

ΕΡ&Σ



LFM&T

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΑΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ & ΣΤΡΟΒΙΛΟΜΗΧΑΝΩΝ

ΘΕΡΜΟΡΟΪΚΟ ΠΕΔΙΟ ΣΩΜΑΤΩΝ ΚΟΝΤΑ ΣΕ ΕΛΕΥΘΕΡΗ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΚΑΙ ΣΤΕΡΕΑ ΟΡΙΑ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΛΟΓΙΣΜΙΚΟΥ CFX

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ
ΣΥΡΟΠΟΥΛΟΣ ΓΕΩΡΓΙΟΣ
ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ
ΑΝ. ΚΑΘ. ΕΡΡΙΚΟΣ ΣΤΑΠΟΥΝΤΖΗΣ





**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΥΠΗΡΕΣΙΑ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗΣ & ΠΛΗΡΟΦΟΡΗΣΗΣ
ΕΙΔΙΚΗ ΣΥΛΛΟΓΗ «ΓΚΡΙΖΑ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ»**

Αριθ. Εισ.: 3318/1
Ημερ. Εισ.: 07-03-2005
Δωρεά: Συγγραφέα
Ταξιθετικός Κωδικός: ΠΤ - ΜΜΒ
2005
ΣΥΡ

*Αφιερώνεται στους γονείς μου,
Οδυσσέα και Κατερίνα*

© 2005 Συρόπουλος Γεώργιος

Η έγκριση της διπλωματικής εργασίας από το Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας δεν υποδηλώνει αποδοχή των απόψεων του συγγραφέα (Ν. 5343/32 αρ. 202 παρ. 2).

Εγκρίθηκε από τα Μέλη της Τριμελούς Εξεταστικής Επιτροπής:

Πρώτος Εξεταστής (Επιβλέπων) Δρ. Σταπουντζής Ερρίκος
Αναπληρωτής Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
Βιομηχανίας, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Δεύτερος Εξεταστής Δρ. Πελεκάσης Νικόλαος
Επίκουρος Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
Βιομηχανίας, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Τρίτος Εξεταστής Δρ. Μπρέγιαννης Γεωργίου
Διδάσκων (Π.Δ.407/1980), Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
Βιομηχανίας, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Ευχαριστίες

Αφήνοντας ένα κομμάτι της ζωής μου σε αυτή τη διπλωματική αισθάνομαι ιδιαίτερα χαρούμενος με την επιτυχία της ολοκλήρωσής της, αλλά και ιδιαίτερα λυπημένος για τις εκπληκτικές στιγμές που επισφραγίζει στο παρελθόν.

Ευχαριστώ τον επιβλέποντα καθηγητή μου και αναπληρωτή καθηγητή του τμήματος μηχανολόγων μηχανικών βιομηχανίας του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας κύριο Ερρίκο Σταπουντζή για τη συνεργασία.

Ευχαριστώ επίσης τους καθηγητές του τμήματος Δρ. Γ. Μπρέγιαννη και Δρ. Ν. Πελεκάση που δέχτηκαν να παρευρεθούν στην παρουσίαση και να αποτελέσουν μέλη της εξεταστικής επιτροπής, καθώς και το Δρ. Γ. Θεοδωρίδη για την τεχνική υποστήριξη.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τους φίλους και υποψήφιους διδάκτορες του τμήματος, Εμμανουήλ Κ. Αλυγιζάκη και Κωσταντίνο Τσιγκλιφή για την πολύτιμη βοήθεια, τη συνεργασία και την παροχή γνώσεων καθ' όλη την διάρκεια εκπόνησης της διπλωματικής εργασίας.

Νιώθω την ανάγκη να εκφράσω ειδικά ευχαριστήρια σε μερικούς πραγματικούς φίλους χωρίς την υπερπολύτιμη συμβολή των οποίων αυτή η διπλωματική δεν θα είχε ολοκληρωθεί ποτέ, συγκεκριμένα στους Αντώνη Καράλη, Γιώργο Κοσμόπουλο, Δήμητρα Μίχα και Αποστόλη Ζησιόπουλο.

Από τα βάθη της ψυχής μου θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω όλα αυτά τα άτομα που με στήριξαν, με ανέχτηκαν, με επιμόρφωσαν, με έκαναν παρέα και με βοήθησαν να ανοίξω την καρδιά μου και να μοιραστώ μαζί τους στιγμές και συγκινήσεις που συνέβαλλαν καθοριστικά στη σφυρηλάτηση μιας αξέχαστης φοιτητικής ζωής. Πιο συγκεκριμένα ευχαριστώ τους, Βαγγέλη Ντότσιο, Πασχάλη

Πλιάτσιο Γρηγόρη Στεριάδη, Διονύση Φατούρο, Πάνο Κουμουνδούρο, Μάνο Αλεξανδρόγλου, Κώστα Χατζόπουλο και Αλέξανδρο Παπαχρήστου.

Τέλος ευχαριστώ τους γονείς μου Οδυσσέα και Κατερίνα, καθώς και την αδερφή μου Έτα, για την ψυχολογική συμπαράσταση, την κατανόηση που έδειξαν όλον αυτόν τον καιρό και την υλική υποστήριξη.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ	5
2. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ	10
2.1. ΡΟΗ ΡΕΥΣΤΟΥ ΓΥΡΩ ΑΠΟ ΚΥΛΙΝΔΡΟ.....	11
2.1.1. ΠΕΡΙΟΧΕΣ ΔΙΑΤΑΡΑΓΜΕΝΗΣ ΡΟΗΣ.....	11
2.1.2. ΜΕΤΑΒΑΣΗ ΣΕ ΔΙΑΤΑΡΑΓΜΕΝΕΣ ΠΕΡΙΟΧΕΣ.....	13
2.1.3. ΣΤΡΩΤΗ ΡΟΗ L.....	15
2.1.4. ΜΕΤΑΒΑΣΗ ΣΤΗ ΔΟΜΗ ΤΟΥ ΑΠΟΡΕΥΜΑΤΟΣ, TrW	19
2.1.5. ΠΛΗΡΩΣ ΤΥΡΒΩΔΗΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΤΗΣ ΡΟΗΣ.....	20
2.1.6. ΔΥΝΑΜΗ ΤΩΝ ΔΙΝΩΝ.....	20
2.1.7. ΔΙΕΥΘΕΤΗΣΗ ΤΩΝ ΔΙΝΩΝ ΣΤΟ ΑΠΟΡΕΥΜΑ.....	22
2.1.8. ΜΕΛΕΤΗ ΤΩΝ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΑΝΑΜΕΙΞΗΣ ΚΟΝΤΑ ΣΕ ΣΤΕΡΕΑ ΟΡΙΑ ΚΑΙ ΔΙΕΠΙΔΑΝΕΙΕΣ.....	23
2.1.8.1 ΜΕΛΕΤΗ ΤΩΝ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΑΝΑΜΕΙΞΗΣ ΚΟΝΤΑ ΣΕ ΣΤΕΡΕΑ ΟΡΙΑ.....	23
2.1.8.2 ΜΕΛΕΤΗ ΤΩΝ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΑΝΑΜΕΙΞΗΣ ΚΟΝΤΑ ΣΕ ΔΙΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΝΕΡΟΥ-ΑΕΡΑ.....	26
2.1.9. ΔΙΑΧΥΣΗ ΒΑΘΜΩΤΟΥ ΜΕΓΕΘΟΥΣ ΠΙΣΩ ΑΠΟ ΚΥΛΙΝΔΡΟ.....	33
2.2. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΜΕΛΕΤΗΣ.....	33
3. ΕΠΙΛΥΣΗ ΜΕ ΤΟ CFX.....	49
ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	50
CFX-5 ΚΑΙ SST.....	51
ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑΣ ΕΠΙΛΥΣΗΣ.....	54
ΣΥΝΟΡΙΑΚΕΣ ΚΑΙ ΑΡΧΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ.....	60
4. ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ.....	64
ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	65
ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΑΝΕΞΑΡΤΗΣΙΑΣ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ.....	65
5. ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ.....	72
5.1. ΜΕΣΕΣ ΔΙΑΝΟΜΕΣ ΜΕΓΕΘΩΝ ΡΟΗΣ.....	73

5.1.1. ΤΑΧΥΤΗΤΕΣ D=13[MM].....	73
5.1.2. ΤΑΧΥΤΗΤΕΣ D=30[MM].....	112
5.1.3. ΤΑΧΥΤΗΤΕΣ D=50[MM].....	151
5.2.1. ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΕΣ D=13[MM].....	190
5.2.2. ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΕΣ D=30[MM].....	212
5.2.3. ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΕΣ D=50[MM].....	234
6. ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ.....	255
6.1. ΤΑΧΥΤΗΤΑ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΗΣ ΚΕΝΤΡΙΚΗΣ ΓΡΑΜΜΗΣ.....	256
Re=2600.....	256
Re=6000.....	259
Re=10000.....	261
6.2. ΤΑΧΥΤΗΤΑ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΗΣ ΚΕΝΤΡΙΚΗΣ ΓΡΑΜΜΗΣ.....	263
Re=2600.....	263
Re=6000.....	264
6.3. ΕΓΚΑΡΣΙΑ ΔΙΑΣΠΟΡΑ ΤΩΝ ΔΙΑΝΟΜΩΝ ΜΕΣΩΝ ΤΙΜΩΝ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ ΚΑΙ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΩΝ.....	265
Re=2600.....	265
Re=6000.....	268
7. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ.....	272
ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	273
ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ.....	277
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	278
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΠΙΝΑΚΑΣ-ΣΥΜΒΟΛΩΝ.....	281

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στην παρούσα διπλωματική εργασία εξετάζεται η δισδιάστατη ροή γύρω από κυλινδρικό σώμα και πιο συγκεκριμένα γύρω από σώμα κυκλικής διατομής που παρεμβάλλεται σε ροή νερού, σε διάφορες αποστάσεις ως προς το δάπεδο του καναλιού ή την ελεύθερη επιφάνεια του νερού. Χρησιμοποιείται αποκλειστικά το βιομηχανικής κλίμακας υπολογιστικό πακέτο CFX της Ansys. Συγκεκριμένα μελετάται η επίδραση της ελεύθερης επιφάνειας του ρευστού, καθώς και του δαπέδου, στο σχηματισμό δινών πίσω από το σώμα σε διάφορες θέσεις και για διάφορους αριθμούς Reynolds, καθώς και την αποτελεσματικότητα της ανάμειξης βαθμωτού και διανυσματικού μεγέθους (θερμοκρασία και ορμή). Επίσης σκοπός της παρούσας εργασίας είναι η σύγκριση των αποτελεσμάτων με αυτά που προέκυψαν από πειραματικές διαδικασίες (διδακτορική διατριβή Εμμ. Αλυγιζάκη [16]). Παράμετροι της ροής που εξετάζονται κατά κύριο λόγο είναι η ταχύτητα (Velocity), η στροβιλότητα (Vorticity), η πίεση (Pressure), η τυρβώδης κινητική ενέργεια (Turbulence Kinetic Energy) καθώς και η θερμοκρασία (Temperature).

Στο επόμενο κεφάλαιο γίνεται αναφορά στη διερευνηθείσα βιβλιογραφία τόσο σε πειραματικό όσο και υπολογιστικό επίπεδο. Επίσης αναλύεται εκτενέστατα όλη η γνώση που έχει αποκτηθεί γύρω από τη θεωρία της ροής σε μη αεροδυναμικά σώματα (bluff bodies), καθώς περιγράφεται ολοκληρωμένα η μεταβατική κατάσταση από τη στρωτή στη τυρβώδη ροή. Αναφορά γίνεται εξίσου και στη θεωρία της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής και σε διάφορες μεθόδους που έχουν χρησιμοποιηθεί κατά καιρούς και έχουν εδραιωθεί ως πρότυπα για περαιτέρω αναλύσεις.

Κατόπιν αναλύεται και περιγράφεται η «υπολογιστική διάταξη» και όλες οι λεπτομέρειες και παράμετροι που αφορούν μία σωστή υπολογιστική εξομοίωση, σύμφωνα πάντα με τον υπάρχοντα εξοπλισμό. Γίνεται παρουσίαση του υπολογιστικού χωρίου, των συνοριακών συνθηκών και μια αρχική εκτίμηση του πλέγματος.

Με τη βελτιστοποίηση του πλέγματος και τη γενικότερη διερεύνηση για την ανεξαρτησία των αποτελεσμάτων από την πυκνότητα αυτού, πραγματώνεται το

επόμενο κεφάλαιο. Γίνεται συγκριτική παρουσίαση αποτελεσμάτων που προήλθαν από διαφορετικής πυκνότητας πλέγματα, βάση των οποίων έγινε και η τελική επιλογή για το πρότυπο του πλέγματος που χρησιμοποιήθηκε για όλες τις περιπτώσεις.

Στο κεφάλαιο που ακολουθεί παρουσιάζονται τα αποτελέσματα. Αναλυτικά για κάθε περίπτωση παρουσιάζονται διαγράμματα ισοϋψών και καμπυλών εγκάρσιας και διαμήκου κατανομής για τα μεγέθη της ροής που μελετήθηκαν.

Τέλος στα επόμενα κεφάλαια γίνεται σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων με τα πειραματικά που προήλθαν από τη διδακτορική διατριβή του Εμμ. Αλυγιζάκη [16], καθώς και με δεδομένα που βρέθηκαν στη βιβλιογραφία. Ακολουθούν τα συμπεράσματα που προέκυψαν από την εκπόνηση της παρούσης διπλωματικής εργασίας.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ

Το ρευστομηχανικό φαινόμενο που μελετάται στην παρούσα εργασία αφορά την αλληλεπίδραση του απορεύματος κυλίνδρου με διεπιφάνεια υγρού και στερεού δαπέδου. Η ροή γύρω από κύλινδρο έχει μελετηθεί από πολλούς επιστήμονες από τις αρχές του 19^{ου} αιώνα τόσο πειραματικά όσο και υπολογιστικά. Πολλά ερωτήματα έχουν απαντηθεί μέσα από την έρευνα που έχει γίνει στο παρελθόν, αλλά και αρκετά σημεία ερευνώνται μέχρι σήμερα (π.χ. τρισδιάστατα φαινόμενα γύρω από κυλίνδρους).

Στην βιβλιογραφική ανασκόπηση που ακολουθεί παρουσιάζεται η γνώση που έχει αποκτηθεί από την έρευνα που έχει γίνει μέχρι σήμερα για ροή γύρω από κύλινδρο. Ακολουθεί ανασκόπηση της σχετικής με το θέμα διεθνούς βιβλιογραφίας, δηλαδή της αλληλεπίδρασης κυλίνδρου και διεπιφάνειες υγρού.

2.1 Ροή ρευστού γύρω από κύλινδρο [2]

2.1.1. Περιοχές 'διαταραγμένης' ροής

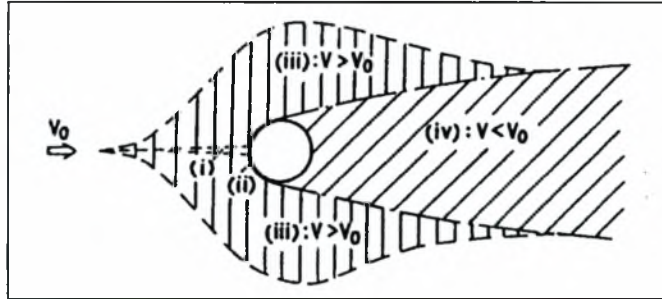
Όταν ένα ρευστό ρέει κατά μήκος (το ρευστό περιβάλλει ολόκληρο το σώμα) ενός σταθερού (στερεωμένο με κάποιο τρόπο ώστε να μην παρασύρεται από την κίνηση του ρευστού) σώματος ή αντίστοιχα όταν ένα σώμα κινείται μέσα σε ένα ηρεμούν ρευστό, μια περιοχή διαταραγμένης ροής σχηματίζεται σχεδόν πάντα γύρω από το σώμα. Η έκταση της περιοχής της διαταραγμένης ροής εξαρτάται από το σχήμα, τον προσανατολισμό και το μέγεθος του σώματος καθώς και της ταχύτητας και του ιξώδους του ρευστού και επηρεάζεται από μια μεγάλη ποικιλία μικρών διαταραχών. Μια από τις πιο σημαντικές παραμέτρους είναι ο αριθμός Reynolds της ροής.

Συνήθως μια μεγάλη και μη στρωτή αποκολλημένη ροή δημιουργείται από τα λεγόμενα μη αεροδυναμικά σώματα (bluff bodies). Αυτά τα σώματα μπορεί να έχουν οξείες ακμές στην περιφέρειά τους, όπως επίπεδες πλάκες, τριγωνικοί και ορθογωνικοί κύλινδροι ή μπορεί να έχουν στρογγυλεμένα άκρα όπως κυκλικοί και ελλειπτικοί κύλινδροι. Όταν οι κύλινδροι έχουν οξείες άκρες η αποκόλληση της ροής συμβαίνει στα δύο αυτά οξεία άκρα. Όταν όμως ο κύλινδρος είναι στρογγυλεμένος το σημείο αποκόλλησης μετατοπίζεται και προσαρμόζεται ανάλογα με τη δομή της ροής στην αποκολλημένη περιοχή.

Οι διαταραγμένες ροές γύρω από μη αεροδυναμικά σώματα (bluff bodies) παρουσιάζουν κάποιες ομοιότητες παρά τις διαφορές στο σχήμα και στο αν έχουν στρογγυλεμένα άκρα ή όχι. Το κοινό στοιχείο είναι η ανάπτυξη όμοιων δομών ροής στην περιοχή αποκόλλησης.

Η 'διαταραγμένη' ροή χαρακτηρίζεται από μεταβολή της τοπικής ταχύτητας με την διεύθυνση και τον χρόνο. Η τοπική χρονική-μέση ταχύτητα μπορεί να είναι μεγαλύτερη, ίση ή και μικρότερη της ταχύτητας του ελεύθερου ρεύματος. Το σχήμα (2.1) δείχνει την υποδιαίρεση του πεδίου ροής της διαταραγμένης ροής σε τέσσερις περιοχές:

- i) μια στενή περιοχή επιβράδυνσης (retarded) της ροής
- ii) δύο οριακά στρώματα προσκολλημένα στην επιφάνεια του κυλίνδρου
- iii) την πλευρική ροή
- iv) μια πλατιά περιοχή (που συνήθως σχηματίζεται πίσω από τον κύλινδρο) αποκολλημένης ροής που ονομάζεται ολκός ή απόρευμα (wake).



Σχήμα 2.1. Μέσες περιοχές πεδίου διαταραγμένης ροής [2]

Η περιοχή (i) του σχήματος (2.1) έχει προσελκύσει λιγότερη έρευνα παρά τις μεγάλες διακυμάνσεις στην ταχύτητα που αυξάνουν σημαντικά, τοπικά την μεταφορά θερμότητας. Η ενυπάρχουσα ασταθής επιβραδυνόμενη ροή μπορεί να σχηματίζει τρισδιάστατες ασταθείς ροϊκές δομές στη διεύθυνση της ροής.

Τα οριακά στρώματα γύρω από τον κύλινδρο υπόκεινται σε μια ευνοϊκή ($dP/dS < 0$) κλίση πίεσης ενώ ακολουθεί μια σχετικά μικρή περιοχή όπου έχουμε αναστροφή της κλίσης πίεσης ($dP/dS > 0$) πριν την αποκόλληση. Τα αποκολλημένα οριακά στρώματα συνεχίζουν να αναπτύσσονται στην κατεύθυνση του ρεύματος (downstream) ως ελεύθερα διατμητικά στρώματα και αρχίζουν να προσεγγίζουν την περιοχή του ολκού (wake).

Η έκταση της μετατοπισμένης ροής (iii) εξαρτάται και από τα τοιχώματα του καναλιού της υδροσήραγγας ή αεροσήραγγας (blockage effect).

Η περισσότερη έρευνα για μη αεροδυναμικά σώματα έχει επικεντρωθεί στην περιοχή του ολκού. Μεγάλες δομές ροής σχηματίζονται κοντά στον ολκό και σταδιακά αποσβένονται καθώς απομακρυνόμαστε κατά μήκος του. Ο σχηματισμός

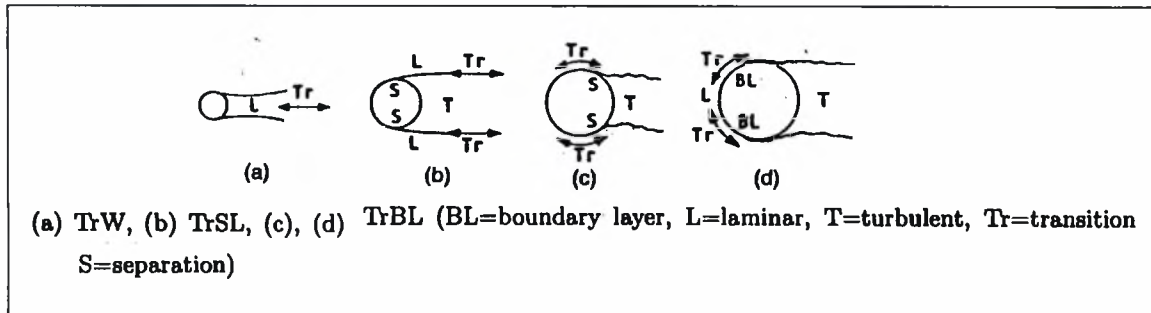
και η απόσβεση των δομών της ροής στον ολκό εξαρτώνται από την κατάσταση της ροής η οποία μπορεί να είναι στρωτή, μεταβατική ή τυρβώδης.

2.1.2. Μετάβαση σε διαταραγμένες περιοχές

Ο Reynolds (1883) ανακάλυψε ότι η μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή σε ένα λείο σωλήνα εξαρτάται από την πυκνότητα του ρευστού, το ιξώδες του, την ταχύτητα V και την εσωτερική διάμετρο του σωλήνα d . Η αδιάστατη παράμετρος $\rho V d / \mu$ καλείται αριθμός Reynolds και εκφράζει την αναλογία των δυνάμεων αδρανείας προς τις δυνάμεις ιξώδους. Η μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη περιοχή λαμβάνει χώρα μέσα σε μια περιοχή αριθμών Reynolds. Ο μικρότερος και μεγαλύτερος αριθμός αυτής της μεταβατικής περιοχής καλούνται κρίσιμοι Re_{c1} και Re_{c2} .

Ο Rayleigh (1896) εφάρμοσε διαστατική ανάλυση και επέκτεινε τη χρήση του αριθμού Reynolds σε ροή γύρω από σφαίρες και κυλίνδρους. Η εξωτερική διάμετρος του κυλίνδρου ήταν το χαρακτηριστικό μήκος. Οι τιμές του αριθμού Reynolds ποικίλουν από μικρότερες της μονάδας μέχρι εκατό σε λεπτές ίνες σε υγρά, από μερικές εκατοντάδες σε χιλιάδες σε λεπτά σύρματα και καλώδια στον άνεμο και από μερικά εκατομμύρια σε καπνοδόχους μέχρι εκατοντάδες εκατομμύρια σε πύργους ψύξης και διαπλανητικούς πυραύλους.

Ένα χαρακτηριστικό γνώρισμα της ροής γύρω από όλα τα μη αεροδυναμικά σώματα αρχικά επισημάνθηκε από τον Dryden (1941) και αργότερα μελετήθηκε περαιτέρω από τους Roshko και Fiszdon (1969). Αυτό ήταν η αλληλουχία σε μεταβατικές καταστάσεις σε διάφορες περιοχές της διαταραγμένης ροής. Στο σχήμα (2.2) φαίνεται η ανάπτυξη αυτών των μεταβατικών περιοχών με τον Re σε τρεις διαταραγμένες περιοχές: α) ολκός (TrW), β) διατμητικά στρώματα (shear layers) (TrSL) και γ) οριακά στρώματα (TrBL) .



Σχήμα 2.2. Μετάβαση σε διαταραγμένες περιοχές [2]

Κάθε μετάβαση είναι ευαίσθητη σε μικρές διαταραχές διαφόρων ειδών. Αυτές οι διαταραχές μπορούν να ξεκινήσουν μετάβαση σε μικρότερους Re_c και κάποιες φορές να διαμορφώσουν τις δομές ροής που προκύπτουν. Αυτό σημαίνει ότι ο αριθμός Re είναι 'βασικός' παράγοντας μόνο όταν η ροή γύρω από τον κύλινδρο είναι ελεύθερη διαταραχών.

Η πρώτη μετάβαση TrW που φαίνεται στο σχήμα 2.2(a) πραγματοποιήθηκε στον ολκό σε μια περιοχή Re μιας τάξης μεγέθους μικρότερης από ότι στα πειράματα σε σωλήνες και ανακαλύφθηκε από τον Roshko (1954). Τύρβη αναπτύχθηκε και εξαπλώθηκε σε όλον τον ολκό, αλλά τα ελεύθερα διατμητικά στρώματα κοντά στον ολκό παρέμειναν στρωτά.

Η δεύτερη μετάβαση TrSL, σχήμα 2.2(b) συνέβη στα ελεύθερα διατμητικά στρώματα. Για πρώτη φορά το φαινόμενο παρατηρήθηκε από τον Linke (1931) και εξετάστηκε σε λεπτομέρεια από τους Bloor (1964) και Gerrard (1965). Η ζώνη μετάβασης μετακινήθηκε αυξανόμενου αριθμού Re κατά μήκος των ελεύθερων διατμητικών στρωμάτων προς την αποκόλληση και επηρέασε το μήκος και πλάτος του ολκού.

Η τρίτη μετάβαση επεκτείνεται στα οριακά στρώματα σε αποκόλληση, σχήμα 2.2(c). Το TrBL ιστορικά ανακαλύφθηκε πρώτο και από τότε έχει μελετηθεί εκτεταμένα. Μια απότομη μείωση της οπισθέλκουσας ανακαλύφθηκε σε πειράματα που έγιναν σε σφαίρες σε νερό από τον Costanzi (1912) και στον αέρα από τον Eiffel (1912) περίπου σε $Re = 120000$. Wieselberger (1914) και Prandtl (1961) έδειξαν ότι η 'κρίση' στην οπισθέλκουσα σχετίζεται με την μετάβαση στα οριακά

στρώματα σε αποκόλληση. Ο Taylor (1916) ανακάλυψε μια δραστική αλλαγή στην κατανομή πίεσης γύρω από κυλινδρικό κύλινδρο για $Re = 150000$ και απέδωσε αίτια όμοια με αυτά των σφαιρών. Μεταγενέστεροι ερευνητές σταδιακά αποκάλυψαν μια πολύπλοκη αλληλεπίδραση μεταξύ αποκόλλησης και μετάβασης που έχει σαν αποτέλεσμα διαφορετικές δομές ροής μέχρι που το οριακό στρώμα τελικά γίνεται πλήρως τυρβώδες πριν τη γραμμή αποκόλλησης.

Η μετάβαση στα οριακά στρώματα συνεχίζει να μετακινείται προς το σημείο ανακοπής με αυξανόμενο Re όπως φαίνεται στο σχήμα 2.2(d). Στο επάνω τέλος (end) του TrBL, η μετάβαση φτάνει την περιοχή επιβράδυνσης της ροής και αυτό είναι το τέλος της τρίτης και τελικής μετάβασης επειδή όλες οι περιοχές της διαταραγμένης ροής είναι πλήρως τυρβώδης.

Ανακεφαλαιώνοντας ίσως πρέπει να τονισθεί ότι οι στρωτές και πλήρως τυρβώδεις καταστάσεις της ροής σε κυκλικούς κυλίνδρους διαχωρίζονται από τρεις διακριτές μεταβατικές καταστάσεις που λαμβάνουν χώρα διαδοχικά σε διαφορετικές περιοχές διαταραχής.

2.1.3 Στρωτή ροή, L

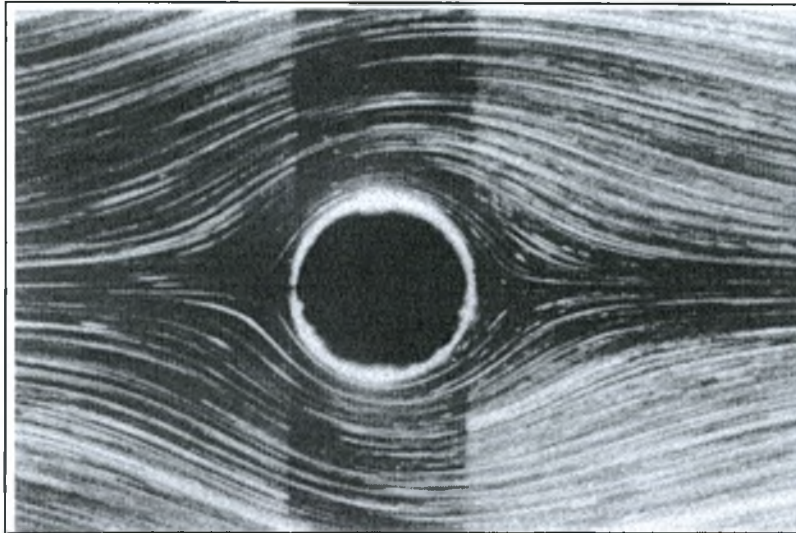
Η στρωτή ροή μπορεί να υποδιαιρεθεί σε τρεις βασικές περιοχές ροής:

L1: έρπουσα ροή ή non-separation regime $0 < Re < 4$ με 5

L2: σταθερής αποκόλλησης ή closed near wake 4 με $5 < Re < 30$ με 48

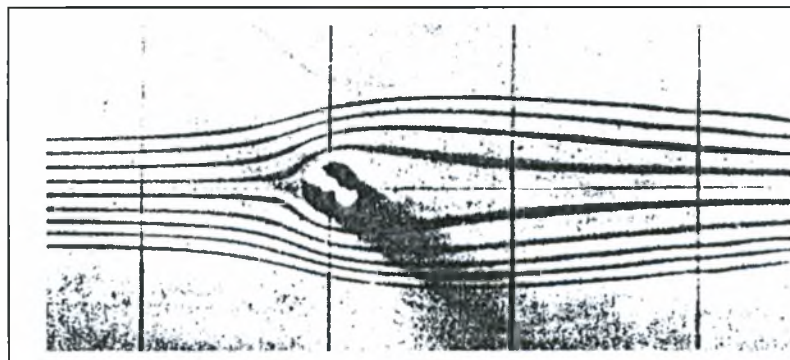
L3: περιοδική στρωτή περιοχή 30 με $48 < Re < 180$ με 200

Όπως φαίνεται και στο σχήμα (2.3) η έρπουσα ροή είναι σταθερά προσκολλημένη σε όλη τη περιφέρεια του κυλίνδρου. Η κίνηση των σωματιδίων κυριαρχείται από τις δυνάμεις ιξώδους έναντι των δυνάμεων αδράνειας. Μια κλασική εφαρμογή έρπουσας ροής είναι η υδροδυναμική λίπανση.



Σχήμα 2.3. Έρπουσα ροή σε κύλινδρο, $Re=1$. [2]

Η αποκόλληση αρχίζει για $Re=4$ με 5 όπου ένα σταθερό συμμετρικό και διακριτό απόρρευμα σχηματίζεται όπως φαίνεται στο σχήμα (2.4).

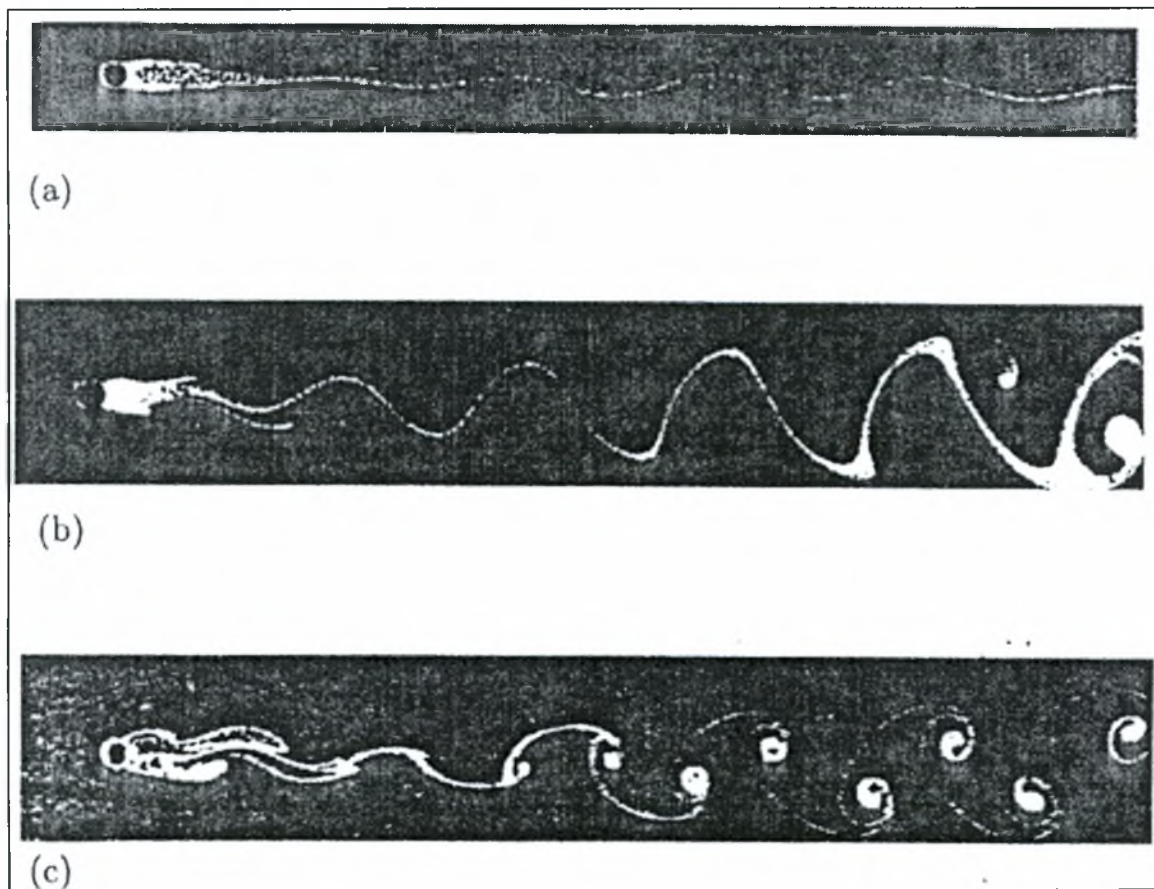


Σχήμα 2.4. Σταθερό συμμετρικό και διακριτό απόρρευμα, $Re=23$. [2]

Η ταχύτητα κατά μήκος του άξονα του κοντινού απορρεύματος συνήθως είναι μιας τάξης μεγέθους μικρότερη από αυτή του ελεύθερου ρεύματος.

Η επιμηκυσμένη (elongated) περιοχή σταθερής αποκόλλησης (closed near wake) γίνεται ασταθής για $Re>30-48$ και μια ημιτονοειδής ταλάντωση των

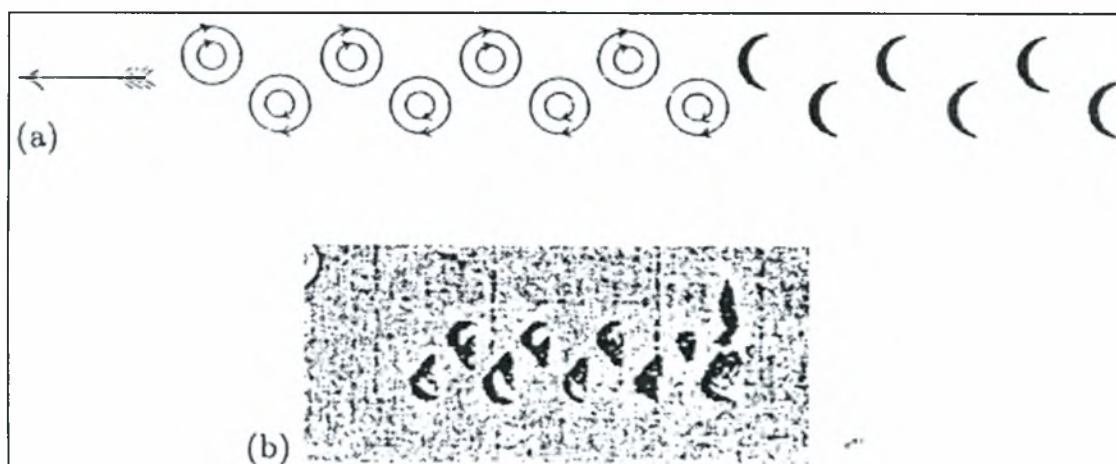
διατμητικών στρωμάτων αρχίζει στο σημείο σύγκλισης όπως φαίνεται στο σχήμα 2.5(a). Η αφ' εαυτής έναρξη αυτής ταλάντωσης είναι ευαίσθητη σε διαταραχές και ο Re_{osc} εξαρτάται κατά περίπτωση από την πειραματική διάταξη. Το πλάτος της ταλάντωσης αυξάνεται με αύξηση του Re και για $Re > 45-65$ και τα διατμητικά στρώματα σχηματίζουν κορυφές (crests) και αυλάκια (troughs) όπως φαίνεται στο σχήμα 2.5(b). Ως τελικό αποτέλεσμα έχουμε μια διάταξη στρωτών δινών που εναλλάσσεται όπως φαίνεται στο σχήμα 2.5(c).



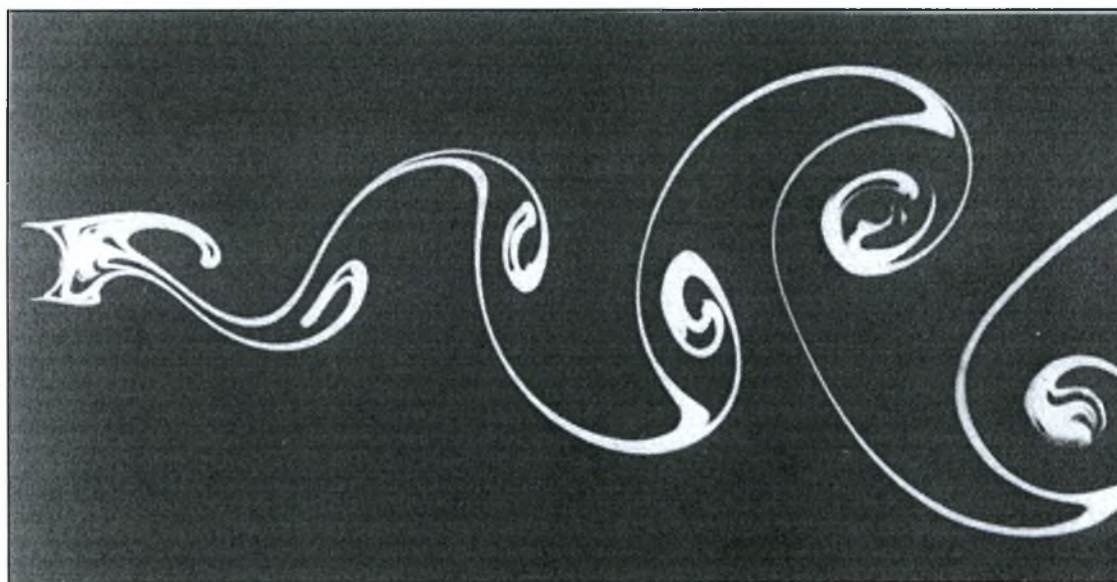
Σχήμα 2.5. Στρωτό περιοδικό απόρρευμα , (a) $Re=54$, (b) $Re=65$, (c) $Re=102$. [2]

Ο Benard (1908) ήταν ο πρώτος που σχεδίασε την προοδευτική εναλλαγή των δινών πίσω από ένα σταθερό κυκλικό κύλινδρο στο νερό, σχήμα 2.6(a) βασιζόμενος σε ορατούς λάκκους (dimples) στην επιφάνεια του νερού, σχήμα 2.6(b). Ο Karman (1911) μελέτησε τη σταθερότητα δυο σειρών δινών (vortices) θεωρητικά και από τότε δημιουργήθηκε μεγάλο ενδιαφέρον για το φαινόμενο. Η εναλλαγή αυτή των δινών στον στρωτό ολκό (laminar wake) ονομάζεται οδός Karman – Benard, (Karman - Benard street). Οι δίνες αυτές αναπτύσσονται

σταδιακά κατά μήκος του στρωτού ολκού όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.7 Το φαινόμενο αυτό είναι μια αστάθεια του στρωτού ολκού όπως υπέδειξε ο Konaszpay (1949).



Σχήμα 2.6. Benard's test, (a) Σκίτσο περιοδικής εκπομπής δινών (b) Φωτογραφία των λάκκων (dimples). [2]



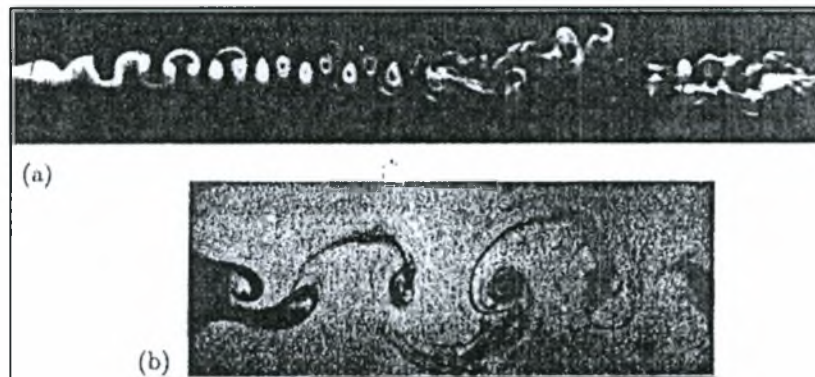
Σχήμα 2.7. Δίνες von Karman πίσω από κυκλικό κύλινδρο, $Re=140$. [2]

Οι Taneda (1956), Morkovin (1964) και Gerard (1978) πρότειναν μια υποδιαίρεση της περιοδικής στρωτής περιοχής (regime) σε δυο ξεχωριστές φάσεις: ταλαντούμενα ελεύθερα διατμητικά στρώματα χωρίς δίνες και ακολουθία Karman-Benard σχηματιζόμενη πίσω από την περιοχή σταθερής αποκόλλησης (closed near wake). Τα όρια μεταξύ αυτών των δύο φάσεων δεν έχουν προσδιοριστεί με

ακρίβεια. Ο Wille (1966,1974) θεώρησε το περιοδικό απόρρευμα ως μια αρχική σταθερή φάση της μετάβασης του σε τυρβώδες.

2.1.4. Μετάβαση στην δομή του απορεύματος, TrW

Το στρωτό περιοδικό απόρρευμα σε υψηλότερους αριθμούς Re γίνεται ασταθές καθώς προχωρούμε κατά μήκος του ολκού όπως φαίνεται στο σχήμα 2.8(α). Σταδιακά με την αύξηση του Re η δίνη γίνεται τυρβώδης κατά τη διάρκεια του σχηματισμού της, σχήμα 2.8(β).



Σχήμα 2.8. Μετάβαση στον απόρρο, (α) $Re=190$, (β) $Re=340$ [2]

Η μετάβαση της κατάστασης της ροής στο απόρρευμα μπορεί να χωριστεί σε δυο περιοχές:

- $TrW1$: μετάβαση στρωτών δινών στον ολκό, $(180 - 200) < Re < (220 - 250)$
- $TrW2$: μετάβαση ακανόνιστης δίνης κατά τη διάρκεια του σχηματισμού της, $(220 - 250) < Re < (350 - 400)$

Ακόμη ένα σπουδαίο φαινόμενο λαμβάνει χώρα μεταξύ αυτών των δύο περιοχών. Ο σχηματισμός και απόσπασση δινών από στρωτά φαινόμενα μετατρέπονται σε τυρβώδη. Η αλλαγή αυτή στο μηχανισμό (φυσικό φαινόμενο) απόσπασσης δινών αντιστακλάται μέσω της διαφορετικής μεταβολής της συχνότητας απόσπασσης δινών που εκφράζεται μέσω του αδιάστατου αριθμού Strouhal.

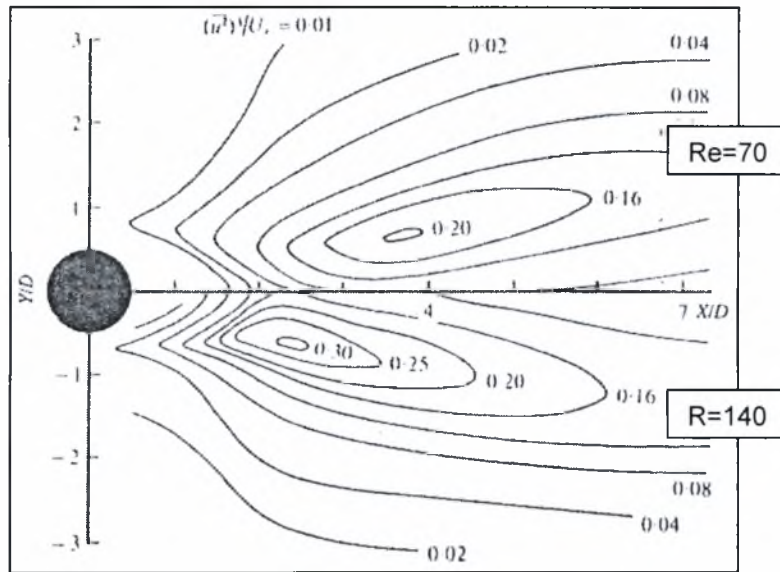
2.1.5. Πλήρως τυρβώδης κατάσταση της ροής, T

Τέτοια κατάσταση ροής υπάρχει όταν όλες οι διαταραγμένες περιοχές της ροής γύρω από τον κύλινδρο είναι τυρβώδεις. Δεν είναι γνωστό μέχρι σήμερα για ποια τιμή του αριθμού Re αρχίζει η κατάσταση T. Το τέλος αυτής της κατάστασης θεωρητικά είναι για $Re \rightarrow \infty$ και αυτό μπορεί να θεωρηθεί ως η 'εσχάτη' κατάσταση της ροής. Η ροή πίσω από τον κύλινδρο στην κατάσταση αυτή καθώς και η οπισθέλκουσα και η συχνότητα διάχυσης δινών υποτίθενται σταθερές με την προϋπόθεση ότι οι παράγοντες που επιδρούν στη ροή διατηρούνται μικροί. Όμως αυτό είναι δύσκολο γιατί σε υψηλούς αριθμούς Re έχουμε φαινόμενα συμπίεστικότητας στον αέρα και δημιουργία κοιλοτήτων (cavitations) στο νερό τα οποία φαινόμενα γίνονται οι κυρίαρχες παράμετροι της ροής.

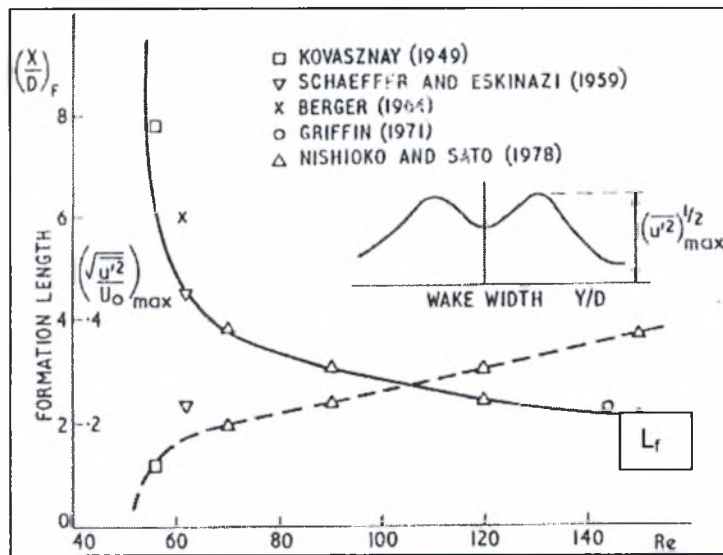
2.1.6. Δύναμη των δινών

Η απόκλιση της έντασης των διακυμάνσεων ταχύτητας κατά μήκος του ολκού αντικατοπτρίζει την απόσταση και δύναμη των δινών που περνούν από αυτόν. Ο Kovaszpay (1949) βρήκε ότι για $Re=56$ η μέγιστη ταχύτητα u' ήταν $7D$ πίσω από τον κύλινδρο. Το σχήμα (2.11) δείχνει ισοϋψείς u' / V για $Re=70$ και 120 . Η θέση της μέγιστης u' / V μετατοπίζεται από $X / D=3.8$ για $Re=70$ σε $X / D=2.4$ για $Re=120$.

Ο σχηματισμός δίνης ολοκληρώνεται όταν επιτυγχάνεται μια μέγιστη συγκέντρωση στροβιλότητας. Η απόσταση του σημείου όπου αυτό επιτυγχάνεται από τον κύλινδρο ονομάζεται μήκος περιοχής σχηματισμού δίνης L_f . Πέρα από το L_f η ιξώδης σκέδαση και διάχυση μειώνουν τη δύναμη των δινών. Το σχήμα (2.12) δείχνει μια συλλογή από L_f και $(u' / V)_{max}$ για στρωτά περιοδικά απορρεύματα. Σχεδόν μια εκθετική μείωση του L_f συνοδεύεται από αύξηση στο $(u' / V)_{max}$ για αυξανόμενους αριθμούς Re.



Σχήμα 2.9. Μεταβολή ταχύτητας στον απόρρο για $Re= 70$ & $Re= 140$. [2]



Σχήμα 2.10. L_f και $(u' / V)_{\max}$ για στρωτά περιοδικά απορρεύματα. [2]

2.1.7. Διευθέτηση των δινών στο απόρευμα

Ο von Karman (1911) εξήγαγε το πρώτο θεωρητικό μοντέλο θεωρώντας σταθερότητα των εναλλασσόμενων δινών σε δυο παράλληλες σειρές. Βρήκε αναλυτικά ότι για μια σταθερή διευθέτηση η χωρική αναλογία είναι $b/a = 0.359$ ή 0.281 (σχήμα 2.14), όπου b είναι το πλάτος μεταξύ των δυο σειρών και a είναι η απόσταση μεταξύ δύο γειτονικών δινών της ίδιας σειράς.

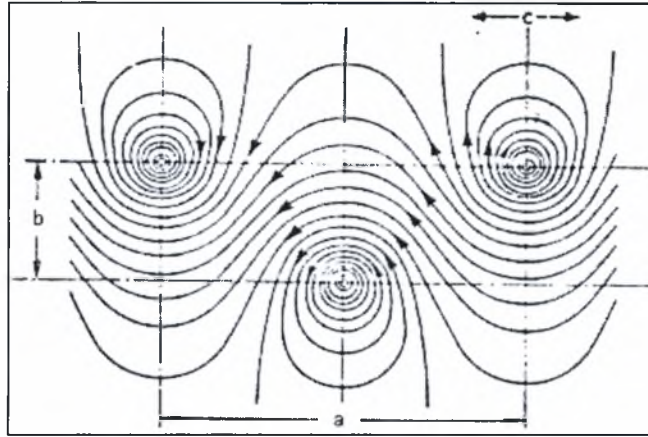
Ο Benard βρήκε ότι η θεωρία του Karman δεν ευσταθούσε για όλες τις περιπτώσεις. Μέτρησε το λόγο b/a σε τρία ξεχωριστά πειράματα και πήρε τις ακόλουθες τιμές κατά μήκος του απορευμάτος: $0.09 < b/a < 0.21$, $0.17 < b/a < 0.41$ και $0.38 < b/a < 0.49$. Οι Fage και Johansen (1928) βρήκαν παρόμοιες 'ανωμαλίες' στις τιμές σε τυρβώδη ακολουθία δινών καθώς και ο Johansen παρατήρησε το ίδιο όταν ένα μεγάλο εμπόδιο ήταν παρών στο πείραμα. Το χαρακτηριστικό γνώρισμα των στρωτών (laminar wakes) οδών Karman- Benard είναι η πολύ μικρή μεταβολή της απόστασης a κατά μήκος της οδού συγκριτικά με το πλάτος b . Αυτό συνεπάγεται ότι η παρατηρούμενη αύξηση του λόγου b/a οφείλεται κυρίως σε αύξηση του b . Υπάρχουν τρία στάδια στην ανάπτυξη της οδού κατά μήκος του ολκού :

A) αμέσως μετά τον κύλινδρο η οδός είναι στενή

B) ακολουθεί μια βίαιη διαπλάτυνση

Γ) μακριά στο απόρευμα οι πυρήνες των δινών επικαλύπτονται και η διαπλάτυνση μειώνεται.

Το 'στένεμα' αυτό προκαλείται από τις δίνες που 'λείπουν' μπροστά από τον κύλινδρο οι οποίες έχουν να αντισταθμίσουν την εγκάρσια ταχύτητα που προκαλείται από τις δίνες που βρίσκονται πίσω από τον κύλινδρο. Η βίαιη διαπλάτυνση προκαλείται από το αμοιβαίο εκτόπισμα δυνατών δινών η οποία μειώνεται καθώς οι δίνες εξασθενίζουν λόγω ιξώδους διάχυσης (viscous diffusion) και σκέδασης (dissipation) κατά μήκος του απορευμάτος.



Σχήμα 2.11. Οδός von Karman (Διάγραμμα). [3]

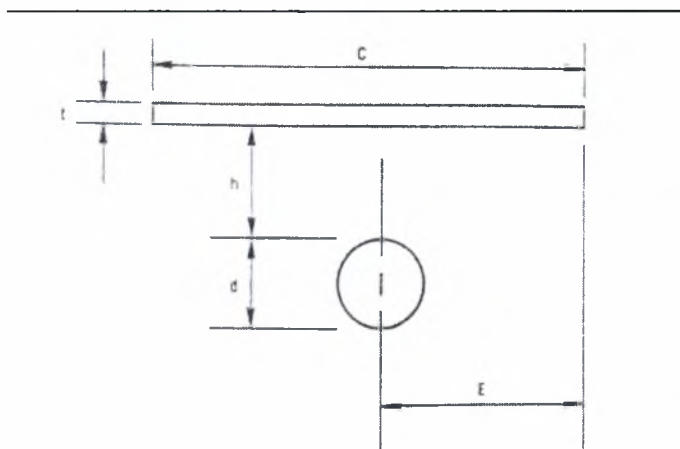
2.1.8. Μελέτη των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε στερεά όρια και διεπιφάνειες

Η μελέτη της ροής στον απόρου κυκλικών κυλίνδρων που είναι τοποθετημένοι στο κέντρο παράλληλων ροών όπως φαίνεται και από τις προηγούμενες σελίδες έχει απασχολήσει για πολλά χρόνια τους επιστήμονες.

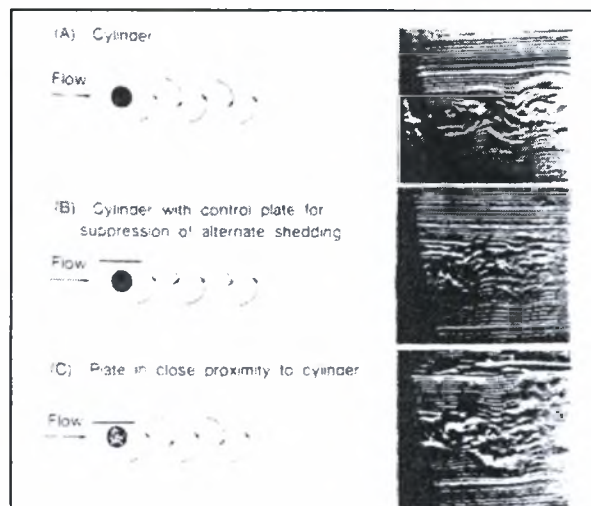
Η ανάγκη που δημιουργήθηκε σε τομείς της θαλάσσιας τεχνολογίας όπως στην ανάμειξη και διασπορά πετρελαιοκηλίδων και στρωματοποιημένων στιβάδων αλατότητας, στις μεθόδους εντοπισμού πλοίων ή υποβρυχίων λόγω των απορρυμάτων που δημιουργούνται καθώς επίσης και στην αλληλεπίδραση απορρυμάτων και κυμάτων από εξέδρες εξόρυξης πετρελαίου (ενδιαφέρει η φόρτιση που δέχονται και η αντοχή τους) οδήγησε την έρευνα στην μελέτη ροών πίσω από κυκλικούς κυλίνδρους που είναι τοποθετημένοι κοντά σε στερεό όριο και κοντά σε διεπιφάνεια νερού – αέρα.

2.1.8.1 Μελέτη των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε στερεά όρια

Η επίδραση στερεού τοιχώματος πάνω από κύλινδρο (Σχήμα 2.25) και η αλλαγή στην εκροή (μορφή) δινών von- Karman που επιφέρει η παρουσία του (Σχήμα 2.26), εξετάστηκε πειραματικά από τον W. L. Goodman [11].



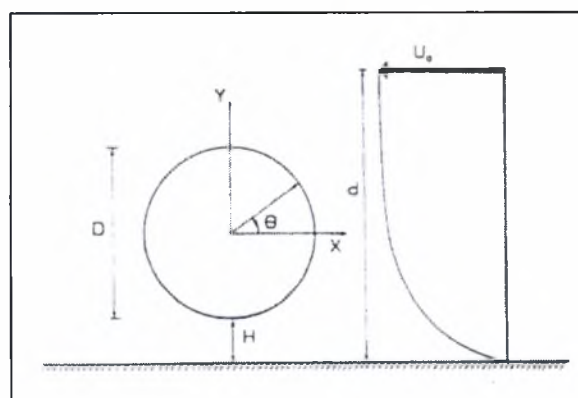
Σχήμα 2.12. Γεωμετρία της ροής. [11].



Σχήμα 2.13. Αλληλεπίδραση κυλίνδρου – πλάκας. [11].

Στο πείραμα αυτό έγινε οπτικοποίηση της ροής με καπνό και όπως φαίνεται και στο σχήμα (2.26) η παρουσία στερεού τοιχώματος αλλάζει την μορφή στο απόρευμα του κυλίνδρου και αναστέλλεται η εκροή δινών von-Karman.

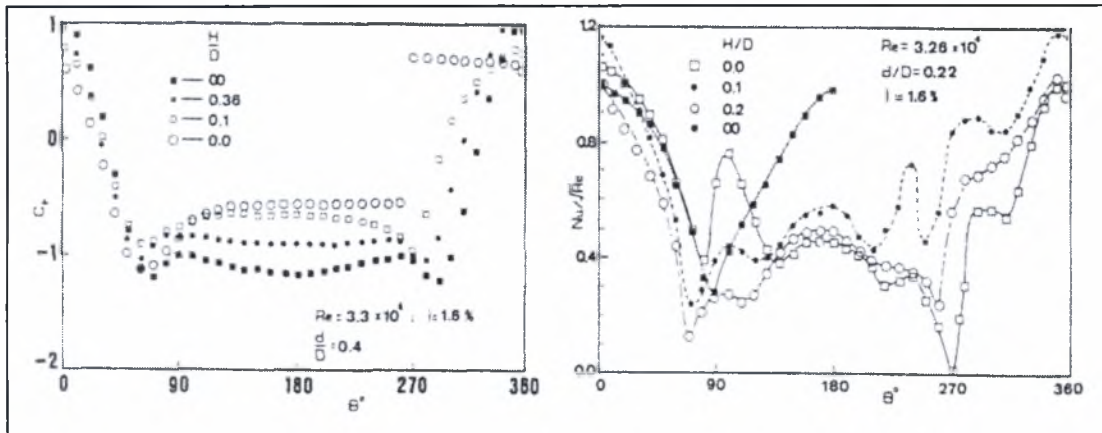
Πειράματα με κύλινδρο κοντά σε επίπεδο όριο έγιναν και από τους A. R. Figueiredo και D. X. Viegas [12] που έκαναν μετρήσεις σε θερμαινόμενο κύλινδρο κοντά σε πλάκα, μέσα σε κανάλι με $Re=1,4 \cdot 10^4 \sim 4 \cdot 10^4$. (Σχήμα 2.27).



Σχήμα 2.14. Γεωμετρία της ροής. [12].

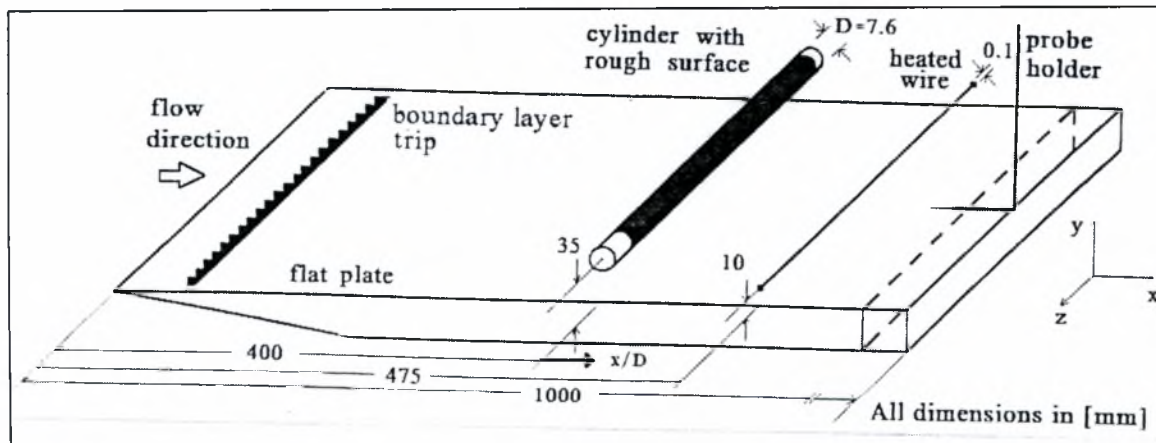
Μετρήθηκαν πιέσεις (με μικρομανόμετρα) και θερμοκρασίες (με θερμοστοιχεία) πάνω στην επιφάνεια του κυλίνδρου. Η παρουσία του επιπέδου εισάγει ασυμμετρία στην πίεση και στην τοπική διανομή μεταφοράς θερμότητας γύρω από τον κύλινδρο. Ο αριθμός Nusselt (Nu) ελαττώνεται όταν $H/D < 0.4$. Για αποστάσεις $0 < H/D < 0.3$ η εκροή δινών αναστέλλεται. Στο σχήμα (2.28) φαίνεται

κατανομή του συντελεστή πίεσης και ο αριθμός Nusselt γύρω από τον κύλινδρο για διαφορετικά H/D.



Σχήμα 2.15. Συντελεστής πίεσης και αριθμός Nusselt. [12].

Πειραματικά μελετήθηκε από τους G. A. Sideridis, E. G. Kastrinakis και S. G. Nychas [13] η αλληλεπίδραση οριακού στρώματος και απορεύματος θερμού κυλίνδρου. Η γεωμετρία της ροής φαίνεται στο σχήμα (2.29).



Σχήμα 2.16. Γεωμετρία της ροής. [13].

Το πάχος του οριακού στρώματος ήταν $\delta_o \sim 3D$ και ο κύλινδρος είχε τοποθετηθεί $5D$ πάνω από την επίπεδη πλάκα ($h_c = 5D$). Μετρήθηκαν προφίλ ταχυτήτων και θερμοκρασιών πίσω από τον κύλινδρο στις θέσεις $X/D = 20, 25, 30, 35$ με αριθμό $Re = 1820$. Σύμφωνα με τα αποτελέσματα αυτής της έρευνας, γίνεται μεταφορά θερμού ρευστού από την περιοχή του οριακού στρώματος προς την

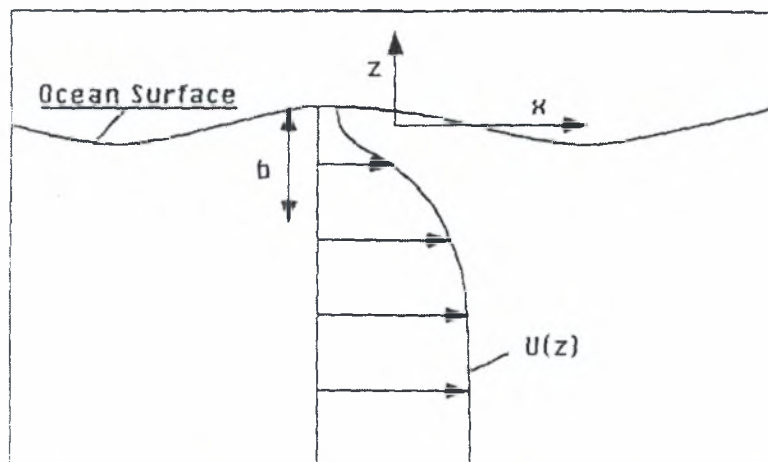
περιοχή του απορεύματος και μεταφορά ψυχρού ρευστού από το απόρευμα προς το οριακό στρώμα.

2.1.8.2. Μελέτη των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε διεπιφάνεια νερού – αέρα

Φαινόμενα ανάμειξης κοντά σε διεπιφάνεια νερού – αέρα έχουν μελετηθεί κυρίως υπολογιστικά από τους A. A. Dimas και G. S. Triantafyllou στις δημοσιεύσεις [6], [7], [8], [9].

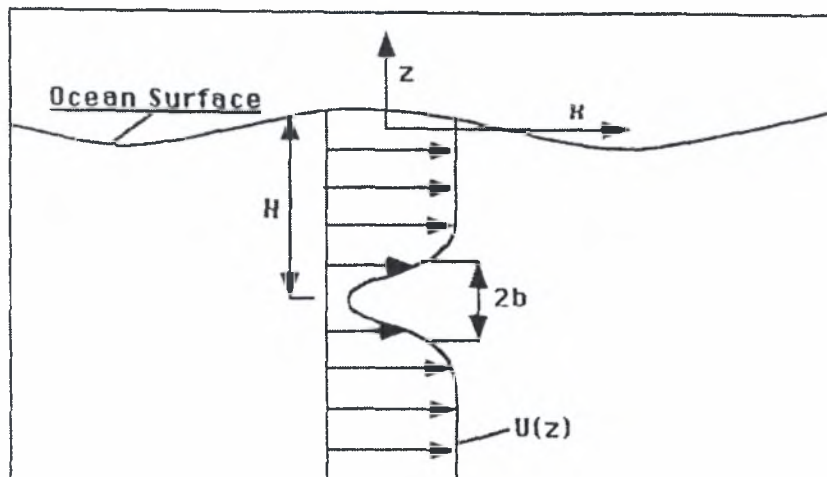
Οι ερευνητές αυτοί περιόρισαν την μελέτη τους σε ανάμειξη ορμής, δηλαδή υπολόγισαν πεδία ταχυτήτων. Οι περιπτώσεις που εξέτασαν ήταν :

α) Απλή διάτμηση κοντά σε διεπιφάνεια (Σχήμα 2.30)



Σχήμα 2.17. Απλή διάτμηση κοντά σε διεπιφάνεια. [8].

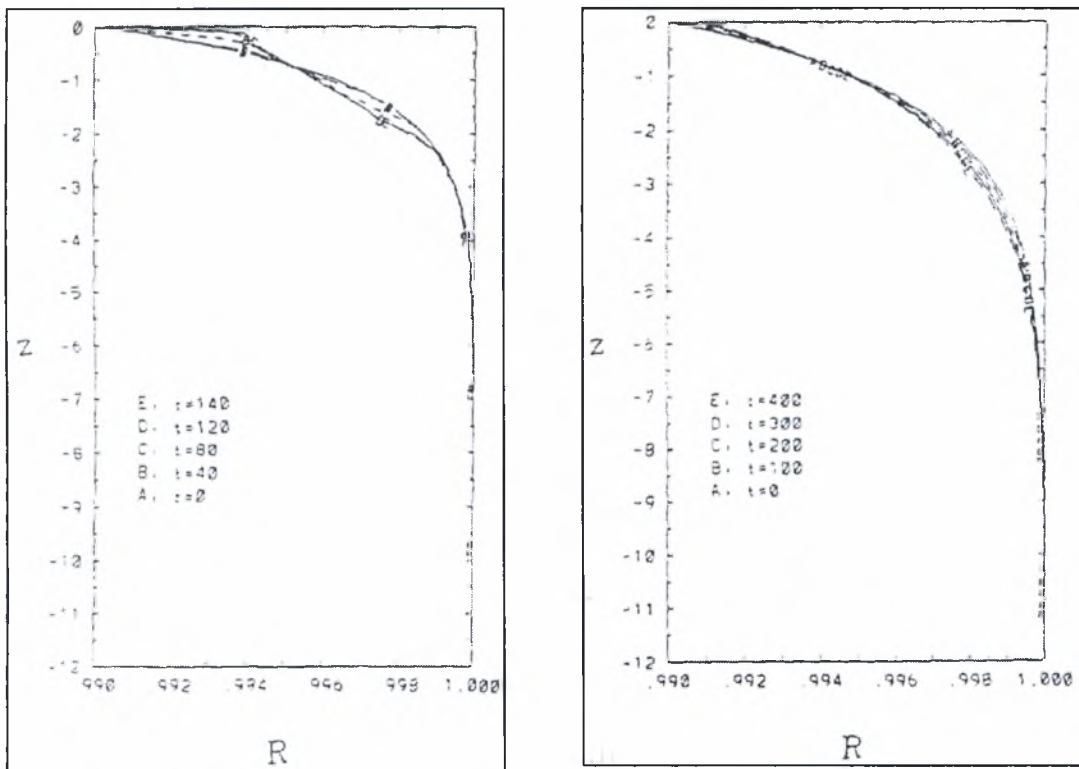
β) Διάτμηση τύπου απορεύματος κοντά σε διεπιφάνεια (Σχήμα 2.31)



Σχήμα 2.18. Διάτμηση τύπου απορεύματος κοντά σε διεπιφάνεια. [9].

Η δεύτερη αυτή περίπτωση (β) μοιάζει με το απόρευμα ενός μη αεροδυναμικού σώματος (π.χ κύλινδρος) εγκάρσια τοποθετημένου σε ροή, κοντά σε διεπιφάνεια ή βυθισμένο.

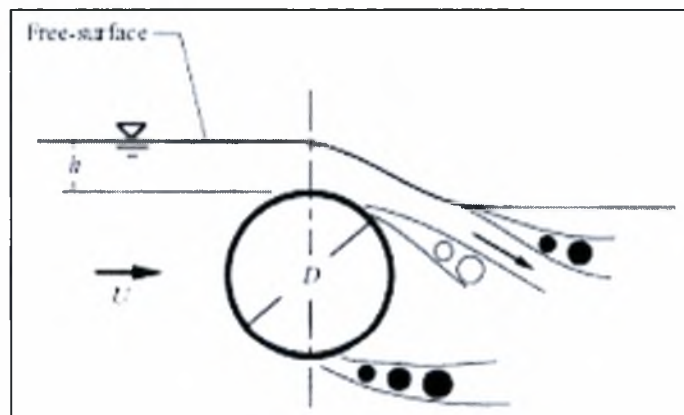
Τα αποτελέσματα της πρώτης περίπτωσης έδειξαν ότι σε χαμηλούς αριθμούς Froude ($Fr=0,5$) δημιουργούνται ισχυρά πεδία στροβιλωδών κινήσεων (δίνες), η ανάμειξη είναι ισχυρή και γίνεται αναδιανομή στο πεδίο πυκνότητας στην ελεύθερη επιφάνεια. Σε υψηλούς αριθμούς Froude ($Fr=1,5$) δεν εμφανίζονται ισχυρά πεδία στροβιλωδών κινήσεων και η ανάμειξη δεν είναι ισχυρή (Σχήμα 2.32). Βέβαια η μέση διανομή της πυκνότητας δείχνει ότι υπάρχει δίκτυο μεταφοράς νερού υψηλής πυκνότητας στην επιφάνεια. Στην επιφάνεια ενός κυματισμού ενώ στην κορυφή είναι ρευστό χαμηλής πυκνότητας στην κοιλάδα βρίσκεται ρευστό υψηλής πυκνότητας, αν και κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια η διανομή είναι εντελώς διαφορετική. Ο αριθμός Fr (Froude) ορίζεται $Fr= U_{\infty}/(gb)^{1/2}$ (σχ2.30).



Σχήμα 2.19. Διανομή πυκνότητας για α) $Fr=0,5$ και β) $Fr=1,5$. [8].

Στην περίπτωση της διάτμησης τύπου απορεύματος τα αποτελέσματα της έρευνας έδειξαν ότι η συμπεριφορά της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας επηρεάζεται από δύο παράγοντες : α) τον αριθμό Froude ($Fr = U_{\infty}/(gb)^{1/2}$) (σχ2.31) και β) το βάθος (H) που εμφανίζεται αρχικά η διαταραχή. Έτσι σε μεγάλο βάθος εμφάνισης της διαταραχής και μικρό αριθμό Froude έχουμε παραγωγή και διάδοση κύματος αλλά σε μικρό πλάτος στην ελεύθερη επιφάνεια. Για μεγάλο βάθος αρχικής διαταραχής αλλά με αυξημένο αριθμό Froude προκαλείται απότομη ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας και έχουμε κατακρήμνιση των κυμάτων. Σε υψηλούς αριθμούς Froude υπάρχουν αστάθειες και συμβαίνει κατακρήμνιση κυμάτων. Η μελέτη έγινε για αριθμούς $Fr=0,5, 5, 10, 100$, και $H=5, 10$.

Σημαντικές πληροφορίες για την μορφή των δινών εκροής και την διανομή ταχυτήτων στο κοντινό απόρευμα κυλίνδρου, όταν αυτός είναι τοποθετημένος κοντά σε διεπιφάνεια μας δίνει η εργασία των J. Sheridan, J.-C. Lin και D. Rockwell [15]. Στην εργασία αυτή έγινε πειραματική μελέτη και με την χρήση (PIV) προσδιορίσθηκε η στιγμιαία διανομή ταχύτητας και έγινε οπτικοποίηση της ροής σε ολόκληρο το πεδίο ενδιαφέροντος.



Σχήμα 2.20. Γεωμετρία της ροής. [15]

Τα πειράματα εκτελέσθηκαν σε ένα κανάλι ύδατος ελεύθερης επιφάνειας που είχε πλάτος 1828 mm και βάθος 584 mm. Η ροή πέρασε μέσω δύο διαδοχικών συστολών 3:1 πριν εισαχθεί στο κύριο τμήμα δοκιμής, το οποίο είχε πλάτος 210 mm και βάθος 527 mm. Ο κύλινδρος είχε διάμετρο $D=25.4$ mm, τοποθετήθηκε οριζόντια και προσαρμόστηκε στις επιθυμητές θέσεις h κάτω από την ελεύθερη

επιφάνεια, όπου το h είναι η απόσταση από την ελεύθερη επιφάνεια στην επιφάνεια του κυλίνδρου η οποία καθορίζεται με αδιάστατη μορφή ως $h^* = h/D$.

Η ταχύτητα U του ομοιόμορφου ελεύθερου ρεύματος διαφοροποιήθηκε με την σχέση $236 \leq U \leq 359 \text{ mm s}^{-1}$. Αντίστοιχα, ο αριθμός Froude $U/(gD)^{1/2}$ ήταν $0.47 \leq U/(gD)^{1/2} \leq 0.72$, και είχε αριθμό Reynolds UD/ν . $5990 \leq UD/\nu \leq 9120$.

Προκειμένου να καθοριστούν οι βασικές κατηγορίες δομής ροής στον κοντινό απόρο, τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε χαμηλή τιμή του αριθμού Froude για να είναι οι παραμορφώσεις της ελεύθερης επιφάνειας αμελητέες. Το βάθος της βύθισης h , που καθορίστηκε στο σχήμα 2.20, είχε μικρές αυξήσεις προκειμένου να καθοριστούν οι τιμές που οδηγούσαν σε σημαντικές αλλαγές στο κοντινό απόρο (nearwake). Κατόπιν, οι εικόνες από το PIV αποκτήθηκαν σε αυτές τις κρίσιμες τιμές του h , που αντιπροσωπεύθηκαν με αδιάστατη μορφή του h . Γενικά, παρατηρήθηκε ότι οι μικρές αλλαγές $h^* = h/D$ θα μπορούσαν να προκαλέσουν ριζικές αλλαγές των κοντινών δομών που, σε όλες τις περιπτώσεις, ήταν ευδιάκριτα διαφορετικές από τη δομή δινών ενός πλήρως βυθισμένου κυλίνδρου.

Στο σχήμα 2.21 παρουσιάζονται οι στιγμιαίες διανομές της ταχύτητας και στροβιλότητας για τις μικρές τιμές της βύθισης h^* . Για $h^*=0$, ένα στρώμα μίξης διαμορφώνεται από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου. Οι σχηματισμοί στροβίλων και τα κλειστά περιγράμματα στροβιλότητας δίνουν τις ευπροσδιόριστες, μικρής κλίμακας δομές που προκύπτουν από την αστάθεια Kelvin- Helmholtz. Μια δέσμη χαμηλής ταχύτητας είναι εμφανής μεταξύ της άνω επιφάνειας του κυλίνδρου και της ελεύθερης επιφάνειας. Κατευθύνεται από θετική (παχιές γραμμές) στροβιλότητα που προέρχεται από την ελεύθερη επιφάνεια. Θετική στροβιλότητα αντιστοιχεί για να αντιμετωπίσει τη δεξιόστροφη περιστροφή μιας στροβιλιζόμενης δομής.

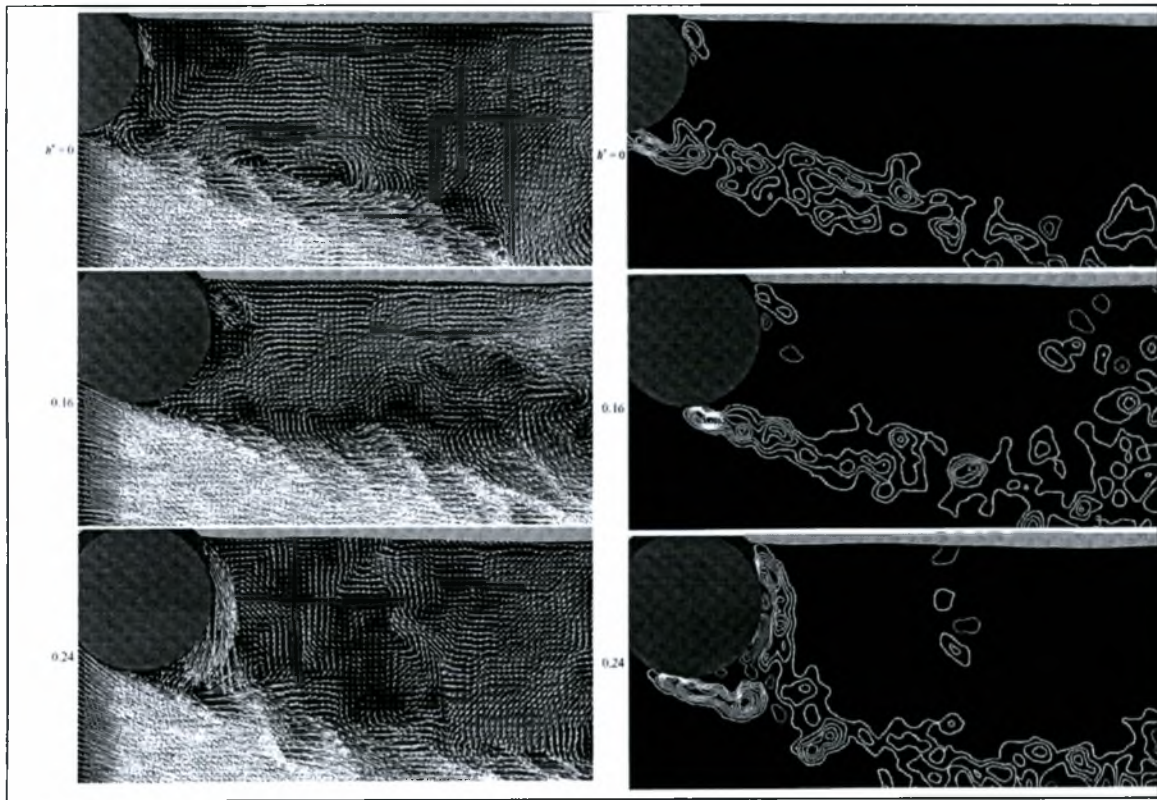
Για $h^*=0.16$ οι σχηματισμοί του κοντινού απόρου είναι γενικά παρόμοιοι, εκτός από το ότι, οι λεπτομέρειες της δέσμης και της περιοχής που την περιβάλλουν λαμβάνουν μια διαφορετική μορφή. Η γωνία της ανάβλυσσης όσον αφορά την επιφάνεια είναι μικρότερη και εντοπίζεται μια περιοχή επανακυκλοφορίας που εμφανίζεται μεταξύ της δέσμης και της ελεύθερης

επιφάνειας. Εξετάζοντας τους σχηματισμούς για $h^* = 0$ και 0.16 ταυτόχρονα, πρέπει να σημειωθεί ότι εμφανίζονται περιοδικά και στις δύο τιμές h^* και αντιπροσωπεύουν την αρχική κατάσταση της δημιουργίας μιας σταθερής, καθορισμένης με σαφήνεια δέσμης από την άνω επιφάνεια του κυλίνδρου. Ένα πρόσθετο χαρακτηριστικό γνώρισμα εμφανές των εικόνων ταχύτητας $h^*=0$ και 0.16 είναι το ουσιαστικό μέγεθος αντίθετης ροής στην προς τα πάνω κατεύθυνση μεταξύ της ελεύθερης επιφάνειας και του στρώματος μίξης από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου. Αυτή η αντίθετη ροή είναι απαραίτητη προκειμένου να ικανοποιηθεί η ζήτηση παράσυρσης του στρώματος μίξης. Συνδέεται με το σχηματισμό μιας μεγάλης κλίμακας δίνης επανακυκλοφορίας που παρουσιάζεται στη χαμηλότερη δεξιά γωνία και των δύο εικόνων ταχύτητας. Αυτός ο τύπος σύνθετου σχηματισμού ροής στον κοντινό απόρροο συνδέεται με μια ουσιαστική, προς τα κάτω εκτροπή του στρώματος μίξης που διαμορφώνεται από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου. Τείνει διαγωνίως περίπου 10° όσον αφορά τον οριζόντιο, σε αντίθεση με το στρώμα μίξης που διαμορφώνεται από τον πλήρως βυθισμένο κύλινδρο.

Μια μικρή αύξηση στο επίπεδο βύθισης του κυλίνδρου σε $h^*= 0.24$ παράγει μια απότομη αρχή μιας δέσμης από τη βάση του κυλίνδρου. Το μέγεθος της ταχύτητας της δέσμης είναι τώρα μεγάλο. Φυσικά, αυτή η ροή δεν είναι μια δέσμη υπό μια παραδοσιακή έννοια, όπου οι πηγές στροβιλότητας από κάθε πλευρά της είναι από τις στερεές επιφάνειες που αντιστοιχούν στο εσωτερικό του jet ακροφυσίου. Σχετικά, το θετικό (παχιές γραμμές) στροβιλώδες στρώμα προέρχεται από την ελεύθερη επιφάνεια και το αρνητικό (λεπτές γραμμές) στρώμα από την πάνω επιφάνεια του κυλίνδρου. Για τις στροβιλώδες διανομές, η θετική στροβιλότητα που προέρχεται από την ελεύθερη επιφάνεια επικρατεί αυτής που παράγεται από την επιφάνεια του κυλίνδρου. Στην πραγματικότητα, το στρώμα μίξης στην προς τα κάτω περιοχή της ροής παράγεται από συνδυασμένο θετικής στροβιλότητας από την ελεύθερη επιφάνεια και την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου.

Σύγκριση των στροβιλώδων διανομών και για τις τρεις εικόνες, που αντιστοιχούν $h^*=0$ έως 0.24 , προκύπτει, για τις θέσεις κάτω από τον κύλινδρο, ότι ο γεωμετρικός τόπος της θετικής (παχιά γραμμή) στροβιλότητας είναι παρόμοιος για όλες τις τιμές του h^* . Ο σχηματισμός δέσμης για $h^* = 0,25$ εμφανίζεται, εντούτοις, να προκαλεί μια μείωση της αντίθετης (αντίστροφης) ροής μεταξύ της

ελεύθερης επιφάνειας και του στρώματος μίξης. Προφανώς, τα αιτήματα παράσυρσης των αρχικών περιοχών του στρώματος μίξης από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου τουλάχιστον μερικώς ικανοποιούνται από τη ροή της δέσμης.



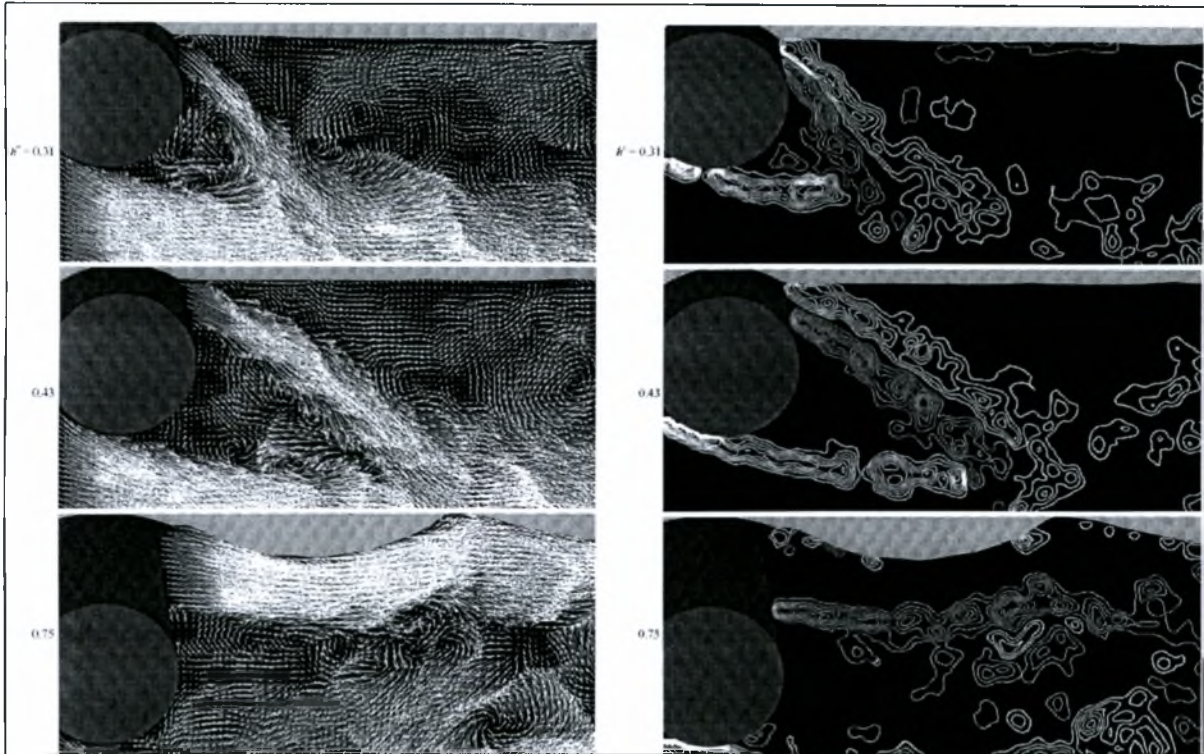
Σχήμα 2.21. Διανομή ταχύτητας και στροβιλότητας για $h/D=0, 0.16, 0.24$ & $Fr=U/(gh)^{1/2}=, 1.5, 1.22$. [15]

Όπως διευκρινίζεται στο σχήμα 2.22, η περαιτέρω αύξηση στη βύθιση κυλίνδρων $h^*=0.31$ παράγει την επόμενη κατάσταση του κοντινού απόρου του κυλίνδρου, δηλαδή αποσύνδεση της δέσμης από την επιφάνεια του κυλίνδρου. Δύο περιοχές του (μεγάλης κλίμακας) στροβίλου προτείνονται από σχέδια των διανυσμάτων ταχύτητας: δεξιόστροφος οριακός με τη δέσμη και το στρώμα μίξης από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου, και ένα αντίθετο προς τη φορά των δεικτών του ρολογιού στην αντίθετη πλευρά της δέσμης. Στο κέντρο αυτών των μεγάλης κλίμακας στροβίλων, εντούτοις, τα επίπεδα στροβιλότητας είναι χαμηλά. Τα καθορισμένα με σαφήνεια στρώματα θετικής και αρνητικής στροβιλότητας από την ελεύθερη επιφάνεια και την πάνω επιφάνεια του κυλίνδρου έχουν τα μέγιστα επίπεδα στροβιλότητας. Περαιτέρω προς τα κάτω, μόνο θετική στροβιλότητα είναι

εμφανής. Η κλίση της διανομής ταχύτητας που καθορίζει το στρώμα μίξης είναι συμβατή μόνο με θετική στροβιλότητα.

Αυτό ο βασικός σχηματισμός του κοντινού απορευμάτος διατηρεί τη γενική μορφή του και για $h^*=0.43$. Η θέση της δέσμης που συγχωνεύεται με το στρώμα μίξης, εντούτοις, μετατοπίζεται περαιτέρω προς τα κάτω. Επιπλέον, όπως φαίνεται στα διαγράμματα ταχύτητας, ο στρόβιλος ανάμεσα στη δέσμη και τη βάση του κυλίνδρου δεν υπάρχει πλέον και ο αντίθετος προς τη φορά των δεικτών του ρολογιού στρόβιλος κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια έχει κινηθεί προς τα κάτω έτσι ώστε να εμφανίζεται κατά μήκος της δεξιάς πλευράς της εικόνας της ταχύτητας. Αυτή η μεγάλης κλίμακας στροβιλιζόμενη κίνηση έχει σημαντική στροβιλότητα. Όλα αυτά τα χαρακτηριστικά γνωρίσματα συνδέονται με μια ανοδική εκτροπή της δέσμης, έτσι ώστε η γωνία μεταξύ του άξονά της και της ελεύθερης επιφάνειας να μειώνεται σημαντικά, θέτοντας τις συνθήκες για μια ενδεχόμενη σύνδεση της δέσμης με την ελεύθερη επιφάνεια.

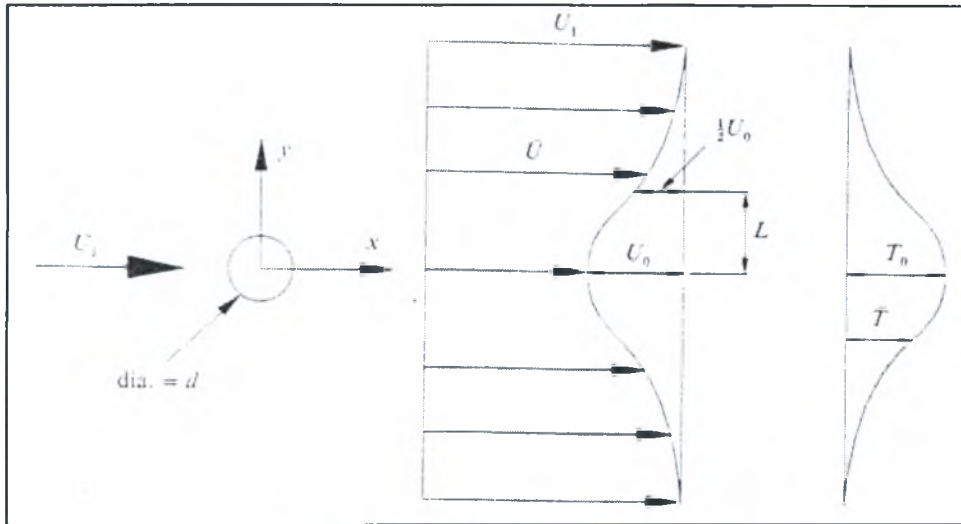
Αυτές οι μεγάλης κλίμακας δομές εμφανίζονται σε μια ουσιαστικά μεγαλύτερη απόσταση από τη βάση του κυλίνδρου, απ' ό,τι για την αντίστοιχη περίπτωση του εντελώς καταδυμένου κυλίνδρου. Η εγγύτητα της ελεύθερης επιφάνειας καθυστερεί αρχικά την αρχή του μεγάλης κλίμακας σχηματισμού δίνης, αλλά η επόμενη ανάπτυξη του στρώματος στροβιλότητας που οδηγεί στο μεγάλης κλίμακας σχηματισμό δίνης εμφανίζεται να συνδέεται με τη διαστρέβλωση της ελεύθερης επιφάνειας.



Σχήμα 2.22 Διανομή ταχύτητας και στροβιλότητας για $h/D=0.31, 0.43, 0.75$ & $Fr=U/(gh)^{1/2}=1.07, 0.91, 0.69$. [15]

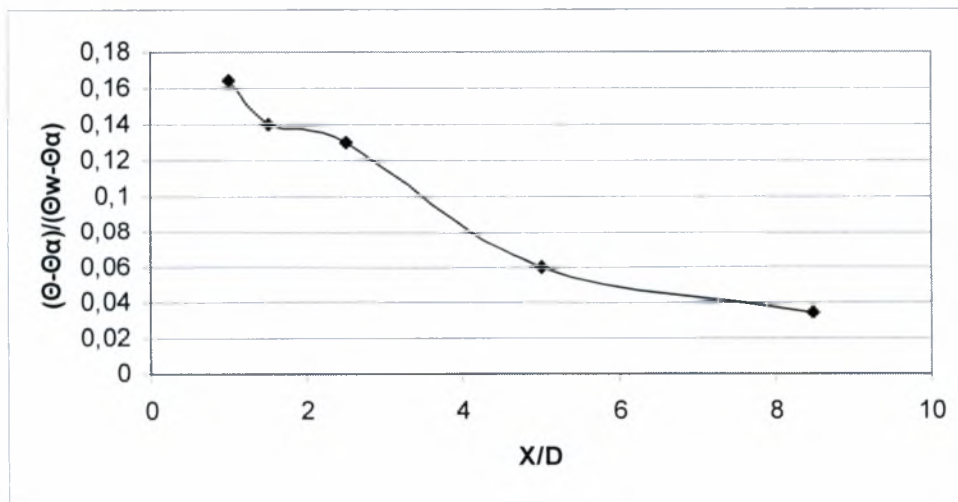
2.1.9. Διάχυση βαθμωτού μεγέθους πίσω από κύλινδρο

Στην εργασία των M. Matsumura και R. A. Antonia [10] έγιναν μετρήσεις με θερμικό ανεμόμετρο (Hot – wire anemometry) για το πεδίο ταχυτήτων πίσω από θερμαινόμενο κυκλικό κύλινδρο. Μετρήθηκε επίσης το θερμοκρασιακό πεδίο πίσω από τον κύλινδρο. Τα αποτελέσματα της έρευνας αυτής έδειξαν ότι οι περιδινήσεις μεταφέρουν θερμότητα και ορμή, αλλά γίνεται πιο γρήγορα η ανάμειξη της θερμότητας, ειδικά όταν $x/d= 10 \sim 20$. Στο σχήμα (2.21) φαίνεται η γεωμετρία της ροής. ($Re=5830$)



Σχήμα 2.23. Γεωμετρία της ροής. [10]

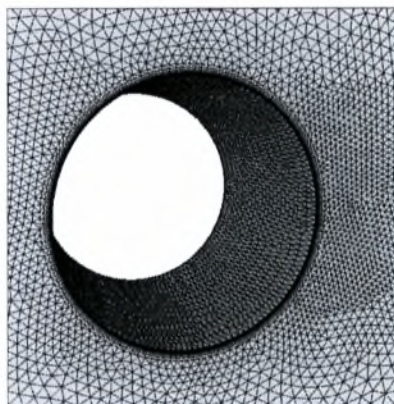
Η πειραματική μελέτη των G. Xenopoulos, H. Staporuntzis, C. Salpistis, A. Goulas, [14] με περιστροφικά ταλαντούμενο θερμαινόμενο κυκλικό κύλινδρο, έδειξε ότι σε υψηλές τιμές της συχνότητας ταλάντωσης δεν γίνεται καλή ανάμειξη. Από την έρευνα αυτή προκύπτει επίσης και η πτώση θερμοκρασίας στην κεντρική γραμμή πίσω από τον μη ταλαντούμενο κύλινδρο (σχήμα 2.22).



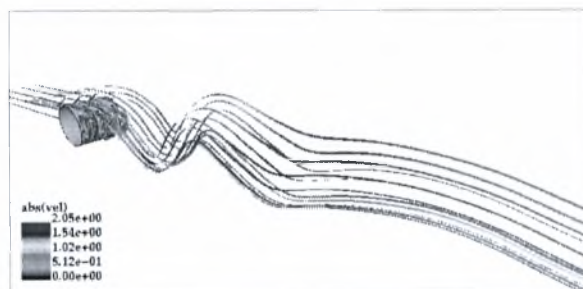
Σχήμα 2.24. Πτώση θερμοκρασίας στην κεντρική γραμμή θερμαινόμενου κυλίνδρου. [14]

2.2 Βιβλιογραφική ανασκόπηση υπολογιστικής μελέτης

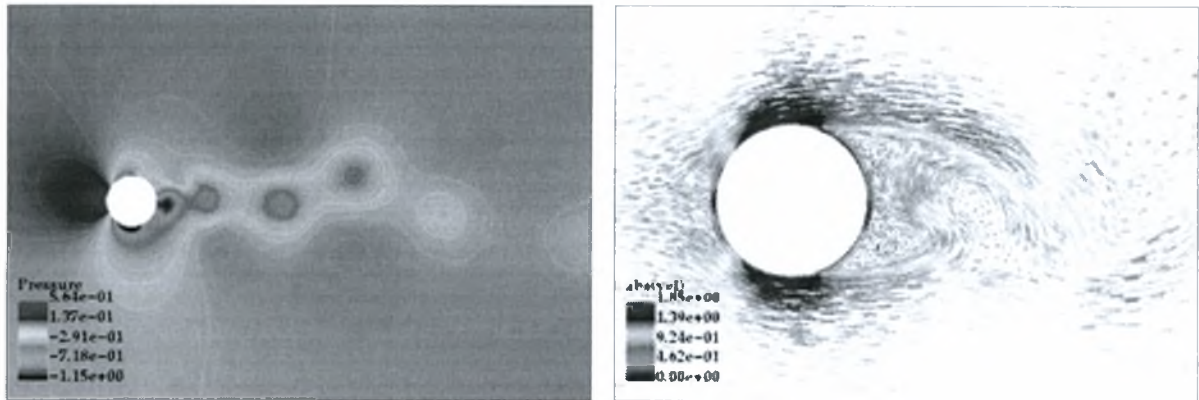
Οι F. Camelli και R.Löhner [17] συνδύασαν τα υπολογιστικά μοντέλα τύρβης Baldwin Lomax και Smagorinsky για να υπολογίσουν ροές με σημεία αποκόλλησης. Ο συνδυασμός, που ονομάστηκε BLS, χρησιμοποιεί το turbulent viscosity του Baldwin Lomax για περιοχές κοντά στα τοιχώματα και ένα μείγμα Baldwin Lomax με Smagorinsky για το τέλος της περιοχής του εσωτερικού στρώματος και μέσα στο κέντρο της κύριας ροής. Τα αποτελέσματα ήταν αποδεκτά και αντιπροσωπεύουν μία εναλλακτική λύση όταν δεν είναι δυνατόν να πραγματοποιηθούν χρονικά μεταβαλλόμενες εξομοιώσεις με χρήση ειδικών λειτουργιών για τα τοιχώματα σε μοντέλα RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) ή LES (Large Eddy Simulation). Με $Re = 4 \times 10^6$ χρησιμοποιήθηκε το παρακάτω υπολογιστικό πλέγμα το οποίο είναι της τάξης των πεντακοσίων χιλιάδων τετραεδρικών στοιχείων στοιχείων



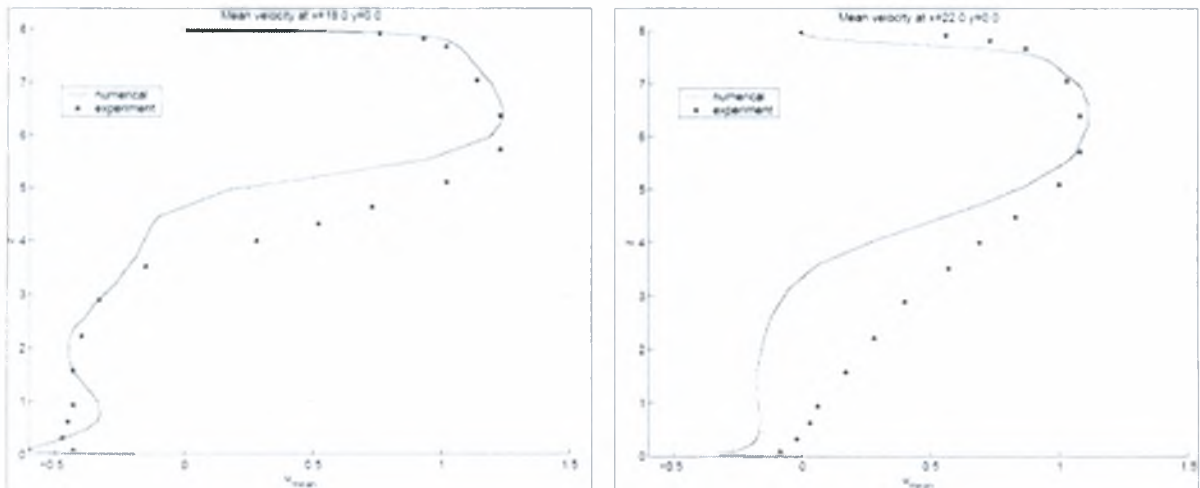
2.25 Παράδειγμα του υπολογιστικού πλέγματος που χρησιμοποιήθηκε στην μελέτη των F. Camelli και R.Löhner.



2.26 Γραμμές ροής που διαμορφώνονται από το σχηματισμό δινών Von Karman.



2.27 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης και διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας.

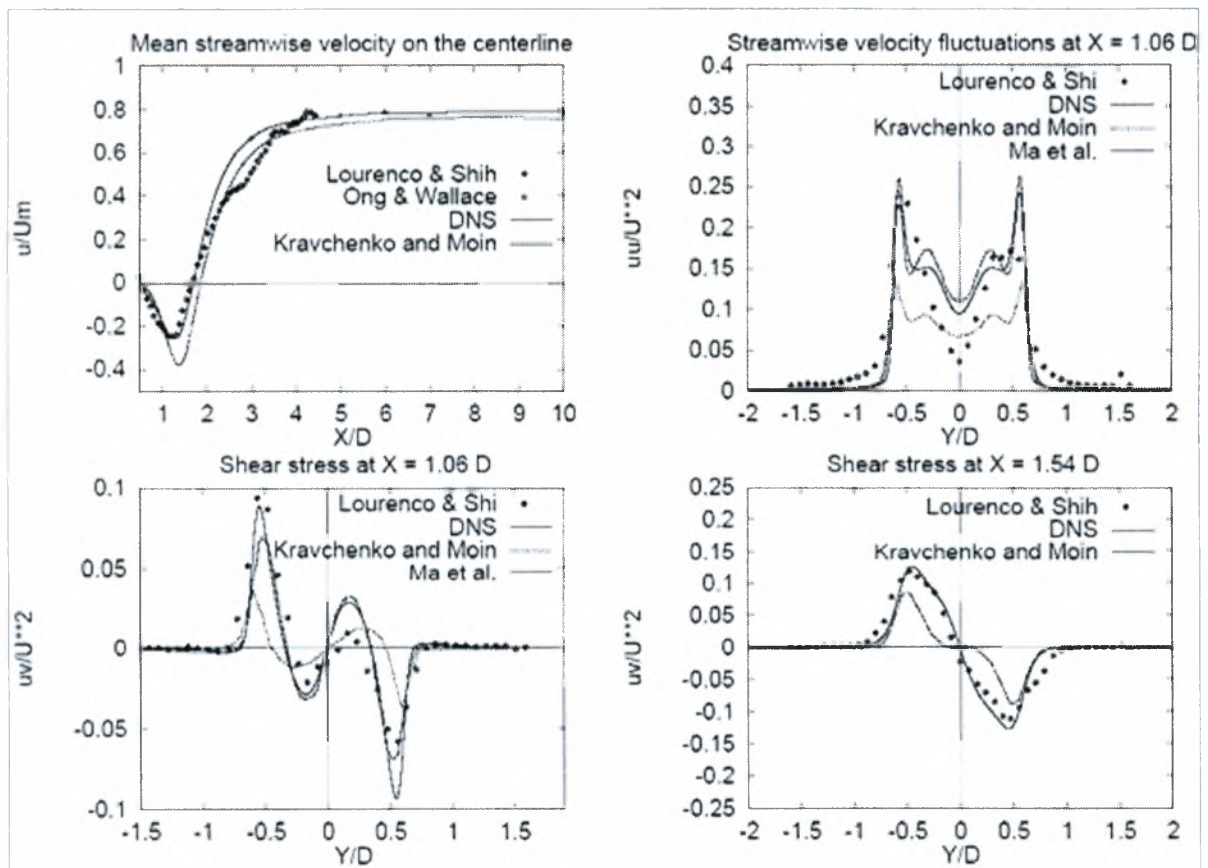


2.28 Εγκάρσια κατανομή ταχύτητας σε σύγκριση με πειραματικά δεδομένα.

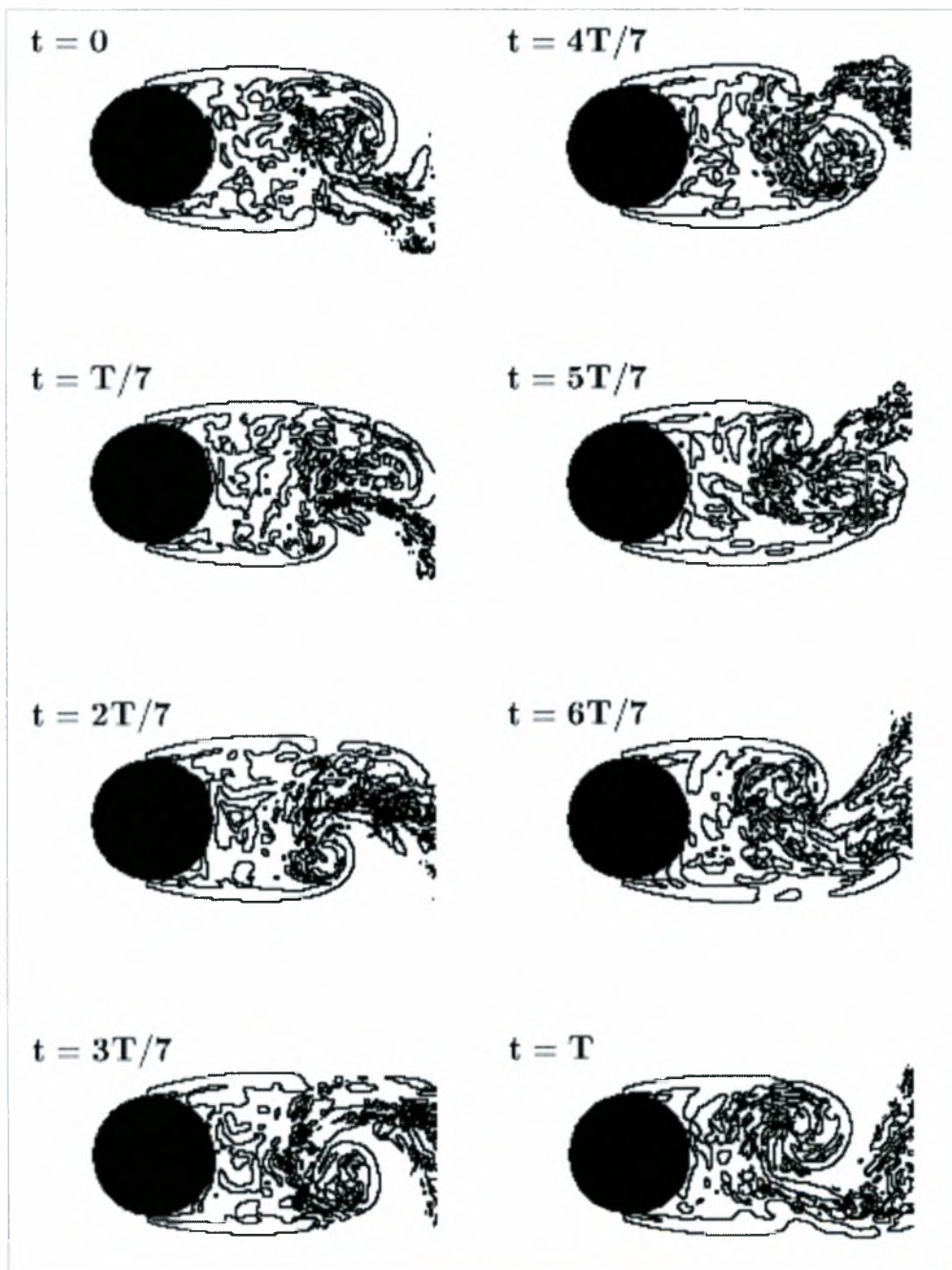
Τα αποτελέσματα του νέου μοντέλου είναι εντυπωσιακά καλά, προβλέπει τον αριθμό Strouhal της τυρβώδους ροής λιγότερο από 10% διαφορετικό από τα πειραματικά δεδομένα. Οι τομείς αποκόλλησης υπολογίστηκαν και αντιπροσωπεύτηκαν καλώς καλά και τα πειραματικά αποτελέσματα μοιάζουν αρκετά με τα υπολογιστικά. Η μέθοδος είναι μια καλή προσέγγιση για μικτές διατυπώσεις όπως LES και RANS, αυτό που ευρύτερα αποκαλείται DES (Detached Eddy Simulation). Σημειώνεται ότι το νέο αυτό «υβριδικό» μοντέλο χρησιμοποιεί λιγότερα

πλεγματικά στοιχεία από το LES, κάτι βέβαια που μπορεί να αποδειχθεί και μειονέκτημα σε περίπλοκες γεωμετρίες.

Οι F. Tremblay, M. Manhart και R. Friedrich [18] μελέτησαν μια μέθοδο για απευθείας αριθμητική εξομοίωση (DNS, Direct Numerical Simulation) σε μη αεροδυναμικά σώματα, βασισμένη σε καρτεσιανά πλέγματα. Για τις εξομοιώσεις χρησιμοποιήθηκε κυκλικός κύλινδρος σε Reynolds περίπου 3900, τα αποτελέσματα συγκρίθηκαν με πειραματικά αλλά και υπολογιστικά από άλλους ερευνητές. Η έρευνα αυτή ήταν μεγάλου ενδιαφέροντος καθώς τα καρτεσιανά πλέγματα είναι 10 με 30 φορές πιο οικονομικά τόσο σε μνήμη όσο και επεξεργαστική ισχύς. Ένα άλλο σημαντικό στοιχείο είναι ότι δε χρειάζεται να κατασκευαστεί πλέγμα για τη συγκεκριμένη γεωμετρία (body-fitted) κάτι που επίσης εξοικονομεί χρόνο.

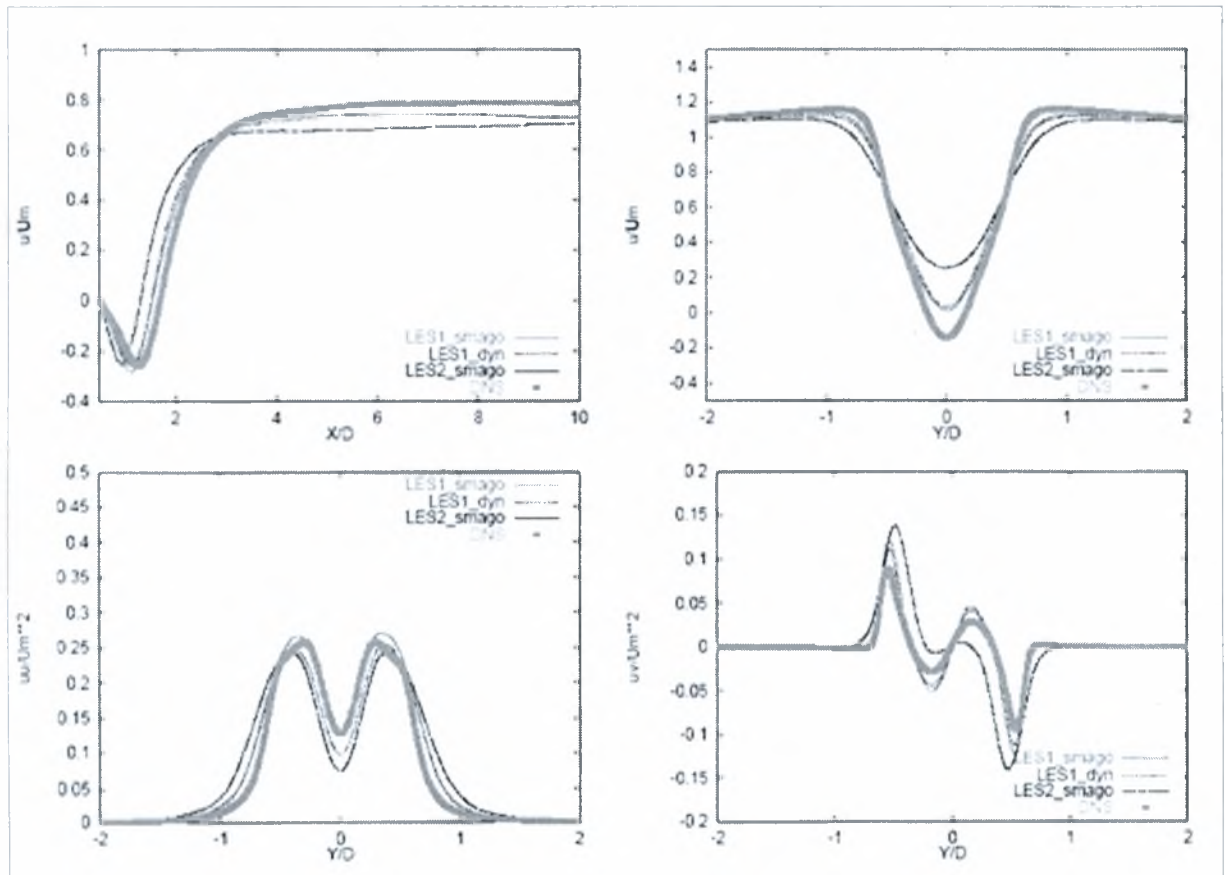


2.29 Συγκριτικά διαγράμματα μέσης ταχύτητας στην κεντρική γραμμή, διακυμάνσεις ταχύτητας, διατμητικές τάσεις σε 1.06 και 1.54D.



2.30 Σχηματική απεικόνιση ανάπτυξης δινών από $t=0$ έως $t=T$.

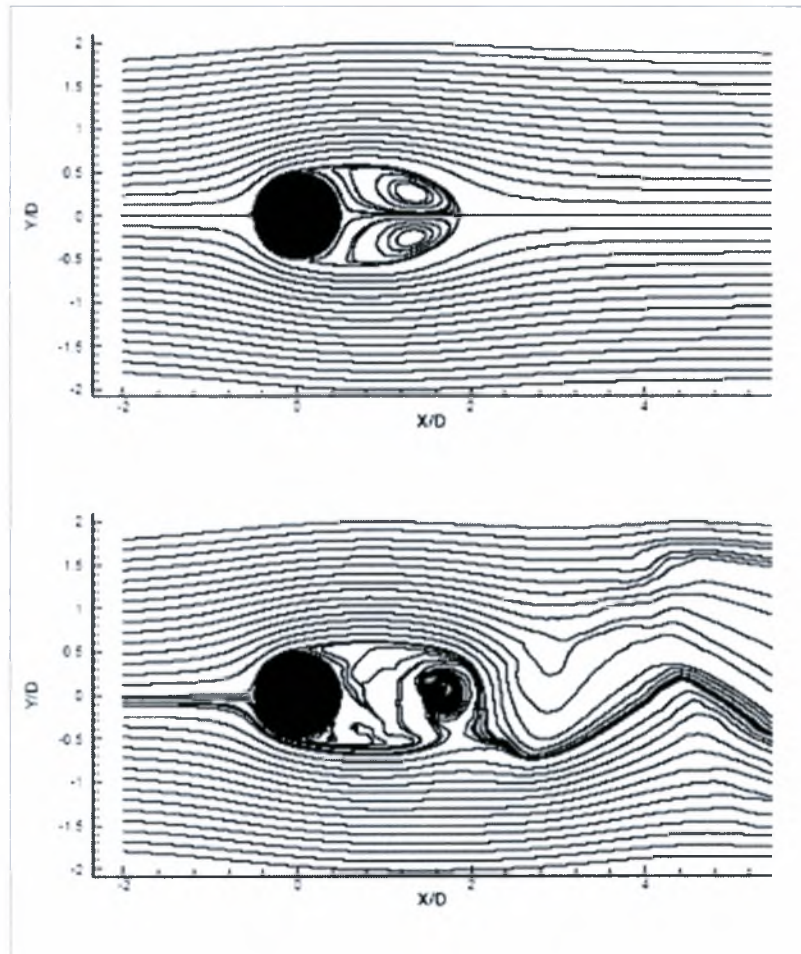
Σε άλλη δημοσίευσή τους οι παραπάνω μελέτησαν την εξομοίωση ροής γύρω από κύλινδρο με καρτεσιανά πλέγματα αλλά με χρήση μοντέλου LES [19]. Χρησιμοποιήθηκαν δύο πλέγματα με πυκνότητες 7.7×10^6 και 2.4×10^6 στοιχεία για το πυκνό και το αραιό αντίστοιχα. Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι το πυκνό πλησίασε σε πολύ μεγάλο ποσοστό αποτελέσματα απο DNS περιπτώσεις αλλά το αραιό πέτυχε μεγαλύτερη διασπορά στις δομές κοντά στο σώμα.



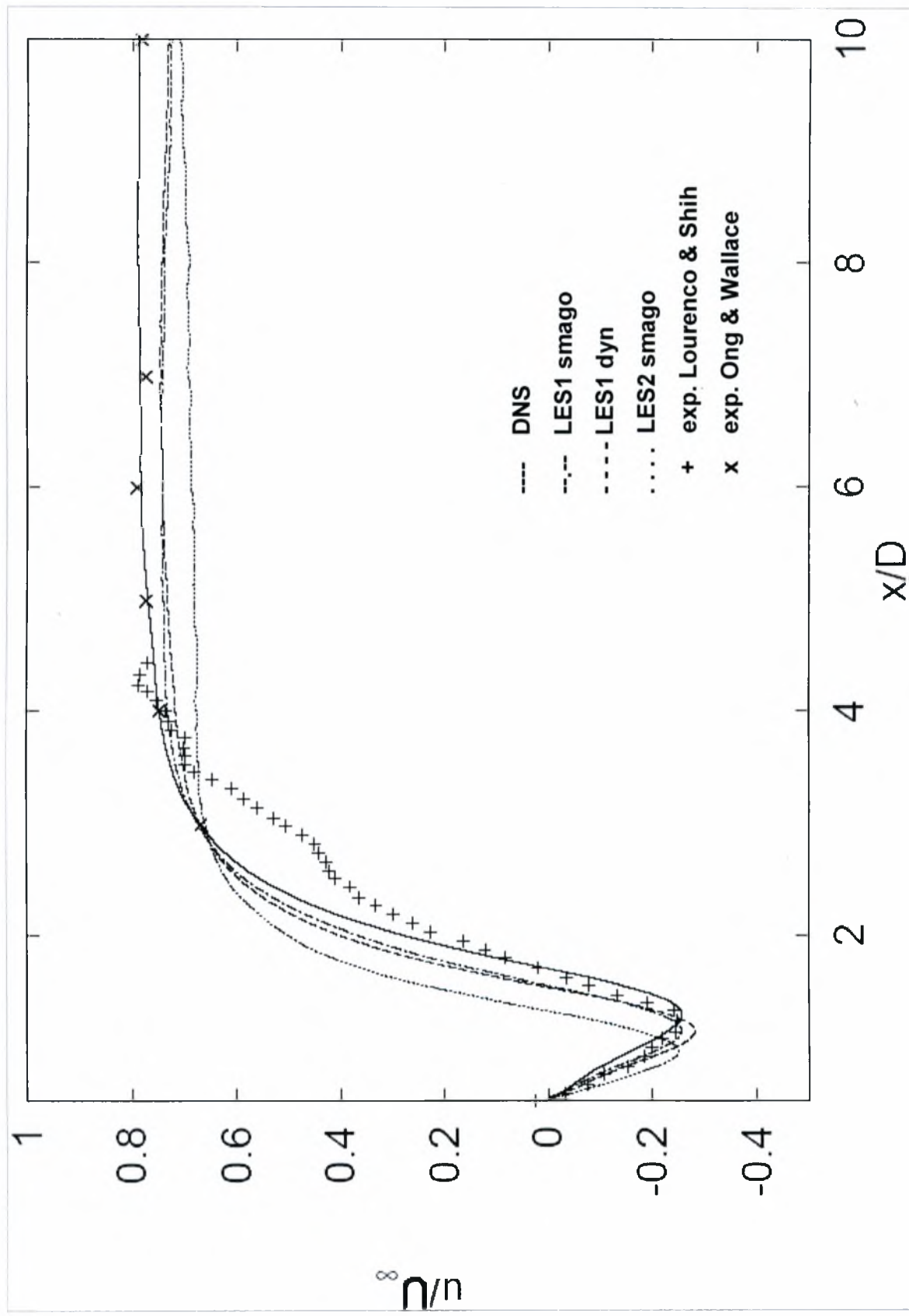
2.31 Συγκριτικά διαγράμματα μέσης ταχύτητας στην κεντρική γραμμή, εγκάρσια κατανομή ταχύτητας, διακύμανση ταχύτητας, διατμητικές τάσεις για διάφορα υπολογιστικά μοντέλα.



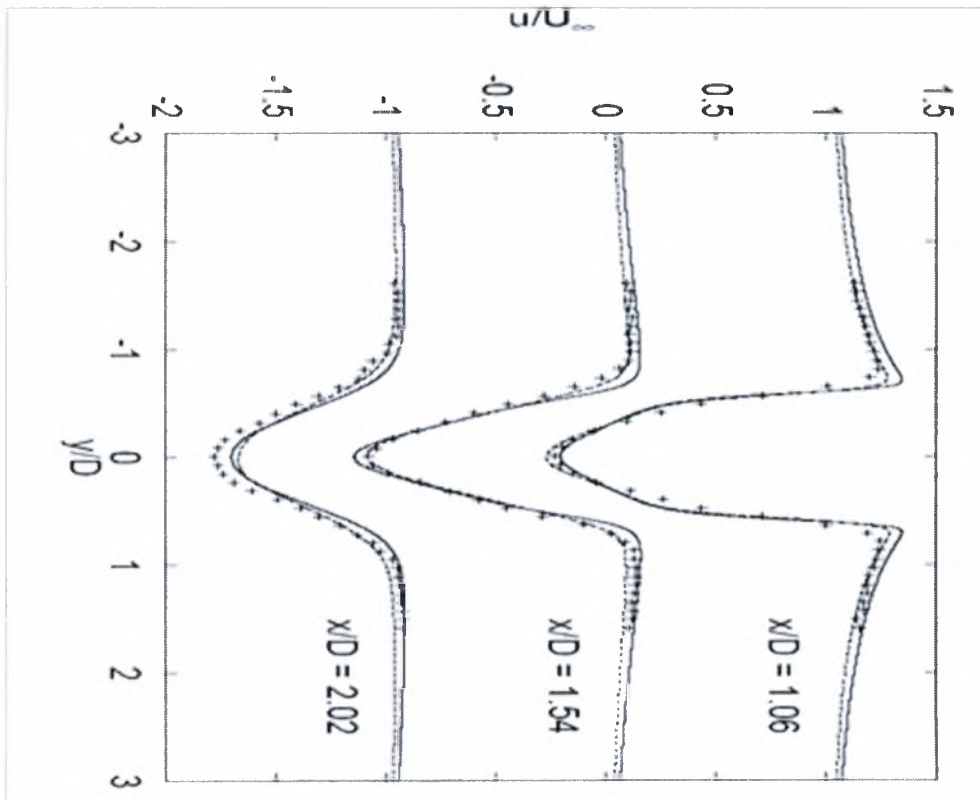
2.32 Στο παραπάνω σχήμα έχουμε ισοϋψείς επιφάνειες ταχύτητας για LES-αραιό, LES-πυκνό και DNS.



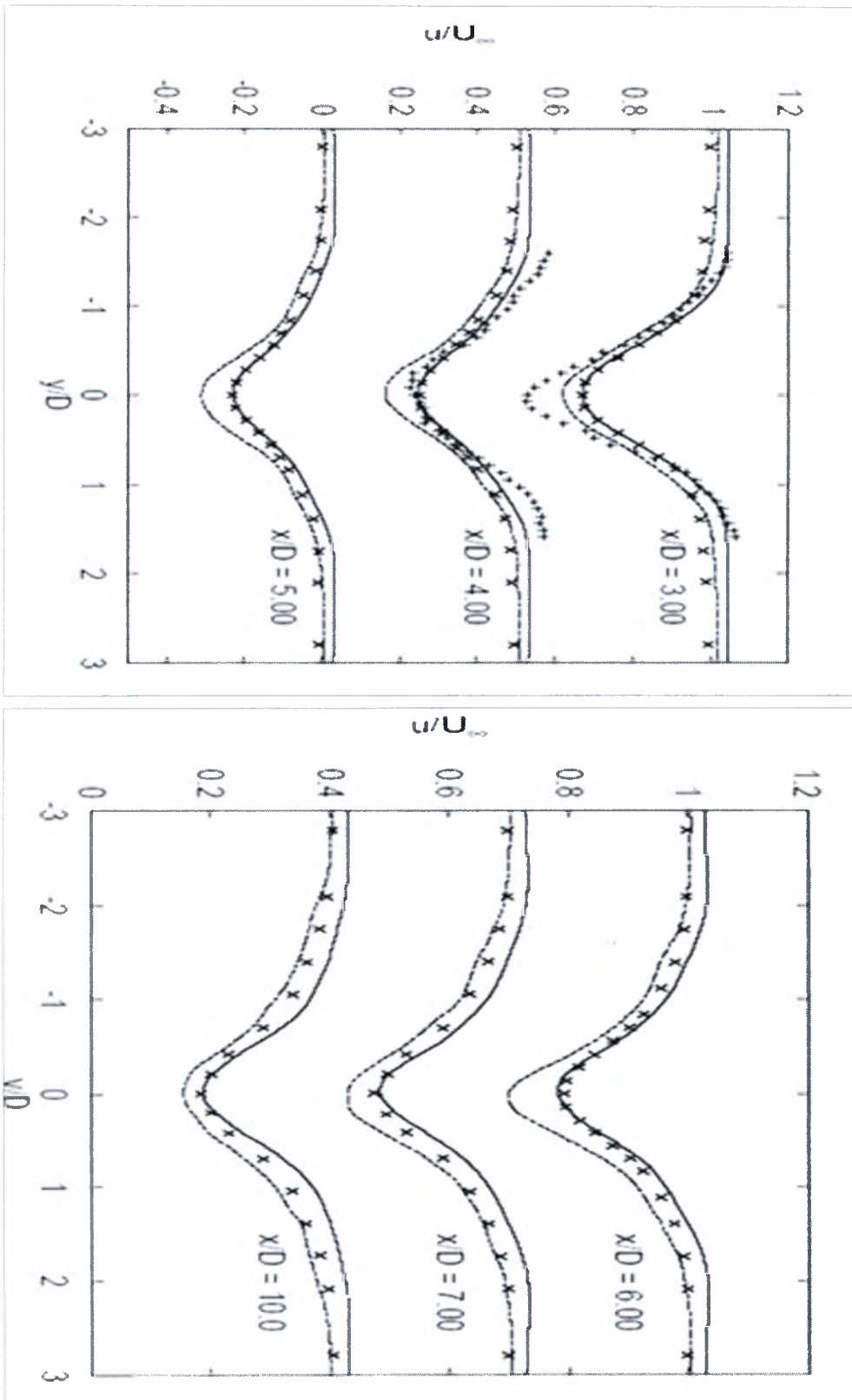
2.33 Ισοϋψείς καμπύλες μέσης (επάνω) και στιγμιαίας (κάτω) ταχύτητας. Είναι σχεδόν και η διαφορά steady state και transient επίλυσης.



2.34 Συγκριτικό διάγραμμα αποτελεσμάτων τεσσάρων υπερύψηλους ανάλυσης υπολογιστικών εξομοιώσεων και δύο πειραματικών.



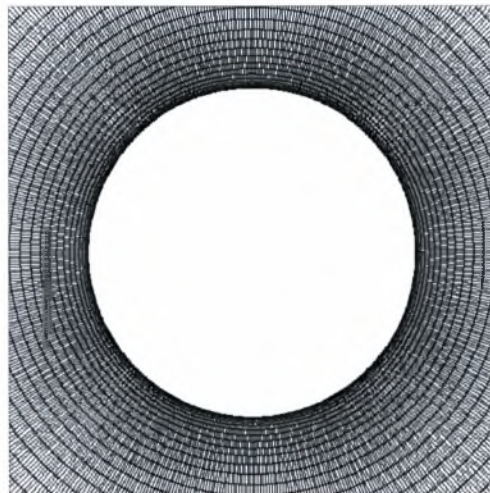
2.35 Διαγράμματα εγκάρσιων κατανομών ταχύτητας για $X/D=1.06$, 1.54 και 2.02.



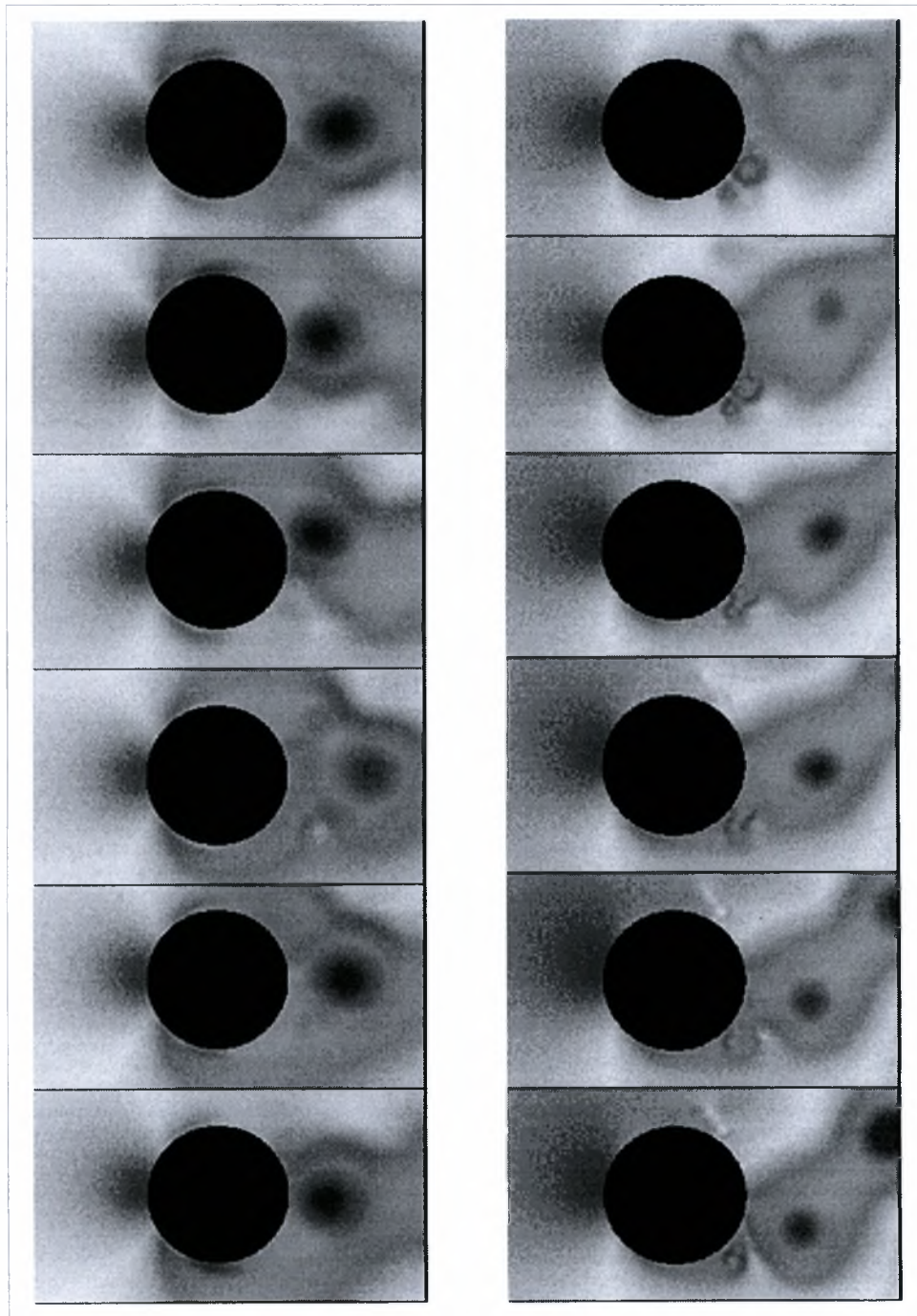
2.36 Διαγράμματα εγκάρσιων κατανομών ταχύτητας για $X/D=3, 4, 5, 6, 7$ και 10 .

Οι Yoshiaki Katori, Michitoshi Takagi και Kenji Ono [21] εφήρμοσαν μία μέθοδο 3^{ης} τάξης ανάντη διαφορών στην ανάλυση του πεδίου ροής γύρω από κυκλικό κύλινδρο. Οι υπολογισμοί έγιναν σε διάφορους αριθμούς Reynolds για να διερευνηθούνε ροϊκά φαινόμενα όπως ο σχηματισμός δινών Von Karman. Το πλέγμα ήτανε δισδιάστατο περίπου 100 χιλιάδων κόμβων. Το μηχάνημα που έγιναν οι εξομοιώσεις ήτανε ένα Pentium 3 600MHz και χρειάστηκε περίπου 50 ώρες για κάθε επίλυση.

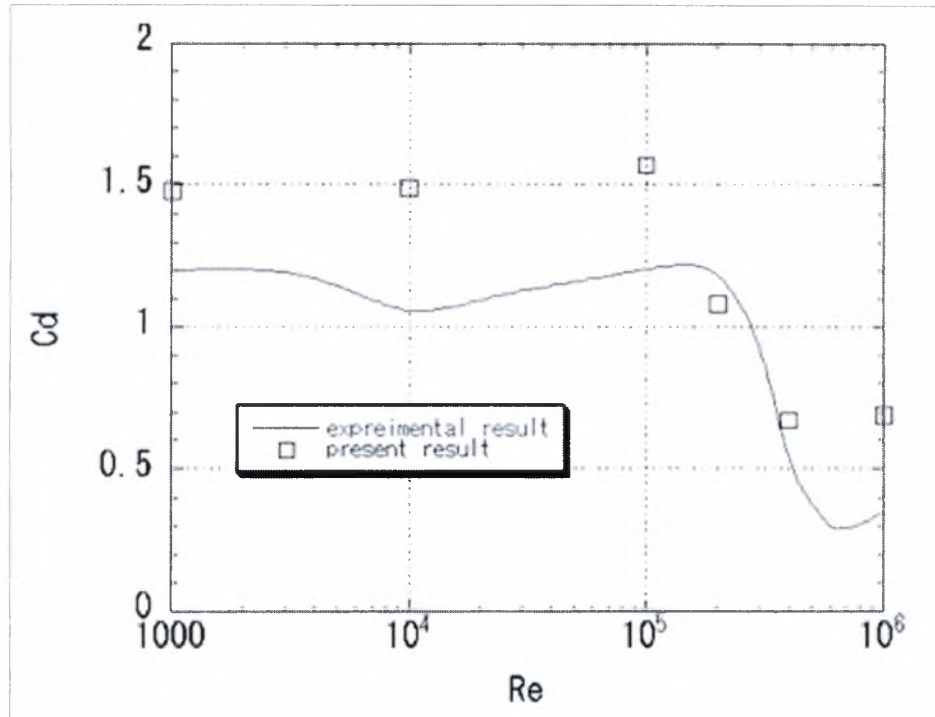
Τα αποτελέσματα έδειξαν εμφάνιση δινών Karman. Διάφορα ενδιαφέροντα ροϊκά φαινόμενα παρατηρήθηκαν στην οπτικοποίηση των αποτελεσμάτων όπως για παράδειγμα η εμφάνιση κάποιων μικρότερης κλίμακας δινών σε μεγάλους αριθμούς Reynolds. Η υπολογισμένη τιμή του C_d διαφέρει από αυτή που έχει μετρηθεί πειραματικά σε αντίστοιχους αριθμούς Reynolds, αλλά η κρίση στην οπισθέλκουσα λαμβάνει χώρα σχεδόν στον ίδιο αριθμό Reynolds με τα πειραματικά δεδομένα.



2.37 Το υπολογιστικό πλέγμα που χρησιμοποίησαν οι Yoshiaki Katori, Michitoshi Takagi και Kenji Ono.



2.38 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $Re=1000$ αριστερά και $Re=10000$ δεξιά. Στο μεγαλύτερο αριθμό Reynolds αρχίζουν και εμφανίζονται οι μικροδομές τύρβης.



2.39 Σχεδιάγραμμα του C_d σε σχέση με τον αριθμό Reynolds.

Η ροή ενός ρευστού και όλα τα φαινόμενα που παρουσιάζονται και εξελίσσονται σε αυτή λαμβάνουν χώρα στις τρεις διαστάσεις του χώρου, εντούτοις η ανάλυση σε δύο διαστάσεις που έγινε στην παραπάνω μελέτη μπορεί να θεωρηθεί ως μία τομή στην τρισδιάστατη επίλυση, τα αποτελέσματα συμπίπτουν σε μεγάλο βαθμό με τα πειραματικά καθιστώντας έτσι τις δισδιάστατες εξομοιώσεις με συμβατικούς ηλεκτρονικούς υπολογιστές αρκετά έγκυρες και πιστές στα πραγματικά φαινόμενα.

Σύμφωνα με τα παραπάνω, υπάρχουν ελάχιστες μελέτες που πραγματώνονται με την ροή πίσω από μη αεροδυναμικά σώματα τα οποία προσεγγίζουν στερεά όρια ή διεπιφάνειες υγρού – αερίου. Ειδικότερα στην περίπτωση των υπολογιστικών μελετών η αναζήτηση βιβλιογραφικών δεδομένων ήταν ακόμα δυσμενέστερη. Στην αποσαφήνιση των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα σε ροές που αναφέρθηκαν παραπάνω, θα επικεντρωθεί η μελέτη στην παρούσα εργασία και αυτή θα είναι η συμβολή της.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΕΠΙΛΥΣΗ ΜΕ ΤΟ CFX

Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζεται η μέθοδος επίλυσης με το υπολογιστικό πακέτο CFX. γίνεται αναφορά στη μεθοδολογία που ακολουθήθηκε για την κατασκευή του πλέγματος καθώς και στις παραμέτρους που καθόρισαν την τελική μορφή του. Επίσης αναφέρονται οι συνοριακές συνθήκες που επιβλήθηκαν, οι παράμετροι της ροής και η διαδικασία επίλυσης. Τέλος γίνεται μια μικρή αναφορά στα μοντέλα τύρβης που χρησιμοποιούνται από τα σύγχρονα προγράμματα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής και αναλύεται το μοντέλο SST που είναι και το μοντέλο που επιλέχθηκε για την εφαρμογή που μελετά η παρούσα εργασία.

