

**ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΟ ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟ ΙΔΡΥΜΑ ΠΑΤΡΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΣΤΕ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΙΑΣ**

ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ:

**“Μελέτη σχηματισμού και ανάπτυξης
πυροστροβίλων σε λιμνώδεις φλόγες”**

ΟΝΟΜΑΤΕΠΩΝΥΜΟ ΣΠΟΥΔΑΣΤΗ: ΔΗΜΗΤΡΙΟΣ ΠΑΠΑΓΕΩΡΓΙΟΥ (Α.Μ. 4542)

**ΕΠΟΠΤΕΥΟΝΤΕΣ ΚΑΘΗΓΗΤΕΣ: ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΣ ΜΑΥΡΙΔΗΣ
ΙΩΑΝΝΗΣ Σ. ΓΙΑΝΝΑΚΗΣ**

ΠΑΤΡΑ, ΣΕΠΤΕΜΒΡΙΟΣ 2010

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η παρούσα εργασία αποτελεί την πτυχιακή εργασία η οποία εκπονήθηκε στα πλαίσια του προγράμματος σπουδών του Τμήματος Μηχανολογίας της σχολής Τεχνολογικών Εφαρμογών του ΑΤΕΙ Πάτρας από το σπουδαστή Παπαγεωργίου Δημήτριο και η επεξεργασία του θέματος άρχισε το Δεκέμβριο του 2009 κατά το ακαδημαϊκό έτος 2009 – 2010.

Ευχαριστώ τον επιβλέποντα της εργασίας αυτής, εκπαιδευτικό του Τμήματος Μηχανολογίας του Α.Τ.Ε.Ι ΠΑΤΡΩΝ κο. Ιωάννη Γιαννάκη, για την ανάθεση της ενδιαφέρουσα αυτής εργασίας και για την πολύτιμη καθοδήγηση που μου προσέφερε κατά τη διεξαγωγή της.

Σκοπός της εργασίας αυτής είναι η κατανόηση φαινομένων (π.χ πυροστροβίλων) που παρουσιάζονται κατά τη διάρκεια των πυρκαγιών και η επιτυχής αντιμετώπισή τους με σκοπό την εξάλειψη των καταστροφικών συνεπειών άμεσα στο περιβάλλον αλλά και έμμεσα στον άνθρωπο.

Τέλος, θέλω να ευχαριστήσω θερμά την οικογένειά μου για την πολύτιμη βοήθεια και συμπαράσταση που μου παρέχει όλα αυτά τα χρόνια.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Οι πυροστρόβιλοι είναι μια σπάνια αλλά ενδεχομένως καταστροφική μορφή πυρκαγιάς. Πρόκειται για ανωστικές φλόγες που με κατάλληλες ροϊκές συνθήκες επιτυγχάνεται ο στροβιλισμός τους. Συνήθως εμφανίζονται σε μεγάλης έκτασης δασικές πυρκαγιές ή σε πυρκαγιές σε αστικό περιβάλλον. Απαραίτητη προϋπόθεση για να δημιουργηθεί ένας πυροστρόβιλος είναι η ύπαρξη μίας οργανωμένης πηγής γωνιακής ορμής που προκαλεί γωνιακή ταχύτητα στον εισερχόμενο αέρα του πλουμίου μιας λιμνώδους φλόγας. Το μήκος της φλόγας που δημιουργείται τελικά είναι πολύ μεγαλύτερο, στις περισσότερες περιπτώσεις, από μια απλή φλόγα. Επίσης παρουσιάζουν αυξημένο ρυθμό έκλυσης θερμότητας στον πυρήνα τους και γενικά μεγαλύτερο ρυθμό καύσης .

Η εργασία αυτή έχει ως αντικείμενο την αναπαραγωγή και τη μελέτη της συμπεριφοράς ενός πυροστροβίλου, δηλαδή μιας ανωστικής φλόγας που σε κατάλληλες ροϊκές συνθήκες επιτυγχάνεται ο στροβιλισμός της, με αποτέλεσμα την μεταβολή των χαρακτηριστικών της όπως το ύψος της, η έκλυση θερμότητας, η παραγωγή καπναερίων και άλλα. Προκειμένου να επιτευχθεί η δημιουργία αυτής της ιδιαίτερης μορφής φλόγας, χρησιμοποιήθηκε ειδική πειραματική διάταξη.

Πραγματοποιήθηκαν δυο σειρές πειραμάτων με δυο διαφορετικά είδη καυσίμων: i)αιθυλική αλκοόλη (αμιγώς λιμνάζον καύσιμο) και ii)προπάνιο (με συνεχή ελεγχόμενη ροή του καυσίμου). Επιλέχθηκαν συγκεκριμένες τιμές στη παροχή καυσίμου και της εισερχόμενης κυκλοφορίας του αέρα και πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις των θερμοκρασιών (με το θερμοζεύγος) κατά μήκος της ακτίνας και κατά μήκος του κατακόρυφου άξονα της φλόγας του πυροστροβίλου.

Από τα διαγράμματα των μέσων θερμοκρασιών παρατηρείται ότι η μορφή των μέσων κατανομών για μικρά ύψη, μέσα στην φλόγα του πυροστροβίλου και πολύ κοντά στην επιφάνεια του καυσίμου, παρουσιάζει δύο συμμετρικά μέγιστα ως προς τον άξονα του καυστήρα. Η μορφή των μέσων κατανομών στις ενδιάμεσες αποστάσεις από την επιφάνεια του καυστήρα παρουσιάζει μέγιστο στο κέντρο και έχει απότομη κλίση με μικρές τιμές σε απόσταση από αυτό. Σταδιακά, καθώς αυξάνει το ύψος, οι θερμές ανωστικές δομές στην ενδιάμεση ισχυρώς ανωστική περιοχή του πλουμίου καταστρέφονται εξαιτίας της μίξης με μεγάλες ποσότητες κρύου ρευστού που εισάγει στη ροή ο μηχανισμός εισροής αλλά και διάτμησης με αποτέλεσμα το προφίλ να είναι πιο ομαλό.

Οι παρατηρούμενες αποκλίσεις από το γενικότερο κανόνα που διέπει τις λιμνώδεις φλόγες όσο αναφορά τα προφίλ των μέσων θερμοκρασιών κατά

μήκος της ακτίνας και κατά μήκος του κατακόρυφου άξονα της φλόγας, οφείλονται στο γεγονός ότι οι πυροστροβίλοι παρουσιάζουν αστάθεια, καθώς και κατά τη διάρκεια της πειραματικής διαδικασίας παρουσιάστηκε μια περιστροφή του πλουμίου της φλόγας περί τον κατακόρυφο άξονα της. Για σταθερή παροχή καυσίμου παρατηρήθηκε δημιουργία πυροστροβίλου για συγκεκριμένο εύρος τιμών της εισερχόμενης και ελεγχόμενης κυκλοφορίας του αέρα. Αρχικά χωρίς κυκλοφορία η φλόγα ηρεμεί εκτελώντας μικρές ταλαντώσεις περί τον κατακόρυφο άξονα. Αυξάνοντας την κυκλοφορία παρατηρούμε την σταδιακή ταλάντωση και περιστροφή της, ώστε από μια συγκεκριμένη τιμή και μετά έχουμε τη δημιουργία πυροστροβίλου. Η αύξηση αυτή της εισερχόμενης κυκλοφορίας του αέρα έχει σημαντικές επιπτώσεις στο σχήμα και στη δομή της λιμνώδους φλόγας. Παρατηρήθηκε αύξηση του μήκους της φλόγας (περίπου τριπλάσιο της κανονικής λιμνώδους φλόγας), καθώς και μια ακτινική 'στένωση'. Το πεδίο τιμών των μέσων θερμοκρασιών κατά μήκος του άξονα μειώνεται και στη συνέχεια αυξάνεται με την εισερχόμενη κυκλοφορία του αέρα. Το ύψος της φλόγας εξαρτάται από το ογκομετρικό ποσοστό του καυσίμου, το οποίο είναι συνάρτηση της θερμοκρασίας της φλόγας, καθώς και από την ακτίνα του πυρήνα του πυροστροβίλου. Τέλος, ο πυροστροβίλος χάνεται πέρα από μια συγκεκριμένη τιμή της κυκλοφορίας του αέρα και υφίσταται ξανά μια ταλάντωση περί τον κατακόρυφο άξονα.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Σελ.

Εισαγωγή.....	6
----------------------	----------

Κεφάλαιο 1 : Εισαγωγή στις λιμνώδης φλόγες

1.1	Εισαγωγή	7
1.2	Ορισμός της Λιμνώδους Φλόγας	7
1.3	Χαρακτήρας και Δομή των Λιμνωδών Φλογών	7
1.4	Σχήμα Λιμνώδους Φλόγας	8
1.5	Συχνότητα Διακύμανσης του Θερμοκρασιακού Πεδίου	12
1.6	Το ύψος της Φλόγας	14
1.7	Το Πλούμιο.....	17
1.8	Βασικές Παράμετροι της Ροής του Πλουμίου	17
1.9	Ρυθμός Έκλυσης Θερμότητας στις Φλόγες Διάχυσης	20

Κεφάλαιο 2 : Θεωρία πυροστροβίλων

2.1	Εισαγωγή	23
2.2	Σημαντικότερες μελέτες για τους πυροστροβίλους	23
2.3	Μοντέλα στροβίλων μόνιμης κατάστασης	24
2.3.1	Συνδυασμένος στρόβιλος Rankine.....	25
2.3.2	Στρόβιλος Burgers-Rott.....	27
2.3.3	Στρόβιλος Sullivan	29
2.4	Βασικές έννοιες περιστρεφόμενων ροών	31
2.4.1	Ταξινόμηση.....	31
2.4.2	Στροβιλώδης εξίσωση – Πηγές στροβίλου	32
2.4.3	Στροβιλισμός σε αξονοσυμμετρική ροή	33
2.5	Μοντέλο στροβίλου – Προφίλ ταχυτήτων	36
2.6	Ύψος και μορφή φλόγας πυροστροβίλου	39
2.7	Ρυθμός έκλυσης θερμότητας πυροστροβίλου	41
2.8	Βασικοί παράμετροι που επιδρούν σε έναν πυροστρόβιλο.....	42

Κεφάλαιο 3 : Πειραματική διάταξη.....

3.1	Εισαγωγή	43
3.2	Βασικά τμήματα της κατασκευής	43
3.3	Βάση στήριξης	43
3.4	Περιστρεφόμενο πλαίσιο	45
3.5	Καυστήρας	46

3.6	Ηλεκτροκινητήρας και σύστημα μετάδοσης κίνησης	47
3.7	Σύστημα παροχής καυσίμου	49
3.8	Όργανα μέτρησης θερμοκρασίας	49
3.9	Σύστημα απαγωγής καπναερίων	50

Κεφάλαιο 4 : Λήψη και επεξεργασία μετρήσεων – Διαγράμματα....

4.1	Εισαγωγή	51
4.2	Πειραματική διαδικασία	51
4.2.1	Αιθυλική αλκοόλη	51
4.2.2	Προπάνιο	51
4.3	Αριθμός Grashof	52
4.4	Υπολογισμός κυκλοφορίας Γ_0	54
4.5	Στατιστική ανάλυση	55
4.6	Αδιαστατοποίηση τιμών	55
4.7	Βασικές παράμετροι καταγραφής θερμοκρασιών	56
4.8	Διαγράμματα μέσω θερμοκρασιών	58
4.8.1	Αιθυλική αλκοόλη	58
4.8.2	Προπάνιο - καυστήρας διαμέτρου 5 cm	62
4.8.3	Προπάνιο - καυστήρας διαμέτρου 2,5 cm	67
4.8.4	Προπάνιο - καυστήρας διαμέτρου 10 cm	69
4.9	Οπτική απεικόνιση και φωτογραφίες πυροστροβίλων.....	71
4.9.1	Με καύσιμο αιθυλική αλκοόλη	71
4.9.2	Με καύσιμο προπάνιο	71

Κεφάλαιο 5 Συμπεράσματα.....

5.1	Εισαγωγή.....	74
5.2	Συμπεράσματα από τις κατανομές των μέσων θερμοκρασιών.....	74
5.2.1	Καύσιμο αιθυλική αλκοόλη.....	74
5.2.2	Καύσιμο προπάνιο.....	75
5.3	Ποιοτικά χαρακτηριστικά του πυροστροβίλου.....	75

Βιβλιογραφία.....	77
--------------------------	-----------

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η εργασία αυτή έχει ως σκοπό την εργαστηριακή αναπαραγωγή, μελέτη των χαρακτηριστικών πεδίων θερμοκρασίας και συμπεριφοράς των πυροστροβίλων λιμνωδών φλογών, υπό μικρή κλίμακα, σε διάφορες συνθήκες. Η μελέτη τους καθίσταται σημαντική διότι αν και είναι μια σπάνια μορφή πυρκαγιάς που εμφανίζεται σε μεγάλης έκτασης δασικές πυρκαγιές ή σε πυρκαγιές σε αστικό περιβάλλον, μπορούν να γίνουν εξαιρετικά καταστροφικές με απρόβλεπτες συνέπειες. Συνεπώς η γνώση της συμπεριφοράς των πυροστροβίλων συντελεί στην αποτελεσματική αντιμετώπισή τους καθώς και στην ασφάλεια των πυροσβεστών κατά την κατάσβεση τους. Μεγάλο ενδιαφέρον παρουσιάζει η πιθανή αξιοποίηση τους σε τεχνολογικές εφαρμογές.

Στο πρώτο κεφάλαιο παρουσιάζονται οι βασικές θεωρίες που διέπουν τις λιμνωδής φλόγες με σκοπό την κατανόηση του χαρακτήρα και της δομής αυτών των φλογών και της επίδρασης του ανωστικού πλουμίου, οι οποίες υπό την επίδραση κατάλληλων ροικών συνθηκών εξελίσσονται σε πυροστρόβιλους.

Στο δεύτερο κεφάλαιο παρουσιάζονται γενικά τα μοντέλα των μόνιμων στροβίλων για να δοθεί η πλήρης εικόνα της των ροικών συνθηκών που επικρατούν στην κατάσταση αυτή, οι βασικές έννοιες των περιστρεφόμενων ροών καθώς και οι βασικές παράμετροι που επιδρούν σε έναν πυροστρόβιλο.

Στο τρίτο κεφάλαιο περιγράφεται η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για να επιτευχθεί η δημιουργία, ο έλεγχος και η μελέτη της συμπεριφοράς ενός πυροστροβίλου.

Στο τέταρτο κεφάλαιο παρουσιάζονται οι θεωρητικοί υπολογισμοί των βασικών παραμέτρων της ροής των πυροστροβίλων που μελετώνται, η πειραματική διαδικασία για δυο είδη καυσίμων και τα διαγράμματα των μέσων θερμοκρασιών κατά μήκος της ακτίνας και του κατακόρυφου άξονα της φλόγας.

Στο πέμπτο κεφάλαιο αναφέρονται η ανάλυση των αποτελεσμάτων των πειραματικών μετρήσεων καθώς και κάποιες ποιοτικές παρατηρήσεις πάνω στο χαρακτήρα και στη δομή των πυροστροβίλων.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΙΣ ΛΙΜΝΩΔΕΙΣ ΦΛΟΓΕΣ

1.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στο κεφάλαιο αυτό θα αναφερθούμε στον χαρακτήρα και την δομή των λιμνωδών φλογών και ειδικότερα στο σχήμα τους, την περιοδικότητά τους, το ύψος τους, αλλά και την επίδραση του ανωστικού πλουμίου. Μια λιμνώδης φλόγα έχει ενδιαφέρον και σε θεωρητικό αλλά και σε πρακτικό επίπεδο, διότι είναι μια από τις σημαντικότερες μορφές καύσης που συναντάμε στις μέρες μας και κυρίως στις δασικές πυρκαγιές.

1.2 ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΛΙΜΝΩΔΟΥΣ ΦΛΟΓΑΣ

Σύμφωνα με τον Joulain (1998), μια λιμνώδης φλόγα με ελεύθερη μετάφραση μπορεί να οριστεί ως η φυσική καύση ενός καυσίμου που εκρέει από μια επίπεδη επιφάνεια (όπως συμβαίνει στην περίπτωση καύσης υγρών καυσίμων πάνω στο πάτωμα ενός δωματίου ή στην περίπτωση ανοικτών δεξαμενών αποθήκευσης καυσίμων).

1.3 ΧΑΡΑΚΤΗΡΑΣ ΚΑΙ ΔΟΜΗ ΤΩΝ ΛΙΜΝΩΔΩΝ ΦΛΟΓΩΝ

Πολλά συνηθισμένα σενάρια που συμβαίνουν στην καθημερινή μας ζωή μπορούν να προσδιοριστούν ως λιμνώδεις φλόγες. Αυτά περιλαμβάνουν φωτιές που ποικίλουν σε μέγεθος όπως την περίπτωση ενός κοινού αναπτήρα, όπου η διάμετρος επιφανείας του είναι της τάξεως των 10^{-3} m, μέχρι και την περίπτωση ενός καιγόμενου δάσους, όπου η διάμετρος είναι αρκετά μεγάλη της τάξεως των 10^5 m. Μια λιμνώδης φωτιά καθορίζεται από την υπερκείμενη φλόγα διάχυσης στην οποία το καύσιμο εκρέει από επίπεδο καυστήρα. Αν και ο όρος “λιμνώδης” μας φέρνει στην σκέψη ότι αυτού του είδους η φλόγα προϋποθέτει την χρήση υγρών καυσίμων, παρ’ όλα αυτά το καύσιμο μπορεί να είναι ακόμα και αέριο ή στερεό. Η βασική παράμετρος που ουσιαστικά κυριαρχεί στην κατηγορία αυτή των φλογών είναι ότι η εκρέουσα ταχύτητα του καυσίμου είναι σχεδόν μηδενική (όπως παρατηρείται στα υγρά και στερεά καύσιμα), καθώς και ότι η είσοδος του οξειδωτή και η τελική του ανάμειξη με το καύσιμο πραγματοποιείται στο επίπεδο εκροής του καυσίμου.

Πέρα από τις φανερές διαφορές που μπορεί να υπάρχουν στην κλίμακα του χώρου καύσης, μια καταστροφική φωτιά μπορεί να χαρακτηριστεί από τους όρους της χημικής κινητικής του καυσίμου όπως:

- την αντίστασή του στην καταστολή
- το σημείο έναυσής του
- την ικανότητά του για διατήρηση της φλόγας σε χαμηλές θερμοκρασίες

ή και από τους ορούς της μετάδοσης θερμότητας κατά την διάρκεια της καύσης όπως:

- ο ολικός ρυθμός έκλυσης θερμότητας
- ο ρυθμός εξάπλωσης της φλόγας
- η ισχύς που ακτινοβολείται προς το περιβάλλοντα χώρο

Όροι που μπορούν να τροποποιήσουν την εξάπλωση της φωτιάς είναι συνήθως εξωτερικοί παράγοντες όπως:

- η απουσία ή η παρουσία εξωτερικού τοιχώματος
- η παρουσία μιας θερμής επιφάνειας
- ο άνεμος
- ρεύματα αέρα
- ο εξαερισμός χώρων

Όλοι αυτοί οι παράγοντες παίζουν κυρίαρχο ρόλο και στην ακριβή δομή και την κατεύθυνση της φωτιάς, καθώς και στο μέγεθος της καταστροφής που ενδεχομένως θα προκαλέσει.

Μπορεί στην κατηγορία αυτή των φλογών να εντάσσουμε μια πληθώρα φυσικών φαινομένων, όμως οι μηχανισμοί μετάδοσης θερμότητας καθώς και η ζώνη ενδιαφέροντος διαφέρει από φλόγα σε φλόγα, ανάλογα με την γεωμετρία του καυστήρα καθώς επίσης και το χρησιμοποιούμενο καύσιμο.

1.4 ΣΧΗΜΑ ΛΙΜΝΩΔΟΥΣ ΦΛΟΓΑΣ

Όταν ο συνολικός ρυθμός της καύσης μιας φλόγας ξεπεράσει μια συγκεκριμένη τιμή, η ροή παύει να είναι στρωτή. Καθώς ο ρυθμός καύσης συνεχίζει και αυξάνεται, το ροϊκό πεδίο αλλάζει από ανωστικό σε πεδίο που κυριαρχούν οι δυνάμεις αδρανείας.

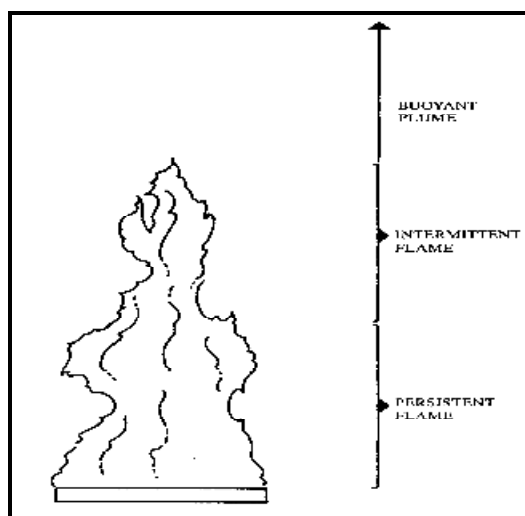
Ατυχήματα πυρκαγιών που έχουν προκληθεί από υγρά καύσιμα που από απροσεξία έπεσαν στο δάπεδο, οδήγησαν στην δημιουργία λιμνώδους φωτιάς,

στην οποία κυριαρχούσαν οι έντονες ανωστικές δυνάμεις και το έντονα τυρβώδες πεδίο.

Είναι κοινώς αποδεκτό ότι όσο μεγαλύτερος είναι ο ρυθμός παροχής του καυσίμου τόσο μεγαλύτερος είναι ο ρυθμός εκπομπής θερμότητας και μεγαλύτερο το ύψος της φλόγας. Το μοντέλο προσομοίωσης του Froude για τις λιμνώδεις πυρκαγιές υποστηρίζει, ότι η αναλογία των δυνάμεων αδράνειας προς τις ανωστικές δυνάμεις είναι το κλειδί στην προσομοίωση των δυναμικών ροών που αναμένουμε να έχουν οι λιμνώδεις φλόγες, ενώ η χημική κινητική του καυσίμου παίζει δευτερεύοντα ρόλο. Έχοντας ως υπόβαθρο το μοντέλο αυτό, όλοι οι μεταγενέστεροι μελετητές ανέπτυξαν απλούστερα υπομοντέλα ότι αφορά το ύψος της φλόγας, την περιοδικότητά της και τους ρυθμούς καύσης του καυσίμου στις λιμνώδεις πυρκαγιές.

Ο McCaffrey (1979) παρατήρησε ότι η ορατή δομή μιας τυρβώδους ανωστικής φλόγας υπεράνω ενός επίπεδου τετραγωνικού καυστήρα πλευράς 30 cm αποτελείτο από τρεις διακριτές περιοχές:

- η κατώτερη περιοχή υπεράνω της επιφάνειας του καυστήρα, όπου παρατηρείται η συνεχής φλόγα και μια επιταχυνόμενη ροή των καιγόμενων αερίων (ζώνη πλούσιου πυρήνα καυσίμου)
- η ενδιάμεση περιοχή στην οποία παρατηρείται μια περιοδικά ασυνέχεια της φλόγας και μια σχεδόν σταθερή ταχύτητα της ροής (καθώς και εμφάνιση φλογιδίων αποκομμένων από την κυρίως φλόγα)
- και το ανωστικό πλούμιο το οποίο χαρακτηρίζεται από μείωση της ταχύτητας και της θερμοκρασίας σε συνάρτηση με το ύψος (συμπεριφορά ασθενώς ανωστική).



Σχήμα 1.1: Οι τρεις περιοχές της λιμνώδους φλόγας (McCaffrey)

Η περιοχή του πλούσιου από καύσιμο πυρήνα (κατώτερη ζώνη) και η περιοχή του ανωστικού πλουμίου μπορούν να θεωρηθούν ως ανενεργές ζώνες σε ότι αφορά τις χημικές αντιδράσεις, επειδή η πλειονότητα της θερμικής έκλυσης πραγματοποιείται στην ενδιάμεση ζώνη μεταξύ των δύο. Η περιοχή του πλούσιου από καύσιμο πυρήνα, παρατηρείται πάνω από την επιφάνεια του καυστήρα λόγω του ότι δεν έχει προλάβει ικανή ποσότητα οξυγόνου να διεισδύσει στο κέντρο του με αποτέλεσμα στην συγκεκριμένη θέση να έχουμε και μικρότερες θερμοκρασίες φλόγας, καθώς και φαινόμενα πυρόλυσης. Η περιοχή αυτή εκτείνεται μέχρι και το 20% του μέσου ύψους της φλόγας. Υπεράνω της ζώνης του πλούσιου σε καύσιμο πυρήνα όπου εκτείνεται η διακοπτόμενη περιοχή της φλόγας (ενδιάμεση ζώνη), εξαναγκάζεται λόγω της ροής η είσοδος του αέρα κάθετα στην φλόγα. Θερμότητα εκλύεται καθώς τα παραπροϊόντα της πυρόλυσης αντιδρούν με τον εισερχόμενο αέρα και οδηγούν σε υποπροϊόντα, όπως το μονοξείδιο του άνθρακα (CO) και τα σωματίδια όπως αιθάλη, αλλά και προϊόντα όπως οι ατμοί του νερού και το διοξείδιο του άνθρακα. Στην περιοχή του πλουμίου της φλόγας οι χημικές αντιδράσεις μειώνονται εκθετικά καθώς η θερμοκρασία ελαττώνεται και μεγάλοι όγκοι κρύου αέρα εισρέουν μέσα (μηχανισμός εισροής). Μικρές ποσότητες υποπροϊόντων όπως αιθάλη ή CO μπορούν να διαφύγουν από την ενδιάμεση ζώνη προς την περιοχή του πλουμίου όπου οι χαμηλές θερμοκρασίες δεν επιτρέπουν την περαιτέρω οξείδωσή τους.

