

ΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ

ΣΧΟΛΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ

ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΙΑΣ

ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ:

**“ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΦΛΟΓΑΣ ΜΕ ΧΡΗΣΗ
ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ”**

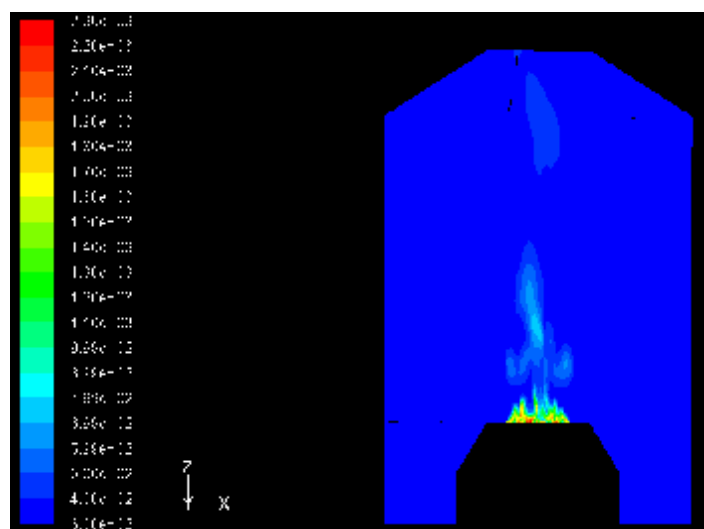
ΟΝΟΜΑΤΕΠΩΝΥΜΟ ΣΠΟΥΔΑΣΤΩΝ:

1) ΔΗΜΗΤΡΗΣ ΑΝΑΣΤΑΣΟΠΟΥΛΟΣ

2) ΛΟΥΚΑΣ ΣΠΑΘΗΣ

3) ΝΙΚΟΛΑΟΣ ΤΣΙΧΛΑΣ

ΕΠΟΠΤΕΥΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ : ΙΩΑΝΝΗΣ ΓΙΑΝΝΑΚΗΣ



ΠΑΤΡΑ- ΣΕΠΤΕΜΒΡΙΟΣ 2007

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΕΡΙΛΗΨΗ- ΕΙΣΑΓΩΓΗ	5
<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1:</u>	
1.1. Στόχοι Μοντελοποίησης Καύσης.....	6
1.1.1. Εφαρμογές Μοντελοποίησης Καύσης.....	6
1.1.2. Υποθέσεις που αφορούν την Μοντελοποίηση της Καύσης.....	7
1.2. Γενικά χαρακτηριστικά του FLUENT.....	7
1.3. Λύση των εξισώσεων συνεχούς φάσης.....	9
1.3.1. Η τεχνική του όγκου ελέγχου.....	9
1.3.2. Ολοκλήρωση των διαφορικών εξισώσεων στον όγκο ελέγχου.....	10
1.3.3. Κλείσιμο των διακριτών εξισώσεων.....	12
1.3.4. Γενικά για τις μεθόδους διακριτοποίησης.....	12
1.3.5. Διαδικασίες διακριτοποίησης στο FLUENT.....	13
1.4. Οι αλγόριθμοι σύζευξης Πίεσης-Ταχύτητας : SIMPLE και SIMPLEC.....	14
1.4.1. Ο αλγόριθμος SIMPLE.....	14
1.4.2. Ο αλγόριθμος SIMPLEC.....	16
1.5. Το μοντέλο Large Eddy Simulation (LES).....	17
1.5.1. Εξισώσεις NAVIER-STOKES.....	18
1.5.2. Μοντελοποίηση SUBGRID SCALE.....	20
1.5.3. Το μοντέλο Smagorinsky-Lilly.....	20
1.6. Εισαγωγή στην μοντελοποίηση των πολυφασικών ροών.....	21
1.6.1. Πολυφασικά συστήματα ροής.....	21
1.6.2. Προσεγγίσεις στην πολυφασική διαμόρφωση.....	23
1.7. Σωματίδια στις τυρβώδεις ροές.....	26
1.7.1. Εξισώσεις κίνησης για τα σωματίδια.....	26

1.7.2.	Νόμοι για τους συντελεστές αντίστασης.....	27
1.7.3.	Δύναμη Thermophoretic.....	28
1.7.4.	Στοχαστική κατανομή σωματιδίων στην τυρβώδη ροή.....	30
1.8.	Υπολογισμοί μεταφοράς θερμότητας και μάζας.....	30
1.8.1.	Αδρανής θέρμανση ή ψύξη.....	31
1.8.2.	Εξάτμιση σταγονιδίων.....	34
1.8.3.	Βρασμός σταγονιδίων.....	37
1.9.	Η επαναληπτική διαδικασία της λύσης.....	39
1.10.	Χαρακτηριστικά λιμνάζουσας φλόγας (POOL FIRE).....	40
1.10.1.	Δομή και σχήμα λιμνάζουσας φλόγας.....	41
1.10.2.	Ύψος Φλόγας.....	43
1.10.3.	Η Δομή μιας λιμνάζουσας φλόγας από ενεργειακή άποψη.....	43
1.10.4.	Εκπομπή ακτινοβολίας μιας λιμνάζουσας φλόγας.....	45
1.11.	Μοντέλα για τον προσδιορισμό του ρυθμού εξάτμισης του καυσίμου.....	48
1.12.	Ανωστικές ροές.....	49
1.13.	Βασικοί παράμετροι της ροής.....	50

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2:

2.1.	Πλέγματα.....	53
2.1.1.	Δομημένα πλέγματα.....	53
2.1.2.	Σύνθετα πλέγματα.....	54
2.1.3.	Συστήματα συντεταγμένων.....	55
2.2.	Εισαγωγή στο GAMBIT.....	56

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3:

3.1.	Θάλαμος πειραματικών μετρήσεων.....	57
------	-------------------------------------	----

3.2. Κύκλωμα παροχής καυσίμου.....	59
------------------------------------	----

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4:

4.1. Σύντομη αναφορά στον τρόπο διεξαγωγής των πειραματικών μετρήσεων....	61
---	----

4.2. Εύρεση του αριθμού GRASHOF του ανωστικού πεδίου του πλουμίου.....	62
--	----

4.3. Μοντελοποίηση της λιμνώδους φλόγας στο FLUENT.....	65
---	----

4.4. Αποτελέσματα και συγκρίσεις με πειραματικές μετρήσεις.....	71
---	----

4.5. Συμπεράσματα.....	108
------------------------	-----

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	109
--------------------------	------------

ΠΕΡΙΛΗΨΗ- ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Ο σκοπός της εργασίας αυτής είναι αρχικά να κατανοηθεί και να μελετηθεί το σύνολο των μηχανισμών που διέπουν τις λιμνώδεις φωτιές και στην συνέχεια να επιχειρηθεί προσπάθεια καταστολής αυτών με συγκεκριμένη χρήση υδάτινου εκνεφώματος .

Η προσομοίωση της πραγματικής λιμνώδους πυρκαϊάς καθίσταται δύσκολη λόγω των πολλών εξωτερικών παραγόντων που συντελούν στην συντήρηση και διάδοσή της. Οι παράγοντες αυτοί , μπορεί να είναι η ύπαρξη ανέμου , η μορφολογία του εδάφους , το είδος του καυσίμου και οι μετεωρολογικές συνθήκες.

Για τους παραπάνω λόγους η πειραματική προσομοίωση απομονώθηκε πλήρως στο εργαστήριο με σκοπό να γίνει μελέτη των βασικών μηχανισμών που υπάρχουν στη φύση .

Στη συνέχεια μέσω υπολογιστικού προγράμματος (FLUENT) θα γίνει προσπάθεια, ώστε οι μετρήσεις και τα αποτελέσματα των πειραματικής προσομοίωσης, να αναπαραχθούν θεωρητικώς και να πιστοποιηθούν .

Τέλος, εφόσον θα έχει μελετηθεί το φαινόμενο της λιμνώδους πυρκαϊάς θα γίνει θεωρητική προσομοίωση περιστολής της με την μέθοδο του υδάτινου εκνεφώματος .

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1 : Μοντελοποίηση Της Καύσης

1.1. Στόχοι μοντελοποίησης καύσης

Η προσομοίωση των διεργασιών καύσης και η ανάπτυξη υπολογιστικών δυνατοτήτων για την μελέτη της συμπεριφοράς συστημάτων καύσης κάτω από διαφορετικές συνθήκες.

- Η κατανόηση και ερμηνεία των φαινομένων της καύσης.
- Η υποκατάσταση δύσκολων ή πολυέξοδων πειραμάτων καύσης.
- Η προσφορά πληροφοριών και η καθοδήγηση στο σχεδιασμό πειραμάτων καύσης.
- Η διερεύνηση της επίδρασης διαφόρων παραμέτρων στις διεργασίες καύσης μέσω διεξαγωγής παραμετρικών σπουδών.

1.1.1 Εφαρμογές της μοντελοποίησης καύσης

- Στην παραγωγή ενέργειας
- Καύση άνθρακα σε σταθμούς παραγωγής
- Καύση υγρών καυσίμων σε Μ.Ε.Κ
- Καύση φυσικού αερίου
- Καύση στερεών καυσίμων σε πυραυλοκινητήρες
- Στην βιομηχανική παραγωγή όπως παραγωγή χάλυβα, υάλου, κεραμικών, τσιμέντου, πλαστικών στα διυλιστήρια κ.τ.λ.
- Πρόληψη πυρκαγιών και πυρασφάλεια.
- Θέρμανση οικιών και βιομηχανιών.
- Έλεγχος περιβαλλοντικών επιπτώσεων της καύσης όπως π.χ. σχηματισμό ρυπαντών NO_x , SO_x , CO Σχηματισμό σωματιδίων άνθρακα, καπνού
- Μέθοδοι ελέγχου σύνθεσης και θερμοκρασίας των εκπεμπόμενων ρύπων από τις μηχανές.

1.1.2 Υποθέσεις που αφορούν την μοντελοποίηση της καύσης

- Το αντιδρών ρευστό είναι συνεχές.
- Απειροστά γρήγορη χημεία.
- Μια απλού βήματος, πρόσθιας φοράς αντίδραση.
- Ιδανικό αέριο.
- Οι αριθμοί *Lewis*, *Schmidt* και *Prandtl* είναι ίσοι με τη μονάδα.
- Ίσες διαχυτότητες μάζας για όλα τα συστατικά.
- Ισχύει ο νόμος διάχυσης του *Fick*.
- Σταθερές θερμοχωρητικότητες της αέριας φάσης.
- Οι αντιδρώντες στερεές επιφάνειες είναι ομοιογενείς.
- Ομοιόμορφη ταχύτητα γχα καύση χαμηλής ταχύτητας.
- Οι επιδράσεις *Dufour* και *Soret* είναι αμελητέες.
- Το ολικό ιξώδες (*Stokes*) είναι αμελητέο.
- Η παραγόμενη απ'την καύση τύρβη είναι αμελητέα.

1.2 Γενικά Χαρακτηριστικά του FLUENT

Το FLUENT είναι ένα υπολογιστικό πρόγραμμα που μοντελοποιεί ροές, φαινόμενα μεταφοράς θερμότητας, και χημικές αντιδράσεις. Το FLUENT δίνει στο χρήστη τη δυνατότητα να προσομοιώσει στον υπολογιστή τα πρακτικά σχεδιαστικά του προβλήματα για να τα αναλύσει και να τα λύσει. Το πακέτο ενσωματώνει σύγχρονες τεχνικές μοντελοποίησης και ένα πλατύ πεδίο φυσικών μοντέλων για την προσομοίωση πολυάριθμων τύπων ροικών προβλημάτων. Μπορεί να μοντελοποιήσει φυσικά φαινόμενα μερικά από τα οποία ακολουθούν:

- 2D/3D γεωμετρίες σε καρτεσιανό, κυλινδρικό, ή άλλο σύστημα
- σταθερή ή μεταβατική κατάσταση
- ασυμπύεστη ή συμπιεστή ροή

- στρωτή ή τυρβώδη ροή
- μεταφορά θερμότητας με αγωγή, ακτινοβολία ή συναγωγή
- ανάμιξη χημικών ουσιών
- αντίδραση χημικών ουσιών
- στρωτή ροή μη νευτωνικών ρευστών
- ροή μέσα από πορώδη υλικά

Η σωστή μοντελοποίηση είναι μια διαδικασία επίπονη και απαιτεί ιδιαίτερη προσοχή ώστε εξαιτίας της απλοποίησης να μην παραλείψουμε βασικές παραμέτρους του προβλήματος.

Η μοντελοποίηση στο FLUENT χωρίζεται στα παρακάτω βήματα:

- καθορισμός των στόχων της μοντελοποίησης ανάλογα με τα αποτελέσματα και την ακρίβεια που απαιτούνται.
- επιλογή του υπολογιστικού μοντέλου απομονώνοντας το κομμάτι εκείνο του συστήματος που μας ενδιαφέρει και αποφασίζοντας αν θα είναι δισδιάστατο ή τρισδιάστατο καθώς και τις οριακές συνθήκες του.
- σχεδιασμός του πλέγματος ανάλογα με την ακρίβεια που απαιτείται σε κάθε περιοχή και το σύστημα συντεταγμένων που μας εξυπηρετεί.
- επιλογή του φυσικού μοντέλου ανάλογα με το αν η ροή είναι τυρβώδης, σταθερή, ασυμπίεστη ή όχι.
- καθορισμός της διαδικασίας λύσης επιταχύνοντας την σύγκλιση, καθώς μας ενδιαφέρει μικρός υπολογιστικός χρόνος και χρησιμοποίηση μικρής υπολογιστικής ισχύος.

Το πλέγμα που θα χρησιμοποιήσει το FLUENT θα δημιουργηθεί από κάποιο άλλο σχεδιαστικό πρόγραμμα όπως το GAMBIT ή το CAD.

Για να καθοριστεί το μοντέλο πρέπει να προσδιοριστεί αν η ροή είναι στρωτή ή τυρβώδης και ποιο μοντέλο της τύρβης θα χρησιμοποιηθεί. Επιπλέον θα πρέπει να προσδιορίσουμε αν παρουσιάζονται πολλές φάσεις και ποιο μοντέλο θα χρησιμοποιηθεί σ' αυτή την περίπτωση, το μοντέλο που υπολογίζει με τον όγκο

του ρευστού ή το μοντέλο μίγματος. Επίσης, είναι απαραίτητο να επιλέξουμε αν θα λυθεί η εξίσωση της ενέργειας και αν θα ληφθεί υπ' όψιν η ακτινοβολία. Σημαντικό στοιχείο, επιπροσθέτως, αποτελεί ο καθορισμός της συμπεριφοράς των χημικών στοιχείων του προβλήματος, το πώς δηλαδή μεταφέρονται, αν αντιδρούν μεταξύ τους, αν η καύση γίνεται με προαναμεμιγμένο ή όχι μίγμα. Τις ιδιότητες του μίγματος και τη σύστασή του μπορούμε να την καθορίσουμε εμείς ή να εισάγουμε ένα PDF αρχείο που να περιέχει ό,τι πληροφορίες χρειαζόμαστε, από τη σύστασή του μέχρι τα βήματα των αντιδράσεων καύσης.

1.3 Λύση Των Εξισώσεων Συνεχούς Φάσης

Το FLUENT μοντελοποιεί ποικίλα φαινόμενα λύνοντας τις εξισώσεις διατήρησης μάζας, ορμής, ενέργειας και χημικών ειδών, με τη βοήθεια ενός όγκου ελέγχου και βασιζόμενο στη μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών. Οι ισχύουσες εξισώσεις διακρίτοποιούνται σ' ένα πλέγμα που να επιτρέπει τους υπολογισμούς σε πολύπλοκες γεωμετρίες. Η παρεμβολή πραγματοποιείται ή μέσω του νόμου δύναμης πρώτης τάξης ή μέσω ενημέρωσης των τιμών (upwind) υψηλότερης τάξης.

Το FLUENT χρησιμοποιεί μια τεχνική βασισμένη στον όγκο ελέγχου για να λύσει τις εξισώσεις διατήρησης για τη μάζα, την ορμή, την ενέργεια, τα είδη, και την τύρβη. Αυτή η τεχνική αποτελείται από τα παρακάτω βήματα:

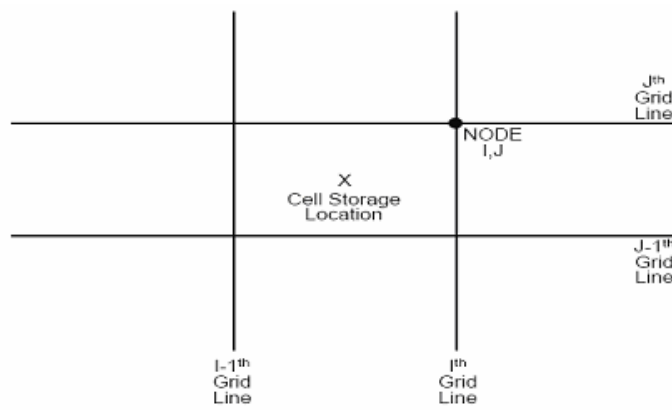
- Διαίρεση της περιοχής σε διακριτούς όγκους ελέγχου χρησιμοποιώντας ένα γενικό καμπυλόγραμμο πλέγμα
- Ολοκλήρωση των κυβερνώντων εξισώσεων σε κάθε όγκο ελέγχου ξεχωριστά για να κατασκευαστούν οι αλγεβρικές εξισώσεις για διακριτούς αγνώστους (ταχύτητες, πίεση, βαθμωτά μεγέθη)
- Λύση των διακριτοποιημένων εξισώσεων

1.3.1 Η τεχνική του όγκου ελέγχου

Το FLUENT χρησιμοποιεί την τεχνική τη βασισμένη στον όγκο ελέγχου για να μετατρέψει τις διαφορικές εξισώσεις διατήρησης σε αλγεβρικές εξισώσεις που μπορούν να λυθούν αριθμητικά. Η τεχνική αποτελείται από την ολοκλήρωση των

διαφορικών εξισώσεων για κάθε όγκο ελέγχου και την παραγωγή μιας εξίσωσης πεπερασμένων διαφορών που διατηρεί κάθε ποσότητα στη βάση του όγκου ελέγχου.

Το FLUENT καθορίζει τους διακριτούς όγκους ελέγχου χρησιμοποιώντας ένα σταθερό σχέδιο αποθήκευσης πλέγματος όπως διευκρινίζεται στο Σχήμα 1. Σε αυτό το σχέδιο, ο ίδιος όγκος ελέγχου χρησιμοποιείται για την ολοκλήρωση όλων των εξισώσεων διατήρησης και όλες οι μεταβλητές (πίεση, συνισταμένες καρτεσιανής ταχύτητας, συνισταμένες των τάσεων Reynolds, και όλα τα βαθμωτά) αποθηκεύονται στο κέντρο του κελιού του όγκου ελέγχου.



Non-Staggered Control Volume Storage Scheme

ΣΧΗΜΑ 1

1.3.2 Ολοκλήρωση των διαφορικών εξισώσεων στον όγκο ελέγχου

Η ολοκλήρωση των διαφορικών εξισώσεων μπορεί να πραγματοποιηθεί πολύ εύκολα στις απλές καρτεσιανές συντεταγμένες, και καταδεικνύεται κατωτέρω για ένα μονοδιάστατο σύνολο εξισώσεων.

$$\frac{\partial}{\partial x}(ru) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(r \frac{\partial u}{\partial x}) = \frac{\partial p}{\partial x} - M \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho}{\epsilon} m \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u}{\theta} \right) \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(ruf) = \frac{\partial}{\partial x} G \frac{\partial f}{\partial x} + S_f \quad (3)$$

Οι ανωτέρω εξισώσεις μπορούν να ολοκληρωθούν στον όγκο ελέγχου χρησιμοποιώντας το παρακάτω θεώρημα:

$$\dot{\rho}_{\text{volume}} \int_V (\mathbf{r} \mathbf{u}) dV = \dot{\rho}_A \int_A \mathbf{r} \mathbf{u} \times d\mathbf{A} \quad (4)$$

Από την ολοκλήρωση της πρώτης εξίσωσης στον όγκο ελέγχου που φαίνεται στο Σχήμα 2 προκύπτει:

$$(\mathbf{r} \mathbf{u} \mathbf{A})_e - (\mathbf{r} \mathbf{u} \mathbf{A})_w = 0 \quad (5)$$

ή

$$\mathbf{J}_e - \mathbf{J}_w = 0 \quad (6)$$

Η ολοκλήρωση της δεύτερης εξίσωσης δίνει:

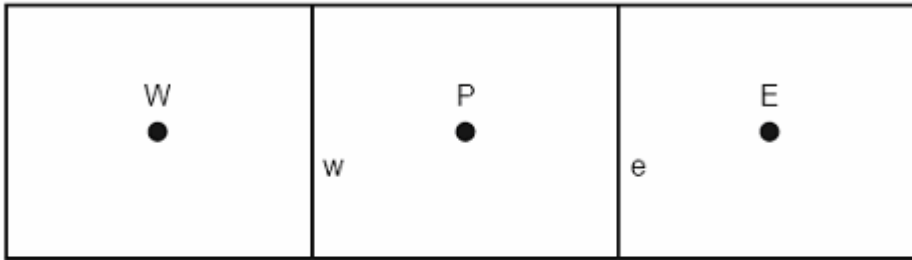
$$(\mathbf{r} \mathbf{u}^2 \mathbf{A})_e - (\mathbf{r} \mathbf{u}^2 \mathbf{A})_w = -(\mathbf{p}_e - \mathbf{p}_w) \mathbf{A} + \frac{\rho_e \mu_e}{\Delta x_e} \frac{(\mathbf{u}_E - \mathbf{u}_P) \dot{u}}{D_x} \dot{u} \mathbf{A} \frac{\ddot{\theta}}{\theta_e} \quad (7)$$

$$- \frac{\rho_w \mu_w}{\Delta x_w} \frac{(\mathbf{u}_P - \mathbf{u}_W) \dot{u}}{D_x} \dot{u} \mathbf{A} \frac{\ddot{\theta}}{\theta_w} + \mathbf{F} D \mathbf{V}$$

$$\mathbf{J}_e \mathbf{u}_e - \mathbf{J}_w \mathbf{u}_w = -(\mathbf{p}_e - \mathbf{p}_w) \mathbf{A} + \frac{\rho_e \mu_e}{\Delta x_e} (\mathbf{u}_E - \mathbf{u}_P) \dot{u} \mathbf{A} \frac{\ddot{\theta}}{\theta_e} - \frac{\rho_w \mu_w}{\Delta x_w} (\mathbf{u}_P - \mathbf{u}_W) \dot{u} \mathbf{A} \frac{\ddot{\theta}}{\theta_w} + \mathbf{F} D \mathbf{V} \quad (8)$$

και η ολοκλήρωση της τρίτης δίνει:

$$\mathbf{J}_e \mathbf{F}_e - \mathbf{J}_w \mathbf{F}_w = \frac{\rho_e G_e}{\Delta x_e} \frac{F_E - F_P}{\Delta x_e} - G_w \frac{F_P - F_W}{\Delta x_w} \frac{\ddot{\theta}}{\theta} \mathbf{A} + \mathbf{S}_f D \mathbf{V} \quad (9)$$



One Dimensional Control Volume Nomenclature
Used to Illustrate Volume Integration

ΣΧΗΜΑ 2

1.3.3 Κλείσιμο των διακριτών εξισώσεων

Οι εξισώσεις 6,8,9 είναι αλγεβρικές εξισώσεις που μπορούν να λυθούν υπό τον όρο ότι οι άγνωστοι (u , p , και ϕ) παρεμβάλλονται με έναν τρόπο που σχετίζει τις τιμές τους στην επιφάνεια του όγκου ελέγχου με τις αποθηκευμένες τιμές στο κέντρο του όγκου ελέγχου.

1.3.4 Γενικά για τις μεθόδους διακριτοποίησης

Οι μερικές διαφορικές εξισώσεις που ορίζουν τη ροή που μελετάμε λύνονται με τη βοήθεια αριθμητικών μεθόδων και όχι αναλυτικά. Μια τέτοια μέθοδος αποτελείται από τη διακριτοποίησή τους σε υπολογιστικό πλέγμα, το σχηματισμό μιας ομάδας αλγεβρικών εξισώσεων και τη λύση τους.

Είδαμε νωρίτερα ότι όλες οι ροικές εξισώσεις με εξαίρεση αυτή της συνέχειας μπορούν να εκφραστούν με γενικευμένη μορφή. Στα περισσότερα ροικά προβλήματα απαιτείται η χρήση body-fitted πλεγμάτων, πλεγμάτων δηλαδή προσαρμοσμένων στη γεωμετρία, που με τη χρήση των συντεταγμένων $\xi(x,y,z)$, $\eta(x,y,z)$ και $\zeta(x,y,z)$, μετασχηματίζουν την εξίσωση μεταφοράς όπως παρακάτω:

Καρτεσιανό Σύστημα

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho f) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j f) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{\xi} G \frac{\partial f}{\partial \xi} \right) + S_f \quad (10)$$

Body-Fitted

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (Jr f) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_k} \{ Jr (N^k \times e^k) f \} = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_k} [J G g^{ik} \frac{\partial f}{\partial x_j}] + S \quad (11)$$

Η προσέγγιση του όγκου ελέγχου που αναφέρθηκε προηγουμένως ουσιαστικά αφορά την ολοκλήρωση της παραπάνω εξίσωσης στον όγκο ελέγχου:

$$\iiint_V \left[\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (Jr f) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_k} \{ Jr (N^k \times e^k) f \} \right] = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_k} [J G g^{ik} \frac{\partial f}{\partial x_j}] + S_f \times J dx dn dz \quad (12)$$

1.3.5 Διαδικασίες διακριτοποίησης στο FLUENT

Η επίλυση των εξισώσεων πεπερασμένων διαφορών απαιτεί:

- Υπολογισμό της πίεσης που αποθηκεύεται στις επιφάνειες του όγκου ελέγχου (p_e, p_w)
- Υπολογισμό για να καθοριστεί η ροή (flux) της επιφάνειας (J_e, J_w)
- Παρεμβολή για να συσχετιστούν οι τιμές επιφανείας των αγνώστων (u και φ) με τις αποθηκευμένες τιμές στο κέντρο του όγκου ελέγχου.

Στο FLUENT οι ροές στις επιφάνειες λαμβάνονται έτσι ώστε οι ταχύτητες επιφανείας να υπακούνε σε μια υπολογισμένη κατά μέσο όρο ισορροπία ορμής και οι πιέσεις επιφανείας να λαμβάνονται έτσι ώστε οι ταχύτητες που αποθηκεύονται στα κέντρα των κελιών να υπακούνε στην ισορροπία μάζας. Αυτές οι διαδικασίες υπολογισμού εξασφαλίζουν ότι η διατύπωση του FLUENT αποφεύγει ταλαντωτικά πεδία πίεσης ή ταχύτητας και ότι η φυσική μεταβολή της πίεσης και της ορμής μεταξύ των κέντρων των κελιών αντιπροσωπεύεται με ακρίβεια.

Η παρεμβολή για τον προσδιορισμό των τιμών επιφανείας των αγνώστων πραγματοποιείται ή μέσω του νόμου δύναμης (Power Law), ή μέσω του συνδυασμού ενημέρωσης των τιμών δεύτερης τάξης (Second Order Upwind) και κεντρικής διαφοράς ή μέσω της μεθόδου γρήγορης παρεμβολής (Quick).

1.4 Οι Αλγόριθμοι Σύζευξης Πίεσης-Ταχύτητας: SIMPLE και SIMPLEC

Οι εξισώσεις συνέχειας και ορμής, στις τρεις διαστάσεις, παρέχουν τέσσερις εξισώσεις για τη λύση τεσσάρων αγνώστων: u_1 , u_2 , u_3 , και p . Η ταυτόχρονη λύση αυτού του γραμμικοποιημένου συνόλου εξισώσεων θα παρείχε ένα αποτέλεσμα στο οποίο και οι τέσσερις άγνωστοι ικανοποιούν κάθε μία από τις εξισώσεις μάζας και ορμής. Επειδή μια ταυτόχρονη η λύση είναι υπολογιστικά δύσκολη, στο FLUENT οι εξισώσεις λύνονται διαδοχικά. Στη διαδοχική διαδικασία λύσης, απαιτείται μια εξίσωση που να περιγράφει την ενημέρωση της πίεσης, και δεν είναι ρητά διαθέσιμη μέσω των ισορροπιών μάζας ή ορμής. Η οικογένεια αλγορίθμων SIMPLE είναι βασισμένη στη χρησιμοποίηση μιας σχέσης μεταξύ της ταχύτητας και των διορθώσεων της πίεσης προκειμένου να ανασχηματιστεί η εξίσωση συνέχειας με τον υπολογισμό της διόρθωσης της πίεσης.

Η διακριτοποιημένη μονοδιάστατη εξίσωση της ορμής μπορεί να γραφεί συντομότερα ως εξής:

$$\mathbf{A}_P \mathbf{u}_P = \dot{\mathbf{a}}_{NB} \mathbf{A}_{NB} \mathbf{u}_{NB} + (\mathbf{p}_w - \mathbf{p}_e) \mathbf{A} + \mathbf{S} \quad (13)$$

όπου A_P και A_{NB} είναι συντελεστές που περιέχουν τις κατανομές της μεταφοράς και της διάχυσης στην εξίσωση και ο δείκτης NB αναφέρεται σε γειτονικά σημεία.

1.4.1 Ο αλγόριθμος SIMPLE

Ο αλγόριθμος SIMPLE αρχίζει με την αντικατάσταση του πεδίου της πίεσης p^* που έχουμε υποθέσει, στις εξισώσεις ορμής (13), οι οποίες στη συνέχεια λύνονται για να πάρουμε ένα αρχικό υποθετικό πεδίο ταχυτήτων, u^* :

$$\mathbf{A}_P \mathbf{u}^*_P = \dot{\mathbf{a}}_{NB} \mathbf{A}_{NB} \mathbf{u}^*_{NB} + (\mathbf{p}^*_w - \mathbf{p}^*_e) \mathbf{A} + \mathbf{S} \quad (14)$$

Η εξίσωση (13) λύνεται για το υποθετικό πεδίο ταχυτήτων. Τα πραγματικά πεδία ταχυτήτων και πίεσης σχετίζονται με τις υποθετικές τιμές, u^*_P και p^*_e και

$$u_p = u_p^* + u'_p \quad (15)$$

$$p_e = p_e^* + p'_e \quad (16)$$

όπου u'_p και p'_e είναι η διόρθωση της ταχύτητας και της πίεσης, αντίστοιχα.

Αντικατάσταση των εξισώσεων (15) και (16) στην εξίσωση (13), ακολουθούμενη από την αφαίρεση της (14), παράγουν μια εξίσωση ισορροπίας της ορμής με τους όρους διόρθωσης της ταχύτητας και της πίεσης:

$$A_p \mathbf{u}'_p = \dot{\mathbf{a}}_{NB} A_{NB} \mathbf{u}'_{NB} + (\mathbf{p}'_w - \mathbf{p}'_e) A \quad (17)$$

Η εξίσωση (17) χρησιμοποιείται για να συσχετίσει τις διορθώσεις πίεσης και ταχύτητας

$$\mathbf{u}'_p = \frac{\mathbf{1}}{A_p} (\mathbf{p}'_w - \mathbf{p}'_e) A \quad (18)$$

όπου ο όρος που περιέχει τις γειτονικές επιδράσεις $(\dot{\mathbf{a}}_{NB} A_{NB} \mathbf{u}'_{NB})$ αφαιρείται για ευκολία (και θα είναι μηδέν στη σύγκλιση δεδομένου ότι περιλαμβάνει μόνο τις διορθώσεις ταχύτητας στα γειτονικά σημεία).

Εξισώσεις παρόμοιες με την εξίσωση (18) χρησιμοποιούνται για να λύσουν την εξίσωση συνέχειας σε σχέση με μια εξίσωση για τη διόρθωση πίεσης.

Η βασική ισορροπία μάζας

$$(\mathbf{r}\mathbf{u}\mathbf{A})_e - (\mathbf{r}\mathbf{u}\mathbf{A})_w = \mathbf{0} \quad (19)$$

γράφεται πρώτα σε σχέση με την ταχύτητα u^*+u' :

$$(\mathbf{r}\mathbf{A})_e (\mathbf{u}^* + \mathbf{u}')_e - (\mathbf{r}\mathbf{A})_w (\mathbf{u}^* + \mathbf{u}')_w = \mathbf{0} \quad (20)$$

Χρησιμοποιώντας εξισώσεις όπως η (18), η εξίσωση συνέχειας μπορεί να ανασχηματιστεί ως εξίσωση για τη διόρθωση πίεσης:

$$(rAu^*)_e - (rAu^*)_w + (rA)_e \frac{1}{(A_P)_e} (p'_P + p'_E) - (rA)_w \frac{1}{(A_P)_w} (p'_w + p'_P) = 0 \quad (21)$$

Η εξίσωση (21) μπορεί τώρα να λυθεί για τη διόρθωση στο πεδίο της πίεσης και να χρησιμοποιηθεί έπειτα για να υπολογιστεί η διόρθωση της ταχύτητας μέσω της εξίσωσης (18). Τέλος, η ταχύτητα και η πίεση ενημερώνονται μέσω των εξισώσεων (15) και (16).

1.4.2 Ο Αλγόριθμος SIMPLEC

Ο αλγόριθμος SIMPLEC (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations Consistent) είναι μια παραλλαγή του αλγόριθμου SIMPLE. Το αποτέλεσμα του SIMPLEC είναι το ίδιο όπως για τον SIMPLE από τις εξισώσεις (13),(17). Από εκείνο το σημείο ο αλγόριθμος συνεχίζει ως εξής.

Η εξίσωση (17) χρησιμοποιείται για να συσχετίσει τις διορθώσεις ταχύτητας και πίεσης, μετά από την αφαίρεση ενός νέου όρου, $\dot{a}_{NB} A_{NB} u'_p$, και από τους δύο πλευρές:

$$(A_P - \dot{a}_{NB} A_{NB}) u'_p = \dot{a}_{NB} A_{NB} (u'_{NB} - u'_p) + (p'_w - p'_e) A \quad (22)$$

Έπειτα, ο όρος που περιλαμβάνει τη διαφορά $(u'_{NB} - u'_p)$ αφαιρείται με τη δικαιολόγηση ότι ο όρος είναι μικρός και θα εξαφανιστεί με τη σύγκλιση, όταν οι διορθώσεις γίνουν μηδέν. Η σχέση που προκύπτει μεταξύ των διορθώσεων της πίεσης και της ταχύτητας γίνεται

$$u'_p = \frac{1}{A_P - \dot{a}_{NB} A_{NB}} (p'_w - p'_e) A \quad (23)$$

Η εξίσωση (23) μπορεί να αντιπαραβληθεί με τη σχέση διόρθωσης που χρησιμοποιείται από τον SIMPLE εξίσωση (18) με τη σημείωση ότι εδώ ο γειτονικός όρος που διαγράφεται περιλαμβάνει έναν όρο διαφοράς $(\dot{a}_{NB} A_{NB} (u'_{NB} - u'_p))$ που είναι μικρός συγκρινόμενος με τον γειτονικό όρο $(\dot{a}_{NB} A_{NB} u'_{NB})$ που αποβάλλεται από τον SIMPLE.

Εξισώσεις παρόμοιες με την εξίσωση (23) χρησιμοποιούνται για να λύσουν την εξίσωση συνέχειας με τη βοήθεια μιας εξίσωσης για τη διόρθωση πίεσης. Η εξίσωση ισορροπίας μάζας (με 1D Καρτεσιανή μορφή) γράφεται πρώτα σε σχέση με την ταχύτητα u^*+u' :

$$(rA)_e(u^* + u')_e - (rA)_w(u^* + u')_w = 0 \quad (24)$$

Χρησιμοποιώντας εξισώσεις παρόμοιες με την εξίσωση (23), αυτή η εξίσωση συνέχειας μπορεί να ανασχηματιστεί σε σχέση με τη διόρθωση της πίεσης

$$(rAu^*)_e - (rAu^*)_w + (rA)_e \frac{1}{\frac{\partial \xi}{\partial x} A_P - \frac{\partial \xi}{\partial x} A_{NB} \frac{\ddot{\theta}}{\dot{\theta}_e}} (p'_P - p'_E) - (rA)_w \frac{1}{\frac{\partial \xi}{\partial x} A_P - \frac{\partial \xi}{\partial x} A_{NB} \frac{\ddot{\theta}}{\dot{\theta}_w}} (p'_W - p'_P) = 0 \quad (25)$$

Η εξίσωση (25) μπορεί τώρα να λυθεί για μια διόρθωση στο πεδίο πίεσης, και να χρησιμοποιηθεί έπειτα για να υπολογιστεί η διόρθωση της ταχύτητας μέσω της εξίσωσης (23). Τελικά, χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (15) και (16), οι αποκτηθείσες διορθώσεις ταχύτητας και πίεσης χρησιμοποιούνται στην αναπροσαρμογή των τρεχόντων πεδίων ταχύτητας και πίεσης.

1.5 Το Μοντέλο Large Eddy Simulation (LES)

Οι τυρβώδεις ροές χαρακτηρίζονται από τους στροβίλους, από ένα ευρύ φάσμα των διαστημάτων μήκους και τις χρονικές κλίμακες. Οι μεγαλύτεροι στρόβιλοι είναι χαρακτηριστικά συγκρίσιμοι στο μέγεθος με το χαρακτηριστικό μήκος της μέσης ροής. Οι μικρότερες κλίμακες είναι αρμόδιες για την απώλεια της τύρβης της κινητικής ενέργειας.

Είναι δυνατό, θεωρητικά, να επιλυθεί άμεσα ολόκληρο το φάσμα των τυρβωδών κλιμάκων που χρησιμοποιούν μια προσέγγιση γνωστή ως άμεση αριθμητική προσομοίωση (DNS). Για καμία διαμόρφωση δεν απαιτείται η (DNS). Εντούτοις, η (DNS) δεν είναι εφικτή για τα πρακτικά προβλήματα εφαρμοσμένης μηχανικής που περιλαμβάνουν τις υψηλές ροές αριθμού Reynolds. Το κόστος που απαιτείται για τη (DNS) να επιλύσει την ολόκληρη σειρά των κλιμάκων είναι ανάλογο προς

Re_t^3 , όπου Re_t είναι ο τυρβώδης αριθμός Reynolds. Σαφώς, για τους υψηλούς αριθμούς Reynolds, το κόστος γίνεται απαγορευτικό.

