



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΝΑΥΠΗΓΩΝ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΝΑΥΤΙΚΗΣ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΙΑΣ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

"ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΔΙΧΡΟΝΩΝ ΝΑΥΤΙΚΩΝ ΚΙΝΗΤΗΡΩΝ DIESEL"

ΣΤΑΥΡΟΠΟΥΛΟΣ ΦΩΤΙΟΣ



Εξεταστική Επιτροπή

Επιβλέπων: Λ. Καϊκτής, Επίκουρος Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Μέλη: Ν. Κυρτάτος, Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Χ. Φραγκόπουλος, Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Οκτώβριος, 2011



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΝΑΥΠΗΓΩΝ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΝΑΥΤΙΚΗΣ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΙΑΣ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Φώτιος Σταυρόπουλος

**Μοντελοποίηση Μεταφοράς Θερμότητας
σε Δίχρονους Ναυτικούς Κινητήρες Diesel**

Εξεταστική επιτροπή:

Επιβλέπων: Λ. Καϊκτής, Επίκουρος Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Μέλη: Ν. Κυρτάτος, Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Χρ. Φραγκόπουλος, Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Σεπτέμβριος 2011

Ευχαριστίες

Η ολοκλήρωση της διπλωματικής μου εργασίας σηματοδοτεί και την ολοκλήρωση των σπουδών μου στη Σχολή Ναυπηγών-Μηχανολόγων Μηχανικών του Ε.Μ.Π. Θα ήθελα με την ολοκλήρωση της παρούσας εργασίας αλλά και γενικότερα των σπουδών μου να ευχαριστήσω την επιστημονική κοινότητα του Ε.Μ.Π., που καταφέρνει να διατηρεί το επίπεδο των σπουδών πολύ υψηλό, εφοδιάζοντας τους φοιτητές με τα καλύτερα εφόδια, και δίνοντάς τους αυτοπεποίθηση για μια πετυχημένη καριέρα.

Ιδιαίτερος θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Επίκουρο Καθηγητή κ. Λ. Καϊκτσή και τους επιστημονικούς συνεργάτες κ. Χ. Χρυσάκη και κ. Κ. Αϊβαλή, χωρίς τη βοήθεια των οποίων η περάτωση του παρόντος ερευνητικού έργου θα ήταν αδύνατη. Επίσης, ευχαριστώ τους Καθηγητές κ. Ν. Κυρτάτο και κ. Χ. Φραγκόπουλο ως μέλη της εξεταστικής επιτροπής, αλλά και γενικότερα για το διδακτικό έργο που επιτελούν στη σχολή Ν.Μ.Μ.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους φίλους μου και την οικογένεια μου για την υποστήριξη την οποία μου παρείχαν, και το κουράγιο που κατάφεραν να μου εμφυσήσουν κατά τη διάρκεια αυτών των δύσκολων χρόνων.

Σύνοψη

Η μεταφορά θερμότητας σε μηχανές εσωτερικής καύσης είναι ένας σημαντικός παράγοντας που επηρεάζει τον βαθμό απόδοσης και τη θερμική φόρτιση των στοιχείων τους. Στην παρούσα εργασία, μελετάται η μεταφορά θερμότητας σε μεγάλο δίχρονο ναυτικό κινητήρα, με χρήση υπολογιστικής ρευστομηχανικής. Συγκεκριμένα, στο πλαίσιο του κώδικα KIVA-3, γίνεται χρήση των ακόλουθων μοντέλων εξαναγκασμένης συναγωγής: (α) ενός βασικού μοντέλου βασισμένου στην αναλογία Reynolds, (β) του μοντέλου NIWL (Non-Isothermal Wall Law). Η μελέτη περιλαμβάνει τη λειτουργία του κινητήρα σε πλήρες και μερικό φορτίο, με χρήση συνεχούς προφίλ έγχυσης του καυσίμου, καθώς και προφίλ έγχυσης με παρουσία προέγχυσης. Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι τα βασικά λειτουργικά μεγέθη του κινητήρα (πίεση και ρυθμός έκλυσης θερμότητας) επηρεάζονται ελάχιστα από το χρησιμοποιούμενο μοντέλο μεταφοράς θερμότητας. Η χρήση του μοντέλου NIWL δίνει επίπεδα ειδικής θερμοροής που είναι σε καλύτερη συμφωνία με πειραματικά αποτελέσματα της βιβλιογραφίας. Με βάση την ανάλυση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων και την οπτικοποίηση των ροϊκών πεδίων, χαρακτηρίζεται η κατανομή των θερμικών απωλειών προς τις περιβάλλουσες επιφάνειες του θαλάμου καύσης, για τα διαφορετικά στάδια της καύσης.