Η δομή και το σχήμα των φλογών είναι σημαντική για την κατανόηση του μικρού πεδίου επιφανείας τους που συνεισφέρουν στην θερμότητα λόγω ακτινοβολίας. Γενικότερα το σχήμα της φλόγας αλλάζει με χρονική περιοδικότητα. Στις τυρβώδεις φλόγες το σχήμα είναι κωνικό, με βάση το επίπεδο της επιφάνειας εκροής του καυσίμου και κορυφή το ορατό ύψος της

φλόγας. Εμπειρικά αποτελέσματα από πειράματα έδειξαν ότι υπάρχει συσχέτιση μεταξύ του μέσου χρόνου του σχήματος της φλόγας για μια πληθώρα μέσης διαμέτρου καυστήρες (από 0.1 μέχρι 0.7m), καθώς και τύπους καυσίμου και ρυθμούς παροχής μάζας καυσίμου. Η έκφραση της σχέσης τους παράγει μια υπερβολική καμπύλη η οποία αντιγράφει ουσιαστικά και την μορφή των ορίων του φακέλου της φλόγας, όπως παρατηρείται και στην πραγματικότητα.

Η δομή της φλόγας στις λιμνώδεις φλόγες καθορίζεται κυρίως από τον αδιάστατο αριθμό του Froude (Fr) ο οποίος καθορίζεται και από τον λόγο των δυνάμεων αδράνειας προς τις ανωστικές δυνάμεις :

$$Fr = \frac{V^2}{L * g} \quad (1.1)$$

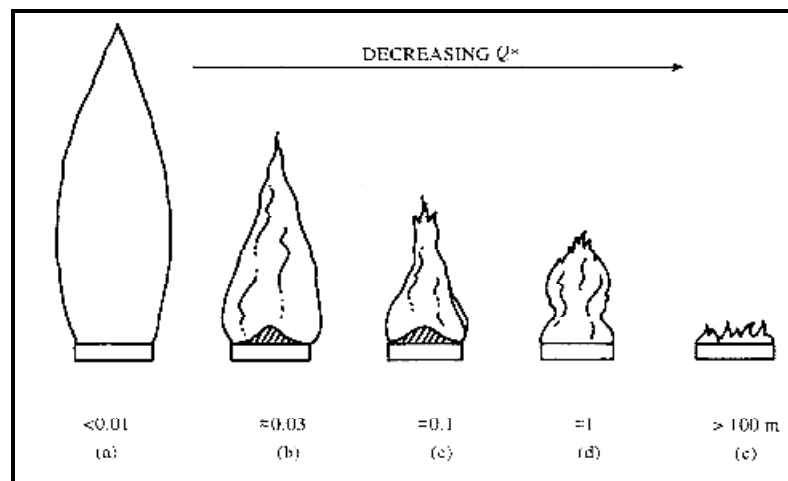
όπου :

g : η επιτάχυνση της βαρύτητας (9.81 m/s^2)

V : η ταχύτητα εκροής από τον καυστήρα

L : το χαρακτηριστικό μήκος (συνήθως είναι η διάμετρος της επιφανείας του καυστήρα)

Για αριθμούς $Fr \gg 1$ το πεδίο της ροής χαρακτηρίζεται αδρανειακό, ενώ για $Fr \ll 1$ το πεδίο χαρακτηρίζεται ως ανωστικό.



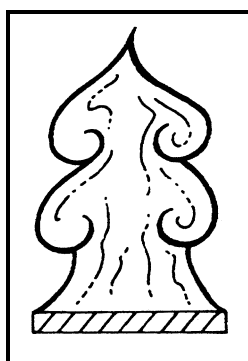
Σχήμα 1.2 : Κατηγοριοποίηση των φυσικών φλογών διάχυσης σύμφωνα με την αύξηση της διαμέτρου εκροής του καυσίμου

1.5 ΣΥΧΝΟΤΗΤΑ ΔΙΑΚΥΜΑΝΣΗΣ ΤΟΥ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ

Ένας μεγάλος αριθμός πειραματικών και θεωρητικών μελετών έχουν ερευνήσει τις στροβιλώδεις δομές των φλογών. Αυτά τα πειράματα έχουν πραγματοποιηθεί για έναν μεγάλο αριθμό διαμέτρων καυστήρα, ρυθμών απελευθέρωσης θερμότητας, αριθμούς Reynolds και τύπους καυσίμου.

Οι στροβιλώδεις δομές και οι διακυμάνσεις τους (shedding frequency), επηρεάζουν τον ρυθμό εισαγωγής του αέρα στην φωτιά. Η φύση του παλμού του πεδίου ροής υποδηλώνει ότι η κατεύθυνση του, είναι αυτή από την οποία εξαρτάται η χρονική αλλαγή του μήκους της φλόγας που παρατηρείται στις τυρβώδεις φλόγες.

Για τη λήψη συμπερασμάτων έχει χρησιμοποιηθεί σε πολλές επιστημονικές μελέτες η μέθοδος της οπτικοποίησης της ροής των ανωστικών φλογών διάχυσης, κυρίως για να μελετηθούν οι μεγάλες θερμότητες των στροβίλων, οι οποίες αυξάνουν την παλμική κίνηση της φλόγας. Οι πειραματικές μελέτες για τον προσδιορισμό της συχνότητας του παλμού έχουν αξιοποιήσει διάφορες τεχνικές μετρήσεων, όπως την ακουστική ανίχνευση (acoustic detection), την ανεμομετρία θερμονήματος (hot wire anemometry), την ταχεία φωτογράφιση, την βιντεοσκόπηση, τις φωτοηλεκτρονικές συσκευές (photo electronic devices), και τέλος τοπικές μετρήσεις θερμοκρασιών και ταχυτήτων. Τυπικά αυτές οι μετρήσεις έχουν συσχετιστεί με φυσικές διαστάσεις όπως η επιφάνεια του καυστήρα ή η διάμετρος του.



Σχήμα 1.3 : Οι αξονο-συμμετρικές στροβιλώδεις δομές που παρουσιάζουν οι ανωστικές φλόγες διάχυσης (όπως τις παρατήρησε μετρώντας την συχνότητά τους ο Zukoski)

Οι περισσότερες μελέτες εμβάθυναν στην σημασία των αριθμών Strouhal και Froude για την συχνότητα της διακύμανσης σε λιμνάζουσες φλόγες .

Ο *αριθμός Strouhal (S)* είναι μια αδιάστατη σχέση που ορίζεται ως :

$$S = f * \frac{L}{V} \quad (1.2)$$

όπου :

L: ένα χαρακτηριστικό μήκος, που συχνά λαμβάνεται ίσο με την διάμετρο του καυστήρα και

V: η χαρακτηριστική ταχύτητα, που συχνά λαμβάνεται ίση με την ταχύτητα του καυσίμου στην έξοδο του καυστήρα

Έχουν προταθεί από πολλές μελέτες ότι υπάρχει μια εμπειρική εξάρτηση μεταξύ των αριθμών S και Fr παρ' όλο που η ποιοτική ανάλυση αυτής της σχέσης δεν έχει οριστεί.

Ο αριθμός S συναρτήσει του 1/Fr (εικόνα 1.1) συσχετίζει της μετρήσεις της συχνότητας διακύμανσης που παίρνουμε από την βιβλιογραφία για φλόγες, καίγοντας αέρια, υγρά και στερεά καύσιμα για περισσότερες από 14 τιμές του αριθμού Fr και καλύπτοντας μια γκάμα διαμέτρων από 0,007 έως 50 m .

Ένας νόμος δύναμης που ταιριάζει στα δεδομένα αποδίδεται από την σχέση:
 $S \propto Fr^{-0,57}$

Ενώ ένας νόμος δύναμης που δίνεται από την σχέση :

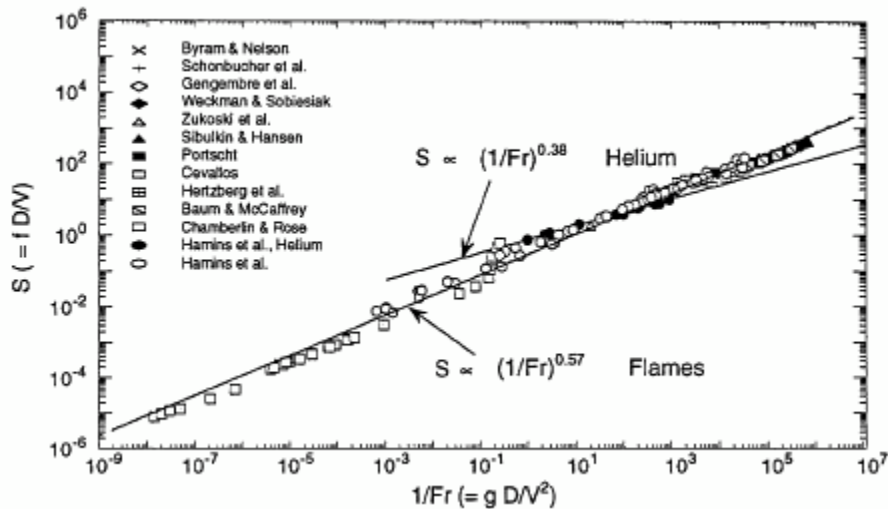
$$S \propto Fr^{-\frac{1}{2}}$$

είναι ισοδύναμος με τη σχέση :

$$f \propto D^{-\frac{1}{2}}$$

Η άνοση που επιφέρει την αστάθεια έχει επίσης παρατηρηθεί σε ισόθερμο πλούμιο ηλίου (σχήμα 1.4) .

Ο αριθμός S για μια στρωτή ροή συσχετίζεται ικανοποιητικά με το 1/Fr, αλλά αποδίδεται ένας διαφορετικός εκθέτης για τον νόμο δύναμης από αυτόν για την περίπτωση της τυρβώδους ροής (reacting flow). Αυτό δεν μας εκπλήσσει, δεδομένου ότι οι βαθμωτές μεταβολές της τοπικής πυκνότητας στις στροβιλώδεις και στρωτές δομές είναι αρκετά διαφορετικές. Παρ' όλο που έχουν επιτευχθεί κάποιες αριθμητικές εξομοιώσεις του φαινομένου της διακύμανσης στα ανωστικά πλούμια, η φύση της διακύμανσης στις ανωστικές φλόγες παραμένει υπό μοντελοποίηση για πιο λεπτομερή μελέτη της διατήρησης των εξισώσεων.



Σχήμα 1.4 : Ο αριθμός Strouhal σαν συνάρτηση του αντίστροφου αριθμού Froude για φλόγες που προέρχονται από την καύση υγρών, στερεών και αέριων καυσίμων και για πλούμιο ηλίου.

1.6 ΤΟ ΥΨΟΣ ΤΗΣ ΦΛΟΓΑΣ

Το ύψος και το σχήμα της φλόγας έχουν ουσιαστικές επιπτώσεις στο μέγεθος της καταστροφής που μπορεί να προκαλέσει μια φωτιά. Σε ένα κλειστό χώρο, η έκθεση ενός τοίχου σε άμεση μεταφορά θερμότητας από την φλόγα μπορεί να έχει δραματικές επιπτώσεις σε ότι αφορά τον χρόνο ανάφλεξης του. Το ύψος της φλόγας είναι επίσης μια σημαντική παράμετρος, διότι η ακτινοβολούσα θερμότητα, η οποία εξαρτάται από το ύψος της, μπορεί να προκαλέσει ανάφλεξη σε ένα δευτερεύον αντικείμενο που βρίσκεται έξω από την εστία πυρκαγιάς.

Ο McCaffrey μελετώντας μια πληθώρα από διατριβές που ως σκοπό είχαν τον ορισμό του ύψους της φλόγας για διάφορα καύσιμα, διαμέτρους και διαμορφώσεις καυστήρων όρισε ως ύψος της φλόγας: το ορατό δια γυμνού οφθαλμού μήκος μέχρι την άκρη της αιχμής της.

Για τις τυρβώδεις φλόγες διάχυσης όμως, νεότερες μελέτες βασίστηκαν στην ορατή παρατήρηση για τον υπολογισμό του μέσου μήκους του ύψους της φλόγας. Ο Zukoski χρησιμοποίησε το 50% του ορατού ύψους της διακοπτόμενης φλόγας για να καθορίσει ένα χαρακτηριστικό ύψος φλόγας (Z_f), το οποίο ορίζεται:

- ως η θέση υπεράνω του επιπέδου εκβολής του καυσίμου στην οποία η φλόγα αυξομειώνει ύψος για το 50 % του συνολικού χρόνου της παρατήρησης.

Οι συσχετισμοί των σχέσεων των Skokie και Heskestad για την εύρεση του ύψους της φλόγας χρησιμοποιούνται ευρέως στην βιβλιογραφία των φλογών. Ο αλγόριθμος του Heskestad συσχετίζει το ύψος της φλόγας με ένα νόμο (θερμικής) ισχύος, $N(\dot{Q})$ ένα αδιάστατο ρυθμό θερμικής απελευθέρωσης:

$$\frac{Z_f}{D} = -1,02 + 15,6 * N(\dot{Q})^{0,2} \quad (1.3)$$

όπου:

D: η διάμετρος του καυστήρα

$$N(\dot{Q}) = \left[\frac{C_p * T_o}{H_c / r} \right]^3 * \left(\mathcal{Q}_{mod}^* \right)^2 \quad (1.4)$$

r: η στοιχειομετρική αναλογία αέρα καυσίμου

C_p: η θερμοχωρητικότητα του αέρα περιβάλλοντος

T_o: η θερμοκρασία περιβάλλοντος

H_c: η θερμογόνος δύναμη του καυσίμου

$$\mathcal{Q}_{mod}^* = \frac{\dot{Q}}{(r_o * C_p * T_o * \sqrt{g} * \sqrt{D^3 * L})} \quad (1.5)$$

όπου:

ρ_o : η πυκνότητα του αέρα περιβάλλοντος

g : επιτάχυνση της βαρύτητας

D : το πλάτος του καυστήρα

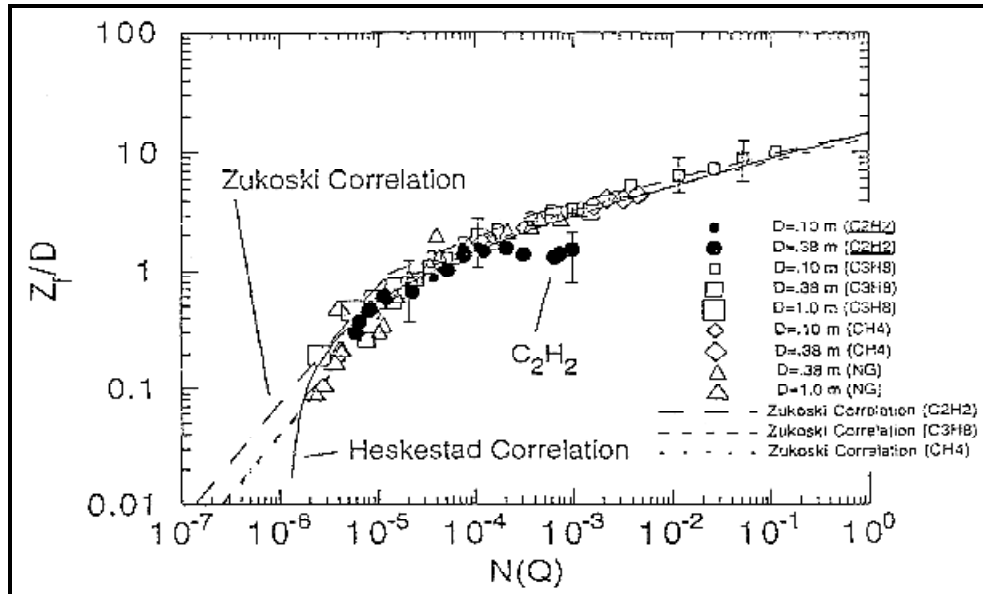
L : το μήκος του καυστήρα

Η παράμετρος $N(\dot{Q})$ είναι ανάλογη του αριθμού Froude και είναι συνδεδεμένη με τον ρυθμό αποβολής θερμότητας της φλόγας (\dot{Q}). Οι τιμές των r και H_c ποικίλουν ανάλογα με το καύσιμο και δίνονται από πίνακα.

Ο Zukoski συσχέτισε το ύψος της φλόγας με ένα νόμο (θερμικής) ισχύος σε σχέση με το \dot{Q}_D^* :

$$\frac{Z_f}{D} = 3,3 * \left(\dot{Q}_D^* \right)^{\frac{2}{3}} \quad \text{για} \quad \dot{Q}_D^* < 1 \quad (1.6)$$

$$\frac{Z_f}{D} = 3,3 * \left(\dot{Q}_D^* \right)^{\frac{2}{5}} \quad \text{για } \dot{Q}_D^* \geq 1 \quad (1.7)$$



Σχήμα 1.5: Μετρήσεις του τροποποιημένου ύψους της φλόγας για διάφορα καύσιμα και διαμέτρους καυστήρων σύμφωνα με τις μεθόδους των Zukoski και Heskestad

Οι παραπάνω συσχετισμοί των Zukoski και Heskestad ισχύουν εφ' όσον το πλούμιο των καυσίμων που χρησιμοποιούνται για την προσομοίωση της λιμνώδους φωτιάς δεν έχει άκαυστα προϊόντα (παραγωγή αιθάλης λόγω φαινομένου πυρόλυσης) με αποτέλεσμα να μπορεί να υπολογιστεί το ποσό της θερμότητας που αποβάλλεται προς τον περιβάλλοντα χώρο. Στην αντίθετη περίπτωση οι σχέσεις αυτές δεν μπορούν να εφαρμοστούν διότι ένα μεγάλο ποσοστό της θερμότητας χάνεται μαζί με την καπνιά προς την ατμόσφαιρα με αποτέλεσμα να μην είναι δυνατή η μέτρησή της.

Συμβολίζοντας με \dot{Q}_c τον ρυθμό της ενθαλπίας που χάνεται από την φλόγα, δια μεταφοράς μέσω του πλουμίου προς τα τοιχώματα (περιβάλλοντα χώρο) και \dot{Q} ο ρυθμός έκλυσης θερμότητας από την φλόγα, τότε σύμφωνα με τα προηγούμενα θα πρέπει να ισχύει: $\dot{Q}_c / \dot{Q} > 0.7$ για να μπορέσουν οι θεωρίες των Zukoski και Heskestad να ισχύουν, για την εύρεση του τροποποιημένου αδιάστατου ύψους της των λιμνωδών φλογών.

1.7 ΤΟ ΠΛΟΥΜΙΟ

Ο Morton (1965) ήταν ο πρώτος που εισήγαγε τον όρο «πλούμιο», για να περιγράψει ολόκληρη την τυρβώδη ανωστική στήλη που δημιουργείται όταν ατμοί καυσίμου καίγονται πάνω από μια πηγή στερεού ή υγρού καυσίμου.

Σύμφωνα με τον συγγραφέα το πλούμιο μπορεί να χωριστεί σε τρεις περιοχές:

- **την κατώτερη περιοχή**, που περιέχει φλόγες διάχυσης, όπου οι θερμοκρασίες είναι υψηλές, η ακτινοβολία είναι σημαντική, και τα αέρια είναι ισχυρώς ανωστικά .
- **την ενδιάμεση περιοχή**, όπου οι θερμοκρασίες παραμένουν υψηλές, η φλόγα είναι χρονικά μεταβλητή, ενώ η ροή εξακολουθεί να είναι ισχυρώς ανωστική.
- **την υψηλότερη περιοχή**, όπου οι θερμοκρασίες έχουν μειωθεί σε επίπεδα τέτοια ώστε το πλούμιο να συμπεριφέρεται σαν ασθενώς ανωστικό.

Τα πλούμια διακρίνονται σε :

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

1.8 ΒΑΣΙΚΕΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΤΗΣ ΡΟΗΣ ΤΟΥ ΠΛΟΥΜΙΟΥ

Η ροή γενικά 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 αδράνειας και η ροή χαρακτηρίζεται από τον αριθμό Reynolds της πηγής .

$$Reynolds = \frac{\Delta unámeiVadráneiaV}{\Delta unámeiVixódouV} \quad Re = \frac{V_o * D}{\nu} \quad (1.8)$$

- **στην ανωστική φλέβα** , το ρευστό κινείται υπό την επίδραση και των δυνάμεων αδράνειας και των ανωστικών δυνάμεων . Οι ανωστικές δυνάμεις χαρακτηρίζονται από τον αριθμό Grashof

$$Grashof = \frac{\Delta unámeiVánwshV}{\Delta unámeiVixódouV} \quad Gr = \frac{g * (r_a - r_o) * D^3}{r_o * \nu^3} \quad (1.9)$$

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

$$Froude = \frac{\Delta unámeiVadráneiaV}{AnwstikéVdunámeiV} \quad Fr = \frac{\bar{V}_o}{\sqrt{g * D * \frac{(r_a - r_o)}{r_o}}} \quad (1.10)$$

στην βιβλιογραφία αντί του αριθμού Froude χρησιμοποιείται συχνά και ο αριθμός Richardson , ο οποίος είναι ο αντίστροφος του Froude εις το τετράγωνο:

$$R = \frac{(r_a - r_o) * g * D}{r_o \bar{V}_o^2} = \frac{1}{Fr^2} \quad (1.11)$$

- **στα καθαρά πλούμια** , 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» W, όπου

$$W = 2g \int_0^{\infty} (r_a - r) * \bar{V} dx \quad (1.12)$$

- σε πλούμια στα οποία η διαφορά πυκνότητας δημιουργείται από την θερμοκρασιακή διαφορά, και το ρευστό μπορεί να θεωρηθεί σαν ιδανικό αέριο, η πυκνότητα είναι αντιστρόφως ανάλογη της θερμοκρασίας, όπως προκύπτει από την καταστατική εξίσωση :

$$\frac{r_a - r}{r} = \frac{\bar{T} - T_a}{T_a} \quad (1.13)$$

σε αυτή την περίπτωση το W μπορεί να γραφεί συναρτήσει της ροής θερμότητας Q ως εξής :

$$W = \frac{Q^* g}{C_p^* T_a} \quad (1.14)$$

όπου:

$$Q = 2 \int_0^\infty C_p^* r^* (\bar{T} - T_a)^* \bar{V} dx \quad (1.15)$$

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

όπου :

D: διάμετρος καυστήρα

Gr: αριθμός Grashof

St: αριθμός Strouhal

R: αριθμός Richardson

Q : εκλυόμενο ποσό θερμότητας ανά μονάδα μήκους και χρόνου

W : ποσότητα που χαρακτηρίζει την ανωστική ισχύ

V : στιγμιαία ταχύτητα στην διεύθυνση Z

\bar{V} : μέση στον χρόνο ταχύτητα στην διεύθυνση Z

T : στιγμιαία θερμοκρασία

\bar{T} : μέση στον χρόνο θερμοκρασία

T_a : θερμοκρασία περιβάλλοντος

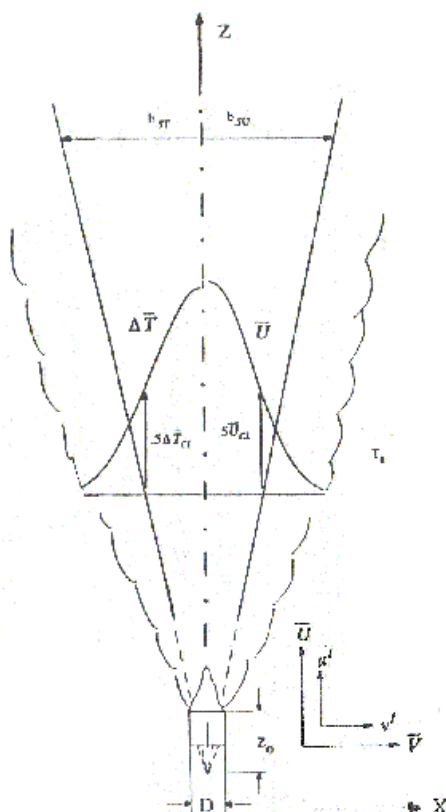
ρ : πυκνότητα του ρευστού

ρ_a : πυκνότητα του περιβάλλοντος αέρα

ρ_0 : πυκνότητα του ρευστού στην έξοδο του καυστήρα

Στη βιβλιογραφία, αλλά και στην παρούσα εργασία, όταν είναι γνωστή η θερμότητα Q που εκλύεται από την πηγή χρησιμοποιείται για τον αριθμό Grashof η έκφραση:

$$Gr_{D,Q} = \frac{D^3 W}{rn^3} \quad (1.16)$$



Σχήμα 1.6 Δισδιάστατο πλούμιο

1.9 ΡΥΘΜΟΣ ΕΚΛΥΣΗΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΣΤΙΣ ΦΛΟΓΕΣ ΔΙΑΧΥΣΗΣ

Υπάρχουν μεγάλες διαφορές στην ακτινοβολούσα θερμότητα των φλογών ανάλογα με την σύνθεση του καυσίμου που χρησιμοποιούμε. Για παράδειγμα οι φλόγες του αναδύουν από την καύση της μεθυλικής αλκοόλης δεν περιέχουν σωματίδια αιθάλης και εμφανίζουν χρώμα μπλε. Οι φλόγες του καιγόμενου H_2 δεν είναι καν ορατές. Σε αντίθεση με τα παραπάνω καύσιμα οι φλόγες των υδρογονανθράκων είναι εξαιρετικά φωτεινές, εξ' αιτίας των σημαντικών συγκεντρώσεων σε σωματίδια αιθάλης που εκλύουν. Τα σωματίδια αυτά ακτινοβολούν με αποτέλεσμα σε εμάς να είναι ορατό ένα χρώμα κιτρινόμαυρο.