Στο (LES), οι μεγάλοι στρόβιλοι επιλύονται άμεσα, ενώ οι μικροί στρόβιλοι διαμορφώνονται. Επομένως το (LES) μειώνεται μεταξύ (DNS) και RANS από την άποψη του μέρους των επιλυμένων κλιμάκων. Η λογική πίσω από LES μπορεί να συνοψιστεί ως εξής:

- Η ορμή, η μάζα, η ενέργεια, και άλλα βαθμωτά μεγέθη μεταφέρονται συνήθως από τους μεγάλους στροβίλους.
- Οι μεγάλοι στρόβιλοι είναι πιο εξαρτώμενοι. Υπαγορεύονται από τη γεωμετρία και τις συνοριακές συνθήκες της σχετικής ροής.
- Οι μικροί στρόβιλοι εξαρτώνται λιγότερο από τη γεωμετρία και τείνουν να είναι πιο ισοτροπικοί.
- Η πιθανότητα εύρεσης ενός καθολικού τυρβώδους μοντέλου είναι πολύ υψηλότερη για τους μικρούς στροβίλους.

Η επίλυση μόνο των μεγάλων στροβίλων επιτρέπει σε κάποιον να χρησιμοποιήσει το πολύ πιο χονδροειδές πλέγμα και τα μεγαλύτερα βήματα χρόνου στο (LES) απ' ό,τι στο (DNS). Εντούτοις, το (LES) απαιτεί ουσιαστικά ακόμα λεπτότερα πλέγματα από εκείνα που χρησιμοποιούνται χαρακτηριστικά για τους υπολογισμούς (RANS). Επιπλέον, το (LES) πρέπει να λειτουργήσει για έναν αρκετά μεγάλο χρόνο προκειμένου να ληφθούν οι στατιστικές σταθερές της διαμόρφωσης της ροής. Κατά συνέπεια, το υπολογιστικό κόστος που προκύπτει με το (LES) είναι υψηλότερο από αυτό για τους σταθερούς υπολογισμούς (RANS) από την άποψη της μνήμης (RAM) και του επεξεργαστή CPU. Επομένως, ο υψηλής απόδοσης υπολογισμός απαιτείται για το (LES), ειδικά για τις βιομηχανικές εφαρμογές.

1.5.1 Εξισώσεις NAVIER-STOKES

Οι κύριες εξισώσεις που υιοθετούνται για το (LES) λαμβάνονται με το φιλτράρισμα των χρονικά εξαρτημένων εξισώσεων NAVIER-STOKES είτε στο διάστημα Fourier είτε στο φυσικό διάστημα διαμόρφωσης. Η διαδικασία φιλτραρίσματος απωθεί αποτελεσματικά τους στροβίλους των οποίων οι κλίμακες είναι μικρότερες από το

διάστημα πλάτους των φίλτρων ή το πλέγμα που χρησιμοποιείται στους υπολογισμούς. Οι προκύπτουσες εξισώσεις περιγράφουν έτσι τη δυναμική των μεγάλων στροβίλων.

Μια φιλτραρισμένη μεταβλητή είναι

$$\bar{\phi}(\mathbf{x}) = \int_D \phi(\mathbf{x}') G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') d\mathbf{x}'$$

πού D είναι η ρευστή περιοχή, και G είναι το λειτουργόν φίλτρο που καθορίζει την κλίμακα των επιλυμένων στροβίλων.

Στο FLUENT , ο ίδιος διακριτοποιημένος πεπερασμένος-όγκος παρέχει σιωπηρά τη λειτουργία φιλτραρίσματος:

$$\bar{\phi}(\mathbf{x}) = \frac{1}{V} \int_V \phi(\mathbf{x}') d\mathbf{x}', \quad \mathbf{x}' \in V$$

πού V είναι ο όγκος ενός υπολογιστικού κελιού. Η λειτουργία του φίλτρου $G(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$, που υπονοείται εδώ είναι

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \begin{cases} 1/V, & \mathbf{x}' \in V \\ 0, & \mathbf{x}' \text{ otherwise} \end{cases}$$

Η ικανότητα του (LES) στο FLUENT ισχύει για συμπιεστές ροές. Χάριν της συνοπτικής περιγραφής η θεωρία παρουσιάζεται εδώ για τις ασυμπίεστες ροές.

Φιλτράροντας τις εξισώσεις NAVIER-STOKES έχουμε

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

και

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}$$

Όπου σ_{ij} είναι τάση πίεσης λόγω του μοριακού ιξώδους που καθορίζεται με :

$$\sigma_{ij} \equiv \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \delta_{ij}$$

και τ_{ij} είναι η τάση SUBGRID SCALE που καθορίζεται :

$$\tau_{ij} \equiv \overline{\rho u_i u_j} - \rho \bar{u}_i \bar{u}_j$$

1.5.2 ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ SUBGRID SCALE

Τα αποτελέσματα των τάσεων SUBGRID SCALE , από τη διαδικασία λειτουργίας φιλτραρίσματος είναι άγνωστα και απαιτείται μοντελοποίηση. Τα μοντέλα τύρβης SUBGRID SCALE στο FLUENT υιοθετούν την υπόθεση Boussinesq στα πρότυπα RANS, και οι τυρβώδεις διατμητικές τάσεις υπολογίζονται :

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_t \bar{S}_{ij}$$

Όπου μ_t είναι το τυρβώδες ιξώδες SUBGRID SCALE , και \bar{S}_{ij} είναι ο ρυθμός της διατμητικής τάσης που υπολογίζεται ως εξής :

$$\bar{S}_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

Το FLUENT προσφέρει τέσσερα μοντέλα επίλυσης για το μ_t ένα εκ των οποίων είναι το Smagorinsky-Lilly model .

1.5.3 Το μοντέλο Smagorinsky-Lilly

Αυτό το απλό πρότυπο προτάθηκε αρχικά από τον Smagorinsky το ιξώδες του στροβίλου διαμορφώνεται :

$$\mu_t = \rho L_s^2 |\bar{S}|$$

όπου L_s είναι το μήκος μίξης για τις κλίμακες subgrid και

$$|\bar{S}| \equiv \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$$

Στο FLUENT το L_s υπολογίζεται :

$$L_s = \min(\kappa d, C_s V^{1/3})$$

πού κ είναι η σταθερά **Karman** , d είναι η απόσταση από τον πιο κοντινό τοίχο, C_s είναι η σταθερά **Smagorinsky**, και V είναι ο όγκος του υπολογιστικού κελιού .

Ο Smagorinsky προσδιόρισε μια τιμή **0,17** για το C_s για την ομοιογενή ισοτροπική τύρβη στο αδρανές υποπεδίο. Εντούτοις, αυτή η τιμή βρέθηκε να προκαλεί την υπερβολική απόσβεση των μεγάλης κλίμακας διακυμάνσεων , παρουσία της μέσης τάσης καθώς και στις μεταβατικές ροές όπως κοντά στο στερεό όριο, και πρέπει να μειωθεί σε τέτοιες περιοχές. Εν ολίγοις, η C_s δεν είναι μια καθολική σταθερά, η οποία είναι και η σοβαρότερη ανεπάρκεια αυτού του απλού μοντέλου. Εν τούτοις, η C_s για τιμή περίπου **0,1** έχει βρεθεί να παράγει τα καλύτερα αποτελέσματα για ένα ευρύ φάσμα ροών, και η τιμή της είναι προκαθορισμένη στο FLUENT .

1.6 Εισαγωγή στη μοντελοποίηση των πολυφασικών ροών

Ένας μεγάλος αριθμός ροών που αντιμετωπίζονται στη φύση και στη τεχνολογία είναι ένα μίγμα φάσεων. Οι φυσικές φάσεις είναι αέριο, υγρό, και στερεό, αλλά η έννοια της φάσης σε ένα πολυφασικό σύστημα ροής εφαρμόζεται υπό μια ευρύτερη έννοια. Στην πολυφασική ροή, μια φάση μπορεί να οριστεί ως μια ευπροσδιόριστη κατηγορία υλικού που έχει μια ιδιαίτερη αδρανή απόκριση και μια αλληλεπίδραση με τη ροή και το δυναμικό πεδίο στο οποίο εμβαπτίζεται. Παραδείγματος χάριν, τα διαφορετικώς-ταξινομημένα στερεά μόρια του ίδιου υλικού μπορούν να αντιμετωπιστούν ως διαφορετικές φάσεις επειδή κάθε συλλογή των μορίων με το ίδιο μέγεθος θα έχει μια παρόμοια δυναμική απόκριση στο πεδίο της ροής.

1.6.1 Πολυφασικά συστήματα ροής

Η πολυφασική ροή μπορεί να ταξινομηθεί από τα ακόλουθα συστήματα, που ομαδοποιούνται σε τέσσερις κατηγορίες:

ΥΓΡΟΥ-ΑΕΡΙΟΥ ή ΥΓΡΟΥ-ΥΓΡΟΥ ροές

- **bubbly flow:** ιδιαίτερες αεριώδεις ή ρευστές φουσαλίδες σε ένα συνεχές ρευστό
- **droplet flow:** ιδιαίτερα ρευστά σταγονίδια σε ένα συνεχές αέριο
- **slug flow:** μεγάλες φουσαλίδες σε ένα συνεχές ρευστό
- **stratified/free-surface flow:** αμιγή ρευστά που χωρίζονται από μια σαφώς καθορισμένη επιφάνεια

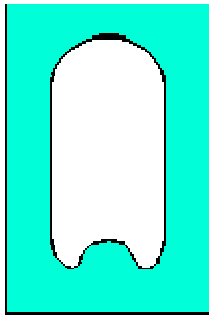
ΑΕΡΙΟΥ-ΣΤΕΡΕΟΥ ροές

- **particle-laden flow:** ιδιαίτερα στερεά σωματίδια σε ένα συνεχές αέριο
- **pneumatic transport:** η μορφή της ροής εξαρτάται από τους παράγοντες όπως η στερεή ύλη, οι αριθμοί Reynolds, και οι ιδιότητες των μορίων. Οι χαρακτηριστικές μορφές είναι ροή αμμόλοφων, και η ομοιογενής ροή.
- **fluidized beds:** αποτελείται από έναν κάθετο κύλινδρο που περιέχει τα σωματίδια όπου το αέριο εισάγεται μέσω ενός διανομέα. Το αέριο που αυξάνεται μέσω του στρώματος περιορίζει τα σωματίδια. Ανάλογα με το ποσοστό ροής αερίου, οι φουσαλίδες εμφανίζονται και αυξάνονται μέσω του στρώματος, εντείνοντας τη μίξη μέσα στο στρώμα.

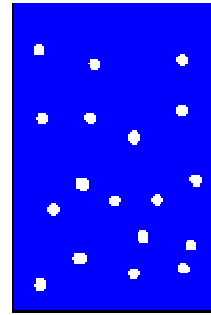
ΥΓΡΟΥ-ΣΤΕΡΕΟΥ ροές

- **slurry flow:** μεταφορά των σωματιδίων στα υγρά. Η θεμελιώδης συμπεριφορά των υγρών-στερεών ροών ποικίλλει με τις ιδιότητες των στερεών σωματιδίων σχετικά με εκείνες του υγρού.
- **hydrotransport:** πυκνά-διανεμημένα στερεά σωματίδια σε ένα συνεχές υγρό
- **sedimentation:** μια ψηλή στήλη που περιέχει αρχικά ένα ομοιόμορφο διασκορπισμένο μίγμα σωματιδίων. Στο κατώτατο σημείο, τα σωματίδια θα επιβραδύνουν και θα διαμορφώσουν ένα στρώμα λάσπης. Στην κορυφή, θα εμφανιστεί μια σαφής επιφάνεια, και στη μέση θα υπάρξει μια σταθερή ζώνη.

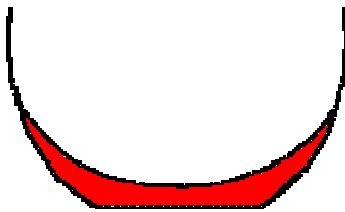
ΤΡΙΦΑΣΙΚΕΣ ΡΟΕΣ



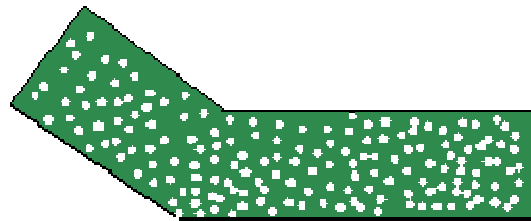
slug flow



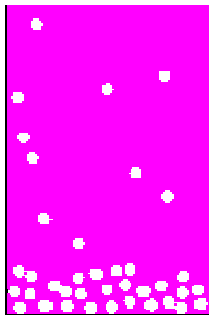
bubbly, droplet, or
particle-laden flow



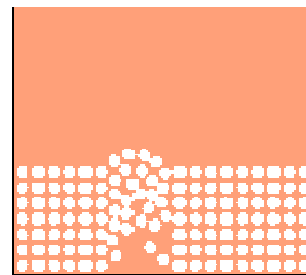
stratified/free-surface flow



pneumatic transport,
hydrotransport, or slurry flow



sedimentation



fluidized bed

Σχήμα Πολυφασικά συστήματα ροής

1.6.2 Προσεγγίσεις στην πολυφασική διαμόρφωση

Οι πρόοδοι στην υπολογιστική ρευστομηχανική έχουν παράσχει τη βάση για την περαιτέρω προσέγγιση στη δυναμική των πολυφασικών ροών. Αυτήν την περίοδο υπάρχουν δύο προσεγγίσεις για τον αριθμητικό υπολογισμό των πολυφασικών ροών: η προσέγγιση Euler-Lagrange και η προσέγγιση Euler-Euler.

Η προσέγγιση Euler-Lagrange

Το lagrangian ξεχωριστό μοντέλο φάσης στο FLUENT ακολουθεί την προσέγγιση Euler-Lagrange. Η ρευστή φάση αντιμετωπίζεται ως συνεχής με την επίλυση των χρονικά εξαρτώμενων εξισώσεων NAVIER-STOKES, ενώ η διασκορπισμένη φάση λύνεται με την κατανομή ενός μεγάλου αριθμού σωματιδίων, φυσαλίδων, ή σταγονιδίων μέσω του υπολογισμένου πεδίου ροής. Η διασκορπισμένη φάση μπορεί να ανταλλάξει την ορμή, τη μάζα, και την ενέργεια με τη ρευστή φάση.

Μια θεμελιώδης υπόθεση που γίνεται σε αυτό το πρότυπο είναι ότι η διασκορπισμένη δεύτερη φάση καταλαμβάνει ένα μικρό ποσοτικό μέρος , παρόλο

που επιτρέπονται αρκετά μεγαλύτερες μάζες . $\dot{m}_{particles} \geq \dot{m}_{fluid}$

Οι τροχιές των σωματιδίων ή σταγονιδίων υπολογίζονται χωριστά σε διευκρινισμένα διαστήματα κατά τη διάρκεια του υπολογισμού της ρευστής φάσης. Αυτό καθιστά το πρότυπο κατάλληλο για τη διαμόρφωση των στεγνωτήρων ψεκασμού, άνθρακα και καύση υγρών καυσίμων, και μερικές ροές με μεγάλο αριθμό σωματιδίων, αλλά ακατάλληλο για τη διαμόρφωση των υγρού-υγρού μιγμάτων, των ρευστοποιημένων στρωμάτων, ή οποιασδήποτε εφαρμογής όπου το μέρος όγκου της δεύτερης φάσης δεν είναι αμελητέο.

Η προσέγγιση Euler-Euler

Στην προσέγγιση Euler-Euler, οι διαφορετικές φάσεις αντιμετωπίζονται από μαθηματική άποψη ως αλληλοδιδεισδείς συνεχείς. Δεδομένου ότι ο όγκος μιας φάσης δεν μπορεί να καταληφθεί από τις άλλες φάσεις, εισάγεται η έννοια του φασικού μέρους όγκου . Αυτά τα μέρη όγκου υποτίθεται ότι ήταν συνεχείς λειτουργίες του διαστήματος και του χρόνου και το ποσό τους είναι ίσο με ένα. Οι εξισώσεις διατήρησης για κάθε φάση παράγονται , για να λάβουν ένα σύνολο εξισώσεων, οι οποίες έχουν παρόμοια δομή για όλες τις φάσεις. Αυτές τις εξισώσεις περιορίζονται με την παροχή των δομικών σχέσεων που λαμβάνονται από τις εμπειρικές πληροφορίες, ή, στην περίπτωση των κοκκωδών ροών , από την εφαρμογή της κινητικής θεωρίας.

Στο FLUENT, τρία διαφορετικά πολυφασικά πρότυπα Euler-Euler είναι διαθέσιμα: ο όγκος του προτύπου ρευστού (VOF), των προτύπων μιγμάτων, και του Euler προτύπου.

Το πρότυπο VOF

Το πρότυπο VOF είναι μια τεχνική επιφάνεια-κατανομής που εφαρμόζεται σε ένα σταθερό Euler πλέγμα. Σχεδιάζεται για δύο ή περισσότερα αμιγή ρευστά όπου η θέση της επιφάνειας μεταξύ των ρευστών έχει μεγάλο ενδιαφέρον. Στο πρότυπο VOF, ένα ενιαίο σύνολο εξισώσεων ορμής μοιράζεται από τα ρευστά, και το μέρος όγκου κάθε ένα από τα ρευστά σε κάθε υπολογιστικό κύτταρο ακολουθείται σε όλη την περιοχή. Οι εφαρμογές του προτύπου VOF περιλαμβάνουν τις στρωματοποιημένες ροές, τις ροές ελεύθερης-επιφάνειας, την πλήρωση, το διασκορπισμό, την κίνηση των μεγάλων φυσαλίδων σε ένα υγρό, την κίνηση του υγρού μετά από σπασμένο φράγμα, την πρόβλεψη της αεριοθούμενης αποσύνθεσης (ένταση επιφάνειας), και τη σταθερή ή παροδική κατανομή οποιασδήποτε επιφάνειας υγρού-αερίου.

Το πρότυπο μιγμάτων

Το πρότυπο μιγμάτων σχεδιάζεται για δύο ή περισσότερες φάσεις (ρευστό ή σωματίδια). Όπως στο Euler πρότυπο, οι φάσεις αντιμετωπίζονται όπως αλληλοδιδεισδείς συνέχειες. Το πρότυπο μιγμάτων λύνει την εξίσωση ορμής μιγμάτων και ορίζει τις σχετικές ταχύτητες για να περιγράψει τις διασκορπισμένες φάσεις. Οι εφαρμογές του προτύπου μιγμάτων περιλαμβάνουν τις ροές με χαμηλό ποσοστό σωματιδίων, τις αφρώδεις ροές, την ιζηματογένεση, και τους διαχωριστές κυκλώνων. Το πρότυπο μιγμάτων μπορεί επίσης να χρησιμοποιηθεί χωρίς σχετικές ταχύτητες για τις διασκορπισμένες φάσεις για να διαμορφώσει την ομοιογενή πολυφασική ροή.

Το Euler πρότυπο

Το Euler πρότυπο είναι ο πιο σύνθετος των πολυφασικών προτύπων στο FLUENT. Λύνει ένα σύνολο n εξισώσεων ορμής και συνοχής για κάθε φάση. Η

σύζευξη επιτυγχάνεται μέσω των συντελεστών ανταλλαγής πίεσης και ενδιάμεσης φάσης. Ο τρόπος με τον οποίο αυτή η σύζευξη αντιμετωπίζεται εξαρτάται από τον τύπο των σχετικών φάσεων. Οι κοκκώδεις (ρευστό-στερεό) ροές αντιμετωπίζονται διαφορετικά από τις μη-κοκκώδεις (ρευστό-ρευστό) ροές. Για τις κοκκώδεις ροές, οι ιδιότητες λαμβάνονται από την εφαρμογή της κινητικής θεωρίας. Η ανταλλαγή ορμής μεταξύ των φάσεων εξαρτάται επίσης από τον τύπο μίγματος που διαμορφώνεται. Οι καθορισμένες από το χρήστη λειτουργίες του FLUENT επιτρέπουν στους χρήστες να προσαρμόσουν τον υπολογισμό της ανταλλαγής ορμής. Οι εφαρμογές του Euler πολυφασικού προτύπου περιλαμβάνουν τις στήλες φουσαλίδων, την αιώρηση σωματιδίων, και τα ρευστοποιημένα στρώματα.

1.7 Σωματίδια στις τυρβώδεις ροές

Η διασπορά των σωματιδίων λόγω της τύρβης στη ρευστή φάση μπορεί να προβλεφθεί χρησιμοποιώντας το στοχαστικό μοντέλο κατανομής ή το πρότυπο εκνέφωσης. Το στοχαστικό πρότυπο περιλαμβάνει την επίδραση των στιγμιαίων τυρβωδών διακυμάνσεων της ταχύτητας στις τροχιές των σωματιδίων μέσω της χρήσης των στοχαστικών μεθόδων. Το μοντέλο εκνέφωσης ακολουθεί τη στατιστική εξέλιξη ενός σύννεφου των σωματιδίων για μια μέση τροχιά. Η συγκέντρωση των σωματιδίων μέσα στο σύννεφο αντιπροσωπεύεται από μια Gaussian λειτουργία πυκνότητας πιθανότητας (PDF) για τη μέση τροχιά.

1.7.1 Εξισώσεις της κίνησης για τα σωματίδια

Το FLUENT προβλέπει την τροχιά ενός σωματιδίου φάσης (ή του σταγονιδίου ή της φουσαλίδας) με την ενσωμάτωση της ισορροπίας δύναμης στο σωματίδιο, το οποίο γράφεται σε ένα **lagrangian** πλαίσιο αναφοράς. Αυτή η ισορροπία δυνάμεων εξισώνει την αδράνεια των σωματιδίων με τις δυνάμεις που ενεργούν στο μόριο, και μπορεί να γραφτεί (για την x κατεύθυνση στις καρτεσιανές συντεταγμένες) όπως

$$\frac{du_p}{dt} = F_D(u - u_p) + \frac{g_x(\rho_p - \rho)}{\rho_p} + F_x$$

πού F_x είναι ένας πρόσθετος όρος επιτάχυνσης (δύναμη/μάζα σωματιδίου), $F_D(\mathbf{u}-\mathbf{u}_p)$ είναι η δύναμη έλξης ανά μάζα σωματιδίου και

$$F_D = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \frac{C_D \text{Re}}{24}$$

Εδώ, \mathbf{u} είναι η ταχύτητα ρευστής φάσης, \mathbf{u}_p είναι η ταχύτητα των σωματιδίων, μ είναι το μοριακό ιξώδες του ρευστού, ρ είναι η πυκνότητα του ρευστού, ρ_p είναι η πυκνότητα του σωματιδίου, και d_p είναι η διάμετρός του. Re είναι ο σχετικός αριθμός Reynolds, ο οποίος ορίζεται ως

$$\text{Re} \equiv \frac{\rho d_p |\mathbf{u}_p - \mathbf{u}|}{\mu}$$

1.7.2 Νόμοι για τους συντελεστές αντίστασης

Ο συντελεστής αντίστασης C_D , μπορεί να ληφθεί από

$$C_D = a_1 + \frac{a_2}{\text{Re}} + \frac{a_3}{\text{Re}^2}$$

Όπου a_1 , a_2 , και a_3 είναι σταθερές που ισχύουν να λειάνουν τα σφαιρικά μόρια πέρα από διάφορες σειρές του Re που δίνεται από τον **Morsi** και τον **Alexander**

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_{\text{sph}}} \left(1 + b_1 \text{Re}_{\text{sph}}^{b_2} \right) + \frac{b_3 \text{Re}_{\text{sph}}}{b_4 + \text{Re}_{\text{sph}}}$$

όπου

$$b_1 = \exp(2.3288 - 6.4581\phi + 2.4486\phi^2)$$

$$b_2 = 0.0964 + 0.5565\phi$$

$$b_3 = \exp(4.905 - 13.8944\phi + 18.4222\phi^2 - 10.2599\phi^3)$$

$$b_4 = \exp(1.4681 + 12.2584\phi - 20.7322\phi^2 + 15.8855\phi^3)$$

Και λαμβάνεται από τους **Haider** και **Levenspiel**.

Η σφαιρικότητα Φ , ορίζεται ως

$$\phi = \frac{s}{S}$$

πού s είναι η περιοχή επιφάνειας μιας σφαίρας που έχει τον ίδιο όγκο με το σωματίδιο, και S είναι η πραγματική περιοχή επιφάνειας του σωματιδίου. Ο αριθμός Reynolds Re_{sph} υπολογίζεται με τη διάμετρο μιας σφαίρας που έχει τον ίδιο όγκο.

Για σωματίδια της τάξης του micron , ο νόμος του **Stokes** δίνει :

Σε αυτήν την περίπτωση, F_D ορίζεται ως

$$F_D = \frac{18\mu}{d_p^2 \rho_p C_c}$$

Ο παράγοντας C_c είναι η διόρθωση **Cunningham** στο νόμο του **Stokes** , από τον οποίο μπορεί να υπολογιστεί

$$C_c = 1 + \frac{2\lambda}{d_p} (1.257 + 0.4e^{-(1.1d_p/2\lambda)})$$

πού λ είναι η μέση τροχιά.

1.7.3 Δύναμη Thermophoretic

Μικρά σωματίδια που αιωρούνται σε μία αέρια φάση που έχει μια κλίση θερμοκρασίας, ενεργεί μια δύναμη στην κατεύθυνση απέναντι από αυτήν της κλίσης. Αυτό το φαινόμενο είναι γνωστό ως **thermophoresis**. Το FLUENT μπορεί προαιρετικά να περιλάβει μια **thermophoretic** επίδραση στα σωματίδια στον πρόσθετο όρο επιτάχυνσης (δύναμη/μάζα σωματιδίων)

$$F_x = -D_{T,p} \frac{1}{m_p T} \frac{\partial T}{\partial x}$$

πού $D_{T,p}$ είναι ο thermophoretic συντελεστής. Μπορεί να χρησιμοποιηθεί η μορφή που προτείνεται από τον **Talbot**

$$F_x = - \frac{6\pi d_p \mu^2 C_s (K + C_t \text{Kn})}{\rho(1 + 3C_m \text{Kn})(1 + 2K + 2C_t \text{Kn})} \frac{1}{m_p T} \frac{\partial T}{\partial x}$$

όπου: Kn = Αριθμός Knudsen = $2 * \lambda/D_p$

λ = μέση τροχιά του ρευστού

$$K = \frac{k}{k_p}$$

k = θερμική αγωγιμότητα ρευστού

ενέργεια = μόνο $(15/4) \mu R$

k_p = θερμική αγωγιμότητα σωματιδίων

$$C_s = 1,17$$

$$C_t = 2,18$$

$$C_m = 1,14$$

m_p = μάζα σωματιδίων

T = τοπική θερμοκρασία ρευστού

μ = ιξώδες ρευστού

Αυτή η έκφραση υποθέτει ότι το σωματίδιο είναι μια σφαίρα και ότι το ρευστό είναι ένα ιδανικό αέριο.

1.7.4 Στοχαστική κατανομή σωματιδίων στην τυρβώδη ροή

Όταν η ροή είναι τυρβώδης, το FLUENT προβλέπει τις τροχιές των σωματιδίων χρησιμοποιώντας τη μέση ταχύτητα ρευστής φάσης \bar{u} , στις εξισώσεις τροχιάς. Προαιρετικά η στιγμιαία αξία της κυμαινόμενης ταχύτητας ροής αερίου είναι

$$u = \bar{u} + u'$$

Κατανομή σύννεφων σωματιδίων στην τυρβώδη ροή

Η διασπορά των σωματιδίων λόγω των τυρβωδών διακυμάνσεων μπορεί επίσης να διαμορφωθεί με το μοντέλο εκνέφωσης. Η τυρβώδης διασπορά των σωματιδίων για μια μέση τροχιά υπολογίζεται χρησιμοποιώντας τις στατιστικές μεθόδους. Η συγκέντρωση των σωματιδίων στη μέση τροχιά αντιπροσωπεύεται από μια Gaussian λειτουργία πυκνότητας πιθανότητας (PDF) της οποίας η διαφορά είναι βασισμένη στο βαθμό διασποράς των σωματιδίων λόγω των τυρβωδών διακυμάνσεων. Η μέση τροχιά λαμβάνεται με την επίλυση του συνόλου των υπολογισμένων κατά μέσο όρο εξισώσεων της κίνησης για όλα τα σωματίδια που αντιπροσωπεύονται από το σύννεφο.

Κατανομή μεγέθους σταγονιδίων

Για τους υγρούς ψεκασμούς, μια κατάλληλη αντιπροσώπευση της κατανομής μεγέθους των σταγονιδίων είναι η έκφραση **Rosin-Rammler**. Η πλήρης σειρά των μεγεθών διαιρείται σε επαρκή αριθμό διαστημάτων κάθε ένα από το οποίο αντιπροσωπεύεται από μια μέση διάμετρο για την οποία εκτελούνται οι υπολογισμοί τροχιάς. Εάν η κατανομή μεγέθους είναι του τύπου Rosin-Rammler, το μαζικό μέρος των σταγονιδίων, διαμέτρου μεγαλύτερης από d δίνεται :

$$Y_d = e^{-(d/\bar{d})^n}$$

πού \bar{d} είναι η σταθερά μεγέθους και n είναι η παράμετρος κατανομής μεγέθους.

1.8 Υπολογισμοί μεταφοράς θερμότητας και μάζας

Χρησιμοποιώντας τη μοντελοποίηση της ξεχωριστής φάσης του FLUENT, τα αντιδρώντα σωματίδια ή σταγονίδια μπορούν να μοντελοποιηθούν και μπορεί να

εξεταστεί η επίδρασή τους στη συνεχή φάση. Διάφορες σχέσεις μεταφοράς θερμότητας και μάζας είναι διαθέσιμες στο FLUENT και τα φυσικά μοντέλα που χρησιμοποιούνται σε αυτούς τους νόμους περιγράφονται παρακάτω .

1.8.1 Αδρανής θέρμανση ή ψύξη

Οι αδρανείς νόμοι θέρμανσης ή ψύξης εφαρμόζονται όταν η θερμοκρασία των σωματιδίων είναι μικρότερη από τη θερμοκρασία εξάτμισης T_{vap} , και στη συνέχεια τα πτητικά μέρη $f_{v,0}$, ενός σωματιδίου έχουν καταναλωθεί. Αυτοί οι όροι μπορούν να γραφτούν όπως

Νόμος 1:
$$T_p < T_{vap}$$

Νόμος 6:
$$m_p \leq (1 - f_{v,0})m_{p,0}$$

όπου T_p είναι η θερμοκρασία των σωματιδίων, $m_{p,0}$ είναι η αρχική μάζα του σωματιδίου, και m_p είναι η τρέχουσα μάζα του.

Ο νόμος 1 εφαρμόζεται έως ότου φθάσει η θερμοκρασία του σωματιδίου/σταγονιδίου στη θερμοκρασία εξάτμισης. Σε αυτό το σημείο ένα μη-αδρανές σωματίδιο/σταγονίδιο μπορεί να συνεχίσει και να υπακούσει σε έναν από τους νόμους μάζας-μεταφοράς (2 ..3 ..4, ή/και 5), επιστρέφοντας στο νόμο 6 όταν καταναλωθεί η πτητική ποσότητά του. (Η θερμοκρασία εξάτμισης T_{vap} , είναι μια αυθαίρετη σταθερά διαμόρφωσης που χρησιμοποιείται για να καθορίσει την αρχή των νόμων **vaporization/boiling/volatilization**.)

Κατά τη χρησιμοποίηση του νόμου 1 ή του νόμου 6, το FLUENT χρησιμοποιεί μια απλή θερμική ισορροπία που αφορά τη θερμοκρασία των σωματιδίων $T_p(t)$, τη μεταφορά θερμότητας και την απορρόφηση/την εκπομπή της ακτινοβολίας στην επιφάνεια των σωματιδίων:

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = h A_p (T_{\infty} - T_p) + \epsilon_p A_p \sigma (T_R^4 - T_p^4)$$

όπου

m_p = μάζα του σωματιδίου (kg)

c_p = Συντελεστής θερμοχωρητικότητας του σωματιδίου (J/kg-K)

A_p = επιφάνεια του σωματιδίου (μ^2)

T_∞ = τοπική θερμοκρασία της συνεχούς φάσης (K)

h = συντελεστής μεταφοράς εκ μεταφοράς θερμότητας ($W/m^2 \cdot K$)

ϵ_p = ικανότητα ακτινοβολίας σωματιδίων (αδιάστατη)

σ = Stefan- Boltzmann σταθερά ($5,67 \times 10^{-8} W/m^2 \cdot K^4$)

$\theta_R = \left(\frac{G}{4\sigma}\right)^{1/4}$
θερμοκρασία ακτινοβολίας,

Η παραπάνω υποθέτει ότι υπάρχει αμελητέα εσωτερική αντίσταση στη μεταφορά θερμότητας, δηλ., το σωματίδιο είναι στην ομοιόμορφη θερμοκρασία.

G είναι η επικείμενη ακτινοβολία σε W/m^2 :

$$G = \int_{\Omega=4\pi} I d\Omega$$

πού I είναι η ένταση ακτινοβολίας και Ω είναι η σταθερή γωνία.

Η παραπάνω εξίσωση ολοκληρώνεται στο πεδίο του χρόνου χρησιμοποιώντας κατά προσέγγιση, γραμμική μορφή που υποθέτει ότι η θερμοκρασία των σωματιδίων αλλάζει αργά από την τιμή μιας χρονικής στιγμής στην επόμενη:

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = A_p \left\{ - \left[h + \epsilon_p \sigma T_p^3 \right] T_p + \left[h T_\infty + \epsilon_p \sigma \theta_R^4 \right] \right\}$$

Όπως η τροχιά των σωματιδίων υπολογίζεται, το FLUENT ενσωματώνει την πιο πάνω εξίσωση για να λάβει τη θερμοκρασία των σωματιδίων από την προηγούμενη χρονική στιγμή στην επόμενη

$$T_p(t + \Delta t) = \alpha_p + [T_p(t) - \alpha_p]e^{-\beta_p \Delta t}$$

πού Δt είναι το χρονικό βήμα ολοκλήρωσης και

$$\alpha_p = \frac{hT_{\infty} + \epsilon_p \sigma \theta_R^4}{h + \epsilon_p \sigma T_p^3(t)}$$

και

$$\beta_p = \frac{A_p(h + \epsilon_p \sigma T_p^3(t))}{m_p c_p}$$

Ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας h , αξιολογείται χρησιμοποιώντας το συσχετισμό **Ranz and Marshall**

$$Nu = \frac{h d_p}{k_{\infty}} = 2.0 + 0.6 Re_d^{1/2} Pr^{1/3}$$

όπου

d_p = διάμετρος σωματιδίων (m)

k_{∞} = θερμική αγωγιμότητα της συνεχούς φάσης (W/mK)

Re_d = Αριθμός Reynolds βασισμένος στη διάμετρο των σωματιδίων και τη σχετική ταχύτητα

Pr = Αριθμός Prandtl της συνεχούς φάσης ($c_p \mu / k_{\infty}$)

Τέλος, η θερμότητα που χάνεται ή που κερδίζεται από το σωματίδιο δεδομένου ότι διαπερνά κάθε υπολογιστικό κελί εμφανίζεται ως πηγή ή οχετός της θερμότητας στους επόμενους υπολογισμούς της συνεχούς ενεργειακής εξίσωσης της φάσης. Κατά τη διάρκεια των νόμων 1 και 6, τα σωματίδια/τα σταγονίδια δεν ανταλλάσσουν τη μάζα με τη συνεχή φάση και δεν συμμετέχουν σε οποιαδήποτε χημική αντίδραση.

1.8.2 Εξάτμιση σταγονιδίων

Ο νόμος 2 εφαρμόζεται για να προβλέψει την εξάτμιση από ένα σταγονίδιο ξεχωριστής φάσης. Ο νόμος 2 αρχίζει, όταν φθάνει η θερμοκρασία του σταγονιδίου στη θερμοκρασία εξάτμισης T_{vap} , και συνεχίζεται έως ότου φθάνει το σταγονίδιο στο σημείο βρασμού T_{bp} , ή έως ότου καταναλώνεται εντελώς το πτητικό μέρος του σταγονιδίου:

$$T_p < T_{bp}$$

$$m_p > (1 - f_{v,0})m_{p,0}$$

Η αρχή του νόμου εξάτμισης καθορίζεται με τη ρύθμιση T_{vap} , μια θερμοκρασία που δεν έχει καμία άλλη φυσική σημασία. Μόλις αρχίσει η εξάτμιση (από το σταγονίδιο που φθάνει σε αυτήν την θερμοκρασία κατώτατων ορίων), θα συνεχίσει να ατμοποιεί ακόμα κι αν η θερμοκρασία σταγονιδίων πέφτει κατωτέρω της T_{vap} . Η εξάτμιση θα σταματήσει μόνο εάν η θερμοκρασία σταγονιδίων μειωθεί κάτω από το σημείο δρόσου. Σε τέτοιες περιπτώσεις, το σταγονίδιο θα παραμείνει στο νόμο 2 αλλά καμία εξάτμιση δεν θα προβλεφθεί. Όταν το σημείο βρασμού επιτυγχάνεται, η εξάτμιση σταγονιδίων προβλέπεται από το νόμο εξάτμισης 3 που περιγράφεται στο επόμενο κεφάλαιο.

Μεταφορά μάζας κατά τη διάρκεια του νόμου 2

Κατά τη διάρκεια του νόμου 2, το ποσοστό εξάτμισης καθορίζεται από τη κλίση της διάχυσης, με τη ροή σταγονιδίων ατμού στη φάση αερίου η οποία είναι σχετική με

την κλίση της συγκέντρωσης ατμού μεταξύ της επιφάνειας σταγονιδίων και του αερίου:

$$N_i = k_c(C_{i,s} - C_{i,\infty})$$

όπου

$$N_i = \text{μοριακή ροή του ατμού (kgmol/m}^2\text{-s)}$$

$$k_c = \text{συντελεστής μεταφοράς μάζας (m/s)}$$

$$C_{i,s} = \text{συγκέντρωση ατμού στην επιφάνεια σταγονιδίων (kgmol/m}^3\text{)}$$

$$C_{i,\infty} = \text{συγκέντρωση ατμού στο αέριο (kgmol/m}^3\text{)}$$

Στο FLUENT ο νόμος εξάτμισης υποθέτει ότι N_i είναι θετικός (εξάτμιση). Εάν στις συνθήκες που επικρατούν υπάρχουν όροι αρνητικοί N_i , το FLUENT θεωρεί το σταγονίδιο αδρανές ($N_i=0.0$).