Πίνακας Περιεχομένων

Ευχαριστίες	3
Σύνοψη	4
Κατάλογος Διαγραμμάτων	8
Κατάλογος Πινάκων	12
1 Εισαγωγή.....	13
1.1 Μοντελοποίηση ναυτικών κινητήρων	13
1.2 Σκοπός της διπλωματικής εργασίας.....	14
1.3 Δομή της διπλωματικής εργασίας	14
2 Αρχή λειτουργίας δίχρονου ναυτικού κινητήρα Diesel	16
2.1 Βασικές αρχές λειτουργίας.....	16
2.2 Δίχρονοι ναυτικοί κινητήρες Diesel.....	17
2.2.1 Γενικά στοιχεία.....	17
2.2.3 Κύκλος λειτουργίας δίχρονου ναυτικού κινητήρα Diesel	18
2.2.2 Σάρωση	20
2.3 Καύση στους κινητήρες Diesel	21
2.4 Παραγωγή ρύπων	23
2.5 Χαρακτηριστικά του κινητήρα RT-flex58T-B.....	26
2.5.1 Τεχνικά χαρακτηριστικά	26
2.5.2 Εγχυτήρες.....	27
2.5.3 Προφίλ έγχυσης.....	28
3 Θεωρία μεταφοράς θερμότητας	30
3.1 Μεταφορά θερμότητας εντός του θαλάμου καύσης.....	30
3.1.1 Ενεργειακό ισοζύγιο	30
3.1.2 Μεταφορά θερμότητας σε μηχανές εσωτερικής καύσης	31
3.1.3 Τρόποι μεταφοράς θερμότητας	33
3.2 Θεωρία οριακού στρώματος	34
3.2.1 Ορισμός οριακού στρώματος.....	34
3.2.2 Θεωρία οριακού στρώματος.....	36
3.2.2.1 Καθορισμός πάχους οριακού στρώματος.....	36
3.2.2.3 Μετάβαση σε τυρβώδη ροή.....	41
3.2.2.4 Τυρβώδες οριακό στρώμα	42
3.2.3 Περιγραφή μεταφοράς θερμότητας με συναγωγή σε μηχανές εσωτερικής καύσης	44
3.2.3.1 Διατύπωση του προβλήματος.....	44
3.2.3.2 Τοπική στιγμιαία θερμική ροή λόγω συναγωγής	45
3.2.4 Νόμος του τοιχώματος.....	46
3.2.4.1 Συντεταγμένες τοιχώματος.....	46
3.2.4.2 Απλοποιημένη περίπτωση νόμου του τοιχώματος	48
3.3 Πειραματικός προσδιορισμός ειδικής θερμοροής.....	50

3.3.1 Πειραματικές τεχνικές	50
3.3.2 Ανάλυση πειραματικών μετρήσεων	53
3.3.3 Μέτρηση θερμοκρασίας εμβόλου	55
4 Εφαρμογές υπολογιστικής ρευστομηχανικής	57
4.1 Εισαγωγή-καθιέρωση	57
4.2 Βασικές αρχές της υπολογιστικής ρευστομηχανικής.....	57
4.3 Εφαρμογές της υπολογιστικής ρευστομηχανικής	58
4.4 Κώδικας υπολογιστικής ρευστομηχανικής KIVA-3.....	62
5 Αποτελέσματα	69
5.1 Υπολογιστικά μοντέλα μεταφοράς θερμότητας	69
5.1.1 Κλασικό μοντέλο.....	69
5.1.2 Μοντέλο Han-Reitz	69
5.1.3 Μοντέλο Angelberger-Poinsot-Delhay.....	70
5.2 Υπολογιστικά αποτελέσματα	71
5.2.1 Περίπτωση πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.....	72
5.2.2 Περίπτωση μερικού φορτίου χωρίς προέγχυση	87
5.2.3 Περίπτωση πλήρους φορτίου με πιλοτική έγχυση	92
5.2.3.1 Περίπτωση Α	93
5.2.3.2 Περίπτωση Β	98
5.2.4 Μεταβολή της έντασης του εγκάρσιου στροβιλισμού.....	103
5.2.4.1 SN = 0.1.....	103
5.2.4.2 SN = 2.0.....	107
5.2.4.3 SN = 10.0.....	110
5.3 Επίδραση της πυκνότητας του υπολογιστικού πλέγματος	118
6 Συμπεράσματα και προτάσεις	124
6.1 Συμπεράσματα.....	124
6.2 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα	125
Πηγές	126
Παράρτημα Α.....	131
Παράρτημα Β	139

