



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΡΕΥΣΤΩΝ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΩΝ ΚΑΙΝΟΤΟΜΙΩΝ ΠΡΟΣΤΑΣΙΑΣ
ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ

ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΡΟΗΣ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΟΥ ΟΡΙΑΚΟΥ ΣΤΡΩΜΑΤΟΣ ΓΥΡΩ ΑΠΟ ΚΤΗΡΙΟ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ
ΚΑΛΟΓΕΡΑΚΗ ΑΝΑΣΤΑΣΙΑ



Επιβλέπων:
Δημήτριος Μπούρης, Αναπληρωτής Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Οκτώβριος 2018

Η ροή γύρω από κυβικής μορφής σώμα επί στερεής επιφάνειας έχει μελετηθεί στο παρελθόν τόσο αριθμητικά όσο και πειραματικά. Η κατανομή πιέσεων στις εξωτερικές επιφάνειες μιας κτηριακής κατασκευής, ακόμη και σε ανέμους χαμηλών ταχυτήτων, είναι κρίσιμη παράμετρος για το ρυθμό αερισμού ή/και διείσδυσης αέρα στο κτήριο και κατ' επέκταση για θέματα ποιότητας αέρα στο εσωτερικό αλλά και εξωτερικό περιβάλλον του. Είναι όμως λίγες οι μελέτες που εξετάζουν την επίδραση των χαρακτηριστικών του ανάντι οριακού στρώματος στη κατανομή πίεσης και στον αερισμό και διείσδυση αέρα, ειδικά όταν υπάρχουν και ανοίγματα στο κτηριακό κέλυφος.

Στη παρούσα εργασία, εξετάζεται η αριθμητική προσομοίωση της περίπτωσης ενός κυβικής μορφής πρότυπου κτηρίου, εκτεθειμένου με τη μια πλευρά του κάθετη προς τη ροή δύο διαφορετικών ανάντι τυρβωδών οριακών στρωμάτων. Εξετάζεται η επίδραση των τυρβωδών χαρακτηριστικών του οριακού στρώματος καθώς και της παρουσίας ανοιγμάτων στις κάθετες πλευρές του κτηρίου στη διαμόρφωση της επιφανειακής κατανομής πίεσης.

Στην παρούσα εργασία τροποιήθηκε ήδη υπάρχον υπολογιστικό εργαλείο ώστε να επιτευχθεί η ορθή προσομοίωση του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος. Συγκεκριμένα εξετάστηκε η εφαρμογή δύο αριθμητικών σχημάτων (υβριδικό & BSOU) με τη χρήση του μοντέλου τύρβης k-ε. Η ακρίβεια του κώδικα εξασφαλίστηκε μέσω της πειραματικής προσομοίωσης της διάταξης που είχε ήδη πραγματοποιηθεί στα πλαίσια της διπλωματικής εργασίας του κ.Π. Μελέτη.

Από τα αποτελέσματα προέκυψε η βελτίωση της προσομοίωσης μετά την επέμβαση στο υπολογιστικό εργαλείο `caffaca3d_mlr` και η καλύτερη απόδοση του σχήματος BSOU σε σχέση με το υβριδικό για την περίπτωση του κύβου με ανοίγματα. Διαπιστώθηκε ωστόσο η αδυναμία του μοντέλου τύρβης k-ε να προσομοιώσει ικανοποιητικά τη ροή γύρω από το κυβικής μορφής σώμα, δημιουργώντας την ανάγκη για περαιτέρω διερεύνηση του προβλήματος. Παρατηρήθηκε ευαισθησία της κατανομής πίεσης στη μορφή του οριακού στρώματος και μικρή επίδραση από την παρουσία των ανοιγμάτων, διαπιστώνοντας όμως διαφορές ανάλογα με τη θέση και το μέγεθος του ανοίγματος.

The surface pressure distribution on a building's external walls is a critical parameter, even at low wind speeds, for the ventilation and/or infiltration rate and thus has implications related to indoor and outdoor air quality. Although the flow past a surface mounted cube has been studied in the past both numerically and experimentally, there are few published studies that focus on the effect that the characteristics of the upstream boundary layer have on the external surface pressure distribution and the infiltration and ventilation rate, especially when there are openings in the building shell.

The present study is a numerical investigation of the situation where a surface mounted cube is exposed to two different types of turbulent boundary layer the upstream face vertical to the flow. The effect on the surface pressure distribution of the turbulence characteristics of the boundary layer and of the presence of openings on the vertical sides of the cube shell are examined.

In this study, an existing computational tool was altered to achieve a proper simulation of the atmospheric boundary layer. In particular, the application of two numerical schemes (hybrid & BSOU) was examined using the k- ϵ turbulent model. The accuracy of the code was validated through the experimental simulation of the provision that had already been made in the in the thesis by Mr. Meletis.

The analysis of the results showed an improved simulation after modifying the existing computational tool and the best simulation results were achieved using the BSOU scheme for the presence of openings on the vertical sides of the cube shell. However, the failure of the k- ϵ turbulent model to adequately investigate the ABL flow around the cubic body shape, is creating the need for further investigation of the problem. The pressure distribution is found to be sensitive to the upstream boundary layer characteristics but slight indifferent to the presence of openings, but with differences depending on the position and the size of the opening.

Αφιέρωση

Η παρούσα διπλωματική εργασία είναι αφιερωμένη στο θείο μου,
Αβραάμ, ο οποίος έφυγε πολύ νωρίς και άδικα από κοντά μας.

Θα είσαι πάντα στις καρδιές μας.

Με τη παρούσα διπλωματική εργασία περατώνονται οι σπουδές μου στη Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών του Ε.Μ.Π. Θα ήθελα λοιπόν, με την αφορμή αυτή, να ευχαριστήσω όλους εκείνους που στάθηκαν δίπλα μου, σε ολόκληρη τη φοιτητική μου πορεία.

Κατ' αρχήν, θα ήθελα να εκφράσω τις ειλικρινείς μου ευχαριστίες στον Δρ. Δημήτριο Μπούρη, Αναπληρωτή Καθηγητή της σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών του Ε.Μ.Π., για την ανάθεση της εν λόγω διπλωματικής εργασίας, τη στήριξη και την καθοδήγησή του καθ' όλη την διάρκεια της εκπόνησης και συγγραφής της παρούσας εργασίας. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω την υποψήφια διδάκτορα, Βασιλική Παππά, που στάθηκε πλάι μου καθ' όλη τη διάρκεια της εργασίας, για το χρόνο που αφιέρωσε και την πολύτιμη βοήθεια της. Η συμβολή του υπήρξε καθοριστική για την ολοκλήρωσή της παρούσας εργασίας.

Κλείνοντας, θα ήθελα να απευθύνω ένα μεγάλο ευχαριστώ στους ανθρώπους εκείνους που στάθηκαν δίπλα μου κατά τη διάρκεια της εκπόνησης της διπλωματικής εργασίας αλλά και καθόλη τη διάρκεια των σπουδών μου. Υπήρξαν πάντα το σημείο αναφοράς όπου ανέτρεχα κάθε φορά όταν τα πράγματα δυσκόλευαν. Δεν είναι άλλοι από την οικογένεια και τους φίλους μου. Ευχαριστώ λοιπόν θερμά την οικογένεια μου, τους γονείς μου, Γρηγόρη και Σπυριδούλα, και την αδερφή μου, Χαρά, που πάντα ήταν στο πλάι μου και με υποστήριζαν με κάθε τρόπο, όσο δύσκολο και αν ήταν αυτό. Τέλος οφείλω ένα μεγάλο ευχαριστώ στις φίλες μου, Ζωή, που επέμεινε να διαβάσει τη συγκεκριμένη εργασία και με στήριξε με τις εύστοχες παρατηρήσεις και τα γλυκά της λόγια και τη Γκαμπριέλα, που έδωσε λίγο από το τεράστιο ταλέντο της στην επιμέλεια του εξώφυλλου.

Αναστασία Καλογεράκη

Αθήνα, 5/10/2018

Περιεχόμενα

Κεφάλαιο 1ο: Εισαγωγή.....	1
1.1 Φυσικός αερισμός κτηρίων	1
1.2 Σκοπός της εργασίας.....	2
1.3 Δομή της εργασίας.....	2
Κεφάλαιο 2ο: Τυρβώδες Οριακό Στρώμα	5
2.1 Γενικά για την ατμόσφαιρα	5
2.1.1. Ευστάθεια Ατμόσφαιρας.....	6
2.2 Τύρβη.....	8
2.2.1 Τύρβη και χαρακτηριστικά τυρβωδών ροών	8
2.2.2 Μοντελοποίηση του προβλήματος της τύρβης	9
2.2.3 Μοντέλα τύρβης.....	10
2.3 Ατμοσφαιρικό Οριακό Στρώμα	13
2.3.1 Ανάπτυξη Ατμοσφαιρικού Οριακού Στρώματος	13
2.3.2 Δομή Ατμοσφαιρικού Οριακού Στρώματος	14
2.3.3 Χαρακτηριστικά ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος	15
Κεφάλαιο 3ο: Ροή αέρα γύρω από κυβικά σώματα	21
3.1. Εισαγωγή.....	21
3.2. Πεδίο ροής γύρω από κυβικά σώματα - Ροή κάθετη στην επιφάνεια του κύβου....	22
3.3. Κατανομή πίεσης στην επιφάνεια του κύβου	25
3.4 Μοντελοποίηση.....	28
3.4.1 Φυσική Μοντελοποίηση	28
3.4.2 Υπολογιστική Μοντελοποίηση	30
Κεφάλαιο 4ο: Μαθηματικά μοντέλα και οριακές συνθήκες για την προσομοίωση του οριακού στρώματος	33
4.1 Εισαγωγή.....	33
4.2 Εξισώσεις RANS.....	33
4.3 Μεθοδολογίες ΥΡ ως προς την επίλυση της τύρβης	35
4.3.1 Μοντέλο τύρβης k-ε	35
4.4 Προφίλ πλήρους ανεπτυγμένου οριακού στρώματος.....	36
4.4.1 Η προσέγγιση των Richards-Hoxey	37
4.5 Οριακές συνθήκες	38
4.5.1 Συναρτήσεις τοιχώματος.....	38
4.6 Τυρβώδης κινητική ενέργεια κοντά στο κάτω στερεό όριο	41
Κεφάλαιο 5ο: Ανάπτυξη της μεθοδολογίας και του κώδικα μοντελοποίησης του προβλήματος.....	45

5.1	Εισαγωγή	45
5.2	Βασικές εξισώσεις RANS.....	45
5.3	Ολοκλήρωση των εξισώσεων	48
5.4	Αριθμητικό Σχήμα	50
5.5	Διακριτοποίηση των εξισώσεων	51
5.6	Εξίσωση της πίεσης.....	52
5.7	Οριακές συνθήκες	55
5.7.1	Οριακές συνθήκες στο τοίχωμα.....	55
5.8	Μέθοδος επίλυσης	56
5.9	Σύγκλιση.....	57
5.10	Τεχνική υποχαλάρωσης	58
5.11	Συμβολή στον κώδικα caffca3d_mlr.....	58
Κεφάλαιο 6ο: Περιγραφή της γεωγραφίας.....		61
6.1	Εισαγωγή.....	61
6.2	Πρότυπος κύβος και πειραματική διάταξη.....	61
6.2.1	Πειραματική διάταξη	61
6.2.2	Τεχνική προσομοίωσης ΑΟΣ.....	62
6.2.3	Πρότυπος κύβος	64
6.3	Προσομοίωση πρότυπου κύβου και πεδίου υπολογισμού.....	66
6.3.1	Πρότυπος κύβος	66
6.3.2	Υπολογιστικό πεδίο	68
6.3.3	Μεθοδολογία μοντελοποίησης υπολογιστικού προβλήματος	71
Κεφάλαιο 7ο: Αποτελέσματα και Συγκρίσεις.....		73
7.1.	Προσομοίωση ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος σε κενό πεδίο	73
7.2	Κατανομή συντελεστή πίεσης στην επιφάνεια του κύβου	81
7.2.1	Χαρακτηριστικά ΑΟΣ	81
7.3.2.	Κατανομή συντελεστή πίεσης στην επιφάνεια του κύβου.....	83
7.3	Ταχύτητα ροής γύρω από τον κύβο.....	101
Κεφάλαιο 8ο: Συμπεράσματα και Σχόλια		107
8.1	Συμπεράσματα.....	107
8.2	Προτάσεις για μελλοντική έρευνα.....	107
Βιβλιογραφία.....		109

1.1 Φυσικός αερισμός κτηρίων

Ο φυσικός αερισμός κτηρίων είναι η είσοδος ατμοσφαιρικού αέρα μέσα στο κτήριο μέσω κατάλληλων ανοιγμάτων ή και σχισμών, χωρίς τη χρήση φυσητήρων (1). Ο φυσικός αερισμός χρησιμοποιείται για τον έλεγχο της θερμοκρασίας και της ποιότητας του αέρα (π.χ. υγρασία, μείωση της συγκέντρωσης αέριων ρύπων, οσμών κλπ.) στο εσωτερικό και εξωτερικό περιβάλλον του κτηρίου (2) (3).

Η ροή του αέρα από και προς το εσωτερικό του κτηρίου πραγματοποιείται όταν η στατική πίεση εξωτερικώς του κτηρίου διαφέρει από την στατική πίεση στο εσωτερικό του. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η παροχή Q μέσω ενός ανοίγματος διατομής A , εξαρτάται από την διαφορά των στατικών πιέσεων Δp , εσωτερικά και εξωτερικά του κτηρίου. Πιο συγκεκριμένα η διαφορά Δp είναι ίση με τις υδραυλικές απώλειες, οι οποίες είναι συνάρτηση της γεωμετρίας του ανοίγματος. Για συντελεστή τριβής λ , μήκος ανοίγματος L και υδραυλική διάμετρο D_h , η σχέση παροχής Q και διαφοράς στατικών πιέσεων Δp είναι:

$$\Delta p = \lambda \frac{L}{D_h} \frac{\rho}{2} \left(\frac{Q}{A} \right)^2 \quad (1.1)$$

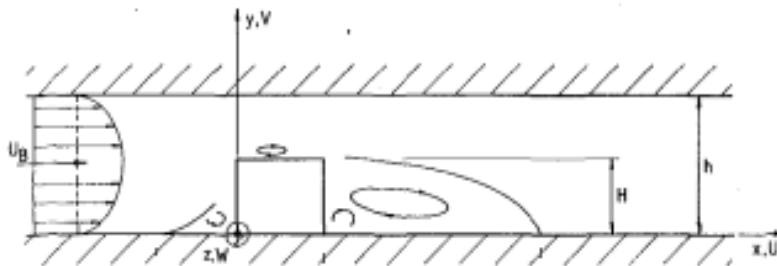
η οποία μπορεί να γενικευτεί στην εξής σχέση:

$$Q = c(\Delta p)^n \quad (1.2)$$

όπου c μια σταθερά αναλογίας και n μια παράμετρος που παίρνει τιμές κοντά στην μονάδα, για μικρά ανοίγματα ή μεγάλα μήκη (στρωτή ροή), ενώ τείνει στο 2, για μεγάλα ανοίγματα ή μικρά μήκη (τυρβώδης ροή).

Η διαφορά των πιέσεων Δp προκαλείται κυρίως από δύο αίτια:

- από την θερμοκρασιακή διαφορά εσωτερικά και εξωτερικά του κτηρίου
- λόγω πνέοντος ανέμου που προκαλεί ανισοκατανομή της πίεσης στην εξωτερική επιφάνεια του κτηρίου (Σχήμα 1.1).



Σχήμα 1.1 Πεδίο ροής γύρω από κτήριο (37)

Η κατανομή πιέσεων στις εξωτερικές επιφάνειες μιας κτηριακής κατασκευής είναι κρίσιμη παράμετρος για το ρυθμό αερισμού ή και διείσδυσης αέρα στο κτήριο (4). Η κατανομή της πίεσης στην πλευρά ενός κτηρίου λόγω πνέοντος ανέμου εξαρτάται από την γεωμετρία του κτηρίου, από τον προσανατολισμό του ως προς τον άνεμο και από τα χαρακτηριστικά του ανέμου όπως δηλ. ταχύτητα, επίπεδο τύρβης, τα οποία διαμορφώνονται κυρίως από το ανάγλυφο της περιοχής, γειτνιάζοντα κτήρια κλπ.

Η στατική πίεση p στην επιφάνεια κτηρίων προσδιορίζεται είτε μέσω πειραματικών μετρήσεων σε μοντέλα κτηρίων τοποθετούμενων σε αεροδυναμικές σήραγγες, είτε από αριθμητική προσομοίωση, και δίνεται από τη σχέση:

$$p - p_0 = C_p \frac{\rho}{2} U_o^2 \quad (1.3)$$

όπου p η στατική πίεση στην επιφάνεια του κύβου, p_0 μία στατική πίεση αναφοράς, συνήθως στο ύψος του κτηρίου ή έξω στην αδιατάρακτη ροή ανάντι του κύβου, ρ η πυκνότητα του αέρα και U_o μία ταχύτητα αναφοράς της ροής, συνήθως στο ύψος του κύβου και ανάντι του κύβου σε αδιατάρακτη ροή.

1.2 Σκοπός της εργασίας

Το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα είναι μία περιοχή του αέρα που επηρεάζεται ιδιαίτερα από την επιφάνεια της Γης. Είναι σημαντικό να κατανοηθεί τόσο το ίδιο το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα όσο και τα χαρακτηριστικά της τυρβώδους ροής που σχετίζονται με αυτό. Αν και στην υπολογιστική μοντελοποίηση του έχουν γίνει μεγάλα βήματα υπάρχουν ακόμα πολλές πολυπλοκότητες σχετικά με τη ροή.

Η ροή γύρω από κυβικής μορφής σώματα επί στερεής επιφάνειας έχει μελετηθεί στο παρελθόν τόσο αριθμητικά όσο και πειραματικά (5) (6) (7) (8) (9) (10) (11). Οι περισσότερες από τις μελέτες αφορούσαν τις μη μόνιμες αεροδυναμικές δυνάμεις που εμφανίζονται στις εκτεθειμένες επιφάνειες του κυβικού σώματος, με ιδιαίτερη έμφαση να δίνεται στην οριζόντια επιφάνεια. Λόγω των προφανών συνεπειών σε κτηριακές κατασκευές εκτεθειμένες σε ανέμους υψηλών ταχυτήτων, οι έρευνες εστίαζαν στην εμφάνιση ακραίων τιμών των δυνάμεων αυτών και έχει γίνει συστηματική προσπάθεια για τη συσχέτισή τους με το ανάντι οριακό στρώμα και τα τυρβώδη χαρακτηριστικά του, όπως η ένταση της τύρβης και η ολοκληρωτική κλίμακα μήκους της.

Ωστόσο, είναι λίγες οι μελέτες που εξετάζουν την επίδραση των χαρακτηριστικών του ανάντι οριακού στρώματος στη κατανομή πίεσης, στον αερισμό και τη διείσδυση αέρα, ειδικά όταν υπάρχουν και ανοίγματα στο κτηριακό κέλυφος (12) (13). Μία τέτοια μελέτη έγινε από τον κ. Π. Μελέτη (14) στα πλαίσια εκπόνησης της διπλωματικής του εργασίας στην οποία εξετάσε πειραματικά τη περίπτωση ενός κυβικής μορφής πρότυπου κτηρίου, εκτεθειμένου στη ροή δύο διαφορετικών ανάντι τυρβωδών οριακών στρωμάτων. Κατά τη διεξαγωγή του πειράματος εξετάστηκε η επίδραση των τυρβωδών χαρακτηριστικών του οριακού στρώματος, του προσανατολισμού του κύβου και της παρουσίας ανοιγμάτων στις κάθετες πλευρές του στη διαμόρφωση της επιφανειακής κατανομής πίεσης.

Στη παρούσα εργασία, εξετάζεται αριθμητικά η παραπάνω περίπτωση. Με τη χρήση του υπολογιστικού εργαλείου `caffa3d_mlr` και τις κατάλληλες επεμβάσεις σε αυτό γίνεται η επαλήθευση της προσομοίωσης των σεναρίων της πειραματικής διάταξης για ροή κάθετη στην επιφάνεια του κύβου και γίνεται η σύγκριση των αριθμητικών αποτελεσμάτων με τα αντίστοιχα πειραματικά.

1.3 Δομή της εργασίας

Η διπλωματική εργασία συντελείται από 8 κεφάλαια τα οποία διαρθρώνονται ως:

1ο κεφάλαιο:

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζεται το θέμα του φυσικού αερισμού των κτηρίων όπως επίσης και μια μικρή περιγραφή των τρόπων με τον οποίο επιτυγχάνεται. Επίσης, παρουσιάζεται ο σκοπός της παρούσας διπλωματικής εργασίας.

2ο κεφάλαιο:

Στο συγκεκριμένο κεφάλαιο αρχικά πραγματοποιείται μία βιβλιογραφική ανασκόπηση στα βασικά χαρακτηριστικά της ατμόσφαιρας και γίνεται μια εισαγωγή στην έννοια της τύρβης. Παρουσιάζονται οι τρόποι μοντελοποίησης του προβλήματος της τύρβης, γίνεται συνοπτική αναφορά στη μεθοδολογία RANS και παρουσιάζονται οι κατηγορίες των μοντέλων τύρβης. Στη συνέχεια περιγράφεται ο τρόπος δημιουργίας του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος και παρουσιάζονται η δομή και τα βασικά χαρακτηριστικά που το περιγράφουν.

3ο κεφάλαιο:

Σε αυτό το κεφάλαιο περιγράφεται γενικότερα η ροή γύρω από σώματα κυβικής μορφής. Πραγματοποιείται βιβλιογραφική ανασκόπηση στο πεδίο ροής γύρω από κύβο όπως επίσης και της κατανομής του συντελεστή πίεσης στην επιφάνεια του κύβου για κάθετη στην επιφάνεια ροή όπως προέκυψε είτε από πειραματική διαδικασία, είτε από αριθμητική προσομοίωση.

4ο κεφάλαιο:

Στο 4^ο κεφάλαιο παρουσιάζεται η μαθηματική περιγραφή του προβλήματος. Περιγράφονται αναλυτικά οι εξισώσεις RANS και το μοντέλο τύρβης k-ε. Στη συνέχεια παρουσιάζονται τα μαθηματικά μοντέλα για την αριθμητική προσομοίωση του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος καθώς και οι απαραίτητες οριακές συνθήκες που απαιτούνται, δίνοντας ιδιαίτερη έμφαση στις συναρτήσεις τοιχώματος.

5ο κεφάλαιο:

Στο κεφάλαιο αυτό περιγράφεται η αριθμητική προσέγγιση και ο τρόπος χρήσης της. Παρουσιάζεται καταρχήν η μαθηματική θεωρία στην οποία βασίζεται η επίλυση, η βασική δομή του κώδικα καθώς και οι μεταβλητές που εμφανίζονται σε αυτόν. Αναλύονται τα αριθμητικά σχήματα, παρουσιάζεται η διακριτοποιημένη μορφή των εξισώσεων, αναφέρονται οι οριακές συνθήκες, ο τρόπος επίλυσης των εξισώσεων και το κριτήριο σύγκλισης. Τέλος δίνεται και η περιγραφή της προσωπικής συμβολής στην επέκταση του κώδικα `caffca3d_mlr` για την προσομοίωση του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος.

6ο κεφάλαιο:

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται η γεωμετρία του προβλήματος που μελετάται στην παρούσα διπλωματική. Περιγράφεται αναλυτικά η πειραματική διάταξη, ο πρότυπος κύβος και τα σενάρια μελέτης και στη συνέχεια παρουσιάζεται η αριθμητική προσομοίωση του υπολογιστικού πεδίου και του αντικείμενου ενδιαφέροντος.

7ο κεφάλαιο:

Στο 7ο κεφάλαιο παρουσιάζονται αναλυτικά τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων. Αρχικά παρουσιάζεται η μελέτη σχετικά με την προσομοίωση του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος σε κενό υπολογιστικό πεδίο και στη συνέχεια παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της αριθμητικής προσομοίωσης και πραγματοποιείται σύγκριση των κατανομών της πίεσης και της ταχύτητας για δυο διαφορετικά οριακά στρώματα όπως και σύγκριση για κύβο με

ανοίγματα (και συνδυασμών) και χωρίς ανοίγματα με τα αποτελέσματα των πειραματικών μετρήσεων.

8ο κεφάλαιο:

Το 8ο κεφάλαιο συνοψίζει τα συμπεράσματα που προκύπτουν από την υπολογιστική προσομοίωση της επίδρασης της ροής του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος στη ροή γύρω από κύβο με κλειστά και ανοικτά ανοίγματα ενώ ταυτόχρονα παρατίθεται μια σειρά από προτάσεις για μελλοντική έρευνα.

Κεφάλαιο 2ο:

Τυρβώδες Οριακό Στρώμα

2.1 Γενικά για την ατμόσφαιρα

Ως ατμόσφαιρα ορίζεται το σφαιροειδές αέριο περίβλημα που περικλείει ένα ουράνιο σώμα. Οι δυνάμεις που συγκρατούν την ατμόσφαιρα σε υδροστατική ισορροπία γύρω από το σώμα αυτό είναι οι βαρυτικές δυνάμεις του πλανήτη. Οι διάφορες διαταραχές και τα φαινόμενα που αυτές συνεπάγονται, οφείλονται σε μικρές αποκλίσεις από αυτήν την κατάσταση ισορροπίας.

Η ατμόσφαιρά της Γης εκτείνεται μέχρι ύψους 800 με 1000 km από την επιφάνεια του εδάφους με μεγαλύτερο ύψος στον ισημερινό και μικρότερο στους πόλους. Τα αέρια που τη συνιστούν είναι ανομοιόμορφα κατανεμημένα στο ύψος αυτό ώστε το 99.99% της ολικής μάζας της ατμόσφαιρας να βρίσκεται στα πρώτα 50 km και το 0.099% στην περιοχή μεταξύ 50 και 100 km ύψους. Εκτός από τη σύνθεση της, τα σημαντικότερα χαρακτηριστικά της είναι η θερμοκρασία, η πίεση και η πυκνότητα. Τα χαρακτηριστικά αυτά υπόκεινται σε σημαντικές μεταβολές που εξαρτώνται από το υψόμετρο, την ώρα, την ηλιακή επίδραση και άλλους παράγοντες.

Η κατακόρυφη στρωμάτωση της ατμόσφαιρας βασίζεται στη μεταβολή της θερμοκρασίας καθ' ύψος και αποτελείται από τέσσερα βασικά στρώματα: την τροπόσφαιρα, τη στρατόσφαιρα, τη μεσόσφαιρα και τη θερμόσφαιρα (Σχήμα 2.1).

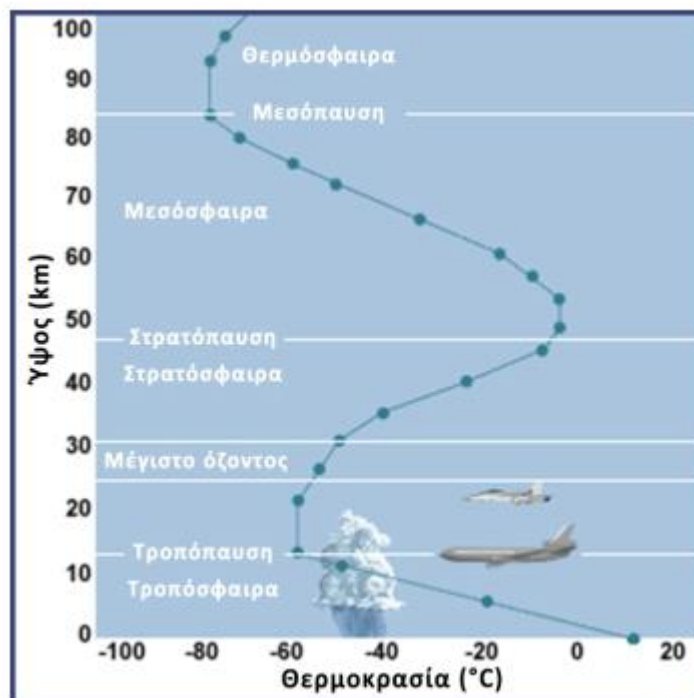
Το κατώτερο τμήμα της ατμόσφαιρας της Γης καλείται τροπόσφαιρα και εμφανίζει κατακόρυφη θερμοβαθμίδα $6.5^{\circ}\text{C}/1000\text{m}$, δηλαδή η θερμοκρασία του αέρα μειώνεται με το ύψος με μέσο ρυθμό $6.5^{\circ}\text{C}/1000\text{m}$. Η μείωση αυτή οφείλεται στην αυξανόμενη απόσταση από την πηγή θερμότητας, τη γήινη επιφάνεια που θερμαίνεται άμεσα από την ηλιακή ακτινοβολία. Στην τροπόσφαιρα καθορίζονται τα βασικά χαρακτηριστικά των ατμοσφαιρικών φαινομένων που επηρεάζουν τη διαμόρφωση του καιρού στην επιφάνεια.

Το τμήμα της τροπόσφαιρας που εκτείνεται από την επιφάνεια μέχρι το ύψος των 1500 m περίπου αποτελεί το στρώμα τριβής, που ονομάζεται ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα (ΑΟΣ), μέσα στο οποίο λαμβάνουν χώρα οι περισσότερες ημερήσιες μεταβολές της ατμοσφαιρικής κυκλοφορίας. Η τροπόσφαιρα επεκτείνεται μέχρι ύψος 16 km στις τροπικές περιοχές (θερμοκρασία στο ύψος της τροπόπαυσης -79°C) και 9.7 km στις εύκρατες περιοχές (-51°C) με το άνω όριο της αποτελεί την τροπόπαυση. Στην τροπόσφαιρα βρίσκεται σχεδόν όλη η ποσότητα του υδρατμού της ατμόσφαιρας και παρόλο που η τροπόσφαιρα καταλαμβάνει ένα λεπτό τμήμα της ατμόσφαιρας, περιέχει το 80% περίπου της ολικής αέριας μάζας της.

Το ατμοσφαιρικό στρώμα που ακολουθεί πάνω από την τροπόπαυση και μέχρι το ύψος των 50 km από την επιφάνεια της θάλασσας καλείται στρατόσφαιρα. Στο χαμηλότερο τμήμα της, μέχρι τα 35 km περίπου πάνω από την επιφάνεια της γης, η θερμοκρασία είναι σχεδόν σταθερή ή αυξάνει πολύ λίγο ανάλογα με το ύψος ιδιαίτερα στις τροπικές περιοχές. Η ανώτερη στρατόσφαιρα εκτείνεται από τα 35-50 km και βασικό χαρακτηριστικό της είναι η συνεχής αύξηση της θερμοκρασίας του αέρα, η οποία σε ύψη κοντά στα 50 km φτάνει τους 0°C . Η αύξηση αυτή οφείλεται στις υψηλές συγκεντρώσεις όζοντος που παρατηρούνται σε αυτά τα ύψη, το οποίο απορροφά το μεγαλύτερο μέρος της υπεριώδους ηλιακής ακτινοβολίας, αυξάνει την κινητική ενέργεια των μορίων του στρώματος με αποτέλεσμα τη θέρμανσή του. Παρόλο που παλαιότερα θεωρούνταν ότι η στρατόσφαιρα είναι απαλλαγμένη από τυρβώδεις κινήσεις και ανάμιξη, σήμερα είναι γνωστό ότι στην περιοχή αυτή της ατμόσφαιρας παρατηρούνται ρεύματα αέρα (jet-streams) που μερικές φορές είναι μέχρι δύο φορές πιο ισχυρά από τα ρεύματα της τροπόσφαιρας.

Το στρώμα από 50 km μέχρι 80 km, που καλείται μεσόσφαιρα, χαρακτηρίζεται από ταχεία μείωση της θερμοκρασίας με την αύξηση του ύψους. Βασικό χαρακτηριστικό του συγκεκριμένου στρώματος είναι οι πολύ χαμηλές θερμοκρασίες (περίπου -80 °C), οι οποίες οφείλονται κυρίως στην απουσία του όζοντος από την περιοχή.

Τέλος, το τέταρτο στρώμα της ατμόσφαιρας ονομάζεται θερμόσφαιρα και επεκτείνεται από 80 km έως 400 km περίπου από την επιφάνεια της Γης. Στη βάση της επικρατεί σταθερή θερμοκρασιακή δομή η οποία στη συνέχεια αυξάνει, προσεγγίζοντας στα ανώτατα επίπεδά της τους 700 °C. Η αύξηση της θερμοκρασίας οφείλεται στην απορρόφηση του μεγαλύτερου μέρους της υπεριώδους ηλιακής ακτινοβολίας κυρίως από το μοριακό οξυγόνο καθώς και στην επίδραση της ηλιακής δραστηριότητας.



Σχήμα 2.1 Κατανομή της θερμοκρασίας (°C) με το ύψος (km) και παράσταση της βασικής στρωμάτωσης της ατμόσφαιρας (41)

2.1.1. Ευστάθεια Ατμόσφαιρας

Κατά τη διάρκεια της ημέρας, με μικρή ή καθόλου νέφωση, η επιφάνεια του εδάφους θερμαίνεται συνεχώς από τον ήλιο, ενώ παράλληλα χάνει θερμότητα λόγω ακτινοβολίας. Μόνο όταν ο ρυθμός θέρμανσης από τον ήλιο ξεπεράσει τις απώλειες λόγω ακτινοβολίας, αυξάνεται η θερμοκρασία του εδάφους. Όταν ξεπεράσει ένα συγκεκριμένο επίπεδο, αρχίζει η κυκλοφορία ρευμάτων συναγωγής που μεταφέρουν θερμότητα σε μεγαλύτερη καθ' ύψος μάζα αέρα (14).

Επειδή ο αέρας είναι συμπιεστό ρευστό, με την ανύψωση διαστέλλεται καθώς κινείται σε στρώματα με χαμηλότερη πίεση, με αποτέλεσμα, λόγω της διαστολής, να ψύχεται. Το ποσό κατά το οποίο ψύχεται, μπορεί να υπολογισθεί από τις εξισώσεις των αερίων:

$$P = \rho RT \quad (2.1)$$

που συνδέει την πίεση P με την πυκνότητα ρ και τη θερμοκρασία T μέσω της σταθεράς των αερίων R που εξαρτάται από τη χημική σύνθεση του αερίου:

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (2.2)$$

για αδιαβατική μεταβολή, όπου P_0 και ρ_0 είναι οι αρχικές τιμές σε μια μεταβολή και γ είναι ο λόγος των ειδικών θερμοτήτων του αέρα σε σταθερή πίεση και σταθερό όγκο και την υδροστατική εξίσωση:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (2.3)$$

όπου g είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας και Z το ύψος.

Έστω ένα στοιχειώδες τμήμα του αέρα που ανυψώνεται, έχει την ίδια πίεση με το περιβάλλον του και μόνο μια πολύ μικρή διαφορά στη θερμοκρασία. Αν και το περιβάλλον βρίσκεται σε υδροστατική ισορροπία τότε η πυκνότητα μπορεί να απαλειφθεί από την (1.1) μέσω της (1.2) και στη συνέχεια διαφορίζοντας ως προς z , μέσω της (1.3) να ληφθεί η κατακόρυφη κλίση της θερμοκρασίας:

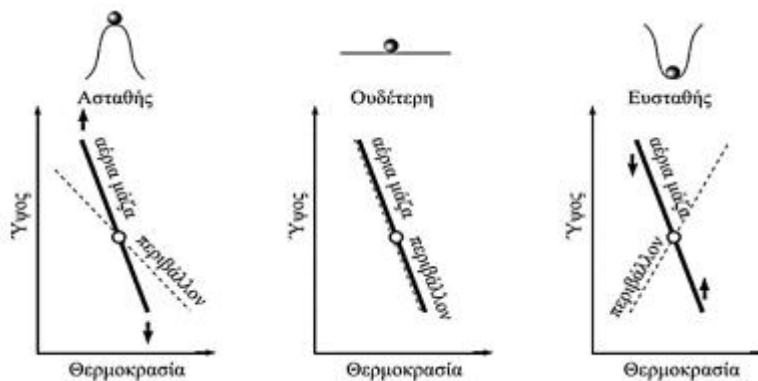
$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{(\gamma-1)g}{\gamma R} = \Gamma_\alpha \quad (2.4)$$

όπου η Γ_α ονομάζεται ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα. Εάν υπάρχει κορεσμός υδρατμών (νέφωση) τότε πρέπει να ληφθεί υπόψιν η λανθάνουσα θερμότητα συμπύκνωσης των υδρατμών.

Οι παραπάνω συνθήκες αναφέρονται στην ουδέτερη ισορροπία. Έστω ατμοσφαιρικό στρώμα στο οποίο η πραγματική θερμοβαθμίδα Γ είναι μεγαλύτερη από την ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα Γ_α . Τότε ένα στοιχειώδες τμήμα του ρευστού θα ανέβαινε σε ψυχρότερα στρώματα από τη δική του θερμοκρασία και επομένως θα συνέχιζε να ανεβαίνει. Κατά παρόμοιο τρόπο, εάν η πραγματική θερμοβαθμίδα Γ είναι μικρότερη της ξηρής αδιαβατικής το στοιχείο που ανυψώνεται θα ανέβαινε σε θερμότερο από αυτό αέρα και σαν συνέπεια θα κατέβαινε πάλι πίσω. Επομένως η κατάσταση της ατμόσφαιρας είναι:

$$\begin{aligned} \Gamma &= \Gamma_\alpha & (\text{ουδέτερη}) \\ \Gamma < \Gamma_\alpha & (\text{ευσταθής}) \\ \Gamma > \Gamma_\alpha & (\text{ασταθής}) \end{aligned} \quad (2.5)$$

ανάλογα με το ρυθμό μείωσης της θερμοκρασίας με το ύψος.



Σχήμα 2.2 Είδη ισορροπίας και ευστάθεια ατμόσφαιρας (17)

Η ουδέτερη κλίση ονομάζεται ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα επειδή δεν λαμβάνεται υπόψη η λανθάνουσα θερμότητα της συμπύκνωσης των υδρατμών του περιβάλλοντος. Η τιμή της για την ατμόσφαιρα είναι σταθερή και περίπου $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ ανά 100 μέτρα. Η τιμή που αναφέρθηκε νωρίτερα, δηλαδή κλίση $6,5^{\circ}\text{C}$ ανά 1000 μέτρα, αφορά την ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα. Οι ουδέτερες καταστάσεις δεν είναι συνήθεις, ιδιαίτερα σε ανέμους αδύνατης έντασης. Για να δημιουργηθούν, ο αέρας πρέπει να είναι έντονα ανακατεμένος είτε λόγω μεγάλης έντασης είτε επειδή το έδαφος, που είναι ήδη ζεστό, ανακατεύει τον αέρα που βρίσκεται από επάνω με ρεύματα μεταφοράς (συναγωγή) ενώ η διαδικασία ψύξης του εδάφους δεν έχει προχωρήσει τόσο ώστε να δημιουργηθούν ασταθείς συνθήκες.

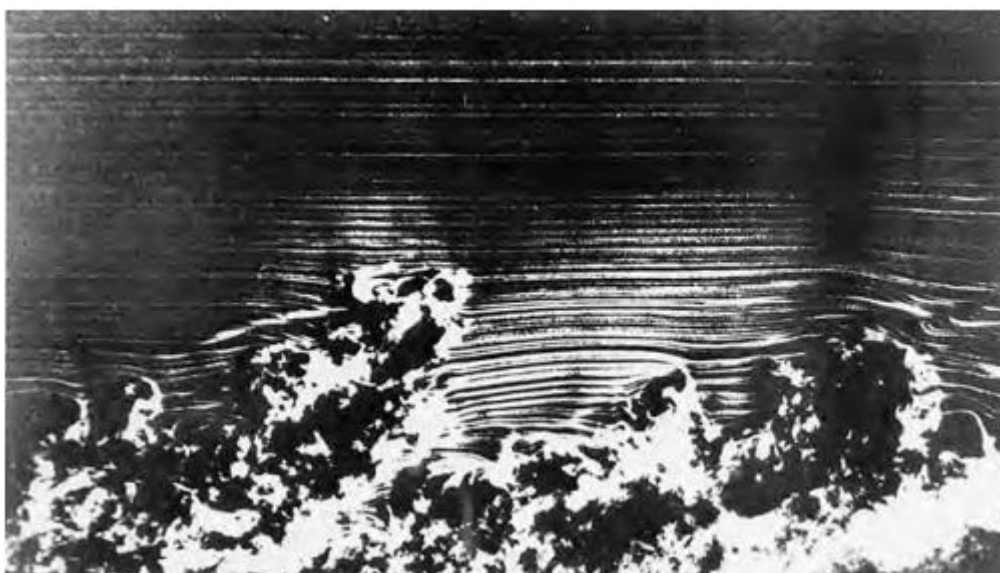
2.2 Τύρβη

2.2.1 Τύρβη και χαρακτηριστικά τυρβωδών ροών

Η τύρβη είναι ένα φαινόμενο μεγάλης σημασίας για πολλές περιοχές της επιστήμης και της μηχανικής των ρευστών. Αποτελεί ακόμα μεγάλο μέτωπο έρευνας καθώς οι τυρβώδεις ροές είναι ακόμη στα περισσότερα σημεία ανεξιχνίαστες ως προς τη φυσική τους αλλά και πολύπλοκες στη μελέτη και τις εφαρμογές τους. Ίσως δεν είναι σκόπιμο να προσπαθήσει κανείς να ορίσει την τύρβη. Το τι είναι η τύρβη γίνεται περισσότερο αντιληπτό μέσω της περιγραφής των ιδιοτήτων της (15).

Οι τυρβώδεις ροές είναι μη μόνιμες ροές που έχουν ακανόνιστες διακυμάνσεις της ταχύτητας στις τρεις κατευθύνσεις. Οι διακυμάνσεις αυτές είναι ακανόνιστες, όμως δεν είναι στοχαστικές, αλλά αντίθετα έχουν δομή και συνειρμό (coherence), ενώ η έντασή τους είναι μεν μεταβλητή αλλά συνήθως κάτω από 10% της μέσης ταχύτητας.

Οι αταξίες στο πεδίο ταχυτήτων δημιουργούν χωρικές δομές που ονομάζονται μικροδίνες. Ο όρος μικροδίνη είναι κάπως ασαφής και ορίζεται ως κάποια χωρική δομή που παρατηρείται για σύντομο χρονικό διάστημα. Ένα από τα κύρια χαρακτηριστικά της τύρβης είναι η συνεχής κατανομή του μεγέθους των μικροδινών. Ροές με αταξίες που περιορίζονται σε συγκεκριμένες συχνότητες δεν εκτιμώνται ως τυρβώδεις.



Σχήμα 2.3 Οπτικοποίηση ενός τυρβώδους οριακού στρώματος (42)

Η τύρβη είναι αυτοδιατηρούμενη. Διαδικασίες που δεν είναι πλήρως κατανοητές δημιουργούν τύρβη και συντηρούν την ακανόνιστη κίνηση. Επομένως η τύρβη αφού δημιουργηθεί δεν μειώνεται και δεν σταματά. Επίσης η τύρβη είναι συνυφασμένη με μέση

διάτμηση (οριακά στρώματα, δέσμες, ομόρρους). Συμπερασματικά, τύρβη με μέση διάτμηση αυτοδιατηρείται, ενώ τύρβη χωρίς μέση διάτμηση (όπως τύρβη πλέγματος) αποσβένεται.

Ένα άλλο χαρακτηριστικό της τύρβης είναι να διεισδύει στο μη τυρβώδες ρευστό, επομένως η τυρβώδης περιοχή αυξάνει.

Ο βασικός τρόπος για να διαχωρίσει κανείς εάν μία ροή είναι στρωτή ή τυρβώδης είναι η στροβιλότητα. Οι τυρβώδεις ροές είναι ροές υψηλής στροβιλότητας. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα στις στρωτές ροές να εμφανίζονται εν γένει μεγάλες δίνες και στις τυρβώδεις μικροδίνες. Συνεπώς, τα όρια μεταξύ μιας ροής μικρής στροβιλότητας και μιας μεγάλης στροβιλότητας είναι πολύ σαφή.

Οι τυρβώδεις ροές είναι ροές μεγάλης διάχυσης. Οι τυχαίες, στοχαστικές κινήσεις ενός αερίου προκαλούν την ιξώδη διάχυση, τη θερμική διάχυση και τη διάχυση μάζας. Μια μικροδίνη μπορεί να μεταφέρει ρευστό από μια περιοχή χαμηλής ορμής σε ροή υψηλής ορμής. Από αυτό γίνεται σαφές ότι η τύρβη τείνει να αναμίξει ρευστό και επομένως έχει χαρακτήρα διάχυσης.

Χαρακτηριστικό των τυρβωδών ροών είναι ότι είναι καταστροφικές (dissipative). Κάθε συνεκτική ροή έχει συνεκτική καταστροφή, όμως οι τυρβώδεις ροές έχουν πολύ περισσότερη, λόγω της απότομης κλίσης της ταχύτητας. Προεξέχει η ενέργεια που καταστρέφεται στις μικροδίνες από εκείνη των μεγάλων δινών.

Μια τελευταία ιδιότητα, την οποία θα έπρεπε να αναφέρουμε, είναι η διάλειψη (intermittency). Η διάλειψη είναι μια ιδιότητα της τύρβης που εμφανίζεται κατά τη μετάβαση της ροής από στρωτή σε τυρβώδη, όταν σε μεγαλύτερα ή μικρότερα διαστήματα η ροή συμπεριφέρεται ως στρωτή.

2.2.2 Μοντελοποίηση του προβλήματος της τύρβης

Η τύρβη προκαλεί την εμφάνιση δινών σε ένα ευρύ φάσμα διαστημάτων μήκους και χρόνου που αλληλεπιδρούν με έναν δυναμικά πολύπλοκο τρόπο. Δεδομένης της σημασίας της αποφυγής ή προώθησης της τύρβης στις εφαρμογές μηχανικής, δεν αποτελεί έκπληξη το γεγονός ότι ένα σημαντικό ποσό ερευνητικής προσπάθειας είναι αφιερωμένο στην ανάπτυξη αριθμητικών μεθόδων για την καταγραφή των σημαντικών επιδράσεων που οφείλονται στην τύρβη. Οι μέθοδοι μπορούν να ομαδοποιηθούν στις ακόλουθες τρεις κατηγορίες:

- **Μεθοδολογία άμεσης αριθμητικής επίλυσης (Direct numerical simulation-DNS)**
Σε αυτή τη μεθοδολογία χρησιμοποιούνται οι πλήρεις εξισώσεις Navier-Stokes των οποίων η διακριτοποίηση γίνεται απευθείας επάνω σε αυτές χωρίς άλλη παραδοχή. Αποτελεί μια χρονοβόρα διαδικασία και κάποιες φορές άσκοπη, διότι το ενδιαφέρον τις περισσότερες φορές εστιάζεται στις μέσες τιμές των προς υπολογισμό ποσοτήτων και όχι σε κάθε τιμή των τυρβωδών διακυμάνσεων τους. Εδώ υπάρχει η δυνατότητα επίλυσης ολόκληρης της τύρβης. Η μεθοδολογία αυτή έχει υψηλό υπολογιστικό κόστος και δεν χρησιμοποιείται ευρέως. Είναι όμως χρήσιμη στην ανάπτυξη και επικύρωση νέων μοντέλων τύρβης.
- **Μοντέλα τύρβης για τις εξισώσεις RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes)**
Οι εξισώσεις RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes) εστιάζουν στις μέσες τιμές των μεταβλητών. Η επίλυση δεν είναι τόσο λεπτομερής συγκριτικά με την DNS, μιας και δεν απαιτείται λεπτομερές πλέγμα που να επιλύει την τύρβη στο χώρο και στο χρόνο. Η επίδραση της τύρβης στη μέση ροή παρέχεται από επιπλέον σχέσεις. Προτιμάται συχνά

σε προβλήματα πρακτικών εφαρμογών, καθώς το υπολογιστικό κόστος που απαιτείται για ακριβείς υπολογισμούς ροής είναι μέτριο.

- **Μεθοδολογία LES (Large eddy simulation)**

Η μεθοδολογία LES βρίσκεται σε μια ενδιάμεση θέση μεταξύ των δύο προαναφερθέντων, DNS & RANS. Σύμφωνα με αυτή τη μέθοδο, φιλτράρονται χωρικά οι εξισώσεις Navier-Stokes με αποτέλεσμα ένα ποσό της τύρβης να επιλύεται και ένα μικρό ποσό να μοντελοποιείται. Οι απαιτήσεις σε υπολογιστικούς πόρους όσον αφορά την αποθήκευση και τον όγκο των υπολογισμών είναι μεγάλες, αλλά αυτή η μέθοδος αρχίζει σιγά σιγά να αντιμετωπίζει τα προβλήματα CFD με σύνθετη γεωμετρία.

2.2.2.1 Γενικά στοιχεία της μεθοδολογίας RANS

Το υπολογιστικό πρόβλημα της παρούσας εργασίας προσεγγίστηκε με βάση τις εξισώσεις RANS, για αυτό και κρίνεται αναγκαία μια πιο λεπτομερής αναφορά στη δεδομένη μεθοδολογία.

Η μεθοδολογία 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, ώστε να προκύψουν καινούργιες εξισώσεις που λέγονται RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes) οι οποίες μοιάζουν με τις 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 ονομάζονται 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 που αποτελεί και το δυσκολότερο κομμάτι της μεθοδολογίας.

2.2.3 Μοντέλα τύρβης

Ένα μοντέλο τύρβης είναι χρήσιμο σε εφαρμογές υπολογιστικής ρευστομηχανικής (CFD) γενικής χρήσεως όταν έχει ευρεία εφαρμογή, είναι ακριβές, απλό και οικονομικό. Τα πιο συνηθισμένα μοντέλα στροβιλισμού RANS ταξινομούνται με βάση το πλήθος των επιπλέον εξισώσεων μεταφοράς που πρέπει να λυθούν μαζί με τις εξισώσεις RANS. Πιο αναλυτικά, τα μοντέλα τύρβης κατηγοριοποιούνται σε πρώτης τάξεως και σε δεύτερης τάξεως:

- Πρώτης τάξεως (εμπλέκονται ως διπλές συσχετίσεις διακυμάνσεων)
 - Μοντέλα 0 εξισώσεων (χρήση απλών αλγεβρικών σχέσεων)
 - Μοντέλα 1 εξίσωσης (επιλύουν μια επιπλέον εξίσωση μεταφοράς)
 - Μοντέλα 2 εξισώσεων (επιλύουν δύο επιπλέον εξισώσεις μεταφοράς)
 - Μοντέλα περισσότερων από 2 εξισώσεων / μη γραμμικά
- Δεύτερης τάξεως (εμπλέκονται έως τριπλές συσχετίσεις διακυμάνσεων)
 - Μοντέλα τάσεων Reynolds (RSM: Reynolds Stress Models)
 - Μοντέλα αλγεβρικά τάσεων Reynolds (ARSM: Algebraic Reynolds Stress Models)

Τα πρώτα και πιο απλά μοντέλα τύρβης που εμφανίστηκαν βασίστηκαν στην παρατήρηση ότι οι τάσεις Reynolds αυξάνουν μακροσκοπικά τη συνεκτικότητα του ρευστού. Οπότε και θεωρείται ένας τυρβώδης συντελεστής συνεκτικότητας μ_t κατ' αναλογία του μοριακού συντελεστή συνεκτικότητας μ . Η θεώρηση αυτή ονομάζεται υπόθεση Boussinesq και συνήθως χρησιμοποιείται στα μοντέλα 1ης τάξης, ανάγοντας το πρόβλημα σε πρόβλημα

προσδιορισμού του μ_t . Γενικά, ο μ_t θεωρείται ανάλογος μιας χαρακτηριστικής ταχύτητας και ενός χαρακτηριστικού μήκους.

2.2.3.1 Μοντέλα τύρβης 0 εξισώσεων

Σε αυτήν την κατηγορία ανήκει το μοντέλο μήκους ανάμιξης του Prandtl, στο οποίο ο συντελεστής τυρβώδους συνεκτικότητας μ_t θεωρείται ανάλογος ενός χαρακτηριστικού μήκους της τύρβης που δίνεται και μιας χαρακτηριστικής ταχύτητας που είναι ανάλογη της τοπικής κλίσεως της μέσης ταχύτητας. Ένα από τα επιτυχέστερα μοντέλα μηδενικής εξίσωσης είναι το προταθέν από τον E.R. van Driest κατά το οποίο το μήκος ανάμιξης του Prandtl μειώνεται ταχύτερα όσο πλησιάζει το στερεό όριο. Το μοντέλο των Cebeci-Smith χρησιμοποιεί διαφορετικές σχέσεις για το εσωτερικό και το εξωτερικό οριακό στρώμα ενώ η βελτιωμένη του εκδοχή, δηλαδή το μοντέλο των Baldwin-Lomax δεν απαιτεί σαν πληροφορία το πάχος του οριακού στρώματος δ . Τα μοντέλα τύρβης μηδενικών εξισώσεων έχουν εδραιωθεί καλά λόγω της ευκολίας στην υλοποίηση και στο χαμηλό υπολογιστικό κόστος και δίνουν καλές προλέξεις σε στρώματα λεπτής διάτμησης (jets, στρώματα ανάμειξης κ.ά.). Παρ' όλα αυτά, υπολογίζουν μόνο τις μέσες τιμές των ιδιοτήτων ροής και της τυρβώδους διατμητικής τάσης ενώ είναι εντελώς ανίκανα να περιγράψουν τις ροές με ανακυκλοφορία (16).

2.2.3.2 Μοντέλα τύρβης 1 εξίσωσης

Στην κατηγορία αυτή, η τυρβώδης συνεκτικότητα μ_t εκφράζεται συνήθως ως μια χαρακτηριστική ταχύτητα επί ένα χαρακτηριστικό μήκος. Η χαρακτηριστική ταχύτητα λαμβάνεται με χρήση της εξίσωσης μεταφοράς της τυρβώδους κινητικής ενέργειας k , συνήθως ως $k^{0.5}$. Στα μοντέλα αυτά παρουσιάζουν το πλεονέκτημα της χρήσης της ακριβούς εξίσωσης του k , αλλά και το μειονέκτημα της χρήσης εμπειρικών σχέσεων για το χαρακτηριστικό μήκος, με αποτέλεσμα να υπάρχει μια κάποια βελτίωση συγκριτικά με τα μοντέλα 0 εξισώσεων, αλλά όχι τόσο θεαματική. Το πιο γνωστό μοντέλο 1 εξίσωσης είναι το μοντέλο Spalart-Allmaras όπου η εξίσωση μεταφοράς αφορά την τυρβώδη συνεκτικότητα και χρησιμοποιείται επιτυχώς σε υβριδικά μοντέλα RANS/LES (16).

2.2.3.3 Μοντέλα τύρβης 2 εξισώσεων

Η κατηγορία αυτή απαρτίζεται από μοντέλα τύρβης δύο διαφορετικών εξισώσεων μεταφοράς τα οποία χρησιμεύουν για να εκφραστούν η χαρακτηριστική ταχύτητα και το χαρακτηριστικό μήκος. Η πρώτη είναι η εξίσωση μεταφοράς της τυρβώδους κινητικής ενέργειας ενώ η δεύτερη εκφράζει ποσότητες που στη γενική μορφή δίνονται από τη σχέση $k^m e^n$ όπου m, n εκθέτες. Η δεύτερη εξίσωση είναι στην ουσία και ο λόγος που διακρίνονται πολλαπλά μοντέλα σε αυτήν την κατηγορία.

Το πιο ευρέως διαδεδομένο και εφαρμόσιμο μοντέλο αποτελεί το μοντέλο τύρβης $k-\epsilon$ (Jones & Launder, Launder & Spalding) στο οποίο η δεύτερη εξίσωση μεταφοράς ϵ μοντελοποιεί την καταστροφή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Παρά τις παραδοχές που γίνονται στην μοντελοποίηση της εξίσωσης του ϵ , το μοντέλο συμπεριφέρεται εντυπωσιακά καλά σε μεγάλο εύρος ροών ως προς την περιπλοκότητα της τύρβης, σε σχέση με την απλότητά του. Βέβαια το μοντέλο $k-\epsilon$ δεν παρέχει μεγάλη ακρίβεια σε περιπτώσεις όπως ελεύθερες ροές, ροές που προσκρούουν σε στερεό σώμα, ροές με αποκόλληση και γενικότερα ροές με μεγάλη ανισοτροπία τάσεων όπως ροές περιδίνησης. Επιπλέον, φαίνεται να υπερεκτιμά το ρυθμό καταστροφής της τύρβης, δηλαδή παρατηρείται υψηλή τιμή υπολογισμού του τυρβώδους ιξώδους, καταπνίγοντας με αυτό τον τρόπο τις δίνες. Ωστόσο λόγω της απλότητας και της

ευρείας χρήσης του, αποτελεί αντικείμενο ενδιαφέροντος για την επιστημονική κοινότητα, καθώς η υπερανάλυσή του έχει κάνει σαφή τα τρωτά και άτρωτα σημεία του.