Η συγκέντρωση του ατμού στην επιφάνεια των σταγονιδίων αξιολογείται με την υπόθεση ότι η μερική πίεση του ατμού στη κοινή επιφάνεια είναι ίση με τη κορεσμένη πίεση ατμών P_{sat} , στη θερμοκρασία των σταγονιδίων, T_p :

$$C_{i,s} = \frac{P_{sat}(T_p)}{RT_p}$$

πού R είναι η παγκόσμια σταθερά των αερίων.

Η συγκέντρωση του ατμού στη φάση του αέρα είναι γνωστή από τη λύση της εξίσωσης μεταφορών για τα είδη i ή από τον πίνακα PDF για τους υπολογισμούς μη-προαναμεμιγμένης ή μερικώς προαναμεμιγμένης καύσης:

$$C_{i,\infty} = X_i \frac{P_{op}}{RT_{\infty}}$$

πού X_i είναι το μοριακό κλάσμα των ειδών i , P_{op} είναι η λειτουργούσα πίεση, και T_{∞} είναι η τοπική θερμοκρασία στο αέριο.

Ο συντελεστής μεταφοράς μάζας υπολογίζεται από έναν συσχετισμό **Nusselt**

$$Nu_{AB} = \frac{k_c d_p}{D_{i,m}} = 2.0 + 0.6 Re_d^{1/2} Sc^{1/3}$$

όπου $D_{i,m}$ = συντελεστής διάχυσης του ατμού σε μεγάλη ποσότητα (μ^2/s)

$$Sc = \frac{\mu}{\rho D_{i,m}}$$

ο αριθμό schmidt ς ,

$$d_p = \text{διάμετρος των σωματιδίων (σταγονίδια) (\mu)}$$

Η μάζα του σταγονιδίου μειώνεται σύμφωνα με

$$m_p(t + \Delta t) = m_p(t) - N_i A_p M_{w,i} \Delta t$$

όπου $M_{w,i}$ = μοριακό βάρος των ειδών i (Kg/kgmol)

$$m_p = \text{μάζα του σταγονιδίου (kg)}$$

$$A_p = \text{επιφάνεια του σταγονιδίου (m}^2\text{)}$$

Καθορισμός του συντελεστή πίεσης και διάχυσης ατμού

Πρέπει να καθοριστεί η πίεση ατμού ως πολυωνυμική ή τμηματικά γραμμική λειτουργία της θερμοκρασίας (P_{sat}) κατά τη διάρκεια του καθορισμού του προβλήματος. Ο καθορισμός της πίεσης ατμού είναι κρίσιμος.

Πρέπει επίσης να εισαχθεί ο συντελεστής διάχυσης $D_{i,m}$, κατά τη διάρκεια της ρύθμισης των ιδιοτήτων των υλικών της ξεχωριστής φάσης

Μεταφορά θερμότητας στο σταγονίδιο

Τέλος, η θερμοκρασία των σταγονιδίων μεταβάλλεται σύμφωνα με την ισορροπία θερμότητας που αφορά την αλλαγή της θερμότητας στο σταγονίδιο εξαιτίας της εκ

μεταφοράς και λανθάνουσας μεταφοράς θερμότητας μεταξύ του σταγονιδίου και της συνεχούς φάσης:

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = h A_p (T_\infty - T_p) + \frac{dm_p}{dt} h_{fg} + A_p \epsilon_p \sigma (\theta_R^4 - T_p^4)$$

όπου c_p = Συντελεστής θερμοχωρητικότητας των σταγονιδίων (J/Kg K)

T_p = θερμοκρασία σταγονιδίων (K)

h = συντελεστής μεταφοράς εκ μεταφοράς θερμότητας (W/m²-K)

T_∞ = θερμοκρασία της συνεχούς φάσης (K)

$\frac{dm_p}{dt}$ = ποσοστό εξάτμισης (kg/s)

h_{fg} = λανθάνουσα θερμότητα (J/kg)

ϵ_p = Συντελεστής ακτινοβολίας των σωματιδίων

σ = Stefan Boltzmann σταθερά (5,67 X 10⁻⁸ W/m²-K⁴)

θ_R = θερμοκρασία ακτινοβολίας $\left(\frac{T}{4\sigma}\right)^{1/4}$,

1.8.3 Βρασμός σταγονιδίων

Ο νόμος 3 εφαρμόζεται για να προβλέψει τη μεταφορά θερμότητας μιας ξεχωριστής φάσης σταγονιδίων όταν η θερμοκρασία του σταγονιδίου φτάσει στη θερμοκρασία βρασμού T_{bp} , και ενώ η μάζα του σταγονιδίου υπερβαίνει το κλάσμα των μη πτητικών σωματιδίων, $(1-f_{v,0})$:

$$T_p \geq T_{bp}$$

και

$$m_p > (1 - f_{v,0})m_{p,0}$$

Όταν η θερμοκρασία σταγονιδίων φθάνει στο σημείο βρασμού, εφαρμόζεται η παρακάτω εξίσωση

:

$$\frac{d(d_p)}{dt} = \frac{4k_{\infty}}{\rho_p c_{p,\infty} d_p} (1 + 0.23\sqrt{Re_d}) \ln \left[1 + \frac{c_{p,\infty}(T_{\infty} - T_p)}{h_{fg}} \right]$$

όπου $c_{p,\infty}$ = Συντελεστής θερμοχωρητικότητας του αερίου (J/Kg-K)

ρ_p = πυκνότητα σταγονιδίων (kg/m³)

k_{∞} = θερμική αγωγιμότητα του αερίου (W/*MK)

Η παραπάνω εξίσωση παρήχθη υποθέτοντας τη σταθερή ροή σε σταθερή πίεση.

Όταν η μεταφορά θερμότητας ακτινοβολίας είναι ενεργή, το FLUENT τροποποιεί την παραπάνω υποθέτοντας ότι η θερμοκρασία σταγονιδίων είναι σταθερή. Αυτό παράγει

$$-\frac{dm_p}{dt} h_{fg} = hA_p(T_{\infty} - T_p) + A_p \epsilon_p \sigma (\theta_R^4 - T_p^4)$$

ή

$$-\frac{d(d_p)}{dt} = \frac{2}{\rho_p h_{fg}} \left[\frac{k_{\infty} Nu}{d_p} (T_{\infty} - T_p) + \epsilon_p \sigma (\theta_R^4 - T_p^4) \right]$$

Χρησιμοποιώντας την παραπάνω εξίσωση για το συσχετισμό αριθμού **Nusselt** και αντικαθιστώντας τον αριθμό **Prandtl** με μια εμπειρική σταθερά η εξίσωση γίνεται

$$-\frac{d(d_p)}{dt} = \frac{2}{\rho_p h_{t_g}} \left[\frac{2k_{\infty}[1 + 0.23\sqrt{Re_d}]}{d_p} (T_{\infty} - T_p) + \epsilon_p \sigma (\theta_R^4 - T_p^4) \right]$$

1.9 Η Επαναληπτική Διαδικασία Της Λύσης

Το πρόγραμμα χρησιμοποιεί αλγόριθμους για να συσχετίσει τα πεδία ταχύτητας και πίεσης που ικανοποιούν τις γραμμικοποιημένες εξισώσεις ορμής και συνέχειας σε ένα σημείο. Επειδή το FLUENT δεν λύνει τις εξισώσεις σε όλα τα σημεία ταυτόχρονα, και επειδή οι εξισώσεις συνδέονται και είναι μη γραμμικές, απαιτείται μια επαναληπτική διαδικασία λύσης, με τις επαναλήψεις να συνεχίζονται έως ότου να ικανοποιηθούν όλες οι εξισώσεις σε όλα τα σημεία.

Κάθε επανάληψη της διαδικασίας λύσης αποτελείται από τα ακόλουθα βήματα:

1. Οι εξισώσεις ορμής των u_1 , u_2 , και u_3 λύνονται με τη σειρά χρησιμοποιώντας το υποθετικό πεδίο πίεσης, p^* .
2. Η εξίσωση διόρθωσης πίεσης (μαζική ισορροπία) λύνεται έπειτα για να γίνουν οι απαραίτητες διορθώσεις στο πεδίο της πίεσης. Αντίστοιχες ρυθμίσεις γίνονται επίσης στις συνιστώσες της ταχύτητας.
3. Για τις τυρβώδεις ροές, οι k και ϵ εξισώσεις (ή οι εξισώσεις μεταφοράς των τάσεων Reynolds) λύνονται χρησιμοποιώντας το ενημερωμένο πεδίο ταχυτήτων για να πάρουμε την κατανομή του ενεργού ιξώδους ή/και των τάσεων Reynolds.
4. Οποιοσδήποτε βοηθητικές εξισώσεις (π.χ. ενθαλπίας, διατήρησης των ειδών, ή/και ακτινοβολίας) λύνονται χρησιμοποιώντας τις προηγουμένως ενημερωμένες τιμές των άλλων μεταβλητών.
5. Οι ιδιότητες του ρευστού ενημερώνονται (Οι ιδιότητες του ρευστού μπορούν να ληφθούν σταθερές ή σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας ή και της σύνθεσης του μίγματος)
6. Όταν η σύζευξη ενδιάμεσης φάσης πρόκειται να περιληφθεί, οι όροι πηγής στις κατάλληλες εξισώσεις συνεχούς φάσης ενημερώνονται μέσω του υπολογισμού της τροχιάς της διασκορπισμένης φάσης.

Αυτά τα βήματα μπορούν να συνεχιστούν μέχρι το σφάλμα σε κάθε εξίσωση διατήρησης μέσα σε κάθε όγκο, και ως εκ τούτου σ' ολόκληρη την περιοχή, να μειωθεί στην απαιτούμενη τιμή.

1.10 Χαρακτηριστικά Λιμνάζουσας Φλόγας (Pool Fire)

Με τον όρο pool fire (φωτιά με λιμνάζον καύσιμο) ορίζεται εκείνη η φωτιά που αποτελείται από ανωστικές φλόγες διάχυσης και στην οποία το καύσιμο βρίσκεται σε οριζόντια δεξαμενή. Το καύσιμο μπορεί να είναι υγρό, στερεό ή αέριο. Με τον όρο πλούμιο ορίζουμε την τυρβώδη ανωστική στήλη που δημιουργείται όταν ατμοί καυσίμου καίγονται πάνω από μια pool fire. Οι συγκεκριμένες φωτιές παρατηρούνται σε ένα μεγάλο αριθμό στην φύση όπως είναι οι πυρκαγιές και γι'αυτό έχουν μεγάλο θεωρητικό και πρακτικό ενδιαφέρον. Βασικό ρόλο στις pool fire παίζει η εξάτμιση του καυσίμου και ο ρυθμός απελευθέρωσης θερμότητας.

Η δομή μιας ανωστικής φλόγας μπορεί να χωριστεί σε τρεις περιοχές :

- **την κατώτερη περιοχή**, που βρίσκεται ο πυρήνας καυσίμου που περιέχει φλόγες διάχυσης, όπου οι θερμοκρασίες δεν είναι πολύ υψηλές, η ακτινοβολία είναι σημαντική, και τα αέρια είναι ισχυρώς ανωστικά. Αυτή η περιοχή αποτελεί το 20% του συνολικού ύψους της φλόγας και είναι πλούσια σε καύσιμο και παράγωγα πυρόλυσης.
- **την ενδιάμεση περιοχή**, όπου οι θερμοκρασίες είναι υψηλές λόγω μεγαλύτερης απελευθέρωσης ενέργειας, η φλόγα είναι χρονικά μεταβλητή και η ροή εξακολουθεί να είναι ισχυρώς ανωστική. Ο αέρας μεταφέρεται ακτινικά μέσα στη φλόγα. Τα παράγωγα της πυρόλυσης αντιδρούν με τον αέρα και σχηματίζονται διάφορες ενώσεις όπως το CO και η αιθάλη.
- **την ανώτερη περιοχή**, όπου οι θερμοκρασίες έχουν μειωθεί σε επίπεδα τέτοια ώστε το πλούμιο να συμπεριφέρεται σαν ασθενώς ανωστικό. Καθώς μειώνεται η θερμοκρασία και περισσότερος κρύος αέρας εισέρχεται ο ρυθμός της χημικής αντίδρασης πέφτει εκθετικά.

Τα πλούμια διακρίνονται σε :

1. Ασθενή ανωστικά πλούμια, τα οποία δημιουργούνται από ασθενής πηγές θερμότητας ή άλλες πηγές άνωσης. Οι μεταβολές της πυκνότητας θεωρούνται πολύ μικρές $\frac{Dr}{r_a} < 1$ και λαμβάνονται υπ' όψιν μόνο στον όρο άνωσης της εξίσωσης της ορμής .

2. Ισχυρώς ανωστικά πλούμια, τα οποία δημιουργούνται από πολύ θερμές πηγές, οι δε μεταβολές στην πυκνότητα είναι σημαντικές και δεν μπορούν να αγνοηθούν στις εξισώσεις. Εντούτοις, ο μηχανισμός εισροής μειώνει γρήγορα την άνωση και τα ισχυρώς ανωστικά πλούμια αποκτούν σε μικρό ύψος ασθενώς ανωστική συμπεριφορά.

Το πείραμα μιας λιμνάζουσας φλόγας μπορεί να χαρακτηριστεί σε σχέση με :

- Την γεωμετρία της επιφάνειας του καυσίμου, η οποία μπορεί να είναι αυθαίρετη, αλλά για απλοποίηση, στις περισσότερες μελέτες , όπως και στην παρούσα , θεωρούμε κυκλική διάμετρο D.
- Την κινητική της καύσης του καυσίμου, όπως η αντίσταση στην κατάσβεση, η μέγιστη θερμοκρασία, και τα όρια ευφλεκτικότητας.
- Την μεταφορά θερμότητας κατά την καύση, η οποία χαρακτηρίζεται από τον συνολικό ρυθμό απελευθέρωσης θερμότητας, το ρυθμό εξάπλωσης της φλόγας, ή την ισχύ της ακτινοβολίας στον περιβάλλοντα χώρο και μπορεί να τροποποιηθεί από τις περιβαλλοντικές συνθήκες, όπως η παρουσία ή απουσία ενός περιβλήματος, μιας θερμής επιφάνειας, ανέμου, ρευμάτων, ή εξαερισμού.

Αυτές οι συνθήκες παίζουν σημαντικό ρόλο τόσο στη λεπτομερειακή δομή της φλόγας όσο και στο συνολικό πείραμα.

1.10.1 Δομή και Σχήμα Λιμνάζουσας Φλόγας

Όταν ο ρυθμός καύσης του καυσίμου ανά μονάδα μάζας μιας φλόγας υπερβαίνει μια συγκεκριμένη τιμή, το πεδίο ροής παύει να είναι στρωτό.

Είναι γενικά αποδεκτό ότι, όσο πιο μεγάλος είναι ο ρυθμός παροχής καυσίμου, τόσο μεγαλύτερος είναι ο ρυθμός απελευθέρωσης θερμότητας και τόσο μεγαλύτερο το ύψος της φλόγας. Η μοντελοποίηση μιας λιμνάζουσας φλόγας βασίζεται στην υπόθεση ότι η δυναμική της φλόγας είναι όμοια, ανεξάρτητα από το μέγεθος της ή τον τύπο του καυσίμου.

Η δομή και το σχήμα μιας φλόγας είναι σημαντικά για την κατανόηση της κατανομής της ακτινοβολίας που εκπέμπεται σε κάθε περιοχή. Γενικά, το σχήμα της φλόγας αλλάζει με τον χρόνο κατά την διάρκεια ενός πλήρους παλμού. Συχνά, το χρονικά μέσο σχήμα των τυρβωδών φλογών, λαμβάνεται σαν κυλινδρικό ή σαν κωνικό, με βάση ίση με την διάμετρο του βωμού και κορυφή ίση με το ορατό ύψος της φλόγας.

Μελέτες που έγιναν από τους **Orloff** και **de Ris**, έδειξαν ότι το χρονικά μέσο σχήμα της φλόγας περιγράφεται επαρκώς από μια απλή σχέση, για ένα εύρος διαμέτρων (0,1 m έως 0,7 m), για διάφορους τύπους και ρυθμούς παροχής καυσίμων. Η σχέση τους δίνει μια καμπύλη υπερβολής η οποία εκφράζει το «στενέμα» της άκρης της φλόγας κοντά στη βάση του βωμού, εξαιτίας της πλευρικής εισόδου του αέρα και του στροβιλισμού στην κορυφή της φλόγας. Αυτό το πλευρικό όριο του «στενέματος» της φλόγας σχετίζεται με τον αριθμό Froude. Για λιμνάζουσες φλόγες υγρών καυσίμων, όσο μικρότερος είναι ο αριθμός Froude τόσο πιο οργανωμένη είναι η δομή της φλόγας και τόσο μεγαλύτερος ο χρόνος διακύμανσης της πλευρικής αλλαγής κατά το πλάτος του ορίου του στενέματος της φλόγας στην περιοχή αυτή. Ο αριθμός Froude ορίζεται σαν το λόγο των δυνάμεων αδράνειας προς τις ανωστικές δυνάμεις:

$$Fr = V^2 / (L * g) \quad (26)$$

όπου $g = 9.81 \text{ m/s}^2$, V είναι μια χαρακτηριστική ταχύτητα, που συχνά λαμβάνεται σαν την ταχύτητα του καυσίμου (αέρια φάση) στην έξοδο του καυστήρα και L είναι μια χαρακτηριστική κλίμακα μήκους, που συχνά λαμβάνεται σαν την διάμετρο της δεξαμενής. Για $Fr \gg 1$ το ροικό πεδίο κυριαρχείται από την ορμή ενώ για $Fr \ll 1$ το ροικό πεδίο κυριαρχείται από άνωση.

1.10.2 Ύψος Φλόγας

Το ύψος και το σχήμα της φλόγας παίζουν σημαντικό ρόλο στην επικινδυνότητα της πυρκαγιάς. Το ύψος της φλόγας είναι επίσης σημαντικός παράγοντας για την ακτινοβολούμενη μεταφορά θερμότητας και σχετίζεται με την τυχόν ανάφλεξη απομακρυσμένου αντικειμένου. Σε γενικά μοντέλα προσδιορισμού του ρυθμού καύσης του καυσίμου, το ύψος της φλόγας, επηρεάζει τον υπολογισμένο ρυθμό ακτινοβολίας, λόγω της ανάδρασης της θερμότητας στην επιφάνεια του καυσίμου και γι' αυτό δεν γίνονται σωστές προβλέψεις για την αύξηση της φλόγας και την εξάπλωση της.

Ένας συνήθης ορισμός του ύψους της φλόγας (ή του ορίου της) είναι η ορατή άκρη φωτοβολίας της φλόγας. Για τυρβώδεις φλόγες διάχυσης, παλιότερες έρευνες συχνά βασίζονταν σε ορατές παρατηρήσεις για την εκτίμηση του ανώτερου ύψους της φλόγας .

Η σχέση του ύψους της φλόγας από τους Zukoski – Heskestad είναι αυτή που χρησιμοποιείται συχνότερα στην βιβλιογραφία περί πυρκαγιών. Το εμπειρικό μοντέλο του Heskestad συσχετίζει το ύψος της φλόγας με το $N_{\dot{Q}}^{\frac{x}{\dot{\theta}}}$, έναν αδιάστατο ρυθμό απελευθέρωσης θερμότητας :

$$\frac{Z_f}{D} = -1,02 + 15,6 * N_{\dot{Q}}^{\frac{x}{\dot{\theta}}}{}^{0,2} \quad (27)$$

όπου D η διάμετρος του καυστήρα και $N_{\dot{Q}}^{\frac{x}{\dot{\theta}}}$ συνδέεται με τον ρυθμό απελευθέρωσης θερμότητας (\dot{Q}) .

1.10.3 Η Δομή Μιας Λιμνάζουσας Φλόγας Από Ενεργειακή Άποψη

Η τυρβώδης φύση μιας φλόγας παίζει σημαντικό ρόλο στο πόσο αυτή ακτινοβολεί. Η εκπομπή ακτινοβολίας σε ένα συγκεκριμένο σημείο της φλόγας εξαρτάται από την μεταβολή της θερμοκρασίας και του ποσοστού παραγωγής αιθάλης σε συνάρτηση με τον χρόνο. Εξαιτίας του ότι, τα πειραματικά αποτελέσματα και η συνάρτηση του Plank δεν παρουσιάζουν ακριβώς γραμμική

εξάρτηση, θερμοκρασίες που έχουν μετρηθεί με μικρή αβεβαιότητα μπορεί να οδηγήσουν σε μεγάλα λάθη κατά τον υπολογισμό της ακτινοβολίας που εκπέμπεται από την φλόγα. Επίσης, εξαιτίας της ακτινοβολίας του ατόμου, πρέπει να συνυπολογιστούν η εκπομπή ακτινοβολίας από τα μόρια του νερού και του διοξειδίου του άνθρακα .

Ο McCaffrey ερεύνησε και αναπαρέστησε τις θερμοκρασίες και ταχύτητες που αναπτύσσονται σε μια λιμνάζουσα φλόγα σαν συνάρτηση του ρυθμού απελευθέρωσης θερμότητας. Από την μελέτη του προκύπτει ότι, η μέγιστη τιμή της θερμοκρασίας, περίπου 1200K, εμφανίζεται στο κέντρο της διάταξης και για κατακόρυφο ύψος περίπου 0,3 m, ενώ όσο απομακρυνόμαστε προς την άκρη του βωμού η θερμοκρασία πέφτει στους 500K, λόγω της εισαγωγής του αέρα και της μείωσης των χημικών αντιδράσεων, ακολουθώντας κανονική κατανομή.

Όσον αφορά το προφίλ των ταχυτήτων σε σχέση με τον ρυθμό απελευθέρωσης θερμότητας, από την μελέτη του προέκυψε ότι, η ταχύτητα του αερίου ακριβώς πάνω από την επιφάνεια της διάταξης αυξάνεται ραγδαία, εξαιτίας της αύξησης του όγκου του, που οφείλεται στην πληθώρα των χημικών αντιδράσεων. Λίγα εκατοστά πάνω από την επιφάνεια της διάταξης η κατακόρυφη ταχύτητα έχει τιμή περίπου 1 m/s. Η ταχύτητα των αερίων συνεχίζει να αυξάνει μέχρι που παύει η απελευθέρωση θερμότητας κοντά στην κορυφή της ορατής φλόγας, με τις κατακόρυφες ταχύτητες να φτάνουν τα 3-4 m/s στα 0,2 έως 0,4 m πάνω από την επιφάνεια του καυσίμου.

Η χρονική διακύμανση των συγκεντρώσεων των προϊόντων της καύσης σε μια τυρβώδη φλόγα παρουσιάζει αρκετή ομοιότητα με αυτή για την στρωτή φλόγα. Στις στρωτές φλόγες διάχυσης, έχει βρεθεί ότι η θερμοκρασία και οι συγκεντρώσεις αρκετών κύριων και δευτερευόντων προϊόντων της καύσης συνδέονται σε κάθε θέση με την συγκεκριμένη ακτίνα. Το ίδιο όμως δεν συμβαίνει και για το κλάσμα της συγκέντρωσης της αιθάλης. Στον κατακόρυφο άξονα η συγκέντρωση του καυσίμου μειώνεται γρήγορα και η συγκέντρωση του οξυγόνου αυξάνει. Σε μια τυρβώδη φλόγα οι χρονικές διακυμάνσεις των συγκεντρώσεων δεν ταιριάζουν με αυτές των θερμοκρασιών, ενώ οι τιμές τους είναι μικρότερες από τις αντίστοιχες για τις στρωτές φλόγες. Οι συγκεντρώσεις των ενδιάμεσων προϊόντων όπως το CO, το μοριακό υδρογόνο και το κλάσμα της αιθάλης, αυξάνονται με την απόσταση πάνω από την επιφάνεια του καυσίμου .

1.10.4 Εκπομπή Ακτινοβολίας Μιας Λιμνάζουσας Φλόγας

Η ενέργεια που αποδίδεται με ακτινοβολία από μια φλόγα είναι βασικός παράγοντας στη θεώρηση της προστασίας από τη φωτιά. Το μέγεθος της ακτινοβολίας που μεταφέρεται σε εξωτερικούς στόχους επηρεάζει τον ρυθμό εξάπλωσης της πυρκαγιάς και την επικινδυνότητά της. Η ακτινοβολία στην επιφάνεια του καυσίμου είναι ο μηχανισμός που ελέγχει το ρυθμό εξάτμισης του.

Η ενέργεια που απελευθερώνεται με την μορφή ακτινοβολίας από την φλόγα αποτελεί μια σημαντική παράμετρο για την ασφάλεια μας από αυτήν. Η απορρόφηση της ακτινοβολίας από αντικείμενα έξω από το πεδίο της φλόγας επηρεάζει τους ρυθμούς εξάπλωσης της, ενώ η μεταφορά ακτινοβολίας από την φλόγα στην επιφάνεια του καυσίμου, για μεγάλες φλόγες, αποτελεί τον κύριο μηχανισμό της ανάδρασης της θερμότητας, ο οποίος ελέγχει τον ρυθμό εξάτμισης ανά μονάδα μάζας του καυσίμου .

Η συνολική εξίσωση ισορροπίας της ενθαλπίας για τις φλόγες διάχυσης δείχνει ότι το πραγματικό ποσό απελευθέρωσης θερμότητας από τις χημικές αντιδράσεις (\dot{Q}_a) είναι ίσο με το άθροισμα της θερμότητας που μεταφέρεται με μεταγωγή από το πλούμιο στο περιβάλλον (\dot{Q}_c), το ποσό της ενθαλπίας λόγω της ανάδρασης στην επιφάνεια του καυσίμου (\dot{Q}_s), και την ενέργεια λόγω της ακτινοβολίας σε υψηλές θερμοκρασίες των μορίων της αιθάλης και των αέριων προϊόντων της καύσης (\dot{Q}_r) :

$$\dot{Q}_a = c_a \times \dot{Q} = \dot{Q}_r + \dot{Q}_c + \dot{Q}_s \quad (28)$$

όπου η πραγματική θερμότητα απελευθέρωσης (\dot{Q}_a) είναι ίση ιδανική απελευθέρωση θερμότητας (\dot{Q}) πολλαπλασιασμένη με ένα παράγοντα αποδοτικότητας της καύσης (c_a) .

Η \dot{Q} μπορεί να καθοριστεί παρακολουθώντας την μεταβολή του ρυθμού εξάτμισης ανά μονάδα μάζας του καυσίμου \dot{m} και ορίζεται ως:

$$\dot{Q} = \dot{m} \times H_c \quad (29)$$

όπου \dot{m} είναι ο ρυθμός εξάτμισης και H_c είναι η θερμότητα καύσης.

Το ποσό της ενθαλπίας λόγω της ανάδρασης \dot{Q}_s (kW) από την φλόγα στην επιφάνεια του καυσίμου, μπορεί να διαχωριστεί στους τρεις βασικούς μηχανισμούς μεταφοράς θερμότητας : με αγωγή, με μεταφορά και με ακτινοβολία.

Η σχετική συνεισφορά καθενός από αυτούς τους μηχανισμούς σχετίζεται με γεωμετρικές παραμέτρους, όπως η διάμετρος του βωμού, το υλικό κατασκευής του, το ύψος του χείλους, αλλά βασικότερα με την δομή της φλόγας, συμπεριλαμβανομένου του σχήματος και του πώς κατανέμεται η θερμοκρασία της στον χώρο, με τις συγκεντρώσεις των χημικών ενώσεων και το κλάσμα της συγκέντρωσης της αιθάλης .

Οι Burgess και Hertzberg χρησιμοποιώντας τις πιο οργανωμένες εξισώσεις για την λιμνάζουσα φλόγα και τα πειραματικά αποτελέσματα από τις έρευνες των Blinov – Khudyakov, συμπέραναν ότι η μεταφορά θερμότητας με ακτινοβολία κυριαρχεί της μετάδοσης θερμότητας με μεταγωγή για διαμέτρους καυστήρα από 0,1 έως 0,5 m ανάλογα με το καύσιμο. Για μικρότερες διαμέτρους παρατηρήθηκε το αντίθετο.

Το σχήμα που ακολουθεί παρουσιάζει την ισορροπία της ενθαλπίας σε μια υγρή pool fire για ένα φαινομενικά σταθερό σύστημα. Αυτό επιτυγχάνεται προσθέτοντας καύσιμο στον πάτο της δεξαμενής με ρυθμό ίσο με το ρυθμό καύσης, έτσι ώστε η στάθμη του καυσίμου να παραμένει σταθερή.

ενθαλπίας το διαθέσιμο για την εξάτμιση του καυσίμου αλλά είναι τυπικά μικροί όταν συγκρίνονται με τον όρο (mH_g) για υγρά καύσιμα.

$$\dot{Q}_s = \dot{m} \times H_g + \dot{Q}_{\text{rerad}} + \dot{Q}_{\text{loss}} - \dot{Q}_{\text{corr}} \quad (31)$$

1.11 Μοντέλα Για Τον Προσδιορισμό Του Ρυθμού Εξάτμισης Του Καυσίμου

Εξαιτίας της πολυπλοκότητας των ερευνών που σχετίζονται με την θερμότητα και με τους μηχανισμούς μεταφοράς της, καθώς και με την κινητική στην αέρια φάση μιας τυρβώδους φλόγας, δεν είναι προς το παρόν δυνατό, να προβλέψουμε τους ρυθμούς εξάτμισης ενός καυσίμου μόνο με την λεπτομερή λύση των εξισώσεων ισορροπίας χωρίς να καταφύγουμε σε εμπειρικές μεθόδους. Έτσι έχουν αναπτυχθεί ημι – εμπειρικά μοντέλα, η πολυπλοκότητα των οποίων ποικίλει, και τα οποία στηρίζονται σε αρχές της ρευστοδυναμικής, της χημείας και της μεταφοράς θερμότητας σε αντιδρώντα συστήματα. Γενικά, τα υπάρχοντα μοντέλα μπορούν να διακριθούν σε :

- γενικά μοντέλα και
- μοντέλα πεδίων

Και οι δυο παραπάνω κατηγορίες εμπεριέχουν έναν μεγάλο αριθμό υπομοντέλων .

- Τα *γενικά μοντέλα* προσδιορίζουν μια ή περισσότερες ζώνες σταθερών ιδιοτήτων, όπως η θερμοκρασία ή οι συγκεντρώσεις των χημικών προϊόντων της καύσης. Η μεταφορά θερμότητας αγνοείται.
- Τα *μοντέλα πεδίου* είναι πολύ πιο λεπτομερή από τα γενικά .Καθορίζοντας πολύ περισσότερες από μία ζώνες , αυτά τα μοντέλα προσπαθούν να επιλύσουν χωροταξικές διαφορές που αφορούν την δομή της φλόγας αξιοποιώντας την μέθοδο « κ – ε » μοντελοποίησης φαινομένων μεταφοράς τυρβώδους ροής , η οποία επεξεργάζεται τις πληροφορίες που παίρνουμε από την τύρβη λαμβάνοντας τις χρονικά – μέσες τιμές τους , εξαλείφοντας έτσι , την προσωρινή μεγάλη κλίμακα κυκλικών δομών στην φλόγα.

1.12 Ανωστικές Ροές

Στην ασθενώς ανωστική περιοχή του πλουμίου όπου οι θερμοκρασίες έχουν μειωθεί στα επίπεδα της ατμοσφαιρικής, γίνονται οι εξής παραδοχές:

Ισχύει η υπόθεση Boussinesq $\Delta\rho/\rho_a \ll 1$. Επομένως, οι διαφορές πυκνότητας λαμβάνονται υπ' όψιν μόνο στην εξίσωση της ορμής και μόνο στον όρο των ανωστικών δυνάμεων.

Η προσέγγιση οριακού στρώματος $V \ll U$, $\frac{\partial}{\partial z} \ll \frac{\partial}{\partial x}$. Σύμφωνα με αυτές τις παραδοχές οι όροι μοριακής και τυρβώδους διάχυσης στην z διεύθυνση θεωρούνται αμελητέοι συγκρινόμενοι μ' αυτούς στη x διεύθυνση. Η εφαρμογή των πιο πάνω παραδοχών δίνει $\frac{dP}{dz} = r_a g$.

Οι όροι μοριακής μεταφοράς θεωρούνται αμελητέοι σε σχέση με την τυρβώδη μεταφορά, $m \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} \ll \overline{r u_i u_j}$ και $g \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} \ll \overline{r u_i T}$, $g = K / r C_p$

Αφού η ροή είναι κατακόρυφη το g_i έχει μη μηδενική συνιστώσα μόνο στην κατακόρυφη διεύθυνση, όταν το x_i γίνεται z .

Σύμφωνα με αυτές τις παραδοχές παίρνουμε τις ακόλουθες εξισώσεις:

Εξίσωση Συνέχειας

$$\frac{\partial \overline{U}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{V}}{\partial x} = 0 \quad (32)$$

Εξίσωση ορμής στη z-διεύθυνση

$$\overline{U} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} + \overline{V} \frac{\partial \overline{U}}{\partial x} = - \frac{\partial \overline{u w}}{\partial x} - \frac{r - r_a}{r_a} g \quad (33)$$

Εξίσωση ενέργειας

$$\bar{U} \frac{\overline{\rho T}}{\overline{\rho z}} + \bar{V} \frac{\overline{\rho T}}{\overline{\rho x}} = - \frac{\overline{\rho v \epsilon T}}{\overline{\rho x}} \quad (34)$$

Καταστατική εξίσωση

$$\frac{r_a - r}{r} = \frac{\bar{T} - T_a}{T_a} \quad (35)$$

Το προηγούμενο σύστημα εξισώσεων, δεν μπορεί να λυθεί αναλυτικά καθώς περιέχει έξι αγνώστους και τέσσερις εξισώσεις. Για να λυθεί χρησιμοποιούνται δύο γενικές μέθοδοι, η διαφορική και η ολοκληρωτική. Η πρώτη περιλαμβάνει τα διάφορα μοντέλα τύρβης και η δεύτερη ολοκληρώνει τις εξισώσεις κατά την x-διεύθυνση.

1.13 Βασικοί Παράμετροι Της Ροής

Η ροή σε μια ανωστική φλέβα (buoyant jet) επηρεάζεται από τις αδρανειακές, τις ανωστικές και τις δυνάμεις ιξώδους. Ο τοπικός χαρακτήρας της ροής, δηλαδή αν η ροή συμπεριφέρεται σαν φλέβα, σαν φλέβα σε μετάβαση σε πλούμιο ή σαν καθαρό πλούμιο προσδιορίζεται από την σχετική βαρύτητα αυτών των δυνάμεων σε κάθε σημείο της ροής. Ο συνολικός χαρακτήρας της ροής εξαρτάται από την ισχύ αυτών των δυνάμεων στην πηγή της φλέβας και από τις συνθήκες του περιβάλλοντος.

Στην *καθαρή φλέβα*, το ρευστό κινείται εξαιτίας των δυνάμεων αδρανείας και η ροή χαρακτηρίζεται από τον αριθμό Reynolds της πηγής,

$$\mathbf{Re} = \frac{\mathbf{U}_0 \mathbf{D}}{\nu} \quad (36)$$

λόγος των δυνάμεων αδράνειας προς τις δυνάμεις ιξώδους.

Στην ανωστική φλέβα, το ρευστό κινείται υπό την επίδραση και των δυνάμεων αδρανείας και των ανωστικών δυνάμεων. Οι ανωστικές δυνάμεις χαρακτηρίζονται από τον αριθμό Grashof, δυνάμεις άνωσης προς δυνάμεις ιξώδους.

$$\mathbf{Gr} = \frac{\mathbf{g}(r_a - r_0)\mathbf{D}^3}{r_0 \nu^3} \quad (37)$$

Ωστόσο, επειδή η ροή στην ανωστική φλέβα δεν περιγράφεται από το απόλυτο μέγεθος των δυνάμεων που επιδρούν σ' αυτήν, αλλά από τη μεταξύ τους σχέση, η παράμετρος που χαρακτηρίζει τη ροή είναι ο λόγος των αδρανειακών προς τις ανωστικές δυνάμεις που ορίζει τον αριθμό Froude.

$$\mathbf{Fr} = \frac{\overline{U_0}}{\sqrt{\mathbf{gD} \frac{r_a - r_0}{r_0}}} \quad (38)$$

Στα καθαρά πλούμια, στα οποία ανήκει και η ροή που μελετάται, το ρευστό κινείται υπό την επίδραση μόνο των ανωστικών δυνάμεων και η ροή περιγράφεται από τον αριθμό Grashof. Η ανωστική δύναμη του πλουμίου χαρακτηρίζεται από το έλλειμμα βάρους (weight deficit) W :

$$\mathbf{W} = 2 \int_0^y \mathbf{g} \rho (r_a - r) \overline{U} dx \quad (39)$$

Σε πλούμια στα οποία η διαφορά πυκνότητας δημιουργείται από τη θερμοκρασιακή διαφορά και το ρευστό μπορεί να θεωρηθεί ιδανικό αέριο, η πυκνότητα είναι αντιστρόφως ανάλογη της θερμοκρασίας. Σ' αυτή την περίπτωση το W μπορεί να γραφεί συναρτήσει της ροής θερμότητας Q ως εξής:

$$\mathbf{W} = \frac{\mathbf{Qg}}{C_p T_a} \quad (40)$$

όπου

$$\mathbf{Q} = 2 \int_0^y C_p r (\overline{T} - T_a) \overline{U} dx \quad (41)$$

Για ιδανικά αέρια και για σταθερή θερμοκρασία περιβάλλοντος τα W και Q είναι ανεξάρτητα της απόστασης από την πηγή.