Τα αέρια σωματίδια όπως διοξείδιο του άνθρακα, νερό, μονοξείδιο του άνθρακα (σε μικρότερες ποσότητες) καθώς και τα παραπροϊόντα υδρογονανθράκων εκλύουν υπεριώδεις ακτινοβολίες κατά την καύση υδρογονανθράκων, αλλά η ορατή ακτινοβολία που εκπέμπει η αιθάλη υπερκαλύπτει όλες τις υπόλοιπες. Για μερικά καύσιμα, καθώς η παροχή μάζας του καιγόμενου καυσίμου αυξάνει ο ρυθμός παραγωγής αιθάλης υπερκαλύπτει τον ρυθμό οξειδώσεώς της, με αποτέλεσμα να μεταφέρεται δια μέσου της ανωστικής δύναμης της φλόγας προς τα τοιχώματα και να προσκολλάται πάνω σε αυτά. Αν πάλι η παραγωγή κάπνας είναι πολύ μεγάλη, τότε η ακτινοβολία της φλόγας θα μπλοκαριστεί με αποτέλεσμα η κλασματική αναλογία της ακτινοβολίας να ελαττωθεί.

Πέρα από τις φασματικές διαφορές, η ακτινοβολούσα ισχύς διαφέρει ανάλογα με τον τύπο του καυσίμου ακόμα και για την ίδια θερμική έκλυση, (\dot{Q}). Αυτό σημαίνει ότι οι απλές υποθέσεις που κάνουμε για να έχει ισχύ το μοντέλο του Froude θα πρέπει να τροποποιηθούν ανάλογα με τις χημικές επιδράσεις στην δομή της φλόγας.

Η ακτινοβολούσα ενέργεια από μια φλόγα είναι η ουσιαστική παράμετρος για να μπορέσουμε να κάνουμε ασφαλείς προβλέψεις για την εξάπλωση μιας πυρκαγιάς. Το μέγεθος της ακτινοβολίας που μεταφέρεται στα αντικείμενα που βρίσκονται παρακείμενα της φλόγας, είναι υπεύθυνο για την πρόκληση νέας εστίας πυρκαγιάς επηρεάζοντας έτσι τους ρυθμούς εξάπλωσής της. Η επιστρέφουσα ακτινοβολία από την φλόγα προς την επιφάνεια εκβολής του καυσίμου, είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός επιστροφής της θερμότητας στις μεγάλες φλόγες ρυθμίζοντας και τον ρυθμό εξάτμισης στα υγρά καύσιμα.

Εκφράζοντας έτσι την θερμική ισορροπία που θα πρέπει να ισχύει για τις φλόγες διάχυσης μπορούμε να την αποδώσουμε με την ακόλουθη σχέση:

$$\dot{Q}_a = X_a \cdot \dot{Q} = \dot{Q}_r + \dot{Q}_c + \dot{Q}_s \quad (1.17)$$

όπου :

\dot{Q}_a : ο πραγματικός ρυθμός έκλυσης θερμότητας από τις χημικές αντιδράσεις

X_a : συντελεστής απόδοσης της καύση

\dot{Q} : ο θεωρητικός ρυθμός έκλυσης θερμότητας

\dot{Q}_r : ο ρυθμός της ακτινοβολούσας ενέργειας από υψηλής θερμοκρασίας αιθάλης και αέρια σωματίδια

\dot{Q}_c : ο ρυθμός έκλυσης θερμότητας δια μεταφορά από το ανωστικό πλούμιο προς τον περιβάλλοντα χώρο

\dot{Q}_s : ο ρυθμός θερμότητας που επιστρέφει προς την επιφάνεια του καυσίμου

Ο θεωρητικός ρυθμός θερμότητας δίνεται από την σχέση:

$$\dot{Q} = \dot{m} \cdot H_c \quad (1.18)$$

όπου:

\dot{m} : η παροχή μάζας σε (Kg/s)

H_c : η θερμογόνο δύναμη του καυσίμου σε (MJ/Kg)

Επίσης σύμφωνα με τη βιβλιογραφία μπορεί να χρησιμοποιηθεί η κάτωθι σχέση:

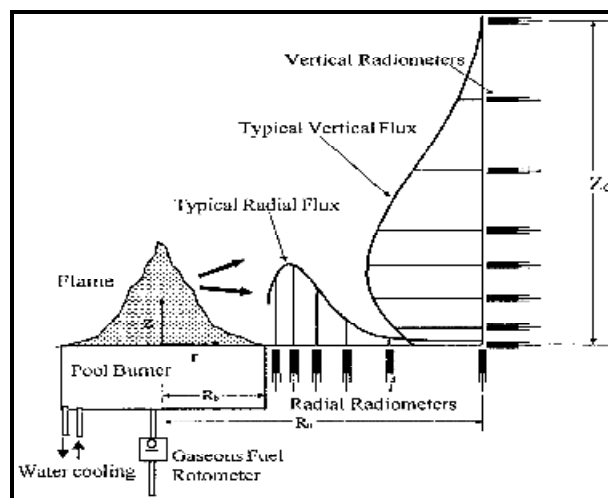
$$X_a = X_r + X_c + X_s \quad (1.19)$$

όπου:

X_s : το κλάσμα της επιστρέφουσας θερμότητας στην επιφάνεια του καυσίμου (λόγω ακτινοβολίας, μεταφοράς και αγωγιμότητας)

X_c : το κλάσμα της θερμικής απώλειας της φλόγας λόγω μεταφοράς

X_r : το κλάσμα της θερμικής απώλειας από ακτινοβολία



Σχήμα 1.7: Τυπική διάταξη ακτινικών και κατακόρυφων ραδιομέτρων για την μέτρηση του συντελεστού θερμικής απώλειας από ακτινοβολία

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 : ΘΕΩΡΙΑ ΠΥΡΟΣΤΡΟΒΙΛΩΝ

2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι πυροστρόβιλοι είναι μια σπάνια αλλά ενδεχομένως καταστροφική μορφή πυρκαγιάς. Πρόκειται για ανωστικές φλόγες που με κατάλληλες ροικές συνθήκες επιτυγχάνεται ο στροβιλισμός τους. Συνήθως εμφανίζονται σε μεγάλης έκτασης δασικές πυρκαγιές ή σε πυρκαγιές σε αστικό περιβάλλον. Απαραίτητη προϋπόθεση για να δημιουργηθεί ένας πυροστρόβιλος είναι η ύπαρξη μίας οργανωμένης πηγής γωνιακής ορμής που προκαλεί γωνιακή ταχύτητα στον εισερχόμενο αέρα του πλουμίου της φλόγας. Το μήκος της φλόγας που δημιουργείται τελικά είναι πολύ μεγαλύτερο, στις περισσότερες περιπτώσεις, από μια απλή φλόγα. Επίσης παρουσιάζουν αυξημένο ρυθμό έκλυσης θερμότητας στον πυρήνα τους και γενικά μεγαλύτερο ρυθμό καύσης. Σχετικές έρευνες έχουν διεξαχθεί τις τελευταίες δεκαετίες μελετώντας αυτό το φαινόμενο. Σκοπός, λοιπόν, του κεφαλαίου αυτού είναι η παρουσίαση των ροικών σχέσεων και των θεωριών που διέπουν έναν πυροστρόβιλο.

2.2 ΣΗΜΑΝΤΙΚΟΤΕΡΕΣ ΜΕΛΕΤΕΣ ΓΙΑ ΤΟΥΣ ΠΥΡΟΣΤΡΟΒΙΛΟΥΣ

Η πρώτη μελέτη μοντελοποίησης και ποσοτικοποίησης του φαινομένου πραγματοποιήθηκε από τους Emmons και Ying που αναπαρήγαγαν έναν πυροστρόβιλο με τη χρήση ενός κυκλικού καυστήρα με ασετόνη στο κέντρο ενός περιστρεφόμενου κυλινδρικού πλαισίου. Μέτρησαν τα προφίλ των θερμοκρασιών ακτινικά σε συγκεκριμένα ύψη και για διάφορες τιμές κυκλοφορίας του αέρα. Ακόμα διαπίστωσαν την μείωση της ακτίνας της φλόγας και την αύξηση της μέσης θερμοκρασίας καθώς αυξάνεται η εισερχόμενη κυκλοφορία. Η φλόγα μακραίνει κατακόρυφα και στενεύει ακτινικά, καθώς αυξάνεται η περιστροφή του κυλινδρικού πλαισίου. Η φυσική εξήγηση ήταν ότι η κατακόρυφη επιτάχυνση που προκαλεί η άνωση αυξάνεται στο κέντρο της συμπαρασύροντας την ακτινική συνιστώσα, δημιουργώντας έτσι μια στένωση στον πυρήνα της φλόγας

Η δεύτερη σημαντική μελέτη του φαινομένου έγινε από τους Soma και Saito, οι οποίοι υπολόγισαν τη στιγμιαία αζιμουθιακή ταχύτητα σαν συνάρτηση της ακτίνας σε συγκεκριμένο ύψος. Για να χρησιμοποιήσουν τις μετρήσεις της ταχύτητας υπέθεσαν ότι η ροή συντίθεται από έναν γραμμικό μη ιξώδη στρόβιλο αποτελούμενο από έναν περιστρεφόμενο κυλινδρικό πυρήνα, όπου η ταχύτητα αυξάνεται γραμμικά και περιβάλλεται από μια δυναμική ροή, καθώς

ελαττώνεται αντιστρόφως ανάλογα με την ακτίνα. Δύο σταθερές ορίζουν τον γραμμικό στρόβιλο, η ακτίνα του πυρήνα και η κυκλοφορία του αέρα.

Στη συνέχεια οι Sato και Yang ερεύνησαν τους πυροστρόβιλους κάνοντας πειραματική και υπολογιστική προσομοίωση (χωρίς μοντέλο καύσης). Στη μελέτη αυτή την πηγή της φλόγας περιέβαλαν τέσσερις τοίχοι και μια οροφή με ένα άνοιγμα στη μέση. Κατακόρυφα ανοίγματα ύψους όσο και το "δωμάτιο" σε καθεμιά από τις γωνίες οδηγούσαν τον εισερχόμενο αέρα στον πυρήνα της φλόγας δημιουργώντας έτσι έναν "φυσικό" πυροστρόβιλο. Με τον τρόπο αυτό, όμως δεν είχαν την δυνατότητα ελέγχου και μεταβολής της κυκλοφορία και οι συγκρίσεις ήταν δύσκολες γιατί απαιτούσαν την γνώση των θεωριών της κυκλοφορίας του αέρα σε αναλογία με αυτών των ανωστικών δυνάμεων.

Ακολουθούν οι Battaglia et al. που προσεγγίζουν το φαινόμενο θεωρώντας ότι υπάρχει σχέση μεταξύ της άνωσης και της περιστροφής που προκαλείται από την προσαρμογή του ρυθμού έκλυσης θερμότητας και της προκαλούμενης κυκλοφορίας. Στην αριθμητική ανάλυσή τους χρησιμοποιούν μεθοδολογίες μεγάλης κλίμακας στροβίλων. Τα αποτελέσματά τους δείχνουν πως η δομή της φλόγας διαφοροποιείται σημαντικά όταν η γωνιακή ορμή μεταδίδεται σε ρευστό περιβάλλον. Η κατακόρυφη επιτάχυνση που δημιουργείται από την άνωση προκαλεί πεδία έντασης που επιμηκύνουν την φλόγα καθώς πλησιάζουν την αξονική γραμμή της. Τελικά παρατηρούν ότι η φλόγα συρρικνώνεται ακτινικά και επιμηκύνεται στον κατακόρυφο άξονα.

Μια ακόμη μελέτη του φαινομένου αυτού έγινε από τους Chuah και Kushida οι οποίοι κάνουν χρήση των θεωριών της φλόγας διάχυσης και σε συνδυασμό με την χρήση μοντέλων στροβίλων βγάζουν μια έκφραση που περιγράφει την φλόγα. Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις του Roper καταλήγουν τελικά σε μια έκφραση που προβλέπει το ύψος της. Συσχετίζουν το ύψος της φλόγας του πυροστρόβιλου με το ρυθμό διάχυσης και την παροχή του καυσίμου με την διάμετρο της.

2.3 ΜΟΝΤΕΛΑ ΣΤΡΟΒΙΛΩΝ ΜΟΝΙΜΗΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ

2.3.1 Εισαγωγή

Για την εξαγωγή των εξισώσεων και για την κατανόηση των θεωριών που χαρακτηρίζουν έναν πυροστρόβιλο θα ήταν χρήσιμο να αναφερθούν και να αναλυθούν γενικά τα είδη των στροβίλων. Παρουσιάζονται εδώ λοιπόν ο στρόβιλος Rankine, ο στρόβιλος Burgers-Rott και ο στρόβιλος Sullivan, ώστε να διαπιστωθεί ποιες ροικές συνθήκες επικρατούν μέσα και έξω από τη φλόγα ενός πυροστρόβιλου καθώς και με ποιο μοντέλο στρόβιλου (από τα παραπάνω) μπορεί να προσεγγιστεί ποιοτικά και επαρκώς.

2.3.1 Συνδυασμένος στρόβιλος Rankine

Ο συνδυασμένος στρόβιλος Rankine είναι ένα απλό μοντέλο που έχει μόνο αζιμουθιακή ταχύτητα. Δυστυχώς, χωρίς τις μη αζιμουθιακές συνιστώσες της ταχύτητας δεν υπάρχει μηχανισμός που να δημιουργεί ένα στρόβιλο Rankine στην πραγματική ατμόσφαιρα. Παρόλα αυτά καταφέρνει να είναι εκπληκτικά ακριβές στην περιγραφή της ροής του αέρα γύρω από έναν στρόβιλο.

Ο στρόβιλος Rankine αποκαλείται συχνά συνδυασμένος για το λόγο ότι έχει δύο χωριστά πεδία ροής. Το εσωτερικό πεδίο (πυρήνας) περιλαμβάνει μόνο εφαπτομενική ταχύτητα, η οποία αυξάνεται γραμμικά με την ακτίνα (R). Αυτή η περιοχή περιστρέφεται σαν ένα στερεό σώμα παρά το ότι είναι ρευστό. Το εξωτερικό πεδίο ροής (ουρά) είναι επίσης καθαρά εφαπτομενικό, με μέγιστη ταχύτητα στην ακτίνα (R). Η ταχύτητα μειώνεται αντιστρόφως ανάλογα με την ακτίνα από το σημείο αυτό και προς τα έξω. Μία τέτοια ροή ονομάζεται και δυναμική ροή. Η μαθηματική περιγραφή του συνδυασμένου στρόβιλου είναι :

$$V_q = \frac{V_0 r}{R} \quad (r < R) \quad \text{και} \quad V_0 = \frac{V_0 R}{r} \quad (r > R)$$

Όπου : V_0 = ένταση του στρόβιλου (εφαπτόμενη ταχύτητα στο όριο του πυρήνα),

r = ακτινική συντεταγμένη και R = ακτίνα του πυρήνα,

ή εναλλακτικά μπορούν να χρησιμοποιηθούν οι εξισώσεις ροής :

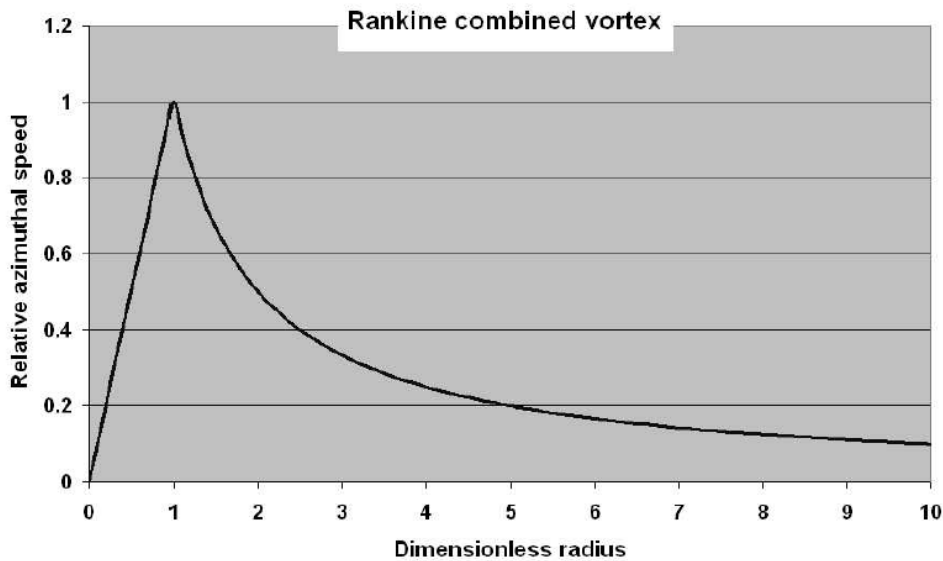
$$\Psi_{\text{core}} = V_0 r^2 / 2r \quad \text{και} \quad \Psi_{\text{tail}} = V_0 R \log(r), \quad \text{όπου : } V_0 = \partial \Psi / \partial r.$$

Η ροή παραγωγίζεται από τη συνάρτηση δυναμικού και έχουμε :

$$\dot{\mathbf{V}} = -\nabla \Phi \quad \text{ή} \quad V_q = -\frac{\partial \Phi}{r \partial q}.$$

Αυτά χρησιμοποιούμενα με τον ορισμό της στροβιλότητας $\dot{\mathbf{w}} = \nabla \times \dot{\mathbf{V}}$ και σε συνδυασμό με το διάνυσμα $\nabla \times \nabla \Phi = 0$ δείχνει ότι η ουρά του στρόβιλου Rankine δεν έχει στροβιλότητα! Η στροβιλότητα ανήκει εξ ολοκλήρου στον πυρήνα. Ο κεντρικός πυρήνας έχει σταθερή στροβιλότητα. Αν και δεν υπάρχουν μέσα δημιουργίας τέτοιου στρόβιλου στην ατμόσφαιρα, ο στρόβιλος αυτός περιγράφει ικανοποιητικά ροές που έχουν παρατηρηθεί σε επίπεδο μέχρι και 330 μέτρα.

Λογικό ερώτημα είναι τι τιμές θα δοθούν στην απλή παράμετρο V_0 στην περιγραφή του συνδυασμένου στρόβιλου. Ένας τρόπος είναι να μετρηθούν οι μέγιστες τιμές της εφαπτομενικής ταχύτητας του αέρα. Ή αλλιώς μπορεί να υπολογιστεί το V_0 από το κεντρικό έλλειμμα πίεσης στον στρόβιλο.



Σχήμα 2.1 Κατανομή ταχύτητας σε στρόβιλο Rankine

Αλλά από τη στιγμή που και τα δύο μεγέθη είναι δύσκολο να υπολογιστούν, ένας έμμεσος υπολογισμός γίνεται εξισώνοντας την δυναμική ενέργεια του περιβάλλοντος, ποσότητα διαθέσιμη στο περιβάλλον, με την μέγιστη κινητική ενέργεια ανά μονάδα μάζας του αέρα που είναι $\frac{1}{2} u^2$.

Ευστάθεια στροβίλου Rankine

Ο Rayleigh το 1916 και άλλοι ερευνητές από τότε έδειξαν ότι μία αυθαίρετη εφαπτομενική ταχύτητα $V(r)$ σε ένα ρευστό με μηδενική τιμή ιξώδους, ανεξάρτητη της γωνίας θ , είναι σταθερή ή ασταθής σε αξονοσυμμετρικές διαταραχές σύμφωνα με τις ακόλουθες συνθήκες. Αν γνωρίζουμε ότι $\Omega(r) = V(r)/r$, τότε:

- Αν $\frac{d^2}{dr^2}(r^2\Omega)^2 > 0$ η ροή είναι σταθερή
- Αν $\frac{d^2}{dr^2}(r^2\Omega)^2 < 0$ η ροή είναι ασταθής

Στην περίπτωση που η παραπάνω σχέση είναι ίση με 0 υπάρχει ουδέτερη ευστάθεια. Η επίδραση του ιξώδους έγκειται στη σταθεροποίηση της κίνησης. Έτσι όταν η παράσταση είναι μεγαλύτερη του 0 ο στρόβιλος εξακολουθεί να βρίσκεται σε ευστάθεια, αλλά λόγω του ιξώδους, ακόμα και στην περίπτωση όπου είναι μικρότερη του μηδενός, είναι δυνατόν να έχουμε κατάσταση ευστάθειας. Η δεύτερη συνθήκη δεν εξασφαλίζει πλέον την αστάθεια.

Αν αντικαταστήσουμε την εσωτερική ροή του πυρήνα για $V(r)$ στο κριτήριο ευστάθειας αποδεικνύεται εύκολα ότι ο πυρήνας ενός συνδυασμένου

στροβίλου Rankine είναι σταθερός . Η υπόλοιπη ροή είναι σταθερά ουδέτερη, αλλά με την ύπαρξη του ιξώδους εύκολα μεταπίπτει στην κατάσταση σταθερής ροής. Παρόλα' αυτά πρέπει να διευκρινιστεί ότι η εσωτερική τριβή οφείλεται τόσο σε μοριακής φύσης τριβή όσο και σε τριβή που δημιουργείται από το στροβιλισμό, ώστε σε μερικές περιπτώσεις η δεύτερη να είναι αρνητική με αποτέλεσμα την αποσταθεροποίηση της ροής.

2.3.2 Στρόβιλος Burgers – Rott

Για τον στρόβιλο αυτό η ακριβής λύση των εξισώσεων Navier-Stokes είναι η παρακάτω μαθηματική μορφή :

$$\begin{aligned}
 U(r) &= -ar \\
 V(r) &= \frac{\Gamma}{2pr} \left(1 - e^{-\frac{a \cdot r^2}{2n}} \right) \\
 W(z) &= 2az \\
 P(r, z) &= P_0 + r \int_0^r \frac{n^2}{r} dr - \frac{ra^2}{2} (r^2 + 4z^2)
 \end{aligned}$$

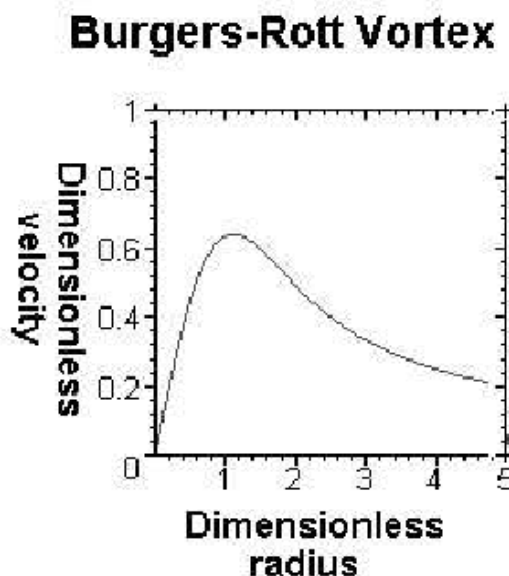
Όπου: U, V και W: είναι οι συνιστώσες σε συντεταγμένες r, θ και z αντίστοιχα. Γ: είναι η κυκλοφορία του στροβίλου και a : είναι η ένταση της αναρρόφησης.

Η κατανομή της ατμοσφαιρικής πίεσης είναι P(r,z) και ο στρόβιλος αυτός έχει κεντρικό άξονα, όπως ο στρόβιλος Rankine γύρω από τον οποίο υπάρχει περιστρεφόμενη ροή. Σε αντίθεση με τον Rankine, υπάρχει εν μέρει μηχανισμός δημιουργίας του στην ατμόσφαιρα, όπως προκύπτει από την αναρρόφηση σε μεγάλο ύψος πάνω από επίπεδη επιφάνεια. Στην ατμόσφαιρα κατάλληλες καιρικές συνθήκες μπορούν να προκαλέσουν την αναρρόφηση από το έδαφος προς τα πάνω. Γενικά καθώς η εφαπτομενική ταχύτητα της ροής αυξάνεται, αυξάνεται και η ένταση της αναρρόφησης προσεγγίζοντας την δυναμική ροή του συνδυασμένου στροβίλου Rankine. Στην πράξη η εφαπτομενική ταχύτητα προσεγγίζει την κατανομή του μοντέλου Rankine. Το μοντέλο Burgers–Rott κατά την περιγραφή πραγματικού στροβίλου έχει αρκετές ατέλειες. Μία σημαντική είναι ότι είναι πολύ συμμετρικό. Η κατακόρυφη ταχύτητα είναι συνάρτηση μόνο του z και στην επιφάνεια είναι παντού η ίδια. Επίσης η κυκλοφορία Γ, όπως εμφανίζεται στην δεύτερη εξίσωση, είναι αυθαίρετη και δεν σχετίζεται με την υπόλοιπη ροή στο μοντέλο. Μια ακόμη ατέλεια είναι ότι η κατακόρυφη ταχύτητα αυξάνεται γραμμικά με το ύψος, χωρίς περιορισμούς, θεωρώντας ουσιαστικά την πηγή της αναρρόφησης στο άπειρο με αποτέλεσμα να προσεγγίζει ικανοποιητικά μόνο τις χαμηλές περιοχές του στροβίλου. Τέλος η κλίση της αξονικής πίεσης είναι $\partial P / \partial z = -4ra^2z$ και

αυξάνει κατακόρυφα χωρίς όριο. Προφανώς η κλίση της πίεσης πρέπει να αντιστραφεί κάπου πάνω από την πηγή αναρρόφησης. Εξετάζοντας κάποια από τα χαρακτηριστικά του στροβίλου Burgers–Rott παρατηρούμε ότι η εφαπτομενική ταχύτητα του αέρα φτάνει στη μέγιστη τιμή της εκεί όπου :

$$\frac{1}{2p} \left(\frac{a}{n} e^{-a \cdot r^2 / 2n} - \frac{1 - e^{-a \cdot r^2 / 2n}}{r^2} \right) = 0$$

ή κοντά στο $r(\alpha/2\nu)^{1/2} = 1.12$. Το σχήμα που ακολουθεί δείχνει τη μορφή της εφαπτομενικής συνιστώσας και παρατηρούμε πως είναι εξαιρετικά παρόμοια με αυτή του συνδυασμένου στροβίλου Rankine. Συνεπώς η κορυφή της κατανομής της εφαπτομενικής ταχύτητας καθορίζει τα όρια του πυρήνα του στροβίλου, καθώς έξω από αυτόν διατηρείται η ορμή, αλλά με πολύ μικρή στροβιλότητα.