Κατάλογος εικόνων

Εικόνα 1: Σχηματική απεικόνιση χρόνων λειτουργίας δίχρονου κινητήρα Diesel.....	19
Εικόνα 2: Σχηματική απεικόνιση του κινητήρα RTflex58T-B [ιστότοπος εταιρίας Wärtsilä, 2011].....	20
Εικόνα 3: Σχηματική απεικόνιση διαφορετικών τεχνικών σάρωσης.....	21
Εικόνα 4: Πυκνός μαύρος καπνός πλούσιος σε αιθάλη	25
Εικόνα 5: Γωνίες α και β που καθορίζουν την κατεύθυνση έγχυσης του καυσίμου από μία οπή του εγχυτήρα [Κοντούλης, 2008].....	28
Εικόνα 6: Σχηματική απεικόνιση υδροδυναμικού οριακού στρώματος, και καθορισμός του πάχους αυτού.	35
Εικόνα 7: Σχηματική απεικόνιση της μετάβασης από στρωτό σε τυρβώδες οριακό στρώμα, στη ροή γύρω από επίπεδη πλάκα.....	35
Εικόνα 8: Διατμητικές και ορθές τάσεις σε στοιχειώδη όγκο ελέγχου [Schlichting, 1987].	41
Εικόνα 9: Σχηματική απεικόνιση στρωτού και τυρβώδους οριακού στρώματος στη ροή γύρω από επίπεδη πλάκα.	43
Εικόνα 10: Σχηματική απεικόνιση δινών σε τυρβώδη ροή.....	43
Εικόνα 11: Ενδεικτικές θερμοκρασιακές διαφορές στον θάλαμο καύσης μεγάλου δίχρονου ναυτικού κινητήρα.....	44
Εικόνα 12: Ομοαξονικό θερμοστοιχείο [LeFeuvre et al., 1969].	51
Εικόνα 13: Ζεύγος συρμάτων [Wimmer, 2000].	52
Εικόνα 14: Τύπος θερμοστοιχείου «φίλμ» [Annand & Ma, 1971].	53
Εικόνα 15: Κατανομή θερμοκρασιών στο έμβολο του ναυτικού κινητήρα κινητήρα RTA96C [Wärtsilä].	55
Εικόνα 16: Μέτρηση θερμοκρασίας εμβόλου μέσω ταλαντούμενου βραχίονα σύνδεσης [Furuhama et al., 1964].....	56
Εικόνα 17: Εφαρμογές της υπολογιστικής ρευστομηχανικής στην αεροδιαστημική.....	58
Εικόνα 18: Εφαρμογές της υπολογιστικής ρευστομηχανικής στη ναυπηγική	59
Εικόνα 19: Προσομοίωση ροής σε εφαρμογές της αυτοκινητοβιομηχανίας	60
Εικόνα 20: Προσομοίωση ροής σε στροβιλομηχανές.....	61
Εικόνα 21: Προσομοίωση ροής γύρω από κατασκευές	61
Εικόνα 22: Χάρτης προσομοίωσης κίνησης ανέμων.	62
Εικόνα 23: Επίπεδο αναφοράς στο οποίο γίνονται οι οπτικοποιήσεις του ροϊκού πεδίου.	81
Εικόνα 24: Κατανομή της θερμοκρασίας στο οριζόντιο επίπεδο που παρίσταται στην Εικόνα 23, σε διαφορετικές τιμές της γωνίας στροφάλου, για τα δύο μοντέλα μεταφοράς θερμότητας.....	83
Εικόνα 25: Κατανομή της ειδικής θερμοροής στα τοιχώματα του κυλίνδρου, σε διαφορετικές τιμές της γωνίας στροφάλου, για τα δύο μοντέλα μεταφοράς θερμότητας.	86
Εικόνα 26: Κατανομή της θερμοκρασίας στο οριζόντιο επίπεδο που παρίσταται στην Εικόνα 23, σε διαφορετικές τιμές της γωνίας στροφάλου, για διαφορετικές τιμές του λόγου εγκάρσιου στροβιλισμού.	118
Εικόνα 27: Απεικόνιση υπολογιστικών πλεγμάτων 85256 και 165672 κελιών.	119