Η εκλυόμενη ροή θερμότητας ανά μονάδα μήκους του καυστήρα μπορεί να υπολογιστεί από την σχέση:

$$Q = (\dot{m} DH) / L \quad (42)$$

Όταν είναι γνωστή η θερμότητα που εκλύεται από την πηγή χρησιμοποιείται για τον Grashof η ακόλουθη έκφραση:

$$Gr = \frac{WD^3}{\nu^3} \quad (43)$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

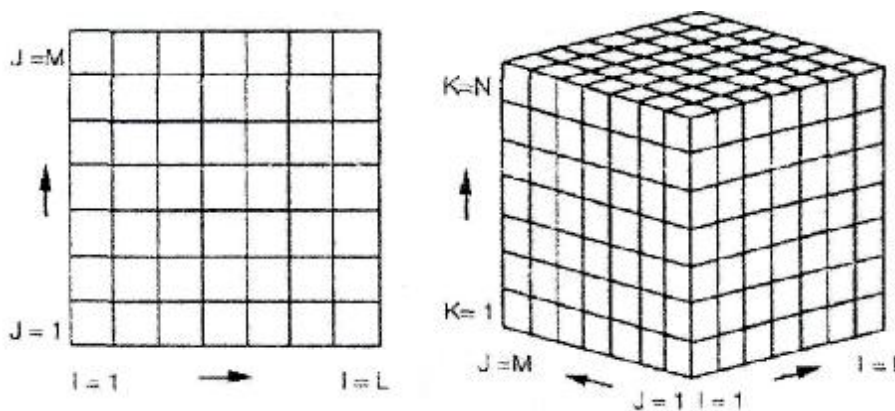
2.1 Πλέγματα

2.1.1 Δομημένα Πλέγματα

Το πρώτο βήμα στη διαδικασία ανάλυσης ροής με υπολογιστή είναι η δημιουργία γεωμετρικού μοντέλου πάνω στο οποίο θα ολοκληρωθούν αριθμητικά οι κατάλληλες εξισώσεις μεταφοράς. Το μοντέλο αυτό στην τεχνική ορολογία ονομάζεται πλέγμα. Αυτή η διαδικασία είναι αντίστοιχη της δημιουργίας μιας κατασκευής υπό κλίμακα για τη μελέτη της αντοχής της.

Το πρόγραμμα λύσης ροϊκών εξισώσεων που χρησιμοποιήθηκε χρησιμοποιεί δομημένη τοπολογία πλέγματος. Τα πλέγματα αυτά χρησιμοποιούν διάταξη «όγκων ελέγχου» (κελιά) για να διακριτοποιήσουν το ροϊκό πεδίο. Ο χαρακτηρισμός «δομημένο» αφορά τη διάταξη των κελιών σε γραμμές, στήλες και στρώματα. Η θέση κάθε κελιού ως προς τα άλλα είναι μοναδικά ορισμένη από μια τριάδα ακεραίων (I, J, K) που αντιστοιχούν στη γραμμή, στήλη και στρώμα του συγκεκριμένου κελιού.

Το απλό δομημένο πλέγμα αποτελείται από διάταξη κελιών που σχηματίζουν ένα «υπολογιστικό τετράγωνο» για μοντέλα δύο διαστάσεων και αντίστοιχα έναν «υπολογιστικό κύβο» για μοντέλα τριών διαστάσεων.



ΣΧΗΜΑ 2-1

Όπως φαίνεται στο σχήμα 2-1, το διδιάστατο πλέγμα αποτελείται από $L \times M$ κελιά και το τριδιάστατο πλέγμα από $L \times M \times N$ κελιά, όπου τα L, M, N αντιστοιχούν στον αριθμό των κελιών στις διευθύνσεις I, J, K αντίστοιχα.

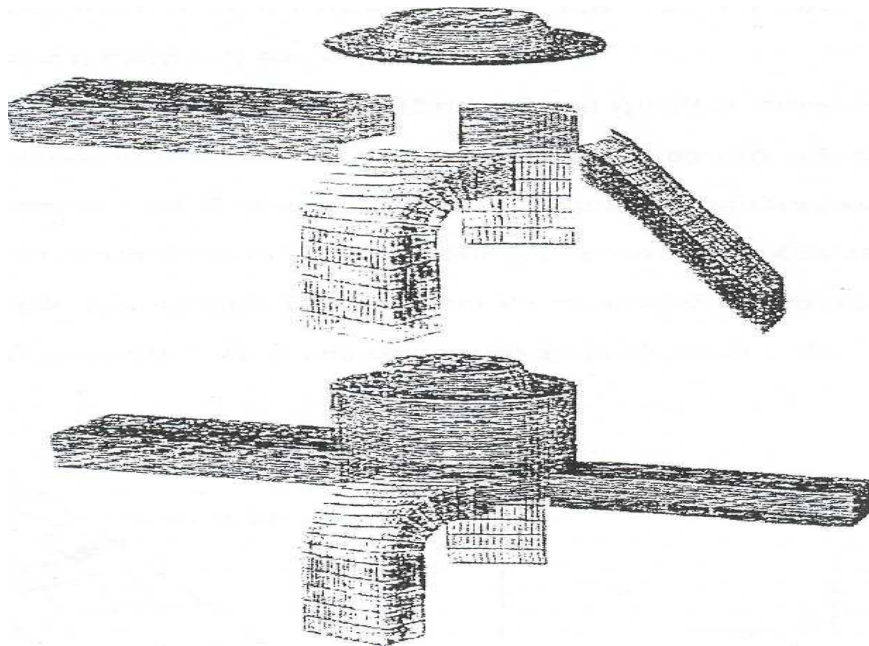
2.1.2 Σύνθετα Πλέγματα

Η κατασκευή ενός απλού δομημένου πλέγματος *μπορεί* να είναι δύσκολη σε περίπλοκα ροϊκά πεδία. Σε αυτή την περίπτωση, μπορούμε να χωρίσουμε το πεδίο με τέτοιο τρόπο ώστε στο κάθε τμήμα που θα προκύψει να είναι δυνατή η κατασκευή απλού πλέγματος. Στη συνέχεια ενώνοντας τα επιμέρους απλά πλέγματα προκύπτει το λεγόμενο σύνθετο πλέγμα. Η διαδικασία αυτή έχει όμως δύο περιορισμούς:

Τα απλά πλέγματα δεν πρέπει να υπερκαλύπτονται.

Οι διαστάσεις των κελιών πρέπει να είναι ίδιες και από τις δύο πλευρές των «ραφών» των απλών πλεγμάτων.

Στο σχήμα 2-2 φαίνεται ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα κατασκευής σύνθετου πλέγματος.



ΣΧΗΜΑ 2-2

2.1.3 Συστήματα Συντεταγμένων

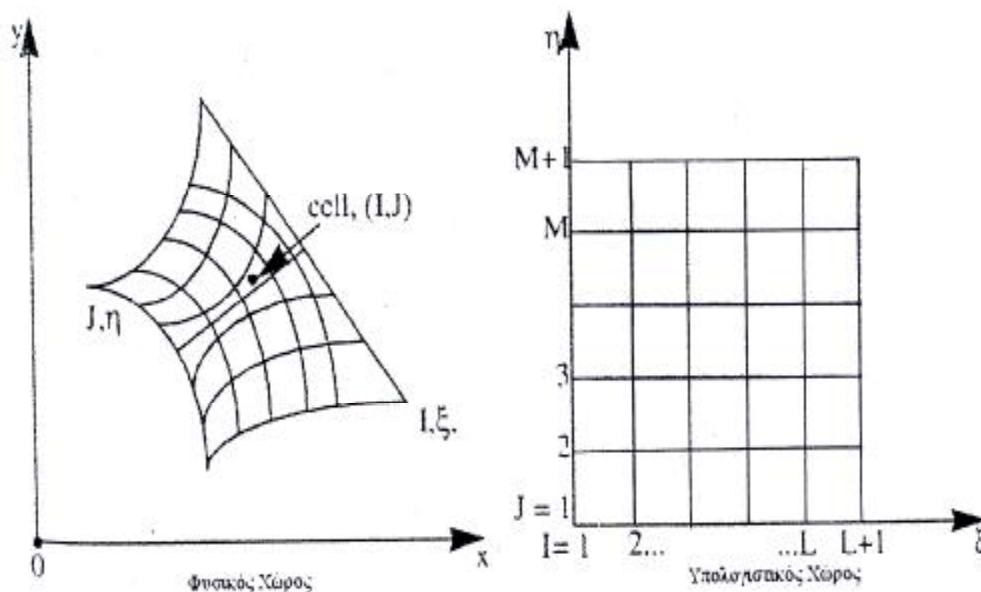
Χρησιμοποιήθηκαν τρία συστήματα συντεταγμένων:

Το Καρτεσιανό, όπου οι διευθύνσεις του πλέγματος L, J, K συμπίπτουν με τους X, Y, Z άξονες Καρτεσιανού συστήματος συντεταγμένων.

Το κυλινδρικό, όπου οι διευθύνσεις I, J, K αντιστοιχούν στις ρ, θ, ζ συντεταγμένες, όπου ρ η απόσταση από τον άξονα Z , θ η γωνία από την οριζόντιο και ζ η προβολή του σημείου στον Z .

Το προσαρμοσμένο στη γεωμετρία, όπου οι διευθύνσεις I, J, K καμπυλώνονται στο χώρο ακολουθώντας το σχήμα του πλέγματος.

Γενικά στα συστήματα BFC οι γραμμές του πλέγματος της ίδιας κατεύθυνσης δεν είναι παράλληλες και αντίστοιχα οι γραμμές διαφορετικών κατευθύνσεων δεν είναι κάθετες. Μαθηματικά, το σύστημα BFC μπορεί να θεωρηθεί μετασχηματισμός συντεταγμένων από το φυσικό στον υπολογιστικό χώρο (σχήμα 6).



ΣΧΗΜΑ 2-3

2.2 Εισαγωγή Στο GAMBIT

Το GAMBIT είναι ένα σχεδιαστικό υπολογιστικό πακέτο με το οποίο μπορεί κανείς να δημιουργήσει πληθώρα από μοντέλα τα οποία θα χρησιμοποιηθούν για υπολογιστική ρευστοδυναμική ανάλυση (computational fluid dynamics, CFD). Ένα τέτοιο υπολογιστικό πακέτο είναι το FLUENT που περιγράψαμε παραπάνω.

Στην αρχή θα δημιουργήσουμε το μοντέλο μας στο περιβάλλον του προγράμματος θέτωντας τα κατάλληλα γεωμετρικά στοιχεία με την βοήθεια των εντολών που υπάρχουν. Αν το μοντέλο μας είναι πολύπλοκο η δημιουργία του πρέπει να γίνει με προσοχή και βήμα βήμα να «χτίσουμε» τα επιμέρους τμήματα. Ένα σημαντικό σημείο που θέλει προσοχή είναι τα επιμέρους αυτά τμήματα να ενωθούν μεταξύ τους χωρίς να υπάρχουν διπλά κοινά σημεία. Αυτό σημαίνει πως π.χ. μια κορυφή ή μια ακμή ή μια επιφάνεια κοινή ανάμεσα σε δύο γεωμετρικά σχήματα που ενώνονται να μην έχει δύο ονομασίες αλλά μία από αυτές που δίνει το πρόγραμμα.

Αφού λοιπόν κατασκευάσουμε το μοντέλο μας σωστά θα πρέπει να φτιάξουμε το πλέγμα για τα χαρακτηριστικά του οποίου έγινε αναφορά παραπάνω. Η σωστή επιλογή του σχήματος του πλέγματος και η ποιότητά του παίζει σημαντικό ρόλο για την περαιτέρω υπολογιστική ρευστοδυναμική ανάλυση ως προς την ορθότητα των αποτελεσμάτων της. Στην αρχή θα πρέπει να πλεγματοποιήσουμε τις ακμές των επιμέρους τμημάτων του μοντέλου. Ύστερα τις πλευρές τους και τέλος τους όγκους των τμημάτων αυτών. Έτσι λοιπόν έχουμε ένα σύνολο από επιμέρους απλά πλέγματα τα οποία είναι συνδεδεμένα σε ένα σύνθετο όππου είναι και το ζητούμενο για το μοντέλο μας.

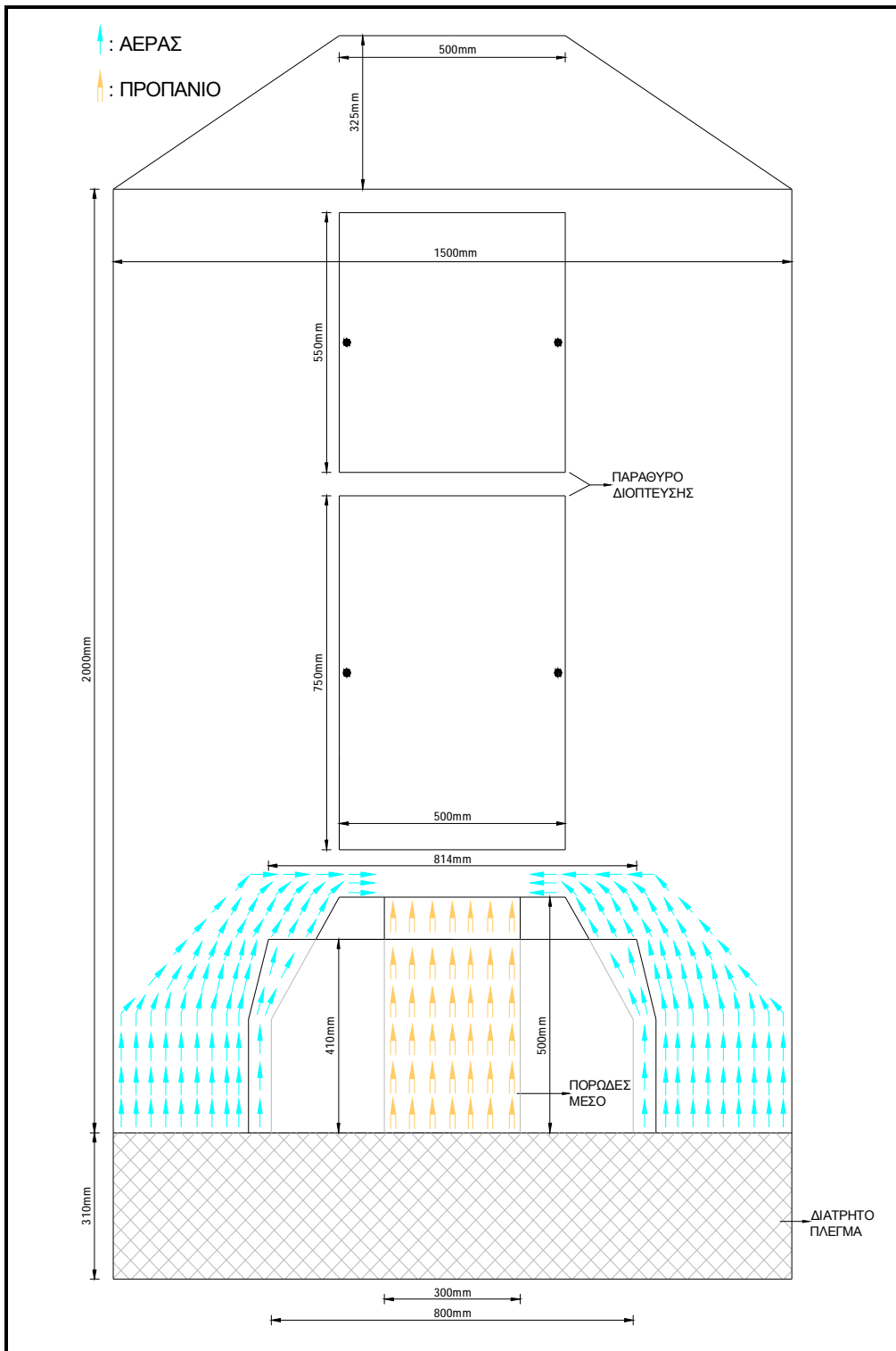
Τέλος θα πρέπει να ορίσουμε ανάλογα με την φύση του προβλήματος που έχουμε τις συνοριακές συνθήκες του μοντέλου. Δηλαδή να ορίσουμε π.χ τις επιφάνειες σαν WALL ή OUTFLOW ανάλογα με το αν έχουμε στερεή επιφάνεια ή επιφάνεια εξόδου ρευστού ή και με άλλες επιλογές που υπάρχουν στο πρόγραμμα. Ακόμα υπάρχει δυνατότητα ορισμού των συνθηκών συνέχειας στους όγκους σαν FLUID ή SOLID ανάλογα με το αν θέλουμε να μελετήσουμε το μοντέλο σε ροή ρευστού ή σε μετάδοση θερμότητας. Αυτές οι ρυθμίσεις είναι απαραίτητες ώστε να γίνει σωστά η προσομοίωση.

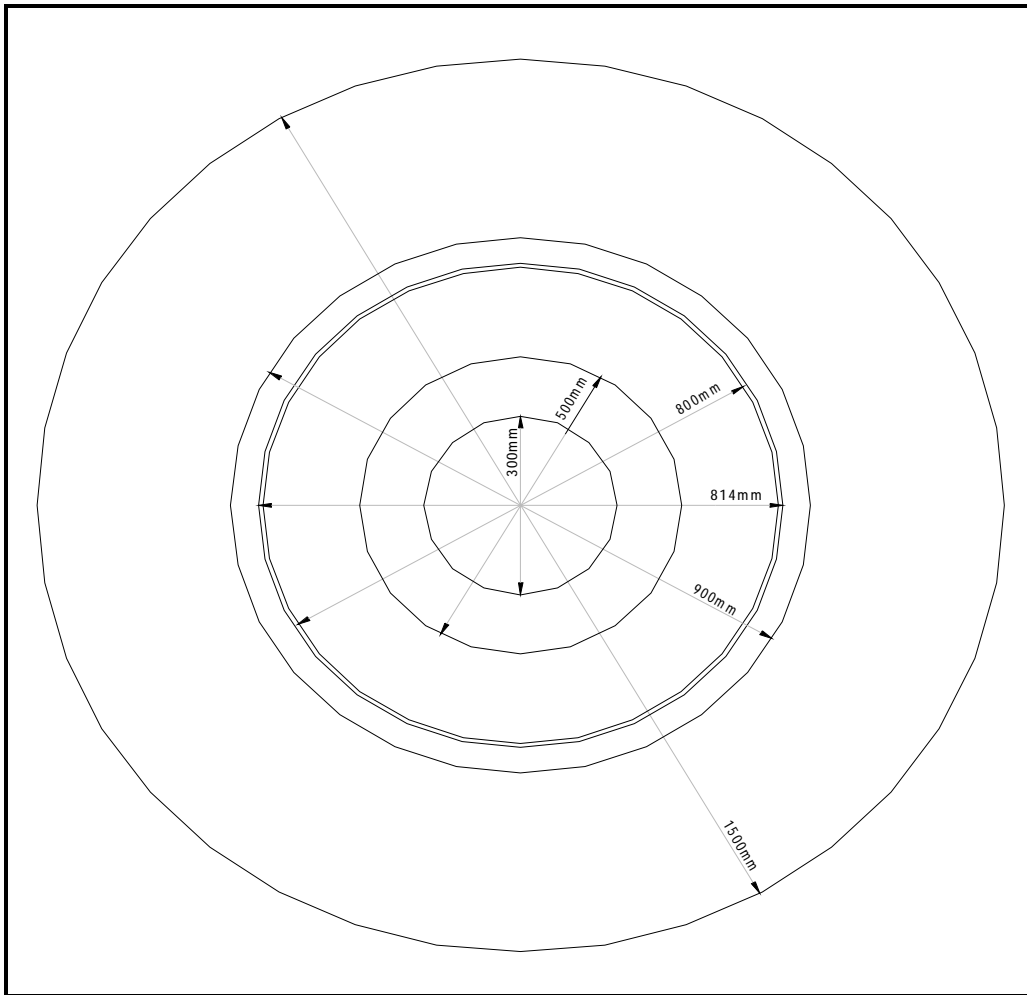
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

3.1 Θάλαμος Πειραματικών Δοκιμών

Ο εξωτερικός τοίχος που περιβάλλει στο εσωτερικό του τον καυστήρα, έχει σχήμα κυλινδρικό με διάμετρο 1500 mm και ύψος 2000 mm και εδράζεται πάνω σε μια πλαισιωτή βάση ύψους 310 mm. Η βάση αυτή περιβάλλεται από διάτρητο πλέγμα, το οποίο επιτρέπει την είσοδο του περιβάλλοντος αέρα αλλά την ομαλοποιεί από τα ανεπιθύμητα ρεύματα, εξασφαλίζοντας έτσι στρωτή ροή προς το επίπεδο εκροής του καυσίμου. Στο ανώτερο σημείο του κυλίνδρου βρίσκεται ένας κώνος κώνος με ύψος 325 mm, πάνω στον οποίο εφάπτεται και η σωλήνωση απαγωγής των καπναερίων (Φωτογραφία 1), από όπου και διοχετεύονται προς την ατμόσφαιρα. Ουσιαστικός σκοπός του τοίχου είναι να απομονώνει την λιμνώδη φλόγα από τους εξωτερικούς παράγοντες που είναι και οι πλέον ανεπιθύμητοι (ρεύματα αέρα). Είναι κατασκευασμένος από φύλλο μαλακού χάλυβα με πάχος 2 mm. Οι σχεδιαστικές διαστάσεις φαίνονται και στα σχήματα 1 (πρόοψη) και 2 (κάτοψη).



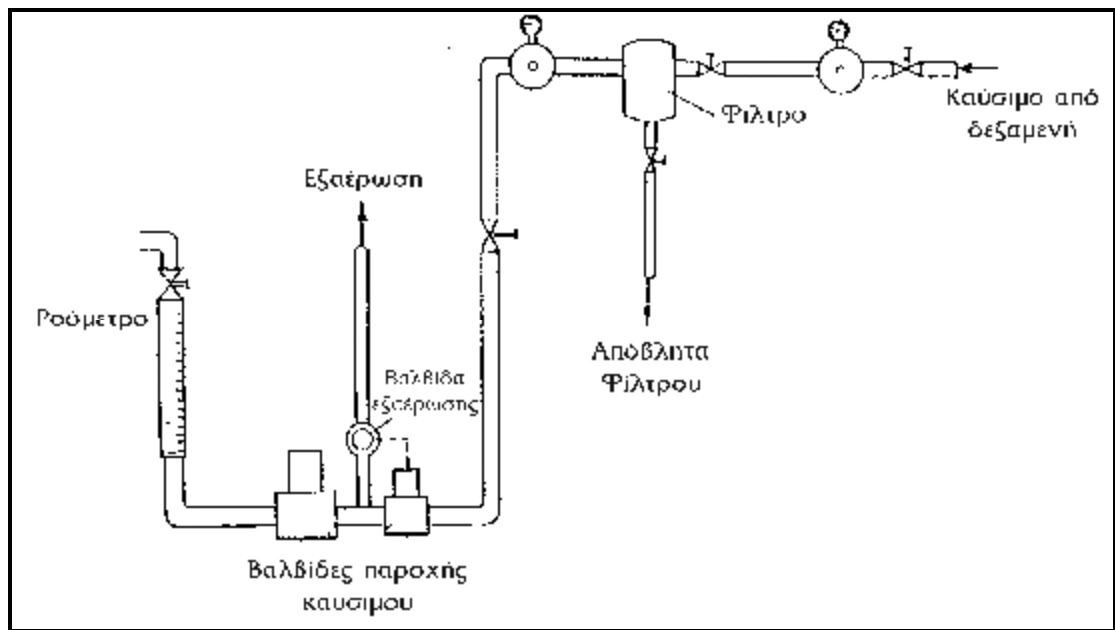




3.2 Κύκλωμα Παροχής Καυσίμου

Κατά την διαδικασία της καύσης, το καύσιμο που χρησιμοποιείται είναι προπάνιο C_3H_8 , αποθηκευμένο σε ειδική δεξαμενή στην οροφή του κτιρίου του τμήματος Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Πατρών και το οποίο παροχετεύεται στον καυστήρα μέσω συστήματος σωλήνων και βαλβίδων. Στο σχήμα 4.3 δίνεται μια άποψη της συνδεσμολογίας του κυκλώματος.

Το σύστημα αποτελείται από το κύκλωμα παροχής καυσίμου, που περιλαμβάνει το απαραίτητο δίκτυο σωλήνων, ρυθμιστές πίεσης (υψηλής, χαμηλής), βαλβίδες κτλ. και το σύστημα ελέγχου και ασφάλειας. Η έναυση της φλόγας γίνεται με ειδικό φλόγιστρο. Η παροχή του καυσίμου μετριέται με τη χρήση παροχόμετρου, το οποίο είναι τοποθετημένο πριν τον καυστήρα και απ' το οποίο μέσω συστήματος (από ελαστικό σωλήνα υψηλής αντοχής σε πίεση (20 bar) και χάλκινα σωληνάκια), το καύσιμο καταλήγει στον πυθμένα του καυστήρα.



ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

4.1 Σύντομη Αναφορά Στον Τρόπο Διεξαγωγής Των Πειραματικών Μετρήσεων

Για την εξασφάλιση μιας ομοιόμορφης πειραματικής προσομοίωσης με τις λιμνώδεις φωτιές, πριν την έναρξη των μετρήσεων αφήναμε τον καυστήρα να λειτουργήσει για τουλάχιστον 10 min πριν την έναρξη καταγραφής των μετρήσεων. Το παροχόμετρο του προπανίου είναι βαθμονομημένο από 30 lt/h έως 340 lt/h. Παρατηρήθηκε αδυναμία έναυσης του προπανίου για παροχές μικρότερες από 80 lt/h, καθώς και απουσία φλόγας στο κέντρο του καυστήρα (δημιουργία δακτυλίου φλόγας περιμετρικά του επιπέδου εκβολής του καυσίμου) σε παροχές από 80 lt/h έως 130 lt/h. Επίσης αποκλείστηκαν οι παροχές καυσίμου μεγαλύτερες από 260 lt/h, διότι η φλόγα είχε μεγάλες εκπομπές σε καπναέρια (παραγωγή αιθάλης λόγω πυρόλυσης στην κατώτερη ζώνη) επηρεάζοντας τις μετρήσεις, διότι τα κολλώδη (λόγω υψηλών θερμοκρασιών) άκαυστα σωματίδια δημιουργούσαν ένα αδιαπέραστο “πέπλο” πάνω στο αισθητήριο (θερμοζεύγος) με αποτέλεσμα την αύξηση της αδρανείας του στις μεταβολές της θερμοκρασίας καθώς και λήψη χαμηλότερων ενδείξεων.

Μετά από υπολογιστική προσομοίωση αλλά και οπτική παρατήρηση επιλέχθηκαν τελικά, δύο διαφορετικές παροχές: η 170 lt/h και 235 lt/h για τις οποίες και έγινε η δειγματοληψία.

Λόγω κατασκευαστικής συμμετρίας του καυστήρα αλλά και του θαλάμου πειραματικών δοκιμών υπήρξε και συμμετρία στο ανάπτυγμα της φλόγας γεγονός που λειτουργούσε ευνοϊκά για τον τρόπο λήψης των μετρήσεων. Ορμώμενοι σύμφωνα με το προηγούμενο σκεπτικό πήραμε ένα μεγάλο αριθμό μετρήσεων ακτινικά της ευρείας επιφάνειας του καυστήρα για αρκετά επίπεδα αξονικά της επιφάνειας εκβολής του καυσίμου, μέχρι και σε ύψη αρκετά απομακρυσμένα από αυτό (ασθενή ανωστική ζώνη πλουμίου). Εκτός από τα διαγράμματα των ακτινικών μετρήσεων στο τέλος παραθέτουμε και ένα συγκεντρωτικό διάγραμμα (για τις θερμοκρασίες της λιμνώδους φλόγας αλλά και του πλουμίου της) από το κέντρο του καυστήρα μέχρι και σε αξονική μετατόπιση ύψους 1 m για την παροχή των 170 lt/h και 1.2 m για την παροχή των 235 lt/h.

Στα διαγράμματα όπως θα δούμε ο ένας άξονας έχει τις αδιάστατες ακτινικές μετατοπίσεις R/R_0 (όπου R_0 =ακτίνα κυκλικού καυστήρα + πλάτος δακτυλίου =250 mm)

και ο άλλος άξονας τις θερμοκρασίες στα αντίστοιχα σημεία σε (°C). Ενδεικτικά αναφέρουμε ότι η λήψη των ακτινικών μετρήσεων έγινε ανά 10 mm για τις τρεις πρώτες (ξεκινώντας από την άκρη του δακτυλίου), και όλες οι υπόλοιπες ανά 5 mm μέχρι το κέντρο του καυστήρα.

4.2 Εύρεση Του Αριθμού Grashof Του Ανωστικού Πεδίου Του Πλουμίου

Αδιαστατοποίηση τιμών

Σε ένα απομονωμένο πλούμιο που δημιουργείται από λιμνάζουσα φλόγα, το μικρότερο χαρακτηριστικό μήκος που πρέπει να χρησιμοποιηθεί είναι η θεωρητικά υπολογισμένη κλίμακα της δομής του πλουμίου:

$$D^* = \left(\frac{Q}{r_0 \cdot C_p \cdot T_0 \cdot \sqrt{g}} \right)^{\frac{2}{5}}$$

όπου: ρ_0 η πυκνότητα του αέρα, C_p η ειδική θερμότητα του αέρα, T_0 η θερμοκρασία περιβάλλοντος και g η επιτάχυνση της βαρύτητας. Το D^* είναι άμεσα συσχετιζόμενο με την διάμετρο του πλουμίου πολύ κοντά στην βάση του.

Όλες οι αποστάσεις σε όλες τις διαστάσεις για γενίκευση και ευκολότερη σύγκριση των αποτελεσμάτων έχουν αδιαστατοποιηθεί βάση του χαρακτηριστικού μήκους με τον γενικό τύπο:

$$x' = \frac{x}{D^*}$$

Η τιμές της μέσης θερμοκρασίας έχουν αδιαστατοποιηθεί βάση της μετρούμενης σε κάθε καταγραφή θερμοκρασίας του περιβάλλοντος, βάση του τύπου:

$$\bar{T}' = \frac{(\bar{T} - T_0)}{T_0}$$

Η ένταση των διακυμάνσεων της τυρβώδους θερμοκρασίας δηλαδή η τυπική απόκλιση έχει αδιαστατοποιηθεί με την μέση θερμοκρασία στον άξονα του πλουμίου TCL (centerline) με βάση τον τύπο:

$$S' = \frac{\sqrt{T'^2}}{T_{CL} - T_0}$$

Όπως αναφέρθηκε στην θεωρία ο αδιάστατος αριθμός Grashof δίνεται από την σχέση:

$$Gr = \frac{gd^3\Delta r}{r\nu^2}$$

Στην ανωστική φλέβα που δημιουργείται δεν είναι δυνατός ο υπολογισμός της διαφοράς πυκνότητας ή και θερμοκρασιών που συναντάται σε άλλες μορφές της έκφρασης. Επειδή όμως στο πλούμιο της λιμνώδους φλόγας η ροή δημιουργείται από πηγή θερμότητας χρησιμοποιείται η παρακάτω παραλλαγμένη μορφή όπου η ροή θερμότητας που εκλύεται από την πηγή είναι γνωστή:

$$Gr^* = Gr \cdot Nu = \frac{g\beta q'' x^4}{\nu^2}$$

$$q'' = \frac{\dot{m}\Delta H}{E}$$

όπου: q'' : Ο ρυθμός έκλυσης θερμότητας ανά μονάδα εμβαδού από την φλόγα σε W/m², \dot{m} : Ο ρυθμός παροχής καυσίμου σε kg/s, ΔH : Η θερμογόνο δύναμη του προπανίου σε KJ/kg, D : Η διάμετρος εκροής του καυσίμου του καυστήρα 0.3 m, ρ : Η πυκνότητα του αέρα 1.2 Kg/m³ του αέρα στους 27 °C, ν : Το κινηματικό ιξώδες του αέρα στους 27 °C $1.57 \cdot 10^{-5}$ m²/s, g : Η επιτάχυνση της βαρύτητας 9.81 m/s², C_p : Η ειδική θερμότητα του αέρα στους 27 °C 1.005 KJ/Kg·K, T_0 : Η θερμοκρασία του αέρα περιβάλλοντος 300K, ρ_p η πυκνότητα του προπανίου στους 27 °C είναι 1.74 Kg/m³. Αντικαθιστώντας τις παραπάνω τιμές βρίσκουμε για τον αδιάστατο αριθμό Grashof την τιμή:

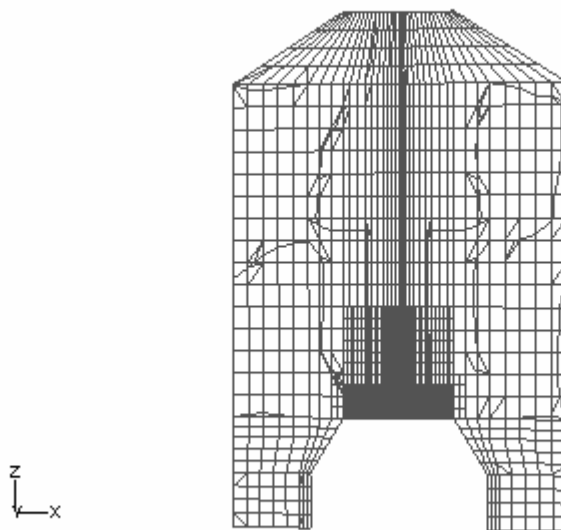
Περίπτωση 1^η για παροχή καυσίμου 170 lt/h : Gr=2.394e12

Περίπτωση 2^η για παροχή καυσίμου 235 lt/h : Gr=3.31e12

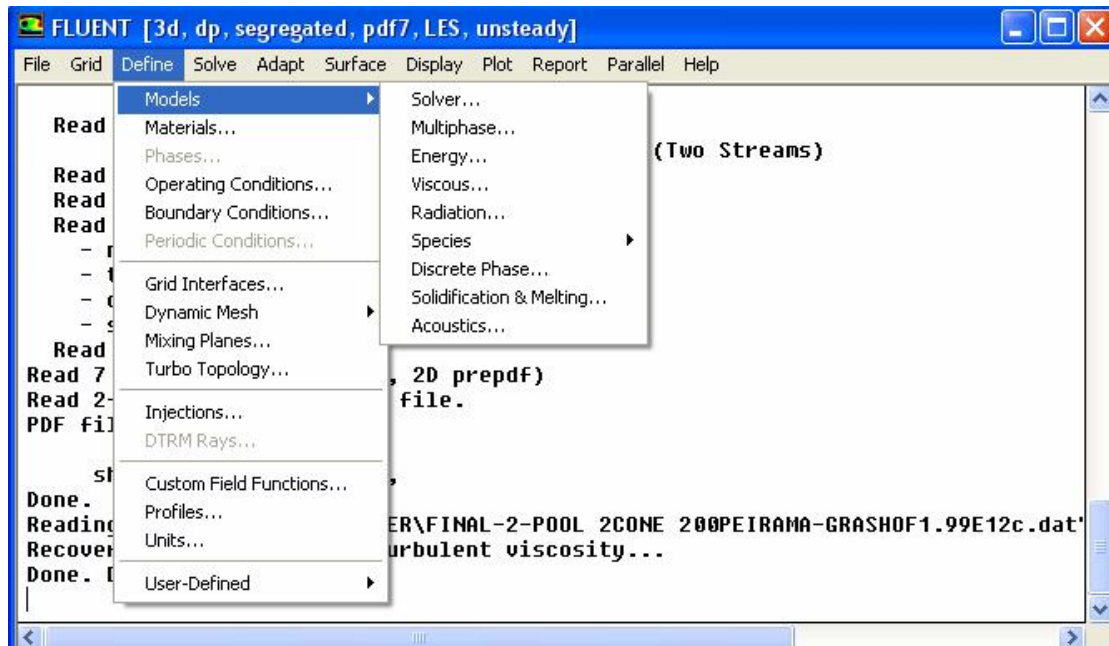
4.3 Μοντελοποίηση της Λιμνώδους Φλόγας στο FLUENT

Αρχικά , το όλο σύστημα του πειραματικού βωμού και καυστήρα σχεδιάστηκε και πλεγματοποιήθηκε στο σχεδιαστικό πρόγραμμα του GAMBIT .Κατόπιν το σχέδιο εισήχθη στο FLUENT όπου έγιναν οι παρακάτω ρυθμίσεις .

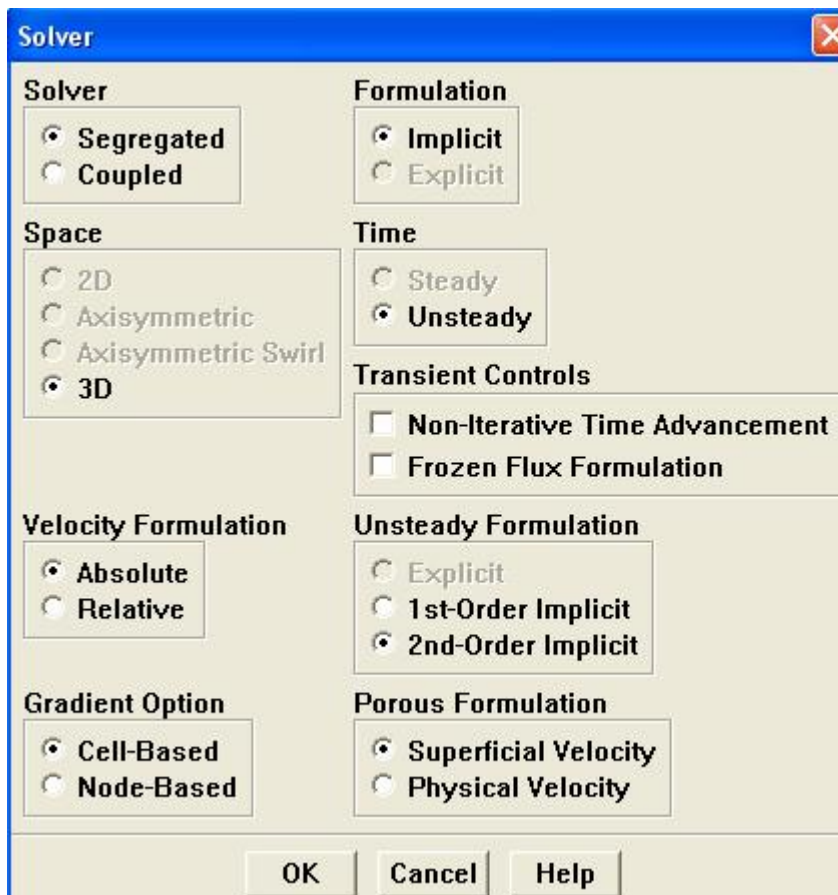
Τα πλέγμα ακριβώς πάνω από την επιφάνεια του καυστήρα πολλαπλασιάστηκε μέχρι και το ύψος του 0,8 μέτρου προκειμένου να επιτευχθεί μέγιστη σύγκλιση των επαναληπτικών λύσεων του FLUENT για το μοντέλο LES Smagorinsky-Lilly.