Υπάρχουν και άλλα μοντέλα που χρησιμοποιούν την εξίσωση του ε ως δεύτερη εξίσωση και ανήκουν στην γενική κατηγορία τροποποιημένων μοντέλων τύρβης $k-\varepsilon$. Στη συνέχεια αναφέρονται και περιγράφονται συνοπτικά τα κάποια από αυτά (16):

- **RNG $k-\varepsilon$:**
Θεωρείται ότι διορθώνει την ανεπάρκεια του $k-\varepsilon$ στην υπερεκτίμηση του ρυθμού καταστροφής της τύρβης, καθώς έχει έναν επιπλέον όρο παραγωγής στην εξίσωση μεταφοράς του ε . Παρατηρήθηκε ότι το μοντέλο έχει καλύτερη συμπεριφορά σε αποκολλήσεις και επανακολλήσεις της ροής, όμοια συμπεριφορά με το $k-\varepsilon$ για μικρές διατμητικές τάσεις και χειρότερη συμπεριφορά σε πίδακες και πλούμια.
- **MMK $k-\varepsilon$:**
Θεωρείται καταλληλότερο για περιπτώσεις ατμοσφαιρικών ροών, επιβάλλοντας έναν όρο διόρθωσης στην τυρβώδη συνεκτικότητα μ_t ώστε να περιορίζεται η υπερεκτίμηση σε περιοχές πρόσκρουσης.
- **Μοντέλο $k-\omega$:**
Θεωρείται μοντέλο 2 εξισώσεων μόνο που στην περίπτωση της δεύτερης εξίσωσης χρησιμοποιείται άλλη ποσότητα από το ε (καταστροφή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας), το ω που αντιστοιχεί στον ειδικό ρυθμό καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας και ισοδυναμεί με ε/k (s^{-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 στερεά όρια, αλλά δεν υπάρχει εμπειρία από την χρήση του στην ατμόσφαιρα.
- **SST $k-\omega$:**
Αποτελεί το τροποποιημένο μοντέλο $k-\omega$, εκμεταλλευόμενο τα πλεονεκτήματα που παρέχει το απλό μοντέλο $k-\omega$ κοντά στο τοίχωμα και το μοντέλο $k-\varepsilon$ στο υπόλοιπο πεδίο ροής.

2.2.3.4 Μοντέλα τύρβης περισσότερο από 2 εξισώσεων / μη γραμμικά

Στην κατηγορία αυτή ανήκουν μοντέλα τα οποία λύνουν 3 ή ακόμη και 4 εξισώσεις μεταφοράς. Χαρακτηριστικό μοντέλο αυτής της κατηγορίας αποτελεί το V2F το οποίο εκτός από τις εξισώσεις μεταφοράς του k και του ε , λύνει άλλη μία για την ποσότητα 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 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 v_2 αντί για το k , εξακολουθεί να βασίζεται στην υπόθεση Boussinesq. Τα μοντέλα που χρησιμοποιούν την υπόθεση Boussinesq, υποθέτουν ομοιομορφία των τάσεων Reynolds. Για να αρθεί αυτή η παραδοχή, πρέπει να χρησιμοποιηθούν μοντέλα ανώτερης τάξης, ή να γίνει προσπάθεια κατάλληλης τροποποίησης των ήδη υπαρχόντων μοντέλων. Στην δεύτερη κατηγορία ανήκουν τα ανισότροπα ή μη γραμμικά μοντέλα (συνήθως $k-\varepsilon$) με χαρακτηριστικό παράδειγμα το μοντέλο του Speziale, το οποίο απλοποιήθηκε από τους Gatski & Speziale για να έχει καλύτερη ευστάθεια. Στο μοντέλο αυτό, υπολογίζονται τα k και ε ενώ οι τάσεις Reynolds δίνονται από αλγεβρικές σχέσεις που εμπλέκουν τα k και ε μαζί με τετραγωνικούς όρους κλίσεων ταχυτήτων (16).

2.2.3.5 Μοντέλα τύρβης τάσεων Reynolds (RSM) & αλγεβρικά τάσεων Reynolds (ARSM)

Στα μοντέλα αυτά 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. Ωστόσο οι όροι των εξισώσεών 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 προκύπτουν έξι διαφορετικές εξισώσεις για τις τάσεις και μια έβδομη για το ϵ . Συνεπώς, στα RSM μοντέλα μπορούν να υπολογιστούν ανισοτροπίες των τάσεων και να προβλεφθούν οι δευτερεύουσες ροές σε ένα κανάλι. Η χρήση τους είναι περιορισμένη, καθώς έχουν τεράστιο υπολογιστικό κόστος και παρουσιάζουν δυσκολίες στη σύγκλιση ενώ τα αποτελέσματά τους δεν είναι πάντα τόσο καλά σε ορισμένες περιπτώσεις όπως τα αξονοσυμμετρικά jets (axisymmetric jets) και οι ροές ελεύθερης ανακυκλοφορίας.

Το μειονέκτημα του μεγάλου χρόνου που απαιτείται για τον υπολογισμό των επτά διαφορετικών εξισώσεων μετριάζεται κατά πολύ με τα αλγεβρικά μοντέλα τάσεων Reynolds (ARSM), καθώς συνδυάζουν τη γενικότητα της προσέγγισης των RSM με την οικονομία του μοντέλου k- ϵ . Το πιο γνωστό μοντέλο είναι το μοντέλο του Rodi κατά το οποίο εκφράζονται οι όροι 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.

Γενικά η μεθοδολογία RANS προτιμάται σε προβλήματα steady state, δηλαδή σε προβλήματα που δεν παρατηρείται χρονική μεταβολή των προς υπολογισμό ποσοτήτων. Ωστόσο, δίνεται η δυνατότητα να προσεγγιστούν και ασταθή προβλήματα ροής, αντιμετωπίζοντάς τα σαν μια αλληλουχία σταθερών προβλημάτων. Η μεθοδολογία αυτή λέγεται Unsteady RANS (URANS). Επιπλέον, αξίζει να σημειωθεί ότι ένα από τα βασικά πλεονεκτήματά της μεθοδολογίας RANS, είναι η ταχύτητα λήψης αποτελέσματος συγκριτικά πάντα με τις δύο προαναφερθείσες μεθοδολογίες, DNS και LES. Επίσης, το γεγονός ότι δεν έχει υψηλές απαιτήσεις και περιορισμούς ως προς την ποιότητα του πλέγματος αποτελεί θετικό στοιχείο καθώς συνδυάζεται με άκρως ικανοποιητικά αποτελέσματα σε μη χρονικά μεταβαλλόμενα πεδία. Από την άλλη μεριά, εμφανίζει και τρωτά σημεία. Βασικά της μειονεκτήματα είναι η ανάγκη μοντελοποίησης της τύρβης η οποία εξαρτάται από το φυσικό πρόβλημα, η αδυναμία υπολογισμού της τύρβης και των χαρακτηριστικών της καθώς επίσης η μειωμένη ακρίβεια της μεθόδου σε ασταθείς ροές (16). Στο κεφάλαιο 3 θα γίνει παρουσίαση των μαθηματικών σχέσεων που διέπουν την μεθοδολογία RANS όπως επίσης και του μοντέλου τύρβης k- ϵ που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία.

2.3 Ατμοσφαιρικό Οριακό Στρώμα

2.3.1 Ανάπτυξη Ατμοσφαιρικού Οριακού Στρώματος

Καθώς η ατμόσφαιρα βρίσκεται σε σχετική κίνηση με τη Γη, στο κατώτατο τμήμα της, λόγω του ιξώδους του αέρα, δημιουργείται ένα στρώμα αέρα, το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα (ΑΟΣ), μέσα στο οποίο η σχετική ταχύτητα μεταβάλλεται από μηδέν πάνω στην επιφάνεια της Γης μέχρι μεγαλύτερες τιμές (17) (18). Στο οριακό αυτό στρώμα δεν μπορούν να αγνοηθούν οι δυνάμεις τριβής, σε αντίθεση με τον αέρα έξω από αυτή τη στοιβάδα.

Το ύψος του ΑΟΣ δεν είναι σταθερό ούτε τοπικά ούτε χρονικά. Η τιμή του επηρεάζεται κυρίως από τη μορφή του στερεού ορίου (τραχύτητα εδάφους), δηλαδή την επιφάνεια της Γης, και την κατάσταση ευστάθειας της ατμόσφαιρας. Στην ουδέτερη ατμοσφαιρική κατάσταση, ο

δεύτερος παράγοντας εξαλείφεται και ο προσδιορισμός του ύψους του ΑΟΣ αποτελεί συνάρτηση της μορφολογίας της επιφάνειας του εδάφους και συγκεκριμένα της τραχύτητας του. Για ομαλό έδαφος και αδύναμο άνεμο το πάχος του οριακού στρώματος μπορεί να είναι της τάξης των 200 m ενώ για έντονο άνεμο δύναται να φθάσει μέχρι 1200 m. Για πολύ ευσταθή κατάσταση της ατμόσφαιρας το πάχος του ΑΟΣ είναι της τάξης των 30 m ενώ σε συνθήκες αστάθειας το συνθήκες ύψος του ΑΟΣ φθάνει μέχρι 3 km.

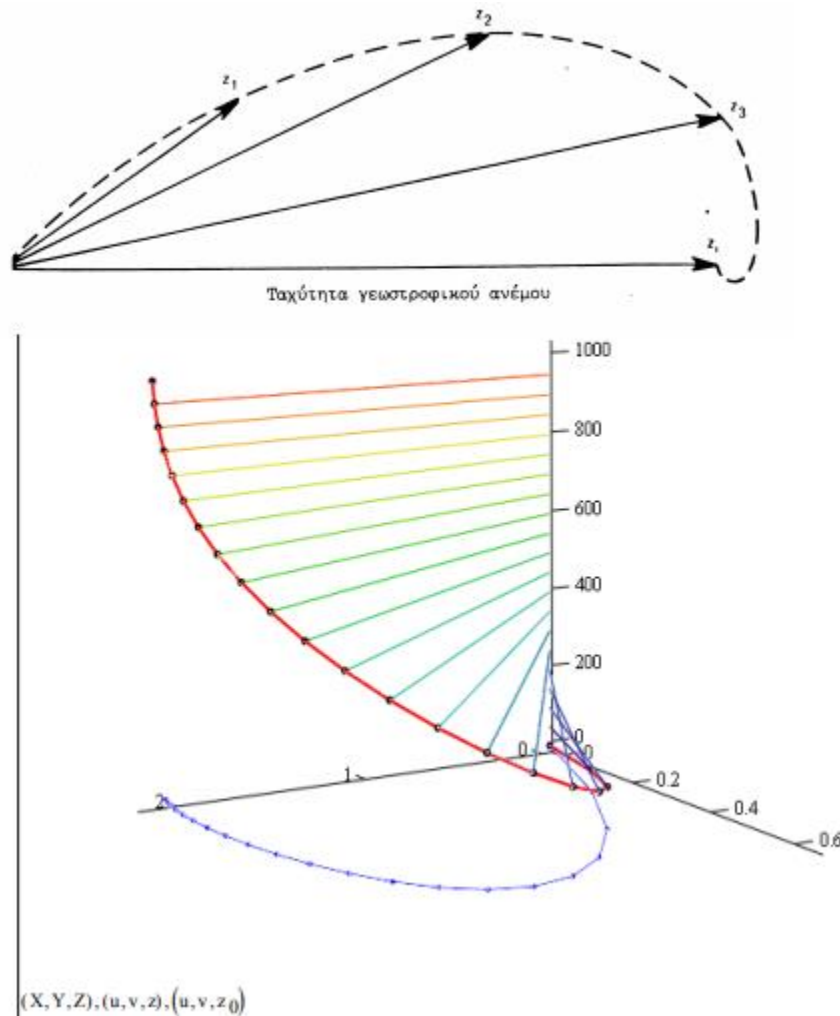
Ωστόσο, μετρήσεις έχουν δείξει αποκλίσεις μεταξύ επιφανειών παρόμοιας τραχύτητας. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι οι περιοχές που έχουν σχετικά μεγάλη έκταση και συγχρόνως παρουσιάζουν ομοιόμορφη τραχύτητα ώστε να αναπτυχθεί πλήρως το ΑΟΣ είναι συνήθως μόνο έρημοι, θάλασσες, πεδιάδες με ομοιόμορφη κάλυψη κ.ά.. Οι περιοχές που παρουσιάζουν συνήθως ενδιαφέρον (αστικά ή βιομηχανικά κέντρα, παραθαλάσσιες ή παραλίμνιες περιοχές) χαρακτηρίζονται από περιβάλλοντα αέρα ουδέτερης κατάστασης λόγω της θερμικής ανομοιομορφίας προς κάθε κατεύθυνση και από έντονες μεταβολές της τραχύτητας του εδάφους με αποτέλεσμα είτε να μην προλαβαίνει να αναπτυχθεί πλήρως το ΑΟΣ είτε να δημιουργείται ένα εσωτερικό οριακό στρώμα που τροποποιεί την αρχική μορφή του ΑΟΣ. Για να υπάρχει μια κοινή αναφορά, χωρίς όμως να περιορίζεται κάποια ευελιξία επιλογής, προτάθηκε από τον Counihan για το ουδέτερο ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα μία μέση τιμή για κάθε μορφή εδάφους ίση με 600 m.

2.3.2 Δομή Ατμοσφαιρικού Οριακού Στρώματος

Μέσα στο ΑΟΣ μπορούν να διακριθούν δύο επί μέρους στρώματα. Σε άμεση επαφή με την επιφάνεια του εδάφους βρίσκεται το στρωτό οριακό υπόστρωμα του οποίου το πάχος είναι το πολύ μερικά χιλιοστά. Ο αέρας που το αποτελεί προσκολλάται σε όλες τις επιφάνειες του στερεού ορίου. Το δεύτερο στρώμα πάνω από το οριακό υπόστρωμα, είναι τυρβώδες και η τύρβη που παράγεται οφείλεται σε μηχανικά αίτια (χαρακτηριστικό της ουδέτερης κατάστασης της ατμόσφαιρας) παρά σε θερμικά. Στην περίπτωση αυτή είναι χρήσιμο το τυρβώδες οριακό στρώμα να χωρίζεται σε δύο υποστρώματα, το επιφανειακό στρώμα και το στρώμα Ekman.

Το επιφανειακό τυρβώδες στρώμα χαρακτηρίζεται από έντονη, μικρής κλίμακας τύρβη που δημιουργείται κατά κύριο λόγο από την επιφανειακή τραχύτητα και δεύτερον από τη μεταφορά θερμότητας λόγω ρευμάτων, ενώ η διανομή της ταχύτητας είναι τέτοια ώστε η οριζόντια διατμητική τάση να είναι σχεδόν σταθερή και ανεξάρτητη από το ύψος. Το πάχος του επιφανειακού στρώματος κατά τη διάρκεια της ημέρας φθάνει μέχρι 100 m ενώ τη νύχτα, που το πάχος ολόκληρου του ΑΟΣ ελαττώνεται, το πάχος αυτό γίνεται μόνο μερικά μέτρα.

Στο στρώμα Ekman που εκτείνεται από την κορυφή του επιφανειακού στρώματος μέχρι το ύψος του ΑΟΣ, υπάρχει ισορροπία μεταξύ της δύναμης Coriolis, της δύναμης λόγω κλίσης της πίεσης και των διατμητικών τάσεων. Κύριο χαρακτηριστικό του στρώματος Ekman είναι η στροφή του διανύσματος της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας του ανέμου γύρω από κατακόρυφο άξονα καθώς αυξάνει το ύψος, με τρόπο ώστε, με προβολή των διανυσμάτων σε οριζόντιο επίπεδο τα άκρα τους να βρίσκονται σε μια σπείρα, τη σπείρα Ekman. Αυτό οφείλεται στο ότι κάθε στρώμα του ρευστού επιβραδύνεται λόγω τριβής από το στρώμα που βρίσκεται από κάτω και σαν αντίδραση η ταχύτητα του επάνω στρώματος, λόγω της περιστροφής της Γης, στρέφεται προς τα δεξιά της τάσης που εφαρμόζεται. Καθώς η τάση μεταβιβάζεται από το ένα στρώμα στο άλλο, το διάνυσμα στρέφεται σταδιακά. Έτσι, όσο προσεγγίζεται το έδαφος, το διάνυσμα της ταχύτητας στρέφεται προς τα αριστερά του διανύσματος της ταχύτητας που επικρατεί σε ύψος 1 km για το Βόρειο Ημισφαίριο της Γης και δεξιά για το Νότιο. Η ταχύτητα αυτή καλείται γεωστροφική.



Σχήμα 1.4 Προβολή διανύσματος ταχυτήτων της σπείρας Ekman το έδαφος (επίπεδο u, v) (πάνω) και Σπείρα μεταβολής των ταχυτήτων Ekman στον χώρο (u, v, z) (κάτω) (19) (20)

Το ιδανικό στρώμα Ekman που καλύπτει όλο το πάχος του ΑΟΣ παρατηρείται σπάνια λόγω του ότι ο συντελεστής τυρβώδους συνεκτικότητας μ_t (eddy viscosity coefficient) που επηρεάζει τις δύο συνιστώσες της οριζόντιας ταχύτητας (U, V) και της σπείρας, μεταβάλλεται συνεχώς και πολύ γρήγορα σε σχέση με το ύψος κοντά στο έδαφος. Με άλλα λόγια, η μαθηματική έκφραση του στρώματος Ekman ισχύει μόνο επάνω από το επιφανειακό στρώμα. Έτσι, μια περισσότερο ικανοποιητική περιγραφή του ΑΟΣ υπολογίζεται με το συνδυασμό της λογαριθμικής κατακόρυφης διανομής ταχύτητας που θα παρουσιασθεί στη συνέχεια, για το επιφανειακό στρώμα με τη σπείρα Ekman για τα μεγαλύτερη ύψη.

2.3.3 Χαρακτηριστικά ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος

Κατά την περίοδο 1880-1959, οι ιδιότητες του ΑΟΣ μελετήθηκαν σε μεγάλο βαθμό και έτσι δημιουργήθηκε μια γενική περιγραφή της δομής της ροής του ΑΟΣ. Όμως οι λεπτομέρειες της ροής του ΑΟΣ παρέμεναν άγνωστες. Κατά τις μετέπειτα δεκαετίες του 1960 και 1970, σημαντικός αριθμός δεδομένων από μετρήσεις επέτρεψε την εξαγωγή πιο λεπτομερούς περιγραφής του ΑΟΣ. Οι εμπειρικές εξισώσεις που αναπτύχθηκαν για την περιγραφή του ΑΟΣ οδήγησαν στην προσομοίωση των ατμοσφαιρικών ροών.

Κατά την προσομοίωση του ΑΟΣ είναι σημαντική η ακριβής περιγραφή του ΑΟΣ και των χαρακτηριστικών του. Για την περιγραφή του ανέμου είναι κοινώς αποδεκτά είναι τα εξής χαρακτηριστικά (21):

- Η κατατομή της μέσης ταχύτητας του ανέμου με το ύψος για τις τρεις διευθύνσεις του ανέμου.
- Η κατατομή της έντασης και της ολοκληρωτικής κλίμακας μήκους της τύρβης του ανέμου με το ύψος.
- Το φάσμα τυρβώδους κινητικής ενέργειας της τύρβης του ανέμου .

Τα παραπάνω χαρακτηριστικά παρουσιάζονται και εξετάζονται στην συνέχεια.

2.3.3.1 Μέση ταχύτητα

Υπάρχουν αρκετές σχέσεις που περιγράφουν την κατατομή της μέσης ταχύτητας του ΑΟΣ με το ύψος . Το πρόβλημα μάλιστα της έκφρασης της κατακόρυφης μεταβολής του μέτρου της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας του ανέμου με κάποιο νόμο, εκθετικό ή λογαριθμικό, είναι θέμα αρκετών μελετών (22).

Το 1880 ο Stevenson πρότεινε ένα παραβολικό νόμο που παρείχε μια ικανοποιητική αναπαράσταση των προφίλ της ταχύτητας αλλά όχι σε στα τελευταία 10 m των μετρούμενων ταχυτήτων:

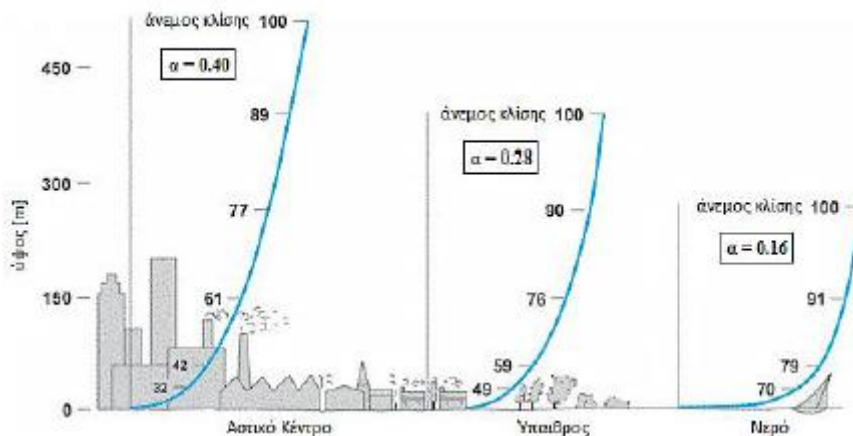
$$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{ref}} = \sqrt{\frac{z+22}{z_{ref}+22}} \quad (2.6)$$

Όπου z , z_{ref} σε m

Το 1916 ο Hellman ανέπτυξε ένα καλύτερο εμπειρικό προφίλ για την ταχύτητα του αέρα, τον εκθετικό νόμο, που όμως εξακολουθεί να μην περιγράφει ικανοποιητικά τα τελευταία 10 m:

$$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{ref}} = \left(\frac{z}{z_{ref}} \right)^\alpha \quad (2.7)$$

Η οριζόντια ταχύτητα $\bar{u}(z)$ είναι η μέση ταχύτητα σε ύψος z από την επιφάνεια του εδάφους. Όπου z_{ref} και u_{ref} το ύψος αναφοράς και η μέση ταχύτητα στο ύψος αυτό. Στην μετεωρολογία λαμβάνεται $z_{ref} = 10$ m. Ο εκθέτης α εξαρτάται από την τραχύτητα του εδάφους.



Σχήμα 1.5 Εκθέτης α με βάση την τραχύτητα του εδάφους (20)

Το 1949 ο Sutton, ξεπέρασε το παραπάνω πρόβλημα αναπτύσσοντας τον λογαριθμικό νόμο που θα μας απασχολήσει στην παρούσα εργασία. Η μέση ταχύτητα εκφράζεται από την σχέση:

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \left(\frac{z - z_d}{z_0} \right)$$

ή

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right)$$
(2.8)

όπου \bar{u} η μέση ταχύτητα του ανέμου στο ύψος z , u_* η ταχύτητα τριβής, k η σταθερά von Karman με τιμή 0.41, z_0 το μήκος τραχύτητας του εδάφους, z_d το επίπεδο μηδενικής μετατόπισης.

Το επίπεδο μηδενικής μετατόπισης z_d ορίζεται ως το ύψος πάνω από την επιφάνεια του εδάφους, όπου η μέση ταχύτητα του ανέμου είναι μηδενική, εξ' αιτίας της ύπαρξης εμποδίων στη ροή του ανέμου. Σε περίπτωση όμως που η πυκνότητα των εμποδίων είναι μεγάλη, μπορεί να θεωρηθεί ότι $d=h$, όπου h το μέσο ύψος των εμποδίων. Η τιμή του d δεν επηρεάζει την κατακόρυφη κατανομή του ανέμου, απλώς την μετατοπίζει κατά d .

Το ύψος τραχύτητας z_0 είναι ένας διορθωτικός όρος ο οποίος μετρά την επίδραση της τραχύτητας της επιφάνειας στη ροή του ανέμου και κυμαίνεται μεταξύ του 1/10 και 1/30 του μέσου ύψους των στοιχείων τραχύτητας του εδάφους. Το μήκος τραχύτητας υπολογίζεται πάνω από το επίπεδο μηδενικής μετατόπισης και είναι το ύψος όπου λαμβάνουν χώρα μερικές διεργασίες της ροής αλλά η μέση ταχύτητα της ροής είναι μηδενική. Το μήκος τραχύτητας συσχετίζεται, αλλά δεν είναι ισοδύναμο, με το ύψος των στοιχείων τραχύτητας της επιφάνειας. Συγκεκριμένα, εξαρτάται τόσο από το σχήμα όσο και από την πυκνότητα κατανομής των στοιχείων τραχύτητας.

Επιφάνεια	z_0 [m]
Πάγος	10^{-5}
Χιόνι	10^{-3}
Ομαλή θάλασσα	10^{-3}
Επίπεδη έρημος	10^{-3}
Γρασίδι	10^{-2}
Άκοφτο γρασίδι	0.05
Φυτείες δημητριακών	0.1
Δάσος	1
Προάστια	2
Κέντρο πόλης	5-10

Πίνακας 2.1: Τιμές ύψους τραχύτητας εδάφους (14)

Η ταχύτητα τριβής u_* ορίζεται από την σχέση:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_s}{\rho}}$$
(2.9)

όπου τ_s η διατμητική τάση που η κίνηση της αέριας μάζας ως προς το έδαφος ασκεί στο έδαφος και ρ η πυκνότητα του αέρα.

Ο λογαριθμικός νόμος ισχύει για ουδέτερη κατάσταση ατμόσφαιρας όμως μπορεί να γενικευτεί για διάφορες καταστάσεις ευστάθειας, συναρτήσει μιας παραμέτρου ευστάθειας L , του μήκους Monin-Obukhov. Επίσης υπάρχουν διάφορες άλλες παραλλαγές που υπολογίζουν την επίδραση της δύναμης Coriolis για πιο μεγάλα ύψη, βάσει της παραμέτρου Coriolis που εξαρτάται από την ταχύτητα περιστροφής της γης και από το γεωγραφικό πλάτος.

Η έκφραση της κατακόρυφης κατανομής της οριζόντιας ταχύτητας με τον εκθετικό νόμο παρουσιάζει, τρωτά σημεία, ειδικά για τα πρώτα μέτρα του ΑΟΣ. Έχει διαπιστωθεί ότι στα πρώτα μέτρα η κατακόρυφη κατανομή ακολουθεί τον εκθετικό νόμο ενώ στα μεγαλύτερα ύψη ο λογαριθμικός νόμος δίνει ακριβέστερη μαθηματική έκφραση της κατανομής σε σύγκριση με τον εκθετικό νόμο. Επιπλέον, το πρόβλημα στη χρήση του λογαριθμικού νόμου είναι η εύρεση της ακριβούς τιμής, σε κάθε τμήμα της φυσικής επιφάνειας, της ταχύτητας τριβής, της μετατόπισης του μηδενικού επιπέδου και της σταθεράς von Karman που επίσης δεν έχει σταθερή τιμή. Ο προσεγγιστικός προσδιορισμός των τιμών των μεγεθών αυτών εξαλείφει τα πλεονεκτήματα της ακριβούς μαθηματικής έκφρασης της κατακόρυφης κατανομής με το λογαριθμικό νόμο. Συνεπώς προκύπτει σφάλμα προσδιορισμού της κατανομής, παρόμοιας τάξης μεγέθους με αυτό που εμπεριέχεται στη χρησιμοποίηση του εκθετικού νόμου, με τον οποίο, όμως, υπάρχει το πλεονέκτημα του ταχύτερου προσδιορισμού και επί πλέον, της μεγαλύτερης ευελιξίας ένταξης της κατακόρυφης κατανομής, σε κάποια ομάδα κατανομών γνωστών επιφανειών οι οποίες έχουν ήδη μελετηθεί εκ των προτέρων.

2.3.3.2 Χαρακτηριστικά τύρβης

Η πιο απλή και η πιο συνήθης χρησιμοποιούμενη μέθοδος περιγραφής της τύρβης είναι η ένταση της τύρβης. Αν ορίσουμε τη μέση τιμή ταχύτητας για περίοδο ολοκλήρωσης T ως

$$\bar{U} = \frac{1}{T} \int_0^T U(t) dt \quad (2.10)$$

Η τύρβη ορίζεται ως

$$u(t) = U(t) - \bar{U} \quad (2.11)$$

και η ένταση της τύρβης ορίζεται από την σχέση:

$$\overline{u^2} = \frac{1}{T} \int_0^T [u(t) - \bar{u}]^2 dt \quad (2.12)$$

Η ένταση της τύρβης ορίζεται συνεπώς από τη σχέση

$$I = \frac{u_{rms}}{\bar{u}} \quad (2.13)$$

Ομοίως ορίζονται και για τις ταχύτητες στις άλλες δύο διευθύνσεις ταχύτητας.

Για την ένταση της τύρβης υπάρχει πληθώρα από εμπειρικές σχέσεις που προέκυψαν πειραματικά. Μετρήσεις στο επιφανειακό οριακό στρώμα έδειξαν ότι η ένταση της τύρβης έχει άμεση σχέση με την ταχύτητα τριβής

$$\sqrt{\overline{u^2}} = 2.5u_* \quad (2.14)$$

Συνδυάζοντας τις παραπάνω σχέσεις με τον λογαριθμικό νόμο έχουμε την ένταση της τύρβης με το ύψος:

$$I(z) = \frac{1}{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)} \quad (2.16)$$

Πρέπει να σημειωθεί ότι οι μετρήσεις αυτές έγιναν κάτω από ιδανικές συνθήκες, δηλαδή μεγάλες αποστάσεις, επίπεδες επιφάνειες και ομοιόμορφη τραχύτητα εδάφους και ουδέτερη ατμόσφαιρα.

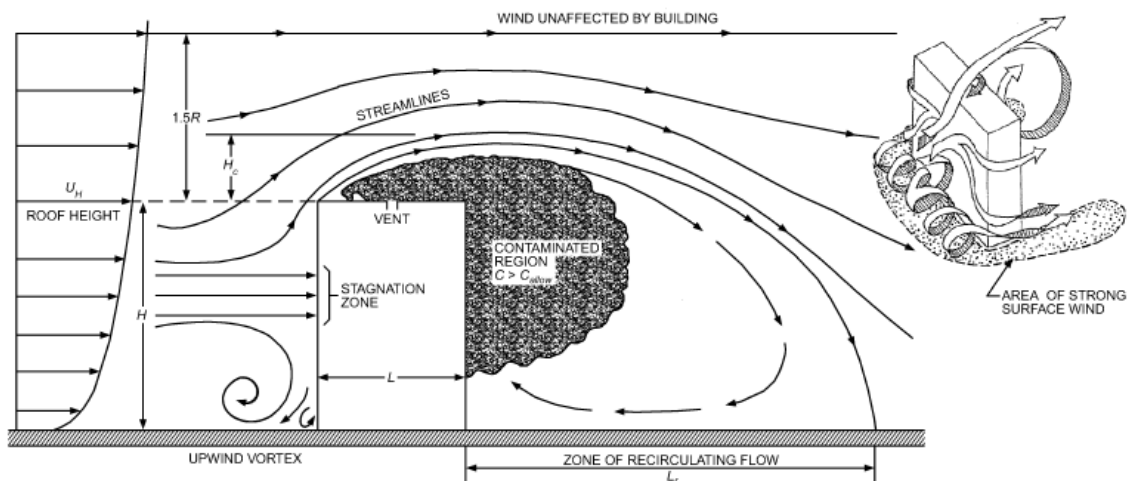
Κεφάλαιο 3ο:

Ροή αέρα γύρω από κυβικά σώματα

3.1. Εισαγωγή

Η μελέτη της ροής του αέρα γύρω από κτήρια αποτελεί ένα πολύ σημαντικό τομέα έρευνας, καθώς παρέχει βασικές πληροφορίες για πολλές εφαρμογές, οι οποίες σχετίζονται με την ασφάλεια και την άνεση του ανθρώπινου δυναμικού ενώ ταυτόχρονα επηρεάζει την ασφάλεια του ανθρώπινου δυναμικού, τη λειτουργία και τις διεργασίες του εξοπλισμού των κτηρίων, την προστασία από τις καιρικές συνθήκες, τη δομική ακεραιότητα και την ενεργειακή απόδοση των ίδιων των κτηρίων (φυσικός εξαερισμός, φορτία ανέμου, απώλειες θερμότητας, έλεγχος ρύπων κλπ.). Ο αέρας δημιουργεί επιφανειακές πιέσεις στα κτήρια οι οποίες επηρεάζουν τα συστήματα εξαερισμού και τον φυσικό αερισμό ενώ η κατανομή της ταχύτητας και της τύρβης της μέσης ροής του αέρα που διέρχεται από ένα κτήριο μπορούν να ανακυκλώσουν τα καυσαέρια στις εισροές αέρα. Συνεπώς η αξιολόγηση των μορφών της ροής του ανέμου και η εκτίμηση των πιέσεων είναι καίριας σημασίας για τον εντοπισμό των προβλημάτων που προκαλούνται από τις επιπτώσεις του ανέμου στις εισροές και εκροές του αέρα καθώς και στον εξοπλισμό του κτηρίου.

Ακόμα και στα κτήρια που χαρακτηρίζονται από σχήματα μέτριας πολυπλοκότητας, όπως δομές σε σχήμα L ή U που σχηματίζονται από δύο ή τρία ορθογώνια μπλοκ, μπορούν να δημιουργηθούν ροές υπερβολικά σύνθετες για να γενικευτούν. Για τον προσδιορισμό των συνθηκών ροής που επηρεάζονται από τα περιβάλλοντα κτήρια ή την τοπογραφία απαιτούνται δοκιμές σε αεροδυναμικές σήραγγες για μοντέλα φυσικής κλίμακας ή μετρήσεις σε ήδη υπάρχοντα κτήρια. Ωστόσο, αν ένα κτήριο είναι προσανατολισμένο κάθετα προς τον άνεμο, μπορεί να θεωρηθεί ότι αποτελείται από πολλά ανεξάρτητα κυβικά σώματα. Η απλούστερη περίπτωση είναι εκείνη των απομονωμένων κτηρίων κυβικής μορφής, ενώ υπάρχουν μελέτες και για τις επιπτώσεις των κοντινών κτηρίων στη ροή του ανέμου.

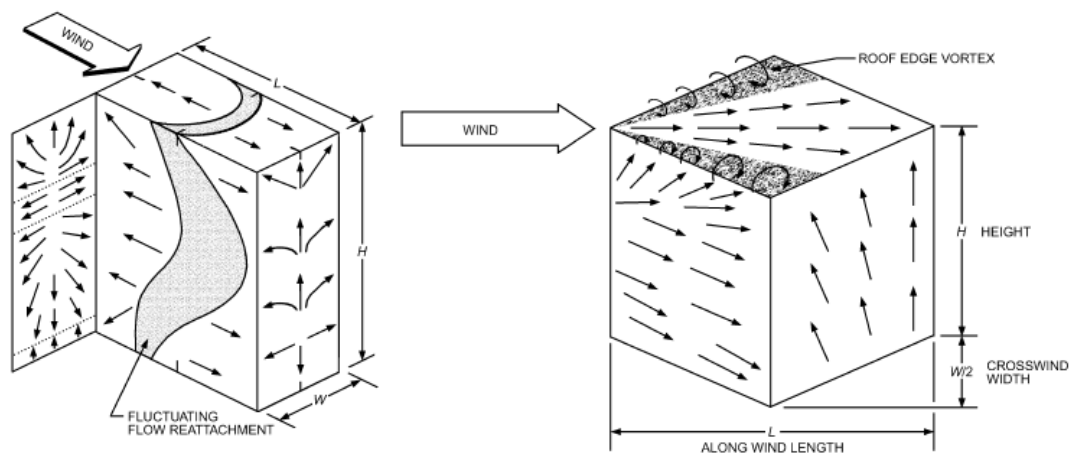


Σχήμα 3.1 Ροή γύρω από σώματα ορθογωνικής διατομής (25)

3.2. Πεδίο ροής γύρω από κυβικά σώματα - Ροή κάθετη στην επιφάνεια του κύβου

Καθώς ο άνεμος προσκρούει σε ένα κυβικό σώμα, αρχικά παρατηρείται, ότι στην προσήνεμη πλευρά σχηματίζεται μια ζώνη ανακοπής της ροής. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, τον ακτινωτό διαχωρισμό της ροής από την περιοχή ανακοπής της, προς όλες τις κατευθύνσεις. Έτσι, ανοδικά και καθοδικά ρεύματα σχηματίζονται αντίστοιχα πάνω και κάτω από την περιοχή ανακοπής της ροής και δεξιά – αριστερά οδηγούνται τα πλευρικά ρεύματα. Η ροή του αέρα διαχωρίζεται στις άκρες του κτηρίου, δημιουργώντας ζώνες επανακυκλοφορίας πάνω από τις κατάντι επιφάνειες (στέγη, πλευρικές και πίσω πλευρές κτηρίου) και επεκτείνεται στην κατάντι ροή.

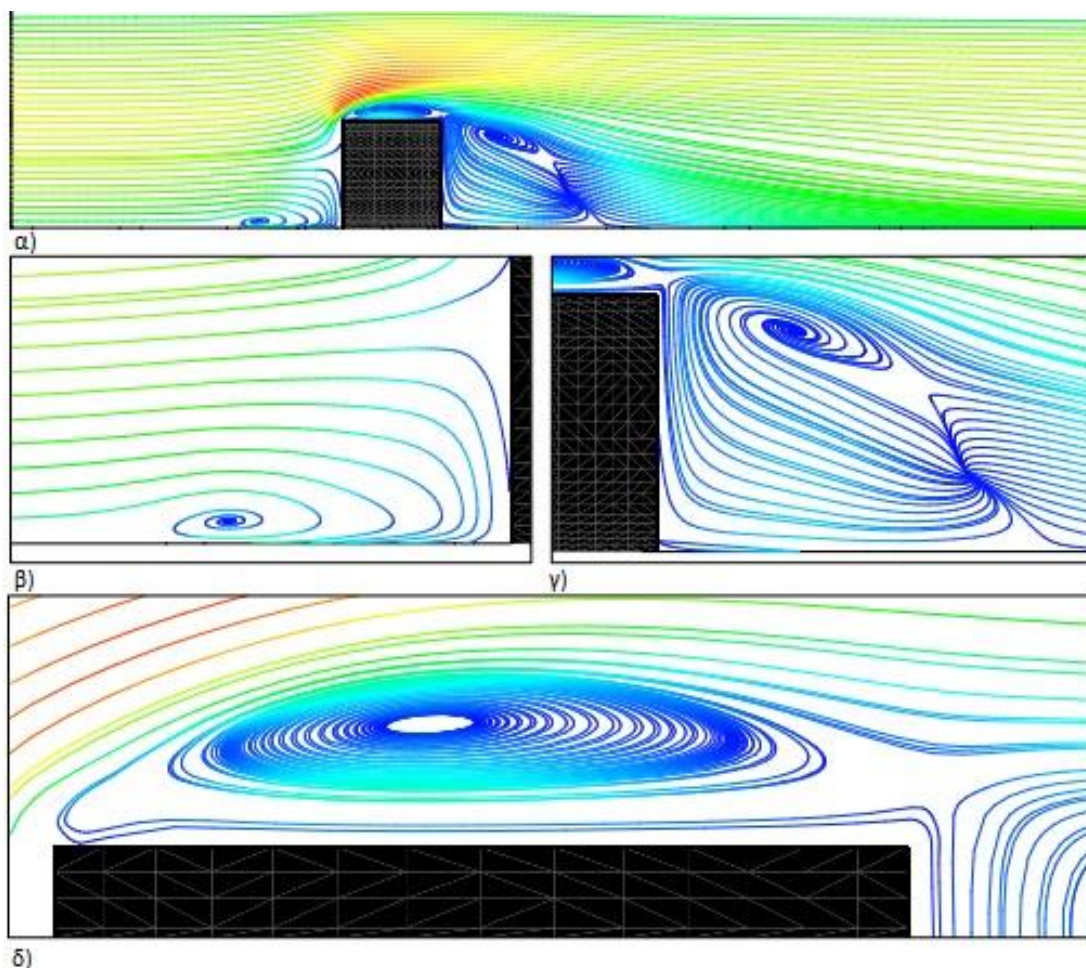
Στον προσήνεμο τοίχο, η επιφανειακή ροή επηρεάζεται σε μεγάλο βαθμό από τα χαρακτηριστικά του αέρα. Το Σχήμα 3.1 δείχνει ότι η μέση ταχύτητα του ανέμου U_H που πλησιάζει ένα κτήριο αυξάνεται με το ύψος H πάνω από το έδαφος. Υψηλότερη ταχύτητα ανέμου στο επίπεδο της οροφής προκαλεί μεγαλύτερη πίεση στο ανώτερο τμήμα του τοίχου σε σχέση με την περιοχή κοντά στο έδαφος, γεγονός που οδηγεί σε κατώρευμα στο χαμηλότερο μισό έως τα δύο τρίτα του κτηρίου.



Σχήμα 3.2 Γραμμές ροής στην επιφάνεια σώματος κυβικής μορφής ανάλογα με τη γωνία πρόσκρουσης του ανέμου. (25)

Στο άνω ένα τέταρτο έως το ένα τρίτο του κτηρίου, η ροή ανέμου κατευθύνεται προς τα πάνω, πάνω από την οροφή (ανώρευμα). Για ένα κτήριο με ύψος H μεγαλύτερο κατά τρεις ή περισσότερες φορές του πλάτους W της προσήνεμης πλευράς, μπορεί να υπάρχει μια ενδιάμεση ζώνη στασιμότητας μεταξύ των περιοχών κατωρεύματος και ανωρεύματος, όπου η ροή περνά οριζοντίως γύρω από το κτήριο, όπως φαίνεται στα Σχήματα 3.1 (ένθετα) και 3.2.

Το κατώρευμα στην κάτω επιφάνεια της προσήνεμης όψης διαχωρίζεται από το κτήριο προτού φτάσει στο έδαφος και κινείται προς τα κάτω για να σχηματίσει μια περιοχή με υψηλές μέσες ταχύτητες και υψηλές αναταράξεις κοντά στο έδαφος προκαλώντας πυκνές δίνες (“area of strong surface wind” στο Σχήμα 3.1). Αυτός ο ανεστραμμένος στρόβιλος σε επίπεδο εδάφους μεταφέρεται γύρω από τις πλευρές του κτηρίου σε σχήμα U, ονομάζεται πεταλοειδής στρόβιλος (horseshoe vortex) και δυσχαιραίνει την απομάκρυνση της σκόνης και των θραυσμάτων που μπορούν να μολύνουν τις εισροές αέρα κοντά στο επίπεδο του εδάφους.

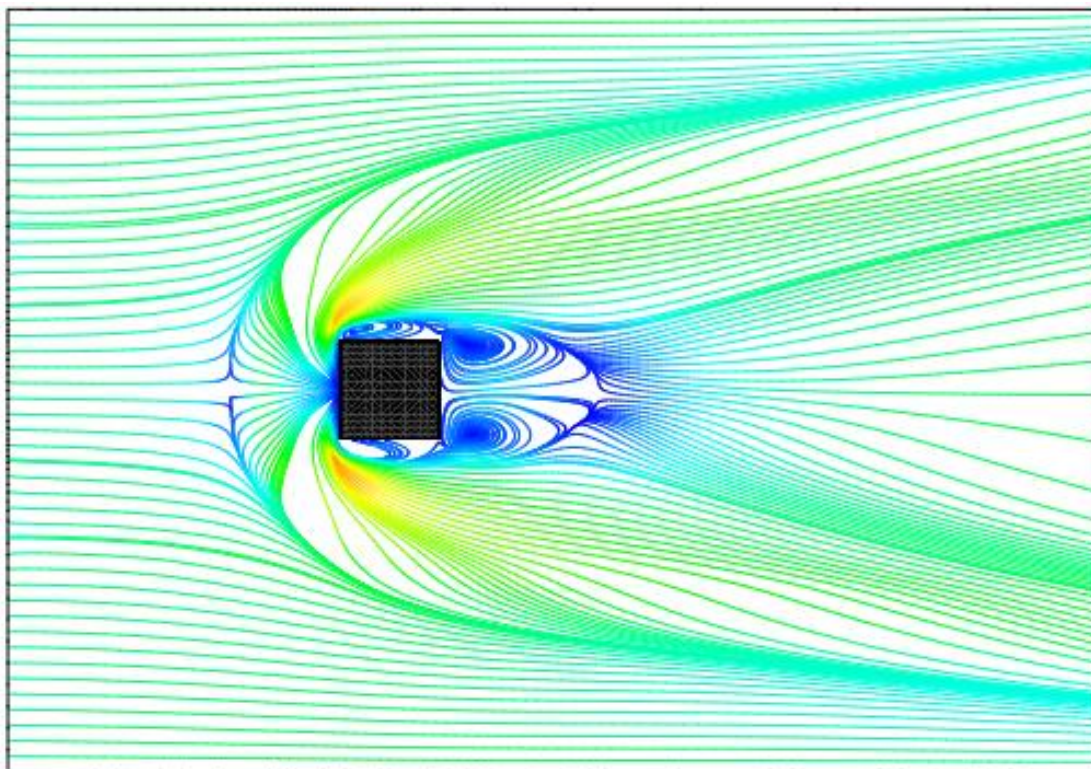


Σχήμα 3.3 α) Επίπεδο ροής στην κατακόρυφη τομή στο μέσον του κύβου, β) Λεπτομέρεια κατακόρυφης τομής δίνης στην ανάντι πρόσοψη του κύβου, γ) Λεπτομέρεια κατακόρυφης τομής δίνης στην κατάντι πρόσοψη του κύβου, δ) Λεπτομέρεια κατακόρυφης τομής δίνης στην οροφή του κύβου (43)

Το πίσω τοίχωμα του κτηρίου παρουσιάζει μια περιοχή με χαμηλή μέση ταχύτητα και υψηλή τύρβη (δηλ. μια περιοχή ανακύκλωσης ροής) που εκτείνεται σε απόσταση L_r προς τα πίσω. Εάν το κτήριο έχει επαρκές μήκος L στην κατεύθυνση του ανέμου, η ροή επανασυνδέεται σε αυτό και μπορεί να δημιουργήσει δύο διακριτές περιοχές διαχωρισμένης ροής επανακυκλοφορίας στο κτήριο και κατάντι αυτού, όπως φαίνεται στα 3.2.

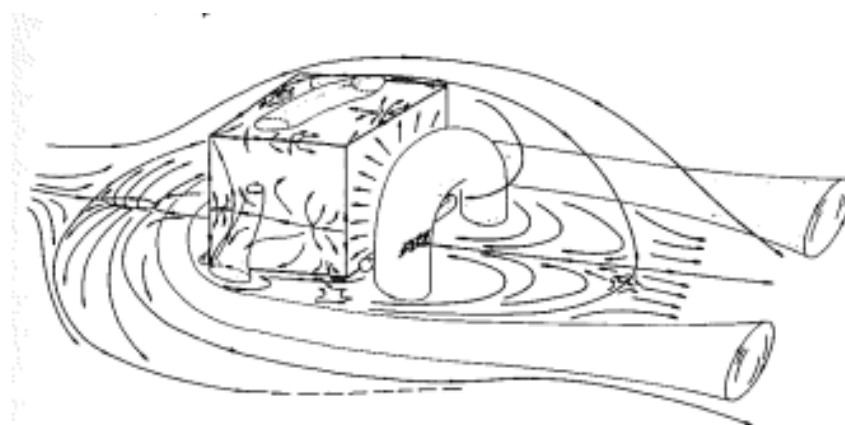
Τα μοτίβα της ροής είναι ανεξάρτητα από την ταχύτητα του ανέμου και εξαρτώνται κυρίως από το σχήμα του κτηρίου και την κατανομή των ανέμων. Λόγω της τρισδιάστατης ροής γύρω από ένα κτήριο, το σχήμα και το μέγεθος του αέρα ανακυκλοφορούσας ροής δεν είναι σταθερό στην επιφάνεια. Η ροή αέρα επανακολλάται πλησιέστερα προς την ανάντι πλευρά του κτηρίου κατά μήκος των άκρων του κτηρίου, παρά κοντά στη μέση της οροφής και των

πλευρικών τοιχωμάτων (Σχήμα 3.2). Το ύψος της κοιλότητας επανακυκλοφορίας H_c (Σχήμα 3.2) μειώνεται επίσης κοντά στα άκρα της οροφής.



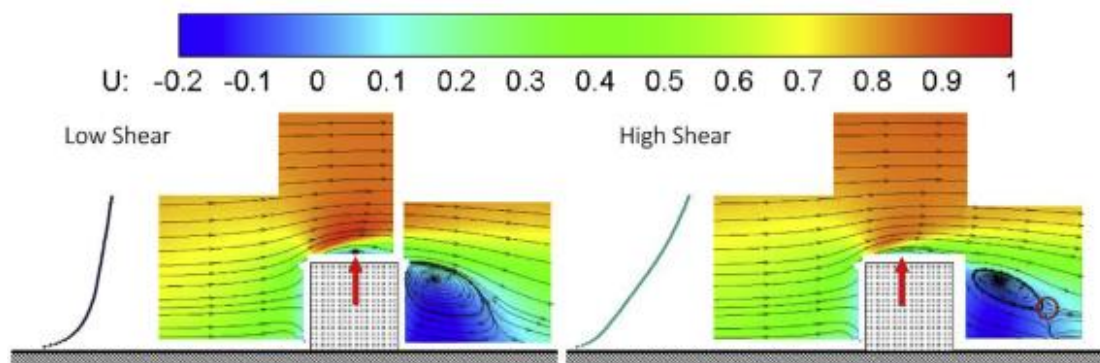
Σχήμα 3.4 Οριζόντια τομή πεδίου ροής στο έδαφος (43)

Η ροή επιταχύνεται καθώς οι γραμμές ροής συμπιέζονται πάνω από την οροφή και επιβραδύνεται καθώς διασκορπίζονται προς τα κάτω κατάντι του κτηρίου. Επιπλέον, η γωνία της στέγης αρχίζει να επηρεάζει τη ροή όταν υπερβαίνει τις 15° . Όταν φτάσει τις 20° , η ροή παραμένει προσκολλημένη στην οροφή και παράγει μια περιοχή ανακύκλωσης προς τα κάτω της ράχης της οροφής, μεγαλύτερη από αυτή για μια επίπεδη οροφή.



Σχήμα 3.5 Τρισδιάστατη απεικόνιση της ροής γύρω από κύβο (37)

Εάν η γωνία του ανέμου προσέγγισης δεν είναι κάθετη προς την πρόσθια πλευρά, προκύπτουν πολύπλοκα μοτίβα ροής. Αναπτύσσονται ισχυρές δίνες από τις άκρες της οροφής, προκαλώντας ισχυρό κατώρευμα στην οροφή. Οι υψηλές ταχύτητες ανέμου σε αυτές τις δίνες προκαλούν μεγάλες αρνητικές πιέσεις κοντά στις γωνίες της οροφής που μπορεί να αποτελέσουν κίνδυνο για τον εξοπλισμό της οροφής κατά τη διάρκεια ισχυρών ανέμων. Όταν η γωνία μεταξύ της κατεύθυνσης του ανέμου και της πρόσθιας όψης του κτηρίου είναι μικρότερη από περίπου 70°, τα μοτίβα ανωρεύματος και κατωρεύματος στην προσήνεμη πλευρά του κτηρίου είναι λιγότερο έντονα, όπως και η δίνη σε επίπεδο εδάφους που φαίνεται στο Σχήμα 3.1. Το Σχήμα 3.2 δείχνει ότι για γωνία ροής προσέγγισης 45°, οι γραμμές ροής παραμένουν κοντά στο οριζόντιο επίπεδο της στέγης στο πέρασμα τους γύρω από τις πλευρές του κτηρίου, εκτός από τη στενή στάθμη στέγης όπου η ροή αναρροφάται προς τα πάνω στις δίνες της στέγης (Cochran 1992).



Σχήμα 3.6 Επίπεδο ροής στην κατακόρυφη τομή στο μέσον του κύβου για προφίλ ταχύτητας ΑΟΣ διαφορετικής διάτμησης. (24)

Τόσο το σχήμα του προφίλ της ταχύτητας του ανέμου όσο και η ένταση της επηρεάζουν έντονα τις ροές και τις επιφανειακές πιέσεις (Μελβούρνη 1979). Για ροή ΑΟΣ το πεδίο ροής διαμορφώνεται κατά τον ίδιο τρόπο, δηλαδή παρατηρείται ο πεταλοειδής στρόβιλος και οι περιοχές ανακυκλοφορίας όπως περιγράφηκαν.

3.3. Κατανομή πίεσης στην επιφάνεια του κύβου

Εκτός από τα πρότυπα ροής που περιγράφηκαν προηγουμένως, η τύρβη του αέρα και ο ασταθής χαρακτήρας των διαχωρισμένων ροών προκαλούν διακυμάνσεις στις επιφανειακές πιέσεις του κύβου. Οι πιέσεις αυτές είναι γενικά δυναμικές και όχι σταθερές, είτε λόγω των στρόβιλων από το πεδίο ροής, είτε από την τύρβη του ανέμου ή και τις ριπές γενικότερα. Οι πιέσεις που συζητούνται εδώ είναι τιμές με βάση το χρόνο, με περίοδο μέσου όρου περίπου 600 s. Αυτή είναι περίπου η συντομότερη χρονική περίοδος που θεωρείται μια κατάσταση "σταθερής κατάστασης" όταν εξετάζονται οι ατμοσφαιρικοί άνεμοι ενώ η μεγαλύτερη είναι συνήθως 3600 s. Οι στιγμιαίες πιέσεις μπορεί να κυμαίνονται σημαντικά πάνω και κάτω από αυτούς τους μέσους όρους και είναι δυνατές μέγιστες πιέσεις δύο ή τρεις φορές μεγαλύτερες από τις μέσες τιμές. Αν και οι μέγιστες πιέσεις είναι σημαντικές όσον αφορά τα δομικά φορτία, οι μέσες τιμές είναι πιο κατάλληλες για τον υπολογισμό των ρυθμών διεύθυνσης και αερισμού. Οι μέσες τιμές πίεσης της επιφάνειας είναι ανάλογες της πίεσης ταχύτητας ανέμου p_v που δίνεται από την εξίσωση του Bernoulli:

$$p_v = \frac{\rho_a U_H^2}{2} \quad (3.1)$$

Όπου

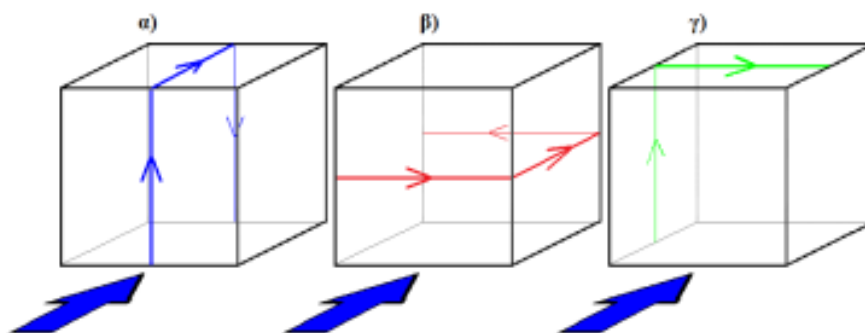
- U_H η ταχύτητα του ανέμου ανάντι της ροής στο ύψος H του κτηρίου (m/s)- ταχύτητα αναφοράς
- ρ_a πυκνότητα του αέρα περιβάλλοντος (kg/m^3)

Η αναλογική σχέση παρουσιάζεται στην ακόλουθη εξίσωση, στην οποία η διαφορά p_s μεταξύ της πίεσης στην επιφάνεια του κτηρίου και της τοπικής εξωτερικής ατμοσφαιρικής πίεσης στο ίδιο επίπεδο σε έναν αδιατάρακτο άνεμο πλησίον του κτηρίου είναι

$$p_s = C_p p_v \quad (3.2)$$

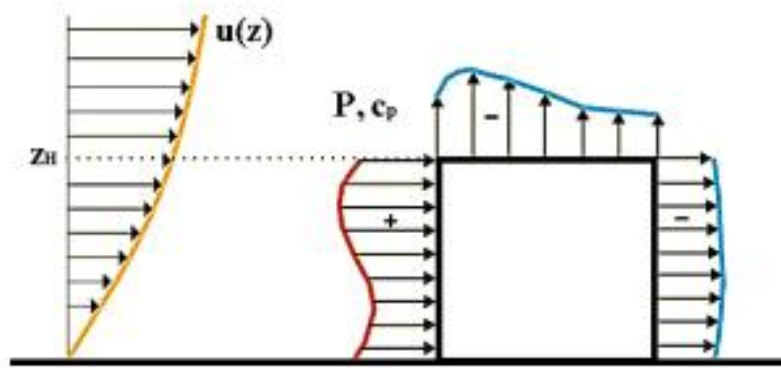
Όπου C_p είναι η τοπική σταθερά πίεσης για την επιφάνεια του κτηρίου.

Η κατατομή της πίεσης συνήθως απεικονίζεται κατά διαδρομές των μέσων γραμμών των επιφανειών. Για όλες τις κάθετες επιφάνειες, δηλαδή εκτός της οροφής, υπάρχει η κατακόρυφη (vertical) και η οριζόντια (horizontal) μέση γραμμή. Για την οροφή υπάρχει η διαμήκης (longitudinal) και η εγκάρσια (transverse) της ροής μέση γραμμή. Οι μέσες γραμμές μπορούν να συνδυαστούν κατάλληλα και να αποτελέσουν τρεις διαδρομές, την διαμήκη (longitudinal path) (Σχήμα 3.7α), την οριζόντια (horizontal path) (Σχήμα 3.7β) και την εγκάρσια διαδρομή (transverse path) (Σχήμα 3.7γ).

