ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΠΑΤΡΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΚΑΙ ΑΕΡΟΝΑΥΠΗΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ, ΑΕΡΟΝΑΥΤΙΚΗΣ ΚΑΙ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΤΕΧΝΙΚΗΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ ΤΥΡΒΩΔΟΥΣ ΠΕΔΙΟΥ ΑΝΑΜΕΙΞΗΣ ΚΑΙ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ ΑΔΡΑΝΟΥΣ ΣΥΣΤΑΤΙΚΟΥ ΣΕ ΑΞΟΝΟΣΥΜΜΕΤΡΙΚΑ ΣΩΜΑΤΑ ΜΕ ΣΤΟΧΟ ΤΗΝ ΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΣΗ ΔΙΑΣΤΡΩΜΑΤΩΜΕΝΩΝ ΦΛΟΓΩΝ

ΠΟΛΙΤΗ ΕΛΕΥΘΕΡΙΑ

ΑΜ: 6427

Επιβλέπων Καθηγητής: Κούτμος Παναγιώτης
Συν-επιβλέποντες (Υπ. Διδάκτορες): Πατεράκης Γεώργιος, Σούφλας Κωνσταντίνος

Διπλωματική εργασία υποβληθείσα στο Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών του Πανεπιστημίου Πατρών

ΠΑΤΡΑ, Σεπτέμβριος 2020

Πανεπιστήμιο Πατρών, Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών
Πολίτη Ελευθερία
© 2020– Με την επιφύλαξη παντός δικαιώματος

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΠΑΤΡΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΚΑΙ ΑΕΡΟΝΑΥΠΗΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ, ΑΕΡΟΝΑΥΤΙΚΗΣ ΚΑΙ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΤΕΧΝΙΚΗΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ

Η παρούσα διπλωματική εργασία παρουσιάστηκε

από την

Πολίτη Ελευθερία

με αριθμό μητρώου 6427

την 29/09/2020

Η έγκριση της διπλωματικής εργασίας δεν υποδηλοί την αποδοχή των γνωμών του συγγραφέα. Κατά τη συγγραφή τηρήθηκαν οι αρχές της ακαδημαϊκής δεοντολογίας.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα μεταπτυχιακή διπλωματική εργασία παρουσιάζονται, συγκρίνονται και αναλύονται τα χαρακτηριστικά τυρβώδους ανάμειξης ισόθερμου πεδίου ροής, όπως αυτά προέκυψαν από πειραματικές μετρήσεις και από την αντίστοιχη υπολογιστική προσομοίωση, με στόχο την σταθεροποίηση διαστρωματωμένων φλογών προπανίου-αέρα κατάντι αξονοσυμμετρικών φλογοσταθεροποιητών σχήματος κώνου και δίσκου.

Αρχικά, γίνεται μία σύντομη περιγραφή της πειραματικής εγκατάστασης, η οποία χρησιμοποιήθηκε για την μελέτη του εν λόγω πεδίου, καθώς και των γεωμετρικών και λειτουργικών χαρακτηριστικών των φλογοσταθεροποιητικών σωμάτων. Στην συνέχεια, δίνεται μία συνοπτική περιγραφή των πειραματικών διεργασιών και μεθοδολογιών που ακολουθήθηκαν για την διεξαγωγή των πειραματικών μετρήσεων. Πιο συγκεκριμένα, οι πειραματικές διαδικασίες αφορούν την ανάλυση του ισόθερμου πεδίου ανάμειξης με χρήση φασματοσκοπίας υπερύθρου με μετασχηματισμό Fourier (FTIR) και του χρονικά μέσου και διακυμαινόμενου ισόθερμου πεδίου ταχυτήτων, και άλλων παράγωγων μεγεθών (ένταση της τύρβης), με χρήση ταχυμετρίας απεικόνισης σωματιδίων (PIV).

Έπειτα, περιγράφονται διεξοδικά τα στάδια δόμησης της υπολογιστικής προσομοίωσης της ροής που ακολουθήθηκαν στην παρούσα εργασία, καθώς επίσης και του μοντέλου ανάλυσης της τύρβης LES, το οποίο και χρησιμοποιήθηκε στην υπολογιστική προσομοίωση.

Τέλος, παρουσιάζονται τα πειραματική και υπολογιστικά αποτελέσματα για το ισόθερμο πεδίο και συγκρίνονται βάσει του σχήματος του εκάστοτε φλογοσταθεροποιητή. Η μελέτη αυτή είχε στόχο την βαθύτερη κατανόηση της τυρβώδους ανάμειξης αδρανούς συστατικού για την διασφάλιση της επέκτασης των πρακτικών αυτών σε αντιδρώσες ροές.

Λέξεις κλειδιά:Ισόθερμο ροϊκό πεδίο, υπολογιστική προσομοίωση, LES, FTIR, φλογοσταθεροποιητικά σώματα, PIV.

ABSTRACT

Computational investigation of the turbulent mixing and dispersion field of inert component downstream of axisymmetric bluff bodies, for the stabilization of stratified propane-air flames.

Politi Eleftheria

In the present dissertation, the turbulent mixing characteristics of isothermal flow, as they resulted from the experimental measurements and the corresponding computational simulation, are presented, compared and analyzed, aiming at the stabilization of partially premixed propane-air flames downstream of axisymmetric bluff bodies with a shape of disk and cone.

First, a brief description of the experimental set-up and apparatus used for the purpose of this study, as well as the geometrical and functional characteristics of the flame stabilizers, is presented. Next, a brief description of the experimental processes and methodologies used to perform the experimental measurements, is presented. More specifically, the experimental procedures concern the analysis of the isothermal mixing field using Fourier transform infrared spectroscopy (FTIR) and the time mean and fluctuating velocity field, as well as other derived quantities (turbulence intensity), using particle image velocimetry (PIV).

Subsequently, the construction steps of the computational simulation followed in the present work, as well as the LES turbulence analysis model, which was used in the computational simulation, are described in detail.

Finally, the experimental and computational results for the isothermal field are presented and compared based on the shape of the respective flame stabilizer. This study aimed at a deeper understanding of turbulent mixing of inert components to ensure the extension of these practices to reactive flows

Key words: Isothermal flow field, computational simulation, LES, FTIR, bluff bodies, PIV.

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

Πίνακας 1: Ταξινόμηση των φαινομένων της καύσης [2] 26

Πίνακας 2: Συγκριτικός πίνακας ειδών αναμειξιμότητας 27

Πίνακας 3: Ογκομετρική παροχή καυσίμου 66

Πίνακας 4: Περιπτώσεις που μελετήθηκαν και ορολογία 67

Πίνακας 5: Μέγιστες τιμές σχετικού λόγου καυσίμου αέρα 71

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΕΙΚΟΝΩΝ

Εικόνα 1-1: Κύριες πηγές παραγωγής ενέργειας (Wikimedia) 21

Εικόνα 1-2: Εικόνα πυρκαγιάς από δορυφόρο 23

Εικόνα 1-3: Αγκίστρωση φλόγας γύρω από το φλογοσταθεροποιητικό σώμα 29

Εικόνα 1-4: Τοπολογία φλόγας με τη χρήση φλογοσταθεροποιητικού σώματος 30

Εικόνα 2-1: Φλογοσταθεροποιητικό σώμα DISK-BR023-RIM2 31

Εικόνα 2-2:Φλογοσταθεροποιητικό σώμα CONE-BR023-RIM2 32

Εικόνα 2-3:Φωτογραφία πειραματικής εγκατάστασης 32

Εικόνα 2-4: Παραστατική απεικόνιση της πειραματικής εγκατάστασης 33

Εικόνα 2-5: Πεδίο ροής του καυστήρα 34

Εικόνα 2-6: Παροχόμετρο «Bronkhorst® F-201AV» 35

Εικόνα 2-7: Φασματοσκόπος «Perkin Elmer Spectrum 2» 37

Εικόνα 2-8: Φωτογραφική μηχανή LaVision ® Imager Pro X 2M CCD 38

Εικόνα 2-9:Διάταξη Λειτουργίας PIV 39

Εικόνα 3-1: Βασική Γεωμετρία 44

Εικόνα 3-2: Όγκοι ελέγχου όπου επιλέχθηκαν 45

Εικόνα 3-3:Κριτήριο του λόγου των μηκών 50

Εικόνα 3-4: Κριτήριο λοξότητας 50

Εικόνα 3-5: Γεωμετρίες στοιχείων 52

Εικόνα 3-6: Συσχέτιση γεωμετρίας με την επιλογή του πλέγματος 53

Εικόνα 3-7: Τομή τρισδιάστατου δομημένου πλέγματος 54

Εικόνα 6-1: Κανονικοποιημένα πεδία μέσων ταχυτήτων σε ισόθερμη ροή (πείραμα)..... 76

Εικόνα 6-2: Χωρική κατανομή μέσου πεδίου ταχυτήτων. 84

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΩΝ

Διάγραμμα 6-1: Αξονικές κατανομές σχετικού λόγου καυσίμου αέρα. 70

Διάγραμμα 6-2: Ακτινική κατανομή του σχετικού λόγου καυσίμου-αέρα για σώματα δίσκου και κώνου και δ=0% 72

Διάγραμμα 6-3: Ακτινική κατανομή του σχετικού λόγου καυσίμου-αέρα για σώματα δίσκου και κώνου και δ=15%. 74

Διάγραμμα 6-4: Ακτινική κατανομή του σχετικού λόγου καυσίμου-αέρα για σώματα δίσκου και κώνου και δ=25% 75

Διάγραμμα 6-6: Κατανομές του Μέσου Αξονικού Πεδίου Ταχυτήτων κατά τον Άξονα Συμμετρίας για DISK-BR0.23..... 77

Διάγραμμα 6-7: Ακτινική Κατανομή Μέσης Αξονικής Ταχύτητας στο Επίπεδο Εξόδου για DISK-BR0.23 78

Διάγραμμα 6-8: Ακτινικές Κατανομές του Πεδίου Μέσων Αξονικών Ταχυτήτων για το σώμα D-BR0.23 79

Διάγραμμα 6-9: Κατανομές του Μέσου Αξονικού Πεδίου Ταχυτήτων κατά τον Άξονα Συμμετρίας για CONE-BR0.23 81

Διάγραμμα 6-10: Ακτινική Κατανομή Μέσης Αξονικής Ταχύτητας στο Επίπεδο Εξόδου για CONE-BR0.23 82

Διάγραμμα 6-11: Ακτινικές Κατανομές του Πεδίου Μέσων Αξονικών Ταχυτήτων για το σώμα D-BR0.23 83

Διάγραμμα 6-13: Αξονική κατανομή συνιστωσών έντασης τύρβης και για τα δύο φλογοσταθεροποιητικά σώματα 86

Διάγραμμα 6-14: Ακτινικές κατανομές της αξονικής (***Iv***), ακτινικής (***Iu***) συνιστώσας και της συνολικής (***Io***) έντασης της τύρβης για το σώμα σχήματος δίσκου D-BR0.23 88

Διάγραμμα 6-15: Ακτινικές κατανομές της αξονικής (***Iv***), ακτινικής (***Iu***) συνιστώσας και της συνολικής (***Io***) έντασης της τύρβης για το σώμα σχήματος δίσκου C-BR0.23 90

ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

ΠΕΡΙΛΗΨΗ ..... **V**

ABSTRACT ..... **VI**

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ ..... **VIII**

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΕΙΚΟΝΩΝ ..... **IX**

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΩΝ ..... **XI**

1.0 ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗΝ ΕΠΙΣΤΗΜΗ ΤΗΣ ΚΑΥΣΗΣ **20**

1.1 Η ΚΑΥΣΗ ΣΤΟΝ ΣΥΓΧΡΟΝΟ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΟ ΚΌΣΜΟ **20**

1.1.1 ΡΥΠΟΙ ΚΑΙ ΑΡΝΗΤΙΚΕΣ ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΚΑΥΣΗΣ **21**

1.1.2 ΚΑΥΣΗ ΚΑΙ ΠΥΡΑΣΦΑΛΕΙΑ **22**

1.2 ΕΙΣΑΓΩΓΙΚΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ **24**

1.2.1 ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΚΑΥΣΗΣ **24**

1.2.2 ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΦΛΟΓΑΣ **24**

1.2.3 ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΣΥΝΕΧΕΣ ΜΕΣΟΥ **24**

1.2.4 ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΕΝΑΥΣΗΣ ΤΗΣ ΦΛΟΓΑΣ **25**

1.2.5 ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΤΗΣ ΦΛΟΓΑΣ **25**

1.3 ΚΑΤΗΓΟΡΙΟΠΟΙΗΣΗ ΤΩΝ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΤΗΣ ΚΑΥΣΗΣ **25**

1.3.1 ΚΑΤΗΓΟΡΙΟΠΟΙΗΣΗ ΜΕ ΒΑΣΗ ΤΟ ΕΙΔΟΣ ΤΗΣ ΑΝΑΜΕΙΞΙΜΟΤΙΤΑΣ **26**

1.3.2 ΚΑΤΗΓΟΡΙΟΠΟΙΗΣΗ ΜΕ ΒΑΣΗ ΤΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΡΟΗΣ **28**

1.4 ΦΛΟΓΕΣ ΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΜΕΝΕΣ ΣΕ BLUFF BODIES **29**

2.0 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΕΓΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΚΑΙ ΜΕΤΡΗΤΙΚΑ ΟΡΓΑΝΑ **31**

2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ 31

2.2 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ 32

2.3 . ΜΕΤΡΗΤΙΚΑ ΟΡΓΑΝΑ ΚΑΙ ΑΡΧΕΣ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ 35

2.3.1 ΠΑΡΟΧΟΜΕΤΡΟ «Bronkhorst® F-201AV» 35

2.3.2 ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΑ «FTIR», «Perkin Elmer Spectrum 2» 36

2.3.3 ΔΙΣΔΙΑΣΤΑΤΟΥ ΟΠΤΙΚΟΔΙΑΓΝΩΣΤΙΚΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΤΑΧΥΜΕΤΡΙΑΣ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ, «PIV» 38

3.0 ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ 40

3.1 ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΝΑΔΡΟΜΗ 40

3.2 ΕΙΣΑΓΩΓΗ 41

3.3 ΠΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ/ ΕΠΙΚΥΡΩΣΗ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ (VALIDATION) 42

3.4 ΑΠΛΟΥΣΤΕΥΣΕΙΣ 42

3.5 ΒΑΣΙΚΑ ΣΤΑΔΙΑ ΔΟΜΗΣΗΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ 43

3.5.1 ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΒΑΣΙΚΗΣ ΓΕΩΜΕΤΡΙΑΣ 43

3.5.2 ΕΠΙΛΟΓΗ ΚΑΤΑΛΛΗΛΟΥ ΟΓΚΟΥ ΕΛΕΓΧΟΥ 44

3.5.3 ΕΠΙΛΟΓΗ ΚΑΤΑΛΛΗΛΩΝ ΣΥΝΟΡΙΑΚΩΝ ΣΥΝΘΗΚΩΝ 46

3.5.4 ΠΛΕΓΜΑΤΟΠΟΙΗΣΗ ΤΟΥ ΟΓΚΟΥ ΕΛΕΓΧΟΥ 48

3.5.5 ΕΠΙΛΟΓΗ ΚΑΤΑΛΛΗΛΩΝ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΤΥΡΒΗΣ 54

4.0 ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΤΥΡΒΗΣ ΚΑΙ ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ 58

4.1 ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ 58

4.2 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΥΡΒΩΔΗ ΜΕΓΕΘΗ 58

4.3 ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΤΥΡΒΗΣ LES 62

5.0 ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΙΣ ΠΟΥ ΜΕΛΕΤΗΘΗΚΑΝ..... 66

6.0 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ 68

6.1 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΠΕΔΙΩΝ ΑΝΑΜΕΙΞΗΣ ΚΑΥΣΙΜΟΥ-ΑΕΡΑ ΦΛΟΓΟΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΤΙΚΩΝ ΣΩΜΑΤΩΝ D-BR0.23 ΚΑΙ C-BR0.23 69

6.1.1 ΑΞΟΝΙΚΕΣ ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΤΟΥ ΣΧΕΤΙΚΟΥ ΛΟΓΟΥ ΚΑΥΣΙΜΟΥ-ΑΕΡΑ ΓΙΑ C-BR0.23 ΚΑΙ D-BR-0.23 69

6.1.2 ΑΚΤΙΝΙΚΕΣ ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΤΟΥ ΣΧΕΤΙΚΟΥ ΛΟΓΟΥ ΚΑΥΣΙΜΟΥ-ΑΕΡΑ ΓΙΑ C-BR0.23 ΚΑΙ D-BR-0.23 72

6.2 ΜΕΣΑ ΠΕΔΙΑ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ..... 76

6.2.1 ΜΕΣΑ ΠΕΔΙΑ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ ΦΛΟΓΟΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΤΙΚΟΥ ΣΩΜΑΤΟΣ D-BR0.23 77

6.2.2 ΜΕΣΑ ΠΕΔΙΑ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ ΦΛΟΓΟΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΤΙΚΟΥ ΣΩΜΑΤΟΣ C-BR0.23 81

6.3 ΕΝΤΑΣΗ ΤΥΡΒΗΣ ΦΛΟΓΟΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΤΙΚΩΝ ΣΩΜΑΤΩΝ D-BR0.23 ΚΑΙ C-BR0.23 85

6.3.1 ΑΞΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΣΥΝΙΣΤΩΣΩΝ ΕΝΤΑΣΗΣ ΤΥΡΒΗΣ ΓΙΑ ΤΑ ΦΛΟΓΟΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΤΙΚΑ ΣΩΜΑΤΑ D-BR0.23 ΚΑΙ C-BR0.23 86

6.3.2 ΑΚΤΙΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΣΥΝΙΣΤΩΣΩΝ ΕΝΤΑΣΗΣ ΤΥΡΒΗΣ ΓΙΑ ΤΑ ΦΛΟΓΟΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΤΙΚΑ ΣΩΜΑΤΑ C-BR0.23 ΚΑΙ D-BR0.23 88

7.0 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ 92

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ 93

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα Καθηγητή μου, Κούτμο Παναγιώτη και τον υποψήφιο Διδάκτωρ και συνεπιβλέποντα μου, Πατεράκη Γιώργο, καθώς μέσω της καθοδήγησης του και του ενδιαφέροντος κατάφερα να ολοκληρώσω την παρούσα μελέτη και να εμβαθύνω στην επιστήμη της καύσης, έναν τομέα όπου με ενέπνευσε ιδιαίτερα. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά, τον υποψήφιο Διδάκτωρ, Κωνσταντίνο Σούφλα και τον υποψήφιο Διδάκτωρ, Λευτέρη Δόγκα για την καθοριστική συμβολή τους στην δημιουργία της παρούσας διπλωματικής εργασίας και για την άριστη συνεργασία. Ακόμα θα ήθελα να ευχαριστήσω τους προπτυχιακούς φοιτητές Αθανάσιο Παρθενίου και Καραμούντζου Γεωργία όπου έκαναν τις πειραματικές διαδικασίες ιδιαίτερα ευχάριστες.

Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω την οικογένεια που με στήριξε τόσα χρόνια οικονομικά αλλά και ψυχολογικά, καθώς και όλους τους φίλους και τις φίλες μου που ήταν πρόθυμοι να μοιράζονται μαζί μου τους ερευνητικούς μου προβληματισμούς.

1.0 ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗΝ ΕΠΙΣΤΗΜΗ ΤΗΣ ΚΑΥΣΗΣ

Το επιστημονικό πεδίο της Καύσης μελετάτε εκτενέστερα τα τελευταία χρόνια από διάφορες επιστημονικές κοινότητες. Για την μελέτη του πεδίου αυτού χρειάζονται γνώσεις σε πολλά ακόμα επιστημονικά πεδία όπως αυτό της θερμοδυναμικής, της χημικής κινητικής, της ρευστομηχανικής, της υπολογιστικής ρευστομηχανικής, καθώς και των φαινομένων μεταφοράς.

1.1 Η ΚΑΥΣΗ ΣΤΟΝ ΣΥΓΧΡΟΝΟ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΟ ΚΌΣΜΟ

Μία από τις μεγαλύτερες προκλήσεις του σύγχρονου επιστημονικού κόσμου είναι η εξασφάλιση των απαιτούμενων ποσοτήτων ενέργειας. Οι ποσότητες αυτές με την πάροδο των χρόνων έχουν αυξηθεί ραγδαία, με τις εναλλακτικές πηγές ενέργειας ακόμα να αδυνατούν να τις καλύψουν. Χαρακτηριστικά αναφέρεται ότι μόλις το 15% της πρωτογενής ζήτησης ενέργειας καλύπτεται από κάποια άλλη διαδικασία παραγωγής ενέργειας πέραν της καύσης ορυκτών καυσίμων ή βιοκαυσίμων.

Εικόνα 1-1: Κύριες πηγές παραγωγής ενέργειας (Wikimedia)

Αυτή η τάση προβλέπεται κυρίως λόγω οικονομικών συνθηκών να συνεχιστεί για τα επόμενα χρόνια, χωρίς αυτό να σημαίνει την παύση στις έρευνες για νέες μορφές παραγωγής ενέργειας ή εξέλιξης των ήδη υπάρχων.

Οι αρνητικές επιπτώσεις στον άνθρωπο και στο περιβάλλον όμως της καύσης, δημιουργούν σε όλους τους επιστήμονες που ασχολούνται με το πεδίο της καύσης την ανάγκη για την βελτίωση των συνθηκών της καύσης και την καταπολέμηση όλων των παραπάνω.

1.1.1 ΡΥΠΟΙ ΚΑΙ ΑΡΝΗΤΙΚΕΣ ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΚΑΥΣΗΣ

Αρχικά θα αναφερθούν οι κύριοι ρύποι, όπου παράγονται από την διεργασία της καύσης και επηρεάζουν αρνητικά την ανθρώπινη υγεία.

Κατά την καύση στερεών σωμάτων ή υγρών καυσίμων σε κινητήρες υψηλής συμπίεσης Diesel παράγονται σωματίδια καπναιθάλης. Ύστερα από χρόνια μελετών, έχει αποδειχθεί πως τα σωματίδια αυτά έκτος από το γεγονός ότι είναι υπεύθυνα για πολλά αναπνευστικά προβλήματα, είναι και καρκινογόνα.

Μία άλλη ομάδα ρυπογόνων ουσιών όπου δημιουργούνται κατά την καύση στερεών σωμάτων είναι τα οξείδια του θείου (SOx). Άμεσα αυτά τα οξείδια δεν προκαλούν κάποια ασθένεια στον ανθρώπινο οργανισμό, όταν συνδυάζονται όμως με την υγρασία της ατμόσφαιρας, δημιουργείται η γνωστή όξινη βροχή όπου είναι καταστροφική για την υδρόβια ζωή, ενώ επιταχύνει την εδαφική διάβρωση.

Ο σχηματισμός της αιθαλομίχλης είναι ένα ακόμα σοβαρό περιβαλλοντολογικό πρόβλημα. Η αντίδραση μίας επίσης παραγόμενης από την καύση ρυπογόνας ουσίας, των οξειδίων του αζώτου (NOx) με άκαυστους υδρογονάνθρακες και O_3 υπό το ηλιακό φως, οδηγεί στην δημιουργία της αιθαλομίχλης.

Τέλος θα πρέπει να σημειωθεί πως ένας από τους παράγοντες της υπερθέρμανσης του πλανήτη μας είναι η υψηλή συγκέντρωση CO_2 στην ατμόσφαιρα. Το διοξείδιο του άνθρακα είναι υποπροϊόν της διαδικασίας της καύσης των υδρογονοανθράκων, γεγονός που συνεπάγεται την αδυναμία αποφυγής παραγωγής νέων ποσοτήτων του. Σε μία προσπάθεια παράκαμψης της καύσης των υδρογονοανθράκων, χρησιμοποιήθηκε το υδρογόνο ως βασικό καύσιμο. Τα αποτελέσματα όμως έδειξαν ότι κάποιες από τις μεθόδους παραγωγής του ίδιου του H_2, οδηγούν επίσης στην παραγωγή CO_2.

Για τον λόγο αυτό η σχετική επιστημονική κοινότητα έχει στοχεύσει προς το παρόν στην συλλογή και αποθήκευση του CO_2.

1.1.2 ΚΑΥΣΗ ΚΑΙ ΠΥΡΑΣΦΑΛΕΙΑ

Ένα ακόμα ερευνητικό πεδίο με το οποίο ασχολείται η επιστημονική κοινότητα της καύσης είναι η μελέτη των πυρκαγιών και των εκρήξεων.

Η χώρα μας τα τελευταία χρόνια πλήττεται από τις καταστροφικές συνέπειες των πυρκαγιών όπου προκαλούνται σχεδόν κάθε καλοκαίρι. Δεκάδες ανθρώπινες ζωές χάνονται, σπίτια και χωράφια καίγονται, ενώ η χλωρίδα και η πανίδα των πυρόπληκτων περιοχών διαταράσσεται ανεπανόρθωτα.

Εικόνα 1-2: Εικόνα πυρκαγιάς από δορυφόρο

Οι επιστήμονες κάνοντας χρήση των πειραματικών αποτελεσμάτων τους στοχεύουν στον σωστό αρχιτεκτονικό σχεδιασμό των εγκαταστάσεων όπου είναι πιθανή η πρόκληση κάποιας έκρηξης, ενώ παράλληλα φροντίζουν να γίνετε χρήση των κατάλληλων υλικών.

Σχετικά με την εξέλιξη ή την πρόκληση κάποιας πυρκαγιάς οι επιστήμονες εκτός από τις γνώσεις τους πάνω στην θεωρία της καύσης πρέπει να λαμβάνουν υπόψη τους και πολλές άλλες παραμέτρους όπως, τις μετεωρολογικές συνθήκες, την γεωγραφία της περιοχής, τον ρυθμό της διάδοσης και της εξάπλωσης της φλόγας, κ.ά.

Με βάση όλα τα παραπάνω λοιπόν, μπορεί να γίνει εύκολα αντιληπτή η αξία της επιστήμης της καύσης καθώς μέσω της μελέτης της μακροπρόθεσμα μπορεί να βελτιωθεί το βιοτικό επίπεδο του πληθυσμού, να αποτραπούν πολλές περιβαλλοντικές καταστροφές και να εξοικονομηθούν καύσιμα, οι ποσότητες των οποίων είναι περιορισμένες.

1.2 ΕΙΣΑΓΩΓΙΚΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ

1.2.1 ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΚΑΥΣΗΣ

Ως «καύση» ορίζεται μία εξώθερμη διεργασία μετατροπής ενέργειας, κατά την οποία η ενέργεια των χημικών δεσμών του καυσίμου μετατρέπεται σε θερμική ενέργεια. [4] Τα επίπεδα χημικής ενέργειας των τελικών προϊόντων είναι χαμηλότερα από τα αντίστοιχα των αντιδρώντων στην αρχική κατάσταση. Για να είναι όμως εκμεταλλεύσιμη η εκλυόμενη θερμότητα των διεργασιών αυτών από τα συστήματα τεχνητής καύσης, ο ρυθμός έκλυσης της πρέπει να είναι αρκετά υψηλός. Οι βέλτιστες συνθήκες για την εκμετάλλευση της εκλυόμενης ενέργειας κατά την καύση επιτυγχάνονται όταν αντιμετωπίζουμε υψηλά επίπεδα τύρβης, υψηλή θερμοκρασία και ο χρόνος όπου λαμβάνει χώρα η διεργασία είναι αρκετός ώστε να ολοκληρωθούν όλες οι χημικές αντιδράσεις.

1.2.2 ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΦΛΟΓΑΣ

Η «φλόγα» είναι μία περιοχή έντονου φωτός και εκπεμπόμενης ακτινοβολίας, ως αποτέλεσμα της διεργασίας της καύσης. Θεωρείται ένα χημικά αντιδρών σύστημα, η διάδοση του οποίου όμως μπορεί να πραγματοποιηθεί μόνο μέσα σε ένα συνεχές μέσο που δύναται να συμβάλει σε αυτή την διαδικασία.