Σχήμα 2.2: Κατανομή εφαπτομενικής ταχύτητας σε στρόβιλο Burgers-Rott

Ευστάθεια στροβίλου Burgers-Rott

Αντικαθιστώντας τη ροή του στροβίλου Burgers-Rott, $V(r)$, στο κριτήριο ευστάθειας του Rayleigh, παρατηρούμε ότι ολόκληρος ο πυρήνας του στροβίλου βρίσκεται σε σταθερή κατάσταση ενάντια στις ακτινικές διαταραχές της ροής διότι ισχύει :

$$r^2 \Omega(r) = (1 - e^{-r^2})$$

και η δεύτερη παράγωγος του τετραγώνου αυτής της ποσότητας είναι > 0 για τιμές του $r < 1.12$, και < 0 για τιμές μεγαλύτερες από τιμές του r . Η εξωτερική ροή μπορεί να είναι είτε σταθερή είτε ασταθής, αλλά οι εσωτερικές τριβές που οφείλονται στο στροβιλισμό την σταθεροποιούν με την προϋπόθεση ότι δεν έχει αρνητική τιμή.

2.3.3 Στρόβιλος Sullivan

Ο στρόβιλος Sullivan είναι επίσης μια ακριβής λύση της εξίσωσης Navier – Stokes. Έχει ένα εσωτερικό τμήμα όπου η ροή αέρα κατεβαίνει από ψηλά και ρέει ώσπου να συναντήσει μία χωριστή ροή που συγκλίνει ακτινικά. Οι δύο ροές υψώνονται στο σημείο όπου συναντιούνται. Ο στρόβιλος αυτός πιθανότατα είναι το απλούστερο μοντέλο που περιγράφει τη ροή σε έναν έντονο ανεμοστρόβιλο με κατακόρυφη προς τα κάτω ροή στον κεντρικό άξονα και εστιάζει την ανοδική ροή σε συγκεκριμένη περιοχή όπου υπάρχει, παραδείγματος χάριν, καταιγίδα. Η μαθηματική μορφή του στροβίλου Sullivan είναι :

$$U(r) = -a \cdot r + \frac{6n}{r} \left(1 - e^{-\frac{a \cdot r^2}{2n}} \right)$$

$$V(r) = \frac{\Gamma}{2pr} \frac{H\left(\frac{a \cdot r^2}{2n}\right)}{H(\infty)}$$

$$W(z, r) = 2az \left(1 - 3e^{-\frac{a \cdot r^2}{2n}} \right)$$

$$P(r, z) = P(r, z)_{Burgers-Rott} - \frac{18PU^2}{r^2} \left(1 - e^{-\frac{a \cdot r^2}{2n}} \right)^2$$

όπως και στο μοντέλο στροβίλου Burgers – Rott τα U, V , και W : είναι οι συνιστώσες της ταχύτητας r, θ και z αντίστοιχα, Γ : είναι η κυκλοφορία στον στρόβιλο και a : η ένταση της αναρρόφησης, ν : το ιξώδες, αλλά αναφέρεται στην δυσρευστότητα λόγω του στροβιλισμού και $H(x)$ είναι μία συνάρτηση που ορίζεται από το ολοκλήρωμα :

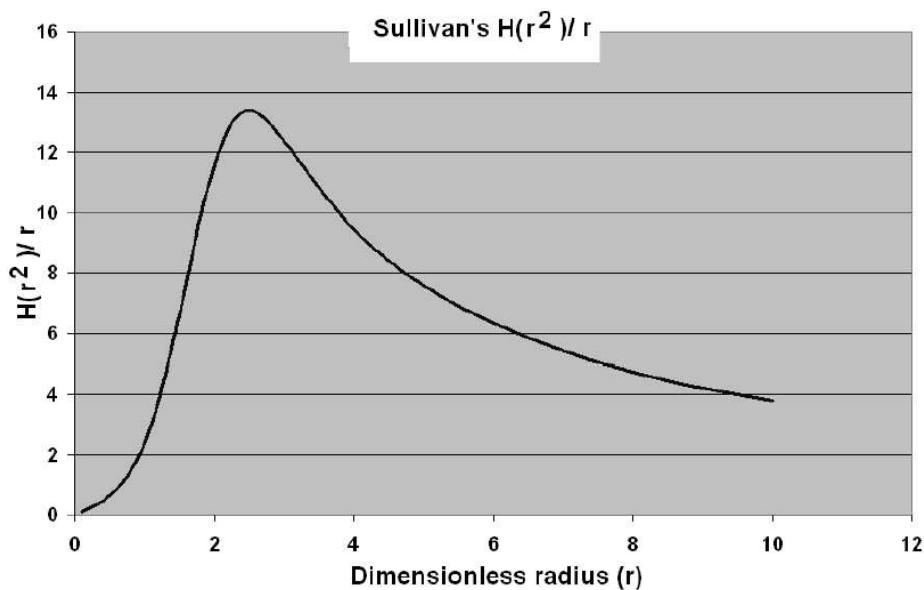
$$H(x) = \int_0^x e^{f(t)} dt \quad \text{όπου} \quad f(t) = -t + 3 \int_0^t (1 - e^{-y}) \frac{dy}{y} .$$

Προφανώς ο λόγος $H(x) / H(\infty) \rightarrow 1$ καθώς το $x \rightarrow \infty$, και έχει ως αποτέλεσμα η εφαπτομενική ταχύτητα να προσεγγίζει αυτή της δυναμικής ροής του μοντέλου Rankine.

$P(r,z)$ Burgers – Rott είναι: η κατανομή της πίεσης στο μοντέλο Burgers-Rott, και όπως φαίνεται η διαφορά μεταξύ τους περιορίζεται μόνο σε έναν μικρό διορθωτικό παράγοντα. Η κλίση της αξονικής πίεσης είναι $\partial P / \partial z = -4\rho\alpha^2$, και αυξάνεται κατακόρυφα χωρίς όριο. Όπως και πριν η σχέση της πίεσης δεν περιγράφει καθόλου ικανοποιητικά την άνωση.

Αυτό που στον στρόβιλο Sullivan είναι μαθηματικά ενδιαφέρον είναι ότι δεν ορίζεται από στοιχειώδεις συναρτήσεις αλλά από τα ολοκληρώματά τους. Το ολοκλήρωμα της $f(t)$ εν προκειμένω φαίνεται να αποκλίνει, πράγμα το οποίο κάνει ενδιαφέρον τον υπολογισμό του. Αρχικά γίνεται η σκέψη ότι το $H(x \rightarrow \infty)$ μπορεί να αποκλίνει από τη στιγμή που περιέχει το ολοκλήρωμα $\int_0^x (1 - e^{-y}) \frac{dy}{y}$,

καθώς αυτό αποκλίνει προς το άπειρο. Όμως η απόκλιση είναι ανούσια αφού προσθέτοντας το $-t$ η απόκλιση γίνεται στο μείον άπειρο και εκθετοποιώντας το αποτέλεσμα και έπειτα ολοκληρώνοντας η συμμετοχή στο $H(x)$ οδηγείται στο 0 πέρα από την τιμή $x = 10$. Έτσι πέρα από μία τιμή του $H(x)$ (από το 10 και μετά), η εξωτερική ροή ουσιαστικά είναι ίδια με αυτή του στροβίλου Rankine. Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται η κατανομή της εφαπτομενικής ταχύτητας συναρτήσει του r .



Σχήμα 2.3 Μορφή της εφαπτομενικής ταχύτητας σε στρόβιλο Sullivan

Όμοια με το μοντέλο Burgers–Rott το μοντέλο στροβίλου Sullivan τοποθετεί την πηγή αναρρόφησης στο άπειρο με αποτέλεσμα την περιορισμένη εφαρμογή του, καθώς επίσης θεωρεί την ροή πολυσυμμετρική για να περιγράψει έναν πραγματικό στρόβιλο.

2.4 ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ ΤΩΝ ΠΕΡΙΣΤΡΕΦΟΜΕΝΩΝ ΡΟΩΝ

2.4.1 Ταξινόμηση

Για να κατανοηθεί πλήρως ο μηχανισμός ανάπτυξης και οι συνοριακές συνθήκες ενός πυροστροβίλου, έχουν υιοθετηθεί έννοιες από την υπάρχουσα θεωρία των περιστρεφόμενων ροών. Μια ροή, η οποία περιστρέφεται γύρω από τον άξονά της είναι πιο κατάλληλο να εξεταστεί σε κυλινδρικές πολικές συντεταγμένες (r, θ, z) σε αντιστοιχία με τις ακτινικές, γωνιακές και αξονικές συντεταγμένες (u_r, u_θ, u_z) . Η περιστροφική ροή (στρόβιλος) χαρακτηρίζεται από το διάνυσμα της γωνιακής ταχύτητας $\mathbf{v} = \nabla \times \mathbf{V}$, της γωνιακής συχνότητας $\Omega = u_\theta / r$ της περιστροφής ενός μορίου ροής επί τον άξονα του και από την κυκλοφορία $\Gamma = \oint_l \mathbf{V} \cdot d\mathbf{l}$ κατά μήκος μιας ομόκεντρης διαδρομής l , όπου $d\mathbf{l}$ είναι το απειροελάχιστο κατευθυνόμενο τμήμα κατά μήκος του l . Για να ταξινομήσουμε τους διαφορετικούς τύπους στροβίλων θεωρούμε μια αξονοσυμμετρική ροή χωρίς ακτινική και αξονική ταχύτητα. Σε μια τέτοια ροή η γωνιακή ταχύτητα u_θ είναι η μοναδική μη-μηδενική ταχύτητα και εξαρτάται από την ακτίνα r . Επίσης το διάνυσμα της στροβιλώδους ροής έχει μια μόνο μη-μηδενική αξονική συνιστώσα την $w_z = \partial r u_\theta / r \partial r$. Στην ιδανική (αξονοσυμμετρική, σταθερή, στρωτή) ροή, η εξίσωση ορμής $dp/dr = r u_\theta^2 / r$, αντιπροσωπεύει την ισορροπία μεταξύ της φυγόκεντρης δύναμης και της δυναμικής πίεσης.

Ανάλογα με τη συσχέτιση της γωνιακής ταχύτητας με την ακτίνα, προσδιορίζονται τρεις τύποι αξονοσυμμετρικών στροβίλων : εξαναγκασμένος, ελεύθερος και στρόβιλος Rankine. Ο εξαναγκασμένος στρόβιλος έχει μη-μηδενικό μέτρο στροβιλώδους ροής και γωνιακής συχνότητας. Η γωνιακή του ταχύτητα και η κυκλοφορία αυξάνονται με την ακτίνα. Το μέτρο της στροβιλώδους ροής στον ελεύθερο στρόβιλο είναι μηδέν (τα ρευστά μόρια εκτελούν μια κυκλική πορεία χωρίς περιστροφή περί τον άξονα του). Η γωνιακή ταχύτητα και συχνότητα τείνουν και οι δυο στο μηδέν μακριά από τον άξονα του και η κυκλοφορία είναι παντού σταθερή. Οι δυο αυτοί τύποι στροβίλου διαφέρουν και κατά τη σταθερότητά τους. Η εξωτερική ακτινική μετατόπιση της ροής (εξαναγκασμένη λόγω της φυγόκεντρης επιτάχυνσης) επηρεάζεται από τη σταθερά της πίεσης dp/dr , αυξάνοντας, έτσι, την ακτίνα στον εξαναγκασμένο

στρόβιλο. Εναλλακτικά μια τέτοια μετατόπιση δεν αντισταθμίζεται, μειώνοντας την σταθερά της πίεσης σε έναν ελεύθερο στρόβιλο. Σαν αποτέλεσμα έχουμε την σταθεροποίηση των διακυμάνσεων σε έναν εξαναγκασμένο στρόβιλο και την αποσταθεροποίηση σε έναν ελεύθερο. Ο στρόβιλος που συνδυάζει όλες αυτές τις προϋποθέσεις είναι ο στρόβιλος Rankine, όπου η γωνιακή του ταχύτητα αυξάνεται με την ακτίνα μέσα στον στρόβιλο και μειώνεται έξω απ' αυτόν :

$$u_{\theta} \propto \frac{1}{r} (1 - \exp(-\frac{r^2}{r_0^2})), \quad \text{όπου } r_0 : \quad \text{η ακτίνα του πυρήνα δίνης.}$$

Παραδείγματος χάριν αυτός ο τύπος διανομής ταχύτητας εμφανίζεται σαν παροδική λύση του στρόβιλου διάχυσης μακριά από την γραμμή δίνης. Σ' αυτήν την περίπτωση, που ονομάζεται στρόβιλος Lamb η ακτίνα του στρόβιλου αυξάνεται σε χρόνο $r_0 = \sqrt{4\nu t}$, όπου ν το κινηματικό ιξώδες.

2.4.2 Στροβιλώδης εξίσωση – Πηγές στρόβιλου

Θεωρούμε μια γενική ανωστική ροή με εξίσωση ορμής :

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \nabla \mathcal{S} + \frac{r - r_0}{r} \mathbf{g}$$

Όπου \mathcal{S} : είναι η πίεση που περιλαμβάνει και τις στροβιλώδεις σταθερές, εάν θεωρηθεί ως μέση ροή

ρ : η δυναμική πίεση (διαφορά μεταξύ της συνολικής πίεσης και της υδροστατικής σε περιβάλλον αέρα)

Η εξέλιξη του στρόβιλου στη ροή εξάγεται από την στροβιλώδη εξίσωση, η οποία μπορεί να παρθεί από την εξίσωση ορμής :

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{w} = -\nabla \frac{1}{r} \times \nabla r \times \left(\frac{1}{r} \nabla \mathcal{S} \right) - \nabla \frac{r_0}{r} \times \mathbf{g} - \mathbf{w} (\nabla \cdot \mathbf{V}) + (\mathbf{w} \cdot \nabla) \mathbf{V}$$

Ο δεύτερος από δεξιά όρος εκφράζει της απώλειες λόγω ιξώδους, ο τρίτος όρος τις ανωστικές δυνάμεις, ο τέταρτος την διαστολή και ο τελευταίος όρος την ελαστικότητα.

Η ανάλυση αυτής της εξίσωσης επιτρέπει στις στροβιλώδεις πηγές της ροής να καθοριστούν πλήρως, καθώς αντιστοιχούν στο δεξί μέλος της παραπάνω εξίσωσης. Επίσης εξετάζεται η περιστροφή στον κάθετο άξονα z. Έτσι η παραπάνω ανάλυση περιορίζεται, θεωρώντας ως διάνυσμα στρόβιλου

τον άξονα z. Σε πολικές συντεταγμένες η παραπάνω εξίσωση παίρνει την εξής μορφή :

$$\frac{\partial w_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial w_z}{\partial r} + u_q \frac{1}{r} \frac{\partial w_z}{\partial q} + u_z \frac{\partial w_z}{\partial z} = + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial q} \frac{1}{r} - \frac{\partial p}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial q} \frac{1}{r} + u \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial w_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w_z}{\partial q^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial z^2} \right)$$

$$+ \underline{0} - w_z \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_q}{\partial q} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + w_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + w_q \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial q} + w_z \frac{\partial u_z}{\partial z}$$

Αντίστοιχα με την παραπάνω εξίσωση ο δεύτερος από δεξιά όρος εκφράζει της απώλειες λόγω ιξώδους, ο τρίτος όρος τις ανωστικές δυνάμεις, ο τέταρτος την διαστολή και ο τελευταίος όρος την ελαστικότητα. Όπου ο όρος της απώλειας ιξώδους δίνεται για σταθερή ιξώδη ροή και ν το κινηματικό ιξώδες. Ο τελευταίος όρος προκαλεί την ενίσχυση του μη-μηδενός όρου της στροβιλότητας ω_z , μέσα στην κατακόρυφη ροή, όπου $\frac{\partial u_z}{\partial z} > 0$. Σε μια ανωστική φλόγα οι ανωστικές δυνάμεις προκαλούν κατακόρυφη επιτάχυνση της ροής μέσα στην περιοχή της φλόγας. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση του όρου ω_z , παρέχοντας έτσι μη-μηδενική στροβιλότητα. Έτσι εξηγείται, λοιπόν, η δημιουργία του περιστρεφόμενου πυρήνα σε μια αυξανόμενη ανωστική ροή.

Ο όρος $\frac{w_z \partial u_z}{\partial z}$ γίνεται αρνητικός στο ανώτερο πλούμιο, όπου η αξονική ταχύτητα μειώνεται με το ύψος. Οι ιξώδεις και οι τυρβώδεις απώλειες συμβάλουν, επίσης, στη μείωση της στροβιλότητας καθώς η πίεση και η διαστολή μπορεί να αλλάξουν τη φορά τους μέσα στη ροή.

2.4.3 Στροβιλισμός σε αξονοσυμμετρική ροή

Για αξονοσυμμετρική ροή σε μία περιοχή $z \geq 0$, $r \geq 0$, $0 \leq \theta \leq 2\pi$ θεωρούμε πεδίο σωληνοειδούς ταχύτητας ίσο με :

$$u_r = -\frac{a \cdot r}{2}, \quad u_q = u_q(r), \quad u_z = az, \quad a > 0$$

αναπαριστώντας κάθετη επιταχυνόμενη ροή, η οποία μπορεί να θεωρηθεί σαν μία όχι τόσο ακριβής προσέγγιση ενός ανερχόμενου πυροστρόβιλου. Τότε η λύση της μόνιμης κατάστασης για στρόβιλο Rankine δίνεται από την εξίσωση :

$$\frac{\partial w_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial w_z}{\partial r} + u_q \frac{1}{r} \frac{\partial w_z}{\partial q} + u_z \frac{\partial w_z}{\partial z} = + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial q} \frac{1}{r} - \frac{\partial p}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial q} \frac{1}{r} + u \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial w_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w_z}{\partial q^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial z^2} \right)$$

$$+ 0 - w_z \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_q}{\partial q} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + w_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + w_q \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial q} + w_z \frac{\partial u_z}{\partial z}$$

και δεν εξαρτάται από το θ και το z , καθώς το ωz δίνεται από τον παρακάτω τύπο :

$$w_z = w_{z \max} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right)$$

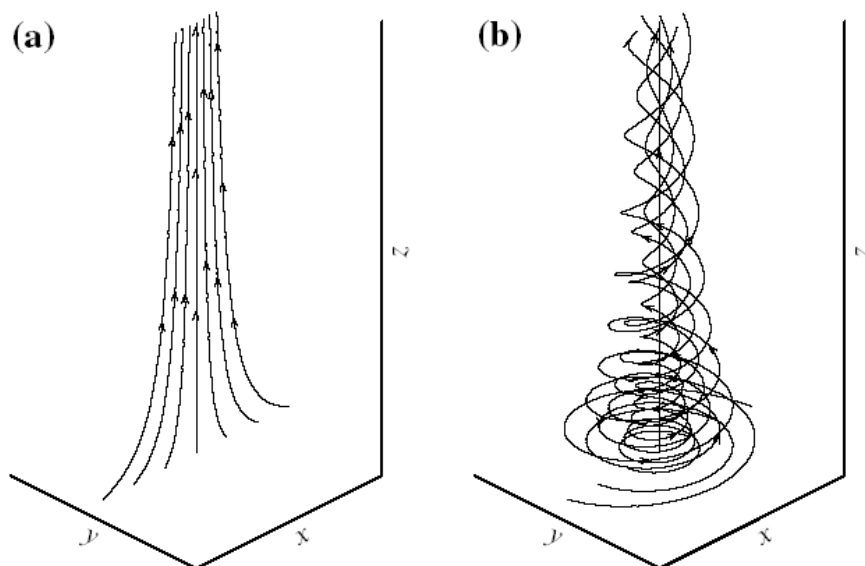
Όπου:

$$r_0 = \frac{\sqrt{4n}}{a}$$

Η γωνιακή ταχύτητα με βάση τα παραπάνω προκύπτει από τον τύπο :

$$w_z = \partial r u_q / r \partial r \quad \text{και είναι :} \quad u_q = \frac{w_{z \max} r_0^2}{2r} (1 - \exp(-\frac{r^2}{r_0^2}))$$

Φαίνεται ότι η ροή στην πράξη είναι ένας στρόβιλος Rankine. Σε αυτή τη ροή η συγκέντρωση της στροβιλότητας στον πυρήνα του στροβίλου εξισορροπείται από τις απώλειες λόγω ιξώδους που έχει ως αποτέλεσμα την τρισδιάστατη ροή τον στροβίλο Burgers. Τυπικές τέτοιες ροές φαίνονται στο επόμενο σχήμα, όπου ξεχωρίζουν οι ροϊκές γραμμές με ίδια αρχικά σημεία.



Σχήμα 2.4 Ροϊκές γραμμές για (α) μηδενική γωνιακή ταχύτητα και (β) για μέγιστη

Το σταθερό πεδίο στροβιλότητας είναι η τάση που έχει η στροβιλότητα $\omega_z(r,t)$ καθώς το t τείνει στο άπειρο, αν οι αρχικές τιμές του $\omega_z(r,0)$ ικανοποιούν την συνθήκη: $0 < \int_0^{\infty} w_z(r,0) 2pr dr < \infty$

Τελικά αποδεικνύεται ότι η ροή που προκύπτει από την ολοκλήρωση της στροβιλότητας σε οριζόντιο επίπεδο είναι σταθερή και ίση με :

$$\frac{d}{dt} \int_0^{\infty} w_z(r,t) 2pr dr = 0$$

όπου το ολοκλήρωμα της κυκλοφορίας της εξωτερικής ροής είναι :

$$\Gamma_0 = \lim_{r \rightarrow \infty} 2pr u_q(r)$$

Έτσι η αρχική μη μηδενική στροβιλότητα (και η εξωτερική κυκλοφορία Γ_0) πρέπει να εισαχθούν ώστε να αναπτυχθεί μια σταθερή περιστρεφόμενη ροή. Η αρχική κατανομή στο χώρο της στροβιλότητας μπορεί να είναι αυθαίρετη. Όπως αναμένεται από τις προηγούμενες σχέσεις η μέγιστη στροβιλότητα $\omega_{z \max}$ στον σταθερό στρόβιλο σχετίζεται με την εξωτερική κυκλοφορία Γ_0 :

$$w_{z \max} = \frac{\Gamma_0}{p \cdot r_0^2} \quad (2.1)$$

και η ακτίνα του πυρήνα του πυροστρόβιλου δίνεται :

$$r_0 = \sqrt{\frac{4n}{\partial u_z / \partial z}} \quad (2.2)$$

όπου ο όρος $\partial u_z / \partial z$ εκφράζει την κατακόρυφη επιτάχυνση a της φλόγας λόγω των ανωστικών δυνάμεων.

Και τελικά η μέγιστη στροβιλότητα και η γωνιακή ταχύτητα είναι :

$$w_{z \max} = \frac{\Gamma_0}{p} \cdot \frac{\partial u_z / \partial z}{4n} \quad (2.3) \quad , \quad u_{q \max} = 0.638 \cdot \frac{\Gamma_0}{p} \cdot \sqrt{\frac{\partial u_z / \partial z}{4n}}$$

Η παραπάνω εξίσωση δείχνει ότι ο μεγαλύτερος όρος είναι η κατακόρυφη επιταχυνόμενη ροή και ο μικρότερος οι απώλειες ιξώδους. Η ακτίνα του στρόβιλου δεν εξαρτάται από την εξωτερική κυκλοφορία Γ_0 .

Ο γενικός όρος του στρόβιλου χαρακτηρίζεται ως αριθμός Swirl:

$$S = \frac{\int_0^{\infty} r u_z u_q r^2 dr}{R \int_0^{\infty} r u_x^2 r dr} \quad (2.4)$$

όπου R : η ακτίνα του καυστήρα.

Εκφράζει την αναλογία των αξονικών ροών με από την γωνιακή και αξονική ορμή (παραλείπονται οι όροι της πίεσης και της τύρβης). Κατά συνέπεια η υπάρχουσα θεωρία των περιστρεφόμενων ροών εκλαμβάνει δυο απαραίτητους όρους για την ανάπτυξη των ανωστικών περιστροφικών ροών

- i) μη μηδενική στροβιλότητα (και εξωτερική ανακυκλοφορία)
- ii) κατακόρυφη επιτάχυνση της ροής

Όταν ικανοποιούνται οι παραπάνω όροι η σταθερή περιστρεφόμενη ροή έχει ακτινική ταχύτητα και πλησιάζει το στρόβιλο Rankine. Τότε ο αριθμός Swirl S είναι ανάλογος της κυκλοφορίας του εισερχόμενου αέρα Γ_0 .