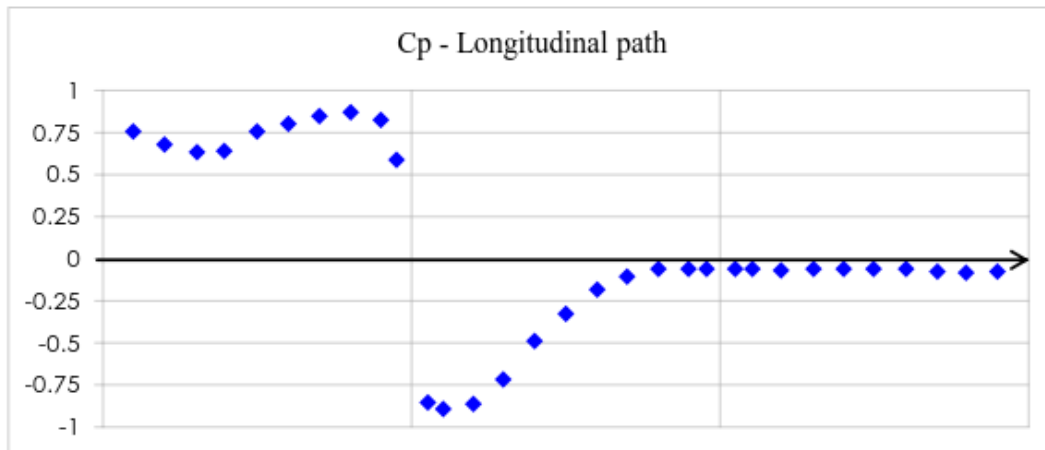


Σχήμα 3.7 α) Διαμήκης διαδρομή μέσης γραμμής, β) οριζόντια διαδρομή μέσης γραμμής γ) εγκάρσια διαδρομή μέσης γραμμής. (14)

Την διαμήκη διαδρομή αποτελούν η κατακόρυφη της εμπρός, η διαμήκης της επάνω και η κατακόρυφη της πίσω επιφάνειας. Την οριζόντια διαδρομή αποτελούν η οριζόντια της εμπρός, η οριζόντια της πλευρικής και η οριζόντια της πίσω επιφάνειας. Την εγκάρσια διαδρομή αποτελούν η κατακόρυφη της πλευρικής και η εγκάρσια της επάνω επιφάνειας, στην οποία για μη-συμμετρικό πεδίο πιέσεων προστίθεται και η κατακόρυφη της άλλης πλευρικής επιφάνειας. Έτσι η κατανομή των επιφανειών του συντελεστή πίεσης για ροή ΑΟΣ απεικονίζεται στην τομή του με τις ανωτέρω διαδρομές.

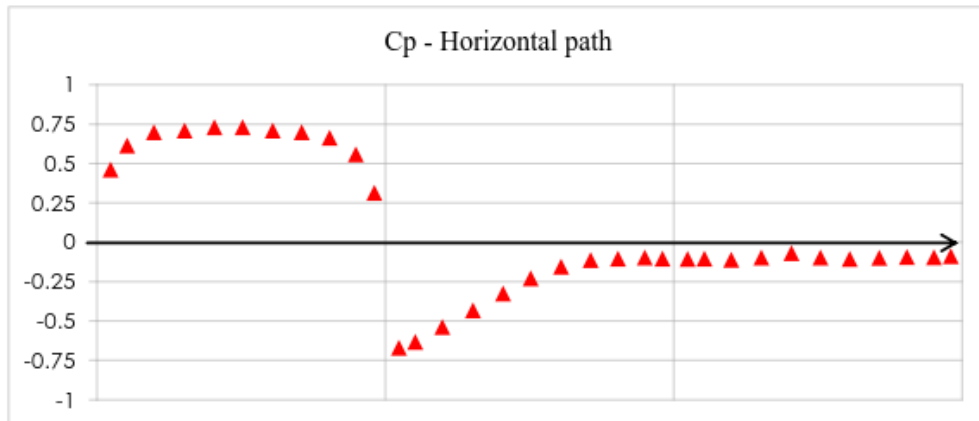


Σχήμα 3.8 Παράδειγμα κατανομής του συντελεστή πίεσης κατά την διαμήκη, με τη ροή, διαδρομή της επιφάνειας (14)



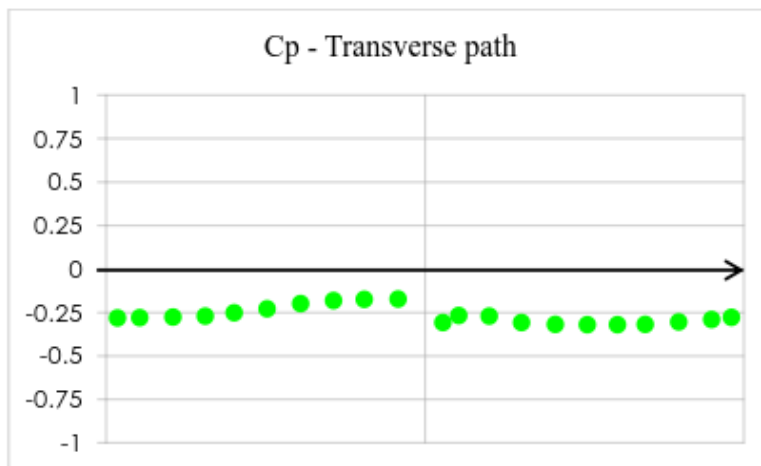
Σχήμα 3.9 Κατανομή συντελεστή πίεσης διαμήκους διαδρομής (14)

Στην προσήνεμη επιφάνεια, λόγω του σημείου ανακοπής, επικρατούν υψηλές πιέσεις. Για ροή ΑΟΣ το μέγιστο παρουσιάζεται πάνω από το κέντρο της επιφάνειας (Σχήμα 3.9). Κατά την οριζόντια μέση γραμμή της επιφάνειας η κατανομή είναι συμμετρική και ξεκινάει από χαμηλές τιμές στα άκρα και καταλήγει σε περιοχή μέγιστου στο κέντρο της γραμμής (Σχήμα 3.10).



Σχήμα 3.10 Κατανομή συντελεστή πίεσης οριζόντιας διαδρομής (14)

Στις πλευρικές επιφάνειες, ξεκινώντας από την εμπρός επιφάνεια, λόγω της αποκόλλησης, παρουσιάζεται το ελάχιστο της κατανομής της πίεσης και οδηγούμενοι προς την υπήνεμη επιφάνεια η πίεση ανακάτται σταδιακά (Σχήμα 3.10). Η κατανομή της κατακόρυφης μέσης γραμμής είναι περίπου σταθερή καθ' ύψος. (Σχήμα 3.11).



Σχήμα 3.11 Κατανομή συντελεστή πίεσης εγκάρσιας διαδρομής (14)

Η οροφή έχει παρόμοια συμπεριφορά με τις πλευρικές επιφάνειες, λόγω της αποκόλλησης. Η διαμήκης μέση γραμμή έχει παρόμοια χαρακτηριστικά με την οριζόντια μέση γραμμή της πλευρικής, αλλά η πτώση της πίεσης είναι μεγαλύτερη (Σχήμα 3.9) και η κατανομή της εγκάρσιας μέσης γραμμής είναι περίπου σταθερή (Σχήμα 3.11).

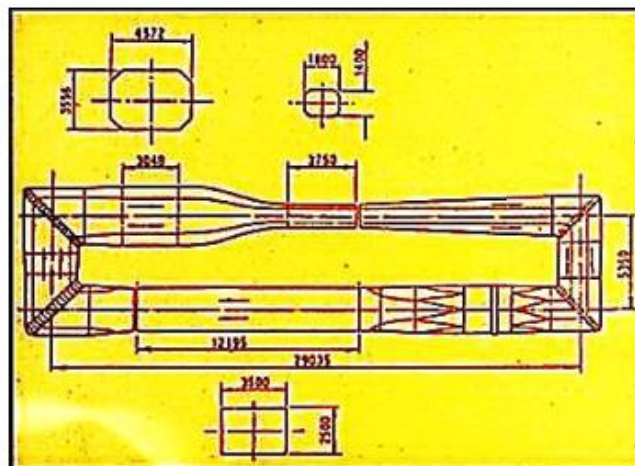
Στην πίσω επιφάνεια επικρατεί ένα περίπου ομοιόμορφο πεδίο κατανομής χαμηλών πιέσεων (Σχήμα 3.9, Σχήμα 3.10). Η πίεση είναι περίπου η ίδια που επικρατούσε στο άκρο των μέσων γραμμών.

3.4 Μοντελοποίηση

3.4.1 Φυσική Μοντελοποίηση

Οι μετρήσεις σε μοντέλα μικρής κλίμακας σε αεροδυναμικές σήραγγες ή κανάλια νερού μπορούν να παράσχουν πληροφορίες για το σχεδιασμό πριν από την κατασκευή των κτηρίων. Οι μετρήσεις αυτές μπορούν επίσης να χρησιμοποιηθούν ως μια οικονομική

μέθοδος αξιολόγησης των επιδόσεων για τις υπάρχουσες εγκαταστάσεις. Βέβαια οι δοκιμές πλήρους κλίμακας δεν είναι γενικά χρήσιμες κατά την αρχική φάση σχεδιασμού, λόγω του χρόνου και της δαπάνης που απαιτούνται για την απόκτηση σημαντικών πληροφοριών, είναι όμως χρήσιμες για την επαλήθευση δεδομένων που προκύπτουν από τη φυσική μοντελοποίηση και για το σχεδιασμό διορθωτικών αλλαγών για τη βελτίωση των υφιστάμενων εγκαταστάσεων.



Σχήμα 3.12 Σκαρίφημα της αεροδυναμικής σήραγγας του ΕΜΠ, όπου επάνω δεξιά είναι ο μικρός χώρος δοκιμών, κάτω ο μεσαίος χώρος δοκιμών και επάνω αριστερά ο μεγάλος χώρος δοκιμών. (24)

Η αεροδυναμική σήραγγα είναι το κύριο εργαλείο που χρησιμοποιείται για την εκτίμηση και κατανόηση της ροής αέρα γύρω από τα κτήρια. Μπορούν επίσης να χρησιμοποιηθούν κανάλια ή δεξαμενές νερού, αλλά είναι πιο δύσκολο να εφαρμοστούν και δίνουν μόνο ποιοτικά αποτελέσματα σε ορισμένες περιπτώσεις. Μοντέλα κτηρίων, συγκροτημάτων και της τοπικής τοπογραφίας που τα περιβάλλει κατασκευάζονται και δοκιμάζονται σε ένα προσομοιωμένο τυρβώδες ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα. Η ροή αέρα, οι πιέσεις, η δομική απόκριση ή οι συγκεντρώσεις ρύπων μπορούν στη συνέχεια να μετρηθούν απευθείας με κατάλληλη κλιμάκωση του ανέμου, της γεωμετρίας του κτηρίου και των χαρακτηριστικών ροής των καυσαερίων. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων αεροδυναμικής σήραγγας συσχετίζονται με τα αντίστοιχα δεδομένα πλήρους κλίμακας με γενικά καλή συμφωνία σύμφωνα με τους Dagliesh και Petersen (25).

3.4.2 Υπολογιστική Μοντελοποίηση

Τα μοντέλα υπολογιστικής ρευστομηχανικής (CFD) επιχειρούν να επιλύσουν τη ροή αέρα γύρω από τα κτήρια επιλύοντας τις εξισώσεις Navier-Stokes σε πεπερασμένες θέσεις πλεγμάτων. Τα μοντέλα CFD χρησιμοποιούνται επί του παρόντος για την επιτυχή μοντελοποίηση των εσωτερικών ροών, αλλά δεν επαρκούν για να διαμορφώσουν με ακρίβεια την τύρβη. Η υπολογιστική αεροδυναμική έχει γίνει ένα πιο δημοφιλές εργαλείο αλλά τα αποτελέσματα συνήθως περιλαμβάνουν αριθμητικά σφάλματα και ανακρίβειες στις προβλέψεις. Αν και τα προβλήματα που απομένουν για τη βελτίωση της δεν είναι πολλά, είναι πολύ δύσκολα να αντιμετωπιστούν (26). Στην ευρεία χρήση των μοντέλων CFD συνέβαλαν οι ραγδαίες βελτιώσεις των δυνατοτήτων των ηλεκτρονικών υπολογιστών και του λογισμικού δυναμικής υπολογιστικής ροής (CFD) τα τελευταία χρόνια, καθώς επέτρεψαν την πρόβλεψη και την αξιολόγηση του περιβάλλοντος ανέμου κοντά στα επίπεδα της ανθρώπινης δραστηριότητας. Όμως, ανεξάρτητα από το μοντέλο CFD και το υπολογιστικό εργαλείο που θα χρησιμοποιηθεί για την εκάστοτε μελέτη, απαιτούνται κάποιες κατευθυντήριες γραμμές που συνοψίζουν τα σημαντικά σημεία για τη χρήση της τεχνικής CFD (27).



Σχήμα 3.13 Πειράματα για την προσομοίωση της ροής γύρω από σώμα κυβικής μορφής εκτεθειμένο σε ροή αέρα ΑΟΣ στην αεροσήραγγα (14)

Αναφορικά με το μέγεθος του υπολογιστικού πεδίου στην περίπτωση του μοντέλου ενός απομονωμένου κτηρίου, το άνω όριο του υπολογιστικού πεδίου θα πρέπει να τεθεί $5H$ ή περισσότερο μακριά από το κτήριο, όπου το H είναι το ύψος του κτηρίου (25). Η απόσταση μεταξύ του ορίου εισόδου και του κτηρίου πρέπει να ρυθμιστεί ώστε να αντιστοιχεί στην περιοχή του ανέμου που καλύπτεται από μια ομαλή είσοδο στην αεροδυναμική σήραγγα, δηλαδή απαιτείται πλήρως ανεπτυγμένο προφίλ ανέμου. Το όριο της εξωτερικής ροής πρέπει να είναι τουλάχιστον $10H$ πίσω από το κτήριο. Στην περίπτωση που περιλαμβάνεται το περιβάλλον κτηρίου, το ύψος του υπολογιστικού πεδίου πρέπει να οριστεί με τρόπο που να

αντιστοιχεί στο ύψος του οριακού στρώματος που καθορίζεται από την κατηγορία εδάφους του περιβάλλοντος χώρου. Το πλευρικό μέγεθος του υπολογιστικού πεδίου θα πρέπει να εκτείνεται περίπου 5H από τα εξωτερικά άκρα του κτηρίου.

Για την περίπτωση διερεύνησης μιας πραγματικής αστικής περιοχής, τα τριγύρω κτήρια θα πρέπει να μοντελοποιούνται με σαφήνεια και να απέχουν γενικά 1-2H από το βασικό προς μελέτη κτήριο. Συστήνεται η χρήση απλοποιημένων γεωμετριών για τα συγκροτήματα κτηρίων ή ο προσδιορισμός κατάλληλων μηκών τραχύτητας για την οριακή επιφάνεια του εδάφους ώστε να αντιπροσωπεύει την τραχύτητα της εξωτερικής περιοχής. Υποδεικνύεται ότι το βασικό προς μελέτη κτήριο στο οποίο τα αποτελέσματα του ανέμου έχουν κύριο ενδιαφέρον έχει μεγαλύτερες απαιτήσεις σε ακρίβεια και συνεπώς σε απαιτήσεις πυκνού υπολογιστικού πεδίου γύρω από αυτό. Για να προσομοιωθούν οι αεροδυναμικές επιδράσεις μικρών εμποδίων, όπως μικρά κτήρια, πινακίδες, δέντρα και κινούμενα αυτοκίνητα κ.λπ., είναι απαραίτητο να προστεθούν επιπλέον όροι στις βασικές εξισώσεις της ροής προκειμένου να μειωθεί η ταχύτητα του ανέμου αλλά και να αυξηθεί η τύρβη.

Τέλος, προκειμένου να προβλεφθεί η ροή του αέρα γύρω από ένα κτήριο με αποδεκτή ακρίβεια, το πιο σημαντικό είναι να αναπαραχθούν σωστά τα χαρακτηριστικά των διαχωριστικών ρευμάτων κοντά στην οροφή και τους τοίχους. Ως εκ τούτου, απαιτείται μια διάταξη πλέγματος για να επιλύσει τις ροές κοντά στις γωνίες. Ωστόσο, είναι γενικά πολύ δύσκολο να επιλυθούν τα ιξώδη υποστρώματα κοντά στα τοιχώματα των κτηρίων και είναι επίσης δύσκολο να υιοθετηθούν οριακές συνθήκες χωρίς ολίσθηση στους τοίχους. Η χρήση συναρτήσεων τοιχώματος για την αναπαράσταση ροών γύρω από κτήρια δεν ενδύκνεται, καθώς πολλές συναρτήσεις τοιχώματος, όπως οι λογαριθμικοί νόμοι, έχουν αναπτυχθεί λαμβάνοντας υπόψη τις καταστάσεις στις συνδεδεμένες ροές των οριακών στρωμάτων. Ωστόσο, πολλά κτήρια μπορούν να θεωρηθούν σώματα κυβικής μορφής στα οποία τα σημεία διαχωρισμού της ροής βρίσκονται πάντα στις προπορευόμενες άκρες, ανεξάρτητα από τους αριθμούς Re . Σε τέτοιες περιπτώσεις, η μείωση της ακρίβειας λόγω της χρήσης των συναρτήσεων τοιχώματος δεν είναι τόσο σημαντική όσο αναμενόταν.

Κεφάλαιο 4ο:

Μαθηματικά μοντέλα και οριακές συνθήκες για την προσομοίωση του οριακού στρώματος

4.1 Εισαγωγή

Η Υπολογιστική Ρευστομηχανική (ΥΡ), (CFD:Computational Fluid Dynamics), χρησιμοποιείται ευρέως στα εμπορικά λογισμικά αεροδυναμικής κυρίως σε περιβάλλοντα ανέμου κοντά στα επίπεδα της ανθρώπινης δραστηριότητας. Για αυτό το σκοπό συχνά χρησιμοποιούνται εμπορικοί κώδικες CFD και άλλα υπολογιστικά εργαλεία όχι μόνο λόγω της εύκολης διαθεσιμότητας τους αλλά και λόγω του εύχρηστου περιβάλλοντος και της ευρείας ακρίβειας και εγκυρότητας που παρέχουν.

Όμως υπάρχουν δύο πτυχές της πραγματικής ροής που δεν υπόκεινται σε άμεση αναπαράσταση σε CFD και χρειάζεται να διαμορφωθούν με κάποιο τρόπο. Πρώτον, το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα (ΑΟΣ) εκτείνεται σε σημαντική απόσταση πάνω από την επιφάνεια της γης σε σχέση με το μέσο ύψος ενός κτηρίου: ένα μοντέλο CFD μπορεί να αντιπροσωπεύει μόνο μια μικρότερη και πιο περιορισμένη απόσταση λόγω των περιορισμών υλικού και της πολυπλοκότητας της ενσωμάτωσης ενός μετεωρολογικού μοντέλου. Δεύτερον, τα χαρακτηριστικά μικρότερης κλίμακας, όπως η βλάστηση και τα μικρά κτήρια, δεν μπορούν να συμπεριληφθούν στο υπολογιστικό πλέγμα και ως εκ τούτου αντιπροσωπεύονται από ένα μοντέλο τραχύτητας. Για τη συγκεκριμένο μοντέλο αναταραχής που εξετάζεται σε αυτή την εργασία, το k-ε μοντέλο, η τραχύτητα της επιφάνειας ενσωματώνεται μέσω των συναρτήσεων τοιχώματος που βασίζεται στη θεωρία του οριακού στρώματος για την υπολογιστική κυψέλη που βρίσκεται αμέσως δίπλα στον τοίχο.

Το μοντέλο τύρβης k-ε παραμένει σε ευρεία χρήση παρά την αύξηση της χρήσης του υπολογιστή και τη χρήση άλλων μοντέλων τύρβης όπως η μεθοδολογία LES, τα οποία εφαρμόζονται όλο και περισσότερο στα προβλήματα αεροδυναμικής. Πολλές προσομοιώσεις, είτε χρησιμοποιούν το μοντέλο τύρβης k-ε ή τη μεθοδολογία LES, έχει επικεντρωθεί σε κτήρια εκτεθειμένα σε ΑΟΣ ουδέτερης κατάστασης, επειδή δεν είναι απαραίτητο να διαμορφωθούν οι αναταράξεις που προκαλούνται από άνωση.

Οι πιο αξιοσημείωτες και, μέχρι σήμερα, πιο επιτυχημένες προσεγγίσεις μεταξύ όσων έχουν ασχοληθεί με τη μοντελοποίηση του ΑΟΣ χρησιμοποιώντας μεθόδους CFD ανήκουν στους Richards και Hoxey, οι οποίοι βάσισαν την προσέγγισή τους σε μια σειρά υποθέσεων σχετικά με το ΑΟΣ.

4.2 Εξισώσεις RANS

Οι βασικές εξισώσεις της μηχανικής των ρευστών είναι οι εξισώσεις Navier-Stokes. Βασίζονται στον δεύτερο νόμο του Νεύτωνα για την επιτάχυνση στοιχειώδους σωματιδίου ρευστού στον οποίο τη μάζα και την επιφάνεια ασκούνται δυνάμεις. Οι εξισώσεις αυτές γράφονται για τις τρεις καρτεσιανές κατευθύνσεις $i,j=1,2,3$ (x,y,z) και με άθροιση στους επαναλαμβανόμενους δείκτες :

Εξίσωση συνέχειας:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (4.1)$$

Εξισώσεις ορμής:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \delta_{ij} \frac{2}{3} \mu \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} \right] \quad (4.2)$$

Το αριστερό μέρος της εξίσωσης της ορμής εκφράζει τον ρυθμό μεταβολής της ορμής (ρu_i) ανά μονάδα όγκου ρευστού πάνω στη τροχιά κίνησης ενός στοιχειώδους σωματιδίου ρευστού που κινείται σύμφωνα με τις ταχύτητες u_j (Lagrangian θεώρηση). Στο δεξί μέρος της ίδιας εξίσωσης εμπεριέχονται όλες οι δυνάμεις ανά μονάδα όγκου ρευστού που ασκούνται πάνω σε αυτό το στοιχειώδες σωματίδιο. Συγκεκριμένα διακρίνεται η πρόσδοση ορμής λόγω της επίδρασης της πίεσης (p) καθώς και η διάχυση ορμής λόγω μοριακών ανταλλαγών του στοιχειώδους ρευστού με τα γειτονικά του, η οποία εξαρτάται άμεσα από την δυναμική συνεκτικότητα του ρευστού (μ). Ανάλογα με το εκάστοτε πρόβλημα, στο δεξί μέλος εμφανίζονται δυνάμεις βαρύτητας, δυνάμεις άνωσης σε περίπτωσης μεταβολής της πυκνότητας, δυνάμεις Coriolis για ροές όπου υπάρχει περιστρεφόμενο σύστημα συντεταγμένων κ.τ.λ.

Οι εξισώσεις RANS (Reynolds- Averaged Navier Stokes) αποτελούν μια τροποποιημένη μορφή των εξισώσεων Navier-Stokes και χρησιμοποιούνται για ροές με μεγάλο αριθμό Reynolds, όπου οι μεταβολές του πεδίου αρχίζουν και γίνονται ιδιαίτερα άτακτες ενώ αποκτούν όλο και μικρότερες κλίμακες μήκους και χρόνου. Οι ροές αυτές ονομάζονται τυρβώδεις και η αριθμητική επίλυσή τους απαιτεί ιδιαίτερα πυκνές διακριτοποιήσεις στον χώρο και στον χρόνο.

Υποθέτουμε ότι σε τυρβώδεις ροές όλα τα στιγμιαία μεγέθη μπορούν να αναλυθούν στο άθροισμα δύο χρονικών συνιστωσών, μίας μέση χρονικής τιμής και μίας διακύμανσης, με τη διακύμανση να έχει μηδενική μέση χρονική τιμή (15). Η ολοκλήρωση γίνεται για κάποιο χρονικό διάστημα T και όλα τα μεγέθη που προκύπτουν περιγράφουν μεταβολές του πεδίου σε χρονικές κλίμακες τουλάχιστο μεγαλύτερες από T .

$$\begin{aligned} u_i &= \bar{u}_i + u_i' & \bar{u}' &= 0 \\ p &= \bar{p} + p' & \bar{p}' &= 0 \end{aligned} \quad (4.3)$$

Η μέση τιμή αναφέρεται στη χρονικά μέση τιμή, η οποία ορίζεται ως

$$\bar{u}_i = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u_i dt \quad (4.4)$$

Έτσι οι εξισώσεις συνέχειας και ορμής μετασχηματίζονται στις εξής εκφράσεις:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{u}_i) = 0 \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_j \bar{u}_i) = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \rho \bar{u}_j \bar{u}_i \right] \quad (4.6)$$

Οι παραπάνω εξισώσεις θυμίζουν πολύ τις αρχικές εξισώσεις Navier-Stokes με τη διαφορά ότι αφορούν μέσες τιμές ποσοτήτων και έχουν ένα επιπλέον όρο στο τέλος που προκύπτει από κάποια στατιστικά μεγέθη των διαταραχών (τυπική απόκλιση και συσχετίσεις). Τα μεγέθη αυτά είναι χαρακτηριστικά της τύρβης του πεδίου, ονομάζονται τυρβώδεις διατμητικές τάσεις ή τάσεις Reynolds. Ο υπολογισμός τους βασίζεται στην υπόθεση Boussinesq για την τυρβώδη συνεκτικότητα (μ_t) που συνδέει τις τάσεις Reynolds με τις κλίσεις ταχυτήτων του μέσου πεδίου:

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} k \quad (4.7)$$

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$$

όπου k είναι η τυρβώδης κινητική ενέργεια.

4.3 Μεθοδολογίες ΥΡ ως προς την επίλυση της τύρβης

Όπως έγινε φανερό παραπάνω χρειάζονται κατάλληλα μοντέλα που να μπορούν να υπολογίζουν την συνεισφορά της τύρβης στις εξισώσεις RANS. Γενικά σε όλα τα μοντέλα τυρβώδους συνεκτικότητας το βασικό μέλημα είναι να βρεθεί η έκφραση για την τυρβώδη συνεκτικότητα μ_t που εισάγεται στις εξισώσεις από την υπόθεση Boussinesq. Στη συνέχεια παρατίθενται οι βασικές θεωρητικές αρχές για το μοντέλο τύρβης k - ϵ που χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια της παρούσας εργασίας.

4.3.1 Μοντέλο τύρβης k - ϵ

Το πιο καλά μελετημένο και ευρέως χρησιμοποιούμενο μοντέλο για τον προσδιορισμό του μ_t είναι το μοντέλο τύρβης k - ϵ . Βασίζεται στην επίλυση δύο διαφορικών εξισώσεων για την εύρεση της τυρβώδους συνεκτικότητας, την αντικατάσταση αυτής στις εξισώσεις μεταφοράς της ορμής και την τελική επίλυση. Η βασική υπόθεση πάνω στην οποία στηρίχτηκε η ανάπτυξη του μοντέλου k - ϵ , έγκειται στο ότι ο αριθμός Reynolds της ροής είναι αρκετά μεγάλος ώστε να μπορούν να αγνοηθούν φαινόμενα όπως μεταφορά λόγω μοριακών κινήσεων (συνεκτικότητας) και να υποθεθεί ότι η τυρβώδης κινητική ενέργεια είναι ισότροπη στις μικρές κλίμακες. Επομένως η χρήση του μοντέλου k - ϵ είναι έγκυρη μόνο για περιπτώσεις πλήρως τυρβώδους ροής.

Στο μοντέλο αυτό επιλύονται διαφορικές εξισώσεις μεταφοράς για την τυρβώδη κινητική ενέργεια k και το ρυθμό καταστροφής τις κινητικής ενέργειας της τύρβης ϵ , μεγέθη τα οποία ορίζονται από τις σχέσεις

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$$

$$\epsilon = \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}} \quad \left(\cong \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)^2} \right) \quad (4.8)$$

Ενώ το μ_t προκύπτει από τη σχέση:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.9)$$

όπου C_μ είναι υπολογιστικά βελτιστοποιημένη σταθερά (συνήθως $C_\mu=0.09$). Οι διαφορικές εξισώσεις προκύπτουν από τις εξισώσεις Navier Stokes με κατάλληλη επεξεργασία και παραδοχές, παίρνοντας τη μορφή

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \overline{u_j k}) = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \rho \varepsilon \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \overline{u_j \varepsilon}) = C_1 \frac{\varepsilon}{k} \rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4.11)$$

όπου $C_1, C_2, \sigma_k, \sigma_\varepsilon$ είναι σταθερές με επικρατέστερες στην βιβλιογραφία τιμές $\sigma_k=1.0, \sigma_\varepsilon=1.3, C_1=1.44, C_2=1.92$.

Οι όροι στις εξισώσεις μεταφοράς του k και του ε εκφράζουν αντίστοιχα ρυθμό αλλαγής (μηδενικός για μόνιμη ροή), μεταφορά με συναγωγή, μεταφορά με διάχυση, ρυθμό παραγωγής και ρυθμό καταστροφής ή απορρόφησης.

4.4 Προφίλ πλήρους ανεπτυγμένου οριακού στρώματος

Σε όλες σχεδόν τις προσομοιώσεις για το κατώτερο τμήμα του ΑΟΣ με μεθόδους CFD, απαιτείται ακριβής περιγραφή της ροής κοντά στην επιφάνεια του εδάφους. Σε τέτοιες περιπτώσεις, εάν η τραχύτητα του τοιχώματος εκφράζεται από μια ισοδύναμη τραχύτητα κόκκων άμμου, k_s , στις συναρτήσεις τοιχώματος, πρέπει να ικανοποιηθούν ταυτόχρονα τέσσερις απαιτήσεις (28). Το σύνολο απαιτήσεων αυτών έχει προκύψει από διάφορες πηγές, όπως βιβλιογραφία και εγχειρίδια λογισμικού ΥΡ (29) (30) (31) (32):

1. Επαρκώς υψηλή ανάλυση υπολογιστικού πλέγματος στην κατακόρυφη κατεύθυνση πλησίον του πυθμένα του υπολογιστικού πεδίου (π.χ. ύψος της πρώτης υπολογιστικής κυψέλης < 1 m).
2. Μια οριζόντια ομοιογενής ροή ΑΟΣ στην ανάντι και κατάντι περιοχή του υπολογιστικού πεδίου.
3. Απόσταση z_P από το κεντρικό σημείο P της υπολογιστικής κυψέλης που βρίσκεται δίπλα στο στερεό όριο (κάτω μέρος του πεδίου) μεγαλύτερη από την ισοδύναμη τραχύτητα κόκκων άμμου, k_s του εδάφους ($z_P > k_s$).
4. Η γνώση της σχέσης μεταξύ της ισοδύναμη τραχύτητα κόκκων άμμου, k_s και του αντίστοιχου ύψους τραχύτητας του εδάφους, z_0 .

Η πρώτη απαίτηση είναι σημαντική για όλες τις υπολογιστικές μελέτες της ροής κοντά στην επιφάνεια της Γης. Η δεύτερη απαίτηση συνεπάγεται τη χρήση εμπειρικών πληροφοριών σχετικά με την τραχύτητα του εδάφους (τραχύτητα του πυθμένα του υπολογιστικού πεδίου) στη προσομοίωση για την αποτροπή των διακυμάνσεων της ροής στο ρεύμα ανάντι και κατάντι του υπολογιστικού πεδίου τομέα, δηλαδή εκτός της κύριας διαταραχής του πεδίου ροής από τα διαμορφωμένα εμπόδια (28), το οποίο γενικά απαιτεί τη χρήση των συναρτήσεων τοιχώματος. Η τρίτη απαίτηση υποδηλώνει ότι δεν υπάρχει κάποιο φυσικό

νόημα στην ύπαρξη υπολογιστικών κυψελών με κέντρο εντός της ισοδύναμης τραχύτητας κόκκων άμμου, k_s . Αυτή η απαίτηση αναφέρεται ρητά από διάφορους εμπορικούς κώδικες CFD, όπως οι Fluent 6.2 και Ansys CFX 10.0 (31) (32). Το τέταρτο ζήτημα αφορά μια σχέση που προκύπτει από την αντιστοίχιση του ύψους τραχύτητας του εδάφους και της συνάρτησης τοιχώματος που χρησιμοποιούν αρκετοί εμπορικοί κώδικες CFD.

Και οι τέσσερις απαιτήσεις θα πρέπει να ικανοποιούνται στην ανάντι και κατάντι περιοχή του υπολογιστικού πεδίου, ενώ στο κεντρικό τμήμα πρέπει να τηρούνται μόνο η πρώτη και η τρίτη απαίτηση. Ωστόσο, είναι γενικά αδύνατο να ικανοποιηθούν και οι τέσσερις απαιτήσεις.

4.4.1 Η προσέγγιση των Richards-Hoxey

Για μόνιμη, δισδιάστατη ροή ασυμπίεστου ρευστού, η μοντελοποίηση του ΑΟΣ με τη χρήση του μοντέλου τύρβης k - ϵ για την ύπαρξη ομογενούς ροής προϋποθέτει τις εξής παραδοχές:

- Η κατακόρυφη ταχύτητα είναι μηδέν.
- Η πίεση είναι σταθερή τόσο στην κάθετη όσο και στη οριζόντια διεύθυνση.
- Η διατμητική τάση, τ_0 , είναι σταθερή κατά μήκος του ορίου, δηλαδή

$$\left(\mu_t + \mu_l\right) \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_0 = \rho u_*^2 \quad (4.12)$$

Όπου μ_t η τυρβώδης συνεκτικότητα, ρ η πυκνότητα του αέρα και u_* η ταχύτητα τριβής.

- Η τυρβώδης κινητική ενέργεια k και ο ρυθμός καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας, ϵ , ικανοποιούν τις αντίστοιχες εξισώσεις διατήρησης, που γράφονται

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + G_k \frac{\epsilon}{k} - \rho \epsilon = 0 \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) + C_{\epsilon 1} G_k \frac{\epsilon}{k} - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} = 0 \quad (4.14)$$

Όπου η παραγωγή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας δίνεται από τη σχέση

$$G_k = \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \quad (4.15)$$

Ενώ η τυρβώδης συνεκτικότητα ορίζεται ως

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4.16)$$

όπου σ_k , σ_ϵ , C_1 , C_2 σταθερές οι οποίες συνήθως λαμβάνουν τις τιμές 1.0, 1.3, 1.44, 1.92 και 0.09 αντίστοιχα.

Οι Richards και Hoxey (29) πρότειναν ότι οι παραπάνω εξισώσεις μπορούν να ικανοποιηθούν από τις ακόλουθες σχέσεις

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z + z_0}{z_0} \right) \quad (4.17)$$

$$k = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (4.18)$$

$$\varepsilon = \frac{u_*^3}{\kappa(z + z_0)} \quad (4.19)$$

Όπου κ είναι η σταθερά von Karman και z_0 το ύψος τραχύτητας του εδάφους.

Οι παραπάνω εξισώσεις αυτόματα ικανοποιούν την εξίσωση (4.13) αλλά ικανοποιούν την (4.14) μόνο αν

$$\sigma_\varepsilon = \frac{\kappa^2}{(C_{\varepsilon 2} - C_{\varepsilon 1})\sqrt{C_\mu}} \quad (4.20)$$

Η οποία δίνει τιμή $\sigma_\varepsilon = 1.11$ όταν $\kappa = 0.4$.

4.5 Οριακές συνθήκες

Στα υπολογιστικά μοντέλα των προβλημάτων αεροδυναμικής οι οριακές συνθήκες που θα χρησιμοποιηθούν είναι απαραίτητο να είναι ικανές να παράγουν ένα ομογενές οριακό στρώμα στην απουσία κάποιου αντικείμενου ενδιαφέροντος, συνήθως κάποιο κτήριο.

4.5.1 Συναρτήσεις τοιχώματος

Ανεξάρτητα από το μοντέλο τύρβης, ο κατάλληλος προσδιορισμός της οριακής συνθήκης του εδάφους είναι συχνά δυσχερής. Για οποιαδήποτε προσομοίωση του ΑΟΣ με μεθόδους CFD, οι τωρινές υπολογιστικές δυνατότητες είναι περιοριστικές για την επίτευξη πλήρους επίλυσης της περιοχής κοντά στο έδαφος. Όμως λόγω της σημασίας της τραχύτητας της επιφάνειας και των υψηλών αριθμών Reynolds που σχετίζονται με την ροή ΑΟΣ, η χρήση συναρτήσεων τοιχώματος απαιτείται για τη μοντελοποίηση κοντά στο τοίχωμα. Οι συναρτήσεις τοιχώματος στους κώδικες CFD βασίζονται γενικά στην καθολική κατανομή ταχύτητας (νόμος του τοίχου) που μπορεί να τροποποιηθεί για τις επιπτώσεις των τραχιών επιφανειών. Με οποιαδήποτε συνάρτηση τοιχώματος ο στόχος είναι να εκτιμηθεί η διατμητική τάση στον τοίχο χρησιμοποιώντας την εφαπτόμενη ταχύτητα της ροής. Πολλοί εμπορικοί κώδικες παρέχουν επιλογές αντιμετώπισης τραχύ τοίχου, αλλά ο χρήστης πρέπει να είναι προσεκτικός, καθώς η τραχύτητα που χρησιμοποιείται μπορεί να είναι εκείνη της ισοδύναμης τραχύτητας κόκκων άμμου (zR) και όχι του μήκους τραχύτητας ανέμου ($z0$) (33).

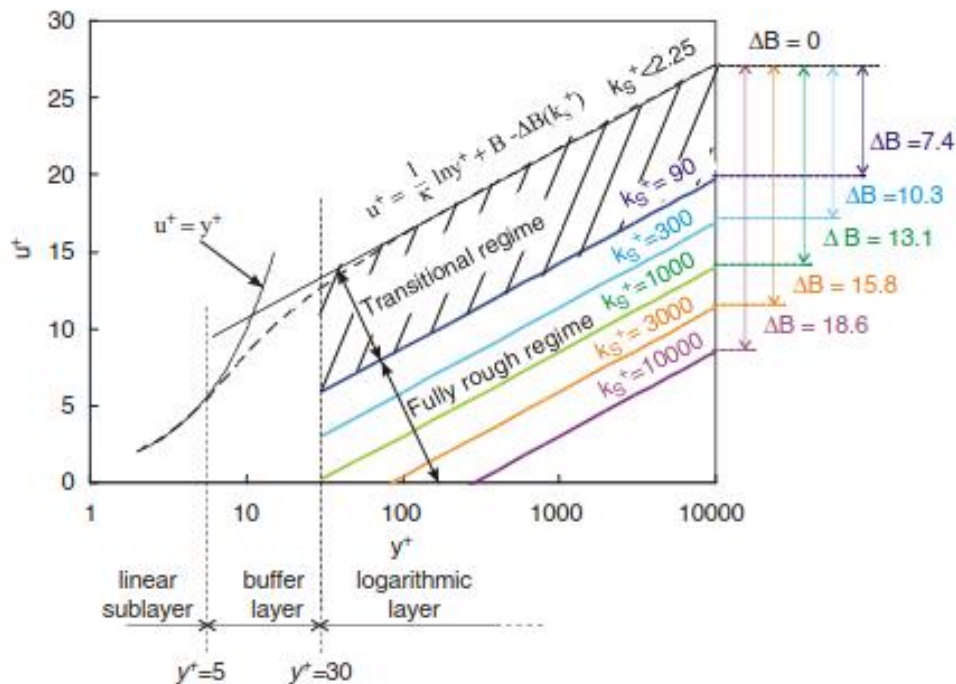
Στην προσπάθεια για τη βελτίωση της συνοχής μεταξύ των προφίλ εισόδου της ροής και των οριακών συνθηκών εδάφους, οι ερευνητές χρησιμοποίησαν δύο διαφορετικές προσεγγίσεις. Οι Hargreaves and Wright (34) τροποποίησαν το μοντέλο για τη συνάρτηση τοιχώματος που χρησιμοποιήθηκε στο έδαφος, ακολουθώντας την μελέτη των Richards και Hoxey (29) έτσι ώστε να παρουσιάζει μια πιο συνεπή μορφή με τα προφίλ εισόδου της ροής. Οι Yang κ.ά. (28) προσδιόρισαν μια γενικότερη λύση στις προσεγγιστικές εξισώσεις που τους επέτρεψε να εισάγουν περισσότερες πληροφορίες στα προφίλ εισόδου της ροής ώστε να είναι πιο συνεπή με το υπάρχον μοντέλο συνάρτησης τοιχώματος που χρησιμοποιείται στο όριο.

Συχνά, σε μοντέλα μετεωρολογίας δε χρησιμοποιούνται καμία από αυτές τις προσεγγίσεις αλλά, αντίθετα, επιλύεται ένα μονοδιάστατο μοντέλο για τον προσδιορισμό του προφίλ εισόδου της ροής που είναι συνεπές με την εκάστοτε οριακή συνθήκη. Μια παρόμοια τεχνική χρησιμοποιήθηκε από τους Wright και Easom και έχει επίσης προταθεί από τους Blocken κ.ά. (28). Το πλεονέκτημα αυτής της προσέγγισης είναι ότι τα προφίλ που αναπτύσσονται είναι εγγυημένο ότι είναι συμβατά με τις οριακές συνθήκες εδάφους. Έχει το πρόσθετο πλεονέκτημα ότι μπορεί να εφαρμοστεί ανεξάρτητα από το μοντέλο συνάρτησης τοιχώματος που χρησιμοποιείται στο έδαφος. Αυτό είναι σημαντικό καθώς θα επιτρέψει τη μελλοντική

διερεύνηση διαφορετικών μοντέλων συνάρτησης τοιχώματος χωρίς να χρειάζεται να προσδιοριστούν νέα πρότυπα εισόδου της ροής.

4.5.1.1 Νόμος του τοίχου για πλήρως τραχείς επιφάνειες

Ο γενικευμένος νόμος του τοίχου για μια ομαλή επιφάνεια απεικονίζεται στο Σχήμα 3.1 (διακεκομμένη γραμμή) με τη χρήση των αδιάστατων μεταβλητών $u^+ = U/u^*$ και $y^+ = u^*y/\nu$, όπου U είναι η μέση ταχύτητα επαφτόμενη στον τοίχο, u^* είναι η ταχύτητα τριβής τοιχώματος και ν είναι το κινηματικό ιξώδες. Σημαντική παρατήρηση είναι ότι το u^* μπορεί να είναι διαφορετικό από το u^* του ΑΟΣ.



Σχήμα 0.1 Γενικευμένος νόμος του τοίχου (28)

Η περιοχή κοντά στο τοίχωμα αποτελείται από τρία κύρια μέρη, το γραμμικό υπόστρωμα (linear sublayer), το μεταβατικό στρώμα (buffer layer) και το λογαριθμικό στρώμα (logarithmic layer). Στο γραμμικό υπόστρωμα, ισχύει ο γραμμικός νόμος ($u^+ = y^+$) ενώ στο λογαριθμικό στρώμα ο λογαριθμικός νόμος είναι έγκυρος: ($u^+ = \ln(y^+)/k + B$) όπου η σταθερά ολοκλήρωσης B ισχύει $B \approx 5.0-5.4$ (28). Ο γραμμικός νόμος ισχύει για τιμές y^+ κάτω από περίπου $y^+ = 5$ και ο λογαριθμικός νόμος πάνω από περίπου $y^+ = 30$ έως $y^+ = 500-1000$. Η τροποποίηση του λογαριθμικού νόμου για τις τραχείς επιφάνειες βασίζεται κυρίως στα εκτεταμένα πειράματα για τη ροή σε τραχείς κυκλικούς σωλήνες που ήταν καλυμμένοι στο εσωτερικό όσο το δυνατόν πιο σφιχτά με κόκκους άμμου (σκληρότητα άμμου k_s). Τα πειράματα έδειξαν ότι η μέση κατανομή ταχύτητας κοντά σε τραχεία τοιχώματα, όταν σχεδιάζεται σε ημιλογαριθμική κλίμακα, όπως στο Σχήμα 4.1, έχει την ίδια κλίση ($1/k$) αλλά μια διαφορετική σταθερά εξίσωσης ευθείας. Η μετατόπιση του διακένου, ΔB , όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.1, είναι συνάρτηση του ύψους αδιάστατης τραχύτητας των κόκκων άμμου $k_s^+ = u^*k_s/\nu$, το οποίο ονομάζεται επίσης "αδιάστατο ύψος φυσικής τραχύτητας" ή "αριθμός τραχύτητας Reynolds". Ο λογαριθμικός νόμος για έναν τραχύ τοίχο είναι (Cebeci and Bradshaw, 1977):

$$\frac{U}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{u^* y}{\nu} \right) + B - \Delta B(k_s^+) \quad (4.21)$$

Η συνάρτηση τραχύτητας ΔB παίρνει διάφορες μορφές ανάλογα με την τιμή k_s . Διακρίνονται τρεις περιπτώσεις, αεροδυναμικά ομαλή ($k_s^+ < 2.5$), μεταβατική ($2.5 \leq k_s^+ < 90$) και πλήρως τραχιά ($k_s^+ \geq 90$). Για την πλήρως τραχιά επιφάνεια, οι Sebeci και Bradshaw αναφέρουν τα ακόλουθα αναλυτικά στοιχεία στα δεδομένα της τραχύτητας των κόκκων άμμου του Nikuradse, τα οποία παρείχαν αρχικά οι Ioselevich και Pilipenko (28):

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln(k_s^+) - 3.3 \quad (4.22)$$

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (4.21) και (4.22)

$$\frac{U}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{u^* y}{\nu k_s^+} \right) + 8.5 \quad (4.23)$$

Αυτός είναι ο λογαριθμικός νόμος του τοίχου για πλήρως τραχείες επιφάνειες με βάση την τραχύτητα των κόκκων άμμου. Η εξίσωση (4.23) απεικονίζεται στο Σχήμα 4.1 με το k_s^+ ως παράμετρο.

Αρκετοί εμπορικοί κώδικες CFD χρησιμοποιούν συναρτήσεις τοιχώματος τύπου k_s ελαφρώς διαφορετικές από την εξίσωση γ . Για παράδειγμα στο Fluent 6.2 (31) η συνάρτηση τοιχώματος δίνεται από τη σχέση

$$\frac{U_P u^*}{u_\tau^2} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{E u^* y_P}{\nu (1 + C_s k_s^+)} \right) \quad (4.24)$$

Όπου ο παράγοντας $(1 + C_s k_s^+)$ αναπαριστά την τροποποίηση για την τραχύτητα, E είναι εμπειρική σταθερά για ένα λείο τοίχο (≈ 9.793)κ ενώ $u^* = C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}$ και $u_\tau = (\tau_w / \rho)^{1/2}$ είναι δύο διαφορετικές ταχύτητες τριβής για το τοίχωμα, k_p είναι η τυρβώδης κινητική ενέργεια στο κέντρο P του υπολογιστικού κελιού, τ_w είναι η διατμητική τάση στο τοίχωμα και ρ η πυκνότητα. Η σταθερά τραχύτητας C_s αποτελεί μια προσπάθεια να ληφθεί υπόψη η τραχύτητα. Όμως λόγω έλλειψης κάποιας κατευθυντήριας γραμμής συνήθως τίθεται στην τιμή 0.5.

Το Ansys CFX 10.0 (32), παρέχει μια παρόμοια μορφή για την συνάρτηση τοιχώματος, θέτοντας όμως $C_s = 0.3$:

$$\frac{U_P}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{u^* y_P}{\nu (1 + 0.3 k_s^+)} \right) + 5.2 \quad (4.25)$$

Στην πλήρως τραχιά περιοχή μπορεί να γραφτεί και ως

$$\frac{U_P}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{u^* y_P}{0.3 \nu k_s^+} \right) + 5.2 \quad (4.26)$$

4.5.1.2 Η προσέγγιση των Hargreaves and Wright

Στο στερεό όριο (έδαφος) θα υπάρξει επιβράδυνση της ροής λόγω της ύπαρξης διατμητικών τάσεων, όμως για να επιτευχθεί η προσαρμογή σε αλλαγές που οφείλονται στην παρουσία ενός κτηρίου ή κάποιου άλλου εμποδίου είναι απαραίτητο να υπολογιστεί αυτή η τάση σε τοπικό επίπεδο (34).

Θεωρούμε τη διατμητική τάση στο όριο

$$\tau_w = \frac{\rho \kappa C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} u_p}{\ln((z_p + z_0) / z_0)} \quad (4.27)$$

Όπου ο δείκτης p αντιστοιχεί στην κυψέλη ακριβώς δίπλα στο στερεό όριο.

Μία συνήθης προσέγγιση κατά τη μοντελοποίηση της τυρβώδους κινητικής ενέργειας στις κυψέλες κοντά στα στερεά όρια είναι η υπόθεση του περίπου ίσου ρυθμού παραγωγής και καταστροφής της τύρβης. Ο ρυθμός παραγωγής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας δίνεται από τη σχέση (4.15) ενώ στην κυψέλη ακριβώς δίπλα στο στερεό όριο υπολογίζεται από τη σχέση

$$\bar{G}_k = \frac{\tau_w^2}{\kappa \rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} 2z_p} \ln\left(\frac{2z_p + z_0}{z_0}\right) \quad (4.28)$$

Τέλος, μια συνήθης παραδοχή για τις συναρτήσεις τοιχώματος είναι να θέτουν μια τιμή στο ρυθμό καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας παρά να επιλύουν τη ροή στο όριο. Οι Richards και Hoxey (29) πρότειναν την παρακάτω έκφραση

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{1/2} \kappa u_*^3}{\kappa(z_p + z_0)} \quad (4.29)$$

Όπου η ταχύτητα τριβής υπολογίζεται από τη σχέση $u_*^* = C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}$ η οποία αποτελεί την προϋπόθεση για να είναι ο ρυθμός παραγωγή της τύρβης περίπου ίση με το ρυθμό καταστροφής της.

4.6 Τυρβώδης κινητική ενέργεια κοντά στο κάτω στερεό όριο

Για ένα οριζόντιο ομογενές τυρβώδες επιφανειακό στρώμα (HHTSL) για την επίλυση του οποίου χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο τύρβης $k-\varepsilon$, η αναλυτική λύση για το στρώμα δίνεται παραπάνω στις εξίσωσες (4.17)-(4.19). Επειδή η τυρβώδης κινητική ενέργεια της ροής είναι σταθερή, ο ρυθμός παραγωγής της πρέπει να ισούται με το ρυθμό καταστροφής της καθώς δεν υπάρχει κατακόρυφη συνιστώσα διάχυσης ή μεταφοράς. Χρησιμοποιώντας τον λογαριθμικό νόμο για το προφίλ της ταχύτητας (3/17) για να υπολογίσουμε την παράγωγο της ως προς το ύψος z και λαμβάνοντας υπόψη τις σχέσεις (4.16), (4.18), (4.19) βλέπουμε ότι η ζητούμενη ισορροπία ισχύει:

$$G_k = \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 = \frac{\rho u_*^3}{\kappa(z + z_0)} = \rho \varepsilon \quad (4.30)$$

Ενώ παραπάνω σχέση είναι αποτελεσματική για την αναλυτική επίλυση, δεν λειτουργεί αναγκαστικά και στην περίπτωση της αριθμητικής επίλυσης, όπου παρατηρείται ένα τοπικό μέγιστο στην τιμή της τυρβώδης κινητικής ενέργειας στην προτελευταία κυψέλη από τον τοίχο. Η παρουσία αυτής της υπερπαραγωγής του k στην προτελευταία και όχι στη γειτονική

με το στερεό όριο κυψέλη υποδηλώνει ότι αυτή δεν οφείλεται σε ανισορροπία στην παραγωγή και καταστροφή του k που υπολογίζεται από τη συνάρτηση τοιχώματος, καθώς αυτή επιβάλλεται στην κυψέλη που βρίσκεται δίπλα στο στερεό όριο. Παρατηρείται δηλαδή ότι η υπερπαραγωγή του k συμβαίνει στη δεύτερη κυψέλη από το στερεό όριο, με το k να διαχέεται από την κυψέλη προς και από το στερεό όριο.

Όστόσο σύμφωνα με τους Richards και Norris (35), φαίνεται ότι αυτό το φαινόμενο σχετίζεται με μια ασυνέπεια στη διακριτοποίηση των μεταβλητών που χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του όρου παραγωγής παρά για το ίδιο το μοντέλο τύρβης. Συνήθως το G_k υπολογίζεται χρησιμοποιώντας την κεντρική τιμή της κυψέλης για το μ_t και κεντρικές διαφορές για την κλίση της ταχύτητας, ενώ οι διατμητικές τάσεις στις εξισώσεις ορμής υπολογίζονται με τη χρήση εμπρός και πίσω διαφορών (face centred differences). Η χρήση τους για όλες τις κλίσεις απαλείφει αυτό το σφάλμα (35).

Έστω μια κυψέλη P πεπερασμένου όγκου σε ένα πλέγμα με σταθερή κατακόρυφη απόσταση κυψελών Δz . Για ένα οριζόντιο ομογενές τυρβώδες επιφανειακό στρώμα η διατμητική τάση τ_{13} είναι σταθερή και έτσι οι τάσεις στις βόρειες και νότιες επιφάνειες της κυψέλης μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να δώσουν τις ταχύτητες στις γειτονικά κυψέλες N και S :

$$\begin{aligned}\tau_{13,n} = \mu_{T,n} \left. \frac{du}{dz} \right|_n &= \rho u_* \kappa \left(z + \frac{\Delta z}{2} \right) \frac{u_N - u_P}{\Delta z} \rightarrow u_N = u_P + \frac{u_* \Delta z}{\kappa (z + \Delta z / 2)} \\ \tau_{13,s} = \mu_{T,s} \left. \frac{du}{dz} \right|_s &= \rho u_* \kappa \left(z + \frac{\Delta z}{2} \right) \frac{u_P - u_S}{\Delta z} \rightarrow u_S = u_P + \frac{u_* \Delta z}{\kappa (z + \Delta z / 2)}\end{aligned}\quad (4.31)$$

Αυτές οι τιμές μπορούν να χρησιμοποιηθούν για το υπολογισμό των κλίσεων της ταχύτητας:

$$\begin{aligned}G_k = \mu_T \left(\frac{dU}{dz} \right)^2 &\approx \mu_T \left(\frac{u_N - u_S}{2\Delta z} \right)^2 = \frac{\rho u_*^3}{\kappa z} \alpha, \\ \alpha &= \left\{ \frac{1}{1 - (\Delta z / 2z)^2} \right\}^2\end{aligned}\quad (4.32)$$

Από τα παραπάνω μπορεί να φανεί ότι η παραγωγή της τύρβης δεν ισούται με $\rho \epsilon$, όπως απαιτείται για την ισορροπία, αλλά αντ' αυτού την υπερβαίνει κατά έναν παράγοντα α που αυξάνεται καθώς αυξάνεται ο λόγος Dz/z . Για ένα ομοιόμορφο πλέγμα το α θα είναι μέγιστο κοντά το στερεό όριο και καθώς θα οδηγήσει σε υπερβολική παραγωγή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας, θα οδηγήσει και σε αύξηση του k κοντά στο στερεό όριο.

Για να αποφευχθεί αυτή η υπερπαραγωγή του k , η σχέση υπολογισμού του G_k μπορεί να αναδιαμορφωθεί σε μια μορφή που χρησιμοποιεί τις διατμητικές τάσεις στις βόρειες και νότιες κυτταρικές κυψέλες:

$$\tau_{13,s} = \mu_{T,s} \left. \frac{du}{dz} \right|_s = \rho u_* \kappa \left(z + \frac{\Delta z}{2} \right) \frac{u_P - u_S}{\Delta z} \rightarrow u_S = u_P + \frac{u_* \Delta z}{\kappa (z + \Delta z / 2)} \quad (4.33)$$

Εφόσον η τ_{13} είναι σταθερή κατά μήκος του οριακού στρώματος έχουμε

$$G_k = \frac{2\rho^2 u_*^4}{2\rho u_* \kappa z} = \frac{\rho u_*^3}{\kappa z} = \rho \epsilon \quad (4.34)$$

Συνεπώς ικανοποιείται η απαίτηση για ισορροπία.

Η παραπάνω διακριτοποίηση για την παραγωγή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας μπορεί να επεκταθεί σε δύο ή τρεις διαστάσεις.

Κεφάλαιο 5ο:

Ανάπτυξη της μεθοδολογίας και του κώδικα μοντελοποίησης του προβλήματος

5.1 Εισαγωγή

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται μια μεθοδολογία για την αριθμητική επίλυση των ρευστομηχανικών πεδίων ροής ασυμπίεστων ρευστών και των θερμικών πεδίων σε ρευστά και στερεά. Η εφαρμογή της μεθοδολογίας είναι ευρεία, από ροές σε κλειστούς χώρους, όπως είναι αγωγοί, μέχρι την ροή γύρω από στερεά σώματα, όπως είναι τα κτήρια, περίπτωση που μας απασχολεί στην παρούσα εργασία.

Η μεθοδολογία όπως και ο υπολογιστικός κώδικας σε FORTRAN (υπολογιστικό εργαλείο `caffca3d_mlr`) που θα παρουσιαστούν είναι βασισμένα σε τρισδιάστατες (καρτεσιανές) συντεταγμένες. Αντιμετωπίζονται πεδία ροής που μπορεί να είναι στρωτά ή τυρβώδη με ή χωρίς μεταφορά θερμότητας ενώ υπάρχει και η δυνατότητα για την επίλυση προβλημάτων μεταφοράς θερμότητας μέσα σε στερεό υλικό. Επιπρόσθετα, μπορούν να γίνουν υπολογισμοί οι οποίοι να παρακολουθούν την χρονική εξέλιξη ενός φαινομένου ή και να τη μόνιμη κατάσταση στην οποία μπορεί να καταλήξει. Η ανάπτυξη του κώδικα ξεκίνησε στο Εργαστήριο Αεροδυναμικής του τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών του Ε.Μ.Π. και βασίστηκε πάνω στη μεθοδολογία SIMPLE (Patankar and Spalding, 1972). Διαφέρει όμως ουσιαστικά από αυτήν, ιδίως στον τρόπο αποθήκευσης των εξαρτημένων μεταβλητών και στην διαδικασία υπολογισμού της πίεσης. Η παρούσα μορφή δίνει περισσότερες δυνατότητες επέμβασης στη γεωμετρία από τον χρήστη καθώς και την επέκταση της επίλυσης σε τρεις διαστάσεις.