Εισαγωγή

Η τύρβη συνθέτεται από διαταραχές στο πεδίο ροής τόσο στο χώρο όσο και στο χρόνο. Είναι περίπλοκη διαδικασία, κυρίως επειδή λαμβάνει χώρα στις τρεις διαστάσεις, είναι μη σταθερή και αποτελείται από πολλές κλίμακες στο χώρο αλλά και στο χρόνο. Μπορεί να έχει σημαντικές επιδράσεις στα χαρακτηριστικά της ροής. Γενικά η ροή γίνεται τυρβώδης όταν οι αδρανειακές δυνάμεις του ρευστού γίνουν μεγάλες σχετικά με τις δυνάμεις ιξώδους, και χαρακτηρίζεται από μεγάλο αριθμό Reynolds.

Οι εξισώσεις Navier-Stokes περιγράφουν τόσο τη στρωτή όσο και τη τυρβώδη ροή χωρίς την ανάγκη περαιτέρω πληροφοριών. Ωστόσο σε τυρβώδεις ροές με ρεαλιστικούς αριθμούς Reynolds έχουμε πολύ μεγάλη ποικιλία μεγεθών τύρβης και χρονικών κλιμάκων, κάτι που γενικότερα θα μας οδηγούσε σε τάξη μεγέθους μήκους πολύ μικρότερου από το μικρότερο χαρακτηριστικό μήκος κελιού που θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί σε μία υπολογιστική εξομοίωση. Η απευθείας επίλυση [20] των εξισώσεων (DNS, Direct Numerical Simulation) αυτών απαιτεί υπολογιστική ισχύ που υπερβαίνει κατά πολλές τάξεις μεγέθους την υπολογιστική ισχύ ενός σύγχρονου ηλεκτρονικού υπολογιστή και συναντάται μόνο σε υπερυπολογιστές χιλιάδων επεξεργαστών (Super Computers).

Μεγάλο μέρος της έρευνας στην υπολογιστική ρευστοδυναμική (CFD) έχει επικεντρωθεί στην πρόβλεψη της τύρβης χωρίς απευθείας επίλυση των εξισώσεων της ροής. Έτσι με τον καιρό αναπτύχθηκαν πολλά «μοντέλα τύρβης» (Turbulence Models) τα οποία κατά κύριο λόγο είναι στατιστικά μοντέλα και επιλύουν τις τροποποιημένες εξισώσεις Navier-Stokes. Στις εξισώσεις αυτές χρησιμοποιούνται οι μέσες τιμές των μεγεθών και ονομάζονται εξισώσεις RANS ή Reynolds Averaged Navier-Stokes ή κατά Reynolds μέσες.

Η μέση κατά Reynolds εξίσωση της ενέργειας για παράδειγμα είναι [23] :

$$\frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} h_{tot} + \overline{\rho \mathbf{u} h} - \lambda \nabla T) = \frac{\partial p}{\partial t}$$

Όπου η μέση ολική ενθαλπία δίνεται από :

$$h_{tot} = h + \frac{1}{2}U^2 + k$$

Όπου k η συνεισφορά της τυρβώδους κινητικής ενέργειας που δίνεται από :

$$k = \frac{1}{2}\overline{u^2}$$

Οι τάσεις Reynolds (Reynolds Stresses) προσεγγίζονται με ένα μοντέλο τύρβης όπως το SST που χρησιμοποιήθηκε και στην παρούσα εργασία.

CFX-5 και SST

Το CFX-5 είναι ένα ολοκληρωμένο πακέτο υπολογιστικής ρευστοδυναμικής το οποίο χρησιμοποιεί τη συζευγμένη μέθοδο επίλυσης των εξισώσεων ορμής και συνέχειας στις τρεις διαστάσεις τόσο σε μονοφασικές όσο και πολυφασικές ροές, γεγονός που το καθιστά πολύ «οικονομικότερο» σε χρόνο αλλά και αριθμό κόμβων από άλλα ανταγωνιστικά πακέτα. Ένα από τα κύρια χαρακτηριστικά λογισμικών σαν το CFX-5 είναι η μεγάλη γκάμα μοντέλων τύρβης ικανά να αντεπεξέλθουν σε κάθε βιομηχανικής κλίμακας πρόβλημα.

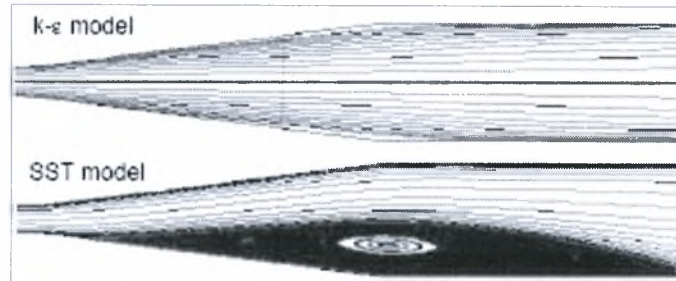
Η συζευγμένη μέθοδος επίλυσης [24] είναι στην ουσία μία μέθοδο ταυτόχρονης επίλυσης του συστήματος του συστήματος των εξισώσεων ορμής και συνέχειας σε συνδυασμό με τη μέθοδο πολλαπλών πλεγμάτων (coupled multigrid solver). Πλεονέκτημα της μεθόδου αυτής είναι το πρακτικά σταθερό υπολογιστικό κόστος ανά κόμβο πλέγματος ανεξαρτήτως πυκνότητας πλέγματος, σε αντίθεση με την εκθετική αύξηση του υπολογιστικού κόστους σε απλή μη συζευγμένη μέθοδο επίλυσης.

Το μοντέλο k-ε [24] βασίζεται στην επίλυση των εξισώσεων μεταφοράς για την τυρβώδη κινητική ενέργεια k και του ρυθμού σκέδασης αυτού ε. Το ιξώδες της τύρβης υπολογίζεται από το γινόμενο μιας κλίμακας ταχύτητας και μιας κλίμακας μήκους των μεγάλων δινών της τύρβης. Η τυρβώδης αυτή κλίμακα μήκους βασίζεται στην επίλυση της εξίσωσης για το ε. Η εξίσωση που καθορίζει την κλίμακα μήκους έχει μεγάλη επίδραση στην ακρίβεια υπολογισμών σε τυρβώδεις ροές, ενώ υπόκειται σε σοβαρούς περιορισμούς ακρίβειας κοντά στα τοιχώματα. Συνέπεια των περιορισμών αυτών είναι η υπερεκτίμηση των τυρβωδών κλιμάκων μήκους και των διατμητικών τάσεων τοιχώματος.

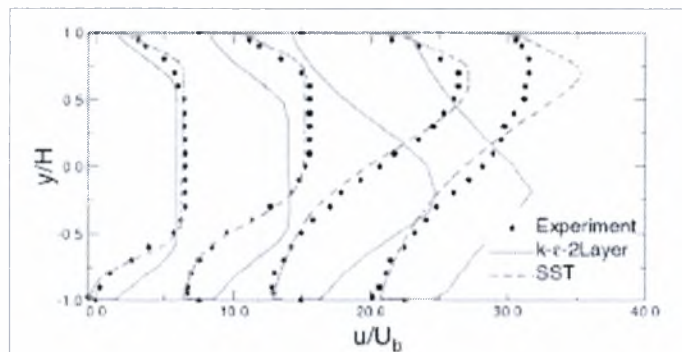
Στο μοντέλο k-ω [24], ο ρυθμός σκέδαση ε αντικαθίσταται με την εξίσωση για τη συχνότητα ω των μεγάλων δινών της τύρβης. Η εξίσωση για το ω εκτιμά ορθότερα τις τυρβώδεις κλίμακες μήκους κοντά στα τοιχώματα, ακόμα και σε συνθήκες δυσμενούς κλίσης πίεσης. Ένα από τα βασικά πλεονεκτήματα του μοντέλου k-ω είναι η ευστάθειά του και οι μειωμένες απαιτήσεις του για μεγάλη ανάλυση πλέγματος σε περιοχές ιξώδους υποστρώματος. Αντιθέτως κύριο μειονέκτημά του, είναι η έντονη εξάρτηση των αποτελεσμάτων του από την τιμή του ω στο όριο του οριακού στρώματος.

Το μοντέλο τύρβης SST¹ (Shear Stress Transport) [24] είναι στην ουσία ένας συνδυασμός των μοντέλων k-ε και k-ω. Η υλοποίηση βασίζεται στη λειτουργία μίας συναρτήσεως F1 η οποία παίρνει την τιμή 1 μέσα στο οριακό στρώμα, ενεργοποιώντας το μοντέλο k-ω, και 0 έξω από το οριακό στρώμα ενεργοποιώντας το μοντέλο k-ε. Έτσι αξιοποιούνται οι επιθυμητές ιδιότητες του k-ω κοντά στα τοιχώματα, ενώ ταυτόχρονα θεραπεύεται η ανεπιθύμητη εξάρτηση των αποτελεσμάτων από την τυρβώδη συχνότητα στο όριο του οριακού στρώματος. Επιπρόσθετα η σταθερά c_μ του μοντέλου k-ε έχει αντικατασταθεί ως μεταβλητή με αποτέλεσμα την ορθότερη πρόβλεψη της αποκόλλησης σε περιοχές με δυσμενείς συνθήκες κλίσεως πίεσης.

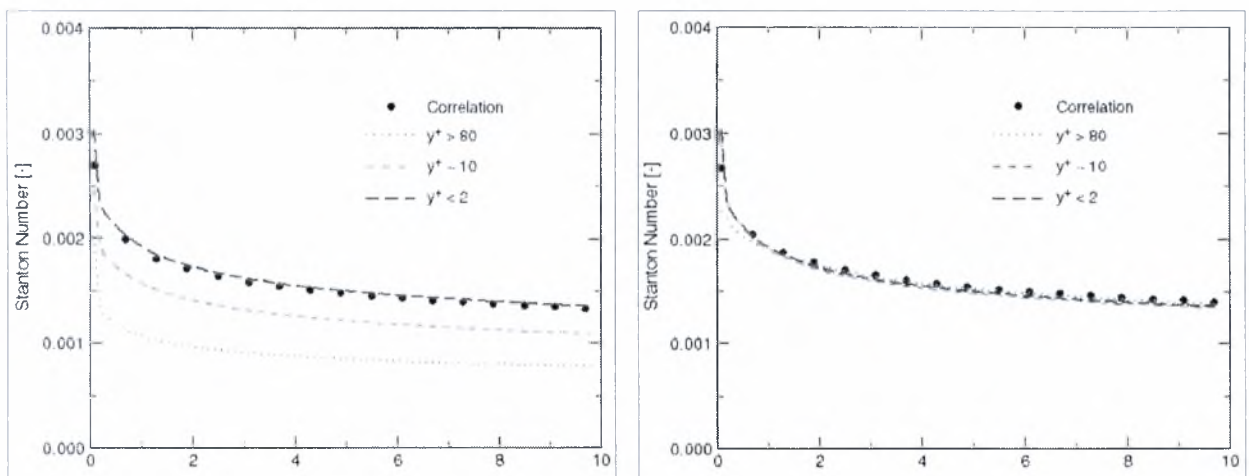
¹ SST: Αναλυτική περιγραφή παρατίθεται στο παράρτημα



3.1 Γραμμές ροής σε απλό διαχύτη για τα δύο μοντέλα. Το SST προβλέπει την αποκόλληση της ροής σε αρκετά καλά επίπεδα συγκριτικά με τα βιβλιογραφικά δεδομένα, ενώ το k-ε αποτυγχάνει πλήρως να αποδώσει τη φυσική αυτής της ροής [22].



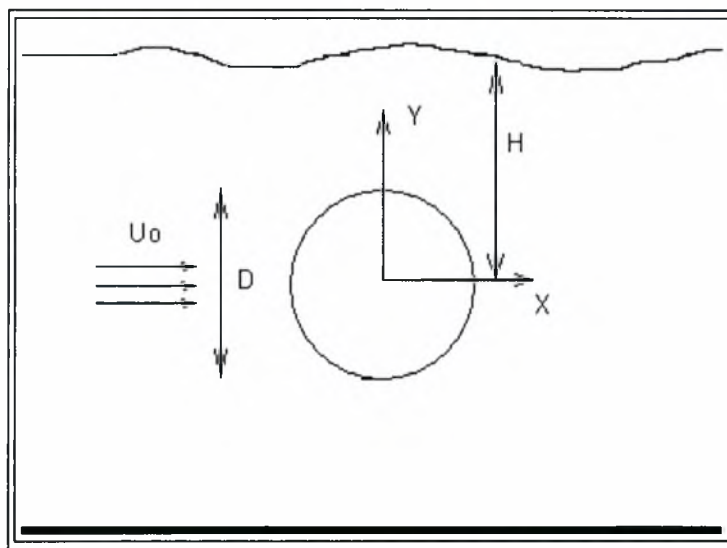
3.2 Σύγκριση προφίλ ταχυτήτων με πειραματικά δεδομένα [22].



3.3 Διαγράμματα εξάρτησης αποτελεσμάτων από το πλέγμα για σύνθητες μοντέλο (αριστερά) και αυτόματο χειρισμό εγγύτητας τοιχώματος CFX (δεξιά) [22].

Περιγραφή διαδικασίας επίλυσης

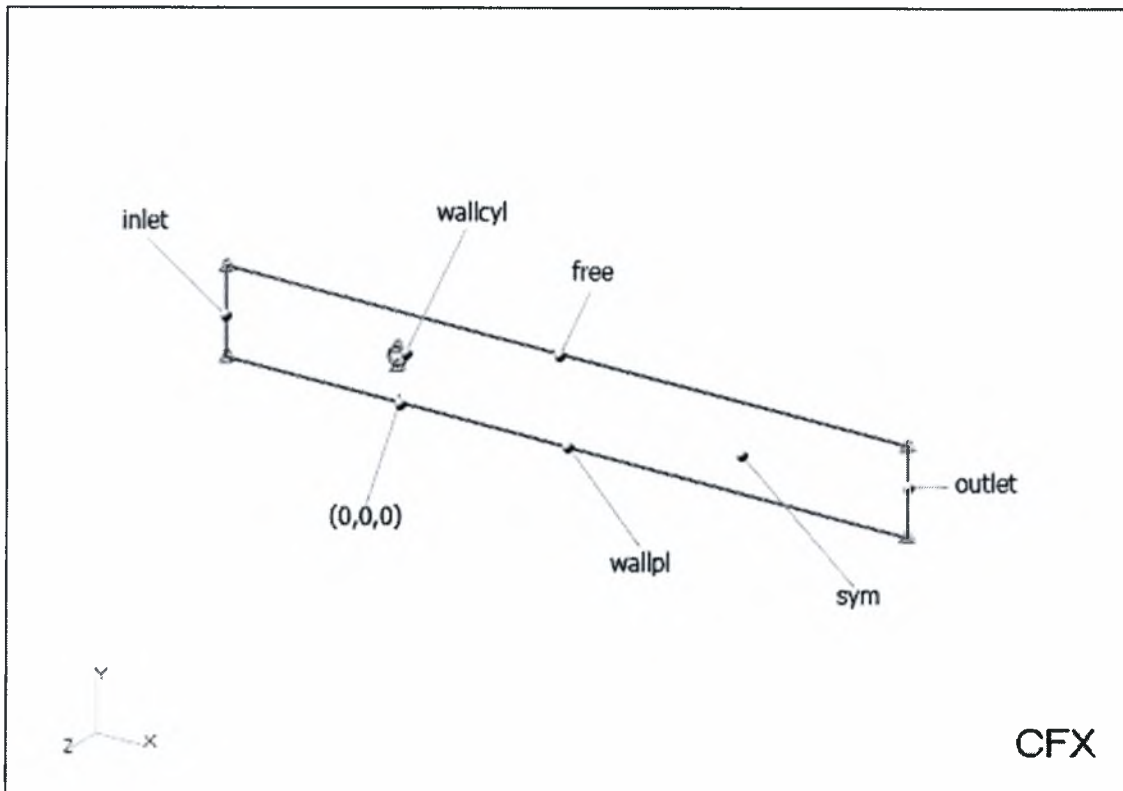
Το στερεό (solid model) που αναπαριστά το ρευστό που ρέει στην υδροσήραγγα μας (B-Rep ή Boundary Representative solid) κατασκευάστηκε στο σχεδιαστικό υποπρόγραμμα που ήταν ενσωματωμένο μέχρι και την έκδοση 5.6 του CFX, το CFX-BUILD. Επίσης εκεί κατασκευάστηκε και το πλέγμα με τη μέθοδο τριγωνοποίησης κατά Delaunay.



3.4 Σύστημα συντεταγμένων και κύριες διαστάσεις στην υδροσήραγγα και το υπολογιστικό χωρίο

Οι διαστάσεις ποικίλουν ανάλογα με τη διάμετρο του κυλίνδρου αφού το μοντέλο κατασκευάστηκε παραμετρικά. Έτσι λοιπόν εκτός από το ύψος των 240[mm], που είναι το ύψος της στάθμης του νερού μετρούμενο από τον πυθμένα της υδροσήραγγας, και το στοιχειώδες μήκος των 10mm στη διεύθυνση Z όλες οι άλλες διαστάσεις είναι προσαρμοσμένες σύμφωνα με τη διάμετρο D . Για λόγους ακρίβειας και πιστότητας των αποτελεσμάτων επιλέχθηκε το μήκος πριν τον κύλινδρο (upstream) να είναι 10 φορές η διάμετρός του. Όσον αφορά το μήκος μετά (downstream) θα μπορούσαμε να έχουμε τιμές κοντά στις πραγματικές αλλά τότε θα είχαμε πολύ μεγάλη

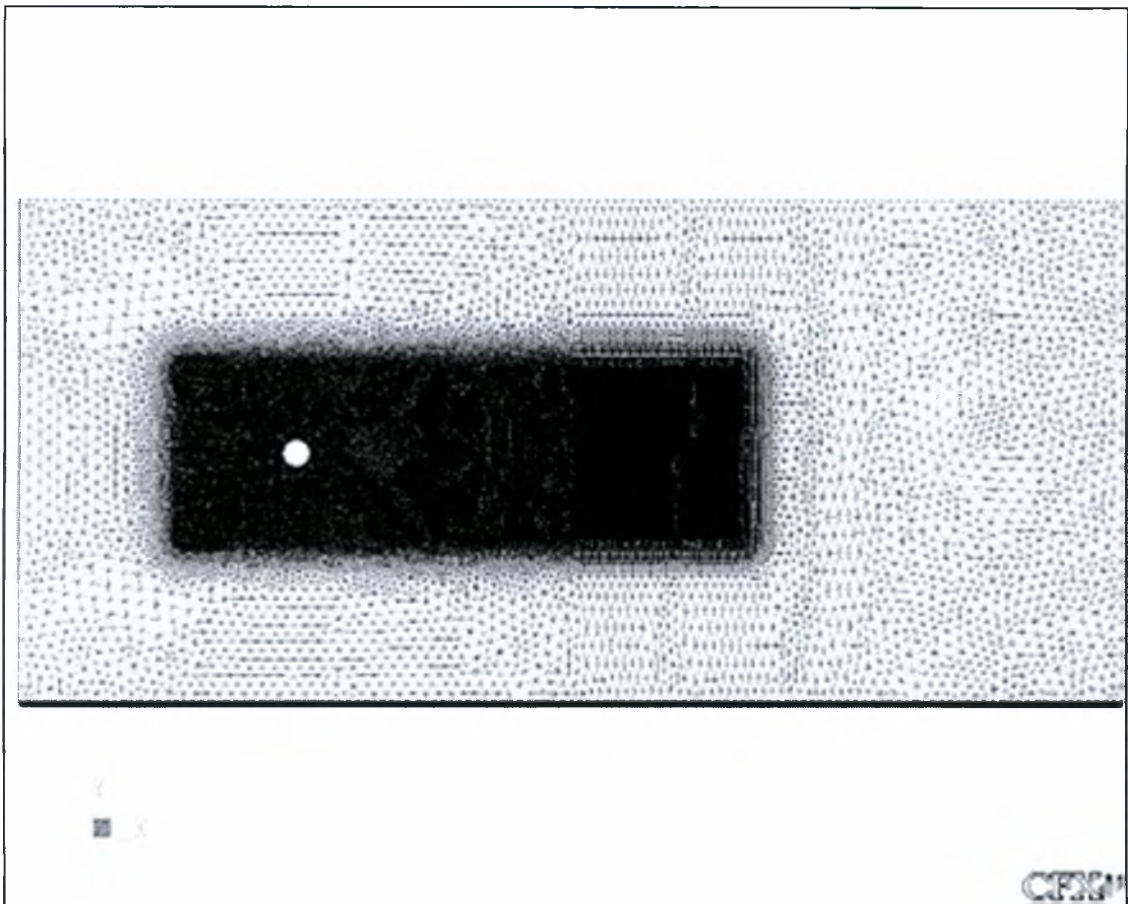
υπολογιστική περιοχή (fluid domain) και αποφασίστηκε να παραμείνουμε σε μήκος της τάξης των 30D.



3.5 Παράδειγμα του υπολογιστικού μας χώρου (Computational Domain) εδώ για κύλινδρο 50 [mm]

Ορίζοντας την μεταβλητή συστήματος (Environmental Variable) `CFX5_2D_MESH=TRUE` και ορίζοντας τις δύο πλευρικές επιφάνειες του μοντέλου μας ως “periodic pairs” το CFX-BUILD οδηγήθηκε στη δημιουργία πλέγματος το οποίο από την μία επιφάνεια, ως επιφανειακό πλέγμα (Surface Mesh), έγινε εξώθηση (extrusion) των τριγωνικών και τετραπλευρικών στοιχείων πάνω στην άλλη. Αποτέλεσμα είναι η δημιουργία πρισμάτων και εξαέδρων στο χώρο, μόνο που κατά την επίλυση δε λαμβάνεται η διάσταση που έγινε αυτή η εξώθηση (extrusion). Έτσι στην ουσία το τρισδιάστατο ρευστό μετατράπηκε σε δισδιάστατο πρόβλημα με όλη την οικονομία, ευχρηστία αλλά και ακρίβεια αποτελεσμάτων που συνεπάγεται αυτό.

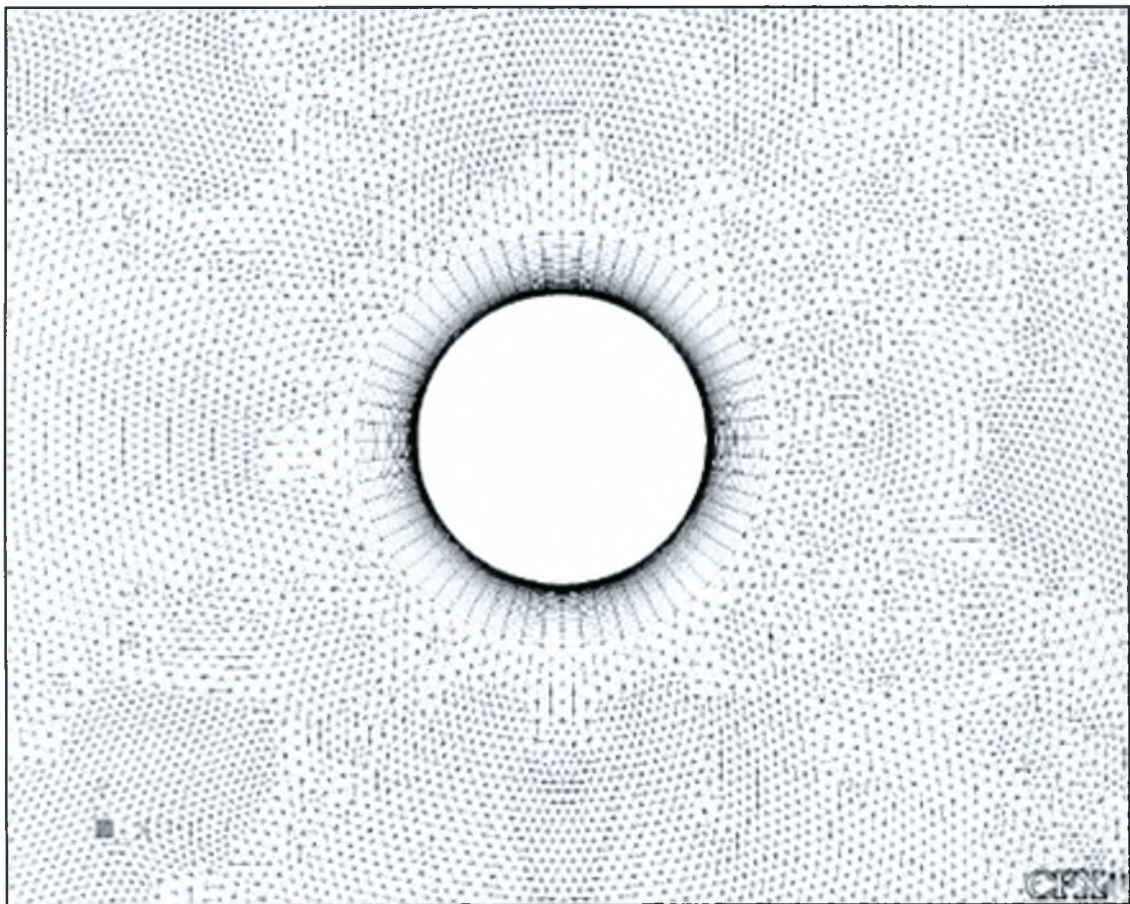
Λόγω του τρόπου δημιουργίας του μοντέλου μας οι γεωμετρικές διαφορές στα μοντέλα για D13, D30 και D50 (όπου 13, 30 και 50 οι 3 διαμέτροι που μελετήθηκαν, σε mm) ήταν πολύ μεγάλες, δε ήταν λοιπόν δυνατόν να επιλεχθεί συγκεκριμένος αριθμός κόμβων που θα ικανοποιούσε υπολογιστικά και τα 3 μοντέλα. Έτσι λοιπόν υπήρχε μία ποικιλία πυκνοτήτων πλέγματος από 170.000 έως περίπου 350.000 κόμβους πλέγματος (grid nodes).



3.6 Παράδειγμα πλέγματος για κύλινδρο διαμέτρου 13 [mm] τοποθετημένο στο κέντρο το σκούρο ορθογωνικό μέρος είναι η τοπική πύκνωση που χρησιμοποιήθηκε για μεγαλύτερη ακρίβεια αποτελεσμάτων.

Για μεγαλύτερη ακρίβεια αποτελεσμάτων κοντά στον κύλινδρο, χρησιμοποιήθηκαν τεχνικές πύκνωσης του πλέγματος. Έτσι λοιπόν δημιουργήθηκε από μία ορθογωνική επιφάνεια που αποτελείται από δύο τρίγωνα (Triangle Mesh

Control) σε κάθε πλευρική -συμμετρική- επιφάνεια του μοντέλου μας όπου εκεί οι παράμετροι που ορίζουν το πλέγμα ήταν τέτοιες ώστε να έχουμε τουλάχιστον μία τάξη μεγέθους μικρότερα στοιχεία πλέγματος (grid elements). Επίσης στην επιφάνεια του κυλίνδρου καθώς και του δαπέδου δημιουργήθηκαν με τη μέθοδο του inflation, κάποιες στρώσεις πρισματικών στοιχείων με τετραπλευρική βάση (prism elements) που εξαιτίας της δυνατότητας να φθάσουν μέχρι πολύ κοντά στη «φυσική» επιφάνεια, επιτυγχάνεται εξαιρετική ανάλυση του οριακού στρώματος και κατά συνέπεια όλων των φαινομένων που αναπτύσσονται σε μη στρωτή ροή. Σημειώνεται ότι το συνολικό ύψος που πρέπει να αναπτύσσεται το σύνολο των πρισματικών στοιχείων είναι όσο το οριακό στρώμα. Το υπόλοιπο πλέγμα αποτελείται από πρίσματα με τριγωνική βάση.



3.7 Εικόνα κοντά στον κύλινδρο όπου φαίνεται καθαρά το μέγεθος των πλεγματικών στοιχείων σχετικά με τη διάμετρο. Επίσης διακρίνονται τα ορθογωνικής διατομής στοιχεία.

Τυπικά χαρακτηριστικά του πλέγματος για μοντέλο με $D=30$ [mm]:

Mesh Characteristics-Χαρακτηριστικά Κυρίου Πλέγματος

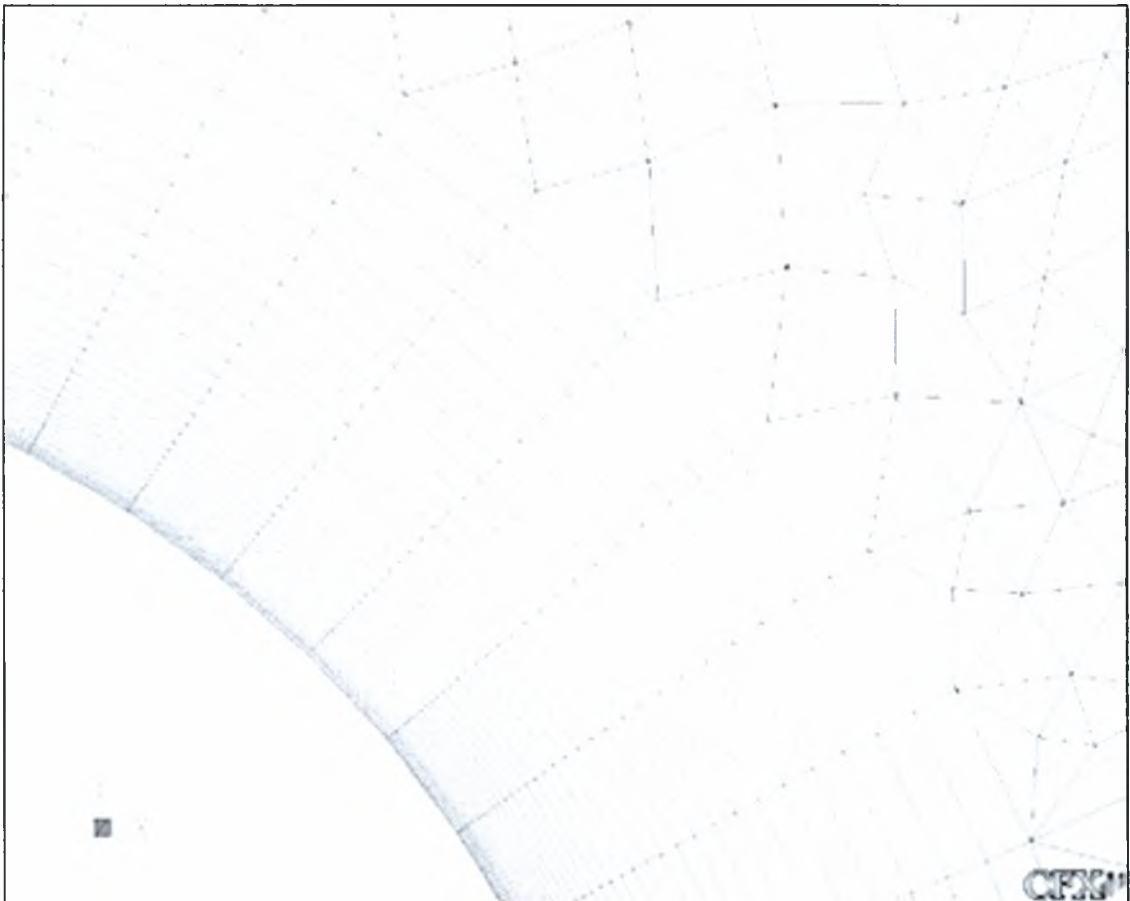
Global Size-Μέγεθος Στοιχείων	15[mm]
Angular Resolution-Διαμερισμός Καμπυλών	6[deg]
Expansion Factor-Βαθμός Επέκτασης	1.15

Inflation-Πρισματικά Στοιχεία

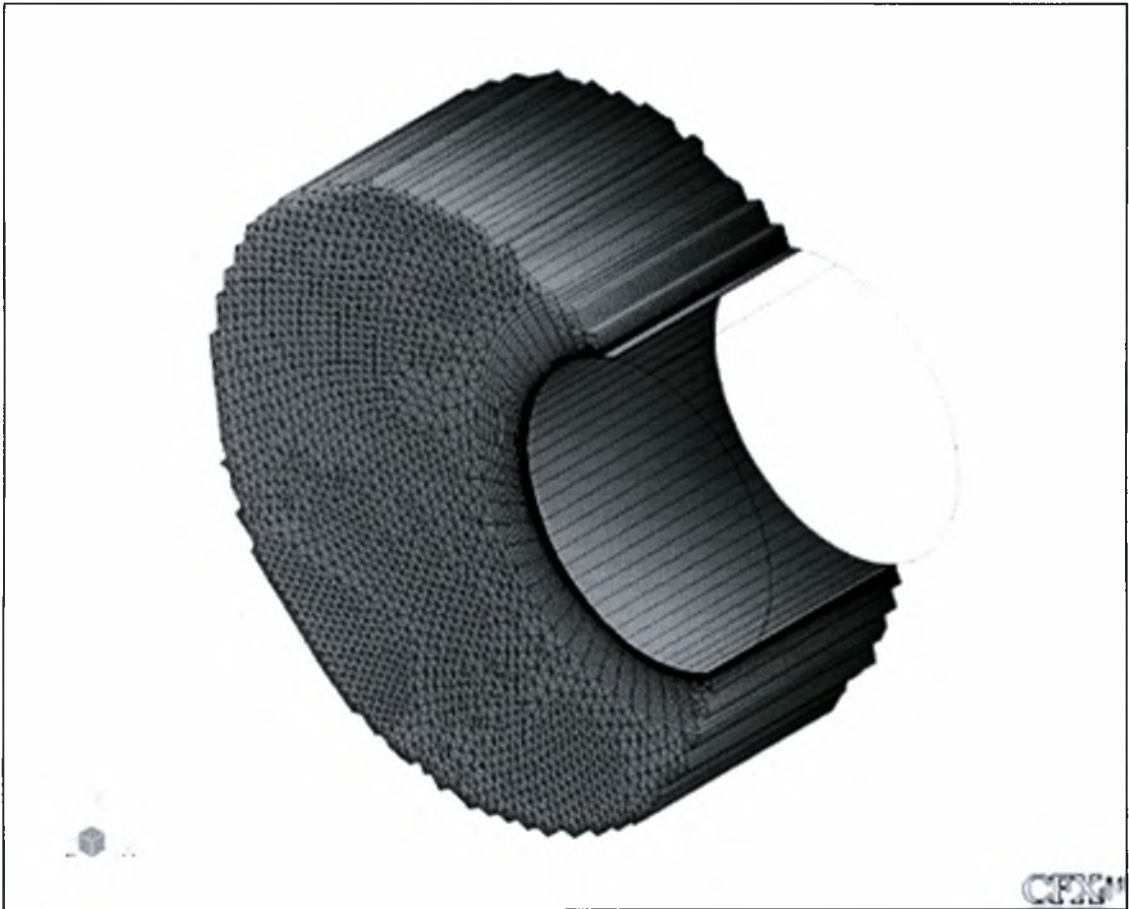
Number of Layers-Αριθμός Στρωμάτων	35
First Prism Height-Ύψος Πρώτου Κελιού	0.01[mm]
Expansion Factor	1.1

Triangle Mesh Control-Τριγωνική Τοπική Πύκνωση

Element Size-Μέγεθος Στοιχείου	0.83[mm]
Expansion Factor	1.2



3.8 Λόγω της φύσεώς τους τα πρισματικά στοιχεία δίνουν τη δυνατότητα να έχουμε πολύ περισσότερους κόμβους κοντά στη φυσική μας επιφάνεια από οποιοδήποτε άλλο πλεγματοειδές στοιχείο. Έτσι επιτυγχάνεται η καλύτερη δυνατή ανάλυση του οριακού στρώματός και κατά συνέπεια της ροής.



3.9 Μία τρισδιάστατη όψη όπου διαφαίνεται η εξώθηση (extrusion) των στοιχείων από τη μία επιφάνεια στο επίπεδο X-Y έως την άλλη, στη διεύθυνση Z όπου έγινε η εξώθηση δεν υπάρχει διακριτοποίηση.

Συνοριακές και Αρχικές Συνθήκες Boundary Conditions-Domain Initialisation

Δημιουργήθηκε ένα υπολογιστικό χωρίο με μικρότερες διαστάσεις αλλά με παρόμοια μεθοδολογία στη κατασκευή πλέγματος και χωρίς να παρεμβάλλεται κάποιο εμπόδιο όπως ο κύλινδρος και καθορίστηκε πλήρως από τις συνοριακές συνθήκες που αναφέρονται παρακάτω (εκτός της συνθήκης που επιβλήθηκε στην επιφάνεια του κυλίνδρου). Με τα δεδομένα αυτά πραγματοποιήθηκε μία εξομοίωση ώστε να καθοριστεί πλήρως η ελεύθερη ροή και να σχηματιστεί το οριακό στρώμα στο δάπεδο. Σημειώνεται ότι για την καλύτερη δυνατή προσέγγιση της ροής στην οριακή συνθήκη εισόδου αυτής της εξομοίωσης χρησιμοποιήθηκε η συνθήκη Έντασης της Τύρβης (Turbulence Intensity) που είναι και χαρακτηριστικός αριθμός οποιασδήποτε αεροσήραγγας ή υδροσήραγγας, στη περίπτωση της πειραματική διάταξης του Εμμ. Αλυγιζάκη [16] η ένταση της τύρβης είναι της τάξης του 4%. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την παραπάνω εξομοίωση εξάχθηκαν σε αρχείο τύπου .dat. Πιο συγκεκριμένα μας ενδιέφερε η τύρβη k η σκέδαση ϵ και η ταχύτητα V .

Οι οριακές συνθήκες που επιβλήθηκαν στις επιμέρους επιφάνειες ήταν (σχήμα 3.5):

Inlet χρησιμοποιήθηκε η συνοριακή συνθήκη εισόδου **in**. Με τη λειτουργία 1-D Interpolation του CFX-Pre καθορίζουμε πλήρως τη συνοριακή συνθήκη εισόδου χρησιμοποιώντας τα δεδομένα από το .dat αρχείο της παραπάνω εξομοίωσης. Έχοντας λοιπόν καθορισμένη τύρβη σκέδαση της τύρβης και προφίλ ταχύτητας με ανεπτυγμένο οριακό στρώμα. Τυπικά (οι τιμές αυτές παρακάμπτονται από τη λειτουργία 1-D Interpolation) χρησιμοποιήθηκε η επιλογή “Normal Speed” με τιμή 0,2[m/s] και “Static Temperature” με τιμή 25[C], επίσης για την τύρβη επιλέχθηκε “Medium Intensity and Eddy Viscosity Ratio”

outlet χρησιμοποιήθηκε η συνοριακή συνθήκη εξόδου **out** με την επιλογή για τη μάζα και την ορμή, “Average Static Pressure” και “Relative Pressure” = 0 [Pa].

free η επιφάνεια η οποία προσομοιάζει την ελεύθερη επιφάνεια του ρευστού (χωρίς κυμάτωση). Χρησιμοποιήθηκε η συνοριακή συνθήκη τοιχώματος **free** με την επιλογή “adiabatic” ως προς τη μετάδοση θερμότητας και “free slip” ως προς την επίδρασή της στη ροή. Σημειώνεται ότι η ελεύθερη επιφάνεια προσομοιάστηκε χωρίς κυμάτωση ως τοίχωμα με συνθήκη ολίσθησης.

sym η συνοριακή συνθήκη συμμετρίας για το ζεύγος των δύο πλευρικών επιφανειών (periodic pair, στην ουσία η επιφάνεια που «βλέπουμε» στο [3.5]). Χρησιμοποιήθηκε η συνοριακή συνθήκη **symmetry**.

wallcyl χρησιμοποιήθηκε η συνοριακή συνθήκη τοιχώματος **cyl** με τις συνθήκες, για τη μετάδοση θερμότητας “Fixed Temperature” και τιμή θερμοκρασίας 70[C] και συνθήκη μη ολίσθησης “No Slip” ως προς την επίδραση στη ροή.

wallpl με τη συνθήκη τοιχώματος **bot** για την κάτω επιφάνεια του μοντέλου [3.5] η οποία , όπως και για την επιφάνεια του κυλίνδρου, είναι με συνθήκη μη ολίσθησης, αλλά η συγκεκριμένη και αδιαβατική “adiabatic” ως προς τη μετάδοση θερμότητας.

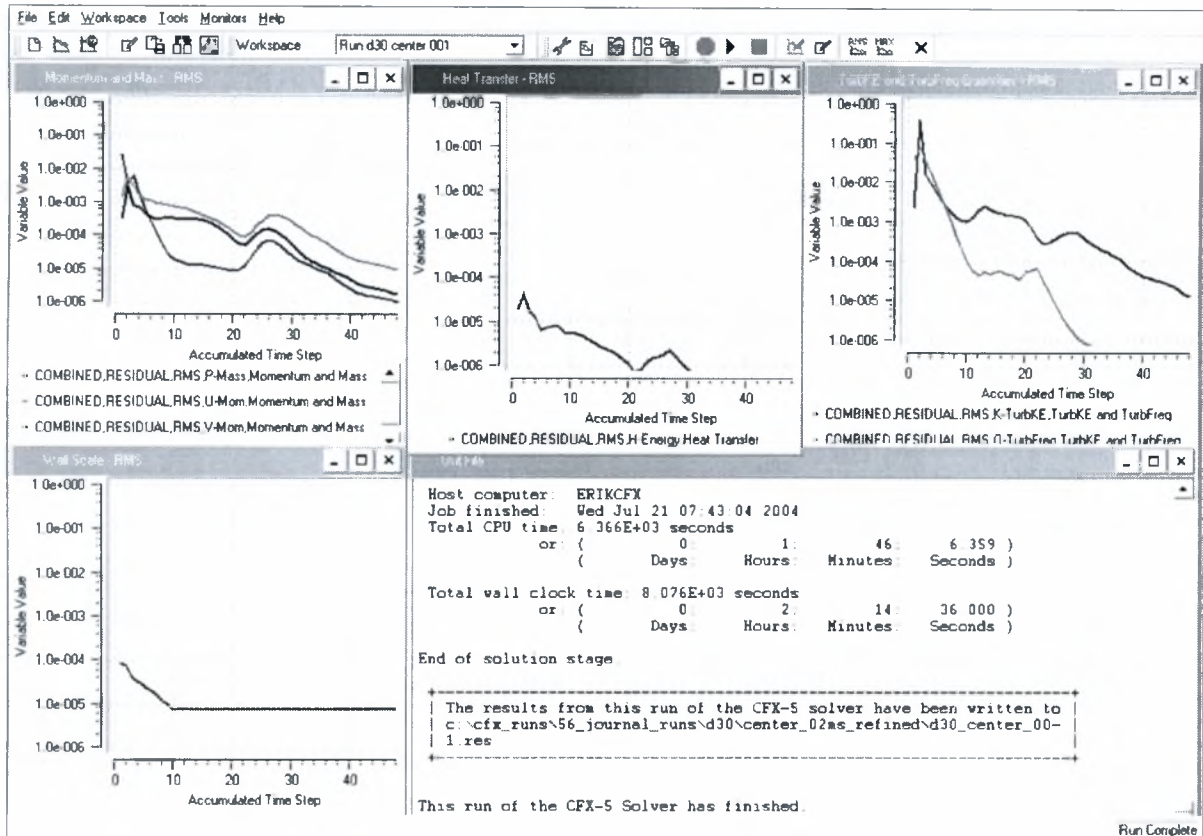
Ως ρευστό επιλέχθηκε νερό σε θερμοκρασία 25°C η οποία ήταν και η αρχική θερμοκρασία μας.

Ο τύπος της εξομοίωσης (Simulation Type) ήταν steady state σε όλες τις περιπτώσεις που μελετήθηκαν. Στην ουσία αυτό συνεπάγεται ότι τα αποτελέσματα είναι οι μέσες τιμές των ποσοτήτων της ροής σε ένα δεδομένο χρόνο (Time Averaged). Ο χρόνος αυτός μπορεί να καθοριστεί από το χρήστη, είναι το λεγόμενο Time Scale, ή κλίμακα χρόνου και υπάρχει η δυνατότητα να επιλεγεί αυτόματα από το πρόγραμμα ή να το καθορίσουμε εμείς. Η εμπειρία έχει δείξει ότι είναι γενικά καλό να αφήνουμε τον κώδικα να συγκλίνει σε μερικές επαναλήψεις με αυτόματο καθορισμό του timescale και κατόπιν σταματώντας την επίλυση να το αλλάζουμε στην τιμή που θέλουμε. Ένας εμπειρικός κανόνας για απλές γεωμετρίες στη ροή μας, είναι να βάζουμε τιμή στο

timescale όσο το διπλάσιο από το χρόνο που παίρνει σε ένα στοιχειώδες τμήμα της ροής να διασχίσει το υπολογιστικό μας χωρίο.

Μοντέλο τύρβης επιλέχθηκε το SST με την επιλογή για τις τυρβώδεις λειτουργίες τοιχώματος (Turbulent Wall Functions) στη τιμή Automatic.

Ως σχήμα μεταφοράς (Advection Scheme) επιλέχθηκε το High Resolution. Επίσης επιλέχθηκε ένας μέγιστος αριθμός 400 επαναλήψεων διότι αν και στις περισσότερες των περιπτώσεων δε χρειάστηκαν παραπάνω από 200 υπήρχαν ωστόσο κάποιες εξομοιώσεις που ξεπερνούσαν κατά πολύ το μέσο όρο. Κυρίως σε θέσεις πολύ κοντά στο δάπεδο. Τα κριτήρια σύγκλισης που χρησιμοποιήθηκαν για το «υπόλοιπο» (residual) ήταν το RMS σφάλμα σε όλο το πεδίο ροής και ο στόχος να φθάσει σε τιμή 10^{-5} ή λιγότερο.



3.10 Το περιβάλλον του CFX-SOLVER με τις οθόνες παρακολούθησης της πορείας της επίλυσης, φαίνεται πόσο γρήγορα συγκλίνει η επίλυση στο επιθυμητό σφάλμα, οι καμπύλες αναπαριστούν το RMS σφάλμα για διάφορα μεγέθη της ροής

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

Βελτιστοποίηση πλέγματος-Mesh Refinement

Στην υπολογιστική ρευστοδυναμική, τα αποτελέσματα για τα μεγέθη της ροής είναι άμεσα εξαρτώμενα από το υπολογιστικό πλέγμα. Μερικές παράμετροι του υπολογιστικού πλέγματος είναι ο αριθμός των κόμβων, ή πυκνότητα, η μορφή και η ποιότητα. Στην παρούσα εργασία το πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε είναι μη δομημένης μορφής (Unstructured), με τριγωνικά επιφανειακά στοιχεία, όπου έχουν παραχθεί με τη μέθοδο τριγωνοποίησης κατά Delaunay και ποιότητα πλέγματος αυτόματα καθορισμένα από το πρόγραμμα. Η πυκνότητα του πλέγματος είναι μία παράμετρος που ο χρήστης μπορεί να καθορίσει πλήρως, αφού για πολλές εφαρμογές δεν είναι εφικτό να χρησιμοποιηθεί συγκεκριμένος αριθμός κόμβων.

Εισαγωγή

Όσο μεγαλύτερος αριθμός κόμβων χρησιμοποιηθεί στο πλέγμα τόσο πιο ακριβή αποτελέσματα θα παράγει ο εκάστοτε υπολογιστικός κώδικας. Για κάθε κόμβο γράφεται μία πληροφορία η οποία καταλαμβάνει κάποια byte μνήμης, επίσης όσο περισσότερους κόμβους χρησιμοποιήσουμε τόσο πιο πολύ επιβαρύνουμε χρονικά το φορτίο του επεξεργαστή του ηλεκτρονικού υπολογιστή αφού του επιβάλλουμε να επιλύσει περισσότερες εξισώσεις του προβλήματός μας. Οι κυριότεροι περιορισμοί λοιπόν είναι δύο, ο χρόνος και η φυσική μνήμη του υπολογιστή.

Μέσα από τη διαδικασία που ονομάζεται διερεύνηση ανεξαρτησίας αποτελεσμάτων από την πυκνότητα του πλέγματος, επιδιώχθηκε να βρεθεί μία χρυσή τομή ακρίβειας και πιστότητας αποτελεσμάτων με ένα «οικονομικό»- προσαρμοσμένο στα δεδομένα- πλέγμα. Έτσι λοιπόν πραγματοποιήθηκαν κάποιες εξομοιώσεις στην περίπτωση του κυλίνδρου με $D=30[\text{mm}]$. Επιλέχθηκε αυτή η διάσταση γιατί είναι η μέση περίπτωση μεγέθους του υπολογιστικού μας χωρίου, οπότε η διερεύνηση και βελτιστοποίηση του πλέγματος για αυτή την περίπτωση θα οδηγήσει σε συμπεράσματα και για τις άλλες δύο περιπτώσεις.

Διερεύνηση Ανεξαρτησίας Αποτελεσμάτων

Όλες οι εξομοιώσεις για τη βελτιστοποίηση του υπολογιστικού πλέγματος πραγματοποιήθηκαν στην κεντρική θέση όπου η ροή δεν επηρεάζεται από το δάπεδο ή την ελεύθερη επιφάνεια. Ακολουθεί πίνακας με τα χαρακτηριστικά της κάθε εξομοίωσης και των αντίστοιχων υπολογιστικών πλεγμάτων.

	Coarse	Fine	Refined	Machine Limit
Αριθμός Κόμβων	111282	213080	298286	482100
Συνολικός Χρόνος Επίλυσης	00:45:02	01:41:20	02:14:36	00:45:34
Απαιτούμενη Μνήμη	205459[Kb]	387714[Kb]	541140[Kb]	873865[Kb]

4.1 Πίνακας παρουσίασης των χαρακτηριστικών των πλεγμάτων και των αντίστοιχων εξομοιώσεων

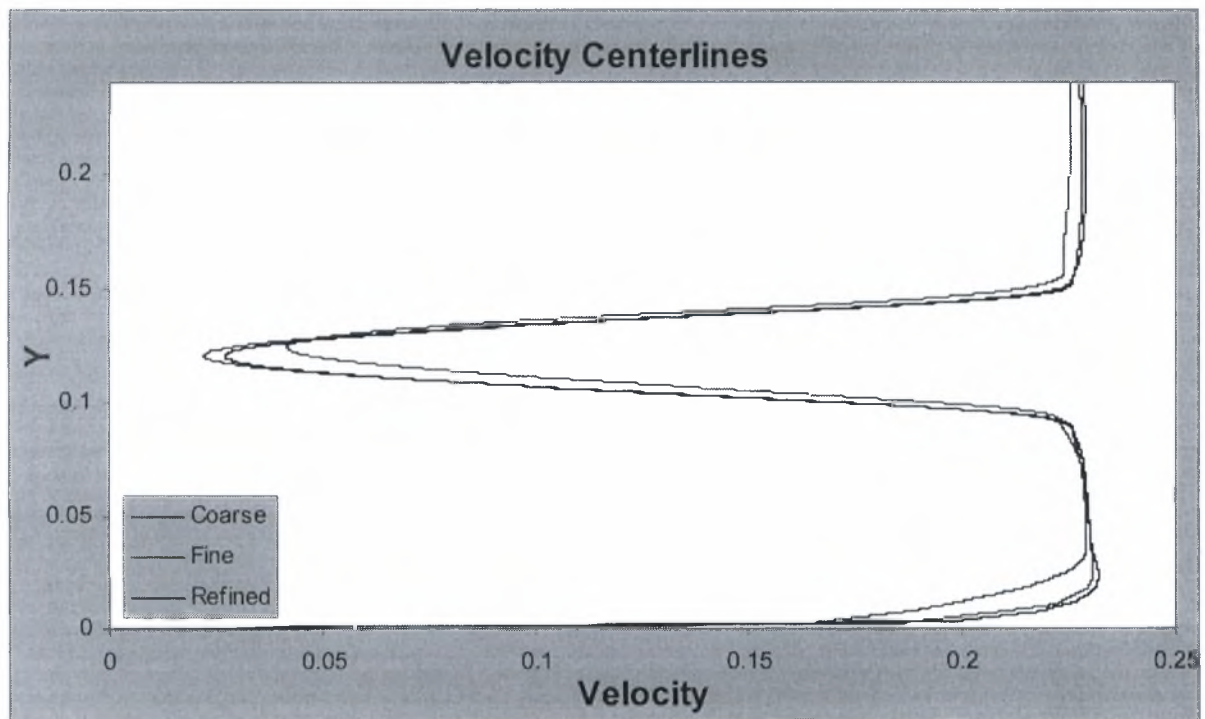
Σε όλα τα πλέγματα χρησιμοποιήθηκε η ίδια τεχνική τοπικής πύκνωσης. Επίσης το κριτήριο σύγκλισης για το συνολικό σφάλμα της επίλυσής μας ήταν σε όλες τις περιπτώσεις ίδιο με τάξη μεγέθους 10^{-5} , το οποίο είναι το RMS (μέση τετραγωνική απόκλιση) σφάλμα σε όλα τα σημεία του πλέγματος. Συμπληρωματικά αναφέρεται ότι το κριτήριο σύγκλισης είναι καθοριστική παράμετρος για την ακρίβεια και πιστότητα των αποτελεσμάτων και επιλέχθηκε μία τάξη μεγέθους μικρότερο από την προκαθορισμένη επιλογή του CFX, 10^{-4} (όσο μικρότερο, τόσο μικρότερο το υπολογιστικό σφάλμα οπότε τόσο μεγαλύτερη ακρίβεια).

Το “Coarse” είναι ένα σχετικά χονδροειδές πλέγμα, μία πρώτη εκτίμηση των παραμέτρων του πλέγματος με σχετικά πρόχειρα επιλεγμένες τιμές με σκοπό την παραγωγή ενός πλέγματος αραιού, που θα έχει και μικρή διάρκεια επίλυσης ώστε να γίνει μια αρχική εκτίμηση της εξομοίωσης.

Το “Fine” είναι στην ουσία μία απόπειρα για δημιουργία πλέγματος με σχεδόν διπλάσιο αριθμό κόμβων από το αρχικό. Σε αυτή τη φάση της βελτιστοποίησης είναι πολύ ενδιαφέρον να ελέγχεται κατά πόσο μεταβάλλονται διάφορα χαρακτηριστικά της ροής καθώς πραγματοποιήθηκε ιδίων παραμέτρων επίλυση με διπλάσια όμως ακρίβεια. Είναι η καθοριστική φάση της διαδικασίας της βελτιστοποίησης του πλέγματος. Μεγάλες μεταβολές στα χαρακτηριστικά της ροής σημαίνει ότι είναι αναγκαίο να πραγματοποιηθούν εξομοιώσεις με αρκετά πυκνότερα πλέγματα, μικρές μεταβολές σημαίνει ότι η επιζητούμενη ακρίβεια σχεδόν προσεγγίστηκε.

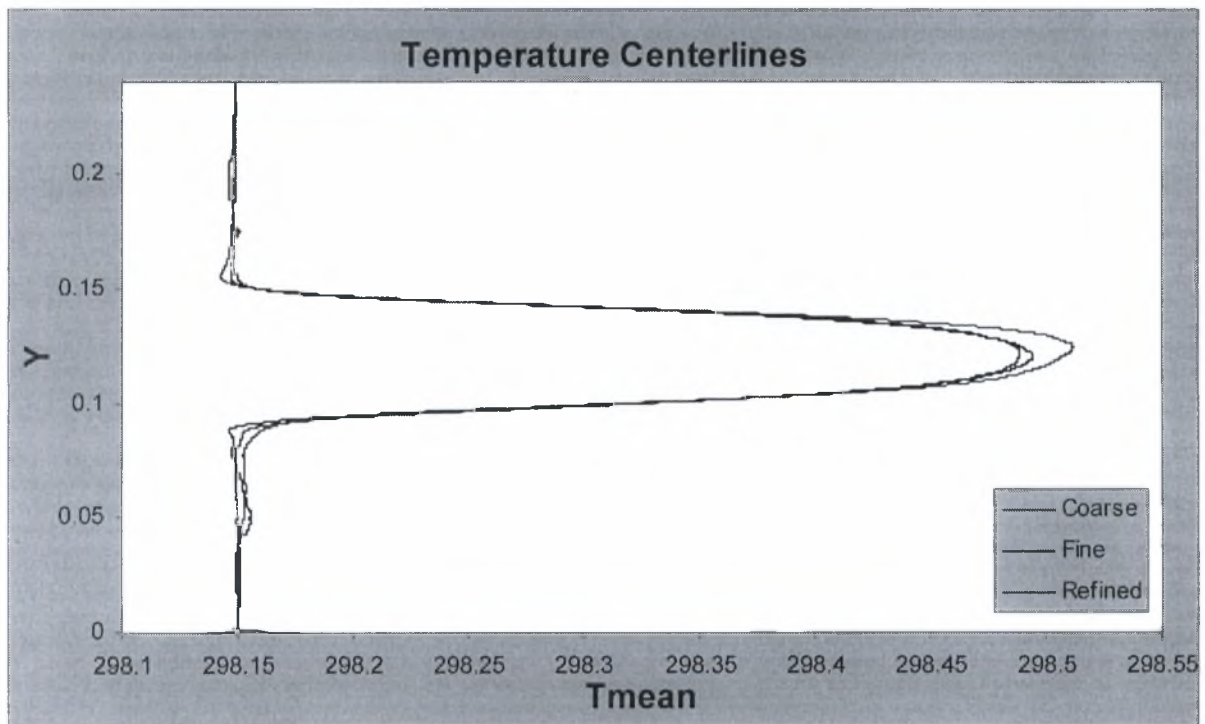
Ως “Refined”, ονομάστηκε το βελτιστοποιημένο ουσιαστικά πλέγμα. Μετά τη σύντομη διερεύνηση στο προηγούμενο στάδιο, ρυθμίστηκαν όλες οι παράμετροι στις προσδοκώμενες, για την ακρίβεια που αναζητήθηκε, τιμές και δημιουργήθηκε το τελικό πλέγμα, στο οποίο θα βασιστούν και όλα τα υπόλοιπα για τις εκάστοτε περιπτώσεις.

Στον παραπάνω πίνακα αναφέρθηκε και ένα πλέγμα με την ονομασία “Machine Limit”. Είναι στην ουσία το πυκνότερο πλέγμα που μπόρεσε να επιλύσει ο ηλεκτρονικός υπολογιστής στον οποίο πραγματώθηκε η παρούσα εργασία. Σημειώνεται ότι ήταν εφικτό να κατασκευαστεί πολύ πυκνότερο πλέγμα αλλά θα ήταν αδύνατο να επιλυθεί επιτυχώς από το υπολογιστικό πακέτο, δεδομένης της διαθέσιμης φυσικής μνήμης (RAM). Το πλέγμα δημιουργήθηκε σε ένα πολύ μικρότερο υπολογιστικό χωρίο με διαστάσεις αυτές που είχε η τοπική πύκνωση στα υπόλοιπα. Αυτό έγινε για να επιτευχθεί η τουλάχιστον κατά 1 τάξη μεγέθους μικρότερη διάσταση πλεγματικών στοιχείων κοντά στον κύλινδρο ώστε να διερευνηθεί κατά πόσο μεταβλήθηκαν οι ασκούμενες δυνάμεις. Λόγω διαφορετικής κλίμακας διαστάσεων λοιπόν ήταν αδύνατον να συγκριθούν οι ταχύτητες και οι θερμοκρασίες με αυτές των υπόλοιπων πλεγμάτων και για αυτό συγκρίθηκαν μόνο οι δυνάμεις λόγω πίεσης. Αξιοσημείωτο να αναφερθεί ο πολύ μικρός χρόνος επίλυσης του πλέγματος αυτού.



4.2 Συγκριτικό διάγραμμα κατανομών ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για τις τρεις πυκνότητες πλέγματος σε $Re=6000$ και $H/D=K$ (Κεντρική θέση).

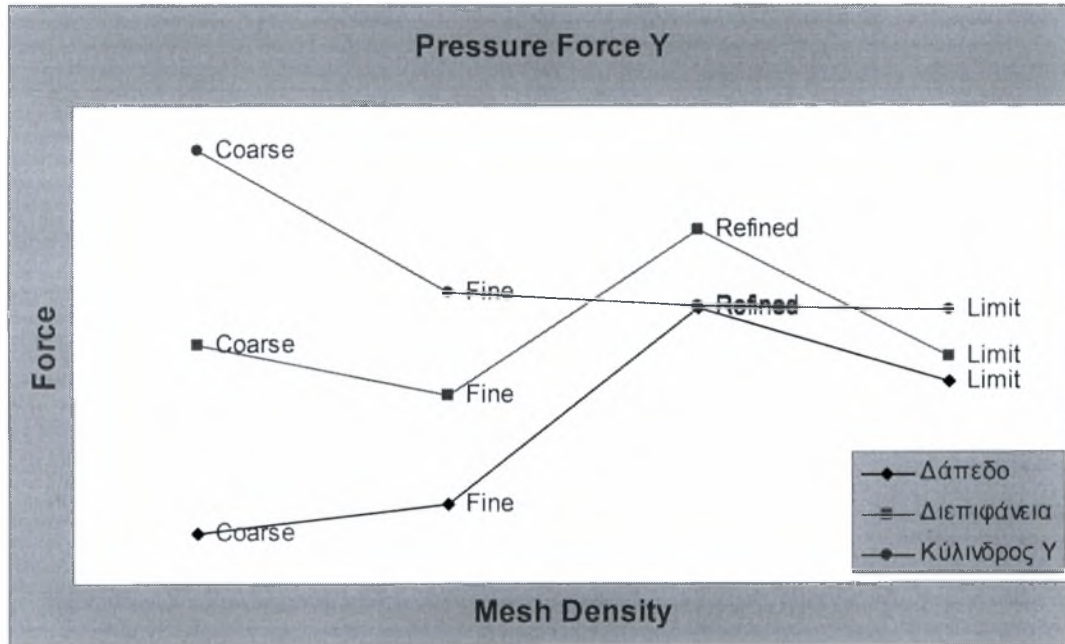
Σε αυτό το συγκριτικό διάγραμμα είναι φανερή η διαφορά που έχει το πιο αραιό πλέγμα (coarse) σε σχέση με τα δύο κατά πολύ πυκνότερα (fine και refined). Επίσης παρατηρείται ότι το "fine" πλέγμα συμπεριφέρθηκε κάπως χονδροκομμένα στην ανάλυση του οριακού στρώματος σε σχέση με τα άλλα δύο. Αυτό ήταν απλώς μία περίπτωση που δε χρησιμοποιήθηκαν πρισματικά στοιχεία (Inflation) στο δάπεδο για να φανεί ακριβώς αυτή η διαφορά, ότι ένα πολύ πυκνό πλέγμα αδυνατεί να αναλύσει σωστά το οριακό στρώμα με τριγωνικά στοιχεία συγκριτικά με την σχεδόν άριστη ανάλυση που επετεύχθη με τη μισή πυκνότητα πλέγματος αλλά με χρήση πρισμάτων.



4.3 Συγκριτικό διάγραμμα κατανομών θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για τις τρεις πυκνότητες πλέγματος σε $Re=6000$ και $H/D=K$ (Κεντρική θέση).

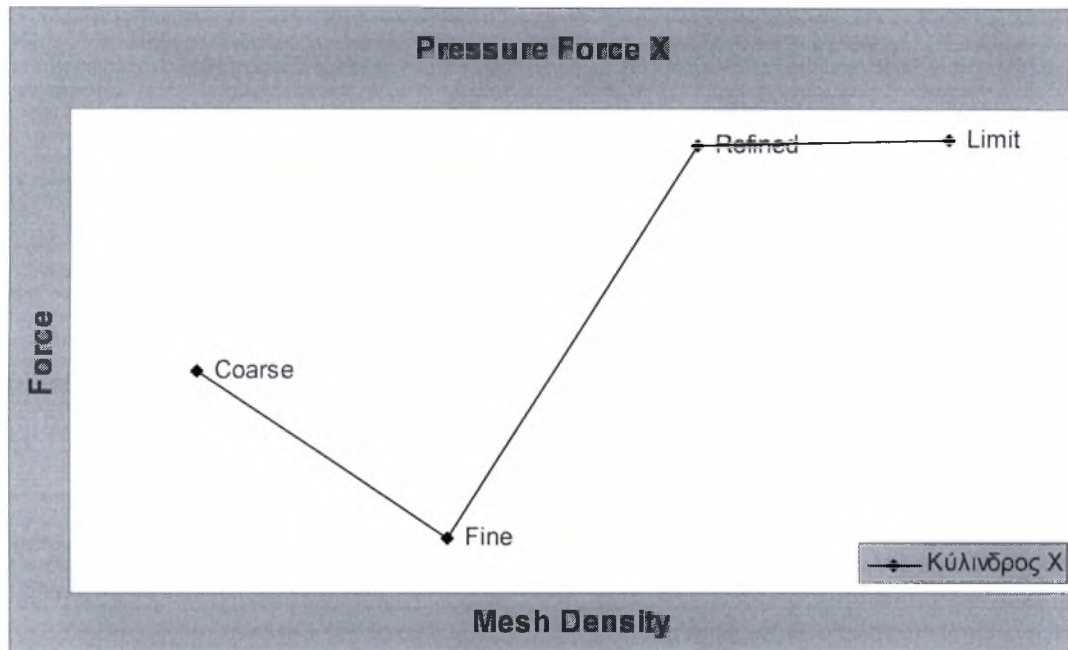
Σε αυτό το συγκριτικό διάγραμμα για τη κατανομή της θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής, οι διαφορές μεταξύ του αραιού πλέγματος και των δύο πυκνών εξακολουθούν να υφίστανται. Τα δύο πυκνά πλέγματα έδωσαν σχεδόν πανομοιότυπες λύσεις, αξιoσημείωτη η ανάλυση των θερμοκρασιακών διακυμάνσεων που πέτυχε το

“refined” πλέγμα στη βάση της «καμπάνας» ενδεικτικό στοιχείο για την ακρίβεια που προσεγγίστηκε το θερμοροϊκό οριακό στρώμα γύρω από τον κύλινδρο.



4.4 Συγκριτικό διάγραμμα δυνάμεων λόγω πίεσης στη Y διεύθυνση για τις τρεις πυκνότητες πλέγματος σε $Re=6000$ και $H/D=K$ (Κεντρική θέση).

Οι δυνάμεις στον κύλινδρο είναι πολύ μεγαλύτερης σημασίας από αυτές στις άλλες επιφάνειες του μοντέλου μας, ο κύλινδρος δημιουργεί τη διαταραχή. Παρατηρήθηκε λοιπόν ότι στη Y-διεύθυνση τα τρία πυκνά πλέγματα είχαν το ίδιο αποτέλεσμα στον κύλινδρο (ίδιες δυνάμεις). Στο δάπεδο και τη διεπιφάνεια καταγράφηκε όμοια συμπεριφορά σχετικά με την πυκνότητα του πλέγματος, μάλιστα στη διεπιφάνεια φάνηκε ότι το “fine” πλέγμα βρίσκεται πιο κοντά στο “limit”, που εκ των πραγμάτων θεωρείται το ακριβέστερο, από ότι το “refined”.



4.5 Συγκριτικό διάγραμμα δυνάμεων λόγω πίεσης στη X διεύθυνση για τις τρεις πυκνότητες πλέγματος σε $Re=6000$ και $H/D=K$ (Κεντρική θέση).

Ίσως το διαφωτιστικότερο διάγραμμα στη διαδικασία της βελτιστοποίησης του πλέγματος. Η εξάρτηση της δύναμης στον κύλινδρο στη διεύθυνση X ή αλλιώς οπισθέλκουσας, από το πλέγμα είναι καλή πληροφορία για το πόσο καλά έχει προσεγγιστεί η ροή. Είναι ολοφάνερη λοιπόν η διαφορά των πλεγμάτων “coarse” και “fine” με τα δύο πυκνότερα, τα οποία έδωσαν σχεδόν ίδιες τιμές. Αξιοσημείωτο εδώ, η καλύτερη προσέγγιση του αραιότερου πλέγματος, “coarse”, από το με σχεδόν διπλάσια πυκνότητα “fine”.

Επιλέχθηκε λοιπόν το πλέγμα “refined” ως πρότυπο για τη δημιουργία όλων των πλεγμάτων που κατασκευάστηκαν στην εκάστοτε περίπτωση εξομοίωσης. Πρότυπο σημαίνει ότι καταγράφηκαν όλες οι παράμετροι που καθορίζουν το πλέγμα και αδιαστατοποιήθηκαν με τη διάμετρο του κυλίνδρου που έγινε η διερεύνηση, $D=30[\text{mm}]$. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι η διάσταση της πλευράς των τριγωνικών στοιχείων στην περιοχή της τοπικής πύκνωσης στον κύλινδρο $D=30[\text{mm}]$ καθορίστηκε στα $0.75-0.83[\text{mm}]$ τιμή που αδιαστατοποιείται περίπου σε $D/40$. Έχοντας αυτήν τη

τιμή ως πρότυπο κατασκευάστηκαν και τα υπόλοιπα πλέγματα με παραμέτρους που αδιαστατοποιήθηκαν από το πρότυπο πλέγμα του $D=30[\text{mm}]$ κυλίνδρου.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

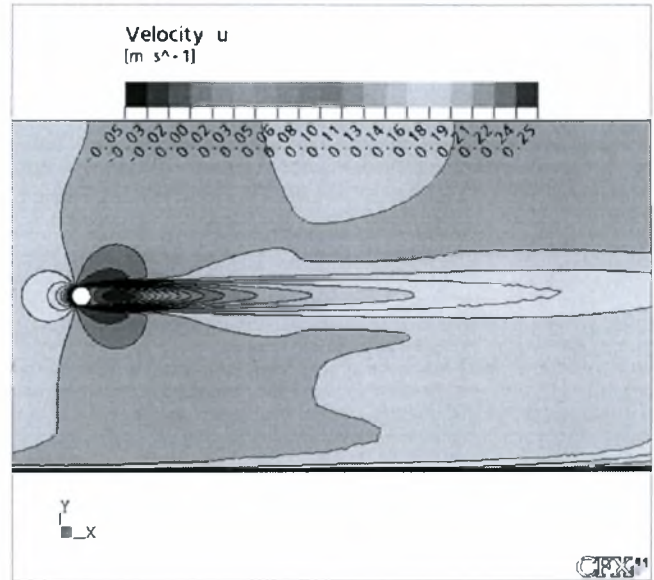
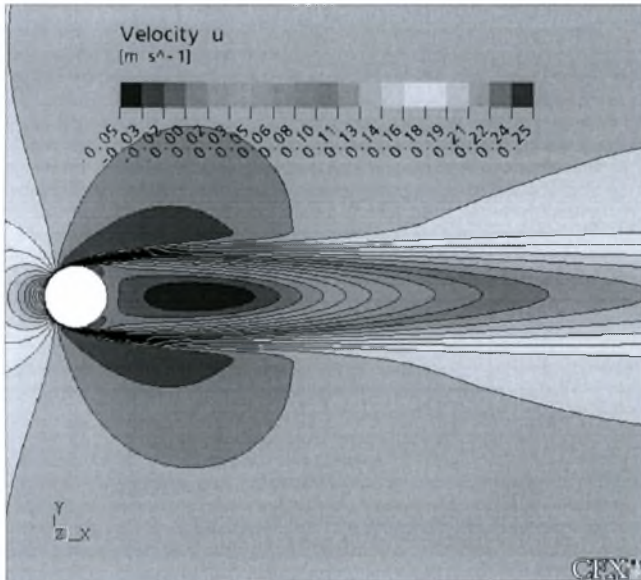
Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από την υπολογιστική μελέτη του προβλήματος. Γίνεται διαχωρισμός αρχικά σε δύο βασικές ενότητες, για την ανάμειξη του διανυσματικού μεγέθους της ταχύτητας και του βαθμωτού της θερμοκρασίας. Η κάθε από τις δύο βασικές ενότητες χωρίζεται σε τρεις δευτερεύουσες ανάλογα με τον αριθμό Reynolds. Στο τέλος κάθε δευτερεύουσας ενότητας παραθέτονται συμπεράσματα και συγκρίσεις των αποτελεσμάτων.

Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται είναι κυρίως διαγράμματα ισοϋψών καμπυλών, διανυσματικών απεικονίσεων και γραφικών παραστάσεων.

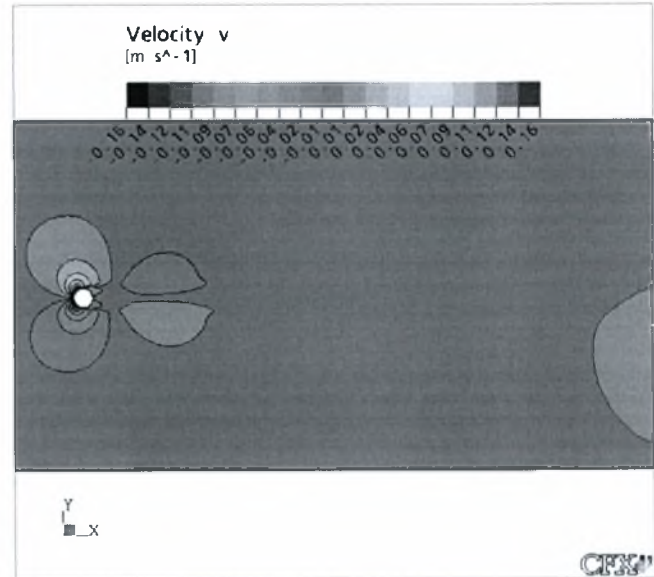
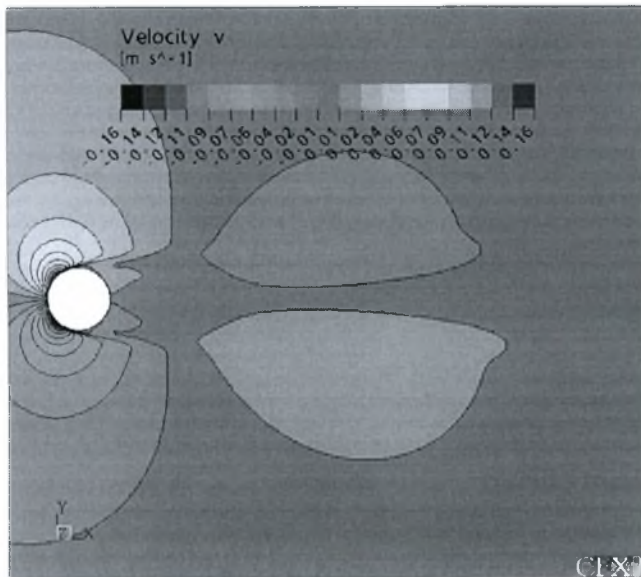
5.1. Μέσες διανομές μεγεθών ροής

5.1.1. $D=13\text{mm}$

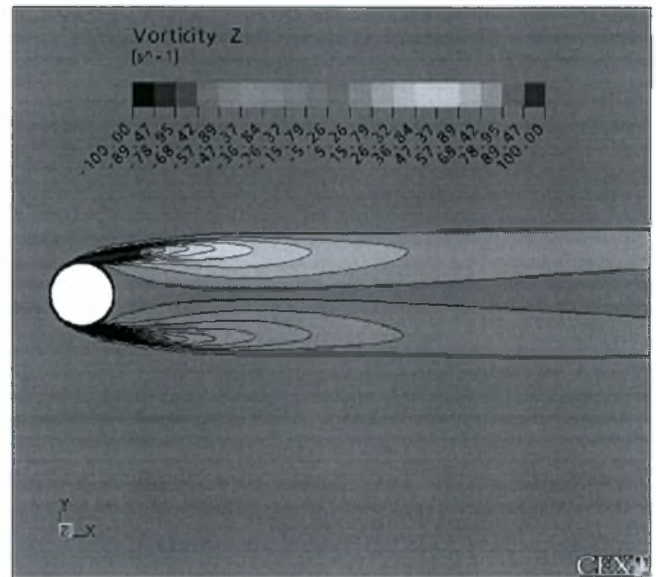
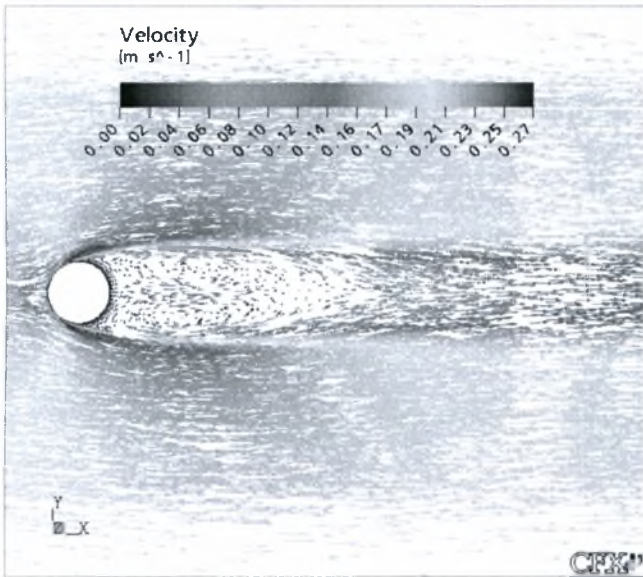
- $H/D = K 9.2$ (Κέντρο υδροσήραγγας)



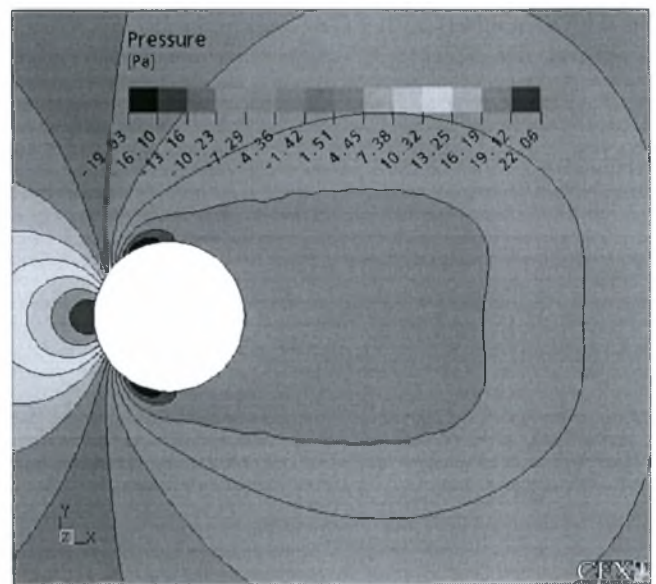
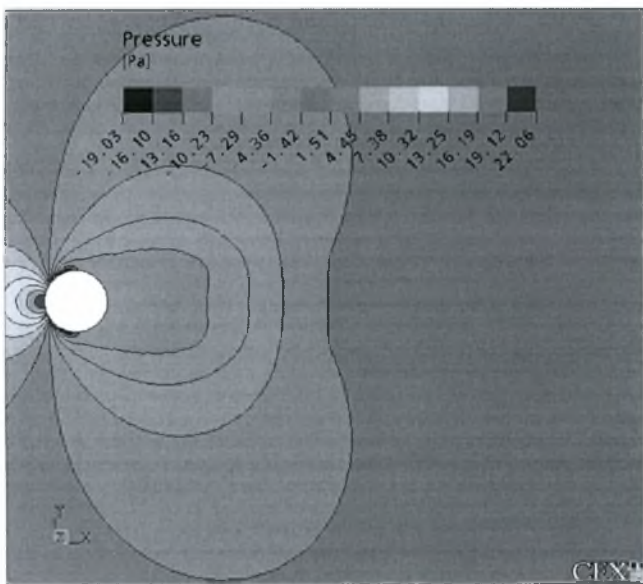
5.1 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Χ διεύθυνση για $H/D=K$ & $D=13\text{mm}$



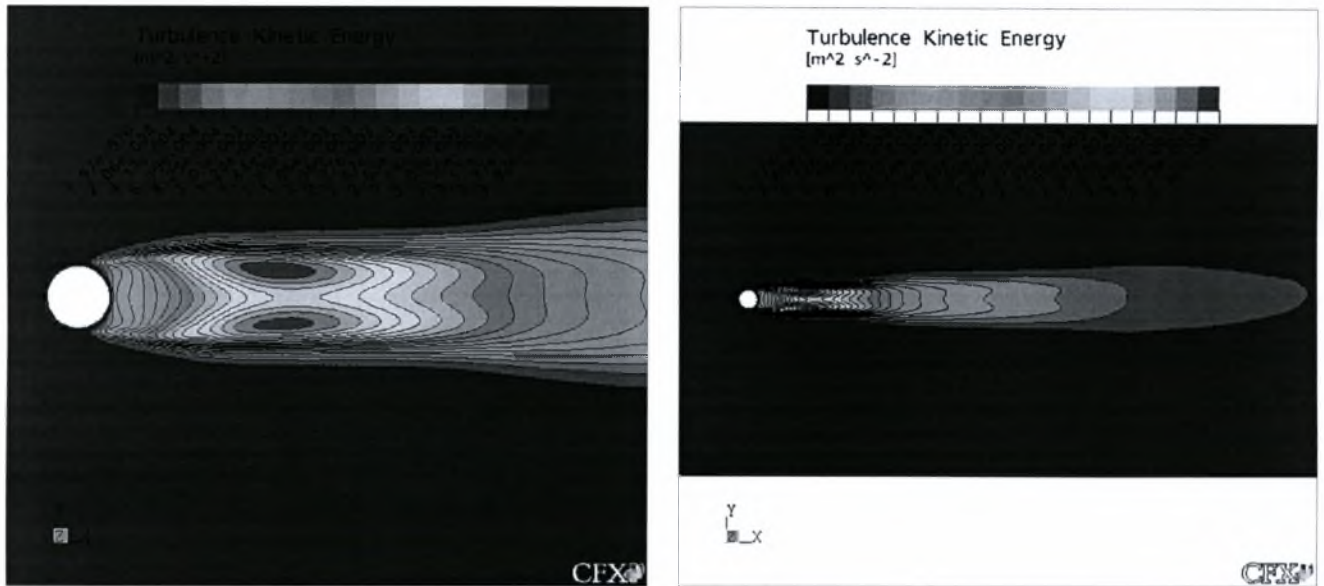
5.2 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Y διεύθυνση για $H/D=K$ & $D=13\text{mm}$



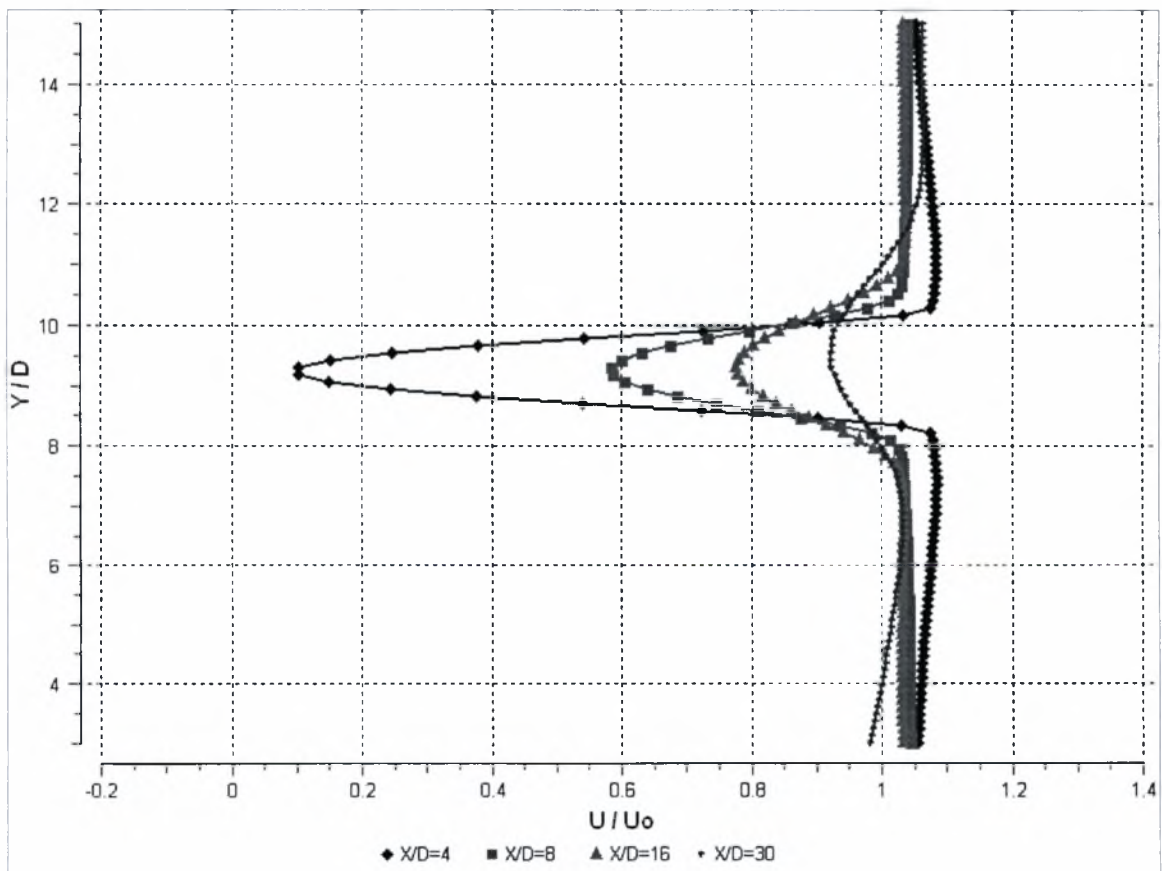
5.3 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=K$ & $D=13\text{mm}$



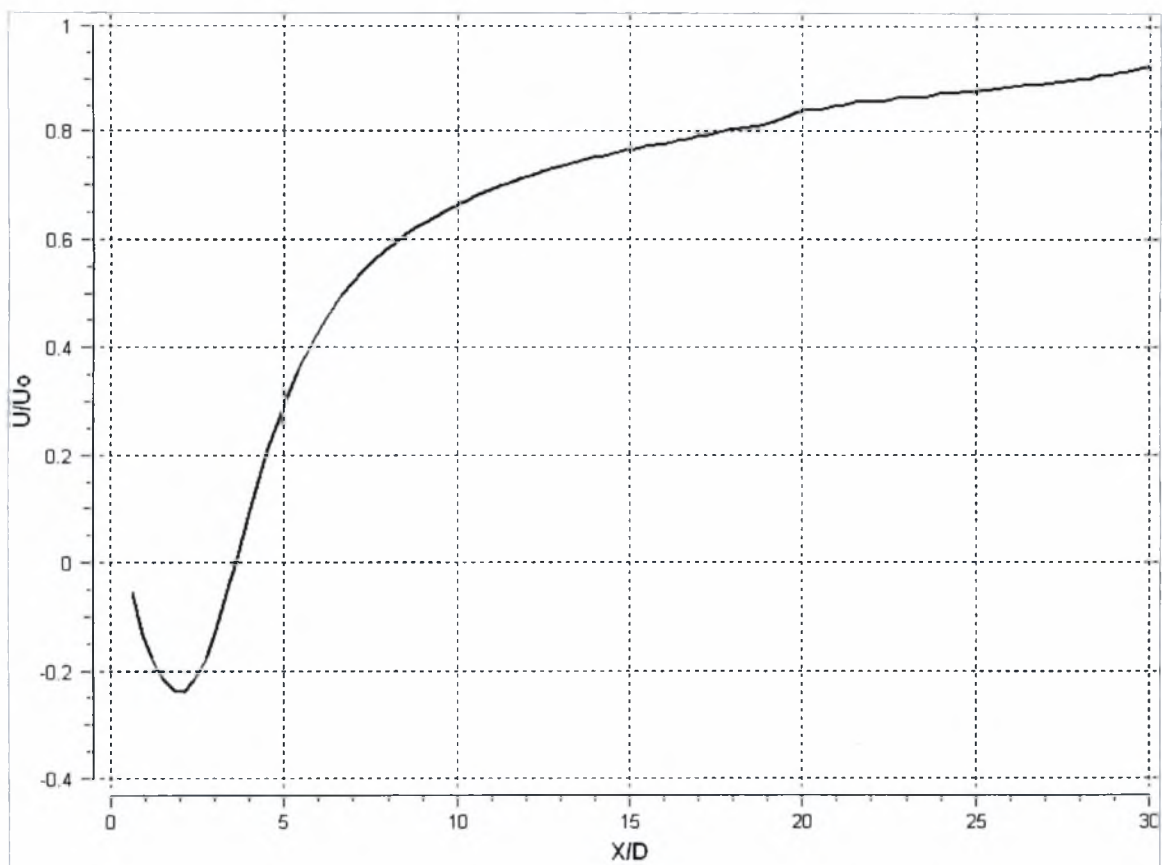
5.4 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=K$ & $D=13\text{mm}$



5.5 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=K$ & $D=13\text{mm}$

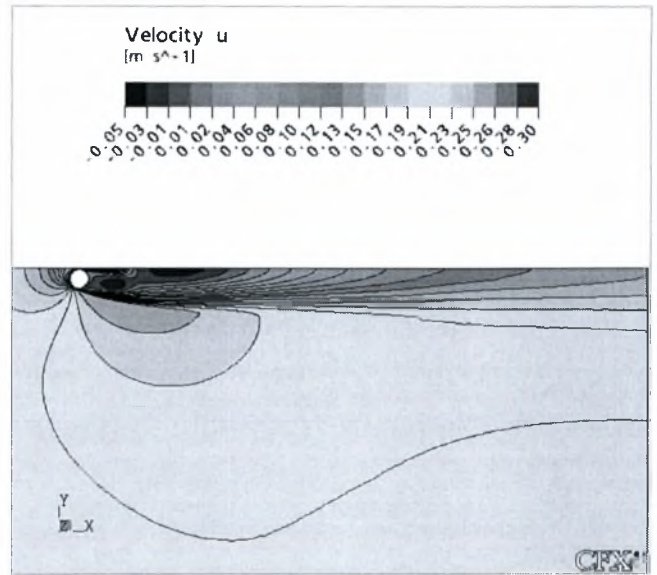
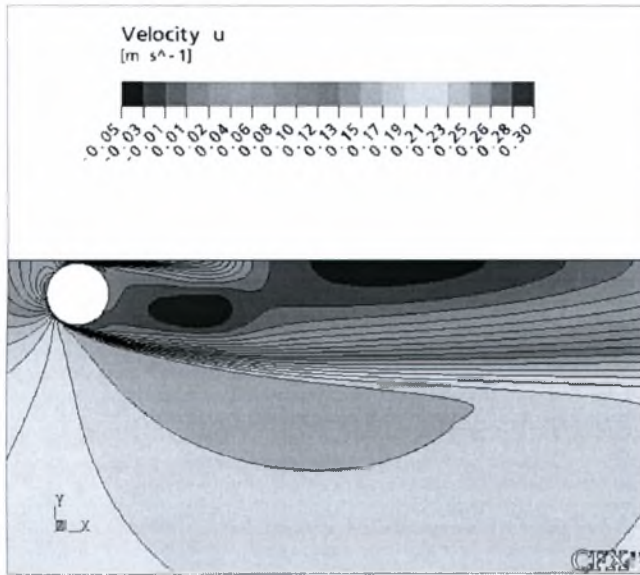


5.6 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=K$ & $D=13\text{mm}$

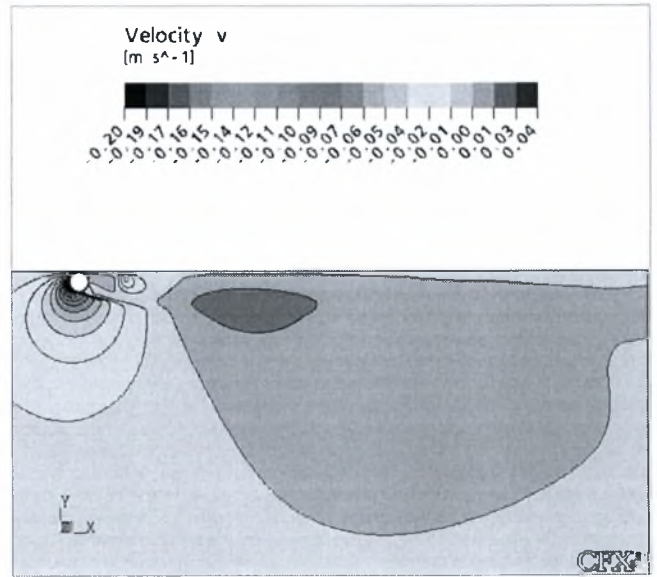
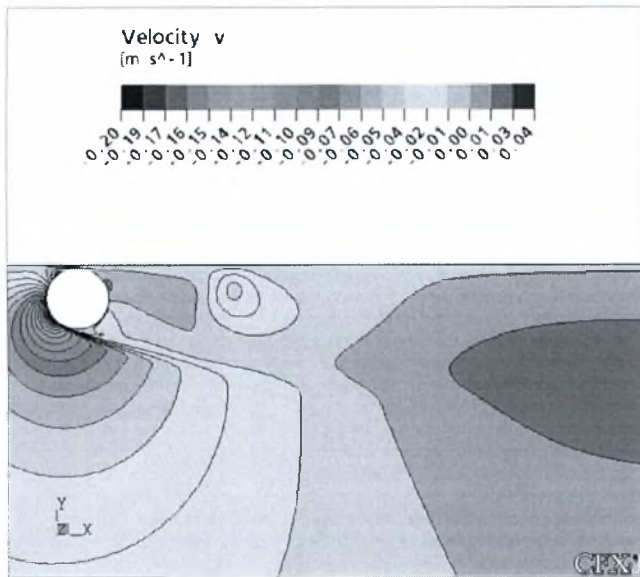


5.7 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=K$ & $D=13\text{mm}$

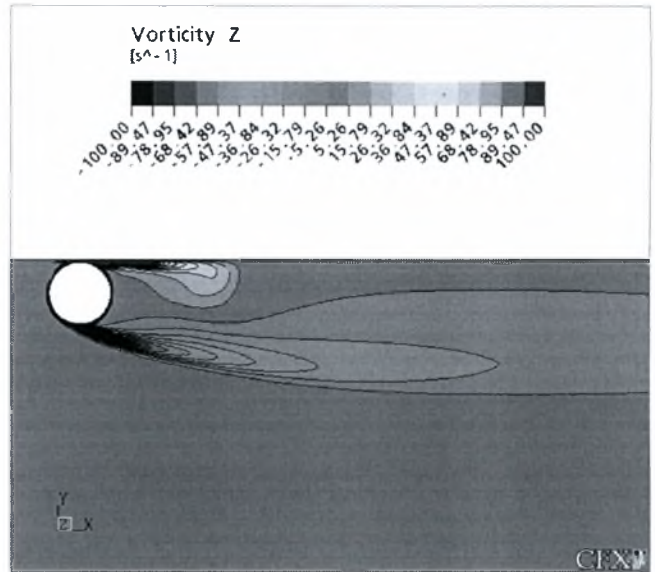
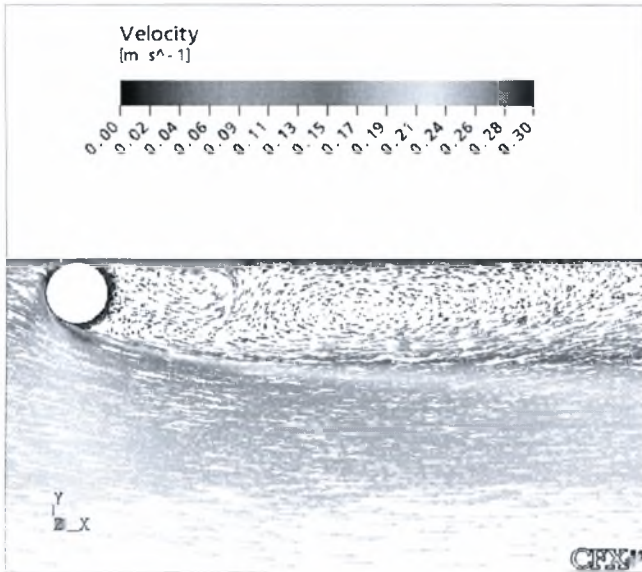
- $H/D = 0,6$



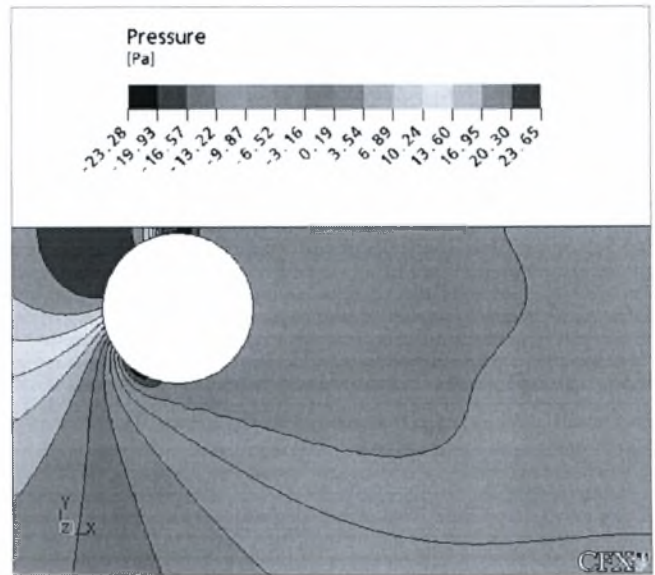
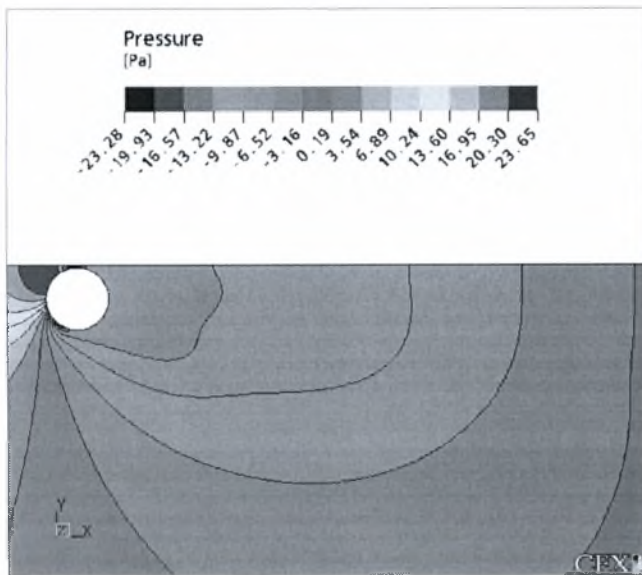
5.8 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη X διεύθυνση για $H/D=0,6$ & $D=13\text{mm}$



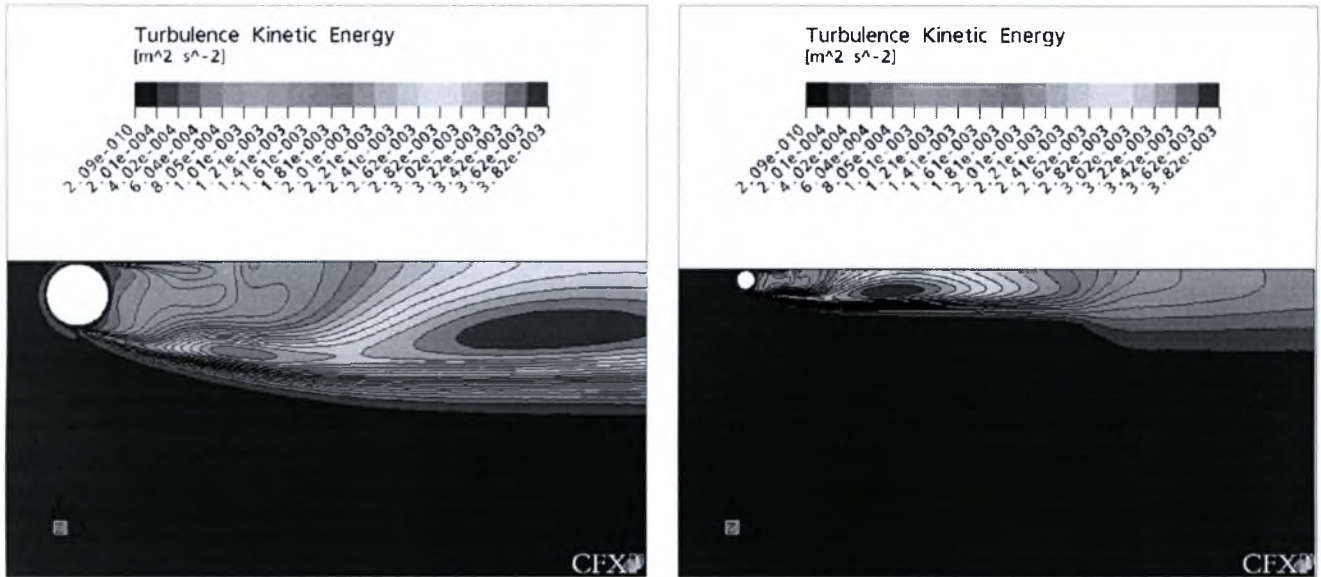
5.9 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Y διεύθυνση για $H/D=0,6$ & $D=13\text{mm}$



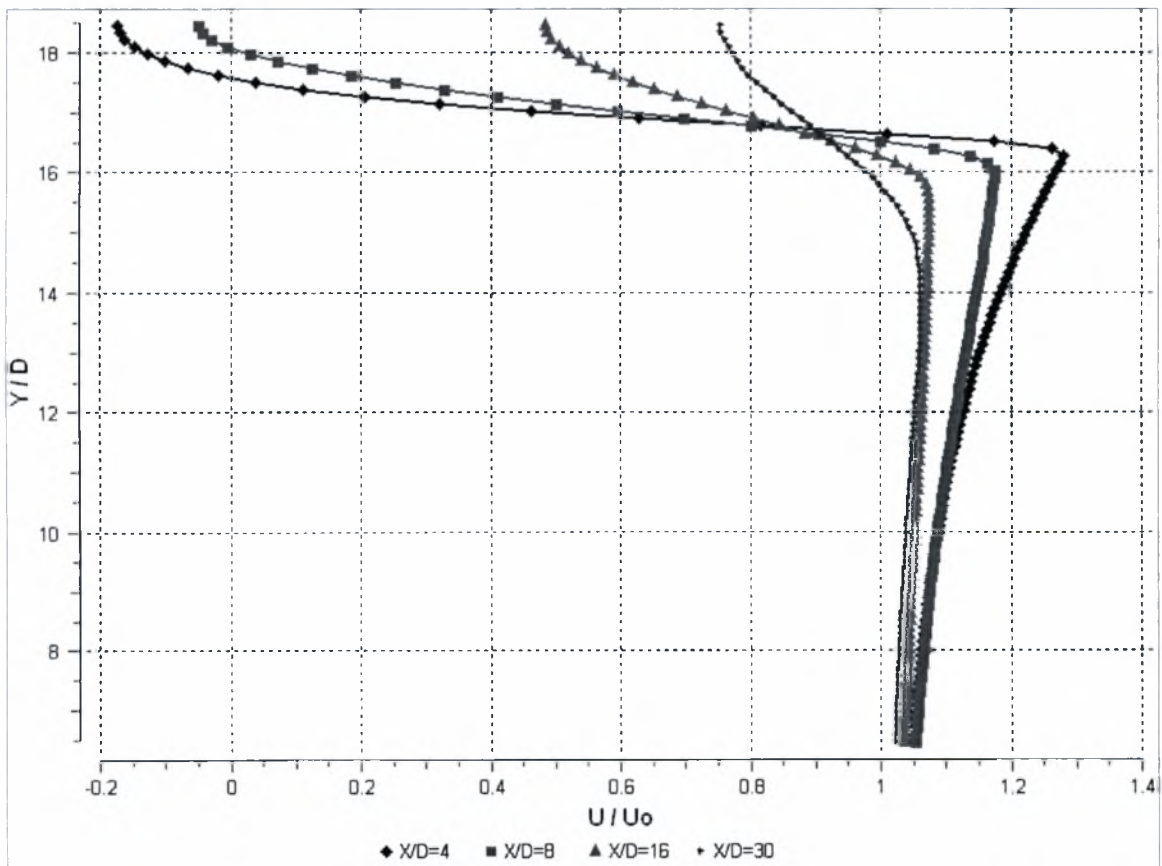
5.10 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=0,6$ & $D=13\text{mm}$



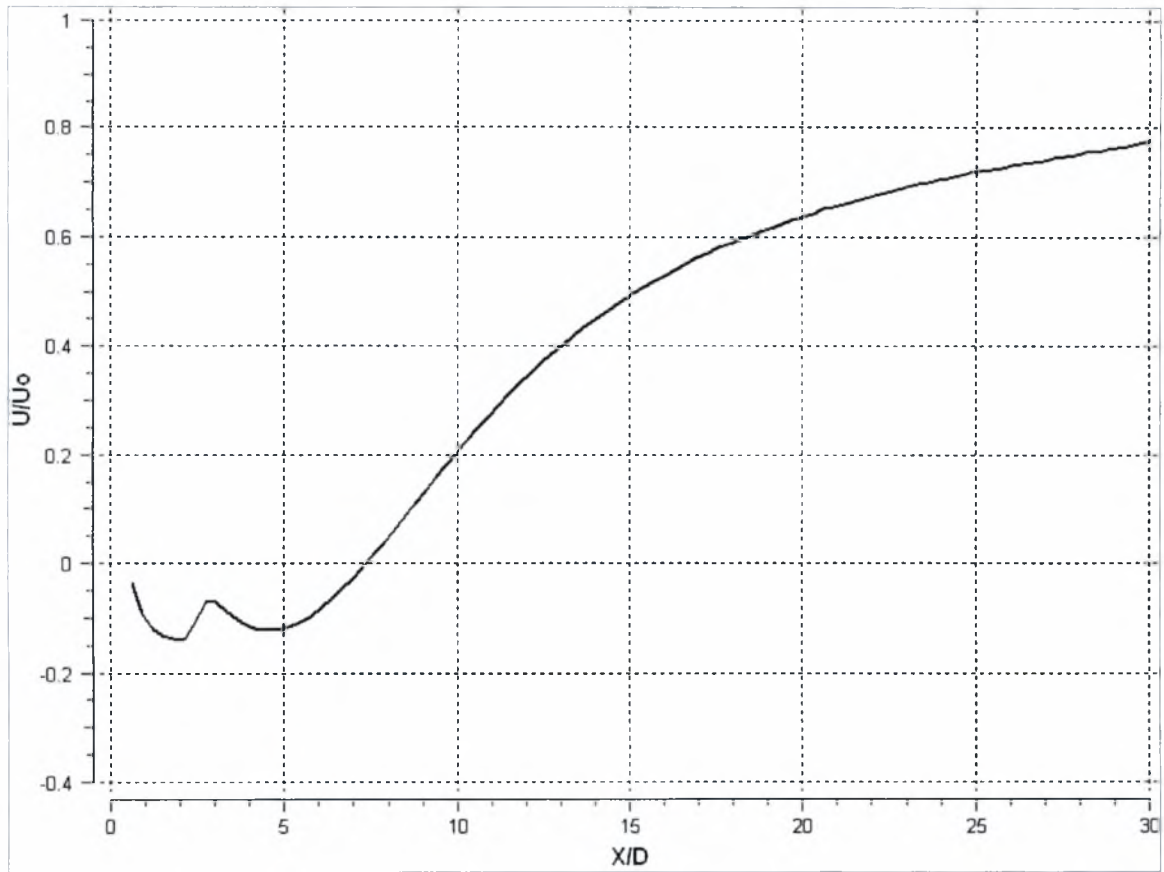
5.11 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=0,6$ & $D=13\text{mm}$



5.12 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=0,6$ & $D=13\text{mm}$

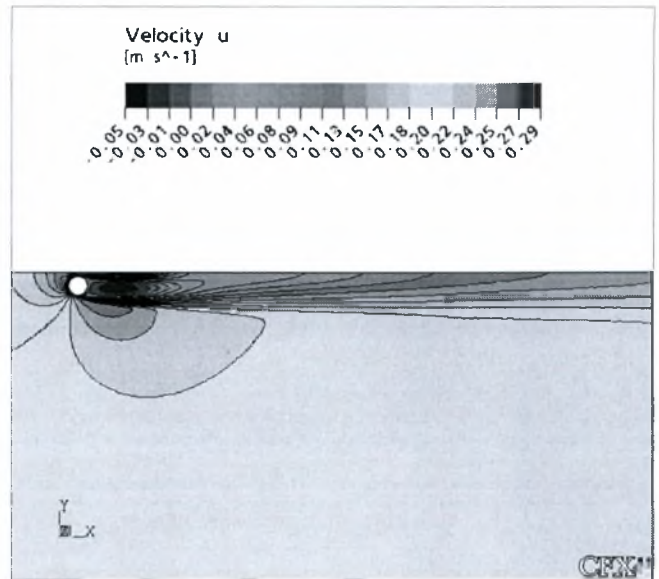
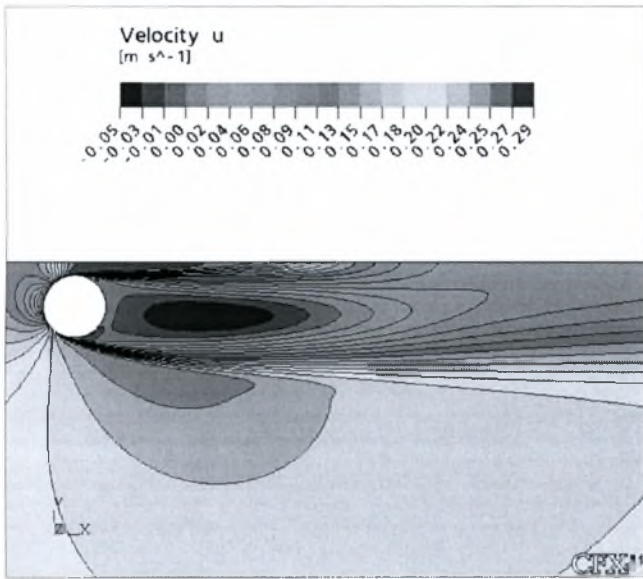


5.13 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=0,6$ & $D=13\text{mm}$

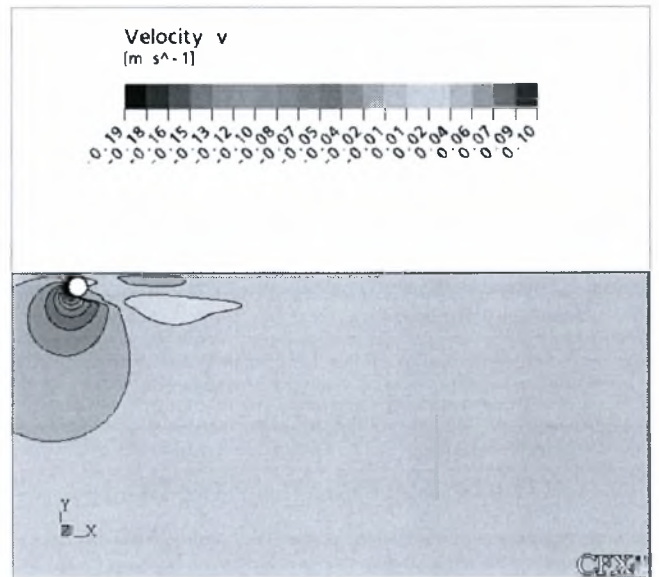
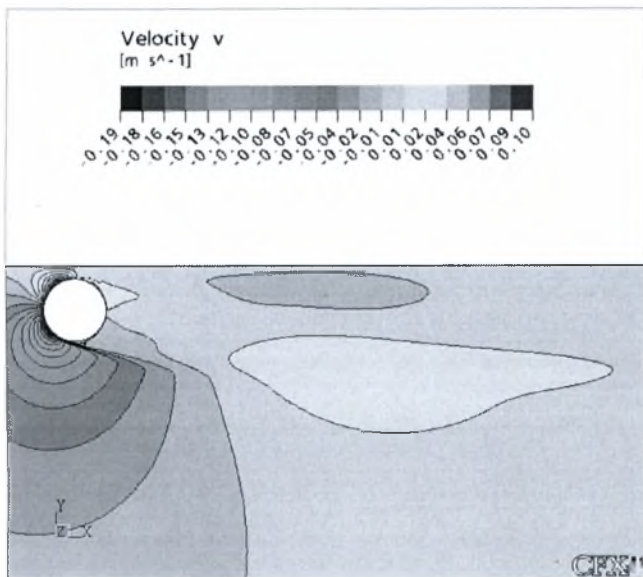


5.14 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0,6$ & $D=13\text{mm}$

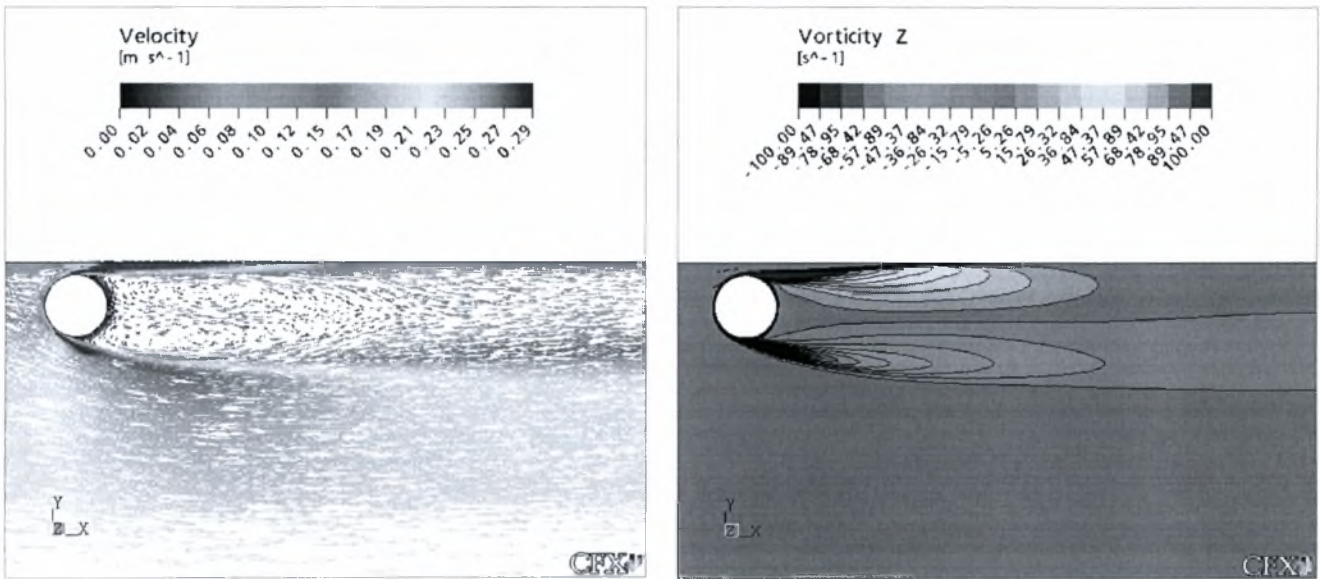
- $H/D=0,7$



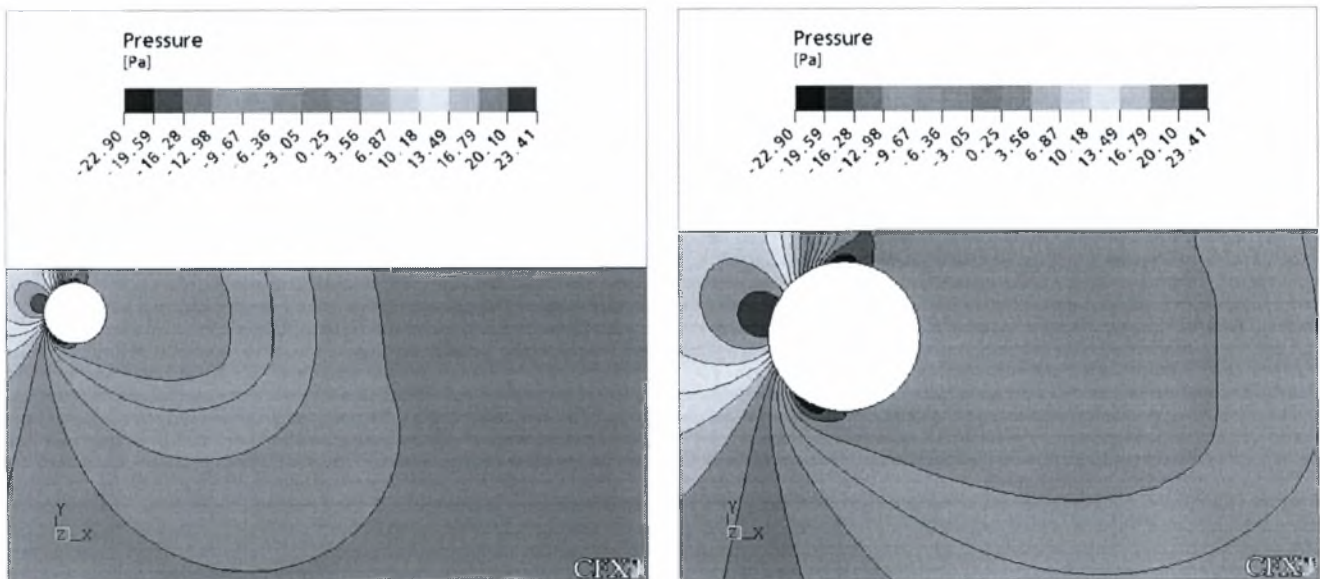
5.15 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη X διεύθυνση για $H/D=0,7K$ & $D=13\text{mm}$



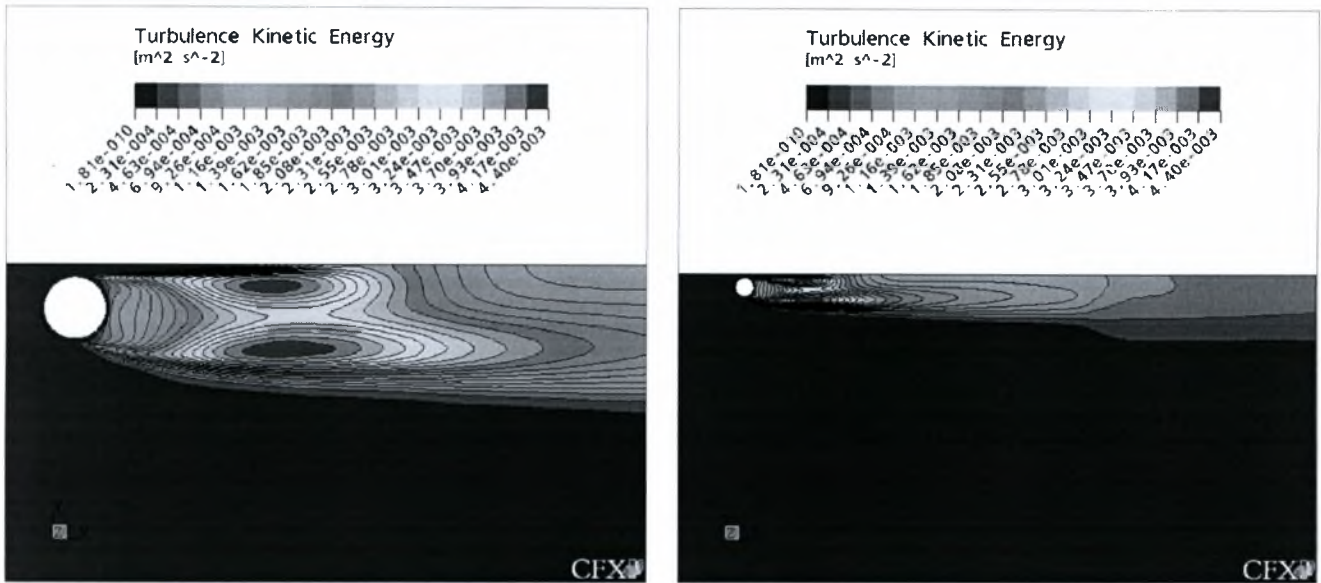
5.16 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Y διεύθυνση για $H/D=0,7K$ & $D=13\text{mm}$



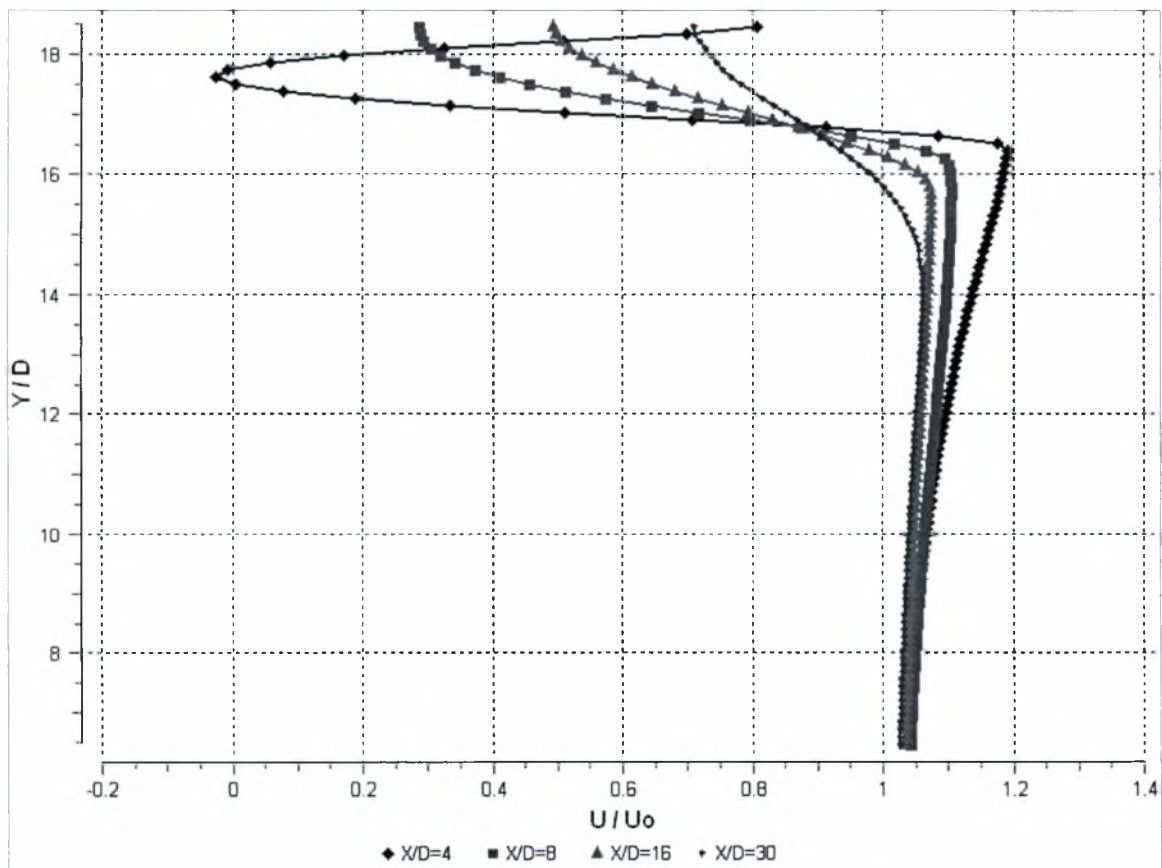
5.17 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=0,7$ & $D=13\text{mm}$



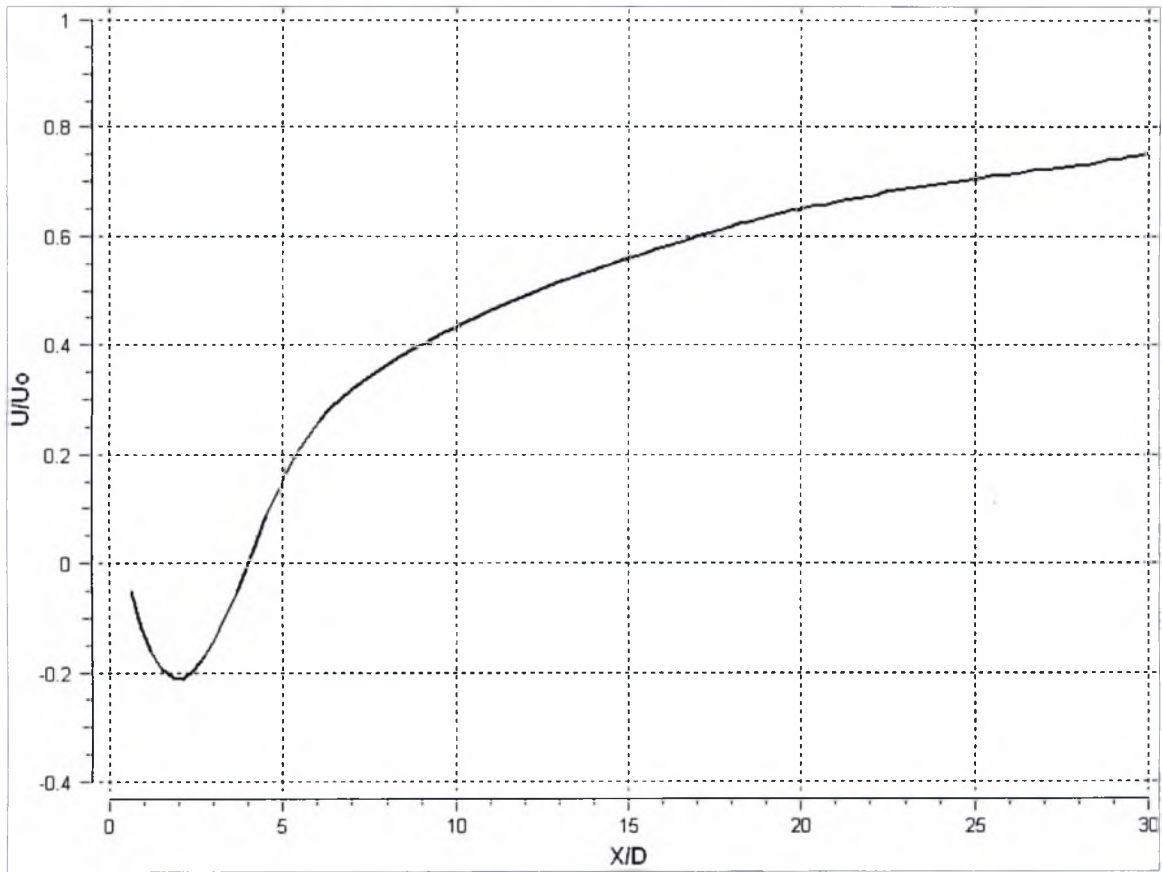
5.18 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=0,7$ & $D=13\text{mm}$



5.19 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=0,7$ & $D=13\text{mm}$

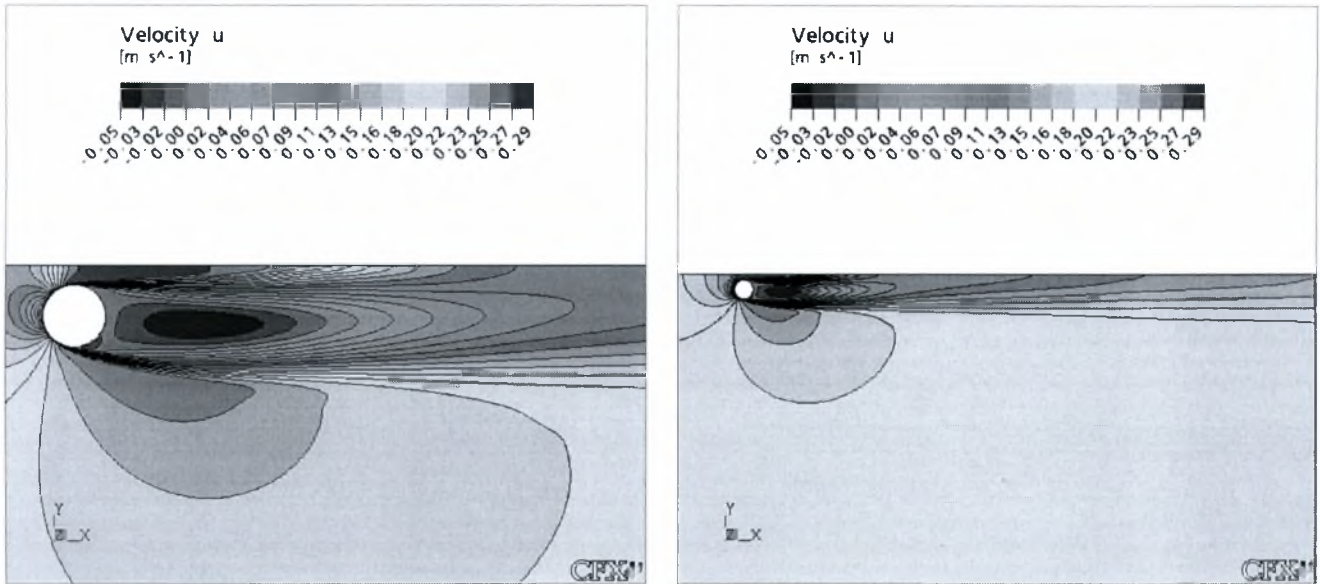


5.20 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=0,7$ & $D=13\text{mm}$

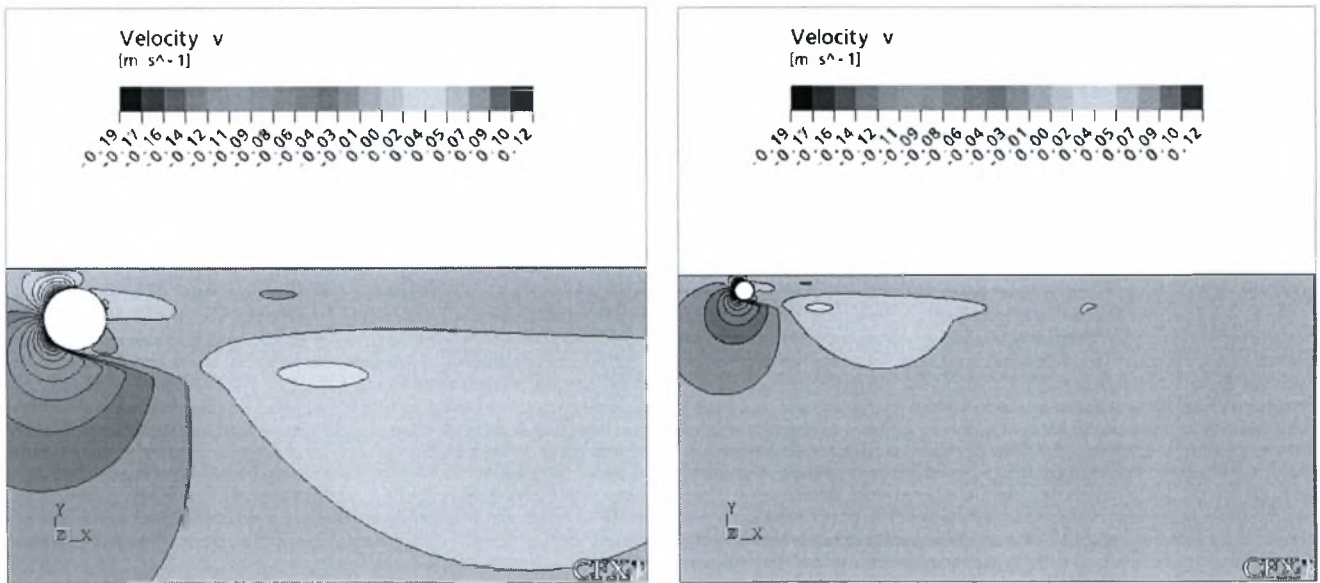


5.21 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0,7$ & $D=13\text{mm}$

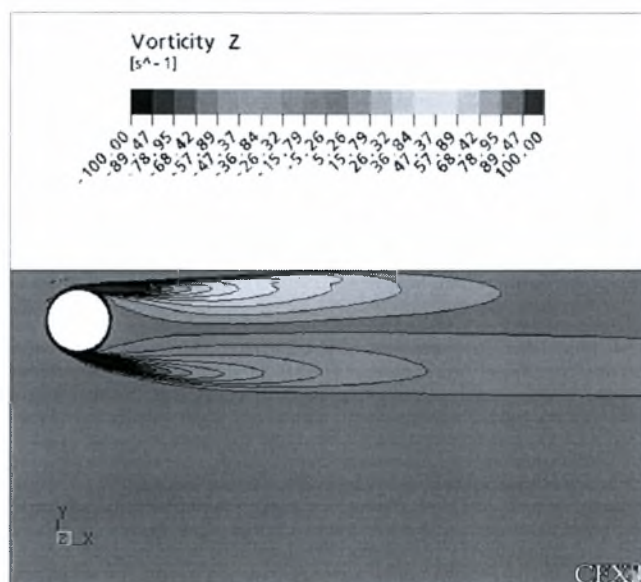
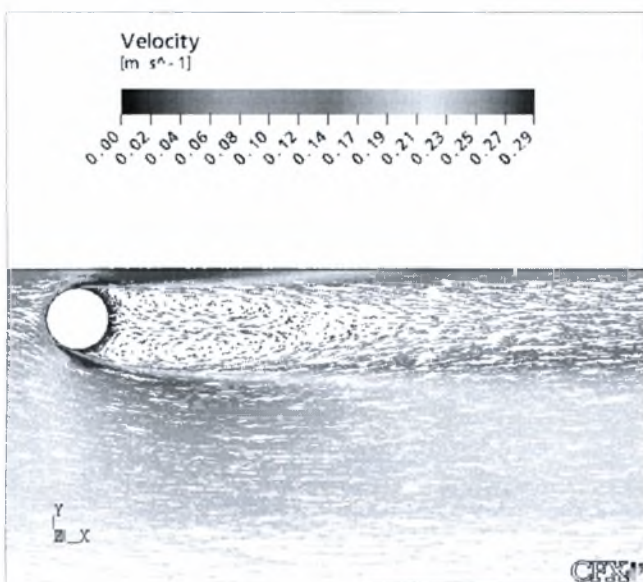
- $H/D = 0,8$



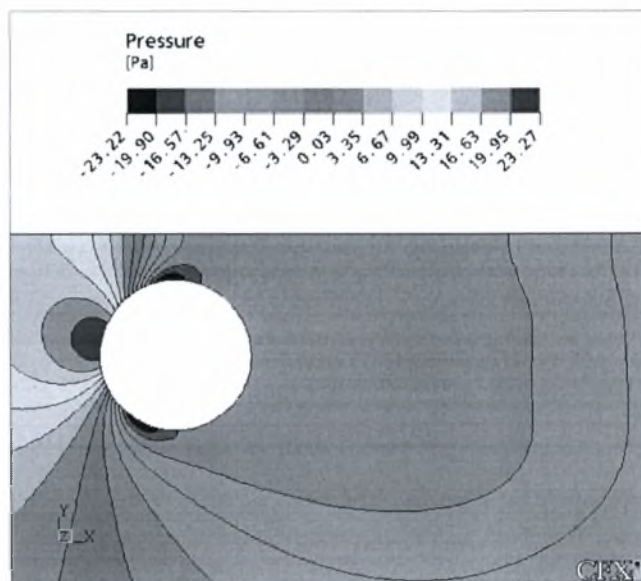
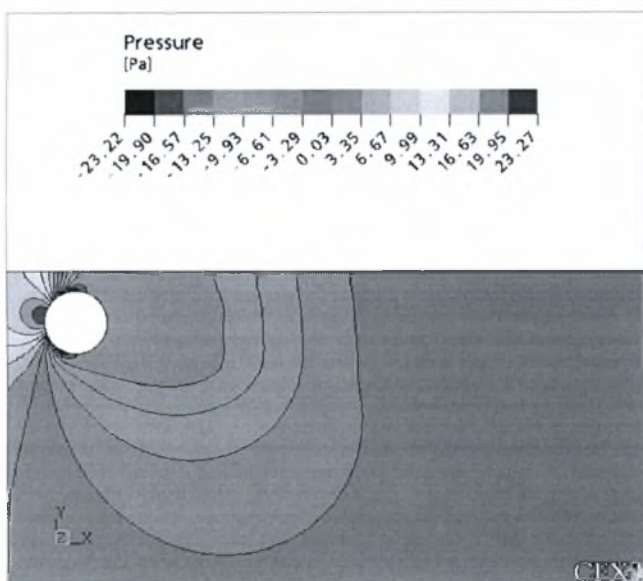
5.22 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη X διεύθυνση για $H/D=0,8$ & $D=13\text{mm}$



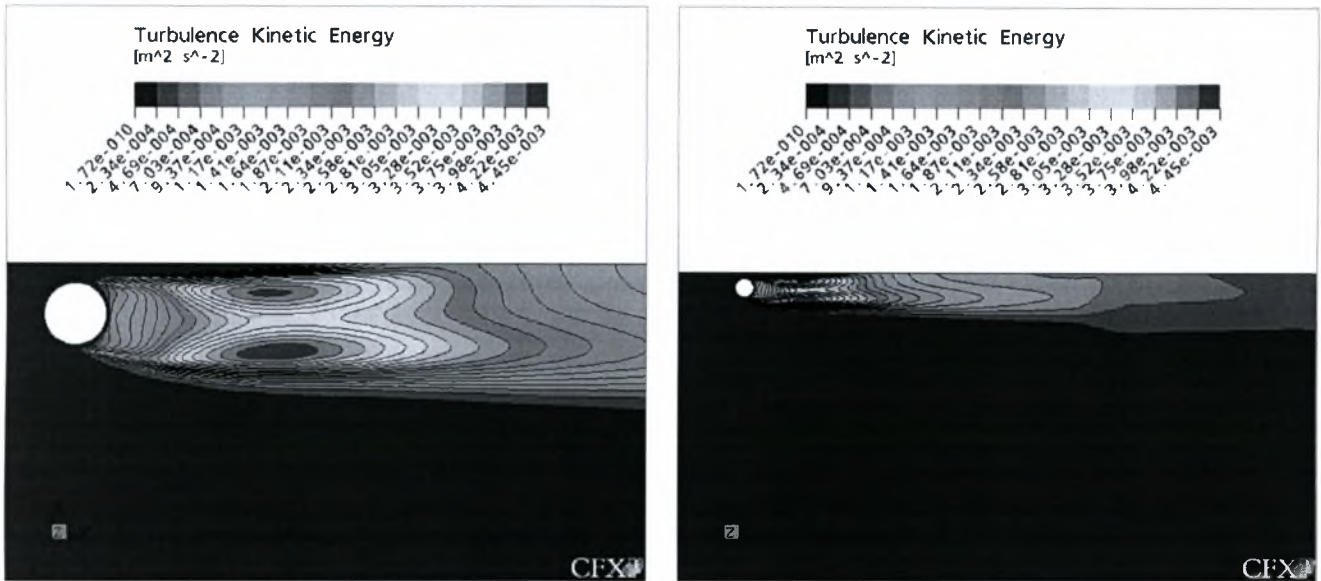
5.23 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Y διεύθυνση για $H/D=0,8$ & $D=13\text{mm}$