2.5 ΜΟΝΤΕΛΟ ΣΤΡΟΒΙΛΟΥ – ΠΡΟΦΙΛ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ

Με βάση την παραπάνω ανάλυση προκύπτει γραμμική ακτινική ταχύτητα μέσα στον πυρήνα του πυροστροβίλου. Βάσει αυτής της παρατήρησης θεωρείται ένα μοντέλο για το στροβιλισμό που υποθέτει έναν στρόβιλο Burgers εσωτερικά στον πυρήνα του στροβίλου και ιδανική ροή γύρω από αυτόν. Ο στρόβιλος Burgers είναι ουσιαστικά ένας στρόβιλος που χαρακτηρίζεται από δευτεροβάθμια ακτινική ροή. Η ιδανική ροή βασίζεται στη θεώρηση των Emmons και Ying διορθώνοντας τη μεταβολή του ιξώδους μέσα και έξω από τη φλόγα έως την τιμή $v \sim T^{1.7}$. Δεδομένου ότι οι δύο ακτινικές ταχύτητες είναι ίσες στην ακτίνα του πυρήνα, μία απλή ακτινική ταχύτητα $u \sim r^{-1}$ θεωρείται στην ιδανική ροή. Αν ο στρόβιλος Burgers που υποθέσαμε εντός του πυρήνα συνδυαστεί με την, εξωτερικά από αυτόν, ιδανική ροή οι δυο συναρτήσεις μπορούν να προσεγγιστούν σαν ένας στρόβιλος Sullivan. Τελικά το προφίλ των ταχυτήτων (ακτινικών, εφαπτομενικών και αξονικών, αντίστοιχα) δίνεται από τις παρακάτω σχέσεις:

- Ακτινική ταχύτητα :
$$u_r(r) = -\frac{2n_f}{r_f^2} r \quad 0 \leq r < c \quad (2.5)$$

$$u_r(r) = -\frac{2n_f \cdot c^2}{r_f^2 \cdot r} \quad c \leq r < R$$

- Εφαπτομενική ταχύτητα: $u_q(r) = \frac{\Gamma_0}{r} \left(1 - e^{-\frac{r^2}{r_f^2}} \right) \quad 0 \leq r < c$ (2.6)

$$u_q(r) = \frac{(1-a)RV_R + a\Gamma_0(1-e^{-s})}{r} \quad c \leq r < R$$

- Αξονική ταχύτητα: $u_z(r) = \frac{4n_f}{r_f^2} z + u_{z0} \quad 0 \leq r < c$ (2.7)

$$u_z(r) = 0 \quad c \leq r < R$$

όπου:

Γ_0 : η κυκλοφορία του στροβίλου

r_f : η ακτίνα της φλόγας

c : η ακτίνα του πυρήνα του στροβίλου

R : η ακτίνα του περιστρεφόμενου πλαισίου

n_f : το κινηματικό ιξώδες της φλόγας

n_0 : το κινηματικό ιξώδες του αέρα

V_R : η εφαπτομενική ταχύτητα στο σημείο R

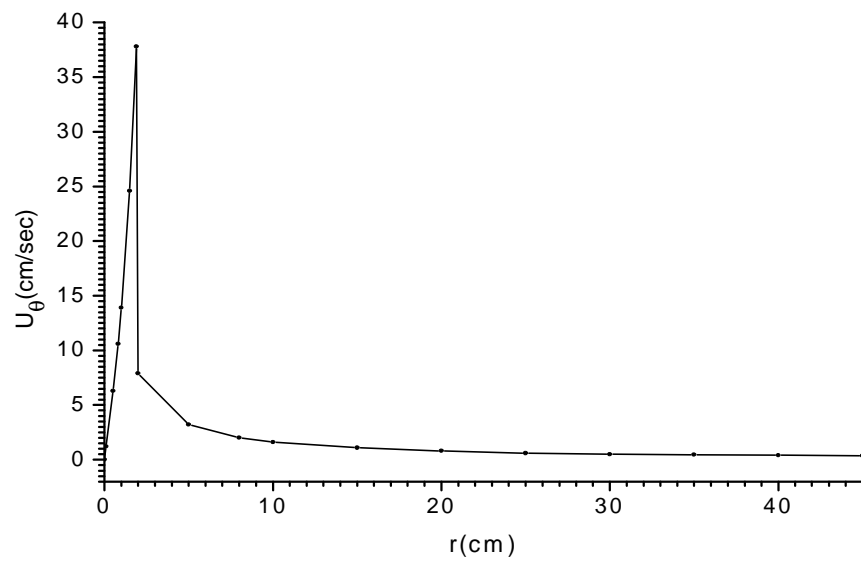
x, z : καρτεσιανές συντεταγμένες

u_{z0} : η αξονική ταχύτητα στη θέση $z = 0$

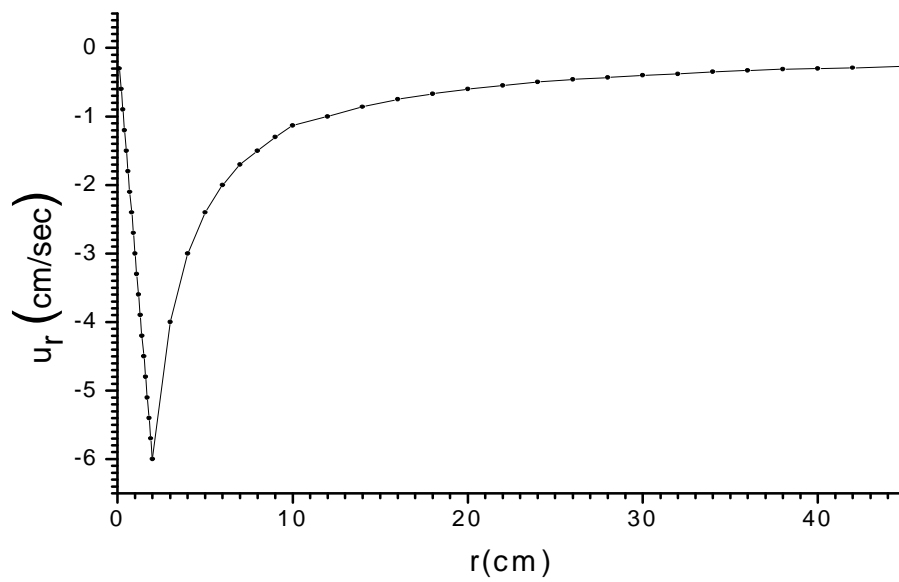
και τέλος: $a = \frac{r^b - R^b}{c^b - R^b}$, $b = 2 \left(1 - s \frac{n_f}{n_0} \right)$ και $s = \frac{c^2}{r_f^2}$

Με βάση τις προηγούμενες σχέσεις που περιγράφουν επαρκώς το προφίλ ταχυτήτων της ροής κατασκευάζονται τα αντίστοιχα θεωρητικά διαγράμματα της εφαπτομενικής, ακτινικής και αξονικής ταχύτητας. Για την κατασκευή αυτών των θεωρητικών διαγραμμάτων κάνουμε κάποιες παραδοχές (σε αντιστοιχία με τα πειραματικά μεγέθη): θεωρούμε ότι η ακτίνα της φλόγας είναι ίση με την ακτίνα του πυρήνα του στροβίλου, δηλ. $r_f = c = 2 \text{ cm}$, η ακτίνα του περιστρεφόμενου πλαισίου είναι $R = 45 \text{ cm}$, το κινηματικό ιξώδες της φλόγας και του αέρα αντίστοιχα είναι $n_f = 3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ και $n_0 = 0.157 \text{ cm}^2/\text{sec}$ θεωρούμε μηδενική την αξονική ταχύτητα στη θέση $z = 0$, δηλ. $u_{z0} = 0 \text{ m/sec}$, η ακτίνα του καυστήρα είναι $r_0 = 2.5 \text{ cm}$, η θερμοκρασία της φλόγας είναι $T_f = 1400 \text{ K}$ και για γωνιακή ταχύτητα του περιστρεφόμενου πλαισίου ίση με $\Omega = 1.56 \text{ rad/sec}$.

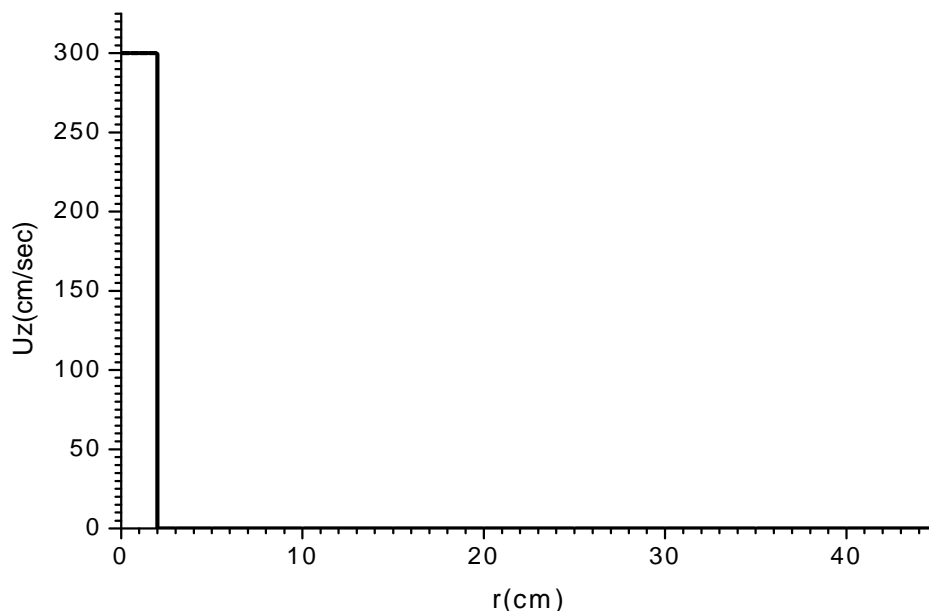
- Διάγραμμα εφαπτομενικής ταχύτητας u_q



- Διάγραμμα ακτινικής ταχύτητας u_r



- Διάγραμμα αξονικής ταχύτητας u_z



2.6 ΥΨΟΣ ΚΑΙ ΜΟΡΦΗ ΦΛΟΓΑΣ ΠΥΡΟΣΤΡΟΒΙΛΟΥ

Για να υπολογιστεί το ύψος της φλόγας χρησιμοποιείται η ανάλυση της φλόγας διάχυσης Burke – Schumann, οι οποίοι επέλυσαν τις εξισώσεις μίας φλόγας διάχυσης με ένα καύσιμο και έναν οξειδωτή. Ο Roper γενίκευσε την δουλειά των Burke – Schumann με σκοπό την χρήση της σε απλές ροές αερίων οδηγούμενες από δυνάμεις άνωσης. Σε μία τέτοια φλόγα ,το ύψος της φλόγας είναι μια συνάρτηση μόνο του ρυθμού ογκομετρικής παροχής καυσίμου. Οι ανωστικές δυνάμεις και η ακτινική εισροή αέρα δεν επηρεάζουν καθόλου το ύψος της φλόγας. Έτσι για να αυξηθεί το ύψος της φλόγας θα πρέπει, είτε να μειωθεί ο ρυθμός διάχυσης του καυσίμου στον αέρα ώστε να διευρυνθεί ο χώρος της καύσης όπως επισημαίνουν οι Emmons – Ying , είτε να αυξηθεί το ογκομετρικό ποσοστό του καυσίμου. Και οι δύο παράγοντες μπορούν να μεταβάλλουν έναν πυροστρόβιλο. Όταν το καύσιμο συσσωρεύεται εντός του πλούμιου, τότε το δεύτερο αρχίζει να επεκτείνεται. Σε μια φλόγα μικροβαρύτητας η επέκταση γίνεται σε όλες τις κατευθύνσεις και το πλούμιο είναι σταθερό. Είναι σαφές ότι σε μια ελεγχόμενη ανωστική φλόγα διάχυσης, η διάχυση επηρεάζει τη φλόγα ‘κόβοντας’ τα άκαυστα καύσιμα για να διαμορφώσει ξεχωριστά πλούμια. Τα καύσιμα συσσωρεύονται μέσα στο πλούμιο και το επεκτείνουν προς όλες τις κατευθύνσεις. Σε μια φλόγα ελεγχόμενη από ανωστικές δυνάμεις , οι προκαλούμενες ακτινικές ροές χτυπούν

τη φλόγα και έχουν σαν αποτέλεσμα το τρεμόπαιγμά της. Στην περίπτωση του πυροστροβίλου η εφαπτομενική συνιστώσα σταθεροποιεί τη φλόγα ενώ η ακτινική τον επεκτείνει στο ύψος. Έτσι για να εφαρμοστεί η θεωρία των Burke – Schumann υποθέτουμε είτε αλλαγή στο ποσοστό των καυσίμων, είτε στο ποσοστό της διάχυσης. Επομένως το ύψος της φλόγας ενός πυροστροβίλου εξισορροπείται είτε με αυξανόμενη ακτινική ροή είτε με ισοδύναμη αξονική ροή. Οι σχέσεις που διέπουν τα παραπάνω είναι :

$$\frac{w_w}{w_f} = \frac{z_w}{z_f} = \frac{(4\nu_f z_w / r_f^2 + u_{z0})^2 + 2gz_w}{u_{z0}^2 + 2gz_w} \quad (2.8)$$

όπου ο δείκτης w δηλώνει αξονικά μεγέθη και z_f είναι το ύψος της φλόγας που δίνει η εξίσωση του Roper για τις φλόγες διάχυσης :

$$z_f = \frac{Q}{4pD_0 \ln(1+1/S)} \cdot \left(\frac{T_0}{T_f} \right)^{n-1} \quad (2.9)$$

όπου

- D_0 : διαχυτότητα περιβάλλοντος
- S : στοιχειομετρικός λόγος αέρα – καυσίμου
- n : διαχυτότητα (εκθέτης)
- T_f : θερμοκρασία φλόγας
- T_0 : θερμοκρασία περιβάλλοντος
- Q : ο ρυθμός έκλυσης θερμότητας
- n_f : το κινηματικό ιξώδες της φλόγας
- r_f : η ακτίνα της φλόγας

Και χρησιμοποιώντας τις δύο παραπάνω σχέσεις παίρνουμε τον τροποποιημένο ρυθμό παροχής όγκου :

$$Q_w = 4pD_0 \ln(1+1/S) z_w \left(\frac{T_0}{T_f} \right)^{n-1} \quad (2.10)$$

Εναλλακτικά μπορεί να μεταβληθεί το D_0 . Το ύψος σε αυτή την περίπτωση εξαρτάται από την παροχή καυσίμου και την ακτίνα του πυρήνα του στροβίλου. Επίσης η ακτίνα του πυρήνα του στροβίλου εξαρτάται από την θερμοκρασία της φλόγας και τον χρόνο διάχυσης. Η ακτίνα του πυρήνα του στροβίλου έχει ένα

κατώτερο σύνορο με την ακτίνα της φλόγας. Η μορφή της φλόγας καθορίζεται από τις συναρτήσεις Bessel.

2.7 ΡΥΘΜΟΣ ΕΚΔΥΣΗΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΠΥΡΟΣΤΡΟΒΙΛΟΥ

Το γενικό ποσοστό απελευθέρωσης θερμότητας \dot{Q} της φλόγας χαρακτηρίζεται ως τα θερμικά στοιχεία που αντιπροσωπεύουν τα καύσιμα. Σε μια ειδική επιφάνεια, όπως μια λιμνάζουσα φλόγα τα θερμικά στοιχεία εκτινάσσονται σ' ένα ποσοστό \dot{m} στοιχεία ανά μονάδα χρόνου, ανά μονάδα επιφάνειας με μια μικρή κανονική ταχύτητα στη ροική περιοχή. Το ποσοστό απωλειών θερμότητας ενός θερμικού στοιχείου δίνεται :

$$\dot{Q}_{p,j} = -\frac{\dot{Q}}{\dot{m}} \cdot \frac{1}{t_b} \quad (t - t_0 < t_b)$$

όπου \dot{Q} : το ποσοστό απελευθέρωσης θερμότητας ανά μονάδα επιφάνειας της λιμνάζουσας περιοχής

και t_b : ο χρόνος πλήρους καύσης (burn out time) του θερμικού στοιχείου

Ο χρόνος πλήρους καύσης t_b λαμβάνεται από τις εξισώσεις των Baum και McCaffey. Υποθέτουμε ότι το θερμικό στοιχείο καίγεται έξω από την ενδιάμεση περιοχή του πλουμίου, που ισχύει :

$$1.32D^* < z < 3.30D^* \quad (2.11)$$

όπου z : το ύψος πάνω από το λιμνάζον καύσιμο.

Η χαρακτηριστική διάμετρος της φλόγας δίνεται από το τύπο :

$$D^* = \left[\frac{\dot{Q}}{r_0 c_p T_0 \sqrt{g}} \right]^{2/5} \quad (2.12)$$

Όπου:

\dot{Q} : (η συνολική απελευθέρωση θερμότητας) = $\dot{m}\Delta H$ KJ/sec

\dot{m} : ο ρυθμός παροχής μάζας Kg/sec

ΔH : η θερμογόνο δύναμη του προπανίου

r_0 : η πυκνότητα του αέρα στους

c_p : η ειδική θερμοχωρητικότητα του αέρα στους

T_0 : η θερμοκρασία περιβάλλοντος

g : η επιτάχυνση της βαρύτητας

Ο όρος της απελευθέρωση θερμότητας είναι το άθροισμα των ποσοστών απελευθέρωσης θερμότητας εκ μεταφοράς των μεμονωμένων θερμικών στοιχείων σε ένα πλέγμα όγκου $\delta x \delta y \delta z$.

Επίσης ο χρόνος πλήρους καύσης t_b κυμαίνεται μεταξύ

$$1,05\sqrt{D^* / g} < t_b < 1,86\sqrt{D^* / g} \quad (2.13)$$

και είναι μερικά δέκατα του δευτερολέπτου.

2.8 ΒΑΣΙΚΕΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΠΟΥ ΕΠΙΔΡΟΥΝ ΣΕ ΕΝΑΝ ΠΥΡΟΣΤΟΒΙΛΟ

Τρεις αδιάστατοι παράμετροι επιδρούν στη ροή ενός πυροστροβίλου :

- Το ποσοστό απελευθέρωσης θερμότητας ϕ αδιαστατοποιημένο χρησιμοποιώντας τις θερμικές ιδιότητες ενός ιδανικού αερίου
- Η κυκλοφορία Γ_0 αδιαστατοποιημένη χρησιμοποιώντας τη χαρακτηριστική διάμετρο της φλόγας D^* και την ανωστική ταχύτητα $\sqrt{gD^*}$ όπου η βασική παράμετρος δίνεται από τον τύπο:

$$\Omega / a = (\Gamma_0 / 2pr_0^2) / a \quad (2.14)$$

Επίσης ισχύουν :

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_0 &= 2p \cdot r_0 \cdot V_{\tan g} \\ V_{\tan g} &= pD_0 \cdot n = 2r_0 \cdot p \cdot n \\ n &= rps \end{aligned} \right\} \Rightarrow \Gamma_0 = 4p^2 r_0^2 \cdot n \quad (2.15)$$

Όπου n : οι στροφές σε rps

D_0 : η διάμετρος του πλαισίου

Και η παράμετρος a είναι ο αντίστροφος της χρονικής κλίμακας που χαρακτηρίζει την τάση της φλόγας εξαιτίας των ανωστικών δυνάμεων, δηλ.

$$a = \sqrt{g / D^*} . \quad (2.16)$$

Η παράμετρος Ω/a παρέχει ένα μέτρο της επίδρασης της στροβιλώδης κίνησης στην ανωστική κίνηση του πλουμίου της φλόγας ενός πυροστροβίλου.

- Ο αριθμός Reynolds βασιζόμενος στην ανωστική ταχύτητα και στην διάμετρο της φλόγας.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3 : ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η εργασία αυτή έχει ως αντικείμενο την αναπαραγωγή και τη μελέτη της συμπεριφοράς ενός πυροστροβίλου, δηλαδή μιας ανωστικής φλόγας που σε κατάλληλες ροϊκές συνθήκες επιτυγχάνεται ο στροβιλισμός της, με αποτέλεσμα την μεταβολή των χαρακτηριστικών της όπως το ύψος της, η έκλυση θερμότητας, η παραγωγή καπναερίων και άλλα. Προκειμένου να επιτευχθεί η δημιουργία αυτής της ιδιαίτερης μορφής φλόγας, ο έλεγχός και η μελέτη της, χρησιμοποιήθηκε ειδική πειραματική διάταξη. Ο σκοπός του κεφαλαίου αυτού είναι η σύντομη παρουσίαση των χαρακτηριστικών και των επί μέρους τμημάτων αυτής της εγκατάστασης .

3.2 ΒΑΣΙΚΑ ΤΜΗΜΑΤΑ ΤΗΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗΣ

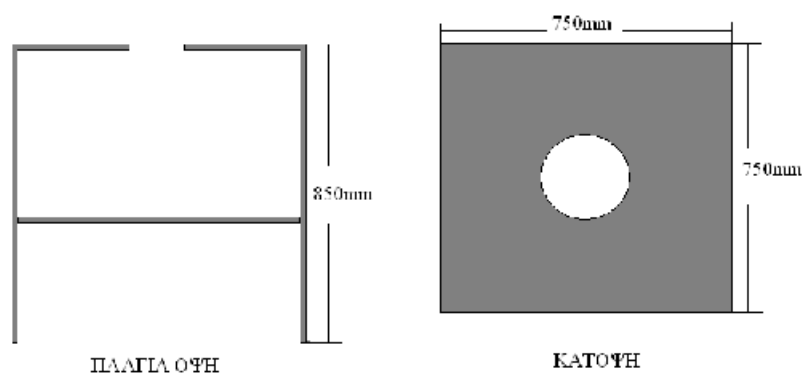
Η πειραματική εγκατάσταση αποτελείται από κάποια βασικά τμήματα και διατάξεις που χρησιμοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια των πειραμάτων. Συνοπτικά είναι τα παρακάτω :

- Η **βάση στήριξης** πάνω στην οποία τοποθετήθηκαν και συναρμολογήθηκαν τα υπόλοιπα τμήματα της κατασκευής.
- Το **περιστρεφόμενο πλαίσιο** που είναι υπεύθυνο για τη δημιουργία του κατάλληλου ροϊκού πεδίου, ώστε να αναπτυχθεί ο πυροστρόβιλος.
- Ο **καυστήρας** και οι **διαφορετικές γεωμετρικές καυστήρα με αλλαγή της βασικής διαμέτρου** απ' όπου παράγεται ο πυροστρόβιλος.
- Ο **ηλεκτροκινητήρας** και το **σύστημα μετάδοσης κίνησης** που πραγματοποιούν την περιστροφή του πλαισίου.
- Το **inverter**, ένα ηλεκτρικό σύστημα που μας δίνει την δυνατότητα ελέγχου της περιστροφής του πλαισίου και τελικά της κυκλοφορίας της ροής.
- Το **σύστημα παροχής καυσίμου** που τροφοδοτεί την εγκατάσταση με καύσιμο προπάνιο.
- Τα **όργανα μέτρησης της θερμοκρασίας** (θερμοζεύγος)
- Το **σύστημα απαγωγής των καπναερίων**.

3.3 ΒΑΣΗ ΣΤΗΡΙΞΗΣ

Η βάση στήριξης είναι μία τετράγωνη μεταλλική κατασκευή διαστάσεων 750mm×750mm και ύψους 850mm. Η βάση έχει ενσωματωμένο πάνω της έναν

κλωβό ασφαλείας, για την αποφυγή αστοχίας του περιστρεφόμενου πλαισίου σε μεγάλες περιστροφές. Ακόμα στη βάση αυτή στερεώνεται με έδρανα το περιστρεφόμενο πλαίσιο, ο κινητήρας μαζί με το σύστημα μετάδοσης κίνησης και ο καυστήρας. Το σχέδιο της βάσης αυτής φαίνεται στο σχήμα 3.1 .



