαίνουν περίπλοκα ροϊκά φαινόμενα, ενώ στην ΥΡ η ροή είναι σταθερή προς τα κάτω. Αυτό οφείλεται εν μέρει στο ότι στο πείραμα η ροή ανάμεσα στα κτίρια D και H είναι πιο ισχυρή και προσκρούει πιο έντονα στον τοίχο του E, οπότε σπάει και προς τα πάνω (ενώ στην ΥΡ κατευθύνεται σχεδόν αποκλειστικά προς τα κάτω), συγκρούμενη με την απ' εκεί ερχόμενη ροή και δημιουργώντας περίπλοκα φαινόμενα.

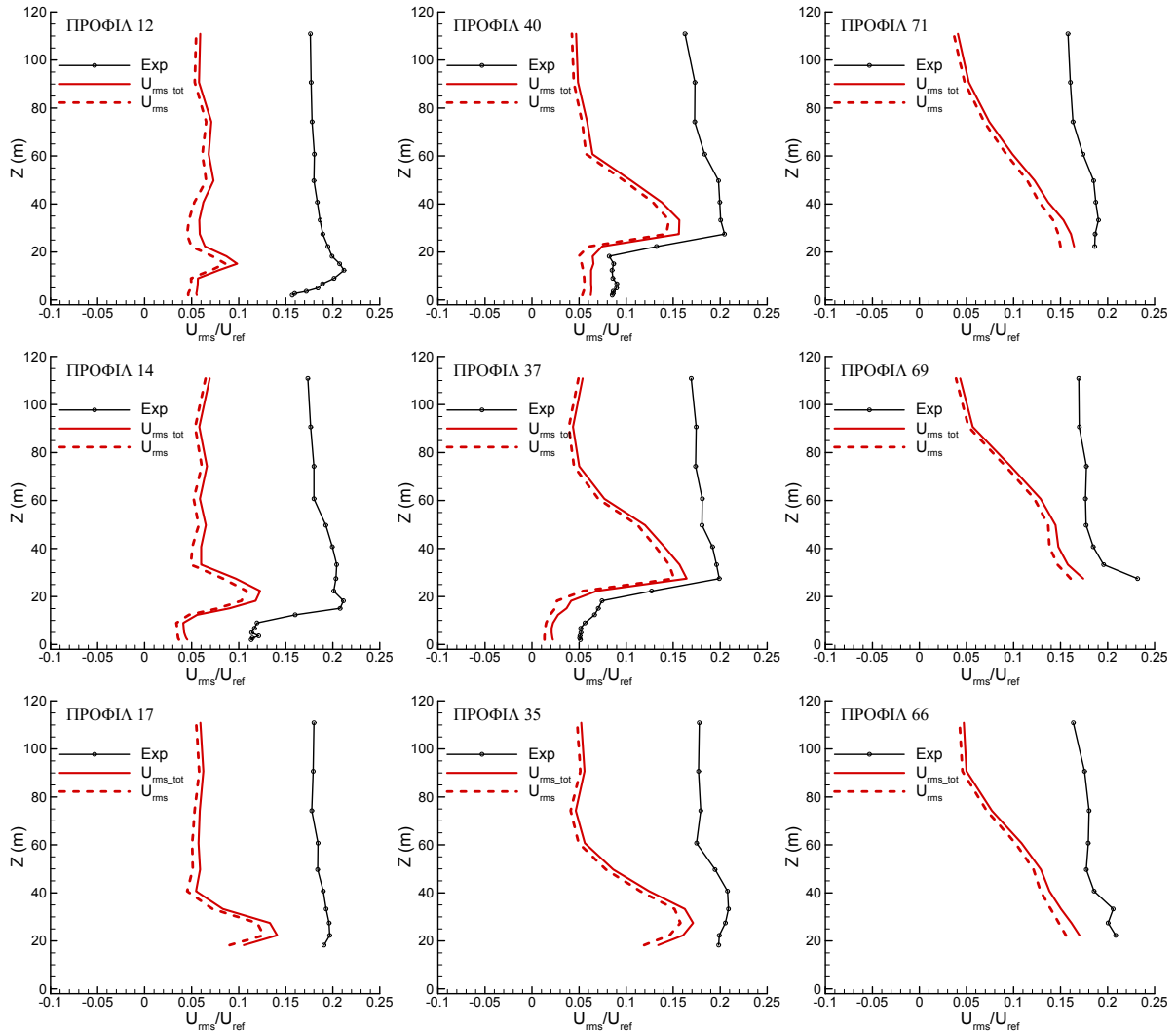
Η μέση ροή λοιπόν έχει προβλεφθεί ικανοποιητικά καλά. Τώρα μπορούμε να δούμε τις τάσεις. Στο σχ. 10.28 παρουσιάζονται τα προφίλ U_{rms} στις ίδιες θέσεις με το σχ. 10.24, αδιαστατοποιημένα με ταχύτητα 6,1 m/s. Στο σχήμα φαίνεται η επιλυόμενη τάση και η εκτιμώμενη συνολική τάση. Για να βρεθεί η τελευταία έχει προστεθεί στην επιλυόμενη τάση που προκύπτει από τις χρονοσειρές, η εκτιμώμενη υποπλεγματική τάση u'_{sgs} που έχει υπολογιστεί με προσεγγιστική εφαρμογή του τύπου:

$$u'_{sgs} = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\mu_t}{\rho C_s V^{1/3}} \quad (10.1)$$

Για να εφαρμοστεί ο τύπος, χρειάζεται η υποπλεγματική τυρβώδης συνεκτικότητα μ_t που πρέπει να σωθεί κατά τη διάρκεια της μοντελοποίησης. Όπως αναμενόταν, υπάρχει σοβαρή υποεκτίμηση των τάσεων: το U_{rms} είναι της τάξεως του μισού του πειραματικού. Παρόλα αυτά, μπορούμε από το διάγραμμα να συνάγουμε χρήσιμα συμπεράσματα. Κατ' αρχήν μέχρι το ύψος που η επιρροή των κτιρίων είναι άμεση, περίπου στα 35 μέτρα, η υπολογιζόμενη τάση είναι ικανοποιητικά κοντά στην πειραματική. Αυτό συμβαίνει επειδή βασική γενεσιουργός αιτία της τύρβης στην περιοχή αυτή, είναι η

¹³ Πραγματικά, όσο μεγαλύτερη η ιστορία της ροής, τόσο πιο δύσκολο είναι να υπολογιστεί σωστά, καθώς ένα μικρό σφάλμα στα ανάντη της ροής, μπορεί να οδηγήσει σε τελείως διαφορετικό πεδίο στα κατάντη.

περίπλοκη γεωμετρία. Τα κτίρια αναταράσσουν τη ροή και δημιουργούν τύρβη και στον κώδικα και στο πείραμα. Αυτό είναι λιγότερο έντονο στα πρώτα κτίρια (στα οποία υπάρχουν μετρήσεις) που συναντά η ροή, καθώς εκεί η γεωμετρία δεν έχει προλάβει ακόμη στον κώδικα να δημιουργήσει τη σωστή ένταση τύρβης. Κι εκεί οι τάσεις κάτω από τα 35 μέτρα ακολουθούν την πειραματική μορφή, αλλά σε μεγαλύτερη απόσταση από τις μετρήσεις απ' ότι στην υπόλοιπη πόλη.



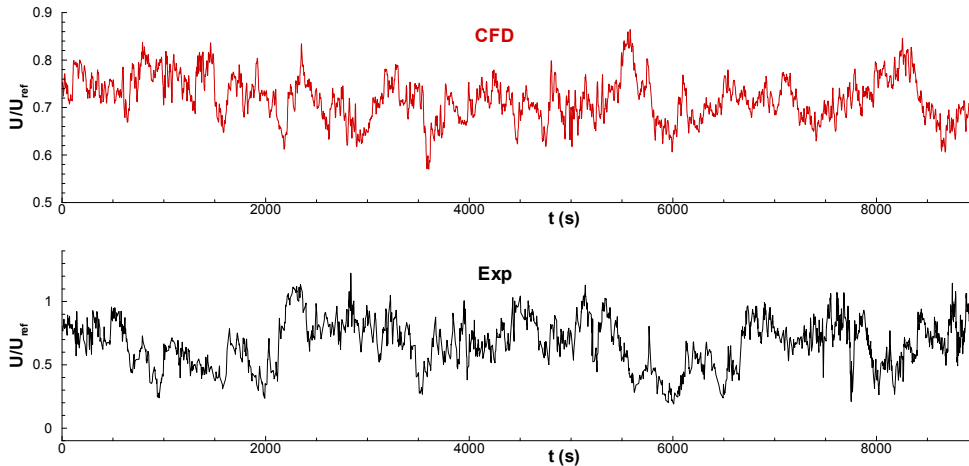
Σχήμα 10.28. Τα προφίλ U_{rms} από τον κώδικα και από το πείραμα. Η αριστερή στήλη αντιστοιχεί σε θέσεις κοντά στην είσοδο της πόλης, η μεσαία περίπου στη μέση και η δεξιά προς την έξοδο.

Στα μεγαλύτερα ύψη παρατηρείται μια συστηματική υποεκτίμηση της τάσης. Αυτό σημαίνει ότι η ελεύθερη ροή δεν έχει αρκετή τύρβη: η (όχι τέλεια) τύρβη που έχει δοθεί στην είσοδο έχει υποβαθμιστεί, ενώ αυτή που παράγεται από τα κτίρια δεν έχει αρχίσει ακόμη να εξαπλώνεται προς τα πάνω. Σε αυτές τις χαμηλές τάσεις οφείλεται κατά πάσα πιθανότητα και το γεγονός της υποεκτίμησης των ταχυτήτων στα μεσαία ύψη που αναφέρθηκε στο σχ. 10.24: Η τύρβη δεν είναι αρκετή ώστε να μεταφέρει ορμή από την ελεύθερη ροή προς τα μεσαία ύψη. Αυτό ίσως εξηγεί και γιατί γενικά στα χαμηλά ύψη έχουμε μικρότερες ταχύτητες απ' ότι στο πείραμα και στα μεγάλα ύψη μεγαλύτερες.

Γενικά στην ΥΡ προβλέπονται χαμηλότερες τάσεις απ' ότι στην αεροσήραγga, αλλά ειδικά για την περίπτωσή μας που η υποεκτίμηση είναι μεγάλη, μπορούν να προσδιοριστούν και κάποιοι πιο συγκεκριμένοι λόγοι. Στο πείραμα η ροή έχει αναπτυχθεί για πολύ μεγάλο μήκος πάνω από μεγάλα στοιχεία τραχύτητας και φτάνει στην πόλη με ανεπτυγμένη τύρβη. Στην LES, όπως είπαμε και στην §10.3.3, ήταν πέρα από τις υπολογιστικές μας δυνατότητες να έχουμε τόσο μεγάλο μήκος ώστε ν' αναπτυχθεί πλήρως η ροή, οπότε επιλέχθηκε να τοποθετηθεί η είσοδος της ροής κοντά στην πόλη, με την ελπίδα ότι δε θα προλάβουν να τροποποιηθούν πολύ τα χαρακτηριστικά της τύρβης που δίνουμε

με τη συνθήκη Langevin. Όντως βλέπουμε στ' αποτελέσματα ότι υπάρχει ένα επίπεδο τύρβης, αλλά πολύ μικρότερο από κείνο που θα θέλαμε. Για ουσιαστική βελτίωση στο θέμα αυτό θα έπρεπε πριν την πόλη να υπάρχει αρκετό μήκος (πιθανόν και με ύπαρξη στοιχείων τραχύτητας) για πλήρως ανεπτυγμένη ροή, βάσει των όσων είπαμε στην §10.2. Ήδη μεταξύ εισόδου και εξόδου της πόλης βλέπουμε την τύρβη που δημιουργείται από την τραχύτητα της πόλης να μεταφέρεται σιγά σιγά προς τα πάνω. Ένας επιπλέον τρόπος να βελτιωθεί η πρόλεξη των τάσεων είναι το πυκνότερο πλέγμα ή και άλλο αριθμητικό σχήμα. Μια τελευταία παρατήρηση για το σχ. 10.28 είναι ότι το υποπλεγματοκομμάτι των τάσεων δεν είναι πολύ μεγάλο παρ' όλο που το πλέγμα είναι σχετικά αραιό.

Οι μικρότερες διακυμάνσεις ταχύτητας της μοντελοποίησης από το πείραμα φαίνονται πολύ παραστατικά και συγκρίνοντας δύο χρονοσειρές τους στο ίδιο σημείο, σχ. 10.29. Οι χρονοσειρές αυτές αφορούν το κάθετο πέρασμα 14 (σχ. 10.14) στο ύψος των 40,73 m.



Σχήμα 10.29. Δείγμα χρονοσειρών της αδιαστατοποιημένης ταχύτητας U τόσο για την ΥΡ, όσο και για το πείραμα.

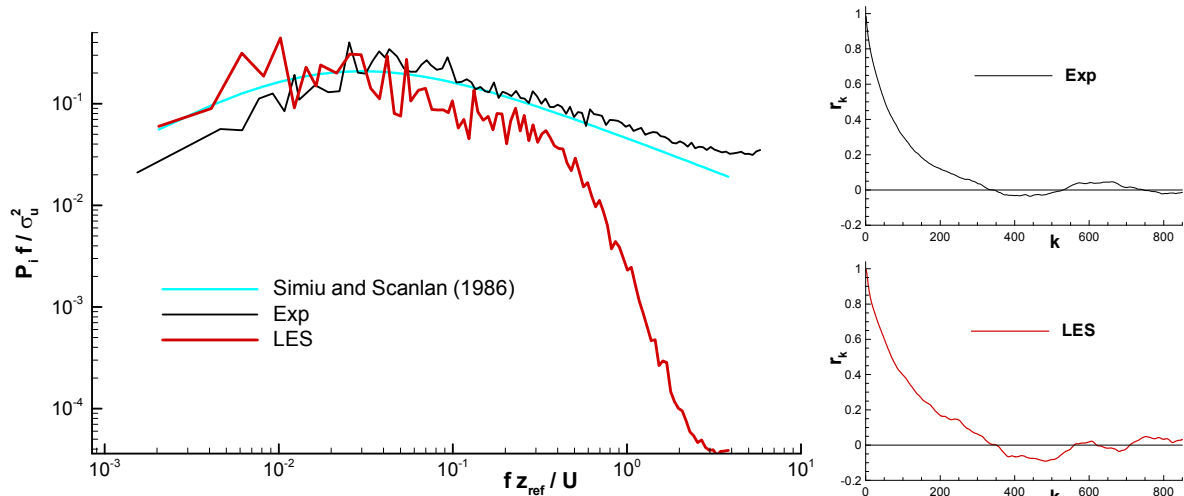
Βλέπουμε ότι και οι δύο χρονοσειρές παρουσιάζουν μια παρόμοια μεγάλη τυχαιότητα. Αν παρατηρήσουμε την κλίμακα όμως αριστερά φαίνεται ότι η διακύμανση της πειραματικής χρονοσειράς είναι πολύ μεγαλύτερη. Πράγματι, από το σχ. 10.28 φαίνεται ότι στο ύψος των 41 m στο προφίλ 14 η διακύμανση της ταχύτητας U είναι πολύ μικρότερη στην ΥΡ. Για το σχ. 10.29 ο πειραματικός χρόνος έχει αναχθεί στην πραγματική κλίμακα και απεικονίζεται ένα πολύ μικρό μέρος των μετρήσεων, με περίπου 2500 πειραματικά σημεία που παρουσιάζουν πολύ μεγάλες διαφορές όσον αφορά την ταχύτητα δειγματοληψίας. Στην ΥΡ απεικονίζονται όλα τα 9000 ισαπέχοντα σημεία της κύριας μοντελοποίησης. Μάλιστα το χρονικό βήμα στην ΥΡ ήταν τέτοιο που θα μπορούσαμε να έχουμε 5 φορές μεγαλύτερη ταχύτητα δειγματοληψίας.

Για το ίδιο σημείο που σχεδιάστηκαν οι χρονοσειρές (σχ. 10.29), παρουσιάζεται παρακάτω (σχ. 10.30 αριστερά) και το ενεργειακό φάσμα συχνότητας της ταχύτητας U για το πείραμα και για την ΥΡ. Παρατηρούμε ότι πάλι η LES ακολουθεί τις θεωρητικές και πειραματικές καμπύλες για εύρος συχνότητας μεγαλύτερο από 2 τάξεις μεγέθους. Στις πολύ μεγάλες συχνότητες υπάρχει μια υποεκτίμηση της ενέργειας λόγω της φύσης της μεθοδολογίας LES, όπως εξηγήθηκε και στο σχ. 10.11. Η θεωρητική καμπύλη εδώ έχει ληφθεί από τους Simiu & Scanlan (1986) και είναι πολύ κοντά σε αυτήν των Kaimal et al. (1972).

Στο σχ. 10.30 δεξιά παρουσιάζονται οι συναρτήσεις αυτοσυσχέτισης (§A.3.3.4) για τα ίδια σημεία. Με r_k συμβολίζεται εδώ ο συντελεστής αυτοσυσχέτισης (εξ. A.3.30). Με k τα τμήματα του χρόνου υστέρησης (lags). Στο πείραμα ένα k αντιστοιχεί σε διαφορά χρόνου 2,25 s σε πλήρη κλίμακα (έχει γίνει υπερδειγματοληψία κατά τη διαδικασία μετατροπής της πειραματικής χρονοσειράς σε χρονοσειρά ίσων χρονικών διαστημάτων, γι' αυτό η συνάρτηση αυτοσυσχέτισης είναι προσεγγιστική), ενώ στην LES το κάθε k είναι 1 s. Ο χώρος που περικλείεται ανάμεσα στην καμπύλη και την ευθεία $r_k=0$ εκφράζει την ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου¹⁴. Παρατηρούμε ότι οι καμπύλες, τόσο στο πείραμα όσο και στην LES, παρουσιάζουν την αναμενόμενη από τη θεωρία μορφή της περίπου εκθετικής μεί-

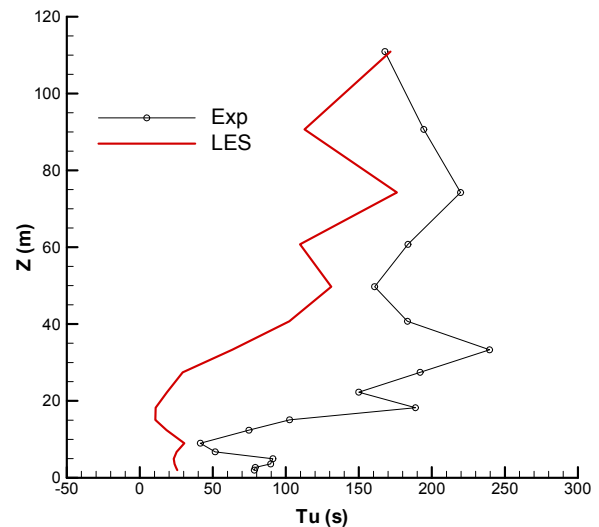
¹⁴ Επειδή η καμπύλη μπορεί να παρουσιάζει καμπή πριν την τομή της με την ευθεία $r_k = 0$, η ολοκλήρωση πρέπει να γίνεται με προσοχή. Για παράδειγμα στην εργασία αυτή έχει θεωρηθεί το ολοκλήρωμα ως το $r_k = 0,02$.

ωσης. Αξίζει να παρατηρηθεί ότι στο πείραμα η καμπύλη είναι πιο ομαλή¹⁵. Καθώς το 1 lag είναι περίπου διπλάσιο στο πείραμα και οι καμπύλες περίπου όμοιες, περιμένουμε ότι η ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου θα είναι περίπου διπλάσια στο πείραμα, στο συγκεκριμένο σημείο. Αυτό φαίνεται και στο σχ. 10.31.



Σχήμα 10.30. Αριστερά: Ενεργειακό φάσμα συχνότητας για τη συνιστώσα της ταχύτητας U τόσο για την YP, όσο και για το πείραμα. Δεξιά: Συνάρτηση αυτοσυσχέτισης για τη συνιστώσα της ταχύτητας U . Τα διαγράμματα στα σχ. 10.29 και 10.30 αφορούν όλα το ίδιο σημείο (κάθετο πέρασμα 14 στο ύψος των 40,73 m).

Στο σχ. 10.31 παρουσιάζεται το προφίλ της ολοκληρωτικής κλίμακας χρόνου σε όλο το κάθετο πέρασμα 14, τόσο από το πείραμα, όσο και από την LES. Παρατηρούμε ότι στα χαμηλά ύψη και ανάμεσα στα κτίρια η T_u είναι γενικά πιο χαμηλή. Στην LES ειδικότερα είναι ακόμη χαμηλότερη. Αυτό το συμπέρασμα ισχύει σε όποιο κατακόρυφο προφίλ και να κοιτάξουμε. Στα μεγαλύτερα ύψη η καμπύλη της LES τείνει να προσεγγίσει αυτή του πειράματος. Αυτό οφείλεται στη συνθήκη Langevin στην είσοδο, που δίνει τις πειραματικές T_u . Απ' ότι φαίνεται, μέχρι το σημείο του προφίλ 14, οι T_u της εισόδου έχουν διατηρηθεί σε αρκετό βαθμό στα μεγάλα ύψη που βρίσκονται μακριά από την επίδραση της γεωμετρίας. Αυτό όμως δεν διατηρείται μέχρι το τέλος της πόλης. Αν δούμε π.χ. τις T_u στα 60 m ύψος, αυτές στην είσοδο της πόλης (περάσματα 12, 13, 14, 16, 17) είναι περίπου 160 s κατά μέσο όρο (το προφίλ 14 έχει τη μικρότερη, 110 s),



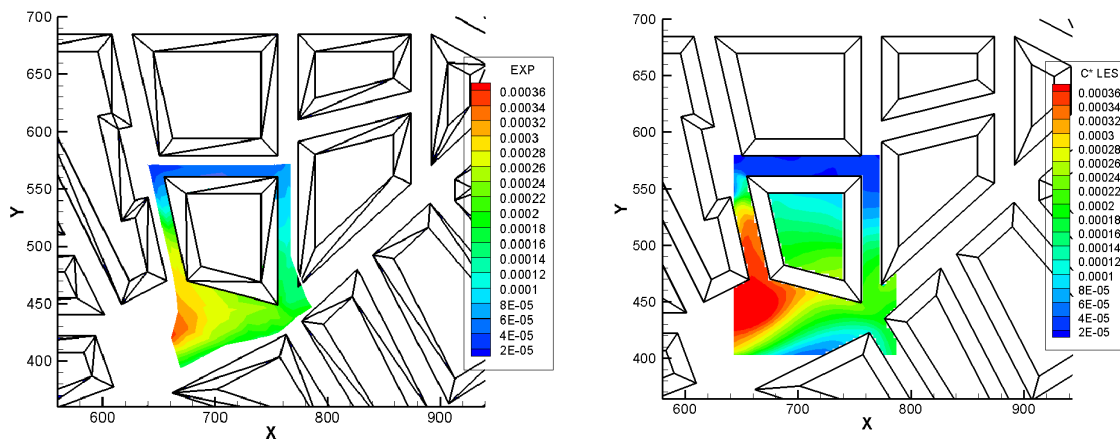
Σχήμα 10.31. Καθ' ύψος προφίλ της ολοκληρωτικής κλίμακας χρόνου T_u στο κατακόρυφο πέρασμα 14, τόσο για την YP, όσο και για το πείραμα

στη μέση της πόλης (περάσματα 35, 36, 37, 38, 40) περίπου 80 s, ενώ πιο πίσω πέφτει πολύ περισσότερο. Όσο όμως αυξάνει το ύψος πάνω από τα 60 m, η T_u αυξάνει πάλι, μάλλον λόγω της συνθήκης τύπου Langevin στο άνω όριο του χωρίου υπολογισμού. Γενικά λοιπόν, μακριά από τα όρια του υπολογιστικού πεδίου, η τύρβη στην LES δεν έχει τη χρονική συνοχή που παρατηρείται στο πείραμα¹⁶.

¹⁵ Επίσης, σε κάποια σημεία ή τρεξίματα του κώδικα που δεν παρουσιάζονται εδώ, η μορφή της καμπύλης στο LES δεν ήταν η αναμενόμενη μετά από το αρχικό στάδιο εκθετικής μείωσης του r_k . Συγκεκριμένα, ενώ μετά το μηδενισμό του r_k συνήθως υπάρχει μια διακύμανση γύρω από το 0 στο πείραμα, στην LES υπήρξαν περιπτώσεις μεγαλύτερων διακυμάνσεων, είτε τυχαίας μορφής είτε και περιοδικές.

¹⁶ Μάλιστα η ύπαρξη μεγάλου μήκους προ της πόλης ώστε ν' αναπτυχθεί η τύρβη δεν είναι σίγουρο ότι θα επιφέρει βελτίωση στο πρόβλημα αυτό (βλ. §10.2.4, σελ. 267), ούτε το πυκνότερο πλέγμα (βλ. §10.3.4.1.1).

Όσον αφορά τις μέσες συγκεντρώσεις, στην LES έχουμε το πρόβλημα ότι στο ύψος της πηγής οι ταχύτητες U υποεκτιμώνται, οπότε, σε συνδυασμό με την υποεκτίμηση της τύρβης, ο ρυθμός δεν διαχέεται γρήγορα και οι συγκεντρώσεις κοντά στον κεντρικό άξονα του πλουμίου προκύπτουν εν γένει υπερδιπλάσιες απ' αυτές του πειράματος. Έστω κι έτσι όμως η διάχυση του ρυθμού ακολουθεί τις πειραματικές τάσεις και ο γραμμικός συντελεστής συσχέτισης R^2 μεταξύ πειράματος και YP είναι περίπου 0,71 αν ληφθούν υπόψη όλες οι μετρήσεις και σχεδόν 0,8 σε σχέση με τις μετρήσεις γύρω από το κτίριο «G» που έγιναν πολύ κοντά στο έδαφος. Για την τελευταία περίπτωση παρουσιάζεται μια ποιοτική πιο πολύ σύγκριση μεταξύ συγκεντρώσεων πειράματος και LES, στο σχ. 10.32. Να σημειωθεί ότι οι συγκεντρώσεις της LES στο διάγραμμα αυτό είναι ανηγμένες στις πειραματικές, ώστε ο μέσος όρος τους ν' αντιστοιχεί στο μέσο όρο του πειράματος και να μπορεί έτσι να γίνει ποιοτική σύγκριση μεταξύ τους παρατηρώντας τις ισουψείς. Για την LES, το διάγραμμα αφορά το μέσο του πρώτου κελιού (1,5 m), ενώ οι πειραματικές μετρήσεις αντιστοιχούν στα 2 m.



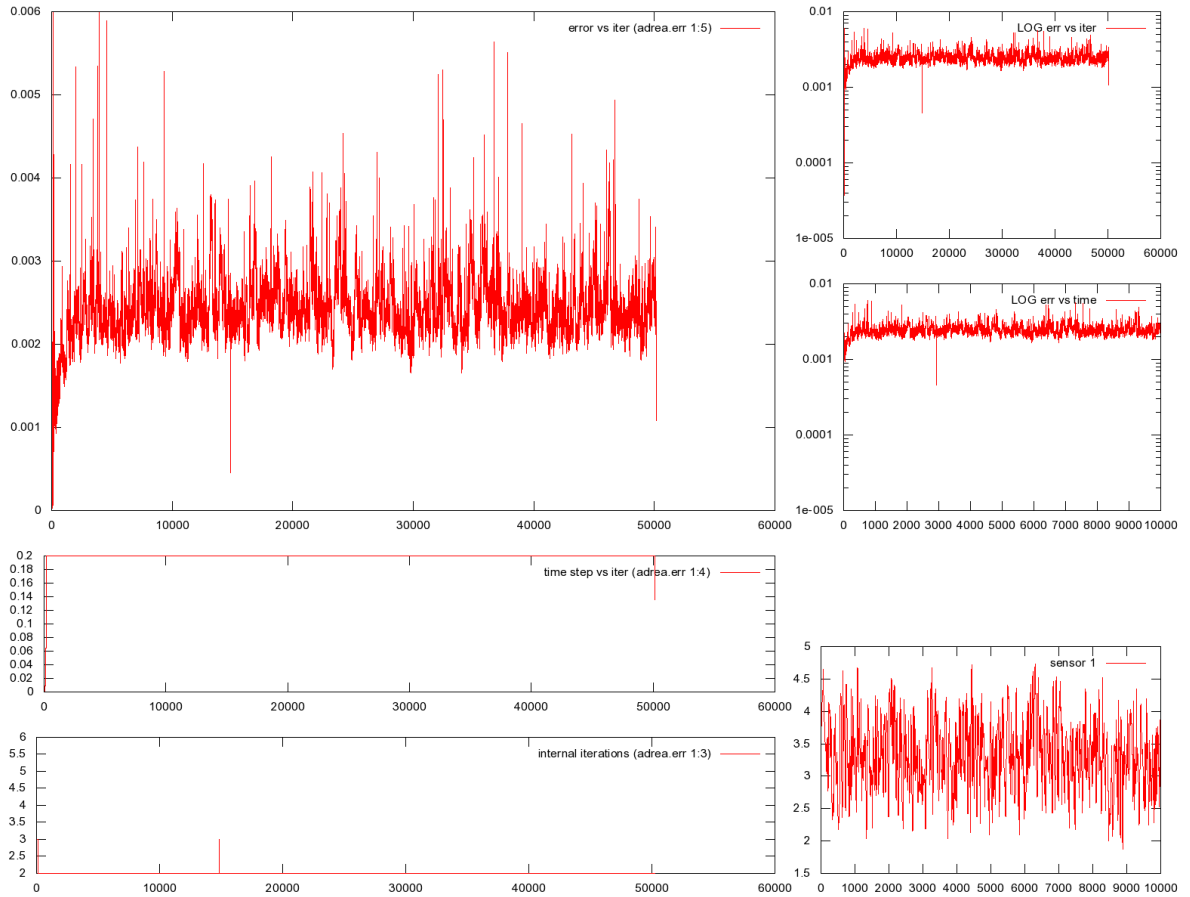
Σχήμα 10.32. Αδιάστατη μέση συγκέντρωση σε χαμηλό ύψος γύρω από το κτίριο “G” της πόλης, όπως τη δίνει το πείραμα (αριστερά) και όπως προβλέπεται από την YP (δεξιά). Βλ. κείμενο για λεπτομέρειες.

Παρατηρούμε ότι η κύρια ένταση των συγκεντρώσεων κοντά στο έδαφος μειώνεται μετά το κέντρο της πλατείας που βρίσκεται κάτω από το κτίριο. Τα κανάλια ροής μετά οδηγούν τον ρυθμό προς τις οδικές χαράδρες ανάμεσα στα κτίρια B και G, O και L, H και L. Ανάμεσα στα G και H υπάρχει ο βρόχος ανακυκλοφορίας των οδικών χαραδρών και ο ρυθμός μεταφέρεται εκεί κυρίως από πάνω, καθώς δεν υπάρχει κανάλι ροής (channeling) προς τη χαράδρα αυτή (βλ. και σχ. 10.27). Στην οδική χαράδρα από την πάνω μεριά του κτιρίου δε μεταφέρεται ρυθμός και οι συγκεντρώσεις εκεί είναι πολύ μειωμένες.

10.3.4.1.1. Σύγκριση με πείραμα για την μοντελοποίηση LES με το αραιότερο πλέγμα

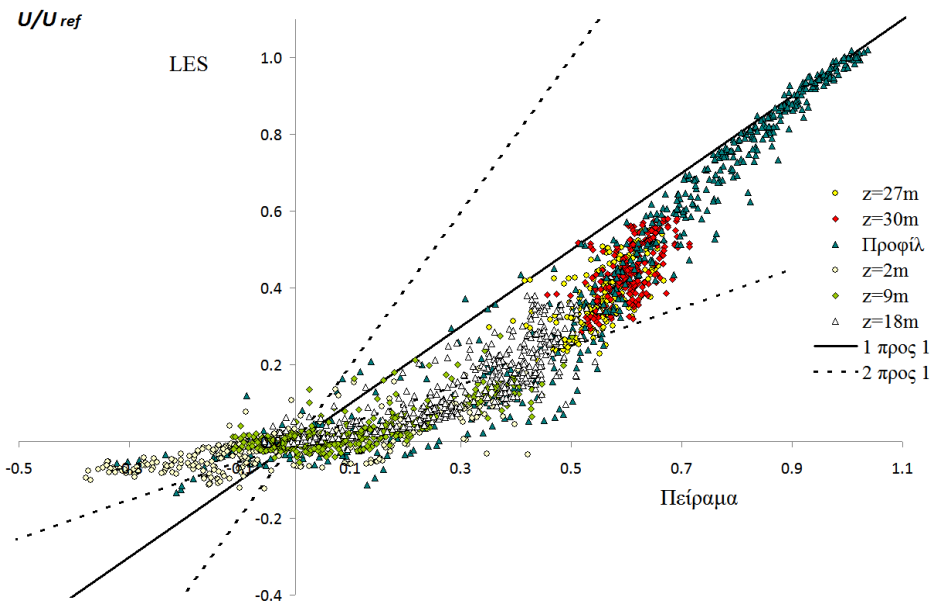
Ο κύριος λόγος που εξετάστηκε η περίπτωση με το αραιότερο πλέγμα (με κωδικό 33.05.05) είναι για να διαπιστωθεί κατά πόσο τ' αποτελέσματα εξαρτώνται από τον αριθμό των κελιών και αν θα μπορούσαμε να περιμένουμε προβλέψεις κοντύτερα στις πειραματικές αν χρησιμοποιήσουμε πυκνότερο πλέγμα από αυτό της περίπτωσης που παρουσιάστηκε στην §10.3.4.1 (περίπτωση με κωδικό 33.10). Επαναλαμβάνεται ότι το αραιότερο πλέγμα (περίπτωση με κωδικό 33.05.05) έχει περίπου 740000 κελιά, ενώ το κανονικό (περίπτωση με κωδικό 33.10) περίπου 3000000.

Στο σχ. 10.33 παρουσιάζεται η πορεία της σύγκλισης του τρεξίματος με το αραιό πλέγμα. Την εικόνα αυτή μπορεί να έχει μπροστά του ο χρήστης που χρησιμοποιεί το ADREA-HF την ώρα που τρέχει το πρόγραμμα, για να παρακολουθεί σχεδόν σε πραγματικό χρόνο βασικά χαρακτηριστικά της πορείας της μοντελοποίησης. Φαίνεται το σφάλμα, το χρονικό βήμα, οι εσωτερικές επαναλήψεις και κάτω δεξιά ένας ενδεικτικός αισθητήρας (ο συγκεκριμένος είναι από το σημείο (742,55, 375,4, 27,45) και μετράει την ταχύτητα U). Παρατηρούμε ότι με δύο μόνο εσωτερικές επαναλήψεις το σφάλμα μένει κάτω από το όριο 0,6% που έχουμε θέσει, περίπου στο 0,25%. Σ' αυτό παίζει ρόλο το μικρό χρονικό βήμα που έχει καθοριστεί στα 0,2 s, που στη συγκεκριμένη περίπτωση συνεπάγεται ένα αριθμό CFL το πολύ 0,3 στη χειρότερη περίπτωση. Στο πυκνό πλέγμα το σχήμα αυτό είναι παρόμοιο, μόνο που εκεί οι εσωτερικές επαναλήψεις είναι 3 και το μέγιστο CFL 0,7 λόγω των μικρότερων κελιών.



Σχήμα 10.33. Η πορεία της σύγκλισης για την μοντελοποίηση LES με αραιό πλέγμα.

Και η μοντελοποίηση με το αραιό πλέγμα οδήγησε σε επιτυχημένη πρόβλεψη της ροής όσον αφορά τα γενικά της χαρακτηριστικά, αλλά με μικρότερη επιτυχία και σε μικρότερη έκταση απ' ό,τι η μοντελοποίηση με το κανονικό πλέγμα. Αυτό φαίνεται χαρακτηριστικά από το σκεδαστικό διάγραμμα (scatter plot) της ταχύτητας U/U_{ref} (σχ. 10.34).



Σχήμα 10.34. Σύγκριση πειραματικών τιμών μέσης ταχύτητας U με αυτές της μοντελοποίησης LES με αραιό πλέγμα.

Από τη σύγκριση των σχημάτων 10.25 και 10.34, φαίνεται με την πρώτη ματιά ότι οι μέσες ταχύτητες υποεκτιμώνται πολύ πιο έντονα στο αραιό πλέγμα απ' ό,τι στο κανονικό (η «κοιλιά» που γίνεται στο διάγραμμα είναι πολύ μεγαλύτερη). Με μια δεύτερη ματιά φαίνεται ότι και οι τιμές της ταχύτητας μέσα στις οδικές χαράδρες, στα χαμηλά ύψη δηλαδή, είναι πολύ μικρότερες στην περίπτωση με το αραιό πλέγμα. Το ίδιο συμπέρασμα βγαίνει και από το αντίστοιχο διάγραμμα των ταχυτήτων V .

Αν θέλουμε να ποσοτικοποιήσουμε τη διαφορά μεταξύ των προβλέψεων του κανονικού και του αραιού πλέγματος, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε επιβοηθητικά τους λεγόμενους στατιστικούς δείκτες. Δύο συνηθισμένοι τέτοιοι δείκτες είναι ο παράγοντας του 2 (factor of 2, FAC2) και το ποσοστό επιτυχίας (Hit Rate, HR), οριζόμενοι ως:

$$FAC2 = \frac{\sum_{i=1}^n N_i}{n}, N_i = \begin{cases} 1, & \text{αν } O_i \leq W \text{ \& } P_i \leq W \\ 1, & \text{αν } \frac{1}{2} \leq \frac{P_i}{O_i} \leq 2 \\ 0, & \text{διαφορετικά} \end{cases}, HR = \frac{\sum_{i=1}^n N_i}{n}, N_i = \begin{cases} 1, & \text{αν } |P_i - O_i| \leq W \\ 1, & \text{αν } \left| \frac{P_i - O_i}{O_i} \right| \leq D \\ 0, & \text{διαφορετικά} \end{cases} \quad (10.2)$$

Σε γενικές γραμμές, ο FAC2 εκφράζει πόσες τιμές της μοντελοποίησης απέχουν ως ένα παράγοντα 2 από τις αντίστοιχες πειραματικές μετρήσεις και το HR εκφράζει σε τι ποσοστό προβλέψεων μπορούμε να πούμε ότι είχαμε επιτυχή πρόβλεψη, σε σχέση με το πείραμα. Ο αριθμός των σημείων στα οποία γίνεται η σύγκριση συμβολίζεται με n , ενώ στο καθένα απ' αυτά έχουμε την πειραματική τιμή O_i και το αποτέλεσμα της μοντελοποίησης P_i . Το όριο W «χαμηλών ταχυτήτων» προσδιορίζεται από το πείραμα και την ακρίβεια των μετρήσεων και στη συγκεκριμένη περίπτωση ήταν 0,0165 για την U/U_{ref} και 0,0288 για την V/V_{ref} (Hertwig et al., 2012). Το όριο «αποδοχής επιτυχίας» D λαμβάνεται 0,25 (Hertwig et al., 2012), όπως συνήθως σε τέτοιες περιπτώσεις.

Αν και πολλές φορές οι δείκτες αυτοί μπορούν με ένα μόνον νούμερο να δώσουν κάποιες ποσοτικές πληροφορίες για την ποιότητα μιας μοντελοποίησης (ειδικά σε σύγκριση με όμοιά της), η χρήση τους παρουσιάζει και πολλά προβλήματα. Μπορούμε π.χ. να φανταστούμε καταστάσεις στις οποίες κάποιος δείκτης να έχει αποδεκτές τιμές αλλά η μοντελοποίηση να είναι αποτυχημένη. Για το λόγο αυτό πρέπει να προηγείται η σύγκριση των πεδίων ροής πριν την χρήση αυτών των δεικτών.

Αν χρησιμοποιήσουμε όλα τα πειραματικά σημεία (2158), προκύπτει για τις ταχύτητες U FAC2 ίσο με 0,7 για το κανονικό πλέγμα και 0,55 για το αραιό. Βλέπουμε δηλαδή μια σοβαρή μείωση με το αραιό πλέγμα. Το HR είναι αντίστοιχα 0,44 για το κανονικό πλέγμα και 0,31 για το αραιό. Ενδεικτικές τιμές ποιοτικής μοντελοποίησης ή συμφωνίας πειράματος-YP, μπορούν να θεωρηθούν οι τιμές $FAC2 \geq 0,5$ και $HR \geq 0,66$ (VDI, 2005, Hanna et al., 2004). Στον πίν. 10.4 παρουσιάζονται και τα επιμέρους αποτελέσματα και για τα δύο πλέγματα, για τις ταχύτητες U και V .

Μεταβλητή:	Όλα		Επίπεδο $z=27$ m				Κατακόρυφα		$z=2$ m		$z=9$ m		$z=18$ m	
	U/U_{ref}	V/V_{ref}	U/U_{ref}	V/V_{ref}	U/U_{ref}	V/V_{ref}	U/U_{ref}	V/V_{ref}	U/U_{ref}	V/V_{ref}	U/U_{ref}	V/V_{ref}	U/U_{ref}	V/V_{ref}
FAC2 LES	0,70	0,63	1,00	0,76	1,00	0,79	0,77	0,66	0,44	0,45	0,46	0,56	0,73	0,66
FAC2 αραιό LES	0,55	0,53	0,98	0,67	1,00	0,71	0,74	0,63	0,16	0,31	0,23	0,42	0,45	0,50
HR LES	0,44	0,54	0,61	0,83	0,75	0,85	0,66	0,66	0,16	0,25	0,28	0,36	0,26	0,48
HR αραιό LES	0,31	0,48	0,36	0,70	0,47	0,75	0,61	0,62	0,08	0,21	0,19	0,33	0,13	0,39

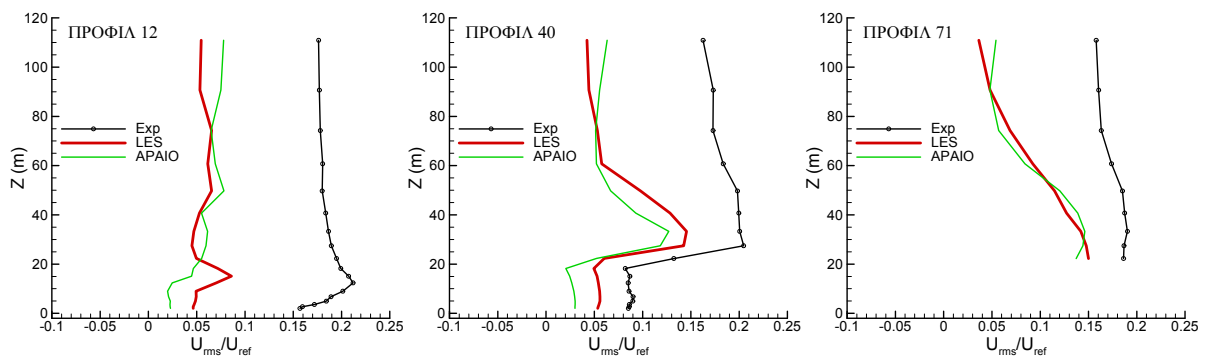
Πίνακας 10.4. Στατιστικοί δείκτες FAC2 και HR για το αραιό και το κανονικό πλέγμα.

Το βασικό συμπέρασμα από τους στατιστικούς δείκτες¹⁷ του πίν. 10.4 σε συνδυασμό με το σχ. 10.34, είναι ότι με την πύκνωση του πλέγματος τ' αποτελέσματα βελτιώνονται αισθητά. Περιμένουμε λοιπόν ότι με περαιτέρω πύκνωση θα έχουμε κι άλλη βελτίωση των αποτελεσμάτων.

¹⁷ Η ερμηνεία των δεικτών του πίνακα χρειάζεται πολλή προσοχή. Κατ' αρχήν τα όρια W , D ίσως έπρεπε να εξαρτώνται από το ύψος και τη δυσκολία μέτρησης όπως και από το απόλυτο μέγεθος. Η ύπαρξη π.χ. μεγάλου κατωφλίου W για την V ταχύτητα σε μικρά ύψη, έχει ως αποτέλεσμα οι στατιστικοί δείκτες να παίρνουν μεγαλύτερη τιμή για τυχαίους λόγους. Επίσης στο συγκεκριμένο πείραμα έγιναν σκοπίμως εκτενείς μετρήσεις ειδικά στα σημεία που προβλεπόταν ότι θα ήταν δύσκολο να υπολογιστούν από την YP. Έτσι οι στατιστικοί δείκτες εκτός ίσως απ' αυτόν των κατακόρυφων προφίλ, αντιπροσωπεύουν τη δυνατότητα να προβλέψει η YP τα πιο δύσκολα σημεία και όχι τη γενική πορεία της ροής. Γι' αυτό είναι και χαμηλοί, ειδικά το HR. Γενικά η χρήση των δεικτών αυτών είναι αμφιλεγόμενη και σχετική. Για παράδειγμα, η ίδια μοντελοποίηση με ένα καλύτερο πείραμα, δίνει πάντα χαμηλότερο HR, αφού πέφτει το όριο W . Υπόψη ότι τ' αποτελέσματα του πίν. 10.4 έχουν ληφθεί με χρήση των σωστών τιμών κατωφλίου W και όχι των διπλάσιων που είχαν εκ παραδρομής θεωρηθεί αρχικά (Efthimiou et al., 2011c). Τέλος να σημειωθεί ότι αν στον πίν. 10.4 χρησιμοποιούνταν για αδιαστατοποίηση η ταχύτητα εισόδου της YP, θα προέκυπταν καλύτεροι στατιστικοί δείκτες: π.χ. HR 0,52 και όχι 0,44. Γενικά ο πίν. 10.4 δίνεται μόνο για να φανεί κάπως ποσοτικοποιημένη η επίδραση του πλέγματος στ' αποτελέσματα και όχι για άλλο λόγο.

Από τη σύγκριση των σχημάτων 10.25 και 10.34 μπορούμε επίσης να καταλάβουμε ότι στα σημεία που υστερεί το κανονικό πλέγμα, στα ίδια υστερεί και το αραιό σε μεγαλύτερο βαθμό. Πιο συγκεκριμένα υπάρχει για παράδειγμα υποεκτίμηση της ταχύτητας στα μεσαία ύψη. Για το λόγο αυτό τα προφίλ μέσης ταχύτητας για το αραιό πλέγμα έχουν πολλά κοινά χαρακτηριστικά με αυτά του σχ. 10.24 και δε θα παρουσιαστούν εδώ. Όσον αφορά τις ταχύτητες ανάμεσα στις οδικές χαράδρες, απ' ό,τι φαίνεται από το σχ. 10.34 και τον πίν. 10.4, αυτές είναι πολύ μικρότερες από του πειράματος. Για παράδειγμα ο δείκτης FAC2 για την αδιάστατη ταχύτητα U στο επίπεδο των 2 m είναι μόλις 0,16 για το αραιό πλέγμα (0,44 για το κανονικό).

Ενδιαφέρον παρουσιάζει η μορφή των προφίλ των τάσεων για την περίπτωση με το αραιό πλέγμα. Στο σχ. 10.35 φαίνονται τα προφίλ αδιάστατης επιλυόμενης U_{rms} για τρεις θέσεις, από την είσοδο προς την έξοδο της πόλης. Περιλαμβάνονται οι τιμές του κανονικού πλέγματος (μόνο το επιλυόμενο κομμάτι). Παρατηρούμε ότι κοντά και ανάμεσα στα κτίρια, δηλαδή στα χαμηλά ύψη, οι υπολογιζόμενες τάσεις για το πυκνότερο πλέγμα είναι πιο μεγάλες και πιο κοντά στις πειραματικές, όπως αναμενόταν, αφού επιλύεται μεγαλύτερο ποσοστό της τύρβης, μέρος της οποίας γεννιέται από την γεωμετρία (σχ. 10.35).



Σχήμα 10.35. Ενδεικτικά προφίλ U_{rms} για το κανονικό πλέγμα (LES) και για το αραιό πλέγμα. Η αριστερή στήλη είναι κοντά στην είσοδο της πόλης, η μεσαία περίπου στη μέση και η δεξιά προς την έξοδο.

Κάνει όμως αρχικά εντύπωση ότι σε μεγαλύτερα ύψη, όπου η επίδραση της γεωμετρίας δεν είναι άμεση, η ένταση της τύρβης μεταξύ των δύο πλεγμάτων φαίνεται παρόμοια. Μάλιστα κοντά στην είσοδο της πόλης, η U_{rms} από το αραιό πλέγμα είναι μεγαλύτερη. Αυτό πιθανότατα οφείλεται στην οριακή συνθήκη εισόδου τύπου Langevin: Στο αραιό πλέγμα υπάρχουν λιγότερα κελιά μεταξύ της εισόδου και του προφίλ 12 και οι διαταραχές που δίνουμε στην είσοδο, δεν έχουν προλάβει να υποβιβαστούν τόσο πολύ. Προς τα κατάντη της ροής, οι τάσεις από το αραιό πλέγμα εμφανίζονται λίγο χαμηλότερες στα μέσα ύψη (60-80 m), καθώς χάνεται κάπως η τύρβη εισόδου και δεν έχει προλάβει να δημιουργηθεί νέα από τη γεωμετρία σ' αυτό το ύψος. Στα μεγαλύτερα ύψη υπάρχει πάλι μια (κάπως αφύσικη) αύξηση της τάσης στο αραιό πλέγμα, αυτή τη φορά λόγω της συνθήκης Langevin στο άνω όριο (που πάλι είναι σε λιγότερα κελιά απόσταση απ' ό,τι στο πυκνότερο πλέγμα) που προσπαθεί να επαναφέρει τις τάσεις στις πειραματικές τιμές που έχουν δοθεί. Βλέπουμε λοιπόν ότι η συνθήκη τύπου Langevin οδηγεί τεχνητά σε καλύτερα αποτελέσματα, πιο κοντά στα πειραματικά. Αυτό θα μπορούσε πιθανόν να γίνει φυσικά, αν υπήρχε αρκετό μήκος καναλιού πριν την πόλη με την κατάλληλη τραχύτητα εδάφους, ώστε να έχουμε ανεπτυγμένη ροή στην είσοδο της πόλης, όπως αναφέρθηκε και παραπάνω¹⁸. Ήδη όσο προχωράει η ροή, βλέπουμε ότι στο πυκνότερο πλέγμα οι αυξημένες τάσεις (που προκαλούνται από τη φύση της ροής και τη γεωμετρία) αρχίζουν και επεκτείνονται σιγά-σιγά προς τα πάνω. Αν η πόλη συνεχιζόταν, η συμφωνία μεταξύ των τάσεων του πυκνότερου πλέγματος και του πειράματος θα ήταν λογικά ακόμα καλύτερη.

Όσον αφορά τα ασταθή χαρακτηριστικά της ροής, οι χρονοσειρές, το ενεργειακό φάσμα και οι συναρτήσεις αυτοσυσχέτισης του αραιού πλέγματος, φαίνονται παρόμοιες μ' αυτές του κανονικού. Ενδιαφέρον παρουσιάζει η ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου. Στη μοντελοποίηση με το αραιό πλέγμα, όλες οι τιμές της T_u είναι αυξημένες σε σχέση με αυτές του κανονικού πλέγματος, πιθανόν πάλι λόγω της μεγαλύτερης επίδρασης της οριακής συνθήκης τύπου Langevin. Αν δούμε π.χ. τις T_u στα 60 m

¹⁸ Η συνθήκη τύπου Langevin μπορεί να βοηθήσει να γίνει αυτό σχετικά γρήγορα, όπως φάνηκε στην §10.2.

ύψος, αυτές στην είσοδο της πόλης (περάσματα 12, 13, 14, 16, 17) είναι περίπου 200 s κατά μέσο όρο (στο πιο πυκνό πλέγμα ήταν 160 s), στη μέση της πόλης (περάσματα 35, 36, 37, 38, 40) περίπου 130 s (ήταν 80 s), ενώ πιο πίσω οι τιμές μειώνονται περαιτέρω, αλλά όχι τόσο όσο στο κανονικό πλέγμα.

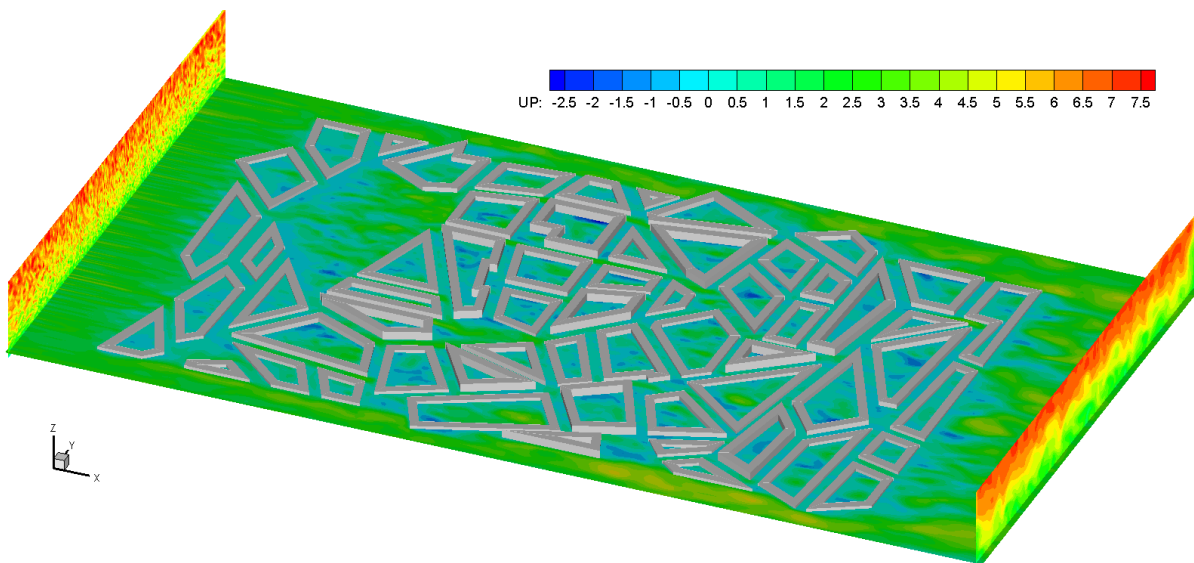
Όσον αφορά τις συγκεντρώσεις, καθώς η υποεκτίμηση της ταχύτητας είναι μεγαλύτερη στην περίπτωση του αραιού πλέγματος, περιμένουμε ότι η διάχυση του ρύπου θα είναι ακόμη πιο μικρή σε σχέση με το πείραμα, άρα και οι συγκεντρώσεις θα έχουν ακόμη μεγαλύτερες τιμές κοντά στον κεντρικό άξονα του πλουμίου.

Συμπερασματικά, με τη χρήση του κανονικού πλέγματος (της περίπτωσης με κωδικό 33.10) αντί του αραιού (με κωδικό 33.05.05) έχουμε αισθητή βελτίωση στα κύρια προβλήματα της μοντελοποίησης, δηλαδή στην υποεκτίμηση των ταχυτήτων στα μέσα και χαμηλά ύψη, όπως φαίνεται κυρίως από τη σύγκριση των σχημάτων 10.25 και 10.34 και από τον πίν. 10.4. Περιμένουμε λοιπόν ότι με χρήση πυκνότερου πλέγματος απ' το κανονικό πλέγμα (της περίπτωσης με κωδικό 33.10), θα έχουμε ακόμη καλύτερα αποτελέσματα. Όμως πιθανόν δε φτάνει μόνο αυτό. Όπως φάνηκε από τη σύγκριση των τάσεων μεταξύ αραιού και κανονικού πλέγματος, θα πρέπει να συνοδέσουμε την πυκνωση του πλέγματος και με επιπλέον βελτιώσεις, όπως για παράδειγμα μακρύτερο τμήμα εισόδου της ροής ή πιο κατάλληλες οριακές συνθήκες. Όσον αφορά το τελευταίο, μπορούν να εξεταστούν υψηλότερες τάσεις εισόδου στη μέθοδο Langevin, χρήση παραμέτρου εντοπιότητας r λίγο μικρότερης του 1, ή χρήση οριακής συνθήκης τύπου Langevin και στις τρεις συνιστώσες των ταχυτήτων (βλ. και §10.3.5).

10.3.4.2. Περαιτέρω αποτελέσματα

Αφού είδαμε ότι η LES μπορεί ν' αναπαράγει σε ικανοποιητικό βαθμό τα κύρια χαρακτηριστικά της ροής, μπορούμε να την χρησιμοποιήσουμε για ενδεικτική μελέτη επιπλέον ροϊκών φαινομένων, πέρα από τα σημεία σύγκρισης με το πείραμα.

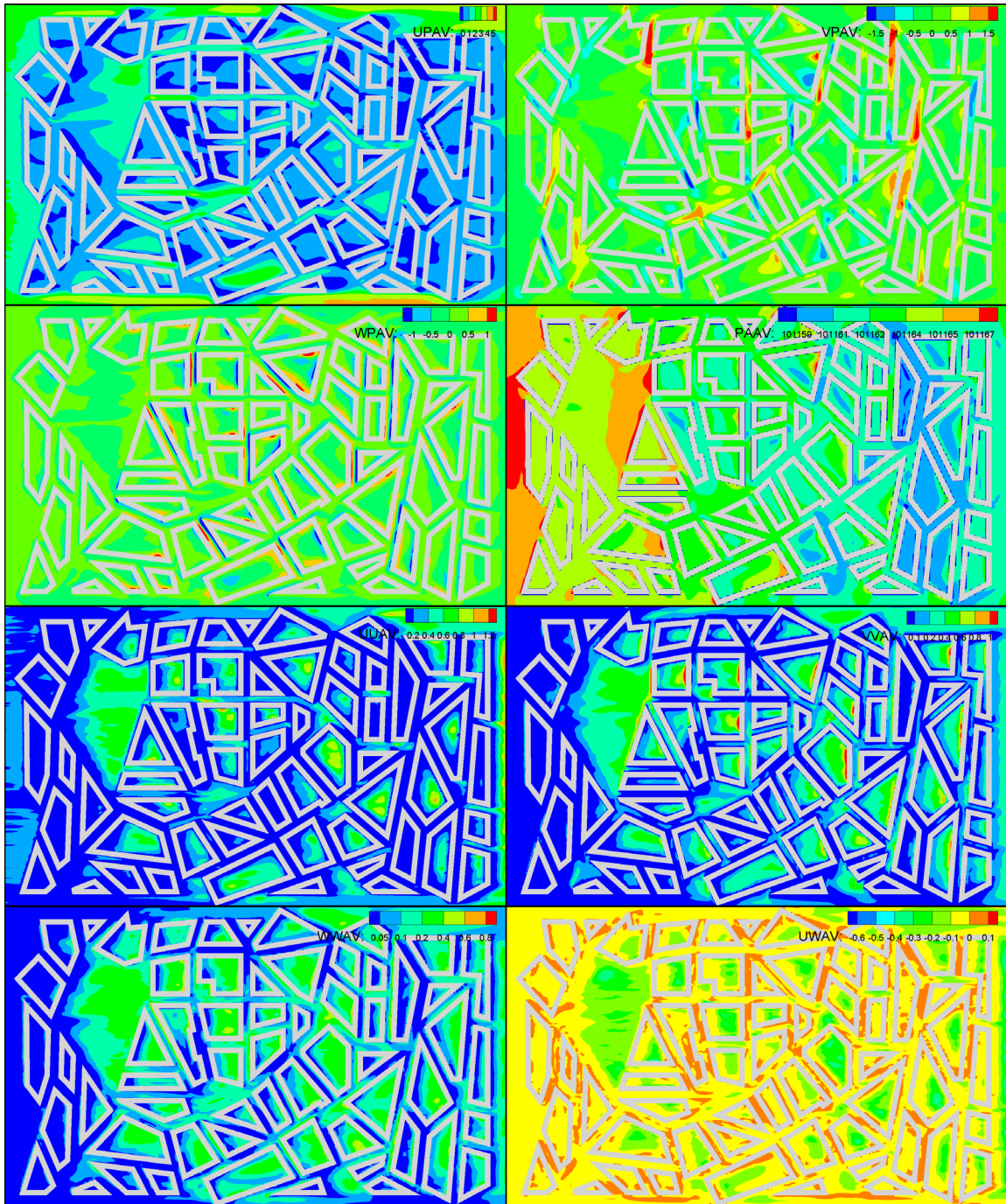
Στο σχ. 10.36 φαίνονται ισουψείς της στιγμιαίας ταχύτητας σε ένα ολόκληρο επίπεδο σε ύψος 10,5 m από το έδαφος. Έχουν περιληφθεί δύο επίπεδα $Y-Z$ κοντά στην είσοδο και έξοδο του πεδίου ροής.



Σχήμα 10.36. Στιγμιαία ταχύτητα U σε ένα επίπεδο $z=10,5$ m, και σε δύο επίπεδα κοντά στην είσοδο και έξοδο της ροής.

Κατ' αρχήν παρατηρούμε τις έντονες διακυμάνσεις στην είσοδο λόγω της οριακής συνθήκης τύπου Langevin. Στην έξοδο οι διακυμάνσεις αυτές έχουν ομαλοποιηθεί, αφού όμως έχουν βοηθήσει στη δημιουργία και διατήρηση συνεκτικής τύρβης. Μέσα στην πόλη απεικονίζεται ένα επίπεδο που βρίσκεται σε ένα μέσο ύψος κτιρίων. Παρατηρούμε ότι λόγω της περίπλοκης γεωμετρίας, ακόμη και σε αυτό το επίπεδο υπάρχουν σημεία έντονης στιγμιαίας αναστροφής της ροής. Πολλά απ' αυτά βρίσκονται στις εσωτερικές αυλές των κτιρίων, στις οποίες όπως θα δούμε παρακάτω υπάρχει πολύ μεγάλη διακύμανση της ροής. Εντύπωση κάνει και το σημείο αναστροφής μπροστά από τα κτίρια A και K , σε ένα σημείο που η μέση ροή δεν παρουσιάζει αρνητικές ταχύτητες U (βλ. σχ. 10.37).

Στο σχ. 10.37 παρουσιάζονται στο ίδιο επίπεδο διάφορες άλλες φυσικές ποσότητες.



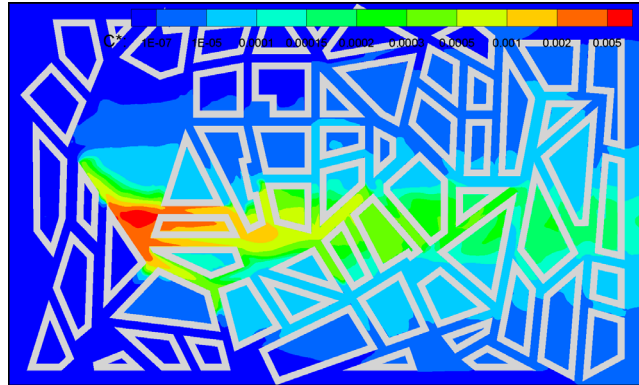
Σχήμα 10.37. Μέσες τιμές των τριών συνιστωσών της ταχύτητας, U_{av} , V_{av} , W_{av} , της πίεσης P_{av} , των τριών κυρίων τάσεων ($u'u'$, $v'v'$, $w'w'$) και της διαγώνιας τάσης $u'w'$, στο επίπεδο $z = 10,5$ m.

Οι τέσσερις πρώτες εικόνες στο σχ. 10.37 αφορούν τις μέσες τιμές των ταχυτήτων και της πίεσης. Η πρώτη εικόνα αφορά τη μέση ταχύτητα U . Παρατηρούμε όπως αναμέναμε επιβράδυνση της ροής ανάμεσα στα κτίρια. Οι σκούρες μπλε περιοχές, κυρίως πίσω από κτίρια, υποδηλώνουν αναστροφή της ροής. Στη διπλανή εικόνα, η μέση ταχύτητα V περιμένουμε ότι θα είναι κοντά στο 0, εκτός από τα σημεία στα οποία η ροή διοχετεύεται ανάμεσα στις οδικές χαράδρες (channeling). Πράγματι, στις περισσότερες κάθετες στη ροή οδικές χαράδρες υπάρχει ένα τμήμα που έχει είτε θετική συνιστώσα της μέσης ταχύτητας V (περιοχές προς το κόκκινο χρώμα), είτε αρνητική (μπλε) (πρβλ σχ. 10.27 δεξιά). Στην επόμενη εικόνα παρουσιάζεται η μέση W . Στο επίπεδο που βρισκόμαστε, πίσω από τα κτίρια υπάρχει γενικά ανοδική ροή, λόγω της ανακυκλοφορίας. Τα ανοδικά (κόκκινα) και καθοδικά (μπλε) ρεύματα είναι ισχυρά σε κάποιες οδικές χαράδρες, κυρίως κάθετα στη ροή, στις οποίες έχει επικρατήσει ο κύριος βρόχος ανακυκλοφορίας. Μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι σε άλλα σημεία της

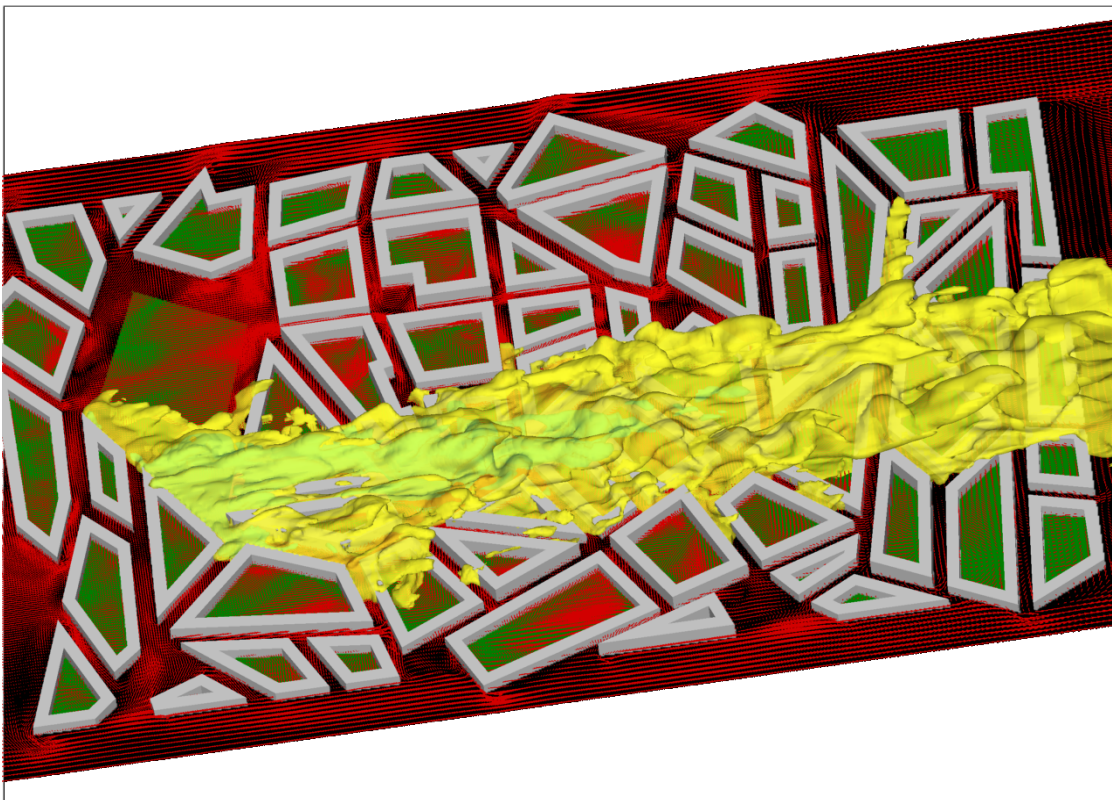
οδικής χαράδρας είναι έντονες οι κάθετες ταχύτητες W (όπου επικρατεί ο κύριος βρόχος ανακυκλοφορίας) και σε άλλα οι οριζόντιες V (όπου επικρατεί διοχέτευση της ροής παράλληλα με τον άξονα της χαράδρας – channeling). Στη μέση πίεση παρατηρούμε αύξηση της πίεσης όταν η ροή προσκρούει σε κτίρια και μείωσή της στον ομόρου των κτιρίων. Επίσης υπάρχει μια γενική μείωση της πίεσης από την είσοδο προς την έξοδο της πόλης, που διατηρεί τη ροή.

Περνώντας στις τάσεις, στις τέσσερις τελευταίες εικόνες του σχ. 10.37, βλέπουμε στη $u'u'$, στο αριστερό τμήμα, να έχουν μείνει κάποιες διαταραχές από την είσοδο τύπου Langevin, παρόλη την λήψη μέσω όρων. Κατά τα άλλα, όλες γενικά οι τάσεις και στις τέσσερις εικόνες, είναι χαμηλές πριν τα κτίρια. Μετά τις πρώτες σειρές κτιρίων, η περίπλοκη γεωμετρία έχει δημιουργήσει υψηλότερες τάσεις, ειδικά στα σημεία που είναι μεγαλύτερες οι ταχύτητες. Αξίζει να παρατηρήσουμε ότι η $u'w'$ είναι στο μεγαλύτερο μέρος της (ιδίως στην πιο ελεύθερη ροή, μακριά από εμπόδια) αρνητική.

Στο σχ. 10.38 παρουσιάζονται οι μέσες αδιάστατες συγκεντρώσεις, στο ίδιο επίπεδο των 10,5 m. Υπενθυμίζεται ότι η πηγή βρίσκεται στην κορυφή του κτιρίου J, ακριβώς αριστερά από την κόκκινη περιοχή του σχήματος 10.38. Παρατηρούμε ότι η ροή είναι ο κύριος παράγοντας μεταφοράς του ρύπου, που έχει κατευθυνθεί προς τα σημεία που υπάρχουν κανάλια ροής. Αξιοσημείωτο είναι ότι ο ρύπος κινείται και αντίθετα της κύριας πορείας της ροής, λόγω της μεγάλης ανακυκλοφορίας πίσω από την πρώτη σειρά κτιρίων. Οι μέσες συγκεντρώσεις δείχνουν μια ομαλή εξάπλωση του ρύπου, αλλά αυτές οι ομαλές γραμμές είναι αποτέλεσμα πολλών στιγμιαίων περιστατικών εξώθησης του ρύπου, που συμβαίνουν σε διάφορα σημεία σε διάφορες χρονικές στιγμές, κυρίως με κατεύθυνση προς τα πάνω και δεξιά (σχ. 10.39).



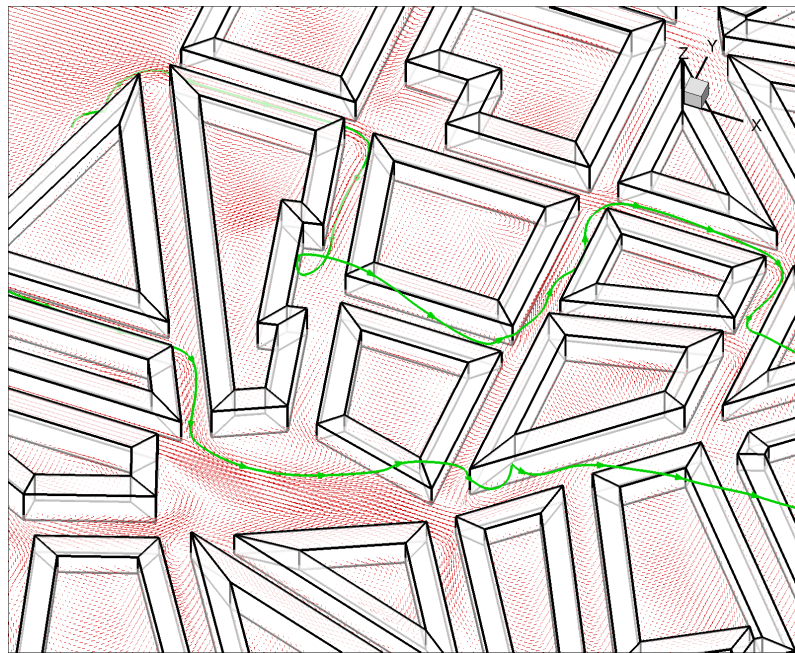
Σχήμα 10.38. Μέσες αδιάστατες συγκεντρώσεις, $z = 10,5\text{m}$.



Σχήμα 10.39. Ισοεπιφάνειες στιγμιαίων συγκεντρώσεων. Τα διανύσματα ταχύτητας είναι στο επίπεδο $z = 4,5\text{ m}$.

Στο σχ. 10.39 παρουσιάζονται στιγμιαίες ισοεπιφάνειες συγκεντρώσεων¹⁹. Η κίτρινη ισοεπιφάνεια αντιστοιχεί σε περίπου $C^* = 0,000061$. Καθώς είναι ημιδιαφανής, φαίνεται μέσα της, κοντύτερα προς το ρύπο, η κυανή ισοεπιφάνεια που αντιστοιχεί σε περίπου $C^* = 0,00061$. Το σχήμα παρέχεται κυρίως για να φανεί η μορφή των στιγμιαίων συγκεντρώσεων, που δείχνει τις χαρακτηριστικές «γλώσσες» απαγωγής του ρύπου. Αυτές συνδέονται προφανώς με περιστατικά εξώθησης (ejections) από τα κατώτερα στρώματα του αέρα, ακριβώς πάνω από τα κτίρια. Μπορούν να παρατηρηθούν και πακέτα ρύπου που έχουν αποσπαστεί (ruffs), αλλά και ρύποι κατά μήκος οδικών χαραδρών, έξω από το κύριο χώρο του πλουμίου, που μεταφέρθηκαν εκεί από περιστατικά διοχέτευσης της ροής ανάμεσα από τα κτίρια (channeling).

Έχει ενδιαφέρον να εξεταστεί η ροή πιο λεπτομερώς σε κάποια σημεία. Στην παρακολούθηση ενός τρισδιάστατου πεδίου ροής μπορούν να βοηθήσουν οι ροϊκές γραμμές. Στο σχ. 10.40, που απεικονίζει το κεντρικό τμήμα της πόλης, φαίνονται δυο τέτοιες ροϊκές γραμμές που παρουσιάζουν ενδιαφέρον.



Σχήμα 10.40. Ενδεικτικές ροϊκές γραμμές στο κεντρικό τμήμα της πόλης. Τα διανύσματα ταχύτητας είναι στο $z = 4,5\text{m}$.

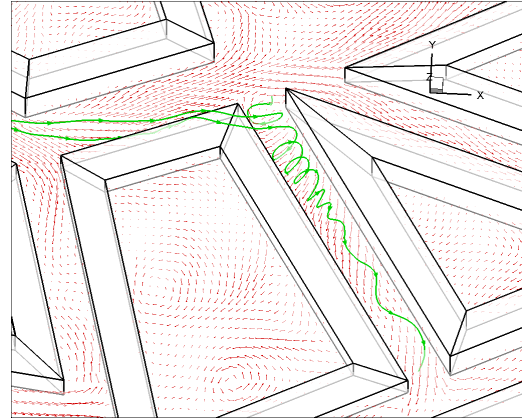
Στο σχ. 10.40 το επίπεδο $z = 4,5\text{ m}$ είναι άσπρο ημιδιαφανές. Οι ακμές των κτιρίων κάτω από αυτό φαίνονται πιο αγνές. Οι γραμμές ροής είναι πράσινες και στο σημείο που περνούν κάτω από το επίπεδο των $4,5\text{ m}$, επίσης φαίνονται πιο αγνές. Η πάνω γραμμή ροής δείχνει ότι ένα στοιχείο του ρευστού που βρίσκεται αριστερά από το κτίριο A, έχει τάση να παρασυρθεί προς την οδική χαράδρα που βρίσκεται πάνω από το κτίριο B και μετά να διοχετευθεί στην οδική χαράδρα ανάμεσα στα κτίρια B και C (πρβλ. και σχ. 10.27). Μόλις φτάσει στην εσοχή του κτιρίου B εκεί συμβαίνουν περίπλοκα ροϊκά φαινόμενα που το αναγκάζουν να κινηθεί προς τα πάνω. Εκεί συναντάει την επερχόμενη ροή με αποτέλεσμα να κινηθεί προς τα δεξιά. Ακολουθεί καθοδική πορεία επειδή ακριβώς από κάτω υπάρχει ένας βρόχος ανακυκλοφορίας (σχ. 10.44) που αφήνει πίσω του κενό που πρέπει να καλυφθεί. Στο βρόχο αυτό ανακυκλοφορίας είχαμε αναφερθεί και στο σχολιασμό του σχ. 10.27, όταν αναφέραμε για την ανάστροφη ροή στο αριστερό τμήμα της οδικής χαράδρας ανάμεσα στα κτίρια C και G, στο επίπεδο των 2 m . Γενικά η ροή ανάμεσα στα κτίρια B, C, G, είναι περίπλοκη και ασταθής. Το στοιχείο του ρευστού ξαναβρίσκεται σε χαμηλά ύψη στο τέλος της χαράδρας ανάμεσα στα κτίρια C και G και ακολουθεί τη γενική πορεία της ροής προς το πάνω μέρος της οδικής χαράδρας ανάμεσα στα C και D (πρβλ. σχ. 10.27 δεξιά). Κυκλώνει το κτίριο D από την πάνω μεριά και συνεχίζει στην οδική χαράδρα ανάμεσα στα D και E, πριν εξυψωθεί για να κινηθεί προς την έξοδο του πεδίου ροής πάνω από τα υπόλοιπα κτίρια. Σημειώνεται ότι όλα αυτά αφορούν τη μοντελοποίηση.

¹⁹ Στο σχήμα αυτό έχουν χρωματιστεί πράσινες οι εσωτερικές αυλές των κτιρίων και οι πλατείες και το επίπεδο του εδάφους είναι μαύρο, καθαρά για αισθητικούς λόγους. Τα διανύσματα μέσης ταχύτητας είναι τριών συνιστωσών.

Η κάτω γραμμή ροής ξεκινά ανάμεσα στα A και K, ακολουθεί τη γενική πορεία της ροής προς τα κάτω ανάμεσα στα A και B και στην πλατεία κοντά στο κτίριο G ανυψώνεται και περνά από πάνω του. Δε μπορεί να περάσει και πάνω από το ψηλότερο κτίριο H όμως, οπότε παρασύρεται από το καθοδικό ρεύμα και κυκλώνει την ακμή του. Εκεί συναντά το βρόχο ανακυκλοφορίας της οδικής χαράδρας, που τον ακολουθεί για ένα δυο στροφές πριν εξυψωθεί για να κινηθεί προς την έξοδο του πεδίου ροής πάνω από τα υπόλοιπα κτίρια.

Έχει ήδη γίνει σαφές ότι με τον τρόπο αυτό μπορούμε να μελετήσουμε επιμέρους φαινόμενα που συμβαίνουν σε οποιοδήποτε σημείο. Αυτό θα είναι εξαιρετικά χρήσιμο σε πραγματικές εφαρμογές.

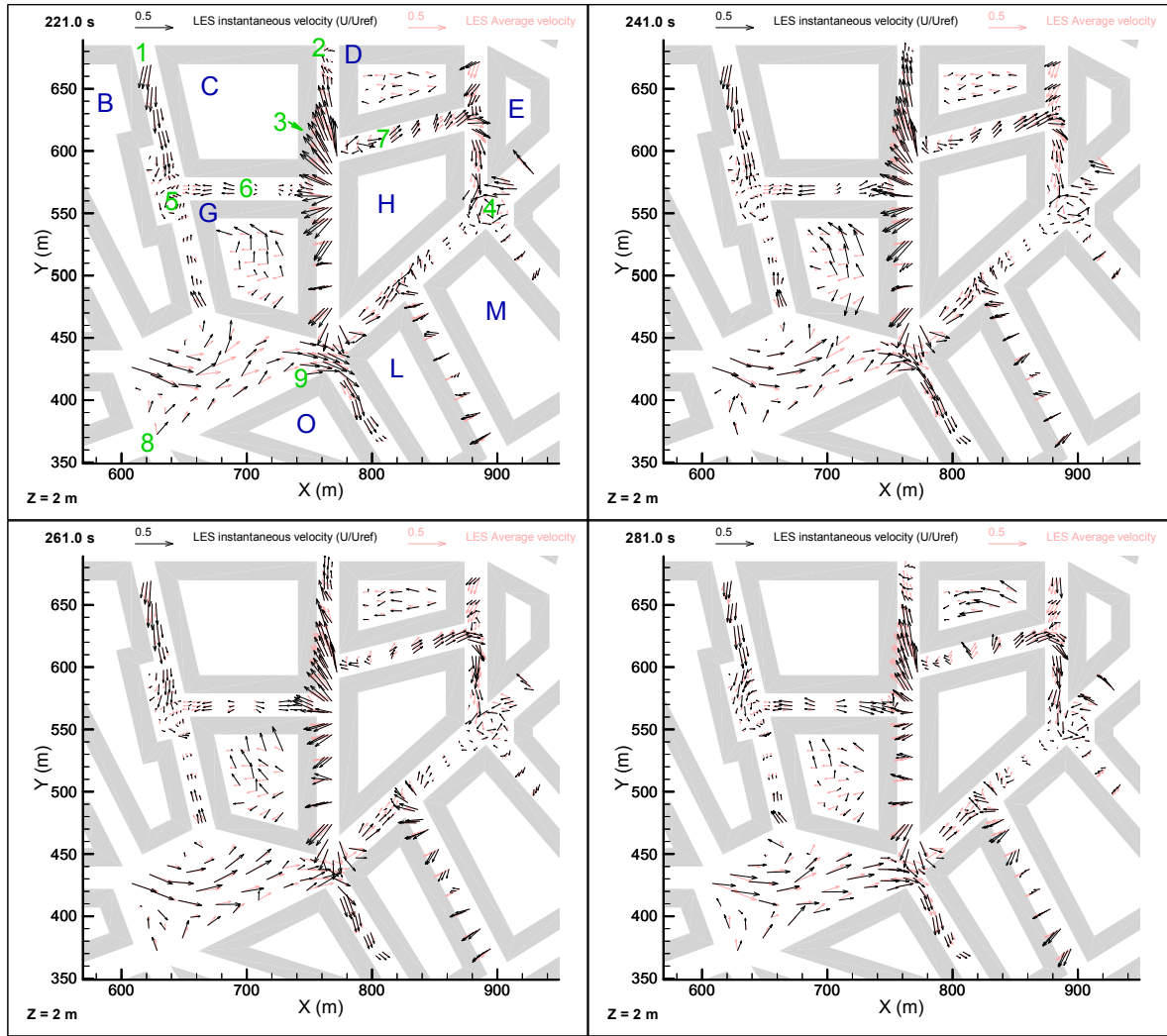
Μπορούν να κατασκευαστούν «γραμμές ροής» και για το στιγμιαίο πεδίο ταχυτήτων. Αυτές δεν έχουν φυσική έννοια, αλλά μπορούν να δείξουν κάποιες στιγμιαίες τάσεις που υπάρχουν στο πεδίο ροής. Για παράδειγμα στο σχ. 10.41 φαίνονται δυο γραμμές πάνω από το κτίριο Q, που παρόλο που είναι πολύ κοντά, μέσα στην οδική χαράδρα (μεταξύ των κτιρίων Q και R) ακολουθούν διαφορετική πορεία. Και οι δύο παρασύρονται από τον κεντρικό βρόχο ανακυκλοφορίας, αλλά η μια αποκτά και μια συνιστώσα ταχύτητας κατά μήκος της χαράδρας προς τα πάνω, ενώ η άλλη προς τα κάτω. Αυτό συμβαίνει γενικά στις οδικές χαράδρες, αλλά το σημείο μηδενικής επιμήκους ταχύτητας, στο οποίο χωρίζουν οι ροές είναι ασταθές και μετακινείται εύκολα. Στην μοντελοποίηση (επιβεβαιώθηκε και στη μέση ροή) υπάρχει τέτοιο σημείο χωρισμού πολύ κοντά στο άνω όριο της χαράδρας, με αποτέλεσμα να υπάρχει μια συνιστώσα της ροής προς τα πάνω, που ωθεί τη ροή που εισέρχεται στην πλατεία ανάμεσα από τα κτίρια N και Q και οδηγεί στην διαφορά μεταξύ πειράματος και LES που είδαμε στο σχ. 10.27 αριστερά, στα κάτω αριστερά σημεία. Πιθανότατα στο πείραμα για τυχαίους λόγους ο χωρισμός αυτός δεν έγινε καθόλου ή έγινε ακόμη πιο πάνω και έτσι στο πείραμα δεν υπήρχε συνιστώσα ροής από τη χαράδρα (μεταξύ Q και R) προς τα πάνω και η ροή που εισέρχεται στην πλατεία από αριστερά δεν διαταράχθηκε. Δυστυχώς δεν υπάρχουν πειραματικές μετρήσεις στο σημείο αυτό μέσα στη χαράδρα για να διαπιστωθεί αυτή η υπόθεση.



Σχήμα 10.41. Γραμμές που δείχνουν στιγμιαίες τάσεις ροής σε γωνία του κτιρίου Q. Τα διανύσματα στιγμιαίας ταχύτητας είναι στο $z = 4,5m$.

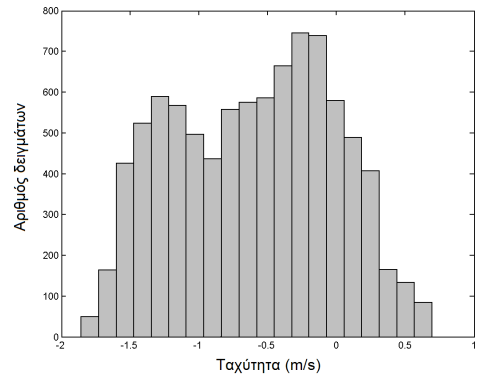
Γενικότερα από το στιγμιαίο πεδίο ταχυτήτων μπορούν να συναχθούν πολλά συμπεράσματα για ροϊκά φαινόμενα που συμβαίνουν τοπικά. Για το σκοπό αυτό κατασκευάστηκε μια ταινία με τα οριζόντια διανύσματα στιγμιαίας ταχύτητας στο επίπεδο των δύο μέτρων στα σημεία που υπήρχαν οι πειραματικές μετρήσεις. Από τους αντίστοιχους αισθητήρες της μοντελοποίησης έχουμε συγχρονισμένες τιμές για όλα τα διανύσματα ταχυτήτων για 9000 συνεχόμενα δευτερόλεπτα. Τέτοια ταινία δεν μπορεί να κατασκευαστεί από τις πειραματικές μετρήσεις καθώς αυτές δεν έχουν γίνει σε όλα τα σημεία ταυτόχρονα. Στο σχ. 10.42 παρουσιάζονται κάποια στιγμιότυπα αυτής της ταινίας, από τέσσερις πολύ κοντινές χρονικές στιγμές, στα 221, 241, 261 και 281 δευτερόλεπτα από την αρχή λήψης στατιστικών στην μοντελοποίηση LES (οπότε έχει περάσει το αρχικό μεταβατικό στάδιο της μοντελοποίησης που τ' αποτελέσματα δεν έχουν φυσικό νόημα). Να σημειωθεί ότι η πρώτη από την τελευταία εικόνα του σχ. 10.42 απέχουν μόνο 0,18 s σε χρόνο αεροσήραγγας.

Από στο σχ. 10.42, ας αναλύσουμε την συμπεριφορά του πρώτου διανύσματος (σημείο 1). Στα 241 s έχει την ίδια διεύθυνση και ένταση με τα διπλανά του διανύσματα, ενώ στις επόμενες εικόνες η έντασή του πέφτει γρήγορα. Μεταξύ 361 και 461 s (δε φαίνεται εδώ), η έντασή του είναι κοντά στο μηδέν, ενώ στα διπλανά του δύο διανύσματα η ένταση έχει μείνει σταθερή. Αν παρατηρήσουμε ολόκληρη την ταινία, θα δούμε ότι το συγκεκριμένο σημείο άλλοτε έχει μεγάλη ταχύτητα όπως τα διπλανά του κι άλλοτε πάρα πολύ μικρή. Οι ενδιάμεσες καταστάσεις είναι σπάνιες. Είναι χαρακτηριστική περίπτωση διττής συμπεριφοράς. Γιατί όμως συμβαίνει αυτό; Στη συγκεκριμένη περίπτωση υπάρχει ένας βρόχος ανακυκλοφορίας έτσι που εισέρχεται η ροή από την οδική χαράδρα που βρίσκεται από την πάνω μεριά του κτιρίου B, προς την χαράδρα που βρίσκεται ανάμεσα στα B και C (βλ. και σχ. 10.40). Το σημείο 1 βρίσκεται άλλοτε οριακά στο εσωτερικό του βρόχου οπότε η ταχύτητά του είναι πολύ μικρή και άλλοτε οριακά εκτός του βρόχου, οπότε η ταχύτητά του είναι μεγάλη καθώς η ροή περνά απ' εκεί με μεγάλη ταχύτητα αφού έχει κλείσει ένα μέρος του περάσματος λόγω του βρόχου.



Σχήμα 10.42. Στιγμιότυπα της ταινίας που δείχνει τα κινούμενα διανύσματα ταχυτήτων στο επίπεδο $z = 2\text{m}$.

Καταλαβαίνουμε ότι στο σημείο 1 η μέση τιμή της ταχύτητας δεν έχει φυσικό νόημα καθώς δεν αντιπροσωπεύει καμία από τις δύο πραγματικές καταστάσεις που μπορεί να συμβούν: ούτε την κατάσταση να βρίσκεται το σημείο εντός του βρόχου, ούτε να βρίσκεται εκτός. Έτσι, η κλασική μέθοδος σύγκρισης των μέσων τιμών αρχίζει πλέον και κλονίζεται. Με την έλευση της LES νέοι μέθοδοι σύγκρισης προκύπτουν και πρέπει ν' αναδειχθούν. Όπως για παράδειγμα η σύγκριση στιγμιαίων τιμών, που θα δείξει τα πραγματικά φυσικά φαινόμενα που μπορεί να συμβούν (π.χ. βρόχος ανακυκλοφορίας), τις πιθανές τους θέσεις και τη συχνότητά τους. Παρόμοια φαινόμενα, θέσεις ή/και συχνότητες μπορεί να υπάρχουν και στα πειραματικά δεδομένα και έτσι να γίνει σύγκριση. Επανερχόμενοι στη διττή συμπεριφορά του σημείου 1, αυτή μπορεί να γίνει φανερή και με την συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας της ταχύτητας V (σχ. 10.43). Παρατηρούμε ότι παρουσιάζει διπλή κορυφή, τη μία περίπου στα $-0,2\text{ m/s}$ και την άλλη περίπου στα $-1,3\text{ m/s}$. Έτσι απαντάται το ερώτημα που τέθηκε στο τέλος της §10.3.2: *Η LES μπορεί να προβλέψει διττές κατανομές.* Μάλιστα η περίπτωση του σχ. 10.43 είναι πιο εντυπωσιακή απ' αυτές του σχ. 10.21, καθώς εδώ οι δύο κορυφές έχουν το ίδιο πρόσημο. Δεν πρόκειται δηλαδή για ροή άλλοτε προς τη μία και άλλοτε προς την άλλη κατεύθυνση, αλλά για ροή προς την ίδια κατεύθυνση, άλλοτε μικρή και άλλοτε μεγάλη.



Σχήμα 10.43. Διάγραμμα πυκνότητας πιθανότητας για την ταχύτητα V στο σημείο 1 που παρουσιάζει διπλή κορυφή.

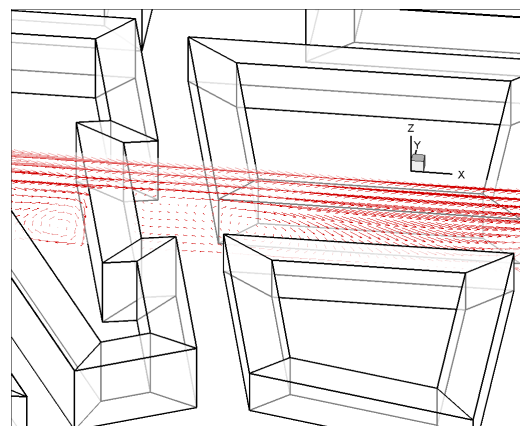
Ως τώρα έχει εξεταστεί μόνο ένα σημείο του σχ. 10.42 με πολύτιμα συμπεράσματα. Με παρόμοιο τρόπο θα μπορούσε να εξεταστεί οποιοδήποτε άλλο σημείο ενδιαφέροντος ή και όλα τα σημεία. Εδώ θ' αναφερθούν στο εξής μόνο μερικές γενικές παρατηρήσεις.

Στην ταινία ελκύουν την προσοχή οι ριπές (gusts) που εμφανίζονται ανάμεσα στα κτίρια C και D. Μια τέτοια φαίνεται και στο σχ. 10.42. Στο σημείο 2 στα 221 s οι ταχύτητες είναι μικρές. Όμως στην κάτω μεριά της οδικής χαράδρας, στο σημείο 3, υπάρχει τη στιγμή αυτή μεγάλη θετική συνιστώσα της ταχύτητας V . Το αποτέλεσμα είναι η μεταφορά ορμής προς τα πάνω (241 s) και τελικά και στο σημείο 2 (261 s). Μόλις περάσει η ριπή (281 s), στο σημείο 2 η ταχύτητες είναι πάλι μικρές. Τέτοιες ριπές συμβαίνουν πολλές φορές κατά τη διάρκεια της ταινίας, όχι μόνο στο σημείο αυτό. Η συγκεκριμένη οφείλεται στη ροή που εισέρχεται στον ισχυρό κύριο βρόχο ανακυκλοφορίας σε αυτές τις οδικές χαράδρες που βρίσκονται κάθετα στην κύρια κατεύθυνση της ροής. Στο επίπεδο των 2 m που εξετάζουμε η κύρια κατεύθυνση της U είναι αρνητική (αναστροφή της ροής), ενώ στην κατεύθυνση Y η ροή χωρίζεται προς τα πάνω και προς τα κάτω. Η προς τα πάνω ροή δημιουργεί ισχυρή θετική συνιστώσα V μέσα στην οδική χαράδρα ανάμεσα στα κτίρια C και D, που διοχετεύει τη ροή παράλληλα με τον άξονα της χαράδρας (channeling). Το σημείο χωρίσματος της ροής δεν είναι σταθερό²⁰. Το ασταθές σημείο χωρίσματος σε συνδυασμό με τις σχετικά μεγάλες ταχύτητες στην περιοχή δημιουργούν αυτές τις ριπές από το σημείο 3 προς το 2.

Άλλο σημείο ενδιαφέροντος είναι οι εσωτερικές αυλές των κτιρίων D και G. Εκεί η ροή κινείται ακανόνιστα παρουσιάζοντας μεγάλες διακυμάνσεις (πολύ μεγαλύτερες από τα υπόλοιπα σημεία) τόσο στο μέτρο της ταχύτητας όσο και στη διεύθυνση, που φαίνονται τυχαίες. Αυτό μπορεί να φανεί και στο σχ. 10.42, παρ' όλο που καλύπτει μόνο 40 s από το βίντεο των 9000 s.

Στα σημεία 4 και 5 παρουσιάζονται δύο στρόβιλοι ο άξονας των οποίων είναι κατακόρυφος και φορά τους ανθρωπολογιακή. Αυτός του σημείου 4 παρατηρείται σχεδόν σε όλες τις χρονικές στιγμές τόσο στην μοντελοποίηση όσο και στο πείραμα. Τροφοδοτείται με ενέργεια εν μέρει από τη ροή που έρχεται από την οδική χαράδρα ανάμεσα στα κτίρια H και E, από την πάνω μεριά του στρόβιλου. Καθώς ο στρόβιλος έχει μικρομετακινήσεις και μικρομεταβολές στην ένταση και στο μέγεθός του, στην περιοχή μέσα και γύρω από αυτόν υπάρχουν πολλά σημεία που οι ταχύτητες δεν παρουσιάζουν γκαουσιανή κατανομή, αλλά λοξεμένη (skewed) ή διττή (bimodal). Αυτό συμβαίνει και στη μοντελοποίηση και στο πείραμα. Ο στρόβιλος στο σημείο 5 είναι λιγότερο ισχυρός, περισσότερο ασταθής και δεν παρατηρείται σε όλες τις χρονικές στιγμές. Στο πείραμα δεν παρατηρείται σχεδόν καθόλου, καθώς σε εκείνη την περιοχή επικρατεί ροή προς την κάτω μεριά (αρνητικά V). Στην ταινία έχει ενδιαφέρον το πώς δημιουργείται ο στρόβιλος στο σημείο 5 από τη σύγκρουση των ροών που έρχονται από πάνω, από κάτω και από δεξιά (ανάστροφη ροή στην οδική χαράδρα ανάμεσα στα κτίρια C και G, λόγω του βρόχου ανακυκλοφορίας πίσω από το κτίριο B, βλ. σχ. 10.44).

Ένα άλλο σημείο ενδιαφέροντος είναι το σημείο 6. Δεξιά από το σημείο αυτό παρατηρούμε τη ροή να είναι άλλοτε προς τη δεξιά κατεύθυνση και άλλοτε προς την αριστερή. Γενικότερα στην περιοχή αυτή της οδικής χαράδρας η ροή είναι πολύ ασταθής. Αυτό δικαιολογείται ως εξής: Έτσι που περνάει η ροή πάνω από το ψηλό κτίριο B, δημιουργεί πίσω του ένα βρόχο ανακυκλοφορίας. Αυτός φαίνεται στο σχ. 10.44 (που δείχνει τα διανύσματα μέσω ταχυτήτων σε ένα επίπεδο $X-Z$ που περνάει από το μέσο της οδικής χαράδρας που βρίσκεται ανάμεσα στα κτίρια C και G). Στο σημείο 6 περίπου τελειώνει αυτός ο βρόχος. Ο βρόχος όμως είναι ασταθής επειδή βρίσκεται υπό την επίδραση της περίπλοκης ροής στον κόμβο ανάμεσα στα κτίρια B, C, G, οπότε και το σημείο που τελειώνει ο βρόχος μετακινείται και δημιουργούνται οι αλλαγές στις ταχύτητες. Στην περιοχή του σημείου 6 υπάρχει πλήρης αποτυχία της YP στους στατιστικούς δείκτες που αφορούν τις μέσες τιμές της U (FAC2, HR), επειδή γενικά στο πείραμα ο στρόβιλος (επίσης ασταθής), τελείωνε κατά μέσο όρο λίγο πιο αριστερά απ' ότι στην LES. Εξετάζοντας όμως εδώ τη μορφή



Σχήμα 10.44. Βρόχος ανακυκλοφορίας πίσω από το κτίριο B.

²⁰ Γι' αυτό το λόγο σε τέτοιες περιπτώσεις η απόλυτη συμφωνία πειράματος και μοντελοποίησης είναι σπάνια.

της ροής και τα στιγμιαία φαινόμενα, βλέπουμε ότι μάλλον επιτυχής είναι η μοντελοποίηση στο συγκεκριμένο σημείο, αφού προβλέπει το φυσικό φαινόμενο της ανακυκλοφορίας. Γι' αυτό οι στατιστικοί δείκτες πρέπει να χρησιμοποιούνται με προσοχή και μετά την εξέταση του πεδίου ροής.

Αντίθετα με το σημείο 6, στο σημείο 7 η LES προβλέπει επίσης ανακυκλοφορία πίσω από το κτίριο C αυτή τη φορά, αλλά στο πείραμα δεν παρατηρήθηκε κάτι τέτοιο. Δικαίως εκεί οι στατιστικοί δείκτες της U προκύπτουν 0. Για την V όμως το FAC2 προκύπτει στην περιοχή του σημείου 7 ως επί το πλείστον 1, παρόλη την αποτυχημένη μοντελοποίηση. Αυτό δείχνει για άλλη μια φορά πόσο σχετική είναι η αξία αυτών των δεικτών και ειδικότερα αυτών που αφορούν την V στην συγκεκριμένη περίπτωση (γι' αυτό στον πίν. 10.4 οι τιμές που αφορούν τη συνιστώσα V είναι πιο αγχές). Η κακή πρόβλεψη της ροής στην αρχή της οδικής χαράδρας που βρίσκεται μεταξύ των κτιρίων D και H, έχει κάποιες επιπτώσεις και προς τα κατάντη της ροής, όπως είναι αναμενόμενο. Έτσι στον κόμβο μεταξύ των D, H και E επίσης παρατηρούνται κάποιες ασυμφωνίες μεταξύ πειράματος και LES. Η κυριότερη είναι ότι στην LES δεν προβλέπεται συνιστώσα της ροής προς τα πάνω, δηλαδή θετική V , όπως παρατηρήθηκε στο πείραμα.

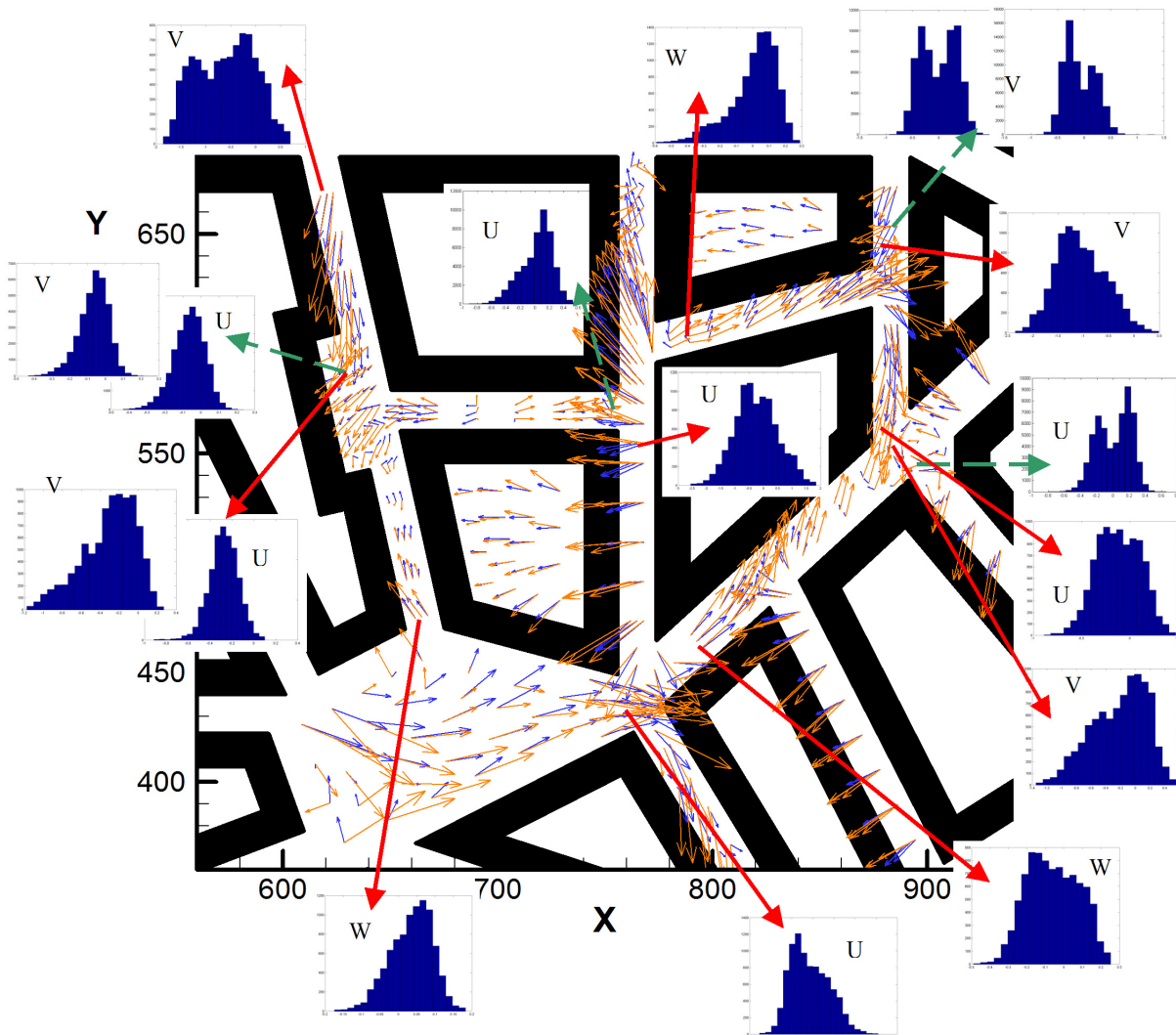
Δυο τελευταία σημεία μπορούν να σχολιαστούν σύντομα: Στο σημείο 8 παρατηρούμε τη χρονική στιγμή 121 s η ροή να έχει φορά προς τα δεξιά, όπως στο πείραμα. Άρα λοιπόν η αποτυχία της LES στο σημείο αυτό δεν είναι πλήρης, όπως φαίνεται στις μέσες τιμές (σχ. 10.27), αλλά σχετική, αφού στιγμιαία η ροή έχει τη σωστή κατεύθυνση μερικές φορές. Τέλος στο σημείο 9 έχει ενδιαφέρον η παρατήρηση ότι η ροή κατευθύνεται άλλοτε προς την οδική χαράδρα προς τα δεξιά (ανάμεσα στα H και L, δημιουργώντας προς τα εκεί ριπή) και άλλοτε προς τα κάτω (ανάμεσα στα O και L).

Παρόμοιες ταινίες και αντίστοιχη επεξεργασία μπορεί να γίνει και για τα επίπεδα των 9, 18, 27 και 30 μέτρων. Βλέπουμε ότι με την LES οι δυνατότητες ανάλυσης της ροής είναι πολύ μεγάλες.

Καθώς παραπάνω αναλύθηκαν κάποια συγκεκριμένα σημεία του ροϊκού πεδίου, ίσως είναι κατάλληλο σημείο ν' αναφερθούν μερικοί επιπλέον λόγοι για τους οποίους μπορεί να υπάρχει ασυμφωνία μεταξύ πειράματος και LES. Ένας λόγος είναι η αναπαράσταση της γεωμετρίας, η οποία ποτέ δε μπορεί να είναι απόλυτα ακριβής. Ένας άλλος λόγος είναι η ιστορία της ροής. Η ροή πριν την πόλη επηρεάζει τα επίπεδα και τη μορφή της τύρβης. Λίγο παραπάνω όμως είδαμε ότι επηρεάζει σε μεγάλο βαθμό και η ιστορία της ροής μέσα στην πόλη: Το τι ακριβώς έχει συμβεί στο προηγούμενο κτίριο ή στην προηγούμενη γωνία από την οποία έχει έρθει η ροή, επιδρά άμεσα στο τι θα συμβεί στο σημείο που εξετάζουμε και πιθανόν ακόμη περισσότερο στο τι θα συμβεί στα επόμενα σημεία. Έτσι μια απειροελάχιστη διαφορά μπορεί να εξελιχτεί προς τα κατάντη της ροής σε πλήρη ασυμφωνία μεταξύ πειράματος και YP. Παρατηρείται όμως και το αντίστροφο φαινόμενο: Μια λάθος πρόβλεψη να διορθωθεί εν μέρει λόγω της ισχυρής επίδρασης της τοπικής γεωμετρίας. Για παράδειγμα η περίπλοκη γεωμετρία του κόμβου μεταξύ D, E, H, διόρθωσε εν μέρει την κακή πρόβλεψη στην αρχή της χαράδρας μεταξύ D και H.

Η παρατήρηση της ταινίας μπορεί να βοηθήσει και στον προσδιορισμό σημείων που παρουσιάζουν μη-γκαουσιανές κατανομές ταχυτήτων. Διευκρινίζεται ότι τα περισσότερα σημεία, τόσο στην YP όσο και στο πείραμα, παρουσιάζουν γκαουσιανές κατανομές. Μη-γκαουσιανές παρουσιάζονται συνήθως σε σημεία έντονα ασταθούς ροής και περίπλοκων ροϊκών φαινομένων. Συνήθως οι μη-γκαουσιανές κατανομές ταχυτήτων είναι εντοπισμένες σε πολύ μικρή περιοχή, γι' αυτό είναι δύσκολο να πετύχουμε τέτοιες στο ίδιο σημείο και στο πείραμα και στην LES (τουλάχιστον για το επίπεδο ακρίβειας που έχουμε πετύχει με την παρούσα μοντελοποίηση). Το σημαντικό είναι ότι η LES μπορεί να τις προβλέψει και αυτό ανοίγει νέους δρόμους σύγκρισης μεταξύ LES και πειράματος. Στο σχ. 10.45 φαίνονται ενδεικτικά διάφορα σημεία στο επίπεδο μετρήσεων ύψους 2 μέτρων, στα οποία παρουσιάζονται μη-γκαουσιανές κατανομές ταχυτήτων, είτε στην LES, είτε στο πείραμα. Σημειώνεται ότι δεν έχουν περιληφθεί όλα τα σχετικά σημεία, παρά μόνο κάποια ενδεικτικά, κυρίως σε περιοχές για τις οποίες έχει γίνει σχολιασμός παραπάνω. Επίσης έχουν αναζητηθεί τέτοια σημεία μόνο σε μεμονωμένες συνιστώσες ταχυτήτων και κυρίως στις U και V , για τις οποίες υπήρχαν και πειραματικές μετρήσεις. Μπορεί όμως δυο ή τρεις συνιστώσες να παρουσιάζουν γκαουσιανές κατανομές και μια συνισταμένη τους να παρουσιάζει μη-γκαουσιανή. Γενικά τέτοια σημεία μπορούν ν' αναζητηθούν σε περιοχές χαμηλών ταχυτήτων και σε περιοχές μεταβολών κατεύθυνσης της ροής. Στη συγκεκριμένη μοντελοποίηση βρίσκονται κοντά σε κόμβους και διασταυρώσεις δρόμων, τόσο στο πείραμα, όσο και στην LES. Θα σχολιαστεί μόνο το σημείο που υπάρχει δεξιά από την εσοχή του κτιρίου B, καθώς παρουσιάζει μη-γκαουσιανές κατανομές τόσο στην U όσο και στην V , τόσο στο πείραμα, όσο και στην LES. Το συγκεκριμένο σημείο βρίσκεται ακριβώς πάνω από τον κόμβο μεταξύ των κτιρίων B, C, G.

Βρίσκεται μεταξύ των επιδράσεων της ροής που έρχεται από πάνω, που είναι σχετικά ισχυρή και της ανάστροφης ροής από δεξιά, που είναι σχετικά ασθενής. Επίσης στο σημείο του κόμβου η ροή είναι πολύ ασταθής. Όλα αυτά έχουν σα συνέπεια τις ιδιαίτερες κατανομές ταχυτήτων στο σημείο αυτό.

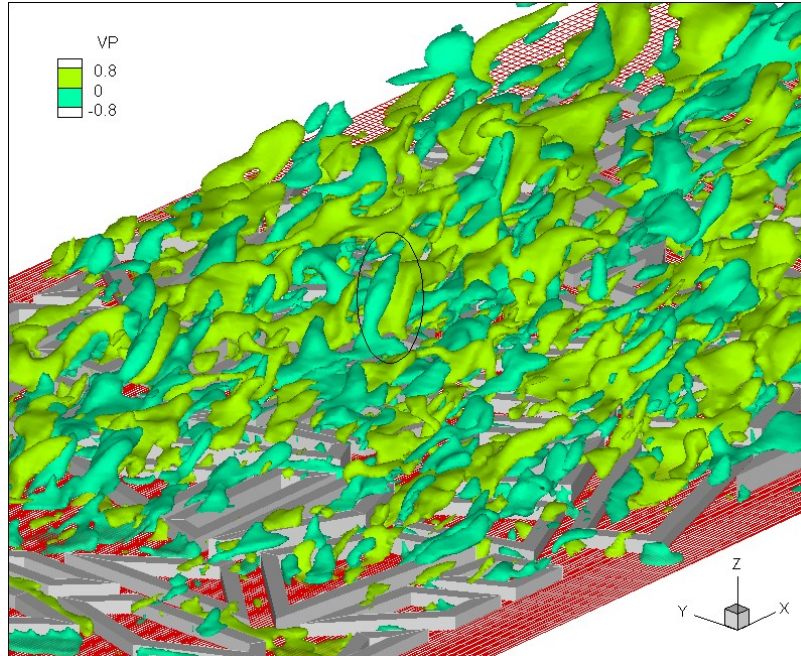


Σχήμα 10.45. Ενδεικτικά σημεία στο επίπεδο μετρήσεων των $z = 2m$, στα οποία παρουσιάζονται μη-γκουσιανές κατανομές ταχυτήτων, είτε στο πείραμα είτε στην LES. Με πορτοκαλί διανύσματα είναι οι μέσες ταχύτητες του πειράματος και με μπλε της LES. Τα κόκκινα βέλη δείχνουν κατανομές της LES και τα πράσινα διακεκομμένα του πειράματος.

Η επίλυση της τύρβης στην LES, μας κάνει να σκεφτούμε τι άλλα τυρβώδη φαινόμενα μπορούν να προβλεφθούν. Ένα απ' αυτά είναι οι συνεκτικές δομές. Το αφήσαμε τελευταίο, αλλά ίσως είναι το πιο ενδιαφέρον. Στη συγκεκριμένη μοντελοποίηση, παρόλο το σχετικά αραιό πλέγμα, όντως φάνηκαν κάποιες συνεκτικές δομές. Γενικά τυρβώδεις δομές φαίνονται στις στιγμιαίες ποσότητες. Αυτές μετακινούνται στο χώρο και στο χρόνο κι έτσι στις μέσες ποσότητες δε μπορούν να προσδιοριστούν. Οποιαδήποτε στιγμιαία μεταβλητή αν την απεικονίσουμε με κατάλληλο τρόπο μπορεί να μας αποκαλύψει τυρβώδεις δομές.

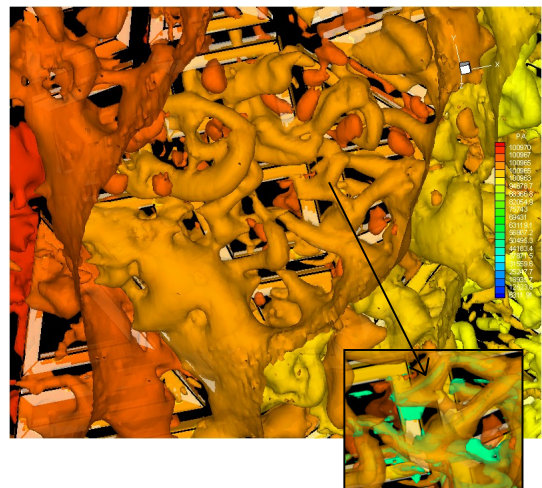
Ως παράδειγμα παρουσιάζονται παρακάτω στο σχ. 10.46 δυο ισοεπιφάνειες της στιγμιαίας ταχύτητας V . Για τις συγκεκριμένες τιμές που επιλέξαμε να απεικονίσουμε, $-0,8$ και $0,8$ m/s, διακρίνονται με σαφήνεια τυρβώδεις δομές. Αυτές φαίνεται να προκαλούνται εν πολλοίς από τη γεωμετρία, καθώς συνήθως ξεκινούν κοντά σε τοίχους και μάλιστα κοντά σε γωνίες. Περνούν πάνω από τις οροφές των κτιρίων και επεκτείνονται προς την ελεύθερη ροή προς τα πάνω καθώς ταυτόχρονα παρασύρονται από τις εκεί μεγαλύτερες ταχύτητες σχηματίζοντας συχνά χαρακτηριστικές «γλώσσες» (βλ. σημειωμένη περιοχή στο σχήμα). Μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι οι περιοχές αρνητικών και οι περιοχές θετικών ταχυτήτων παρουσιάζονται γενικά κατά ζεύγη, κυρίως κατά την κατεύθυνση X (η μια

δομή μπροστά και η άλλη πίσω) ή και κατά την Y (δυο δομές δίπλα-δίπλα). Υποψιαζόμαστε ότι οι δομές αυτές σχετίζονται με στρόβιλους. Για παράδειγμα στο σημειωμένο ζεύγος δομών πρέπει να υπάρχει ένας στρόβιλος, ο οποίος αν τον κοιτάξουμε από πάνω έχει ανθωρολογιακή φορά. Έτσι στην μπροστινή πλευρά η ταχύτητα V στην περιφέρειά του έχει θετικό πρόσημο (λαχανί δομή) και στην πίσω πλευρά αρνητικό (κυανοπράσινη δομή).



Σχήμα 10.46. Δυο ισοεπιφάνειες αρνητικής και θετικής ταχύτητας V πάνω από την πόλη, που δείχνουν τυρβώδεις δομές.

Επιλέγοντας άλλη στιγμιαία μεταβλητή, σχηματίζονται άλλες δομές. Μερικές φορές οι δομές αυτές είναι πιο δύσκολο να εξηγηθούν και προκαλούν θαυμασμό με την περιπλοκότητά τους, όπως για παράδειγμα οι ισοεπιφάνειες της στιγμιαίας πίεσης που φαίνονται στο διπλανό σχ. 10.47. Στη συγκεκριμένη εικόνα κοιτάμε το κεντρικό τμήμα της πόλης από πάνω. Φαίνονται τόσο δομές μεγάλης κλίμακας, όπως η πορτοκαλί επιφάνεια αριστερά²¹, όσο και μικροδομές, όπως οι ανοικτού πορτοκαλί χρώματος «λαβύρινθοι» στο κέντρο της εικόνας, αλλά και τα κατά προσέγγιση σφαιρικά πακέτα υψηλότερης πίεσης (πορτοκαλί) στην ίδια περιοχή. Οι δομές μεγάλης κλίμακας σχετίζονται με τη γενική πτώση πίεσης όσο πάμε προς τα δεξιά (που διατηρεί τη ροή) και οι μικροδομές με τοπικά φαινόμενα. Μέσα από την περιπλοκότητα των δομών, μπορούμε να διακρίνουμε κάποιους μηχανισμούς. Μπορούμε να παρατηρήσουμε περιοχές υψηλότερης πίεσης μπροστά από τοίχους, εκεί που προσκρούει η ροή. Επίσης, στην κεντρική περιοχή, οι ανοικτοί πορτοκαλί «λαβύρινθοι» μοιάζουν με «λαγούμια» χαμηλής πίεσης μέσα σε περιοχή υψηλότερης πίεσης. Αυτά τα λαγούμια φαίνεται να ξεκινούν από χαμηλά ύψη, π.χ. από κάποια περιοχή υποπίεσης πίσω ή πάνω από ένα κτίριο, ή από το κέντρο ενός στρόβιλου. Τα ίδια τα λαγούμια σχετίζονται με



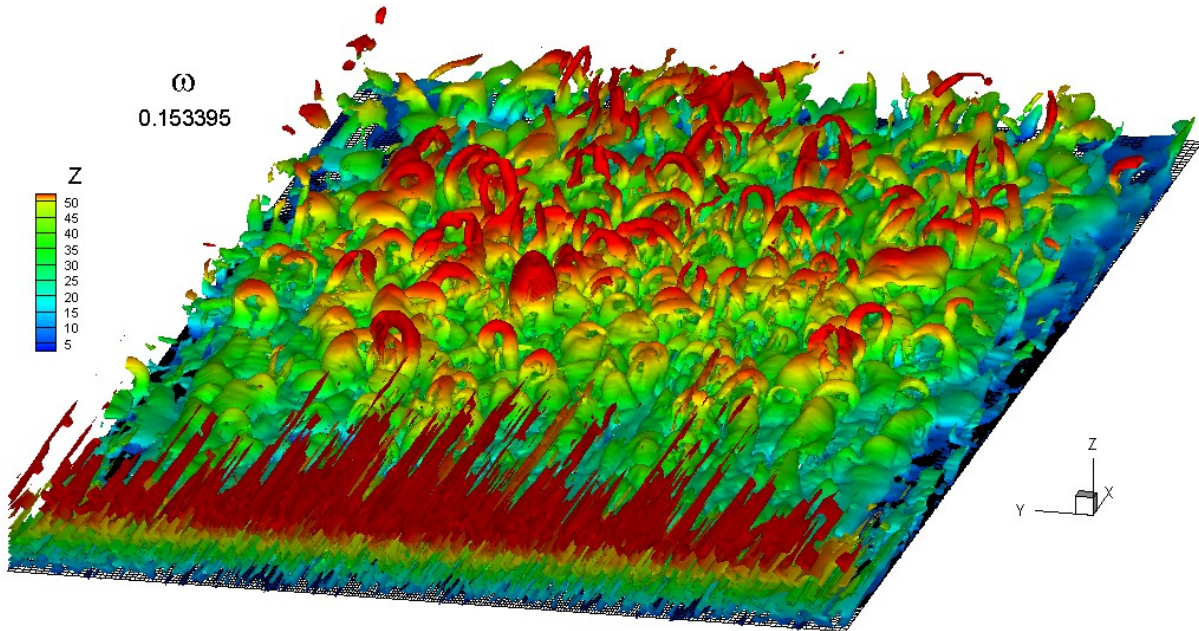
Σχήμα 10.47. Ισοεπιφάνειες πίεσης πάνω από το κύριο μέρος της πόλης

²¹ Η επιφάνεια αυτή φτάνει μέχρι το επίπεδο των 57 m (περίπου), που έχουμε ορίσει στην εικόνα αυτή ως μέγιστο ύψος στο οποίο θα απεικονίζονται οι επιφάνειες. Έτσι μπορούμε να δούμε τις ανοικτού πορτοκαλί χρώματος χαμηλότερης πίεσης ισοεπιφάνειες που υπάρχουν μέσα στην πορτοκαλί ισοεπιφάνεια. Το ίδιο και προς τα 2/3 της εικόνας προς τα δεξιά η ανοικτού πορτοκαλί ισοεπιφάνεια φτάνει μέχρι πάνω κι έτσι μπορούμε να δούμε τις πορτοκαλοκίτρινες και πιο δεξιά τις κίτρινες επιφάνειες.

στροβίλους (στο κέντρο των οποίων η πίεση είναι μικρή): ουσιαστικά μπορούμε να φανταστούμε ότι μέσα από κάθε λαγούμι περνά ένας επιμηκυμένος στρόβιλος (βλ. ένθετο όπου έχει περιληφθεί μια ισοεπιφάνεια στροβιλότητας με πράσινο και οι ισοεπιφάνειες πίεσης είναι ημιδιαφανείς). Τελικά τα λαγούμια αυξάνονται σε διάμετρο και ενώνονται σχηματίζοντας μια ενιαία επιφάνεια, μετά από την οποία η πίεση είναι μικρότερη²².

Έχει ήδη γίνει σαφές ότι παράμετρος-κλειδί για την ανίχνευση και εξήγηση των συνεκτικών δομών είναι οι στρόβιλοι. Για τη μελέτη των τυρβωδών δομών λοιπόν ενδείκνυται η απεικόνιση μιας παραμέτρου που σχετίζεται με τους στρόβιλους, όπως η στροβιλότητα (vorticity) (βλ. π.χ. Jeong & Hussain, 1995 και για άλλες τέτοιες παραμέτρους).

Αν υπολογίσουμε τη στροβιλότητα ω (εξ. 6.1) και απεικονίσουμε μια ισοεπιφάνειά της σε όλο το πεδίο ροής, παίρνουμε ένα σχήμα όπως το σχ. 10.48.



Σχήμα 10.48. Ισοεπιφάνεια στροβιλότητας πάνω από την πόλη, όπου φαίνεται ότι οι πεταλοειδείς στρόβιλοι είναι η επικρατούσα δομή. Στην είσοδο η στροβιλότητα είναι τεχνητά μεγάλη λόγω της οριακής συνθήκης τύπου Langevin.

Στο σχ. 10.48 οι επιφάνειες έχουν ίση στροβιλότητα περίπου 0,15 m/s/m. Τα χρώματα αντιστοιχούν στην απόσταση από το έδαφος, κοντά στο οποίο φαίνεται το πλέγμα στο 1,5 m ύψος. Απεικονίζεται όλο το πεδίο ροής μέχρι ύψος περίπου 114 m (στο 80% του ύψους), αν και οι επιφάνειες που φαίνονται είναι γενικά πολύ χαμηλότερα. Οι πεταλοειδείς στρόβιλοι (βλ. παράρτημα Α.3), παρόμοιας μορφής με αυτούς που παρατηρούνται σε μοντελοποιήσεις DNS σε κανάλια (π.χ. Wu & Moïni, 2009a,b), μπορούν να φανούν με μεγάλη σαφήνεια, με κόκκινο χρώμα. Το πλάτος των στροβίλων έχει μια τυπική διάσταση δυο φορές το μέγιστο ύψος κτιρίων, ενώ το πλήρες μήκος τους είναι μεγαλύτερο, σχεδόν όσο μια τυπική οριζόντια διάσταση των κτιρίων. Το επίπεδο των πεταλοειδών στροβίλων σχηματίζει γωνία περίπου 45° με τον άξονα X , σύμφωνα με τη θεωρία (§Α.3.5.2.2). Ο τρόπος δημιουργίας των πεταλοειδών στροβίλων περιγράφεται στους Zhou et al. (1999). Στη συγκεκριμένη περίπτωση υπάρχουν επιπλέον μηχανισμοί δημιουργίας των στροβίλων εξαιτίας των κτιρίων που παρεμβάλλονται στη ροή, όπως θα δούμε και παρακάτω.