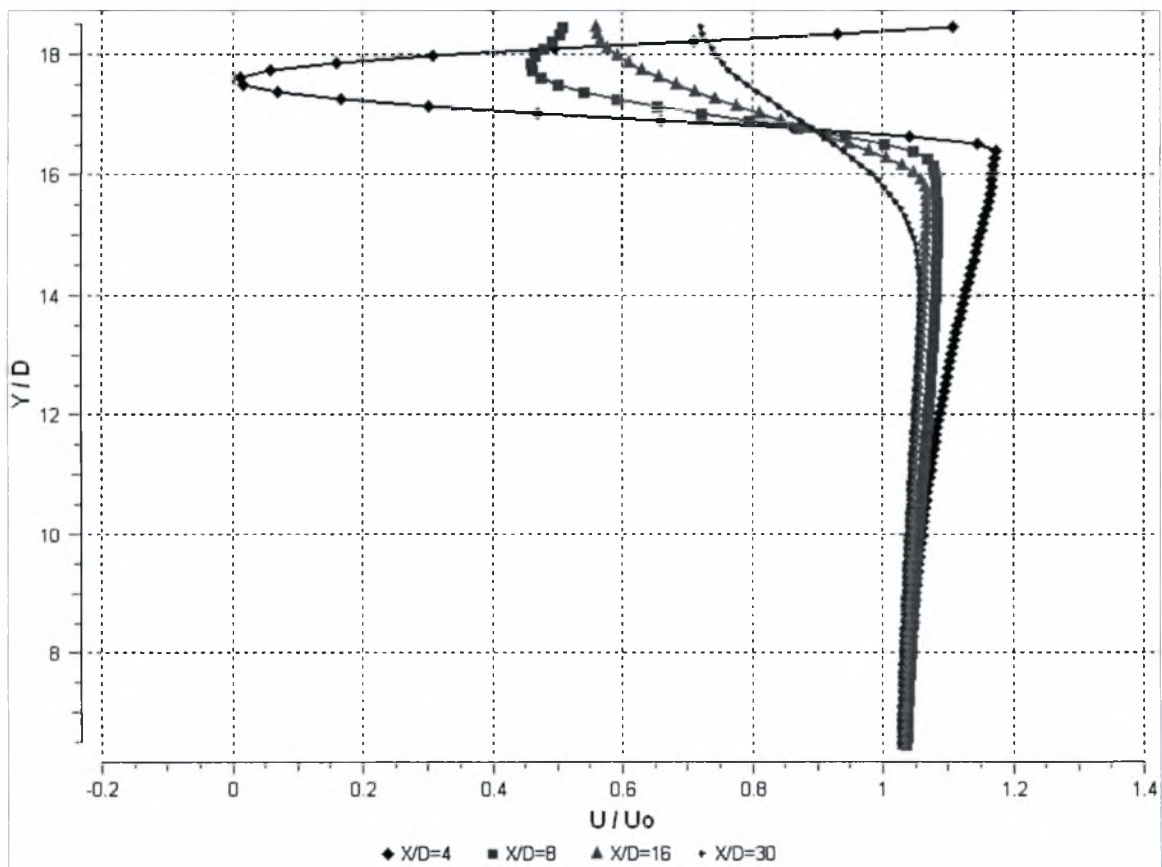
5.24 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=0,8$ & $D=13\text{mm}$



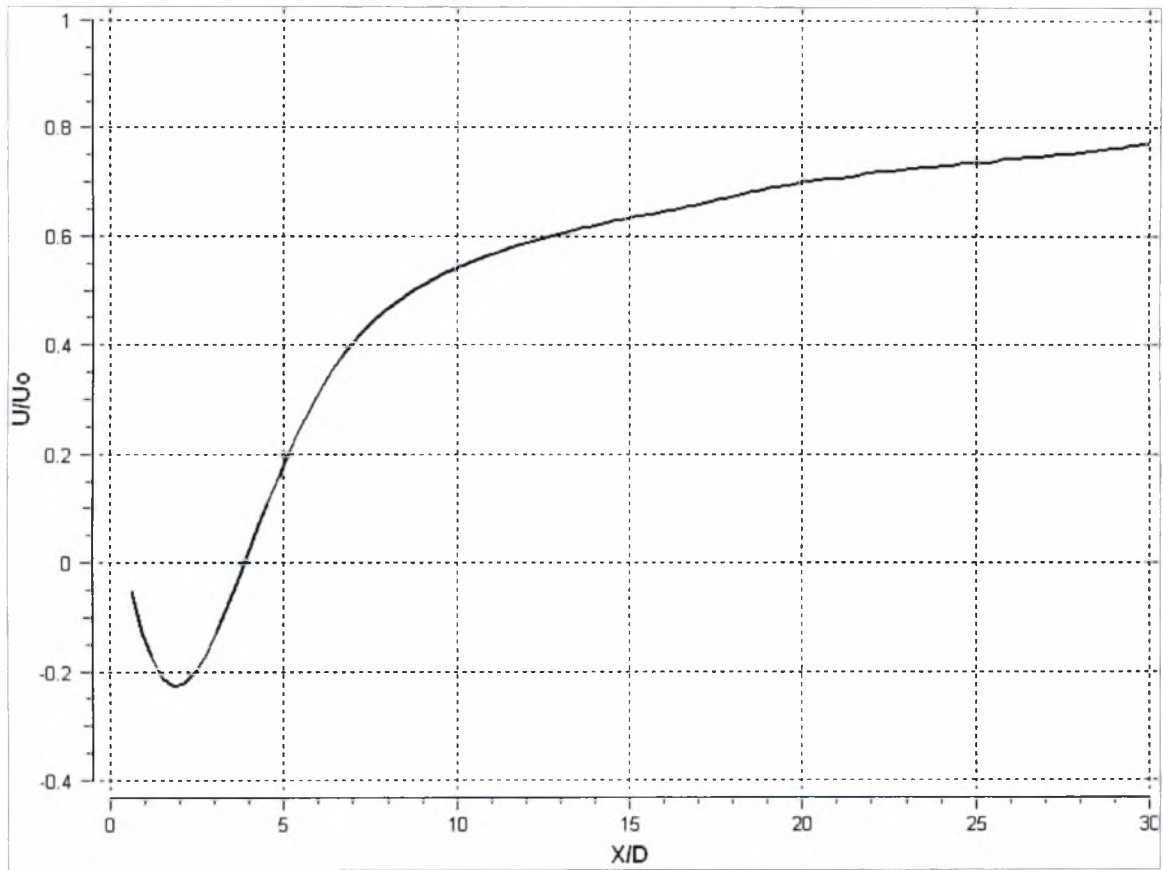
5.25 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=0,8$ & $D=13\text{mm}$



5.26 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=0,8$ & $D=13\text{mm}$

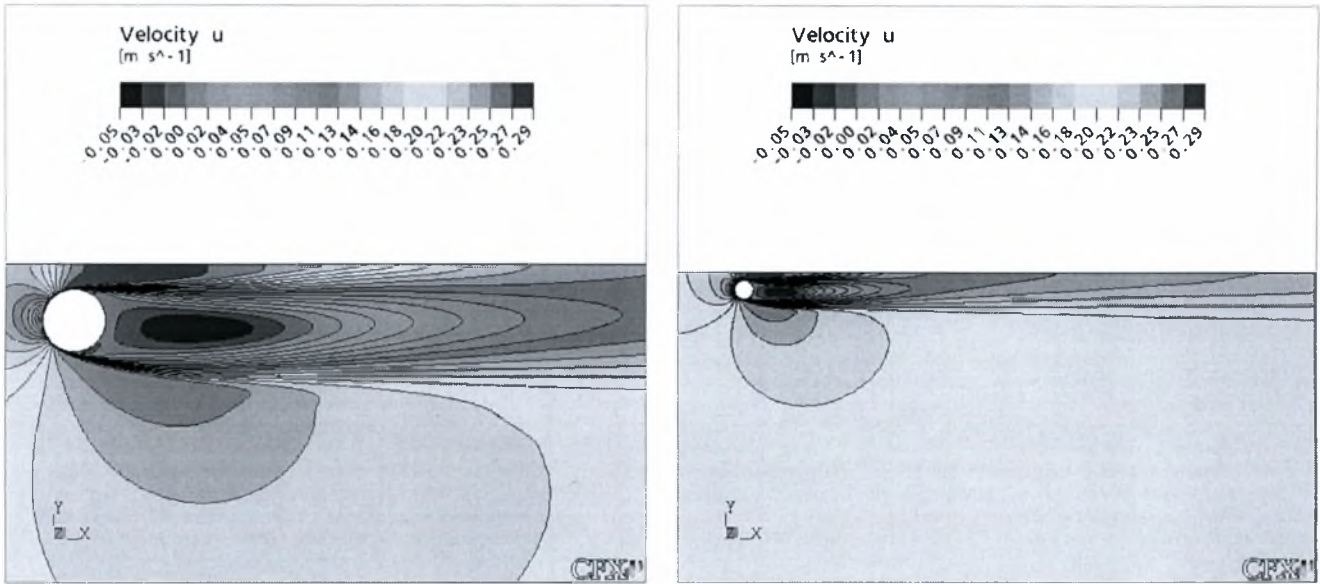


5.27 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=0,8$ & $D=13\text{mm}$

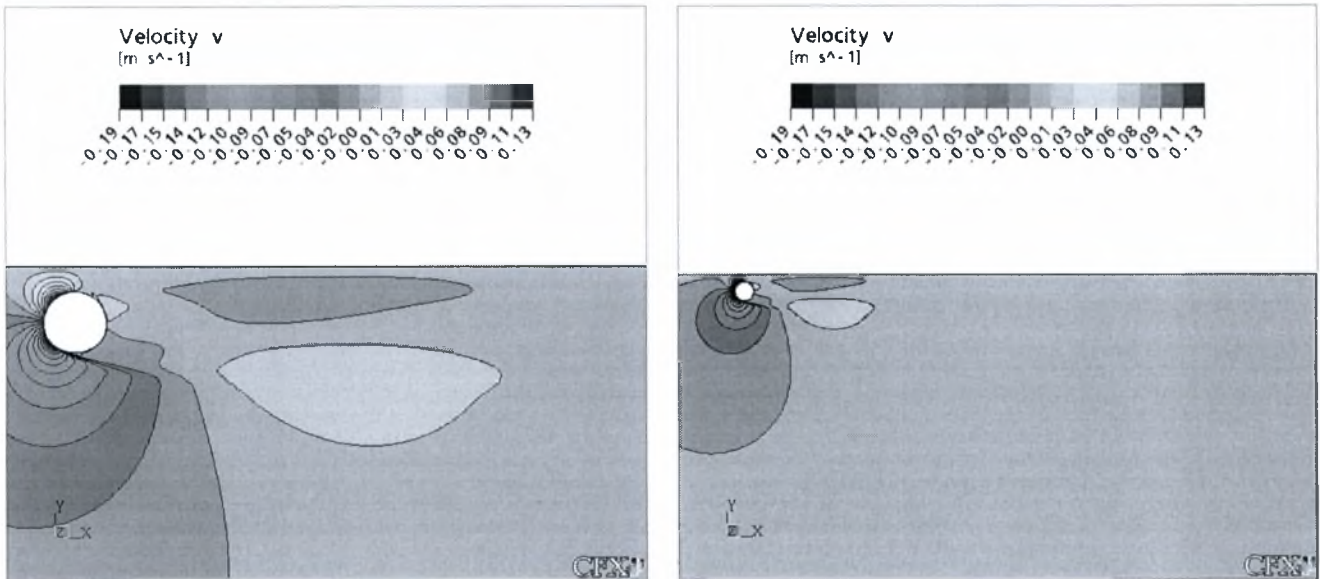


5.28 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0,8$ & $D=13\text{mm}$

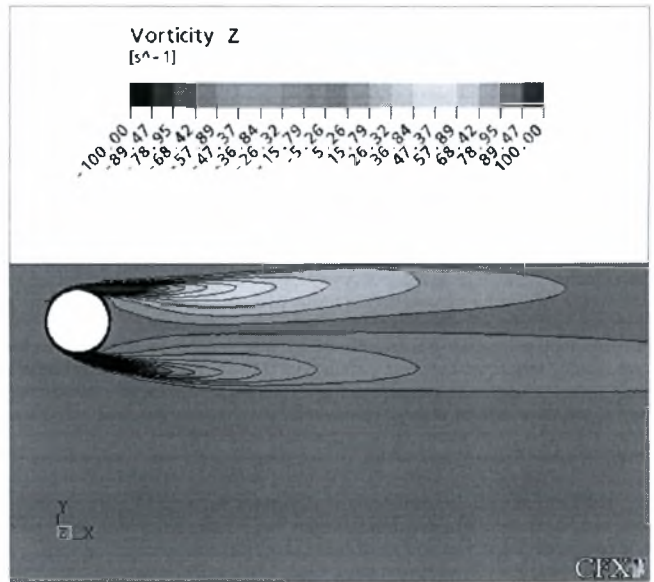
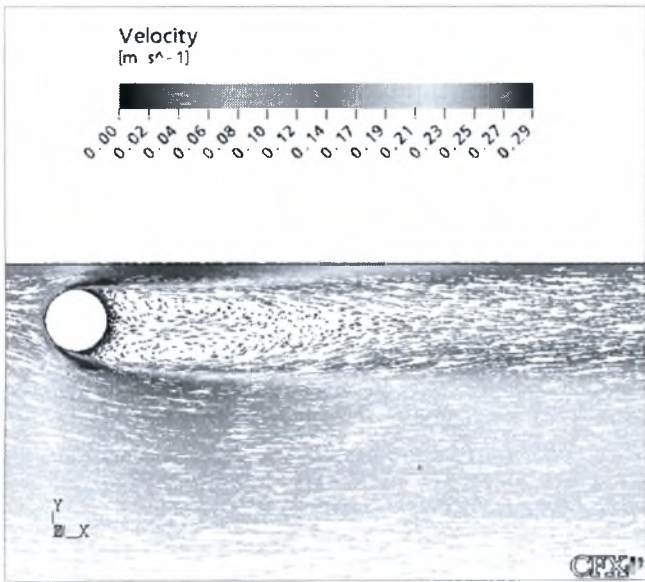
- $H/D=0,9$



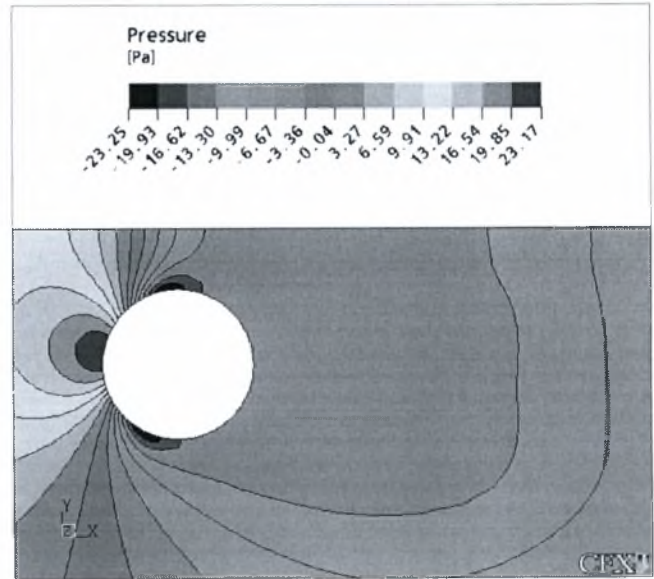
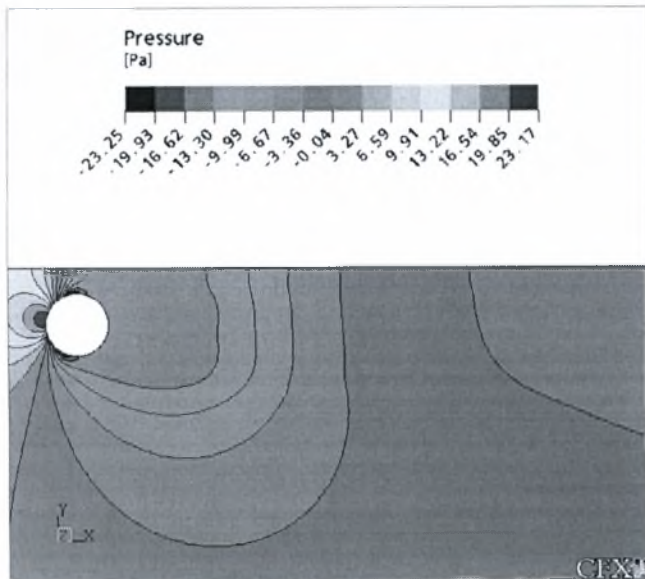
5.29 Ισοϋψείς καμπύλες μέσωσν ταχυτήτων στη Χ διεύθυνση για $H/D=0,9$ & $D=13\text{mm}$



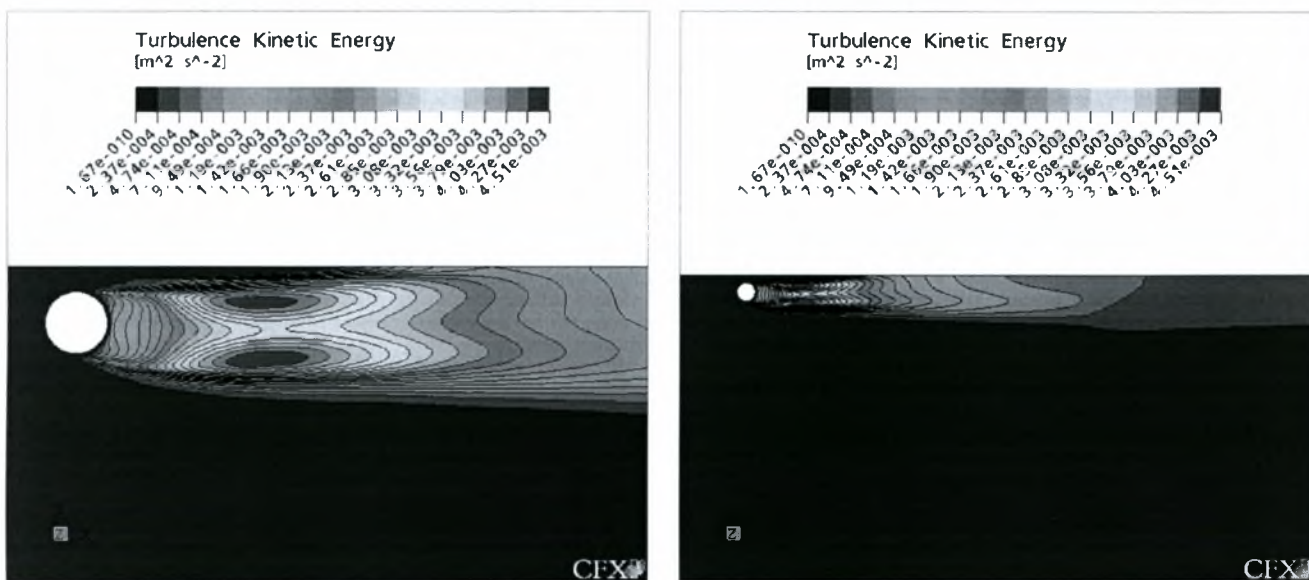
5.30 Ισοϋψείς καμπύλες μέσωσν ταχυτήτων στη Υ διεύθυνση για $H/D=0,9$ & $D=13\text{mm}$



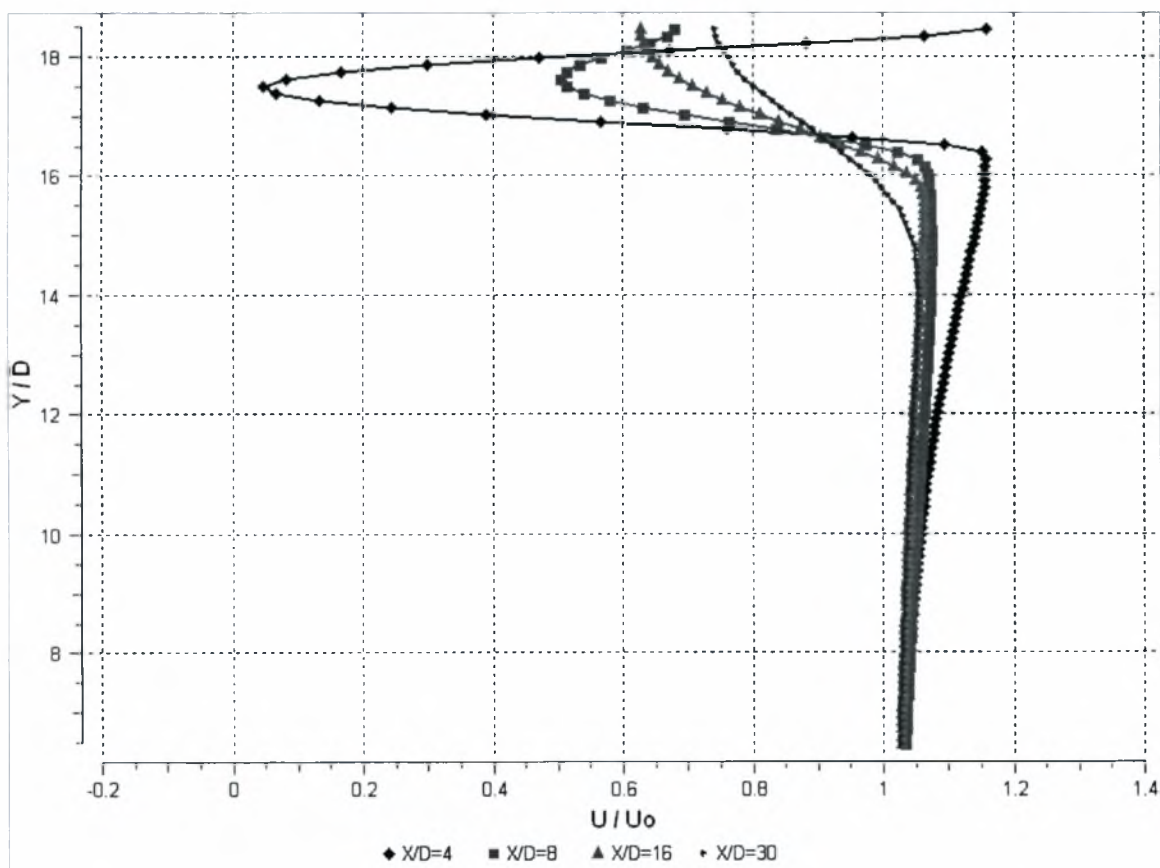
5.31 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=0.9$ & $D=13\text{mm}$



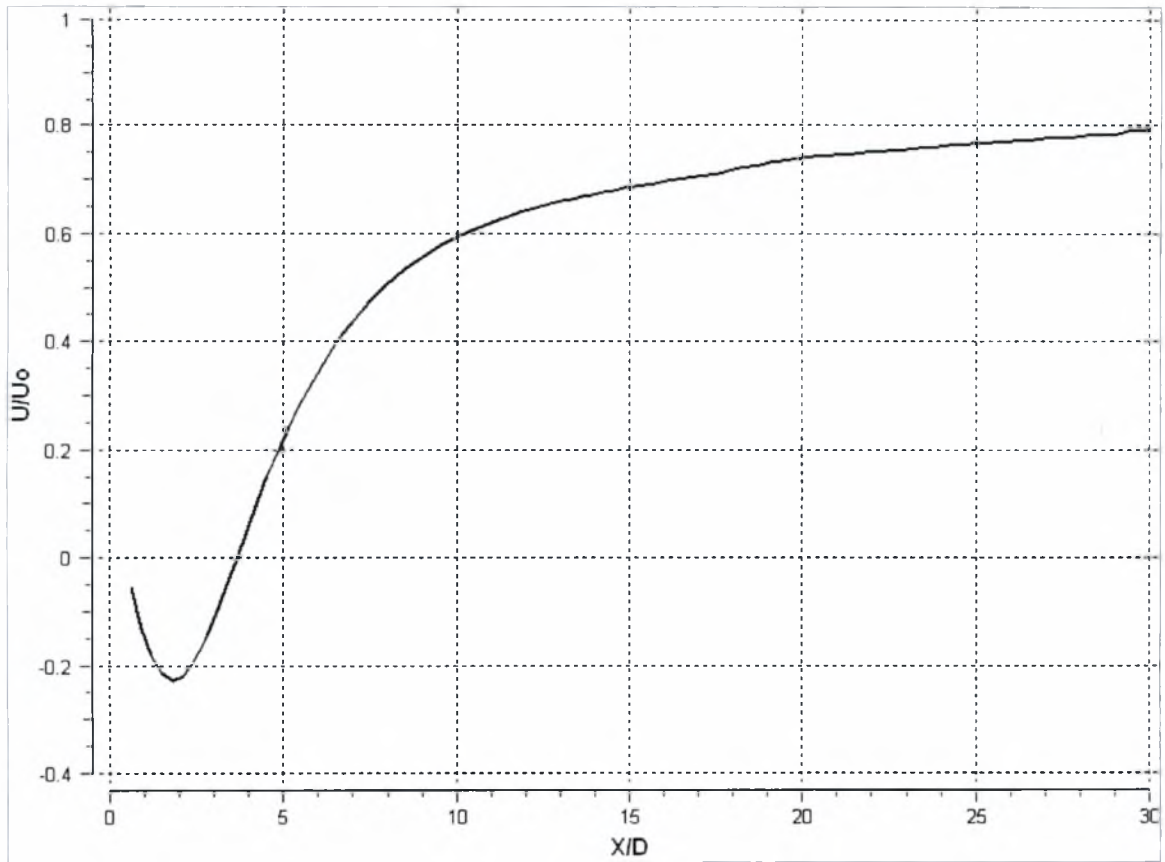
5.32 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=0,9$ & $D=13\text{mm}$



5.33 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=0,9$ & $D=13\text{mm}$

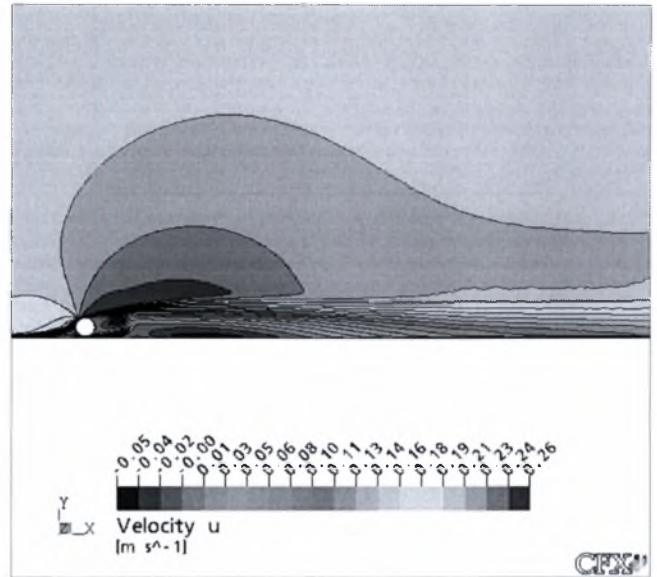
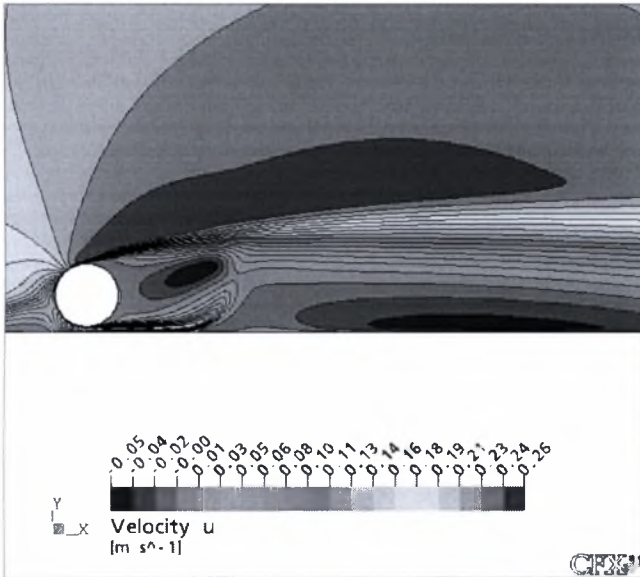


5.34 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=0,9$ & $D=13\text{mm}$

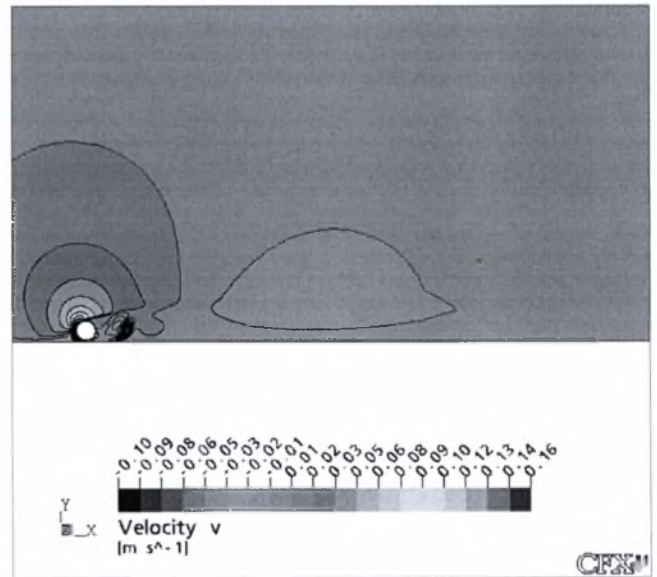
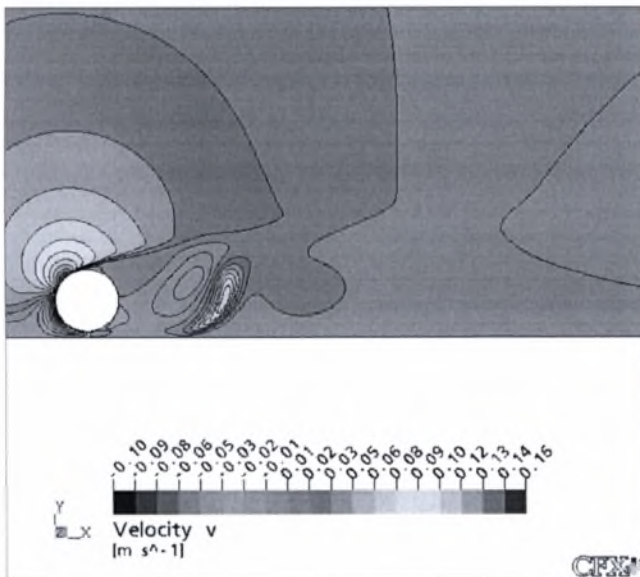


5.35 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0,9$ & $D=13\text{mm}$

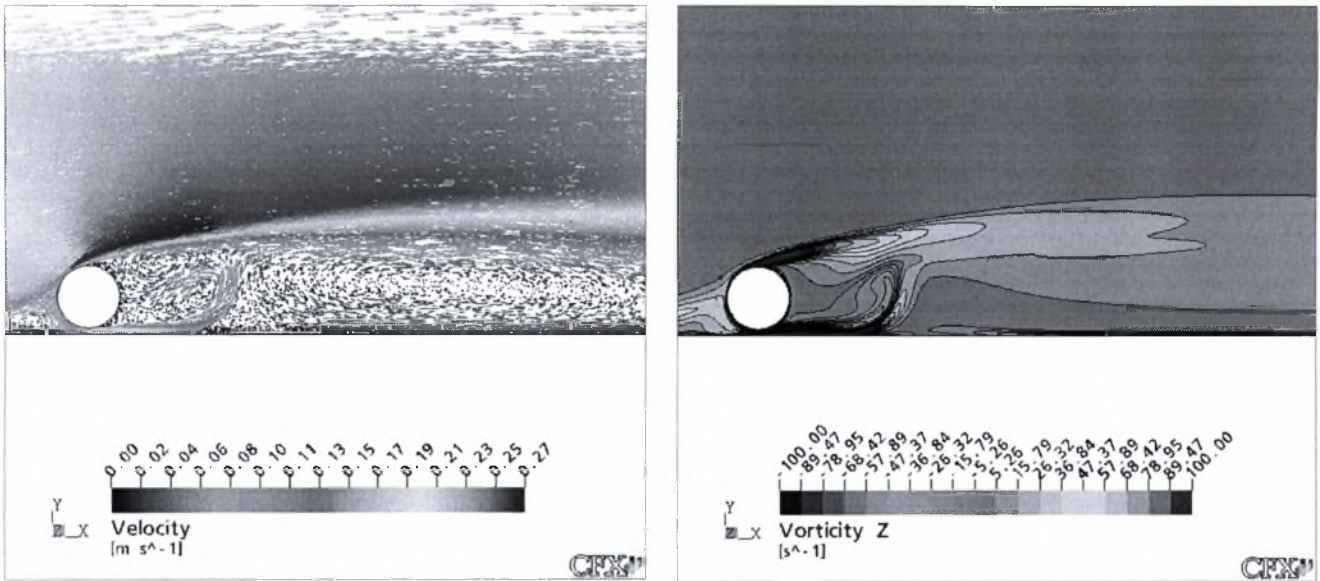
- $H/D=18$ (17.9)



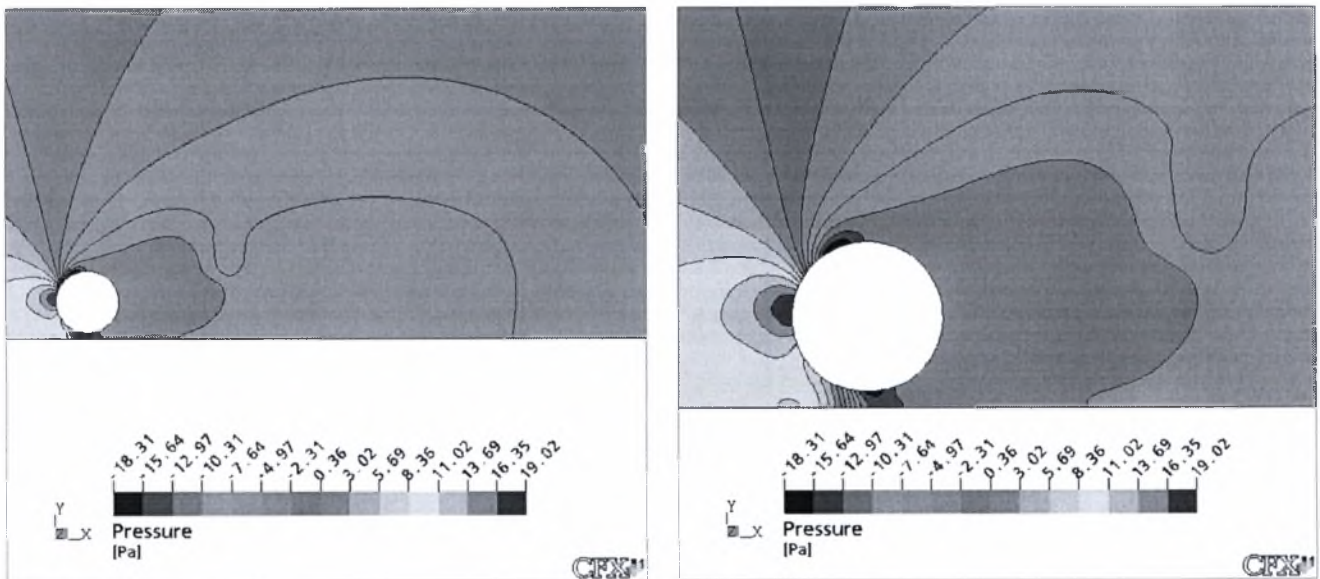
5.36 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη X διεύθυνση για $H/D=17,9$ & $D=13\text{mm}$



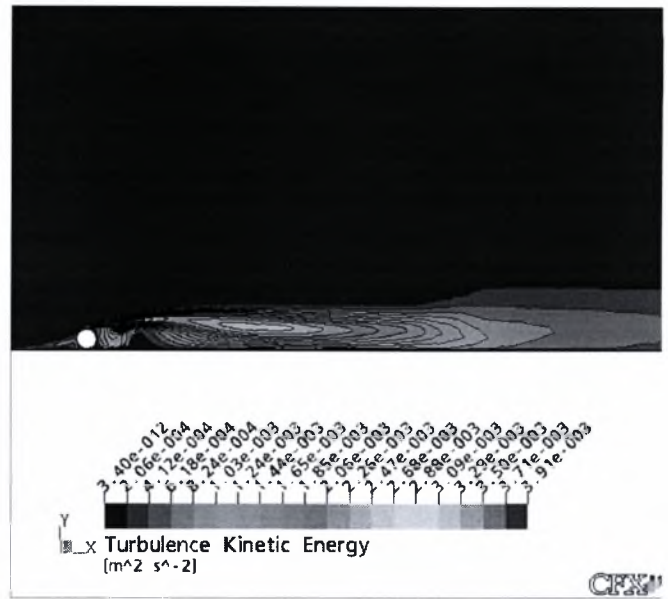
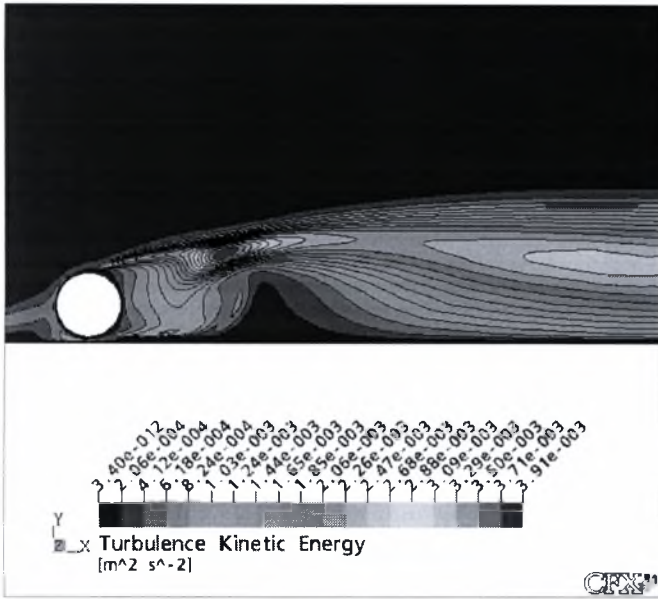
5.37 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Y διεύθυνση για $H/D=17,9$ & $D=13\text{mm}$



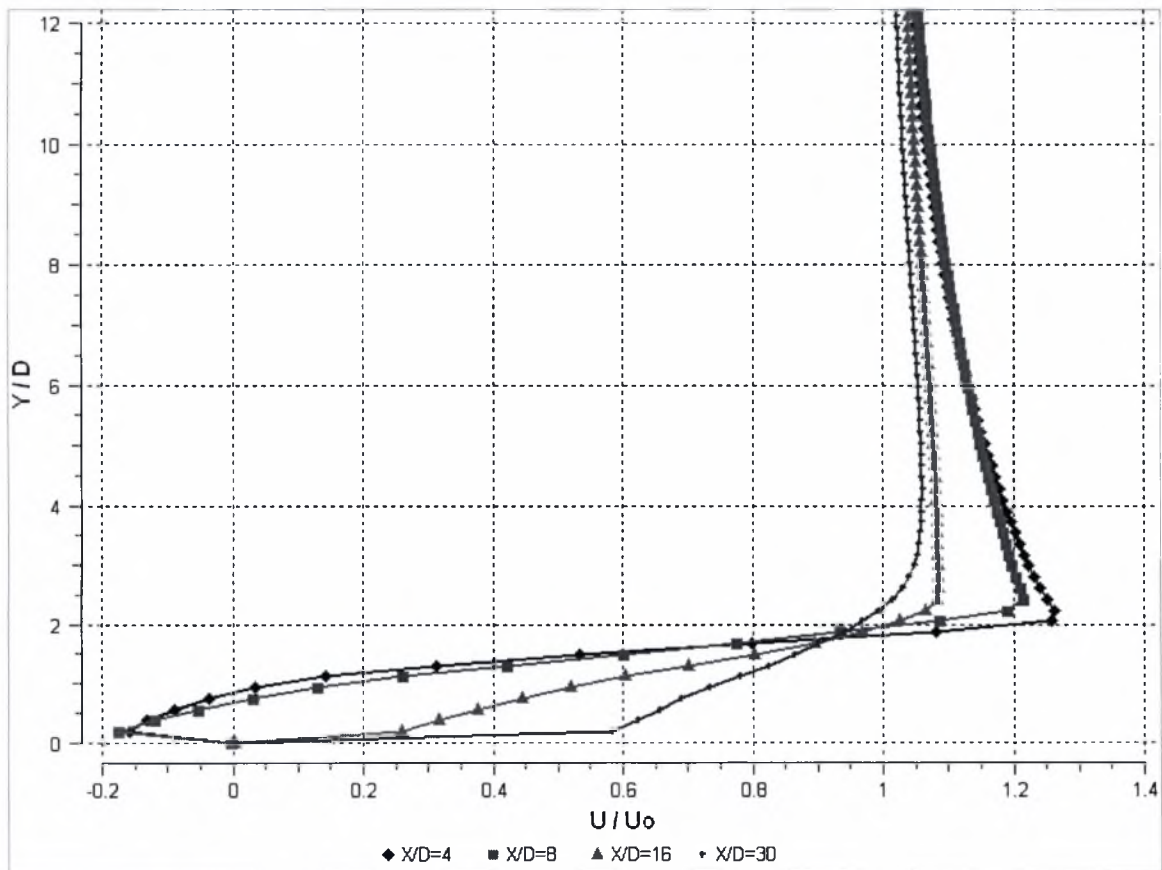
5.38 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=17,9$ & $D=13\text{mm}$



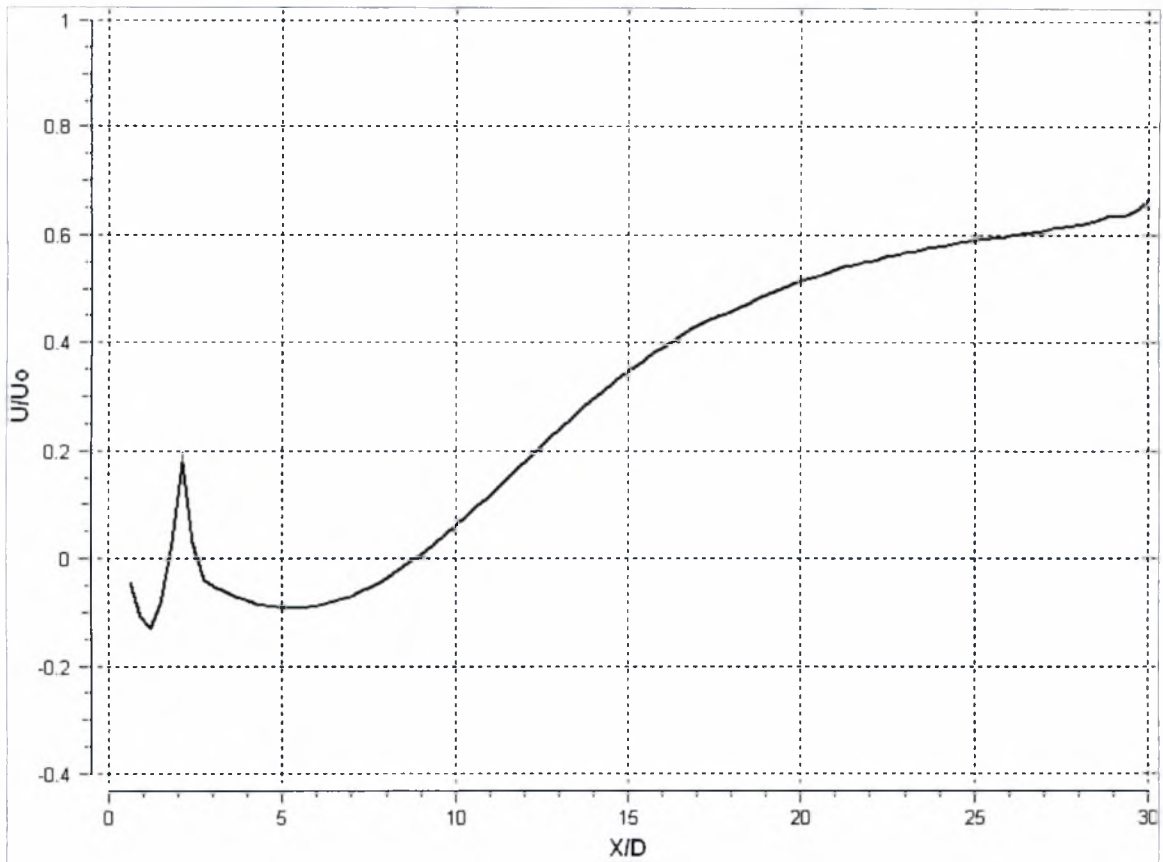
5.39 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=17,9$ & $D=13\text{mm}$



5.40 Ισοϋφείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=17,9$ & $D=13\text{mm}$

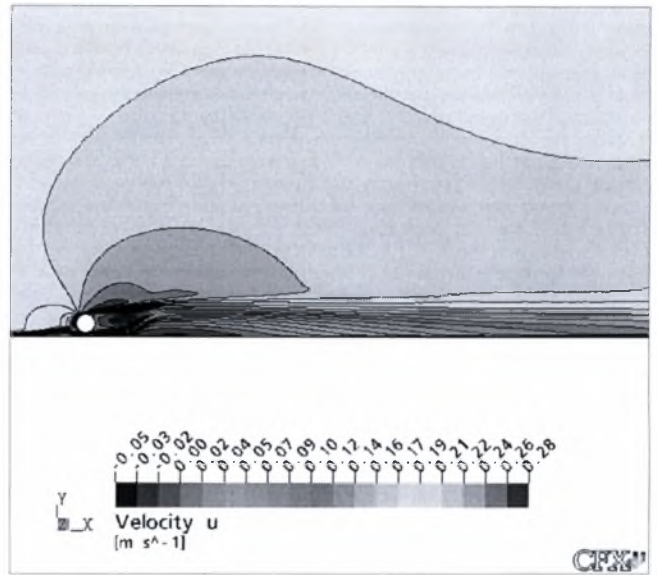
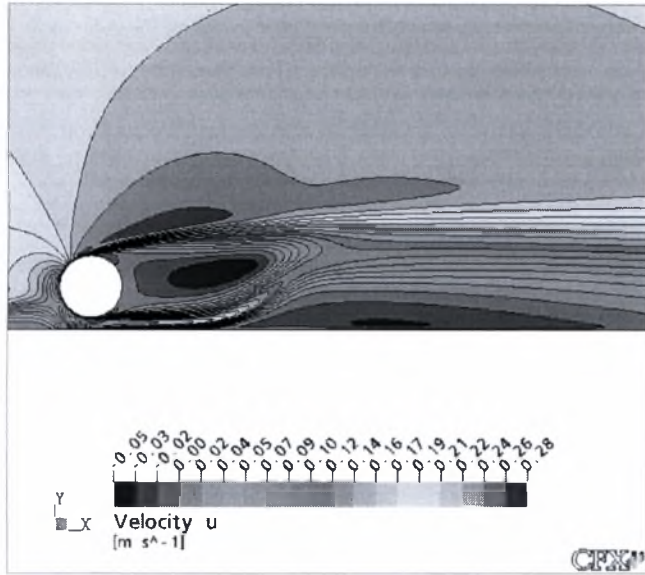


5.41 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=17,9$ & $D=13\text{mm}$

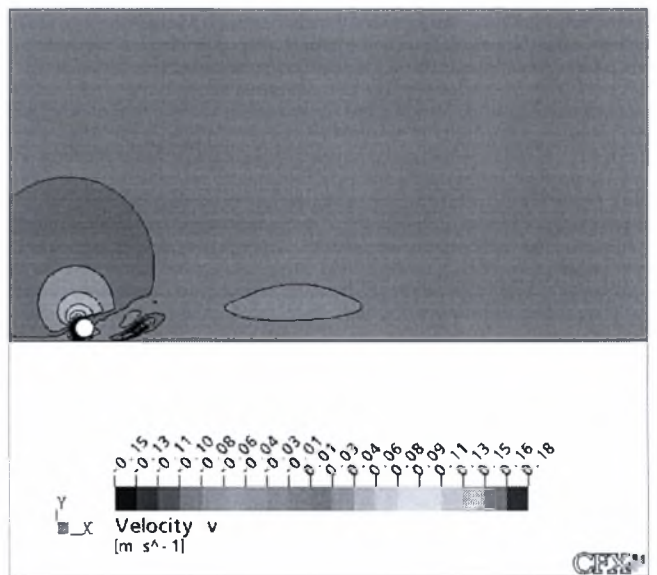
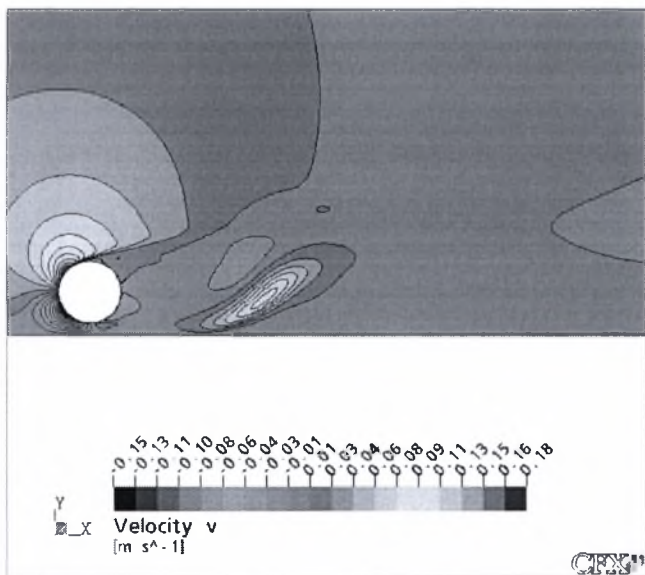


5.42 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=17,9$ & $D=13\text{mm}$

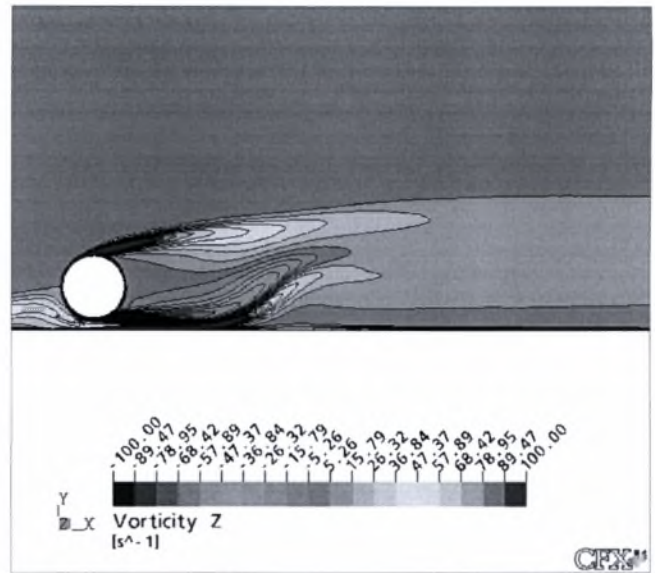
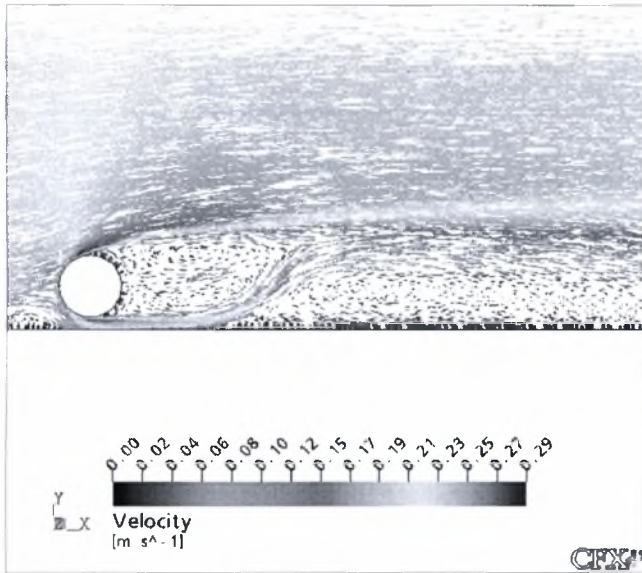
- $H/D=17,8$



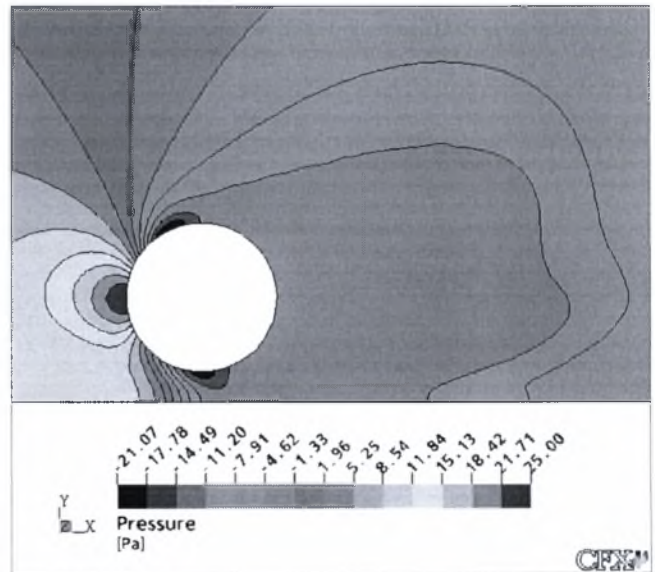
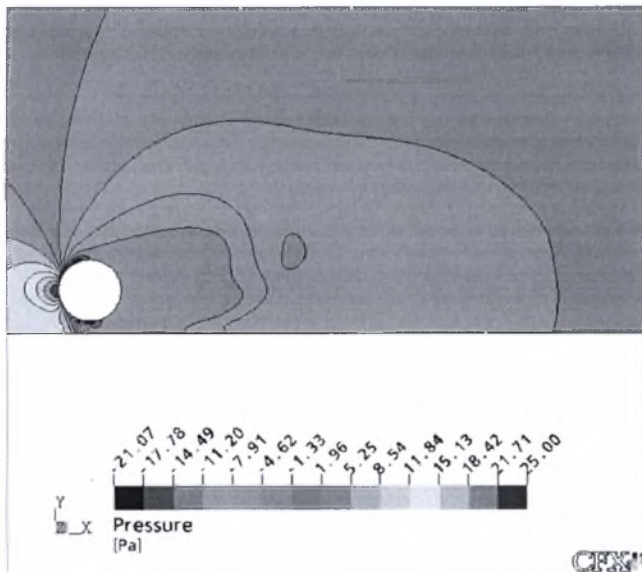
5.43 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη X διεύθυνση για $H/D=17,8$ & $D=13\text{mm}$



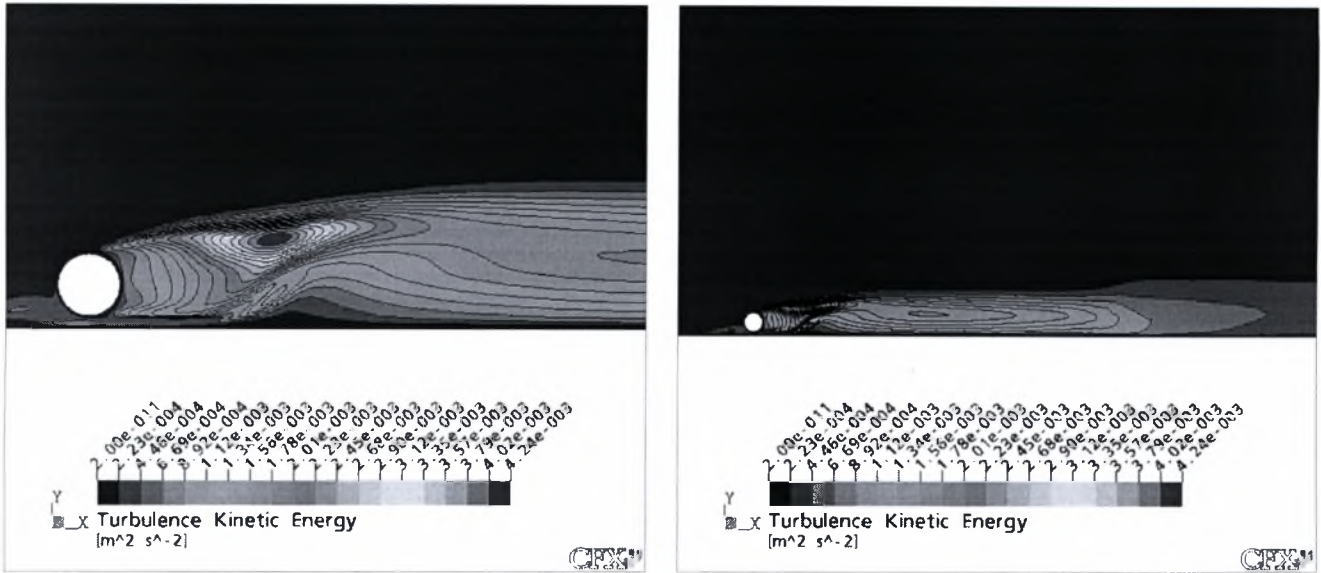
5.44 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Y διεύθυνση για $H/D=17,8$ & $D=13\text{mm}$



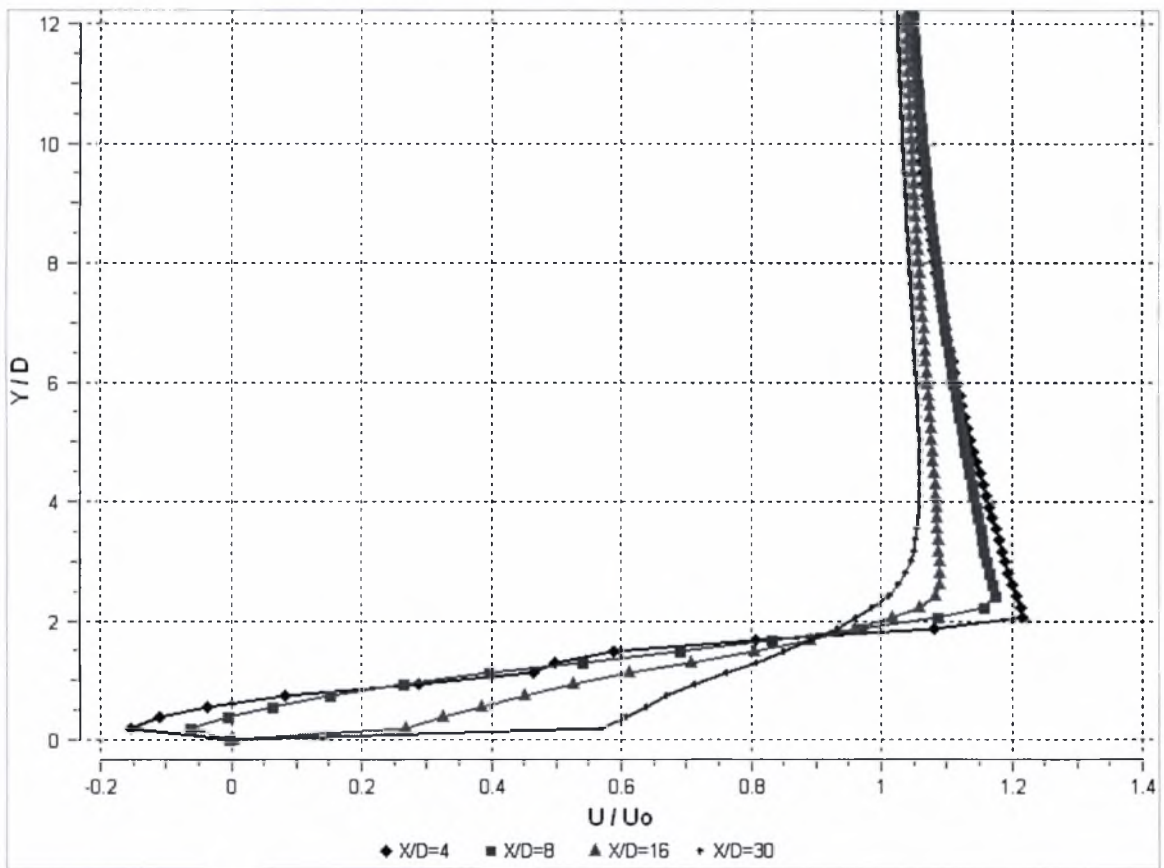
5.45 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=17,8$ & $D=13\text{mm}$



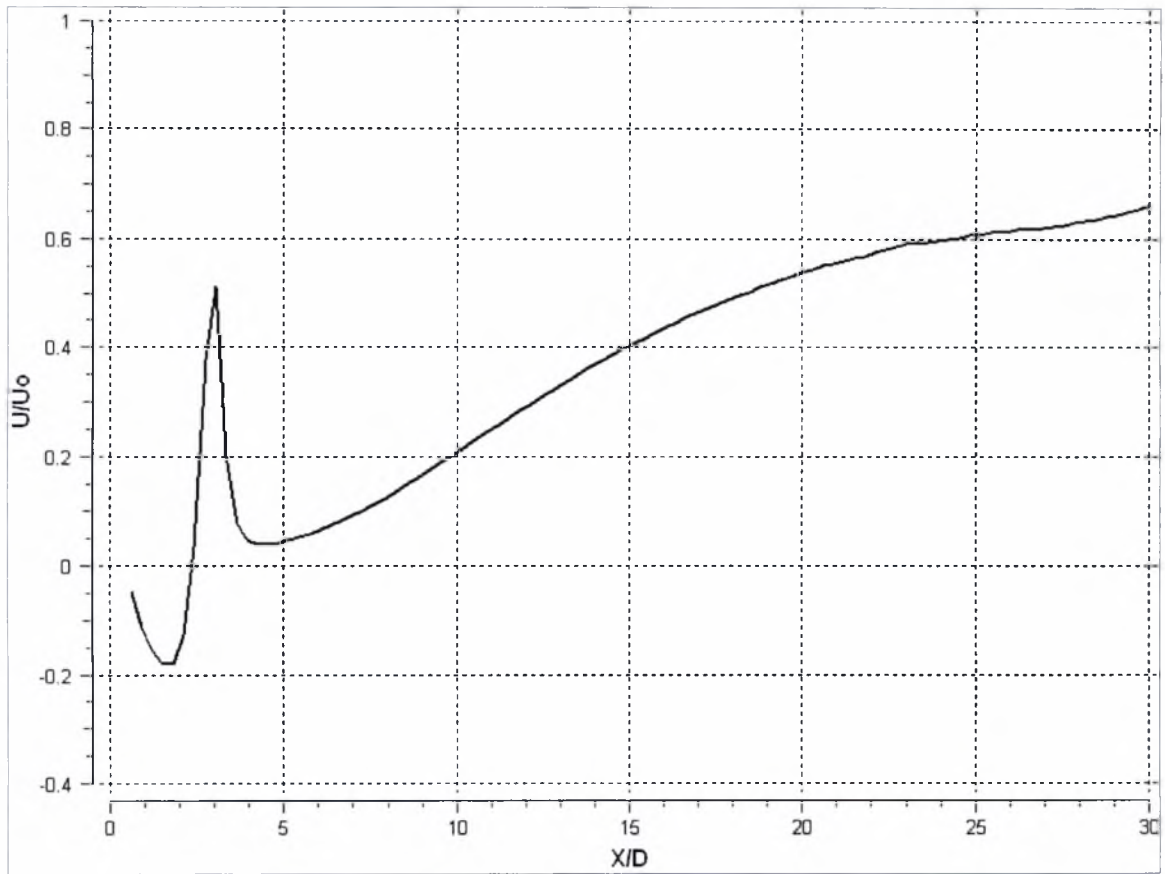
5.46 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=17,8$ & $D=13\text{mm}$



5.47 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=17,8$ & $D=13\text{mm}$

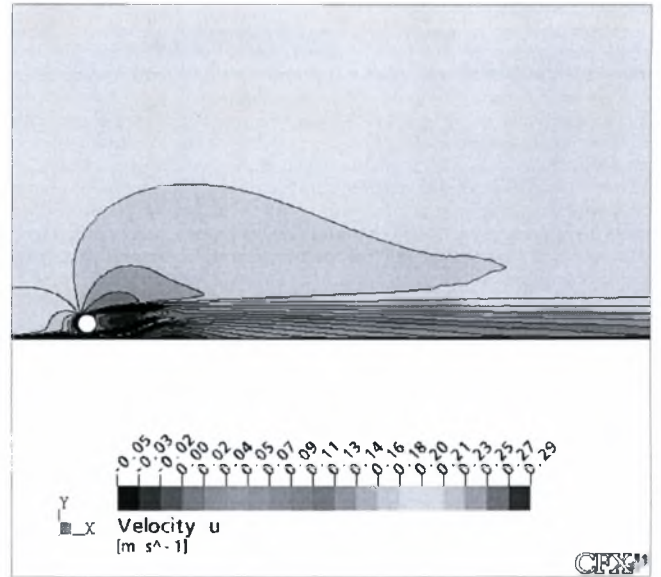
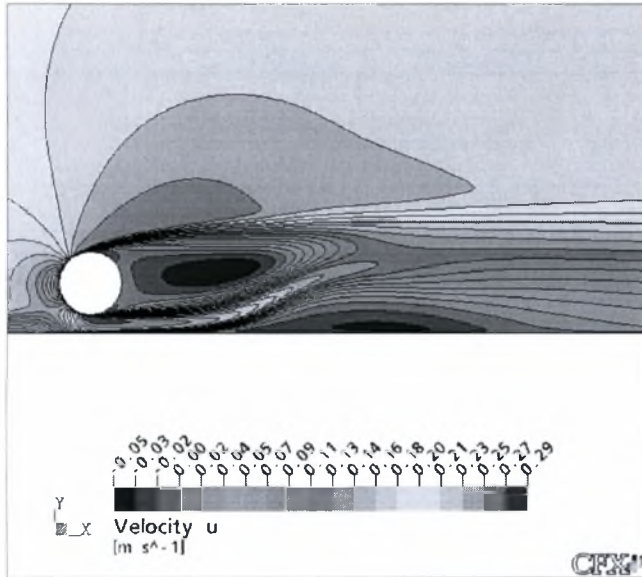


5.48 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=17,8$ & $D=13\text{mm}$

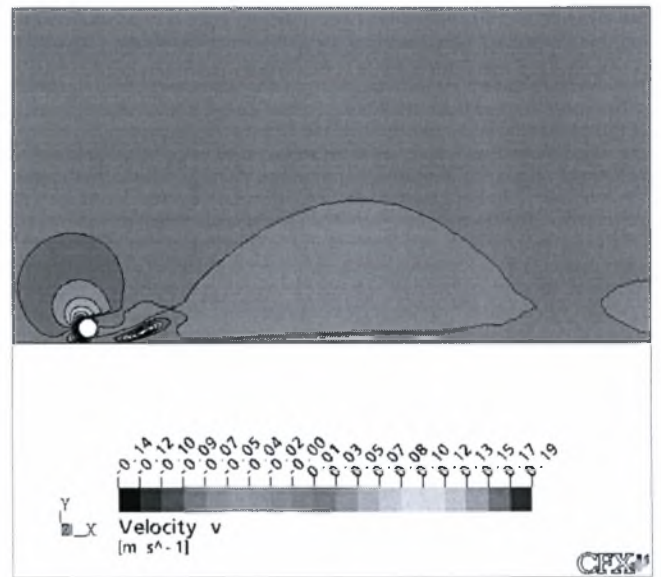
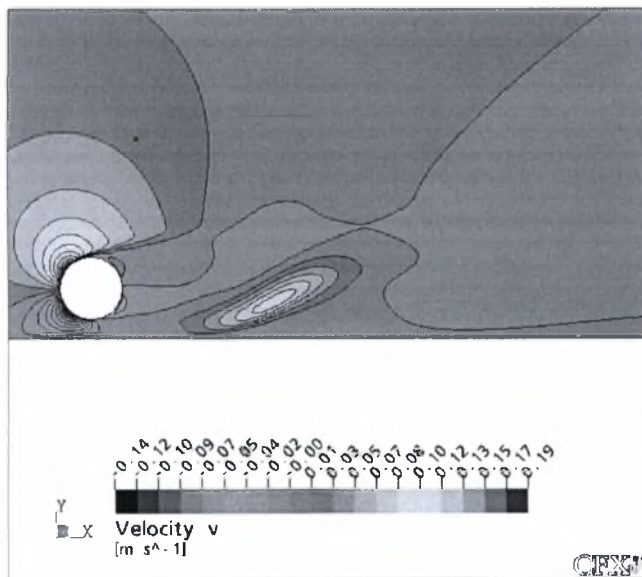


5.49 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=17,8$ & $D=13\text{mm}$

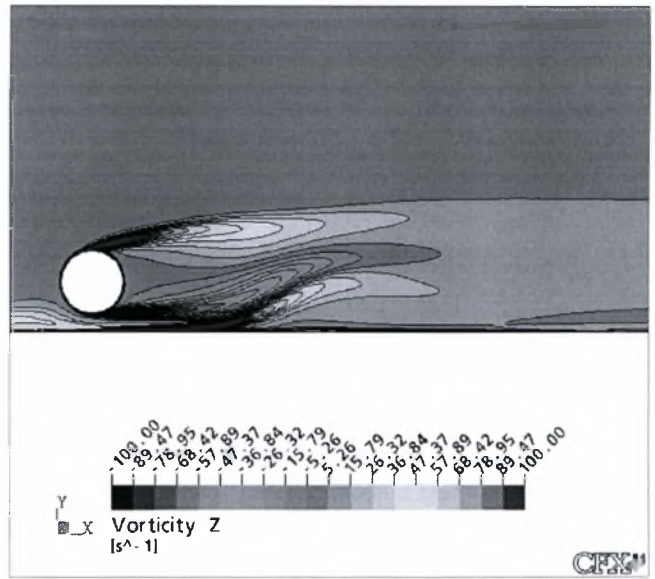
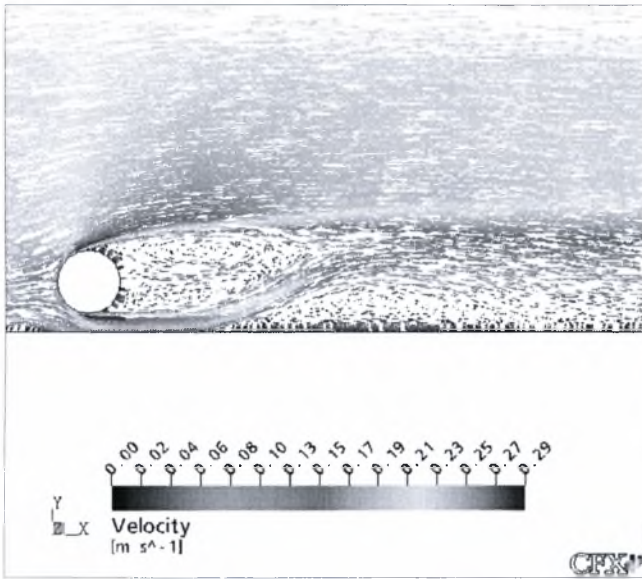
- $H/D=17,7$



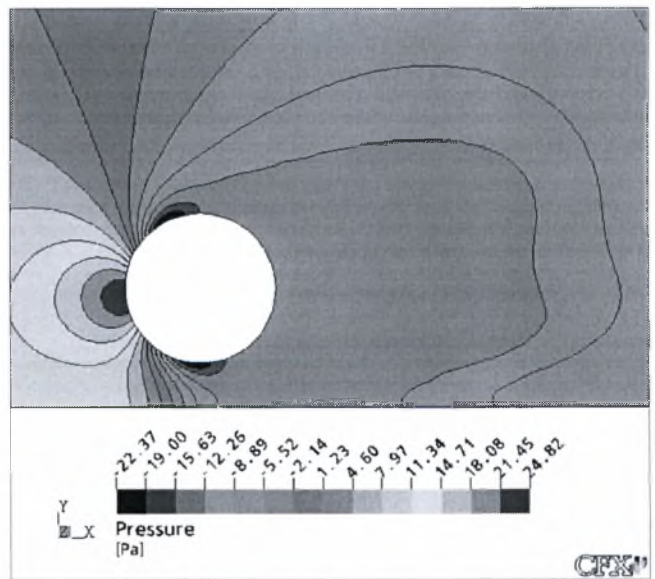
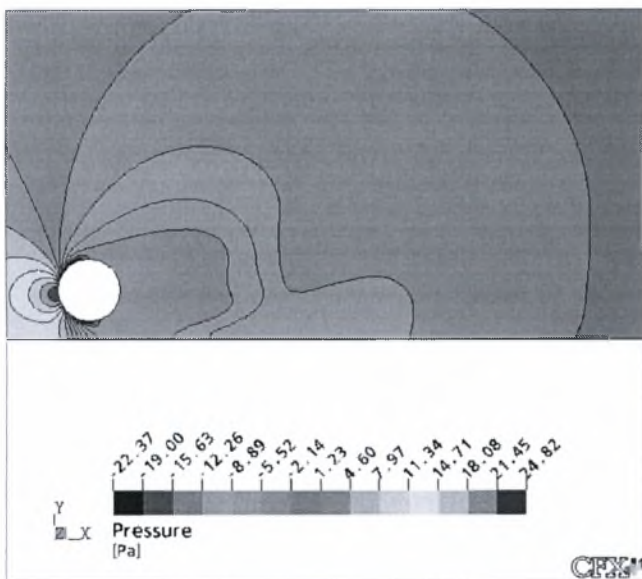
5.50 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη X διεύθυνση για $H/D=17,7$ & $D=13\text{mm}$



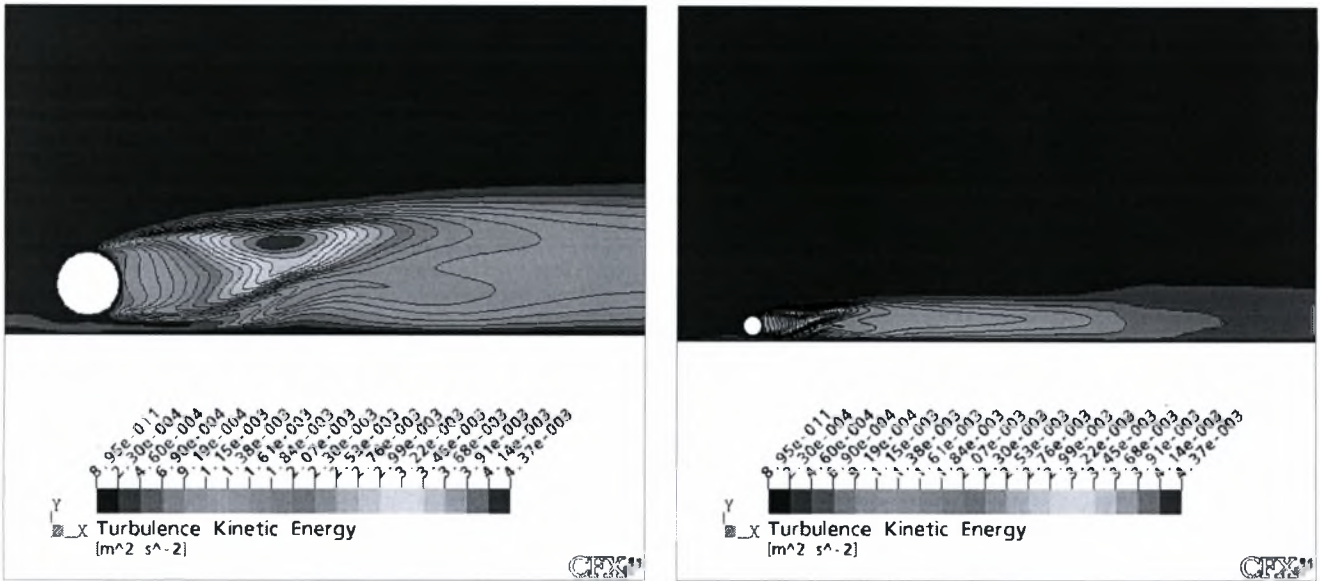
5.51 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Y διεύθυνση για $H/D=17,7$ & $D=13\text{mm}$



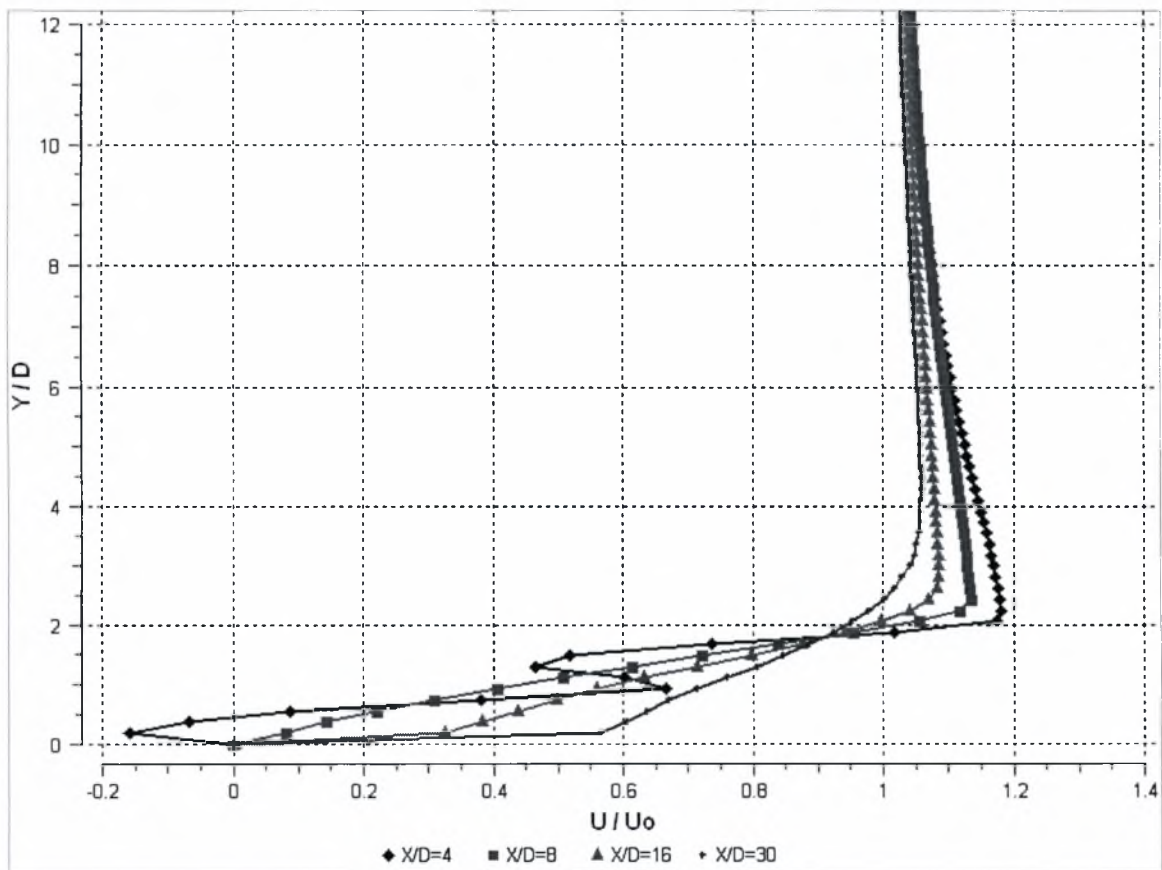
5.52 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=17,7$ & $D=13\text{mm}$



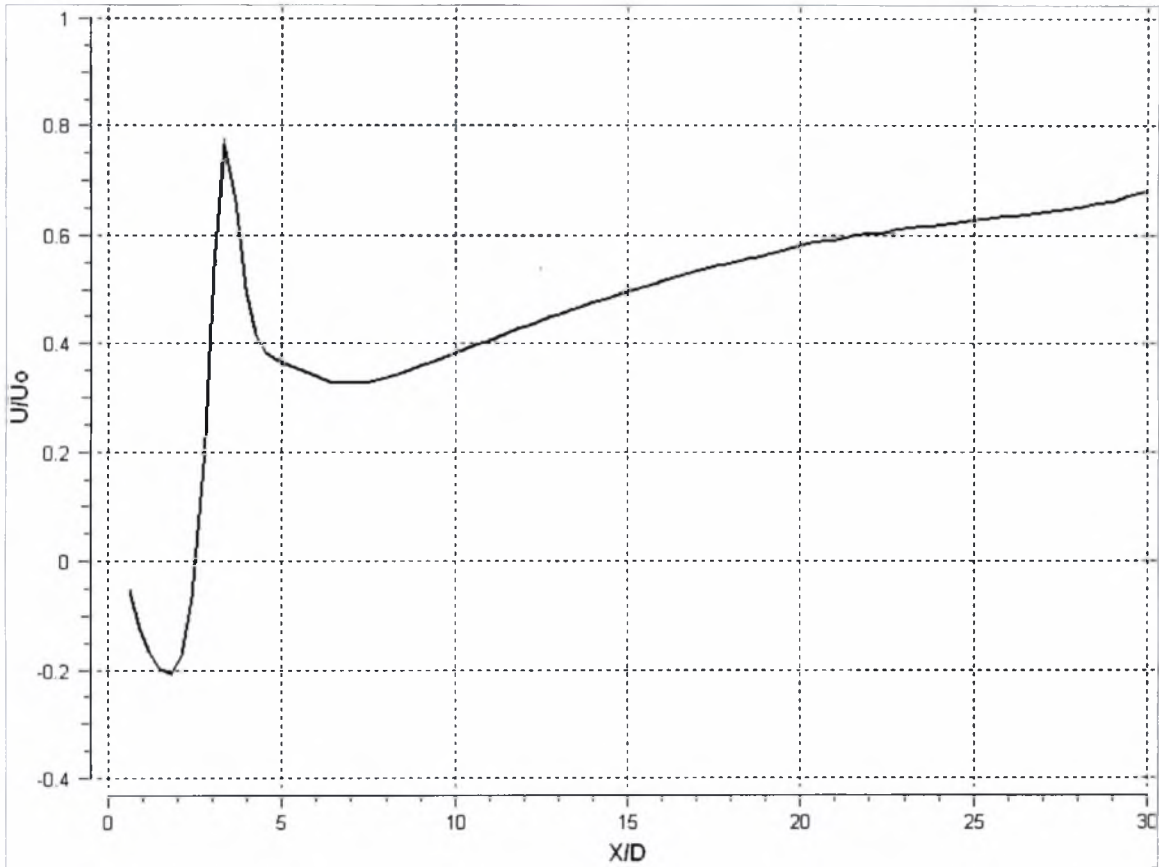
5.53 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=17,7$ & $D=13\text{mm}$



5.54 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=17,7$ & $D=13\text{mm}$

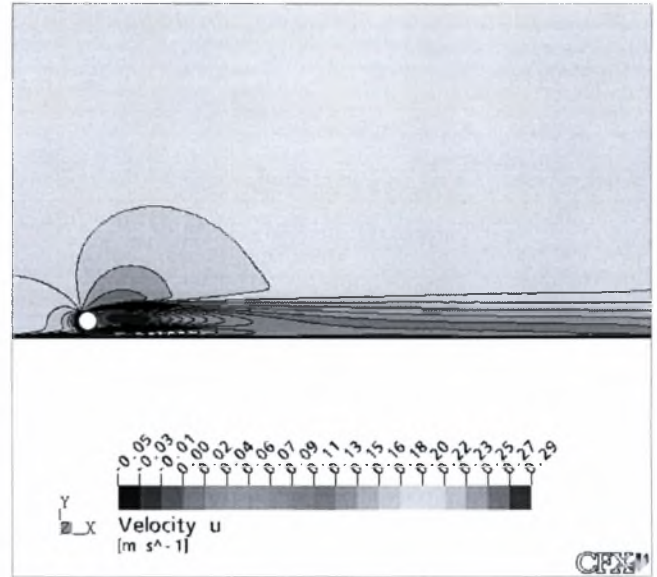
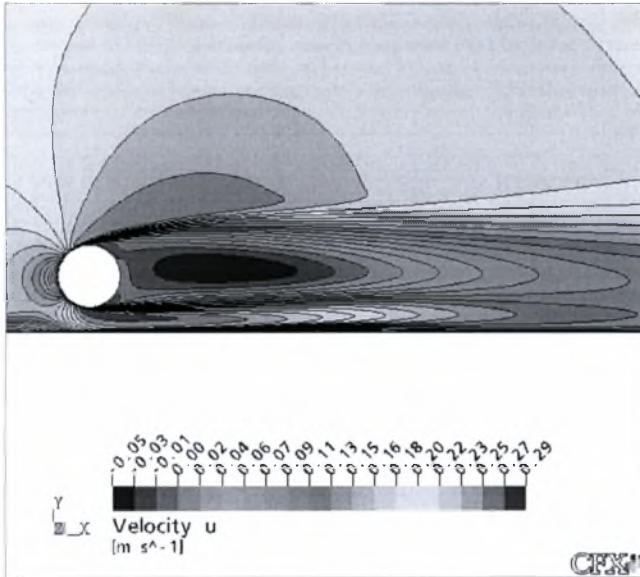


5.55 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=17,7$ & $D=13\text{mm}$

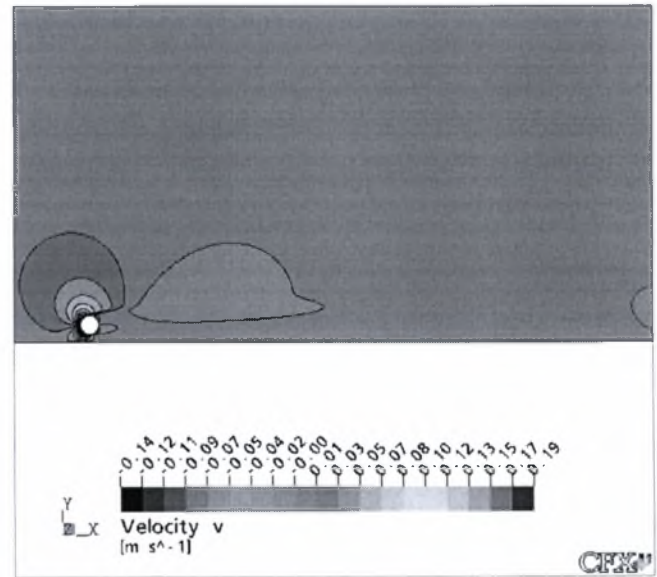
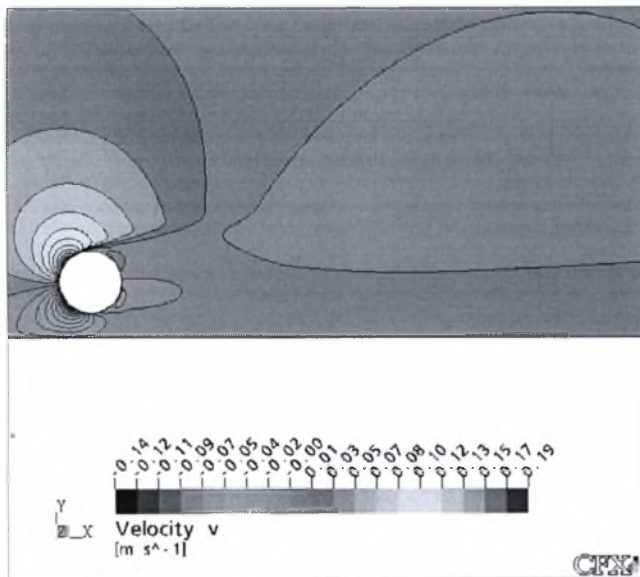


5.56 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=17,7$ & $D=13\text{mm}$

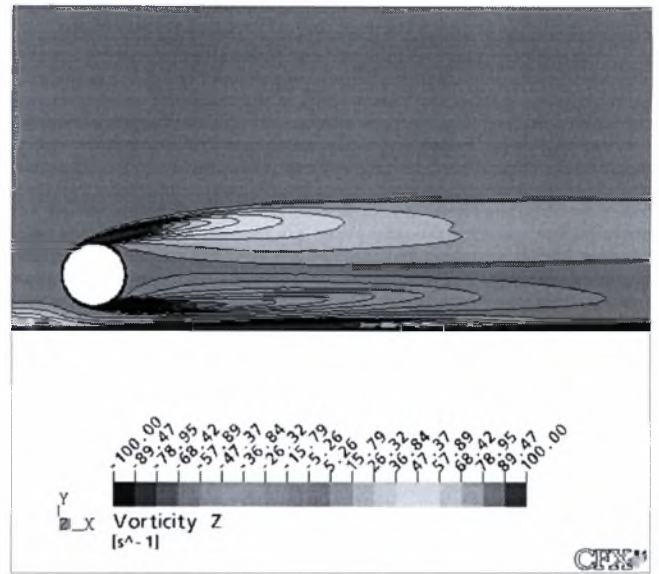
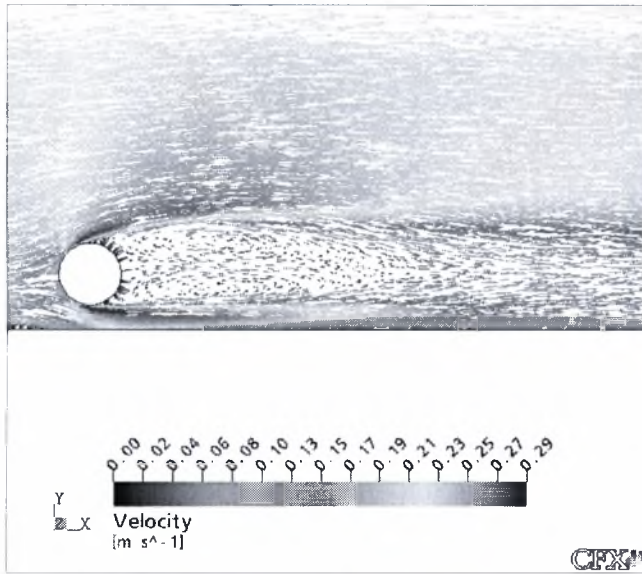
- $H/D=17,6$



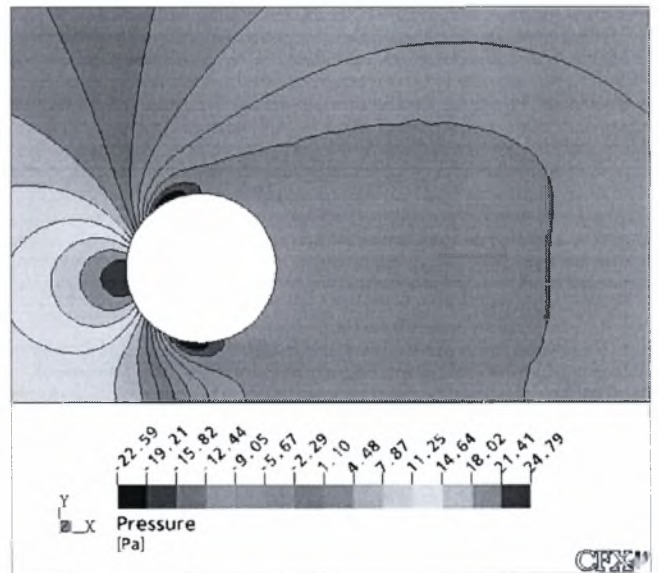
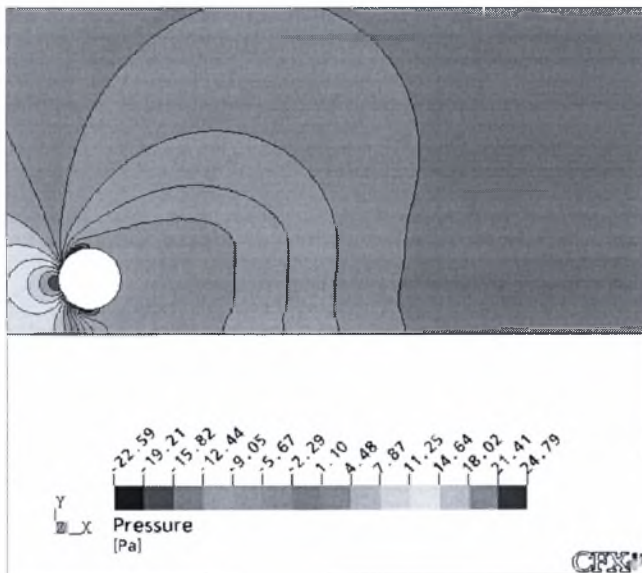
5.57 Ισοϋψείς καμπύλες μέσωσν ταχυτήτων στη Χ διεύθυνση για $H/D=17,6$ & $D=13\text{mm}$



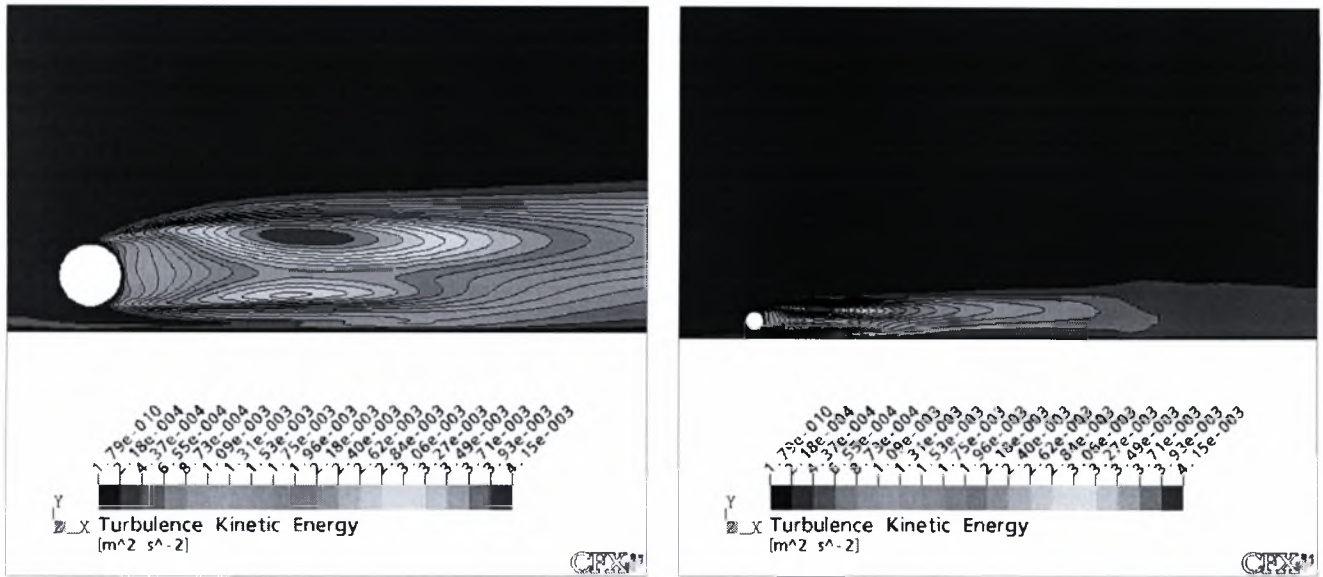
5.58 Ισοϋψείς καμπύλες μέσωσν ταχυτήτων στη Υ διεύθυνση για $H/D=17,6$ & $D=13\text{mm}$



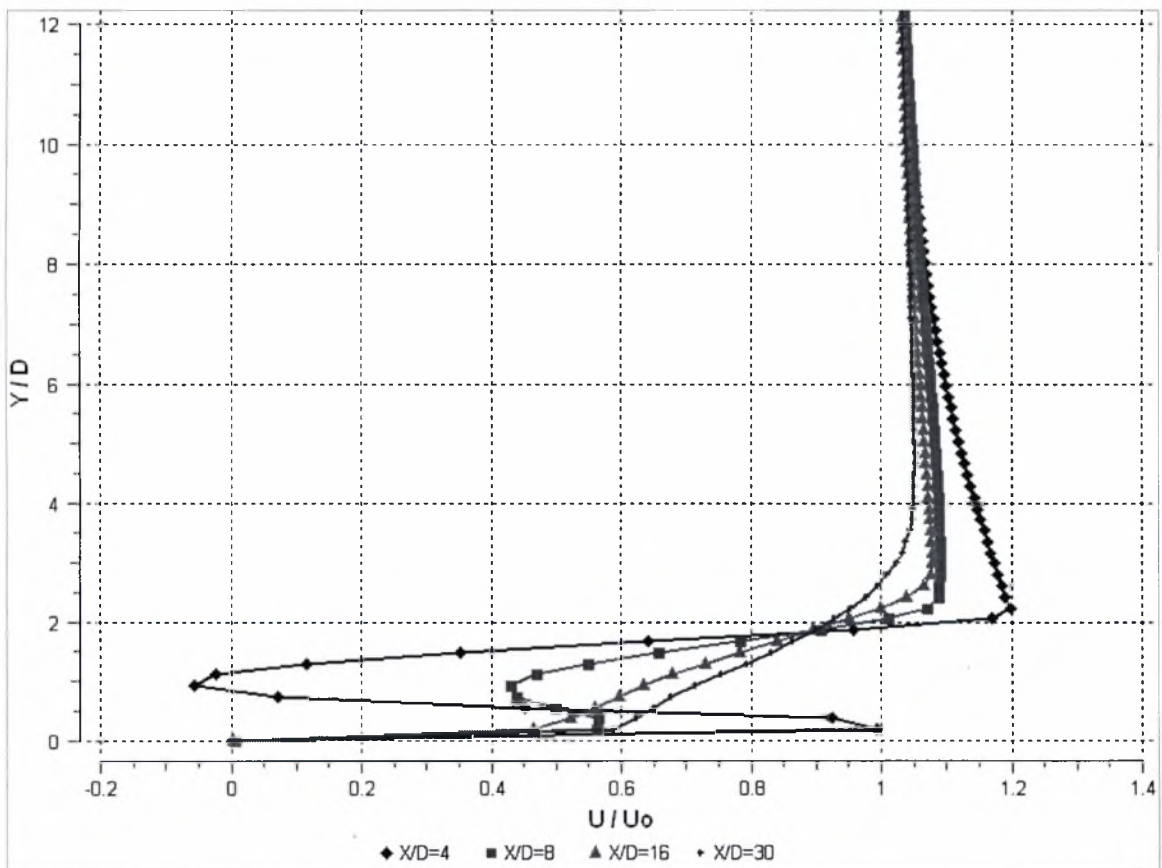
5.59 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋφείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=17,6$ & $D=13\text{mm}$



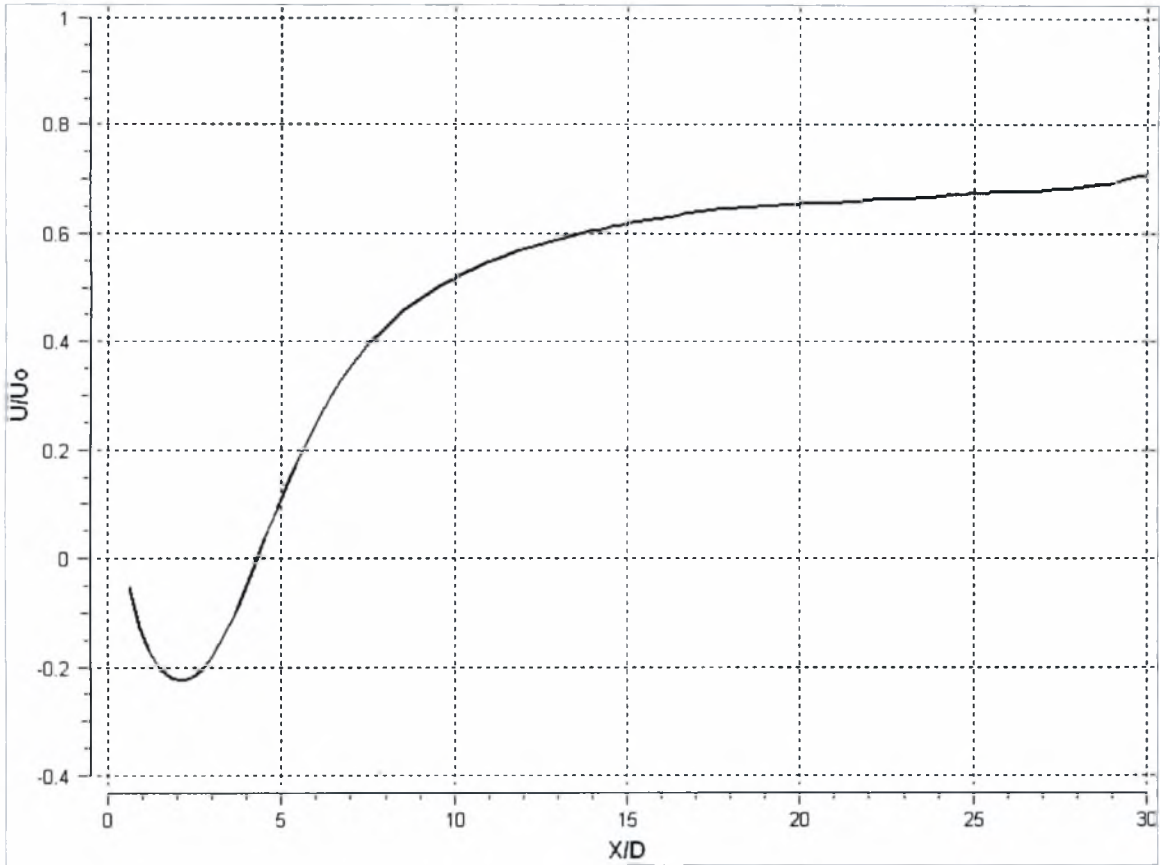
5.60 Ισοϋφείς καμπύλες πίεσης για $H/D=17,6$ & $D=13\text{mm}$



5.61 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=17,6$ & $D=13\text{mm}$



5.62 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=17,6$ & $D=13\text{mm}$



5.63 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=17,6$ & $D=13\text{mm}$

Παρατηρείται ότι στη θέση $H/D=9.2$, στο κέντρο της υδροσήραγγας όλα τα μεγέθη της ροής παρουσιάζουν μια κατακόρυφη συμμετρία εκατέρωθεν του κέντρου του κυλίνδρου. Το μήκος σχηματισμού του απόρου (Wake length) είναι $L_f=3.64D$.

Στη θέση $H/D=0.6$ ο κύλινδρος σχεδόν εφάπτεται της ελεύθερης επιφάνειας παρεμποδίζοντας το μεγαλύτερο μέρος του ρευστού να διέλθει από την επάνω επιφάνεια το. Οι διαταραχές στη ροή είναι έντονες και παρατηρούνται σε όλα τα μεγέθη της. Έτσι δεν υπάρχει καμία συμμετρία ενώ έχουμε δημιουργία και 2^{ης} φυσαλίδας (περιοχή έντονης ανακυκλοφορίας σύμφωνα με τη διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας) περίπου σε απόσταση $2.5D$ από το κέντρο του κυλίνδρου που επεκτείνεται μέχρι και το $L_f=7.27D$. Η 2^η φυσαλίδα οφείλεται στο καθοδικό και επιταχυνόμενο ρεύμα που ανακόπτει τη ροή από τη διεπιφάνεια, στην ίδια περίπου απόσταση που διαχωρίζονται οι δύο φυσαλίδες. Το μήκος σχηματισμού του απόρου της ροής είναι πολύ μεγαλύτερο από την κεντρική θέση.

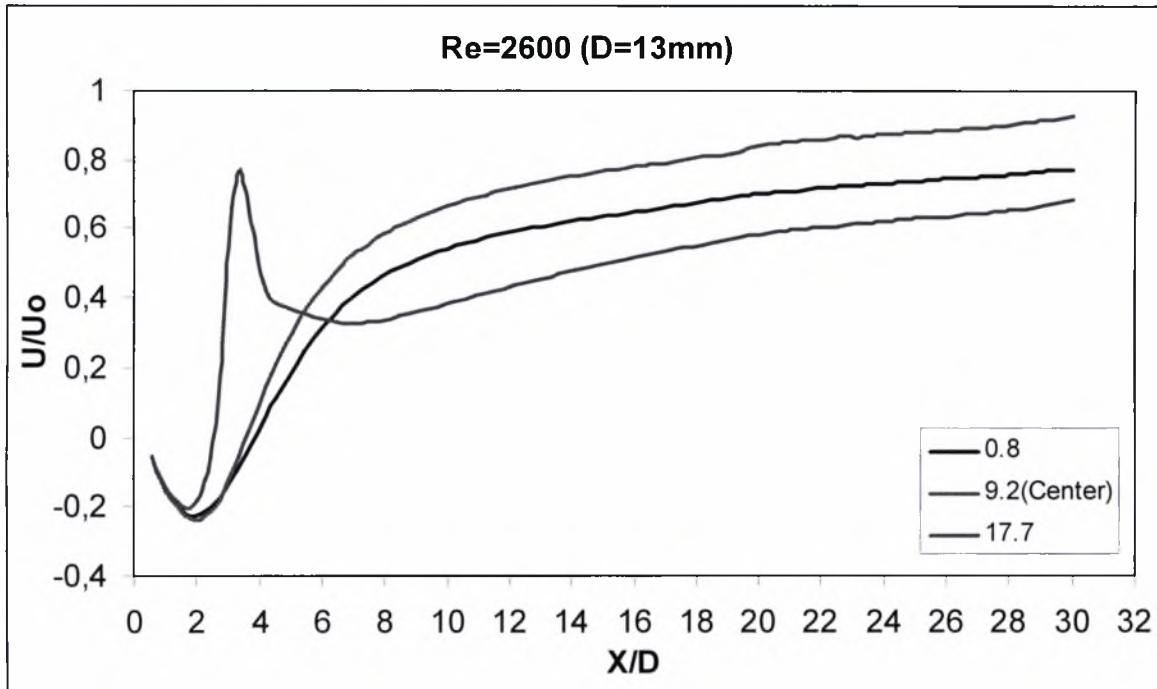
Κατεβαίνοντας από τη θέση 0.7 μέχρι και τη θέση 0.9 παρατηρείτε μια ομοιότητα ως προς τη μορφολογία της ροής. Η ανακοπή που παρατηρήθηκε στη θέση 0.6 δεν υφίσταται πλέον οπότε δεν έχουμε και τη δημιουργία 2^{ης} φυσαλίδας. Το μήκος σχηματισμού του απόρου μειώνεται σταδιακά προσεγγίζοντας αυτό της κεντρικής θέσης. Η ελεύθερη επιφάνεια (απουσία τριβών) και το κενό μεταξύ αυτής και του κυλίνδρου, ευνοεί τη δημιουργία πεδίου ροής παρόμοιου με αυτού στην ελεύθερη ροή.

Στην κατώτατη θέση $H/D=17.9$, ή 0.6 από το δάπεδο, παρατηρείτε χαοτική συμπεριφορά του ρευστού. Η παρουσία του στερεού δαπέδου συνεπάγεται δημιουργία οριακού στρώματος και αύξηση της στροβιλότητας του ρευστού που ευνοεί την επιτάχυνση και άνοδο του νερού καθώς και την αποκοπή του κύριου απόρου σε απόσταση περίπου $2.5-3D$ από το κέντρο του κυλίνδρου. Ένα μέρος αυτού του ρεύματος συντηρεί τη κύρια φυσαλίδα ενώ το άλλο δημιουργεί μία 2^η η οποία είναι και πολύ μεγαλύτερη, σημειώνεται ότι το ρεύμα αποκοπής τελικά επανασυνδέει τις δύο φυσαλίδες στην ανώτερη θέση του. Έτσι το μήκος σχηματισμού του απόρου είναι $L_f=8.79D$ που είναι και το μεγαλύτερο στον κύλινδρο με διάμετρο $D=13[\text{mm}]$. Η μορφολογία της ροής ταιριάζει αρκετά με την αντίστοιχη

θέση στη διεπιφάνεια, την 0.6, κρίνοντας βέβαια από τα χαρακτηριστικά και τις τιμές των μεγεθών αυτής συμπεραίνεται ότι το στερεό δάπεδο επηρεάζει περισσότερο τη ροή από την ελεύθερη επιφάνεια (ακόμα και χωρίς μοντελοποίηση κυμάτωσης).

Στις θέσεις 17.8 και 17.7 παρουσιάζονται εμφανείς ομοιότητες με τη θέση 17.9 αφού το ανοδικό επιταχυνόμενο ρεύμα εξακολουθεί να υπάρχει και μάλιστα με αυξητική τάση αφού κορυφώνεται στη θέση 17.7, σημειώνεται ότι σε αυτές τις περιπτώσεις το ρεύμα αυτό αποκόπτεται και δεν συντελεί στον επανασηματισμό του κύριου απόρου. Παρατηρείτε ότι δημιουργείται και μία ανακυκλοφορία περίπου $3.5D$ μετά το κέντρο του κυλίνδρου, η οποία όμως δεν ελήφθη ως συνέχεια της κύριας. Αξιοσημείωτο είναι το γεγονός ότι το μήκος του απόρου στις δύο αυτές θέσεις έχει την ίδια τιμή, $L_f=2.42D$. Επίσης παρατηρείτε ότι δεν υπάρχουν ομοιότητες με τις αντίστοιχες θέσεις στη διεπιφάνεια (0.7 και 0.8) όπου η ροή αρχίζει και παίρνει τη μορφή που έχει στην κεντρική θέση.

Στη θέση 17.6 έχουμε πλέον μορφολογία ροής που παρουσιάζει ομοιότητες με τη κεντρική θέση. Το επιταχυνόμενο ρεύμα στο κάτω μέρος του κυλίνδρου δεν πραγματοποιεί ανοδική πορεία όπως πριν αλλά συνεχίζει επιβραδυνόμενο μέσα στο οριακό στρώμα του δαπέδου. Αποτέλεσμα αυτού η φυσαλίδα να μην διακόπτεται και η ροή να αρχίζει να παρουσιάζει κάποια σχετική συμμετρία. Το μήκος του απόρου είναι $L_f=4.24D$ τιμή παραπλήσια της αντίστοιχης στη θέση 0.9 (3.64) αλλά σύμφωνα με τα αποτελέσματα (ισοϋψείς στροβιλότητας, κινητικής ενέργειας της τύρβης) η ροή είναι σαφώς περισσότερο επηρεασμένη από το στερεό τοίχωμα παρά από την ελεύθερη επιφάνεια.



5.64 Συγκριτικό διάγραμμα διαμήκουσ κατανομής μέσης τιμής ταχύτητας για $Re=2600$

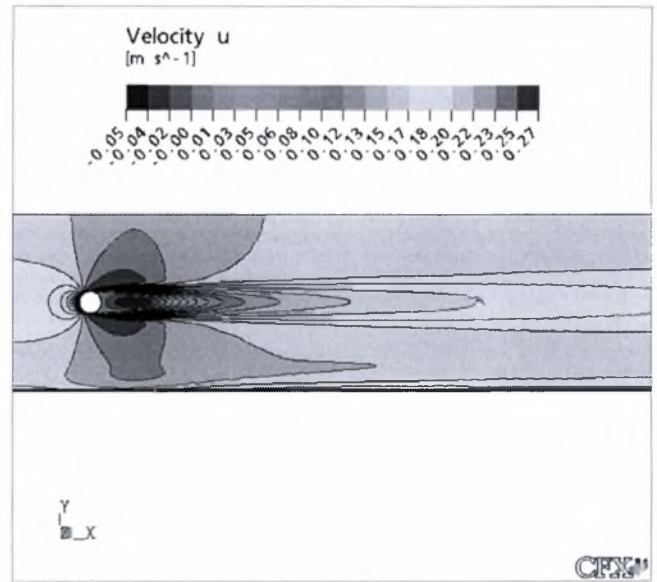
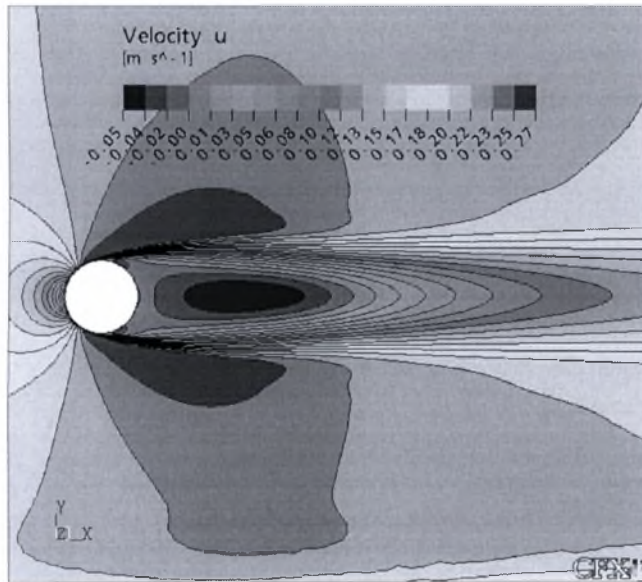
Στο παραπάνω συγκεντρωτικό γράφημα έχουμε τις ταχύτητες κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για την κεντρική θέση και δύο για τις θέσεις κοντά σε δεπιφάνεια (0.8) και στερεό δάπεδο (17.7 ή 0.8 από το δάπεδο).

Είναι φανερό πόσο περισσότερο επηρεάζει το στερεό δάπεδο τη ροή από την ελεύθερη επιφάνεια του ρευστού. Η ανωμαλία με τη μορφή τοπικού μεγίστου (spiking) είναι το επιταχυνόμενο ρεύμα αποκοπής που δημιουργείται μεταξύ του κυλίνδρου και του στερεού δαπέδου. Επίσης παρατηρείται ότι μέχρι το $3D$ η ταχύτητα στη κεντρική γραμμή ταυτίζεται με την αντίστοιχη της κεντρικής θέσης κατόπιν αποκτά ένα διαχωρισμό που σταθεροποιείται περίπου στο $20D$.

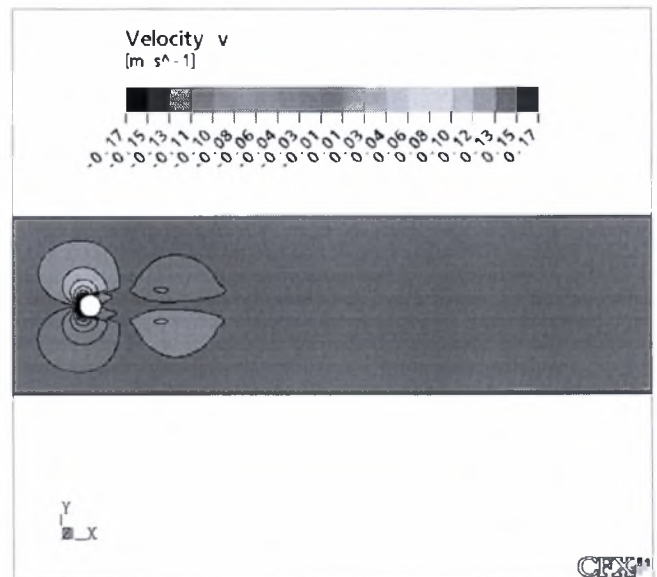
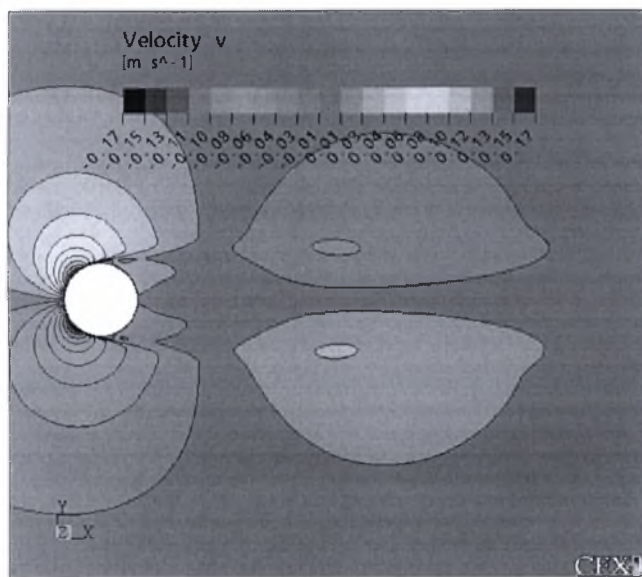


5.1.2. $D=30\text{mm}$

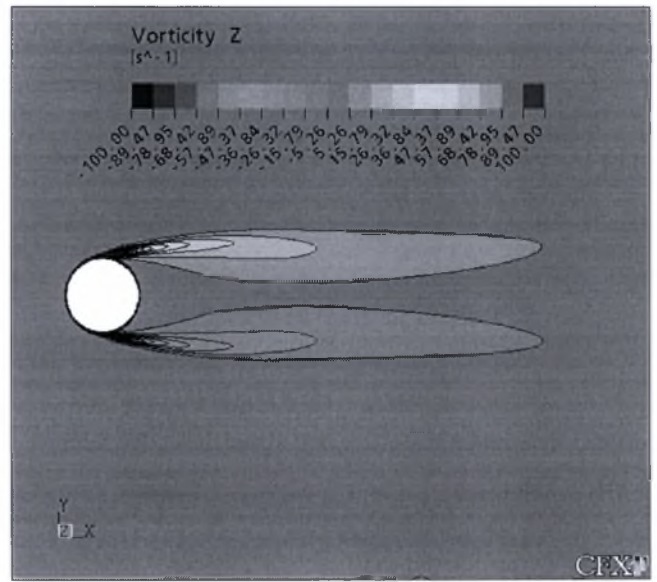
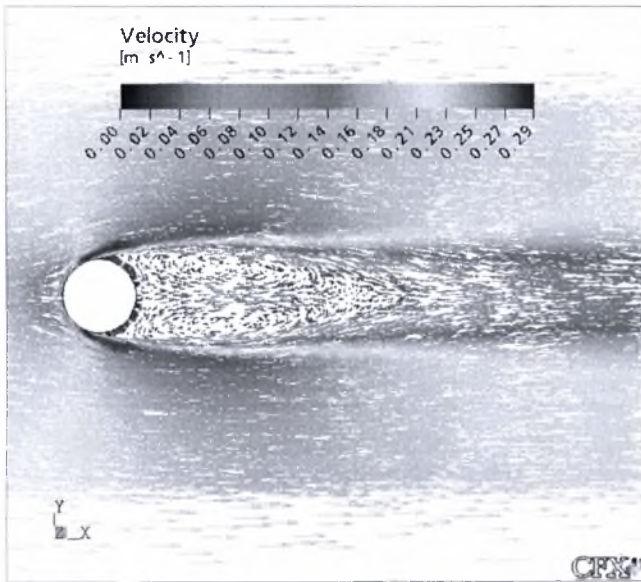
- $H/D = K$ 4.0 (Κέντρο υδροσήραγγας)



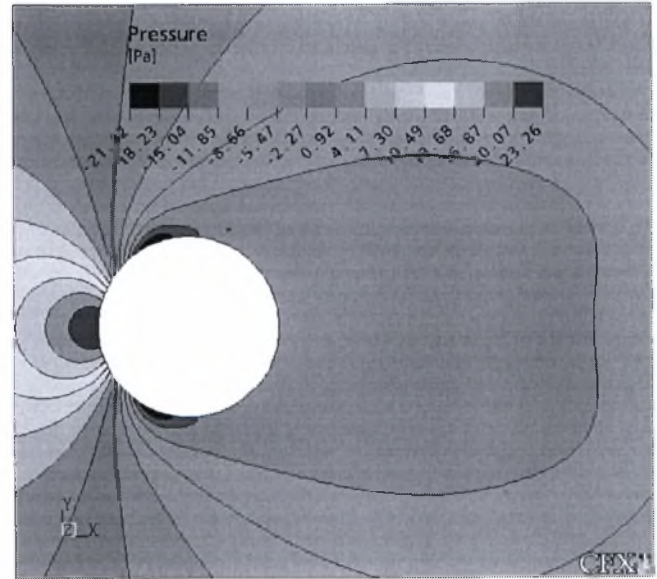
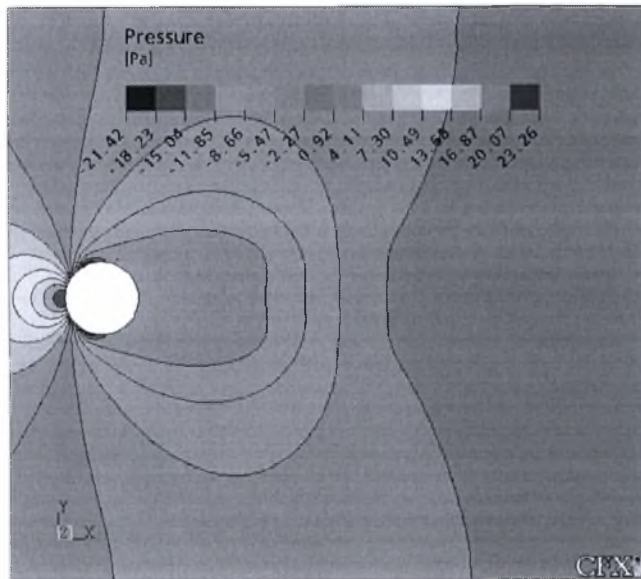
5.65 Ισοϋφείς καμπύλες μέσωσν ταχυτήτων στη Χ διεύθυνση για $H/D=K$ & $D=30\text{mm}$



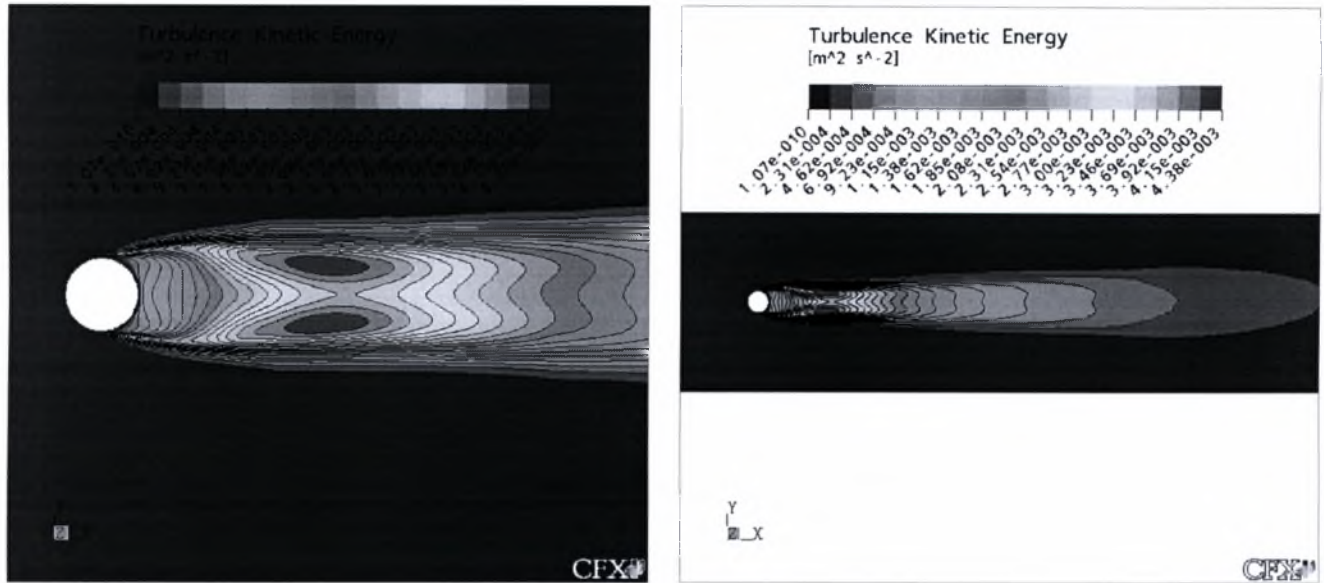
5.66 Ισοϋφείς καμπύλες μέσωσν ταχυτήτων στη Υ διεύθυνση για $H/D=K$ & $D=30\text{mm}$



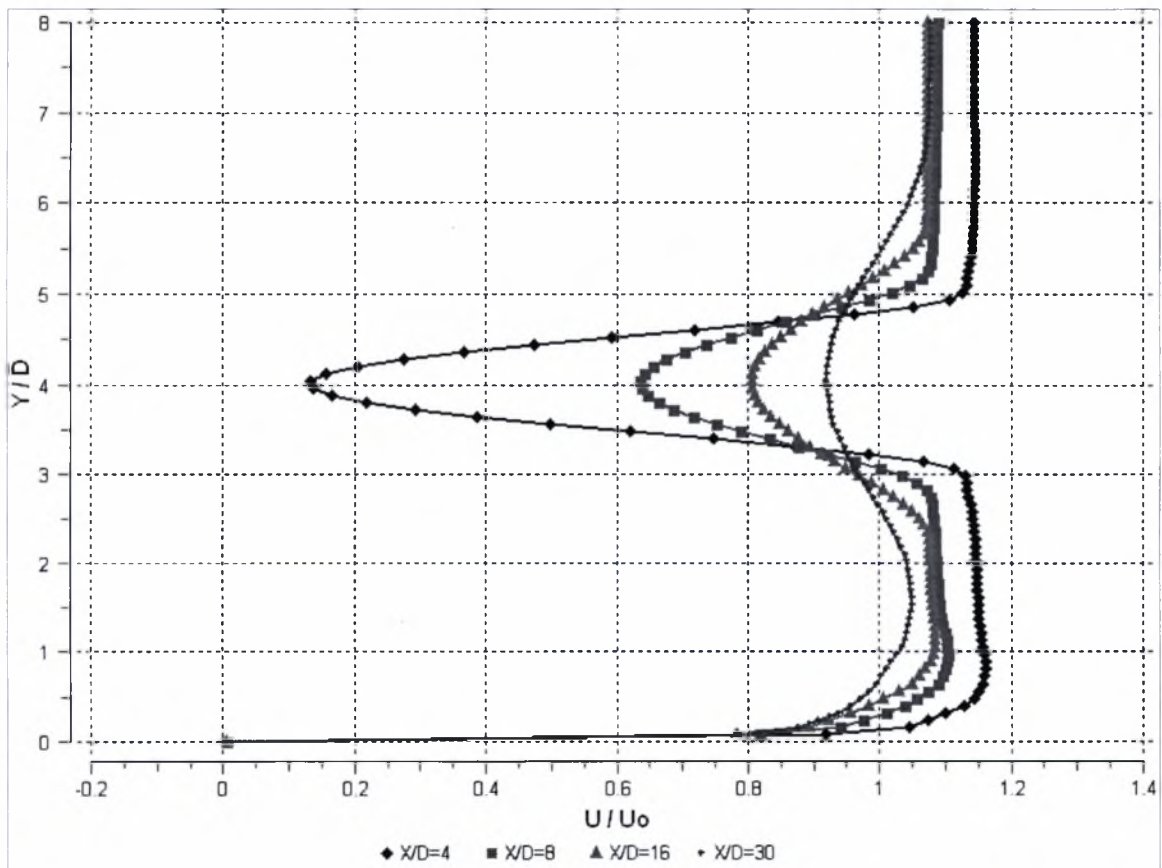
5.67 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=K$ & $D=30\text{mm}$



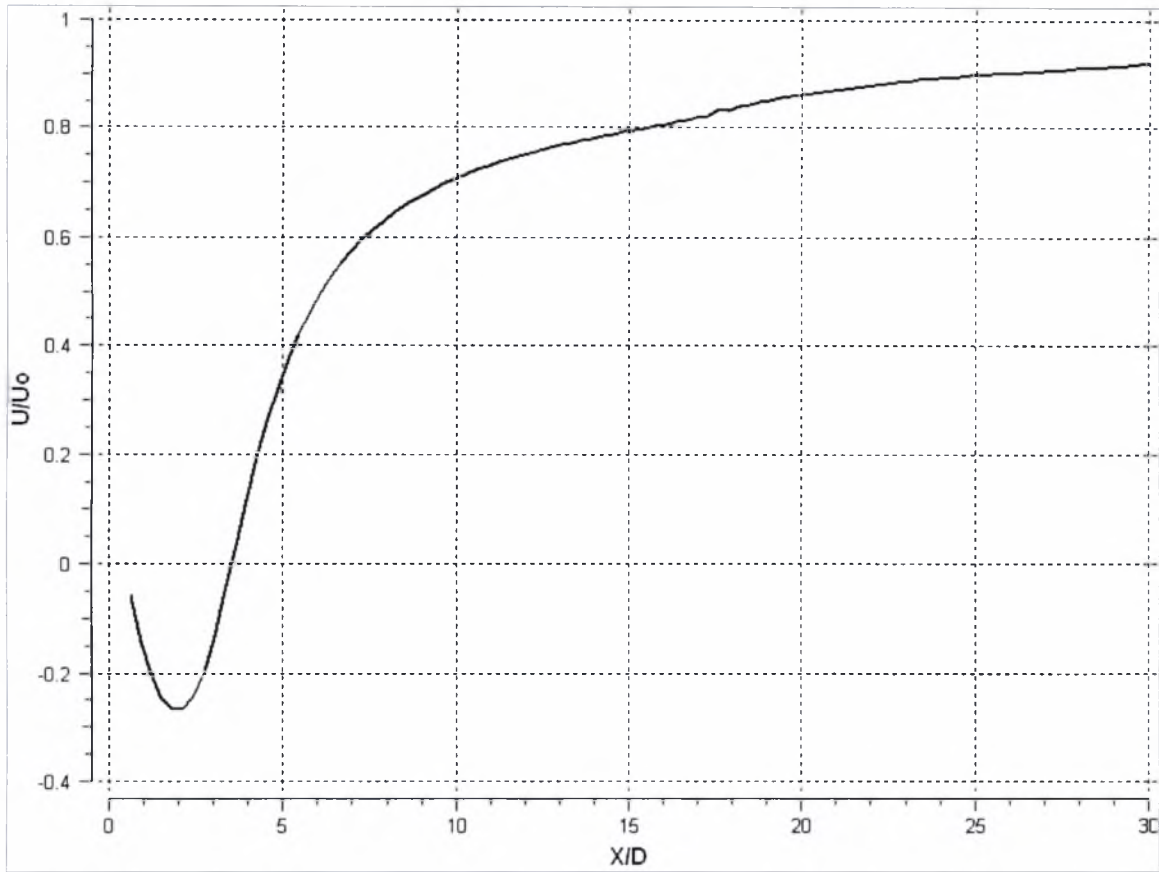
5.68 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=K$ & $D=30\text{mm}$



5.69 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=K$ & $D=30\text{mm}$

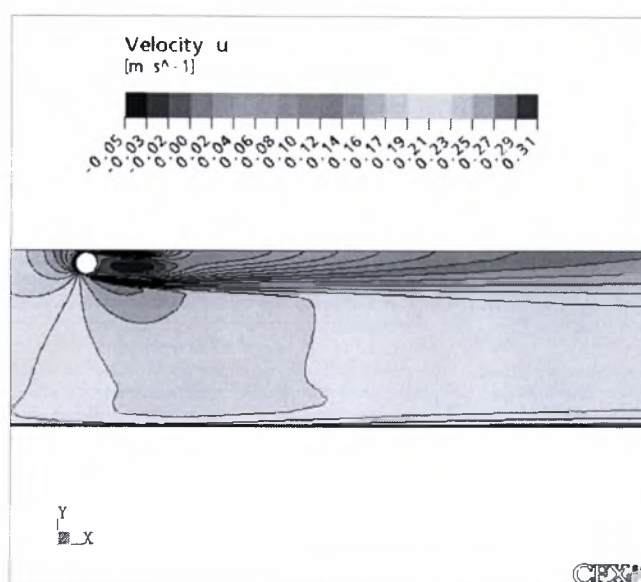
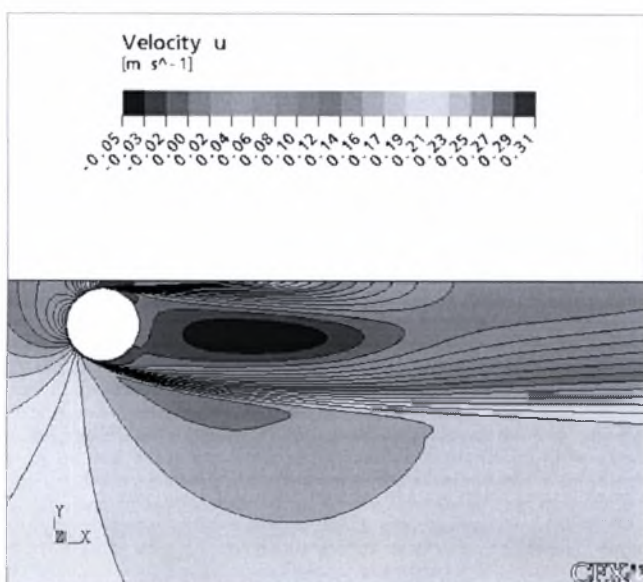


5.70 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=K$ & $D=30\text{mm}$

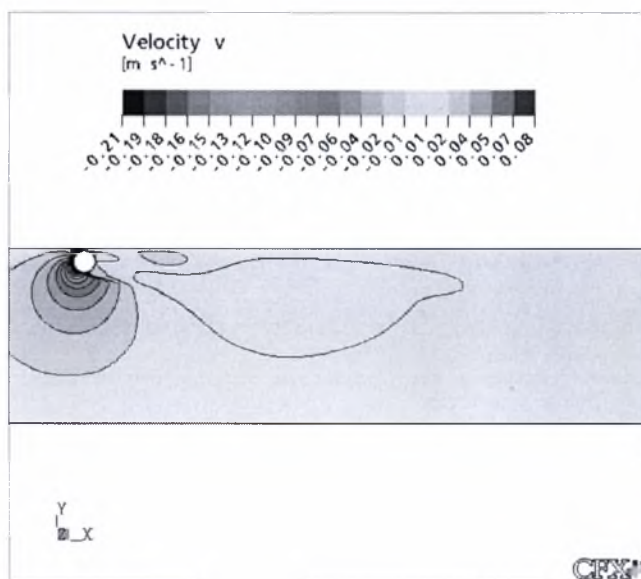
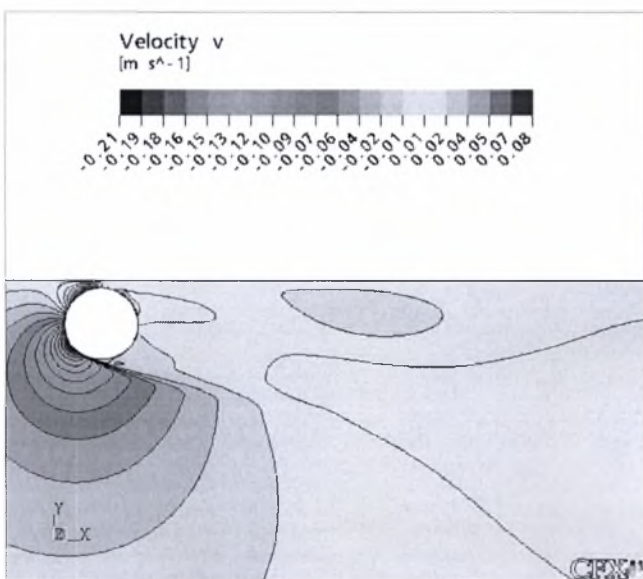


5.71 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=K$ & $D=30\text{mm}$

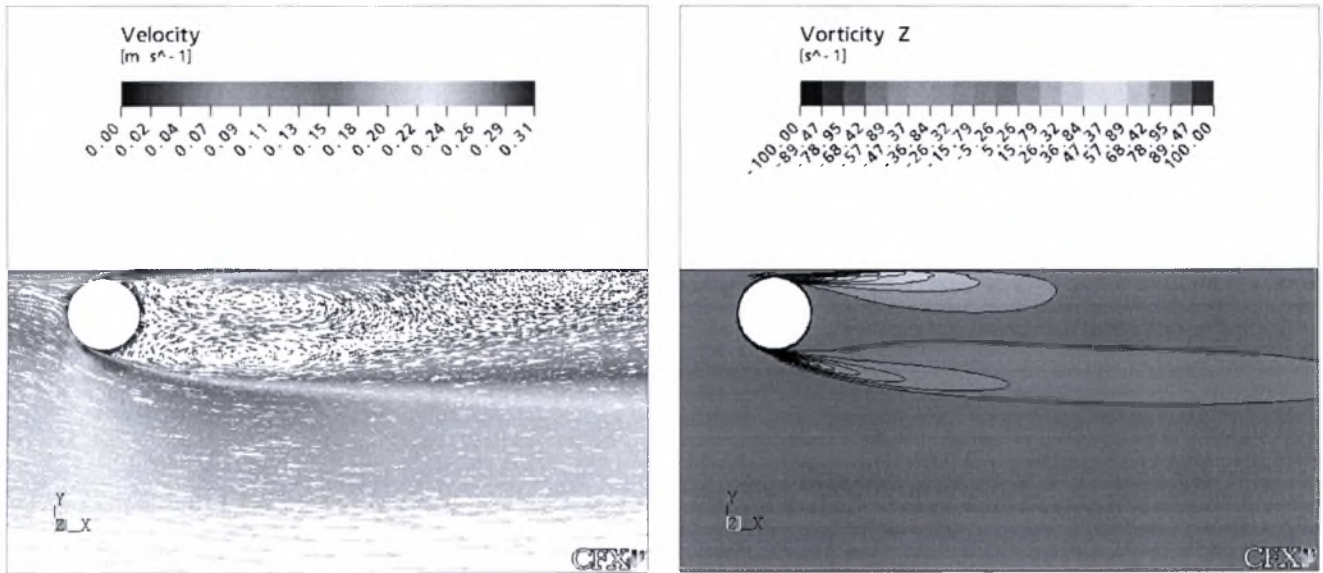
- $H/D=0,6$



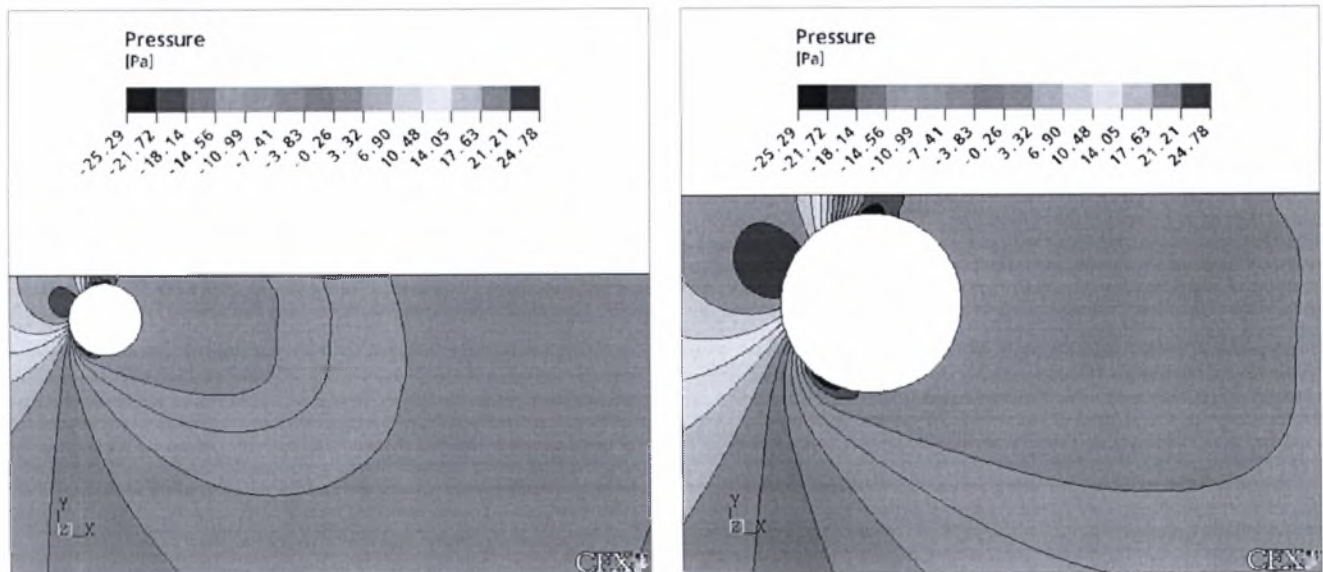
5.72 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Χ διεύθυνση για $H/D=0.6$ & $D=30\text{mm}$