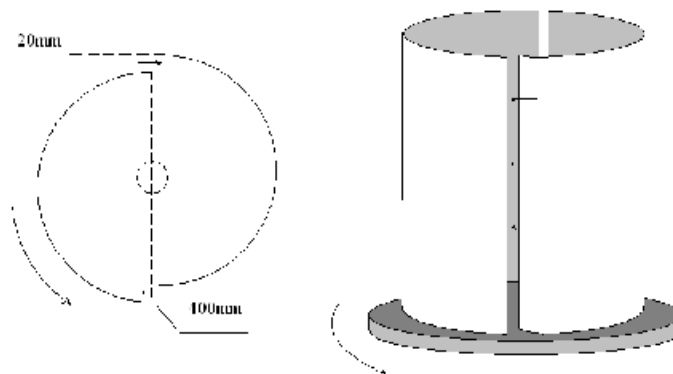
Σχήμα 3.1 Βάση κατασκευής



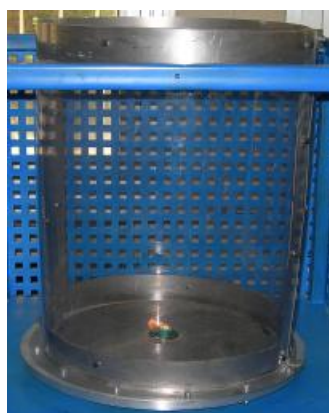
Εικόνα 3.1 Η βάση και ο κλωβός ασφαλείας

3.4 ΠΕΡΙΣΤΡΕΦΟΜΕΝΟ ΠΛΑΙΣΙΟ

Το περιστρεφόμενο πλαίσιο είναι μία κατασκευή από πλέξιγκλας και μέταλλο τέτοιας μορφής ώστε να προκαλεί γωνιακή ταχύτητα στον αέρα που εισέρχεται στον εσωτερικό του χώρο, με αποτέλεσμα τη δημιουργία πυροστροβίλου. Το πλαίσιο αυτό είναι κατασκευασμένο από φύλλα πλέξιγκλας τοποθετημένα πάνω σε μεταλλικό σκελετό ημικυλινδρικού σχήματος. Τα φύλλα αυτά έχουν διάμετρο 400mm και ύψος 500mm. Είναι στερεωμένα έκκεντρα πάνω σε ένα δίσκο που εδράζεται σε ρουλεμάν και παίρνει κίνηση από τον ηλεκτροκινητήρα της διάταξης. Η εκκεντρότητα αυτή δημιουργεί δυο κενά μεταξύ των φύλλων και εξασφαλίζει την εισροή αέρα μέσα από αυτά με γνωστή μάλιστα διεύθυνση. Η κάθε σχισμή είναι 20mm. Για την ασφαλή και σωστή λειτουργία όλη η κατασκευή του πλαισίου αυτού είναι ζυγοσταθμισμένη. Το σχέδιο του περιστρεφόμενου πλαισίου φαίνεται στο σχήμα 3.2



Σχήμα 3.2 Περιστρεφόμενο πλαίσιο

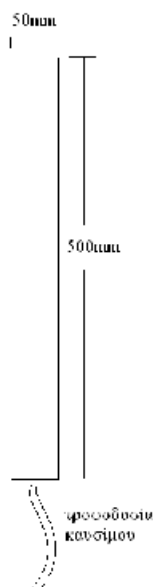


Εικόνα 3.2 Το περιστρεφόμενο πλαίσιο

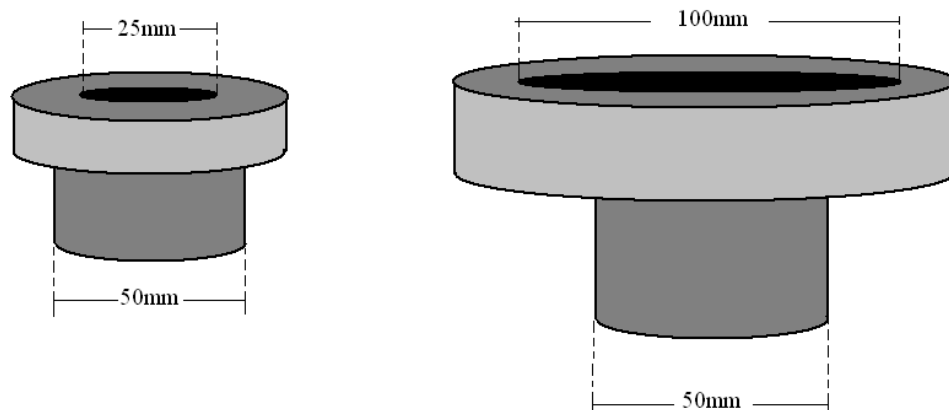
3.5 ΚΑΥΣΤΗΡΑΣ

Ο καυστήρας είναι ουσιαστικά ένας σιδερένιος σωλήνας κυκλικής διατομής $\Phi 50\text{ mm}$ και συνολικού μήκους 500 mm . Είναι τοποθετημένος στο εσωτερικό του περιστρεφόμενου πλαισίου, όπου ο διαμήκης άξονας του ταυτίζεται με τον κεντρικό άξονα της κατασκευής. Η κάτω πλευρά του στερεώνεται στη βάση και στεγανοποιείται με έναν εξωτερικό σφικτήρα και ένα στεγανοποιητικό δαχτυλίδι (o-ring). Το πάνω μέρος είναι ελεύθερο και ανοικτό και διέρχεται μέσα από τις οπές που έχουν, για το λόγο αυτό, η βάση και ο περιστρεφόμενος δίσκος. Επίσης στο κάτω άκρο του καταλήγει η τροφοδοσία του καυσίμου από το παροχόμετρο, με ειδική αεροστεγή σύνδεση. Ο καυστήρας είναι υπερυψωμένος κατά 5 mm από το τελευταίο επίπεδο της κατασκευής (ένας σταθερός δίσκος ο οποίος εξασφαλίζει ότι ο περιστρεφόμενος δίσκος δεν επηρεάζει τη ροή). Τέλος για να εξασφαλίσουμε ότι το καύσιμο θα έχει λιμνάζουσα συμπεριφορά έχουν τοποθετηθεί φίλτρα για ύψος 50 mm περίπου στη βάση του και άμμος στο υπόλοιπο ύψος του.

Υπάρχει η δυνατότητα αλλαγής της διατομής του καυστήρα με την τοποθέτηση εξαρτημάτων. Αυτά σφηνώνουν στο σωλήνα και στεγανοποιούνται με δαχτυλίδια από βιτόν. Οι διαφορετικές καυστήρες που χρησιμοποιούνται είναι διαμέτρου 100 mm και 25 mm αντίστοιχα. Παρακάτω παρουσιάζονται τα σχέδια του βασικού καυστήρα καθώς και των άλλων δυο αποσπώμενων καυστήρων.



Σχήμα 3.3 Διαμόρφωση βασικού καυστήρα

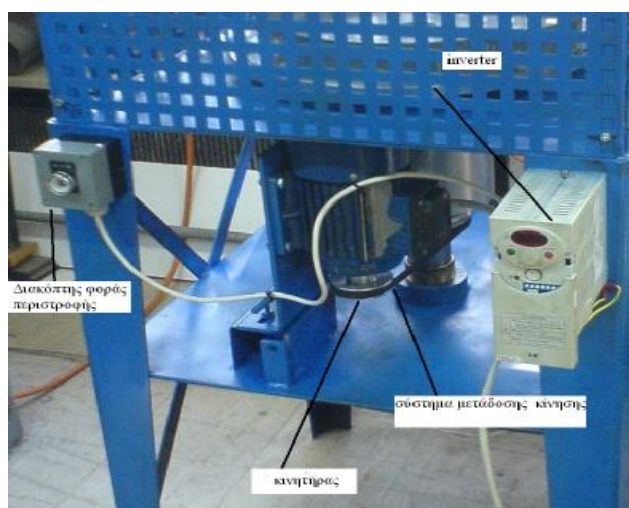


Σχήμα 3.4 Διαφορετικές γεωμετρίες καυστήρα με αλλαγή διαμέτρου

3.6 ΗΛΕΚΤΡΟΚΙΝΗΤΗΡΑΣ ΚΑΙ ΣΥΣΤΗΜΑ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΚΙΝΗΣΗΣ

Για την περιστροφή του πλαισίου χρησιμοποιείται ένας ηλεκτροκινητήρας που μεταφέρει την κίνηση μέσω ενός συστήματος μετάδοσης. Το σύστημα αυτό αποτελείται από δύο τροχαλίες και έναν ιμάντα. Ο κινητήρας συνδέεται στο ηλεκτρικό δίκτυο του πανεπιστημίου τάσης 220V και τα χαρακτηριστικά λειτουργίας του είναι 0,5 HP στις 1400 στροφές.

Οι στροφές του κινητήρα, συνεπώς και του πλαισίου, ελέγχονται από ένα inverter, ενώ υπάρχει και η δυνατότητα να αντιστραφεί η φορά περιστροφής του κινητήρα μέσω ενός διακόπτη. Τα παραπάνω διακρίνονται στη φωτογραφία που ακολουθεί.

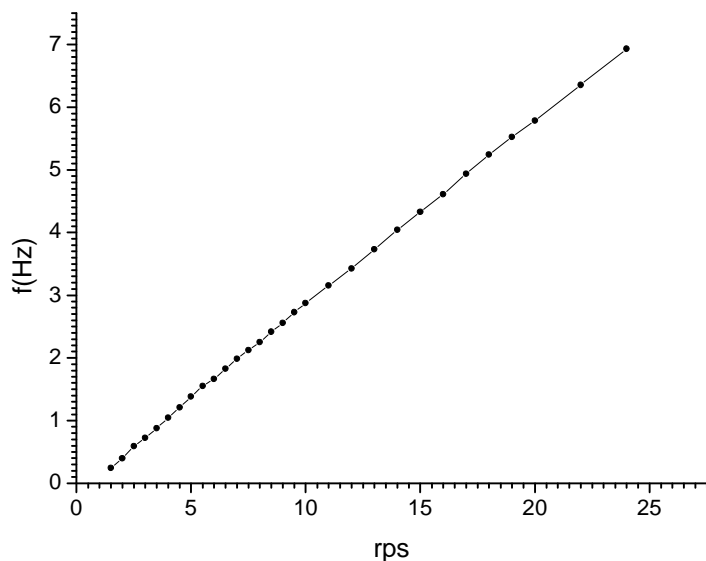


Εικόνα 3.3 Ο κινητήρας και το σύστημα μετάδοσης

Η ένδειξη του inverter είναι σε συχνότητα Hz , γι' αυτό ακριβώς το λόγο χρησιμοποιήθηκε ένα στροφόμετρο και μετρήθηκαν οι στροφές του περιστρεφόμενου δίσκου σε rpm και rps και η αντιστοιχία τους προβάλλεται στον ακόλουθο πίνακα και ακολουθεί και το αντίστοιχο διάγραμμα :

3.1 Πίνακας ένδειξης του inverter σε Hz και η αντιστοιχία σε rps και rpm

f(hz)	rpm	rps	f(hz)	rpm	rps
1.5	14.7	0.24	8.5	145.0	2.41
2	23.8	0.39	9	153.4	2.55
2.5	35.4	0.59	9.5	163.6	2.72
3	43.57	0.72	10	172.6	2.87
3.5	52.56	0.87	11	189.2	3.15
4	62.63	1.04	12	205.6	3.42
4.5	72.44	1.20	13	224	3.73
5	82.38	1.38	14	242.5	4.04
5.5	93	1.55	15	259.8	4.33
6	99.9	1.66	16	276.6	4.61
6.5	109.6	1.82	17	296.1	4.93
7	119.1	1.98	18	314.5	5.24
7.5	127.3	2.12	19	331.5	5.52
8	135.0	2.25	20	347.2	5.78



Διάγραμμα 4.1 Ένδειξη inverter σε Hz - rps

3.7 ΣΥΣΤΗΜΑ ΠΑΡΟΧΗΣ ΚΑΥΣΙΜΟΥ

Το καύσιμο που χρησιμοποιείται είναι προπάνιο C_3H_8 , αποθηκευμένο σε ειδική δεξαμενή το οποίο παροχετεύεται στον καυστήρα μέσω υπάρχοντος δικτύου σωλήνων, βαλβίδων και ρυθμιστών πίεσης εγκατεστημένο στο εργαστήριο. Επίσης υπάρχουν ανιχνευτές αερίου, συνδεδεμένοι με αυτόματη ασφαλιστική βαλβίδα, κοντά στο πάτωμα καθώς το προπάνιο ως βαρύτερο από τον αέρα λιμνάζει. Η παροχή του καυσίμου μετριέται με τη χρήση παροχόμετρου, το οποίο είναι τοποθετημένο πριν τον καυστήρα και απ' το οποίο μέσω από ελαστικό σωλήνα υψηλής αντοχής σε πίεση 20bar το καύσιμο καταλήγει στον διανομέα του καυσίμου, δηλ. στον καυστήρα. Η παροχή του καυσίμου μετριέται σε lt/h και όλα τα παροχόμετρα είναι ειδικά βαθμονομημένα για προπάνιο. Μπορούν να χρησιμοποιηθούν για θερμοκρασίες ως 120 °C αλλά η βαθμονόμηση τους έχει γίνει με πίεση αερίου 1,6 bar στους 20 °C, όπου αν εξαιρέσουμε ενδεχόμενο σφάλμα ανάγνωσης η ακρίβεια τους σε αυτές τις συνθήκες κυμαίνεται στο 2%. Το κατάλληλο παροχόμετρο που χρησιμοποιήσαμε (μετά από διερεύνηση, ώστε να ανταποκρίνεται απόλυτα στις ανάγκες του πειραματός μας) είναι ένα με τιμές από 5 έως 50lt/h.

3.8 ΟΡΓΑΝΑ ΜΕΤΡΗΣΗΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ

Στα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν μετρήθηκαν τιμές θερμοκρασίας με αισθητήριο όργανο θερμοζεύγος τύπου S (P10R-002 της OMEGA) Πλατίνας και κράματος Πλατίνας 90% και Ροδίου 10% (Pt και Pt-10% Rh) με διάμετρο σύρματος 50μm, εκτεθειμένης άκρης ελέγχου. Στην παρούσα εφαρμογή τα σύρματα αυτά έχουν μήκος 15mm ώστε να αποφευχθούν απώλειες θερμότητας. Κατόπιν ενώθηκαν με αυτογενή κόλληση, με χρήση φλόγας οξυγόνου-ασετιλίνης, με σύρματα προεκτάσεως ίδιας ποιότητας και καθαρότητας μετάλλου με το θερμοζεύγος, διαμέτρου 0,5mm τοποθετημένο μέσα σε κεραμικό σωλήνα διπλής οπής με εξωτερική διάμετρο 5mm και διάμετρο οπών 200μm. Ο κεραμικός σωλήνας προστατεύτηκε από μηχανικές καταπονήσεις με την τοποθέτηση του σε ανοξείδωτο σωλήνα εξωτερικής διαμέτρου 7mm. Κατόπιν χρησιμοποιήθηκε ειδικό καλώδιο προέκτασης από κράμα χαλκού (με παρόμοια θερμοηλεκτρικά χαρακτηριστικά με τα σύρματα του θερμοζεύγους), με μεγάλη αντοχή στις μηχανικές καταπονήσεις και θωράκιση από τον ηλεκτρομαγνητικό θόρυβο. Οι ενώσεις των συρμάτων προέκτασης για την αποφυγή παρασιτικών θερμοζευγών έγιναν με την χρήση ειδικών τυποποιημένων συνδέσμων τύπου S. Για την καταγραφή των μετρήσεων χρησιμοποιήθηκε προσωπικός ηλεκτρονικός υπολογιστής με την κάρτα DaqBoard 2000 της OMEGA.

3.9 ΣΥΣΤΗΜΑ ΑΠΑΓΩΓΗΣ ΚΑΠΝΑΕΡΙΩΝ

Το σύστημα απαγωγής των καπναερίων εξασφαλίζει την απομάκρυνση των καπναερίων από τον θάλαμο του πειράματος. Η ιδανικότερη περίπτωση θα ήταν η αποβολή με την χρήση φυσικού ελκυσμού. Λόγω του περιορισμένου ύψους εργαστηριακού χώρου επιλέχθηκε αναγκαστικά η χρήση φυγοκεντρικού ανεμιστήρα με μέγιστη παροχή απορρόφησης 2500 m³/h στις 1400 rpm, κινούμενος με την βοήθεια ενός αξονικά συνδεδεμένου μονοφασικού κινητήρα μέγιστης ισχύος 0.5 PS για την εξασφάλιση της απαραίτητης παροχής και γίνεται ρύθμιση των στροφών του κινητήρα με την βοήθεια ενός ηλεκτρονικού μετατροπέα συχνότητας τύπου LG SV004iC5. Η επιλογή των στροφών του μοτέρ έγινε καταρχάς μέσω οπτικής παρατήρησης της φλόγας.



Εικόνα 3. 4 Σύστημα απαγωγής καπναερίων

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΛΗΨΗ ΚΑΙ ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ-ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ

4.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Το κεφάλαιο αυτό περιλαμβάνει: Το θεωρητικό υπολογισμό του αριθμού Grashof για τις παροχές του καυσίμου που χρησιμοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια των μετρήσεων. Τον υπολογισμό της ελεγχόμενης (μέσω του inverter) κυκλοφορίας Γ_0 του αέρα που εισέρχεται μέσα στο περιστρεφόμενο έκκεντρο πλαίσιο και δημιουργεί τον προς μελέτη πυροστρόβιλο, καθώς και την εφαπτομενική ταχύτητα $V_{\tan g}$ του εισερχόμενου αέρα και την γωνιακή ταχύτητα Ω της περιστροφής του πλαισίου. Την παρουσίαση και ανάλυση των αποτελεσμάτων των μετρήσεων των θερμοκρασιών που προέκυψαν από την εκτέλεση του πειράματος στον βασικό καυστήρα διαμέτρου 5cm και των δυο αποσπώμενων καυστήρων των 2,5 και 10 cm, αντίστοιχα.

4.2 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ

Πραγματοποιήθηκαν δυο σειρές πειραμάτων με δυο διαφορετικά είδη καυσίμων:

- Αιθυλική αλκοόλη (C_2H_5OH)
- Προπάνιο (C_3H_8)

4.2.1 Αιθυλική αλκοόλη

Ποσότητα αιθυλικής αλκοόλης τοποθετήθηκε σε ειδικό δοχείο και το τελευταίο μέσα στον καυστήρα. Έχουμε, λοιπόν, ένα αμιγώς λιμνάζον καύσιμο όπου επιλέγοντας την κατάλληλη γωνιακή ταχύτητα του περιστρεφόμενου πλαισίου (μέσω του inverter), δηλαδή την κυκλοφορία Γ_0 , επιτυγχάνουμε τον επιθυμητό πυροστρόβιλο. Μετρήθηκε η παροχή μάζας του καυσίμου ίση με $\dot{m}=0.24 \cdot 10^{-4} \text{ kg/sec}$, καθώς επίσης επιλέχθηκε η τιμή της γωνιακής ταχύτητας του πλαισίου ίση με $\Omega = 8.07 \text{ rad/sec}$ και συνεπώς της κυκλοφορίας $\Gamma_0=2.76 \text{ m}^2/\text{sec}$.

4.2.2 Προπάνιο

Σ' αυτήν τη σειρά πειραμάτων χρησιμοποιήθηκε ως καύσιμο προπάνιο με συνεχή ελεγχόμενη (μέσω του παροχομέτρου) ροή του καυσίμου. Για την εξασφάλιση μιας ομοιόμορφης πειραματικής προσομοίωσης, πριν την έναρξη των μετρήσεων αφηνόταν ο καυστήρα να λειτουργήσει για τουλάχιστον μισή ώρα πριν την έναρξη της καταγραφής των μετρήσεων. Ύστερα από οπτική παρατήρηση επιλέχθηκε, για τον καυστήρα διαμέτρου των 5 cm, ένα εύρος τιμών παροχής καυσίμου από 15 έως 45 lt/h, διότι για παροχές μικρότερες από 15 lt/h, ναι μεν παρατηρήθηκε δημιουργία πυροστρόβιλου, αλλά μη ικανοποιητικού για την παραπέρα μελέτη του. Καθώς επίσης και για παροχές μεγαλύτερες από 45 lt/h, η φλόγα είχε μεγάλες εκπομπές σε αιθάλη επηρεάζοντας τις μετρήσεις, διότι τα κολλώδη άκαυστα σωματίδια δημιουργούσαν ένα αδιαπέραστο "πέπλο" πάνω στο αισθητήριο με αποτέλεσμα την αύξηση της αδρανείας του στις μεταβολές της θερμοκρασίας.

Αντίστοιχα για τον καυστήρα διαμέτρου 2,5 cm επιλέχθηκαν παροχές από 5 έως 25 lt/h, καθώς για παροχές πάνω από 25 lt/h το καύσιμο εξερχόταν με μη-μηδενική ταχύτητα από τον καυστήρα κάτι που προσομοιάζει μη-λιμνώδη φλόγα.

Για τον καυστήρα διαμέτρου 10 cm επιλέχθηκαν παροχές από 15 έως 50lt/h καθώς κάτω από 15 lt/h δεν παρατηρήθηκε δημιουργία πυροστροβίλου.

Τελικά η δειγματοληψία από το θερμοζεύγος για τον καυστήρα διαμέτρου 5 cm, πραγματοποιήθηκε για τρεις διαφορετικές παροχές: 15lt/h, 30lt/h και 45lt/h, για τον καυστήρα διαμέτρου 2,5 cm για παροχή 20 lt/h και για τον καυστήρα διαμέτρου 10 cm για παροχή 30 lt/h.

Λόγω της κατασκευαστικής συμμετρίας του καυστήρα υπήρξε και συμμετρία στο ανάπτυγμα της φλόγας και μετά από δοκιμαστικές μετρήσεις επιλέχθηκε η μέτρηση κατά μήκος μιας ακτίνας και όχι όλης της διαμέτρου σε επίπεδα αξονικά της επιφάνειας εκβολής του καυσίμου, μέχρι και σε ύψη

αρκετά απομακρυσμένα από αυτό, δηλαδή στην ασθενή ανωστική ζώνη του πλούμιου του πυροστροβίλου.

4.3 ΑΡΙΘΜΟΣ GRASHOF

Ο αδιάστατος αριθμός Grashof δίνεται από την σχέση:

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

Στην ανωστική φλέβα του πυροστροβίλου 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 φλόγας η ροή δημιουργείται από πηγή θερμότητας χρησιμοποιείται η παρακάτω παραλλαγμένη μορφή όπου η ροή θερμότητας που εκλύεται από την πηγή είναι γνωστή:

$$Gr = \frac{D^3 \cdot W}{r \cdot n^3}, \text{ με } W = \frac{\dot{Q} \cdot g}{C_p \cdot T_a} \text{ και } \dot{Q} = \frac{\dot{m} \cdot \Delta H}{D}$$

όπου: D: η διάμετρος του καυστήρα σε m (= 0.05m, 0.025m και 0.10m αντίστοιχα για τις διαφορετικές διαμέτρους που διαθέτουμε)

\dot{m} : ο ρυθμός παροχής καυσίμου σε kg/s

ΔH : η θερμογόνο δύναμη του καυσίμου ,

για το προπάνιο $\Delta H = 49.9 \cdot 10^3$ KJ/kg

και για την αιθυλική αλκοόλη $\Delta H = 28.08 \cdot 10^3$ KJ/kg

ρ : η πυκνότητα του αέρα στους $27^\circ C = 1.2 \text{ kg/m}^3$

ν : το κινηματικό ιξώδες του αέρα στους $27^\circ C = 1.57 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{sec}$

g : η επιτάχυνση της βαρύτητας = 9.81 m/sec^2

C_p : η ειδική θερμοχωρητικότητα του αέρα στους $27^\circ C = 1.005 \text{ kJ/Kg K}$

T_a : η θερμοκρασία του περιβάλλοντος = $300 \text{ K} (27^\circ C)$

Και ρ (προπανίου)= 1.9 kg/m^3 και ρ (αιθυλικής αλκοόλης)= 790 kg/m^3 .

Παρακάτω παρατίθεται πίνακας για τις διάφορες παροχές σε αντιστοιχία με τον αριθμό Grashof και για τις διαφορετικές διαμέτρους που χρησιμοποιήσαμε για καύσιμο προπάνιο :

	Καυστήρας διαμέτρου 5cm	Καυστήρας διαμέτρου 2,5cm	Καυστήρας διαμέτρου 10cm
Παροχή(lt/h)	Αριθμός Grashof	Αριθμός Grashof	Αριθμός Grashof

5	$2.19 \cdot 10^9$	$0.548 \cdot 10^9$	$8.76 \cdot 10^9$
10	$4.38 \cdot 10^9$	$1.095 \cdot 10^9$	$17.52 \cdot 10^9$
15	$6.58 \cdot 10^9$	$1.645 \cdot 10^9$	$26.32 \cdot 10^9$
20	$8.77 \cdot 10^9$	$2.193 \cdot 10^9$	$35.08 \cdot 10^9$
25	$10.95 \cdot 10^9$	$2.738 \cdot 10^9$	$43.8 \cdot 10^9$
30	$13.14 \cdot 10^9$	$3.285 \cdot 10^9$	$52.56 \cdot 10^9$
35	$15.34 \cdot 10^9$	$3.835 \cdot 10^9$	$61.36 \cdot 10^9$
40	$18.45 \cdot 10^9$	$4.613 \cdot 10^9$	$73.8 \cdot 10^9$
45	$19.72 \cdot 10^9$	$4.93 \cdot 10^9$	$78.88 \cdot 10^9$
50	$21.91 \cdot 10^9$	$4.478 \cdot 10^9$	$87.64 \cdot 10^9$

Επομένως για καύσιμο:

- προπάνιο και για τον καυστήρα διαμέτρου 5cm για τις παροχές 15, 30 και 45 lt/h έχουμε τους αντίστοιχους αριθμούς Grashof : $Gr = 6.58 \cdot 10^9$, $Gr = 13.14 \cdot 10^9$, $Gr = 19.72 \cdot 10^9$.

Για τον καυστήρα διαμέτρου 2,5cm και για παροχή 20 lt/h έχουμε:
 $Gr = 2.193 \cdot 10^9$.

Για τον καυστήρα διαμέτρου 10cm και για παροχή 30lt/h, έχουμε:
 $Gr = 52.56 \cdot 10^9$

- αιθυλική αλκοόλη, αντίστοιχα, έχουμε : $Gr = 11.36 \cdot 10^9$

4.4 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΚΥΚΛΟΦΟΡΙΑΣ Γ_0

Όπως έχει ήδη αναφερθεί σημαντική παράμετρος του πυροστρόβιλου αποτελεί η κυκλοφορία Γ_0 του εισερχόμενου αέρα στη φλόγα. Στη συνέχεια παρουσιάζονται οι εξισώσεις υπολογισμού της εφαπτομενικής ταχύτητας $V_{\tan g}$ του εισερχόμενου αέρα από τα κατακόρυφα ανοίγματα του περιστρεφόμενου έκκεντρου πλαισίου, της γωνιακής ταχύτητας Ω του πλαισίου, συνεπώς και του αέρα και η κυκλοφορία Γ_0 του αέρα. Έχουμε :

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_0 &= 2p \cdot r_0 \cdot V_{\tan g} \\ V_{\tan g} &= pD_0 \cdot n = 2r_0 \cdot p \cdot n \\ n &= rps \end{aligned} \right\} \Rightarrow \Gamma_0 = 4p^2 r_0^2 \cdot n \quad \text{και} \quad \Omega = V_{\tan g} / r_0$$

Όπου n : οι στροφές του περιστρεφόμενου πλαισίου ανά μονάδα χρόνου (rps) που ελέγχονται από το inverter.

D_0 : η διάμετρος του πλαισίου

Παρακάτω παρατίθεται πίνακας ο οποίος παρουσιάζει την αντιστοιχία της ένδειξης του inverter (συχνότητα σε Hz), των στροφών n (rps), της εφαπτομενικής ταχύτητας του αέρα, της γωνιακής ταχύτητας του πλαισίου και της κυκλοφορίας του εισερχόμενου αέρα.