1.2.3 ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΣΥΝΕΧΕΣ ΜΕΣΟΥ

Ένα ρευστοδυναμικό σύστημα, του οποίου οι διαστάσεις που επιθυμείται να μελετηθούν είναι πολύ μεγαλύτερες από τη μέση διαδρομή των μορίων αυτής της περιοχής, ονομάζεται συνεχές μέσο. [2]

1.2.4 ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΕΝΑΥΣΗΣ ΤΗΣ ΦΛΟΓΑΣ

Έναυση φλόγας ονομάζεται η διαδικασία κατά την οποία ξεκινάει η εξώθερμη διεργασία της καύσης.

1.2.5 ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΤΗΣ ΦΛΟΓΑΣ

Απόσβεση της φλόγας καλείται η διαδικασία κατά την οποία διακόπτεται η διεργασία της καύσης και κατά συνέπεια και όλες οι χημικές αντιδράσεις που την διέπουν.

1.3 ΚΑΤΗΓΟΡΙΟΠΟΙΗΣΗ ΤΩΝ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΤΗΣ ΚΑΥΣΗΣ

Τα φαινόμενα της καύσης λόγω της πολυπλοκότητας τους, κατηγοριοποιούνται με βάση διάφορες παραμέτρους, έτσι ώστε να καθίσταται δυνατή η μελέτη τους. Κάποιες από αυτές τις παραμέτρους είναι ο χρόνος, ο χώρος, η φάση των αντιδρώντων, το είδος της αναμειξιμότιτας του οξειδωτικού με το καύσιμο και τέλος το πεδίο ροής.

Παρακάτω παρουσιάζεται ένας Πίνακας όπου εμπεριέχεται η ταξινόμηση των προβλημάτων της Καύσης.

Παράμετροι της Καύσης	Ταξινόμηση
Χρονική εξάρτηση	• Μόνιμη • μη μόνιμη
Χωρική εξάρτηση	• Μονό-διάστατο • Δι-διάστατο • Τρι-διάστατο
Κατάσταση ανάμειξης	• φλόγες προανάμειξης • φλόγες διάχυσης • φλόγες διαστρωμάτωσης
Συνθήκες ροής	• Στρωτή • Τυρβώδης
Φάση αντιδρώντος μείγματος	• Μόνο-φασικό • Πολύ-φασικό
Τοπολογία αντιδρώντων	• Ομοιογενής • Ετερογενής
Κατάσταση μετάδοσης θερμότητας	• Φυσική • Εξαναγκασμένη
Ταχύτητα κύματος καύσης	• Υποηχητική • Υπερηχητική
Επίδραση πεδιακών δυνάμεων	• Ηλεκτρικές • μαγνητικές • βαρυτικές (μικρο-βαρύτητα)

Πίνακας 1: Ταξινόμηση των φαινομένων της καύσης [2]

1.3.1 ΚΑΤΗΓΟΡΙΟΠΟΙΗΣΗ ΜΕ ΒΑΣΗ ΤΟ ΕΙΔΟΣ ΤΗΣ ΑΝΑΜΕΙΞΙΜΟΤΙΤΑΣ

Η πρώτη και η κυριότερη κατηγοριοποίηση των φαινομένων της φλόγας γίνεται με βάση τον τρόπο ανάμειξης του οξειδωτικού με το καύσιμο. Οι δύο βασικές κατηγορίες είναι η προαναμειγμένη καύση και η μη προαναμειγμένη καύση. Το ένα είδος καύσης έχει εντελώς διαφορετικά χαρακτηριστικά και συμπεριφορά από το άλλο. Και τα δύο είδη έχουν όμως ως κοινό προαπαιτούμενο το ένα αντιδρών να είναι σε ρευστή μορφή, ώστε να καθίσταται δυνατή η διάχυση των μορίων του ρευστού, γύρω από το δεύτερο αντιδρών.

Παρακάτω παρατίθεται ο Πίνακας 2 στον οποίο παρουσιάζονται οι κατηγορίες καύσης με βάση το είδος της αναμειξιμότητάς τους καθώς και τα πλεονεκτήματα και τα μειονεκτήματα της κάθε κατηγορίας.

	Είδη αναμειξιμότητας		
	Φλόγες προανάμειξης	**Φλόγες διάχυσης**	**Φλόγες μερικής προανάμειξης**
Περιγραφή είδους αναμειξιμότητας	Τα αντιδρώντα συστατικά αναμειγνύονται πλήρως σε μοριακό επίπεδο πριν την εισαγωγή τους στο θάλαμο καύσης	Τα αντιδρώντα συστατικά είναι διαχωρισμένα έως ότου να εισέλθουν στον κοινό θάλαμο καύσης	Αποτελεί έναν συνδυασμό των άλλων δύο ειδών αναμειξιμότητας. Το μείγμα των αντιδρώντων χαρακτηρίζεται από διακυμάνσεις στο σχετικό λόγο καυσίμου-αέρα
Πλεονεκτήματα	Χαμηλότερη εκπομπή ρύπων και ακτινοβολίας	Χαμηλή πιθανότητα προξένισης οπισθο-ανάφλεξης	Οι εκπεμπόμενη ρύποι κυμαίνονται σε σχετικά χαμηλά επίπεδα. Ο κίνδυνος οπισθοχώρησης της φλόγας είναι χαμηλός.
Μειονεκτήματα	Οι σχετικές εγκαταστάσεις χρίζουν συνεχής τεχνικής παρακολούθησης λόγω κινδύνου οπισθο-ανάφλεξης (flashback)	Λόγω της δημιουργίας τοπικών εστιών φλόγας στοιχειομετρικού και πλούσιου μείγματος, τα επίπεδα των εκπεμπόμενων αέριων ρύπων είναι υψηλά	

Πίνακας 2: Συγκριτικός πίνακας ειδών αναμειξιμότητας

Στην παρούσα εργασία το είδος αναμειξιμότητας όπου λαμβάνει χώρα, χαρακτηρίζεται ως μερική προανάμιξη με διαστρωμάτηση του σχετικού λόγου καυσίμου-αέρα στο μείγμα.

Ως σχετικό λόγο καυσίμου-αέρα ορίζουμε:

$$\lambda = \frac{\frac{A}{F}}{\left(\frac{A}{F}\right)st} = \left(\frac{mair}{mfuel}\right) / \left(\frac{mair}{mfuel}\right) st \qquad (1.1)$$

Ενώ ως λόγο ισοδυναμίας (Φ) ορίζουμε:

$$\Phi = \frac{1}{\lambda} = (\frac{mair}{mfuel})st/\left(\frac{mair}{mfuel}\right) \qquad (1.2)$$

Οι φλόγες με διαστρωμάτωση αποτελούν μια υποκατηγορία των φλογών μερικής προανάμιξης, παρατηρούνται δηλαδή και σε αυτές διακυμάνσεις στο σχετικό λόγο καυσίμου-αέρα του μείγματος των αντιδρώντων, οι διακυμάνσεις όμως αυτές κυμαίνονται αυστηρά εντός των ορίων ευφλεκτότητας.

Υπό τις κατάλληλες λοιπόν συνθήκες διαστρωμάτωσης, μπορούμε να προβούμε σε καύσεις με μεγαλύτερη απόδοση και μειωμένες εκπεμπόμενες ρυπογόνους ουσίες (π.χ. αιθάλη,οξείδια αζώτου και άκαυστοι υδρογονάνθρακες).

1.3.2 ΚΑΤΗΓΟΡΙΟΠΟΙΗΣΗ ΜΕ ΒΑΣΗ ΤΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΡΟΗΣ

Η επόμενη κατηγοριοποίηση των φλογών, βασίζεται στο είδος του ροικού πεδίου, στο οποίο λαμβάνει χώρα η καύση. Η ροή μπορεί να χαρακτηριστεί ως στρωτή ή τυρβόδης και κατ' επέκταση και η κατηγορία της αντίστοιχης καύσης. Στο τομέα της καύσης τα περισσότερα συστήματα σχεδιάζονται έχοντας τυρβώδη χαρακτήρα. Η παρουσία της τύρβης σε μία διεργασία καύσης, επιταχύνει τα φυσικά φαινόμενα όπου λαμβάνουν χώρα και ιδιαίτερα την ανάμειξη των στοιχείων.

Ως στρωτή ροή, χαρακτηρίζεται το είδος της ροής κατά την οποία το ρευστό ρέει παράλληλα προς τον τον αγωγό, καθώς επίσης και όλα τα σωματίδια του ρευστού έχουν την ίδια ταχύτητα. Απλούστερα, η στρωτή ροή μπορεί να περιγραφθεί ως ένα σύνολο λεπτών στρωμάτων όπου ολισθαίνουν το ένα πάνω στο άλλο. [10]

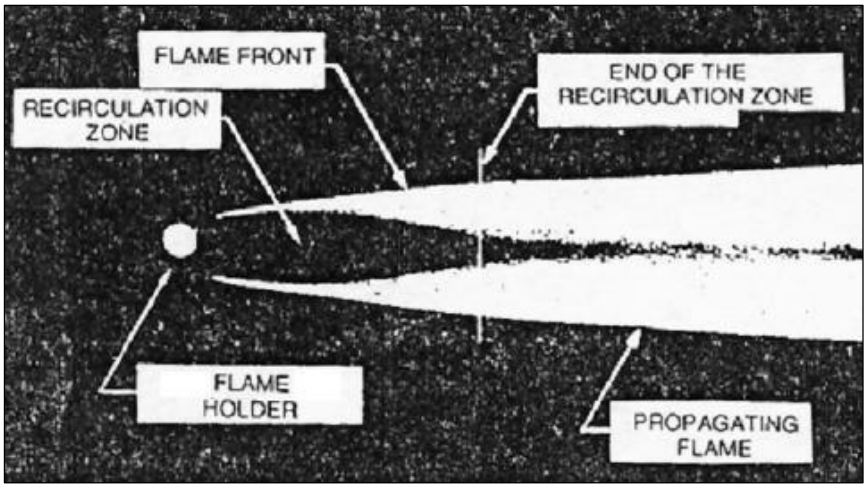
Στον αντίποδα, η τυρβώδης ροή αποτελείται από τρισδιάστατες συστρεφόμενες δίνες, των οποίων τα διανύσματα στροβιλότητας είναι έντονα, μη μόνιμα και έχουν τυχαία κατεύθυνση στο χώρο [4]. Επίσης χαρακτηρίζονται από έντονους θορύβους και γρήγορες εναλλαγές στα όρια της φλόγας.

Συγκρίνοντας τους παραπάνω τύπους ροής, συμπεραίνεται ότι:

1. Η ζώνη αντίδρασης των στρωτών φλογών είναι «πιο παχιά»
2. Το μέτωπο της φλόγας της τυρβώδους καύσης παρουσιάζει ένα χαρακτηριστικό «ζάρωμα»
3. Η ταχύτητα διάδοσης της φλόγας κατά την τυρβώδη καύση είναι μεγαλύτερη από ότι κατά την στρωτή.

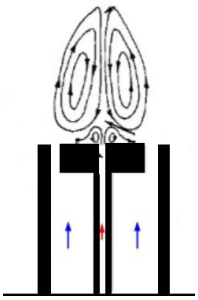
1.4 ΦΛΟΓΕΣ ΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΜΕΝΕΣ ΣΕ BLUFF BODIES

Με βάση τις έρευνες όπου έχουν λάβει χώρα, έχει παρατηρηθεί ότι οι βέλτιστες συνθήκες καύσης, δηλαδή μεγαλύτερη απόδοση και λιγότεροι εκπεμπόμενοι ρύποι, επιτυγχάνονται με σταθεροποίηση της φλόγας σε μια ορισμένη θέση στο χώρο. Αυτό συμβαίνει επειδή η ταχύτητα των αντιδρώντων κατά την είσοδο τους στο χώρο της καύσης είναι μεγαλύτερη από την ταχύτητα διάδοσης της στρωτής φλόγας. Ιδιαίτερα στον τομέα του σχεδιασμού καυστήρων γίνονται συνεχείς προσπάθειες αγκίστρωσης της φλόγας ώστε να διαδίδεται η φλόγα σε όλη την περιοχή του εύφλεκτου μίγματος.



Εικόνα 1-3: Αγκίστρωση φλόγας γύρω από το φλογοσταθεροποιητικό σώμα

Για τον λόγο αυτό έχουν δημιουργηθεί κάποιοι μηχανισμοί οι οποίοι βοηθούν στην σταθεροποίηση της φλόγας και ονομάζονται φλογοσταθεροποιητικα σώματα ή φλογοσταθεροποιητές ή παρεμβαλλόμενα στη ροή σώματα. Εξ ορισμού τα σώματα αυτά είναι τα εμβαπτισμένα στη ροή σώματα, όπου η γεωμετρία τους επιτρέπει τη δημιουργία περιδίνησης/ανακυκλοφορίας στο πίσω μέρος τους.



Εικόνα 1-4: Τοπολογία φλόγας με τη χρήση φλογοσταθεροποιητικού σώματος

Στην περιοχή της ανακυκλοφορίας δημιουργούνται και καταστρέφονται συνεχώς δίνες και γενικώς υπάρχει μία έντονη αναμιξιμότητα. Τα αντιδρώντα δεν καταφέρνουν να διατηρήσουν την ταχύτητα τους και τις προηγούμενες ιδιότητες τους και ως αποτέλεσμα ενισχύεται η διαδικασία της καύσης.

Οι παράγοντες όπου επηρεάζουν κυρίως την διαδικασία της σταθεροποίησης της φλόγας είναι δύο:

- η χρονική διάρκεια παραμονής στην ανακυκλοφορία και
- οι χημικές ιδιότητες του εισαγόμενου μίγματος.

Γενικά, τα αέρια που βρίσκονται στην ανακυκλοφορία και σε υψηλές θερμοκρασίες είναι εκείνα όπου συντηρούν την καύση και όπως έχει αποδειχθεί από τους «Zukoski» και «Wright» το θερμοκρασιακό εύρος στην ανακυκλοφορία βρίσκεται πολύ κοντά στην αδιαβατική θερμοκρασία της φλόγας [5]. Αργότερα οι «Wright» και «Longwell» μετά από την πραγματοποίηση μίας σειράς πειραμάτων κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι η χημική αντίδραση πραγματοποιείται κυρίως στα όρια της περιδίνησης και ότι στο εσωτερικό της φλόγας βρίσκονται ως επί το πλείστων καυσαέρια [6].

2.0 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΕΓΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΚΑΙ ΜΕΤΡΗΤΙΚΑ ΟΡΓΑΝΑ

2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στο πρώτο μέρος του συγκεκριμένου κεφαλαίου θα παρουσιαστεί και θα περιγράφει η πειραματική διάταξη στην οποία έλαβαν χώρα τα πειράματα, των οποίων τα αποτελέσματα συγκρίθηκαν με τα αντίστοιχα υπολογιστικά. Στην συνέχεια θα αναφερθούν τα μετρητικά όργανα που χρησιμοποιήθηκαν κατά την πειραματική διαδικασία, καθώς και οι αρχές λειτουργίας τους.

Ως προς το είδος την αναμειξιμότητας η φλόγα όπου σχηματίζεται στην παρούσα πειραματική εγκατάσταση είναι διαστρωματωμένη ενώ ταυτόχρονα η έγχυση του καυσίμου γίνεται παράλληλα με την εκροή του αέρα. Για να αποφευχθεί η πιθανή αποσταθεροποίηση της φλόγας, δημιουργήθηκε ένα σύστημα ομοκεντρικών σωλήνων γύρω από τον κεντρικό σωλήνα, όπου εφαρμόζουν μια στροβιλώδη ροή και ένα εξωτερικό ρεύμα αέρα.

Σχετικά με τη διατομή του φλογοσταθροποιητικού σώματος, είναι είτε κυλινδρική είτε κωνική, πάχους 7.5mm και διαμέτρου 25mm, ενώ ο λόγος απόφραξής τους ισούται με 23. Με βάση την κωδικοποίηση όπου έχουμε επιλέξει τα bluff body αυτά ονομάζονται CONE-BR0.23-RIM2 και DISK-BR0.23-RIM2 αντίστοιχα.

Εικόνα 2-1: Φλογοσταθεροποιητικό σώμα DISK-BR023-RIM2

Εικόνα 2-2:Φλογοσταθεροποιητικό σώμα CONE-BR023-RIM2

Συνοπτικά οι μετρήσεις όπου πραγματοποιήθηκαν ήταν

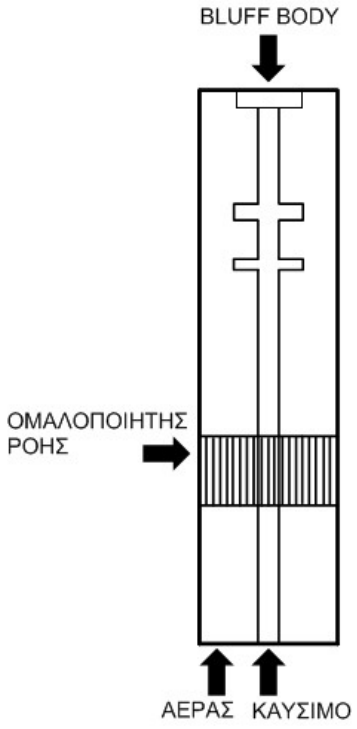
- οι μετρήσεις της ταχύτητας του αέρα με τη χρήση κατάλληλου μετρητή «PIV»,
- και ο υπολογισμός του σχετικού λόγου καυσίμου/αέρα («equivalence ratio», Φ) σε ισόθερμα πεδία και αντιδρώντα πεδία μέσω των μετρήσεων οργάνου «FTIR»

2.2 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ

Εικόνα 2-3:Φωτογραφία πειραματικής εγκατάστασης

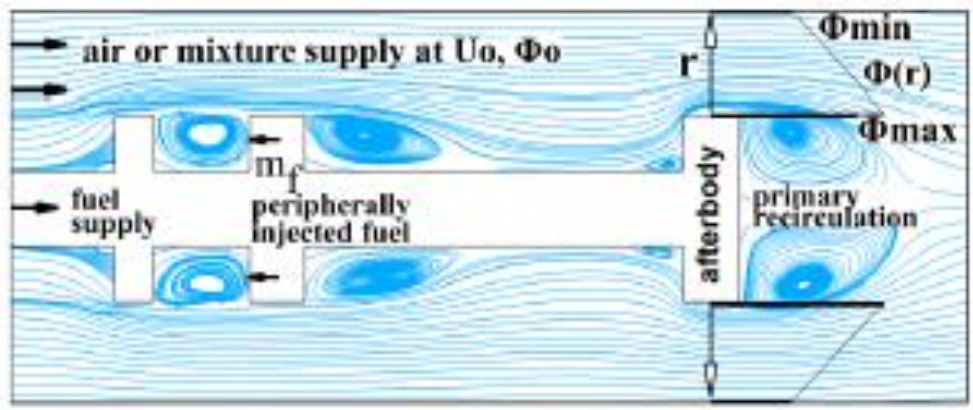
Η πειραματική διάταξη στην οποία πραγματοποιήθηκαν όλες οι μετρήσεις είναι πλήρως αξονοσυμμετρική, αποτελούμενη από έναν χαλύβδινο σωλήνα διαμέτρου 52 mm και έναν τρι-δίσκο προαναμείκτη-σταθεροποιητή φλόγας στο κέντρο του. Τα τρία αυτά σώματα είναι συνδεδεμένα με το σωληνάκι παροχής καυσίμου, το οποίο έχει διάμετρο 10 mm, βρίσκεται στο κέντρο του σωλήνα αέρα και συνδέεται μέσω σωληνώσεων με την κεντρική παροχή καυσίμου (LPG).

Ο μεγάλος σωλήνας χρησιμεύει για την παροχέτευση του κύριου αξονικού ρεύματος αέρα. Αναλυτικότερα, στον σωλήνα παράγεται αξονική ροή μέσω ενός φυσητήρας 180 Watt.



Εικόνα 2-4: **Παραστατική απεικόνιση της πειραματικής εγκατάστασης**

Το LPG εκχύεται από τον δεύτερο σε σειρά δίσκο μέσω μιας περιφερειακής οπής 1 mm και εισέρχεται στην πρώτη κοιλότητα ανάμειξης, όπως φαίνεται και στην παρακάτω εικόνα. Η διάταξη αυτή των bluff bodies στο εσωτερικό του κύριου σωλήνα έχει σαν αποτέλεσμα την δημιουργία τριών ζωνών ανακυκλοφορίας. Οι δύο πρώτες δημιουργούνται ανάντι και κατάντι του δεύτερου δίσκου, όπου γίνεται και η έκχυση του καυσίμου, και η τρίτη και κυριότερη δημιουργείται κατάντι του κύριου φλογοσταθεροποιητή. Είναι σημαντικό να σημειώσουμε ότι η δεύτερη κοιλότητα όπου δημιουργείται ανακυκλοφορία σχεδιάστηκε για την αποφυγή του φαινομένου flash back (οπισθοχώρηση της φλόγας) καθώς παράλληλα και για την επιπλέον ανάμειξη του μείγματος με τελικό στόχο ένα διαστρωματωμένο προφίλ του λόγου ισοδυναμίας φ στο επίπεδο εξόδου.



Εικόνα 2-5: Πεδίο ροής του καυστήρα

Ένα διάγραμμα ροής της πειραματικής διάταξης φαίνεται στο Σχήμα 2-2 που παρατίθεται παρακάτω, όπου φαίνονται οι ροές καυσίμου και αέρα καθώς και όλα τα εξαρτήματα τα οποία απαρτίζουν την εγκατάσταση.

2.3 . ΜΕΤΡΗΤΙΚΑ ΟΡΓΑΝΑ ΚΑΙ ΑΡΧΕΣ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ

2.3.1 ΠΑΡΟΧΟΜΕΤΡΟ «Bronkhorst® F-201AV»

Καθόλη την διάρκεια των πειραματικών μετρήσεων, ήταν απαραίτητος ο ακριβής έλεγχος της ροής της μάζας των αερίων. Αυτό επιτεύχθηκε με τη χρήση του ροομέτρου «Bronkhorst® F-201AV» .

Το ροόμετρο αυτό αποτελείται από:

- έναν θερμικό αισθητήρα ροής μάζας,
- μία βαλβίδα ακριβείας και
- έναν PID ελεγκτή.

Εικόνα 2-6: Παροχόμετρο «Bronkhorst® F-201AV»

Αρχή λειτουργίας μετρητικού οργάνου

Το εν λόγο παροχόμετρο αποτελείται από ένα σωληνάκι το υλικό του οποίου έχει την ικανότητα να αντιστέκεται στις θερμοκρασιακές μεταβολές.

Ένα μικρό δείγμα της ροής των αερίων διοχετεύεται σε μία παράκαμψη όπου αφού θερμαίνεται και μετράται η θερμοκρασία του στην είσοδο και στην έξοδο της παράκαμψης. (T1 και T2). Έχοντας πια γνωστή τη θερμοκρασιακή διαφορά (ΔT=T2-T1) είναι εύκολο μέσω της παρακάτω σχέσης να υπολογιστεί και η μάζα του ρέοντος αερίου.

$$\Delta T = (T2 - T1) = K * Cp * Fm \qquad (1.3)$$

όπου το Fm συμβολίζει τη ροή της μάζας του ρευστού,

ως Cp συμβολίζεται η ειδική θερμοχωρητικότητα του ρευστού

και με το K συμβολίζεται μία σταθερά.

2.3.2 ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΑ «FTIR», «Perkin Elmer Spectrum 2»

Η φασματοσκοπία είναι ένα κομμάτι της επιστήμης της κυματικής οπτικής, ενώ πραγματεύεται την μελέτη της σύστασης των φασμάτων της ύλης, αλλά και των ακτινοβολιών όπου εκπέμπουν.

Το μετρητικό όργανο όπου είχαμε στην διάθεση μας κατά την πειραματική διαδικασία βασίζεται σε μια υποκατηγορία της φασματοσκοπίας, στην φασματοσκοπία υπερύθρου με μετασχηματισμό FOURIER (FOURIER TRANSFORM INFRARED). Η μάρκα και το μοντέλο του οργάνου αυτού είναι «Perkin Elmer Spectrum 2», και παρουσιάζεται στην παρακάτω εικόνα.

Η επεξεργασία των αποτελεσμάτων όπου εξήγαγε το μετρητικό όργανο αυτό, έγινε με το υπολογιστικό πρόγραμμα «Spectrum Timebase».

Εικόνα 2-7: Φασματοσκόπος «Perkin Elmer Spectrum 2»

Αρχή λειτουργίας μετρητικού οργάνου

Ουσιαστικά μέσω της αλληλεπίδρασης της σύστασης της ύλης του υπό μελέτη δείγματος, με την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία του υπέρυθρου φωτός, δημιουργείται ένα υπέρυθρο φάσμα.

Ο φασματοσκόπος συγκρίνοντας το φάσμα του δείγματος με τα φάσματα των γνωστών χημικών ενώσεων, οδηγείται στην αποτύπωση της σύστασης του πρώτου.

Η βασική ιδέα πίσω από την τεχνική αυτή είναι η εκπομπή μιας δέσμης φωτός, η οποία περιέχει ένα εύρος συχνοτήτων, πάνω σε ένα δείγμα και η καταγραφή της απορροφήσιμης ενέργειας από αυτό.

2.3.3 ΔΙΣΔΙΑΣΤΑΤΟΥ ΟΠΤΙΚΟΔΙΑΓΝΩΣΤΙΚΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΤΑΧΥΜΕΤΡΙΑΣ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ, «PIV»

Εικόνα 2-8: Φωτογραφική μηχανή LaVision ® Imager Pro X 2M CCD

Μέσω του δισδιάστατου οπτικοδιαγνωστικού συστήματος ταχυμετρίας, καθίσταται δυνατή η αποτύπωση του στιγμιαίου πεδίου των ταχυτήτων της ροής

Η διάταξη ταχυμετρίας απεικόνισης σωματιδίων όπου χρησιμοποιήθηκε για την παρούσα ερευνητική εργασία αποτελούταν από:

- Μία ψηφιακή φωτογραφική μηχανή «LaVision® Imager Pro X 2M CCD» με ένα τσιπάκι CCD,
- Ένα λέιζερ «QUANTEL ENERGREEN double-pulsed Nd:YAG» διπλού παλμού
- Έναν συγχρονιστή ο οποίος χρησιμοποιείται για τον έλεγχο της παροχής σωματιδίων στην υπό μελέτη ροή
- Ένα φακό «AF Micro Nikkor 60mm»

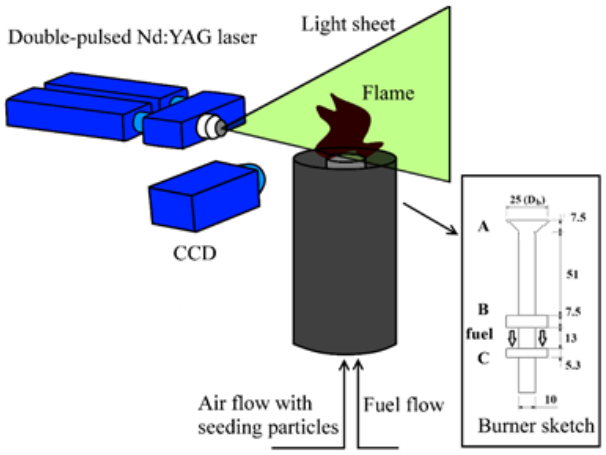
Ενώ τα αποτελέσματα όπου λήφθηκαν επεξεργάστηκαν με τη χρήση του υπολογιστικού προγράμματος Davis 8.0

Αρχή λειτουργίας μετρητικού οργάνου

Αρχικά στην υπό μελέτη ροή παρέχονται ειδικά τροχιοδεικτικά σωματίδια. Τα σωματίδια αυτά, λόγω του μεγέθους τους και των ιδιοτήτων τους θεωρούμε πως ακολουθούν πιστά τη ροή.