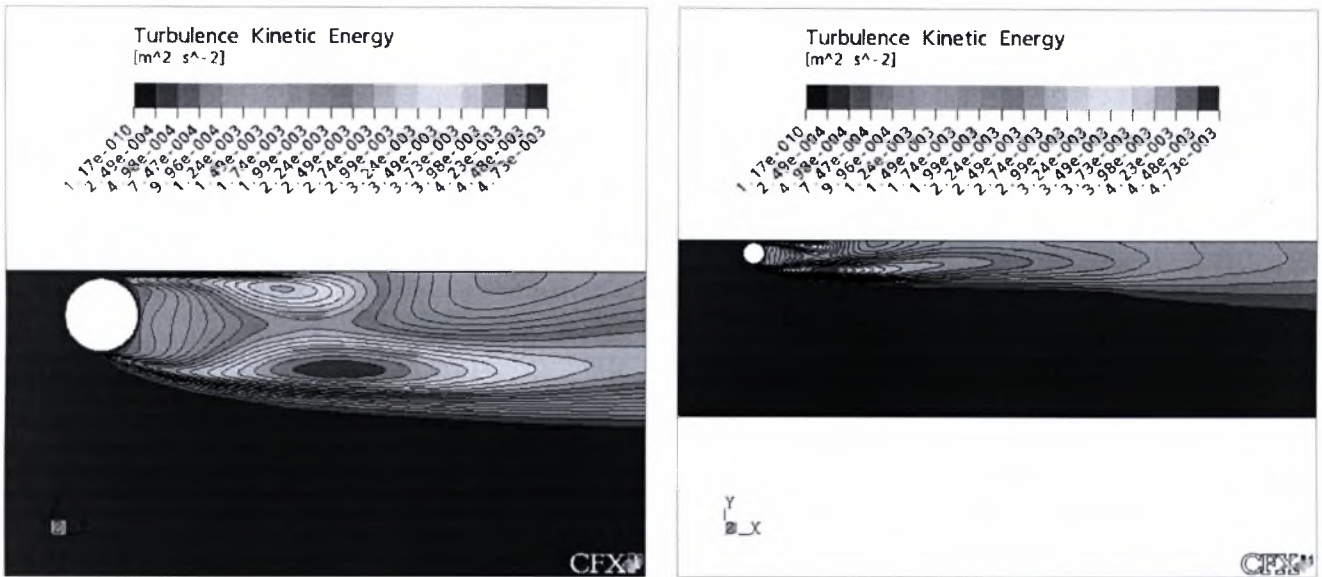
5.73 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Υ διεύθυνση για $H/D=0.6$ & $D=30\text{mm}$



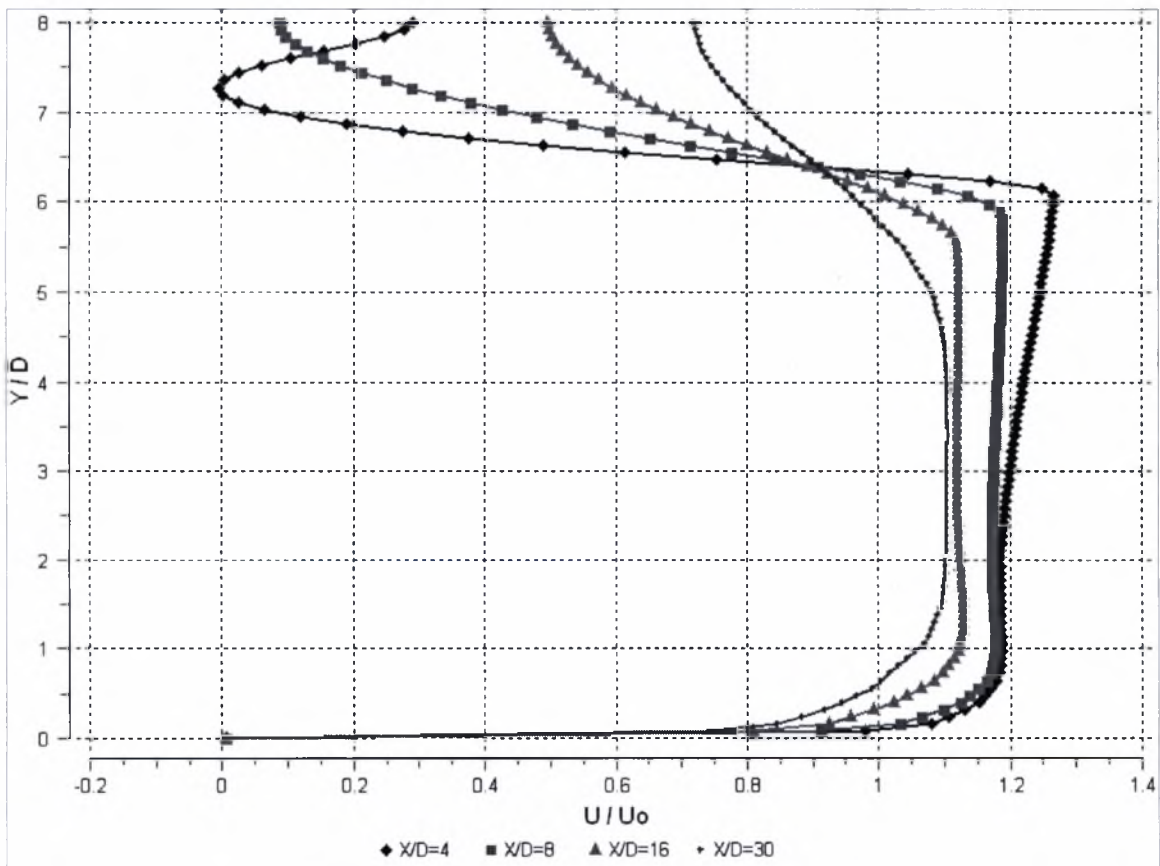
5.74 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=0.6$ & $D=30\text{mm}$



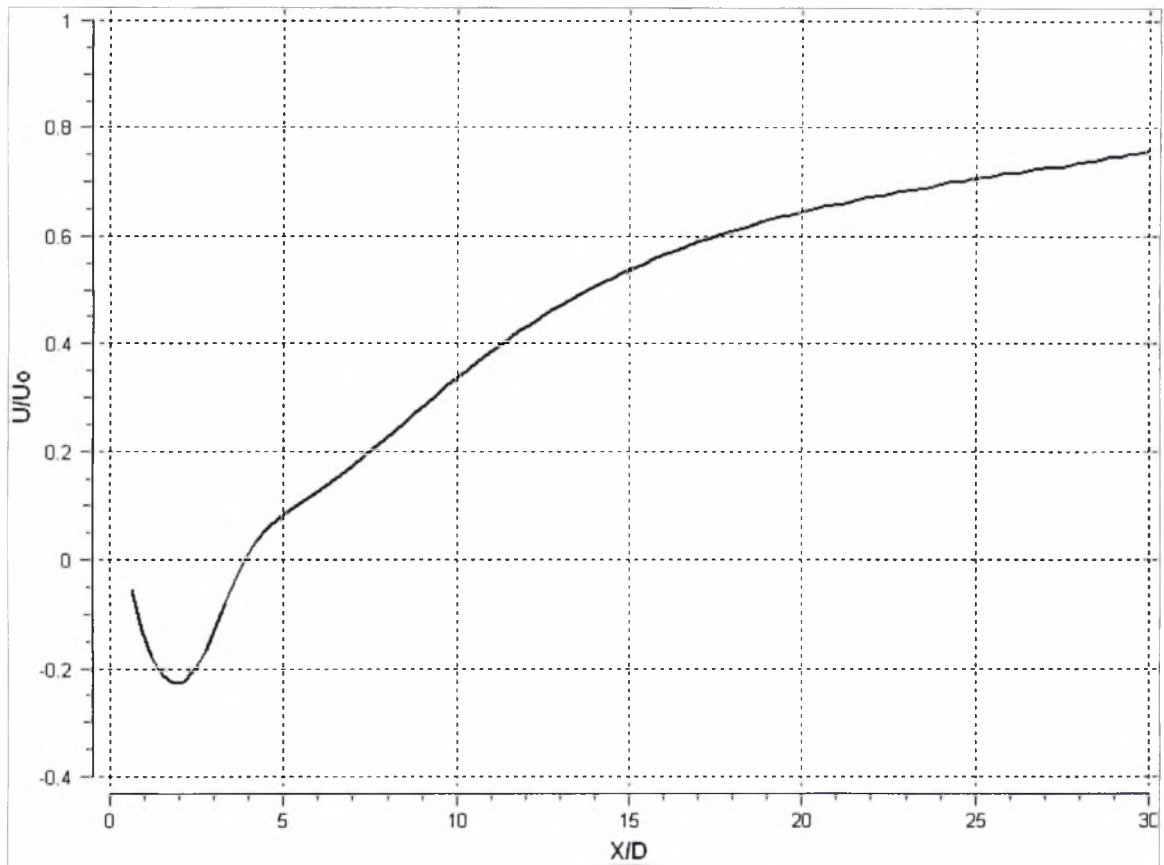
5.75 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=0.6$ & $D=30\text{mm}$



5.76 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=0.6$ & $D=30\text{mm}$

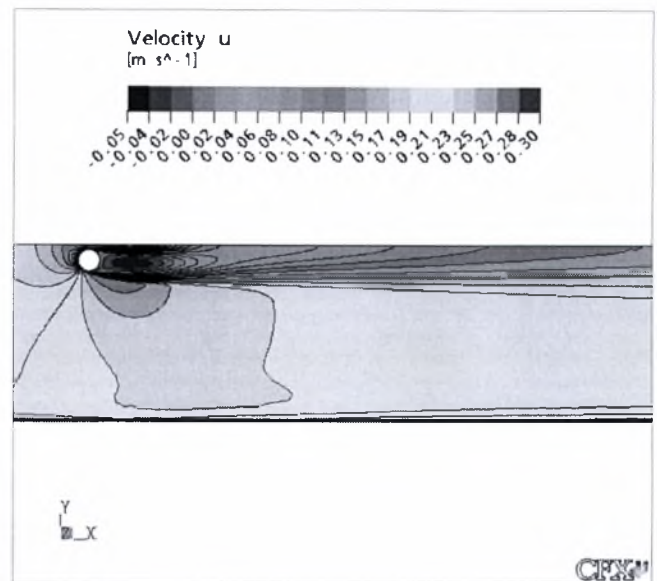
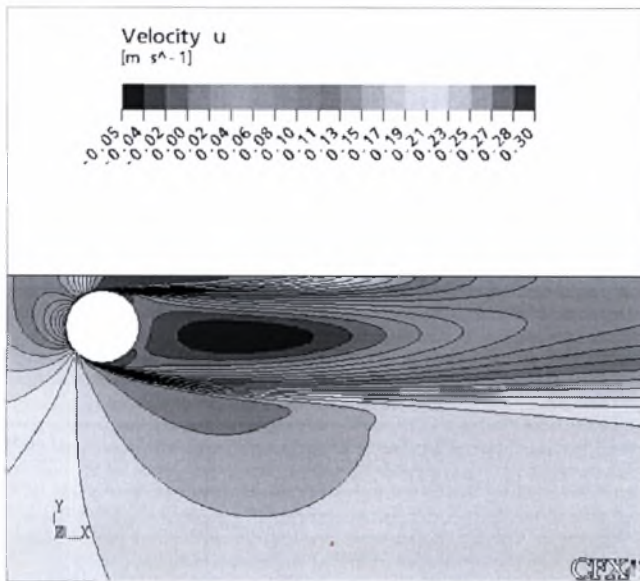


5.77 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=0.6$ & $D=30\text{mm}$

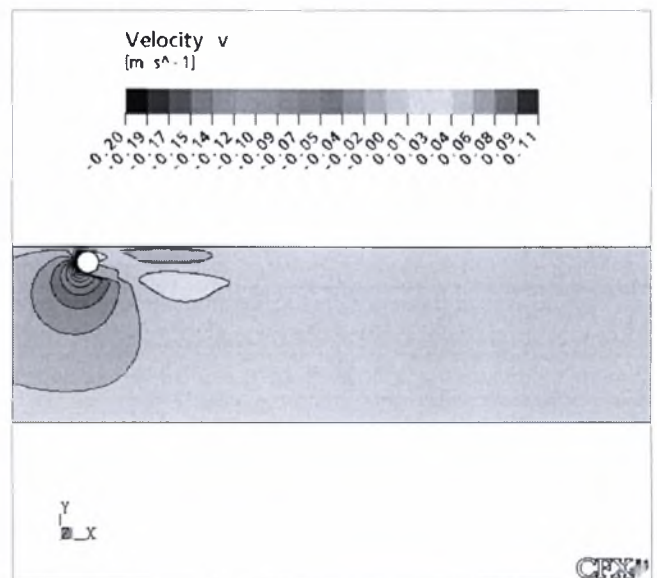
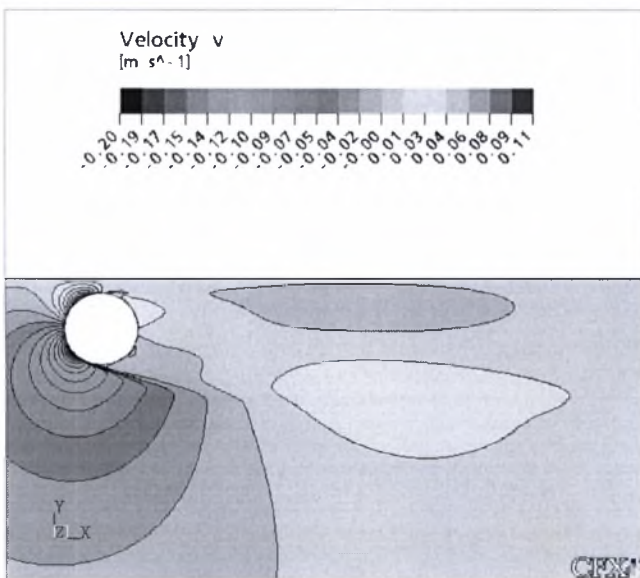


5.78 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0.6$ & $D=30\text{mm}$

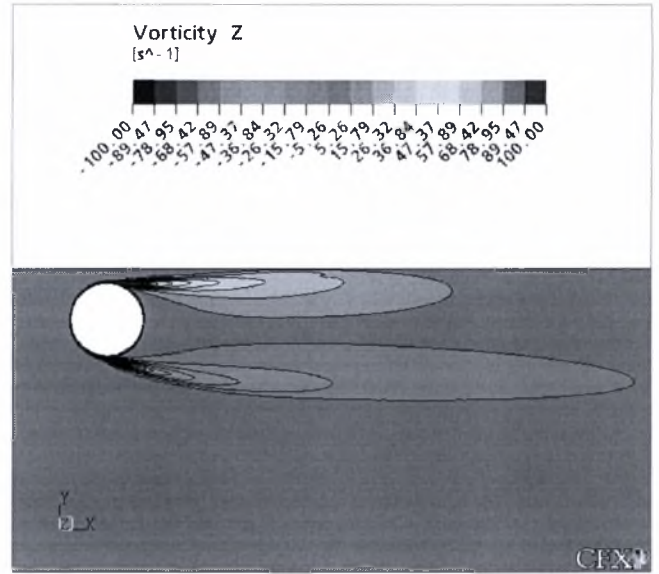
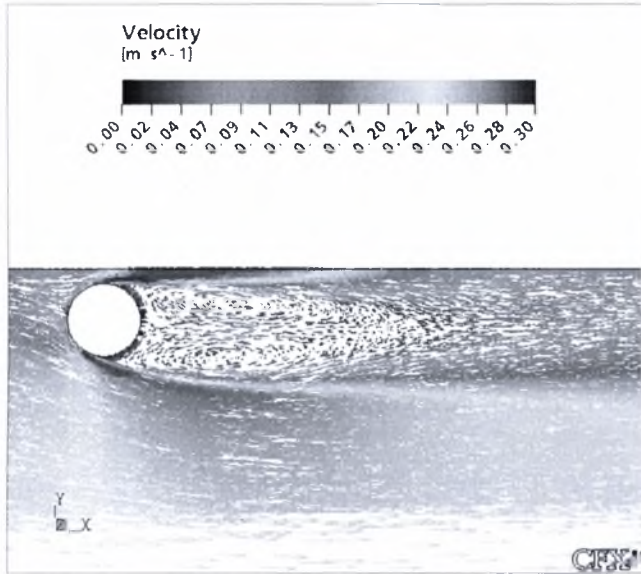
- $H/D=0,7$



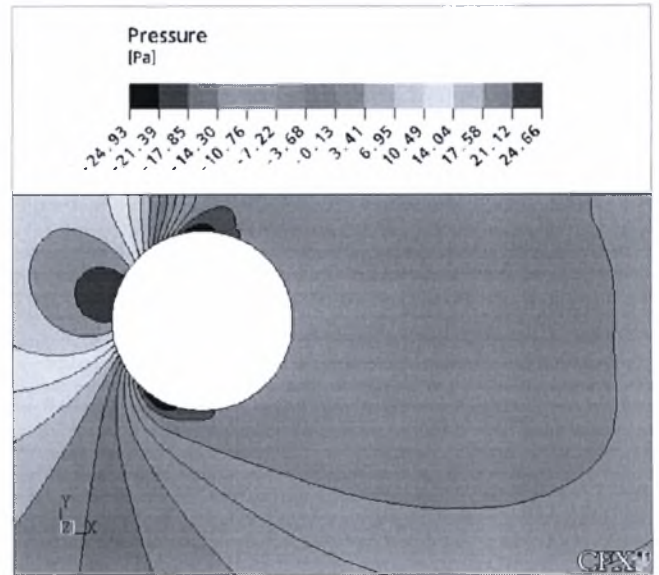
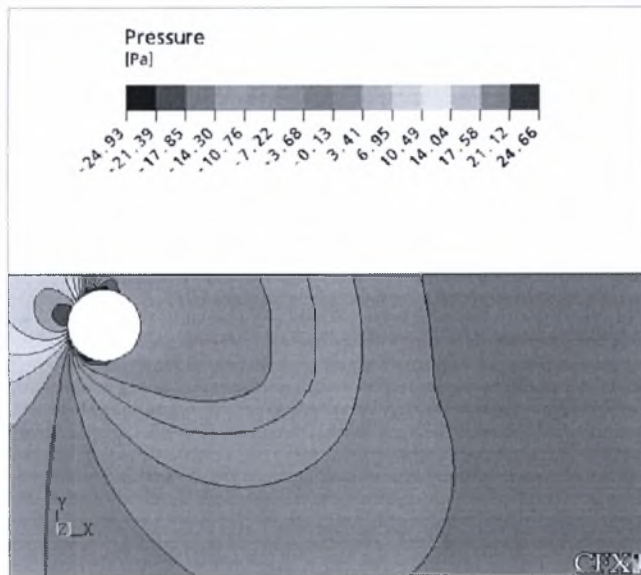
5.79 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Χ διεύθυνση για $H/D=0.7$ & $D=30\text{mm}$



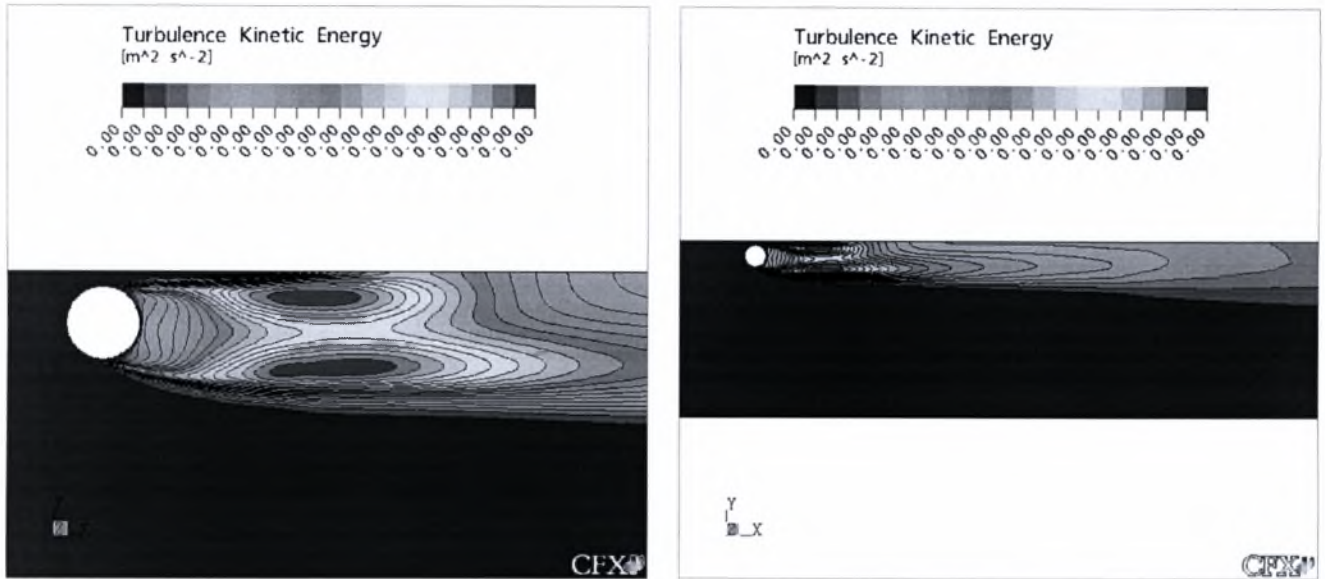
5.80 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Χ διεύθυνση για $H/D=0.7$ & $D=30\text{mm}$



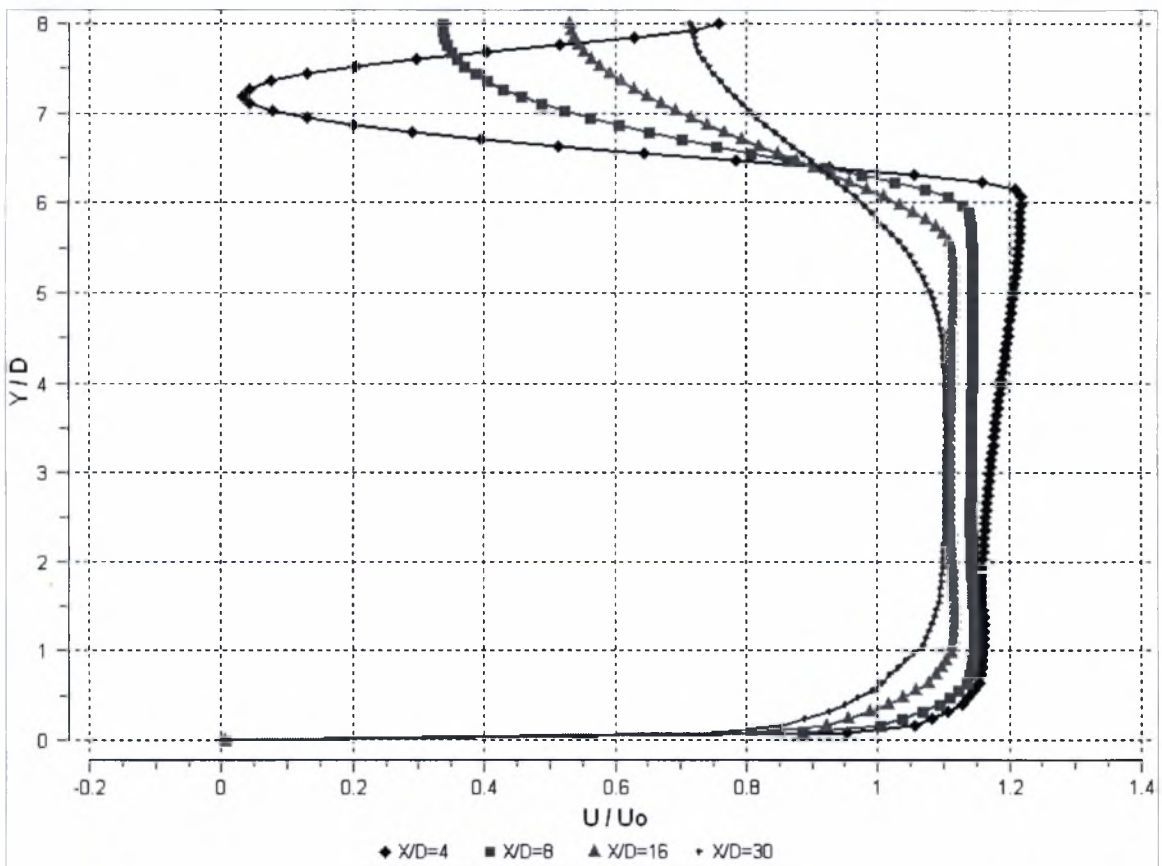
5.81 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋφείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=0.7$ & $D=30\text{mm}$



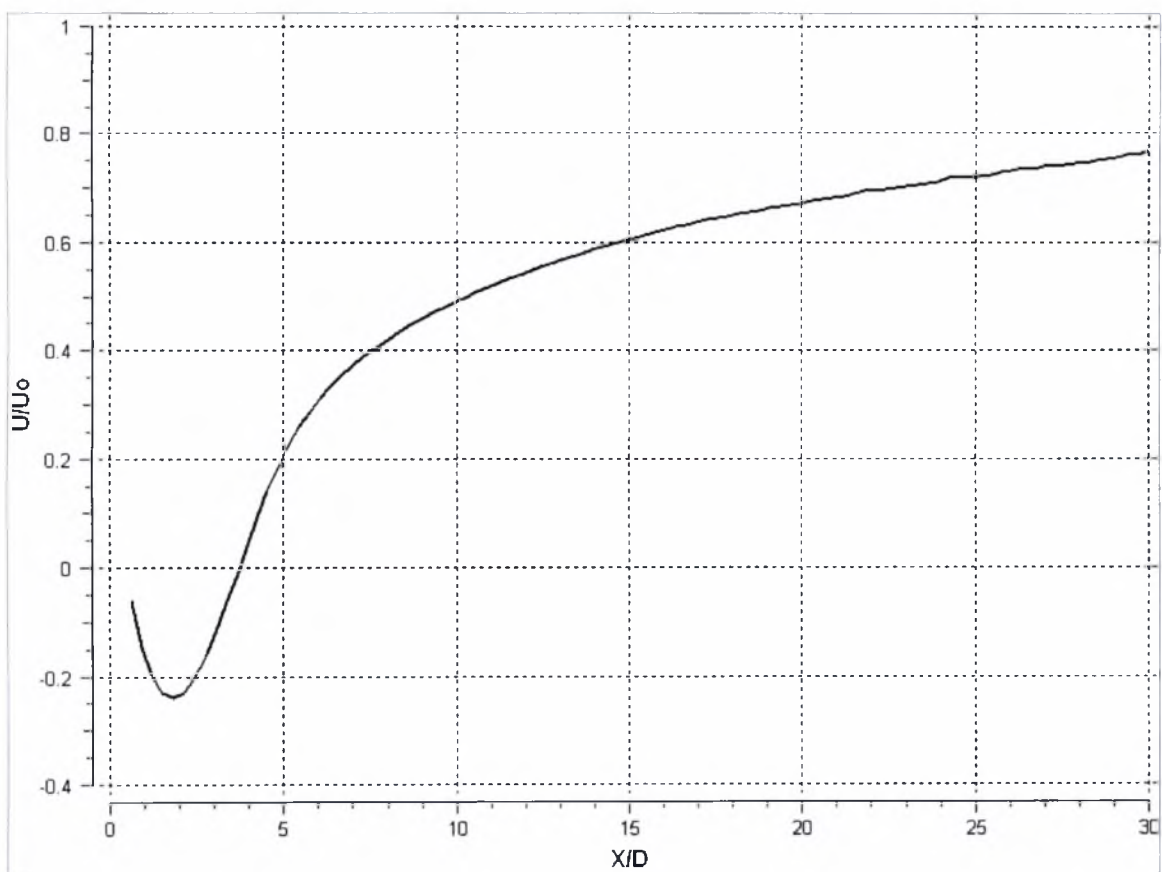
5.82 Ισοϋφείς καμπύλες πίεσης για $H/D=0.7$ & $D=30\text{mm}$



5.83 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=0.7$ & $D=30\text{mm}$

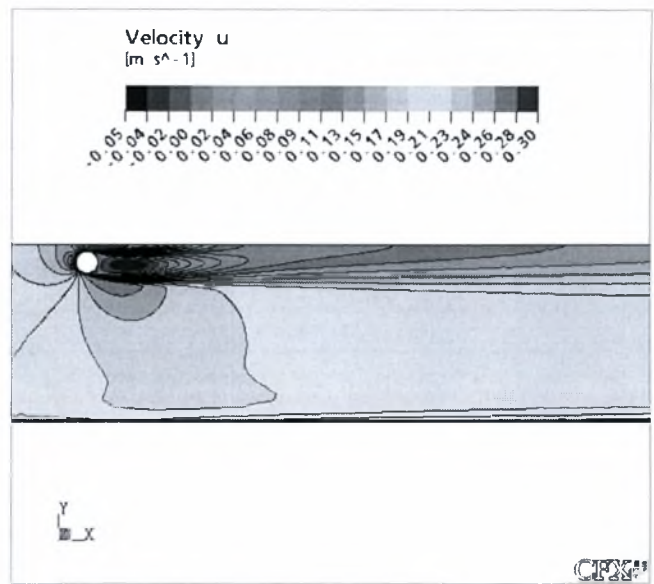
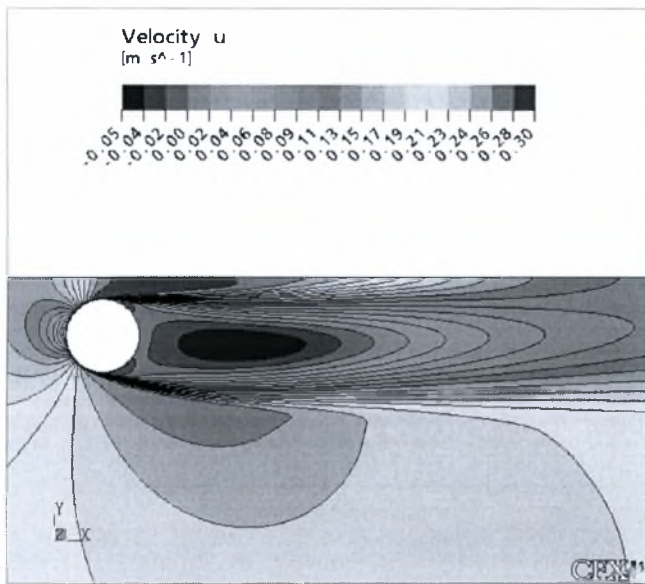


5.84 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=0.7$ & $D=30\text{mm}$

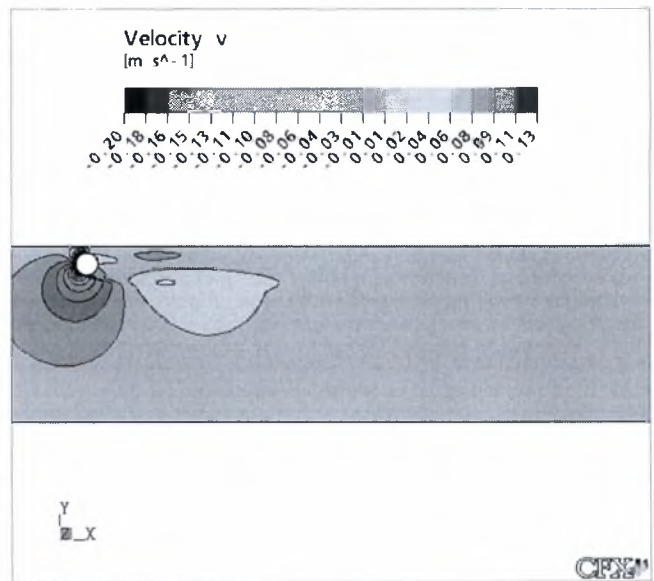
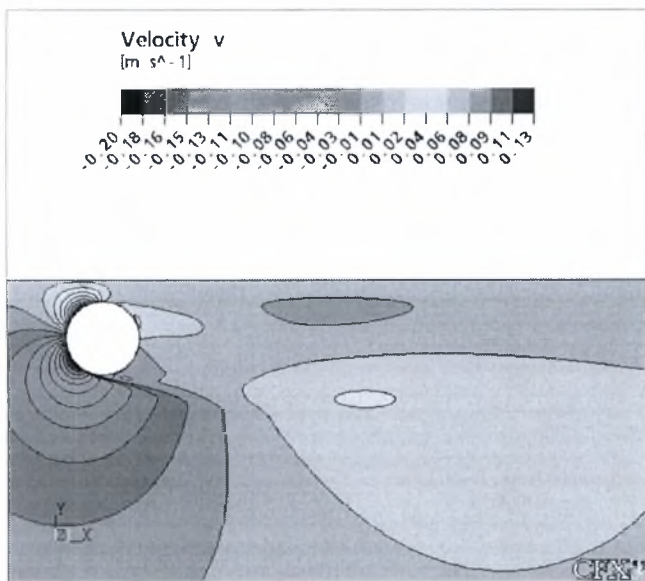


5.85 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0.7$ & $D=30\text{mm}$

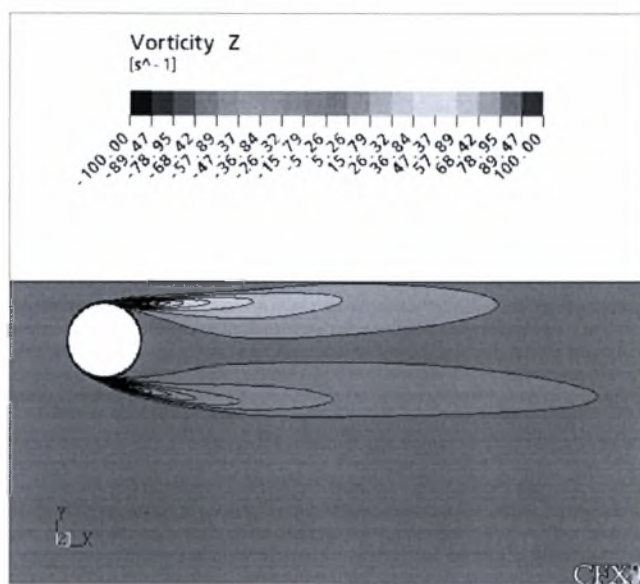
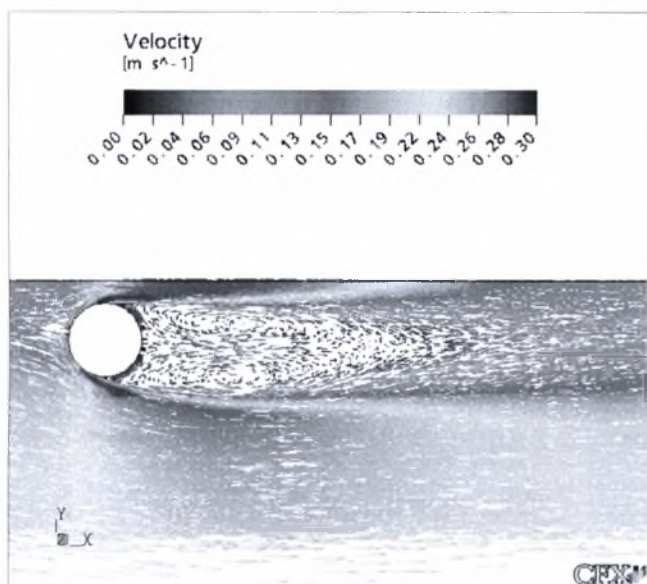
- $H/D=0,8$



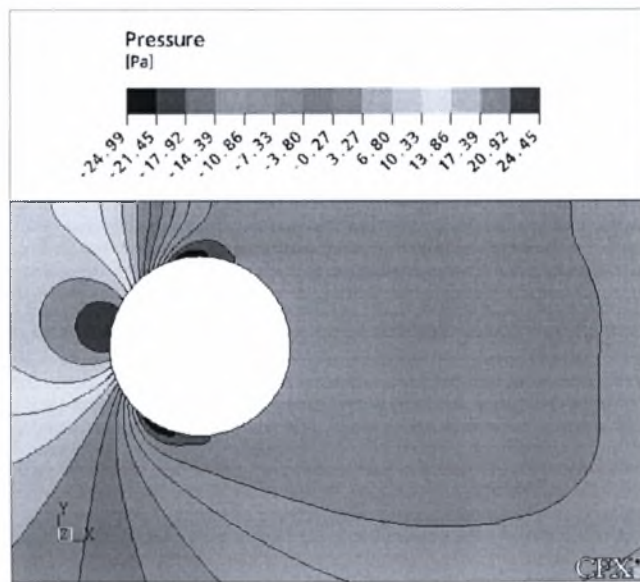
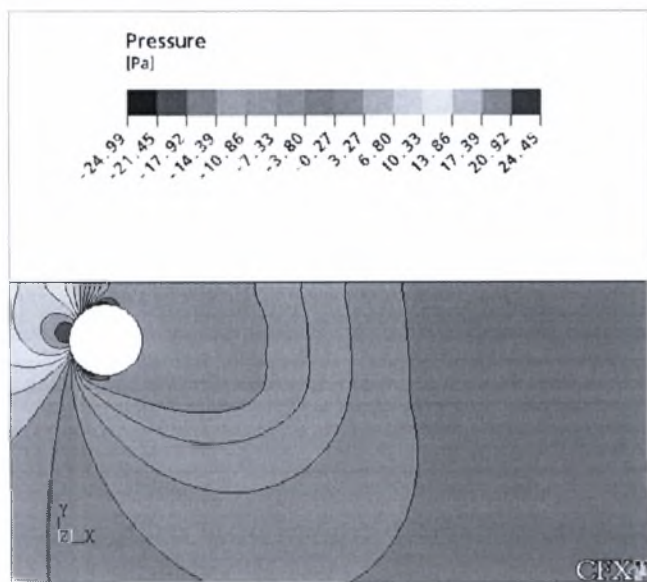
5.86 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη X διεύθυνση για $H/D=0.8$ & $D=30\text{mm}$



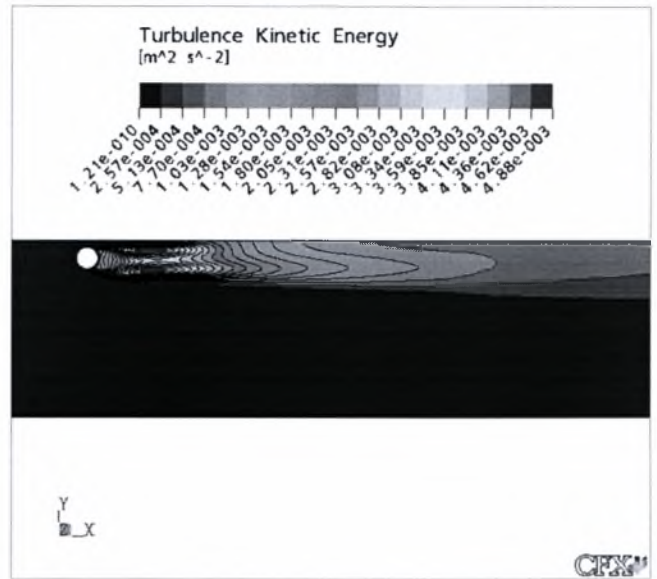
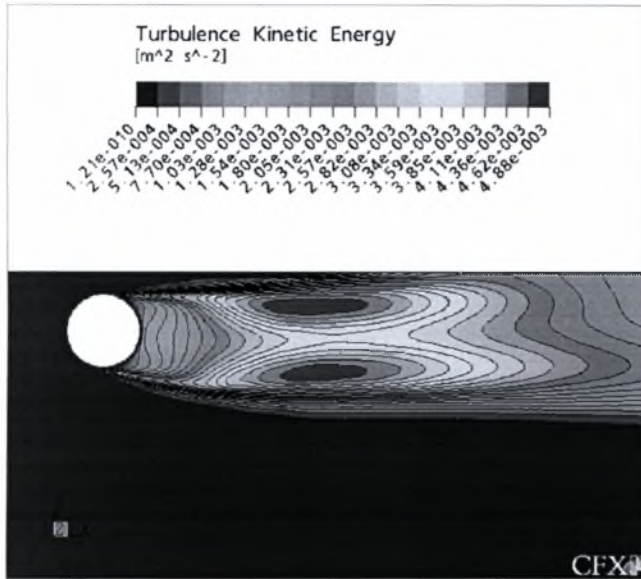
5.87 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Y διεύθυνση για $H/D=0.8$ & $D=30\text{mm}$



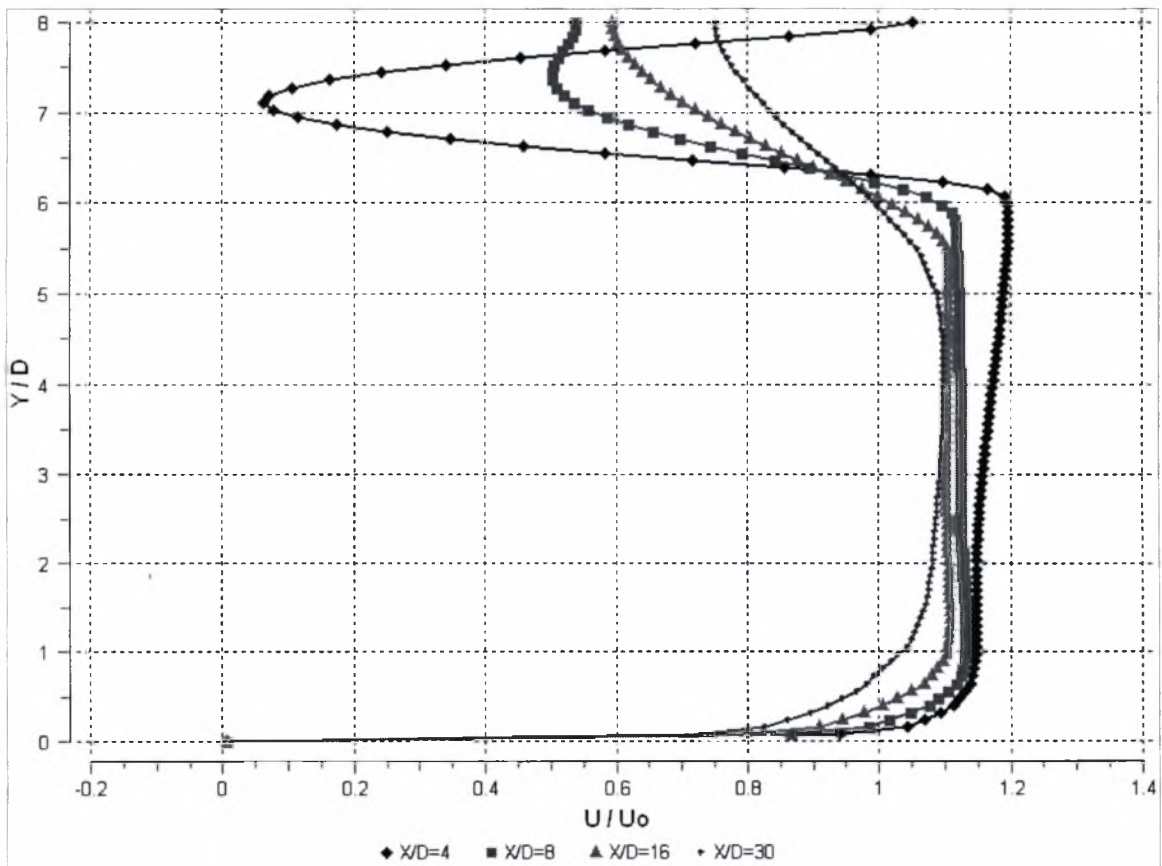
5.88 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=0.8$ & $D=30\text{mm}$



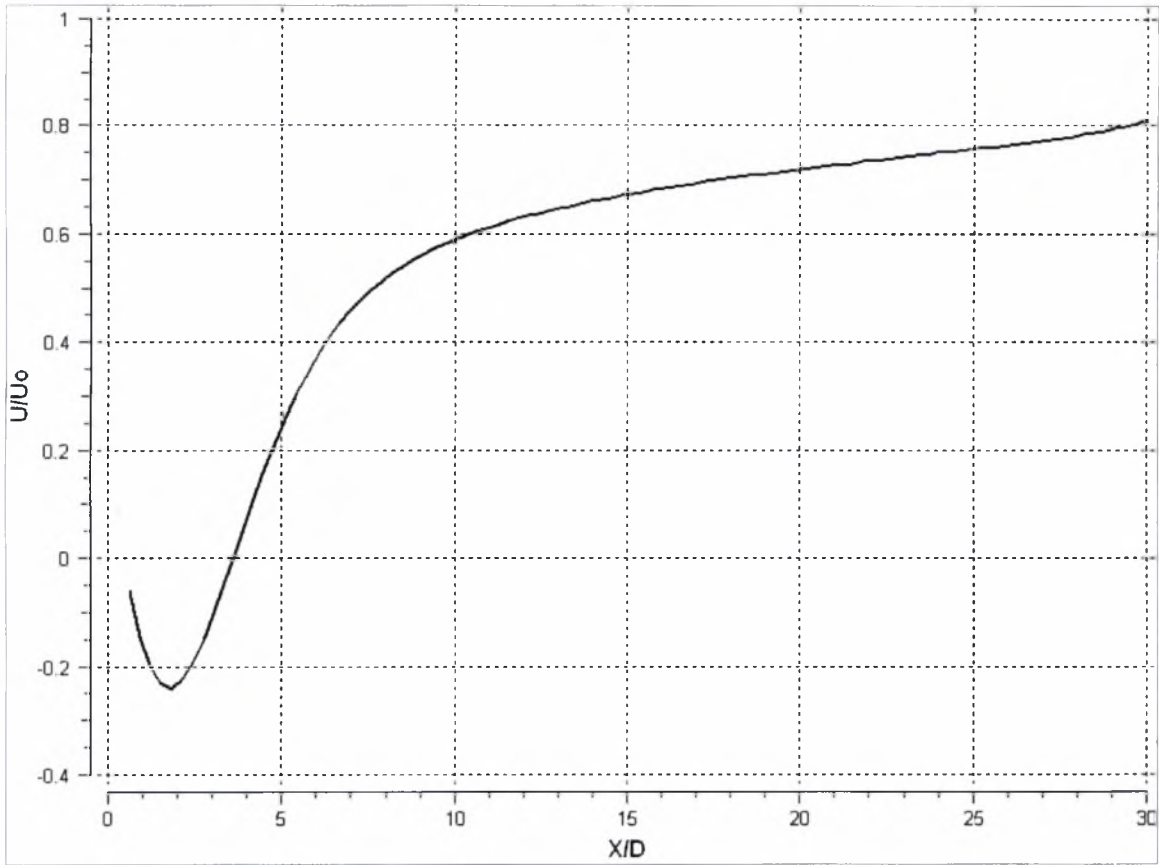
5.89 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=0.8$ & $D=30\text{mm}$



5.90 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=0.8$ & $D=30\text{mm}$

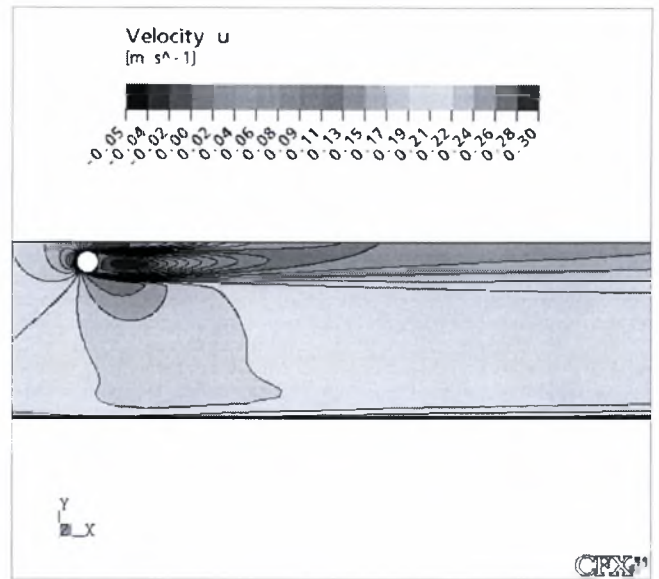
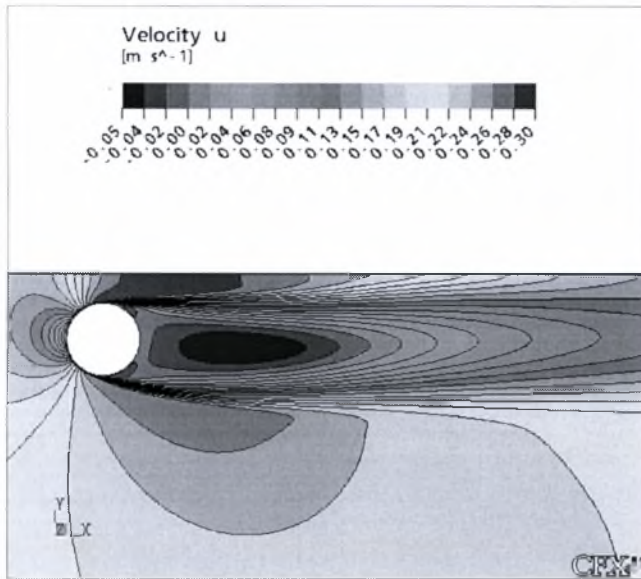


5.91 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=0.8$ & $D=30\text{mm}$

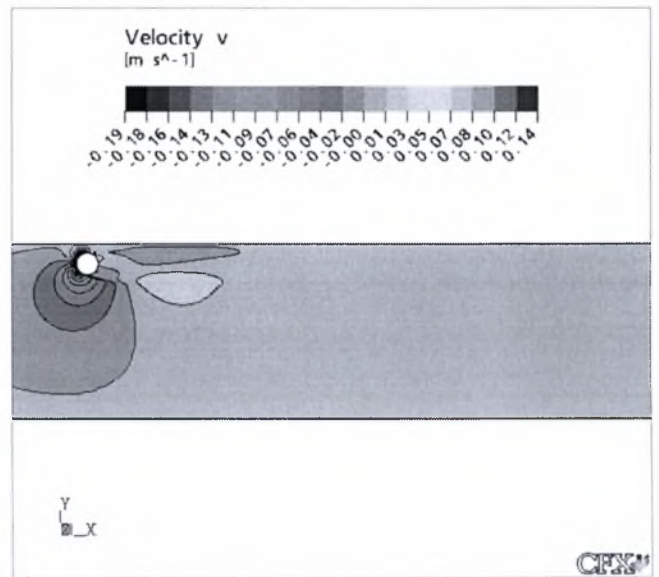
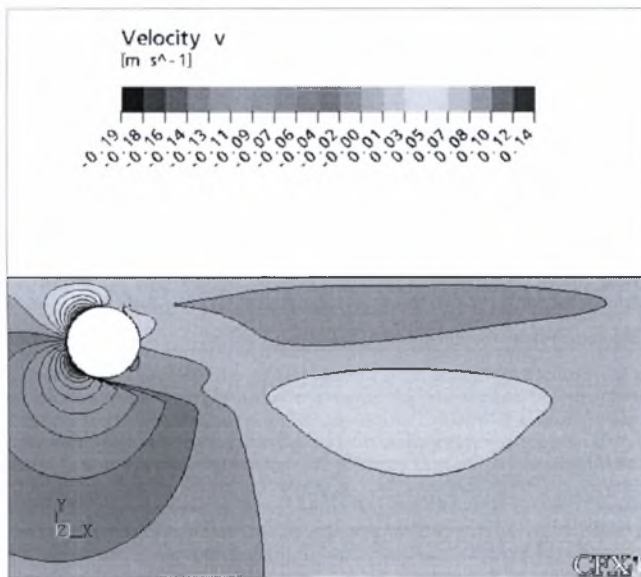


5.92 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0.8$ & $D=30\text{mm}$

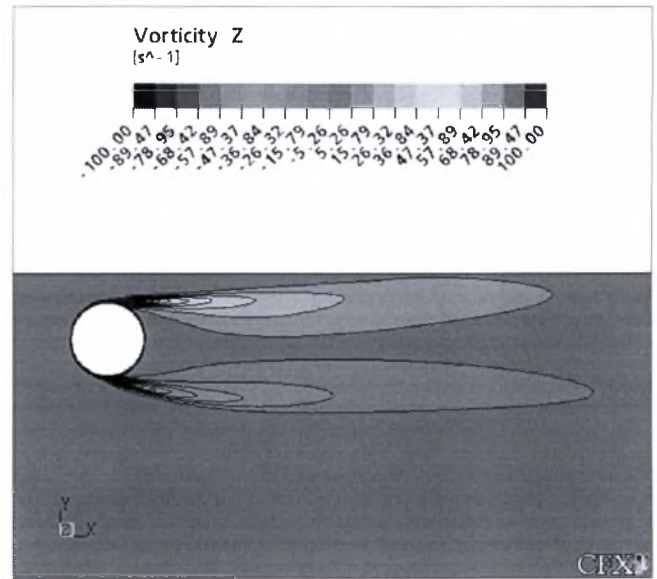
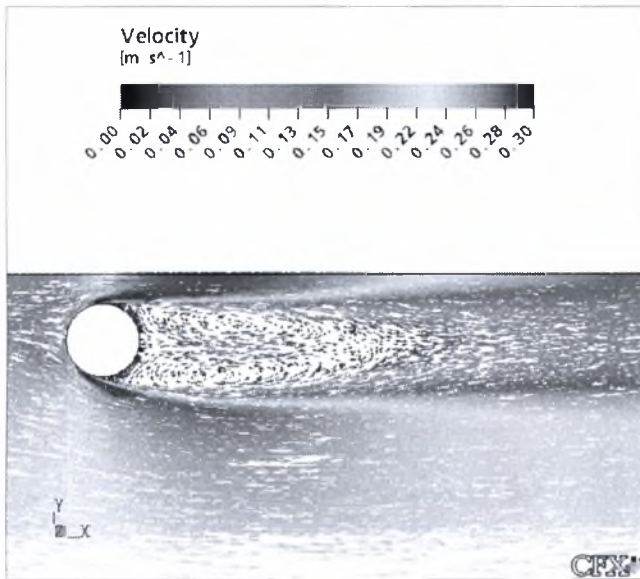
- $H/D=0,9$



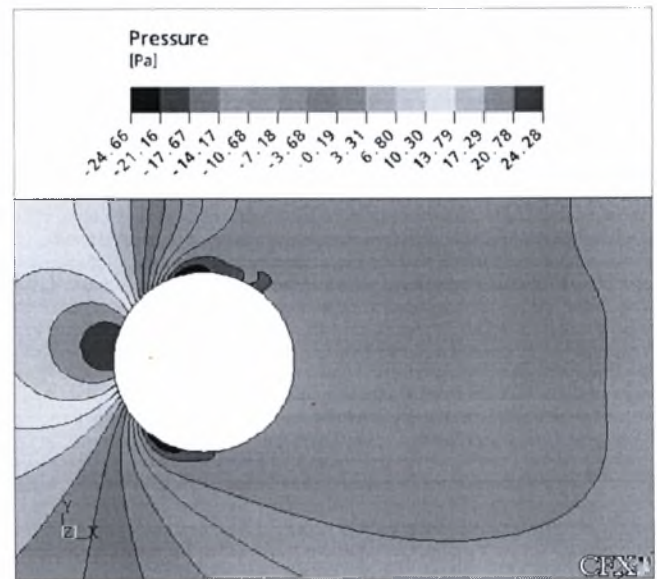
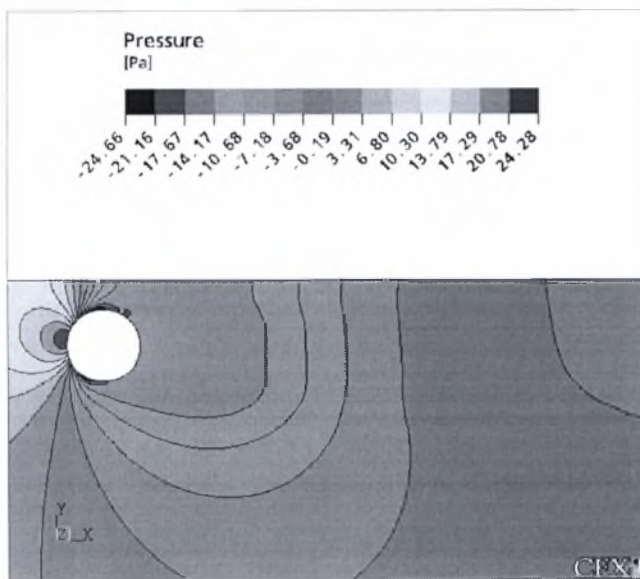
5.93 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη X διεύθυνση για $H/D=0.9$ & $D=30\text{mm}$



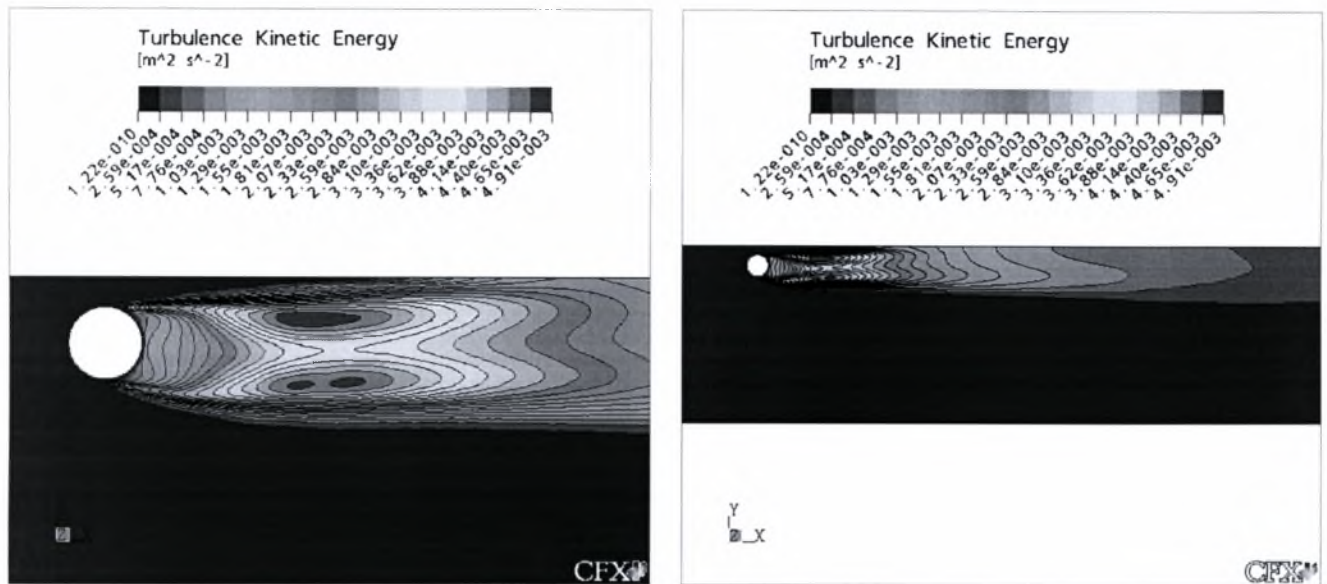
5.94 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Y διεύθυνση για $H/D=0.9$ & $D=30\text{mm}$



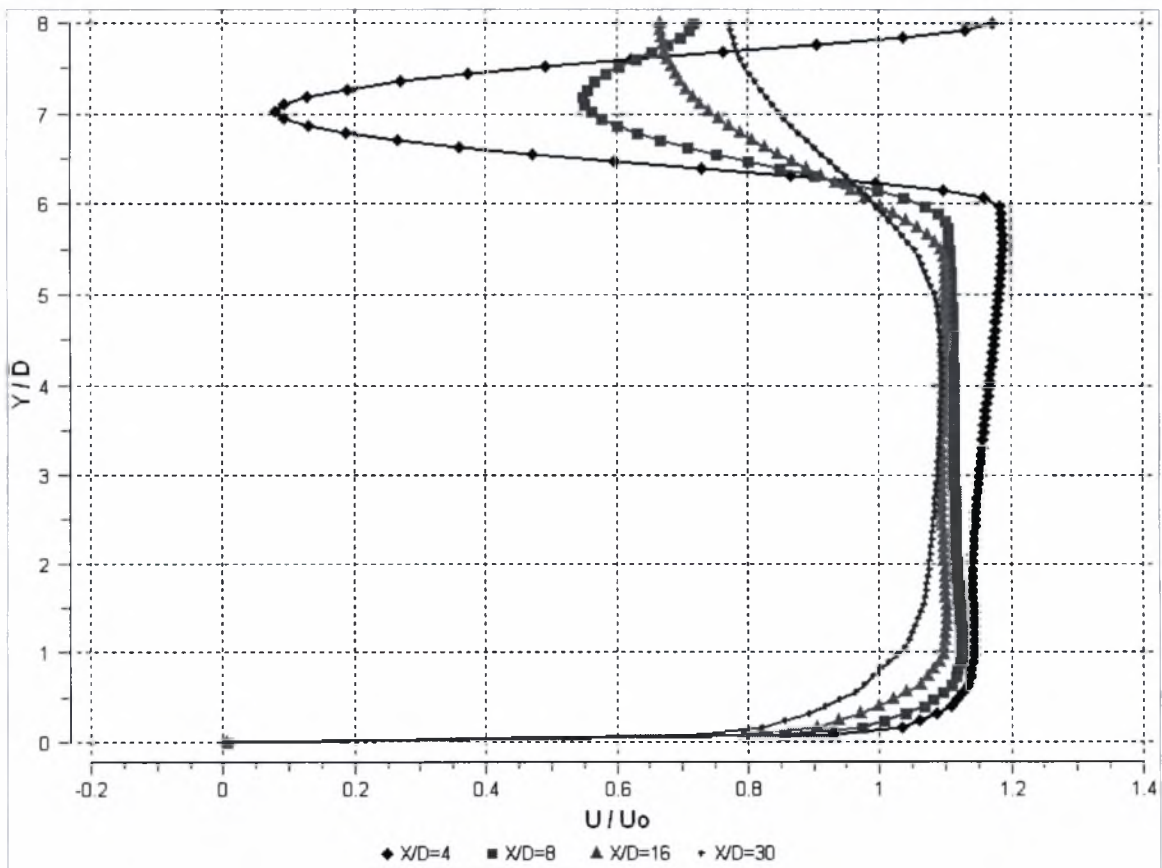
5.95 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=0.9$ & $D=30\text{mm}$



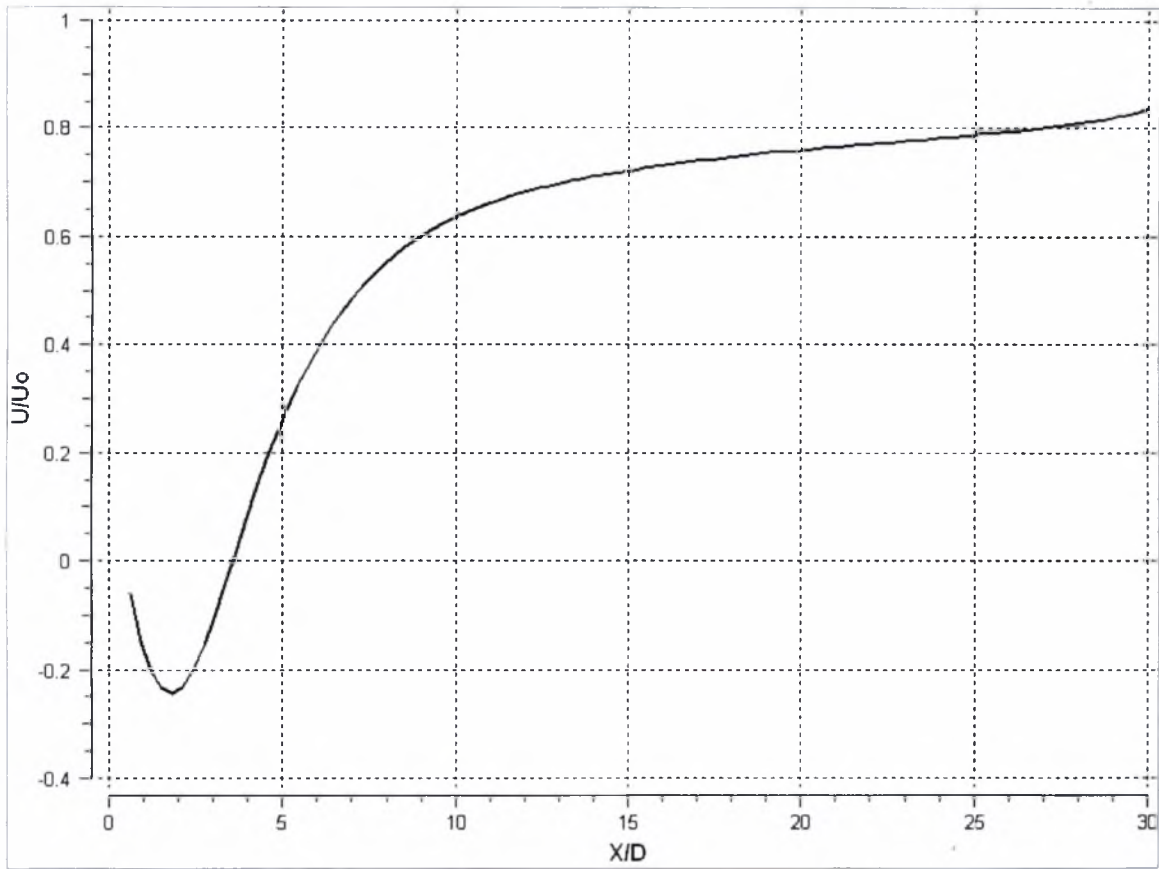
5.96 Ισοψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=0.9$ & $D=30\text{mm}$



5.97 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=0.9$ & $D=30\text{mm}$

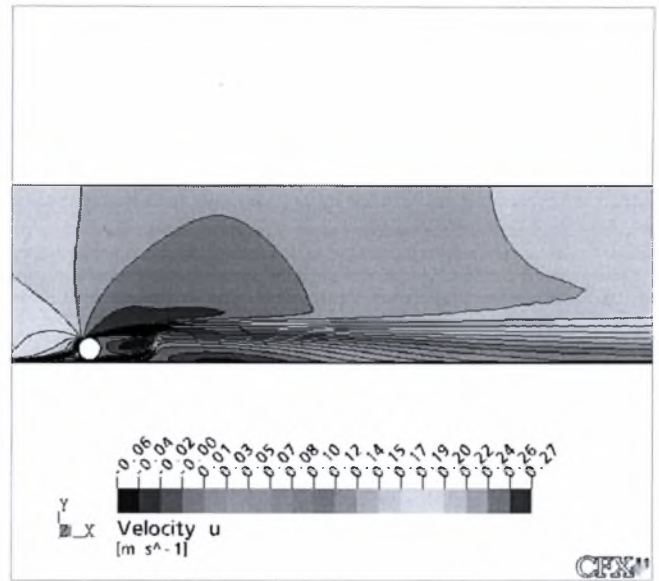
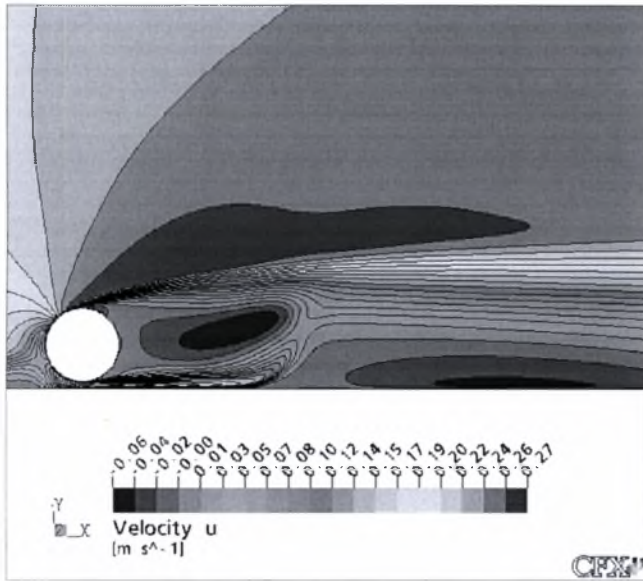


5.98 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=0.9$ & $D=30\text{mm}$

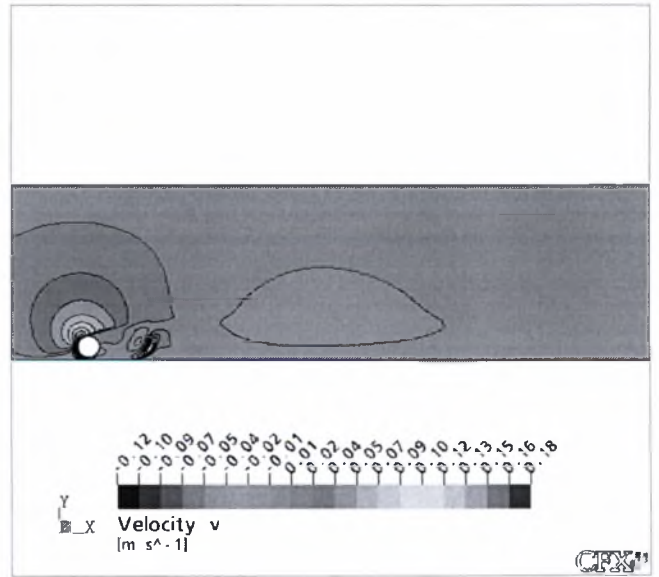
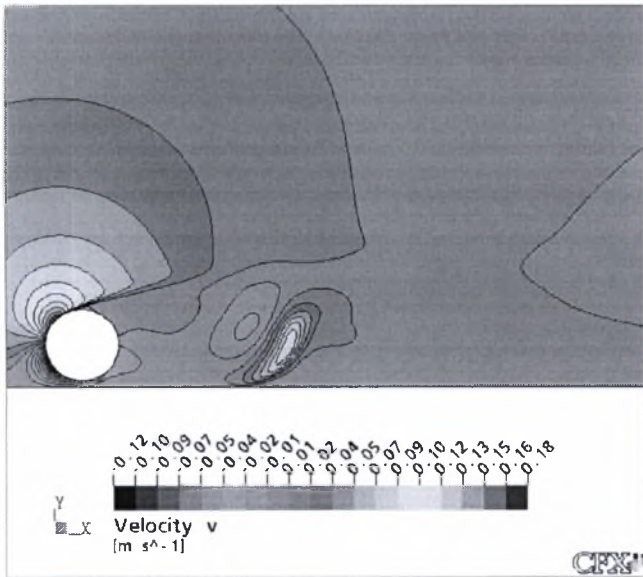


5.99 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0.9$ & $D=30\text{mm}$

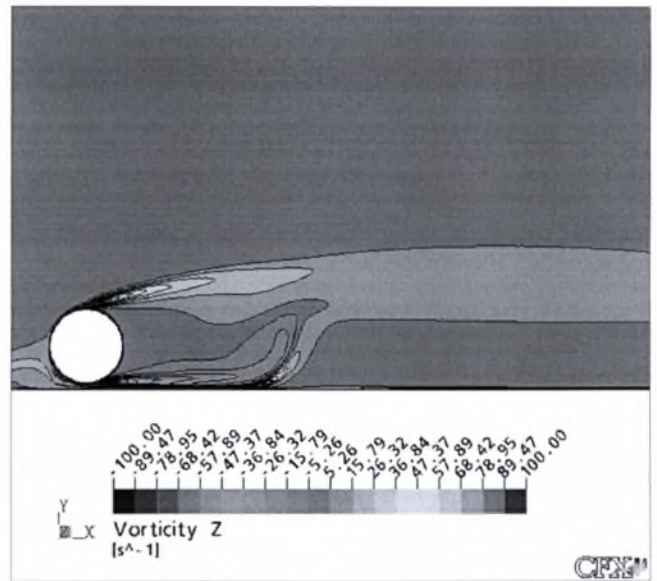
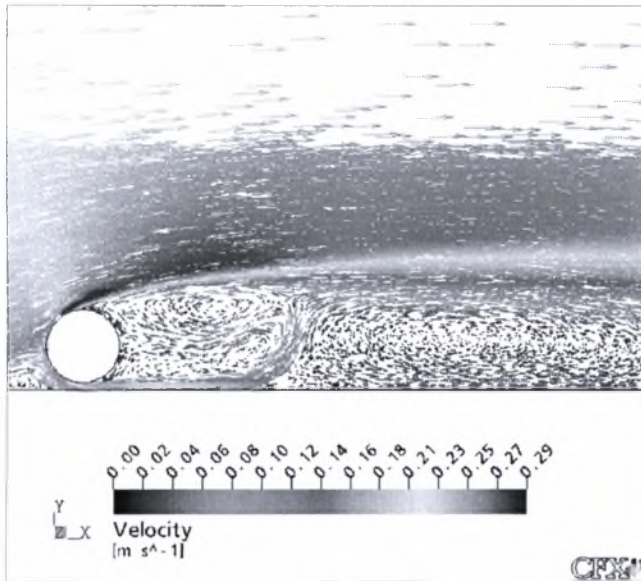
- $H/D=7,4$



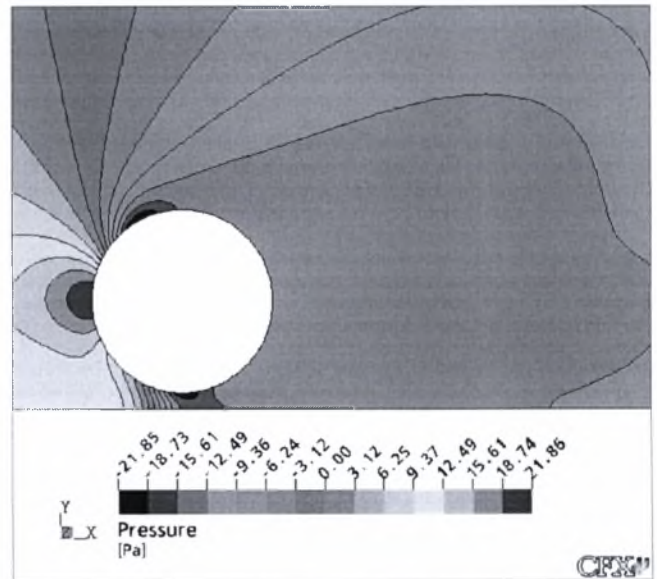
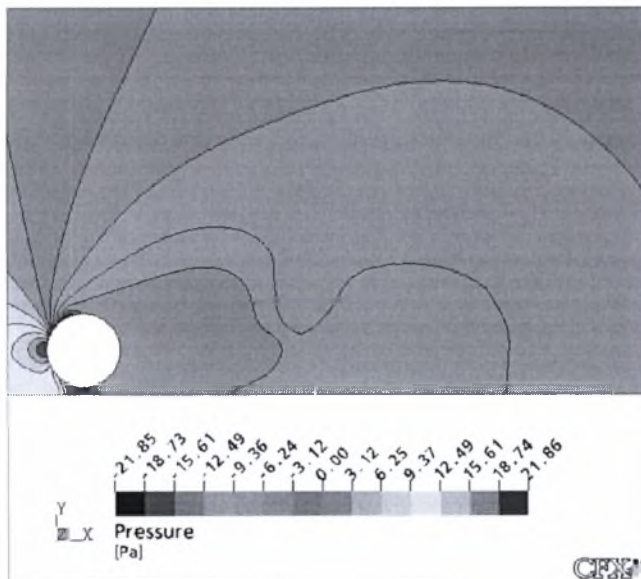
5.100 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Χ διεύθυνση για $H/D=7.4$ & $D=30\text{mm}$



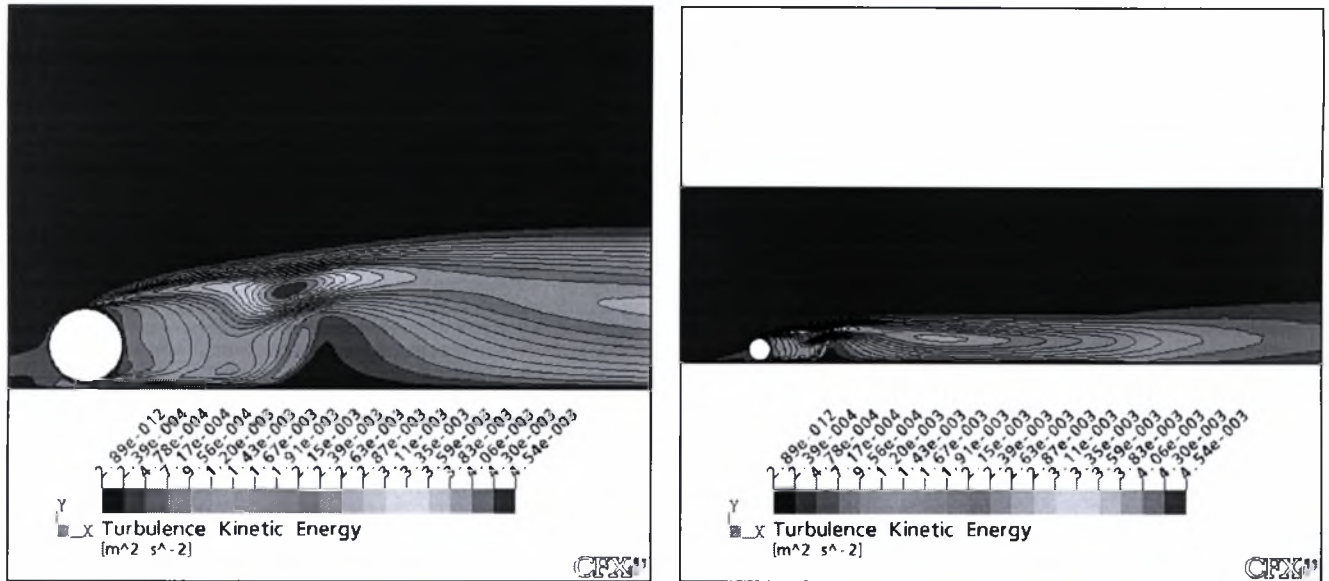
5.101 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Υ διεύθυνση για $H/D=7.4$ & $D=30\text{mm}$



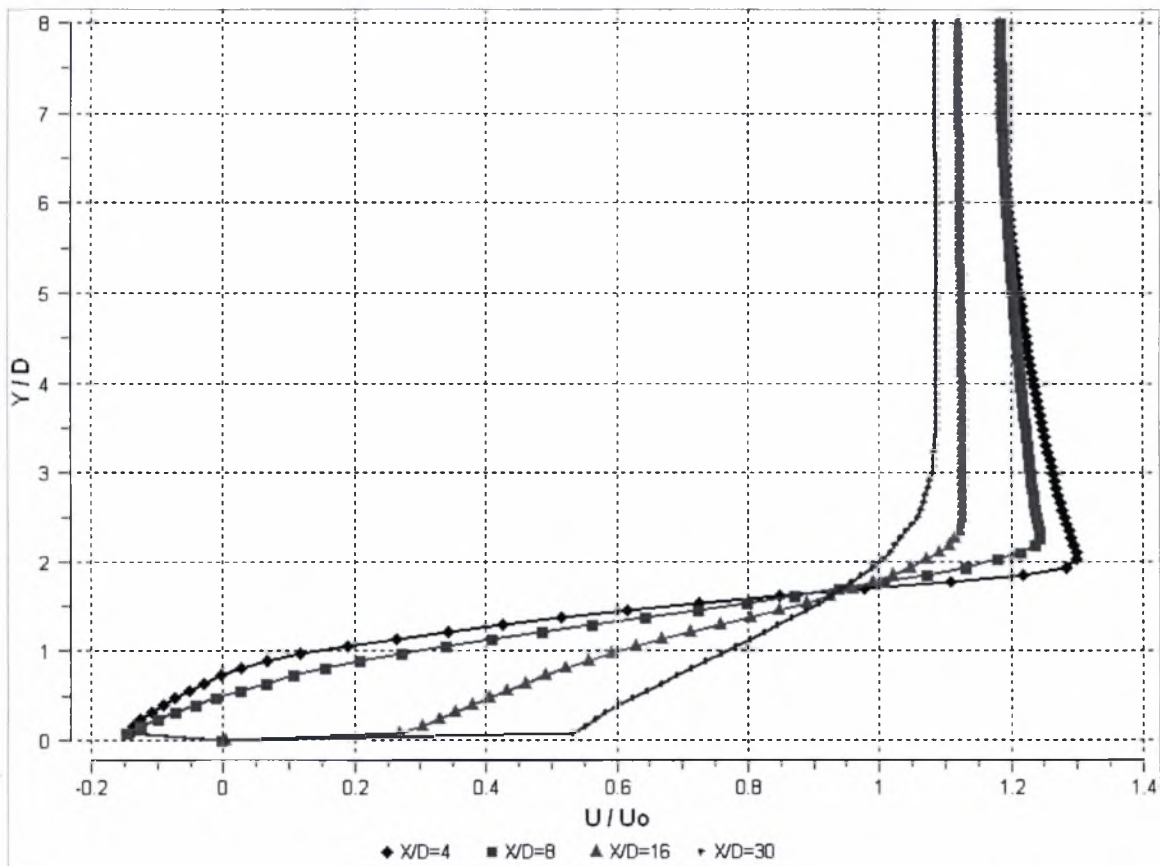
5.102 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=7.4$ & $D=30\text{mm}$



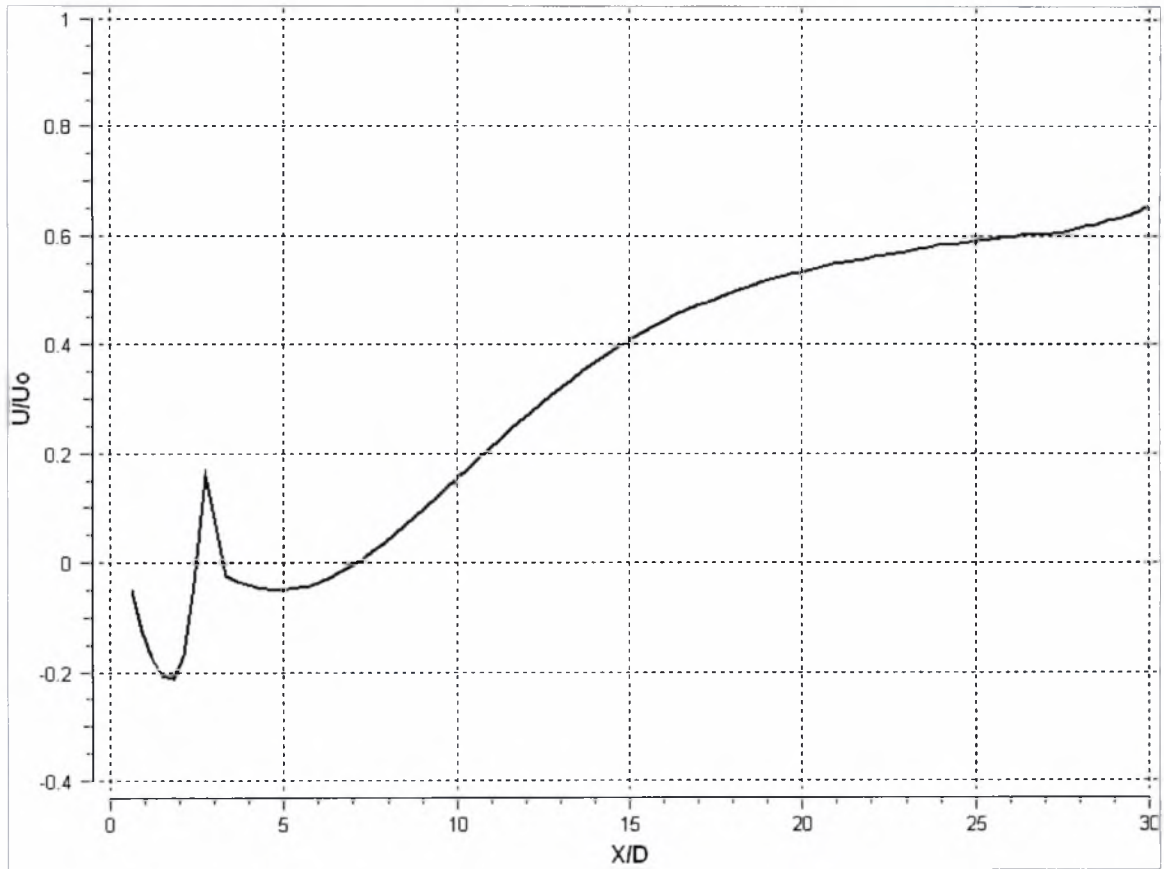
5.103 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=7.4$ & $D=30\text{mm}$



5.104 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=7.4$ & $D=30\text{mm}$

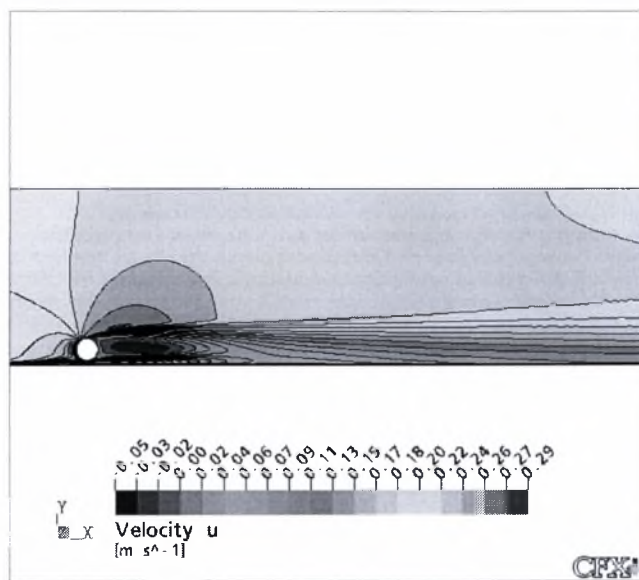
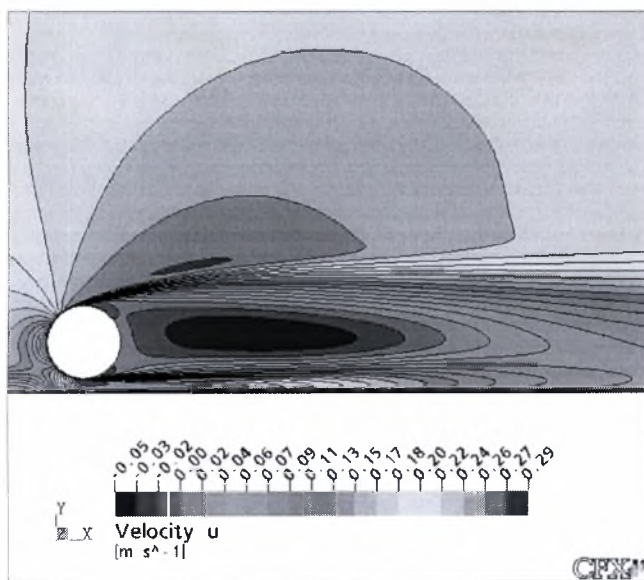


5.105 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=7.4$ & $D=30\text{mm}$

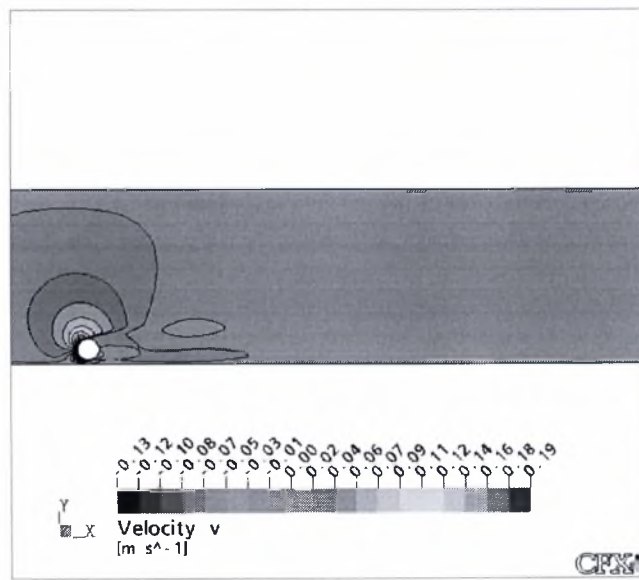
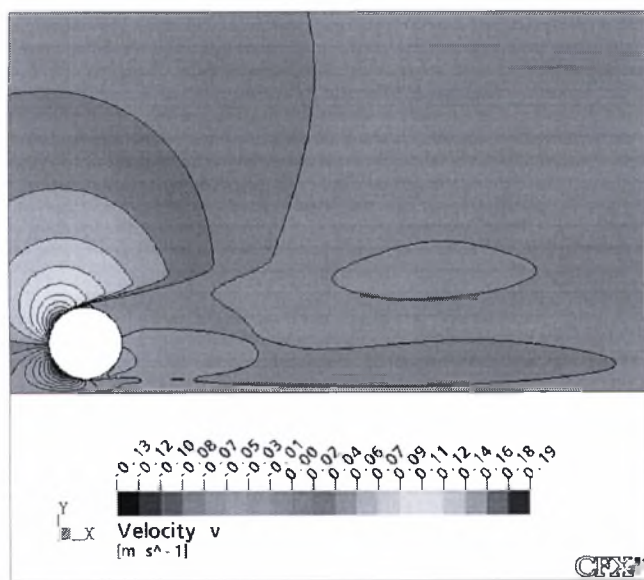


5.106 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=7.4$ & $D=30\text{mm}$

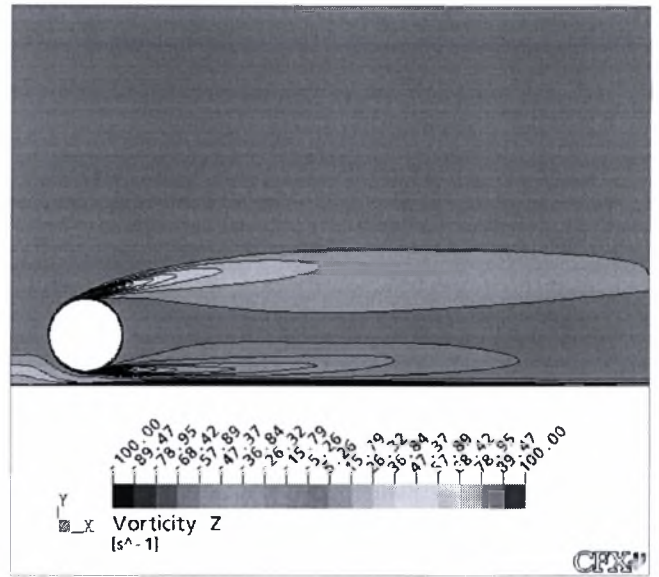
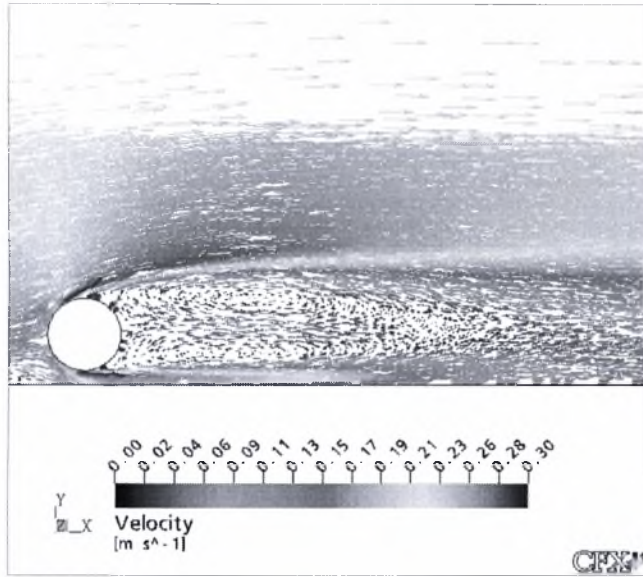
- $H/D=7,3$



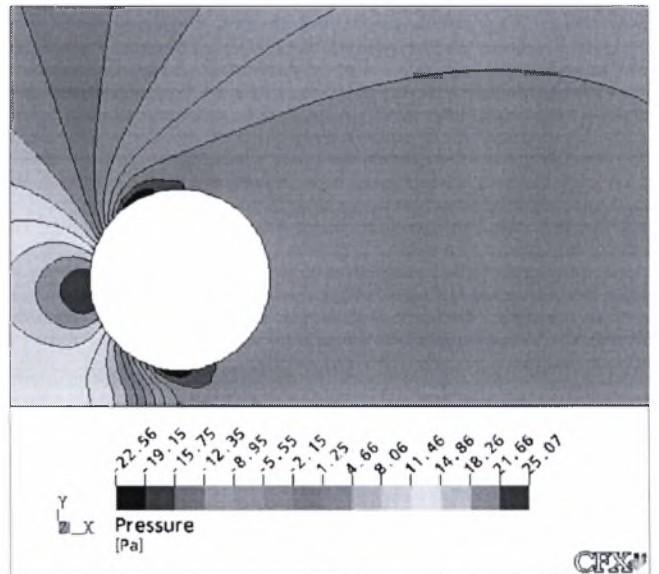
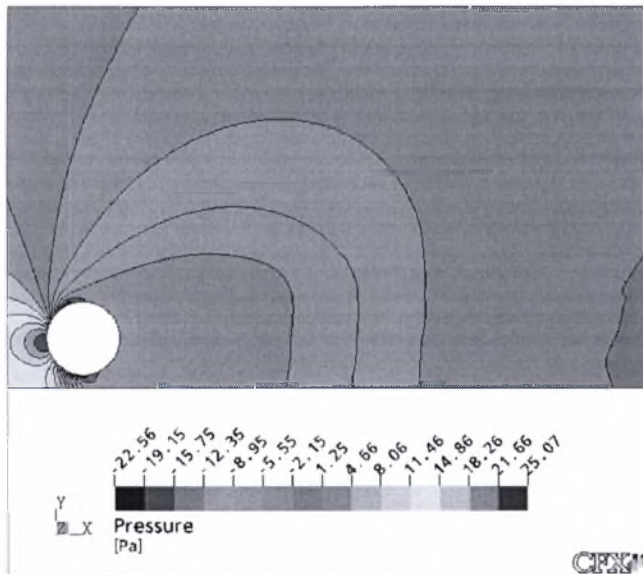
5.107 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Χ διεύθυνση για $H/D=7.3$ & $D=30\text{mm}$



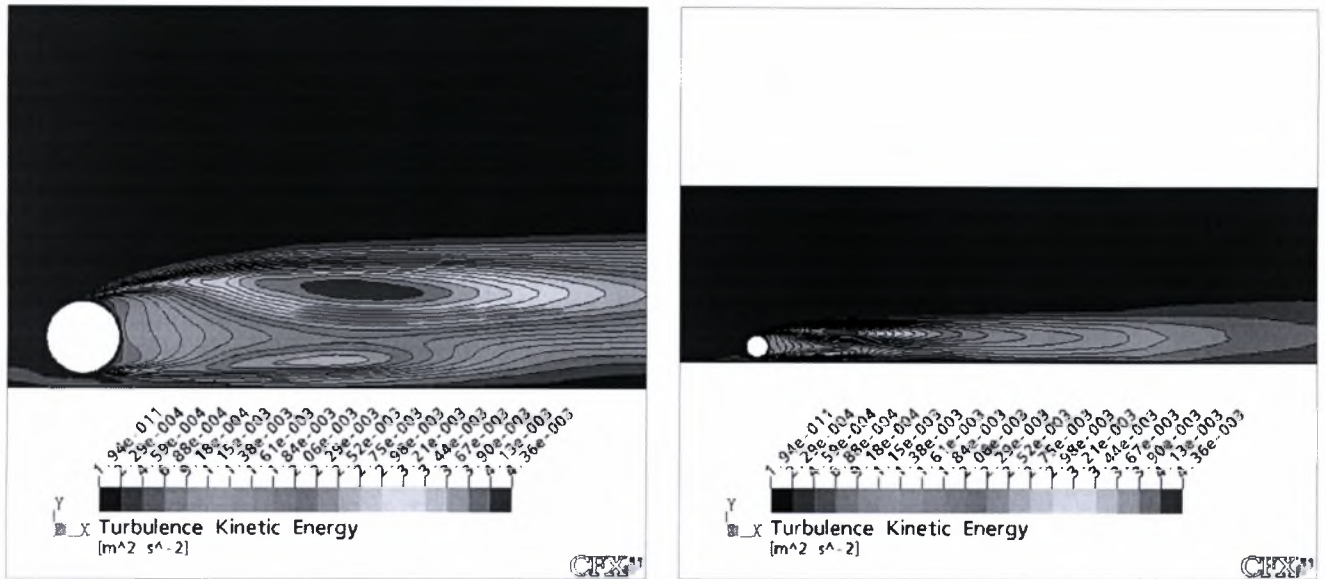
5.108 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Y διεύθυνση για $H/D=7.3$ & $D=30\text{mm}$



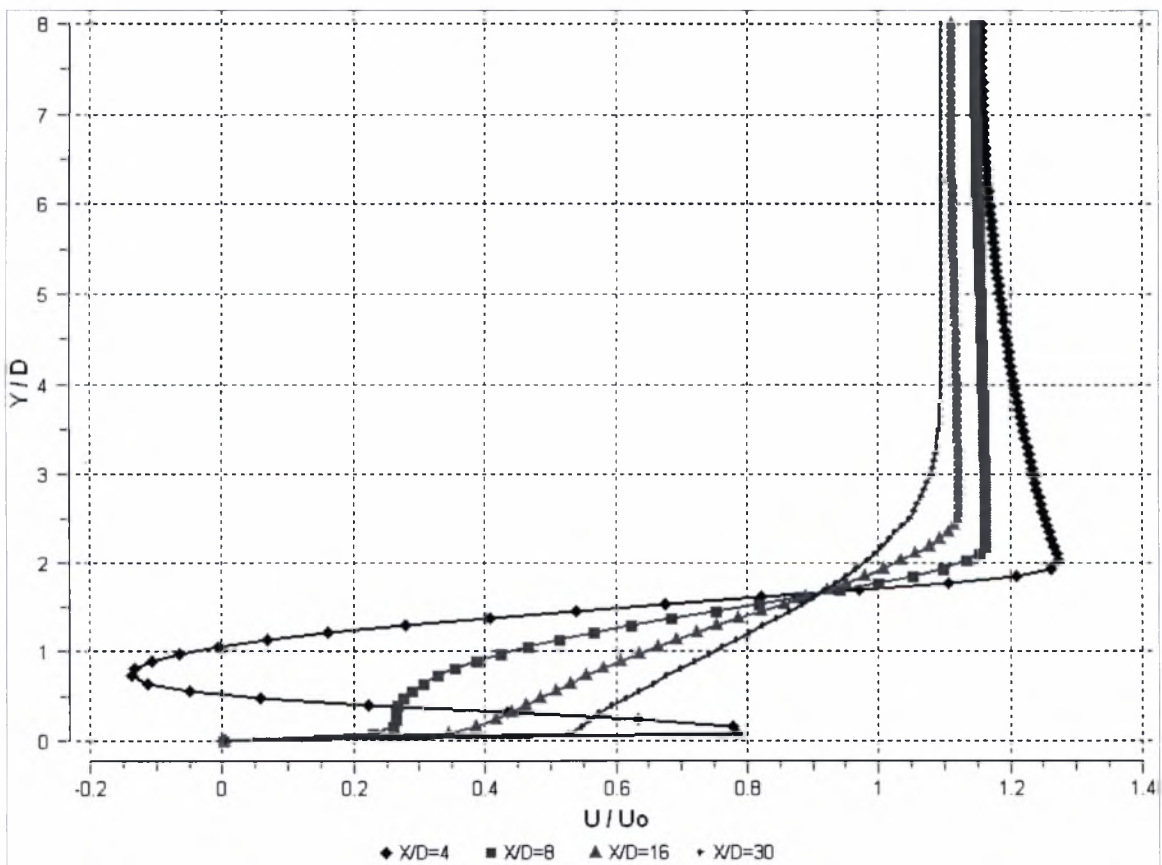
5.109 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=7.3$ & $D=30\text{mm}$



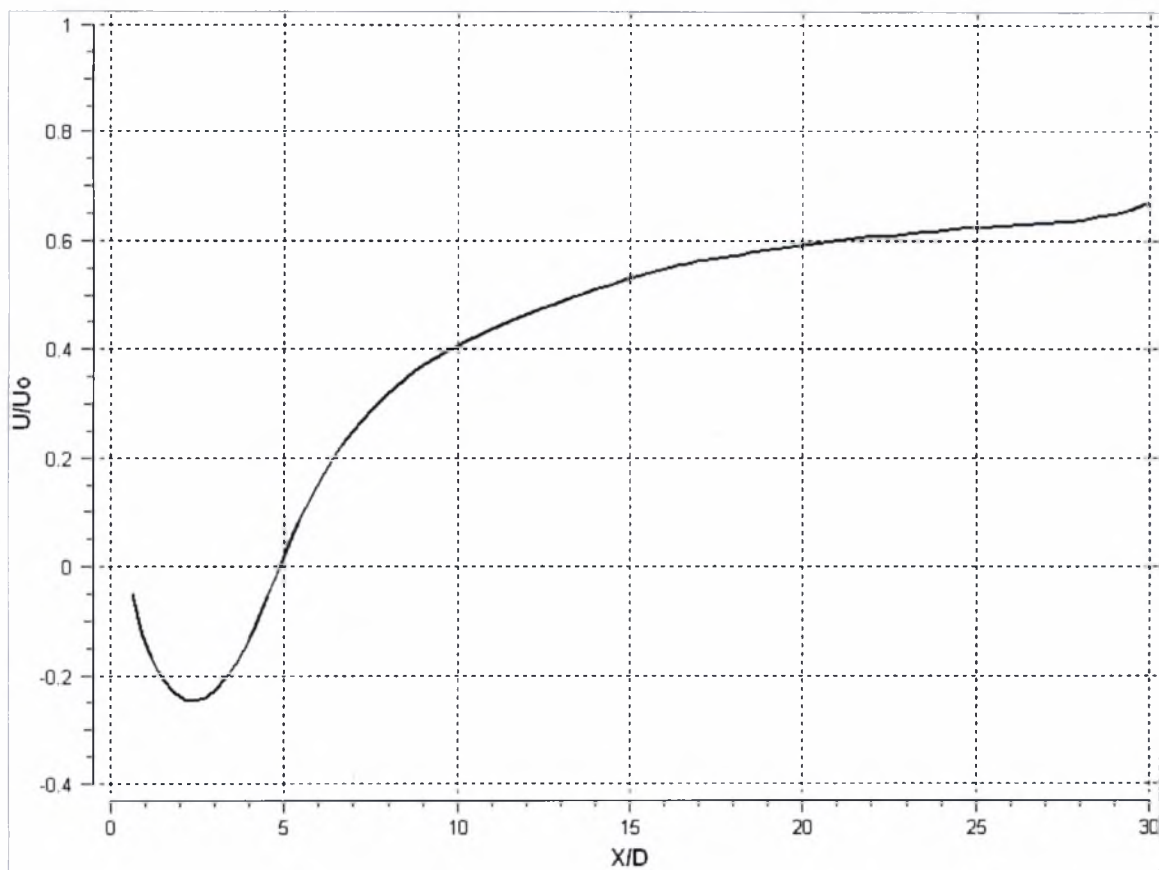
5.110 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=7.3$ & $D=30\text{mm}$



5.111 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=7.3$ & $D=30\text{mm}$

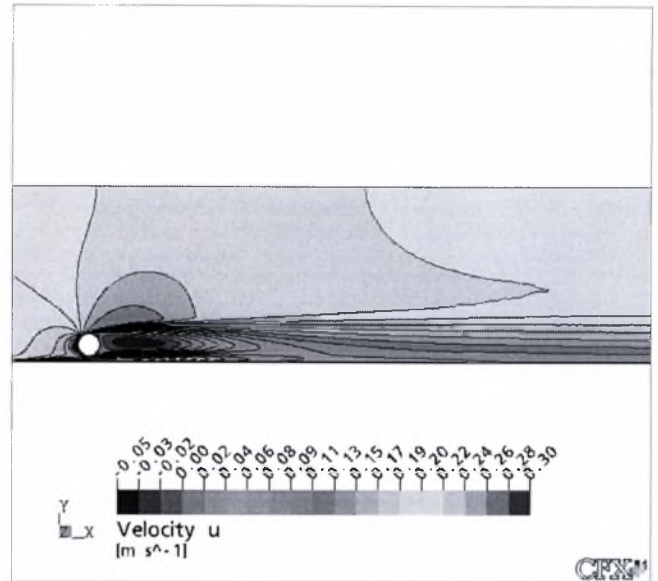
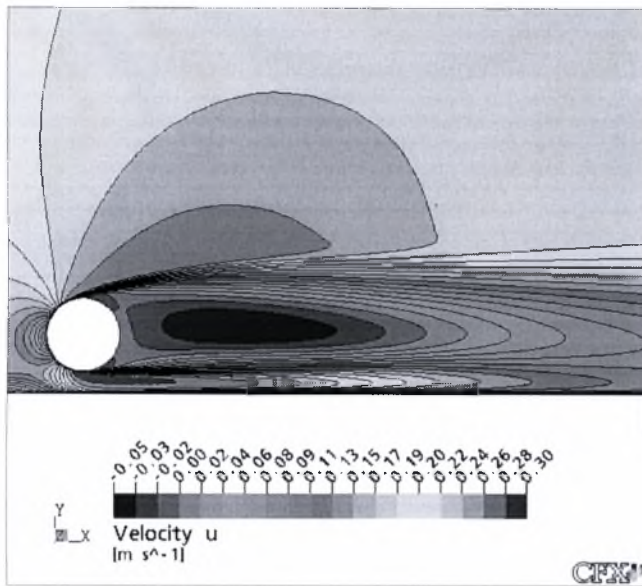


5.112 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=7.3$ & $D=30\text{mm}$

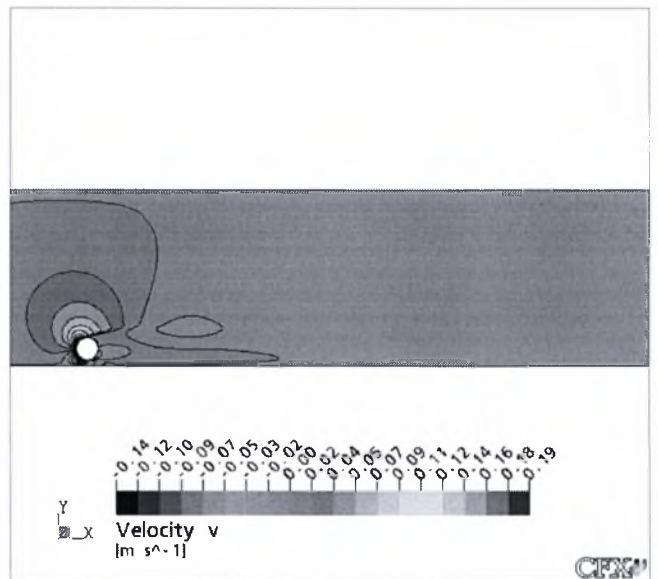
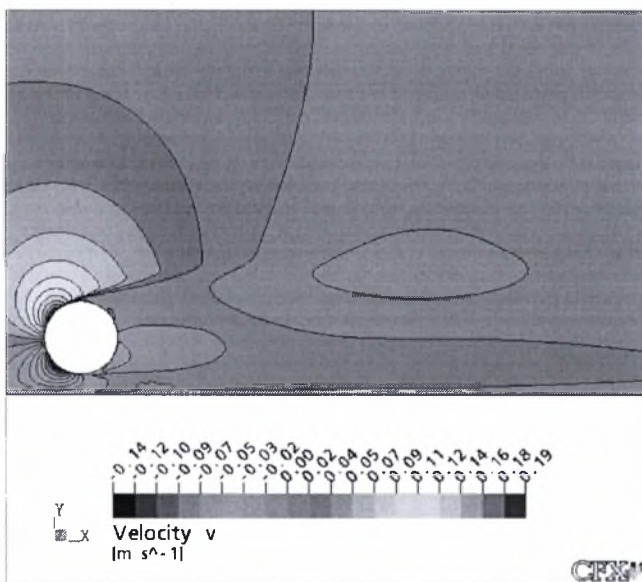


5.113 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=7.3$ & $D=30\text{mm}$

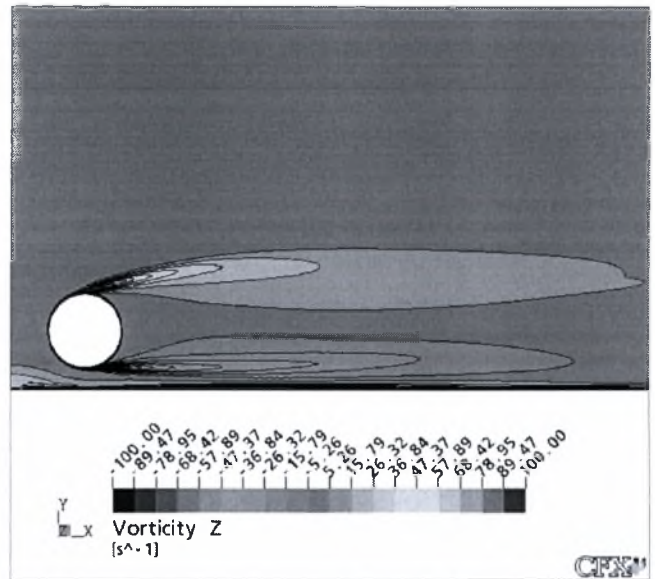
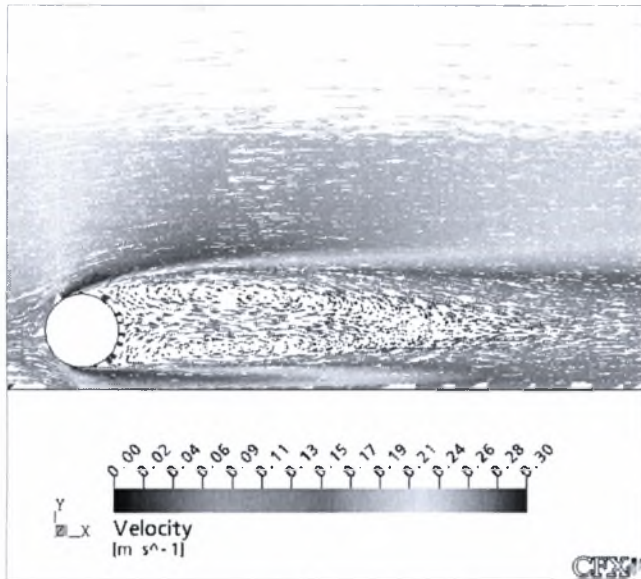
- $H/D=7,2$



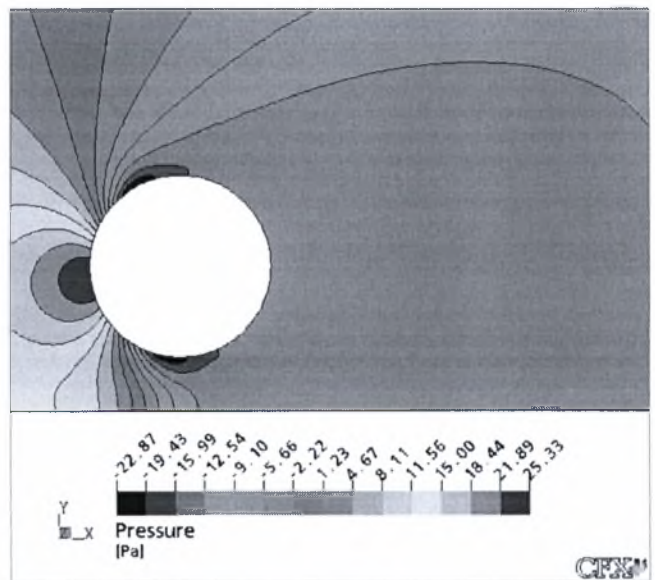
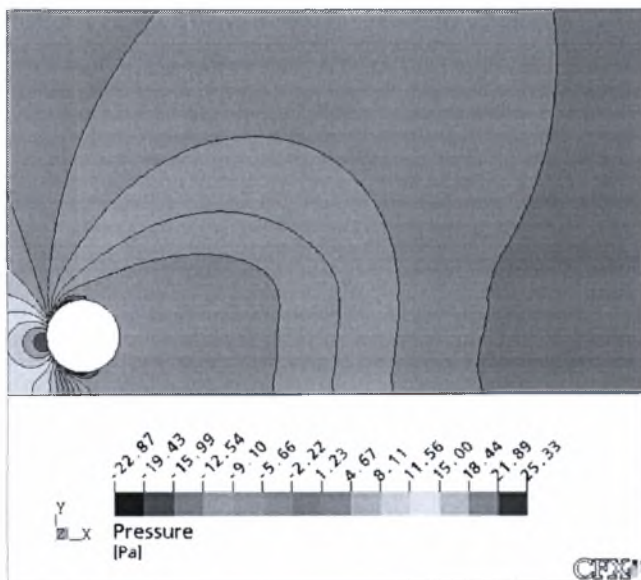
5.114 Ισοψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη X διεύθυνση για $H/D=7.2$ & $D=30\text{mm}$



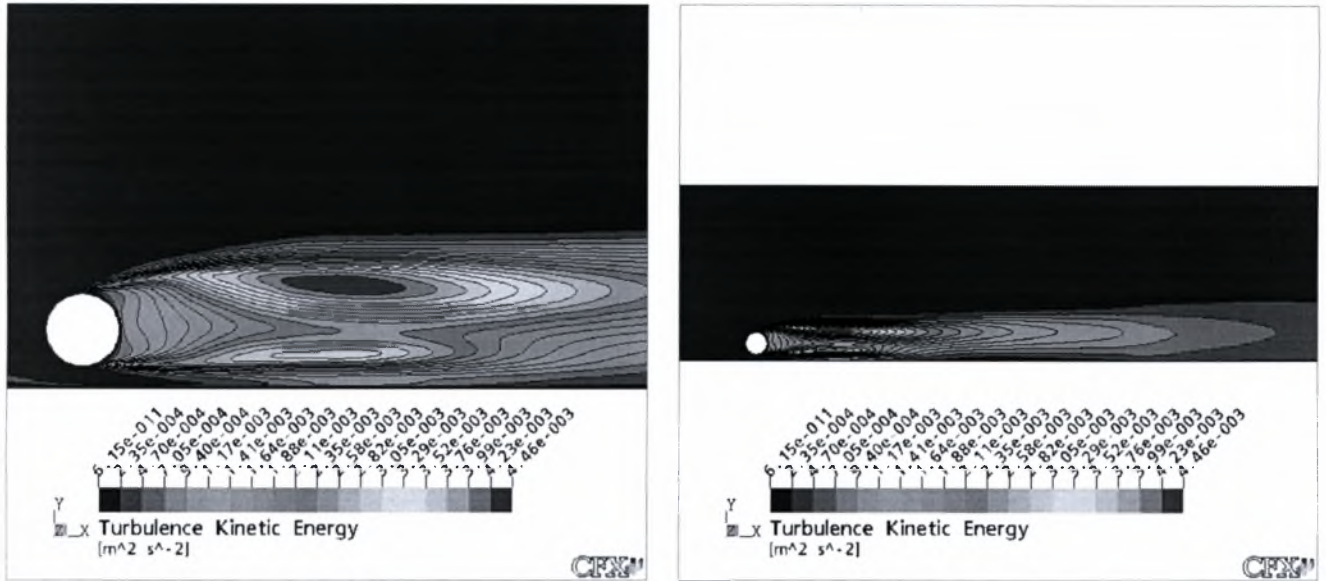
5.115 Ισοψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Y διεύθυνση για $H/D=7.2$ & $D=30\text{mm}$



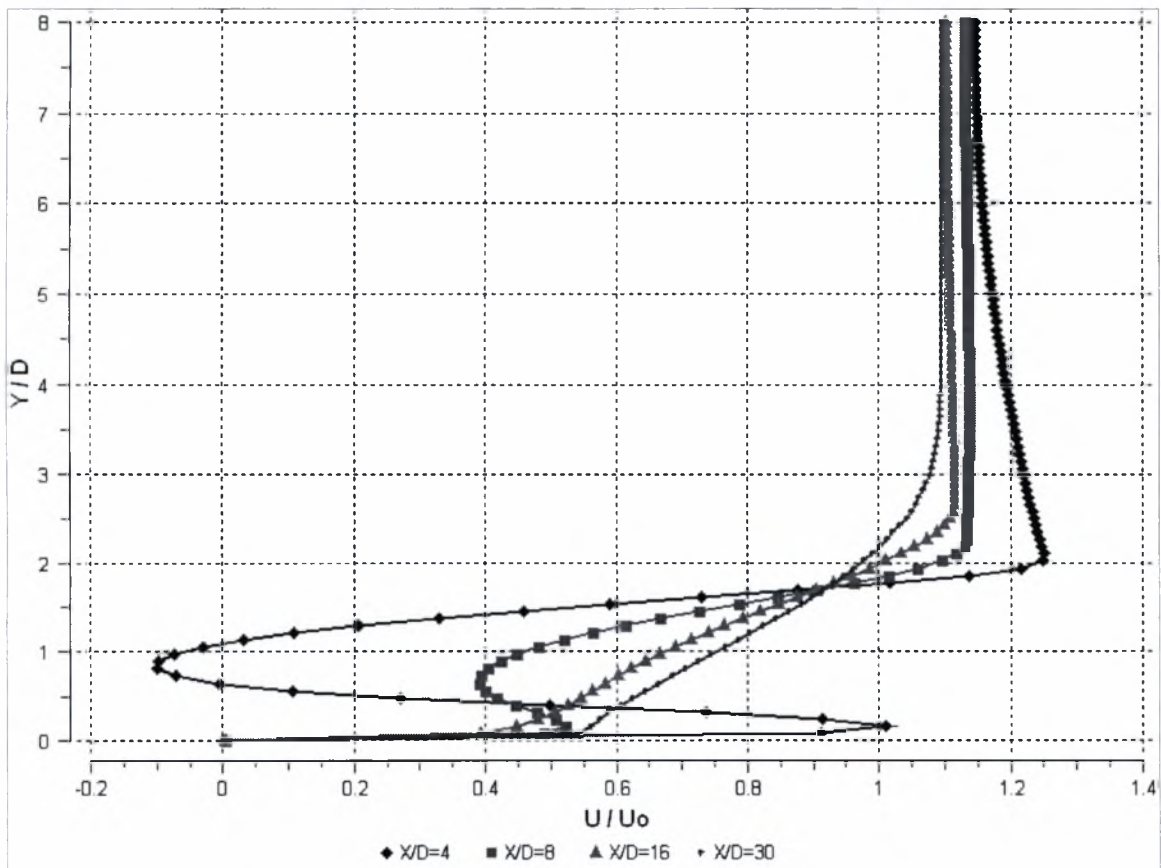
5.116 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=7.2$ & $D=30\text{mm}$



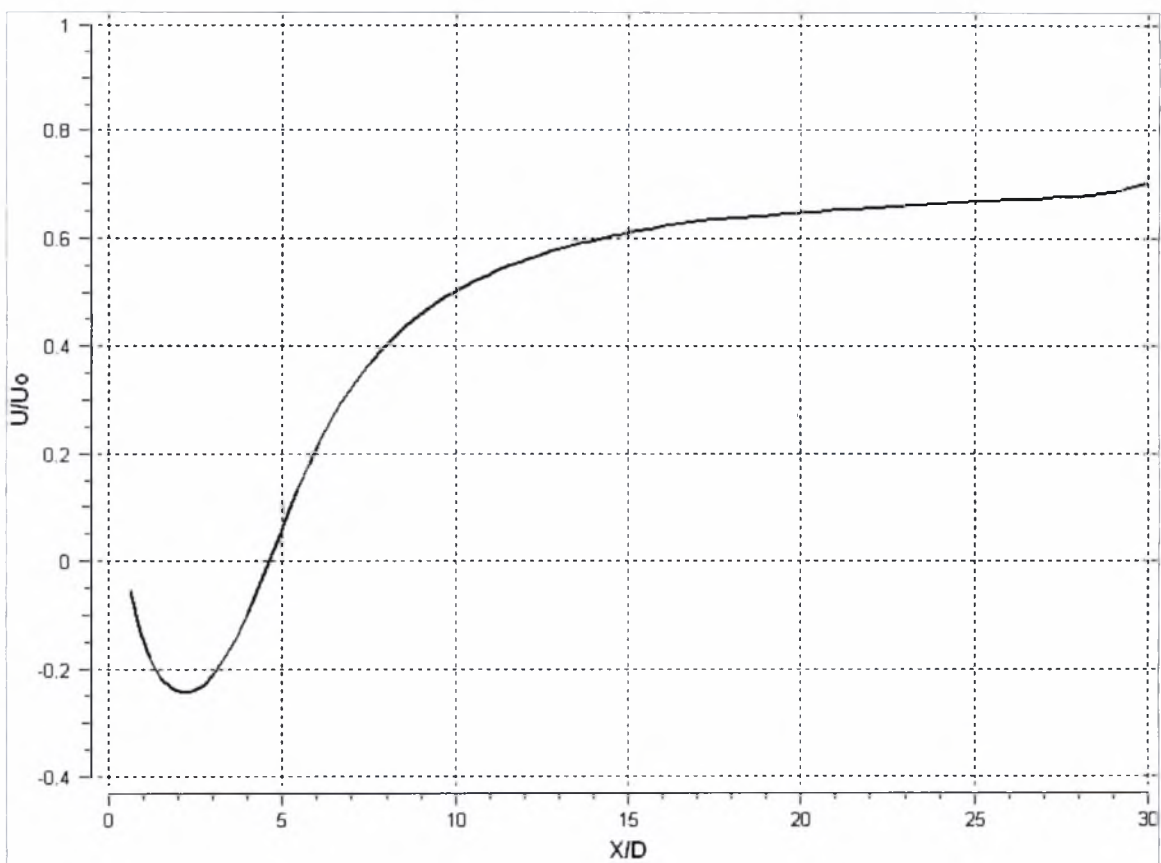
5.117 Ισοψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=7.2$ & $D=30\text{mm}$



5.118 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=7.2$ & $D=30\text{mm}$

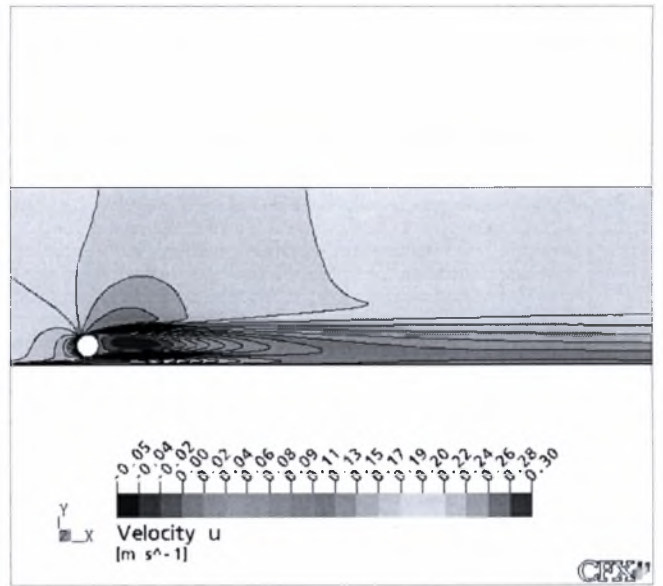
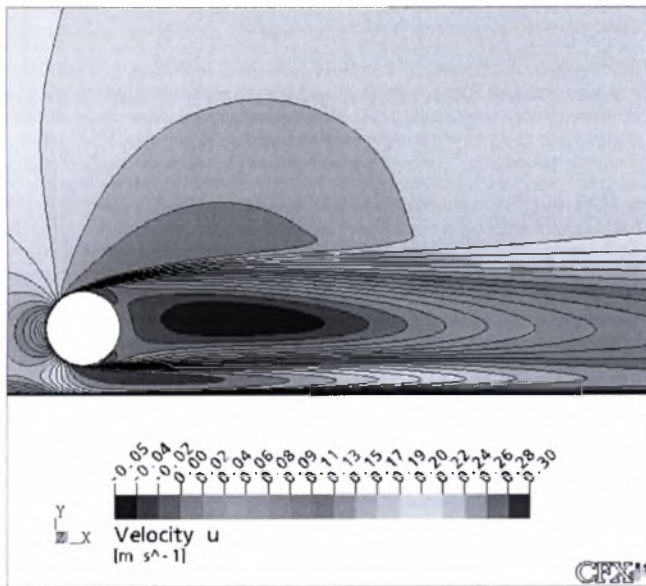


5.119 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=7.2$ & $D=30\text{mm}$

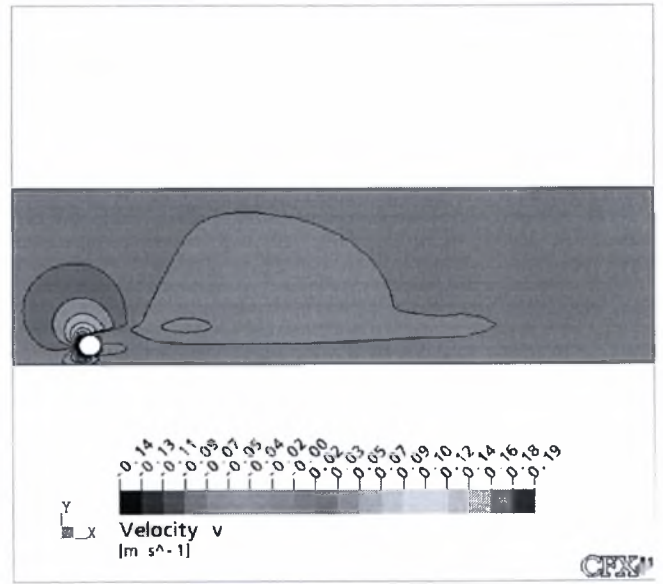
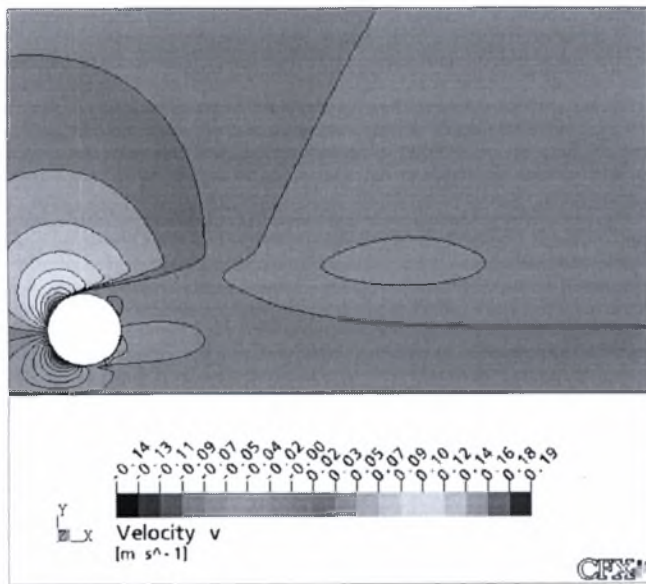


5.120 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=7.2$ & $D=30\text{mm}$

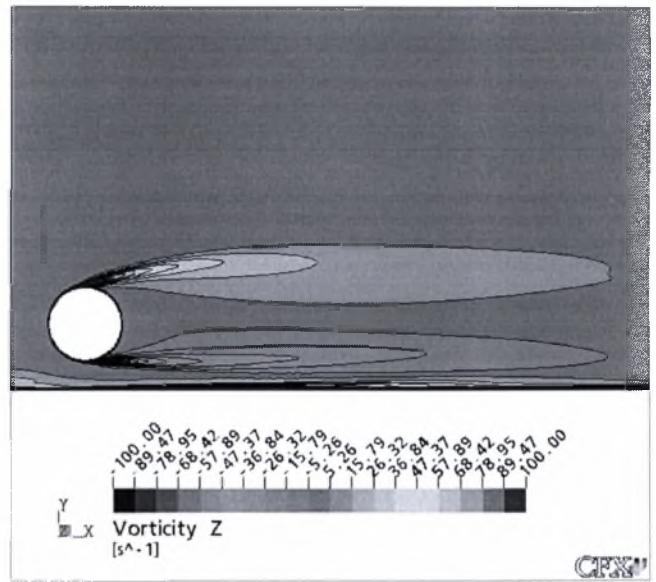
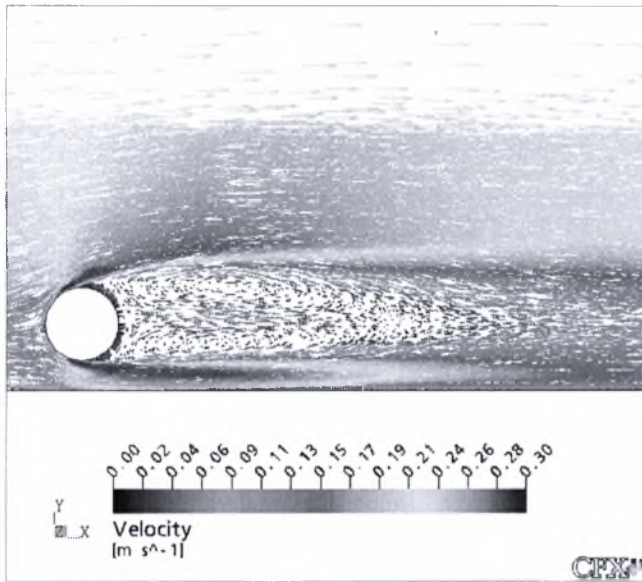
- $H/D=7,1$



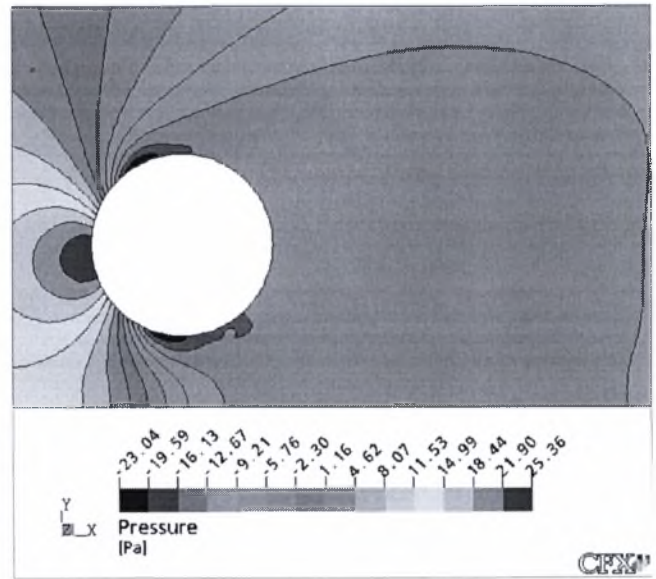
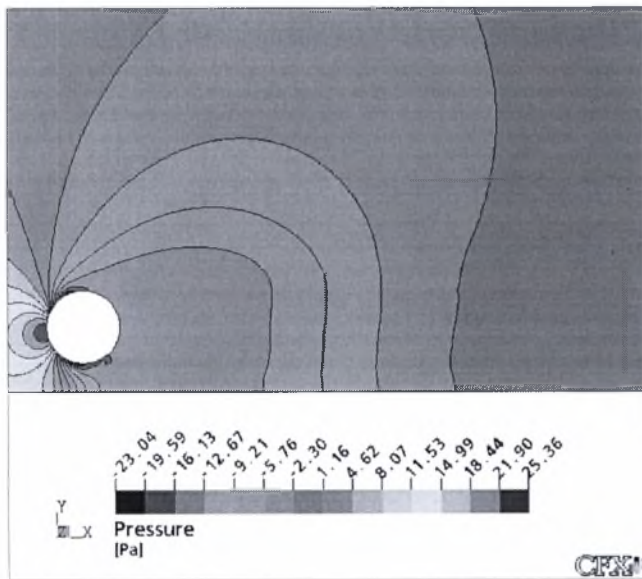
5.121 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Χ διεύθυνση για $H/D=7.1$ & $D=30\text{mm}$



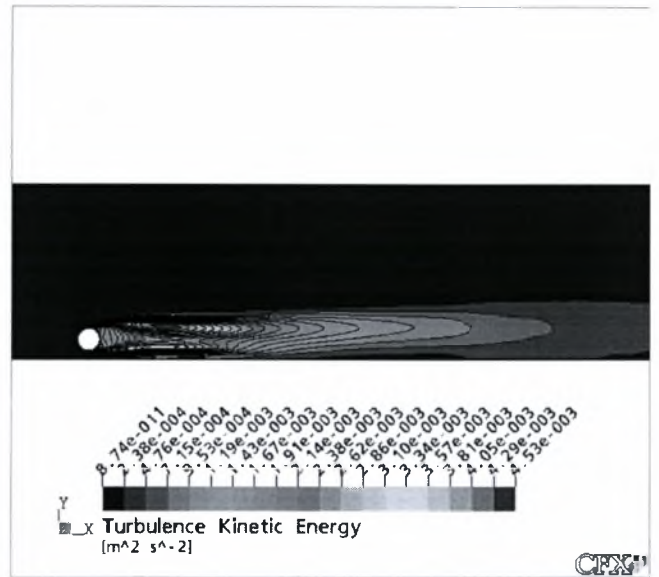
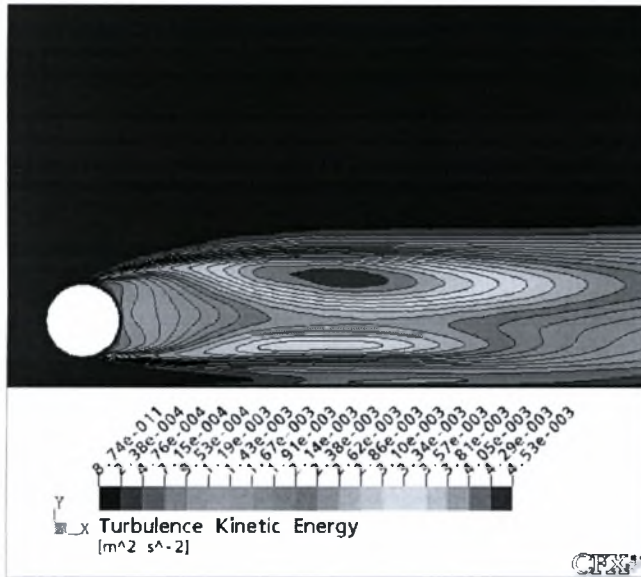
5.122 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Y διεύθυνση για $H/D=7.1$ & $D=30\text{mm}$



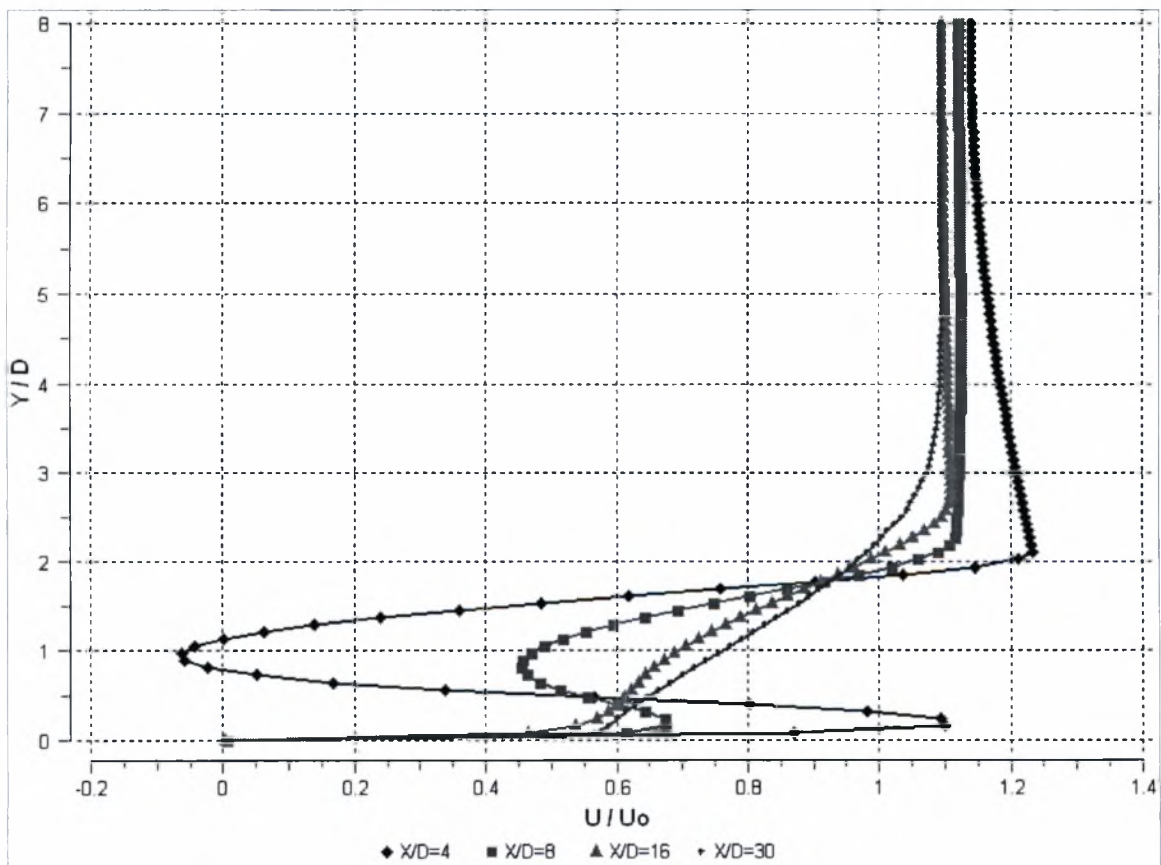
5.123 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=7.1$ & $D=30\text{mm}$



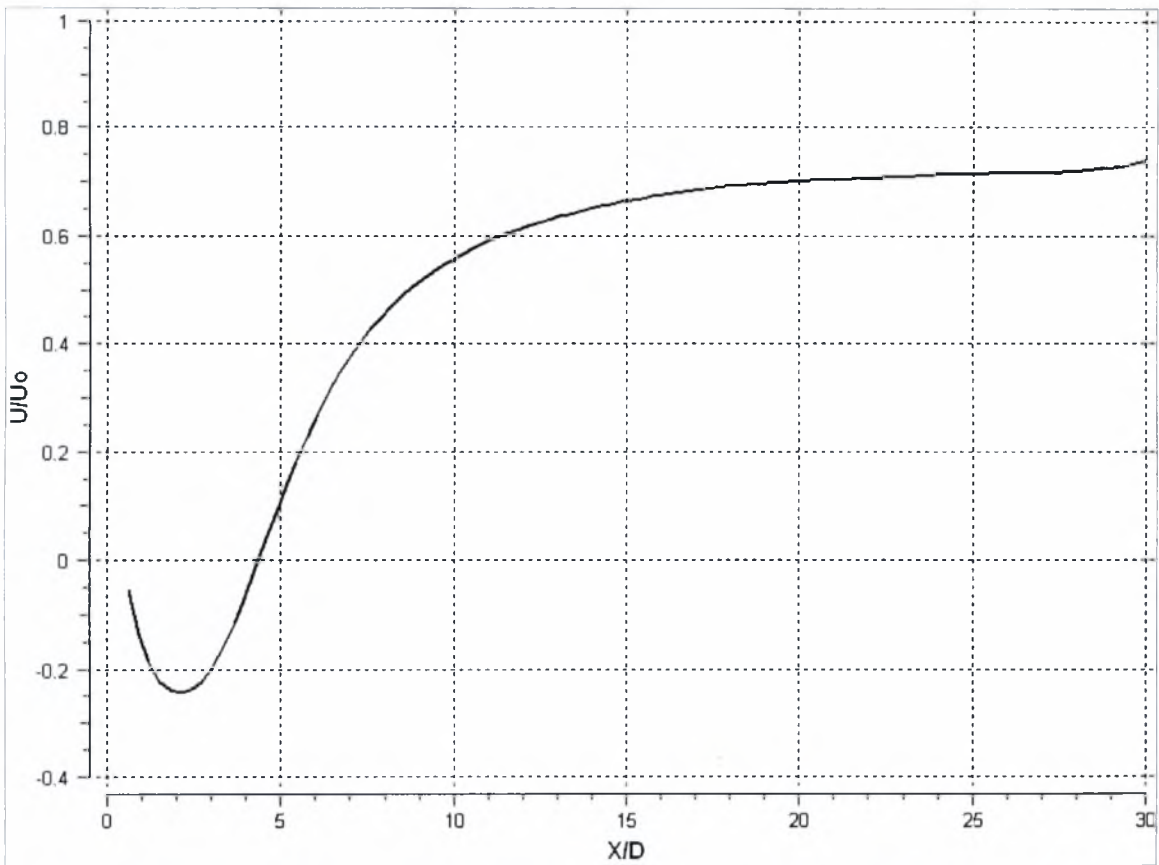
5.124 Ισοψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=7.1$ & $D=30\text{mm}$



5.125 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=7.1$ & $D=30\text{mm}$



5.126 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=7.1$ & $D=30\text{mm}$



5.127 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=7.1$ & $D=30\text{mm}$

Παρατηρείται ότι στη θέση $H/D=4.0$, στο κέντρο της υδροσήραγγας η συμμετρική συμπεριφορά της ροής στο επάνω και κάτω μέρος του κυλίνδρου εξακολουθεί να υφίσταται σε μερικό βαθμό, παρατηρείτε επίσης από τις Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Χ διεύθυνση (διάγραμμα 5.64), ότι υπάρχει μία μικρή αλληλεπίδραση του επιταχυνόμενου τμήματος της ροής με το οριακό στρώμα στο δάπεδο. Το μήκος σχηματισμού του απόρου (Wake length) είναι $L_f=3.64D$.