Στόχος του κεφαλαίου είναι αρχικά η περιγραφή της αριθμητικής προσέγγισης και στη συνέχεια η παρουσίαση του τρόπου χρήσης. Παρουσιάζεται καταρχήν η μαθηματική θεωρία στην οποία βασίζεται η επίλυση, η βασική δομή του κώδικα καθώς και οι μεταβλητές που εμφανίζονται σε αυτόν. Αναλύονται τα αριθμητικά σχήματα, παρουσιάζεται η διακριτοποιημένη μορφή των εξισώσεων, αναφέρονται οι οριακές συνθήκες, ο τρόπος επίλυσης των εξισώσεων και το κριτήριο σύγκλισης. Τέλος δίνεται και η περιγραφή της προσωπικής συμβολής στην επέκταση του κώδικα `caffca3d_mlr` για την προσομοίωση του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος.

5.2 Βασικές εξισώσεις RANS

Οι εξισώσεις που εκφράζουν το ρευστομηχανικό πεδίο ροής είναι οι εξισώσεις Reynolds για τυρβώδη πεδία ροής οι οποίες προκύπτουν από την χρονική ολοκλήρωση των εξισώσεων Navier-Stokes, όπως αναφέρθηκε στο Κεφάλαιο 4. Με απλά λόγια, θεωρώντας ένα κινούμενο στοιχείο ρευστού, οι εξισώσεις Reynolds εκφράζουν αφενός τον ρυθμό μεταβολής της ροής του στοιχείου αυτού και αφετέρου όλες τις δυνάμεις που ασκούνται πάνω του, είτε λόγω πίεσης, είτε λόγω της συνεκτικότητας του ρευστού (μπορεί να προστεθούν, ανάλογα με την περίπτωση, και δυνάμεις άνωσης, Coriolis κ.τ.λ.). Όταν η ροή που εξετάζεται είναι τυρβώδης, κατά την χρονική ολοκλήρωση προκύπτουν οι λεγόμενες τάσεις Reynolds οι οποίες είναι στατιστικές συσχετίσεις των διαταραχών των ρευστομηχανικών μεγεθών.

Από το πλήθος των προσεγγίσεων που έχουν αναπτυχθεί στη βιβλιογραφία για την αντιμετώπιση των τάσεων Reynolds, ίσως η πιο διαδεδομένη είναι η υπόθεση Boussinesq, η

οποία συνδέει τις τάσεις Reynolds με τον τοπικό ρυθμό παραμόρφωσης του μέσου πεδίου μέσω του συντελεστή τυρβώδους συνεκτικότητας (μ_t):

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \quad (5.1)$$

όπου $i, j=1,2,3$ και υποδηλώνουν τις τρεις καρτεσιανές κατευθύνσεις ($x_i=x, y, z$) και τις αντίστοιχες συνιστώσες των ταχυτήτων ($u_i=u, v, w$). Το k είναι η τυρβώδης κινητική ενέργεια στην οποία θα γίνει αναφορά και στη συνέχεια. Η τυρβώδης συνεκτικότητα (μ_t) έρχεται να προστεθεί στην συνεκτικότητα του ρευστού (μ), η οποία είναι φυσική ιδιότητά του, και εκφράζει την αυξημένη διάχυση που παρατηρείται στα τυρβώδη πεδία ροής. Για τον υπολογισμό όμως της τυρβώδους συνεκτικότητας απαιτείται επίλυση επιπλέον διαφορικών εξισώσεων, μιας και δεν είναι ιδιότητα του ρευστού αλλά εξαρτάται από το πεδίο ροής και μεταβάλλεται τοπικά. Οι εξισώσεις που επιλύονται είναι οι διαφορικές εξισώσεις μεταφοράς για την τυρβώδη κινητική ενέργεια (k) (τυρβώδης κινητική ενέργεια μπορεί να θεωρηθεί η συνολική κινητική ενέργεια που αντιπροσωπεύεται από τις υψηλόσυχνες διαταραχές των ταχυτήτων) και τον ρυθμό απορρόφησης της (ϵ).

Έτσι, οι εξισώσεις που επιλύονται τελικά εκφράζουν την διατήρηση της μάζας, ορμής, τυρβώδους κινητικής ενέργειας (k) και του ρυθμού καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας (ϵ). Προστίθεται δε και εξίσωση μεταφοράς της ενθαλπίας (ή θερμοκρασίας αν θεωρηθεί σταθερή η ειδική θερμοχωρητικότητα CP). Στην παρούσα ανάπτυξη οι εξισώσεις αυτές θα εκφραστούν σε καρτεσιανές συντεταγμένες για χρονικά μεταβαλλόμενο πεδίο ροής. Οι εξισώσεις έχουν όλες την ίδια μορφή εμφανίζοντας όρους μεταφοράς (συναγωγής) και διάχυσης καθώς και έναν όρο πηγής (S_Φ) ο οποίος είναι ο μόνος όρος στην γενική μορφή των εξισώσεων που αλλάζει ανάλογα με την μεταβλητή (Φ). Η γενική μορφή των εξισώσεων φαίνεται παρακάτω:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u\Phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v\Phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w\Phi) \\ & - \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) = S_\Phi \end{aligned} \quad (5.2)$$

όπου (Φ) μπορεί να πάρει τις τιμές

- 1 για εξίσωση συνέχειας,
- U, v ή w για κάποια από τις τρεις συνιστώσες της ταχύτητας,
- T για θερμοκρασία (ή h για ενθαλπία),
- k για τη τυρβώδη κινητική ενέργεια και
- ϵ για το ρυθμό καταστροφής της (δύο μεταβλητές για το μοντέλο τύρβης).

Ο όρος πηγής παίρνει, ανάλογα με την μεταβλητή, τις τιμές που φαίνονται παρακάτω (Πίνακας 5.1).

-Φ-	-S_Φ-
1	0
u	$-\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial w}{\partial x}\right)$
v	$-\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial v}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial w}{\partial y}\right)$
w	$-\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial v}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial w}{\partial z}\right)$
T	0
k	G-ρε
ε	$(C_1 \varepsilon G - C_2 \rho \varepsilon^2) / k$
	$G = \mu \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right\}$

Πίνακας 5.1 Οι τιμές του όρου πηγής S_Φ, ανά μεταβλητή Φ (36)

Επίσης ορίζονται και οι υπόλοιπες μεταβλητές με βάση το μοντέλο τύρβης k-ε:

$$\Gamma_{\Phi} = \frac{\mu}{\sigma_{\Phi}}, \quad \mu_t = C_{\mu} \rho \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad \mu = \mu_t + \mu_l \quad (5.3)$$

όπου (μ) είναι η ενεργός συνεκτικότητα που ορίζεται ως το άθροισμα της (μ_l) που είναι η δυναμική συνεκτικότητα του ρευστού και της (μ_t) που είναι η τυρβώδης συνεκτικότητα όπως ορίζεται από την υπόθεση του Boussinesq. Οι σταθερές για το μοντέλο τύρβης k-ε είναι:

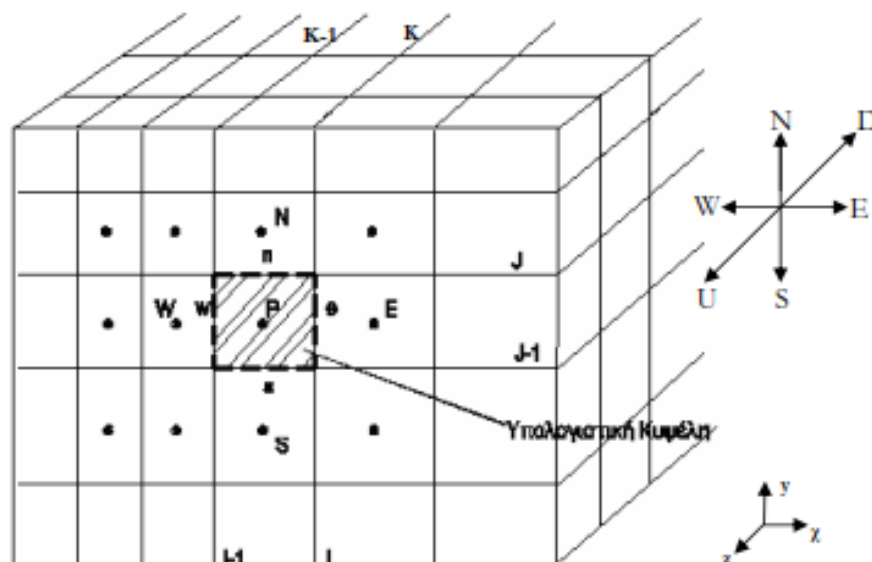
$$C_1 = 1.44 \quad C_2 = 1.92 \quad C_{\mu} = 0.09 \quad (5.4)$$

$$\sigma_{(u,v)} = 1. \quad \sigma_k = 0.9 \quad \sigma_{\varepsilon} = 1.3$$

Επιλύοντας τις εξισώσεις που παρουσιάστηκαν πιο πάνω παίρνουμε τις χρονικές μέσες τιμές των μεταβλητών απαραίτητες ώστε το πεδίο ροής να θεωρείται γνωστό. Παρατηρώντας τις εξισώσεις των διαφόρων μεταβλητών, βλέπουμε ότι είναι στενά δεμένες μεταξύ τους (με την εμφάνιση των αγνώστων μεταβλητών σε όλες σχεδόν τις εξισώσεις) προσδίδοντας στο πρόβλημα έναν ισχυρά μη-γραμμικό χαρακτήρα. Φυσικά, εκτός από τις εξισώσεις αυτές, για την επίλυση ενός προβλήματος είναι απαραίτητες και οι αρχικές και οριακές συνθήκες για τις οποίες θα γίνει λόγος σε επόμενη παράγραφο. Η μεγαλύτερη δυσκολία κατά την επίλυση οφείλεται σ' αυτήν ακριβώς την εξάρτηση των εξισώσεων μεταξύ τους και μάλιστα τις συνιστώσες της ταχύτητας, όσον αφορά στις εξισώσεις ορμής. Στις εξισώσεις αυτές περιέχεται η άγνωστη κλίση της πίεσης που έχει συγχωνευτεί στους όρους πηγής (S_Φ), ενώ οι αντίστοιχες μεταβλητές συνδέονται και μέσω της εξίσωσης της συνέχειας στην οποία δεν εμφανίζεται η πίεση. Η σωστή επίλυση του συστήματος των εξισώσεων θα πρέπει να λαμβάνει υπ' όψη της την αλληλεξάρτηση των μεταβλητών έτσι ώστε κατά την διάρκεια της επίλυσης να γίνονται διαδοχικές διορθώσεις στις μεταβλητές και να οδηγείται το σύστημα στην σύγκλιση (λύση).

5.3 Ολοκλήρωση των εξισώσεων

Στην παρούσα μεθοδολογία χρησιμοποιείται ομόθετο πλέγμα (collocated grid). Όλες οι μεταβλητές αποθηκεύονται στα κέντρα των πλεγματικών κυψελών, δηλαδή πίσω και κάτω από τον κόμβο των πλεγματικών γραμμών I,J,K. (Σχήμα 5.1).



Σχήμα 5.1 Υπολογιστική κυψέλη (όγκος αναφοράς) ομόθετου πλέγματος (36)

Οι εξισώσεις πεπερασμένων διαφορών για κάθε μεταβλητή Φ προκύπτουν ολοκληρώνοντας τις εξισώσεις (5.2) πάνω στον όγκο αναφοράς που ορίζεται από τις πλεγματικές κυψέλες (στην ουσία πρόκειται για εφαρμογή του θεωρήματος του Gauss ή του Green στο χώρο) και εκφράζοντας το αποτέλεσμα ως συνάρτηση των τιμών της μεταβλητής στα γειτονικά πλεγματικά σημεία. Ο όγκος αναφοράς που χρησιμοποιείται είναι ο ίδιος για όλες τις μεταβλητές και παρουσιάζεται μαζί με τους απαιτούμενους συμβολισμούς στο Σχήμα 5.1. Οι όροι μεταφοράς και διάχυσης μετατρέπονται σε επιφανειακά ολοκληρώματα πάνω στις έξι επιφάνειες north (n), south (s), east (e), west (w), up (u) και down (d), που φαίνονται στο Σχήμα 5.1 ενώ ο όρος πηγής γραμμικοποιείται έτσι ώστε οι εξισώσεις (5.2) να γίνουν:

$$\begin{aligned} & \left(\rho u \Phi - \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_e A_e - \left(\rho u \Phi - \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_w A_w + \\ & \left(\rho v \Phi - \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_n A_n - \left(\rho v \Phi - \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_s A_s + \\ & \left(\rho w \Phi - \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_D A_D - \left(\rho w \Phi - \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_U A_U = (S_P \Phi_P + S_U) Vol \end{aligned} \quad (5.5)$$

Στην παραπάνω εξίσωση οι δείκτες των παρενθέσεων δηλώνουν μέση τιμή της εντός παρενθέσεως ποσότητας πάνω στην αντίστοιχη επιφάνεια που φαίνεται στο Σχήμα 5.1 και με Vol συμβολίζεται ο όγκος της υπολογιστικής κυψέλης (όγκος αναφοράς, $\delta x \cdot \delta y \cdot \delta z$). Οι όροι πηγής που έχουν γραμμικοποιηθεί παρουσιάζονται στον Πίνακα 5.2 παρακάτω.

$-\Phi-$	$-S_p^\Phi-$	$-S_u^\Phi-$
1	0	$-\frac{\partial \rho}{\partial t}$
u	$-\frac{\rho}{\delta t}$	$\frac{(\rho u)^{n-1}}{\delta t} - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial x} \right)$
v	$-\frac{\rho}{\delta t}$	$\frac{(\rho v)^{n-1}}{\delta t} - \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial y} \right)$
w	$-\frac{\rho}{\delta t}$	$\frac{(\rho w)^{n-1}}{\delta t} - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial z} \right)$
T	$-\frac{\rho}{\delta t}$	$\frac{(\rho T)^{n-1}}{\delta t} + G$
k	$-\frac{\rho}{\delta t} + C_\mu \frac{k \rho^2}{\mu_t}$	$-\frac{(\rho k)^{n-1}}{\delta t} + G$
ε	$-\frac{\rho}{\delta t} + C_2 \frac{\varepsilon \rho}{k}$	$\frac{(\rho \varepsilon)^{n-1}}{\delta t} + C_1 C_\mu \frac{\rho k}{\mu_t} G$

Πίνακας 4.3.2 Γραμμικοποιημένοι όροι πηγής, ανά μεταβλητή Φ . (36)

Οι χρονικοί όροι έχουν χωριστεί στα S_u και S_p και όταν επιλύεται χρονικά μεταβαλλόμενο πεδίο, όλες οι μεταβλητές είναι εκφρασμένες στην προς επίλυση χρονική στιγμή εκτός από τον όρο που εμφανίζεται στο S_u (εκφρασμένος στη προηγούμενη χρονική στιγμή, $n-1$) για τον οποίο απαιτείται αποθήκευση των μεταβλητών στη προηγούμενη χρονική στιγμή. Αυτή η έκφραση είναι πεπλεγμένη πρώτης τάξης ακρίβειας στο χρόνο και οδηγεί σε σταθερότητα κατά την επίλυση για αρκετά μεγάλα χρονικά βήματα. Για το παρόν, μη χρονικά μεταβαλλόμενο πρόβλημα που εξετάζεται στην παρούσα διπλωματική οι χρονικοί όροι που εμφανίζονται στα S_u και S_p είναι μηδενικοί.

Για να αποφευχθεί τυχόν ασταθής συμπεριφορά στη σύγκλιση της μεθόδου πρέπει να περιληφθούν στον παράγοντα (S_p) μόνο όροι οι οποίοι είναι πάντα αρνητικοί έτσι ώστε να γίνεται πιο ισχυρή η διαγώνια μορφή του πίνακα των συντελεστών των αγνώστων του συστήματος που επιλύεται σε κάθε επανάληψη (η τριδιαγώνια μορφή της (5.5)). Οι υπόλοιπες σταθερές έχουν ήδη οριστεί. Τέλος γίνεται χρήση ενός ακόμη όρου στους όρους πηγής ο οποίος δεν φαίνεται πιο πάνω επειδή δεν προκύπτει από τις εξισώσεις. Ο όρος αυτός έχει σταθεροποιητικό ρόλο (για τη σύγκλιση), δεν επιδρά στην τελική λύση και προκύπτει ως το γινόμενο του υπολοίπου μάζας μέσα από μία υπολογιστική κυψέλη με τη διαφορά της καινούργιας και της παλιάς τιμής της υπολογιζόμενης μεταβλητής:

$$S_+ = |\dot{m}_{net}| \left(\Phi_p^{prev} - \Phi_p \right) \quad (5.6)$$

Είναι προφανές ότι και οι δύο πολλαπλασιαζόμενες ποσότητες θα είναι μηδενικές όταν η μέθοδος θα έχει συγκλίνει.

5.4 Αριθμητικό Σχήμα

Για την αντιπροσώπευση των όρων μεταφοράς και διάχυσης (αρ. πλευρά της εξ. (5.5)) γίνεται χρήση κάποιου σχήματος ανάντι παραγωγίσις, π.χ. του υβριδικού ή του BSOU. Έστω η μεταφορά ποσότητας μέσα από μία από τις τέσσερις επιφάνειες π.χ. της (Ae) η οποία βρίσκεται μεταξύ των κόμβων E και P του πλέγματος (Σχήμα 5.1). Η συνεισφορά στο επιφανειακό ολοκλήρωμα στη πλευρά e είναι :

$$\underbrace{(\rho u)_e \Phi_e A_e}_{\text{συναγωγή}} - \Gamma_{\Phi,e} \underbrace{\frac{\Phi_E - \Phi_P}{\delta x_{PE}} A_e}_{\text{διάχυση}} \quad (5.7)$$

Αν γίνεται χρήση του υβριδικού σχήματος που είναι συνδυασμός κεντρικής και ανάντι παραγωγίσις και είναι πρώτης τάξης ακρίβειας ($\mathcal{O}(\delta x)$) θα ισχύει :

$$\begin{aligned} \Phi_e &= \Phi_P & Pe_e &> 2 \\ \Phi_e &= \int \Phi_E + (1-f)\Phi_P & -2 < Pe_e < 2 \\ \Phi_e &= \Phi_E & Pe_e < -2 \end{aligned} \quad (5.8)$$

όπου (Pe) είναι ο αριθμός Peclet στην ανατολική πλευρά (επιφάνεια) της υπολογιστικής κυψέλης και (f) είναι συντελεστής που ορίζεται από τη γεωμετρία του πλέγματος για τη γραμμική παρεμβολή:

$$Pe_e = \left(\frac{\rho u \Delta x}{\Gamma_{\Phi}} \right)_e, \quad f = \frac{\delta x_{Pe}}{\delta x_{PE}} \quad (5.9)$$

Συνήθως, όταν $|Pe| < 2$ ο όρος διάχυσης είναι αμελητέος και λαμβάνεται μόνο η συναγωγή από τις σχέσεις του υβριδικού σχήματος (5.8). Με παρόμοιες εκφράσεις αντιμετωπίζονται και οι υπόλοιπες τρεις πλευρές. Η χρήση όμως του υβριδικού σχήματος είναι δυνατόν να εμφανίσει προβλήματα αριθμητικής διάχυσης. Αριθμητική διάχυση εμφανίζεται λόγω των προσεγγιστικών λύσεων των διαφορικών εξισώσεων με πεπερασμένες διαφορές, οπότε τυχόν σφάλμα σε κάποιο σημείο του πεδίου μεταφέρεται ανεξάρτητα από το πεδίο ταχυτήτων (αριθμητικά) στους γειτονικούς κόμβους (για περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με το φαινόμενο αυτό βλ. “Υπολογιστική Ρευστομηχανική” του καθ. Γ. Μπεργελέ (22)).

Για την καλύτερη δε αντιμετώπιση του φαινομένου έχουν αναπτυχθεί στο εργαστήριο Αεροδυναμικής του Ε.Μ.Π. και πρωτότυπα σχήματα ανώτερης τάξης ακρίβειας όπως το BSOU. Το σχήμα BSOU (Bounded Second Order Upwind, Papadakis and Bergeles, 1995) είναι ένας συνδυασμός της ανάντι παραγωγίσις πρώτης (First Order Upwind) και δεύτερης τάξης (Second Order Upwind) και γενικά εισάγει μεγαλύτερη ακρίβεια σε σχέση με το υβριδικό ενώ περιορίζει τα προβλήματα αριθμητικής διάχυσης. Γενικά το BSOU κάνει χρήση κάποιων μη γραμμικών συντελεστών ανάμιξης μεταξύ των δύο ανάντι παραγωγίσεων (FOU και SOU). Ορίζονται τα μεγέθη:

$$\hat{\Phi}_P = \frac{(\Phi_P - \Phi_W)}{(\Phi_E - \Phi_W)} \quad \text{και} \quad \gamma_e = \frac{(\Phi_E - \Phi_P) / (\Phi_P - \Phi_W)}{\Delta \xi_{Pe} / \Delta \xi_{WP}} \quad (5.10)$$

και για την επιφάνεια (e) του όγκου ολοκλήρωσης με $u_e > 0$ είναι :

$$\Phi_e = \begin{cases} \Phi_P & \hat{\Phi}_P < 0 \\ \Phi_W + \left(1 + \frac{\Delta \xi_{Pe}}{\Delta \xi_{WP}}\right) (\Phi_P - \Phi_W) & 0 < \hat{\Phi}_P < (\Delta \xi_{WP} / \Delta \xi_{We}) \\ \Phi_W + \left(1 + \gamma_e \frac{\Delta \xi_{Pe}}{\Delta \xi_{WP}}\right) (\Phi_P - \Phi_W) & (\Delta \xi_{WP} / \Delta \xi_{We}) < \hat{\Phi}_P < 1 \\ \Phi_P & \hat{\Phi}_P > 1 \end{cases} \quad (5.11)$$

Το σχήμα αυτό κάνει χρήση και των κόμβων που εκτείνονται πέρα από τους αμέσως γειτονικούς όγκους ολοκλήρωσης (για την περίπτωση όπου $u_e < 0$, χρειάζεται και το Φ_{WW} κ.τ.λ.) και επομένως περιπλέκει κάπως την διακριτοποίηση, έχει όμως το πλεονέκτημα της μεγαλύτερης τάξης ακρίβειας ενώ σε σχέση με άλλα σχήματα ανώτερης τάξης (π.χ. QUICK) είναι επιπλέον φραγμένο.

5.5 Διακριτοποίηση των εξισώσεων

Η χρήση των προαναφερθέντων σχημάτων για την αντιμετώπιση των όρων της διαφορικής εξίσωσης, είτε του υβριδικού σχήματος ανάντι διαφόρισης είτε με του BSOU θα οδηγήσει στη παρακάτω διακριτοποιημένη μορφή της διαφορικής εξίσωση:

$$(\alpha_P^\Phi - S_P^\Phi) \Phi_P = \alpha_N^\Phi \Phi_N + \alpha_S^\Phi \Phi_S + \alpha_E^\Phi \Phi_E + \alpha_W^\Phi \Phi_W + \alpha_D^\Phi \Phi_D + \alpha_U^\Phi \Phi_U + S_U^\Phi \quad (5.12)$$

συνδέοντας έτσι την μεταβλητή (Φ) σε κάθε σημείο με τις τιμές της στα έξι γειτονικά σημεία N,S,E,W,U,D.

Οι όροι πηγής έχουν ήδη οριστεί στον πίνακα (5.2) ενώ οι συντελεστές α_j , όπου $j=N,S,E,W,U,D$, προκύπτουν από την διακριτοποίηση του αριστερού μέρους των εξισώσεων (5.5) και εξαρτώνται από το σχήμα διαφόρισης. Ενδεικτικά παρουσιάζονται μόνο ορισμένοι συντελεστές με το BSOU όπου όλοι οι όροι που σχετίζονται με τους πιο απομακρυσμένους κόμβους (WW, EE, NN, SS, UU, DD) προστίθενται τελικά στους όρους πηγής SU. Έτσι για τους συντελεστές E,W και για την συμβολή του BSOU στους όρους πηγής από την επιφάνεια (e):

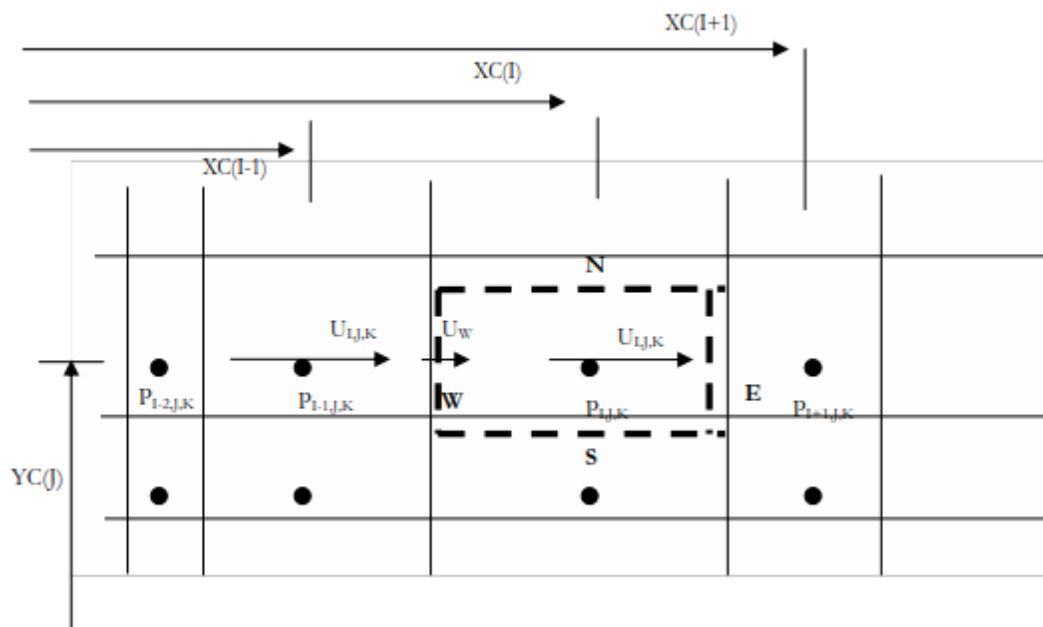
$$\begin{aligned} a_W &= \max\left(0, (\rho u \delta y)_w\right) + \frac{\Gamma_{\Phi,w}}{\delta x_{WP}} \delta y_w, \\ a_E &= \max\left(0, -(\rho u \delta y)_e\right) + \frac{\Gamma_{\Phi,e}}{\delta x_{EP}} \delta y_e, \\ S_{U,e}^{BSOU} &= -\max\left(0, -(\rho u \delta y)_e \frac{\delta x_{eE}}{\delta x_{E-EE}} \gamma_e\right) (\Phi_{EE} - \Phi_E) \\ &\quad + \max\left(0, -(\rho u \delta y)_w \frac{\delta x_{wP}}{\delta x_{PE}} \gamma_w\right) (\Phi_E - \Phi_P) \end{aligned} \quad (5.13)$$

Όμοια προκύπτουν και οι συντελεστές για N, S, U, D και για τις συμβολές στους όρους πηγής από τις επιφάνειες n, s, u, d. Λαμβάνοντας την εξίσωση κατά μήκος μίας l γραμμής και θεωρώντας γνωστά τα μεγέθη στην προηγούμενη και επόμενη γραμμή τότε η εξίσωση (5.13) παίρνει τη μορφή τριδιαγώνιου συστήματος που επιλύεται με αλγόριθμο TDMA.

5.6 Εξίσωση της πίεσης

Κατά τη χρήση ομόθετου πλέγματος, ο υπολογισμός της πίεσης είναι αυτός που συγκεντρώνει το μεγαλύτερο μέρος της ιδιαιτερότητας. Καθώς οι ταχύτητες και οι πιέσεις αποθηκεύονται στο ίδιο σημείο του πλέγματος, η πρώτη παράγωγος της πίεσης που εμφανίζεται στο δεξιό μέλος των εξισώσεων ορμής για τις (u), (v) και (w) ταχύτητες (Πίνακας 5.2) θα πρέπει να εκφραστεί, π.χ. για ομοιόμορφο πλέγμα, ως:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial P}{\partial x} \right|_{(I,J,K)} &= \frac{P(I+1, J, K) - (I-1, J, K)}{XC(I+1) - XC(I-1)} \\ \left. \frac{\partial P}{\partial y} \right|_{(I,J,K)} &= \frac{P(I, J+1, K) - (I, J-1, K)}{YC(J+1) - YC(J-1)} \\ \left. \frac{\partial P}{\partial z} \right|_{(I,J,K)} &= \frac{P(I+1, J, K) - (I-1, J, K)}{ZC(K+1) - ZC(K-1)} \end{aligned} \quad (5.14)$$



Σχήμα 5.2 Ορισμός γεωμετρικών χαρακτηριστικών του πλέγματος και θέσεις μεταβλητών στη βασική υπολογιστική κυψέλη. (36)

Η μορφή της εξίσωσης (5.14) για τις πρώτες παραγώγους μπορεί να οδηγήσει σε ανακρίβειες στον υπολογισμό της κλίσης της πίεσης π.χ. κατά τη x κατεύθυνση από το (I-1,J,K) στο (I+1,J,K) επειδή χάνονται οι πληροφορίες από το (I-1,J,K) στο (I,J,K) και από το (I,J,K) στο (I+1,J,K). Αποτέλεσμα αυτού του γεγονότος είναι ότι ο προκαταρκτικός υπολογισμός του πεδίου πίεσης έχει σημαντικές διακυμάνσεις και ασυνέχειες λόγω της αποσύζευξης των πιέσεων στα γειτονικά σημεία, με συνέπεια να επηρεάζεται αρνητικά και το πεδίο ταχυτήτων. Το πρόβλημα αυτό μπορεί να ξεπεραστεί κατά τον σχηματισμό της εξίσωσης για την επίλυση της πίεσης. Έτσι η μορφή (5.14) επιτρέπεται στις εξισώσεις ορμής και το πρόβλημα που μόλις αναφέρθηκε αντιμετωπίζεται μόνο μέσω της εξίσωσης της πίεσης όπως αυτή θα προκύψει παρακάτω με εφαρμογή της εξίσωσης της συνέχειας.

Οι εξισώσεις ορμής επιλύονται πρώτες και εξαρτώνται από το πεδίο της πίεσης, συνεπώς αυτό το πεδίο θα πρέπει να θεωρηθεί αρχικά γνωστό. Η αρχική υπόθεση P^* για το πεδίο της πίεσης δεν μπορεί φυσικά να είναι σωστή, οπότε οι ταχύτητες που προκύπτουν ικανοποιούν μεν τις εξισώσεις ορμής αλλά συνήθως δεν ικανοποιούν την εξίσωση της συνέχειας, οδηγώντας έτσι σε κάποια υπόλοιπα μάζας. Με σκοπό τον μηδενισμό των υπολοίπων αυτών και τον υπολογισμό του νέου πεδίου πίεσης, ακολουθεί στο τέλος κάθε υπολογισμού ταχυτήτων (επίλυση εξισώσεων ορμής) μία διόρθωση για το αρχικό πεδίο πίεσης (επίλυση εξίσωσης συνέχειας). Φυσικά η διόρθωση αυτή θα επηρεάσει και το πεδίο ταχυτήτων. Συμβολίζοντας τις αρχικές τιμές με εκθέτη (*) και τις διορθώσεις με (') οι διορθωμένες τιμές πίεσης και ταχυτήτων προκύπτουν ως:

$$\begin{aligned}
 P(I, J, K) &= P^*(I, J, K) + P'(I, J, K) \\
 u(I, J, K) &= u^*(I, J, K) - DU(I, J, K) \left. \frac{\partial P'}{\partial x} \right|_{(I, J, K)} \\
 &\quad \text{όπου } DU(I, J, K) = \frac{Vol}{\alpha_p^u(I, J, K) - S_p^u(I, J, K)} \\
 v(I, J, K) &= v^*(I, J, K) - DV(I, J, K) \left. \frac{\partial P'}{\partial y} \right|_{(I, J, K)} \\
 &\quad \text{όπου } DV(I, J, K) = \frac{Vol}{\alpha_p^v(I, J, K) - S_p^v(I, J, K)} \\
 w(I, J, K) &= w^*(I, J, K) - DW(I, J, K) \left. \frac{\partial P'}{\partial z} \right|_{(I, J, K)} \\
 &\quad \text{όπου } DW(I, J, K) = \frac{Vol}{\alpha_p^w(I, J, K) - S_p^w(I, J, K)}
 \end{aligned} \tag{5.15}$$

όπου $\alpha_p^u(I, J, K)$, $\alpha_p^v(I, J, K)$, $\alpha_p^w(I, J, K)$ και Vol έχουν ήδη οριστεί στην προηγούμενη ενότητα. Με τις σχέσεις της (5.15) είναι ευνόητο ότι για την διόρθωση έχει υποτεθεί ότι οι ταχύτητες εξαρτώνται μόνο από τις πιέσεις και έχουν παραληφθεί όλοι οι υπόλοιποι όροι από τις εξισώσεις ορμής. Αν αντικατασταθούν οι σχέσεις (5.15) στην εξίσωση της συνέχειας ολοκληρωμένη πάνω στα όρια μιας υπολογιστικής κυψέλης:

$$-(\rho u \delta z)_e + (\rho u \delta z)_w + (\rho v \delta z)_s - (\rho v \delta z)_n + (\rho w \delta z)_d - (\rho w \delta z)_u = 0 \tag{5.16}$$

θα προκύψει η ακόλουθη εξίσωση υπολογισμού της διόρθωσης της πίεσης:

$$\begin{aligned}
 & -\rho_e u_e^* \delta z + \rho_w u_w^* \delta z + \rho_s v_s^* \delta z - \rho_n v_n^* \delta z + \rho_d w_d^* \delta x \delta y - \rho_u w_u^* \delta x \delta y + \\
 & \rho_e DU_e \delta y \delta z \left(\frac{\partial P'}{\partial x} \right)_e - \rho_w DU_w \delta y \delta z \left(\frac{\partial P'}{\partial x} \right)_w - \rho_s DV_s \delta x \delta z \left(\frac{\partial P'}{\partial y} \right)_s + \\
 & \rho_n DV_n \delta x \delta z \left(\frac{\partial P'}{\partial y} \right)_n - \rho_d DW_d \delta y \delta x \left(\frac{\partial P'}{\partial z} \right)_d + \rho_u DW_u \delta y \delta x \left(\frac{\partial P'}{\partial z} \right)_u = 0
 \end{aligned} \tag{5.17}$$

Η πρώτη γραμμή της εξίσωσης αυτής αποτελεί και το υπόλοιπο μάζας που προκύπτει από τον αρχικό υπολογισμό των τιμών των ταχυτήτων (αυτό το υπόλοιπο θα μηδενιστεί όταν έχουν βρεθεί τα σωστά πεδία). Θα πρέπει επίσης να σημειωθεί ότι στην (5.17) οι πρώτες

παράγωγοι της διόρθωσης της πίεσης υπολογίζονται πάνω στο αντίστοιχο όριο n,s,e,w, d και u και επομένως αποφεύγεται η ανεπιθύμητη και ανακριβής μορφή της (5.14). Για το e π.χ. :

$$\left(\frac{\partial P'}{\partial x}\right)_e = \frac{P'(I+1, J, K) - P'(I, J, K)}{XC(I+1) - XC(I)} \quad (5.18)$$

Για τα υπόλοιπα μεγέθη, όπως η πυκνότητα και οι συντελεστές DU και DV, γίνονται απλές γραμμικές παρεμβολές με τη βοήθεια κατάλληλων συντελεστών βαρύτητας σε περίπτωση ανομοιόμορφου πλέγματος.

Οι Rhie and Chow αναφέρουν ότι τα προβλήματα που εισάγονται από την (5.14) στα πεδία πίεσεως και ταχυτήτων μπορούν να διορθωθούν εδώ με κατάλληλη προσέγγιση της παρεμβολής των u^* , v^* , w^* στα όρια των κυψελών. Έτσι πρότειναν κατά τον υπολογισμό των ταχυτήτων αυτών να μην γίνει απλή γραμμική παρεμβολή, αλλά συγχρόνως να αφαιρεθούν οι υπολογισμένες διαφορές των πιέσεων των εξισώσεων ορμής και να χρησιμοποιηθεί η διαφορά πίεσης πάνω στην εν λόγω πλευρά της κυψέλης. Παρακάτω φαίνεται η εξίσωση που χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της ταχύτητας u_w^* στη δυτική πλευρά της υπολογιστικής κυψέλης (με ανάλογο τρόπο υπολογίζονται και οι ταχύτητες στις άλλες πλευρές της κυψέλης):

$$\begin{aligned} u_w^* = & [1 - WFW(I)] \left\{ u^*(I-1, J, K) - DU(I-1, J, K) \frac{\partial P^*}{\partial x} \Big|_{(I-1, J, K)} \right\} + \\ & WFW(I) \left\{ u^*(I, J, K) - DU(I, J, K) \frac{\partial P^*}{\partial x} \Big|_{(I, J, K)} \right\} + \\ & \left\{ [1 - WFW(I)] DU(I-1, J, K) + WFW(I) DU(I, J, K) \right\} \frac{P^*(I-1, J, K) - P^*(I, J, K)}{XC(I) - XC(I-1)} \end{aligned} \quad (5.19)$$

όπου WFW είναι συντελεστής βαρύτητας για την γραμμική παρεμβολή υπολογισμένος με βάση την ανομοιομορφία του πλέγματος (ανάλογα υπάρχουν και WFE, WFS, WFN) ενώ τα XC ορίζονται στο Σχήμα 5.2. Στην (5.19) οι όροι που βρίσκονται μέσα στις αγκύλες στην πρώτη γραμμή εκφράζουν τις ταχύτητες εκατέρωθεν της επιφάνειας (w) αλλά χωρίς την επίδραση της κλίσης πίεσης (ο όρος που αφαιρείται έχει την έκφραση της (5.14)). Στη συνέχεια στη τελευταία γραμμή της (5.19) προστίθεται η επίδραση της πίεσης στην τιμή της ελλειψώς (ως προς επίδραση πίεσης) παρεμβληθείσας τιμής της ταχύτητας στην εν λόγω επιφάνεια. Είναι φανερό ότι η επίδραση αυτή υπολογίζεται με πολύ καλύτερη ακρίβεια. Τελικά κατά τα πρότυπα των (5.18) και (5.19) η (5.17) καταλήγει σε μία μορφή :

$$\alpha_P^P P'_P = \alpha_N^P P'_N + \alpha_S^P P'_S + \alpha_E^P P'_E + \alpha_W^P P'_W + \alpha_D^P P'_D + \alpha_U^P P'_U + S_U^P \quad (5.20)$$

η οποία είναι ίδια με την μορφή της (5.12) και καταλήγει σε επίλυση τριδιαγώνιου συστήματος. Ο όρος πηγής S_U είναι η πρώτη γραμμή της (5.17), δηλαδή το υπόλοιπο μάζας για τον όγκο αναφοράς. Στο εξής η (5.17) ή η (5.20) θα αναφέρεται ως "εξίσωση της πίεσης". Τέλος σημειώνεται ότι οι όροι της εξίσωσης (5.16) είναι ίδιοι ακριβώς με ένα μέρος των συντελεστών των $\Phi_{N,S,E,W,D,U}$ της εξίσωσης (5.5) ή (5.12). Αυτό είναι λογικό διότι πρόκειται για τους όρους συναγωγής οι οποίοι είναι και αυτοί που εμφανίζονται στην εξίσωση της συνέχειας. Το γεγονός αυτό μπορεί να εκμεταλλευτεί προγραμματιστικά.

5.7 Οριακές συνθήκες

Οι οριακές συνθήκες που χρησιμοποιούνται συνήθως είναι συνθήκες Dirichlet για όλες τις μεταβλητές στην είσοδο του πεδίου και συνθήκη Neumann για όλες τις μεταβλητές στην έξοδο. Οι μεταβλητές στην είσοδο ορίζονται άμεσα και αλλάζονται εύκολα για το κάθε πρόβλημα. Ιδιαιτερότητα παρουσιάζουν μόνο οι u και v ταχύτητες που δίνονται πάντα μηδενικές καθώς και η πίεση η οποία επίσης δίνεται μηδενική (για να υπολογιστούν οι σχετικές πιέσεις ως προς την τιμή στην είσοδο). Οι u και v ταχύτητες δύνανται να τεθούν και μηδέν στην έξοδο, εφόσον το όριο είναι τέτοιο που να επιτρέπει την θεώρηση πλήρως ανεπτυγμένης ροής. Η w ταχύτητα στην έξοδο υφίσταται κάποιον ισολογισμό μάζας ως προς την είσοδο και διορθώνεται αναλόγως σε κάθε επανάληψη. Στον άξονα συμμετρίας θεωρείται συνθήκη Neumann εκτός των ταχυτήτων που είναι κάθετες στο όριο, οι οποίες θεωρούνται μηδενικές.

Σε βόρειο τοίχωμα η πίεση και η v ταχύτητα επιδέχονται οριακές συνθήκες Neumann όπως και η τυρβώδης κινητική ενέργεια k . Για τις u και w ταχύτητες παράλληλες σε τοίχωμα εφαρμόζονται οι συναρτήσεις τοιχώματος. Σε ανατολικό ή δυτικό τοίχωμα ισχύουν συνθήκες Neumann για τη πίεση και τη k καθώς και για τη u ταχύτητα. Οι συνθήκες τοιχώματος εφαρμόζονται για τις v και w ταχύτητες που είναι παράλληλες στο τοίχωμα.

Για την διεπιφάνεια στερεού-ρευστού δεν απαιτείται καμία παρέμβαση του χρήστη αφού επιβάλλεται αυτόματα με τον ορισμό στερεών τοιχωμάτων όπου επιλύεται και η εξίσωση θερμοκρασίας.

Τέλος, η πίεση επιλύεται με συνθήκες Neumann παντού εκτός της εισόδου όπου θεωρείται μηδενική (πίεση αναφοράς). Υπενθυμίζεται ότι η μεθοδολογία λύνει σχετικές πιέσεις και επομένως θα μπορούσε να τεθεί οποιαδήποτε τιμή για την πίεση στην είσοδο χωρίς καμία επίδραση στην λύση αφού οι κλίσεις πίεσης θα μείνουν ούτως ή άλλως ανεπηρέαστες.

5.7.1 Οριακές συνθήκες στο τοίχωμα

Σε περιοχές κοντά στα τοιχώματα, κατά την επίλυση της τυρβώδους ροής, το υπολογιστικό κόστος είναι μεγάλο λόγω της απαίτησης λεπτομερών υπολογισμών και κατ' επέκταση μεγάλου αριθμού πλεγματικών γραμμών. Για την μείωση αυτού του κόστους γίνεται μία ειδική θεώρηση για την εξάρτηση των ταχυτήτων, της τυρβώδους κινητικής ενέργειας και του ρυθμού καταστροφής της κοντά στο τοίχωμα με την απόσταση του υπολογιζόμενου σημείου από το τοίχωμα. Αυτή η εξάρτηση εκφράζεται μέσα από σχέσεις, γνωστές και ως συναρτήσεις τοιχώματος (wall functions) για τις οποίες έχει γίνει λεπτομερής αναφορά στο Κεφάλαιο 4. Οι σχέσεις που ακολουθούν, οι οποίες έχουν ενσωματωθεί στην αρχική έκδοση του υπολογιστικού εργαλείου `caffa3d_mlr`, έχουν προκύψει από τις πειραματικά μετρημένες διανομές των μεγεθών σε τυρβώδες οριακό στρώμα πάνω από επίπεδη πλάκα. Σύμφωνα με τις μετρήσεις, οι διανομές μπορούν να θεωρηθούν ότι αποτελούνται από δύο περιοχές, μία πολύ κοντά στο τοίχωμα η οποία είναι γραμμικού χαρακτήρα και μία πιο μακριά η οποία ακολουθεί λογαριθμικό κανόνα. Αυτές οι εξισώσεις έχουν τη βασική πρακτική σημασία να επιτρέπουν τον σωστό υπολογισμό των κλίσεων των μεγεθών και άρα των όρων διάχυσης δίπλα σε στερεά όρια σε τυρβώδη ροή.

Για βόρειο σύνορο, στο οποίο είναι παράλληλη η (U) ταχύτητα, έχουμε για την διατμητική τάση πάνω στο τοίχωμα ($\tau_w = \mu \frac{du}{dy}$) :

$$\tau_w = \mu_{l,P} \frac{u_p}{\delta y_p} \quad y^+ < 11.63 \text{ (στρωτό οριακό στρώμα)}$$

$$\tau_w = \left[\frac{\rho C_\mu^{1/4} \kappa \sqrt{k}}{\ln(Ey^+)} \right]_P u_p \quad y^+ > 11.63 \text{ (πλήρως τυρβώδης περιοχή)}$$
(5.21)

Για δυτικό σύνορο παράλληλη θα είναι η ν ταχύτητα οπότε η διατμητική τάση δίνεται και πάλι από την (5.21) μόνο που αντί για u_p θα είναι v_p . Γενικότερα, το (κ) είναι η σταθερά του Von Karman (=0.4187) ενώ (E) είναι γενικά συνάρτηση της τραχύτητας του τοιχώματος και συνήθως θεωρούμε λείο τοίχωμα οπότε είναι $E=9.793$. Σημειώνεται ότι y^+ είναι η αδιάστατη κάθετη απόσταση του σημείου P του πλέγματος του πλέον γειτονικού στο στερεό όριο, όπου υπολογίζουμε την ταχύτητα, από το τοίχωμα:

$$y_p^+ = \left(\frac{C_\mu^{1/4} \sqrt{k}}{\nu} \right)_P \delta y_p$$
(5.22)

Η εισαγωγή των συναρτήσεων τοιχώματος γίνεται στο S_p λόγω της γραμμικοποίησης που έχουν υποστεί οι όροι πηγής στην (5.5) αφού και η (5.21) είναι συνάρτηση της προς επίλυση μεταβλητής στο σημείο P.

Σημειώνεται ότι οι σχέσεις αυτές εφαρμόζονται και κατά τον υπολογισμό του (G) (Πίνακας 5.1) κοντά σε τοιχώματα ενώ για τον όρο (-ρε) που εμφανίζεται στους όρους πηγής εφαρμόζεται η εξής σχέση :

$$\int_V \rho \varepsilon dV = \begin{cases} \left(\rho C_\mu^{3/4} k^{3/2} \frac{y^+}{\delta y} \right)_P Vol & y^+ < 11.63 \\ \left(\rho C_\mu^{3/4} k^{3/2} \frac{\ln(Ey^+)}{\kappa \delta y} \right)_P Vol & y^+ > 11.63 \end{cases}$$
(5.23)

ο οποίος εισάγεται στο S_p σε αντικατάσταση της συνηθισμένης σχέσης (Πίνακας 5.1).

Για την τυρβώδη κινητική ενέργεια (k) εφαρμόζονται Neumann συνθήκες κοντά σε τοιχώματα ενώ για το ρυθμό καταστροφής (ε) ισχύει η σχέση:

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa y_p}$$
(5.24)

5.8 Μέθοδος επίλυσης

Η μεθοδολογία που θα παρουσιαστεί βασίζεται στην μέθοδο SIMPLE και τον αλγόριθμο TDMA για την αριθμητική επίλυση των εξισώσεων. Πιο αναλυτικά η μέθοδος απαρτίζεται από τα εξής στάδια:

- Επιλέγεται ένα σχήμα πεπερασμένων διαφορών όπου οι εξαρτημένες μεταβλητές είναι οι ταχύτητες και η πίεση καθώς και οι μεταβλητές k , ε του μοντέλου τύρβης, η θερμοκρασία T κ.α.
- Γίνεται μία αρχική υπόθεση για όλες τις μεταβλητές σε όλο το πεδίο ροής. Σε αυτό το στάδιο βοηθάει πολύ η ύπαρξη προηγούμενων υπολογισμών για παρόμοια προβλήματα οπότε και οι λύσεις αυτές θεωρούνται ως αρχικές τιμές για την

υπολογιζόμενη. Μαζί με τις αρχικές τιμές είναι προφανές ότι υποτίθεται και μία αρχική τιμή για το πεδίο πίεσης.

- Επιλύονται οι εξισώσεις ορμής με το δεδομένο πεδίο πίεσης. Όμως οι ταχύτητες που υπολογίζονται από τις εξισώσεις ορμής δεν ικανοποιούν την εξίσωση διατήρησης της μάζας (ή την εξίσωση Poisson για την πίεση) και είναι απαραίτητη κάποια διόρθωσή τους. Η διόρθωση του πεδίου των ταχυτήτων γίνεται μέσω μιας αντίστοιχης διόρθωσης στο πεδίο της πίεσης έτσι ώστε τελικά να ικανοποιείται η εξίσωση της συνέχειας. Μετά από τις διορθώσεις αυτές, η διαδικασία επαναλαμβάνεται μέχρι οι λύσεις πεδίου ταχυτήτων και πίεσης να ικανοποιούν όλες τις εξισώσεις (ορμής και συνέχειας).
- Οι νέες τιμές που έχουν βρεθεί για τα πεδία όλων των μεταβλητών θεωρούνται ως νέες βελτιωμένες αρχικές τιμές και η διαδικασία επαναλαμβάνεται μέχρι τη σύγκλιση.
- Σε περίπτωση που η επίλυση γίνεται σε μη μόνιμη ροή (χρονική εξέλιξη του φαινομένου) η όλη διαδικασία επαναλαμβάνεται σε κάθε χρονικό βήμα. Όταν έχει επιτευχθεί η μόνιμη κατάσταση τότε η λύση δεν θα αλλάξει από χρονικό βήμα σε χρονικό βήμα.

Υπενθυμίζεται ότι η μεθοδολογία εφαρμόζεται σε ομόθετο (collocated) πλέγμα όπου όλες οι μεταβλητές αποθηκεύονται στο κέντρο των πλεγματικών κυψελών. Εδώ συνίσταται και η διαφορά από τον αλγόριθμο SIMPLE που χρησιμοποιεί μετατοπισμένο (staggered) πλέγμα.

Κατά την επίλυση όλων των εξισώσεων, εφαρμόζεται η μέθοδος TDMA για την επίλυση τριδιαγώνιου συστήματος συντεταγμένων με τη μέθοδο εναλλαγής κατεύθυνσης. Θεωρούνται λοιπόν ως άγνωστες οι τιμές της προς επίλυσιν μεταβλητής κατά μία πλεγματική γραμμή. Φυσικά οι μεταβλητές αυτές εξαρτώνται και από τις αντίστοιχες μεταβλητές της προηγούμενης και επόμενης πλεγματικής γραμμής. Αυτές λαμβάνονται ίσες με τις πιο πρόσφατα υπολογισμένες τιμές τους. Με αυτό τον τρόπο βρίσκονται οι νέες τιμές της μεταβλητής κατά μήκος πλεγματικών γραμμών σε μία κατεύθυνση.

Στη συνέχεια επαναλαμβάνεται η επίλυση και στην άλλη κατεύθυνση. Σημειώνεται ότι το σύστημα που επιλύεται σε κάθε γραμμή πλέγματος αποτελείται από όλα τα εσωτερικά σημεία του πεδίου πάνω στη γραμμή αυτή.

5.9 Σύγκλιση

Στόχος είναι η λήψη ικανοποιητικών και ρεαλιστικών αποτελεσμάτων όσον αφορά τα φυσικά μεγέθη που διέπουν το φαινόμενο και τις εξισώσεις που επιλύονται. Προϋπόθεση της επιτυχούς λύσης του εκάστοτε προβλήματος με τη μέθοδο των πεπερασμένων όγκων ελέγχου είναι η επίτευξη σύγκλισης. Η σύγκλιση είναι το αποτέλεσμα της μετάθεσης του λάθους και της εξαλειψής του στα όρια. Το αριθμητικό πρόβλημα θεωρείται ότι έχει συγκλίνει όταν:

- Έχει επιτευχθεί η απαιτούμενη ακρίβεια, δηλαδή η πτώση των υπολοίπων (residuals) κάτω από μία τιμή που έχει προεπιλεγθεί από το χρήστη και εκφράζει την απαιτούμενη ακρίβεια της σύγκλισης. Τα υπόλοιπα καθορίζονται για κάθε μεταβλητή που επιλύεται στο σύνολο των κόμβων του πλέγματος.
- Έχει επιτευχθεί η σταθεροποίηση της τιμής της μεταβλητής που επιλύεται, σε συγκεκριμένο σημείο κατά τη διάρκεια των διαδοχικών επαναλήψεων.

- Υπάρχει ανεξαρτησία λύσης από το πλέγμα και από το χρόνο, που σημαίνει ότι η λύση έχει επιτευχθεί για κάποιο πλέγμα και χρόνο αν αυτή δε μεταβάλλεται κατά την περαιτέρω πύκνωση του πλέγματος και των χρονικών βημάτων, αντίστοιχα.
- Ικανοποιούνται τα ισοζύγια μάζας, ορμής και ενέργειας, συνολικά σε όλο το πεδίο ροής. Το κριτήριο αυτό είναι η απαίτηση για τη σωστή επίλυση των εξισώσεων.

5.10 Τεχνική υποχαλάρωσης

Για την καλύτερη σύγκλιση και την αποφυγή μεγάλων διακυμάνσεων των μεταβλητών ανάμεσα σε δύο διαδοχικές επαναλήψεις οι οποίες θα μπορούσαν να προκαλέσουν απόκλιση της λύσης, χρησιμοποιείται η τεχνική της υποχαλάρωσης.

Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκε η γραμμική υποχαλάρωση. Η τεχνική της υποχαλάρωσης βασίζεται στο γεγονός ότι για να επιτευχθεί σύγκλιση, χρησιμοποιείται μόνο ένα ποσοστό της τιμής μίας μεταβλητής που υπολογίστηκε, ως αρχική τιμή της επόμενης επανάληψης. Το υπόλοιπο μέρος της τιμής αυτής λαμβάνεται από την προηγούμενη επανάληψη. Δηλαδή:

$$\Phi_P^{new} = \omega\Phi_P^{new} + (1-\omega)\Phi_P^{old} \quad (5.25)$$

Όπου

Φ_P^{new} : η νέα τιμή της μεταβλητής Φ στους κόμβους του πλέγματος

Φ_P^{old} : η τιμή της μεταβλητής Φ στην προηγούμενη επανάληψη στον ίδιο κόμβο του πλέγματος

ω : ο συντελεστής υποχαλάρωσης $\omega \in [0,1]$

5.11 Συμβολή στον κώδικα `caffca3d_mlr`

Στα πλαίσια της παρούσας διπλωματικής ήταν απαραίτητη η τροποποίηση μέρους του υπολογιστικού εργαλείου `caffca3d_mlr` για την επιτυχή μοντελοποίηση του ΑΟΣ.

Ακολουθώντας την προσέγγιση των Richards-Hoxey έγινε αλλαγή των τιμών των σταθερών σ_k , σ_ϵ , C_1 , C_2 που εμφανίζονται στις εξισώσεις διατήρησης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας (k) και ο ρυθμός καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας (ϵ), όπως αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 3.4.1 Η προσέγγιση των Richards-Hoxey. Οι τιμές τους φαίνονται στον Πίνακα 5.3.

Σταθερά	Τιμή
σ_k	1.0
σ_ϵ	1.11
C_1	1.44
C_2	1.92
C_μ	0.09
κ	0.4

Πίνακας 5.3 Νέες τιμές σταθερών

Σύμφωνα με τις υποδείξεις των Hargreaves and Wright έγιναν οι παρακάτω αλλαγές:

- Επιβολή της σχέσης (5.27) για τον υπολογισμό της διατμητικής τάσης στο στερεό όριο. Η επιβολή αυτή στο υπολογιστικό πεδίο του κύβου επιλέχθηκε να επιβληθεί από την είσοδο μέχρι $0.86H$ ανάντι του κύβου ώστε να διασφαλιστεί το προφίλ πλήρως αναπτυγμένου οριακού στρώματος (37). Είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι η συγκεκριμένη συνάρτηση τοιχώματος επιβάλλεται μόνο στο όριο του εδάφους.
- Επιβολή της σχέσης (5.28) για τον υπολογισμό του ρυθμού παραγωγής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας στην κυψέλη ακριβώς δίπλα στο στερεό όριο.
- Επιβολή της σχέσης (5.29) για τον υπολογισμό του καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας στην κυψέλη ακριβώς δίπλα στο στερεό όριο.

Τέλος ακολουθήθηκαν οι υποδείξεις των Richards και Norris (35), όπως αυτές περιγράφηκαν στο κεφάλαιο 3.6 για την εξάλειψη του τοπικού μέγιστου στην τιμή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας που παρατηρείται στην προτελευταία κυψέλη από τον τοίχο.

Κεφάλαιο 6ο:

Περιγραφή της γεωγραφίας

6.1 Εισαγωγή

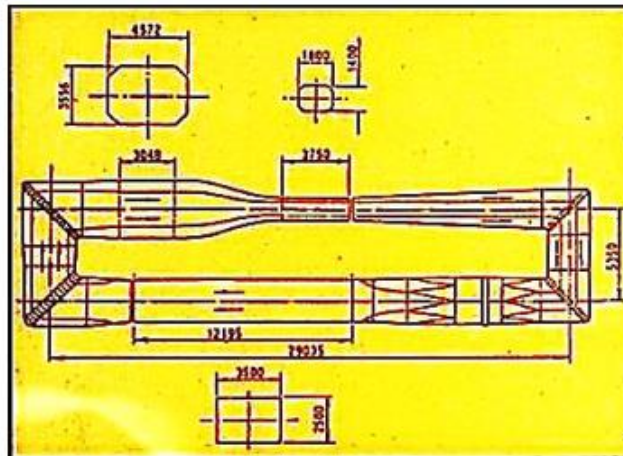
Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται με συντομία η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε από τον Π. Μελέτη στα πλαίσια της εκπόνησης της διπλωματικής του εργασίας στην οποία εξέτασε πειραματικά τη περίπτωση ενός κυβικής μορφής πρότυπου κτηρίου, εκτεθειμένου στη ροή δύο διαφορετικών ανάντι τυρβωδών οριακών στρωμάτων. Κατά τη διεξαγωγή του πειράματος εξετάστηκε η επίδραση των τυρβωδών χαρακτηριστικών του οριακού στρώματος, του προσανατολισμού του κύβου και της παρουσίας ανοιγμάτων στις κάθετες πλευρές του στη διαμόρφωση της επιφανειακής κατανομής πίεσης.