Ένδειξη invert (Hz)	n(rps)	$V_{\tan g}$ (m/sec)	Ω (rad/ sec)	Γ_0 (m^2 /sec)
1.5	0.245	0.35	1.56	0.49
2	0.396	0.57	2.51	0.80
2.5	0.59	0.83	3.71	1.18
3	0.726	1.03	4.58	1.46
3.5	0.876	1.24	5.52	1.76
4	1.044	1.47	6.53	2.08
4.5	1.207	1.71	7.6	2.42
5	1.381	1.95	8.07	2.76
5.5	1.55	2.19	9.73	3.09
6	1.665	2.36	10.49	3.33
6.5	1.827	2.58	11.49	3.65
7	1.986	2.81	12.5	3.97
7.5	2.122	2.99	13.32	4.23
8	2.251	3.19	14.19	4.51
8.5	2.417	3.42	15.2	4.83
9	2.558	3.62	16.08	5.11
9.5	2.728	3.86	17.14	5.45
10	2.878	4.07	18.08	5.75
11	3.155	4.47	19.84	6.31
12	3.427	4.85	21.54	6.85
13	3.733	5.27	23.42	7.45
14	4.042	5.71	25.37	8.07
15	4.33	6.12	27.19	8.64

4.5 ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ

Το αναλογικό σήμα από την έξοδο του θερμοζεύγους εισέρχεται στην κάρτα DaqBoard 2000 της OMEGA, καταχωρείται σε αρχεία στο σκληρό δίσκο προσωπικού υπολογιστή. Τα αρχεία αυτά είναι σε μορφή ASCII και επεξεργάζονται από το Microsoft Office Excel και τα στατιστικά μεγέθη που υπολογίζονται είναι:

Οι μέσες θερμοκρασίες (mean temperatures)

$$\bar{T}(x, y) = \frac{\sum_{i=1}^N T(x, y, t_i)}{N}$$

όπου N ο αριθμός καταγραφών της κάθε μέτρησης και T η στιγμιαία τιμή της θερμοκρασίας.

4.6 ΑΔΙΑΣΤΑΤΟΠΟΙΗΣΗ ΤΙΜΩΝ

Σε ένα απομονωμένο πλούμιο που δημιουργείται από λιμνάζουσα φλόγα (και μέσω κατάλληλων συνθηκών και πυροστρόβιλου) 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 στους $27^{\circ}C = 1.2 \text{ kg/m}^3$
 C_p : η ειδική θερμότητα του αέρα στους $27^{\circ}C = 1.005 \text{ kJ/Kg K}$
 T_0 : η θερμοκρασία περιβάλλοντος = 300 K
 g : η επιτάχυνση της βαρύτητας και
 $Q = \dot{m} \Delta H$, ΔH : η θερμογόνο δύναμη του καυσίμου σε KJ/kg

Επομένως η χαρακτηριστική διάμετρος D^* για τα δυο είδη καυσίμων είναι :

- Για την αιθυλική αλκοόλη $D^* = 0.0567$
- Για το προπάνιο : για παροχή καυσίμου 15 lt/h έχουμε $D^* = 0.0414$, για παροχή 20 lt/h έχουμε $D^* = 0.0464$, για παροχή 30 lt/h έχουμε $D^* = 0.0546$ και για παροχή 45 lt/h έχουμε $D^* = 0.0643$.

Το D^* είναι άμεσα συσχετιζόμενο με την διάμετρο του πλουμίου πολύ κοντά στην βάση του και παρατηρούμε ότι εξαρτάται άμεσα από την παροχή του καυσίμου.

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

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

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

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

4.7 ΒΑΣΙΚΕΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΤΗΣ ΚΑΤΑΓΡΑΦΗΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΩΝ

Η απόκριση του αισθητήριου είναι πολύ κρίσιμη παράμετρος για την επιλογή της σωστής συχνότητας δειγματοληψίας. Ο παρεχόμενος εξοπλισμός δίνει την δυνατότητα καταγραφής σε συχνότητες έως 200,000 Hz τιμή πολύ μεγαλύτερη από την αναμενόμενη ικανότητα δειγματοληψίας από οποιουδήποτε συνηθισμένου θερμοζεύγους.

Οπτικές μελέτες των δομών μεγάλης κλίμακας σε ανωστικές φλόγες διάχυσης, που δημιουργούνται από καυστήρες αερίου καυσίμου, έχουν καταγράψει τις παλμικές κινήσεις της φλόγας. Αυτές πιθανότατα οφείλονται στη δημιουργία δομών στη βάση της, οι οποίες ανέρχονται μέσα στη φλόγα και κατόπιν στο πλούμιο. Οι δακτυλιοειδείς στρόβιλοι ολοκληρώνουν την καύση τους στην κορυφή της φλόγας τη στιγμή που ένας άλλος στρόβιλος εμφανίζεται στη βάση της. Η επανάληψη αυτής της διαδικασίας δημιουργεί μια περιοχή έντονης διάλειψης στην κορυφή της φλόγας και είναι υπεύθυνη για την παλμικότητά της. Η μέση συχνότητα αυτών των δομών συσχετίζεται με την διάμετρο του καυστήρα και μπορεί να δοθεί με μια εμπειρική σχέση της μορφής:

$$f = C_2 \sqrt{\frac{g}{D}}$$

όπου g : η τοπική επιτάχυνση της βαρύτητας D : η διάμετρος του καυστήρα
 $C_2 : C_2 = 0.27 \pm 0.03$

Για διάμετρο 0,05m η παραπάνω τιμή προκύπτει συχνότητας από 3.36 έως 4.2Hz. Με γνωστή την βασική, αναμενόμενη, συχνότητα της ροής γίνεται η επιλογή του χρόνου δειγματοληψίας. Για να μπορεί να καταγραφεί «σωστά» ένα περιοδικό φαινόμενο θα πρέπει ο χρόνος δειγματοληψίας να είναι αρκετός ώστε να καταγραφούν τουλάχιστον σαράντα κύκλοι του φαινομένου, δηλαδή στην συγκεκριμένη περίπτωση τουλάχιστον 34 δευτερόλεπτα.. Για επαρκή βεβαιότητα της μέτρησης ύστερα από μεγάλο αριθμό δοκιμών και με γνώμονα όλα τα στατιστικά μεγέθη επιλέχθηκε δειγματοληψία 90 δευτερολέπτων.

Ο τρόπος δειγματοληψίας θερμοκρασιών από το θερμοζεύγος και για τα δυο είδη καυσίμων (αιθυλική αλκοόλη και προπάνιο) πραγματοποιήθηκε κατά μήκος του άξονα z της φλόγας (δηλ. αξονικά) και κατά μήκος της ακτίνας της εκάστοτε διαμέτρου (ακτινική σάρωση).



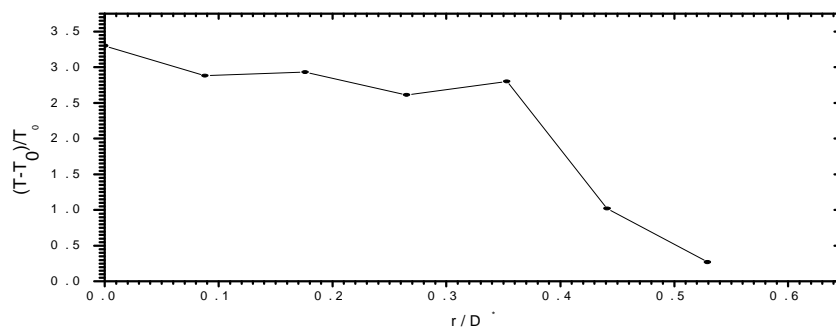
Εικόνα 4.1 Μέτρηση θερμοκρασίας με θερμοζεύγος.

4.8 ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΜΕΣΩΝ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΩΝ

4.8.1 Αιθυλική αλκοόλη

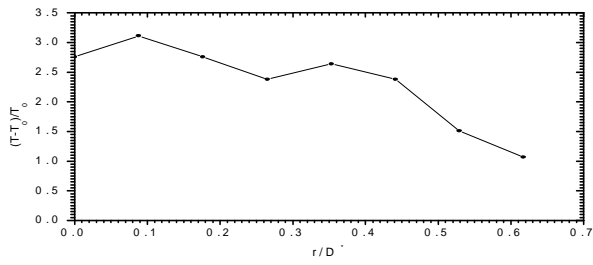
$$z = 0m, Gr = 11.36 * 10^9,$$

$$D^* = 0.0567, \Gamma_0 = 2.76m^2 / sec$$

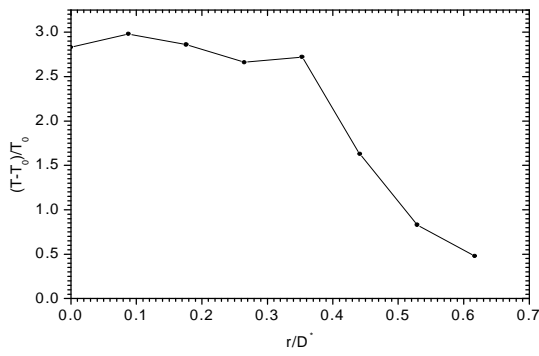


$$z = 0.05m, Gr = 11.36 * 10^9,$$

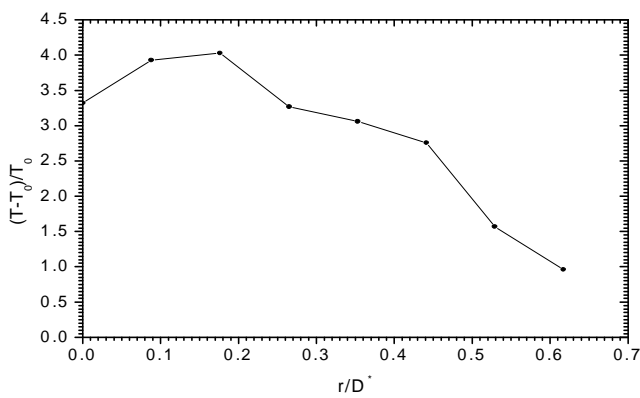
$$D^* = 0.0567, \Gamma_0 = 2.76m^2 / sec$$



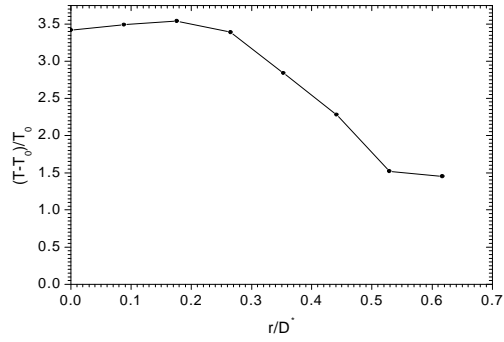
$z = 0.015m, Gr = 11.36 * 10^9,$
 $D^* = 0.0567, \Gamma_0 = 2.76m^2 / sec$



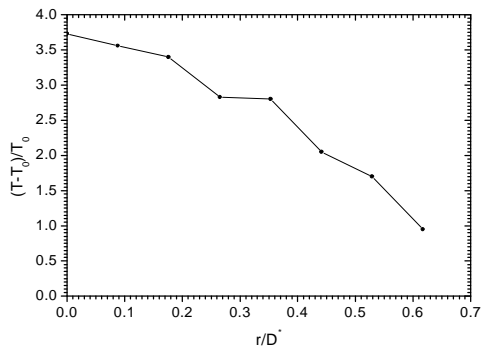
$z = 0.1m, Gr = 11.36 * 10^9,$
 $D^* = 0.0567, \Gamma_0 = 2.76m^2 / sec$



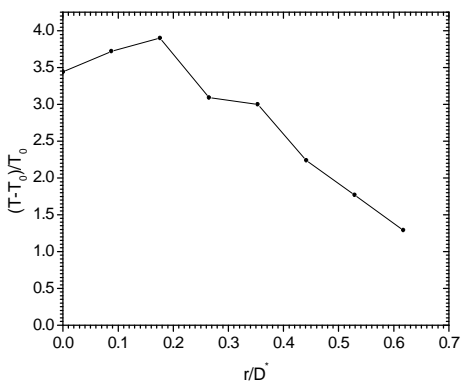
$z = 0.15m, Gr = 11.36 * 10^9,$
 $D^* = 0.0567, \Gamma_0 = 2.76m^2 / sec$



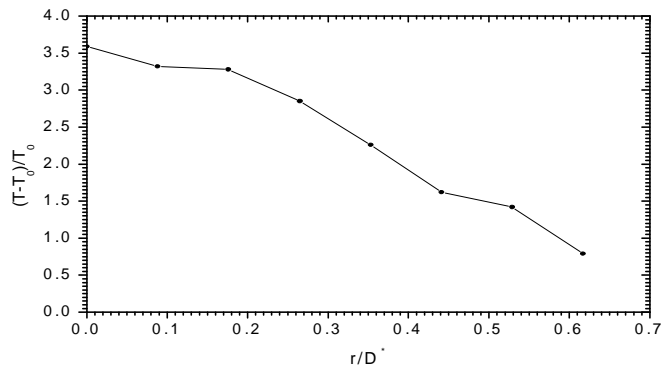
$z = 0.25m, Gr = 11.36 * 10^9,$
 $D^* = 0.0567, \Gamma_0 = 2.76m^2 / sec$



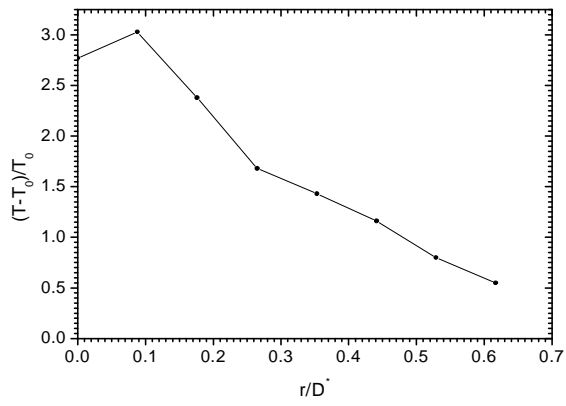
$z = 0.2m, Gr = 11.36 * 10^9,$
 $D^* = 0.0567, \Gamma_0 = 2.76m^2 / sec$



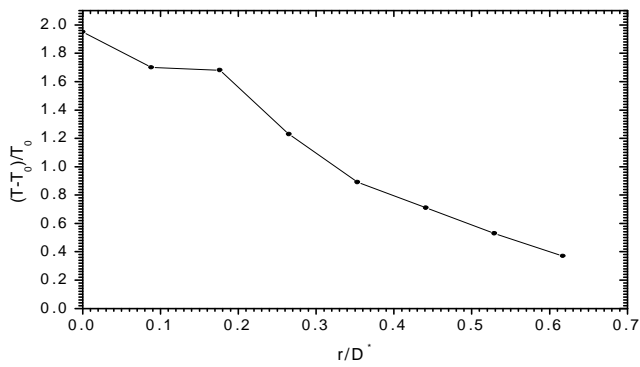
$z = 0.3m, Gr = 11.36 * 10^9,$
 $D^* = 0.0567, \Gamma_0 = 2.76m^2 / sec$



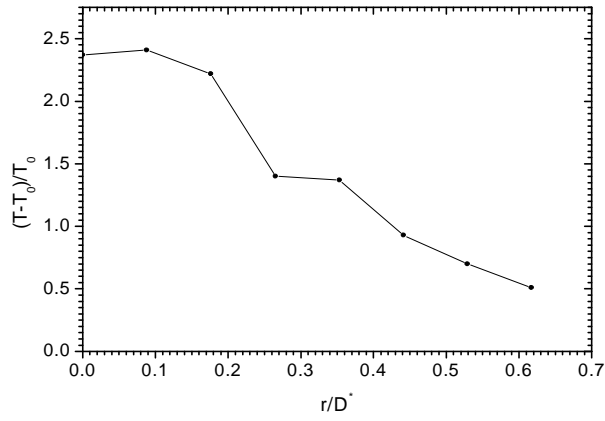
$z = 0.35m, Gr = 11.36 * 10^9,$
 $D^* = 0.0567, \Gamma_0 = 2.76m^2/sec$



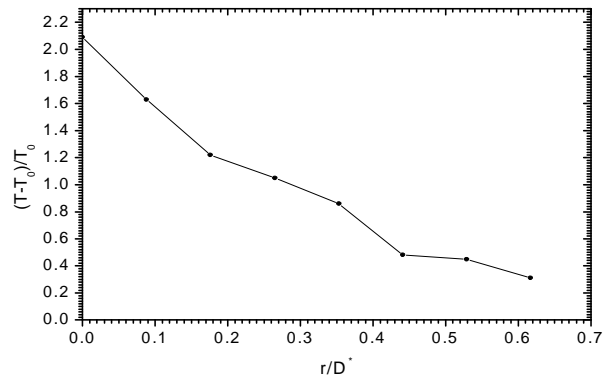
$z = 0.45m, Gr = 11.36 * 10^9,$
 $D^* = 0.0567, \Gamma_0 = 2.76m^2/sec$



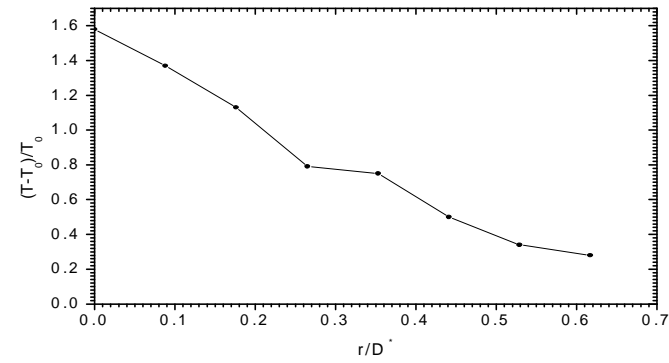
$z = 0.4m, Gr = 11.36 * 10^9,$
 $D^* = 0.0567, \Gamma_0 = 2.76m^2/sec$



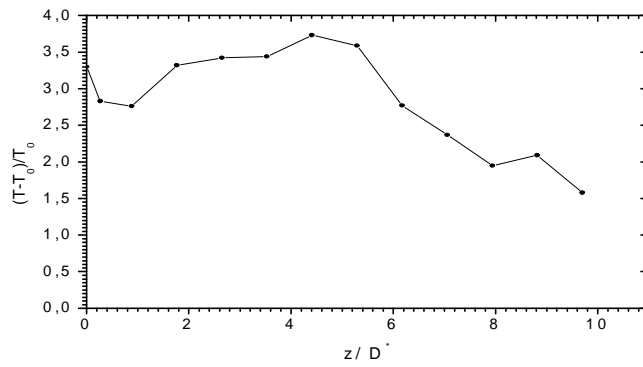
$z = 0.5m, Gr = 11.36 * 10^9,$
 $D^* = 0.0567, \Gamma_0 = 2.76m^2 / sec$



$z = 0.55m, Gr = 11.36 * 10^9,$
 $D^* = 0.0567, \Gamma_0 = 2.76m^2 / sec$



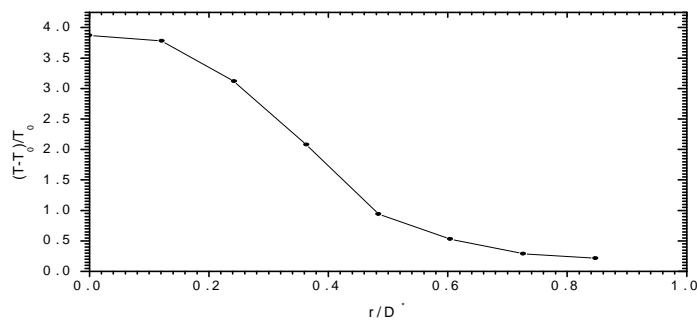
$r = 0m, Gr = 11.36 * 10^9,$
 $D^* = 0.0567, \Gamma_0 = 2.76m^2 / sec$



4.8.2 Προπάνιο – Καυστήρας διαμέτρου 5 cm

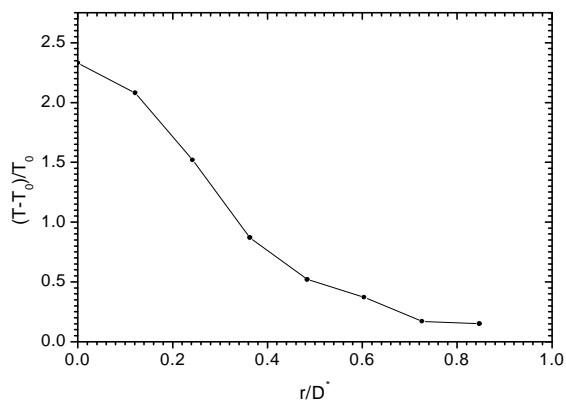
$$z = 0.015m, Gr = 6.58 \cdot 10^9,$$

$$D^* = 0.0414, \Gamma_0 = 2.76m^2/sec$$



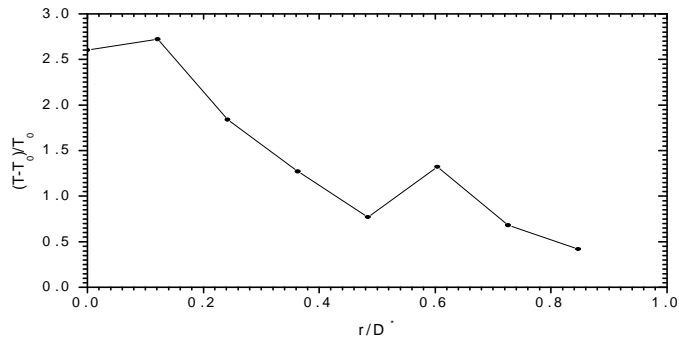
$$z = 0.1m, Gr = 6.58 \cdot 10^9,$$

$$D^* = 0.0414, \Gamma_0 = 2.76m^2/sec$$

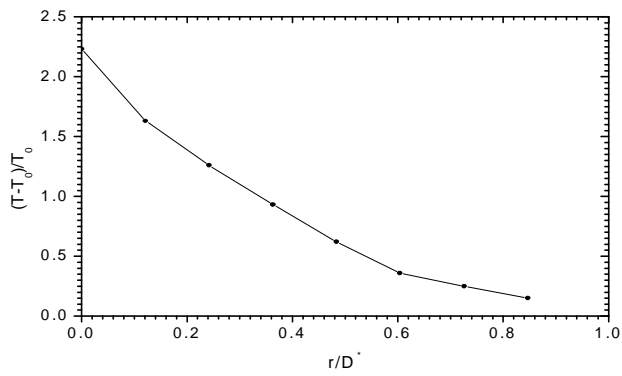


$$z = 0.06m, Gr = 6.58 \cdot 10^9,$$

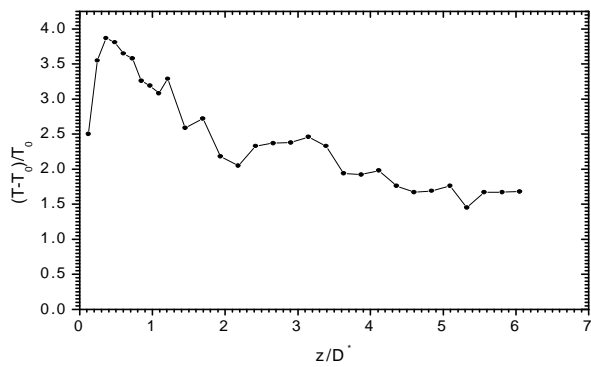
$$D^* = 0.0414, \Gamma_0 = 2.76m^2/sec$$



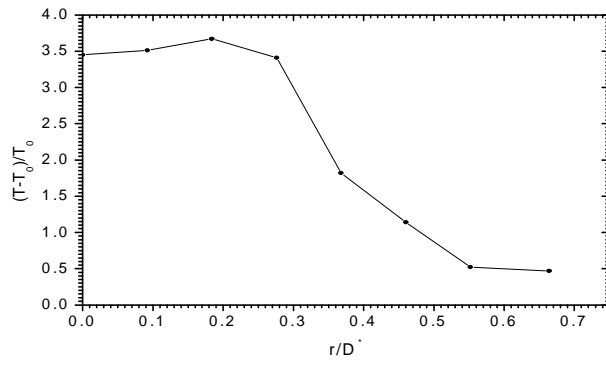
$z = 0.14m, Gr = 6.58 \cdot 10^9,$
 $D^* = 0.0414, \Gamma_0 = 2.76m^2 / sec$



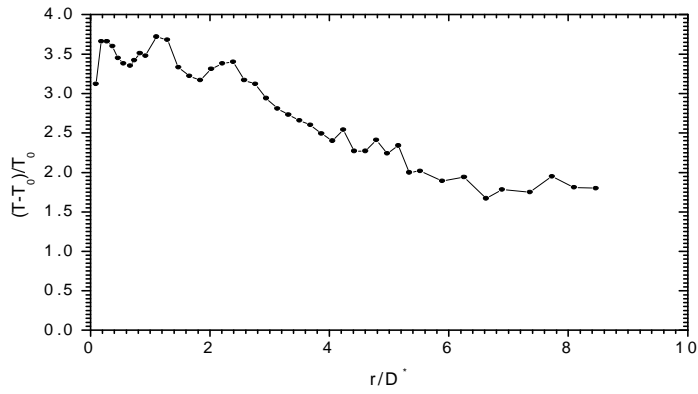
$r = 0m, Gr = 6.58 \cdot 10^9,$
 $D^* = 0.0414, \Gamma_0 = 2.76m^2 / sec$



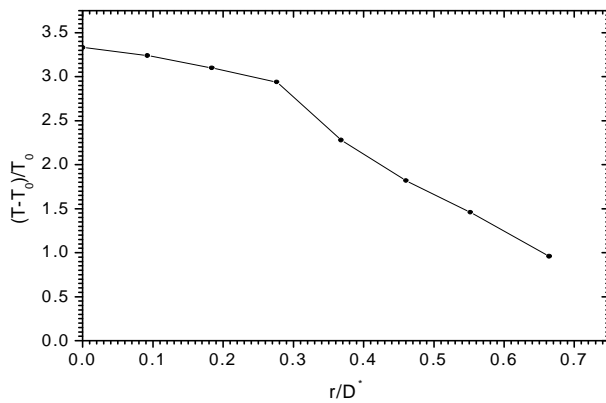
$z = 0.025m, Gr = 13.14 \cdot 10^9,$
 $D^* = 0.0546, \Gamma_0 = 3.33m^2 / sec$