Στη θέση $H/D=0.6$. Οι διαταραχές στη ροή είναι πιο έντονες και παρατηρούνται σε όλα τα μεγέθη της. Σύμφωνα με τη διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας το μήκος σχηματισμού του απόρου φαίνεται να είναι πολύ μεγαλύτερο από την κεντρική θέση αλλά αυτό δεν ισχύει. Ακόμα και σε αυτή την κρίσιμη θέση υπάρχει κάποια συμμετρία στη μορφολογία του απόρου, δεν έχουμε δημιουργία 2^{ης} φυσαλίδας αλλά παρατηρείται ότι περίπου $3.5-4D$ πίσω από τον κύλινδρο και για μήκος περίπου $3D$, υπάρχει μία περιοχή πολύ χαμηλών ταχυτήτων όπου το νερό αδρανεί κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια εκδηλώνοντας χαοτική συμπεριφορά (όχι ανακυκλοφορία) τελικά η ροή αρχίζει και επανασυστήνεται παρασυρόμενη από τα κατώτερα στρώματα που κινούνται γρηγορότερα. Το μήκος σχηματισμού του απόρου είναι λίγο μεγαλύτερο από αυτό της κεντρικής θέσης και έχει την τιμή $L_f=3.94D$

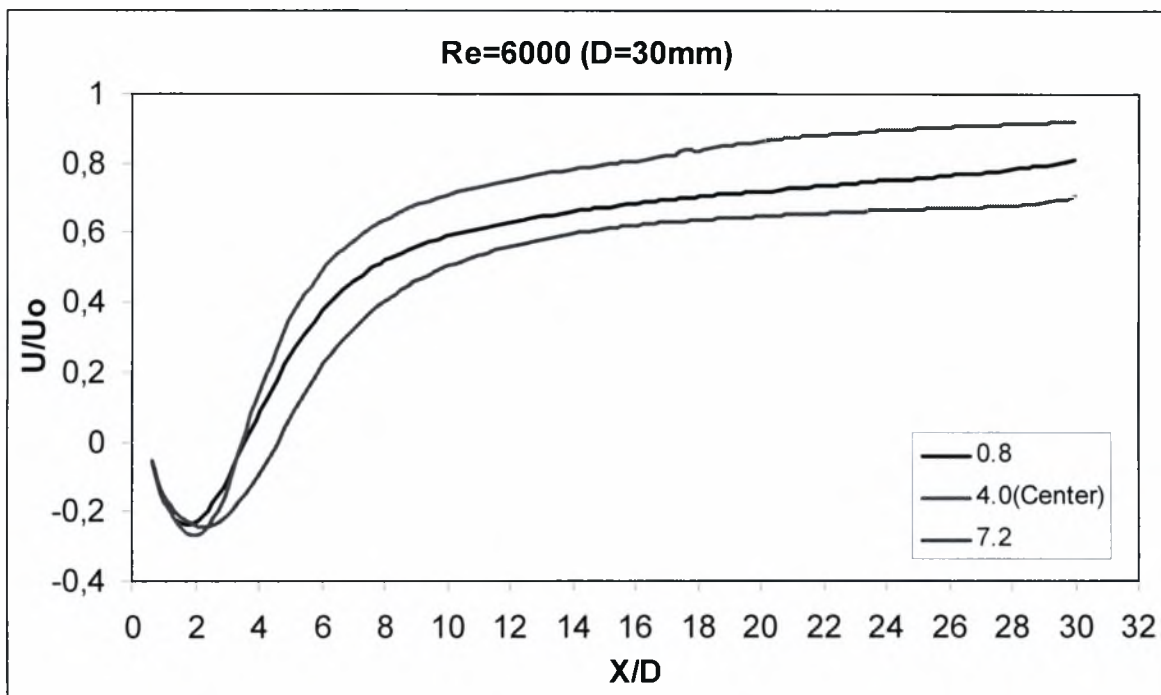
Κατεβαίνοντας από τη θέση 0.7 μέχρι και τη θέση 0.9 η ροή βαθμιαία γίνεται όλο και πιο συμμετρική τείνοντας να μοιάσει σε αυτή της κεντρικής θέσης. Το ρευστό δεν αδρανοποιείται σε κανένα σημείο μετά τη ροή και το μήκος σχηματισμού του απόρου είναι το ίδιο και στις τρεις αυτές θέσεις με τιμή $L_f=3.64D$ που είναι και η τιμή για την κεντρική θέση.

Στην κατώτατη θέση $H/D=7.4$, ή 0.6 από το δάπεδο, παρατηρείτε χαοτική συμπεριφορά του ρευστού. Η παρουσία του στερεού δαπέδου συνεπάγεται δημιουργία οριακού στρώματος και αύξηση της στροβιλότητας του ρευστού που ευνοεί την επιτάχυνση και άνοδο του νερού καθώς και την αποκοπή του κύριου απόρου σε απόσταση περίπου $2.5-3D$ από το κέντρο του κυλίνδρου. Ένα μέρος αυτού του ρεύματος συντηρεί τη κύρια φυσαλίδα ενώ το άλλο δημιουργεί μία 2^η η οποία είναι και πολύ μεγαλύτερη, σημειώνεται ότι το ρεύμα αποκοπής τελικά επανασυνδέει τις δύο φυσαλίδες στην ανώτερη θέση του. Έτσι το μήκος

σχηματισμού του απόρου είναι $L_f=6.97D$ που είναι και το μεγαλύτερο στον κύλινδρο με διάμετρο $D=30$ [mm]. Η μορφολογία της ροής δε ταιριάζει τόσο με την αντίστοιχη θέση στη διεπιφάνεια, την 0.6, αφού στην τελευταία δεν έχουμε επιταχυνόμενο ρεύμα που διαχωρίζει το πεδίο ροής κατάντη του κυλίνδρου. Κρίνοντας βέβαια από τα χαρακτηριστικά και τις τιμές των μεγεθών αυτής συμπεραίνεται ότι το στερεό δάπεδο επηρεάζει πολύ περισσότερο τη ροή από την ελεύθερη επιφάνεια (ακόμα και χωρίς μοντελοποίηση κυμάτωσης).

Στις θέσεις 7.3, 7.2 και 7.1 το ανοδικό επιταχυνόμενο ρεύμα δεν υφίσταται πλέον με αποτέλεσμα να μην υπάρχουν έντονες διαταραχές στον απόρου. Η μορφολογία της ροής αρχίζει σταδιακά και μοιάζει με αυτήν της κεντρικής θέσης καθώς ανεβαίνοντας προς τα επάνω αποκαθίσταται και η συμμετρία, ως προς την οριζόντιο, στη φουσαλίδα. Το μήκος σχηματισμού του απόρου μικραίνει ανεβαίνοντας διατηρώντας βέβαια τιμή μεγαλύτερη από την κεντρική θέση κάτι το οποίο σημαίνει πως υπάρχει αλληλεπίδραση με το δάπεδο και το σχηματισμό οριακού στρώματος εκεί. Έχουμε λοιπόν τις τιμές $L_f=4.85$, 4.55 και $4.24D$ για $H/D=7.3$, 7.2 και 7.1 αντίστοιχα

Επίσης παρατηρείται ότι υπάρχουν ομοιότητες με τις αντίστοιχες θέσεις στη διεπιφάνεια (0.7, 0.8 και 0.9) ως προς τη μορφολογία της ροής. Βέβαια εξετάζοντας τα μεγέθη της ροής της εκάστοτε περίπτωσης εξάγεται το συμπέρασμα ότι η ροή επηρεάζεται πολύ περισσότερο από το στερεό δάπεδο παρά από την ελεύθερη επιφάνεια. Παρατηρείτε επίσης ότι το μήκος σχηματισμού του απόρου είναι μεγαλύτερο κοντά στο δάπεδο από ότι κοντά στη διεπιφάνεια όπου πολύ γρήγορα παίρνει την τιμή που έχει η ροή στην κεντρική θέση.

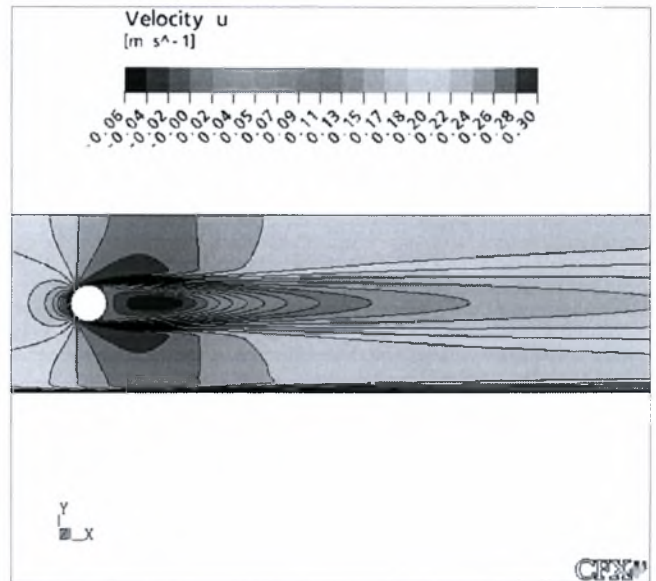
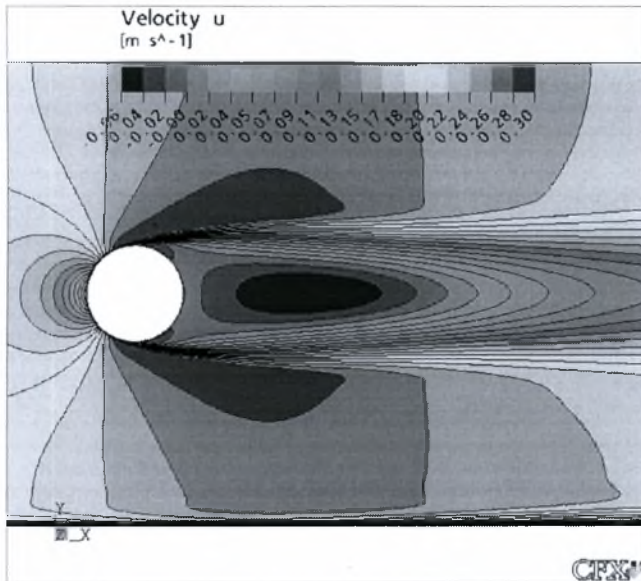


5.128 Συγκριτικό διάγραμμα διαμήκους κατανομής μέσης τιμής ταχύτητας για $Re=6000$

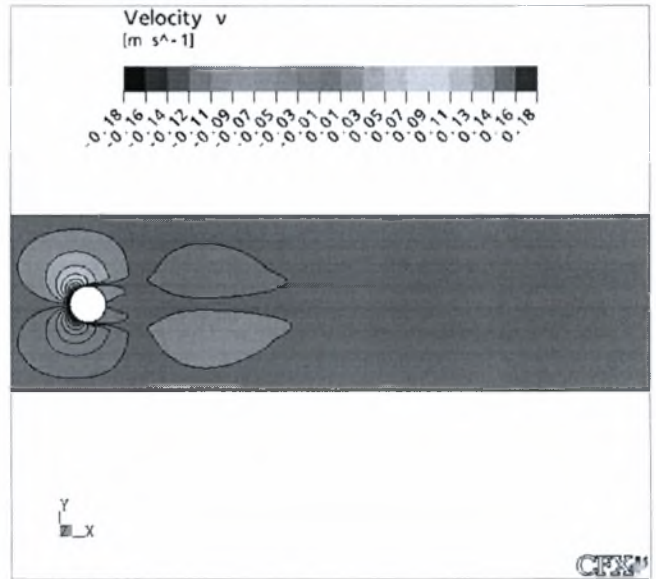
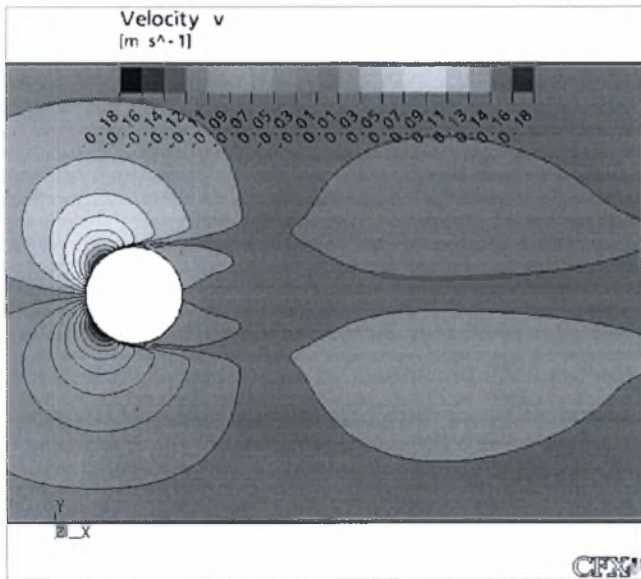
Σε αυτό το συγκεντρωτικό γράφημα των ταχυτήτων κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για τις θέσεις 4.0 (κέντρο), 0.8 και 7.2 (ή 0.8 από το δάπεδο) δε παρατηρείται κάποια ιδιαίτερη ανομοιομορφία. Από τα κυριότερα σχόλια είναι η υστέρηση της ροής, στη θέση 7.2, όσον αφορά την επίτευξη θετικών τιμών ταχύτητας μέχρι τη θέση 3.5-4D. Επίσης η μέγιστη αρνητική τιμή ταχύτητας επιτυγχάνεται στην κεντρική θέση αλλά στη θέση 0.8 εμφανίζεται πιο πριν, περίπου 0.5D. Για άλλη μια φορά φαίνεται ότι το δάπεδο «καθυστερεί» περισσότερο τη ροή από ότι η ελεύθερη επιφάνεια.

5.1.3. D=50mm

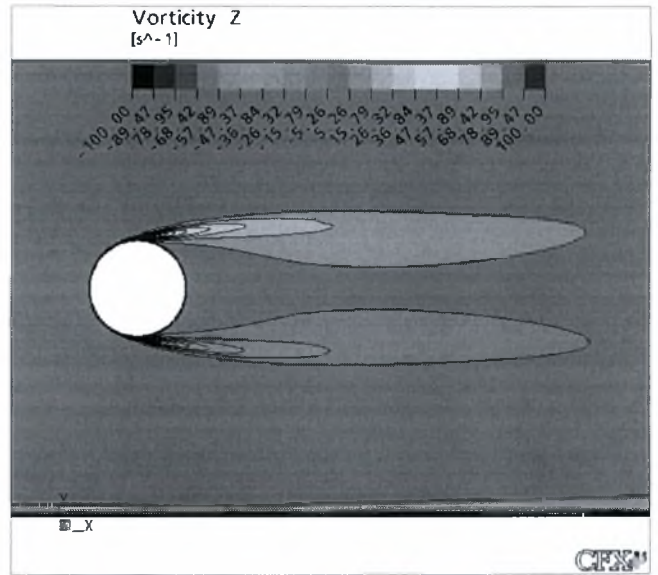
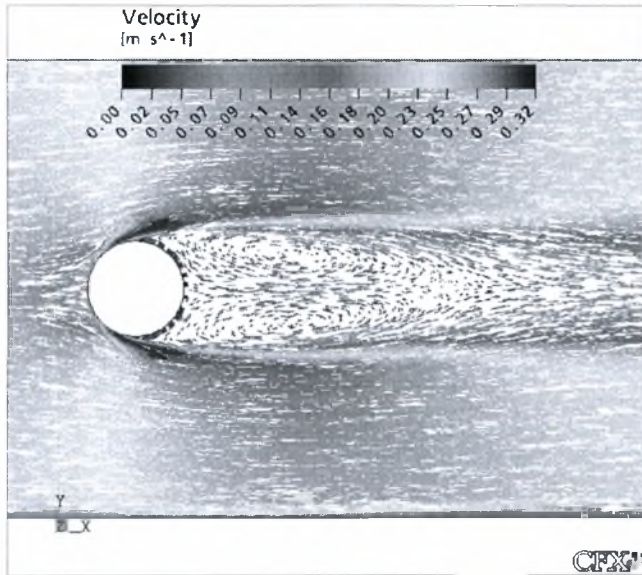
- $H/D = K 2.4$ (Κέντρο υδροσήραγγας)



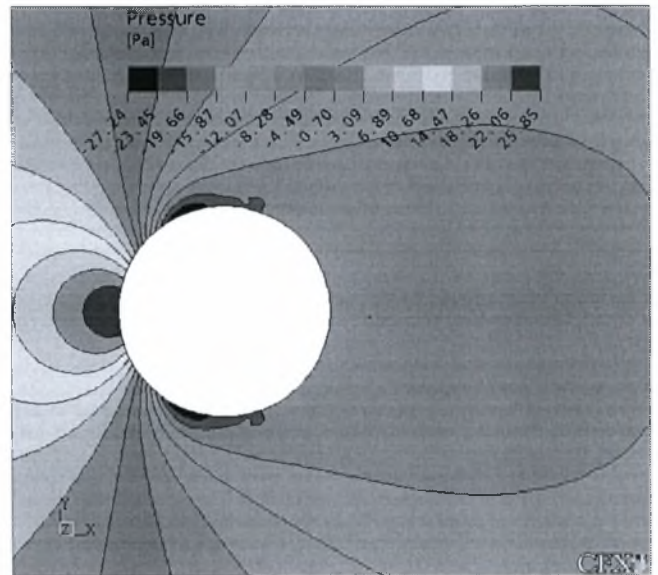
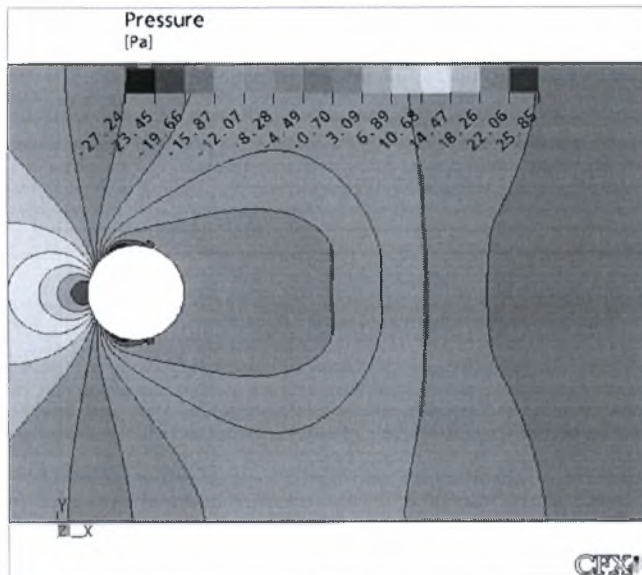
5.129 Ισοϋψείς καμπύλες μέσω των ταχυτήτων στη X διεύθυνση για $H/D=K$ & $D=50\text{mm}$



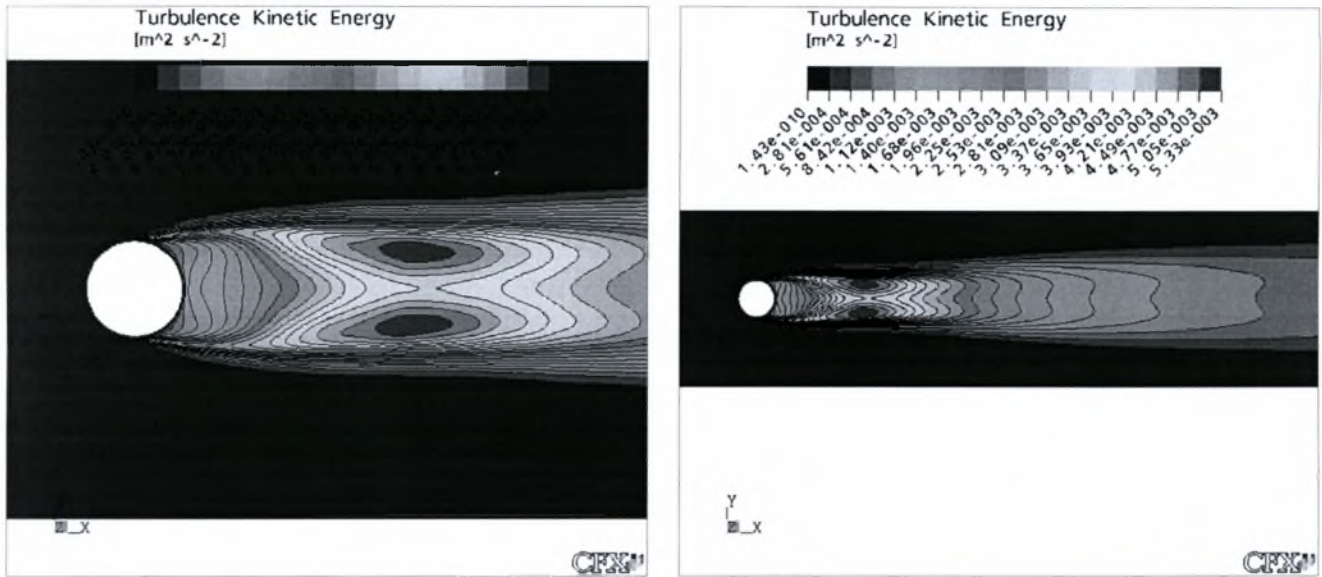
5.130 Ισοϋψείς καμπύλες μέσω των ταχυτήτων στη Y διεύθυνση για $H/D=K$ & $D=50\text{mm}$



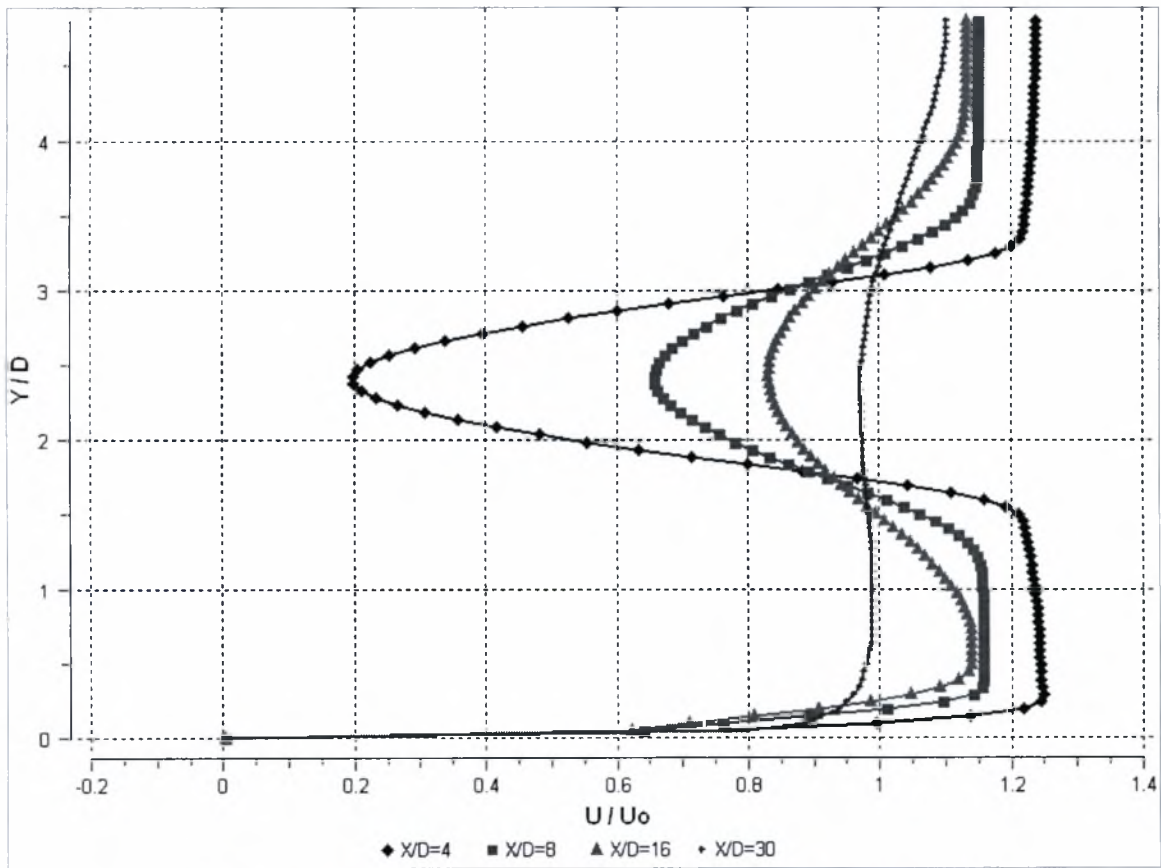
5.131 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=K$ & $D=50\text{mm}$



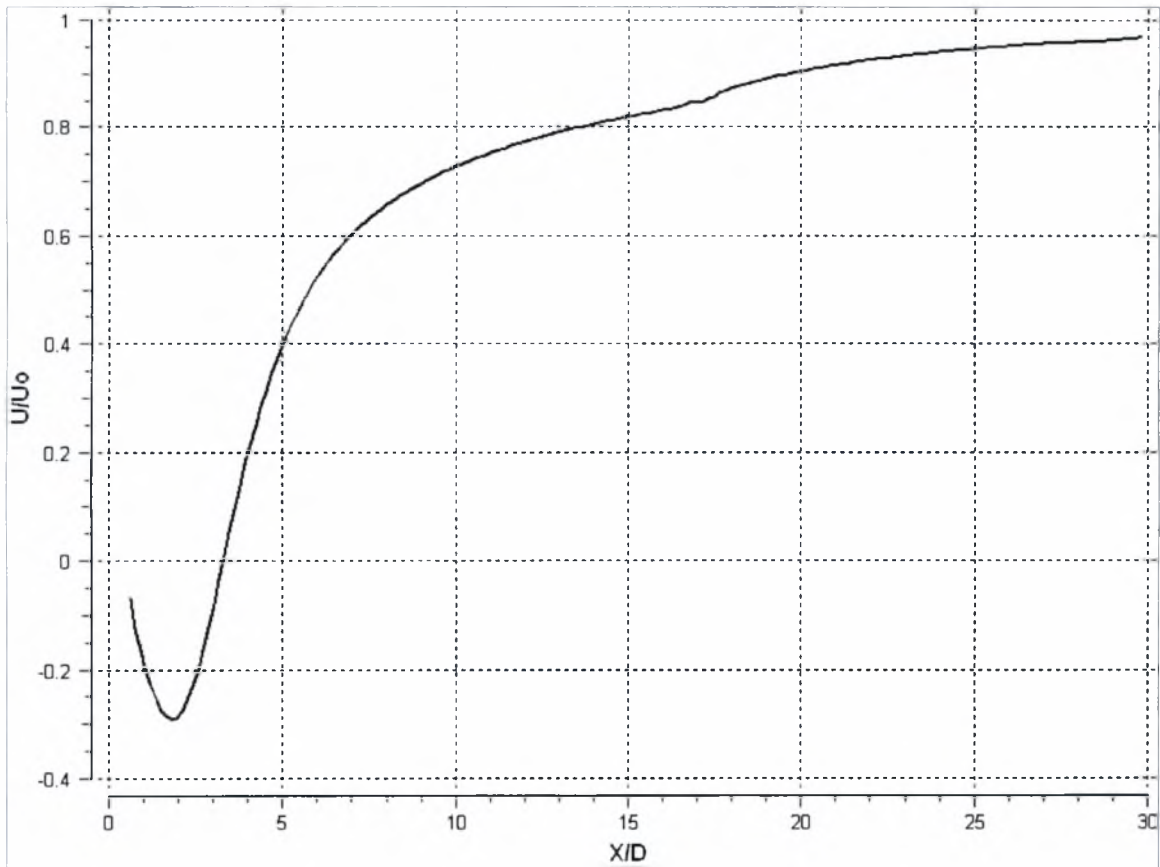
5.132 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=K$ & $D=50\text{mm}$



5.133 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=K$ & $D=50\text{mm}$

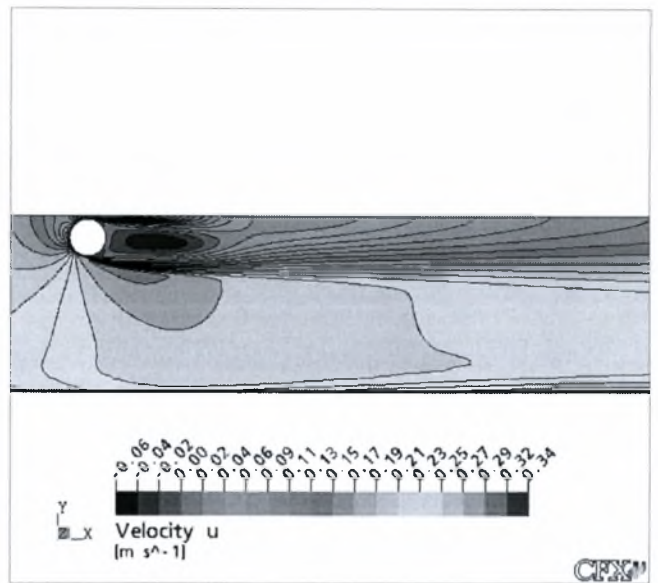
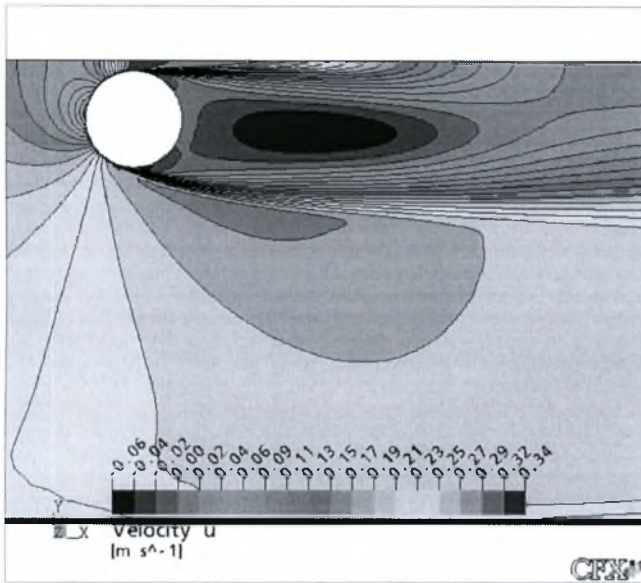


5.134 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=K$ & $D=50\text{mm}$

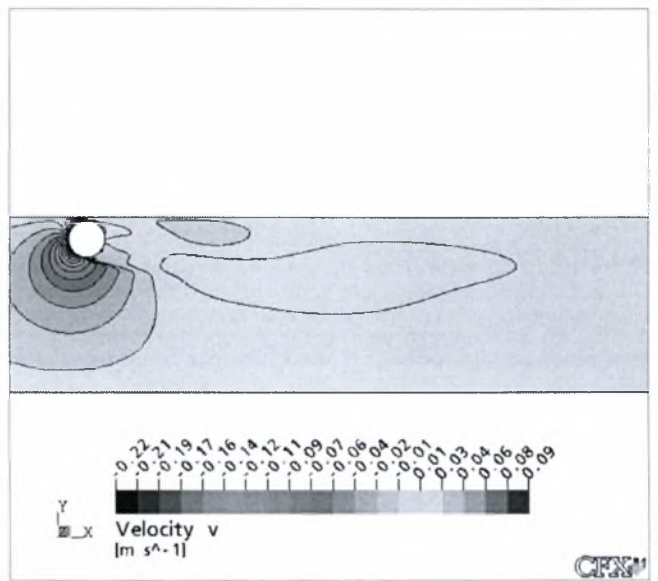
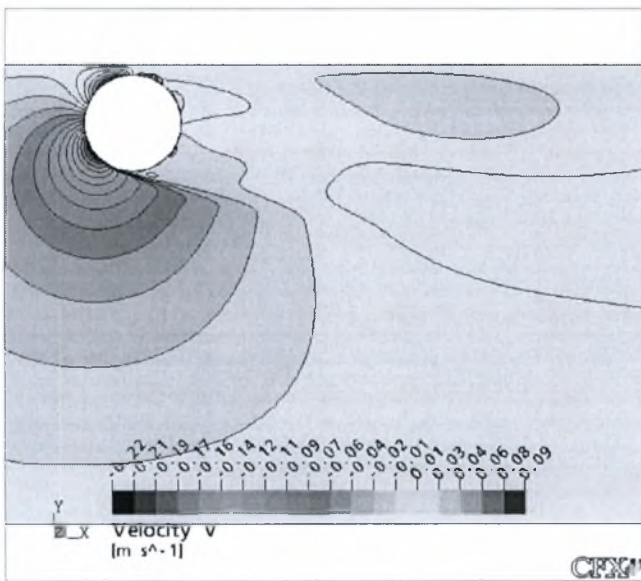


5.135 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=K$ & $D=50\text{mm}$

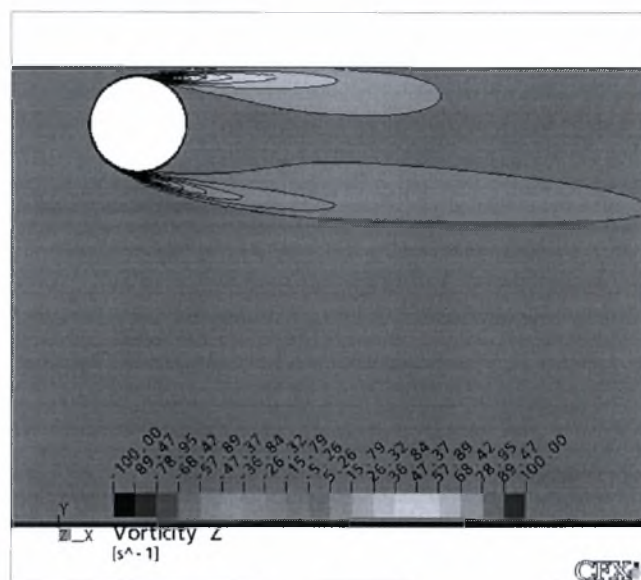
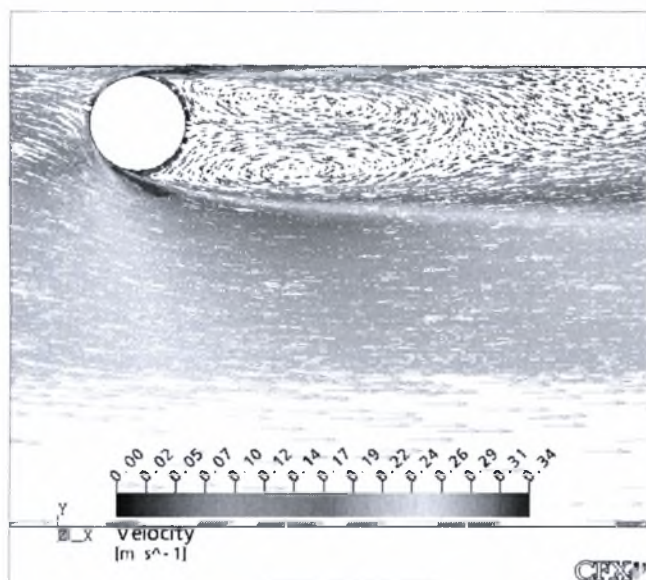
- $H/D=0,6$



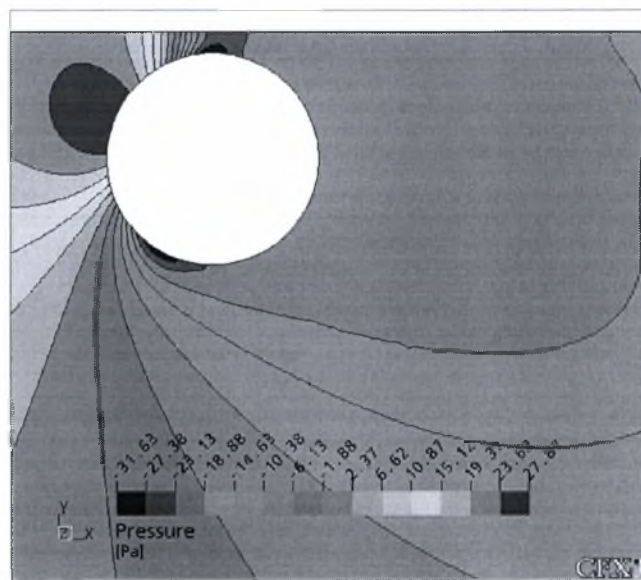
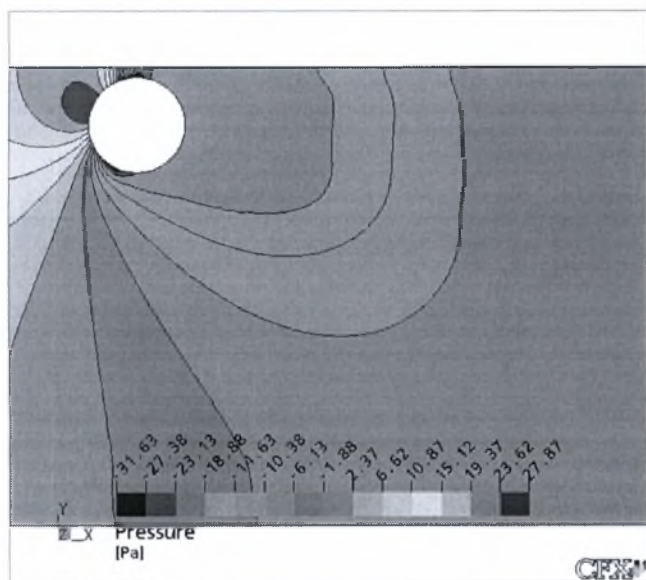
5.136 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Χ διεύθυνση για $H/D=0.6$ & $D=50\text{mm}$



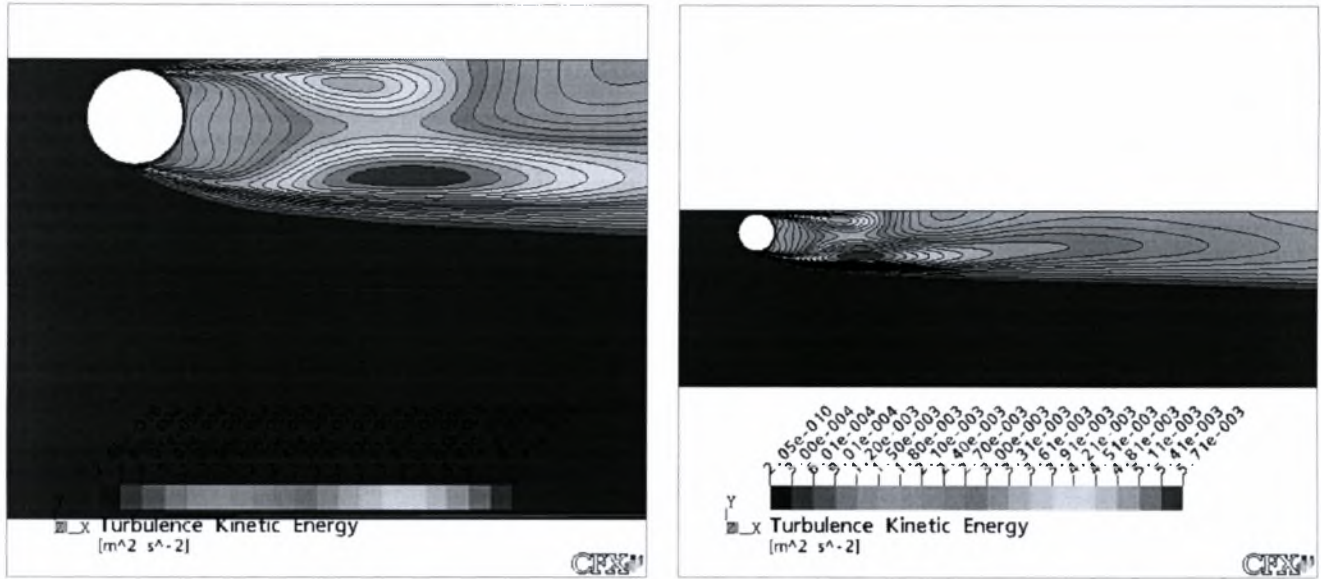
5.137 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Υ διεύθυνση για $H/D=0.6$ & $D=50\text{mm}$



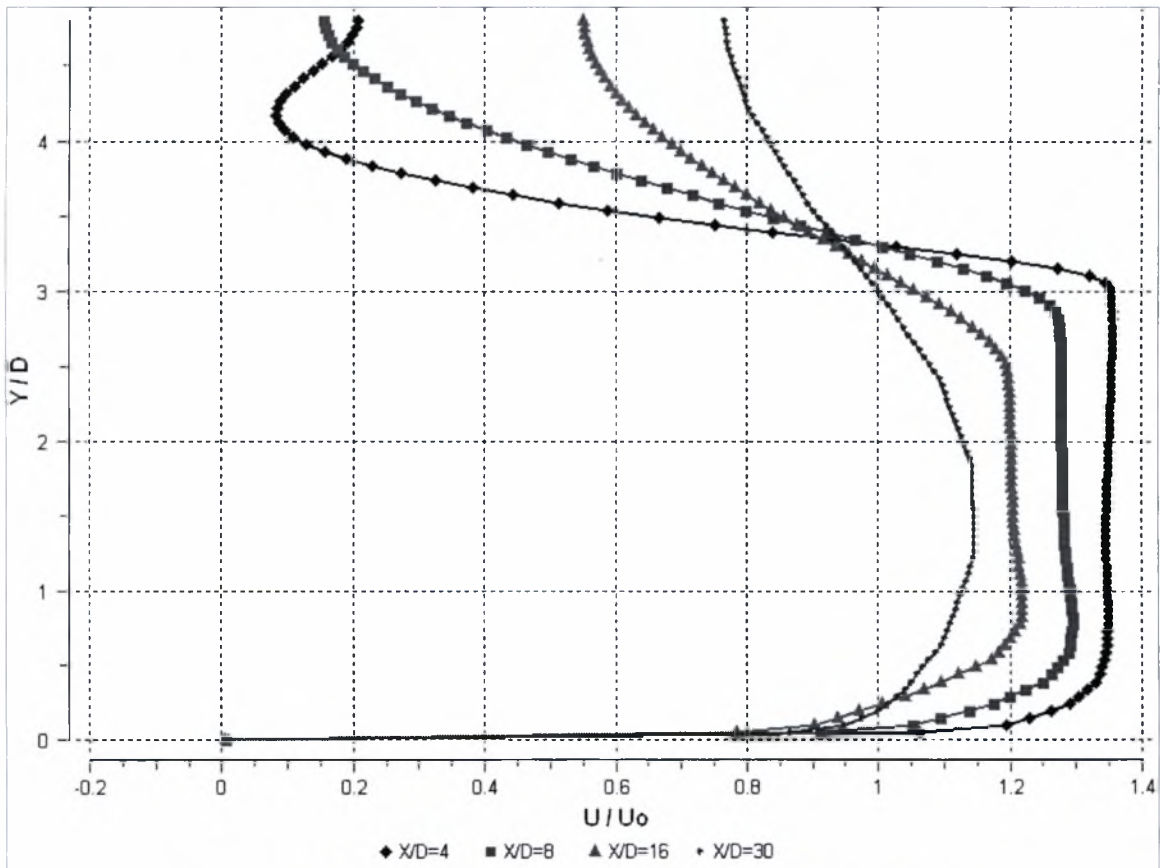
5.138 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=0.6$ & $D=50\text{mm}$



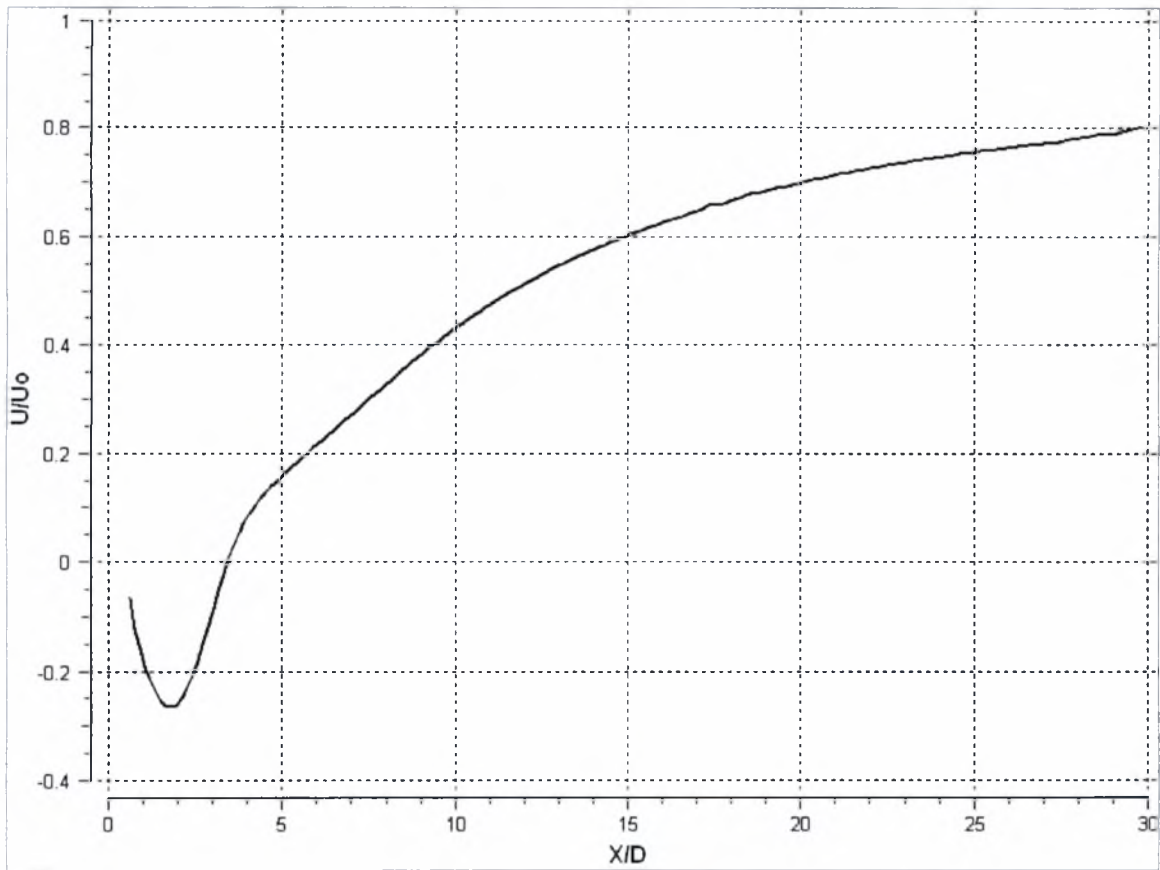
5.139 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=0.6$ & $D=50\text{mm}$



5.140 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=0.6$ & $D=50\text{mm}$

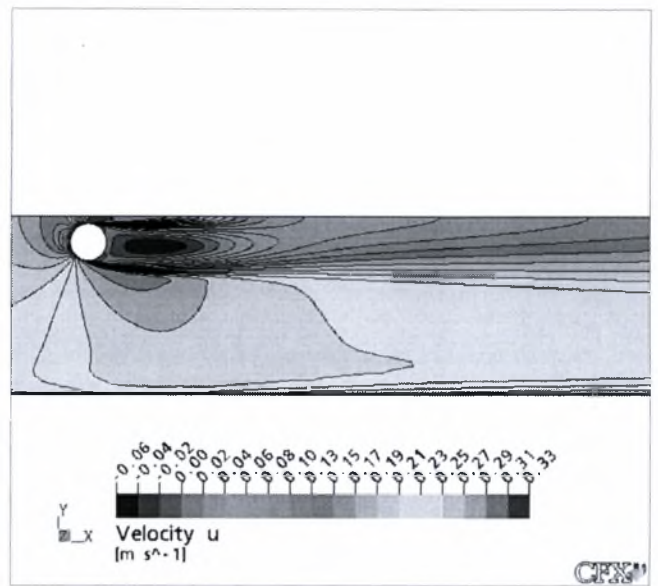
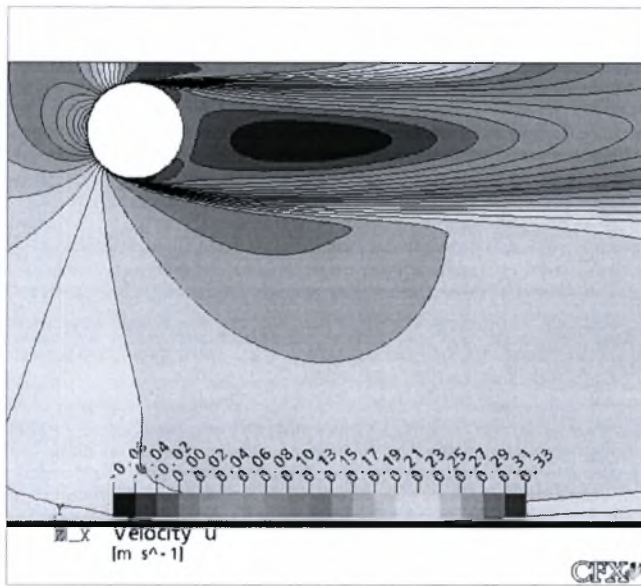


5.141 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=0.6$ & $D=50\text{mm}$

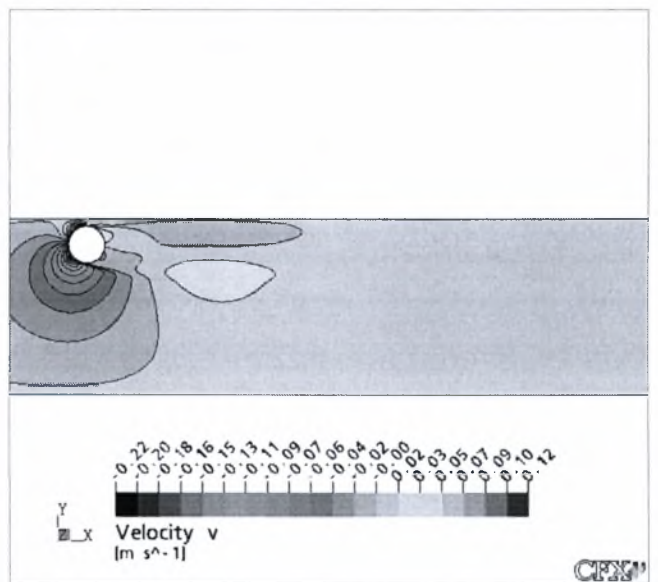
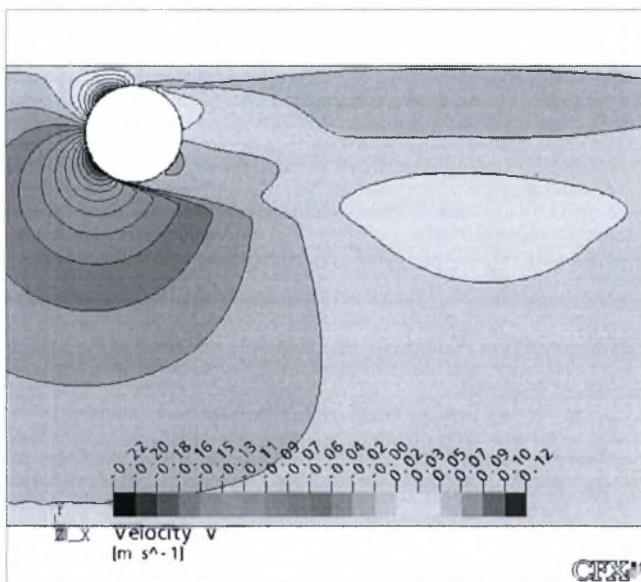


5.142 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0.6$ & $D=50\text{mm}$

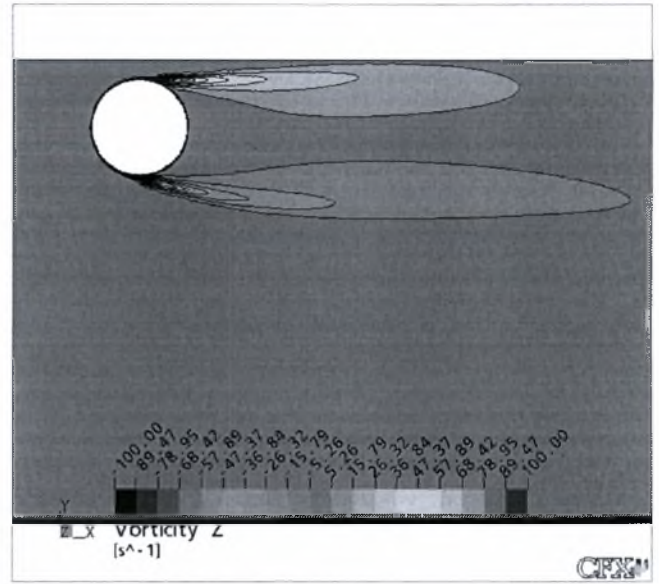
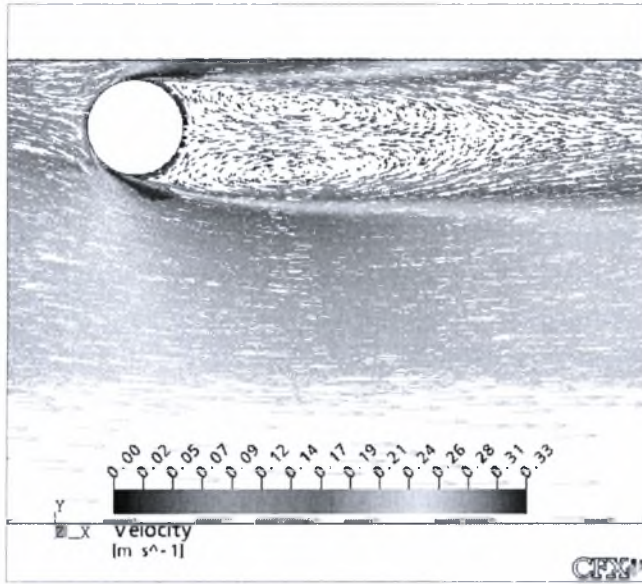
- $H/D=0,7$



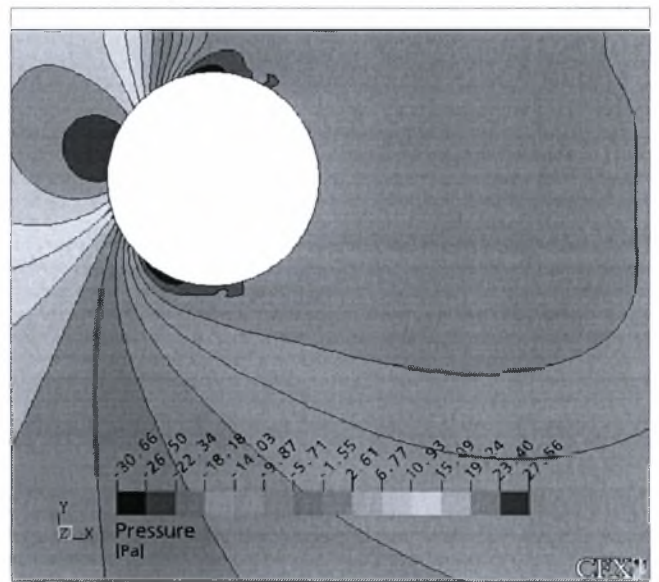
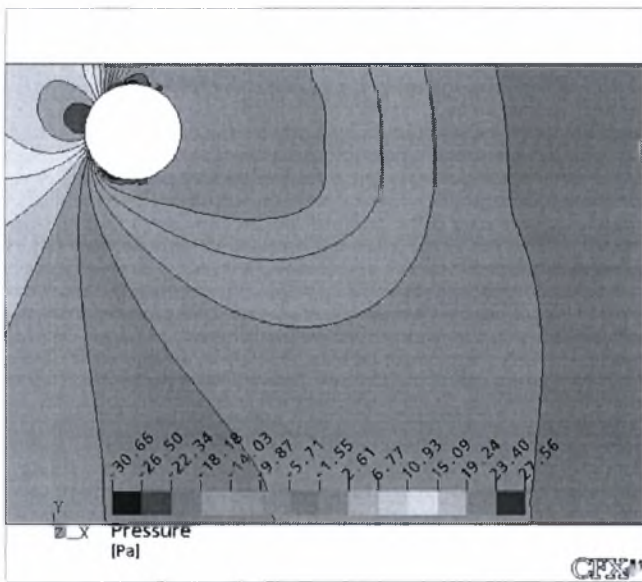
5.143 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Χ διεύθυνση για $H/D=0.7$ & $D=50\text{mm}$



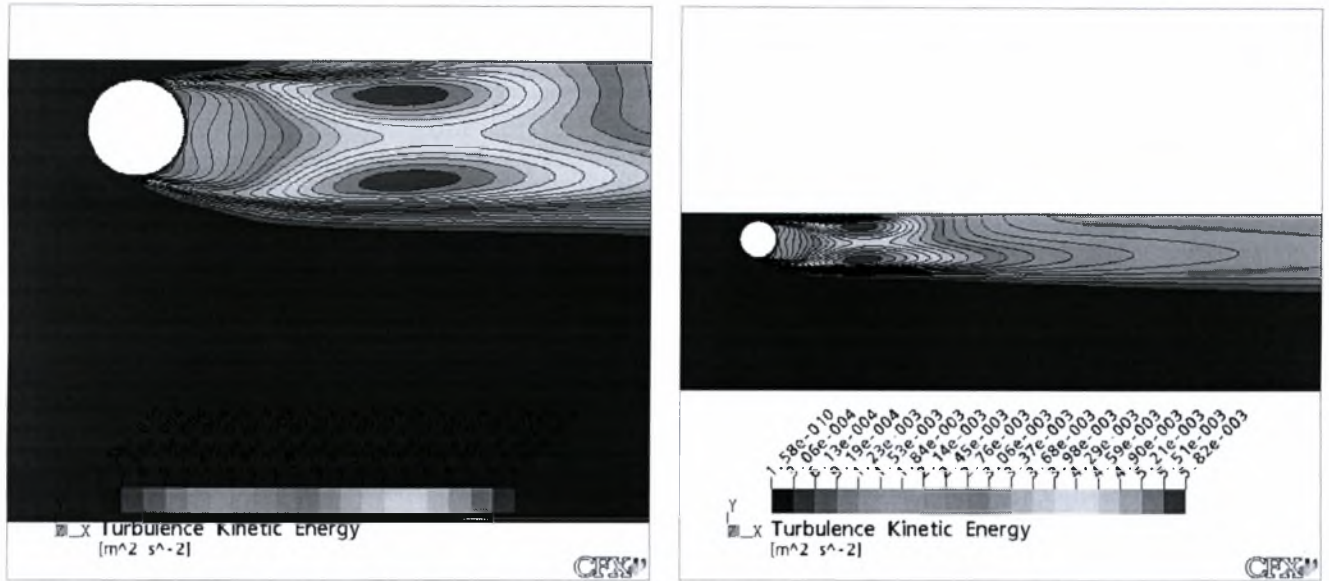
5.144 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Υ διεύθυνση για $H/D=0.7$ & $D=50\text{mm}$



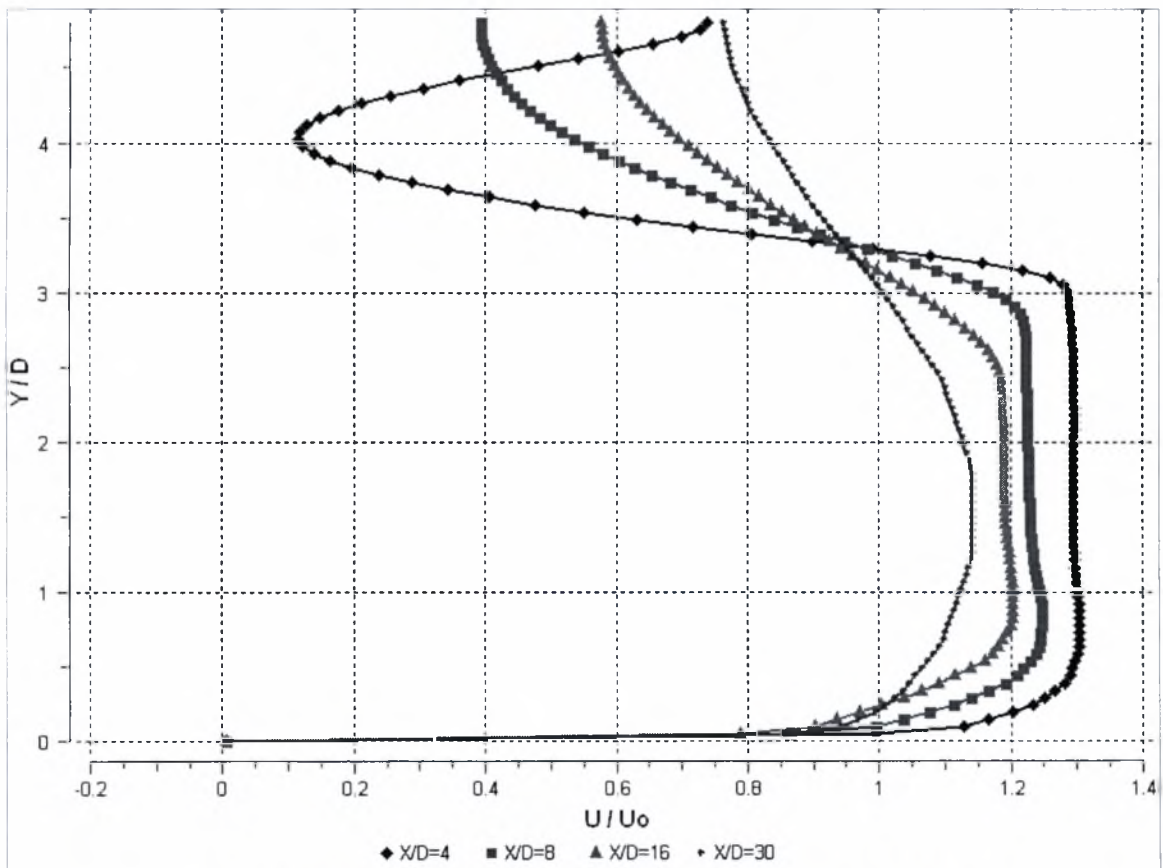
5.145 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=0.7$ & $D=50\text{mm}$



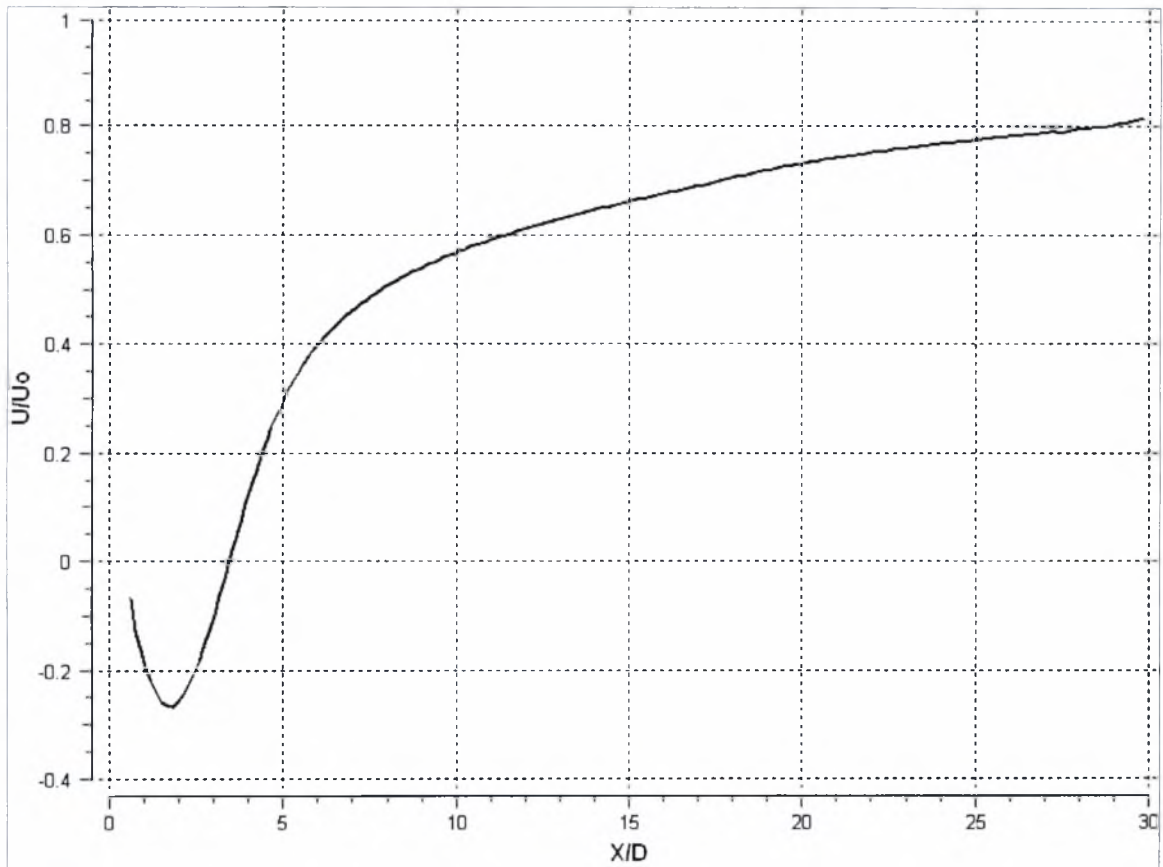
5.146 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=0.7$ & $D=50\text{mm}$



5.147 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=0.7$ & $D=50\text{mm}$

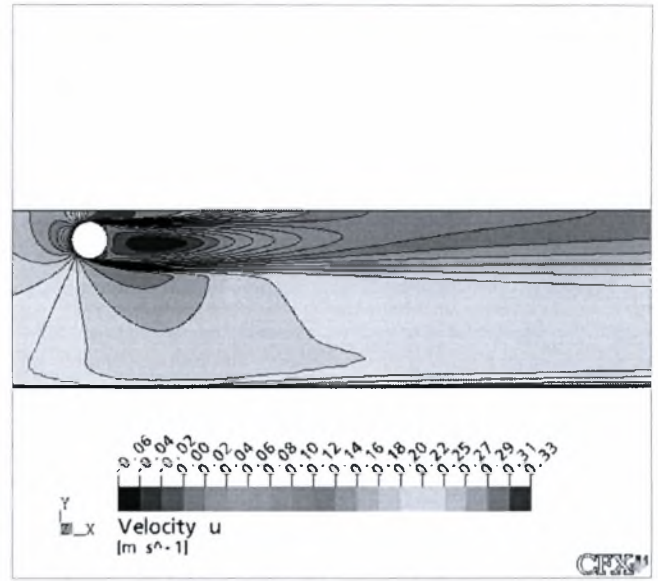
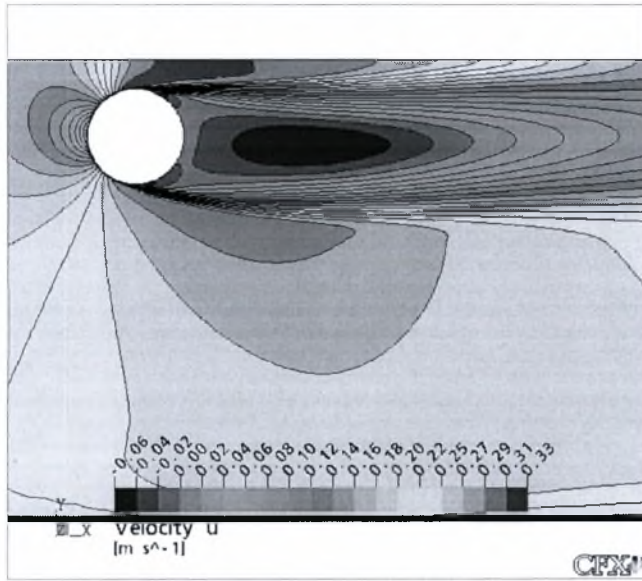


5.148 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=0.7$ & $D=50\text{mm}$

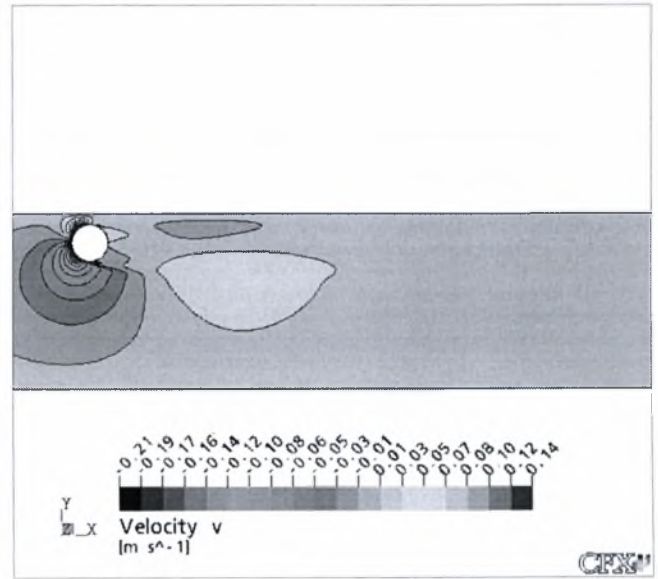
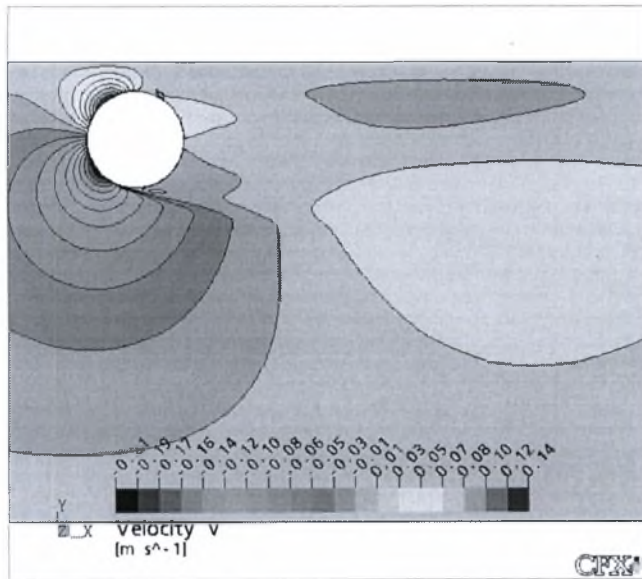


5.149 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0.7$ & $D=50\text{mm}$

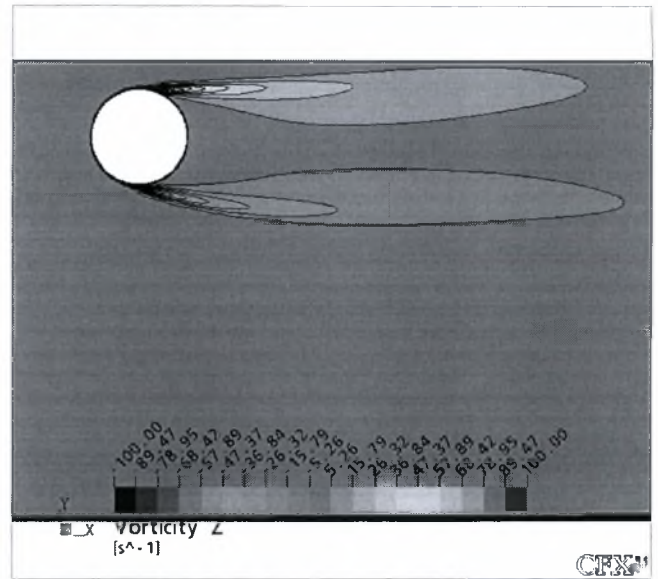
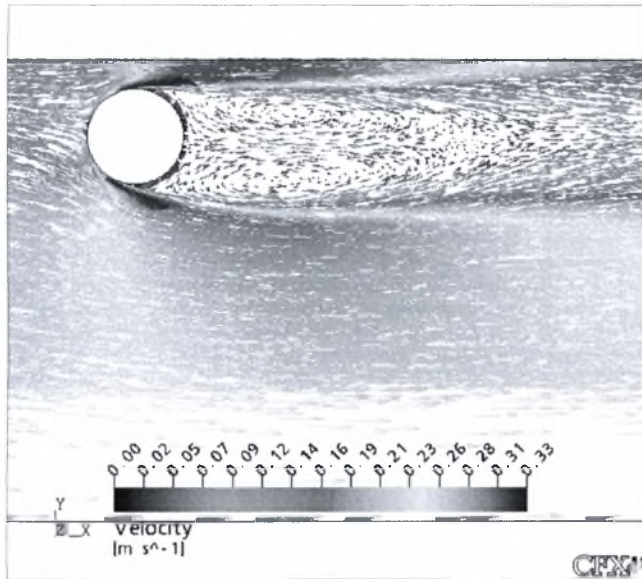
- $H/D=0,8$



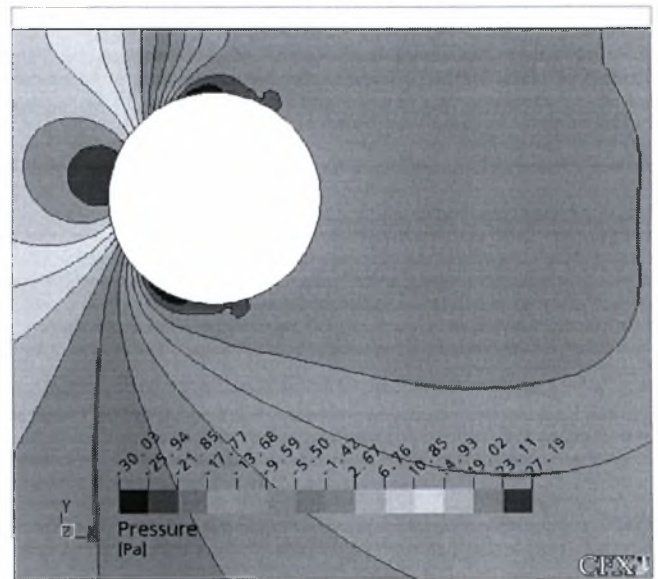
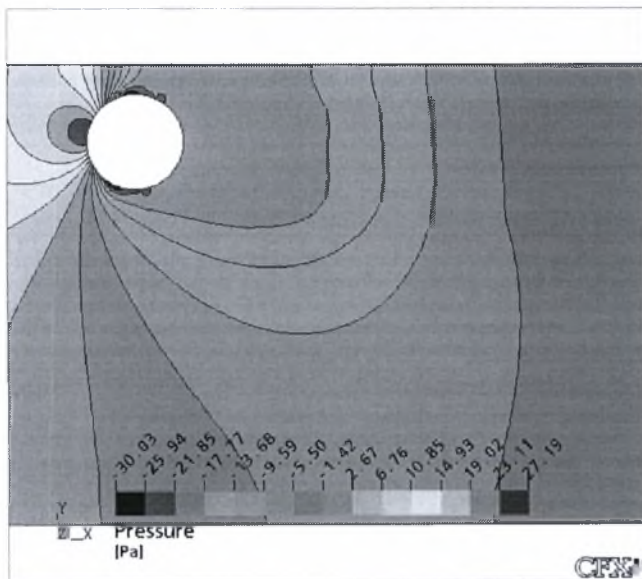
5.150 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Χ διεύθυνση για $H/D=0.8$ & $D=50\text{mm}$



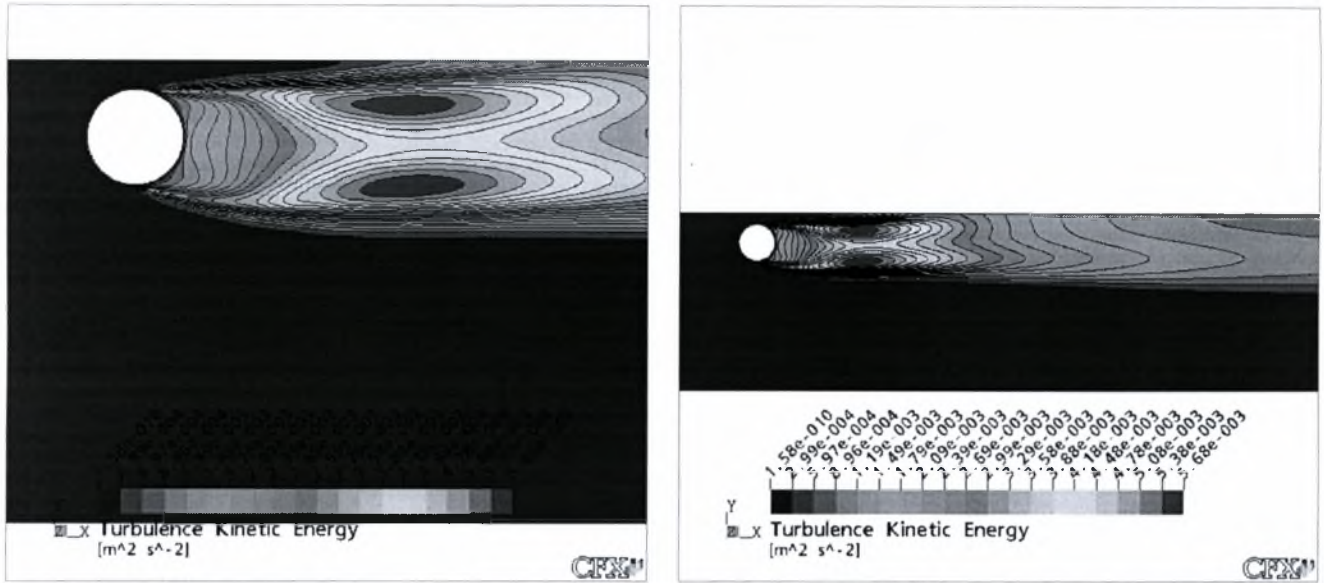
5.151 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Υ διεύθυνση για $H/D=0.8$ & $D=50\text{mm}$



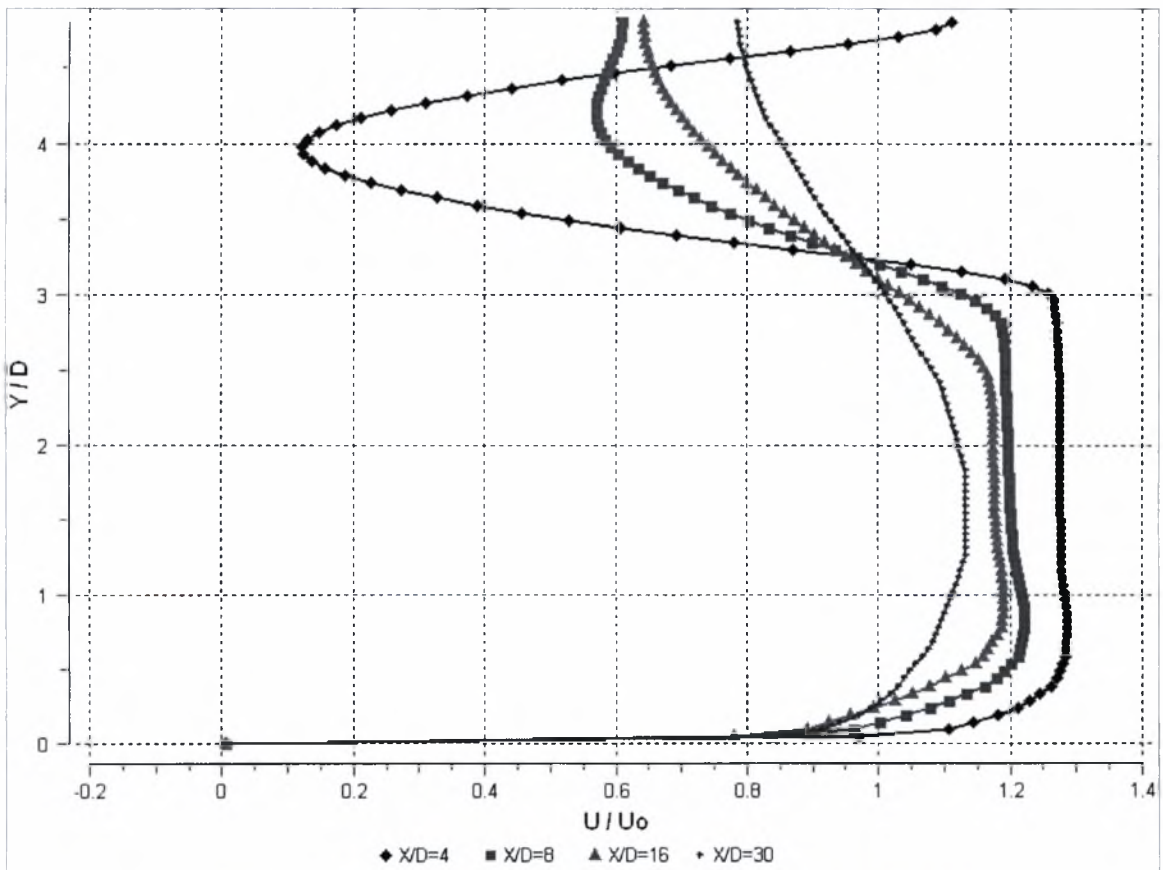
5.152 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=0.8$ & $D=50\text{mm}$



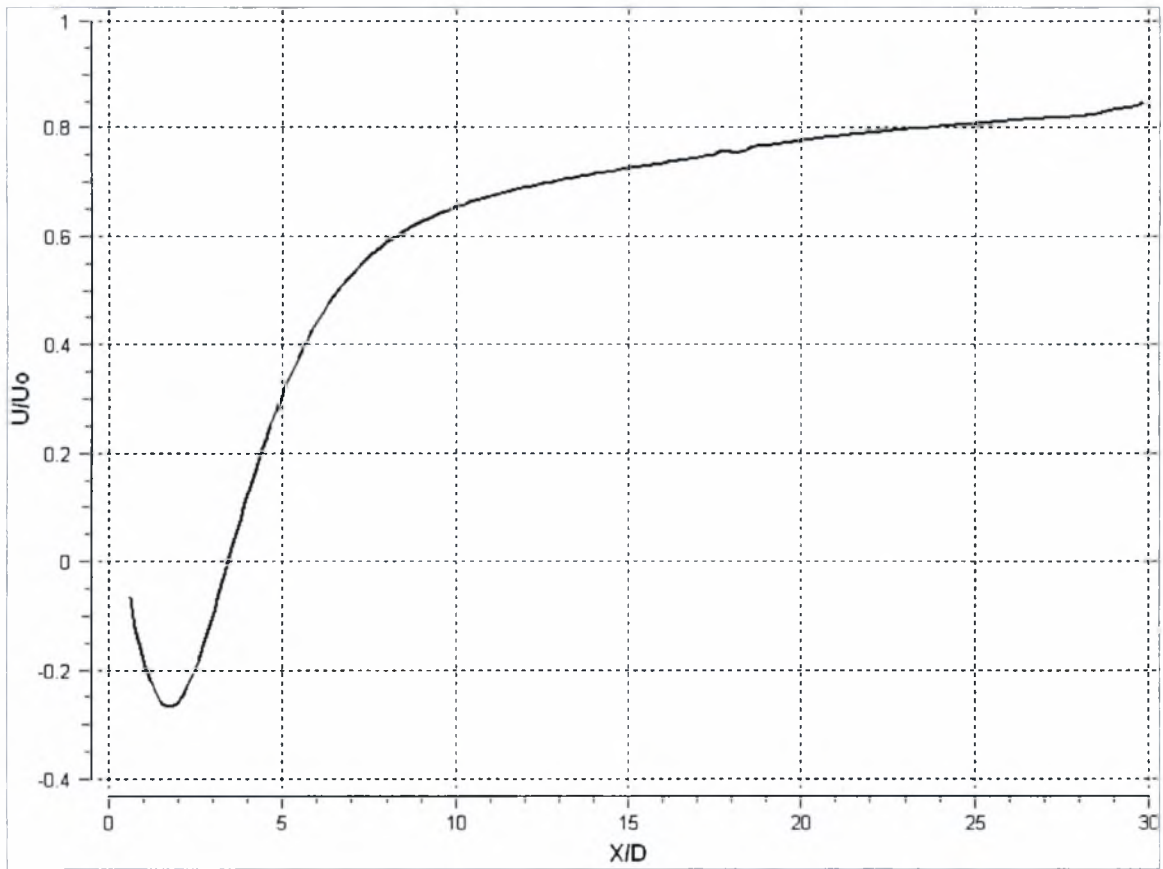
5.153 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=0.8$ & $D=50\text{mm}$



5.154 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=0.8$ & $D=50mm$

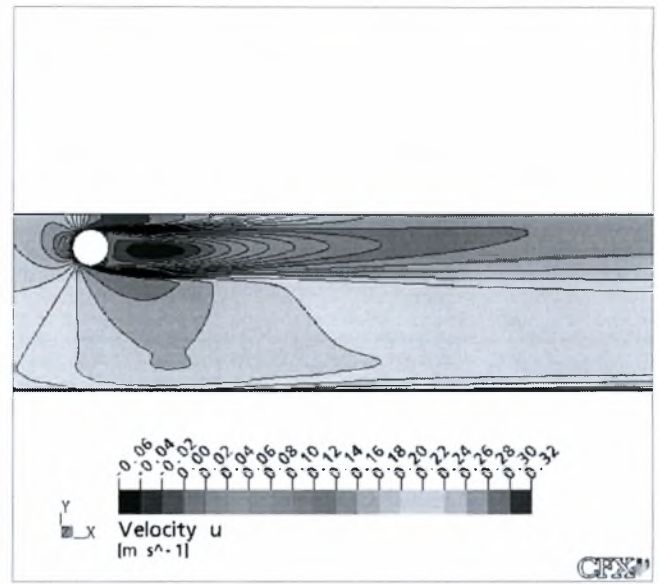
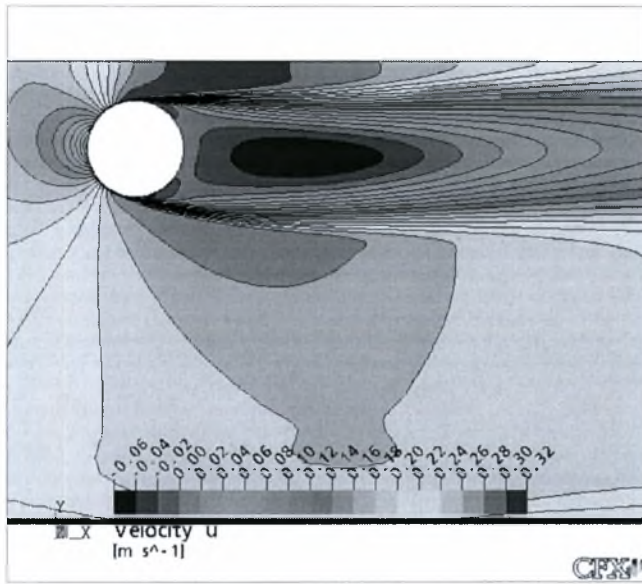


5.155 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=0.8$ & $D=50mm$

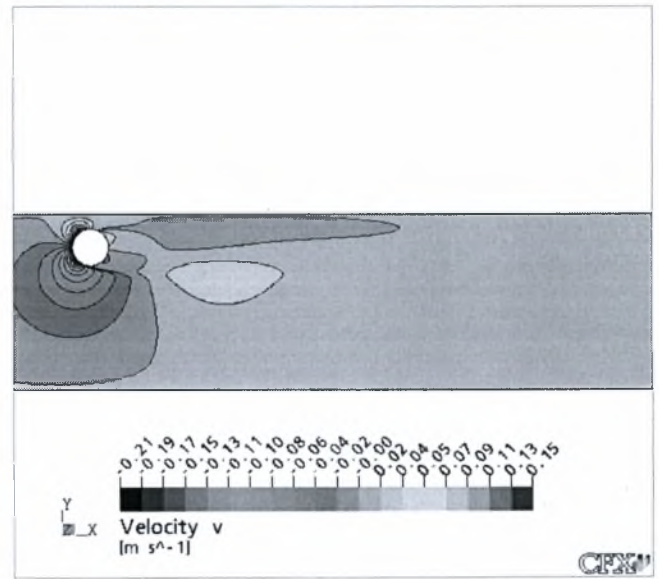
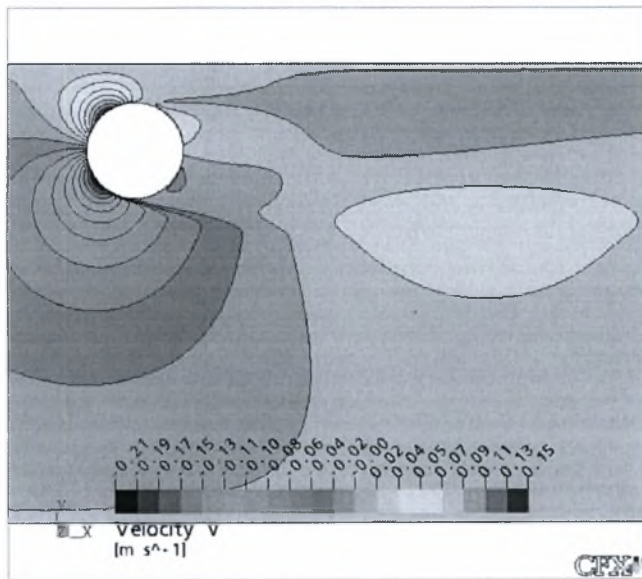


5.156 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0.8$ & $D=50\text{mm}$

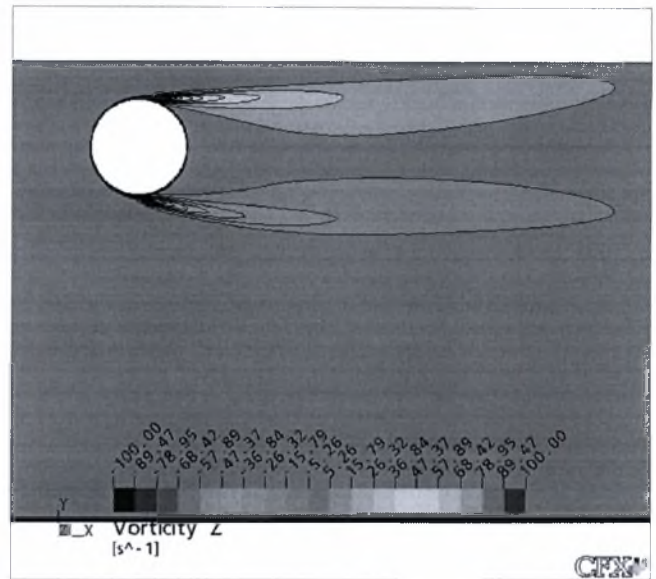
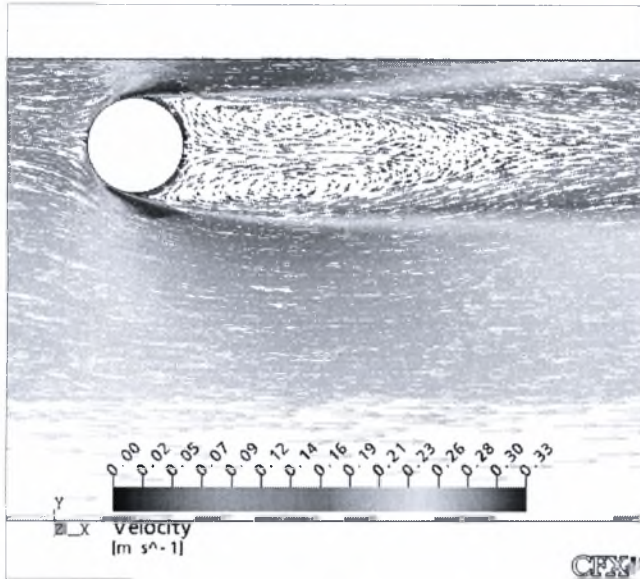
- $H/D=0,9$



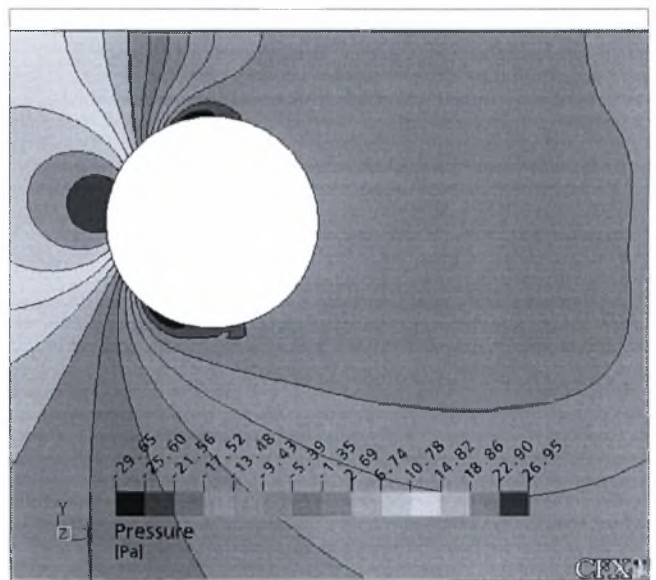
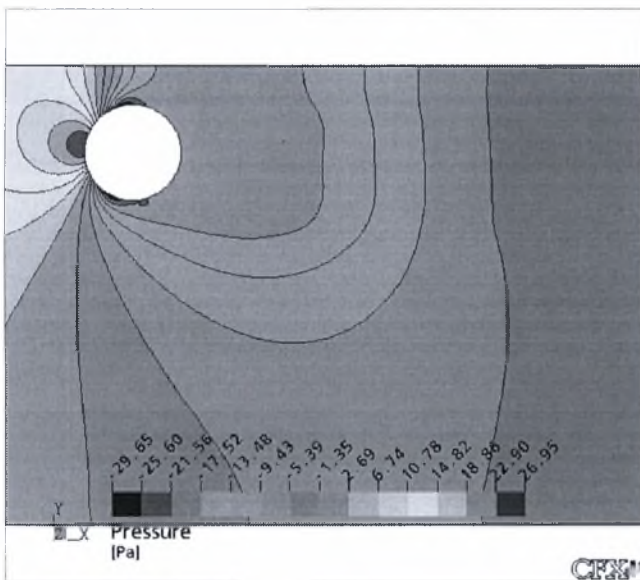
5.157 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Χ διεύθυνση για $H/D=0.9$ & $D=50\text{mm}$



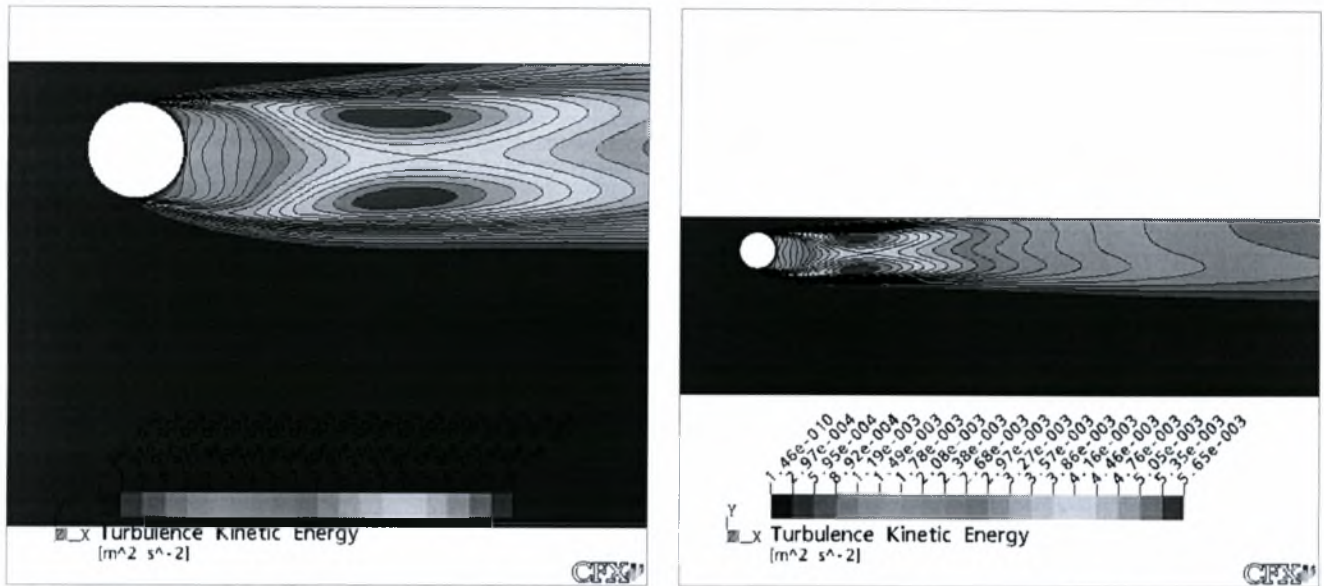
5.158 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Y διεύθυνση για $H/D=0.9$ & $D=50\text{mm}$



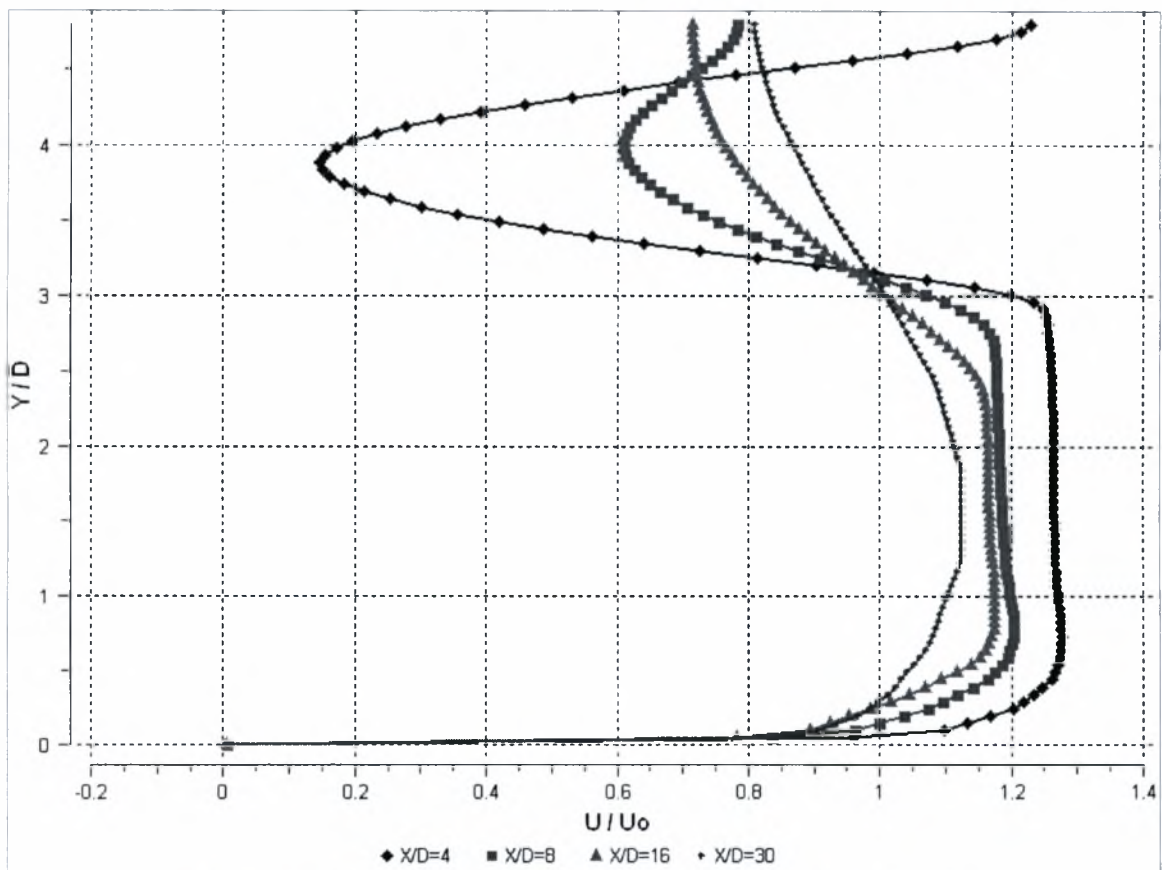
5.159 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=0.9$ & $D=50\text{mm}$



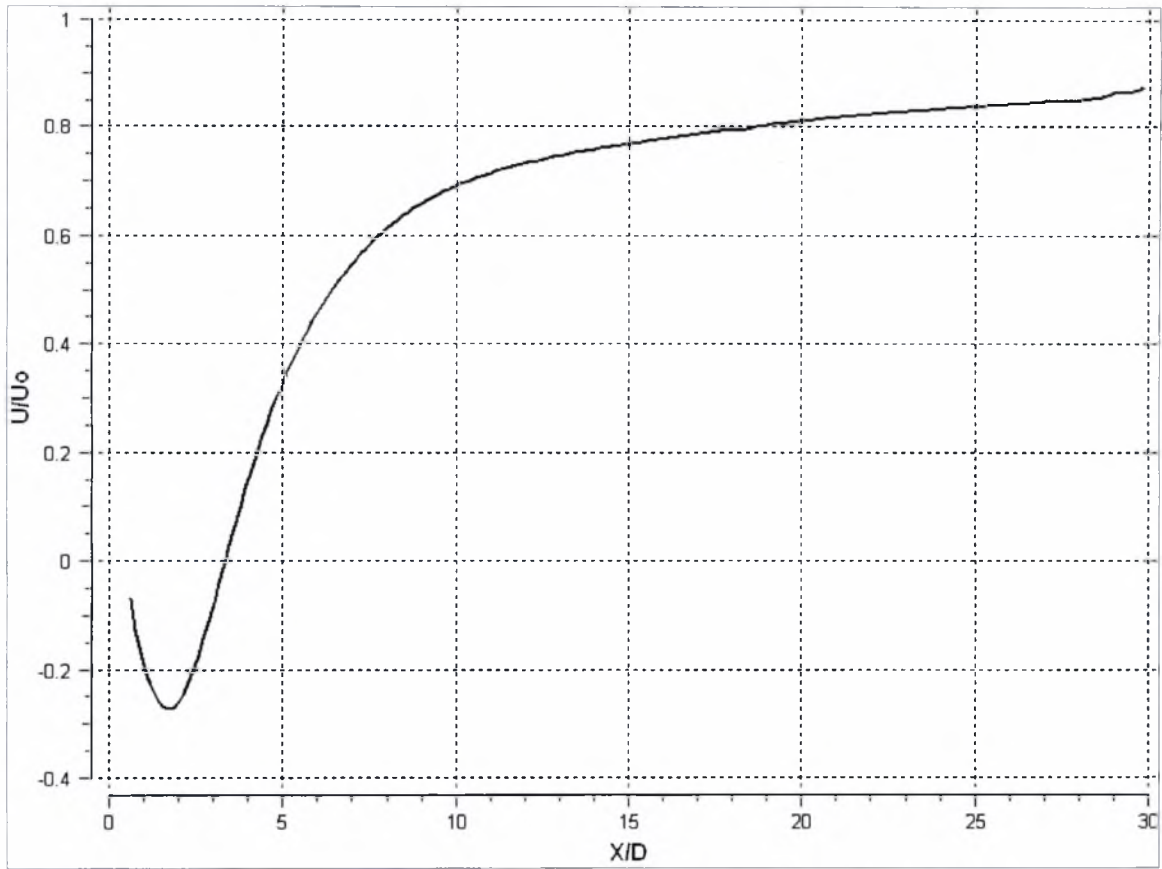
5.160 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=0.9$ & $D=50\text{mm}$



5.161 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=0.9$ & $D=50mm$

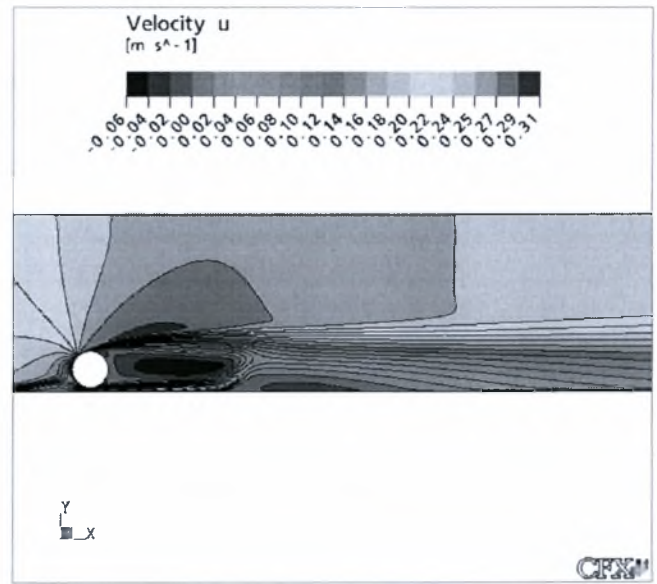
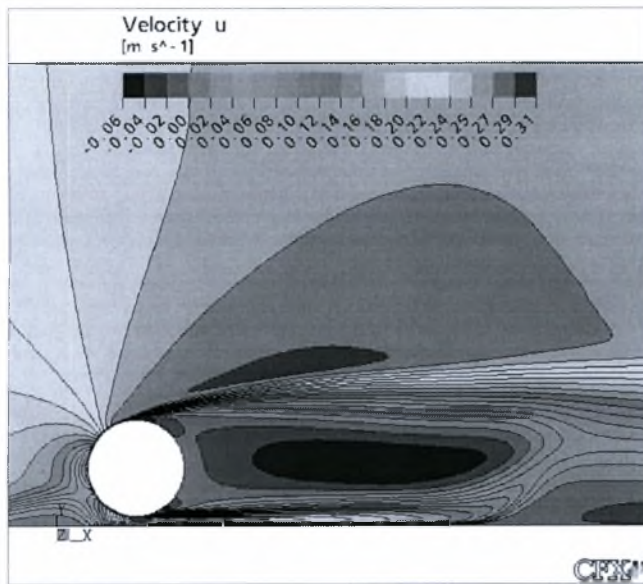


5.162 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=0.9$ & $D=50mm$

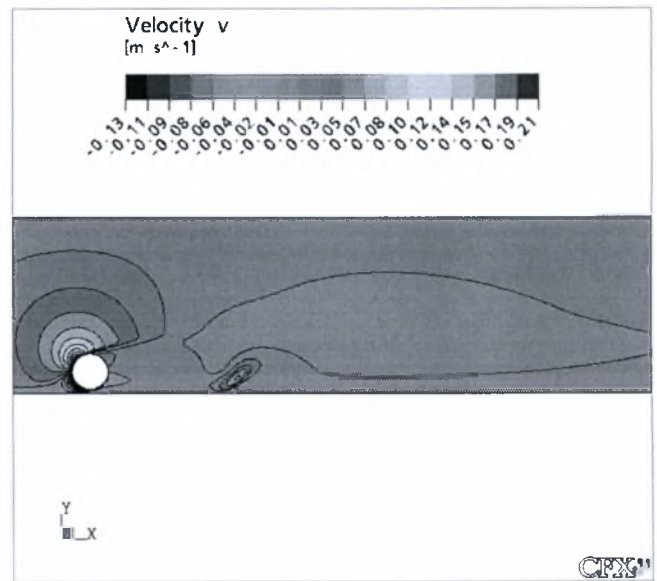
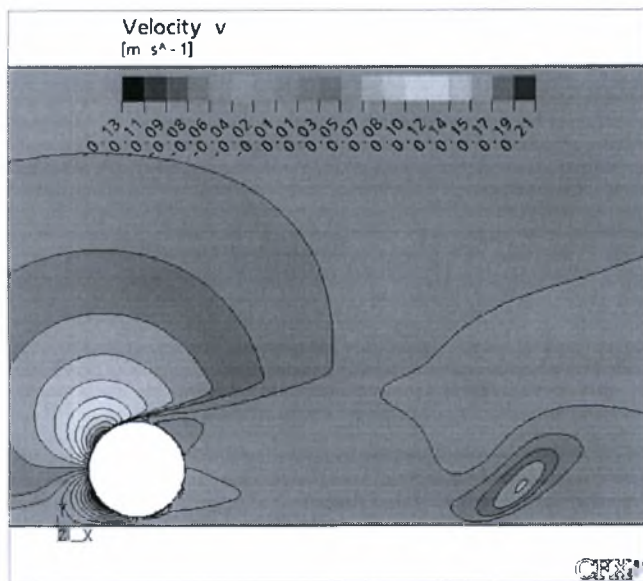


5.163 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0.9$ & $D=50\text{mm}$

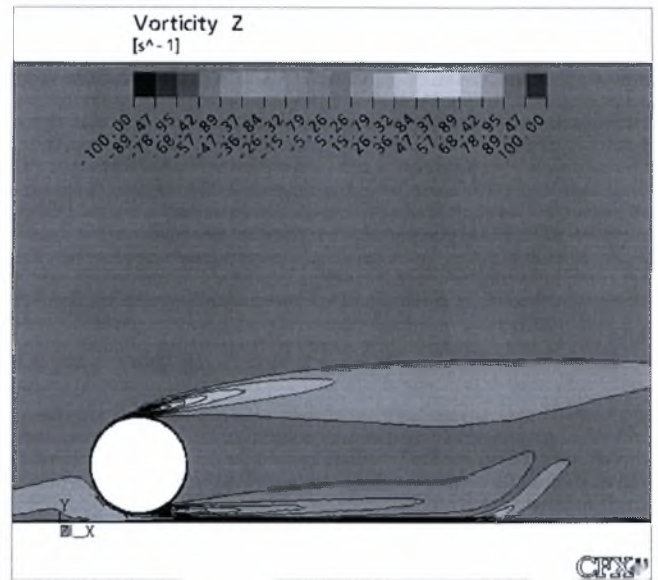
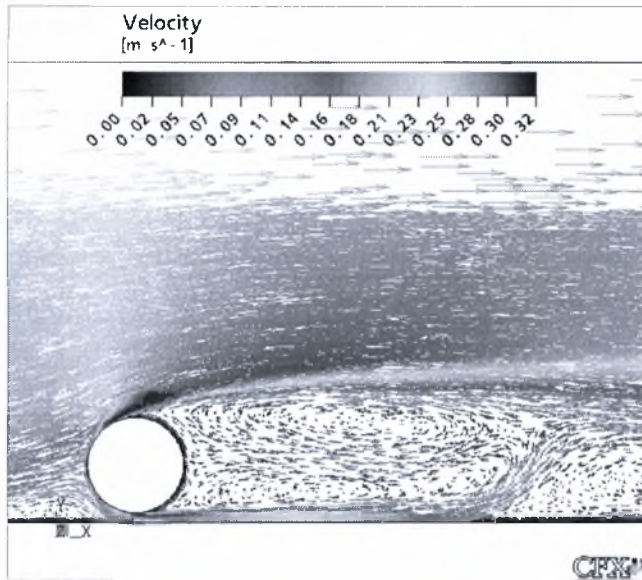
- $H/D=4,2$



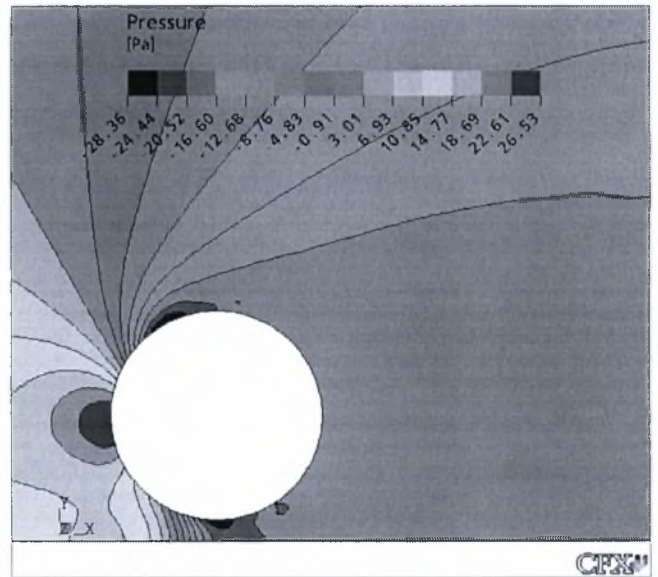
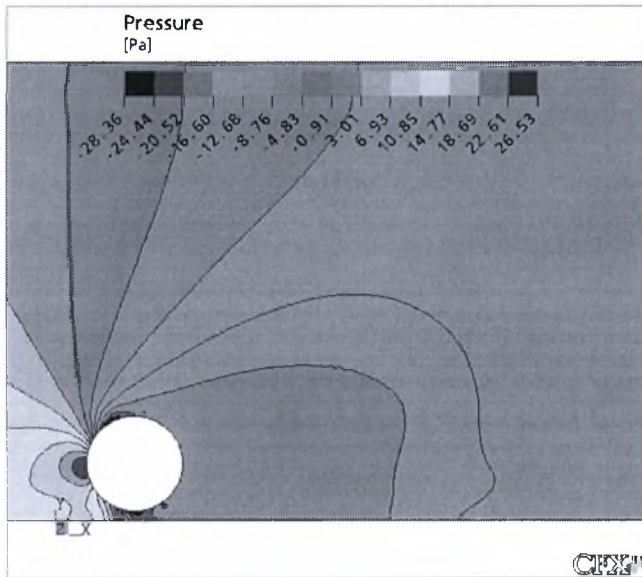
5.164 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη X διεύθυνση για $H/D=4.2$ & $D=50\text{mm}$



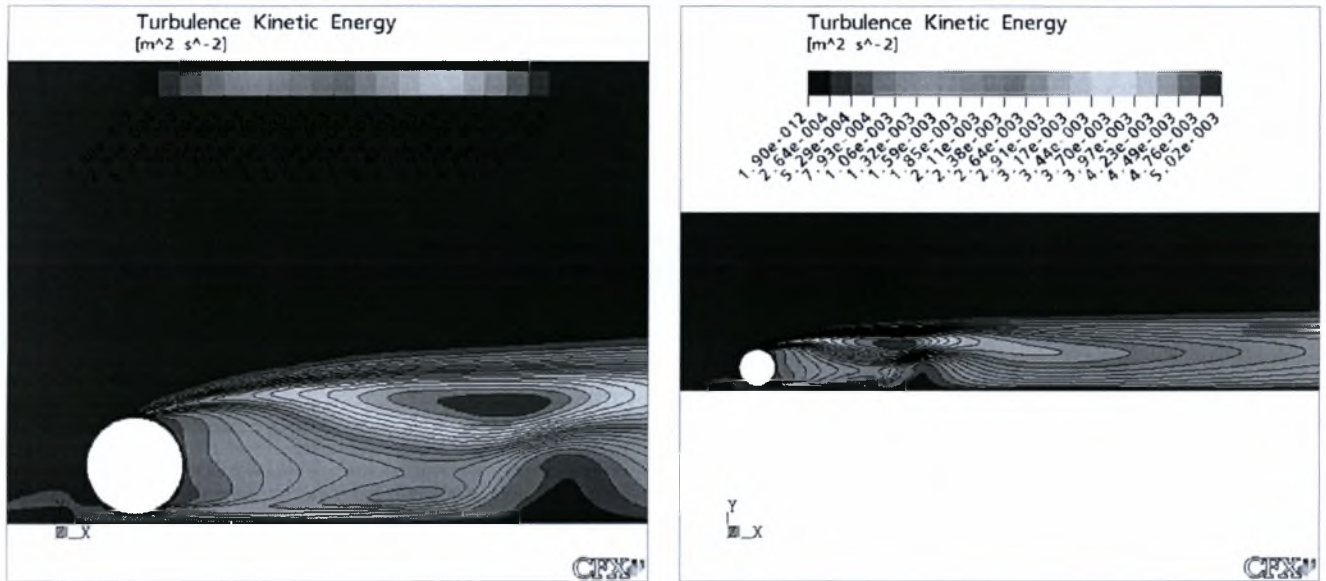
5.165 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Y διεύθυνση για $H/D=4.2$ & $D=50\text{mm}$



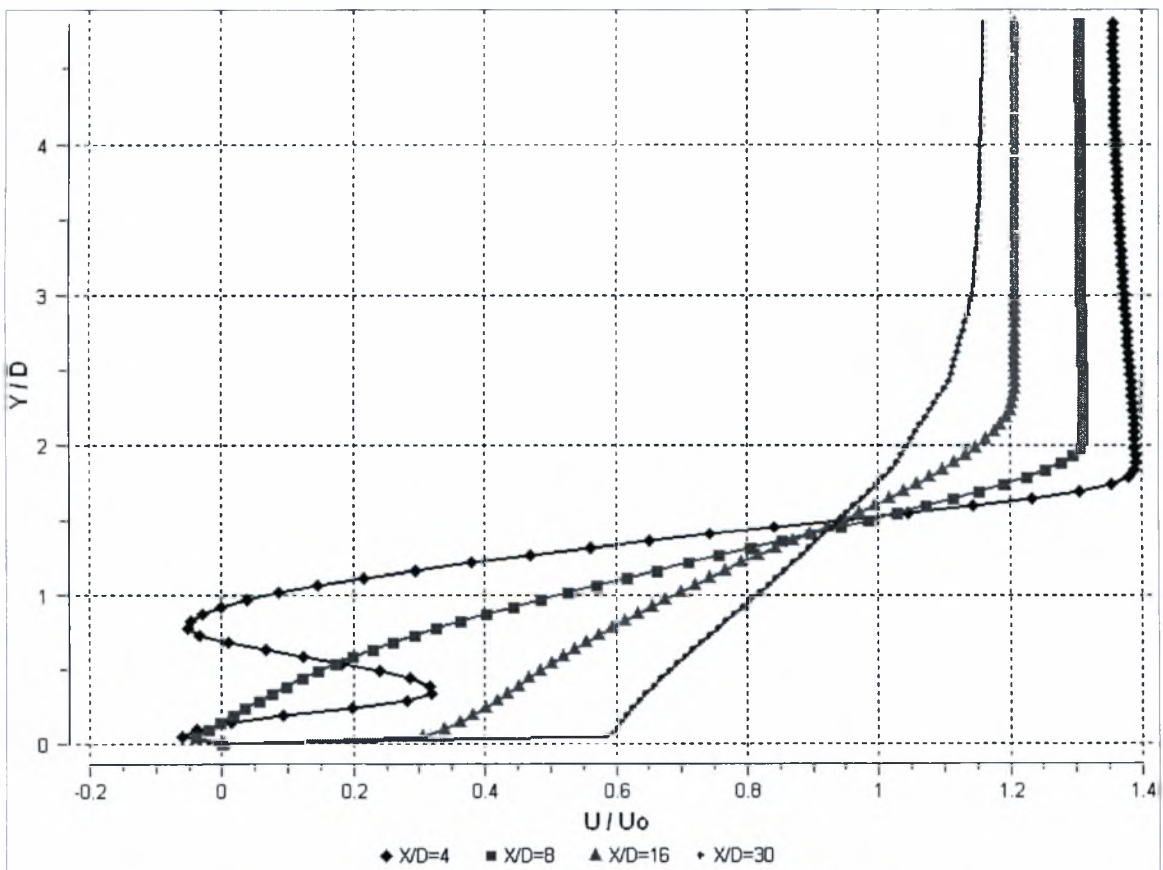
5.166 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=4.2$ & $D=50\text{mm}$



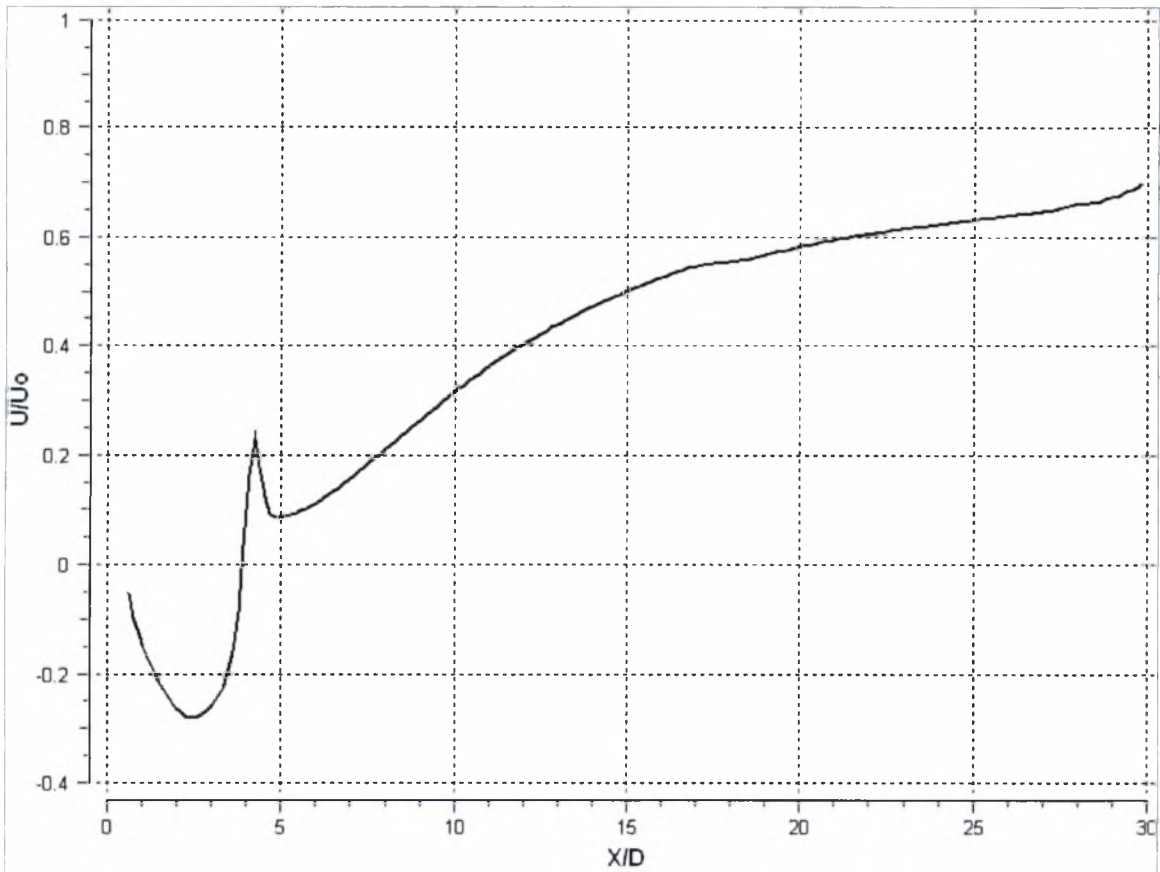
5.167 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=4.2$ & $D=50\text{mm}$



5.168 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=4.2$ & $D=50\text{mm}$

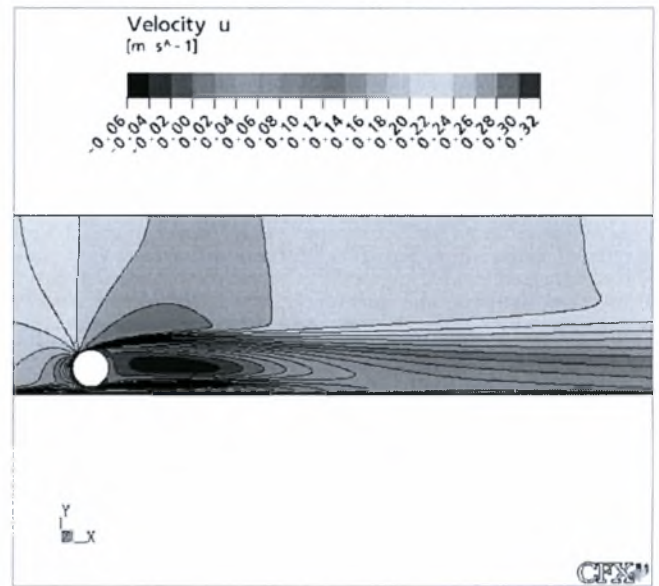
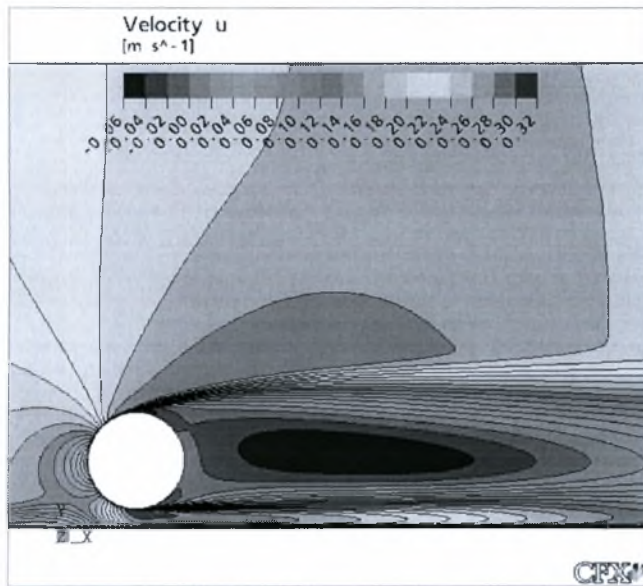


5.169 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=4.2$ & $D=50\text{mm}$

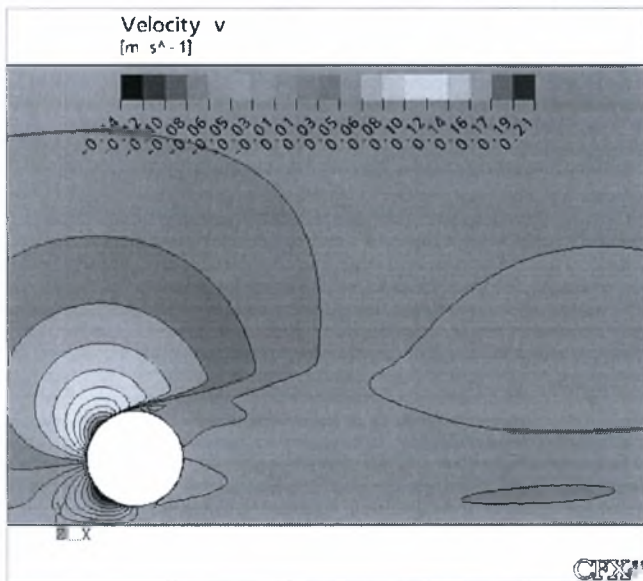


5.170 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=4.2$ & $D=50\text{mm}$

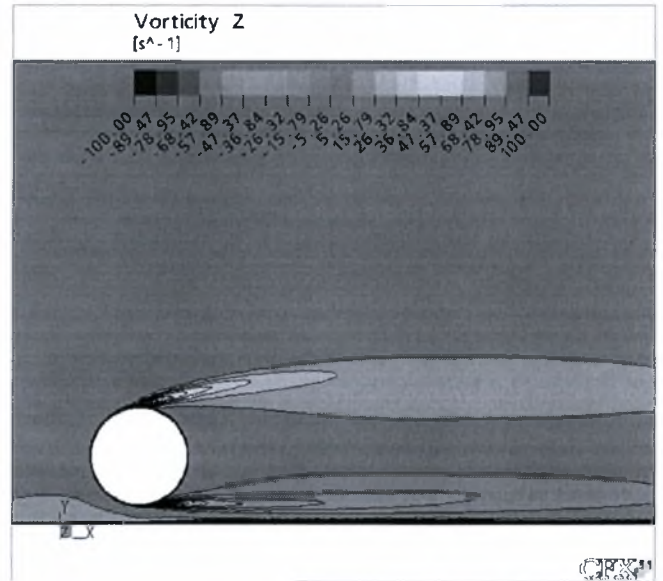
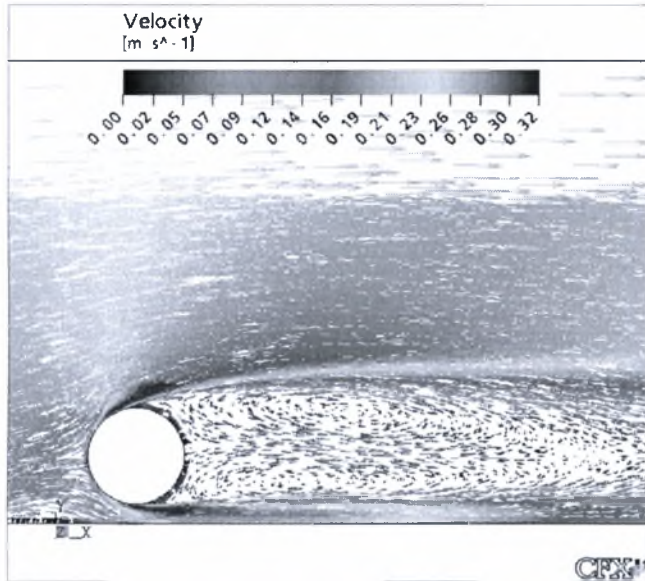
- $H/D=4,1$

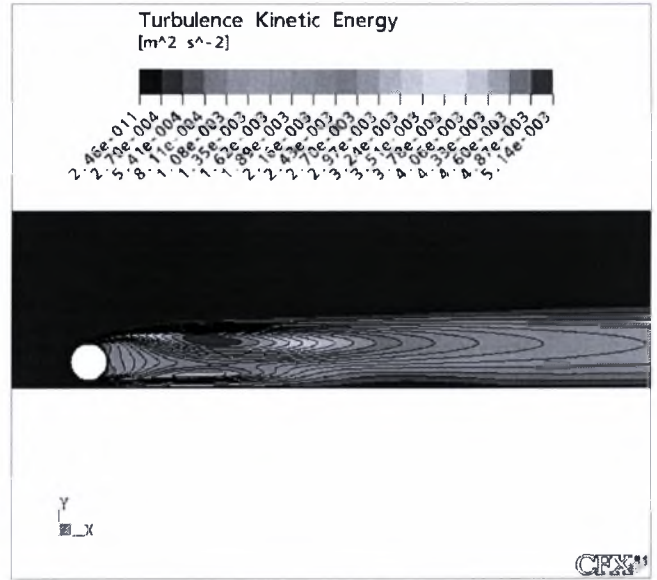
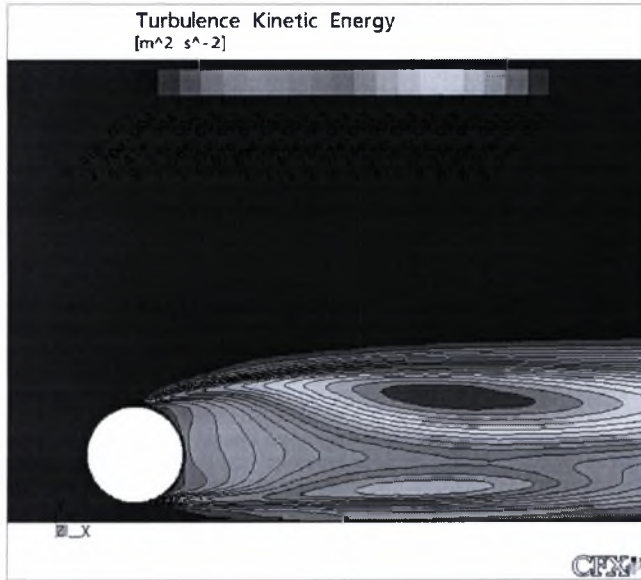


5.171 Ισοϋψείς καμπύλες μέσωσν ταχυτήτων στη Χ διεύθυνση για $H/D=4.1$ & $D=50\text{mm}$

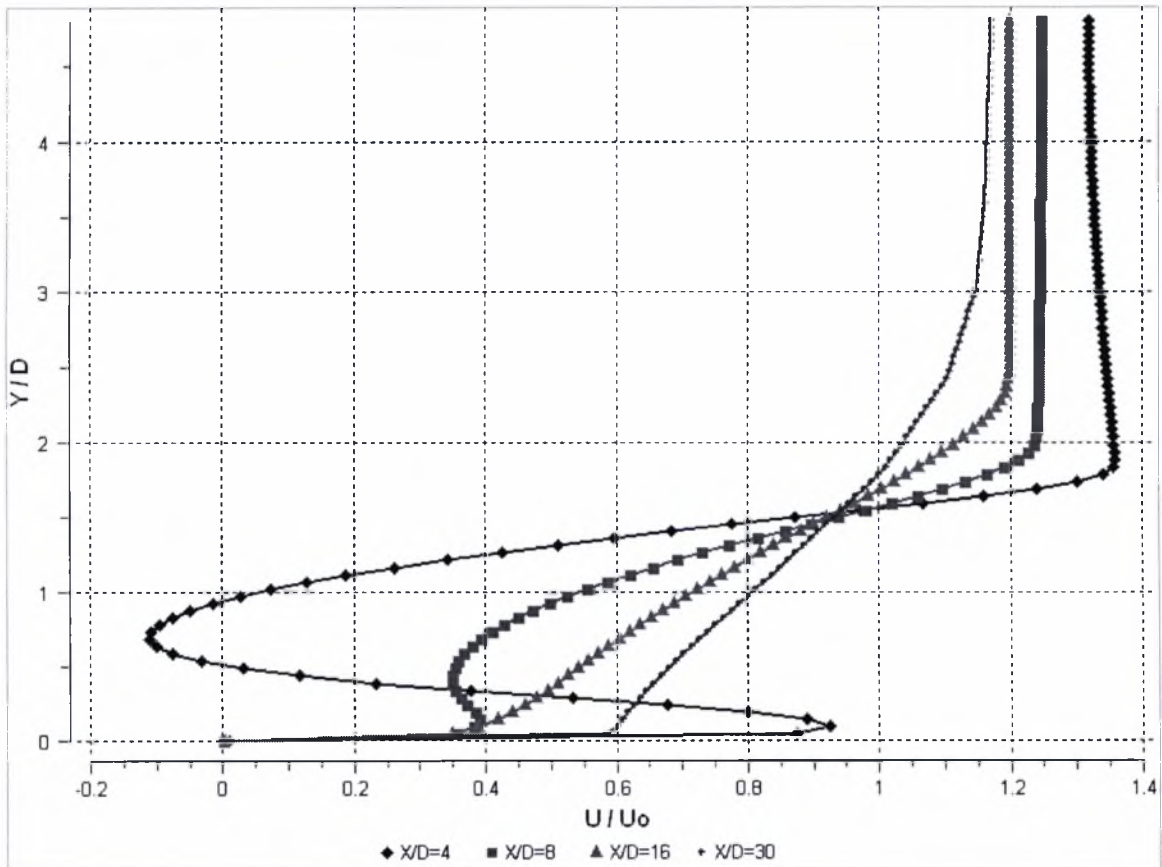


5.172 Ισοϋψείς καμπύλες μέσωσν ταχυτήτων στη Υ διεύθυνση για $H/D=4.1$ & $D=50\text{mm}$