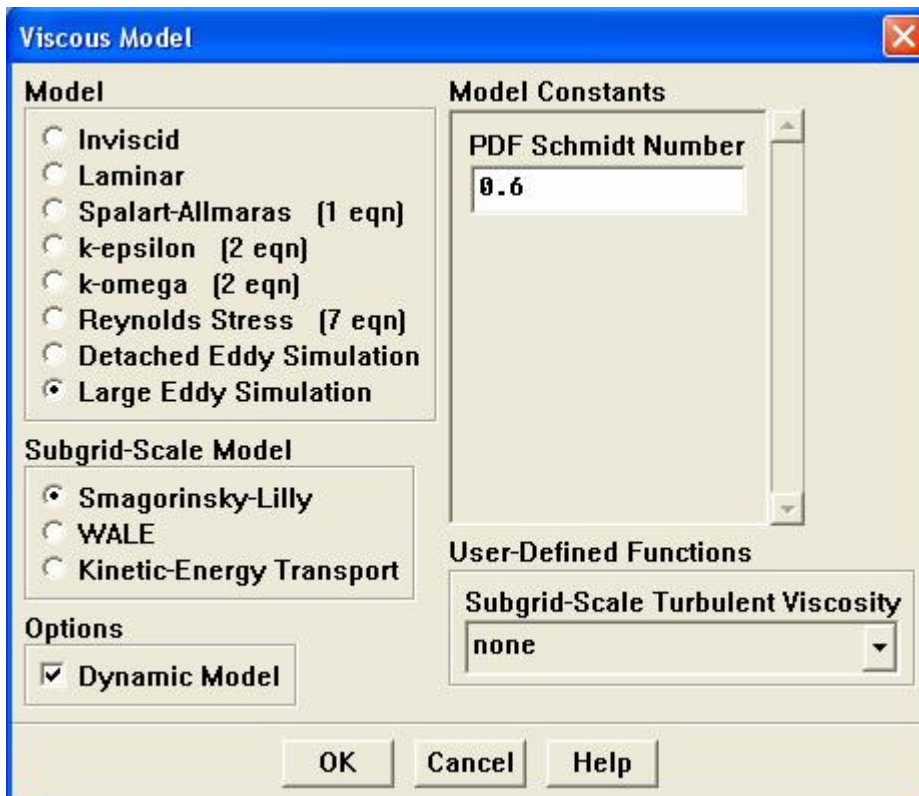
Στη συνέχεια καθορίζονται τα **(Models)** μοντέλα επίλυσης **(Solver)** , **(Viscous)** , και **(Species)** .



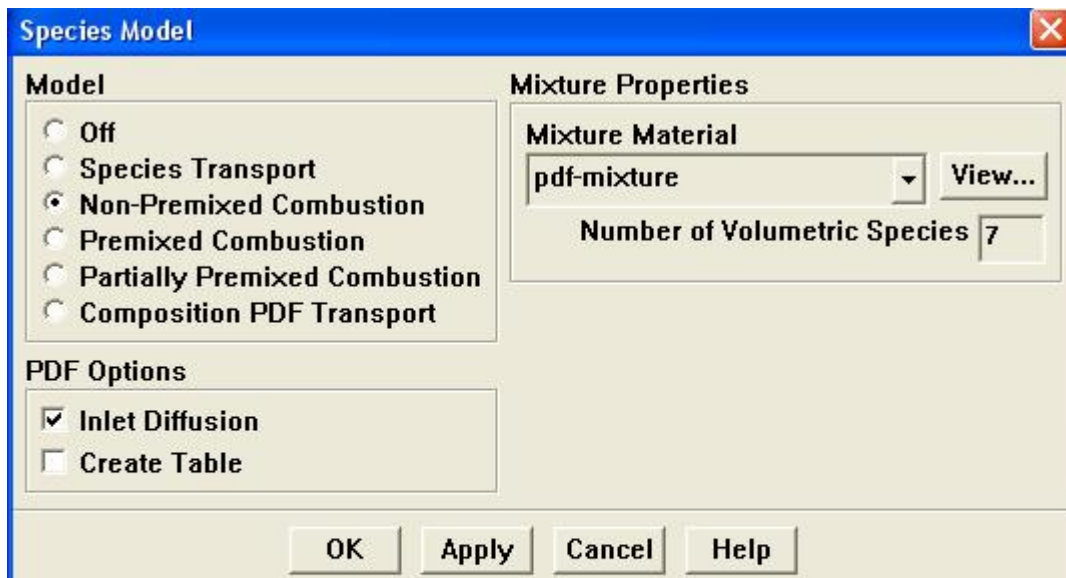
(Solver)



(Viscous)

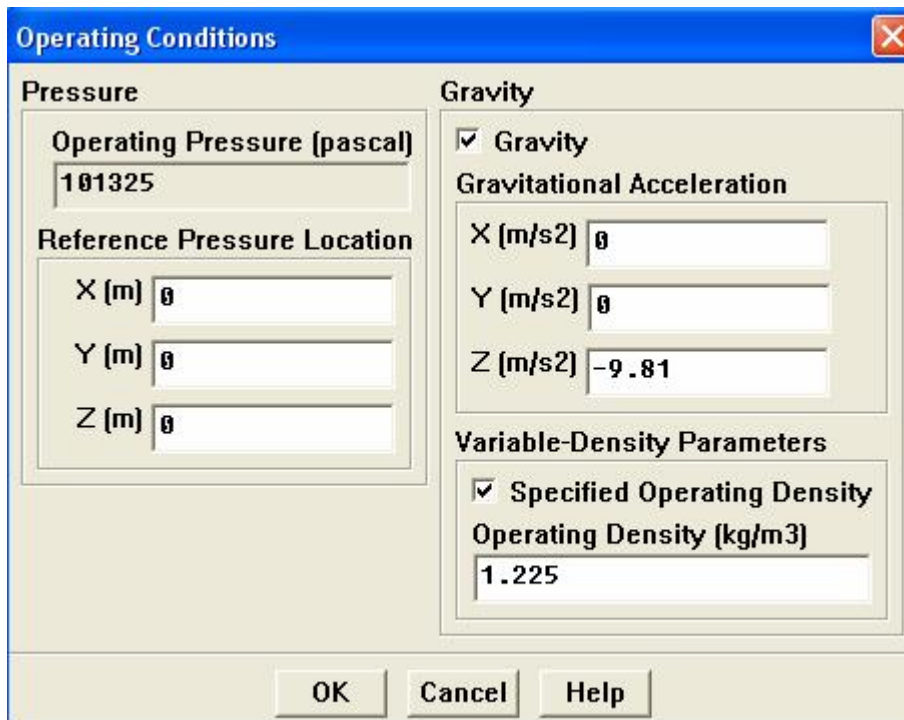


(Species)



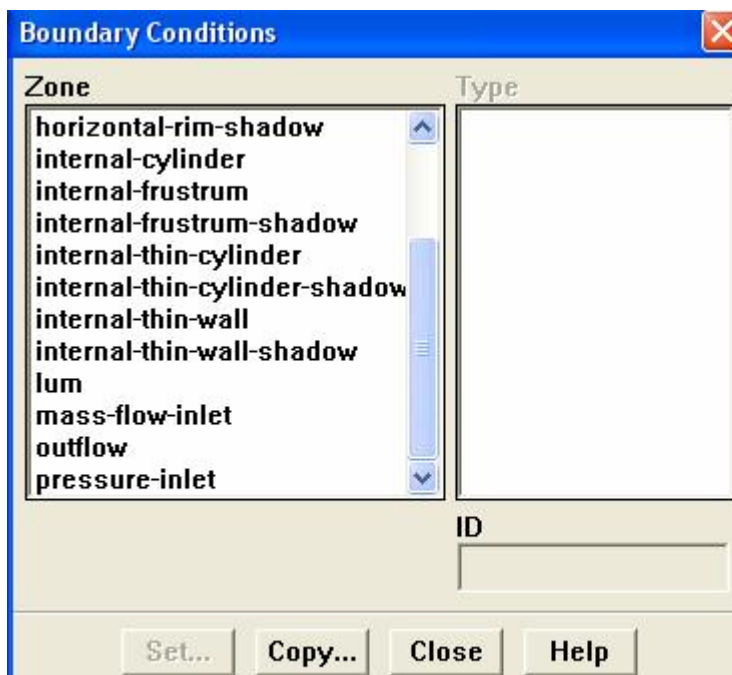
Μετά καθορίζονται οι συνθήκες λειτουργίας

(Operating Conditions)



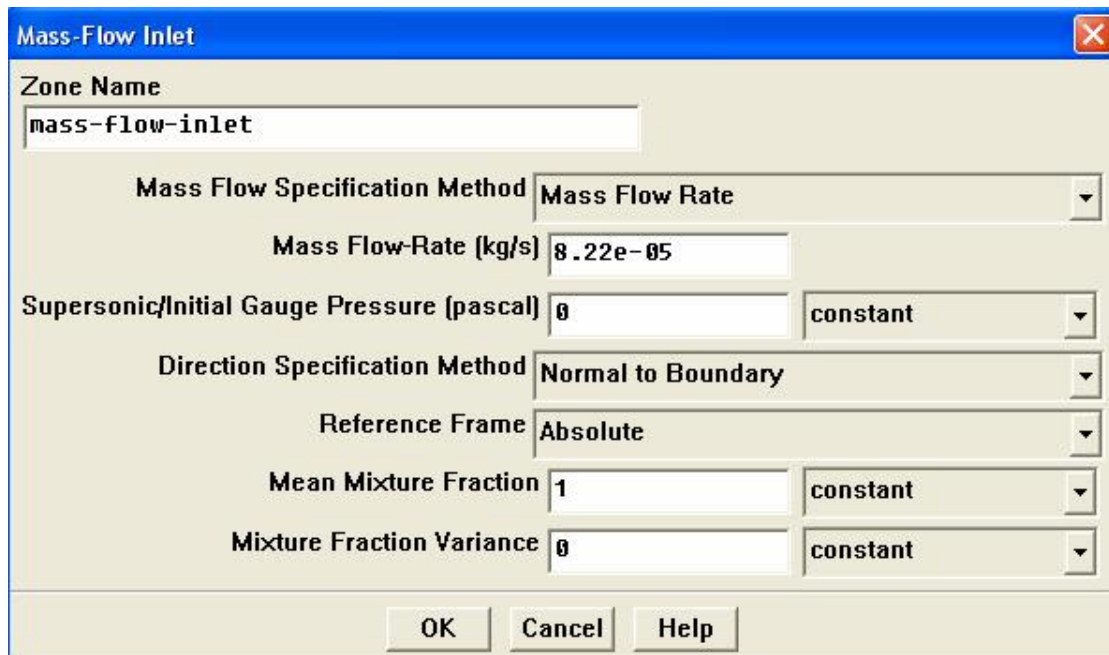
Οι συνοριακές συνθήκες

(Boundary Conditions)

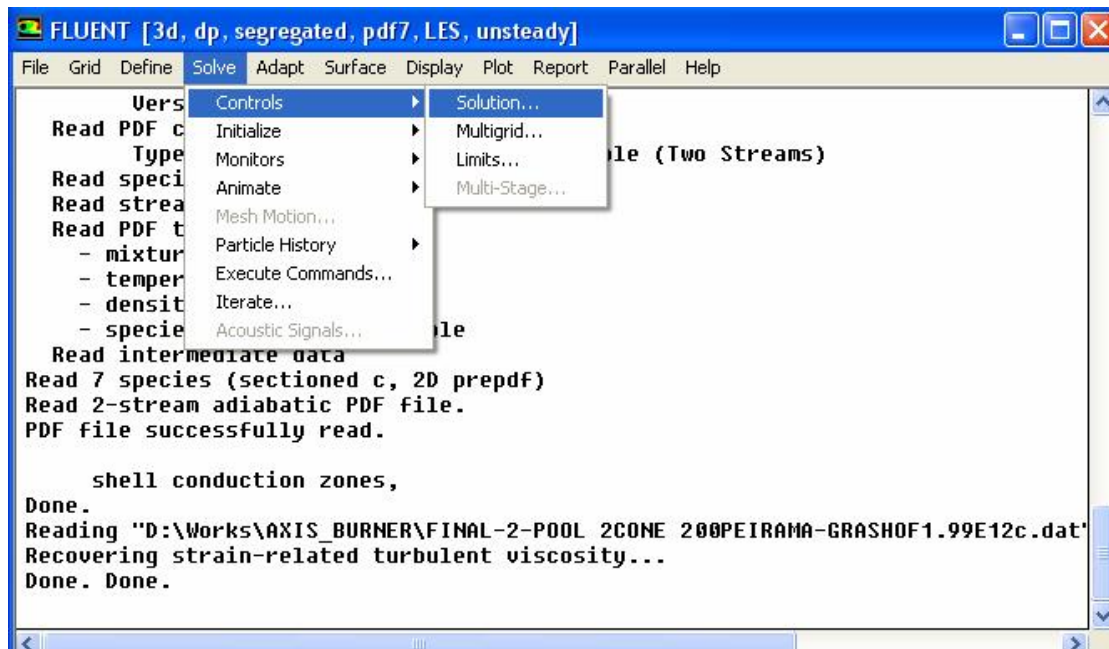


Η ροή του καυσίμου

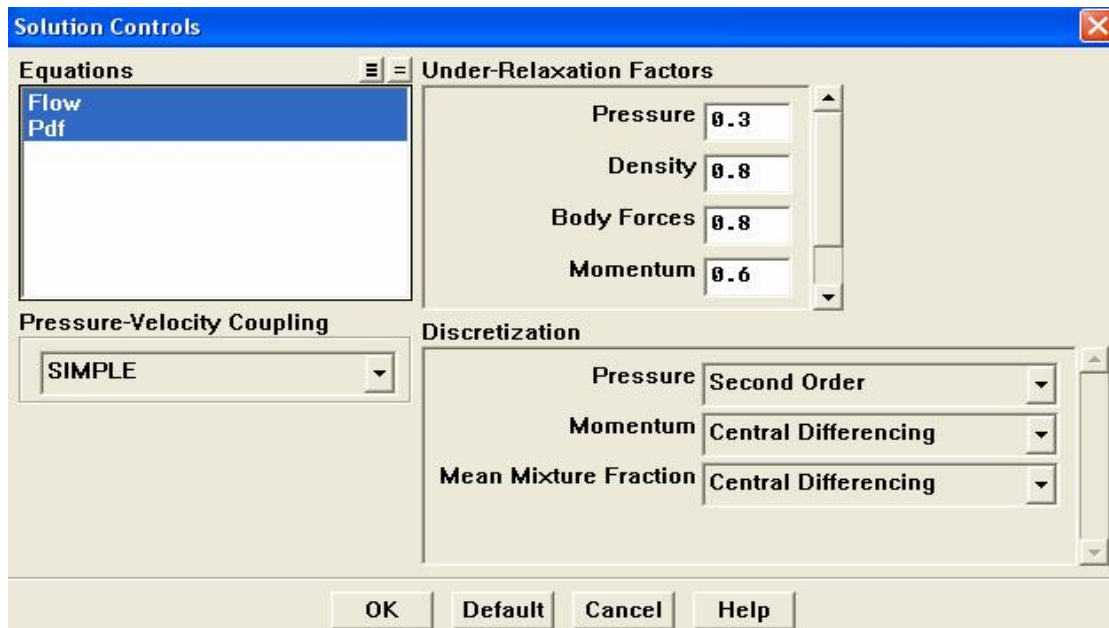
(Mass Flow Inlet)



Το επόμενο βήμα είναι να ρυθμιστεί το μοντέλο ελέγχου της επίλυσης

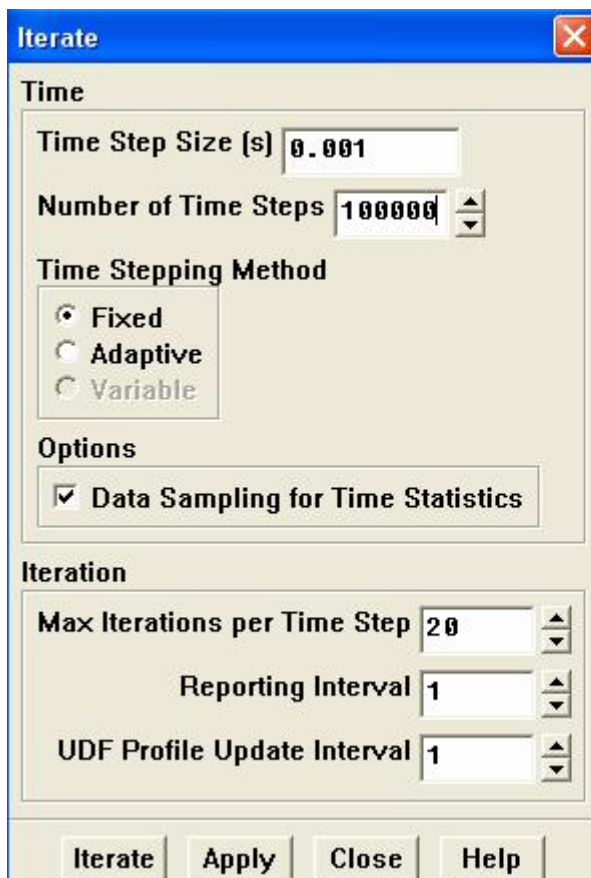


(Solution Control)



Τέλος , επιλέγεται η εκτέλεση της επαναλαμβανόμενης λύσης

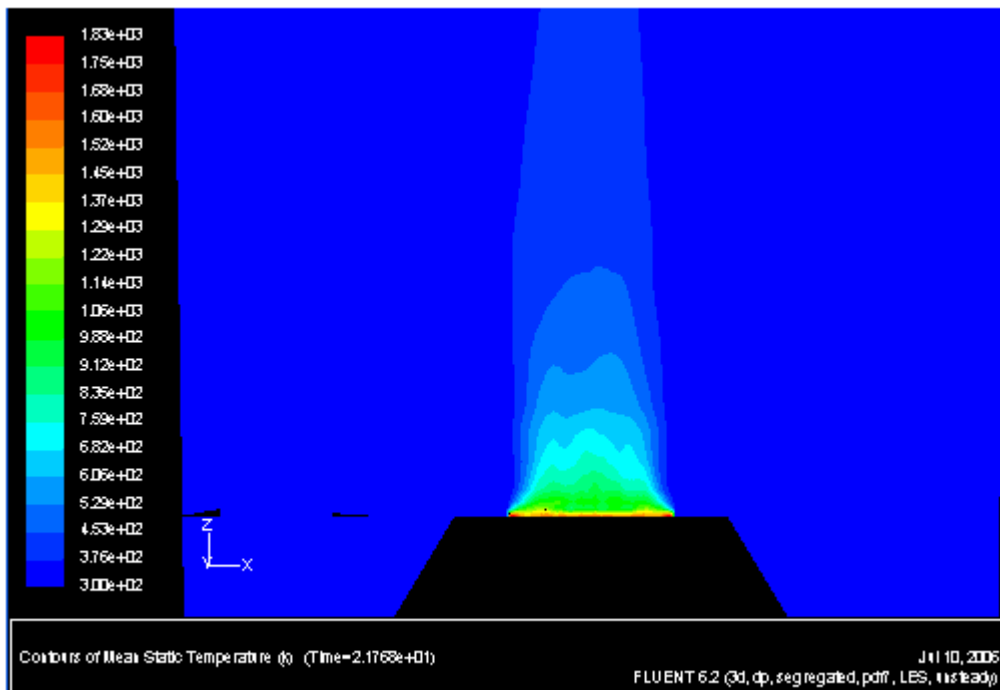
(Iterate)



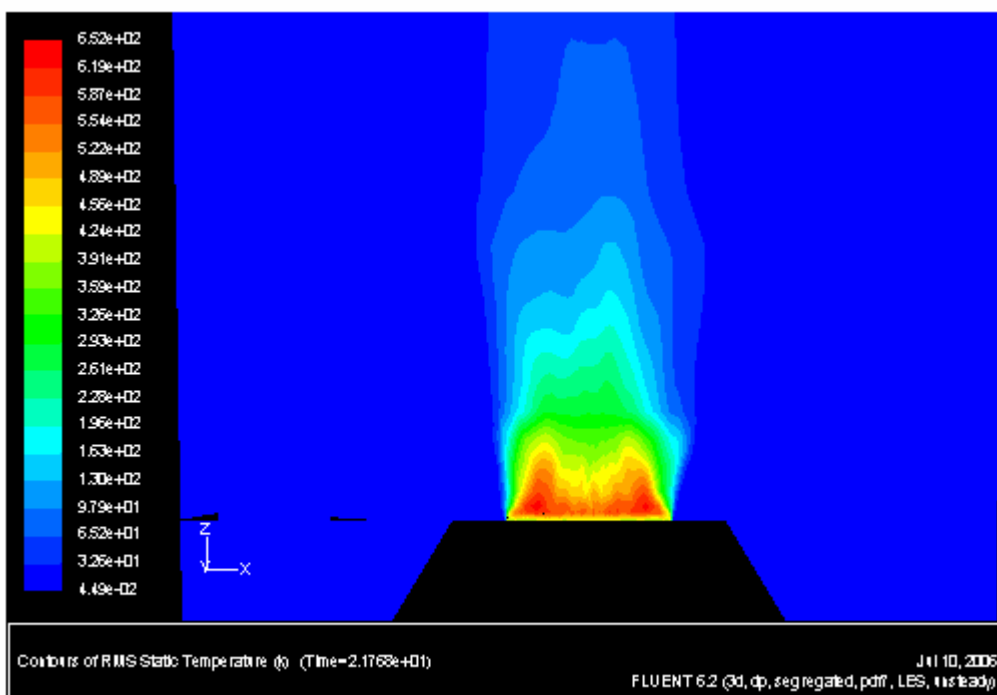
4.4 Αποτελέσματα και συγκρίσεις με πειραματικές μετρήσεις

Γραφικές λύσεις καυστήρα παροχής 170 Lt/h:

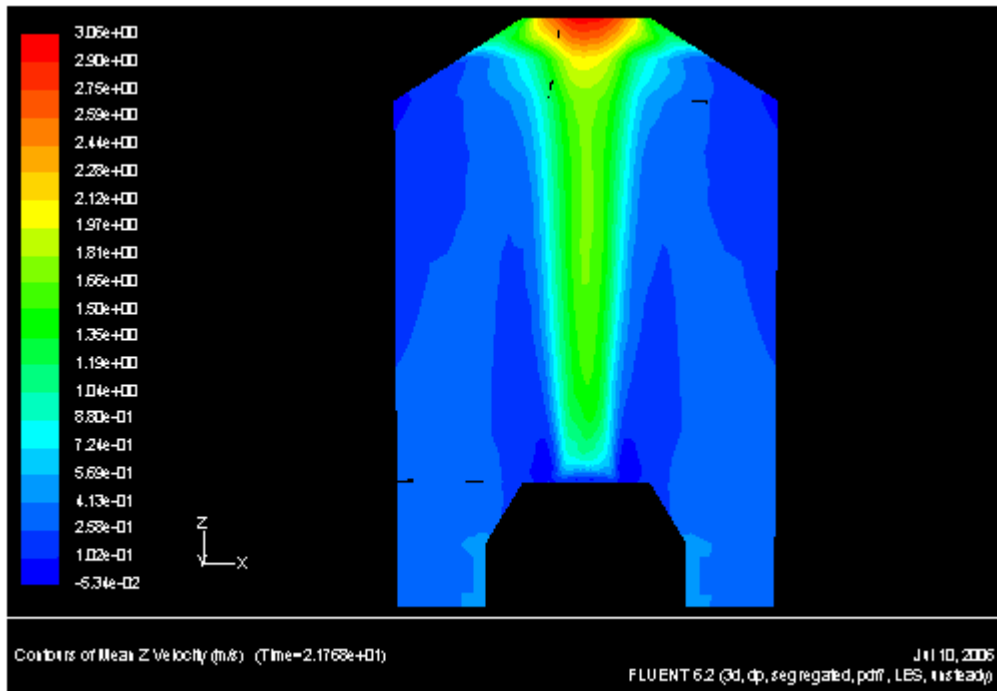
ΜΕΣΗ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ



RMS ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ



ΜΕΣΕΣ ΤΑΧΥΤΗΤΕΣ ΣΤΟΝ Ζ ΑΞΟΝΑ

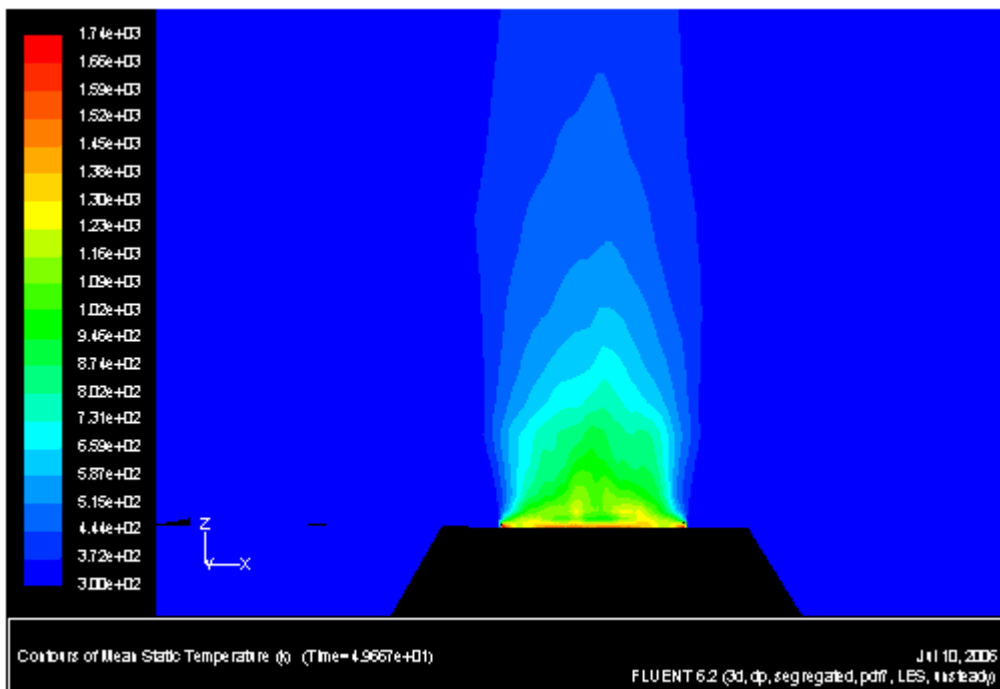


RMS ΤΑΧΥΤΗΤΕΣ ΣΤΟΝ Ζ ΑΞΟΝΑ

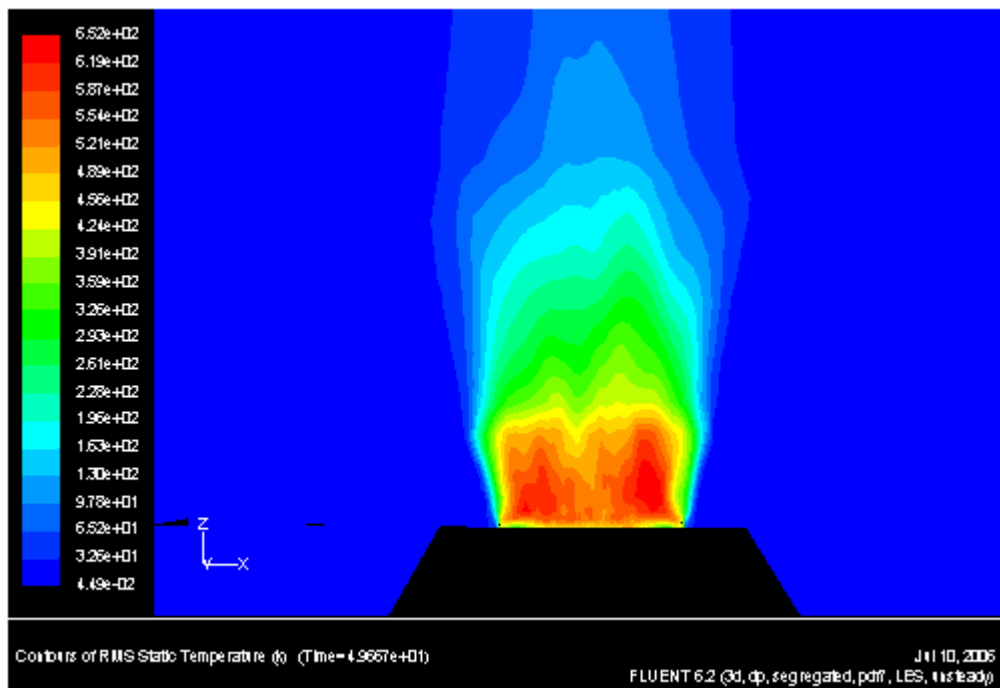


Γραφικές λύσεις καυστήρα παροχής 235 Lt/h:

ΜΕΣΗ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ



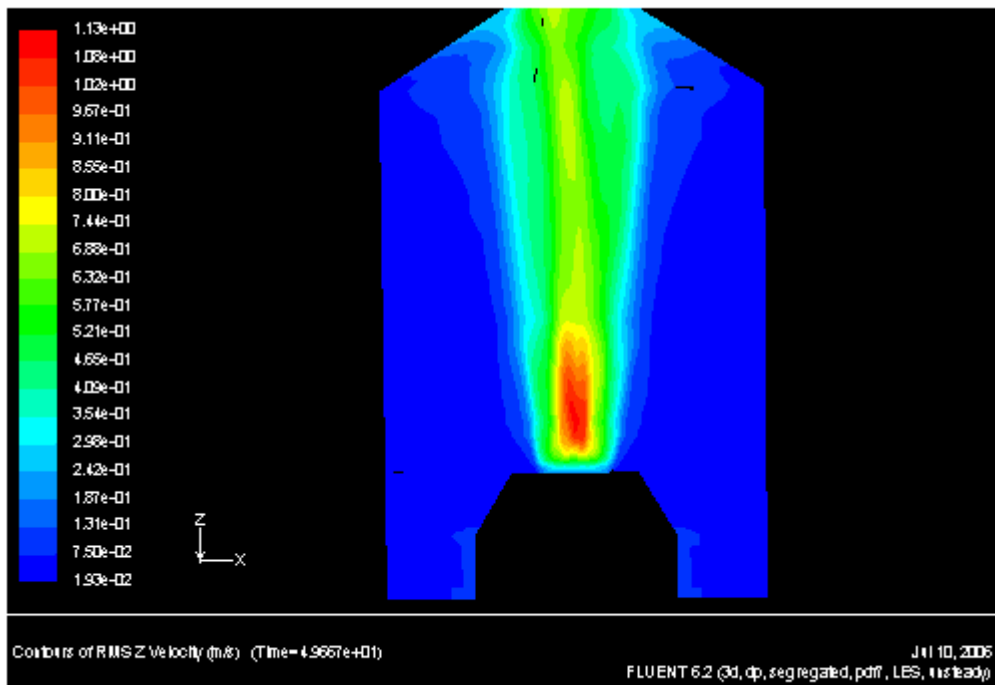
RMS ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ



ΜΕΣΕΣ ΤΑΧΥΤΗΤΕΣ ΣΤΟΝ Ζ ΑΞΟΝΑ



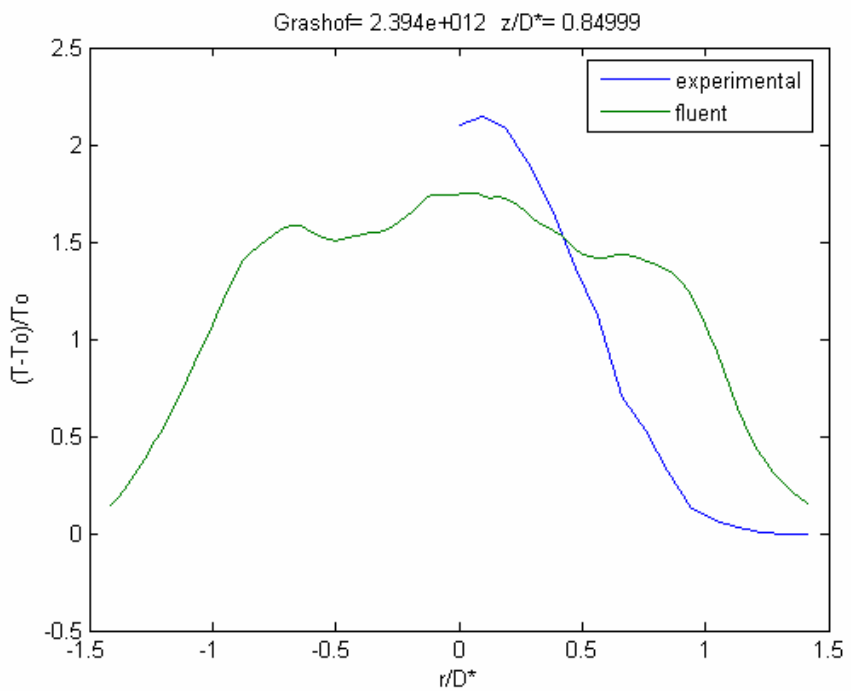
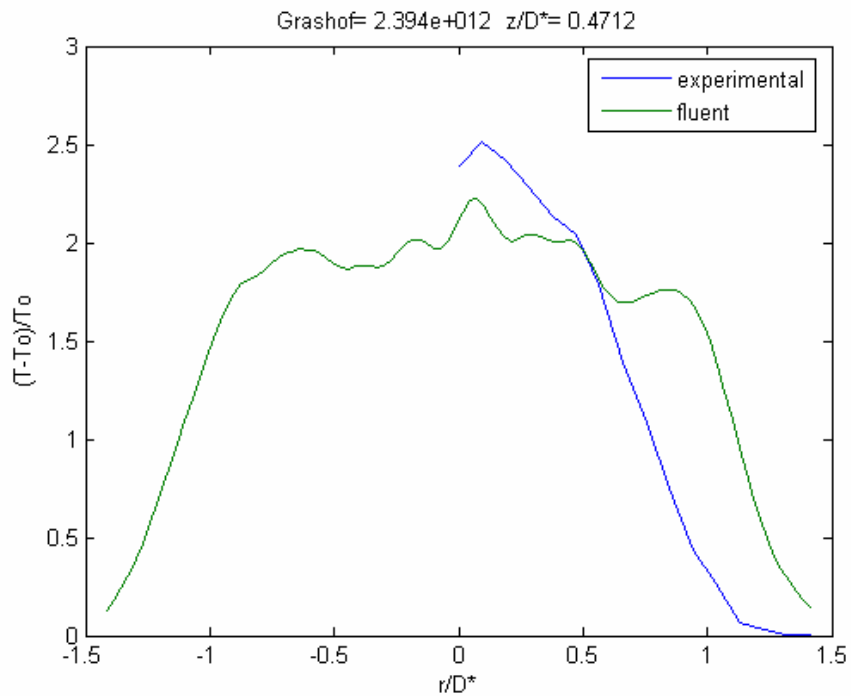
RMS ΤΑΧΥΤΗΤΕΣ ΣΤΟΝ Ζ ΑΞΟΝΑ

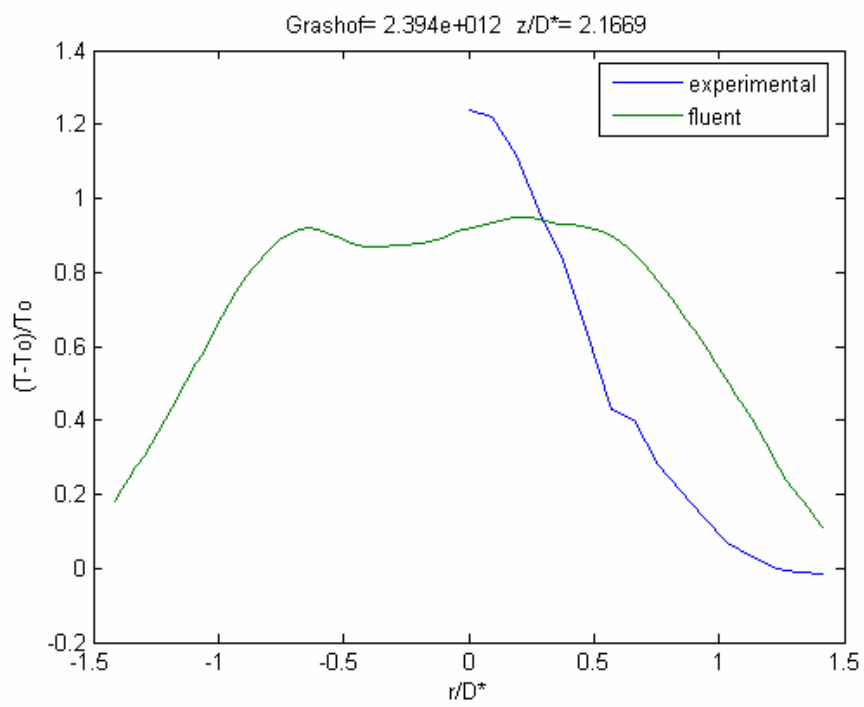
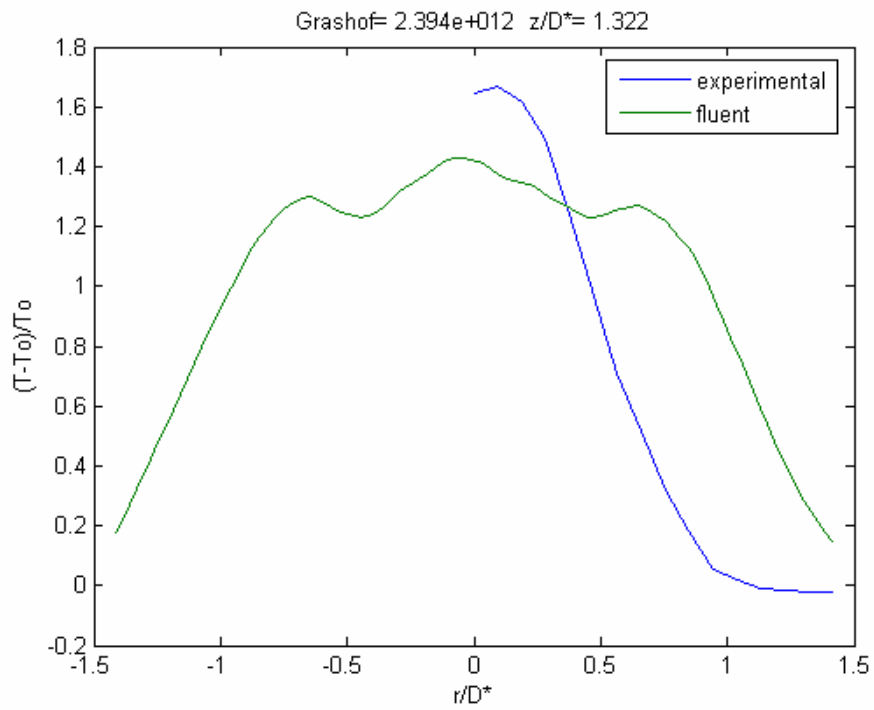