Με τη χρήση ενός λέιζερ τα τροχιοδεικτικά σωματίδια «φωτίζονται», γεγονός που καθιστά δυνατή την αποτύπωση τους. Σε αυτό το σημείο ο ρόλος της φωτογραφικής μηχανής είναι να συλλέξει μία σειρά εικόνων.

Αναλύοντας λοιπόν τα χωρικά και τα χρονικά δεδομένα όπου λαμβάνουμε από την κάθε εικόνα, οδηγούμαστε στον υπολογισμό της ταχύτητας των σωματιδίων, και κατ' επέκταση και της υπό μελέτη ροής, καθώς και στον προσδιορισμό της κατεύθυνσης της.



Εικόνα 2-9:Διάταξη Λειτουργίας PIV

3.0 ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ

3.1 ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΝΑΔΡΟΜΗ

Η δεκαετία του 1980 ήταν καθοριστική για την εξέλιξη των υπολογιστικών προσομοιώσεων καθώς και η είσοδος των ηλεκτρονικών υπολογιστών στην ζωή μας έκανε το έργο των ερευνητών πολύ ευκολότερο.

Αρχικά τα εργαλεία των υπολογιστικών προσομοιώσεων χρησιμοποιήθηκαν μόνο σε απλές εφαρμογές όπως η κατανόηση σύνθετων φυσικών φαινομένων, στην συνέχεια όμως οι ερευνητές κατάφεραν να τα χρησιμοποιήσουν έως το σημείο του ολοκληρωμένου σχεδιασμού τεχνικών συσκευών.

Από τις αρχές του 21ου αιώνα έως σήμερα, η υπολογιστική ρευστομηχανική καταλαμβάνει όλο και ουσιαστικότερη θέση σε πολλούς τομείς, όπως η αεροναυπηγία, η ναυπηγία, η βιομηχανία καυστήρων κτλ. Στον τομέα της καύσης μάλιστα, λόγω των έντονων πιέσεων για μείωση των ποσοστών των εκλυόμενων ρύπων, καθώς και μείωση της κατανάλωσης καυσίμων, οι επιστήμονες στοχεύουν μέρα με τη μέρα στην ανάπτυξη καταλληλότερων προσεγγιστικών μεθοδολογιών (μοντέλων) μέσω των οποίων θα επιτευχθεί η ακριβέστερη περιγραφή των φαινομένων της καύσης.

3.2 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Το σύνολο των μεθόδων προσεγγιστικής μίμησης της δυναμικής συμπεριφοράς ενός σύνθετου φυσικού συστήματος, χαρακτηρίζεται ως υπολογιστική προσομοίωση. [4]

Κάθε ένα από αυτά τα φυσικά συστήματα διέπεται από ένα σύνολο εξισώσεων, οι οποίες περιγράφουν τα φαινόμενα όπου πραγματοποιούνται σε αυτά τα συστήματα. Μέσω λοιπόν των αριθμητικών επιλύσεων όλων των παραπάνω εξισώσεων, οδηγούμαστε στην προσεγγιστική μίμηση της δυναμικής συμπεριφοράς του φυσικού συστήματος, όπου επιθυμούμε να μελετήσουμε.

Σε κάθε εργαλείο υπολογιστικής προσομοίωσης πραγματοποιείται η αριθμητική επίλυση των εξισώσεων όπου περιγράφουν τις βασικές αρχές διατήρησης της ορμής, της μάζας, της ενέργειας και των συστατικών. Από τα αποτελέσματα των εξισώσεων αυτών, μπορούν να αποτυπωθούν οι χωρικές και οι χρονικές κατανομές των σημαντικότερων για την μελέτη του φαινομένου, φυσικών μεγεθών. Η ταχύτητα, η συγκέντρωση των αντιδρώντων συστατικών, η θερμοκρασία, ο ρυθμός έκλυσης θερμότητας, καθώς και η τοπολογία της φλόγας είναι μερικά μόνο από αυτά τα φυσικά μεγέθη.

Για την ορθή επίλυση των διαφορικών εξισώσεων όπου διέπουν την διεργασία της καύσης, δύο από τους σημαντικότερους παράγοντες, είναι η χρήση των κατάλληλων αρχικών και οριακών συνθηκών. Επιπροσθέτως, γίνεται χρήση και πολλών άλλων βοηθητικών σχέσεων οι οποίες είναι ήδη γνωστές, όπως η καταστατική εξίσωση, οι φυσικές και θερμοδυναμικές ιδιότητες των συστατικών και οι μηχανισμοί των χημικών αντιδράσεων.

Τέλος σε όλες τις υπολογιστικές προσομοιώσεις των συστημάτων καύσης για να μειωθεί το υπολογιστικό κόστος, χωρίς να επηρεαστεί η ακρίβεια των αριθμητικών αποτελεσμάτων, χρησιμοποιούνται κάποιες παραδοχές για την απλούστευση της διαδικασίας (π.χ. παραδοχή τέλειου αερίου) καθώς και κάποια προσεγγιστικά υπολογιστικά μοντέλα (π.χ. μοντέλο καύσης/τύρβης).

3.3 ΠΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ/ ΕΠΙΚΥΡΩΣΗ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ (VALIDATION)

Συγκρίνοντας τις υπολογιστικές προσομοιώσεις με τις αντίστοιχες πειραματικές διερευνήσεις, εύκολα συμπεραίνεται πως η υπολογιστική ρευστομηχανική υπερτερεί σημαντικά έναντι των πειραματικών ως προς το κόστος υλοποίησης και τον περιορισμό των λειτουργικών και κατασκευαστικών σφαλμάτων.

Για τον σχεδιασμό και την περάτωση μιας πειραματικής διαδικασίας απαιτούνται πολλές ώρες εργασίας κατά τις οποίες καταναλώνονται πολλοί περισσότεροι πολύτιμοι ερευνητικοί πόροι (ανθρώπινο δυναμικό, χρήματα, υποδομές κτλ).

Πάραυτα, για να είναι ένα εργαλείο υπολογιστικής προσομοίωσης κατάλληλο για ερευνητική χρήση, χρειάζεται πρώτα να έχει πραγματοποιηθεί μία σειρά πειραμάτων και η διαδικασία της πιστοποίησης/επικύρωσης του(validation).

Κατά την διαδικασία αυτή, οι πειραματικές μετρήσεις όπου ελήφθησαν ως αποτελέσματα, συγκρίνονται με τα αριθμητικά αποτελέσματα του εκάστοτε εργαλείου υπολογιστικής προσομοίωσης.

3.4 ΑΠΛΟΥΣΤΕΥΣΕΙΣ

Όπως αναφέρεται και παραπάνω, με σκοπό την μείωση του υπολογιστικού κόστους γίνεται χρήση κάποιων παραδοχών απλούστευσης της προσομοίωσης. Τα κριτήρια επιλογής των σωστών απλουστεύσεων είναι η φύση της αναπτυσσόμενης ροής, τα χαρακτηριστικά του αντιδρώντος μείγματος και η θεώρηση απείρως γρήγορου ή πεπερασμένου ρυθμού χημικών αντιδράσεων.

Στον τομέα της καύσης, επίσης, συνυπάρχουν δύο ιδιαίτερα σύνθετα φαινόμενα. Η τυρβώδης ροή και οι χημικές αντιδράσεις. Η αλληλεπίδραση των δύο αυτών φαινομένων βασίζεται κυρίως στην έλλειψη γραμμικής εξάρτησης του ρυθμού των χημικών αντιδράσεων με τη θερμοκρασία, η οποία σε κάθε τυρβώδη ροή εμφανίζει έντονες διαφοροποιήσεις ανά τον χρόνο και ανά τον χώρο.

Η ταυτόχρονη όμως αναλυτική μελέτη και των δύο παραπάνω φαινομένων (τύρβη, χημ.αντιδράσεις) δεν είναι δυνατό να επιτευχθεί, καθώς μας εμποδίζει πληθώρα φυσικών και τεχνικών περιορισμών.

Ως αποτέλεσμα όλων των παραπάνω συμπεραίνεται πως η διαδικασία της υπολογιστικής ρευστομηχανικής στην επιστήμη της καύσης είναι ιδιαίτερα απαιτητική, ενώ πριν αρχίσει οποιαδήποτε υπολογιστική μελέτη, οι ερευνητές πρέπει να γνωρίζουν ήδη ποιού εκ των δύο σύνθετων φαινομένων (τύρβη, χημ.αντιδράσεις) οι επιπτώσεις επηρεάζουν περισσότερο την μελετούμενη περίπτωση καύσης, έτσι ώστε να στοχεύσουν ορθά στον προσδιορισμό των απαιτούμενων μεγεθών με τη μέγιστη δυνατή αξιοπιστία και το μικρότερο δυνατό υπολογιστικό κόστος.[4]

3.5 ΒΑΣΙΚΑ ΣΤΑΔΙΑ ΔΟΜΗΣΗΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ

3.5.1 ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΒΑΣΙΚΗΣ ΓΕΩΜΕΤΡΙΑΣ

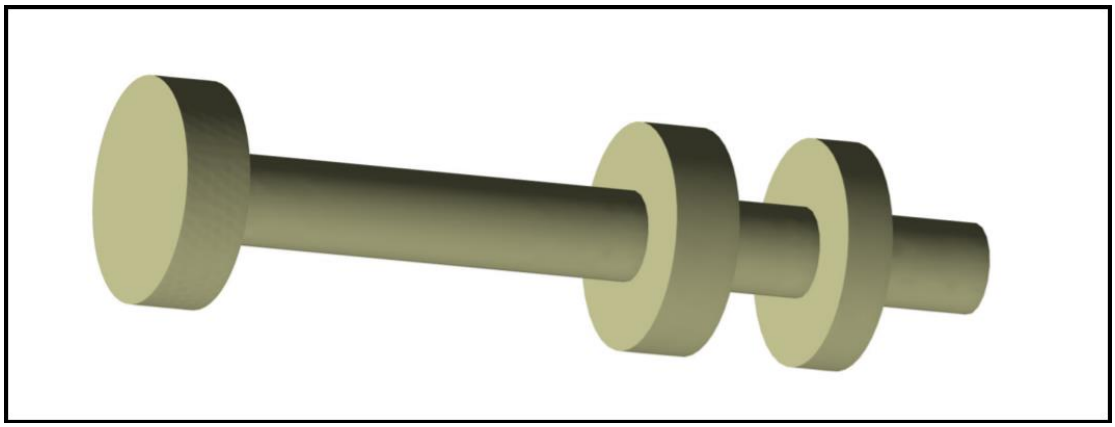
Ξεκινώντας οποιαδήποτε υπολογιστική προσομοίωση, πρέπει να γίνει σωστά η κατασκευή της βασικής γεωμετρίας . ως βασική γεωμετρία αποκαλείται κάθε αντικείμενο γύρω από το οποίο, ή ακόμα και εντός αυτού, επιθυμούμε να προσομοιώσουμε την ροή.

Χαρακτηριστικά παραδείγματα βασικών γεωμετριών υπολογιστικών προσομοιώσεων αποτελούν η γεωμετρία ενός εναλλάκτη θερμότητας, η πτέρυγα ενός αεροσκάφους ή η φτερωτή μίας ανεμογεννήτριας.

Στην συγκεκριμένη μελέτη, ως βασική γεωμετρία επιλέχθηκε το εκάστοτε φλογοσταθεροποιητικό σώμα, η τριπλέτα έγχυσης καυσίμου και ο σωλήνας όπου τα περικλείει όλα αυτά.

Ο σχεδιασμός των παραπάνω γεωμετριών έγινε με την χρήση του εμπορικού προγράμματος Solidworks, το οποίο διανέμεται από την εταιρεία Dassault Systems.

Παρακάτω παρουσιάζονται μια εικόνα από την σχεδιασμένη βασική γεωμετρία.



Εικόνα 3-1: Βασική Γεωμετρία

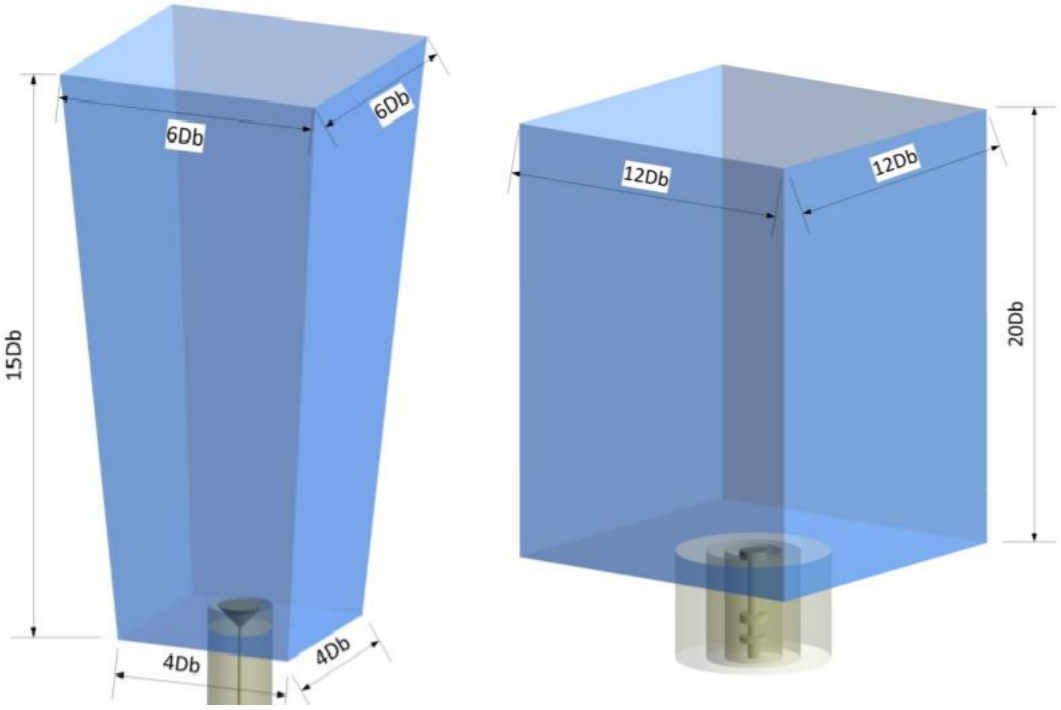
3.5.2 ΕΠΙΛΟΓΗ ΚΑΤΑΛΛΗΛΟΥ ΟΓΚΟΥ ΕΛΕΓΧΟΥ

Το δεύτερο στάδιο στη διαδικασία του σχεδιασμού οποιασδήποτε υπολογιστικής προσομοίωσης είναι η επιλογή του κατάλληλου όγκου ελέγχου. Ως όγκος ελέγχου καλείται ο όγκος (3D υπολογιστική προσομοίωση) τον οποίο επιθυμούμε να πλεγματοποιήσουμε έτσι ώστε να καθίσταται δυνατή η επίλυση και η παρατήρηση της ροής. Ουσιαστικά ο ερευνητής καλείται να αποφασίσει εκ των προτέρων ποιά σημεία της ροής χρειάζεται να μελετηθούν εκτενέστερα και ποιά σημεία δεν παρουσιάζουν κάποιο πρακτικό ενδιαφέρον, αποκλείοντας τα από τον όγκο ελέγχου.

Οι παράγοντες από τους οποίους εξαρτάται η εκλογή του όγκου ελέγχου είναι πολλοί και εξαρτώνται από την ύπαρξη ή όχι φλογοσταθεροποιητικού σώματος , το είδος της αναμειξιμότητας, το σχήμα του φλογοσταθεροποιητή, την ύπαρξη ή όχι στροβιλισμού και πολλά άλλα.

Στην παρούσα μελέτη μοντελοποιήθηκε η μη αντιδρώσα ροή κατάντη φλογοσταθεροποιητικού σώματος σχήματος δίσκου καθώς και κώνου. Με βάση λοιπόν όλα τα παραπάνω παρουσιάζεται ο όγκος ελέγχου όπου επιλέχθηκε αφού βασιστήκαμε στις γνώσεις μας σχετικά με τον εκάστοτε παράγοντα σχεδιασμού του όγκου ελέγχου.

Στην πειραματική εγκατάσταση της μελέτης αυτής η φλόγα σταθεροποιείται σε bluff-body σχήματος δίσκου. Με βάση αυτά τα δεδομένα επιλέγουμε να εκτείνουμε τον όγκο ελέγχου μας 5 διαμέτρους (D6) bluff-body ανάντι του δίσκου και 20 διαμέτρους (D6) κατάντι αυτού προκειμένου να συμπεριληφθεί ολόκληρο το πεδίο στο οποίο αναπτύσσεται η ισόθερμη ροή.



Εικόνα 3-2: Όγκοι ελέγχου όπου επιλέχθηκαν

Στην κάθετη διεύθυνση ως προς τον άξονα συμμετρίας του bluff body, κατασκευάστηκε ένα ορθογώνιο παραλληλεπίπεδο διαστάσεων 12Db. Η επιλογή μας αυτή έγινε έχοντας ως στόχο η περιοχή μελέτης μας να περιλαμβάνει τις ανακυκλοφορίες όπου σχηματίζονται ανάντι και κατάντι του φλογοσταθεροποιητή και φυσικά να περιλαμβάνει όλη την περιοχή στην οποία εκτείνεται το πεδίο ροής. Επιπροσθέτως, χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα των πειραματικών μετρήσεων φροντίσαμε να μην αγνοηθούν από τη διαδικασία της επίλυσης μεγάλες βαθμίδες ταχυτήτων όπου αναπτύσσονται στο πεδίο.

Ο όγκος ελέγχου ελέγχου που χρησιμοποιήθηκε για φλιγοσταθεροποιητικό σώμα σχήματος κώνου, εκτείνεται 5 διαμέτρους (Db) bluff body ανάντι αυτού και 15 διαμέτρους κατάντι. Επιπλέον στην κάθετη στον άξονα του bluff body διεύθυνση κατασκευάσαμε μια πυραμίδα με μήκος αρχικά 4Db, η οποία διευρύνεται προοδευτικά έως τα 6Db. Θεωρούμε ότι ο συγκεκριμένος όγκος είναι επαρκής για να μοντελοποιήσει τόσο το μήκος όσο και το πλάτος της φλόγας.[9]

Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών – Τομέας Ενέργειας, Αεροναυτικής και

Τέλος θα πρέπει να σημειωθεί πως για να εξοικονομηθούν υπολογιστικοί πόροι φροντίσαμε να διασφαλισθεί η απόκλιση των σημείων της ροής όπου δεν παρουσιάζουν κάποιο πρακτικό ενδιαφέρον να μην συμπεριληφθούν στον όγκο ελέγχου όπου επιλέξαμε.

3.5.3 ΕΠΙΛΟΓΗ ΚΑΤΑΛΛΗΛΩΝ ΣΥΝΟΡΙΑΚΩΝ ΣΥΝΘΗΚΩΝ

Κατά τη μοντελοποίηση 3D γεωμετριών , χρησιμοποιώντας το εμπορικό πρόγραμμα Fluent της Ansys, συναντάμε διάφορες συνοριακές συνθήκες από τις οποίες καλούμαστε να επιλέξουμε τις κατάλληλες. Οι πιο συνηθισμένες παρουσιάζονται παρακάτω.

Pressure Infet (Είσοδος ρευστού εγνωσμένης πίεσης)

Αρχικά η συνθήκη αυτή είναι κατάλληλη τόσο για την επίλυση προβλημάτων συμπιεστών, όσο και ασυμπίεστων ροών. Η συνθήκη επιλέγεται όταν για το πρόβλημα όπου καλούμαστε να επιλέξουμε γνωρίζουμε την πίεση εισόδου του ρευστού στο πεδίο ενώ παράλληλα δεν έχουμε κανένα δεδομένο για την ταχύτητα εισόδου του, καθώς και για την παροχή μάζας του. Εναλλακτικά, η συνθήκη αυτή επιλέγεται για να επιλυθούν προβλήματα ροών τα οποία δεν περιορίζονται από τοιχώματα έτσι ώστε να μελετηθεί η αλληλεπίδραση της ροής με το περιβάλλον όπου δεν εμπεριέχεται στον όγκο ελέγχου.

Velocity Infet (Είσοδος ρευστού εγνωσμένης ταχύτητας)

Αντίστοιχα, μπορεί να γίνει χρήση και αυτής της συνθήκης τόσο στην επίλυση προβλημάτων συμπιεστών όσο και ασυμπίεστων ροών. Στις ασυμπίεστες ροές πρακτικά η παροχή μάζας μπορεί να προσδιοριστεί μέσω του ορισμού της ταχύτητας εισόδου. Όπως μπορεί εύκολα να γίνει αντιληπτό από την ονομασία της συγκεκριμένης συνθήκης , χρησιμοποιείται για προβλήματα στα οποία είναι γνωστή η ταχύτητα εισόδου του ρευστού. Στον αντίποδα η ολική πίεση εισόδου του ρευστού δεν είναι η ορισμένη , οπότε μπορεί να φτάσει έως την επιθυμητή τιμή έτσι ώστε να επιτευχθεί η απαιτούμενη ταχύτητα εισόδου του ρευστού.

Mass Flow Infet (Είσοδος ρευστού εγνωσμένης παροχής μάζας)

Σε περιπτώσεις όπου η παρεχόμενη μάζα του ρευστού εισόδου είναι γνωστή, γίνεται χρήση της εν λόγω συνοριακής συνθήκης εισόδου.

Όπως και στην συνοριακή συνθήκη εισόδου εγνωσμένης ταχύτητας η ολική πίεση του ρευστού δεν είναι ορισμένη αλλά μεταβάλλεται, έτσι ώστε να επιτευχθεί η ζητούμενη τιμή κατά την παροχή εισόδου του ρευστού. Στην συγκεκριμένη συνθήκη δηλαδή συμβαίνει ακριβώς το αντίθετο από ότι στη συνθήκη εισόδου εγνωσμένης πίεσης, όπου διατηρείται σταθερή η ολική πίεση ρευστού και μεταβάλλεται η παροχή μάζας εισόδου. Επίσης και αυτή η συνθήκη μπορεί να χρησιμοποιηθεί τόσο σε συμπιέσεις , όσο και σε ασυμπίεστες ροές, ισχύουν όμως οι παρακάτω περιορισμοί.

Αρχικά επειδή οι συνεχείς εναλλαγές της ολικής πίεσης μπορεί να οδηγήσουν σε αριθμητική αστάθεια, συνίσταται η χρήση συνθήκης εγνωσμένης πίεσης όταν έχουμε τα απαραίτητα δεδομένα για το πρόβλημα όπου επιθυμείται να επιλυθεί. Επιπροσθέτως, η συνθήκη εισόδου ρευστού εγνωσμένης παροχής μάζας ταυτίζεται με τη συνθήκη εγνωσμένης ταχύτητας στην περίπτωση των ασυμπίεστων ροών, αφού ο καθορισμός της ταχύτητας λόγω της σταθερής πυκνότητας του ρευστού, καθορίζει ουσιαστικά και την παρεχόμενη μάζα.

Pressure outlet (Έξοδος ρευστού εγνωσμένης πίεσης)

Η εν λόγω συνθήκη είναι η πιο συνήθης συνθήκη εξόδου ρευστού , με την προϋπόθεση ότι η ροή δεν είναι περιοριζόμενη. Στην συγκεκριμένη συνθήκη οι τιμές της πίεσης στην έξοδο υπολογίζονται με βάση τις τιμές που παίρνει η πίεση σε όλη την έκταση του πεδίου. Οι τιμές της ταχύτητας και της παροχής μάζας στο επίπεδο εξόδου διαμορφώνονται με βάση τις τιμές της υπολογιζόμενης πίεσης στο αντίστοιχο επίπεδο.

Wall (Συνοριακή συνθήκη τοιχώματος)

Γίνεται χρήση της συνοριακής συνθήκης τοιχώματος για να σταματήσει ουσιαστικά η κίνηση του ρευστού. Στην παρούσα εργασία , για παράδειγμα, χρησιμοποιήθηκε η συνθήκη αυτή για να αποτυπωθούν τα όρια του φλογοσταθεροποιητικού σώματος.

Στα τοιχώματα, στο Fluent ως προεπιλογή έχει ορισθεί να εφαρμόζεται η συνθήκη μη ολίσθησης. Φυσικά είναι στην ευχέρεια του χρήστη να αλλάξει την συνθήκη αυτή . Τέλος το εκάστοτε ρευστό στην επιφάνεια των τοιχωμάτων προκαλεί την ανάπτυξη διατμητικών τάσεων , οι οποίες υπολογίζονται κάνοντας χρήση των συνθηκών της παρακείμενης ροής.

Symmetry (Συνοριακή συνθήκη συμμετρίας)

Όπως μπορεί εύκολα να γίνει αντιληπτό , γίνεται η χρήση της συνοριακής συνθήκης συμμετρίας όταν η υπό μελέτη γεωμετρία και κατά συνέπεια και η ροή όπου αναμένεται να αναπτυχθεί, παρουσιάζουν συμμετρία ως προς κάποιον άξονα. Επίσης μια άλλη περίπτωση στην οποία γίνεται χρήση της εν λόγω συνθήκης είναι για την μοντελοποίηση τοιχωμάτων επί τα οποία το ρευστό ολισθαίνει χωρίς τη δημιουργία αντιστάσεων.

Interior (Συνοριακή συνθήκη εσωτερικής επιφάνειας)

Χρησιμοποιείται η συνοριακή συνθήκη εσωτερικής επιφάνειας, για την μοντελοποίηση επιφανειών ή όγκων όπου δεν ασκούν καμιά επιρροή στην ροή.

Ως προς τις συνοριακές συνθήκες όπου χρησιμοποιήθηκαν κατά την διαδικασία της δόμησης της υπολογιστικής προσομοίωσης όπου χρησιμοποιήθηκε για την παρούσα μελέτη έχουμε τα παρακάτω.

Με βάση τα δεδομένα και τις ιδιότητες της υπό μελέτη ροής, η συνοριακή συνθήκη εισόδου όπου εφαρμόστηκε είναι η συνοριακή συνθήκη εγνωσμένης ταχύτητας (Velocity Inlet), ενώ η συνοριακή συνθήκη εξόδου είναι η συνοριακή συνθήκη εγνωσμένης πίεσης (Pressure Outlet). Περιμετρικά των τοιχωμάτων των σωληνώσεων αλλά και του φλογοσταθεροποιητικού σώματος, εφαρμόστηκε η συνοριακή συνθήκη τοιχώματος (Wall).

3.5.4 ΠΛΕΓΜΑΤΟΠΟΙΗΣΗ ΤΟΥ ΟΓΚΟΥ ΕΛΕΓΧΟΥ

Όπως είναι γνωστό η επίλυση των εξισώσεων διατήρησης λαμβάνει χώρα στους κόμβους του πλέγματος. Όταν λοιπόν η μοντελοποίηση ενός προβλήματος φτάνει στο στάδιο της πλεγμάτωσης του όγκου ελέγχου όπου έχει επιλεχθεί νωρίτερα, έχει φτάσει στο σημαντικότερο στάδιο.

Τα τρισδιάστατα πλέγματα, διαχωρίζονται σε δομημένα και αδόμητα. Η επιλογή τους εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά του προβλήματος, την γεωμετρία όπου επιθυμείται να μελετηθεί και κάποιους άλλους παράγοντες. Ανεξάρτητα όμως από τη χρήση δομημένου ή αδόμητου πλέγματος υπάρχει μια σειρά παρατηρήσεων όπου πρέπει να λαμβάνει υπόψη του ο σχεδιαστής του υπολογιστικού μοντέλου.

1. Η πολυπλοκότητα του όγκου ελέγχου επηρεάζει άμεσα και τον χρόνο όπου απαιτείται για την ολοκλήρωση της πλεγματοποίησης καθώς και κάποιες φορές μπορεί να καταστήσει την χρήση δομημένων πλεγμάτων απαγορευτική.