Κατάλογος Διαγραμμάτων

Διάγραμμα 1: Ιδανικός κύκλος κινητήρα Diesel, σε διαγράμματα p-V και T-S [Ρακόπουλος].....	17
Διάγραμμα 2: Σχηματική απεικόνιση διαγράμματος έκλυσης θερμότητας κινητήρα Diesel [Κυρτάτος, 1993].....	23
Διάγραμμα 3: Διάγραμμα T-φ, για πίεση 60 bar [Kitamura et al., 2002].	26
Διάγραμμα 4: Προφίλ έγχυσης καυσίμου	29
Διάγραμμα 5: Ενεργειακό ισοζύγιο κινητήρα.	30
Διάγραμμα 6: Όγκος ελέγχου για τη διατύπωση της εξίσωσης της συνέχειας [Kays & Crawford, 1980].	37
Διάγραμμα 7: Όγκος ελέγχου για τη διατύπωση της εξίσωσης ορμής [Kays & Crawford, 1980].....	38
Διάγραμμα 8: Κατανομή της ταχύτητας u^+ συναρτήσει της αδιάστατης απόστασης y^+ σε τυρβώδη ροή γύρω από επίπεδη πλάκα [Kays & Crawford, 1980].	49
Διάγραμμα 9: Κατανομή της θερμοκρασίας t^+ συναρτήσει της αδιάστατης απόστασης y^+ σε τυρβώδη ροή γύρω από επίπεδη πλάκα [Kays & Crawford, 1980].	50
Διάγραμμα 10: Προφίλ έγχυσης καυσίμου.....	65
Διάγραμμα 11: Σύγκριση πιέσεων προσομοίωσης και πειράματος.....	67
Διάγραμμα 12: Σύγκριση ρυθμού έκλυσης θερμότητας προσομοίωσης και πειράματος.	67
Διάγραμμα 13: Σύγκριση συνολικού ρυθμού έκλυσης θερμότητας προσομοίωσης και πειράματος.....	68
Διάγραμμα 14: Συνολική επιφάνεια του θαλάμου καύσης συναρτήσει της γωνίας στροφάλου.	72
Διάγραμμα 15: Καμπύλη χρονικής μεταβολής της πίεσης, για την περίπτωση πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.....	73
Διάγραμμα 16: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του εμβόλου, για την περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.....	74
Διάγραμμα 17: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς της βαλβίδας για την περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.....	75
Διάγραμμα 18: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος, για την περίπτωση πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.....	75
Διάγραμμα 19: Μέγιστη θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος, για την περίπτωση πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.....	76
Διάγραμμα 20: Ρυθμός έκλυσης θερμότητας για την περίπτωση πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.....	77
Διάγραμμα 21: Μέση ειδική θερμοροή, για την περίπτωση πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.....	77
Διάγραμμα 22: Μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για την περίπτωση πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.....	78
Διάγραμμα 23: Μέση ειδική θερμοροή και μέσες τιμές της θερμοκρασίας σε διαφορετικές περιοχές εγγύς των τοιχωμάτων το κυλίνδρου, συναρτήσει της γωνίας στροφάλου.....	79
Διάγραμμα 24: Μέση συγκέντρωση οξειδίων του αζώτου συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για την περίπτωση πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.....	80
Διάγραμμα 25: Προφίλ έγχυσης σε μερικό φορτίο (25%) [Ζομπανάκης, 1010].....	87

Διάγραμμα 26: Καμπύλες χρονικής μεταβολής της πίεσης, στην περίπτωση μερικού φορτίου.	88
Διάγραμμα 27: Καμπύλες χρονικής μεταβολής του ρυθμού έκλυσης θερμότητας, στην περίπτωση μερικού φορτίου.	88
Διάγραμμα 28: Μέση ειδική θερμοροή, στην περίπτωση του μερικού φορτίου.	89
Διάγραμμα 29: Μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής, στην περίπτωση του μερικού φορτίου.	90
Διάγραμμα 30: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του εμβόλου, στην περίπτωση του μερικού φορτίου.	90
Διάγραμμα 31: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς της βαλβίδας, στην περίπτωση του μερικού φορτίου.	91
Διάγραμμα 32: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος, στην περίπτωση του μερικού φορτίου.	91
Διάγραμμα 33: Σχηματική παράσταση προφίλ έγχυσης με προέγχυση. Οι τρεις από τις τέσσερις μεταβλητές που καθορίζουν ο προφίλ έγχυσης (SOPI, SOMI και PMF) δείχνονται από τα βέλη της εικόνας [Ανδρεάδης, 2008].	93
Διάγραμμα 34: Χρονική μεταβολή της πίεσης στην περίπτωση Α.	94
Διάγραμμα 35: Χρονική μεταβολή του ρυθμού έκλυσης θερμότητας στην περίπτωση Α.	94
Διάγραμμα 36: Μέση ειδική θερμοροή, στην περίπτωση Α.	95
Διάγραμμα 37: Μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής, στην περίπτωση Α.	96
Διάγραμμα 38: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του εμβόλου, στην περίπτωση Α.	96
Διάγραμμα 39: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς της βαλβίδας, στην περίπτωση Α.	97
Διάγραμμα 40: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος, στην περίπτωση Α.	97
Διάγραμμα 41: Χρονική μεταβολή της πίεσης στην περίπτωση Β.	98
Διάγραμμα 42: Χρονική μεταβολή του ρυθμού έκλυσης θερμότητας στην περίπτωση Β.	99
Διάγραμμα 43: Μέση ειδική θερμοροή, στην περίπτωση Β.	100
Διάγραμμα 44: Μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής, στην περίπτωση Β.	100
Διάγραμμα 45: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του εμβόλου, στην περίπτωση Β.	101
Διάγραμμα 46: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς της βαλβίδας, στην περίπτωση Β.	101
Διάγραμμα 47: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος, στην περίπτωση Β.	102
Διάγραμμα 48: Χρονική μεταβολή της μέσης ειδικής θερμοροής, στις περιπτώσεις Α και Β.	103
Διάγραμμα 49: Χρονική μεταβολή της πίεσης συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 0.1, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	104
Διάγραμμα 50: Μέση ειδική θερμοροή συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 0.1, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	104