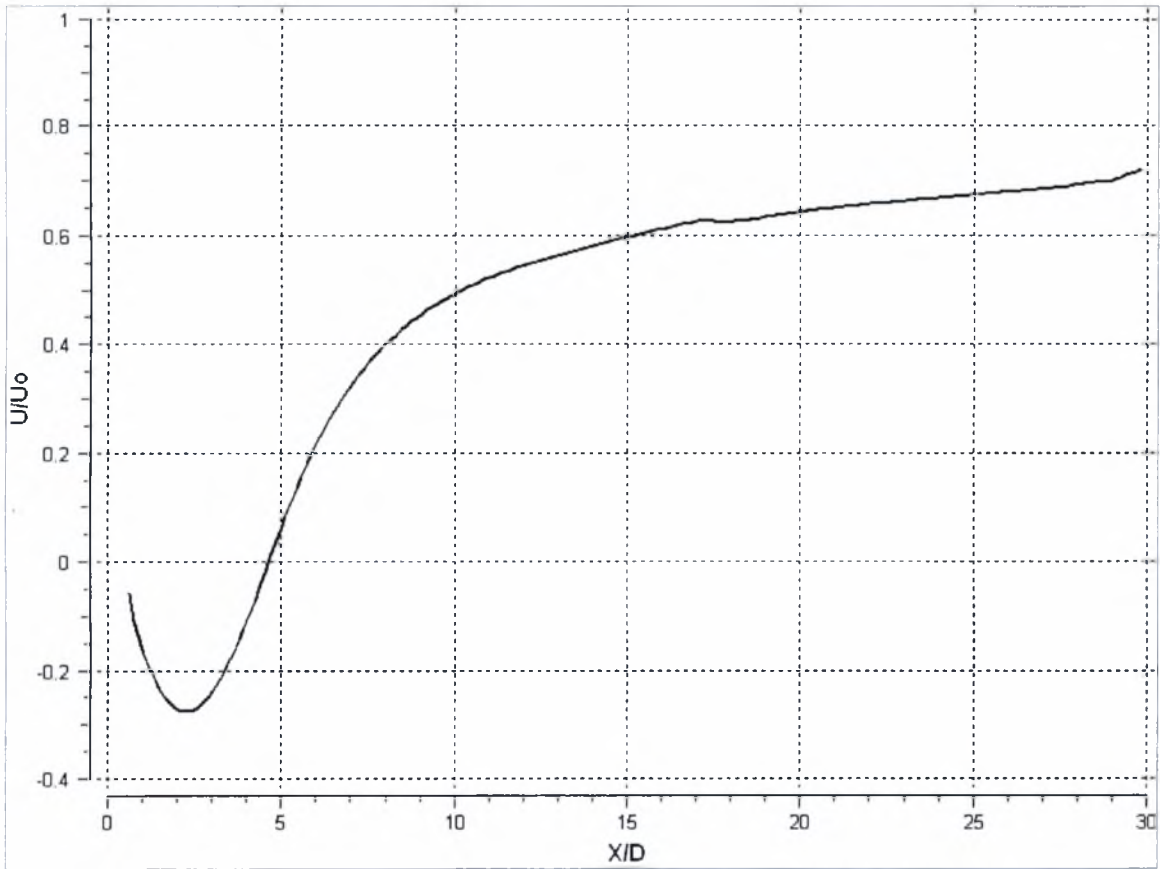




5.175 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=4.1$ & $D=50\text{mm}$

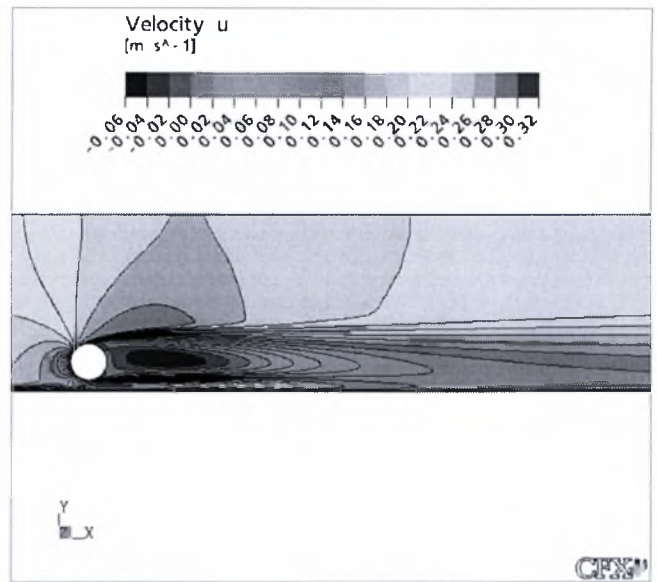
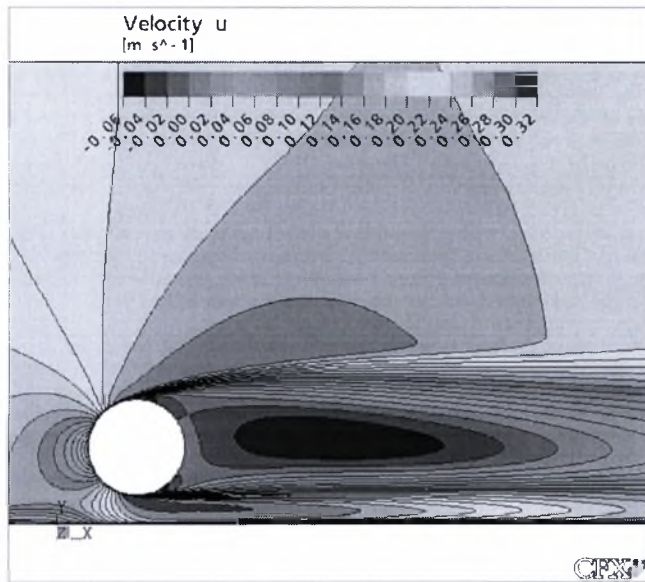


5.176 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=4.1$ & $D=50\text{mm}$

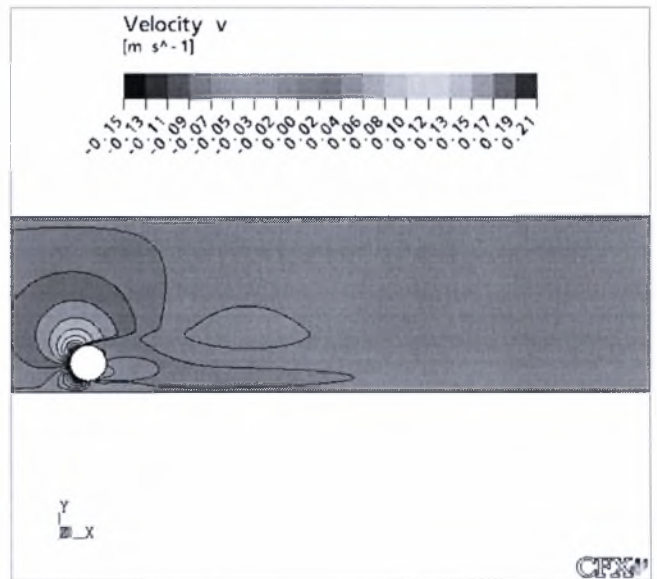
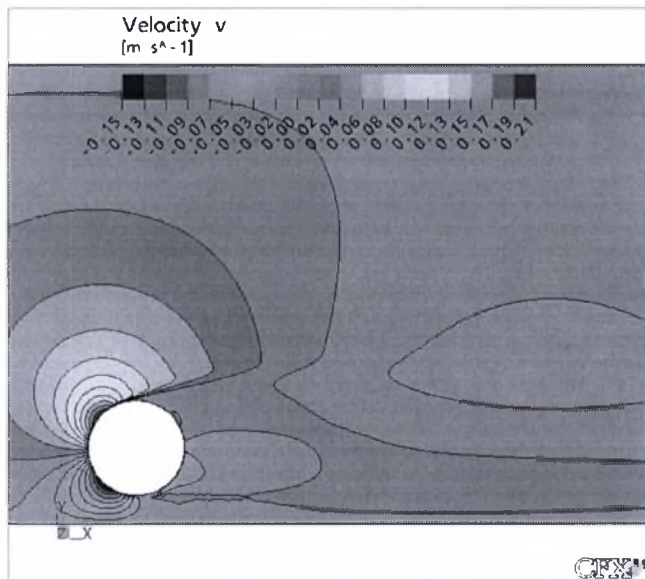


5.177 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=4.1$ & $D=50\text{mm}$

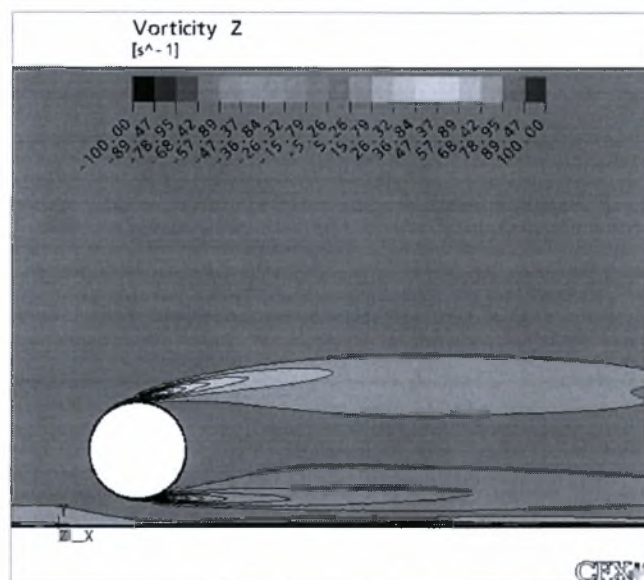
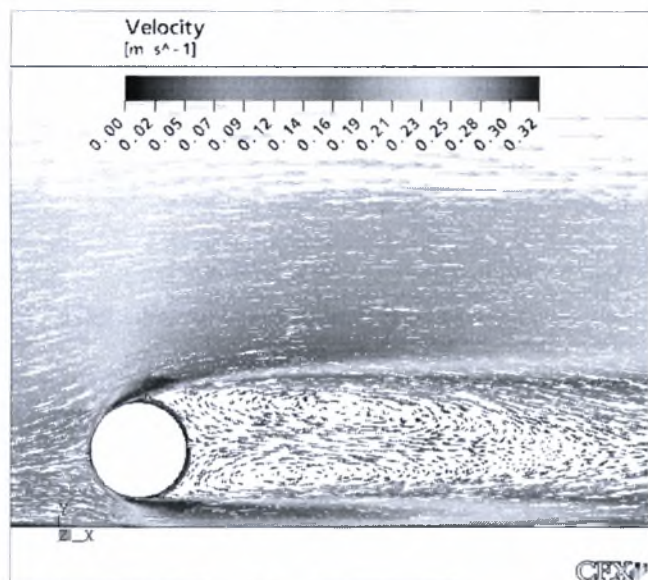
- $H/D=4,0$



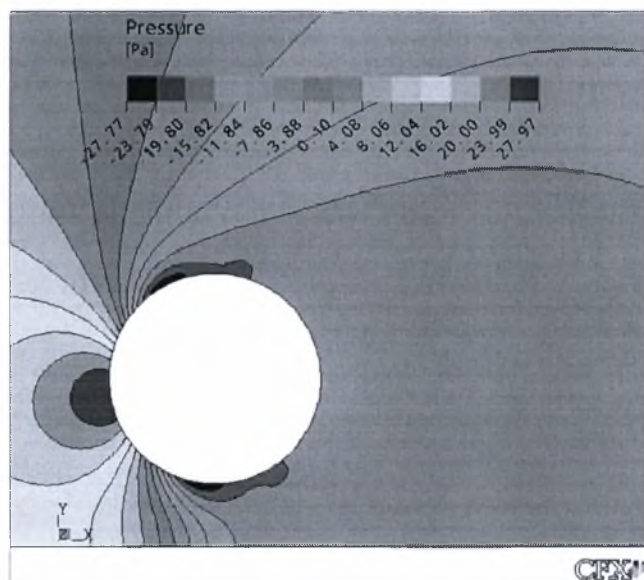
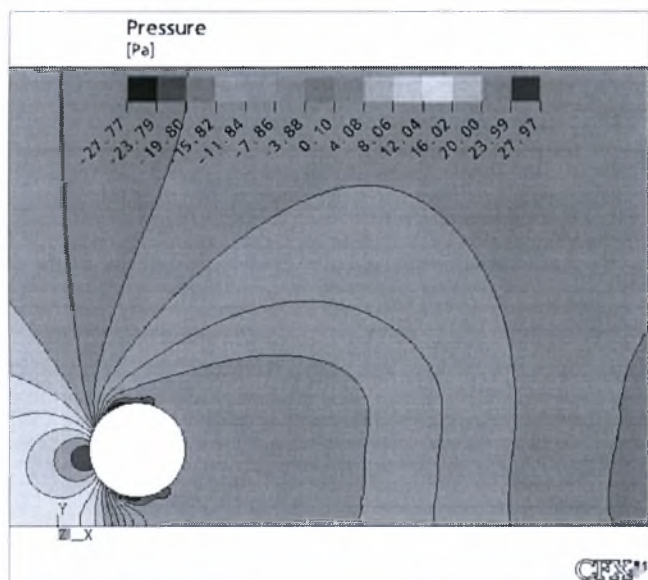
5.178 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Χ διεύθυνση για $H/D=4$ & $D=50\text{mm}$



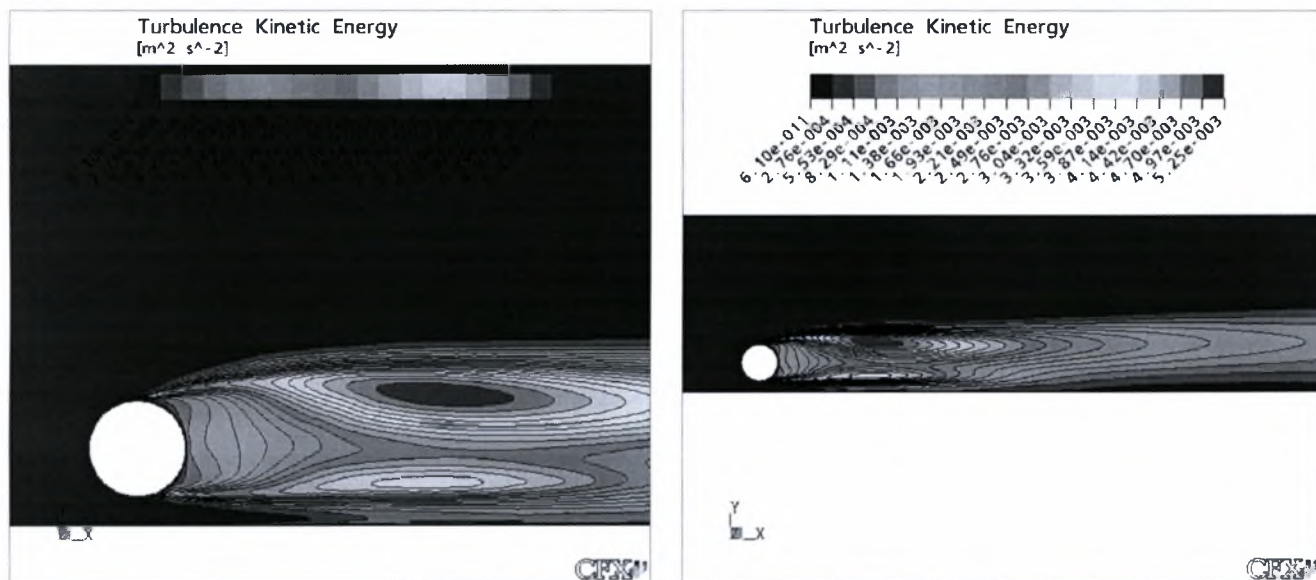
5.179 Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Υ διεύθυνση για $H/D=4$ & $D=50\text{mm}$



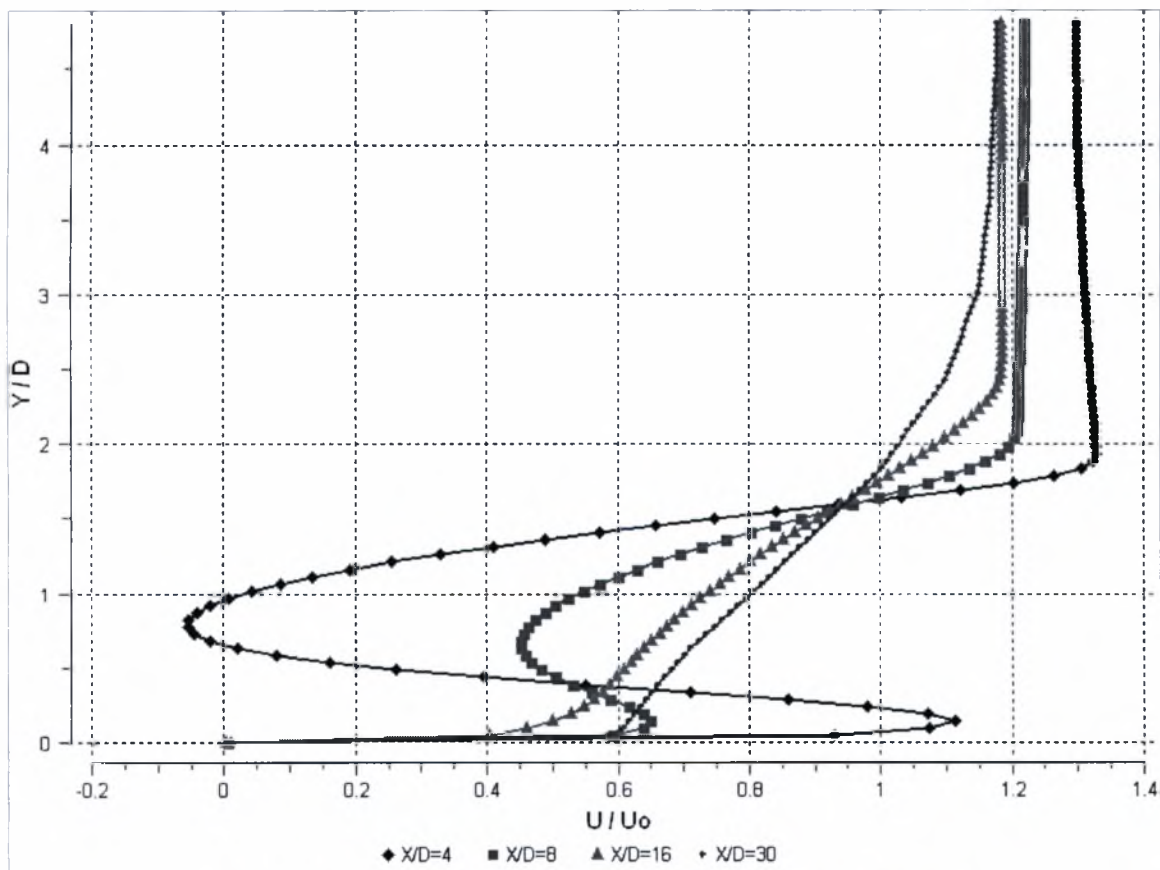
5.180 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=4$ & $D=50\text{mm}$



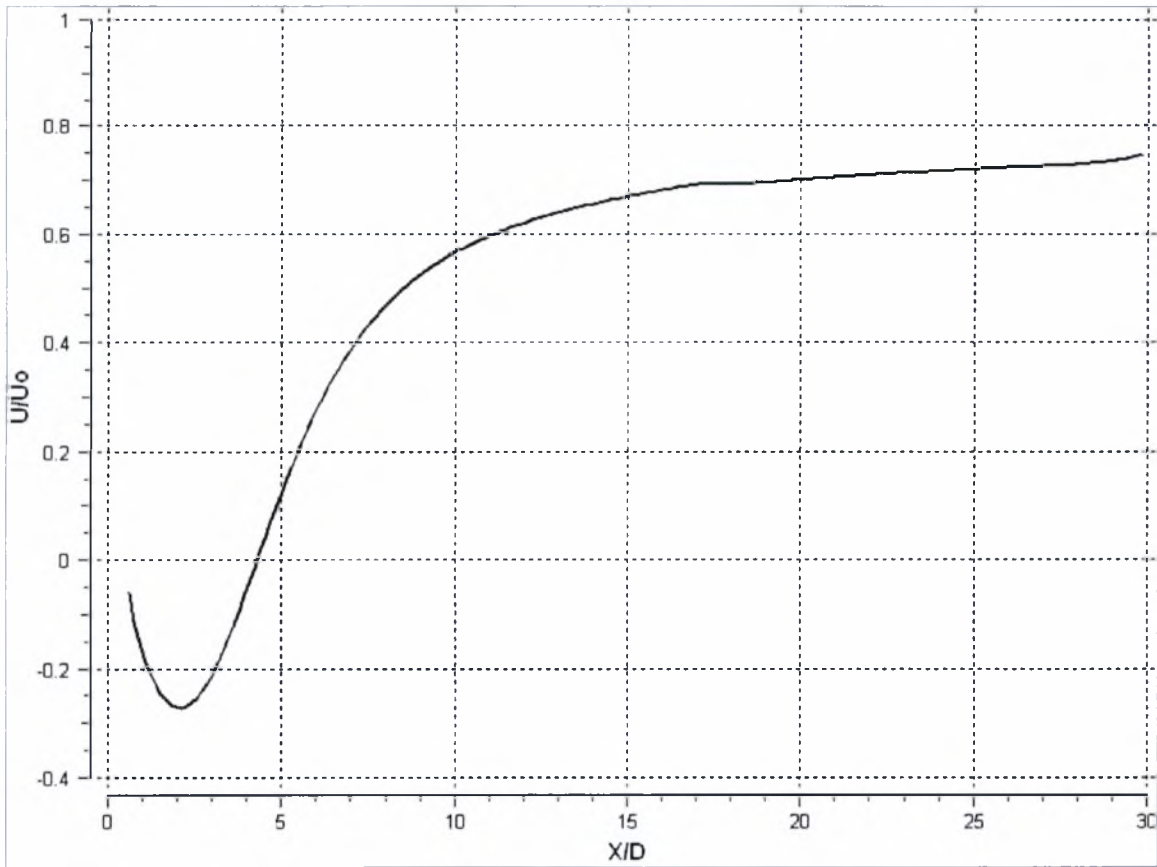
5.181 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=4$ & $D=50\text{mm}$



5.182 Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για H/D=4 & D=50mm

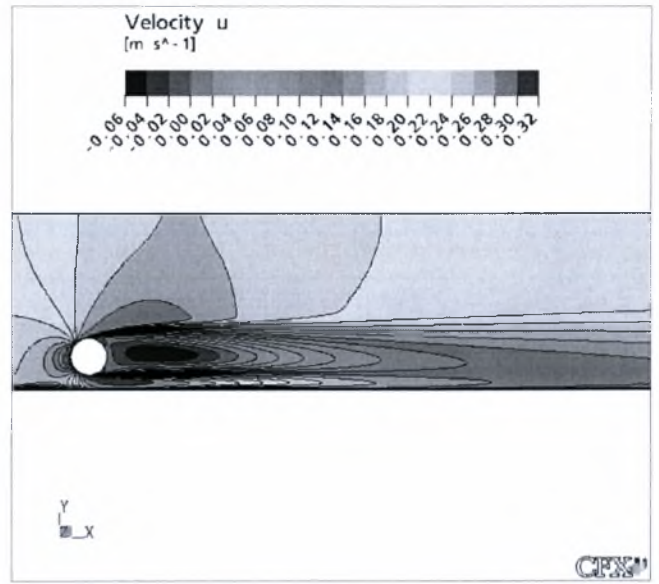
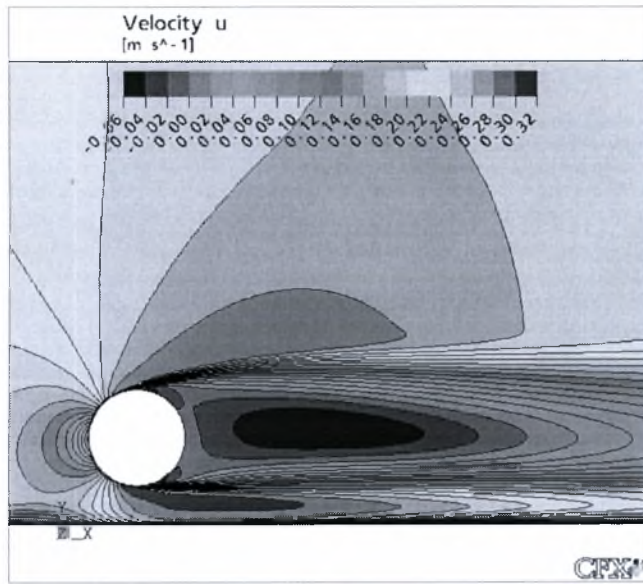


5.183 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για H/D=4 & D=50mm

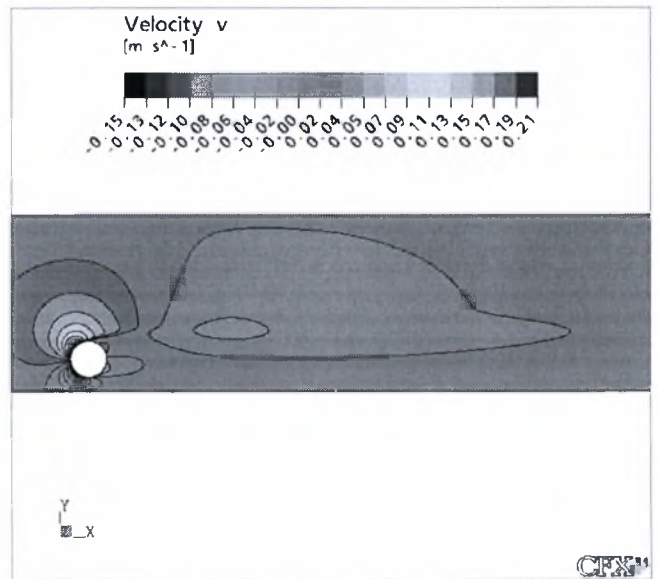
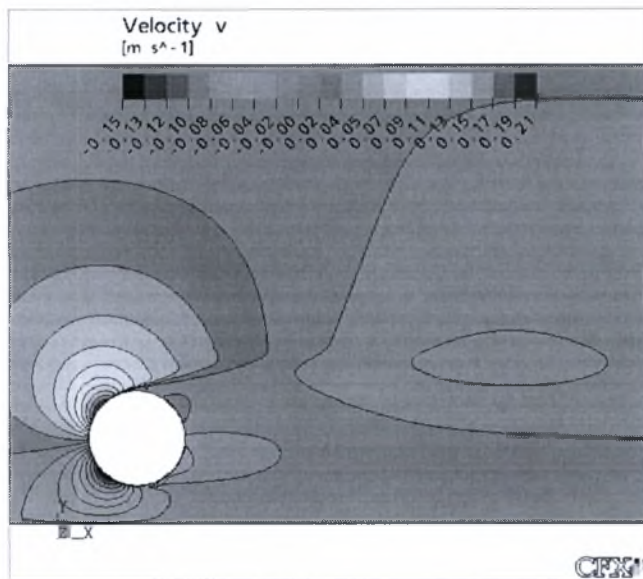


5.184 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=4$ & $D=50\text{mm}$

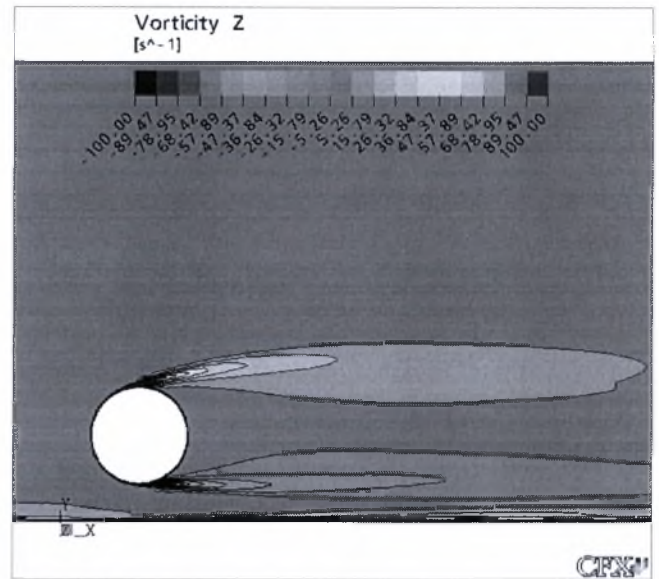
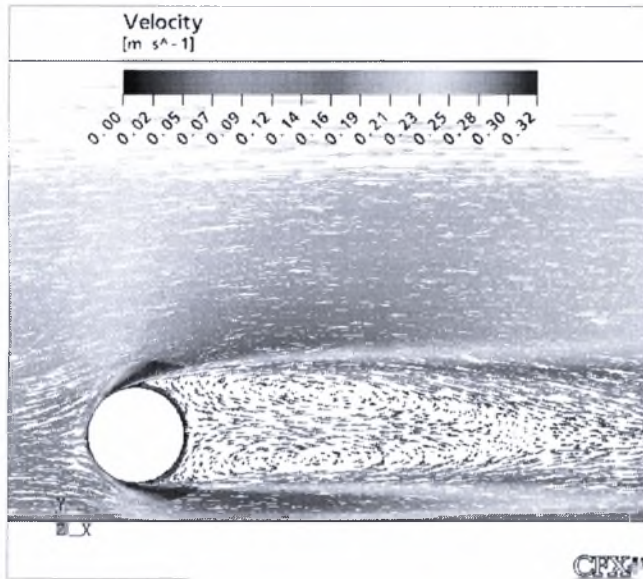
- $H/D=3,9$



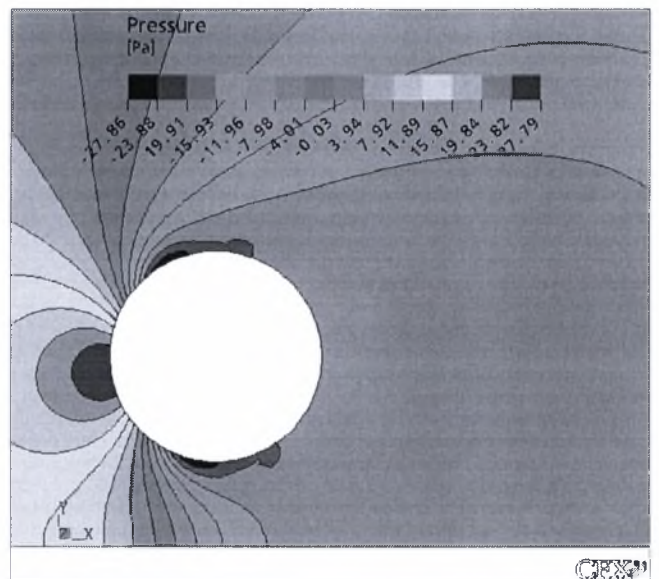
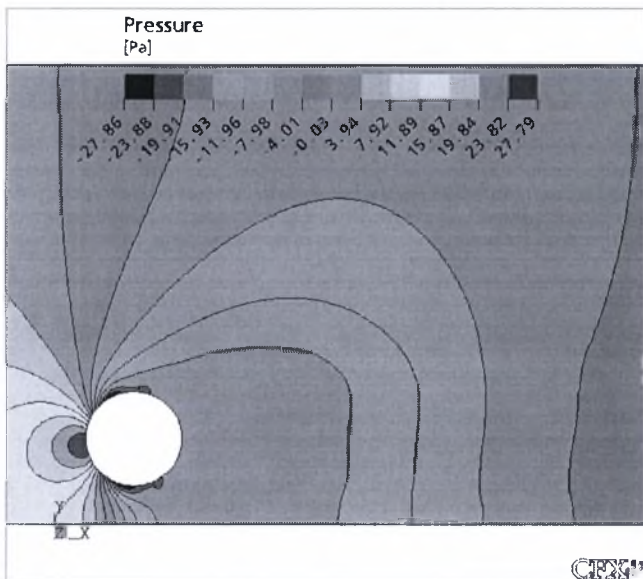
5.185 Ισοϋψείς καμπύλες μέσωσν ταχυτήτων στη X διεύθυνση για $H/D=3.9$ & $D=50\text{mm}$



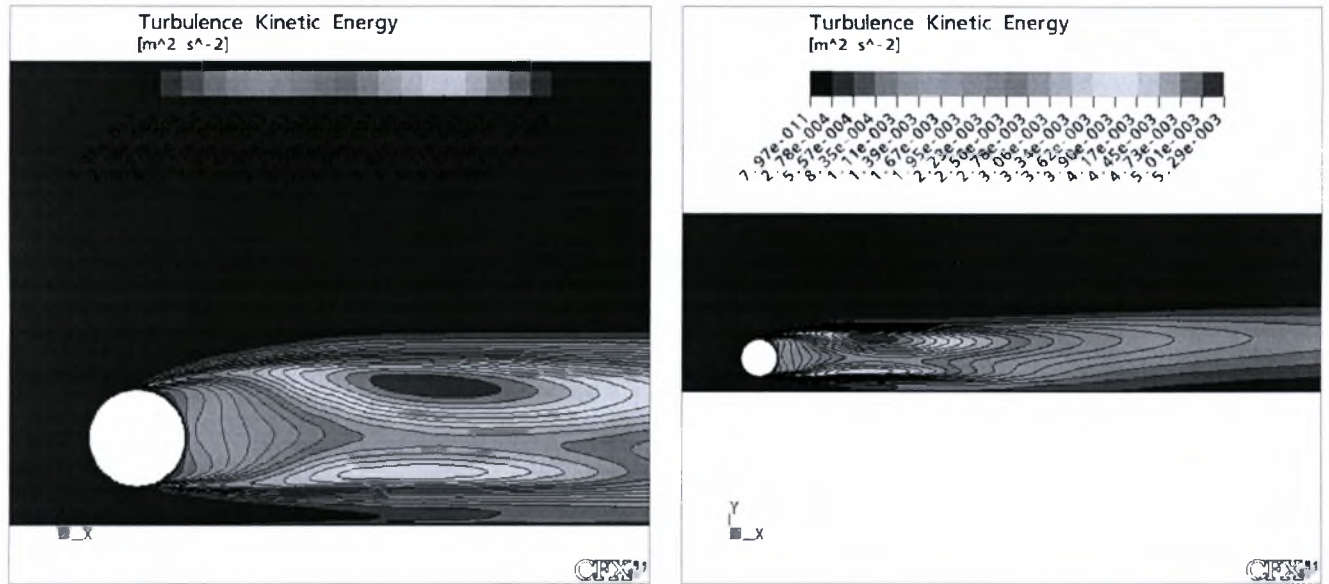
5.186 Ισοϋψείς καμπύλες μέσωσν ταχυτήτων στη Y διεύθυνση για $H/D=3.9$ & $D=50\text{mm}$



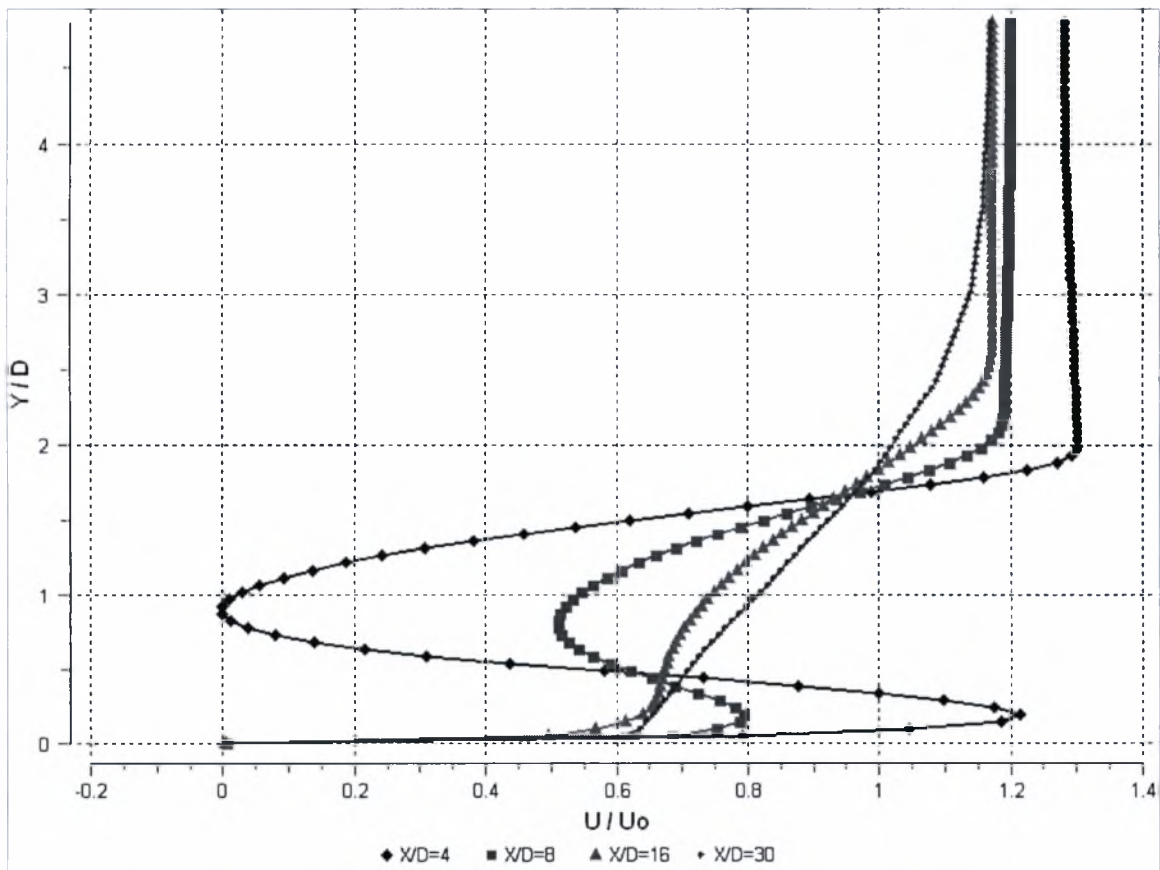
5.187 Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες στροβιλότητας για $H/D=3.9$ & $D=50\text{mm}$



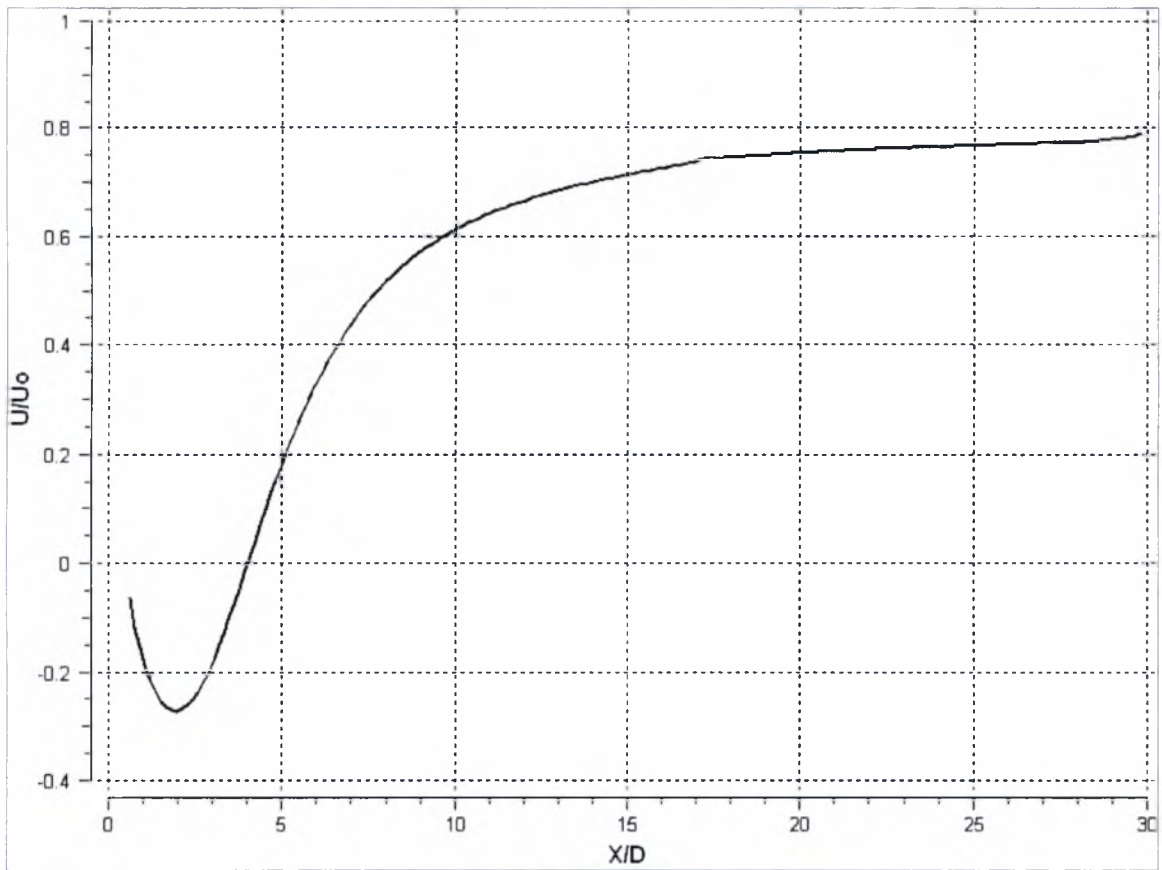
5.188 Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για $H/D=3.9$ & $D=50\text{mm}$



5.189 Ισοϋφείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για $H/D=3.9$ & $D=50\text{mm}$



5.190 Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων για $H/D=3.9$ & $D=50\text{mm}$



5.191 Κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=3.9$ & $D=50\text{mm}$

Η συμμετρία στον απόρο είναι και στον κύλινδρο με διάμετρο $D=50[\text{mm}]$, στη θέση $H/D=2.4$, κύριο χαρακτηριστικό, με κάποια ίσως μικρή αλληλεπίδραση από το στερεό κυρίως τοίχωμα. Το μήκος σχηματισμού του απόρου (Wake length) είναι $L_f=3.32D$.

Στη θέση $H/D=0.6$ οι διαταραχές στη ροή είναι πιο έντονες και παρατηρούνται σε όλα τα μεγέθη της. Σύμφωνα με τη διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και εδώ το μήκος σχηματισμού του απόρου φαίνεται να είναι πολύ μεγαλύτερο από την κεντρική θέση. Δεν έχουμε δημιουργία 2^{ης} φυσαλίδας αλλά παρατηρείτε ότι περίπου 3.5-4D πίσω από τον κύλινδρο και για μήκος περίπου 2D, υπάρχει μία περιοχή πολύ χαμηλών ταχυτήτων όπου το νερό αδρανεύει κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια εκδηλώνοντας χαοτική συμπεριφορά (όχι ανακυκλοφορία) τελικά η ροή αρχίζει και επανασυστήνεται παρασυρόμενη από τα κατώτερα στρώματα που κινούνται γρηγορότερα. Το μήκος σχηματισμού του απόρου είναι ελάχιστα μεγαλύτερο από αυτό της κεντρικής θέσης και έχει την τιμή $L_f=3.47D$.

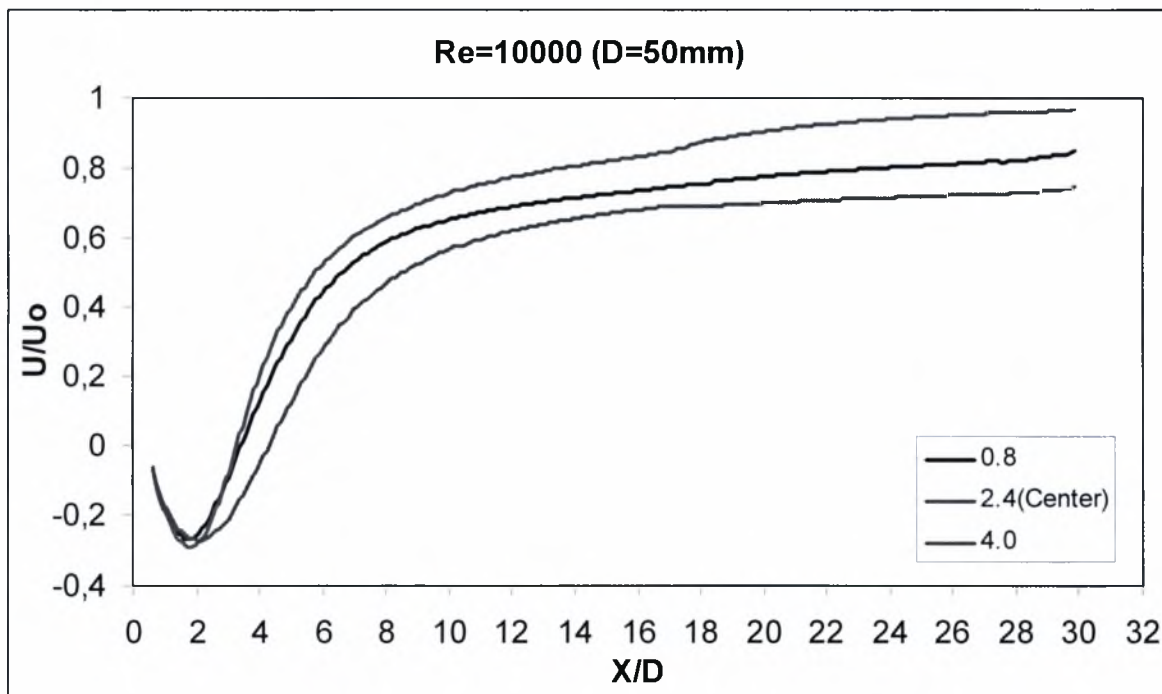
Κατεβαίνοντας από τη θέση 0.7 μέχρι και τη θέση 0.9 η ροή βαθμιαία γίνεται όλο και πιο συμμετρική τείνοντας να μοιάσει σε αυτή της κεντρικής θέσης. Το ρευστό δεν αδρανοποιείται σε κανένα σημείο κατάντη της ροής και το μήκος σχηματισμού του απόρου είναι $L_f=3.47$, 3.47 και 3.32D για τις θέσεις $H/D=0.7$, 0.8 και 0.9 αντιστοίχως, σημειώνεται ότι το μήκος σχηματισμού του απόρου παίρνει την τιμή της κεντρικής θέσης στη θέση $H/D=0.9$.

Στην κατώτατη θέση $H/D=4.2$, ή 0.6 από το δάπεδο, παρατηρείται η πλέον κλασική συμπεριφορά της ροής κοντά στο δάπεδο με το επιταχυνόμενο ανοδικό ρεύμα να την αποκόπτει σχηματίζοντας και 2^η φυσαλίδα. Σε απόσταση περίπου 3.5-4D από το κέντρο του κυλίνδρου (αρκετά πιο μακριά σε αυτή την περίπτωση) έχουμε τη διάσπαση της κύριας φυσαλίδας και τη σύστασή της 2^{ης} αμέσως μετά. Το μήκος σχηματισμού του απόρου είναι $L_f=3.92D$ τιμή αρκετά μικρή από την προσδοκώμενη (συγκρίνοντας τη διαφορά της με την κεντρική θέση και με τους άλλους κυλίνδρους) ενώ σημειώνεται ότι δεν είναι η μεγαλύτερη τιμή για τον κύλινδρο με $D=50[\text{mm}]$. Η μορφολογία της ροής δε ταιριάζει τόσο με την αντίστοιχη θέση στη διεπιφάνεια, την 0.6, αφού στην τελευταία δεν έχουμε επιταχυνόμενο ρεύμα που διαχωρίζει το πεδίο ροής κατάντη του κυλίνδρου πάραυτα και στις δύο

περιπτώσεις είναι εμφανής η διαταραχή λόγω διεπιφάνειας και στερεού δαπέδου αντίστοιχα. Εξετάζοντας τις δύο περιπτώσεις παρατηρείτε ότι το στερεό δάπεδο επηρεάζει πολύ περισσότερο τη ροή από την ελεύθερη επιφάνεια.

Στις θέσεις 4.1, 4.0 και 3.9 το ανοδικό επιταχυνόμενο ρεύμα δεν υφίσταται πλέον με αποτέλεσμα να μην υπάρχουν έντονες διαταραχές στον απόρο. Η μορφολογία της ροής αρχίζει σταδιακά και μοιάζει με αυτήν της κεντρικής θέσης καθώς ανεβαίνοντας προς τα επάνω αποκαθίσταται και η συμμετρία, ως προς την οριζόντιο, στη φουσαλίδα. Το μήκος σχηματισμού του απόρου αφού πάρει τη μέγιστη τιμή του στη θέση 4.1, μικραίνει ανεβαίνοντας διατηρώντας βέβαια τιμή μεγαλύτερη από την κεντρική θέση κάτι το οποίο σημαίνει πως υπάρχει αλληλεπίδραση με το δάπεδο και το σχηματισμό οριακού στρώματος εκεί. Έχουμε λοιπόν τις τιμές $L_f=4.67, 4.37$ και $4.07D$ για $H/D=4.1, 4.0$ και 3.9 αντίστοιχα.

Επίσης παρατηρείτε ότι υπάρχουν ομοιότητες με τις αντίστοιχες θέσεις στη διεπιφάνεια (0.7, 0.8 και 0.9) ως προς τη μορφολογία της ροής. Βέβαια εξετάζοντας τα μεγέθη της ροής της εκάστοτε περίπτωσης εξάγεται το συμπέρασμα ότι η ροή επηρεάζεται πολύ περισσότερο από το στερεό δάπεδο παρά από την ελεύθερη επιφάνεια. Παρατηρείτε επίσης ότι το μήκος σχηματισμού του απόρου είναι μεγαλύτερο κοντά στο δάπεδο από ότι κοντά στη διεπιφάνεια.

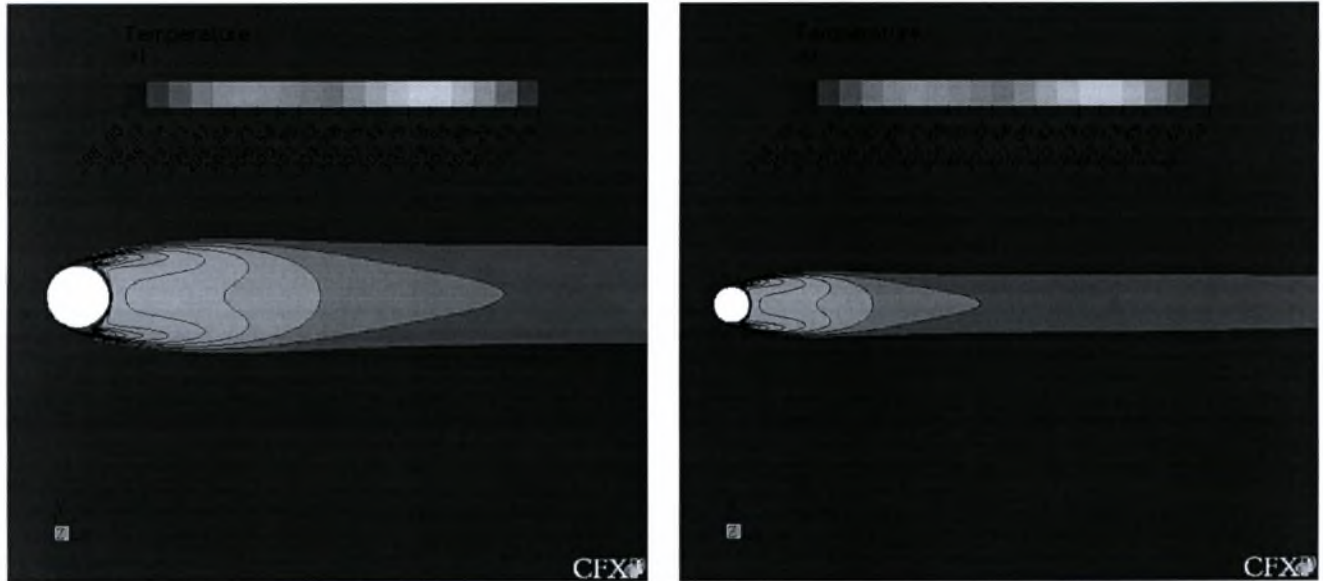


5.192 Συγκριτικό διάγραμμα διαμήκους κατανομής μέσης τιμής ταχύτητας για $Re=10000$

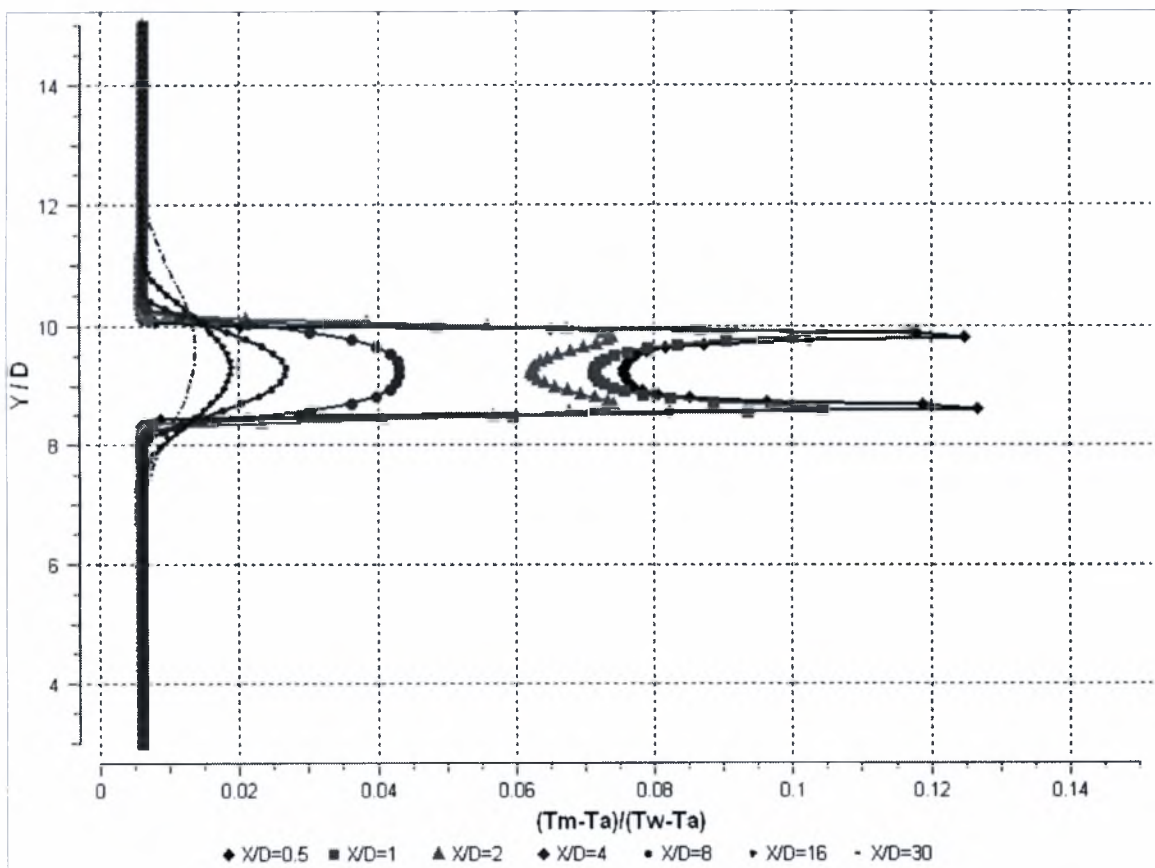
Σε αυτό το συγκεντρωτικό γράφημα των ταχυτήτων κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για τις θέσεις 2.4 (κέντρο), 0.8 και 4.0 (ή 0.8 από το δάπεδο) δε παρατηρείται κάποια ιδιαίτερη ανομοιομορφία επίσης. Από τα κυριότερα σχόλια είναι η υστέρηση της ροής, στη θέση 4.0 όσον αφορά την επίτευξη θετικών τιμών ταχύτητας μέχρι τη θέση 3.5-4D. Επίσης η μέγιστη αρνητική τιμή ταχύτητας επιτυγχάνεται στην κεντρική θέση και στο ίδιο σημείο με αυτό της θέσης 0.8. Για άλλη μια φορά φαίνεται ότι το δάπεδο «καθυστερεί» περισσότερο τη ροή από ότι η ελεύθερη επιφάνεια όπου μέχρι τη θέση 3-3.5D οι ταχύτητά της σχεδόν ταυτίζεται με αυτήν της κεντρικής θέσης.

- $H/D = K$ (Κέντρο υδροσήραγγας)

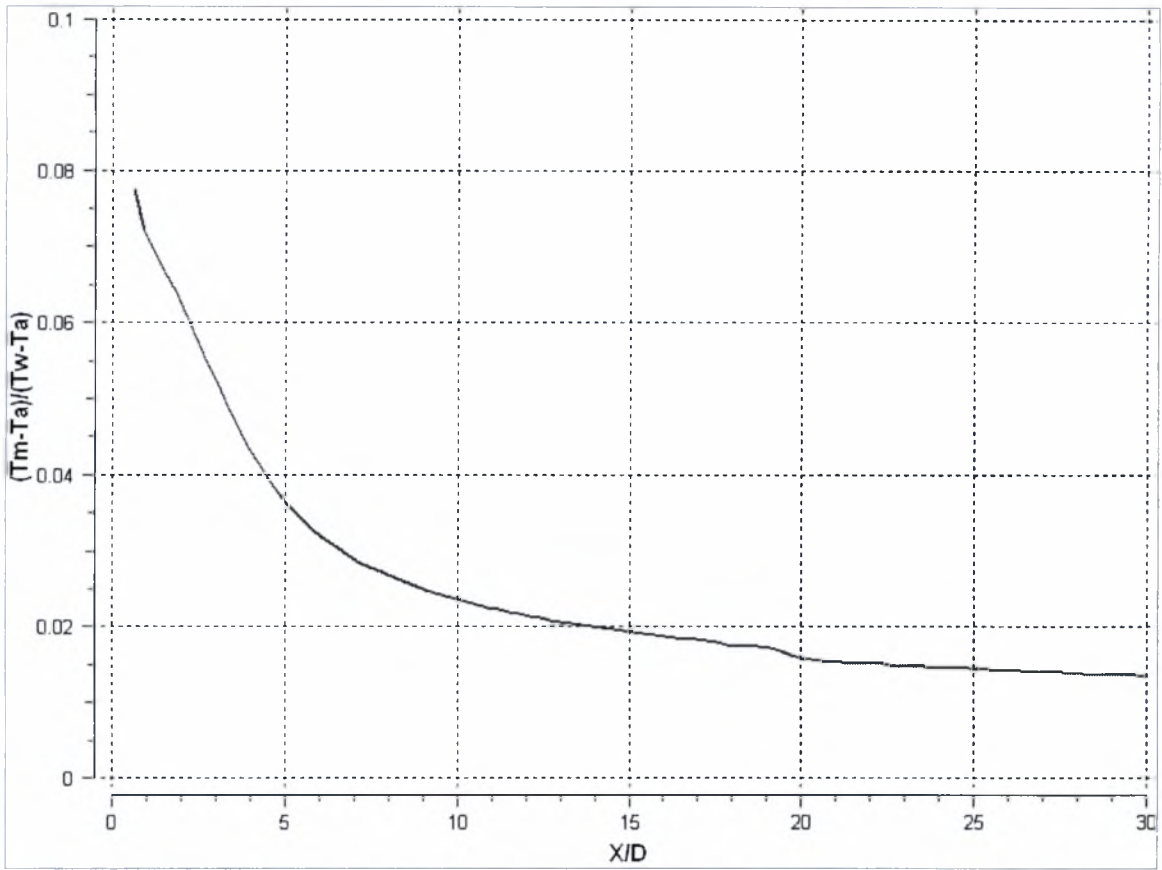
5.2.1. $D=13\text{mm}$



5.193 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=K$ & $D=13\text{mm}$

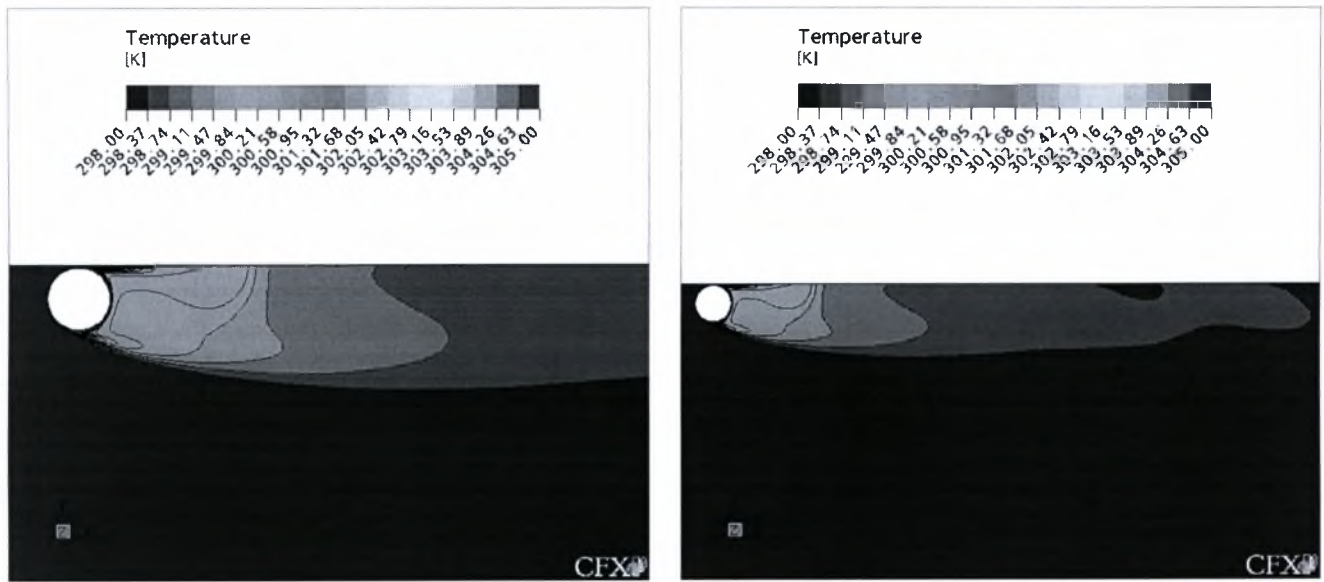


5.194 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=K$ & $D=13\text{mm}$

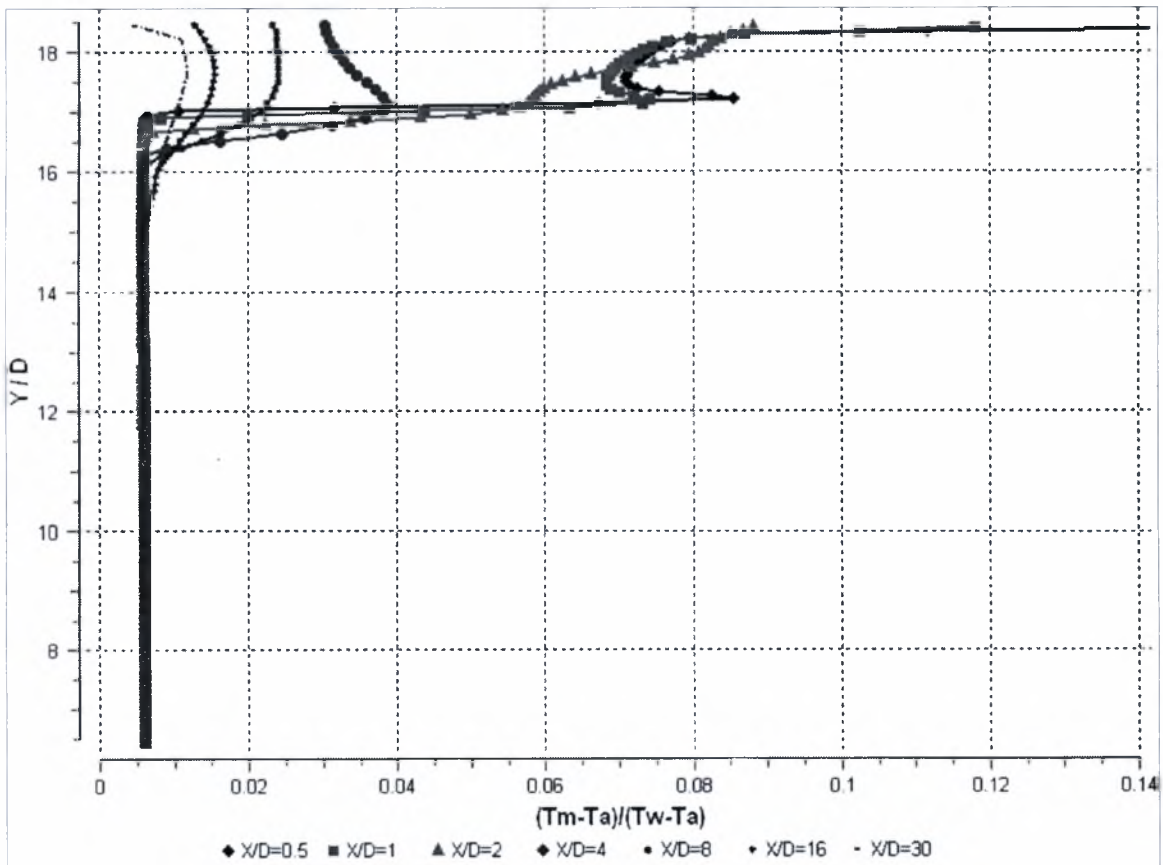


5.195 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=K$ & $D=13\text{mm}$

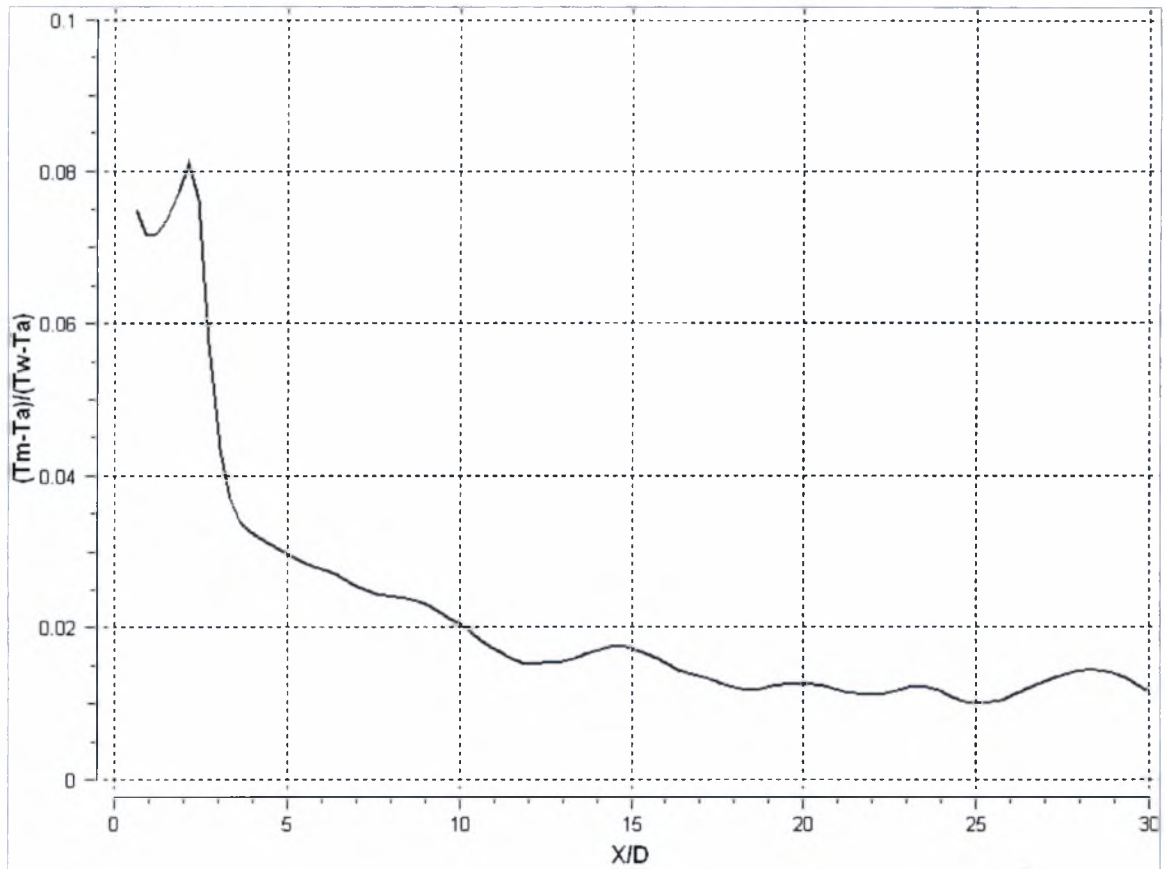
- $H/D = 0,6$



5.196 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=0,6$ & $D=13\text{mm}$

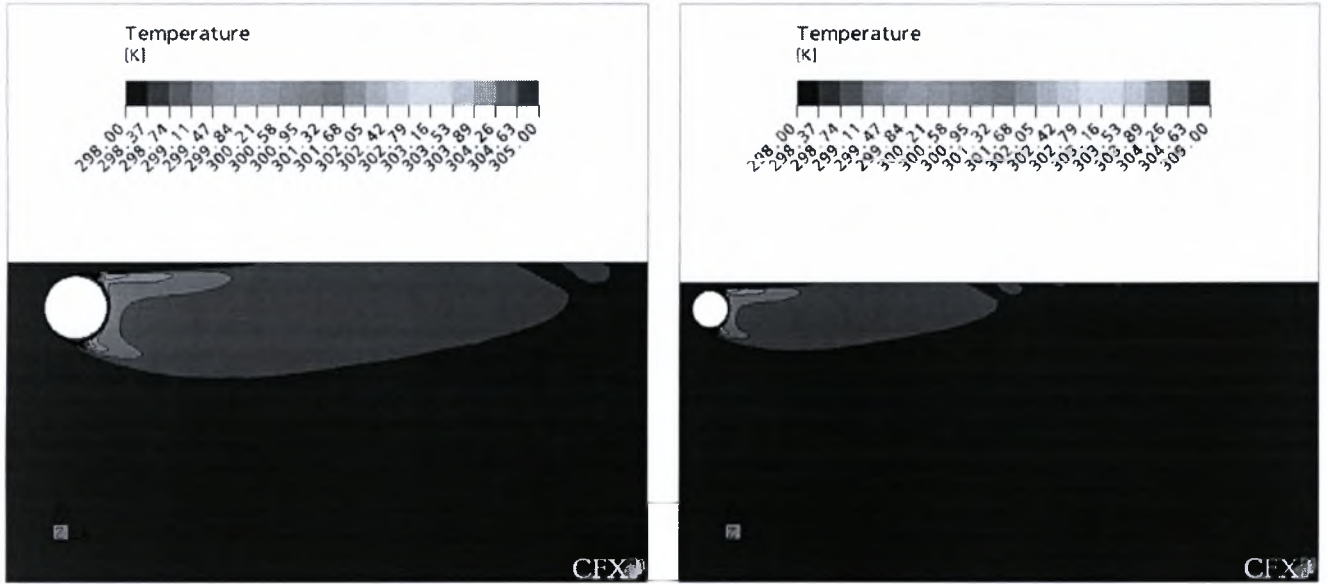


5.197 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=0,6$ & $D=13\text{mm}$

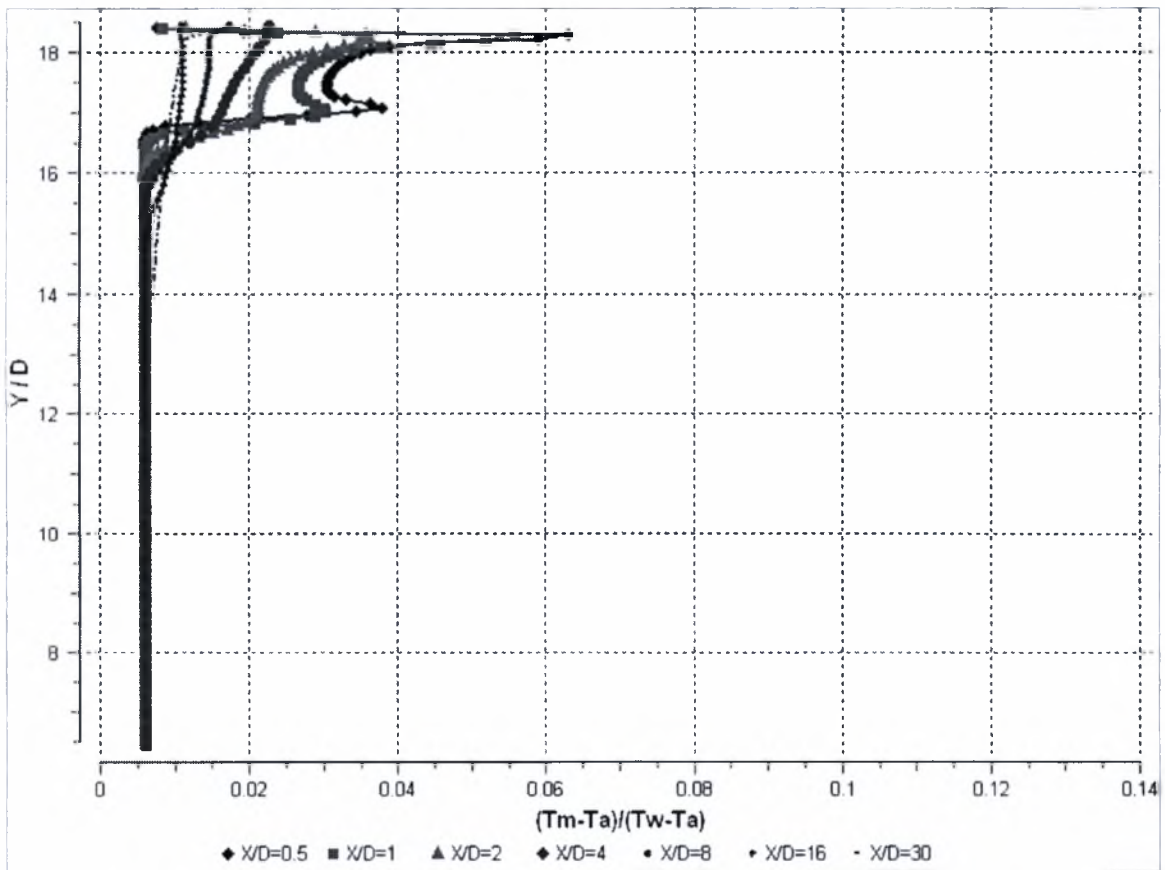


5.198 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0,6$ & $D=13\text{mm}$

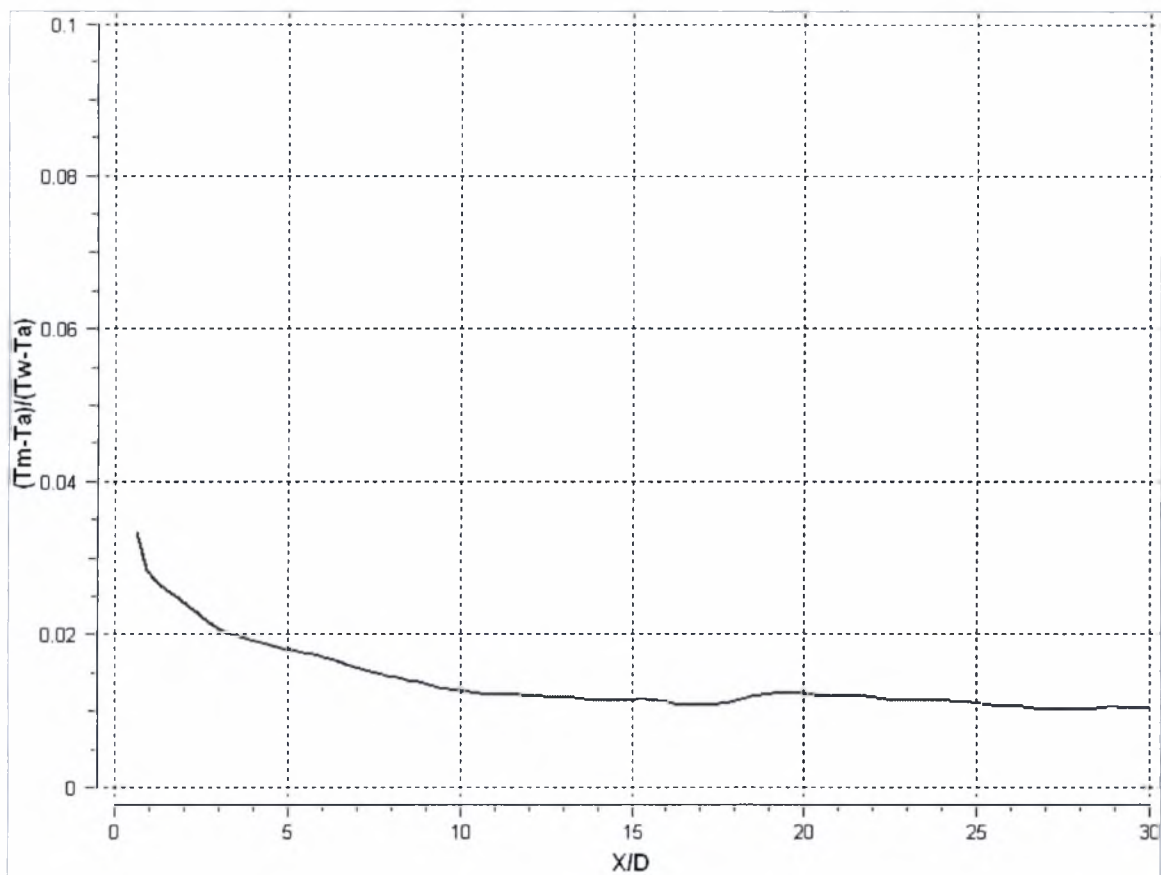
- $H/D = 0,7$



5.199 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=0,7$ & $D=13\text{mm}$

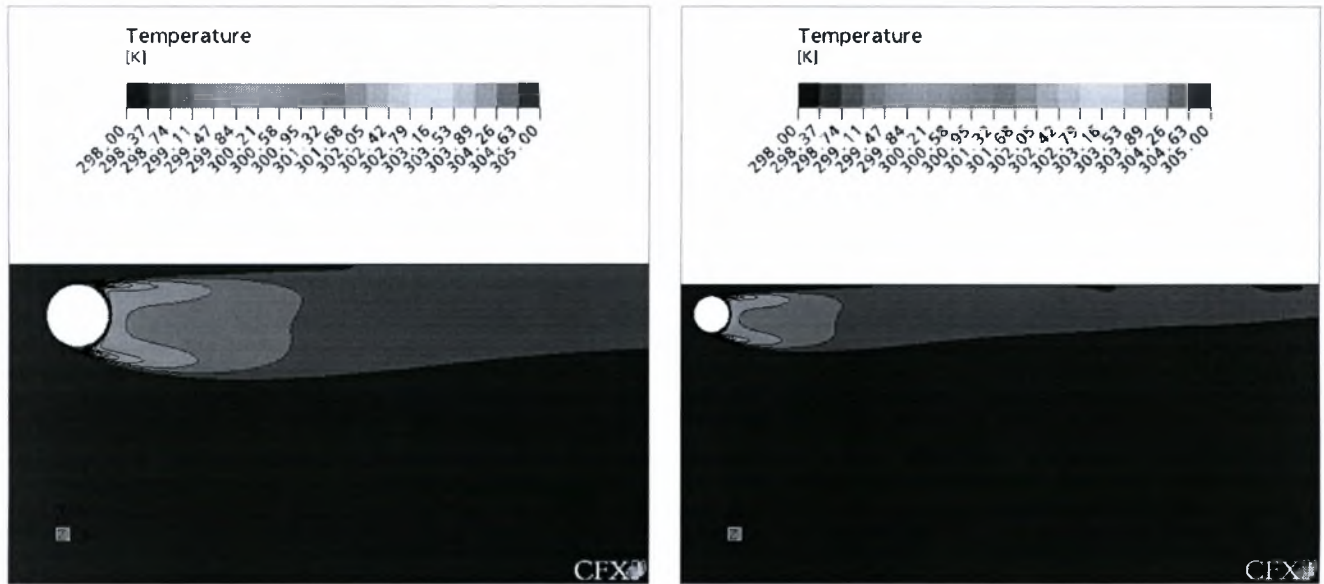


5.200 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=0,7$ & $D=13\text{mm}$

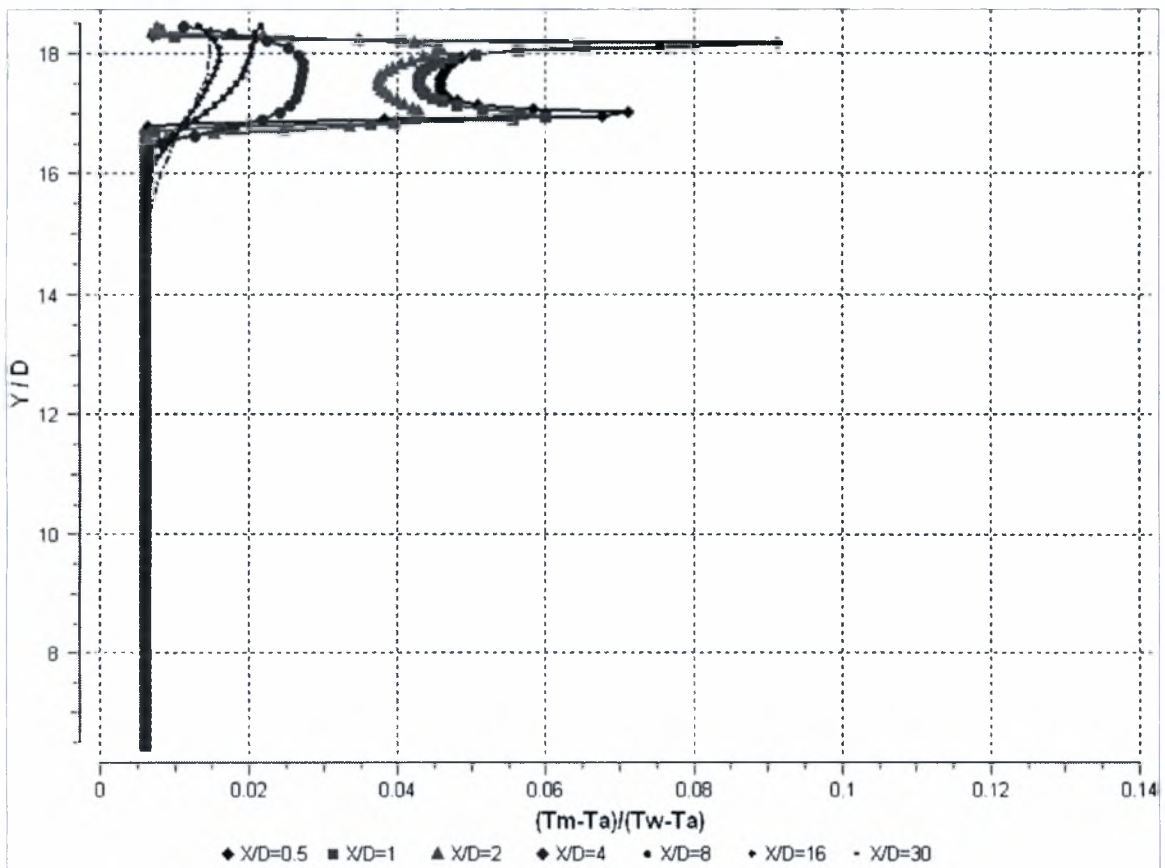


5.201 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0,7$ & $D=13\text{mm}$

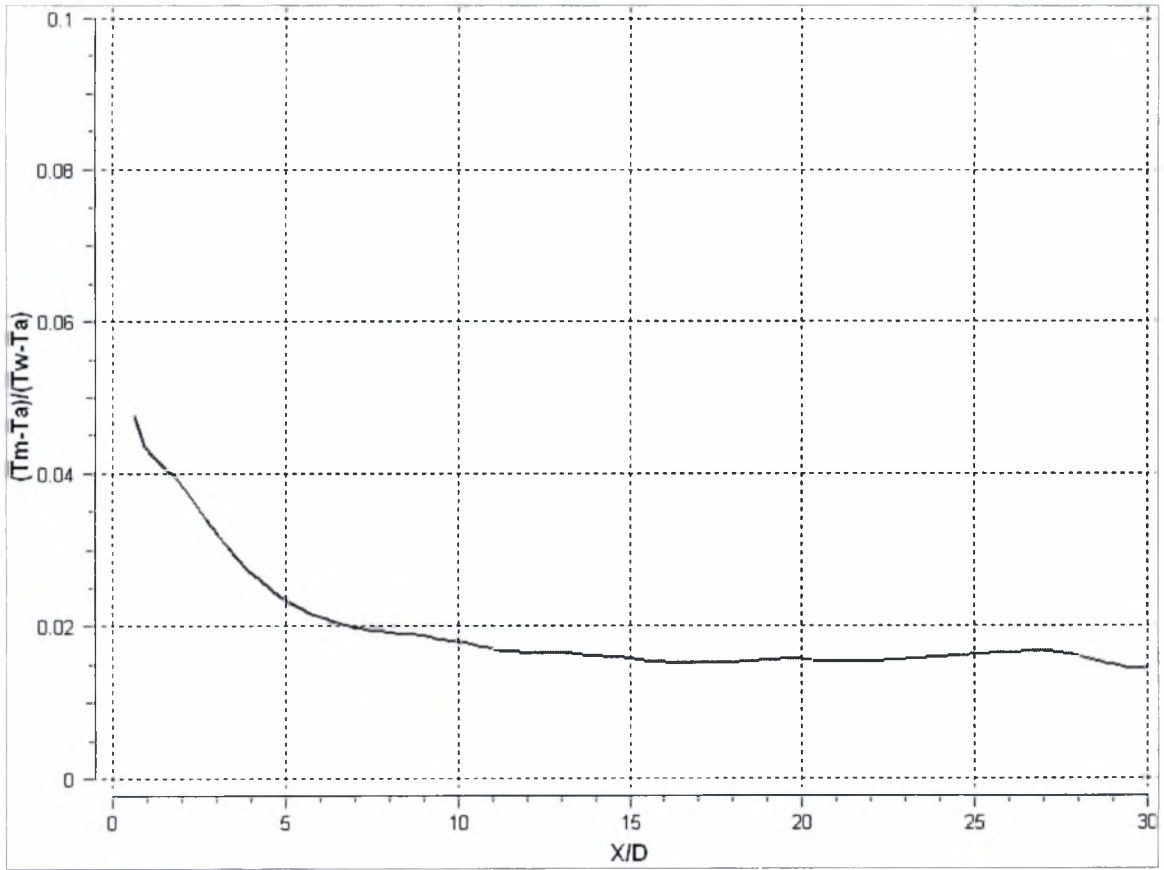
- $H/D = 0,8$



5.202 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=0,8$ & $D=13\text{mm}$

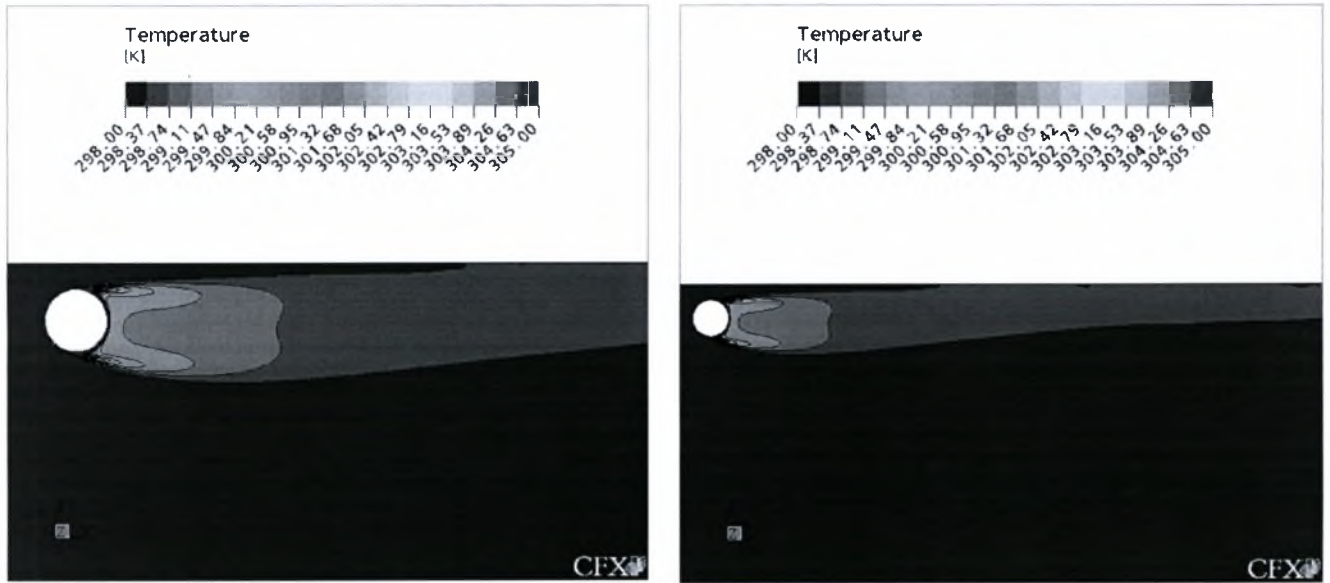


5.203 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=0,8$ & $D=13\text{mm}$

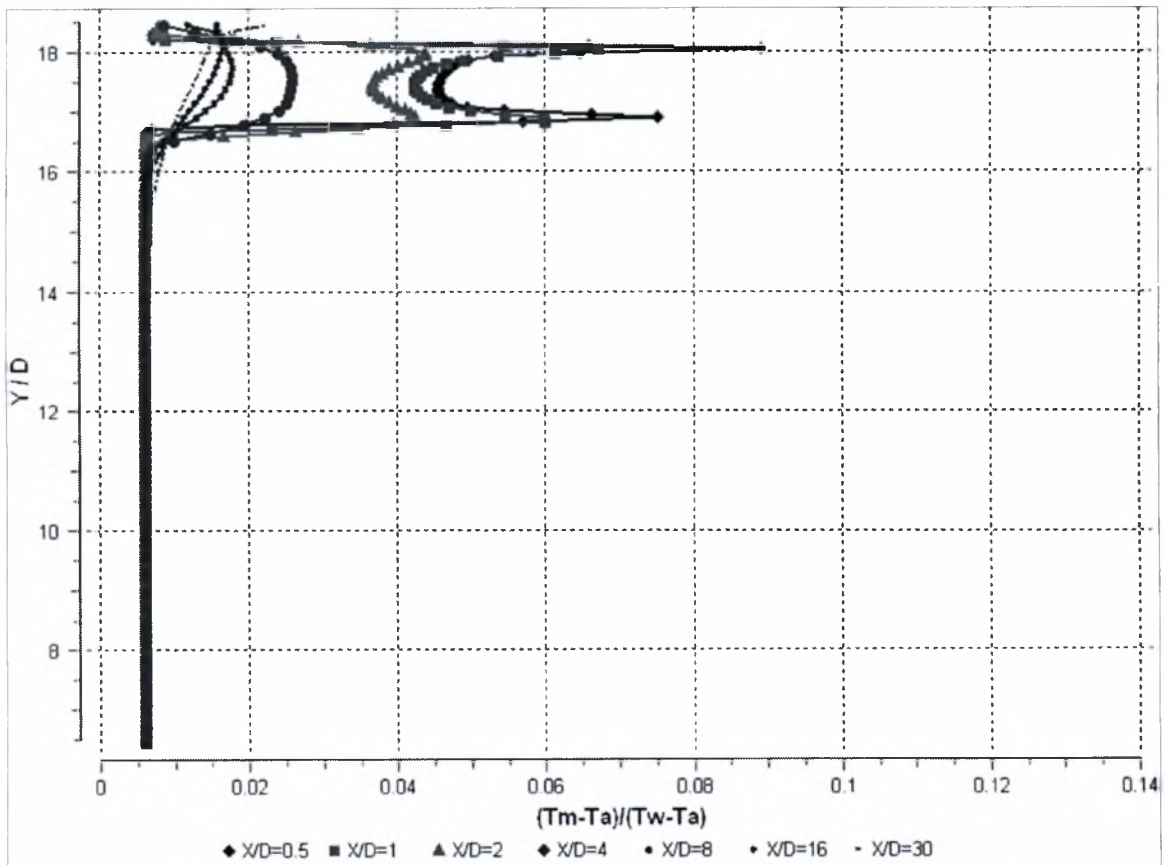


5.204 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0,8$ & $D=13\text{mm}$

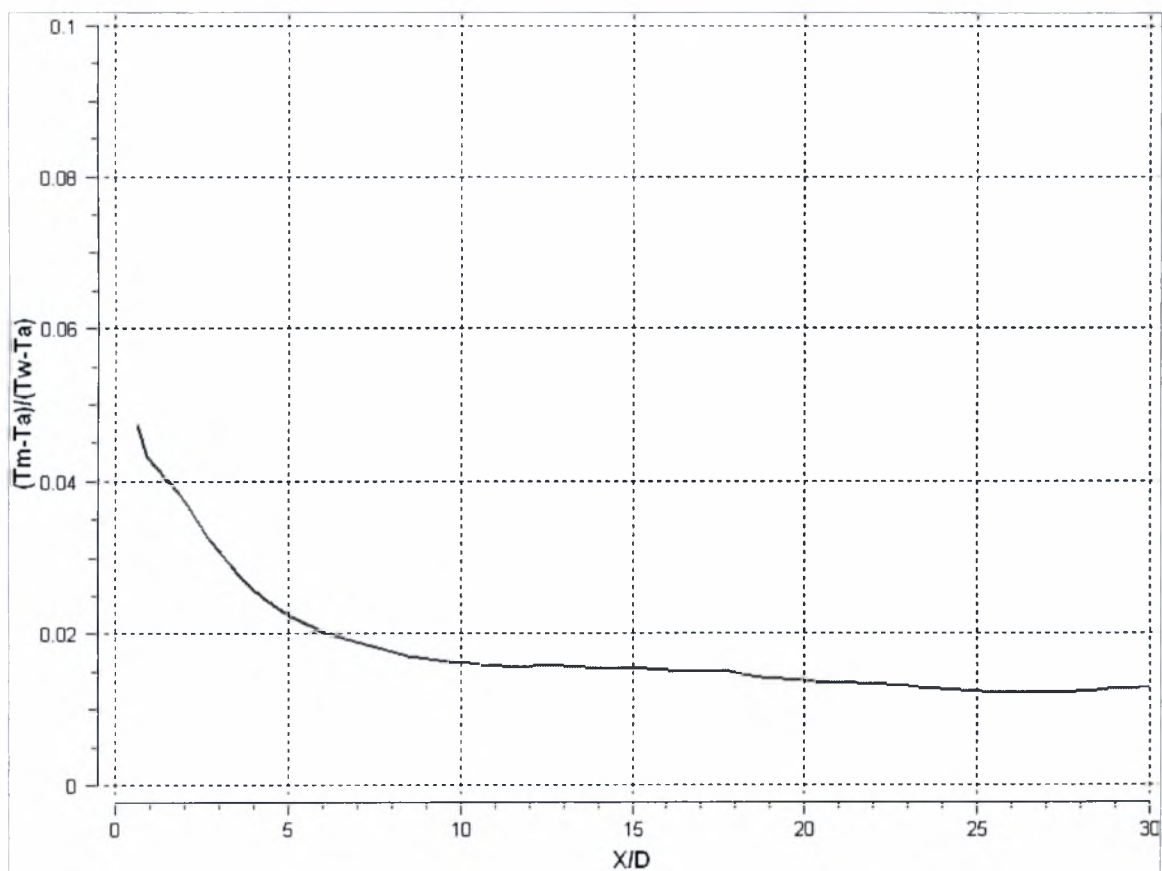
- $H/D = 0,9$



5.205 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=0,9$ & $D=13\text{mm}$

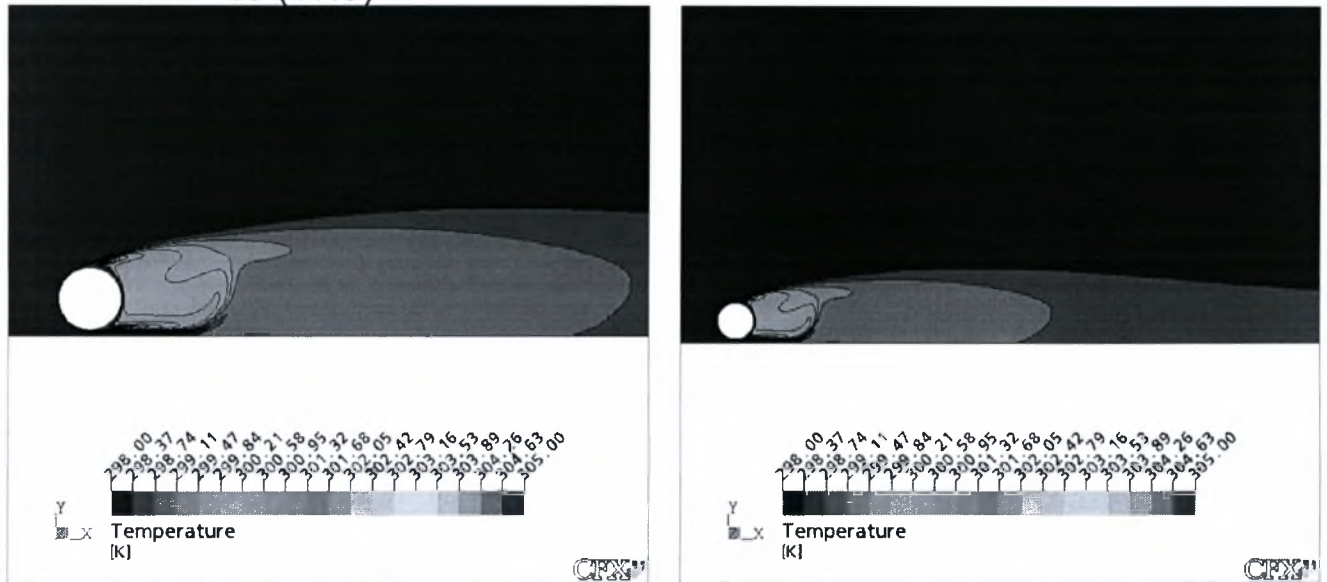


5.206 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=0,9$ & $D=13\text{mm}$

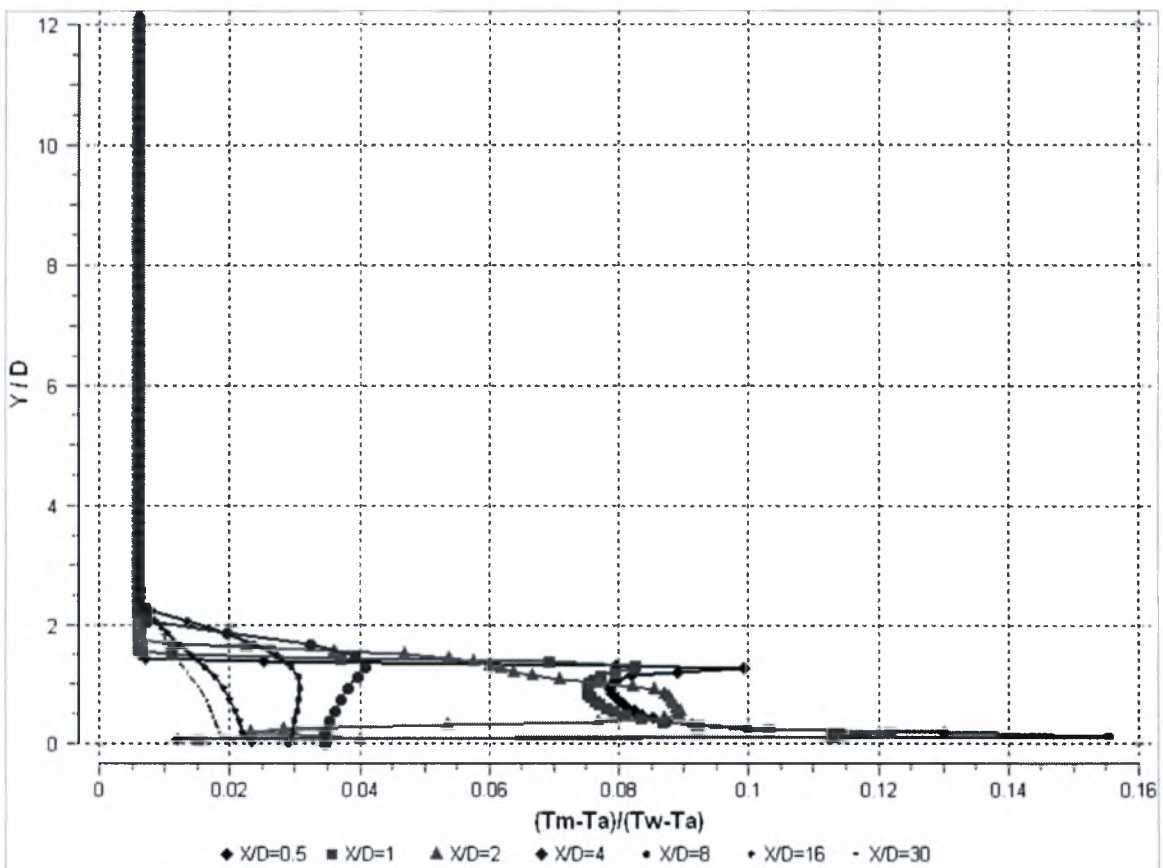


5.207 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0,9$ & $D=13\text{mm}$

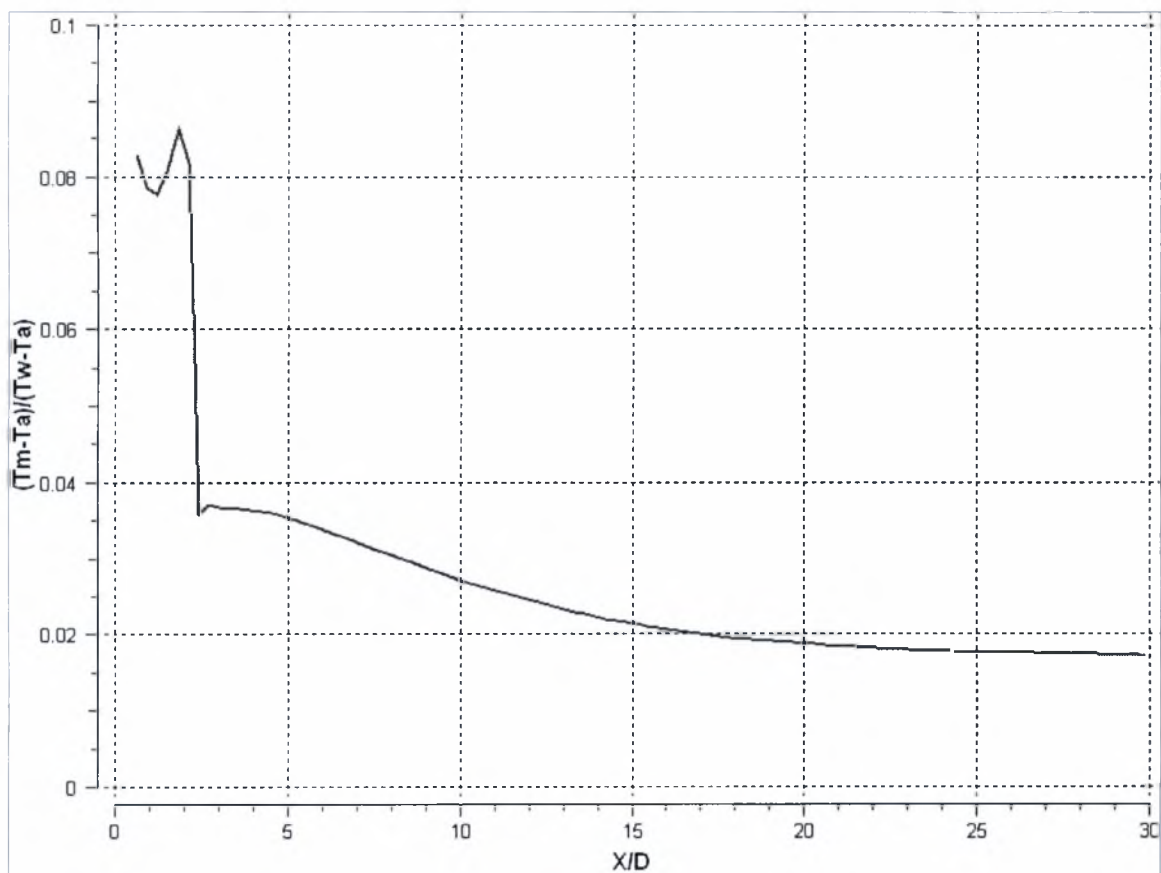
- $H/D=18$ (17.9)



5.208 Ισοψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=17,9$ & $D=13\text{mm}$

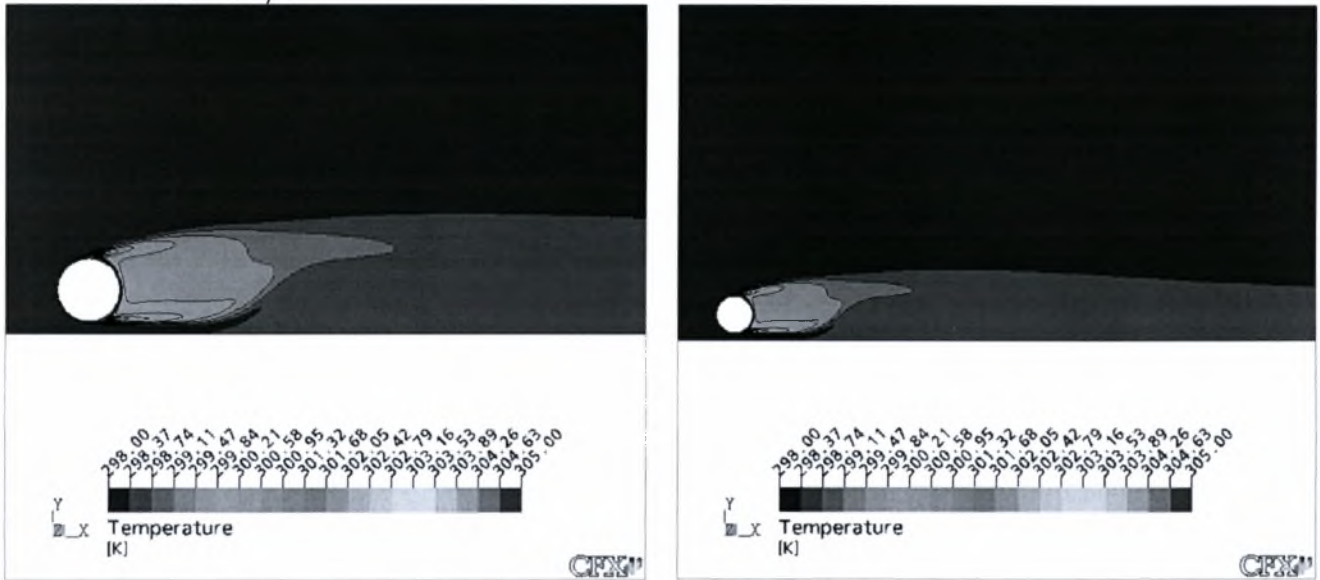


5.209 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=17,9$ & $D=13\text{mm}$

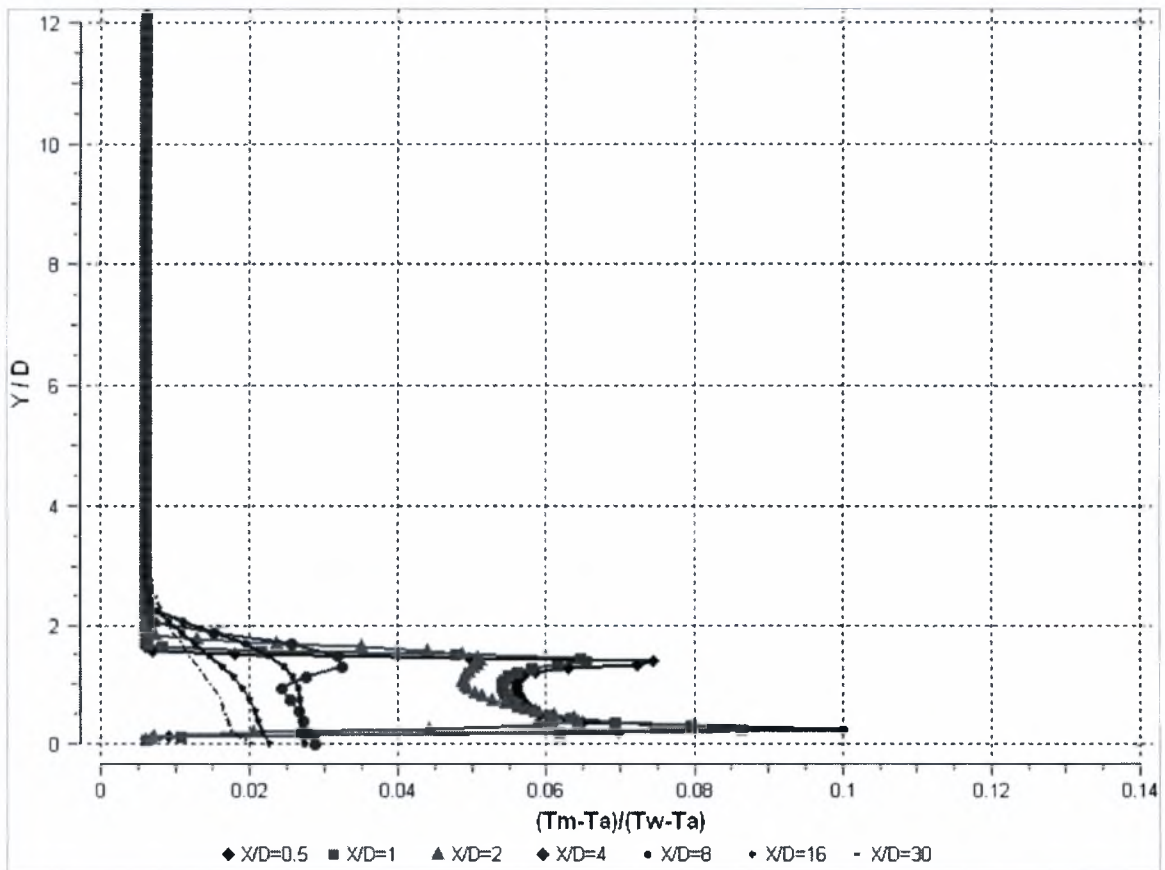


5.210 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=17,9$ & $D=13\text{mm}$

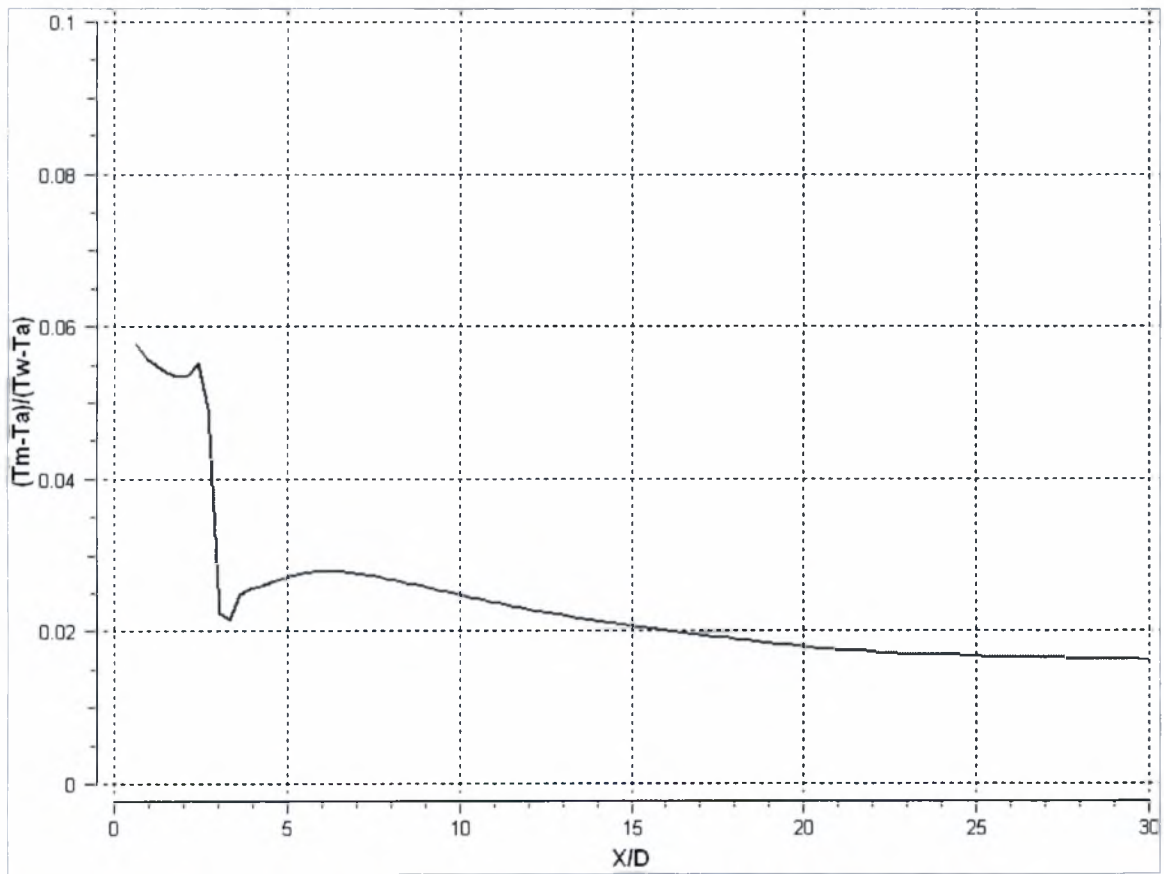
• $H/D=17,8$



5.211 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=17,8$ & $D=13\text{mm}$

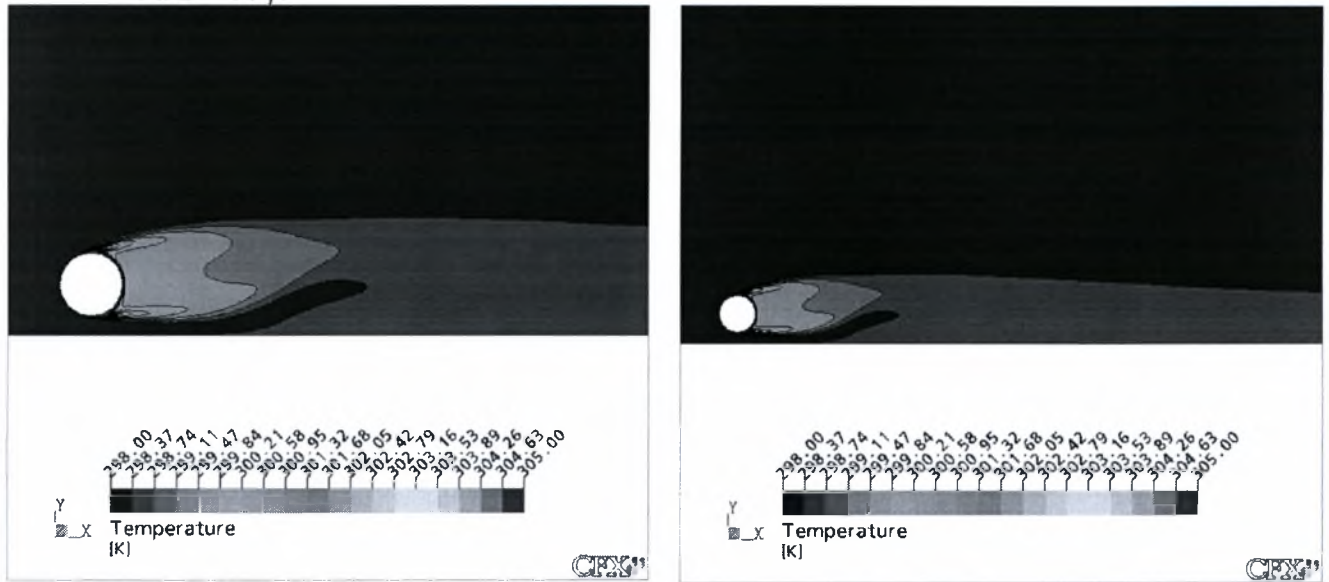


5.212 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=17,8$ & $D=13\text{mm}$

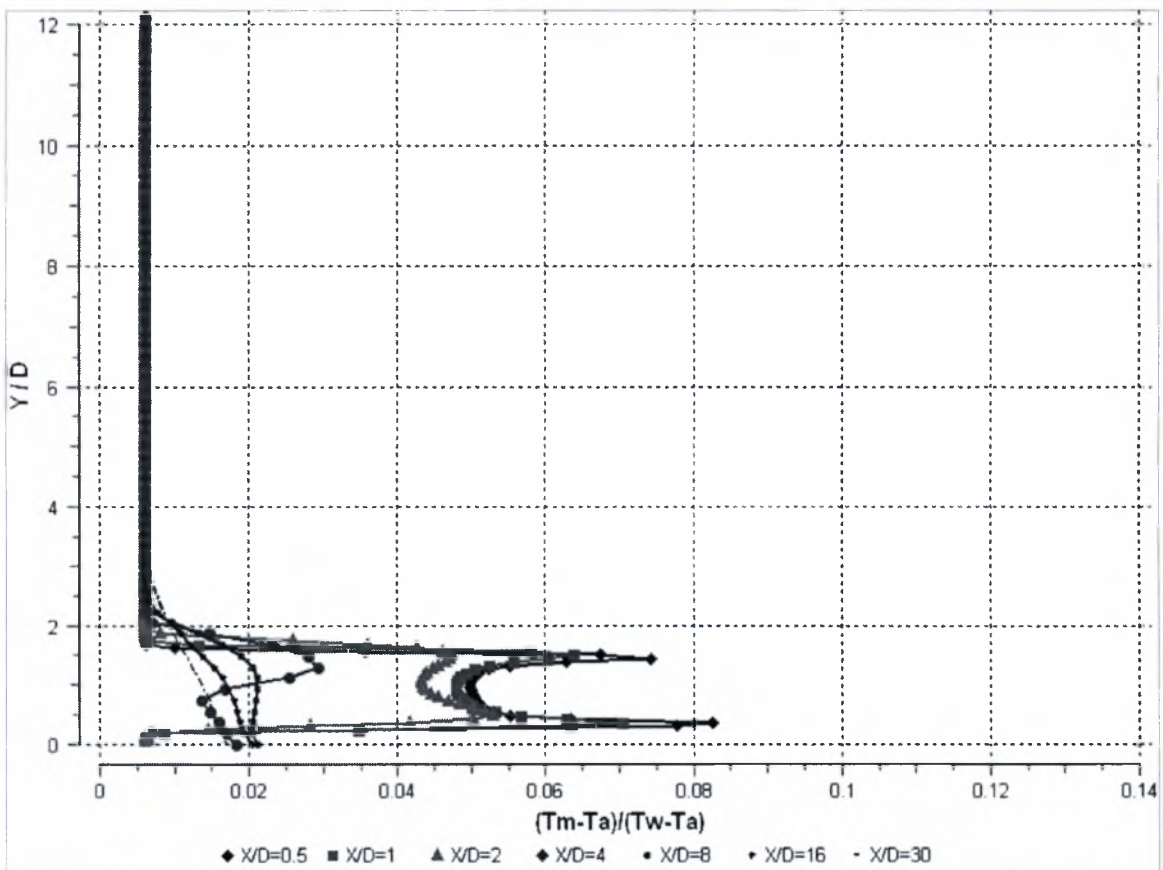


5.213 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=17,8$ & $D=13\text{mm}$

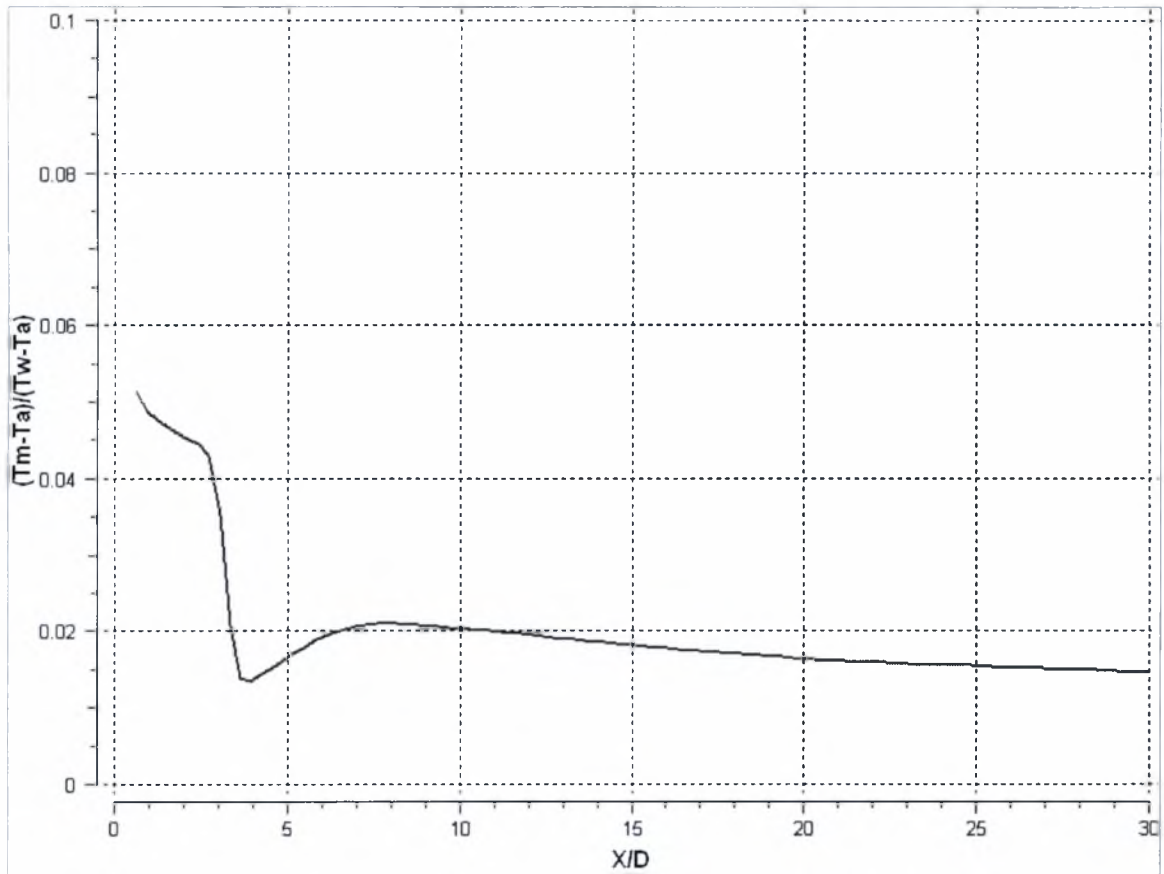
- $H/D=17,7$



5.214 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=17,7$ & $D=13\text{mm}$

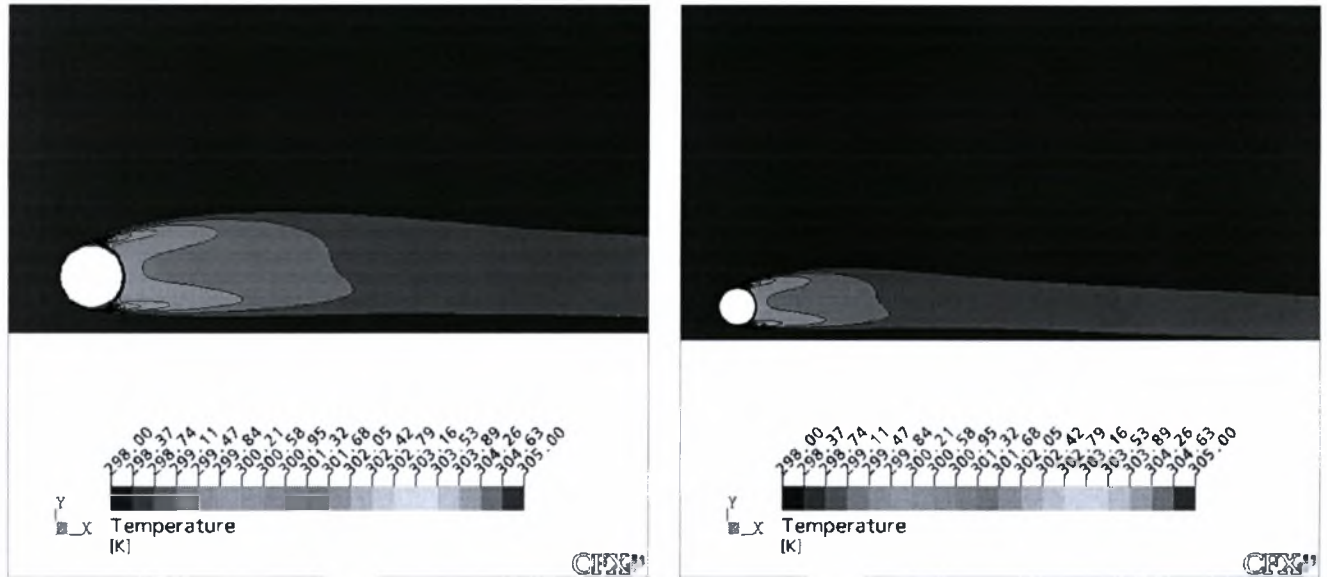


5.215 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=17,7$ & $D=13\text{mm}$

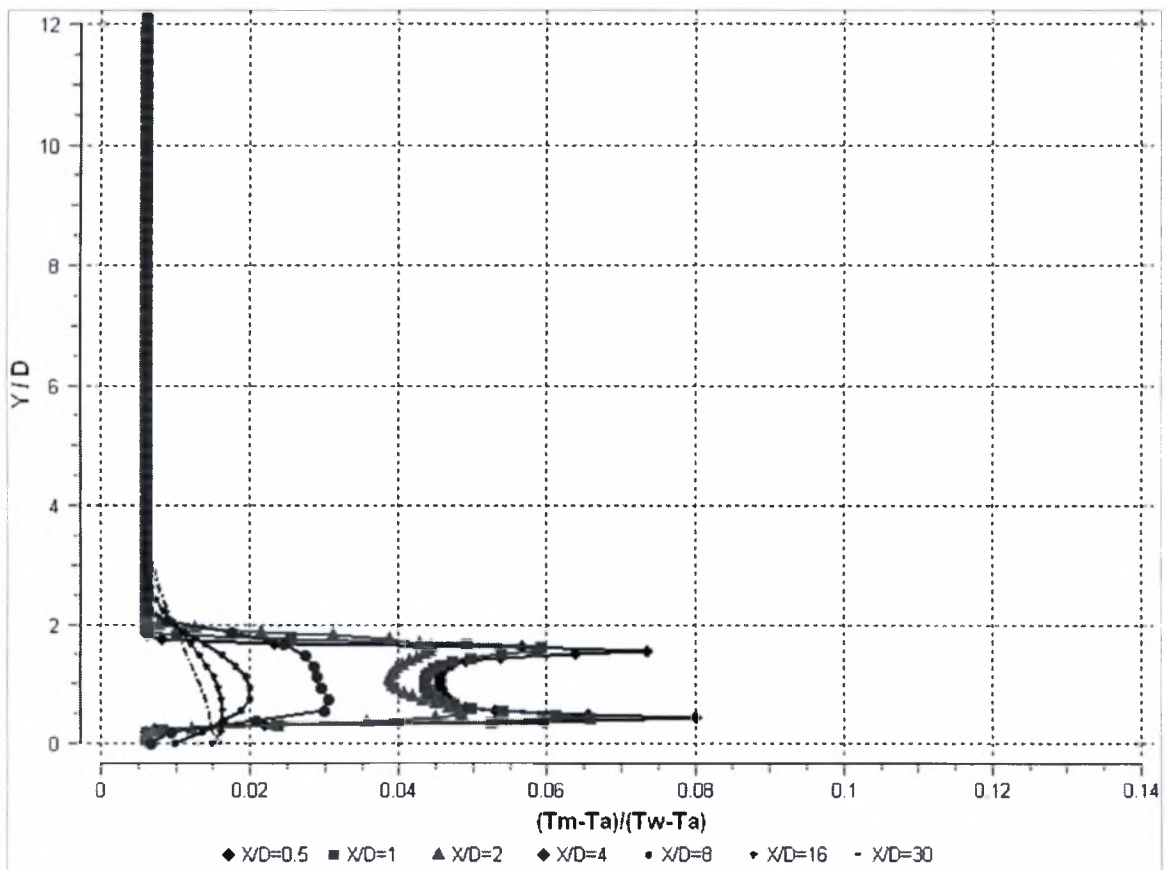


5.216 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=17,7$ & $D=13\text{mm}$

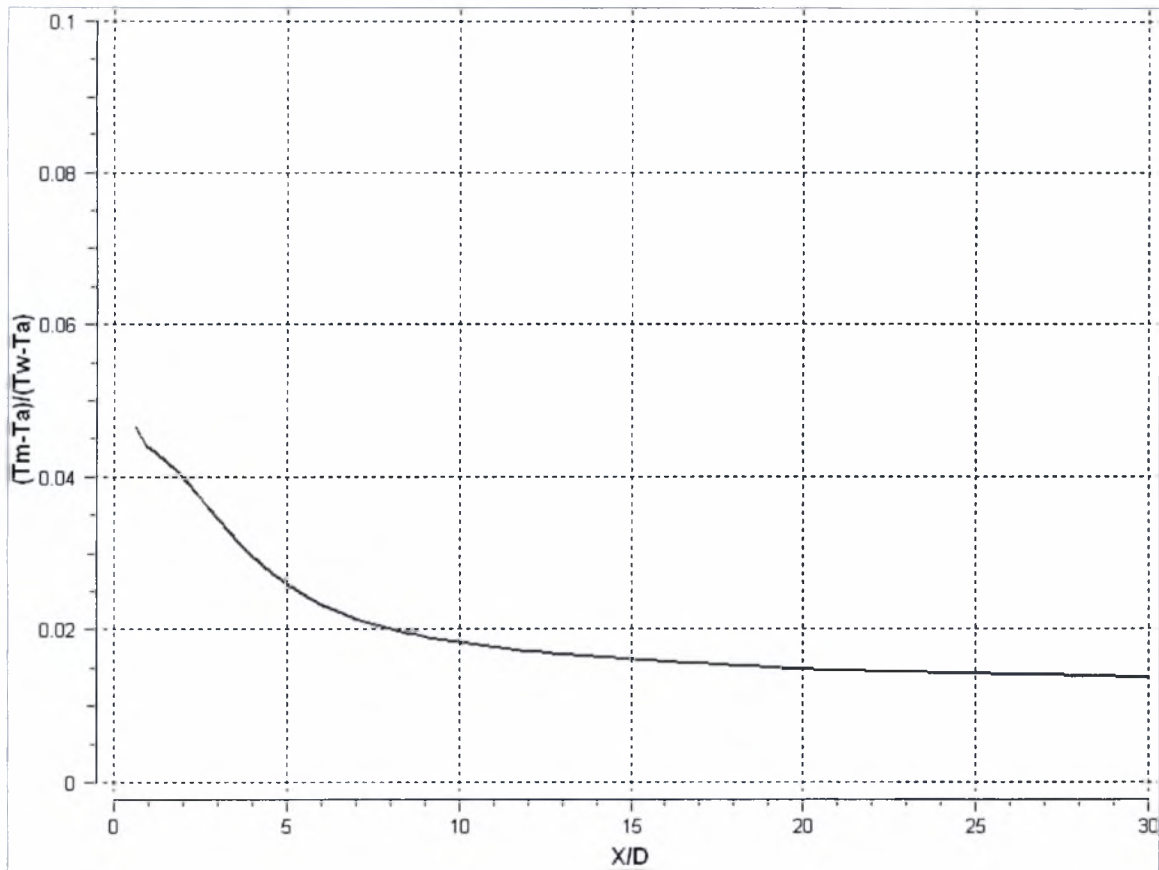
- $H/D=17,6$



5.217 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=17,6$ & $D=13\text{mm}$



5.218 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=17,6$ & $D=13\text{mm}$



5.219 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=17,6$ & $D=13\text{mm}$

Παρατηρείται ότι στη θέση $H/D=9.2$, στο κέντρο της υδροσήραγγας όλα τα μεγέθη της ροής παρουσιάζουν μια κατακόρυφη συμμετρία εκατέρωθεν του κέντρου του κυλίνδρου. Συγκρίνοντας την κατανομή της θερμοκρασίας με την αντίστοιχη της ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής, παρατηρούμε ότι η θερμοκρασία σταθεροποιείται πιο γρήγορα από την ταχύτητα. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι η σταθεροποίηση της θερμοκρασίας πραγματοποιείται περίπου σε απόσταση $6-6.5D$ ενώ η ταχύτητα ανακτάται περίπου σε $8-8.5D$. Στην σταθεροποίηση της θερμοκρασίας συμβάλλει και η μοριακή διάχυση. Συμπερασματικά η ανάμειξη του βαθμωτού μεγέθους της θερμοκρασίας πραγματοποιείται αποτελεσματικότερα από αυτή του διανυσματικού της ταχύτητας.

Στη θέση $H/D=0.6$ ο κύλινδρος σχεδόν εφάπτεται της ελεύθερης επιφάνειας παρεμποδίζοντας το μεγαλύτερο μέρος του ρευστού να διέλθει από την επάνω επιφάνεια το. Οι διαταραχές στη ροή είναι έντονες και παρατηρούνται σε όλα τα μεγέθη της. Η θερμοκρασιακή κατανομή κατάντη της ροής είναι εμφανώς επηρεασμένη από την παρουσία του ρεύματος αποκοπής κάτι που φαίνεται ξεκάθαρα και από τις ανωμαλίες στην κατανομή θερμοκρασιών κατά μήκος της κεντρικής γραμμής. Συγκρίνοντας την με αυτή της ταχύτητας παρατηρούμε ότι και στις δύο περιπτώσεις οι έντονες διαταραχές λαμβάνουν χώρα από $1D$ ως $3D$. Η θερμοκρασία σταθεροποιείται περίπου σε $5D$ ενώ η ταχύτητα ανακτάται στο μεγαλύτερο ποσοστό σε απόσταση $20D$, τιμή πολύ μεγαλύτερη όχι μόνο σε σχέση με τη θερμοκρασία αλλά και με την κεντρική θέση. Συμπερασματικά η ελεύθερη επιφάνεια ευνοεί την ανάμειξη της θερμοκρασίας, αφού λαμβάνει χώρα πιο πριν, ενώ παρεμποδίζει σε εντυπωσιακό βαθμό αυτήν της ταχύτητας.

Στη θέση 0.7 η ροή είναι πιο σταθεροποιημένη, από τις ισοϋψείς της θερμοκρασίας παρατηρείται ότι έχουμε γενικά χαμηλότερες τιμές θερμοκρασίας. Συγκρίνοντας τις κατανομές κατά μήκος της κεντρικής γραμμής με αυτές της ταχύτητας παρατηρείται ότι ενώ η ανάκτηση της ταχύτητας κυμαίνεται σε παρόμοια επίπεδα, $20D$, η σταθεροποίηση της θερμοκρασίας πραγματοποιείται ακόμα πιο σύντομα σε απόσταση περίπου $2D$.

Οι θέσεις 0.8 και 0.9 παρουσιάζουν χαρακτηριστική ομοιότητα τόσο σε θερμικό όσο και ροϊκό επίπεδο. Η ταχύτητα ανακτάται στο 7-8D ενώ η θερμοκρασία σταθεροποιείται στο 3-4D για 0.8 και 0.9 αντιστοίχως.

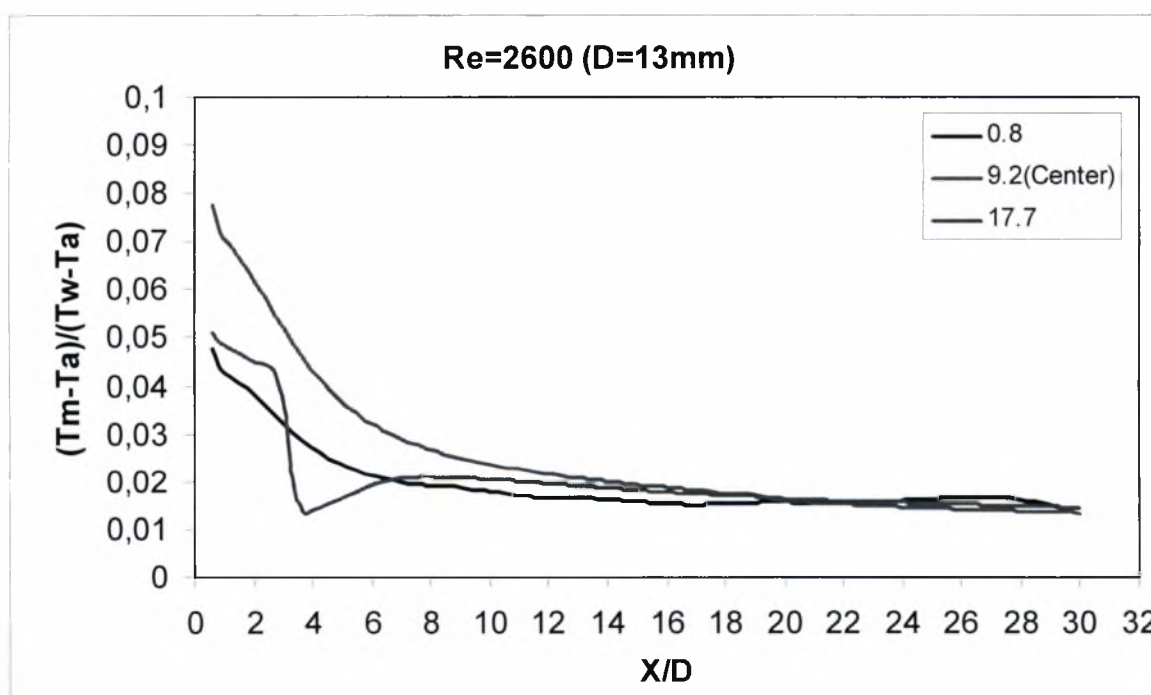
Στην κατώτατη θέση $H/D=17.9$, ή 0.6 από το δάπεδο, παρατηρείται χαοτική συμπεριφορά του ρευστού. Η παρουσία του στερεού δαπέδου συνεπάγεται δημιουργία οριακού στρώματος και αύξηση της στροβιλότητας του ρευστού που ευνοεί την επιτάχυνση και άνοδο του νερού καθώς και την αποκοπή του κύριου απόρου σε απόσταση περίπου 2.5-3D από το κέντρο του κυλίνδρου. Σε αυτή την απόσταση υφίσταται και μια έντονη ανωμαλία στη κατανομή θερμοκρασίας καθώς το επιταχυνόμενο ρεύμα αποκοπής φαίνεται να παρεμποδίζει την ανάμειξη της θερμοκρασίας. Ταχύτητα ανακτάται αρκετά πίσω περίπου στο 20D ενώ η θερμοκρασία σταθεροποιείται περίπου στο 10D. Αξιοσημείωτο είναι ότι μέχρι το 1.5D πίσω από τον κύλινδρο έχουμε μεγαλύτερες τιμές θερμοκρασίας στο κάτω (επιταχυνόμενο) μέρος ενώ από 1.5-3D στο πάνω αυτό, όπως παρατηρείται και στις ισουψείς καμπύλες, οφείλεται στο ανοδικά κινούμενο επιταχυνόμενο ρεύμα αποκοπής το οποίο εκτός των άλλων παρασύρει και μεγάλες θερμικές ποσότητες.