Στην είσοδο παρατηρούμε τυχαίες και ακανόνιστες δομές, οι οποίες παρασύρονται από τη ροή προς την πόλη. Αυτές οφείλονται στην οριακή συνθήκη εισόδου τύπου Langevin. Αυτή προκαλεί έντονες διαταραχές, αλλά που δεν έχουν χωρική συνεκτικότητα όπως οι πεταλοειδείς στρόβιλοι που δημιουργούνται μετά. Οι έντονες διαταραχές όμως υποβοηθούν τη δημιουργία τύρβης. Απ' ότι φαίνε-

²² Σημειώνεται ότι μερικές φορές οι συνεκτικές δομές που φαίνονται να υπάρχουν στη μοντελοποίηση είναι πλασματικές και όχι πραγματικές. Γι' αυτό θα πρέπει να υπάρχει διασταύρωση με άλλες μοντελοποιήσεις και πειράματα ώστε να επιβεβαιωθεί η ύπαρξή τους. Σε δοκιμές που έγιναν φάνηκε ότι η δημιουργία τους εξαρτάται από το αριθμητικό σχήμα που χρησιμοποιείται. Επίσης η χρήση κυκλικών οριακών συνθηκών πιστεύεται ότι δημιουργεί πλασματικές δομές (αλλά επίσης δεν αφήνει να διατηρηθούν και κάποιες από τις πραγματικές).

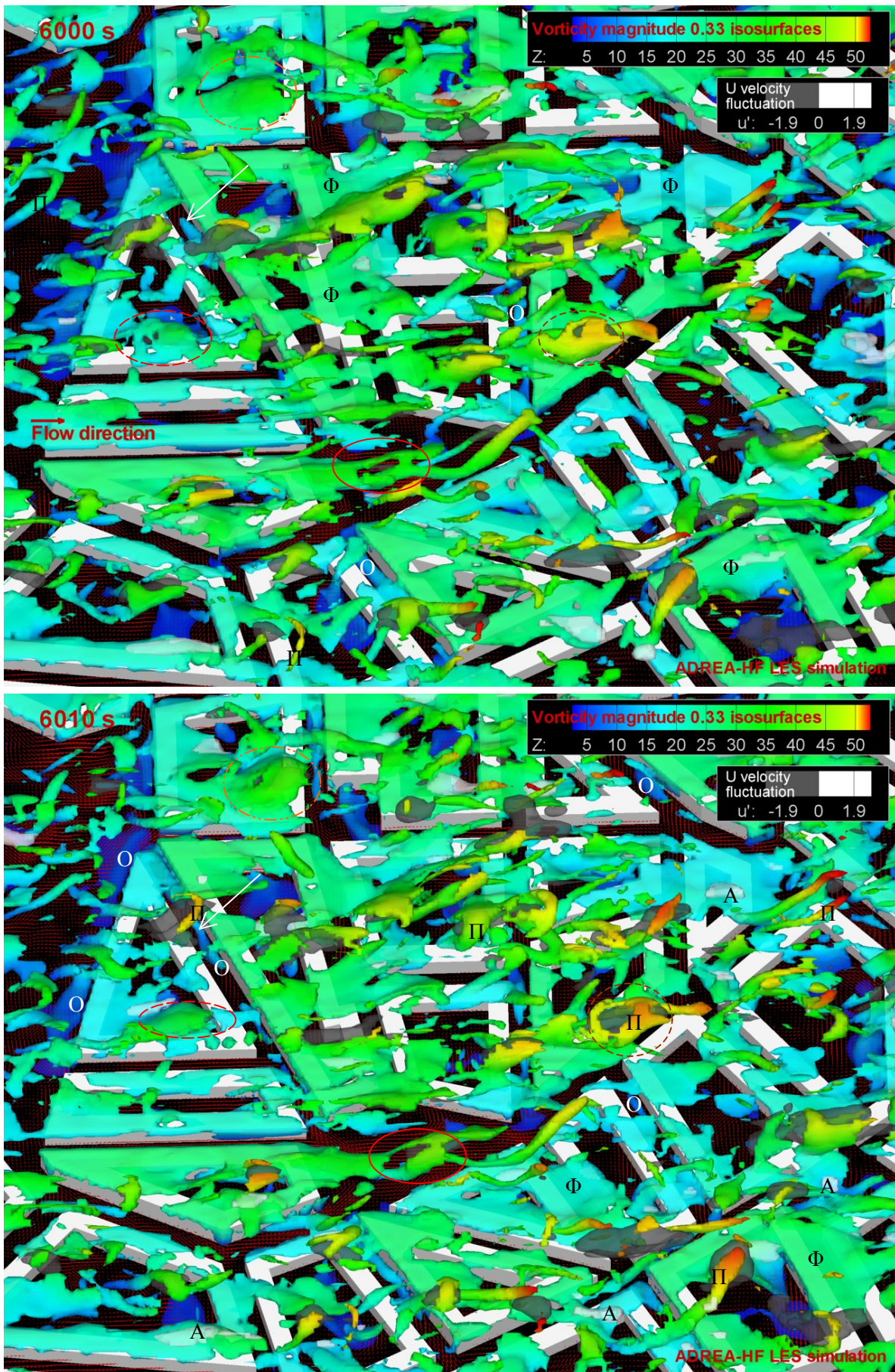
ται από το σχ. 10.48, η οριακή συνθήκη εισόδου αφήνει την υπογραφή της ακόμη και σε μεγάλο βάθος μέσα στο πεδίο ροής. Αυτό βελτιώνεται αισθητά με χρήση παραμέτρου εντοπιότητας r μικρότερης του 1 στην συνθήκη τύπου Langevin. Κάτι άλλο που μπορούμε να δούμε στα σχήματα 10.46 και 10.48 είναι ότι στα πρώτα κτίρια της πόλης δεν έχει αναπτυχθεί (στη μοντελοποίηση) ακόμα αρκετά συνεκτική τύρβη ώστε να έχουμε συνεκτικές δομές.

Μεγάλο ενδιαφέρον έχει να δούμε τι γίνεται με τους στροβίλους και τη στροβιλότητα στα χαμηλότερα ύψη, μέσα στην πόλη. Προς το σκοπό αυτό συνεχίστηκε η μοντελοποίηση από κάποια ενδιάμεση χρονική στιγμή και αποθηκεύτηκαν όλες οι μεταβλητές του πεδίου ροής σε 11 χρονικές στιγμές που ισαπέχουν κατά 10 s, από τα 6000 s και μετά. Απεικονίζοντας τη στροβιλότητα σε ύψη που βρίσκονται τα κτίρια, μπορούμε να δούμε την εξέλιξη των στροβίλων και να βγάλουμε έτσι συμπεράσματα για τη ροή, τις ασταθείς δομές, τα τυρβώδη φαινόμενα και τους μηχανισμούς τους.

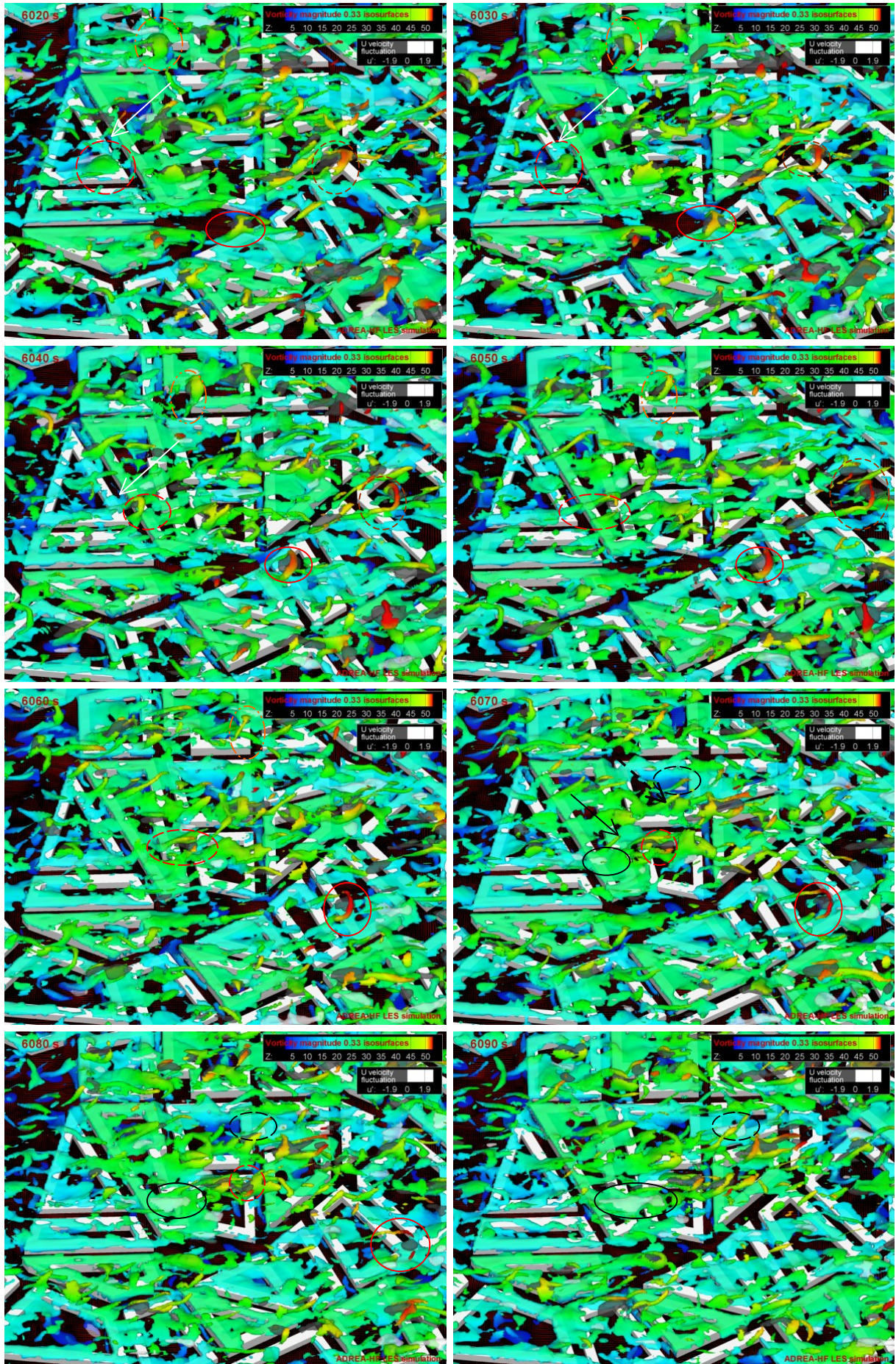
Στο σχ. 10.49 απεικονίζονται ισοεπιφάνειες που έχουν στροβιλότητα $0,33 \text{ s}^{-1}$ (δηλαδή περίπου διπλάσια απ' ότι στο σχ. 10.48) για δέκα διαδοχικές χρονικές στιγμές που απέχουν 10 s μεταξύ τους. Στο σχήμα αυτό κοιτάμε την πόλη λοξά από πάνω (και όχι από μπροστά όπως στο σχ. 10.48) με την κατεύθυνση της ροής να είναι από αριστερά προς τα δεξιά. Λόγω της μεγαλύτερης στροβιλότητας οι (ημιδιαφανείς) επιφάνειες είναι πιο μικρές και έτσι το σχήμα είναι πιο άδειο από δομές και φαίνονται από κάτω και τα κτίρια. Μπορούμε να αναγνωρίσουμε τα κτίρια A, B, C κτλ., δηλαδή την κεντρική περιοχή της πόλης. Το επίπεδο του εδάφους φαίνεται μαύρο, ενώ έχουν περιληφθεί τα διανύσματα ταχυτήτων στο επίπεδο των 1,5 m. Το μεγάλο κόκκινο βέλος που φαίνεται στη χρονική στιγμή 6000 s αριστερά, αντιστοιχεί σε ταχύτητα 10 m/s. Εκτός από την ισοεπιφάνεια στροβιλότητας, υπάρχουν κι άλλες δύο ισοεπιφάνειες που αφορούν τη διακύμανση u' της συνιστώσας της ταχύτητας U . Συγκεκριμένα είναι οι ισοεπιφάνειες -1,9 m/s, με μαύρο χρώμα και 1,9 m/s με άσπρο χρώμα. Κι αυτές οι επιφάνειες είναι ημιδιαφανείς.

Το σχήμα μπορεί να φαίνεται αρχικά περίπλοκο λόγω της τυρβώδους ροής, αλλά κρύβει πολλές γνώσεις αν μελετηθεί σημείο προς σημείο. Κάτι που μπορεί να προσδιοριστεί εύκολα είναι τα φύλλα στροβιλότητας που εξέρχονται από τις οροφές των κτιρίων. Η ύπαρξή τους είναι γνωστή ακόμα και από τη μελέτη των οδικών χαραδρών. Πρόκειται για λεπτά ασταθή φύλλα που εκτείνονται οριζώντια ακριβώς πάνω από και μετά από τις οροφές των κτιρίων, ακολουθώντας τη ροή. Τα φύλλα αυτά γεννιούνται από τις δίνες που προκαλούν οι ακμές των κτιρίων. Κάποια απ' αυτά έχουν σημειωθεί με το γράμμα «Φ» στο σχήμα. Κάτι άλλο που μπορεί να προσδιορίσει εύκολα είναι οι κύριοι βρόχοι ανακυκλοφορίας μέσα στις (κάθετες στη ροή) οδικές χαράδρες. Σε μια επιμηκυνμένη οδική χαράδρα αυτοί θα έχουν κυλινδρική μορφή κατά μήκος της. Παρόμοιοι βρόχοι δημιουργούνται και μπροστά από μεμονωμένα κτίρια. Κάποιοι τέτοιοι βρόχοι σημειώνονται με το γράμμα «Ο» στο σχήμα. Οι επιφάνειες είναι χρωματισμένες ανάλογα με τις αποστάσεις από το έδαφος. Οι βρόχοι των οδικών χαραδρών είναι μπλε, καθώς βρίσκονται σε χαμηλό ύψος. Μπορούμε να παρατηρήσουμε την εξέλιξη των φύλλων στροβιλότητας και των βρόχων των οδικών χαραδρών με το χρόνο, αφού στο σχήμα έχουμε διάφορες χρονικές στιγμές.

Μεγάλο ενδιαφέρον παρουσιάζουν πάλι οι πεταλοειδείς στρόβιλοι, οι οποίοι μαζί με τα φύλλα στροβιλότητας αποτελούν τις επικρατούσες δομές στο συγκεκριμένο σχήμα. Καθώς τώρα κοιτάμε την πόλη από τα πλάγια και όχι από μπροστά και επιπλέον κοιτάμε μεγάλη στροβιλότητα, οι πεταλοειδείς στρόβιλοι δεν προσδιορίζονται τόσο εύκολα. Μερικοί έχουν σημειωθεί με το γράμμα «Π» στο δεξί τους σκέλος (δεξί για ένα παρατηρητή που κάθετα στην είσοδο του πεδίου ροής και κοιτάει την πόλη). Το αριστερό σκέλος δε φαίνεται πάντα, καθώς μπορεί να κρύβεται από το δεξί. Στην πραγματικότητα οι σκωληκοειδείς δομές που φαίνονται να επεκτείνονται λοξά προς τα πάνω είναι γενικά σκέλη πεταλοειδών στροβίλων. Έχει φανεί από παλαιότερες μελέτες ότι οι περιοχές όπου η διακύμανση της ταχύτητας είναι αρνητική σχετίζονται με τους πεταλοειδείς στροβίλους και με περιοχές όπου συμβαίνουν εξωθήσεις ρευστού (ejection events) (π.χ. Coceal et al., 2007a). Αυτό μπορεί να διασταυρωθεί κι εδώ. Αν παρατηρήσουμε, ανάμεσα στα σκέλη του κάθε πεταλοειδούς στροβίλου υπάρχει μια μαύρη περιοχή, η οποία μάλιστα μετακινείται μαζί με το στρόβιλο. Αλλά και αντίστροφα, πολύ συχνά εκεί που υπάρχουν μαύρες περιοχές υποδεικνύεται η ύπαρξη (ή η γέννηση όπως θα δούμε παρακάτω) ενός πεταλοειδούς στροβίλου. Αυτό είναι σε κάποιο βαθμό λογικό: Αν σκεφτούμε τη φορά περιστροφής των στροβίλων αυτών (ωρολογιακή για το αριστερό σκέλος, έτσι που κοιτάμε από πάνω και ανθρωπολογιακή για το δεξιά σκέλος) καταλαβαίνουμε ότι ανάμεσα στα σκέλη υπάρχει μια τάση επιβράδυνσης, άρα αρνητική u' . Αντίστοιχα έξω από τα σκέλη δεξιά και αριστερά υπάρχει μια τάση επιτάχυνσης η οποία όμως είναι ασθενέστερη.

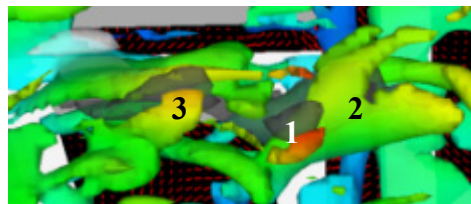


Σχήμα 10.49. Πάνω και επόμενη σελίδα: Επιφάνειες ίσης στροβιλότητας στο κεντρικό τμήμα της πόλης (βλ. κείμενο).



Μπορούμε τώρα να μελετήσουμε διάφορα μεμονωμένα περιστατικά που συμβαίνουν. Θα ξεκινήσουμε από έναν σαφή πεταλοειδή στρόβιλο που τις χρονικές στιγμές 6040 και 6050 s βρίσκεται πάνω από το κτίριο L, περίπου στη μέση της εικόνας, κυκλωμένος με συνεχή κόκκινη γραμμή. Έχει κι αυτός μαζί του μια μαύρη ισοεπιφάνεια χαμηλής ορμής, όπως αναφέρθηκε παραπάνω. Θα είχε ενδιαφέρον να δούμε από που προήλθε αυτός και ίσως και πώς γεννήθηκε. Ακολουθώντας το χρόνο προς τα πίσω προσδιορίζοντας κάθε φορά τον στρόβιλο αυτό, φτάνουμε στη χρονική στιγμή των 6000 s. Κάθε φορά η αντίστοιχη περιοχή είναι κυκλωμένη με κόκκινη γραμμή. Στα 6000 s το φύλλο στροβιλότητας που εξάγεται από το κτίριο N, γίνεται ασταθές και τρυπάει στο συγκεκριμένο σημείο. Μπορούμε να παρατηρήσουμε από κάτω μια μαύρη περιοχή χαμηλών ταχυτήτων. Η μαύρη ισοεπιφάνεια ανεβαίνει προς τα πάνω²³ (6010 s), παρασύροντας μαζί και το φύλλο στροβιλότητας, που παραμορφώνεται και σχηματίζει εκατέρωθεν τη μορφή αυτόνομων στροβίλων. Το ζεύγος των αυτόνομων στροβίλων αποκολλάται τελικά από το φύλλο στροβιλότητας που το γέννησε (6020 s), παρασύρεται από τη ροή και φτιάχνει τελικά έναν κλασσικό πεταλοειδή στρόβιλο (6030 s). Αυτός συνεχίζει την πορεία του, ανεβαίνοντας και λιγάκι προς τα πάνω (6040-6060 s), μέχρι που αρχίζει να εξασθενεί (6070-6080 s) και να χάνει την ταυτότητά του (6090 s). Εν τω μεταξύ το ασταθές φύλλο στροβιλότητας μετά το κτίριο N πάλι έχει τρυπήσει στα 6090 s, από κάτω του υπάρχει μια μαύρη περιοχή και γεννιέται ένας νέος πεταλοειδής στρόβιλος από το ίδιο σημείο.

Το ίδιο μοτίβο συμβαίνει και σε πολλά σημεία ακόμη, αν κι εκεί τα φαινόμενα είναι πιο περίπλοκα επειδή μετά το φύλλο στροβιλότητας που εξέρχεται από κάποιο κτίριο, υπάρχει πάλι κοντά άλλο κτίριο. Για παράδειγμα η περιοχή στο κτίριο A μέσα στην αυλή, που είναι κυκλωμένη με διακεκομμένη κόκκινη γραμμή (6000 s), αφορά πάλι ένα φύλλο στροβιλότητας που εξήλθε από την οροφή αριστερά. Κάτω από το φύλλο υπάρχει μια μαύρη ισοεπιφάνεια χαμηλής ορμής. Στα 6010 s το φύλλο έχει προχωρήσει προς τα δεξιά και έχει φουσκώσει λιγάκι προς τα πάνω. Στα 6020 s έχει φουσκώσει περισσότερο και πάει να περάσει πάνω από την δεξιά οροφή του κτιρίου A. Εκεί τρυπάει, ανεβαίνει απότομα προς τα πάνω (το παρασύρει και η ροή) και αρχίζει να δημιουργείται ένας πεταλοειδής στρόβιλος (6030 s, η διακεκομμένη κόκκινη γραμμή). Αυτός είναι πιο σαφής στα 6040 s, ενώ μετά επιμηκύνεται και αδυνατίζει (6050-6060 s). Στο σημείο αυτό παρατηρείται ότι η μαύρη περιοχή αρχίζει και μεγαλώνει ελαφρά και επεκτείνεται και προς τα πίσω. Ταυτόχρονα, μπροστά από τον στρόβιλο που παρακολουθούμε, στο κτίριο G παρατηρούμε ένα φύλλο στροβιλότητας που πάει να φουσκώσει. Στα 6070 s ο στρόβιλος που παρακολουθούμε έχει αδυνατίσει, η μαύρη περιοχή έχει επεκταθεί προς τα πίσω (δηλαδή προς την είσοδο της πόλης) τόσο που πάει να σπάσει στα δύο. Ταυτόχρονα το φύλλο στροβιλότητας του κτιρίου G αρχίζει και παρασύρεται προς τα πάνω από μια άλλη περιοχή χαμηλής ορμής που βρίσκεται κάτω απ' αυτό, πηγαίνοντας να σχηματίσει ένα πεταλοειδή στρόβιλο μπροστά σ' αυτόν που παρακολουθούμε. Στα 6080 s ο στρόβιλος που παρακολουθούμε (αριθμός 1 στο σχ. 10.50) έχει αδυνατίσει κι άλλο, η μαύρη περιοχή χαμηλής ορμής έχει πλησιάσει το νέο στρόβιλο που δημιουργήθηκε από το κτίριο G (αριθμός 2 στο σχ. 10.50), ενώ η πίσω μαύρη περιοχή χαμηλής ορμής που είχε αποσχιστεί έχει τώρα γύρω της ένα νέο πεταλοειδή στρόβιλο (φαίνονται μόνο τα σκέλη και όχι η κορυφή -η οποία είναι ασθενής- με αριθμό 3 στο σχ. 10.50 – μάλιστα το αριστερό του σκέλος εμπλέκεται με αυτό του στροβίλου 1). Στα 6090 s υπάρχουν μόνο απομεινάρια από το στρόβιλο που παρακολουθούσαμε, ενώ ο μπροστινός στρόβιλος 2 είναι σαφής. Ο πίσω νέος στρόβιλος, που γεννήθηκε από τον στρόβιλο 1, εξακολουθεί να υπάρχει. Τέτοια φαινόμενα θα μπορούσαν να επιβεβαιωθούν και να γίνουν πιο σαφή με ύπαρξη πυκνότερου πλέγματος.



Σχήμα 10.50. Λεπτομέρεια από τα 6080s του σχ. 10.49.

Παρόμοιο σχηματισμό πεταλοειδούς στροβίλου που ξεκινάει από φύλλο στροβιλότητας μπορούμε να παρατηρήσουμε στην επάνω περιοχή του σχήματος. Στα 6000 s έχει κυκλωθεί με πορτοκαλί αξονική γραμμή ένα φύλλο στροβιλότητας που πάει να φουσκώσει. Στις επόμενες χρονικές στιγμές η σχετική δομή είναι κυκλωμένη με την ίδια πορτοκαλί αξονική γραμμή και βλέπουμε ότι η διαδικασία δημιουργίας και μεταφοράς του πεταλοειδούς στροβίλου εξελίσσεται με ακριβώς όμοιο τρόπο όπως είδαμε παραπάνω. Μια παρόμοια περίπτωση φαίνεται κυκλωμένη και με καφέ διακεκομμένη γραμμή, στο κέντρο της εικόνας των 6000 s. Εδώ το φύλλο στροβιλότητας είναι ήδη αποκομμένο και υπερυ-

²³ Είπαμε κι αλλού ότι αρνητικό u' σχετίζεται με θετικό w' λόγω διατήρησης της μάζας.

ψωμένο. Κοιτώντας την εικόνα σε διάφορες γωνίες στο πρόγραμμα γραφικών, καταλήγει κανείς ότι η δομή αυτή μάλλον έχει αποσπαστεί από το φύλλο στροβιλότητας του κτιρίου B, το οποίο κτίριο είναι πιο ψηλό από τα επόμενά του. Δεν έχουμε όμως προγενέστερες χρονικές στιγμές της μοντελοποίησης για να επιβεβαιώσουμε αυτή την υπόθεση. Παρακολουθώντας τη δομή αυτή παρατηρούμε ότι πάλι εξελίσσεται σε ένα σαφή πεταλοειδή στρόβιλο. Βλέπουμε λοιπόν ότι πολλοί τέτοιοι στρόβιλοι ξεκινούν από την ύπαρξη μιας περιοχής αρνητικής u' (μαύρης ισοεπιφάνειας), η οποία να βρίσκεται κάτω από ένα φύλλο στροβιλότητας. Η μαύρη περιοχή χαμηλής ορμής μπορεί να δημιουργηθεί από δύο αντιπεριστρεφόμενους στροβίλους που μπορεί να βρίσκονται από κάτω της (βλ. σχ. Α.3.4) ή απλά από μια ανοδική ριπή (η οποία μπορεί να είναι γενεσιουργός αιτία αντιπεριστρεφόμενων στροβίλων). Γενικά τα φαινόμενα είναι αλληλοεμπλεκόμενα και αξίζει να διερευνηθούν περαιτέρω σε μεταγενέστερη μελέτη. Υπόψη ότι οι περιοχές χαμηλής ορμής σχετίζονται και με περιστατικά απαγωγής ρύπων όπως είδαμε στο κεφ. 8, οπότε είναι και άμεσου πρακτικού ενδιαφέροντος.

Ως τώρα δεν έχουμε αναφερθεί καθόλου στις άσπρες ισοεπιφάνειες που υποδηλώνουν στιγμιαία επιτάχυνση. Αυτές δεν φαίνονται τόσο εύκολα στο σχήμα επειδή συνήθως βρίσκονται κάτω από ισοεπιφάνειες στροβιλότητας. Κάποιες έχουν σημειωθεί με το γράμμα «A» στη χρονική στιγμή των 6010 s. Ήδη αυτό μας βοηθάει να κάνουμε την πρώτη παρατήρηση που τις αφορά: Οι άσπρες ισοεπιφάνειες στιγμιαία αυξημένης ορμής βρίσκονται σε χαμηλότερο ύψος από τις μαύρες ισοεπιφάνειες στιγμιαία χαμηλής ορμής. Αυτό επιβεβαιώθηκε και από άλλες απεικονίσεις. Αυτό πιθανόν μπορεί να εξηγηθεί: Αρνητικό w' σημαίνει μεταφορά ορμής από τα μεγαλύτερα ύψη μεγαλύτερης ταχύτητας, άρα αύξηση του u' , άρα οι άσπρες περιοχές σχετίζονται με κίνηση προς τα κάτω. Μερικές φορές μπορεί να βρούμε μικρές τέτοιες περιοχές από την εξωτερική μεριά κάποιους σκέλους ενός πεταλοειδούς στροβίλου (κυρίως στα χαμηλότερα ύψη του), καθώς εκεί οι ταχύτητες είναι αυξημένες έτσι που γυρίζουν οι στρόβιλοι. Πιο συχνά όμως άσπρες περιοχές παρατηρούνται μέσα σε φύλλα στροβιλότητας.

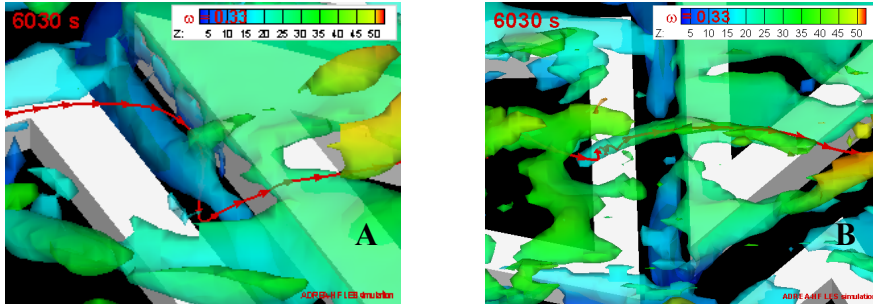
Μπορούμε να παρακολουθήσουμε μια τέτοια άσπρη περιοχή υψηλής ορμής. Για παράδειγμα αυτή που είναι κυκλωμένη με μαύρη γραμμή τη χρονική στιγμή 6070 s, πάνω από το κτίριο B. Τις επόμενες δύο χρονικές στιγμές αυτή μεγαλώνει, ισχυροποιείται και ανεβαίνει λίγο σε ύψος. Ακριβώς το ίδιο γίνεται και με το φύλλο στροβιλότητας που την περιβάλλει. Μάλιστα στα 6090 s υπάρχει μια τάση το ασταθές φύλλο στροβιλότητας να σπάσει στα δύο και το ίδιο ακριβώς συμβαίνει και με την άσπρη ισοεπιφάνεια. Φαίνεται λοιπόν να υπάρχει κάποια συσχέτιση των φύλλων στροβιλότητας με αυτές τις ισοεπιφάνειες. Κάτι αντίστοιχο μπορούμε να παρακολουθήσουμε και στην άσπρη επιφάνεια που προσδιορίζεται από τη διακεκομμένη μαύρη γραμμή πάνω από το κτίριο C τη χρονική στιγμή των 6070 s. Παρατηρούμε ότι στα 6070 s βρίσκεται πάνω από ένα φύλλο στροβιλότητας στην αυλή του κτιρίου. Στα 6080 s έχει μεταφερθεί μετά το κτίριο, μέσα τώρα στο φύλλο στροβιλότητας, το οποίο έχει ανέβει και ισχυροποιηθεί με νέα στροβιλότητα από την δεξιά (έτσι που κοιτάμε το σχήμα) οροφή του κτιρίου. Στα 6090 s η άσπρη ισοεπιφάνεια αυξημένης ορμής έχει γίνει ακόμη μεγαλύτερη.

Στις δύο αυτές άσπρες ισοεπιφάνειες που είδαμε την πορεία τους, μπορούμε να παρατηρήσουμε και κάτι άλλο ενδιαφέρον: Εκτός από επιφάνειες στροβιλότητας, σχετίζονται και με πεταλοειδείς στροβίλους. Η άσπρη επιφάνεια που είναι κυκλωμένη με μαύρη γραμμή, βρίσκεται δεξιά από τη βάση του δεξιού σκέλους ενός ασθενούς πεταλοειδούς στροβίλου. Το σκέλος αυτό φαίνεται σημειωμένο στα 6070 s με μαύρο βέλος (συνεχόμενη γραμμή). Αριστερά του μπορούμε να δούμε και μικρό τμήμα του αριστερού σκέλους αυτού του στροβίλου. Μπορούμε να παρατηρήσουμε (στο πρόγραμμα γραφικών φαίνεται καλύτερα) ότι ο στρόβιλος κινείται μαζί με την άσπρη περιοχή. Πιθανότατα ο πεταλοειδής στρόβιλος επίσης σχετίζεται με την άσπρη περιοχή αυτή, καθώς είπαμε ότι έξω από τα σκέλη του έχουμε γενικά περιοχές θετικού u' . Κάτι παρόμοιο μπορούμε να δούμε και στην άλλη άσπρη περιοχή, που είναι κυκλωμένη με διακεκομμένη μαύρη γραμμή. Αν παρατηρήσουμε, η άσπρη επιφάνεια είναι πίσω από μια σκωληκοειδή δομή. Αυτή η δομή είναι το αριστερό πόδι ενός πεταλοειδούς στροβίλου. Το δεξί του πόδι φαίνεται σημειωμένο με έντονο μαύρο βέλος που έχει διακεκομμένη γραμμή, στην εικόνα των 6070 s. Και σ' αυτή την περίπτωση είναι προφανές ότι ο στρόβιλος κινείται μαζί με την άσπρη επιφάνεια. Οι άσπρες ισοεπιφάνειες θετικής u' λοιπόν που είδαμε, σχετίζονται ταυτόχρονα με φύλλα στροβιλότητας και με πεταλοειδείς στροβίλους. Είναι φανερό ότι τα φαινόμενα είναι πεπλεγμένα και για ουσιαστικότερη μελέτη δε μπορούμε να εξετάσουμε μια δομή μεμονωμένα.

Είναι ενδιαφέρον και ότι οι στρόβιλοι, αν και είναι τμήματα της ροής, μεταφέρονται κι αυτοί από τη ροή. Αυτό συμβαίνει και στα χαμηλά ύψη. Για παράδειγμα ο κυλινδρικός στρόβιλος που βρίσκεται στο πάνω τμήμα της οδικής χαράδρας ανάμεσα στα κτίρια A και B, σημειωμένος με ένα άσπρο βέλος στην εικόνα των 6000 s, μετακινείται αργά προς τα κάτω, ακολουθώντας τη ροή (βλ. άσπρα βέ-

λη τις επόμενες χρονικές στιγμές). Μια γραμμή ροής μπορεί να τυλίγεται γύρω από τέτοιους στροβίλους, όπως φαίνεται για παράδειγμα στο σχ. 10.51A, που αφορά την οδική χαράδρα ανάμεσα στα κτίρια Q και R τη χρονική στιγμή 6030 s.

Γενικότερα αν συνδυάσουμε τις γραμμές ροής με ένα σχήμα όπως το σχ. 10.49, μπορούμε να οδηγηθούμε σε επιπλέον χρήσιμα συμπεράσματα. Ως παράδειγμα, στο σχ. 10.51B μπορούμε να παρατηρήσουμε μια «στιγμαιαία γραμμή ροής» να εισέρχεται στη βάση ενός στροβίλου, να στροβιλίζεται εκεί μέσα και να εξέρχεται από το πάνω του μέρος. Η ροή έλκεται προς το κέντρο ενός στροβίλου καθώς εκεί επικρατεί χαμηλή πίεση (πρβλ. σχ. 10.47).



Σχήμα 10.51. A: Γραμμή ροής που τυλίγεται γύρω από ένα κυλινδρικό στρόβιλο μέσα σε μια οδική χαράδρα. B: Γραμμή ροής που παγιδεύεται από σκωληκοειδή στρόβιλο.

Έχει ήδη γίνει σαφές ότι οποιαδήποτε δομή και αν εξετάσουμε και προσπαθήσουμε να καταλάβουμε τη μορφή της, την ιστορία της, την εξέλιξή της και τη σχέση της με τις γειτονικές δομές, θα συναχθούν χρήσιμα συμπεράσματα για τους ασταθείς μηχανισμούς της ροής. Κι όλα αυτά μόνο με ένα σχήμα από τα αναρίθμητα παρόμοια που μπορούν να δημιουργηθούν. Με την LES λοιπόν ανοίγονται νέοι ορίζοντες για τη μελέτη της τυρβώδους ροής και της διασποράς ρύπων στο αστικό περιβάλλον.

10.3.5. Επιπλέον περιπτώσεις που εξετάστηκαν

Καθώς έγιναν πολλές ακόμα δοκιμές για την περίπτωση της πόλης αυτής, θα παρουσιαστούν πολύ συνοπτικά παρακάτω κάποια από τα βασικότερα συμπεράσματα από μερικές απ' αυτές τις πρόσθετες μοντελοποιήσεις. Οι στόχοι των δοκιμών αυτών ήταν να γίνουν κάποιες παραμετρικές αναλύσεις, να διερευνηθεί ποιες αλλαγές μπορούν να βοηθήσουν σε βελτίωση των αποτελεσμάτων σε κάποια πιθανή μελλοντική μοντελοποίηση και να εξεταστούν θέματα που αφορούσαν τη χρήση των οριακών συνθηκών εισόδου τύπου Langevin. Οι δοκιμές που θα παρουσιαστούν έγιναν κυρίως με πλέγματα παρόμοια με το αραιό πλέγμα, δηλαδή με οριζόντια ανάλυση στην κύρια πόλη της τάξεως των 6,6 μέτρων. Όλα τα συμπεράσματα στην παρούσα §10.3.5 δίδονται με επιφύλαξη.

10.3.5.1. Δοκιμές που αφορούν επιλογές της μοντελοποίησης

Όσον αφορά επιλογές της μοντελοποίησης, αναφέρονται ενδεικτικά οι εξής δοκιμές μαζί με το κύριο συμπέρασμά τους:

- Άνω όριο του χωρίου υπολογισμού 279 μέτρα αντί για 147 μέτρα: Το κοντύτερο χωρίο παρουσιάζει μια επιτάχυνση της ελεύθερης ροής πάνω από την πόλη της τάξεως του 2%. Επίσης μια μικρή παραμόρφωση στις τιμές των μεταβλητών στα τελευταία άνω κελιά. Το ψηλότερο χωρίο παρουσίασε ελαφρώς καλύτερα αποτελέσματα σε σχέση με τα πειραματικά αλλά το θέμα είναι κατά πόσο αξίζει ο παραπάνω χρόνος υπολογισμού για τη συγκεκριμένη βελτίωση στις μέσες ταχύτητες U στα μεγάλα ύψη. Στην κύρια μοντελοποίηση με το πυκνότερο πλέγμα επιλέχθηκε το κοντύτερο χωρίο, ώστε να έχουμε καλύτερη ανάλυση μέσα στην πόλη.

- Έξοδος στα 420 m πίσω από το τελευταίο κτίριο, αντί στα 230 m: Αν και υπάρχει επίδραση της θέσης της εξόδου στη μορφή του πεδίου ροής πίσω από τα τελευταία κτίρια της πόλης (για παράδειγμα οι βρόχοι ανακυκλοφορίας πίσω από τα τελευταία κτίρια στην περίπτωση της μακρινής εξόδου είναι λίγο μεγαλύτεροι), μέσα στην πόλη δεν υπάρχουν αλλαγές.

- Οριακή συνθήκη εξόδου για την ταχύτητα U Neumann αντί μη-αντανakλαστική: Δεν υπάρχει ανιχνεύσιμη επίδραση στο κύριο πεδίο ροής. Οι διαφοροποιήσεις παρατηρούνται μόνο στα τελευταία κελιά στον άξονα X κοντά στην έξοδο: Στην περίπτωση της συνθήκης Neumann η επίδραση της

εξόδου μεταδίδεται αρκετά κελιά προς το πεδίο ροής, ενώ στην μη-αντανακλαστική σε πολύ λιγότερα. Όμως η μη-αντανακλαστική, τουλάχιστον όπως έχει υλοποιηθεί στον κώδικα, δημιουργεί υποβιβασμό της τύρβης.

– *Πλευρικές οριακές συνθήκες* συμμετρίας αντί για τοίχους: Υπάρχουν επιδράσεις, που αφορούν κυρίως την μικρή επιτάχυνση της ροής στην περίπτωση με τοίχους, λόγω της ανάπτυξης των πλευρικών οριακών στρωμάτων. Αν γίνει κατάλληλη αδιαστατοποίηση των κατακόρυφων προφίλ ταχυτήτων/ τάσεων όμως, τ' αποτελέσματα μεταξύ των δύο περιπτώσεων είναι ίδια.

– *Αριθμητικό σχήμα διακριτοποίησης για τους όρους μεταφοράς των ταχυτήτων* van Leer αντί για φραγμένου κεντρικών διαφορών²⁴: Έδωσε παρόμοια αποτελέσματα, με ελαφρά μικρότερες διακυμάνσεις των ταχυτήτων στην περίπτωση του van Leer. Επίσης έγιναν και δοκιμές²⁵ με σχήμα της κατηγορίας σχημάτων ανάντη διαφόρισης (γραμμικό ανάντη (LUDS)/ φραγμένο γραμμικό ανάντη), αλλά οι διακυμάνσεις ταχυτήτων και οι τάσεις ήταν πάρα πολύ μικρές (μικρό ποσοστό σε σχέση με αυτές που παρουσιάστηκαν στην §10.3.4). Επαληθεύεται λοιπόν ότι τα σχήματα ανάντη διαφόρισης δεν είναι κατάλληλα για LES.

– *Αριθμητικό σχήμα διακριτοποίησης για τις συγκεντρώσεις* φραγμένο ανάντη (bounded LUDS), αντί για van Leer. Αυτή η αλλαγή δεν φαίνεται να έχει σημαντική επίδραση στ' αποτελέσματα. Διαπιστώθηκαν μόνο σε κάποιους αισθητήρες μειωμένες τιμές συγκεντρώσεων.

– *Τραχύτητες*: Δοκιμάστηκαν πολλές τραχύτητες για διάφορα από τα στερεά (τραχύτητα εισόδου, έδαφος, κτίρια). Υπήρχαν κάποιες αναμενόμενες επιδράσεις όπως η μείωση των ταχυτήτων μέσα στην πόλη για μεγάλες τραχύτητες στα κτίρια και στο έδαφος, αλλά για το επίπεδο ακρίβειας που μιλάμε εδώ, η ακριβής τραχύτητα δεν φαίνεται να είναι ο πιο κρίσιμος παράγοντας για τη βελτίωση των αποτελεσμάτων.

– *Αρχικοποίηση του πεδίου ροής* από τα αποτελέσματα μιας μοντελοποίησης RANS: Δεν διαπιστώθηκε κάποιο αξιόλογο κέρδος. Καθώς αυτό απαιτεί μια ακόμη μοντελοποίηση δεν προτιμήθηκε αυτή η μέθοδος.

– *Χρήση ελαφρά διαφορετικών προφίλ εισόδου*: Σε διάφορες δοκιμές έχουν χρησιμοποιηθεί λίγο διαφορετικά προφίλ για την ταχύτητα ή για την τάση. Για παράδειγμα η U_{rms} σε κάποιες δοκιμές δεν πάει προς το 0 στα κατώτερα κελιά, αλλά μένει κοντύτερα στις τελευταίες πειραματικές τιμές. Σε άλλες η U έχει ληφθεί από μέσο όρο των πειραματικών μετρήσεων απευθείας (πριν τη μετατροπή τους σε ίσων χρονικών διαστημάτων). Διαπιστώθηκε ότι παρ' όλο που τα διαφορετικά προφίλ εισόδου είναι τόσο κοντά μεταξύ τους όσο το πειραματικό σφάλμα, η επίδραση στο πεδίο ροής δεν είναι αμελητέα. Η επιλογή των προφίλ εισόδου λοιπόν στην περίπτωση που κάποιος θέλει να κάνει μοντελοποίηση μεγαλύτερης ακρίβειας απ' αυτές που παρουσιάζονται εδώ, θα πρέπει να γίνει με προσοχή.

– *Χρήση κυκλικών οριακών συνθηκών* αντί για είσοδο τύπου Langevin: Η προσπάθεια μοντελοποίησης της πόλης με χρήση κυκλικών οριακών συνθηκών απέτυχε, λόγω προβλημάτων όπως έντονες ταλαντώσεις, μεγάλες ασυμμετρίες, αριθμητική αστάθεια κτλ. Η γεωμετρία που δεν είναι συμμετρική φαίνεται να επιτείνει αυτά τα προβλήματα.

10.3.5.2. Δοκιμές που σχετίζονται με την οριακή συνθήκη τύπου Langevin

Αναφέρονται παρακάτω κάποιες δοκιμές που έγιναν και σχετίζονται με τον παράγοντα εντοπιότητας r , τις τιμές των τάσεων και τις τιμές της ολοκληρωτικής κλίμακας χρόνου.

– *Επίδραση της παραμέτρου r* (εξ. 4.38). Δοκιμάστηκαν μεταξύ άλλων οι τιμές 0,99 και 0,9 (ίδιες σε όλες τις θέσεις του επιπέδου εισόδου). Υπενθυμίζεται ότι σε αρκούντως μακρύ κανάλι ροής τ' αποτελέσματα στις μέσες ταχύτητες και στις τάσεις είναι ανεξάρτητα του παράγοντα r όπως είδαμε στην §10.2. Στην περίπτωση της πόλης όμως δεν μπορούσαμε να έχουμε τόσο μεγάλο χωρίο και επιλέχθηκε να μπει η είσοδος όσο πιο κοντά γινόταν στην πόλη. Κάποια από τα συμπεράσματα από την επίδραση της παραμέτρου r στην περίπτωση αυτή είναι:

- Στις μέσες ταχύτητες οι διαφορές είναι πολύ μικρές. Όσο όμως μεγαλώνει το r , τα προφίλ ταχυτήτων καθ' ύψος είναι λιγότερο ομαλά. Αυτό φαίνεται κυρίως στο αραιότερο πλέγμα.

²⁴ Σημειώνεται ότι το μη φραγμένο σχήμα κεντρικών διαφορών, απ' ότι διαπιστώθηκε σε δοκιμές περιπτώσεων προηγούμενων κεφαλαίων, δεν υπολογίζει σωστά τις συνεκτικές δομές, δηλαδή χάνει κάτι από τη φυσική. Όμως μπορεί να προβλέψει τις τάσεις με μεγαλύτερη ακρίβεια σε αραιότερο πλέγμα από το φραγμένο και γι' αυτό χρησιμοποιείται. Στην περίπτωση του Michel-Stadt δεν κατέστη δυνατό να γίνει μοντελοποίηση με μη φραγμένο σχήμα κεντρικών διαφορών, λόγω αριθμητικής αστάθειας.

²⁵ Για παράδειγμα τ' αποτελέσματα των Koutsourakis et al. (2012a) είναι με τέτοιο σχήμα.

Σημειώνεται ότι και τα πειραματικά προφίλ ταχυτήτων δεν είναι ομαλά και ακολουθούν τεθλασμένη γραμμή, παρόλο τον τεράστιο χρόνο λήψης μετρήσεων.

- Οι τάσεις πέφτουν όσο μειώνεται το r . Αυτό είναι λογικό αφού είναι σα να εισάγουμε μικρότερες διαταραχές στην είσοδο αφού τις ομαλοποιούμε σε σχέση με τις γειτονικές τους και η πόλη είναι κοντά στην είσοδο του πεδίου ροής. Για παράδειγμα, στην περίπτωση με $r = 0,9$, το U_{rms} στις θέσεις των πρώτων μετρητικών θέσεων (προφίλ 12, 14, 17) είναι περίπου το 1/5 ως 1/4 της περίπτωσης με $r = 1$. Αυτό διορθώνεται μετά μέσα στην πόλη και οι τάσεις εκεί έχουν πολύ μικρές διαφορές όσο πάμε προς την έξοδο της πόλης. Στα μεγάλα ύψη όμως το περιορισμένο χωρίο δεν επαρκεί για να προλάβουν να μεταδοθούν οι διαταραχές εκεί και το U_{rms} μένει πιο χαμηλά (περίπου το μισό). Στην περίπτωση με $r = 0,99$ οι διαφορές στις τάσεις είναι μικρές σε σχέση με $r = 1$, αλλά και πάλι ανιχνεύσιμες.

- Οι συνεκτικές δομές διατηρούνται, αλλά λιγάκι αποδυναμωμένες όσο πέφτει το r .

- Με μικρή μείωση του r , οι ψευδείς τυχαίες δομές στροβιλότητας που ξεκινούν από την είσοδο και διατηρούνται για μεγάλο μήκος του πεδίου ροής (σχ. 10.48) μειώνονται πάρα πολύ.

- Με μείωση του r , η T_u πέφτει, όπως είναι λογικό. Σε δοκιμή με το πυκνό πλέγμα και $r = 0,9$, η μέση T_u κοντά στην είσοδο της πόλης (προφίλ 12, 13, 14, 16, 17) στα 60 m είχε πέσει στο 1/3 της τιμής που είχε με $r = 1$. Προς την έξοδο της πόλης όμως οι τιμές και στις δυο περιπτώσεις ήταν ίδιες (πολύ μειωμένες σε σχέση με τις πειραματικές).

- *Επίδραση της διακύμανσης ταχύτητας στην είσοδο.* Στην οριακή συνθήκη τύπου Langevin στην είσοδο έχουμε δώσει διαταραχές μόνο στην ταχύτητα U , περίπου όσες στην ταχύτητα U στο πείραμα. Έτσι όμως δεν δίνουμε στην είσοδο όλη την τυρβώδη κινητική ενέργεια που υπήρχε στο πείραμα, καθώς εκεί είχαμε διακυμάνσεις και στις συνιστώσες V , W . Φαίνεται πιο σωστό από φυσικής πλευράς να κάνουμε το εξής: Να υπολογίσουμε σε κάθε θέση της εισόδου την συνολική κινητική ενέργεια από το πείραμα και την αναγάγουμε σε διακυμάνσεις μόνο της ταχύτητας U . Τότε προκύπτει μια διακύμανση σ_u κατά μέσο όρο υπερδιπλάσια. Βάζοντας αυτή την αυξημένη διακύμανση στον κώδικα στην είσοδο του πεδίου ροής στη συνθήκη τύπου Langevin, υπάρχει αύξηση της υπολογιζόμενης U_{rms} πάνω από 20% σε όλο το μήκος του χωρίου υπολογισμού στα μεγάλα ύψη, ενώ ανάμεσα στα κτίρια και λίγο πάνω απ' αυτά δεν υπάρχει διαφορά. Έτσι τ' αποτελέσματα είναι κοντύτερα στα πειραματικά. Για μελλοντικές μοντελοποιήσεις συνιστάται αυτή η πρακτική, δηλαδή χρήση αυξημένης διακύμανσης της U , στην περίπτωση που χρησιμοποιείται Langevin μόνο γι' αυτή της συνιστώσας της ταχύτητας.

- *Χρήση συνθήκης τύπου Langevin και στις τρεις συνιστώσες της ταχύτητας.* Στην περίπτωση αυτή έχουν δοθεί οι πειραματικές τιμές καθ' ύψος από το BL3 για U μέσο, U_{rms} , V_{rms} , W_{rms} , T_u , T_v , T_w , ενώ τα V και W έχουν καθοριστεί 0. Αυτή η αλλαγή επιφέρει σημαντικές αλλαγές στα προφίλ των U_{rms} . Για παράδειγμα, στην πρώτη σειρά μετρήσεων κοντά στην είσοδο της πόλης (προφίλ 12, 13, 14, 16, 17) οι U_{rms} προκύπτουν περίπου 50% αυξημένες (σε σχέση με την περίπτωση που χρησιμοποιείται Langevin μόνο σε μια συνιστώσα) στα χαμηλά ύψη, δηλαδή πιο κοντά στις πειραματικές. Αυτό δείχνει ότι η τύρβη είναι πιο συνεκτική και αποκαθίσταται πιο γρήγορα. Αντίθετα, στα μεγάλα ύψη οι U_{rms} προκύπτουν περίπου 50% μικρότερες, δηλαδή πιο μακριά από τις πειραματικές: οι διακυμάνσεις στους άλλους δύο άξονες φαίνεται να υποβιβάζουν αρχικά τις διακυμάνσεις στον άξονα X . Συνολικά τα προφίλ αυτά των τάσεων μετά την είσοδο της πόλης έχουν πιο σωστή μορφή, όπως ξέρουμε από τη θεωρία οριακών στρωμάτων πάνω από εμπόδια. Όσο πάμε προς τα πίσω, στη μέση και στην έξοδο της πόλης, οι διαφορές μεταξύ χρήσης Langevin μιας και τριών συνιστωσών μειώνονται. Σε χαμηλά ύψη μέσα στην πόλη η Langevin τριών συνιστωσών διατηρεί το προβάδισμά της μέχρι το τέλος, στα μέσα ύψη έχει ξεπεράσει τη Langevin μιας συνιστώσας μέχρι το τέλος της πόλης, ενώ στα μεγάλα ύψη απλά την έχει φτάσει. Συνολικά δηλαδή η οριακή συνθήκη τύπου Langevin τριών συνιστωσών δίνει τάσεις κοντύτερα στις πειραματικές και με πιο σωστή μορφή.

Με τη χρήση συνθήκης τύπου Langevin και στις τρεις συνιστώσες της ταχύτητας, τα τροποποιημένα προφίλ τάσεων έχουν επίδραση και στα προφίλ ταχύτητας τα οποία τώρα έχουν λίγο διαφορετική μορφή, ειδικά στις πρώτες σειρές πειραματικών μετρήσεων. Το σκεδαστικό διάγραμμα (scatter plot) όμως για τη συνιστώσα U για όλα τα σημεία μετρήσεων δε δείχνει κάποια υπεροχή της Langevin τριών συνιστωσών έναντι π.χ. της προηγούμενης δοκιμής που αφορούσε Langevin μιας συνιστώσας με αυξημένο το σ_u . Τέλος, η ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου T_u με τη Langevin τριών συνιστωσών είναι 4 με 5 φορές μικρότερη, αλλά έχει πολύ μεγαλύτερη ομοιομορφία σε όλους τους άξονες, σε σχέση με τις άλλες περιπτώσεις που έχουν αναφερθεί ως τώρα. Γενικά αυτή η περίπτωση παρουσιάζει πλεο-

νεκτῆματα και μπορεί σε κάποιες περιπτώσεις να είναι συμφερότερη επιλογή, πιθανόν με τροποποιήσεις όπως χρήση παράγοντα ενίσχυσης f (εξ. 4.38) μεγαλύτερο του 1 ή επιπλέον χρήση του μετασχηματισμού του Lund ώστε να έχουμε και συσχετίσεις μεταξύ u' , v' , w' στο ίδιο σημείο.

– *Καθορισμός πολύ μικρότερης ολοκληρωτικής κλίμακας χρόνου στην είσοδο.* Έγιναν κάποιες δοκιμές βάζοντας στην οριακή συνθήκη τύπου Langevin, περίπου 200 φορές μικρότερη²⁶ T_u . Στις περιπτώσεις αυτές παρατηρήθηκαν τα εξής: 1) Παρόλη την πολύ μικρή T_u , πάλι δημιουργείται τύρβη στο πεδίο ροής. 2) Σε μέσα και μεγάλα ύψη η T_u παραμένει πολύ μικρή (αλλά δεν πέφτει περαιτέρω) σε όλο το μήκος της πόλης. 3) Σε μικρά ύψη μέσα στην πόλη, η τύρβη που δημιουργείται έχει αυξημένη T_u (που τείνει να έχει τις ίδιες τιμές όσο και οι άλλες περιπτώσεις με την αυξημένη T_u εισόδου, όσο πάμε προς την έξοδο της πόλης). 4) Μείωση της παραμέτρου r έχει αμελητέα επίδραση στην T_u μέσα στην πόλη.

– *Χρήση αρχικού προφίλ εισόδου ταχύτητας χωρίς αρχική διακυμάνση.* Στο αρχικό προφίλ ταχύτητας που δίνουμε στην είσοδο μπορούμε να βάλουμε αρχικές διακυμάνσεις (όπως στην βασική περίπτωση με κωδικό 33.10), ώστε να διευκολύνουμε τη μικρή αρχική περίοδο μετάβασης σε τύρβη. Από δοκιμές διαπιστώθηκε αμελητέα επίδραση απ' αυτόν τον παράγοντα στο χρόνο που χρειάζεται να περάσει για v' αρχίσουμε να λαμβάνουμε στατιστικά και γενικά δε θεωρείται ότι υπάρχει τελικά σοβαρός λόγος να δοθούν αρχικές διακυμάνσεις.

Συμπερασματικά, η πιο απλή χρήση της συνθήκης τύπου Langevin σε ένα άξονα με παράμετρο εντοπιότητας $r = 1$ φαίνεται να είναι η πρώτη επιλογή για κάποιον που δε θέλει να κάνει δοκιμές. Είναι περίπτωση αναφοράς και επιπλέον δίνει (έστω τεχνητά) αυξημένες τάσεις Reynolds. Η σ_u είναι προτιμότερο να ληφθεί τέτοια που να προκύπτει ίδια κινητική ενέργεια με το πείραμα και αν δεν υπάρχουν μετρήσεις, διπλάσια αυτής που περιμένουμε να έχει μόνη της η συνιστώσα U . Αυτά ισχύουν κυρίως για την περίπτωση που θα επιλεγεί είσοδος του πεδίου ροής πολύ κοντά στην πόλη, όπως στην περίπτωση μας.

10.4. ΒΑΣΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΑΠΟ ΤΟ ΚΕΦΑΛΑΙΟ

Συνοπτικά, κάποια απ' τα πιο σημαντικά συμπεράσματα του κεφαλαίου αυτού είναι:

- Η οριακή συνθήκη τύπου Langevin στην είσοδο δίνει ίδια αποτελέσματα σε ταχύτητες και τάσεις με τις κυκλικές οριακές συνθήκες (σε μικρότερο χρόνο μοντελοποίησης, αλλά σε μακρύτερο χωρίο).

- Η οριακή συνθήκη τύπου Langevin στο άνω όριο βελτιώνει τ' αποτελέσματα, άσχετα αν στην είσοδο έχει χρησιμοποιηθεί συνθήκη τύπου Langevin ή άλλου τύπου οριακή συνθήκη όπως οι κυκλικές οριακές συνθήκες. Έστω και μόνο για οριακή συνθήκη στο άνω όριο, η συνθήκη τύπου Langevin είναι πολύ χρήσιμη.

- Η μοντελοποίηση οριακού στρώματος πάνω από μεγάλα στοιχεία τραχύτητας είναι πολύ δύσκολη, καθώς για επίτευξη μεγάλης ακρίβειας πρέπει να επιλυθούν τα λεπτά στοιχεία τραχύτητας.

- Η πόλη Michel-Stadt αποτελεί καλή περίπτωση για μοντελοποίηση με LES.

- Η μεθοδολογία LES που αναπτύχθηκε επαρκεί για την επιτυχή μοντελοποίηση της ροής και διασποράς στην πόλη Michel-Stadt. Στη ροή, οι κυριότερες διαφορές με το πείραμα είναι οι χαμηλότερες τάσεις και η υποεκτίμηση των ταχυτήτων στα χαμηλά ύψη. Τ' αποτελέσματα αναμένεται να είναι ακόμη καλύτερα με πυκνότερο πλέγμα.

- Οι στατιστικοί δείκτες για σύγκριση ροϊκών πεδίων πρέπει να χρησιμοποιούνται μόνο μετά από εποπτεία του πεδίου ροής και χρειάζεται μεγάλη προσοχή στη χρήση τους, στην επιλογή των παραμέτρων τους και στην εξήγηση των τιμών τους. Καλό είναι να χρησιμοποιείται συνδυασμός στατιστικών δεικτών.

- Η σύγκριση μέσων τιμών για εκτίμηση της επιτυχίας μιας μοντελοποίησης δεν ενδείκνυται πάντα. Υπάρχουν για παράδειγμα περιπτώσεις που οι κατανομές των ταχυτήτων παρουσιάζουν δύο κορυφές και η μέση τιμή δεν έχει φυσικό νόημα.

- Τέτοιες διττές κατανομές φάνηκε ότι μπορούν να προβλεφθούν από την LES (ενώ εξ' ορισμού είναι αδύνατο να προβλεφθούν από τη RANS).

²⁶ Οι δοκιμές αυτές ξεκίνησαν τυχαία: Η T_u που δίνουμε στην είσοδο στην πλήρη κλίμακα πρέπει κανονικά να είναι 225 φορές μεγαλύτερη από αυτή του πειράματος, αλλά κατά λάθος σε κάποιες μοντελοποιήσεις είχε δοθεί η κλίμακα του πειράματος, χωρίς να πολλαπλασιαστεί επί 225.

- Αναδεικνύονται νέοι τρόποι σύγκρισης πεδίων ροής, παρατηρώντας στιγμιότυπά τους σε διαδοχικές χρονικές στιγμές και προσπαθώντας ν' αναζητήσουμε συγκεκριμένα ροϊκά φαινόμενα, τη θέση, ένταση και συχνότητά τους.

- Με την έλευση της LES ανακύπτουν και άλλες παράμετροι που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για σύγκριση, όπως η ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου. Τ' αποτελέσματα στη συγκεκριμένη περίπτωση είναι ανάμικτα, με την T_u στις μοντελοποιήσεις να μειώνεται συνήθως πολύ μακριά από τα όρια εισόδου-εδάφους του χωρίου.

- Πάνω από την πόλη παρατηρούνται συνεκτικές δομές (με χρήση φραγμένου σχήματος κεντρικών διαφορών), με μηχανισμούς παρόμοιους όπως αυτούς που έχουν παρατηρηθεί σε ροή πάνω από ομοειδείς κύβους (Coceal et al., 2007a). Μπορεί να σχολιαστεί ότι η LES μπορεί να θεωρηθεί ως «αραιή DNS», αφού συνήθως τέτοιες δομές παρατηρούνται με DNS.

- Επικρατούσα συνεκτική δομή σε μεγάλα ύψη είναι οι πεταλοειδείς στρόβιλοι.

- Επικρατούσα συνεκτική δομή σε μικρά ύψη μέχρι το ύψος των κτιρίων είναι οι κυλινδρικοί στρόβιλοι των οδικών χαραδρών.

- Επικρατούσες συνεκτικές δομές σε ύψη περίπου όσο τα ύψη των κτιρίων είναι τα φύλλα στροβιλότητας και οι πεταλοειδείς στρόβιλοι.

- Οι επιφάνειες χαμηλών ταχυτήτων σχετίζονται άμεσα με τους πεταλοειδείς στρόβιλους (μέσα σε αυτούς).

- Οι επιφάνειες υψηλών ταχυτήτων είναι χαμηλότερα (σε μικρότερη απόσταση από το έδαφος) από τις επιφάνειες χαμηλών ταχυτήτων. Συχνά σχετίζονται με τα φύλλα στροβιλότητας και πιο χαλαρά με πεταλοειδείς στρόβιλους (έξω από αυτούς).

- Ο επικρατέστερος μηχανισμός δημιουργίας πεταλοειδών στρόβιλων είναι το τρύπημα ενός φύλλου στροβιλότητας από μια περιοχή χαμηλής ταχύτητας που μπορεί να δημιουργηθεί κάτω απ' αυτό. Η περιοχή χαμηλής ταχύτητας ανεβαίνει, τρυπάει το φύλλο και αυτό φτιάχνει δυο αντιπεριστροφόμενους στρόβιλους, οι οποίοι ανυψώνονται και ενώνονται φτιάχνοντας τον πεταλοειδή στρόβιλο. Επίσης είναι δυνατόν ένας πεταλοειδής στρόβιλος να γεννηθεί από έναν άλλο.

- Για τις πειραματικές μετρήσεις παρατηρήθηκε ότι πρέπει να καλύπτουν (έστω αραιά) όσο το δυνατόν μεγαλύτερο εύρος ολόκληρης της αεροσήραγγας, ώστε να διαπιστωθούν/ εξηγηθούν μερικά φαινόμενα μεγάλης κλίμακας.

Για μελλοντική έρευνα, το πεδίο είναι ανεξάντλητο. Ενδεικτικά αναφέρονται ως πρώτη προτεραιότητας τα εξής:

- Περαιτέρω έρευνα για την οριακή συνθήκη τύπου Langevin, τις παραμέτρους που την επηρεάζουν και πιθανόν σύγκρισή της με άλλες μεθόδους.

- Σε μεταγενέστερο στάδιο, σύγκριση διαφορετικών μεθόδων δημιουργίας τεχνητής τύρβης, κατανόηση της φιλοσοφίας τους και προσδιορισμός ποιες απ' αυτές θα είναι καταλληλότερες για LES και για ποιες συγκεκριμένες εφαρμογές.

- Περαιτέρω έρευνα και σύγκριση για τις ολοκληρωτικές κλίμακες χρόνου και πώς οι τιμές τους σχετίζονται με διάφορες παραμέτρους την μοντελοποίησης.

- Καλύτερη μοντελοποίηση της πόλης με πιο πυκνό πλέγμα, μεγαλύτερα όρια στο χωρίο και όσο το δυνατόν πιο πολλές σειρές από στοιχεία τραχύτητας στην είσοδο. Επιπλέον καλύτερη μοντελοποίηση του τραχέως οριακού στρώματος BL3 με επίλυση των στοιχείων τραχύτητας.

- Περαιτέρω διερεύνηση των συνεκτικών δομών, κοιτάζοντας κι άλλες μεταβλητές ή άλλες τιμές μεταβλητών. Διερεύνηση των συσχετίσεων μεταξύ διαφορετικών δομών. Αυτό πρέπει να γίνει κατά προτίμηση σε μοντελοποίηση πυκνότερου πλέγματος.

11. Επίλογος

Ο κύριος σκοπός της διατριβής επιτεύχθηκε, καθώς αναπτύχθηκε αξιόπιστος κώδικας LES που δοκιμάστηκε σε πολλές διαφορετικές περιπτώσεις μελέτης ροής και διασποράς ρύπων. Χρησιμοποιήθηκε και βελτιώθηκε μια μεθοδολογία δημιουργίας οριακών συνθηκών εισόδου για LES (ψευδο-τύρβη) τύπου Langevin, η οποία δείχθηκε ότι είναι κατάλληλη και για χρήση στο άνω όριο του πεδίου ροής. Εξετάστηκαν πρωτότυπες εφαρμογές και μελετήθηκαν συγκεκριμένα φαινόμενα που συνέβαλαν στη γνώση μηχανισμών της τυρβώδους ροής και διασποράς ρύπων στο αστικό περιβάλλον. Παράλληλα προσδιορίστηκε ο σχετικός ρόλος των μεθοδολογιών RANS και LES.

Παρακάτω αναφέρονται κάποια συμπεράσματα της εργασίας, η συμβολή της στην επιστήμη, η προτεινόμενη μελλοντική έρευνα και οι επιστημονικές δημοσιεύσεις που έχει επιφέρει ως τώρα.

11.1. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Κατά την ανάπτυξη του θέματος και από το πλήθος των περιπτώσεων που εξετάστηκαν, υπήρξαν πολλά χρήσιμα συμπεράσματα. Κάποια απ' αυτά συμπεριλαμβάνονται παρακάτω.

11.1.1. Γενικά συμπεράσματα

– Η μεθοδολογία LES που αναπτύχθηκε (κεφ. 4) είναι κατάλληλη για μελέτη της τυρβώδους ροής και της διασποράς ρύπων στο αστικό περιβάλλον. Ο κώδικας μοντελοποίησης μεγάλων δινών που προέκυψε από την ενσωμάτωση της μεθοδολογίας αυτής στον ειδικευμένο σε θέματα ατμοσφαιρικής διασποράς κώδικα ADREA-HF, είναι δοκιμασμένος σε πολλές εφαρμογές και είναι έτοιμος για επιχειρησιακή χρήση από τρίτους.

– Η μοντελοποίηση μεγάλων δινών δεν είναι μια «καλύτερη μεθοδολογία RANS», αλλά μια εναλλακτική προσέγγιση, που κυρίως απευθύνεται σε προβλήματα τα οποία παρουσιάζουν έντονα χρονικά μεταβαλλόμενα φαινόμενα. Και οι δυο μεθοδολογίες είναι χρήσιμες και συμπληρώνουν η μία την άλλη.

– Η μεθοδολογία RANS είναι ως τάξεις μεγέθους πιο γρήγορη και δίνει σε πολλές περιπτώσεις αρκούτως καλά αποτελέσματα, όταν μας ενδιαφέρουν μόνο οι μέσοι όροι των μεταβλητών. Δεν δίνει όμως πληροφορίες για τους φυσικούς μηχανισμούς που κρύβονται πίσω από τους μέσους όρους. Επίσης υπάρχουν περιπτώσεις ασταθών ροών που οι μέσοι όροι δεν αντιπροσωπεύουν κάποια πραγματική κατάσταση της ροής και εκεί η χρήση της μεθοδολογίας RANS είναι εκ θεμελίων προβληματική. Όσον αφορά τα μοντέλα τύρβης, το μοντέλο τάσεων Reynolds δεν ικανοποίησε για χρήση σε οδικές χαράδρες. Τα μοντέλα $k-\epsilon$ και RNG- $k-\epsilon$ παρουσίασαν παρόμοια συμπεριφορά, με το δεύτερο να δίνει τα καλύτερα κατά μέσο όρο αποτελέσματα..

– Η μεθοδολογία LES δίνει εν γένει πιο σωστά αποτελέσματα σε περιπτώσεις που τα τυρβώδη χαρακτηριστικά διαδραματίζουν μεγάλο ρόλο στη διαμόρφωση της ροής και μπορεί να βοηθήσει στην κατανόηση των φυσικών φαινομένων. Κάνει διαθέσιμες χρονοσειρές των μεταβλητών, ανοίγοντας νέους ορίζοντες στον όγκο πληροφορίας που μπορεί να εξαχθεί από μια μοντελοποίηση, παρέχοντας για παράδειγμα ριπές ανέμου, μέγιστες συγκεντρώσεις, τάσεις, συσχετίσεις, ροπές ανώτερης τά-

ξης, φασματικές κατανομές, συναρτήσεις κατανομών πυκνότητας πιθανότητας, τυρβώδεις ολοκληρωτικές χρονικές κλίμακες, περιστατικά όπως εξωθήσεις (ejections) και γενικά δυνατότητες στατιστικής επεξεργασίας. Η LES μπορεί να προβλέψει μη-γκαουσιανές κατανομές ταχυτήτων όπως διττές (bimodal) ή λοξομένες (skewed). Δίνει ρεαλιστική απεικόνιση των χρονικών μεταβολών των μεταβλητών, από την οποία μπορούν να εξαχθούν χρήσιμα συμπεράσματα. Οι στιγμιαίες καταστάσεις της ροής βοηθούν για την ουσιαστική μελέτη των θεμελιωδών φυσικών φαινομένων που λαμβάνουν χώρα. Επιπλέον η LES δίνει τη δυνατότητα απεικόνισης και μελέτης των συνεκτικών δομών, που αποτελούν παράγοντα-κλειδί για την βαθύτερη κατανόηση της τυρβώδους ροής και της μεταφοράς ρύπων. Η μελέτη των συνεκτικών δομών είναι από μόνη της αρκετή για να δικαιολογήσει τη χρήση της LES (ή και της DNS). Η LES σίγουρα έχει να προσφέρει πολλά στη μελέτη της τυρβώδους ροής.

– Για την αξιολόγηση των μοντελοποιήσεων, είναι επιθυμητή η σύγκριση με πολλά πειράματα και όχι μόνο με ένα. Τα πειράματα μειωμένης κλίμακας ενδείκνυνται περισσότερο, καθώς είναι καλύτερα ορισμένα και ελεγχόμενα. Η σύγκριση πρέπει να γίνεται πρώτα για το πεδίο ροής και αφού εξασφαλιστεί η ακρίβεια της μοντελοποίησης, μετά να ελέγχονται οι συγκεντρώσεις. Επίσης, για την πιο επιτυχημένη σχεδίαση ενός πειράματος, είναι επιθυμητό να προηγηθεί μοντελοποίηση. Οι πειραματικές μετρήσεις καλό είναι να καλύπτουν ενδεικτικά όλο το χώρο του πειράματος και όχι μόνο τα σημεία ενδιαφέροντος.

– Οι κυκλικές οριακές συνθήκες έχουν σημαντικά μειονεκτήματα όπως το ότι δε μπορούν να εφαρμοστούν σε οποιαδήποτε γεωμετρία. Η μεθοδολογία οριακών συνθηκών που χρησιμοποιεί εξισώσεις τύπου Langvin που παρουσιάστηκε στην διατριβή αυτή, δίνει ίδια αποτελέσματα χωρίς να παρουσιάζει αυτά τα μειονεκτήματα. Η οριακή συνθήκη τύπου Langvin είναι κατάλληλη και χρήσιμη ως οριακή συνθήκη εισόδου για LES, όντας απλούστερη από άλλες μεθοδολογίες δημιουργίας τεχνητής τύρβης. Επιπλέον είναι κατάλληλη ως οριακή συνθήκη για το άνω όριο (ή και για τα πλευρικά όρια) του χωρίου υπολογισμού, ό,τι οριακή συνθήκη και να έχει επιλεγεί στην είσοδο.

11.1.2. Ειδικά συμπεράσματα

Το κάθε κεφάλαιο περιέχει πλήθος ειδικών συμπερασμάτων. Παρακάτω αναφέρονται ξανά κάποια απ' τα πιο σημαντικά.

– Όσον αφορά τις δισδιάστατες ασύμμετρες χαράδρες, για γεωμετρία μείωσης αναβαθμού, υπάρχει ένας κρίσιμος λόγος υψών των κτιρίων A , περίπου ίσος με 1,48 για λείους τοίχους, για τον οποίο υπάρχει μετάβαση από το καθεστώς του ενός στροβίλου στο καθεστώς των δύο στροβίλων. Στη δεύτερη περίπτωση αυξάνουν πολύ οι ρύποι, ο χρόνος παραμονής είναι πολύ μεγάλος και οι μέσες συγκεντρώσεις μέσα στη χαράδρα μπορεί να είναι τρεις φορές μεγαλύτερες σε σχέση με την περίπτωση αύξησης αναβαθμού. Παρατηρήθηκε ότι στην περίπτωση του κρίσιμου λόγου το πεδίο ροής είναι ασταθές και παρουσιάζεται διττή συμπεριφορά που δε μπορεί να προβλεφθεί από τη μεθοδολογία RANS. Στις χαράδρες μείωσης αναβαθμού η απαγωγή των ρύπων γίνεται με τυρβώδη διάχυση, ενώ σ' αυτές με αύξηση αναβαθμού με μεταφορά. Η μεταφορά γίνεται με ασυνεχείς ριπές, όπως φαίνεται από την παρατήρηση της χρονικής μεταβολής του φαινομένου. Όσον αφορά τις συνεκτικές δομές, επιβεβαιώθηκε και για ασύμμετρες χαράδρες η συσχέτιση μεταξύ των περιοχών χαμηλών ταχυτήτων και των περιοχών υψηλών συγκεντρώσεων, που έχει αναφερθεί για κανονικές χαράδρες στη βιβλιογραφία. Στην περίπτωση αύξησης αναβαθμού, σχηματίζεται μόνο ένας κύριος στρόβιλος ανεξάρτητα από τον λόγο των υψών των εκατέρωθεν κτιρίων και τα επίπεδα ρύπων είναι αντίστοιχα με αυτά των κανονικών χαραδρών. Τα συμπεράσματα αυτά αφορούν χαράδρες που έχουν λόγο διαστάσεων ύψους προς πλάτος περίπου ίσο με 1.

– Στην περίπτωση της πόλης, φάνηκε ότι οι κυριότερες συνεκτικές δομές στα μεγάλα ύψη είναι οι πεταλοειδείς στρόβιλοι, σε μικρά ύψη μέχρι το ύψος των κτιρίων είναι οι κυλινδροειδείς στρόβιλοι των οδικών χαραδρών και στο ύψος των κτιρίων τα φύλλα στροβιλότητας που εξέρχονται από τις στέγες και οι πεταλοειδείς στρόβιλοι.

– Στην πόλη, οι περιοχές στιγμιαία μειωμένης ταχύτητας (ή χαμηλής ορμής) σε ύψη της τάξεως του ύψους των κτιρίων, σχετίζονται με τους πεταλοειδείς στροβίλους. Οι περιοχές στιγμιαία αυξημένης ταχύτητας βρίσκονται σε χαμηλότερα ύψη από τις περιοχές στιγμιαία μειωμένης ταχύτητας και ενίοτε σχετίζονται με τα φύλλα στροβιλότητας και δευτερευόντως και πιο χαλαρά με τους πεταλοειδείς στροβίλους (βρίσκονται από την εξωτερική τους πλευρά).

– Στην πόλη, ο βασικότερος μηχανισμός δημιουργίας πεταλοειδών στροβίλων είναι το τρύπημα ενός φύλλου στροβιλότητας από μια περιοχή χαμηλής ταχύτητας που μπορεί να δημιουργηθεί κάτω απ' αυτό. Έτσι φτιάχνονται δυο αντιπεριστρεφόμενοι στρόβιλοι, οι οποίοι ανυψώνονται και ενώνονται δημιουργώντας τον πεταλοειδή στρόβιλο. Ένας υπάρχων πεταλοειδής στρόβιλος μπορεί να βοηθήσει στη δημιουργία ενός νέου.

– Η παρακολούθηση της λεπτομερούς χρονικής εξέλιξης της ροής, για παράδειγμα μέσω των διανυσμάτων ταχύτητας σε κάποιο επίπεδο, μπορεί να οδηγήσει σε πολύτιμα συμπεράσματα για τα φυσικά φαινόμενα που συμβαίνουν σε μια περιοχή. Έτσι για παράδειγμα στην πόλη προσδιορίστηκαν σημεία διττής συμπεριφοράς, ριπές και η προέλευσή τους, περιοχές μεγάλης αστάθειας της ροής, σταθεροί και ασταθείς στρόβιλοι. Επίσης πολλά τρισδιάστατα ροϊκά φαινόμενα μπορούν να εξηγηθούν και να διερευνηθούν από την παρακολούθηση των στιγμιαίων γραμμών ροής.

– Όσον αφορά τις οδικές χαράδρες σε διάφορους λόγους ύψους προς πλάτος, η μεθοδολογία RANS είναι επαρκής για να δείξει τα κύρια χαρακτηριστικά της ροής, τον αριθμό και τη θέση των κύριων και των δευτερευόντων στροβίλων. Στον κύριο βρόχο ανακυκλοφορίας το μοντέλο τύρβης τάσεων Reynolds δίνει μεγαλύτερες ταχύτητες στην περιφέρεια και μικρότερες στις κεντρικές περιοχές της χαράδρας, σε σχέση με το $k-\epsilon$. Στην κανονική οδική χαράδρα ο κύριος βρόχος ανακυκλοφορίας δημιουργείται από το στρόβιλο που εξάγεται από την γωνία του ανάντη κτιρίου. Στις βαθιές οδικές χαράδρες ο μηχανισμός δημιουργίας πολλαπλών κυρίων στροβίλων είναι η αύξηση του μεγέθους και τελικά η συγχώνευση των γωνιακών στροβίλων. Ο μηχανισμός αυτός φαίνεται να βοηθιέται από την τραχύτητα. Στις γωνίες υπάρχει ουσιαστικά αλληλουχία στροβίλων (στρόβιλοι Moffatt), πράγμα που μπορεί να παρατηρηθεί μόνο με πολύ πυκνά πλέγματα. Οι πολλαπλοί στρόβιλοι μπορούν να προβλεφθούν από τη RANS μόνο με κατάλληλες συνθήκες τοίχου. Σε περίπτωση πολύ μεγάλης τραχύτητας, οι συναρτήσεις τοίχου δεν είναι επαρκείς και χρειάζεται η επίλυση των στοιχείων τραχύτητας. Αυτό ισχύει και για τη RANS και για την LES.

– Όσον αφορά τις μοντελοποιήσεις με υδρογόνο, προσδιορίστηκε η βέλτιστη τιμή της σταθεράς Smagorinsky, που είναι κοντά στο 0,1. Πολύ μεγάλες τιμές αυξάνουν την υποπλεγματική τύρβη αλλά καταστρέφουν πολύ περισσότερο την επιλυόμενη κάνοντας τη ροή πιο στρωτή. Επίσης φάνηκε η καλύτερη συμπεριφορά του μοντέλου RNG-LES στις περιπτώσεις που υπάρχουν στο πεδίο ροής τόσο περιοχές με υψηλή όσο και περιοχές με χαμηλή τύρβη. Η μοντελοποίηση με LES πλεονεκτεί της RANS, καθώς δίνει σε κάποια σημεία στιγμιαίες συγκεντρώσεις κοντά στο όριο αναφλεξιμότητας, ενώ η μέση τιμή που δίνει η RANS μπορεί να είναι και μια τάξη μεγέθους χαμηλότερη.

11.2. ΣΥΜΒΟΛΗ ΤΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ ΣΤΗΝ ΕΠΙΣΤΗΜΗ

Η παρούσα εργασία συμβάλλει στην κάλυψη κάποιων από τα κενά που υπήρχαν στη βιβλιογραφία και προσφέρει στην πρόοδο της επιστήμης. Για παράδειγμα:

– Δημιουργήθηκε ευρείας χρήσης κώδικας LES (με δυνατότητες RANS, που προϋπήρχαν) ειδικευμένος για χρήση σε αστικό περιβάλλον, σε εξωτερικό ή εσωτερικό χώρο, συμπεριλαμβανομένων μελετών ανωστικών αερίων. Ο κώδικας LES που αναπτύχθηκε είναι διαθέσιμος για οποιαδήποτε χρήση από το Εργαστήριο Τεχνολογίας Περιβάλλοντος του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας και από το Εργαστήριο Περιβαλλοντικών Ερευνών του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος». Ο κώδικας περιλαμβάνει σύγχρονο γραφικό περιβάλλον εργασίας αντάξιο των εμπορικών κωδίκων. Το εργαλείο αυτό αναμένεται ν' αποτελέσει τη βάση για σημαντική μελλοντική προσφορά στην έρευνα. Επίσης η εμπειρία που έχει αποκτηθεί από τη χρήση διαφόρων μεθοδολογιών μελέτης της ροής και της διασποράς ρύπων στο αστικό περιβάλλον πιστεύεται ότι επίσης θ' αποτελέσει γερό θεμέλιο για τις επόμενες μελέτες.

– Έγινε εκτενής χρήση και περαιτέρω ανάπτυξη μεθοδολογιών τύπου Langvin (§4.3.4, κεφ. 10) για οριακές συνθήκες εισόδου στην LES, αφού δείχθηκαν τα πλεονεκτήματά τους σε σχέση με τις κυκλικές οριακές συνθήκες (τα μειονεκτήματα των κυκλικών οριακών συνθηκών συγκεντρώνονται στις §2.6.3.2, §4.3.3). Φάνηκε η μεγάλη σπουδαιότητα των χρονικών συσχετίσεων, η ανάγκη για δημιουργία διαταραχών που θα βοηθήσουν τον κώδικα να παράγει τύρβη και όχι αναγκαστικά διαταραχών του πειράματος και η πολύ χρήσιμη δυνατότητα χρήσης της μεθοδολογίας αυτής για οριακή συνθήκη του άνω ορίου του χωρίου υπολογισμού. Επιπλέον έγιναν παραμετρικές μελέτες που αφορούν την γενικευμένη μέθοδο τύπου Langvin που αναπτύχθηκε στην εργασία αυτή.

– Εξετάστηκε με LES ημι-ιδεατή πόλη και όχι πλήρως εξιδανικευμένη ή πραγματική (κεφ. 10).

- Μοντελοποιήθηκαν με LES για πρώτη φορά περιπτώσεις από τη νέα βάση δεδομένων CEDVAL-LES, που είναι ειδική για πιστοποίηση κωδικών LES (κεφ. 10).
- Αναδείχθηκε η μελέτη των συνεκτικών δομών σε πόλεις ως ένα βασικό στοιχείο που βοηθάει στην κατανόηση των ροϊκών μηχανισμών.
- Προσδιορίστηκαν οι κύριες συνεκτικές δομές μέσα και πάνω από την πόλη και φάνηκε ότι έχουν κοινά στοιχεία με δομές που έχουν παρατηρηθεί με DNS σε γεωμετρία ομοειδών παρατεταγμένων κτιρίων (κεφ. 10).
- Προσδιορίστηκαν οι κύριοι μηχανισμοί δημιουργίας πεταλοειδών στροβίλων σε πόλεις (κεφ. 10).
- Φάνηκαν περαιτέρω μειονεκτήματα της RANS έναντι της LES, όπως η αδυναμία της να προβλέψει μη-γκαουσιανές κατανομές ταχυτήτων (κεφ. 10). Διερευνήθηκαν περιπτώσεις που παρουσιάζουν τέτοια ασταθή συμπεριφορά, στις οποίες η μεθοδολογία RANS δε μπορεί ν' ανταπεξέλθει (κεφ. 8, κεφ. 10). Γενικότερα φάνηκε ότι οι μέσοι όροι των μεταβλητών έχουν περιορισμένη πληροφορία, η οποία μερικές φορές δεν αντιπροσωπεύει κάποια πραγματική φυσική κατάσταση (κεφ. 10). Αποδείχθηκε ότι για ακριβή και ουσιαστική μελέτη χρειάζεται επεξεργασία των στιγμιαίων τιμών.
- Αναδείχθηκαν νέοι τρόποι μελέτης ασταθών ροϊκών φαινομένων, όπως με την εξέταση της μεταβολής των διανυσμάτων ταχύτητας με το χρόνο, την εξέταση των στιγμιαίων ροϊκών γραμμών και την παρακολούθηση της εξέλιξης διαφόρων συνεκτικών δομών με το χρόνο (κεφ. 10).
- Φάνηκε ότι για σύγκριση των αποτελεσμάτων της μοντελοποίησης LES με τις πειραματικές μετρήσεις μπορούν να χρησιμοποιηθούν και ποσότητες όπως η ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου, που γενικά δεν συνήθίζεται να υπολογίζεται ούτε από τους πειραματιστές ούτε από τους ερευνητές που κάνουν τη μοντελοποίηση. Γενικότερα έγινε σαφές ότι η LES ανοίγει το δρόμο για νέους τρόπους σύγκρισης των αποτελεσμάτων.
- Μελετήθηκαν οι ασύμμετρες οδικές χαράδρες με LES και όχι μόνο με RANS όπως μέχρι τώρα (κεφ. 8).
- Έγινε συστηματικότερη μελέτη σε γεωμετρία ασύμμετρων οδικών χαραδρών που βοήθησε στην κατανόηση της συμπεριφοράς της ροής και των μηχανισμών απαγωγής ρύπων (κεφ. 8).
- Αναπτύχθηκαν δυνατότητες συνεργασίας RANS και LES στο ίδιο πρόβλημα: Για παράδειγμα, στο κεφ. 8 η RANS χρησιμοποιήθηκε για γρήγορες μελέτες διαφόρων σεναρίων και η LES για λεπτομερείς μελέτες των πιο ενδιαφερόντων απ' αυτά. Γενικότερα όλη η εργασία συμβάλλει στην συγκριτική αξιολόγηση των μεθοδολογιών RANS και LES.
- Αναδείχθηκαν οι δύο κύριες ροϊκές καταστάσεις (ενός και δύο κεντρικών στροβίλων) σε χαράδρες μείωσης αναβαθμού και έγινε προσδιορισμός του κρίσιμου λόγου Λ στον οποίο συμβαίνει μετάβαση από την μια κατάσταση στην άλλη (κεφ. 8).
- Προσδιορίστηκαν οι μηχανισμοί απαγωγής των ρύπων σε χαράδρες μείωσης αναβαθμού (τυρβώδης διάχυση) και αύξησης αναβαθμού (μεταφορά). Φάνηκε παραστατικά ο μεγάλος χρόνος παραμονής των ρύπων στις χαράδρες μείωσης αναβαθμού, για λόγο Λ μεγαλύτερο από τον κρίσιμο. Δείχθηκε, με χρήση της παράστασης και της χρονικής εξέλιξης κατάλληλων συνεκτικών δομών, η υψηλή συσχέτιση μεταξύ περιοχών χαμηλής ταχύτητας και περιοχών υψηλής συγκέντρωσης ακριβώς πάνω από τις ασύμμετρες χαράδρες. Τέλος φάνηκαν, επίσης με την παρακολούθηση της χρονικής εξέλιξης των φαινομένων, περιστατικά εξαγωγής του ρύπου κατά πακέτα, μέσα από τη χαράδρα. (κεφ. 8).
- Αναδείχθηκαν νέοι τρόποι μελέτης της διασποράς, όπως με την παρακολούθηση μεμονωμένων τουλουπών ρύπου (puffs) (κεφ. 8).
- Ξεκαθαρίστηκε σε κάποιο βαθμό η θέση των μοντέλων τάσεων Reynolds στις μελέτες αστικών ροών: Τα RSM, αν και μπορούν να προβλέψουν μη-γραμμικά φαινόμενα, δίνουν γενικά (τουλάχιστον όπως χρησιμοποιήθηκαν στην εργασία αυτή) χειρότερα αποτελέσματα από τα μοντέλα δύο εξισώσεων. Έτσι, στο παρόν στάδιο εξέλιξής τους, δεν συνίστανται για αστικές ροές (κεφ. 7).
- Δείχθηκε ότι η σύγκριση με ένα-δύο πειράματα μόνο μπορεί να μην είναι αρκετή για να συναχθούν συμπεράσματα για την καταλληλότητα ή όχι κάποιου συγκεκριμένου μοντέλου (κεφ. 7).
- Έγινε φανερό μέσω συγκεκριμένου παραδείγματος ότι η σύγκριση μόνο των συγκεντρώσεων και όχι της ροής, μπορεί να οδηγήσει σε λανθασμένα συμπεράσματα σχετικά με την επιτυχία μιας μοντελοποίησης (κεφ. 6, 7).

– Στις μελέτες με RANS, έγιναν μοντελοποιήσεις σε οδικές χαράδρες με πάρα πολύ πυκνό πλέγμα και δείχθηκε παραστατικά η ανεξαρτησία πλέγματος. Στη διαδικασία αυτή φάνηκε το πλεονέκτημα της μοντελοποίησης σε πλήρη κλίμακα, ώστε να μπορεί να πυκνώσει το πλέγμα όσο θέλουμε, χωρίς να είναι το κέντρο του πρώτου κελιού κοντύτερα στον τοίχο απ' ό,τι επιτρέπει η ορθή χρήση των συναρτήσεων τοίχου. Επίσης ποσοτικοποιήθηκε η βελτίωση με χρήση αριθμητικού σχήματος ανώτερης τάξης, όσον αφορά την πυκνότητα του πλέγματος για την οποία επιτυγχάνονται αποτελέσματα ανεξάρτητα του πλέγματος. Φάνηκε ο μηχανισμός δημιουργίας του κυρίου βρόχου της οδικής χαράδρας. Ξεκαθαρίστηκε η θέση και η μορφή των δευτερευόντων στροβίλων και φάνηκε (με πάρα πολύ πυκνό πλέγμα) ότι υπάρχει στις γωνίες αλληλουχία στροβίλων Moffatt. Οι δευτερεύοντες στροβίλοι διατηρούν μια μικρή εξάρτηση από το πλέγμα, ακόμη και στο πυκνότερο πλέγμα που δοκιμάστηκε. Φάνηκε η επίδραση της τύρβης εισόδου και του αριθμού Schmidt Sc_i στις συγκεντρώσεις. Δείχθηκε η διαφορετική μορφή του πεδίου ταχυτήτων μέσα στη χαράδρα, όταν χρησιμοποιείται μοντέλο RSM (υψηλότερες ταχύτητες στην περιφέρεια του κυρίου στροβίλου). Φάνηκε ο πολλές φορές μεγαλύτερος χρόνος υπολογισμού για το RSM, λόγω περισσότερων εξισώσεων και πολύ χαμηλότερων συντελεστών χαλάρωσης. Επιβεβαιώθηκε ο μηχανισμός δημιουργίας πολλαπλών βρόχων σε βαθιές οδικές χαράδρες. Φάνηκαν οι αστάθμητοι παράγοντες στα πειράματα πεδίου που δημιουργούν δυσκολίες στην σύγκριση με την ΥΡ, αλλά και ότι ακόμη και σ' αυτή την περίπτωση βγαίνουν χρήσιμα συμπεράσματα. Δείχθηκαν οι δυσκολίες ακριβούς επίλυσης σε πολύ μεγάλες τραχύτητες. (κεφ. 7).

– Όσον αφορά τις δύο περιπτώσεις με διασπορά υδρογόνου, αναλύθηκαν οι δύο μηχανισμοί τύρβης που ανταγωνίζονται στην LES: η υποπλεγματική τύρβη και η επιλυόμενη τύρβη. Γενικά, φάνηκε ότι αύξηση του συντελεστή C_s του μοντέλου Smagorinsky οδηγεί σε μεγάλη υποπλεγματική τυρβώδη συνεκτικότητα που δρα ως τροχοπέδη στην ανάπτυξη της επιλυόμενης τύρβης. Έτσι υπάρχει μια βέλτιστη τιμή της σταθεράς, η οποία είναι κοντά στο 0,1 αν χρειάζεται να χρησιμοποιηθεί ίδια τιμή σε όλο το πεδίο ροής. Προσδιορίστηκαν δύο περιοχές της ροής όπου η διασπορά παρουσιάζει διαφορετική συμπεριφορά, σε (ημι)κλειστούς χώρους: κατά τη φάση ανόδου του υδρογόνου προς το ταβάνι η ροή είναι περισσότερο τυρβώδης, ενώ κατά τη συσσώρευση στο ταβάνι οι δυνάμεις άνωσης σε συνδυασμό με το άνω στερεό όριο καταστρέφουν σε κάποιο βαθμό την ανάπτυξη της τύρβης. Εξαιτίας αυτής της διαφορετικής συμπεριφοράς, δείχθηκε ότι αν χρησιμοποιηθεί το υποπλεγματικό μοντέλο RNG-LES αντί για το Smagorinsky, τ' αποτελέσματα βελτιώνονται λίγο και στις δύο αυτές περιοχές, καθώς το RNG-LES λαμβάνει σε κάποιο βαθμό υπόψη του το κατά πόσο η ροή είναι περισσότερο προς τυρβώδης ή περισσότερο προς στρωτή. Κοντά στην πηγή φάνηκε ότι η ανάλυση του πλέγματος πρέπει να είναι πιο πυκνή, καθώς με τα πλέγματα που δοκιμάστηκαν η διασπορά του υδρογόνου δεν ήταν αρκετή. Γενικά η περιοχή κοντά στην πηγή είναι πρόκληση για την ΥΡ. Έγινε σαφές ότι η ευθυγράμμιση της γεωμετρίας με το πλέγμα βοηθάει στην ακρίβεια των αποτελεσμάτων. Τα πλεονεκτήματα της LES φάνηκαν παραστατικά στις περιπτώσεις διασποράς υδρογόνου, καθώς η διακύμανση των συγκεντρώσεων μπορεί να οδηγήσει στιγμιαία σε τιμές μέσα στην περιοχή αναφλεξιμότητας, τη στιγμή που η RANS μπορεί να δείχνει συγκέντρωση μια τάξη μεγέθους εκτός κρίσιμων τιμών ανάφλεξης. Έγινε φανερό ότι τα ανοίγματα αερισμού γενικά οδηγούν σε σημαντική πτώση των συγκεντρώσεων υδρογόνου, άρα σε αισθητά πιο μεγάλη ασφάλεια. Σε μια από τις δύο περιπτώσεις υδρογόνου, εξετάστηκαν συστηματικά πολλά πλέγματα διαφορετικής πυκνότητας και φάνηκε ότι ένα αραιό πλέγμα μπορεί για τυχαίους λόγους να δώσει καλύτερα αποτελέσματα (κεφ. 9).

– Γενικά έγιναν πολλές παραμετρικές αναλύσεις με συμπεράσματα σχετικά με την επίδραση των διαφόρων παραγόντων που επιδρούν στ' αποτελέσματα, για κάθε δοκιμή ΥΡ των περιπτώσεων που εξετάστηκαν.

– Έγινε σύντομη αλλά περιεκτική ιστορική ανασκόπηση για την ΥΡ (§2.1) και για τη μελέτη της τύρβης (§Α.3.1). Οι πιο σημαντικοί σταθμοί της ΥΡ τοποθετήθηκαν σε ένα διάγραμμα με χρονολογίες ώστε να μπορεί κανείς να δει την παράλληλη εξέλιξη των διαφόρων τομέων της ΥΡ (σχ. 2.1).

– Έγινε συγκέντρωση, κατάταξη και γενική περιγραφή μεγάλου αριθμού μεθόδων για δημιουργία χρονικά μεταβαλλόμενων οριακών συνθηκών εισόδου για LES. Κάποιες άλλες ανασκοπήσεις που υπήρχαν είναι παλαιότερες και δεν εκτείνονται σε τόσες μεθοδολογίες (§2.6.3.4).

– Έγινε εκτενής ανασκόπηση μελετών ΥΡ σε 4 είδη γεωμετρίας: Μεμονωμένα κτίρια, οδικές χαράδρες, ομοειδή παρατεταγμένα κτίρια (και διασταυρώσεις), πόλεις. Ειδικά η ανασκόπηση για τις μελέτες σε οδικές χαράδρες είναι πιο πλήρης.

– Έγινε περιγραφή των κύριων φυσικών φαινομένων που απαντώνται στις ροές και στη διασπορά ρύπων σε οδικές χαράδρες, καθώς δεν υπήρχε εργασία που να συγκεντρώνει αυτή τη γνώση από τις διάφορες επιστημονικές μελέτες που έχουν γίνει ως τώρα (§3.3).

– Έγινε μελέτη του ρυθμού ανάπτυξης του *συνολικού* αριθμού δημοσιεύσεων που αφορούν LES, όπως και αυτών που αφορούν το αστικό περιβάλλον (§3.4.2.3). Και στις δύο περιπτώσεις φάνηκε ότι η LES σαν επιστημονικός κλάδος αναπτύσσεται πολύ πιο γρήγορα απ' ότι ο μέσος όρος του συνόλου των επιστημονικών θεμάτων (εντεκαπλασιασμός των δημοσιεύσεων κάθε 15 χρόνια για την LES, έναντι διπλασιασμού κάθε 15 χρόνια για την επιστήμη γενικά).

11.3. ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ

Η παρούσα διατριβή αναδεικνύει κάποια ζητήματα που θα ήταν πολύ ενδιαφέροντα ως θέματα μελλοντικών διδακτορικών διατριβών ή εκτενούς έρευνας γενικότερα. Ως παράδειγμα αναφέρονται τα εξής:

– *Περαιτέρω μελέτη των συνεκτικών δομών, με έμφαση στην πρακτική τους χρησιμότητα.* Το θέμα αυτό είναι ανεξάντλητο και θ' απασχολήσει την επιστημονική κοινότητα τις επόμενες δεκαετίες, αλλά άμεσα θα μπορούσε εύκολα να γίνει εκτεταμένη σχετική έρευνα που ν' αφορά τις αστικές ροές. Επειδή η μελέτη των συνεκτικών δομών με ΥΡ αναπτύσσεται στην εποχή μας, η ανάπτυξη γίνεται κατ' αρχήν σε περιπτώσεις μεγαλύτερου θεωρητικού ενδιαφέροντος, όπως η ροή σε επίπεδη πλάκα και άλλες παρόμοιες θεμελιώδεις ροές (βλ. π.χ. Smits et al., 2011). Η μεταφορά της γνώσης και τεχνολογίας αυτής στις αστικές ροές θα είναι κάτι πολύ ενδιαφέρον και με εγγυημένη επιτυχία. Επιπλέον μπορεί να μελετηθεί η πρακτική χρησιμότητα της γνώσης που αποκτάται από τη μελέτη των συνεκτικών δομών: για παράδειγμα, εφόσον οι πεταλοειδείς στρόβιλοι σχετίζονται με περιοχές χαμηλής ταχύτητας και περιστατικά εξώθησης (ejections) από τις οδικές χαράδρες, θα μπορούσαμε να φτιάξουμε στις οροφές των κτιρίων γεωμετρικές κατασκευές που να υποβοηθούν τη δημιουργία των πεταλοειδών στρόβιλων και έτσι να βελτιωθεί ο αερισμός της χαράδρας; Επίσης, μπορεί να γίνει και πιο θεμελιώδης έρευνα στις συνεκτικές δομές: για παράδειγμα μπορεί να διερευνηθούν συσχετίσεις διαφόρων (προεπεξεργασμένων) μεταβλητών ή συνδυασμών μεταβλητών ή δομών με άλλες. Να σημειωθεί ότι όπως φάνηκε στο διδακτορικό, δεν είναι απαραίτητη η χρήση DNS για μια αρχική μελέτη των συνεκτικών δομών. Μπορεί να χρησιμοποιηθεί και LES, αν το πλέγμα είναι αρκούντως πυκνό και το αριθμητικό σχήμα και οι οριακές συνθήκες κατάλληλες ώστε να φανούν οι δομές. Έτσι η μελέτη τους μπορεί να γίνει από μεγαλύτερο εύρος επιστημόνων. Επίσης δεν είναι καν απαραίτητο να κάνει κάποιος μοντελοποίηση για να μελετήσει τις συνεκτικές δομές, καθώς μπορεί να χρησιμοποιήσει τ' αποτελέσματα μια μοντελοποίησης άλλου ερευνητή. Για παράδειγμα το γκρουπ του J. Jimenez έχει διαθέσιμα για όλους αποτελέσματα μοντελοποιήσεων DNS (<http://torroja.dmt.upm.es/ftp>). Το ίδιο συμβαίνει με την ερευνητική ομάδα του R. Moser που μάλιστα σχεδιάζει να έχει σε λίγο καιρό διαθέσιμα αποτελέσματα από μοντελοποίηση ροής σε κανάλι με $Re_\tau=5000$ (<http://turbulence.ices.utexas.edu>).

– *Εμβάθυνση στη μαθηματική ανάπτυξη και στη χρήση της νέας μεθόδου οριακών συνθηκών τύπου Langewin και συστηματική σύγκρισή της με τις υπόλοιπες ανταγωνιστικές μεθόδους.* Το θέμα των οριακών συνθηκών εισόδου για LES δεν είναι καινούριο, αλλά και δεν έχει λυθεί. Οι περισσότεροι ερευνητές που μελετούν αστικές ροές βολεύονται με μεθόδους ημι-ανακύκλωσης όπως των Lund et al. (1998), αλλά η δημιουργία τεχνητής τύρβης είναι κάτι που χρειάζεται γενικότερα, καθώς υπάρχουν περιπτώσεις που δε μπορούν να εφαρμοστούν κυκλικές συνθήκες ή μέθοδοι ημιανακύκλωσης. Επίσης όπως είδαμε στη διατριβή η οριακή συνθήκη στην είσοδο δεν είναι το μόνο πεδίο εφαρμογής τέτοιων μεθόδων. Για παράδειγμα στο άνω όριο του πεδίου ροής η βοήθειά τους είναι ουσιαστική, ακόμη και αν χρησιμοποιηθούν άλλου είδους συνθήκες στην είσοδο. Με το θέμα της τεχνητής τύρβης ασχολούνται διάφοροι ερευνητές από τελείως διαφορετικούς τομείς (φυσικοί, μηχανικοί, προγραμματιστές ηλεκτρονικών παιχνιδιών κ.ά.) και έχουν αναπτύξει μεθόδους που δεν είναι γνωστές και ούτε καν εύκολα κατανοητές σε άλλους ερευνητές από άλλο επιστημονικό χώρο. Θα ήταν χρήσιμο κάποιος να μελετήσει την ουσία και φιλοσοφία όλων αυτών των μεθόδων (πιθανότατα σε συνεργασία με κάποιους απ' τους σχετιζόμενους ερευνητές), να δει ποιες είναι παρόμοιες και ποιες θα ήταν χρήσιμες για τις αστικές ροές. Μετά θα ήταν καλό να προγραμματιστούν οι πιο σημαντικές απ' αυτές και να συγκριθούν τ' αποτελέσματά τους. Μέσα στη διαδικασία αυτή θα συμπεριληφθεί και η γενικευμένη Langewin της παρούσας εργασίας, πιθανόν καλύτερα διατυπωμένη με ανώτερα μαθηματικά. Επίσης

θα ήταν χρήσιμο να διερευνηθεί περαιτέρω ποια είναι τα χαρακτηριστικά που ζητούνται από τέτοιες μεθόδους από την πλευρά του κώδικα και όχι από την πλευρά της ακριβούς αναπαράστασης της πραγματικότητας (βλ. και σχόλια στις §2.6.3.4, §4.3.4).

– *Διερεύνηση δυνατοτήτων συνεργασίας LES και πειράματος – αναζήτηση τρόπων σύγκρισης LES και μετρήσεων.* Τα πειράματα βοηθούν την LES παρέχοντας για παράδειγμα δεδομένα για πιστοποίηση. Η LES βοηθάει το πείραμα καλύπτοντας τα κενά μετρήσεων, δίνοντας αυξημένη ανάλυση και στο χώρο και στο χρόνο, βοηθώντας στη σχεδίαση του πειράματος, εξετάζοντας εναλλακτικά σενάρια ή βοηθώντας στην κατανόηση κάποιων φαινομένων που παρατηρήθηκαν στο πείραμα. Η συνεργασία όμως LES και πειράματος για μελέτη και από κοινού ανάλυση μιας συγκεκριμένης περίπτωσης / φαινομένου δεν έχει εξαπλωθεί και έχει μεγάλο περιθώριο ανάπτυξης. Ακόμη και η χρήση της ΥΡ για σχεδίαση ενός πειράματος δεν είναι τόσο διαδεδομένη: Στα κεφ. 9 και 10 φάνηκε ότι κάποια πειράματα θα ήταν καλύτερα αν είχε προηγηθεί συστηματική σχεδίασή τους με ΥΡ, όσον αφορά τα σημεία στα οποία πρέπει να γίνουν μετρήσεις. Σίγουρα υπάρχουν πολλές δυνατότητες συνεργασίας μεταξύ φυσικής και αριθμητικής μοντελοποίησης και αυτοί πρέπει να βρεθούν ή ν' αναδειχθούν ώστε να υπάρχει παράλληλη ανάπτυξη και των δύο αυτών μεθοδολογιών μοντελοποίησης. Επίσης με την έλευση της LES προκύπτουν και πρέπει να διερευνηθούν νέοι τρόποι με τους οποίους μπορεί να γίνει σύγκριση με το πείραμα. Στην παρούσα διατριβή ήδη είδαμε ότι η σύγκριση των ολοκληρωτικών κλιμάκων χρόνου ή η εξέταση χρονικά μεταβαλλόμενων διανυσμάτων ταχύτητας μπορεί να βοηθήσει προς αυτή την κατεύθυνση. Επίσης θα ήταν ενδιαφέρον να προσπαθήσουμε να προσδιορίσουμε στις πειραματικές μετρήσεις (ή σε άλλες κατάλληλες μετρήσεις) μέρος των συνεκτικών δομών που φάνηκαν να υπάρχουν στην LES (κεφ. 8, κεφ. 10). Νέοι τρόποι σύγκρισης LES και πειραματικών δεδομένων (π.χ. POD και κυματιακή ανάλυση – wavelets, βλ. §A.3.1) έχουν διερευνηθεί προταθεί και από άλλους ερευνητές (π.χ. Hertwig et al., 2011b), αλλά δεν έχουν ακόμη φτάσει σε επιχειρησιακό επίπεδο και μια εκτενής έρευνα που θα βοηθούσε να διαδοθούν αυτές οι μέθοδοι θα ήταν πολύ ενδιαφέρουσα. Παρόμοιες μέθοδοι θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν για να παραχθούν οριακές συνθήκες εισόδου για LES από πειραματικές μετρήσεις και αυτό είναι και ένα σημείο σύνδεσης με το προηγούμενο θέμα που προτάθηκε για μελλοντική έρευνα.

– *Αναζήτηση και διερεύνηση φαινομένων διττής συμπεριφοράς σε θεμελιώδεις αστικές γεωμετρίες.* Στη διατριβή (κεφ. 8) φάνηκε ότι σε μια συγκεκριμένη γεωμετρία οδικής χαράδρας μείωσης αναβαθμού η ροή παρουσιάζει διττή συμπεριφορά: Άλλοτε σχηματίζεται στιγμιαία ένας στρόβιλος και άλλοτε δύο μέσα στη χαράδρα. Σε κάποια σημεία μέσα στη χαράδρα οι κατανομές ταχυτήτων έχουν δύο κορυφές (bimodal). Σε καμία πλευρά των κτιρίων που ορίζουν τη χαράδρα δεν είναι αυξημένες οι συγκεντρώσεις. Κανένα απ' αυτά τα χαρακτηριστικά δε μπορεί να προβλεφθεί από τη RANS, ενώ η μελέτη τους με LES παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον. Θα ήταν χρήσιμο ν' αναζητηθούν κι άλλες τέτοιες γεωμετρίες που παρουσιάζουν διττή συμπεριφορά, πιθανό για κάποια κρίσιμη τιμή κάποιου γεωμετρικού λόγου. Για παράδειγμα σε κόμβους «T» (T-junctions) συγκεκριμένης γωνίας και για ορισμένη κατεύθυνση ανέμου, σε διασταυρώσεις ή σε μετατοπισμένες διασταυρώσεις, σε κάποιους συγκεκριμένους σχηματισμούς ή σε ορισμένα σημεία, μπορεί να παρουσιάζεται διττή συμπεριφορά. Ομοίως σε περιοχές γύρω από μεμονωμένο κτίριο συγκεκριμένης γεωμετρίας ή σε σημεία γύρω από μικρό αριθμό κτιρίων. Τα σημεία αυτά θα πρέπει ν' αναζητηθούν όπου υπάρχει συναγωνισμός δυο η περισσότερων επικρατώντων φυσικών μηχανισμών (όπως κύριος βρόχος ανακυκλοφορίας και χωρισμός της ροής λόγω κόμβου ή λόγω δυο οδύσεων διαφυγής της). Ο προσδιορισμός τέτοιων γεωμετριών/ σημείων, εκτός από το πολύ μεγάλο θεωρητικό ενδιαφέρον που θα έχει η μελέτη τους, μπορεί να είναι χρήσιμος και από πρακτικής πλευράς: Για παράδειγμα μπορεί να φανούν κρίσιμοι λόγοι που οδηγούν σε παγίδευση ρύπων ή σημεία στα οποία η RANS αποτυγχάνει. Όπως είδαμε, σε μια περίπλοκη γεωμετρία όπως σε μια πόλη, υπάρχουν αρκετά τέτοια σημεία.

Επίσης η διατριβή ανοίγει προοπτικές για περαιτέρω έρευνα μικρότερης (αρχικά) κλίμακας όπως:

– *Διερεύνηση των τιμών της ολοκληρωτικής κλίμακας χρόνου στο πείραμα και στην LES και συσχετίσεών της με άλλες παραμέτρους της ροής.* Η συγκεκριμένη παράμετρος δεν εξετάζεται συχνά στα πειράματα και σχεδόν καθόλου στην LES. Σε κάποιες περιπτώσεις εξετάστηκε στην εργασία αυτή (κεφ. 10) και φάνηκε ότι από τη μελέτη της θα μπορούσαν να βγουν χρήσιμα συμπεράσματα. Ένα ερώτημα που πρέπει ν' απαντηθεί είναι το εάν η μείωση της T_u που παρατηρήθηκε στην LES στο κεφ. 10 μακριά από τα στερεά όρια και την είσοδο του πεδίου, οφείλεται απλά στο ότι δεν έχει γίνει πλή-

ρης ανάπτυξη της ροής (επειδή η είσοδος ήταν πολύ κοντά στην πόλη) ή σε κάποιο άλλο παράγοντα που πρέπει να διερευνηθεί. Προσδιορισμός των T_u , T_v , T_w σε σημεία διαφόρων πεδίων ροής μπορεί να γίνει και από υπάρχουσες μοντελοποιήσεις (αεροσήραγγας ή LES ή DNS). Θα ήταν χρήσιμη η σύγκριση αποτελεσμάτων διαφόρων μοντελοποιήσεων. Σε επόμενο στάδιο θα ήταν ενδιαφέρον να προσδιοριστούν νομοτέλειες ή έστω ημι-εμπειρικοί τύποι που να δίνουν τις κλίμακες αυτές. Ήδη έχουν προταθεί κάποιοι τέτοιοι (βλ. π.χ. Efthimiou & Bartzis, 2011). Αυτό θα ήταν χρήσιμο εκτός των άλλων και για την οριακή συνθήκη τύπου Langvin, για εκτίμηση των παραμέτρων αυτών, αν δεν υπάρχουν αναλυτικές μετρήσεις. Σε επόμενο στάδιο θα μπορούσαν ν' αναζητηθούν συσχετίσεις της ολοκληρωτικής κλίμακας χρόνου με άλλες παραμέτρους ή δομές της ροής.

– *Προσδιορισμός του κρίσιμου λόγου Λ ανάλογα με παράγοντες από τους οποίους μπορεί να εξαρτάται.* Θα μπορούσε έτσι να φτιαχτεί ένα διάγραμμα του Λ ανάλογα π.χ. με την τραχύτητα των κτιρίων, το ύψος τους ή το βάθος τους, αν πρόκειται για τρισδιάστατη ροή.

– *Διερεύνηση συμπεριφοράς των μοντέλων YP για πολύ μεγάλες τραχύτητες και πιθανόν διατύπωση συναρτήσεων τοίχου κατάλληλων για πολύ μεγάλες τραχύτητες.* Αυτό θα ήταν ιδιαίτερα χρήσιμο στην LES, καθώς η συντριπτική πλειοψηφία ειδικών συναρτήσεων τοίχου για LES θεωρούν λεία τοιχώματα.

– *Περαιτέρω ανάπτυξη μοντέλων τάσεων Reynolds.* Φάνηκε ότι τα μοντέλα τάσεων Reynolds, τουλάχιστον όπως χρησιμοποιήθηκαν εδώ, δεν ικανοποιούν για εφαρμογή σε αστικές ροές. Θα ήταν ενδιαφέρον να διερευνηθεί γιατί και να γίνουν οι αντίστοιχες προσαρμογές. Αυτό αποτελεί βασική έρευνα, με αμφίβολο αποτέλεσμα.

Τέλος ως άμεση συνέχεια της διατριβής θα ήταν επιθυμητές από το γράφοντα οι επόμενες εργασίες, αν υπήρχε χρόνος να γίνουν:

– *Δημοσιεύσεις και διάχυση της γνώσης που αποκτήθηκε από την παρούσα διατριβή.* Θα ήταν επιθυμητό να δημοσιευθούν όλα τα στοιχεία που αναφέρονται στην §11.2 και δεν έχουν ήδη δημοσιευθεί και γενικότερα να γίνει γνωστή η εργασία αυτή στην επιστημονική κοινότητα.

– *Συγγραφή εγχειριδίων χρήσης του κώδικα που αναπτύχθηκε.* Υπάρχουν κάποια εγχειρίδια από τον κώδικα ADREA-HF, τα οποία πρέπει να επικαιροποιηθούν με τις νέες προσθήκες και τη δυνατότητα για LES. Αντίστοιχα χρήσιμες θα ήταν οδηγίες προς εφαρμογή για την ακριβή αναπαραγωγή κάποιων από τις περιπτώσεις που εξετάστηκαν στο διδακτορικό.

– *Περαιτέρω επεξεργασία των πειραματικών μετρήσεων του Michel-Stadt και του τραχέως οριακού στρώματος BL3.* Η ανάλυση που έχει γίνει μέχρι τώρα στα πειραματικά δεδομένα είναι πεπερασμένη και σίγουρα υπάρχουν πολλά φαινόμενα ακόμη που μπορούν ν' αποκαλυφθούν από αυτές τις αναλυτικές μετρήσεις.

– *Καλύτερη μοντελοποίηση της πόλης.* Με πιο πυκνό πλέγμα, μεγαλύτερα όρια στο χωρίο και όσο το δυνατόν πιο πολλές σειρές από στοιχεία τραχύτητας στην είσοδο, αν υπάρχουν οι υπολογιστικοί πόροι ώστε να προστεθεί αρκετό μήκος στο εμπρός μέρος της πόλης. Επιπλέον καλύτερη μοντελοποίηση του τραχέως οριακού στρώματος BL3 με επίλυση των στοιχείων τραχύτητας. Επίσης εκτενέστερη σύγκριση με το πείραμα και ανάλυση των αποτελεσμάτων, καθώς υπάρχουν στατιστικές και άλλες αναλύσεις που δεν έχουν γίνει και φαινόμενα που δεν έχουν διερευνηθεί.

– *Εξέταση εναλλακτικών σεναρίων γεωμετρίας στο Michel-Stadt.* Αυτά θα ήταν ενδιαφέρον να γίνουν μετά την βελτιωμένη μοντελοποίηση. Ένα τέτοιο σενάριο είναι να μην υπάρχει η εσοχή στο κτίριο B (σχ. 10.12). Πιθανόν στην περίπτωση αυτή η ροή στον κόμβο ανάμεσα στα B, C και G να μην παρουσίαζε τόσο ασταθή συμπεριφορά.

– *Αναζήτηση επιπλέον συνεκτικών δομών στη μοντελοποίηση του Michel-Stadt.* Αυτά θα ήταν ενδιαφέρον να γίνουν μετά την βελτιωμένη μοντελοποίηση. Μπορούν ν' αναζητηθούν δομές σε επιπλέον επίπεδα στροβιλότητας ή με άλλη παράμετρο προσδιορισμού στροβίλων ή παρακολουθώντας ισοεπιφάνειες άλλων μεταβλητών.

– *Περαιτέρω μελέτη βασικών οδικών χαραδρών.* Κατ' αρχήν θα μπορούσε να συνεχιστεί η μελέτη σε δισδιάστατες ασύμμετρες χαραδρες εξετάζοντας επιπλέον σενάρια και γεωμετρίες, αλλά και σε τρισδιάστατες. Γενικότερα, η μελέτη των απλών οδικών χαραδρών δεν έχει εξαντηθεί καθώς για παράδειγμα δεν έχει γίνει πλήρης μελέτη των συνεκτικών δομών και πιθανών συσχετίσεων διαφόρων μεταβλητών. Κάτι άλλο που θα παρουσίαζε ενδιαφέρον θα ήταν η αναπαραγωγή δομών ή φαινομένων που παρατηρούνται στο πείραμα (με οπτικοποίηση της ροής) όπως οι εξωθήσεις (ejections).

– Προσθήκη και δοκιμή επιπλέον μοντέλων στον κώδικα και βελτίωση της ευστάθειάς του. Τα μοντέλα μπορεί να αφορούν για παράδειγμα την υποπλεγματική τύρβη (όπου μπορεί να δοκιμαστεί το μοντέλο του Vreman) ή τις οριακές συνθήκες (για παράδειγμα χρήσιμο θα ήταν να υπήρχε το μοντέλο τοίχου των Werner-Wengle που είναι διαδεδομένο). Η βελτίωση της ευστάθειας αφορά κυρίως τον έλεγχο στις ασυμμετρίες που ενίοτε παρατηρούνται σε κανάλια ροής χωρίς στερεά τοιχώματα στα πλάγια.

– Επιπλέον εφαρμογές πρακτικού ενδιαφέροντος. Μια τέτοια εφαρμογή θα μπορούσε να ήταν για παράδειγμα η μοντελοποίηση πραγματικής (συγκεκριμένης) πόλης για διακρίβωση κατάλληλου σημείου για τοποθέτηση σταθμού μέτρησης ρύπων. Στην εφαρμογή αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί RANS για να γίνουν σαφείς οι γενικές παράμετροι της ροής ανάμεσα σε υποψήφια σημεία τοποθέτησης του σταθμού και μετά LES ώστε να φανεί αν το συγκεκριμένο σημείο επηρεάζεται (και πότε) από μικρομετεωρολογικά φαινόμενα που μπορεί να οδηγήσουν σε μη αντιπροσωπευτικές μετρήσεις.

11.4. ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ

Παρακάτω αναφέρονται επιλεγμένες επιστημονικές δημοσιεύσεις που έχουν γίνει ως τώρα στα πλαίσια της παρούσας διατριβής.

Δημοσιεύσεις σε επιστημονικά περιοδικά:

– Κουτσοῦράκης, Ν., 2010, «Ροή και Διασπορά Ρύπων σε Οδικές Χαράδρες: Ανασκόπηση», Τεχνικά Χρονικά Επιστημονική Έκδοση ΤΕΕ, Ιανουάριος-Απρίλιος 2010, 1 (1), 175-189.

http://portal.tee.gr/portal/page/portal/PUBLICATIONS/SCIENTIFIC_PUBLICATIONS/2010/1o_teu_xos2010 (extended abstract in English).

– Koutsourakis, N., Bartzis, J.G., Markatos, N.C., 2012, «Evaluation of Reynolds stress, $k-\varepsilon$ and RNG $k-\varepsilon$ turbulence models in street canyon flows using various experimental datasets», Environmental Fluid Mechanics, 12, 379-403.

<http://dx.doi.org/10.1007/s10652-012-9240-9>.

– Koutsourakis, N., Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., 2012, «LES modelling of hydrogen release and accumulation within a non-ventilated ambient pressure garage using the ADREA-HF CFD code», International Journal of Hydrogen Energy, 37, 17426-17435.

<http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2012.05.146>.

– Koutsourakis, N., Toliás, I.C., Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., 2012, «Evaluation of an LES code against a hydrogen dispersion experiment», CFD Letters, 4 (4), 225-236.

[http://www.issres.net/journal/index.php/cfdl/article/viewArticle/S2180-1363\(12\)4225-X](http://www.issres.net/journal/index.php/cfdl/article/viewArticle/S2180-1363(12)4225-X).

Δημοσιεύσεις σε επιστημονικά συνέδρια:

– Koutsourakis, N., Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., Toliás, I.C., 2010, «Presentation of new LES capability of ADREA-HF CFD code», Proceedings of the 13th International Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes, 1-4 June 2010, Paris, France, 662-666.

http://www.harmo.org/conferences/Proceedings/_Paris/publishedSections/H13-085-abst.pdf.

– Κουτσοῦράκης, Ν., Βενετσάνος, Α.Γ., Μπάρτζης, Ι.Γ., Τόλιας, Η.Χ., 2010, «Αναβάθμιση του κώδικα ADREA-HF με έμφαση στη μοντελοποίηση μεγάλων δινών», Πρακτικά 7^{ου} Πανελληνίου Συνεδρίου «Φαινόμενα Ροής Ρευστών - ΡΟΗ 2010», 12 & 13 Νοεμβρίου 2010, Θεσσαλονίκη, 163-173 (abstract in English).

http://tetraktys.meng.auth.gr/webFiles/flow2010_Proceedings/FLOW2010_PROCEEDINGS.pdf (διαθέσιμο μόνο στους συμμετέχοντες του συνεδρίου).

– Koutsourakis, N., Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., Toliás, I.C. and Markatos, N.C., 2011, «Pollutant dispersion study in asymmetric street canyons using Large Eddy Simulation», Proceedings of the 7th GRACM International Congress on Computational Mechanics, 30 June - 2 July 2011, Athens, Greece.

<http://www.7gracm.ntua.gr/texts/7gracmboa.pdf>.

– Efthimiou, G.C., Hertwig, D., Fischer, R., Harms, F., Bastigkeit, I., Koutsourakis, N., Theodoridis, A., Bartzis, J.G., Leitl, B., 2011, «Wind flow validation for individual exposure studies», Proceedings of the 13th International Conference on Wind Engineering (ICWE13), 10-15 July 2011, Amsterdam, The Netherlands. Multi-Science Publishing Co Ltd, Amsterdam, 4000 pp.

– Koutsourakis, N., Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., 2011, «LES modelling of hydrogen release and accumulation within a non-ventilated ambient pressure garage using the ADREA-HF CFD code», Proceedings of the 4th International conference on Hydrogen Safety, 12-14 September 2011, San Francisco, USA, paper No. 204.

<http://conference.ing.unipi.it/ichs2011/papers/204.pdf>

– Koutsourakis, N., Hertwig, D., Efthimiou, G.C., Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., Leidl B., 2012, «Evaluation of the ADREA-HF LES code for urban air quality assessment, using the CEDVAL-LES wind tunnel database», Proceedings of the 8th International Conference on Air Quality - Science and Application, 19 - 23 March 2012, Athens, Greece, paper No. 593

– Κουτσοῦράκης, Ν., Βενετσάνος, Α.Γ., Μπάρτζης, Ι.Γ., Τόλιας, Η.Χ., Μαρκάτος, Ν., 2014, «Ανάλυση συνεκτικών δομών και ασταθών τυρβωδών φαινομένων σε μια ημι-εξιδανικευμένη πόλη με χρήση μοντελοποίησης μεγάλων δινών», 9^η Επιστημονική Συνάντηση - Πανελλήνιο Συνέδριο για τα Φαινόμενα Μηχανικής Ρευστών «ΡΟΗ 2014», 12-13 Δεκεμβρίου 2014, Αθήνα, paper No. 1B3. (abstract in English).