   Χαρακτηριστικό παράδειγμα της παραπάνω συσχέτισης είναι ότι η επιλογή δομημένων πλεγμάτων για την πλεγμάτωση πολύπλοκων όγκων ελέγχου στοιχίζει χρονικά πολύ παραπάνω από την επιλογή αδόμητων πλεγμάτων για τους ίδιους όγκους ελέγχου.
2. Τα αδόμητα πλέγματα δίνουν την δυνατότητα να επιλέξουμε στις περιοχές του όγκου ελέγχου όπου δεν παρουσιάζουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον, το πλέγμα να μην είναι τόσο "πυκνό". Η διαδικασία αυτή μειώνει σημαντικά το υπολογιστικό κόστος, ενώ ταυτόχρονα είναι σχεδόν αδύνατη για τα δομημένα πλέγματα.
3. Η ακρίβεια και η ταχύτητα σύγκλεισης της λύσης μιας υπολογιστικής προσομοίωσης, επηρεάζεται αρνητικά από ένα μέγεθος το οποίο ονομάζεται αριθμητική διάχυση. Συνήθως με την χρήση δομημένων πλεγμάτων η σύγκλειση είναι ακριβέστερη και ταχύτερη συγκριτικά με την χρήση αδόμητων.

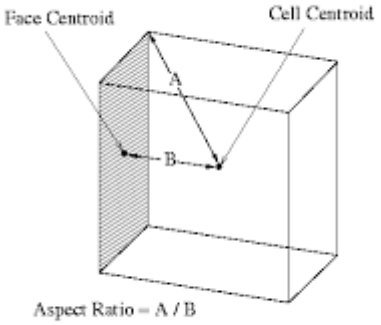
3.5.4.1 ΚΡΙΤΗΡΙΑ ΠΟΙΟΤΗΤΑΣ ΠΛΕΓΜΑΤΩΝ

Στο υπολογιστικό πακέτο Fluent όπου χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα μελέτη έχουνε συμπεριληφθεί δύο κριτήρια ποιότητας των πλεγμάτων όπου δημιουργούνται.

α)Aspect Ratio (Κριτήριο του λόγου των μηκών)

Το πρώτο κριτήριο ονομάζεται Κριτήριο του λόγου των μηκών και αποτυπώνει πόσο επιμηκυμένο είναι το κάθε στοιχείο του πλέγματος. Πιο αναλυτικά το κριτήριο του λόγου των μηκών είναι το αποτέλεσμα του λόγου της απόστασης μεταξύ του κεντροειδούς του στοιχείου ως προς την απόσταση του κεντροειδούς του προσώπου, ενώ εναλλακτικά ισούται με τον λόγο της απόστασης μεταξύ του κεντροειδούς του στοιχείου ως προς την απόσταση των κόμβων του.

Το κριτήριο αυτό μπορεί να χρησιμοποιηθεί αφενός στα δομημένα, αφετέρου και στα αδόμητα πλέγματα, ενώ συνιστάται η μέγιστη τιμή που μπορεί να λάβει να είναι 35/1. Αν ξεπεραστεί η τιμή αυτή μπορεί να οδηγηθούμε σε αστάθεια.

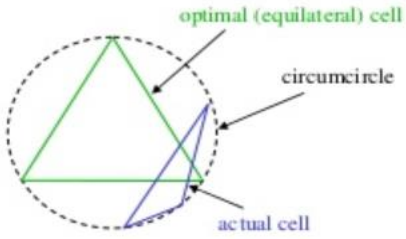


Εικόνα 3-3:Κριτήριο του λόγου των μηκών

β) Skewness(Κριτήριο λοξότητας)

Το δεύτερο κριτήριο ονομάζεται κριτήριο λοξότητας (skewness) και αντικατοπτρίζει την διαφορά του σχήματος του στοιχείου με το αντίστοιχο ισόπλευρο στοιχείο ίδιου όγκου. Εάν η τιμή της λοξότητας είναι μεγάλη, ενδέχεται να αντιμετωπίσουμε προβλήματα σύγκλεισης. Στο Fluent το κριτήριο αυτό δίνεται μέσω της ορθογωνικής ποιότητας. (1=λοξότητα).

Για να γίνει πιο κατανοητό, παρακάτω παρουσιάζεται η μέθοδος με την οποία υπολογίζεται το κριτήριο λοξότητας των τετράεδρων στοιχείων.



Εικόνα 3-4: Κριτήριο λοξότητας

Σε αυτή την περίπτωση ο υπολογισμός του κριτηρίου γίνεται ως εξής:

$$\text{Skewness} = \frac{optimal\ cell\ size - actual\ cell\ size}{optimal\ cell\ size}$$

3.5.4.2 ΔΟΜΗΜΕΝΑ ΠΛΕΓΜΑΤΑ

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, τα δομημένα πλέγματα είναι καταλληλότερα για την πλεγμάτωση όγκων ελέγχου με απλούστερη γεωμετρία και σχεδόν απαγορευτικά για πολύπλοκες γεωμετρίες. Ουσιαστικά τα δομημένα πλέγματα απαρτίζονται από απαραμόρφωτα εξάεδρα στοιχεία, η πυκνότητα των οποίων είναι ίδια σε όλο τον όγκο ελέγχου.

Με βάση τα προαναφερθέντα για τα χαρακτηριστικά των δομημένων πλεγμάτων, προκύπτουν τα εξής συμπεράσματα:

- Αν ο αριθμός των στοιχείων όπου θα επιλεχθούν δεν είναι επαρκής, μπορεί να οδηγηθούμε σε υπεραπλούστευση της γεωμετρίας του όγκου ελέγχου.
- Δεν δίνεται η δυνατότητα της αραίωσης των στοιχείων σε περιοχές μικρού ενδιαφέροντος με αποτέλεσμα να προκύπτουν πλέγματα με πολλά στοιχεία τα οποία στοιχίζουν υπολογιστικά.

Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειωθεί πως το υπόλοιπο πακέτο Fluent δίνει την δυνατότητα στους χρήστες του να πυκνώνουν το πλέγμα τους μέσω της χρήσης των ελεύθερων κόμβων (hanging nodes). Η πύκνωση όμως αυτή είναι δυνατή ως ένα σημείο.

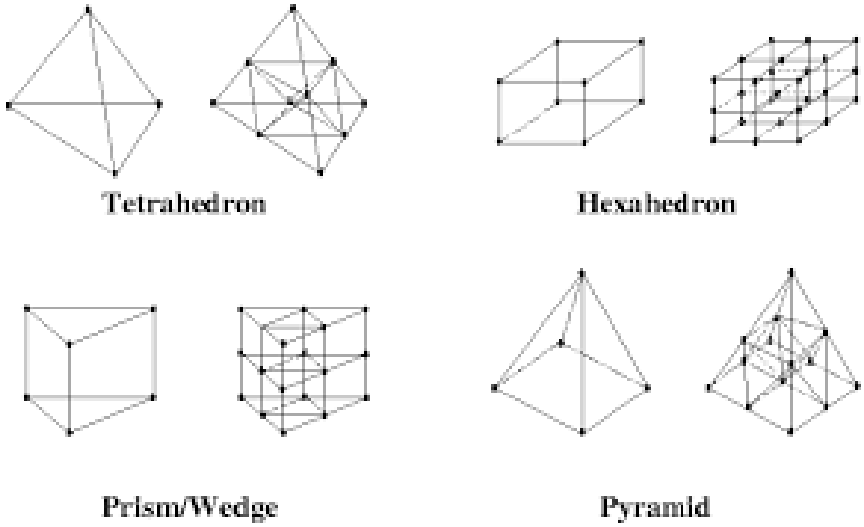
Το μεγαλύτερο πλεονέκτημα των δομημένων πλεγμάτων είναι ότι παρέχουν μεγαλύτερη αριθμητική ευστάθεια. Ιδιαίτερα ευεργετικό για την αριθμητική ευστάθεια είναι επίσης το γεγονός ότι τα δομημένα πλέγματα δίνουν την δυνατότητα ευθυγράμμισης της ροής με τα στοιχεία του πλέγματος.

Οι μέγιστες τιμές τώρα του κριτηρίου του λόγου των μηκών πρέπει να κυμαίνονται μεταξύ του 10/1 εντός των οριακών στρωμάτων και μόλις 5/1 σε περιοχές μακριά από τα τοιχώματα.

Ως προς το κριτήριο της λοξότητας, συνιστάται η τιμή της ορθογωνικότητας των στοιχείων να κυμαίνεται κοντά στη μονάδα.

3.5.4.3 ΑΔΟΜΗΤΑ ΠΛΕΓΜΑΤΑ

Τα αδόμητα πλέγματα απαρτίζονται είτε από τετράεδρα στοιχεία, είτε από παραμορφωμένα εξάεδρα στοιχεία. Μεταξύ των δύο αυτών τύπων στοιχείων, τα τετράεδρα στοιχεία είναι καταλληλότερα για την πλεγμάτωση μίας πολύπλοκης γεωμετρίας, αφού είναι ευκολότερη μέσω της χρήσης τους, η πύκνωση ή η αραίωση του πλέγματος. Φυσικά με την χρήση όλων των αδόμητων πλεγμάτων ανεξαρτήτως γεωμετρίας των στοιχείων τους, έχουμε την δυνατότητα να εναλλάσσουμε την πυκνότητα του πλέγματος εντός του όγκου ελέγχου, ανάλογα με την πολυπλοκότητα της κατασκευής καθώς και της ροής όπου την περιβάλλει.



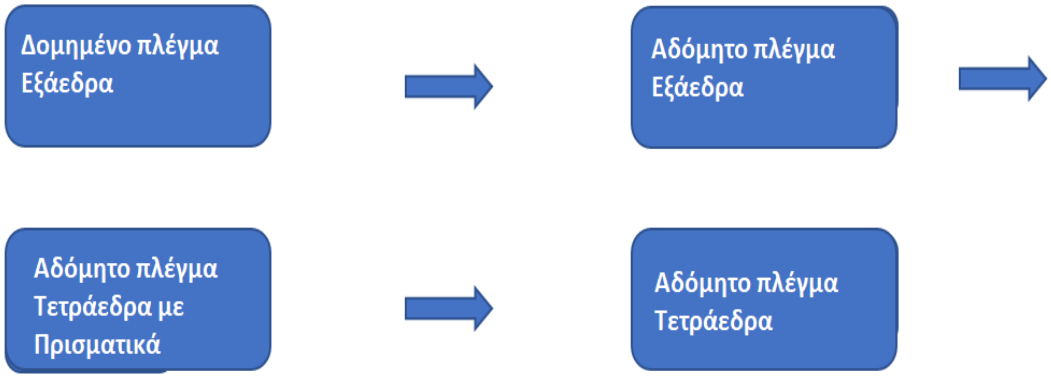
Εικόνα 3-5: Γεωμετρίες στοιχείων

Τα μειονεκτήματα τώρα των αδόμητων πλεγμάτων συγκριτικά με τα δομημένα, είναι ότι παρουσιάζουν μεγαλύτερη αριθμητική αστάθεια. Το γεγονός ότι τα στοιχεία των αδόμητων πλεγμάτων, δεν είναι εφικτό να ευθυγραμμιστούν με την ροή, οδηγεί στην παραπάνω αστάθεια. Επιπροσθέτως, λόγω της δυνατότητας των τετράεδρων στοιχείων να παραμορφώνονται ανεξέλεγκτα, ο χρήστης των στοιχείων αυτών, πρέπει καθ΄ όλη την διάρκεια της διαδικασίας πλεγματοποίησης, να είναι σε θέση να ελέγχει αν πληρούνται τα κριτήρια της ποιότητας του πλέγματος.

Γενικά, συνίσταται η τιμή της ορθογωνικότητας των στοιχείων ενός αδόμητου πλέγματος, να κυμαίνεται από 0,5-0,6 και να λαμβάνει ως ελάχιστη την τιμή 0,05. Ο λόγος των μηκών από την άλλη, συνίσταται να μην ξεπερνά την τιμή 5:1 στις περιοχές μακριά από τα τοιχώματα, καθώς και στις περιοχές όπου επιθυμούμε μέγιστη αριθμητική ευστάθεια και ακρίβεια.

Στην γεωμετρία όπου κατασκευάστηκε για την συγκεκριμένη μελέτη, οι περιοχές αυτές είναι: τα σημεία αγκίστρωσης της φλόγας, το απορρεύμα του φλογοσταθεροποιητή και οι περιοχές στένωσης όπου δημιουργούνται μεταξύ των τοιχωμάτων και των φλογοσταθεροποιητικού σώματος.

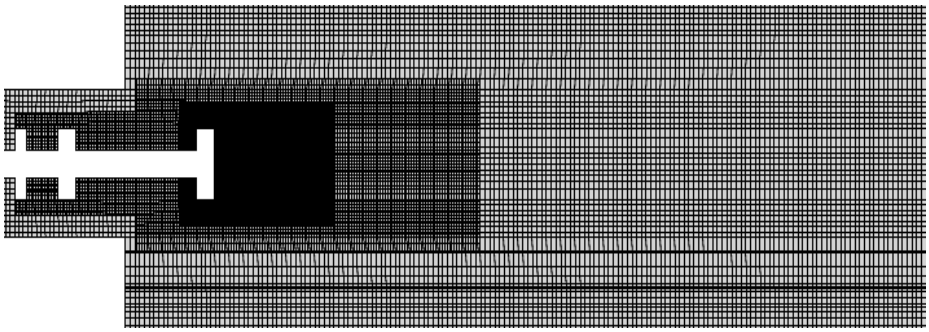
Παρακάτω παρουσιάζεται ένα διάγραμμα συσχέτισης της πολυπλοκότητας της γεωμετρίας με την επιλογή της μεθόδου και των στοιχείων της πλεγματοποίησης.



Εικόνα 3-6: Συσχέτιση γεωμετρίας με την επιλογή του πλέγματος

Ολοκληρώνοντας το κεφάλαιο αυτό, πρέπει να τονίσουμε πως δεν υπάρχουν κάποιοι γενικοί κανόνες όπου θα μπορούσαν να καθοδηγήσουν τον χρήστη στην σωστή επιλογή μεγέθους του πλέγματος. Αυτό συμβαίνει διότι το ιδανικό μέγεθος πλέγματος εξαρτάται από πάρα πολλούς παράγοντες, όπως την φύση του προβλήματος όπου επιθυμούμε να επιλύσουμε, τις υπολογιστικές δυνατότητες τις οποίες έχει ο υπολογιστής όπου χρησιμοποιούμε, το μοντέλο τύρβης όπου επιλέχθηκε, την επιθυμητή ακρίβεια κ.ά.

Σχετικά με το πλέγμα όπου κατασκευάστηκε για την παρούσα ερευνητική μελέτη, το πλέγμα είναι υβριδικό (περιλαμβάνει δομημένα και αδόμητα εξάεδρα στοιχεία). Παρακάτω παρουσιάζεται μία της πλεγματοποιημένης τομής της βασικής γεωμετρίας όπου μελετήθηκε.



Εικόνα 3-7: Τομή τρισδιάστατου δομημένου πλέγματος

3.5.5 ΕΠΙΛΟΓΗ ΚΑΤΑΛΛΗΛΩΝ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΤΥΡΒΗΣ

Με την ολοκλήρωση όλων των παραπάνω σταδίων, ολοκληρώνεται η διαδικασία δημιουργίας του περιβάλλοντος της λύσης μας. Το επόμενο βήμα στην διαδικασία των υπολογιστικών προσομοιώσεων, είναι η επιλογή του σωστού επιλύτη όπου θα εφαρμοστεί στο δημιουργημένο πλέγμα.

Στην συνέχεια αναφέρονται τα δημοφιλέστερα μοντέλα τύρβης. Οι αναφορές αυτές βασίζονται στο εγχειρίδιο χρήσης του υπολογιστικού πακέτου Fluent της Ansys. Η διαφοροποίηση των μοντέλων τύρβης, βασίζεται στον τρόπο επίλυσης του πεδίου της τύρβης, καθώς και στον τρόπο επίλυσης των εξισώσεών τους.

A) DNS – Direct Numerical Simulation- Μοντέλο Άμεσης Αριθμητικής Προσομοίωσης.

Το μοντέλο τύρβης DNS, ουσιαστικά επιλύει όλες τις εξισώσεις άμεσα, χωρίς να μοντελοποιεί καμία. Ως αποτέλεσμα, είναι το ακριβέστερο μοντέλο τύρβης. Για να χρησιμοποιηθεί όμως το συγκεκριμένο μοντέλο, πρέπει το μέγεθος των στοιχείων του πλέγματος, να είναι μικρότερο από τις μικρότερες τυρβώδεις δομές. Πρακτικά για να ικανοποιείται η παραπάνω προϋπόθεση, το μέγεθος του πλέγματος θα πρέπει να ισούται με $Re^{9/4}$ στοιχεία.

Με βάση τις υπολογιστικές δυνατότητες που διαθέτουμε αυτή την στιγμή, το μοντέλο τύρβης DNS δε μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε ροές και γεωμετρίες βιομηχανικών εφαρμογών, για αυτό και περιορίζεται η χρήση του για ερευνητικούς σκοπούς. Οι γεωμετρίες στις οποίες χρησιμοποιείται κυρίως, είναι απλές με χαμηλούς αριθμούς Reynolds.

Β) LES- Large Eddy Simulation- Μοντέλο Προσομοίωσης των Μεγάλων Δινών.

Το μοντέλο LES, ουσιαστικά αποτελεί τον συνδυασμό του μοντέλου DNS και των μοντέλων RANS, τα οποία θα παρουσιαστούν παρακάτω. Στο συγκεκριμένο μοντέλο οι τυρβώδεις δομές όπου έχουν μεγαλύτερο μέγεθος από τα στοιχεία του πλέγματος, επιλύονται άμεσα, όπως συμβαίνει και με την χρήση του μοντέλου DNS, ενώ οι δομές με μικρότερο μέγεθος από τα στοιχεία του πλέγματος μοντελοποιούνται. Στην καύση, η χρήση του μοντέλου προσομοίωσης των Μεγάλων Δινών είναι σχεδόν μονόδρομος.

Επίσης, προτιμάται και σε πολύ πολύπλοκες ροές καθώς και σε ροές όπου επιθυμείτε να μελετηθούν κυρίως οι τιμές του στιγμιαίου πεδίου και όχι οι μέσες τιμές αυτών.

Στο σημείο αυτό να σημειωθεί πως το μοντέλο LES είναι αρκετά απαιτητικό σε υπολογιστική ισχύ ως προς το μέγεθος του πλέγματος, αφού όσο μεγαλύτερο είναι το μέγεθος του πλέγματος τόσο ακριβέστερη είναι η λύση. Τέλος, το μοντέλο αυτό υπερτερεί συγκριτικά με τα μοντέλα RANS ως προς τα αποτελέσματα των στιγμιαίων τιμών των μεγεθών του πεδίου.

Γ)RANS- Reynolds Averaged Navier-Stokes

Σε αυτή την κατηγορία ανήκει μία σειρά μοντέλων, εκ των οποίων κανένα δεν επιλύει άμεσα τις τυρβώδεις δομές, αλλά τις μοντελοποιούν. Ο διαχωρισμός των μοντέλων γίνεται με βάση τον αριθμό των εξισώσεων μεταφοράς που λύνουν.

Ξεκινώντας θα αναλυθεί το μοντέλο RANS Spalart- Allmaras. Ο αριθμός των εξισώσεων μεταφοράς όπου επιλύει είναι ένας. Το μοντέλο αυτό, επιλύει την εξίσωση της τυρβώδους κινητικής ενέργειας για τον υπολογισμό του τυρβώδους ιξώδους. Ενδείκνυται για ροές δύο διαστάσεων με απλά οριακά στρώματα, όπως γεωμετρίες πτερύγων ή αεροτομών, ενώ τα αποτελέσματα του μοντέλου αυτού σε τρισδιάστατες ροές είναι κακά. Βασική προϋπόθεση για την χρήση του είναι η δημιουργία πλεγμάτων πολλών στοιχείων, κυρίως κοντά στα τοιχώματα.

Στην συνέχεια παρουσιάζεται το μοντέλο RANS Standard k-e. Όπως συμπεραίνεται και από την ονομασία του μοντέλου, επιλύει δύο εξισώσεις μεταφοράς: αυτή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας και αυτή του ρυθμού εκφυλισμού της τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Ως μοντέλο, χαρακτηρίζεται από υπολογιστική ευστάθεια και χρησιμοποιείται σε συμπιεστές ροές, καθώς και για την αρχική επίλυση του πεδίου και την εκτίμηση της τάξης μεγέθους των ποσοτήτων, όπου επιθυμείτε να επιλυθούν. Τέλος, δεν συνηθίζεται να χρησιμοποιείται σε πολύπλοκες ροές με έντονη κάμψη των δυναμικών γραμμών ή με υψηλές βαθμίδες αποκόλλησης και πίεσης. Εξαίρεση αποτελούν οι τυρβώδεις ροές, καθώς το μοντέλο αυτό περιλαμβάνει διάφορους εμπειρικούς συντελεστές.

Το μοντέλο RNG k-e, ουσιαστικά αποτελεί μία παραλλαγή του μοντέλου Standard k-e, έχοντας παράλληλα λιγότερες εμπειρικές σταθερές και κάποιες αλλαγές στην εξίσωση του ρυθμού εκφυλισμού της τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Ως αποτέλεσμα, το μοντέλο αυτό παρουσιάζει μεγαλύτερη ευστάθεια σε υψηλά διαταραγμένες ροές, όπως στροβιλιζόμενες ροές και ροές με χαμηλό αριθμό Reynolds.

Το μοντέλο RANS Realizable k-e, αποτελεί το τελευταίο μοντέλο RANS όπου επιλύει δύο εξισώσεις μεταφοράς (κ, ε). Το συγκεκριμένο μοντέλο παρουσιάζει πολλά κοινά στην συμπεριφορά με το μοντέλο RNG κ-ε, έχοντας την βασική διαφορά να υπακούει σε βασικές μαθηματικές αρχές. Ως αποτέλεσμα η μοντελοποίηση με βάση το μοντέλο αυτό του τυρβώδες οριακού στρώματος καθώς και των περιπτώσεων αποκόλλησης είναι ευστοχότερη. Το μειονέκτημα του μοντέλου όμως αυτού, ως προς το μοντέλο RNG κ-ε είναι ότι η ταχύτητα σύγκλισης είναι μεγαλύτερη και η ακρίβεια μικρότερη.

Το τελευταίο μοντέλο RANS, είναι το RANS Reynolds Stress, το οποίο επιλύει άμεσα έξι(6) εξισώσεις μεταφοράς, ενώ ταυτόχρονα αποφεύγει την παραδοχή του ισότροπου τυρβώδους ιξώδους, καθιστώντας το συγκεκριμένο μοντέλο το πιο αξιόπιστο μοντέλο RANS ως προς την ταύτιση του με τα φαινόμενα τα οποία μοντελοποιεί. Πιο αναλυτικά, το συγκεκριμένο μοντέλο επιλύει άμεσα τις τάσεις κατά Reynolds μέσω της χρήσης εξισώσεων μεταφοράς και αυτό οδηγεί στην αύξηση της αξιοπιστίας του. Το μειονέκτημά του όμως είναι ότι έχει υψηλές απαιτήσεις τόσο υπολογιστικές, όσο και χρονικές, αφού η ταχύτητα σύγκλισης του είναι αρκετά μεγάλη. Οι πολύπλοκες τρισδιάστατες ροές με υψηλό στροβιλισμό και μεγάλη κάμψη των δυναμικών γραμμών της ροής, ενδείκνυται να μοντελοποιούνται με την χρήση του μοντέλου RANS Reynolds Stress.

Με βάση λοιπόν όλα τα παραπάνω παρατηρήθηκε πως για να πραγματοποιηθεί σωστά η πρόβλεψη των περίπλοκων χρονικά μέσων και διακυμαινόμενων χαρακτηριστικών του μη αντιδρώντος πεδίου ροής έπρεπε να επιλεχθεί το LES μοντέλο τύρβης.

Ως προς το μέγεθος του πλέγματος: απαρτίζεται από 1.387.518 κόμβους, ενώ και πάλι για να καθίσταται δυνατή η μελέτη των χρονικά εξαρτώμενων φαινομένων, επιλέχθηκε η επίλυση της ροής σε συνάρτηση με το χρόνο(transient).

4.0 ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΤΥΡΒΗΣ ΚΑΙ ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ

Όπως ήδη αναφέρθηκε και στο παραπάνω κεφάλαιο, το μοντέλο τύρβης όπου επιλέχθηκε για την υπολογιστική προσομοίωση της συγκεκριμένης εργασίας είναι το μοντέλο LES. Η επιλογή του έγινε με βάση το γεγονός ότι απαιτούνταν να μοντελοποιηθεί το ισόθερμο τυρβώδες πεδίο ροής και ανάμειξης και παρά το ότι το μοντέλο αυτό παρουσιάζει σχετικά υψηλό υπολογιστικό κόστος, η ακρίβεια του είναι η επιθυμητή. Στο 4^{ο} κεφάλαιο θα παρουσιαστούν οι εξισώσεις όπου διέπουν την το μοντέλο τύρβης LES.

4.1 ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ

Η περιγραφή ενός ροϊκού πεδίου γίνεται μέσω της χρήσης τριών φυσικών νόμων της αρχής διατήρησης της μάζας, της αρχής της διατήρησης της ορμής και τέλος της αρχής διατήρησης της ενέργειας.

4.2 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΥΡΒΩΔΗ ΜΕΓΕΘΗ

Πριν προχωρήσουμε στην παρουσίαση των εξισώσεων του μοντέλου της τύρβης LES, θα αναφέρουμε λίγα λόγια για το φαινόμενο της τύρβης.

Αρχικά όπως γνωρίζουμε ήδη, η τύρβη αποτελεί ένα από τα περιπλοκότερα φαινόμενα στην μηχανική των ρευστών. Για τον λόγο αυτό δεν έχουμε ακόμα ερευνητικά ξεκάθαρη εικόνα για τη συμπεριφορά και τη δομή της. Ως αποτέλεσμα τις περισσότερες φορές οι μελετητές της τύρβης αρκούνται στις μέσες τιμές των ιδιοτήτων.

Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών – Τομέας Ενέργειας, Αεροναυτικής και

Όπως γνωρίζουμε επίσης, όλα τα πεδία ροής το συνεκτικών ρευστών είναι χρονικά μεταβαλλόμενα. Μάλιστα ακόμα και οι ροές όπου χαρακτηρίζονται μόνιμες, παρουσιάζουν στιγμιαίες διακυμάνσεις έντασης γύρω από τη χρονικά μέση τιμή τους.