Στις θέσεις 17.8 και 17.7 παρουσιάζονται εμφανείς ομοιότητες με τη θέση 17.9 αφού το ανοδικό επιταχυνόμενο ρεύμα εξακολουθεί να υπάρχει και μάλιστα με αυξητική τάση αφού κορυφώνεται στη θέση 17.7. Θερμοκρασιακά η ροή εξακολουθεί να παρουσιάζει αρκετές ανωμαλίες κυρίως στη θέση 17.8. Το ανοδικό ρεύμα αποκοπής συντελεί με τον ίδιο τρόπο στις θερμοκρασιακές μεταπτώσεις αφού παρασύρει θερμικές ποσότητες προς τα επάνω αυξάνοντας τη θερμοκρασία μετά το 2.5D στη θέση 17.8 και το 3.5D στη θέση 17.7. Η ταχύτητα και στις δύο θέσεις ανακτάται περίπου στο 20D ενώ η θερμοκρασία σταθεροποιείται κοντά στο 10D και στο 7D αντίστοιχα για τις θέσεις 17.8 και 17.7.

Στη θέση 17.6 έχουμε πλέον μορφολογία ροής που παρουσιάζει ομοιότητες με τη κεντρική θέση. Το επιταχυνόμενο ρεύμα στο κάτω μέρος του κυλίνδρου δεν πραγματοποιεί ανοδική πορεία όπως πριν αλλά συνεχίζει επιβραδυνόμενο μέσα στο οριακό στρώμα του δαπέδου. Συνεπώς δε παρατηρούνται έντονες διαταραχές στο θερμοροϊκό πεδίο, οι θερμικές ποσότητες διαχέονται πιο γρήγορα για αυτό το

λόγο έχουμε μικρότερες τιμές θερμοκρασίας. Η ταχύτητα ανακτάται πιο γρήγορα, περίπου στο 13D ενώ η θερμοκρασία σταθεροποιείται στο 8D.

Γενικά παρατηρήθηκε ότι ο μηχανισμός της ανάμειξης των θερμικών ποσοτήτων επηρεάζεται περισσότερο από τον αντίστοιχο των ταχυτήτων. Στο στερεό δάπεδο παρατηρήθηκε το φαινόμενο της «αναγέννησης» της θερμοκρασίας, αιτία το ρεύμα που παρέσυρε θερμικές ποσότητες που ήταν εγκλωβισμένες στις τυρβώδεις δομές μεταξύ κυλίνδρου και δαπέδου. Λόγω του οριακού στρώματος λοιπόν η θερμότητα παγιδεύεται στις μικροδομές αυτές με αποτέλεσμα να μην διαχέεται στο υπόλοιπο ρευστό κατακερματίζοντας έτσι το μηχανισμό της ανάμειξης. Σημειώνεται ότι αυτό το φαινόμενο δεν παρατηρήθηκε κοντά στη διεπιφάνεια. Εκεί δεν υπήρχε οριακό στρώμα με αποτέλεσμα η θερμική ενέργεια να διαχέεται πιο ομοιόμορφα και ταχύτερα στο ρευστό. Συνεπώς η διαδικασία της ανάμειξης των θερμικών ποσοτήτων είναι αποτελεσματικότερη στη διεπιφάνεια από ότι κοντά σε στερεό δάπεδο.



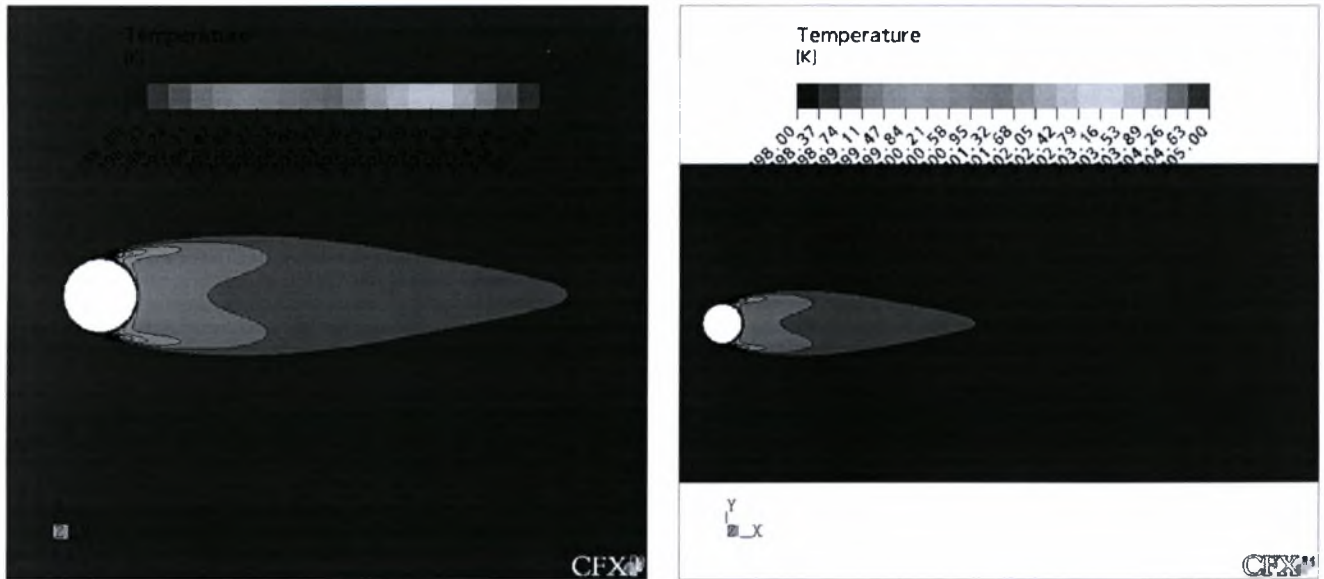
5.220 Συγκριτικό διάγραμμα διαμήκους κατανομής μέσης τιμής θερμοκρασίας για Re=2600

Σε αυτό το συγκεντρωτικό διάγραμμα έχουμε τις κατανομές των θερμοκρασιών κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για την κεντρική θέση και δύο

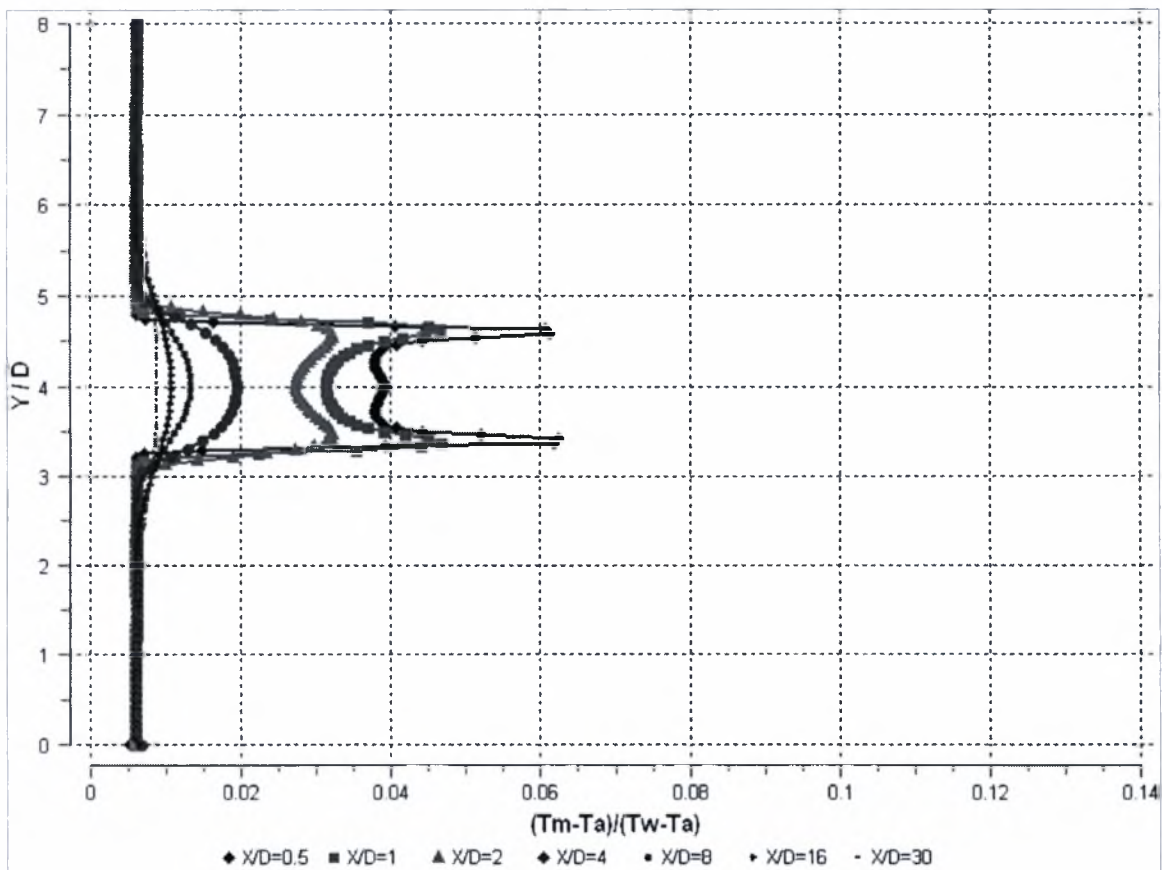
κοντά στα όρια, την 0.8 από τη διεπιφάνεια και από το δάπεδο (17.7). Είναι φανερή η ανωμαλία στη θέση 17.7 για 4D πίσω από τον κύλινδρο, αυτό λόγω του ρεύματος αποκοπής. Παρατηρείται ότι και στις δύο ακραίες θέσεις έχουμε αποτελεσματικότερη ανάμειξη από την κεντρική θέση αφού η θερμοκρασία σταθεροποιείται αρκετά πιο πριν. Επίσης στη θέση 0.8 η θερμοκρασία τείνει να σταθεροποιηθεί πιο γρήγορα κάτι το οποίο αιτιολογήθηκε παραπάνω.

- $H/D = K$ (Κέντρο υδροσήραγγας)

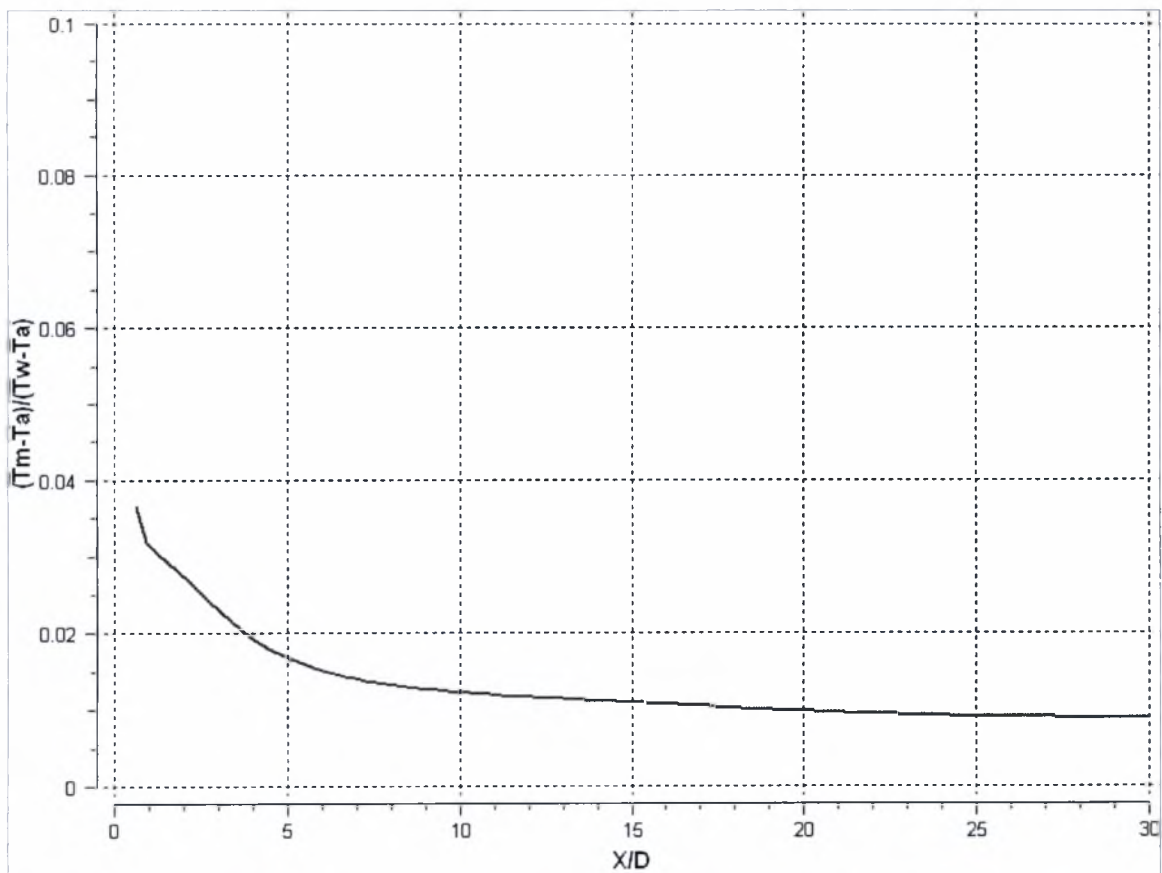
5.2.2. $D=30\text{mm}$



5.221 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=K$ & $D=30\text{mm}$

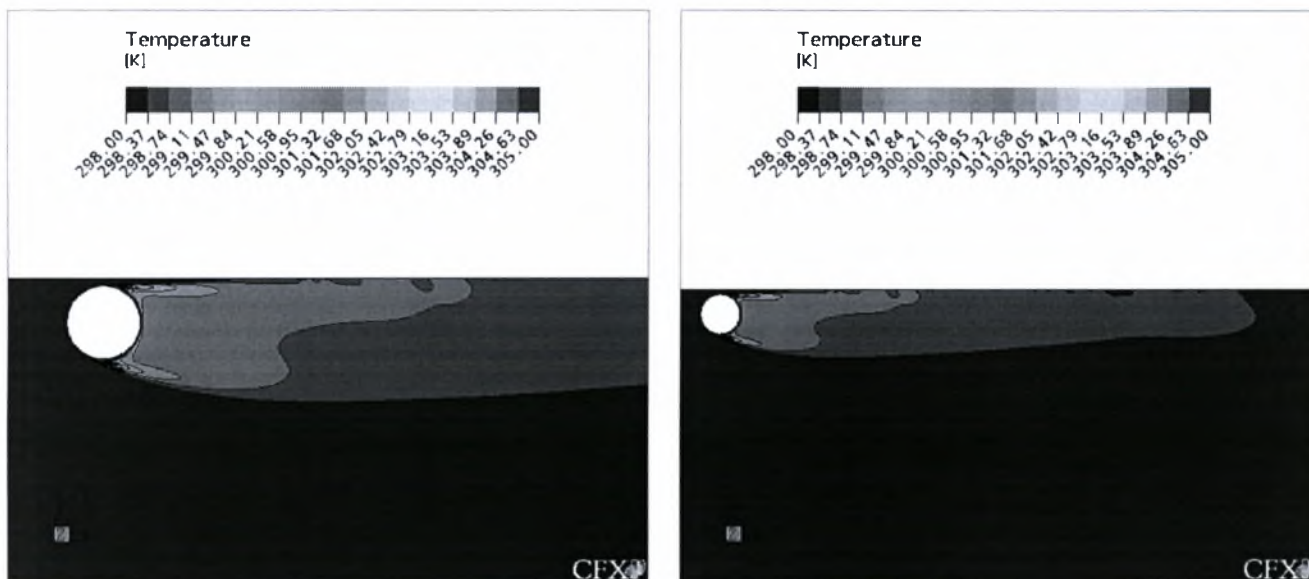


5.222 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=K$ & $D=30\text{mm}$

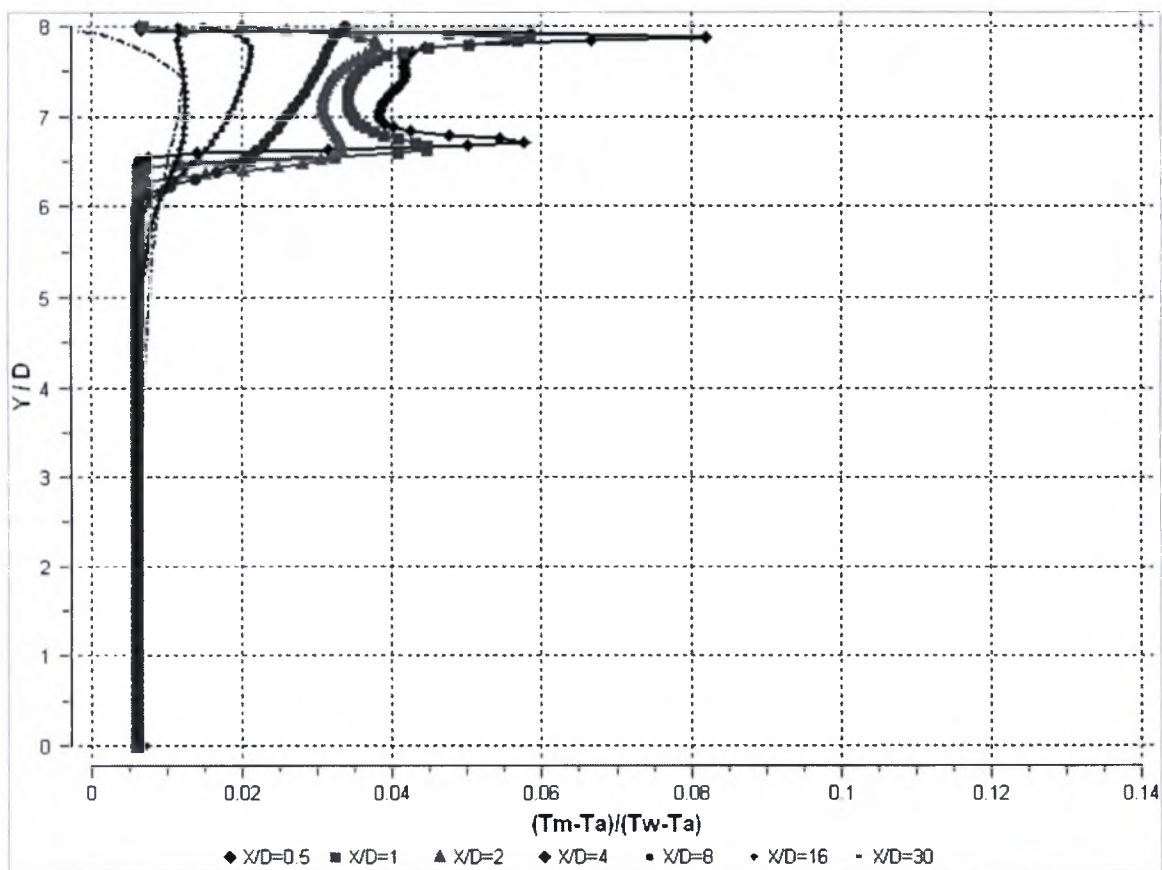


5.223 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=K$ & $D=30\text{mm}$

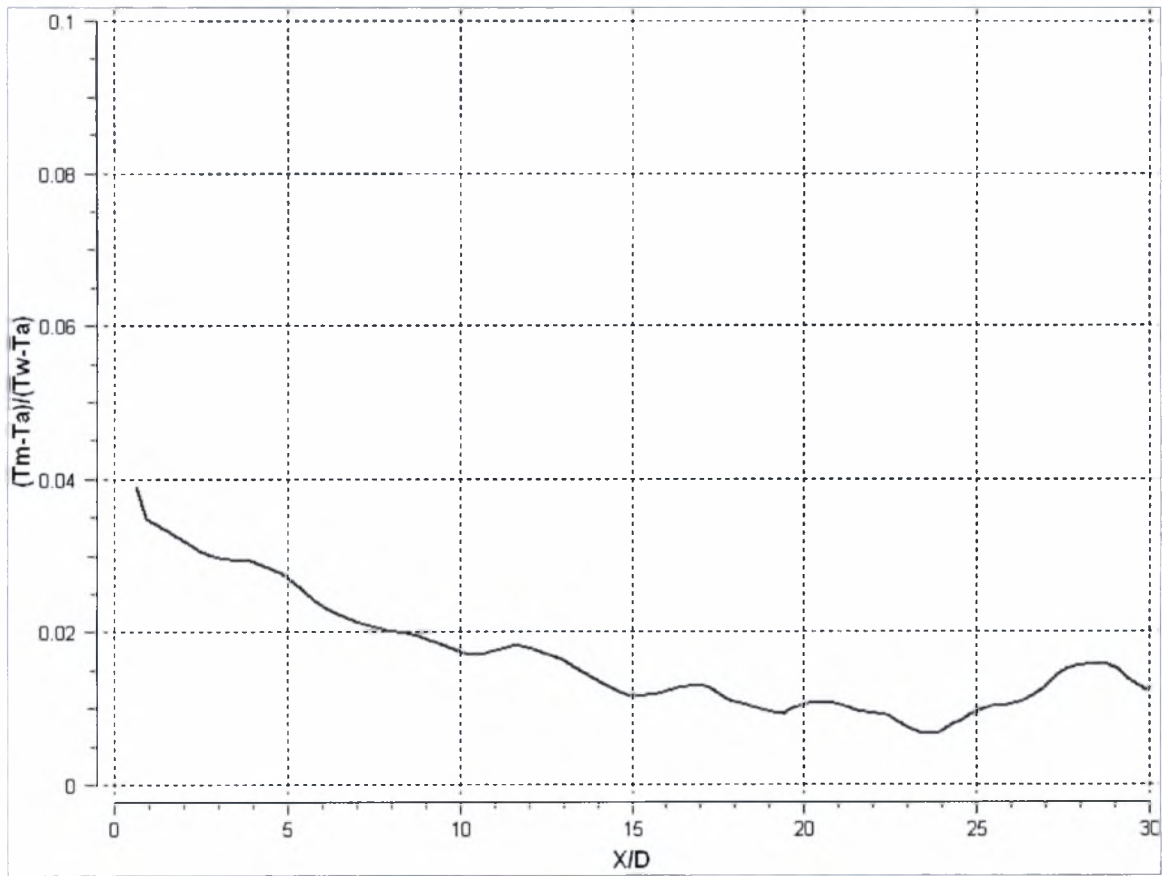
- $H/D = 0,6$



5.224 Ισοϕείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=0,6$ & $D=30\text{mm}$

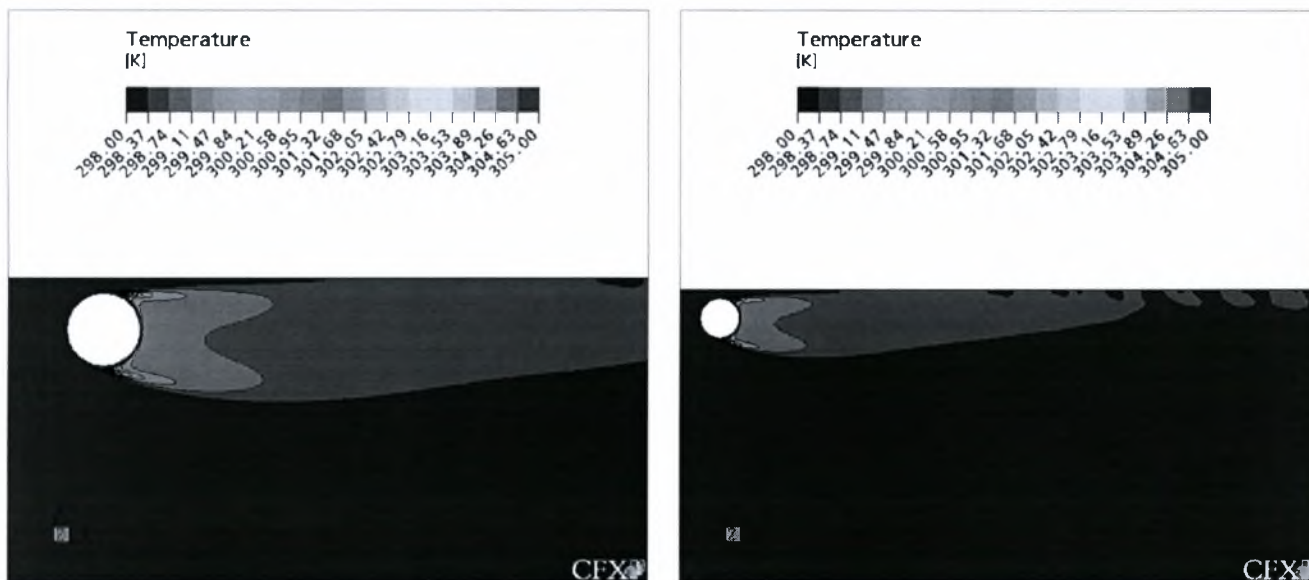


5.225 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=0,6$ & $D=30\text{mm}$

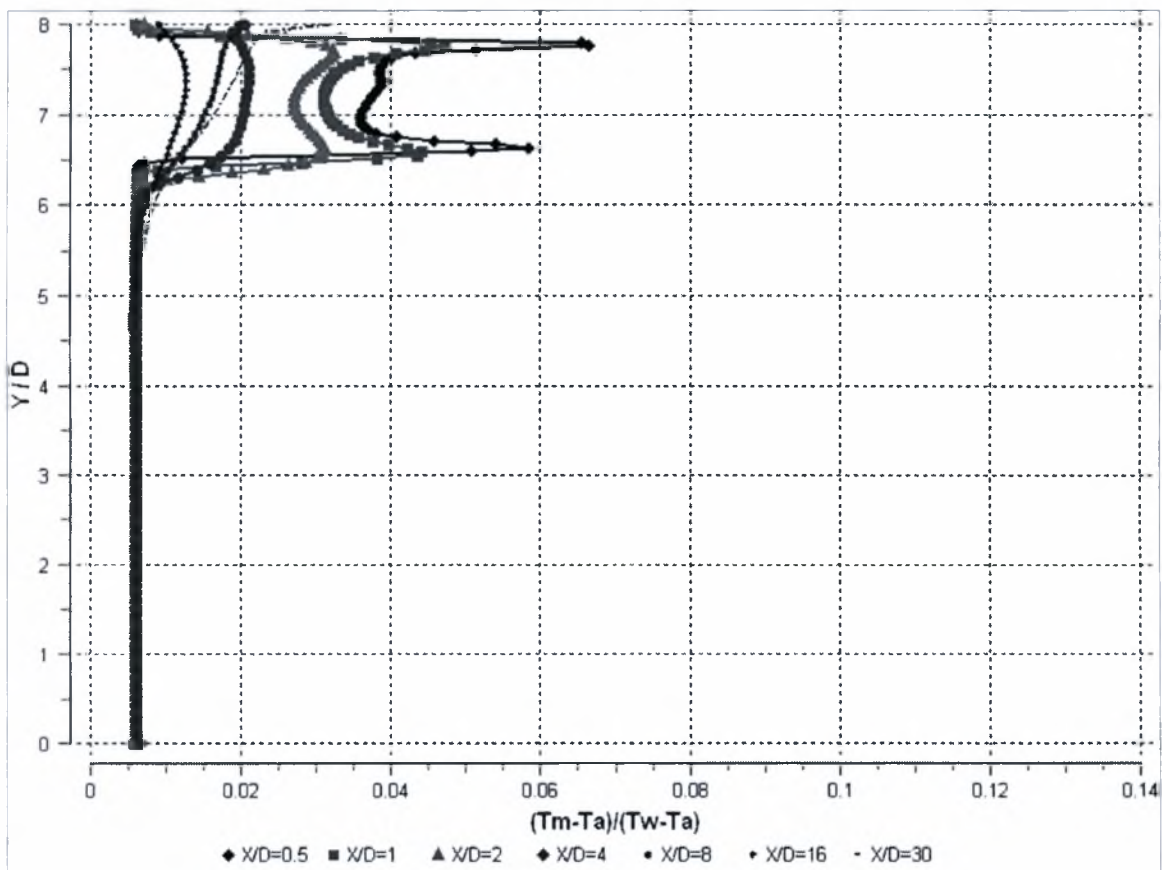


5.226 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0,6$ & $D=30\text{mm}$

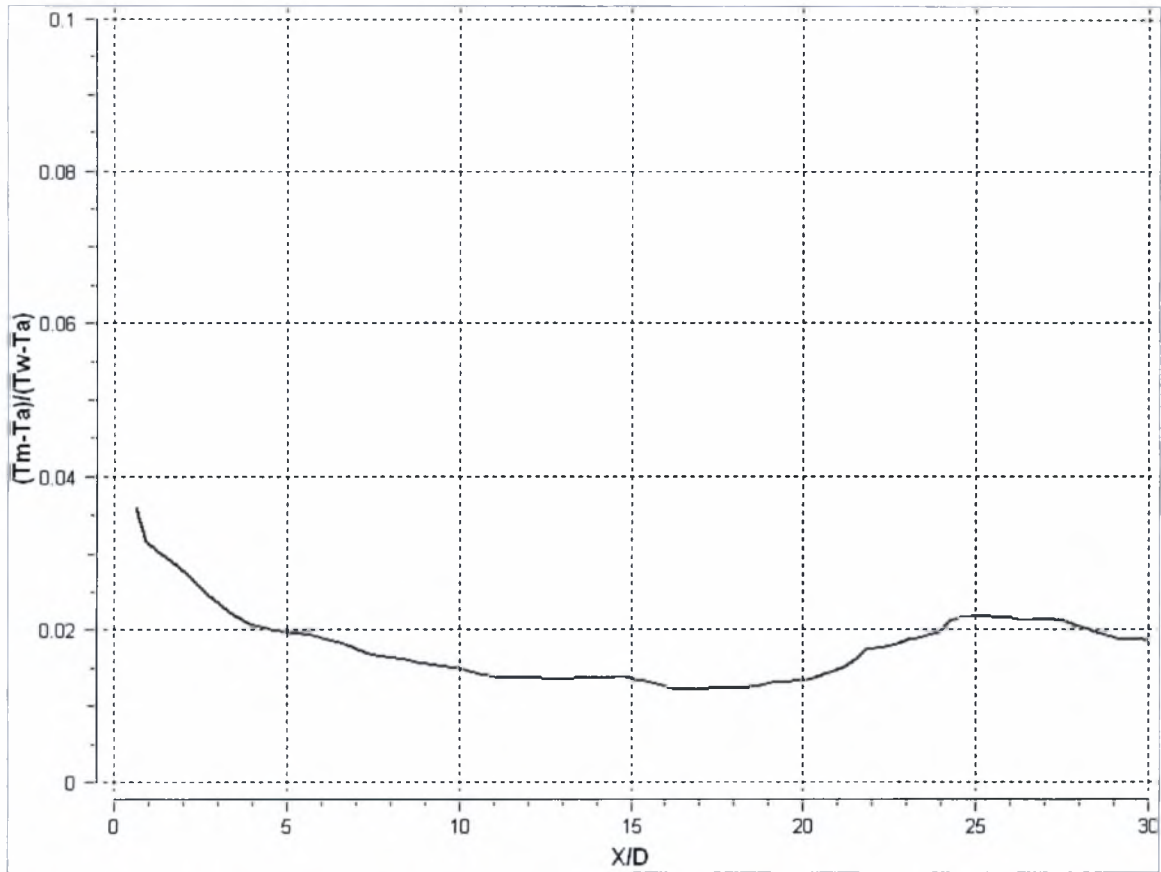
- $H/D = 0,7$



5.227 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=0,7$ & $D=30\text{mm}$

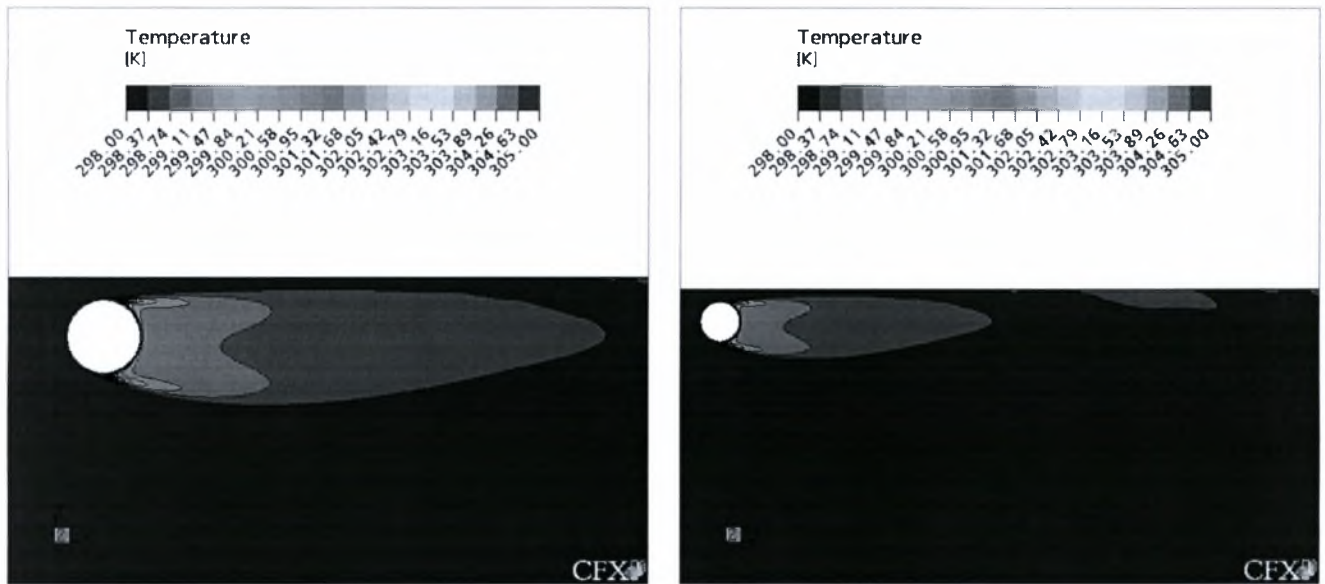


5.228 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=0,7$ & $D=30\text{mm}$

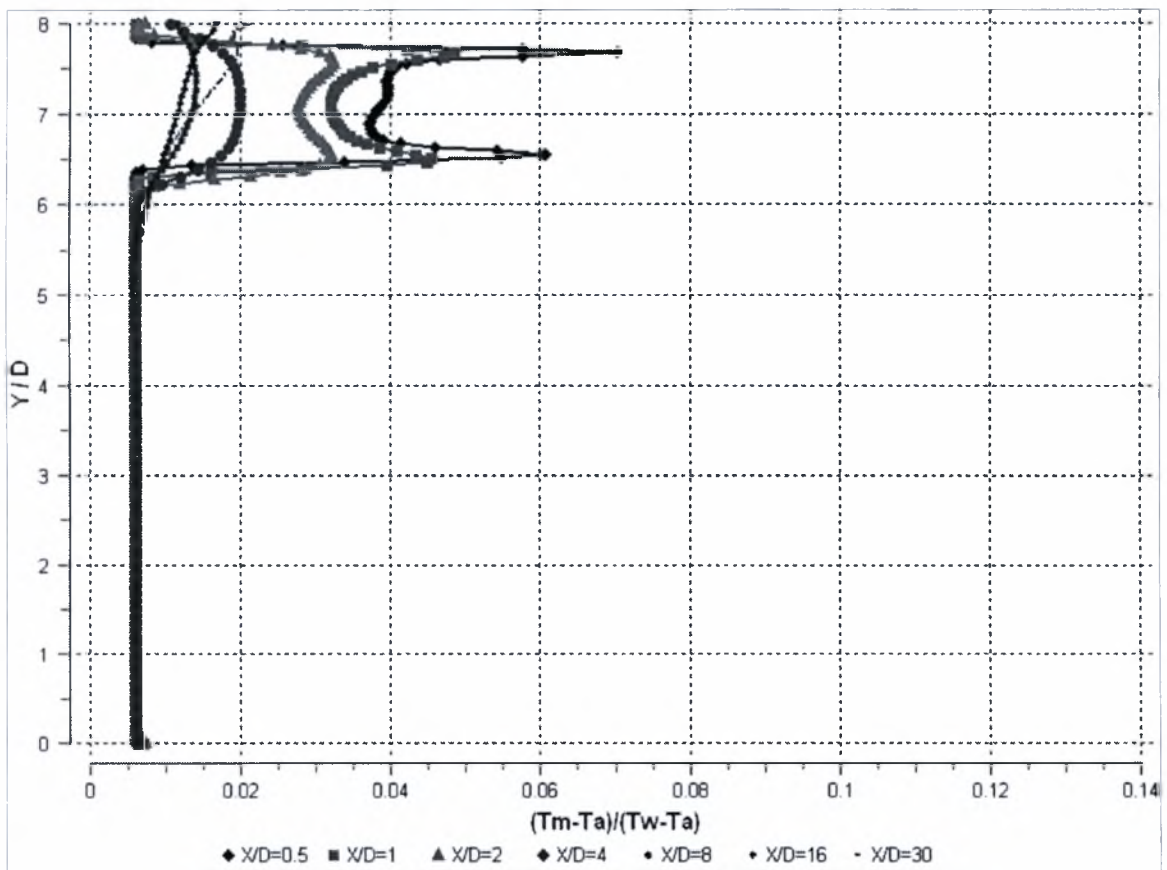


5.229 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0,7$ & $D=30\text{mm}$

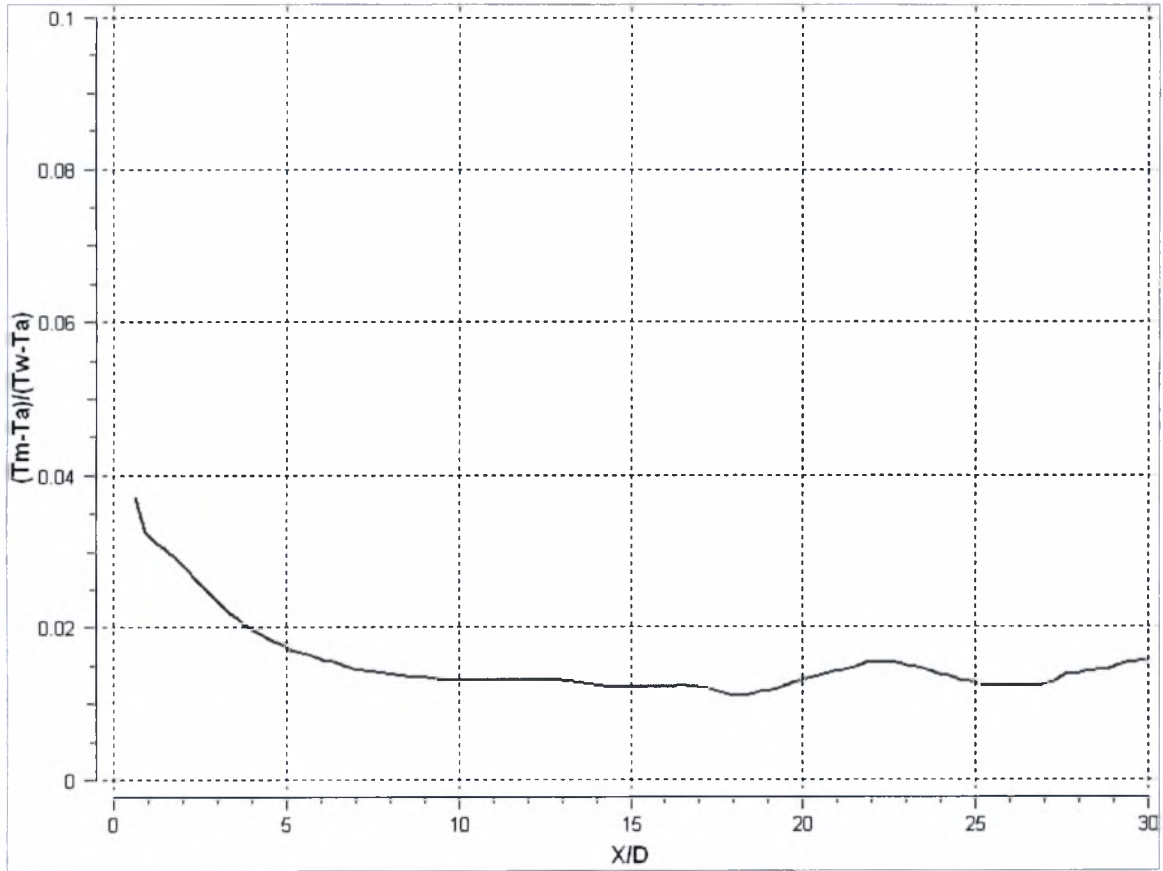
- $H/D = 0,8$



5.230 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=0,8$ & $D=30\text{mm}$

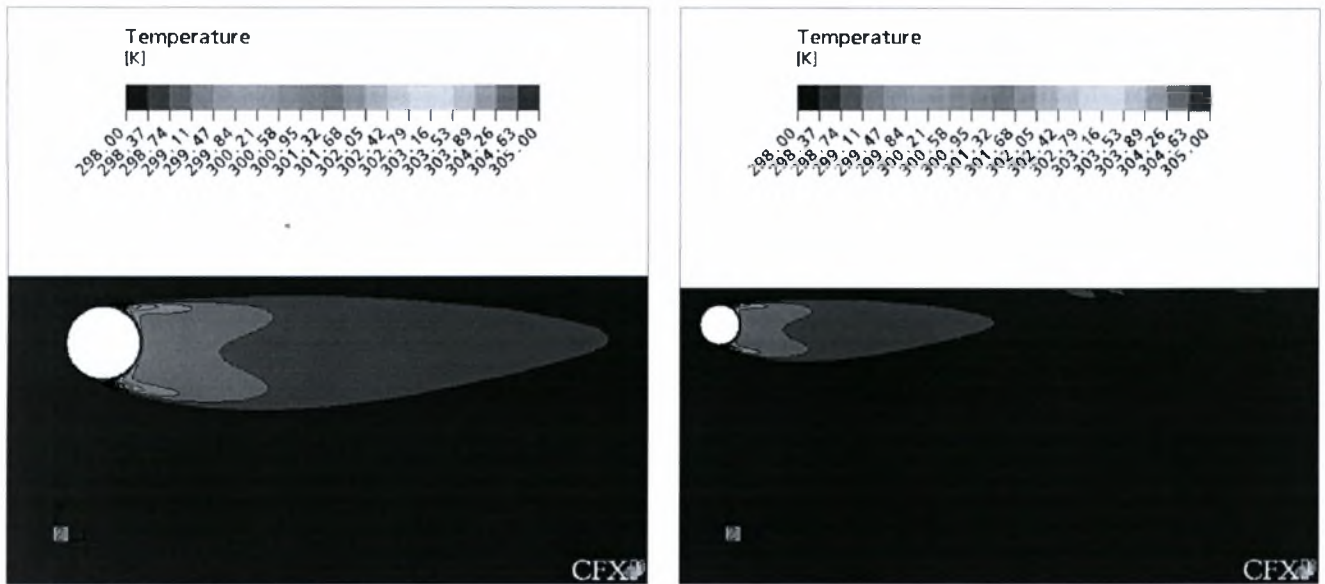


5.231 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=0,8$ & $D=30\text{mm}$

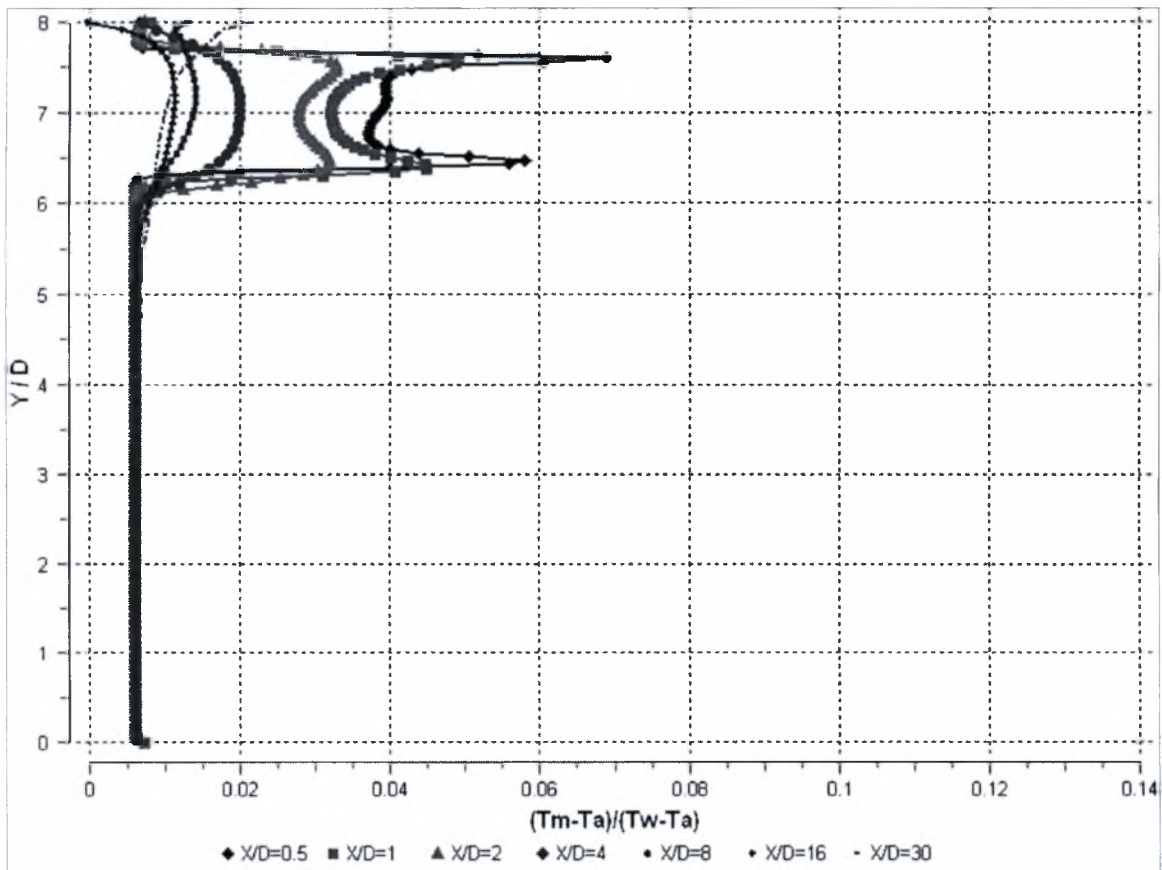


5.232 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0,8$ & $D=30\text{mm}$

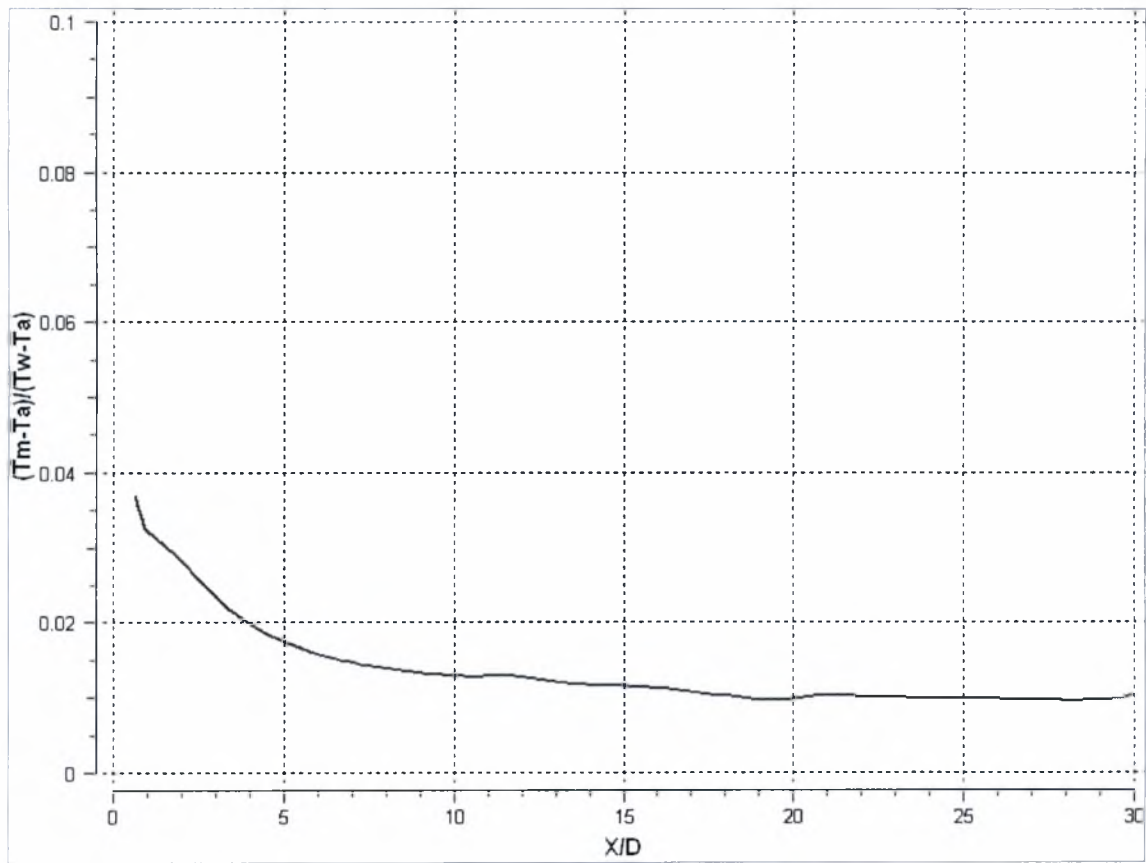
- $H/D = 0,9$



5.233 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=0,9$ & $D=30\text{mm}$

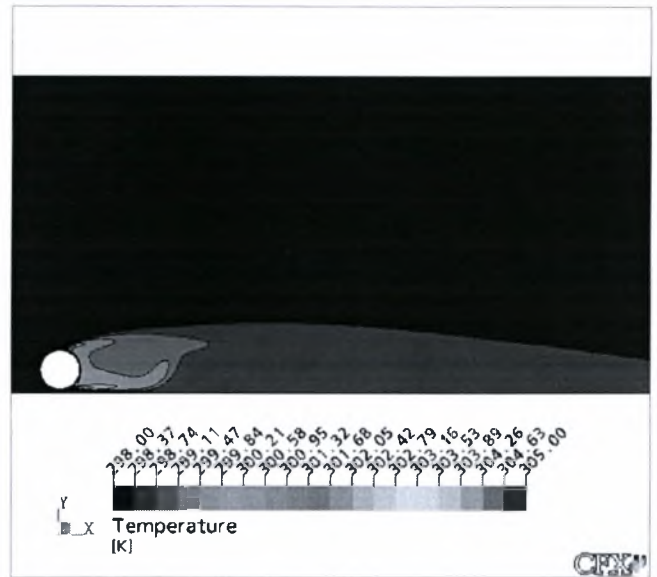
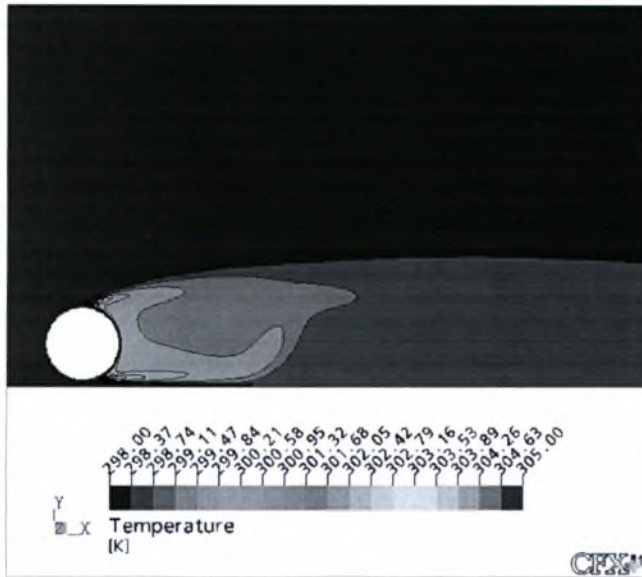


5.234 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=0,9$ & $D=30\text{mm}$

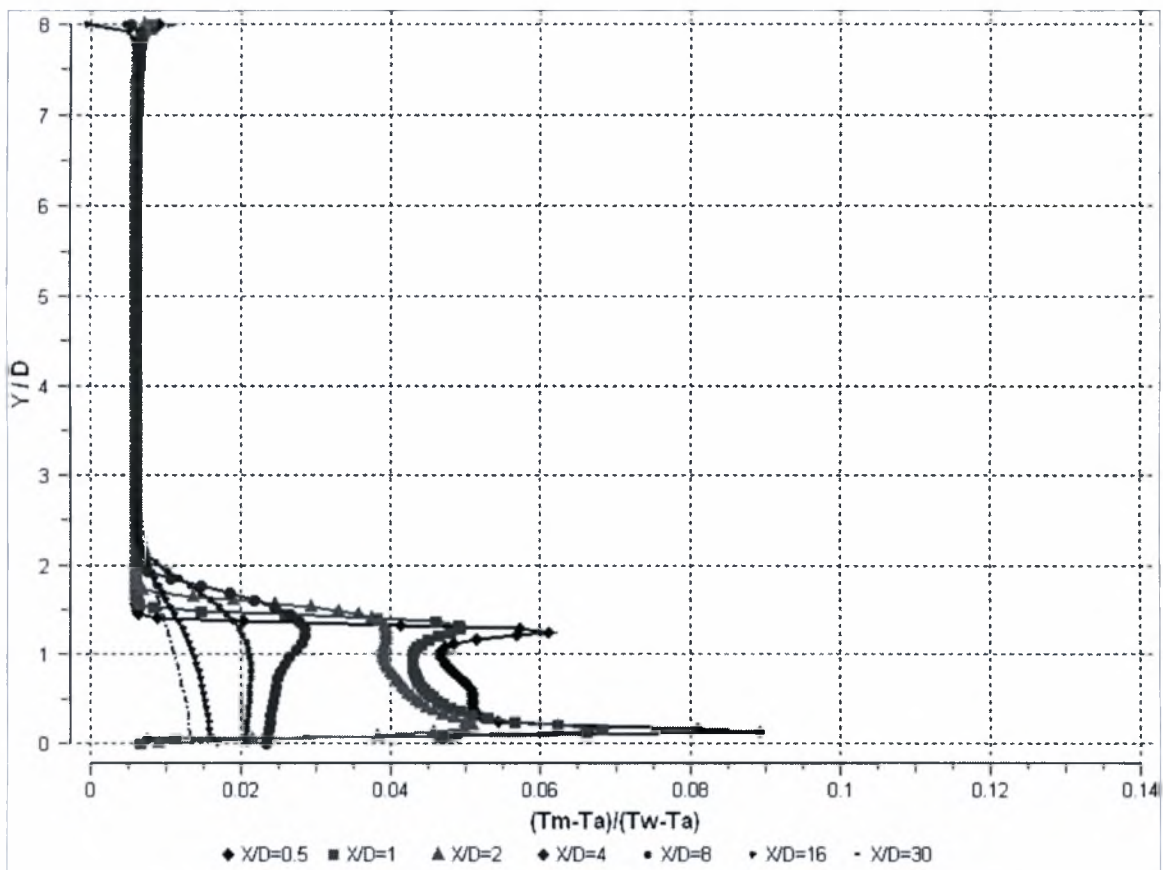


5.235 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0,9$ & $D=30\text{mm}$

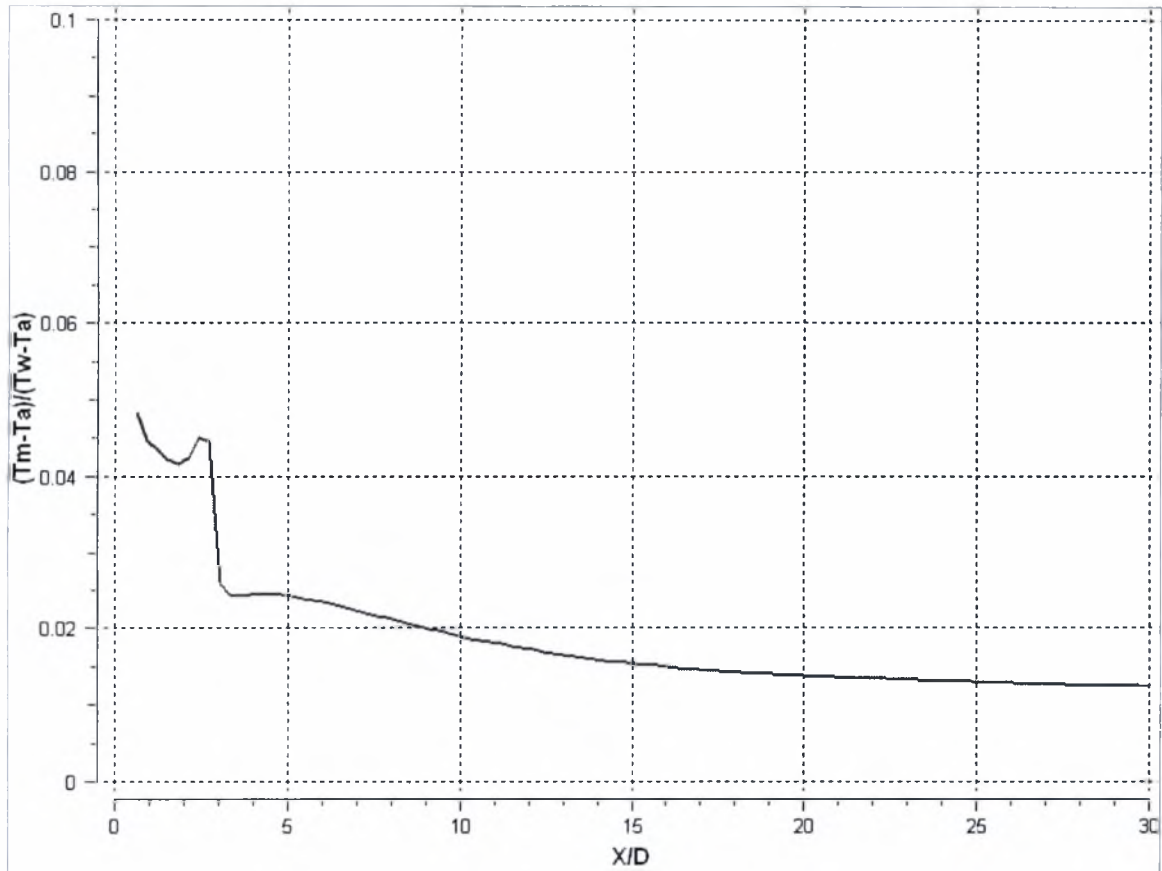
- $H/D=7,4$



5.236 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=7,4$ & $D=30\text{mm}$

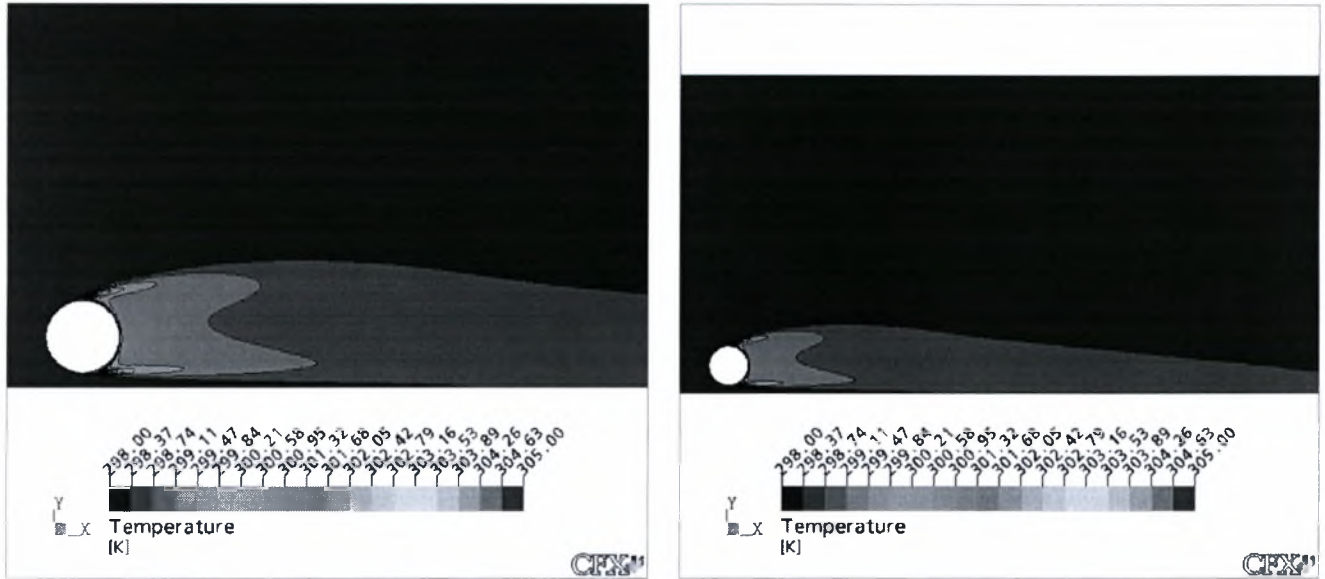


5.237 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=7,4$ & $D=30\text{mm}$

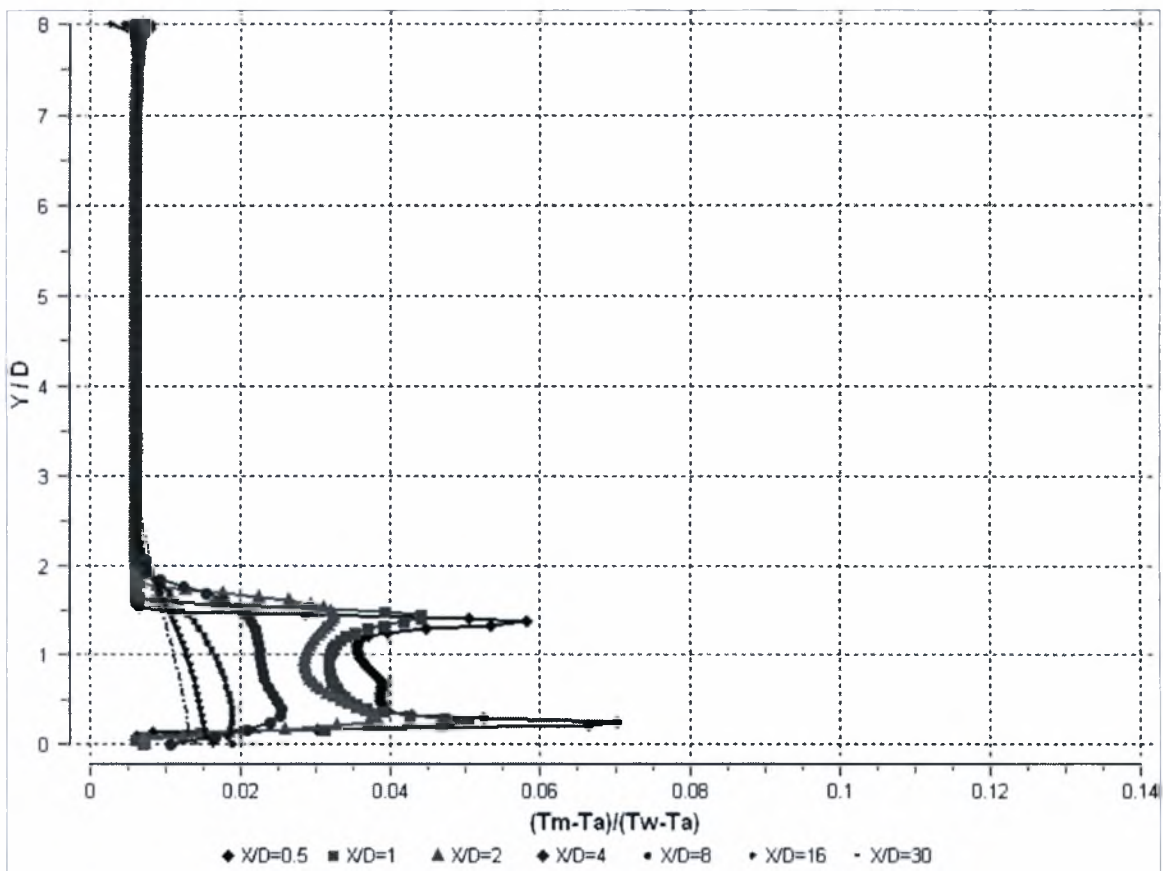


5.238 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=7,4$ & $D=30\text{mm}$

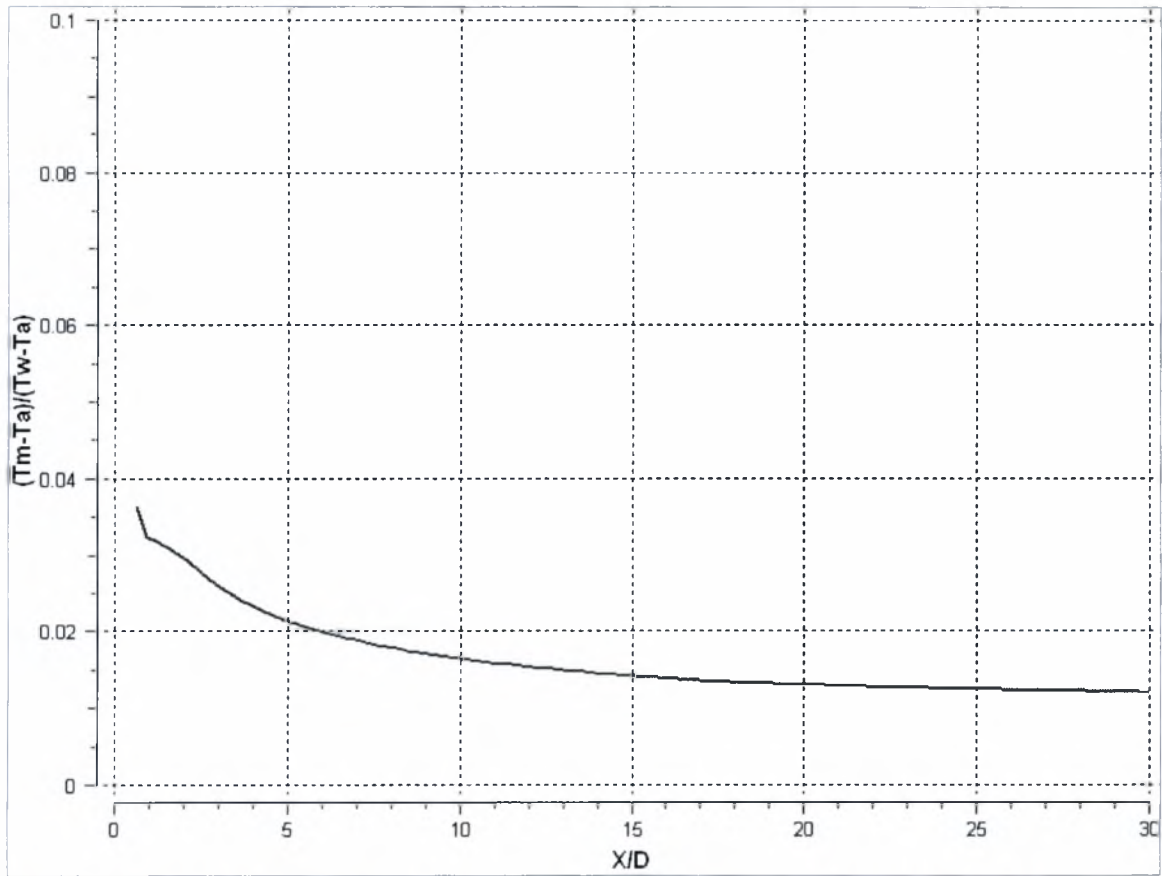
- $H/D=7,3$



5.239 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=7,3$ & $D=30\text{mm}$

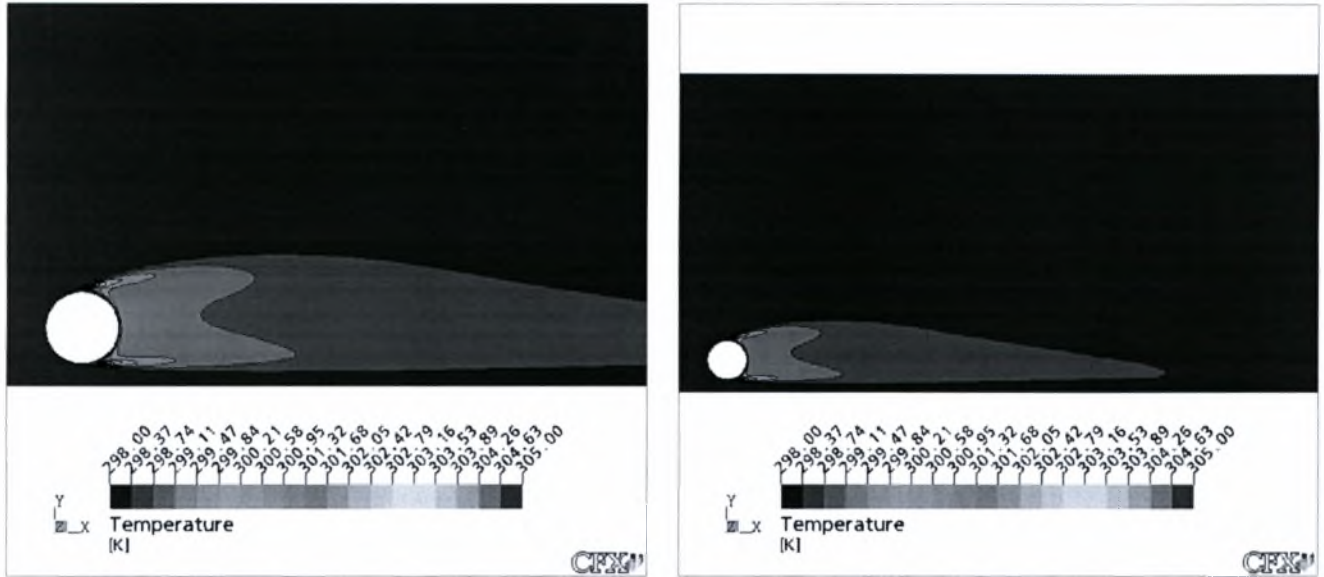


5.240 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=7,3$ & $D=30\text{mm}$

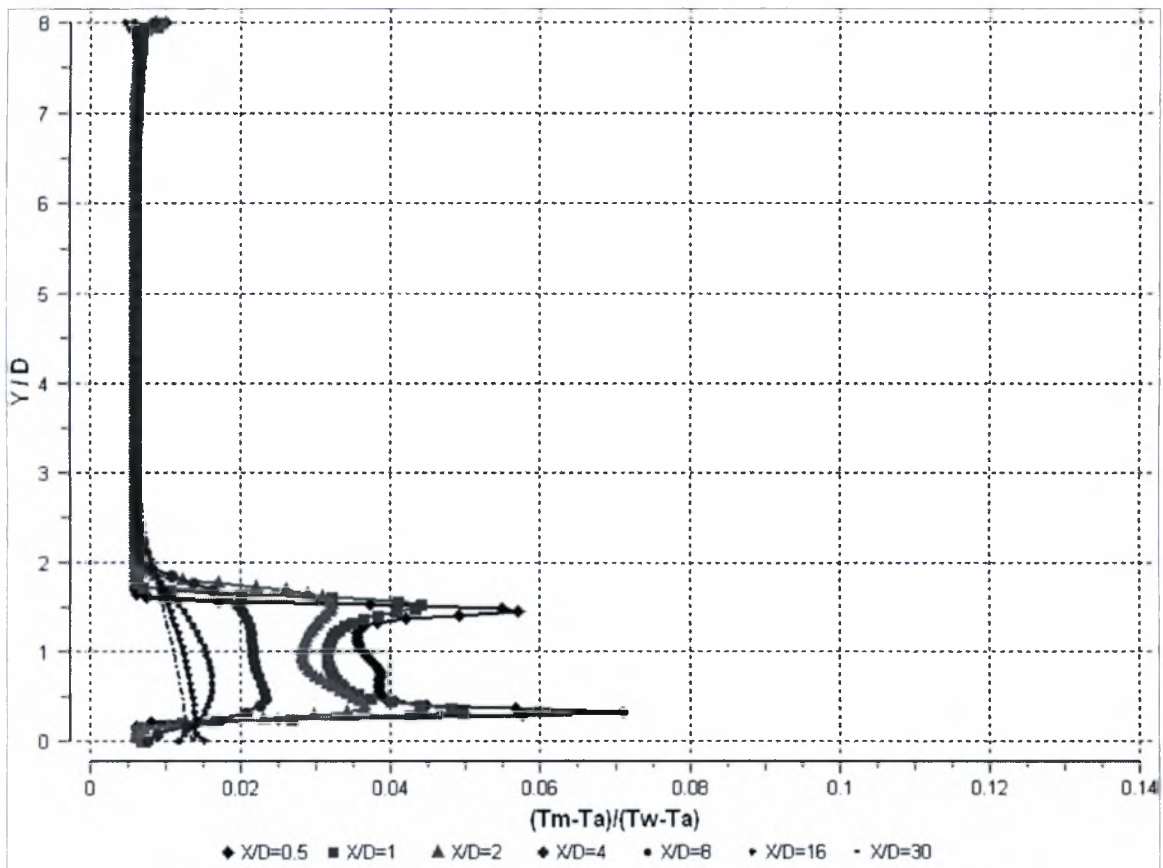


5.241 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=7,3$ & $D=30\text{mm}$

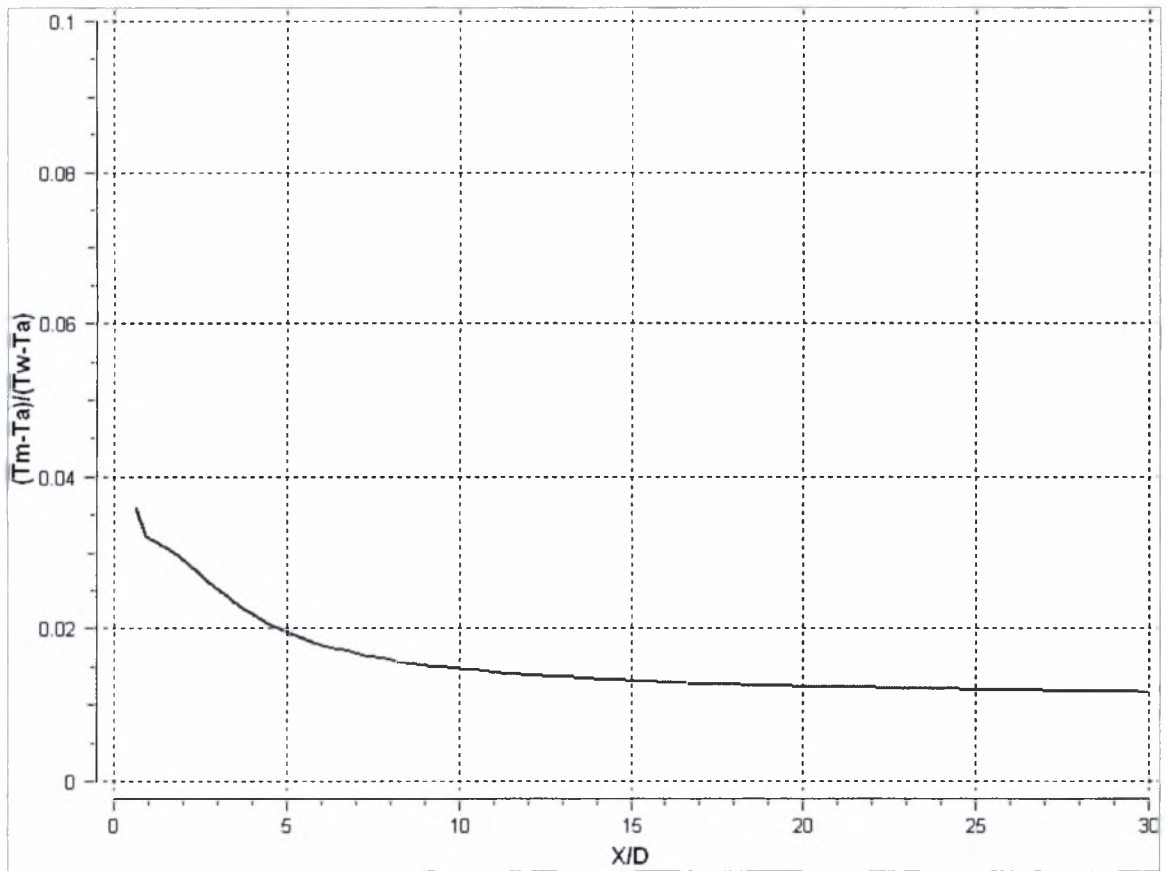
- $H/D=7,2$



5.242 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=7,2$ & $D=30\text{mm}$

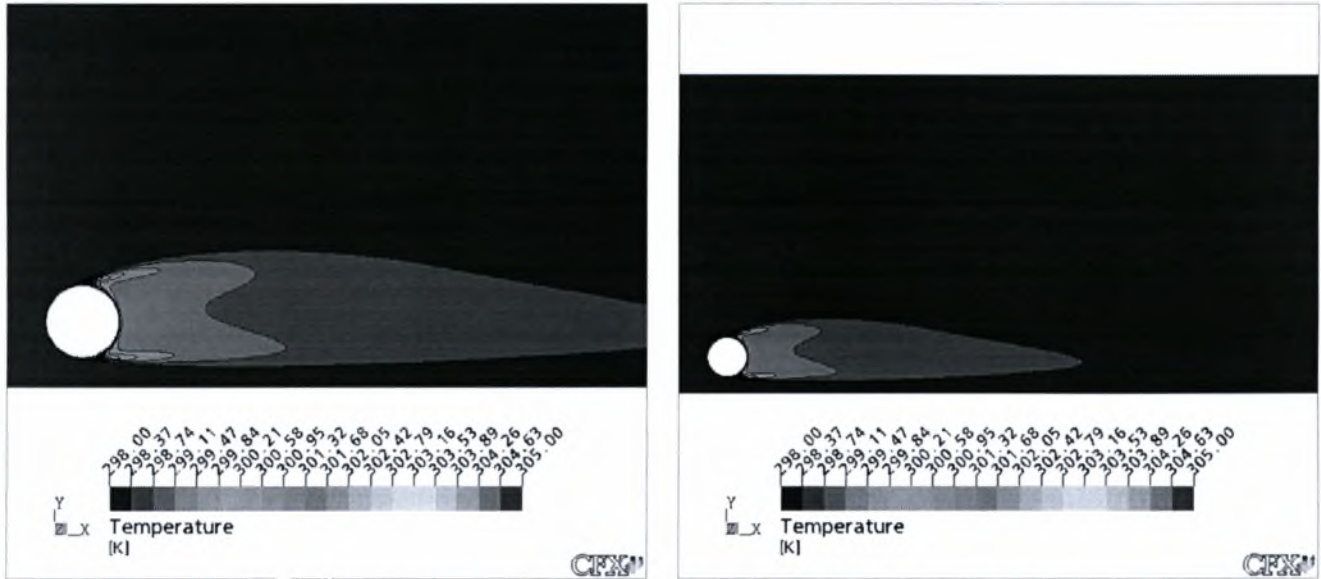


5.243 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=7,2$ & $D=30\text{mm}$

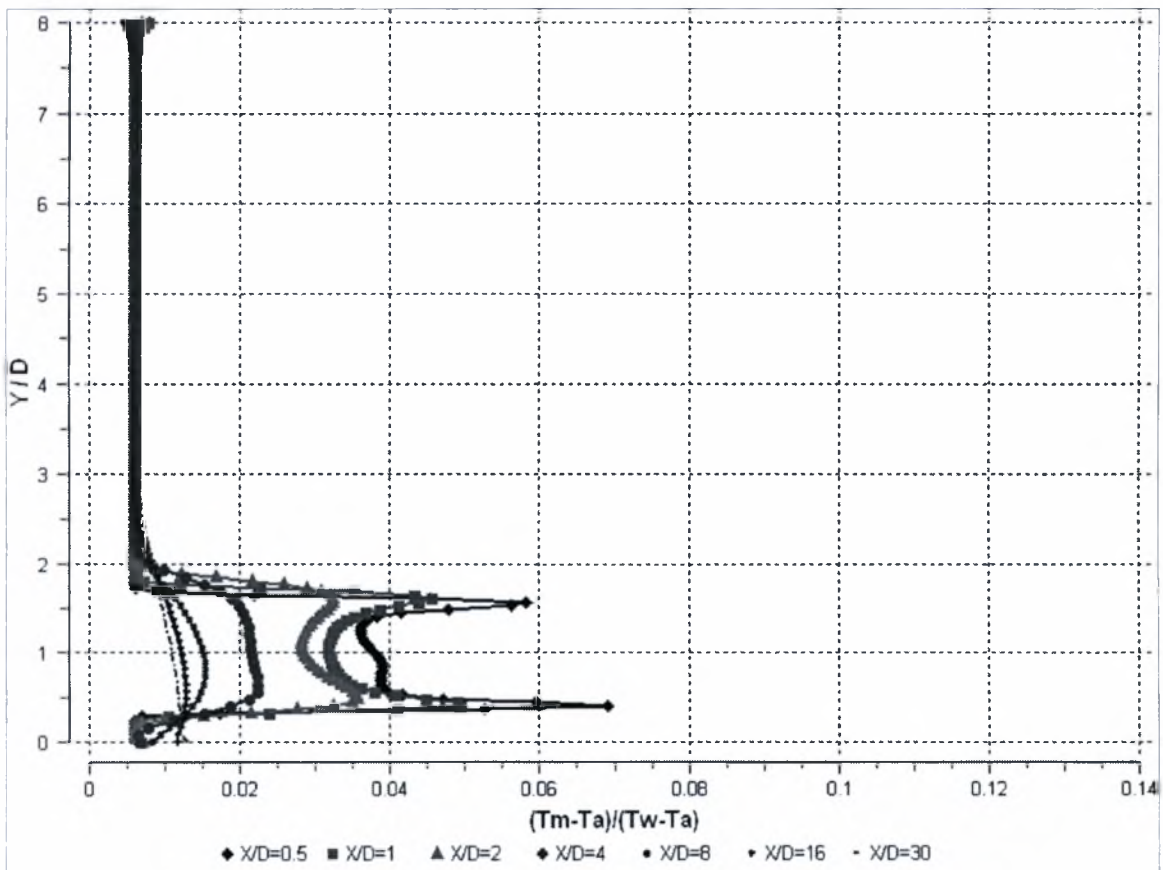


5.244 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=7,2$ & $D=30\text{mm}$

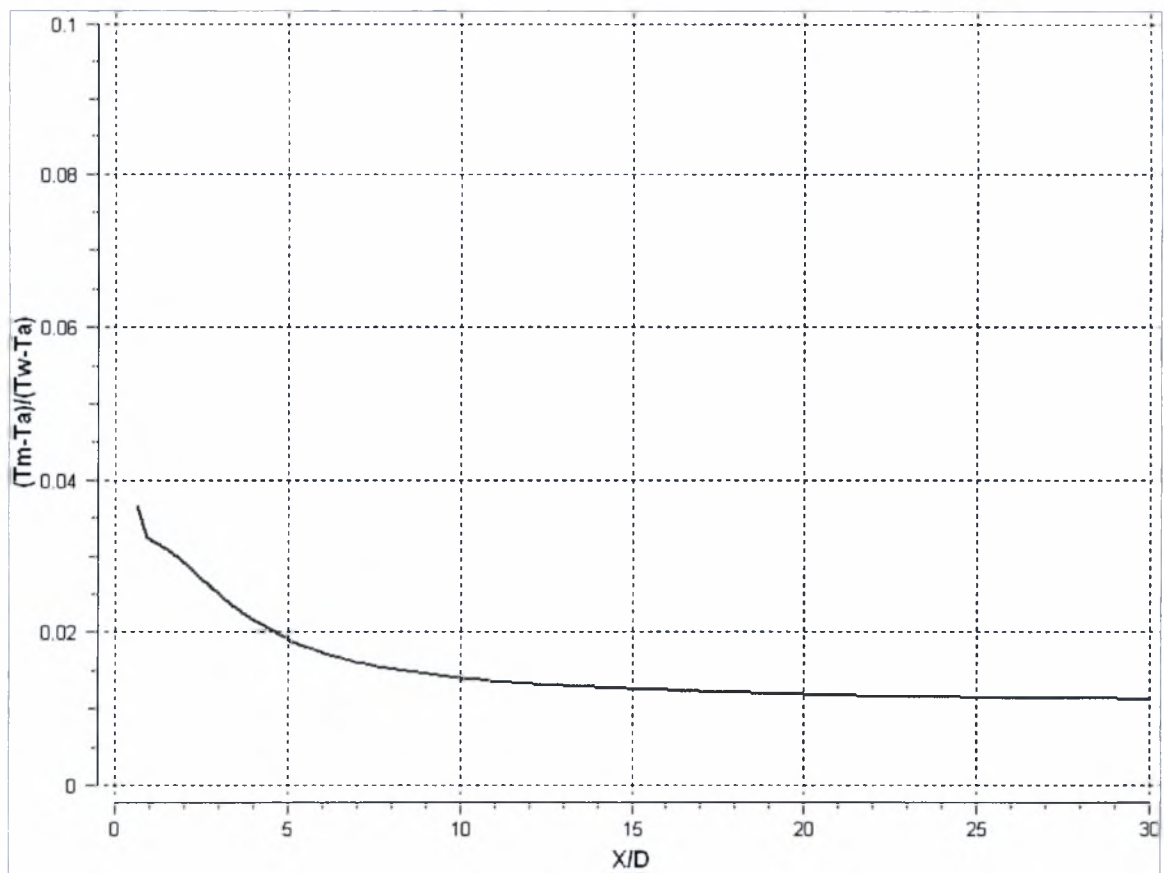
- $H/D=7,1$



5.245 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=7,1$ & $D=30\text{mm}$



5.246 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=7,1$ & $D=30\text{mm}$



5.247 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=7,1$ & $D=30\text{mm}$

Παρατηρείται ότι στη θέση $H/D=4.0$, στο κέντρο της υδροσήραγγας όλα τα μεγέθη της ροής παρουσιάζουν μια κατακόρυφη συμμετρία εκατέρωθεν του κέντρου του κυλίνδρου. Συγκρίνοντας την κατανομή της θερμοκρασίας με την αντίστοιχη της ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής, παρατηρούμε ότι η θερμοκρασία σταθεροποιείται πιο γρήγορα από την ταχύτητα. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι η σταθεροποίηση της θερμοκρασίας πραγματοποιείται περίπου σε απόσταση $4D$ ενώ η ταχύτητα ανακτάται περίπου σε $10D$. Στην σταθεροποίηση της θερμοκρασίας συμβάλλει και η μοριακή διάχυση. Συμπερασματικά η ανάμειξη του βαθμωτού μεγέθους της θερμοκρασίας πραγματοποιείται αποτελεσματικότερα από αυτή του διανυσματικού της ταχύτητας.

Στη θέση $H/D=0.6$ ο κύλινδρος σχεδόν εφάπτεται της ελεύθερης επιφάνειας παρεμποδίζοντας το μεγαλύτερο μέρος του ρευστού να διέλθει από την επάνω επιφάνεια του. Οι διαταραχές στη ροή είναι εμφανείς και παρατηρούνται σε όλα τα μεγέθη της. Η θερμοκρασιακή κατανομή κατάντη της ροής δείχνει μια μεγαλύτερη συγκέντρωση θερμοκρασίας κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια όπου και οι ταχύτητες είναι χαμηλότερες. Παρατηρούμε ότι η θερμοκρασία σταθεροποιείται περίπου σε $10D$ ενώ η ταχύτητα ανακτάται στο μεγαλύτερο ποσοστό σε απόσταση $17D$, τιμή πολύ μεγαλύτερη όχι μόνο σε σχέση με τη θερμοκρασία αλλά και με την κεντρική θέση.

Στη θέση 0.7 η ροή είναι πιο σταθεροποιημένη, από τις ισοϋψείς της θερμοκρασίας παρατηρείται ότι έχουμε γενικά χαμηλότερες τιμές θερμοκρασίας. Συγκρίνοντας τις κατανομές κατά μήκος της κεντρικής γραμμής με αυτές της ταχύτητας παρατηρείται ότι ενώ η ανάκτηση της ταχύτητας κυμαίνεται σε παρόμοια επίπεδα, $20D$, η σταθεροποίηση της θερμοκρασίας πραγματοποιείται ακόμα πιο σύντομα σε απόσταση περίπου $5-6D$. Αξιοσημείωτο σε αυτήν τη θέση το γεγονός ότι έχουμε εμφάνιση κάποιων μεγίστων στην τιμή της θερμοκρασίας σε μεγάλη απόσταση από τον κύλινδρο ξεκινώντας από $20D$ ως $30D$. Μελετώντας αναλυτικότερα τα μεγέθη της ροής παρατηρείται ότι από τα $6D$ υπάρχει μία περιοχή χαμηλών ταχυτήτων κοντά στη διεπιφάνεια, μία τοπική αδράνεια (ίσως και κάποιες μικροδομές τύρβης ή μικρές ανακυκλοφορίες) του ρευστού που πιθανόν συντελεί στη διατήρηση θερμικών ποσοτήτων και την τοπική αύξηση της θερμοκρασίας.

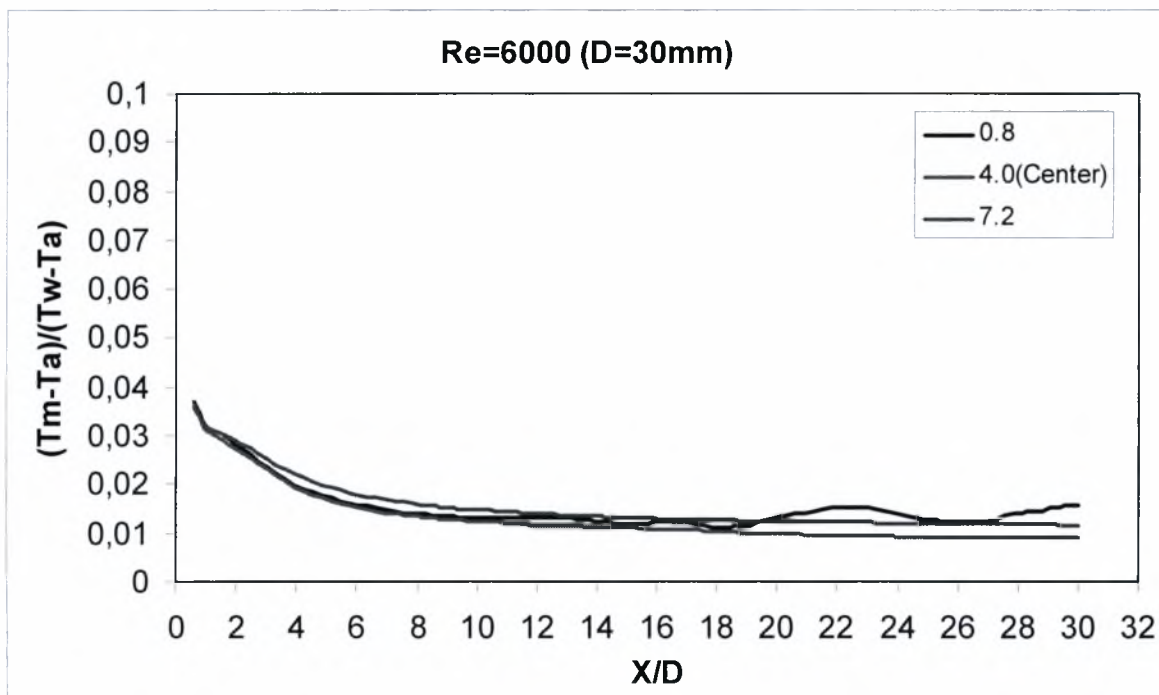
Οι θέσεις 0.8 και 0.9 παρουσιάζουν ομοιότητα τόσο σε θερμικό όσο και ροϊκό επίπεδο. Η ταχύτητα ανακτάται στο 10D ενώ η θερμοκρασία σταθεροποιείται στο 4D. Το φαινόμενο των τοπικών μεγίστων που εμφανίστηκε στη θέση 0.7 εμφανίζεται και στη θέση 0.8 σε μικρότερο βαθμό ενώ στη 0.9 δεν υφίσταται.

Στην κατώτατη θέση $H/D=7.4$, ή 0.6 από το δάπεδο, η παρουσία του στερεού δαπέδου συνεπάγεται δημιουργία οριακού στρώματος και αύξηση της στροβιλότητας (συσσώρευση θερμικών ποσοτήτων) του ρευστού. Σε απόσταση 3-3.5D υφίσταται μια έντονη ανωμαλία στη κατανομή θερμοκρασίας καθώς το επιταχυνόμενο ρεύμα αποκοπής φαίνεται να παρεμποδίζει την ανάμειξη της θερμοκρασίας. Η ταχύτητα ανακτάται αρκετά πίσω περίπου στο 20D ενώ η θερμοκρασία σταθεροποιείται περίπου στο 10D. Αξιοσημείωτο είναι ότι μέχρι το 2.5D πίσω από τον κύλινδρο έχουμε μεγαλύτερες τιμές θερμοκρασίας στο κάτω (επιταχυνόμενο) μέρος ενώ από 2.5-3D στο πάνω. Όπως παρατηρείται και στις ισοϋψείς καμπύλες αυτό οφείλεται στο ανοδικά κινούμενο επιταχυνόμενο ρεύμα αποκοπής το οποίο εκτός των άλλων παρασύρει και μεγάλες θερμικές ποσότητες που είναι εγκλωβισμένες στο οριακό στρώμα του δαπέδου.

Οι θέσεις 7.3, 7.2 και 7.1 παρουσιάζουν εντυπωσιακά όμοια συμπεριφορά. Δεν υφίσταται κάποια σημαντική διαταραχή στη ροή. Η ταχύτητα και στις τρεις θέσεις ανακτάται περίπου στο 12-15D ενώ η θερμοκρασία σταθεροποιείται κοντά στο 5D.

Γενικά παρατηρήθηκε ότι ο μηχανισμός της ανάμειξης των θερμικών ποσοτήτων επηρεάζεται περισσότερο από τον αντίστοιχο των ταχυτήτων. Στο στερεό δάπεδο παρατηρήθηκε το φαινόμενο της «αναγέννησης» της θερμοκρασίας, αιτία το ρεύμα που παρέσυρε θερμικές ποσότητες που ήταν εγκλωβισμένες στις τυρβώδεις δομές μεταξύ κυλίνδρου και δαπέδου. Λόγω του οριακού στρώματος λοιπόν η θερμότητα παγιδεύεται στις μικροδομές αυτές με αποτέλεσμα να μην διαχέεται στο υπόλοιπο ρευστό κατακερματίζοντας έτσι το μηχανισμό της ανάμειξης. Σημειώνεται ότι αυτό το φαινόμενο δεν παρατηρήθηκε κοντά στη διεπιφάνεια. Εκεί δεν υπήρχε οριακό στρώμα με αποτέλεσμα η θερμική ενέργεια να διαχέεται πιο ομοιόμορφα και ταχύτερα στο ρευστό. Συνεπώς η διαδικασία της ανάμειξης των θερμικών ποσοτήτων είναι αποτελεσματικότερη στη διεπιφάνεια από

ότι κοντά σε στερεό δάπεδο. Άξιο προσοχής ήτανε το φαινόμενο που παρατηρήθηκε στις τρεις πρώτες θέσεις τις διεπιφάνειας με κορύφωση στη θέση 0.7. Παρατηρήθηκαν λοιπόν κάποιες συγκεντρώσεις θερμότητας πολύ πίσω από τον κύλινδρο (20-30D) οι οποίες είχαν σαν αποτέλεσμα τη σημαντική τοπική ανύψωση της θερμοκρασίας. Υπενθυμίζεται ότι η τοπική πύκνωση του πλέγματος φτάνει ως 20D από το κέντρο του κυλίνδρου. Υπάρχει λοιπόν πιθανότητα αυτές οι τοπικές αυξήσεις της θερμοκρασίας να είναι αποτέλεσμα υπολογιστικού σφάλματος λόγω του ότι έχουμε ραγδαία αραιώση του υπολογιστικού πλέγματος από το 20D και μετά. Οπότε κάποιες ποσότητες που έτειναν να εξαλειφθούν, με την απότομη αραιώση του πλέγματος να ?μεγάλωσαν? (μεγέθυνση υπολογιστικού σφάλματος από κόμβο σε κόμβο).



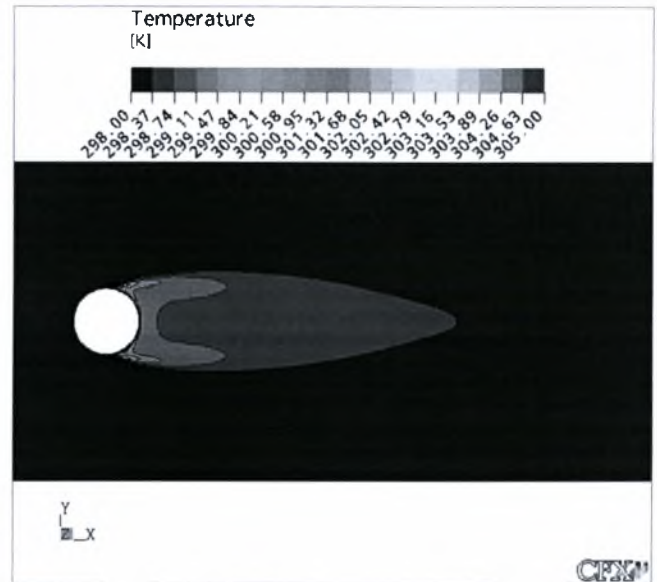
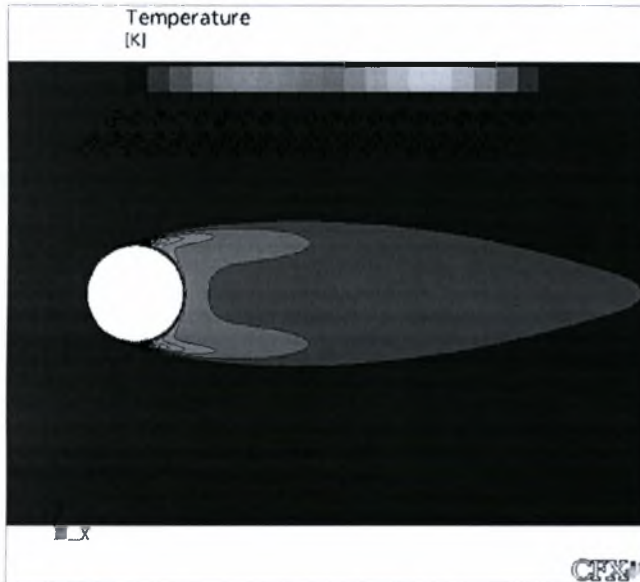
5.248 Συγκριτικό διάγραμμα διαμήκους κατανομής μέσης τιμής θερμοκρασίας για Re=6000

Σε αυτό το συγκεντρωτικό διάγραμμα έχουμε τις κατανομές των θερμοκρασιών κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για την κεντρική θέση και δύο κοντά στα όρια, την 0.8 από τη διεπιφάνεια και από το δάπεδο (7.2). Παρατηρείται, σε αντίθεση με τον κύλινδρο με $D=13$ [mm], ότι στην κεντρική θέση έχουμε αποτελεσματικότερη ανάμειξη των θερμικών ποσοτήτων από τις δύο ακραίες θέσεις, κάτι που παρατηρήθηκε και στις ταχύτητες. Επίσης αξιοσημείωτη είναι η

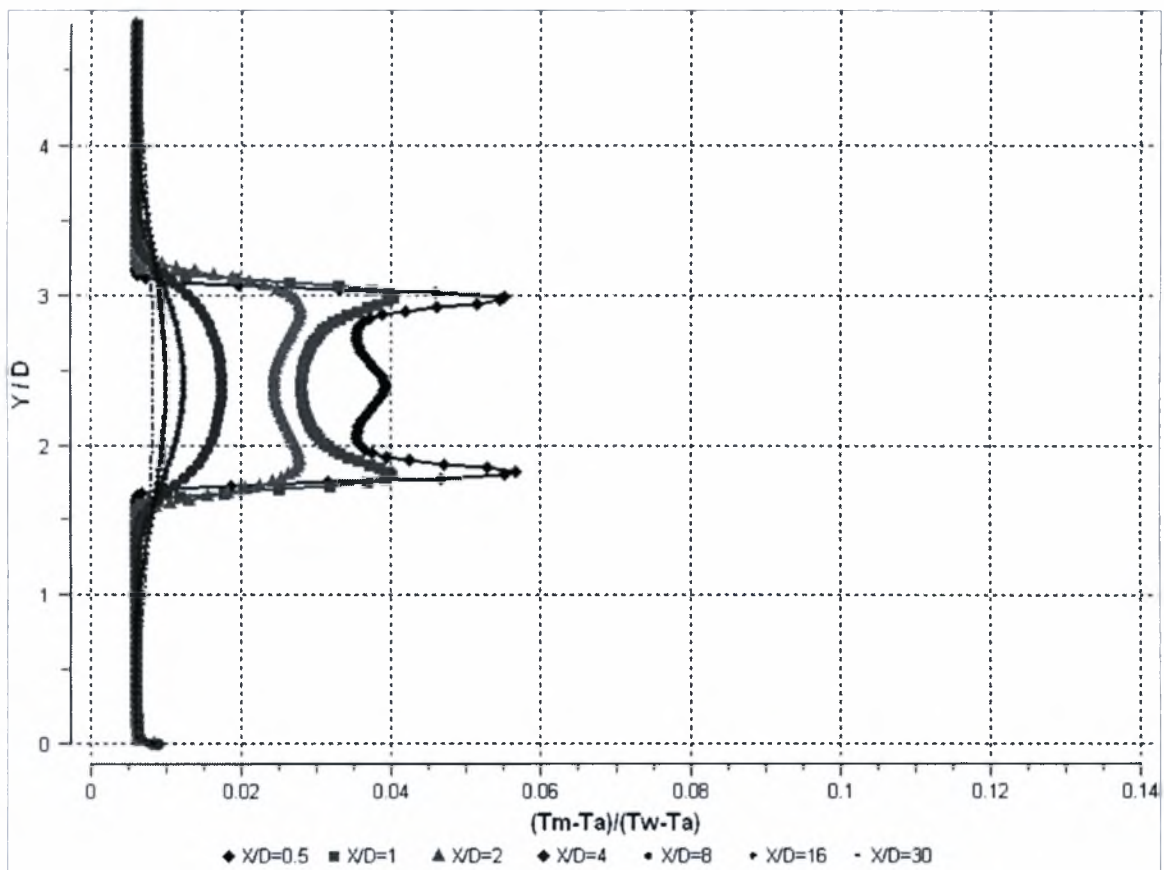
ανωμαλία στη θέση 0.8 από 18 ως 30D που όπως αιτιολογήθηκε και παραπάνω, μπορεί να οφείλεται και στην ραγδαία αραίωση του πλέγματος μετά το 20D.

- $H/D = K$ (Κέντρο υδροσήραγγας)

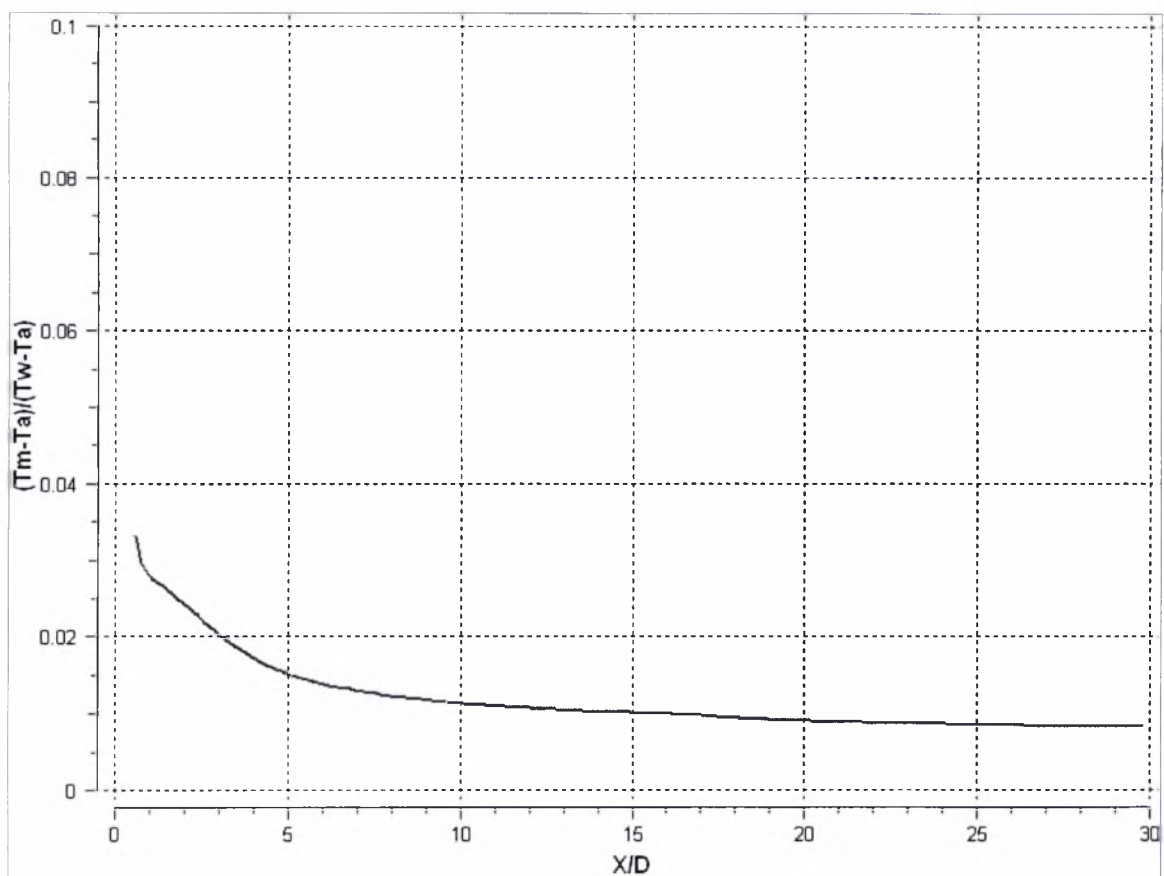
5.2.3. $D=50\text{mm}$



5.249 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=K$ & $D=50\text{mm}$

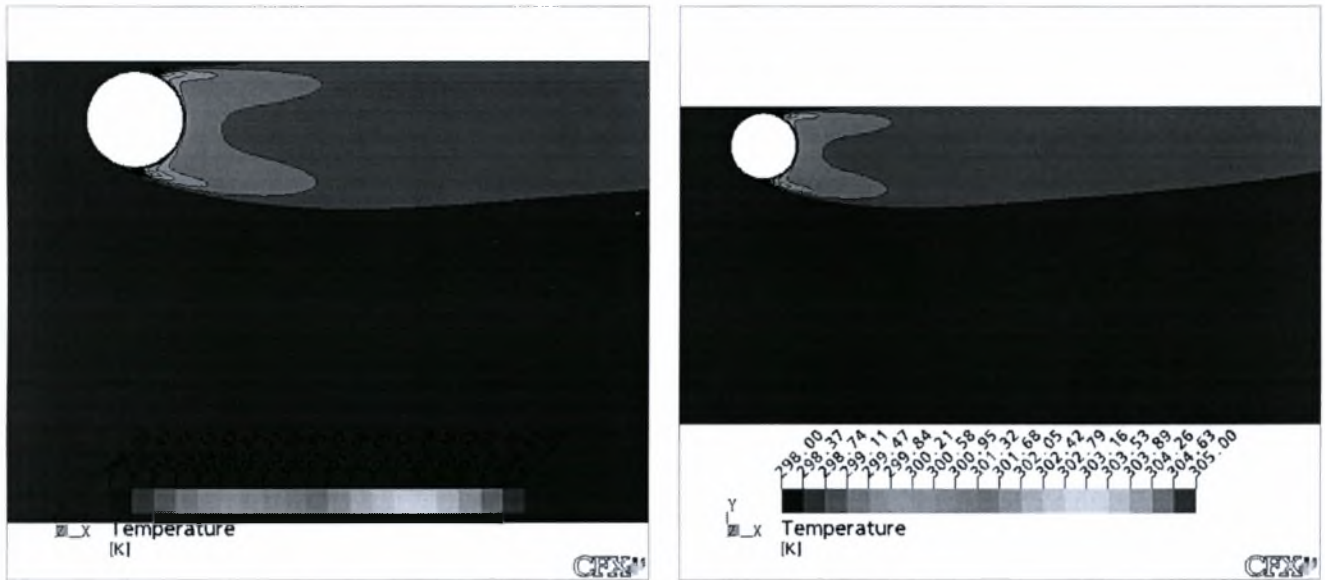


5.250 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=K$ & $D=50\text{mm}$

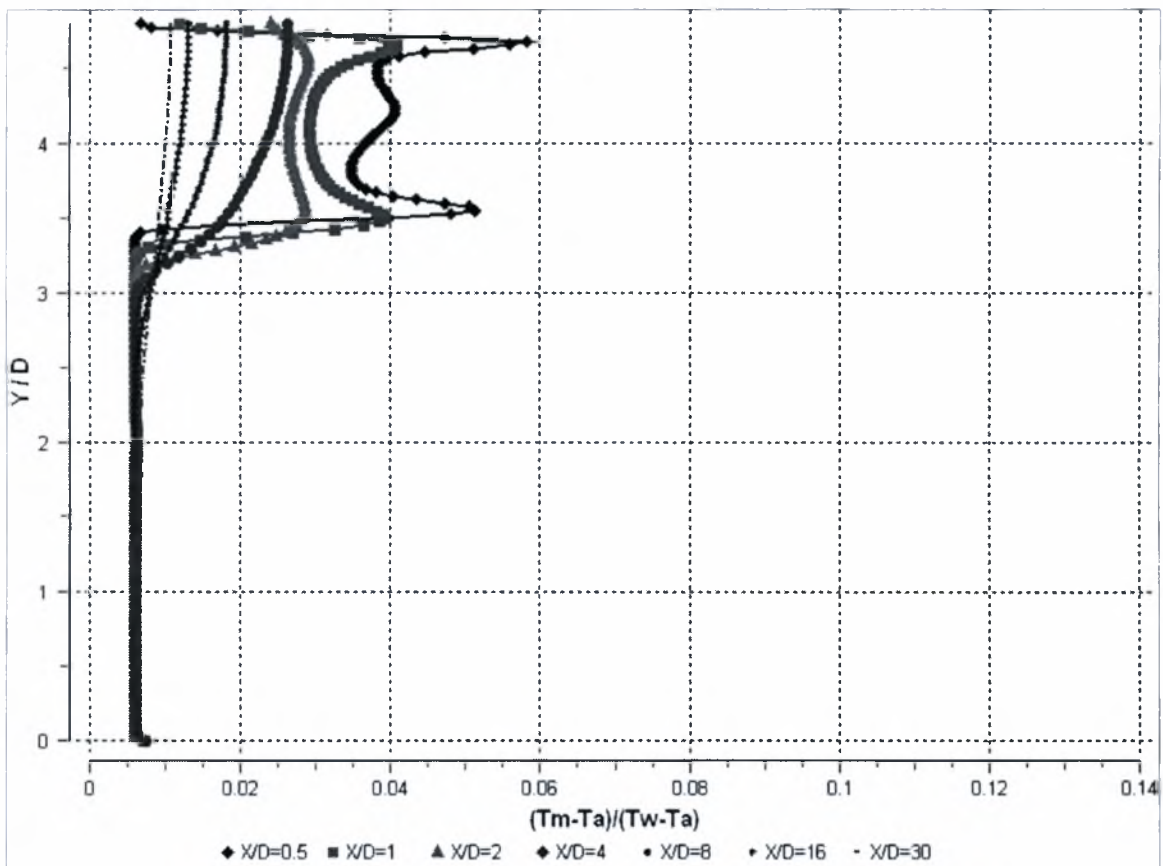


5.251 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=K$ & $D=50\text{mm}$

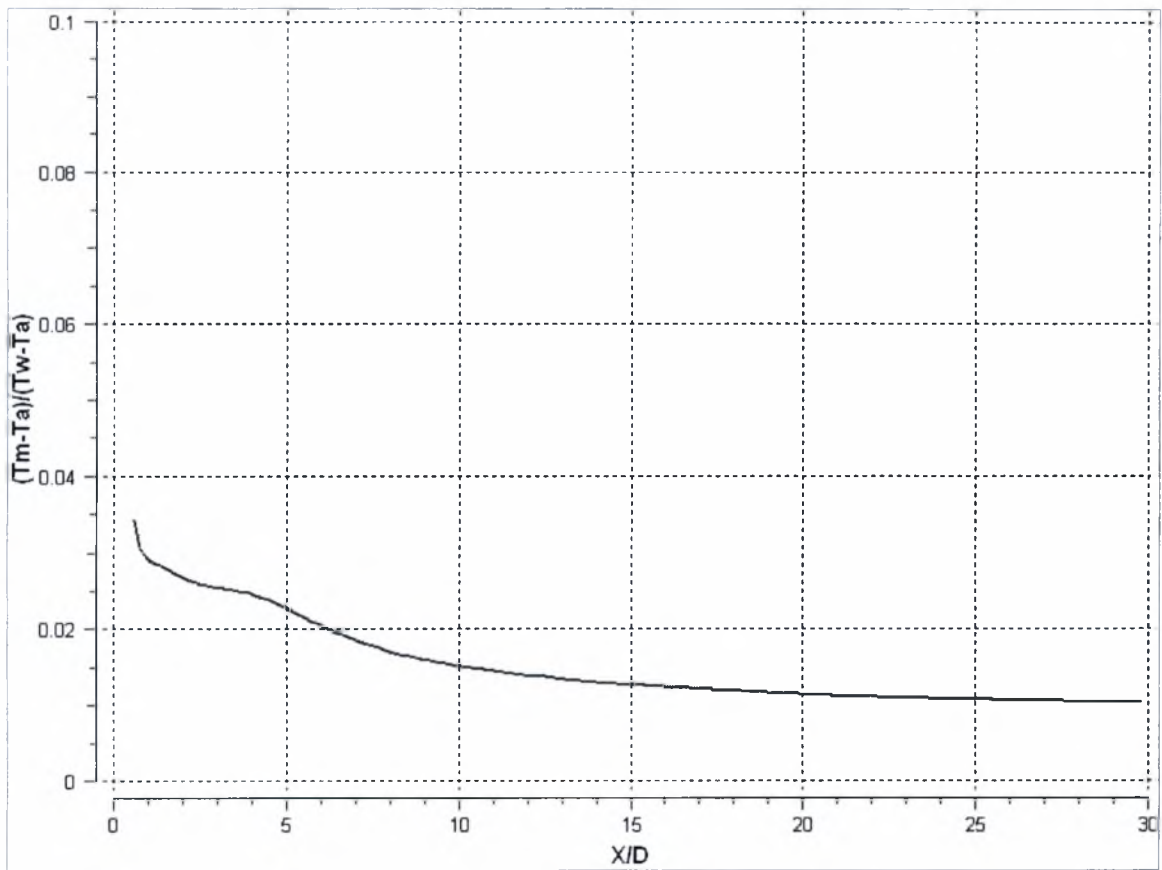
- $H/D = 0,6$



5.252 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=0,6$ & $D=50\text{mm}$

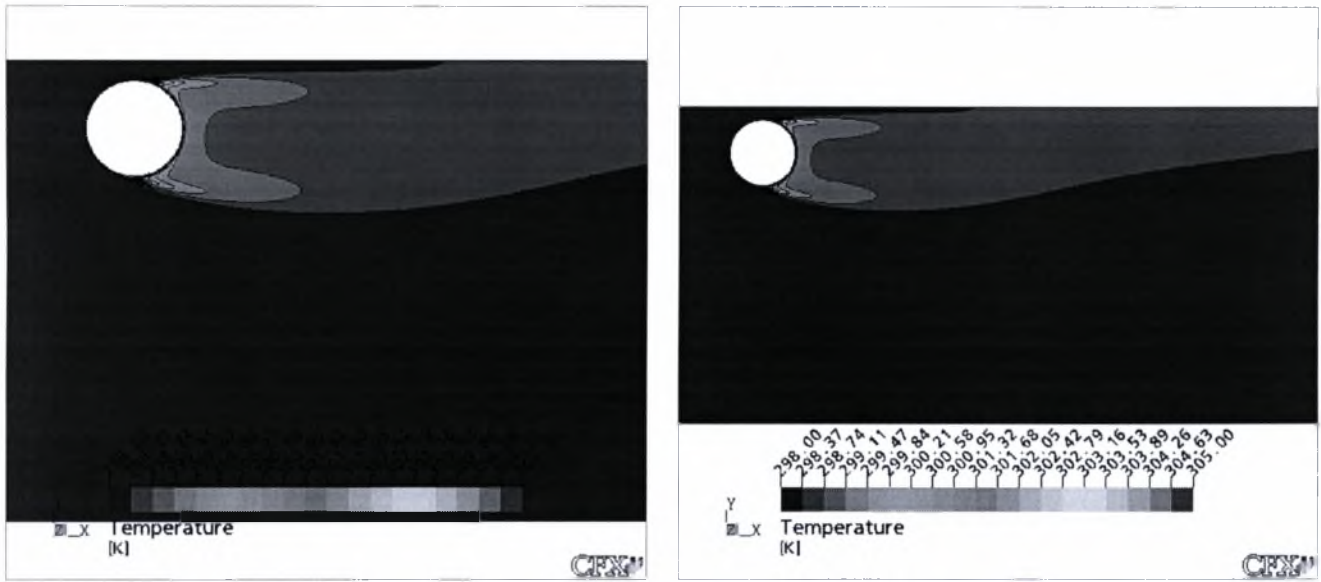


5.253 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=0,6$ & $D=50\text{mm}$

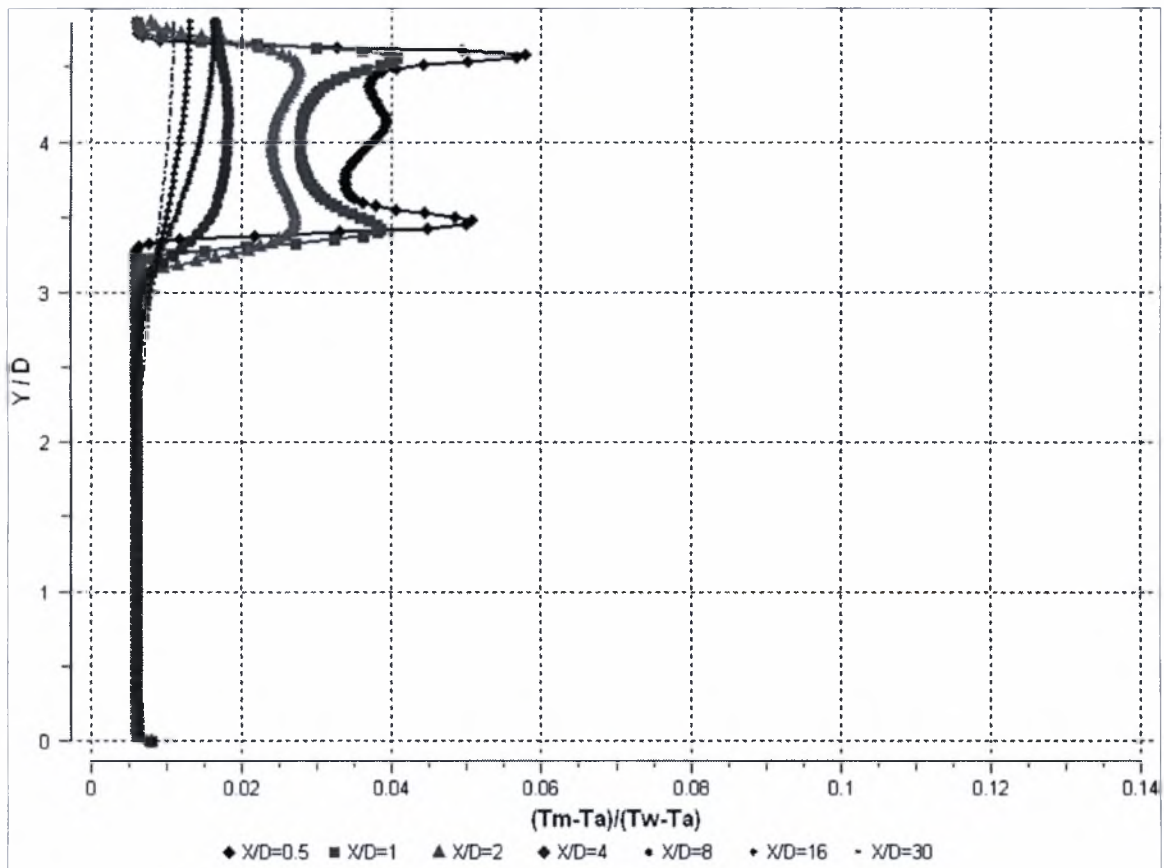


5.254 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0,6$ & $D=50\text{mm}$

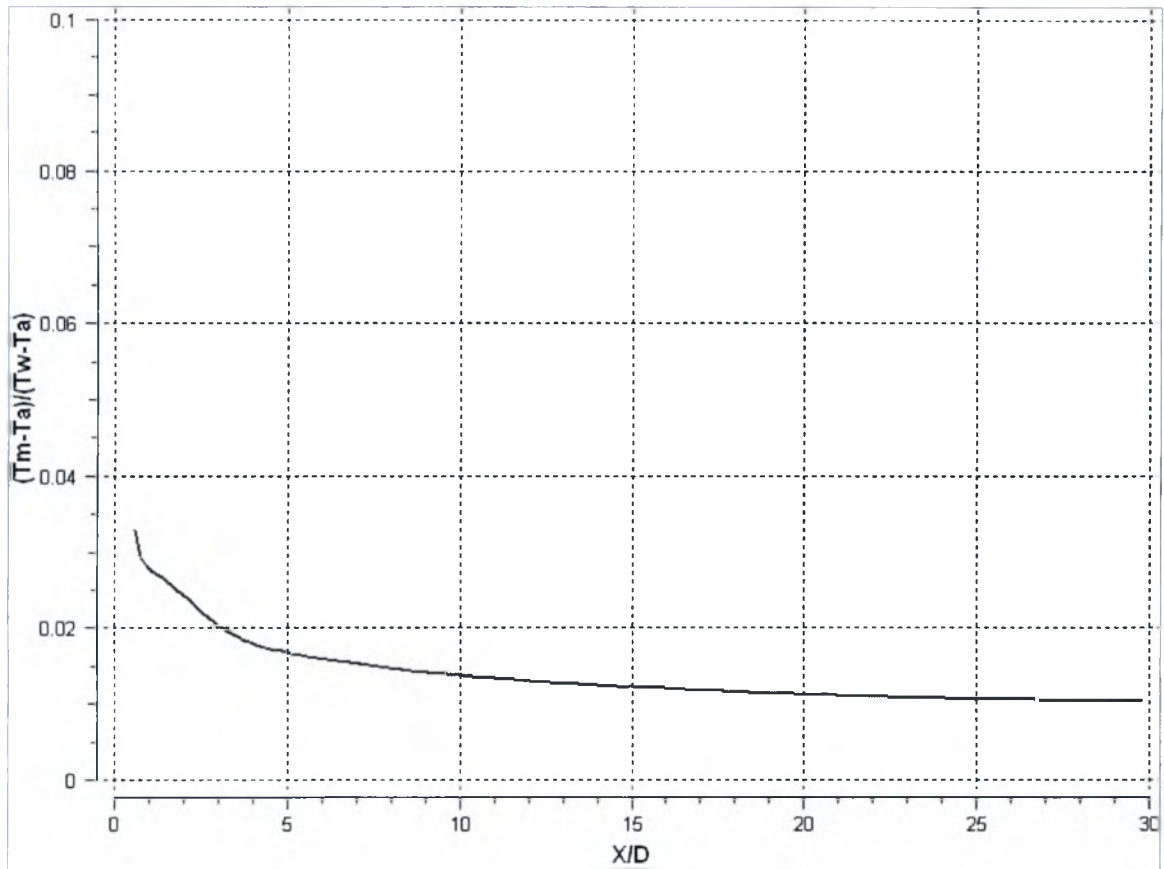
- $H/D = 0,7$



5.255 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=0,7$ & $D=50\text{mm}$

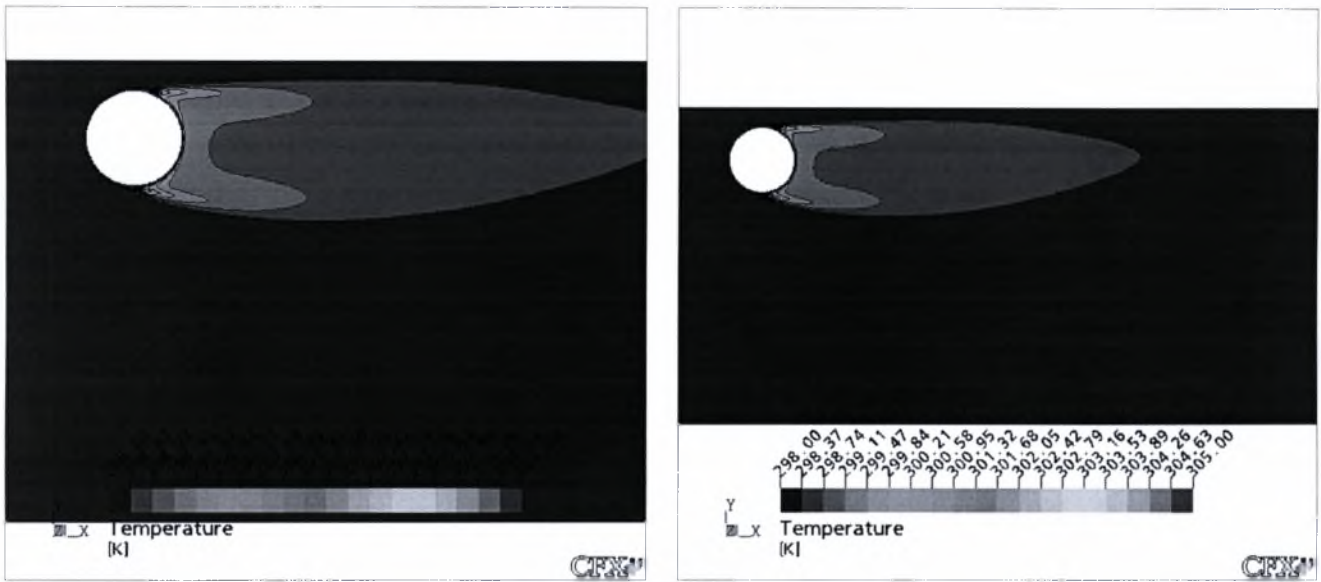


5.256 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=0,7$ & $D=50\text{mm}$

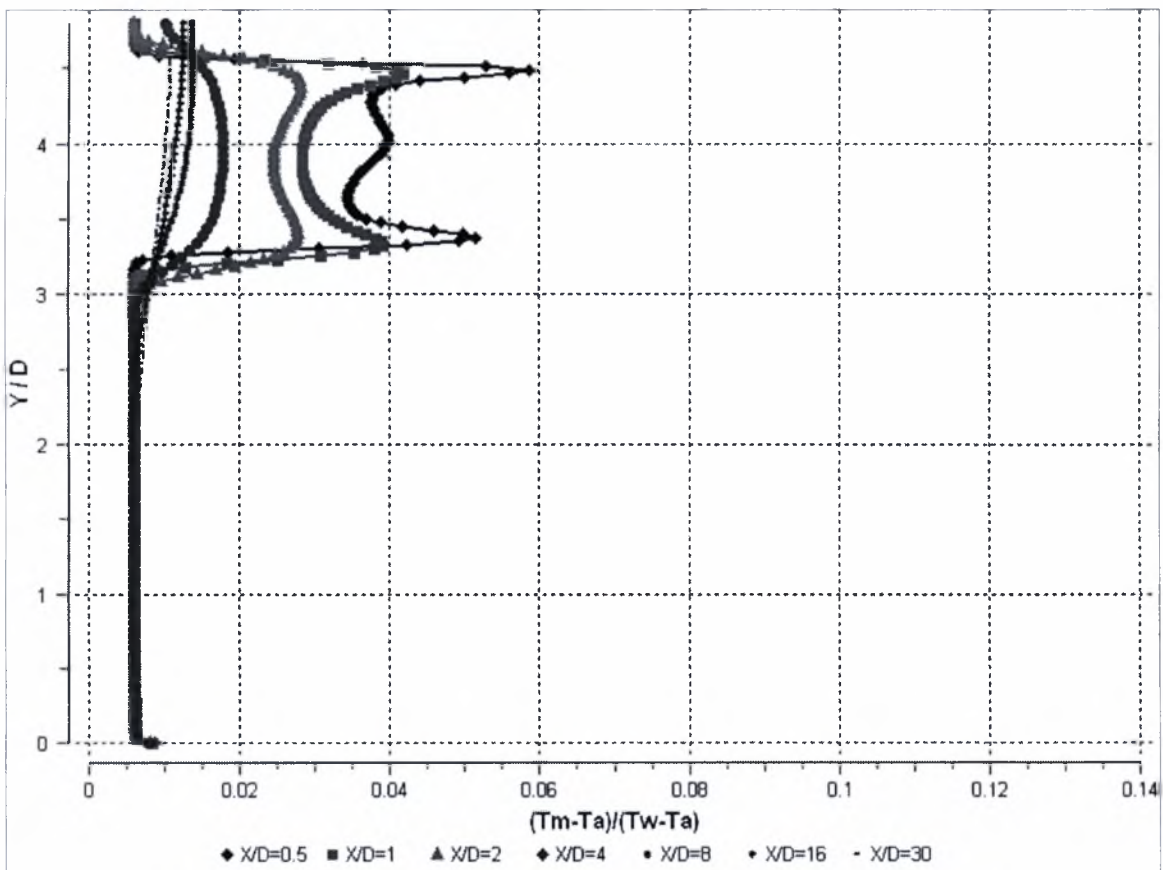


5.257 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0,7$ & $D=50\text{mm}$

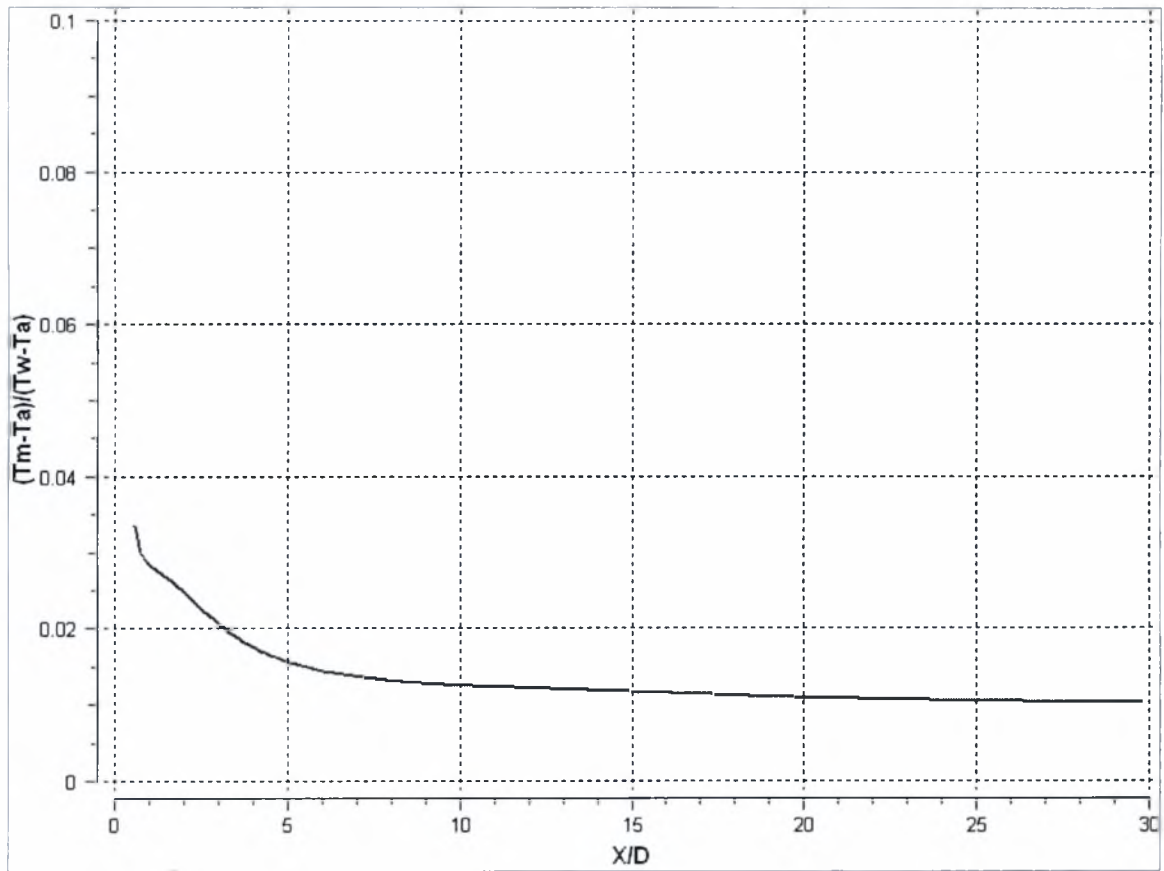
- $H/D = 0,8$



5.258 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=0,8$ & $D=50\text{mm}$

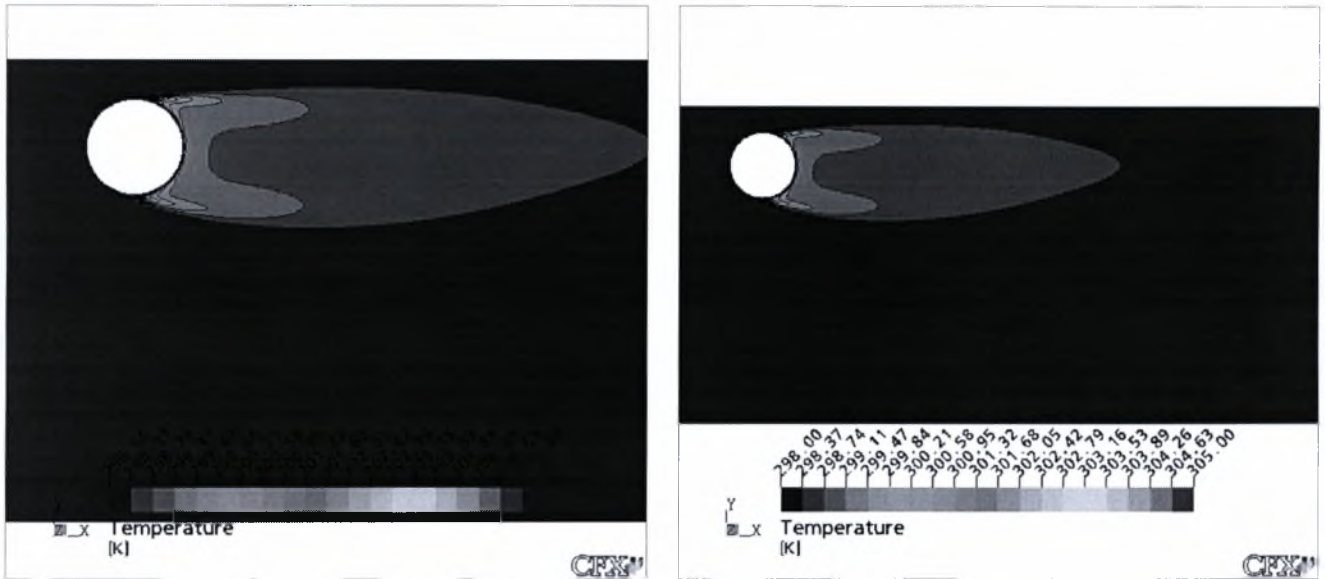


5.259 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=0,8$ & $D=50\text{mm}$

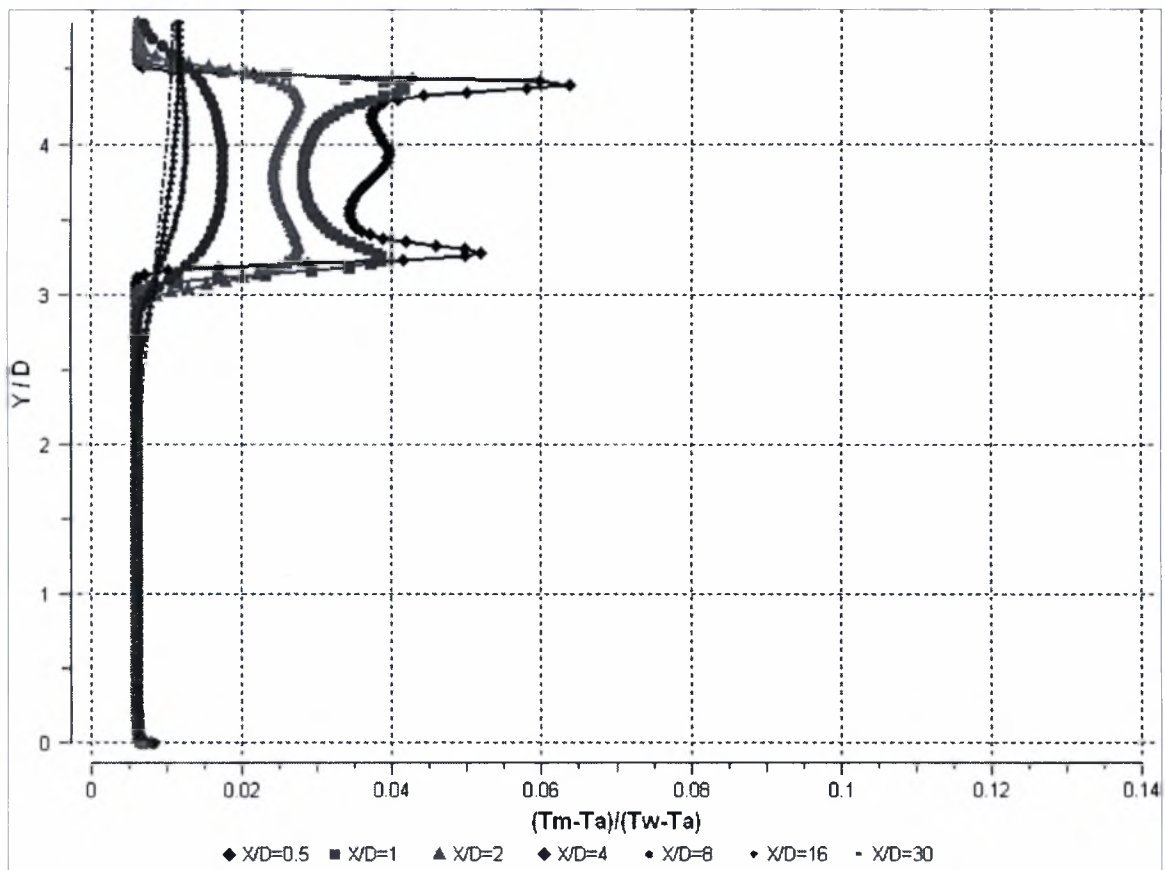


5.260 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0,8$ & $D=50\text{mm}$