<http://www.fluid.mech.ntua.gr/flow2014/documents/ROH2014-proc.pdf>

Παραρτήματα

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Σε κάθε θέμα υπάρχουν πολλοί τρόποι που μπορεί κανείς να το εισάγει. Στη συγκεκριμένη εργασία αποκρυσταλλώθηκε η εισαγωγική παρουσίαση των κεφαλαίων 1-3, που είναι σκοπίμως πλατειά, ώστε ο αναγνώστης ν' αποκτήσει όσο το δυνατόν πιο πλήρη εικόνα του ευρύτερου χώρου στον οποίο εντάσσεται το θέμα του διδακτορικού¹. Στα κεφάλαια 1-3 επιλέχθηκε ο περιγραφικός τρόπος παρουσίασης, όσο το δυνατόν χωρίς χρήση εξισώσεων, ώστε να είναι πιο προσιτά στον αναγνώστη². Το πιο θεωρητικό κομμάτι των μαθηματικών και της φυσικής αφέθηκε λοιπόν για τα παραρτήματα A.1 ως A.5, τα οποία μπορούν να διαβαστούν ανεξάρτητα από το υπόλοιπο κείμενο. Κάποιοι αναγνώστες θα προτιμούσαν πιθανόν να ξεκινήσουν το διάβασμα της εργασίας απ' αυτά τα παραρτήματα (κυρίως από το A.3 και το A.5 που είναι τα πιο σημαντικά), ίσως παρακάμπτοντας τελείως τα κεφάλαια 1-3, ενώ άλλοι θα κάνουν το αντίθετο. Τα παραρτήματα A.1 ως A.5 θα μπορούσαν να είναι εναλλακτικά εισαγωγικά κεφάλαια του διδακτορικού, ειδικά εάν είχε και τη φράση «μοντελοποίηση μεγάλων δινών» στον τίτλο. Τα παραρτήματα A.1 και A.2 είναι πιο μικρά και έχουν εισαγωγικό χαρακτήρα. Όλα τα παραρτήματα έχουν ενίοτε πιο ανεπίσημο ύφος από τα κύρια κεφάλαια.

Ακολουθεί σύντομη αναφορά του τι περιέχει το κάθε παράρτημα:

A.1. *Στοιχεία για τις εξισώσεις Navier-Stokes*. Οι εξισώσεις αυτές αποτελούν την απόλυτη αρχή για τις μεθοδολογίες που παρουσιάζονται στην εργασία αυτή. Δίνονται στοιχεία για την αδυναμία επίλυσής τους και για τη συμπεριφορά τους που περικλείει χαρακτηριστικά της τύρβης.

A.2. *Στοιχεία για την δυσκολία κατανόησης της τύρβης*. Η τύρβη θεωρείται το πιο μεγάλο άλυτο πρόβλημα της κλασικής φυσικής. Στο παράρτημα αυτό δίνονται στοιχεία για τη γνώση που έχουμε αποκτήσει ως τώρα για την τύρβη, ή μάλλον καλύτερα για την έλλειψη γνώσης σχετικά με αυτή.

A.3. *Τύρβη - στατιστική περιγραφή και συνεκτικές δομές*. Παρουσιάζονται εδώ πολύ σύντομα μόνο κάποια από τα στοιχεία αυτά που είναι απαραίτητα για την καλύτερη κατανόηση διαφόρων τμημάτων του διδακτορικού, όπως οι μετασχηματισμοί Fourier, η θεωρία του Kolmogorov, το ενεργειακό φάσμα, η στατιστική περιγραφή της τύρβης, οι συσχετίσεις κ.ά. Επίσης δίνεται μια ιστορική αναδρομή για την μελέτη της τύρβης και στοιχεία για τις συνεκτικές δομές (coherent structures).

A.4. *Βασικές εξισώσεις της μεθοδολογίας RANS*. Δίνονται πολύ συνοπτικά οι εξισώσεις RANS καθώς και τρία μοντέλα τύρβης που χρησιμοποιήθηκαν στο διδακτορικό. Επίσης οι συναρτήσεις τοίχου, ώστε να οριστούν και μεγέθη που χρησιμοποιούνται σε πολλά σημεία του τόμου αυτού.

A.5. *Εισαγωγή στη μεθοδολογία LES*. Περιγράφεται θεωρητικά η μεθοδολογία της μοντελοποίησης μεγάλων δινών μέσω της διαδικασίας φιλτραρίσματος, οι φιλτραρισμένες εξισώσεις και η υποπλεγματική μοντελοποίηση με το μοντέλο Smagorinsky.

¹ Ο Kolmogorov θεωρούσε ότι ο επιστήμονας (μαθηματικός στην περίπτωση του) πρέπει να έχει όσο γίνεται πιο πλατειά γνώση, καθώς οι τομείς της επιστήμης είναι αλληλοεμπλεκόμενοι και ένας επιστημονικός χώρος μπορεί να δεχθεί βοήθεια από ένα άλλο, φαινομενικά άσχετο χώρο, πολλές φορές με τον πιο απρόσμενο τρόπο.

² Έχει αναφερθεί ότι κάθε επιπλέον εξίσωση σε ένα βιβλίο μειώνει τον αριθμό των αναγνωστών του στο μισό (Hawking, 1988).

B.1. *Εμπειρίες χρήστη υπολογιστικής ρευστομηχανικής.* Με βάση τις όποιες εμπειρίες από το διδακτορικό, δίνονται συνοπτικές οδηγίες που μπορεί να φανούν χρήσιμες κυρίως σε αρχάριους χρήστες της υπολογιστικής ρευστομηχανικής.

Σε διάφορα σημεία υπάρχουν εμβόλιμες φιλοσοφικές απόψεις και προεκτάσεις. Επίσης έχουν προστεθεί μη τετριμμένες σημειώσεις και σχόλια ώστε να διατηρηθεί το ενδιαφέρον του αναγνώστη σε υψηλά επίπεδα.

Α.1. ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΓΙΑ ΤΙΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ NAVIER-STOKES

Οι εξισώσεις που ακολουθούν τα ρευστά κατά τη ροή τους είναι οι εξισώσεις των Navier-Stokes που εκφράζουν τη διατήρηση της ορμής ενός συνεχούς ρευστού στις τρεις κατευθύνσεις του χώρου x_i , με αντίστοιχες ταχύτητες u_i . Οι εξισώσεις αυτές περιγράφουν βασικά στοιχεία της δομής και λειτουργίας των ρευστών και βασίζονται σε γενικούς νόμους της φύσης και για το λόγο αυτό μπορούν να εξαχθούν με διάφορες, ανεξάρτητες μεταξύ τους μεθοδολογίες. Η διατύπωση τους ήταν θέμα χρόνου να γίνει από τους ανθρώπους και αυτό συνέβηκε το 19^ο αιώνα, πρώτα από τον Navier (1823) και μετά πιο συστηματικά και με διαφορετικό και ανεξάρτητο τρόπο από τον Stokes (1845), που τις προώθησε περισσότερο. Αν κάποιος υποθέσει αρκετή τυχαιότητα στις μικροσκοπικές μοριακές διαδικασίες, οι Navier-Stokes μπορούν επίσης να προέλθουν από τη μοριακή δυναμική, κάτι που έγινε στις αρχές του 1900. Πράγματι, οι εξισώσεις Navier-Stokes, αποτελούν την δευτέρου βαθμού προσέγγιση των Chapman-Enskog στην εξίσωση μοριακής κίνησης του Boltzmann.

Μια συνηθισμένη μορφή των εξισώσεων Navier-Stokes που εκφράζουν την αρχή διατήρησης της ορμής, μαζί με την εξίσωση της συνέχειας που εκφράζει την αρχή διατήρησης της μάζας, είναι:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (\text{A.1.1})$$

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho F_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) \quad (\text{A.1.2})$$

Στις παραπάνω εξισώσεις έχει υιοθετηθεί ο ταυνιστικός συμβολισμός όπου αν σε κάποιο όρο υπάρχει επαναλαμβανόμενος δείκτης, θεωρείται άθροιση ως προς αυτό το δείκτη. Με F συμβολίζονται τυχόν εξωτερικές δυνάμεις όπως η δύναμη της βαρύτητας και με μ η δυναμική συνεκτικότητα, η οποία έτσι που έχουν γραφεί εδώ οι εξισώσεις θεωρείται ότι είναι ομοιόμορφη σε όλο το ρευστό. Οι άγνωστες ποσότητες είναι οι τρεις συνιστώσες της ταχύτητας u_i , η πίεση p , η πυκνότητα ρ . Για να κλείσει το σύστημα στη γενικότητά του χρειάζεται ακόμη η εξίσωση διατήρησης ενέργειας που έχει μέσα εκτός από τις υπάρχουσες ποσότητες και τη θερμοκρασία T και μια καταστατική εξίσωση του ρευστού, όπως η καταστατική εξίσωση τελείων αερίων για τον αέρα, που συνδέει τις ποσότητες p , T , ρ . Έτσι έχουμε ένα σύστημα 6 εξισώσεων με 6 αγνώστους.

Για το πώς προκύπτουν οι εξισώσεις Navier-Stokes για τα νευτώνεια ρευστά¹ (στα οποία η τάση είναι ανάλογη με την παραμόρφωση) από την αρχή διατήρησης της ορμής, την υπόθεση του συνεχούς μέσου και την υπόθεση Stokes, ο αναγνώστης παραπέμπεται σε ένα εγχειρίδιο ρευστομηχανικής, όπως του Τσαγγάρη (1995), ή στη διπλωματική εργασία του γράφοντα (Κουτσουράκης, 1999). Αν και υπάρχουν διάφορες παραδοχές για να προκύψουν αυτές οι εξισώσεις, τα πειράματα δείχνουν ότι έχουν γενική ισχύ και πολύ μεγάλη ακρίβεια.

Οι εξισώσεις Navier-Stokes είναι μη γραμμικές διαφορικές εξισώσεις δευτέρας τάξεως και δεν έχουν επιλυθεί αναλυτικά², ούτε έχει αποδειχθεί η μοναδικότητα, αλλά ούτε και η ύπαρξη της λύσης τους. Μάλιστα, υπάρχουν ενδείξεις σχεδόν νομοτελειακής ύπαρξης ανωμαλιών (singularities), γεγονός που θα οδηγούσε σε κατάρρευση των εξισώσεων και ίσως στην ανάγκη κατανόησης των διεργασιών που υφίστανται σε μοριακό επίπεδο. Ούτε αριθμητικά μπορούν να επιλυθούν τις προσεχείς δεκαετίες σε λογικούς χρόνους, λόγω της μεγάλης επεξεργαστικής ισχύος και μνήμης που απαιτείται³. Επίσης η συμπεριφορά τους είναι χασοτική, δηλαδή μικρή αλλαγή στις αρχικές και οριακές συνθήκες μπορεί να επιφέρει μεγάλη διαφορά στο αποτέλεσμα. Γι' αυτό το λόγο ίσως δεν έχει και νόημα για τις πρακτικές εφαρμογές να επιλυθούν οι πλήρεις χρονικά μεταβαλλόμενες εξισώσεις, αλλά αυτό που εν-

¹ Οι εξισώσεις Navier-Stokes έχουν γραφεί παραπάνω με τη μορφή που ισχύουν για νευτώνεια ρευστά όπως ο αέρας και το νερό. Στην εργασία αυτή δε γίνεται καθόλου αναφορά για μη νευτώνεια ρευστά όπως το αίμα.

² Για πολύ μικρούς αριθμούς Reynolds (αριθμός $Re = \text{χαρακτηριστική ταχύτητα επί χαρακτηριστικό μήκος δια την κινηματική συνεκτικότητα}$) και απλές γεωμετρίες, είναι δυνατό να βρεθούν συγκεκριμένοι αναλυτικοί τύποι που λύνουν τις εξισώσεις Navier-Stokes.

³ Και αυτό δεν είναι το μόνο πρόβλημα. Για παράδειγμα, είναι πάρα πολύ δύσκολη η διάκριση μεταξύ αυθεντικής αστάθειας και τυχαιότητας που προκύπτει από τις εξισώσεις Navier-Stokes και των σφαλμάτων που εισάγονται μέσω της διαδικασίας διακριτοποίησης, η οποία χρησιμοποιείται κατά τη λύση των εξισώσεων σε υπολογιστικό περιβάλλον.

διαφέρει είναι οι μέσες τιμές των αγνώστων ποσοτήτων. Το ενδιαφέρον είναι ότι οι εξισώσεις αυτές είναι πολύ περίπλοκες και δύστροπες στη μαθηματική τους αντιμετώπιση και περιγράφουν φαινόμενα που είναι πολύ δύσκολα στη φυσική τους κατανόηση.

A.1.1. Κάποια χαρακτηριστικά των Navier-Stokes

A.1.1.1. Μη γραμμικότητα

Οι εξισώσεις Navier-Stokes είναι μη γραμμικές μερικές διαφορικές εξισώσεις σχεδόν σε κάθε πραγματική κατάσταση. Μόνο σε σπάνια περίπτωση, όπως η ροή Stokes (έρπουσα ροή) απλοποιούνται σε γραμμικές εξισώσεις. Η μη γραμμικότητα κάνει τα περισσότερα προβλήματα δύσκολο ή αδύνατο να λυθούν και σχετίζεται με την τύρβη. Η μη γραμμικότητα οφείλεται στην επιτάχυνση λόγω μεταφοράς (convective acceleration) που είναι μια επιτάχυνση που σχετίζεται με την αλλαγή της ταχύτητας ανά θέση. Έτσι σε κάθε ροή που υπάρχει μεταφορά, είτε είναι τυρβώδης είτε όχι, θα εμπλέκεται η μη γραμμικότητα.

A.1.1.2. Τύρβη

Πιστεύεται ότι οι εξισώσεις Navier-Stokes περιγράφουν την τύρβη ικανοποιητικά. Η τύρβη πιστεύεται ότι οφείλεται στην αδράνεια του ρευστού ως συνόλου και ότι αποτελεί την κατάληξη της χρονικά μεταβαλλόμενης και μεταφερομένης επιτάχυνσης. Για το λόγο αυτό όταν τα φαινόμενα αδρανείας είναι μικρά, πράγμα που καθορίζεται από τον αριθμό Reynolds, η ροή είναι στρωτή.

Αν ήταν δυνατή η πλήρης αριθμητική επίλυση των εξισώσεων τότε θα λαμβάναμε και την τύρβη. Αυτού του είδους η μοντελοποίηση λέγεται άμεση αριθμητική προσομοίωση (DNS). Μπορεί να γίνει και μερική (στο χώρο) επίλυση, οπότε έχουμε τη μοντελοποίηση μεγάλων δινών (LES). Αυτές οι μέθοδοι όμως κοστίζουν πολύ σε υπολογιστικούς πόρους, και γι' αυτό μπορεί να επιλεγεί σε πρακτικά προβλήματα να επιλυθεί η τύρβη με μοντελοποίηση, δηλαδή με εμπειρική πληροφορία (μεθοδολογία RANS με μοντελοποίηση της τύρβης).

A.1.1.3. Ακρίβεια και πεδίο εφαρμογής

Απ' ό,τι ξέρουμε μέχρι σήμερα, το σετ των εξισώσεων Navier-Stokes περιγράφει με πολύ καλή ακρίβεια τη ροή στον πραγματικό κόσμο. Το ρευστό εξετάζεται ως συνεχές και θεωρείται ότι δεν ρέει με μεγάλες σχετικιστικές ταχύτητες.

Σε πολύ μικρές όμως κλίμακες ή κάτω από οριακές συνθήκες τα ρευστά αναδεικνύουν τη δομή τους από μόρια και αυτό οδηγεί σε διαφορετικά αποτελέσματα που δεν είναι σε συμφωνία με την υπόθεση του συνεχούς μέσου. Σε τέτοιες περιπτώσεις η ακρίβεια των εξισώσεων είναι μικρή.

Ένας άλλος περιορισμός είναι η περίπλοκη φύση των εξισώσεων Navier-Stokes για μη νευτώνεια ρευστά όπως το αίμα. Στις περιπτώσεις αυτές η ανάλυση που μπορούμε να κάνουμε είναι ακόμη περισσότερο περιορισμένη.

A.1.1.4. Ακριβείς λύσεις

Υπάρχουν μερικές ακριβείς λύσεις για τις εξισώσεις Navier-Stokes. Παραδείγματα είναι η ροή Poiseuille, η ροή Couette και το παλινδρομούμενο οριακό στρώμα του Stokes. Και στις τρεις αυτές περιπτώσεις οι Navier-Stokes γραμμικοποιούνται. Υπάρχουν και πιο ενδιαφέροντα παραδείγματα λύσεων των μη γραμμικών εξισώσεων, όπως ο στρόβιλος Taylor–Green. Η ύπαρξη ακριβών λύσεων δεν υπονοεί και ότι θα είναι σταθερές: σε μεγαλύτερους αριθμούς Reynolds μπορεί ν' αναπτυχθεί τύρβη.

A.1.2. Ύπαρξη και μοναδικότητα λύσης των Navier-Stokes

Το πρόβλημα της τύρβης θα θεωρούνταν πιθανώς θεωρητικά λυμένο από μαθηματικής πλευράς, αν είχαμε ακριβή γενική λύση των εξισώσεων Navier-Stokes. Όμως μαθηματικά αυτές οι εξισώσεις δεν έχουν λυθεί, ούτε έχει αποδειχθεί καν η ύπαρξη και η μοναδικότητα της λύσης τους, ούτε αν αυτή η λύση θα είναι ομαλή. Μάλιστα το πρόβλημα της μαθηματικής προόδου στην ανάλυση των εξισώσεων Navier-Stokes θεωρείται ότι είναι ένα από τα 7 μεγαλύτερα και πιο σπουδαία μαθηματικά προβλήματα του αιώνα που διανύουμε (<http://www.claymath.org/millennium/>). Κορυφαίοι μαθηματικοί θεωρούν τα μαθηματικά ανώριμα ν' ασχοληθούν προς το παρόν μ' αυτό το πρόβλημα και το να γίνει κάτι τέτοιο προϋποθέτει προηγουμένως συνταρακτικές μαθηματικές ανακαλύψεις (βλ. και <http://terrytao.wordpress.com/2007/03/18/why-global-regularity-for-navier-stokes-is-hard/>).

Το μόνο που έχει επιτευχθεί μετά από επίμονες προσπάθειες του J. Leray που αφιέρωσε τη ζωή του στην προσπάθεια μαθηματικής διερεύνησης της ύπαρξης λύσης των τρισδιάστατων Navier-Stokes, είναι ν' αποδειχθεί ότι υπάρχουν ασθενείς λύσεις (weak solutions), που είναι λύσεις που ικανοποιούν τις Navier-Stokes κατά μία έννοια μέσης τιμής (Leray, 1933, 1934a,b). Οι λύσεις αυτές βασίζονται στην έννοια των γενικευμένων συναρτήσεων. Δεν υπάρχουν ενδείξεις ότι οι λύσεις αυτές δεν θα οδηγηθούν σε εκτίναξη (blow up) σε άπειρο χρόνο, ή ότι θα είναι ομαλές. Δεν έχει αποδειχθεί καν η ύπαρξη και μοναδικότητα τους.

Υπάρχουν παρά πολλές δημοσιεύσεις από μαθηματικούς σχετικά με τις Navier-Stokes, πολλές από τις οποίες είναι σοβαρές κατακτήσεις του ανθρώπινου πνεύματος, αλλά οι Navier-Stokes δε φαίνεται ακόμη να μας έχουν αποκαλύψει μεγάλο μέρος από τα σημαντικά τους μυστικά.

Καθώς λοιπόν η επίλυση των Navier-Stokes είναι αδύνατη για πολλά χρόνια ακόμη και η ανάλυση τους είναι προβληματική, πρέπει να βρεθούν άλλες μέθοδοι να τις διερευνήσουμε, έστω εν μέρει, όπως η αριθμητική τους μοντελοποίηση. Αυτό είχε ήδη αναγνωριστεί από το μεγάλο μαθηματικό von Neumann, ακόμη και πριν κατασκευαστεί ο πρώτος υπολογιστής. Ο von Neumann είχε πρακτικά προτείνει άμεση αριθμητική προσομοίωση των Navier-Stokes (DNS).

Ακόμη όμως και χρησιμοποιώντας τη μοντελοποίηση DNS δεν γλιτώνουμε από το στρυφνό χαρακτήρα των εξισώσεων Navier-Stokes. Η χαοτική συμπεριφορά εξακολουθεί να υπάρχει. Έτσι κάνοντας την ίδια μοντελοποίηση με λίγο διαφορετικές συνθήκες ή σε άλλο H/Y, μπορεί να οδηγηθούμε σε τελείως διαφορετικές (στιγμαϊκές) λύσεις. Επίσης, αν θέλουμε να μελετήσουμε την τύρβη, τ' αποτελέσματα της DNS περιέχουν πολύ μεγάλο όγκο πληροφορίας, με μεγάλη δυσκολία να γίνει επεξεργασία τους και ακόμη μεγαλύτερη να γίνει ερμηνεία τους σε κάτι που να είναι πρακτικά χρήσιμο. Όλα αυτά σχετίζονται με τη δυσκολία που έχει ο άνθρωπος ν' αντιληφθεί το φυσικό φαινόμενο της τύρβης.

Η μαθηματική δυστροπία των Navier-Stokes είναι ένα από τα στοιχεία που κάνουν την παρούσα εργασία να έχει νόημα, καθώς επιχειρεί μερική αριθμητική επίλυσή τους (μεθοδολογία LES).

Α.2. ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΓΙΑ ΤΗΝ ΔΥΣΚΟΛΙΑ ΚΑΤΑΝΟΗΣΗΣ ΤΗΣ ΤΥΡΒΗΣ

Γενεές επί γενεών επιστημόνων έχουν ασχοληθεί με επίταση και μέτρια επιτυχία με το φαινόμενο της τυρβώδους ροής των ρευστών. Στις αρχές του 16^{ου} αιώνα ο Leonardo da Vinci, που ονόμασε τον στροβιλισμό του νερού “la turbolenza”, περιέγραψε την ακόλουθη εικόνα: «Παρατηρήστε την κίνηση της επιφάνειας του νερού, που μοιάζει με αυτή της κόμης, που χαρακτηρίζεται από δύο κινήσεις: μία εξαιτίας του βάρους των τριχών και μία λόγω της κατεύθυνσης των μπουκλών. Έτσι και το νερό χαρακτηρίζεται από στροβιλώδεις κινήσεις, ένα μέρος των οποίων οφείλεται στο κύριο ρεύμα και το άλλο σε τυχαία και αναστρεφόμενη κίνηση».

Δύο πλευρές των παρατηρήσεων του da Vinci παραμένουν σε ισχύ σήμερα. Πρώτον, ο διαχωρισμός της ροής σε μία μέση ροή και σε ένα κυμαινόμενο μέρος (που προηγήθηκε περίπου 400 χρόνια της προσέγγισης του Reynolds, 1895). Δεύτερον, η αναγνώριση των δινών ως εγγενών στοιχείων στην τυρβώδη ροή, ουσιαστικών για την περιγραφή της δομής της.

Α.2.1. Τι είναι η τύρβη

Για να κατανοηθεί καλύτερα η έννοια της τύρβης, μπορούμε να φανταστούμε τη ροή του καπνού που εξέρχεται από μια καπνοδόχο ενός εργοστασίου, τον καπνό του τσιγάρου, τη ροή πίσω από ένα αυτοκίνητο που τρέχει γρήγορα, τη ροή ενός ρηχού ορμητικού ποταμού. Στο τελευταίο παράδειγμα αν καθίσουμε στην όχθη και ρίχνουμε συνεχώς στο ποτάμι μπογιά θα δούμε ότι ακολουθεί μια τυχαία ανώμαλη πορεία σχηματίζοντας στροβιλισμούς. Τα χρωματιστά σχήματα που θα εμφανίζονται θ’ αλλάζουν συνεχώς (χαρακτηριστικό μη μόνιμης ροής). Μπορεί μάλιστα να βρεθεί μπογιά λίγα μέτρα πιο κάτω στην απέναντι όχθη, δηλαδή υπάρχει μεγάλη ανάμιξη σε μακροσκοπική κλίμακα των στοιχείων του ρευστού με τρόπο που θα μας φανεί τυχαίος, χωρίς οποιαδήποτε εύκολα αντιληπτή νομοτέλεια. Αν στο ποτάμι τα νερά έτρεχαν πολύ αργά και ομαλά και ρίχναμε μπογιά στη μέση, θα βλέπαμε ότι η μπογιά θ’ ακολουθούσε λίγο πολύ μια ευθεία γραμμή παράλληλη στην όχθη (στρωτή ροή).

Καμιά φορά στα κεριά γίνεται ατελής καύση και βγάζουν μαύρο καπνό. Συνήθως τότε στην αρχή ο καπνός ρέει στρωτά για 2 με 5 εκατοστά ακολουθώντας μια ομαλή και σταθερή πορεία μέχρι κάποιο σημείο που ξαφνικά εμφανίζονται με τυχαίο τρόπο δίνες και στροβιλισμοί δημιουργώντας διάφορα σχήματα, φαινομενικά ακανόνιστα. Ενώ πριν ο καπνός πήγαινε απλά προς τα πάνω σχηματίζοντας μια απλή και λεπτή λουρίδα, τώρα μπορεί να βρεθεί καπνός και πολύ πέρα από τον άξονα του κεριού καθώς αναπτύσσονται, ανακατεύονται και σβήνουν δίνες διαφόρων μεγεθών σε διάφορα σημεία σε φαινομενικά τυχαίες στιγμές και με τυχαίες συχνότητες.

Στις τυρβώδεις ροές η ταχύτητα σε ένα σημείο μεταβάλλεται συνεχώς με φαινομενικά ακανόνιστο τρόπο. Γενικά όλα τα φυσικά μεγέθη παρουσιάζουν αντίστοιχες διακυμάνσεις και διαταραχές. Χαρακτηριστική ιδιότητα της τύρβης δεν είναι τόσο το ισχυρά στροβιλό πεδίο, όσο οι μεγάλες διαταραχές στο μέγεθος του στροβιλισμού. Η συχνότητα που γίνονται αυτές οι αλλαγές, ή αλλιώς συχνότητα της τύρβης, μπορεί να είναι πολύ μεγάλη, της τάξης των 10KHz (αρχίζοντας από λίγα Hz). Δηλαδή μπορεί σε ένα τυχαίο σημείο του πεδίου ροής π.χ. στο ποτάμι η ταχύτητα τη μια χρονική στιγμή να αυξάνει και σε ένα δεκάκις χιλιοστό του δευτερολέπτου να μειώνεται, λόγω της τύρβης. Το μέγεθος των στροβίλων κι αυτό μπορεί να είναι οποιοδήποτε και να συνυπάρχουν στο ίδιο πεδίο ροής διαφόρων μεγεθών στροβίλοι ή ένας πολύ μικρός στροβίλος μέσα σ’ ένα μεγάλο κ.ο.κ.

Είναι αντιληπτό ότι αν σε ένα πεδίο ροής υπάρχουν διαταραχές, η τύρβη είναι πιο εύκολο να εμφανιστεί. Η κάπνα του τσιγάρου π.χ. μπορεί στην αρχή ν’ ανεβαίνει στρωτά προς τα πάνω, αλλά αν τη φυσήξουμε να γίνει τυρβώδης. Στα φτερά των αεροπλάνων μερικές φορές θέλει ο κατασκευαστής να έχει τυρβώδη ροή και τότε βάζει μικρές λάμες στην επιφάνειά τους (vortex generators). Όμως δεν κανονίζουν οι διαταραχές μόνο αν θα εμφανιστεί τύρβη ή όχι. Ο βασικός καθοριστικός παράγοντας είναι ο αριθμός Reynolds. Έτσι αν έχουμε πολύ μικρό αριθμό Re (π.χ. $Re_x=1000$, μετρούμενο από την αρχή της πλάκας), αν βάλουμε κάποια διαταραχή στο πεδίο, αυτό θα ξαναγυρίσει σε στρωτή ροή¹.

¹ Γενικά, η τύρβη οφείλεται στη φύση των ροών των ρευστών, που πιστεύεται ότι εκφράζεται επαρκώς από τις μη γραμμικές εξισώσεις Navier-Stokes και δεν είναι απόλυτα ξεκάθαρο σε τι βαθμό η μετάβαση της ροής σε τυρβώδη υποβοηθείται από τις (τυχαίες) διαταραχές. Έχει γίνει δυνατό, με πολύ ελεγχόμενα πειράματα, να διατηρηθεί στρωτή ροή σε πλάκα για αρκετά μεγαλύτερους Re_x απ’ ό,τι συνήθως.

Όταν έχουμε τύρβη, υπάρχει μεγαλύτερη ανάμιξη και η ροή συμπεριφέρεται εν μέρει σα ν' αυξανόταν η συνεκτικότητα κατά μερικές τάξεις μεγέθους. Τα στοιχεία του ρευστού όχι μόνο λόγω της άδηλης μοριακής κίνησης, αλλά κυρίως λόγω της τύρβης μεταφέρονται σε γειτονικά επίπεδα της ροής, όπου μπορεί να επιβραδύνουν ή να επιταχύνουν γειτονικά στοιχεία και έτσι στην πράξη οι διατμητικές τάσεις αυξάνονται.

Ίσως κάποιος σκεφτόταν ότι όλες οι ροές είναι τυρβώδεις, απλά οι στρωτές έχουν πάρα πολύ μικρή τύρβη ή ότι όλες είναι στρωτές, απλά οι τυρβώδεις έχουν πολύ μεγάλη ανάμιξη. Ακόμη ότι ο χωρισμός της ροής σε δύο είδη αντιτίθεται στον γενικό κανόνα ότι η φύση είναι απλή. Ο αντίλογος σ' αυτή τη σκέψη είναι ότι πραγματικά φαίνεται ν' αλλάζει η φύση της ροής. Γι' αυτή την αλλαγή της φύσης της ροής από στρωτή σε τυρβώδη μίλησε πρώτη φορά ο Ο. Reynolds. Αν και ο διαχωρισμός είναι τεχνητός και όλες οι ροές διέπονται από τις ίδιες εξισώσεις, η στρωτή και η τυρβώδης ροή έχουν πολλές διαφορές μεταξύ τους και μπορούν πολύ εύκολα να διακριθούν. Επιπλέον, αν οι συνθήκες δεν είναι κατάλληλες (αριθμός Reynolds, τραχύτητα επιφανείας) δεν μπορούμε να έχουμε τυρβώδη ροή ακόμη κι αν την προκαλέσουμε (το ίδιο ισχύει αντίστοιχα και για τη στρωτή). Αυτά μας κάνουν να μιλάμε για δύο είδη ροών. Αν μπορούσαμε να λύσουμε τις πλήρεις μη μόνιμες εξισώσεις Navier-Stokes έχοντας πλήρη ακρίβεια στα δεδομένα μας, να κατανοήσουμε τη λύση και να την εξετάσουμε με λεπτομέρεια, ίσως δε θα χρειαζόταν αναγκαστικά να χωρίσουμε τις ροές σε στρωτές και τυρβώδεις, αν και πάλι θα έμεναν οι όροι για πρακτικούς και ιστορικούς λόγους. Η χαοτική συμπεριφορά των Navier-Stokes, μας δίνει ένα ακόμη λόγο για να μιλάμε για μέσες χρονικά τιμές μεγεθών ροής, να χωρίζουμε τη ροή σε στρωτή και τυρβώδη και να προσπαθούμε να μοντελοποιήσουμε την τύρβη.

Ροές μεγάλων ταχυτήτων, περίπλοκες ροές, ροές πρακτικού ενδιαφέροντος κοντά σε στερεά όρια, είναι τυρβώδεις τουλάχιστον στο μεγαλύτερο μέρος τους. Ροές σε οριακά στρώματα (§Α.4.5) σε αεροσκάφη και στις τροβιλομηχανές είναι βασικά τυρβώδεις. Κίνηση αερίων μαζών στην ατμόσφαιρα, διάχυση καυσαερίων, ροή αίματος σε αρτηρίες και στην καρδιά είναι επίσης μερικά ακόμη παραδείγματα τυρβώδους ροής.

Η έντονη ανάμιξη, χαρακτηριστικό των τυρβωδών ροών, είναι υπεύθυνη για τη μεγαλύτερη αντίσταση και για τις απώλειες ενέργειας που εμφανίζουν αυτές οι ροές μέσα σε αγωγούς και σε μηχανές. Η ανάμιξη δημιουργεί μια ομογενοποίηση της ροής (αφού οι ανταλλαγές είναι έντονες) όσον αφορά την ορμή και τη θερμοκρασία. Έτσι μέσα στη ροή οι διαφορές θερμοκρασιών και ταχυτήτων εξομαλύνονται, ενώ κοντά στα στερεά τοιχώματα οι κλίσεις ταχύτητας και η συναλλαγή θερμότητας είναι αυξημένες. Η κινητική ενέργεια μέσα στα τυρβώδη οριακά στρώματα είναι επίσης αυξημένη. Σημειώνεται ότι ενώ η συνεκτικότητα και η θερμική αγωγιμότητα είναι ιδιότητες του ρευστού, η τύρβη σχετίζεται με την κίνηση του ρευστού και όχι μ' αυτό το ίδιο. Στην πράξη, οι τυρβώδεις ροές έχουν έντονα τρισδιάστατο χαρακτήρα, δηλαδή υπάρχουν διαταραχές της ταχύτητας και στις τρεις κατευθύνσεις, οι οποίες μάλιστα γενικά έχουν ίδια τάξη μεγέθους. Υπάρχουν όμως και σπάνιες περιπτώσεις που προσεγγιστικά λύνονται δισδιάστατα πεδία.

Το θέμα της τύρβης είναι πολύ μεγάλο και είναι ένα από τα πιο δύσκολα επιστημονικά θέματα του αιώνα μας. Μάλλον δεν έχουμε καταλάβει ακόμη το μηχανισμό της τύρβης, ίσως ούτε τι είναι τύρβη, ίσως ούτε ακόμη αν πρέπει να μιλάμε για τύρβη.

Πιθανότατα δεν είναι καλή ιδέα να προσπαθήσουμε να ορίσουμε την τύρβη, αλλά οι παρακάτω απόπειρες ορισμού της μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως κατακλείδα της παραγράφου:

«Τύρβη είναι μια κατάσταση συνεχούς αστάθειας της ροής» (Μπεργελές, 1993).

«Τύρβη είναι μια τρισδιάστατη χρονικά μεταβαλλόμενη ροή στην οποία η έκταση των δινωσωλήνων προκαλεί διαταραχές ταχύτητας σε όλες τις συχνότητες μεταξύ ελάχιστης που καθορίζεται από τις οριακές συνθήκες και μέγιστης που καθορίζεται από τη συνεκτικότητα του ρευστού» (Bradshaw, 1971).

«Η ροή του ρευστού χαρακτηρίζεται τυρβώδης αν είναι τρισδιάστατη, στροβιλώδης, διακοπτόμενη, με μεγάλες διαταραχές, διαχτυκή και καταστροφική» (Markatos, 1986).

«Τύρβη είναι το όνομα που συνήθως δίνεται σε μια τάξη ατελώς κατανοουμένων χαοτικών λύσεων των εξισώσεων Navier-Stokes, στην οποία προκαλούνται πολλοί βαθμοί ελευθερίας» (Aref et al., 1999).

Α.2.2. Χαρακτηριστικά της τύρβης και προσπάθειες επίλυσής της

Καθώς είναι δύσκολο να δοθεί ένας αντικειμενικά αποδεκτός ορισμός της τύρβης, μπορούμε ν' αναφέρουμε κάποια χαρακτηριστικά της.

Μερικά από τα πιο βασικά χαρακτηριστικά της τύρβης όπως τα περιγράφει ο Tsinober (2004) είναι:

- Εγγενής χωρο-χρονική τυχαιότητα.
- Μη-κανονικότητα.
- Η τύρβη είναι χάος, ενώ το χάος μπορεί να μην είναι τύρβη.
- Αυτό-στοχαστικότητα.
- Πολύ μεγάλο εύρος χωροχρονικών κλιμάκων (ή βαθμών ελευθερίας) που αλληλεπιδρούν έντονα και μη-γραμμικά.
- Πολύ καταστροφική, μη αναστρέψιμη.
- Έντονη τρισδιάστατη συμπεριφορά, με συνεχή αυτό-παραγωγή στροβιλότητας και παραμόρφωσης.
- Έντονα διαχυτική με αυξημένη μεταφορά ορμής, ενέργειας και βαθμωτών μεγεθών.
- Έντονα μη-γραμμική, μη-ολοκληρώσιμη, μη-τοπική και μη-γκαουσιανή.

Κοινά αποδεκτά στοιχεία της τύρβης είναι η τρισδιάστατη μορφή, η αστάθεια, ο στροβιλισμός, το ευρύ φάσμα χωροχρονικών μεταβολών. Η πλειονότητα των επιστημόνων συμφωνεί ότι οι τυρβώδεις ροές είναι υψηλής τυχαιότητας και θορύβου. Ωστόσο, υπάρχουν πολύ περισσότερα στην τύρβη από μόνη την τυχαιότητα. Οι αποκαλούμενες συνεκτικές δομές (§Α.3.5), για τις οποίες δεν υπάρχει γενικά αποδεκτός ορισμός, υπάρχουν σχεδόν σε όλες τις τυρβώδεις ροές. Οι συνεκτικές δομές δεν εμφανίζονται με κανονικότητα στο χρόνο ή στο χώρο, ενώ είναι υπεύθυνες σε σημαντικό βαθμό για τη διάδοση μάζας, ενέργειας και ορμής. Το υπόλοιπο της τυρβώδους ενέργειας οφείλεται στην τυχαία κίνηση (η οποία ίσως δεν είναι άλλο από απομεινάρια παλιών συνεκτικών δομών) και πιθανώς προκαλεί την ανωμαλία στις συνεκτικές δομές. Αυτή η εικόνα καταδεικνύει το δυσεπίλυτο του προβλήματος, καθώς η τύρβη παρουσιάζει και τυχαία και ντετερμινιστικά χαρακτηριστικά. Στην πραγματικότητα, η τύρβη είναι αρκετά μη συνεκτική ώστε ο λόγος σήμα-προς-θόρυβο (SNR: Signal to Noise Ratio) των συνεκτικών δομών να είναι χαμηλός. Αν προσθέσουμε σε αυτή την εικόνα το γεγονός ότι οι συνεκτικές δομές παρουσιάζονται διαφορετικές σε κάθε ροή, βλέπουμε ότι η πιθανότητα εύρεσης μιας απλής μεθόδου η οποία θα προβλέπει όλες τις ροές είναι εξαιρετικά μικρή. Η σχετική έρευνα έχει μεγάλη ιστορία, έχει οδηγήσει σε πλήθος χρήσιμων συμπερασμάτων, αλλά ο τελικός στόχος παραμένει πολύ μακριά.

Έτσι λοιπόν, αν και έχουν ασχοληθεί με την τύρβη κάποιοι από τους μεγαλύτερους μαθηματικούς όλων των εποχών όπως ο Kolmogorov και κάποιοι από τους μεγαλύτερους φυσικούς όλων των εποχών όπως ο Heisenberg, τα μηνύματα που μας έχουν δώσει δεν είναι αισιόδοξα. Ο Kolmogorov, από τον οποίο προέρχονται κάποιες από τις πιο σημαντικές θεωρητικές μελέτες για την τύρβη, γινόταν συνεχώς περισσότερο απαισιόδοξος για την επίλυση του προβλήματος όσο περνούσαν τα χρόνια της ζωής του, ενώ και ο Heisenberg φαίνεται να θεωρούσε την τύρβη άλυτο πρόβλημα.

Όπως αναφέρθηκε στο παράρτημα Α.1. τουλάχιστον για τις επόμενες δεκαετίες δεν αναμένεται κάποια λύση του προβλήματος της ροής από τους μαθηματικούς, οπότε αξίζει οι μηχανικοί να κατευθυνθούν προς άλλες διεξόδους, αξιοποιώντας πιθανώς επιμέρους μαθηματικές μελέτες. Οι δρόμοι που μπορούν ν' ακολουθηθούν ποικίλουν. Στη βιβλιογραφία υπάρχουν διάφορες τεχνικές, από αντιμετώπιση της τύρβης σαν σύνολο δινών ή σαν άλλη φάση ρευστού, ως και χρήση των εξισώσεων Boltzmann για την μοριακή κίνηση, που είναι πρωταρχικότερες των Navier-Stokes. Τα παρόντα δεδομένα όμως ενισχύουν ακόμη περισσότερο την άποψη ότι σε πολλές περιπτώσεις, ένας από τους προσφορότερους και πιο αποτελεσματικούς τρόπους για να κινηθούμε στο άμεσο μέλλον, τουλάχιστον όσον αφορά την αντιμετώπιση της τύρβης στα θέματα της ροής και της διασποράς ρύπων στο αστικό περιβάλλον, είναι η μοντελοποίηση μεγάλων δινών (LES).

Στο διδακτορικό, ξεκινώντας από τη μελέτη της τύρβης, διερευνήθηκαν και διάφορες μοντέρνες μαθηματικές θεωρίες όπως η θεωρία του χάους, οι διακλαδώσεις, τα αυτόματα, τα αυτό-οργανούμενα συστήματα, τα φράκταλ και άλλες. Αυτές οι θεωρίες έδειξαν εκτός των άλλων ότι απλές ντετερμινιστικές δομές μπορεί να προκαλέσουν απίστευτη περιπλοκότητα και φαινομενική τυχαιότητα και έχουν γίνει σοβαρές προσπάθειες να αντιμετωπιστεί η τύρβη με τέτοιες θεωρίες. Αυτές οι προσπάθειες ενίοτε είναι αξιόλογες και μπορεί να παράγουν αξιοπρεπή αποτελέσματα, αλλά απ' ό,τι φαίνεται η τύρβη είναι στην πραγματικότητα τόσο στενά δεμένη με τις Navier-Stokes, που κανένα απλούστερο σύστημα δε μπορεί να την αναπαράγει πλήρως. Γίνεται φανερό ότι δεν υπάρχει ακόμη στιβαρό θεωρητικό υπόβαθρο για καμία από τις διάφορες μεθόδους που έχουν προταθεί για την προ-

σέγγισή της, γεγονός που δείχνει πόσο μακριά είμαστε από την λύση του προβλήματος, ενώ ακόμη και το ίδιο το πρόβλημα της τύρβης και η προέλευσή του είναι ασαφή, τη στιγμή που και η ίδια η ύπαρξή του αμφισβητείται. Αυτό από την άλλη μεριά δίνει αξία σε όλες τις ημι-ευριστικές μεθόδους που έχουν κατά καιρούς εμφανιστεί, καθώς κάθε μια απ' αυτές έχει θετικά αποτελέσματα σε κάποιες περιπτώσεις. Επίσης αφήνει ελεύθερο το πεδίο και για νέες ιδέες, πάντα όμως υπό το πρίσμα της απλής προσέγγισης και όχι της ουσιαστικής προσφοράς στο πρόβλημα της τύρβης. Όλα αυτά ενισχύουν ακόμη περισσότερο την άποψη ότι αξίζει ν' ασχοληθεί κανείς με την μοντελοποίηση των Navier-Stokes σε υπολογιστή και καθώς η άμεση αριθμητική μοντελοποίηση (DNS) των εξισώσεων αυτών προσκρούει στην πεπερασμένη ταχύτητα, ακρίβεια και μέγεθος των υπολογιστών, μπορεί κανείς να κατευθυνθεί προς τη μοντελοποίηση LES, ως μια ενδιάμεση και πολλά υποσχόμενη λύση.

Α.2.3. Φιλοσοφικές προεκτάσεις

Με αφορμή την -ουσιαστικά άκαρπη- μαθηματική έρευνα για τις εξισώσεις Navier-Stokes και το -ουσιαστικά άγνωστο- φυσικό φαινόμενο της τύρβης, αναζητήθηκαν, σε απλό επίπεδο γενικών εγκυκλοπαιδικών γνώσεων, οι δυνατότητες και τα όρια της επιστήμης. Είναι αξιοσημείωτο ότι η επιστήμη έχει προοδεύσει τόσο πολύ ώστε να μπορεί να δείχνει η ίδια την ανεπάρκειά της. Χαρακτηριστικό παράδειγμα είναι το θεώρημα του Γκέντελ, που λέει με απλά λόγια ότι κανένα μαθηματικό οικοδόμημα δεν μπορεί να είναι πλήρες και συνεπές ταυτόχρονα. Συνέπεια αυτού είναι ότι ποτέ δε μπορούμε να έχουμε απόδειξη ότι τα μαθηματικά που χρησιμοποιούμε είναι συνεπή. Επίσης, σε ό,τι μαθηματικά και να έχουμε, θα υπάρχουν πάντα προτάσεις (και έχουν ανακαλυφθεί αρκετές τέτοιες) που δε θα μπορούμε να τις αποδείξουμε ούτε να τις απορρίψουμε. Μάλιστα αποδεικνύεται ότι δε μπορούμε να φτιάξουμε αλγόριθμο να βρίσκουμε ή να ελέγχουμε τέτοιες προτάσεις. Παρόμοια με το θεώρημα του Γκέντελ υπάρχουν και άλλες μαθηματικές ανακαλύψεις που θα έλεγε κανείς ότι κλονίζουν την κλασική εικόνα των στιβαρών μαθηματικών, αλλά στην πραγματικότητα αποτελούν κατακτήσεις του ανθρωπίνου πνεύματος, που ταυτόχρονα δείχνουν και τα όρια της επιστήμης.

Παρόμοια όρια υπάρχουν και στην επιστήμη της φυσικής. Είναι χαρακτηριστικό ότι για την θεωρία των χορδών λέγεται ότι δε θα μπορέσει ποτέ να επαληθευθεί ή να απορριφθεί και αυτό από κάποιους θεωρείται ως όριο της φυσικής, καθώς έτσι δε θα μπορέσει ποτέ να βγει μια καλύτερη θεωρία. Ομοίως και στην επιστήμη των υπολογιστών έχει αποδειχθεί ότι υπάρχουν και έχουν βρεθεί υπολογιστικά προβλήματα για τα οποία δε μπορεί να φτιαχτεί αλγόριθμος που να τα λύνει.

Βρισκόμαστε λοιπόν σε μια εποχή που αρχίζουμε να καταλαβαίνουμε την αγνωσία μας. Η φιλοσοφική αυτή διερεύνηση οδήγησε και σε άλλα συμπεράσματα, μερικά από τα οποία δίνονται παρακάτω:

- Η τύρβη δεν είναι μοναδική περίπτωση «άλυτου» προβλήματος. Η διαφορετικότητά της έγκειται στην ευρεία εξάπλωσή της σε ανθρώπινες κλίμακες και στην άμεση πρακτική ανάγκη να λυθεί.
- Στο θέμα της τυρβώδους ροής μάλλον δεν πρόκειται ποτέ να γίνει κάποια εντυπωσιακή ανακάλυψη που θα λύσει τα πάντα. Αν υπήρχε κάτι τέτοιο θα είχε ήδη βρεθεί (προσωπική τρέχουσα άποψη του γράφοντος). Απλά ο καθένας μπορεί να βάλει το δικό του λιθαράκι στην (λίγο) καλύτερη κατανόηση ή περιγραφή της. Άλλωστε οι σύγχρονες σοβαρές επιστημονικές ανακαλύψεις απαιτούν πολλές φορές δεκαετίες αφοσίωσης για να επιτευχθούν.
- Την τύρβη πρέπει να τη θεωρήσουμε ως ντετερμινιστικό φαινόμενο. Ακόμη και η κβαντομηχανική, που για δεκαετίες πιστευόταν ότι κρύβει ένα προμπαμπιλιστικό κόσμο, τελευταίες θεωρίες λένε ότι περιγράφεται από πιο στοιχειώδη ντετερμινιστικά συστήματα².
- Η επιστήμη έχει φτάσει σε πολύ αφηρημένα και θεωρητικά επίπεδα και έννοιες που αγγίζουν τα όρια του ανθρωπίνου νου.
- Το κέντρο της επιστήμης είναι και πρέπει να είναι ο άνθρωπος. Αυτό αποδεικνύεται και από το ότι ο άνθρωπος ζει στη μέση χωροχρονική κλίμακα του σύμπαντος και από το ότι όλες οι φυσικές σταθερές έχουν ακριβείς τιμές ώστε να εξασφαλίζουν την ύπαρξή του. Αυτές οι διαπιστώσεις μάλιστα έκαναν τους επιστήμονες να διατυπώσουν την ανθρωπική αρχή, ότι δηλαδή ο σκοπός της δημιουργίας του σύμπαντος είναι ο άνθρωπος.

² Φαίνεται στην τύρβη (ή και στη φύση), ανάλογα με την κλίμακα που την κοιτάμε, να υπάρχει μια αλληλουχία προμπαμπιλιστικής και ντετερμινιστικής φαινομενολογίας.

Αυτή η φιλοσοφική διερεύνηση άρχισε από προσωπικό ενδιαφέρον, αλλά βοήθησε να κατανοηθεί η θέση και τα όρια επιρροής που θα μπορούσε να έχει η διατριβή αυτή.

A.2.4. Ρητά για την τύρβη

Δίνονται παρακάτω μερικά ρητά για την τυρβώδη ροή. Τα περισσότερα είναι από το βιβλίο του Tsinober (2004). Σε αγκύλη γράφεται πρόχειρη ελληνική μετάφραση.

– «Remember, when discoursing about water, to induce first experience, then reason» [όταν γίνεται λόγος για το νερό, πρέπει να προηγείται η εμπειρία της λογικής] (Leonardo da Vinci, από Tsinober, 2004).

– «...in spite of their astonishing distances, than in the investigation of the movement of flowing water before our very eyes» [(μπορούμε να ξέρουμε περισσότερα για τα άστρα), παρόλες τις τεράστιες αποστάσεις τους, παρά για την κίνηση του νερού που συμβαίνει μπρος στα μάτια μας] (Galileo Galilei, από Narasimha, R., 1983, The turbulence problem: a survey, Journal of the Indian Institute of Science, Section A - Engineering and Technology, 64, 1-59).

– «...the chief outstanding difficulty of our subject (i.e. turbulence)» [το θέμα της τύρβης είναι εξόχως και υπέρτατα δύσκολο] (Lamb, H., 1927, Hydrodynamics, p. 651).

– «I am an old man now, and when I die and go to Heaven there are two matters on which I hope for enlightenment. One is quantum electrodynamics and the other is the turbulent motion of fluids. And about the former I am rather optimistic» [Είμαι γέρος τώρα και όταν πεθάνω και πάω στον Παράδεισο, υπάρχουν δύο θέματα για τα οποία θα ήθελα να διαφωτιστώ. Το ένα είναι η κβαντομηχανική ηλεκτροδυναμική και το άλλο η τυρβώδης κίνηση των ρευστών. Και για το πρώτο είμαι μάλλον αισιόδοξος] (Lamb, H., 1932, British Association meeting, London, από Goldstein, S., 1969, Fluid Mechanics in the First Half of this Century, Annual Review of Fluid Mechanics, 1, 1-29).

– «As a doctorate I proposed to Heisenberg no theme from Spectroscopy but the difficult problem of Turbulence, in the hope, that WENN IRGENDEINER (if anybody), would solve this problem. However, the problem is until now not solved» [Ως διδακτορικό δεν πρότεινα στον Heisenberg κάποιο θέμα από τη φασματοσκοπία, αλλά το δύσκολο πρόβλημα της τύρβης, με την ελπίδα ότι εάν επρόκειτο κάποιος να μπορεί να λύσει το πρόβλημα, θα ήταν αυτός. Παρόλα αυτά, το πρόβλημα μέχρι τώρα δεν έχει λυθεί] (Sommerfeld, A., 1942, από Scientia, Nov./Dez. 1942).

– «The entire experience with the subject indicates that the purely analytical approach is beset with difficulties, which at this moment are still prohibitive. The reason for this is probably as was indicated above: That our intuitive relationship to the subject is still too loose – not having succeeded at anything like deep mathematical penetration in any part of the subject, we are still quite disoriented as to the relevant factors, and as to the proper analytical machinery to be used. Under these conditions there might be some hope to “break the deadlock” by extensive, but well planned computational efforts». [Η όλη εμπειρία με το θέμα δείχνει ότι η καθαρά αναλυτική προσέγγιση ταλανίζεται με προβλήματα, τα οποία αυτή τη στιγμή είναι ακόμα απαγορευτικά. Ο λόγος γι’ αυτό είναι πιθανώς όπως αναφέρεται πιο πάνω: ότι η διαισθητική σχέση μας με το θέμα εξακολουθεί να είναι πάρα πολύ χαλαρή – χωρίς να έχουμε καταφέρει με τίποτε βαθιά μαθηματική διείσδυση σε οποιοδήποτε μέρος του θέματος, είμαστε ακόμα αρκετά αποπροσανατολισμένοι ως προς τους σχετικούς παράγοντες, και ως προς τους σωστούς αναλυτικούς μηχανισμούς που πρέπει να χρησιμοποιηθούν. Υπό αυτές τις συνθήκες θα μπορούσε να υπάρχει κάποια ελπίδα να «σπάσει το αδιέξοδο» από εκτεταμένες, αλλά καλά σχεδιασμένες υπολογιστικές προσπάθειες] (von Neumann, J., 1950, «Recent theories of turbulence», Institute for Advanced Study, Princeton University, 69 pp., ASIN: B00BZ3Z4DY)

– «The universal similarity theory of the small-scale components of the motion stands out in this rather grey picture as a valuable contribution...» [Η θεωρία ομοιότητας των συστατικών μικρής κλίμακας της ροής εξέχει σ’ αυτή την μάλλον γκρίζα εικόνα ως μια πολύτιμη συνεισφορά] (Batchelor, G.K., 1961, The dynamics of homogeneous turbulence: introductory remarks, από Favre, A. (Ed.), 1961, Mecanique de la Turbulence, Colloques Internationaux du CNRS, No. 108, Marseille 28 Aout-2 Septembre 1961, p. 96).

– «...the absence of a sound theory is one of the most disturbing aspects of the turbulence syndrome» [η απουσία μιας ισχυρής θεωρίας είναι μια από τα πιο ενοχλητικές πλευρές του συνδρόμου της τύρβης] (Stewart, R.W., 1969, από Tsinober, 2004).

– «I soon understood that there was little hope of developing a pure, closed theory» [σύντομα κατάλαβα ότι υπήρχαν λίγες ελπίδες ν' αναπτυχθεί μια καθαρή, κλειστή θεωρία] (Kolmogorov, A. N., 1978, από Tikhomirov, V.M. (Ed.), 1991, Selected works of A. N. Kolmogorov I., Kluwer, ISBN 978-94-010-5347-1, p. 487).

– «... we should not altogether neglect the possibility that there is no such thing as 'turbulence'. That is to say, it is not meaningful to talk of the properties of a turbulent flow independently of the physical situation in which it arises. In searching for a theory of turbulence, perhaps we are looking for a chimera» [Δεν πρέπει να παραμελήσουμε εντελώς το ενδεχόμενο να μην υπάρχει καθόλου το πράγμα που ονομάζουμε «τύρβη». Δηλαδή, δεν έχει νόημα να μιλάμε για τις ιδιότητες μιας τυρβώδους ροής ανεξάρτητα από τη φυσική κατάσταση κατά την οποία προκύπτει. Στην αναζήτηση για μια θεωρία της τύρβης, ίσως ψάχνουμε για μια χίμαιρα] (Saffman, P.G., 1978, Problems and progress in the theory of turbulence, Structure and Mechanisms of Turbulence II, Lecture Notes in Physics 76, pp. 273-306).

– «Turbulence (or chaos) is one of the oldest and most difficult open problems in physics... At one time or another, it has occupied the minds of many of the great physicists, particularly in the early part of this century. The problem is so difficult that it has even defied the formulation of a consistent and rigorous definition» [Η τύρβη (ή το χάος) είναι ένα από τα παλαιότερα και πιο δύσκολα ανοικτά προβλήματα στη φυσική. Κατά καιρούς, έχει απασχολήσει πολλούς από τους μεγάλους φυσικούς, ιδιαίτερα στις αρχές αυτού του αιώνα. Το πρόβλημα είναι τόσο δύσκολο που έχει απηφήσει ακόμη και τη διαμόρφωση ενός συνεκτικού και αυστηρού ορισμού] (Chapman & Tobak, 1985).

– «... less is known about the fine scale turbulence ... than about the structure of atomic nuclei. Lack of basic knowledge about turbulence is holding back progress in fields as diverse as cosmology, meteorology, aeronautics and biomechanics» [Είναι λιγότερα γνωστά για την τύρβη μικρής κλίμακας, παρά για τον πυρήνα των ατόμων. Η έλλειψη βασικής γνώσης για την τύρβη καθυστερεί την πρόοδο σε ποικίλους τομείς όπως κοσμολογία, μετεωρολογία, αεροναυπηγική και ενβιομηχανική] (Frisch, U., Orszag, S.A., 1990, Physics Today, 43 (1), 24-32).

– «We are not really sure what the theoretical turbulence problem actually is» [Δεν είμαστε στην πραγματικότητα σίγουροι ούτε για το τι είναι ακριβώς το θεωρητικό πρόβλημα της τύρβης] (Saffman, P.G., 1991, από Tsinober, 2004).

– «turbulence remains the major unsolved problem of classical physics» [η τύρβη παραμένει το μεγάλο άλυτο πρόβλημα της κλασσικής φυσικής] (Speziale, 1991).

– «(From the study of turbulence) ...the applied physics involvement is almost completely absent. In view of the extraordinary practical importance of turbulence, this is at first sight quite astonishing. Yet the reason for such apparent neglect is easily found. Quite simply the fundamental problems of turbulence are still unsolved. Indeed, turbulence is often referred to as the 'unsolved problem of classical physics'» [Η εφαρμοσμένη φυσική είναι σχεδόν απύσχα από τη μελέτη της τύρβης. Λαμβάνοντας υπόψη την τεράστια πρακτική σημασία της τύρβης, αυτό φαίνεται αρχικά πολύ εντυπωσιακό. Παρόλα αυτά ο λόγος για μια τόσο προφανή παράβλεψη μπορεί να βρεθεί εύκολα. Απλά τα βασικά προβλήματα της τύρβης δεν έχουν λυθεί ακόμη. Πράγματι, η τύρβη αναφέρεται ως το άλυτο πρόβλημα της κλασσικής φυσικής] (McComb, 1991).

– «... I just cannot think of anything where a genuine prediction for the dynamics of turbulent flow has been confirmed by an experiment. So we have a big vast empty field» [Δε μπορώ να σκεφτώ καμία περίπτωση στην οποία μια γνήσια πρόβλεψη για τη δυναμική των τυρβωδών ροών, επαληθεύτηκε από πείραμα. Οπότε έχουμε ένα τεράστιο άδειο πεδίο] (Saffman, P.G., 1991, In: Jimenez, J. (Ed.), The Global Geometry of Turbulence: Impact of Nonlinear Dynamics, NATO ASI Series B 268, p. 349, Plenum Publishing Corporation, New York - also from Springer Berlin, 2013, 372 pp., ISBN 978-1-4613-6670-6).

– «Turbulence is the graveyard of theories» [Η τύρβη είναι το νεκροταφείο των θεωριών] (Liepmann, H.W., 1997, από Klein, S.J., p. 4 in: Panton, R.L. (Ed.), 1997 Self-sustaining mechanisms of wall turbulence, Computational Mechanics Publications, 422 pp.).

– «Turbulence is a dangerous topic which is often at the origin of serious fights in the scientific meetings devoted to it since it represents extremely different points of view, all of which have in common their complexity, as well as an inability to solve the problem. It is even difficult to agree on what exactly is the problem to be solved» [Η τύρβη είναι ένα επικίνδυνο θέμα που αποτελεί συχνά α-

τία σοβαρών διαξιφισμών στις επιστημονικές συναντήσεις που είναι αφιερωμένες σε αυτό, δεδομένου ότι αντιπροσωπεύει εξαιρετικά διαφορετικές απόψεις, οι οποίες έχουν ως κοινό την πολυπλοκότητά τους, καθώς και μια ανικανότητα να λύσουν το πρόβλημα. Είναι δύσκολο ακόμη και το να συμφωνήσουμε σχετικά με το τι ακριβώς είναι το πρόβλημα που πρέπει να επιλυθεί] (Lesieur, 2008).

– «if there is a God and creator then he surely left us with a bigger mystery in turbulence than we thought even a few decades ago. I and we could certainly use his help figuring out what to do next» [Εάν υπάρχει Θεός και δημιουργός, τότε σίγουρα μας άφησε με ένα μέγα μυστήριο: της τύρβης – το οποίο είναι μεγαλύτερο απ’ ότι νομίζαμε μόλις πριν λίγες δεκαετίες. Εγώ και εμείς σίγουρα θα καλοδεχόμασταν τη βοήθειά Του στο να καταλάβουμε ποιο είναι το επόμενο βήμα που πρέπει να κάνουμε στο θέμα αυτό] (George, 2011, Does Turbulence need God?, Workshop “Models versus physical laws/ first principles, or why models work?”, Wolfgang Pauli Institute (WPI), Vienna, 3 February 2011, http://www.wpi.ac.at/themedata/Arkady_WS/George.pdf).

– «In spite of reliable experimental data at high Re and detailed numerical data at low to moderate Re , many fundamental issues still remain to be resolved» [Παρόλα τ’ αξιόπιστα πειραματικά δεδομένα σε μεγάλους αριθμούς Re και τ’ αναλυτικά αριθμητικά δεδομένα σε χαμηλούς και μέσους Re , παραμένουν πολλά θεμελιώδη ζητήματα που χρειάζονται επίλυση] (Kim, 2012).

– «Much progress has been made over the past half century, yet turbulence has been elusive refusing to reveal its true nature» [Αρκετή πρόοδος έχει γίνει τα προηγούμενα 50 χρόνια και όμως η τύρβη έχει παραμείνει άπιαστη, αρνούμενη να μας αποκαλύψει την αληθινή της φύση] (Kim, 2012).

– «And we would have already figured out turbulence by talking to God. On the other hand, like Horace Lamb once said, I am not too optimistic about it» [Και θα είχαμε καταλάβει την τύρβη μιλώντας με το Θεό. Από την άλλη μεριά, όπως είχε πει κάποτε ο Horace Lamb, δεν είμαι και τόσο αισιόδοξος γι’ αυτό] (Kim, 2012).

A.3. ΤΥΡΒΗ: ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΚΑΙ ΣΥΝΕΚΤΙΚΕΣ ΔΟΜΕΣ

Παρόλη την δυσχέρεια που έχουν οι άνθρωποι στην κατανόηση της τύρβης, υπάρχουν κάποιες θεωρίες και προσεγγίσεις που βοηθάνε στη μερική παρακολούθηση κάποιων τυρβωδών φαινομένων. Στοιχεία για ένα μικρό μέρος απ' αυτές, θα παρουσιαστούν συνοπτικά σ' αυτό το παράρτημα.

Το πιο σημαντικό κομμάτι του παραρτήματος αφορά τη στατιστική περιγραφή, όπου επιχειρείται να παρουσιαστούν κάποιοι νόμοι που ισχύουν προσεγγιστικά για την τύρβη. Αν και βοηθούν στο χειρισμό των τυρβωδών ροών, οι νόμοι αυτοί δεν οδηγούν στην ουσιαστική κατανόηση του φαινομένου.

Η στατιστική θεώρηση της τύρβης χρειάζεται για δύο λόγους:

1) Δεν είναι δυνατή η επίλυση των Navier-Stokes, που θεωρούμε ότι θα μας έδινε και την τύρβη. Άρα πρέπει να πάρουμε πληροφορίες για την τύρβη με άλλους τρόπους, αν μπορούμε.

2) Ακόμη και αν ήταν δυνατή η επίλυση των Navier-Stokes, η χαοτική τους συμπεριφορά και το εύρος των εμπλεκόμενων κλιμάκων θα έκανε τα αποτελέσματα δυσνόητα, οπότε και πάλι θα χρειαζόταν κάποιου είδους στατιστική περιγραφή. Για περαιτέρω ανάλυση των λόγων που μας οδηγούν στην στατιστική περιγραφή της τύρβης ο αναγνώστης παραπέμπεται στο βιβλίο του Frisch (1995).

Το παράρτημα περιλαμβάνει επίσης μια ιστορική αναδρομή για την πρόοδο στην έρευνα της τύρβης και στοιχεία από τις συνεκτικές δομές. Πιο συγκεκριμένα, η δομή του παραρτήματος είναι:

Στην §Α.3.1 δίνονται κάποια ιστορικά στοιχεία για σημεία-σταθμούς στην προσπάθεια ανάπτυξης θεωριών για την τύρβη, κυρίως για θέματα που θ' αναφερθούν παρακάτω στο παράρτημα ή σε άλλο σημείο του διδακτορικού¹. Στη συνέχεια παρουσιάζονται συνοπτικά κάποια μαθηματικά για τους μετασχηματισμούς Fourier, καθώς χρησιμοποιούνται στην περιγραφή κάποιων χαρακτηριστικών της τύρβης. Μετά ακολουθεί εισαγωγή για την στατιστική περιγραφή της τύρβης, που περιλαμβάνει και περιγραφή των μέσων τιμών και των συσχετίσεων. Στη συνέχεια περιγράφεται η κλιμακωτή μεταφορά ενέργειας από τις μεγάλες δίνες στις μικρές (energy cascade) και δίνεται η θεωρία του Kolmogorov (1941a,b,d) για την μορφή του ενεργειακού φάσματος. Τέλος δίνονται κάποια στοιχεία για τις συνεκτικές δομές, που είναι οργανωμένες δομές που εμφανίζονται στο φαινομενικά τυχαίο τυρβώδες πεδίο ροής.

Τα ιστορικά στοιχεία έχουν ληφθεί κυρίως από το βιβλίο των Kundu & Cohen (2002), το βιβλίο των Davidson et al. (2011), από πανεπιστημιακές σημειώσεις του McDonough (2004), από την ανασκόπηση των Lumley & Yaglom (2001) και από άλλες δημοσιεύσεις. Τα υπόλοιπα τμήματα του παραρτήματος έχουν βασιστεί κυρίως σε πανεπιστημιακές σημειώσεις του καθηγητή κ. Μπάρτζη, αλλά και στα βιβλία των Sagaut (2006), Pope (2000), Frisch (1995), Lesieur (2008) και άλλων και σε πανεπιστημιακές σημειώσεις για τις συνεκτικές δομές του Constantinescu (2012e).

A.3.1. Ιστορικές σημειώσεις

Η τύρβη είλκυσε το ενδιαφέρον πολλών σπουδαίων επιστημόνων όπως οι Reynolds, Taylor, Prandtl, von Karman, Heisenberg, Kolmogorov, Landau, Kraichnan, Onsager, παρόλη την πολύ μεγάλη δυσκολία του θέματος (ή ίσως και εξ' αιτίας της). Είναι χαρακτηριστικό ότι την πεντηκονταετία πριν τα μέσα της δεκαετίας του 1960, ο αριθμός των νέων δημοσιεύσεων των σχετικών με την τύρβη διπλασιαζόταν κάθε περίπου 8 χρόνια (Lumley & Yaglom, 2001), τη στιγμή που ο αντίστοιχος αριθμός γενικά στην επιστήμη διπλασιαζόταν μόνο κάθε 15 χρόνια² (de Solla Price, 1965). Στην επόμενη πεντηκονταετία που φτάνει μέχρι τις μέρες μας ο αριθμός των δημοσιεύσεων των σχετικών με την τύρβη έχει γίνει τόσο μεγάλος που είναι αδύνατον να τις παρακολουθήσει κανείς και επιπλέον δεν έχουν περάσει το τεστ του χρόνου ώστε να φανεί η αναλλοιωτή τους αξία. Σ' αυτή τη δεύτερη πεντηκονταετία η αναφορά μας θα είναι ενδεικτική και συνοπτική, χωρίς να θίγει καν τα πολυάριθμα παρακλάδια που έχουν αναπτυχθεί για να προσφέρουν κάτι στο πρόβλημα της τύρβης και τους αναρίθμητους δρόμους

¹ Σκοπός της ιστορικής αναδρομής είναι να δοθεί μια γενική εικόνα της πορείας της επιστημονικής σκέψης στο θέμα της τύρβης ανά τις εποχές. Επίσης γίνεται απλή νύξη στις βασικές ιδέες διαφόρων θεωριών τύρβης με κύριο σκοπό να φανεί ο βαθμός περιπλοκότητάς τους. Στη μερική κατανόηση κάποιων εννοιών μπορεί να βοηθήσει το υπόλοιπο κεφάλαιο, καθώς και η ωραία συλλογή ορισμών του McDonough (2004), η οποία αφορά την ειδικευμένη ορολογία που χρησιμοποιείται στην τύρβη.

² Τα νούμερα αυτά βέβαια είναι τελείως ενδεικτικά.

που έχουν ανοίξει οι μαθηματικοί προσπαθώντας να εξάγουν ό,τι περισσότερη πληροφορία μπορούν από τις Navier-Stokes. Θα επικεντρωθούμε μόνο σε ζητήματα της ιστορίας που έχουν κάποια άμεση ή έμμεση σχέση με την παρούσα εργασία.

Αν και υπάρχουν αναφορές σχετικά με τα τυρβώδη φαινόμενα αιώνες πριν, μπορούμε να πούμε ότι η συστηματική μελέτη της τύρβης ξεκίνησε με την εργασία του Osborne **Reynolds** (1842-1912) το 1883 (Reynolds, 1883). Ο Reynolds έκανε πειράματα σε σωλήνες νερού στους οποίους διόχευε χρώμα και επιβεβαίωσε με σαφήνεια την ύπαρξη δύο χαρακτηριστικών ειδών ροής: Της στρωτής, στην οποία το χρώμα προχωρούσε σε μια ευθεία γραμμή και της τυρβώδους στην οποία το χρώμα διαταράσσονταν και τελικά εξαπλωνόταν σε ολόκληρη τη διάμετρο του σωλήνα. Μετά από πολλές δοκιμές κατάλαβε ότι η μετάβαση από τη στρωτή στην τυρβώδη ροή γινόταν όταν η αδιάστατη παράμετρος $Re=UL/\nu$, που σήμερα ονομάζεται αριθμός Reynolds³, γινόταν μεγαλύτερη από μια ορισμένη κρίσιμη τιμή. Ο Reynolds σε μεταγενέστερη εργασία (Reynolds, 1895) χώρισε τις τυρβώδεις μεταβλητές σαν άθροισμα μιας μέσης τιμής και μιας διακύμανσης και συνέλαβε την έννοια του τυρβωδών τάσεων. Επιπλέον χρήσιμες πληροφορίες για την προσφορά του Reynolds μπορεί να βρει κανείς στους Launder & Jackson (2011) και Jackson & Launder (2007).

Το 1921 ο ιδιοφυής φυσικός Geoffrey Ingram **Taylor** (1886-1975) σε μία κομψή μελέτη της τυρβώδους διάχυσης (Taylor, 1921), εισήγαγε την ιδέα της συνάρτησης συσχέτισης (correlation function). Το 1935 έθεσε τα θεμέλια της στατιστικής θεώρησης της τύρβης (Taylor, 1935a,b,c,d) και εισήγαγε τις έννοιες της ομογενούς και ισότροπης τύρβης και του τυρβώδους φάσματος. Οι τεχνικές που ανέπτυξε ο Taylor φάνηκαν πολύ χρήσιμες κυρίως για να περιγράψουμε τις μικρές κλίμακες τις τύρβης, οι οποίες μπορούν να θεωρηθούν ισοτροπικές. Ο Taylor είχε εισάγει και την ιδέα του μήκους ανάμιξης (Taylor, 1915), η οποία αναπτύχθηκε πλήρως αργότερα από τον Ludwig **Prandtl** (1875-1953) που είχε ανακαλύψει πρωτότερα την ύπαρξη του οριακού στρώματος (Prandtl, 1904). Ο Prandtl, μαζί με τον μαθητή του Theodore **von Karman** (1881-1963), ανέπτυξαν και τον λογαριθμικό νόμο κατανομής της ταχύτητας κοντά σε στερεά όρια (von Karman, 1930, Prandtl, 1932). Περισσότερες πληροφορίες για τον Taylor υπάρχουν στον Batchelor (1996), στον Turner (1997) και στον Sreenivasan (2011). Για τον Prandtl στους Bodenschatz & Eckert (2011) και για τον von Karman στους Leonard & Peters (2011).

Ο ευφυής Lewis Fry **Richardson** (1881-1953) που συνεισέφερε σε πολλά επιστημονικά πεδία (μετεωρολογία, ρευστομηχανική, μαθηματικά, υπολογιστική μηχανική, κοινωνικές επιστήμες), θεώρησε (Richardson, 1922) ότι η τυρβώδης κινητική ενέργεια μεταφέρεται από τις μεγάλες κλίμακες-δίνες όπου παράγεται, σταδιακά σε όλο και μικρότερες κλίμακες-δίνες, ώσπου να φτάσει στη μοριακή κλίμακα όπου καταστρέφεται. Αυτή η ιδέα της κλιμακωτής μετάπτωσης ενέργειας (energy cascade) ήταν θεμελιώδης στην προσπάθεια κατανόησης της τύρβης, αν και δεν της έδωσαν μεγάλη σημασία τότε, όπως και σε πολλές άλλες ανακαλύψεις του Richardson. Μια απ' αυτές ήταν και «ο νόμος των τεσσάρων τρίτων του Richardson» (Richardson, 1926): από ανάλυση πειραματικών δεδομένων, πρότεινε ότι ο ενεργός συντελεστής διάχυσης μιας τυρβώδους κηλίδας θα πρέπει να είναι ανάλογος του $l^{4/3}$, όπου l η κλίμακα της κηλίδας. Και οι δύο αυτές εμπειρικές παρατηρήσεις του Richardson διατυπώθηκαν αργότερα με πιο μαθηματικό τρόπο από τον Kolmogorov και τους μαθητές του. Περισσότερα για τον Richardson μπορεί να διαβάσει κανείς στον Hunt (1998) και τον Benzi (2011).

Ίσως η πιο εξέχουσα προσωπικότητα απ' αυτές που γράφονται στην σύντομη αυτή αναδρομή είναι ο Ρώσος μαθηματικός Andrei Nikolaevich **Kolmogorov** (1903-1987), που γενικά θεωρείται ο μεγαλύτερος πιθανοθεωρητικός του 20^{ου} αιώνα, καθώς έθεσε και τις ευρύτερες βάσεις αυτής της επιστήμης. Ο Kolmogorov σύντομα κατάλαβε ότι η νέα επιστήμη ενδείκνυται για συνεισφορά στην περιγραφή των τυρβωδών πεδίων ροής, αλλά και ότι δεν ήταν δυνατόν ν' αναπτυχθεί μια κλειστή μαθηματική θεωρία, αλλά θα χρειαζόταν εμπειρική πληροφορία από πειράματα και συνεργάτες για την προσπάθειά του (Yaglom, 1994). Ο διορατικός Kolmogorov είχε μεγάλη ευχέρεια στο να διακρίνει τους ταλαντούχους μαθητές, γι' αυτό και πολλοί απ' αυτούς (M.D. Millionshchikov, A.M. Obukhov, A.S. Monin, A.M Yaglom και αργότερα G.I. Barenblatt) αναδείχθηκαν σε μεγάλες μορφές στο τυρβώδες επιστημονικό πεδίο των τυρβωδών ροών. Ο Kolmogorov συχνά συγκεκριμενοποιούσε αφηρημένες ιδέες των συνομιλητών του, τις διατύπωνε μαθηματικά και τις προωθούσε. Πολλές ουσιαστικά δικές του ανακαλύψεις τις απέδιδε σε μαθητές του. Τρεις δημοσιεύσεις του το 1941 (Kolmogorov 1941a,b,d) αποτελούν τη βάση της θεωρίας K41 που θα παρουσιαστεί πιο αναλυτικά παρακάτω και

³ Όπου U μια κλίμακα ταχύτητας, L μια κλίμακα μήκους και ν η κινηματική συνεκτικότητα.

είναι ο πιο μεγάλος σταθμός στην σύντομη ιστορική μας αναδρομή. Υποθέτοντας ότι σε πολύ μικρή κλίμακα η τύρβη εξαρτάται μόνο από τη συνεκτικότητα ν και τον ρυθμό καταστροφής της ε και ότι σε μεσαία κλίμακα (αδρανειακή περιοχή) δεν υπάρχει επίδραση από τη συνεκτικότητα, οδηγήθηκε στο ότι το φάσμα της ενέργειας⁴ στην αδρανειακή περιοχή πρέπει να είναι ανάλογο του $\varepsilon^{2/3}k^{-5/3}$, όπου k (ή κ , για διαφοροποίηση από την κινητική ενέργεια) ο κυματαριθμός (αντίστροφο χαρακτηριστικού μήκους). Στην ίδια σχέση κατέληξε ανεξάρτητα και ο Obukhov (1941), με πιο κατανοητό, αλλά λιγότερο γενικό τρόπο (Yaglom, 1994). Ο νόμος των πέντε τρίτων, αν και όπως αποδείχθηκε αργότερα είναι προσεγγιστικός, είναι ένα από τα πιο σημαντικά αποτελέσματα στην θεωρία της τύρβης και έχει επαληθευτεί από πολλά πειράματα. Είναι τόσο βασικός, που και αν δεν τον ανακάλυπταν ο Kolmogorov και ο Obukhov, σίγουρα θα τον έβρισκε σύντομα κάποιος άλλος επιστήμονας. Είναι γνωστό ότι οι Heisenberg και von Weizsacker και ο Onsager⁵ είχαν διατυπώσει ανεξάρτητα από τον Kolmogorov παρόμοιες ή ισοδύναμες ανακαλύψεις κατά το 1945 (βλ. Frisch, 1995). Επίσης δεν αποκλείεται να έφτανε και ο Prandtl σε κάποια παρόμοια σχέση, αν δεν γινόταν ο δεύτερος παγκόσμιος πόλεμος να του διακόψει τις μελέτες (βλ. Bodenschatz & Eckert, 2011). Μια ακόμη αξιόλογη δημοσίευση του Kolmogorov αυτή την εποχή είναι η εργασία του για την μοντελοποίηση της τύρβης με μοντέλο δύο εξισώσεων, ώστε να είναι δυνατή η προσεγγιστική επίλυση της ροής για πρακτικές εφαρμογές χωρίς να απαιτούνται επιπλέον υποθέσεις (Kolmogorov, 1942, Spalding, 1991). Περισσότερα στοιχεία για τον Kolmogorov μπορεί κανείς να βρει στον Yaglom (1994) και στον Falkovich (2011).

Γενικά στη δεκαετία του 1940 υπήρχαν πολλές επιπλέον συνεισφορές στην (στατιστική) μελέτη της τύρβης που παγιοποίησαν τις ως τότε γνώσεις (Leslie, 1973). Ως παράδειγμα αναφέρονται ενδεικτικά οι εργασίες των Batchelor (1948), Townsend (1947), Burgers (1948), Corrsin (1949), von Karman (1948), Heisenberg (1948a,b), Millionshchikov (1941), Obukhov (1949b) και Yaglom (1948). Ο George K. Batchelor (1920-2000) ήταν Αυστραλός που είχε μεταφερθεί στην Αγγλία αποκλειστικά και μόνο για να δουλέψει με τον Taylor στο πολύ ελκυστικό ερευνητικό πεδίο της τύρβης. Έπεισε και τον φίλο του Albert Alan Townsend⁶ (1917-2010) να κάνει το ίδιο. Ο Batchelor έγινε ο κύριος συνεργάτης του Taylor και ουσιαστικά είχε τις πρακτικές μέριμνες της ερευνητικής του ομάδας (Turner, 1997). Σταθμός στη σταδιοδρομία του Batchelor ήταν η ανακάλυψη των δημοσιεύσεων του Kolmogorov (1941a,b), τις οποίες και προώθησε σε όλο τον κόσμο. Ο Johannes Martinus Burgers (1895-1981) είναι γνωστός για την εξίσωση του Burgers, που μπορεί να θεωρηθεί ως απλοποιημένη Navier-Stokes και βοηθάει στη μελέτη της τύρβης. Ο Stanley Corrsin (1920-1986) συνεισέφερε κυρίως σε πειράματα, από τα οποία απέκτησε μια διαίσθηση για την τύρβη⁷. Επίσης συνέβαλε στους νόμους διάχυσης παθητικού βαθμωτού πεδίου, όπως η θερμοκρασία (Corrsin, 1951a,b). Ο von Karman έφυγε το 1930 από τη Γερμανία για την Αμερική, όπου ασχολήθηκε μεταξύ των άλλων και με στατιστική θεωρία τύρβης (von Karman & Howarth, 1938). Ο Werner Heisenberg (1901-1976), θεωρητικός φυσικός που έθεσε τις βάσεις της κβαντομηχανικής, ασχολήθηκε σύντομα με την τύρβη για λίγα χρόνια μετά το 1945, αλλά και στη διατριβή του (Heisenberg, 1924). Μάλιστα όταν ο Sommerfeld επέλεξε και του ανέθεσε το θέμα, πίστευε ότι ο ταλαντούχος νέος μπορεί να έλυνε το πρόβλημα της τύρβης. Όμως αποδείχθηκε τόσο δύσκολο που ο Heisenberg επέλεξε ν' ασχοληθεί με άλλα θέματα στην καριέρα του.

Η εργασία του Millionshchikov (1941) είναι πολύ σημαντική, καθώς αποτελεί ουσιαστικά το πρώτο κλείσιμο⁸ δύο σημείων (two-point closure) των εξισώσεων της ροής⁹. Πολλές ιδέες πίσω από την εργασία αυτή οφείλονται και πάλι στον Kolmogorov (Yaglom, 1994). Η προσέγγιση του Mil-

⁴ Ο Kolmogorov έκανε χρήση της έννοιας της μετάπτωσης ενέργειας από μεγαλύτερη κλίμακα σε μικρότερη (energy cascade), χωρίς να έχει γνώση του έργου του Richardson (Sreenivasan, 2011, Falkovich, 2011)

⁵ Για την εν πολλοίς άγνωστη δουλειά που είχε κάνει ο νομπελίστας χημικός Lars Onsager (1903-1976) στον τομέα της τύρβης βλ. Eyink & Sreenivasan (2006).

⁶ «Τι είναι η τύρβη;» ρώτησε ο Townsend τον Batchelor όταν ο τελευταίος του πρότεινε ν' ασχοληθούν με αυτό το θέμα (Moffatt, 2002). Παρόλη την πολύχρονη, εντατική και ουσιαστική προσφορά και των δύο, το ερώτημα αυτό φαίνεται το ίδιο εύστοχο και αναπάντητο ακόμη και σήμερα, εβδομήντα χρόνια μετά.

⁷ Η οποία όμως δεν ήταν αλάνθαστη. Χαρακτηριστικό είναι ότι δεν πίστευε στην ύπαρξη πεταλοειδών συνεκτικών δομών (hairpin vortices), που αργότερα αποδείχθηκαν πραγματικές (Lumley & Davis, 2003).

⁸ Είναι γνωστό ότι στις μέσες Navier-Stokes υπάρχουν άγνωστα διπλά γινόμενα (συσχετίσεις) διακυμάνσεων ταχυτήτων. Μπορούμε με εκ νέου χρήση των Navier-Stokes να κατασκευάσουμε ακριβείς εξισώσεις για τα διπλά αυτά γινόμενα, αλλά θα εμπλέκουν τριπλά γινόμενα κ.ο.κ. Οπότε πρέπει με κάποιον άλλο τρόπο/ υπόθεση να εκφραστούν αυτά τα γινόμενα ώστε να κλείσουν οι εξισώσεις και να έχουμε ίσο αριθμό εξισώσεων με αγνώστους.

⁹ Το κλείσιμο δύο σημείων (ή αλλιώς στοχαστικό μοντέλο) λέγεται έτσι διότι έχει να κάνει με τις συσχετίσεις δυο διαφορετικών σημείων στο χώρο (Lesieur, 2008). Πιο συγκεκριμένα, στο στοχαστικό μοντέλο εμπλέκονται δύο κυματαριθμοί k και k' τέτοιοι ώστε $k+k'=0$ στο χώρο Fourier.

lionshchikov ονομάζεται ημι-κανονική προσέγγιση (Quasi-Normal Approximation, QNA) ή προσέγγιση μηδενικής συσσώρευσης τετάρτης τάξεως (zero-fourth-cumulant approximation)¹⁰. Είναι εντυπωσιακό ότι παρόμοια θεωρία είχε αναπτύξει ανεξάρτητα και ο Chou (1940) στην Κίνα (Tatsumi, 1980). Ο Alexander Mikhailovich *Obukhov* (1918-1989) είχε σημαντική πρόσφορα στην μετεωρολογία του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος. Στον Obukhov οφείλεται σε μεγάλο βαθμό η (κλασσική σήμερα) διάδοση της χρήσης του φάσματος για τη μελέτη των διακυμάνσεων των ταχυτήτων (Yaglom, 1990). Ο Obukhov επίσης παρήγαγε θεωρητικά τον νόμο των 4/3 του Richardson στην ανωτέρω αναφερόμενη βασική δημοσίευσή του το 1941. Επίσης ανακάλυψε τον νόμο διάχυσης βαθμωτού πεδίου που αναμιγνύεται παθητικά από ανεπτυγμένη τύρβη, ανεξάρτητα από τον Corrsin και νωρίτερα απ' αυτόν (Obukhov, 1949a). Ο νόμος αυτός, των «2/3», είναι ο αντίστοιχος του «5/3» της K41 για βαθμωτά μεγέθη (βλ. και Yaglom, 1949). Η θεωρία ομοιότητας για τις ατμοσφαιρικές ροές είναι ένα ακόμη σημαντικό του επίτευγμα (Monin & Obukhov, 1954). Ο Akiva Moiseevich *Yaglom* (1921-2007), συγγραφέας πολλών επιστημονικών βιβλίων μεταξύ των οποίων και το «Στατιστική ρευστομηχανική» (Statistical Fluid Mechanics, Monin & Yaglom, 1971, 1975), είναι χαρακτηριστικό παράδειγμα ερευνητή που αφιέρωσε ολόκληρη τη ζωή του στην επιστήμη, έχοντας σημαντικές συνεισφορές στις ατμοσφαιρικές ροές και τις στατιστικές μεθόδους. Περαιτέρω πληροφορίες υπάρχουν: Για τον Batchelor στον Moffatt (2002, 2011), για τον Townsend στους Marusic & Nickels (2011), για τον Corrsin στους Lumley & Davis (2003) και Meneveau & Riley (2011), για τον Obukhov στον Yaglom (1990), και για τον Yaglom στον Bradshaw (2008) και στους Golitsyn et al. (2008).

Τη δεκαετία του 1950 εμφανίστηκαν και τρία σημαντικά βιβλία για την τύρβη που αποκρυστάλλωναν την ως τότε γνώση γι' αυτήν, ειδικά από στατιστικής πλευράς: του Batchelor (1953), του Townsend (1956) και του Hinze (1959). Επίσης κυκλοφόρησε η αγγλική έκδοση του βιβλίου του Schlichting (1955) για τα οριακά στρώματα.

Το 1961 στα ανεπανάληπτα συνέδρια για την τύρβη που έγιναν στη Μασσαλία (Turbulence Colloquium Marseille, TCM 1961) είχαν μαζευτεί όλοι οι μεγάλοι επιστήμονες της εποχής, παλιοί και νέοι (για παράδειγμα ήταν ο Kolmogorov¹¹ με τους μαθητές του Obukhov, Yaglom, Millionshchikov, ο Taylor με τον μαθητή του Batchelor, ο von Karman με τον μαθητή του *Liepmann*¹², ο μαθητής του τελευταίου Corrsin και ο μαθητής του τελευταίου Lumley, ο Kraichnan, ο *Saffman*¹³, ο Moffatt και πολλοί άλλοι). Η παρουσίαση του Kolmogorov που έδειχνε ότι η ήδη ευρέως χρησιμοποιούμενη θεωρία του K41 δεν ήταν ακριβής¹⁴, προτείνοντας ταυτόχρονα και μεθοδολογίες με τις οποίες θα μπορούσε να βελτιωθεί, θεωρήθηκε πολύ σημαντική¹⁵ και ταρακούνησε ένα από τα θεμέλια των προσπαθειών περιγραφής της τύρβης. Ταυτόχρονα όμως φάνηκε και η ανατολή νέων μεθοδολογιών όπως η προσέγγιση άμεσης αλληλεπίδρασης (Direct Interaction Approximation, DIA) του Kraichnan, η οποία όμως είχε δύσκολα μαθηματικά και φαινόταν αποκομμένη από τη φυσική διαίσθηση. Σύντομα στοιχεία για το συνέδριο μπορεί να βρει κανείς στον Moffatt (2002) και στον Yaglom (1994), ενώ οι εργασίες του συνεδρίου είναι προσβάσιμες μέσω διαδικτύου (<http://turbulence.ens.fr>).

Μετά από πρόταση του Batchelor, ο Kolmogorov δημοσίευσε τη νέα θεωρία στο Journal of Fluid Mechanics (Kolmogorov, 1962) και από τότε είναι γνωστή ως K62. Οι πρώτες θεωρητικές αμ-

¹⁰ Σκιαγραφώντας ακροφυγώς την προσέγγιση αυτή: Κατ' αρχήν εκφράζονται οι συσχετίσεις ταχυτήτων για ιστροπική τύρβη. Μετά σχηματίζονται οι εξισώσεις των ροπών τρίτης τάξης (για τριπλά γινόμενα) των διακυμάνσεων ταχυτήτων – οι εξισώσεις αυτές περιέχουν τετραπλά γινόμενα, βάσει της υποσημείωσης 8. Τα τετραπλά γινόμενα προσεγγίζονται μέσω συναρτήσεων συσχέτισης με τη βοήθεια της παραδοχής ότι το τυχαίο πεδίο ταχυτήτων ακολουθεί κανονική (γκαουσιανή) στατιστική κατανομή. Αυτή η διαδικασία οδηγεί σε κλειστό σύστημα εξισώσεων.

¹¹ Ήταν το πρώτο και μοναδικό συνέδριο σχετικό με τη ρευστομηχανική στη Δύση στο οποίο συμμετείχε ποτέ ο Kolmogorov. Το συνέδριο αυτό αποτέλεσε το έναυσμα ώστε να ξανασχοληθεί ο Kolmogorov για λίγα χρόνια με την τύρβη (Yaglom, 1994).

¹² Ο Hans W. Liepmann (1914-2009) ήταν διακεκριμένος καθηγητής (οι μαθητές του περιλαμβάνουν τους Stanley Corrsin, Frank Marble, Dean Chapman, John Laufer, Satish Dhawan, Anatol Roshko, Donald Coles, Bradford Sturtevant, Donald Baganoff, Παύλο Δημοτάκη) στην Καλιφόρνια (California Institute of Technology, Caltech).

¹³ Ο Philip Saffman (1931-2008), αρχικά μαθητής του Batchelor, προσέφερε πολλά στη ρευστομηχανική και την τύρβη. Όσο περνούσαν τα χρόνια όμως γινόταν περισσότερο απαισιόδοξος σχετικά με τη λύση και *ακόμη και την ύπαρξη* του προβλήματος της τύρβης (Pullin & Meiron, 2011).

¹⁴ Ενώ στο ίδιο συνέδριο υπήρχαν παρουσιάσεις από πειραματικές αναλύσεις που έδειχναν ότι ο νόμος των 5/3 ίσχυε με καλή προσέγγιση – και πράγματι έτσι είναι.

¹⁵ Και έδωσε και τη χαριστική βολή στον Batchelor, ο οποίος είχε ήδη αρχίσει να μη βλέπει διέξοδο στο πρόβλημα της τύρβης και είχε στερέψει από ιδέες. Έκτοτε ο Batchelor αποφάσισε να μην ασχοληθεί περαιτέρω με την τύρβη, δεδομένου ότι ήδη του απορροφούσε πολλούς πόρους η ανάπτυξη της Journal of Fluid Mechanics (JFM), που είχε ιδρύσει ο ίδιος.

φισβητήσεις της K41 είχαν ήδη γίνει από τον μεγάλο Ρώσο θεωρητικό φυσικό Landau το 1941 (Moffatt, 2002, Frisch, 1995) και αφορούσαν την σιωπηλή θεώρηση της K41 ότι η καταστροφή της κινητικής ενέργειας μένει πάντα σταθερή και ίση με τη μέση της τιμή ε . Άρση αυτής της υπόθεσης θα μπορούσε να δημιουργήσει ενδιαμεσότητα (intermittency), δηλαδή μη συνεχή τύρβη. Η ενδιαμεσότητα είχε ήδη φανεί πριν το συνέδριο TCM 1961 (π.χ. Batchelor & Townsend, 1949). Η K62 ξεκίνησε από αντίστοιχες παρατηρήσεις του Obukhov από πειράματα, που τις είχε κοινοποιήσει στον Kolmogorov, τις παρουσίασε στο συνέδριο και τις δημοσίευσε επίσης στο Journal of Fluid Mechanics (Obukhov, 1962). Βασικό στοιχείο της K62 είναι η αντικατάσταση του ε από μια τοπικά μέση τιμή ε_r , μεταβαλλόμενη από σημείο σε σημείο. Θεωρώντας πολύ προσεγγιστικά μια λογαριθμο-κανονική κατανομή για το ε_r σύμφωνα με πρόταση του Obukhov, μπορεί ναδειχθεί ότι ο εκθέτης 5/3 αλλάζει ελαφρά (με επίδραση που εξαρτάται από τον αριθμό Re), ενώ οι ροπές μεγαλύτερης τάξης θα έχουν μεγαλύτερη επίδραση. Επίσης στην K62¹⁶ ο Kolmogorov επέκτεινε και γενίκευσε τις υποθέσεις της K41. Τα πειραματικά δεδομένα επιβεβαίωσαν αυτές τις προβλέψεις. Η K62 δεν είναι μια καινούρια θεωρία, αλλά τροποποίηση της K41, που για συνήθη ακρίβεια πειραματικών μετρήσεων και για στατιστικά χαμηλής τάξης δεν παρουσιάζει μεγάλες διαφορές. Στο ευρύ επιστημονικό κοινό πιο διαδεδομένη είναι η K41, αν και σήμερα υπάρχουν πειράματα που αποκλίνουν απ' αυτήν. Η πρώτη σοβαρή απόκλιση φάνηκε κατά τα τέλη της δεκαετίας του 1960 σε διακυμάνσεις βαθμωτών μεγεθών (βλ. Yaglom, 2001). Ευκαιρίας δοθείσης, αξίζει ν' αναφερθεί η ανασκόπηση του Warhaft (2000) για την μελέτη της τύρβης των βαθμωτών μεγεθών. Επίσης η ανασκόπηση των Falkovich et al. (2001) για την εφαρμογή των στατιστικών μεθοδολογιών στην περιγραφή της κίνησης σωματιδίων και σε Λαγκρανζιανές μεθόδους. Οι θεωρίες του Kolmogorov είναι για ισότροπη τύρβη. Για την μη ισότροπη τύρβη δίνεται μια ιστορική αναδρομή στην ανασκόπηση των Biferale & Procaccia (2005).

Μετά τα συνέδρια στη Μασσαλία το 1961, άρχισε να φαίνεται όλο και πιο σημαντική η δουλειά του Robert H. Kraichnan (1928-2008). Ήδη από την εποχή της K41, αναζητούνταν ένας τρόπος ώστε η σταθερά αναλογίας του Kolmogorov να προσδιοριστεί θεωρητικά και όχι πειραματικά. Το πρώτο βήμα προς αυτή την κατεύθυνση ήταν η εργασία του Millionshchikov (1941), το δεύτερο η εργασία του Chandrasekhar (1955), ενώ ένα τρίτο βήμα ήταν η προσέγγιση άμεσης αλληλεπίδρασης (Direct Interaction Approximation, DIA) του Kraichnan (1959). Ο Kraichnan ήταν μαθητής του μεγάλου θεωρητικού φυσικού Albert Einstein. Όταν ο τελευταίος του ανέθεσε ένα πρόβλημα με μη γραμμικές εξισώσεις και μη μπορώντας να το λύσει, σκέφτηκε να προσπαθήσει πρώτα να λύσει το πρόβλημα στο απλούστερο (όπως πιθανόν νόμιζε) σύστημα μη γραμμικών εξισώσεων Navier-Stokes, για το οποίο υπήρχαν και πειραματικά δεδομένα. Αν και περίμενε ότι θα το έλυνε αυτό άμεσα με χρήση των πολύ δυνατών εργαλείων που είχαν αναπτυχθεί για την κβαντομηχανική, τελικά οι Navier-Stokes ήταν κι αυτές τόσο δύστροπες, που όλη την υπόλοιπη ζωή του ασχολήθηκε μ' αυτές και την τύρβη που κρύβουν. Η βαθιά μαθηματική του κατάρτιση και η εμπειρία του στην κβαντομηχανική τον βοήθησαν να διατυπώσει προχωρημένες (για το χώρο της μηχανικής ρευστών) θεωρίες. Ο Kraichnan ήταν ο πρώτος που είπε ότι η QNA των Millionshchikov – Kolmogorov μπορεί να έχει προβλήματα ρεαλιστικότητας (realizability). Όντως, αποδείχτηκε λίγα χρόνια αργότερα ότι η QNA μπορεί να οδηγήσει σε ενεργειακό φάσμα που είναι αρνητικό για ορισμένους κυματαριθμούς (βλ. Eyink & Frisch, 2011).

Η πρώτη θεωρία (ή μοντέλο) του Kraichnan ήταν πρακτικά η DIA. Αυτή απετέλεσε αρχή και για κάποιες από τις επόμενες προσεγγίσεις του. Γενικά οι θεωρίες του Kraichnan είναι δυσνόητες: Ο Moffatt (2011) αναφέρει τις άκαρπες προσπάθειες αυτού και του Corrsin να κατανοήσουν κάποια απ' αυτές τις θεωρίες. Πριν διατυπωθεί η DIA, ο Kraichnan όρισε την μέση απειροστή συνάρτηση απόκρισης (averaged infinitesimal response function), ένα γραμμικό τελεστή που δίνει τη μικρή αλλαγή του πεδίου ταχυτήτων σε χρόνο t , εξαιτίας της αλλαγής των οδηγουσών δυνάμεων σε χρόνο $t' < t$. Μετά με χρήση εργαλείων των θεωρητικών φυσικών (μετασχηματισμούς και σειρές Fourier, διαγράμματα Feynman, εξισώσεις Liouville και Fokker-Planck) και ευριστικές αλλά λογικές υποθέσεις, ανέπτυξε το μοντέλο τύρβης DIA, ανταγωνιστικό του QNA, αλλά καλύτερο απ' αυτό, καθώς δεν έδινε πουθενά αρνητικές ενέργειες όπως αποδείχθηκε λίγο αργότερα. Η DIA περιγράφεται πολύ αναλυτικά στο βιβλίο του Leslie (1973). Η DIA είχε και μειονεκτήματα: δεν έδινε το νόμο των 5/3 του Kolmogorov, αλλά έδινε κλίση 3/2. Επίσης, όπως αποδείχθηκε αρκετά αργότερα δεν ήταν αναλλοίωτη σε μετασχη-

¹⁶ Όπως σημειώνει ο Yaglom (1994), η μαθηματική θεωρία που θα κάνει πιο στιβαρή την K62 δεν έχει αναπτυχθεί ακόμη.

ματισμούς συντεταγμένων (Galilean invariance). Επίσης σα μοντέλο τύρβης δεν έχει μεγάλη επιτυχία, καθώς είναι κατάλληλο μόνο για ομογενή τύρβη και το κόστος υπολογισμού του είναι ανώτερο αυτού του DNS (Lumley & Yaglom, 2001).

Μια βελτίωση της DIA είναι η (Galilean-invariant) LHDIA (Lagrangian-History Direct Interaction Approximation). Η θεωρία αυτή λαμβάνει υπόψη το «σκούπισμα» των μικρών δινών από τις μεγάλες, σε ένα Λαγκρανζο-Ούλεριανό σύστημα αναφοράς (Kraichnan, 1965). Η μεταφορά ενέργειας αναγκάζεται να είναι τοπική στον χώρο των κυματαριθμών και αυτό οδηγεί σε φάσμα με κλίση 5/3 σα του Kolmogorov. Μάλιστα μπορεί να προσδιοριστεί και η σταθερά ως $C_K = 1,77$, πολύ κοντά στην τιμή 1,6 που είναι μια συνηθισμένη τιμή αν αγνοήσουμε την ενδιαμεσότητα (intermittency). Μια άλλη θεωρία του Kraichnan που την ανέπτυξε ως βελτίωση της DIA ήταν το μοντέλο δοκιμαστικού πεδίου (Test Field Model, TFM). Στο TFM (Kraichnan 1971a, 1971b) γίνεται χρήση της ποσότητας $[kE(k)]^{1/2}$, που εκφράζει μια μέση ταχύτητα που σχετίζεται μόνο με τους κυματαριθμούς κλίμακας k . Επίσης χρησιμοποιείται ένα δοκιμαστικό πεδίο ταχυτήτων που παρασύρεται από τη ροή και η διαδικασία αυτή οδηγεί στον προσδιορισμό κάποιων χρόνων χαλάρωσης που χρειάζονται στις εξισώσεις. Το TFM μπορεί να θεωρηθεί ειδική περίπτωση του μοντέλου EDQNM (Eddy-Damped Quasi-Normal Markovian: ημι-κανονικό Μαρκοβιανό μοντέλο αποσβεννύμενο με δίνες). Το EDQNM (Orszag¹⁷, 1966, 1977, Leith, 1971) μπορεί να θεωρηθεί μια βελτίωση της QNA ώστε να πληρεί τη ρεαλιστικότητα. Στο EDQNM, κάποιοι όροι τέταρτης τάξης που αγνοούνται στην QNA, μοντελοποιούνται με ένα όρο γραμμικής απόσβεσης της συνάρτησης συσχέτισης τρίτης τάξεως του πεδίου ταχυτήτων. Επιπλέον προστίθεται μια παραδοχή Μαρκοβιανισμού (ανεξαρτησία του μέλλοντος από το παρελθόν) που κάνει το μοντέλο ταυτόχρονα πιο απλό και να πληρεί τη ρεαλιστικότητα (Lesieur, 2008). Οι αλληλοσυσχετίσεις όλων αυτών των μοντέλων και πώς το ένα μπορεί να προκύψει από το άλλο φαίνονται στο σχήμα 7.1 του βιβλίου του Lesieur (2008). Στο ίδιο βιβλίο, αλλά και στο βιβλίο του McComb (1991) αναφέρονται και οι συγγενικές μεθοδολογίες RNG¹⁸ (ReNormalization Group). Για περισσότερες θεωρίες και στοιχεία για τη ζωή του Kraichnan ο αναγνώστης παραπέμπεται στους Eyink & Frisch (2011).

Για πολλά από τα συμπεράσματα του Kraichnan δεν έχουν γίνει ακόμη πειράματα ώστε να επαληθευτούν, παρόλο που ο Corrsin τον επισκεπτόταν κάθε χρόνο προκειμένου να παίρνει ιδέες για το τι νέα πειράματα να κάνει. Επίσης ο Kraichnan έχει κάνει πάρα πολλές δημοσιεύσεις, που δεν έχουν όλες διερευνηθεί πλήρως.

Δεν θα επεκταθούμε παραπέρα στις ιδέες του Kraichnan, καθώς εφαρμόζονται κυρίως από φυσικούς και από επιστήμονες που έχουν πιο πολύ ενδιαφέρον για θεωρητική μελέτη της τύρβης και όχι για πρακτικές εφαρμογές. Κρίθηκε όμως απαραίτητο ν' αναφερθεί η ύπαρξή τους, καθώς τουλάχιστον κάποιες απ' αυτές ενδέχεται να διαδραματίσουν σημαντικό ρόλο σε επόμενες γενιές μεθοδολογιών υπολογισμού της ροής ή μελέτης της τύρβης. Επίσης το τμήμα αυτό της ιστορίας που αναφέρεται στον Kraichnan είναι συμπληρωματικό του κεφ. 2, στο σημείο που αναφέρονται τα υποπλεγματικά μοντέλα για την LES, καθώς πολλές από τις μεθοδολογίες του Kraichnan έχουν εξελιχθεί σε μοντέλα για την LES, που χρησιμοποιούνται κυρίως από Γάλλους επιστήμονες.

Συμπληρωματικά ιστορικά στοιχεία για την σχετική με την τύρβη έρευνα στην πεντηκονταετία 1911-1961 που δεν αναφέρονται εδώ, περιέχονται στον Eckert (2013).

Περνώντας στην τελευταία πεντηκονταετία πριν την εποχή μας, αξίζει ν' αναφερθούν μερικές ενδεικτικές προσπάθειες των πειραματιστών στην αρχή αυτής της περιόδου, καθώς πάντα τα πειράματα είχαν κάτι να πουν σχετικά με την τύρβη. Ειδικά τη συγκεκριμένη εποχή τόσο οι μετρητικές μεθοδολογίες όσο και οι θεωρητικές προσεγγίσεις για την τύρβη είχαν ωριμάσει τόσο ώστε να γίνονται πειράματα για ειδικευμένα θέματα. Έτσι έχουμε για παράδειγμα τις μετρήσεις των Comte-Bellot & Corrsin (1966) για την επάνοδο στην ισότροπη τύρβη, των Tucker & Reynolds (1968) για την επίδραση της καθαρής τάσης (plain strain), των Wygnanski & Fiedler (1969) για τη μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή στο οριακό στρώμα, του Gibson (1968) για την τυρβώδη μεταφορά βαθμωτών μεγε-

¹⁷ Ο Steven Alan Orszag (1943-2011) είχε σημαντική προσφορά στη ρευστομηχανική, στις φασματικές και ψευδοφασματικές μεθόδους, στις μεθοδολογίες DNS και LES και στις μεθόδους EDQNM και RNG εκτός των άλλων (βλ. Bender et al., 2011). Μαθητής του Orszag ήταν και ο Ανανίας Τομπουλίδης, νυν καθηγητής στο τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας.

¹⁸ Οι τεχνικές RNG, χρησιμοποιούμενες από τα μέσα του περασμένου αιώνα στην κβαντομηχανική, αφορούν μαθηματικά εργαλεία που διερευνούν τις αλλαγές ενός φυσικού συστήματος, καθώς το προσεγγίζουμε σε διαφορετικές κλίμακες. Βλ. και Orszag et al. (1996).

θών (passive scalars). Πολύ ενδιαφέροντα ήταν και τα πειράματα όπου χρησιμοποιήθηκε και οπτικοποίηση της ροής, όπως για παράδειγμα των Kline et al. (1967) και των Brown & Roshko (1974), τα οποία έδειξαν με σαφήνεια την ύπαρξη συνεκτικών (οργανωμένων) δομών στην ροή και στα οποία θ' αναφερθούμε παρακάτω. Για μια σύντομη ιστορική αναδρομή σχετική με πειράματα ο αναγνώστης παραπέμπεται στους Lumley & Yaglom (2001).

Οι **συνεκτικές δομές** είναι ίσως κάπως καινούριο θέμα για να γράψει κανείς ιστορία γι' αυτές και η σχετική έρευνα είναι ακόμη υπό ανάπτυξη. Ακόμη και για το τι είναι οι συνεκτικές δομές υπάρχουν σοβαρές διαφωνίες, με τον κάθε ερευνητή να υποστηρίζει κάτι διαφορετικό από τους άλλους (Hussain, 1981). Παρόλα αυτά θα επιχειρηθεί μια σύντομη αναφορά, καθώς έχουν παρατηρηθεί τέτοιες δομές σχεδόν σε όλες τις εφαρμογές που εξετάστηκαν με LES στο διδακτορικό, και σχολιάζονται κάποιες απ' αυτές, ιδιαίτερα στα κεφ. 8 και 10. Άλλωστε είναι ένα από τα πιο ισχυρά ρεύματα σχετικά με τη μελέτη της τύρβης στην εποχή μας (Kundu & Cohen, 2002).

Οι συνεκτικές δομές είναι μοτίβα που μπορούμε να ξεχωρίσουμε μέσα στην φαινομενικά ακανόνιστη δομή της τύρβης. Ανακαλύφθηκαν από πειραματιστές και η μελέτη τους ξεκίνησε απ' αυτούς. Το ότι οι τυρβώδεις ροές μπορεί να έχουν φαινομενικά οργανωμένα τμήματα ήταν γνωστό τουλάχιστον από το δεύτερο παγκόσμιο πόλεμο και σε εργασίες όπως στο Liepmann (1952) και ιδίως στο βιβλίο Townsend (1956) υπάρχουν σχετικές αναφορές. Ο Corrsin είχε πειραματικά στοιχεία για την ενδιαμεσότητα (intermittency) τουλάχιστον από το 1943 (Corrsin, 1943). Επίσης ο Theodorsen υποστήριζε και διέδιδε για πολλά χρόνια την ύπαρξη στροβιλωδών δομών σε μορφή πετάλου (hairpin vortices) στα τυρβώδη οριακά στρώματα (Theodorsen, 1952).

Πιο σοβαρές ενδείξεις για την ύπαρξη των συνεκτικών δομών και η συγκέντρωση πιο πολλών στοιχείων γι' αυτές ξεκίνησαν από πειράματα στο Stanford από τους Kline, Runstadler και Reynolds, στις αρχές της δεκαετίας του 1960. Οι Kline et al. (1967), χρησιμοποιώντας οπτικοποίηση της ροής με φυσαλίδες υδρογόνου στη μεταβατική περιοχή του οριακού στρώματος¹⁹ ($5 < y^+ < 70$) διαπίστωσαν ότι η περιοχή αυτή, που ως τότε νομιζόταν παθητική, είναι ίσως η πιο ενεργή του οριακού στρώματος, παρόλο που καλύπτει μόνο το 1% του πάχους του δ . Έγινε ορατή η ύπαρξη ραβδωτών δομών (streaks) που εκτείνονταν κατά μήκος της πλάκας κατά την κατεύθυνση της ροής και παράλληλα με αυτή. Οι σκωληκοειδείς αυτές δομές φαίνονταν να είναι διατεταγμένες με κάποια ημι-περιοδικότητα σε όλο το πλάτος της πλάκας και μαρτυρούσαν αντίστοιχες δομές αυξημένης στροβιλωδότητας κατά την κατεύθυνση της ροής. Επίσης φάνηκε ότι σβόλοι ρευστού (bursts) με αρκετά μεγάλη κινητική ενέργεια πετάγονται από την μεταβατική περιοχή μέσα στο οριακό στρώμα. Παρατηρήθηκε και μια αντίστροφη διαδικασία, δηλαδή σβόλοι χαμηλής τύρβης αλλά μεγάλης κινητικής ενέργειας, να βομβαρδίζουν το οριακό υπόστρωμα (εισροές - sweeps).

Πιο μεγάλη απήχηση φαίνεται να είχε η δημοσίευση των Brown & Roshko (1974) που με τα πολύ χειροπιαστά αποτελέσματά της και τις συνοδευτικές φωτογραφίες, αποτέλεσε το έναυσμα για πολύ πιο εντατικές έρευνες στο θέμα αυτό: Όπως αναφέρουν οι Lumley & Yaglom (2001), από το 1974 ως το 1976 οι παραπομπές (citations) για τις συνεκτικές δομές τετραπλασιάστηκαν. Επίσης άρχισε να διαδίδεται η άποψη ότι γενικά οι συνεκτικές δομές γεννώνται από κάποιου είδους αστάθεια (instability). Μια ακόμη δημοσίευση με οπτικοποίηση της ροής με καπνό που είχε μεγάλη απήχηση και έδειχνε τη δομή του εξωτερικού τμήματος του οριακού στρώματος ήταν αυτή των Head & Bandyopadhyay (1981). Για μια σύντομη αναφορά πολλών πειραμάτων σχετικών με οπτικοποίηση της ροής που έγιναν τη δεκαετία του 1970, ο αναγνώστης παραπέμπεται στον Hussain (1981), ο οποίος, με την ερευνητική του ομάδα και τα διάφορα πειράματα που διεξήγαγε, προσέφερε επί σειρά ετών πολλές πληροφορίες για τις συνεκτικές δομές. Η δεκαετία του 1970 χαρακτηρίστηκε και από την ανάπτυξη στις τεχνικές επεξεργασίας των πειραματικών σημάτων (π.χ. τεχνική δειγματοληψίας υπό συνθήκη - conditional sampling, βλ. Antonia, 1981) που συνήθως γινόταν με τη βοήθεια των νεοαφιχθέντων H/Y. Μια τέτοια τεχνική ήταν και η ανάλυση σε τεταρτημόρια (quadrant analysis) της τάσης $u'v'$ (Wallace et al., 1972, με επέκταση της τεχνικής από τους Willmarth & Lu, 1972), που έδινε ένα τρόπο να ανιχνεύονται γεγονότα εισροής ή εξώθησης (sweeps/ ejections) όταν το πρόσημο γινόταν αρνητικό, στο δεύτερο ή τέταρτο τεταρτημόριο. Μια άλλη τεχνική ήταν η VITA (Variable-Interval Time Average, Blackwelder & Kaplan, 1976) με την οποία ανιχνεύονται σβόλοι ρευστού (bursts),

¹⁹ Το οριακό στρώμα χωρίζεται σε εσωτερικό (10% του πάχους δ) και εξωτερικό (το υπόλοιπο). Στο εσωτερικό υπάρχει το (στρωτό) οριακό υπόστρωμα, η μεταβατική περιοχή και η λογαριθμική περιοχή (βλ. Κουτσουράκης 1999, 2006 ή οποιοδήποτε βιβλίο ρευστομηχανικής).

ενώ πιο προχωρημένες στατιστικές τεχνικές όπως η κύρια ορθογωνική αποσύνθεση (POD²⁰: Proper Orthogonal Decomposition, Bakewell & Lumley, 1967, Aubry et al., 1988, Moin & Moser, 1989) άρχισαν να χρησιμοποιούνται κυρίως αργότερα. Ανασκόπηση αρκετών τέτοιων τεχνικών κάνει ο Antonia (1981) και οι Bonnet & Delville (2001), που περικλείουν και τεχνικές όπως την LSE (Linear Stochastic Estimation, Adrian, 1977) και την ανάλυση με κυμάτια (wavelets) που είναι σα την ανάλυση Fourier, αλλά με επιπλέον πληροφορία για τη θέση που βρίσκονται οι διάφορες συχνότητες.

Τη δεκαετία του 1980, οι Perry & Chong (1982) ανέπτυξαν μοντέλο που να περιγράφει τις συνεκτικές δομές τύπου «Λ» (που σήμερα είναι γνωστές ως πεταλοειδείς στρόβιλοι, hairpin vortices), δείχνοντας έτσι το δρόμο για διάφορα μεταγενέστερα μοντέλα. Τέτοιου είδους μοντέλα μπορούν να χρησιμοποιηθούν ακόμη και για αδρή περιγραφή του οριακού στρώματος. Επίσης αυτή τη δεκαετία άρχισαν να χρησιμοποιούνται πολλαπλά, αλληλοσυνδεδεμένα θερμαινόμενα νήματα (hot wires) που μετρούσαν ταυτόχρονα. Το πιο σημαντικό όμως βήμα αυτής της δεκαετίας στη μελέτη της τύρβης των οριακών στρωμάτων, που ταυτόχρονα αποτέλεσε και την αρχή μιας νέας εποχής, είναι οι υπολογιστικές μελέτες με άμεση αριθμητική επίλυση (DNS). Οι Kim, Moin & Moser (1987) παρουσίασαν στοιχεία από αποτελέσματα προσομοιώσεων ροής σε κανάλι που ως τότε ήταν δυνατόν να ληφθούν μόνο με πειράματα. Τα σχήματα που παρουσίασαν με εικονικές φυσαλίδες υδρογόνου έπεισαν ακόμη και τους πειραματιστές ότι η νέα μέθοδος DNS ήταν ένα πολύ δυνατό όπλο στη μελέτη της τύρβης. Ακολούθησε ένα χρόνο μετά η ευφυής μοντελοποίηση οριακού στρώματος του Spalart (1988), στην οποία φάνηκαν δομές παρόμοιες με αυτές που είχαν παρατηρήσει πειραματικά οι Head & Bandyopadhyay (1981). Από την εποχή αυτή και μετά, η υπολογιστική ρευστομηχανική (ΥΡ), με κύριο εργαλείο την DNS, συμβάλλει διαρκώς περισσότερο στη μελέτη της τύρβης και των συνεκτικών δομών.

Στην αρχή της δεκαετίας του 1990 ο Robinson με τη διδακτορική του διατριβή στο Stanford συνέβαλλε στη μελέτη των συνεκτικών δομών ανιχνεύοντας στην μοντελοποίηση DNS του Spalart πεταλοειδείς στρόβιλους ως περιοχές χαμηλής πίεσης και συνόψισε την ως τότε γνώση για τις συνεκτικές δομές σε μια σπουδαία ανασκόπηση στο περιοδικό Annual Review of Fluid Mechanics (Robinson, 1991).

Τη δεκαετία αυτή γενικά έγιναν προσπάθειες σαφέστερου προσδιορισμού της έννοιας του στρόβιλου (Bernard et al., 1993, Jeong & Hussain, 1995) που βοήθησαν στην αποκάλυψη καινούριων χαρακτηριστικών των στρόβιλων (Jeong et al., 1997). Η τεράστια αεροσήραγγα της NASA έδωσε τη δυνατότητα να διερευνηθεί μέχρι και η ισχύς της υπόθεσης της τοπικής ισοτροπίας του Kolmogorov (Saddoughi & Veeravalli, 1994), ενώ η πειραματική διάταξη «Superpipe» στο Princeton έδωσε δυνατότητα για πειράματα μελέτης της δομής της τύρβης κοντά σε τοίχωμα σε μεγάλο εύρος αριθμών Reynolds (Zagarola & Smits, 1998).

Τη δεκαετία του 1990 επίσης άρχισε να αμφισβητείται η καθολική ισχύς του λογαριθμικού νόμου και προτάθηκαν εναλλακτικοί εκθετικοί νόμοι (Barenblatt, 1993, Barenblatt et al., 1997, 2000, Wosnik et al., 2000) ξεκινώντας μια σχετική διαμάχη που φτάνει ως σήμερα (George, 2007), χωρίς ελπίδα να λυθεί άμεσα (Kim, 2012). Όσον αφορά την DNS, έγιναν μοντελοποιήσεις σε μεγαλύτερους αριθμούς Reynolds (Eggels et al., 1994, Moser, Kim & Mansour, 1999). Επίσης άρχισε να χρησιμοποιείται εντατικά η πειραματική τεχνική ανεμομετρίας εικόνας σωματιδίων (Particle Image Velocimetry - PIV), με την οποία παρακολουθούνται και καταγράφονται με κάμερες οι κινήσεις σωματιδίων (Adrian, 1991).

Γενικά η ομάδα του Ronald J. Adrian στην Αριζόνα προσέφερε (και προσφέρει ακόμη) πολλά στη μελέτη των συνεκτικών δομών. Για παράδειγμα οι Zhou et al. (1999) εξηγούν τους μηχανισμούς δημιουργίας των πεταλοειδών στρόβιλων και δείχνουν ότι αυτοί σχηματίζουν ομάδες τυπικού μεγέθους όσο και το ύψος του καναλιού (LSM: Large Scale Motions) που κινούνται προς τα κατάντη της ροής. Τέτοιες ομάδες μπορεί να δρουν ενιαία ως μια μεγαλύτερη ομάδα (VLSM: Very Large Scale Motions), η οποία μπορεί να έχει διάσταση αρκετά ύψη καναλιού (Kim & Adrian, 1999). Σχετική ανασκόπηση παρέχουν οι Hutchins & Marusic (2007) και οι Balakumar & Adrian (2007). Οι πεταλοειδείς στρόβιλοι στο εξωτερικό οριακό στρώμα, η σχέση τους με αυτούς του εσωτερικού και η συσχέτιση των πεταλοειδών στρόβιλων με τις περιοχές χαμηλών ταχυτήτων της ροής φαίνεται καθαρά σε μεταγενέστερη μελέτη (Adrian et al., 2000).

²⁰ Τεχνική με την οποία αναλύονται τα δεδομένα σε μια νέα εμπειρική ορθοκανονική βάση με μοναδιαία διανύσματα τα ιδιοδιανύσματα του πίνακα συσχέτισης των δεδομένων. Τελικά, με λίγες δομές (modes) της νέας βάσης μπορούμε να αναπαραγάγουμε τα κύρια στοιχεία (τη ραχοκοκαλιά) των αρχικών δεδομένων. Παρόμοιες τεχνικές χρησιμοποιούνται σε άλλα πεδία της επιστήμης από τις αρχές του περασμένου αιώνα.

Στα πρώτα χρόνια της νέας μας χιλιετίας, είναι δύσκολο να παρακολουθήσει κανείς τις εξελίξεις που αποκτούν ταυτόχρονα παρακλάδια σε όλους τους τομείς. Η τεχνική PIV για παράδειγμα έχει εξελιχθεί και έχει αποκτήσει πολλές διακλαδώσεις όπως *micro PIV* για πολύ λεπτομερείς ροές, *Stereoscopic PIV*, *Tomographic PIV* και *Holographic PIV* που προσπαθούν να δώσουν τρισδιάστες και όχι δισδιάστατες εικόνες (Wereley & Meinhart, 2010, Elsinga et al., 2010, Dennis & Nickels, 2011, Westerweel et al., 2013). Επίσης οι μοντελοποιήσεις DNS είναι πλέον προσβάσιμες στον καθένα που έχει ένα πολύ δυνατό υπολογιστικό σύστημα και υπάρχουν πολλοί νέοι ερευνητές που ασχολούνται με αυτές, χωρίς να σταματούν την εντατική και οργανωμένη έρευνα και οι κλασσικές επιστημονικές ομάδες που ιστορικά έχουν προσφέρει πολλά στη μεθοδολογία DNS.

Παραδείγματα πρόσφατων εργασιών DNS αποτελούν οι μελέτες των Green et al. (2007), που ανίχνευσαν Λαγκρανζιανές συνεκτικές δομές με μια πρωτότυπη μεθοδολογία, των del Alamo et al. (2004), που παρατήρησαν VLSM, των Ringuette et al. (2008), που διερεύνησαν υπερηχητική ροή, των Wu & Moin (2009a,b), που εξέτασαν ένα οριακό στρώμα σε μια μακριά πλάκα από τη στρωτή στη μεταβατική και στην τυρβώδη ροή και διαπίστωσαν ότι οι πεταλοειδείς στρόβιλοι (*hairpin vortices*) είναι η κυριαρχούσα δομή, των Schlatter et al. (2009), που εξέτασαν παρόμοιο οριακό στρώμα σε μεγαλύτερο *Re* και δεν διαπίστωσαν πεταλοειδείς στρόβιλους, των Jimenez et al. (2010), που είδαν κεκλιμένα τμήματα μη τυρβώδους ροής στο εξωτερικό οριακό στρώμα όπως έδειχναν τα πειράματα, αλλά οι πεταλοειδείς τους στρόβιλοι ήταν πιο ασαφείς και λιγότεροι από τη μοντελοποίηση των Wu & Moin (2009a,b), των Lee & Sung (2011), που διαπίστωσαν επίσης μεγάλες ομάδες συνεκτικών δομών VLSM με σχετιζόμενες περιοχές χαμηλών ταχυτήτων, των Lozano-Duran et al. (2012), που επέκτειναν την τεχνική της ανάλυσης τεταρτημορίων (*quadrant analysis*) ώστε να προσδιορίζουν τρισδιάστατες δομές, των Farrell & Ioannou (2012), που επιχείρησαν να εξηγήσουν τη δυναμική και τους μηχανισμούς σχηματισμού κάποιων συνεκτικών δομών.

Όλες αυτές οι μελέτες και πολύ περισσότερες που δεν γράφονται εδώ, προσφέρουν νέες γνώσεις σχετικά με την μελέτη της τύρβης. Για παράδειγμα, έχει πλέον γίνει σαφές ότι το ενεργειακό φάσμα των διαταραχών του πεδίου ταχυτήτων, εκτός από το γνωστό μέγιστο κοντά στον τοίχο, έχει ένα ακόμη μέγιστο στην εξωτερική περιοχή του οριακού στρώματος, που οφείλεται στις συνεκτικές δομές μεγάλης κλίμακας ή «υπερδομές» (VLSM), βλ. Hutchins & Marusic (2007). Για το μέλλον σχετικά με τη μελέτη των συνεκτικών δομών αναμένεται ευρεία χρήση τρισδιάστατων πειραματικών μεθοδολογιών αποτύπωσης της ροής, ευρεία χρήση της μεθοδολογίας DNS, χρήση στατιστικών μεθοδολογιών επεξεργασίας των δεδομένων του πεδίου ροής, εμφάνιση νέων μοντέλων που θα προσπαθούν να περιγράψουν τις δομές και τη συμπεριφορά των ροών κοντά στον τοίχο (βλ. για παράδειγμα McKeon & Sharma, 2010), νέα πειράματα που να δίνουν περισσότερες πληροφορίες για τη ροή κοντά στον τοίχο (όπως το CICLOPE: Center for International Cooperation in Long Pipe Experiments, Talamelli et al., 2009, του οποίου ο σχεδιασμός και εκτέλεση έχει εύρος δεκαετιών), καθώς και ειδικευμένες εφαρμογές για συγκεκριμένες περιπτώσεις ροών, όπως για παράδειγμα στην παρούσα εργασία με την ημι-ιδανική πόλη (κεφ. 10).