Στην παρούσα εργασία εξετάζεται η αριθμητική προσομοίωση της παραπάνω διάταξης για την περίπτωση ροής ατμοσφαιρικού στρώματος κάθετης στην επιφάνεια του πρότυπου κτηρίου κυβικής μορφής.

6.2 Πρότυπος κύβος και πειραματική διάταξη

6.2.1 Πειραματική διάταξη

Το πείραμα που πραγματοποιήθηκε από τον Π. Μελέτη, διεξήχθη στην αεροδυναμική σήραγγα του εργαστηρίου αεροδυναμικής του ΕΜΠ (Σχήμα 6.1), η οποία είναι χαμηλής ταχύτητας (υποηχητική) και κλειστού τύπου. Αποτελεί μια εγκατάσταση υψηλής ακρίβειας μετρήσεων η οποία μπορεί να εξυπηρετήσει μια ευρεία ποικιλία πειραματικών εφαρμογών. Διαθέτει αξονικό φυσητήρα 8 πτερυγίων με διάμετρο 2.67m, ο οποίος τροφοδοτείται από ηλεκτροκινητήρα συνεχούς ρεύματος ισχύος 300kW. Το συνολικό μήκος της σήραγγας είναι 32m και έχει τρεις χώρους δοκιμών, τον μικρό, τον μεσαίο και τον μεγάλο χώρο δοκιμών.



Σχήμα 6.1 Σκαρίφημα της αεροδυναμικής σήραγγας του ΕΜΠ, όπου επάνω δεξιά είναι ο μικρός χώρος δοκιμών, κάτω ο μεσαίος χώρος δοκιμών και επάνω αριστερά ο μεγάλος χώρος δοκιμών (14).

Ο μεγάλος χώρος δοκιμών έχει διαστάσεις πλάτους 4.5m και ύψους 3.5m και αναπτύσσει μέγιστη ταχύτητα ροής 9.5m/s. Είναι ιδανικός χώρος για την δοκιμή μικρών ανεμοκινητήρων.

Ο μικρός χώρος δοκιμών έχει διαστάσεις πλάτους 1.8 m και ύψους 1.4 m και αναπτύσσει μέγιστη ταχύτητα ροής 60m/s με επίπεδο τύρβης 0.2%. Μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την δοκιμή δισδιάστατων αεροτομών, πτερύγια αεροσκαφών, ατράκτων, μοντέλα αεροσκαφών, οχημάτων κλπ.

Ο μεσαίος χώρος δοκιμών είναι ο χώρος που πραγματοποιήθηκε το πείραμα. Έχει διαστάσεις πλάτους 3.5m, ύψους 2.5m, και μήκους 12m και αναπτύσσει μέγιστη ταχύτητα ροής 17m/s. Διαθέτει ηλεκτρικά ελεγχόμενη περιστρεφόμενη τράπεζα (turntable) διαμέτρου 2.5m. Είναι ιδανικός χώρος για την μελέτη μικρών ανεμοκινητήρων και βιομηχανικών εφαρμογών, όπως η οπτικοποίηση της ροής και η εκτίμηση των αεροδυναμικών δυνάμεων που ασκούνται σε κτηριακές κατασκευές, μελέτες διασποράς ρυπαντών και άλλα.

6.2.2 Τεχνική προσομοίωσης ΑΟΣ

Η προσομοίωση του ΑΟΣ πραγματοποιήθηκε με τη χρήση του συνδυασμού οβελίσκων (spires) στην αρχή της σήραγγας, με στοιχεία τραχύτητας (roughness elements) στο έδαφος κατά μήκος της σήραγγας (Σχήμα 6.2). Με τους οβελίσκους επιτυγχάνεται η αύξηση του οριακού στρώματος ενώ με τα στοιχεία τραχύτητας προσομοιώνεται το η τραχύτητα του εδάφους.



Σχήμα 6.2 Πειραματική διάταξη προσομοίωσης οριακού στρώματος κατά Irwin (14)

Έχουν πραγματοποιηθεί προσομοιώσεις με οβελίσκους διαφόρων σχημάτων όπως ελλειπτικοί (elliptic spires), τριγωνικοί (triangular spires), τα δύο προηγούμενα με κομμένα τα επάνω άκρα τους (truncated) και διάφορες άλλες τεχνικές. Στο παρόν πείραμα χρησιμοποιήθηκε ο εξοπλισμός των οβελίσκων του Z. Xing, οι οποίοι είναι τριγωνικής μορφής και διαστάσεων $h=180\text{cm}$, $b=20\text{cm}$. (Σχήμα 6.4)



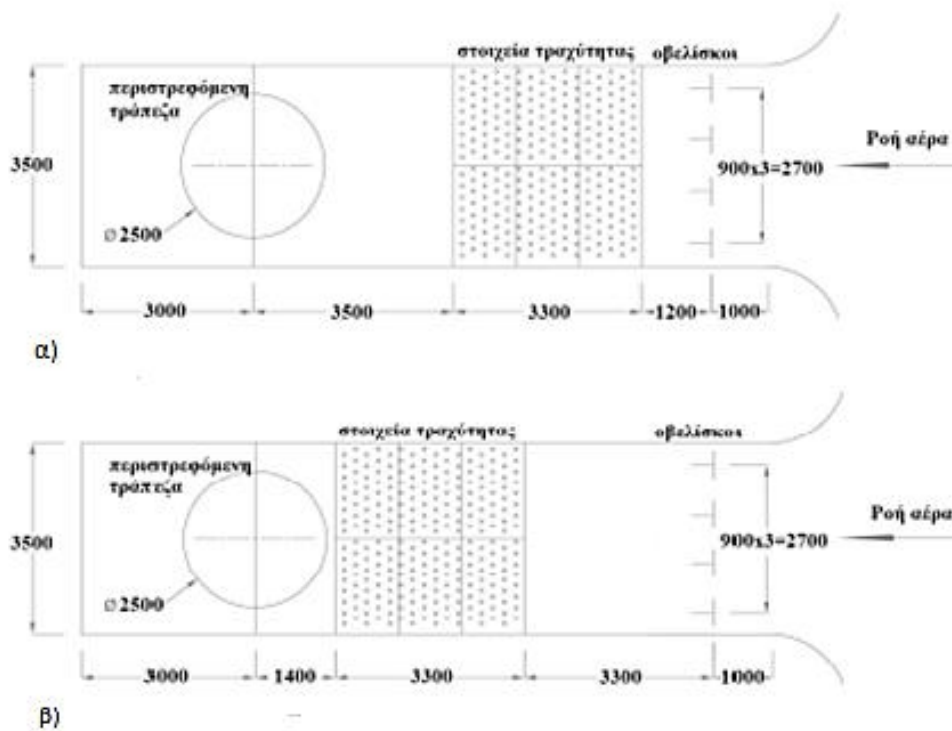
Σχήμα 6.3 Σχηματική απεικόνιση της πειραματικής διάταξης των οβελίσκων και των στοιχείων τραχύτητας για την προσομοίωση του ΑΟΣ. (24)

Ως στοιχεία τραχύτητας εδάφους χρησιμοποιούνται επιτυχώς κύβοι ή πρίσματα. Έχει χρησιμοποιηθεί και ομοιόμορφη κατανομή των στοιχείων σε όλη την επιφάνεια αλλά και διαφορετικές πυκνότητες των στοιχείων ανά μονάδα επιφάνειας. Επίσης, ως στοιχεία τραχύτητας, έχουν χρησιμοποιηθεί τάπητες, χαλίκι, κυλινδρικά στοιχεία και άλλα ακανόνιστα σχήματα. Στο παρόν πείραμα χρησιμοποιήθηκε ο εξοπλισμός κυβικών στοιχείων τραχύτητας του Z. Xing, πλευράς $k=5\text{cm}$ και απόστασης μεταξύ τους $D=20\text{cm}$ (Σχήμα 6.4). Τα στοιχεία κατασκευάστηκαν από διογκωμένη πολυστερίνη (φελιζόλ) και τοποθετήθηκαν σε έξι μπλοκ διαστάσεων 175 cm επί 110 cm τα οποία καταλαμβάνουν μήκος σήραγγας 3.30 m.

Έτσι μπορούν να κινηθούν κατά μήκος της σήραγγας ώστε να επιτυγχάνεται η προσομοίωση, διαφορετικού οριακού στρώματος με μία απλή μετακίνηση των μπλοκ κατά μήκος της ροής.



Σχήμα 6.4 Πειράματα για την προσομοίωση της ροής γύρω από σώμα κυβικής μορφής (14)

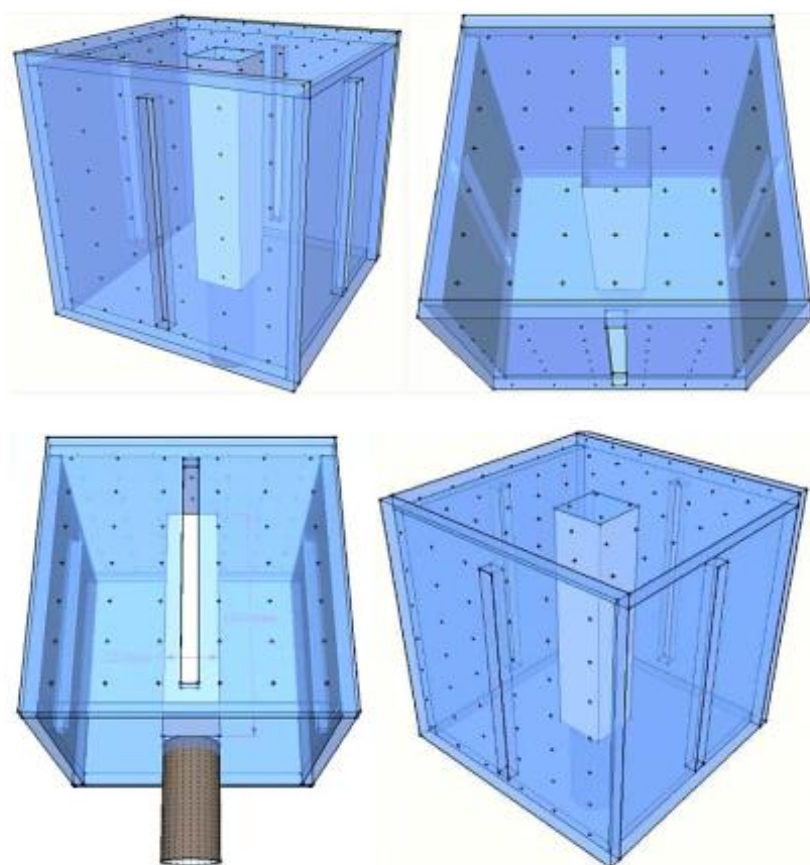


Σχήμα 6.5 Διάταξη των γεννητριών τύρβης για α) χαμηλής διάτμησης β) υψηλής διάτμησης οριακό στρώμα (14)

Τέλος, στο πείραμα επιλέχθηκαν δύο συνδυασμοί διατάξεων. Μία διάταξη για Α) χαμηλή διάτμηση του οριακού στρώματος και μία διάταξη για Β) υψηλή διάτμηση. Για δεδομένη θέση των οβελίσκων ανάντι της ροής, τα στοιχεία τραχύτητας εγγύς των οβελίσκων αναπαράγουν χαμηλής διάτμησης οριακό στρώμα ενώ απομακρυνόμενα υπάρχει αύξηση της διάτμησης (Σχήμα 6.5).

6.2.3 Πρότυπος κύβος

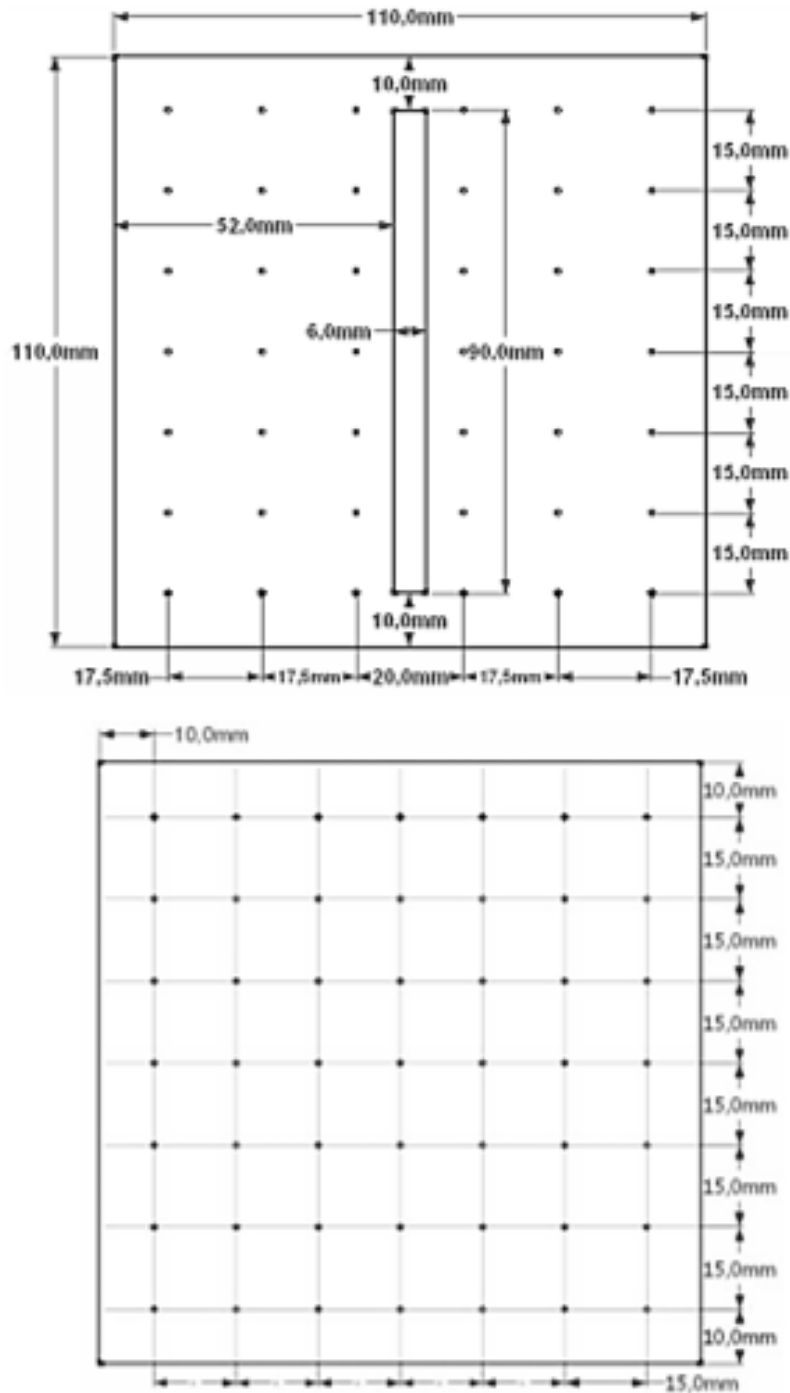
Το πρότυπο της πειραματικής διάταξης, αποτελεί ένας κύβος. Ο πρότυπος κύβος (Σχήμα 6.5) κατασκευάστηκε και χρησιμοποιήθηκε για διπλωματική εργασία από τον Π. Κουτσελάκη (38). Το πρότυπο του κτηρίου είναι κυβικής μορφής με πλευρές από τετράγωνα φύλλα Plexiglass πάχους 5 mm και πλευράς $H=0.11$ m. Η κάθε κατακόρυφη πλευρά έχει ένα κατακόρυφο άνοιγμα 90mm x 6mm, το οποίο αντιστοιχεί σε περίπου 4.5% του εμβαδού της. Το κατακόρυφο άνοιγμα αυτό, μπορεί να καλύπτεται μερικώς ή ολικώς, ώστε να προσομοιώνονται διαφορετικά σενάρια συνδυασμών.



Σχήμα 6.6 Πρότυπος κύβος (14)

Για τη μέτρηση κατανομής πίεσης, στη μία από τις κάθετες πλευρές τοποθετήθηκαν 42 απολήψεις πίεσης και στην οροφή άλλες 49 (Σχήμα 6.6). Στις απολήψεις συνδέθηκαν σωλήνες σιλικόνης, εξωτερικής διαμέτρου 2mm και εσωτερικής 0.5 mm . Προκειμένου να διευκολυνθεί μελλοντική υπολογιστική προσομοίωση, οι συνδέσεις στο εσωτερικό του κύβου καλύφθηκαν με δεύτερο φύλλο Plexiglass πίσω από κάθε εξωτερική επιφάνεια και οδηγήθηκαν εσωτερικά μιας κατακόρυφης στήλης τετραγωνικής διατομής με πλευρά 22mm

στο κέντρο του κύβου. Με τον τρόπο αυτό οι επιφάνειες στο εσωτερικό του κύβου ήταν λείες και το μόνο εμπόδιο ήταν η κεντρική στήλη τετραγωνικής διατομής (6.5). Μετέπειτα τα σωληνάκια των 2mm ενώθηκαν με διαφανή σωληνάκια σιλικόνης εσωτερικής διαμέτρου 2mm και εξωτερικής 4mm, τα οποία με τη σειρά τους συνδέθηκαν μέσω ρακόρ σε κανάλια πολυαιθυλενίου εξωτερικής διαμέτρου 4mm και εσωτερικής 2.6mm.



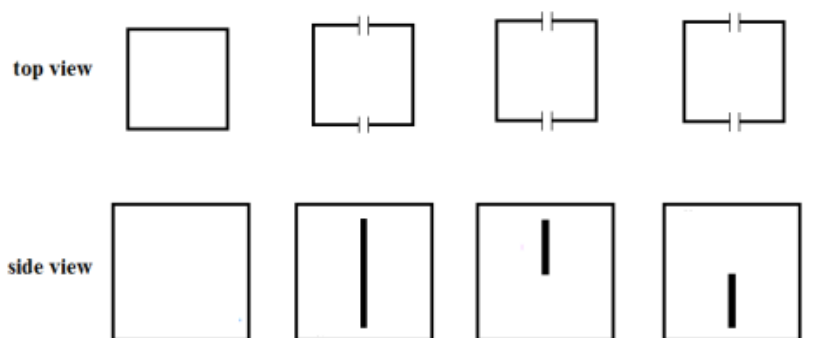
Σχήμα 6.7 Διαστάσεις και θέσεις απολήψεων πίεσης στην κάθετη όψη του κύβου (πάνω) και στην οροφή του κύβου (κάτω). (14)

Για τη μέτρηση της ταχύτητας της ροής χρησιμοποιήθηκε διάταξη θερμού νήματος ενώ για τη μέτρηση της πίεσης χρησιμοποιήθηκε σαρωτής πίεσης FCS421 και διαφορικό μανόμετρο.

Ο κύβος με βάσει τα ανοίγματα, για την διπλωματική εργασία του Π. Μελέτη, μπορεί να επιφέρει τέσσερεις (4) διαφορετικούς συνδυασμούς (6.7):

- Πλήρως κλειστός κύβος.
- Πλήρως ανοιχτά ανοίγματα για αντιδιαμετρικές επιφάνειες, και κλειστά τα υπόλοιπα ανοίγματα των άλλων δύο κάθετων επιφανειών.
- Μερικώς ανοιχτά ανοίγματα για αντίθετες επιφάνειες, και κλειστά τα υπόλοιπα ανοίγματα των άλλων δύο κάθετων επιφανειών. Συγκεκριμένα ανοιχτά από επάνω μέχρι το ήμισυ του ύψους του κύβου (επάνω άνοιγμα).
- Ομοίως μερικώς ανοιχτά ανοίγματα και συγκεκριμένα ανοιχτά από κάτω μέχρι το ήμισυ του ύψους του κύβου (κάτω άνοιγμα).

Οι παραπάνω συνδυασμοί μελετώνται για κάθε οριακό στρώμα επομένως είναι τέσσερα (4) για χαμηλής διάτμησης (A) και σε τέσσερα (4) για οριακό στρώμα υψηλής διάτμησης (B), όπως αυτά περιγράφονται παραπάνω. Έτσι είναι οκτώ (8) συνδυασμοί ανοιγμάτων κύβου και οριακού στρώματος. Για την παρούσα διπλωματική εργασία τα αποτελέσματα που θα χρησιμοποιηθούν είναι εκείνα για ροή κάθετη στον κύβο.



Σχήμα 6.8 Διαφορετικοί συνδυασμοί ανοιγμάτων κύβου. (14)

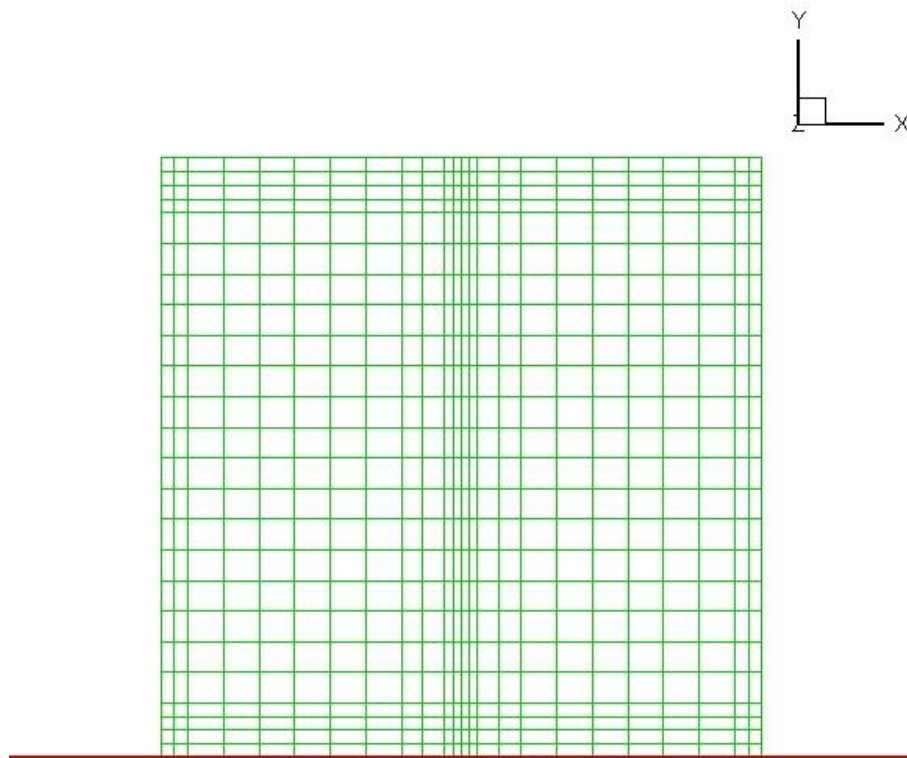
6.3 Προσομοίωση πρότυπου κύβου και πεδίου υπολογισμού

6.3.1 Πρότυπος κύβος

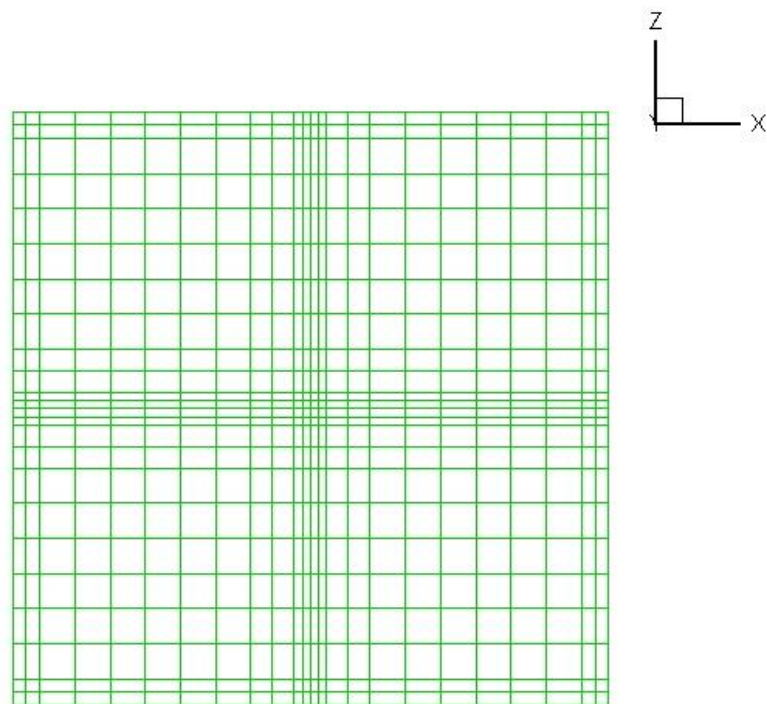
Για την επιτυχή προσομοίωση του προβλήματος απαραίτητη κρίνεται η σωστή διακριτοποίηση τόσο του ίδιου του πρότυπου σώματος κυβικής μορφής όσο και του υπολογιστικού χωρίου.

Αναφορικά με τον πρότυπο κύβο, προτείνεται από τη βιβλιογραφία η χρήση τουλάχιστον δέκα υπολογιστικών κελιών ανά πλευρά του κτηρίου και η ελάχιστη ανάλυση του πλέγματος να οριστεί τουλάχιστον στο 1/10 της κλίμακας του κτηρίου (27). Επιπλέον, απαιτείται υψηλή ανάλυση πλέγματος στην κατακόρυφη κατεύθυνση πλησίον του κάτω ορίου του υπολογιστικού χωρίου.

Για την διακριτοποίηση του πρότυπου κύβου, χρησιμοποιήθηκαν συνολικά εικοσιτέσσερα κελιά οι διαστάσεις των οποίων επιλέχθηκαν με σεβασμό στην γεωμετρία και τις διαστάσεις του πρότυπου κύβου. Το πλέγμα κατασκευάστηκε με τέτοιο τρόπο ώστε να μπορεί να χρησιμοποιηθεί και στις τέσσερις περιπτώσεις μελέτης.



Σχήμα 6.9 Διακριτοποίηση του πρότυπου κύβου στο επίπεδο z



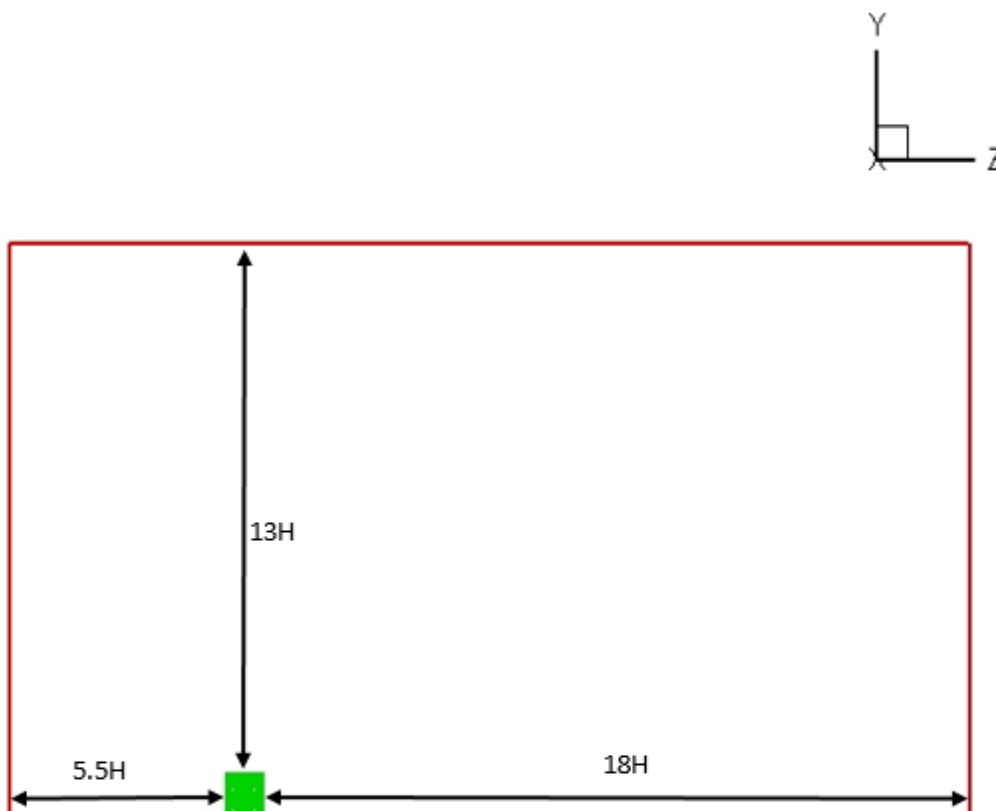
Σχήμα 6.10 Διακριτοποίηση του πρότυπου κύβου στο επίπεδο y

6.3.2 Υπολογιστικό πεδίο

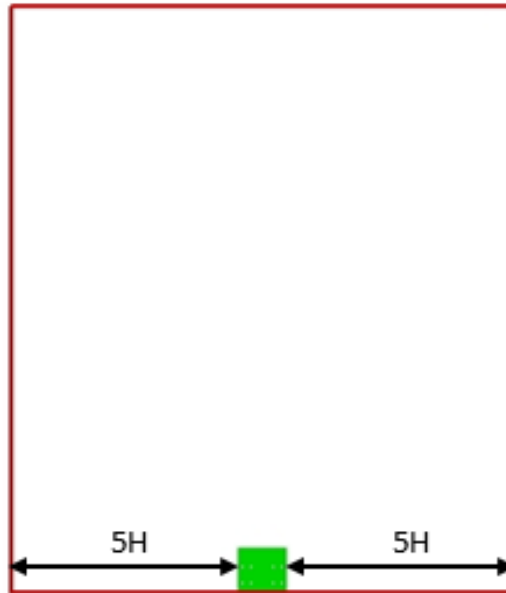
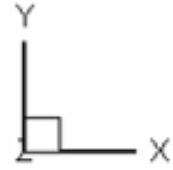
Αναφορικά με το μέγεθος του υπολογιστικού πεδίου στην περίπτωση του μοντέλου ενός απομονωμένου κτηρίου, προτείνεται το άνω όριο του υπολογιστικού πεδίου να τεθεί $5H$ ή περισσότερο μακριά από το κτήριο, όπου το H είναι το ύψος του κτηρίου. Το όριο της εξωτερικής ροής πρέπει να είναι τουλάχιστον $10H$ πίσω από το κτήριο ενώ το πλευρικό μέγεθος του υπολογιστικού πεδίου θα πρέπει να εκτείνεται περίπου $5H$ από τα εξωτερικά άκρα του κτηρίου (27).

Μια άλλη, λιγότερο συντηρητική κατεύθυνση για την επιλογή του μεγέθους του υπολογιστικού πλέγματος είναι, αν H είναι το ύψος του κτηρίου, η πλάγια διάσταση να επιλεγεί $2H +$ πλάτος κτηρίου, η διάσταση κατεύθυνσης της ροής να επιλεγεί $20H +$ διάσταση κτηρίου στην κατεύθυνση ροής και η κατακόρυφη διεύθυνση να επιλεγεί περίπου $6H$ (28).

Τελικά το υπολογιστικό χωρίο επεκτάθηκε κατά x - άξονα και κατά z -άξονα έτσι ώστε οι οριακές συνθήκες να εφαρμόζονται ομαλά. Συγκεκριμένα κατά z -άξονα, τον άξονα της ροής της ταχύτητας, το υπολογιστικό πλέγμα επεκτείνεται κατά $5.5H$ (605 mm) στην είσοδο (ανάντι του κύβου) και $18H$ (1980 mm) στην έξοδο (κατάντι του κύβου). Στον x -άξονα, επεκτείνεται κατά $5H$ (550 mm) σε κάθε πλευρά του κύβου ενώ κατά y -άξονα το πλέγμα επεκτείνεται κατά $13H$ (1320 mm). Τα Σχήματα 6.11 και 6.12 απεικονίζουν γραφικά τις επεκτάσεις του υπολογιστικού χωρίου.

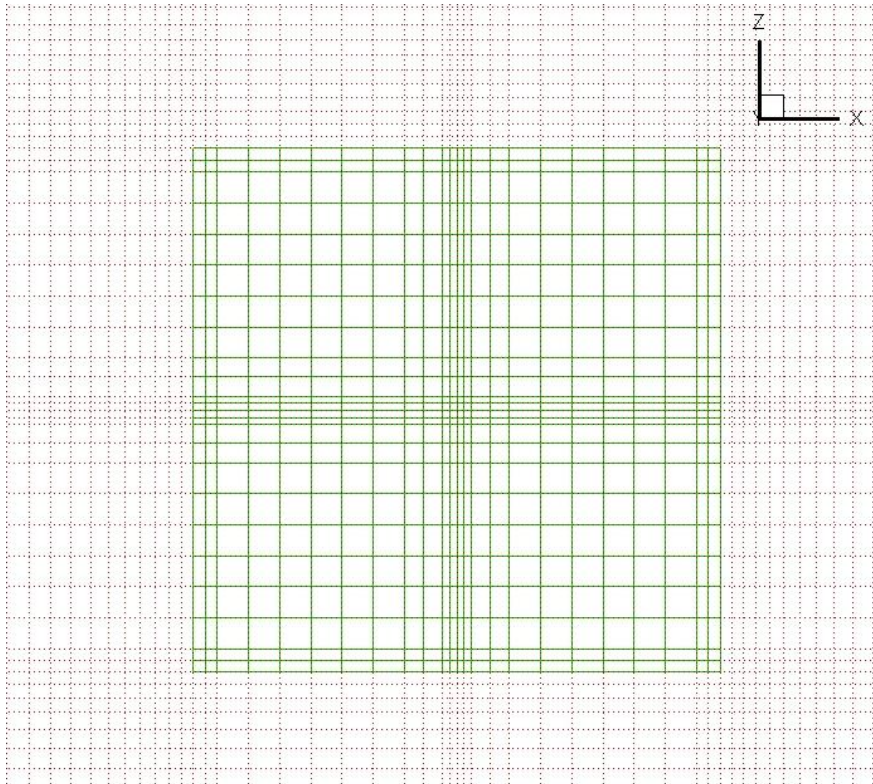


Σχήμα 6.11 Επέκταση υπολογιστικού πεδίου κατά τους άξονες y και z

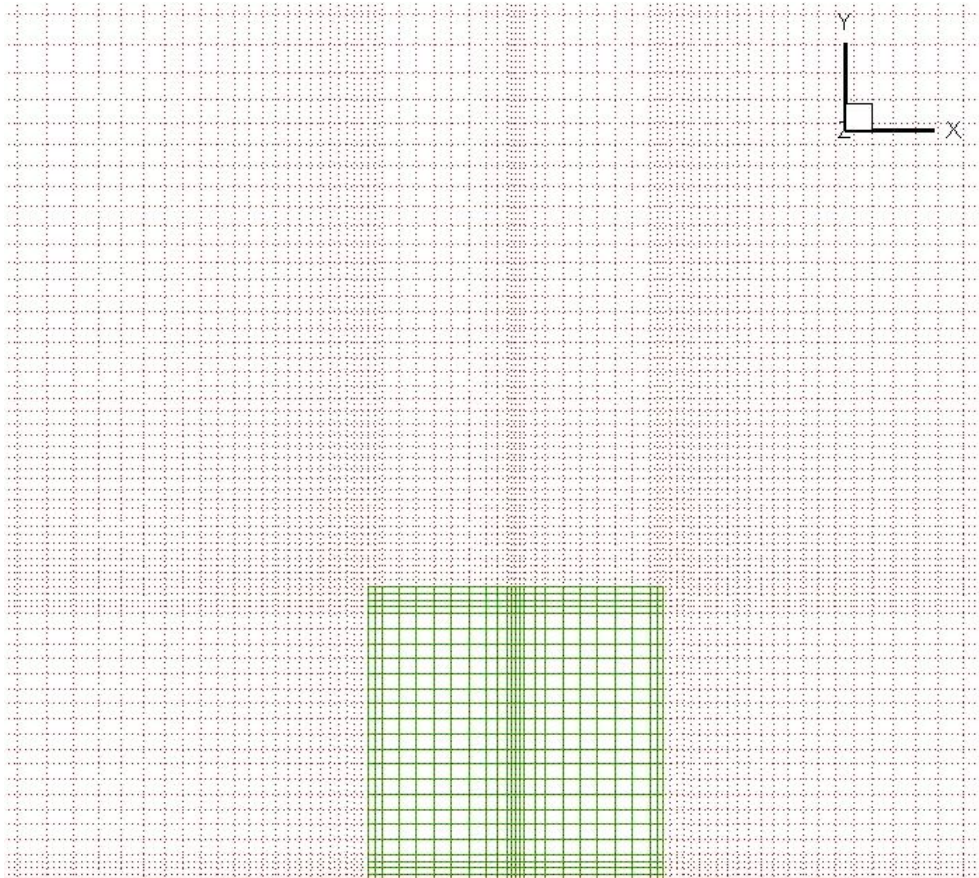


Σχήμα 6.12 Επέκταση υπολογιστικού πεδίου κατά τον άξονα x

Συνολικά οι διαστάσεις του πλέγματος του υπολογιστικού χωρίου είναι $N_I \times N_J \times N_K = 110 \times 91 \times 151$ (περίπου $1.47 \cdot 10^6$ κελιά) και οι επεκτάσεις στους άξονες έγιναν ακολουθώντας κατάλληλες γεωμετρικές προόδους, ώστε πιο πυκνό πλέγμα να υπάρχει γύρω γύρω από τον κύβο (Σχήματα 6.13 και 6.14).



Σχήμα 6.13 Λεπτομέρεια υπολογιστικού πεδίου γύρω από τον κύβο στο επίπεδο y . Με κόκκινες διακεκομμένες φαίνεται το πλέγμα, ενώ με πράσινο ο κύβος.



Σχήμα 6.16.4 Λεπτομέρεια υπολογιστικού πεδίου γύρω από τον κύβο στο επίπεδο y . Με κόκκινες διακεκομμένες φαίνεται το πλέγμα, ενώ με πράσινο ο κύβος.

6.3.3 Μεθοδολογία μοντελοποίησης υπολογιστικού προβλήματος

6.3.3.1 Συντελεστές υποχαλάρωσης και κριτήριο σύγκλισης

Κατά την προσομοίωση του πειράματος με τον κώδικα υπολογιστικής ρευστομηχανικής *caffca3d_mlr*, υπήρξαν προβλήματα εφαρμογής των αριθμητικών σχημάτων που υποστήριζε ο κώδικας δηλαδή του υβριδικού σχήματος (Hybrid scheme) και του σχήματος BSOU (Bounded Second Order Upwind). Αποδείχθηκε ότι σημαντικό ρόλο στην εφαρμογή τους και στην ομαλή λειτουργία του κώδικα, αποτελούσαν οι τιμές των συντελεστών υποχαλάρωσης που έδινε ο χρήστης για κάθε υπολογιζόμενη μεταβλητή. Ωστόσο μέσα από μια μικρή βιβλιογραφική έρευνα που έγινε στα πλαίσια της μεταπτυχιακής εργασίας της κ. Β. Παππά (16), εντοπίστηκε η δημοσίευση των R. M. Barron & Ali A. Salehi Neyshabouri (39) που είχε ως θέμα τις επιδράσεις των συντελεστών υποχαλάρωσης σε προσομοιώσεις τυρβώδους ροής. Οι συγγραφείς επίλυσαν σε δισδιάστατο επίπεδο (2Δ) 3 κατηγορίες τυρβώδους ροής τις : ροή αγωγού (duct flow), ροή σε κανάλι (trench flow) και inclined free falling jet flow και παρατηρούνταν τι επίδραση είχαν οι αλλαγές των τιμών των συντελεστών υποχαλάρωσης σε διαφορετικές μεταβλητές, διαφορετικά σχήματα και διαφορετικού μεγέθους πλέγματα στην τελική σύγκλιση της αριθμητικής επίλυσης. Η ροή θεωρούνταν σταθερή, ασυμπίεστη και τυρβώδης και για την μοντελοποίηση της τύρβης χρησιμοποιούνταν το μοντέλο *k-ε* με συναρτήσεις τοιχώματος. Σταθερές οριακές συνθήκες χρησιμοποιούνταν στην είσοδο, έξοδο, στα τοιχώματα και στις ελεύθερες επιφάνειες. Η μέθοδος πεπερασμένων όγκων χρησιμοποιήθηκε για την ολοκλήρωση των προς επίλυση εξισώσεων ροής, 2 αριθμητικά σχήματα χρησιμοποιήθηκαν για τη διακριτοποίηση των όρων συναγωγής, τα POW (power law scheme) και SOU(second order scheme). Τέλος χρησιμοποιήθηκε ως αριθμητικός επιλύτης, ο επιλύτης πίεσης SIMPLE. Αυτή η εκτενής αναφορά ως προς τις συνθήκες, αριθμητικά σχήματα, αριθμητικούς επιλύτες, έγινε με σκοπό να φανεί η ομοιότητα χειρισμού της εργασίας τους με την παρούσα εργασία έτσι ώστε να δικαιολογείται η αξιολόγηση και η κατάλληλη ενσωμάτωση των αποτελεσμάτων των R. M. Barron & Ali A. Salehi Neyshabouri, στην παρούσα εργασία. Οι τελευταίοι, κατέληξαν στην πρόταση των κάτωθεν συντελεστών υποχαλάρωσης (Πίνακας 6.1):

Συντελεστές υποχαλάρωσης	a_u, a_v (velocity)	a_p (pressure)	a_k (turbulent kinetic energy)	a_ϵ (dissipation of turbulent kinetic energy)	a_ν (eddy viscosity)	a_g (generation term)
«ασφαλείς» τιμές	0.1–0.9	0.1–0.2	0.2–0.4	0.1–0.2	0.5–0.9	0.1–0.9
προτεινόμενες τιμές	0.8–0.9	0.2	0.3	0.1	0.6	0.1–0.3

Πίνακας 6.1 Προτεινόμενες τιμές συντελεστών υποχαλάρωσης (39)

Στηριζόμενοι λοιπόν στις άνωθεν τιμές των συντελεστών υποχαλάρωσης και κατόπιν δοκιμών καταλήξαμε στους εξής συντελεστές υποχαλάρωσης, ξεχωριστά για υβριδικό σχήμα και για σχήμα BSOU (Πίνακας 6.2).

Συντελεστές υποχαλάρωσης	URFU URFV URFW (velocity)	URFP (pressure)	URFK (TKE)	URFE (dissipation of TKE)	URFT (Temperature)	URFVIS (eddy viscosity)	URFDEN (density)
Υβριδικό σχήμα (Hybrid)	0.4	0.2	0.4	0.4	1	0.5	0.9
BSOU	0.8	0.8	0.2	0.2	1	0.5	0.9

Πίνακας 6.2 Συντελεστές υποχαλάρωσης για προσομοιώσεις με υβριδικό σχήμα και σχήμα BSOU

Πρέπει να αναφερθεί ότι το κριτήριο σύγκλισης που τέθηκε ως παράμετρος επίλυσης του εν λόγω φυσικού προβλήματος, για όλα τα μεγέθη ήταν : (Κριτήριο σύγκλισης $\leq 510^{-3}$).

6.3.3.2 Οριακές συνθήκες

Αναφορικά με τις οριακές συνθήκες που χρησιμοποιήθηκαν, το πρόβλημα για να επιλυθεί απαιτεί τον υπολογισμό των τιμών των προς επίλυση εξισώσεων στην είσοδο του χωρίου (ταχυτήτων, τυρβώδους κινητικής ενέργειας, καταστροφή τυρβώδους κινητικής ενέργειας ϵ). Χρησιμοποιήθηκαν οι πειραματικές τιμές που μετρήθηκαν από τον κ. Μελέτη ώστε να επιτευχθεί καλύτερα η επαλήθευση των αριθμητικών και πειραματικών αποτελεσμάτων. Στο κάτω όριο του πεδίου επιβλήθηκε συνάρτηση τοιχώματος σύμφωνα με τους Hargreaves και Wright (34), όπως περιγράφηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Στα πλαϊνά τοιχώματος επιβάλλεται άξονας συμμετρίας ενώ στο άνω όριο επιβάλλονται οι καταστάσεις μεσοκλίμακας που επικρατούν εκτός αυτού και θεωρούνται σταθερές (ανεπηρέαστες από το υπολογιστικό χώρο), επιβάλλεται δηλαδή μια συνθήκη Dirichlet. Οι μεταβλητές στην έξοδο ακολουθούν οριακές συνθήκες Neumann. Τέλος τα χαρακτηριστικά του αέρα και του Plexiglass θεωρούνται σε θερμοκρασία 27.5 °C (Πίνακας 6.1):

	Πυκνότητα αέρα ρ (kg m ⁻³)	Ειδική θερμοχωρητικότητα c_p (J kg ⁻¹ K ⁻¹)	Δυναμική συνεκτικότητα μ (kgm ⁻¹ s ⁻¹)	Αριθμός Prandtl
Αέρας	1.16	1.007E+05	1.87E-05	0.7134
Plexiglass	2242.0	840.0	5.679	-

Πίνακας 6.3 Τιμές φυσικών παραμέτρων μεταβλητών προβλήματος (40).

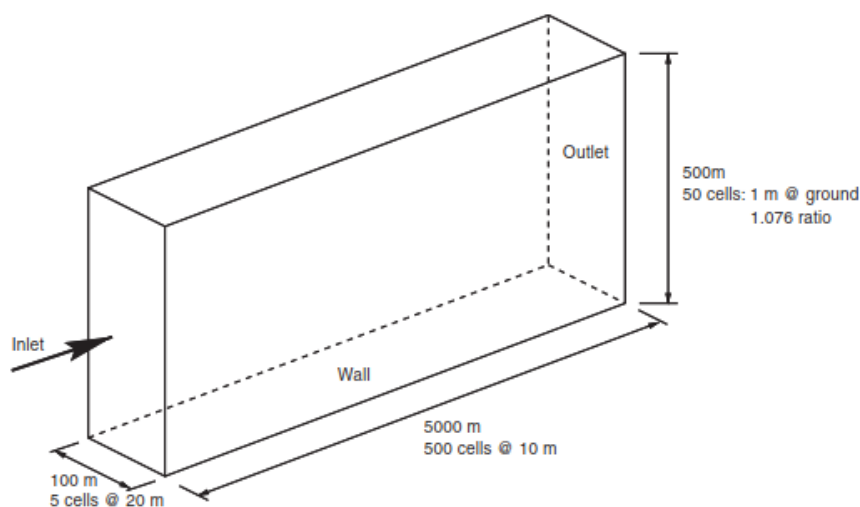
Κεφάλαιο 7ο: Αποτελέσματα και Συγκρίσεις

7.1. Προσομοίωση ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος σε κενό πεδίο

Για την επιτυχή αριθμητική προσομοίωση της ροής γύρω από ένα σώμα κυβικής μορφής εκτεθειμένου σε ροή τυρβώδους οριακού στρώματος οι οριακές συνθήκες που θα χρησιμοποιηθούν αλλά και οι τροποποιήσεις που θα γίνουν στο ήδη υπάρχον υπολογιστικό εργαλείο `caffa3d_m1g` είναι απαραίτητο να είναι ικανές να παράγουν ένα ομογενές οριακό στρώμα στην απουσία κάποιου αντικείμενου ενδιαφέροντος.

Στην παρούσα εργασία ακολουθείται η προσέγγιση των Richards-Hoxey (29), όπως παρουσιάστηκε στο Κεφάλαιο 4.4.1. Για την αντιμετώπιση της επιβράδυνσης της ροής λόγω της ύπαρξης διατμητικών τάσεων στο στερεό όριο του υπολογιστικού πεδίου έγινε η χρήση της προσέγγισης των Hargreaves and Wright (34), που περιγράφηθηκε στο Κεφάλαιο 4.5.1.2

Όμως όπως αναφέρθηκε στο Κεφάλαιο 4.6, ακολουθώντας την παραπάνω προσέγγιση παρατηρείται ένα τοπικό μέγιστο στην τιμή της τυρβώδης κινητικής ενέργειας στην προτελευταία κυψέλη από τον στερεό όριο. Για να αποφευχθεί αυτή η υπερπαραγωγή του k , η σχέση υπολογισμού του G_k αναδιαμορφώνεται σύμφωνα με τις υποδείξεις των Richards και Norris (35).



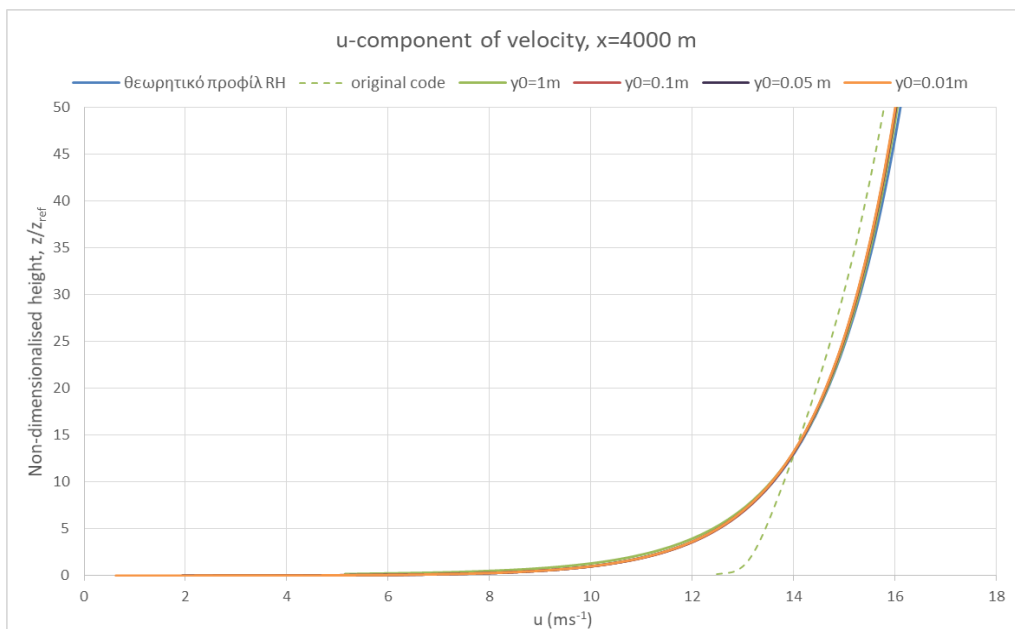
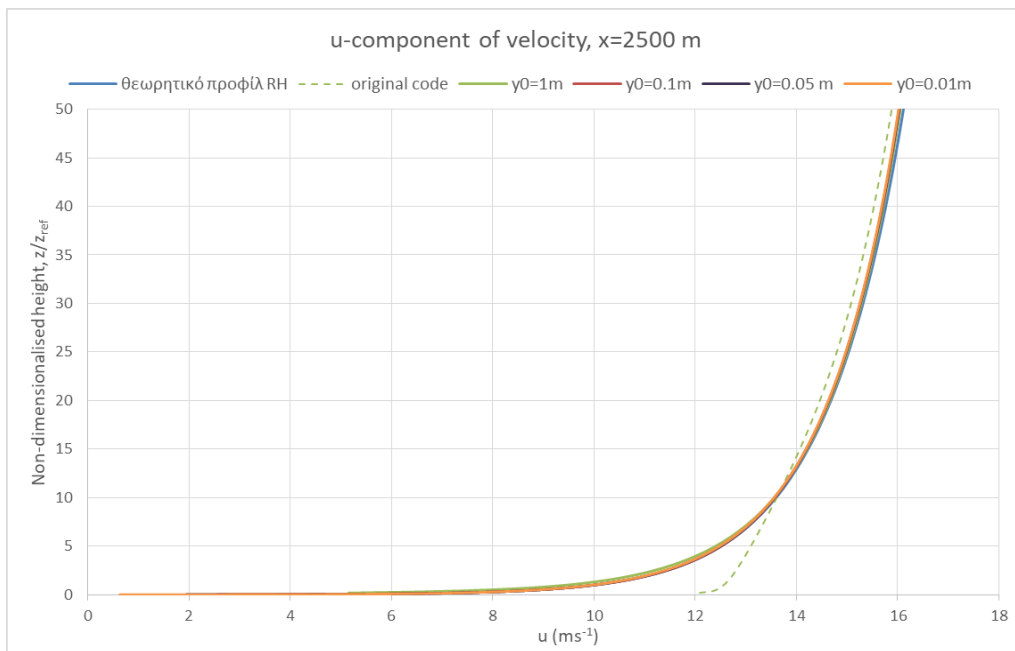
Σχήμα 7.1 Υπολογιστικό πεδίο σεναρίου Hargreaves-Wright (34)

Όμως, παρατηρήθηκε ότι ακόμα και με τη εφαρμογή των υποδείξεων αυτών η υπερπαραγωγή του k δεν εξαλείφθηκε. Καθώς οι δοκιμές έγιναν στο υπολογιστικό πεδίο που πρότειναν οι Hargreaves-Wright (Σχήμα 7.1) με χαρακτηριστικά ροής τυρβώδους ΑΟΣ όπως φαίνονται στον Πίνακα 7.1, δημιουργήθηκε η αμφιβολία για την καταλληλότητα επιλογής της πύκνωσης του πλέγματος κοντά στο στερεό όριο. Άλλωστε σύμφωνα με τη βιβλιογραφία για την επιτυχή προσομοίωση του ΑΟΣ απαιτείται επαρκώς υψηλή ανάλυση υπολογιστικού πλέγματος στην κατακόρυφη κατεύθυνση πλησίον του πυθμένα του υπολογιστικού πεδίου (π.χ. ύψος της πρώτης υπολογιστικής κυψέλης < 1 m) (28). Έτσι έγινε διερεύνηση για την επίδραση της πύκνωσης του υπολογιστικού πλέγματος στην κατακόρυφη διεύθυνση, όπως φαίνεται στα Σχήματα 7.2-7.7 για δύο θέσεις στην κατεύθυνση της ροής σε σχέση με το προφίλ εισόδου της ταχύτητας σύμφωνα με την προσέγγιση των Richards-Hoxey (θεωρητικό

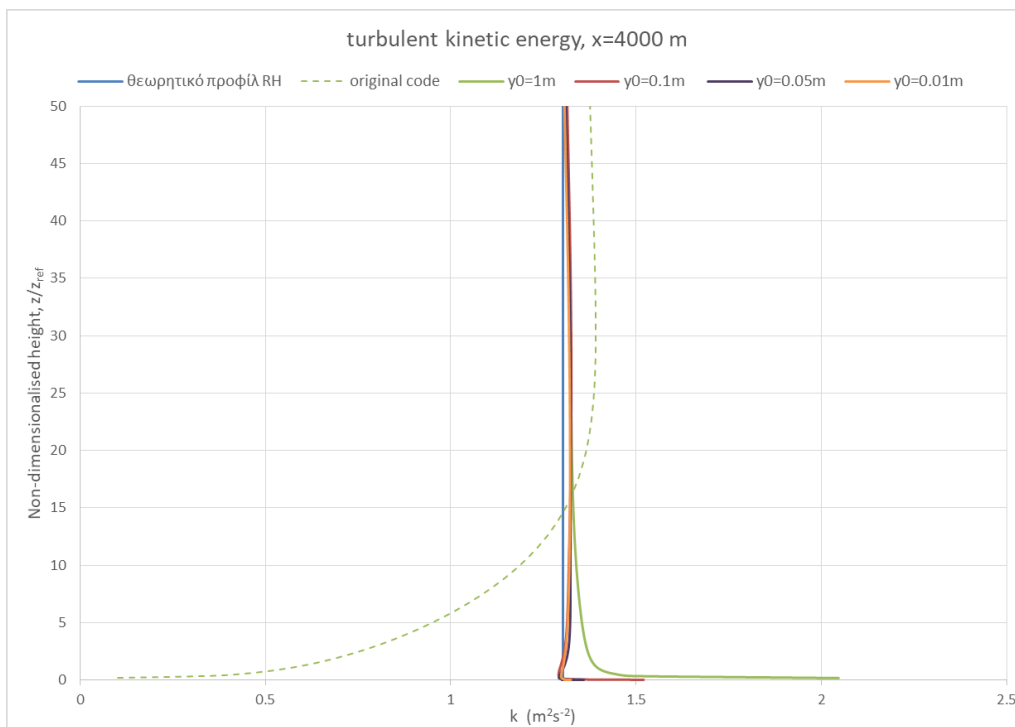
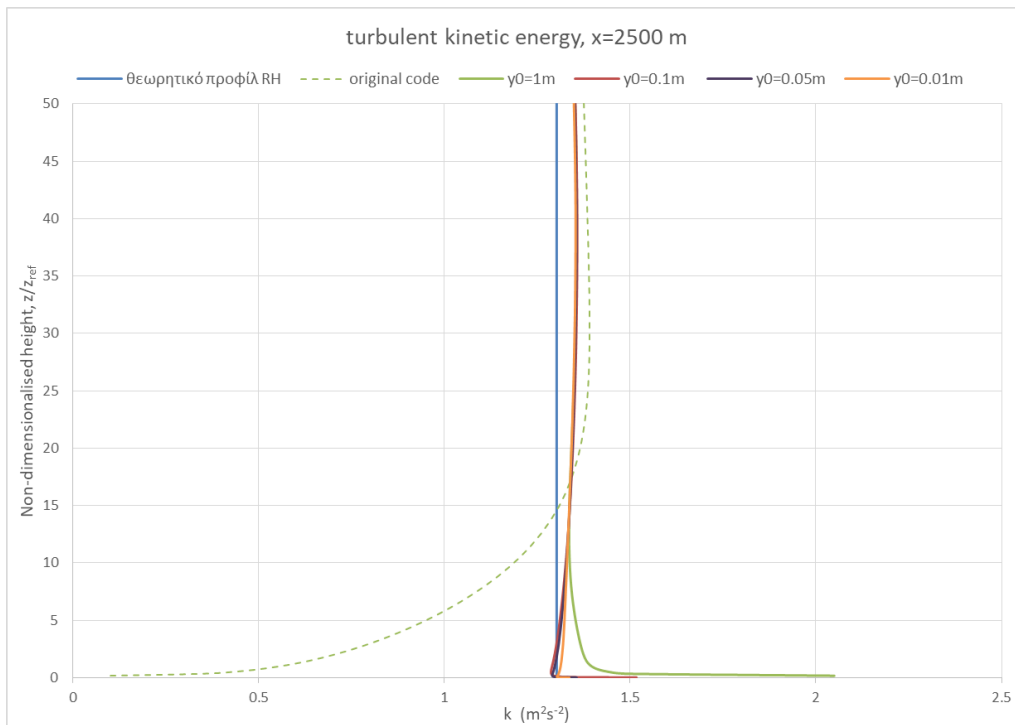
προφίλ RH). Στα σχήματα 7.2-7.7 φαίνεται και η βελτίωση της προσομοίωση σε σχέση με τα αποτελέσματα πριν την προσωπική συμβολή στο υπολογιστικό εργαλείο `caffca3d_mlr` (original code).