Διάγραμμα 51: Μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 0.1, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	105
Διάγραμμα 52: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του εμβόλου συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 0.1, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	105
Διάγραμμα 53: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς της βαλβίδας συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 0.1, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	106
Διάγραμμα 54: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 0.1, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	106
Διάγραμμα 55: Χρονική μεταβολή της πίεσης συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 2.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	107
Διάγραμμα 56: Μέση ειδική θερμοροή συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 2.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	108
Διάγραμμα 57: Μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 2.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	108
Διάγραμμα 58: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του εμβόλου συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 2.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	109
Διάγραμμα 59: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς της βαλβίδας συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 2.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	109
Διάγραμμα 60: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 2.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	110
Διάγραμμα 61: Χρονική μεταβολή της πίεσης συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 10.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	111
Διάγραμμα 62: Μέση ειδική θερμοροή συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 10.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	111
Διάγραμμα 63: Μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 10.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	112
Διάγραμμα 64: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του εμβόλου συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 10.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	112
Διάγραμμα 65: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς της βαλβίδας συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 10.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	113

Διάγραμμα 66: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 10.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	113
Διάγραμμα 67: Μέση ειδική θερμοροή συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για διαφορετικές τιμές του λόγου εγκάρσιου στροβιλισμού, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	114
Διάγραμμα 68: Μέσες θερμοκρασίες εγγύς του εμβόλου συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για διαφορετικές τιμές του λόγου εγκάρσιου στροβιλισμού, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	115
Διάγραμμα 69: Μέσες θερμοκρασίες εγγύς του καλύμματος συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για διαφορετικές τιμές του λόγου εγκάρσιου στροβιλισμού, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.	115
Διάγραμμα 70: Μέγιστη τιμή της χωρικά μέσης ειδικής θερμοροής συναρτήσει του λόγου εγκάρσιου στροβιλισμού.	116
Διάγραμμα 71: Μεταβολή της πίεσης συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου, για χρήση του μοντέλου NIWL, και πλέγματα διαφορετικής πυκνότητας.	120
Διάγραμμα 72: Μεταβολή της μέσης ειδικής θερμοροής συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου, για χρήση του μοντέλου NIWL, και πλέγματα διαφορετικής πυκνότητας.	120
Διάγραμμα 73: Μεταβολή της μέσης ειδικής θερμοροής συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου, για χρήση του βασικού μοντέλου μεταφοράς θερμότητας, και πλέγματα διαφορετικής πυκνότητας.	121
Διάγραμμα 74: Μεταβολή της μέσης ειδικής απώλειας ισχύος τριβής συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου, για χρήση του μοντέλου NIWL, και πλέγματα διαφορετικής πυκνότητας.	121
Διάγραμμα 75: Μεταβολή της μέσης ειδικής απώλειας ισχύος τριβής συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου, για χρήση του βασικού μοντέλου μεταφοράς θερμότητας, και πλέγματα διαφορετικής πυκνότητας.	122
Διάγραμμα 76: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου, για χρήση του μοντέλου NIWL, και πλέγματα διαφορετικής πυκνότητας.	122
Διάγραμμα 77: Πειραματικά και υπολογιστικά αποτελέσματα για μικρό κινητήρα Diesel: χρονική μεταβολή μιας αντιπροσωπευτικής τιμής της ειδικής θερμοροής [Angelberger et al., 1997].	123