Τύρβη δημιουργείται όταν οι δυνάμεις διάχυσης υπερισχύουν επί των αδρανειακών δυνάμεων. Με βάση την ανάλυση Reynolds, για κάθε ροϊκό μέγεθος (π.χ. ταχύτητα, συγκέντρωση συστατικών, πίεση, θερμοκρασία, πυκνότητα) ισχύει εξίσωση (4.1).

$$f = \overline{f} + f' \qquad (4.1)$$

Όπου ως f συμβολίζεται η στιγμιαία τιμή οποιουδήποτε ροϊκού μεγέθους, ως $\overline{f}$ η χρονικά μέση τιμή κ ως f' η στιγμιαία διακύμανση του ίδιου μεγέθους. Σε ένα προκαθορισμένο χρονικό διάστημα (Δt), η μέση τιμή ενός ροϊκού μεγέθους ισούται με το χρονικό μέσο όρο της αντίστοιχης στιγμιαίας τιμής (4.2).

$$\overline{f} = \frac{1}{\Delta t} \int_{to-\Delta t}^{to+\Delta t} f(t)dt \qquad (4.2)$$

Στο σημείο αυτό πρέπει να αναφερθεί ότι το χρονικό διάστημα ολοκλήρωσης (Δt). πρέπει να είναι πολύ μικρότερο από την κλίμακα χρόνου όπου περιγράφει μία (μη-μόνιμη) ροή, και αρκετά μεγαλύτερο από τη χρονική περίοδο των τυρβωδών διακυμάνσεων. Για το χαρακτηρισμό των τυρβωδών ροών, το ροϊκό μέγεθος της ταχύτητας είναι αυτό όπου μας παρέχει τις περισσότερες πληροφορίες. Μέσω της αποτύπωσης των διακυμάνσεων του πεδίου ταχυτήτων στο χώρο και στο χρόνο προκύπτει μία γενική εικόνα για τον αριθμό και το μέγεθος των δημιουργούμενων δινών. Πιο αναλυτικά για το πεδίο ταχυτήτων η εξίσωση (4.2) διαμορφώνεται ως εξής:

$$U(t) = \overline{U} + U'(t) \qquad (4.3)$$

Η μέση τιμή της στιγμιαίας διακύμανσης της ταχύτητας, με τη χρήση της εξίσωσης (4.4) μηδενίζεται. Αντίθετα, ως μέση τετραγωνική απόκλιση της ταχύτητας αποκαλείται η τετραγωνική ρίζα της μέσης τιμής του τετραγώνου της στιγμιαίας διακύμανσης της ταχύτητας, η οποία δεν ισούται με το μηδέν.

$$\overline{U'}(t) = \frac{1}{\Delta t} \int_{to-\Delta t}^{to+\Delta t} U'^{(t)}dt = 0 \qquad (4.4)$$

$$U'rms = \sqrt{\overline{[U'(t)\ ]}}\text{^}2 \qquad (4.5)$$

Μία ακόμα ιδιότητα, η οποία προσδιορίζει την υπό μελέτη τυρβώδη ροή, είναι η ένταση της τύρβης (I). Η ένταση της τύρβης ουσιαστικά, ισούται με τον λόγο της μέσης τετραγωνικής απόκλισης προς τη μέση ταχύτητα της ροής.

$$I = U'rms/\overline{U} \qquad (4.6)$$

Τέλος υπάρχουν ακόμα δύο χαρακτηριστικά τυρβώδη μεγέθη, η τυρβώδης κινητική ενέργεια (k) και ο ρυθμός καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας (ε).

$$k = \frac{1}{2} * (U'x^2 + U'y^2 + U'z^2) \qquad (4.7)$$

$$\varepsilon = \nu\{(\overline{\frac{\partial U'x}{\partial y}})^2 + (\overline{\frac{\partial U'y}{\partial x}})^2 + (\overline{\frac{\partial U'x}{\partial z}})^2 + (\overline{\frac{\partial U'z}{\partial x}})^2 + (\overline{\frac{\partial U'y}{\partial z}})^2 + (\overline{\frac{\partial U'z}{\partial y}})^2 + 2[(\overline{\frac{\partial U'x}{\partial x}})^2 +$$

$$(\overline{\frac{\partial U'y}{\partial y}})^2 + (\overline{\frac{\partial U'z}{\partial z}})^2 + \overline{\frac{\partial U'x}{\partial y}}\,\overline{\frac{\partial U'y}{\partial x}} + \overline{\frac{\partial U'x}{\partial z}}\,\overline{\frac{\partial U'z}{\partial x}} + \overline{\frac{\partial U'y}{\partial z}}\,\overline{\frac{\partial U'z}{\partial y}}]\} \qquad (4.8)$$

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, το κύριο χαρακτηριστικό τον τυρβωδών ροών, είναι ο σχηματισμός τυρβωδών δινών, οι οποίες ποικίλλουν ως προς το μέγεθος καθώς επίσης και ως προς μέγεθος και κατεύθυνση τον περιστροφικών τους ταχυτήτων. Λόγω όλων αυτών, η δημιουργία διαφορετικών τυρβωδών κλιμάκων μήκους και χρόνου ήταν απαραίτητη.

Για παράδειγμα, λόγω των ταχύτατων μεταβολών των διακυμάνσεων της ταχύτητας, έχει οριστεί μία μικροκλίμακα χρόνου η οποία συνήθως είναι πολύ μικρότερη από την αντίστοιχη κλίμακα μεταβολής της ταχύτητας.

Ως προς το μήκος της ροής η μεγαλύτερη δυνατή είναι η λεγόμενη χαρακτηριστική κλίμακα μήκους της ροής (L) και ισούται με τη μέγιστη δυνατή διάσταση των δινών. Συνήθως η χαρακτηριστική κλίμακα μήκους της ροής, διαμορφώνεται μέσω των διαστάσεων της συσκευής.

Η αμέσως επόμενη κλίμακα μήκους της ροής, ονομάζεται ολοκληρωτική κλίμακα μήκους (lo) και αντικατοπτρίζεται το μέσο μέγεθος των μεγάλων τυρβωδών δινών. Στις μη-ερευνητικές εφαρμογές, θεωρείται ότι η χαρακτηριστική κλίμακα μήκους της ροής ισούται με την ολοκληρωτική κλίμακα μήκους . Εν κατακλείδι, η ολοκληρωτική κλίμακα μήκους αποτυπώνει τις μεγαλύτερες τυρβώδης δίνες (ως προς το μέγεθος και χρονική διάρκεια). Οι δίνες αυτές χαρακτηρίζονται από μικρές συχνότητες και μεγάλα μήκη κύματος και κατέχουν την ενέργεια της τυρβώδους κίνησης. Η κλίμακα μήκους τους υπολογίζεται μέσω της εξίσωσης (4.9),

$$lo = \frac{k^{\frac{2}{3}}}{\varepsilon} \qquad (4.9)$$

η χαρακτηριστική κλίμακα χρόνου των μεγάλων τριβών δινών, μέσω της εξίσωσης (4.10).

$$\tau o = lo/\, U'rms \quad (4.10)$$

και τέλος ό τυρβωδης αριθμός Reynolds (Re,t)μέσω της εξίσωσης (4.11).

$$Re,t = U'rms * lo/\nu \quad (4.11)$$

Μία τυρβώδης δίνη ανάλογα με το μέγεθος της έχει και την αντίστοιχη κινητική ενέργεια. Η κινητική ενέργεια αυτή, διαμορφώνεται από την ένταση των τυρβωδών διακυμάνσεων της ταχύτητας, στην αντίστοιχη κλίμακα μήκους.

Η χαρακτηριστική περιοχή στην οποία οι δίνες αποσταθεροποιούνται και διαστρεβλώνονται λόγω της μεταφοράς κινητικής ενέργειας από τη μία δίνη στην άλλη, ονομάζεται αδρανειακή περιοχή. Στην αλληλεπίδραση μεταξύ των δινών, συμβάλλουν σημαντικά και οι διατμητικές δυνάμεις όπου σχηματίζονται μεταξύ των δινών.

Η τελευταία χαρακτηριστική κλίμακα, ονομάζεται κλίμακα Kolmogorov (lk). Η κλίμακα αυτή είναι η μικρότερη κλίμακα μήκους και ουσιαστικά αντιστοιχεί στη διάσταση στην οποία λαμβάνει χώρα η καταστροφή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας και μετατρέπεται σε εσωτερική ενέργεια. Στην κλίμακα Kolmogorov η μοριακή διάχυση υπερισχύει όλων των υπολοίπων φυσικών φαινομένων.

Σύμφωνα με την υπόθεση Kolmogorov, οι κλίμακες μήκους των μικρότερων τυρβωδών δινών είναι κοινές σε όλες τις τυρβώδεις ροές υψηλού αριθμού Re και εξαρτώνται μόνο από την ρυθμό καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας(ε) και το κινηματικό ιξώδες του ρευστού.[4]

Μέσω της εξίσωσης (4.12) υπολογίζεται η κλίμακα μήκους Kolmogorov και μέσω της εξίσωσης (4.34) η κλίμακα χρόνου.

$$lk = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (4.12)$$

$$\tau\kappa = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2} \quad (4.13)$$

Σε κάθε τυρβώδη ροή, ο λόγος των μικρότερων προς τις μεγαλύτερες κλίμακες μήκους των τυρβωδών δίνων, υπολογίζεται μέσω της εξίσωσης (4.14)

$$\frac{lk}{lo} = Re,t^{-3/4} \quad (4.14)$$

Στην εικόνα παρουσιάζεται το διάγραμμα της κατανομής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας ως προς τον κυματαριθμό (K). Ο κυματαριθμός (K) ουσιαστικά είναι αντιστρόφως ανάλογος της κλίμακας μήκους των τυρβωδών δινών.

Στην περιοχή των μικρότερων κυματαριθμών, όπου ταυτίζεται με την περιοχή της ολοκληρωτικής κλίμακας μήκους, «δημιουργείται» συνεχώς τυρβώδης κινητική ενέργεια, η οποία ουσιαστικά απορροφάται από την ενέργεια της μέσης ροής.

Οι δίνες σε αυτήν την περιοχή είναι μεγάλες και ασταθείς, με αποτέλεσμα να διασπώνται σε μικρότερες δύνες και να μεταφέρουν συνεχώς κινητική ενέργεια στις αμέσως μικρότερες δίνες της αδρανειακής περιοχής.

Η διαδικασία αυτή συνεχίζεται και ως προς τις δίνες της κλίμακας Kolmogorov όπου και ολοκληρώνεται. Οι δίνες της κλίμακας Kolmogorov όπως αναφέρεται και παραπάνω συνεχίζουν βέβαια να «καταστρέφονται», όμως σε αυτή την περίπτωση μετατρέπουν την κινητική τους ενέργεια σε θερμότητα.

Η συνολική τυρβώδης κινητική ενέργεια ισούται με το ολοκλήρωμα όλης της φασματικής κατανομής.

$$\kappa = \int E(K)dK \qquad (4.15)$$

4.3 ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΤΥΡΒΗΣ LES

Όπως αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 3, το υπολογιστικό μοντέλου τύρβης όπου χρησιμοποιήθηκε για την παρούσα υπολογιστική μελέτη ήταν το μοντέλο LES.

Ξεκινώντας, πρέπει να παρουσιαστούν κάποιες παραδοχές του συγκεκριμένου μοντέλου:

- όλα τα βαθμωτά μεγέθη (ορμή, ενέργεια, μάζα) μεταφέρονται κυρίως από τις μεγάλες δίνες
- οι γεωμετρικές και οι συνοριακές συνθήκες της ροής, διαμορφώνουν τις μεγάλες δίνες
- αντίθετα. οι μικρότερες δίνεις είναι ισότροπες• και δεν εξαρτώνται από τις γεωμετρίες της ροής.

Ως αποτέλεσμα συμπεραίνεται πως μελλοντικά υπάρχει μεγαλύτερη πιθανότητα να δημιουργηθεί ένα παγκόσμιο μοντέλο τύρβης για τις μικρές δίνες από ότι για τις μεγάλες δίνες.

Για τη διαμόρφωση των εξισώσεων όπου διέπουν το μοντέλο τύρβης LES, απαιτείται μία διαδικασία φιλτραρίσματος των χρονο-εξαρτώμενων εξισώσεων Navier-Stokes. Κατά την συγκεκριμένη διαδικασία απαλείφονται οι πολύ μικρές δίνες, των οποίων η κλίμακα είναι μικρότερη από το πλάτος του πλέγματος όπου έχει δημιουργηθεί. Συνεπώς οι εξισώσεις του μοντέλου τύρβης LES, περιγράφουν κυρίως τις μεγαλύτερες δίνες και την δυναμική συμπεριφορά τους.

Φυσικό επακόλουθο της παραπάνω διαδικασίας φιλτραρίσματος είναι ο διαχωρισμός κάθε μεταβλητής f της ροής, δύο τμήματα μέσω ενός σταθμισμένου φίλτρου (κατά Favre). Το πρώτο τμήμα καλείται άμεσα επιλυόμενο (resolvable) ενώ το δεύτερο καλείται υποπλεγματικό (subgrid scale).

Στον φυσικό χώρο: Ο τύπος αυτός φίλτρου (low pass) έχει την δυνατότητα να εφαρμοστεί τόσο σε χρονικό όσο και σε χωρικό επίπεδο . Το φιλτραρισμένο αυτό πεδίο ($\overline{f}$ (x,t)), μπορεί να εκφραστεί και ως συνέλιξη, μέσω της εξίσωσης (4.16).

$$\overline{f} = G * f \quad (4.16)$$

όπου ως G συμβολίζεται μία συνάρτηση που χρησιμοποιεί κλίμακες αποκοπής χώρου και χρόνου. Γενικά, όλες οι συναρτήσεις f μπορούν να αναλυθούν, ως προς το άθροισμα του φιλτραρισμένο κομματιού της $\overline{f}$ και του κομματιού όπου απορρίπτεται κατά τη διαδικασία του φιλτραρίσματος f'.

Το απορριφθέν κομμάτι υπολογίζεται μέσω της εξίσωσης (4.17).

$$f' = (1 - G) * f \quad (4.17)$$

Στον φασματικό χώρο: Κατά την συγκεκριμένη διαδικασία φιλτραρίσματος, αποκόπτονται κλίμακες όπου ταυτίζονται με υψηλές συχνότητες και έχουν τη δυνατότητα να εκφραστούν στο χώρο Fourier. Κάθε βαθμωτό πεδίο f(x,t), έχει την αντίστοιχη μετασχηματισμένη μορφή $\hat{f}(k, \omega)$, όπου ως ω ορίζεται το σύνολο των τιμών της χρονικής συχνότητας του, και ως κ το σύνολο των τιμών του χωρικών κυματαρυθμών.

Η συνάρτηση συνέλιξης του εν λόγω φίλτρου συμβολίζεται ως $\hat{G}(k,\omega)$και ως $\overline{\hat{f}}$ συμβολίζεται το μέσω αυτού φιλτραρισμένο πεδίο:

$$\overline{\hat{f}} = \hat{f}(k,\omega) \cdot \hat{G}(k,\omega) \qquad (4.18)$$

Το αφιλτράριστο πεδίο, υπολογίζεται μέσω της παρακάτω σχέσης:

$$\widehat{f'} = \left(1 - \hat{G}\right) * \hat{f} \qquad (4.19)$$

Όπως αναφέρεται και στην αρχή του 4ου κεφαλαίου, η αρχή διατήρησης της μάζας για συμπιεστές ροές υπολογίζεται ως εξής:

$$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho u_i}) = 0 \qquad (4.20)$$

Με τη χρήση του σταθμισμένου φίλτρου Favre, εξίσωση (4.20), η εξίσωση (4.21) μετασχηματίζεται ως εξής:

$$\tilde{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\overline{\rho}} \qquad (4.21)$$

$$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho}\widetilde{u_\iota}) = 0 \qquad (4.22)$$

Παρακάτω παρουσιάζονται και οι εξισώσεις επίλυσης και των υπολοίπων άμεσα επιλυόμενων μεταβλητών

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho}\widetilde{u_\iota}) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\rho}\widetilde{u_\iota}\widetilde{u_J}\right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\overline{\tau}_{ij} - \overline{\rho}(\widetilde{u_\iota u_J} - \widetilde{u_\iota}\widetilde{u_J})\right] + \overline{\rho} g_i \qquad (4.23)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\overline{\rho}\widetilde{Y\kappa}\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\rho}\widetilde{Y\kappa}\widetilde{u_J}\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}[\frac{\mu}{Sck}\frac{\partial \widetilde{Y\kappa}}{\partial x_j} - \overline{\rho}\left(\widetilde{u_\iota Y\kappa} - \widetilde{Y\kappa}\widetilde{u_J}\right) + \overline{\omega\kappa} \qquad (4.24)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\overline{\rho}\tilde{h}\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\rho}\tilde{h}\widetilde{u_J}\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\frac{\mu}{Pr}\frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_j} - \overline{\rho}(\widetilde{hu_J} - \tilde{h}\widetilde{u_J})\right] + \overline{\omega\tau} \qquad (4.25)$$

$$\overline{p} = \rho R_u \tilde{T} \sum \frac{Y_\kappa}{M_\kappa} \qquad (4.26)$$

Στις εξισώσεις (4.23-4.26) έχει γίνει χρήση του νομού διάχυσης μάζας Fick, του νόμου διάχυσης ενέργειας Fourier και του νόμου Sutherland για το ιξώδες του μείγματος.[9]

Επίσης, ως Ru ορίζεται η παγκόσμια σταθερά των αερίων, Υκ το κλάσμα μάζας και τέλος Μκ το μοριακό βάρος του χημικού είδους κ.

Οι υποπλεγματικές συνιστώσες της εξίσωσης μεταφοράς θεωρείται ότι μοντελοποιούνται με τη χρήση της υπόθεσης μεταφοράς κατά τη διεύθυνση της βαθμίδας.

Με βάση όλα τα παραπάνω, και εφαρμόζοντας τη σχέση (4.26) ως προς τον υποπλεγματικό τανυστή τάσεων, έχουμε:

$$\tau_{ij}{}^{sgs} = (\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \quad (4.26)$$

$$-\tau_{ij}{}^{sgs} = v_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}\right) - \frac{2}{3} v_t \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \qquad (4.27)$$

Προστίθοντας τους διαγώνιους όρους του τανυστή τάσεων στην πίεση και εκφράζοντας το τ^{sgs} με v_t καταλήγουμε στις εξίσωσης (4.26-4.27).

$$\overline{P} = \overline{p} + \frac{1}{3}\overline{\rho}\tau_{kk}{}^{sgs} \quad (4.28)$$

$$\tau_{ij}{}^{sgs} - \frac{1}{3}\tau_{kk}{}^{sgs}\delta_{ij} = -2v_t\left(\widetilde{S_{ij}} - \frac{1}{3}\widetilde{S_{kk}}\delta_{ij}\right) \quad (4.29)$$

Όπου ως $\widetilde{S_{ij}}$ συμβολίζεται η φιλτραρισμένη τιμή του τανυστή του ρυθμού των παραμορφώσεων $\widetilde{S_{ij}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}\right)$

$$v_t = (\mathrm{c}_s\Delta)^2\left|\tilde{\mathrm{S}}\right| \qquad (4.30)$$

Το υποπλεγματικό ιξώδες τύρβης , υπολογίζεται μέσω της σχέσης (4.31),όπου $\left|\tilde{\mathrm{S}}\right| = \sqrt{2\widetilde{S_{ij}}\widetilde{S_{ij}}}$,Cs είναι η σταθερά Smagorinsky και Δ η ποσότητα όπου εκφράζεται μέσω των βημάτων του πλέγματος ως εξής:

$$\Delta = \sqrt{\Delta x_i \Delta y_i \Delta z_i} \qquad (4.31)$$

Στην παρούσα μελέτη έγινε η χρήση του δυναμικού μοντέλου Smagorinsky-Lilly το οποίο θεωρείται ένα από τα ακριβέστερα για την μοντελοποίηση του υποπλεγματικού πεδίου εντός της LES . Το μοντέλο Smagorinsky -Lilly χαρακτηρίζεται δυναμικό, καθώς η τιμή της σταθεράς Cs εκτιμάται κατά την προσομοίωση.

5.0 ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΙΣ ΠΟΥ ΜΕΛΕΤΗΘΗΚΑΝ

Στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας μελετήθηκαν τα ροϊκά χαρακτηριστικά του ισόθερμου πεδίου κατάντι φλογοσταθροποιητών σχημάτων κώνου και δίσκου, σε ένα εύρος συνθηκών εισόδου του μείγματος (δ). Το δ χρησιμοποιείται ως ποσοστιαίος δείκτης της απόκλισης από κάτω όριο απόσβεσης (Lean Blow Off - LBO), και υπολογίζεται από την σχέση:

$\delta\ (\%) = \frac{(\boldsymbol{m_{Fuel}} - \boldsymbol{m_{Fuel,LBO}})}{\boldsymbol{m_{Fuel,LBO}}}\ (\%)$.

Τα αποτελέσματα που χρησιμοποιήθηκαν αφορούν υπολογιστικές (Num) και πειραματικές (Exp) μετρήσεις. Οι περιπτώσεις των ροϊκών συνθηκών εισόδου που διερευνήθηκαν είναι δ=0%, δ=15% και δ=25%. Η περίπτωση του δ=0% επιλέχθηκε με σκοπό την διερεύνηση των συνθηκών στην απόσβεση, ενώ οι περιπτώσεις δ=15% και δ=25% αντιπροσωπεύουν ένα ελαφρά πλουσιότερο και πιο ευσταθές μείγμα. Ο παρακάτω πίνακας παρουσιάζει τις ογκομετρικές παροχές καυσίμου της εκάστοτε περίπτωσης.

Το πρώτο βήμα στον καθορισμό των συνθηκών λειτουργίας της εγκατάστασης είναι ο υπολογισμός του φτωχού ορίου απόσβεσης (LBO). Ξεκινώντας από μία σταθερή φλόγα και μειώνοντας σταδιακά τον ρυθμό παροχής καυσίμου μέχρι το σημείο απόσβεσης. Μεταξύ των διαστημάτων μείωσης του ρυθμού παροχής καυσίμου, υπήρχε ένα διάστημα ενός λεπτού προκειμένου να σταθεροποιηθεί η θερμοκρασία της φλόγας. Για την διαβεβαίωση της επαναληψιμότητας των αποτελεσμάτων, η συνολική διαδικασία επαναλήφθηκε πέντε φορές, με τις εκάστοτε τιμές LBO να έχουν μέγιστη απόκλιση ±0.9% από την μέση τιμή.

	Blow off (lt/h)	δ=0% (lt/h)	δ=15% (lt/h)	δ=25% (lt/h)
CONE BR0.23	349	349	401	436
DISK BR0.23	347	347	399	434

Πίνακας 3: Ογκομετρική παροχή καυσίμου

		Φglobal		Φpeak		Ub (m/s)		MBV (m/s)		RZ length (x/Db)	
		Exp	Num	Exp	Num	Exp	Num	Exp	Num	Exp	Num
CONE	δ=0%	0.233	0.233	0.586	0.647	6.66	6.66	3.24	3.53	1.34	1.2
DISK	δ=0%	0.219	0.219	0.613	0.618	6.77	6.77	2.17	2.385	0.808	0.808
CONE	δ=15%	0.268	0.268	0.674	0.744	6.66	6.66	3.24	3.53	1.34	1.2
DISK	δ=15%	0.251	0.251	0.7014	0.713	6.77	6.77	2.17	2.385	0.808	0.808
CONE	δ=25%	0.291	0.291	0.732	0.804	6.66	6.66	3.24	3.53	1.34	1.2
DISK	δ=25%	0.274	0.274	0.766	0.75	6.77	6.77	2.17	2.385	0.808	0.808

MVB: μέγιστη αρνητική ταχύτητα

Φglobal: global equivalence ratio,

Φ_{peak}: μέγιστη τιμή λόγου ισοδυναμίας στο επίπεδο εξόδου, που προέρχεται από τις μετρήσεις FTIR

Πίνακας 4: Περιπτώσεις που μελετήθηκαν και ορολογία

6.0 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Η τυρβώδης ροή καθώς και η κατανομή της περιεκτικότητας του εισαγόμενου μείγματος σε καύσιμο κατάντη ενός φλογοσταθεροποιητή είναι πολύ σημαντικές παράμετροι στις εφαρμογές καύσης για την αξιολόγηση των τεχνικών αγκίστρωσης της φλόγας καθώς και για τον σχεδιασμό ολόκληρου του συστήματος καύσης. Η κατανομή του αέρα κατάντη του φλογοσταθεροποιητή επηρεάζει την συμπεριφορά της φλόγας ως προς την σταθεροποίησή της και έτσι έχει σημαντική επίδραση στην διαδικασία της καύσης και στην εκπομπή των ρύπων.

Στο 6ο κεφάλαιο θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα των πειραματικών μετρήσεων όπου έλαβαν χώρα για την επίτευξη των ερευνητικών σκοπών αυτής της εργασίας, και θα συγκριθούν με τα αντίστοιχα υπολογιστικά.

Όλες οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν υπό τις παρακάτω συνθήκες :

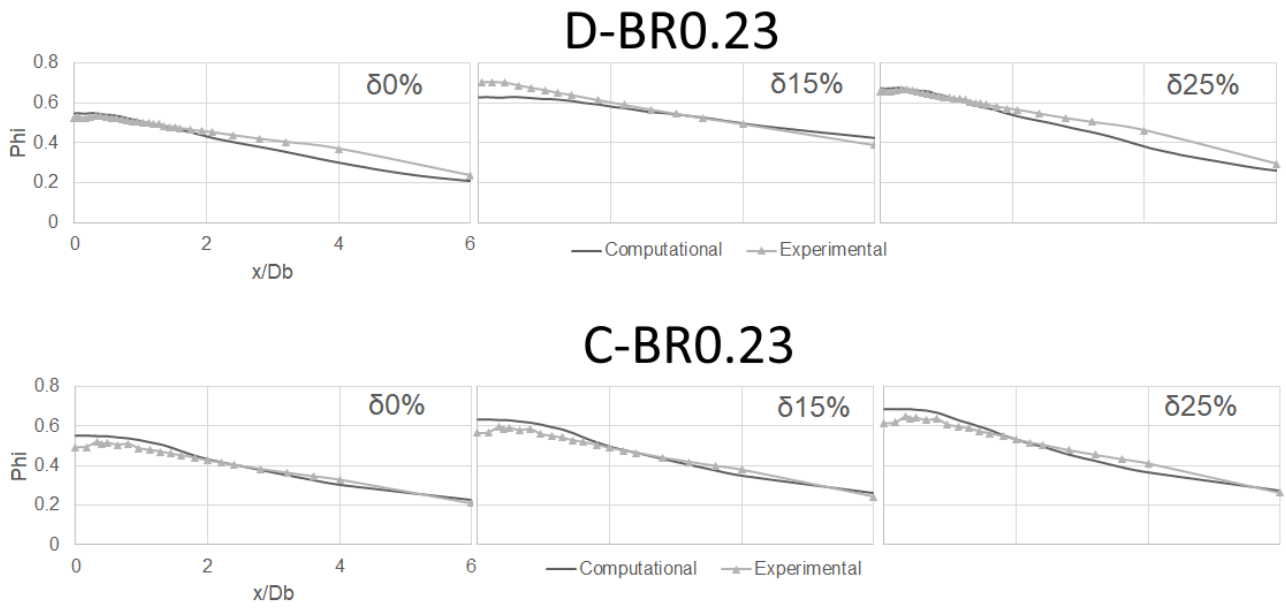
- η πίεση ισούταν με 1 bar
- η θερμοκρασίας ισούταν με 20ºC
- Τα λίτρα του παρεχόμενου καυσίμου, έλαβαν τρεις τιμές , ανάλογα με την συνθήκη εισόδου του μείγματος υπό την οποία επιθυμούσαμε να πραγματοποιηθεί το πείραμα.

6.1 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΠΕΔΙΩΝ ΑΝΑΜΕΙΞΗΣ ΚΑΥΣΙΜΟΥ-ΑΕΡΑ ΦΛΟΓΟΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΤΙΚΩΝ ΣΩΜΑΤΩΝ D-BR0.23 ΚΑΙ C-BR0.23

Παρακάτω θα παρουσιαστούν τα συγκριτικά διαγράμματα των πεδίων ανάμειξης μεταξύ των πειραματικών και των υπολογιστικών αποτελεσμάτων, σε ισόθερμα ροϊκά πεδία για τα φλογοσταθεροποιητιά σώματα δίσκου και κώνου. Όπως αναφέρεται και παραπάνω, οι περιπτώσεις των ποσοστιαίων δεικτών (δ) όπου μελετήθηκαν ήταν 0%, 15% και 25%.

6.1.1 ΑΞΟΝΙΚΕΣ ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΤΟΥ ΣΧΕΤΙΚΟΥ ΛΟΓΟΥ ΚΑΥΣΙΜΟΥ-ΑΕΡΑ ΓΙΑ C-BR0.23 ΚΑΙ D-BR-0.23

Αρχικά παρατίθενται οι αξονικές κατανομές του σχετικού λόγου καυσίμου-αέρα κατά μήκος του άξονα συμμετρίας. Τα αποτελέσματα που θα παρουσιαστούν στο κεφάλαιο αυτό αφορούν τις πειραματικές μετρήσεις που έλαβαν χώρα με χρήση της μεθοδολογίας της φασματοσκοπίας υπέρυθρου με μετασχηματισμό Fourier (FTIR) και τα αποτελέσματα της υπολογιστής προσομοίωσης, με σκοπό την ταυτοποίηση των χημικών ενώσεων στο μείγμα για διάφορες συνθήκες εισόδου (δ=0%, δ=15%, δ=25%).