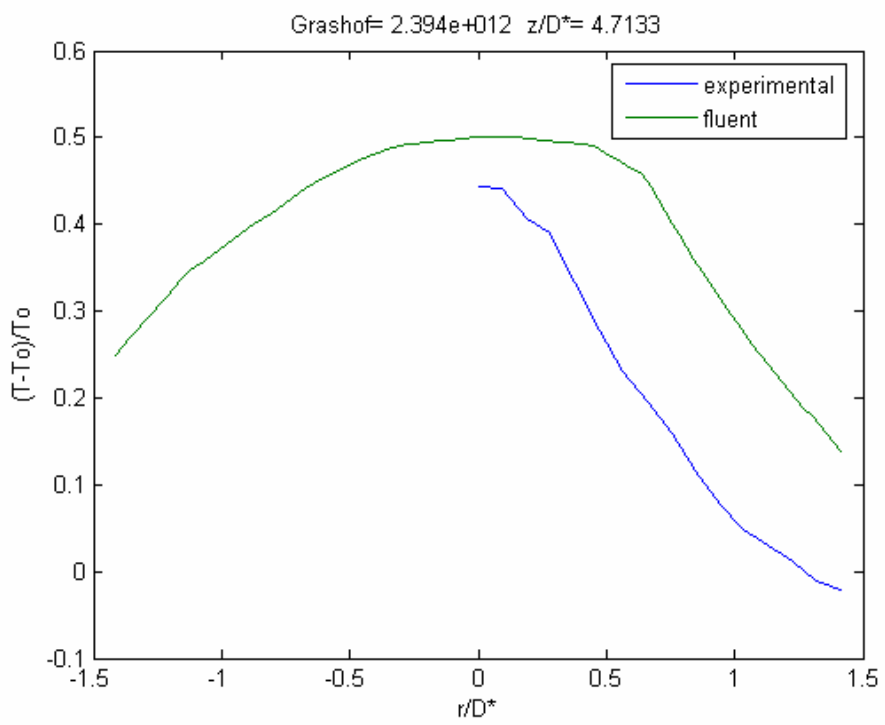
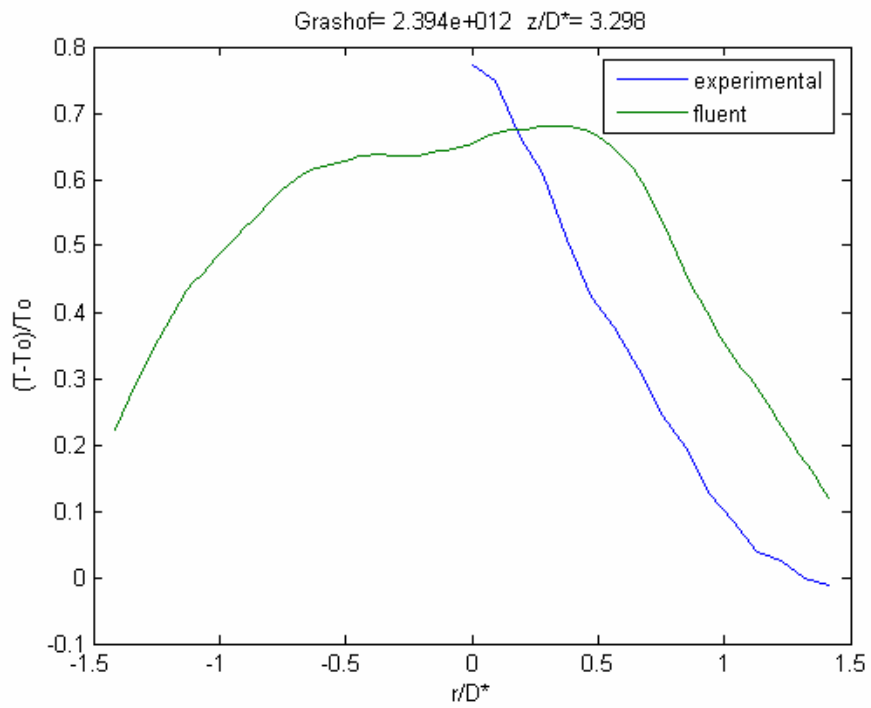
ΣΥΓΚΡΙΤΙΚΑ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΘΕΩΡΗΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

Διαγράμματα για παροχή καυσίμου **170 Lt/h**

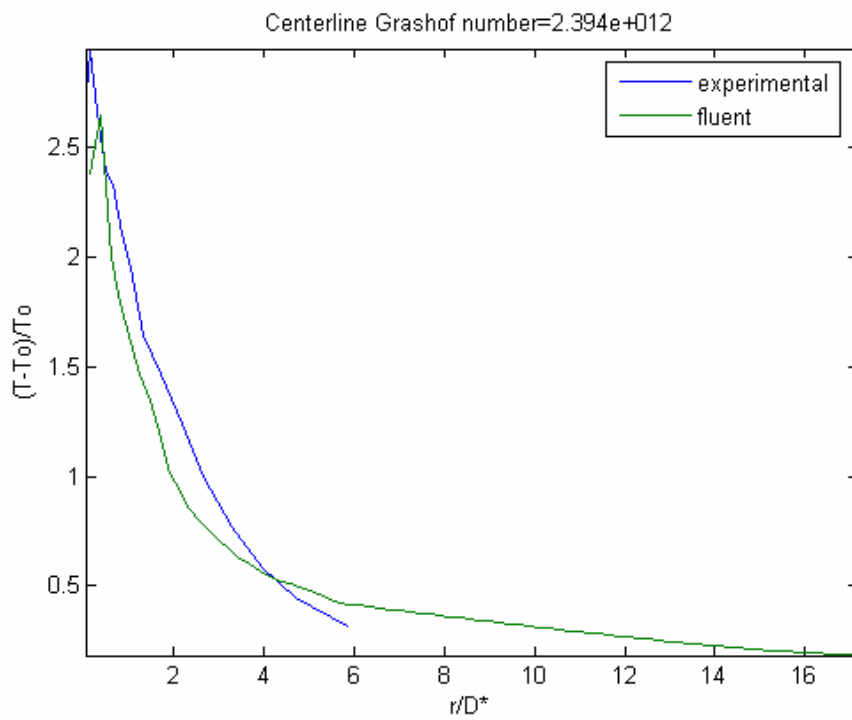
Προφίλ μέσων θερμοκρασιών



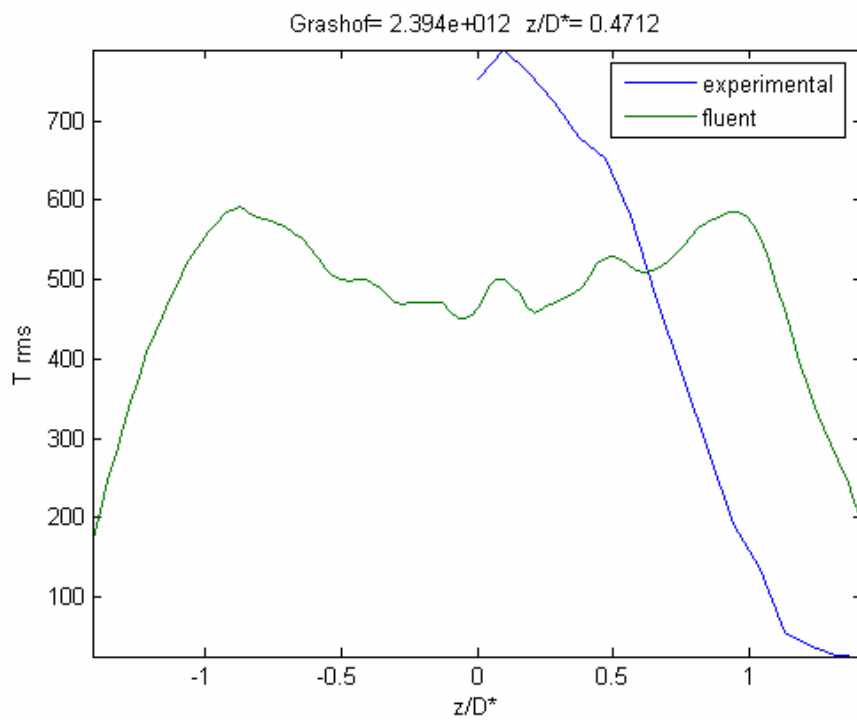


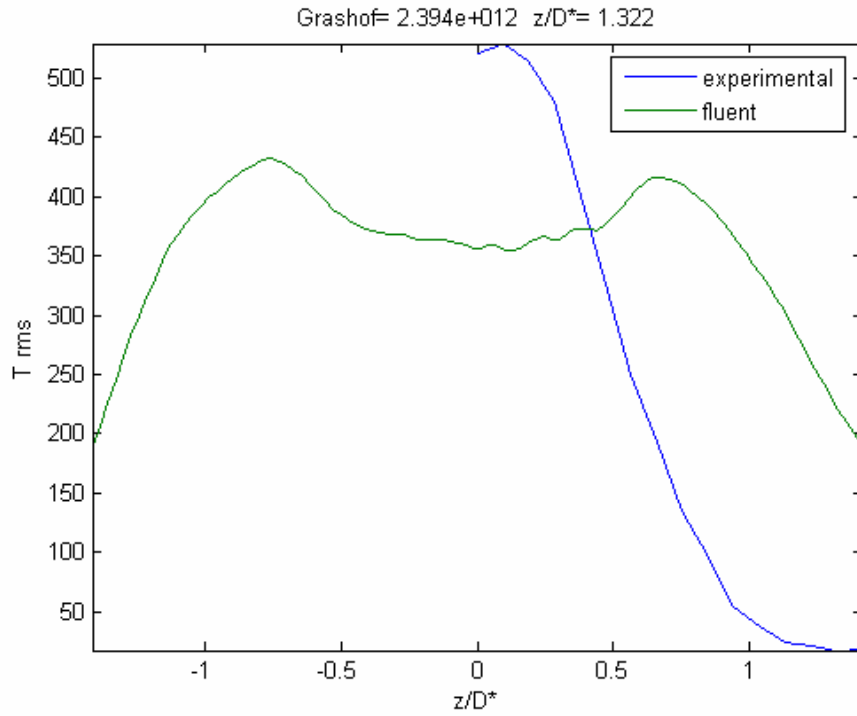
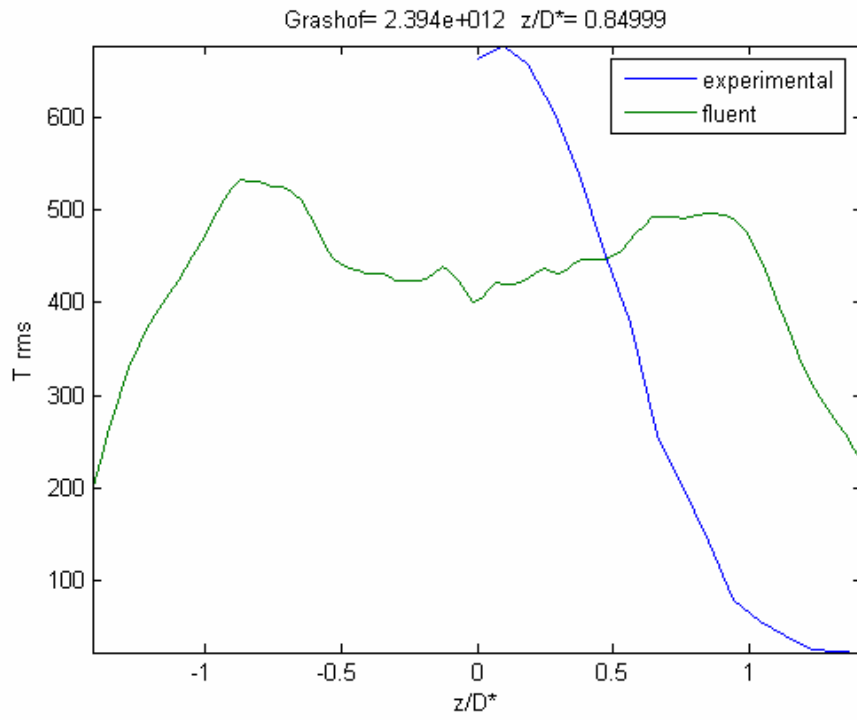


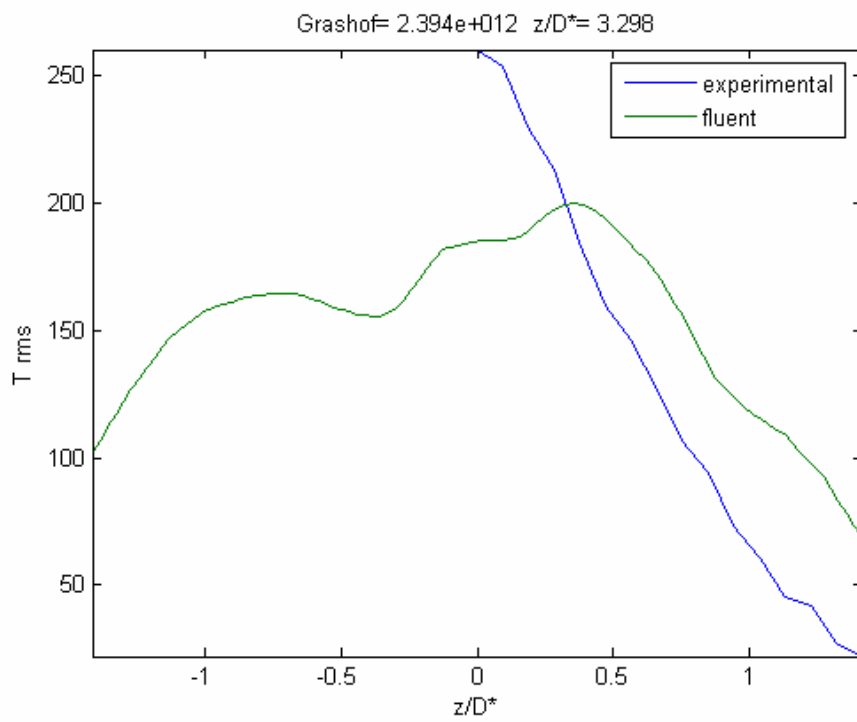
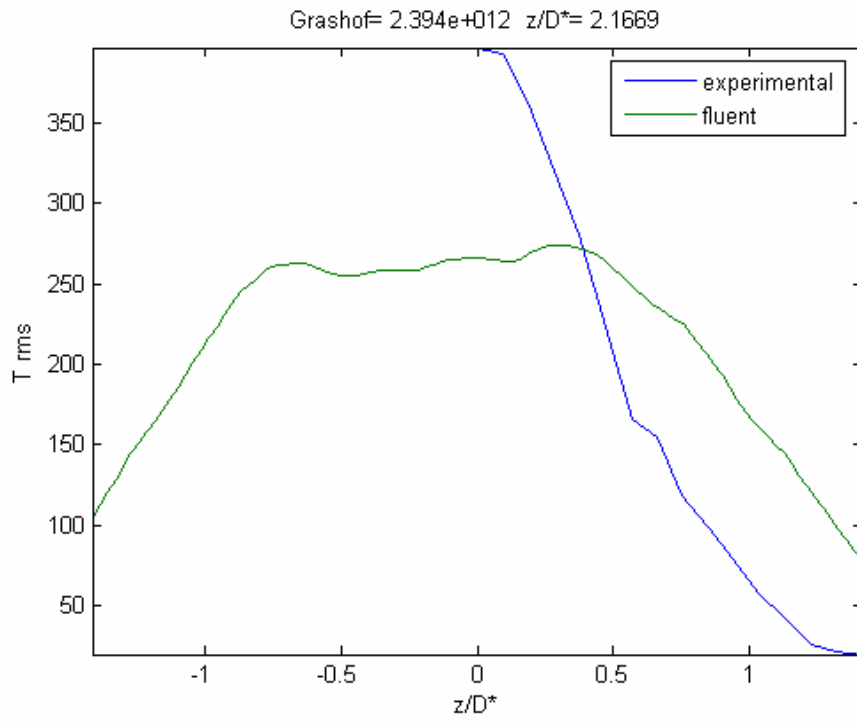
Διάγραμμα αξονικής γραμμής μέσω των θερμοκρασιών (CENTERLINE)

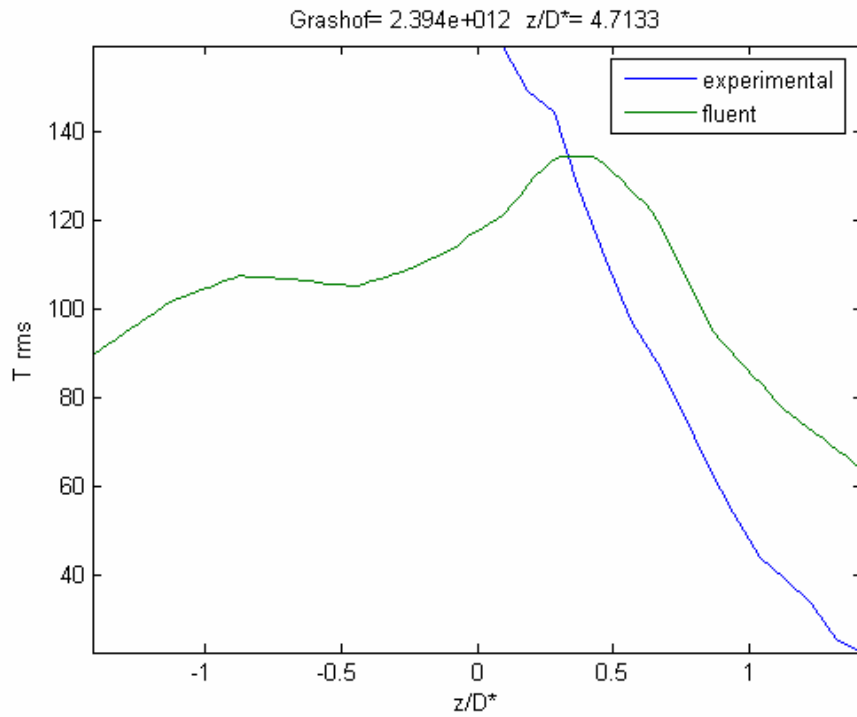


Προφίλ τυρβώδους θερμοκρασίας RMS

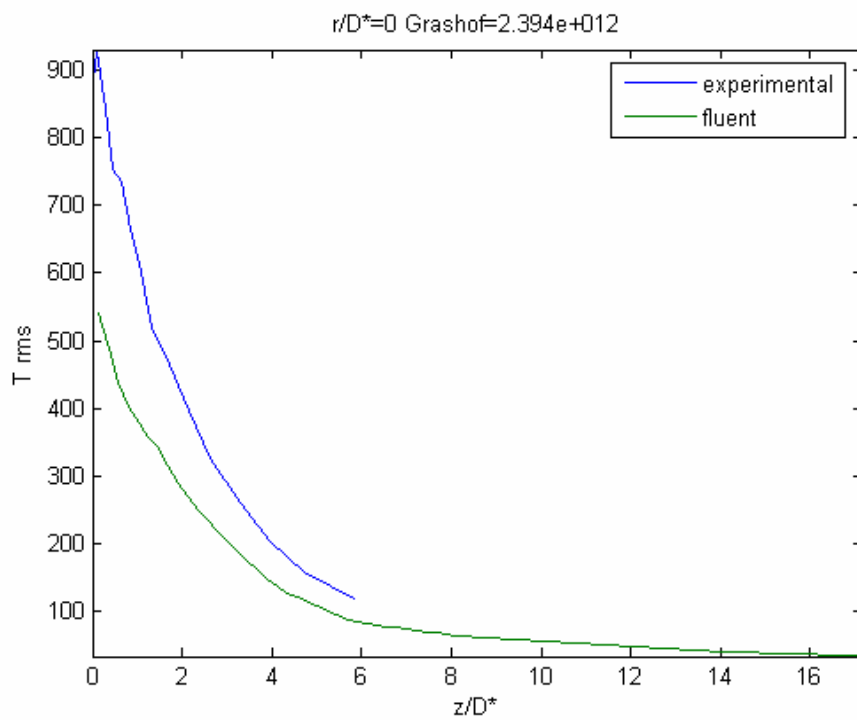




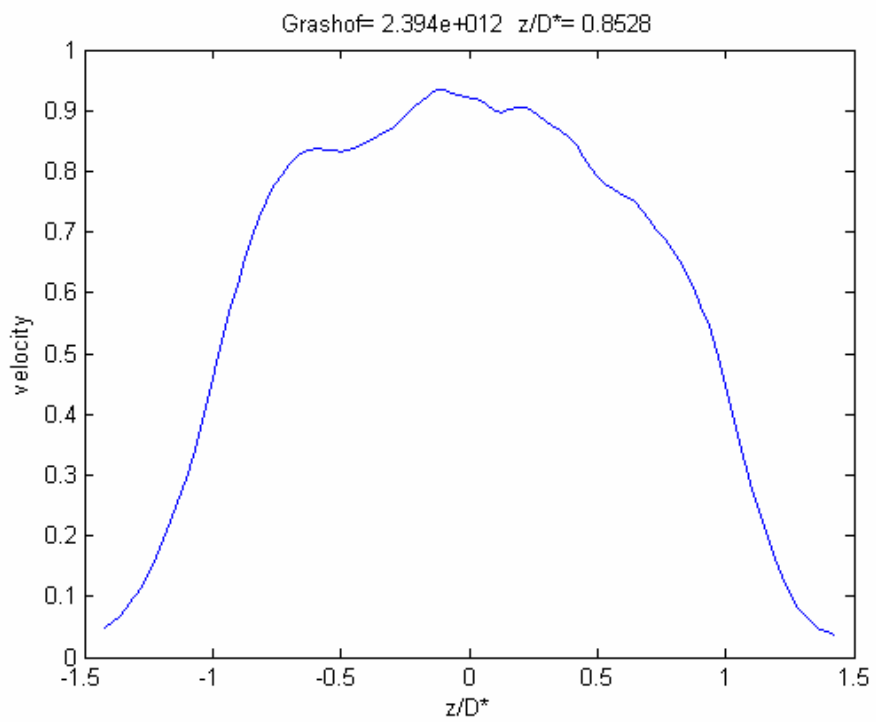
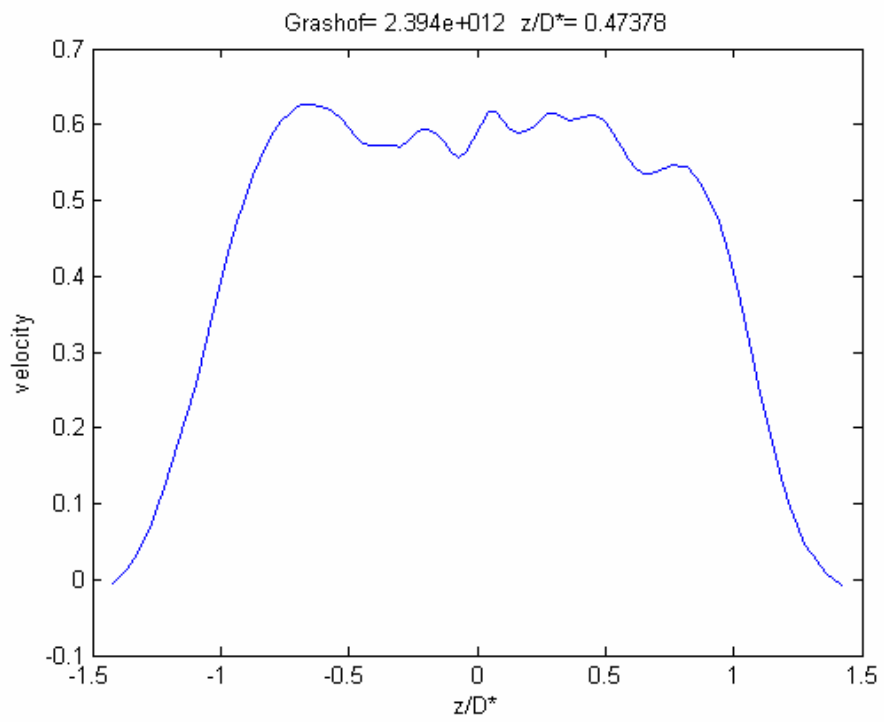


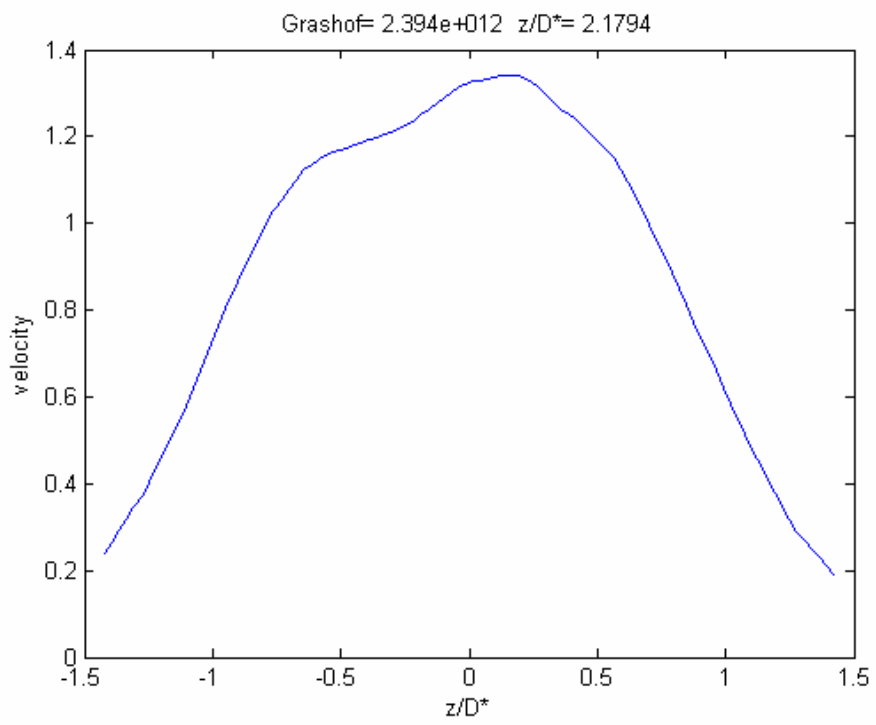
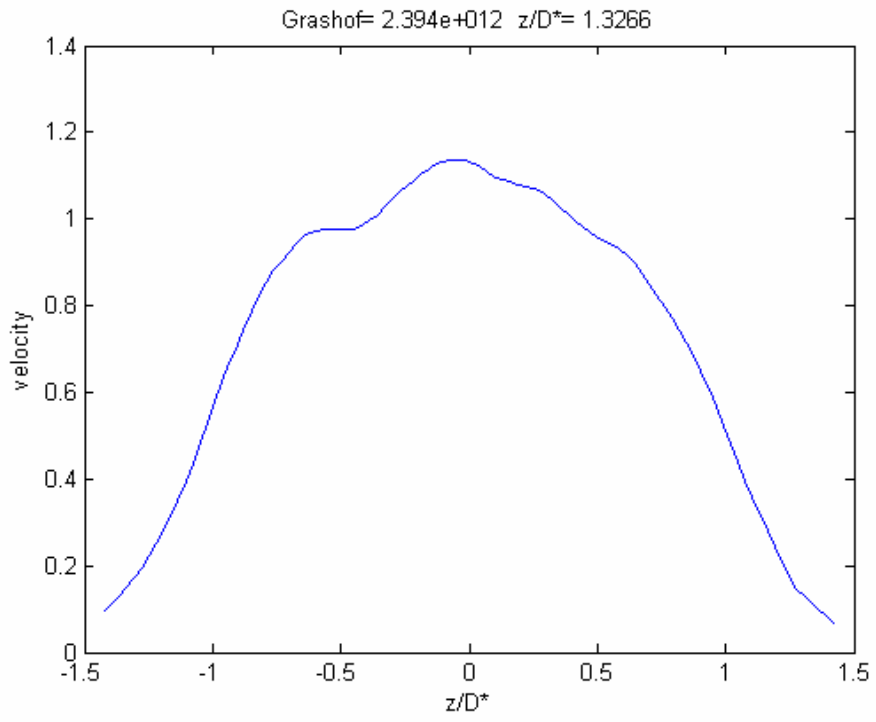


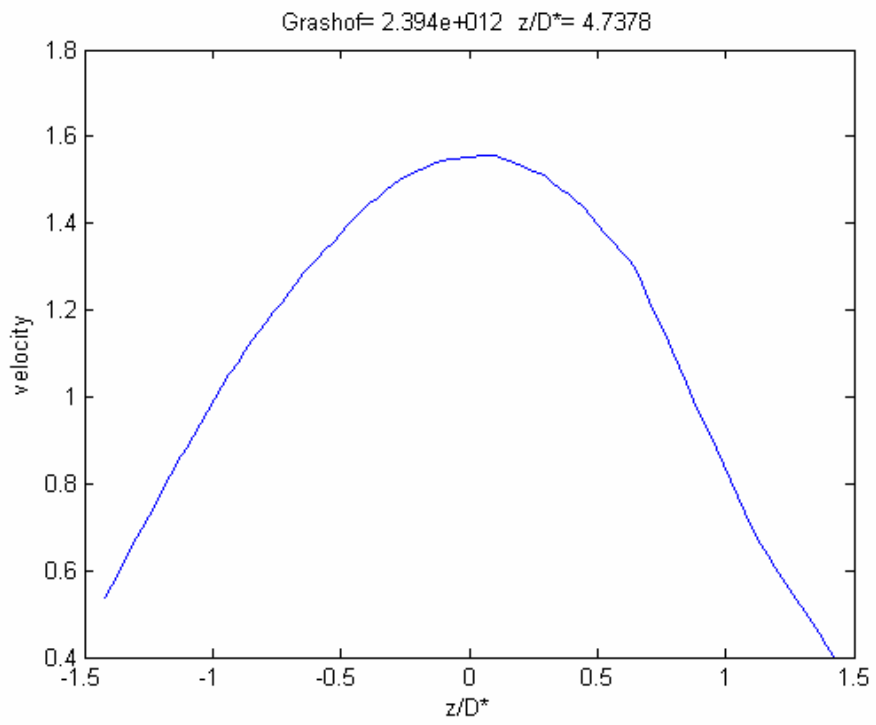
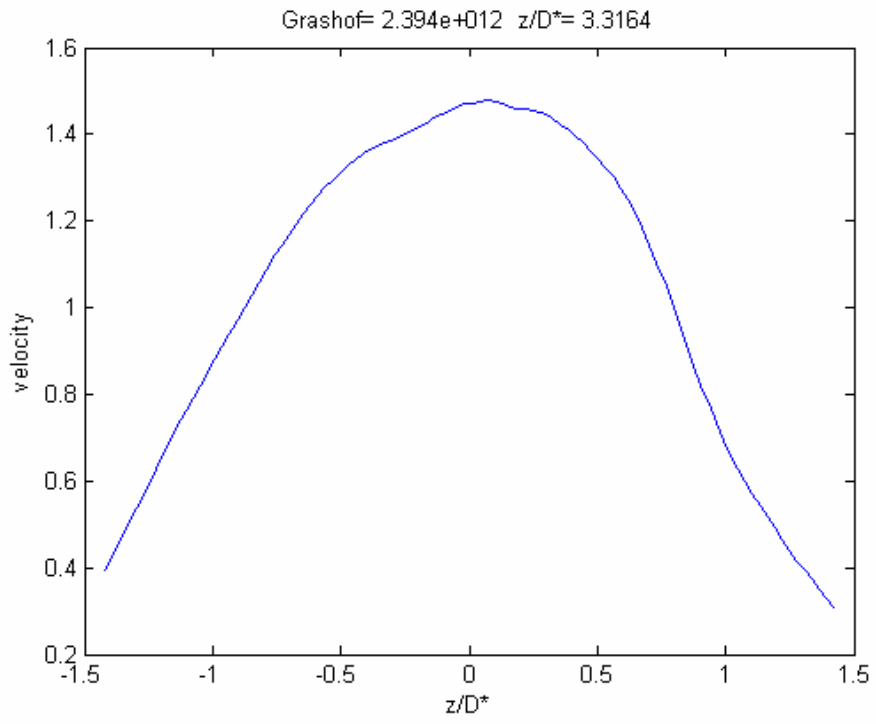
Διάγραμμα αξονικής γραμμής θερμοκρασιών RMS (CENTERLINE)



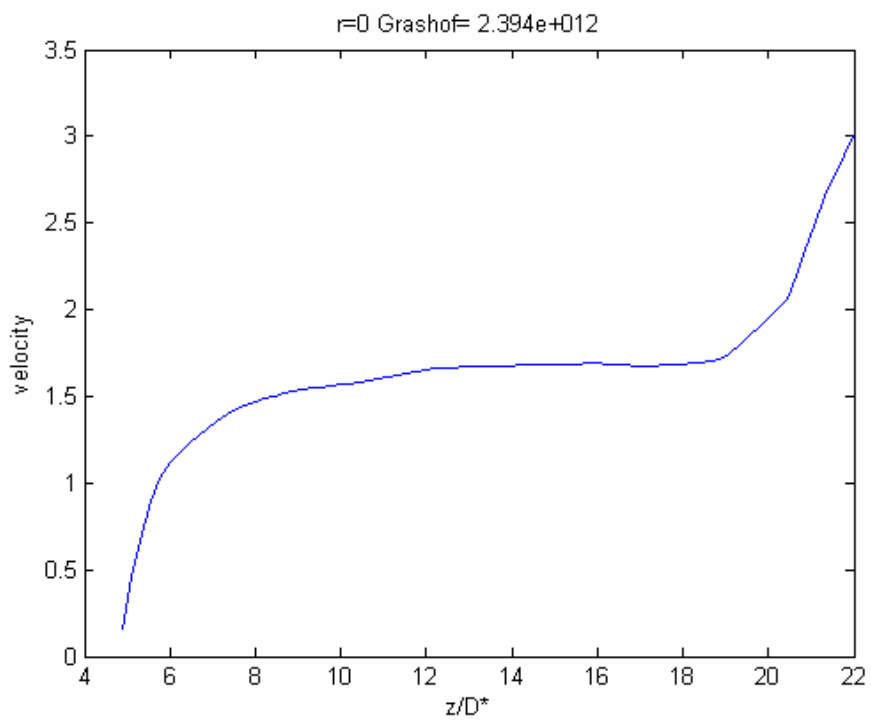
Προφίλ μέσων ταχυτήτων



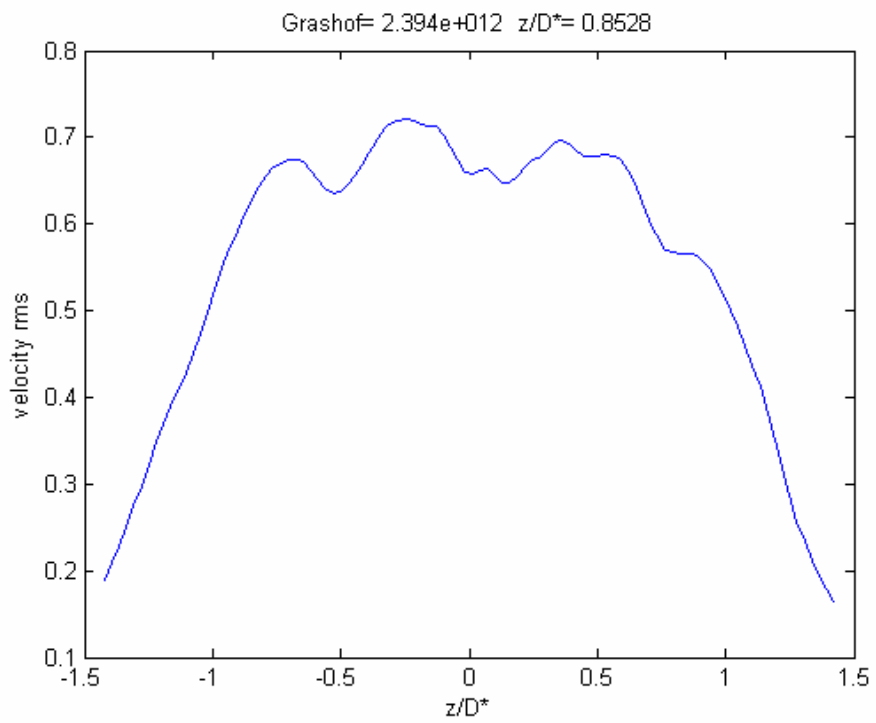
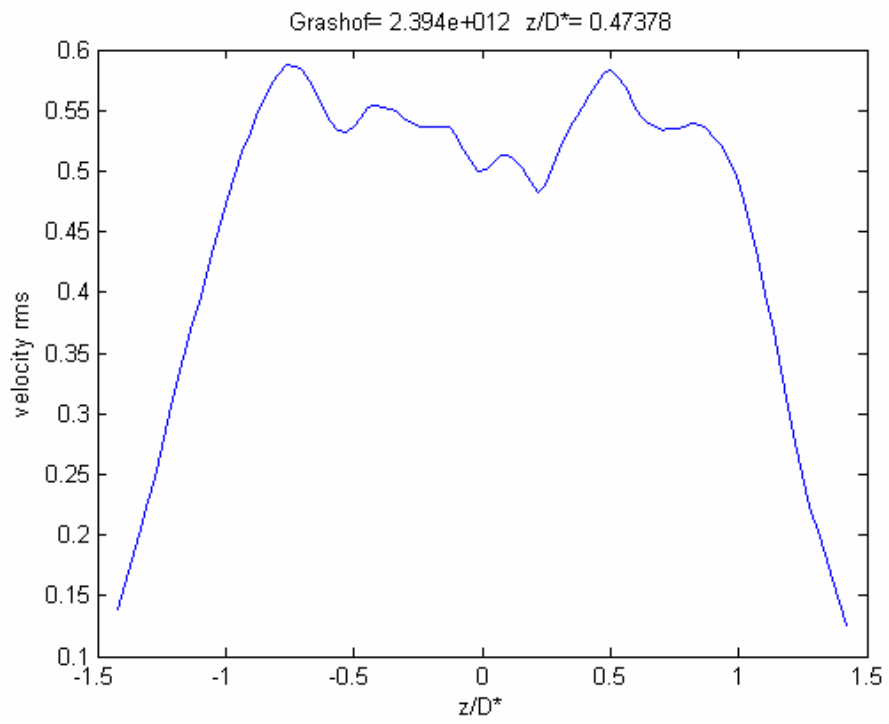