Κατάλογος Πινάκων

Πίνακας 1: Θερμογόνος δύναμη καυσίμων.....	22
Πίνακας 2: Χαρακτηριστικά του κινητήρα RT-flex58T-B	27
Πίνακας 3: Προσήμανση προσανατολισμού εγχυτήρων.....	28
Πίνακας 4: Στοιχεία αναφορικά με τη μεταφορά θερμότητας στον κινητήρα RTflex58-T [Wärtsilä Switzerland].....	31
Πίνακας 5: Υπο-ρουτίνες κώδικα ΚΙΝΑ.....	64
Πίνακας 6: Αρχικές και οριακές συνθήκες του παρόντος προβλήματος.....	65
Πίνακας 7: Οι τιμές των τεσσάρων μεταβλητών που καθορίζουν τον προφίλ έγχυσης με προέγχυση, στις περιπτώσεις Α και Β.....	92
Πίνακας 8: Τελική συγκέντρωση οξειδίων του αζώτου, για πλήρες φορτίο, και πλέγματα διαφορετικής πυκνότητας.....	123

1 Εισαγωγή

1.1 Μοντελοποίηση ναυτικών κινητήρων

Η αυξημένη ζήτηση μηχανών εσωτερικής καύσης των τελευταίων δεκαετιών, τόσο στους τομείς της αυτοκινητοβιομηχανίας όσο και στον τομέα ναυτιλίας, έχει επηρεάσει την πορεία του σχεδιασμού και της κατασκευής των κινητήρων Diesel. Είναι χαρακτηριστικό πως μόνο η ετήσια απαίτηση για δεξαμενόπλοια αυξάνεται την τελευταία δεκαετία κατά μέσο όρο κατά 300 πλοία ανά έτος (εξαιρουμένων των 2010 και 2011 λόγω της παγκόσμιας οικονομικής κρίσης) [<http://www.hanseatic-lloyd.de/english/investments/schiffahrtCharter.html>]. Αυτή η αλματώδης αύξηση νέων κατασκευών έχει φυσικά ανάλογο αποτέλεσμα στη ζήτηση νέων κινητήρων. Η ζήτηση αυτή μαζί με την απαίτηση εναρμονισμού των κινητήρων των παλαιότερων πλοίων με τους νέους απαιτητικούς κανονισμούς της MARPOL έχει ωθήσει τις κατασκευάστριες εταιρίες να αναζητήσουν νέες μεθόδους σχεδίασης και ελέγχου των κινητηρίων εγκαταστάσεων.

Η αυξανόμενη απαίτηση για μειωμένες εκπομπές ρύπων οδήγησε στην ανάγκη οι διαδικασίες προμελέτης και σχεδιασμού του κινητήρα να γίνουν ταχύτερες, ευκολότερες και πιο οικονομικές. Η βασική μέθοδος προμελέτης των κινητήρων Diesel στο παρελθόν αλλά ακόμα και σήμερα για πολλούς ερευνητικούς οργανισμούς βασίζεται σε πειράματα. Η πειραματική προσέγγιση των προβλημάτων πλαισιωμένη από τη θεωρητική επίλυση έδειχνε και δείχνει τον δρόμο περαιτέρω εξέλιξης των κινητήρων Diesel στους σχεδιαστές τους. Ωστόσο, τα πειράματα, παρότι απαραίτητα, είναι δαπανηρά, και εξαιτίας της προετοιμασίας του εξοπλισμού που απαιτείται είναι και χρονοβόρα. Συνεπώς, για να επιταχυνθεί η διαδικασία εξέλιξης των κινητήρων, η ερευνητική και σχεδιαστική κοινότητα κάνει ολοένα ερύτερη χρήση εργαλείων υπολογιστικής ρευστομηχανικής (Computational Fluid Dynamics – CFD).

Ωστόσο οι κώδικες υπολογιστικής ρευστομηχανικής, προκειμένου να προσομοιώσουν επαρκώς ορισμένες πλευρές του προβλήματος, απαιτούν ιδιαίτερα μεγάλη υπολογιστική ισχύ. Το παρόν πρόβλημα διαπιστώθηκε και στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας. Η υπολογιστική ισχύς που απαιτείται για την «άμεση» αριθμητική επίλυση των εξισώσεων διατήρησης (Direct Numerical Simulation – DNS) δεν είναι ακόμη διαθέσιμη. Έτσι, σε βιομηχανικά προβλήματα όπως η προσομοίωση της ροής και καύσης σε κινητήρες Diesel γίνεται χρήση μοντέλων, τα οποία ενσωματώνονται στους κώδικες υπολογιστικής ρευστομηχανικής.