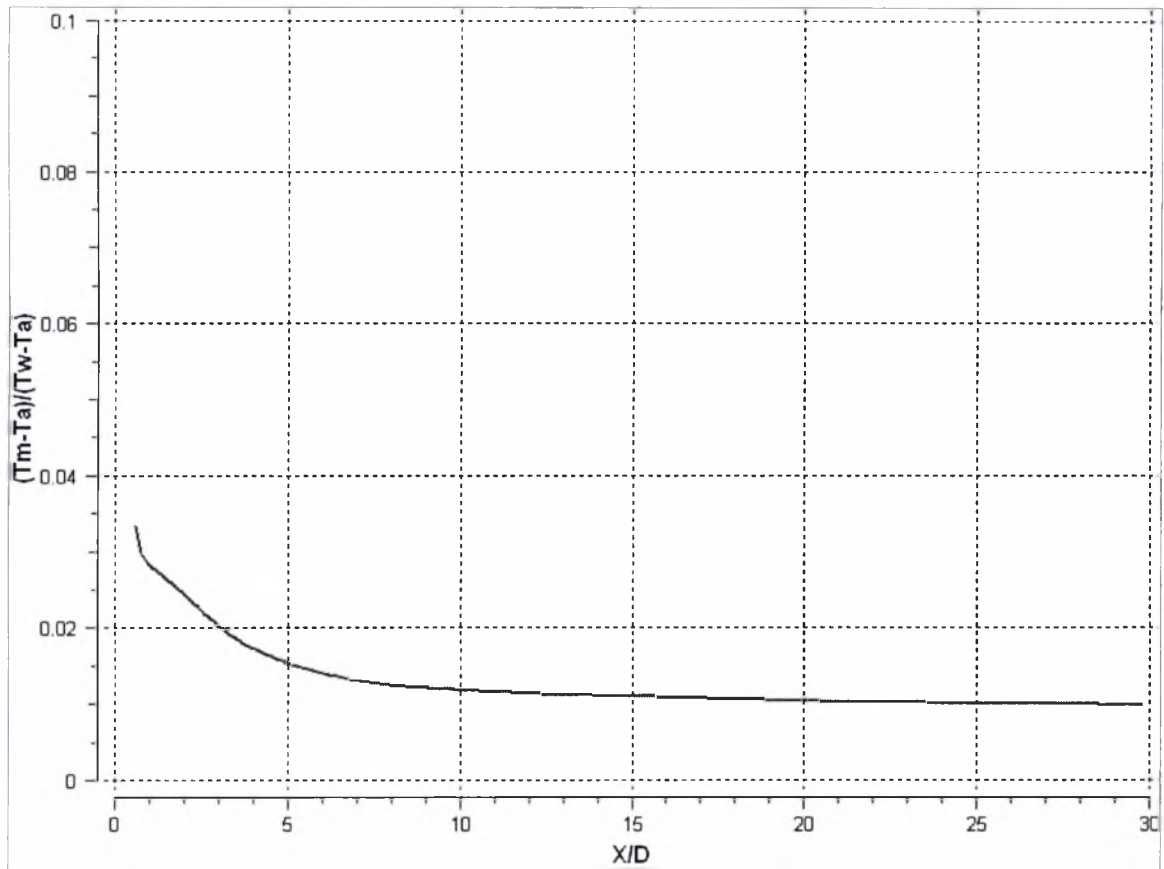
- $H/D = 0,9$



5.261 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=0,9$ & $D=50\text{mm}$

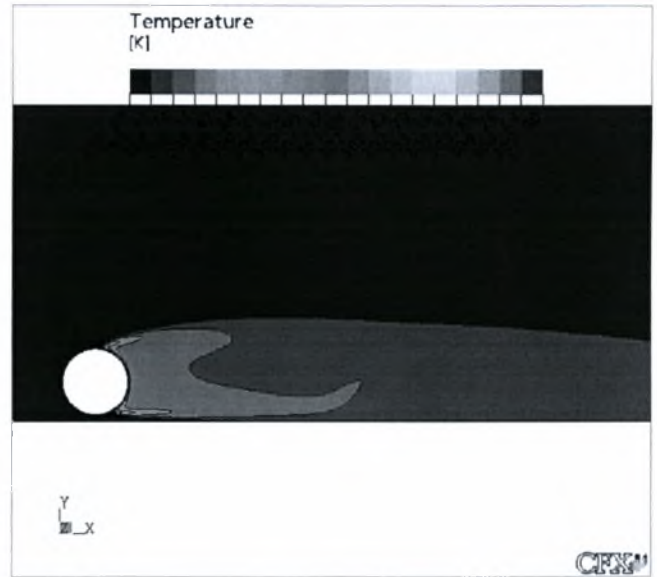
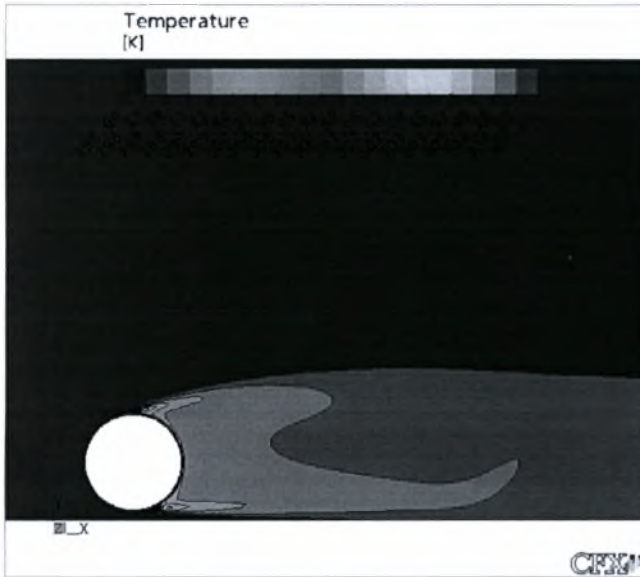


5.262 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=0,9$ & $D=50\text{mm}$

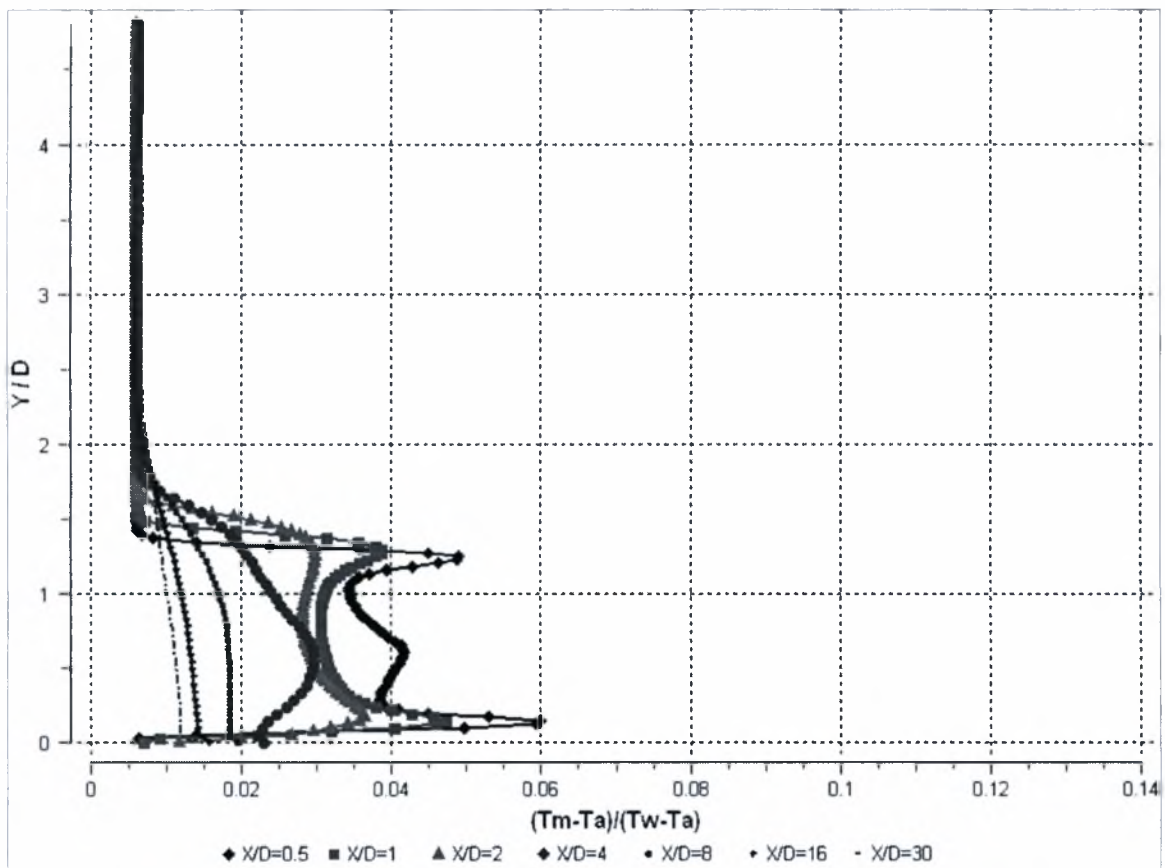


5.263 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=0,9$ & $D=50\text{mm}$

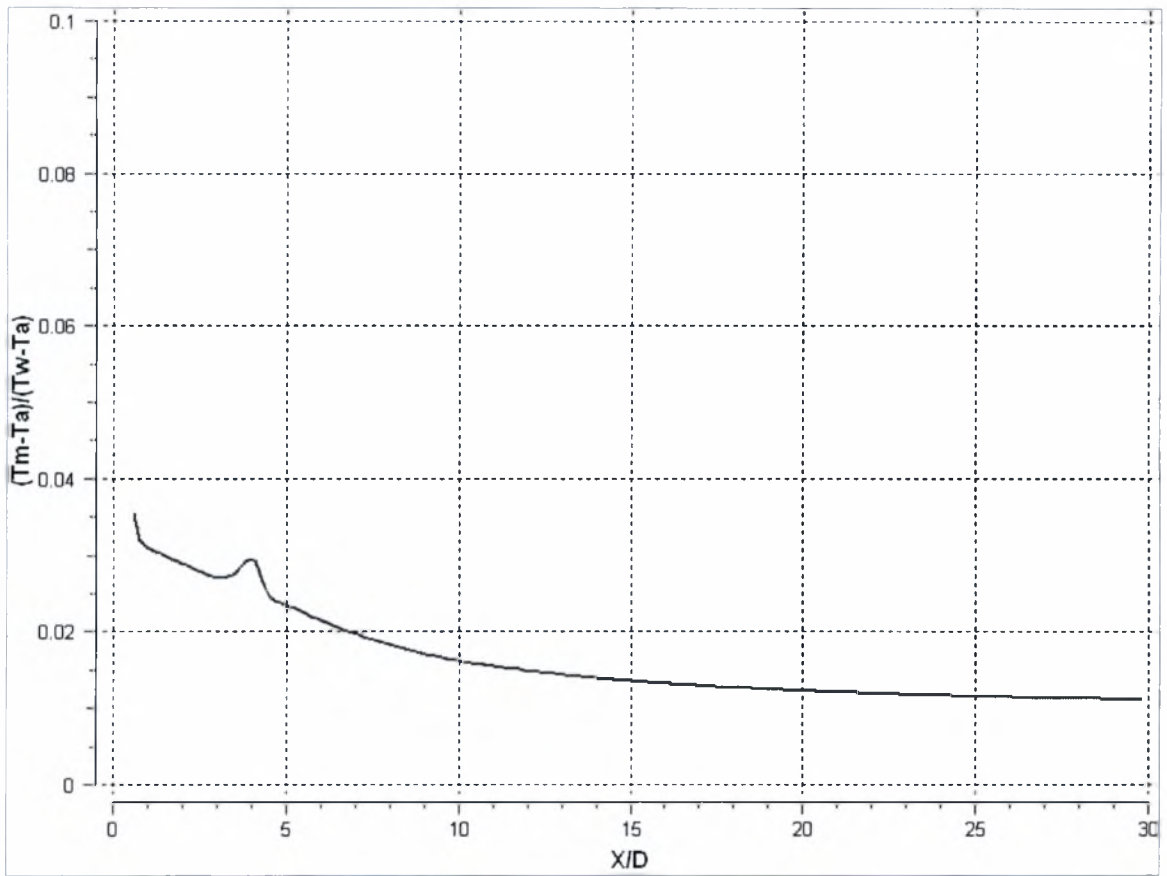
- $H/D=4,2$



5.264 Ισοψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=4,2$ & $D=50\text{mm}$

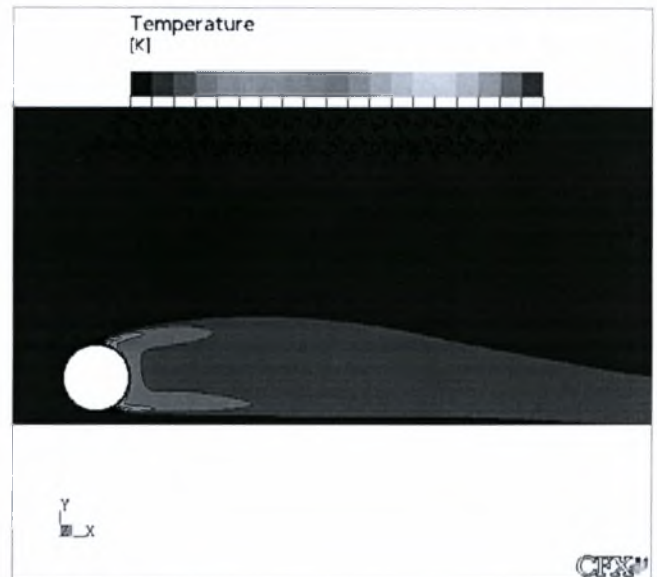
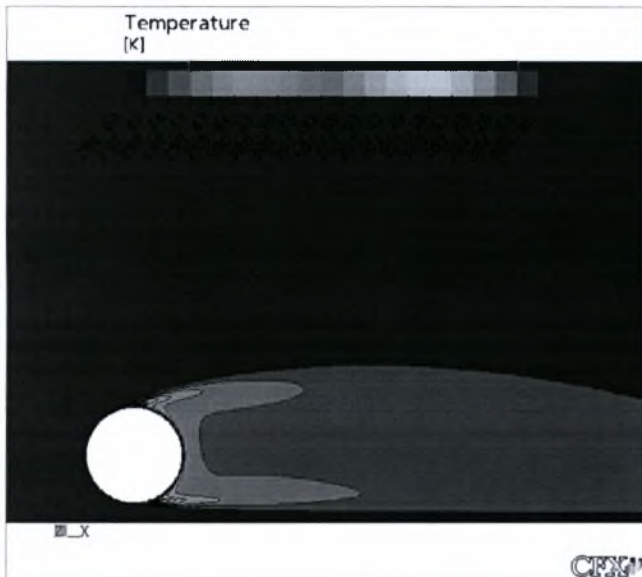


5.265 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=4,2$ & $D=50\text{mm}$

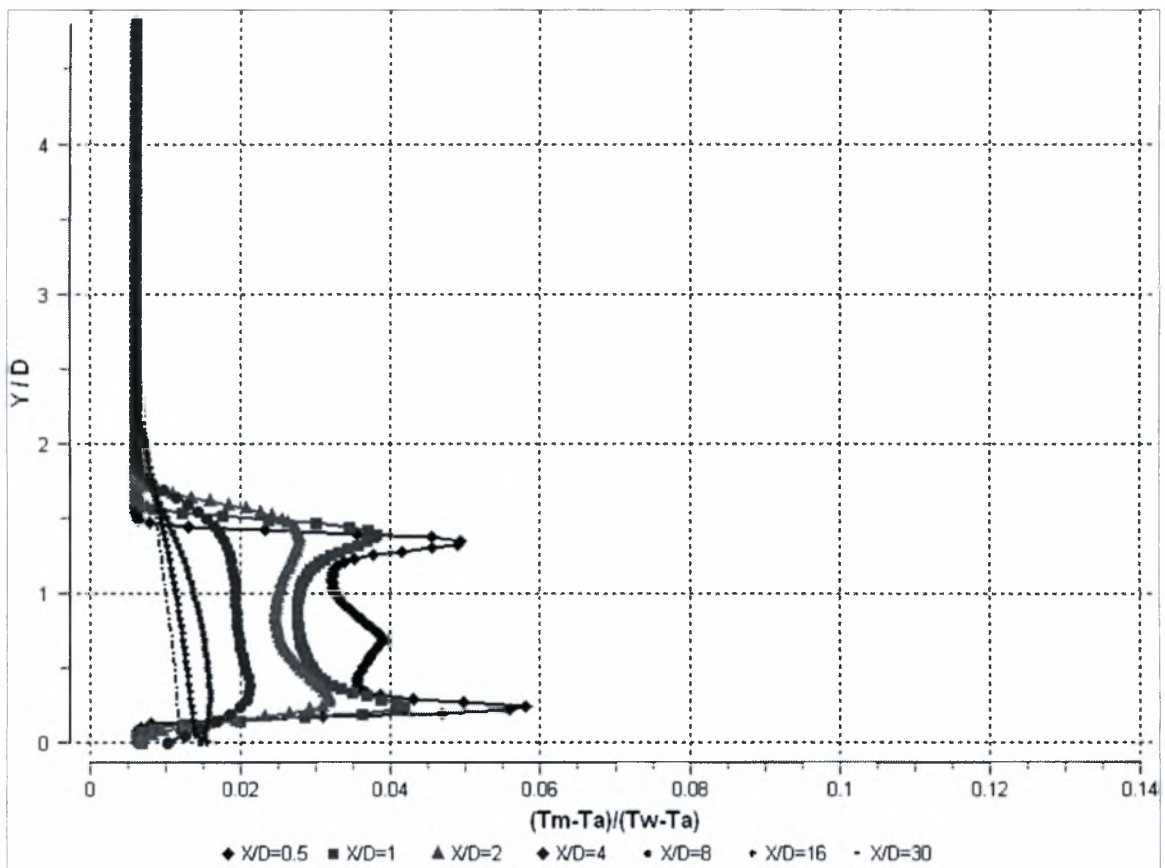


5.266 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=4,2$ & $D=50\text{mm}$

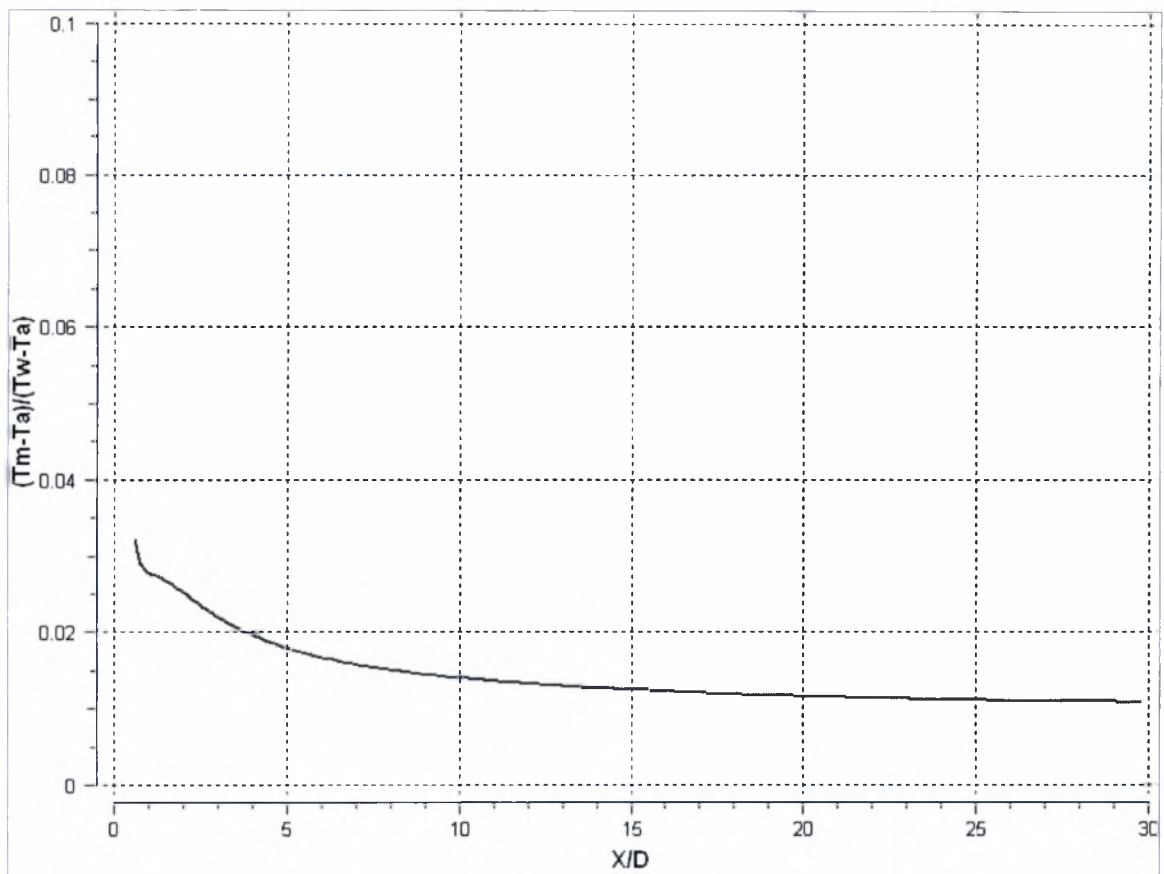
- $H/D=4,1$



5.267 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=4,1$ & $D=50\text{mm}$

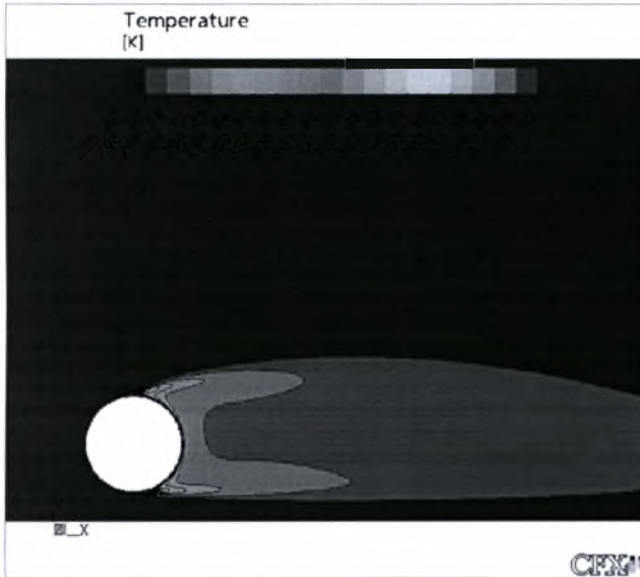


5.268 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=4,1$ & $D=50\text{mm}$

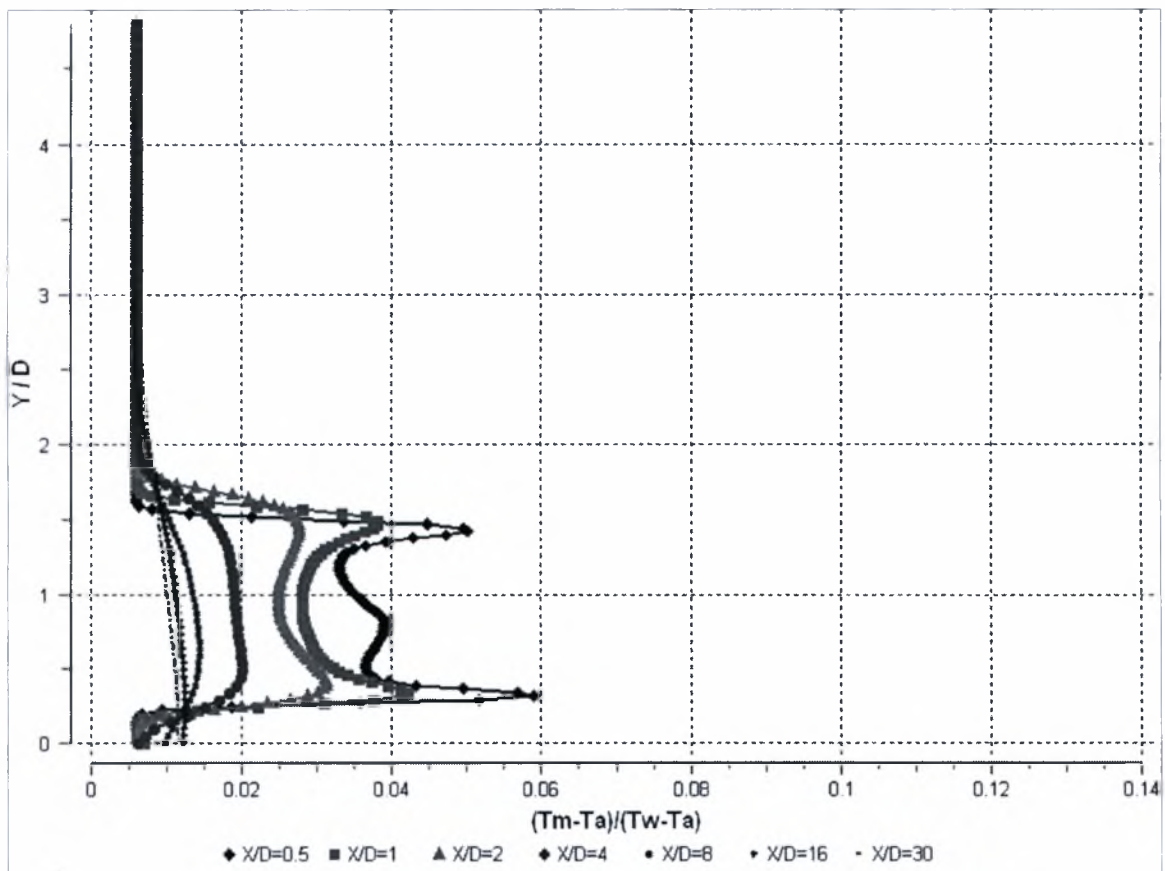


5.269 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=4,1$ & $D=50\text{mm}$

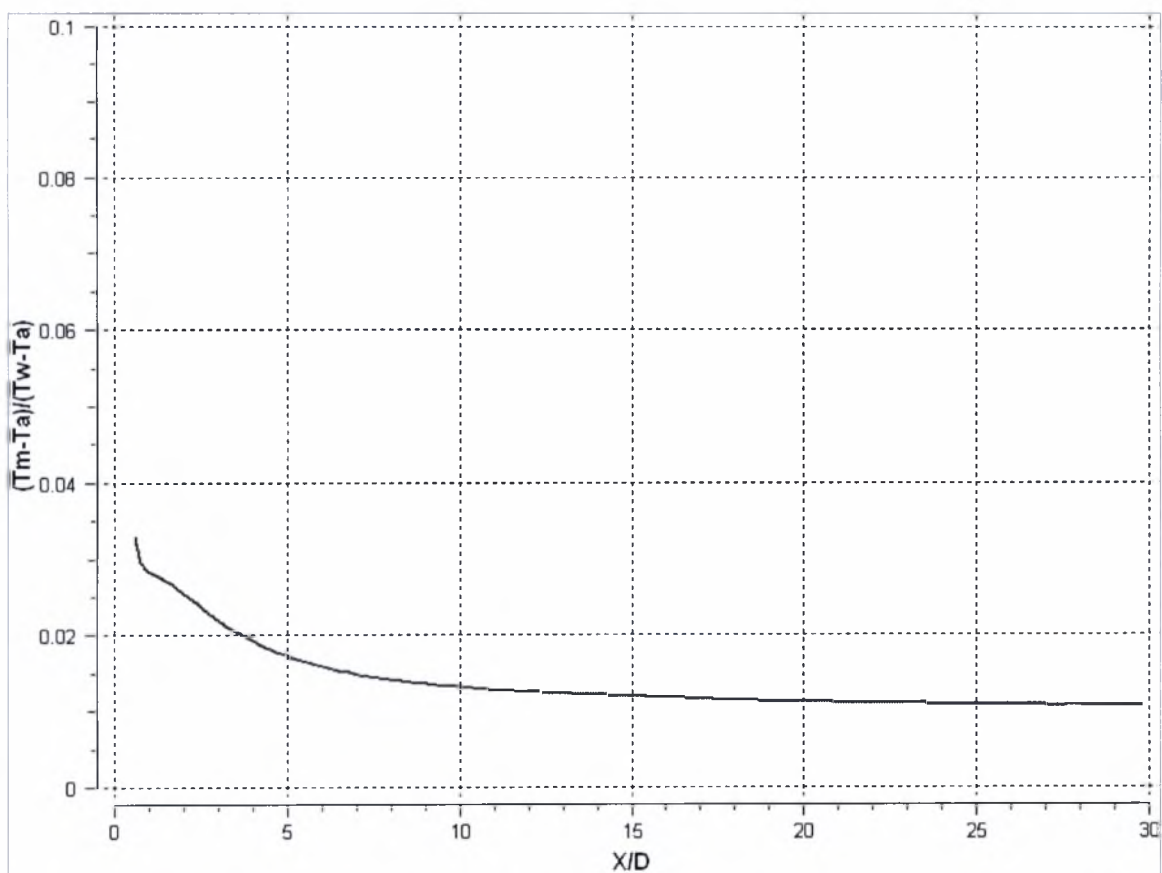
- $H/D=4,0$



5.270 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=4,0$ & $D=50\text{mm}$

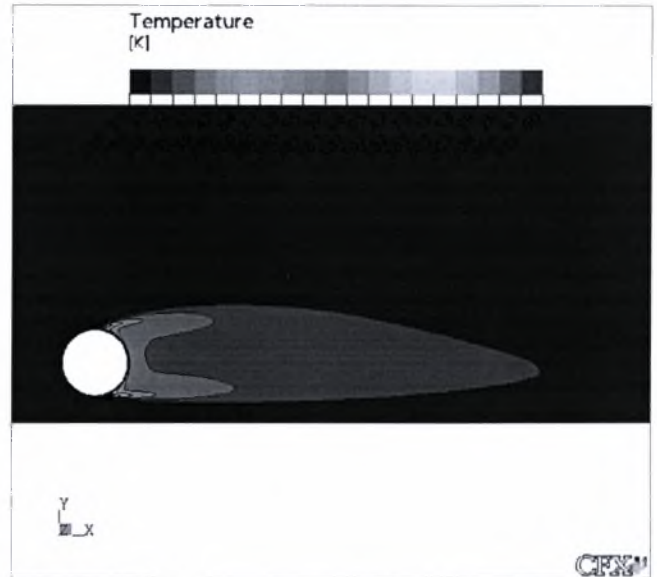
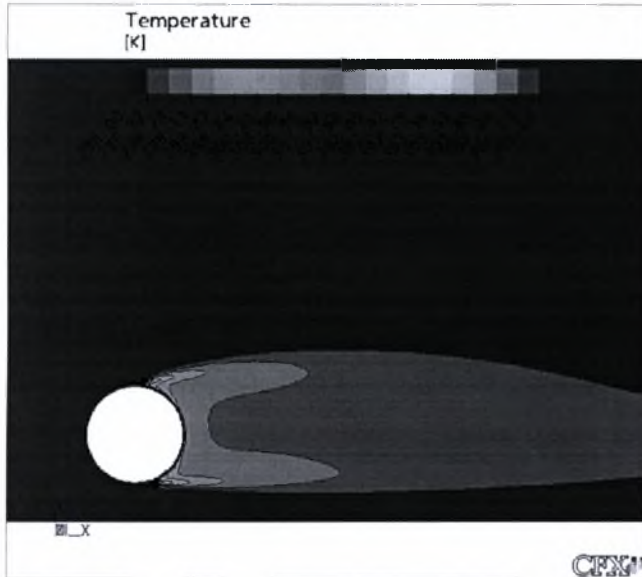


5.271 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=4,0$ & $D=50\text{mm}$

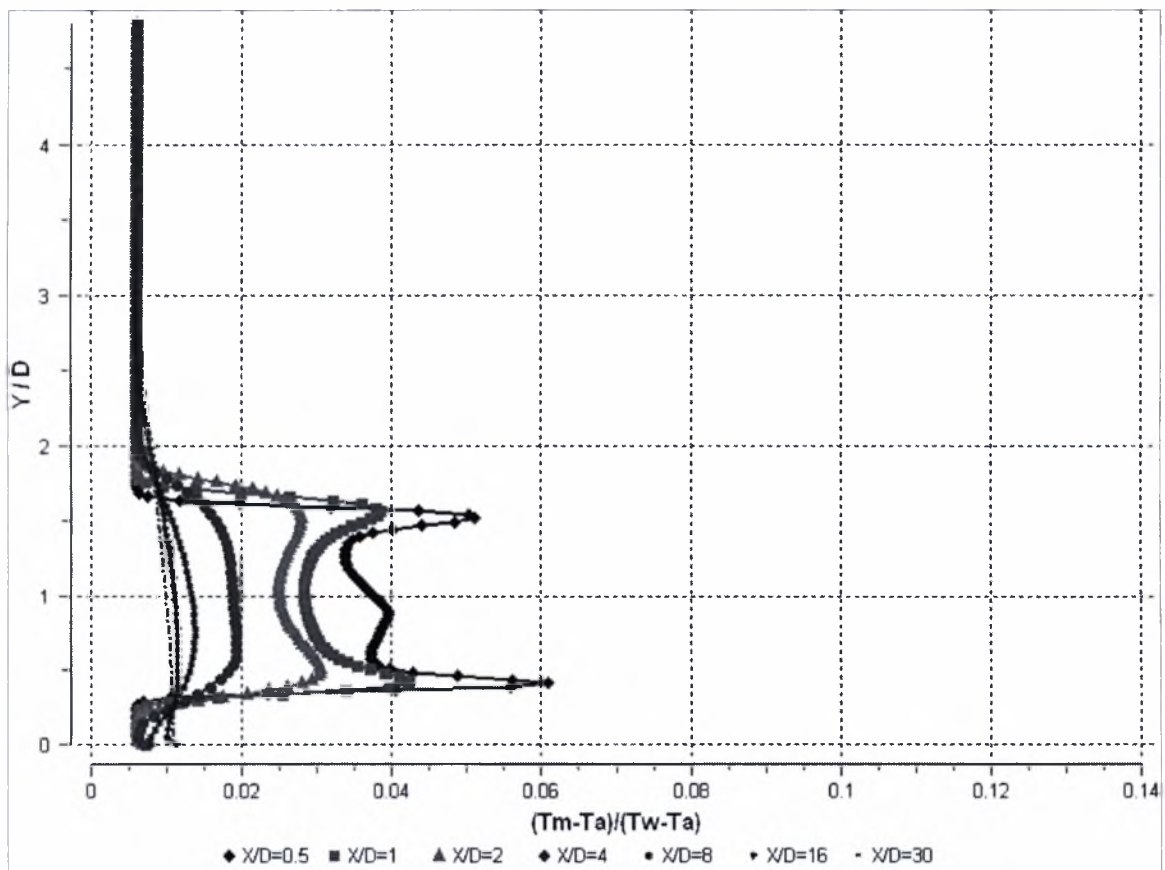


5.272 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=4,0$ & $D=50\text{mm}$

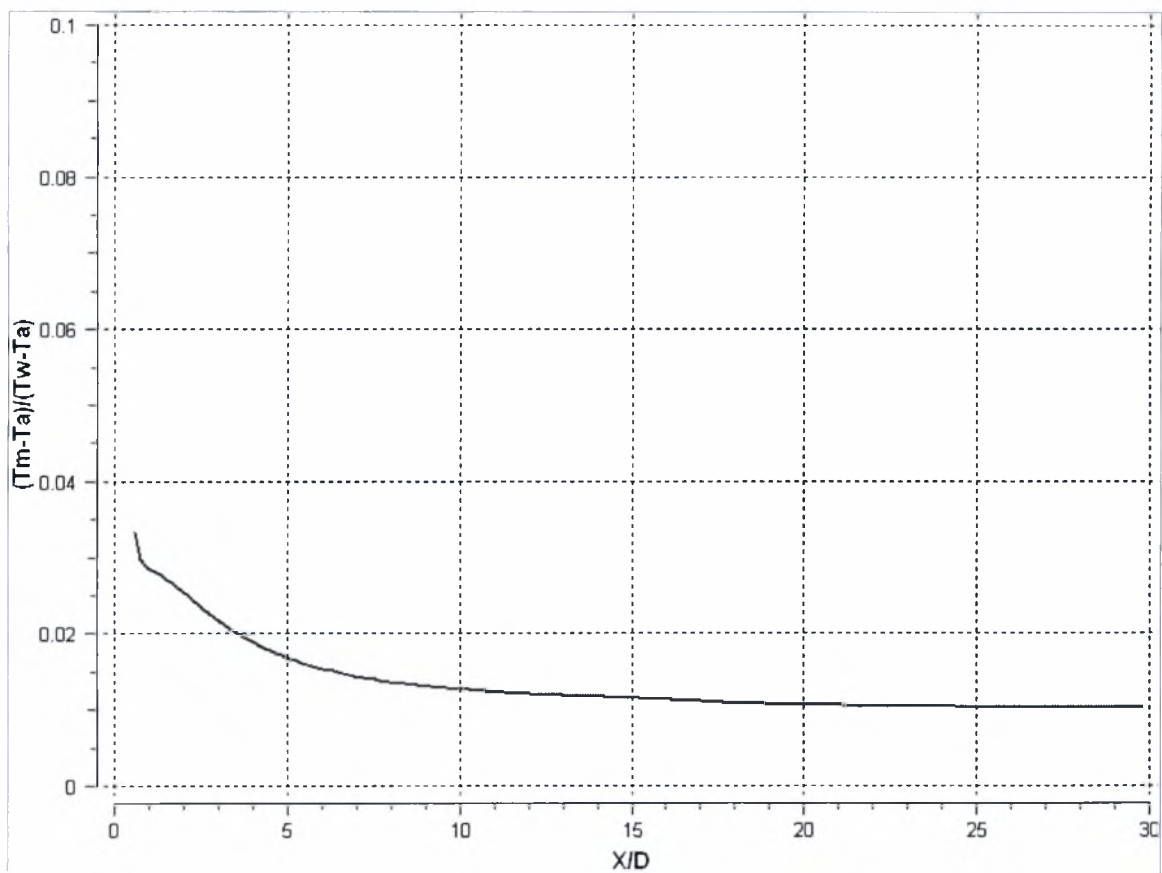
- $H/D=3,9$



5.273 Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για $H/D=3,9$ & $D=50\text{mm}$



5.274 Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για $H/D=3,9$ & $D=50\text{mm}$



5.275 Κατανομή θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για $H/D=3,9$ & $D=50\text{mm}$

Στη θέση $H/D=2.4$, στο κέντρο της υδροσήραγγας όλα τα μεγέθη της ροής παρουσιάζουν μια κατακόρυφη συμμετρία εκατέρωθεν του κέντρου του κυλίνδρου. Συγκρίνοντας την κατανομή της θερμοκρασίας με την αντίστοιχη της ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής, παρατηρούμε ότι η θερμοκρασία σταθεροποιείται πολύ πιο γρήγορα από την ταχύτητα. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι η σταθεροποίηση της θερμοκρασίας πραγματοποιείται περίπου σε απόσταση $5D$ ενώ η ταχύτητα ανακτάται περίπου σε $10D$. Στην σταθεροποίηση της θερμοκρασίας συμβάλλει και η μοριακή διάχυση. Συμπερασματικά η ανάμιξη του βαθμωτού μεγέθους της θερμοκρασίας πραγματοποιείται αποτελεσματικότερα από αυτή του διανυσματικού της ταχύτητας.

Στη θέση $H/D=0.6$ ο κύλινδρος σχεδόν εφάπτεται της ελεύθερης επιφάνειας παρεμποδίζοντας το μεγαλύτερο μέρος του ρευστού να διέλθει από την επάνω επιφάνεια του. Οι διαταραχές στη ροή είναι εμφανείς και παρατηρούνται σε όλα τα μεγέθη της. Η θερμοκρασιακή κατανομή κατάντη της ροής δείχνει μια μεγαλύτερη συγκέντρωση θερμοκρασίας κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια όπου και οι ταχύτητες είναι χαμηλότερες. Παρατηρούμε ότι η θερμοκρασία σταθεροποιείται περίπου σε $8D$ ενώ η ταχύτητα ανακτάται στο μεγαλύτερο ποσοστό σε απόσταση $15D$.

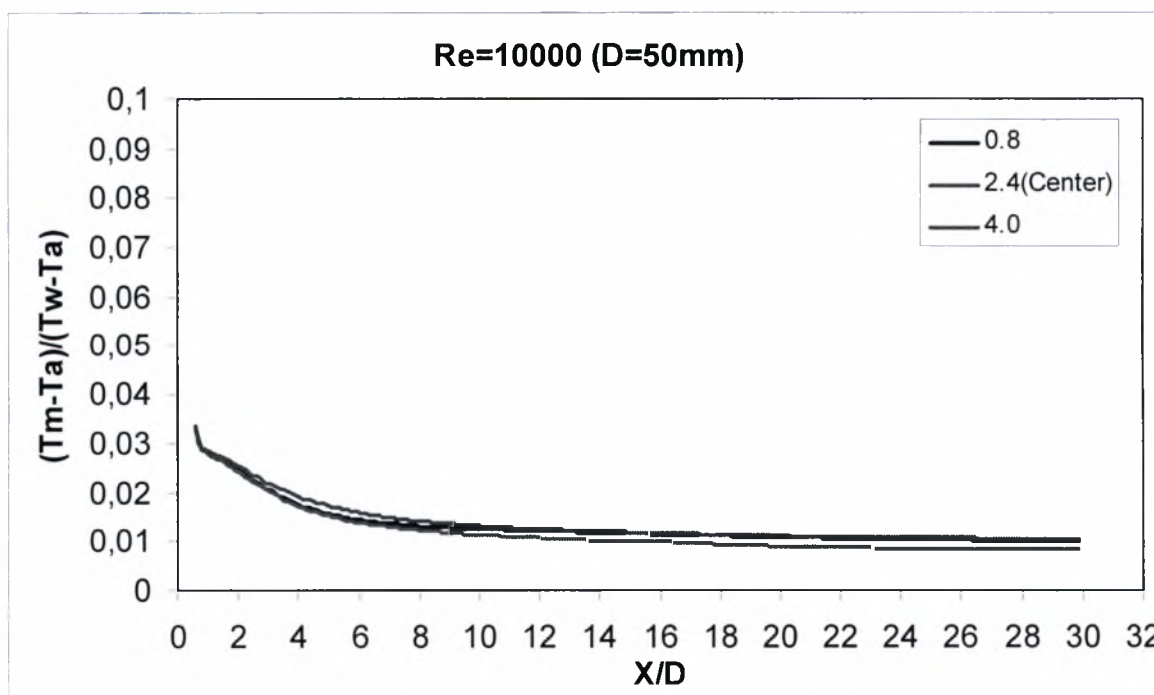
Στη θέση 0.7 η ροή είναι πιο σταθεροποιημένη, από τις ισοϋψείς της θερμοκρασίας παρατηρείται ότι έχουμε παρόμοιες τιμές θερμοκρασίας. Συγκρίνοντας τις κατανομές κατά μήκος της κεντρικής γραμμής με αυτές της ταχύτητας παρατηρείται ότι η ανάκτηση της ταχύτητας κυμαίνεται σε επίπεδα, $10D$, η σταθεροποίηση της θερμοκρασίας πραγματοποιείται ακόμα πιο σύντομα σε απόσταση περίπου $4D$.

Οι θέσεις 0.8 και 0.9 παρουσιάζουν ομοιότητα τόσο σε θερμικό όσο και ροϊκό πεδίο. Η ταχύτητα ανακτάται στο $8-9D$ ενώ η θερμοκρασία σταθεροποιείται στο $4-5D$. Παρατηρείται γενικότερα ότι και στις δύο αυτές θέσεις έχουμε χαμηλότερες τιμές θερμοκρασίας πίσω από τον κύλινδρο. Επίσης οι ανωμαλίες που παρατηρήθηκαν στον κύλινδρο με διάμετρο $D=30[\text{mm}]$ σε απόσταση $20D$ δεν υφίστανται στον κύλινδρο με διάμετρο $D=50[\text{mm}]$.

Στην κατώτατη θέση $H/D=4.2$, ή 0.6 από το δάπεδο, η παρουσία του στερεού δαπέδου συνεπάγεται δημιουργία οριακού στρώματος και αύξηση της στροβιλότητας (συσσώρευση θερμικών ποσοτήτων) του ρευστού. Σε απόσταση $3.5-4D$ υφίσταται μια έντονη ανωμαλία στη κατανομή θερμοκρασίας καθώς το επιταχυνόμενο ρεύμα αποκοπής φαίνεται να παρεμποδίζει την ανάμειξη της θερμοκρασίας. Η ταχύτητα ανακτάται αρκετά πίσω περίπου στο $17-20D$ ενώ η θερμοκρασία σταθεροποιείται περίπου στο $10D$.

Οι θέσεις 4.1 , 4.0 και 3.9 παρουσιάζουν εντυπωσιακά όμοια συμπεριφορά. Δεν υφίσταται κάποια σημαντική διαταραχή στη ροή. Η ταχύτητα και στις τρεις θέσεις ανακτάται περίπου στο $9-10D$ ενώ η θερμοκρασία σταθεροποιείται κοντά στο $5D$.

Και εδώ παρατηρήθηκε ότι ο μηχανισμός της ανάμειξης των θερμικών ποσοτήτων επηρεάζεται περισσότερο από τον αντίστοιχο των ταχυτήτων. Η διαδικασία της ανάμειξης των θερμικών ποσοτήτων είναι αποτελεσματικότερη στη διεπιφάνεια από ότι κοντά σε στερεό δάπεδο.



5.276 Συγκριτικό διάγραμμα διαμήκου κατανομής μέσης τιμής θερμοκρασίας για $Re=10000$

Σε αυτό το συγκεντρωτικό διάγραμμα έχουμε τις κατανομές των θερμοκρασιών κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για την κεντρική θέση και δύο κοντά στα όρια, την 0.8 από τη διεπιφάνεια και από το δάπεδο (4.0). Παρατηρείται, σε αντίθεση με τον κύλινδρο με $D=13[\text{mm}]$ και όμοια με τον $D=30[\text{mm}]$, ότι στην κεντρική θέση έχουμε αποτελεσματικότερη ανάμειξη των θερμικών ποσοτήτων από τις δύο ακραίες θέσεις, κάτι που παρατηρήθηκε και στις ταχύτητες. Επίσης δεν παρατηρήθηκε κάποια ανωμαλία σε μεγάλη απόσταση πίσω από τον κύλινδρο.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6

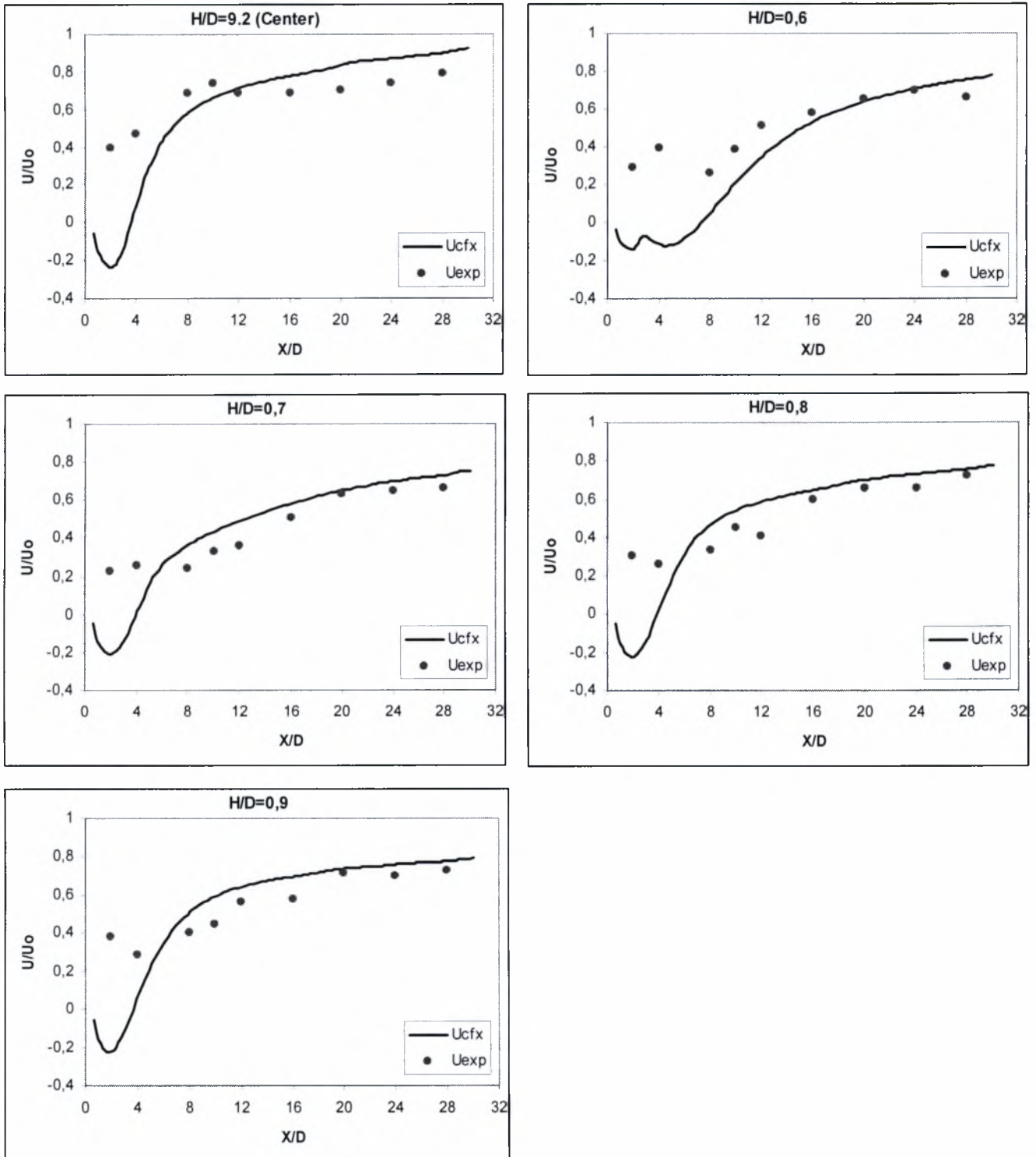
ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ

Στο κεφάλαιο αυτό πραγματοποιείται σύγκριση των αποτελεσμάτων που προέκυψαν από την υπολογιστική μελέτη της παρούσας εργασίας, με τα αποτελέσματα της πειραματικής διαδικασίας της διατριβής του Εμμ.Αλυγιζάκη [16].

Η σύγκριση πραγματοποιείται σε τρεις κατηγορίες, στις ταχύτητες και τις θερμοκρασίες κατά μήκος των κεντρικών γραμμών και στην εγκάρσια διασπορά των διανομών μέσων τιμών ταχυτήτων και θερμοκρασιών. Επίσης παρατίθενται και στοιχεία από τη βιβλιογραφία ως τεκμηρίωση των αποτελεσμάτων.

6.1. Ταχύτητα κατά μήκος της κεντρικής γραμμής

6.1.1. $Re=2600$



6.1 Διαμήκης διανομές ταχύτητας στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου (σύγκριση αποτελεσμάτων CFX και πειράματος Εμμ.Αλυγιάκη [16]) για $Re=2600$ ($D=13\text{mm}$)

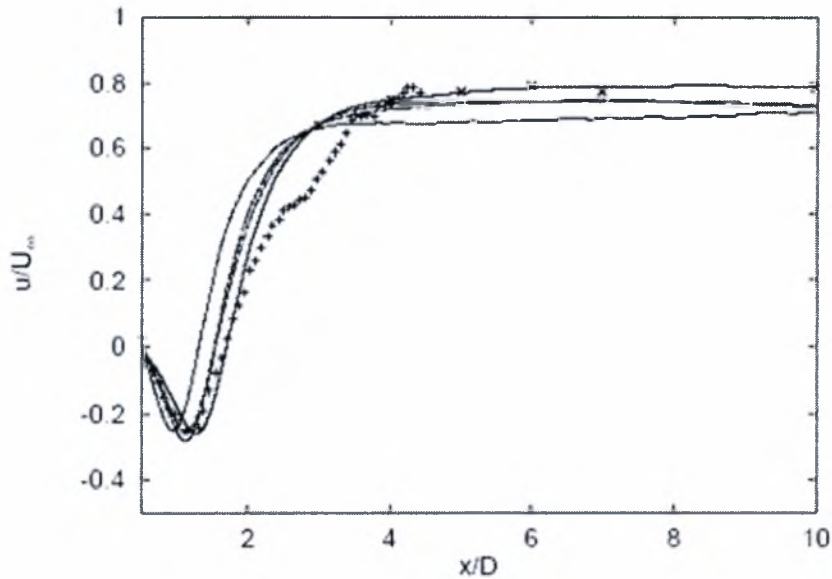


Fig. 4.10: Mean streamwise velocity along the centreline of the cylinder. Symbols: — DNS, — · — LES1 smago, - - - - LES1 dyn, ······ LES2 smago, + experiment of Lourenco and Shih [24], x experiment of Ong and Wallace [35].

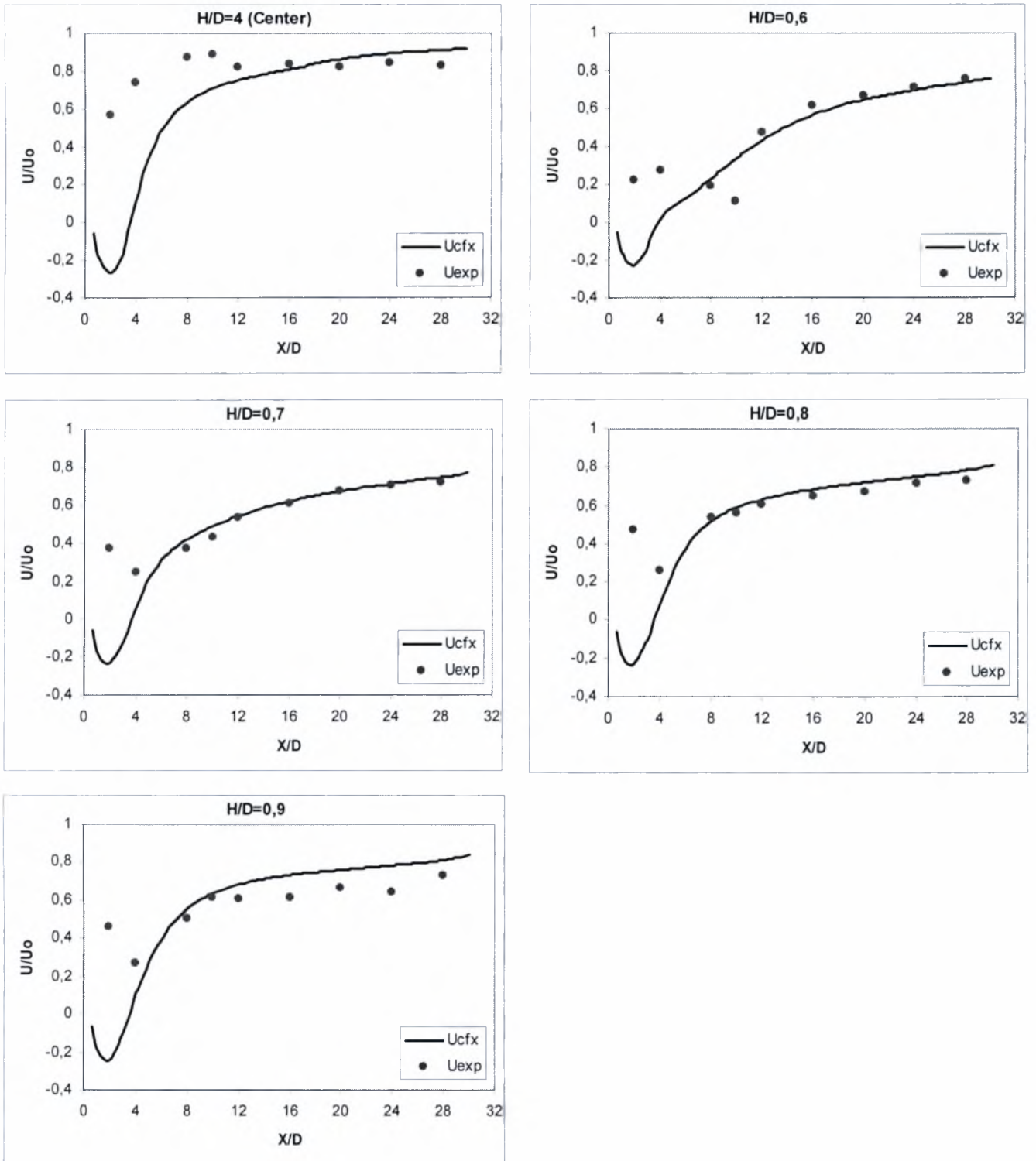
6.2 Διαμήκης διανομές ταχύτητας στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου για $Re=3900$, σύμφωνα με τη βιβλιογραφία [20].

Τα συγκριτικά γραφήματα στο 6.1 είναι μεταξύ των αποτελεσμάτων του CFX της παρούσας διπλωματικής και της διδακτορικής διατριβής του κ. Εμμ. Αλυγιζάκη [5]. Το συγκριτικό γράφημα 6.2 είναι των F. Tremblay, M. Manhart και R. Friedrich και προέρχεται από ότι πιο σύγχρονο και ακριβό από το χώρο της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής. Παρατηρείται ότι η μέθοδος hot film anemometry που χρησιμοποιήθηκε από τον κ. Εμμ. Αλυγιζάκη αδυνατεί να ανταποκριθεί σε αποστάσεις κοντά στον κύλινδρο όπου έχουμε έντονες διαταραχές στη ροή καθώς και μεγάλες ανακυκλοφορίες (με τη μέθοδο αυτή είναι αδύνατον να μετρηθούν αρνητικές τιμές ταχύτητας). Σε αποστάσεις μεγαλύτερες του 8D τα αποτελέσματα αρχίζουν και προσεγγίζουν σε μεγάλο βαθμό. Σύμφωνα με το διάγραμμα 6.2 (fig. 4.10) παρατηρείται σημαντική ομοιότητα των αποτελεσμάτων τόσο με τις υπολογιστικές όσο και με τις πειραματικές μεθόδους που χρησιμοποιήθηκαν. Μερικές παρατηρήσεις είναι η πιο γρήγορη ανάκτηση της ταχύτητας σε όλες τις περιπτώσεις που αναφέρονται στο διάγραμμα 6.2, ενδεικτικά αναφέρεται ότι η ταχύτητα ανακτάται περίπου στο 3-3.5D, αρκετά πιο γρήγορα από το 10-12D του

CFX. Επίσης σημειώνεται ότι οι μέθοδοι που χρησιμοποιήθηκαν στη παρούσα διπλωματική είναι κατά πολύ «φθηνότερες» των αντίστοιχων που αναφέρονται στο κεφάλαιο 6.2 (η μέθοδος DNS χρησιμοποίησε 48 εκατομμύρια πλεγματικά στοιχεία σε ένα μηχάνημα 8 επεξεργαστών και συνολικής ισχύος 7Gflops¹ (Floating Point Operations per Second), η μέθοδος της παρούσας διπλωματικής-CFX/SST-χρησιμοποίησε περίπου 250 χιλιάδες στοιχεία σε μηχάνημα 0.3 Gflops).

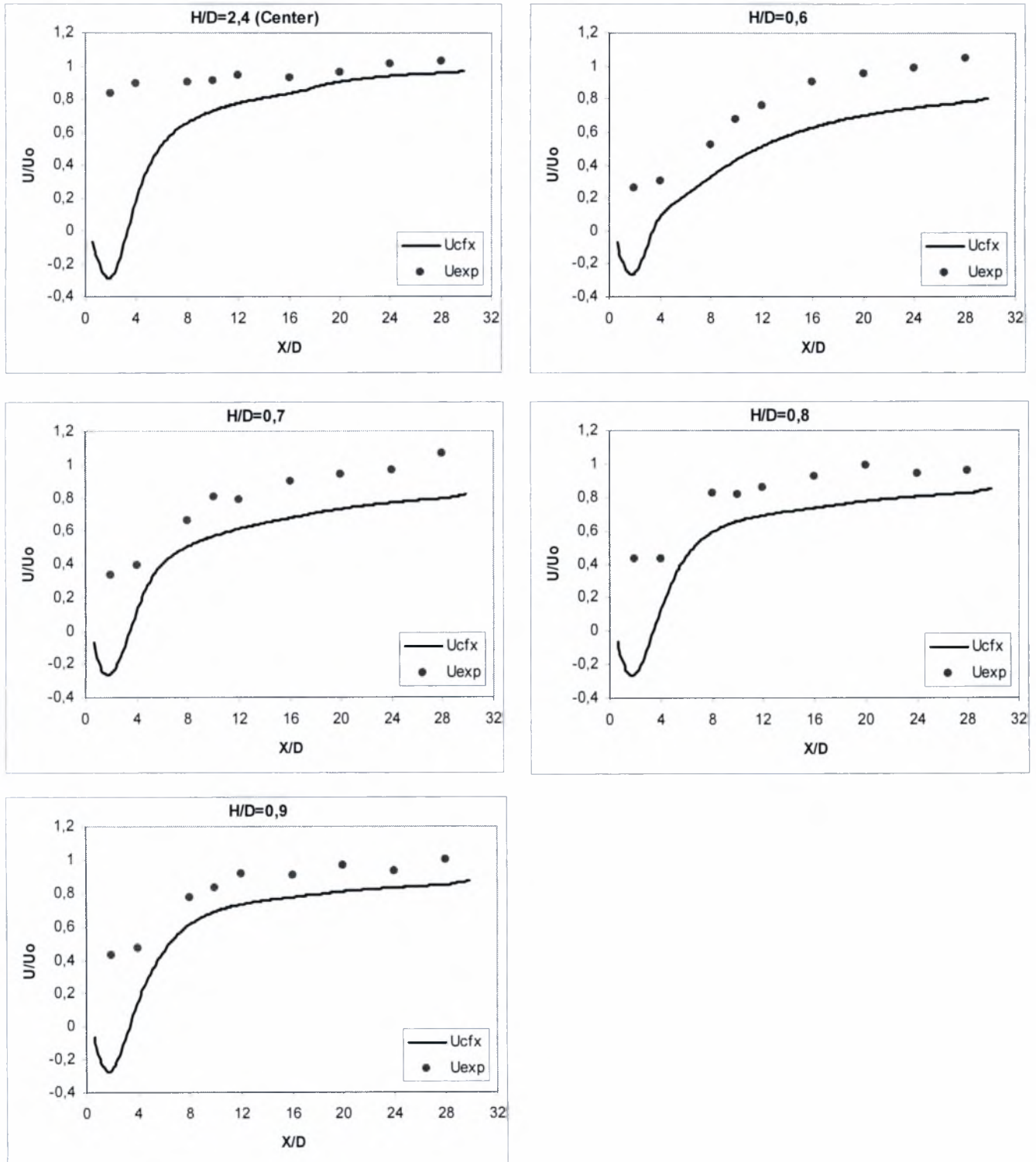
¹ FLOPS ή Floating Point Operations per Second, πράξεις κινητής υποδιαστολής ανά δευτερόλεπτο. Είναι στην ουσία η μονάδα μέτρησης της υπολογιστικής ισχύος ενός μηχανήματος. Είναι αδιάσειστο στοιχείο για την ταχύτητα επεξεργασίας και πραγματοποίησης πράξεων σε υπολογιστικό κώδικα όπως το CFX.

6.1.2. Re=6000



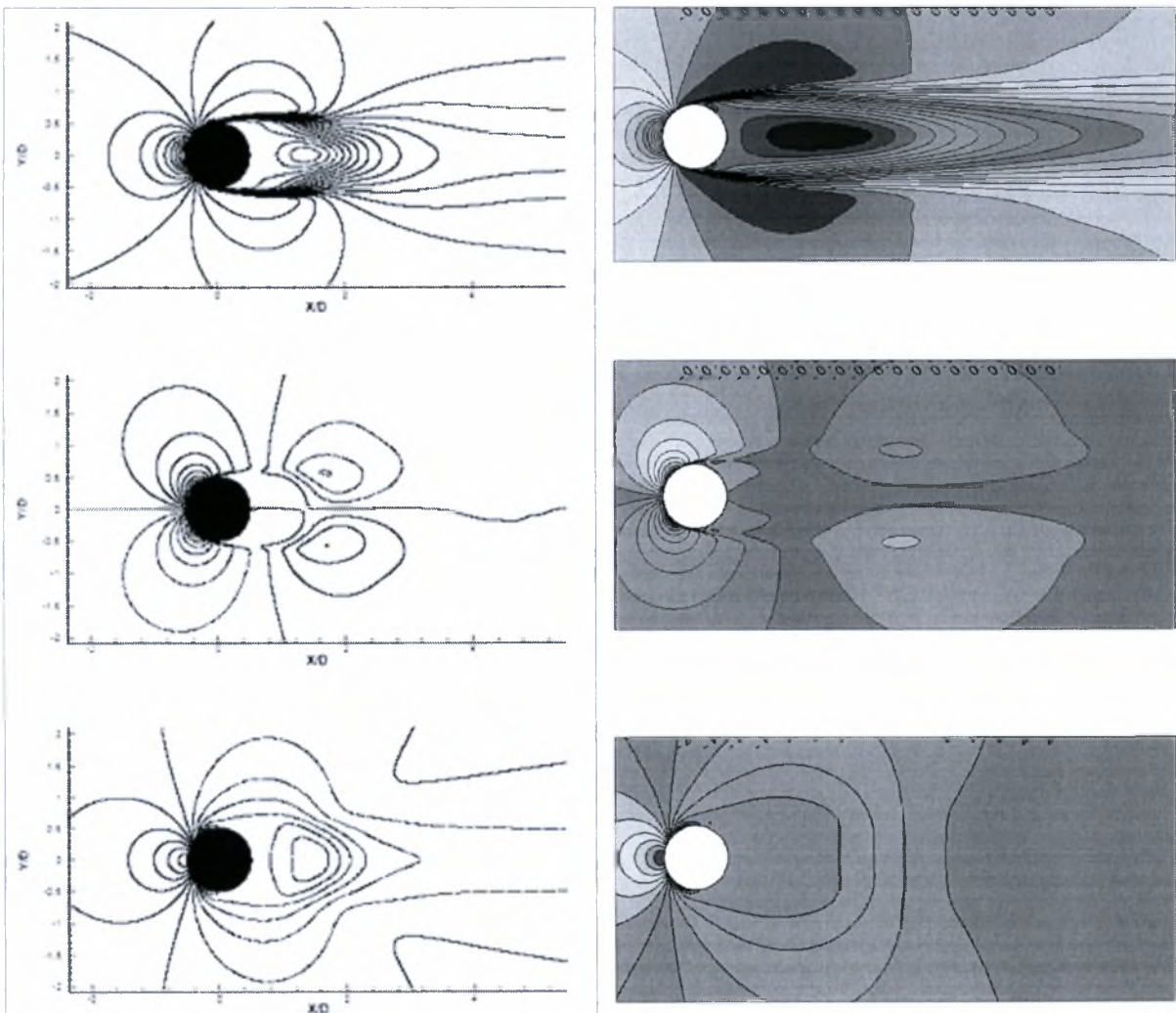
6.3 Διαμήκης διανομές ταχύτητας στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου (σύγκριση αποτελεσμάτων CFX και πειράματος Εμμ.Αλυγιζάκη [16]) για $Re=6000$ ($D=30mm$)

Για $Re=6000$ η κατάσταση βελτιώνεται αρκετά. Εκτός του κέντρου και της 0.6 , τα πειραματικά αποτελέσματα ταιριάζουν με τα υπολογιστικά ακόμα και από το $4D$, ενώ είναι εντυπωσιακή η κυριολεκτική ταύτιση τους μετά το $8D$. Μία αιτία της άριστης προσέγγισης των δύο αποτελεσμάτων μπορεί να είναι το γεγονός ότι το υπολογιστικό πλέγμα βελτιστοποιήθηκε για τη μέση περίπτωση ροής, δηλαδή για $Re=6000$, $D=30$ [mm].

6.1.3. $Re=10000$ 

6.4 Διαμήκης διανομές ταχύτητας στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου (σύγκριση αποτελεσμάτων CFX και πειράματος Εμμ.Αλυγιάκη [16]) για $Re=10000$ ($D=50mm$)

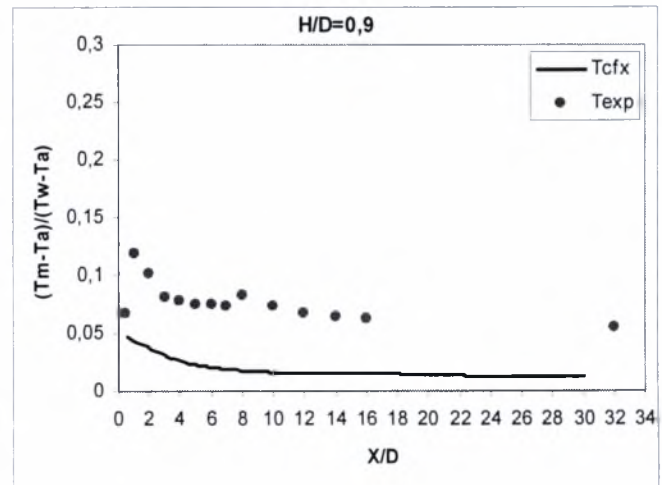
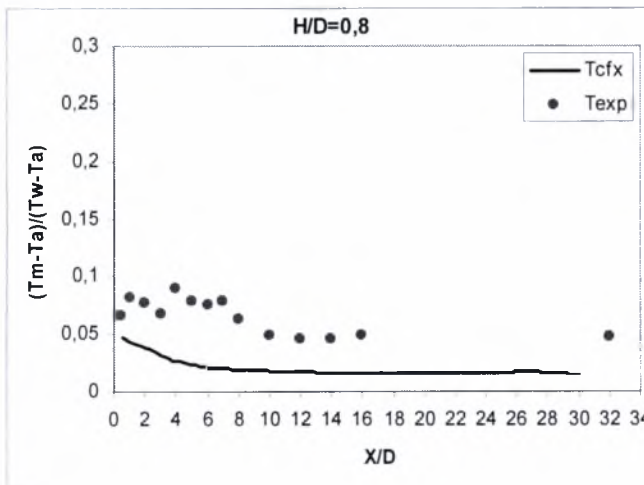
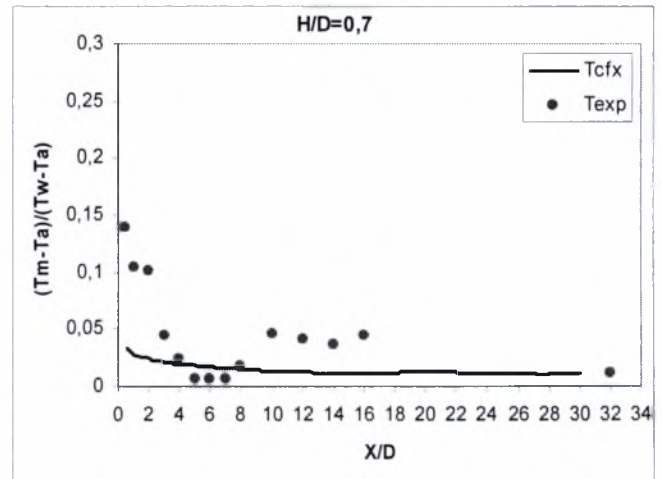
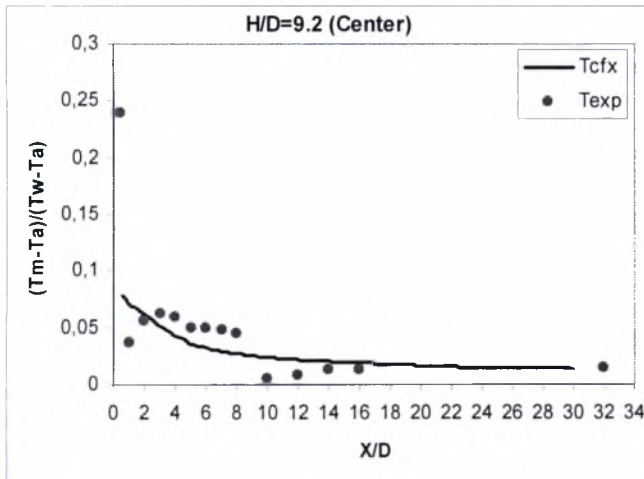
Για $Re=10000$ παρατηρούμε μία συντηρητική εκτίμηση του κώδικα ως προς τις τιμές της ταχύτητας, αφού σε κάθε σχεδόν περίπτωση έχουμε την καμπύλη κάτω από τα σημεία των πειραματικών μετρήσεων. Ενώ οι τιμές του CFX είναι γενικά χαμηλότερες από τις πειραματικές μετρήσεις παρατηρείται ότι παρουσιάζουν χαρακτηριστική ομοιότητα στην μορφολογία της κατανομής. Δεν είναι εξακριβωμένο για το ποια από τις δύο μεθόδους είναι πιο ακριβής και πιστή, λόγω του ότι το μέγεθος του κυλίνδρου είναι μεγάλο σχετικά με το ύψος του καναλιού (blockage effect) μπλοκάροντας σημαντικά τη ροή επηρεάζοντας έτσι και τις πειραματικές μετρήσεις.



6.5 Σύγκριση Ισοϋψών καμπυλών ταχύτητας U, ταχύτητας V και πίεσης από time-averaged DNS $Re=3900$ των F. Tremblay, M. Manhart και R. Friedrich [20] αριστερά και steady state CFX-SST $Re=6000$ της παρούσας εργασίας δεξιά.

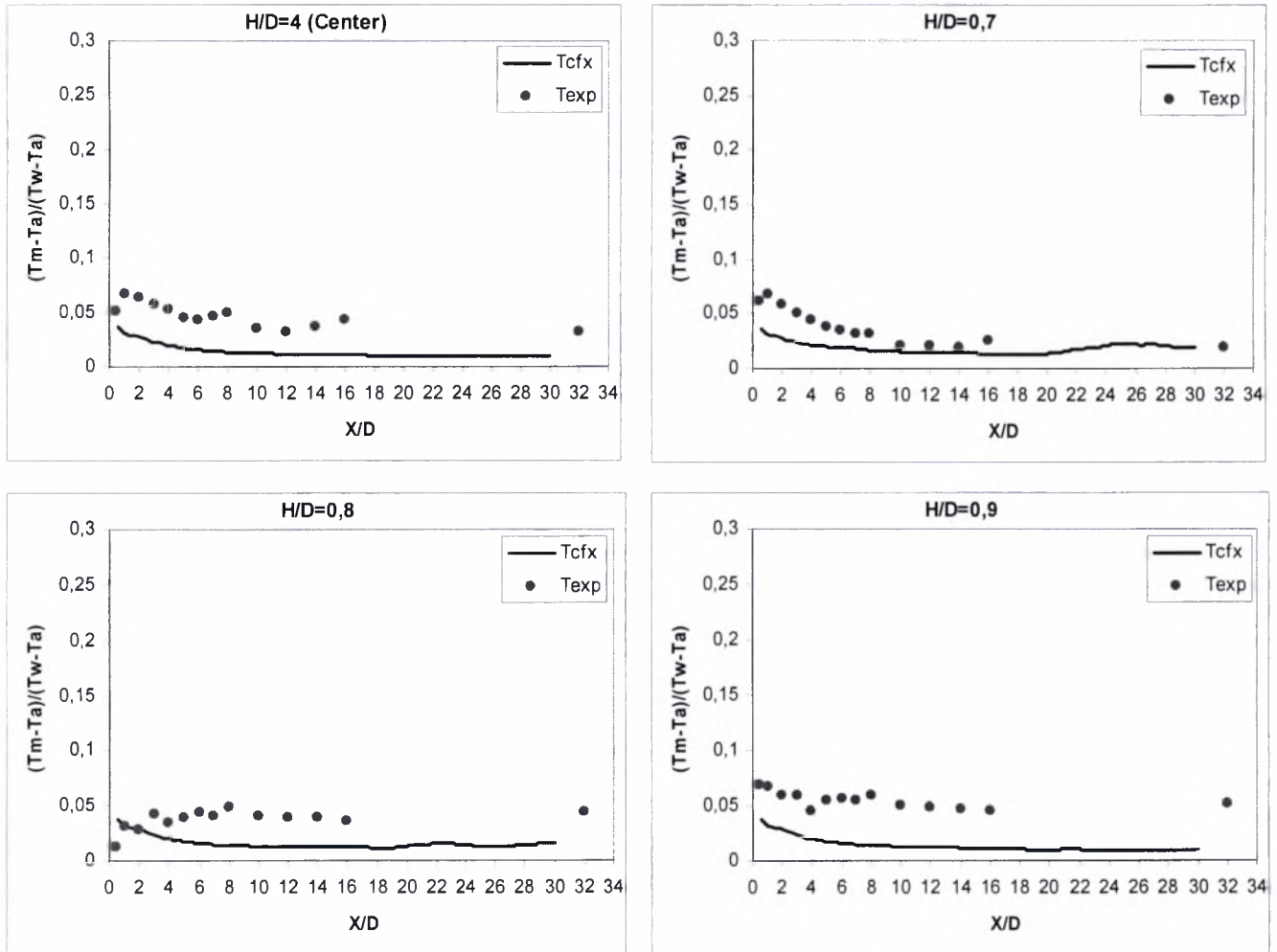
6.2. Θερμοκρασία

6.2.1. $Re=2600$



6.5 Διαμήκης διανομές θερμοκρασίας στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου (σύγκριση αποτελεσμάτων CFX και πειράματος) για $Re=2600$ ($D=13\text{mm}$)

6.2.2. Re=6000

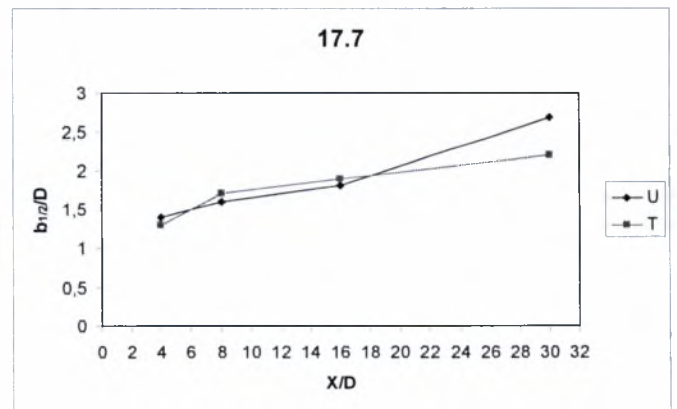
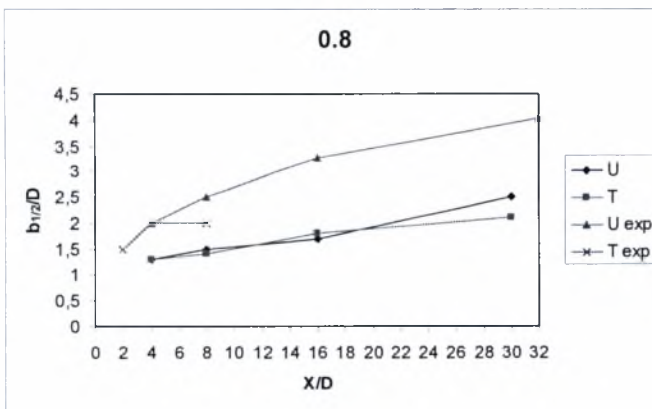
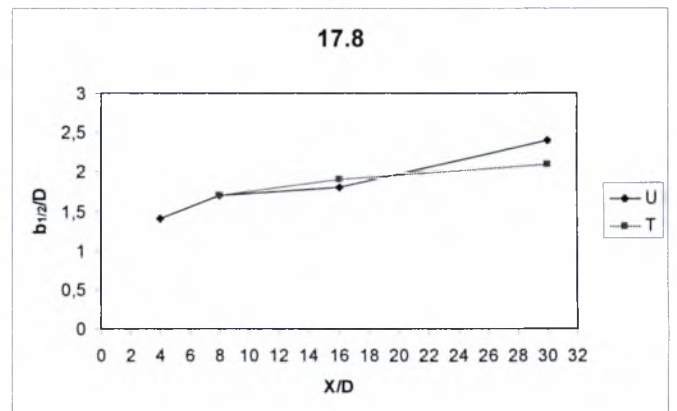
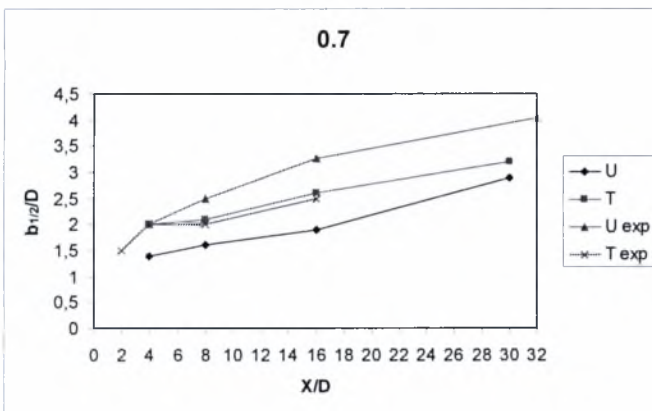
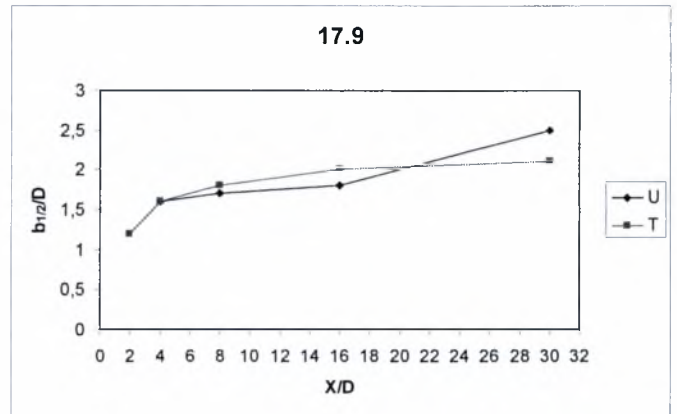
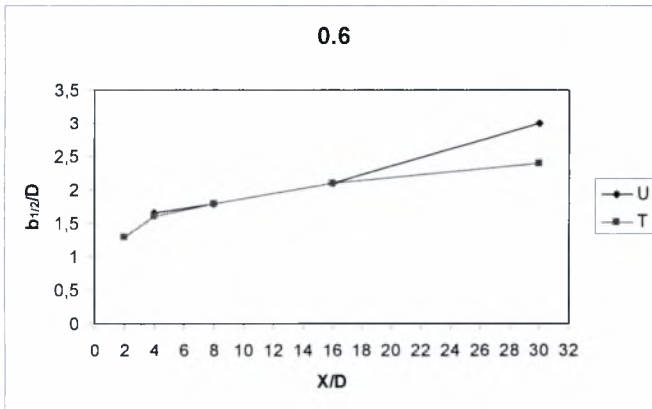


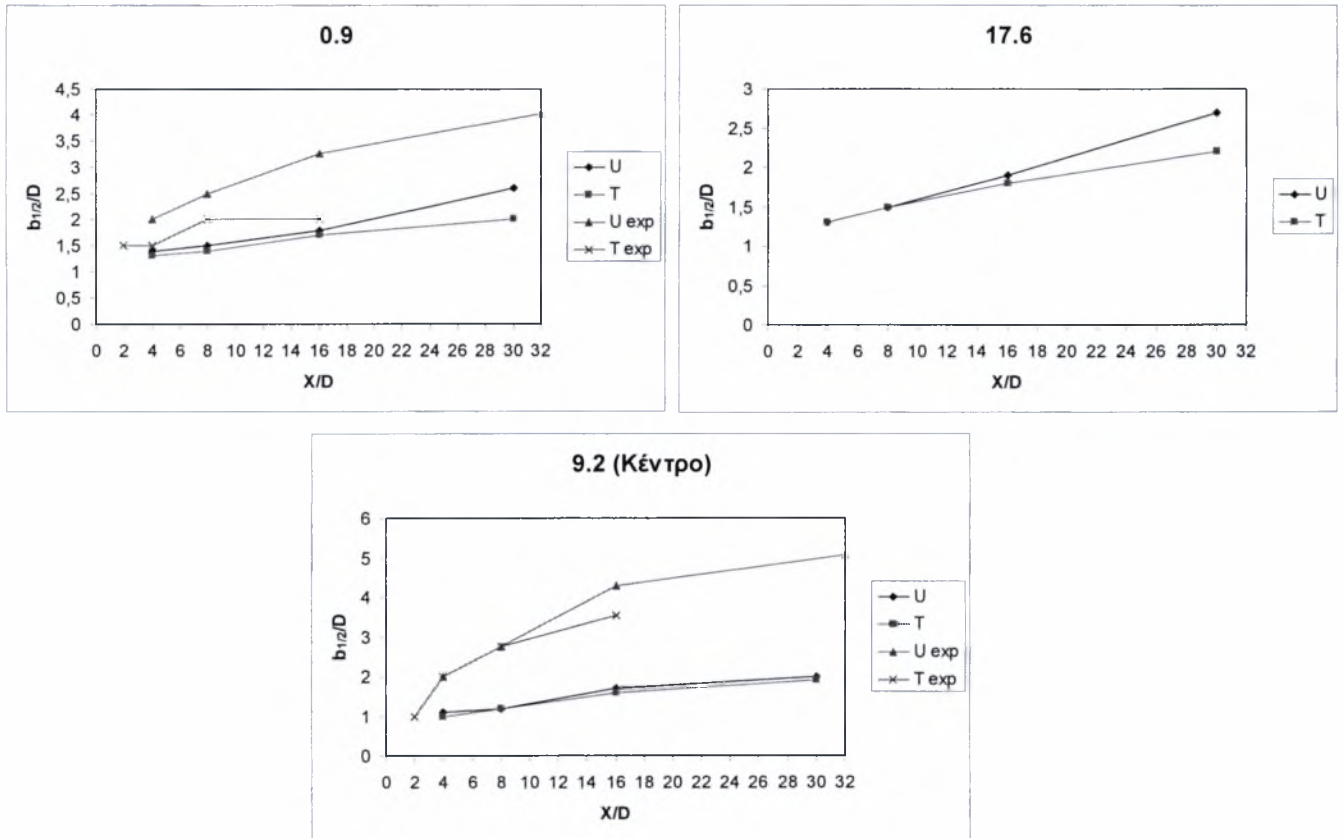
6.6 Διαμήκης διανομές θερμοκρασίας στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου (σύγκριση αποτελεσμάτων CFX και πειράματος) για Re=6000 (D=30mm)

Γενικότερα παρατηρείται ότι η εκτίμηση του CFX είναι σχετικά συντηρητική συγκριτικά με όλα τα πειραματικά δεδομένα. Για $Re=2600$ έχουμε σχετική ανομοιότητα των δύο αποτελεσμάτων με την εκτίμηση του CFX να παρουσιάζει αποτελεσματικότερη ανάμειξη του βαθμωτού μεγέθους της θερμοκρασίας. Για $Re=6000$ η κατάσταση βελτιώνεται και ενώ τα πειραματικά αποτελέσματα εξακολουθούν να βρίσκονται λίγο πιο ψηλά η μορφολογία της υπολογιστικής καμπύλης με το σύνολο των πειραματικών σημείων, είναι παρόμοια.

6.3. Εγκάρσια διασπορά των διανομών μέσω τιμών ταχυτήτων και θερμοκρασιών

6.3.1. Re=2600





6.6 Εγκάρσια διασπορά των διανομών μέσω των τιμών ταχυτήτων και θερμοκρασιών για $Re=2600$ ($D=13mm$) όπου U_{exp} και T_{exp} τα πειραματικά δεδομένα της διατριβής του Εμμ.Αλυγιάκη [16]

Παρατηρείται ότι η εγκάρσια διασπορά στο κέντρο είναι ίδια για την ταχύτητα και τη θερμοκρασία για τις τιμές του CFX. Οι αντίστοιχες πειραματικές κυμαίνονται σε πολύ υψηλότερα επίπεδα και για τα δύο μεγέθη.

Ξεκινώντας από τη θέση 0.6 παρατηρείται άνοδος και των δύο καμπυλών σε υψηλότερες τιμές διασποράς. Συγκρίνοντας με την αντίστοιχη θέση στο δάπεδο, τη θέση 17.9 παρατηρούμε ότι οι τιμές είναι ελαφρώς χαμηλότερες και για τις δύο καμπύλες αυτό είναι ένδειξη ότι η διεπιφάνεια ευνοεί περισσότερο τη διασπορά ταχύτητας και θερμοκρασίας από το δάπεδο. Αναφέρεται ότι δεν υπάρχουν πειραματικά δεδομένα για τις δύο αυτές θέσεις καθώς και για καμία θέση στο δάπεδο γενικότερα.

Στη θέση 0.7 είναι αξιοσημείωτη η ταύτιση της πειραματικής με την υπολογιστική διασπορά της θερμοκρασίας. Οι αντίστοιχες τιμές για την ταχύτητα

διαφέρουνε πολύ με την εκτίμηση του CFX να είναι αρκετά συντηρητική. Σημειώνεται ότι η θέση 0.7 είναι η μοναδική θέση που οι δύο καμπύλες από το CFX έχουνε σχετικά μεγάλο διαχωρισμό σε σύγκριση με τις υπόλοιπες θέσεις που γενικά παρατηρήθηκε ότι έτειναν να ταυτιστούν και περίπου στο $X/D=16$ υπήρχε ένας διαχωρισμός της καμπύλης της ταχύτητας προς τα επάνω. Στην αντίστοιχη θέση στο δάπεδο, τη 17.8, δεν υπάρχει κάτι αξιοσημείωτο παρά μόνο ότι παρουσιάζει αρκετές ομοιότητες με τη θέση 17.9. Οι καμπύλες της εγκάρσιας διασποράς βρίσκονται και οι δύο αρκετά χαμηλότερα από τις αντίστοιχες στη θέση 0.7 κάτι που ενισχύει την άποψη ότι η διεπιφάνεια ευνοεί την εγκάρσια διασπορά της ταχύτητας και της θερμοκρασίας.

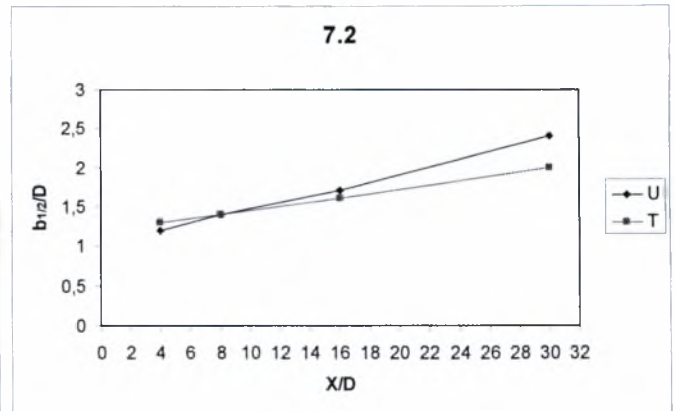
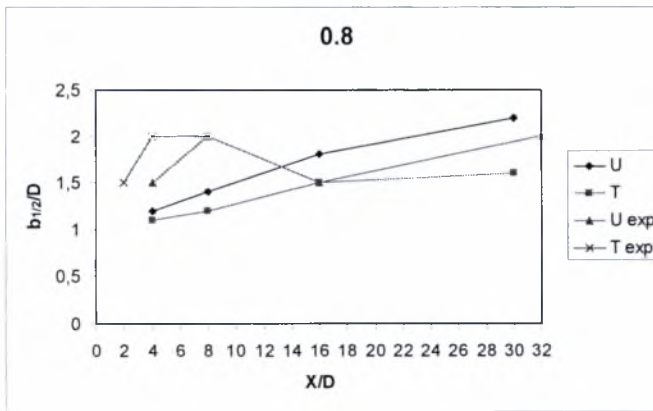
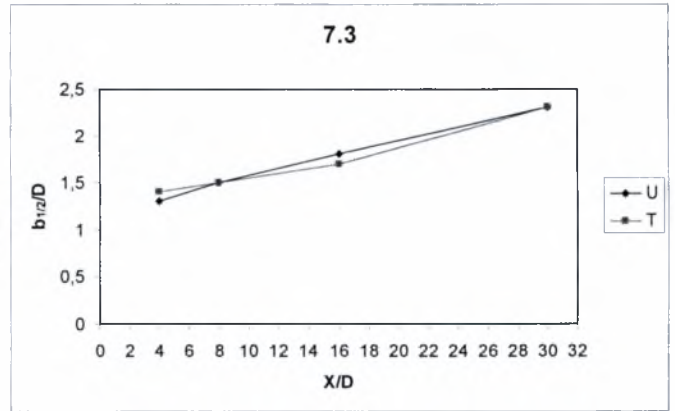
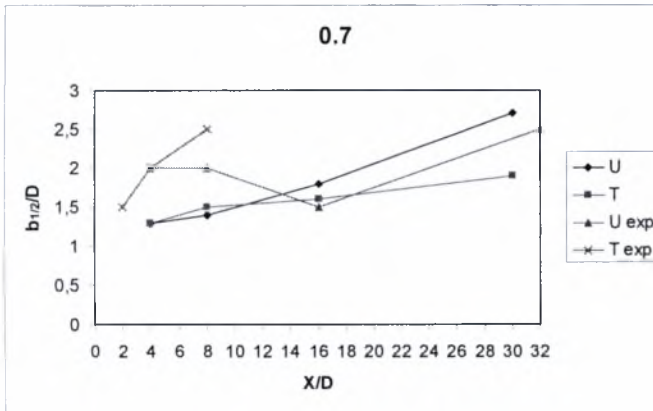
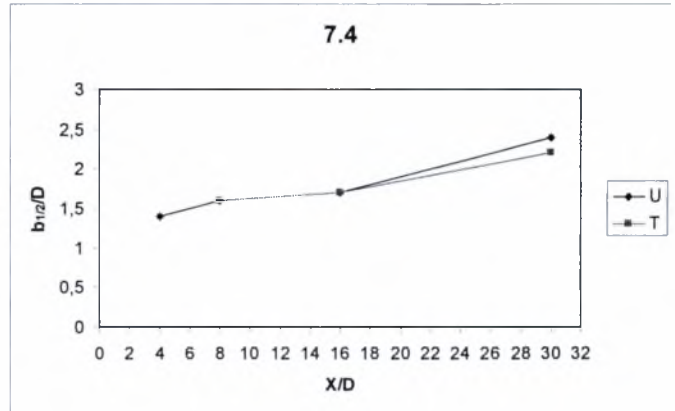
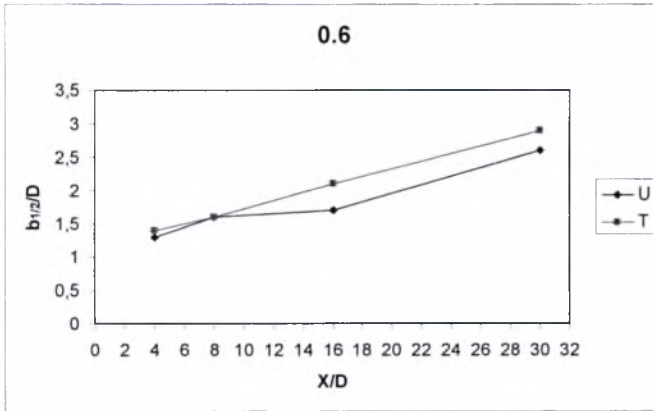
Στη θέση 0.8 οι καμπύλες του CFX έχουνε απομακρυνθεί περισσότερο από τις αντίστοιχες πειραματικές, οι οποίες κυμαίνονται σε παρόμοια επίπεδα. Αξιοσημείωτο το γεγονός ότι στη θέση 17.7, οι δύο καμπύλες βρίσκονται ψηλότερα από τη θέση 17.8 ενώ σε σύγκριση με τη θέση 0.8 φαίνεται να ευνοείται λίγο η πρώτη, κάτι που αντιστρέφει το αποτέλεσμα των ορίων στη διασπορά ταχυτήτων και θερμοκρασιών, με το δάπεδο να την ευνοεί περισσότερο.

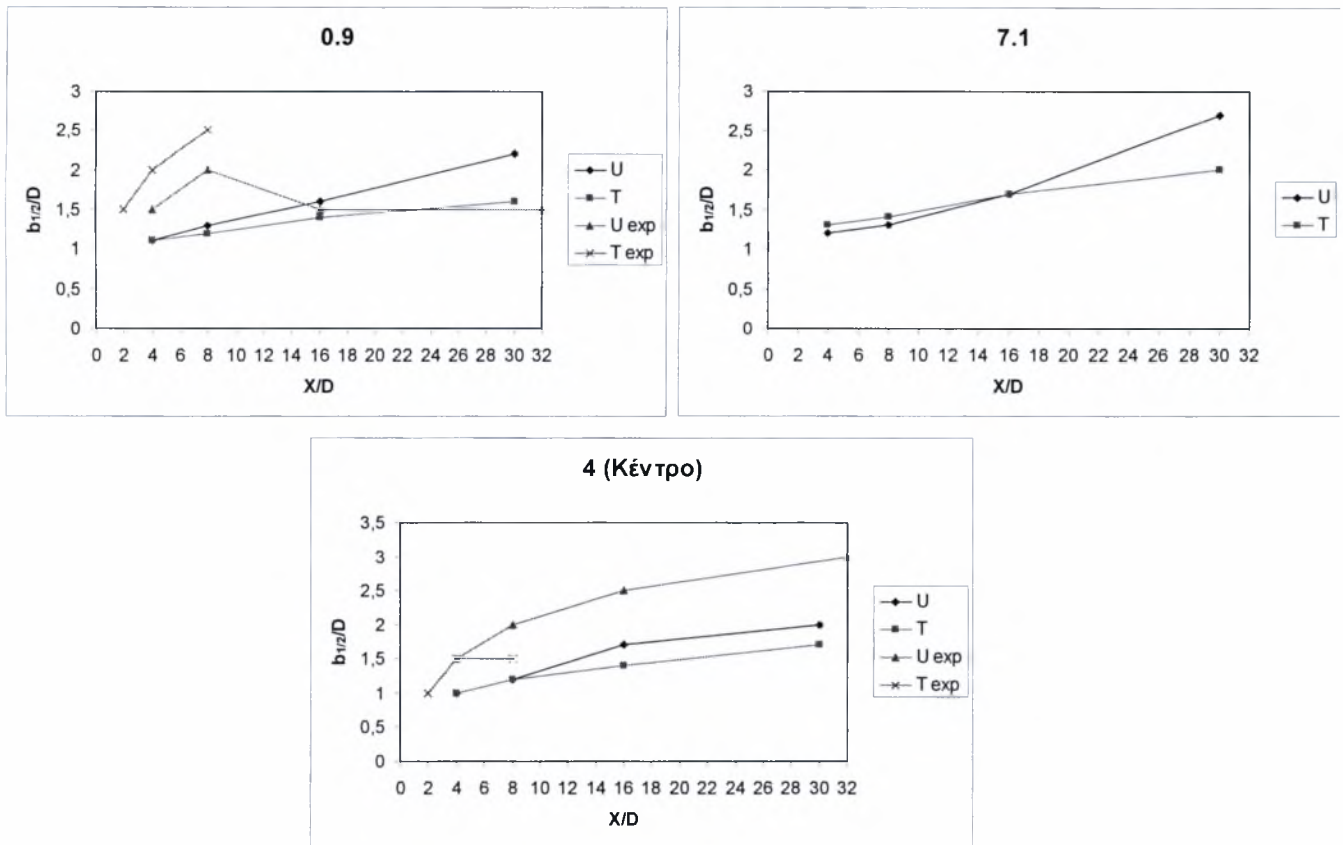
Παρόμοια συμπεριφορά έχουμε και στη θέση 0.9. Οι πειραματικές καμπύλες βρίσκονται αρκετά ψηλότερα με μόνη διαφορά τη θερμοκρασία που είναι ελάχιστα πιο κοντά από ότι στην προηγούμενη θέση. Στη θέση 17.6 η καμπύλη της ταχύτητας είναι σχεδόν ευθεία. Και οι δύο καμπύλες είναι πιο ψηλά από τη θέση 17.7 καθώς και από τη θέση 0.9.

Γενικότερα η συμπεριφορά της εγκάρσιας διασποράς της ταχύτητας και της θερμοκρασίας διαφέρει για τα υπολογιστικά και τα πειραματικά δεδομένα. Σύμφωνα με τα πειράματα, η διασπορά είναι μέγιστη στο κέντρο και για τα δύο μεγέθη. Η διασπορά της ταχύτητας είναι μεν μικρότερη αλλά δε δείχνει να επηρεάζεται από την απόσταση με την ελεύθερη επιφάνεια. Η αντίστοιχη της θερμοκρασίας είναι επίσης μικρότερη αλλά δείχνει να πέφτει ακόμα περισσότερο όσο κινούμαστε από τη θέση 0.7 έως τη 0.9. Τα αποτελέσματα που προκύπτουν από το CFX δείχνουν ότι η διασπορά αυξάνει όσο κινούμαστε προς τα φυσικά όρια και μάλιστα οι θέσεις 0.6 και 0.7 ευνοούνε περισσότερο τη διασπορά από τις αντίστοιχες στο δάπεδο, τις

17.9 και 17.8. Οι θέσεις 17.7 και 17.6 όμως φαίνεται να υπερτερούν σε σύγκριση με τις 0.8 και 0.9 στη διασπορά των δύο μεγεθών.

6.3.2. Re=6000





6.7 Εγκάρσια διασπορά των διανομών μέσω τιμών ταχυτήτων και θερμοκρασιών για $Re=6000$ ($D=30mm$) όπου U_{exp} και T_{exp} τα πειραματικά δεδομένα της διατριβής του Εμμ.Αλυγιζάκη [16]

Και εδώ οι πειραματικές καμπύλες βρίσκονται ψηλότερα από τις αντίστοιχες του CFX στην κεντρική θέση. Σημειώνεται ότι υπερτερεί η καμπύλη της ταχύτητας και για το CFX αλλά και για το πείραμα.

Ξεκινώντας από τη θέση 0.6 παρατηρείται άνοδος και των δύο καμπυλών σε υψηλότερες τιμές διασποράς. Συγκρίνοντας με την αντίστοιχη θέση στο δάπεδο, τη θέση 7.4 παρατηρούμε ότι οι τιμές είναι ελαφρώς χαμηλότερες και για τις δύο καμπύλες αυτό είναι ένδειξη ότι η διεπιφάνεια ευνοεί περισσότερο τη διασπορά ταχύτητας και θερμοκρασίας από το δάπεδο, επίσης τονίζεται ότι ενώ στο δάπεδο η ταχύτητα βρίσκεται ψηλότερα, δεν ισχύει το ίδιο και για τη διεπιφάνεια που υπερτερεί η θερμοκρασία. Αναφέρεται ότι δεν υπάρχουν πειραματικά δεδομένα για τις δύο αυτές θέσεις καθώς και για καμία θέση στο δάπεδο γενικότερα.

Στη θέση 0.7 η συμπεριφορά της διασποράς σύμφωνα με τα αποτελέσματα του CFX διαφέρει μόνο στο ότι έχουνε αντιστραφεί οι τιμές των δύο καμπυλών και τώρα βρίσκεται ψηλότερα η ταχύτητα και μάλιστα σε τιμές που ήτανε πριν η θερμοκρασία. Πολύ διαφορετική συμπεριφορά παρουσιάζεται από τις δύο πειραματικές καμπύλες. Η θερμοκρασία παρουσιάζει ραγδαία άνοδο ενώ η ταχύτητα σταδιακά πέφτει κάτω ακόμα και από τις καμπύλες του CFX για να αρχίσει να ανακάμπτει στο 16D και μάλιστα με ίδια κλίση με την καμπύλη ταχύτητας του CFX, πάντα σε χαμηλότερη τιμή όμως. Στη θέση 7.3 παρατηρούνται ελάχιστες διαφορές με τη θέση 7.4, η διασπορά της ταχύτητας είναι ελαφρώς χαμηλότερη από τη 0.7 ενώ της θερμοκρασίας είναι αρκετά μεγαλύτερη

Στη θέση 0.8 παρατηρείται ότι όλες οι καμπύλες βρίσκονται χαμηλότερα από προηγούμενες θέσεις. Η πειραματική διασπορά της ταχύτητας μετά το 8D πέφτει κάτω από την καμπύλη του CFX και από το 16D αρχίζει και ανεβαίνει με ίδια κλίση με την αντίστοιχη υπολογιστική. Ενώ η θερμοκρασία παίρνει γρήγορα μια μεγάλη τιμή και σταθεροποιείται σε αυτήν που είναι και αρκετά μεγαλύτερη από την υπολογιστική. Στη θέση 7.2 έχουμε μεγαλύτερη διασπορά της θερμοκρασίας ενώ η αντίστοιχη της ταχύτητας κυμαίνεται σε παρόμοια επίπεδα.

Στη θέση 0.9 και μέχρι το 16D η συμπεριφορά της ροής είναι ακριβώς ίδια με αυτή που αναφέρθηκε για τη θέση 0.7. Από το 16D και μετά η πειραματική καμπύλη της ταχύτητας είναι οριζόντια και αρκετά χαμηλότερα από την αντίστοιχη του CFX. Στη θέση 7.1 έχουμε τις μεγαλύτερες τιμές για τη διασπορά της ταχύτητας τόσο στο δάπεδο όσο και στη διεπιφάνεια, η θερμοκρασία κυμαίνεται σε μέσα επίπεδα και βρίσκεται λίγο πιο ψηλά από την αντίστοιχη της θέσης 0.9.

Γενικότερα η συμπεριφορά της εγκάρσιας διασποράς της ταχύτητας και της θερμοκρασίας διαφέρει για τα υπολογιστικά και τα πειραματικά δεδομένα. Σύμφωνα με τα πειράματα, η διασπορά της ταχύτητας είναι μέγιστη στο κέντρο ενώ κοντά στη διεπιφάνεια παρουσιάζει κάποιες ανωμαλίες. Η διασπορά της θερμοκρασίας π[παρουσιάζει εντελώς διαφορετική συμπεριφορά. Και στις τρεις θέσεις στη διεπιφάνεια έχει μεγαλύτερες τιμές από το κέντρο με κορύφωση αλλά και ταύτιση στις θέσεις 0.7 και 0.9. Ανάμεικτη είναι η κατάσταση και για τα υπολογιστικά δεδομένα. Σε κάθε περίπτωση έχουμε μεγαλύτερη διασπορά κοντά στα όρια παρά

στο κέντρο. Εκτός από τη θέση 0.6 και την αντίστοιχη 7.4, σε κάθε περίπτωση το δάπεδο ευνοεί περισσότερο τη διασπορά της θερμοκρασίας ενώ η ταχύτητα ευνοείται περισσότερο στη διεπιφάνεια στις πρώτες δύο θέσεις.

Και για τους δύο κυλίνδρους (για $Re=10000$ ή $D=50\text{mm}$ δεν υπάρχουν μετρήσεις) παρατηρήθηκε ότι στα πειραματικά αποτελέσματα έχουμε μεγαλύτερη εγκάρσια διασπορά στην κεντρική θέση από τις θέσεις στη διεπιφάνεια (επαναλαμβάνεται ότι δεν υπάρχουν μετρήσεις κοντά στο δάπεδο). Αυτό συμβαίνει λόγω της πλήρους ανάπτυξης της ροής και των δινών. Κοντά σε κάποιο φυσικό όριο όπως το στερεό δάπεδο ή η διεπιφάνεια, ο απόρους δεν μπορεί να αναπτυχθεί πλήρως.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ

Σε αυτό το κεφάλαιο αναφέρονται γενικά και συγκεντρωτικά συμπεράσματα για τη ροή γύρω από κυκλικό κύλινδρο κοντά σε διεπιφάνεια και στερεό δάπεδο. Επίσης γίνεται αναφορά για την αποτελεσματικότητα των φαινομένων ανάμειξης του βαθμωτού μεγέθους της θερμοκρασίας συγκριτικά με την αντίστοιχη του διανυσματικού μεγέθους της ταχύτητας ή της ορμής γενικότερα.

Στη δεύτερη ενότητα αναφέρονται προτάσεις για περαιτέρω μελέτη των προαναφερθέντων φαινομένων σε προπτυχιακές και ίσως ακόμα μεγαλύτερου βεληνεκούς εργασίες.

7.1. Συμπεράσματα

Παρατηρήθηκε ότι στη θέση $H/D=K$ ανεξαρτήτως αριθμού Reynolds, στο κέντρο της υδροσήραγγας όλα τα μεγέθη της ροής, σχετιζόμενα τόσο με την ορμή όσο και με την θερμοκρασία, παρουσίασαν μια κατακόρυφη συμμετρία εκατέρωθεν του κέντρου του κυλίνδρου. Στις θέσεις κοντά στο στερεό δάπεδο ή τη διεπιφάνεια ο κύλινδρος σχεδόν εφάπτεται του φυσικού ορίου παρεμποδίζοντας το μεγαλύτερο μέρος του ρευστού να διέλθει από την κάτω ή την επάνω επιφάνεια. Οι διαταραχές στη ροή είναι έντονες και παρατηρούνται σε όλα τα μεγέθη της. Έτσι δεν υπάρχει καμία συμμετρία ενώ σε αρκετές περιπτώσεις είχαμε και τη δημιουργία δεύτερης φυσαλίδας (περιοχή έντονης ανακυκλοφορίας σύμφωνα με τη διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας). Η δεύτερη φυσαλίδα οφείλεται σε ένα επιταχυνόμενο ρεύμα που ανακόπτει τη ροή στην ίδια περίπτωση απόσταση που διαχωρίζονται οι δύο φυσαλίδες. Το μήκος σχηματισμού του απόρου της ροής ήταν για κάθε περίπτωση πολύ μεγαλύτερο συγκριτικά με την κεντρική θέση.

Η ανάμειξη της ορμής φαίνεται να είναι αποτελεσματικότερη στο κέντρο σε κάθε περίπτωση που εξετάστηκε. Προφανώς οι οργανωμένες δομές (δίνες Von Karman) στον απόρο της ροής υποβοηθούν την γρηγορότερη εξομάλυνση των άτακτων ποσοτήτων ορμής. Τα φυσικά όρια επηρεάζουν σε πολύ μεγάλο βαθμό τη ροή κυρίως όσο πιο κοντά σε αυτά. Έτσι η διεπιφάνεια επηρεάζει λιγότερο από το δάπεδο την αποτελεσματικότητα της ανάμειξης του διανυσματικού μεγέθους της ορμής. Η αιτία βρίσκεται στο οριακό στρώμα που δημιουργείται στο δάπεδο και στην σκέδαση μικροδομών τύρβης στα ανώτερα στρώματα αυτού με αποτέλεσμα να παρεμποδίζεται η εξομάλυνση των ποσοτήτων της ορμής. Επαναλαμβάνεται ότι αυτό το συμπέρασμα ισχύει ανεξαρτήτως αριθμού Reynolds.

Γενικά παρατηρήθηκε ότι ο μηχανισμός της ανάμειξης των θερμικών ποσοτήτων είναι αποτελεσματικότερος από τον αντίστοιχο των ταχυτήτων. Επίσης ο αριθμός Reynolds φάνηκε να επηρεάζει πολύ το μηχανισμό ανάμειξης του βαθμωτού μεγέθους της θερμοκρασίας. Έτσι όσο πιο μεγάλος ήταν ο αριθμός Reynolds τόσο αποτελεσματικότερη ήταν η ανάμειξη. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι για $Re=2600$ είχαμε αποτελεσματικότερη ανάμειξη της θερμοκρασίας κοντά στη

διεπιφάνεια ενώ ακολούθησε το δάπεδο και τέλος η κεντρική θέση, η σταθεροποίηση της θερμοκρασίας πραγματοποιήθηκε περίπου 10D μετά τον κύλινδρο. Για $Re=6000$ και 10000 η κατάσταση άλλαξε αφού ο μηχανισμός ανάμειξης της θερμοκρασίας φάνηκε να επηρεάζεται ελάχιστα από τα φυσικά όρια. Η ανάμειξη πραγματοποιείται αποτελεσματικότερα όσο μεγάλωνε ο αριθμός Reynolds με μέση απόσταση σταθεροποίησης περίπου τα 6D. Σημειώνεται ότι η κεντρική θέση έχει πλέον ένα ελάχιστο προβάδισμα στην αποτελεσματικότητα της ανάμειξης ενώ η διεπιφάνεια και το δάπεδο φάνηκε να έχουν σχεδόν την ίδια επίδραση, με τη διεπιφάνεια να προηγείται ελάχιστα.

Ένα ενδιαφέρον ροϊκό φαινόμενο που παρατηρήθηκε στο στερεό δάπεδο και σε ορισμένες μόνο περιπτώσεις, είναι το φαινόμενο της «αναγέννησης» της θερμοκρασίας, αιτία το ρεύμα που παρέσυρε θερμικές ποσότητες που ήταν εγκλωβισμένες στις τυρβώδεις δομές μεταξύ κυλίνδρου και δαπέδου. Λόγω του οριακού στρώματος λοιπόν η θερμότητα παγιδεύεται στις μικροδομές αυτές με αποτέλεσμα να μην διαχέεται στο υπόλοιπο ρευστό κατακερματίζοντας έτσι το μηχανισμό της ανάμειξης. Σημειώνεται ότι αυτό το φαινόμενο δεν παρατηρήθηκε κοντά στη διεπιφάνεια. Εκεί δεν υπήρχε οριακό στρώμα με αποτέλεσμα η θερμική ενέργεια να διαχέεται πιο ομοιόμορφα και ταχύτερα στο ρευστό. Σημειώνεται ότι η συνοριακή συνθήκη που χρησιμοποιήθηκε στην επιφάνεια του δαπέδου του μοντέλου της υδροσήραγγας ορίστηκε αδιαβατική ως προς τη μετάδοση της θερμότητας.

Σε σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα του κ. Εμμ. Αλυγιζάκη [16], τα αποτελέσματα του CFX φαίνεται να υποεκτιμούν τα μεγέθη της ροής. Η προσέγγιση των αποτελεσμάτων επετεύχθη κυρίως μετά το 8D διότι η πειραματική μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε δεν ενδείκνυται για μετρήσεις σε περιοχές με έντονες διαταραχές και αρνητικές τιμές στην ταχύτητα του ρευστού, όπως είναι στον κοντινό απόρο. Γενικά η μορφολογία της καμπύλης της κατανομής της ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής, παρουσίασε αποδεκτή ομοιότητα με τα πειραματικά δεδομένα. Ειδικά στην περίπτωση με αριθμό Reynolds ίσο με 6000 η ταύτιση μετά το 4D ήταν πολύ καλή, αιτία αυτού ίσως να είναι το γεγονός ότι το υπολογιστικό πλέγμα βελτιστοποιήθηκε για τη μέση περίπτωση ροής, δηλαδή για $Re=6000$ ($D=30$ mm).

Στη περίπτωση των θερμοκρασιών, τα υπολογιστικά αποτελέσματα διαφέρουν σημαντικά με τα πειραματικά [16]. Για $Re=2600$ έχουμε σχετική ανομοιότητα των δύο αποτελεσμάτων με την εκτίμηση του CFX να παρουσιάζει αποτελεσματικότερη ανάμειξη του βαθμωτού μεγέθους της θερμοκρασίας. Για $Re=6000$ η κατάσταση βελτιώνεται και ενώ τα πειραματικά αποτελέσματα εξακολουθούν να βρίσκονται λίγο πιο ψηλά η μορφολογία της υπολογιστικής καμπύλης με το σύνολο των πειραματικών σημείων, είναι παρόμοια. Αξιοσημείωτο να αναφερθεί ότι δε βρέθηκε στη βιβλιογραφία κάποια, σχετική με την θερμοκρασιακή ανάμειξη σε ροή πίσω από μη αεροδυναμικό σώμα (bluff body), υπολογιστικής φύσεως έρευνα .

Η συμπεριφορά της εγκάρσιας διασποράς της ταχύτητας και της θερμοκρασίας διαφέρει για τα υπολογιστικά και τα πειραματικά δεδομένα. Σύμφωνα με τα πειράματα, η διασπορά είναι μέγιστη στο κέντρο και για τα δύο μεγέθη. Η διασπορά της ταχύτητας είναι μεν μικρότερη αλλά δε δείχνει να επηρεάζεται από την απόσταση με την ελεύθερη επιφάνεια. Η αντίστοιχη της θερμοκρασίας είναι επίσης μικρότερη αλλά δείχνει να πέφτει ακόμα περισσότερο όσο κινούμαστε προς το κέντρο. Τα αποτελέσματα που προκύπτουν από το CFX δείχνουν ότι η διασπορά αυξάνει όσο κινούμαστε προς τα φυσικά όρια. Ο αριθμός Reynolds φάνηκε ότι ευνοεί τη διασπορά της θερμοκρασίας ενώ κατακερματίζει της ταχύτητας για τα πειράματα ενώ στα υπολογιστικά αποτελέσματα φάνηκε να μην επηρεάζει τόσο την ταχύτητα αλλά τη θερμοκρασία, η οποία παρεμποδίστηκε αρκετά.

Και για τους δύο κυλίνδρους (για $Re=10000$ ($D=50\text{mm}$) δεν υπάρχουν μετρήσεις) παρατηρήθηκε ότι στα πειραματικά αποτελέσματα έχουμε μεγαλύτερη εγκάρσια διασπορά στην κεντρική θέση από τις θέσεις στη διεπιφάνεια (επαναλαμβάνεται ότι δεν υπάρχουν μετρήσεις κοντά στο δάπεδο). Αυτό συμβαίνει λόγω της πλήρους ανάπτυξης της ροής και των δινών. Κοντά σε κάποιο φυσικό όριο όπως το στερεό δάπεδο ή η διεπιφάνεια, ο απόρους δε δύναται να αναπτυχθεί πλήρως.

Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία οι εξομοιώσεις που πραγματοποιήθηκαν στη παρούσα εργασία βρίσκονται σε πολύ καλό επίπεδο αναλογιζόμενοι τον χρησιμοποιούμενο εξοπλισμό. Έτσι λοιπόν σύμφωνα με τις μεθόδους και τα

αποτελέσματα των F. Tremblay, M. Manhart και R. Friedrich [1] παρατηρήθηκε ότι τα αποτελέσματα στην παρούσα εργασία είναι παρόμοια μορφολογικά ενώ σημειώνεται ότι παρατηρήθηκε μία χαρακτηριστική αργοπορία στην ανάκτηση της ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής (σύγκριση διαγραμμάτων 6.1 με 6.2) ενώ ολόκληρη η καμπύλη φάνηκε να είναι «μετατοπισμένη» προς τα αριστερά. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι στο DNS σχήμα των παραπάνω, η ταχύτητα αποκτά ελάχιστη τιμή σε απόσταση 1.5D και ανακτάται περίπου σε 3D, σε σχέση με 2-2.5D και 8-12D αντίστοιχα για τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας.

7.2. Προτάσεις

Η παρούσα εργασία εκτός των άλλων, συνέβαλε στην ενίσχυση της άποψης για το επίπεδο που έχει φτάσει η υπολογιστική ρευστοδυναμική μέσω εμπορικών πακέτων όπως το CFX, σε θέματα ακρίβειας, πιστότητας και επαναληψιμότητας αποτελεσμάτων ακόμα και με τόσους περιορισμούς και συμβιβασμούς (δισδιάστατο πλέγμα, υπολογιστική ισχύς, φυσική μνήμη και χρονικός περιορισμός). Παρακάτω αναφέρονται κάποιες προτάσεις για μελλοντικές εργασίες τόσο σε προπτυχιακό όσο μεταπτυχιακό αλλά και γιατί όχι ερευνητικό επίπεδο, σε θέματα υπολογιστικής ρευστομηχανικής (CFD).

Όπως έχει προαναφερθεί σε εισαγωγικό κεφάλαιο της παρούσας εργασίας, όλες οι περιπτώσεις που επιλύθηκαν ήταν χρονικά ανεξάρτητες (steady state). Μία ενδιαφέρουσα πρόταση είναι να πραγματοποιηθούν κάποιες από τις κρίσιμες εξομοιώσεις (στις περιπτώσεις που σύμφωνα με τη βιβλιογραφία έχουμε μετάβαση και δημιουργία δινών Von Karman) σε μεταβατικού τύπου επίλυση ή transient. Έτσι θα είναι δυνατόν να διερευνηθεί η μετάβαση σε περιοδική εκροή δινών και η μελέτη του αριθμού Strouhal της ροής. Τέτοιου είδους εξομοίωση απαιτεί τουλάχιστον μία τάξη μεγέθους περισσότερο χρόνο για επίλυση και επεξεργασία από την αντίστοιχη σε steady state.

Η χρήση τρισδιάστατων πλεγμάτων για την πλήρη εξομοίωση της ροής στην υδροσήραγγα είναι καθοριστικής σημασίας. Η επεξεργαστική ισχύς και η φυσική μνήμη είναι βασικός παράγοντας.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] Παπαιωάννου Α.Θ., “Μηχανική των Ρευστών”, Τόμος I & II
- [2] Zdravkovich M. M., “Flow Around Circular Cylinders”
- [3] Chang K. P., “Separation of flow”
- [4] Σταπουντζής Ε., “Σημειώσεις Μηχανικής Ρευστών II”, ΠΘ, ΤΜΜΒ, 2000
- [5] Σταπουντζής Ε., “Σημειώσεις Κλασικής και Βιομηχανικής Αεροδυναμικής”, Υπηρεσία Δημοσιευμάτων Α.Π.Θ., Θεσσαλονίκη, 1995.
- [6] Dimas A. Athanassios., “Free – surface waves generation by a fully submerged wake”, Wave Motion, Τομ. 27, σελ. 43 – 54, 1998.
- [7] Dimas A. A. και Triantafyllou S. G., “Nonlinear interaction of shear flow with a free surface”, Journal of Fluid Mechanics, Τομ. 260, σελ. 211 – 246, 1994.
- [8] Dimas A. A. και Triantafyllou S. G., “Shear – Flow / Free – Surface Interaction in a Density – Stratified Fluid”, πρακτικά του International Offshore and Polar Engineering Conference, Τομ. III, σελ. 479 – 486, 1993.
- [9] Dimas A. A. και Triantafyllou S. G., “Free – Surface signature of submerged shear flow”, πρακτικά του International Offshore and Polar Engineering Conference, Τομ. III, σελ. 253 – 261, 1992.
- [10] Matsumura M. και Antonia A. R., “Momentum and heat transport in the turbulent intermediate wake of a circular cylinder”, Journal of Fluid Mechanics, Τομ. 250, σελ. 651 – 668, 1993.
- [11] Goodman L. Wesley, “Modification of the Karman – Vortex Street in the Freestream”, AIAA Journal, Τομ. 24, Αρ. 9, σελ. 1556 – 1557, 1986.
- [12] Figueiredo R. A. και Viegas X. D., “External forced convection around a circular cylinder near a plane boundary”, International Journal of Heat and Mass Transfer, Τομ. 31, Αρ. 1, σελ. 47 – 53, 1988.

- [13] Sideridis A. G, Kastrinakis G. E. και Nychas G. S., "Contitional Analysis of Turbulent Heat Transport in a quasi two – dimensional Wake Interacting with a Boundary Layer", International Journal of Heat and Mass Transfer, Τομ. 42, σελ. 3481 – 3494, 1999.
- [14] Xenopoulos G., Stapountzis H., Salpistis C., και Goulas A., " The wake of a heated circular cylinder in pitching oscillations ", Turbulence, Heat and Mass Transfer, (K. Hanjalic, Ed.), Begell House Publ. ISBN 1-56700-040-1, σελ. 83 – 90, 1995.
- [15] J. Sheridan, J. - C. Lin και D. Rockwell, "Flow past a cylinder close to a free surface ", Journal of Fluid Mechanics, Τομ. 330, σελ. 1 – 30, 1997.
- [16] 'Έρευνα Φαινομένων Ανάμειξης Μέσω Μεγάλων Ροϊκών Δομών και Τύρβης σε Διεπιφάνειες Υγρού-Αερίου', Βόλος, Απρίλιος 2004, Έκθεση Πενταμελούς Επιτροπής της Διδακτορικής Διατριβής του Υποψήφιου Διδάκτορα Εμμανουήλ Κ. Αλυγιζάκη.
- [17] F.E. Camelli και R. Löhner, "Combining the Baldwin Lomax and Smagorinsky Turbulence Models to Calculate Flows with Separation Regions", 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit 14-17 January 2002 / Reno, NV.
- [18] F. Tremblay, M. Manhart και R. Friedrich "DNS of flow around a circular cylinder at a subcritical Reynolds number with cartesian grids" Proceedings of the 8th European Turbulence Conference, EUROMECH, Barcelona, Spain, 27-30th June 2000.
- [19] F. Tremblay, M. Manhart και R. Friedrich "LES of flow around a circular cylinder at a subcritical Reynolds number with cartesian grids" EUROMECH Colloquium 412 on LES of complex transitional and turbulent flows, Munich University of Technology, 4-6th October 2000.
- [20] Frederic Tremblay "Direct and Large-eddy simulation of flow around a circular cylinder at subcritical Reynolds numbers" Thesis

-
- [21] Yoshiaki Katori, Michitoshi Takagi και Kenji “Unsteady CFD analysis around a circular cylinder at various Reynolds numbers” 9th. International Symposium on flow visualization, 2000.
- [22] CFX Technical Brief “The CFX approach to turbulence modelling” 2003
- [23] CFX-5, Users Manual.
- [24] Θεοδωρίδης Γεώργιος, Κωνσταντινίδης Δημήτρης, Menter Florian και Scheuerer Georg “Εφαρμογές Νέων Μοντέλων Τυρβώδους Ροής και Συζευγμένης Επίλυσης Εξισώσεων σε Εμπορικούς Κώδικες Υπολογιστικής Ρευστομηχανικής” ΡΟΗ 2002 Ερευνητικές Δραστηριότητες στα Φαινόμενα Ροής Ρευστών στην Ελλάδα, Πάτρα 2002.

ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΥΜΒΟΛΩΝ

H	η απόσταση του κέντρου του κυλίνδρου από την διεπιφάνεια
X	η διεύθυνση κατά μήκος της ροής
Y	η κάθετη διεύθυνση στην διεύθυνση της ροής
f	η συχνότητα απόσπασης των δινών
Re	ο αριθμός Reynolds
U	η μετρούμενη ταχύτητα πίσω από τον κύλινδρο
U_o	η ταχύτητα της ελεύθερης ροής
D	η διάμετρος του κυλίνδρου
T_m	η μετρούμενη θερμοκρασία
T_a	η θερμοκρασία περιβάλλοντος
T_w	η θερμοκρασία της επιφάνειας του κυλίνδρου
L_f	μήκος περιοχής σχηματισμού δίνης
v	το κινηματικό ιξώδες

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

The k - ϵ model in CFX-5

k is the turbulence kinetic energy and is defined as the variance of the fluctuations in velocity. It has dimensions of ($L^2 T^{-2}$), e.g. m^2/s^2 . ϵ is the turbulence eddy dissipation (the rate at which the velocity fluctuations dissipate) and has dimensions of k per unit time ($L^2 T^{-3}$), e.g. m^2/s^3 .

The k - ε model introduces two new variables into the system of equations. The continuity equation is then:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (\text{Eqn. 28})$$

and the momentum equation becomes:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) - \nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla \mathbf{U}) = \nabla p' + \nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla \mathbf{U})^T + \mathbf{B} \quad (\text{Eqn. 29})$$

where \mathbf{B} is the sum of body forces, μ_{eff} is the effective viscosity accounting for turbulence, and p' is the modified pressure given by

$$p' = p + \frac{2}{3} \rho k \quad (\text{Eqn. 30})$$

The k - ε model, like the zero equation model, is based on the eddy viscosity concept, so that

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t$$

where μ_t is the turbulence viscosity. The k - ε model assumes that the turbulence viscosity is linked to the turbulence kinetic energy and dissipation via the relation

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}$$

where C_μ is a constant. Refer to **List of Symbols (p. 2)** for its value.

The values of k and ε come directly from the differential transport equations for the turbulence kinetic energy and turbulence dissipation rate:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \rho \varepsilon \quad (\text{Eqn. 31})$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \varepsilon) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (\text{Eqn. 32})$$

where $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, σ_k and σ_ε are constants. Refer to **List of Symbols (p. 2)** for their values.

P_k is the turbulence production due to viscous and buoyancy forces, which is modelled using:

$$P_k = \mu_t \nabla U \cdot (\nabla U + \nabla U^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot U (3\mu_t \nabla \cdot U + \rho k) + P_{kb} \quad (\text{Eqn. 33})$$

For incompressible flow, $\nabla \cdot U$ is small and the second term on the right side of **(Eqn. 33)** does not contribute significantly to the production. For compressible flow, $\nabla \cdot U$ is only large in regions with high velocity divergence, such as at shocks.

The term $3\mu_t$ in **(Eqn. 33)** is based on the “frozen stress” assumption [77]. This prevents the values of k and ε becoming too large through shocks, a situation that becomes progressively worse as the mesh is refined at shocks. The expert parameter `compressible turbulence production factor` can be used to set the value of the factor in front of μ_t , the default value is 3, as shown. A value of 1 will provide the same treatment as CFX-4.

If the full buoyancy model is being used, the buoyancy production term P_{kb} is modelled as:

$$P_{kb} = -\frac{\mu_t}{Pr_t} \mathbf{g} \cdot \nabla \rho$$

and if the Boussinesq buoyancy model is being used, it is:

$$P_{kb} = \frac{\mu_t}{Pr_t} \rho \beta \mathbf{g} \cdot \nabla T$$

This buoyancy production term is included in the k equation only if the `buoyancy tke source` expert parameter is set. It is included in the ε equation only if the `buoyancy ted source` expert parameter is set and if P_{kb} is positive.

One of the advantages of the k - ω formulation is the near wall treatment for low-Reynolds number computations. The model does not involve the complex non-linear damping functions required for the k - ϵ model and is therefore more accurate and more robust. A low-Reynolds k - ϵ model would typically require a near wall resolution of $y^+ < 0.2$, while a low-Reynolds number k - ω model would require at least $y^+ < 2$. In industrial flows, even $y^+ < 2$ cannot be guaranteed in most applications and for this reason, a new near wall treatment was developed for the k - ω models. It allows for smooth shift from a low-Reynolds number form to a wall function formulation.

The k - ω models assumes that the turbulence viscosity is linked to the turbulence kinetic energy and turbulent frequency via the relation

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega}$$

The Wilcox k - ω Model

The starting point of the present formulation is the k - ω model developed by Wilcox [24]. It solves two transport equations, one for the turbulent kinetic energy, k , and one for the turbulent frequency, ω . The stress tensor is computed from the eddy-viscosity concept.

k -equation:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta' \rho k \omega \quad (\text{Eqn. 35})$$

ω -equation:

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \omega) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \nabla \omega \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2 \quad (\text{Eqn. 36})$$

In addition to the independent variables, the density, ρ , and the velocity vector, \mathbf{U} , are treated as known quantities from the Navier-Stokes method. P_k is the production rate of turbulence, which is calculated as in the k - ε model (see **(Eqn. 33)**).

The model constants are given by:

$$\beta' = 0.09$$

$$\alpha = 5/9$$

$$\beta = 0.075$$

$$\sigma_k = 2$$

$$\sigma_\omega = 2$$

The unknown Reynolds stress tensor, τ , is calculated from:

$$\tau = \mu_t 2 \underline{\underline{S}} - \rho \frac{2}{3} \delta k \quad (\text{Eqn. 37})$$

In order to avoid the build-up of turbulent kinetic energy in stagnation regions, a limiter to the production term is introduced into the equations according to Menter ^[22]:

$$\tilde{P}_k = \min(P_k, c_{lim} \varepsilon)$$

with $c_{lim} = 10$ for ω based models. This limiter does not affect the shear layer performance of the model, but has consistently avoided the stagnation point build-up in aerodynamic simulations. This limiter is also available for the k - ε model and is controlled through the expert parameter **turbulence production clip factor**.

Note also that the buoyancy production term is included in the ω equation only if the **buoyancy tef source** expert parameter is set and if P_{kb} is positive.

The Baseline (BSL) k - ω Model

The main problem with the Wilcox model is its well known strong sensitivity to freestream conditions (Menter [25]). Depending on the value specified for ω at the inlet, a significant variation in the results of the model can be obtained. This is undesirable and in order to solve the problem, a blending between the k - ω model near the surface and the k - ϵ model in the outer region was developed by Menter [22]. It consists of a transformation of the k - ϵ model to a k - ω formulation and a subsequent addition of the corresponding equations. The Wilcox model is thereby multiplied by a blending function F_1 and the transformed k - ϵ model by a function $1-F_1$. F_1 is equal to one near the surface and switches over to zero inside the boundary layer. At the boundary layer edge and outside the boundary layer, the standard k - ϵ model is therefore recovered.

Wilcox model:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k1}} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta' \rho k \omega \quad (\text{Eqn. 38})$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \omega) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 1}} \right) \nabla \omega \right] + \alpha_1 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_1 \rho \omega^2 \quad (\text{Eqn. 39})$$

Transformed k - ϵ model:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k2}} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta' \rho k \omega \quad (\text{Eqn. 40})$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \omega) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 2}} \right) \nabla \omega \right] + 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2}} \nabla k \nabla \omega + \alpha_2 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_2 \rho \omega^2 \quad (\text{Eqn. 41})$$

Now the equations of the Wilcox model are multiplied by function F_1 , the transformed k - ϵ equations by a function $1-F_1$ and the corresponding k - and ω - equations are added to give the BSL model:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta' \rho k \omega \quad (\text{Eqn. 42})$$

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U\omega) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \nabla \omega \right] + (1 - F_1) 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \nabla k \nabla \omega + \alpha_3 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_3 \rho \omega^2$$

(Eqn. 43)

The coefficients of the new model are a linear combination of the corresponding coefficients of the underlying models:

$$\Phi_3 = F_1 \Phi_1 + (1 - F_1) \Phi_2$$

All coefficients are listed again for completeness:

$$\beta' = 0.09$$

$$\alpha_1 = 5/9$$

$$\beta_1 = 0.075$$

$$\sigma_{k1} = 2$$

$$\sigma_{\omega 1} = 2$$

$$\alpha_2 = 0.44$$

$$\beta_2 = 0.0828$$

$$\sigma_{k2} = 1$$

$$\sigma_{\omega 2} = 1/0.856$$

The Shear Stress Transport (SST) k - ω Based Model

The k - ω based SST model accounts for the transport of the turbulent shear stress and gives highly accurate predictions of the onset and the amount of flow separation under adverse pressure gradients.

The BSL model combines the advantages of the Wilcox and the k - ϵ model, but still fails to properly predict the onset and amount of flow separation from smooth surfaces. The reasons for this deficiency are given in detail in Menter ^[22]. The main reason is that both models do not account for the transport of the turbulent shear stress. This results in an overprediction of the eddy-viscosity. The proper transport behaviour can be obtained by a limiter to the formulation of the eddy-viscosity:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)}$$

where

$$\nu_t = \mu_t / \rho$$

Again F_2 is a blending function similar to F_1 , which restricts the limiter to the wall boundary layer, as the underlying assumptions are not correct for free shear flows. S is an invariant measure of the strain rate.

Blending Functions

The blending functions are critical to the success of the method. Their formulation is based on the distance to the nearest surface and on the flow variables.

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4)$$

with:

$$\arg_1 = \min\left(\max\left(\frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega}\right), \frac{4\rho k}{CD_{k\omega} \sigma_{\omega 2} y^2}\right)$$

where y is the distance to the nearest wall and ν is the kinematic viscosity and:

$$CD_{k\omega} = \max\left(2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \nabla k \nabla \omega, 1.0 \times 10^{-10}\right)$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2)$$

with:

$$\arg_2 = \max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega}\right)$$

The Wall Scale Equation

During the solution of a simulation using the SST or BSL model, you will see a plot in the CFX-5 Solver Manager for "Wall Scale". These models requires the distance of a node to the nearest wall for performing the blending between k - ϵ and k - ω . The wall scale equation is the equation solved to get the wall distance, it is simply:

$$\nabla^2 \phi = 1$$

where ϕ is the value of the wall scale. The wall distance can be calculated from the wall scale through:

$$\text{Wall Distance} = \sqrt{(|\nabla\phi|^2 + 2\phi) - |\nabla\phi|}$$

While the wall-functions presented above allow for a consistent mesh refinement, they are based on physical assumptions which are problematic, especially in flows at lower Reynolds numbers ($Re < 10^5$), as the sublayer portion of the boundary layer is neglected in the mass and momentum balance. For flows at low Reynolds numbers, this can cause an error in the displacement thickness of up to 25%. It is therefore desirable to offer a formulation which will automatically switch from wall-functions to a low- Re near wall formulation as the mesh is refined. The $k-\omega$ model of Wilcox has the advantage that an analytical expression is known for ω in the viscous sublayer, which can be exploited to achieve this goal. The main idea behind the present formulation is to blend the wall value for ω between the logarithmic and the near wall formulation. The flux for the k -equation is artificially kept to be zero and the flux in the momentum equation is computed from the velocity profile. The equations are as follows:

Flux for the momentum equation, F_U :

$$F_U = -\rho u_\tau u^*$$

with:

$$u_\tau = \sqrt{v \left| \frac{\Delta U}{\Delta y} \right|}$$

$$u^* = \max(\sqrt{a_1 k}, u_\tau)$$

Flux for the k -equation:

$$F_k = 0$$

In the ω -equation, an algebraic expression is specified instead of an added flux. It is a blend between the analytical expression for ω in the logarithmic region:

$$\omega_l = \frac{u^*}{a_1 \kappa y} = \frac{1}{a_1 \kappa v} \frac{u^{*2}}{y^+}$$

and the corresponding expression in the sublayer:

$$\omega_s = \frac{6\nu}{\beta(\Delta y)^2}$$

with Δy being the distance between the first and the second mesh point. In order to achieve a smooth blending and to avoid cyclic convergence behaviour, the following formulation is selected:

$$\omega_\omega = \omega_s \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_l}{\omega_s}\right)^2}$$

While in the wall-function formulation, the first point is treated as being outside the edge of the viscous sublayer, the location of the first mesh point is now virtually moved down through the viscous sublayer as the mesh is refined in the low- Re mode. It is to be emphasised, that the physical location of the first mesh point is always at the wall ($y = 0$). The error in the wall-function formulation results from this virtual shift, which amounts to a reduction in displacement thickness. This error is always present in the wall-function mode, but is reduced to zero as the method shifts to the low- Re model. The shift is based on the distance between the first and the second mesh point $\Delta y = y_2 - y_1$ with y being the wall normal distance.



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ
ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ



004000074672