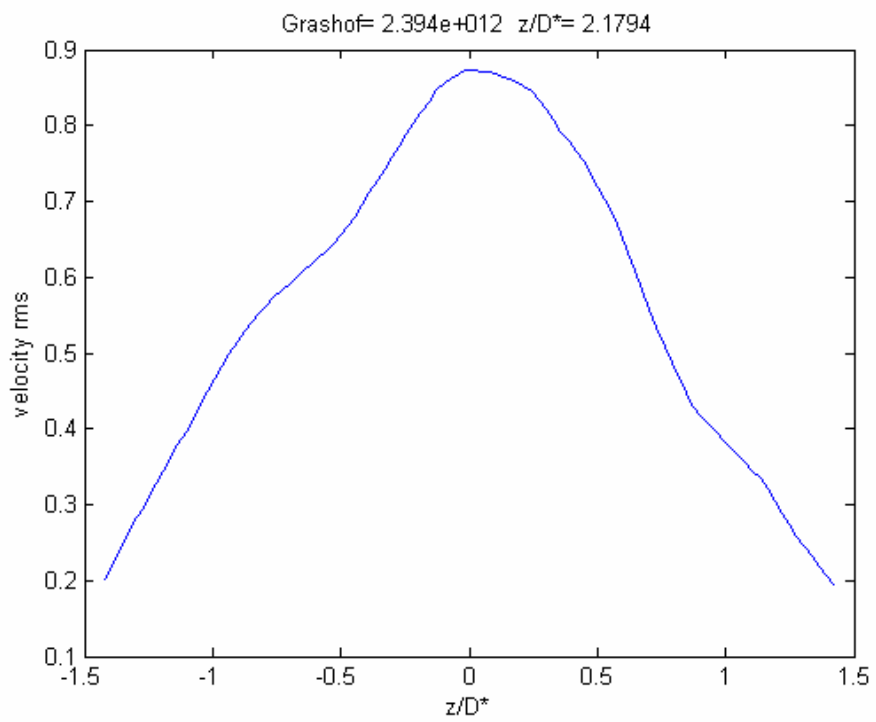
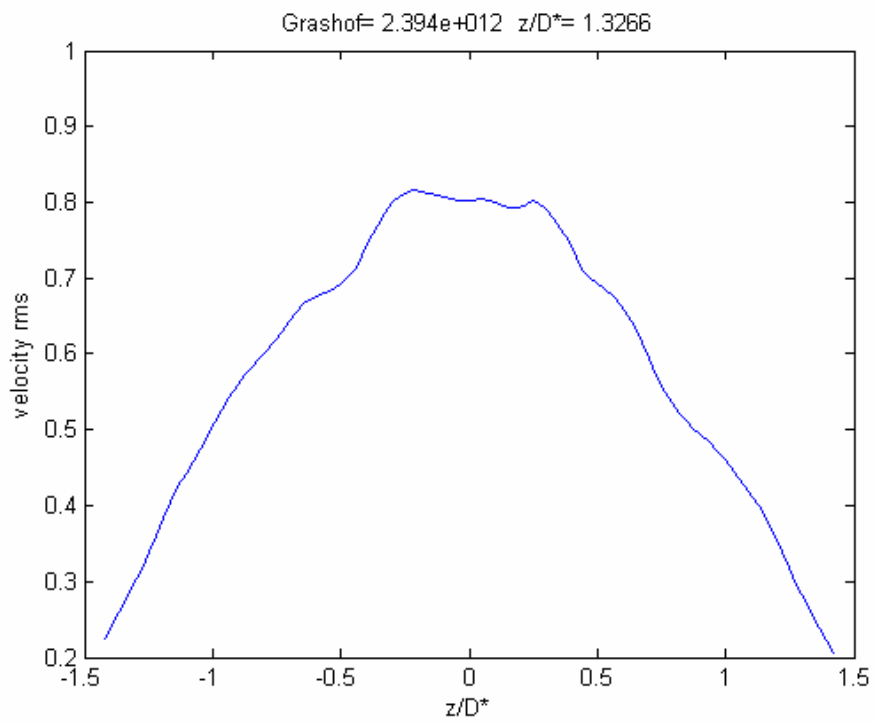


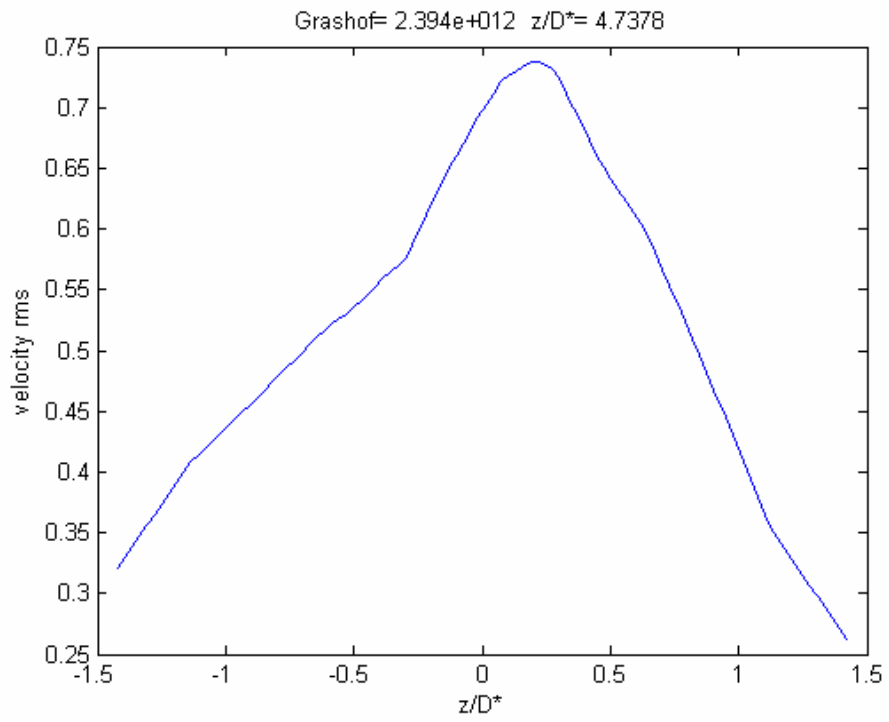
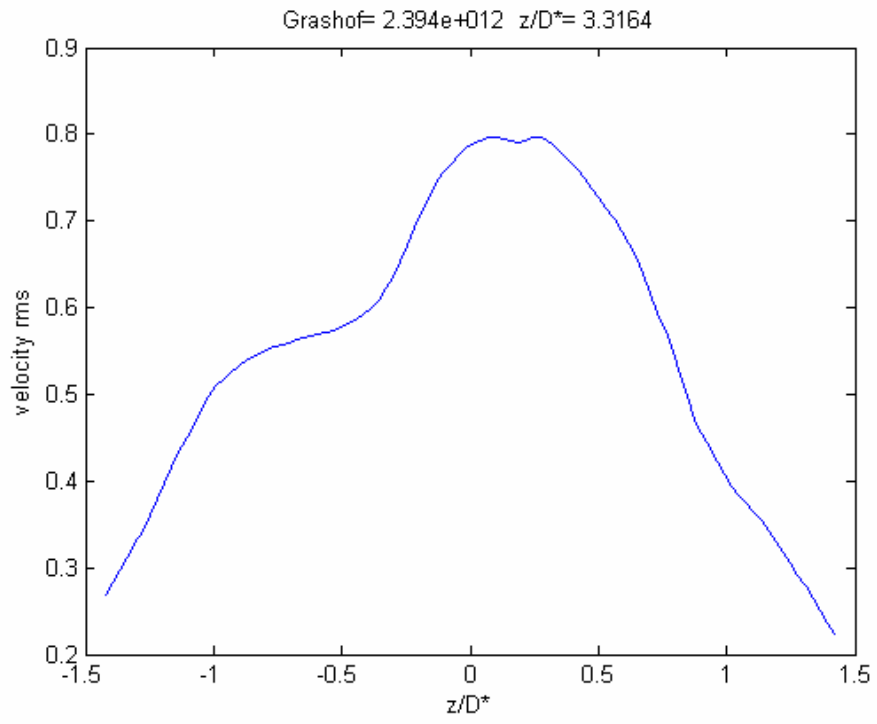
Διάγραμμα αξονικών Ταχυτήτων (CENTERLINE)



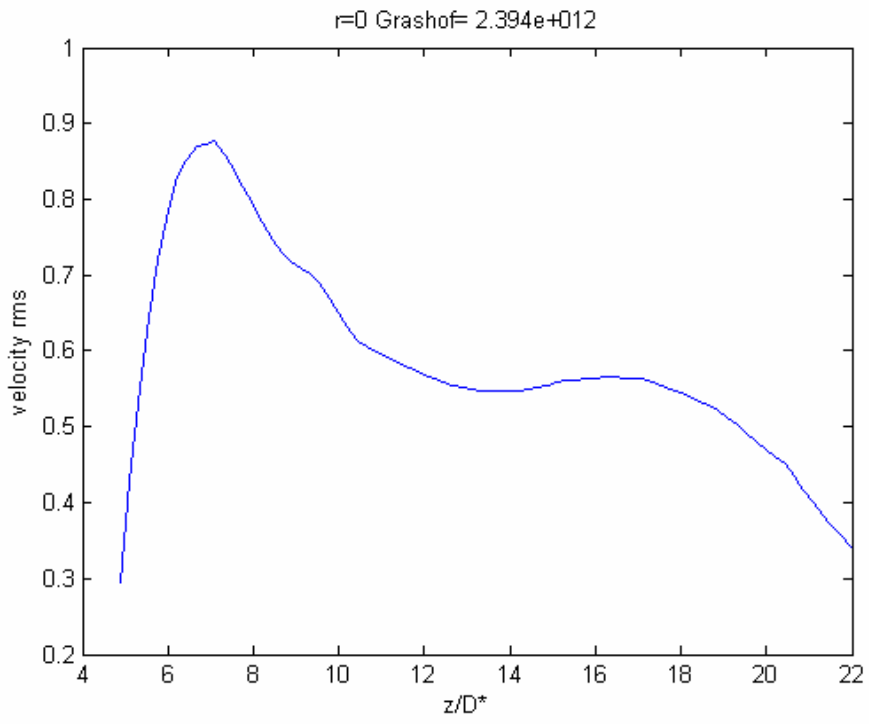
Προφίλ Ταχυτήτων RMS





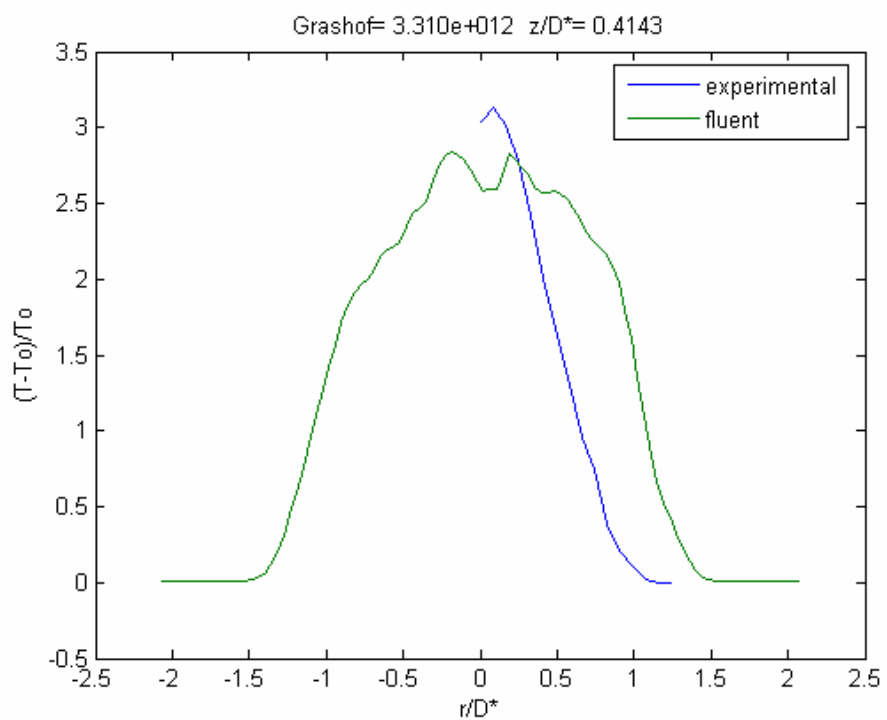
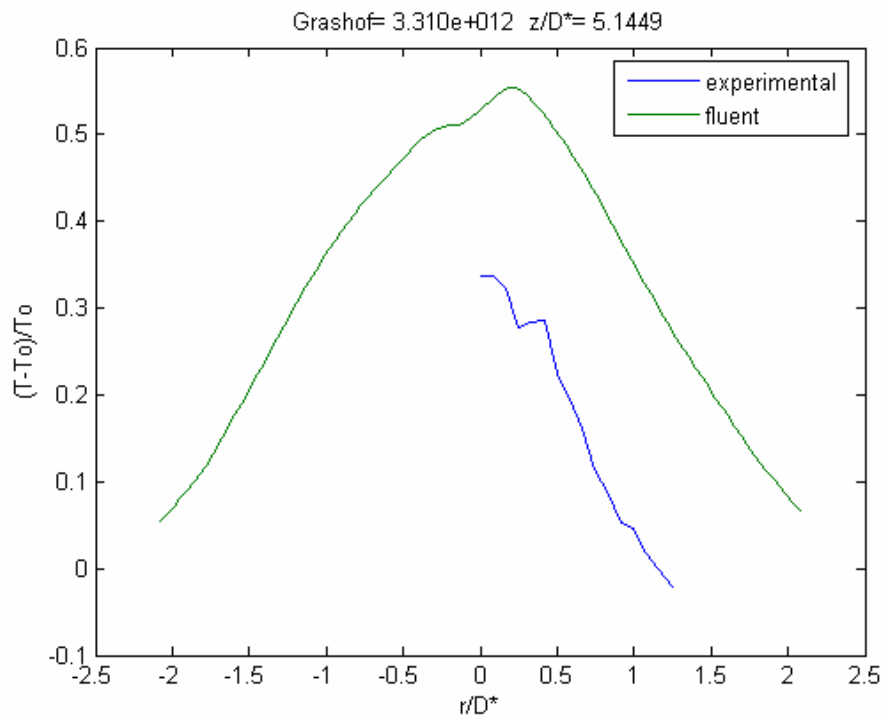


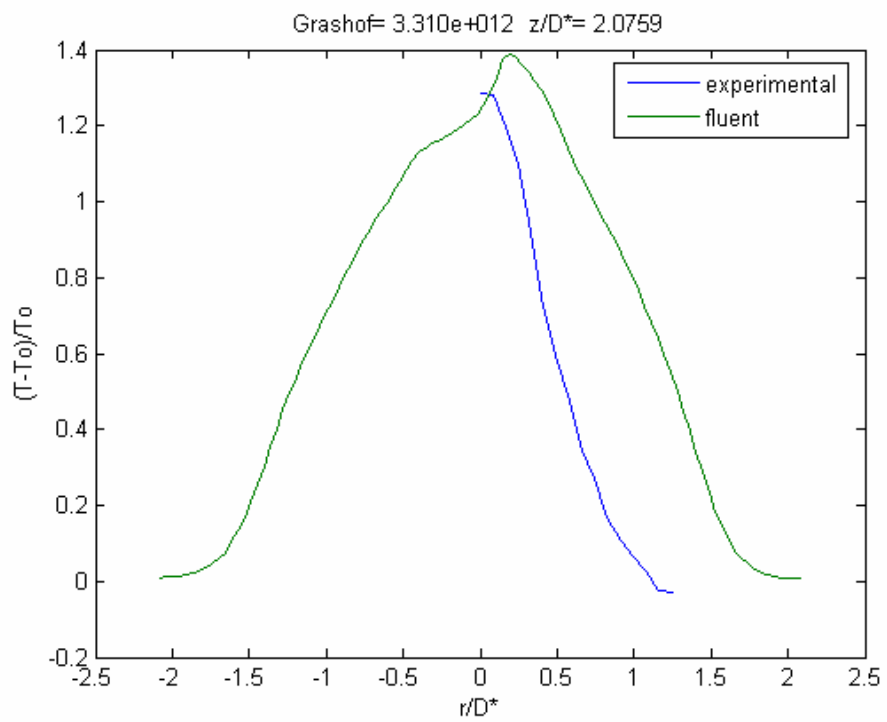
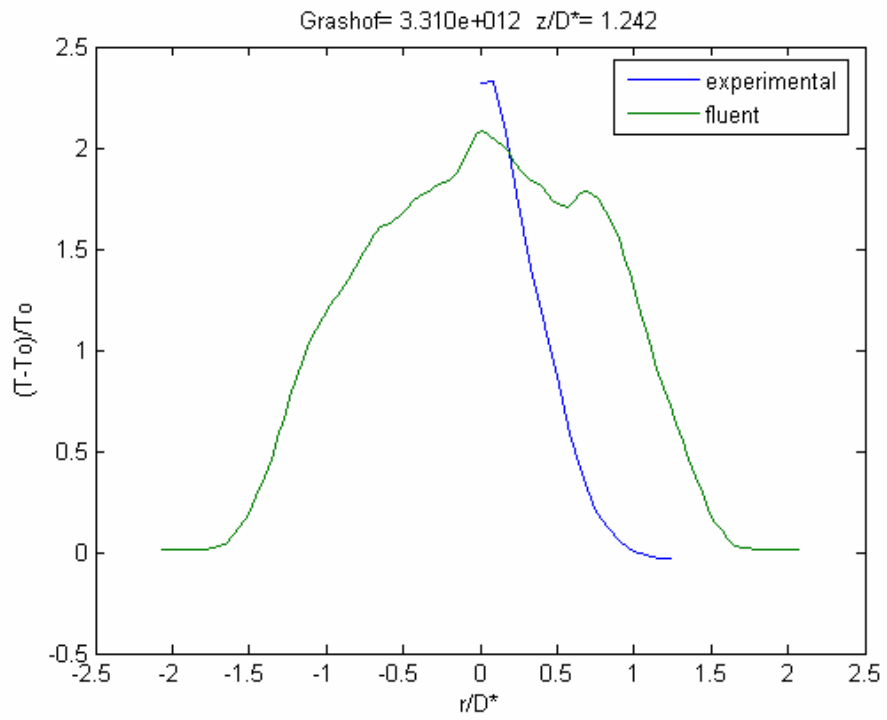
Διάγραμμα αξονικών Ταχυτήτων RMS (CENTERLINE)

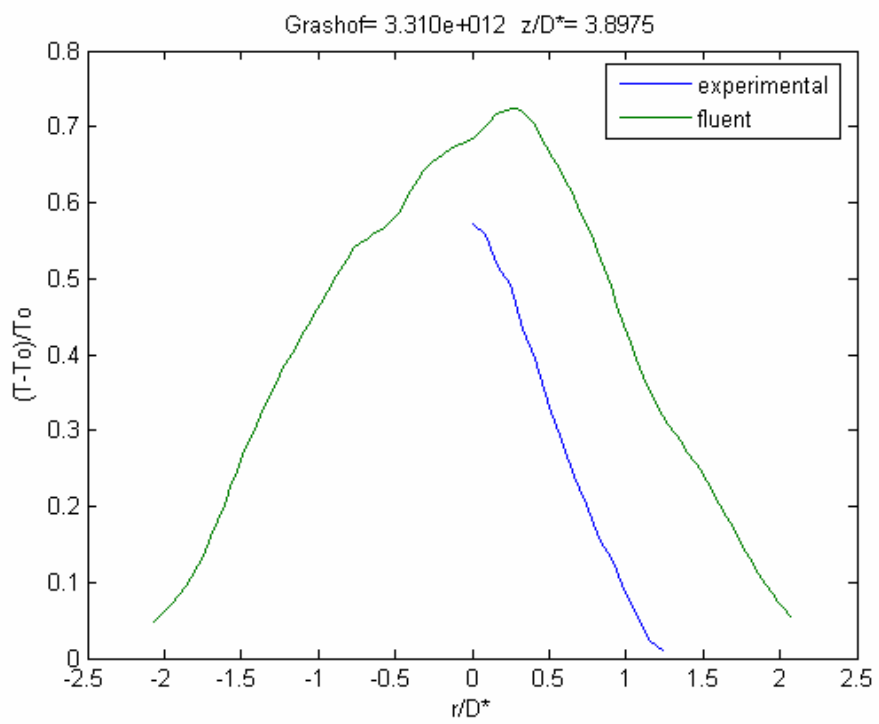
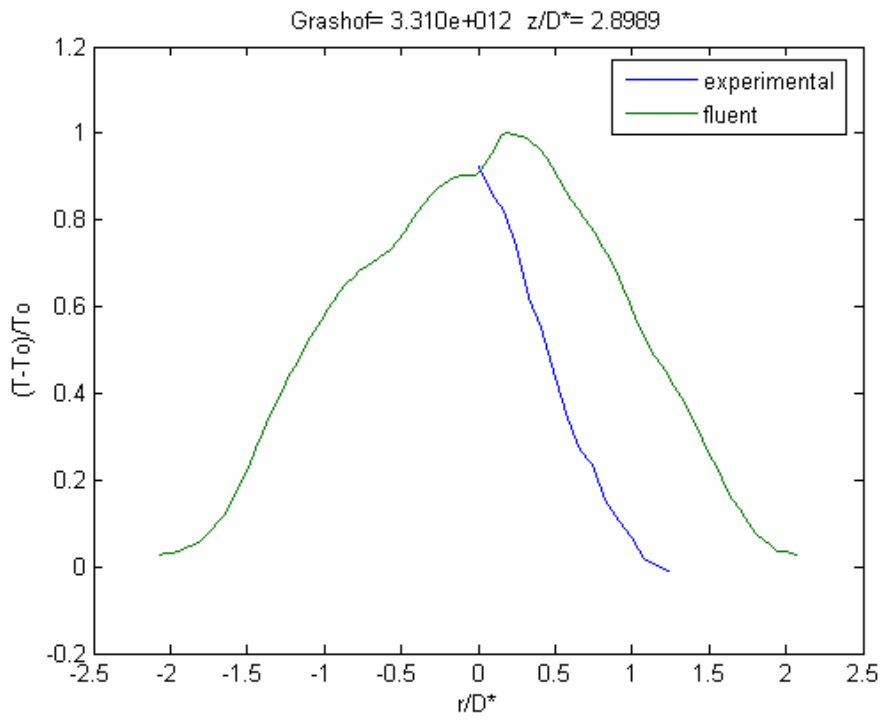


Διαγράμματα για παροχή καυσίμου 230 Lt/h

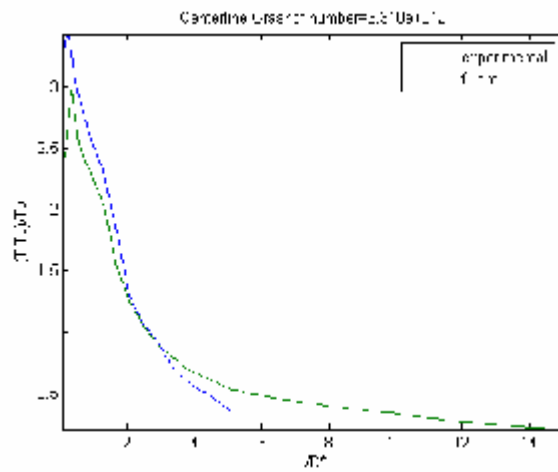
Προφίλ μέσω των θερμοκρασιών



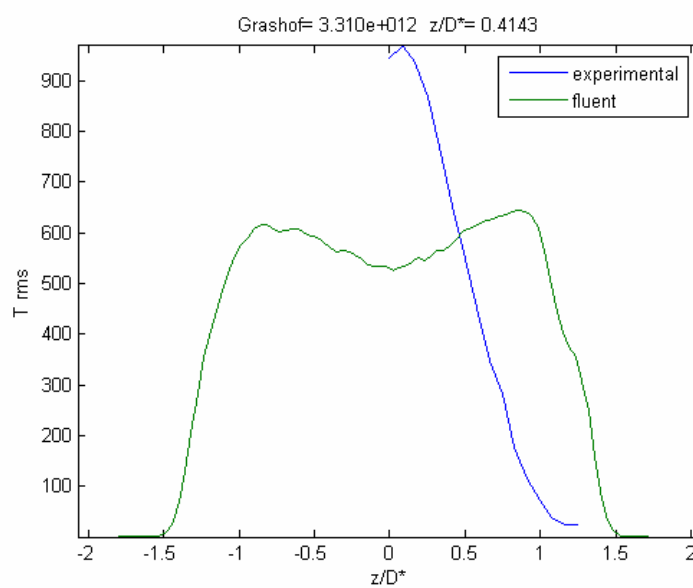
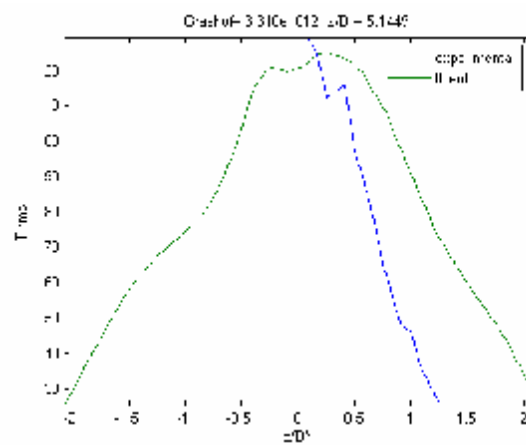


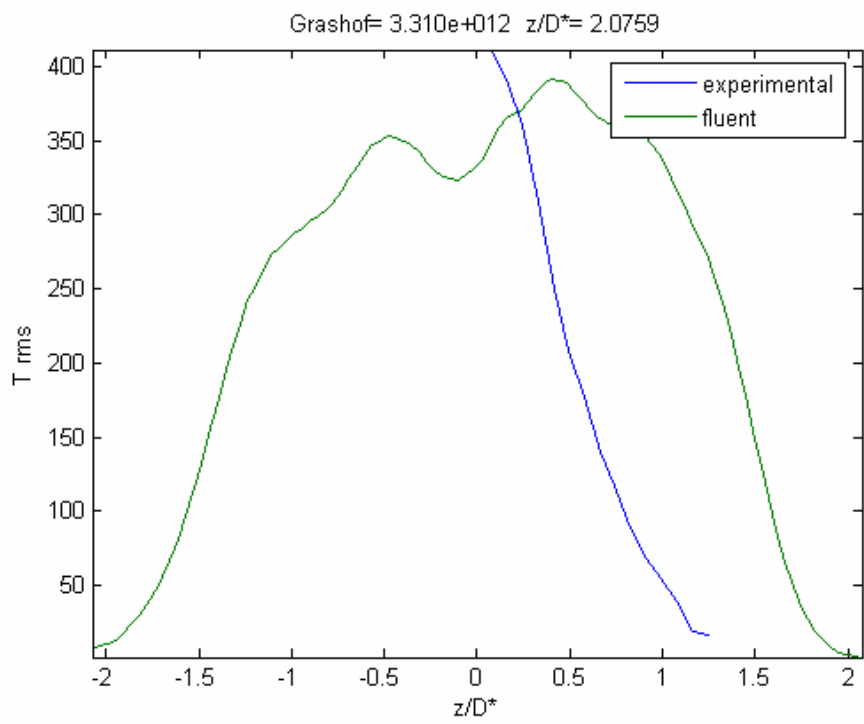
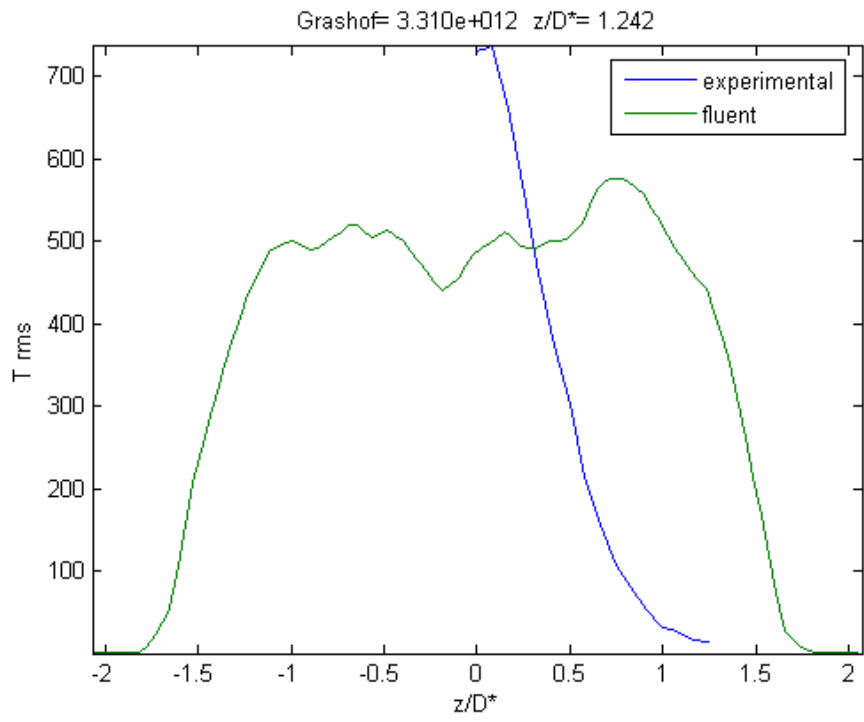


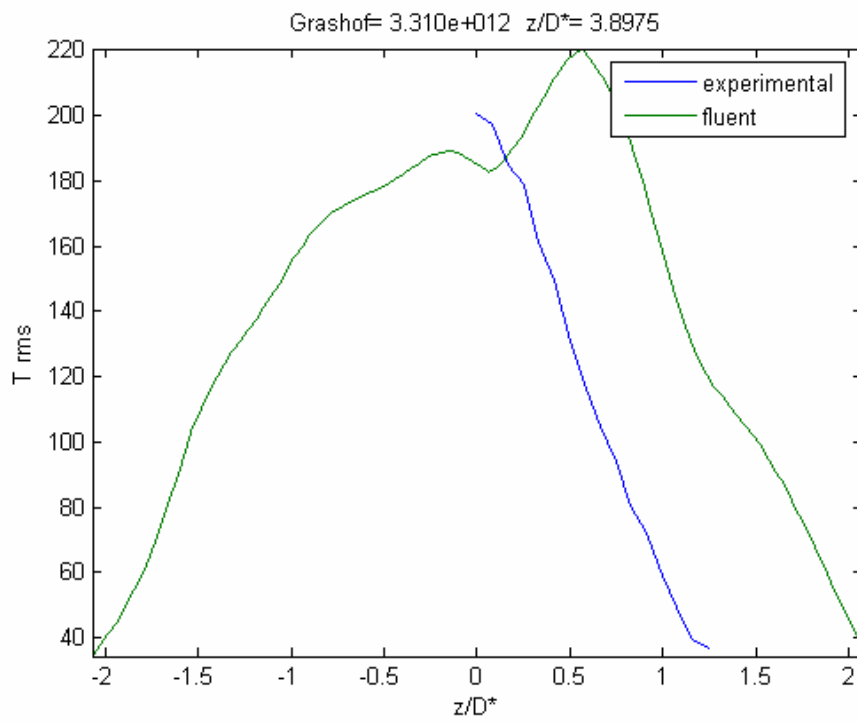
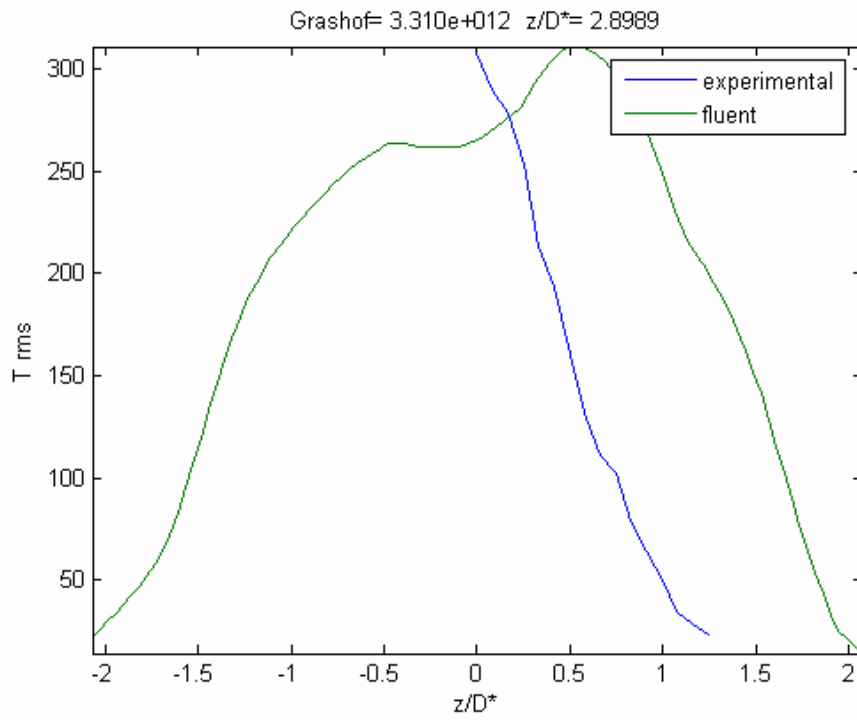
Διάγραμμα αξονικής μέσης θερμοκρασίας (CENTERLINE)



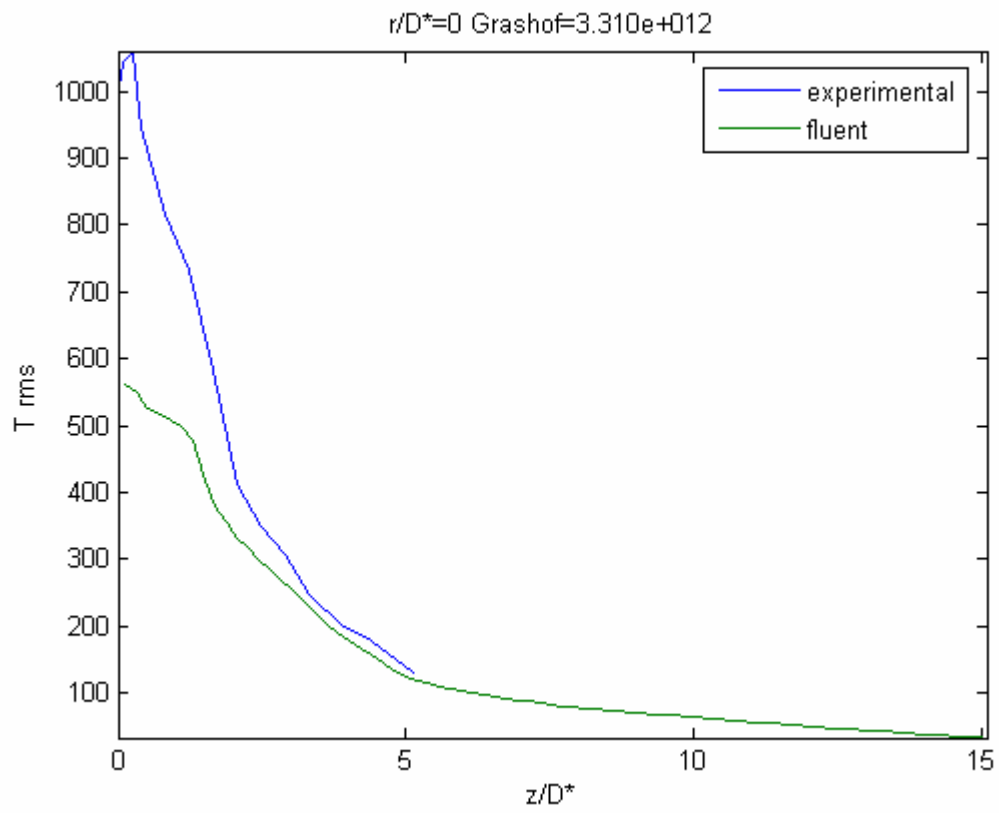
Προφίλ τυρβωδών θερμοκρασιών RMS



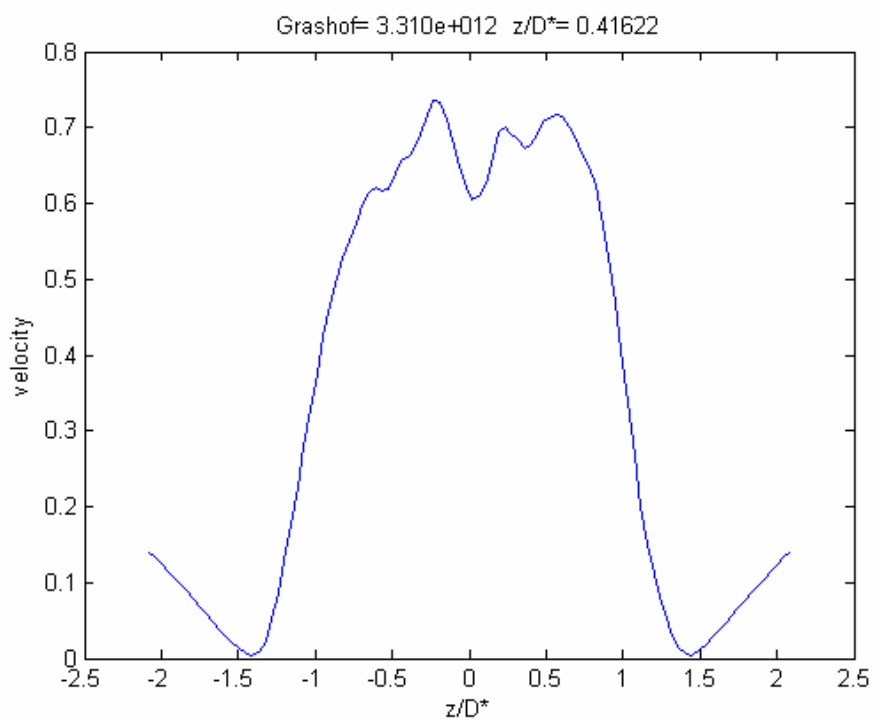
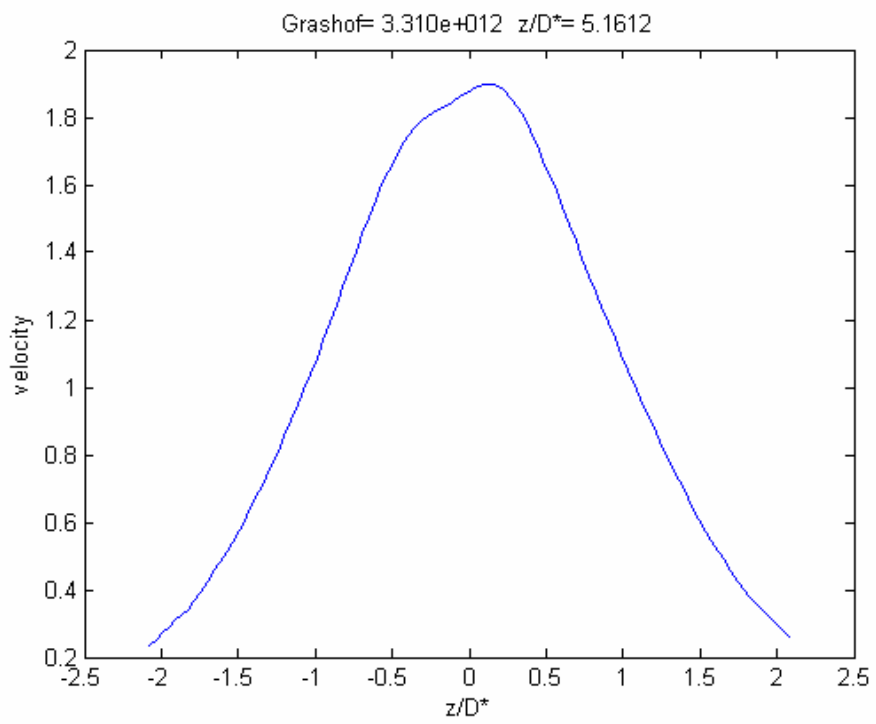