Σημαντικές ανασκοπήσεις σχετικές με τις συνεκτικές δομές έχουν προσφέρει οι Cantwell (1981), Robinson (1991), Adrian (2007), Marusic et al. (2010a,b), Smits et al. (2011), Kim (2012), Brown & Roshko (2012), Wallace (2013), ενώ υπάρχει και το σχετικό βιβλίο των Holmes et al. (1996). Σημειώνεται ότι υπάρχουν και μελέτες για συνεκτικές δομές ειδικευμένες για το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα ή τις αστικές ροές (όπως των Gao et al., 1989, Etling & Brown, 1993, Raupach et al., 1996, Borge et al., 1999, Djenidi et al., 1999, Finnigan & Shaw, 2000, Hogstrom et al., 2002, Hommema & Adrian, 2003, Drobinski et al., 2004, Krusche & de Oliveira, 2004, Kanda et al., 2004, Carper & Porte-Agel, 2004, Kanda, 2006a, Foster et al., 2006, Drobinski et al., 2007, Coceal et al., 2007a,b, Huang J. et al., 2009a, Inagaki & Kanda, 2010, Horiguchi et al., 2010, Inagaki et al., 2012). Από τις μελέτες αυτές, από τις οποίες κυρίως αυτές των Kanda και Coceal είναι πιο άμεσα σχετιζόμενες με το διδακτορικό, προκύπτουν τόσο συνεκτικές δομές της ροής που παρατηρούνται γενικά σε ροές οριακών στρωμάτων, όσο και ιδιαίτερα χαρακτηριστικά που οφείλονται κυρίως στην ύπαρξη στερεών εμποδίων όπως κτίρια (αν υπάρχουν) ή στην κατάσταση ευστάθειας της ατμόσφαιρας. Να σημειωθεί ότι συνήθως στην ατμόσφαιρα, λέγοντας συνεκτικές δομές (*coherent structures*), οι ερευνητές συνήθως εννοούν μεγάλης έκτασης μοτίβα διακυμάνσεων, που η παρατήρησή τους πειραματικά γίνεται κυρίως με στατιστικές μεθόδους, συσχετίσεις κτλ. και όχι με οπτικοποίηση της ροής.

Φεύγοντας από τις συνεκτικές δομές, μπορούμε ν' αναφέρουμε κάποια αξιολογικά βιβλία της δεύτερης πενηκονταετίας σχετικά με την τύρβη: Το μνημειώδες έργο για τη στατιστική ρευστομηχα-

νική (Monin & Yaglom 1971, 1975), που ο Yaglom το εμπλούτιζε μέχρι τα τελευταία χρόνια της ζωής του (Monin & Yaglom 1997-2001). Το βιβλίο των Tennekes & Lumley (1972), που είναι συνήθως αναφορά πολλών επιστημονικών εργασιών. Του Leslie (1973) που συνοψίζει την προϋπάρχουσα γνώση σε στατιστικές μεθόδους και περιγράφει την DIA του Kraichnan. Η δεύτερη έκδοση του βιβλίου του Hinze (1975). Η δεύτερη έκδοση του βιβλίου του Townsend (1976), με σημαντικές διορθώσεις και προσθήκες βάσει των νεότερων δεδομένων. Του van Dyke (1982) που έχει φωτογραφίες από τυρβώδεις ροές. Του Lumley (1990), στο οποίο πολλοί μεγάλοι επιστήμονες που ασχολούνταν με την τύρβη συζητούν διάφορα καίρια ερωτήματα. Του McComb (1991) που εκτός της πολύ καλής περιγραφής της κλασσικής στατιστικής θεώρησης της τύρβης έχει και πιο προχωρημένες θεωρίες όπως την DIA και την RNG. Του Frisch (1995) για την τύρβη, που αναφέρει πολλά στοιχεία για τον τρόπο θεώρησης του Kolmogorov και εμβαθύνει στην ουσία τους. Των Holmes et al. (1996) που αναφέρεται εκτεταμένα και σε συνεκτικές δομές. Οι επόμενες εκδόσεις του βιβλίου του Schlichting για τα οριακά στρώματα (τελευταία η 8^η το 2000). Του Pope (2000) που είναι από τα πιο επιτυχημένα και καλογραμμένα βιβλία για την τύρβη, έχοντας πρωτότυπο υλικό. Του Tsinober (2004) που είναι αρκετά περιγραφικό και δείχνει τις δυσκολίες του θέματος της τύρβης. Των Foias et al. (2004) που εστιάζει στα στοιχεία που μπορούμε να βγάλουμε για την τύρβη από τις Navier-Stokes και έχει προσανατολισμό προς τα μαθηματικά. Του Lesieur (2008) στην 4^η του έκδοση που είναι πλέον κλασσικό και εξηγεί και θεωρήσεις όπως η EDQNM κτλ.

Επιπλέον μπορούν ν' αναφερθούν και τα βιβλία των: Stanisic (1988) που προσεγγίζει το θέμα από μαθηματικής πλευράς, Dwoyer et al. (1985) και Lesieur et al. (2001) στα οποία καλύπτονται πολλοί τομείς του θέματος της τύρβης με κεφάλαια γραμμένα από διάφορους συγγραφείς, Bernard & Wallace (2002) που αναφέρει μετρήσεις, πρόβλεψη και έλεγχο, Livi & Vulpiani (2003) που αναφέρει για τον Kolmogorov και την προσφορά του στη φυσική γενικά, Davidson et al. (2011) που παρέχει πληροφορίες για διάφορες μεγάλες προσωπικότητες που προσέφεραν στην τύρβη, Davidson (2004) που απευθύνεται και σε μηχανικούς, Durbin & Pettersson-Reif (2011) που θίγει στατιστικά και μοντελοποίηση. Επίσης υπάρχουν και βιβλία σχετικά με την τύρβη στην ατμόσφαιρα όπως: των Lumley & Panofsky (1964), Panofsky & Dutton (1984), Kaimal & Finnigan (1994), Wyngaard (2010).

Συνοψίζοντας, μπορούμε να χωρίσουμε πολύ περιληπτικά την ιστορία της μελέτης της τύρβης μέχρι την εποχή μας ως εξής:

- Ξεκίνημα (Reynolds)
- Πρώτη πεντηκονταετία (Taylor, Prandtl, Kolmogorov, Kraichnan)
- Δεύτερη πεντηκονταετία (Συνεκτικές δομές, DNS)

Αξίζει εδώ ν' αναφερθεί η απλουστευτική θεώρηση των Chapman & Tobak (1985), βάσει της οποίας υπάρχουν 3 «κινήσεις» στο θέμα αντιμετώπισης του προβλήματος της τύρβης: Η «στατιστική» της πρώτης πεντηκονταετίας που συνεχίζει με μειωμένη ορμή, η «δομική», κυρίως από τους πειραματιστές που ασχολούνται με τις συνεκτικές δομές και η «ντετερμινιστική», κυρίως από αυτούς που κάνουν DNS, που έχει μεγάλο ρεύμα και πιθανότατα θα είναι η κύρια κίνηση στο μέλλον. Αυτό δείχνει ότι αξίζει να επενδύσει κανείς σε LES/DNS.

Επίσης, όπως αναφέρει ο Yaglom (2001), πιθανόν στο μέλλον να υπάρξει προσφορά και από τη μεριά των μαθηματικών, ακόμη και αν δε λυθεί το γενικό πρόβλημα ύπαρξης λύσης των Navier-Stokes. Ως παράδειγμα αναφέρει τη δημοσίευση του Foias (1997) ο οποίος επιχειρεί να εξάγει κλασσικές γνώσεις για την τύρβη, κατευθείαν από τις Navier-Stokes.

... και η έρευνα για την τύρβη συνεχίζεται και μάλλον θα συνεχίζεται για όσο υπάρχουν άνθρωποι, όσο και να προοδεύουν τα μαθηματικά (βλ. μαθηματική επίλυση των Navier-Stokes) και οι H/Y (βλ. DNS σε μεγάλα Re), καθώς η τύρβη φαίνεται να είναι κάτι πολύ περίπλοκο για τις δυνατότητες του ανθρώπινου νου.

Στοιχεία από αυτές και άλλες ιστορικές σημειώσεις έχουν προστεθεί στο διάγραμμα της ιστορίας του κεφ. 2 (σχ. 2.1).

A.3.2. Μετασχηματισμοί Fourier

Καθώς κάποια στοιχεία της τύρβης παραδοσιακά περιγράφονται ή ορίζονται στο χώρο Fourier και όχι στο φυσικό χώρο, είναι χρήσιμο να γίνει μια αναφορά στους μετασχηματισμούς Fourier προτού αναφέρουμε για τη στατιστική περιγραφή της τύρβης.

Η ανάλυση Fourier παρουσιάζει τρία βασικά πλεονεκτήματα: Μετατρέπει τους διαφορικούς τελεστές σε πολλαπλασιαστές, μας δίνει μια σχετικά απλή εικόνα κάποιων στοιχείων της φυσικής της

τύρβης και μας επιτρέπει να ορίσουμε τους βαθμούς ελευθερίας του τυρβώδους συστήματος. Η τελευταία αυτή πτυχή είναι ιδιαίτερα σημαντική τόσο για τη συζήτηση της τύρβης από την άποψη της στατιστικής μηχανικής όσο και για την εξέταση των προβλημάτων της αριθμητικής επίλυσης των εξισώσεων της κίνησης (McComb, 1991).

A.3.2.1. Οι σειρές Fourier

Μια συνεχής περιοδική συνάρτηση $f(t)$ με περίοδο $2T$ που ορίζεται στο διάστημα από t_0 ως $t_0 + 2T$, μπορεί να αναλυθεί σε σειρά Fourier ως εξής:

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos \frac{n\pi t}{T} + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin \frac{n\pi t}{T} \quad \text{ή, σε μιγαδική μορφή: } f(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{\frac{in\pi t}{T}}, \quad (\text{A.3.1})$$

όπου:

$$a_n = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+2T} f(t) \cos \frac{n\pi t}{T} dt, \quad b_n = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+2T} f(t) \sin \frac{n\pi t}{T} dt, \quad c_n = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+2T} f(t) e^{-\frac{in\pi t}{T}} dt. \quad (\text{A.3.2})$$

$$c_n = \frac{1}{2}(a_n - ib_n), \quad n > 0$$

$$\text{Ισχύει:} \quad c_n = \frac{1}{2}(a_{-n} + ib_{-n}), \quad n < 0. \quad (\text{A.3.3})$$

$$c_0 = \frac{a_0}{2}, \quad n = 0$$

Για κατά τμήματα συνεχής f , η συνάρτηση στις ασυνέχειες δίνεται από την $\frac{f(t+) + f(t-)}{2}$.

Επίσης ισχύει η ταυτότητα του Parseval:

$$\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+2T} [f(t)]^2 dt = \frac{a_0^2}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n^2 + b_n^2) = 2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} |c_n|^2 \quad (\text{A.3.4})$$

και η γενικευμένη ταυτότητα του Parseval:

$$\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+2T} f(t)F(t) dt = \frac{a_0 A_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n A_n + b_n B_n). \quad (\text{A.3.5})$$

A.3.2.2. Τα ολοκληρώματα Fourier

Τα ολοκληρώματα Fourier μπορούν να θεωρηθούν επέκταση των σειρών Fourier.

Έστω $f(t)$ είναι μία συνεχής συνάρτηση ορισμένη στο $(-\infty, +\infty)$. Ισχύει:

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \{A(\omega) \cos \omega t + B(\omega) \sin \omega t\} d\omega \quad (\text{A.3.6})$$

$$\text{ή} \quad f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \{C(\omega) e^{i\omega t}\} d\omega \quad (\text{A.3.7})$$

$$\text{ή} \quad f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \{F(\omega) e^{i\omega t}\} d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \{G(\nu) e^{i2\pi\nu t}\} d\nu, \quad (\text{A.3.8})$$

όπου για τους συντελεστές ισχύει:

$$A(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \{f(t) \cos \omega t\} dt = \frac{1}{2\pi} \{F(\omega) + F(-\omega)\}, \quad (\text{A.3.9})$$

$$B(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \{f(t) \sin \omega t\} dt = \frac{1}{2\pi} \{F(\omega) - F(-\omega)\}, \quad (\text{A.3.10})$$

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \{f(t)e^{-i\omega t}\} dt = \begin{cases} \pi \{A(\omega) - iB(\omega)\}, & \omega > 0 \\ \pi \{A(|\omega|) + iB(|\omega|)\}, & \omega < 0 \end{cases} \quad (\text{A.3.11})$$

$$A^2(\omega) + B^2(\omega) = \frac{1}{\pi^2} \{F(\omega)F(-\omega)\}, \quad (\text{A.3.12})$$

$$G(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \{f(t)e^{-i2\pi\nu t}\} dt = F(2\pi\nu). \quad (\text{A.3.13})$$

A.3.2.3. Οι μετασχηματισμοί Fourier

Ο μετασχηματισμός Fourier (FT^-) της $f(t)$ είναι η $F(\omega)$, τέτοια ώστε:

$$FT^- \{f(t)\} = F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-i\omega t} dt, \quad (\text{A.3.14})$$

ενώ ο ανάστροφος μετασχηματισμός (FT^+) της $F(\omega)$ είναι η $f(t)$:

$$FT^+ \{F(\omega)\} = f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega)e^{i\omega t} d\omega, \quad (\text{A.3.15})$$

Λέμε τότε ότι οι $f(t)$ και $F(\omega)$ αποτελούν ένα ζευγάρι μετασχηματισμού Fourier. Οι συγκεκριμένοι μετασχηματισμοί είναι ανάμεσα στο πεδίο του χρόνου t και στο πεδίο της συχνότητας ω .

Ισχύει:

$$FT^- FT^+ = 1, \quad FT^- FT^- \{f(t)\} = 2\pi f(-t), \quad FT^+ FT^+ \{f(t)\} = \frac{1}{2\pi} f(-t) \quad (\text{A.3.16})$$

Επίσης ισχύει:
$$F(0) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) dt, \quad f(0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) d\omega, \quad (\text{A.3.17})$$

Ενώ το θεώρημα του Parseval παίρνει τη μορφή:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |F(\omega)|^2 d\omega. \quad (\text{A.3.18})$$

Όσον αφορά τις παραγώγους, έχουμε τα ακόλουθα ζεύγη μετασχηματισμών Fourier:

$$\frac{d^n}{dt^n} f(t) \Leftrightarrow (i\omega)^n F(\omega), \quad \frac{d^n}{d\omega^n} F(\omega) \Leftrightarrow (-it)^n f(t). \quad (\text{A.3.19})$$

A.3.2.4. Οι μετασχηματισμοί Fourier σε διανυσματική μορφή, σε τρεις διαστάσεις

Η γενίκευση στις 3 διαστάσεις παίρνει τη μορφή:

$$FT^- \{f(\underline{r})\} = F(\underline{k}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\underline{r}) e^{-i\underline{k}\cdot\underline{r}} d\underline{r}, \quad (\text{A.3.20})$$

$$FT^+ \{F(\underline{k})\} = f(\underline{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(\underline{k}) e^{i\underline{k}\cdot\underline{r}} d\underline{k}. \quad (\text{A.3.21})$$

Στο συγκεκριμένο παράδειγμα έχουμε μετασχηματισμό από το φυσικό χώρο, στο χώρο των κυματαιριθμών.

Επίσης ισχύει:

$$F(0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\underline{r}) d\underline{r}, \quad f(0) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(\underline{k}) d\underline{k}, \quad (\text{A.3.22})$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |f(\underline{r})|^2 d\underline{r} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(\underline{k})|^2 d\underline{k}. \quad (\text{A.3.23})$$

A.3.3. Εισαγωγή στη στατιστική περιγραφή της τύρβης

A.3.3.1. Εισαγωγή

Σε πραγματικά προβλήματα η τυρβώδης ροή είναι ιδιαίτερα πολύπλοκης φύσης και οι στατιστικές ιδιότητές της ποικίλλουν σε χώρο και χρόνο. Για να μια πρώτη κατανόηση της τύρβης είναι καλύτερα να περιοριστούμε σε απλοποιημένα τυρβώδη πεδία. Η απλούστερη πραγματική τυρβώδης ροή είναι η τυρβώδης ροή σε στάση (stationary). Σε μια τέτοια ροή οι στατιστικές ιδιότητες των κυμαινόμενων ποσοτήτων είναι αμετάβλητες στο χρόνο.

Σε αυτή την περίπτωση ένα τυρβώδες συστατικό (turbulent component) μπορεί να αναλυθεί στη μέση τιμή του και στην διακύμανσή του ως εξής:

$$\bar{\varphi} = \bar{\varphi} + \varphi', \quad (\text{A.3.24})$$

όπου $\bar{\varphi}$ είναι η μέση τιμή, φ' η διακύμανση, και ισχύει εξ' ορισμού $\overline{\varphi'} = 0$.

A.3.3.2. Η συνάρτηση πυκνότητας-πιθανότητας

Ένας απλός τρόπος για να περιγράψει κανείς μια τυρβώδη ποσότητα φ , είναι μέσω της συνάρτησης πυκνότητας πιθανότητάς της (probability density function - pdf) $p(\varphi)$. Στην περίπτωση αυτή, $p(\varphi)d\varphi$ είναι η πιθανότητα η φ να έχει μια τιμή στο διάστημα φ και $\varphi + d\varphi$.

Μια άλλη ποσότητα που σχετίζεται άμεσα με την συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας pdf, είναι η συνολική αθροιστική συνάρτηση πυκνότητας (cumulative density function - cdf) η οποία δίνεται ως:

$$P_i(\varphi) = \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi} p(\varphi)d\varphi. \quad (\text{A.3.25})$$

Η αθροιστική συνάρτηση πυκνότητας cdf εκφράζει την πιθανότητα ότι η παράμετρος δεν θα υπερβαίνει μια προκαθορισμένη τιμή.

Όσον αφορά τις pdf και cdf, είναι εξ' ορισμού:

$$\int_{\text{ολα τα } \varphi} p(\varphi)d\varphi = 1, \quad P_i(\varphi_{\max}) = 1. \quad (\text{A.3.26})$$

A.3.3.3. Μέσες τιμές και ροπές

Η μέση τιμή $\bar{\varphi}$ δίδεται από τη σχέση:

$$\bar{\varphi} = \int_{\text{ολα τα } \varphi} \varphi p(\varphi)d\varphi. \quad (\text{A.3.27})$$

Για τη διακύμανση φ' , ισχύει:

$$p(\varphi') = p(\varphi - \bar{\varphi}) = p(\varphi). \quad (\text{A.3.28})$$

Οι ποσότητες :

$$\overline{(\varphi')^n} = \int_{\text{ολα τα } \varphi} (\varphi')^n p(\varphi)d\varphi = 1 \quad (\text{A.3.29})$$

ονομάζονται ροπές (moments) της διακύμανσης φ' .

Η πρώτη ροπή ($n = 1$) είναι η μέση τιμή φ' . Είναι $\overline{\varphi'} = 0$.

Η δεύτερη ροπή ($n = 2$) είναι η διακύμανση (το τετράγωνο της τυπικής απόκλισης) $\sigma_\varphi^2 = \overline{(\varphi')^2}$.

Η παράμετρος $S = \frac{\overline{(\varphi')^3}}{\sigma_\varphi^3}$ εκφράζει την ασυμμετρία και λέγεται λοξότητα (skewness).

Η παράμετρος $K = \frac{\overline{(\varphi')^4}}{\sigma_\varphi^4}$ λέγεται κύρτωση (kurtosis). Αν οι ουρές της $p(\varphi)$ είναι μεγάλες,

τότε και η κύρτωση είναι μεγάλη.

Οι κατανομές pdf μπορούν να κατασκευαστούν, αν είναι γνωστές όλες οι ροπές.

Στην πράξη, προσπαθούμε να τις προσεγγίσουμε με γνωστές κατανομές όπως Gauss, Gamma, λογαριθμική, κανονική, Weibull κτλ.

Α.3.3.4. Συναρτήσεις συσχέτισης και ενεργειακό φάσμα

Η αυτοσυσχέτιση (autocorrelation), η ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου και το ενεργειακό φάσμα συχνότητας.

Μια άλλη σημαντική παράμετρος για να περιγράψει κανείς την εξέλιξη της διακύμανσης είναι η συνάρτηση συσχέτισμού χρόνου (time correlation) ή συνάρτηση αυτοσυσχέτισης (autocorrelation). Και εδώ περιοριζόμαστε σε στάσιμη κατάσταση (stationary state). Η αυτοσυσχέτιση της διακύμανσης $\varphi'(t)$ σε ένα συγκεκριμένο σημείο είναι η μέση τιμή της ποσότητας $\overline{\varphi'(t)\varphi'(t+\tau)}$. Για σταθερές καταστάσεις όπου δεν υπάρχει μεταβολή με το χρόνο, η συνάρτηση αυτοσυσχέτισης είναι ανεξάρτητη από το χρόνο t και εξαρτάται μόνο από τη χρονική διαφορά τ .

Σημειώνεται ότι, για $\tau = 0$ η συνάρτηση αυτοσυσχέτισης ισούται με την διακύμανση $\overline{\varphi'^2}$ της φ' , η οποία είναι σταθερή για μη χρονικά μεταβαλλόμενη κατάσταση.

Σε αυτή την περίπτωση ορίζουμε το συντελεστή αυτοσυσχέτισης:

$$\rho(\tau) = \frac{\overline{\varphi'(t)\varphi'(t+\tau)}}{\overline{\varphi'^2}}. \quad (\text{A.3.30})$$

Ισχύει $\rho(0) = 1$. Επίσης είναι αναμενόμενο να ισχύει $\rho(\tau) \leq 1$.

Η παράμετρος $\rho(\tau)$ εκφράζει φυσικά σε ποιο βαθμό το σήμα $\varphi'(t+\tau)$ επηρεάζεται από το προηγούμενο σήμα $\varphi'(t)$. Αναμένεται ότι μετά από ένα ορισμένο χρονικό διάστημα, τάξεως τ , τα δύο σήματα θα είναι στατιστικώς ανεξάρτητα. Ένα μέτρο αυτού του χρόνου είναι η ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου (integral time scale) που ορίζεται ως:

$$T_\varphi = \int_0^\infty \rho(\tau) d\tau. \quad (\text{A.3.31})$$

Ο μετασχηματισμός Fourier της $\rho(\tau)$ σχετίζεται άμεσα με το ενεργειακό φάσμα συχνότητας όπως φαίνεται παρακάτω.

Ο μετασχηματισμός Fourier της $\rho(\tau)$ δίνεται από τη σχέση:

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^\infty \rho(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau. \quad (\text{A.3.32})$$

Ο αντίστροφος μετασχηματισμός Fourier είναι:

$$\rho(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty S(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega = \int_{-\infty}^\infty S(2\pi\nu) e^{i2\pi\nu\tau} d\nu. \quad (\text{A.3.33})$$

Για $\tau=0$, αφού $\rho(0)=1$, έχουμε:

$$\rho(0) = 1 = \int_{-\infty}^\infty S(2\pi\nu) d\nu. \quad (\text{A.3.34})$$

Ορίζουμε την $S_\nu(\nu)d\nu$ ως την συνάρτηση κατανομής του φάσματος συχνότητας της διακύμανσης του φ ως εξής:

$$\overline{\varphi'^2} = \int_{-\infty}^\infty S_\nu(\nu) d\nu \quad \text{ή} \quad 1 = \frac{1}{\overline{\varphi'^2}} \int_{-\infty}^\infty S_\nu(\nu) d\nu = \int_{-\infty}^\infty S(2\pi\nu) d\nu \quad \text{ή} \quad \frac{S_\nu(\nu)}{\overline{\varphi'^2}} = S(2\pi\nu), \quad (\text{A.3.35})$$

$$\text{ή} \quad \frac{S_\nu(\nu)}{\overline{\varphi'^2}} = \int_{-\infty}^\infty \rho(\tau) e^{-i2\pi\nu\tau} d\tau = FT^{-1}\{\rho(\tau)\}. \quad (\text{A.3.36})$$

Από την παραπάνω σχέση υπολογίζεται το ενεργειακό φάσμα συχνότητας $S_\nu(\nu)$.

Η συνάρτηση συσχέτισης χώρου, οι ολοκληρωτικές κλίμακες μήκους και τα φάσματα ισχύος.

Παρόμοια με τη συνάρτηση συσχέτισης χρόνου μπορούμε να ορίσουμε την συνάρτηση συσχέτισης χώρου. Αν $\underline{r}_0, (\underline{r}_0 + \underline{r})$ είναι δύο σημεία στον καρτεσιανό χώρο, ορίζουμε:

$$R_\varphi(\underline{r}) = \overline{\varphi'(\underline{r}_0)\varphi'(\underline{r}_0 + \underline{r})}. \quad (\text{A.3.37})$$

Ο τρισδιάστατος μετασχηματισμός Fourier της συνάρτησης συσχέτισης R_φ είναι :

$$F(\underline{k}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_\varphi(\underline{r}) e^{-i\underline{k}\underline{r}} d\underline{r}, \quad (\text{A.3.38})$$

ενώ ο αντίστροφός του:

$$R_\varphi(\underline{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_\varphi(\underline{k}) e^{i\underline{k}\underline{r}} d\underline{k}, \quad (\text{A.3.39})$$

Τότε για $\underline{r} = 0$ έχουμε:

$$R_\varphi(0) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_\varphi(\underline{k}) d\underline{k}. \quad (\text{A.3.40})$$

Επίσης για $\underline{r} = 0$ ισχύει $R_\varphi = \overline{\varphi'^2}$, οπότε:

$$\overline{\varphi'^2} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_\varphi(\underline{k}) d\underline{k}. \quad (\text{A.3.41})$$

Εάν το τυρβώδες πεδίο είναι ισοτροπικό η παράμετρος $F_\varphi(\underline{k})$ μπορεί να γίνει συνάρτηση του μεγέθους του κυματαριθμού $k = (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{1/2}$ και $d\underline{k} = 4\pi k^2 dk$.

Το παραπάνω ολοκλήρωμα μπορεί να γραφτεί ισοδύναμα:

$$\frac{1}{2} \overline{\varphi'^2} = \oint E_\varphi(k) dk, \quad (\text{A.3.42})$$

Όπου το $E_\varphi(k)$ ονομάζεται «ενεργειακό φάσμα» (ισχύος) της διακύμανσης της φ .

Αυτό γίνεται καλύτερα κατανοητό για τις τρεις συνιστώσες της ταχύτητας:

$$\frac{1}{2} \overline{u_i'^2} = \oint E_i(k) dk. \quad (\text{A.3.43})$$

Επιπλέον, εάν ορίσουμε:

$$E(k) = \sum_{i=1}^3 E_i(k), \quad (\text{A.3.44})$$

τότε η τυρβώδης κινητική ενέργεια E δίνεται από τη σχέση:

$$E = \oint E(k) dk. \quad (\text{A.3.45})$$

$E(k) dk$ είναι η τυρβώδης κινητική ενέργεια με εύρος αριθμού κύματος μεταξύ k και $k+dk$.

Επισημαίνεται ότι όταν λέμε ενεργειακό φάσμα, πρέπει κανονικά να διευκρινίζεται εάν εννοούμε το φάσμα μιας μεταβλητής (π.χ. της ταχύτητας u , εξ. Α.3.43), ή, συνηθέστερα, συνολικά το φάσμα της ενέργειας, που εμπλέκει διακυμάνσεις όλων των συνιστωσών της ταχύτητας (εξ. Α.3.45).

Η γραφική παράσταση του ενεργειακού φάσματος (σχ. Α.3.1) χρησιμοποιείται πολύ συχνά και βοηθάει στη μελέτη διαφόρων τυρβωδών φαινομένων.

Διευκρινιστική σημείωση:

Για τα στατιστικά και τις συσχετίσεις ισχύουν τα εξής:

Α. Όταν έχουμε μετρήσεις σε ένα σημείο (του χώρου), μπορούμε να πάρουμε απ' εκεί τα εξής στατιστικά δεδομένα ενός σημείου (του χώρου):

- Μέση τιμή ή ροπή πρώτης τάξης (first-order moment).

- Διακύμανση (και τιμή RMS που προκύπτει) ή ροπή δεύτερης τάξης (second-order moment).
- Κύρτωση (skewness) ή ροπή τρίτης τάξης (third-order moment).
- Επιπεδότητα (flatness) ή ροπή τέταρτης τάξης (fourth-order moment).
- Ροπές ανώτερης τάξης γενικά (ροπές τάξεως μεγαλύτερης του 1).
- Συσχέτιση διαφορετικών μεταβλητών (correlation).
- Αυτοσυσχέτιση (autocorrelation), δηλαδή συσχέτιση μιας μεταβλητής με τον εαυτό της σε διαφορετικές χρονικές στιγμές. Αυτό αντιπροσωπεύει στατιστικά δεδομένα δύο σημείων **του χρόνου** (two-time correlation).
- Διασυσχέτιση διαφορετικών μεταβλητών σε διαφορετικές χρονικές στιγμές (cross-correlation). Επίσης σε αυτή την περίπτωση μιλάμε για δυο σημεία του χρόνου.

Έτσι για παράδειγμα όταν αναφερόμαστε στην ταχύτητα, έχουμε για τις τάσεις Reynolds:

Οι $u'u'$, $v'v'$, $w'w'$ είναι οι:

Ροπές δεύτερης τάξης ενός σημείου (one-point second-order moments)

Οι $u'v'$, $u'w'$, $v'w'$ είναι οι:

Συσχετίσεις (δεύτερης τάξης) ενός σημείου (one-point second-order correlations)

Όλα τα μοντέλα τύρβης (RANS πάντα) χρησιμοποιούν δεδομένα ενός σημείου. Μπορεί να εμπλέκουν και συσχετίσεις τρίτης τάξεως, π.χ. της μορφής $u'v'w'$, αλλά πάντα είναι συσχετίσεις ενός σημείου.

Β. Όταν έχουμε μετρήσεις σε **δύο** σημεία (του χώρου), συνήθως ενδιαφερόμαστε για το εξής:

- Χωρική συσχέτιση (space correlation) μιας μεταβλητής την ίδια χρονική στιγμή σε διαφορετικές θέσεις.

Στην περίπτωση των δύο σημείων του χώρου, υπάρχουν βέβαια και όλων των ειδών οι διασυσχετίσεις, για τις οποίες καλό είναι κάθε φορά να αναφερόμαστε με πλήρη περιγραφή ώστε να μην υπάρχουν παρανοήσεις, καθώς διαφορετικοί ερευνητές αναφέρονται κατά καιρούς με διαφορετικούς όρους για την ίδια συσχέτιση.

A.3.4. Εισαγωγή στη βασική θεωρία της τύρβης

Περιγραφή για το πώς μπορούμε πρακτικά ν' αντιληφθούμε την ύπαρξη της τύρβης δόθηκε στο προηγούμενο παράρτημα Α.2. Παρακάτω δίνονται κάποια βασικά στοιχεία για την τύρβη, ενώ για περισσότερες πληροφορίες υπάρχουν κλασικά βιβλία όπως των Tennekes & Lumley (1972).

A.3.4.1. Οι δίνες και η κλιμακωτή μεταφορά ενέργειας (energy cascade)

Οι *τυρβώδεις δίνες*.

Ο Richardson (1922, 1926) προκειμένου να περιγράψει την τυρβοειδή συμπεριφορά εισήγαγε την έννοια της τυρβώδους δίνης. Βάσει αυτής, η τύρβη μπορεί να θεωρηθεί ότι αποτελείται από δίνες διαφόρων μεγεθών. Μια «δίνη» μήκους l θεωρείται ότι είναι μια στροβιλοειδής κίνηση που εντοπίζεται σε μια περιοχή με μέγεθος l , που είναι συνεκτική σε αυτή την περιοχή. Ο χώρος που καταλαμβάνεται από μια μεγαλύτερη δίνη μπορεί να περιέχει μικρότερες δίνες. Δίνες μεγέθους l έχουν χαρακτηριστική ταχύτητα $u(l)$ και χρονική κλίμακα $t(l) = l / u(l)$. Οι μεγαλύτερες δίνες της ροής χαρακτηρίζονται από την κλίμακα μήκους l_0 οποία είναι συγκρίσιμη με την κλίμακα μήκους της ροής L .

Μπορούμε να κάνουμε μία εκτίμηση της κλίμακα μήκους l_0 των μεγάλων δινών με βάση τα ακόλουθα:

Δίνες μεγέθους l_0 έχουν χαρακτηριστική ταχύτητα u_0 και χρονική κλίμακα $t_0 = l_0 / u_0$. Η χαρακτηριστική τους ταχύτητα $u_0 = u(l_0)$ είναι της τάξης της μέσης τετραγωνικής τιμής (root mean square – RMS) της έντασης τύρβης $u' = (2k/3)^{1/2}$.

Ας υποθέσουμε ότι η ενέργεια της δίνης με κλίμακα ταχύτητας u_0 διαχέεται (καταστρέφεται) σε χρόνο t_0 . Η διάχυση λαμβάνει χώρα στο τέλος της ακολουθίας των διεργασιών μεταφοράς ενέργειας από τις μεγαλύτερες δίνες στις μικρότερες, που περιγράφεται παρακάτω στην παράγραφο «η τυρβώδης μεταφορά ενέργειας». Ο ρυθμός καταστροφής ε προσδιορίζεται, συνεπώς, από την πρώτη διεργασία στην ακολουθία, η οποία είναι η μεταφορά ενέργειας από τις μεγαλύτερες δίνες. Αυτές οι δίνες έχουν ενέργεια τάξης u_0^2 και χρονική κλίμακα $t_0 = l_0 / u_0$ οπότε ο ρυθμός της μεταφοράς ενέργειας μπορούμε να υποθέσουμε ότι είναι ανάλογος με: $u_0^2 / t_0 = u_0^3 / l_0$. Κατά συνέπεια και σύμφωνα με πειραματικές παρατηρήσεις σε ροές ελεύθερες από διάτμηση, αυτή η εικόνα της κλιμακωτής μεταφοράς ενέργειας δείχνει ότι η καταστροφή ενέργειας ε είναι ανάλογη με u_0^3 / l_0 και ανεξάρτητη από τη συνεκτικότητα ν (σε υψηλούς αριθμούς Reynolds).

Έτσι μπορούμε να εξάγουμε την ακόλουθη εξίσωση γι' αυτή την κλίμακα μήκους:

$$l_0 \propto k^{3/2}/\varepsilon. \quad (\text{A.3.46})$$

Η σταθερά της αναλογίας είναι τάξης 1.

Αυτή η κλίμακα μήκους ενίοτε ονομάζεται ολοκληρωτική κλίμακα (integral scale) της τύρβης.

Η τυρβώδης μεταφορά ενέργειας.

Έτσι η τύρβη όπως νοείται σήμερα αποτελείται από μια ιεραρχία των δινών σε διάφορα μεγέθη. Η τυρβώδης κινητική ενέργεια παράγεται κυρίως υπό τη μορφή μεγάλων δινών. Στην πραγματικότητα, το μεγαλύτερο μέρος της τυρβώδους κινητικής ενέργειας (~ 80%) περιέχεται στις μεγαλύτερες δίνες στην περιοχή μεγέθους $l_{EI} = l_0/6 < l < 6l_0$, που γι' αυτό ονομάζεται περιοχή ενεργειακών δινών (energy-containing range). Οι μεγάλες δίνες είναι ασταθείς και διαλύονται, μεταφέροντας την ενέργειά τους στις κάπως μικρότερες δίνες. Αυτές οι μικρότερες δίνες υφίστανται μια παρόμοια διαδικασία διάλυσης και μεταφέρουν την ενέργειά τους σε ακόμα μικρότερες δίνες. Αυτή η κλιμακωτή μεταφορά της ενέργειας (Richardson, 1922, Argyropoulos & Markatos, 2015) - στην οποία η ενέργεια μεταφέρεται σε ολοένα και μικρότερες δίνες - συνεχίζεται μέχρι ο αριθμός Reynolds $Re(l) \equiv u(l)l/\nu$ να γίνει αρκετά μικρός ώστε το μοριακό ιξώδες να είναι αποτελεσματικό στην καταστροφή της κινητικής ενέργειας. Σ' αυτές τις μικρές κλίμακες, η κινητική ενέργεια της τύρβης μετατρέπεται σε θερμότητα.

Η ενέργεια, φυσικά, δε μεταφέρεται μόνο από μεγάλες στις μικρές δίνες. Πειραματικές μελέτες έχουν δείξει ότι η ενέργεια μεταφέρεται επίσης από μικρότερες σε μεγαλύτερες κλίμακες (backscatter), αν και σε πολύ χαμηλότερο ποσοστό: η κυρίαρχη μεταφορά ενέργειας συμβαίνει πραγματικά από μεγάλες προς μικρές. Επίσης, όπως σημειώνουν οι Meneveau & Katz (2000) η ανωτέρω περιγραφείσα εικόνα της κλιμακωτής μεταφοράς ενέργειας είναι εξιδανικευμένη, καθώς υπάρχουν και απευθείας επιδράσεις των μεγάλων κλιμάκων στις μικρές (χωρίς να μεσολαβήσουν οι ενδιάμεσες).

A.3.4.1.1. Απλοποιημένα τυρβώδη πεδία – ομογενής και ισοτροπική τύρβη.

Καθώς η τυρβώδης ροή είναι πολύ περίπλοκη, συχνά εξετάζονται απλοποιημένα ή εξιδανικευμένα τυρβώδη πεδία. Όπως αναφέρθηκε και νωρίτερα, η απλούστερη πραγματική τυρβώδης ροή είναι η στατική (stationary) τυρβώδης ροή, όπου οι στατιστικές ιδιότητες των κυμαινόμενων ποσοτήτων δεν αλλάζουν με την πάροδο του χρόνου.

Μια περαιτέρω απλοστευση που σχεδόν δεν υπάρχει στην πραγματικότητα είναι το ομογενές (homogeneous) τυρβώδες πεδίο που αφορά στατικά πεδία στα οποία οι στατιστικές ιδιότητες των κυμαινόμενων ποσοτήτων είναι αναλλοίωτες και στο χώρο.

Μια ακόμη περαιτέρω απλοποίηση που δεν υπάρχει στην πραγματικότητα είναι η ισοτροπική τυρβώδης ροή (isotropic) η οποία είναι η ομογενής τυρβώδης ροή στην οποία οι στατιστικές ιδιότητες των κυμαινόμενων ποσοτήτων είναι αναλλοίωτες σε σχέση με την κατεύθυνση του χώρου.

Η ισοτροπική θεωρία για την τύρβη, αν και αναφέρεται σε ροές που δεν είναι πραγματικές, έχει αποδειχθεί αρκετά χρήσιμη στην περιγραφή των μικρής κλίμακας συστατικών των πραγματικών τυρβωδών ροών υψηλών αριθμών Re . Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η τύρβη που έχει αναπτυχθεί σε αρκούντως υψηλό αριθμό Reynolds μπορεί να θεωρηθεί ότι είναι τοπικά ισοτροπική όπως θα δούμε παρακάτω.

A.3.4.2. Η θεωρία του Kolmogorov και το ενεργειακό φάσμα

A.3.4.2.1. Οι υποθέσεις του Kolmogorov για ισότροπη τύρβη – κλίμακες Kolmogorov

Για ομογενή τύρβη, η τυρβώδης κινητική ενέργεια k είναι η ίδια παντού. Για ισοτροπική τύρβη οι δίνες συμπεριφέρονται ομοίως προς όλες τις κατευθύνσεις: $\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2}$. Ο Kolmogorov υποστήριξε ότι οι μεγάλες κλίμακες χάνουν το κομμάτι της ταυτότητάς τους που έχει να κάνει με την κατεύθυνση, στη διαδικασία χασομικής μείωσης κλίμακας, καθώς η ενέργεια μεταφέρεται σε διαδοχικά μικρότερες δίνες. Ως εκ τούτου, η υπόθεση της τοπικής ισοτροπίας του Kolmogorov λέει ότι σε αρκούντως υψηλά αριθμούς Reynolds, οι μικρής κλίμακας τυρβώδεις κινήσεις ($l \ll l_0$) είναι στατιστικά ισότροπες.

Εδώ, ο όρος τοπική ισοτροπία σημαίνει ισοτροπία στις μικρές κλίμακες. Η τύρβη μεγάλης κλίμακας μπορεί να είναι ανισότροπη. Το l_{EI} είναι η κλίμακα μήκους που αποτελεί τη διαχωριστική

γραμμή μεταξύ των μεγάλης κλίμακας ανισότροπων δινών ($l > l_{EI}$) και των μικρής κλίμακας ισοτροπικών δινών ($l < l_{EI}$). Για αρκετές ροές υψηλών αριθμών Reynolds το l_{EI} μπορεί να εκτιμηθεί ως $l_{EI} \approx l_0/6$.

Η πρώτη υπόθεση ομοιότητας του Kolmogorov αναφέρει ότι σε κάθε τυρβώδη ροή σε αρκούντως υψηλούς αριθμούς Reynolds, τα στατιστικά στοιχεία των κινήσεων μικρής κλίμακας έχουν μια καθολική μορφή που καθορίζεται μοναδικά από το ε και το ν .

Δοθέντων των δύο παραμέτρων ε και ν , μπορούμε να σχηματίσουμε τις ακόλουθες μοναδικές κλίμακες μήκους, ταχύτητας και χρόνου:

$$\eta = (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4}, \quad u_\eta = (\varepsilon \nu)^{1/4}, \quad \tau_\eta = (\nu / \varepsilon)^{1/2} \quad (A.3.47)$$

$$(u_\eta / \eta) = 1 / \tau_\eta, \quad Re_\eta = \eta u_\eta / \nu = 1$$

Αυτές οι κλίμακες είναι ενδεικτικές της παρουσίας μικρότερων δινών στη ροή, αντιστοιχούν δηλαδή στην κλίμακα στην οποία η ενέργεια χάνεται.

Σημειώστε ότι το γεγονός ότι ο αριθμός Reynolds του Kolmogorov Re_η των μικρών δινών είναι 1, είναι συνεπές με την έννοια ότι η διαδικασία της κλιμακωτής μεταφοράς ενέργειας προχωρά σε μικρότερες και μικρότερες κλίμακες έως ότου ο αριθμός Reynolds είναι αρκετά μικρός ώστε η διάλυση (dissipation) να είναι αποτελεσματική. Το εύρος $l < l_{EI}$ αναφέρεται ως η περιοχή γενικής ισοροπίας (universal equilibrium range).

Όπως ήταν αναμενόμενο, σε μεγάλους αριθμούς Reynolds οι κλίμακες ταχύτητας και χρόνου των μικρότερων δινών είναι μικρές σε σύγκριση με εκείνες των μεγαλύτερων δινών. Δεδομένου ότι το η/l_0 μειώνεται για αυξανόμενους αριθμούς Reynolds, σε υψηλούς αριθμούς Reynolds θα υπάρξει μια σειρά από ενδιάμεσες κλίμακες l οι οποίες είναι μικρές σε σύγκριση με το l_0 και μεγάλες σε σύγκριση με το η . Επειδή ο αριθμός Reynolds των ενδιάμεσων κλιμάκων l είναι σχετικά μεγάλος, αυτές δεν θα επηρεάζονται από το ιξώδες. Με βάση αυτό, η δεύτερη υπόθεση ομοιότητας του Kolmogorov αναφέρει ότι σε κάθε τυρβώδη ροή σε αρκούντως υψηλούς αριθμούς Reynolds, τα στατιστικά των κινήσεων της κλίμακας l στο εύρος $l_0 \gg l \gg \eta$ έχουν μια καθολική μορφή που καθορίζεται μοναδικά από το ε ανεξάρτητα από το ν .

Το ιξώδες ν αναμένεται να είναι σημαντικό στην περιοχή του μήκους στο οποίο πραγματοποιείται η καταστροφή ενέργειας. Σε θεωρητικό επίπεδο μπορεί να αποδειχθεί ότι το μεγαλύτερο μέρος της καταστροφής (~90%) λαμβάνει χώρα σε δίνες κλίμακας μήκους $l_{DI}/\eta = 60 > l/\eta > 8$. Αυτό σημαίνει ότι η περισσότερη καταστροφή συμβαίνει σε κλίμακες που είναι μεγαλύτερες από την κλίμακα Kolmogorov η . Η κλίμακα Kolmogorov κλασικά ερμηνεύεται ως ένα μέτρο των μικρότερων δινών που υπάρχουν σε μια τυρβώδη ροή για υψηλούς αριθμούς Reynolds.

Έστω η κλίμακα μήκους l_{DI} (όπου $l_{DI} \approx 60\eta$ για πολλές τυρβώδεις ροές υψηλών αριθμών Reynolds) έτσι ώστε στην περιοχή αυτή να ισχύει $l_{EI} > l > l_{DI}$. Αυτή η κλίμακα μήκους χωρίζει την περιοχή γενικής ισοροπίας σε δύο υποπεριοχές: την αδρανειακή υποπεριοχή όπου οι κινήσεις καθορίζονται από την αδράνεια, ενώ τα ιξώδη φαινόμενα είναι αμελητέα και την περιοχή καταστροφής ($l < l_{DI}$), όπου οι κινήσεις επηρεάζονται από ιξώδη φαινόμενα.

Μπορούμε να εκτιμήσουμε πόσο χρόνο χρειάζεται μια δίνη μεγάλης κλίμακας για να σπάσει και να διαλυθεί. Το φάσμα μπορεί να αναλυθεί περαιτέρω για να δείξει ότι οι δίνες δαπανούν περίπου το 90% της συνολικής διάρκειας ζωής τους $\tau = k/\varepsilon$ στην περιοχή παραγωγής, και ότι από τη στιγμή οι δίνες εισέλθουν στην αδρανειακή υποπεριοχή απαιτούνται μόνο περίπου $\tau / 10$ προτού η ενέργεια αρχίσει να διαχέεται. Αυτός ο χρόνος $\tau / 10$ αναφέρεται επίσης ως η χρονική κλίμακα καταρράκτη (cascade timescale).

Όπως σημειώνουν οι George & Tutkun (2009), τελευταίες ενδείξεις αποκαλύπτουν ότι το αδρανειακό τμήμα (inertial range) είναι ακριβές μόνο για πολύ μεγάλους αριθμούς Reynolds. Σε μικρότερους αριθμούς η θεωρία είναι προσεγγιστική. Άλλωστε ο Kolmogorov την διατύπωσε για το όριο που το Re τείνει στο άπειρο.

A.3.4.2.2. Κλίμακες Taylor

Η μικροκλίμακα Taylor είναι μια κλίμακα μήκους που χρησιμοποιείται για να χαρακτηρίσει μια τυρβώδη ροή ρευστού. Η μικροκλίμακα Taylor είναι η μεγαλύτερη κλίμακα μήκους στην οποία το ιξώδες του ρευστού επηρεάζει σημαντικά τη δυναμική της τυρβώδους δίνης στη ροή. Για να προσεγγίσουμε την κλίμακα Taylor, μπορούμε να εργαστούμε ως εξής (Bakker, 2002):

Ο ρυθμός διάχυσης ενέργειας ε δίνεται από την ακόλουθη εξίσωση, η οποία προέρχεται από την εξίσωση διατήρησης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας:

$$\text{Για } \overline{s_{ij}s_{ij}} \gg S_{ij}S_{ij}, \quad \varepsilon = 2\nu \overline{s_{ij}s_{ij}}, \quad s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (\text{A.3.48})$$

Οι πεζοί χαρακτήρες δηλώνουν τα κυμαινόμενα στοιχεία. Ο ρυθμός διάχυσης εξαρτάται από το ιξώδες και τις κλίσεις ταχύτητας (διάτμηση) στις τυρβώδεις δίνες.

Εργαζόμενοι περαιτέρω στην εξίσωση αυτή για ισοτροπική τύρβη οδηγούμαστε τελικά μετά από πράξεις στην:

$$\varepsilon = 15\nu \overline{\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right)^2}. \quad (\text{A.3.49})$$

Μπορούμε να ορίσουμε τώρα την μικροκλίμακα Taylor λ ως εξής:

$$\overline{\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right)^2} = \frac{\overline{u_1'^2}}{\lambda^2} = \frac{u'^2}{\lambda^2}. \quad (\text{A.3.50})$$

Οπότε έχουμε και:

$$\varepsilon = 15\nu \frac{u'^2}{\lambda^2}. \quad (\text{A.3.51})$$

Από τη σχέση $k = (1/2)(u'^2 + v'^2 + w'^2)$ μπορούμε να πάρουμε $k = (2/3)u'^2$, και:

$$\lambda \approx (10\nu k/\varepsilon)^{1/2}. \quad (\text{A.3.52})$$

Η μικροκλίμακα Taylor βρίσκεται μεταξύ των δινών μεγάλης κλίμακας και των δινών μικρής κλίμακας, το οποίο μπορούμε να δούμε υπολογίζοντας τους λόγους μεταξύ λ και l_0 και η .

$$\begin{aligned} \lambda/l_0 &= \sqrt{10} \text{Re}_L^{-1/2} \\ \eta/l_0 &= \text{Re}_L^{-3/4} \\ \lambda/\eta &= \sqrt{10} \text{Re}_L^{1/4} \\ \lambda &= \sqrt{10} \eta^{2/3} l_0^{1/3} \end{aligned} \quad (\text{A.3.53})$$

Λόγω της σημασίας των κλιμάκων Taylor, ορίζεται συχνά ο αριθμός Reynolds της κλίμακας Taylor:

$$R_\lambda = u' \lambda / \nu. \quad (\text{A.3.54})$$

A.3.4.2.3. Το φάσμα της τυρβώδους κινητικής ενέργειας

Η τυρβώδης κινητική ενέργεια k δίνεται από:

$$k = \frac{1}{2} \langle u_i u_i \rangle = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}). \quad (\text{A.3.55})$$

Απομένει να καθοριστεί το πώς η τυρβώδης κινητική ενέργεια κατανέμεται μεταξύ των δινών διαφορετικών μεγεθών.

Αυτό γίνεται συνήθως με την εξέταση του ενεργειακού φάσματος $E(k)$.

Εδώ $E(k)$ είναι η ενέργεια που περιέχεται σε δίνες μεγέθους l και αριθμού κύματος κ , που ορίζεται ως $\kappa = 2\pi/l$,

Εξ' ορισμού η ενέργεια k είναι το ολοκλήρωμα του $E(k)$ σε όλους τους κυματαριθμούς:

$$k = \int_0^\infty E(\kappa) d\kappa. \quad (\text{A.3.56})$$

Η ενέργεια που περιέχεται σε δίνες με κυματαριθμό μεταξύ κ_A and κ_B είναι τότε:

$$k_{(\kappa_A, \kappa_B)} = \int_{\kappa_A}^{\kappa_B} E(\kappa) d\kappa. \quad (\text{A.3.57})$$

Η $E(k)$ στην αδρανειακή υποπεριοχή.

Θα δημιουργήσουμε μια εξίσωση για το ενεργειακό φάσμα ισχύος $E(k)$ στην αδρανειακή υποπεριοχή.

Σύμφωνα με τη δεύτερη υπόθεση ομοιότητας, το $E(k)$ θα εξαρτηθεί αποκλειστικά από το k και το ε . Οπότε μπορούμε να εκτελέσουμε την ακόλουθη διαστατική ανάλυση:

$$\begin{aligned}
 [k] &= m^2 s^{-2} ; \quad [\varepsilon] = m^2 s^{-3} ; \quad [k] = m^{-1} ; \\
 [E(k)] &= [k] / [k] = m^3 s^{-2} \\
 [\varepsilon^{2/3} k^{-5/3}] &= m^3 s^{-2} \\
 \Rightarrow E(k) &\propto \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \Rightarrow E(k) = C_K \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}
 \end{aligned}
 \tag{A.3.58}$$

Η τελευταία εξίσωση περιγράφει το περίφημο φάσμα $-5/3$ του Kolmogorov. C_K είναι η καθολική σταθερά Kolmogorov, η οποία πειραματικά προσδιορίστηκε να είναι περίπου $C_K = 1,5$.

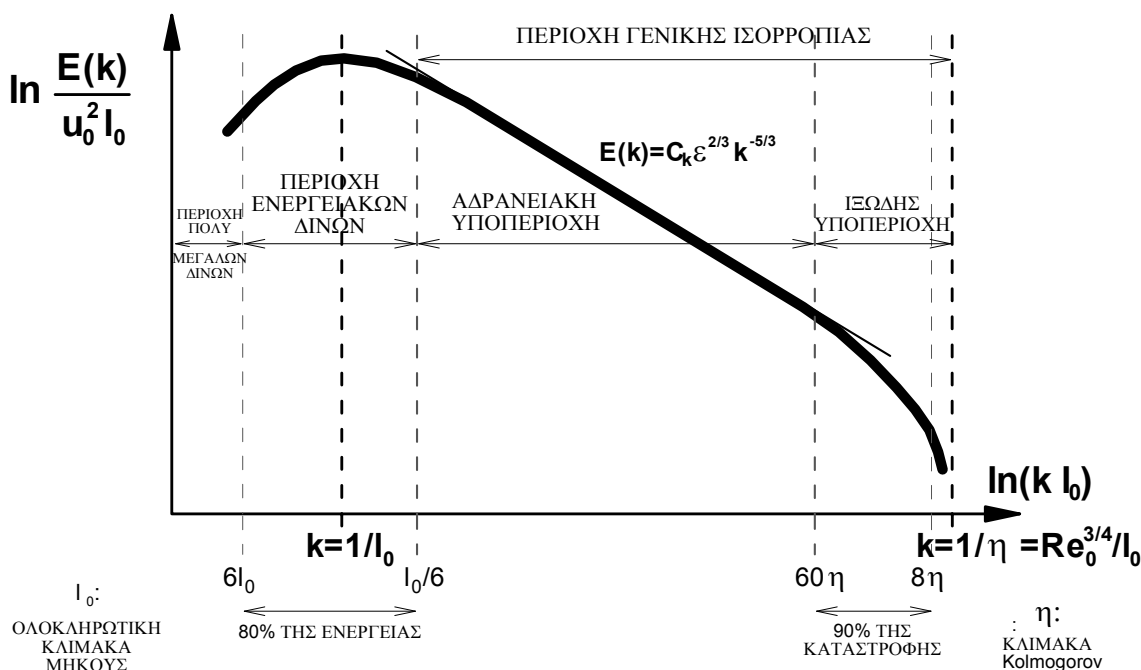
Να σημειωθεί ότι δε γίνεται καθόλου χρήση των Navier-Stokes για να καταλήξουμε στον νόμο των $5/3$ του Kolmogorov. Η όλη διαδικασία είναι ευριστική, όπως και με το λογαριθμικό νόμο κατανομής της ταχύτητας κοντά στα στερεά όρια.

Στη δημοσίευσή του το 1941 ο Kolmogorov στην πραγματικότητα κάνει χρήση των δομικών συναρτήσεων (structure functions) του πεδίου ταχυτήτων (των μέσων τιμών των τετραγώνων των διαφορών ταχυτήτων σε δύο σημεία που απέχουν r) για να καταλήξει σε μια ισοδύναμη σχέση, αλλά η διαδικασία που παρουσιάστηκε εδώ είναι απλούστερη.

Όπως ήταν γνωστό ήδη από τις αρχές της δεκαετίας του 1960, η σχέση του Kolmogorov δεν είναι απόλυτα ακριβής, αλλά χρειάζεται μικρές διορθώσεις, λόγω εξάρτησης από Re και ενδιάμεσότητας (intermittency). Βελτίωση της θεωρίας δημοσίευσε ο Kolmogorov μεταγενέστερα (Κ62, §Α.3.1). Επίσης το ακριβές σχήμα του κανονικοποιημένου φάσματος μπορεί να αποκλίνει από το μοντελοποιημένο φάσμα του Kolmogorov για ενδιάμεσους αριθμούς Reynolds. Π.χ. για πολλές ροές εργαστηριακής κλίμακας που έχουν αριθμούς Reynolds της τάξης των 10.000 με Re_λ περίπου 250, ο εκθέτης αδρανειακής υποπεριοχής μετριέται συχνά να είναι περίπου 1,5 αντί για $5/3$ ($\sim 1,67$).

Τέλος σημειώνεται ότι έχουν αναπτυχθεί σχέσεις που περιγράφουν προσεγγιστικά τη μορφή όλης της καμπύλης του ενεργειακού φάσματος και όχι μόνο της αδρανειακής περιοχής.

Στο σχ. (Α.3.1) φαίνεται το ενεργειακό φάσμα ισχύος που αφορά την τυρβώδη κινητική ενέργεια. Τα ποσοστά και οι θέσεις τους είναι ενδεικτικές και έχουν ληφθεί από τον Pope (2000).



Σχήμα Α.3.1. Ενεργειακό φάσμα τύρβης.

A.3.5. Στοιχεία για τις συνεκτικές δομές

A.3.5.1. Γενικά στοιχεία

Από τότε που έγινε σαφής ο διαχωρισμός στρωτής και τυρβώδους ροής, οι επιστήμονες προσπαθούν να κατανοήσουν τη δομή και τους μηχανισμούς της τύρβης και κυρίως πώς δημιουργείται και πώς καταστρέφεται. Προς αυτή την κατεύθυνση έχει βοηθήσει και η ανακάλυψη των συνεκτικών δομών τις τελευταίες δεκαετίες. Πρόκειται για αναγνωρίσιμες δομές μέσα στη φαινομενική τυχαιότητα των τυρβωδών ροών που μπορούμε συχνά να τις συσχετίσουμε με τους στροβίλους. Η μελέτη τους βοηθάει να κατανοήσουμε τη δομή των τυρβωδών οριακών στρωμάτων.

Οι συνεκτικές δομές συνήθως έχουν ημι-περιοδικό χαρακτήρα, εξελίσσονται συνεχώς, δημιουργούνται και καταστρέφονται. Είναι διαφορετικές για κάθε ροή και παρουσιάζονται τόσο σε μεταβατικές όσο και σε πλήρως τυρβώδεις ροές. Στα οριακά στρώματα αντιπροσωπεύουν περίπου 10% της ενέργειας (Bonnet & Delville, 2001) και σε αυτές κυρίως οφείλονται τα φαινόμενα μεταφοράς. Ακόμη όμως και το μη συνεκτικό κομμάτι της τύρβης μπορεί να θεωρηθεί, τουλάχιστον εν μέρει, ως κατεστραμμένες συνεκτικές δομές.

Η μελέτη των συνεκτικών δομών παρουσιάζει πολλαπλό ενδιαφέρον πέρα από το προφανές όφελος της βαθύτερης κατανόησης των στοιχειωδών δομών των ροών. Για παράδειγμα, μπορεί να βοηθήσει στην ανάπτυξη αποτελεσματικότερων πειραματικών μεθόδων μέτρησης και ανάλυσης αποτελεσμάτων. Η γνώση ύπαρξης συγκεκριμένων δομών που παίζουν καθοριστικό ρόλο σε κάποιο είδος ροής που θέλουμε να μοντελοποιήσουμε οδηγεί συχνά και στην επιλογή ή ανάπτυξη του κατάλληλου μοντέλου, που θα επιλύσει αυτές της ροές. Επίσης η μελέτη των συνεκτικών δομών έχει οδηγήσει και στην ανάπτυξη μοντέλων που βασίζονται σε αυτές. Τέλος υπάρχουν και βιομηχανικές εφαρμογές στις οποίες προσπαθούμε να πετύχουμε διάφορους στόχους ισχυροποιώντας ή καταστρέφοντας συνεκτικές δομές (π.χ. για ταχύτερη ανάμιξη, μείωση οπισθέλκουσας, έλεγχο θορύβου κτλ.). Περισσότερα στοιχεία για τις συνεκτικές δομές και τις εφαρμογές τους μπορεί κανείς να βρει στο βιβλίο των Holmes et al. (1996).

A.3.5.2. Συνεκτικές δομές σε οριακά στρώματα

Από τη μελέτη των συνεκτικών δομών έχει προκύψει μεγάλος όγκος τόσο ποσοτικής όσο και ποιοτικής πληροφορίας (βλ. Cantwell, 1981 και Robinson, 1991). Έτσι φάνηκαν σκωληκοειδείς τυρβώδεις δομές στο «στρωτό» οριακό υπόστρωμα, αποδείχτηκε ο κρίσιμος ρόλος του μεταβατικού στρώματος (buffer layer) στην παραγωγή αλλά και καταστροφή της τύρβης με τις εισροές / εξωθήσεις (sweeps / ejections) στοιχείων ρευστού προς τη μέση ροή, φάνηκε ότι το όριο του οριακού στρώματος δεν είναι σαφές και το πάχος του παρουσιάζει μεγάλες διακυμάνσεις, αποκαλύφθηκαν στροβιλώδεις δομές πεταλοειδούς σχήματος καθοριστικής σημασίας για την συνολική συμπεριφορά του οριακού στρώματος, έγινε σαφής η ύπαρξη εγκάρσιων στροβίλων στην εξωτερική περιοχή του οριακού στρώματος. Οι συνεκτικές δομές αποκαλύπτονται με διάφορες μεθοδολογίες όπως οπτικοποίηση της ροής, ειδική στατιστική επεξεργασία κτλ.

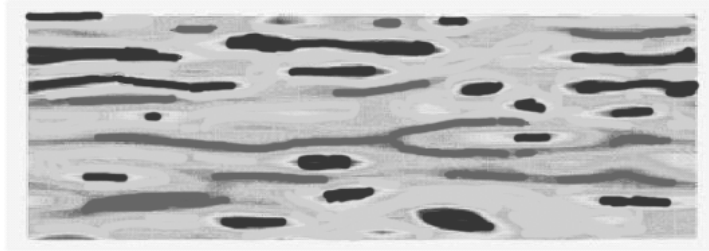
Παρακάτω θ' αναφερθούμε συνοπτικά σε τρεις τύπους συνεκτικών δομών που είναι περισσότερο διαδεδομένες στο οριακό στρώμα και πιο συγκεκριμένα στις λωρίδες χαμηλής ταχύτητας (low speed streaks) που λαμβάνουν χώρα κυρίως κοντά στο στερεό όριο, στους πεταλοειδείς στροβίλους (hairpin vortices) που παρουσιάζονται κυρίως στο κεντρικό τμήμα του οριακού στρώματος και είναι ίσως οι πιο ενδιαφέρουσες συνεκτικές δομές και στο ενίοτε λεγόμενο συνεκτικό υπερστρώμα (viscous superlayer) που αφορά το όριο του οριακού στρώματος.

A.3.5.2.1. Λωρίδες χαμηλής ταχύτητας (low speed streaks)

Οι λωρίδες αυτές αφορούν μάζες ρευστού που κινούνται στην κατεύθυνση της ροής με χαμηλή ταχύτητα, για παράδειγμα τη μισή από τη μέση ταχύτητα της ροής. Τυπικά έχουν πλάτος $\Delta z^+ \approx 30$ και μήκος $\Delta x^+ \approx 2000$. Τέτοιες δομές μπορεί να βρίσκονται ανάμεσα στα πόδια πεταλοειδών στροβίλων, όπου ρευστό χαμηλής ταχύτητας από την περιοχή του τοίχου ωθείται προς τα πάνω σε περιοχές υψηλότερων ταχυτήτων λόγω του ζεύγους των στροβίλων. Οι δομές αυτές μετακινούνται σιγά σιγά μακριά από τον τοίχο και ξαφνικά εκτινάσσονται σε μεγαλύτερες αποστάσεις (bursting), γίνονται ασταθείς και διασπώνται. Η εκτίναξη συχνά μπορεί να φανεί και απλά παρακολουθώντας την τροχιά ενός στοιχείου ρευστού (βλ. Klein et al., 1967).

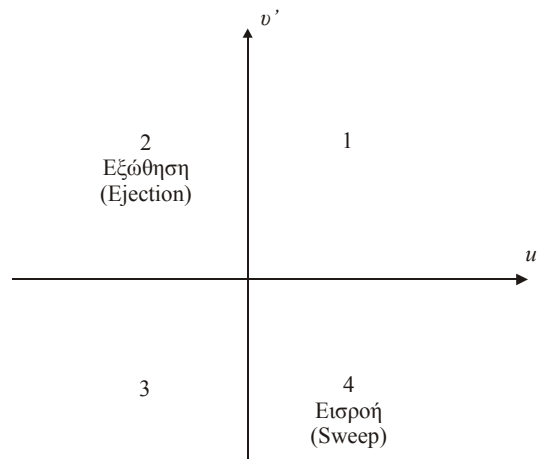
Ενδεικτική απεικόνιση των λωρίδων χαμηλής ταχύτητας φαίνεται στο σχ. Α.3.2. Παρατηρούμε ότι υπάρχουν όπως είναι λογικό και περιοχές υψηλών ταχυτήτων. Αυτές σχετίζονται με την εξωτε-

ρική πλευρά του ζεύγους των στροβίλων των πεταλοειδών δομών (βλ. και σχ. Α.3.4) και συνήθως είναι πολύ μικρότερου μήκους από τις δομές χαμηλής ταχύτητας. Οι λωρίδες χαμηλών ταχυτήτων έχουν άμεση συσχέτιση με τις σκωληκοειδείς δομές ισο-στροβιλότητας που είναι γνωστό ότι υπάρχουν κοντά στο στερεό όριο (βλ. π.χ. Fureby & Grinstein, 2002).



Σχήμα Α.3.2. Ενδεικτική απεικόνιση σκωληκοειδών δομών χαμηλών ταχυτήτων (ανοιχτόχρωμες γραμμές) σε ροή σε κανάλι, σε απόσταση y^+ από τον τοίχο περίπου 10. Οι σκουρόχρωμες γραμμές και κηλίδες αντιπροσωπεύουν υψηλότερες ταχύτητες απ' αυτές της μέση ροής (σχήμα βασισμένο σε αντίστοιχο του Constantinescu, 2012e).

Όταν οι περιοχές χαμηλών ταχυτήτων u ($u' < 0$) σχετίζονται με περιοχές αυξημένων ταχυτήτων v ($v' > 0$) κάθετα προς το τοίχωμα, έχουμε συμβάντα που ονομάζονται εξωθήσεις (ejections). Αντίστοιχα, τα συμβάντα αυξημένων u και μειωμένων v ονομάζονται εισροές (sweeps). Οι δύο αυτές περιπτώσεις φαίνονται στο σχ. Α.3.3. Η ανάλυση αυτή σε τεταρτημόρια (quadrant analysis) ανάλογα με το πρόσημο καθεμιάς των u' , v' , συνεισέφερε σημαντικά στη μελέτη των συνεκτικών δομών και γενικότερα των τυρβωδών ροών. Και τα δύο χαρακτηριστικά συμβάντα που αναφέραμε παραπάνω (2 και 4 βάσει του σχ. Α.3.3), παρουσιάζουν $\langle u'v' \rangle < 0$, όπου με $\langle \rangle$ εννοείται λήψη μέσης τιμής κατά Reynolds. Κατά συνέπεια οδηγούν σε θετική παραγωγή τυρβώδους κινητικής ενέργειας, καθώς η μέση παραγωγή P είναι $-\langle u'v' \rangle \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y}$ και το $\frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y}$ είναι θετικό. Η παραγωγή δεν γίνεται όμως καθ' αποκλειστικότητα μόνο από αυτές τις δομές.

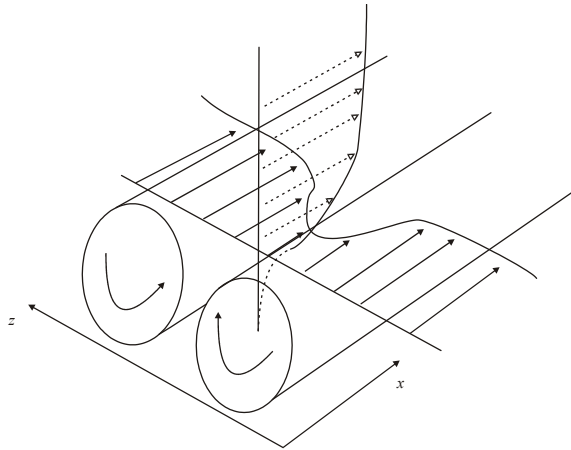


Σχήμα Α.3.3. Ανάλυση σε τεταρτημόρια ανάλογα με το πρόσημο των τοπικών διαταραχών ταχυτήτων u' , v' .

A.3.5.2.2. Πεταλοειδείς στρόβιλοι (hairpin vortices)

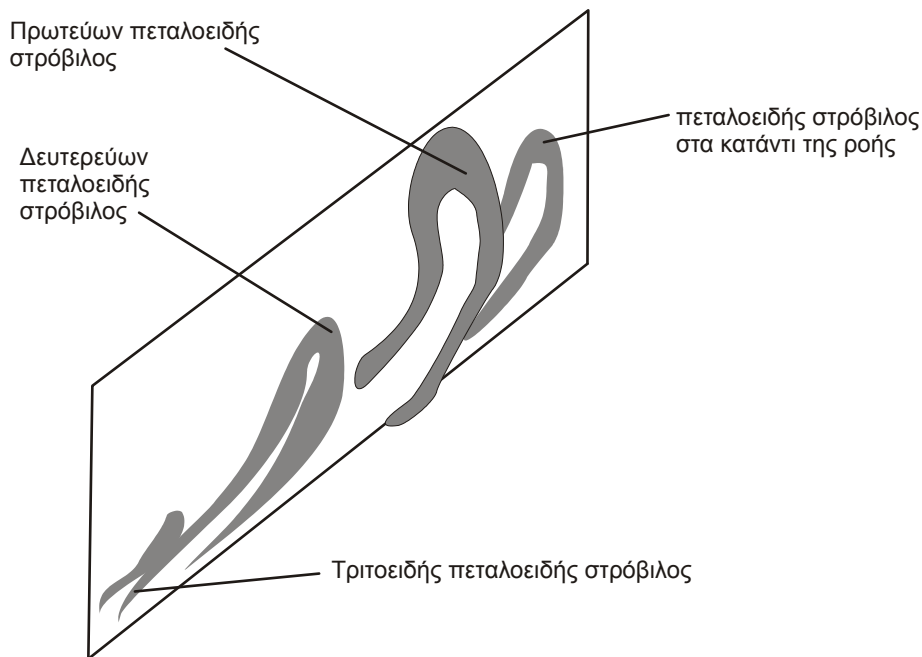
Κοντά στο στερεό όριο είναι δυνατόν με αφορμή μια κατάλληλη τυχαία διαταραχή να σχηματιστούν δυο αντιπεριστρεφόμενοι στρόβιλοι όπως αυτοί που φαίνονται στο σχ. Α.3.4.

Ακριβώς πάνω απ' αυτούς, υπάρχει μια περιοχή χαμηλών ταχυτήτων. Με το πεδίο ροής που σχηματίζουν γύρω τους ενισχύουν ο ένας τον άλλο και μεταφέρονται προς τα πάνω, όπου επιμηκύνονται λόγω των μεγαλύτερων ταχυτήτων που επικρατούν εκεί. Οι στρόβιλοι αυτοί εξελίσσονται τελικά σε ένα πεταλοειδή στρόβιλο σύμφωνα με μια διαδικασία που περιγράφεται στους Zhou et al. (1999). Ένας τέτοιος στρόβιλος συχνά οδηγεί στο σχηματισμό κι άλλων.



Σχήμα Α.3.4. Σχηματική παράσταση αντιπεριστροφόμενων στροβίλων κοντά στο στερεό όριο. Σχήμα βασισμένο σε αντίστοιχο των Holmes et al. (1996).

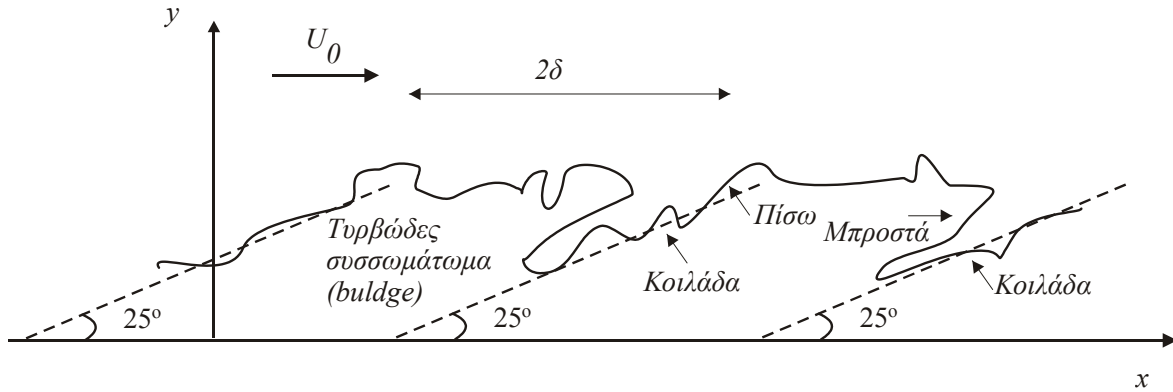
Οι πεταλοειδείς στρόβιλοι έχουν γενικά μορφή φουρκέτας, αν και το πάνω μέρος όπου ενώνονται τα δύο πόδια δεν διακρίνεται πάντα, με αποτέλεσμα να μοιάζουν πιο πολύ σε ζεύγος κώνων. Συνήθως έχουν μια κλίση περίπου 45 μοίρες σε σχέση με το στερεό όριο, ενώ τα πόδια τους τείνουν στις άκρες τους να γίνουν πιο παράλληλα προς το στερεό όριο, καθώς πλησιάζουν προς αυτό. Η κλίση των 45^ο σχετίζεται με τις κύριες κατευθύνσεις παραμόρφωσης, οπότε οι δομές αυτές εξαγάουν ενέργεια από τη μέση ροή με αποτελεσματικό τρόπο. Συνήθως ένας πεταλοειδής στρόβιλος βοηθάει στη δημιουργία κι άλλου, με αποτέλεσμα οι δομές αυτές να εμφανίζονται κατά ομάδες. Πολλές ομάδες μαζί δημιουργούν μια υπερομάδα (Kim & Adrian, 1999, Kim, 2012). Μελέτες τέτοιων υπερομάδων (VLSM: Very Large Scale Motions) έχουν ξεκινήσει μόλις τα τελευταία χρόνια. Ένας πρωτεύων πεταλοειδής στρόβιλος δημιουργεί μια διαταραχή στο οριακό στρώμα και μια αύξηση της στροβιλότητας που γίνεται γενεσιουργός άλλου, δευτερεύοντος πεταλοειδούς στροβίλου, που ανασηκώνεται από την περιοχή κοντά στο στερεό όριο (σχ. Α.3.5). Αυτά τα συμβάντα σχετίζονται με τις εκτινάξεις της προηγούμενης παραγράφου. Πολύ ενδεικτικά, σε ροή σε κανάλι το μήκος των πεταλοειδών στροβίλων είναι τυπικά της τάξεως μικρού κλάσματος του πλάτους του καναλιού. Παραδείγματα πεταλοειδών στροβίλων φαίνονται στο ενδεικτικό σχ. Α.3.5 που εικονίζει επιφάνειες ίσης στροβιλότητας. Μια καλή ανασκόπηση για τους πεταλοειδείς στροβίλους παρέχει ο Adrian (2007).



Σχήμα Α.3.5. Ενδεικτική παράσταση πεταλοειδών στροβίλων κοντά στο κάτω στερεό όριο. Το επίπεδο που φαίνεται είναι κάθετο στο τοίχωμα. Η κατεύθυνση της ροής είναι προς τα δεξιά. Σχήμα βασισμένο σε εργασία των Zhou et al. (1999).

Α.3.5.2.3. Συνεκτικό υπερστρώμα (*viscous superlayer*)

Στο άνω όριο του οριακού στρώματος η ροή είναι ασταθής, διακεκομμένου χαρακτήρα (*intermittent*) και παρουσιάζει άλλοτε στρωτή και άλλοτε τυρβώδη συμπεριφορά. Το όριο δεν είναι σαφές και έχει μεγάλες μεταβολές, τόσο χωρικά όσο και χρονικά, ενώ υπάρχει περίπτωση ελεύθερη στρωτή ροή να φτάνει πολύ βαθιά μέσα στο οριακό στρώμα (σχ. Α.3.7).



Σχήμα Α.3.7. Μορφή του συνεκτικού υπερστρώματος (ακανόνιστη γραμμή). Το σχήμα είναι ενδεικτικό και έχει βασιστεί σε εργασία του Falco (1977).

Η κύρια δομή στην περιοχή αυτή ενίοτε καλείται συνεκτικό υπερστρώμα και πρόκειται για το όριο μεγάλων περιοχών τύρβης (*bulldges*) που χωρίζουν το τυρβώδες οριακό στρώμα από το περιβάλλον ρευστό της ελεύθερης ροής. Οι περιοχές αυτές έχουν μήκος περίπου 2δ (σχ. Α.3.7) και πλάτος στην εγκάρσια κατεύθυνση περίπου δ . Οι περιοχές αυτές χωρίζονται με βαθιές χαράδρες μη-τυρβώδους ρευστού που έχει κλίση περίπου 25° σε σχέση με το στερεό όριο. Η ταχύτητά τους κατά μέσο όρο είναι τυπικά 90% της ταχύτητας της ελεύθερης ροής U_0 . Χαρακτηριστικές κλίμακες λοιπόν των δομών αυτών είναι η U_0 και το δ . Οι δομές αυτές πιθανόν να τροφοδοτούνται από πεταλοειδείς στροβίλους.

Α.4. ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑΣ RANS

Α.4.1. Οι εξισώσεις RANS

Στις εξισώσεις Navier-Stokes γράφοντας κάθε ποσότητα ως άθροισμα μιας μέσης τιμής κατά Reynolds (εξ. Α.4.3) και μιας διακυμάνσης, μπορούμε μετά από πράξεις και απλουστευτικές παραδοχές μεγάλης ακρίβειας να καταλήξουμε σε μια μορφή των εξισώσεων πιο πρακτική, που αφορά τις μέσες τιμές των μεταβλητών. Οι εξισώσεις αυτές λέγονται RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes). Στην περίπτωση ισόθερμης, ασυμπιέστης, μόνιμης ροής (όπως τα προβλήματα που εξετάζουμε στο κεφ. 7 στην παρούσα εργασία) οι εξισώσεις αυτές παίρνουν τη μορφή:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0, \quad (\text{A.4.1})$$

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u'_i u'_j} \right). \quad (\text{A.4.2})$$

Με ν συμβολίζεται η κινηματική συνεκτικότητα, με u'_i η τυρβώδης διακύμανση της ταχύτητας και με U_i η μέση ταχύτητα σύμφωνα με τον τύπο λήψης μέσων τιμών του Reynolds:

$$U_i = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u_i dt, \quad (\text{A.4.3})$$

$$u_i = U_i + u'_i. \quad (\text{A.4.4})$$

Οι εξ. (Α.4.3) και (Α.4.4) μοιάζουν πολύ με τις εξισώσεις Navier-Stokes, με τη διαφορά ότι αφορούν μέσες τιμές ποσοτήτων και έχουν και ένα επιπλέον όρο στο τέλος που λέγεται *τάσεις Reynolds* και εμπλέκει τις διακυμάνσεις των ταχυτήτων. Αυτός ο όρος είναι άγνωστος και πρέπει να βρούμε εκφράσεις να τον προσδιορίσουμε βάσει γνωστών ποσοτήτων της μέσης ροής. Αυτό είναι το πρόβλημα της μοντελοποίησης της τύρβης ή του κλεισίματος των εξισώσεων και είναι ένα από τα δυσκολότερα επιστημονικά προβλήματα που υπάρχουν, λόγω της περιπλοκότητας της τύρβης. Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιείται κυρίως το μοντέλο τύρβης $k-\epsilon$, αλλά στο κεφ. 7 αξιολογήθηκαν και τα μοντέλα RNG $k-\epsilon$, και RSM, που επίσης θα παρουσιαστούν.

Η εξίσωση μεταφοράς της μέσης συγκέντρωση C ενός παθητικού ρύπου είναι:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U_j \frac{\partial C}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_t \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) + Q_C, \quad (\text{A.4.5})$$

όπου Q_C είναι η πηγή και D_t ο συντελεστής τυρβώδους διάχυσης (turbulent diffusivity coefficient), που λαμβάνεται ως $D_t = \nu_t / Sc_t$, όπου Sc_t είναι ο τυρβώδης αριθμός Schmidt, που θεωρείται σταθερός με συνήθεις τιμές 0,72 ως 1.

Α.4.2. Το μοντέλο τύρβης $k-\epsilon$

Στην τυρβώδη ροή, φαινομενικά παρατηρείται μια αύξηση των διατμητικών τάσεων του ρευστού. Αυτή η παρατήρηση έκανε τον Boussinesq (1877) να υποθέσει ότι προσεγγιστικά οι τάσεις Reynolds ή τυρβώδεις τάσεις που προσπαθούμε να μοντελοποιήσουμε, μπορούν να περιγραφούν μακροσκοπικά με τρόπο αντίστοιχο με τον τρόπο που περιγράφονται οι στρωτές τάσεις, σα το γινόμενο μιας συνεκτικότητας, της τυρβώδους συνεκτικότητας ν_t και των κλίσεων των μέσων ταχυτήτων¹.

Έτσι σύμφωνα με την υπόθεση Boussinesq στη γενικευμένη της μορφή ισχύει:

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k. \quad (\text{A.4.6})$$

¹ Αξίζει να σημειωθεί, ότι παρόλη την ευρεία χρήση της υπόθεσης Boussinesq και την αναμφισβήτητη επιτυχία της, ο ίδιος ο Boussinesq την έβλεπε με πολύ σκεπτικισμό, ειδικά όσον αφορά την ευκολία ποσοτικού προσδιορισμού της τυρβώδους συνεκτικότητας (McDonough, 2004).

Ο τελευταίος όρος, που μερικές φορές παραλείπεται, εξασφαλίζει ότι αθροίζοντας τις κύριες τάσεις θα πάρουμε την τυρβώδη κινητική ενέργεια k που ορίζεται από τον τύπο:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} . \quad (\text{A.4.7})$$

Τα μοντέλα τύρβης δύο εξισώσεων (βλ. κεφ. 1) συνήθως κάνουν χρήση της υπόθεσης Boussinesq. Έτσι το πρόβλημα ανάγεται στον προσδιορισμό του ν_t .

Το πιο καλά μελετημένο και ευρέως χρησιμοποιούμενο μοντέλο για τον προσδιορισμό του ν_t είναι το μοντέλο τύρβης k - ε . Στις αστικές ροές οι περιπτώσεις μη χρησιμοποίησης αυτού του μοντέλου ή παραλλαγών του είναι σπάνιες.

Στο μοντέλο αυτό επιλύονται διαφορικές εξισώσεις μεταφοράς για την τυρβώδη κινητική ενέργεια k και το ρυθμό καταστροφής της κινητικής ενέργειας της τύρβης ε και το ν_t προκύπτει ως εξής:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} . \quad (\text{A.4.8})$$

Οι διαφορικές εξισώσεις για το k και το ε προκύπτουν με κατάλληλη επεξεργασία και μοντελοποίηση από τις εξισώσεις Navier-Stokes και είναι οι εξής, σύμφωνα με το κλασικό μοντέλο των Launder & Spalding (1974):

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G - \varepsilon , \quad (\text{A.4.9})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} G - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} , \quad (\text{A.4.10})$$

$$G = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \approx \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} . \quad (\text{A.4.11})$$

Οι σταθερές έχουν τις τιμές: $C_\mu = 0.09$, $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$.

G είναι ο ρυθμός παραγωγής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας.

Οι όροι στις εξισώσεις μεταφοράς του k και του ε εκφράζουν αντίστοιχα ρυθμό αλλαγής (0 για μόνιμη ροή), μεταφορά με συναγωγή, μεταφορά με διάχυση, ρυθμό παραγωγής και ρυθμό καταστροφής ή απορρόφησης.

Μειονεκτήματα του μοντέλου αυτού είναι ότι θεωρεί σχεδόν ισότροπη τύρβη και ότι έχει ακρίβεια μόνο σε μεγάλους αριθμούς Re ($Re = U \cdot l / \nu$, όπου l χαρακτηριστικό μήκος), βάσει των παραδοχών που έγιναν και κατά την μοντελοποίηση των διαφορικών εξισώσεων. Το μοντέλο αυτό απαιτεί μόνο αρχικές και οριακές συνθήκες, είναι αρκετά μελετημένο και δίνει πολύ καλά αποτελέσματα για μοντέλο δύο εξισώσεων. Αδυνατεί όμως να κάνει σωστή πρόβλεψη σε αρκετές ειδικές περιπτώσεις όπως: μερικές ελεύθερες ροές, ροές με μεγάλες πρόσθετες παραμορφώσεις (π.χ. καμπύλα οριακά στρώματα, ροές περιδίνησης), περιστρεφόμενες ροές, πλήρως ανεπτυγμένες ροές σε μη κυκλικούς αγωγούς, ροές πρόσκρουσης και άλλες. Τέλος το μοντέλο k - ε είναι γνωστό πως υπερεκτιμά το ρυθμό καταστροφής της τύρβης, δηλαδή σε περιπτώσεις ανακυκλοφορίας το τυρβώδες ιξώδες που υπολογίζει είναι πολύ υψηλό, καταπνίγοντας έτσι τις δίνες.

A.4.3. Το μοντέλο τύρβης RNG k - ε

Το μοντέλο αυτό είναι πιο σύγχρονο και θεωρείται ότι διορθώνει την ανεπάρκεια του κλασικού k - ε να υπερεκτιμά τον ρυθμό καταστροφής της τύρβης, έχοντας ένα επιπλέον όρο παραγωγής στην εξίσωση μεταφοράς του ε και λίγο διαφορετικές σταθερές.

Το μοντέλο αυτό έχει προκύψει με τη βοήθεια μιας περίπλοκης μαθηματικής θεωρίας, της Renormalized Group Theory (βλ. παράρτημα Α.3 για μια σύντομη νύξη για το τι αφορά αυτή η θεωρία ή στο βιβλίο του McComb, 1991, για εκτενή αναφορά προσανατολισμένη σε μηχανικούς και όχι μαθηματικούς). Από την εφαρμογή αυτής της θεωρίας στις εξισώσεις Navier-Stokes μπορούν να προκύψουν μοντέλα τύρβης με διάφορες πολυπλοκότητες, με αυτό των δύο εξισώσεων να έχει βρει πιο ευρεία εφαρμογή. Με χρήση της θεωρίας αυτής προκύπτουν εξισώσεις για το k και το ε που συγκρι-

νόμενες με αυτές του κλασσικού k - ε έχουν ένα επιπλέον όρο και οι σταθερές του δεν έχουν προκύψει από ανάλυση πειραμάτων, αλλά έχουν προκύψει αναλυτικά, βάσει της μαθηματικής θεωρίας.

Οι εξισώσεις που διέπουν το μοντέλο είναι:

Η εξίσωση του k είναι ίδια με αυτήν του k - ε , ενώ η εξίσωση του ε είναι:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} G - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} - C_\mu \eta^3 \frac{1 - \eta/\eta_0}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (\text{A.4.12})$$

με $\eta = (k/\varepsilon)(G/\nu_t)^{0.5}$, $\beta = 0.012$, $\eta_0 = 4.38$.

Οι σταθερές είναι: $C_\mu = 0.085$, $C_{\varepsilon 1} = 1.42$, $C_{\varepsilon 2} = 1.68$, $\sigma_k = 0.7194$, $\sigma_\varepsilon = 0.7194$. (A.4.13)

Οι α_k και α_ε είναι αντίστροφοι αριθμοί Prandtl που στη γενική περίπτωση που ο Re είναι χαμηλός υπολογίζονται βάσει απλών σχέσεων, ενώ όταν ο Re είναι υψηλός ανάγονται στις σταθερές που δίνονται παραπάνω. S είναι ο τανυστής των τάσεων.

Στις περιπτώσεις ασθενών διατμητικών τάσεων η διαφορά που έχουν τα δύο μοντέλα (k - ε και RNG k - ε) εκφυλίζεται, ενώ γίνεται σημαντική όταν υπάρχουν περιοχές υψηλών/ μεταβαλλόμενων διατμητικών τάσεων, ή καμπυλωμένες γραμμές ροής όπου το RNG δίνει χαμηλότερη τυρβώδη συνεκτικότητα και πιστεύεται ότι δίνει καλύτερη ακρίβεια. Γενικά σε περίπτωση που έχουμε αποκολλήσεις και επανακολλήσεις της ροής, όπως στην περίπτωση ροών γύρω από κτίρια πρέπει να προτιμάται, ενώ αν έχουμε πίδακες και πλούμια πιστεύεται ότι μπορεί να δώσει και κατώτερα αποτελέσματα από το κλασσικό k - ε . Να σημειωθεί τέλος ότι τα μοντέλα δύο εξισώσεων τύπου k - ε που βασίζονται στην υπόθεση Boussinesq δε μπορούν να προβλέψουν τον διακοπτόμενο χαρακτήρα της τύρβης και θεωρούν γενικά διάχυση που προκαλείται από τις κλίσεις των μεταβλητών, ενώ υπάρχουν και άλλοι μηχανισμοί διάχυσης. Επίσης σε ροές με μεγάλη ανομοιογένεια και ανακυκλοφορίες ή ισχυρή αλληλεπίδραση με στερεά σώματα, όπου φεύγουμε αρκετά από ισότροπη τύρβη, τ' αποτελέσματα μπορεί να μην είναι ικανοποιητικά.

Οι κλασσικές δημοσιεύσεις που αναφέρουν το μοντέλο τύρβης RNG k - ε είναι αυτές των Yakhot & Orszag (1986), Smith & Reynolds (1992), Yakhot & Smith (1992), Yakhot et al. (1992).

A.4.4. Το μοντέλο τύρβης RSM

Στο RSM, δεν γίνεται χρήση της υπόθεσης Boussinesq. Οι τάσεις Reynolds υπολογίζονται ρητά από τις εξισώσεις μεταφοράς τους. Το RSM που θα παρουσιαστεί εδώ βασίζεται σε προτάσεις των Launder et al. (1975), Launder (1975) και Gibson & Launder (1978). Ο όρος πίεσης-παραμόρφωσης (pressure-strain term) των εξισώσεων μεταφοράς των τάσεων Reynolds, μοντελοποιείται με τον απλούστερο τρόπο, δηλαδή με το μοντέλο ισοτροπικότητας της παραγωγής (IP - Isotropisation-of-Production model).

(α) Η γενική συμβολική μορφή των εξισώσεων μεταφοράς των τάσεων Reynolds είναι:

$$T_{ij} + C_{ij} = D_{ij} + P_{ij} + R_{ij} - E_{ij}. \quad (\text{A.4.14})$$

όπου το T_{ij} αναπαριστά τη μεταβατικότητα, το C_{ij} τη συναγωγή, το D_{ij} τη διάχυση, το P_{ij} την παραγωγή, το R_{ij} την ανακατανομή και το E_{ij} την καταστροφή των τάσεων Reynolds.

(β) Οι όροι που δε θέλουν μοντελοποίηση είναι:

$$T_{ij} + C_{ij} = \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})}{\partial t} + \frac{\partial (U_k \overline{u'_i u'_j})}{\partial x_k}, \quad (\text{A.4.15})$$

$$P_{ij} = - \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right). \quad (\text{A.4.16})$$

(γ) Η διάχυση μοντελοποιείται χρησιμοποιώντας ένα απλοποιημένο μοντέλο Daly & Harlow (1970):

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(C_S \overline{u'_k u'_k} \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right), \quad (\text{A.4.17})$$

με $C_S = 0.22$.

(δ) Ο όρος ανακατανομής μοντελοποιείται χρησιμοποιώντας το μοντέλο IP των Launder et al. (1975):

$$R_{ij} = -C_1 \left(\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \frac{\varepsilon}{k} - C_2 \left(P_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} P_{kk} \right), \quad (\text{A.4.18})$$

όπου $C_1=1.8$ και $C_2=0.6$.

(ε) Η καταστροφή μοντελοποιείται υποθέτοντας ισοτροπία τοπικά:

$$E_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon. \quad (\text{A.4.19})$$

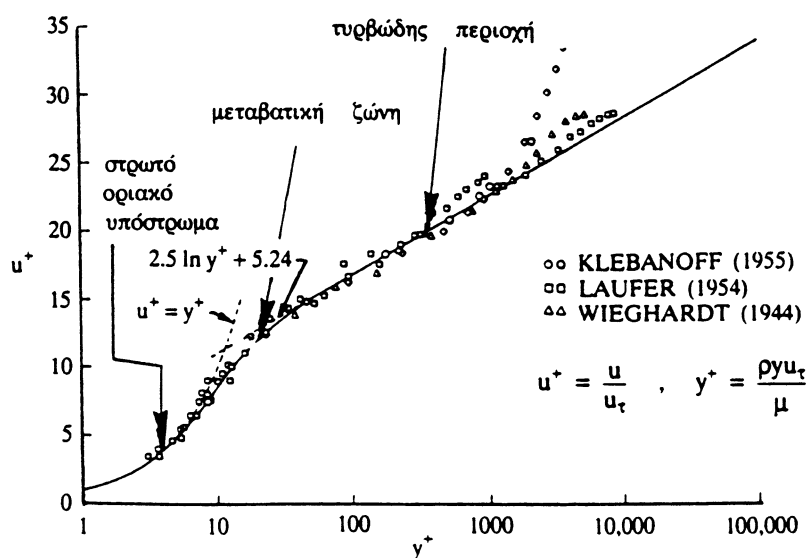
Η καταστροφή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας ε υπολογίζεται από την δική της εξίσωση μεταφοράς, όπως και με το μοντέλο $k-\varepsilon$, κάτι που θεωρείται μειονέκτημα του μοντέλου.

Το μοντέλο RSM αναμένεται να δίνει πιο ακριβή αποτελέσματα από τα μοντέλα δύο εξισώσεων καθώς δεν έχει τον περιορισμό ισοτροπικής τύρβης. Από την άλλη μεριά οι εξισώσεις των τάσεων Reynolds έχουν περισσότερους όρους να μοντελοποιηθούν, οι οποίοι έχουν και περισσότερες αβεβαιότητες στη μοντελοποίησή τους. Επίσης από τη σκοπιά του χρήστη τα μοντέλα τάσεων Reynolds είναι πιο δύσκολο να προγραμματιστούν, θέλουν περισσότερο υπολογιστικό χρόνο και παρουσιάζουν προβλήματα σύγκλισης.

A.4.5. Οι συναρτήσεις τοίχου

Όπως είναι γνωστό ήδη με τις εργασίες του Prandtl (1904), κοντά στα τοιχώματα ενός στερεού που περιρρέεται από ρευστό, αναπτύσσεται μια περιοχή χαμηλών ταχυτήτων, το *οριακό στρώμα*. Σε αυτήν βρέθηκε ότι η ταχύτητα παρουσιάζει συγκεκριμένη κατανομή, όταν η ροή είναι τυρβώδης (σχ. Α.4.1). Όταν λοιπόν το υπολογιστικό πεδίο ροής περικλείει στερεά όρια, η περιοχή κοντά στο τοίχωμα μπορεί να υπολογιστεί κάνοντας χρήση των νόμων αυτών. Πιο συγκεκριμένα:

Στο τυρβώδες οριακό στρώμα διακρίνονται οι εξής περιοχές (σχ. Α.4.1):



Σχήμα Α.4.1. Οι περιοχές του τυρβώδους οριακού στρώματος.

1) Η εσωτερική περιοχή (τάξη μεγέθους του 10% του πάχους του τυρβώδους οριακού στρώματος δ). Αυτή αποτελείται από:

- α) Το στρωτό οριακό υπόστρωμα.
- β) Τη μεταβατική περιοχή.
- γ) Την πλήρως τυρβώδη περιοχή.

2) Η εξωτερική περιοχή (από το $y^+=500$ και πάνω στο σχήμα).

Όπως φαίνεται, στην εσωτερική περιοχή τα πολλά πειράματα έχουν δείξει να υπάρχει μια νομοτέλεια, η οποία μάλιστα προκύπτει και από διαστατική ανάλυση και είναι της μορφής:

$$U^+ = f(y^+). \quad (\text{A.4.20})$$

Δηλαδή η αδιάστατη ταχύτητα U^+ είναι μονοσήμαντη συνάρτηση της αδιάστατης απόστασης από τον τοίχο (στερεό όριο) y^+ . Οι αδιάστατες αυτές ποσότητες ορίζονται ως εξής:

$$U^+ = \frac{U}{U_*}, \quad (\text{A.4.21})$$

$$y^+ = \frac{U_* y}{\nu}, \quad (\text{A.4.22})$$

$$U_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad (\text{A.4.23})$$

$$\tau_w = \mu \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0}. \quad (\text{A.4.24})$$

Η ταχύτητα τριβής U_* μπορεί να συμβολίζεται και ως U_τ . Με τ_w συμβολίζεται η διατμητική τάση στον τοίχο.

Ανάλογα με την υποπεριοχή της εσωτερικής περιοχής ισχύει πιο συγκεκριμένα²:

α) Στο στρωτό οριακό υπόστρωμα³ ($0 < y^+ < 11.6$):

$$U^+ = y^+. \quad (\text{A.4.25})$$

Το στρωτό οριακό υπόστρωμα είναι μια πολύ λεπτή περιοχή κοντά στο στερεό όριο, με πάχος τάξης μεγέθους το ένα χιλιοστό του πάχους του οριακού στρώματος. Στην περιοχή αυτή οι διαταραχές ταχύτητας δε μπορούν ν' αποκτήσουν μεγάλα πλάτη, επειδή αποσβέννονται από την παρουσία του τοίχου. Έτσι οι τάσεις Reynolds μπορούν ν' αγνοηθούν και το ρευστό ελέγχεται από τις ιξώδεις τάσεις. Στο στρώμα αυτό η διατμητική τάση είναι σταθερή, ίση με την διατμητική τάση στον τοίχο τ_w .

β) Στην πλήρως τυρβώδη περιοχή ($11.6 < y^+ < 500$):

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+). \quad (\text{A.4.26})$$

Το E είναι μια σταθερά που εξαρτάται από την τραχύτητα του στερεού τοιχώματος και για λείο τοίχο έχει την τιμή 9.8. Η σταθερά von Karman κ έχει τιμή 0,41.

Ο λογαριθμικός νόμος μπορεί να διατυπωθεί και ως εξής:

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{y_0}, \quad (\text{A.4.27})$$

που χρησιμοποιείται κυρίως για ροές πάνω από μεγάλες τραχύτητες, όπως για παράδειγμα στις ατμοσφαιρικές ροές. Η αεροδυναμική τραχύτητα y_0 μπορεί να εκτιμηθεί χοντρικά ως το 1/10 του ύψους των στοιχείων τραχύτητας (ή του μέγιστου ύψους των στοιχείων τραχύτητας, αν υπάρχει στερεό όριο με διάφορες τραχύτητες).

Η εξ. (A.4.26) της πλήρως τυρβώδους περιοχής είναι ο γνωστός λογαριθμικός νόμος που έχει μεγάλη σημασία καθώς αποτελεί τη βασική σχέση για τις λεγόμενες «συναρτήσεις τοίχου» που χρησιμοποιούνται ως οριακές συνθήκες για πολλούς κώδικες υπολογισμού της ροής.

Η βασική ιδέα πίσω από τη χρήση των συναρτήσεων τοίχου προκύπτει από το γεγονός ότι η επίλυση του πεδίου ροής πολύ κοντά στο στερεό όριο θα απαιτούσε πολύ πυκνό πλέγμα εκεί, αφού οι μεταβολές των ποσοτήτων είναι πολύ μεγάλες. Για ν' αποφευχθεί αυτό γίνεται χρήση του λογαριθμικού νόμου και επιλύεται η ροή μέχρι την περιοχή που ισχύει αυτός και όχι πιο κοντά στον τοίχο. Αντίστοιχες συναρτήσεις τοίχου υπάρχουν και για τα k και ε στην περίπτωση που χρησιμοποιούμε μοντέλο τύρβης $k-\varepsilon$:

² Υπάρχουν σχέσεις και για τη μεταβατική περιοχή (βλ. π.χ. Κουτσουράκης, 2006), αλλά δε γράφονται εδώ, για απλότητα και επειδή δεν έχουν χρησιμοποιηθεί στο διδακτορικό.

³ Το στρωτό οριακό υπόστρωμα είναι συνήθως μέχρι $y^+=5$, αλλά επεκτείνουμε εδώ λίγο την εσωτερική περιοχή προς τα πάνω και την πλήρως τυρβώδη προς τα κάτω, ώστε να μη χρειαστεί να κάνουμε χρήση των σχέσεων για τη μεταβατική περιοχή.

$$k = \frac{U_*^2}{\sqrt{C_\mu}}, \quad (\text{A.4.28})$$

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{0.75} k^{3/2}}{\kappa y}. \quad (\text{A.4.29})$$

Μια διαδικασία υπολογισμού των μεταβλητών με χρήση των συναρτήσεων τοίχου έχει ως εξής:

- Η Ταχύτητα U υπολογίζεται από την αριθμητική επίλυση.
- Η ταχύτητα τριβής U_* υπολογίζεται από το λογαριθμικό νόμο εξ. (A.4.26) με την εξής επαναληπτική διαδικασία:

$$U_* = s^{1/2} U, \quad (\text{A.4.30})$$

$$s = \left(\frac{\kappa}{\ln(E \text{Re} s^{1/2})} \right)^2, \quad (\text{A.4.31})$$

$$\text{Re} = \frac{U y}{\nu}. \quad (\text{A.4.32})$$

- Υπολογίζεται το k από την εξ. (A.4.28).
- Υπολογίζεται το ε από την εξ. (A.4.29).

Για να είναι σωστή με ακρίβεια η εφαρμογή των συναρτήσεων τοίχου, πρέπει ο πρώτος κόμβος του πλέγματος να βρίσκεται σε απόσταση y τέτοια ώστε να ισχύει: $30 < y^+ < 130$, ή τουλάχιστον $20 < y^+ < 500$. Επίσης πρέπει να έχουμε υπόψη ότι όλα αυτά ισχύουν για επίπεδη πλάκα και σε άλλες περιπτώσεις εφαρμογής η χρήση γίνεται προσεγγιστικά επειδή δεν υπάρχει τίποτε καλύτερο που να μπορούμε να κάνουμε.

Α.5. ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ LES

Στην LES, επιλύονται οι μεγάλες χωρικές και χρονικές κλίμακες της τύρβης και μοντελοποιούνται οι μικρές, που έχουν πιο ισότροπο χαρακτήρα. Η LES μπορεί να θεωρηθεί ως μια πλήρης επίλυση των Navier-Stokes, σε αραιό πλέγμα με μοντελοποίηση των υποπλεγματικών όρων¹.

Ενώ η μεθοδολογία μοντελοποίησης μεγάλων δινών (LES) είχε πρακτικά αρχίσει να χρησιμοποιείται από τη δεκαετία του 1960, η πρώτη ακριβής μαθηματική διατύπωση των εξισώσεων της LES σε γενικές συντεταγμένες έγινε το 1995 (Sagaut, 2006), ενώ ακόμη και σήμερα η LES είναι κάτι ασαφές (Guerrmond & Prudhomme, 2005), για το οποίο δεν υπάρχει γενική θεωρία στο φυσικό χώρο και στο χώρο των κλιμάκων (Germano, 2012). Υπάρχουν θεμελιώδεις ερωτήσεις σχετικά με την ιδέα της LES και σχετικά με τις μεθοδολογίες που εμφανίζονται κατά την εφαρμογή της LES (Pope, 2004). Διάφοροι ερευνητές της LES συχνά δρουν ανεξάρτητα και χωρίς να κατανοούν πλήρως ο ένας τον άλλο, έχοντας αναπτύξει εναλλακτικούς τρόπους προσέγγισης του θέματος (Sagaut et al., 2006, Pope, 2004, Guerrmond & Prudhomme, 2005).

Στο παρόν παράρτημα θα γίνει προσπάθεια ν' αναπτυχθεί σύντομα η πιο κλασσική προσέγγιση, σύμφωνα με την πιο αποδεκτή θεωρία LES των ημερών μας. Σύμφωνα με αυτή, ορίζεται μια διαδικασία *φιλτραρίσματος* μεταβλητών, η οποία εφαρμόζεται στις εξισώσεις Navier-Stokes. Έτσι προκύπτουν οι εξισώσεις των *χωρικά μέσων Navier-Stokes*, οι οποίες περιέχουν έναν επιπλέον *υποπλεγματικό όρο*, ο οποίος χρειάζεται να *μοντελοποιηθεί*. Αυτό συνήθως γίνεται με την εισαγωγή της έννοιας της υποπλεγματικής συνεκτικότητας, η οποία εκτιμάται με την χρήση μοντέλων, όπως π.χ. το μοντέλο του Smagorinsky. Τέλος *επιλύονται* αριθμητικά οι εξισώσεις και λαμβάνεται το χωροχρονικό πεδίο των μέσων, φιλτραρισμένων χωρικά, μεταβλητών (ταχύτητες κτλ.).

Α.5.1. Φιλτράρισμα

Κατά τη διαδικασία του φιλτραρίσματος, όπως εισήχθη για πρώτη φορά από τον Leonard (1974), εφαρμόζεται ένα φίλτρο G στη μεταβλητή f , έτσι ώστε:

$$\bar{f}(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x', t) G(x - x') dx' = f * G. \quad (\text{A.5.1})$$

Η φιλτραρισμένη συνάρτηση \bar{f} είναι δηλαδή η συνέλιξη (convolution) της συνάρτησης f με τη συνάρτηση του φίλτρου G . Η G επιλέγεται ειδικά ώστε να ικανοποιεί τις ανάγκες της LES: λαμβάνει μεγάλες τιμές μόνο όταν τα x, x' δεν απέχουν πολύ (localized function). Το αποτέλεσμα είναι μια ομαλοποιημένη μορφή της αρχικής συνάρτησης (βλ. σχ. Α.5.1). Η εξ. (Α.5.1) έχει γραφεί σε μια διάσταση για διευκόλυνση της ανάλυσης που θ' ακολουθήσει, αλλά η γενίκευσή της σε τρεις διαστάσεις είναι άμεση, βάζοντας όπου x το διάνυσμα \mathbf{x} .

Το φιλτράρισμα είναι γραμμική συνάρτηση. Η συνάρτηση φίλτρου G θεωρείται κανονικοποιημένη, δηλαδή:

$$\int_{-\infty}^{\infty} G(x) dx = 1. \quad (\text{A.5.2})$$

Το *μη επιλυόμενο* ή *υποπλεγματικό* (subgrid scale ή SGS²) τμήμα της μεταβλητής είναι:

$$f' = f - \bar{f}. \quad (\text{A.5.3})$$

Η μπάρα στο παράρτημα αυτό υπονοεί χωρικό μέσο όρο και όχι χρονικό. Εν γένει $\bar{f} \neq 0$. Επίσης ο τόνος υπονοεί χωρική διακύμανση.

Κάθε φίλτρο σχετίζεται με μια κλίμακα μήκους Δ , που λέγεται πλάτος του φίλτρου. Ουσιαστικά οι δίνες που έχουν μέγεθος μεγαλύτερο από Δ είναι οι μεγάλες δίνες που επιλύονται. Το φίλτρο G , επιλέγεται βαθυπερατό, εξουδετερώνοντας τους υψηλούς κυματαριθμούς. Οι φιλτραρισμένες με-

¹ «Η LES είναι μια τεχνική επίλυσης υπο-επιλυόμενων (*underresolved* – δηλαδή με χρήση αραιού πλέγματος) αριθμητικών εξισώσεων» (Germano, 2012).

² Κατ' ακρίβεια, θα έπρεπε να λέγεται SubFilter Scale ή SFS. Ο όρος *υποπλεγματικό* (SGS) έχει επικρατήσει για ιστορικούς λόγους. Όπως παρουσιάζεται η θεωρία της LES, η έννοια του πλέγματος δεν χρειάζεται να εισαχθεί, παρά μόνο όταν πάμε να κάνουμε την διακριτοποίηση των τελικών εξισώσεων. Επειδή όμως στην πράξη οι περισσότεροι ερευνητές χρησιμοποιούν τελικά Δ ίσο με το πλέγμα, έχει διατηρηθεί ο όρος SGS έναντι του πιο σωστού SFS.

ταβλητές (π.χ. πεδίο ταχυτήτων) μπορούν να υπολογιστούν σε αραιό πλέγμα, με την προϋπόθεση να επιλύονται οι μεταβολές μεγάλης κλίμακας που περιέχουν την περισσότερη ενέργεια, ενδεικτικά 80% (Pore, 2000). Το πλάτος του φίλτρου πρέπει να είναι ει δυνατόν μικρότερο από το l_{EI} (βλ. σχ. Α.3.1).

Δύο συνηθισμένα φίλτρα G είναι:

1. **Φίλτρο κουτιού** (box filter) ή ημίψηλου **καπέλου** (top-hat filter):

$$G(x - x') = \begin{cases} \frac{1}{\Delta}, & |x - x'| \leq \frac{\Delta}{2} \\ 0, & |x - x'| > \frac{\Delta}{2} \end{cases} \quad (\text{A.5.4})$$

Με το φίλτρο αυτό η φιλτραρισμένη μεταβλητή \bar{f} είναι απλά η μέση τιμή της f στο διάστημα $(x - \Delta/2, x + \Delta/2)$, ή σε ένα πεπερασμένο όγκο στις τρεις διαστάσεις. Το φίλτρο αυτό μπορεί να αναφέρεται και ως *κινούμενο* κουτιού, σε αντιδιαστολή με την μεθοδολογία του Schumann (1975), που περιγράφεται εν συντομία σε υποσημείωση παρακάτω.

2. **Φίλτρο Gauss**:

$$G(x - x') = \left(\frac{6}{\pi\Delta^2} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{6|x-x'|^2}{\Delta^2}} \quad (\text{A.5.5})$$

Η τιμή της διακύμανσης του φίλτρου Gauss έχει επιλεγεί από τον Leonard (1974) έτσι ώστε να ισχύει η εξ. (A.5.6) (Wilcox, 1994). Έτσι και για τα δυο φίλτρα ισχύει ότι το πλάτος Δ του φίλτρου G ισούται με τη ροπή δευτέρας τάξεως του φίλτρου και αυτό μπορεί να θεωρηθεί και σαν ορισμός του Δ (Froehlich & Rodi, 2002):

$$\Delta = \sqrt{12 \int_{-\infty}^{\infty} x^2 G(x) dx} \quad (\text{A.5.6})$$

Το ευρέως χρησιμοποιούμενο φίλτρο καπέλου είναι η πιο προφανής επιλογή σε περίπτωση μεθοδολογίας πεπερασμένων όγκων η πεπερασμένων διαφορών³. Το γκαουσιανό φίλτρο έχει το πλεονέκτημα ότι είναι ομαλό και άπειρα διαφοροποιήσιμο και στο φυσικό χώρο και στο χώρο Fourier. Μάλιστα ο μετασχηματισμός Fourier του είναι πάλι γκαουσιανή συνάρτηση (Ferziger, 1996). Σε μια επίλυση μπορούν να χρησιμοποιηθούν διαφορετικά φίλτρα σε διαφορετικούς άξονες (Moin & Kim, 1982).

Όσο μεγαλύτερο είναι το Δ , τόσο πιο ομαλοποιημένη και με μικρότερες διακυμάνσεις είναι η f . Επίσης, αν ξαναπεράσουμε το ίδιο φίλτρο σε μια συνάρτηση που το έχουμε ήδη εφαρμόσει, θα την ομαλοποιήσουμε ακόμη περισσότερο (βλ. σχ. Α.5.1), σε αντίθεση με τη RANS, όπου η μέση τιμή δεν αλλάζει αν πάρουμε τη μέση τιμή της. Έτσι οι παρακάτω σχέσεις που ισχύουν εν γένει στην LES, αποτελούν ένα βασικό στοιχείο διαχωρισμού των μεθοδολογιών RANS και LES (Germano, 1992):

³ Πριν αναπτυχθεί η παρουσιαζόμενη γενική θεωρία με τη διαδικασία φιλτραρίσματος από τον Leonard το 1974, χρησιμοποιούνταν η διαδικασία ογκικού μέσου όρου (volume balance) του Schumann (1975), που πρακτικά ήταν παρόμοια με τη μεθοδολογία του Deardorff (1970), που είχε ξεκινήσει από τον Lilly (1967):

$$\bar{f} = \frac{1}{h^3} \int_{x_1 - \frac{h}{2}}^{x_1 + \frac{h}{2}} \int_{x_2 - \frac{h}{2}}^{x_2 + \frac{h}{2}} \int_{x_3 - \frac{h}{2}}^{x_3 + \frac{h}{2}} f(x_1, x_2, x_3) dx_1 dx_2 dx_3, \quad (\text{A.5.7})$$

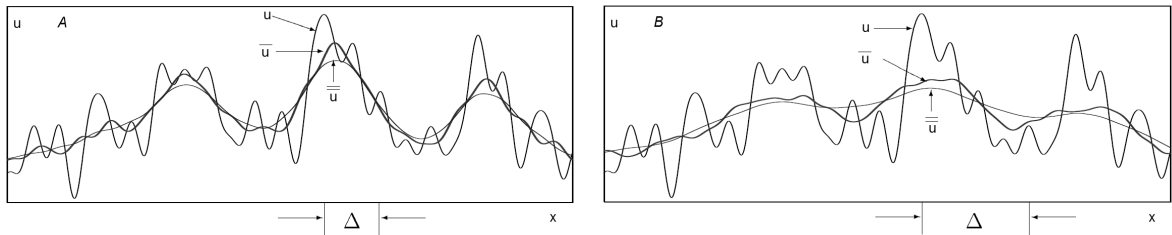
όπου h =η διάσταση του πλέγματος, που ταυτίζεται με το Δ σε αυτή την προσέγγιση.

Η διαδικασία του Schumann μπορεί εκ των υστέρων να θεωρηθεί είτε ως ειδική περίπτωση της διαδικασίας φιλτραρίσματος (Moin & Kim, 1982, Ferziger, 1996), είτε ως εναλλακτική της διαδικασίας (Antonopoulos-Domis, 1981b, Rogallo & Moin, 1984). Οι τελικές προς επίλυση φιλτραρισμένες εξισώσεις Navier-Stokes είναι οι ίδιες, οποία διαδικασία και αν ακολουθηθεί.

Με τη διαδικασία του Schumann η φιλτραρισμένη συνάρτηση, αν θεωρήσουμε ότι υπάρχει, είναι τμηματικά σταθερή και όχι συνεχόμενη. Επίσης ο διαχωρισμός των κλιμάκων, η διακριτοποίηση και το υποπλεγματοκό μοντέλο είναι αλληλένδετα (βλ. μη-ρητό φιλτράρισμα παρακάτω). Αν και αυτό μπορεί να εξυπηρετεί σε περίπτωση ανομοιογενών πλεγμάτων, έχει το μειονέκτημα ότι δε μπορούν να διαχωριστούν οι επιμέρους επιδράσεις των παραμέτρων αυτών.

Σε αντίθεση με τις προσεγγίσεις των Deardorff και Schumann που δε χρησιμοποιούν την έννοια του φίλτρου, η προσέγγιση του Leonard βοηθάει καλύτερα στη θεωρητική μελέτη της μεθοδολογίας της LES. Με αυτήν διαχωρίζεται η διαδικασία φιλτραρίσματος σαν μια φυσική διαδικασία που έχει να κάνει με τα μαθηματικά και δε σχετίζεται με την ΥΡ. Μετά τη μαθηματική αυτή διαδικασία μπορεί να εφαρμοστεί οποιαδήποτε διακριτοποίηση.

$$\overline{\overline{f}} \neq \overline{f}, \quad \overline{\overline{f_1 f_2}} \neq \overline{f_1 f_2} \quad (\text{A.5.8})$$



Σχήμα Α.5.1. Αν έχουμε μια χωροσειρά ταχύτητας u και εφαρμόσουμε χωρικό φιλτράρισμα με φίλτρο-καπέλο, αυτή ομαλοποιείται (Α). Με δεύτερο χωρικό φιλτράρισμα, η ομαλοποίηση συνεχίζεται. Στο Β φαίνεται η επίδραση αν το πλάτος του φίλτρου μεγαλώσει (προσαρμοσμένο από Froehlich & Rodi, 2002).

Αν μεταφέρουμε την εξ. (Α.5.1) στο χώρο Fourier (βλ. παράρτημα Α.3) μέσω της εξ. (Α.5.9), η συνέλιξη γίνεται απλό γινόμενο, εξ. (Α.5.10), όπου k ο κυματαριθμός:

$$\widehat{f}(k) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-ikx} dx, \quad (\text{A.5.9})$$

$$\widehat{\overline{f}}(k) = \widehat{G}(k)\widehat{f}(k). \quad (\text{A.5.10})$$

Στο χώρο Fourier ενδείκνυται ο ορισμός ενός τρίτου φίλτρου:

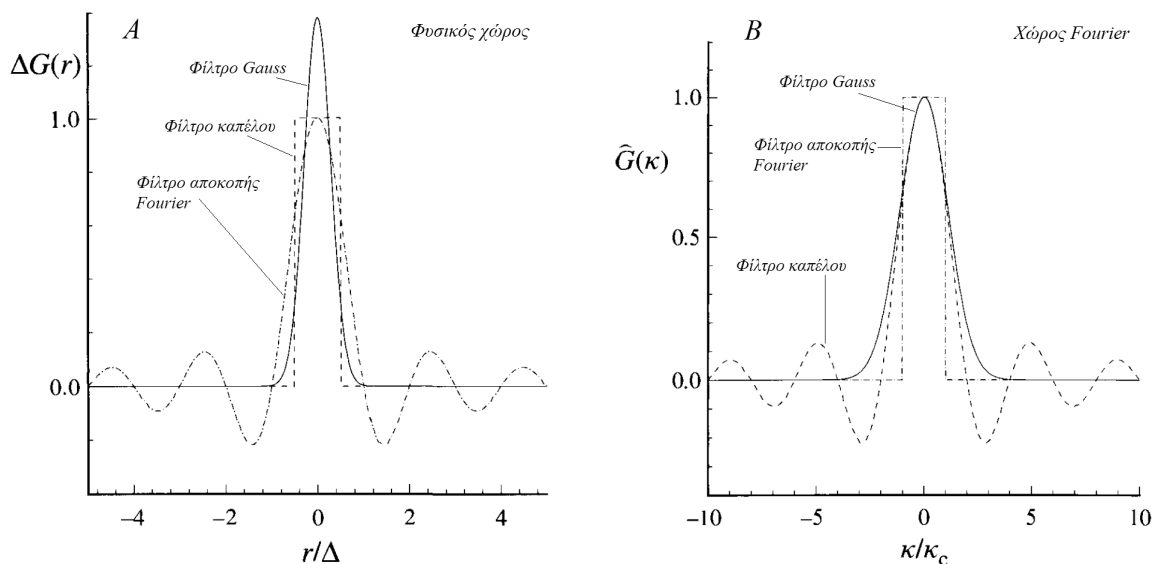
3. **Φίλτρο αποκοπής Fourier** (Fourier cut-off filter):

$$\widehat{G}(k) = \begin{cases} 1, & k \leq k_c \\ 0, & k > k_c \end{cases}, \quad (\text{A.5.11})$$

όπου k_c είναι ο κυματαριθμός αποκοπής: $k_c = \pi/\Delta$.

Το φίλτρο αυτό είναι το αντίστοιχο του φίλτρου καπέλου του φυσικού χώρου. Παρατηρούμε ότι κατ' εξαίρεση, γι' αυτό το φίλτρο ισχύει: $\overline{\overline{f}} = \overline{f}$.

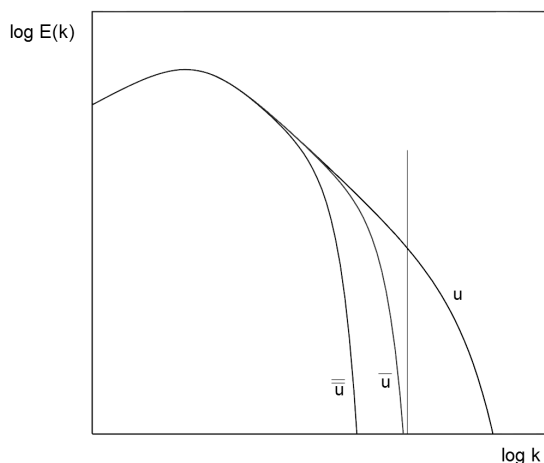
Οι συναρτήσεις στο χώρο Fourier και στο φυσικό χώρο διάφορων φίλτρων δίνονται από τον Pore (2000). Στο σχ. Α.5.2 φαίνεται η γραφική παράσταση των τριών ανωτέρω φίλτρων.



Σχήμα Α.5.2. Φίλτρα στο φυσικό χώρο (Α) και στο χώρο Fourier (Β). $r=x-x'$, ενώ k είναι ο κυματαριθμός.

Η διακεκομμένη γραμμή είναι το φίλτρο καπέλο, η συνεχής γραμμή το φίλτρο Gauss και η αζωνική γραμμή το φίλτρο αποκοπής Fourier (προσαρμοσμένο από Pore, 2000).

Στο σχ. Α.5.3 φαίνεται η φιλτραρισμένη συνάρτηση u του σχήματος Α.5.1 στο χώρο Fourier, εφαρμόζοντας το φίλτρο μία και δύο φορές.



Σχήμα Α.5.3. Φιλτράρισμα της u στο χώρο Fourier (k είναι ο κυματαριθμός). Οι δύο αριστερά καμπύλες αφορούν φίλτρο καπέλου (σχ. Α.5.1) και η κατακόρυφη γραμμή φίλτρο Fourier (προσαρμοσμένο από Froehlich & Rodi, 2002).

Το τμήμα που πρέπει να μοντελοποιηθεί u' ισούται με το εμβαδόν ανάμεσα στην αρχική και την φιλτραρισμένη καμπύλη της u .

Το φίλτρο καπέλου (αλλά και το Gauss που έχει παρόμοια συμπεριφορά και γενικά παρουσιάζει πολλά κοινά χαρακτηριστικά με το φίλτρο καπέλου) παραμορφώνει τη συνάρτηση u ακόμη και σε κυματαριθμούς μικρότερους του κυματαριθμού αποκοπής. Μόνο το φίλτρο Fourier την κρατάει αναλλοίωτη μέχρι τον κυματαριθμό αποκοπής, ενώ μετά τη μηδενίζει. Αυτό είναι σημαντικό, καθώς στην υποπλεγματική μοντελοποίηση συχνά θεωρείται ότι το φάσμα των επιλυόμενων κλιμάκων κοντά στην αποκοπή έχει συγκεκριμένη κλίση και ότι συγκεκριμένο ποσό ενέργειας μεταφέρεται προς τις μικρότερες κλίμακες. Για το λόγο αυτό από πολλούς ένα φίλτρο θεωρείται καλύτερο όταν πλησιάζει τη συμπεριφορά του φίλτρου Fourier (π.χ. Stefano & Vasilyev, 2002). Από την άλλη μεριά όμως, το φίλτρο Fourier στον πραγματικό χώρο αντιστοιχεί σε συνάρτηση G που παίρνει και αρνητικές τιμές. Έτσι είναι δυνατό ποσότητες όπως η υποπλεγματική κινητική ενέργεια $k_{sgs} = \frac{1}{2}(\overline{u_i u_i} - \overline{u_i} \overline{u_i})$ να γίνουν αρνητικές και αυτό είναι αντίθετο με τη φυσική μας διαίσθηση (Chumakov, 2005). Υπό αυτή την έννοια η θεώρηση του φίλτρου ως μεθοδολογίας χωρικού μέσου όρου (βλ. φίλτρο καπέλου) πλεονεκτεί έναντι της θεώρησής του ως μέσου αφαίρεσης των μεγάλων κυματαριθμών (βλ. φίλτρο Fourier).

Το πιο συνηθισμένο φίλτρο που χρησιμοποιείται στην πράξη είναι το φίλτρο καπέλου, ενώ τα αλλά δυο χρησιμοποιούνται κυρίως για έρευνα ή για θεωρητική μελέτη της μεθοδολογίας LES (Versteeg & Malalasekera, 2007). Ειδικά το φίλτρο Fourier είναι ελκυστικό όταν χρησιμοποιούνται φασματικές μέθοδοι (όπου οι ροϊκές μεταβλητές περιγράφονται μέσω σειρών Fourier, βλ. παράρτημα Α.3) καθώς ξεχωρίζει εύκολα τις μικρές από τις μεγάλες κλίμακες που είναι βασική ιδέα της μεθοδολογίας LES, αλλά οι φασματικές μέθοδοι μπορούν να χρησιμοποιηθούν μόνο σε απλές γεωμετρίες. Η επιλογή του τύπου του φίλτρου έχει μικρή επίδραση στην ακρίβεια του υποπλεγματικού μοντέλου (McMillan & Ferziger, 1979).