Διάγραμμα 6-1: Αξονικές κατανομές σχετικού λόγου καυσίμου αέρα.

Γενικά, οι μετρήσεις κατά των άξονα συμμετρίας της εγκατάστασης ακολουθούν παρόμοια τάση. Για το φλογοσταθεροποιητή σχήματος κώνου παρατηρούμε ότι τα υπολογιστικά αποτελέσματα κατέχουν ελάχιστα μεγαλύτερες τιμές από τα αντίστοιχα πειραματικά, με την μέση ποσοστιαία διαφορά να κατέχει την τιμή του 5.7 %. Περίπου στο $x/D_b = 2$ παρατηρείται μία αλλαγή στο προφίλ των μετρήσεων με τα πειραματικά να έχουν υψηλότερες τιμές από τα υπολογιστικά έως το $x/D_b = 5$.

Αναλυτικότερα, κοντά στο επίπεδο εξόδου του bluff body, $x/D_b = 0$ και μέχρι τα $x/D_b = 0.5$, ο λόγος ισοδυναμίας παραμένει σταθερός, σχηματίζοντας ένα πλατό. Μετά το ύψος αυτό, παρατηρείται μία σταδιακή μείωση του λόγου ισοδυναμίας έως το πέρας του πεδίου μετρήσεων, $x/D_b = 6$, όπου και φτάνει τις τιμές περίπου 50% χαμηλότερες των αρχικών μετρήσεων. Το μοτίβο αυτό είναι κοινό για τα πειραματικά αλλά και για τα υπολογιστικά αποτελέσματα.

Για το φλογοσταθεροποιητικό σώμα σχήματος δίσκου (D-BR0.23) παρατηρούμε ότι για $\delta = 0\%$ και $\delta = 25\%$ οι μέγιστες τιμές μεταξύ υπολογιστικών προσομοιώσεων και πειραματικών αποτελεσμάτων σχεδόν ταυτίζονται πλησίον του χείλους του σώματος με μια ελαφρά υπερεκτίμηση των τιμών από τα πειραματικά αποτελέσματα σε περιοχές κατάντι του επιπέδου εξόδου (μετά από $x/Db = 2$). Πιο αναλυτικά για $\delta = 0\%$ η μέγιστη τιμή phi για την πειραματική διαδικασία σημειώνεται στο σημείο δειγματοληψίας όπου βρίσκεται 8mm κατάντη του φλογοσταθεροποιητικού σώματος, παίρνοντας την τιμή 0.5351. Αντίστοιχα, για την υπολογιστική διαδικασία, η μέγιστη τιμή του phi σημειώνεται στο σημείο όπου απέχει 7.575mm από το σταθεροποιητικό σώμα και ισούται με 0.54678.

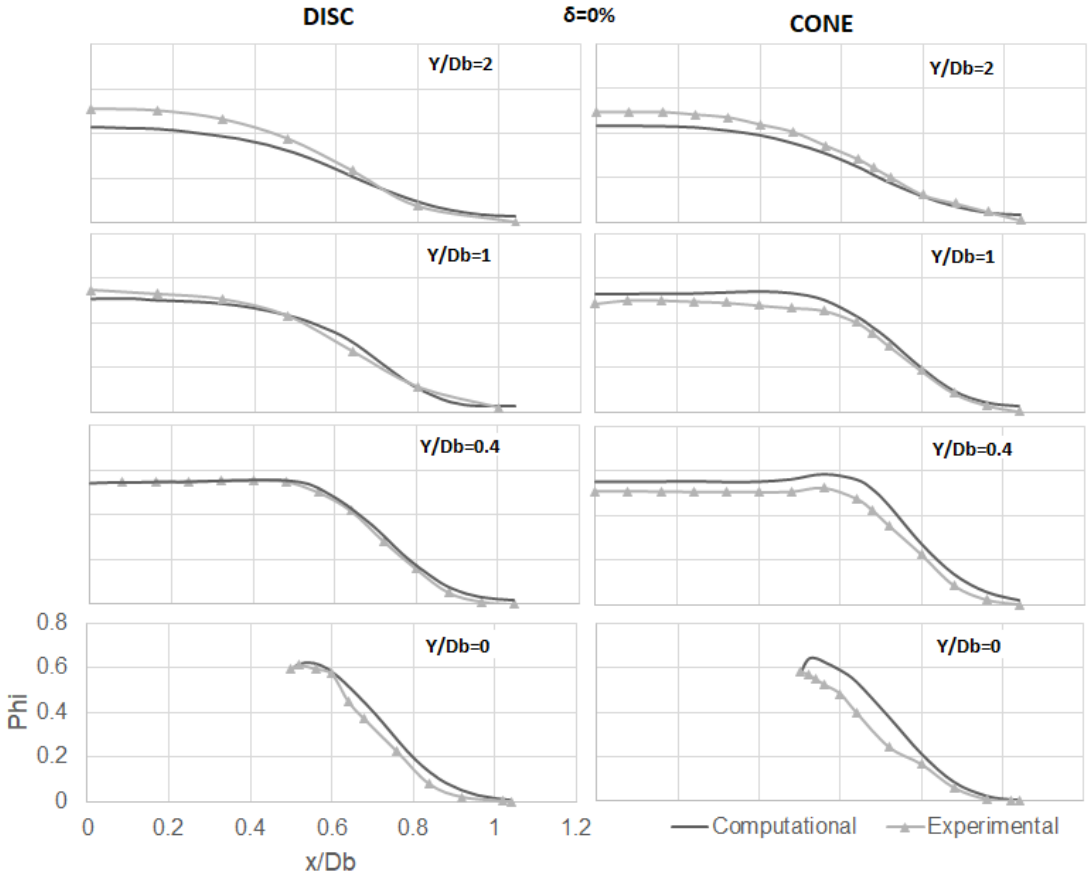
Για $\delta = 15\%$ παρατηρούμε ότι πλησίον του δίσκου τα πειραματικά αποτελέσματα υπερεκτιμούν τα υπολογιστικά κατά περίπου 14% διατηρώντας κοινή τάση.

	δ0%		δ15%		δ25%	
	Exp	Num	Exp	Num	Exp	Num
DISK	0.5351 (8mm)	0.54678 (7.575mm)	0.614 (1mm)	0.63(12mm)	0.669 (10 mm)	0.6762 (7.6 mm)
CONE	0.519 (8mm)	0.55 (8mm)	0.596 (8mm)	0.63 (8mm)	0.65 (8mm)	0.687 (8mm)

Πίνακας 5: Μέγιστες τιμές σχετικού λόγου καυσίμου αέρα

6.1.2 ΑΚΤΙΝΙΚΕΣ ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΤΟΥ ΣΧΕΤΙΚΟΥ ΛΟΓΟΥ ΚΑΥΣΙΜΟΥ-ΑΕΡΑ ΓΙΑ C-BR0.23 ΚΑΙ D-BR-0.23

Παρακάτω, παρουσιάζονται οι ακτινικές κατανομές του λόγου ισοδυναμίας του εισαγόμενου μείγματος για τις παροχές καυσίμου δ=0%, δ=15% και δ=25% των πειραματικών και υπολογιστικών αποτελεσμάτων.



Διάγραμμα 6-2: Ακτινική κατανομή του σχετικού λόγου καυσίμου-αέρα για σώματα δίσκου και κώνου και δ=0%

Στο επίπεδο εξόδου, για τον δίσκο, οι τιμές των δύο περιπτώσεων είναι σχεδόν ταυτόσημες.

Στην άκρη του bluff body η παροχή μάζας σώματος λαμβάνει τις υψηλότερες τιμές και μετά ακολουθεί μία ομαλά πτωτική τάση. Κατά την πειραματική διαδικασία παρατηρείται επίσης να καταγράφονται χαμηλότερα phi από ότι κατά την υπολογιστική. Η μέγιστη τιμή phi της υπολογιστικής διαδικασίας ισούται με 0.55, ενώ της πειραματικής ισούται με 0.52.

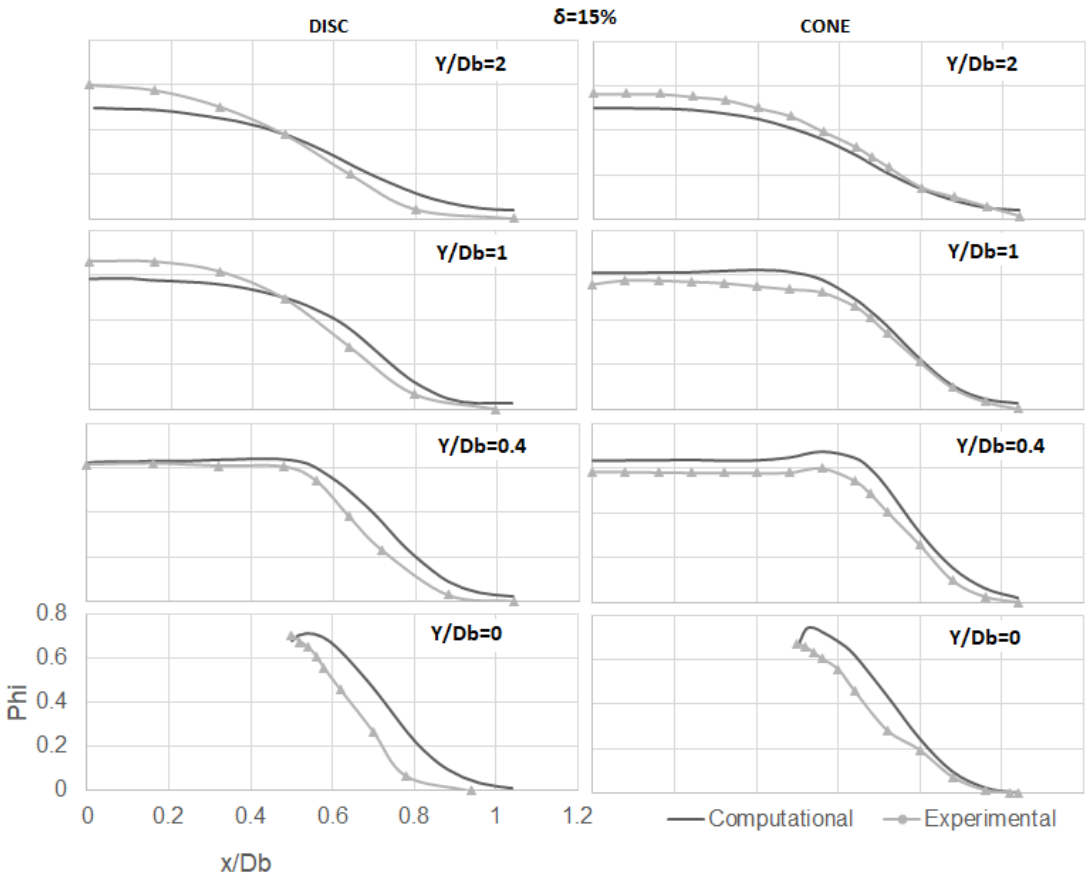
Για τον κώνου παρατηρούμε ότι οι υπολογιστικές τιμές υπερεκτιμούν τις πειραματικές με τις μέγιστες τιμές να είναι 0,58 και 0,65 για τα πειραματικά και υπολογιστικά αποτελέσματα αντίστοιχα.

Στο επίπεδο $x/Db = 0.4$ η κατανομή των τιμών των υπολογιστικών και των πειραματικών αποτελεσμάτων παρουσιάζουν σχεδόν πλήρη ταύτιση για τον δίσκο ενώ στην περίπτωση του κώνου τα υπολογιστικά αποτελέσματα υπερεκτιμούν ομοιόμορφα τις αντίστοιχες τιμές των πειραματικών κατά περίπου 4%.

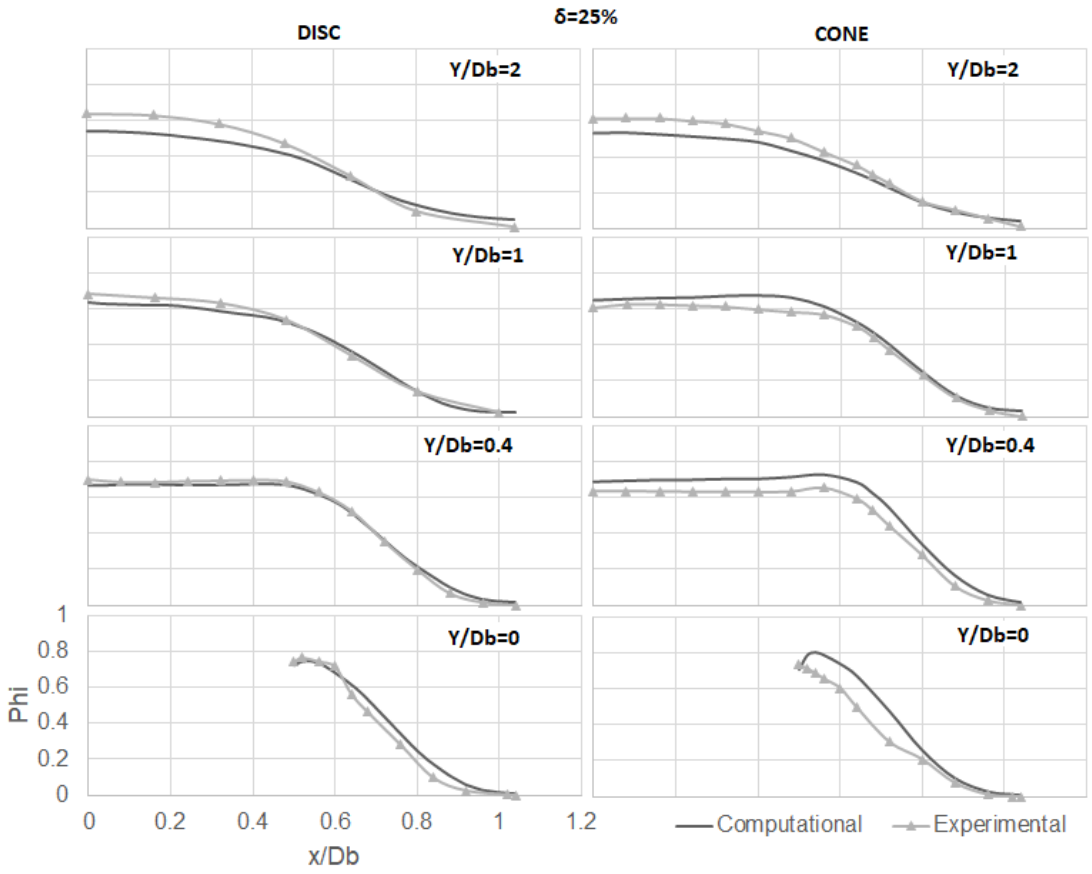
Στο επίπεδο x/Db=1 επίσης οι τιμές των πειραματικών για τον δίσκο σχεδόν ταυτίζονται με τι τιμές των υπολογιστικών, ενώ για το bluff body σχήματος κώνου η απόκλιση των πειραματικών από των υπολογιστικών αποτελεσμάτων μειώνεται στο περίπου 3%.

Στο επίπεδο x/Db=2 και για τα δυο φλογοσταθεροποιητικά σώματα ισχύει ότι οι τιμές των πειραματικών αποτελεσμάτων είναι υψηλότερες από τις τιμές των υπολογιστικών.

Καθώς απομακρυνόμαστε από τους σταθεροποιητικούς δίσκους ($y/Db = 1$ και $y/Db = 2$) παρατηρούμε ότι το πλατό που σχηματίζεται τείνει να μειωθεί με την περίπτωση του δίσκου να παρουσιάζει έναν πιο γρήγορο ρυθμό μείωσης κάτι που οφείλεται στο μικρότερο μήκος ανακυκλοφορίας που παρουσιάζει το συγκεκριμένο σταθεροποιητικό σώμα σε σχέση με τον αντίστοιχο κώνο.



Διάγραμμα 6-3: Ακτινική κατανομή του σχετικού λόγου καυσίμου-αέρα για σώματα δίσκου και κώνου και δ=15%.



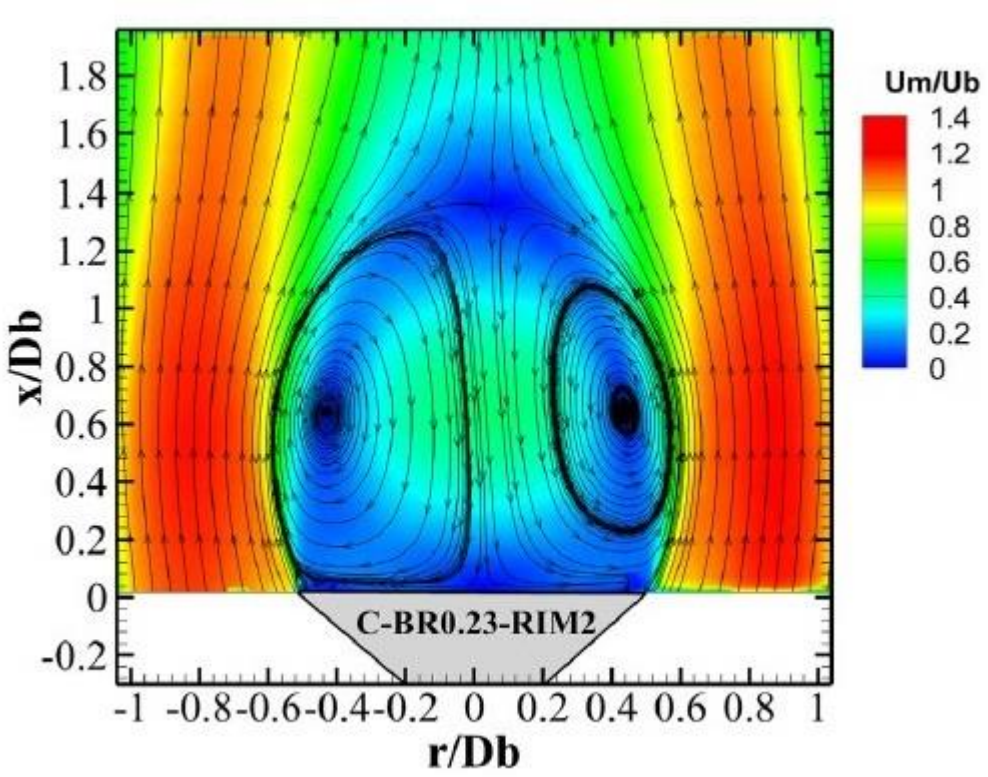
Διάγραμμα 6-4: Ακτινική κατανομή του σχετικού λόγου καυσίμου-αέρα για σώματα δίσκου και κώνου και δ=25%

Από τις παραπάνω ακτινικές κατανομές του σχετικού λόγου καυσίμου αέρα παρατηρούμε ότι τόσο για το σώμα του δίσκου όσο και για του κώνου η αύξηση των επιπέδων παροχής καυσίμου προκαλεί μία σχεδόν αναλογική μετατόπιση των καμπυλών. Αυτή η παρατήρηση δείχνει να ισχύει τόσο για τα πειραματικά όσο και για τα υπολογιστικά αποτελέσματα. Συνοπτικά παραθέτουμε αρχικά για το σταθεροποιητικό σώμα σχήματος κώνου τις μέγιστες τιμές που σημειώθηκαν για τα πειραματικά αποτελέσματα είναι 0.586 για δ=0%, 0.674 για δ=15% και 0.732 για δ=25%. Αντίστοιχα, από την υπολογιστική προσομοίωση προέκυψαν οι ακόλουθες μέγιστες τιμές του λόγου ισοδυναμίας: 0.647 για δ=0%, 0.744 για δ=15% και 0.804 για δ=25%. Για το σώμα σχήματος δίσκου έχουμε αντίστοιχα για τα πειραματικά αποτελέσματα μέγιστες τιμές της τάξης 0.613 για δ=0%, 0.7014 για δ=15% και 0.766 για δ=25%. Αντίστοιχα, από την υπολογιστική προσομοίωση προέκυψαν οι ακόλουθες μέγιστες τιμές του λόγου ισοδυναμίας: 0.618 για δ=0%, 0.713 για δ=15% και 0.75 για δ=25%.

Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών – Τομέας Ενέργειας, Αεροναυτικής και

6.2 ΜΕΣΑ ΠΕΔΙΑ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ

Ενδεικτικά παρατίθεται μια εικόνα της χωρικής κατανομής του μέσου πεδίου ταχυτήτων όπως αυτό μετρήθηκε με χρήση PIV για το σταθεροποιητικό σώμα σχήματος κώνου.

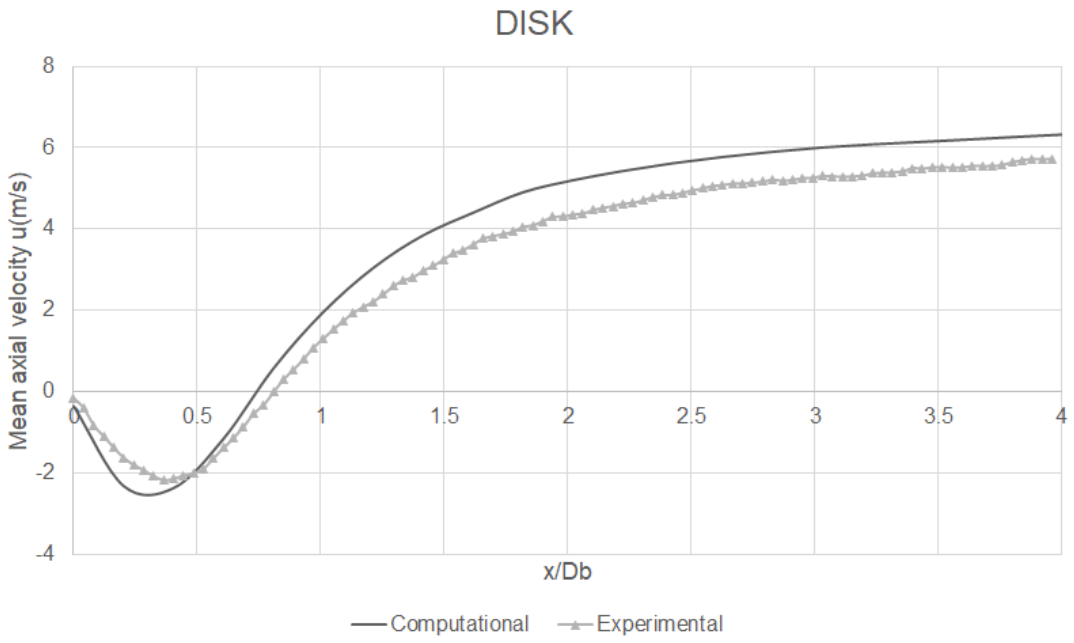


Εικόνα 6-1: Κανονικοποιημένα πεδία μέσων ταχυτήτων σε ισόθερμη ροή (πείραμα)

Στη συνέχεια ακολουθεί αναλυτική περιγραφή των μέσων πεδίων ταχυτήτων όπως αυτά εκτιμήθηκαν από πειραματικές μετρήσεις και υπολογιστικές προσομοιώσεις.

6.2.1 ΜΕΣΑ ΠΕΔΙΑ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ ΦΛΟΓΟΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΤΙΚΟΥ ΣΩΜΑΤΟΣ D-BR0.23

Παρακάτω παρουσιάζονται οι κατανομές του μέσου αξονικού πεδίου ταχυτήτων κατά τον άξονα συμμετρίας.



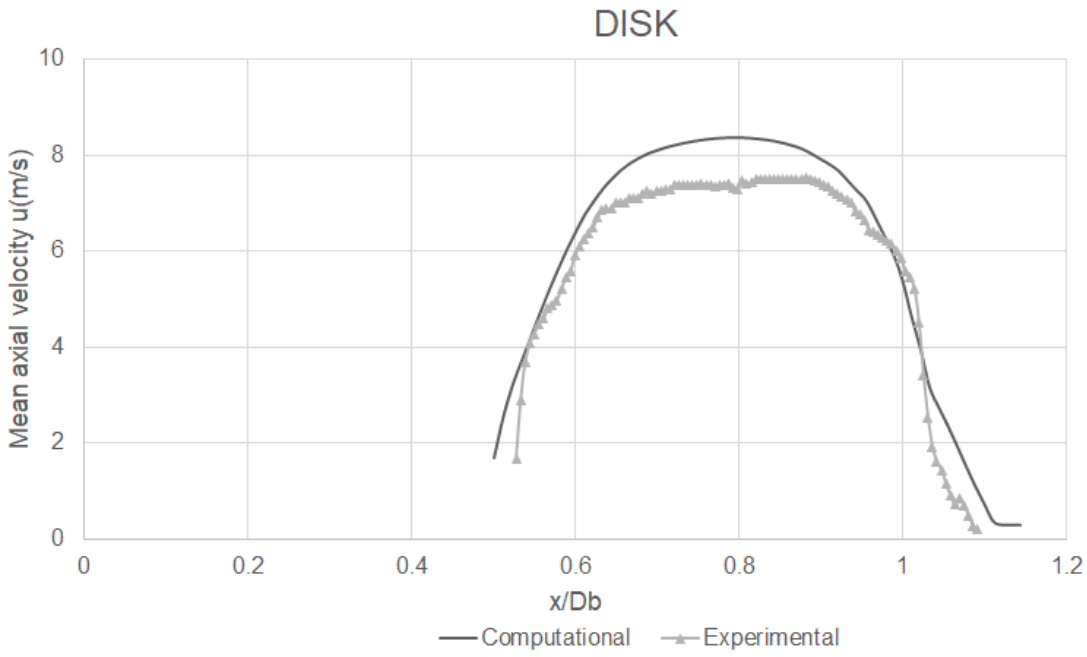
Διάγραμμα 6-5: Κατανομές του Μέσου Αξονικού Πεδίου Ταχυτήτων κατά τον Άξονα Συμμετρίας για DISK-BR0.23

Αρχικά, με μαύρη συνεχόμενη γραμμή αποτυπώνονται τα αποτελέσματα των υπολογιστικών προσομοιώσεων, ενώ με γκρι των πειραματικών μετρήσεων. Εύκολα προκύπτει ότι οι δύο περιπτώσεις των πεδίων των αξονικών ταχυτήτων εμφανίζουν την ίδια τάση, με τις τιμές των ταχυτήτων των υπολογιστικών προσομοιώσεων να είναι μεγαλύτερες από τις αντίστοιχες των πειραματικών εκτός της ανακυκλοφορίας.

Πιο αναλυτικά, μεταξύ του τμήματος 0.767 έως 1.7 y/Db κατάντη του bluff body, η απόκλιση μεταξύ των υπολογιστικών και πειραματικών τιμών αυξάνεται, ενώ η απόκλιση σταθεροποιείται στο διάστημα 1.7 έως 4 y/Db κατάντη του φλογοσταθεροποιητή.