Μέγεθος	Σύμβολο	Τιμή
Reference height	Z_{ref}	6 m
Roughness length	z_0	0.01 m
Reference mean wind speed	u_{ref}	10 m/s

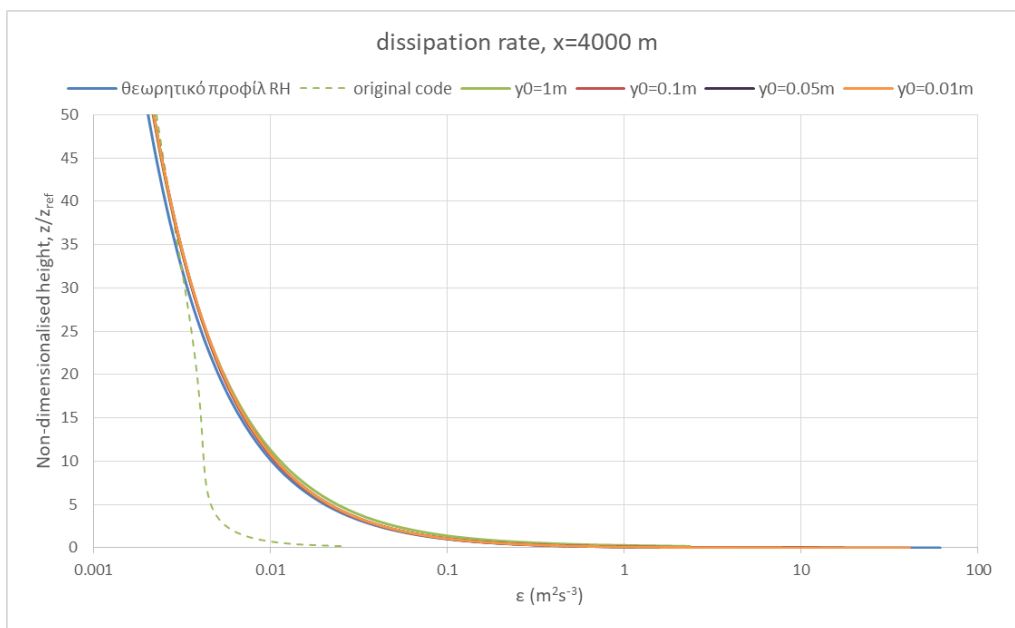
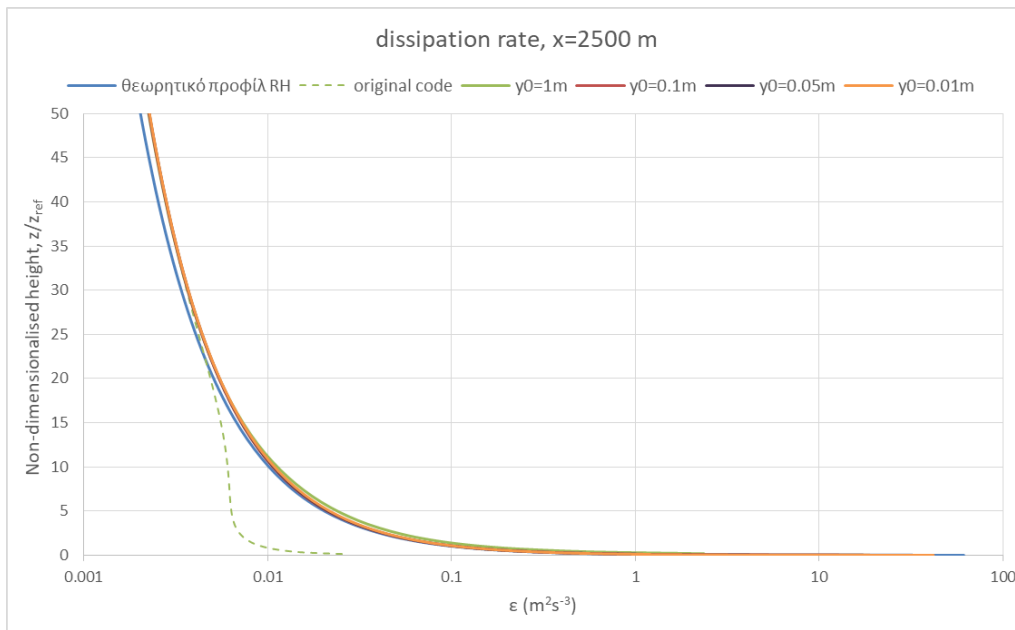
Πίνακας 7.1 Χαρακτηριστικά ροής τυρβώδους ΑΟΣ που επιβάλλονται στο σενάριο *Hargreaves-Wright* (34)



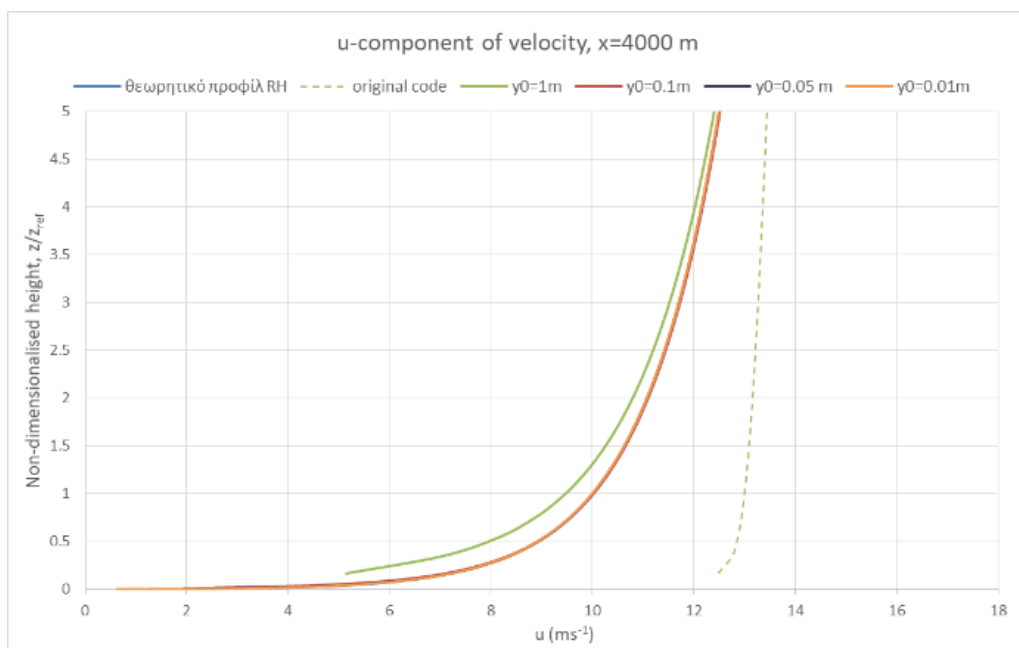
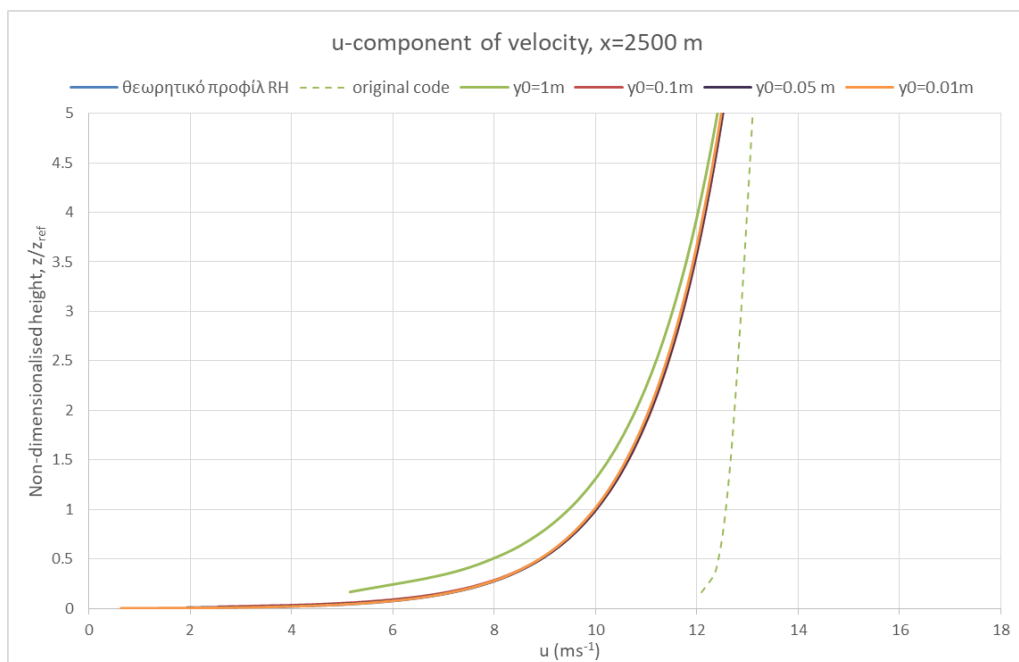
Σχήμα 7.2 Διαγράμματα της συνιστώσας u της ταχύτητας για διαφορετικές περιπτώσεις υπολογιστικών πλεγμάτων με ύψος πρώτου από το έδαφος κελιού γ_0 , μέχρι το αδιαστατοποιημένο ύψος $50z_{ref}$.



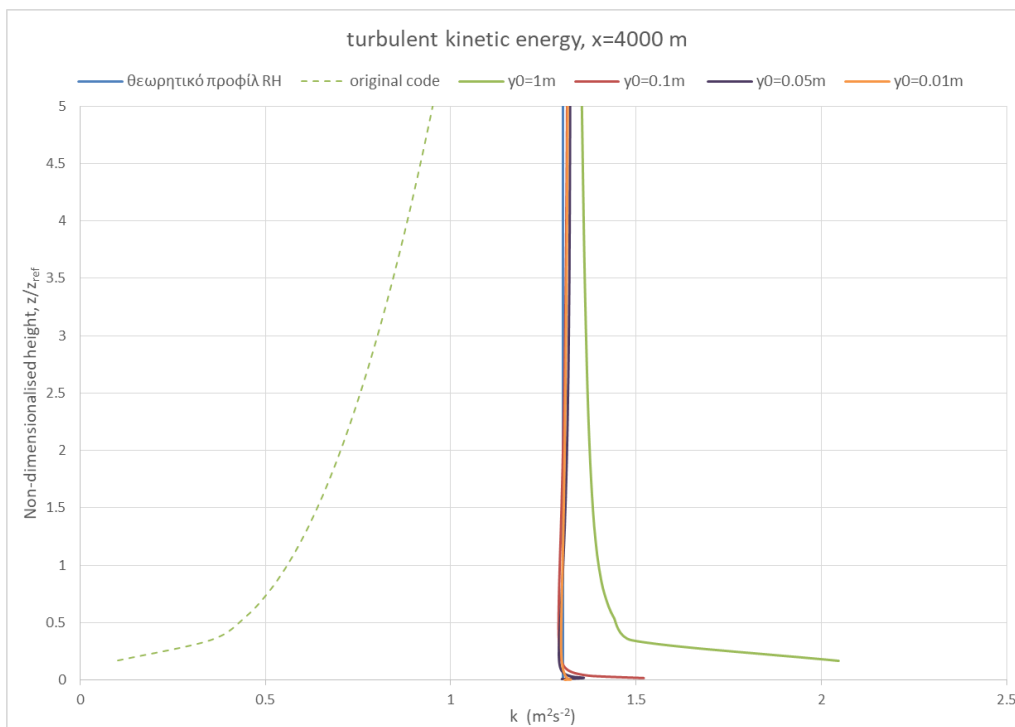
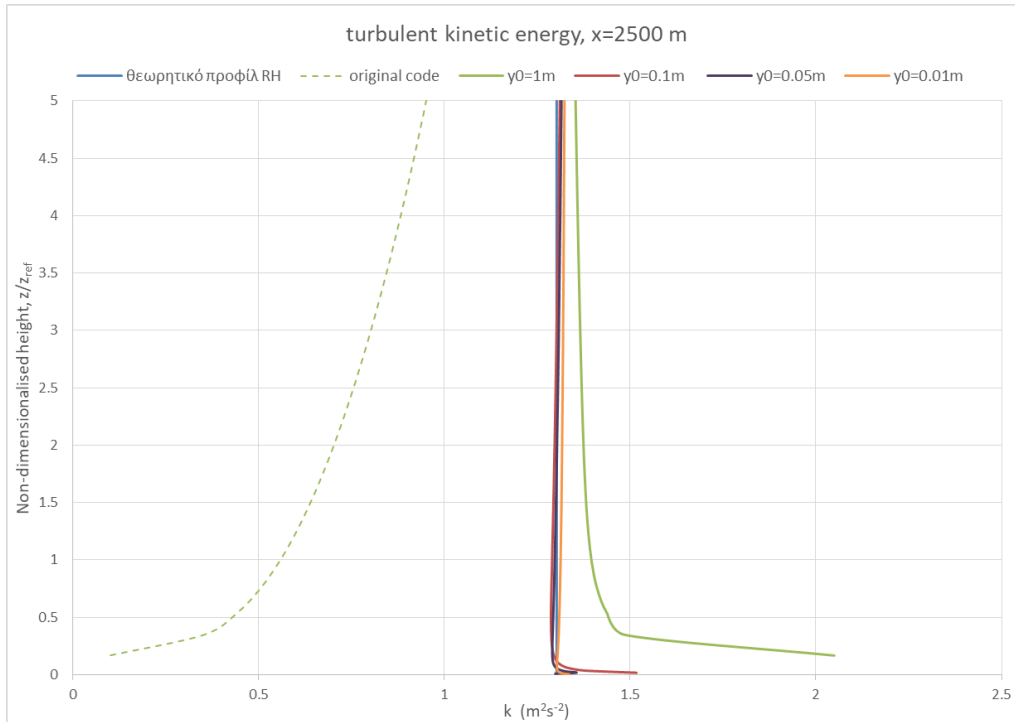
Σχήμα 7.3 Διαγράμματα της τυρβώδους κινητικής ενέργειας k για διαφορετικές περιπτώσεις υπολογιστικών πλεγμάτων με ύψος πρώτου από το έδαφος κελιού y_0 , μέχρι το αδιαστατοποιημένο ύψος $50z_{ref}$.



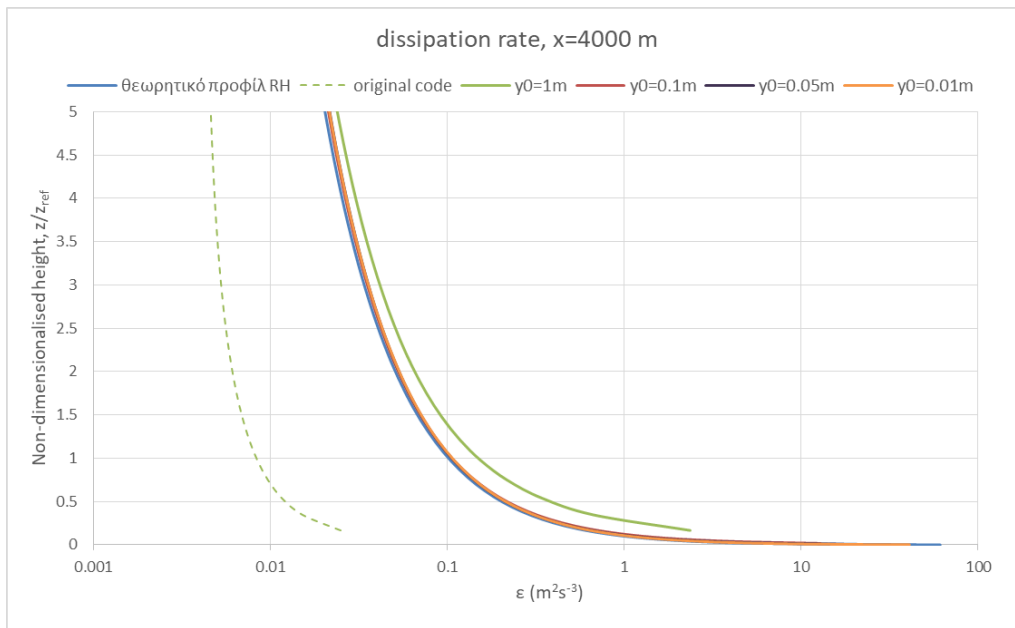
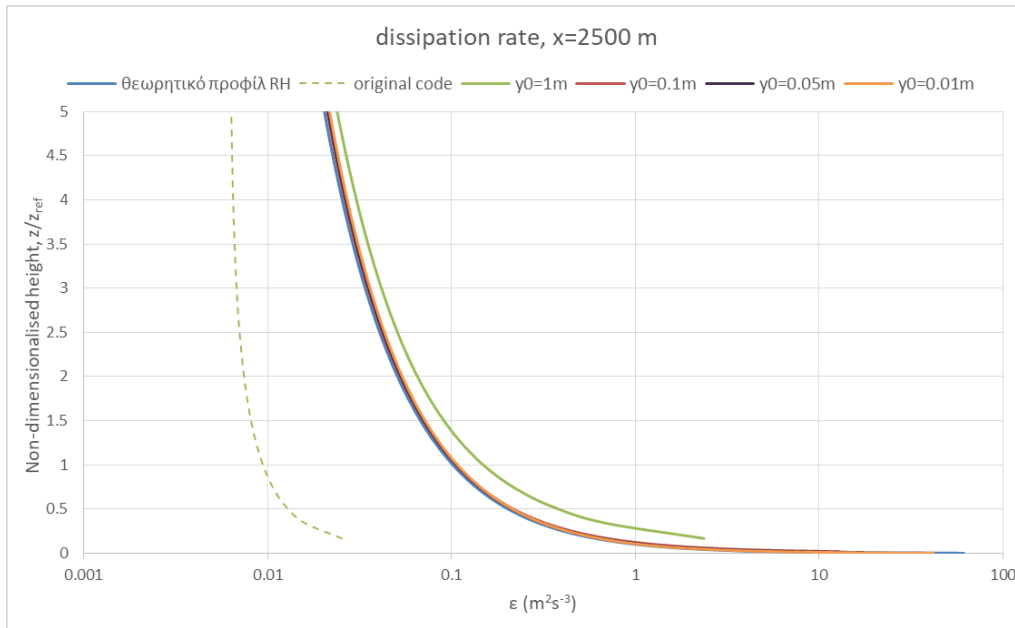
Σχήμα 7.4 Διαγράμματα του ρυθμού καταστροφής της κινητικής ενέργειας της τύρβης ϵ για διαφορετικές περιπτώσεις υπολογιστικών πλεγμάτων με ύψος πρώτου από το έδαφος κελιού γ_0 , μέχρι το αδιαστατοποιημένο ύψος $50z_{ref}$.



Σχήμα 7.5 Διαγράμματα της συνιστώσας u της ταχύτητας για διαφορετικές περιπτώσεις υπολογιστικών πλεγμάτων με ύψος πρώτου από το έδαφος κελιού γ_0 , μέχρι το αδιαστατοποιημένο ύψος $5z_{ref}$.

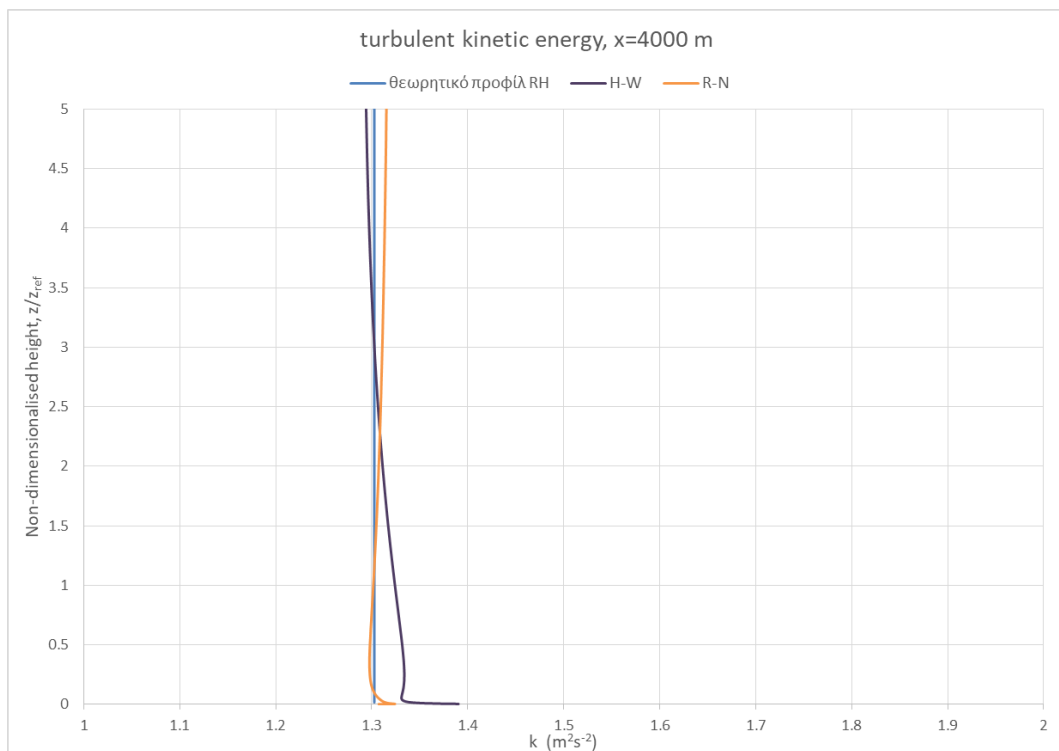
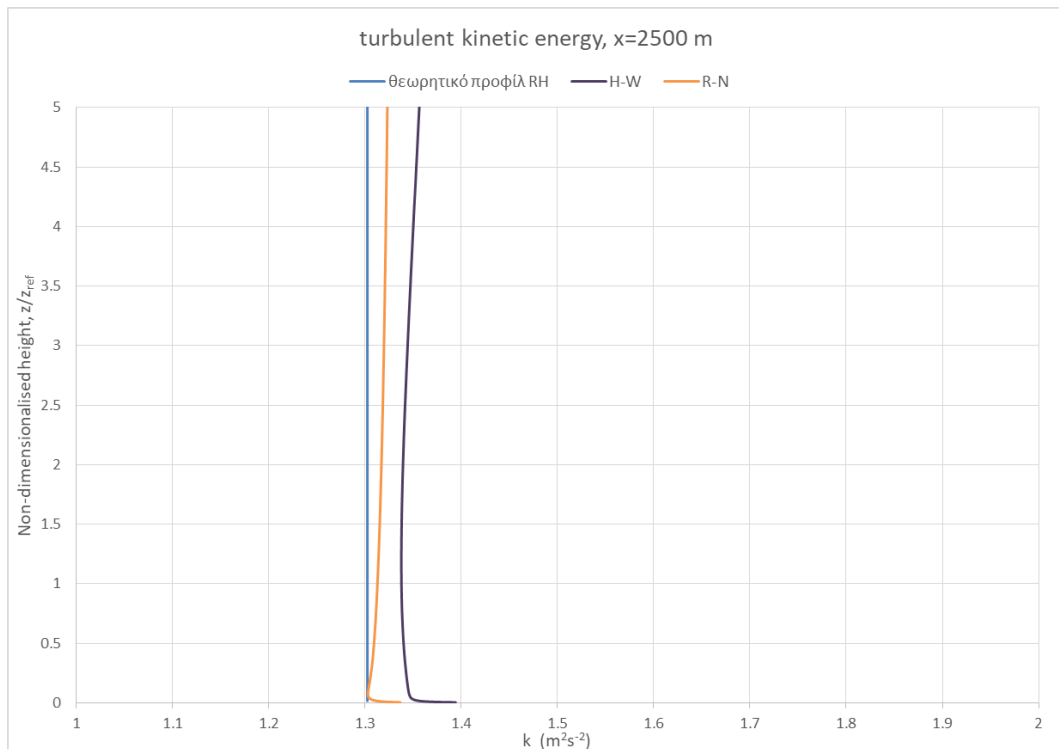


Σχήμα 7.6 Διαγράμματα τυρβώδους κινητικής ενέργειας k για διαφορετικές περιπτώσεις υπολογιστικών πλεγμάτων με ύψος πρώτου από το έδαφος κελιού γ_0 , μέχρι το αδιαστατοποιημένο ύψος $5z_{ref}$.



Σχήμα 7.7 Διαγράμματα του ρυθμού καταστροφής της κινητικής ενέργειας της τύρβης ϵ για διαφορετικές περιπτώσεις υπολογιστικών πλεγμάτων με ύψος πρώτου από το έδαφος κελιού γ_0 , μέχρι το αδιαστατοποιημένο ύψος $5z_{ref}$.

Τέλος, ακολουθούν διαγράμματα τυρβώδους κινητικής ενέργειας k για τη σύγκριση της μεθολογίας που πρότειναν οι Hargreaves-Wright με και χωρίς την διόρθωση στο υπολογισμό των κλίσεων για το G_k . Αν και η υπερπαραγωγή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας k δεν εξαλείφεται πλήρως είναι εμφανής η βελτίωση μετά την διόρθωση των Richards-Norris (Σχήμα 7.8).

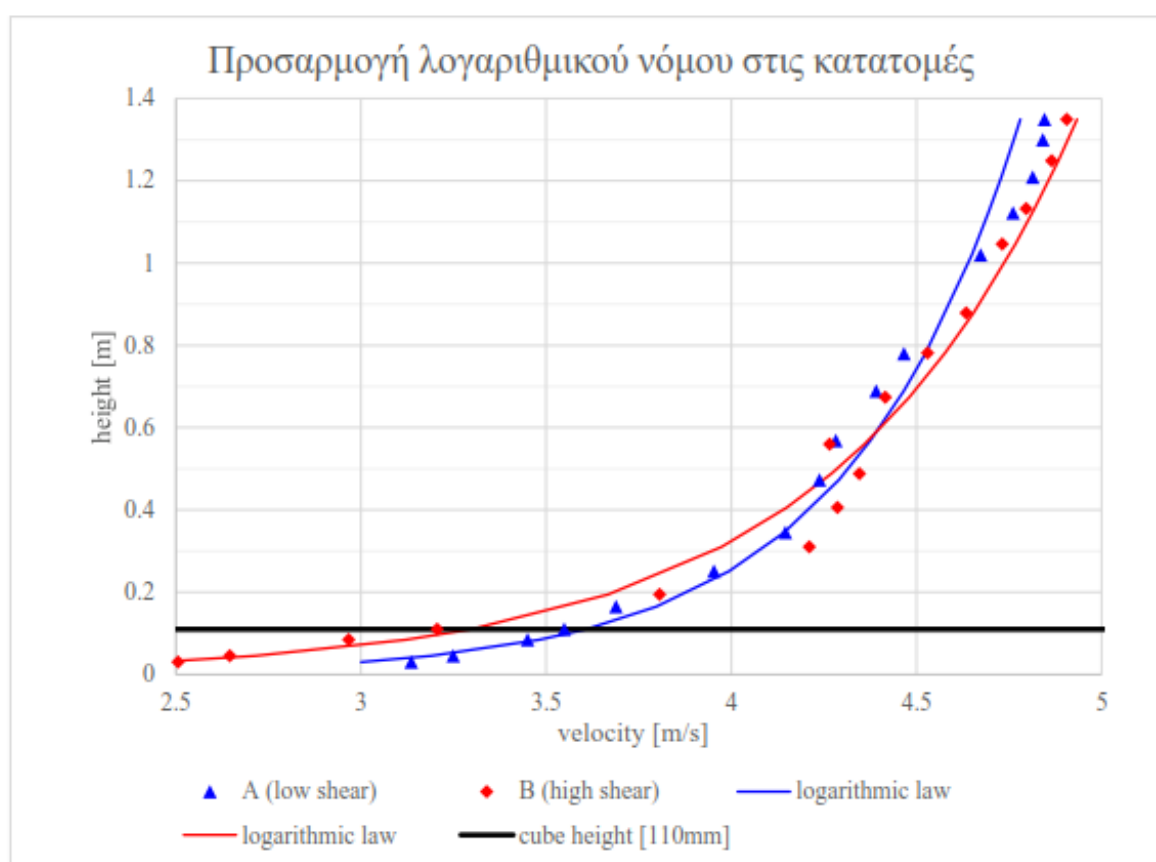


Σχήμα 7.8 Διαγράμματα τυρβώδους κινητικής ενέργειας k για τις προσεγγίσεις των Hargreaves-Wright (H-W) και των Richards-Norris (R-N) σε σχέση με το προφίλ εισόδου σύμφωνα με την προσέγγιση των Richards-Hoxey (θεωρητικό προφίλ RH), μέχρι το αδιαστατοποιημένο ύψος $5z_{ref}$.

7.2 Κατανομή συντελεστή πίεσης στην επιφάνεια του κύβου

7.2.1 Χαρακτηριστικά ΑΟΣ

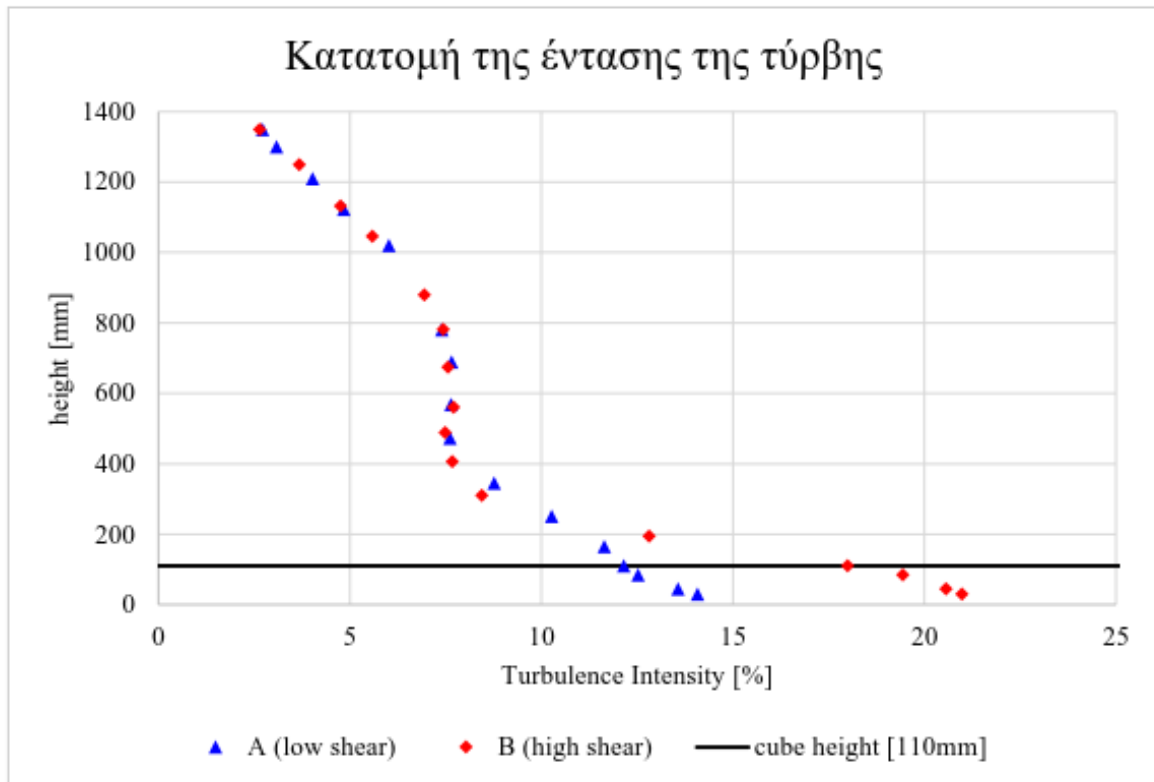
Για τον έλεγχο της εγκυρότητας της αριθμητικής προσομοίωσης της ροή γύρω από τον κύβο έγινε σύγκριση των αποτελεσμάτων με τα πειραματικά αποτελέσματα της διπλωματικής εργασίας του κ. Π. Μελέτη. Πολύ σημαντικό για την επιτυχία των προσομοιώσεων είναι το σωστό του προφίλ εισόδου της ροής του ΑΟΣ, για τα οποία χρησιμοποιήθηκαν οι πειραματικές μετρήσεις των δύο διαφορετικών οριακών στρωμάτων. (Σχήματα 7.9 και 7.10). Από την προσαρμογή των τιμών της μέσης ταχύτητας στον λογαριθμικό νόμο προκύπτουν τα χαρακτηριστικά της ροής για τις δύο περιπτώσεις οριακών στρωμάτων (Πίνακας 7.2). Είναι ξεκάθαρο ότι το Β οριακό στρώμα είναι μεγαλύτερης διάτμησης από το Α.



Σχήμα 7.9 Κατατομές μέσης ταχύτητας πειραματικών μετρήσεων και προσαρμογή του λογαριθμικού νόμου σε αυτές.

	A οριακό στρώμα	B οριακό στρώμα
Ταχύτητα διάτμησης u^* [m/s]	0.19	0.27
Ύψος τραχύτητας z_0 [mm]	0.05	0.70

Πίνακας 7.2 Τιμές χαρακτηριστικών παραμέτρων των δύο οριακών στρωμάτων



Σχήμα 7.10 Κατατομές της έντασης της τύρβης. Πειραματικές μετρήσεις.

Να σημειωθεί ότι η μέτρηση πραγματοποιήθηκε μόνο για την συνιστώσα u της ταχύτητας και όχι για τις υπόλοιπες δύο συνιστώσες v, w . Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν σε απόσταση $6H$ ανάντι από τη θέση του κέντρου του κύβου ώστε η ροή να είναι αδιατάρακτη από την παρουσία του κύβου.

Για τον υπολογισμό της τυρβώδους κινητικής ενέργειας k , χρησιμοποιήθηκαν οι μετρήσεις για την ένταση της τύρβης, που ορίζεται από τη σχέση

$$I = \frac{u_{rms}}{\bar{u}} \quad (7.1)$$

Όπου

$$u_{rms} = \sqrt{\overline{u'(t)^2}} \quad (7.2)$$

Όμως η τυρβώδης κινητική ενέργεια k ορίζεται ως

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i'^2} \quad (7.3)$$

Εφόσον όμως δεν υπάρχει κάποια πληροφορία για τις άλλες δύο συνιστώσες της ταχύτητας v, w , γίνεται η παραδοχή θεώρησης ισότροπης τύρβης, δηλαδή

$$\overline{u'} = \overline{v'} = \overline{w'} \quad (7.4)$$

Για το ρυθμό καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας ε χρησιμοποιείται η έκφραση που προτείνουν οι Richards και Hoxey: πρότειναν την παρακάτω έκφραση

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{1/2} k u_{*g}}{\kappa(z_p + z_o)} \quad (7.5)$$

7.3.2. Κατανομή συντελεστή πίεσης στην επιφάνεια του κύβου

Ο συντελεστής πίεσης C_p ορίζεται ως:

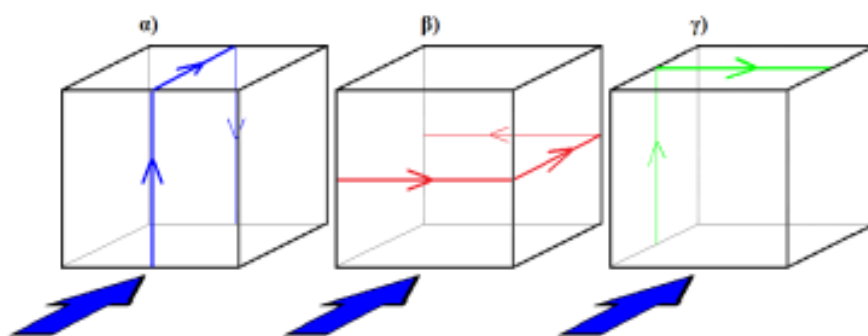
$$C_p = \frac{p_s - p_0}{\frac{\rho_\alpha U_H^2}{2}} \quad (7.6)$$

Όπου

- p_s η στατική πίεση στην επιφάνεια του κύβου
- p_0 η στατική πίεση πάνω από το οριακό στρώμα στην ελεύθερη επιφάνεια
- ρ_α πυκνότητα του αέρα περιβάλλοντος (kg/m^3)
- U_H η ταχύτητα του ανέμου ανάντι της ροής στο ύψος H του κτηρίου (m/s)- ταχύτητα αναφοράς

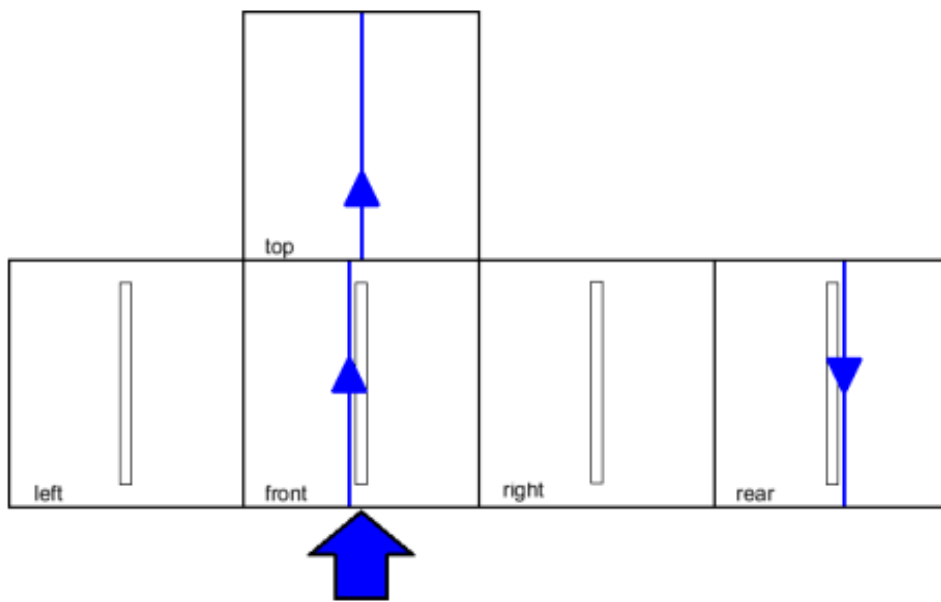
Για τις τιμές των U_H θεωρούμε την ταχύτητα ανέμου σε απόσταση $4H$ από την είσοδο του υπολογιστικού πεδίου και για τη στατική πίεση p_0 θεωρούμε την τιμή σε απόσταση $4H$ από την είσοδο του υπολογιστικού πεδίου και ύψους $2H$ από το κάτω στερεό όριο.

Για την μέτρηση της πίεσης κατά τη διεξαγωγή των πειραμάτων υπήρχε η δυσκολία ότι στις κάθετες πλευρές του ανοίγματος δεν υπάρχει μέση γραμμή. Έτσι για τις διαδρομές που διατρέχουν κατακόρυφα μια κάθετη επιφάνεια, δεν ορίζεται.

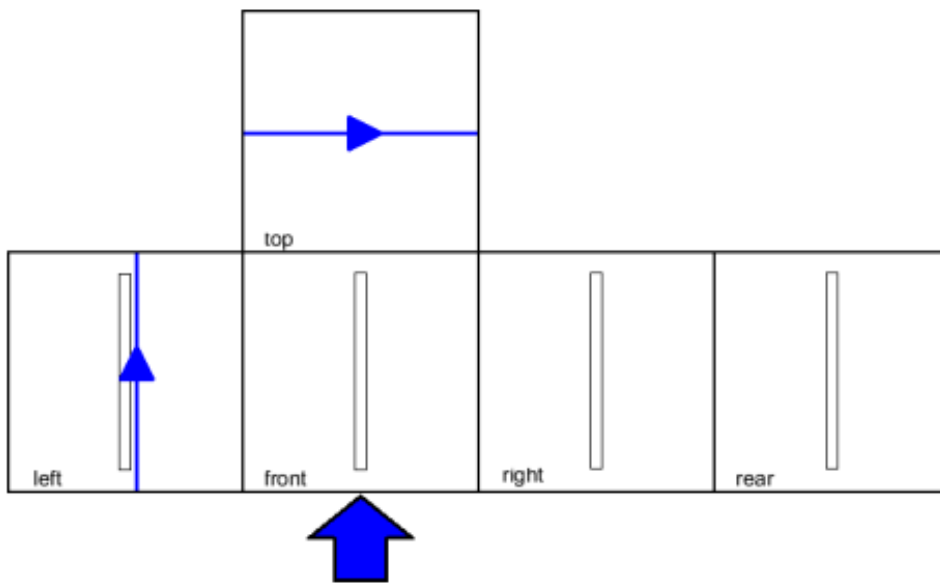


Σχήμα 7.11 α) Διαμήκης διαδρομή μέσης γραμμής, β) οριζόντια διαδρομή μέσης γραμμής γ) εγκάρσια διαδρομή μέσης γραμμής.

Αντ' αυτού λαμβάνονται οι κατακόρυφες ακριβώς δίπλα από το άνοιγμα. Για την εμπρός επιφάνεια λαμβάνεται η αριστερή στήλη καναλιών του ανοίγματος (κοιτώντας από ανάντι προς κατάντι) στον πρότυπο κύβο. Για την πίσω επιφάνεια λαμβάνεται η δεξιά του ανοίγματος (κοιτώντας από κατάντι προς ανάντι). Για την πλευρική (αριστερή μόνον) λαμβάνεται η δεξιά στήλη. Έτσι διαμορφώνεται η διαμήκης διαδρομή (Σχήμα 7.12) και η εγκάρσια διαδρομή (Σχήμα 7.13).



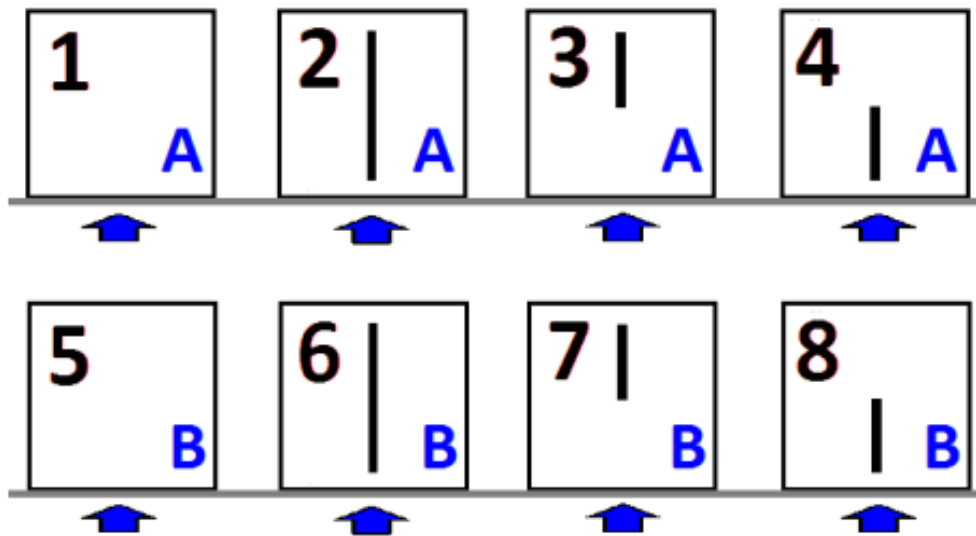
Σχήμα 7.12 Διαδρομές για διαμήκη διαδρομή λόγω ανοιγμάτων του κύβου (14)



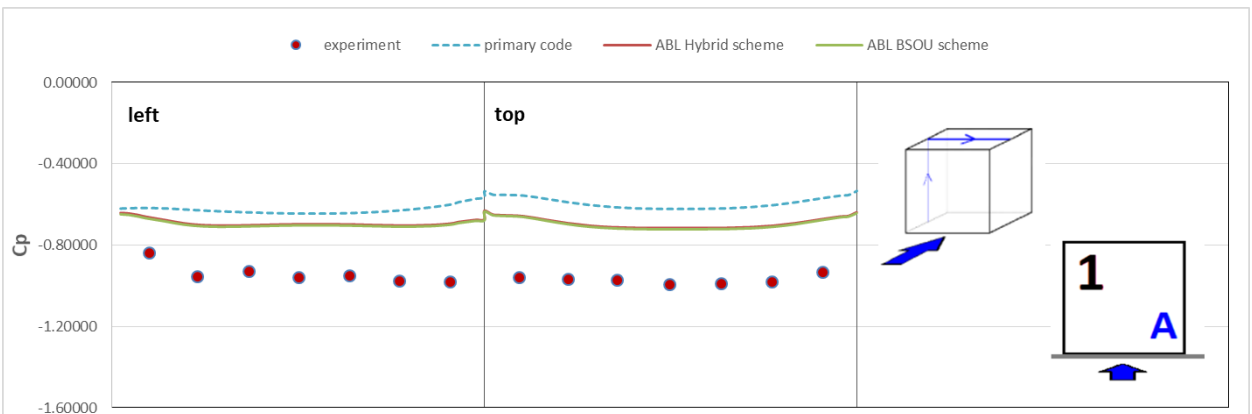
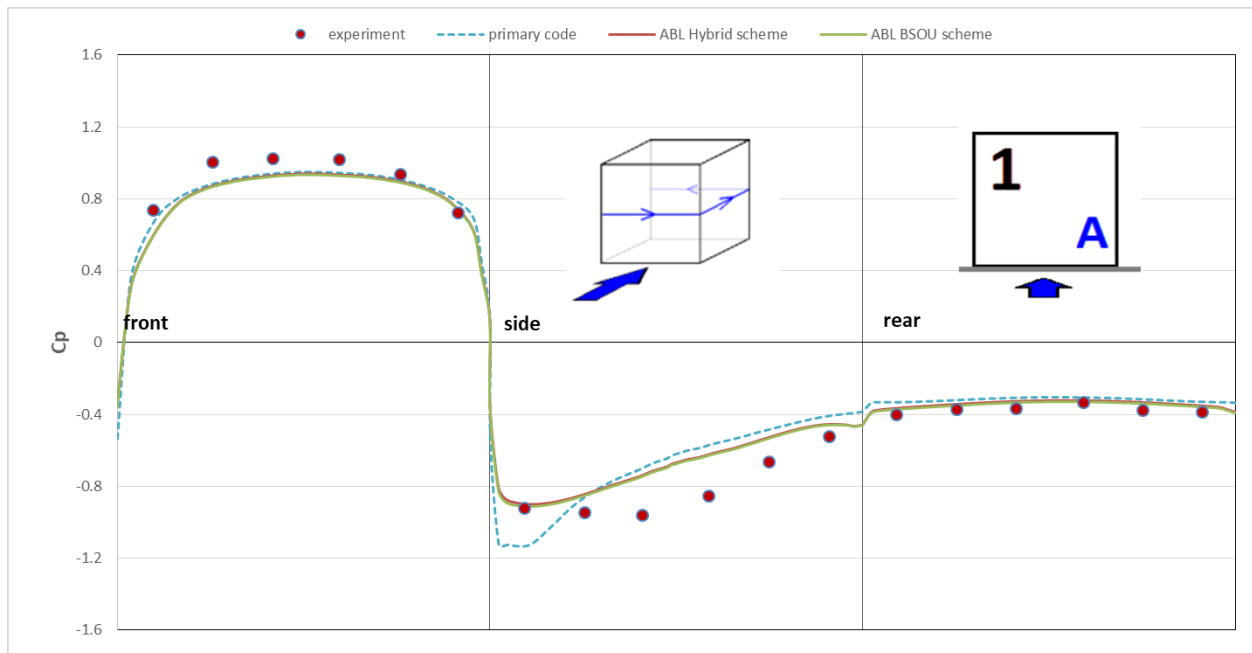
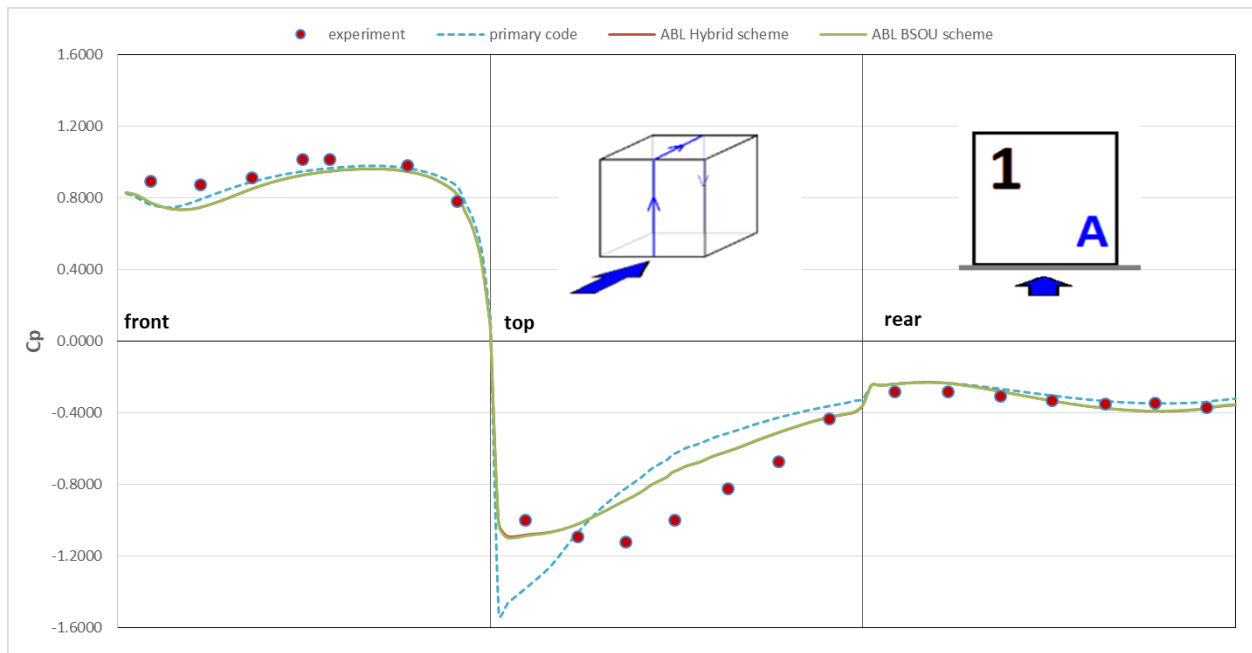
Σχήμα 7.13 Διαδρομές για εγκάρσια διαδρομή (Σχήμα 5.35b) λόγω ανοιγμάτων του κύβου (14)

Υπενθυμίζονται οι αριθμήσεις των σεναρίων των συνδυασμών ανοιγμάτων κύβου και οριακών στρωμάτων (Σχήμα 7.14).