Από την εξ. (Α.5.10) φαίνεται ότι η παράγωγος και το φίλτρο μπορούν να μεταταθούν:

$$\overline{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)} = \frac{\partial \overline{f}}{\partial x}. \quad (\text{A.5.12})$$

Στην πράξη όμως λόγω μη ομοιόμορφων πλεγμάτων και λόγω της ανάγκης εφαρμογής των οριακών συνθηκών⁴, συχνά η εξ. (Α.5.12) δεν ισχύει και υπάρχει ένα σφάλμα εναλλαγής (commutation error). Σε μη ομοιόμορφα πλέγματα, το σφάλμα αυτό μπορεί να εκτιμηθεί και είναι ανάλογο του $d\Delta(x)/dx$ (Ghosal & Moin, 1995, van der Ven, 1995, Vasilyev & Goldstein, 2004). Το σφάλμα αυτό μπορεί να είναι συγκρίσιμο σε μέγεθος με το υποπλεγματικό μοντέλο (Ghosal & Moin, 1995). Όσο πιο ανομοιογενές ή ασύμμετρο είναι το φίλτρο G και όσο μη-ομαλή είναι η συνάρτησή του, ο ρυθμός

⁴ Αν έχουμε σταθερό Δ , αυτό σημαίνει ότι για απόσταση $\Delta/2$ έξω από το χωρίο υπολογισμού θα έχουμε μια φιλτραρισμένη ταχύτητα διάφορη του 0. Δε θα ήταν πρακτικά δυνατό να οριστούν οριακές συνθήκες σε αυτή την περίπτωση. Για να ξεπεραστεί αυτό θα πρέπει η G να εξαρτάται από το x και να είναι τοπικά ασύμμετρα, να είναι δηλαδή κάποιου είδους γενικευμένη $G(x, x')$, όποτε η μεταθετικότητα της παραγώγου και του φίλτρου χάνεται.

με τον οποίο το σφάλμα τείνει στο 0 όσο το Δ τείνει στο 0, μειώνεται ή μπορεί και να μην υπάρχει καθόλου σύγκλιση (Berselli et al., 2007). Παρόλο που έχουν προταθεί διάφορες μεθοδολογίες αντιμετώπισης αυτού του σφάλματος (Ghosal & Moin, 1995, van der Ven, 1995, Vasilyev et al., 1998, Marsden et al., 2002), δεν έχουν ευρεία εφαρμογή. Περισσότερα συγκεντρωμένα στοιχεία για τα φίλτρα σε περίπτωση ανομοιογενών πλεγμάτων μπορεί κανείς να βρει στο βιβλίο του Sagaut (2006).

Α.5.1.1. Μη-ρητό φιλτράρισμα

Το μέγεθος του φίλτρου Δ μπορεί θεωρητικά να επιλέγει αυθαίρετα, ανεξάρτητα από το υπολογιστικό πλέγμα, αρκεί να είναι μεγαλύτερο απ' αυτό. Όμως, στην πράξη συνήθως δεν γίνεται μια ξεχωριστή διαδικασία φιλτραρίσματος στις Navier-Stokes, αλλά η διακριτοποίηση των εξισώσεων σύμφωνα με τη μέθοδο των πεπερασμένων όγκων, πεπερασμένων διαφορών κτλ., ισοδυναμεί με ένα έμμεσο φιλτράρισμα (implicit filtering), με μέγεθος φίλτρου Δ όσο το πλέγμα⁵. Στην περίπτωση αυτή δεν υπάρχει κάποιο ρητό φίλτρο που έχει εφαρμοστεί στις Navier-Stokes ώστε να προκύψουν φιλτραρισμένες εξισώσεις. Αντίθετα, υπάρχει εν δυνάμει εφαρμογή ενός αγνώστου μεν, αλλά υπαρκτού φίλτρου, καθώς κάθε κλίμακα μικρότερη από το πλέγμα απορρίπτεται. Τότε λέμε ότι έχουμε *μη-ρητό* ή *πεπλεγμένο* φίλτρο (implicit filter), σε αντίθεση με τα ρητά φίλτρα που αναφέρθηκαν παραπάνω⁶. Το μη-ρητό φίλτρο μπορεί για κάποιες συνηθισμένες διακριτοποιήσεις να θεωρηθεί προσεγγιστικά και ως φίλτρο καπέλου, καθώς τα δυο αυτά φίλτρα μπορεί να παρουσιάζουν παρόμοιους τελικούς πίνακες διακριτοποίησης (Froehlich & Rodi, 2002, Γρηγοριάδης, 2003).

Η χρήση μη-ρητών φίλτρων τελικά ανάγει τη διαδικασία της μοντελοποίησης μεγάλων δινών σε μια διαδικασία ανάλογη με αυτή που είχε εισαχθεί από τους Deardorff-Schumann προ του Leonard (βλ. υποσημείωση 3). Πραγματικά, θα μπορούσαμε να παρουσιάσουμε τη θεωρία της LES στην εργασία αυτή χωρίς καθόλου να εισαχθεί η έννοια του φίλτρου, μόνο με χρήση της εξ. (Α.5.7), καθώς στην παρούσα διατριβή έχει χρησιμοποιηθεί μη-ρητό φίλτρο. Όμως σχεδόν όλη η επιστημονική κοινότητα χρησιμοποιεί την έννοια των φίλτρων και τη διαδικασία του Leonard. Αυτή προτιμάται ως πιο γενική, ακριβέστερα διατυπωμένη και ελκυστικότερη ιδεολογικά, παρόλο που αλγοριθμικά τελικά συνήθως δεν ακολουθείται (Froehlich & Rodi, 2002). Η προσέγγιση του Leonard θεωρήθηκε μεγάλο βήμα για να τεθούν θεωρητικές βάσεις για την LES και έχει βοηθήσει στην ανάπτυξη των υποπλεγματικών μοντέλων. Με τη χρήση μη-ρητών φίλτρων θεωρητικά δεν υπάρχει σαφής κατανόηση της επίδρασης του SGS μοντέλου, ούτε ακριβής δυνατότητα βελτιστοποίησής του.

Η μεθοδολογία χρήσης ρητών φίλτρων προ της διακριτοποίησης λέγεται και προ-φιλτράρισμα (pre-filtering), όπως αναφέρουν για παράδειγμα οι Antonopoulos-Domis, (1981b) και Sagaut (2006). Με τον τρόπο αυτό εφαρμόζεται πιο στενά η αναπτυχθείσα θεωρία του Leonard. Διαδικασίες ρητού φιλτραρίσματος θεωρείται ότι χρησιμοποιήθηκαν σε μελέτες LES τα πρώτα χρόνια μετά τη διατύπωση του Leonard (1974) (Kwak et al., 1975, Clark et al., 1979, Antonopoulos-Domis, 1981b, Biringen & Reynolds, 1981). Οι μελέτες αυτές συνήθως σχετίζονταν και με προσπάθειες υπολογισμού/ μοντελοποίησης των επιμέρους τάσεων L_{ij} , C_{ij} , R_{ij} (εξ. Α.5.18), οι οποίες γενικά εγκαταλείφθηκαν τα μεταγενέστερα χρόνια, καθώς επικράτησε η μοντελοποίηση των τριών αυτών τάσεων ως συνόλου. Σήμερα, όταν μιλάμε για ρητό φιλτράρισμα στην πράξη εννοούμε εφαρμογή του ρητού φίλτρου *μετά* τη διαδικασία διακριτοποίησης (Kobayashi, 2006). Είναι δηλαδή σα να εφαρμόζουμε ένα μη-ρητό φίλτρο στην αρχή με τη διαδικασία διακριτοποίησης και μετά ένα επιπλέον ρητό φίλτρο. Για να ανακτηθεί μέρος της φιλτραρισμένης (SFS) πληροφορίας μπορεί να χρησιμοποιηθούν διαδικασίες αποφιλτραρίσματος ή απο-συνέλιξης (de-filtering, de-convolution) (Kobayashi, 2006, Gullbrand, 2003). Πρόγονοι αυτών των διαδικασιών μπορούν να θεωρηθούν διαδικασίες που εφάρμοσαν ο Leonard (1974) και οι Clark et al. (1979), βλ. Berselli & Illiescu (2003).

Γενικά, η διαδικασία της μοντελοποίησης με ρητό φίλτρο δεν είναι τόσο άμεση και απλή όσο είναι αυτή της χρήσης του μη-ρητού φίλτρου. Τις τελευταίες δυο δεκαετίες χρησιμοποιείται ρητό φιλτράρισμα κατά καιρούς είτε για θεωρητική μελέτη της μεθοδολογίας LES είτε επειδή τα αριθμητικά σφάλματα (§Α.5.2.3) μπορούν να μειωθούν με χρήση ρητών φίλτρων (π.χ. Vreman et al., 1994a), καθώς το τμήμα που επιλέγεται να επιλυθεί, επιλύεται επαρκώς. Ενδεικτικά αναφέρονται οι μελέτες των Lund & Kaltenbach (1995), Vreman et al. (1996), Stolz et al. (2001), Winckelmans et al. (2001), Gullbrand (2003), Gullbrand & Chow (2003). Η μείωση των σφαλμάτων όμως γίνεται γενικά με αυ-

⁵ Αν το πλέγμα είναι ανομοιομορφο, συνήθως επιλέγεται για Δ η κυβική ρίζα του όγκου του κελιού.

⁶ Στην πραγματικότητα, ακόμη και στην περίπτωση που προσπαθούμε να εφαρμόσουμε ρητό φίλτρο, πάντα έχουμε στην πράξη ένα διαφορετικό ενεργό (effective) φίλτρο, λόγω των σφαλμάτων διακριτοποίησης και άλλων προσεγγίσεων.

ξημένο υπολογιστικό κόστος, καθώς για το ίδιο φίλτρο Δ , το πλέγμα συνήθως πρέπει να είναι τουλάχιστον 2 φορές πυκνότερο (που σημαίνει 16 φορές πιο αργός υπολογισμός, καθώς και το χρονικό βήμα πρέπει να υποδιπλασιαστεί). Η σχεδόν καθολική επικράτηση της διαδικασίας μη-ρητών φίλτρων σε *πρακτικές* εφαρμογές δείχνει ότι μάλλον το αυξημένο κόστος δε δικαιολογείται, καθώς θα μπορούσε να είχε διατεθεί σε πυκνωση πλέγματος-φίλτρου στη διαδικασία μη-ρητού φιλτραρίσματος, με μάλλον καλύτερα συνολικά αποτελέσματα.

Να σημειωθεί ότι η LES με ρητό φίλτρο σταθερού πλάτους Δ συγκλίνει όσο πυκνώνει το πλέγμα στην πραγματική LES λύση (στη λύση των φιλτραρισμένων Navier-Stokes), ενώ η LES με μη-ρητό φίλτρο συγκλίνει στην DNS λύση (Gullbrand, 2003). Η έννοια λοιπόν της ανεξαρτησίας πλέγματος δεν ισχύει στη συνήθη LES με μη-ρητό φίλτρο· τουλάχιστον δεν είναι ίδια με την έννοια που χρησιμοποιείται στη μεθοδολογία RANS. Αυστηρά ορισμένη ανεξαρτησία πλέγματος στην LES μπορεί να επιτευχθεί μόνο με χρήση ρητών φίλτρων.

Α.5.1.2. Υπαρξη εναλλακτικών διαδικασιών της διαδικασίας φιλτραρίσματος

Αν και η θεωρία της μοντελοποίησης μεγάλων δινών συνήθως παρουσιάζεται όπως έγινε στο παρόν παράρτημα, μπορούμε να τη γενικεύσουμε, δεδομένου ότι έχουν παρουσιαστεί κι άλλες προσεγγίσεις στο πρόβλημα, όπως αυτές που αναφέρονται στο βιβλίο του Sagaut (2006, κεφ. 5).

Έτσι θα μπορούσαμε να ονομάσουμε LES *οποιοδήποτε μαθηματικό μοντέλο καταφέρνει να διαχωρίσει τις (μοντελοποιούμενες) μικρές κλίμακες της τύρβης από τις (επιλύμενες) μεγάλες*⁷. Εκτός από το μοντέλο με το φιλτράρισμα του Leonard και τις συγγενικές προσεγγίσεις των Schumann και Deardorff που ήδη αναφέρθηκαν, υπάρχουν κι άλλα τέτοια μοντέλα, μερικά από τα οποία απλά θα αναφερθούν πολύ σύντομα, μόνο και μόνο για να διαμορφωθεί μια πιο γενική έννοια του όρου LES.

Τα κυριότερα εναλλακτικά μαθηματικά μοντέλα για LES μπορούν να καταταγούν σε δυο κατηγορίες (Sagaut, 2006):

1. Μοντέλα που βασίζονται σε στατιστικό μέσο όρο. Τα μοντέλα αυτά έχουν κάποια κοινά χαρακτηριστικά με τη μεθοδολογία RANS, ενώ ταυτόχρονα αποφεύγουν κάποια μειονεκτήματα της μεθοδολογίας φιλτραρίσματος σε περίπλοκα χωρία. Τέτοιο μοντέλο είναι το μοντέλο του Yoshizawa (1991) που εφαρμόζει μια διαδικασία λήψης μερικού στατιστικού μέσου όρου και το μοντέλο των McComb et al. (2001), που βασίζεται στην υπόθεση ότι οι μικρές κλίμακες παρουσιάζουν πολύ περισσότερο χαοτική συμπεριφορά από τις μεγάλες.

2. Μοντέλα που προκύπτουν από κανονικοποιημένες (regularized) εξισώσεις Navier-Stokes. Οι εξισώσεις αυτές είναι τροποποιημένες Navier-Stokes που έχουν ομαλές λύσεις και θεωρούνται κατάλληλες για ν' απομακρύνουν τις μικρές κλίμακες, όποτε προτάθηκαν εκ των υστέρων ως μοντέλα LES. Τέτοιες είναι για παράδειγμα το μοντέλο του Leray (1934), οι εξισώσεις Navier-Stokes-α του Holm (Geurts & Holm, 2003, Guermond et al., 2004) και το μοντέλο των Ladyzenskaja και Kaniel (Ladyzenskaja, 1970, Kaniel, 1970).

Α.5.2. Φιλτραρισμένες Navier-Stokes

Αν εφαρμόσουμε το τρισδιάστατο ισοδύναμο ενός οποιοδήποτε φίλτρου (Α.5.1) στις ασυμπίεστες Navier-Stokes, καταλήγουμε στις εξής εξισώσεις:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{A.5.13})$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial (\bar{\tau}_{ij}^l + \tau_{ij}^R)}{\partial x_j}, \quad (\text{A.5.14})$$

όπου:

$$\bar{\tau}_{ij}^l = 2\nu \bar{S}_{ij}, \quad (\text{A.5.15})$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (\text{A.5.16})$$

⁷ «Η LES σχετίζεται με το γενικό πρόβλημα της αποσύνθεσης των κλιμάκων» (Germano, 2012).

$$\tau_{ij}^R := -\overline{u_i u_j} + \overline{u_i} \overline{u_j}, \quad (\text{A.5.17})$$

όπου ρ είναι η πυκνότητα, t ο χρόνος, u_i οι συνιστώσες της ταχύτητας, x_i η απόσταση, p η πίεση, μ η δυναμική συνεκτικότητα, δ_{ij} είναι το δέλτα του Kronecker (1 όταν $i=j$ και 0 διαφορετικά), S_{ij} είναι τα στοιχεία του τανυστή των τροπών (παραμορφώσεων), τ_{ij} τα στοιχεία του τανυστή των τάσεων. Ο πάνω δείκτης l (laminar) υπονοεί τις τάσεις που οφείλονται στις μοριακές δυνάμεις ενώ ο πάνω δείκτης R (Residual) τις τάσεις που προέρχονται από την υποπλεγματική τύρβη. Η μπάρα υπονοεί χωρικό μέσο όρο. Επαναλαμβανόμενος δείκτης υπονοεί άθροιση. Τους τανυστές τάσεων τους εκφράσαμε σιωπηρά διηρημένους με την πυκνότητα.

Οι εξισώσεις αυτές μοιάζουν με τις Navier-Stokes, εκτός από την προσθήκη του τανυστή τάσεων τ_{ij}^R . Ο τανυστής αυτός προκύπτει μέσω της διαδικασίας φιλτραρίσματος σε συνδυασμό με τη μη γραμμικότητα του όρου συναγωγής των Navier-Stokes. Για την καλύτερη κατανόηση της φύσης αυτού του τανυστή, μπορούμε να τον αναλύσουμε στη λεγόμενη *τριπλή ανάλυση* ως εξής (Leonard, 1974, Versteeg & Malalasekera, 2007):

$$-\tau_{ij}^R = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij}, \quad (\text{A.5.18})$$

όπου:

$$L_{ij} = \overline{\overline{u_i} \overline{u_j}} - \overline{u_i} \overline{u_j}, \quad (\text{A.5.19})$$

$$C_{ij} = \overline{\overline{u_i} u'_j} + \overline{\overline{u_j} u'_i}, \quad (\text{A.5.20})$$

$$R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}. \quad (\text{A.5.21})$$

Οι όροι είναι γνωστοί ως:

L_{ij} : τάσεις Leonard (εκφράζει επιδράσεις μεταξύ των μεγάλων κλιμάκων, που επιλύονται),

C_{ij} : διαγώνιες τάσεις ή σταυρωτές τάσεις (cross-term stresses) ή τάσεις Clark – (εκφράζει συσχετίσεις μεγάλων και μικρών κλιμάκων) και

R_{ij} : υποπλεγματικές τάσεις Reynolds⁸ (εκφράζει αλληλεπιδράσεις μεταξύ μικρών κλιμάκων).

Ο πρώτος όρος παράγει τύρβη μικρών κλιμάκων, ο δεύτερος μπορεί να μεταφέρει ενέργεια και προς τις δύο κατευθύνσεις, αλλά κατά μέσο όρο μεταφέρει από τις μεγάλες δίνες προς τις μικρές, ενώ ο τρίτος παράγει μεταφορά ενέργειας από τις μικρές κλίμακες προς τις μεγάλες (Ferziger, 1996).

Τα πρώτα χρόνια της LES με φίλτρα, έγιναν προσπάθειες να μοντελοποιηθούν αυτοί οι τρεις όροι ξεχωριστά, *ανάλογα με το φίλτρο που επιλεγόταν*, καθώς περιγράφουν διαφορετικά φυσικά φαινόμενα. Το σφάλμα των τάσεων Leonard μπορεί να εκτιμηθεί προσεγγιστικά (Leonard, 1974, Antonopoulos-Domis, 1981b) για το γκαουσιανό φίλτρο και το φίλτρο καπέλου. Για τις σταυρωτές τάσεις επίσης έγινε επίσης προσπάθεια να εκτιμηθεί το σφάλμα (Clark et al., 1977). Οι υποπλεγματικές τάσεις πρέπει να μοντελοποιηθούν. Συνήθως, ήδη από τότε η μοντελοποίηση γινόταν από τους περισσότερους ερευνητές στο άθροισμα των όρων $C_{ij}+R_{ij}$, ενώ οι τάσεις Leonard είτε υπολογίζονταν προσεγγιστικά (οπότε αναφέρονταν η διαδικασία ως προ-φιλτράρισμα ή ρητό φιλτράρισμα), είτε αγνοούνταν (οπότε αναφερόταν χρήση μεθοδολογίας ογκικού μέσου όρου ή Schumann), βλ. Antonopoulos-Domis (1981b). Να σημειωθεί ότι με τη χρήση της μεθοδολογίας του Schumann (ή του Deardorff), οι όροι L_{ij} και C_{ij} είναι 0, όπως θα συνέβαινε αν το φιλτράρισμα ήταν τελεστής Reynolds. Επίσης, όταν εφαρμόζεται φίλτρο αποκοπής Fourier, πάλι το L_{ij} είναι 0.

Στην πράξη όμως, μετά από σύντομο χρόνο, φάνηκε ότι τα σφάλματα διακριτοποίησης είναι συγκρίσιμα με τον L_{ij} και γενικά τα σφάλματα μοντελοποίησης των όρων ξεχωριστά είναι μεγάλα, οπότε και είναι προτιμότερο να μοντελοποιηθεί όλος ο όρος $L_{ij}+C_{ij}+R_{ij}$ μαζί (βλ. πχ. Ferziger, 1996, Lesieur & Metais, 1996), κάτι που ακολουθήθηκε και σε αυτή την εργασία. Οι Rogallo & Moin (1984) συγκεντρώνουν κάποιους λόγους ενάντια στην ξεχωριστή αντιμετώπιση του L_{ij} . Ο Speziale (1985) μάλιστα απέδειξε ότι οι τάσεις Leonard L_{ij} και οι σταυρωτές τάσεις C_{ij} δεν μένουν αμετάβλητες σε αλλαγή αδρανειακού συστήματος συντεταγμένων⁹, οπότε δεν είναι φυσικά ορθό να μοντελοποιού-

⁸ Δεν πρέπει να συγχέονται με τις τάσεις Reynolds της RANS. Ο όρος αυτός αναφέρεται και ως πραγματικός υποπλεγματικός όρος.

⁹ Οι νόμοι της κλασικής φυσικής μένουν αμετάβλητοι μεταξύ αδρανειακών συστημάτων (Galilean invariance). Αν ένας «νόμος» δε το πληρεί αυτό δεν μπορεί να είναι απόλυτα ορθός φυσικά, αλλά μπορεί να υπάρχουν και πρακτικά προβλήματα στην εφαρμογή του. Παρόλα αυτά υπάρχουν και χρησιμοποιούνται μοντέλα που δεν το πληρούν αυτό (άρα έχουν

νται ανεξάρτητα. Έκτοτε ο όρος τ_{ij}^R μοντελοποιείται σχεδόν πάντα ως όлон, παρόλο που το 1986 βρέθηκε τρόπος να αναλυθεί σε όρους που να πληρούν την αμεταβλητότητα μεταξύ αδρανειακών συστημάτων αναφοράς (Germano, 1986, Pope, 2000). Με την ενιαία μοντελοποίηση της τάσης τ_{ij}^R , δεν είναι ανάγκη να γίνεται αναφορά σε συγκεκριμένο φίλτρο. Μπορούμε να θεωρήσουμε, χωρίς ν' αλλάξουμε τις εξισώσεις που λύνουμε, είτε ότι χρησιμοποιούμε φιλτράρισμα με οποιοδήποτε φίλτρο και μοντελοποιούμε τον όρο όλο μαζί, είτε ότι χρησιμοποιούμε τη μέθοδο των Deardorff-Schumann και τα L_{ij} , C_{ij} είναι 0, όποτε μοντελοποιούμε μόνο τον όρο R_{ij} . Ως παράδειγμα μοντελοποίησης της τάσης τ_{ij}^R θα δοθεί το υποπλεγματοκό μοντέλο Smagorinsky σε επόμενη παράγραφο. Να σημειωθεί ότι η τάση αυτή τείνει στο 0 όσο το πλάτος του φίλτρου Δ τείνει στο 0, οπότε η λύση της LES τείνει σ' αυτήν της DNS. Στην πράξη έχει φανεί ότι συνήθως αξίζει κανείς να επενδύσει στη χρήση όσο το δυνατόν μικρότερου Δ προκειμένου ν' αποκτήσει καλύτερη λύση, παρά να χρησιμοποιήσει άλλες τεχνικές όπως μείωση σφαλμάτων ή χρήση πιο περίπλοκων υποπλεγματοκών μοντέλων.

Τονίζεται ότι η μεταβλητή \bar{u}_i των φιλτραρισμένων Navier-Stokes (Α.5.13, Α.5.14) αλλάζει συνεχώς με το χρόνο, οπότε η LES παρέχει έναν εγγενώς χρονικά μεταβαλλόμενο υπολογισμό και μπορεί εν δυνάμει να μοντελοποιήσει ασταθή φαινόμενα. Αυτό όμως, σε συνδυασμό με την εξάρτηση του \bar{u}_i από τις τρεις διαστάσεις του χώρου, κάνει την LES πολύ απαιτητική σε πόρους H/Y.

Επίσης, όπως σημειώνει ο Sagaut (2006), ο όρος $\bar{u}_i \bar{u}_j$ περιέχει θεωρητικά συχνότητες ανώτερες των συχνοτήτων των όρων που τον αποτελούν, οπότε δε μπορεί ν' αποδοθεί επαρκώς στο πλέγμα που έχουμε χρησιμοποιήσει, παρά μόνο προσεγγιστικά.

Από την εξ. (Α.5.17) μπορούμε να λάβουμε τις κύριες τάσεις:

$$\tau_{ii}^R = -\overline{u_i^2} + \bar{u}_i^2, \quad (\text{Α.5.22})$$

και να ορίσουμε την υποπλεγματοκή (residual) κινητική ενέργεια:

$$E_R := -\frac{1}{2} \tau_{ii}^R. \quad (\text{Α.5.23})$$

Μπορούμε να χωρίσουμε τον τανυστή τ_{ij}^R σε ισοτροπικό και μη ισοτροπικό (αποκλίνον) κομμάτι, για να διευκολύνουμε το χειρισμό του στη διαδικασία μοντελοποίησης. Ορίζουμε τον ανισοτροπικό τανυστή υποπλεγματοκών τάσεων τ_{ij}^r :

$$\tau_{ij}^r = \tau_{ij}^R + \frac{2}{3} \delta_{ij} E_R, \quad (\text{Α.5.24})$$

Το ισοτροπικό κομμάτι του τανυστή τ_{ij}^R (το ίχνος του δηλαδή) μπορεί να απορροφηθεί από μια τροποποιημένη φιλτραρισμένη πίεση:

$$\bar{p} = \bar{p} + \frac{2}{3} \rho E_R. \quad (\text{Α.5.25})$$

Οπότε την εξ. (Α.5.14) μπορούμε να τη θεωρήσουμε ότι ισχύει για μια τροποποιημένη πίεση (αυτό δεν έχει σημασία, καθώς επηρεάζουν μόνο οι διαφορές πιέσεων στις Navier-Stokes για ασυμπίεστο ρευστό) και για τον ανισοτροπικό τανυστή υποπλεγματοκών τάσεων τ_{ij}^r (αντί του πλήρους τ_{ij}^R), ο οποίος και θα μοντελοποιηθεί. Συνήθως αυτή η πρακτική ακολουθείται.

Για τη μορφή των φιλτραρισμένων εξισώσεων Navier-Stokes στο φασματικό χώρο και σε γεωμετρικές συντεταγμένες, ο αναγνώστης παραπέμπεται στο βιβλίο του Sagaut (2006).

ένα εγγενές σοβαρό μειονέκτημα), που είναι πιθανό μάλιστα να έχουν καλύτερη συμπεριφορά από αλλά που το πληρούν. Υπάρχουν κι άλλοι τέτοιου είδους φυσικοί περιορισμοί, όπως η ρεαλιστικότητα (realizability), που συνήθως αναφέρεται στην απαίτηση να μένει μονίμως θετική η ενέργεια. Πάλι υπάρχουν μοντέλα που μπορεί να μην το πληρούν αυτό. Γενικά, με το που αποκλίνουμε από τις Navier-Stokes με οποιοδήποτε είδους παραδοχές, δυστυχώς είναι αναμενόμενο κάπου να κινδυνεύουμε να φύγουμε και από τη φυσική του φαινομένου. Πάντως, κατά τη φάση της κατασκευής ενός νέου μοντέλου είναι καλό να γίνεται προσπάθεια να τηρηθούν αυτοί οι γνωστοί φυσικοί περιορισμοί. Για περισσότερες πληροφορίες σχετικά με τα θέματα αυτά ο αναγνώστης παραπέμπεται στις παραγράφους 3.3.4 και 3.3.5 του βιβλίου του Sagaut (2006).

Α.5.2.1. Εξίσωση τυρβώδους κινητικής ενέργειας του επιλυόμενου πεδίου ταχυτήτων

Ενδιαφέρον παρουσιάζει η εναλλαγή ενέργειας μεταξύ του φιλτραρισμένου (επιλυόμενου) πεδίου ταχυτήτων και των υποπλεγματικών (μοντελοποιούμενων) ταχυτήτων. Από την διαδικασία μεταφοράς ενέργειας από τις μεγάλες κλίμακες στις μικρές (energy cascade) που αναφέρθηκε στο παράρτημα Α.3, περιμένουμε ότι σε γενικές γραμμές οι επιλυόμενες ταχύτητες θα μεταφέρουν ενέργεια στις υποπλεγματικές και οι τελευταίες θα την καταστρέφουν.

Η φιλτραρισμένη κινητική ενέργεια είναι:

$$\bar{E} = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} = \left[\frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \right] + \left[\frac{1}{2} \overline{u_i u_i} - \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \right] = E_f + E_R, \quad (\text{A.5.26})$$

αναλύεται δηλαδή σε όρο E_f , που εμπλέκει φιλτραρισμένες (filtered) ταχύτητες και σε υποπλεγματικό (Residual) όρο E_R που ορίζεται από τον υποπλεγματικό τανυστή τάσεων εξ. (Α.5.23).

Η εξίσωση μεταφοράς της επιλυόμενης ενέργειας $E_f = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}$ προκύπτει αν πολλαπλασιάσουμε τις φιλτραρισμένες Navier-Stokes με $\overline{u_i}$ και μπορεί να γραφεί ως εξής (Pope, 2000, εξ. 13.121, Sagaut, 2006, εξ. 3.30):

$$\frac{\partial E_f}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{u_i} E_f)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\overline{u_j} \left(\overline{\tau_{ij}^l} + \tau_{ij}^r - \frac{\overline{P}}{\rho} \delta_{ij} \right) \right] - P_r - \varepsilon_f, \quad (\text{A.5.27})$$

όπου:

$$P_r := \tau_{ij}^r \overline{S_{ij}}, \quad (\text{A.5.28})$$

και

$$\varepsilon_f := \overline{\tau_{ij}^l} \overline{S_{ij}}. \quad (\text{A.5.29})$$

Οι όροι της εξ. (Α.5.27) εκφράζουν: Οι δύο όροι του πρώτου μέρους χρονική μεταβολή και μεταφορά. Οι τρεις όροι στην παρένθεση καταστροφή ενέργειας λόγω συνεκτικών φαινομένων, υποπλεγματική καταστροφή και διάχυση λόγω πίεσης. Ο όρος P_r (P από το Production και r από το residual) εκφράζει τη μεταφορά ενέργειας από τις επιλυόμενες κλίμακες στις υποπλεγματικές, δηλαδή την παραγωγή της υποπλεγματικής κινητικής ενέργειας. Ο όρος ε_f εκφράζει την συνεκτική καταστροφή κατευθείαν από το φιλτραρισμένο πεδίο ταχυτήτων και αναμένεται να είναι μικρός (Pope, 2000) για ροές μεγάλου Reynolds και φίλτρο αρκετά μεγαλύτερο από την κλίμακα Kolmogorov, όπως συμβαίνει συνήθως στην LES.

Καθώς όπως είναι γνωστό (βλ. παράρτημα Α.3) η ενέργεια καταστρέφεται λόγω συνεκτικών φαινομένων στις μικρές κλίμακες με ρυθμό ε , η ενέργεια P_r που μεταφέρεται από τις επιλυόμενες κλίμακες στις υποπλεγματικές, αναμένεται ότι τελικά θα καταστραφεί, οπότε μπορούμε να υποθέσουμε ότι ισχύει κατά προσέγγιση (Pope, 2000):

$$\langle P_r \rangle \approx \varepsilon, \quad (\text{A.5.30})$$

όπου ε η καταστροφή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας της ροής.

Ο συμβολισμός $\langle \rangle$ υποδηλώνει συνολικό μέσο όρο από πλήθος πειραμάτων (ensemble average, στατιστικό μέσο όρο) ή, σύμφωνα με το θεώρημα της εργοδικότητας, μέσο όρο μετά από πολύ χρόνο καταγραφής ενός πειράματος.

Κατά μέσο όρο περιμένουμε ότι η ενέργεια μεταφέρεται από τις μεγάλες κλίμακες στις μικρές, δηλαδή ότι $\langle P_r \rangle > 0$. Όμως είναι δυνατόν τοπικά να υπάρξει και η αντίστροφη μεταφορά ενέργειας, δηλαδή από τις υποπλεγματικές κλίμακες προς το φιλτραρισμένο πεδίο ταχυτήτων, δηλαδή μπορεί να συμβεί $P_r < 0$ (Piomelli et al., 1996). Το φαινόμενο αυτό λέγεται *ανάστροφη σκέδαση* (backscatter) της ενέργειας.

Α.5.2.2. Η ταυτότητα του Germano

Αν μετά τη διαδικασία φιλτραρίσματος με φίλτρο Δ , εφαρμόσουμε άλλη μια φορά φιλτράρισμα με μεγαλύτερο (αραιότερο) φίλτρο $\hat{\Delta}$, μπορούμε να βρούμε μια ακριβή εξίσωση που σχετίζει τους τανυστές υποπλεγματικών τάσεων των δύο επιπέδων φιλτραρίσματος.

Γράφοντας τις υποπλεγματικές τάσεις, έχουμε (Germano, 1992):

Επίπεδο φίλτρου Δ (εξ. Α.5.17, όπου έχουμε αφαιρέσει το R για απλότητα):

$$\tau_{ij} = \overline{-u_i u_j} + \overline{u_i u_j} . \quad (\text{A.5.31})$$

Επίπεδο φίλτρου $\hat{\Delta}$ (εφαρμόζεται στις φιλτραρισμένες Navier-Stokes του πρώτου επιπέδου):

$$T_{ij} = \widehat{\overline{-u_i u_j}} + \widehat{\overline{u_i u_j}} . \quad (\text{A.5.32})$$

Αν φιλτράρουμε με το αραιό φίλτρο το τ_{ij} και το αφαιρέσουμε από το T_{ij} , έχουμε:

$$T_{ij} - \widehat{\tau_{ij}} = \widehat{\overline{-u_i u_j}} + \widehat{\overline{u_i u_j}} + \widehat{\overline{u_i u_j}} - \widehat{\overline{u_i u_j}} = -I_{ij} . \quad (\text{A.5.33})$$

Η εξίσωση αυτή λέγεται **ταυτότητα του Germano** και συνδέει τις υποπλεγματικές τάσεις δύο διαφορετικών φίλτρων. Το I_{ij} ονομάζεται επιλυόμενη τάση (Pope, 2000) ανάμεσα στις κλίμακες των δύο φίλτρων και μπορεί να υπολογιστεί. Επίσης μπορεί να ονομάζεται τάση Leonard¹⁰, καθώς είναι ίδιο με την τάση Leonard της τριπλής ανάλυσης του Germano (1986).

Η ταυτότητα του Germano αποτελεί βάση για διάφορα δυναμικά μοντέλα, όπου χρησιμοποιείται ένα δεύτερο ευρύτερο δοκιμαστικό φίλτρο, προκειμένου να εκτιμηθούν παράμετροι του υποπλεγματικού μοντέλου. Γενικεύσεις της ταυτότητας του Germano μπορεί να βρει κανείς στο βιβλίο του Sagaut (2006).

A.5.2.3. Αριθμητικά σφάλματα

Η τελική λύση που θα πάρουμε εφαρμόζοντας στην πράξη μια μεθοδολογία μεγάλων δινών διαφέρει από την ιδεατή LES λύση (για ορισμό της ιδεατής λύσης βλ. Sagaut, 2006), λόγω ύπαρξης σφαλμάτων. Για το **σφάλμα εναλλαγής** (commutation error) έγινε λόγος σε προηγούμενη παράγραφο. Αυτό παρουσιάζεται κατά τη διαδικασία φιλτραρίσματος των Navier-Stokes. Παρακάτω θ' αναφερθούν με συντομία το σφάλμα αποκοπής, που παρουσιάζεται κατά τη διαδικασία διακριτοποίησης των φιλτραρισμένων Navier-Stokes με συγκεκριμένο αριθμητικό σχήμα και το ψευδοφασματικό σφάλμα που οφείλεται στη μη γραμμικότητα των εξισώσεων σε συνδυασμό με τη διακριτοποίηση. Ακόμη και στην περίπτωση που κάποιος δεν εφαρμόσει περίπλοκες τεχνικές περιορισμού των σφαλμάτων, είναι απαραίτητο να έχουμε μια ιδέα του μεγέθους τους, ώστε να μπορούμε να αξιολογήσουμε καλύτερα τα αποτελέσματά μας.

Κατά τη διαδικασία της διακριτοποίησης στο φυσικό χώρο, τα διαφορικά προσεγγίζονται με κάποιο αριθμητικό σχήμα πεπερασμένης ακρίβειας (Μπεργελές, 1993). Το σφάλμα που σχετίζεται με την προσέγγιση αυτή λέγεται **σφάλμα αποκοπής** (truncation error ή discretization error)¹¹. Γενικά όσο μεγαλύτερης τάξεως είναι το αριθμητικό σχήμα (βλ. Versteeg & Malalasekera, 2007), τόσο μικρότερο είναι αυτό το σφάλμα¹². Ειδικότερα στην LES, μας ενδιαφέρει τα σφάλματα να έχουν χαμηλότερη επίδραση από τον υποπλεγματικό (SGS) όρο, ώστε να έχει νόημα η χρησιμοποίηση υποπλεγματικού μοντέλου. Η *a priori*¹³ ανάλυση του Ghosal (1996) για ισότροπη ομογενή τύρβη όμως έδειξε ότι το σφάλμα αποκοπής είναι σημαντικό και μάλιστα μπορεί να είναι συγκρίσιμο με τη συνεισφορά του υποπλεγματικού μοντέλου. Το σφάλμα αποκοπής μπορεί να μειωθεί με χρήση ρητών φίλτρων (Lund, 1997), αλλά όπως είπαμε ήδη, αυτά σπάνια χρησιμοποιούνται στην πράξη. Οι Chow & Moin (2003) μάλιστα έδειξαν ότι για να ελαχιστοποιηθεί το σφάλμα αποκοπής σε σχέση με τους υποπλεγματικούς όρους, χρειάζεται το φίλτρο να είναι 4 φορές μεγαλύτερο από το πλέγμα, αν το αριθμητικό σχήμα είναι δεύτερης τάξης και 2 φορές μεγαλύτερο αν το αριθμητικό σχήμα είναι τέταρτης τάξης. Έτσι μειώνουμε το σχετικό σφάλμα και υπολογίζουμε ακριβέστερες υποπλεγματικές τάσεις, αλλά όμως επιλύουμε πολύ λιγότερες δίνες (για ίδιο πλέγμα – υπολογιστικό κόστος). Σύμφωνα και με τον Lund (2003), αντί για χρήση ρητών φίλτρων για μείωση του σφάλματος, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε

¹⁰ Συνήθως συμβολίζεται με L και όχι l , αλλά γράφτηκε έτσι για να μη δημιουργηθεί σύγχυση με την εξ. (A.5.18).

¹¹ Ένα πολύ ωραίο παράδειγμα της επίδρασης αυτού του σφάλματος δίνεται από τον Pope (2000), σελ. 633: Αν χρησιμοποιήσουμε την εξίσωση του Burgers, που μπορεί να θεωρηθεί ως ένα πολύ απλοποιημένο μαθηματικό μοντέλο των Navier-Stokes, και τη διακριτοποιήσουμε με απλές πεπερασμένες διαφορές, γράφοντας όμως και τον πρώτο όρο του σφάλματος όπως προκύπτει από την ανάλυση σε σειρά Taylor, τότε προκύπτει ότι ουσιαστικά επιλύουμε μια τροποποιημένη εξίσωση που έχει μεγαλύτερη συνεκτικότητα. Άρα το σφάλμα επέδρασε σαν μια πλασματική αύξηση της συνεκτικότητας.

¹² Να σημειωθεί ότι στους μεγάλους κυματαριθμούς το σφάλμα παραμένει μεγάλο, ασχέτως της τάξεως του σχήματος (Kraichenko & Moin, 1997).

¹³ Ο όρος χρησιμοποιείται όταν εξετάζεται μόνο του το SGS μοντέλο (π.χ. συγκρίνοντας με το τι SGS τιμές έπρεπε να δίνει βάσει DNS), άσχετα με τους υπόλοιπους όρους των εξισώσεων. Τέτοιου είδους ανάλυση έκαναν και οι Kraichenko & Moin (1997). Η εξέταση των επιδράσεων εκ των υστέρων, αφού γίνεται ολόκληρη η μοντελοποίηση της ροής, αναφέρεται ως *a posteriori* και είναι πιο ολοκληρωμένη και πιο συνηθισμένη.

πυκνότερο πλέγμα, καθώς τότε τα αριθμητικά σφάλματα μετακινούνται σε μεγαλύτερους κυματαριθμούς.

Ένα άλλο, πιο δυσνόητο σφάλμα που εμφανίζεται κυρίως σε φασματικές μεθόδους είναι το **ψευδοφασματικό σφάλμα** (aliasing error), που οφείλεται στο γεγονός ότι υπολογίζουμε μη γραμμικούς όρους του φυσικού χώρου σε ένα διακριτό χώρο πεπερασμένης διάστασης (βλ. Sagaut, 2006 ή Ghosal, 1996 για περαιτέρω ανάλυση). Το σφάλμα αυτό (Canuto et al., 1988, 2006) αυξάνει αν χρησιμοποιηθούν αριθμητικά σχήματα ανώτερης τάξης (Ghosal, 1996, Kravchenko & Moin, 1997). Μπορεί ν' απαλειφθεί με ειδικές τεχνικές στο χώρο Fourier (βλ. παραπομπές 1-4 των Kravchenko & Moin, 1997), αλλά στο φυσικό χώρο η εφαρμογή ανάλογων τεχνικών έχει μεγάλο υπολογιστικό κόστος και δεν χρησιμοποιείται στην πράξη (Brandt, 2004).

Γενικά οι τεχνικές *μείωσης σφαλμάτων, από-συνέλιξης* (deconvolution) και *εφαρμογής ρητών φίλτρων*, είναι αλληλοεμπλεκόμενες.

Αξίζει να σημειωθεί ότι σε κάποιες περιπτώσεις τα αριθμητικά σφάλματα και τα λάθη μοντελοποίησης του όρου SGS μπορεί να αλληλοακυρώνονται σε κάποιο βαθμό (Vgeman et al., 1996, Geurts, 1999, Meyers et al., 2003). Σ' αυτή την περίπτωση χρήση αριθμητικών σχημάτων μεγαλύτερης τάξης ή χρήση βελτιωμένων υποπλεγματικών μοντέλων μπορεί να είναι εις βάρος της τελικής ακρίβειας της λύσης (Sagaut, 2006). Μια σχετική ανασκόπηση παρέχει ο Geurts (2006).

Εν ολίγοις και σαν γενικό συμπέρασμα από το θέμα των σφαλμάτων της διαδικασίας της LES, μπορούμε να πούμε το εξής: **Τα σφάλματα όλων των ειδών μπορεί να είναι σημαντικά και συγκρίσιμα με το υποπλεγματικό μοντέλο.** Αυτός είναι και ένας λόγος που πολλές συγκριτικές μελέτες για υποπλεγματικά μοντέλα μπορεί να έχουν αντιφατικά αποτελέσματα. Οπότε η ανάπτυξη υποπλεγματικών μοντέλων μπορεί να μην έχει και τόσο νόημα και ίσως είναι δευτερεύουσας σημασίας μπροστά σε άλλα προβλήματα της μοντελοποίησης μεγάλων δινών (Hutton, 2009). Για το λόγο αυτό στην εργασία αυτή δεν δόθηκε ιδιαίτερο βάρος στην επιλογή του υποπλεγματικού μοντέλου, με το σκεπτικό ότι αυτό θα μπορούσε να αντισταθμιστεί με χρήση λίγο πυκνότερων πλεγμάτων. Άλλωστε η πυκνωση του πλέγματος είναι πιο σίγουρη μέθοδος βελτίωσης των αποτελεσμάτων.

Παρόλο που, όπως αναφέρουν οι ερευνητές που ασχολούνται με τα σφάλματα, η χρήση ρητών φίλτρων (με χρήση φίλτρου Δ συνήθως μεγαλύτερου από το πλέγμα) έχει κάποια πλεονεκτήματα όσον αφορά την αξιολόγηση και τον έλεγχο των σφαλμάτων, σχεδόν όλοι οι ερευνητές (Sagaut, 2006, σελ. 290) στην πράξη χρησιμοποιούν μη-ρητό φίλτρο με πλάτος φίλτρου όσο το πλέγμα, αποδεχόμενοι ότι το σφάλμα μπορεί να είναι συγκρίσιμο με τους SGS όρους. Άλλωστε, όπως αναφέρει ο Sagaut (2006, σελ. 297), ασχέτως των θεωρητικών μελετών για τα σφάλματα που αναφέρονται παραπάνω, τα σφάλματα στην πράξη δεν φαίνεται να είναι τόσο μεγάλα, καθώς διαφορετικά SGS μοντέλα δίνουν διαφορετικά αποτελέσματα. Μάλιστα, αν το πλέγμα είναι αρκετά πυκνό, όσο πρέπει για να γίνει σωστή (well-resolved) LES, η συνεισφορά των SGS όρων στη συνολική λύση είναι έτσι κι αλλιώς μικρή, όποτε δεν είναι τόσο κρίσιμη οποιαδήποτε μόλυνσή τους από διάφορων ειδών σφάλματα. Στην πράξη δηλαδή έχει φανεί ότι συμφέρει να εκμεταλλευτούμε όλους τους υπολογιστικούς μας πόρους (συγκεκριμένο πλέγμα) και να λύσουμε όσο το δυνατόν περισσότερες δίνες με όσο το δυνατόν μικρότερο Δ , δηλαδή ίσο με το πλέγμα, παρά να έχουμε μεγαλύτερο Δ και μικρότερα αριθμητικά σφάλματα (βλ. και σχήμα 8.3 του Sagaut, 2006).

A.5.3. Υποπλεγματική μοντελοποίηση - μοντέλο Smagorinsky

Το σετ των εξισώσεων (A.5.13) και (A.5.14) απαιτεί τη μοντελοποίηση του όρου των υποπλεγματικών τάσεων τ_{ij}^R προκειμένου ν' αποτελέσει ένα κλειστό σύστημα εξισώσεων. Αυτό γίνεται με χρήση υποπλεγματικών μοντέλων.

Από φυσικής πλευράς, το υποπλεγματικό μοντέλο θα πρέπει να εκφράζει την επίδραση με τις μικρές κλίμακες και να παρέχει αρκετή καταστροφή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας και μάλιστα με ρυθμό που να εξαρτάται από την επιλυόμενη ροή και να μην είναι αυθαίρετος (Constantinescu, 2012a).

Όπως και στην περίπτωση της μοντελοποίησης της τύρβης των μοντέλων RANS, έτσι κι εδώ φαίνεται λογική και σύμφωνη με τη φυσική των φαινομένων, η υπόθεση να εξαρτάται η υποπλεγματική τάση από κάποιο υποπλεγματικό τυρβώδες ιξώδες και από την κλίση των ταχυτήτων. Μάλιστα, καθώς αναμένεται να είναι ισότροπες οι υποπλεγματικές τάσεις, αυτή η υπόθεση του τυρβώδους ιξώ-

δους είναι πολύ πιο στιβαρή στην LES απ' ότι στην RANS. Έτσι, κατ' αναλογία με την υπόθεση Boussinesq, ο όρος τ_{ij}^R μοντελοποιείται ως εξής:

$$\tau_{ij}^r = \tau_{ij}^R - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk}^R = 2\nu_t \bar{S}_{ij}. \quad (\text{A.5.34})$$

Χρήση της εξ. (A.5.34) κάνουν τα περισσότερα υποπλεγματικά μοντέλα που χρησιμοποιούνται στην πράξη. Ο λόγος που μοντελοποιείται μόνο το ανισοτροπικό κομμάτι του τανυστή τ_{ij}^R είναι ότι το δεξί μέλος της εξ. (A.5.34) έχει ίχνος 0, άρα και το αριστερό πρέπει να έχει ίχνος 0 (Sagaut, 2006).

Το πρόβλημα ανάγεται στον προσδιορισμό της υποπλεγματικής ν_t . Ακολουθεί ο προσδιορισμός της σύμφωνα με το μοντέλο του Smagorinsky (1963).

Η τυρβώδης υποπλεγματική συνεκτικότητα είναι λογικό, ακόμη και από τις διαστάσεις της, να υποθεθεί ότι αποτελείται από το γινόμενο μιας χαρακτηριστικής ταχύτητας q και ενός χαρακτηριστικού μήκους l_s , κατ' αναλογία με τη RANS:

$$\nu_t = l_s q. \quad (\text{A.5.35})$$

Προφανώς το χαρακτηριστικό μήκος θα είναι ανάλογο του πλάτους του φίλτρου:

$$l_s = C_s \Delta, \quad (\text{A.5.36})$$

όπου C_s η σταθερά του Smagorinsky.

Η επιλογή της χαρακτηριστικής ταχύτητας δεν είναι τόσο προφανής, αλλά κατ' αναλογία της υπόθεσης του μήκους ανάμιξης στη RANS μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η χαρακτηριστική ταχύτητα εξαρτάται από το χαρακτηριστικό μήκος και τις κλίσεις των ταχυτήτων:

$$q = l_s \bar{S}, \quad (\text{A.5.37})$$

όπου \bar{S} είναι ο φιλτραρισμένος ρυθμός παραμόρφωσης:

$$\bar{S} = \left(2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij} \right)^{1/2}. \quad (\text{A.5.38})$$

Συνδυάζοντας τις ανωτέρω σχέσεις, λαμβάνουμε το μοντέλο του Smagorinsky:

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \bar{S}. \quad (\text{A.5.39})$$

Το μοντέλο του Smagorinsky είναι το πιο απλό υποπλεγματικό μοντέλο που υπάρχει, είναι το πρώτο που παρουσιάστηκε στην LES και είναι το πιο ευρέως χρησιμοποιούμενο μέχρι σήμερα. Αποτελεί βάση για πολλά άλλα μοντέλα και συνήθως στις πρακτικές μελέτες που συγκρίνουν υποπλεγματικά μοντέλα, πάντα υπάρχει και το Smagorinsky. Αποτελεί κεντρικό σημείο της LES και είναι τόσο θεμελιώδες και βασικό που μπορεί να προκύψει με διάφορους τρόπους. Για παράδειγμα, λαμβάνοντας την κινητική ενέργεια που παρέχουν οι μεγάλες κλίμακες και εξισώνοντάς την με την ενέργεια που εισάγεται στον υποπλεγματικό χώρο η οποία τελικά θα καταστραφεί, μπορούμε πάλι να καταλήξουμε στο μοντέλο του Smagorinsky (Ferziger, 1996). Επίσης, μπορούμε να καταλήξουμε στο Smagorinsky από σχέσεις που ισχύουν στην αδρανειακή υποπεριοχή του ενεργειακού φάσματος και από θεωρίες τύρβης όπως η DIA (Direct Interaction Approximation, Leslie, 1973), η EDQNM (Eddy Damped Quasi-Normal Markovian, Lesieur, 1997), η RNG (ReNormalization Group, Yakhot & Orszag, 1986).

Σε περίπτωση τρισδιάστατων ροών με μη ομοιογενή πλέγματα, το Δ στην εξ. (A.5.39) θα πρέπει να εκτιμηθεί βάσει των επιμέρους τιμών του στους τρεις άξονες $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3$. Μπορούν να φτιαχτούν διάφορες σχέσεις για να γίνει αυτό, όπως $\Delta = (\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3)/3$ ή $\Delta = (\Delta_1^2 + \Delta_2^2 + \Delta_3^2)^{1/2}$, αλλά συνήθως επιλέγεται το πιο οικονομικό (και θεωρητικά) $\Delta = (\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3)^{1/3}$.

Για να φτάσουμε στο μοντέλο του Smagorinsky, έχουμε κάνει (σιωπηλά) τις εξής υποθέσεις (Sagaut, 2006):

1. Οι υποπλεγματικές κλίμακες επιδρούν στις επιλύμενες κυρίως ενεργειακά.
2. Ο μηχανισμός μεταφοράς ενέργειας από τις επιλύμενες στις υποπλεγματικές κλίμακες είναι παρόμοιος με το μοριακό μηχανισμό (διάχυσης).
3. Ένα χαρακτηριστικό μήκος και ένας χαρακτηριστικός χρόνος είναι αρκετά για να περιγραφούν οι υποπλεγματικές κλίμακες.
4. Υπάρχει (πλήρης) διαχωρισμός μεταξύ των υποπλεγματικών και των επιλύμενων κλιμάκων.

5. Η ροή είναι σε συνεχή ενεργειακή ισορροπία: Δεν υπάρχει συσσώρευση ενέργειας σε οποιαδήποτε συχνότητα και επίσης το σχήμα του ενεργειακού φάσματος δεν μεταβάλλεται με το χρόνο.

Για τον θεωρητικό προσεγγιστικό προσδιορισμό της σταθεράς του Smagorinsky C_s υπάρχουν διάφοροι τρόποι, που όλοι οδηγούν σε μια τιμή γύρω στο 0,2 για ομογενή τύρβη.

Σύμφωνα με τον Lilly (1967), για ροές υψηλών Re και φίλτρο στην αδρανειακή υποπεριοχή του ενεργειακού φάσματος, ξεκινώντας από την εξ. (Α.5.30), έχουμε:

$$\varepsilon \approx \langle P_r \rangle = \langle \nu_t \bar{S}^2 \rangle = l_s^2 \langle \bar{S}^3 \rangle = (C_s \Delta)^2 \langle \bar{S}^3 \rangle. \quad (\text{Α.5.40})$$

Θεωρώντας ότι έχουμε ισότροπη ομογενή τύρβη και ότι ισχύει η περιγραφή του αδρανειακού φάσματος κατά Kolmogorov (βλ. παράρτημα Α.3):

$$E(k) = C_K \varepsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{5}{3}}, \quad (\text{Α.5.41})$$

όπου C_K η σταθερά του Kolmogorov (1,4-2,2), τότε ισχύει (Sagaut, 2006, σχέση 5.39):

$$\langle \bar{S}^2 \rangle = 2 \int_0^{k_c} k^2 E(k) dk \approx \frac{3}{2} C_K \varepsilon^{\frac{2}{3}} k_c^{\frac{4}{3}}. \quad (\text{Α.5.42})$$

Αν αντικαταστήσουμε τον κυματριθμό αποκοπής $k_c = \pi/\Delta$ και κάνοντας χρήση της προσέγγισης του Lilly (1967):

$$\langle \bar{S}^3 \rangle = \langle \bar{S}^2 \rangle^{\frac{3}{2}}, \quad (\text{Α.5.43})$$

έχουμε τελικά:

$$C_s = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2}{3C_K} \right)^{\frac{3}{4}} \approx 0,17. \quad (\text{Α.5.44})$$

Η τιμή αυτή ισχύει για ομογενή τύρβη. Με τον προσεγγιστικό θεωρητικό υπολογισμό της σταθεράς C_s κλείνει το σύστημα των εξισώσεων της LES και μαζί μ' αυτό κλείνει και το κεφάλαιο «Εισαγωγή στη μεθοδολογία LES». Για την αριθμητική επίλυση των εξισώσεων, οριακές συνθήκες κτλ. γίνεται σύντομη γενική αναφορά στο κεφ. 2, ενώ για τις συγκεκριμένες μεθοδολογίες που χρησιμοποιήθηκαν στο διδακτορικό, στο κεφ. 4.

Τιμές της σταθεράς C_s που χρησιμοποιούνται σε υπολογισμούς είναι από 0,065 ως 0,23. Στην πράξη, σε ροές με διατμητικές τάσεις μια τιμή γύρω στο 0,1 (όπως το είχε πρωτοπροσδιορίσει και ο Deardorff το 1970) φαίνεται να είναι κοντά στη βέλτιστη στις περισσότερες περιπτώσεις. Μάλιστα αυτό μπορεί να υποστηριχθεί και με μαθηματική ανάλυση (Canuto & Cheng, 1997), χωρίς τις παραδοχές του Lilly (1967). Στην πραγματικότητα όμως, η σταθερά C_s δεν είναι και τόσο σταθερά, αλλά εξαρτάται από το είδος της ροής, τυχόν εξωτερικές δυνάμεις και από τοπικούς παράγοντες. Για παράδειγμα, κοντά στον τοίχο δίνει πολύ μεγάλη τιμή της ν_t , οπότε συνήθως απαιτείται ένα είδος περιορισμού της όσο πλησιάζουμε προς το στερεό όριο, που συχνά είναι ευριστικός, όπως η χρήση συνάρτησης τύπου van Driest (βλ. και κεφ. 2, 4).

Όπως φαίνεται από το αριστερό τμήμα της εξ. (Α.5.40), το μοντέλο του Smagorinsky είναι καθαρά καταστροφικό, καθώς $\nu_t \bar{S}^2 > 0$, πράγμα εν μέρει χρήσιμο που βοηθάει στην αριθμητική ευστάθεια της λύσης και στην ροή της ενέργειας προς τις μικρές κλίμακες. Όμως αυτό το γεγονός δεν επιτρέπει *ανάστροφη* ροή ενέργειας από τις μικρές κλίμακες προς τις μεγάλες (backscatter), που όπως αναφέρθηκε παραπάνω είναι δυνατόν να συμβεί τοπικά (βλ. και Piomeli et al., 1991). Αυτό κάνει προβληματική τη χρήση του μοντέλου αυτού σε στρωτές και μεταβατικές ροές (Piomeli & Zang, 1991). Παρόλα αυτά το μοντέλο του Smagorinsky συμπεριφέρεται καλά σε μεγάλο εύρος ροών και περιπτώσεων, είναι το πιο διαδεδομένο και είναι αναμφισβήτητα ένα μοντέλο ορόσημο για τη μεθοδολογία LES.

B.1. ΕΜΠΕΙΡΙΕΣ ΧΡΗΣΤΗ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ

B.1.1. Εισαγωγή

Στην παρούσα διατριβή έγιναν πάρα πολλές προσπάθειες μοντελοποιήσεων, τόσο κατά την εξέταση των εφαρμογών, όσο και κατά τη διάρκεια ανάπτυξης του κώδικα. Για κάθε αποτέλεσμα που παρουσιάζεται, υπάρχουν πολλαπλάσιες δοκιμές. Είναι χαρακτηριστικό ότι ο συνολικός αριθμός μοντελοποιήσεων που έγινε είναι τετραψήφιος. Υπάρχει λοιπόν ένας συσσωρευμένος όγκος εμπειρίας που είναι πολύ δύσκολο να μεταφερθεί έστω και μέρος του, αλλά στοιχεία του θα γραφούν παρακάτω. Περιλαμβάνονται σχόλια διαφόρων θεματολογιών, από την προσπάθεια ανάπτυξης κώδικα LES με βάση ένα κώδικα RANS, ως και τον τρόπο παρουσίασης των αποτελεσμάτων.

Το παράρτημα αυτό έχει αναγκαστικά πιο ανεπίσημο χαρακτήρα. Συμπεριλαμβάνεται επειδή ζητήθηκε από την επταμελή εξεταστική επιτροπή της διατριβής. Αυτά που γράφονται παρακάτω αποτελούν προσωπικές απόψεις για τις συγκεκριμένες περιπτώσεις που εξετάστηκαν με τον τρόπο που προσεγγίστηκαν και δεν είναι αντικειμενικές οδηγίες ή κατασταλαγμένη επιστημονική γνώση, οπότε επαφίεται στην αποκλειστική επιλογή του αναγνώστη η πιθανή εφαρμογή τους. Πιστεύεται όμως ότι μπορούν να βοηθήσουν κάποιους από τους αρχάριους, κυρίως, χρήστες της υπολογιστικής ρευστομηχανικής (ΥΡ) στις πρώτες τους προσπάθειες, ειδικά αν σκοπεύουν ν' ασχοληθούν με παρόμοιες εφαρμογές σαν αυτές της παρούσας διατριβής.

B.1.2. Ανάπτυξη κώδικα LES

Για την ανάπτυξη εκ του μηδενός κώδικα ΥΡ (CFD: Computational Fluid Dynamics) υπάρχουν αρκετά εγχειρίδια που μπορούν να βοηθήσουν, όπως για παράδειγμα των Ferziger & Peric (2002). Όμως κάτι τέτοιο παρουσιάζει αρκετές δυσκολίες, καθώς σε πολλές περιπτώσεις ο προγραμματιστής θα βρεθεί αντιμέτωπος με προβλήματα στα οποία η επιστημονική κοινότητα δεν έχει καταλήξει ποια είναι η βέλτιστη λύση και θα χρειαστεί να γίνουν λεπτές επιλογές και δοκιμές (Συράκος, 2006). Εδώ μπορεί να υπάρχει σημαντική βοήθεια από κάποιον άλλο ερευνητή που να έχει αναπτύξει προγενέστερα τέτοιο κώδικα.

Στην περίπτωση της εργασίας αυτής, υπήρχε ήδη έτοιμος ένας κώδικας RANS και αναπτύχθηκε βάσει αυτού κώδικας LES¹. Τα βήματα που ακολουθήθηκαν πιστεύεται ότι είναι λογικά και μπορούν να προταθούν ως αρχική βοήθεια σε οποιονδήποτε άλλο θέλει να επιχειρήσει να προσθέσει δυνατότητες LES σε ένα κώδικα RANS. Για να γίνει αυτό, χρειάζεται να ξέρει κανείς πώς είναι δομημένος προγραμματιστικά ο αρχικός κώδικας. Τα βήματα είναι περιληπτικά τα εξής:

- Επιλογή μιας περίπτωσης για έλεγχο της προόδου του κώδικα. Η αρχική γεωμετρία για δοκιμές και ανάπτυξη του κώδικα προτείνεται να είναι η πλήρως ανεπτυγμένη ροή σε κανάλι παραλλήλων πλακών. Η περίπτωση αυτή ήταν ιστορικά η πρώτη που μελετήθηκε με LES και είναι η συνηθέστερη που εξετάζεται σε υλοποίηση νέου κώδικα LES.

- Υλοποίηση, εάν δεν υπάρχει, του αριθμητικού σχήματος κεντρικών διαφορών (και φραγμένων κεντρικών διαφορών), και δοκιμή του.

- Ανάπτυξη κυκλικών οριακών συνθηκών. Το βήμα αυτό είναι κρίσιμο και στην εργασία αυτή ήταν από τα πιο χρονοβόρα. Θέλει προσοχή, γενική εικόνα όλου του κώδικα και συστηματική δουλειά, γιατί είναι εύκολο να γίνουν λάθη. Η υλοποίηση μπορεί να γίνει με άμεσο τρόπο, ορίζοντας σα γειτονικό κελί του τελευταίου το πρώτο σε μια κατεύθυνση, ή με έμμεσο τρόπο, ανταλλάσσοντας δεδομένα μεταξύ των κελιών και βάζοντας την κατάλληλη οριακή συνθήκη στα σύνορα, όπως έγινε στην εργασία αυτή. Μπορεί να εξυπηρετεί και η χρήση εικονικών κελιών σε συνέχεια των συνοριακών (Γρηγοριάδης, 2003). Η ακριβής υλοποίηση εξαρτάται από τον κώδικα.

- Έλεγχος σωστής λειτουργίας των κυκλικών οριακών συνθηκών δοκιμάζοντάς τες σε μοντελοποίηση πλήρως ανεπτυγμένης ροής σε κανάλι παραλλήλων πλακών. Ο τρόπος που προτείνεται να γίνει αυτό είναι ο εξής: Στις αρχικές συνθήκες να τοποθετηθεί ένας μεγάλος ψευδοστρόβιλος με άξονα παράλληλο στην κύρια κατεύθυνση της ροής. Αν μετά από λίγο ο στρόβιλος δεν περάσει στην

¹ Αυτή η διαδικασία είναι πολύ ευκολότερη από την ανάπτυξη εκ του μηδενός κώδικα, καθώς υπάρχουν έτοιμα η αρχικοποίηση, ο χειρισμός της γεωμετρίας, οι προς επίλυση εξισώσεις με τη διακριτοποίησή τους, ο επιλύτης του συστήματος, το τμήμα χειρισμού των μεταβλητών και εγγραφής των αρχείων εξόδου κ.ά.

είσοδο του πεδίου ροής όπως βγήκε από την έξοδο, σημαίνει ότι η υλοποίηση των κυκλικών συνθηκών δεν είναι σωστή.

- Υλοποίηση μεθόδου ελέγχου της ροής στο κανάλι. Η συνηθέστερη μέθοδος είναι η εισαγωγή ως οδηγούσας δύναμης μιας κλίσης πίεσης (η τιμή της οποίας θα δίνεται από το χρήστη) στις εξισώσεις διατήρησης της ορμής. Στην εργασία αυτή υλοποιήθηκε και η πιο αποδοτική μέθοδος καθορισμού και διόρθωσης της παροχής μάζας στην είσοδο (§4.3.3) και αυτή χρησιμοποιήθηκε στις εφαρμογές.

- Υλοποίηση υποπλεγματού μοντέλου. Συνήθως στους κώδικες RANS από το μοντέλο τύρβης προκύπτει η τυρβώδης συνεκτικότητα για χρήση στις εξισώσεις μεταφοράς. Στην περίπτωση της μεθοδολογίας LES, θεωρούμε την τυρβώδη συνεκτικότητα ως υποπλεγματού συνεκτικότητα και αντί για μοντέλο τύρβης, υλοποιούμε το υποπλεγματού μοντέλο. Για αρχή αλλά και για γενική χρήση προτείνεται το απλό μοντέλο Smagorinsky, που είναι και εύκολο να προγραμματιστεί.

- Δοκιμή αν προκύπτει τύρβη. Με το στρόβιλο ως αρχική συνθήκη, μοντέλο Smagorinsky, κυκλικές οριακές συνθήκες και σχήμα κεντρικών διαφορών, πρέπει μετά από κάποια περάσματα από το κανάλι να προκύψουν υψίσυχνες διακυμάνσεις της ταχύτητας που να διατηρούνται. Αν επιτευχθεί αυτό, ένα κρίσιμο μέρος της ανάπτυξης έχει ολοκληρωθεί.

- Υλοποίηση, αν δεν υπάρχει, χρονικού σχήματος διακριτοποίησης δευτέρας τάξεως ακρίβειας, όπως το Crank-Nicolson (§4.4.2).

- Εισαγωγή διαδικασίας λήψης στατιστικών μέσων όρων των μεταβλητών που μας ενδιαφέρουν, καθώς εξελίσσεται η μοντελοποίηση (§4.4.3).

- Τροποποίηση του μοντέλου Smagorinsky ώστε να υπάρχει διόρθωση της τιμής της υποπλεγματού συνεκτικότητας κοντά στο στερεό όριο (§4.2).

- Λεπτομερής επίλυση του καναλιού (βλ. κεφ. 5) ακολουθώντας τις οδηγίες της βιβλιογραφίας και σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα. Αν οι τάσεις προκύπτουν σωστές, τότε ήδη έχουμε ένα κώδικα LES. Για μεγαλύτερη σιγουριά μπορεί να υπολογιστεί και το ενεργειακό φάσμα, το οποίο πρέπει να παρουσιάζει τυπική μορφή φάσματος κώδικα LES. Επιπλέον συγκρίσεις με στατιστικά ανώτερης τάξης και με άλλες γεωμετρίες θα χρειαστούν για περαιτέρω αξιολόγηση του κώδικα.

- Επιπλέον εργασίες και βελτιώσεις αφορούν πρόσθετα χαρακτηριστικά του κώδικα. Τέτοια είναι για παράδειγμα η εισαγωγή συναρτήσεων τοίχου για την περίπτωση μοντελοποίησης μεγάλων Reynolds (§4.3.1), η εισαγωγή μη-αντανακλαστικών οριακών συνθηκών (§4.3.2) που χρειάζονται συχνά στην LES, η εισαγωγή μεθόδου τεχνητής ψευδοτύρβης για χρήση ως οριακής συνθήκης εισόδου στην περίπτωση που δεν μπορούν να εφαρμοστούν οι κυκλικές οριακές συνθήκες (π.χ. η μέθοδος τύπου Langevin της εργασίας αυτής, §4.3.4), η παραλληλοποίηση του κώδικα (§4.4.4), κτλ.

Ένας κώδικας LES βέβαια συνέχεια μπορεί να βελτιώνεται και να επεκτείνεται, με την εισαγωγή νέων μοντέλων. Όσον αφορά το προγραμματιστικό κομμάτι, μια οδηγία είναι να γράφεται το πρόγραμμα όσο γίνεται πιο γενικό, με χρήση πιο αφηρημένων μεθόδων, κάτι που μπορεί να βοηθήσει πολύ σε μελλοντικές προσθήκες. Επίσης να γίνεται εκτενής χρήση σχολίων μέσα στον κώδικα, καθώς συχνά ούτε ο ίδιος ο προγραμματιστής δε θυμάται τις επιλογές του.

B.1.3. Εφαρμογές

B.1.3.1. Γενικές παρατηρήσεις

Από την συνολική εμπειρία που αποκτήθηκε, μπορούν ν' απομονωθούν κάποιες γενικές σκέψεις του γράφοντος για την ΥΡ (CFD) και τη χρήση της:

ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΡΟΕΤΟΙΜΑΣΙΑ ΤΗΣ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗΣ:

- Επειδή για να γίνουν μοντελοποιήσεις ΥΡ, θα χρειαστεί οπωσδήποτε να γίνει χρήση ηλεκτρονικού υπολογιστή (H/Y), είναι απαραίτητο πριν ξεκινήσει κανείς να έχει εξασφαλίσει τον κατάλληλο εξοπλισμό. Στο θέμα αυτό γίνεται αναφορά παρακάτω (§B.1.3.2).

- Προ της χρήσης της ΥΡ χρειάζεται απόλυτη κατανόηση του προβλήματος προς εξέταση και επιβεβαίωση ότι είναι καλά ορισμένο και επιδέχεται μοναδική λύση.

- Η λεπτομερής ανασκόπηση της βιβλιογραφίας είναι απαραίτητη. Ο μελετητής έτσι θ' αποκτήσει γνώσεις για το αντικείμενο που θέλει ν' ασχοληθεί και θα εξετάσει μήπως το πρόβλημα που τον απασχολεί έχει ήδη λυθεί από άλλους. Επίσης η ανασκόπηση χρειάζεται για να βοηθηθεί ο χρήστης στις επιλογές του, αποκτώντας εμπειρία από άλλους ερευνητές. Σημειώνεται εδώ ότι μπορεί κάθε μοντελοποίηση ΥΡ της βιβλιογραφίας να έχει τα αδύνατά της σημεία, αλλά τελικά από το σύνολο των

σχετικών δημοσιεύσεων μπορεί ο ενδιαφερόμενος να καταλάβει τα φυσικά φαινόμενα που διέπουν το πρόβλημά του και τις επιλογές που πρέπει να κάνει ώστε να οδηγηθεί σε κατά το δυνατόν σωστή λύση. Η χρήση των δοκιμασμένων επιλογών της βιβλιογραφίας εμπεριέχει και μικρότερο κίνδυνο αποτελεσμάτων μειωμένης αξιοπιστίας.

– Χρειάζεται όσο το δυνατόν ακριβέστερος προσδιορισμός των φυσικών οριακών συνθηκών. Σε άπειρα προβλήματα ΥΡ οι προς επίλυση εξισώσεις είναι ίδιες και οι διαφορές προκύπτουν μόνο από τις διαφορετικές οριακές συνθήκες (συμπεριλαμβάνεται και η γεωμετρία).

– Ο χρήστης πρέπει να σκεφτεί την ακρίβεια λύσης που επιθυμεί. Κάποια προβλήματα στα οποία χρειάζεται απλά μια εκτίμηση μπορούν να επιλυθούν με απλούστερες μεθόδους και παραδοχές, οπότε αποφεύγεται ή απλοποιείται η χρήση της ΥΡ.

– Είναι επιθυμητό ο μελετητής να είναι εξοικειωμένος με τον κώδικα που θα χρησιμοποιήσει όσο το δυνατόν καλύτερα. Είναι προτιμότερο να γίνει μια μοντελοποίηση με κατώτερο κώδικα από τον οποίο όμως να έχει μεγαλύτερη εμπειρία ο χρήστης και για τον οποίο να είναι απόλυτα ξεκάθαρο το τι σημαίνει η κάθε επιλογή που γίνεται στα αρχεία εισόδου του. Απ' αυτής της πλευράς, φαίνεται να υπερέχουν τα προγράμματα στα οποία ο χρήστης έχει πρόσβαση στον πηγαίο κώδικα, οπότε μπορεί να δει ακριβώς την προγραμματιστική υλοποίηση της κάθε μεθόδου.

– Η εκμάθηση ενός άγνωστου για τον μελετητή προγράμματος ΥΡ επιταχύνεται πολύ αν προηγηθεί μια εισαγωγική παρουσίασή του από κάποιον έμπειρο χρήστη του που έχει ασχοληθεί με παρόμοιες μοντελοποιήσεις. Επίσης βοηθάει η επανάληψη περιπτώσεων που έχουν μοντελοποιηθεί επιτυχώς στο παρελθόν, όπως αυτών που παρουσιάζονται στο εγχειρίδιο χρήσης του κώδικα.

– Όσον αφορά το ποια είναι η καταλληλότερη μεθοδολογία επίλυσης (RANS ή LES), έχουν γίνει πολλές αναφορές στο κύριο μέρος της εργασίας αυτής. Γενικά η επιλογή εξαρτάται από το πρόβλημα, τους στόχους και τους διαθέσιμους πόρους. Η LES είναι καταλληλότερη για χρονικά μεταβαλλόμενα πεδία ροής στα οποία μας ενδιαφέρουν τα δυναμικά φαινόμενα ή σε περιπτώσεις δύσκολων ροών, όπου η RANS αποτυγχάνει. Στις περισσότερες καθημερινές περιπτώσεις όμως που ενδιαφέρει μόνο το πώς συμπεριφέρεται ενδεικτικά η μέση ροή, προτιμάται η RANS, η οποία μπορεί να είναι τάξεις μεγέθους πιο γρήγορη, χωρίς συνήθως να χάνει πολύ σε ακρίβεια σε σχέση με την LES.

– Σε περίπτωση που ο μελετητής θέλει να δοκιμάσει τον κώδικά του έναντι πειραματικών δεδομένων, μπορούν να χρησιμοποιηθούν διάφορα πειράματα από πηγές που αναφέρονται στην §3.2.5. Γενικά πρέπει να προτιμώνται μετρήσεις που έχουν χρησιμοποιηθεί και από άλλους ερευνητές ή πειράματα για τα οποία υπάρχει σαφής εικόνα της ποιότητά τους. Επίσης καλό θα ήταν να διασταυρωθεί και από κάποιον άλλο πειραματιστή ότι όντως το πείραμα που έχουμε υπόψη μας να μοντελοποιήσουμε είναι αξιόπιστο. Η δυνατότητα επικοινωνίας με τους ερευνητές που εκτέλεσαν το αρχικό πείραμα είναι κάτι που μπορεί ν' αποδειχθεί πολύ χρήσιμο στις περισσότερες περιπτώσεις.

– Σε αρκετές περιπτώσεις (και της εργασίας αυτής), η επιλογή του αν θα γίνει η μοντελοποίηση σε πλήρη (πραγματική) ή σε μειωμένη (π.χ. αεροσήραγγας) κλίμακα φαίνεται σημαντική. Ένας λόγος είναι η εφαρμογή των συναρτήσεων τοίχου: μπορεί για παράδειγμα σε μειωμένη κλίμακα να είναι δύσκολο να επιτευχθεί ανεξαρτησία πλέγματος (λόγω μικρού y^+ που δεν θα επιτρέπει την περαιτέρω πυκνώση του πλέγματος με σωστή εφαρμογή των συναρτήσεων τοίχου), οπότε αυτό να ωθήσει στη μοντελοποίηση σε πλήρη κλίμακα. Μπορεί να συμβεί και το αντίστροφο: να επιλεγεί η μειωμένη κλίμακα με το επιχείρημα ότι σε πλήρη κλίμακα θα προέκυπτε πολύ μεγάλο y^+ . Μια μοντελοποίηση του ίδιου προβλήματος σε πλήρη και σε μικρή κλίμακα δεν είναι βέβαιο ότι θα οδηγήσει στην πράξη σε ακριβώς ίδια αποτελέσματα. Το θέμα αυτό δεν έχει διερευνηθεί αρκετά και χρειάζονται δοκιμές.

– Συνήθως δίνεται στο χρήστη η δυνατότητα να επιλέξει ποιες μεταβλητές ολόκληρου του πεδίου ροής θα καταγράφει το πρόγραμμα σε διάφορες χρονικές στιγμές ή στο τέλος της μοντελοποίησης. Η επιλογή είναι σημαντική, καθώς αν από την επεξεργασία φανεί ότι θα χρειαζόταν κάποια ακόμη μεταβλητή για καλύτερη κατανόηση των φαινομένων, θα πρέπει να ξαναγίνει η μοντελοποίηση. Από την άλλη πλευρά, η αποθήκευση υπερβολικά πολλών μεταβλητών και χρονικών στιγμών, κοστίζει σε χώρο δίσκου και πολύτιμο χρόνο για μεταφορές, αποθηκεύσεις, συμπίεσεις και αντίγραφα αρχείων εξόδου. Προτείνεται λοιπόν στις αρχικές δοκιμαστικές μοντελοποιήσεις να επιλέγονται κάποιες ενδιάμεσες χρονικές στιγμές για παρακολούθηση της μοντελοποίησης, αλλά να σώζονται μόνο οι βασικές μεταβλητές και αυτές αν είναι δυνατόν όχι σε κάθε κελί. Στις τελικές μοντελοποιήσεις προτείνεται, (αν δεν υπάρχει ιδιαίτερος λόγος για κάτι διαφορετικό, όπως η δημιουργία βίντεο με παρακολούθηση της χρονικής εξέλιξης των φαινομένων) να καταγράφονται τ' αποτελέσματα μόνο στην τελευταία χρονική στιγμή, αποθηκεύοντας όλες τις μεταβλητές που πιθανόν να χρειαστούν.

– Η επιλογή των θέσεων των αισθητήρων και των μεταβλητών που θα καταγράφουν μπορεί να είναι καθοριστική για την μετα-επεξεργασία. Εκτός από τα σημεία ενδιαφέροντος, προτείνεται να σκορπιστούν και κάποιοι ενδεικτικοί αισθητήρες σε όλο το πεδίο ροής. Στην LES, αν ενδιαφερόμαστε για μετα-επεξεργασία χρονοσειρών, καλό θα ήταν να είναι σταθερό το χρονικό βήμα κατά τη διάρκεια της μοντελοποίησης και ο χρόνος καταγραφής των αισθητήρων να είναι μικρό πολλαπλάσιό του.

ΓΙΑ ΤΗ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ:

– Για τον καθορισμό του χωρίου υπολογισμού προτείνεται ν' ακολουθηθούν οι επιλογές της βιβλιογραφίας και οι γενικές οδηγίες που αναφέρονται σε διάφορα εγχειρίδια (βλ. §3.2.5). Στα σημεία που υπάρχουν αμφιβολίες, μπορούν να γίνουν δοκιμές. Υπόψη ότι οι οδηγίες δεν είναι απόλυτες. Για παράδειγμα με μια πιο προηγμένη οριακή συνθήκη εξόδου, όπως η μη-αντανακλαστική, είναι δυνατόν να μειωθεί το μέγεθος του χωρίου προς τα κατάντη της ροής. Μετά το πέρας της μοντελοποίησης πρέπει να γίνεται έλεγχος μήπως τυχόν οι διαστάσεις του χωρίου έχουν επιδράσει στο κύριο πεδίο ροής. Η λεπτομερής παρακολούθηση της αλλαγής των τιμών των μεταβλητών προς τα όρια του χωρίου μπορεί να βοηθήσει σ' αυτό. Σε ειδικές περιπτώσεις ο χρήστης μπορεί μετά από παραμετρική ανάλυση να επιλέξει κάτι διαφορετικό από τα προτεινόμενα. Για παράδειγμα, στην τελική μοντελοποίηση του Michel-Stadt, το ύψος του χωρίου υπολογισμού είναι μικρότερο απ' το συνιστώμενο στις οδηγίες, καθώς μετά από παραμετρική ανάλυση προσδιορίστηκε η επίδραση του συγκεκριμένου ύψους στα αποτελέσματα. Επιλέχθηκε λοιπόν να χαθεί κάποια ακρίβεια στην ταχύτητα πάνω από τα κτίρια, προκειμένου να μπορεί να είναι πιο πυκνό το πλέγμα μέσα στην πόλη και να μελετηθούν τα τυρβώδη φαινόμενα με μεγαλύτερη λεπτομέρεια.

– Ένα ζήτημα που θ' αντιμετωπίσει ο χρήστης, ειδικά σε αστικές ροές, είναι η επιλογή του επιπέδου λεπτομέρειας αναπαράστασης της γεωμετρίας (Blocken et al., 2012). Γενικά εκεί που υπάρχουν πηγές ή σε σημεία έντονου ενδιαφέροντος, τ' αντικείμενα πρέπει να περιγράφονται με τη μέγιστη δυνατή ακρίβεια. Επίσης, από τις μελέτες του κεφ. 8, έγινε σαφές ότι μια μικρή αλλαγή στη γεωμετρία μπορεί να επιφέρει δραματικές αλλαγές στη ροή. Επιπλέον, είναι γεγονός ότι η συμπεριφορά της ροής σε ένα σημείο είναι δυνατόν να καθορίζεται από ένα μακρινό συμβάν προς τα ανάντη της ροής (βλ. κεφ. 10). Στην πράξη όμως, επειδή τα περιστατικά αυτά πιστεύεται ότι είναι σπάνια, επειδή δεν είναι δυνατόν να λαμβάνεται όλη η γεωμετρία με απόλυτη λεπτομέρεια και επειδή τίθενται πάντα περιορισμοί στην ακρίβεια περιγραφής των στερεών λόγω του πλέγματος, μπορεί κανείς όσο απομακρύνεται από το σημείο ενδιαφέροντος να λαμβάνει σταδιακά υπόψη τα κτίρια πιο χονδροειδώς, ειδικά αν δεν είναι καταγεγραμμένη από πριν η γεωμετρία τους. Σε μεγαλύτερες αποστάσεις μπορούν να ληφθούν ομάδες κτιρίων ή και ολόκληρη η υπόλοιπη πόλη, ως ένα κτίριο (βλ. Koutsourakis et al., 2005). Στο σημείο αυτό είναι καθοριστική η εμπειρία του χρήστη, ώστε με το λιγότερο κόπο να λάβει υπόψη του τα κύρια στοιχεία που μπορεί να επηρεάσουν (ψηλά κτίρια, δρόμους που κατευθύνονται προς την περιοχή ενδιαφέροντος κτλ.). Σε σχετική μελέτη των Bou-Zeid et al. (2009) για την επίδραση του επιπέδου λεπτομέρειας αναπαράστασης της γεωμετρίας της Πολυτεχνειούπολης της Λωζάνης, διαπιστώθηκε ότι όσον αφορά τη μακροσκοπική επίδραση, οι λεπτομέρειες των κτιρίων δεν διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο, αρκεί να έχουν το ίδιο ποσοστό μπλοκαρίσματος της ροής.

– Ο χρήστης έχει δύο επιλογές σχετικά με τη δημιουργία των δεδομένων εισόδου του κώδικα: Η πρώτη είναι να βασιστεί στην πιο κοντινή σχετική περίπτωση από προηγούμενες μοντελοποιήσεις, αν υπάρχουν και να κάνει αλλαγές. Η δεύτερη είναι να ξεκινήσει όλη τη διαδικασία δημιουργίας πλέγματος, χορήγησης δεδομένων κτλ. από την αρχή. Γενικά η πρώτη διαδικασία είναι πιο σύντομη, αλλά προτείνεται η δεύτερη ως πιο σίγουρη (εκτός αν κάνουμε παραμετρική ανάλυση). Ο χρήστης βέβαια, για να διευκολυνθεί, μπορεί να κοιτάει τις επιλογές άλλων μοντελοποιήσεων.

– Για τα δεδομένα της μοντελοποίησης και τον καθορισμό των αρχείων εισόδου της, καλό είναι ν' ακολουθηθεί η σειρά που προτείνεται από τον κατασκευαστή του κώδικα. Για παράδειγμα, στο ADREA-HF η προτεινόμενη σειρά παρέχεται σε δενδροειδή μορφή στο EDes και σε περιληπτική αναφορά περιλαμβάνει: Ορισμό κτιρίων, ορισμό πηγών, ορισμό χωρίου υπολογισμού και πλέγματος, ορισμό χαρακτηριστικών και οριακών συνθηκών των περιοχών (regions), αντιστοίχιση των οριακών επιφανειών σε περιοχές, επιλογές του επιλύτη (όπως μεθοδολογία επίλυσης, χρόνος προσομοίωσης, αριθμητικά σχήματα, μοντέλα τύρβης, καθορισμός συχνότητας εγγραφής δεδομένων εξόδου), ορισμός των αισθητήρων. Υπόψη ότι σε αρκετούς κώδικες τα ενσωματωμένα προγράμματα δημιουργίας πλέγματος δεν είναι ούτε τόσο εύχρηστα, ούτε τόσο αποδοτικά και αποτελεσματικά όσο ένα ειδικευμένο πρόγραμμα κατασκευής πλέγματος. Στο ADREA-HF δεν τίθεται τέτοιο θέμα επειδή λόγω του τρόπου

χειρισμού της γεωμετρίας το πλέγμα είναι απλό και οι ενσωματωμένες δυνατότητες δημιουργίας πλέγματος επαρκούν.

– Όπως είναι γνωστό, η κατασκευή του (δομημένου σ' αυτή την εργασία) πλέγματος μπορεί να επηρεάσει σε μεγάλο βαθμό την ποιότητα των αποτελεσμάτων. Ακόμη και στο ADREA-HF που εισάγει τη γεωμετρία στο πλέγμα, υπήρχαν περιπτώσεις όπου φάνηκε η κρίσιμότητα του σχεδιασμού του. Για παράδειγμα, στο κεφ. 9, η ευθυγράμμιση του πλέγματος κυρίως με την πηγή, αλλά και με τα στερεά όρια και τα ανοίγματα, έδωσε καλύτερα αποτελέσματα. Γενικά, στα σημεία ενδιαφέροντος και εκεί που αναμένεται να είναι δύσκολος ή κρίσιμος ο υπολογισμός της ροής, είναι καλό να έχουμε πυκνότερο πλέγμα. Όσον αφορά το λόγο πυκνώσης, στην εργασία αυτοί λόγοι μικρότεροι από 1,1 για RANS και 1,06 για LES δεν φάνηκαν να δημιουργούν πρόβλημα στην ακρίβεια των αποτελεσμάτων. Στα σημεία ενδιαφέροντος, περίπλοκων ροϊκών φαινομένων ή κοντά στην πηγή, προτείνεται ομοιόμορφο πλέγμα ή λόγος επέκτασης μέχρι 1,02. Ειδικότερα για την LES, πρέπει να έχουμε όσο πιο ομοιόμορφο πλέγμα γίνεται. Επίσης η χρήση εναλλακτικών πλεγμάτων βοηθάει πάντα στην εκτίμηση της ακρίβειας των αποτελεσμάτων: μεγάλες διαφορές μπορεί να σημαίνουν ότι χρειάζεται πυκνότερο πλέγμα ή καλύτερο αριθμητικό σχήμα ώστε να έχουμε σωστά αποτελέσματα. Υπόψη ότι κανονικά χρειάζεται πλήρης μελέτη ανεξαρτησίας πλέγματος (όπως έχει γίνει στο κεφ. 7), αλλά αυτό δεν είναι πάντα εφικτό, ειδικά στην LES. Στη μεθοδολογία LES, ο κατάλληλος αριθμός κελιών μπορεί να εκτιμηθεί αρχικά από τις επιλογές της βιβλιογραφίας.

– Στις οριακές συνθήκες, συνήθως οι κλασσικές επιλογές της βιβλιογραφίας οδηγούν και σε ασφαλέστερα αποτελέσματα. Πάντα όμως μπορούν να γίνουν παραμετρικές μελέτες για μεγαλύτερη σιγουριά. Στην κλασσική περίπτωση αστικών ροών, όπου έχουμε συγκεκριμένη είσοδο και επ' άπειρον άνεμο, φάνηκε ότι τ' αποτελέσματα είναι ευαίσθητα τόσο στο προφίλ ταχύτητας και τυρβώδους κινητικής ενέργειας στην είσοδο, όσο και στην ταχύτητα και την τυρβώδη κινητική ενέργεια στο άνω όριο του χωρίου υπολογισμού. Στις περιπτώσεις που δίνεται τιμή της ταχύτητας στο άνω όριο του χωρίου πρέπει να επιλεγεί με προσοχή και να γίνει εκ των υστέρων έλεγχος ώστε να φανεί ότι δεν υπάρχει απότομη επιτάχυνση ή επιβράδυνση της ροής στα αμέσως χαμηλότερα κελιά από τα οριακά² (βλ. και §3.2.5).

– Στο θέμα των οριακών συνθηκών υπάρχουν επιπλέον παρατηρήσεις. Για παράδειγμα, οι μη-αντανεκλαστικές οριακές συνθήκες έκαναν δυνατές μοντελοποιήσεις που είχαν δυσκολίες στη σύγκλιση (κεφ. 9) και γενικότερα παρουσιάζουν πλεονεκτήματα στην LES. Οι συνθήκες αυτές μπορούν ενίοτε να χρησιμοποιούνται αντί για συνθήκη Neumann και σε απλές μοντελοποιήσεις RANS. Σε γενικές γραμμές όσο περισσότερο προσεγγίζουν οι οριακές συνθήκες τις Navier-Stokes, τόσο προτιμότερες είναι.

– Στο ADREA-HF υπάρχει και η οριακή συνθήκη δεδομένης τιμής χωρίς διάχυση (τύπου Γ στην §4.3.2). Αυτή είναι ισοδύναμη με μια πιο αυστηρή οριακή συνθήκη τύπου Dirichlet και οδηγεί σε μεγαλύτερη ακρίβεια, κυρίως όταν χρησιμοποιείται για πηγές (τζετ) ρύπου.

– Όσον αφορά την LES, οι κυκλικές οριακές συνθήκες είναι μια κλασσική επιλογή που έχει το πλεονέκτημα παραγωγής τύρβης κατευθείαν από τις Navier-Stokes. Όμως η μοντελοποίηση αργεί να φτάσει σε στατιστικά σταθερή κατάσταση, παρουσιάζει αποκλίσεις από κάποια φυσικά χαρακτηριστικά της ροής (βλ. §2.6.3.2 και §4.3.3) και κυρίως οι κυκλικές οριακές συνθήκες δε μπορούν να εφαρμοστούν σε όλες τις γεωμετρίες. Στην περίπτωση αυτή μια απλή οριακή συνθήκη τύπου Langevin (§4.3.3), που δημιουργεί ψευδοτύρβη στην είσοδο του υπολογιστικού χωρίου, φαίνεται να επαρκεί για ικανοποιητική επίλυση του πεδίου ροής.

– Σε μοντελοποιήσεις LES, στο άνω όριο του πεδίου ροής δε συστήνεται η συμμετρική οριακή συνθήκη, καθώς καταπνίγει την τύρβη. Αντ' αυτής, προτείνεται να χρησιμοποιηθεί μια οριακή συνθήκη τεχνητής ψευδοτύρβης, όπως η οριακή συνθήκη τύπου Langevin.

– Σε περίπτωση που ο χρήστης επιλέξει να χρησιμοποιήσει οριακή συνθήκη τύπου Langevin στην είσοδο ή/και στο άνω όριο του πεδίου ροής, προτείνονται τα εξής:

² Στο θέμα των οριακών συνθηκών RANS στο άνω όριο, έγιναν και κάποιες επιπλέον δοκιμές που οδήγησαν σε κάποιες αρχικές διαπιστώσεις. Για παράδειγμα, καθορίζοντας μόνο τα στοιχεία του άνω ορίου (ταχύτητα, k και ϵ), με συνθήκες Neumann στην είσοδο, πάλι είναι δυνατόν να οδηγηθούμε σε αποδεκτή λύση. Αυτό όμως δε συνιστάται ως πάγια πρακτική, καθώς η ροή έτσι δεν ελέγχεται πλήρως. Δοκιμάστηκαν επίσης περιπτώσεις με ή χωρίς ταχύτητα W στο άνω όριο, ελεύθερης ή δεδομένης ταχύτητας U , καθορισμού της πίεσης αντί της ταχύτητας κ.ά. Το γενικό συμπέρασμα είναι ότι συχνά εκ του αποτελέσματος μπορούμε να δούμε αν μια οριακή συνθήκη δούλεψε ικανοποιητικά, παρατηρώντας με προσοχή τη συμπεριφορά της ροής κοντά στο όριο. Αυτό βοηθά γενικότερα στο ν' αποκαλυφθούν ενίοτε ατέλειες της μοντελοποίησης.

- Προσδιορισμός από το πείραμα ή καλύτερη δυνατή εκτίμηση σε κάθε σημείο της εισόδου για κάθε συνιστώσα ταχύτητας (κυρίως για την U) των εξής παραμέτρων: μέση τιμή ταχύτητας, διακύμανση (σ), ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου και εάν είναι δυνατόν και χωρικές κλίμακες.

- Για αρχή, προτείνεται να γίνει χρήση της εξίσωσης τύπου Langevin με τιμή του παράγοντα εντοπιότητας $r = 1$, δηλαδή λαμβάνοντας υπόψη μόνο τις χρονικές συσχετίσεις.

- Για αρχή προτείνεται να δοθούν διαταραχές μόνο στην κύρια συνιστώσα U της ταχύτητας. Προτείνεται η διακύμανση της μιας αυτής συνιστώσας να δοθεί τέτοια ώστε η τυρβώδης κινητική ενέργεια να προκύπτει ίση με τη συνολική τυρβώδη κινητική ενέργεια του πειράματος απ' όλες τις συνιστώσες της ταχύτητας. Στο Michel-Stadt αυτό ισοδυναμούσε με περίπου διπλάσια διακύμανση απ' ότι η πειραματική σ_u .

- Σε ροή σε κανάλι, το μήκος του χωρίου για πλήρη ανάπτυξη της τύρβης προτείνεται να είναι για ασφάλεια εξαπλάσιο από το μήκος που θα επέλεγε κανείς αν χρησιμοποιούσε κυκλικές οριακές συνθήκες. Μεταφέροντας αυτή την εμπειρία σε αστικές ροές, θα λέγαμε προσεγγιστικά ότι το μήκος του εισαγωγικού χωρίου πρέπει να είναι μικρό πολλαπλάσιο του μήκους της περιοχής ενδιαφέροντος. Αυτό μπορεί να μην είναι εφικτό λόγω του μεγάλου υπολογιστικού κόστους. Στην περίπτωση αυτή, προτείνεται να τοποθετηθεί η είσοδος όσο πιο κοντά γίνεται στο κύριο τμήμα του υπολογιστικού χωρίου, ώστε να μην προλάβουν ν' αλλάξουν σε μεγάλο βαθμό τα τυρβώδη χαρακτηριστικά που χορηγούνται, εν γνώσει του μελετητή ότι τ' αποτελέσματα θα είναι προσεγγιστικά (υποεκτίμηση της τύρβης, ιδίως στα μέσα ύψη).

- Για αποφυγή αφύσικου θορύβου στη στροβιλότητα, ιδίως στα μεγάλα ύψη, μπορεί να χρησιμοποιηθεί παράγοντας εντοπιότητας r μικρότερος από 1, εκτιμούμενος από τις κλίμακες χώρου. Αν οι κλίμακες χώρου είναι αδύνατον να εκτιμηθούν, προτείνεται χρήση μεγάλης τιμής του r , όπως 0,99.

- Ο χρήστης μπορεί να δοκιμάσει την οριακή συνθήκη τύπου Langevin και στις τρεις συνιστώσες της ταχύτητας, κάτι που παρουσιάζει κάποια πλεονεκτήματα, όπως πιο φυσικά προφίλ τάσεων.

- Σε μοντελοποιήσεις LES, για μη-χρονικά μεταβαλλόμενα προβλήματα, μπορεί να δοθεί μια μεγάλη διαταραχή στο κέντρο του πεδίου ροής, ώστε να διευκολυνθεί η μετάβαση σε τύρβη και να μειωθεί ο υπολογιστικός χρόνος, ιδίως εάν χρησιμοποιούνται κυκλικές οριακές συνθήκες. Ακόμη κι αν είναι αφύσικη η διαταραχή, πολύ σύντομα αυτό διορθώνεται από την επίλυση των εξισώσεων, ενώ επιπλέον παράγεται και τύρβη. Αν το πρόβλημα είναι χρονικά μεταβαλλόμενο, όπως η έκλυση και διασπορά υδρογόνου σε περιορισμένο χώρο, δεν είναι εύκολο να δοθεί αρχική διαταραχή χωρίς να μεταβάλλει το πεδίο ροής και ο χρήστης πρέπει ν' αποδεχθεί ότι οι πρώτες στιγμές της μοντελοποίησής του μπορεί να μην δίνουν ακριβή αποτελέσματα.

- Η αρχικοποίηση μοντελοποίησης LES από αποτελέσματα RANS δεν φάνηκε να παρουσιάζει αξιολογικά πλεονεκτήματα στις περιπτώσεις που δοκιμάστηκε, οπότε δε συνιστάται για γενική χρήση, εκτός ειδικών περιπτώσεων.

- Σε περίπτωση χρήσης συναρτήσεων τοίχου, έγινε σαφές ότι για αστικές ροές υπερτερούν οι συναρτήσεις τύπου τραχέως τοίχου, που κάνουν χρήση του ύψους τραχύτητας z_0 . Οι ίδιες συναρτήσεις τοίχου δοκιμάστηκαν επιτυχώς και στην LES, χωρίς όμως να γίνει αξιολόγησή τους έναντι άλλων. Η επιλογή της τιμής του z_0 μπορεί να γίνει από προσαρμογή του λογαριθμικού προφίλ ταχύτητας σε πειραματικό προφίλ, κάτι που είναι εύκολο στην είσοδο του πεδίου ροής εάν υπάρχουν μετρήσεις. Σε άλλα σημεία όπου υπάρχουν στερεά όρια ή έδαφος, το z_0 μπορεί να εκτιμηθεί από καταλόγους (π.χ. Seinfeld, 1986, Stull, 1997), από την εμπειρία του χρήστη ή από τον πολύ προσεγγιστικό κανόνα του 1/10 του ύψους του μεγαλύτερου στοιχείου τραχύτητας της περιοχής. Στην περίπτωση που έχει γίνει ο προσδιορισμός του z_0 με εμπειρικό τρόπο, προτείνεται να γίνει ανάλυση ευαισθησίας στην επιλεγείσα τιμή, καθώς υπάρχει πιθανότητα το πραγματικό z_0 να είναι πολύ διαφορετικό από το αναμενόμενο. Για παράδειγμα, σε μετρήσεις που έχουν γίνει στο παρελθόν στα κτίρια-μοντέλα στην αεροσήραγγα του Πανεπιστημίου του Αμβούργου, το μετρούμενο προφίλ ταχύτητας αντιστοιχούσε σε z_0 πολύ μεγαλύτερο από αυτό που έδιναν οι εμπειρικοί κατάλογοι (Leitl, 2011, προσωπική επικοινωνία).

- Σχετικά με το μοντέλο τύρβης σε μοντελοποιήσεις RANS, η συνήθης επιλογή είναι το κλασσικό $k-\epsilon$, ειδικά αν θέλει κανείς να συγκρίνει τη RANS με μια άλλη μεθοδολογία. Σε πάρα πολλές εφαρμογές όμως, συμπεριλαμβανομένων των αστικών ροών, το RNG $k-\epsilon$ δίνει συνήθως καλύτερα αποτελέσματα και ένας πιο έμπειρος χρήστης θα το προτιμήσει. Τα μοντέλα τάσεων Reynolds έχουν δυσκολίες στη σύγκλιση και πρέπει να χρησιμοποιούνται μόνο σε συγκεκριμένες περιπτώσεις που δεν ισχύει η υπόθεση Boussinesq και στις οποίες έχουν δοκιμαστεί προηγουμένως και δίνουν καλά αποτελέσματα.

- Στην LES δοκιμάστηκαν μόνο υποπλεγματικά μοντέλα της τάξεως του κλασσικού Smagorinsky, το οποίο φάνηκε επαρκές για αστικές εφαρμογές. Έγινε όμως επίσης σαφές ότι η βέλτιστη σταθερά Smagorinsky είναι διαφορετική από περιοχή σε περιοχή. Για γενική χρήση η τιμή 0,1 φαίνεται να είναι ο καλύτερος συμβιβασμός σε ροές σαν αυτές που εξετάστηκαν, όσον αφορά την α-

κρίβεια των αποτελεσμάτων. Κοντά στο στερεό όριο η υποπλεγματική συνεκτικότητα πρέπει να μειωθεί με κάποια μέθοδο όπως η συνάρτηση του van Driest. Σε περιπτώσεις που μπορεί να υπάρχουν περιοχές χαμηλής τύρβης, όπως σε συσσώρευση ανωστικών αερίων, προτείνεται η χρήση του RNG-LES αντί του απλού Smagorinsky.

– Σχετικά με τον τυρβώδη αριθμό Schmidt, αν ο χρήστης επιλέξει να χρησιμοποιήσει σταθερή τιμή, προτείνεται η κλασική επιλογή $Sc_t = 0,72$ για RANS. Για LES έχει χρησιμοποιηθεί η ίδια τιμή σ' αυτή την εργασία, χωρίς όμως να έχει γίνει εκτενής μελέτη και σύγκριση με άλλες διαδοσμένες για LES τιμές όπως το 0,5. Πάντως στην LES, ειδικά για επαρκώς πυκνό πλέγμα, η τιμή του υποπλεγματικού Sc_t αναμένεται να μην επηρεάζει πολύ στη διαμόρφωση των αποτελεσμάτων.

– Όσον αφορά τη διακριτοποίηση των όρων μεταφοράς, από τα σχήματα που δοκιμάστηκαν, το κλασικό σχήμα ανάντη διαφόρισης ή ακόμη καλύτερα το υβριδικό ανάντη/κεντρικών διαφορών, φάνηκε κατ' αρχήν επαρκές για μοντελοποιήσεις RANS, εφόσον χρησιμοποιείται πυκνό πλέγμα και γίνεται ανάλυση ανεξαρτησίας πλέγματος. Για μεγαλύτερη όμως ακρίβεια σε δεδομένο πλέγμα, συνιστανται σχήματα ανώτερης τάξης, όπως το αρμονικό van Leer (βλ. και κεφ. 7). Στις μοντελοποιήσεις LES τα σχήματα πρώτης τάξεως ακρίβειας είναι ακατάλληλα, ενώ η κλασική επιλογή σχημάτων δευτέρας τάξεως ακρίβειας (κεντρικών διαφορών στο χώρο και Crank – Nicolson -ή και πεπλεγμένου δευτέρας τάξεως- στο χρόνο) θεωρείται ικανοποιητική. Σχήματα που έχουν έντονο ανάντη μέρος δεν προτείνονται, καθώς καταπνίγουν την τύρβη. Υπόψη ότι σε περίπτωση που χρειάζεται ακρίβεια στη φυσική της τύρβης συνιστάται φραγμένο σχήμα κεντρικών διαφορών σε συνδυασμό με πυκνότερο πλέγμα. Για την εξίσωση μεταφοράς των συγκεντρώσεων στην LES, το αρμονικό van Leer και το φραγμένο γραμμικό ανάντη φάνηκαν ικανοποιητικά.

– Για την προώθηση της επίλυσης στο χρόνο, η δυνατότητα χρήσης μεταβλητού χρονικού βήματος βάσει ελέγχου των σφαλμάτων, όπως έχει το ADREA-HF, παρέχει μεγάλη ευκολία στο χρήστη, αλλά δεν διατίθεται από τους περισσότερους κώδικες. Στην περίπτωση αυτή πρέπει ν' ακολουθηθούν οι γενικές οδηγίες για την επιλογή χρονικού βήματος. Συχνά αυτό καθορίζεται έμμεσα μέσω του κριτηρίου CFL. Μια μέγιστη τιμή CFL 1 για RANS και μέση τιμή CFL 0,3 για LES θεωρούνται γενικά αρκούτσως χαμηλές για συνήθεις περιπτώσεις αστικών ροών. Η επιλογή χαμηλού χρονικού βήματος προτιμάται για σιγουριά, όχι μόνο για λόγους ευστάθειας, αλλά και για πιθανόν πιο λεπτομερή επίλυση των τυρβωδών δομών. Όσον αφορά την LES, το χρονικό βήμα μπορεί να εκτιμηθεί και ως ποσοστό της κλίμακας χρόνου H/U , όπου H τυπικό ύψος κτιρίων και U η επ' άπειρον ταχύτητα. Για πλήρης επίλυση LES ($\gamma^+ \approx 1$) μια τυπική τιμή του χρονικού βήματος dt , όπως προκύπτει απ' αυτή την εργασία για αστικές ροές, είναι κάποια χιλιοστά της κλίμακας χρόνου. Με χρήση συναρτήσεων τοίχου, ένα τυπικό dt είναι αρκετά εκατοστά του H/U . Εννοείται ότι πρέπει ταυτόχρονα να ικανοποιείται και το κριτήριο $CFL < 0,3$. Αν δημιουργηθούν αστάθειες στις πρώτες επαναλήψεις θα πρέπει να επιλεγεί πολύ μικρότερο χρονικό βήμα για την εκκίνηση της μοντελοποίησης. Ο συνολικός χρόνος υπολογισμού για LES, ώστε να έχει σταθεροποιηθεί η ροή και να μην αλλάζουν οι στατιστικοί μέσοι όροι προτείνεται να είναι κάποιες εκατοντάδες H/U , που αντιστοιχεί περίπου σε λίγες δεκάδες περάσματα της μέσης ροής από το χωρίο υπολογισμού. Αυτό προτείνεται για λόγους ασφαλείας, ενώ ενδεικτικά αποτελέσματα μπορούν να ληφθούν και για κλάσμα αυτού του χρόνου. Σε περιπτώσεις μάλιστα όπως το κανάλι ροής, η γεωμετρία είναι τέτοια ώστε να υπάρχει η δυνατότητα λήψης μέσου όρου των τιμών των μεταβλητών κατά τον εγκάρσιο άξονα (δισδιάστατο πρόβλημα), οπότε μειώνεται ακόμη περισσότερο ο απαιτούμενος χρόνος υπολογισμού. Στις μοντελοποιήσεις αυτής της εργασίας η λήψη στατιστικών μέσων όρων ξεκινούσε περίπου από το 1/10 ως το 1/2 του συνολικού χρόνου μοντελοποίησης και συνεχιζόταν έως το τέλος.

– Μια μοντελοποίηση RANS είναι επιθυμητό να συνεχίζεται ώσπου να φτάσουν τα σφάλματα σε ακρίβεια μηχανής (βλ. για παράδειγμα σχ. 8.12 και 8.13, όπου για τη συγκεκριμένη μοντελοποίηση η μικρή τιμή των σφαλμάτων δεν σημαίνει ότι έχει ληφθεί και η τελική λύση). Αυτό πρέπει να έχει δοκιμαστεί τουλάχιστον σε μια περίπτωση από ομάδα παρόμοιων μοντελοποιήσεων.

– Η γραφική παράσταση των σφαλμάτων σε σχέση με τις επαναλήψεις, αποτελεί κάποιου είδους υπογραφή της μοντελοποίησης και μπορεί να δώσει πολλά στοιχεία για την ποιότητά της. Κατά τη διάρκεια χρονοβόρων μοντελοποιήσεων είναι καλό να παρακολουθούνται ενίοτε τα σφάλματα, ώστε να εξεταστεί το ενδεχόμενο διακοπής της μοντελοποίησης για οικονομία χρόνου.

– Εάν ο χρήστης σκοπεύει να δοκιμάσει πολλές παρόμοιες περιπτώσεις, αξίζει να επενδύσει λίγο χρόνο στην αρχή ώστε να δει σε μια μοντελοποίηση πώς μπορεί να πάρει αποτέλεσμα συντομότερα. Έτσι μπορούν να εξεταστούν για παράδειγμα ο αριθμός των κελιών, το χρονικό βήμα, οι συναρ-

τήσεις υποχαλάρωσης και το σφάλμα. Για παράδειγμα εφόσον διαπιστωθεί ότι διπλάσιο χρονικό βήμα δίνει τα ίδια αποτελέσματα, μπορούμε να γλιτώσουμε το μισό χρόνο. Στην μεταπτυχιακή εργασία του γράφοντα (Κουτσουράκης, 2006) υπάρχει μια ανάλυση για τους βέλτιστους συντελεστές υποχαλάρωσης για αστικές ροές στο PHOENICS. Επίσης στις μοντελοποιήσεις του Michel-Stadt, στην παρούσα εργασία, διαπιστώθηκε ότι σε κάποιες περιπτώσεις η μείωση του αποδεκτού σφάλματος σε μοντελοποιήσεις LES, επέφερε μείωση του χρόνου υπολογισμού, καθώς έκανε δυνατή τη χρήση μεγαλύτερων χρονικών βημάτων χωρίς να επέλθει αστάθεια στη ροή.

– Οι παραμετρικές αναλύσεις στις επιλογές της ΥΡ είναι ένας τρόπος ν' αποκτήσει κανείς μια εκτίμηση για την ακρίβεια των αποτελεσμάτων του. Επίσης ενίοτε μπορούν να βοηθήσουν στην κατανόηση των φυσικών φαινομένων. Ο ερευνητής είναι επιθυμητό να έχει άνεση χρόνου για να κάνει ό,τι διερεύνηση μπορεί να νομίζει ενδιαφέροντα, έστω κι αν αρχικά μπορεί να φαίνεται ότι δεν έχει πρακτική σημασία.

– Κατά την εξέταση της επίδρασης διαφόρων παραγόντων, θα πρέπει οι αλλαγές να γίνονται μία-μία, ώστε να προσδιορίζεται ποια ακριβώς παράμετρος επέφερε μια συγκεκριμένη τροποποίηση στα αποτελέσματα.

ΓΙΑ ΜΕΤΑ ΤΗ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ:

– Μετά το πέρας της μοντελοποίησης, χρειάζεται επιμελής ανάλυση των τιμών των διαφόρων μεταβλητών στο υπολογιστικό χωρίο και απεικόνιση των γραμμών ροής ώστε να διασταυρωθεί ότι κατ' αρχήν η ροή που έχει προκύψει είναι φυσικά αποδεκτή. Η διαδικασία αυτή μπορεί ν' αποκαλύψει πιθανά σφάλματα όπως μη σύγκλιση των αποτελεσμάτων ή ασταθή ροή που προσπαθούμε να τη μοντελοποιήσουμε ως μη-μεταβαλλόμενη χρονικά (steady state). Η αδιαστατοποίηση των αποτελεσμάτων για την παρουσίασή τους βοηθάει πολλές φορές στην άμεση σύγκριση με δεδομένα άλλων ερευνητών. Θέλει όμως προσοχή γιατί οι νόμοι ομοιότητας δεν ισχύουν απόλυτα. Επίσης υπάρχουν και αδιαστατοποιήσεις που μπορεί να κρύβουν ατέλειες της μοντελοποίησης (π.χ. διαίρεση συγκεντρώσεων με τη μέση τιμή τους).

– Εποπεία, οπτικοποίηση και κατανόηση της ροής είναι απαραίτητα προκειμένου να έχει νόημα η περαιτέρω επεξεργασία και παρουσίαση αποτελεσμάτων. Επίσης η εμβάθυνση στα φυσικά φαινόμενα της ροής μπορεί να οδηγήσει σε νέα συμπεράσματα (παράδειγμα η ανάλυση της ροής στο Michel-Stadt, στο κεφ. 10). Η απλή σύγκριση με πειραματικές τιμές χωρίς να έχει γίνει προηγουμένως κατανοητή η ροή στο μεγαλύτερο δυνατό βαθμό, πρέπει ν' αποφεύγεται και μπορεί να οδηγήσει σε λανθασμένα συμπεράσματα (βλ. στατιστικούς δείκτες στο κεφ. 10).

– Προ της μελέτης διασποράς ρύπων πρέπει να έχει προηγηθεί μελέτη της ροής.

– Τ' αποτελέσματα πρέπει να εξεταστούν με όλους τους δυνατούς τρόπους: μεμονωμένες τιμές σε συγκεκριμένα σημεία ενδιαφέροντος στα οποία μπορεί να υπάρχουν μετρήσεις, προφίλ συνιστωσών ταχυτήτων και κινητικής ενέργειας σε διάφορες χαρακτηριστικές θέσεις (αλλά και πιέσεων, συγκεντρώσεων ρύπων, τυρβώδους συνεκτικότητας και άλλων μεταβλητών), ισοϋψείς όλων των μεταβλητών σε όλα τα ύψη αλλά και σε εγκάρσιες τομές, διανύσματα ταχυτήτων σε διάφορα επίπεδα, ισοεπιφάνειες ποικίλων τιμών για διάφορες μεταβλητές, παρακολούθηση γραμμών ροής, δημιουργία σκεδαστικών διαγραμμάτων (scatter plots) και υπολογισμός στατιστικών δεικτών αν υπάρχουν πειραματικές μετρήσεις κτλ. Στις μεταβλητές μπορούν να προστεθούν ποσότητες που υπολογίζονται εκ των υστέρων, όπως η στροβιλότητα, διαφορές ή στατιστικά ταχυτήτων, κατανομές ταχυτήτων σε διάφορα σημεία από τις χρονοσειρές τους, κλίμακες χρόνου και χώρου, συσχετίσεις και διασυσχετίσεις (§Α.3.3) διαφόρων μεταβλητών κ.ά. Θα πρέπει να υπάρχει σύγκριση με αποτελέσματα άλλων μοντελοποιήσεων που πιθανόν έχουμε κάνει, αλλά και με αποτελέσματα άλλων μελετητών. Οι διαφορές πρέπει να δικαιολογηθούν. Γενικά η γραφική απεικόνιση και επεξεργασία των αποτελεσμάτων είναι ένα σημείο που συνήθως δεν του δίνεται όση σημασία πρέπει. Από μόνη της η οπτικοποίηση της ροής είναι μια ερευνητική πρόκληση (Mallinson, 2008). Δεν είναι υπερβολή ν' αφιερωθεί στα γραφικά περισσότερος χρόνος απ' ό,τι για την μοντελοποίηση. Στην παρούσα εργασία αυτό βοήθησε σε πολλές περιπτώσεις στην κατανόηση της ροής, στην εξαγωγή επιπλέον συμπερασμάτων, αλλά και στη διαπίστωση λαθών. Επίσης μια κατάλληλη απεικόνιση μεταφέρει πολύ πιο εύκολα και γρήγορα τα σημαντικά μηνύματα των αποτελεσμάτων.

– Η δημιουργία επιτυχημένων διαγραμμάτων και γραφικών από μια μοντελοποίηση είναι σε κάποιο βαθμό τέχνη. Για παράδειγμα, σχεδόν σε όλα τα σχήματα της εργασίας αυτής που έχουν χρωματισμένες ισοϋψείς, τα επίπεδά τους έχουν επιλεγεί μετά από δοκιμές, ώστε όχι μόνο να έχουν επι-

στημονικό ενδιαφέρον, αλλά να υπάρχει και μια χρωματική ισορροπία στο σχήμα και έτσι να φαίνεται πιο όμορφο και να δίνει πληροφορία πιο άμεσα. Ακόμη και στα διαγράμματα τα χρώματα είναι διαλεγμένα ώστε να είναι τα πιο εύκολα αναγνωρίσιμα και διαφορετικά μεταξύ τους (μαύρο, κόκκινο, μπλε, πράσινο, κίτρινο διακρίνονται εύκολα το ένα από το άλλο). Στα διαγράμματα οι ποικίλες γραμμές δεν ξεχωρίζουν μόνο από το χρώμα, αλλά και από το πάχος, το είδος (διακεκομμένη, αξονική) και τα διακριτικά τους (π.χ. με κυκλάκια ή τετράγωνα ανά κάποιες αποστάσεις). Μεταξύ των σχημάτων όλων των κεφαλαίων, υπάρχουν γενικά χρωματικοί κανόνες, όπως το να δίνονται τα πειραματικά σημεία στα διαγράμματα με το ίδιο χρώμα (μαύρο). Τ' αποτελέσματα της μοντελοποίησης σε ένα διάγραμμα δίνονται ως γραμμές, ενώ τα πειραματικά ως σημεία, ώστε να περνάει το μήνυμα ότι οι μετρήσεις είναι διακριτές. Τα σχήματα ακολουθούν γενικά τη φυσική διαίσθηση του μέσου αναγνώστη, στον τρόπο που παρουσιάζονται: για παράδειγμα σε ένα διάγραμμα ταχύτητας ή άλλης παραμέτρου σε σχέση με ύψος, ο κατακόρυφος άξονας είναι το ύψος (π.χ. σχ. 5.4). Σε παρουσιάσεις αποτελεσμάτων πολλών αισθητήρων, τα διαγράμματα είναι τοποθετημένα ανάλογα με τη φυσική θέση των αισθητήρων (π.χ. κεφ. 9). Το μέγεθος του σχήματος εξαρτάται από τη σπουδαιότητά του, από την πληροφορία που μεταφέρει και την ευκρίνειά της, αλλά ακόμη και από τη θέση του σε σχέση με τα υπόλοιπα δεδομένα της σελίδας. Τα μεγάλα διαγράμματα δείχνουν άκομψα και πρόχειρα, ειδικά αν έχουν λίγη πληροφορία και γι' αυτό αποφεύγονται στην εργασία αυτή.

– Η γενική αισθητική των σχημάτων επίσης πρέπει να λαμβάνεται υπόψη. Για παράδειγμα η χρήση λεπτών γραμμών και γραμματοσειράς μικρότερης του κειμένου δίνουν ένα πιο επαγγελματικό τόνο. Στην παρούσα εργασία υπάρχει ομοιομορφία κατά το δυνατόν μεταξύ των σχημάτων, στα πάχη των γραμμών, την γραμματοσειρά, τη γενική φιλοσοφία παρουσίασής τους. Σε περίπτωση απεικόνισης τρισδιάστατων αντικειμένων, όπως κτίρια ή ισοεπιφάνειες, έχει γίνει προσπάθεια να δοθούν με όσο το δυνατόν πιο ρεαλιστικό τρόπο, φωτοσκίαση κτλ. Για κάποια πιο περίπλοκα σχήματα είναι δύσκολο να γραφούν συστάσεις. Για παράδειγμα, στο σχ. 8.6 έχουμε συνδυασμένη απεικόνιση συσχετιζόμενων ισοϋψών (contours) σε κατάλληλο επίπεδο και ισοεπιφανειών επιλεγμένης τιμής. Στο σχ. 10.49 έχουμε συνδυασμό καταλλήλων ισοεπιφανειών ενδεικνυμένων τιμών, από διάφορες μεταβλητές, σε διάφορες χρονικές στιγμές, παράλληλα με την εμφάνιση των κτιρίων. Για τέτοια διαγράμματα είναι κρίσιμες οι δυνατότητες του προγράμματος γραφικών. Σε περίπτωση που η γεωμετρία δεν είναι τετριμμένη, βοηθάει να υπάρχει σε ένα σχήμα όσο το δυνατόν πιο πλήρης πληροφορία για την πορεία και τα κύρια χαρακτηριστικά της ροής (π.χ. σχ. 9.12). Στην εξαγωγή χρήσιμων συμπερασμάτων, βοηθάει και η παράθεση παρόμοιων διαγραμμάτων μεταξύ των οποίων έχει αλλάξει κάποια παράμετρος (π.χ. σχ. 5.14, 8.11, 8.14, 8.19, 9.11). Από την άλλη πλευρά, πολλά παρόμοια σχήματα (μεταξύ των οποίων αλλάζει για παράδειγμα κάποια παράμετρος όπως το μοντέλο τύρβης) στην ίδια εργασία σε διαφορετικές σελίδες κουράζουν και πρέπει ο μελετητής να περάσει το μήνυμα της επίδρασης της παραμέτρου με ένα μόνο κατάλληλο σχήμα (π.χ. το σχ. 9.7 που παρουσιάζει την επίδραση της σταθεράς Smagorinsky ή το σχ. 9.14 στο οποίο υπάρχουν αποτελέσματα από 15 μοντελοποιήσεις).

– Μια οδηγία που θα μπορούσε να δοθεί για να βοηθήσει κάποιο αρχάριο χρήστη να κάνει επιτυχημένα σχήματα και διαγράμματα είναι να παρακολουθεί τα καλύτερα από τα σχήματα άλλων ερευνητών και να προσπαθεί να διαπιστώνει τα συστατικά της επιτυχίας τους. Επίσης, να σκέφτεται ποιος είναι ο καταλληλότερος τρόπος να περάσει με τη μεγαλύτερη δυνατή συντομία ένα μήνυμα και να το κάνει εύληπτο.

– Πολλές φορές η δημιουργία ταινίας που ν' αποδίδει τη μεταβατικότητα των φαινομένων είναι ένα μέσο που προσφέρει πρόσθετες δυνατότητες. Για παράδειγμα, η μελέτη των τουλουπών ρύπου (puffs), σχ. 8.7, μπορεί να διευκολυνθεί πολύ με απεικόνιση συνεχόμενων χρονικών στιγμών. Επίσης τα χρονικά μεταβαλλόμενα διανύσματα ταχυτήτων, σχ. 10.42, βοήθησαν ν' αποκαλυφθούν σημαντικά μεταβατικά φαινόμενα του πεδίου ροής και σημεία μη-γκαουσιανών κατανομών ταχυτήτων. Τέλος, η φαινομενολογία της τύρβης και οι μηχανισμοί δημιουργίας συνεκτικών δομών (σχ. 10.49) θα ήταν πολύ δύσκολο να διερευνηθούν αν δεν είχαμε κατάλληλη απεικόνιση του πεδίου ροής σε διάφορες χρονικές στιγμές.

– Για την μετα-επεξεργασία συνιστάται η χρήση ειδικού πακέτου επεξεργασίας γραφικών για υπολογιστική ρευστομηχανική. Μερικά τέτοια πακέτα έχουν δυνατότητα υπολογισμού επιπλέον μεταβλητών από τ' αποτελέσματα μιας μοντελοποίησης, όπως της στροβιλότητας, που χρησιμοποιήθηκε σε κάποια σχήματα στην εργασία αυτή και οδήγησε σε πολύτιμα συμπεράσματα.

– Πολλές φορές αναζητώντας τις δυνατότητες απεικόνισης ενός σύγχρονου πακέτου γραφικών από το εγχειρίδιο χρήσης του, έρχονται και ιδέες για νέους τρόπους μετα-επεξεργασίας των απο-

τελεσμάτων. Τα διάφορα επίπεδα απεικόνισης (layers), η σκίαση, διαφάνεια, απόκρυψη ή απομόνωση αντικειμένων ή τιμών μεταβλητών ή τμημάτων του πεδίου ροής, μπορεί να βοηθήσουν να φτιαχτεί ένα σχήμα που να μεταδίδει καλύτερα την πληροφορία που θέλουμε.

– Αν προβλέπεται να γίνει εξέταση πολλών παρόμοιων περιπτώσεων, είναι καλύτερα να υπάρχει από την αρχή μια καλή οργάνωση για το σκοπό αυτό. Έτσι, αν χρειάζεται κάποια επεξεργασία των αποτελεσμάτων, καλό θα ήταν αυτή να αυτοματοποιηθεί, πιθανόν με τη βοήθεια μικρών προγραμμάτων. Αυτό χρειάστηκε για παράδειγμα στο Michel-Stadt, που έπρεπε από ένα αρχείο πολλών Gbyte με τις τιμές σε χιλιάδες αισθητήρες να φτιαχτούν προφίλ ταχυτήτων, ενεργειακά φάσματα, ιστογράμματα κατανομών ταχυτήτων, απεικονίσεις διανυσμάτων ταχυτήτων κ.ά., για πολλές δεκάδες μοντελοποιήσεις. Επίσης και η δημιουργία των διαγραμμάτων καλό θα ήταν να γίνεται άμεσα. Κάποια προγράμματα γραφικών επιτρέπουν την πολύ πρακτική αποθήκευση της απεικόνισης μαζί με τις ενέργειες που γίνονται στο αρχείο που περιέχει τ' αποτελέσματα, οπότε αλλάζοντας τα δεδομένα στο αρχείο επικαιροποιείται και το διάγραμμα και δε χρειάζεται να το ξαναφτιάχνουμε από την αρχή.

– Συνιστάται η αποθήκευση όλων των περιπτώσεων που εξετάζονται, μαζί με την μεταεπεξεργασία τους, σε διαφορετικό φάκελο η κάθε μία και με σχόλια, ακόμη κι αν είναι αποτυχημένες. Πολλές φορές ελήφθησαν επιπλέον συμπεράσματα από ατελείς μοντελοποιήσεις σε πολύ μεταγενέστερο χρόνο από την υλοποίησή τους. Επίσης προτείνεται η δημιουργία αρχείου καταγραφής όλων των μοντελοποιήσεων όπου θα γράφονται τα κύρια δεδομένα εισόδου (ή οι αλλαγές από την προηγούμενη μοντελοποίηση) και τα κύρια συμπεράσματα.

Συνοψίζοντας, συνιστάται στους αρχάριους χρήστες υπολογιστικής ρευστομηχανικής να κάνουν συστηματική δουλειά, να προσέχουν τη λεπτομέρεια, να έχουν κατά το δυνατόν απόλυτο έλεγχο των παραμέτρων εισόδου του κώδικα, να κάνουν εκτενείς παραμετρικές αναλύσεις (θέση του ερωτήματος: «τι θα γινόταν αν;») και εκτενή επεξεργασία των αποτελεσμάτων (θέση του ερωτήματος: «τι άλλο μπορούμε να μάθουμε από τη μοντελοποίηση αυτή;»). Τέλος, συνιστάται να μην σπαταλάται υπερβολικά πολύς χρόνος σε διερεύνηση αποτυχημένων μοντελοποιήσεων και να μην χρησιμοποιούνται Η/Υ χαμηλών δυνατοτήτων για μεγάλα προβλήματα (ιδίως στην LES).