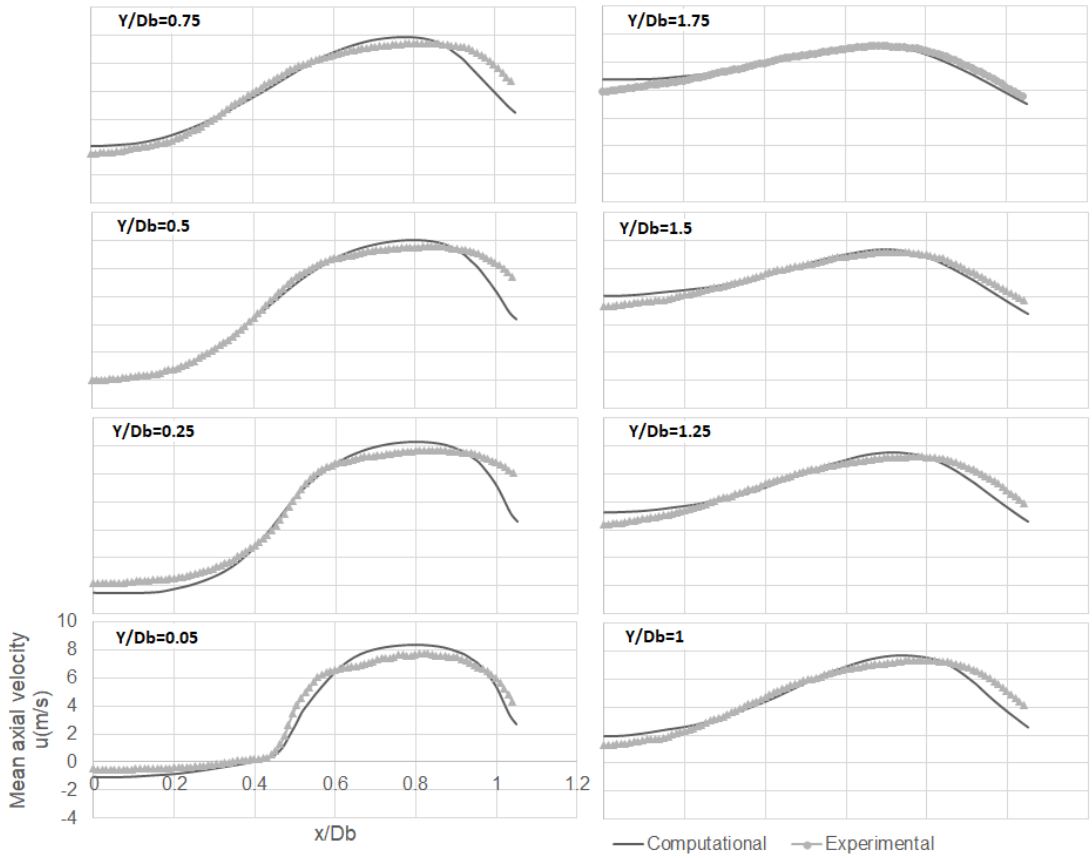
Το μήκος της ανακυκλοφορίας ισούται με 0.75 και 0.8 x/Db για τα υπολογιστικά και πειραματικά αποτελέσματα αντίστοιχα, ενώ το σημείο στο οποίο παρουσιάζεται η μέγιστη αρνητική ταχύτητα διαφέρει μόλις κατά 1mm. Στην περίπτωση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων, η μέγιστη αρνητική ταχύτητα παρουσιάζεται στο σημείο όπου απέχει 10.1mm από το φλογοσταθεροποιητικό σώμα, ενώ στην περίπτωση των πειραματικών στο σημείο όπου απέχει 9.1 mm. Η τιμή τώρα της μέγιστης αρνητικής ταχύτητας στην πρώτη περίπτωση ισούται με -2.38484m/s, ενώ στην δεύτερη με -2.17348m/s.

Στην συνέχεια, παρουσιάζεται το διάγραμμα των ακτινικών κατανομών των μέσων αξονικών ταχυτήτων στο επίπεδο εξόδου.



Διάγραμμα 6-6: Ακτινική Κατανομή Μέσης Αξονικής Ταχύτητας στο Επίπεδο Εξόδου για DISK-BR0.23

Και στην συγκεκριμένη περίπτωση, οι τιμές φαίνεται να παρουσιάζουν την ίδια τάση, ενώ στο διάστημα όπου απέχει από το κέντρο του φλογοσταθεροποιητή από 16mm έως 24.5mm, οι πειραματικές τιμές είναι και πάλι χαμηλότερες από τις αντίστοιχες υπολογιστικές.



Διάγραμμα 6-7: Ακτινικές Κατανομές του Πεδίου Μέσων Αξονικών Ταχυτήτων για το σώμα D-BR0.23

Στο παραπάνω διάγραμμα παρουσιάζονται οι ακτινικές κατανομές του πεδίου των μέσων αξονικών ταχυτήτων, σε απόσταση 1.25mm, 6.25mm, 12.5mm, 18.75mm, 25mm, 31.25mm, 37.5mm και 43.75 mm κατάντι του φλογοσταθεροποιητικού σώματος.

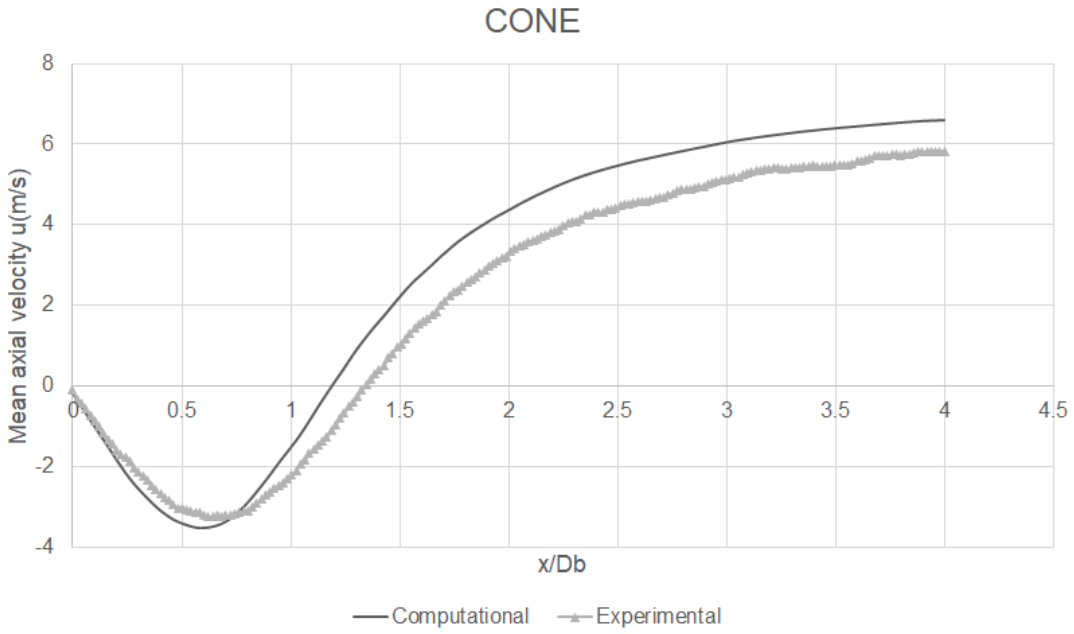
Αρχικά, παρατηρείται πως τα παραπάνω διαγράμματα επιβεβαιώνουν το εκάστοτε μήκος ανακυκλοφορίας όπως αυτό εξήχθη από τις μέσες αξονικές ταχύτητες. Πιο αναλυτικά, γνωρίζουμε ότι για την συγκεκριμένη περίπτωση, το μήκος της ανακυκλοφορίας εκτείνεται έως τα 20.20 mm κατάντη του φλοσταθεροποιητικού σώματος. Αυτό επιβεβαιώνεται κατά την παρατήρηση των διαγραμμάτων των ακτινικών κατανομών του πεδίου των μέσων αξονικών ταχυτήτων, αφού οι τιμές των μέσων ταχυτήτων επί τον άξονα συμμετρίας είναι αρνητικές από 0mm έως 18.75mm κατάντη του φλογοσταθεροποιητή, βρισκόμαστε δηλαδή εντός της ανακυκλοφορίας.

Εξετάζοντας την σύγκλιση των υπολογιστικών τιμών με των αντίστοιχων πειραματικών, παρατηρείται σε όλα τα διαγράμματα κοινή τάση, με τις τιμές μάλιστα σχεδόν να ταυτίζονται στα περισσότερα υπό μελέτη σημεία. Στα τέσσερα πρώτα διαγράμματα οι αρνητικές τιμές ξεκινούν να αυξάνονται παρουσιάζοντας μια αύξουσα τάση, έως εκείνο το σημείο, όπου οι τιμές του πεδίου των ταχυτήτων όπου καταγράφηκαν γίνονται μέγιστες. Από εκεί και πέρα η τάση γίνεται πτωτική, και οι τιμές μειώνονται με πολύ ταχύτερο ρυθμό. Στο συγκεκριμένο τμήμα του ροϊκού πεδίου, παρατηρείται επίσης πως οι πειραματικές τιμές των ταχυτήτων είναι υψηλότερες από τις αντίστοιχες των υπολογιστικών αποτελεσμάτων.

Οι μέγιστες τιμές των υπολογιστικών μετρήσεων παρουσιάζονται στο επίπεδο όπου απέχει 1.25 mm και 6.25 mm και ισούνται με περίπου 8.34 m/s και στις δύο περιπτώσεις. Ως προς τις πειραματικές μετρήσεις, η μέγιστη τιμή εμφανίζεται επίσης σε απόσταση 1.25 mm κατάντι του φλογοσταθεροποιητικού σώματος και σε ακτίνα περίπου 20 mm από αυτό, και ισούται με 7.68 m/s.

6.2.2 ΜΕΣΑ ΠΕΔΙΑ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ ΦΛΟΓΟΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΤΙΚΟΥ ΣΩΜΑΤΟΣ C-BR0.23

Τα συνολικά μέσα πεδία ταχυτήτων για τα πειραματικά και τα υπολογιστικά αποτελέσματα για το σώμα σχήματος δίσκου φαίνονται ποσοτικά στις παρακάτω εικόνες. Παρουσιάζεται η δομή της ζώνης της κύριας ανακυκλοφορίας καθώς και οι μέγιστες αρνητικές ταχύτητες.

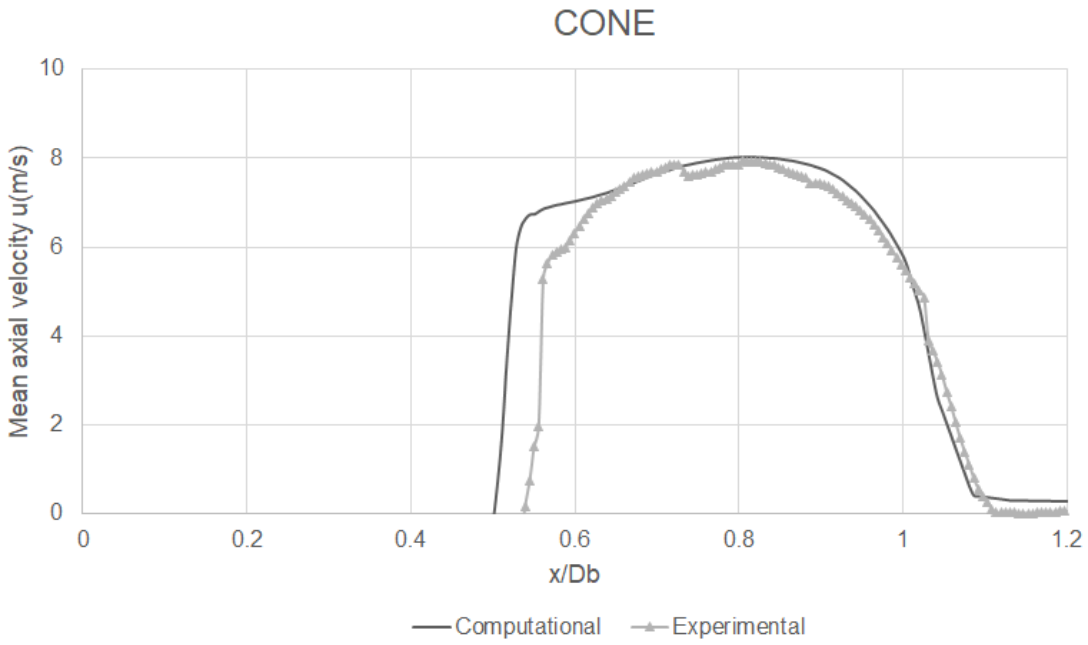


Διάγραμμα 6-8: Κατανομές του Μέσου Αξονικού Πεδίου Ταχυτήτων κατά τον Άξονα Συμμετρίας για CONE-BR0.23

Συγκρίνοντας το παραπάνω διάγραμμα των μέσων αξονικών ταχυτήτων προκύπτει ότι το μήκος ανακυκλοφορίας στις δύο περιπτώσεις διαφέρει κατά ~11.7%. Συγκεκριμένα είναι περίπου $x/D_b = 1.34$ (33.5 mm) στην περίπτωση των πειραματικών μετρήσεων ενώ περίπου $x/D_b = 1.2$ (30 mm) σύμφωνα με τη υπολογιστική προσομοίωση. Επίσης, το σημείο όπου εμφανίζεται η μέγιστη αρνητική ταχύτητα και για τα δύο διαγράμματα βρίσκεται πολύ κοντά, με μόλις 1.5 mm απόκλιση. Συγκεκριμένα, η πειραματική τιμή της μέγιστης αρνητικής ταχύτητας είναι -3.24 m/s και εντοπίζεται σε απόσταση $x/D_b = 0.64$ (16 mm) κατάντη του σταθεροποιητικού σώματος, ενώ η μέγιστη υπολογιστική αρνητική ταχύτητα είναι -3.54 m/s $x/D_b = 0.58$ (14.5 mm) κατάντη του bluff body. Γενικά, οι πειραματικές τιμές της μέσης ταχύτητας βρίσκονται σε χαμηλότερα

επίπεδα (απόλυτη τιμή) από ότι οι αντίστοιχες υπολογιστικές τιμές. Παρόλα αυτά, τα δύο διαγράμματα παρουσιάζουν την ίδια τάση, αποκτώντας μία σχετικά σταθερή τιμή μετά το πέρας $x/D_b = 3.2$ (80 mm) κατάντι του bluff body.

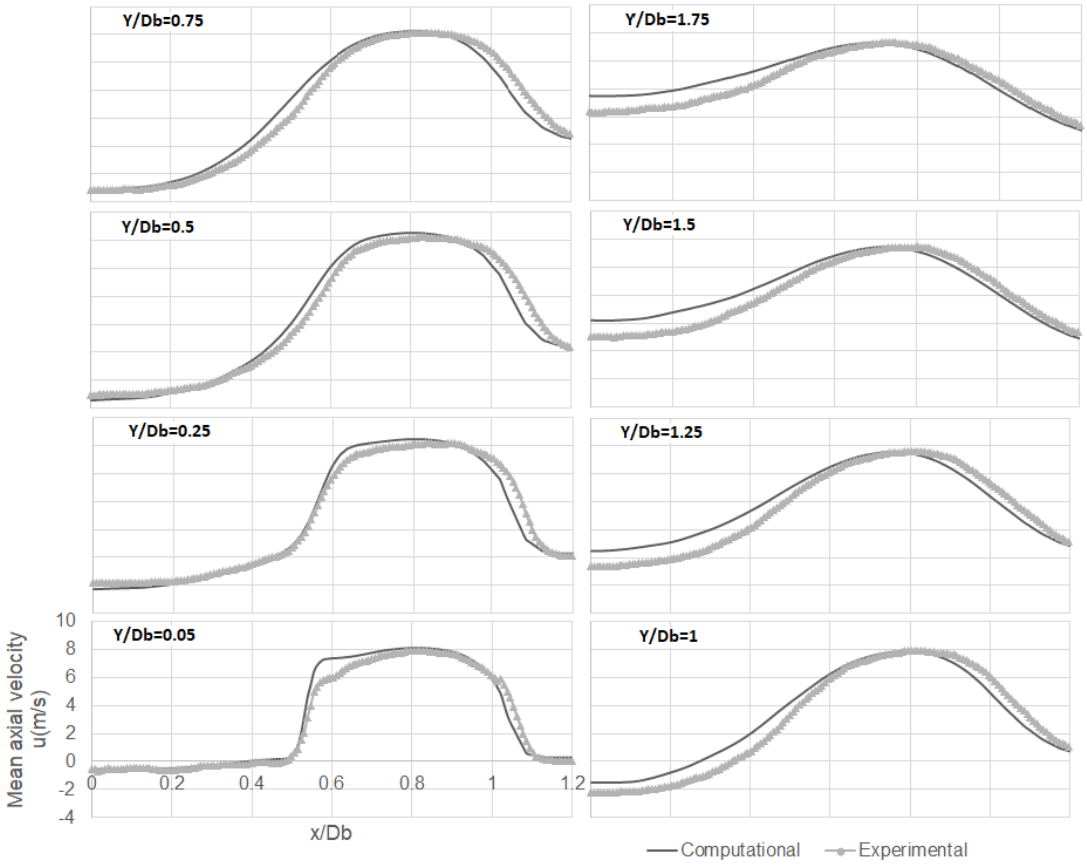
Οι ακτινικές διακυμάνσεις του μέσου πεδίου εισόδου ταχυτήτων του μείγματος στο πεδίο εξόδου ($x/D_b = 0$) παρουσιάζονται στο παρακάτω διάγραμμα.



Διάγραμμα 6-9: Ακτινική Κατανομή Μέσης Αξονικής Ταχύτητας στο Επίπεδο Εξόδου για CONE-BR0.23

Όπως φαίνεται, το προφίλ των ταχυτήτων των πειραματικών και υπολογιστικών αποτελεσμάτων έχουν την ίδια τάση. Όπως είναι αναμενόμενο, η ταχύτητα παραμένει μηδενική σε όλο το μήκος του bluff body ($x/D_b = -0.5$ έως $x/D_b = 0.5$), και στο διάκενο περιμετρικά του bluff body και του εξωτερικού σωλήνα εμφανίζεται η μέγιστη αξονική ταχύτητα με τιμή 8.013 m/s στα υπολογιστικά και 7.94 m/s για τα πειραματικά περίπου στα $x/D_b = 0.8$ ακτινικά του σταθεροποιητικού σώματος.

Στην συνέχεια, παρουσιάζεται το συγκριτικό διάγραμμα των ακτινικών κατανομών της μέσης αξονικής ταχύτητας του ροϊκού πεδίου για τα πειραματικά και τα υπολογιστικά αποτελέσματα σε διάφορες θέσεις κατάντη του φλογοσταθεροποιητή.



Διάγραμμα 6-10: Ακτινικές Κατανομές του Πεδίου Μέσων Αξονικών Ταχυτήτων για το σώμα D-BR0.23

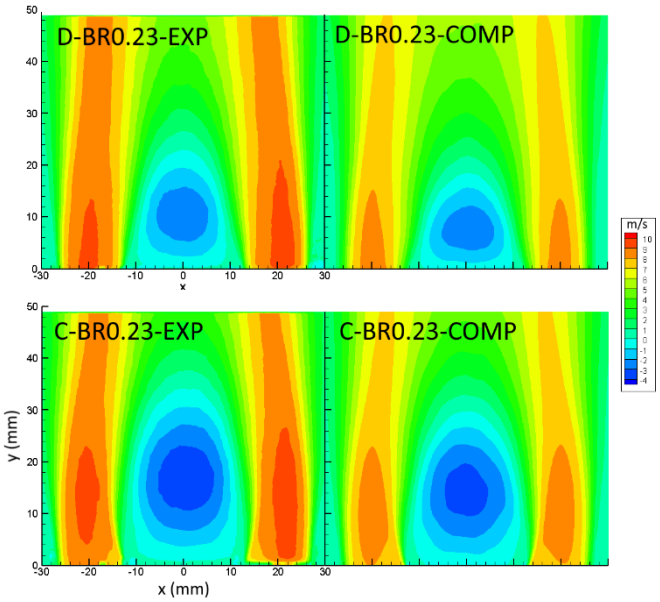
Παρατηρούμε πως από τα παραπάνω διαγράμματα των ακτινικών διακυμάνσεων της μέσης αξονικής ταχύτητας επιβεβαιώνεται το εκάστοτε μήκος ανακυκλοφορίας. Συγκεκριμένα, στην περίπτωση των πειραματικών μετρήσεων, όπου παραπάνω βρήκαμε το μήκος ανακυκλοφορίας να ισούται με περίπου $x/D_b = 1.34$ (33.5 mm), βλέπουμε ότι για $x/D_b = 1.5$ (37.5 mm) και $x/D_b = 1.75$ (43.75 mm) η τιμή της μέσης αξονικής ταχύτητας είναι θετική, πράγμα που σημαίνει ότι βρισκόμαστε έξω από την περιοχή της ανακυκλοφορίας. Όσο αναφορά τις υπολογιστικές τιμές, το μήκος ανακυκλοφορίας βρέθηκε παραπάνω να ισούται με $x/D_b = 1.2$ (30 mm). Όπως φαίνεται από τα διαγράμματα, αυτό επαληθεύεται καθώς για $x/D_b = 1.25$ (31.25

mm), $x/D_b = 1.5$ (37.5 mm) και $x/D_b = 1.75$ (43.75 mm) οι τιμές της αξονικής ταχύτητας είναι θετικές.

Γενικά, οι πειραματικές και οι υπολογιστικές μετρήσεις δείχνουν ίδια τάση με την μέγιστη τιμή να εμφανίζεται στα $x/D_b = 0.5$ (12.5 mm) για τα υπολογιστικά και τα πειραματικά. Οι μέγιστες αυτές τιμές εμφανίζονται για όλες τις περιπτώσεις περίπου σε ακτίνα 20 mm από το bluff body. Συγκεκριμένα, για τα πειραματικά αποτελέσματα, η μέγιστη τιμή της μέσης αξονικής ταχύτητας παρατηρείται σε απόσταση $x/D_b = 0.83$ (20.7 mm) περιμετρικά του κώνου και ισούται με 8.2 m/s. Από την άλλη, στα υπολογιστικά αποτελέσματα προέκυψε η μέγιστη τιμή να φτάνει τα 8.49 m/s σε ακτίνα $x/D_b = 0.8$ (20 mm), με την ποσοστιαία διαφορά τους να είναι της τάξεως του 3.4%.

Τέλος, οι τιμές των πειραματικών μετρήσεων κοντά στο κέντρο της ζώνης ανακυκλοφορίας είναι χαμηλότερες συγκριτικά με τις αντίστοιχες υπολογιστικές τιμές, όπως παρατηρήθηκε και παραπάνω.

Συνοπτικά μπορούμε να δούμε τις κατανομές των μέσων αξονικών ταχυτήτων σε όλο το πεδίο στην παρακάτω εικόνα.



Εικόνα 6-2: Χωρική κατανομή μέσου πεδίου ταχυτήτων.

6.3 ΕΝΤΑΣΗ ΤΥΡΒΗΣ ΦΛΟΓΟΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΤΙΚΩΝ ΣΩΜΑΤΩΝ D-BR0.23 ΚΑΙ C-BR0.23

Η ένταση της τύρβης αποτελεί ένα από τα μεγέθη όπου μας βοηθούν να συλλέξουμε πληροφορίες για μία τυρβώδη ροή. Ορίζεται ως ο λόγος των τυρβωδών διακυμάνσεων του πεδίου ταχυτήτων προς την μέση ταχύτητα εισόδου (bulk velocity):

$$I = \frac{U'}{U_b}, \qquad (6.1)$$

όπου U_b είναι η μέση ταχύτητα υπολογισμένη στο επίπεδο εξόδου του καυστήρα ως:

$$U_b = \frac{\dot{m}}{\rho_f A}, \qquad (6.2)$$

όπου $\dot{m}$ είναι ο ρυθμός παροχής μάζας στο επίπεδο εξόδου, ρ_f η πυκνότητα του ρευστού και Α το εμβαδό του επιπέδου εξόδου.

Τέλος, η συνολική ένταση της τύρβης, I_o, αναπαριστά την μη-διαστατοποιημένη τυρβώδη κινητική ενέργεια της ροής και υπολογίστηκε ως:

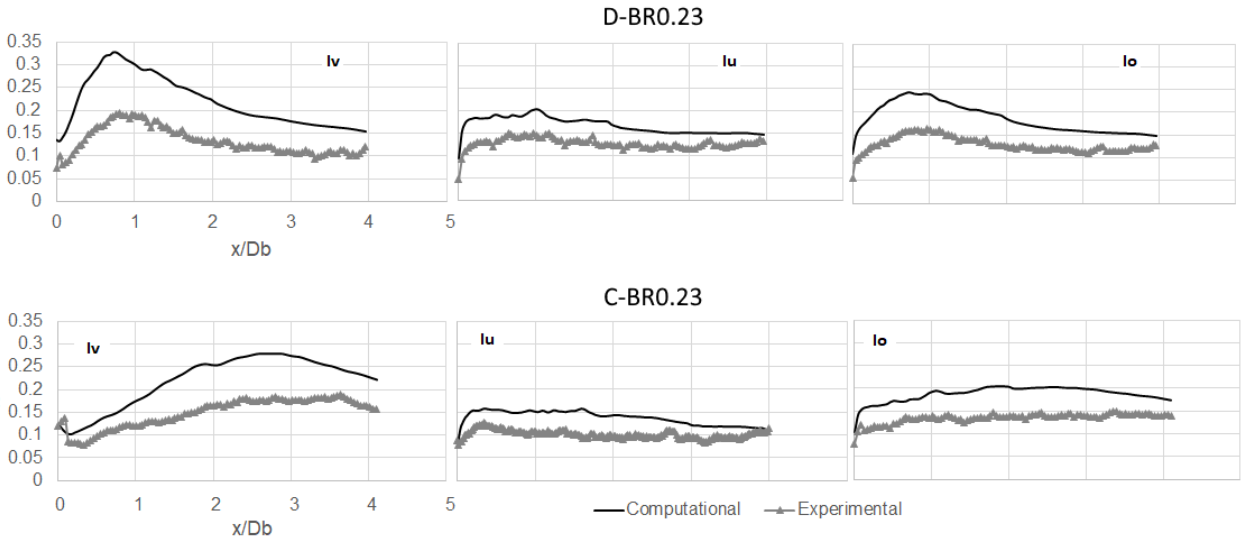
$$I_o = \sqrt{1/3\left(u'^2 + v'^2 + w'^2\right)}\Big/_{U_b} \qquad (6.3)$$

όπου η αζιμουθιανή συνιστώσα w' θεωρείται ίση με $w' = v'$και έτσι προκύπτει η σχέση:

$$I_o = \sqrt{1/3\left(u'^2 + 2v'^2\right)}\Big/_{U_b} \qquad (6.4)$$

Ακολουθούν τα συγκριτικά διαγράμματα των αξονικών και ακτινικών διακυμάνσεων των ποσοτήτων I_v, I_u και I_o, αρχικά κατά τον άξονα συμμετρίας της εγκατάστασης και έπειτα σε διάφορα ύψη κατάντι των φλογοσταθεροποιητών.