Μια σημαντική συνιστώσα της υπολογιστικής μελέτης της θερμο-ρευστομηχανικής του κινητήρα Diesel είναι η ακριβής μοντελοποίηση της μεταφοράς θερμότητας προς τις περιβάλλουσες τον κύλινδρο μεταλλικές επιφάνειες. Αυτό γιατί η μεταφερόμενη θερμική ισχύς επηρεάζει τον βαθμό απόδοσης του κινητήρα και τη θερμική φόρτιση των στοιχείων του. Επιπλέον, υπάρχει επίδραση στις εντός του κυλίνδρου θερμοκρασίες του αέριου μίγματος, και κατά συνέπεια στις εκπομπές οξειδίων του αζώτου και σωματιδίων αιθάλης, που είναι οι κύριοι ρύποι του κινητήρα Diesel. Σημειώνεται ότι από την 1/1/2011 οι κανονισμοί της MARPOL ορίζουν, για μεγάλους

βραδύστροφους δίχρονους κινητήρες, ως μέγιστο επίπεδο εκπεμπόμενων οξειδίων του αζώτου τα 14.4 gr/KWh, ενώ από την 1/1/2016 οι κανονισμοί οριοθετούν τις εκπομπές αυτές στα 3.4 gr/KWh [<http://www.dieselnet.com/standards/us/nonroad.php>]. Η αυστηρότητα των κανονισμών κάνει την απαίτηση για ακριβέστερο καθορισμό των ρύπων, και γενικότερα για ακριβέστερη προσομοίωση των φαινομένων ροής και καύσης ήδη από το στάδιο του σχεδιασμού, ιδιαίτερα σημαντική.

1.2 Σκοπός της διπλωματικής εργασίας

Όπως προαναφέρθηκε, η χρήση κωδικών υπολογιστικής ρευστομηχανικής αποτελεί πλέον αναπόσπαστο τμήμα του σχεδιασμού των κινητήρων Diesel. Οι κώδικες εξελίσσονται διαρκώς, με την εισαγωγή ακριβέστερων φυσικών μοντέλων. Η παρούσα εργασία επικεντρώνεται στο πρόβλημα της μεταφοράς θερμότητας σε δίχρονους ναυτικούς κινητήρες Diesel.

Τα υπολογιστικά πλέγματα που χρησιμοποιούνται σε κώδικες CFD αποτελούνται από έναν αριθμό κελιών, ο οποίος περιορίζεται προς τα πάνω από τη διαθέσιμη υπολογιστική ισχύ. Ειδικότερα, στην περιοχή εγγύς των τοιχωμάτων του κυλίνδρου, η πλήρης επίλυση του οριακού στρώματος θα απαιτούσε μέγεθος υπολογιστικών κελιών ίσως και εκατοντάδες φορές μικρότερο, σε σύγκριση με την τωρινή πρακτική. Η απαιτούμενη γι' αυτό υπολογιστική ισχύς δεν είναι σήμερα διαθέσιμη.

Στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας, εφαρμόζεται ένα νέο μοντέλο μεταφοράς θερμότητας για τον υπολογισμό των θερμικών απωλειών προς τα τοιχώματα του κινητήρα. Το μοντέλο προτάθηκε από τους Angelberger, Poinsot & Delhay [1997], και η ακρίβειά του ελέγχθηκε σε προγενέστερες μελέτες της βιβλιογραφίας για εφαρμογές κινητήρων Otto. Στην παρούσα εργασία, το μοντέλο εφαρμόστηκε στο πλαίσιο της μοντελοποίησης της μεταφοράς θερμότητας σε μεγάλους δίχρονους ναυτικούς κινητήρες Diesel. Το μοντέλο εισήχθη στον κώδικα υπολογιστικής ρευστομηχανικής KIVA-3, και η μελέτη της μεταφοράς θερμότητας έγινε για τα δεδομένα του κινητήρα RT-flex58T-B της κατασκευάστριας εταιρίας Wärtsilä Switzerland. Τα αποτελέσματα είναι ιδιαίτερα ενθαρρυντικά αναφορικά με τη χρήση του μοντέλου σε εφαρμογές ναυτικών κινητήρων Diesel.