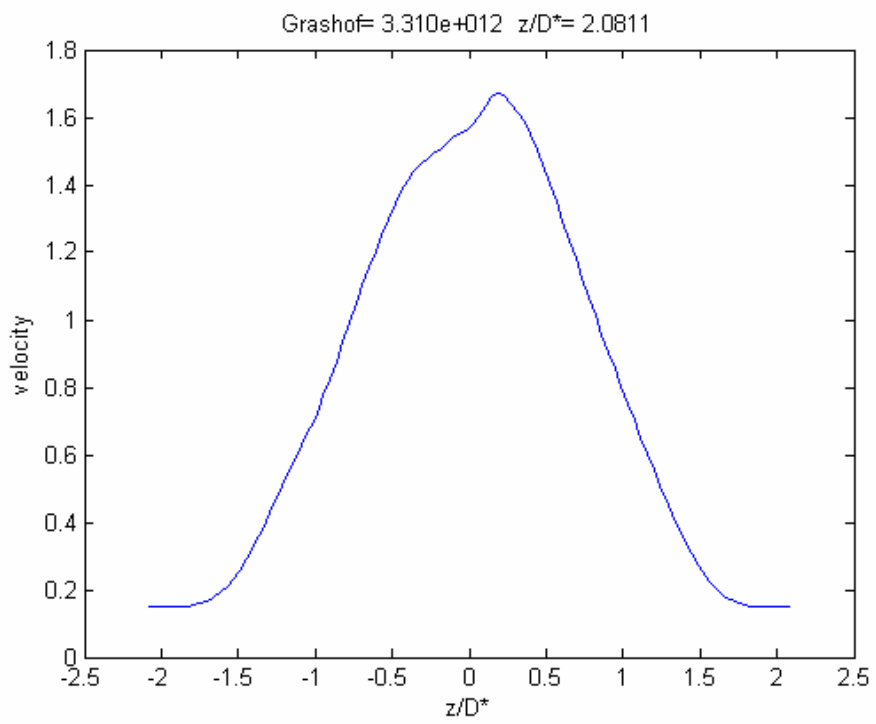
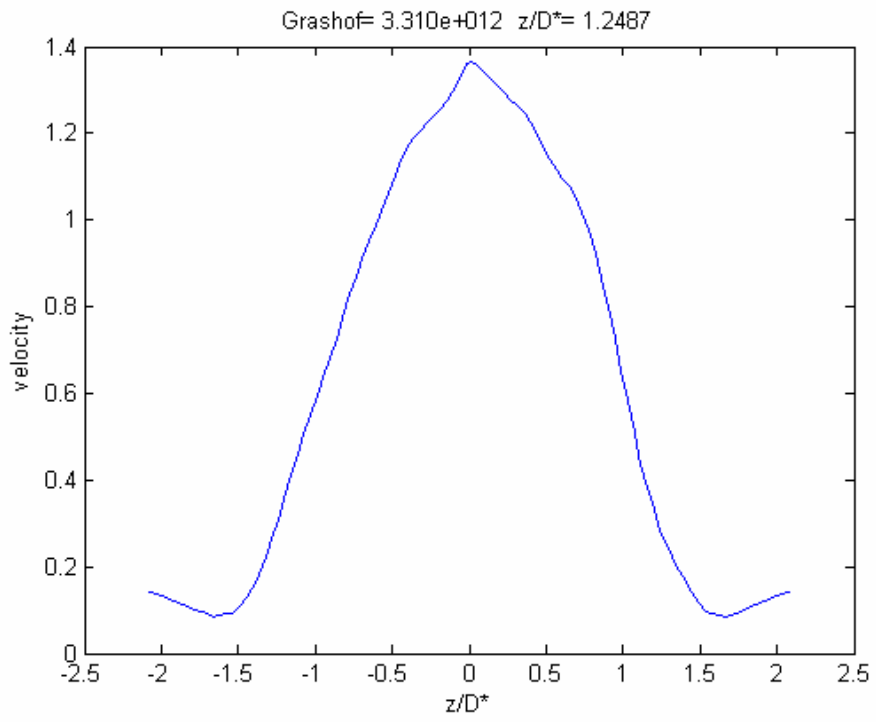


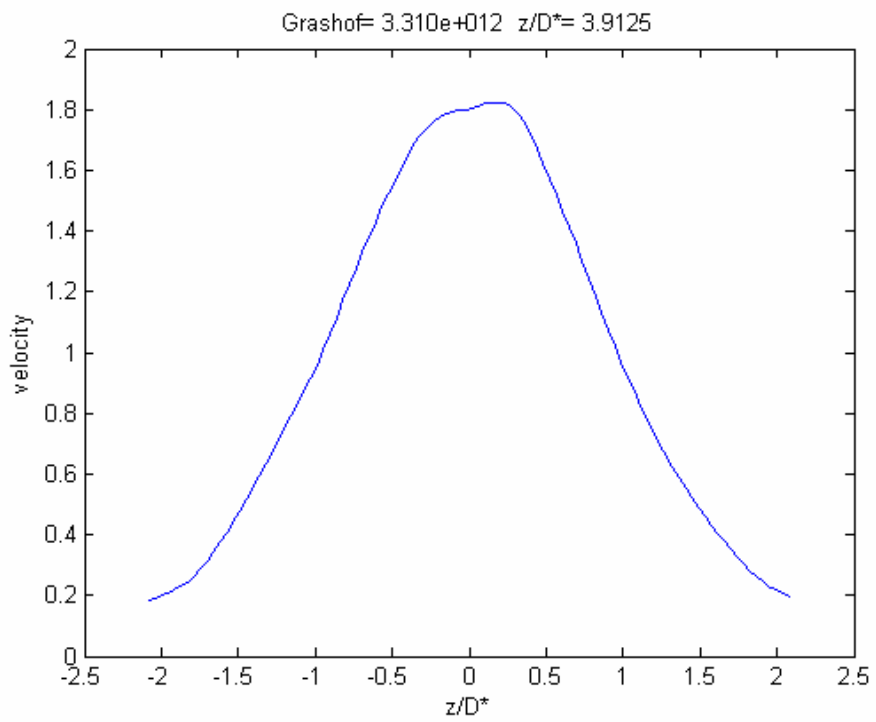
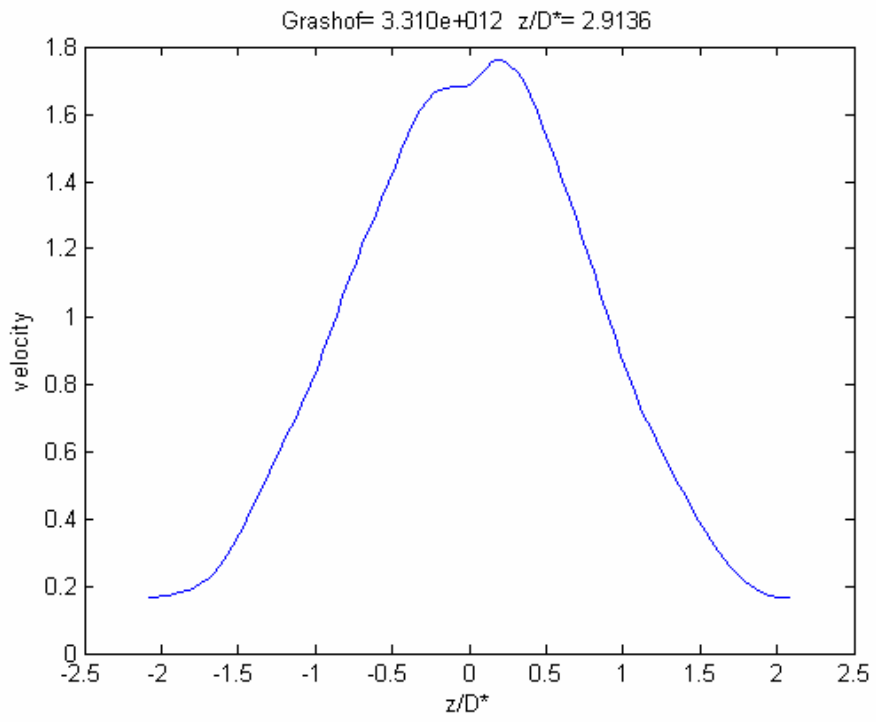
Διάγραμμα αξονικών τυρβωδών θερμοκρασιών RMS (CENTERLINE)



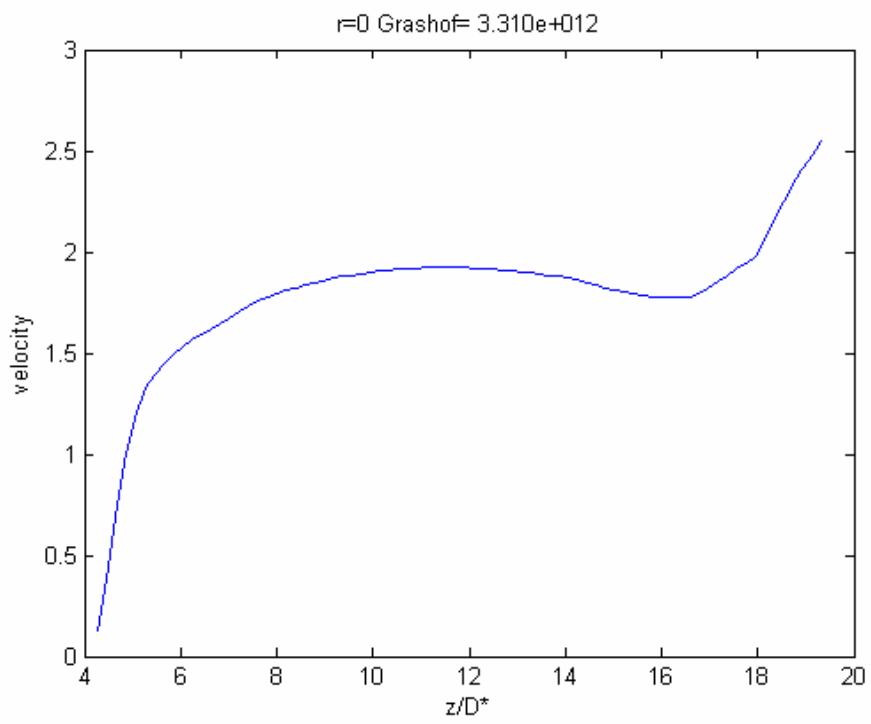
Προφίλ μέσων ταχυτήτων



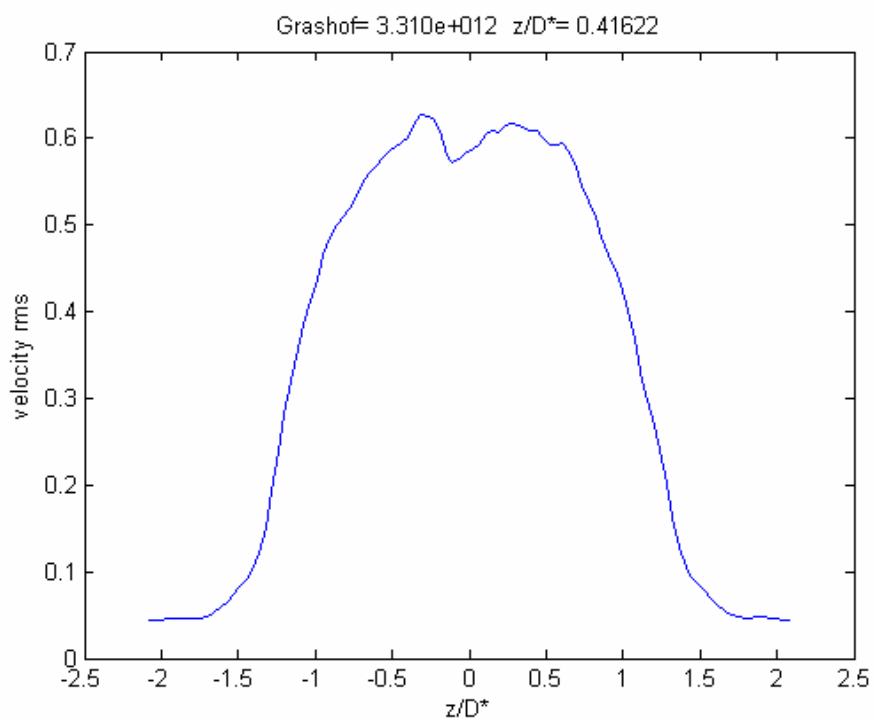
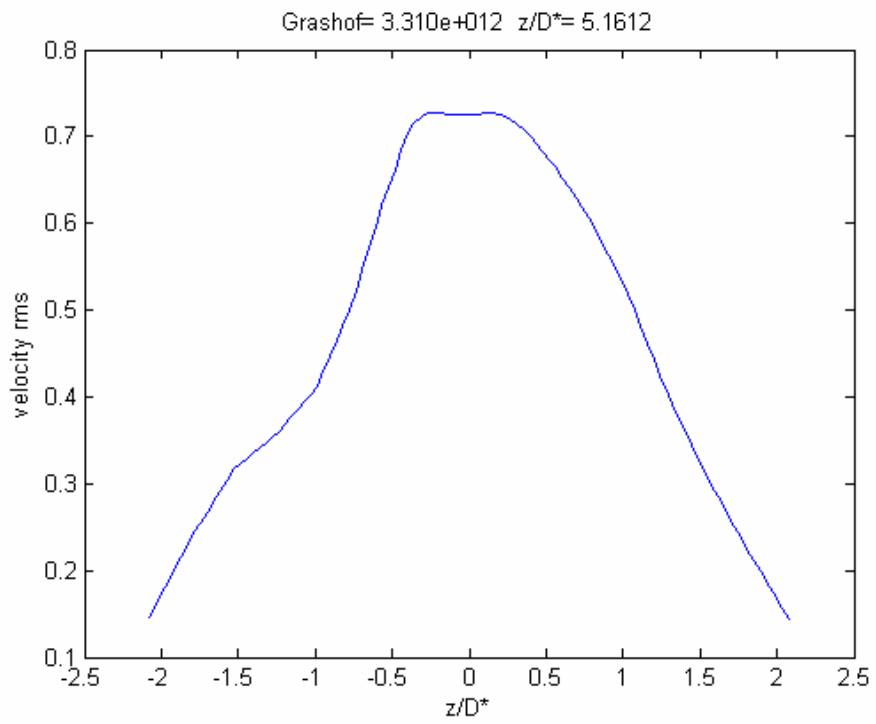


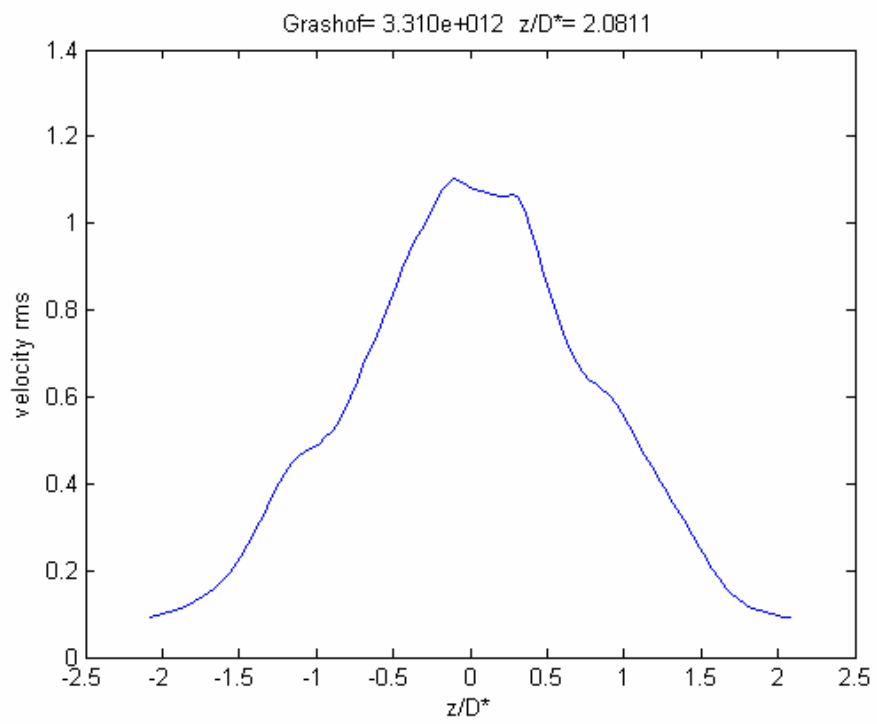
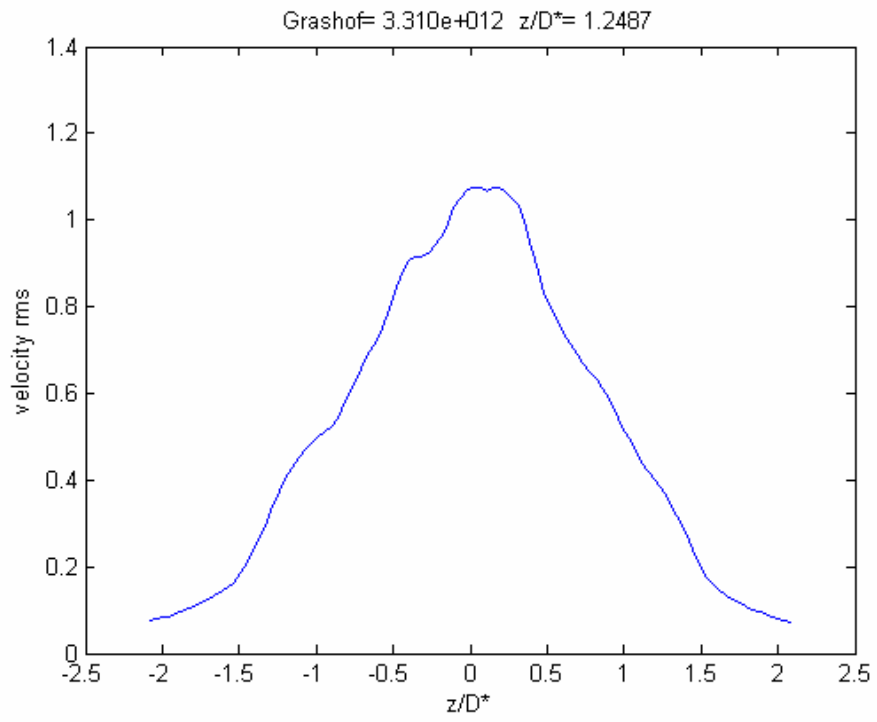


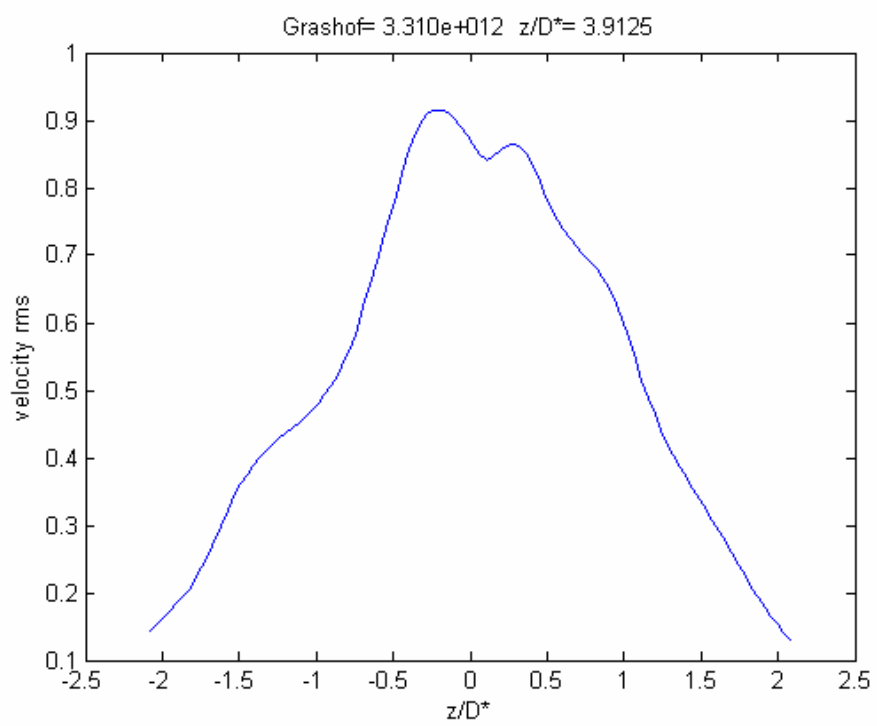
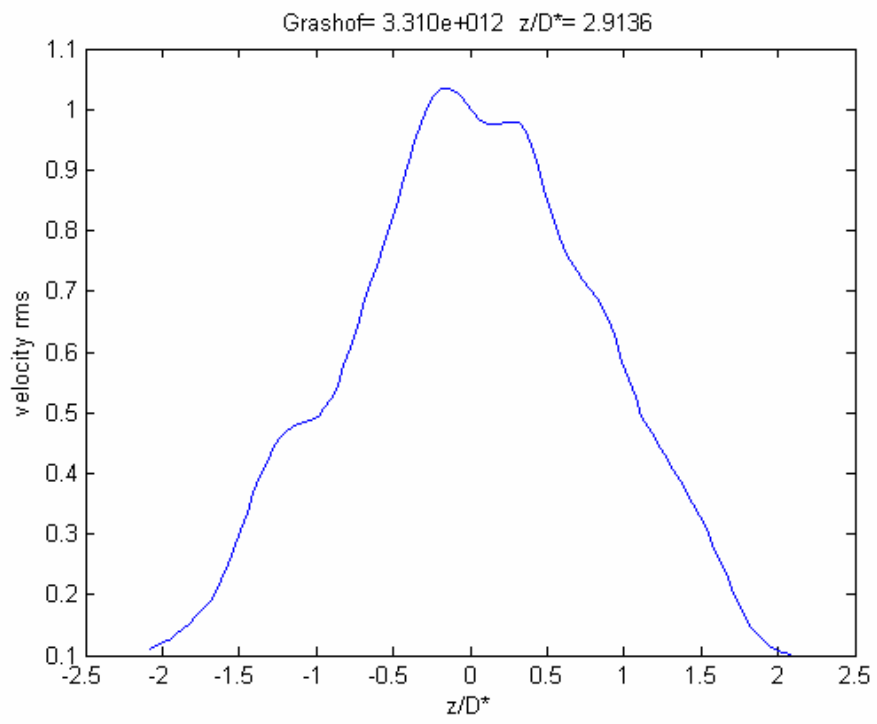
Διάγραμμα αξονικών μέσων ταχυτήτων (CENTERLINE)



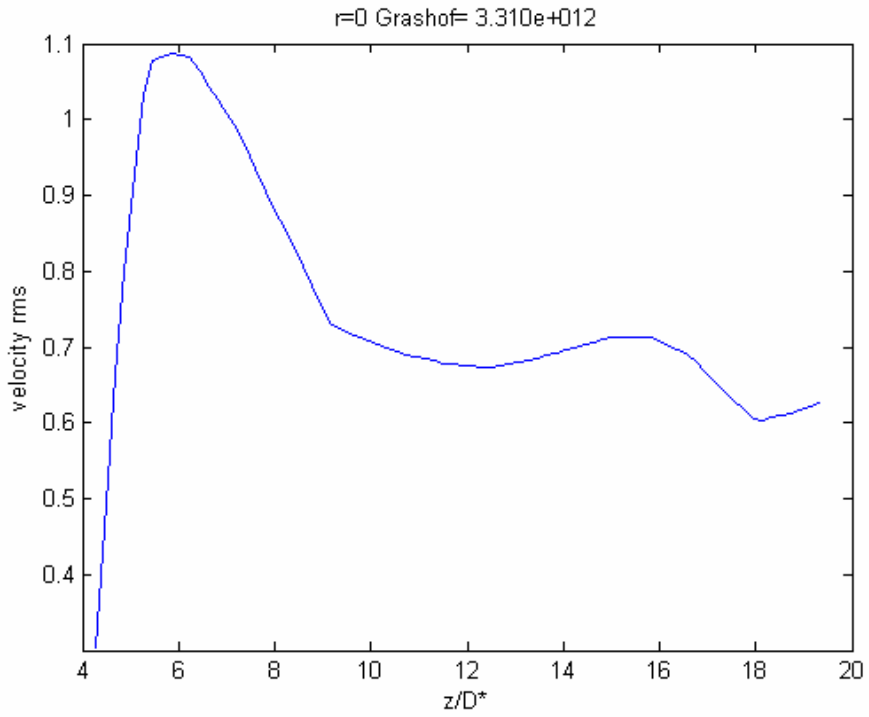
Προφίλ ταχυτήτων RMS







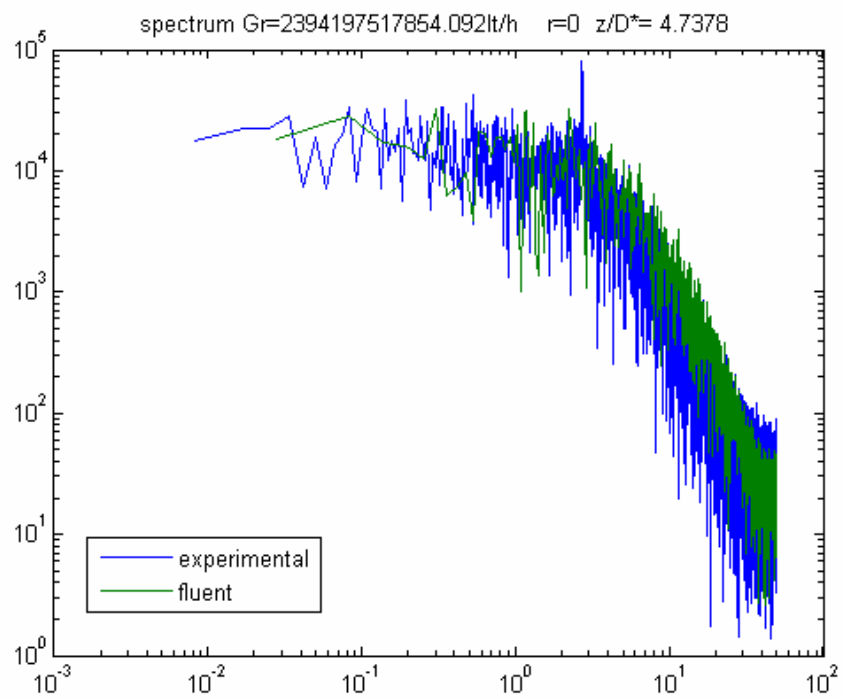
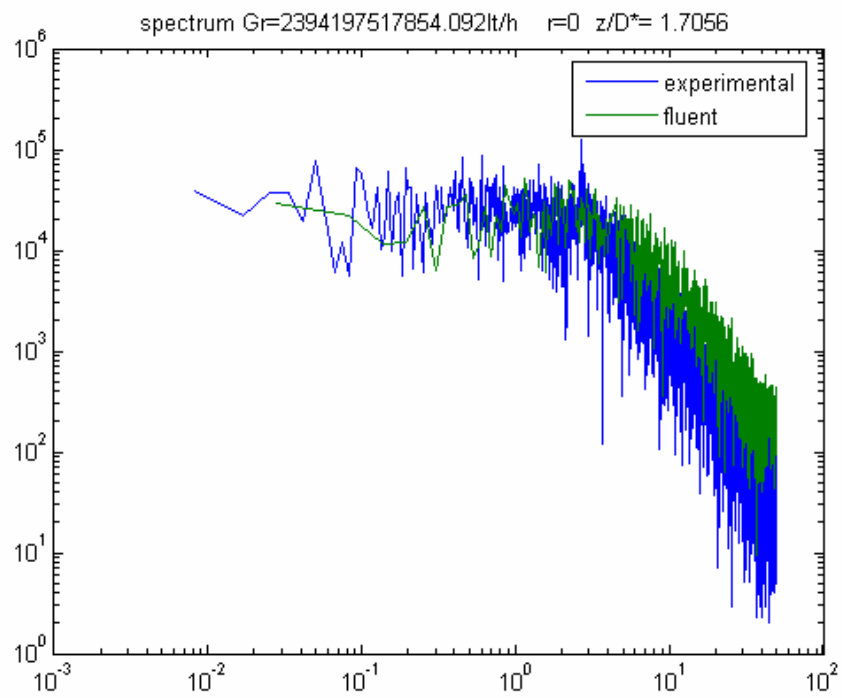
Διάγραμμα αξονικών ταχυτήτων RMS (CENTERLINE)



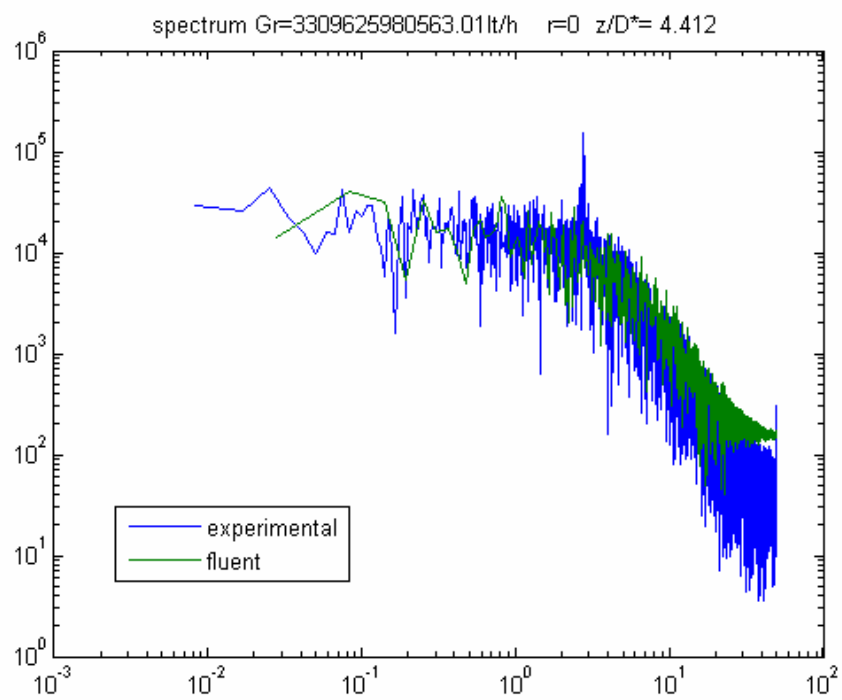
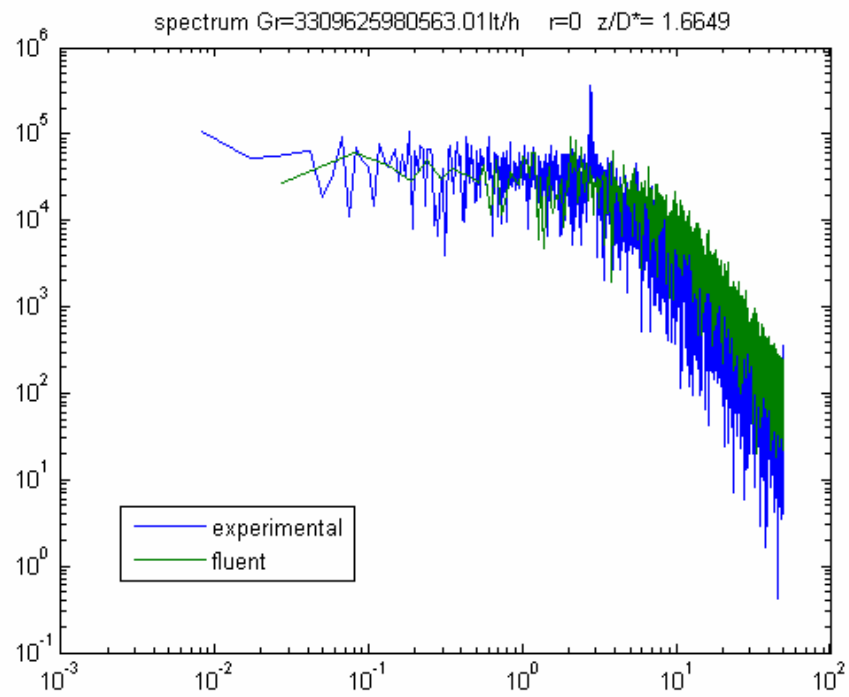
Φάσματα Ισχύος

Το φάσμα ισχύος δίνει πληροφορίες για την ενέργεια που έχει σε μια ορισμένη συχνότητα ή μήκος κύματος, ένα κύμα ή μια δίνη. Έτσι περνώντας από συνάρτηση χρόνου σε συνάρτηση συχνοτήτων, είναι δυνατή η εξαγωγή συμπερασμάτων για την κατανομή της ενέργειας στις δίνες, καθώς και για τον ρυθμό με τον οποίο την ανταλλάσσουν. Στα παρακάτω φάσματα ισχύος υπάρχουν οργανωμένες κινήσεις στο ροϊκό πεδίο που δημιουργούν έντονα μέγιστα στην συχνότητα 1,8. Εμφανίζονται επίσης στις διπλάσιες και τριπλάσιες αρμονικές συχνότητες των βασικών, μικρότερες κορυφές, οι οποίες γίνονται ασθενέστερες αυξανόμενης της απόστασης από τον καυστήρα. Σε αυτή την συχνότητα δημιουργούνται ανωστικοί στρόβιλοι εισροής στις εξωτερικές πλευρές του πλουμίου και επαγόμενες από αυτές θερμές ανωστικές δομές από την βάση της φλόγας. Καθώς ανεβαίνουμε σε υψηλότερα σημεία παρατηρούμε ότι το μέγιστο του φάσματος στην συχνότητα 1,8 μειώνεται που σημαίνει ότι μειώνεται και η ισχύς του. Παράλληλα, βλέπουμε μια βαθμιαία ανάπτυξη πολλαπλών μικρότερων κορυφών σε μικρότερες αλλά και μεγαλύτερες συχνότητες. Η εξέλιξη αυτή των φασμάτων αντικατοπτρίζει τα φυσικά φαινόμενα, δηλαδή τους μηχανισμούς ανταλλαγής ενέργειας, μίξης και διάχυσης των δομών σ' αυτή την περιοχή του πλουμίου. Τα φάσματα ισχύος της προσομοίωσης έχουν σχεδόν την ίδια μορφή με αυτά των πειραματικών μετρήσεων παρόλο που τα τελευταία εμφανίζουν μέγιστη συχνότητα στο 2,5 .

Για παροχή **170 Lt/h**



Για παροχή 235 Lt/h



4.5 Συμπεράσματα

Συγκρίνοντας τα παραπάνω διαγράμματα , μπορούμε να δούμε ότι στις περισσότερες των περιπτώσεων τα θεωρητικά αποτελέσματα , συγκλίνουν προς τα πειραματικά .

Αυτό οφείλεται στις μεγάλες δυνατότητες που προσφέρει η σωστή χρήση του υπολογιστικού προγράμματος FLUENT .

Έχοντας επομένως , στη διάθεσή μας το συγκεκριμένο πρόγραμμα μπορούμε να αντιμετωπίσουμε ποικίλα και πολύπλοκα προβλήματα , αποφεύγοντας τις δυσκολίες κατασκευής και το χάσιμο χρόνου .

Η σωστή μοντελοποίηση απαιτεί μεγάλη εμπειρία προκειμένου να επιτύχει κανείς το βέλτιστο αποτέλεσμα.

Το παραπάνω μοντέλο επίλυσης τυρβώδους ανωστικής φλόγας , σε γενικές γραμμές, μας έδωσε εξαιρετικά αποτελέσματα σε σχέση με τα πραγματικά .

Η μόνη διαφοροποίηση παρατηρήθηκε στην βάση της φλόγας , όπου υπάρχει μια θερμοκρασιακή διαφορά της τάξης των (100-150) Κ.

Παρατηρώντας κανείς τα διαγράμματα CENTERLINE των θερμοκρασιών , οι καμπύλες σχεδόν ταυτίζονται .

Συνεπώς η χρήση του υπολογιστικού προγράμματος FLUENT βοήθησε σε πάρα πολύ μεγάλο βαθμό , να γίνει πολύ καλή προσομοίωση της λιμνώδους πυρκαγιάς, και να εξαχθούν χρήσιμα συμπεράσματα για την συμπεριφορά της σε εργαστηριακές συνθήκες .

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] Κούτμος Παναγιώτης, *Θεωρία Καύσης*, 1999
- [2] Stephen R. Turns, McGraw-Hill Inc, *An Introduction to combustion-Concepts and applications*, 1996
- [3] Gambit Tutorial Guide
- [4] Gambit Modeling Guide
- [5] Fluent Manual User's Guide
- [6] Anthony Hamins, Takashi Kashiwagi, *Characteristics of pool fire burning*, Building and Fire Research Laboratory-National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg MD20899 and Robert R. Burch Dow Corning Corp. Auburn MI 48611
- [7] Z.Liu, D. Carpenter, A.K. Kim *Characteristics of large cookink oil pool fires and their extinguishment by water mist* .Fire research in Construction , National Research Council of Canada K1A0R6
- [8] Myung Bae Kim, Yong Jae Jang ,Myoung O Yoon *Extinction Limit of a Pool Fire with a Water Mist* .Industrial Equipment Department, Korea Institute of Machinery and Materials.