6.3.1 ΑΞΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΣΥΝΙΣΤΩΣΩΝ ΕΝΤΑΣΗΣ ΤΥΡΒΗΣ ΓΙΑ ΤΑ ΦΛΟΓΟΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΤΙΚΑ ΣΩΜΑΤΑ D-BR0.23 ΚΑΙ C-BR0.23



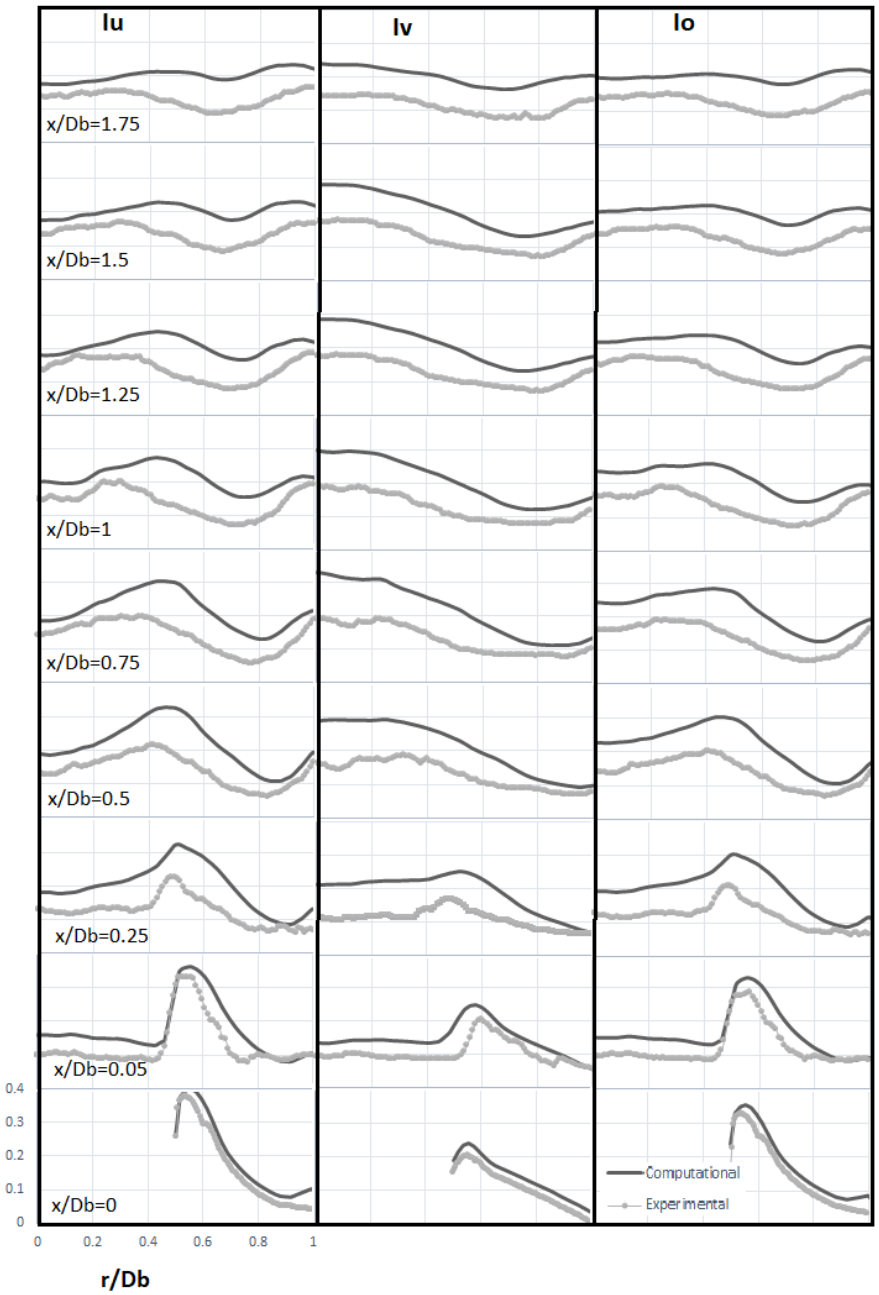
Διάγραμμα 6-11: Αξονική κατανομή συνιστωσών έντασης τύρβης και για τα δύο φλογοσταθεροποιητικά σώματα

Τα παραπάνω διαγράμματα απεικονίζουν τις διακυμάνσεις της ακτινικής, I_v, και της αξονικής, I_u, συνιστώσας καθώς και της συνολικής έντασης της τύρβης, I_o, στην περιοχή ανάμειξης κατά τον άξονα συμμετρίας της εγκατάστασης.

Για το σταθεροποιητικό σώμα σχήματος δίσκου (D-BR0.23) παρατηρούμε μέγιστες τιμές της ακτινικής έντασης της τύρβης να παρατηρείται σε αξονική απόσταση περίπου ίση με $x/D_b = 0.75$. Το σημείο αυτό αποτελεί το σημείο επανασύνδεσης της ροής μετά το τέλος της ανακυκλοφορίας. Η αξονική συνιστώσα αντίθετα παρουσιάζει ένα σχεδόν επίπεδο προφίλ με τιμές στο 15 και 25% για τα πειραματικά και υπολογιστικά αποτελέσματα αντίστοιχα. Τέλος, παρατηρούμε ότι στην ολική ένταση της τύρβης έχει μεγαλύτερη επίδραση η ακτινική συνιστώσα κυρίως στην περιοχή της ανακυκλοφορίας.

Για το σταθεροποιητικό σώμα σχήματος δίσκου (C-BR0.23) η κορυφή των διαγραμμάτων της ακτινικής συνιστώσας παρουσιάζονται πιο μακριά από το επίπεδο εξόδου σε σχέση με το σώμα σχήματος δίσκου. Αυτή η διαφοροποίηση είναι αναμενόμενη, καθώς οι μέγιστες τιμές παρουσιάζονται κοντά στο σημείο επανασύνδεσης της ροής, και το σώμα C-BR0.23 παρουσιάζει μεγαλύτερο μήκος ανακυκλοφορίας. Αντίστοιχα με το σώμα D-BR0.23, τα προφίλ της αξονικής συνιστώσας της έντασης της τύρβης διατηρούν μία σχεδόν ομοιόμορφη τιμή της τάξεως του 0.18 για τα υπολογιστικά και 0.13 για τα πειραματικά αποτελέσματα. Η κορυφή που παρατηρείται στο διάγραμμα της συνολικής έντασης της τύρβης προέρχεται από την ακτινική συνιστώσα της, όπου περίπου $x/D_b = 1.25$ (31 mm) κατάντι του bluff body εμφανίζεται η μέγιστη τιμή 0.315 για τα υπολογιστικά δεδομένα, ενώ στην περίπτωση των πειραματικών δεδομένων, η μέγιστη τιμή ισούται με 0.214 και εμφανίζεται $x/D_b = 1.75$ (44 mm) κατάντι του bluff body. Οι μέγιστες αυτές τιμές παρατηρούνται στην περιοχή επανασύνδεσης της ροής (reattachment region), $x/D_b \approx 1.4$. Τέλος, παρατηρούμε ότι στην ολική ένταση της τύρβης έχει μεγαλύτερη επίδραση η ακτινική συνιστώσα κυρίως στην περιοχή της ανακυκλοφορίας.

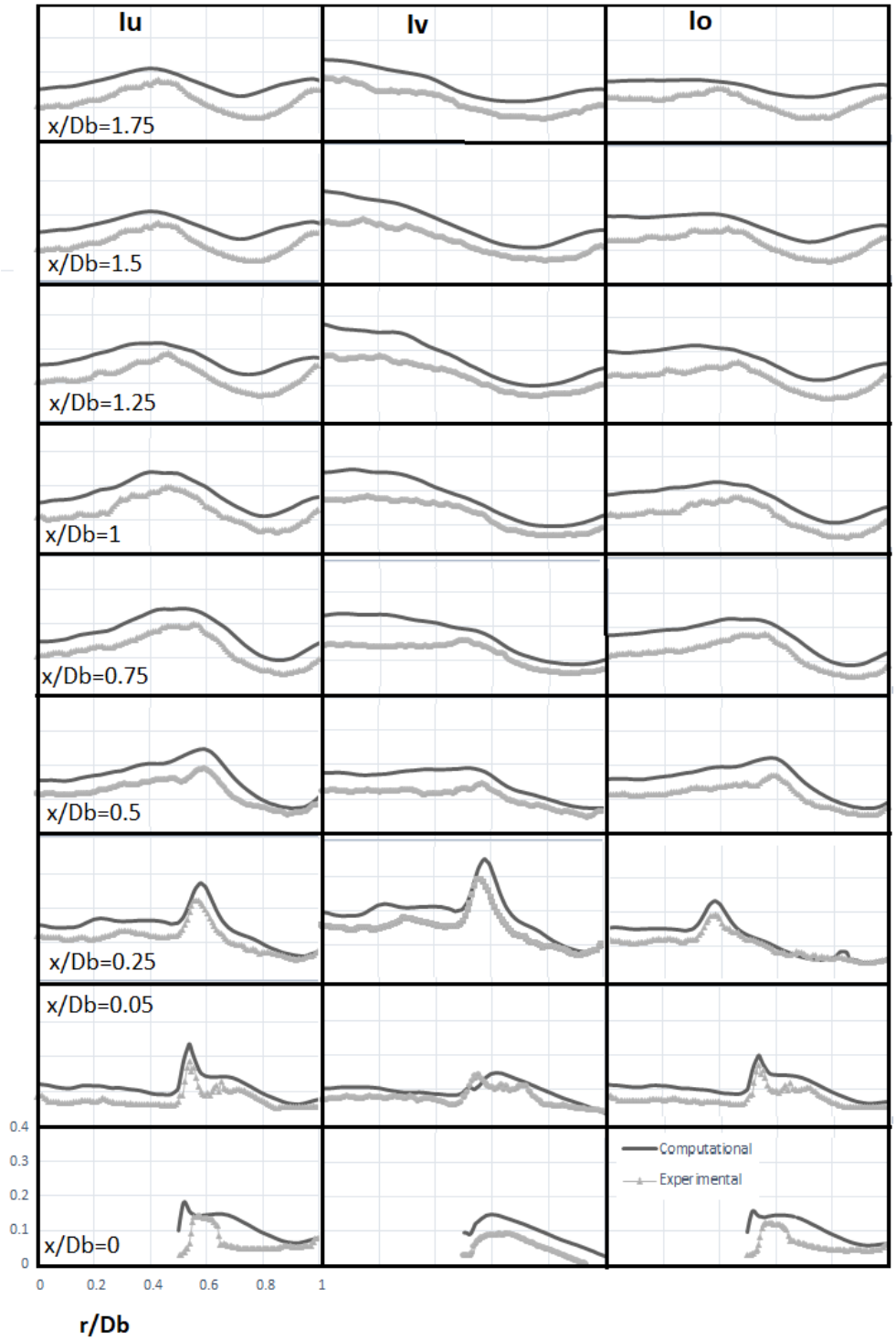
6.3.2 ΑΚΤΙΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΣΥΝΙΣΤΩΣΩΝ ΕΝΤΑΣΗΣ ΤΥΡΒΗΣ ΓΙΑ ΤΑ ΦΛΟΓΟΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΤΙΚΑ ΣΩΜΑΤΑ C-BR0.23 ΚΑΙ D-BR0.23



Διάγραμμα 6-12: Ακτινικές κατανομές της αξονικής (I_v), ακτινικής (I_u) συνιστώσας και της συνολικής (I_o) έντασης της τύρβης για το σώμα σχήματος δίσκου D-BR0.23

Αρχικά για την αξονική συνιστώσα της έντασης της τύρβης, I_u, παρατηρούμε ότι για τα υπολογιστικά και πειραματικά αποτελέσματα οι μέγιστες τιμές των κατανομών παρατηρούνται στα όρια του διατμητικού στρώματος, όπως φαίνεται στις διάφορες αξονικές αποστάσεις x/D_b. Οι μέγιστες τιμές παρατηρούνται κοντά στο χείλος του σταθεροποιητικού δίσκου με τιμές περίπου στο 38%.

Σχετικά με τις ακτινικές συνιστώσες της έντασης της τύρβης για το σταθεροποιητικό σώμα σχήματος δίσκου παρατηρούνται μέγιστες τιμές αρχικά στην περιοχή του ορίου της ανακυκλοφορίας, μέχρι την αξονική απόσταση $x/D_b = 0.25$. Στη συνέχεια, και καθώς προχωράμε κατάντη του δίσκου, οι μέγιστες τιμές παρουσιάζονται πλησίον του άξονα συμμετρίας με τη μέγιστη τιμή να παρουσιάζεται στο σημείο επανασύνδεσης της ροής για με μέγιστη τιμή στο 30%.



Διάγραμμα 6-13: Ακτινικές κατανομές της αξονικής (I_v), ακτινικής (I_u) συνιστώσας και της συνολικής (I_o) έντασης της τύρβης για το σώμα σχήματος δίσκου C-BR0.23

Αντίστοιχα με το σταθεροποιητικό σώμα σχήματος δίσκου (D-BR0.23) για τον κώνο παρατηρούμε ότι για την αξονική συνιστώσα της έντασης της τύρβης, I_u, τα υπολογιστικά και πειραματικά αποτελέσματα οι μέγιστες τιμές των κατανομών παρατηρούνται στα όρια του διατμητικού στρώματος. Οι μέγιστες τιμές παρατηρούνται κοντά στο χείλος του σταθεροποιητικού δίσκου με τιμές περίπου στο 18%.

Σχετικά με τις ακτινικές συνιστώσες της έντασης της τύρβης για το σταθεροποιητικό σώμα σχήματος κώνου παρατηρούνται μέγιστες τιμές αρχικά στην περιοχή του ορίου της ανακυκλοφορίας, μέχρι την αξονική απόσταση $x/D_b = 0.25$. Στη συνέχεια, οι μέγιστες τιμές παρουσιάζονται πλησίον του άξονα συμμετρίας με τη μέγιστη τιμή να παρουσιάζεται στο σημείο επανασύνδεσης της ροής για με μέγιστη τιμή περίπου στο 25%.

Συγκρίνοντας τα διαγράμματα των ακτινικών κατανομών της ολικής έντασης της τύρβης, με τις συνιστώσες της, οι διαφορές στις δομές των κατανομών μεταξύ των δύο συνιστωσών της έντασης της τύρβης υποδηλώνουν περιοχές ανισοτροπίας στην δομή της τύρβης, και τα δύο σταθεροποιητικά σώματα. Η πιο φανερή διαφορά παρατηρείται κοντά στο εισερχόμενο δακτυλιοειδές διατμητικό στρώμα, όπου η αξονική συνιστώσα είναι η κυρίαρχη, καθώς και κατά μήκος του άξονα συμμετρίας, κατάντι του bluff body, όπου η συνεισφορά της ακτινικής συνιστώσας είναι η πιο σημαντική. Τα παραπάνω συμπεράσματα είναι κοινά για τα πειραματικά και για τα υπολογιστικά αποτελέσματα. Γενικά, τα υπολογιστικά αποτελέσματα φαίνεται να ακολουθούν επαρκώς τα πειραματικά, παρουσιάζοντας όμως υψηλότερες τιμές. Η υπερεκτίμηση αυτή, με μέγιστη τιμή ~30%, μπορεί να θεωρηθεί αναμενόμενη αν λάβουμε υπόψη ότι η χρονική ανάλυση των υπολογιστικών δεδομένων ανήλθε σε 10^{-4}s ενώ αντίστοιχα για τα πειραματικά σε 10^{-1}s.

Τέλος παρατηρούμε ότι στην περιοχή του διατμητικού στρώματος το σταθεροποιητικό σώμα σχήματος δίσκου παρουσιάζει μεγαλύτερες τιμές έντασης τύρβης σε σχέση με τον κώνο.

7.0 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Τα υπολογιστικά αποτελέσματα προσεγγίζουν ικανοποιητικά το πεδίο ανάμειξης, όπως αυτό μετρήθηκε με τη χρήση του Ftir και για τα δύο σταθεροποιητικά σώματα που μελετήθηκαν.

Σχετικά με το ροϊκό πεδίο του σώματος, σχήματος δίσκου παρουσιάζονται μεγαλύτερες τιμές μήκους ανακυκλοφορίας σε σχέση με τον αντίστοιχο κώνο καθώς και μεγαλύτερες μέγιστες αρνητικές ταχύτητες.

Μέγιστες τιμές της αξονικής κατανομής της ακτινικής συνιστώσας της έντασης τύρβης παρουσιάζονται στο σημείο επανασύνδεσης της ροής και για τα δύο σώματα.

Από της ακτινικές κατανομές της έντασης της τύρβης παρατηρήσαμε ότι η αξονική συνιστώσα παρουσιάζει μέγιστες τιμές στην περιοχή του δακτυλιοειδούς διατμητικού στρώματος ενώ η ακτινική κατανομή σε περιοχές πλησίον του άξονα συμμετρίας. Αυτές οι χωρικές διαφορές υποδηλώνουν ανισότροπο τυρβώδες πεδίο ροής.

Επίσης παρατηρούμε ότι στην περιοχή του διατμητικού στρώματος το σταθεροποιητικό σώμα σχήματος δίσκου παρουσιάζει μεγαλύτερες τιμές έντασης τύρβης σε σχέση με τον κώνο.

Τέλος για τα διακυμαινόμενα πεδία ταχυτήτων παρατηρούμε ότι τα υπολογιστικά αποτελέσματα ακολουθούν επαρκώς τα πειραματικά, παρουσιάζοντας όμως υψηλότερες τιμές, με μέγιστη τιμή ~30%. Η υπερεκτίμηση πιθανόν οφείλεται στην διαφορά της χρονική ανάλυσης των υπολογιστικών δεδομένων σε σχέση με τα πειραματικά οι οποίες ανήλθαν σε10^{-4}s και 10^{-1}s αντίστοιχα.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Κούτμος Π, (1993), Θεωρία καύσης, Εκδόσεις Πανεπιστημίου Πατρών, Πάτρα
2. Κούτμος Π, Δόγκας Ε, Πατεράκης Γ, Σούφλας Κ, (2015), Εισαγωγή στις βασικές αρχές της θεωρίας και της τεχνολογίας της καύσης, Ελληνικά ακαδημαικά Ηλεκτρονικά Συγγράμματα και Βοηθήματα, Πάτρα
3. Seffrin, F., Fuest, F., Geyer, D. & Dreizler, A. (2010) Flow field studies of a new series of turbulent premixed stratified flames, για το περιοδικό Combustion and Flame 157, Τόμος 2, σελ. 384 – 396.
4. Φούντη Μ., Κολαίτης Δ., (2014), Θεωρία Καύσης, Εκδόσεις Fountas, Αθήνα
5. F.H. Wright, E.E. Zukoski, Flame spreading from bluff-body flameholders, Διεθνές Συμπόσιο Combustion, Τόμος 8, Ενότητα 1, 1961, σελ. 933-943, ISSN 0082-0784, doi.org/10.1016/S0082-0784(06)80589-8.
6. J.P. Longwell, Flame stabilization by bluff bodies and turbulent flames in ducts, (1953) Διεθνές Συμπόσιο Combustion, Τόμος 4, Ενότητα 1, σελ. 90-97
7. Stephen R., TurnsFranklin H., MyhrRamarao V. Bandaru, Ehren R.Maund, Combustion and Flame (1992), https://doi.org/10.1016/0010-2180(93)90107-E
8. Παρθενίου Αθανάσιος, 2017,Διπλωματική Εργασία με τίτλο: Διερεύνηση πεδίου τυρβώδους ανάμειξης και διασποράς συστατικού σε αξονοσυμμετρικό σώμα σταθεροποίησης της φλόγας.
9. Μητσόπουλος Ευάγγελος Παναγιώτης, 2018,Διπλωματική Εργασία με τίτλο: Υπολογιστική προσομοίωση πολύπλοκων τυρβωδών φλογών, με και χωρίς την επίδραση επάλληλου στροβιλισμού, σταθεροποιημένων σε στερεό σώμα.
10. Πολίτη Ελευθερία,2018,Διπλωματική Εργασία με τίτλο: Διερεύνηση θερμοροϊκών χαρακτηριστικών και επίπεδων εκπομπών διαστρωματωμένων φλογών προπανίου-αέρα κατάντι αξονοσυμμετρικών φλογοσταθεροποιητών.
11. : C.K. Law, Dynamics of stretched flames, Symp. Combust. 22 (1989) 1381–1402. doi:10.1016/S0082-0784(89)80149-3.
12. : A. Garmory, E. Mastorakos, Capturing localised extinction in Sandia Flame F with LES-CMC, Proc. Combust. Inst. 33 (2011) 1673–1680. doi:10.1016/j.proci.2010.06.065.
13. : D.T. Yegian, R.K. Cheng, Development of a lean premixed low-swirl burner for low NOx practical applications, Combust. Sci. Technol. 139 (1998) 207–227. doi:10.1080/00102209808952088.
14. : A.C. Benim, K.J. Syed, Flashback Mechanisms in Lean Premixed Gas Turbine Combustion, 2014. doi:10.1016/C2013-0-18847-2.
15. : P. Sayad, A. Schönborn, J. Klingmann, Experimental investigation of the stability limits of premixed syngas-air flames at two moderate swirl numbers, 164 (2016) 270–282. doi:10.1016/j.combustflame.2015.11.026.
16. : A.R. Masri, Partial premixing and stratification in turbulent flames, Proc. Combust. Inst. 35 (2015) 1115–1136. doi:10.1016/j.proci.2014.08.032.
17. : G. Paterakis, E. Politi, P. Koutmos, Experimental investigation of isothermal scalar mixing fields downstream of axisymmetric baffles under fully premixed or stratified inlet

mixture conditions, Exp. Therm. Fluid Sci. 108 (2019) 1–15. doi:10.1016/j.expthermflusci.2019.05.018.
18. : C. Karagiannaki, E. Dogkas, G. Paterakis, K. Souflas, E.Z. Psarakis, P. Vasiliou, P. Koutmos, A comparison of the characteristics of disk stabilized lean propane flames operated under premixed or stratified inlet mixture conditions, Exp. Therm. FLUID Sci. (2014) 6–11. doi:10.1016/j.expthermflusci.2014.04.002.
19. : M.S. Sweeney, S. Hochgreb, M.J. Dunn, R.S. Barlow, a New Series of Turbulent Stratified Flames : Preliminary Findings, (2011).
20. : C.Z. Xiouris, P. Koutmos, Fluid dynamics modeling of a strati fi ed disk burner in swirl co- fl ow, 35 (2012) 60–70. doi:10.1016/j.applthermaleng.2011.10.007.
21. : M.S. Mansour, H. Imam, K.A. Elsayed, W. Abbass, Local equivalence ratio measurements in turbulent partially premixed flames using laser-induced breakdown spectroscopy, Spectrochim. Acta - Part B At.Spectrosc. 64 (2009) 1079–1084. doi:10.1016/j.sab.2009.07.022.
22. : Y. Li, H. Zhao, B. Leach, T. Ma, Development of a fuel stratification spark ignition engine, Proc. Inst. Mech. Eng. Part D J. Automob. Eng. 219 (2005) 923–934. doi:10.1243/095440705X11220.
23. : J.M. Pires, E.C. Fernandes, Combined effect of equivalence ratio and velocity gradients on flame stability and emission formation, Fuel. 222 (2018) 800–809. doi:10.1016/j.fuel.2018.02.178.
24. : K. Souflas, G. Paterakis, P. Koutmos, Investigation of Disk-Stabilized Propane Flames Operated under Stratified and Vitiated Inlet Mixture Conditions, J. Energy Eng. 142 (2016) E4015005. doi:10.1061/(ASCE)EY.1943-7897.0000317.
25. : T. Stahler, D. Geyer, G. Magnotti, P. Trunk, M.J. Dunn, R.S. Barlow, A. Dreizler, Multiple conditioned analysis of the turbulent stratified flame A, Proc. Combust. Inst. 36 (2017) 1947–1955. doi:10.1016/j.proci.2016.08.070.
26. : J.E. Temme, P.M. Allison, J.F. Driscoll, Combustion instability of a lean premixed prevaporized gas turbine combustor studied using phase-averaged PIV, Combust. Flame. 161 (2014) 958–970. doi:10.1016/j.combustflame.2013.09.021.
27. : S. J. Shanbhogue, S. Husain, T. Lieuwen, Lean blowoff of bluff body stabilized flames: Scaling and dynamics, Prog. Energy Combust. Sci. 35 (2009) 98–120. doi:10.1016/j.pecs.2008.07.003.
28. : R. Chen, J.F. Driscoll, J. Kelly, M. Namazian, A Comparison of Bluff-Body and Swirl-Stabilized Flames A Comparison of Bluff-Body and Swirl-Stabilized Flames, 2202 (2007). doi:10.1080/00102209008951632.
29. : J.P. Longwell, E.E. Frost, M.A. Weiss, Flame Stability in Bluff Body Recirculation Zones, Ind. Eng. Chem. 45 (1953) 1629–1633. doi:10.1021/ie50524a019.
30. : T.W. Davies, J.M.R. Be, FLOW IN THE W A I ~ OF BLUFF-BODY FLAME STABILIZERS, (n.d.).
31. : K. Souflas, P. Koutmos, On the non-reacting flow and mixing fields of an axisymmetric disk stabilizer, under inlet mixture stratification and preheat, Exp. Therm. Fluid Sci. 99 (2018) 357–366. doi:10.1016/j.expthermflusci.2018.08.008.

32. : K. Koenig, A. Roshko, An experimental study of geometrical effects on the drag and flow field of two bluff bodies separated by a gap, J. Fluid Mech. 156 (1985) 167–204. doi:10.1017/S002211208500204X.
33. : J.C. Pan, M.D. Vangsness, D.R. Ballal, Aerodynamics of bluff body stabilized confined turbulent premixed flames, Proc. ASME Turbo Expo. 3 (1991) 783–789. doi:10.1115/91GT218.
34. : S. Fujii, K. Eguchi, A comparison of cold and reacting flows around a bluff-body flame stabilizer, J. Fluids Eng. Trans. ASME. 103 (1981) 328–334. doi:10.1115/1.3241741.
35. : M. V. Heitor, A.M.K.P. Taylor, J.H. Whitelaw, Influence of confinement on combustion instabilities of premixed flames stabilized on axisymmetric baffles, Combust. Flame. 57 (1984) 109–121. doi:10.1016/0010-2180(84)90141-X.
36. : S. Hong, S.J. Shanbhogue, A.F. Ghoniem, Impact of fuel composition on the recirculation zone structure and its role in lean premixed flame anchoring, Proc. Combust. Inst. 35 (2015) 1493–1500. doi:10.1016/j.proci.2014.05.150.
37. : J.C. Massey, I. Langella, N. Swaminathan, A scaling law for the recirculation zone length behind a bluff body in reacting flows, J. Fluid Mech. 875 (2019) 699–724. doi:10.1017/jfm.2019.475.
38. : S.L. Plee, A.M. Mellor, Characteristic time correlation for lean blowoff of bluff-body-stabilized flames, Combust. Flame. 35 (1979) 61–80. doi:10.1016/0010-2180(79)90007-5.
39. : B.S. Flames, J.C. Pan, D.R. Ballal, P. Labs, E. Afb, AIAA 92-0771 Chemistry and Turbulence Effects in 30th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, (1992).
40. : J.R. Dawson, R.L. Gordon, J. Kariuki, E. Mastorakos, A.R. Masri, M. Juddoo, Visualization of blow-off events in bluff-body stabilized turbulent premixed flames, Proc. Combust. Inst. 33 (2011) 1559–1566. doi:10.1016/j.proci.2010.05.044.
41. : J. Kariuki, J.R. Dawson, E. Mastorakos, Measurements in turbulent premixed bluff body flames close to blow-off, Combust. Flame. 159 (2012) 2589–2607. doi:10.1016/j.combustflame.2012.01.005.
42. : B. Roy Chowdhury, B.M. Cetegen, Experimental study of the effects of free stream turbulence on characteristics and flame structure of bluff-body stabilized conical lean premixed flames, Combust. Flame.(2017). doi:10.1016/j.combustflame.2016.12.019.
43. : K. Souflas, 2019, Turbulent mixing and reacting flow characteristics of axisymmetric bluff-body stabilized propane-air flames, under inlet mixture stratification and preheat, PhD thesis
44. : P.Griffiths, J. A. de Hasseth. (2007). Fourier Transform Infrared Spectrometry (2nd ed.). Wiley-Blackwell. ISBN 0-471-19404-2
45. :]: Coleman P. B., 1993, Practical Sampling Techniques for Infrared Analysis, CRC Pres, Inc., Boca Raton, FL
46. : J. O. Hinze, Turbulence, McGraw-Hill, New York, 1975.
47. : M. Lesieur, Turbulence in fluids. Fluid Mechanics and its applications., Kluwer Academic Publishers, 1990.
48. : S. B. Pope, Turbulent flows, Cambridge University Press, 2000.

49. : A. N. Kolmogorov, V. Levin, J. C. Hunt, O. M. Philips, D. Williams, The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large, Proc. R. Soc. Math. Phys. Sci. (1991). doi:https://doi.org/10.1098/rspa.1991.0075.
50. : C. K. Law, Combustion Physics, 2006. doi:10.1017/CBO9780511754517.
51. : G. Paterakis, 2020, Experimental investigation of isothermal and reacting flow characteristics downstream of axisymmetric bluff body stabilizers under stratified or fully premixed mixture conditions, PhD thesis