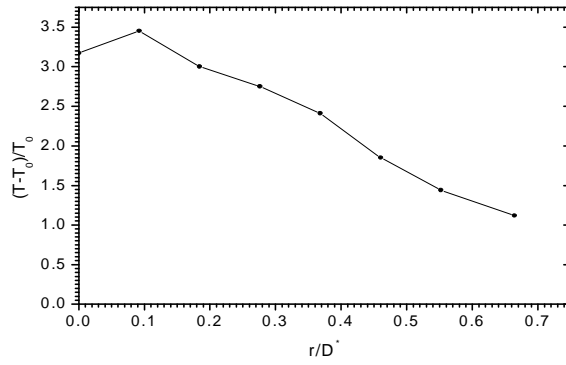
$r = 0m, Gr = 13.14 \cdot 10^9,$
 $D^* = 0.0546, \Gamma_0 = 3.33m^2 / sec$



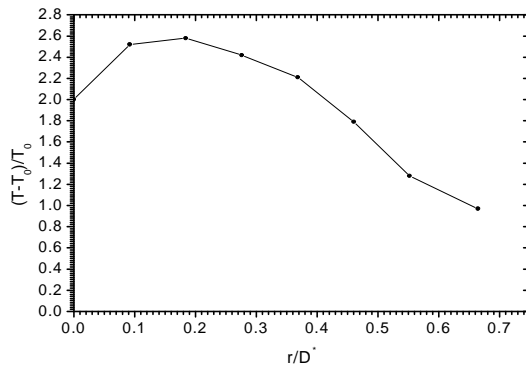
$z = 0.08m, Gr = 13.14 \cdot 10^9,$
 $D^* = 0.0546, \Gamma_0 = 3.33m^2 / sec$



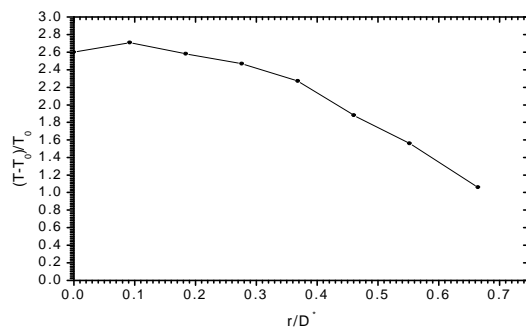
$z = 0.14m, Gr = 13.14 \cdot 10^9,$
 $D^* = 0.0546, \Gamma_0 = 3.33m^2 / sec$



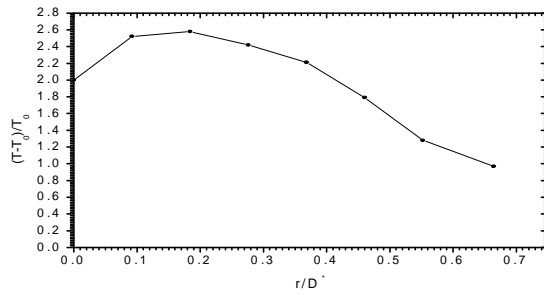
$z = 0.24m, Gr = 13.14 \cdot 10^9,$
 $D^* = 0.0546, \Gamma_0 = 3.33m^2 / sec$



$z = 0.2m, Gr = 13.14 \cdot 10^9,$
 $D^* = 0.0546, \Gamma_0 = 3.33m^2 / sec$

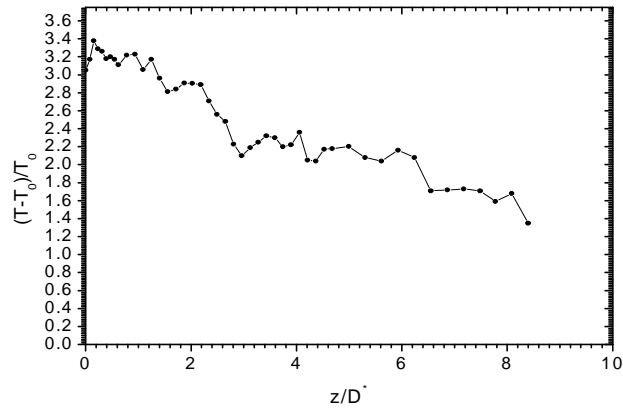


$z = 0.29m, Gr = 13.14 \cdot 10^9,$
 $D^* = 0.0546, \Gamma_0 = 3.33m^2 / sec$



$$r = 0m, Gr = 19.72 \cdot 10^9,$$

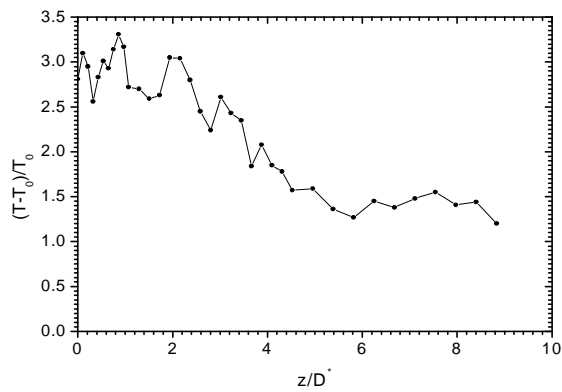
$$D^* = 0.0643, \Gamma_0 = 3.97 m^2 / sec$$



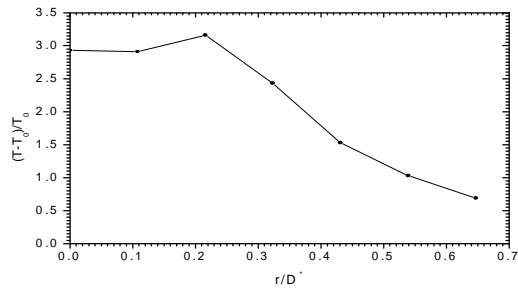
4.8.3 Προπάνιο Κανστήρας διαμέτρου 2,5 cm

$$r = 0m, Gr = 3.83 \cdot 10^9,$$

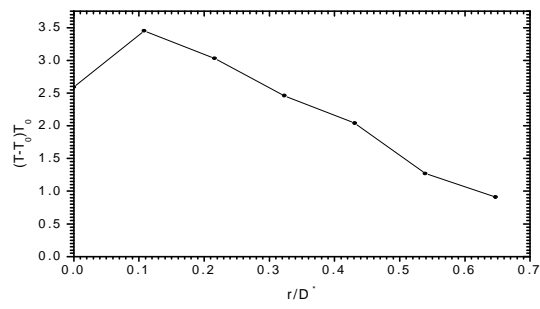
$$D^* = 0.0464, \Gamma_0 = 3.09 m^2 / sec$$



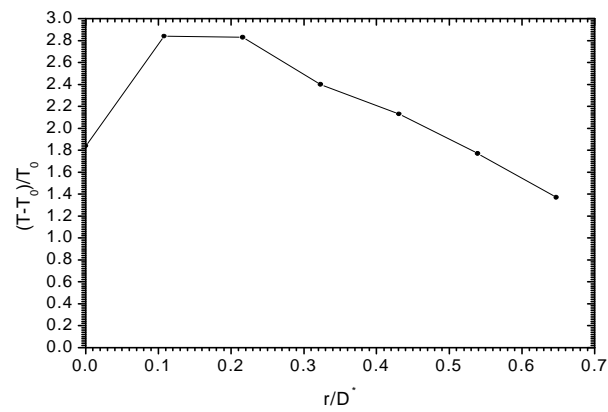
$z = 0.03m, Gr = 3.83 \cdot 10^9,$
 $D^* = 0.0464, \Gamma_0 = 3.09m^2 / sec$



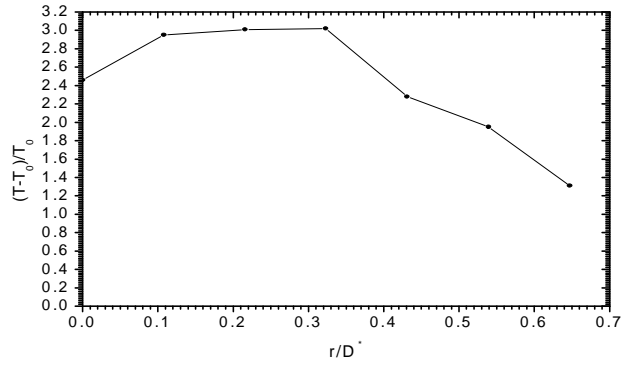
$z = 0.07m, Gr = 3.83 \cdot 10^9,$
 $D^* = 0.0464, \Gamma_0 = 3.09m^2 / sec$



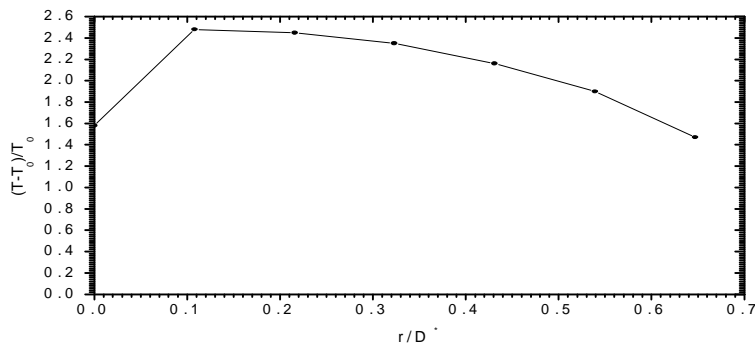
$z = 0.17m, Gr = 3.83 \cdot 10^9,$
 $D^* = 0.0464, \Gamma_0 = 3.09m^2 / sec$



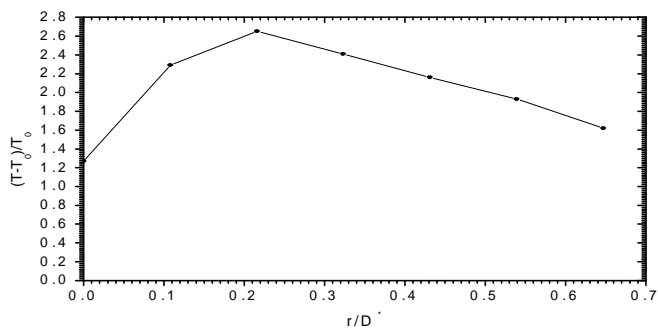
$z = 0.12m, Gr = 3.83 \cdot 10^9,$
 $D^* = 0.0464, \Gamma_0 = 3.09m^2 / sec$



$z = 0.22m, Gr = 3.83 \cdot 10^9,$
 $D^* = 0.0464, \Gamma_0 = 3.09m^2 / sec$



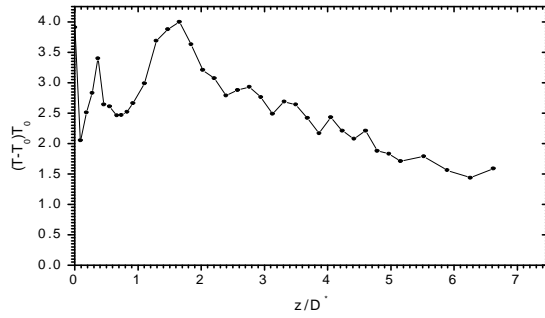
$z = 0.27m, Gr = 3.83 \cdot 10^9,$
 $D^* = 0.0464, \Gamma_0 = 3.09m^2 / sec$



4.8.4 Προπάνιο Καυστήρας διαμέτρου 10 cm

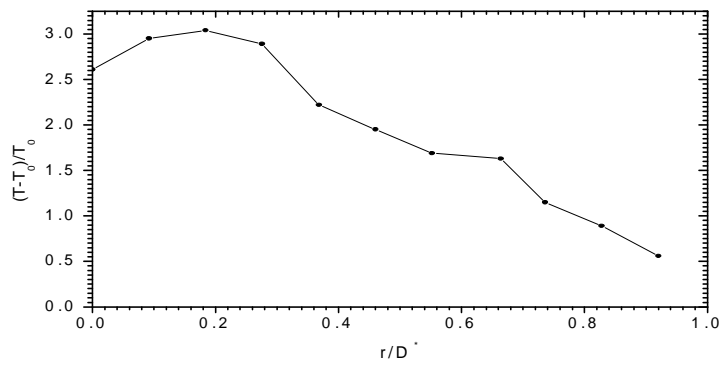
$$r = 0m, Gr = 52.56 \cdot 10^9,$$

$$D^* = 0.0546, \Gamma_0 = 3.33m^2 / sec$$



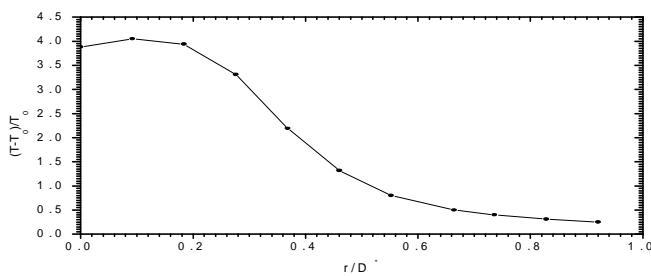
$$z = 0.03m, Gr = 52.56 \cdot 10^9,$$

$$D^* = 0.0546, \Gamma_0 = 3.33m^2 / sec$$



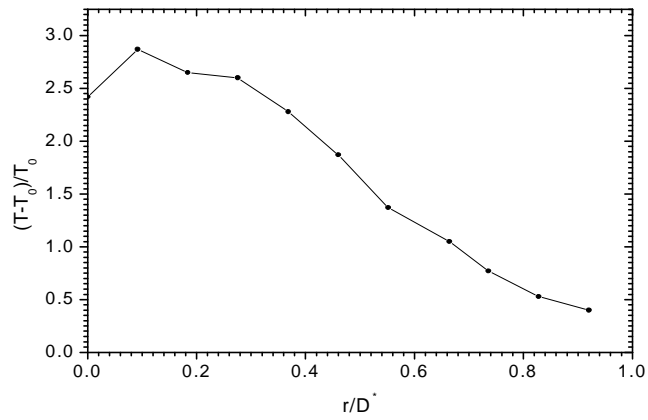
$$z = 0.08m, Gr = 52.56 \cdot 10^9,$$

$$D^* = 0.0546, \Gamma_0 = 3.33m^2 / sec$$

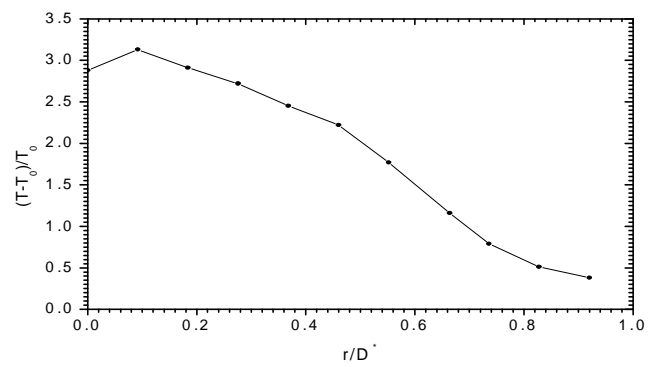


$$z = 0.2m, Gr = 52.56 \cdot 10^9,$$

$$D^* = 0.0546, \Gamma_0 = 3.33m^2 / sec$$



$z = 0.14m, Gr = 52.56 \cdot 10^9,$
 $D^* = 0.0546, \Gamma_0 = 3.33m^2/sec$



4.9 ΟΠΤΙΚΗ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΚΑΙ ΦΩΤΟΓΡΑΦΙΕΣ ΠΥΡΟΣΤΡΟΒΙΩΝ

4.9.1 Με καύσιμο αιθυλική αλκοόλη



4.9.2 Με καύσιμο προπάνιο

- Καυστήρας διαμέτρου 5 cm (για παροχή 15 lt/h και κυκλοφορία αέρα $\Gamma_0 = 2.76 \text{ m}^2 / \text{sec}$)



- Καυστήρας διαμέτρου 5cm (για παροχή καυσίμου 30 lt/h και κυκλοφορία αέρα $\Gamma_0 = 3.33 \text{ m}^2 / \text{sec}$)



- **Καυστήρας διαμέτρου 5 cm (για παροχή καυσίμου 45 lt/h και για κυκλοφορία αέρα $\Gamma_0 = 3.97m^2 / sec$)**



- **Καυστήρας διαμέτρου 2,5 cm (για παροχή καυσίμου 20 lt/h και για κυκλοφορία αέρα $\Gamma_0 = 3.1m^2 / sec$)**



- **Καυστήρας διαμέτρου 10 cm (για παροχή καυσίμου 30 lt/h και για κυκλοφορία αέρα $\Gamma_0 = 3.33m^2 / sec$)**



ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

5.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται η ανάλυση των πειραματικών αποτελεσμάτων, καθώς και μια ποιοτική ανάλυση του αναπτύγματος και της εξέλιξης ενός πυροστροβίλου μιας λιμνώδους φλόγας.

5.2 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΑΠΟ ΤΙΣ ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΤΩΝ ΜΕΣΩΝ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΩΝ

5.2.1 Καύσιμο αιθυλική αλκοόλη

Παρατηρείται ότι η μορφή των μέσων κατανομών για μικρά ύψη ($Z/D=0,0$ & $Z/D=0,85$), μέσα στην φλόγα του πυροστροβίλου και πολύ κοντά στην επιφάνεια του καυσίμου, παρουσιάζει δύο συμμετρικά μέγιστα ως προς τον άξονα του καυστήρα. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι ο εισερχόμενος αέρας στην πυρκαγιά που φτάνει στο κέντρο δεν επαρκεί για την πλήρη καύση του καυσίμου στο σημείο εκείνο και γι' αυτό παρουσιάζονται μικρότερες θερμοκρασίες. Οι μερικώς οξειδωμένες ποσότητες του καυσίμου παρασύρονται από τα ανωστικά ρεύματα όπου οξειδώνονται πλήρως σε μεγαλύτερα ύψη από την επιφάνεια του καυσίμου.

Η μορφή των μέσων κατανομών στις ενδιάμεσες αποστάσεις από την επιφάνεια του καυστήρα ($Z/D=1.7 \sim Z/D=5.2$) παρουσιάζει μέγιστο στο κέντρο και έχει απότομη κλίση με μικρές τιμές σε απόσταση από αυτό. Η οξύτητα του προφίλ οφείλεται στις θερμές ανωστικές δομές που αποκολλώνται από τη βάση της φλόγας και ανέρχονται μέσα στο πλούμιο. Οι δομές αυτές, αρχικά, διατηρούν την μορφή τους, αφού οι μηχανισμοί μίξης και διάχυσης δεν προλαβαίνουν να τις «διαλύσουν». Αυτό οδηγεί στην τοπική αύξηση της θερμοκρασίας γύρω από τον άξονα του πλουμίου και στην απότομη κλίση του προφίλ.

Σταδιακά, καθώς αυξάνει το ύψος ($Z/D=5.2 \sim Z/D=9.7$), οι θερμές ανωστικές δομές στην ενδιάμεση ισχυρώς ανωστική περιοχή του πλουμίου καταστρέφονται εξαιτίας της μίξης με μεγάλες ποσότητες κρύου ρευστού που εισάγει στη ροή ο μηχανισμός εισροής αλλά και διάτμησης με αποτέλεσμα το προφίλ να είναι πιο ομαλό.

5.2.2 Καύσιμο Προπάνιο

Για καύσιμο προπάνιο και για τις διαφορετικές γεωμετρίες του καυστήρα (2.5, 5 και 10 cm αντίστοιχα) παρατηρούμε κάποιες αποκλίσεις από τον από το γενικότερο κανόνα που διέπει τις λιμνώδεις φλόγες όσο αναφορά τα προφίλ των μέσων θερμοκρασιών κατά μήκος της ακτίνας και κατά μήκος του κατακόρυφου άξονα της φλόγας. Αυτές οι αποκλίσεις υφίστανται διότι οι πυροστροβίλοι είναι γενικά ένα ασταθές φαινόμενο και η περιοχή κοντά στη βάση της φλόγας του είναι ευαίσθητη από την γεωμετρία του καυστήρα και μπορεί να αλλάξει δραστικά ανάλογα με τις οριακές συνθήκες των ανωστικών ροών. Παρατηρήθηκε (ιδίως στου καυστήρες των 2,5 και 10 cm) μια περιστροφή της φλόγας του πυροστροβίλου γύρω από τον κατακόρυφο άξονα z. Ωστόσο από τα διαγράμματα των μέσων θερμοκρασιών μπορούν να διακριθούν οι τρεις περιοχές του πλουμιού του πυροστροβίλου(κατώτερη, ενδιάμεση και ανώτερη περιοχή).

5.3 ΠΟΙΟΤΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΟΥ ΠΥΡΟΣΤΡΟΒΙΛΟΥ

Για σταθερή παροχή καυσίμου παρατηρήθηκε δημιουργία πυροστροβίλου για συγκεκριμένο εύρος τιμών της εισερχόμενης και ελεγχόμενης κυκλοφορίας του αέρα. Αρχικά χωρίς κυκλοφορία αέρα η φλόγα ηρεμεί κάνοντας μικρές ταλαντώσεις περί τον κατακόρυφο άξονα. Αυξάνοντας την κυκλοφορία παρατηρούμε την σταδιακή ταλάντωση και περιστροφή της γύρω από τον κατακόρυφο άξονά της, ώστε από μια συγκεκριμένη τιμή και μετά να έχουμε τη δημιουργία πυροστροβίλου. Η αύξηση αυτή της εισερχόμενης κυκλοφορίας του αέρα έχει σημαντικές επιπτώσεις στο σχήμα και στη δομή μιας λιμνώδους φλόγας. Παρατηρήθηκε αύξηση του μήκους της φλόγας (περίπου τριπλάσιο της κανονικής λιμνώδους φλόγας) καθώς και ότι στενεύει ακτινικά. Το πεδίο τιμών των μέσων θερμοκρασιών κατά μήκος του άξονα μειώνεται και στη συνέχεια αυξάνεται με την εισερχόμενη κυκλοφορία του αέρα. Το ύψος της φλόγας εξαρτάται από το ογκομετρικό ποσοστό του καυσίμου, το οποίο είναι συνάρτηση της θερμοκρασίας της φλόγας καθώς και από την ακτίνα του πυρήνα του πυροστροβίλου. Οι επικρατούσες ροικές συνθήκες σταθεροποιούν τη φλόγα και της επιτρέπουν να αυξήσει το ύψος της. Η ισορροπία που επιτυγχάνεται μεταξύ της θερμοκρασίας της φλόγας, του ογκομετρικού ποσοστού του καυσίμου και της μορφής της φλόγας εξηγούν γιατί το ύψος της δεν αυξάνεται περισσότερο αφού έχει σταθεροποιηθεί ο πυροστροβίλος. Ωστόσο από οπτική παρατήρηση διαφαίνεται ότι με αύξηση της κυκλοφορίας του αέρα έχουμε αυξομειώσεις στο ύψος του πυροστροβίλου, χωρίς να έχουμε την δυνατότητα

ποσοτικοποίησης αυτού. Και αυτό διότι δεν υπήρξαν τα κατάλληλα όργανα μέτρησης των ταχυτήτων που διέπουν την φλόγα του πυροστροβίλου, καθώς και εύρεσης της κατακόρυφης επιτάχυνσης της ροής που επικρατεί. Τέλος ο πυροστρόβιλος χάνεται πέρα από μια συγκεκριμένη τιμή της κυκλοφορίας του αέρα και υφίσταται ξανά μια περιοδική ταλάντωση περί τον κατακόρυφο άξονά της.

Μια περαιτέρω μελέτη της παρούσας εργασίας θα ήταν η μέτρηση των προφίλ ταχυτήτων των ροικών πεδίων που επικρατούν στην περιοχή του πυροστροβίλου και έξω απ' αυτόν, με τη χρήση ειδικών οργάνων μέτρησης (π.χ. PIV κάμερα), ώστε να βρεθεί η ποσοτικοποίηση της επίδρασης της κυκλοφορίας του εισερχόμενου αέρα στη δομή και στα διάφορα χαρακτηριστικά της φλόγας ενός πυροστροβίλου.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Κούτμος Παναγιώτης (1993)** Θεωρία Καύσης Μέρος 'Α Εκδόσεις Πανεπιστημίου Πατρών
- Dougan drysdale** An introduction to fire dynamics
- Frank M. White (1988)** Heat and Mass Transfer
- H.R. Baum, K.B. Mc Grattan and R.G. Rehm** Three Dimensional of Fire Plume Dynamics
- J.A. Fay(2005)** Model of large pool fires
- Anthony Hamins, Takashi Kashiwagi, Robert R. Burch (1996)** Characteristics of pool fire burning
- E. E. Zukoski, Toshi Kubota and Baki Cetegen (1980)** Entrainment in Fire Plumes
- A.Yu. Snegirev, J.A. Marsden, Francis, G. M Makhviladze** J. Numerical studies and experimental observations of whirling flames, Int. Journal of Heat and Mass Transfer 47,(2004), pp.2523-2539
- Keng Hoo Chuah, Genichiro Kushida,** The prediction of flame heights and flame shapes of small fire whirls, Proc. Of the Comb. Inst., Vol.31,Issue 2, pp.2599-2060
- F.G Roper** The prediction of laminar jet diffusion flame sizes, Comb.and flame 29,(1977), pp.219-226
- H.W. Emmons , S.J. Ying** The fire whirl, Proceedings of 11th Symposium on Comb. Inst., (1966), pp.475-488
- K.Satoh** Numerical study and experiments of fire whirl, Proceedings of 7th International conference Interflam 96 , (1996), pp.393-402
- K.Sato, K.T. Ying** ASME Heat Tranf.. 4 , (1996), pp. 393-400
- Dougal Drysdale (1999)** An introduction to fire dynamics. Second Edition. University of Edinburgh, UK
- McCaffrey, B.J (1979)** Purely buoyant diffusion flames: Some experimental results. NBS
- Heskestad, G (1989)** Note on maximum rise of fire plumes in temperature-stratified ambients. Fire Safety Journal.