B.1.3.2. Χρήση των υπολογιστών

Όταν πρόκειται κάποιος να κάνει μια σειρά μοντελοποιήσεων, πρέπει να έχει διαθέσιμο υπολογιστικό σύστημα. Στο θέμα αυτό μπορούν ν' αναφερθούν ενδεικτικά οι εξής παρατηρήσεις:

– Ο ηλεκτρονικός υπολογιστής (H/Y) είναι το σημαντικότερο εργαλείο που χρησιμοποιείται στην υπολογιστική ρευστομηχανική. Ο ερευνητής θα πρέπει αναγκαστικά ν' ασχοληθεί με την επιλογή, ρύθμιση και χρήση του H/Y. Σίγουρα θα προκύψουν αρκετά σχετικά ζητήματα και ερωτήματα για τα οποία θα πρέπει να κάνει επιλογές, όπως: Αγορά νέου H/Y ή χρήση υπαρχόντων. Επιλογή προσωπικού υπολογιστή (PC) ή σταθμού εργασίας (workstation) ή συστοιχίας (cluster) και τεχνικά χαρακτηριστικά του. Εισ βάθος ενασχόληση με την επιλογή και τη ρύθμιση του υλικού (hardware) και του λογισμικού (software) ή ανάθεση των εργασιών αυτών σε τεχνικό προσωπικό. Για τα θέματα αυτά και άλλα, πρέπει να ληφθεί υπόψη το υψηλό κόστος χρόνου ενός ειδικευμένου επιστήμονα. Απ' αυτή την άποψη, οποιαδήποτε οικονομία στην αγορά εξοπλισμού και στην υποστήριξή του, μπορεί να είναι ζημιογόνα τελικά. Ειδικά για LES, θα πρέπει να είναι διαθέσιμα τα ισχυρότερα και μεγαλύτερα κατά το δυνατόν συστήματα. Άλλωστε και η ιστορική ανασκόπηση έδειξε ότι την ΥΡ την προωθούν συνήθως ερευνητικές ομάδες που έχουν πρόσβαση στους ισχυρότερους υπολογιστές στον κόσμο.

– Προτείνεται ο μελετητής να ενημερώνεται απλά για τις νέες τεχνολογίες αλλά να αφιερώνει όσο το δυνατόν λιγότερο χρόνο σε τεχνικά θέματα και περισσότερο χρόνο στην έρευνα αυτή καθαυτή. Η ύπαρξη υποστηρικτικού τεχνικού προσωπικού είναι επιθυμητή και προτιμητέα.

– Όσον αφορά την επιλογή του λειτουργικού συστήματος, η άποψη του γράφοντα είναι ότι τα εμπορικά λειτουργικά συστήματα έχουν μεγαλύτερη ευχρηστία και περισσότερα προγράμματα, οπότε τα συστήματα ανοικτού λογισμικού δεν συνίστανται από πρακτικής πλευράς για καθημερινή χρήση. Για συστοιχίες υπολογιστών όμως η τεχνογνωσία που υπάρχει για λειτουργικά συστήματα ανοικτού λογισμικού είναι μεγαλύτερη και στην περίπτωση αυτή πρέπει να προτιμηθούν. Μεγάλο ρόλο στις επιλογές αυτές διαδραματίζουν και οι συνήθειες του χρήστη, που πρέπει να επιλέξει το λογισμικό που ξέρει καλύτερα να χειρίζεται.

– Ειδικά αν υπάρχει στενότητα χρημάτων και έλλειψη τεχνικών, ο χρήστης θα πρέπει να έχει υπόψη του κάποιες γενικές γνώσεις για τεχνικά θέματα ηλεκτρονικών υπολογιστών. Παραδείγματα τέτοιων θεμάτων που πιστεύεται ότι μπορεί να συμπληρώσουν κάποιες από τις γνώσεις ενός αρχάριου

χρήστη, αναφέρονται παρακάτω³. Στην εργασία αυτή χρησιμοποιήθηκαν κυρίως απλοί προσωπικοί υπολογιστές, οπότε οι εμπειρίες που γράφονται αφορούν κυρίως μικρά υπολογιστικά συστήματα. Σημειώνεται ότι οι παρατηρήσεις ισχύουν για το χρόνο σύνταξης του κειμένου (2014) και ότι σε κάποια χρόνια αναμένεται κάποιες απ' αυτές να είναι άστοχες.

- Η τεχνολογία επεξεργαστών σε πυρίτιο έχει φτάσει εδώ και πολλά χρόνια κοντά στα όρια της τόσο όσον αφορά την κλίμακα ολοκλήρωσης όσο και σχετικά με την αρχιτεκτονική. Έτσι οι νέοι επεξεργαστές κυκλοφορούν σε αραιότερα χρονικά διαστήματα και δεν έχουν τόσο μεγάλες βελτιώσεις στις επιδόσεις σε σχέση με την προηγούμενη τους γενιά. Τα τελευταία χρόνια η αύξηση της υπολογιστικής ισχύος ανά επεξεργαστή επιτυγχάνεται κυρίως με την αύξηση των επεξεργαστικών πυρήνων και τη βελτίωση της επικοινωνίας μεταξύ τους. Αυτό μπορεί να το εκμεταλλευτεί κανείς μόνο με παράλληλες διεργασίες, ενώ στις υπόλοιπες η διαφορά στην ταχύτητα είναι πολύ μικρή.

- Οι επαγγελματικοί επεξεργαστές (των σταθμών εργασίας) δεν έχουν γενικά αισθητά μεγαλύτερη ταχύτητα από τους αντίστοιχους απλούς (των προσωπικών υπολογιστών). Το μεγάλο τους πλεονέκτημα είναι ότι μπορούν να τοποθετηθούν πολλοί από αυτούς σε μια μητρική πλακέτα και έτσι να έχει κανείς ένα πιο ισχυρό σύστημα κοινής μνήμης. Επίσης έχουν αυξημένη αξιοπιστία.

- Όσο πιο απαιτητική είναι μια εφαρμογή τόσο μεγαλύτερη διαφορά στην ταχύτητα υπάρχει μεταξύ ενός ακριβού και ενός πιο φτηνού επεξεργαστή. Το ίδιο συμβαίνει αλλά σε σημαντικά μικρότερο βαθμό και με το είδος και τα χαρακτηριστικά της μνήμης⁴. Η ΥΡ είναι από τις πιο απαιτητικές εφαρμογές.

- Ο χρήστης πρέπει ανά τακτά διαστήματα να ελέγχει τη μνήμη με ειδικό πρόγραμμα που να ξεκινάει πριν το λειτουργικό σύστημα. Στην εργασία αυτή ένας Η/Υ είχε κατά καιρούς πρόβλημα με ένα τσιπ μνήμης, με αποτέλεσμα κολλήματα, απρόβλεπτη συμπεριφορά, σταμάτημα των μοντελοποιήσεων κτλ. Οι μνήμες με διόρθωση (ECC: Error Correction Code) παρουσιάζουν πλεονέκτημα σε τέτοιες περιπτώσεις, αλλά έχουν πολλαπλάσια τιμή και τοποθετούνται μόνο σε μητρικές πλακέτες που να τις υποστηρίζουν.

- Στις εφαρμογές LES συνήθως το όριο που θα εμποδίσει την εξέταση πιο περίπλοκης περίπτωσης είναι πλέον η επεξεργαστική ισχύς και όχι η μνήμη (όπως συνέβαινε παλαιότερα), καθώς η μνήμη ανά επεξεργαστή έχει αυξηθεί πολύ, χωρίς αντίστοιχη αύξηση της επεξεργαστικής ισχύος.

- Η ταχύτητα του σκληρού δίσκου είναι συνήθως κάτι που παραμελείται. Μια μοντελοποίηση μπορεί κάποιος να την αφήσει να εξελίσσεται χωρίς να χάνονται ανθρώποι. Όταν όμως αντιγράφει, επεξεργάζεται ή συμπιέζει μεγάλα αρχεία όπως τα αρχεία εξόδου των κωδικών ΥΡ, τότε χάνεται πολύτιμος χρόνος. Με την διάδοση των αποθηκευτικών μέσων στερεάς κατάστασης (SSD: solid state disks) πιστεύεται ότι αυτό θα βελτιωθεί πολύ στο άμεσο μέλλον. Η συστοιχία δύο δίσκων RAID (Redundant Arrays of Independent Disks) 0, που επιλέχθηκε σε έναν από τους προσωπικούς Η/Υ που χρησιμοποιήθηκαν, ισοδυναμούσε με βελτίωση στις επιδόσεις κατά μέσο όρο περίπου 40%. Παρόλ' αυτά σε άλλους Η/Υ, θεωρήθηκε πιο απλή η επιλογή τοποθέτησης δύο δίσκων διαφορετικής χρήσης ο καθένας (π.χ. ένας για δεδομένα και ένας για το λειτουργικό σύστημα).

- Ο χρήστης πρέπει να εξετάσει το ενδεχόμενο να έχει την πολυνημάτωση (HT: Hyperthreading) κλειστή, ανάλογα με τις εφαρμογές του. Στις μοντελοποιήσεις της παρούσας εργασίας σε τετραπύρηνους επεξεργαστές με HT, στις περισσότερες περιπτώσεις υπήρχε κέρδος χρόνου χρησιμοποιώντας τέσσερις διεργασίες και την πολυνημάτωση κλειστή, παρά οποιοδήποτε αριθμό (τεσσάρων ως οκτώ) διεργασιών και την πολυνημάτωση ανοικτή. Επίσης με την πολυνημάτωση ανοικτή, άλλοτε η μέγιστη ταχύτητα ήταν με 4, άλλοτε με περισσότερες (ως 8) διεργασίες.

- Ένα βασικό κριτήριο επιλογής επεξεργαστή πρέπει να είναι η ισχύς ανά μονονηματική διεργασία, καθώς αυτό θ' αντιλαμβάνεται ο χρήστης στις περισσότερες καθημερινές εφαρμογές ως ταχύτητα. Συνήθως οι διαφορές ταχύτητας σύγχρονων επεξεργαστών είναι στην πράξη μικρότερες απ' αυτό που φαίνεται από τις μετρήσεις επιδόσεων που παρουσιάζουν οι κατασκευαστικές εταιρείες ή ο ειδικός τύπος.

- Σε περίπτωση που κάποιος πρόκειται να εκτελέσει πολλές παρόμοιες μοντελοποιήσεις, αξίζει πιθανόν να διαθέσει κάποιο χρόνο στην αρχή για να δει πώς μπορούν αυτές να γίνουν πιο γρήγορα, δοκιμάζοντας τις επιδόσεις για διαφορετικό αριθμό πυρήνων⁵.

- Ο χρήστης πρέπει να έχει υπόψη του ότι το διάστημα που ένα μηχάνημα το οποίο είναι αγορασμένο για να κάνει υπολογισμούς δεν χρησιμοποιείται, ισοδυναμεί με απώλεια χρημάτων. Σε ένα άριστα οργανωμένο εργαστήριο, ένα ισχυρό υπολογιστικό σύστημα πρέπει να έχει μονίμως φορτίο που να μην είναι πολύ λιγότερο ή περισσότερο του 100%. Πολύ μεγάλα διαστήματα χαμηλού ή υψηλού φορτίου μπορεί να σημαίνουν όχι βέλτιστη αρχική επιλογή υπολογιστή.

³ Συμπληρωματικά αυτών είναι όσα γράφονται στην §4.4.4.

⁴ Για τη μνήμη αναφέρεται και το εξής: Στους σύγχρονους υπολογιστές ένας από τους πιο αποδοτικούς τρόπους αύξησης της ταχύτητας προσπέλασης στη μνήμη, είναι να συνδυάζονται τα τσιπ μνήμης ανά ζεύγη (dual channel – διπλού καναλιού). Σε μια δοκιμή που έγινε σε περίπλοκη και απαιτητική σε μνήμη μοντελοποίηση υπήρξε μια βελτίωση του συνολικού χρόνου υπολογισμού της τάξεως του 7% με χρήση μνήμης διπλού καναλιού.

⁵ Για παράδειγμα στην εργασία αυτή και συγκεκριμένα σε μια περίπτωση μοντελοποίησης στο STAR-CD με αριθμό κελιών στην κατεύθυνση της ροής πολλαπλάσιο του τρία, η μοντελοποίηση ήταν πιο γρήγορη με χρήση τριών πυρήνων και όχι τεσσάρων, σε τετραπύρηνο επεξεργαστή.

- Η επιβοηθητική χρήση καρτών γραφικών για υπολογισμούς, είχε κάποιες τάσεις διάδοσης κατά το ξεκίνημα της διατριβής, καθώς οι σύγχρονες κάρτες γραφικών έχουν πολλούς πυρήνες και συνολικά μεγάλη ισχύ, αντίστοιχη των επεξεργαστών, ενώ το κόστος τους είναι πολύ χαμηλό. Η τάση αυτή συνεχίζεται, αλλά δεν είχε την εξάπλωση που αναμενόταν. Ο ερευνητής θα πρέπει να εξετάσει την λύση αυτή μόνο αν διαπιστώσει ότι η επένδυση χρόνου του θα αποδώσει, πιθανόν όταν και αν η τεχνολογία αυτή γίνει πιο διαδεδομένη.

- Σε περίπτωση παραμετρικών αναλύσεων, είναι πιο γρήγορο να βάλει κανείς όλες τις δοκιμαστικές μοντελοποιήσεις μαζί, έστω και με μια διεργασία η κάθε μία, εφόσον επαρκεί η μνήμη. Η σειριακή επίλυση είναι γενικά πιο αποδοτική ανά πυρήνα από την παράλληλη.

- Ένα άλλο θέμα που τίθεται σε περίπτωση στενών οικονομικών πόρων είναι αν θα χρησιμοποιηθεί ένας ισχυρός κεντρικός υπολογιστής ή πολλοί διαθέσιμοι. Η χρήση πολλών υπολογιστών έχει το μειονέκτημα ότι χάνεται πάρα πολύς χρόνος για μεταφορά αρχείων μεταξύ των διαφορετικών υπολογιστών, αλλά και για την προετοιμασία τους, την εγκατάσταση του κατάλληλου λογισμικού και την επίλυση των προβλημάτων του καθενός. Προτείνεται λοιπόν να υπάρχει ένας πολύ ισχυρός υπολογιστής στον οποίο και μόνο θα γίνονται οι μοντελοποιήσεις. Στην πράξη βέβαια υπάρχουν περίοδοι που για διάφορους λόγους πρέπει να γίνουν πολλές μοντελοποιήσεις σύντομα, οπότε κατ' εξαίρεση μπορεί κανείς να χρησιμοποιήσει και κάποιο από τα υπόλοιπα διαθέσιμα μηχανήματα.

- Τ' αποτελέσματα των μοντελοποιήσεων προτείνεται να είναι όλα σε ένα υπολογιστή και κατά προτίμηση σε αυτόν στον οποίο επιτελούνται. Πολλές φορές χρειάζεται ν' αντιγραφεί ένας φάκελος μοντελοποίησης και να γίνει ξανά αυτή με κάποια μικρή τροποποίηση.

- Από τις μοντελοποιήσεις πρέπει να κρατούνται συχνά αντίγραφα ασφαλείας. Αυτά χρειάζονται πολλές φορές στην εργασία αυτή, όχι τόσο λόγω αστοχίας υλικού, όσο λόγω εσφαλμένων διαγραφών χρησικών αρχείων. Δεν πρέπει όμως να χάνεται πολύς χρόνος για πολλά αντίγραφα. Ένα συχνό τοπικό αντίγραφο και ένα (πιο σπάνια) σε άλλο μέρος κρίνονται αρκετά.

- Κατά τα φαινόμενα, υπάρχει πιθανότητα μετά από διμήφιο αριθμό ετών, να υπάρχουν ισχυροί υπολογιστές νέων τεχνολογιών, αλλά διαφορετικής φιλοσοφίας. Θα χρειαστεί τότε να γραφούν ειδικευμένοι κώδικες, προσανατολισμένοι στα δυνατά σημεία αυτών των υπολογιστών. Νέες τεχνικές υπολογιστικής ρευστομηχανικής μπορεί τότε ν' αναδυθούν.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Adams, N.A., 1998. Direct Numerical Simulation of Compression Ramp Flow. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 12 (2), 109–129.
- Adams, N.A., 1999. Advances in direct deconvolution modeling of subgrid-scales for flows with discontinuities. *Annual Research Briefs – Center for Turbulence Research, Stanford University*, 317–327.
- Adams, N.A., Hickel, S., 2009. Implicit Large-Eddy Simulation: Theory and Application. In: Eckhardt, B. (Ed.), *Advances in Turbulence XII, Springer Proceedings in Physics* 132, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, pp. 743–750. http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-03085-7_180.
- Adams, N.A., Hickel, S., Franz, S., 2004. Implicit subgrid-scale modeling by adaptive deconvolution. *Journal of Computational Physics* 200, 412–431. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcp.2004.04.010>.
- Adams, N.A., Stolz, S., 2002. A Subgrid-Scale Deconvolution Approach for Shock Capturing. *Journal of Computational Physics* 178, 391–426. <http://dx.doi.org/10.1006/jcph.2002.7034>.
- Adrian, R.J., 1977. On the role of conditional averages in turbulence theory. In: Patterson, G., Zakin, J. (Eds), *Turbulence in Liquids: Proceedings of the 4th Biennial Symposium on Turbulence in Liquids*, Science Press, Princeton, pp. 322–332.
- Adrian, R.J., 1991. Particle imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics* 23, 261–304.
- Adrian, R.J., 2007. Hairpin vortex organization in wall turbulence. *Physics of Fluids* 19, 041301. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2717527>.
- Adrian, R.J., Meinhart, C.D., Tomkins, C.D., 2000. Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 422, 1–54.
- Afiq, W.M.Y., Azwadi, C.S.N., Saqr, K.M., 2012. Effects of buildings aspect ratio, wind speed and wind direction on flow structure and pollutant dispersion in symmetric street canyons: A review. *International Journal of Mechanical and Materials Engineering* 7 (2), 158–165.
- Agarwal, R.K., 1981. A third-order-accurate upwind scheme for Navier-Stokes solutions at high Reynolds numbers. *AIAA Paper* 81-0112, AIAA (American Institute of Aeronautics and Astronautics) 19th Aerospace Sciences Meeting, 12-15 January 1981, St. Louis, Missouri, USA, 15 pp.
- Agranat, V., Cheng, Z., Tchouvelev, A., 2004. CFD modeling of hydrogen releases and dispersion in hydrogen energy station. *Proceedings of the 15th World Hydrogen Energy Conference*, June 2004, Yokohama, Japan.
- Agranat, V.M., Tchouvelev A.V., Cheng Z., Zhubrin S.V., 2007. CFD modeling of gas release and dispersion: prediction of flammable gas clouds. In: Syred, N., Khalatov, A. (Eds.), *Advanced combustion and aerothermal technologies*, Springer, ISBN (International Standard Book Number) 978-1-4020-6515-6, pp. 179–195.
- Ahmad, K., Khare, M., Chaudhry, K.K., 2002. Model vehicle movement system in wind tunnels for exhaust dispersion studies under various urban street configurations. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 90, 1051-1064.
- Ahmad, K., Khare, M., Chaudhry, K.K., 2005. Wind tunnel simulation studies on dispersion at urban street canyons and intersections - a review. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 93 (9), 697–717. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2005.04.002>.
- Ai, Z.T., Mak, C.M., 2013. CFD simulation of flow and dispersion around an isolated building: Effect of inhomogeneous ABL and near-wall treatment. *Atmospheric Environment* 77, 568–578. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2013.05.034>.
- AIAA, 1998. *AIAA Guide for the Verification and validation of computational fluid dynamics simulations*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, G-077-1998, Reston, VA, USA, 19pp. ISBN 978-1-56347-354-8.
- Aida, M., 1982. Urban albedo as a function of the urban structure – A model experiments. *Boundary-Layer Meteorology* 23, 405–413.
- Aider, J.-L., Danet, A., Lesieur, M., 2007. Large-eddy simulation applied to study the influence of upstream conditions on the time-dependant and averaged characteristics of a backward-facing step flow. *Journal of Turbulence* 8, N51. <http://dx.doi.org/10.1080/14685240701701000>.
- Akselvoll, K., Moin, P., 1993. Application of the Dynamic Localization Model to Large Eddy Simulation of Turbulent Flow over a Backward-Facing Step. In: Ragab, S., Piomelli, U. (Eds.), *Engineering Applications of Large Eddy Simulations*, American Society of Mechanical Engineers, Fluids Engineering Division, volume 162, New York.
- Akselvoll, K., Moin, P., 1995. Large Eddy Simulation of Turbulent Confined Coannular Jets and Turbulent Flow over a Backward Facing Step. Technical Report TF-63, Thermo-Sciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, California, USA.
- Akselvoll, K., Moin, P., 1996. Large Eddy Simulation of Turbulent Confined Coannular Jets. *Journal of Fluid Mechanics* 315, 387–411.
- Albertson, J.D., Katul, G.G., Wiberg, P., 2001. Relative importance of local and regional controls on coupled water, carbon, and energy fluxes. *Advances in Water Resources* 24, 1103–1118.
- Albrecht, F., 1933. Untersuchungen der vertikalen Luftzirkulation in der Grossstadt. *Meteorologische Zeitschrift* 50, 93–98.
- Albrecht, F., Grunow, J., 1935. Ein Beitrag zur Frage der vertikalen Luftzirkulation in der Grossstadt. *Meteorologische Zeitschrift* 52, 103–108.
- Allwine, K.J., Clawson, K., Leach, M.J., Burrows, D., Wayson, R., Flaherty, J., Allwine, E., 2004b. Urban dispersion processes investigated during the Joint Urban 2003 study in Oklahoma City. *Proceedings of the 5th AMS Urban Environment Conference*, American Meteorological Society, 23-26 August 2004, Vancouver, British Columbia, Canada, paper 1.1. https://ams.confex.com/ams/AFAPURBBIO/techprogram/paper_80703.htm.

- Allwine, K.J., Flaherty, J., 2006. Joint Urban 2003: Study Overview and Instrument Locations. Pacific Northwest National Laboratory, Technical Report PNNL-15967, Richland, Washington. http://www.pnl.gov/main/publications/external/technical_reports/PNNL-15967.pdf.
- Allwine, K.J., Flaherty, J., 2007. Urban Dispersion Program Overview and MID05 Field Study Summary. Pacific Northwest National Laboratory, Technical Report PNNL-16696, Richland, Washington, USA. https://www.pnl.gov/main/publications/external/technical_reports/PNNL-16696.pdf.
- Allwine, K.J., Leach, M.J., Stockham, L.W., Shinn, J.S., Hosker, R.P., Bowers, J.F., Pace, J.C., 2004a. Overview of Joint Urban 2003 - an atmospheric dispersion study in Oklahoma City. In: Symposium on planning, nowcasting and forecasting in the urban zone, American Meteorological Society, 11-15 January 2004, Seattle, Washington, USA, paper J7.1. https://ams.confex.com/ams/84Annual/techprogram/paper_74349.htm.
- Allwine, K.J., Shinn, J.H., Streit, G.E., Clawson, K.L., Brown, M.J., 2002. Overview of URBAN 2000: A Multi-Scale Field Study of Dispersion Through an Urban Environment. *Bulletin of the American Meteorological Society* 83 (4), 521–536.
- Amorim, J.H., Rodrigues, V., Tavares, R., Valente, J., Borrego, C., 2013. CFD modelling of the aerodynamic effect of trees on urban air pollution dispersion. *Science of the Total Environment* 461-462, 541–551. <http://dx.doi.org/10.1016/j.scitotenv.2013.05.031>.
- An, K., Fung, J.C.H., Yim, S.H.L., 2013. Sensitivity of inflow boundary conditions on downstream wind and turbulence profiles through building obstacles using a CFD approach. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 115, 137–149. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2013.01.004>.
- Andronopoulos, S., Bartzis, J.G., Wurtz, J., Asimakopoulos, D., 1994. Modelling the effects of obstacles on the dispersion of denser-than-air gases. *Journal of Hazardous Materials* 37, 327–352.
- Andronopoulos, S., Grigoriadis, D., Robins, A., Venetsanos, A., Rafailidis, S., Bartzis, J.G., 2002. Three-dimensional modelling of concentration fluctuations in complicated geometry. *Environmental Fluid Mechanics* 1, 415–440.
- Ang, A.H.-S., Tang, W.H., 1984. Probability concepts in engineering planning and design, volume 2: Decision, Risk and Reliability. John Wiley & Sons, 574 pp. ISBN 0471032018.
- Ang, W.-T., 2007. A Beginner's Course in Boundary Element Methods. Universal Publishers, Boca Raton, Florida. U.S.A., 253 pp. ISBN 978-1-58112-974-8.
- Angelidis, D., Assimakopoulos, V., Bergeles, G., 2012. 3D Flow and Pollutant Dispersion Simulation in Organized Cubic Structures. In: Fu, S., Haase, W., Peng, S.-H., Schwaborn, D. (Eds.), *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling (Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, volume 117)*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 516 pp., ISBN 978-3-642-31818-4, pp. 503–513. http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-31818-4_44.
- Antonia, R.A., 1981. Conditional sampling in turbulence measurement. *Annual Review of Fluid Mechanics* 13, 1–56.
- Antonioni, G., Burkhart, S., Burman, J., Dejoan, A., Fusco, A., Gaasbeek, R., Gjesdal, T., Jappinen, A., Riikonen, K., Morra, P., Parmhed, O., Santiago, J.L., 2012. Comparison of CFD and operational dispersion models in an urban-like environment. *Atmospheric Environment* 47, 365–372. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2011.10.053>.
- Antonopoulos-Domis, M., 1981a. Large-eddy simulation of a passive scalar in isotropic turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 104, 55–79.
- Antonopoulos-Domis, M., 1981b. Aspects of Large Eddy Simulation of homogeneous isotropic turbulence. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 1, 273–290.
- Aoyama, Y., Nakano, J., 1999. RS/6000 SP: Practical MPI Programming. IBM Corporation, International Technical Support Organization, IBM Redbooks, 236 pp. ISBN 0738413658. <http://www.redbooks.ibm.com/redbooks/pdfs/sg245380.pdf>.
- Arad, E., 2001. Analysis of boundary layer separation over a bump using large-eddy simulation. AIAA Paper 2001–2558, 15th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 11-14 June 2001, Anaheim, California, USA.
- Arakawa, A., 1966. Computational Design for Long-Term Numerical Integration of the Equations of Fluid Motion: Two-Dimensional Incompressible Flow. Part I. *Journal of Computational Physics* 1, 119–143.
- Aref, H., Boyland, P.L., Stremler, M.A., Vainchtein, D.L., 1999. Turbulent statistical dynamics of a system of point vortices. In: Gyr, A., Kinzelbach, W., Tsinober, A. (Eds.), *Fundamental Problematic Issues in Turbulence*, Birkhauser Basel, Switzerland, 480 pp. ISBN 978-3-0348-8689-5, pp. 151–161.
- Argyropoulos, C.D., Markatos, N.C., 2015. Recent advances on the numerical modelling of turbulent flows. *Applied Mathematical Modelling* 39, 693–732. <http://dx.doi.org/10.1016/j.apm.2014.07.001>.
- Argyropoulos, C.D., Sideris, G.M., Christolis, M.N., Nivolianitou, Z., Markatos, N.C., 2010. Modelling pollutants dispersion and plume rise from large hydrocarbon tank fires in neutrally stratified atmosphere. *Atmospheric Environment* 44, 803–813. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2009.11.034>.
- Aristodemou, E., Bentham, T., Pain, C., Colvile, R., Robins, A., ApSimon, H., 2009. A comparison of mesh-adaptive LES with wind tunnel data for flow past buildings: Mean flows and velocity fluctuations *Atmospheric Environment* 43, 6238–6253. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2009.07.014>.
- Armfield, S.W., 1991. Finite difference solutions of the Navier Stokes equations on staggered and nonstaggered grids, *Computers & Fluids* 20, 1–17. [http://dx.doi.org/10.1016/0045-7930\(91\)90023-B](http://dx.doi.org/10.1016/0045-7930(91)90023-B).
- Armfield, A.J., 2003. Two decades of urban climate research: A review of turbulence, exchanges of energy and water, and the urban heat island. *International Journal of Climatology* 23, 1–26.
- Arnold, S., ApSimon, H., Barlow, J., Belcher, S., Bell, M., Boddy, D., Britter, R., Cheng, H., Clark, R., Colvile, R., Dimitroulopoulou, S., Dobre, A., Grealley, B., Kaur, S., Knights, A., Lawton, T., Makepeace, A., Martin, D., Neophytou, M., Neville, S., Nieuwenhuijsen, M., Nickless, G., Price, C., Robins, A., Shallcross, D., Simmonds, P., Smalley, R., Tate, J., Tomlin, A., Wang, H., Walsh, P., 2004. Dispersion of air pollution & penetration into the local environment e DAPPLE. *Science of the Total Environment* 332, 139–153. <http://dx.doi.org/10.1016/j.scitotenv.2004.04.020>.
- Artemov, V., Beale, S.B., de Vahl Davis, G., Escudier, M.P., Fueyo, N., Launder, B.E., Leonardi, E., Malin, M.R., Minkowycz, W.J., Patankar, S.V., Pollard, A., Rodi, W., Runchal, A., Vankam, S.P., 2009. A tribute to D.B. Spalding

- and his contributions in science and engineering. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52, 3884–3905. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.03.038>.
- ASHRAE, 1999. ASHRAE HVAC Applications Handbook, chapter 43: Building air intake and exhaust design. The American Society of Heating, Refrigerating, and Air-Conditioning Engineers, Atlanta, Georgia, USA.
- ASHRAE, 2003. ASHRAE HVAC Applications Handbook, chapter 44: Building air intake and exhaust design. The American Society of Heating, Refrigerating, and Air-Conditioning Engineers, Atlanta, Georgia, USA.
- ASME, 2009. Standard for Verification and Validation in Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer. The American Society of Mechanical Engineers, USA, 100 pp. ISBN 9780791832097.
- Aspden, A., Nikiforakis, N., Dalziel, S., Bell, J.B., 2008. Analysis of implicit LES methods. *Communications in Applied Mathematics and Computational Science* 3 (1), 103–126. <http://dx.doi.org/10.2140/camcos.2008.3.103>.
- Assimakopoulos, V.D., ApSimon, H.M., Moussiopoulos, N., 2003. A numerical study of atmospheric pollutant dispersion in different two-dimensional street canyon configurations. *Atmospheric Environment* 37, 4037–4049.
- Assimakopoulos, V.D., Georgakis, C., Santamouris, M., 2006. Experimental validation of a computational fluid dynamics code to predict the wind speed in street canyons for passive cooling purposes. *Solar Energy* 80, 423–434. <http://dx.doi.org/10.1016/j.solener.2005.07.007>.
- Aubry, N., Holmes, P., Lumley, J.L., Stone, E., 1988. The dynamics of coherent structures in the wall region of a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 192, 115–173.
- Baechlin, W., Theurer, W., Plate, E.J., 1991. Wind field and dispersion in a built-up area - a comparison between field measurements and wind-tunnel data. *Atmospheric Environment* 25 (7), 1135–1142.
- Baetke, F., Werner, H., Wengle, H., 1990. Numerical simulation of turbulent flow over surface-mounted obstacles with sharp edges and corners. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 35 (1–3), 129–147.
- Baik, J.-J., 2013. Flow and Dispersion in Street Canyons. In: Fernando, H.J.S. (Ed.), *Handbook of Environmental Fluid Dynamics, Systems, Pollution, Modeling, and Measurements*, volume 2, CRC Press, ISBN 978-1-4665-5604-1, pp. 175–187.
- Baik, J.-J., Kang, Y.S., Kim, J.-J., 2007. Modeling reactive pollutant dispersion in an urban street canyon. *Atmospheric Environment* 41, 934–949. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2006.09.018>.
- Baik, J.-J., Kim, J.-J., 1999. A numerical study of flow and pollutant dispersion characteristics in urban street canyons. *Journal of Applied Meteorology* 38, 1576–1589.
- Baik, J.-J., Kim, J.-J., 2002. On the escape of pollutants from urban street canyons. *Atmospheric Environment* 36, 527–536.
- Baik, J.-J., Kim, J.-J., Fernando, H.J.S., 2003. A CFD model for simulating urban flow and dispersion. *Journal of Applied Meteorology* 42, 1636–1648.
- Baik, J.-J., Kwak, K.-H., Park, S.-B., Ryu, Y.-H., 2012. Effects of building roof greening on air quality in street canyons. *Atmospheric Environment* 61, 48–55. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2012.06.076>.
- Baik, J.-J., Park, R.S., Chun, H.Y., Kim, J.-J., 2000. A laboratory model of urban street-canyon flows. *Journal of Applied Meteorology* 39, 1592–1600.
- Baik, J.-J., Park, S.-B., Kim, J.-J., 2009. Urban flow and dispersion simulation using a CFD model coupled to a mesoscale model. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 48, 1667–1681. <http://dx.doi.org/10.1175/2009JAMC2066.1>.
- Bailey, A., Vincent, N.D.G., 1943. Wind-pressure on buildings including effects of adjacent buildings. *Journal of the Institution of Civil Engineers* 20, 243–475.
- Baker, C.J., Hargreaves, D.M., 2001. Wind tunnel evaluation of a vehicle pollution dispersion model. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 89, 187–200.
- Baker, J., Walker, H.L., Cai, X., 2004. A study of the dispersion and transport of reactive pollutants in and above street canyons - a large eddy simulation. *Atmospheric Environment* 38, 6883–6892. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2004.08.051>.
- Bakewell, H.P., Lumley, J.L., 1967. Viscous sublayer and adjacent wall region in turbulent pipe flow. *Physics of Fluids* 10 (9), 1880–1889.
- Bakker, A., 2002. Applied Computational Fluid Dynamics. Lecture 9 - Kolmogorov's Theory. Dartmouth College courses. <http://www.bakker.org/dartmouth06/engs150/09-kolm.pdf>.
- Baklanov, A., 2011. Megacities: Emissions, urban, regional and Global Atmospheric POLLution and climate effects, and Integrated tools for assessment and mitigation (EC FP7 Project MEGAPOLI). International Workshop “Integration of Geospheres in Earth Systems: Modern Queries to Environmental Physics, Modelling, Monitoring & Education” 30 April - 3 May 2011, Dubrovnik, Croatia. http://megapoli.dmi.dk/nlet/Dubrovnik201104_MEGAPOLI_Baklanov.pdf.
- Bakosi, J., Franzese, P., Boybeyi, Z., 2009. Joint PDF Modelling of Turbulent Flow and Dispersion in an Urban Street Canyon. *Boundary-Layer Meteorology* 131, 245–261. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-009-9370-x>.
- Balakumar, B.J., Adrian, R.J., 2007. Large- and very-large-scale motions in channel and boundary-layer flows. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 365, 665–681. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2006.1940>.
- Balaras, E., Benocci, C., 1994. Subgrid-scale models in finite-difference simulations of complex wall bounded flows. In: Application of Direct and Large Eddy Simulation to Transition and Turbulence, AGARD conference proceedings 551, Advisory Group for Aerospace Research & Development, Neuilly-Sur-Seine, France, pp. 2.1–2.5.
- Balaras, E., Benocci, C., Piomelli, U., 1996. Two-layer approximate boundary conditions for large-eddy simulations. *AIAA Journal* 34, 1111–1119.
- Baldi, S., Carpentieri, M., Robins, A., 2007. Mass flux balance at an urban intersection. *Developments in Environmental Science* 6, 731–733. [http://dx.doi.org/10.1016/S1474-8177\(07\)06801-5](http://dx.doi.org/10.1016/S1474-8177(07)06801-5).
- Baldwin, B.S., Lomax, H., 1978. Thin-Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows. AIAA Paper 78-257, AIAA 16th aerospace sciences meeting, 16-18 January 1978, Huntsville, Alabama, USA.

- Banerjee, T., Christian, R.A., 2011. Three Dimensional Analysis of Pollution Dispersion in Street Canyon. *World Academy of Science, Engineering and Technology* 5 (9), 696–702. <http://waset.org/publications/8626/three-dimensional-analysis-of-pollution-dispersion-in-street-canyon>.
- Baraldi, D., Venetsanos, A.G., Papanikolaou, E., Heitsch, M., Dallas, V., 2009. Numerical Analysis of Release, Dispersion and Combustion of Liquid Hydrogen in a Mock-up Hydrogen Re-Fuelling Station. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 22, 303–315. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jlp.2008.10.004>.
- Baran, A.J., Infield, D.G., 1995. Simulating atmospheric turbulence by synthetic realization of time series in relation to power spectra. *Journal of Sound and Vibration* 180, 627–635.
- Bardina, J., Ferziger, J.H., Reynolds, W.C., 1980. Improved subgrid scale models for large eddy simulation. AIAA Paper 80-1357, AIAA 13th fluid & plasma dynamics conference, 14-16 July 1980, Snowmass, Colorado, USA.
- Bardina, J., Ferziger, J.H., Reynolds, W.C., 1983. Improved turbulence models based on large eddy simulation of homogeneous, incompressible, turbulent flows. Technical Report TF-19, Thermosciences Division, Stanford University.
- Barenblatt, G.I., 1993. Scaling laws for fully developed shear flow. Part 1. Basic hypothesis and analysis. *Journal of Fluid Mechanics* 248, 513–520.
- Barenblatt, G.I., Corin, A.J., Prostokishin, V.M., 1997. Scaling laws for fully developed turbulent flows in pipes. *Applied Mechanics Reviews* 50, 413–429.
- Barenblatt, G.I., Corin, A.J., Prostokishin, V.M., 2000. Self-similar intermediate structures in turbulent boundary layers at large Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics* 410, 263–283.
- Barley, C.D., Gawlik, K., 2009. Buoyancy-driven ventilation of hydrogen from buildings: laboratory test and model validation. *International Journal of Hydrogen Energy* 34, 5592–5603. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2009.04.078>.
- Barlow, J.F., Coceal, O., 2009. A review of urban roughness sublayer turbulence. Met Office Technical Report No. 527, UK, 68 pp. http://research.metoffice.gov.uk/research/nwp/publications/papers/technical_reports/reports/527.pdf.
- Barre, C., Delaunay, D., 1994. Pollution des admissions d'air par l'air vicié extrait des bâtiments - approche expérimentale et numérique. CSTB Report EN-ECA 94.20L, Centre Scientifique et Technique du Bâtiment, Paris, France.
- Barrett, R., Berry, M., Chan, T.F., Demmel, J., Donato, J.M., Dongarra, J., Eijkhout, V., Pozo, R., Romine, C., Van der Vorst, H., 1994. Templates for the solution of linear systems: Building blocks for iterative methods, second ed., SIAM (Society for Industrial and Applied Mathematics), Philadelphia, Pennsylvania, USA, 125 pp. ISBN 0-89871-328-5.
- Barri, M., El Khoury, G.K., Andersson, H.I., Pettersen, B., 2009. Inflow conditions for inhomogeneous turbulent flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 60, 227–235. <http://dx.doi.org/10.1002/flid.1884>.
- Bartzis, J.G., 1985. ADREA-I, A transient three dimensional transport code for atmospheric and other applications - Some preliminary results. Report DEMO 85/3, NCSR (National Centre for Scientific Research) Demokritos, Aghia Paraskevi, Greece.
- Bartzis, J.G., 1986a. ADREA-I Code Development: Modelling of the Atmospheric Stability and Verification Studies. DEMO 86/7, NCSR Demokritos.
- Bartzis, J.G., 1986b. Flow Modelling in Complex Terrain. DEMO 86/8, NCSR Demokritos.
- Bartzis, J.G., 1986c. ADREA-I: A transient three dimensional code for atmospheric and other applications. ENC4/FORATOM IX Transactions 3, 603.
- Bartzis, J.G., 1987. Flow modelling in complex terrain for atmospheric applications. Proceedings of the International Symposium in Environmental Meteorology, 29 September - 1 October 1987, Wurzburg, Germany.
- Bartzis, J.G., 1989. Turbulent diffusion modelling for wind flow and dispersion analysis. *Atmospheric Environment* 23 (9), 1963–1969.
- Bartzis, J.G., 1991. ADREA-HF: a three-dimensional finite volume code for vapour cloud dispersion in complex terrain. Report EUR 13580 EN.
- Bartzis, J.G., 2005. New approaches in two-equation turbulence modelling for atmospheric applications. *Boundary-Layer Meteorology* 116, 445–459. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-004-7404-y>.
- Bartzis, J.G., Efthimiou, G.C., Hertwig, D., Leitel, B., Fischer, R., Harms, F., Bastigkeit, I., Mytilinou, V., 2011. Modeling individual exposure from airborne releases. Proceedings of the 14th Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes, 2-6 October 2011, Kos, Greece, pp. 694–698.
- Bartzis, J.G., Efthimiou, G.C., Koutsourakis, N., 2010. Modelling concentration fluctuations and individual exposure in complex urban environments. Proceedings of the Fifth International Symposium on Computational Wind Engineering (CWE2010), 23-27 May 2010, Chapel Hill, North Carolina, USA, paper No. 348.
- Bartzis, J.G., Sfetos, A., Efthimiou, G., Andronopoulos, S., Venetsanos, A., 2007. Validation exercise utilizing ADREA and STAR-CD codes in urban scale. The MUST Experiment. Proceedings of the 11th International Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes, 2-5 July 2007, Cambridge, UK, pp. 430–434.
- Bartzis, J.G., Varvayanni, M., 1987. ADREA-I Code Development. Sea Breeze Modelling and Calculations. DEMO 87/8, NCSR Demokritos.
- Bartzis, J.G., Venetsanos, A., Varvayanni, M., Catsaros, N., Megaritou, A., 1991. ADREA-I: A three-dimensional transient transport code for complex terrain and other applications. *Nuclear Technology* 94, 135–148.
- Bartzis, J.G., Vlachogiannis, D., Sfetos, A., 2004. Thematic area 5: best practice advice for environmental flows. The QNET-CFD Network Newsletter, 2 (4), 34–39.
- Baskaran, A., Stathopoulos, T., 1989. Computational evaluation of wind effects on buildings. *Building and Environment* 24 (4), 325–333.
- Baskaran, A., Stathopoulos, T., 1992. Influence of computational parameters on the evaluation of wind effects on the building envelope. *Building and Environment* 27 (1), 39–49.
- Bastani, P., Heywood, J.B., Hope, C., 2012. Fuel use and CO₂ emissions under uncertainty from light-duty vehicles in the U.S. to 2050. *Journal of Energy Resources Technology* 134 (4), 042202 (10 pp.). <http://dx.doi.org/10.1115/1.4007485>.

- Bastigkeit, I., 2011. Erzeugung von Validierungsdaten für wirbelauflosende mikroskalige Strömungs- und Ausbreitungsmodelle. PhD dissertation, Department Geowissenschaften, Universität Hamburg.
- Bastigkeit, I., Fischer, R., Leitl, B., Schatzmann, M., 2010. Fundamental quality requirements for the generation of LES-specific validation data sets from systematic wind tunnel model experiments. Proceedings of Fifth International Symposium on Computational Wind Engineering (CWE2010), 23-27 May 2010, Chapel-Hill, North Carolina, USA.
- Basu, S., Fofoula-Georgiou, E., Porte-Agel, F., 2004. Synthetic turbulence, fractal interpolation, and large-eddy simulation. *Physical Review E* 70, 026310, 1–11.
- Batchelor, G.K., 1948. Energy decay and self-preserving correlation functions in isotropic turbulence. *Quarterly of Applied Mathematics* 6, 97–116.
- Batchelor, G.K., 1953. *The Theory of Homogeneous Turbulence*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 197 pp.
- Batchelor, G.K., 1969. Computation of the energy spectrum in homogeneous two dimensional turbulence. *Physics of Fluids* 12 (Supplement II), 233–239. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1692443>.
- Batchelor, G.K., 1996. *The Life and Legacy of G.I. Taylor*. Cambridge University Press, 285 pp. ISBN 0521461219.
- Batchelor, G.K., Townsend, A.A., 1949. The nature of turbulent motion at large wave-numbers. *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 199, 238–255.
- Batten, P., Goldberg, U., Chakravarthy, S., 2002. LNS-An Approach Towards Embedded LES. AIAA Paper 02-0427, 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 14-17 January 2002, Reno, Nevada, USA, 10 pp.
- Batten, P., Goldberg, U., Chakravarthy, S., 2004. Interfacing statistical turbulence closures with large-eddy simulation. *AIAA Journal* 42 (3), 485–492.
- Bechara, M.F., Christophe, B., Lafon, P., Candel, S., 1994. A numerical technique for trailing edge acoustic scattering problems. *AIAA Journal* 32, 455–463.
- Bechmann, A., 2006. Large-Eddy Simulation of Atmospheric Flow over Complex Terrain. PhD dissertation, Riso National Laboratory Technical University of Denmark, Roskilde, Denmark.
- Bechmann, A., Sorensen, N.N., Berg, J., Mann, J., Rethore, P.-E., 2011. The Bolund Experiment, Part II: Blind Comparison of Microscale Flow Models. *Boundary-Layer Meteorology* 141, 245–271. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-011-9637-x>.
- Bechmann, A., Sorensen, N.N., Johansen, J., Vinther, S., Nielsen, B.S., Botha, P., 2007. Hybrid RANS/LES Method for High Reynolds Numbers, Applied to Atmospheric Flow over Complex Terrain. *Journal of Physics: Conference Series* 75, 012054. <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/75/1/012054>.
- Belcher, S.E., 2005. Mixing and transport in urban areas. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 363, 2947–2968. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2005.1673>.
- Belcher, S.E., Coceal, O., Hunt, J.C.R., Carruthers, D.J., Robins, A.G., 2013. A review of urban dispersion modelling. Version 2. In: *Atmospheric Dispersion Modelling Liaison Committee Report: ADMLC-R7*, January 2013, ISBN 978-0-85951-734-8. <http://www.admlc.org.uk/documents/ADMLC-R7-2012-2-Text.pdf> & <http://www.admlc.org.uk/documents/ADMLC-R7-2012-2-Figs.pdf>.
- Belcher, S.E., Hunt, J.C.R., 1998. Turbulent flow over hills and waves. *Annual Review of Fluid Mechanics* 30, 507–538.
- Bender, C., Frisch, U., Sreenivasan, K., Wettlaufer, J., 2011. Steven Alan Orszag. *Physics Today* 64 (11), 66–67. <http://dx.doi.org/10.1063/PT.3.1340>.
- Benhamadouche, S., Jarrin, N., Addad, Y., Laurence, D., 2006. Synthetic turbulent inflow conditions based on a vortex-method for large eddy simulation. *Progress in Computational Fluid Dynamics* 6, 50–57. <http://dx.doi.org/10.1504/PCFD.2006.009482>.
- Benson, F.B., Henderson, J.J., Caldwell, D.E., 1972. Indoor-outdoor air pollution relationships: a literature review. Environmental Protection Agency Publication No. AP-112, Research Triangle Park, North Carolina, USA.
- Benson, P.E., 1984. CALINE4 - a dispersion model for predicting air pollutant concentrations near roadways. Office of Transportation Laboratory, California Department of Transportation, Sacramento, USA.
- Benzi, M., 2002. Preconditioning Techniques for Large Linear Systems: A Survey. *Journal of Computational Physics* 182, 418–477.
- Benzi, R., 2011. Lewis Fry Richardson. In: Davidson, P.A., Kaneda, Y., Moffatt, K., Sreenivasan, K.R. (Eds.), *A Voyage Through Turbulence*, Cambridge University Press, ISBN 978-0-521-19868-4, pp. 187–208.
- Benzi, R., Sued, S., Vergassola, M., 1992. The lattice Boltzmann equation: theory and applications. *Physics Reports* 222, 145–197.
- Bergeles, G., Athanassiadis, N., 1983. The flow past a surface mounted obstacle. *Journal of Fluids Engineering* 105, 461–463.
- Bergeles, G.C., 1985. Numerical calculation of turbulent flow around two-dimensional hills. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 21, 307–321.
- Berkowicz, R., 2000. OSPM - a parameterised street pollution model. *Environmental Monitoring and Assessment* 65, 323–331. <http://dx.doi.org/10.1023/A:1006448321977>.
- Berkowicz, R., Hertel, O., Larsen, S. E., Sorensen, N. N., Nielsen, M., 1997. Modelling traffic pollution in streets. NERI technical report, National Environmental Research Institute, Roskilde, Denmark.
- Berkowicz, R., Ketzel, M., Vachon, G., Louka, P., Rosant, J.-M., Mestayer, P.G., Sini, J.-F., 2002. Examination of Traffic Pollution Distribution in a Street Canyon Using the Nantes'99 Experimental Data and Comparison with Model Results. *Water, Air, and Soil Pollution: Focus* 2, 311–324.
- Bernard, P.S., Thomas, J.M., Handler, R.A., 1993. Vortex dynamics and the production of Reynolds stress. *Journal of Fluid Mechanics* 253, 385–419.
- Bernard, P.S., Wallace, J.M., 2002. *Turbulent Flow. Analysis, Measurement, and Prediction*. John Wiley & Sons, 512 pp. ISBN 978-0-471-33219-0.
- Berselli, L., Iliescu, T., 2003. A higher-order subfilter-scale model for large eddy simulation. *Journal of Computational and Applied Mathematics* 159, 411–430. [http://dx.doi.org/10.1016/S0377-0427\(03\)00544-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0377-0427(03)00544-2).

- Berselli, L.C., Grisanti, C.R., Volker, J., 2007. Analysis of commutation errors for functions with low regularity. *Journal of Computational and Applied Mathematics* 206, 1027–1045. <http://dx.doi.org/10.1016/j.cam.2006.09.011>.
- Berselli, L.C., Iliescu, T., Layton, W.J., 2006. *Mathematics of large eddy simulation of turbulent flows*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 348 pp. ISBN 3-540-26316-0.
- Bezpalcova, K., 2007. Physical modelling of flow and diffusion in urban canopy. PhD thesis, Faculty of Mathematics and Physics, Charles University in Prague, Czech Republic, 193 pp.
- Bhatnagar, P.L., Gross, E.P., Krook, M., 1954. A model for collision processes in gases. I. Small amplitude processes in charged and neutral one-component systems. *Physical Review* 94 (3), 511–525.
- Biferale, L., Boffetta, G., Celani, A., Crisanti, A., Vulpiani, A., 1999. Mimicking a turbulent signal: Sequential multiaffine processes. *Physica D* 127, 187–197.
- Biferale, L., Procaccia, I., 2005. Anisotropy in turbulent flows and in turbulent transport. *Physics Reports* 414, 43–164. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2005.04.001>.
- Billson, M., Eriksson, L.-E., Davidson, L., 2003. Jet Noise Prediction Using Stochastic Turbulence Modeling. AIAA paper 2003-3282, The 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 12–14 May 2003, Hilton Head, South Carolina, USA.
- Billson, M., Eriksson, L.-E., Davidson, L., 2004. Modeling of synthetic anisotropic turbulence and its sound emission. AIAA paper 2004-2857, The 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 10-12 May 2004, Manchester, United Kingdom.
- Biltoft, C.A., 2001. Customer report for Mock Urban Setting Test. DPG Document No. WDTC-FR- 01-121, West Desert Test Center, U.S. Army Dugway Proving Ground, Dugway, Utah, USA.
- Biringen, S., Reynolds, W.C., 1981. Large-eddy simulation of the shear-free turbulent boundary-layer. *Journal of Fluid Mechanics* 103, 53–63.
- Blackwelder, R.F., Kaplan, R.E., 1976. On the wall structure of the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 76, 89–112.
- Blazek, J., 2001. *Computational Fluid Dynamics - Principles and Applications*. Elsevier, 440 pp. ISBN 0 08 043009 0.
- Blocken, B., Janssen, W.D., van Hooff, T., 2012. CFD simulation for pedestrian wind comfort and wind safety in urban areas: General decision framework and case study for the Eindhoven University campus. *Environmental Modelling & Software* 30, 15–34. <http://dx.doi.org/10.1016/j.envsoft.2011.11.009>.
- Blocken, B., 2014. 50 years of Computational Wind Engineering: Past, present and future. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 129, 69–102. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2014.03.008>.
- Blocken, B., Carmeliet, J., 2004. Pedestrian Wind Environment around Buildings: Literature Review and Practical Examples. *Journal of Thermal Envelope and Building Science* 28 (2) 107–159. <http://dx.doi.org/10.1177/1097196304044396>.
- Blocken, B., Carmeliet, J., Stathopoulos, T., 2007b. CFD evaluation of wind speed conditions in passages between parallel buildings-effect of wall-function roughness modifications for the atmospheric boundary layer flow. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 95, 941–962. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2007.01.013>.
- Blocken, B., Gualtieri, C., 2012. Ten iterative steps for model development and evaluation applied to Computational Fluid Dynamics for Environmental Fluid Mechanics. *Environmental Modelling & Software* 33, 1–22. <http://dx.doi.org/10.1016/j.envsoft.2012.02.001>.
- Blocken, B., Persoon, J., 2009. Pedestrian wind comfort around a large football stadium in an urban environment: CFD simulation, validation and application of the new Dutch wind nuisance standard. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 97 (5-6), 255–270. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2009.06.007>.
- Blocken, B., Stathopoulos, T., 2013. CFD simulation of pedestrian-level wind conditions around buildings: Past achievements and prospects. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 121, 138–145. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2013.08.008>.
- Blocken, B., Stathopoulos, T., Carmeliet, J., 2007a. CFD simulation of the atmospheric boundary layer: wall function problems. *Atmospheric Environment* 41, 238–252. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2006.08.019>.
- Blocken, B., Stathopoulos, T., Carmeliet, J., Hensen, J.L.M., 2011. Application of computational fluid dynamics in building performance simulation for the outdoor environment: an overview. *Journal of Building Performance Simulation* 4 (2), 157–184. <http://dx.doi.org/10.1080/19401493.2010.513740>.
- Blocken, B., Stathopoulos, T., Saathoff, P., Wang, X., 2008. Numerical evaluation of pollutant dispersion in the built environment: Comparisons between models and experiments. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 96, 1817–1831. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2008.02.049>.
- Bodenschatz, E., Eckert, M., 2011. Prandtl and the Goettingen school. In: Davidson, P.A., Kaneda, Y., Moffatt, K., Sreenivasan, K.R. (Eds.), *A Voyage Through Turbulence*, Cambridge University Press, ISBN 978-0-521-19868-4, pp. 40–100.
- Bonnet, J.-P., Delville, J., 2001. Review of Coherent Structures in Turbulent Free Shear Flows and Their Possible influence on Computational Methods. *Flow, Turbulence and Combustion* 66, 333–353.
- Bonnet, J.P., Delville, J., Druault, P., Sagaut, P., Grohens, R., 1997. Linear stochastic estimation of LES inflow conditions. In: Liu, C., Liu, Z. (Eds.), *Advances in DNS/LES (Proceedings of the First AFOSR International Conference on DNS/LES, 4-8 August 1997, Ruston, Louisiana, USA)*, Greyden Press, Columbus, Ohio, USA, pp. 341–348.
- Book, D.L., Boris, J.P., Hain, K., 1975. Flux-corrected Transport. II. Generalizations of the Method. *Journal of Computational Physics* 18, 248–283.
- Boppana, V.B.L., Xie, Z.-T., Castro, I.P., 2010. Large-eddy simulation of dispersion from surface sources in arrays of obstacles. *Boundary-Layer Meteorology* 135, 433–454. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-010-9489-9>.
- Boppana, V.B.L., Xie, Z.-T., Castro, I.P., 2013. Large-Eddy Simulation of Heat Transfer from a Single Cube Mounted on a Very Rough Wall. *Boundary-Layer Meteorology* 147, 347–368. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-012-9793-7>.
- Boppe, R.S., Neu, W.L., Shuai, H., 1999. Large-scale motions in the marine atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorology* 92, 165–183.
- Boris, J.P., 1990. On Large Eddy Simulation Using Subgrid Turbulence Models. In: Lumley, J.L. (Ed.), *Whither Turbulence? Turbulence at the Crossroads*, Springer, New York, p. 344.

- Boris, J.P., 2002. The threat of chemical and biological terrorism: preparing a response. *Computing in Science and Engineering* 4, 22–32.
- Boris, J.P., Book, D.L., 1973. Flux-Corrected Transport I: SHASTA, a fluid-transport algorithm that works. *Journal of Computational Physics* 11 (1), 38–69. [http://dx.doi.org/10.1016/0021-9991\(73\)90147-2](http://dx.doi.org/10.1016/0021-9991(73)90147-2).
- Boris, J.P., Book, D.L., 1976a. Solution of the Continuity Equation by the Method of Flux Corrected Transport. In: *Controlled fusion (Methods in Computational Physics, volume 16)*, Academic Press, Inc., New York, 446 pp. ISBN 0-12-460816-7, pp. 85–129.
- Boris, J.P., Book, D.L., 1976b. Flux-corrected Transport III. Minimal-Error FCT Algorithms. *Journal of Computational Physics* 20, 397–431.
- Boris, J.P., Fulton, J.E., Obenschain, K., Patnaik, G., Young, T.R., 2002. CT-ANALYST, Fast and Accurate CBR Emergency Assessment. *Proceedings of the SPIE (The International Society for Optical Engineering)*, volume 5416, Chemical and Biological Sensing V, pp. 1–13. <http://dx.doi.org/10.1117/12.542852>.
- Boris, J.P., Grinstein, F.F., Oran, E.S., Kolbe, R.J., 1992. New insights into Large Eddy Simulations. *Fluid Dynamics Research* 10, 199–228.
- Bottema, M., 1997. Urban roughness modelling in relation to pollutant dispersion. *Atmospheric Environment* 31 (18), 3059–3075.
- Boubel, R.W., Fox, D.L., Turner D.B., Stern, A.C., 1994. *Fundamentals of Air Pollution*. Academic Press, New York, 574 pp. ISBN 0-12-118930-9.
- Bouffanais, R., 2010. Advances and challenges of applied large-eddy simulation. *Computers & Fluids* 39, 735–738. <http://dx.doi.org/10.1016/j.compfluid.2009.12.003>.
- Bouris, D., Bergeles, G., 1999. 2D LES of vortex shedding from a square cylinder. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 80, 31–46.
- Bouris, D., Theodorakakos, A., Bergeles, G., 2005. Large Eddy Simulation of Oblique Flow Past a Cubicle Obstacle. *Proceedings of the 4th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena TSFP-4, 27-29 June 2005, Williamsburg, Virginia*, pp. 395–400. <http://www.tsfp-conference.org/images/stories/proceedings/2005/tsfp4-da-3.pdf>.
- Boussinesq, J., 1877. *Essai sur la Theorie des Eaux Courantes*, Memoires de l'Academie des Sciences, Tome 23 et 24.
- Bou-Zeid, E., Meneveau, C., Parlange, M., 2005. A scale-dependent Lagrangian dynamic model for large eddy simulation of complex turbulent flows. *Physics of Fluids* 17, 025105. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1839152>.
- Bou-Zeid, E., Overney, J., Rogers, B.D., Parlange, M.B., 2009. The Effects of Building Representation and Clustering in Large-Eddy Simulations of Flows in Urban Canopies. *Boundary-Layer Meteorology* 132, 415–436. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-009-9410-6>.
- Bou-Zeid, E., Parlange, M.B., Meneveau, C., 2007. On the parameterization of surface roughness at regional scales. *Journal of the Atmospheric Sciences* 64 (1), 216–227. <http://dx.doi.org/10.1175/JAS3826.1>.
- Box, G.E.P., Draper, N.R., 1987. *Empirical model-building and response surfaces (Wiley series in probability and statistics)*, John Wiley & Sons, New York, 688 pp. ISBN 0471810339.
- Bradshaw, P., 1971. *An Introduction to Turbulence and its Measurement*. Pergamon Press, 218 pp. ISBN 0080166210.
- Bradshaw, P., 1992. Collaborative testing of turbulence models. Final Report on AFOSR 90-0154. <http://www.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/a260277.pdf>.
- Bradshaw, P., 2008. Prof. A.M. Yaglom. *Flow Turbulence Combustion* 80, 287–289. <http://dx.doi.org/10.1007/s10494-008-9141-7>.
- Bradshaw, P., Launder, B.E., Lumley, J.L., 1996. Collaborative Testing of Turbulence Models (Data Bank Contribution). *Journal of fluids engineering* 118 (2), 243–247.
- Brandt, T., 2004. Studies on numerical errors in large eddy simulation. Report A-22, Laboratory of Aerodynamics, Helsinki University of Technology, Finland, 149 pp. <http://www.aero.hut.fi/pubs/reports/A22.pdf>. ISBN 951-22-7193-1.
- Branford, S., Coceal, O., Thomas, T.G., Belcher, S.E., 2011. Dispersion of a point-source release of a passive scalar through an urban-like array for different wind directions. *Boundary-Layer Meteorology* 139, 367–394. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-011-9589-1>.
- Breuer, M., 1998. LES of the subcritical flow past a circular cylinder: numerical and modeling aspects. *International Journal of Numerical Methods in Fluids* 28, 1281–1302.
- Breuer, M., 2007. Boundary conditions for LES. In: Wagner, C., Huttli, T., Sagaut, P. (Eds.), *Large Eddy Simulation for Acoustics*, Cambridge University Press, 470 pp. ISBN 9780521871440, pp. 201–216.
- Breuer, M., Jaffrezic, B., Arora, K., 2008. Hybrid LES–RANS, based on a one-equation near-wall model. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 22, 157–187. <http://dx.doi.org/10.1007/s00162-007-0067-9>.
- Bright, V.B., Bloss, W.J., Cai, X., 2013. Urban street canyons: Coupling dynamics, chemistry and within-canyon chemical processing of emissions. *Atmospheric Environment* 68, 127–142. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2012.10.056>.
- Britter, R., Schatzmann, M. (Eds.), 2007. *Model Evaluation Guidance and Protocol Document*. COST action 732, European Cooperation in Science and Technology, Brussels, Belgium, 28 pp.
- Britter, R.E., Hanna, S.R., 2003. Flow and dispersion in urban areas. *Annual Review of Fluid Mechanics* 35, 469–496. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.fluid.35.101101.161147>.
- Brown, A.R., Hobson, J.M., Wood, N., 2001. Large-Eddy Simulation Of Neutral Turbulent Flow Over Rough Sinusoidal Ridges. *Boundary-Layer Meteorology* 98, 411–441.
- Brown, G.L., Roshko, A., 1974. On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics* 64, 775–816.
- Brown, G.L., Roshko, A., 2012. Turbulent shear layers and wakes. *Journal of Turbulence* 13, N51. <http://dx.doi.org/10.1080/14685248.2012.723805>.

- Brown, M., Khalsa, H., Nelson, M., Boswell, D., 2004b. Street canyon flow patterns in a horizontal plane: Measurements from the Joint Urban 2003 field experiment. Proceedings of the 5th AMS Conference on the Urban Environment, 23-26 August 2004, Vancouver, British Columbia, Canada, paper No. 3.1.
- Brown, M.J., Boswell, D., Streit, G., Nelson, M., McPherson, T., Hilton, T., Pardyjak, E.R., Pol, S., Ramamurthy, P., Hansen, B., Kastner-Klein, P., Clark, J., Moore, A., Walker, D., Felton, N., Strickland, D., Brook, D., Princevac, M., Zajic, D., Wayson, R., MacDonald, J., Fleming, G., Storwold, D., 2004a. Joint urban 2003 street canyon experiment. Eighth Symposium on Integrated Observing and Assimilation Systems in the Atmosphere, Oceans and Land Surface and the Symposium on Planning, Nowcasting, and Forecasting in the Urban Zone, 10-16 January 2004, Seattle, Washington, USA, paper No. J7.3. <http://ams.confex.com/ams/pdfpapers/74033.pdf>.
- Brown, M.J., Lawson, R.E., DeCroix, D.S., Lee, R.L., 2000. Mean flow and turbulence measurements around a 2-D array of buildings in a wind-tunnel. Proceedings of the 11th Joint conference on the Applications of Air Pollution Meteorology with the Air & Waste Management Association, 9-14 January 2000, Long Beach, California, USA.
- Brown, M.J., Lawson, R.E., DeCroix, D.S., Lee, R.L., 2001. Comparison of centerline velocity measurements obtained around 2D and 3D buildings arrays in a wind tunnel, Report LA-UR-01-4138, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, USA, 7 pp.
- Brunekreef, B., Holgate, S.T., 2002. Air pollution and health. *Lancet*, 360 (9341), 1233–1242.
- Buccolieri, R., Gromke, C., Di Sabatino, S., Ruck, B., 2009. Aerodynamic effects of trees on pollutant concentration in street canyons. *Science of the Total Environment* 407, 5247–5256. <http://dx.doi.org/10.1016/j.scitotenv.2009.06.016>.
- Buccolieri, R., Salim, S.M., Leo, L.S., Di Sabatino, S., Chan, A., Ielpo, P., de Gennaro, G., Gromke, C., 2011. Analysis of local scale tree - atmosphere interaction on pollutant concentration in idealized street canyons and application to a real urban junction. *Atmospheric Environment* 45, 1702–1713. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2010.12.058>.
- Buccolieri, R., Sandberg, M., Di Sabatino, S., 2010. City breathability and its link to pollutant concentration distribution within urban-like geometries. *Atmospheric Environment* 44, 1894–1903. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2010.02.022>.
- Burgers, J.M., 1948. A mathematical model illustrating the theory of turbulence. *Advances in Applied Mechanics* 1, 171–199.
- Burry, D., Bergeles, G., 1993. Dispersion of particles in anisotropic turbulent flows. *International Journal of Multiphase Flow* 19 (4), 651–664.
- Bush, R.H., Mani, M., 2001. A two-equation large eddy stress model for high subgrid shear. AIAA Paper 2001-2561, 15th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 11-14 June 2001, Anaheim, California, USA.
- Ca, V.T., Asaeda, T., Ito, M., Armfield, S., 1995. Characteristics of wind field in a street canyon. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 57, 63–80.
- Cabot, W., 1995. Large-eddy simulations with wall models. Annual Research Briefs – Center for Turbulence Research, Stanford University, 41–49.
- Cabot, W., 1996. Near-wall models in large-eddy simulations of flow behind a backward-facing step. Annual Research Briefs – Center for Turbulence Research, Stanford University, 199–210.
- Cabot, W., Moin, P., 1999. Approximate wall boundary conditions in the large-eddy simulation of high Reynolds number flow. *Flow Turbulence Combustion* 63, 269–291.
- Cai, X.-M., 1999. Large-eddy simulation of the urban convective boundary layer. *Quarterly journal of the Royal Meteorological Society* 125, 1427–1444.
- Cai, X.-M., 2012a. Effects of Wall Heating on Flow Characteristics in a Street Canyon, *Boundary-Layer Meteorology* 142, 443–467. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-011-9681-6>.
- Cai, X.-M., 2012b. Effects of differential wall heating in street canyons on dispersion and ventilation characteristics of a passive scalar. *Atmospheric Environment* 51, 268–277. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2012.01.010>.
- Cai, X.-M., Barlow, J.F., Belcher, S.E., 2008. Dispersion and transfer of passive scalars in and above street canyons-Large-eddy simulations. *Atmospheric Environment* 42, 5885–5895. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2008.03.040>.
- Calhoun, R., Gouveia, F., Shinn, J., Chan, S., Stevens, D., Lee, R., Leone, J., 2004. Flow around a complex building: comparisons between experiments and a Reynolds-averaged Navier-Stokes approach. *Journal of Applied Meteorology* 43, 696–710.
- Camari, S., Salvetti, M.V., Koobus, B., Dervieux, A., 2002. Large-eddy simulation of a bluff-body flow on unstructured grids. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 40, 1431–1460. <http://dx.doi.org/10.1002/flid.425>.
- Camelli, F.E., Lohner, R., Hanna, S.R., 2004. FEFLO-URBAN CFD model evaluation of the MUST experiment. In: Buscaglia, G., Dari, E., Zamonsky, O. (Eds.), *Mecanica Computacional*, vol. XXIII (XIV Congress on Numerical Methods and their Applications, Bariloche, Argentina), pp. 1701–1725.
- Camelli, F.E., Lohner, R., Hanna, S.R., 2006. VLES Study of Flow and Dispersion Patterns in Heterogeneous Urban Areas. AIAA paper 2006-1419, 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 9 - 12 January 2006, Reno, Nevada.
- Cantwell, B. J., 1981. Organized Motion in Turbulent Flow. *Annual Reviews of Fluid Mechanics* 13, 457–515.
- Canuto, C., Hussaini, M.Y., Quarteroni, A., Zang, T.A., 1988. *Spectral Methods in Fluid Dynamics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany, 567 pp. ISBN 978-3-540-52205-8.
- Canuto, C., Hussaini, M.Y., Quarteroni, A., Zang, T.A., 2006. *Spectral Methods - Fundamentals in Single Domains*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 563 pp. ISBN 978-3-540-30725-9.
- Canuto, V.M., Cheng, Y., 1997. Determination of the Smagorinsky–Lilly constant C_s . *Physics of Fluids* 9, 1368–1378. <http://dx.doi.org/10.1063/1.869251>.
- Capelli, L., Sironi, S., Del Rosso, R., Guillot, J.-M., 2013. Measuring odours in the environment vs. dispersion modelling: A review. *Atmospheric Environment* 79, 731–743. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2013.07.029>.
- Careta, A., Sagues, F., Sancho, J.M., 1993. Stochastic generation of homogeneous isotropic turbulence with well-defined spectra. *Physical Review E* 48 (3), 2279–2287.

- Carpentieri, M., Robins, A., Baldi, S., 2009. Three-dimensional mapping of air flow at an urban canyon street intersection. *Boundary-Layer Meteorology* 133, 277–296. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-009-9425-z>.
- Carpentieri, M., Robins, A.G., 2010. Tracer Flux Balance at an Urban Canyon Intersection. *Boundary-Layer Meteorology* 135, 229–242. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-010-9471-6>.
- Carper, M.A., Porte-Agel, F., 2004. The role of coherent structures in subfilter-scale dissipation of turbulence measured in the atmospheric surface layer. *Journal of Turbulence* 5, N40. <http://dx.doi.org/10.1088/1468-5248/5/1/040>.
- Casey, M., Wintergerste, T., 2000. ERCOFTAC Special Interest Group on “Quality and Trust in Industrial CFD”: Best Practice Guidelines. European Research Community on Flow, Turbulence and Combustion. 94 pp.
- Cassiani, M., Katul, G.G., Albertson, J.D., 2008. The effects of canopy leaf area index on airflow across forest edges: large-eddy simulation and analytical results. *Boundary-Layer Meteorology* 126, 433–460. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-007-9242-1>.
- Castillo, M.C., Inagaki, A., Kanda, M., 2011. The Effects of Inner- and Outer-Layer Turbulence in a Convective Boundary Layer on the Near-Neutral Inertial Sublayer Over an Urban-Like Surface. *Boundary-Layer Meteorology* 140, 453–469. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-011-9614-4>.
- Castro, H.G., Paz, R.R., 2013. A time and space correlated turbulence synthesis method for Large Eddy Simulations. *Journal of Computational Physics* 235, 742–763. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcp.2012.10.035>.
- Castro, I.P., 1979. Relaxing wakes behind surface-mounted obstacles in rough wall boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 93, 631–659.
- Castro, I.P., Apsley, D.D., 1997. Flow and dispersion over topography: a comparison between numerical and laboratory data for two-dimensional flows. *Atmospheric Environment* 31, 839–850.
- Castro, I.P., Cheng, H., Reynolds, R., 2006. Turbulence over urban-type roughness: Deductions from wind-tunnel measurements. *Boundary-Layer Meteorology* 118, 109–131. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-005-5747-7>.
- Castro, I.P., Robins, A.G., 1977. The Flow Around a Surface-Mounted Cube in Uniform and Turbulent Streams. *Journal of Fluid Mechanics* 79, 307–335.
- Caton, F., Britter, R.E., Dalziel, S., 2003. Dispersion mechanisms in a street canyon. *Atmospheric Environment* 37, 693–702.
- Catsaros, N., Robeau, D., Bartzis, J., Varvayanni, M., Horsch, G., Konte, K., 1993. The DELTA code: A computer code for simulating the air/ground interaction zone. Code Structure and User’s Manual. DEMO report 93/17, Edition 1.1, NCSR Demokritos.
- Cebeci, T., Smith, A.M.O., 1974. Analysis of Turbulent Boundary Layers (Applied Mathematics and Mechanics, 15), Academic Press, 404 pp. ISBN 0121646505.
- Celik, I., Klein, M., Freitag, M., Janicka, J., 2006. Assessment measures for URANS/DES/LES: an overview with applications. *Journal of Turbulence* 7, N48. <http://dx.doi.org/10.1080/14685240600794379>.
- Chabni, A., Le Quere, P., Tenaud, C., Laatar, H., 1998. Modelling of pollutant dispersion in urban street canyons by means of a large-eddy simulation approach. *International Journal of Vehicle Design* 20 (1/2/3/4), 88–95. <http://dx.doi.org/10.1504/IJVD.1998.001815>.
- Chakravarthy, S.R., Osher, S., 1983. High resolution applications of the Osher upwind scheme for the Euler equations. AIAA Paper 1983-1943, Sixth AIAA CFD Conference, 13-15 July 1983, Danvers, Massachusetts, USA, pp. 363-372.
- Chan, A.T., Au, W.T.W., So, E.S.P., 2003. Strategic guidelines for street canyon geometry to achieve sustainable street air quality—part II: multiple canopies and canyons. *Atmospheric Environment* 37, 2761–2772. [http://dx.doi.org/10.1016/S1352-2310\(03\)00252-8](http://dx.doi.org/10.1016/S1352-2310(03)00252-8).
- Chan, A.T., So, E.S.P., Samad, S.C., 2001. Strategic guidelines for street canyon geometry to achieve sustainable street air quality. *Atmospheric Environment* 35, 5681–5691.
- Chan, S.T., Leach, M.J., 2007. A Validation of FEM3MP with Joint Urban 2003 Data. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 46, 2127–2146. <http://dx.doi.org/10.1175/2006JAMC1321.1>.
- Chan, T.F., Mathew, T.P., 1994. Domain decomposition algorithms. *Acta Numerica* 3, 61–143. <http://dx.doi.org/10.1017/S0962492900002427>.
- Chan, T.L., Dong, G., Leung, C.W., Cheung, C.S., Hung, W.T., 2002. Validation of a two-dimensional pollutant dispersion model in an isolated street canyon. *Atmospheric Environment* 36, 861–872.
- Chandra, R., Dagum, L., Kohr, D., Maydan, D., McDonald, J., Menon, R., 2001. Parallel Programming in OpenMP. Morgan Kaufmann Publishers, 230 pp. ISBN 1-55860-671-8.
- Chandrasekhar, S. 1955. A theory of turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 229, 1–19.
- Chang, C.-H., Meroney, R.N., 2001. Numerical and physical modeling of bluff body flow and dispersion in urban street canyons. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 89 (14-15), 1325–1334. [http://dx.doi.org/10.1016/S0167-6105\(01\)00129-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0167-6105(01)00129-5).
- Chang, C.-H., Meroney, R.N., 2003a. The effect of surroundings with different separation distances on surface pressures on low-rise buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 91, 1039–1050. [http://dx.doi.org/10.1016/S0167-6105\(03\)00051-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0167-6105(03)00051-5).
- Chang, C.-H., Meroney, R.N., 2003b. Concentration and flow distributions in urban street canyons: wind tunnel and computational data. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 91, 1141–1154. [http://dx.doi.org/10.1016/S0167-6105\(03\)00056-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0167-6105(03)00056-4).
- Chang, J.C., 2005. Recovery and Use of Existing Atmospheric Transport and Dispersion (ATD) and Associated Meteorological Data. 9th George Mason University Annual Conference on Atmospheric Transport and Dispersion Modeling, 18-20 July 2005, Fairfax, Virginia, USA. (βλ. και <http://www.ofcm.gov/homeland/gmu2005/Presentations/09-Chang%202005%20GMU-OFcm%20Panel.ppt>).
- Chang, J.C., Hanna, S.R., 2004. Air quality model performance evaluation. *Meteorology and Atmospheric Physics* 87, 167–196.

- Chang, Y.S., Scotti, A., 2004. Modeling unsteady turbulent flows over ripples: Reynolds-averaged Navier-Stokes equations (RANS) versus large-eddy simulation (LES). *Journal of Geophysical Research*, 109, C09012. <http://dx.doi.org/10.1029/2003JC002208>.
- Chaouat, B., Schiestel, R., 2005. A new partially integrated transport model for subgrid-scale stresses and dissipation rate for turbulent developing flows. *Physics of Fluids* 17 (6), 065106. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1928607>.
- Chaouat, B., Schiestel, R., 2009. Progress in subgrid-scale transport modelling for continuous hybrid non-zonal RANS/LES simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30, 602–616. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2009.02.021>.
- Chaouat, B., Schiestel, R., 2013. Hybrid RANS/LES simulations of the turbulent flow over periodic hills at high Reynolds number using the PITM method. *Computers & Fluids* 84, 279–300. <http://dx.doi.org/10.1016/j.compfluid.2013.06.012>.
- Chapman, G.T., Tobak, M., 1985. Observations, Theoretical Ideas, and Modeling of Turbulent Flows - Past, Present and Future. In: Dwoyer, D.L., Hussaini, M.Y., Voigt, R.G. (Eds.), *Theoretical Approaches to Turbulence*, Springer-Verlag New York, ISBN 0-387-96191-7, pp. 19–49.
- Charney, J.G., Fjoroft, R., von Neumann, J., 1950. Numerical integration of the barotropic vorticity equation. *Tellus* 2, 237–254.
- Chen, H., Chen, S., Matthaeus, W.H., 1992. Recovery of the Navier-Stokes equations using a lattice-gas Boltzmann method. *Physical Review A* 45 (8), R5339–R5342.
- Chen, H., Kandasamy, S., Orszag, S., Shock, R., Succi, S., Yakhot, V., 2003. Extended Boltzmann Kinetic Equation for Turbulent Flows. *Science* 301, 633–636.
- Chen, Q., 1996. Prediction of Room Air Motion by Reynolds-Stress Models. *Building and Environment* 31 (3), 233–244.
- Chen, Q., 2009. Ventilation performance prediction for buildings: a method overview and recent applications. *Building and Environment* 44, 848–858. <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2008.05.025>.
- Chen, S., Doolen, G.D., 1998. Lattice Boltzmann Method for Fluid Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics* 30, 329–364.
- Chen, Y.S., Kim, S.W., 1987. Computation of turbulent flows using an extended $k-\epsilon$ turbulence closure model. NASA Contractor Report CR-179204, October 1987. <http://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19880002587.pdf>.
- Cheng, H., Castro, I.P., 2002. Near wall flow over urban-like roughness. *Boundary-Layer Meteorology* 104, 229–259.
- Cheng, H., Hayden, P., Robins, A., Castro, I.P., 2007. Flow over cube arrays of different packing densities. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 95, 715–740. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2007.01.004>.
- Cheng, H., Robins, A.G., 2004. Wind tunnel simulation of field tracer release in London. In: Zhuang, F.G., Li, J.C. (Eds.), *Recent Advances in Fluid Mechanics (Proceedings of the 4th International Conference on Fluid Mechanics, 20-23 July 2004, Dalian, China)*, Tsinghua University Press and Springer-Verlag, pp. 801–804.
- Cheng, W.C., Liu, C.-H., 2011a. Large-Eddy Simulation of Flow and Pollutant Transports in and Above Two-Dimensional Idealized Street Canyons. *Boundary-Layer Meteorology* 139, 411–437. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-010-9584-y>.
- Cheng, W.C., Liu, C.-H., 2011b. Large-eddy simulation of turbulent transports in urban street canyons in different thermal stabilities. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99, 434–442. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2010.12.009>.
- Cheng, W.C., Liu, C.-H., Leung, D.Y.C., 2008. Computational formulation for the evaluation of street canyon ventilation and pollutant removal performance. *Atmospheric Environment* 42, 9041–9051. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2008.09.045>.
- Cheng, W.C., Liu, C.-H., Leung, D.Y.C., 2009. On the correlation of air and pollutant exchange for street canyons in combined wind-buoyancy-driven flow. *Atmospheric Environment* 43, 3682–3690. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2009.04.054>.
- Cheng, X., Hu, F., 2005. Numerical Studies on Flow Fields Around Buildings in an Urban Street Canyon and Cross-Road. *Advances in Atmospheric Sciences* 22 (2), 290–299.
- Cheng, Y., Lien, F.S., Yee, E., Sinclair, R., 2003. A comparison of large Eddy simulations with a standard $k-\epsilon$ Reynolds-averaged Navier-Stokes model for the prediction of a fully developed turbulent flow over a matrix of cubes. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 91, 1301–1328. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2003.08.001>.
- Chien, K.Y., 1982. Predictions of Channel and Boundary-Layer Flows with a Low-Reynolds-Number Turbulence Model. *AIAA Journal* 20 (1), 33–38.
- Chikatamarla, S.S., Frouzakis, C.E., Karlin, I.V., Tomboulides, A.G., Boulouchos, K.B., 2010. Lattice Boltzmann method for direct numerical simulation of turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics* 656, 298–308. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112010002740>.
- Choi, H., Moin, P., 1994. Effects of the computational time step on numerical solutions of turbulent flow. *Journal of Computational Physics* 113, 1–4.
- Chollet, J.P., Lesieur, M., 1981. Parameterization of small scales of three-dimensional isotropic turbulence utilizing spectral closures. *Journal of the Atmospheric Sciences* 38, 2747–57.
- Chou, P.Y., 1940. On an extension of Reynolds' method of finding apparent stress and the nature of turbulence. *Chinese Journal of Physics* 4, 1–33.
- Chou, P.-Y., Chou, R.-L., 1995. 50 years of turbulence research in China. *Annual Review of Fluid Mechanics* 27, 1–15.
- Chow, F.K., Moin, P., 2003. A further study of numerical errors in large-eddy simulations. *Journal of Computational Physics* 184, 366–380.
- Christen, A., 2005. Atmospheric Turbulence and Surface Energy Exchange in Urban Environments - Results from the Basel Urban Boundary Layer Experiment (BUBBLE). PhD thesis, Faculty of Science, University of Basel, Switzerland - also volume 11 of *Stratus*, ISBN 3-85977-266-X.
- Chumakov, S.G., 2005. Subgrid models for large eddy simulation: scalar flux, scalar dissipation and energy dissipation. PhD thesis, University of Wisconsin – Madison, USA.

- Chung, Y.M., Sung, H.J., 1997. Comparative study of inflow conditions for spatially evolving simulation. *AIAA Journal* 35 (2), 269–274.
- Cimorelli, A.J., Perry, S.G., Lee, R.F., Paine, R.J., Venkatram, A., Weil, J.C., Wilson, R.B., 1998. AERMOD - Description of model formulation: 98314 (AERMOD & AERMET), 98022 (AERMAP). Environmental Protection Agency Draft-15/12/1998, 113 pp.
- Clark, R.A., Ferziger, J.H., Reynolds, W.C., 1977. Evaluation of subgrid-scale turbulence models using a fully simulated turbulent flow. Report TF-9, Mechanical Engineering Department, Stanford University.
- Clark, R.A., Ferziger, J.H., Reynolds, W.C., 1979. Evaluation of subgridscale models using an accurately simulated turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics* 91, 1–16.
- Claus, J., Coceal, O., Thomas, T.G., Branford, S., Belcher, S.E., Castro, I.P., 2012. Wind-Direction Effects on Urban-Type Flows. *Boundary-Layer Meteorology* 142, 265–287. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-011-9667-4>.
- Clawson, K.L., Carter, R.G., Lacroix, D.J., Biloft, C.A., Hukari, N.F., Johnson, R.C., Rich, J.D., 2005. Joint urban 2003 (JU03) SF6 atmospheric tracer field tests. National Oceanic and Atmospheric Administration Technical Memorandum OAR ARL-254, Air Resources Laboratory, Silver Spring, Maryland, USA.
- Coceal, O., Dobre, A., Thomas, T.G., 2007a. Unsteady dynamics and organized structures from DNS over an idealized building canopy. *International Journal of Climatology* 27, 1943–1953. <http://dx.doi.org/10.1002/joc.1549>.
- Coceal, O., Dobre, A., Thomas, T.G., Belcher, S.E., 2007b. Structure of turbulent flow over regular arrays of cubical roughness. *Journal of Fluid Mechanics* 589, 375–409. <http://dx.doi.org/10.1017/S002211200700794X>.
- Coceal, O., Goulart, E.V., Branford, S., Thomas, T.G., Belcher, S.E., 2014. Flow structure and near-field dispersion in arrays of building-like obstacles. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 125, 52–68. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2013.11.013>.
- Coceal, O., Thomas, T.G., Belcher, S.E., 2007c. Spatial variability of flow statistics within regular building arrays. *Boundary-Layer Meteorology* 125, 537–552. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-007-9206-5>.
- Coceal, O., Thomas, T.G., Belcher, S.E., 2008. Spatially-averaged flow statistics within a canopy of large bluff bodies: Results from direct numerical simulations. *Acta Geophysica* 56 (3), 862–875. <http://dx.doi.org/10.2478/s11600-008-0025-y>.
- Coceal, O., Thomas, T.G., Castro, I.P., Belcher, S.E., 2006. Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles. *Boundary-Layer Meteorology* 121, 491–519. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-006-9076-2>.
- CODASC, 2008. Concentration Data of Street Canyons. Internet database. Karlsruhe Institute of Technology (KIT). <http://www.codasc.de>.
- Coirier, W.J., Fricker, D.M., Furmanczyk, M., Kim, S., 2005. A Computational Fluid Dynamics Approach for Urban Area Transport and Dispersion Modeling, *Environmental Fluid Mechanics* 5, 443–479. <http://dx.doi.org/10.1007/s10652-005-0299-4>.
- Colville, R.N., Hutchinson, E.J., Mindell, J.S., Warren, R.F., 2001. The transport sector as a source of air pollution. *Atmospheric Environment* 35, 1537–1565.
- Comte-Bellot, G., 1963a. Contribution a l'étude de la turbulence de conduite. PhD thesis, University of Grenoble, France.
- Comte-Bellot, G., 1963b. Coefficients de dissymetrie et d'aplatissement, spectres et correlations en turbulence de conduite. *Journal de Mecanique II*, 106–128.
- Comte-Bellot, G., 1965. Coulement turbulent entre deux parois paralleles. *Publications Scientifiques et Techniques du Ministere de l'Air*, 419.
- Comte-Bellot, G., Corrsin, S., 1966. The use of contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 25, 657–682.
- Constantinescu, G., 2012a. Large Eddy Simulation I - Introduction to Subgrid-Scale (SGS) Models. The University of Iowa. http://www.iuhr.uiowa.edu/gconstantinescu/files/2012/10/LES_models_1.pdf.
- Constantinescu, G., 2012b. Large Eddy Simulation II - Dynamic Smagorinsky model. The University of Iowa. http://www.iuhr.uiowa.edu/gconstantinescu/files/2012/10/LES_models_2.pdf.
- Constantinescu, G., 2012c. Large Eddy Simulation III - Other subgrid scale models. The University of Iowa. http://www.iuhr.uiowa.edu/gconstantinescu/files/2012/10/LES_models_3.pdf.
- Constantinescu, G., 2012d. Large Eddy Simulation IV - Wall Models & Hybrid RANS-LES methods. The University of Iowa. http://www.iuhr.uiowa.edu/gconstantinescu/files/2012/10/LES_models_4.pdf.
- Constantinescu, G., 2012e. Turbulent Structures. Civil and Environmental Engineering, The University of Iowa. http://www.iuhr.uiowa.edu/gconstantinescu/files/2012/10/COHERENT_STRUCTURES.pdf.
- Constantinescu, G.S., Squires, K.D., 2003. LES and DES Investigations of Turbulent Flow over a Sphere at $Re = 10,000$. *Flow, Turbulence and Combustion* 70: 267–298. <http://dx.doi.org/10.1023/B:APPL.0000004937.34078.71>.
- Corrsin, S., 1943. Investigation of flow in an axially symmetric heated jet in air. NACA Wartime Reports, W-94.
- Corrsin, S., 1949. An experimental verification of local isotropy. *Journal of the aeronautical sciences* 16, 757–758.
- Corrsin, S., 1951a. The decay of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence. *Journal of the Aeronautical Sciences* 18(6), 417–423.
- Corrsin, S., 1951b. On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence. *Journal of Applied Physics* 22, 469–473. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1699986>.
- COST Action 732, 2009. Quality Assurance and Improvement of Micro-scale Meteorological Models. <http://www.mi.uni-hamburg.de/Home.484.0.html>.
- Counihan, J., 1971. Wind tunnel determination of the roughness length as a function of the fetch and the roughness density of three-dimensional roughness elements. *Atmospheric Environment* 5, 637–642.
- Courant, R., Friedrichs, K., Lewy, H., 1928. Uber die partiellen Differenzengleichungen der mathematischen Physik. *Mathematische Annalen* 100 (1), 32–74. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01448839>.

- Courant, R., Isaacson, E., Rees, M., 1952. On the solution of non-linear hyperbolic differential equations by finite differences. *Communications on Pure and Applied Mathematics* 5, 243–255.
- Cowan, I.R., Castro, I.P., Robins, A.G., 1997. Numerical considerations for simulations of flow and dispersion around buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 67/68, 535–545.
- Craft, T.J., Launder, B.E., Suga, K., 1996. Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 17 (2), 108–115.
- Crank, J., Nicolson, P., 1947. A Practical Method for Numerical Evaluation of Solutions of Partial Differential Equations of the Heat Conduction Type. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* 43 (1), 50–67. <http://dx.doi.org/10.1017/S0305004100023197>.
- Crowther, J.M., Hassan, A.A., 2002. Three-dimensional numerical simulation of air pollutant dispersion in street canyons. *Water, Air, and Soil Pollution: Focus* 2, 279–295.
- Csanady, G.T., 1973. *Turbulent Diffusion in the Environment*. D. Reidel publishing company, Dordrecht, Holland, 248 pp.
- Cui, J., Patel, V.C., Lin, C.L., 2003. Large-eddy simulation of turbulent flow in a channel with rib roughness. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24, 372–388.
- Cui, Z., Cai, X., Baker, C.J., 2004. Large-eddy simulation of turbulent flow in a street canyon. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 130, 1373–1394. <http://dx.doi.org/10.1256/qj.02.150>.
- Cullen, M.J.P., Brown, A.R., 2009. Large eddy simulation of the atmosphere on various scales. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 367, 2947–2956. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2008.0268>.
- Cybyk, B.Z., Boris, J.P., Young, T.R., Emery, M.H., Cheatham, S.A., 2001. Simulation of fluid dynamics around complex urban geometries. AIAA paper 2001-0803, 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 8-11 January 2001, Reno, Nevada, USA.
- Cybyk, B.Z., Boris, J.P., Young, T.R., Lind, C.A., Landsberg, A.M., 1999. A detailed contaminant transport model for facility hazard assessment in urban areas. AIAA paper 99-3441, 30th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 28 June-1 July 1999, Norfolk, Virginia, USA.
- Dabberdt, W.F., Hoydysh, W.G., 1991. Street canyon dispersion: sensitivity to block shape and entrainment, *Atmospheric Environment* 25A (7), 1143–1153.
- Dabberdt, W.F., Ludwig, F.L., Johnson, W.B., 1973. Validation and applications of an urban diffusion model for vehicular pollutants. *Atmospheric Environment* 7, 603–618.
- Dagba, Y., Perette, L., Venetsanos, A.G., 2005. Description of INERIS test-6 experiment and requirements for corresponding blind SBEP in the framework of the InsHyde internal project. HYSAFE report - 24 October 2005, Safety of Hydrogen as an Energy Carrier, sixth framework program network of excellence, contract no SES6-CT-2004-502630. http://www.hysafe.org/download/442/ineris_6_specs_24_10_05.pdf.
- Dagnew, A.K., Bitsuamlak, G.T., 2013. Computational evaluation of wind loads on buildings: A review. *Wind and Structures, An International Journal* 16 (6), 629–660. <http://dx.doi.org/10.12989/was.2013.16.6.629>.
- Daly, B.J., Harlow, F.H., 1970. Transport equations in turbulence. *Physics of Fluids* 13, 2634–2649.
- Davakis, E., Andronopoulos, S., Kovalets, I., Gounaris, N., Bartzis, J.G., Nychas, S.G., 2007. Data assimilation in meteorological pre-processors: effects on atmospheric dispersion simulations. *Atmospheric Environment* 41, 2917–2932. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2006.12.031>.
- Davakis, E., Varvayanni, M., Deligiannis, P., Catsaros, N., 1998. Diagnosis of wind flow and dispersion over complex terrain based on limited meteorological data. *Environmental Pollution* 103, 333–343.
- David, E., 1993. *Modelisation des ecoulements compressibles et hypersoniques: une approche instationnaire*. PhD thesis, National Polytechnic Institute, Grenoble, France.
- Davidov, B.I., 1961. On the Statistical Dynamics of an Incompressible Fluid. *Doklady Akademii Nauk SSSR* 136, 47–50.
- Davidson, L., 1997. Large Eddy Simulation: A Dynamic One-Equation Subgrid Model for Three-Dimensional Recirculating Flow. 11th International Symposium on Turbulent Shear Flow, 8-11 September 1997, Grenoble, France, volume 3, 26.1–26.6.
- Davidson, L., 2005. Hybrid LES-RANS: Inlet boundary conditions. In: Skallerud, B., Andersson, H.I. (Eds.), *Proceedings of the 3rd National Conference on Computational Mechanics, MekIT'05*, 11-22 May 2005, Trondheim, Norway, 7–22.
- Davidson, L., 2007a. Using isotropic synthetic fluctuations as inlet boundary conditions for unsteady simulations. *Advances and Applications in Fluid Mechanics* 1 (1), 1–35.
- Davidson, L., 2007b. Hybrid LES-RANS: Inlet boundary conditions for flows including recirculation. *Proceedings of the 4th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, 27-29 August 2007, Munich, Germany, volume 2, 689–694.
- Davidson, L., Dahlstrom, S., 2005. Hybrid LES-RANS: computation of the flow around a three-dimensional hill. In: Rodi, W., Mulas, M. (Eds.), *Engineering turbulence modelling and experiments* 6, 319–328.
- Davidson, L., Peng, S.H., 2003. Hybrid LES-RANS modelling: a one-equation sgs model combined with a $k-\omega$ model for predicting recirculating flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 43 (9), 1003–1018.
- Davidson, M.J., Mylne, K.R., Jones, C.D., Phillips, J.C., Perkins, R.J., Fung, J.C.H., Hunt, J.C.R., 1995. Plume dispersion through large groups of obstacles - a field investigation. *Atmospheric Environment* 29, 3245–3256.
- Davidson, M.J., Snyder, W.H., Lawson, R.E., Hunt, J.C.R., 1996. Wind tunnel simulations of plume dispersion through groups of obstacles. *Atmospheric Environment* 30, 3715–3731.
- Davidson, P.A., 2004. *Turbulence – an introduction for scientists and engineers*. Oxford University Press, Oxford, UK, 657 pp. ISBN 0-19-852948-1.
- Davidson, P.A., Kaneda, Y., Moffatt, K., Sreenivasan, K.R., 2011. *A Voyage Through Turbulence*. Cambridge University Press, 450 pp. ISBN 978-0-521-19868-4.
- Davies, P.O.A.L., Moore, D.J., 1964. Experiments on the behavior of effluent emitted from stacks at or near the roof level of tall reactor buildings. *International Journal of Air and Water Pollution* 8, 515–533.

- de la Fuente, L.F., Causon, D.M., Ingram, D.M., Mingham, C.G., Raper, D.W., 2003. Towards simulating urban street canyon circulations with a 2D lattice Boltzmann model. *Environmental Modelling & Software* 18, 71–79.
- De Langhe, C., 2006. Hybrid RANS/LES modelling methods: Theory, Applications and Perspectives. Ghent University, Belgium. <http://www.ugent.be/ea/floheacom/en/research/groups/flow/hybrid-rans-les-modelling-slides.pdf>.
- De Langhe, C., Merci, B., Lodefier, K., Dick, E., 2005. Hybrid RANS/LES modelling with an approximate renormalization group. II: applications. *Journal of Turbulence* 6, N14, 16 pp. <http://dx.doi.org/10.1080/14685240500149765>.
- de Solla Price, D.J., 1965. Little Science, Big Science. Columbia University Press. ISBN 0231085621.
- Deardorff, J.W., 1970. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics* 41, 453–480. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112070000691>.
- Deardorff, J.W., 1971. On the Magnitude of the Subgrid Scale Eddy Coefficient. *Journal of Computational Physics* 7, 120–133.
- Deardorff, J.W., 1972. Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. *Journal of the Atmospheric Sciences* 29, 91–115.
- Deardorff, J.W., 1973. The use of subgrid transport equations in a three-dimensional model of atmospheric turbulence. *Journal of Fluids Engineering* 95 (3), 429–438. <http://dx.doi.org/10.1115/1.3447047>.
- Deardorff, J.W., 1974a. Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology* 7, 81–106.
- Deardorff, J.W., 1974b. Three-dimensional numerical study of turbulence in an entraining mixed layer. *Boundary-Layer Meteorology* 7, 199–226.
- Deardorff, J.W., 1980. Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Boundary-Layer Meteorology* 18, 495–527.
- DeBonis, J.R., Scott, J.N., 2002. Study of the Error and Efficiency of Numerical Schemes for Computational Aeroacoustics. *AIAA Journal* 40, 227–234.
- Dejoan, A., Santiago, J.L., Martilli, A., Martin, F., Pinelli, A., 2010. Comparison between large-eddy simulation and Reynolds-averaged Navier-Stokes computations for the MUST field experiment. Part II: effects of incident wind angle deviation on the mean flow and plume dispersion. *Boundary-Layer Meteorology* 135, 133–150. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-010-9467-2>.
- del Alamo, J.C., Jimenez, J., Zandonade, P., Moser, R.D., 2004. Scaling of the energy spectra of turbulent channels. *Journal of Fluid Mechanics* 500, 135–144.
- Delaunay, D., Lakehal, D., Barre, C., Sacre, C., 1997. Numerical and wind tunnel simulation of gas dispersion around a rectangular building. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 67&68, 721–732.
- Denev, J., Frank, T., Pachler, K., 2004. Large Eddy Simulation of Turbulent Square Channel Flow Using a PC-Cluster Architecture. In: Lirkov, I., Margenov, S., Wasniewski, J., Yalamov, P. (Eds.), *Lecture Notes in Computer Science*, volume 2907 (Revised papers of the 4th International Conference on Large-Scale Scientific Computing - LSSC 2003, 4–8 June 2003, Sozopol, Bulgaria), Springer-Verlag Berlin, ISBN 978-3-540-24588-9, pp. 363–370.
- Dennis, D.J.C., Nickels, T.B., 2011. Experimental measurement of large-scale three-dimensional structures in a turbulent boundary layer. Part 1. Vortex packets. *Journal of Fluid Mechanics* 673, 180–217. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112010006324>.
- DePaul, F.T., Sheih, C.M., 1986. Measurements of wind velocities in a street canyon. *Atmospheric Environment* 20, 455–459.
- Derham, R.L., Petersen, G., Sabersky, R.H., Shair, F.H., 1974. On the relation between the indoor and outdoor concentrations of nitrogen oxides. *Journal of the Air Pollution Control Association* 24, 158–161.
- di Mare, L., Klein, M., Jones, W.P., Janicka, J., 2006. Synthetic turbulence inflow conditions for large Eddy simulation. *Physics of Fluids* 18 (2), 025107, 11 pp. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2130744>.
- Di Sabatino, S., Buccolieri, R., Olesen, H.R., Ketzler, M., Berkowicz, R., Franke, J., Schatzmann, M., Schlunzen, K.H., Leitl, B., Britter, R., Borrego, C., Costa, A.M., Trini Castelli, S., Reisin, T.G., Hellsten, A., Saloranta, J., Moussiopoulos, N., Barmpas, F., Brzozowski, K., Goricsan, I., Balczo, M., Bartzis, J., Efthimiou, G., Santiago, J.L., Martilli, A., Piringer, M., Baumann-Stanzer, K., Hirtl, M., Baklanov, A., Nutterman, R.B., Starchenko, A.V., 2011. COST 732 in practice: the MUST model evaluation exercise. *International Journal of Environment and Pollution*, 44, (1/2/3/4), 403–418.
- Di Sabatino, S., Buccolieri, R., Pulvirenti, B., Britter, R.E., 2007. Simulations of pollutant dispersion within idealised urban-type geometries with CFD and integral models. *Atmospheric Environment* 41, 8316–8329. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2007.06.052>.
- Di Sabatino, S., Buccolieri, R., Pulvirenti, B., Britter, R.E., 2008. Flow and Pollutant Dispersion in Street Canyons using FLUENT and ADMS-Urban. *Environmental Modeling & Assessment* 13, 369–381. <http://dx.doi.org/10.1007/s10666-007-9106-6>.
- Dixon, N.S., Boddy, J.W.D., Smalley, R.J., Tomlin, A.S., 2006. Evaluation of a turbulent flow and dispersion model in a typical street canyon in York, UK. *Atmospheric Environment* 40 (2006) 958–972. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2005.10.017>.
- Djenidi, R., Elavarasan, R., Antonia, R.A., 1999. The Turbulent Boundary Layer over Transverse Square Cavities. *Journal of Fluid Mechanics* 395, 271–294.
- Dobre, A., Arnold, S.J., Smalley, R.J., Boddy, J.W.D., Barlow, J.F., Tomlin, A.S., Belcher, S.E., 2005. Flowfield measurements in the proximity of an urban intersection in London, UK. *Atmospheric Environment* 39, 4647–4657. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2005.04.015>.
- Domanus, H.M., Shah, V.L., Sha, W.T., 1980. Applications of the COMMIX code using the porous medium formulation. *Nuclear Engineering and Design* 62, 81–100.
- Domaradzki, J.A., 2010. Large eddy simulations without explicit eddy viscosity models. *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 24 (10), 435–447. <http://dx.doi.org/10.1080/10618562.2010.535792>.

- Domaradzki, J.A., Adams, N.A., 2002. Direct modelling of subgrid scales of turbulence in large eddy simulations. *Journal of Turbulence* 3, N24, 19 pp. <http://dx.doi.org/10.1088/1468-5248/3/1/024>.
- Donnelly, R.P., Lyons, T.J., Flassak, T., 2009. Evaluation of results of a numerical simulation of dispersion in an idealised urban area for emergency response modelling. *Atmospheric Environment* 43, 4416–4423. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2009.05.038>.
- Doran, J.C., Allwine, K.J., Flaherty, J.E., Clawson, K.L., Carter, R.G., 2007. Characteristics of puff dispersion in an urban environment. *Atmospheric Environment* 41 (16), 3440–3452. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2006.12.029>.
- Dosio, A., Vila-Guerau de Arellano, J., Holtslag, A.A.M., Builtjes, P.J.H., 2005. Relating Eulerian and Lagrangian Statistics for the Turbulent Dispersion in the Atmospheric Convective Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences* 62, 1175–1191.
- Drikakis, D., 2002a. Special issue: very large eddy simulation. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 39 (9), 763–864.
- Drikakis, D., 2002b. Embedded turbulence model in numerical methods for hyperbolic conservation laws. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 39 (9), 763–781. <http://dx.doi.org/10.1002/flf.328>.
- Drikakis, D., 2003. Advances in turbulent flow computations using high-resolution methods. *Progress in Aerospace Sciences* 39, 405–424.
- Drikakis, D., Fureby, C., Grinstein, F.F., Youngs, D.L., 2007. Simulation of transition and turbulence decay in the Taylor–Green vortex. *Journal of Turbulence* 8, N20, 12 pp. <http://dx.doi.org/10.1080/14685240701250289>.
- Drikakis, D., Geurts, B.J. (Eds.), 2002. *Turbulent Flow Computation*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 369 pp. ISBN 1-4020-0523-7.
- Drikakis, D., Rider, W., 2004. *High resolution methods for incompressible and low-speed flows*. Springer, 622 pp. ISBN 3-540-22136-0
- Drivas, P.J., Shair, F.H., 1974. Probing the air flow within the wake downwind of a building by means of a tracer technique. *Atmospheric Environment* 8, 1165–1175.
- Drobinski, P., Carlotti, P., Newson, R.K., Banta, R.M., Foster, R.C., Redelsperger, J.L., 2004. The structure of the near-neutral atmospheric surface layer. *Journal of the Atmospheric Sciences* 61, 699–714.
- Drobinski, P., Carlotti, P., Redelsperger, J.L., Banta, R.M., Masson, V., Newsom, R.K., 2007. Numerical and experimental investigation of the neutral atmospheric surface layer. *Journal of the Atmospheric Sciences* 64, 137–156. <http://dx.doi.org/10.1175/JAS3831.1>.
- Druault, P., Lardeau, S., Bonnet, J.-P., Coiffet, F., Deville, J., Lamballais, E., et al, 2004. Generation of three-dimensional turbulent inlet conditions for large-eddy simulation. *AIAA Journal* 42 (3), 447–456.
- Drummond, I.T., Duane, S., Horgan, R.R., 1984. Scalar diffusion in simulated helical turbulence with molecular diffusivity. *Journal of Fluid Mechanics* 138, 75–91.
- Ducros, F., Comte, P., Lesieur, M., 1996. Large-eddy simulation of transition to turbulence in a boundary layer spatially developing over a flat plate. *Journal of Fluid Mechanics* 326, 1–36.
- Dupont, S., Brunet, Y., 2008. Edge flow and canopy structure: a large-eddy simulation study. *Boundary-Layer Meteorology* 126, 51–71. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-007-9216-3>.
- Durbin, P., 1991. Near-wall turbulence closure modeling without ‘damping functions’. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 3, 1–13.
- Durbin, P.A., 1995. Separated Flow Computations with the $k-\varepsilon-v^2$ Model. *AIAA Journal* 33 (4), 659–664.
- Durbin, P.A., 1996. On the $k-\varepsilon$ stagnation point anomaly. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 17, 89–90.
- Durbin, P.A., Petterson Reif, B.A., 2011. *Statistical Theory and Modeling for Turbulent Flows*, second ed., John Wiley & Sons, USA, 357 pp. ISBN 978-0-470-97206-9.
- Dwoyer, D.L., Hussaini, M.Y., Voigt, R.G., 1985. *Theoretical Approaches to Turbulence*. Springer-Verlag New York, 373 pp. ISBN 0-387-96191-7.
- Dwyer, M.J., Patton, E.G., Shaw, R.H., 1997. Turbulent kinetic energy budgets from a large-eddy simulation of airflow above and within a forest canopy. *Boundary-Layer Meteorology* 84, 23–43.
- Eckert, M., 2013. Turbulence before Marseille 1961. *Journal of Turbulence* 13, N44, 25 pp. <http://dx.doi.org/10.1080/14685248.2012.725476>.
- Efthimiou, G.C., Bartzis, J.G., 2011. Atmospheric dispersion and individual exposure of hazardous materials. *Journal of Hazardous Materials* 188, 375–383. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jhazmat.2011.01.120>.
- Efthimiou, G.C., Bartzis, J.G., Andronopoulos, S., Sfetsos, A., 2011a. Air dispersion modelling for individual exposure studies. *International Journal of Environment and Pollution* 47 (1/2/3/4), 302–316. <http://dx.doi.org/10.1504/IJEP.2011.047344>.
- Efthimiou, G.C., Bartzis, J.G., Koutsourakis, N., 2011b. Modelling concentration fluctuations and individual exposure in complex urban environments. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99, 349–356. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2010.12.007>.
- Efthimiou, G.C., Hertwig, D., Fischer, R., Harms, F., Bastigkeit, I., Koutsourakis, N., Theodoridis, A., Bartzis, J.G., Leitl, B., 2011c. Wind flow validation for individual exposure studies. In: Geurts, C.P.W., Blocken, B.J.E., Willemsen, E., Buntum, C.A. van, Bussel, G.F. van, Wisse, J.A. (Eds.), *Proceedings of the 13th International Conference on Wind Engineering (ICWE13)*, 10-15 July 2011, Amsterdam, The Netherlands, Multi-Science Publishing Co. Ltd., 4000 pp.
- Efthimiou, G.C., Hertwig, D., Harms, F., Bartzis, J. G., Leitl, B., 2011d. Validation study of flow and concentration fields in a semi-idealized city. *PHYSMOD2011 – International Workshop on Physical Modeling of Flow and Dispersion Phenomena*, 22-24 August 2011, KlimaCampus, University of Hamburg, Germany.
- Eggels, J.M., Unger, F., Weiss, M.H., Westerweel, J., Adrian, J., Friedrich, R., Nieuwstadt, F.T.M., 1994. Fully developed turbulent pipe flow: a comparison between direct numerical simulation and experiment. *Journal of Fluid Mechanics* 268, 175–209.

- Egorov, Y., Menter, F.R., 2008. Development and application of SST–SAS turbulence model in the DESIDER project. In: Peng, S.-H., Haase, W., (Eds.), *Advances in hybrid RANS–LES modelling, Notes on numerical fluid mechanics and multidisciplinary design*, volume 97, Springer, Berlin, pp. 261–270.
- Ehrhard, J., Moussiopoulos, N., 2000. On a new nonlinear turbulence model for simulating flows around building shaped structures. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 88 (1), 91–99.
- El-Amin, M.F., Inoue, M., Kanayama, H., 2008. Boundary layer theory approach to the concentration layer adjacent to a ceiling wall of a hydrogen leakage: Far region, *International Journal of Hydrogen Energy* 33 (24), 7642–7647. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2008.09.047>.
- Eliasson, I., Offerle, B., Grimmond, C.S.B., Lindqvist, S., 2006. Wind fields and turbulence statistics in an urban street canyon. *Atmospheric Environment* 40, 1–16. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2005.03.031>.
- Elsinga, G.E., Adrian, R.J., van Oudheusden, B.W., Scarano, F., 2010. Three-dimensional vortex organization in a high-Reynolds-number supersonic turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 644, 35–60. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112009992047>.
- Erlebacher, G., Hussaini, M.Y., Speziale, C.G., Zang, T.A., 1992. Toward the Large-Eddy Simulation of Compressible Turbulent Flows. *Journal of Fluid Mechanics* 238, 155–185.
- Eskridge, R.E., Rao, S.T., 1986. Turbulent diffusion behind vehicles: experimentally determined turbulence mixing parameters. *Atmospheric Environment* 20, 851–860.
- Etling, D., Brown, R.A., 1993. Roll vortices in the planetary boundary-layer - a review. *Boundary-Layer Meteorology* 65, 215–248.
- EU Energy Research, 2009. Supporting research for a sustainable and secure energy system. European Commission, http://ec.europa.eu/research/energy/pdf/gp/eu_energy_research_en.pdf.
- Evans, B.H., 1957. Natural air flow around buildings. Texas Engineering Experiment Station, Research Report No. 59, College Station, Texas, USA.
- Evans, M.W., Harlow, F.H., 1957. The Particle-in-Cell Method for Hydrodynamic Calculations. Los Alamos Scientific Laboratory report LA-2139.
- Ewert, R., 2008. Broadband slat noise prediction based on CAA and stochastic sound sources from a fast random particle-mesh (RPM) method. *Computers & Fluids* 37, 369–387. <http://dx.doi.org/10.1016/j.compfluid.2007.02.003>.
- Eyink, G., Frisch, U., 2011. Robert H. Kraichnan. In: Davidson, P.A., Kaneda, Y., Moffatt, K., Sreenivasan, K.R. (Eds.), *A Voyage Through Turbulence*, Cambridge University Press, ISBN 978-0-521-19868-4, pp. 329–372.
- Eyink, G.L., Sreenivasan, K.R., 2006. Onsager and the theory of hydrodynamic turbulence. *Reviews of Modern Physics* 78 (1), 87–135. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys>.
- Falco, R.E., 1977. Coherent motions in the outer region of turbulent boundary layers. *Physics of Fluids* 20 (10), S124–S132. <http://dx.doi.org/10.1063/1.861721>.
- Falkovich, G., 2011. The Russian school. In: Davidson, P.A., Kaneda, Y., Moffatt, K., Sreenivasan, K.R. (Eds.), *A Voyage Through Turbulence*, Cambridge University Press, ISBN 978-0-521-19868-4, pp. 209–237.
- Falkovich, G., Gawedzki, K., Vergassola, M., 2001. Particles and fields in fluid turbulence. *Reviews of Modern Physics* 73, 913–975.
- Fan, T.C., Tian, M., Edwards, J.R., Hassan, H.A., Baurle, R.A., 2001. Validation of a hybrid Reynolds-averaged/large-eddy simulation method for simulating cavity flameholder configurations. AIAA paper 2001–2929, 31st AIAA Fluid Dynamics Conference & Exhibit, 11–14 June 2001, Anaheim, California, USA.
- Farge, M., Schneider, K., 2001. Coherent Vortex Simulation (CVS), A Semi-Deterministic Turbulence Model Using Wavelets. *Flow, Turbulence and Combustion* 66 (4), 393–426. <http://dx.doi.org/10.1023/A:1013512726409>.
- Farrell, B.F., Ioannou, P.J., 2012. Dynamics of streamwise rolls and streaks in turbulent wall-bounded shear flow. *Journal of Fluid Mechanics* 708, 149–196. <http://dx.doi.org/10.1017/jfm.2012.300>.
- Fasel, H.F., Seidel, J., Wernz, S., 2002. A methodology for simulation of complex turbulent flows. *Journal of Fluids Engineering* 124, 933–942.
- Fathali, M., Klein, M., Broeckhoven, T., Lacor, C., Baelmans, M., 2008. Generation of turbulent inflow and initial conditions based on multi-correlated random fields. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 57, 93–117. <http://dx.doi.org/10.1002/flid.1627>.
- Favre, A., 1969. Statistical equations of turbulent gases. In: *Problems of hydrodynamics and continuum mechanics*, SIAM, Philadelphia, pp. 231–266.
- Fedderson, B., 2005. Wind-tunnel modelling of turbulence and dispersion above tall and highly dense urban roughness. PhD dissertation, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, Nr. 15934, 235 pp. <http://dx.doi.org/10.3929/ethz-a-004941441>.
- Feigenwinter, C., Vogt, R., 2005. Detection and analysis of coherent structures in urban turbulence. *Theoretical and Applied Climatology* 81, 219–230.
- Feigenwinter, C., Vogt, R., Parlow, E., 1999. Vertical structure of selected turbulence characteristics above an urban canopy. *Theoretical and Applied Climatology*, 62, 51–63.
- Fenger, J., 1999. Urban air quality. *Atmospheric Environment* 33, 4877–4900.
- Fernando, H.J.S., 2010. Fluid Dynamics of Urban Atmospheres in Complex Terrain. *Annual Review of Fluid Mechanics* 42, 365–389. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-fluid-121108-145459>.
- Fernando, H.J.S., Zajic, D., Di Sabatino, S., Dimitrova, R., Hedquist, B., Dallman, A., 2010. Flow, turbulence, and pollutant dispersion in urban atmospheres. *Physics of Fluids* 22, 051301. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3407662>.
- Ferrante, A., Elghobashi, S., 2004. A robust method for generating inflow conditions for direct simulations of spatially developing turbulent boundary layers. *Journal of Computational Physics* 198, 372–387.
- Ferziger, J.H., 1985. Large Eddy Simulation: Its Role in Turbulence Research. In: Dwoyer, D.L., Hussaini, M.Y., Voigt, R.G. (Eds.), *Theoretical Approaches to Turbulence*, Springer-Verlag New York, pp. 51–72.

- Ferziger, J.H., 1993. Estimation and reduction of numerical error. Symposium on Quantification of Uncertainty in Computational Fluid Dynamics, 20-24 June 1993, ASME Fluid Engineering Division, Summer Meeting, Washington District of Columbia, FED-volume 158, pp. 1–8.
- Ferziger, J.H., 1996. Large eddy simulation. In: Gatski, T.B., Hussain, M.Y., Lumley, J.L. (Eds.), *Simulation and modeling of turbulent flows*, Oxford University Press, New York, ISBN 0-19-510643-1, pp. 109–154.
- Ferziger, J.H., Peric, M., 2002. *Computational methods for fluid dynamics*, third ed., Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 423 pp. ISBN 3-540-42074-6.
- Finnigan, J., 2000. Turbulence in plant canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics* 32, 519–571.
- Finnigan, J.J., Shaw, R.H., 2000. A wind-tunnel study of airflow in waving wheat: an EOF analysis of the structure of the large-eddy motion. *Boundary-Layer Meteorology* 96, 211–255. <http://dx.doi.org/10.1023/A:1002618621171>.
- Fischer, R., Bastigkeit, I., Leidl, B., Schatzmann, M., 2010. Generation of spatio-temporally high resolved datasets for the validation of LES-models simulating flow and dispersion phenomena within the lower atmospheric boundary layer. *Proceedings of the Fifth International Symposium on Computational Wind Engineering (CWE2010)*, 23-27 May 2010, Chapel-Hill, North Carolina, USA.
- Flaherty, J., Allwine, K.J., Allwine, E., 2007. Vertical tracer concentration profiles measured during the joint urban 2003 dispersion study. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 46, 2019–2037. <http://dx.doi.org/10.1175/2006JAMC1305.1>.
- Flesch, T.K., 2002. Turbulent Schmidt number from a tracer experiment. *Agricultural and Forest Meteorology* 111, 299–307.
- Foias, C., 1997. What Do the Navier–Stokes Equations Tell Us about Turbulence?. In: Lapidus, M.L., Harper, L.H., Rumbos, A.J. (Eds.), *Harmonic Analysis and Nonlinear Differential Equations*, Contemporary Mathematics volume 208, American Mathematical Society, 350 pp. ISBN 0-8218-0565-7, pp. 151–180.
- Foias, C., Manley, O., Rosa, R., Temam, R., 2004. *Navier-Stokes Equations and Turbulence*. Cambridge University Press, 347 pp. ISBN 0-521-36032-3.
- Foster, R.C., Vianey, F., Drobinski, P., Carlotti, P., 2006. Near-surface coherent structures and the vertical momentum flux in a large-eddy simulation of the neutrally-stratified boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology* 120, 229–255.
- Fox, D.G., Lilly, D.K., 1972. Numerical simulation of turbulent flows. *Reviews of geophysics and space physics* 10 (1), 51–72.
- Franke, J., 2006. Recommendations of the COST action C14 on the use of CFD in predicting pedestrian wind environment. In: *The Fourth International Symposium on Computational Wind Engineering (CWE 2006)*, 16-19 July 2006, Yokohama, Japan.
- Franke, J., Frank, W., 2008. Application of generalized Richardson extrapolation to the computation of the flow across an asymmetric street intersection. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 96, 1616–1628. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2008.02.003>.
- Franke, J., Hellsten, A., Schlunzen, H., Carissimo, B., 2007. Best practice guideline for the CFD simulation of flows in the urban environment. *COST Action 732*, COST Office, Brussels, Belgium. ISBN 3-00-018312-4. https://www.mi.uni-hamburg.de/fileadmin/files/forschung/techmet/cost/cost_732/pdf/BestPractiseGuideline_1-5-2007-www.pdf.
- Franke, J., Hellsten, A., Schlunzen, H., Carissimo, B., 2011. The COST 732 best practice guideline for CFD simulation of flows in the urban environment – A summary. *International Journal of Environment and Pollution* 44 (1-4), 419–427. <http://dx.doi.org/10.1504/IJEP.2011.038443>.
- Franke, J., Hirsch, C., Jensen, A.G., Krus, H.W., Schatzmann, M., Westbury, P.S., Miles, S.D., Wisse, J.A., Wright, N.G., 2004. Recommendations on the use of CFD in wind engineering. In: van Beeck, J.P.A.J. (Ed.), *COST Action C14, Impact of Wind and Storm on City Life Built Environment*. Proceedings of the International Conference on Urban Wind Engineering and Building Aerodynamics, 5–7 May, von Karman Institute, Rhode-Saint-Genese, Belgium (βλ. και <http://www.costc14.bham.ac.uk/>).
- Franke, R., Rodi, W., 1993. Calculation of vortex shedding past a square cylinder with various turbulence models. In: Durst, F., Launder, B.E., Schmidt, F.W., Whitelaw, J.H. (Eds.), *Turbulent Shear Flows 8; Selected Papers from the Eighth International Symposium on Turbulent Shear Flows*, Springer, Berlin.
- Frederiksen, J.S., 1999. Subgrid-scale parameterizations of eddy–topographic force, eddy viscosity, and stochastic backscatter for flow over topography. *Journal of the Atmospheric Sciences* 56, 1481–1494.
- Frederiksen, J.S., O’Kane, T.J., Zidikheri, M.J., 2013. Subgrid modelling for geophysical flows. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 371, 20120166. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2012.0166>.
- Freitas, C.J., 1993. *Journal of Fluids Engineering* editorial policy statement on the control of numerical accuracy. *Journal of Fluids Engineering* 115, 339–340.
- Frendi, A., Tosh, A., Girimaji, S., 2007. Flow Past a Backward-Facing Step: Comparison of PANS, DES and URANS Results with Experiments. *International Journal for Computational Methods in Engineering Science and Mechanics* 8 (1), 23–38. <http://dx.doi.org/10.1080/15502280601006207>.
- Friedrich, R., Arnal, M., 1990. Analysis of turbulent backward-facing step flow with the lowpass-filtered Navier-Stokes equations. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 35, 101–128.
- Frisch, U., 1995. *Turbulence, The Legacy of A.N. Kolmogorov*. Cambridge University Press, Cambridge, Great Britain, 296 pp. ISBN 0521451035.
- Frisch, U., Hasslacher, B., Pomeau, Y., 1986. Lattice-gas automata for the Navier–Stokes equation. *Physical Review Letters* 56 (14), 1505–1508.
- Froehlich, J., Rodi, W., 2002. Introduction to LES of turbulent flows. https://tu-dresden.de/die_tu_dresden/fakultaeten/fakultaet_maschinenwesen/ism/sm/mitarbeiter/froehlich/publications/Froehlich_Rodi_Cambridge_2002.pdf. Pre-proof of review paper in: Launder, B., Sandham, N. (Eds.), *Closure Strategies for Turbulent and Transitional Flows*, Cambridge University Press, Cambridge, pp. 267–298.