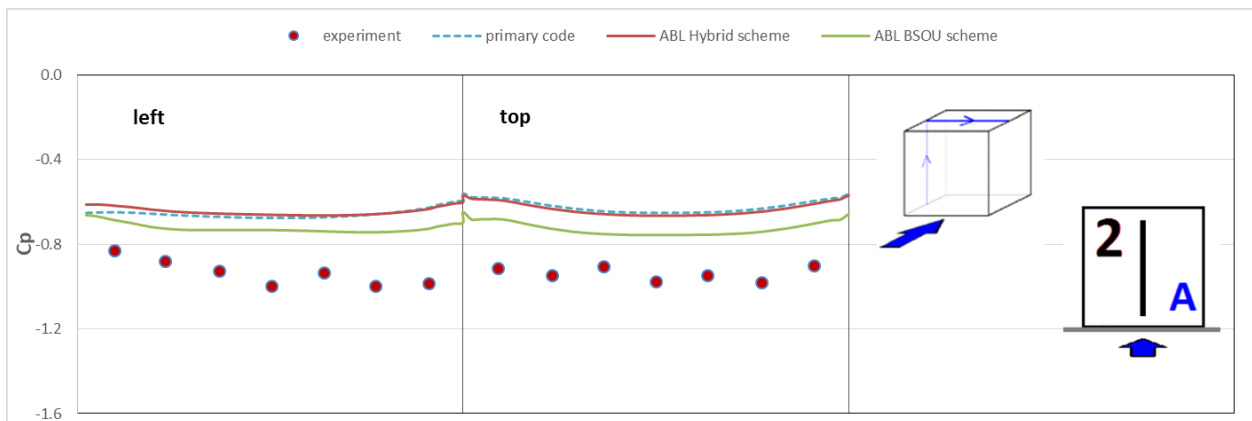
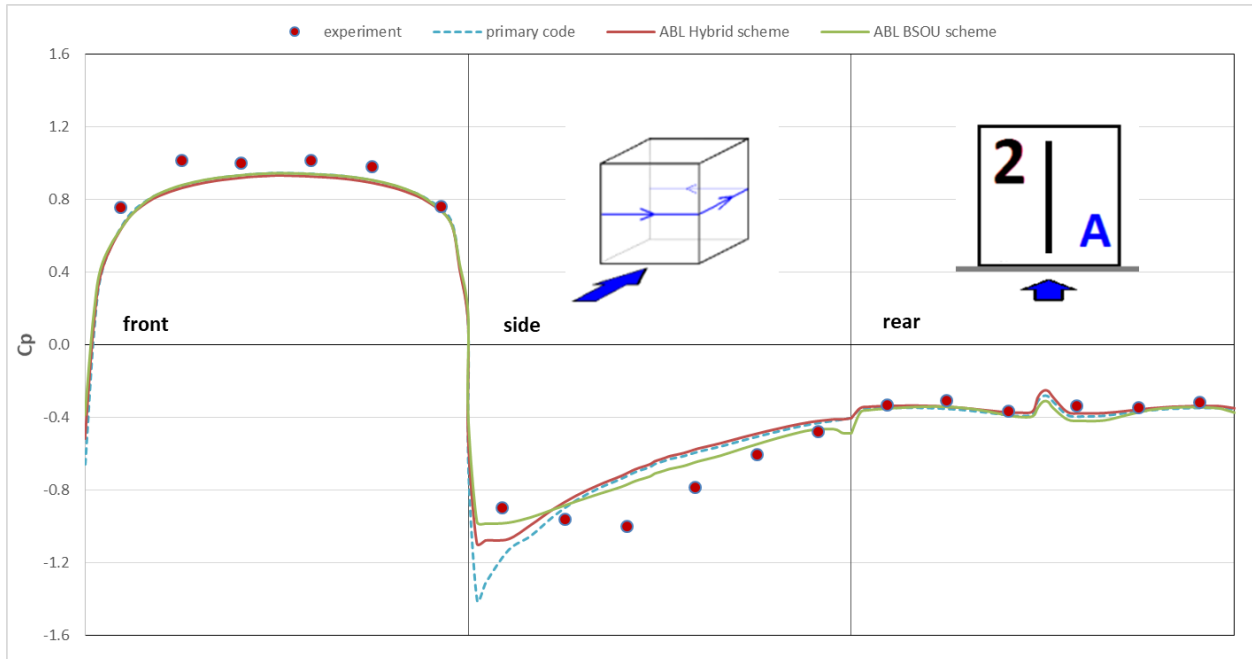
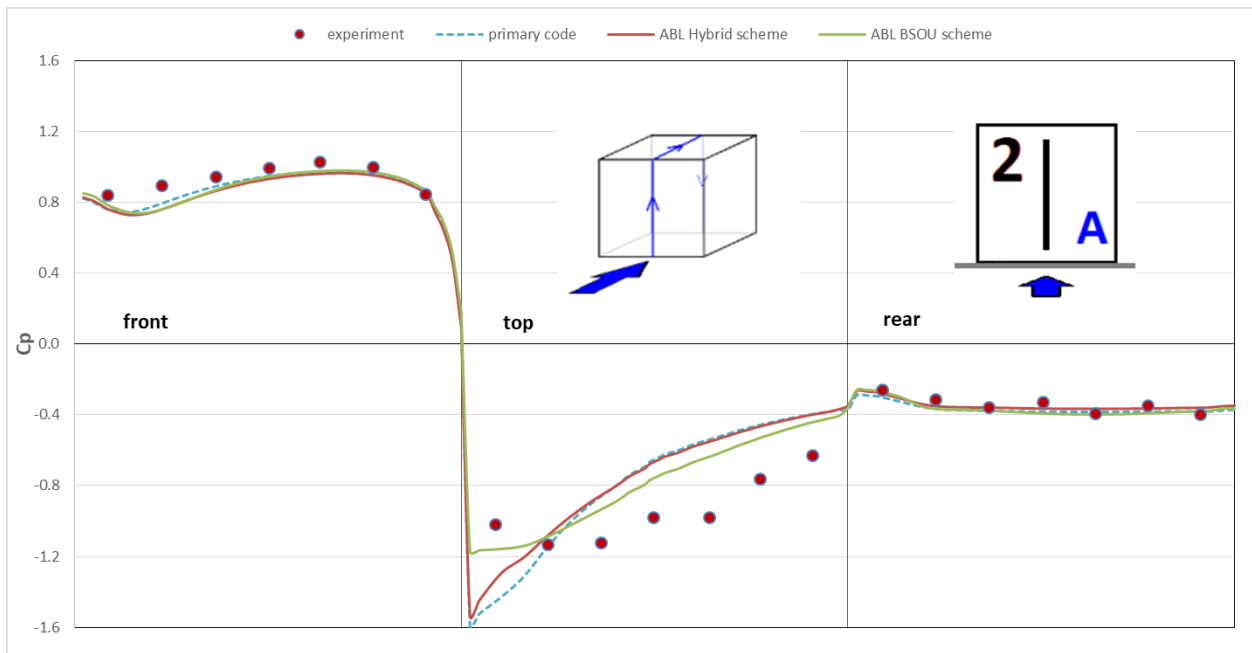
- 1: κλειστός κύβος, A οριακό στρώμα
- 2: πλήρη ανοίγματα, A οριακό στρώμα
- 3: επάνω ανοίγματα, A οριακό στρώμα
- 4: κάτω ανοίγματα, A οριακό στρώμα
- 5: κλειστός κύβος, B οριακό στρώμα
- 6: πλήρη ανοίγματα, B οριακό στρώμα
- 7: επάνω ανοίγματα, B οριακό στρώμα
- 8: κάτω ανοίγματα, B οριακό στρώμα



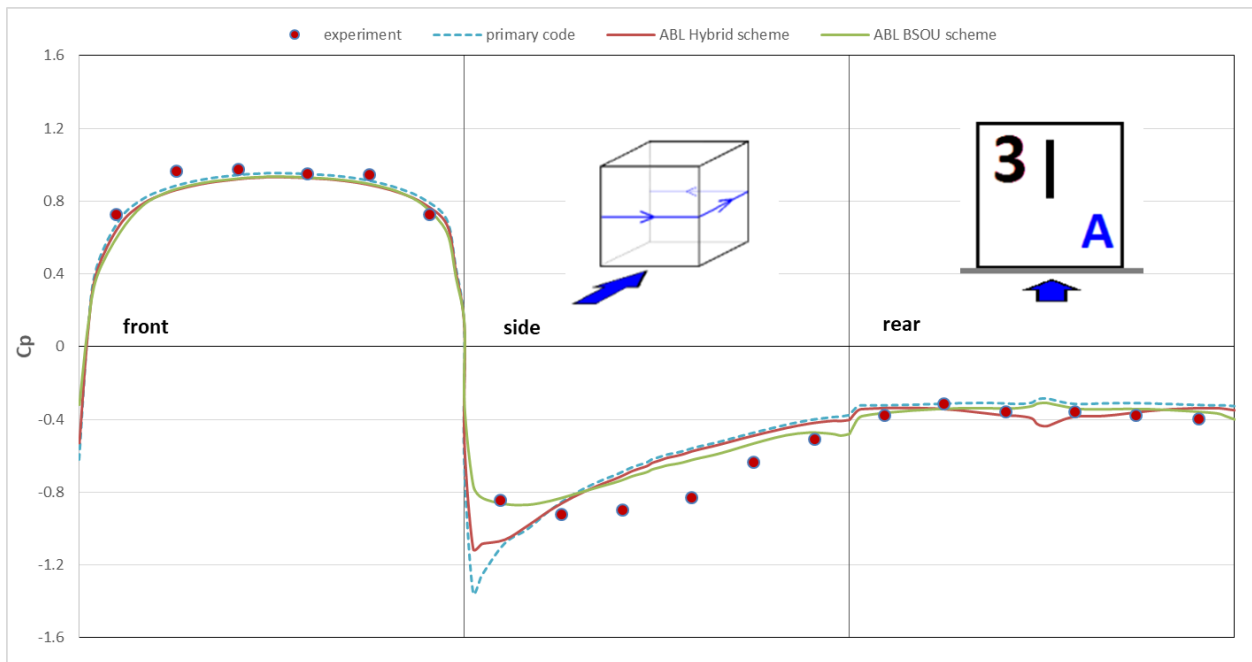
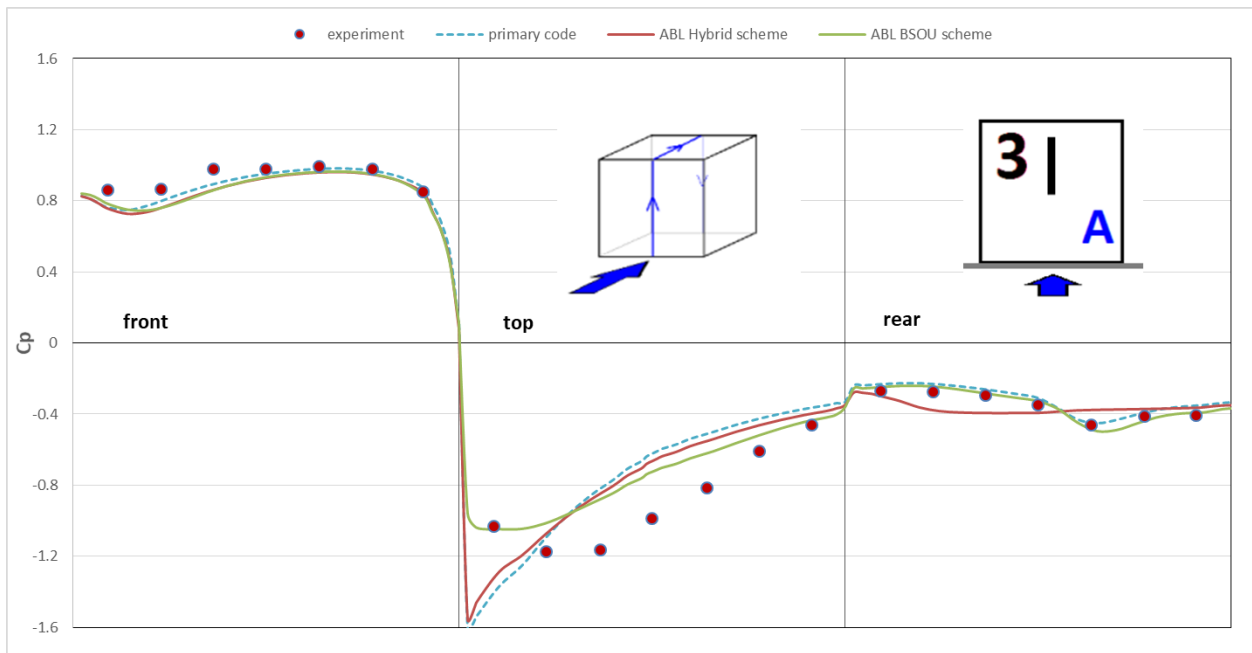
Σχήμα 7.14 Αρίθμηση των σεναρίων κάθετης ροής (14)



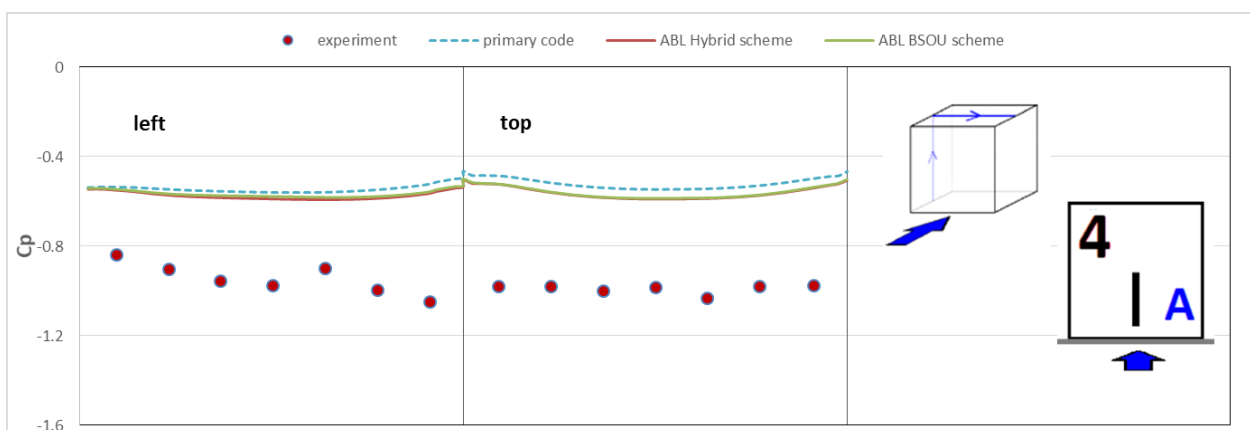
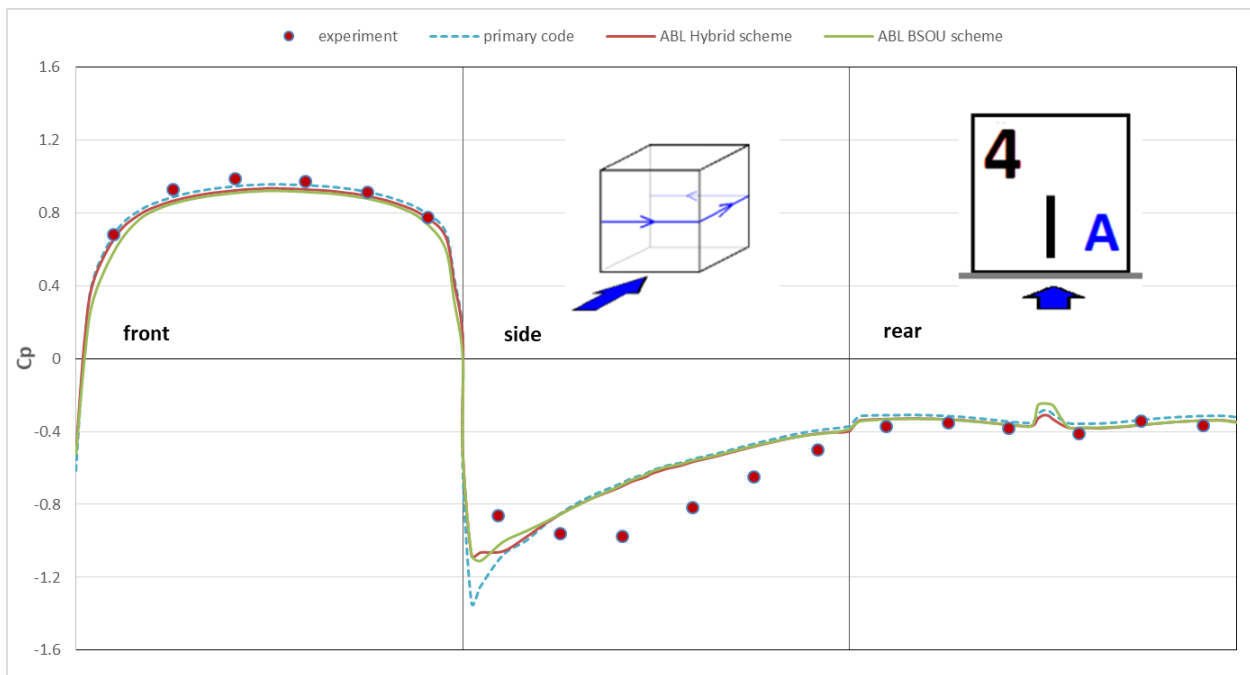
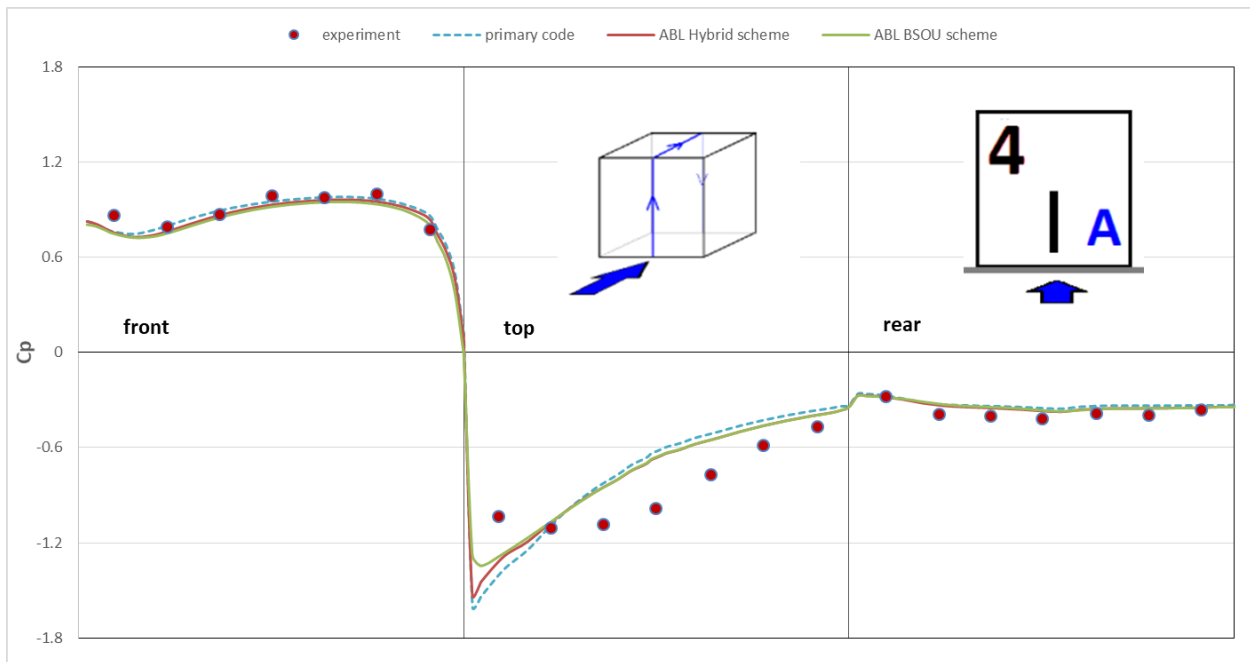
Σχήμα 7.15 Διαγράμματα C_p για πλήρως κλειστό κύβο και A οριακό στρώμα



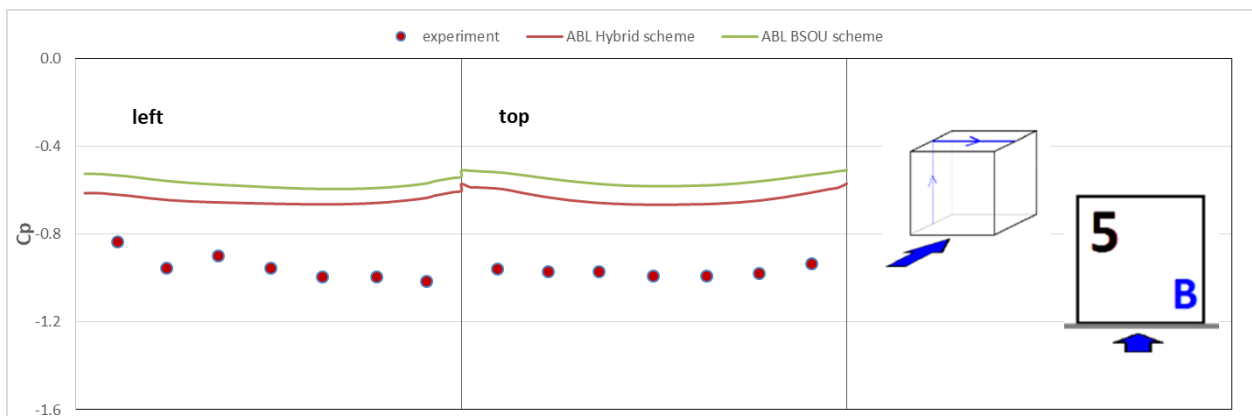
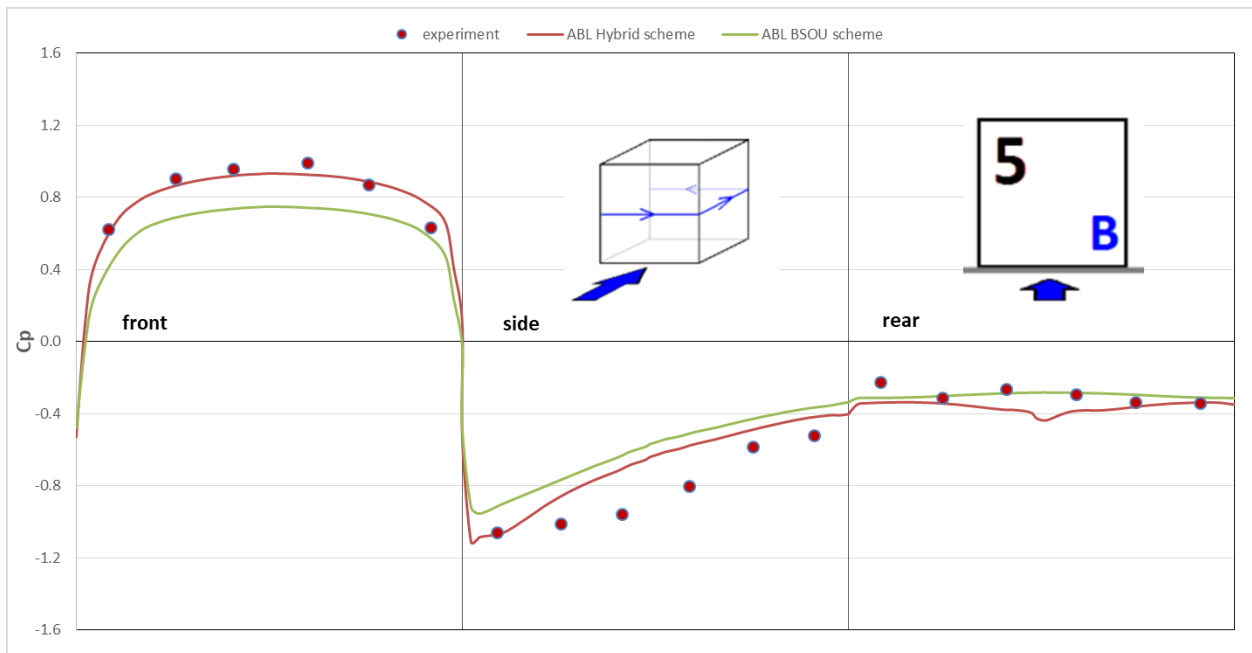
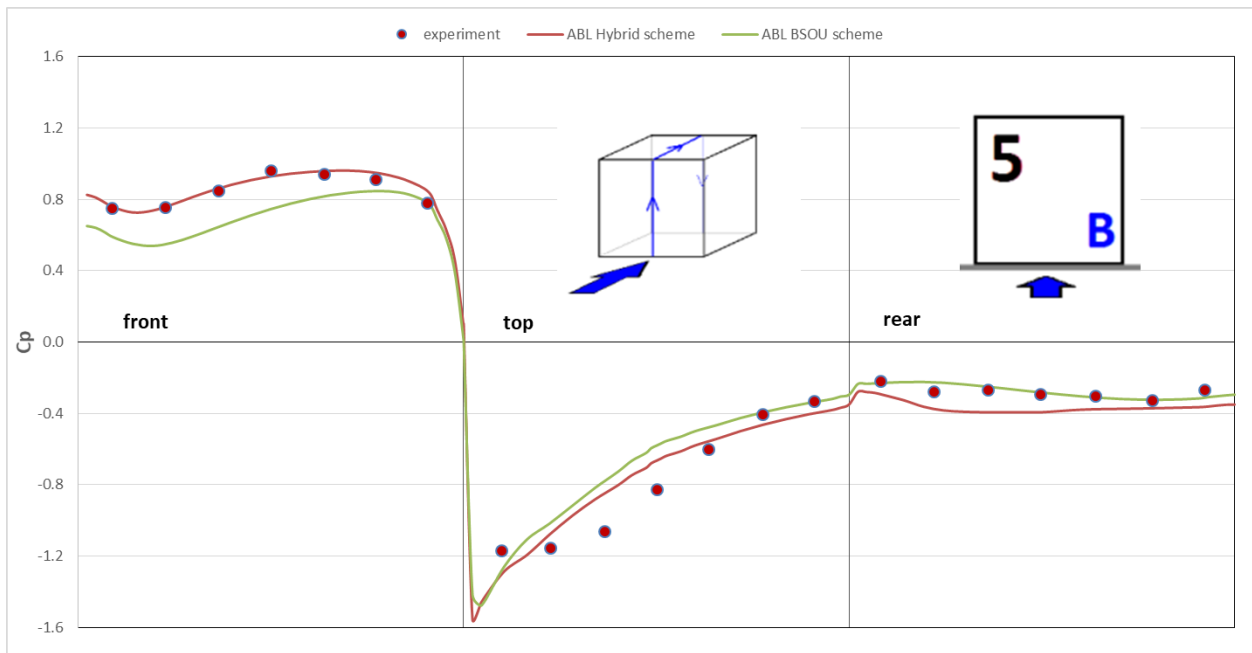
Σχήμα 7.16 Διαγράμματα C_p για κύβο με πλήρη ανοίγματα και A οριακό στρώμα



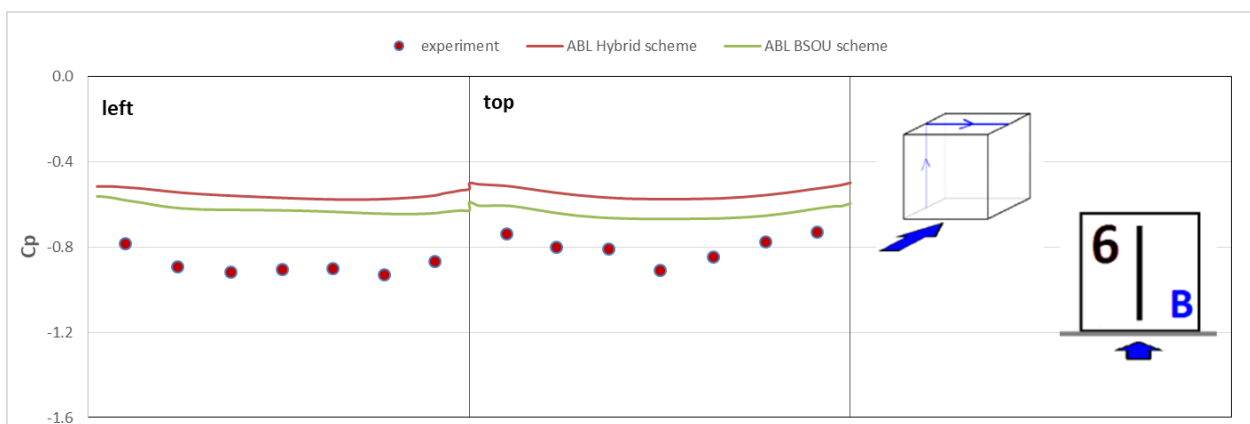
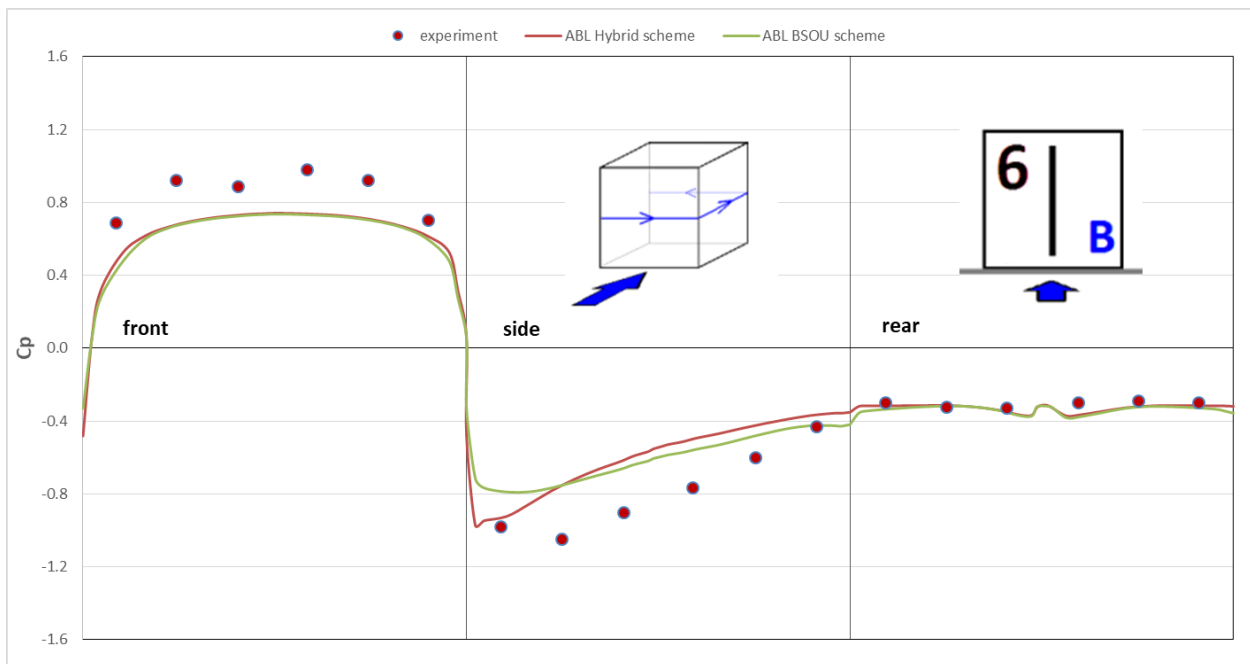
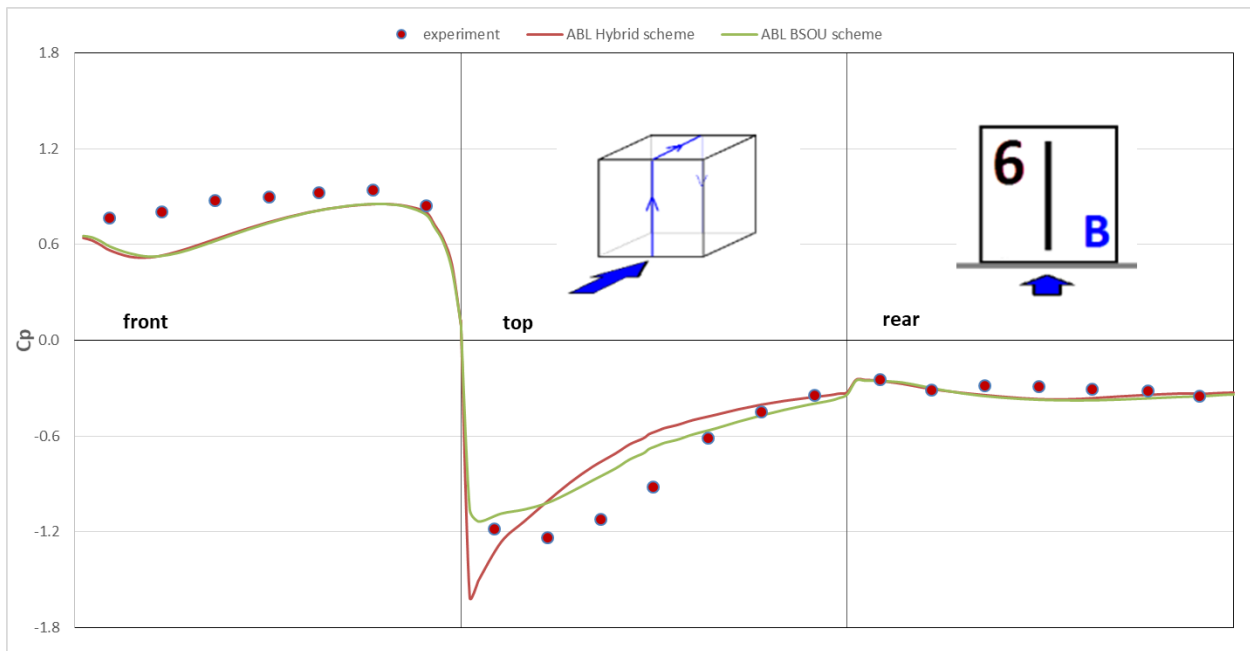
Σχήμα 7.17 Διαγράμματα C_p για κύβο με πάνω ανοίγματα και A οριακό στρώμα



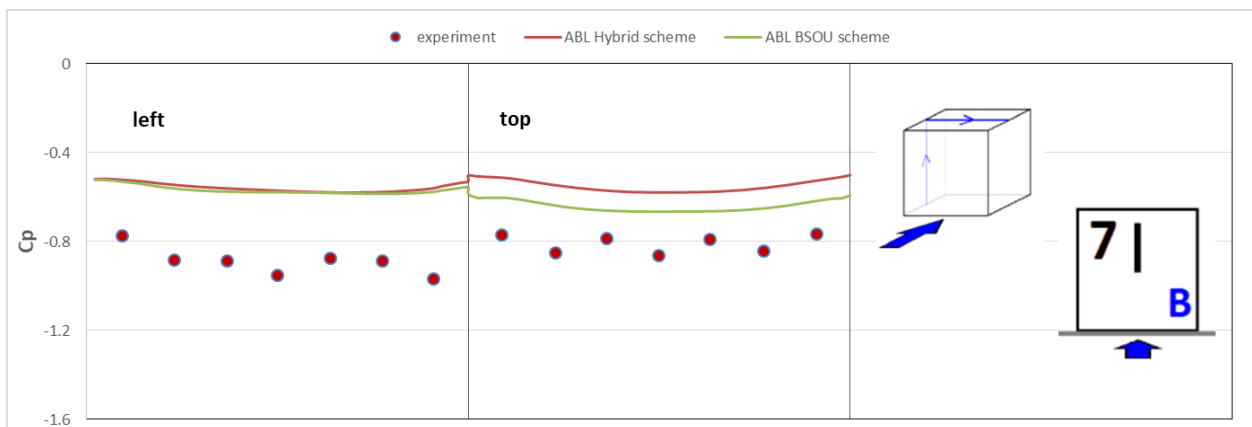
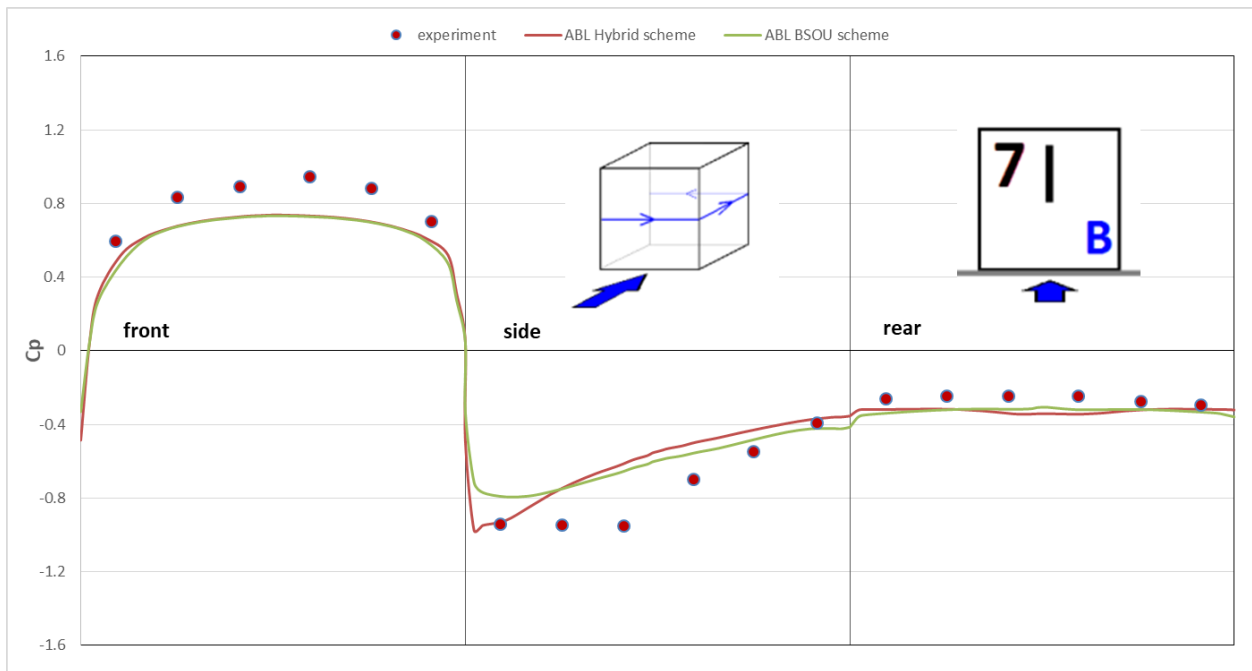
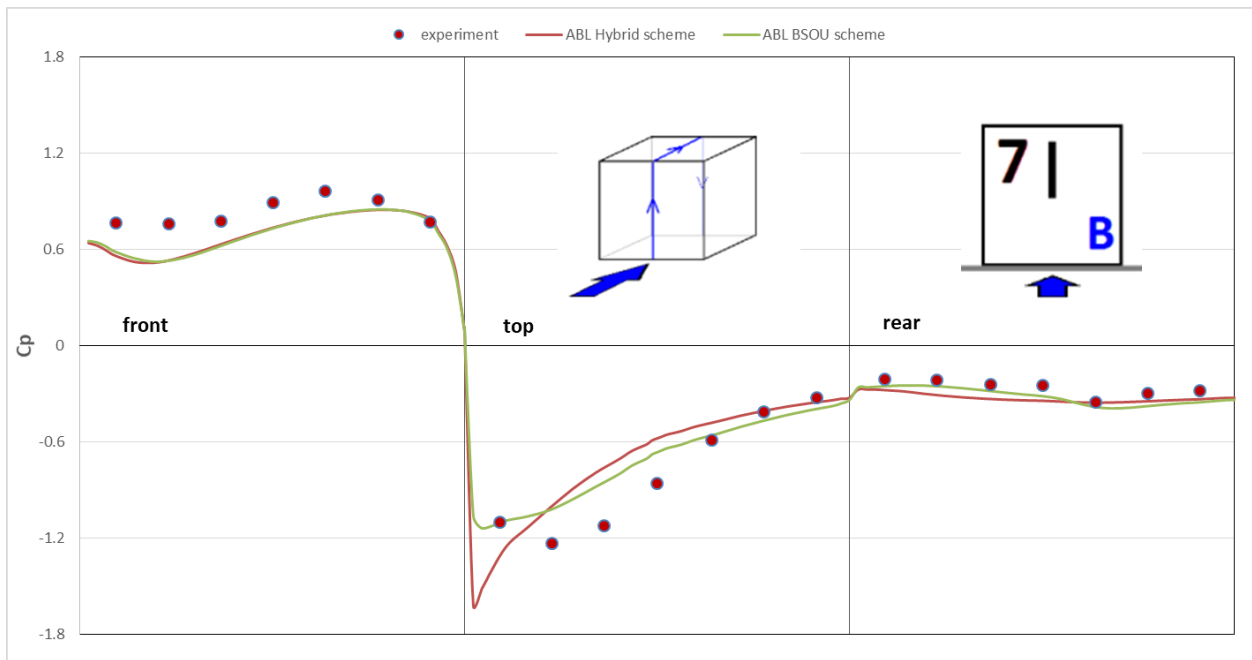
Σχήμα 7.18 Διαγράμματα C_p για κύβο με κάτω ανοίγματα και B οριακό στρώμα



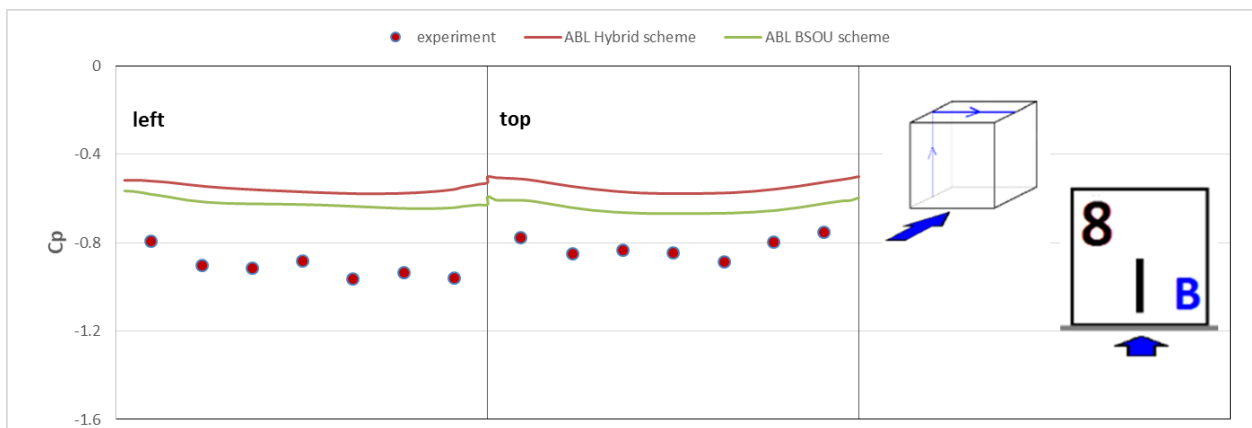
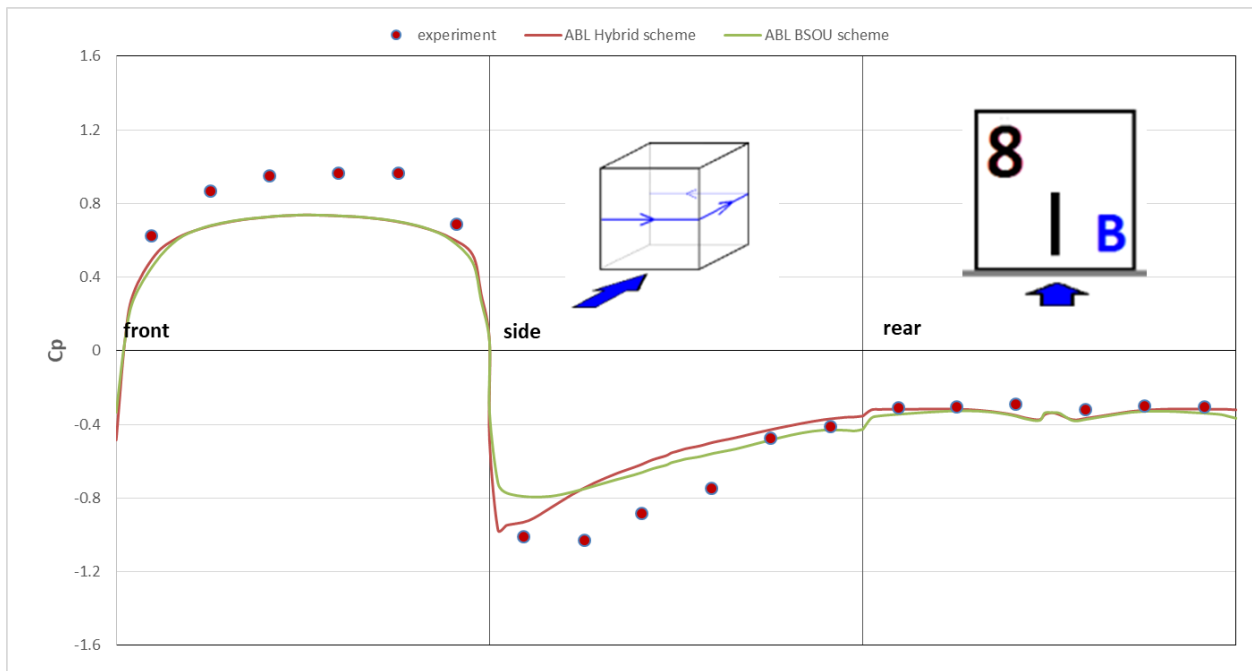
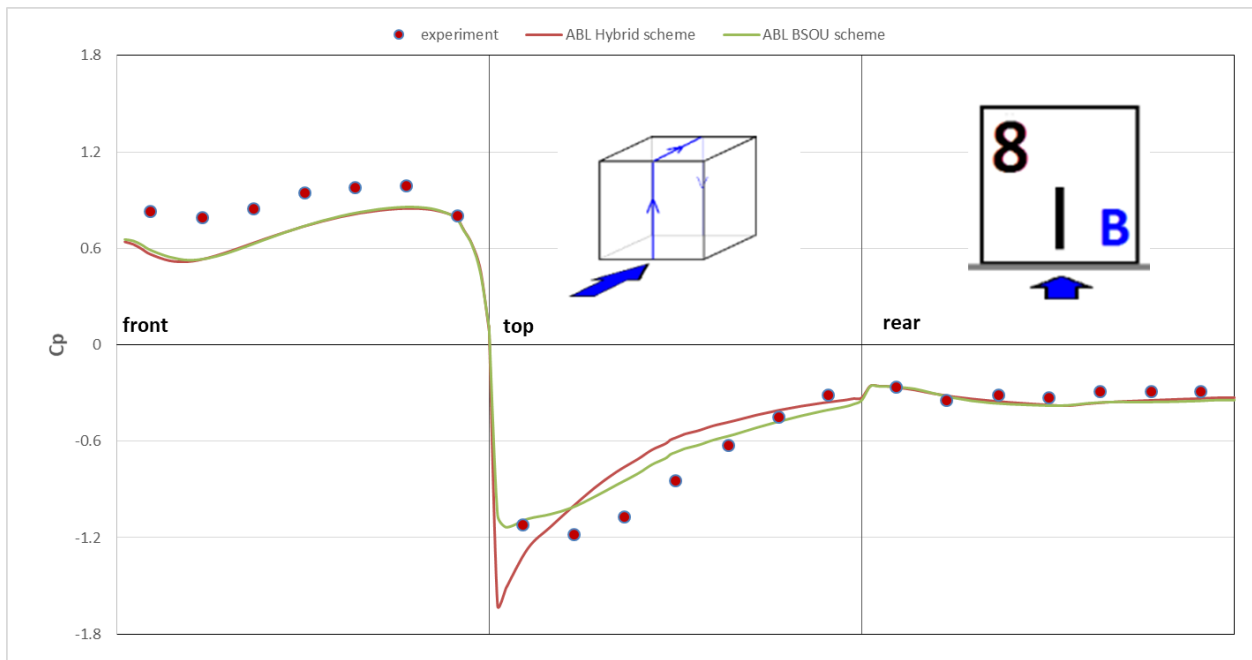
Σχήμα 7.19 Διαγράμματα C_p για πλήρως κλειστό κύβο και B οριακό στρώμα



Σχήμα 7.20 Διαγράμματα C_p για κύβο με πλήρη ανοιγμάτα και B οριακό στρώμα



Σχήμα 7.21 Διαγράμματα C_p για κύβο με πάνω ανοίγματα και B οριακό στρώμα



Σχήμα 7.22 Διαγράμματα C_p για κύβο με κάτω ανοίγματα και B οριακό στρώμα

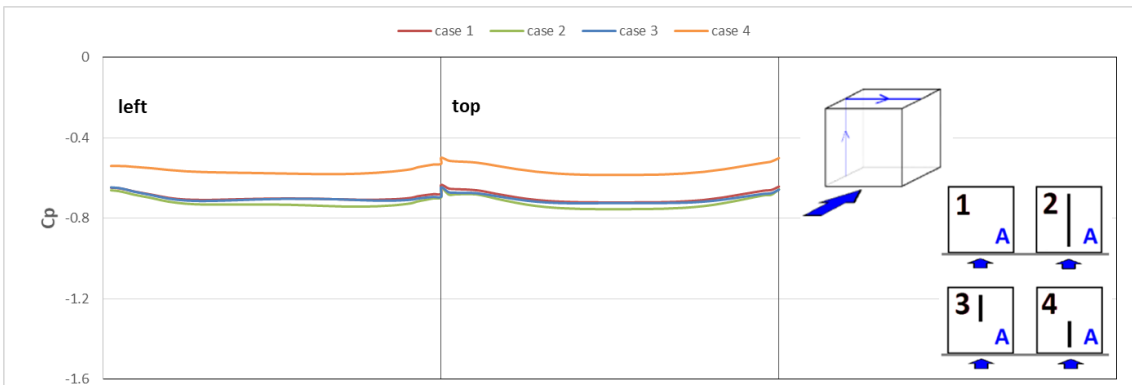
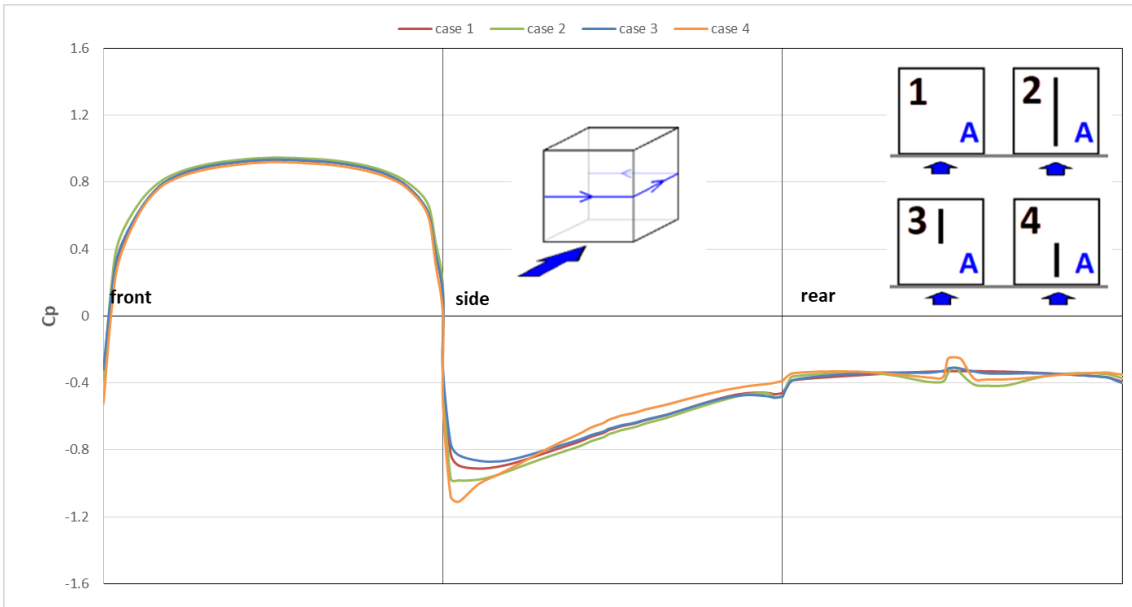
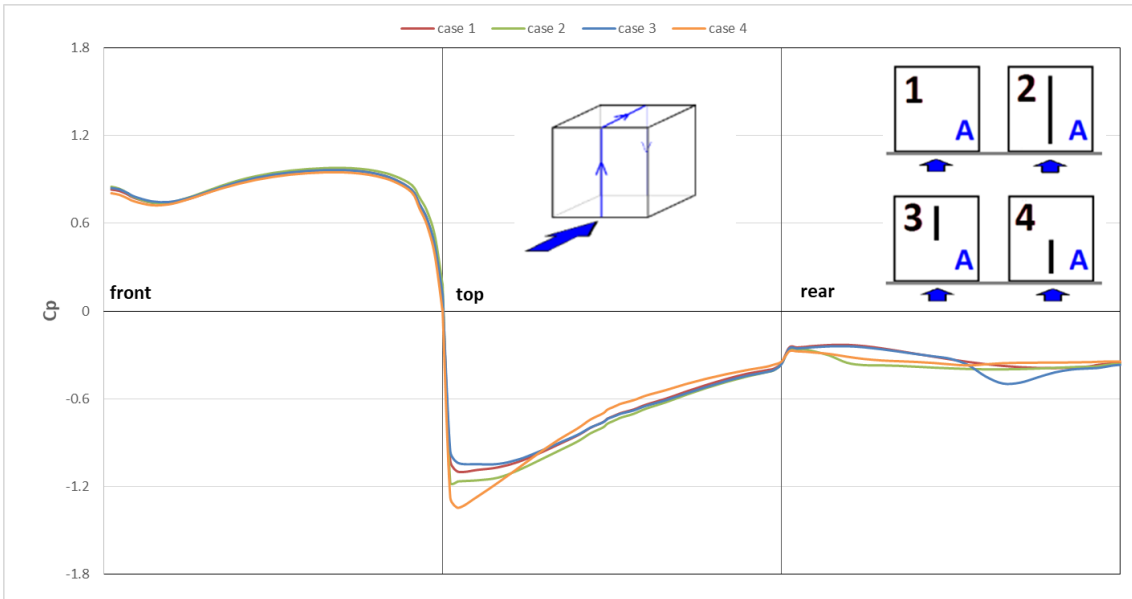
Από τα Σχήματα 7.15-7.18 είναι εμφανές ότι η τροποποίηση του υπολογιστικού εργαλείου `caffca3d_mlr` επέφερε μια γενική βελτίωση της προσομοίωσης, ιδιαίτερα στην εγκάρσια διαδρομή της μέσης γραμμής καθώς και στα πλαϊνά και πίσω τοιχώματα του κύβου. Στην προσήνεμη επιφάνεια του κύβου δεν φαίνεται κάποια μεγάλη διαφορά. Να σημειωθεί ότι κάποιες «ασυμφωνίες» στην κατατομή των καμπυλών του συντελεστή πίεσης C_p στις ακμές του κύβου οφείλονται κυρίως στις διαφορετικές θέσεις των διαδρομών της μέσης γραμμής σε κάποιες πλευρές λόγω των ανοιγμάτων του πρότυπου κύβου (Σχήματα 7.12, 7.13).

Αναφορικά με το αριθμητικό σχήμα, παρατηρείται ότι το σχήμα BSOU αποδίδει συντελεστές πίεσης C_p πιο «κοντά» στις πειραματικές τιμές σε σχέση με το υβριδικό σχήμα (Hybrid scheme). Η διαφορά αυτή δεν είναι εμφανής στην περίπτωση του πλήρως κλειστού κύβου, φαίνεται όμως υπόλοιπες περιπτώσεις του κύβου με ανοίγματα (πλήρη ή μερικώς ανοικτά) ανεξάρτητα από το είδος του οριακού στρώματος. Μεγάλο ενδιαφέρον έχει να παρατηρηθεί ότι το σχήμα BSOU δίνει καλύτερα αποτελέσματα για το πάνω τοίχωμα του κύβου σε όλες τις περιπτώσεις ανεξάρτητα από το οριακό στρώμα. Μπορούμε δηλαδή να συμπεράνουμε ότι με το σχήμα BSOU αποδίδεται καλύτερα η δίνη που παρατηρείται στις οροφές των κτηρίων. Επιπλέον φαίνεται καλύτερη απόδοση του σχήματος BSOU στην περιοχή που η ροή του αέρα διαχωρίζεται στις άκρες του κτηρίου, δημιουργώντας ζώνες επανακυκλοφορίας στις πλευρικές επιφάνειες του κύβου δηλαδή στην περιοχή που δημιουργείται ο πεταλοειδής στρόβιλος (horseshoe vortex), όπως έχει αναφερθεί στο κεφάλαιο 3.

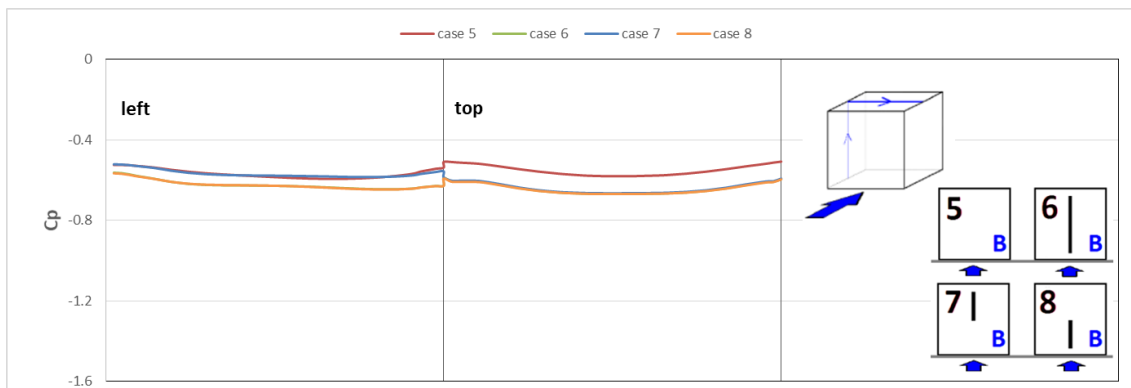
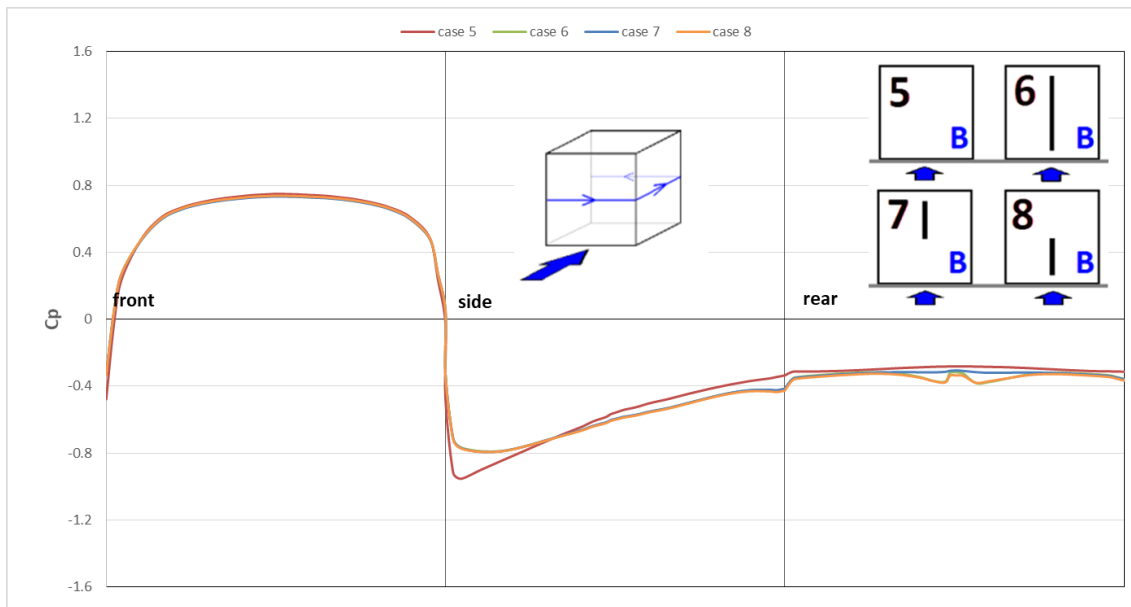
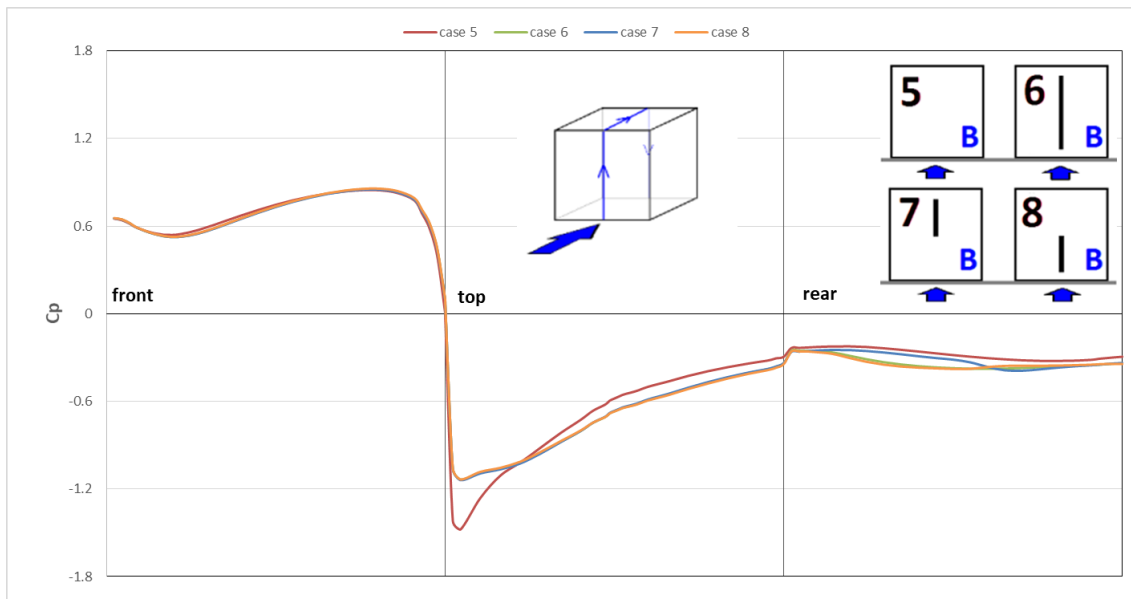
Για την περίπτωση του πλήρως κλειστού κύβου δεν μπορεί να εξαχθεί κάποιο συμπέρασμα καθώς φαίνεται ότι το υβριδικό σχήμα αποδίδει καλύτερα στο οριακό στρώμα B που χαρακτηρίζεται από υψηλή διάτμηση ενώ το σχήμα BSOU δίνει καλύτερα αποτελέσματα στο χαμηλότερης διάτμησης οριακό στρώμα A.

Βέβαια, παρόλο που η βελτίωση της προσομοίωσης συγκριτικά με το αρχικό υπολογιστικό εργαλείο `caffca3d_mlr` είναι εμφανής, δεν μπορεί να αμφισβητηθεί ότι αποδεικνύεται ανεπαρκής. Οι αποκλίσεις από τα πειραματικά αποτελέσματα δεν μπορούν να παραληφθούν, ιδιαίτερα αν παρατηρηθούν οι κατατομές των καμπυλών του συντελεστή πίεσης C_p στην εγκάρσια διαδρομή. Χρειάζεται οπωσδήποτε περαιτέρω μελλοντική διερεύνηση του προβλήματος, κυρίως για την αποτελεσματικότητα του μοντέλου τύρβης $k-\epsilon$ καθώς δε φαίνεται να αποφέρει την επιθυμητή ακρίβεια της προσομοίωσης λόγω της υπερπαραγωγή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας που αποδείχτηκε δύσκολο να εξαλειφθεί και της υπερεκτίμησης του ρυθμού καταστροφής της τύρβης. Ωστόσο παρόλο που οι ποσοτικές αποκλίσεις είναι εμφανείς, παρατηρούμε ότι οι αριθμητικές καμπύλες των C_p ακολουθούν τις πειραματικές, δίνοντας μας την δυνατότητα να εξάγουμε ποιοτικά συμπεράσματα.

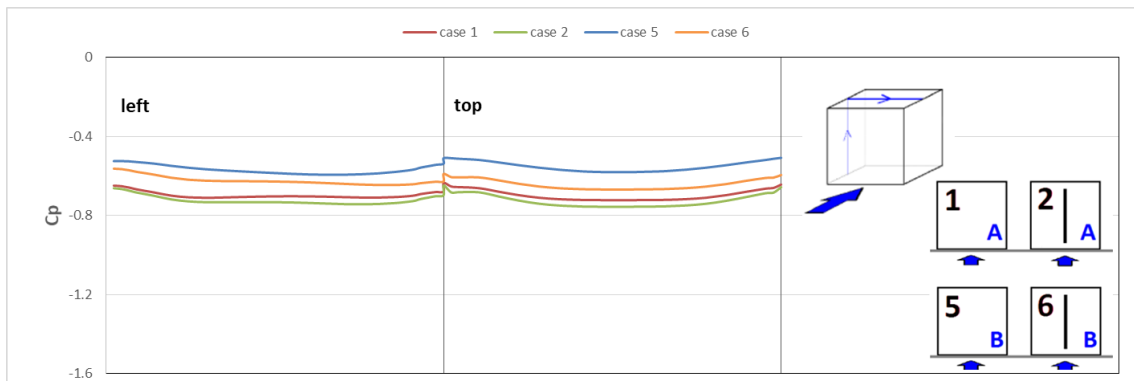
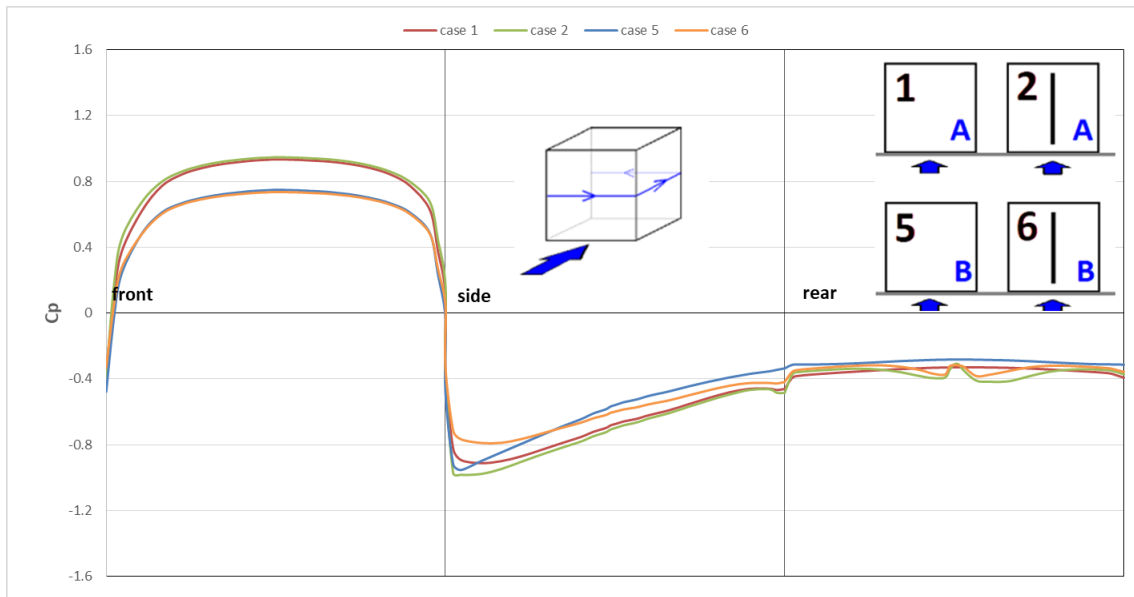
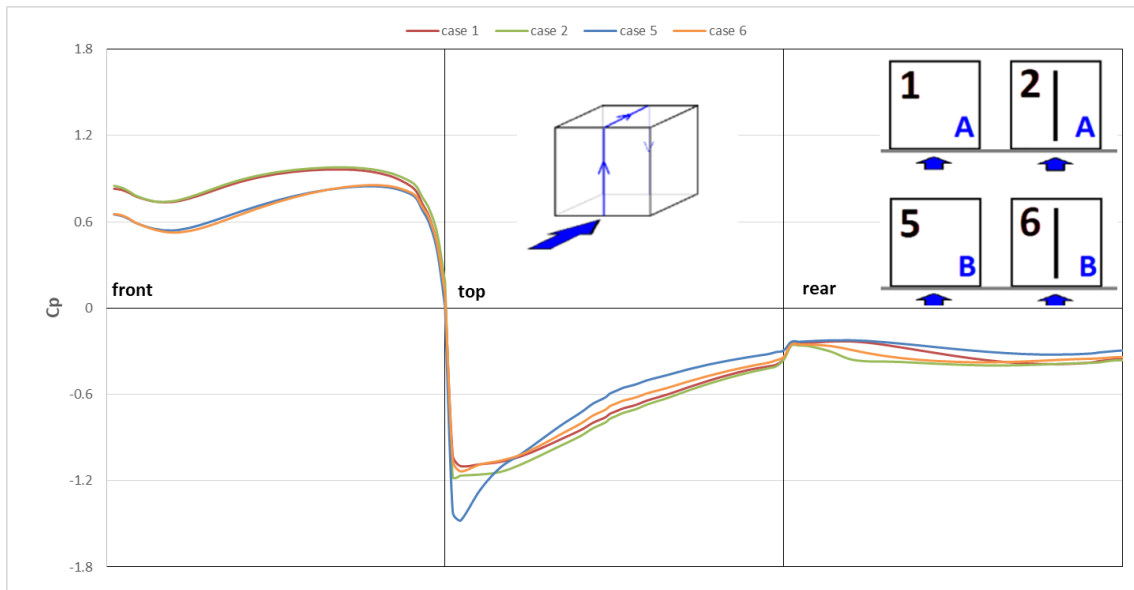
Εφόσον όμως το αριθμητικό σχήμα BSOU φαίνεται να δίνει καλύτερα αποτελέσματα για την προσομοίωση, ακολουθούν κάποια συγκριτικά διαγράμματα C_p μόνο μόνο από τις προσομοιώσεις που έγινε η χρήση του συγκεκριμένου σχήματος, δίνοντας ιδιαίτερη έμφαση στη διαμήκη διαδρομή της μέσης γραμμής, ώστε να γίνει η εξαγωγή συμπερασμάτων για την επίδραση των ανοιγμάτων και των διαφορετικών οριακών στρωμάτων στη ροή γύρω από τον κύβο.



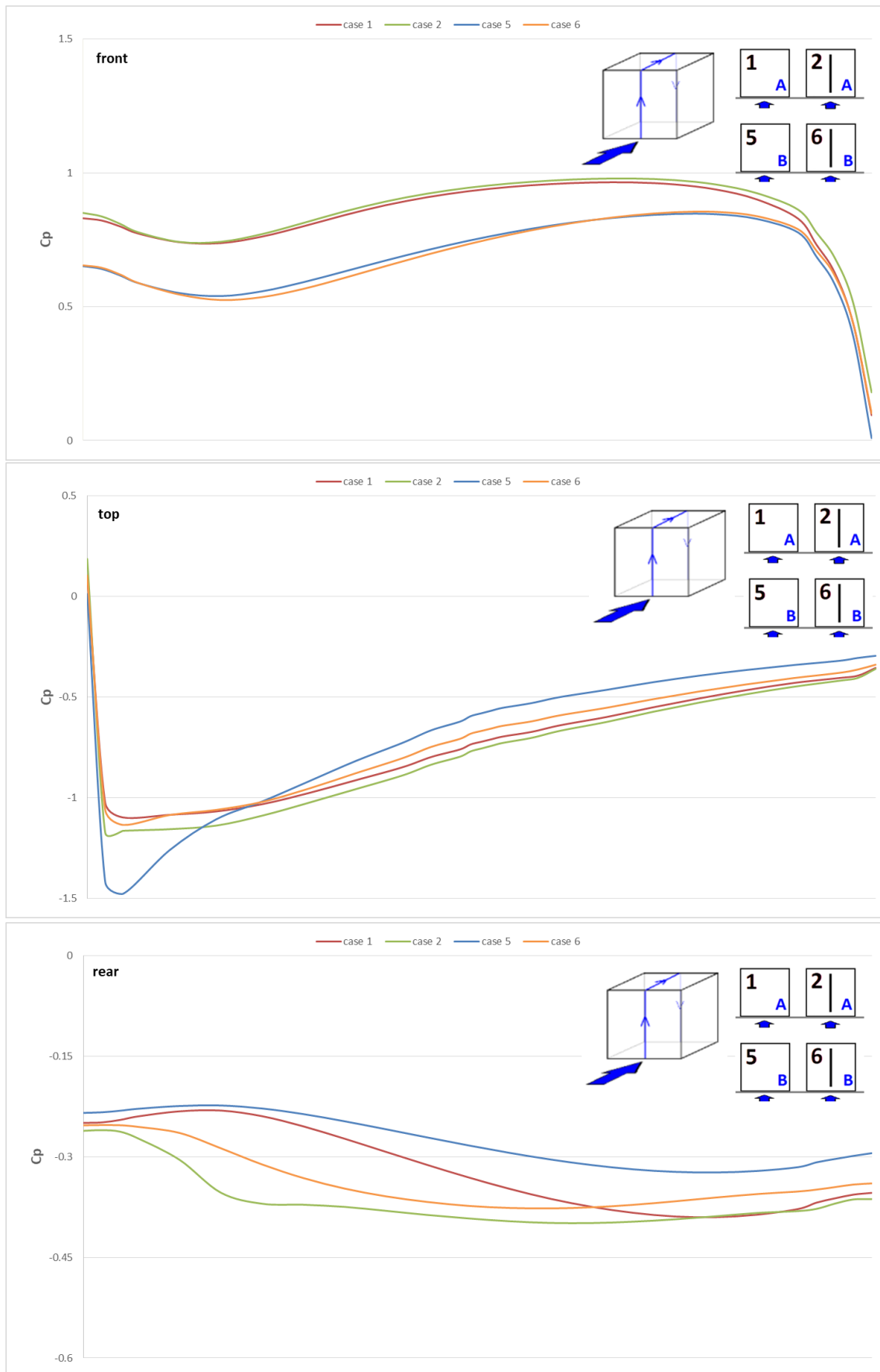
Σχήμα 7.123 Σύγκριση σεναρίων για A οριακό στρώμα.



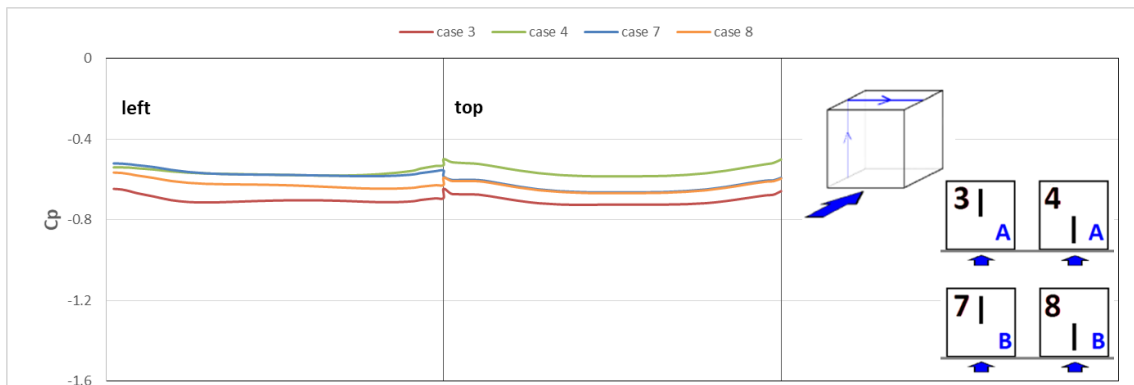
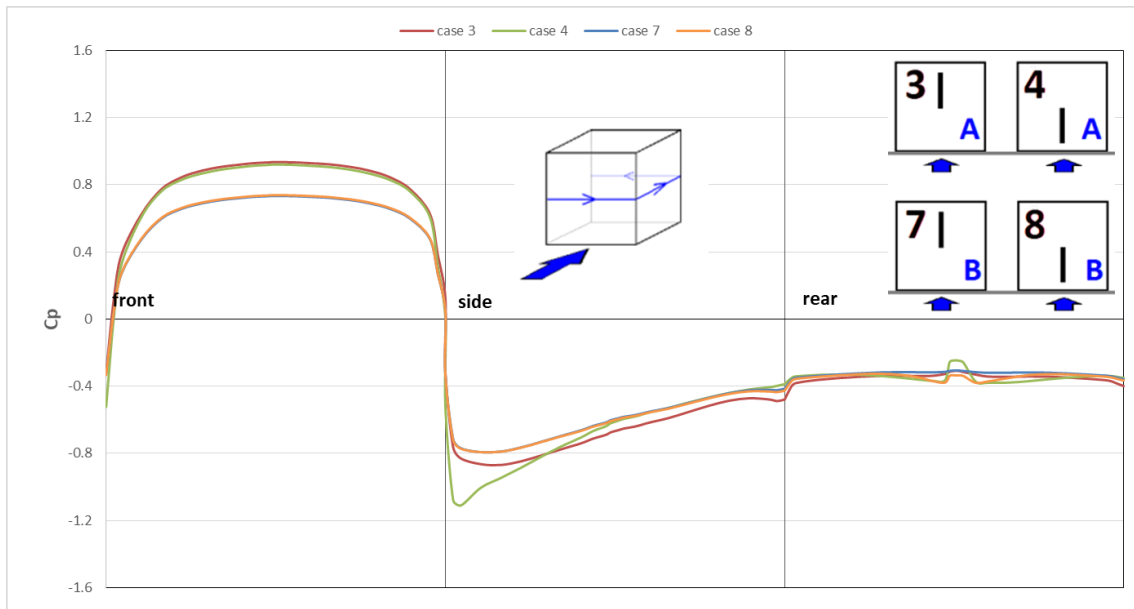
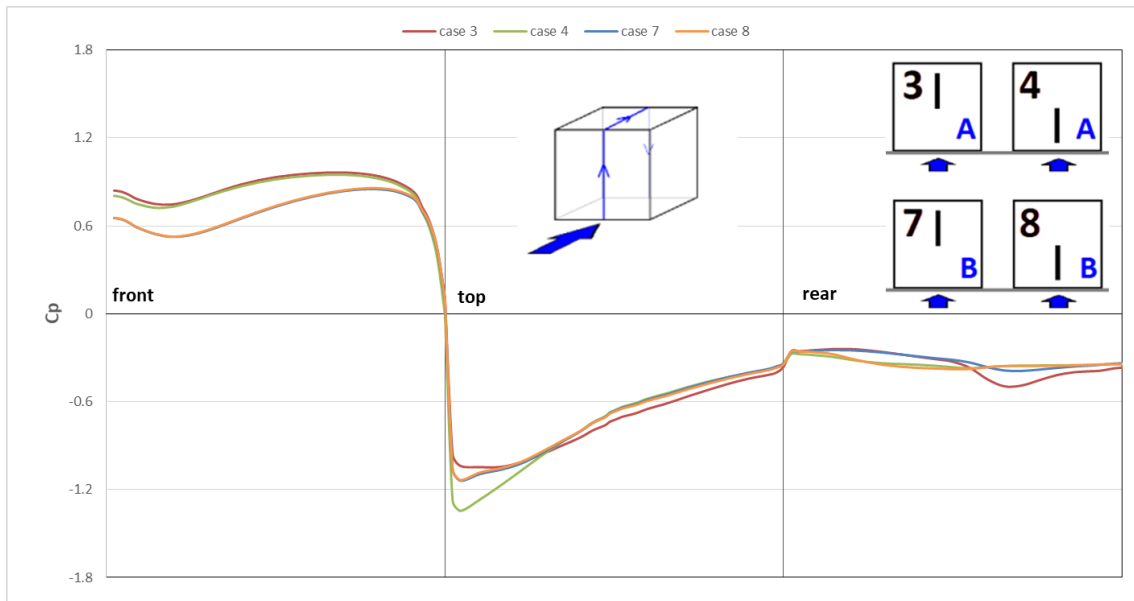
Σχήμα 7.124 Σύγκριση σεναρίων για B οριακό στρώμα.



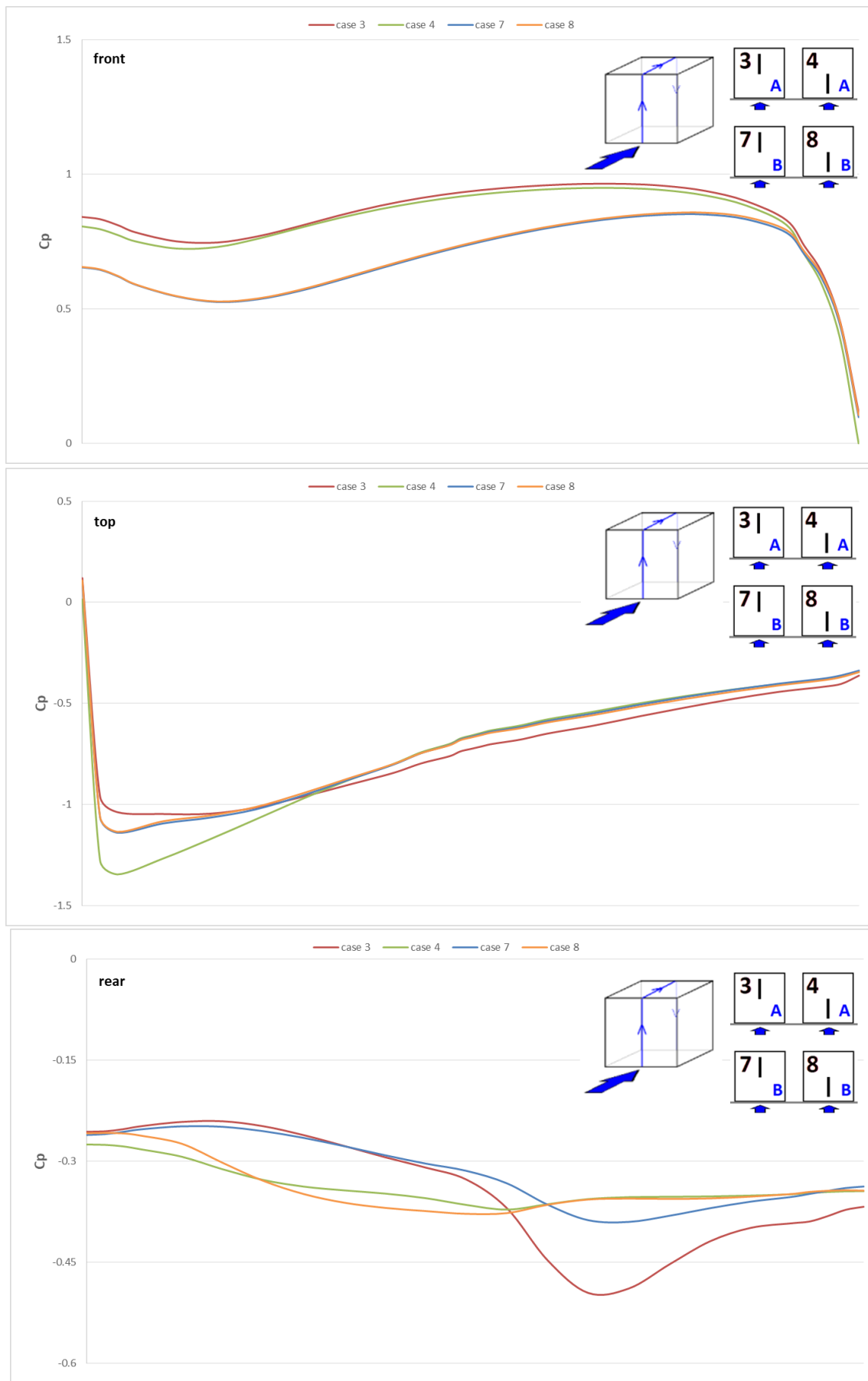
Σχήμα 7.125 Σύγκριση σεναρίων πλήρως κλειστού κύβου και με πλήρη ανοίγματα για A και B οριακό στρώμα.



Σχήμα 7.126 Σύγκριση σεναρίων πλήρως κλειστού κύβου και με πλήρη ανοίγματα για A και B οριακό στρώμα για διαμήκη διαδρομή μέσης γραμμής.



Σχήμα 7.127 Σύγκριση σεναρίων κύβου με πάνω και κάτω ανοίγματα για A και B οριακό στρώμα.



Σχήμα 7.128 Σύγκριση σεναρίων κύβου με πάνω και κάτω ανοίγματα για A και B οριακό στρώμα για διαμήκη διαδρομή μέσης γραμμής.

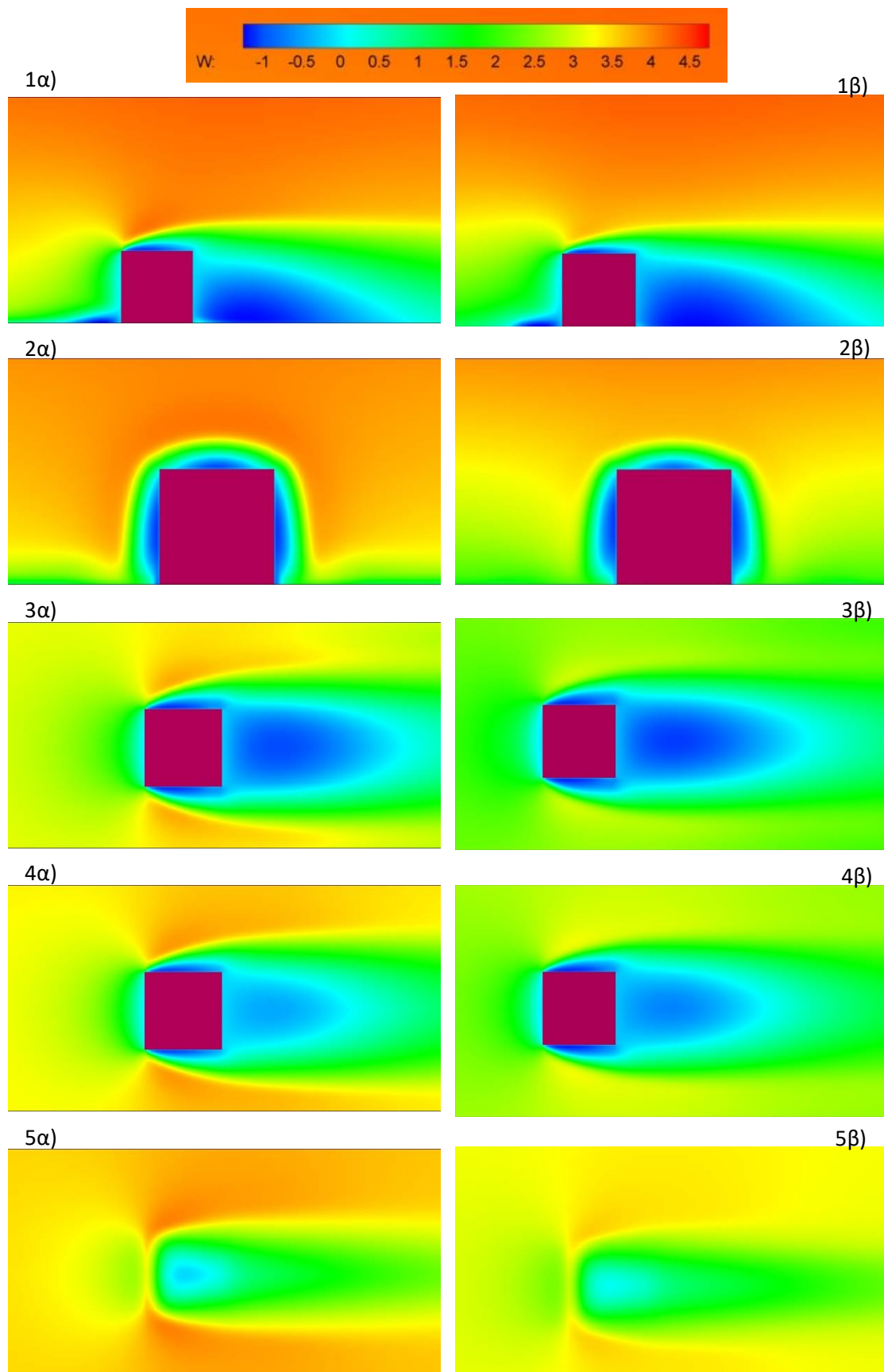
Χαρακτηριστικό των αποτελεσμάτων, και για τα δύο οριακά στρώματα, είναι η μικρή μεταβολή που παρατηρείται με τη παρουσία των ανοιγμάτων. Συγκρίνοντας τους κλειστούς κύβους και αυτούς με τα πλήρη ανοίγματα (Σχήμα 7.23, Σχήμα 7.24), φαίνεται ότι η παρουσία των ανοιγμάτων επιφέρει πολύ μικρές μεταβολές στις κατατομές του συντελεστή πίεσης, ιδιαίτερα την προσήνεμη πλευρά του κύβου όπου η μεταβολή είναι ελάχιστη. Στην προσήνεμη πλευρά διακρίνεται η περιοχή ανακοπής της ροής ενώ στην οροφή και στις πλαϊνά τοιχώματα η ελάχιστη πίεση εμφανίζεται πιο κοντά στην ακμή. Είναι εμφανές ότι σε όλες τις περιπτώσεις υπάρχει αστοχία στην περιοχή της οροφής, αφού παρατηρείται εκτεταμένη αποκόλληση της ροής.

Από τα Σχήματα 7.25-7.28 φαίνεται η επίδραση των διαφορετικών οριακών στρωμάτων κύβου, παρουσία ή όχι ανοιγμάτων. Το Β οριακό στρώμα, το οποίο χαρακτηρίζεται από υψηλότερη διάτμηση παρουσιάζει χαμηλότερες τιμές C_p στην προσήνεμη πλευρά του κύβου σε κάθε μία από τις τέσσερις περιπτώσεις σεναρίων. Είναι εμφανής η προοδευτική τάση μεταβολής της κατατομής των πιέσεων από το σενάριο χαμηλής διάτμησης προς το υψηλότερης. Χαμηλά στην ανάντι πλευρά η περιοχή ανακοπής εξασθενίζει και ανεβαίνει σε μεγαλύτερο ύψος όσο μεγαλύτερη είναι η διάτμηση στο οριακό στρώμα ενώ και στην οροφή φαίνεται ότι η ελάχιστη πίεση εμφανίζεται πιο κοντά στην ανάντι ακμή. Η μεταβολή που παρατηρείται ανάμεσα στα δυο σενάρια πιθανόν να είναι ένδειξη της τάσης της ροής να επανακολληθεί στη περίπτωση μεγάλης διάτμησης. Μεγαλύτερες διαφορές παρατηρούνται στην πίσω πλευρά του κύβου όπου, αρχικά φαίνεται η παρουσία ή όχι ανοιγμάτων από την τοπική αύξηση της τιμής του C_p ενώ η παρουσία ανοιγμάτων φαίνεται να μειώνει τις τιμές του συντελεστή υποδεικνύονται ότι εξομαλύνονται οι δίνες που δημιουργούνται στην πίσω πλευρά του κύβου.

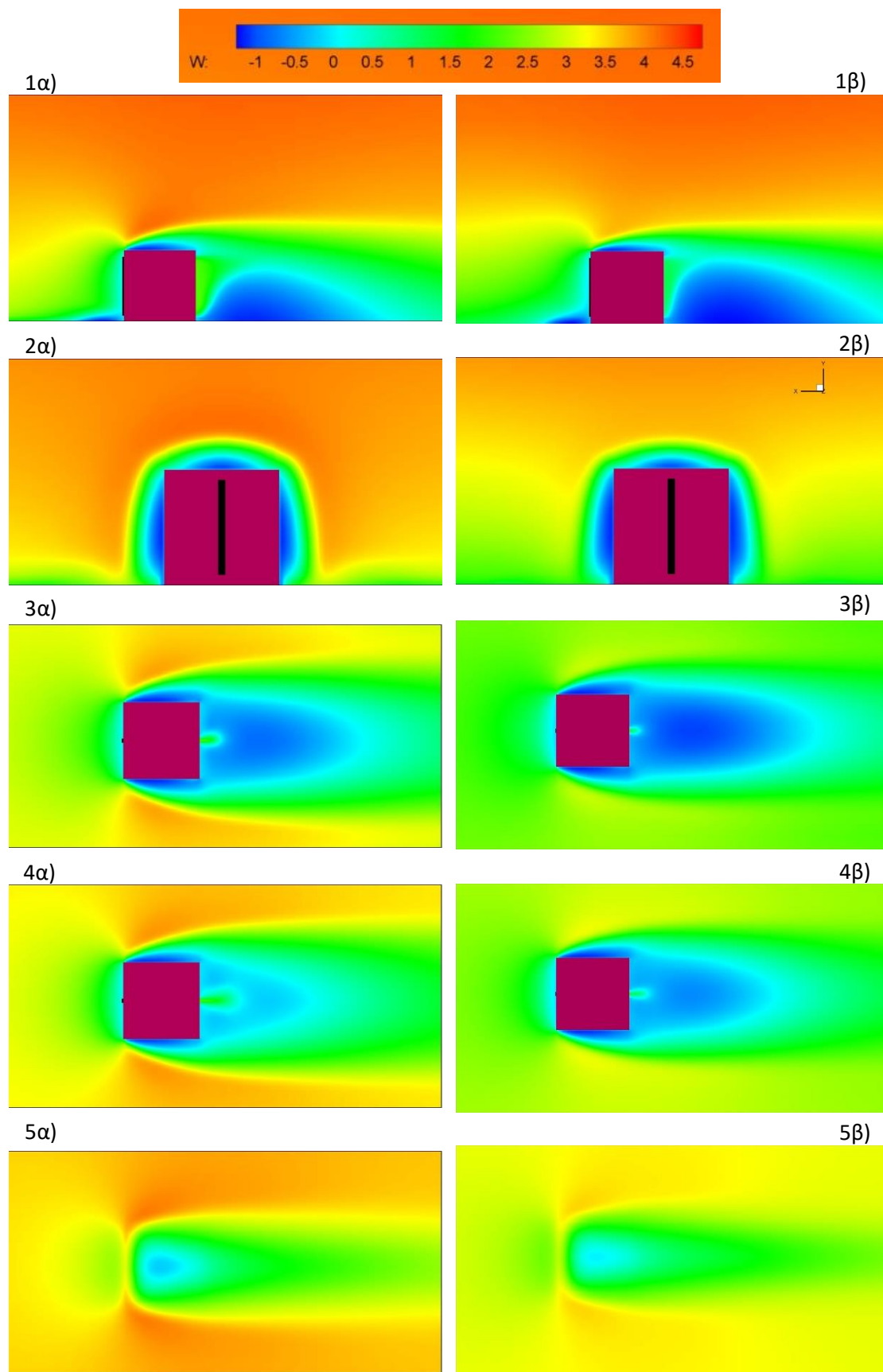
Στην προσήνεμη πλευρά διακρίνεται ακόμα μια πολύ μικρή μείωση στις τιμές των C_p όταν υπάρχει άνοιγμα (πλήρες ή μισό) στο κάτω μισό του κύβου (Σχήμα 7.26 και 7.28). Αυτό ερμηνεύεται ως επίδραση στο σχηματιζόμενο πεταλοειδή στρόβιλο στη βάση της ανάντι πλευράς, με τη παρουσία των ανοιγμάτων να τον εξασθενίζει διοχετεύοντας παροχή και διά του εσωτερικού του κύβου. Ενδιαφέρον έχει επίσης ο οριζόντια διαδρομή της μέσης γραμμής στην κατάντι πλευρά.

7.3 Ταχύτητα ροής γύρω από τον κύβο

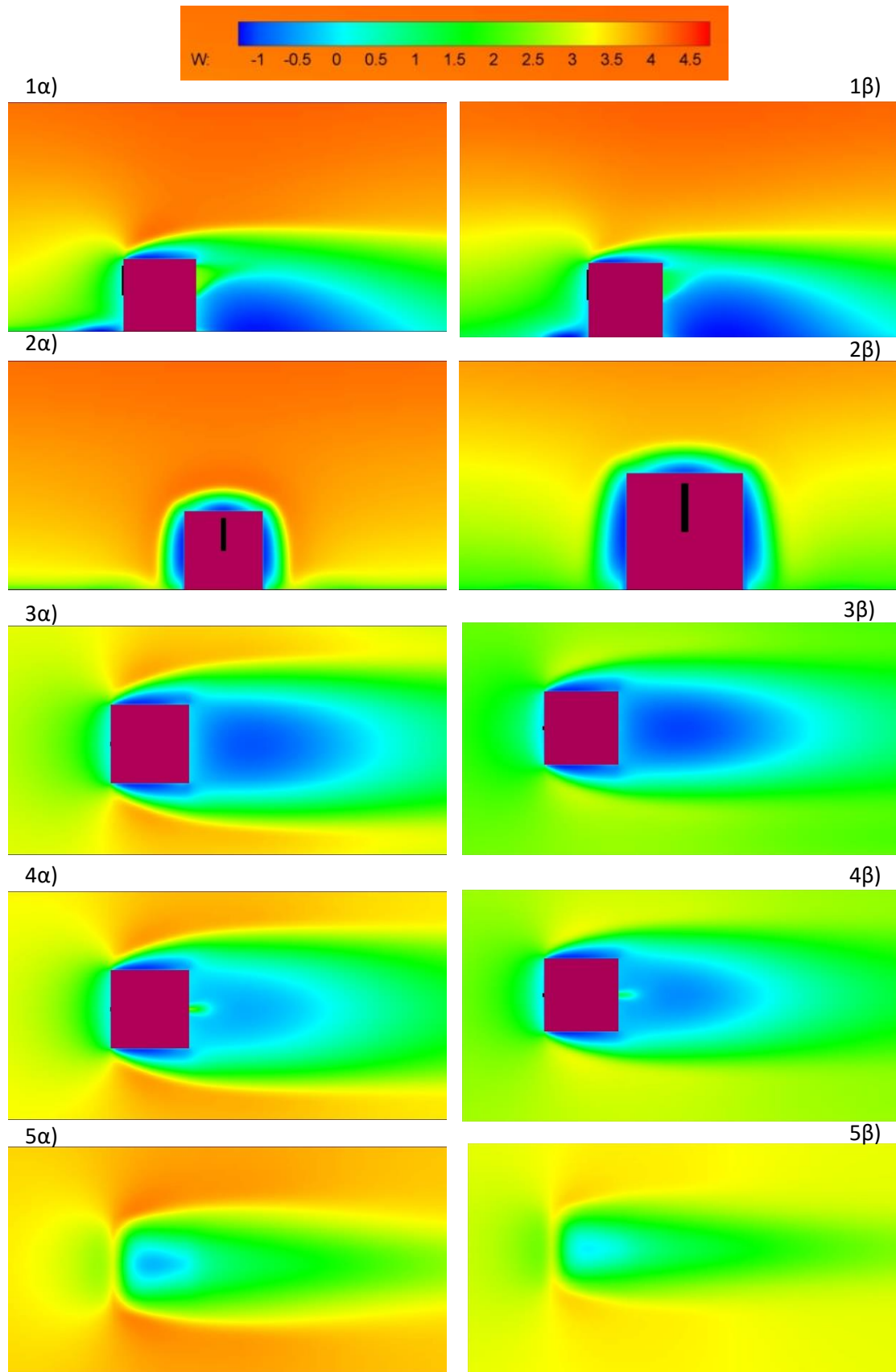
Για την καλύτερη οπτικοποίηση του προβλήματος δημιουργήθηκαν ισοϋψείς καμπύλες για την ταχύτητα της ροής, με τη χρήση του προγράμματος Tecplot (41). Τα σχήματα 7.30-7.33 βοηθούν πολύ στην κατανόηση της ροής και επιβεβαιώνουν τα προσδοκούμενα, από τη θεωρητική επισκόπηση που παρουσιάστηκε στο Κεφάλαιο 3.



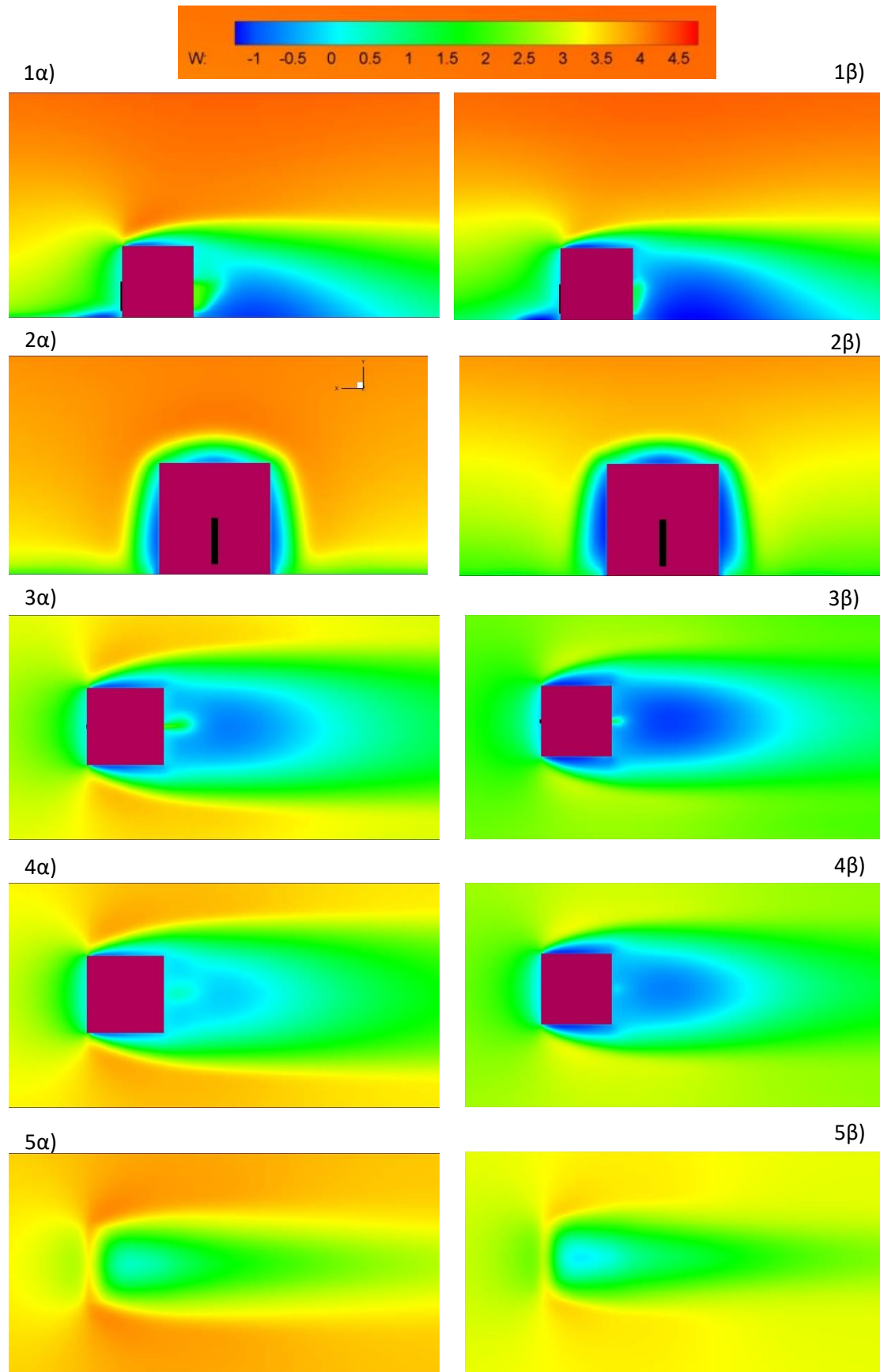
Σχήμα 7.130 Ισοψείς καμπύλες της ταχύτητας της ροής για A και B οριακό στρώμα (ένδειξη α και β αντίστοιχα) για το επίπεδο $x=6H$, το επίπεδο $z=5.5$ (ενδείξεις 1 και 2 αντίστοιχα) και για επίπεδο $z=0,3H, 0,6H$ και $1,1H$ αντίστοιχα (ενδείξεις 3, 4 και 5 αντίστοιχα) για την περίπτωση πλήρως κλειστού κύβου.



Σχήμα 7.131 Ισοϋψείς καμπύλες της ταχύτητας της ροής για Α και Β οριακό στρώμα (ένδειξη α και β αντίστοιχα) για το επίπεδο $x=6H$, το επίπεδο $z=5.5$ (ενδείξεις 1 και 2 αντίστοιχα) και για επίπεδο $z=0,3H, 0,6H$ και $1,1H$ αντίστοιχα (ενδείξεις 3, 4 και 5 αντίστοιχα) για την περίπτωση κύβου με πλήρη ανοίγματα.



Σχήμα 7.132 Ισοϋψείς καμπύλες της ταχύτητας της ροής για Α και Β οριακό στρώμα (ένδειξη α και β αντίστοιχα) για το επίπεδο $x=6H$, το επίπεδο $z=5.5$ (ενδείξεις 1 και 2 αντίστοιχα) και για επίπεδο $z=0,3H$, $0,6H$ και $1,1H$ αντίστοιχα (ενδείξεις 3, 4 και 5 αντίστοιχα) για την περίπτωση κύβου με πάνω ανοίγματα.



Σχήμα 7.133 Ισοψείς καμπύλες της ταχύτητας της ροής για A και B οριακό στρώμα (ένδειξη α και β αντίστοιχα) για το επίπεδο $x=6H$, το επίπεδο $z=5.5$ (ενδείξεις 1 και 2 αντίστοιχα) και για επίπεδο $z=0,3H$, $0,6H$ και $1,1H$ αντίστοιχα (ενδείξεις 3, 4 και 5 αντίστοιχα) για την περίπτωση κύβου με κάτω ανοίγματα.

Όπως διαπιστώθηκε και από τα διαγράμματα Cr, η παρουσία των ανοιγμάτων δε φαίνεται να επηρεάζει σημαντικά τη ροή, ιδιαίτερα στο κάθετο επίπεδο της ροής (πλαϊνά του κύβου). Παρατηρούνται υψηλότερες ταχύτητες για το οριακό στρώμα A, αποτέλεσμα αναμενόμενο εφόσον το οριακό στρώμα A είναι χαμηλότερης διάτμησης από το οριακό στρώμα B. Είναι εμφανής η επίδραση του μεγέθους της διάτμησης κατάντι του κύβου (πίσω πλευρά, Σχήματα 7.30-7.33 με την ένδειξη 1) όπου φαίνεται ότι για το οριακό στρώμα B ο στρόβιλος που δημιουργείται στην πίσω πλευρά του κτηρίου είναι μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο που δημιουργείται στο A οριακό στρώμα. Βέβαια η περιοχή ανακυκλοφορίας της ροής στην οροφή του κύβου φαίνεται να είναι μεγαλύτερη στην περίπτωση του A οριακού στρώματος. Η παρουσία ανοιγμάτων φαίνεται να επιδρά περισσότερο στο A οριακό στρώμα (χαμηλή διάτμηση) ενώ ενδιαφέρον παρουσιάζει στην περίπτωση του B οριακού στρώματος η πολύ μικρή επίδραση του κάτω ανοίγματος στην εξομάλυνση της ροής. Όπως ήταν αναμενόμενη μεγαλύτερη επίδραση έχουν τα πλήρη ανοίγματα, με την περίπτωση των πάνω ανοιγμάτων να ακολουθούν.

Κεφάλαιο 8ο:

Συμπεράσματα και Σχόλια

8.1 Συμπεράσματα

Στην παρούσα διπλωματική εργασία εξετάστηκε αριθμητικά η κατανομή επιφανειακής πίεσης σε κυβικής μορφή σώμα επί στερεής επιφάνειας, όταν αυτό εκτίθεται σε ροή τυρβώδους ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος. Δόθηκε έμφαση στη προσομοίωση ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος με την τροποποίηση υπάρχοντος υπολογιστικού εργαλείου ακολουθώντας τις προσεγγίσεις των Richards & Hoxey, Hageaves & Wright, Richards & Norris για χρήση μοντέλου τύρβης k-ε και δύο αριθμητικών σχημάτων (υβριδικό και BSOU). Τα αποτελέσματα συγκρίθηκαν με αντίστοιχα αποτελέσματα πειραματικών μετρήσεων.

Από τα αποτελέσματα προέκυψε η βελτίωση της προσομοίωσης μετά την επέμβαση στο υπολογιστικό εργαλείο `caffaca3d_mlr` και η καλύτερη απόδοση του σχήματος BSOU σε σχέση με το υβριδικό για την περίπτωση του κύβου με ανοίγματα. Διαπιστώθηκε ωστόσο η αδυναμία του μοντέλου τύρβης k-ε να προσομοιώσει ικανοποιητικά τη ροή γύρω από το κυβικής μορφής σώμα, δημιουργώντας την ανάγκη για περαιτέρω διερεύνηση του προβλήματος.

Από τα αποτελέσματα προέκυψε ότι η παρουσία των ανοιγμάτων δεν είχε ιδιαίτερα μεγάλη επίδραση, παρατηρήθηκε όμως ευαισθησία της κατανομής στην ανάντι και κατάντι πλευρά του κύβου καθώς και η επίδραση του μεγέθους της διάτμησης του οριακού στρώματος. Η παρουσία των πάνω ανοιγμάτων φαίνεται να έχει θετικότερα αποτελέσματα από αυτήν των κάτω ανοιγμάτων στην εξομάλυνση της ροής.

8.2 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα

- Απαραίτητη κι άκρως σημαντική παράμετρο αποτελεί η περιγραφή του φυσικού χώρου του προβλήματος. Με χρήση κατάλληλου υπολογιστικού πλέγματος που σέβεται τη γεωμετρία του φυσικού χώρου και τις ιδιαιτερότητές του, εξασφαλίζεται καλύτερη προσέγγιση των φυσικών φαινομένων. Η χρησιμοποίηση υπολογιστικού πλέγματος με ενσωματωμένη την μεθοδολογία πολλαπλής τηλεσκοπικής τοπικής πύκνωσης (Multi - Local Refinement, MLR) ώστε να υπάρξει μεγαλύτερη ακρίβεια στην περιοχή υψηλού ενδιαφέροντος, δηλαδή την περιοχή γύρω από τον κύβο όπου παρατηρούνται ανακυκλοφορία της ροής και δημιουργείται ο πεταλοειδής στρόβιλος, δύναται να δώσει περισσότερο ικανοποιητικά αποτελέσματα χωρίς να επιβαρυνθεί σε τεράστιο βαθμό το υπολογιστικό κόστος.
- Όσον αφορά την επίδραση του μοντέλου τύρβης, το μοντέλο τύρβης k-ε δε φαίνεται να έχει υψηλό βαθμό εμπιστοσύνης όσο αφορά την ακρίβεια της προσομοίωσης, όπως άλλωστε έχει διατυπωθεί και στη σύγχρονη βιβλιογραφία. Σίγουρα λοιπόν θα είχε ιδιαίτερο ενδιαφέρον η χρήση άλλων μοντέλων τύρβης (MMK k-ε, k-ω, SST k-ω) να γίνει σύγκριση τόσο των αποτελεσμάτων της ροής γύρω από κύβο όσο και του φαινομένου της υπερεκτίμησης του ρυθμού καταστροφής της τύρβης.
- Αναφορικά με τη φυσική του πρόβληματος, η χρήση των προτύπων υποπλεγματικής κλίμακας ή προσομοίωσης μεγάλων δινών (LES), βασίζονται στην υπόθεση ότι η

τυρβώδης κίνηση θα μπορούσε να αναλυθεί σε συνιστώσα μεγάλης κλίμακας και συνιστώσα υποπλεγματικής (μικρής) κλίμακας, έτσι ώστε ο διαχωρισμός των δύο να μην έχει σημαντική επίδραση στην εξέλιξη των μεγάλων κλιμάκων. Τα πρότυπα αυτά επιλύουν τις χρονικά εξαρτημένες εξισώσεις της ροής για τη μέση ροή και για τις μέγιστες δίνες στις τρεις διαστάσεις του χώρου, ενώ μοντελοποιούν τις επιδράσεις των μικρότερων δινών. Μια τέτοια προσπάθεια θα απαιτούσε και κατάλληλη ανάπτυξη σε κώδικα της μεθοδολογίας μεγάλων δινών LES. Η πρόταση αυτή συνδέεται άμεσα με το αριθμητικό κομμάτι του προβλήματος. Η επιλογή κατάλληλου αλγορίθμου επίλυσης μεθοδολογίας LES αποτελεί αντικείμενο έρευνας και ενδιαφέροντος.

- Μεγάλο ενδιαφέρον θα είχε, εφόσον διαλευκανθούν τα προβλήματα προσομοίωσης της τύρβης, να διερευνηθεί το δεύτερο σενάριο της πειραματικής διάταξης του κ. Π. Μελέτη, δηλαδή η περίπτωση ενός κυβικής μορφής πρότυπου κτηρίου εκτεθειμένου ή σε γωνία 45° ως προς τη ροή τυρβώδους οριακού στρώματος, και γενικότερα η διερεύνηση της επίδρασης του προσανατολισμού του κύβου. Περαιτέρω μελέτη θα μπορούσε, τέλος, να αποτελέσει η διερεύνηση της επίδρασης των διαστάσεων του κτηρίου, καθώς και της παρουσίας άλλων γειτονικών κτηρίων.

1. **Δ.Σ. Μαθιουλάκης, Ι.Σ. Αναγνωστόπουλος, Δ.Γ. Τουζόπουλος.** *ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΚΗ ΠΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ: Σημειώσεις.* Αθήνα : Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών ΕΜΠ, 2005.
2. **D. Etheridge, Mats Sandberg.** *Building Ventilation: Theory and Measurement.* s.l. : John Wiley & Sons.
3. **H.B.AWBI.** *Ventilation of Buildings.* London : Taylor & Francis e-Library, 2003.
4. **Cóstola, D., Blocken, B., Ohba, M., Hensen, J.L.M.** Uncertainty in airflow rate calculations due to the use of surface-averaged pressure coefficients. *Energy Build.* 2010, Τόμ. 42, σσ. 881–888.
5. **I.P. Castro, A.G. Robins.** The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent streams. *Journal of Fluid Mechanics.* 1977.
6. **ISLAM ABOHELA, NEVEEN HAMZA, STEVEN DUDEK.** *Validating CFD Simulation Results: Wind flow around a surface mounted cube in a turbulent channel flow.* Lima, Perú : Opportunities, Limits & Needs Towards an environmentally responsible architecture, 7-9 November 2012. 28th Conference.
7. **Kawai H, Nishimura G.** Characteristics of fluctuating suction and conical vortices on a flat roof in oblique flow. *Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 1996, Τόμ. Vol 60, 211-225.
8. **H., Kawai.** Local peak pressure and conical vortex on building. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* . 2002, Τόμ. Vol 90, pp. 251-263.
9. **Marwood R., Wood C.J.** Conical vortex movement and its effect on roof pressures. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* Τόμ. Vol. 69-71, pp. 589-595.
10. **Tieleman, H., Akins, R.** The effect of Incident Turbulence on the Surface Pressures of Surface Mounted Prisms. *J. Fluids and Structures.* 1996, Τόμ. Vol. 10, 367-393.
11. **Tieleman H., Ge Z., Hajj M., Reinhold T.** Pressures on a surface-mounted rectangular prism under varying incident turbulence. *J. Wind engineering and Industrial Aerodynamics.* 2003, Τόμ. Vol. 91, 1095-1115.
12. **Van Moeseke G., Gratia E., Reiter S., De Herde A.** Wind pressure distribution influence on natural ventilation for different incidences and environment densities. *Energy Build.* 2005, Τόμ. 37, 878–889.
13. **Syrios K., Hunt G.R.** Passive air exchanges between building and urban canyon via openings in a single façade. *Int. J. Heat Fluid Flow.* 2008, Τόμ. 29, 364–373.
14. **Μπεργελές, Γεώργιος.** *Πηγές, διασπορά και έλεγχος ατμοσφαιρικής ρύπανσης.* Αθήνα : Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Ε.Μ.Π., Επανάκδοση 2010. ISBN: 960-254-660-3.
15. **Τσαγγάρης, Σωκράτης.** *Μηχανική των Ρευστών: θεωρία & ασκήσεις.* Αθήνα : Εκδόσεις Συμμεών, 2013. ISBN:978-960-9400-38-1.

16. **Βασιλική, Παππά.** *Αριθμητική Προσομοίωση της επίδρασης Αστικής Γεωμετρίας & Ατμοσφαιρικής Ευστάθειας στη Διασπορά Ρύπων σε Αστικές Περιοχές : πείραμα MUST.* Αθήνα : Μεταπτυχιακή Εργασία, ΔΠΜΣ:ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΜΗΧΑΝΙΚΗ, ΕΜΠ, 2016.
17. **Μπεργελές, Γεώργιος.** *Ανεμοκινητήρες.* Αθήνα : Εκδόσεις ΣΥΜΕΩΝ, Επανεκδοση 2005. ISBN: 960-7888-57-χ.
18. **Α. Ζερβός, Γ. Κάραλης.** *Σημειώσεις αιολικής ενέργειας.* Αθήνα : Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών ΕΜΠ, 2009.
19. **Μπούρης, Δ.** *Περιβαλλοντική Τεχνολογία: Σημειώσεις μαθήματος.* [www.mycourses.ntua.gr] Αθήνα : Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών ΕΜΠ, 2018.
20. **Sprockets., Rockets to.** *The Issue with "Cross Winds" in Wind Tunnels - Rockets to Sprockets. [online].* [<http://rockets2sprockets.com/issue-cross-winds-wind-tunnels>] 2017.
21. **Stangroom, P.** *CFD modelling of wind flow. PhD thesis.* University of Nottingham : s.n., 2004.
22. **Μπεργελές, Γεώργιος.** *Υπολογιστική Ρευστομηχανική.* Αθήνα : Εκδόσεις ΣΥΜΕΩΝ, 2012. ISBN: 978-960-9400-37-4.
23. **Πάνος, Μελέτιος Ι.** *Πειραματική προσομοίωση πρότυπου κτιρίου εκτεθειμένου σε ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα.* Αθήνα : Διπλωματική εργασία, Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών ΕΜΠ, 2017.
24. **Marinos Manolesos, Zhiqiu Gao, Demetri Bouris.** Experimental investigation of the atmospheric boundary layer flow past a building model with openings. *Building and Environment.* 2018, 141.
25. **ASHRAE.** AIRFLOW AROUND BUILDINGS. *ASHRAE Handbook—Fundamentals (SI).* 2005.
26. **Hee Chang Lim, T.G. Thomas, Ian P. Castro.** Flow around a cube in a turbulent boundary layer: LES and experiment. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics.* 2009, Τόμ. 97.
27. **Yoshihide Tominaga, Akashi Mochida, Ryuichiro Yoshie, Hiroto Kataoka, Tsuyoshi Nozu, Masaru Yoshikawa, Taichi Shirasawa.** AIJ guidelines for practical applications of CFD to pedestrian wind environment around buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics.* 2008, 96.
28. **Blocken, B., Stathopoulos, T., Carmeliet, J.** CFD simulation of the atmospheric boundary layer: wall function problems. *Atmospheric Environment.* 2007, 41, σσ. 238-252.
29. **Richards, P.J., Hoxey, R.P.** Appropriate boundary conditions for computational wind engineering models using the k–ε turbulence model. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics.* 1993, 46&47, σσ. 145-153.
30. **Franke, J., Hirsch, C., Jensen, A.G., Kru¨s, H.W., Schatzmann.** Recommendations on the use of CFD in wind engineering. *In: Proceedings of the International Conference on Urban Wind Engineering and Building Aerodynamics. In: van Beeck JPAJ (Ed.), COST Action C14, Impact of Wind and Storm on City Life Built Environment. von Karman Institute. 5–7 May 2004.*

31. **Inc., Fluent.** *Fluent 6.2 User's Guide*. Lebanon : Fluent Inc., 2005.
32. **Ltd., Ansys.** *Ansys CFX-Solver, Release 10.0: Theory*. Canonsburg : s.n., 2005.
33. **J.P. O'Sullivan, R.A. Archer, R.G.J. Flay.** Consistent boundary conditions for flows within the atmospheric boundary layer. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 2011, 99.
34. **Hargreaves, D.M., Wright, N.G.** 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*. 2007, 95, σσ. 355-369.
35. **Richards, P.J. , Norris, S.E.** Appropriate boundary conditions for computational wind engineering models revisited. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 2011, 99, σσ. 257-266.
36. **Μπούρης, Δ.** ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟ ΕΡΓΑΛΕΙΟ ΓΙΑ ΤΗΝ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΩΝ. Κοζάνη : Τμήμα Μηχανικών Διαχείρισης Ενεργειακών Πόρων, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας, 2007.
37. **R. Martinuzzi, C. Tropea.** The Flow Around Surface-Mounted, Prismatic Obstacles Placed in a Fully Developed Channel Flow. *Journal of Fluids Engineering* . 1993.
38. **P., Koutselakis.** *Experimental Study of Surface Pressure Distribution on a Cubic Building Model. Diploma Thesis*. University of Western Macedonia : Dept. Mechanical Engineering, 2011.
39. **Barron R.M, Ali A. Salehi Neyshabouri.** Effects of under-relaxation factors on turbulent flow simulations. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*. 2003, Τόμ. 42, 923–928.
40. <http://www.engineeringtoolbox.com/>. [Ηλεκτρονικό]
41. **Π. Κατσαφάδος, Η. Μαυροματίδης.** *Εισαγωγή στη Φυσική της Ατμόσφαιρας και την Κλιματική Αλλαγή*. 2015. ISBN: 978-960-603-053-6.
42. **H. K. Versteeg, W. Malalasekera.** *An Introduction to Computational Fluid Dynamics : THE FINITE VOLUME METHOD*. Second edition. Harlow : Pearson Education Limited, 2007. ISBN: 978-0-13-127498-3.
43. **S. Krajnovic, L. Davidson.** FLOW AROUND A THREE-DIMENSIONAL BLUFF BODY. *9TH INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON FLOW VISUALISATION*. 2000.