- Froehlich, J., von Terzi, D., 2008. Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows. *Progress in Aerospace Sciences* 44, 349–377. <http://dx.doi.org/10.1016/j.paerosci.2008.05.001>.
- Fromm, J.E., 1968. A method for reducing dispersion in convective difference schemes. *Journal of Computational Physics* 3 (2), 176–189.
- Fung, J., Hunt, J., Malik, N., Perkins, R., 1992. Kinematic simulation of homogeneous turbulence by unsteady random Fourier modes. *Journal of Fluid Mechanics* 236, 281–318. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112092001423>.
- Fureby, C., 2009. Large eddy simulation modelling of combustion for propulsion applications. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 367, 2957–2969. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2008.0271>.
- Fureby, C., Grinstein, F.F., 1999. Monotonically integrated large eddy simulation of free shear flows. *AIAA Journal* 37, 544–556.
- Fureby, C., Grinstein, F.F., 2002. Large eddy simulation of high Reynolds number free and wall bounded flows. *Journal of Computational Physics* 181, 68–97.
- Fureby, C., Grinstein, F.F., Li, G., Gutmark, E.J., 2007. An experimental and computational study of a multi-swirl gas turbine combustor. *Proceedings of the Combustion Institute* 31, 3107–3114. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2006.07.127>.
- Fureby, C., Tabor, F., Weller, H.G., Gosman, A.D., 1997. A comparative study of subgrid scale models in homogeneous isotropic turbulence. *Physics of Fluids* 9 (5), 1416–1429.
- Gailis, R.M., 2004. Wind Tunnel Simulations of the Mock Urban Setting Test - Experimental Procedures and Data Analysis. Technical Report DSTO-TR-1532, Defence Science and Technology Organisation, Australia.
- Gailis, R.M., Hill, A., 2006. A wind-tunnel simulation of plume dispersion within a large array of obstacles. *Boundary-Layer Meteorology* 119, 289–338. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-005-9029-1>.
- Gallagher, J., Gill, L.W., McNabola, A., 2011. Optimizing the use of on-street car parking system as a passive control of air pollution exposure in street canyons by large eddy simulation. *Atmospheric Environment* 45, 1684–1694. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2010.12.059>.
- Gallego, E., Migoya, E., Martin-Valdepenas, J.M., Crespo, A., Garcia, J., Venetsanos, A., Papanikolaou, E., Kumar, S., Studer, E., Dagba, Y., Jordan, T., Jahn, W., Hoiset, S., Makarov, D., Piechna J., 2007. An intercomparison exercise on the capabilities of CFD models to predict distribution and mixing of H₂ in a closed vessel. *International Journal of Hydrogen Energy* 32, 2235–2245. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2007.04.009>.
- Galmarini, S., Bianconi, R., Klug, W., Mikkelsen, T., Addis, R., Andronopoulos, S., Astrup, P., Baklanov, A., Bartniki, J., Bartzis, J.C., Bellasio, R., Bompay, F., Buckley, R., Bouzom, M., Champion, H., D'Amours, R., Davakis, E., Eleveld, H., Geertsema, G.T., Glaab, H., Kollax, M., Ilvonen, M., Manning, A., Pechinger, U., Persson, C., Polreich, E., Potemski, S., Prodanova, M., Saltbones, J., Slaper, H., Sofiev, M.A., Syrakov, D., Sorensen, J.H., Van der Auwera, L., Valkama, I., Zelazny, R., 2004. Ensemble dispersion forecasting—Part I: concept, approach and indicators. *Atmospheric Environment* 38, 4607–4617. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2004.05.030>.
- Gao, W., Shaw, R.H., Paw, U.K.T., 1989. Observation of organized structure in turbulent flow within and above a forest canopy. *Boundary-Layer Meteorology* 47, 349–377.
- Garcia, J., Carneira, R., Tavares, N., Coelho, L.M.R., Kumar, P., Carvalho, M.G., 2013. Influence of virtual changes in building configurations of a real street canyon on the dispersion of PM₁₀. *Urban Climate* 5, 68–81. <http://dx.doi.org/10.1016/j.uclim.2013.08.002>.
- Garcia-Villalba, M., Froehlich, J., 2006. LES of a free annular swirling jet – Dependence of coherent structures on a pilot jet and the level of swirl. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 27 (5), 911–923. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.03.015>.
- Garnier, E., Adams, N., Sagaut, P., 2009. Large eddy simulation for compressible flows. Springer, 276 pp. ISBN 978-90-481-2818-1.
- Gaskell, P.H., Lau, A.K.C., 1988. Curvature-compensated convective transport: SMART, a new boundedness-preserving transport algorithm. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 8, 617–641.
- Gatski, T.B., Speziale, C.G., 1993. On explicit algebraic stress models for complex turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics* 254, 59–78.
- Gayev, Y.A., Savory, E., 1999. Influence of street obstructions on flow processes within urban canyons. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 82, 89–103.
- George, W.K., Tutkun, M., 2009. Mind the gap: a guideline for large eddy simulation. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 367, 2839–2847. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2009.0063>.
- George, W.K., 2007. Is there a universal log law for turbulent wall-bounded flows? *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 365, 789–806. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2006.1941>.
- George, W.K., Davidson, L., 2004. Role of initial conditions in establishing asymptotic flow behavior. *AIAA Journal* 42 (3), 438–446.
- Georgiadis, N.J., Rizzetta, D.P., Fureby, C., 2009. Large-Eddy Simulation: Current Capabilities, Recommended Practices, and Future Research. *AIAA Journal* 48 (8), 1772–1784. <http://dx.doi.org/10.2514/1.J050232>.
- Georgii, H.-W., Busch, E., Weber, E., 1967. Investigation of the temporal and spatial distribution of the emission concentration of carbon monoxide in Frankfurt/Main. Report No. 11, Institute for Meteorology and Geophysics, University of Frankfurt (Translation No. 0477, NAPCA), 60 pp.
- Germano, M., 1986. A proposal for a redefinition of the turbulent stresses in the filtered Navier-Stokes equations. *Physics of Fluids* 29 (7), 2323–2324.
- Germano, M., 1992. Turbulence: the filtering approach. *Journal of Fluid Mechanics* 238, 325–336.
- Germano, M., 2012. The simplest decomposition of a turbulent field. *Physica D* 241, 284–287. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physd.2011.07.006>.
- Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., Cabot, W.H., 1991. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A* 3 (7), 1760–1765.

- Geurts, B., 1997. Inverse modeling for large-eddy simulation. *Physics of Fluids* 9 (12), 3583–3587.
- Geurts, B.J., 1999. Balancing errors in LES. In: Voke, P.R., Sandham, N.D., Kleiser, L. (Eds.), *Direct and Large Eddy Simulation III (Proceedings of the Isaac Newton Institute Symposium / ERCOFTAC Workshop, 12-14 May 1999, Cambridge, UK)*, Springer, ISBN 978-90-481-5327-5, pp. 1–12.
- Geurts, B.J., 2004. *Elements of Direct and Large-Eddy Simulation*. R.T. Edwards Inc., Flouertown, 388 pp. ISBN 978-1-930217-07-2.
- Geurts, B.J., 2006. Interacting errors in large-eddy simulation: a review of recent developments. *Journal of Turbulence* 7, N55, 16 pp. <http://dx.doi.org/10.1080/14685240600796507>.
- Geurts, B.J., Holm, D., 2003. Regularization modeling for large-eddy simulation. *Physics of Fluids* 15 (1), L13–L16.
- Ghosal, S., 1996. An Analysis of Numerical Errors in Large-Eddy Simulations of Turbulence. *Journal of Computational Physics* 125, 187–206.
- Ghosal, S., Lund, T.S., Moin, P., Akselvoll, K., 1995. A dynamic localization model for large-eddy simulation of turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics* 286, 229–255.
- Ghosal, S., Moin, P., 1995. The basic equations for the large eddy simulation of turbulent flows in complex geometry. *Journal of Computational Physics* 118, 24–37.
- Ghosh, T.K., Prelas, M.A., 2011. *Energy resources and systems, volume 2: Renewable resources*. Springer, 727 pp. ISBN 978-94-007-1402-1.
- Gibson, C. H., 1968. Fine Structure of Scalar Fields Mixed by Turbulence: I. Zero-Gradient Points and Minimal Gradient Surfaces. *Physics of Fluids* 11, 2305–2315.
- Gibson, M.M., Launder, B.E., 1978. Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 86, 491–511.
- Gidhagen, L., Johansson, C., Langner, J., Olivares, G., 2004. Simulation of NO_x and ultrafine particles in a street canyon in Stockholm, Sweden. *Atmospheric Environment* 38, 2029–2044.
- Giles, M.B., 1990. Non-reflecting boundary conditions for Euler equation calculations. *AIAA Journal* 28 (12), 2050–2058.
- Girimaji, S.S., 2006. Partially-Averaged Navier–Stokes Model for Turbulence: a Reynolds-Averaged Navier–Stokes to Direct Numerical Simulation Bridging Method. *Journal of Applied Mechanics* 73, 413–421. <http://dx.doi.org/10.1115/1.2151207>.
- Givoli, D., 1991. Non-reflecting Boundary Conditions: a review. *Journal of Computational Physics* 94, 1–29.
- Givoli, D., 2004. High-order local non-reflecting boundary conditions: a review. *Wave Motion* 39, 319–326.
- Glaze, D.J., Frankel, H., 2003. Stochastic inlet conditions for large-eddy simulation of a fully turbulent jet. *AIAA Journal* 41 (6), 1064–1073.
- Gloerfelt, X., Garrec, T.L., 2008. Generation of inflow turbulence for aeroacoustic applications. *AIAA Paper 2008-2926*, 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 5-7 May 2008, Vancouver, Canada.
- Godunov, S.K., 1959. A finite-difference method for the numerical computation and discontinuous solutions of the equations of fluid dynamics. *Matematicheskii Sbornik* 47, 271–306.
- Golitsyn, G.S., Kader, B.A., Koprov, B.M., Fortus, M.I., 2008. In Memory of A. M. Yaglom. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics* 44 (6), 796–798. <http://dx.doi.org/10.1134/S0001433808060157>.
- Gorle, C., van Beeck, J., Rambaud, P., Van Tendeloo, G., 2009. CFD modelling of small particle dispersion: the influence of the turbulence kinetic energy in the atmospheric boundary layer. *Atmospheric Environment* 43 (3), 673–681.
- Gosman, A.D., Pun, W.M., Runchal, A.K., Spalding, D.B., Wolfshtein, M., 1969. *Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows*. Academic Press, 338 pp. ISBN 0122919505.
- Gourlay, M.J., July 2009. Fluid Simulation for Video Games. Intel Software Network. <https://software.intel.com/en-us/articles/fluid-simulation-for-video-games-part-1>.
- Gousseau, P., Blocken, B., Stathopoulos, T., van Heijst, G.J.F., 2011a. CFD simulation of near-field pollutant dispersion on a high-resolution grid: a case study by LES and RANS for a building group in downtown Montreal. *Atmospheric Environment* 45, 428–438. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2010.09.065>.
- Gousseau, P., Blocken, B., van Heijst, G.J.F., 2011b. CFD simulation of pollutant dispersion around isolated buildings: on the role of convective and turbulent mass fluxes in the prediction accuracy. *Journal of Hazardous Materials* 194, 422–434. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jhazmat.2011.08.008>.
- Gousseau, P., Blocken, B., van Heijst, G.J.F., 2012. Large-Eddy Simulation of pollutant dispersion around a cubical building: Analysis of the turbulent mass transport mechanism by unsteady concentration and velocity statistics. *Environmental Pollution* 167, 47–57. <http://dx.doi.org/10.1016/j.envpol.2012.03.021>.
- Gowardhan, A.A., Pardyjak, E.R., Senocak, I., Brown, M.J., 2011. A CFD-based wind solver for an urban fast response transport and dispersion model. *Environmental Fluid Mechanics* 11, 439–464. <http://dx.doi.org/10.1007/s10652-011-9211-6>.
- Gravemeier, V., 2006. The Variational Multiscale Method for Laminar and Turbulent Flow. *Archives of Computational Methods in Engineering* 13 (2), 249–324.
- Grawe, D., Cai, X.-M., Harrison, R.M., 2007. Large eddy simulation of shading effects on NO₂ and O₃ concentrations within an idealised street canyon. *Atmospheric Environment* 41, 7304–7314. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2007.05.015>.
- Green, M.A., Rowley, C.W., Haller, G., 2007. Detection of Lagrangian coherent structures in three-dimensional turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 572, 111–120. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112006003648>.
- Green, S.R., 1992. Modelling turbulent air flow in a stand of widely-spaced trees. *The PHOENICS Journal of Computational Fluid Dynamics and its Applications* 23, 294–312.
- Griffiths, R.F., Megson, L.C., 1984. The effect on uncertainties in human toxic response on hazard range estimation for ammonia and chlorine. *Atmospheric Environment* 18, 1195–1206.
- Grigoriadis, D.G.E., Robins, A., 2001. Dispersion of passive pollutants at urban street canyon intersections. Technical Report, Department of Mechanical Engineering, University of Surrey, UK.

- Grimmond, C.S.B., Salmond, J.A., Oke, T.R., Offerle, B., Lemonsu, A., 2004. Flux and turbulence measurements at a densely built-up site in marseille: heat, mass (water and carbon Dioxide), and Momentum. *Journal of Geophysical Research* 109, D24101, 19 pp. <http://dx.doi.org/10.1019/2004JD004936>.
- Grinstein, F.F., 2001. Vortex Dynamics and Entrainment in Regular Free Jets. *Journal of Fluid Mechanics* 437, 69–101.
- Grinstein, F.F., Fureby, C., 2002. Recent progress on MILES for high Reynolds number flows. *Journal of Fluids Engineering* 124, 848–861.
- Grinstein, F.F., Fureby, C., 2004. From Canonical to Complex Flows: Recent Progress on Monotonically Integrated LES. *Computing in Science and Engineering* 6 (2), 36–49.
- Grinstein, F.F., Karniadakis, G.E. (Eds.), 2002. Alternative LES and Hybrid RANS/LES. Special Issue of *ASME Journal of Fluids Engineering* 124, 821–942.
- Grinstein, F.F., Margolin, L.G., Rider, W.J., 2007. *Implicit large eddy simulation: computing turbulent fluid dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 546 pp. ISBN 978-0-521-86982-9.
- Gromke, C., Buccolieri, R., Di Sabatino, S., Ruck, B., 2008. Dispersion study in a street canyon with tree planting by means of wind tunnel and numerical investigations - evaluation of CFD data with experimental data. *Atmospheric Environment* 42, 8640–8650. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2008.08.019>.
- Gromke, C., Ruck, B., 2007. Influence of trees on the dispersion of pollutants in an urban street canyon – Experimental investigation of the flow and concentration field. *Atmospheric Environment* 41, 3287–3302. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2006.12.043>.
- Gromke, C., Ruck, B., 2009. On the Impact of Trees on Dispersion Processes of Traffic Emissions in Street Canyons. *Boundary-Layer Meteorology* 131, 19–34. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-008-9301-2>.
- Gromke, C., Ruck, B., 2012. Pollutant Concentrations in Street Canyons of Different Aspect Ratio with Avenues of Trees for Various Wind Directions. *Boundary-Layer Meteorology* 144, 41–64. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-012-9703-z>.
- Gronskis, A., Heitz, D., Memin, E., 2013. Inflow and initial conditions for direct numerical simulation based on adjoint data assimilation. *Journal of Computational Physics* 242, 480–497. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcp.2013.01.051>.
- Grotzbach, G., 1987. Direct numerical and large-eddy simulation of turbulent channel flows. In: Cheremisinoff, N.P. (Ed.), *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, volume 6, Gulf Publishing Co., pp. 1337–1391.
- Gu, Z.L., Jiao, J.Y., Su, J.W., 2011a. Large-eddy simulation of the wind field and plume dispersion within different obstacle arrays using a dynamic mixing length subgrid-scale model. *Boundary-Layer Meteorology* 139, 439–455. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-010-9587-8>.
- Gu, Z.-L., Zhang, Y.-W., Cheng, Y., Lee, S.-C., 2011b. Effect of uneven building layout on air flow and pollutant dispersion in non-uniform street canyons. *Building and Environment* 46, 2657–2665. <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2011.06.028>.
- Gu, Z.L., Zhang, Y.W., Lei, K.B., 2010. Large eddy simulation of flow in a street canyon with tree planting under various atmospheric instability conditions. *Science China - Technological Sciences* 53 (7), 1928–1937. <http://dx.doi.org/10.1007/s11431-010-3243-x>.
- Guermond, J.L., Oden, J.T., Prudhomme, S., 2004. Some mathematical issues concerning large-eddy simulation models for turbulent flows. *Journal of Mathematical Fluid Mechanics* 6 (2), 194–248. <http://dx.doi.org/10.1007/s00021-003-0091-5>.
- Guermond, J.L., Prudhomme, S., 2005. On the construction of suitable solutions to the Navier–Stokes equations and questions regarding the definition of large eddy simulation. *Physica D* 207, 64–78. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physd.2005.05.014>.
- Gullbrand, J., 2003. Grid-independent large-eddy simulation in turbulent channel flow using three-dimensional explicit filtering. *Annual Research Briefs – Center for Turbulence Research, Stanford University*, 331–342.
- Gullbrand, J., Chow, F.K., 2003. The effect of numerical errors and turbulence models in LES of channel flow, with and without explicit filtering. *Journal of Fluid Mechanics* 495, 323–341. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112003006268>.
- Gupta, S., Brinster, J., Studer, E., Tkatschenko, I., 2009. Hydrogen related risks within a private garage: concentration measurements in a realistic full-scale experimental facility. *International Journal of Hydrogen Energy* 34, 5902–5911. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2009.03.026>.
- Ha Minh, H., Kourta, A., 1993. Semi-Deterministic Turbulence Modelling for Flows Dominated by Strong Organized Structures. *Proceedings of the 9th Turbulent Shear Flows Symposium*, 16-18 August 1993, Kyoto, Japan, 10.5-1. 10.5-6.
- Haase, W., Chaput, E., Elsholz, E., Leschziner, M., Muller, U. (Eds.), 1997. *ECARP European Computational Aerodynamics Research Project: Validation of CFD Codes and Assessment of Turbulence Models*. Notes on Numerical Fluid Mechanics 58, IXX, 604 pp. ISBN 3528069589.
- Habilomatis, G., Chaloulakou, A., 2013. Ultrafine particles dispersion modeling in a street canyon: Development and evaluation of a composite lattice Boltzmann model. *Science of the Total Environment* 463-464, 478–487. <http://dx.doi.org/10.1016/j.scitotenv.2013.05.094>.
- Hahn, M., Drikakis, D., 2005. Large eddy simulation of compressible turbulence using high-resolution methods. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 49, 971–977. <http://dx.doi.org/10.1002/fld.882>.
- Hahn, M., Drikakis, D., 2009a. Assessment of large-eddy simulation of internal separated flow. *Journal of Fluids Engineering* 131 (7), 0712011–07120115. <http://dx.doi.org/10.1115/1.3130243>.
- Hahn, M., Drikakis, D., 2009b. Implicit Large-Eddy Simulation of Swept-Wing Flow Using High-Resolution Methods. *AIAA Journal* 47 (3), 618–630. <http://dx.doi.org/10.2514/1.37806>.
- Halitsky, J., 1962. Diffusion of Vented GAS Around Buildings. *Journal of the Air Pollution Control Association* 12 (2), 74–80. <http://dx.doi.org/10.1080/00022470.1962.10468050>.
- Halitsky, J., 1963. Gas diffusion near buildings. *ASHRAE Transactions* 69, 464–484.
- Hall, C.D., 1975. The simulation of particle motion in atmosphere by a numerical random-walk model. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 101, 235–244.

- Hall, D.J., Kukadia, V., 1994. Approaches to the calculation of discharge stack heights for odour control. Report No. LR994, Warren Spring Laboratory, UK. ISBN 0.85624854-1.
- Hall, D.J., Spanton, A.M., 2013. Ingress of External Contaminants into Buildings - A Review. ADMLC/2012/01, Atmospheric Dispersion Modelling Liaison Committee Report: ADMLC-R7, January 2013, ISBN 978-0-85951-734-8. <http://www.admlc.org.uk/documents/ADMLC-R7-2012-1.pdf>.
- Hall, R.C. (Ed.), 1997. Evaluation of modelling uncertainty. CFD modelling of near-field atmospheric dispersion. Project EMU final report, European Commission Directorate-General XII Science, Research and Development Contract EV5V-CT94-0531, WS Atkins Consultants Ltd., Surrey.
- Hamlyn, D., Britter R., 2005. A numerical study of the flow field and exchange processes within a canopy of urban-type roughness. *Atmospheric Environment* 39, 3243–3254.
- Handler, R.A., Levich, E., Sirovich, L., 1993. Drag reduction in turbulent channel flow by phase randomization. *Physics of Fluids A* 5 (3), 686–694.
- Hang, J., Li, Y., 2011. Age of air and air exchange efficiency in high-rise urban areas and its link to pollutant dilution. *Atmospheric Environment* 45, 5572–5585. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2011.04.051>.
- Hang, J., Li, Y., 2010. Ventilation strategy and air change rates in idealized high-rise compact urban areas. *Building and Environment* 45, 2754–2767. <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2010.06.004>.
- Hang, J., Li, Y., Sandberg, M., Buccolieri, R., Di Sabatino, S., 2012. The influence of building height variability on pollutant dispersion and pedestrian ventilation in idealized high-rise urban areas. *Building and Environment* 56, 346–360. <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2012.03.023>.
- Hang, J., Sandberg, M., Li, Y., Claesson, L., 2009. Pollutant dispersion in idealized city models with different urban morphologies. *Atmospheric Environment* 43, 6011–6025. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2009.08.029>.
- Hanjalic, K., 1970. Two Dimensional Asymmetrical Turbulent Flow in Ducts. PhD thesis, Imperial College, London University, UK.
- Hanjalic, K., 1994. Advanced turbulence closure models: a view of current status and future prospects. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 15 (3), 178–203.
- Hanjalic, K., 2002. One-point closure models for buoyancy-driven turbulent flows. *Annual Review of Fluid Mechanics* 34, 321–347.
- Hanjalic, K., 2005. Will RANS survive LES? A view of perspectives. *Journal of Fluids Engineering* 127, 831–839.
- Hanjalic, K., Kenjeres, S., 2008. Some developments in turbulence modeling for wind and environmental engineering. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 96, 1537–1570. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2008.02.054>.
- Hanjalic, K., Launder, B.E., 1972. A Reynolds-stress model of turbulence and its application to asymmetric shear flows. *Journal of Fluid Mechanics* 52, 609–638.
- Hanjalic, K., Launder, B.E., 1976. Contribution towards a Reynolds-stress closure for low-Reynolds-number turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 74 (4), 593–610.
- Hanna, S., Chang, J., 2012. Acceptance criteria for urban dispersion model evaluation. *Meteorology and Atmospheric Physics* 116, 133–146. <http://dx.doi.org/10.1007/s00703-011-0177-1>.
- Hanna, S., White, J., Zhou, Y., 2007. Observed winds, turbulence, and dispersion in built-up downtown areas of Oklahoma City and Manhattan. *Boundary-Layer Meteorology* 125, 441–468. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-007-9197-2>.
- Hanna, S.R., 1979a. A statistical diffusion model for use with variable wind fields. *Proceedings of the Fourth Symposium on Turbulence, Diffusion, and Air Pollution of the American Meteorological Society*, 15-18 January 1979, Reno, Nevada, USA, pp. 15-18.
- Hanna, S.R., 1979b. Some statistics of Lagrangian and Eulerian wind fluctuations. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 18, 518–525.
- Hanna, S.R., 1989. Plume dispersion and concentration fluctuations in the atmosphere. In: Cheremisinoff, P. (Ed.), *Encyclopedia of environmental control technology. Volume 2 : Air Pollution Control*. Gulf Publishing Company, Houston, TX, pp. 547–582.
- Hanna, S.R., 1993. Uncertainties in air quality model predictions. *Boundary-Layer Meteorology* 62, 3–20.
- Hanna, S.R., Briggs, G.A., Hosker, R.P., 1982. *Handbook on atmospheric diffusion*. Technical information center, US Department of Energy, DOE/TIC-11223, 102 pp.
- Hanna, S.R., Brown, M.J., Camelli, F.E., Chan, S.T., Coirier, W.J., Hansen, O.R., Huber, A.H., Kim, S., Reynolds, R.M., 2006. Detailed simulations of atmospheric flow and dispersion in downtown Manhattan: an application of five computational fluid dynamics models. *Bulletin of the American Meteorological Society* 87, 1713–1726. <http://dx.doi.org/10.1175/BAMS-87-12-1713>.
- Hanna, S.R., Hansen, O.R., Dharmavaram, S., 2004. FLACS CFD air quality model performance evaluation with Kit Fox, MUST, Prairie Grass, and EMU observations. *Atmospheric Environment* 38, 4675–4687.
- Hanna, S.R., Tehrani, S., Carissimo, B., Macdonald, R.W., Lohner, R., 2002. Comparisons of model simulations with observations of mean flow and turbulence within simple obstacle arrays. *Atmospheric Environment* 36, 5067–5079.
- Hargreaves, D.M., Wright, N.G., 2007. On the use of the $k-\epsilon$ model in commercial CFD software to model the neutral atmospheric boundary layer. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 95 (5), 355–369.
- Harlow, F. H., 1955. *A Machine Calculation Method for Hydrodynamic Problems*. Los Alamos Scientific Laboratory report LAMS-1956.
- Harlow, F.H., 2004. Fluid dynamics in Group T-3 Los Alamos National Laboratory (LA-UR-03-3852). *Journal of Computational Physics* 195, 414–433. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcp.2003.09.031>.
- Harlow, F.H., Amsden, A.A., 1971. A Numerical Fluid Dynamics Calculation Method for All Flow Speeds. *Journal of Computational Physics* 8, 197–213.
- Harlow, F.H., Fromm, J.E., 1963. Numerical solution of the problem of vortex street development. *Physics of Fluids* 6, 975–982.

- Harlow, F.H., Nakayama, P.I., 1967. Turbulence Transport Equations. *Physics of Fluids* 10, 2323–2332.
- Harlow, F.H., Nakayama, P.I., 1968. Transport of Turbulence Energy Decay Rate. Los Alamos Scientific Laboratory report LA-3854.
- Harlow, F.H., Welch, J.E., 1965. Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *Physics of Fluids* 8 (12), 2182–2189.
- Harms, F., Hertwig, D., Leidl, B., Schatzmann, M., Patnaik, G., 2011b. Characterization of transient dispersion processes in an urban environment. Proceedings of the 14th Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes, 2-6 October 2011, Kos, Greece, pp. 708–712.
- Harms, F., Leidl, B., Schatzmann, M., 2005. Comparison of tracer dispersion through a model of an idealized urban area from field (MUST) and wind tunnel measurements. Proceedings of the International Workshop on Physical Modelling of Flow and Dispersion Phenomena, London, Canada.
- Harms, F., Leidl, B., Schatzmann, M., Patnaik, G., 2011a. Validating LES-based flow and dispersion models. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99, 289–295. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2011.01.007>.
- Harris, C.L., 1934. Influence of neighbouring structures on the wind pressure on tall buildings. Bureau of Standards, *Journal of Research* 12 (Research Paper RP 637), 103–118.
- Harten, A., 1984. On a class of high resolution total variation stable finite difference schemes. *SIAM Journal on Numerical Analysis* 21 (1), 1–23.
- Hassan, A.A., Crowther, J.M., 1998. Modelling of fluid flow and pollutant dispersion in a street canyon. *Environmental Monitoring and Assessment* 52, 281–297.
- Haupt, S.E., Zajackowski, F.J., Peltier, L.J., 2011. Detached Eddy Simulation of Atmospheric Flow About a Surface Mounted Cube at High Reynolds Number. *Journal of Fluids Engineering* 133 (3), 031002, 8 pp. <http://dx.doi.org/10.1115/1.4003649>.
- Hawking, S., 1988. *A Brief History of Time*. Bantam Books. ISBN 0-553-38016-8.
- He, J., Song, C.C.S., 1999. Evaluation of pedestrian winds in urban area by numerical approach. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 81, 295–309.
- Head, M.R., Bandyopadhyay, P., 1981. New aspects of turbulent boundary-layer structure. *Journal of Fluid Mechanics* 107, 297–338.
- Hefny, M.M., Ooka, R., 2008. Influence of cell geometry and mesh resolution on large eddy simulation predictions of flow around a single building. *Building Simulation* 1, 251–260.
- Heisenberg, W., 1924. *Über Stabilität und Turbulenz von Flüssigkeitsströmen* (Diss.). *Annalen der Physik* 379 (15), 577–627. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19243791502>.
- Heisenberg, W., 1948a. On the theory of statistical and isotropic turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 195, 402–406.
- Heisenberg, W., 1948b. Zur statistischen Theorie der Turbulenz. *Zeitschrift für Physik* 124, 628–657. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01668899>.
- Hemon, P., Santi, F., 2007. Simulation of a spatially correlated turbulent velocity field using biorthogonal decomposition. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 95, 21–29. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2006.04.003>.
- Hertwig, D., Efthimiou, G.C., Bartzis, J.G., Leidl, B., 2012. CFD-RANS model validation of turbulent flow in a semi-idealized urban canopy. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 111, 61–72. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2012.09.003>.
- Hertwig, D., Efthimiou, G.C., Harms, F., Fischer, R., Bastigkeit, I., Bartzis, J.G., Leidl, B., 2011b. Aspects of RANS model validation for unsteady urban flows. Proceedings of the 14th Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes, 2-6 October, Kos, Greece, pp. 91–95.
- Hertwig, D., Leidl, B., Schatzmann, M., 2011c. Organized turbulent structures - Link between experimental data and LES. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99, 296–307. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2011.01.002>.
- Hertwig, D., Peeck, C., Harms, F., Patnaik, G., Leidl, B., Schatzmann, M., 2011a. LES validation of flow in a densely built environment. Proceedings of the 14th Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes, 2-6 October, Kos, Greece, pp. 96–100.
- Hickel, S., Adams, N.A., 2008. Implicit LES applied to zero-pressure-gradient and adverse-pressure-gradient boundary-layer turbulence. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 29, 626–639. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2008.03.008>.
- Hickel, S., Devesa, A., Adams, N.A., 2009. Implicit Turbulence Modeling by Finite Volume Methods. In: Brun, C., Juve, D., Manhart, M., Munz, C.-D. (Eds.), *Numerical Simulation of Turbulent Flows and Noise Generation* (Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, volume 104), Springer Berlin Heidelberg, 342pp., ISBN 978-3-540-89956-3, pp. 149–173. http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-89956-3_7.
- Higson, H.L., Griffiths, R.F., Jones, C.D., Hall, D.J., 1996. Flow and dispersion around an isolated building. *Atmospheric Environment* 30 (16), 2859–2870.
- Hilderman, T., Chong, R., 2004. A laboratory study of momentum and passive scalar transport and diffusion within and above a model urban canopy - final report. Report Number CRDC00327, Coanda Research & Development Corporation, 70 pp. <http://pubs.drdc.gc.ca/PDFS/unc71/p529311.pdf>.
- Hinze, J.O., 1959. *Turbulence*. McGraw-Hill, New York.
- Hinze, J.O., 1975. *Turbulence*, second ed., McGraw-Hill, New York, 790 pp. ISBN 0-07-029037-7.
- Hiraoka, H., 1993. Modelling of turbulent flows within plant/urban canopies. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 46-47, 173–182.
- Hirsch, C., Tartinville, B., 2009. Reynolds-Averaged Navier-Stokes modelling for industrial applications and some challenging issues. *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 23 (4), 295–303. <http://dx.doi.org/10.1080/10618560902773379>.

- Hirt, C.W., Cook, J.L., 1972. The Calculation of Three-Dimensional Flows Around Structures and Over Rough Terrain. *Journal of Computational Physics* 10, 324–340.
- Hirt, C.W., Nichols, B.D., 1981. Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries. *Journal of Computational Physics* 39, 201–225.
- Hirt, C.W., Nichols, B.D., Romero, N.C., 1975. SOLA - A Numerical Solution Algorithm for Transient Fluid Flows. Los Alamos Scientific Laboratory report LA-5852.
- Hogstrom, U., Hunt, J.C.R., Smedman, A.S., 2002. Theory and measurements for turbulence spectra and variances in the atmospheric neutral surface layer. *Boundary-Layer Meteorology* 103, 101–124.
- Holmes, N.S., Morawska, L., 2006. A review of dispersion modelling and its application to the dispersion of particles: An overview of different dispersion models available. *Atmospheric Environment* 40 (30), 5902–5928. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2006.06.003>.
- Holmes, P., Lumley, J.L., Berkooz, G., 1996. *Turbulence, Coherent Structures, Dynamical Systems and Symmetry*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 420 pp. ISBN 0 521 55142.
- Holzer, M., Siggia, E.D., 1994. Turbulent mixing of a passive scalar. *Physics of Fluids* 6, 1820.
- Hommema, S.E., Adrian, R.J., 2003. Packet structure of surface eddies in the atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology* 106, 147–170.
- Hoogerbrugge, P.J., Koelman, J.M.V.A., 1992. Simulating microscopic hydrodynamic phenomena with dissipative particle dynamics. *Europhysics Letters* 19 (3), 155–160.
- Hopf, E., 1948. A mathematical example displaying the features of turbulence. *Communications on Pure and Applied Mathematics* 1, 303–322.
- Horiguchi, M., Hayashi, T., Hashiguchi, H., Ito, Y., Ueda, H., 2010. Observations of coherent turbulence structures in the near-neutral atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology* 136, 25–44.
- Horiuti, K., 1985. Large Eddy Simulation of Turbulent Channel Flow by One-Equation Modelling. *Journal of the Physical Society of Japan* 54 (8), 2855–2865.
- Horiuti, K., 1997. A new dynamic two-parameter mixed model for large-eddy simulation. *Physics of Fluids* 9 (11), 3443–3464.
- Hoshiya, M., 1972. Simulation of multi-correlated random processes and application to structural vibration problems. *Proceedings of the Japan Society of Civil Engineers*, No. 204, August 1972, pp. 121–128. <http://dx.doi.org/10.2208/jscej1969.1972.121>.
- Hoshiya, M., 1974. *Vibration Analysis by Stochastic Methods*. Kajima Publishing Co., Tokyo.
- Hosker, R.P., 1979. Empirical Estimation of Wake Cavity Size Behind Block-Type Structures. *Proceedings of the Fourth Symposium on Turbulence, Diffusion, and Air Pollution of the American Meteorological Society*, 15–18 January 1979, Reno, Nevada, USA, pp. 603–609.
- Hosker, R.P., 1984. Flow and diffusion near obstacles. In: Randerson, D. (Ed.), *Atmospheric Science and Power Production*, US Department of Energy Tech. Info Centre, pp. 241–326.
- Hosker, R.P., 1985. Flow around isolated structures and building clusters: a review. *ASHRE Transactions* 91, 1671–1692.
- Hotchkiss, R.S., 1971. Numerical calculation of three-dimensional flows of air and particulates about structures. *Proceedings of the Symposium on Air Pollution, Turbulence and Diffusion*, 7–10 December 1971, Las Cruces, New Mexico.
- Hotchkiss, R.S., Harlow, F.H., 1973. Air pollution transport in street canyons. Report prepared by Los Alamos Scientific Laboratory for U.S. Environmental Protection Agency, EPA-R4-73-029.
- Housiadas, C., Amanatidis, G.T., Bartzis, J.G., 1990. Modelling of precipitation and wet deposition in atmospheric mesoscale systems. DEMO report 90/13, NCSR Demokritos.
- Hoyas, S., Jimenez, J., 2006. Scaling of the velocity fluctuations in turbulent channels up to $Re_\tau = 2003$. *Physics of Fluids* 18, 011702. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2162185>.
- Hoyas, S., Jimenez, J., 2008. Reynolds number effects on the Reynolds-stress budgets in turbulent channels. *Physics of Fluids* 20, 101511. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3005862>.
- Hoydysh, W.G., Chiu, H.H., 1971. An experimental and theoretical investigation of the dispersion of carbon monoxide in the urban complex. *AIAA Paper 71-523*, Urban Technology Conference, 24–26 May 1971, New York, USA.
- Hoydysh, W.G., Dabberdt, W.F., 1988. Kinematics and dispersion characteristics of flows in asymmetric street canyons. *Atmospheric Environment* 22, 2677–2689.
- Hoydysh, W.G., Dabberdt, W.F., 1994. Concentration fields at urban intersections: fluid modeling studies. *Atmospheric Environment* 28, 1849–1860.
- Hoydysh, W.G., Ogawa, Y., Griffiths, R.A., 1974. A scale model study of dispersion of pollution in street canyons. *APCA Paper No. 74-157*, 67th Annual Meeting of the Air Pollution Control Association, 9–13 June 1974, Denver, Colorado.
- Hsieh, K.-J., Lien, F.-S., Yee, E., 2007. Numerical modeling of passive scalar dispersion in an urban canopy layer. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 95, 1611–1636. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2007.02.028>.
- Hsieh, K.-J., Lien, F.-S., Yee, E., 2010. Towards a unified turbulence simulation approach for wall bounded flows. *Flow Turbulence and Combustion* 84, 193–218. <http://dx.doi.org/10.1007/s10494-009-9220-4>.
- Hu, C.-H., Wang, F., 2005. Using a CFD approach for the study of street-level winds in a built-up area. *Building and Environment* 40, 617–631. <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2004.08.016>.
- Hu, L.H., Huo, R., Yang, D., 2009. Large eddy simulation of fire-induced buoyancy driven plume dispersion in an urban street canyon under perpendicular wind flow. *Journal of Hazardous Materials* 166, 394–406. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jhazmat.2008.11.105>.
- Hu, L.H., Xu, Y., W. Zhu, W., Wu, L., Tang, F., Lu, K.H., 2011. Large eddy simulation of pollutant gas dispersion with buoyancy ejected from building into an urban street canyon, *Journal of Hazardous Materials* 192, 940–948. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jhazmat.2010.12.063>.

- Huai, X., Juslin, R.D., Piomelli, U., 1997. Large-eddy simulation of transition to turbulence in boundary layers. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 9, 149–163.
- Huang, H., Akutsu, Y., Arai, M., Tamura, M., 2000. A two-dimensional air quality model in an urban street canyon: evaluation and sensitivity analysis. *Atmospheric Environment* 34, 689–698.
- Huang, H., Ooka, R., Kato, S., 2005. Urban thermal environment measurements and numerical simulation for an actual complex urban area covering a large district heating and cooling system in summer. *Atmospheric Environment* 39, 6362–6375. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2005.07.018>.
- Huang, J., Cassiani, M., Albertson, J.D., 2011. Coherent Turbulent Structures Across a Vegetation Discontinuity. *Boundary-Layer Meteorology* 140, 1–22. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-011-9600-x>.
- Huang, J., Cassiani, M., Albertson, J.D., 2009a. Analysis of coherent structures within the atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology* 131, 147–171. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-009-9357-7>.
- Huang, J., Cassiani, M., Albertson, J.D., 2009b. The effects of vegetation density on coherent turbulent structures within the canopy sublayer: a large-eddy simulation study. *Boundary-Layer Meteorology* 133, 253–275.
- Huang, S., Li, Q.S., Xu, S., 2007. Numerical evaluation of wind effects on a tall steel building by CFD. *Journal of Constructional Steel Research* 63, 612–627. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcsr.2006.06.033>.
- Huang, S.H., Li, Q.S., Wu, J.R., 2010. A general inflow turbulence generator for large eddy simulation. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 98, 600–617. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2010.06.002>.
- Huang, Y., Hu, X., Zeng, N., 2009. Impact of wedge-shaped roofs on airflow and pollutant dispersion inside urban street canyons. *Building and Environment* 44, 2335–2347. <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2009.03.024>.
- Huang, Y., Jin, M., Sun, Y., 2007. Numerical studies on airflow and pollutant dispersion in urban street canyons formed by slanted roof buildings. *Journal of Hydrodynamics, Series B* 19 (1), 100–106.
- Huang, Y., Zhou, Z., 2013. A Numerical Study of Airflow and Pollutant Dispersion Inside an Urban Street Canyon Containing an Elevated Expressway. *Environmental Modeling & Assessment* 18, 105–114. <http://dx.doi.org/10.1007/s10666-012-9332-4>.
- Huber, A.H., 1989. The influence of building width and orientation on plume dispersion in the wake of a building. *Atmospheric Environment* 23, 2109–2116.
- Huber, A.H., Snyder, W.H., Lawson, R.E., 1980. The effects of a square building on short stack effluents: a wind-tunnel study. Report EPA-600/4-80-055, U.S. Environment Protection Agency, Research Triangle Park, North Carolina.
- Hughes, T.J.R., Feijoo, G.R., Mazzei, L., Quincy, J.B., 1998. The variational multiscale method – a paradigm for computational mechanics. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 166, 2–24.
- Hughes, T.J.R., Oberai, A.A., Mazzei, L., 2001. Large eddy simulation of turbulent channel flows by the variational multiscale method. *Physics of Fluids* 13, 1784–1799.
- Hunt, J.C.R., 1970. Further aspects of the theory of wakes behind buildings and a comparison of the theory with experimental results. Central Electricity Research Laboratories, Laboratory Note No. RD/L/R 1665.
- Hunt, J.C.R., 1971. The effect of single buildings and structures. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 269, 457–467.
- Hunt, J.C.R., 1987. Lewis Fry Richardson and his contribution to mathematics, meteorology, and models of conflict. *Annual Review of Fluid Mechanics* 30, xiii–xxxvi.
- Hunt, J.C.R., 1998. Lewis Fry Richardson and His Contributions to Mathematics, Meteorology, and Models of Conflict. *Annual Review of Fluid Mechanics* 30, xiii–xxxvi. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.fluid.30.1.0>.
- Hunt, J.C.R., Abell, C.J., Peterka, J.A., Woo, H., 1978. Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualization. *Journal of Fluid Mechanics* 86 (1), 179–200.
- Hunt, J.C.R., Carruthers, D.J., Daish, N., Britter, R., 2004. Dispersion from Accidental Releases in Urban Areas. Report No. ADMCL/2002/3, Atmospheric Dispersion Modelling Liaison Committee. http://www.admlc.org.uk/documents/ADMCLC20023_000.pdf.
- Hunt, J.C.R., Savill, A.M., 2005. Guidelines and criteria for the use of turbulence models in complex flows. In: Hewitt, G.F., Vassilicos, J.C. (Eds.), *Prediction of turbulent flows*, Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Hunter, L.J., Johnson, G.T., Watson, I.D., 1992. An investigation of three-dimensional characteristics of flow regimes within the urban canyon. *Atmospheric Environment* 26B, 425–432.
- Hunter, L.J., Watson, I.D., Johnson, G.T., 1991. Modelling Air Flow Regimes in Urban Canyons. *Energy and Buildings* 15-16, 315–324.
- Hussain, A.K.M.F., 1981. Role of coherent structures in turbulent shear flows. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences Section C: Engineering Sciences* 4 (2), 129–175.
- Hussain, A.K.M.F., Reynolds, W.C., 1975. Measurements in fully developed turbulent channel flow. *Journal of Fluids Engineering*, 97 (4), 568–578. <http://dx.doi.org/10.1115/1.3448125>.
- Hussain, M., Lee, B.E., 1980. A wind tunnel study of the mean pressure forces acting on large groups of low-rise buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 6, 207–225.
- Hussaini, M.Y., Thangam, S., Woodruff, S.L., Zhou, Y., 2006. Development of a continuous model for simulation of turbulent flows. *Journal of Applied Mechanics* 73, 441–448.
- Hutchins, N., Marusic, I., 2007. Large-scale influences in near-wall turbulence. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 365, 647–664. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2006.1942>.
- Hutton, A.G., 2009. The emerging role of large eddy simulation in industrial practice: challenges and opportunities. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 367, 2819–2826. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2009.0077>.
- Iaccarino, G., Ooi, A., Durbin, P.A., Behnia, M., 2003. Reynolds averaged simulation of unsteady separated flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24, 147–156.
- Iizuka, S., Kondo, H., 2004. Performance of various sub-grid scale models in large-eddy simulations of turbulent flow over complex terrain. *Atmospheric Environment* 38, 7083–7091.

- Inagaki, A., Castillo, M.C.L., Yamashita, Y., Kanda, M., Takimoto, H., 2012. Large-Eddy Simulation of Coherent Flow Structures within a Cubical Canopy. *Boundary-Layer Meteorology* 142, 207–222. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-011-9671-8>.
- Inagaki, A., Kanda, M., 2010. Organized structure of active turbulence over an array of cubes within the logarithmic layer of atmospheric flow. *Boundary-Layer Meteorology* 135, 209–228. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-010-9477-0>.
- Jackson, J.D., Launder, B.E., 2007. Osborne Reynolds and the publication of his papers on turbulent flow. *Annual Review of Fluid Mechanics* 39, 18–35. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.fluid.39.050905.110241>.
- Jakeman, A.J., Letcher, R.A., Norton, J.P., 2006. Ten iterative steps in development and evaluation of environmental models. *Environmental Modelling & Software* 21 (5), 602–614. <http://dx.doi.org/10.1016/j.envsoft.2006.01.004>.
- Jarrin, N., 2008. Synthetic inflow boundary conditions for the numerical simulation of turbulence. PhD thesis, School of Mechanical, Aerospace and Civil Engineering, The University of Manchester, UK.
- Jarrin, N., Benhamadouche, S., Laurence, D., Prosser, R., 2006. A synthetic-eddy method for generating inflow conditions for large-eddy simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 27, 585–593. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.02.006>.
- Jarrin, N., Prosser, R., Eribe, J.-C., Benhamadouche, S., Laurence, D., 2009. Reconstruction of turbulent fluctuations for hybrid RANS/LES simulations using a synthetic-eddy method. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30, 435–442. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2009.02.016>.
- Jarrin, N., Uribe, J.-C., Prosser, R., Laurence, D., 2008. Synthetic inflow boundary conditions for wall bounded flows. In: Peng, S.-H., Haase, W. (Eds.), *Advances in Hybrid RANS-LES Modelling*, NNFM 97, Springer, pp. 77–86.
- Jaw, S.Y., Chen, C.J., 1998. Present Status of Second-Order Closure Turbulence Models. I: Overview. *Journal of Engineering Mechanics* 124 (5), 485–501.
- Jeong, J., Hussain, F., 1995. On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics* 285, 69–94.
- Jeong, J., Hussain, F., Schoppa, W., Kim, J., 1997. Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics* 332, 185–214.
- Jeong, S.J., Andrews, M.J., 2002. Application of the $k-\epsilon$ turbulence model to the high Reynolds number skimming flow field of an urban street canyon. *Atmospheric Environment* 36, 1137–1145.
- Jiang, G., Yoshie, R., Shirasawa, T., Jin, X., 2012. Inflow turbulence generation for large eddy simulation in non-isothermal boundary layers. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 104-106, 369–378. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2012.02.030>.
- Jiang, X., Lai, C.-H., 2009. Numerical techniques for direct and large eddy simulations. Chapman & Hall/CRC, Boca Raton, Florida, USA, 264 pp. ISBN 978-1-4200-7578-6.
- Jiang, Y., Liu, H., Sang, J., Zhang, B., 2007. Numerical and Experimental Studies on Flow and Pollutant Dispersion in Urban Street Canyons. *Advances in Atmospheric Sciences*, 24 (1), 111–125. <http://dx.doi.org/10.1007/s00376-007-0111-0>.
- Jicha, M., Pospisil, J., Katolicky, J., 2000. Dispersion of pollutants in street canyon under traffic induced flow and turbulence. *Environmental Monitoring and Assessment* 65, 343–351.
- Jimenez, J., 1995. On why dynamic subgrid-scale models work. *Annual Research Briefs – Center for Turbulence Research, Stanford University*, 25–34.
- Jimenez, J., 2012. Cascades in Wall-Bounded Turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics* 44, 27–45. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-fluid-120710-101039>.
- Jimenez, J., 2013. Near-wall turbulence. *Physics of Fluids* 25, 101302. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4824988>.
- Jimenez, J., Hoyas, S., Simens, M.P., Mizuno, Y., 2010. Turbulent boundary layers and channels at moderate Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics* 657, 335–360. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112010001370>.
- Jimenez, J., Moser, R.D., 1998. LES: where are we and what can we expect. *AIAA Paper 98-2891*, 29th AIAA Fluid Dynamics Conference, 15-18 June 1998, Albuquerque, New Mexico, USA.
- Jimenez, J., Moser, R.D., 2007. What are we learning from simulating wall turbulence? *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 365, 715–732. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2006.1943>.
- Jimenez-Horrnero, F.J., Giraldez, J.V., Gutierrez de Rave, E., Moral, F.J., 2007. Description of pollutant dispersion in an urban street canyon using a two dimensional lattice model. *Atmospheric Environment* 41, 221–226. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2006.09.040>.
- Johansson, P.S., Andersson, H.I., 2004. Generation of inflow data for inhomogeneous turbulence. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 18, 371–389.
- Johnson, G.T., Hunter, L.J., 1995. A numerical study of dispersion of passive scalars in city canyons. *Boundary-Layer Meteorology* 75, 235–262.
- Johnson, G.T., Hunter, L.J., 1998. Urban wind flows: wind tunnel and numerical simulations—a preliminary comparison. *Environmental Modelling & Software* 13, 279–286.
- Johnson, G.T., Hunter, L.J., Arnfield, A.J., 1990. Preliminary field test of an urban canyon wind flow model. *Energy and Buildings* 15–16, 325–332.
- Johnson, W.B., Dabberdt, W.F., Ludwig, F.L., Allen, R.J., 1971. Field Study for initial evaluation of an urban diffusion model for carbon monoxide. Comprehensive Report, Coordinating Research Council Contract CAPA-3-68 (1-69), Stanford Research Institute, Menlo Park, California, 144 pp.
- Johnson, W.B., Ludwig, F.L., Dabberdt, W.F., Allen, R.J., 1973. An Urban Diffusion Simulation Model For Carbon Monoxide. *Journal of the Air Pollution Control Association* 23 (6), 490–498. <http://dx.doi.org/10.1080/00022470.1973.10469794>.
- Jones, A.P., 1999. Indoor air quality and health. *Atmospheric Environment* 33, 4535–4564.
- Jones, W.P., Launder, B.E., 1972. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 15, 301–314.

- Juneja, A., Lathrop, D.P., Sreenivasan, K.R., Stolovitzky, G., 1994. Synthetic turbulence. *Physical Review E* 49, 5179–5194. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.49.5179>.
- Kaimal, J. C., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., Cote, O.R., 1972. Spectral characteristics of surface-layer turbulence. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 98, 563–589.
- Kaimal, J.C., Finnigan, J.J., 1994. *Atmospheric Boundary Layer Flows. Their Structure and Measurement*. Oxford University Press, New York, 289 pp. ISBN 0-19-506239-6.
- Kakosimos, K.E., Assael, M.J., 2013. Application of Detached Eddy Simulation to neighbourhood scale gases atmospheric dispersion modelling. *Journal of Hazardous Materials* 261, 653–668. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jhazmat.2013.08.018>.
- Kaltenbach, H.-J., 1993. Large eddy simulation of flow in a plane, asymmetric diffuser. *Annual Research Briefs – Center for Turbulence Research, Stanford University*, 101–109.
- Kaltenbach, H.-J., Fatica, M., Mittal, R., Lund, T.S., Moin, P., 1999. Study of flow in a planar asymmetric diffuser using large-eddy simulation. *Journal of Fluid Mechanics* 390, 151–158.
- Kameda, H., Morikawa, H., 1992. An interpolating stochastic process for simulation of conditional random fields. *Probabilistic Engineering Mechanics* 7 (4), 243–254.
- Kameda, H., Morikawa, H., 1994. Conditioned stochastic processes for conditional random fields. *Journal of Engineering Mechanics (ASCE)* 120 (4), 855–875.
- Kanayama, H., Tsukikawa, H., Ismail, I., 2011. Simulation of hydrogen dispersion by the domain decomposition method. *Japan Journal of Industrial and Applied Mathematics* 28 (1), 43–53.
- Kanda, M., 2006a. Large-eddy simulations on the effects of surface geometry of building arrays on turbulent organized structures. *Boundary-Layer Meteorology* 118, 151–168. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-005-5294-2>.
- Kanda, M., 2006b. Progress in the scale modeling of urban climate: Review. *Theoretical and Applied Climatology* 84, 23–33. <http://dx.doi.org/10.1007/s00704-005-0141-4>.
- Kanda, M., Moriwaki, R., Kasamatsu, F., 2004. Large Eddy Simulation of Turbulent Organized Structure Within and Above Explicitly Resolved Cube Arrays. *Boundary-Layer Meteorology* 112, 343–368.
- Kaneda, Y., Ishihara, T., 2006. High-resolution direct numerical simulation of turbulence. *Journal of Turbulence* 7, N20, 17 pp. <http://dx.doi.org/10.1080/14685240500256099>.
- Kaneda, Y., Ishihara, T., Yokokawa, M., Itakura, K., Uno, A., 2003. Energy dissipation rate and energy spectrum in high resolution direct numerical simulations of turbulence in a periodic box. *Physics of Fluids* 15 (2), L21. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1539855>.
- Kang, Y.S., Baik, J.-J., Kim, J.-J., 2008. Further studies of flow and reactive pollutant dispersion in a street canyon with bottom heating. *Atmospheric Environment* 42, 4964–4975. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2008.02.013>.
- Kaniel, S., 1970. On the initial value problem for an incompressible fluid with nonlinear viscosity. *Journal of Mathematics and Mechanics (Indiana University)* 19 (8), 681–706.
- Kaplan, H., Dinar, N., 1988. A three dimensional stochastic model for concentration fluctuation statistics in isotropic homogeneous turbulence. *Journal of Computational Physics* 79, 317–335. [http://dx.doi.org/10.1016/0021-9991\(88\)90019-8](http://dx.doi.org/10.1016/0021-9991(88)90019-8).
- Karava, P., Stathopoulos, T., Athienitis, A.K., 2011. Airflow assessment in crossventilated buildings with operable facade elements. *Building and Environment* 46, 266–279. <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2010.07.022>.
- Karlin, I.V., Tomboulides, A.G., Frouzakis, C.E., Ansumali, S., 2006. Kinetically reduced local Navier-Stokes equations: An alternative approach to hydrodynamics. *Physical Review E* 74, 035702(R). <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.74.035702>.
- Kastner-Klein, P., Berkowicz, R., Britter, R., 2004. The influence of street architecture on flow and dispersion in street canyons. *Meteorology and Atmospheric Physics* 87, 121–131. <http://dx.doi.org/10.1007/s00703-003-0065-4>.
- Kastner-Klein, P., Fedorovich, E., Rotach, M.W., 1999. Organized and turbulent air motions in a wind tunnel model of a street canyon with and without moving vehicles. *Proceedings of Sixth International Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling*, 11-14 October 1999, Rouen, France.
- Kastner-Klein, P., Fedorovich, E., Rotach, M.W., 2001. A wind tunnel study of organised and turbulent air motions in urban street canyons. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 89, 849–861.
- Kastner-Klein, P., Leitl, B., Pascheke, F., Schatzmann, M., 2004. Wind-tunnel simulation of the JOINT Urban 2003 tracer experiment. *Proceedings of the AMS Symposium on Planning, Nowcasting, and Forecasting in the Urban Zone*, 11-15 January 2004, Seattle, Washington, paper 5.4. http://ams.confex.com/ams/84Annual/techprogram/paper_73272.htm.
- Kastner-Klein, P., Plate, E.J., 1999. Wind-tunnel study of concentration fields in street canyons. *Atmospheric Environment* 33, 3973–3979.
- Kastner-Klein, P., Rotach, M., 2004. Mean flow and turbulence characteristics in an urban roughness sublayer. *Boundary-Layer Meteorology* 111, 55–84.
- Kataoka, H., Mizuno, M., 2002. Numerical flow computation around aeroelastic 3D square cylinder using inflow turbulence. *Wind and Structures* 5, 379–392.
- Kato, M., Launder, B.E., 1993. The modeling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders. *Proceedings of the Ninth Symposium on Turbulent Shear Flows*, Kyoto, Japan, pp. 10-4-1–10-4-6.
- Kato, N., Ohkuma, T., Kim, J.R., Marukawa, H., Niihori, Y., 1992. Full scale measurements of wind velocity in two urban areas using an ultrasonic anemometer. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 41-44, 67–78.
- Katul, G.G., Mahrt, L., Poggi, D., Sanz, C., 2004. One- and two-equation models for canopy turbulence. *Boundary-Layer Meteorology* 113, 81–109.
- Kaur, S., Nieuwenhuijsen, M.J., Colvile, R.N., 2007. Fine particulate matter and carbon monoxide exposure concentrations in urban street transport microenvironments. *Atmospheric Environment* 41, 4781–4810. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2007.02.002>.
- Kawaguti, M., 1953. Numerical Solution of the NS Equations for the Flow Around a Circular Cylinder at Reynolds Number 40. *Journal of the Physical Society of Japan* 8, 747–757.

- Kawai, H., Nishimura, G., 1996. Characteristics of fluctuating suction and conical vortices on a flat roof in oblique flow. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 60, 211–225.
- Kawamura, T., Kuwahara, K., 1985. Direct Simulation of a Turbulent Inner Flow by finite-difference method. AIAA paper 85-0376, AIAA 23rd Aerospace Sciences Meeting, 14-17 January 1985, Reno, Nevada, USA, 11 pp.
- Keating, A., De Prisco, G., Piomelli, U., 2006. Interface conditions for hybrid RANS/LES calculations. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 27, 777–788. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.03.007>.
- Keating, A., Piomelli, U., Balaras, E., Kaltenbach, H.-J., 2004. A posteriori tests of inflow conditions for large-eddy simulation. *Physics of Fluids* 16, 4696–4712.
- Keats, A., Yee, E., Lien, F.-S., 2007. Bayesian inference for source determination with applications to a complex urban environment. *Atmospheric Environment* 41, 465–479. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2006.08.044>.
- Kellnerova, R., Fuka, V., Bezpalcova, K., Uruba, V., Janour, Z., 2012. Flow dynamics in the street canyon analysed by POD. *Proceedings of the 8th International Conference on Air Quality - Science and Application*, 19-23 March 2012, Athens, Greece.
- Kellnerova, R., Fuka, V., Kukacka, L., Uruba, V., Janour, Z., 2013. On the quadrant analysis of the flow in the street canyon. *EPJ Web of Conferences* 45, 01132. <http://dx.doi.org/10.105110.1051/epjconf/20134501132>.
- Kempf, A., Klein, M., Janicka, J., 2005. Efficient generation of initial- and inflow-conditions for transient turbulent flows in arbitrary geometries. *Flow, Turbulence and Combustion* 74, 67–84. <http://dx.doi.org/10.1007/s10494-005-3140-8>.
- Kempf, A.M., Wysocki, S., Pettit, M., 2012. An efficient, parallel low-storage implementation of Klein's turbulence generator for LES and DNS. *Computers & Fluids* 60, 58–60. <http://dx.doi.org/10.1016/j.compfluid.2012.02.027>.
- Kennedy, I.M., Kent, J.H., 1977. Wind tunnel modelling of carbon monoxide dispersal in city streets. *Atmospheric Environment* 11, 541–547.
- Ketzel, M., Berkowicz, R., Lohmeyer, A., 2000. Comparison of Numerical Street Dispersion Models with Results from Wind Tunnel and Field Measurements. *Environmental Monitoring and Assessment* 65 (1/2), 363–370.
- Ketzel, M., Louka, P., Sahm, P., Guilloteau, E., Sini, J.-F., Moussiopoulos, N., 2002. Intercomparison of numerical urban dispersion models - Part II: street canyon in Hannover, Germany. *Water, Air, and Soil Pollution: Focus* 2, 603–613.
- Khan, I.M., Simons, R.R., Grass, A.J., 2005. Upstream turbulence effect on pollution dispersion. *Environmental Fluid Mechanics* 5, 393–413.
- Khanduri, A.C., Stathopoulos, T., Bedard, C., 1998. Wind-induced interference effects on buildings - a review of the state-of-the-art. *Engineering Structures* 20 (7), 617–630.
- Khosla, P.K., Rubin, S.G., 1974. A diagonally dominant second-order accurate implicit scheme. *Computers & Fluids* 2 (2), 207–209.
- Kikumoto, H., Ooka, R., 2012. A numerical study of air pollutant dispersion with bimolecular chemical reactions in an urban street canyon using large-eddy simulation. *Atmospheric Environment* 54, 456–464. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2012.02.039>.
- Kim, J., 2012. Progress in pipe and channel flow turbulence, 1961–2011. *Journal of Turbulence* 13 (45), 1–19. <http://dx.doi.org/10.1080/14685248.2012.726358>.
- Kim, J., Kline, S.J., Johnston, J.P., 1980. Investigation of a reattaching turbulent shear layer: flow over a backward-facing step. *Journal of Fluids Engineering* 102, 302–308. Experimental data available online from: <http://scholar.lib.vt.edu/ejournals/JFE/data/JFE/DB96-243/d1/f0421>.
- Kim, J., Moin, P., 1979. Large eddy simulation of turbulent channel flow-ILLIAC IV calculation. In: *AGARD Conference Proceedings No. 271, Turbulent Boundary Layers - Experiments, Theory, and Modeling (Fluid Dynamics Panel symposium, The Hague, Netherlands, 24-26 September 1979)*, Technical Editing and Reproduction Ltd., London. Also: NASA Technical Memorandum TM-78619. <http://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19790023981.pdf>.
- Kim, J., Moin, P., Moser, R.D., 1987. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics* 177, 133–166.
- Kim, J.-J., Baik, J.-J., Chun, H.-Y., 2001. Two-dimensional numerical modeling of flow and dispersion in the presence of hill and buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 89, 947–966.
- Kim, J.-J., Baik, J.-J., 1999. A Numerical Study of Thermal Effects on Flow and Pollutant Dispersion in Urban Street Canyons. *Journal of Applied Meteorology* 38, 1249–1261.
- Kim, J.-J., Baik, J.-J., 2001. Urban street-canyon flows with bottom heating. *Atmospheric Environment* 35, 3395–3404.
- Kim, J.-J., Baik, J.-J., 2003. Effects of inflow turbulence intensity on flow and pollutant dispersion in an urban street canyon. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 91, 309–329.
- Kim, J.-J., Baik, J.-J., 2004. A numerical study of the effects of ambient wind direction on flow and dispersion in urban street canyons using the RNG $k-\varepsilon$ turbulence model. *Atmospheric Environment* 38, 3039–3048.
- Kim, J.-J., Baik, J.-J., 2010. Effects of Street-Bottom and Building-Roof Heating on Flow in Three-Dimensional Street Canyons. *Advances in Atmospheric Sciences* 27 (3), 513–527. <http://dx.doi.org/10.1007/s00376-009-9095-2>.
- Kim, K.C., Adrian, R.J., 1999. Very large-scale motion in the outer layer. *Physics of Fluids* 11, 417–422.
- Kim, T., Thurey, N., James, D., Gross, M., 2008. Wavelet turbulence for fluid simulation. *ACM Transactions on Graphics (Proceedings of ACM SIGGRAPH 2008)* 27 (3), article No. 50.
- Klein, M., Sadiki, A., Janicka, J., 2003. A digital filter based generation of inflow data for spatially developing direct numerical or large eddy simulations. *Journal of Computational Physics* 186, 652. [http://dx.doi.org/10.1016/S0021-9991\(03\)00090-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0021-9991(03)00090-1).
- Klein, P., Clark, J.V., 2007. Flow variability in a north American downtown street canyon. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 46, 851–877. <http://dx.doi.org/10.1175/JAM2494.1>.
- Klein, P., Leitl, B., Schatzmann, M., 2007. Driving physical mechanisms of flow and dispersion in urban canopies. *International Journal of Climatology* 27, 1887–1907. <http://dx.doi.org/10.1002/joc.1581>.

- Klein, P., Leitl, B., Schatzmann, M., 2011. Concentration fluctuations in a downtown urban area. Part II: analysis of Joint Urban 2003 wind-tunnel measurements. *Environmental Fluid Mechanics* 11, 43–60. <http://dx.doi.org/10.1007/s10652-010-9195-7>.
- Klein, P.M., Young, D.T., 2011. Concentration fluctuations in a downtown urban area. Part I: analysis of Joint Urban 2003 full-scale fast-response measurements. *Environmental Fluid Mechanics* 11, 23–42. <http://dx.doi.org/10.1007/s10652-010-9194-8>.
- Kline, S.J., Reynolds, W.C., Schraub, F.A., Runstadler, P.W., 1967. The structure of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 30, 741–773.
- Kobayashi, T., 2006. Large Eddy simulation for engineering applications. *Fluid Dynamics Research* 38, 84–107. <http://dx.doi.org/10.1016/j.fluidyn.2005.06.004>.
- Kobayashi, T., Tsubokura, M., 2007. Current Status on Large-Eddy Simulation for Engineering Applications. *Journal of Visualization*, Vol. 10, No.2, 149–152. <http://dx.doi.org/10.1007/BF03181822>.
- Koeltzsch, K., 2000. The height dependence of the turbulent Schmidt number within the boundary layer. *Atmospheric Environment* 34, 1147–1151.
- Kok, J., Dol, H., Oskam, H., van der Ven, H., 2004. Extra-Large Eddy Simulation of massively separated flows. AIAA Paper 04-0264, 42th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 5-8 January 2004, Reno, Nevada, USA.
- Kolmogorov, A.N., 1941a. Local structure of turbulence in an incompressible fluid at very high Reynolds numbers. *Doklady Akademii Nauk SSSR* 30, 299-303 (in Russian).
- Kolmogorov, A.N., 1941b. Decay of isotropic turbulence in an incompressible viscous liquid. *Doklady Akademii Nauk SSSR* 31, 538–541 (in Russian).
- Kolmogorov, A.N., 1941c. Energy dissipation in locally isotropic turbulence. *Doklady Akademii Nauk SSSR* 32, 19–21 (in Russian).
- Kolmogorov, A.N., 1941d. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 434, 9–13.
- Kolmogorov, A.N., 1942. Equations of turbulent motion of an incompressible fluid. *Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Seria fizicheskaya*, VI (1-2), 56–58 (in Russian).
- Kolmogorov, A.N., 1962. A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics* 13, 82–85.
- Koloseus, H.J., Davidian, J., 1969. Free-surface instability correlations. Geological survey water-supply paper 1592-C, prepared in cooperation with the Iowa Institute of hydraulic Research, C1–C71.
- Kondo, K., Murakami, S., Mochida, A., 1997. Generation of velocity fluctuations for inflow boundary conditions of LES. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 67&68, 51–64.
- Kondo, K., Tsuchiya, M., Mochida, A., Murakami, S., 2002. Generation of inflow turbulent boundary layer for LES computation. *Wind and Structures* 4, 209–226.
- Kong, H., Choi, H., Lee, J.S., 2000. Direct numerical simulation of turbulent thermal boundary layers. *Physics of Fluids* 12 (10), 2555–2568.
- Kono, T., Tamura, T., Ashie, Y., 2010. Numerical Investigations of Mean Winds Within Canopies of Regularly Arrayed Cubical Buildings Under Neutral Stability Conditions. *Boundary-Layer Meteorology* 134, 131–155. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-009-9434-y>.
- Koren, B., 1990. Upwind discretization of the steady Navier–Stokes equations. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 11, 99–117.
- Koren, B., 1993. A robust upwind discretization method for advection, diffusion and source terms. In: Vreugdenhil, C., B., Koren, B. (Eds.) *Numerical Methods for Advection–Diffusion Problems (Notes on Numerical Fluid Mechanics)*, 373 pp., ISBN 3528076453, Vieweg, Braunschweig, Germany, pp. 117–138.
- Kornev, N., Hassel, E., 2007. Method of random spots for generation of synthetic inhomogeneous turbulent fields with prescribed autocorrelation functions. *Communications in Numerical Methods in Engineering* 23, 35–43. <http://dx.doi.org/10.1002/cnm.880>.
- Kose, D.A., Dick, E., 2010. Prediction of the pressure distribution on a cubical building with implicit LES. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 98, 628–649. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2010.06.004>.
- Kose, D.A., Fauconnier, D., Dick, E., 2011. ILES of flow over low-rise buildings: Influence of inflow conditions on the quality of the mean pressure distribution prediction. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99, 1056–1068. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2011.07.008>.
- Kosovic, B., 1997. Subgrid-scale modelling for the large-eddy simulation of high-Reynolds-number boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 336, 151–182.
- Koutsourakis, N., Bartzis, J.G., Markatos, N., 2007. Fluid flow and pollutant dispersion within two-dimensional street canyons – evaluation of various turbulence models against experimental data. In: Sokhi, R.S., Neophytou, M. (Eds.), *Proceedings of the 6th International Conference on Urban Air Quality, Limassol, Cyprus, 27-29 March 2007*, ISBN 978-1-905313-46-4, urban scale studies session.
- Koutsourakis, N., Bartzis, J.G., Markatos, N.C., 2012b. Evaluation of Reynolds stress, $k-\epsilon$ and RNG $k-\epsilon$ turbulence models in street canyon flows using various experimental datasets. *Environmental Fluid Mechanics* 12, 379–403. <http://dx.doi.org/10.1007/s10652-012-9240-9>.
- Koutsourakis, N., Hertwig, D., Efthimiou, G.C., Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., Leitl, B., 2012a. Evaluation of the ADREA-HF LES code for urban air quality assessment, using the CEDVAL-LES wind tunnel database. *Proceedings of the 8th International Conference on Air Quality - Science and Application*, 19-23 March 2012, Athens, Greece.
- Koutsourakis, N., Neofytou, P., Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., 2005. Parametric study of the dispersion aspects in a street-canyon area. *International Journal of Environment and Pollution*, 25 (1/2/3/4), 155–163. <http://dx.doi.org/10.1504/IJEP.2005.007663>.

- Koutsourakis, N., Toliás, I.C., Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., 2012d. Evaluation of an LES code against a hydrogen dispersion experiment. *CFD Letters* 4 (4), 225–236. [http://www.issres.net/journal/index.php/cfdl/article/viewArticle/S2180-1363\(12\)4225-X](http://www.issres.net/journal/index.php/cfdl/article/viewArticle/S2180-1363(12)4225-X).
- Koutsourakis, N., Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., 2012c. LES modelling of hydrogen release and accumulation within a non-ventilated ambient pressure garage using the ADREA-HF CFD code. *International Journal of Hydrogen Energy* 37, 17426–17435. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2012.05.146>.
- Koutsourakis, N., Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., 2011b. LES modelling of hydrogen release and accumulation within a non-ventilated ambient pressure garage using the ADREA-HF CFD code. *Proceedings of the 4th International Conference on Hydrogen Safety*, 12-14 September 2011, San Francisco, USA, paper No. 204. <http://conference.ing.unipi.it/ichs2011/papers/204.pdf>.
- Koutsourakis, N., Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., Toliás, I.C., 2010. Presentation of new LES capability of ADREA-HF CFD code. *Proceedings of the 13th International Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes*, 1-4 June 2010, Paris, France, pp. 662–666. http://www.harmo.org/conferences/Proceedings/_Paris/publishedSections/H13-085-abst.pdf.
- Koutsourakis, N., Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., Toliás, I.C., Markatos, N.C., 2011a. Pollutant dispersion study in asymmetric street canyons using Large Eddy Simulation. *Proceedings of the 7th GRACM International Congress on Computational Mechanics*, 30 June-2 July 2011, Athens, Greece. (Abstract available at: <http://www.7gracm.ntua.gr/texts/7gracmboa.pdf>, p. 63).
- Koutsourakis, N., Vlachogiannis, D., Sfetos, A., Bartzis, J.G., 2003. CFD in atmospheric dispersion problems - state of the art. *QNET-CFD Network Newsletter – A Thematic Network For Quality and Trust in the Industrial Application of CFD Volume 2*, No. 1 - April 2003, pp. 10–13.
- Kovalets, I., Andronopoulos, S., Bartzis, J.G., Gounaris, N., Kushchan, A., 2004. Introduction of data assimilation procedures in the meteorological pre-processor of atmospheric dispersion models used in emergency response systems. *Atmospheric Environment* 38, 457–467. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2003.09.068>.
- Kovalets, I., Andronopoulos, S., Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., 2011. Identification of strength and location of stationary point source of atmospheric pollutant in urban conditions using computational fluid dynamics model. *Mathematics and Computers in Simulation* 82, 244–257. <http://dx.doi.org/10.1016/j.matcom.2011.07.002>.
- Kovalets, I.V., Andronopoulos, S., Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., 2008. Optimization of the numerical algorithms of the ADREA-I mesoscale prognostic meteorological model for real-time applications. *Environmental Modelling & Software* 23, 96–108. <http://dx.doi.org/10.1016/j.envsoft.2007.05.004>.
- Kovalets, I.V., Tsiouri, V., Andronopoulos, S., Bartzis, J.G., 2009. Improvement of source and wind field input of atmospheric dispersion model by assimilation of concentration measurements: Method and applications in idealized settings. *Applied Mathematical Modelling* 33, 3511–3521. <http://dx.doi.org/10.1016/j.apm.2008.11.013>.
- Kovar-Panskus, A., Louka, P., Sini, J.-F., Savory, E., Czech, M., Abdelqari, A., Mestayer, P.G., Toy, N., 2002. Influence of geometry on the mean flow within urban street canyons - a comparison of wind tunnel experiments and numerical simulations. *Water, Air and Soil Pollution: Focus* 2, 365–380.
- Kraichnan, R., 1970. Diffusion by a random velocity field. *Physics of Fluids* 13 (1), 22–31. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1692799>.
- Kraichnan, R.H., 1959. The structure of isotropic turbulence at very high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics* 5, 497–543. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112059000362>.
- Kraichnan, R.H., 1965. Lagrangian-history closure approximation for turbulence. *Physics of Fluids* 8, 575–598.
- Kraichnan, R.H., 1967. Inertial Ranges in Two-Dimensional Turbulence. *Physics of Fluids* 10 (7), 1417–1423. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1762301>.
- Kraichnan, R.H., 1971a. An almost-Markovian Galilean-invariant turbulence model. *Journal of Fluid Mechanics* 47, 513–524.
- Kraichnan, R.H., 1971b. Inertial-range transfer in two- and three-dimensional turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 47, 525–535.
- Kraichnan, R.H., 1976. Eddy viscosity in two and three dimensions. *Journal of the Atmospheric Sciences* 33, 1521–1536.
- Kraichnan, R.H., 1977. Diffusion of passive-scalar and magnetic fields by helical turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 77, 753–768.
- Kravchenko, A.G., Moin, P., 1997. On the Effect of Numerical Errors in Large Eddy Simulations of Turbulent Flows. *Journal of Computational Physics* 131, 310–322.
- Krusche, N., de Oliveira, A.P., 2004. Characterization of coherent structures in the atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorology* 110, 191–211.
- Krylov, A.N., 1931. On the numerical solution of the equation by which in technical questions frequencies of small oscillations of material systems are determined. *Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Otdelenie Matematicheskikh i Estestvennykh Nauk* 7 (4), 491–539 (in Russian).
- Kukacka, L., Nosek, S., Kellnerova, R., Jurcakovand, K., Janour, Z., 2012. Wind Tunnel Measurement of Turbulent and Advective Scalar Fluxes: A Case Study on Intersection Ventilation. *The Scientific World Journal*, Article ID 381357, 13 pp., <http://dx.doi.org/10.1100/2012/381357>.
- Kumar, P., Fennell, P., Britter, R., 2008. Effect of wind direction and speed on the dispersion of nucleation and accumulation mode particles in an urban street canyon. *Science of the Total Environment* 402, 82–94. <http://dx.doi.org/10.1016/j.scitotenv.2008.04.032>.
- Kumar, P., Ketzler, M., Vardoulakis, S., Pirjola, L., Britter, R., 2011. Dynamics and dispersion modelling of nanoparticles from road traffic in the urban atmospheric environment - A review. *Journal of Aerosol Science* 42, 580–603. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jaerosci.2011.06.001>.

- Kumar, P., Pirjola, L., Ketzel, M., Harrison, R.M., 2013. Nanoparticle emissions from 11 non-vehicle exhaust sources - A review. *Atmospheric Environment* 67, 252–277. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2012.11.011>.
- Kundu, P.K., Cohen, I.M., 2002. *Fluid Mechanics*, second ed., Academic Press, Florida, USA, 730 pp. ISBN 0-12-178251-4.
- Kunz, R., Khatib, I., Moussiopoulos, N., 2000. Coupling of mesoscale and microscale models-an approach to simulate scale interaction, *Environmental Modelling & Software* 15, 597–602.
- Kuzmin, D., Lohner, R., Turek, S., 2005. *Flux-Corrected Transport. Principles, Algorithms, and Applications*. Springer Berlin Heidelberg. <http://dx.doi.org/10.1007/b138754>. ISBN 978-3-540-27206-9.
- Kwak, D., Reynolds, W.C., Ferziger, J.H., 1975. Three-Dimensional Time Dependent Computation of Turbulent Flow. Report No. TF-5, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, California.
- Kwak, K.H., Baik, J.-J., 2012. A CFD modeling study of the impacts of NO_x and VOC emissions on reactive pollutant dispersion in and above a street canyon. *Atmospheric Environment* 46, 71–80. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2011.10.024>.
- Kwak, K.H., Baik, J.-J., 2014. Diurnal variation of NO_x and ozone exchange between a street canyon and the overlying air. *Atmospheric Environment* 86, 120–128. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2013.12.029>.
- Kwak, K.H., Baik, J.-J., Lee, K.-Y., 2013. Dispersion and photochemical evolution of reactive pollutants in street canyons. *Atmospheric Environment* 70, 98–107. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2013.01.010>.
- Kwak, K.H., Baik, J.-J., Lee, S.-H., Ryu, Y.-H., 2011. Computational Fluid Dynamics Modelling of the Diurnal Variation of Flow in a Street Canyon. *Boundary-Layer Meteorology* 141, 77–92. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-011-9630-4>.
- Labourasse, E., Sagaut, P., 2004. Advance in RANS-LES Coupling, a Review and an Insight on the NLDE Approach. *Archives of Computational Methods in Engineering* 11 (3), 199–256.
- Lacome, J.M., Dagba, Y., Jamois, D., Perrette, L., Proust, C.H., 2011. Large scale hydrogen release in an isothermal confined area. *International Journal of Hydrogen Energy* 36 (3), 2302–12. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2010.10.080>.
- Ladyzenskaja, O.A., 1970. Modification of the Navier–Stokes equations for large velocity gradients. In: *Boundary value problems of mathematical physics and related problems of function theory, Part II*, Consultant Bureau, New York, USA.
- Lakehal, D., 1998. Application of the $k-\epsilon$ model to flow over a building placed in different roughness sublayers. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 73, 59–77.
- Lakehal, D., Rodi, W., 1997. Calculation of the flow past a surface-mounted cube with two-layer turbulence models. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 67, 65–78.
- Lakehal, D., Thiele, F., 2001. Sensitivity of turbulent shedding flows to non-linear stress–strain relations and Reynolds stress models. *Computers & Fluids* 30, 1–35.
- Langevin, P., 1908. Sur la theorie du mouvement brownien. *Comptes Rendues* 146, 530–533.
- Larcheveque, L., Sagaut, P., Mary, I., Labbe, O., 2003. Large-eddy simulation of a compressible flow past a deep cavity. *Physics of Fluids* 15 (1), 193–210. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1522379>.
- Larsen, P.O., von Ins, M., 2010. The rate of growth in scientific publication and the decline in coverage provided by Science Citation Index. *Scientometrics* 84, 575–603. <http://dx.doi.org/10.1007/s11192-010-0202-z>.
- Launder, B.E., 1975. On the effect of a gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum. *Journal of Fluid Mechanics* 67, 569–581.
- Launder, B.E., 1978. Heat and Mass Transport. In: Bradshaw, P. (Ed.), *Topics in Applied Physics, Turbulence*, volume 12. Springer, Berlin, 335 pp. ISBN 0387077057.
- Launder, B.E., 1989. Second-Moment Closure: Present... and Future? *International Journal of Heat and Fluid Flow* 10 (4), 282–300.
- Launder, B.E., Jackson, J.D., 2011. Osborne Reynolds: a turbulent life. In: Davidson, P.A., Kaneda, Y., Moffatt, K., Sreenivasan, K.R. (Eds.), *A Voyage Through Turbulence*, Cambridge University Press, ISBN 978-0-521-19868-4, pp. 1–39.
- Launder, B.E., Kato, M., 1993. Modeling flow-induced oscillations in turbulent flow around stationary and vibrating square cylinder. ASME Fluid Engineering Conference, 20–24 June 1993, Washington, District of Columbia.
- Launder, B.E., Reece, G.J., Rodi, W., 1975. Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure. *Journal of Fluid Mechanics* 68, 537–566.
- Launder, B.E., Sandham, N.D. (Eds.), 2002. *Closure Strategies for Turbulent and Transitional Flows*. Cambridge University Press, 754 pp. ISBN 0-521-79208-8.
- Launder, B.E., Sharma, B.I., 1974. Application of the Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc. *Letters in Heat and Mass Transfer* 1 (2), 131–138.
- Launder, B.E., Spalding, D.B., 1972. *Mathematical Models of Turbulence*. Academic Press, London, 169 pp.
- Launder, B.E., Spalding, D.B., 1974. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 3 (2), 269–289.
- Laurence, 2002. Large Eddy Simulation of Industrial Flows? In: Launder, B.E., Sandham, N.D. (Eds.), *Closure Strategies for Turbulent and Transitional Flows*, Cambridge University Press, pp. 392–406.
- Lawson, S.J., Barakos, G.N., 2011. Review of numerical simulations for high-speed, turbulent cavity flows. *Progress in Aerospace Sciences* 47, 186–216. <http://dx.doi.org/10.1016/j.paerosci.2010.11.002>.
- Lax, P.D., Wendroff, B., 1960. Systems of conservation laws. *Communications on Pure and Applied Mathematics* 13 (2), 217–237. <http://dx.doi.org/10.1002/cpa.3160130205>.
- Le, H., Moin, P., 1994. Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step. Report No. TF-58, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University.
- Le, H., Moin, P., Kim, J., 1997. Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step. *Journal of Fluid Mechanics* 330, 349–373.
- Leach, M.J., 2005. Final Report for the Joint Urban 2003 Atmospheric Dispersion Study in Oklahoma City. LLNL report UCRL-TR-216437, Lawrence Livermore National Laboratory, USA.

- Lee, I.Y., Park, H.M., 1994. Parameterization of the pollutant transport and dispersion in urban street canyons. *Atmospheric Environment* 28, 2343–2349.
- Lee, J.H., Sung, H.J., 2011. Very-large-scale motions in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 673, 80–120. <http://dx.doi.org/10.1017/S002211201000621X>.
- Lee, S., Lele, S., Moin, P., 1992. Simulation of spatially evolving turbulence and the applicability of Taylor's hypothesis in compressible flow. *Physics of Fluids A* 4, 1521–1530.
- Leith, C.E., 1971. Atmospheric predictability and two-dimensional turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences* 28, 145–161. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1971\)028<0145:APATDT>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1971)028<0145:APATDT>2.0.CO;2).
- Leitl, B., Bezpalcova, K., Harms, F., 2007. Wind tunnel modelling of the MUST experiment. *Proceeding of the 11th International Conference on Harmonization within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes*, 2-5 July 2007, Cambridge, 435–439.
- Leitl, B., Pascheke, F., Schatzmann, M., 2003. Generation of wind tunnel data sets in support of the Joint Urban 2003 atmospheric dispersion study, Oklahoma City, July 2003. Final Report Phase I 08-2003, Meteorological Institute, Hamburg University, Germany.
- Leitl, B., Schatzmann, M., 1998. Compilation of experimental data for validation purposes, CEDVAL. Meteorology Institute, Hamburg University, May 1998. <http://www.mi.uni-hamburg.de/cedval>.
- Leitl, B., Schatzmann, M., 2005. Generation of wind tunnel data sets in support of the Joint Urban 2003 atmospheric dispersion study, Oklahoma City, July 2003, Final Report Phase II 07-2005, Meteorological Institute, Hamburg University, Bundesstrasse 55, 20146 Hamburg, Germany.
- Leitl, B.M., Kastner-Klein, P., Rau, M., Meroney, R.N., 1997. Concentration and flow distributions in the vicinity of U-shaped buildings: wind-tunnel and computational data. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 67&68, 745–755.
- Leitl, B.M., Meroney, R.N., 1997. Car exhaust dispersion in a street canyon. Numerical critique of a wind tunnel experiment, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 67&68, 293–304.
- Lele, S.K., 1997. Computational aeroacoustics: a review. AIAA paper 97-0018, 35th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 6-9 January 1997, Reno, Nevada, USA.
- Leonard, A., 1973. On the Energy Cascade in Large-Eddy Simulations of Turbulent Fluid Flows. Report TF-1, Turbulent Flow series, Flow Physics and Computational Engineering Division, Stanford University, California.
- Leonard, A., 1974. Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows. *Advances in Geophysics* 18, 237–248.
- Leonard, A., Peters, N., 2011. Theodore von Karman. In: Davidson, P.A., Kaneda, Y., Moffatt, K., Sreenivasan, K.R. (Eds.), *A Voyage Through Turbulence*, Cambridge University Press, ISBN 978-0-521-19868-4, pp. 101–126.
- Leonard, B.P., 1979. A Stable and Accurate Convective Modelling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 19 (1), 59–98. [http://dx.doi.org/10.1016/0045-7825\(79\)90034-3](http://dx.doi.org/10.1016/0045-7825(79)90034-3).
- Leonard, B.P., 1988. Simple High-accuracy Resolution Program for Convective Modelling of Discontinuities. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 8 (10), 1291–1318. <http://dx.doi.org/10.1002/flid.1650081013>.
- Leonard, B.P., Leschziner, M.A., McGuirk, J., 1978. The QUICK algorithm: a uniformly 3rd-order finite-difference method for highly convective flows. *Proceedings of the 1st International Conference on Numerical Methods in Laminar and Turbulent Flow*, 17-21 July 1978, Swansea, UK, p. 807.
- Leray, J., 1933. Etude de diverses equations integrals non lineaires et de quelques problemes que pose l' hydrodynamique. *Journal de Mathematiques Pures et Appliquees* 12, 1–82.
- Leray, J., 1934a. Essai sur les mouvements d' un liquide visqueux que limitent des parois. *Journal de Mathematiques Pures et Appliquees* 13, 331–418.
- Leray, J., 1934b. Sur le mouvement d' un fluide visqueux emplissant l'espace. *Acta Mathematica* 63 (1), 193–248. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02547354>.
- Leschziner, M., Li, N., Tessicini, F., 2009. Simulating flow separation from continuous surfaces: routes to overcoming the Reynolds number barrier. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 367, 2885–2903. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2009.0002>.
- Lesieur, M., 1997. *Turbulence in fluids*, third ed., Kluwer Academic Publishers, 504 pp. ISBN 0-7923-4415-4.
- Lesieur, M., Metais, O., 1996. New trends in large eddy simulations. *Annual Review of Fluid Mechanics* 28, 45–82.
- Lesieur, M., Metais, O., Comte, P., 2005. *Large-Eddy Simulations of Turbulence*. Cambridge University Press, 219 pp. ISBN 978-0-511-12726-7.
- Lesieur, M., Yaglom, A., David, F. (Eds.), 2001. *New trends in turbulence*. Springer, 554 pp. ISBN 3540429786.
- Lesieur, M., 2008. *Turbulence in fluids*, fourth ed., Springer, 558 pp. ISBN 978-1-4020-6435-7.
- Leslie, D.C., 1973. *Developments in the Theory of Turbulence*. Oxford University Press, 388 pp. ISBN 0198563183.
- Leslie, D.C., Quarini, G.L., 1979. The application of turbulence theory to the formulation of subgrid modelling procedures. *Journal of Fluid Mechanics* 91, 65–91.
- Letzel, M.O., Krane, M., Raasch, S., 2008. High resolution urban large-eddy simulation studies from street canyon to neighbourhood scale. *Atmospheric Environment* 42, 8770–8784. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2008.08.001>.
- Li, A., Ahmadi, G., Bayer, R., Gaynes, M., 1994. Aerosol particle deposition in an obstructed turbulent duct flow. *Journal of Aerosol Science* 25, 91–112. [http://dx.doi.org/10.1016/0021-8502\(94\)90184-8](http://dx.doi.org/10.1016/0021-8502(94)90184-8).
- Li, C.W., Wang, J.H., 2000. Large-eddy simulation of free surface shallowwater flow. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 34, 31–46.
- Li, N., Balaras, E., Piomelli, U., 2000. Inflow conditions for large-eddy simulation of mixing layers. *Physics of Fluids* 12 (4), 935–938.
- Li, W.W., Meroney, R.N., 1983. Gas dispersion near a cubical model building, Part I. Mean concentration measurements. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 12, 15–33.

- Li, X.-X., Britter, R.E., Koh, T.Y., Norford, L.K., Liu, C.-H., Entekhabi, D., Leung, D.Y.C., 2010b. Large-Eddy Simulation of Flow and Pollutant Transport in Urban Street Canyons with Ground Heating. *Boundary-Layer Meteorology* 137, 187–204. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-010-9534-8>.
- Li, X.-X., Britter, R.E., Norford, L.K., Koh, T.-Y., Entekhabi, D., 2012. Flow and Pollutant Transport in Urban Street Canyons of Different Aspect Ratios with Ground Heating: Large-Eddy Simulation. *Boundary-Layer Meteorology* 142, 289–304. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-011-9670-9>.
- Li, X.-X., Leung, D.Y.C., Liu, C.-H., Lam, K.M., 2008a. Physical Modeling of Flow Field inside Urban Street Canyons. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 47, 2058–2067. <http://dx.doi.org/10.1175/2007JAMC1815.1>.
- Li, X.-X., Liu, C.-H., Leung, D.Y.C., 2005. Development of a $k-\epsilon$ model for the determination of air exchange rates for street canyons. *Atmospheric Environment* 39, 7285–7296. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2005.09.007>.
- Li, X.-X., Liu, C.-H., Leung, D.Y.C., 2008b. Large-eddy simulation of flow and pollutant dispersion in high aspect-ratio urban street canyons with wall model. *Boundary-Layer Meteorology* 129, 249–268. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-008-9313-y>.
- Li, X.X., Liu, C.-H., Leung, D.Y.C., 2009. Numerical investigation of pollutant transport characteristics inside deep urban street canyons. *Atmospheric Environment* 43, 2410–2418. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2009.02.022>.
- Li, X.-X., Liu, C.-H., Leung, D.Y.C., 2010a. Parallel FEM LES with one-equation subgrid-scale model for incompressible flows. *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 24 (1-2) 37–49. <http://dx.doi.org/10.1080/10618561003801093>.
- Li, X.-X., Liu, C.-H., Leung, D.Y.C., Lam, K.M., 2006. Recent progress in CFD modelling of wind field and pollutant transport in street canyons. *Atmospheric Environment* 40, 5640–5658. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2006.04.055>.
- Li, Y., Nielsen, P.V., 2011. Commemorating 20 years of Indoor Air. CFD and ventilation research. *Indoor Air* 21, 442–453. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1600-0668.2011.00723.x>.
- Li, Y., Stathopoulos, T., 1997. Numerical evaluation of wind-induced dispersion of pollutants around a building. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 67–68, 757–766.
- Li, Y., Stathopoulos, T., 1998. Computational evaluation of pollutant dispersion around buildings: Estimation of numerical errors. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 77&78, 619–630.
- Lien, F.S., Chen, W.L., Leschziner, M.A., 1996. Low-Reynolds-Number Eddy-Viscosity Modelling Based on Non-Linear Stress-Strain/Vorticity Relations. In: Bergeles, G., Rodi, W. (Eds.), *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 3 (Proceedings of the Third International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements, 27-29 May 1996, Heraklion, Crete, Greece)*, ISBN 978-0-444-82463-9, pp. 91–100.
- Lien, F.S., Leschziner, M.A., 1993. Upstream Monotonic Interpolation for Scalar Transport with Application to Complex Turbulent Flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 19, 527–548.
- Lien, F.-S., Yee, E., 2004. Numerical modelling of the turbulent flow developing within and over a 3-D building array, part I: A high-resolution Reynolds-averaged Navier-Stokes approach, *Boundary-Layer Meteorology* 112, 427–466.
- Lien, F.-S., Yee, E., 2005. Numerical modelling of the turbulent flow developing within and over a 3-D building array, part III: A distributed drag force approach, its implementation and application, *Boundary-Layer Meteorology* 114, 287–313.
- Lien, F.S., Yee, E., Cheng, Y., 2004. Simulation of mean flow and turbulence over a 2D building array using high-resolution CFD and a distributed drag force approach. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 92, 117–158. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2003.10.005>.
- Lien, F.-S., Yee, E., Ji, H., Hsieh, K.-J., 2008. Partially resolved numerical simulation and RANS modeling of flow and passive scalar transport in an urban environment. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 96, 1832–1842. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2008.02.042>.
- Lien, F.S., Yee, E., Ji, H., Keats, A., Hsieh, K.J., 2006. Progress and challenges in the development of physically-based numerical models for prediction of flow and contaminant dispersion in the urban environment. *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 20 (5), 323–337. <http://dx.doi.org/10.1080/10618560600898528>.
- Lien, F.-S., Yee, E., Wilson, J.D., 2005. Numerical modelling of the turbulent flow developing within and over a 3-D building array, part II: A mathematical foundation for a distributed drag force approach, *Boundary-Layer Meteorology* 114, 245–285.
- Liepmann, H.W., 1952. Aspects of the turbulence problem. Part II. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik* 3, 407–426.
- Lilly, D.K., 1962. On the numerical simulation of buoyant convection. *Tellus* XIV (2), 148–172. <http://dx.doi.org/10.1111/j.2153-3490.1962.tb00128.x>.
- Lilly, D.K., 1964. Numerical solutions for the shape-preserving two-dimensional thermal convection element. *Journal of the Atmospheric Sciences* 21, 83–98.
- Lilly, D.K., 1967. The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. In: *Proceedings of IBM Scientific Computing Symposium on Environmental Sciences*, Thomas J. Watson Research Center, Yorktown Heights, New York, IBM Form no. 320-1951, 195–210.
- Lilly, D.K., 1992. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method. *Physics of Fluids A* 4 (3), 633–635.
- Lim, H.C., Thomas, T.G., Castro, I.P., 2009. Flow around a cube in a turbulent boundary layer: LES and experiment. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 97, 96–109. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2009.01.001>.
- Liu, C.-H., Barth, M.C., 2002. Large-Eddy Simulation of Flow and Scalar Transport in a Modeled Street Canyon. *Journal of Applied Meteorology* 41 (6), 660–673.
- Liu, C.-H., Barth, M.C., Leung, D.Y.C., 2004. Large-Eddy Simulation of Flow and Pollutant Transport in Street Canyons of Different Building-Height-to-Street-Width Ratios. *Journal of Applied Meteorology* 43, 1410–1424.

- Liu, C.-H., Cheng, W.C., Leung, T.C.Y., Leung, D.Y.C., 2011. On the mechanism of air pollutant re-entrainment in two-dimensional idealized street canyons. *Atmospheric Environment* 45, 4763–4769. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2010.03.015>.
- Liu, C.-H., Leung, D.Y.C., Barth, M.C., 2005. On the prediction of air and pollutant exchange rates in street canyons of different aspect ratios using large-eddy simulation. *Atmospheric Environment* 39, 1567–1574. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2004.08.036>.
- Liu, C.-H., Wong, C.C.C., 2014. On the pollutant removal, dispersion, and entrainment over two-dimensional idealized street canyons. *Atmospheric Research* 135–136, 128–142. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosres.2013.08.006>.
- Liu, K., Pletcher, R., 2006. Inflow conditions for the large eddy simulation of turbulent boundary layers: A dynamic recycling procedure. *Journal of Computational Physics* 219, 1–6. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcp.2006.04.004>.
- Liu, N.S., Shih, T.H., 2006. Turbulence modeling for very large eddy simulation. *AIAA Journal* 44, 687–697.
- Liu, S., Meneveau, C., Katz, J., 1994. On the properties of similarity subgrid-scale models as deduced from measurements in a turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics* 275, 83–119.
- Liu, Y.S., Cui, G.X., Wang, Z.S., Zhang, Z.S., 2011. Large eddy simulation of wind field and pollutant dispersion in downtown Macao. *Atmospheric Environment* 45, 2849–285. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2011.03.001>.
- Liu, Y.S., Miao, S.G., Zhang, C.L., Cui, G.X., Zhang, Z.S., 2012. Study on micro-atmospheric environment by coupling large eddy simulation with mesoscale model. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 107–108, 106–117. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2012.03.033>.
- Livi, R., Vulpiani, A. (Eds.), 2003. *The Kolmogorov legacy in physics*. Springer, 257 pp. ISBN 3540203079.
- Loh, K.C., Domaradzki, J.A., 1999. The subgrid-scale estimation model on nonuniform grids. *Physics of Fluids* 11 (12), 3786–3792.
- Lohmeyer, A., Mueller, W.J., Baechlin, W., 2002. A comparison of street canyon concentration predictions by different modellers: final results now available from the Podbiexercice. *Atmospheric Environment* 36, 157–158.
- Lohner, R., 2008. *Applied Computational Fluid Dynamics Techniques: An Introduction Based on Finite Element Methods*, second ed., John Wiley & Sons, Ltd., 519 pp. ISBN 978-0-470-51907-3.
- Lohner, R., Morgan, K., Peraire, J., Vahdati, M., 1987. Finite element flux-corrected transport (FEM-FCT) for the Euler and Navier Stokes equations. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 7, 1093–1109.
- Longley, I.D., Gallagher, M.W., Dorsey, J.R., Flynn, M., Barlow, J.F., 2004. Short-term measurements of airflow and turbulence in two street canyons in Manchester. *Atmospheric Environment* 38, 69–79.
- Lorenz, E.N., 1963. Deterministic nonperiodic flow. *Journal of the Atmospheric Sciences* 20, 130–141.
- Louka, P., Belcher, S.E., Harrison, R.G., 1998. Modified street canyon flow. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 74–76, 485–493.
- Louka, P., Vachon, G., Sini, J.-F., Mestayer, P.G., Rosant, J.-M., 2002. Thermal effects on the airflow in a street-canyon - Nantes '99 experimental results and model simulations. *Water, Air and Soil Pollution: Focus* 2, 351–364.
- Lozano-Duran, A., Flores, O., Jimenez, J., 2012. The three-dimensional structure of momentum transfer in turbulent channels. *Journal of Fluid Mechanics* 694, 100–130. <http://dx.doi.org/10.1017/jfm.2011.524>.
- Ludwig, F.L., Dabberdt, W.F., 1972. Evaluation of the APRAC-IA urban diffusion model for carbon monoxide. Final Report, Coordinating Research Council Contract CAPA-3-68(1-69), Stanford Research Institute, California.
- Lumley, J.L. (Ed.), 1990. *Whither Turbulence? Turbulence at the Crossroads*. Proceedings of a workshop held at Cornell University, Ithaca, New York, 22–24 March 1989. *Lecture Notes in Physics*, v. 357. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 535 pp. ISBN 3-540-52535-1.
- Lumley, J.L., Davis, S.H., 2003. Stanley Corrsin: 1920–1986. *Annual Review of Fluid Mechanics* 35, 1–10. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.fluid.35.101101.161055>.
- Lumley, J.L., Panofsky, H.A., 1964. *The Structure of Atmospheric Turbulence*. Wiley-Interscience, New York, 239 pp.
- Lumley, J.L., Yaglom, A.M., 2001. A Century of Turbulence. *Flow, Turbulence and Combustion* 66, 241–286.
- Lund, T., Kaltenbach, H.-J., 1995. Experiments with explicit filtering for LES using a finite-difference method. *Annual Research Briefs – Center for Turbulence Research, Stanford University*, 91–105.
- Lund, T.S., 1993. Large eddy simulation of a boundary layer with concave streamwise curvature. *Annual Research Briefs – Center for Turbulence Research, Stanford University*, 91–99.
- Lund, T.S., 1997. On the use of discrete filters for large eddy simulation. *Annual Research Briefs – Center for Turbulence Research, Stanford University*, 83–95.
- Lund, T.S., 2003. The use of explicit filters in large eddy simulation. *Computers and Mathematics with Applications* 46, 603–616.
- Lund, T.S., Moin, P., 1996. Large eddy simulation of a concave wall boundary layer. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 17, 290–295.
- Lund, T.S., Novikov, E.A., 1992. Parametrization of subgrid-scale stress by the velocity gradient tensor. *Annual Research Briefs – Center for Turbulence Research, Stanford University*, 27–43.
- Lund, T.S., Wu, X., Squires, K.D., 1996. On the generation of turbulent inflow conditions for boundary layer simulations. *Annual Research Briefs – Center for Turbulence Research, Stanford University*, 281–295.
- Lund, T.S., Wu, X., Squires, K.D., 1998. Generation of turbulent inflow data for spatially developing boundary layer simulations. *Journal of Computational Physics* 140, 233–258.
- Lundgren, T.S., 1969. Model equation for nonhomogeneous turbulence. *Physics of Fluids* 12 (3), 485–497. <http://link.aip.org/link/?PFL/12/485/1>.
- Lygren, M., Andersson, H., 1999. Influence of boundary conditions on the large scale structures in turbulent plane couette flow. In: Banerjee, S., Eaton, J. (Eds.), *Turbulence and Shear Flow*, volume 1, Begell House, pp. 15–20.
- Lynch, P., 2006. *The Emergence of Numerical Weather Prediction: Richardson's Dream*. Cambridge University Press, 279 pp. ISBN 0–521–85729–5.

- Macdonald, R., Griffiths, R.F., Hall, D.J., 1998. A comparison of results from scaled field and wind tunnel modelling of dispersion in arrays of obstacles. *Atmospheric Environment* 32, 3845–3862.
- Macdonald, R.W., Coulson, B.J., Slawson, P.R., 2000. Near field dispersion in the urban environment - A hydraulic flume study. *Environmental Monitoring and Assessment* 65, 231–238.
- Macdonald, R.W., Griffiths, R.F., Cheah, S.C., 1997. Field experiments of dispersion through regular arrays of cubic structures. *Atmospheric Environment* 31, 783–795.
- Mahesh, K., Lele, S.K., Moin, P., 1997. The influence of entropy fluctuations on the interaction of turbulence with a shock wave. *Journal of Fluid Mechanics* 334, 353–379.
- Mahesh, K., Moin, P., Lele, S.K., 1996. The influence of entropy fluctuations on the interaction of turbulence with a shock wave. Report No. TF-69, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University.
- Mallinson, G., 2008. CFD visualisation: challenges of complex 3D and 4D data fields. *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 22 (1–2), 49–59. <http://dx.doi.org/10.1080/10618560701743086>.
- Mandelbrot, B., 1974. Intermittent turbulence in self-similar cascades: divergence of high moments and dimension of the carrier. *Journal of Fluid Mechanics* 62, 331–358.
- Margolin, L.G., 2009. Finite-scale equations for compressible fluid flow. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 367, 2861–2871. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2008.0290>.
- Margolin, L.G., Rider, W.J., 2004. The design and construction of implicit LES methods. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 47, 1173–1179.
- Margolin, L.G., Rider, W.J., Grinstein, F.F., 2006. Modeling turbulent flow with implicit LES. *Journal of Turbulence* 7 (N15), 1–27. <http://dx.doi.org/10.1080/14685240500331595>.
- Margolin, L.G., Smolarkiewicz, P.K., Sorbjan, Z., 1999. Large eddy simulations of convective boundary layers using nonoscillatory differencing. *Physica D* 133, 390–397.
- Margolin, L.G., Smolarkiewicz, P.K., Wyszogrodzki, A.A., 2002. Implicit turbulence modeling for high Reynolds number flows. *Journal of Fluids Engineering* 124, 862–867.
- Markatos, N.C., 1978. Transient flow and heat transfer of liquid sodium coolant in the outlet plenum of a fast nuclear reactor. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 21, 1565–1579.
- Markatos, N.C., 1986. The mathematical modelling of turbulent flows. *Applied Mathematical Modelling* 10, 190–220.
- Markatos, N.C., 1987. Computer simulation techniques for turbulent flows. In: Cheremisinoff, N.P. (Ed.), *Encyclopaedia of Fluid Mechanics: Complex Flow Phenomena and Modelling*, volume 6, Gulf Publishing Company, Houston, Texas, USA, 1504 pp. ISBN 978-0306475016.
- Markatos, N.C., 1989. Computational fluid flow capabilities and software. *Ironmaking & Steelmaking* 16, 266–273.
- Markatos, N.C., 1993. Mathematical modelling of single and two-phase flow problems in the process industries. *Revue de l'Institut Francais du Petrole* 48, 631–662.
- Markatos, N.C., Malin, M.R., Cox, G., 1982. Mathematical modelling of buoyancy-induced smoke flow in enclosures. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 25 (1), 63–75.
- Markiewicz, M.T., 2012. A review of mathematical models for the atmospheric dispersion of heavy gases. Part I. A classification of models. *Ecological Chemistry and Engineering S* 19 (3), 297–314. <http://dx.doi.org/10.2478/v10216-011-0022-y>.
- Marsden, A.L., Vasilyev, O.V., Moin, P., 2002. Construction of Commutative Filters for LES on Unstructured Meshes. *Journal of Computational Physics* 175, 584–603.
- Marston, J.B., Conover, E., Schneider, T., 2008. Statistics of an unstable barotropic jet from a cumulant expansion. *Journal of the Atmospheric Sciences* 65 (6), 1955–1966. <http://dx.doi.org/10.1175/2007JAS2510.1>.
- Marti, A.C., Sancho, J.M., Sagues, F., Careta, A., 1997. Langevin approach to generate synthetic turbulent flows. *Physics of Fluids* 9 (4), 1078–1084.
- Martilli, A., Santiago, J.L., 2007. CFD simulation of airflow over a regular array of cubes. Part II: analysis of spatial average properties. *Boundary-Layer Meteorology* 122, 635–654. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-006-9124-y>.
- Marusic, I., Mathis, R., Hutchins, N., 2010a. Predictive model for wall-bounded turbulent flow. *Science* 329, 193–196.
- Marusic, I., McKeon, B.J., Monkewitz, P.A., Nagib, H.M., Smits, A.J., Sreenivasan, K.R., 2010b. Wall-bounded turbulent flows at high Reynolds numbers: Recent advances and key issues. *Physics of Fluids* 22, 065103. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3453711>.
- Marusic, I., Nickels, T.B., 2011. A.A. Townsend. In: Davidson, P.A., Kaneda, Y., Moffatt, K., Sreenivasan, K.R. (Eds.), *A Voyage Through Turbulence*, Cambridge University Press, ISBN 978-0-521-19868-4, pp. 305–328.
- Maruyama, T., 1999. Surface and inlet boundary conditions for the simulation of turbulent boundary layer over complex rough surfaces. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 81, 311–322.
- Maruyama, T., Rodi, W., Maruyama, Y., Hiraoka, H., 1999. Large eddy simulation of the turbulent boundary layer behind roughness elements using an artificially generated inflow. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 83, 381–392.
- Mason, P.J., 1988. Large-Eddy Simulation of the Convective Atmospheric Boundary Layer. *Journal of the atmospheric sciences* 46 (11), 1492–1516.
- Mason, P.J., 1994. Large-eddy simulation: A critical review of the technique. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 124, 1–26.
- Mason, P.J., Thomson, D.J., 1992. Stochastic backscatter in large-eddy simulations of boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 242, 51–78.
- Mathey, F., Cokljat, D., Bertoglio, J.P., Sergent, E., 2006. Assessment of the vortex method for large eddy simulation inlet conditions. *Progress in Computational Fluid Dynamics* 6 (1/2/3), 58–67. <http://dx.doi.org/10.1504/PCFD.2006.009483>.

- Matsuura, K., 2009. Effects of the geometrical configuration of a ventilation system on leaking hydrogen dispersion and accumulation. *International Journal of Hydrogen Energy* 34 (24), 9869–9878. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2009.09.044>.
- Matsuura, K., Kanayama, H., Tsukikawa, H., Inoue, M., 2008. Numerical simulation of leaking hydrogen dispersion behavior in a partially open space. *International Journal of Hydrogen Energy* 33 (1), 240–247. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2007.08.028>.
- Matsuura, K., Nakano, M., Ishimoto, J., 2009. The sensing-based adaptive risk mitigation of leaking hydrogen in a partially open space. *International Journal of Hydrogen Energy* 34 (20), 8770–8782. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2009.08.013>.
- Mavroidis, I., Andronopoulos, S., Bartzis, J.G., 2012. Computational simulation of the residence of air pollutants in the wake of a 3-dimensional cubical building. The effect of atmospheric stability. *Atmospheric Environment* 63, 189–202. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2012.09.032>.
- Mavroidis, I., Andronopoulos, S., Bartzis, J.G., Griffiths, R.F., 2007. Atmospheric dispersion in the presence of a three-dimensional cubical obstacle: Modelling of mean concentration and concentration fluctuations. *Atmospheric Environment* 41 (13), 2740–2756. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2006.11.051>.
- Mavroidis, I., Griffiths, R.F., 2000. Investigation of building influenced atmospheric dispersion using a dual source technique. *Environmental Monitoring and Assessment* 65, 239–247.
- Mavroidis, I., Griffiths, R.F., 2001. Local characteristics of atmospheric dispersion within building arrays, *Atmospheric Environment* 35, 2941–2954.
- Mavroidis, I., Griffiths, R.F., Hall, D.J., 2003. Field and wind tunnel investigations of plume dispersion around single surface obstacles. *Atmospheric Environment* 37, 2903–2918.
- Mavroidis, I., Griffiths, R.F., Jones, C.D., Bilton, C., 1999. Experimental investigation of the residence of contaminants in the wake of an obstacle under different stability conditions. *Atmospheric Environment* 33, 939–949.
- Maxey, M., 1987. The gravitational settling of aerosol particles in homogeneous turbulence and random flow fields. *Journal of Fluid Mechanics* 174, 441–465. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112087000193>.
- Mayor, S.D., Spalart, P.R., Tripoli, G.J., 2002. Application of a Perturbation Recycling Method in the Large-Eddy Simulation of a Mesoscale Convective Internal Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences* 59, 2385–2395. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(2002\)059<2385:AOAPRM>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(2002)059<2385:AOAPRM>2.0.CO;2).
- Mazzeo, N.A., Venegas, L.E., Martin, P.B., 2007. Analysis of full-scale data obtained in a street canyon. *Atmosfera* 20 (1), 93–110.
- McComb, W.D., 1991. *The Physics Of Fluid Turbulence*. Oxford University Press, New York, 572 pp. ISBN 019856256-X.
- McComb, W.D., Hunter, A., Johnston, C., 2001. Conditional mode-elimination and the subgrid-modeling problem for isotropic turbulence. *Physics of Fluids* 13 (7), 2030–2044.
- McCormick, R.A., 1971. Air pollution in the locality of buildings. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 269, 515–526.
- McDonough, J.M., 2004. *Introductory lectures on turbulence: Physics, Mathematics and Modeling*. University of Kentucky. <http://www.engr.uky.edu/~acfd/lctr-notes634.pdf>.
- McGrattan, K., Hostikka, S., Floyd, J., Baum, H., Rehm, R., Mell, W., McDermott, R., 2010b. *Fire Dynamics Simulator (Version 5), Technical Reference Guide, Volume 1: Mathematical model*. National Institute of Standards and Technology, U.S. Department of Commerce. http://fds-smv.googlecode.com/svn/trunk/FDS/trunk/Manuals/All_PDF_Files/FDS_Technical_Reference_Guide.pdf.
- McGrattan, K., Hostikka, S., Floyd, J., McDermott, R., 2010a. *Fire Dynamics Simulator (Version 5), Technical Reference Guide, Volume 3: Validation*, National Institute of Standards and Technology, U.S. Department of Commerce. http://fdssmv.googlecode.com/svn/trunk/FDS/trunk/Manuals/All_PDF_Files/FDS_Validation_Guide.pdf.
- McHugh, C.A., Carruthers, D.J., Edmunds, H.A., 1997. ADMS and ADMS-Urban. *International Journal of Environment and Pollution* 8, 438–440. <http://dx.doi.org/10.1504/IJEP.1997.028193>.
- McKeon, B.J., Morrison, J.F., 2007. Asymptotic scaling in turbulent pipe flow. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* (2007) 365, 771–787. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2006.1945>.
- McKeon, B.J., Sharma, A.S., 2010. A critical layer model for turbulent pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics* 658, 336–382. <http://dx.doi.org/10.1017/S002211201000176X>.
- McMillan, O.J., Ferziger, J.H., 1979. Direct testing of subgrid-scale models. *AIAA Journal* 17, 1340–1346.
- Meinders, E.R. 1998. *Experimental study of heat transfer in turbulent flows over wall-mounted cubes*. PhD thesis, Faculty of Applied Sciences, Delft University of Technology, Delft, Netherlands.
- Meinders, E.R., Hanjalić, K., 1999. Vortex structure and heat transfer in turbulent flow over a wall-mounted matrix of cubes, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 20, 255–267.
- Mellor, G.L., Herring, H.J., 1973. A Survey of the Mean Turbulent Field Closure Models. *AIAA Journal* 11 (5), 590–599.
- Mellor, G.L., Yamada, T., 1974. A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *Journal of the Atmospheric Sciences* 31, 1791–1806.
- Memon, R.A., Leung, D.Y.C., 2011. On the heating environment in street canyon. *Environmental Fluid Mechanics* 11, 465–480. <http://dx.doi.org/10.1007/s10652-010-9202-z>.
- Memon, R.A., Leung, D.Y.C., Liu, C.-H., 2010. Effects of building aspect ratio and wind speed on air temperatures in urban-like street canyons. *Building and Environment* 45, 176–188. <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2009.05.015>.
- Meneveau, C., Katz, J., 2000. Scale-Invariance and Turbulence Models for Large-Eddy Simulation. *Annual Review of Fluid Mechanics* 32, 1–32.
- Meneveau, C., Lund, T.S., Cabot, W.H., 1996. A Lagrangian dynamic subgrid-scale model of turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 319, 353–385.

- Meneveau, C., Riley, J.J., 2011. Stanley Corrsin. In: Davidson, P.A., Kaneda, Y., Moffatt, K., Sreenivasan, K.R. (Eds.), *A Voyage Through Turbulence*, Cambridge University Press, ISBN 978-0-521-19868-4, pp. 238–275.
- Meng, T., Hibi, K., 1998. Turbulent measurements of the flow field around a high-rise building. *Journal of Wind Engineering, Japan* 76, 55–64 (in Japanese).
- Menon, S., Kim, W.-W., 1996. High Reynolds Number Flow Simulations Using the Localized Dynamic Subgrid-Scale Model. AIAA paper 96-0425, 34th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 15-18 January 1996, Reno, Nevada.
- Menter, F., 2002. CFD Best Practice Guidelines for CFD Code Validation for Reactor-Safety Applications. EVOL-ECORA-D01.
- Menter, F.R., 1994. Two-equation eddy viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal* 32, 1598–1605.
- Menter, F.R., Egorov, Y., 2005. A scale-adaptive simulation model using two-equation models. AIAA Paper 2005-1095, 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 10-13 January 2005, Reno, Nevada.
- Menter, F.R., Egorov, Y., 2006. SAS turbulence modeling of technical flows. In: Lamballais, E., Friedrich, R., Geurts, B.J., Metais, O. (Eds.), *Direct and large-eddy simulation VI* (Proceedings of the Sixth International ERCOFTAC Workshop on Direct and Large-Eddy Simulation, 12-14 September 2005, Poitiers), Springer, Berlin, pp. 687–694.
- Menter, F.R., Kuntz, M., Bender, R., 2003. A scale-adaptive simulation model for turbulent flow predictions. AIAA Paper 2003-0767, 41st Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 6-9 January 2003, Reno, Nevada.
- Meroney, R.N., Leidl, B.M., Rafailidis, S., Schatzmann, M., 1999. Wind tunnel and numerical modelling of flow and dispersion about several building shapes. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 81 (1–3), 333–345.
- Meroney, R.N., Pavageau, M., Rafailidis, S., Schatzmann, M., 1996. Study of line source characteristics for 2-D physical modelling of pollutant dispersion in street canyons. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 62, 37–56.
- Mestayer, P.G., P. Durand, P. Augustin, S. Bastin, J.-M. Bonnefond, B. Benech, B. Campistron, A. Coppalle, H. Delbarre, B. Dousset, P. Drobinski, A. Druilhet, E. Frejafon, C.S.B. Grimmond, D. Groleau, M. Irvine, C. Kergomard, S. Kermadi, J.-P. Lagouarde, A. Lemonsu, F. Lohou, N. Long, V. Masson, C. Moppert, J. Noilhan, B. Offerle, T.R. Oke, G. Pigeon, V. Puygrenier, S. Roberts, J.-M. Rosant, F. Sanid, J. Salmond, M. Talbaut, J. Voogt, 2005. The urban boundary-layer field campaign in Marseille (UBL/CLU-ESCOMPTE): set-up and first results. *Boundary-Layer Meteorology* 114, 315–365. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-004-9241-4>.
- Metais, O., Lesieur, M., 1992. Spectral large-eddy simulations of isotropic and stably-stratified turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 239, 157–194.
- Metropolis, N., Howlett, J., Rota, G.C. (Eds), 1980. *A History of Computing in the Twentieth Century*. Academic Press, New York, 659 pp. ISBN 0124916503.
- Meyers, J., Geurts, B., Baelmans, M., 2003. Database analysis of errors in large-eddy simulation. *Physics of Fluids* 15 (9), 2740–2755.
- Meyers, J., Geurts, B.J., Sagaut, P., 2008. Quality and reliability of large-eddy simulations. ERCOFTAC series, volume 12. Springer, 378 pp. ISBN 978-1-4020-8578-9.
- Michioka, T., Sato, A., Sada, K., 2013. Large-eddy simulation coupled to mesoscale meteorological model for gas dispersion in an urban district. *Atmospheric Environment* 75, 153–162. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2013.04.017>.
- Michioka, T., Sato, A., Takimoto, H., Kanda, M., 2011. Large-Eddy Simulation for the Mechanism of Pollutant Removal from a Two-Dimensional Street Canyon. *Boundary-Layer Meteorology* 138, 195–213. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-010-9556-2>.
- Michioka, T., Takimoto, H., Sato, A., 2014. Large-Eddy Simulation of Pollutant Removal from a Three-Dimensional Street Canyon. *Boundary-Layer Meteorology* 150, 259–275. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-013-9870-6>.
- Michioka, T., Sato, A., 2012. Effect of Incoming Turbulent Structure on Pollutant Removal from Two-Dimensional Street Canyon. *Boundary-Layer Meteorology* 145, 469–484. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-012-9733-6>.
- Middha, P., Hansen, O.R., Storvik, I.E., 2009. Validation of CFD-model for hydrogen dispersion. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 22, 1034–1038. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jlp.2009.07.020>.
- Milliez, M., Carissimo, B., 2007. Numerical simulations of pollutant dispersion in an idealized urban area, for different meteorological conditions. *Boundary-Layer Meteorology* 122, 321–342. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-006-9110-4>.
- Milliez, M., Carissimo, B., 2008. Computational fluid dynamical modelling of concentration fluctuations in an idealized urban area. *Boundary-layer Meteorology* 127, 241–259. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-008-9266-1>.
- Millionshchikov, M.D., 1941. Theory of homogeneous isotropic turbulence. *Doklady Akademii Nauk SSSR* 22, 241–242; *Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Ser. Geogr. Geojiz.* 5, 433–446 (in Russian)
- Misra, A., Pullin, D.I., 1997. A vortex-based subgrid stress model for large-eddy simulation. *Physics of Fluids* 9, 2443–2454.
- Mochida, A., Iizuka, S., Tominaga, Y., Lun, I.Y.-F., 2011. Up-scaling CWE models to include mesoscale meteorological influences. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99, 187–198. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2011.01.012>.
- Mochida, A., Lun, I.Y.F., 2008. Prediction of wind environment and thermal comfort at pedestrian level in urban area. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 96, 1498–1527. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2008.02.033>.
- Mochida, A., Murakami, S., Shoji, M., Ishida, Y., 1993. Numerical simulation of flowfield around Texas Tech building by large eddy simulation. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 46/47, 455–460.
- Mochida, A., Tabata, Y., Iwata, T., Yoshino, H., 2008. Examining tree canopy models for CFD prediction of wind environment at pedestrian level. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 96, 1667–1677. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2008.02.055>.
- Mochida, A., Tominaga, Y., Murakami, S., Yoshie, R., Ishihara, T., Ooka, R., 2002. Comparison of various $k-\epsilon$ models and DSM applied to flow around a high-rise building - report on AIJ cooperative project for CFD prediction of wind environment. *Wind and Structures* 5 (2-4), 227–244.

- Moeng, C.H., 1984. A large-eddy-simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences* 41 (13), 2052–2062.
- Moeng, C.H., Sullivan, P.P., 2002. Large Eddy Simulation. In: Curry, J.A., Pyle, J.A. (Eds.), *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, ISBN 978-0-12-227090-1, pp. 1140–1150.
- Moffatt, H.K., 1964. Viscous and resistive eddies near a sharp corner. *Journal of Fluid Mechanics* 18, 1–18.
- Moffatt, H.K., 2002. G.K. Batchelor and the homogenization of turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics* 34, 19–35.
- Moffatt, H.K., 2011. George Batchelor: the post-war renaissance of research in turbulence. In: Davidson, P.A., Kaneda, Y., Moffatt, K., Sreenivasan, K.R. (Eds.), *A Voyage Through Turbulence*, Cambridge University Press, ISBN 978-0-521-19868-4, pp. 276–304.
- Moin, P., 1997. Progress in large eddy simulation of turbulent flows. AIAA paper 97–0749, AIAA 35th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 6–9 January 1997, Reno, Nevada, USA. <http://dx.doi.org/10.2514/6.1997-749>.
- Moin, P., Kim, J., 1982. Numerical investigation of turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics* 118, 341–377.
- Moin, P., Kim, J., 1997. Tackling Turbulence with Supercomputers. *Scientific American Magazine* 276 (1), 62–68.
- Moin, P., Mahesh, K., 1998. Direct Numerical Simulation: A Tool in Turbulence Research. *Annual Review of Fluid Mechanics* 30, 539–78.
- Moin, P., Moser, R.D., 1989. Characteristic-eddy decomposition of turbulence in a channel. *Journal of Fluid Mechanics* 200, 471–509.
- Moin, P., Reynolds, W.C., Ferziger, J.H., 1978. Large Eddy Simulation of Incompressible Turbulent Channel Flow. Report No. TF-12, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, California.
- Molkov, V., Verbeke, F., Makarov, D., 2008. LES of hydrogen-air deflagrations in a 78.5-m tunnel. *Combustion Science and Technology* 180 (5), 796–808. <http://dx.doi.org/10.1080/00102200801893994>.
- Momirlan, M., Veziroglu, T.N., 2002. Current status of hydrogen energy. *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 6 (1–2), 141–179. [http://dx.doi.org/10.1016/S1364-0321\(02\)00004-7](http://dx.doi.org/10.1016/S1364-0321(02)00004-7).
- Monin, A.S., Obukhov, A.M., 1954. Basic Turbulent Mixing Laws in the Atmospheric Surface Layer. *Trudy Geofiz. Inst. Akad. Nauk SSSR* 24 (151), 163–187.
- Monin, A.S., Yaglom, A.M., 1971. *Statistical Fluid Mechanics. Mechanics of Turbulence Vol. 1*, MIT Press, Cambridge, London, 769pp. ISBN 0-262-13062-9.
- Monin, A.S., Yaglom, A.M., 1975. *Statistical Fluid Mechanics. Mechanics of Turbulence Vol. 2*, MIT Press, Cambridge, London, 874pp. ISBN 0-486-45891-1.
- Monin, A.S., Yaglom, A.M., 1997–2001. *Statistical Fluid Mechanics: The Mechanics of Turbulence. New English Edition, Revised, Updated and Augmented by A.M. Yaglom (Center for Turbulence Research, Stanford University, 1997–2001)*.
- Montorfanò, A., Piscaglia, F., Ferrari, G., 2013. Inlet boundary conditions for incompressible LES: A comparative study. *Mathematical and Computer Modelling* 57, 1640–1647. <http://dx.doi.org/10.1016/j.mcm.2011.10.077>.
- Moon, K., Hwang, J.-M., Kim, B.-G., Lee, C., Choi, J., 2014. Large-eddy simulation of turbulent flow and dispersion over a complex urban street canyon. *Environmental Fluid Mechanics* 14, 1381–1403. <http://dx.doi.org/10.1007/s10652-013-9331-2>.
- Moonen, P., Dorer, V., Carmeliet, J., 2011. Evaluation of the ventilation potential of courtyards and urban street canyons using RANS and LES. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99, 414–423. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2010.12.012>.
- Moonen, P., Gromke, C., Dorer, V., 2013. Performance assessment of Large Eddy Simulation (LES) for modeling dispersion in an urban street canyon with tree planting. *Atmospheric Environment* 75, 66–76. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2013.04.016>.
- Morris, P.J., Long, L.N., Bangalore, A., Wang, Q., 1997. A parallel three-dimensional computational aeroacoustics method using nonlinear disturbance equations. *Journal of Computational Physics* 133, 56–74.
- Moser, R.D., Kim, J., Mansour, N.N., 1999. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$. *Physics of Fluids* 11, 8943–8945.
- Moult, A., Spalding, D.B., Markatos, N.C.G., 1979. Solution of flow problems in highly irregular domains by the finite-difference method. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers* 57 (3), 200–204.
- Moussiopoulos, N., Douras, I., Tsegas, G., Kleanthous, S., Chourdakis, E., 2012. An Air Quality Management System for Policy Support in Cyprus. *Advances in Meteorology*, 959280, 8 pp. <http://dx.doi.org/10.1155/2012/959280>.
- Murakami, S., 1993. Comparison of various turbulence models applied to a bluff body. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 46–47, 21–36.
- Murakami, S., 1997. Current status and future trends in computational wind engineering. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 67&68, 3–34.
- Murakami, S., 1998. Overview of turbulence models applied in CWE-1997. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 74–76, 1–24.
- Murakami, S., Mochida, A., 1989. 3D numerical prediction of turbulent flow around buildings by means of $k-\varepsilon$ model. *Building and Environment* 24 (1), 51–64.
- Murakami, S., Mochida, A., 1995. On turbulent vortex shedding flow past 2D square cylinder predicted by CFD. *Journal of Wind Engineering Industrial Aerodynamics* 54/55, 191–211.
- Murakami, S., Mochida, A., Hayashi, Y., Hibi, K., 1990/91. Numerical Simulation of Velocity Field and Diffusion Field in an Urban Area. *Energy and Buildings* 15–16, 345–356.
- Murakami, S., Mochida, A., Hibi, K., 1987. Three-dimensional numerical simulation of air flow around a cubic model by means of large eddy simulation. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 25, 291–305.
- Murena, F., Di Benedetto, A., D'Onofrio, M., Vitiello, G., 2011. Mass Transfer Velocity and Momentum Vertical Exchange in Simulated Deep Street Canyons. *Boundary-Layer Meteorology* 140, 125–142, <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-011-9602-8>.

- Murena, F., Favale, G., 2007. Continuous monitoring of carbon monoxide in a deep street canyon. *Atmospheric Environment* 41, 2620–2629. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2006.11.017>.
- Murena, F., Favale, G., Vardoulakis, S., Solazzo, E., 2009. Modelling dispersion of traffic pollution in a deep street canyon: Application of CFD and operational models. *Atmospheric Environment* 43, 2303–2311. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2009.01.038>.
- Na, Y., Moin, P., 1996. Direct numerical simulation of turbulent boundary layers with adverse pressure gradient and separation. Report TF-68, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, California.
- Na, Y., Moin, P., 1998. Direct numerical simulation of a separated turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 374, 379–405.
- Nakamura, Y., Oke, T.R., 1988. Wind, temperature and stability conditions in an east-west oriented urban canyon. *Atmospheric Environment* 22, 2691–2700.
- Nakayama, H., Jurcakova, K., Nagai, H., 2011. Large-eddy simulation of plume dispersion within regular arrays of cubic buildings. *Advances in Science & Research* 6, 79–86. <http://dx.doi.org/10.5194/asr-6-79-2011>.
- Nakayama, H., Nagai, H., 2010. Large-Eddy Simulation on turbulent flow and plume dispersion over a 2-dimensional hill. *Advances in Science & Research* 4, 71–76. <http://dx.doi.org/10.5194/asr-4-71-2010>.
- Nakayama, H., Nagai, H., 2011a. Development of Local-Scale High-Resolution Atmospheric Dispersion Model Using Large-Eddy Simulation Part 2: Turbulent Flow and Plume Dispersion around a Cubical Building. *Journal of Nuclear Science and Technology* 48 (3), 374–383. <http://dx.doi.org/10.1080/18811248.2011.9711713>.
- Nakayama, H., Nagai, H., 2011b. Large-Eddy Simulation of Plume Dispersion within a Regular Array of Cubic Buildings. *Progress in nuclear science and technology* 2, 463–469.
- Nakayama, H., Takemi, T., Nagai, H., 2012. Large-eddy simulation of urban boundary-layer flows by generating turbulent inflows from mesoscale meteorological simulations. *Atmospheric Science Letters* 13, 180–186 (2012). <http://dx.doi.org/10.1002/asl.377>.
- Navier, C.L.M.H., 1823. Memoire sur les lois du mouvement des fluides. *Memoire de l' Academie des Sciences, Institut de France* (2), 6, 389–440.
- Nazridoust, K., Ahmadi, G. 2006. Airflow and pollutant transport in street canyons. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 94 (6), 491–522. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2006.01.012>.
- NEA, 2007. Best practice guidelines for the use of CFD in nuclear reactor safety applications. Nuclear Energy Agency, Committee on the safety of nuclear installations, NEA/CSNI/R(2007)5, 166 pp. <https://www.oecd-nea.org/nsd/docs/2007/csni-r2007-5.pdf>.
- Nelson, M.A., Pardyjak, E.R., Klewicki, J.C., Pol, S.U., Brown, M.J., 2007. Properties of the wind field within the Oklahoma City Park Avenue street canyon. Part I: Mean flow and turbulence statistics. *Journal of Applied Meteorology* 46, 2038–2054. <http://dx.doi.org/10.1175/2006JAMC1427.1>.
- Neofytou, P., Haakana, M., Venetsanos, A., Kousa, A., Bartzis, J.G., Kukkonen, J., 2008. Computational Fluid Dynamics Modelling of the Pollution Dispersion and Comparison with Measurements in a Street Canyon in Helsinki. *Environmental Modelling & Assessment* 13, 439–448. <http://dx.doi.org/10.1007/s10666-007-9110-x>.
- Neofytou, P., Venetsanos, A., Bartzis, J.G., 2006b. Wind-field and pollution-dispersion simulation in a street canyon in Helsinki with ADREA-HF code. *Global NEST Journal* 8(3), 272–276.
- Neofytou, P., Venetsanos, A., Rafailidis, S., Bartzis, J.G., 2003. Numerical investigation of the pollution dispersion in an urban street-canyon. In: Sokhi R.S., Brechler, J. (Eds.), *Proceedings of the 4th International Conference on Urban Air Quality: Measurement, Modelling and Management*, 25-27 March 2003, Prague, Czech Republic. Publisher: University of Hertfordshire, Hatfield, UK
- Neofytou, P., Venetsanos, A.G., Rafailidis, S., Bartzis, J.G., 2006a. Numerical investigation of the pollution dispersion in an urban street canyon. *Environmental Modelling & Software* 21(4), 525–531. <http://dx.doi.org/10.1016/j.envsoft.2004.08.012>.
- Neofytou, P., Venetsanos, A.G., Vlachogiannis, D., Bartzis, J.G., Scaperdas, A., 2006c. CFD simulations of the wind environment around an airport terminal building. *Environmental Modelling & Software* 21, 520–524. <http://dx.doi.org/10.1016/j.envsoft.2004.08.011>.
- Neophytou, M., Gowardan, A., Brown, M., 2011. An inter-comparison of three urban wind models using the Oklahoma City Joint Urban 2003 wind field measurements. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99 (4), 357–368. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2011.01.010>.
- Neophytou, M.K., Britter, R.E., 2005. Modelling the wind flow in complex urban topographies: a computational-fluid-dynamics simulation of the central London area. *Proceedings of the 5th GRACM International Congress on Computational Mechanics*, 29 June - 1 July 2005, Limassol, Cyprus.
- Neto, A.S., Grand, D., Metais, O., Lesieur, M., 1993. A numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step. *Journal of Fluid Mechanics* 256, 1–25.
- Ng, W.Y., Chau, C.-K., 2014. A modeling investigation of the impact of street and building configurations on personal air pollutant exposure in isolated deep urban canyons. *Science of the Total Environment* 468-469, 429–448. <http://dx.doi.org/10.1016/j.scitotenv.2013.08.077>.
- Niachou, K., Livada, I., Santamouris, M., 2008. Experimental study of temperature and airflow distribution inside an urban street canyon during hot summer weather conditions-Part I: Air and surface temperatures. *Building and Environment* 43, 1383–1392. <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2007.01.039>.
- Nicholson, S.E., 1975. A pollution model for street-level air. *Atmospheric Environment* 9, 19–31.
- Nicoud, F., Ducros, F., 1999. Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor. *Flow, Turbulence and Combustion* 62, 183–200.
- Nikitin, N., 2007. Spatial periodicity of spatially evolving turbulent flow caused by inflow boundary condition. *Physics of Fluids* 19, 091703. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2781596>.

- Nobach, H., 1997. Verarbeitung stochastisch abgetasteter signale. PhD thesis, Universität Rostock, Germany.
- Noda, H., Nakayama, A., 2003. Reproducibility of flow past two-dimensional rectangular cylinders in a homogeneous turbulent flow by LES. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 89, 321–324.
- Nolin, G., Mary, I., Ta, P., 2006. LES inflow conditions for turbulent boundary layers of complex flows using database. AIAA Paper 2006-2888, 36th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 5-8 June 2006, San Francisco, California.
- Nowotny, J., Veziroglu, T.N., 2011. Impact of hydrogen on the environment. *International Journal of Hydrogen Energy* 36, 13218–13224. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2011.07.071>.
- Nozawa, K., Tamura, T., 2002. Large eddy simulation of the flow around a low-rise building immersed in a rough-wall turbulent boundary layer. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 90, 1151–1162.
- Nozu, T., Tamura, T., 2012. LES of turbulent wind and gas dispersion in a city. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 104-106, 492–499. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2012.02.024>.
- Nozu, T., Tamura, T., Okuda, Y., Sanada, S., 2008. LES of the flow and building wall pressures in the center of Tokyo. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 96, 1762–1773. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2008.02.028>.
- Nunez, M., Oke, T.R., 1977. The energy balance of an urban canyon. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 16, 11–19.
- O'Loughlin, E.M., Macdonald, E.G., 1964. Some roughness concentration effects on boundary resistance. *La Houille Blanche* 7, 773-783. <http://dx.doi.org/10.1051/lhb/1964042>.
- O'Sullivan, J.P., Archer, R.A., Flay, R.G.J., 2011. Consistent boundary conditions for flows within the atmospheric boundary layer. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99, 65–77. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2010.10.009>.
- Oberkampf, W.L., Barone, M.F., 2006. Measures of agreement between computation and experiment: Validation metrics. *Journal of Computational Physics* 217, 5–36. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcp.2006.03.037>.
- Oberkampf, W.L., Trucano, T.G., 2002. Verification and validation in computational fluid dynamics. *Progress in Aerospace Sciences* 38, 209–272. [http://dx.doi.org/10.1016/S0376-0421\(02\)00005-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0376-0421(02)00005-2).
- Oberkampf, W.L., Trucano, T.G., Hirsch, C., 2004. Verification, validation, and predictive capability in computational engineering and physics. *Applied Mechanics Reviews* 57 (5), 345–384.
- Obrecht, C., Kuznik, F., Merlier, L., Roux, J.-J., Tourancheau, B., 2014. Towards aerolic simulations at urban scale using the lattice Boltzmann method. *Environmental Fluid Mechanics*. <http://dx.doi.org/10.1007/s10652-014-9381-0>.
- Obukhov, A.M., 1941. On the spectral energy distribution in a turbulent flow. *Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Geogr. Geofiz.* 5, 453–466 (in Russian).
- Obukhov, A.M., 1949a. Structure of the Temperature Field in a Turbulent Flow. *Izvestiya Akademii Nauk SSSR., Ser. Geogr. and Geophys.* 13, 58–69 (in Russian).
- Obukhov, A.M., 1949b. The local structure of atmospheric turbulence. *Doklady Akademii Nauk SSSR* 67, 643–646 (in Russian).
- Obukhov, A.M., 1962. Some Specific Features of Atmospheric Turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 13 (01), 77–81. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112062000506>.
- Oke, T.R., 1988. Street design and urban canopy layer climate. *Energy and Buildings* 11, 103–113.
- Olesen, H.R., Baklanov, A., Bartzis, J., Barmpas, F., Berkowicz, R., Brzozowski, K., Buccolieri, R., Carissimo, B., Costa, A., Di Sabatino, S., Efthimiou, G., Franke, J., Gorican, I., Hellsten, A., Ketzler, M., Leitz, B., Nuterman, R., Polreich, E., Tavares, R., 2008. The MUST model evaluation exercise: patterns in model performance. *Proceedings of the 12th International Conference on Harmonization within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes*, 6-9 October 2008, Cavtat, Croatia, pp. 403–408.
- Olvera, H.A., Choudhuri, A.R., 2006. Numerical simulation of hydrogen in the vicinity of a cubical building in stable stratified atmospheres. *International Journal of Hydrogen Energy* 31, 2356–2369. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2006.02.022>.
- Ono, Y., Tamura, T., Kataoka, H., 2008. LES analysis of unsteady characteristics of conical vortex on a flat roof. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 96, 2007–2018. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2008.02.021>.
- Oran, E.S., Boris, J.P., 1993. Computing Turbulent Shear Flows - A Convenient Conspiracy. *Computers in Physics* 7 (5), 523–533.
- Oreskes, N., Shrader-Frechette, K., Belitz, K., 1994. Verification, Validation, and Confirmation of Numerical Models in the Earth Sciences. *Science*, 263 (5147), 641–646. <http://dx.doi.org/10.1126/science.263.5147.641>.
- Orlanski, I., 1976. A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *Journal of Computational Physics* 21, 251–269.
- Orr, W.M.F., 1907a. The stability or instability of the steady motions of a liquid. Part I. *Proceedings of the Royal Irish Academy A* 27, 9–68.
- Orr, W.M.F., 1907b. The stability or instability of the steady motions of a liquid. Part II. *Proceedings of the Royal Irish Academy A* 27, 69–138.
- Orszag, S.A., 1966. Dynamics of fluid turbulence. Report PPL-AF-13, Princeton Plasma Physics Laboratory, USA.
- Orszag, S.A., 1977. Statistical theory of turbulence. In: Balian, R., Peube, J.L. (Eds.), *Fluid Dynamics 1973, Les Houches Summer School of Theoretical Physics*, Gordon and Breach, New York, pp. 237–374.
- Orszag, S.A., Patterson, G.S., 1972. Numerical simulation of three-dimensional homogeneous isotropic turbulence. *Physical Review Letters* 28, 76–79.
- Orszag, S.A., Staroselsky, I., Flannery, W.S., Zhang, Y., 1996. Introduction to renormalization group modeling of turbulence. In: Gatski, T.B., Hussain, M.Y., Lumley, J.L. (Eds.), *Simulation and modeling of turbulent flows*, Oxford University Press, New York, ISBN 0-19-510643-1, pp. 155–183.

- Osaka, H., Mochizuki, S., 1987. Streamwise vertical structure associated with the bursting phenomenon in the turbulent boundary layer over a d-type rough surface at low Reynolds number. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers* 53, 371–379 (in Japanese).
- Ossanlis, I., Barmpas, P., Moussiopoulos, N., 2007. The Effect of the Street Canyon Length on the Street Scale Flow Field and Air Quality: A Numerical Study. *Air Pollution Modeling and Its Application XVII*, 632–640. http://dx.doi.org/10.1007/978-0-387-68854-1_67.
- Pamies, M., Weiss, P.-E., Garnier, E., Deck, S., Sagaut, P., 2009. Generation of synthetic turbulent inflow data for large eddy simulation of spatially evolving wall-bounded flows. *Physics of Fluids* 21, 045103. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3103881>.
- Panagiotou, I., Neophytou, M.K.-A., Hamlyn, D., Britter, R.E., 2013. City breathability as quantified by the exchange velocity and its spatial variation in real inhomogeneous urban geometries: An example from central London urban area. *Science of the Total Environment* 442, 466–477. <http://dx.doi.org/10.1016/j.scitotenv.2012.09.001>.
- Panofsky, H.A., Dutton, J.A., 1984. *Atmospheric Turbulence. Models and Methods for Engineering Applications*. John Wiley & Sons, New York, 389 pp.
- Pant, P., Harrison, R.M., 2013. Estimation of the contribution of road traffic emissions to particulate matter concentrations from field measurements: A review. *Atmospheric Environment* 77, 78–97. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2013.04.028>.
- Papakonstantinou, K., Chaloulakou, A., Duci, A., Vlachakis, N., Markatos, N., 2003. Air quality in an underground garage: computational and experimental investigation of ventilation effectiveness. *Energy and Buildings* 35, 933–940. [http://dx.doi.org/10.1016/S0378-7788\(03\)00020-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0378-7788(03)00020-3).
- Papakonstantinou, K.A., Kiranoudis, C.T., Markatos, N.C., 2000. Mathematical modeling of environmental conditions inside historical buildings. The case of the archaeological museum of Athens. *Energy and Buildings* 31, 211–220.
- Papanikolaou, E., Venetsanos, A.G., Cerchiara, G.M., Carcassi, M., Markatos, N., 2011. CFD simulations on small hydrogen releases inside a ventilated facility and assessment of ventilation efficiency. *International Journal of Hydrogen Energy* 36, 2597–2605. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2010.04.119>.
- Papanikolaou, E., Venetsanos, A.G., Schiavetti, M., Marangon, A., Carcassi, M., Markatos, N., 2009. Consequence assessment of the BBC hydrogen refueling station, using the ADREA-HF code. *Proceedings of the 3rd International Conference on Hydrogen Safety*, 16-18 September 2009, Ajaccio - Corsica, France, paper No. 220. <http://conference.ing.unipi.it/ichs/images/stories/papers/220.pdf>.
- Papanikolaou, E.A., Venetsanos, A.G., 2007. CFD Simulations of Hydrogen Release and Dispersion Inside the Storage Room of a Hydrogen Refueling Station using the ADREA-HF code. *Proceedings of the 2nd international conference on hydrogen safety*, 11-18 September 2007, San Sebastian, Spain.
- Papanikolaou, E.A., Venetsanos, A.G., Heitsch, M., Baraldi, D., Huser, A., Pujol, J., Garcia, J., Markatos, N., 2010. HySafe SBEP-V20: Numerical studies of release experiments inside a naturally ventilated residential garage. *International Journal of Hydrogen Energy* 35, 4747–4757. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2010.02.020>.
- Parente, A., Gorle, C., van Beeck, J., Benocci, C., 2011a. Improved $k-\epsilon$ model and wall function formulation for the RANS simulation of ABL flows. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99 (4), 267–278.
- Parente, A., Gorle, C., van Beeck, J., Benocci, C., 2011b. A Comprehensive Modelling Approach for the Neutral Atmospheric Boundary Layer: Consistent Inflow Conditions, Wall Function and Turbulence Model. *Boundary-Layer Meteorology* 140, 411–428. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-011-9621-5>.
- Park, S.-B., Baik, J.-J., Raasch, S., Letzel, M.O., 2012. A Large-Eddy Simulation Study of Thermal Effects on Turbulent Flow and Dispersion in and above a Street Canyon. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 51, 829–841. <http://dx.doi.org/10.1175/JAMC-D-11-0180.1>.
- Park, S.-B., Baik, J.-J., 2013. A Large-Eddy Simulation Study of Thermal Effects on Turbulence Coherent Structures in and above a Building Array. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 52, 1348–1365. <http://dx.doi.org/10.1175/JAMC-D-12-0162.1>.
- Park, S.-B., Baik, J.-J., Ryu, Y.E. 2013. A Large-Eddy Simulation Study of Bottom-Heating Effects on Scalar Dispersion in and above a Cubical Building Array. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 52, 1738–1752. <http://dx.doi.org/10.1175/JAMC-D-12-0255.1>.
- Pascheke, F., Barlow, J.F., Robins, A., 2008. Wind-tunnel Modelling of Dispersion from a Scalar Area Source in Urban-Like Roughness. *Boundary-Layer Meteorology* 126, 103–124. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-007-9222-5>.
- Pasquill, F., Smith, F.B., 1983. *Atmospheric diffusion*, third ed., Wiley, New York, 437 pp.
- Patankar, S.V., 1980. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere Publishing Corporation, Taylor & Francis Group, New York, 197 pp. ISBN 0-89116-522-3.
- Patankar, S.V., Spalding, D.B., 1972. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 15 (10), 1787–1806.
- Patel, V.C., Rodi, W., and Scheurer, W., 1985. Turbulence models for near-wall and low Reynolds number flows: a review. *AIAA Journal* 23, 1308–1319.
- Paterson, D.A., Apelt, C.J., 1986. Computation of wind flows over three-dimensional buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 24, 192–213.
- Paterson, D.A., Apelt, C.J., 1989. Simulation of wind flows around three-dimensional buildings. *Building and Environment* 24, 39–50.
- Patnaik, G., Boris, J., 2007. Fast and Accurate CBR Defense for Homeland Security: Bringing HPC to the First Responder and Warfighter. *Proceedings of the DoD High Performance Computing Modernization Program Users Group Conference 18-21 June 2007, Pittsburgh, Pennsylvania, USA*, pp.120–126. <http://dx.doi.org/10.1109/HPCMP-UGC.2007.33>.
- Patnaik, G., Boris, J.P., Grinstein, F.F., Iselin, J., 2005. Large scale urban simulations with FCT. In: Kuzmin, D., Lohner, R., Turek, S. (Eds.), *High-Resolution Schemes for Convection-Dominated Flows: 30 Years of FCT*, Springer, New York, pp. 105–130.

- Patnaik, G., Boris, J.P., Grinstein, F.F., Iselin, J.P., 2003. Large scale urban simulation with the MILES approach. AIAA Paper 2003-4104, 16th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 23-26 June 2003, Orlando, Florida, USA.
- Patnaik, G., Boris, J.P., Young, T.R., Grinstein, F.F., 2007a. Large scale urban contaminant transport simulations with Miles. *Journal of Fluids Engineering* 129 (12), 1524–1532. <http://dx.doi.org/10.1115/1.2801368>.
- Patnaik, G., Grinstein, F.F., Boris, J.P., Young, T.R., Parmhed, O., 2007b. Large Scale Urban Simulations. In: Grinstein, F.F., Margolin, L.G., Rider, W.J. (Eds.), *Implicit large eddy simulation: computing turbulent fluid dynamics*, Cambridge University Press, pp. 502–530.
- Patton, E.G., Davis, K.J., Barth, M.C., Sullivan, P.P., 2001. Decaying scalars emitted by a forest canopy: a numerical study. *Boundary-Layer Meteorology* 100, 91–129.
- Pavageau, M., Rafailidis, S., Schatzmann, M., 1997. A Comprehensive Experimental Databank for the Verification of Urban Car Emission Dispersion Models. *International Journal of Environment and Pollution* 8, 738–746. <http://dx.doi.org/10.1504/IJEP.1997.028226>.
- Pavageau, M., Schatzmann, M., 1999. Wind tunnel measurements of concentration fluctuations in an urban street canyon. *Atmospheric Environment* 33, 3961–3971.
- Pavlidis, D., Gorman, G.J., Gomes, J.L.M.A., Pain, C.C., ApSimon, H., 2010. Synthetic-Eddy Method for Urban Atmospheric Flow Modelling. *Boundary-Layer Meteorology* 136, 285–299. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-010-9508-x>.
- Pavlova, Y.S., Catrakis, H.J., 2006. Multiscale synthetic computational modeling of turbulent fluid interfaces. *World Scientific & Engineering Academy & Society, Transactions on Fluid Mechanics* 6, 572–577.
- Perot, J.B., Gadebusch, J., 2007. A Self-adapting Turbulence Model for Flow Simulation at any Mesh Resolution. *Physics of Fluids* 19 (11), 115105. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2780195>.
- Perret, L., Delville, J., Manceau, R., Bonnet, J.P., 2006. Generation of turbulent inflow conditions for large eddy simulation from stereoscopic PIV measurements. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 27, 576–584. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.02.005>.
- Perret, L., Deville, J., Manceau, R., Bonnet, J.-P., 2008. Turbulent inflow conditions for large-eddy simulation based on low-order empirical model. *Physics of Fluids* 20, 075107, 17 pp. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2957019>.
- Perry, A.E., Chong, M.S., 1982. On the mechanism of wall turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 119, 173–217.
- Perry, A.E., Marusic, I., 1995. A wall-wake model for the turbulence structure of boundary layers. Part 1. Extension of the attached eddy hypothesis. *Journal of Fluid Mechanics* 298, 361–388.
- Pesic, D.J., Blagojevic, M.D.J., Zivkovic, N.V., 2014. Simulation of wind-driven dispersion of fire pollutants in a street canyon using FDS. *Environmental Science and Pollution Research* 21, 1270–1284. <http://dx.doi.org/10.1007/s11356-013-1999-9>.
- Phillips, N.A., 1956. The general circulation of the atmosphere: A numerical experiment. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 82, 123–164.
- Piomelli, U., 1999. Large-eddy simulation: achievements and challenges. *Progress in Aerospace Sciences* 35, 335–362.
- Piomelli, U., 2001. Large-eddy and direct simulation of turbulent flows. Short course delivered at CFD2001 - 9e conference annuelle de la Societe canadienne de CFD, May 2001, Kitchener, Ontario, 70 pp. Available online from <http://terpconnect.umd.edu/~ugo/research/publications.html>.
- Piomelli, U., 2008. Wall-layer models for large-eddy simulations. *Progress in Aerospace Sciences* 44, 437–446.
- Piomelli, U., Balaras, E., 2002. Wall-Layer Models for Large-Eddy Simulations. *Annual Review of Fluid Mechanics* 34, 349–374.
- Piomelli, U., Balaras, E., Pascarelli, A., 2000. Turbulent structures in accelerating boundary layers. *Journal of Turbulence* 1, N1. <http://dx.doi.org/10.1088/1468-5248/1/1/001>.
- Piomelli, U., Ferziger, J.H., Moin, P., Kim, J., 1989. New approximate boundary conditions for large eddy simulations of wall-bounded flows. *Physics of Fluids A* 1 (6), 1061–1068.
- Piomelli, U., Moin, P., Ferziger, J.H., 1988. Model inconsistency in large eddy simulation of turbulent channel flows. *Physics of Fluids* 31, 1884–1891.
- Piomelli, U., Yu, Y., Adrian, R.J., 1996. Subgrid-scale energy transfer and near-wall turbulence structure. *Physics of Fluids* 8, 215–224.
- Piringer, M., Joffre, S., Baklanov, A., Christen, A., Deserti, M., De Ridder, K., Emeis, S., Mestayer, P., Tombrou, M., Middleton, D., Baumann-Stanzer, K., Dandou, A., Karppinen, A., Burzynski, J., 2007. The surface energy balance and the mixing height in urban areas - activities and recommendations of COST-Action 715. *Boundary-Layer Meteorology* 124, 3–24. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-007-9170-0>.
- Piscaglia, F., Montorfano, A., Onorati, A., Keskinen, J.P., 2012. Boundary conditions and subgrid scale models for LES simulation of Internal Combustion Engines. *International Multidimensional Engine Modeling User's Group Meeting 2012*, 23 April 2012, Detroit, Michigan, USA.
- POLIS, Roughness wall functions. http://www.cham.co.uk/phoenics/d_polis/d_enc/turmod/enc_tu84.htm.
- POLIS, Schemes for convection discretization. http://www.cham.co.uk/phoenics/d_polis/d_enc/enc_schm.htm.
- POLIS, the PHOENICS On-Line Information System. http://www.cham.co.uk/phoenics/d_polis/polis.htm.
- Pontiggia, M., Derudi, M., Alba, M., Scaioni, M., Rota, R., 2010. Hazardous gas releases in urban areas: assessment of consequences through CFD modelling. *Journal of Hazardous Materials* 176, 589–596. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jhazmat.2009.11.070>.
- Pontiggia, M., Landucci, G., Busini, V., Derudi, M., Alba, M., Scaioni, M., Bonvicini, S., Cozzani, V., Rota, R., 2011. CFD model simulation of LPG dispersion in urban areas. *Atmospheric Environment* 45, 3913–3923. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2011.04.071>.
- Pope, S.B., 1985. PDF methods for turbulent reactive flows. *Progress in Energy and Combustion Science* 11 (2), 119–192. [http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285\(85\)90002-4](http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285(85)90002-4).
- Pope, S.B., 1994. Lagrangian pdf methods for turbulent flows. *Annual Review of Fluid Mechanics* 26, 23–63.

- Pope, S.B., 2000. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 749 pp.
- Pope, S.B., 2004. Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows. *New Journal of Physics* 6 (35), 1–24.
- Porte-Agel, F., Meneveau, C., Parlange, M.B., 2000. A scale-dependent dynamic model for large-eddy simulation: application to a neutral atmospheric boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 415, 261–284.
- Porter, D.H., Pouquet, A., Woodward, P.R., 1994. Kolmogorov-like spectra in decaying three-dimensional supersonic flows. *Physics of Fluids A* 6, 2133–2142.
- Porter, D.H., Woodward, P.R., 1994. High resolution simulations of compressible convection with the piecewise-parabolic method (PPM). *Astrophysical Journal Supplement* 93, 309–349.
- Prandtl, L., 1904. Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung. In: Krazer, A. (Ed.), 1905, *Verhandlungen des dritten Internationalen Mathematiker-Kongresses in Heidelberg 1904*, Teubner, Leipzig, pp. 574–584. (English translation in: Ackroyd, J.A.K., Axcell, B.P., Ruban, A.I. (Eds.), 2001, *Early Developments of Modern Aerodynamics*, Butterworth–Heinemann, Oxford, UK, pp. 77–87).
- Prandtl, L., 1925. Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik* Bd. 5, 136–139.
- Prandtl, L., 1932. Zur turbulenten Strömung in Röhren und langs Platten. *Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen* 4, 18–29.
- Prandtl, L., Wieghardt, K., 1945. Über ein neues Formelsystem für die ausgebildete Turbulenz. *Nachrichten der Akademie der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-physikalische Klasse*, pp. 6–19.
- Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., Flannery, B.P., 1997. *Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing*, Vol. 1 of *Fortran Numerical Recipes*, second ed., Cambridge University Press, 973 pp, ISBN 052143064X.
- Pugh, T.A.M., MacKenzie, A.R., Whyatt, J.D., Hewitt, C.N., 2012. Effectiveness of green infrastructure for improvement of air quality in urban street canyons. *Environmental Science & Technology* 46 (14), 7692–7699. <http://dx.doi.org/10.1021/es300826w>.
- Pullen, J., Boris, J.P., Young, T., Patnaik, G., Iselin, J., 2005. A comparison of contaminant plume statistics from a Gaussian puff and urban CFD model for two large cities. *Atmospheric Environment* 39, 1049–1068. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2004.10.043>.
- Qin, Y., Kot, S.C., 1993. Dispersion of vehicular emission in street canyons, Guangzhou city, South China (P.R.C.). *Atmospheric Environment* 27B, 283–291.
- Quemere, P., Sagaut, P., 2002. Zonal multi-domain RANS/LES simulations of turbulent flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 40, 903–25.
- Rafailidis, S., 1997. Influence of building areal density and roof shape on the wind characteristics above a town. *Boundary-Layer Meteorology* 85, 255–271.
- Rafailidis, S., 2000. Near-field geometry effects on urban street canyon measurements for model validation. *International Journal of Environment and Pollution* 14, 538–546.
- Rafailidis, S., 2001. Influence of stable atmospheric thermal stratification on urban street-canyon re-aeration. *International Journal of Environment and Pollution* 16, 393–403.
- Rafailidis, S., Schatzmann, M., 1995. Study on different roof geometries in a simplified urban environment. Universität Hamburg. <http://www.mi.uni-hamburg.de/309.0.html>.
- Rai, M.M., Moin, P., 1993. Direct numerical simulation of transition and turbulence in a spatially evolving boundary layer. *Journal of Computational Physics* 109, 169–192.
- Rakai, A., Franke, J., 2012. Validation of two RANS solvers with flow data of the flat roof Michelstadt case. *Proceedings of the 8th International Conference on Air Quality - Science and Application*, 19–23 March 2012, Athens, Greece.
- Rakai, A., Franke, J., 2013. Numerical error quantification of RANS modelling in an idealized central european city centre. *Proceedings of the 15th International Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes*, 6–9 May 2013, Madrid, Spain, paper NO. 155. http://www.harmo.org/Conferences/Proceedings/_Madrid/publishedSections/H15-155.pdf.
- Rakai, A., Kristof, G., 2013. Microscale Obstacle Resolving Air Quality Model Evaluation with the Michelstadt Case. *The Scientific World Journal*, Article ID 781748, 11 pp. <http://dx.doi.org/10.1155/2013/781748>.
- Rakai, A., Kristof, G., Franke, J., 2014. Sensitivity analysis of microscale obstacle resolving models for an idealized Central-European city centre, Michel-Stadt. *Idojaras: Quarterly Journal of the Hungarian Meteorological Service* 118 (1), 53–77.
- Ramponi, R., Blocken, B., 2012. CFD simulation of cross-ventilation for a generic isolated building: Impact of computational parameters. *Building and Environment* 53, 34–48. <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2012.01.004>.
- Rana, Z.A., Thornber, B., Drikakis, D., 2011. On the importance of generating accurate turbulent boundary condition for unsteady simulations. *Journal of Turbulence* 12, N35. <http://dx.doi.org/10.1080/14685248.2011.613836>.
- Rasheed, A., Robinson, D., Clappier, A., Narayanan, C., Lakehal, D., 2011. Representing complex urban geometries in mesoscale modeling. *International Journal of Climatology* 31, 289–301. <http://dx.doi.org/10.1002/joc.2240>.
- Raupach, M.R., Antonia, R.A., Rajagopalan, S., 1991. Rough-Wall Turbulent Boundary Layers. *Applied Mechanics Reviews* 44, 1–25.
- Raupach, M.R., Finnigan, J.J., Brunet, Y., 1996. Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing-layer analogy. *Boundary-Layer Meteorology* 78, 351–382.
- Raw, M.J., Galpin, P.F., Hutchinson, B.R., 1989. A collocated finite-volume method for solving the Navier-Stokes equations for incompressible and compressible flows in turbomachinery: results and applications. *Canadian Aeronautics and Space Journal* 35, 189–196.
- Razak, A.A., Hagishima, A., Ikegaya, N., Tanimoto, J., 2013. Analysis of airflow over building arrays for assessment of urban wind environment. *Building and Environment* 59, 56–65, <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2012.08.007>.

- Reid, D.J., 1979. Markov chain simulation on vertical dispersion in the neutral surface layer or urace and elevated releases. *Boundary-Layer Meteorology* 16, 3–22.
- Reynolds, O., 1883. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous and the law of resistance in parallel channels. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 174, 935–982.
- Reynolds, O., 1895. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 186, 123–164. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.1895.0004>.
- Reynolds, W.C., 1976. Computation of turbulent flows. *Annual Review of Fluid Mechanics* 8, 183–208.
- Riain, C.M.N., Fisher, B., Martin, C.J., Littler, J., 1998. Flow field and pollution dispersion in a central London street. *Environmental Monitoring and Assessment* 52, 299–314.
- Richards, P.J., Hoxey, R.P., 1993. Appropriate boundary conditions for computational wind engineering models using the $k-\epsilon$ turbulence model. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 46&47, 145–153.
- Richards, P.J., Norris, S.E., 2011. Appropriate boundary conditions for computational wind engineering models revisited. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99 (4), 257–266.
- Richardson, L.F., 1911. The approximate arithmetical solution by finite differences of physical problems involving differential equations, with an application to the stresses in a masonry dam. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character* 210 (467), 307–357. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.1911.0009>.
- Richardson, L.F., 1922. *Weather Prediction by Numerical Process*. Cambridge University Press, 236 pp.
- Richardson, L.F., 1926. Atmospheric diffusion shown on a distance-neighbour graph. *Proceedings of the Royal Society of London* 110, 709–737.
- Riddle, A., Carruthers, D., Sharpe, A., McHugh, C., Stocker, J., 2004. Comparisons between FLUENT and ADMS for atmospheric dispersion modelling. *Atmospheric Environment* 38, 1029–1038.
- Rigas, F., Sklavounos, S., 2005. Evaluation of hazards associated with hydrogen storage facilities. *International Journal of Hydrogen Energy* 30 (13-14), 1501–1510.
- Ringuette, M.J., Wu, M., Martin, M.P., 2008. Coherent structures in direct numerical simulation of turbulent boundary layers at Mach 3. *Journal of Fluid Mechanics* 594, 59–69. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112007009020>.
- Rizzetta, D.P., Visbal, M.R., Gaitonde, D.V., 2001. Large-Eddy Simulation of Supersonic Compression-Ramp Flow y a High-Order Method. *AIAA Journal* 39 (12), 2283–2292.
- Roache, P.J., 1972. *Computational Fluid Dynamics*. Hermosa Publishers, Albuquerque, New Mexico, USA.
- Roache, P.J., 1994. Perspective: a method for uniform reporting of grid refinement studies. *Journal of Fluids Engineering* 116, 405–413.
- Roache, P.J., 1997. Quantification of uncertainty in computational fluid dynamics. *Annual Review of Fluid Mechanics* 29, 123–160.
- Roache, P.J., Ghia, K., White, F., 1986. Editorial policy statement on the control of numerical accuracy. *Journal of Fluids Engineering* 108 (1), 2.
- Robins, A., Savory, E., Scaperdas, A., Grigoriadis, D., 2002. Spatial variability and source-receptor relations at a street intersection. *Water, Air, and Soil Pollution: Focus* 2, 381–393.
- Robins, A.G., Castro, I.P., 1977a. A wind tunnel investigation of plume dispersion in the vicinity of a surface mounted cube-I. The flow field. *Atmospheric Environment* 11, 291–297.
- Robins, A.G., Castro, I.P., 1977b. A wind tunnel investigation of plume dispersion in the vicinity of a surface mounted cube-II. The concentration field. *Atmospheric Environment* 11, 299–311.
- Robinson, S.K., 1991. Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Annual Review of Fluid Mechanics* 23, 601–639.
- Robson, B.J., Hamilton, D.P., Webster, I.T., Chan, T., 2008. Ten steps applied to development and evaluation of process-based biogeochemical models of estuaries. *Environmental Modelling & Software* 23, 369–384. <http://dx.doi.org/10.1016/j.envsoft.2007.05.019>.
- Rodi, W., 1976. A new algebraic relation for calculating the Reynolds stresses. *Zeitschrift fuer angewandte mathematik und mechanik* 56, 219–221.
- Rodi, W., 1980. Turbulence models and their application in hydraulics - A state of the art review. *International Association for Hydraulic Research, Delft*, 115 pp.
- Rodi, W., 1991. Experience with two-layer models combining the $k-\epsilon$ model with a one-equation model near the wall. *AIAA-91-0216, 29th AIAA Aerospace Sciences Meeting, 7-10 January 1991, Reno, Nevada, USA*.
- Rodi, W., 1993. *Turbulence Models and Their Application in Hydraulics: A State-of-the-Art Review*, second ed., CRC Press, 124 pp. ISBN 9054101504.
- Rodi, W., 1997. Comparison of LES and RANS calculations of the flow around bluff bodies. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 69-71, 55–75.
- Rodi, W., Ferziger, J., Breuer, M., Pourquier, M., 1997. Status of large eddy simulation: Results of a workshop. *Journal of Fluids Engineering* 119, 248–262.
- Roe, P.L., 1985. Some Contributions to the Modelling of Discontinuous Flows. In: Engquist, B., E., Osher, S., Somerville, R.C.J. (Eds.), *Large-Scale Computations in Fluid Mechanics (Lectures in Applied Mathematics, volume 22, Parts 1 & 2)*, American Mathematical Society. ISBN 0821811223, pp. 163–193.
- Rogallo, R.S., 1981. Numerical experiments in homogeneous turbulence. *NASA Technical Memorandum* 81315, National Aeronautics and Space Administration, 91 pp.
- Rogallo, R.S., Moin, P., 1984. Numerical simulation of turbulent flows. *Annual Review of Fluid Mechanics* 16, 99–137.
- Rosales, C., Meneveau, C., 2008. Anomalous scaling and intermittency in three-dimensional synthetic turbulence. *Physical Review E* 78, 016313. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.78.016313>.

- Rossi, R., Philips, D.A., Iaccarino, G., 2010. A numerical study of scalar dispersion downstream of a wall-mounted cube using direct simulations and algebraic flux models. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 31, 805–819. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2010.05.006>.
- Rotach, M.W., 1995. Profiles of turbulence statistics in and above an urban street canyon. *Atmospheric Environment* 29 (13), 1473–1486.
- Rotach, M.W., 1999. On the influence of the urban roughness sublayer on turbulence and dispersion. *Atmospheric Environment* 33, 4001–4008.
- Rotach, M.W., Gryning, S.E., Batchvarova, E., Christen, A., Vogt, R., 2004. Pollutant dispersion close to an urban surface—the BUBBLE tracer experiment. *Meteorology and Atmospheric Physics* 87 (1-3), 39–56.
- Rotach, M.W., R. Vogt, C. Bernhofer, E. Batchvarova, A. Christen, A. Clappier, B. Feddersen, S.-E. Gryning, G. Martucci, H. Mayer, V. Mitev, T.R. Oke, E. Parlow, H. Richner, M. Roth, Y.-A. Roulet, D. Ruffieux, J.A. Salmond, M. Schatzmann, J.A. Voogt, 2005. BUBBLE—an urban boundary layer meteorology project. *Theoretical and Applied Climatology* 81 (3-4), 231–261. <http://dx.doi.org/10.1007/s00704-004-0117-9>.
- Roth, 2000. Review of atmospheric turbulence over cities. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126, 941–990.
- Rotta, J., 1951. Statistische Theorie Nichthomogener Turbulenz I and II. *Zeitschrift für Physik* 129, 547–572 and 131, 51–77 (Translated into English by W. Rodi as Technical Notes Nos. TWF/TN/38 and TWF/TN/39, Mechanical Engineering Department, Imperial College). <http://dx.doi.org/10.1007/BF01330059>.
- Rotta, J.C., 1972. *Turbulente Stromungen*. Teubner, Stuttgart, Germany, 267 pp. ISBN 3519023164.
- Roy, C.H., 2005. Review of code and solution verification procedures for computational simulation. *Journal of Computational Physics* 205, 131–156.
- Roy, C.H., 2010. Review of discretization error estimators in scientific computing. AIAA paper 2010-126, 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting, 4-7 January 2010, Orlando, Florida, USA.
- Roy, C.J., DeChant, L.J., Payne, J.L., Blottner, F.G., 2003. Bluff-body flow simulations using hybrid RANS/LES. AIAA paper 2003-3889, 33rd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 23-26 June 2003, Orlando, Florida, USA.
- Runchal, A.K., 2009. Brian Spalding: CFD & reality – A personal recollection. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52, 4063–4073. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.03.058>.
- Ruprecht, A., Helmrich, T., Buntic, I., 2003. Very large eddy simulation for the prediction of unsteady vortex motion. Conference on Modelling Fluid Flow (CMFF'03), the 12th International Conference on Fluid Flow Technologies, 3 - 6 September 2003, Budapest, Hungary.
- Saad, Y., 1994. Highly parallel preconditioners for general sparse matrices. *Recent Advances in Iterative Methods, the IMA Volumes in Mathematics and Its Applications*, volume 60, Springer-Verlag, New York, pp. 165–199.
- Saad, Y., 1996. *Iterative methods for sparse linear systems*. PWS publishing, New York. ISBN 053494776X.
- Saad, Y., 2003. *Iterative methods for sparse linear systems*, second ed., SIAM, Philadelphia.
- Saad, Y., Schultz, M.H., 1986. GMRES: A generalized minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems. *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing* 7, 856–869. <http://dx.doi.org/10.1137/0907058>.
- Sada, K., Sato, A., 2002. Numerical calculation of flow and stack-gas concentration fluctuation around a cubical building. *Atmospheric Environment* 36, 5527–34.
- Saddoughi, S.G., Veeravalli, S.V., 1994. Local isotropy in turbulent boundary layers at high Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics* 268, 333–372.
- Sagaut, P., 2006. *Large eddy simulation for incompressible flows: an introduction*, third ed., Springer, 558 pp. ISBN 978-3-540-26403-3.
- Sagaut, P., Cambon, C., 2008. *Homogeneous Turbulence Dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 463 pp. ISBN 978-0-511-40978-3.
- Sagaut, P., Deck, S., Terracol, M., 2006. *Multiscale and Multiresolution Approaches in Turbulence*. Imperial College Press, 354 pp. ISBN 1-86094-650-X.
- Sagaut, P., Garnier, E., Tromeur, E., Larcheveque, L., Labourasse, E., 2004. Turbulent inflow conditions for large-eddy simulation of compressible wall-bounded flows. *AIAA Journal* 42 (3), 469–477.
- Sagrado, A.P.G., van Beeck, J., Rambaud, P., Olivari, D., 2002. Numerical and experimental modelling of pollutant dispersion in a street canyon. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 90, 321–333.
- Sahm, P., Louka, P., Ketzler, M., Guilloteau, E., Sini, J.-F., 2002. Intercomparison of numerical urban dispersion models – Part I: Street canyon and single building configurations. *Water, Air, and Soil Pollution: Focus* 2, 587–601.
- Saiki, E.M., Moeng, C.H., Sullivan, P.P., 2000. Large-eddy simulation of the stably stratified planetary boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology* 95, 1–30.
- Salim, S.M., Buccolieri, R., Chan, A., Di Sabatino, S., 2011a. Numerical simulation of atmospheric pollutant dispersion in an urban street canyon: Comparison between RANS and LES. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99, 103–113. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2010.12.002>.
- Salim, S.M., Buccolieri, R., Chan, A., Di Sabatino, S., Cheah, S.C., 2011c. Large eddy simulation of the aerodynamic effects of trees on pollutant concentrations in street canyons. *Procedia Environmental Sciences* 4, 17–24. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proenv.2011.03.003>.
- Salim, S.M., Cheah, S.C., Chan, A., 2011b. Numerical simulation of dispersion in urban street canyons with avenue-like tree plantings: Comparison between RANS and LES. *Building and Environment* 46, 1735–1746. <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2011.01.032>.
- Salvetti, M.V., Banerjee, S., 1994. A priori tests of a new dynamic subgrid-scale model for finite-difference large-eddy simulations. *Physics of Fluids* 7 (11), 2831–2847.
- San Jose, R., Perez, J.L., Morant, J.L., Gonzalez Barras, R.M., 2007. Real-Time Air Quality Operational Forecasting Systems in Spain: an Application of the MM5-CMAQ-EMIMO Modelling System. *Fisica de la Tierra* 19, 73–86.

- Sandham, N.D., Yao, Y.F., Lawal, A.A., 2003. Large-eddy simulation of transonic turbulent flow over a bump. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24, 584–595.
- Santiago, J.L., Dejoan, A., Martilli, A., Martin, F., Pinelli, A., 2010. Comparison between large-eddy simulation and Reynolds-averaged Navier-Stokes computations for the MUST field experiment. Part I: study of the flow for an incident wind directed perpendicularly to the front array of containers. *Boundary-Layer Meteorology* 135, 109–132. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-010-9466-3>.
- Santiago, J.L., Martilli, A., Martín, F., 2007. CFD simulation of airflow over a regular array of cubes. Part I: three-dimensional simulation of the flow and validation with wind-tunnel measurements. *Boundary-Layer Meteorology* 122, 609–634. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-006-9123-z>.
- Santiago, J.L., Martín, F., 2005. Modelling the air flow in symmetric and asymmetric street canyons. *International Journal of Environment and Pollution* 25 (1-2), 145–154.
- Santiago, J.L., Martín, F., Martilli, A., 2013. A computational fluid dynamic modelling approach to assess the representativeness of urban monitoring stations. *Science of the Total Environment* 454-455, 61–72. <http://dx.doi.org/10.1016/j.scitotenv.2013.02.068>.
- Santos, J.M., Griffiths, R.F., Roberts, I.D., Reis, N.C., 2005. A field experiment on turbulent concentration fluctuations of an atmospheric tracer gas in the vicinity of a complex-shaped building. *Atmospheric Environment* 39, 4999–5012.
- Santos, J.M., Reis, N.C., Goulart, E.V., Mavroidis, I., 2009. Numerical simulation of flow and dispersion around an isolated cubical building: the effect of the atmospheric stratification. *Atmospheric Environment* 43, 5484–5492. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2009.07.020>.
- Saric, S., Jakirlic, S., Tropea, C., 2005. A periodically perturbed backward-facing step flow by means of LES, DES and T RANS: an example of flow separation control. *Journal of Fluids Engineering* 127, 879–887.
- Sarkar, S., Armenio, V., 2013. Direct and Large Eddy Simulation of Environmental Flows In: Fernando, H.J.S. (Ed.), *Handbook of Environmental Fluid Dynamics, Systems, Pollution, Modeling, and Measurements*, volume 2, CRC Press, ISBN 978-1-4665-5604-1, pp. 283–299.
- Scaperdas, A., Colville, R.N., 1999. Assessing the representativeness of monitoring data from an urban intersection site in central London, UK. *Atmospheric Environment* 33, 661–674.
- Scaperdas, A., Gilham, S., 2004. Thematic area 4: best practice advice for civil construction and HVAC. *The QNET-CFD Network Newsletter*, 2 (4), 28–33.
- Scargiali, F., Grisafi, F., Busciglio, A., Brucato, A., 2011. Modeling and simulation of dense cloud dispersion in urban areas by means of computational fluid dynamics. *Journal of Hazardous Materials* 197, 285–293. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jhazmat.2011.09.086>.
- Schatzmann, M., Leitl, B., 2002. Validation and application of obstacle-resolving urban dispersion models. *Atmospheric Environment* 36, 4811–4821.
- Schatzmann, M., Leitl, B., 2009. Evaluation of Numerical Flow and Dispersion Models for Applications in Industrial and Urban Areas. *Chemical Engineering & Technology* 32 (2), 241–246. <http://dx.doi.org/10.1002/ceat.200800578>.
- Schatzmann, M., Leitl, B., 2011. Issues with validation of urban flow and dispersion CFD models. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99, 169–186. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2011.01.005>.
- Schatzmann, M., Leitl, B., Hertwig, D., Harms, F., Peeck, C., Patnaik, G., Boris, J., Obenschain, K., Fischer, S., Rechenbach, P., 2011: An LES-based microscale airborne hazard model. *Proceedings of the 14th Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes*, 2-6 October 2011, Kos, Greece, pp. 727–731.
- Schatzmann, M., Olesen, H., Franke, J. (Eds.) 2010. COST 732 model evaluation case studies: approach and results. COST Action 732, COST Office, Brussels, Belgium, 123 pp. ISBN 3-00-018312-4.
- Schatzmann, M., Rafailidis, S., Pavageau, M., 1997. Some remarks on the validation of small-scale dispersion models with field and laboratory data. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 67&68, 885–893.
- Schiestel, R., Dejoan, A., 2005. Towards a new partially integrated transport model for coarse grid and unsteady turbulent flow simulations. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 18, 443–468. <http://dx.doi.org/10.1007/s00162-004-0155-z>.
- Schlatter, P., Orlu, R., Li, Q., Brethouwer, G., Fransson, J.H.M., Johansson, A.V., Alfredsson, P.H., Henningson, D.S., 2009. Turbulent boundary layers up to $Re_\theta = 2500$ studied through simulation and experiment. *Physics of Fluids* 21, 051702. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3139294>.
- Schlesinger, S., 1979: Terminology for Model Credibility. *Simulation* 32 (3), 103–104.
- Schlichting, H., 1955. *Boundary Layer Theory*. McGraw Hill, 535 pp.
- Schlichting, H., 2000. *Boundary Layer Theory*, eighth ed., McGraw Hill, 801 pp. ISBN 3540662707.
- Schluter, J.U., Pitsch, H., Moin, P., 2004. LES inflow conditions for coupling with Reynolds averaged flow solvers. *AIAA Journal* 42, 478–484.
- Schluter, J.U., Wu, X., Kim, S., Shankaran, S., Alonso, J.J., Pitsch, H., 2005. A framework for coupling Reynolds-averaged with large-eddy simulations for gas turbine applications. *Journal of Fluids Engineering* 127, 806–815.
- Schmidt, H., Schumann, U., 1989. Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations. *Journal of Fluid Mechanics* 200, 511–562.
- Schultz, M., Schatzmann, M., Leitl, B., 2005. Effect of roughness inhomogeneities on the development of the urban boundary layer. *International Journal of Environment and Pollution* 25, 105–117.
- Schumann, U., 1973a. Ein Verfahren zur direkten numerischen Simulation turbulenter Strömungen in Platten- und Ringspaltkanälen und über seine Anwendung zur Untersuchung von Turbulenzmodellen. Dissertation TH Karlsruhe, KFK 1854. Summarizing English translation by M. Love, Queen Mary College, University of London, 1974.
- Schumann, U., 1973b. Results of a Numerical Simulation of Turbulent Channel Flows. *Proceedings of the ANS International Meeting on Reactor Heat Transfer, Karlsruhe, Paper No. 40*.

- Schumann, U., 1975. Subgrid Scale Model for Finite Difference Simulations of Turbulent Flows in Plane Channels and Annuli. *Journal of Computational Physics* 18, 376–404.
- Schumann, U., Grotzbach, G., Kleiser, L., 1980. Direct numerical simulation of turbulence. In: Kollmann, W. (Ed.), *Prediction Methods for Turbulent Flows*, Hemisphere, Washington, pp. 123–258.
- Scotti, A., Meneveau, C., 1999. A fractal model for large-eddy simulation of turbulent flow. *Physica D* 127, 198–232.
- Seaman, N.L., 2000. Meteorological modeling for air-quality assessments. *Atmospheric Environment* 34, 2231–2259.
- Seinfeld, J.H., 1986. *Atmospheric chemistry and physics of air pollution*. Wiley-Interscience, New York, 768 pp. ISBN 0471828572.
- Sergent, M.E., 2002. *Vers une Methodologie de Couplage Entre la Simulation des Grandes Echelles et les Modeles Statistiques*. Phd thesis, Ecole Central de Lyon, Lyon, France.
- Sescu, A., 2011. *Towards Computational Aeroacoustics Prediction of Realistic Turbofan Broadband Noise Using Synthetic Turbulence Modeling*. PhD thesis, The University of Toledo.
- Sha, W.T., 1980. An overview on rod-bundle thermal-hydraulic analysis. *Nuclear Engineering and Design* 62, 1–24.
- Sha, W.T., 2014. *Novel Porous Media Formulation for Multiphase Flow Conservation equations*. Cambridge University Press, 260 pp. ISBN 978-1107630178.
- Sha, W.T., Domanus, H.M., Schmitt, R.C., Oras, J.J., Lin, E.I.H., 1978. COMMIX-1: A three dimensional transient single-phase component computer program for thermal-hydraulic analysis. Regulatory guide NUREG/CR-01415, Argonne National Laboratory, USA.
- Shah, K.B., Ferziger, J.H., 1995. A new non-eddy viscosity subgrid-scale model and its application to channel flow. *Annual Research Briefs – Center for Turbulence Research, Stanford University* 73–90.
- Shah, K.B., Ferziger, J.H., 1997. A fluid mechanics view of wind engineering: large eddy simulation of flow past a cubic obstacle. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 67&68, 211–224.
- Shair, F.H., Heitner, K.L., 1974. A theoretical model for relating indoor pollutant concentrations to those outside. *Environmental Science & Technology* 8, 444–451.
- Shankar, P.N., Deshpande, M.D., 2000. Fluid Mechanics in the Driven Cavity, *Annual Review of Fluid Mechanics* 32, 93–136.
- Shao, J., Liu, J., Zhao, J., 2012. Evaluation of various non-linear $k-\epsilon$ models for predicting wind flow around an isolated high-rise building within the surface boundary layer. *Building and Environment* 57, 145–155. <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2012.04.018>.
- Sharma, P., Khare, M., 2001. Modelling of vehicular exhausts - a review. *Transportation Research Part D* 6, 179–198.
- Sharma, P.K., Gera, B., Singh, R.K., 2011. Application of RANS and LES based CFD to predict the short and long term distribution and mixing of hydrogen in a large enclosure. *CFD Letters* 3 (1), 18–31. <http://www.issres.net/journal/index.php/cfdl/article/viewFile/S2180-1363%2811%293118-X/92>.
- Shaw, C.T., 1992. *Using Computational Fluid Dynamics*. Prentice Hall, 315 pp.
- Shaw, R.H., Schumann, U., 1992. Large eddy simulation of turbulent flow above and within a forest. *Boundary-Layer Meteorology* 61, 47–64.
- Shen, S.H., Leclerc, M.Y., 1997. Modelling the turbulence structure in the canopy layer. *Agricultural and Forest Meteorology* 87, 3–25.
- Shi, R.F., Cui, G.X., Wang, Z.S., Xu, C.X., Zhang, Z.S., 2008. Large eddy simulation of wind field and plume dispersion in building array. *Atmospheric Environment* 42, 1083–1097. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2007.10.071>.
- Shih, T.H., Liou, W.W., Shabbir, A., Zhu, J., 1995. A new $k-\epsilon$ eddy-viscosity model for high Reynolds numbers turbulent flows. *Computers & Fluids* 24 (3), 227–238.
- Shih, T.H., Zhu, J., Lumley, J.L., 1993. A realizable Reynolds stress algebraic equation model. NASA Technical Memorandum 105993.
- Shinozuka, M., 1972. Simulation of multivariate and multidimensional random processes. *The Journal of the Acoustical Society of America* 49, 357–367.
- Shinozuka, M., Jan, C.M., 1972. Digital simulation of random processes and its applications. *Journal of Sound and Vibration* 25 (1), 111–128.
- Shinozuka, M., Yun, C.-B., Seyha, H., 1990. Stochastic methods in wind engineering. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 36, 829–843.
- Shiotani, M., Yamamoto, G., 1950. Atmospheric turbulence over the large city-turbulence in the free atmosphere (2nd report). *Geophysical Magazine* 21, 134–147.
- Silva, R.A., West, J.J., Zhang, Y., Anenberg, S.C., Lamarque, J.-F., Shindell, D.-T., Collins, W.J., Dalsoren, S., Faluvegi, G., Folberth, G., Horowitz, L.W., Nagashima, T., Naik, V., Rumbold, S., Skeie, R., Sudo, K., Takemura, T., Bergmann, D., Cameron-Smith, P., Cionni, I., Doherty, R.M., Eyring, V., Josse, B., MacKenzie, I.A., Plummer, D., Righi, M., Stevenson, D.S., Strode, S., Szopa, S., Zeng, G., 2013. Global premature mortality due to anthropogenic outdoor air pollution and the contribution of past climate change. *Environmental Research Letters* 8 (3), 034005, 11pp. <http://dx.doi.org/10.1088/1748-9326/8/3/034005>.
- Simens, M.P., Jimenez, J., Hoyas, S., Mizuno, Y., 2009. A high-resolution code for turbulent boundary layers. *Journal of Computational Physics* 228 (11), 4218–4231. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcp.2009.02.031>.
- Simiu, E., Scanlan, R.H., 1986. *Wind effects on structures: An introduction to wind engineering*, second ed. John Wiley & Sons, New York. ISBN 047186613X.
- Simoens, S., Ayrault, M., Wallace, J.M., 2007. The flow across a street canyon of variable width-Part 1: Kinematic description. *Atmospheric Environment* 41, 9002–9017. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2007.08.013>.
- Sini, J.-F., Anquetin, S., Mestayer, P.G., 1996. Pollutant dispersion and thermal effects in urban street canyons. *Atmospheric Environment* 30 (15), 2659–2677.

- Sitaras, I.E., Siskos, P.A., 2008. The role of primary and secondary air pollutants in atmospheric pollution: Athens urban area as a case study. *Environmental Chemistry Letters* 6, 59–69. <http://dx.doi.org/10.1007/s10311-007-0123-0>.
- Smagorinsky, J., 1963. General Circulation experiments with the primitive equations I. The basic experiment. *Monthly Weather Review* 91 (3), 99–164.
- Smagorinsky, J., 1983. The beginnings of numerical weather prediction and general circulation modeling: early recollections. *Advances in Geophysics* 25, 3–37.
- Smirnov, A., Shi, S., Celik, I., 2001. Random flow generation technique for Large Eddy Simulations and particle-dynamics modeling. *Journal of Fluids Engineering* 123, 359–371. <http://dx.doi.org/10.1115/1.1369598>.
- Smith, B., Bjorstad, P., Gropp, W., 1996. Domain Decomposition. Parallel multilevel methods for elliptic partial differential equations. Cambridge University Press. ISBN 0-521-49589-X.
- Smith, L.M., Reynolds, W.C., 1992. On the Yaghot-Orszag renormalization group method for deriving turbulence statistics and models. *Physics of Fluids A* 4, 364–390.
- Smith, W.S., Reisner, J.M., Kao, C.-Y.J., 2001. Simulations of flow around a cubical building: comparison with towing-tank data and assessment of radiatively induced thermal effects. *Atmospheric Environment* 35, 3811–3821.
- Smits, A.J., McKeon, B.J., Marusic, I., 2011. High-Reynolds Number Wall Turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics* 43, 353–375. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-fluid-122109-160753>.
- Smolarkiewicz, P.K., Margolin, L.G., 1998. MPDATA: a finite difference solver for geophysical flows. *Journal of Computational Physics* 140 (2), 459–480.
- So, E.S.P., Chan, A.T.Y., Wong, A.Y.T., 2005. Large-eddy simulations of wind flow and pollutant dispersion in a street canyon. *Atmospheric Environment* 39, 3573–3582. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2005.02.044>.
- Solazzo, E., Cai, X., Vardoulakis, S., 2008. Modelling wind flow and vehicle-induced turbulence in urban streets. *Atmospheric Environment* 42, 4918–4931. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2008.02.032>.
- Solazzo, E., Cai, X., Vardoulakis, S., 2009. Improved parameterisation for the numerical modelling of air pollution within an urban street canyon. *Environmental Modelling & Software* 24, 381–388. <http://dx.doi.org/10.1016/j.envsoft.2008.08.001>.
- Solazzo, E., Britter, R.E., 2007. Transfer processes in a simulated urban street canyon. *Boundary-Layer Meteorology* 124, 43–60. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-007-9176-7>.
- Sommerfeld, A., 1908. Ein Beitrag zur hydrodynamischen Erklärung der turbulenten Flüssigkeitsbewegungen. *Proceedings of the 4th International Congress of Mathematicians (Rome) V. III.*, pp. 116–124.
- Soulhac, L., Garbero, V., Salizzoni, P., Mejean, P., Perkins, R.P., 2009. Flow and dispersion in street intersections. *Atmospheric Environment*. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2009.02.061>.
- Soulhac, L., Perkins, R.J., Salizzoni, P., 2008. Flow in a Street Canyon for any External Wind Direction. *Boundary-Layer Meteorology* 126, 365–388. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-007-9238-x>.
- Soulhac, L., Salizzoni, P., 2010. Dispersion in a street canyon for a wind direction parallel to the street axis. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 98 (12), 903–910. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2010.09.004>.
- Spalart, P., Strelets, M., Travin, A., 2006a. Direct numerical simulation of large-eddy-break-up devices in a boundary layer. *International Journal for Heat and Fluid Flow* 27, 902–910. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.03.014>.
- Spalart, P.R., 1986. Numerical study of sink-flow boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 172, 307–328.
- Spalart, P.R., 1988. Direct numerical simulation of a turbulent boundary layer up to $Re_\theta = 1410$. *Journal of Fluid Mechanics* 187, 61–98.
- Spalart, P.R., 2000. Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 21, 252–263.
- Spalart, P.R., 2001. Young-Person's Guide to Detached Eddy Simulation Grids. NASA CR 2001-211032, July 2001. <http://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/20010080473.pdf>.
- Spalart, P.R., 2009. RANS modelling into a second century. *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 23 (4), 291–293. <http://dx.doi.org/10.1080/10618560902940309>.
- Spalart, P.R., Allmaras, S.R., 1992. A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows. AIAA paper 92-0439, 30th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 6-9 January 1992, Reno, Nevada, USA.
- Spalart, P.R., Deck, S., Shur, M.L., Squires, K.D., Strelets, M.K., Travin, A., 2006b. A new version of detached-eddy simulation resistant to ambiguous grid densities. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 20, 181–195. <http://dx.doi.org/10.1007/s00162-006-0015-0>.
- Spalart, P.R., Jou, W.-H., Strelets, M., Allmaras, S.R., 1997. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach. In: Liu, C., Liu, Z. (Eds.), *Advances in DNS/LES (Proceedings of the 1st AFOSR International Conference on DNS/LES, 4-8 August 1997, Ruston, Los Angeles)*, Greyden Press, Columbus, Ohio.
- Spalart, P.R., Leonard, A., 1985. Direct numerical simulation of equilibrium turbulent boundary layers. *Proceedings of the 5th Symposium on Turbulent Shear Flows, 7-9 August 1985, Ithaca, New York, USA*.
- Spalart, P.R., Watmuff, J.H., 1993. Experimental and numerical study of a turbulent boundary layer with pressure gradients. *Journal of Fluid Mechanics* 249, 337–371.
- Spalding, D.B., 1971. Concentration fluctuations in a round turbulent free jet. *Journal of Chemical Engineering Science* 26, 95–107.
- Spalding, D.B., 1981. PHOENICS: a general-purpose computer program for multi-dimensional one- and two-phase flow. *Mathematics and Computers in Simulation XXIII*, 267–276.
- Spalding, D.B., 1991. Kolmogorov's two-equation model of turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London Series A 434 (Turbulence and stochastic processes: Kolmogorov's ideas 50 years on)*, 211–216.
- Speziale, C.G., 1985. Galilean invariance of subgrid-scale stress models in the large-eddy simulation of turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 156, 55–62.
- Speziale, C.G., 1987. On nonlinear $k-l$ and $k-\epsilon$ models of turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 178, 459–475.

- Speziale, C.G., 1991. Analytical methods for the development of Reynolds-stress closures in turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics* 23, 107–157.
- Speziale, C.G., 1996. Computing non-equilibrium turbulent flows with time-dependent RANS and VLES. Proceedings of the 15th international conference on numerical methods in fluid dynamics, 24–28 June 1996, Monterey, California, USA (Available from: Lecture Notes in Physics, volume 490, 1997, pp. 123–129. <http://dx.doi.org/10.1007/BFb0107089>).
- Speziale, C.G., 1998a. Turbulence modeling for time-dependent RANS and VLES: a review. *AIAA Journal* 36 (2), 173–184.
- Speziale, C.G., 1998b. A Combined Large-Eddy Simulation and Time-Dependent RANS Capability for High-Speed Compressible Flows. *Journal of Scientific Computing* 13 (3), 253–274.
- Speziale, C.G., Sarkar, S., Gatski, T.B., 1991. Modelling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach. *Journal of Fluid Mechanics* 227, 245–272.
- Spille-Kohoff, A., Kaltenbach, H.-J., 2001. Generation of turbulent inflow data with a prescribed shear-stress profile. Proceedings of the third AFOSR International Conference on DNS/LES, 5–9 August 2001, Arlington, Texas, USA (Available from DNS/LES Progress and Challenges, Greyden Press, pp. 319–326).
- Sreenivasan, K.R., 2011. G.I. Taylor: the inspiration behind the Cambridge school. In: Davidson, P.A., Kaneda, Y., Moffatt, K., Sreenivasan, K.R. (Eds.), *A Voyage Through Turbulence*, Cambridge University Press, ISBN 978-0-521-19868-4, pp. 127–186.
- Stanisic, M.M., 1988. *The Mathematical Theory of Turbulence*. Springer-Verlag. ISBN 978-1-4612-3840-9.
- Stathopoulos, T., 1997. Computational wind engineering: past achievements and future challenges. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 67&68, 509–532.
- Stathopoulos, T., 2006. Pedestrian level winds and outdoor human comfort. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 94, 769–780. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2006.06.011>.
- Stathopoulos, T., Baskaran, A., 1990. Boundary Treatment For The Computation Of Three-Dimensional Wind Flow Conditions Around A Building. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 35, 177–200.
- Stathopoulos, T., Lazure, L., Saathoff, P., Gupta, A., 2004. The effect of stack height, stack location and rooftop structures on air intake contamination: a laboratory and full-scale study. Report R-392, IRSST, Quebec. <http://www.irsst.qc.ca/media/documents/PubIRSST/R-392.pdf>.
- Stefano, G.D., Vasilyev, O.V., 2002. Sharp cutoff versus smooth filtering in large eddy simulation. *Physics of Fluids* 14, 362–369.
- Stern, F., Wilson, R., Shao, J., 2006. Quantitative V&V of CFD simulations and certification of CFD codes. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 50, 1335–1355. <http://dx.doi.org/10.1002/fld.1090>.
- Stocker, J.R., Carruthers, D.J., Ellis, K., Rogers, L., 2005. The non-linear relationship between road traffic emissions and pollutant concentrations. Proceedings of the 10th International Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes, 17–20 October 2005, Sissi, Crete, Greece, pp. 432–436.
- Stokes, G.G., 1845. On the theories of the internal friction of fluids in motion, and of the equilibrium and motion of elastic solids. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society* 8, 287–319.
- Stolz, S., Adams, N.A., 1999. An approximate deconvolution procedure for large-eddy simulation. *Physics of Fluids* 11 (7), 1699–1701.
- Stolz, S., Adams, N.A., Kleiser, L., 2001. An approximate deconvolution model for large-eddy simulations with application to incompressible wall-bounded flows. *Physics of Fluids* 13 (4), 997–1015.
- Streett, C.L., Macaraeg, M.G., 1989. Spectral multi-domain technique for large-scale fluid-dynamic simulations. *Applied Numerical Mathematics* 6, 123–129.
- Strelets, M., 2001. Detached Eddy Simulation of massively separated flows. AIAA Paper 2001-0879, 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 8–11 January 2001, Reno, Nevada, USA.
- Stull, R.B., 1997. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Springer, 670pp. ISBN 9027727694.
- Su, H.B., Shaw, R.H., Paw, U.K.T., 2000. Two-point correlation analysis of neutrally stratified flow within and above a forest from large-eddy simulation. *Boundary-Layer Meteorology* 94, 423–460.
- Su, H.B., Shaw, R.H., Paw, U.K.T., Moeng, C.H., Sullivan, P.P., 1998. Turbulent statistics of neutrally stratified flow within and above a sparse forest from large-eddy simulation and field observations. *Boundary-Layer Meteorology* 88, 363–397.
- Succi, S., 2001. *The Lattice Boltzmann Equation for Fluid Dynamics and Beyond*. Oxford University Press, USA, 304 pp. ISBN 0-19-850398-9.
- Sullivan, P.P., McWilliams, J.C., Moeng, C.H., 1996. A grid nesting method for large-eddy simulation of planetary boundary-layer flows. *Boundary-Layer Meteorology* 80, 167–202.
- Sun, L., Nottrott, A., Kleissl, J., 2012. Effect of hilly urban morphology on dispersion in the urban boundary layer. *Building and Environment* 48, 195–205. <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2011.09.005>.
- Surry, D., 1991. Pressure measurements on the Texas tech building: wind tunnel measurements and comparison with full scale. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 38, 235–247.
- Svensson, U., Haggkvist, K., 1990. A two-equation turbulence model for canopy flows. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 35, 201–211.
- Swain, M.R., Grilliot, E.S., Swain, M.N., 1998b. Risks incurred by hydrogen escaping from containers and conduits, Proceedings of the 1998 US DOE Hydrogen Program Review, NREL/CP-570-25315.
- Swain, M.R., Filoso, P., Grilliot, E.S., Swain, M.N., 2003. Hydrogen leakage into simple geometric enclosures. *International Journal of Hydrogen Energy* 28, 229–48.
- Swain, M.R., Grilliot, E.S., Swain, M.N., 1999. Experimental verification of a hydrogen risk assessment method. *Chemical Health & Safety* 6 (3), 28–32.
- Swain, M.R., Shriber, J., Swain, M.N., 1998a. Comparison of hydrogen, natural gas, liquified petroleum gas, and gasoline leakage in a residential garage. *Energy & Fuels* 12, 83–89.

- Sweby, P.K., 1984. High Resolution Schemes Using Flux Limiters for Hyperbolic Conservation Laws. *SIAM Journal on Numerical Analysis* 21 (5), 995–1011. <http://dx.doi.org/10.1137/0721062>.
- Tabor, G.R., Baba-Ahmadi, M.H., 2010. Inlet conditions for large eddy simulations: A review. *Computers & Fluids* 39, 553–567. <http://dx.doi.org/10.1016/j.compfluid.2009.10.007>.
- Talamelli, A., Persiani, F., Fransson, J.H.M., Alfredsson, P.H., Johansson, A.V., Nagib, H.M., Ruedi, J.D., Sreenivasan, K.R., Monkewitz, P.A., 2009. CICLoPE—a response to the need for high Reynolds number experiments. *Fluid Dynamics Research* 41, 1–21. <http://dx.doi.org/10.1088/0169-5983/41/2/021407>.
- Tamura, T. 2010. Application of LES-based model to wind engineering -Implementation of meteorological effects. *Proceedings of the Fifth International Symposium on Computational Wind Engineering (CWE2010)*, 23-27 May 2010, Chapel Hill, North Carolina, USA.
- Tamura, T., 2008. Towards practical use of LES in wind engineering. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 96, 1451–1471. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2008.02.034>.
- Tamura, T., Nozawa, K., Kondo, K., 2008. AIJ guide for numerical prediction of wind loads on buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 96, 1974–1984. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2008.02.020>.
- Tamura, T., Ohta, I., Kuwahara, K., 1990. On the reliability of two-dimension simulation for unsteady flows around a cylinder-type structure. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 35, 275–298.
- Tamura, T., Tsubokura, M., Cao, S., Furusawa, T., 2003. LES of spatially-developing stable/unstable stratified turbulent boundary layers. *Direct and Large-Eddy Simulation* 5, 65–66.
- Tatsumi, T., 1980. Theory of homogeneous turbulence. *Advances in Applied Mechanics* 20, 39–133.
- Taylor, G.I., 1915. Eddy motion in the atmosphere. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 215, 1–26.
- Taylor, G.I., 1921. Diffusion by continuous movements. *Proceedings of the London Mathematical Society* 20, 196–212. <http://dx.doi.org/10.1112/plms/s2-20.1.196>.
- Taylor, G.I., 1935a. Statistical theory of turbulence I. *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 151, 421–444.
- Taylor, G.I., 1935b. Statistical theory of turbulence II. *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 151, 444–454.
- Taylor, G.I., 1935c. Statistical theory of turbulence III. Distribution of dissipation of energy in a pipe over its cross-section. *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 151, 455–464.
- Taylor, G.I., 1935d. Statistical theory of turbulence IV. Diffusion in a turbulent air stream. *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 151, 465–478.
- Taylor, G.I., 1938. The spectrum of turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 164 (919), 476–490. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1938.0032>.
- Temmerman, L., Hadziabdic, M., Leschziner, M.A., Hanjalic, K., 2005. A hybrid two-layer URANS–LES approach for large eddy simulation at high Reynolds numbers. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 26, 173–90. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.07.006>.
- Temmerman, L., Leschziner, M.A., Mellen, C.P., Froehlich, J., 2003. Investigation of wall-function approximations and sub-grid-scale models in large eddy simulation of separated flow in a channel with streamwise periodic constrictions. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24, 157–180.
- Tennekes, H., Lumley, J.L., 1972. *A first course in turbulence*. The MIT Press, 300 pp. ISBN 0 262 20019.
- Terjung, W.H., Louie, S.S.-F., 1973. Solar radiation and urban heat islands. *Annals of the Association of American Geographers* 63, 181–207.
- Tessicini, F., Li, N., Leschziner, M.A., 2007. Large-eddy simulation of three-dimensional flow around a hill-shaped obstruction with a zonal near-wall approximation. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 28, 894–908. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2007.01.006>.
- Thangam, S., Speziale, C.G., 1992. Turbulent flow past a backward-facing step: A critical evaluation of two-equation models. *AIAA Journal* 30, 1314–1320.
- Theodoridis, G., Karagiannis, V., Valougeorgis, D., 2002. Numerical prediction of dispersion characteristics in an urban area based on grid refinement and various turbulence models. *Water, Air, and Soil Pollution: Focus* 2, 525–539.
- Theodoridis, G., Moussiopoulos, N., 2000. Influence of building density and roof shape on the wind and dispersion characteristics in an urban area: a numerical study. *Environmental Monitoring and Assessment* 65, 407–415.
- Theodorsen, T., 1952. Mechanism of turbulence. *Proceedings of the Second Midwestern Conference on Fluid Mechanics*, 17-19 March 1952, Ohio State University, Columbus, Ohio, USA.
- Theophanides, M., Anastassopoulou, J., Vasilakos, C., Maggos, T., Theophanides, T., 2007. Mortality and pollution in several greek cities. *Journal of Environmental Science and Health Part A* 42, 741–746. <http://dx.doi.org/10.1080/10934520701304401>.
- Theurer, W., 1999. Typical building arrangements for urban air pollution modelling. *Atmospheric Environment* 33, 4057–4066.
- Theurer, W., Baechlin, W., Plate, E.J., 1992. Model study of the development of boundary layers above urban areas. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 41-44, 437–448.
- Thom, A., 1928a. The boundary layer of the front portion of a cylinder. *Aeronautical Research Council, Reports & Memoranda* 1176.
- Thom, A., 1928b. An investigation of fluid flow in two dimensions. *Aeronautical Research Council, Reports & Memoranda* 1194.
- Thom, A., 1933. The Flow Past Circular Cylinders at Low Speeds. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 141 (845), 651–669. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1933.0146>.
- Thomas, T.G., Williams, J.J.R., 1999a. Simulation of skewed turbulent flow past a surface mounted cube. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 81, 347–360.

- Thomas, T.G., Williams, J.J.R., 1999b. Generating a wind environment for large eddy simulation of bluff body flows. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 82, 189–208.
- Thomas, V., Lieu, B.K., Jovanovic, M.R., Farrell, B.F., Ioannou, P.J., Gayme, D.F., 2014. Self-sustaining turbulence in a restricted nonlinear model of plane Couette flow. *Physics of Fluids* 26, 105112-1 – 105112-17. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4898159>.
- Thompson, R., 1971. Numeric calculation of turbulent diffusion. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 97, 93–98.
- Thomson, D.J., 1984. Random walk modelling of diffusion in inhomogeneous turbulence. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 110, 1107–1120.
- Thornber, B., Mosedale, A., Drikakis, D., 2007. On the implicit large eddy simulations of homogeneous decaying turbulence. *Journal of Computational Physics* 226, 1902–1929. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcp.2007.06.030>.
- Tieleman, H.W., Surry, D., Mehta, K.C., 1996. Full/model-scale comparison of surface pressures on the Texas tech experimental building. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 61, 1–23.
- Tiwary, A., Colls, J., 2010. *Air Pollution Measurement, modelling and mitigation*, third ed., Routledge, Taylor & Francis group. ISBN 978-0- 203-87196-6.
- Tiwary, A., Robins, A., Namdeo, A., Bell, M., 2011. Air flow and concentration fields at urban road intersections for improved understanding of personal exposure. *Environment International* 37, 1005–1018. <http://dx.doi.org/10.1016/j.envint.2011.02.006>.
- Tolias, I.C., Papadimitriou, N.I., Venetsanos, A.G., 2011. Benefits from parallel computational mechanics programs in modern low-cost shared memory architectures. *Proceedings of the 7th GRACM International Congress on Computational Mechanics*, 30 June-2 July 2011, Athens, Greece.
- Tominaga, Y., Mochida, A., Murakami, S., Sawaki, S., 2008a. Comparison of various revised $k-\varepsilon$ models and LES applied to flow around a high-rise building model with 1:1:2 shape placed within the surface boundary layer. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 96, 389–411. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2008.01.004>.
- Tominaga, Y., Mochida, A., Okaze, T., Sato, T., Nemoto, M., Motoyoshi, H., Nakai, S., Tsutsumi, T., Otsuki, M., Uamatsu, T., Yoshino, H., 2011. Development of a system for predicting snow distribution in built-up environments: Combining a mesoscale meteorological model and a CFD model. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99 (4), 460–468. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2010.12.004>.
- Tominaga, Y., Mochida, A., Yoshie, R., Kataoka, H., Nozu, T., Yoshikawa, M., Shirasawa, T., 2008b. AIJ guidelines for practical applications of CFD to pedestrian wind environment around buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 96, 1749–1761. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2008.02.058>.
- Tominaga, Y., Murakami, S., Mochida, A., 1997. CFD prediction of gaseous diffusion around a cubic model using a dynamic mixed SGS model based on composite grid technique. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 67&68, 827–841.
- Tominaga, Y., Stathopoulos, T., 2007. Turbulent Schmidt numbers for CFD analysis with various types of flowfield. *Atmospheric Environment* 41, 8091–8099. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2007.06.054>.
- Tominaga, Y., Stathopoulos, T., 2009. Numerical simulation of dispersion around an isolated cubic building: Comparison of various types of $k-\varepsilon$ models. *Atmospheric Environment* 43, 3200–3210. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2009.03.038>.
- Tominaga, Y., Stathopoulos, T., 2010. Numerical simulation of dispersion around an isolated cubic building: Model evaluation of RANS and LES. *Building and Environment*, 45, 2231–2239. <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2010.04.004>.
- Tominaga, Y., Stathopoulos, T., 2011. CFD modeling of pollution dispersion in a street canyon: Comparison between LES and RANS. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99, 340–348. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2010.12.005>.
- Tominaga, Y., Stathopoulos, T., 2012. CFD Modeling of Pollution Dispersion in Building Array: Evaluation of turbulent scalar flux modeling in RANS model using LES results. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 104-106, 484–491. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2012.02.004>.
- Tominaga, Y., Stathopoulos, T., 2013. CFD simulation of near-field pollutant dispersion in the urban environment: A review of current modeling techniques. *Atmospheric Environment* 79, 716–730. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2013.07.028>.
- Townsend, A.A., 1947. The measurement of double and triple correlation derivatives in isotropic turbulence. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* 43, 560.
- Townsend, A.A., 1956. *The Structure of Turbulent Shear Flow*. Cambridge, UK.
- Townsend, A.A., 1976. *The Structure of Turbulent Shear Flow*, second ed., Cambridge University Press, UK, 429 pp. ISBN 052120710X.
- TRAPOS: Optimisation of modelling methods for traffic pollution in streets. <http://www2.dmu.dk/AtmosphericEnvironment/trapos>.
- Tsai, M.Y., Chen, K.S., 2004. Measurements and three-dimensional modeling of air pollutant dispersion in an Urban Street Canyon. *Atmospheric Environment* 38 (35), 5911–5924.
- Tseng, Y.H., Meneveau, C., Parlange, M.B., 2006. Modeling Flow around Bluff Bodies and Predicting Urban Dispersion Using Large Eddy Simulation. *Environmental Science & Technology* 40 (8), 2653–2662. <http://dx.doi.org/10.1021/es051708m>.
- Tsinober, A., 2004. *An informal introduction to turbulence*. Kluwer Academic Publishers. 343 pp. ISBN 0-306-48384-X.
- Tsiouri, V., Andronopoulos, S., Kovalets, I., Dyer, L.L., Bartzis, J.G., 2012. Radiation source rate estimation through data assimilation of gamma dose rate measurements for operational nuclear emergency response systems. *International Journal of Environment and Pollution* 50 (1/2/3/4), 386–395. <http://dx.doi.org/10.1504/IJEP.2012.051209>.

- Tsuchiya, M., Murakami, S., Mochida, A., Kondo, K., Isihida, Y., 1997. Development of a new $k-\varepsilon$ model for flow around pressure fields around bluff body. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 67–68, 169–182.
- Tucker, H.J., Reynolds, A.J., 1968. The distortion of turbulence by irrotational plain strain. *Journal of Fluid Mechanics* 32, 657–673.
- Tucker, P.G., Lardeau, S., 2009. Applied large eddy simulation. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 367, 2809–2818. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2009.0065>.
- Tucker, P.G., Mosquera, A., 2001. NAFEMS Introduction to Grid and Mesh Generation for CFD. NAFEMS CFD Working Group, R0079, 56 pp.
- Turing, A.M., 1936. On Computable Numbers, with an Application to the Entscheidungsproblem. *Proceedings of the London Mathematical Society Series 2* 42 (1936–37), 230–265. Reprinted in *The Essential Turing* (Copeland 2004).
- Turner, J. S., 1997. G. I. Taylor in his later years. *Annual Review of Fluid Mechanics* 29, 1–25.
- Uehara, K., Murakami, S., Oikawa, S., Wakamatsu, S., 2000. Wind tunnel experiments on how thermal stratification affects flow in and above urban street canyons. *Atmospheric Environment* 34, 1553–1562.
- Vachon, G., Louka, P., Rosant, J.-M., Mestayer, P.G., Sini, J.-F., 2002. Measurements of traffic-induced turbulence within a street canyon during the Nantes '99 experiment. *Water, Air, and Soil Pollution: Focus* 2, 127–140.
- van Albada, G.D., van Leer, B., Roberts, W.W., 1982. A Comparative Study of Computational Methods in Cosmic Gas Dynamics. *Astronomy and Astrophysics* 108 (1), 76–84.
- van der Ven, H., 1995. A family of large eddy simulation (LES) filters with nonuniform filter widths. *Physics of Fluids* 7, 1171–1172. <http://dx.doi.org/10.1063/1.868561>.
- van der Vorst, H., 2003. *Iterative Krylov Methods for Large Linear Systems*. Cambridge University Press, 221 pp. ISBN 0-521-81828-1.
- van der Vorst, H.A., 1992. Bi-CGSTAB: A fast and smoothly converging variant of Bi-CG for the solution of nonsymmetric linear systems. *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing* 13 (2), 631–644.
- van Driest, E.R., 1956. On Turbulent Flow Near a Wall. *Journal of the Aeronautical Sciences* 23, 1007–1011.
- van Dyke, 1982. *An Album Of Fluid Motion*. The Parabolic Press, Stanford, California, 176 pp. ISBN 0915760029.
- van Hooff, T., Blocken, B., 2010. Coupled urban wind flow and indoor natural ventilation modelling on a high-resolution grid: a case study for the Amsterdam ArenA stadium. *Environmental Modelling & Software* 25 (1), 51–65. <http://dx.doi.org/10.1016/j.envsoft.2009.07.008>.
- van Leer, B., 1973. Towards the ultimate conservative difference scheme I. The quest of monotonicity. *Lecture Notes in Physics* 18, 163–168.
- van Leer, B., 1974. Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme II. Monotonicity and Conservation Combined in a Second-Order Scheme. *Journal of Computational Physics* 14, 361–370.
- van Leer, B., 1977a. Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme III. Upstream Centred Finite-difference Scheme for Ideal Compressible Flow. *Journal of Computational Physics* 23, 263–275.
- van Leer, B., 1977b. Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme IV. A New Approach to Numerical Convection. *Journal of Computational Physics* 23, 276–299.
- van Leer, B., 1979. Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme V. A Second-Order Sequel to Godunov's Method. *Journal of Computational Physics* 32 (1), 101–136. [http://dx.doi.org/10.1016/0021-9991\(79\)90145-1](http://dx.doi.org/10.1016/0021-9991(79)90145-1).
- van Leer, B., 2009. The Development of Numerical Fluid Mechanics and Aerodynamics since the 1960s: US and Canada. *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design* 100, 159–185. http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-70805-6_14.
- Vardoulakis, S., Fisher, B.E.A., Pericleous, K., Gonzalez-Flesca, N., 2003. Modelling air quality in street canyons: a review. *Atmospheric Environment* 37 (2), 155–182. [http://dx.doi.org/10.1016/S1352-2310\(02\)00857-9](http://dx.doi.org/10.1016/S1352-2310(02)00857-9).
- Varga, R.S., 1962. *Matrix iterative analysis*. Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 322 pp.
- Varvayanni, M., Bartzis, J.G., 1990. The surface heat budget model in ADREA-I code and its application to Wangara experiment. DEMO 90/8, NCSR Demokritos.
- Varvayanni, M., Bartzis, J.G., Catsaros, N., 1990. ADREA-I verification studies based on Wangara experiment. DEMO 90/11, NCSR Demokritos.
- Vasilyev, O.V., Goldstein, D.E., 2004. Local spectrum of commutation error in large eddy simulations. *Physics of Fluids* 16, 470–473. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1637605>.
- Vasilyev, O.V., Lund, T.S., Moin, P., 1998. A general case of commutative filters for les in complex geometries. *Journal of Computational Physics* 146, 82–104.
- VDI Guideline 3783/12, 2000. *Environmental Meteorology, Physical Modelling of Flow and Dispersion Processes in the Atmospheric Boundary Layer – Applications of Wind Tunnels*. Beuth Verlag, Berlin.
- VDI Guideline 3783/9, 2005. *Environmental Meteorology—Prognostic Microscale Windfield Models—Evaluation for Flow Around Buildings and Obstacles*. Beuth Verlag, Berlin.
- Veloudis, I., Yang, Z., Mc Guirk, J.J., Page, G.J., 2005. Assessment of the digital filter approach for generating large eddy simulation inlet conditions. In: Rodi, W., Mulas, M. (Eds.), *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 6* (Proceedings of the ERCOFTAC International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements; ETMM6, 23–25 May, 2005, Sardinia, Italy), pp. 307–316.
- Veloudis, I., Yang, Z., Mc Guirk, J.J., Page, G.J., Spencer, A., 2007. Novel implementation and assessment of a digital filter based approach for the generation of LES inlet conditions. *Flow Turbulence and Combustion* 79 (1), 1–24. <http://dx.doi.org/10.1007/s10494-006-9058-y>.
- Vendel, F., Soulhac, L., Mejean, P., Donnat, L., Claudaux, O., 2011. Validation of the Safety Lagrangian Atmospheric Model (SLAM) against a wind tunnel experiment over an industrial complex area. *Proceedings of the 14th Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes*, 2–6 October 2011, Kos, Greece, pp. 67–71.

- Venetsanos, A.G., Adams, P., Azkarate, I., Bengaouer, A., Brett, L., Carcassi, M.N., A. Engebo, E. Gallego, A.I. Gavrikov, O.R. Hansen, S. Hawkswort, T. Jordan, A. Kessler, S. Kumar, V. Molkov, S. Nilsen, E. Reinecke, M. Stöcklin, U. Schmidtchen, A. Teodorczyk, D. Tigreat, N.H.A. Versloot, 2011. On the use of hydrogen in confined spaces: results from the internal project InsHyde. *International Journal of Hydrogen Energy* 36, 2693–2699. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2010.05.030>.
- Venetsanos, A.G., Baraldi, D., Adams, P., Heggem, P.S., Wilkening, H., 2008. CFD modelling of hydrogen release, dispersion and combustion for automotive scenarios. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 21, 162–184. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jlp.2007.06.016>.
- Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., Andronopoulos, S., 2004. One Equation Turbulence Modeling for Atmospheric and Engineering Applications. *Boundary-Layer Meteorology*, 113: 321–346. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-004-4835-4>.
- Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., Andronopoulos, S., Vlachogiannis, D., 2001. Vehicle effects on street canyon air pollution pattern. *Advances in Air Pollution* 10, 193–202.
- Venetsanos, A.G., Bartzis, J.G., Wurtz, J., Papailiou, D.D., 2000. Comparative modeling of a passive release from an L-shaped building using one, two and three-dimensional dispersion models. *International Journal of Environment and Pollution* 14 (1-6), 324–333.
- Venetsanos, A.G., Catsaros, N., Wurtz, J., Bartzis, J.G., 1995. The DELTA_B code. A computer code for the simulation of the geometry of three-dimensional buildings. Code structure and users manual. Report EUR 16326 EN.
- Venetsanos, A.G., E. Papanikolaou, M. Delichatsios, J. Garcia, O.R. Hansen, M. Heitsch, A. Huser, W. Jahn, T. Jordan, J.-M. Lacombe, H.S. Ledin, D. Makarov, P. Middha, E. Studer, A.V. Tchouvelev, A. Teodorczyk, F. Verbecke, M.M. Van der Voort, 2009. An inter-comparison exercise on the capabilities of CFD models to predict the short and long term distribution and mixing of hydrogen in a garage. *International Journal of Hydrogen Energy* 34, 5912–5923. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2009.01.055>.
- Venetsanos, A.G., Huld, T., Adams, P., Bartzis, J.G., 2003. Source, dispersion and combustion modelling of an accidental release of hydrogen in an urban environment. *Journal of Hazardous Materials* 105 (1-3), 1–25. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jhazmat.2003.05.001>.
- Venetsanos, A.G., Papanikolaou, E., Bartzis, J.G., 2010c. The ADREA-HF CFD code for consequence assessment of hydrogen applications. *International Journal of Hydrogen Energy* 35, 3908–3918. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2010.01.002>.
- Venetsanos, A.G., Papanikolaou, E., Cariteau, B., Adams, P., Bengaouer, A., 2010b. Hydrogen permeation from CGH2 vehicles in garages: CFD dispersion calculations and experimental validation. *International Journal of Hydrogen Energy* 35, 3848–3856. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2010.01.135>.
- Venetsanos, A.G., Papanikolaou, E., Hansen, O.R., Middha, P., Garcia, J., Gallego, E., Heitsch, M., Baraldi, D., Adams, P., 2010a. HySafe standard benchmark Problem SBEP-V11: Predictions of hydrogen release and dispersion from a CGH2 bus in an underpass. *International Journal of Hydrogen Energy* 35, 3857–3867. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2010.01.034>.
- Venetsanos, A.G., Vlachogiannis, D., Papadopoulos, A., Bartzis, J.G., Andronopoulos, S., 2002. Studies on pollutant dispersion from moving vehicles. *Water, Air and Soil Pollution: Focus* 2, 325–337.
- Versteeg, H.K., Malalasekera, W., 1996. An introduction to computational fluid dynamics. The finite volume method. Longman Scientific & Technical, 257 pp. ISBN 0-582-21884-5.
- Versteeg, H.K., Malalasekera, W., 2007. An introduction to computational fluid dynamics: The finite volume method, second ed., Pearson Education Limited, 503 pp. ISBN 9780131274983.
- Veynante, D., Vervisch, L., 2002. Turbulent combustion modeling. *Progress in Energy and Combustion Science* 28, 193–266.
- Vincent, J.H., 1977. Model experiments on the nature of air pollution transport near buildings. *Atmospheric Environment* 11, 765–774. [http://dx.doi.org/10.1016/0004-6981\(77\)90186-X](http://dx.doi.org/10.1016/0004-6981(77)90186-X).
- Vlachogiannis, D., Rafailidis, S., Bartzis, J.G., Andronopoulos, S., Venetsanos, A.G., 2002. Modelling of flow and pollution dispersion in a two dimensional urban street canyon. *Water, Air, and Soil Pollution: Focus* 2, 405–417.
- Vlahostergios, Z., Yakinthos, K., Goulas, A., 2009. Separation-induced boundary layer transition: Modeling with a non-linear eddy-viscosity model coupled with the laminar kinetic energy equation. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30, 617–636. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2009.02.004>.
- Voke, P.R., Potamitis, S.G., 1994. Numerical simulation of a low- Reynolds-number turbulent wake behind a fiat plate. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 19, 377–393.
- von Karman, T., 1930. Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz. *Nachrichten der Akademie der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-physikalische Klasse*, pp. 58–76.
- von Karman, T., 1948. Progress in the statistical theory of turbulence. *Proceedings of the National Academy of Sciences* 34, 530–539.
- von Karman, T., Howarth, L., 1938. On the statistical theory of isotropic turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 164, 192–215.
- von Neumann, J., 1945. First Draft of a Report on the EDVAC. In: Stern, N. (Ed.), 1981, *From ENIAC to UNIVAC: An Appraisal of the Eckert-Mauchly Computers*, Digital Press, Bedford, Massachusetts, pp. 181–246.
- von Neumann, J., Goldstine, H.H., 1947. Numerical inverting of matrices of high order. *Bulletin of the American Mathematical Society* 53, 1021–1099.
- von Neumann, J., Richtmyer, R.D., 1950. A Method for the Numerical Calculation of Hydrodynamic Shocks. *Journal of Applied Physics* 21, 232–237.
- von Terzi, D.A., Froehlich, J., 2007. Coupling conditions for LES with downstream RANS for prediction of incompressible turbulent flows. *Proceedings of the 5th international symposium on turbulence and shear flow phenomena TSFP-5*, volume 2, pp. 765–770.

- Vreman, A.W., 2004. An eddy-viscosity subgrid-scale model for turbulent shear flow: Algebraic theory and applications. *Physics of Fluids* 16 (10), 3670–3681. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1785131>.
- Vreman, A.W., Kuerten, J.G.M., 2014. Comparison of direct numerical simulation databases of turbulent channel flow at $Re_\tau = 180$. *Physics of Fluids* 26, 015102-1 – 015102-21. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4861064>.
- Vreman, B., Geurts, B., Kuerten, H., 1994a. Discretization error dominance over subgrid terms in large eddy simulation of compressible shear layers in 2D. *Communications in Numerical Methods in Engineering* 10, 785–790.
- Vreman, B., Geurts, B., Kuerten, H., 1994b. On the formulation of the dynamic mixed subgrid-scale model. *Physics of Fluids* 6, 4057–4059.
- Vreman, B., Geurts, B., Kuerten, H., 1996. Comparison of numerical schemes in large-eddy simulation of the temporal mixing layer. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 22, 297–311.
- Vreman, B., Geurts, B., Kuerten, H., 1997. Large eddy simulation of the turbulent mixing layer. *Journal of Fluid Mechanics* 339, 357–390.
- Walker, S.L., 2011. Building mounted wind turbines and their suitability for the urban scale - A review of methods of estimating urban wind resource. *Energy and Buildings* 43, 1852–1862. <http://dx.doi.org/10.1016/j.enbuild.2011.03.032>.
- Wallace, J.M., 2013. Highlights from 50 years of turbulent boundary layer research. *Journal of Turbulence* 13 (53), 1–70. <http://dx.doi.org/10.1080/14685248.2012.738907>.
- Wallace, J.M., Brodkey, R.S., Eckelmann, H., 1972. The wall region in turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics* 54, 39–48.
- Walton, A., Cheng, A.Y.S., 2002. Large-eddy simulation of pollution dispersion in an urban street canyon - Part II: idealised canyon simulation. *Atmospheric Environment* 36, 3615–3627.
- Walton, A., Cheng, A.Y.S., Yeung, W.C., 2002. Large-eddy simulation of pollution dispersion in an urban street canyon - Part I: comparison with field data. *Atmospheric Environment* 36, 3601–3613.
- Wan, F., Porte-Agel, F., 2011. Large-Eddy Simulation of Stably-Stratified Flow Over a Steep Hill. *Boundary-Layer Meteorology* 138, 367–384. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-010-9562-4>.
- Wang, B.-C., Yee, E., Lien, F.S., 2009. Numerical study of dispersing pollutant clouds in a built-up environment. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30, 3–19. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2008.09.008>.
- Wang, M., 2000. Dynamic wall modeling for LES of complex turbulent flows. *Annual Research Briefs – Center for Turbulence Research, Stanford University*, 241–250.
- Wang, M., Moin, P., 2002. Dynamic wall modeling for large-eddy simulation of complex turbulent flows *Physics of Fluids* 14 (7), 2043–2051.
- Wang, P., Bai, X.S., Wessman, M., Klingmann, J., 2004. Large eddy simulation and experimental studies of a confined turbulent swirling flow. *Physics of Fluids* 16 (9), 3306–3324.
- Wang, P.N., Chang, P.C., Lin, A., 1972. Circulation and diffusion of the separated flow in a rectangular trough. *University of Utah Scientific Report for May 1970 to 30 April 1972, for U.S. Environmental Protection Agency under grant AP 01126*.
- Wang, X., McNamara, K.F., 2006. Evaluation of CFD Simulation using RANS Turbulence Models for Building Effects on Pollutant Dispersion. *Environmental Fluid Mechanics* 6, 181–202. <http://dx.doi.org/10.1007/s10652-005-5656-9>.
- Warhaft, Z., 2000. Passive Scalars In Turbulent Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics* 32, 203–240.
- Waterson, N.P., 1994. Development of bounded higher-order convection scheme for general industrial applications. *VKI Project Report 1994-33*.
- Waterson, N.P., Deconinck, H., 1995. A unified approach to the design and application of bounded higher-order convection schemes (VKI Preprint 1995-21).
- Waterson, N.P., Deconinck, H., 2007. Design principles for bounded higher-order convection schemes—a unified approach. *Journal of Computational Physics* 224, 1, 182–207. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcp.2007.01.021>.
- Wedding, J.B., Lombardi, D.J., Cermak, J.E., 1977. A wind tunnel study of gaseous pollutants in city street canyons. *Journal of the Air Pollution Control Association* 27, 557–566.
- Wereley, S.T., Meinhart, C.D., 2010. Recent Advances in Micro-Particle Image Velocimetry. *Annual Review of Fluid Mechanics* 42, 557–576. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-fluid-121108-145427>.
- Werner, H., Wengle, H., 1991. Large-eddy simulation of turbulent flow over and around a cube in a plate channel. 8th Symposium on Turbulent Shear Flows, 9-11 September 1991, Munich, Germany, pp. 19-4-1–19-4-6. (Also in: Durst, F., Launder, B.E., Schmidt, F.W., Whitelaw, J.H. (Eds.), 1993, *Turbulent Shear Flows 8; Selected Papers from the Eighth International Symposium on Turbulent Shear Flows*, Springer, Berlin, pp. 155–168).
- Westerweel, J., Elsinga, G.E., Adrian, R.J., 2013. Particle image velocimetry for complex and turbulent flows. *Annual Review of Fluid Mechanics* 45, 409–436. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-fluid-120710-101204>.
- White, F.M., 2001. *Fluid Mechanics*, fourth ed., McGraw-Hill, Boston, Massachusetts.
- WHO, 2012a. Public Health and Environment (PHE): Health Impacts—How Large Is the Disease Burden from Urban Outdoor Air Pollution? World Health Organization, Geneva, Switzerland. http://www.who.int/phe/health_topics/outdoorair/databases/health_impacts/en/index1.html.
- WHO, 2012b. Public Health and Environment (PHE): Health Impacts—Are There Health Effects from Both Short and Long Term Exposure to Urban Outdoor Air Pollution? World Health Organization, Geneva, Switzerland. http://www.who.int/phe/health_topics/outdoorair/databases/health_impacts/en/index2.html.
- Wilcox, D.C., 1988. Reassessment of the Scale Determining Equation for Advanced Turbulence Models. *AIAA Journal* 26 (11), 1299–1310.
- Wilcox, D.C., 1993. *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, La Canada, California, USA.
- Wilcox, D.C., 1998. *Turbulence Modeling for CFD*, second ed., DCW Industries, La Canada, California, USA, 460 pp. ISBN 0-9636051-0-0.

- Wilcox, D.C., 2006. *Turbulence Modeling for CFD*, third ed., DCW Industries, La Canada, California, USA, 522 pp. ISBN 978-1-928729-08-2.
- Willmarth, W.W., Lu, S.S., 1972. Structure of the Reynolds stress near the wall. *Journal of Fluid Mechanics* 55, 65–92.
- Wilson, D.J., Lamb, B., 1994. Dispersion of exhaust gases from roof level stacks and vents on a laboratory building. *Atmospheric Environment* 28 (19), 3099–3111.
- Winckelmans, G.S., Wray, A.A., Vasilyev, O.V., Jeanmart, H., 2001. Explicit filtering large-eddy simulation using the tensor-diffusivity model supplemented by a dynamic smagorinsky term. *Physics of Fluids* 13, 1385–403.
- Wolfram, S., 1986. Cellular automaton fluid I. Basic theory. *Journal of Statistical Physics*, 45, 471–526.
- Wong, C.C.C., Liu, C.-H., 2013. Pollutant Plume Dispersion in the Atmospheric Boundary Layer over Idealized Urban Roughness. *Boundary-Layer Meteorology* 147, 281–300. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-012-9785-7>.
- Wong, V.C., 1992. A proposed statistical-dynamic closure method for the linear or nonlinear subgrid-scale stresses. *Physics of Fluids A* 4 (5), 1080–1082.
- Wood, C.R., J.F. Barlow, S.E. Belcher, A. Dobre, S.J. Arnold, A.A. Balogun, J.J.N. Lingard, R.J. Smalley, J.E. Tate, A.S. Tomlin, R.E. Britter, H. Cheng, D. Martin, F.K. Petersson, D.E. Shallcross, I.R. White, M.K. Neophytou, A.G. Robins, Dispersion experiments in central London: the 2007 DAPPLE project. *Bulletin of the American Meteorological Society* 90, 955–969. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1175/2009BAMS2638.1>.
- Worthy, J., 2003. *Large Eddy Simulation Of Buoyant Plumes*. PhD dissertation, School of Mechanical Engineering, Cranfield University, UK.
- Wosnik, M., Castillo, L., George, W.K., 2000. A theory for turbulent pipe and channel flows. *Journal of Fluid Mechanics* 421, 115–145.
- Wright, N.G., Easom, G.J., 2003. Non-linear $k-\epsilon$ turbulence model results for flow over a building at full-scale. *Applied Mathematical Modelling* 27, 1013–1033.
- Wu, X., Moin, P., 2009a. Direct numerical simulation of turbulence in a nominally zero-pressure gradient flat-plate boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 630, 5–41. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112009006624>.
- Wu, X., Moin, P., 2009b. Forest of hairpins in a low-Reynolds-number zero-pressure-gradient flat plate boundary layer. *Physics of Fluids* 21, 091106. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3205471>.
- Wynanski, I., Fiedler, H. E., 1969. Some measurements in the self-preserving jet. *Journal of Fluid Mechanics* 38, 577–612.
- Wyngaard, J.C., 2010. *Turbulence in the Atmosphere*. Cambridge University Press. ISBN 978-0-521-88769-4.
- Wyszogrodzki, A.A., Miao, S., Chen, F., 2012. Evaluation of the coupling between mesoscale-WRF and LES-EULAG models for simulating fine-scale urban dispersion. *Atmospheric Research* 118, 324–345. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosres.2012.07.023>.
- Xia, J., Leung, D.Y.C., 2001a. A concentration correction scheme for Lagrangian particle model and its application in street canyon air dispersion modelling. *Atmospheric Environment* 35, 5779–5788.
- Xia, J., Leung, D.Y.C., 2001b. Pollutant dispersion in urban street canopies. *Atmospheric Environment* 35, 2033–2043.
- Xia, J.Y., Leung, D.Y.C., Hussaini, M.Y., 2006. Numerical simulations of flow-field interactions between moving and stationary objects in idealized street canyon settings. *Journal of Fluids and Structures* 22, 315–326. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2005.12.003>.
- Xie, S., Zhang, Y., Qi, L., Tang X., 2003. Spatial distribution of traffic-related pollutant concentrations in street canyons. *Atmospheric Environment* 37 (23), 3213–3224.
- Xie, X., Huang, Z., Wang, J., 2006b. The impact of urban street layout on local atmospheric environment. *Building and Environment* 41, 1352–1363. <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2005.05.028>.
- Xie, X., Huang, Z., Wang, J., Xie, Z., 2005b. The impact of solar radiation and street layout on pollutant dispersion in street canyon. *Building and Environment* 40, 201–212. <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2004.07.013>.
- Xie, X., Huang, Z., Wang, J.S., 2005a. Impact of building configuration on air quality in street canyon. *Atmospheric Environment* 39, 4519–4530. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2005.03.043>.
- Xie, X., Liu, C.-H., Leung, D.Y.C., 2007. Impact of building facades and ground heating on wind flow and pollutant transport in street canyons. *Atmospheric Environment* 41, 9030–9049. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2007.08.027>.
- Xie, X., Liu, C.-H., Leung, D.Y.C., Leung, M.K.H., 2006a. Characteristics of air exchange in a street canyon with ground heating. *Atmospheric Environment* 40, 6396–6409. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2006.05.050>.
- Xie, Z., Castro, I.P., 2006. LES and RANS for turbulent flow over arrays of wall-mounted obstacles. *Flow, Turbulence and Combustion* 76, 291–312, <http://dx.doi.org/10.1007/s10494-006-9018-6>.
- Xie, Z.-T., 2011. Modelling of street-scale flows and dispersion in realistic winds - towards coupling with mesoscale meteorological models. *Boundary-Layer Meteorology* 141, 53–75. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-011-9629-x>.
- Xie, Z.-T., Castro, I.P., 2008. Efficient generation of inflow conditions for large-eddy simulation of street-scale flows. *Flow, Turbulence and Combustion* 81 (3), 449–470. <http://dx.doi.org/10.1007/s10494-008-9151-5>.
- Xie, Z.-T., Castro, I.P., 2009. Large-eddy simulation for flow and dispersion in urban streets. *Atmospheric Environment* 43, 2174–2185. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2009.01.016>.
- Xie, Z.-T., Coceal, O., Castro, I.P., 2008. Large-Eddy Simulation of Flows over Random Urban-like Obstacles. *Boundary-Layer Meteorology* 129, 1–23. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-008-9290-1>.
- Xie, Z.-T., Hayden, P., Wood, C.R., 2013. Large-eddy simulation of approaching-flow stratification on dispersion over arrays of buildings. *Atmospheric Environment* 71, 64–74. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2013.01.054>.
- Xu, S., Martin, M., 2004. Assessment of inflow boundary conditions for compressible turbulent boundary layers. *Physics of Fluids* 16 (7), 2623–2639.
- Yaglom, A., 1990. Obukhov, A.M., 1918-1989. *Boundary-Layer Meteorology* 53: v-xi, 1990.
- Yaglom, A., 2001. The century of turbulence theory: the main achievements and unsolved problems. In: Lesieur, M., Yaglom, A., David, F., (Eds.), *New trends in turbulence*, Springer, pp. 1-52. http://dx.doi.org/10.1007/3-540-45674-0_1.

- Yaglom, A.M., 1948. Homogeneous and isotropic turbulence in a viscous compressible fluid. *Izvestiya Akademii Nauk SSSR Ser. Geogr. i Geofiz.* 12, 501-522.
- Yaglom, A.M., 1949. Local Structure of the Temperature Field in a Turbulent Flow. *Doklady Akademii Nauk SSSR* 69 (6), 743-746.
- Yaglom, A.M., 1994. A.N. Kolmogorov as a fluid mechanician and founder of a school in turbulence research. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 26, 1-22.
- Yakhot, A., Anor, T., Liu, H., Nikitin, N., 2006b. Direct numerical simulation of turbulent flow around a wall-mounted cube: spatio-temporal evolution of large-scale vortices. *Journal of Fluid Mechanics* 566, 1-9. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112006002151>.
- Yakhot, A., Liu, H., Nikitin, N., 2006a. Turbulent flow around a wall-mounted cube: a direct numerical simulation. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 27, 994-1009. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.02.026>.
- Yakhot, A., Orszag, S.A., Yakhot, V., Israeli, M., 1989. Renormalization Group Formulation of Large-Eddy Simulations. *Journal of Scientific Computing* 4 (2), 139-158.
- Yakhot, V., Orszag, S.A., 1986. Renormalization Group Analysis of Turbulence. I. Basic Theory. *Journal of Scientific Computing* 1 (1), 3-51.
- Yakhot, V., Orszag, S.A., Thangam, S., Gatski, T.B., Speziale, C.G., 1992. Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique. *Physics of Fluids A* 4 (7), 1510-1520.
- Yakhot, V., Smith, L.M., 1992. The Renormalization Group, the ϵ -Expansion and Derivation of Turbulence Models. *Journal of Scientific Computing* 7, (1), 35-21.
- Yamada, T., Koike, K., 2011. Downscaling mesoscale meteorological models for computational wind engineering applications. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99, 199-216. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2011.01.024>.
- Yamaoka, N., Yoshida, H., Tanabe, M., Yamashita, M., Koga, T., 2008. Simulation Study of the Influence of Different Urban Canyons Element on the Canyon Thermal Environment. *Building Simulation 1*: 118-128. <http://dx.doi.org/10.1007/s12273-008-8111-2>.
- Yamartino, R.J., Wiegand, G., 1986. Development and evaluation of simple models for flow, turbulence and pollutant concentration fields within an urban street canyon. *Atmospheric Environment* 20, 2137-2156.
- Yang, B., Morse, A.P., Shaw, R.H., Paw, U.K.T., 2006b. Large-eddy simulation of turbulent flow across a forest edge. Part II: momentum and turbulent kinetic energy budgets. *Boundary-Layer Meteorology* 121, 433-457. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-006-9083-3>.
- Yang, B., Raupach, M.R., Shaw, R.H., Paw, U.K.T., Morse, A.P., 2006a. Large-eddy simulation of turbulent flow across a forest edge. Part I: flow statistics. *Boundary-Layer Meteorology* 120, 377-412. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-006-9057-5>.
- Yang, R., Zhang, J., Shen, S., Li, X., Chen, J., 2007. Numerical Investigation of the Impact of Different Configurations and Aspect Ratios on Dense Gas Dispersion in Urban Street Canyons. *Tsinghua Science and Technology* 12 (3), 345-351.
- Yang, Y., Gu, M., Chen, S., Jin, X., 2009. New inflow boundary conditions for modelling the neutral equilibrium atmospheric boundary layer in computational wind engineering. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 97 (2), 88-95.
- Yang, Y., Shao, Y., 2008. Numerical simulations of flow and pollution dispersion in urban atmospheric boundary layers. *Environmental Modelling & Software* 23, 906-921. <http://dx.doi.org/10.1016/j.envsoft.2007.10.005>.
- Yassin, M.F., 2009a. Study on gas diffusion emitted from different height of point source. *Environmental Monitoring and Assessment* 148, 379-395. <http://dx.doi.org/10.1007/s10661-008-0168-y>.
- Yassin, M.F., 2009b. Numerical Study of Flow and Gas Diffusion in the Near-Wake behind an Isolated Building. *Advances in Atmospheric Sciences* 26 (6), 1241-1252. <http://dx.doi.org/10.1007/s00376-009-8025-7>.
- Yassin, M.F., 2011. Impact of height and shape of building roof on air quality in urban street canyons. *Atmospheric Environment* 45, 5220-5229. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2011.05.060>.
- Yassin, M.F., 2013. Numerical modeling on air quality in an urban environment with changes of the aspect ratio and wind direction. *Environmental Science and Pollution Research* 20, 3975-3988, <http://dx.doi.org/10.1007/s11356-012-1270-9>.
- Yassin, M.F., Kassem, M.A., 2014. Effect of Building Orientations on Gaseous Dispersion in Street Canyon: a Numerical Study. *Environmental Modeling & Assessment* 19 (4), 335-344. <http://dx.doi.org/10.1007/s10666-013-9389-8>.
- Yassin, M.F., Kato, S., Ooka, R., Takahashi, T., 2002. Wind tunnel study of the flow and pollutant diffusion over an urban environment. *Proceedings of the 17th National Symposium on Wind Engineering*, 4-6 December 2002, Tokyo, Japan.
- Yassin, M.F., Kato, S., Ooka, R., Takahashi, T., Kouno, R., 2005. Field and wind-tunnel study of pollutant dispersion in a built-up area under various meteorological conditions. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 93 (5), 361-382. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2005.02.005>.
- Yassin, M.F., Kellnerova, R., Janour, Z., 2008a. Impact of street intersections on air quality in an urban environment. *Atmospheric Environment* 42, 4948-4963. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2008.02.019>.
- Yassin, M.F., Kellnerova, R., Janour, Z., 2009. Numerical simulation on pollutant dispersion from vehicle exhaust in street configurations. *Environmental Monitoring and Assessment*, 156, 257-273, <http://dx.doi.org/10.1007/s10661-008-0482-4>.
- Yassin, M.F., Ohba, M., Tanaka, H., 2008b. Experimental study on gaseous diffusion in the wake behind an isolated building. *Environmental Monitoring and Assessment* 147 (1-3), 149-158. <http://dx.doi.org/10.1007/s10661-007-0106-4>.
- Yee, E., 2003. Mock Urban Setting Trial - Data analysis and interpretation, Technical report, DRDC Suffield TR 2003-097, December 2003, Defence Research and Development Canada, <http://handle.dtic.mil/100.2/ADA421837>.
- Yee, E., Biltoft, C.A., 2004. Concentration fluctuation measurements in a plume dispersing through a regular array of obstacles. *Boundary-Layer Meteorology* 111, 363-415.

- Yee, E., Gailis, R.M., Hill, A., Hilderman, T., Kiel, D., 2006. Comparison of wind-tunnel and water-channel simulations of plume dispersion through a large array of obstacles with a scaled field experiment. *Boundary-Layer Meteorology* 121, 389–432. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-006-9084-2>.
- Yee, E., Wang, B.-C., Lien, F.-S., 2009. Probabilistic Model for Concentration Fluctuations in Compact-Source Plumes in an Urban Environment. *Boundary-Layer Meteorology* 130, 169–208. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-008-9347-1>.
- Yoshie, R., Jiang, G., Shirasawa, T., Chung, J., 2011. CFD simulations of gas dispersion around high-rise building in non-isothermal boundary layer. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99, 279–288. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2011.01.006>.
- Yoshie, R., Mochida, A., Tominaga, Y., Kataoka, H., Harimoto, K., Nozu, T., Shirasawa, T., 2007. Cooperative project for CFD prediction of pedestrian wind environment in the Architectural Institute of Japan. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 95 (9–11), 1551–1578.
- Yoshizawa, A., 1982. A statistically-derived subgrid model for the large-eddy simulation of turbulence. *Physics of Fluids*, 25 (9), 1532–1538.
- Yoshizawa, A., 1991. Eddy-viscosity-type subgrid-scale model with a variable Smagorinsky coefficient and its relationship with the one-equation model in large eddy simulation. *Physics of Fluids A* 3 (8), 2007–2009.
- Young, D.M., 1971. *Iterative Solution of Large Linear Systems*. Academic Press, New York.
- Youngs, D.L., 2003. Application of MILES to Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov mixing. AIAA paper 2003-4102, 16th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 23-26 June 2003, Orlando, Florida, USA.
- Yu, D., Kareem, A., 1997. Numerical simulation of flow around rectangular prism. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 67&68, 195–208.
- Zachariadis, T., 2006. On the baseline evolution of automobile fuel economy in Europe. *Energy Policy* 34, 1773–1785. <http://dx.doi.org/10.1016/j.enpol.2005.01.002>.
- Zagarola, M.V., Smits, A.J., 1998. Mean flow scaling of turbulent pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics* 373, 33–79.
- Zajic, D., Fernando, H.J.S., Calhoun, R., Princevac, M., Brown, M.J., Pardyjak, E.R., 2011. Flow and Turbulence in an Urban Canyon. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 50, 203–223. <http://dx.doi.org/10.1175/2010JAMC2525.1>.
- Zang, Y., Street, R.L., Koseff, J.R., 1993. A dynamic mixed subgrid-scale model and its application to turbulent recirculating flows. *Physics of Fluids A* 5 (12), 3186–3196.
- Zhang, A., Gao, C., Zhang, L., 2005. Numerical simulation of the wind field around different building arrangements. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 93, 891–904. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2005.09.001>.
- Zhang, J., Delichatsios, M.A., Venetsanos, A.G., 2010. Numerical studies of dispersion and flammable volume of hydrogen in enclosures. *International Journal of Hydrogen Energy* 35, 6431–6437. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2010.03.107>.
- Zhang, J., Smith, K.R., 2003. Indoor air pollution: a global health concern. *British Medical Bulletin* 68, 209–225. <http://dx.doi.org/10.1093/bmb/ldg029>.
- Zhang, W., Lv, X., Zhang, D., 2012. Numerical Study of Wind Flow around Two High-Rise Buildings in Tandem Arrangement Using Lattice Boltzmann Method. *Applied Mechanics and Materials* 174-177, 3069–3073. <http://dx.doi.org/10.4028/www.scientific.net/AMM.174-177.3069>.
- Zhang, Y., Gu, Z., Wang, Z., Cheng, Y., Lee, F.S.C., 2013. Advances in the Fine Scale Simulation of Urban Wind Environment. *Indoor and Built Environment* 22 (1), 332–336. <http://dx.doi.org/10.1177/1420326X12470299>.
- Zhang, Y.Q., Arya, S.P., Snyder, W.H., 1996. A comparison of numerical and physical modeling of stable atmospheric flow and dispersion around a cubical building. *Atmospheric Environment* 30 (8), 1327–1345.
- Zhang, Y.Q., Huber, A.H., Arya, S.P., Snyder, W.H., 1993. Numerical simulation to determine the effects of incident wind shear and turbulence on the flow around a building. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 46-47, 129–134.
- Zhang, Y.-W., Gu, Z.-L., Cheng, Y., Lee, S.-C., 2011b. Effect of real-time boundary wind conditions on the air flow and pollutant dispersion in an urban street canyon - Large eddy simulations. *Atmospheric Environment* 45, 3352–3359. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2011.03.055>.
- Zhang, Y.-W., Gu, Z.-L., Lee, S.-C., Fu, T.-M., Ho, K.-F., 2011a. Numerical Simulation and In Situ Investigation of Fine Particle Dispersion in an Actual Deep Street Canyon in Hong Kong. *Indoor and Built Environment* 20, 206–216. <http://dx.doi.org/10.1177/1420326X10387694>.
- Zhou, J., Adrian, R.J., Balachandar, S., Kendall, T.M., 1999. Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flows. *Journal of Fluid Mechanics* 387, 353–396.
- Zhou, Y., Hanna, S.R., 2007. Along-wind dispersion of puffs released in a built-up urban area. *Boundary-Layer Meteorology* 125, 469–486. <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-007-9200-y>.
- Αθανασιάδης, 1989. Μηχανική ρευστών. Εκδόσεις Συμεών, Αθήνα, 624 σελ.
- Γρηγοριάδης, Δ., 2003. Προσομοίωση μεγάλων δινών για τον υπολογισμό τυρβωδών ροών. Διδακτορική διατριβή, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Α.Π.Θ., 304 σελ.
- Δαβάκης, Ε., 2008. Προσομοίωση της διασποράς αέριων ρύπων σε περίπλοκες τοπογραφίες με τη χρήση μοντέλου σωματιδίων τύπου LAGRANGE το οποίο βασίζεται στην εξίσωση LANGEVIN. Διδακτορική διατριβή, Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, 486 σελ.
- Ευθυμίου, Γ.Χ., 2012. Πρόγνωση ατομικής έκθεσης με μοντέλα υπολογιστικής ρευστομηχανικής. Διδακτορική διατριβή, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας, Κοζάνη, 154 σελ.
- Ευθυμίου, Γ.Χ., Μπάρτζης, Ι.Γ., Ανδρονόπουλος, Σ., Σφέτσος, Α., 2008. Μοντελοποίηση των διακυμάνσεων της συγκέντρωσης και της ατομικής έκθεσης του πληθυσμού σε σύνθετες αστικές περιοχές. Πρακτικά 6ης Επιστημονικής Συνάντησης για τις Ερευνητικές δραστηριότητες στη Μηχανική Ρευστών στην Ελλάδα - ΡΟΗ 2008, 28 Νοεμβρίου 2008, Κοζάνη.

- Κακοσίμος, Κ.Ε., 2009. Διασπορά τοξικών αερίων σε κατοικημένες περιοχές. Διδακτορική διατριβή, Τομέας Τεχνικής των Φυσικών Διεργασιών & Εφαρμοσμένης Θερμοδυναμικής, Τμήμα Χημικών Μηχανικών, Αριστοτελείο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, 220 σελ.
- Κουτσουράκης, Ν., 1999. Συμβολή στην εκτίμηση της επίδρασης της δύναμης Coriolis στην τύρβη για ροή μέσα από ακτινικές στροβιλομηχανές. Διπλωματική εργασία, Εργαστήριο Θερμικών Στροβιλομηχανών, Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Αθήνα, 243 σελ.
- Κουτσουράκης, Ν., 2006. Προσομοίωση διασποράς ρύπων σε δρόμο τύπου οδικής χαράδρας. Μεταπτυχιακή εργασία, Διατμηματικού Προγράμματος Μεταπτυχιακών Σπουδών «Υπολογιστική Μηχανική», Τμήμα Χημικών Μηχανικών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Αθήνα, 118 σελ.
- Κουτσουράκης, Ν., 2010. Ροή και Διασπορά Ρύπων σε Οδικές Χαράδρες: Ανασκόπηση. Τεχνικά Χρονικά Επιστημονική Έκδοση ΤΕΕ 1 (1), 175–189. http://portal.tee.gr/portal/page/portal/PUBLICATIONS/SCIENTIFIC_PUBLICATIONS/2010/1o_teuxos2010 (extended abstract in English).
- Κουτσουράκης, Ν., Βενετσάνος, Α.Γ., Μπάρτζης, Ι.Γ., Τόλιας, Η.Χ., 2010. Αναβάθμιση του κώδικα ADREA-HF με έμφαση στη μοντελοποίηση μεγάλων δινών. Πρακτικά 7ου Πανελληνίου Συνεδρίου Φαινόμενα Ροής Ρευστών - POH 2010, 12 & 13 Νοεμβρίου 2010, Θεσσαλονίκη, 163–173 (abstract in English).
- Κουτσουράκης, Ν., Βενετσάνος, Α.Γ., Μπάρτζης, Ι.Γ., Τόλιας, Η.Χ., Μαρκάτος, Ν., 2014. Ανάλυση συνεκτικών δομών και ασταθών τυρβωδών φαινομένων σε μια ημι-εξιδανικευμένη πόλη με χρήση μοντελοποίησης μεγάλων δινών, Πρακτικά 9ου Πανελληνίου Συνεδρίου Φαινόμενα Ροής Ρευστών - POH 2014, 12-13 Δεκεμβρίου 2014, Αθήνα, 1B3 (abstract in English). <http://www.fluid.mech.ntua.gr/flow2014/documents/ROH2014-proc.pdf>.
- Μαρκάτος, Ν., Ασημακόπουλος, Δ., 1995. Υπολογιστική Ρευστοδυναμική, Παπασωτηρίου, Αθήνα, 206 σελ. ISBN 960-7510-17-8.
- Μπεργελές, Γ., 1993. Υπολογιστική ρευστομηχανική. Εκδόσεις Συμεών, Αθήνα, 463 σελ.
- Μπεργελές, Γ., 2006. Υπολογιστική ρευστομηχανική. Εκδόσεις Συμεών, Αθήνα, 484 σελ. ISBN 960-7888-69-3.
- Συράκος, Α., 2006. Ανάλυση Μεθόδου Πεπερασμένων Όγκων για τις Ασυμπίεστες Εξισώσεις Navier - Stokes. Διδακτορική Διατριβή, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Α.Π.Θ., 319 σελ.
- Τόλιας, Η.Χ., Βενετσάνος, Α.Γ., Γιαννίση, Σ.Γ., 2011. Παραλληλοποίηση του κώδικα υπολογιστικής ρευστομηχανικής ADREA-HF και εφαρμογή σε θέματα διασποράς υδρογόνου. 8ο Πανελλήνιο Επιστημονικό Συνέδριο Χημικής Μηχανικής, 26-28 Μαΐου 2011, Θεσσαλονίκη.
- Τσαγγάρης, Σ., 2005. Μηχανική των ρευστών. Εκδόσεις Συμεών, Αθήνα, 630 σελ. ISBN 960-7888-55-3.
- Ψυχογιός, Ι.Γ., 2012. Προσομοίωση ροής με τη μέθοδο lattice—Boltzmann. Διδακτορική διατριβή, Σχολή Χημικών Μηχανικών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, 163 σελ.