1.3 Δομή της διπλωματικής εργασίας

Η παρούσα έκθεση αποτελείται από δύο επιμέρους τμήματα. Στο πρώτο (κεφάλαια 2, 3, 4) αναφέρονται και εξηγούνται οι έννοιες πάνω στις οποίες βασίζεται η εργασία, και τίθεται το θεωρητικό υπόβαθρο πάνω στο οποίο έχουν βασιστεί οι προσομοιώσεις που εκτελέστηκαν. Στο δεύτερο τμήμα (κεφάλαια 5, 6) παρουσιάζεται η πορεία της εργασίας και τα αποτελέσματα που προέκυψαν. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται με τη βοήθεια διαγραμμάτων, συνοδευόμενα από επεξηγηματικά σχόλια και οπτικοποιήσεις του αντιδρώντος ροϊκού πεδίου. Αναλυτικότερα, η δομή της εργασίας είναι η ακόλουθη:

Στο 2^ο κεφάλαιο αναλύονται οι βασικές αρχές λειτουργίας των δίχρονων ναυτικών κινητήρων Diesel, οι παράμετροι που επηρεάζουν την καύση στους κινητήρες αυτούς και οι διεργασίες παραγωγής ρύπων. Τέλος, δίνονται τα χαρακτηριστικά του συγκεκριμένου δίχρονου ναυτικού κινητήρα που χρησιμοποιήθηκε (κινητήρας RT-flex58T-B της Wärtsilä Switzerland).

Στο 3^ο κεφάλαιο παρουσιάζονται το θεωρητικό υπόβαθρο της μεταφοράς θερμότητας στους κινητήρες εσωτερικής καύσης, και τρόποι μεταφοράς της θερμότητας από και προς τον θάλαμο καύσης. Επίσης, γίνεται αναφορά στη θεωρία του οριακού στρώματος που διέπει τη μεταφορά θερμότητας. Συγκεκριμένα, αναλύονται θέματα μεταφοράς θερμότητας με εξαναγκασμένη συναγωγή, και γίνεται αναφορά στον «νόμο του τοιχώματος» [Kays, 1980, Schlichting, 1987] που αφορά στο ροϊκό πεδίο πολύ κοντά στο τοίχωμα, και είναι κύριο αντικείμενο μελέτης της παρούσας εργασίας. Τέλος, γίνεται αναφορά στους τρόπους μέτρησης της ειδικής θερμοροής σε κινητήρες.

Στο 4^ο κεφάλαιο γίνεται αναφορά σε θέματα υπολογιστικής ρευστομηχανικής, με έμφαση στον κώδικα KIVA-3 που χρησιμοποιήθηκε εδώ. Ακόμα, γίνεται αναφορά και σε άλλες, πλην των μηχανών εσωτερικής καύσης, εφαρμογές της υπολογιστικής ρευστομηχανικής.

Στο 5^ο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα μοντέλα εφαρμογής του «νόμου του τοιχώματος» που είναι ευρέως γνωστά, συμπεριλαμβανομένου αυτού που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία. Ακολούθως, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας, σε δύο στάδια. Στο πρώτο στάδιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων με χρήση του μοντέλου των Angelberger et al. [1997], και συγκρίνονται με το απλό μοντέλο προσέγγισης του νόμου του τοιχώματος, που χρησιμοποιείται στον κώδικα KIVA-3. Η σύγκριση γίνεται για έναν αριθμό περιπτώσεων, οι οποίες περιλαμβάνουν λειτουργία σε πλήρες φορτίο στο ονομαστικό σημείο σχεδιασμού του κινητήρα (περίπτωση αναφοράς χαρακτηριζόμενη από συνεχές προφίλ έγχυσης του καυσίμου), λειτουργία σε πλήρες φορτίο για διαφορετική ένταση της εγκάρσιας συστροφής, λειτουργία χαρακτηριζόμενη από προέγχυση και κυρίως έγχυση καθώς και λειτουργία σε μερικό φορτίο χαρακτηριζόμενη από συνεχές προφίλ έγχυσης. Στο δεύτερο στάδιο εξετάζεται η ευαισθησία του μοντέλου Angelberger et al. στη λειτουργία αναφοράς.

2 Αρχή λειτουργίας δίχρονου ναυτικού κινητήρα Diesel

2.1 Βασικές αρχές λειτουργίας

Ο κινητήρας Diesel εφευρέθηκε από τον Rudolf Diesel, όταν το 1893 με την βοήθεια της Maschinenfabrik Augsburg (MAN) κατασκευάστηκε το πρώτο πρωτότυπο (καταστράφηκε από τα πρώτα πειράματα λόγω των απρόβλεπτα υψηλών πιέσεων και θερμοκρασιών). [<http://library.thinkquest.org/C006011/english/sites/diesel.php3?v=2>]. Η βασική διαφορά του κινητήρα Diesel σε σχέση με τον κινητήρα του Otto έγκειται στον τρόπο έναυσης της καύσης. Ενώ στον κινητήρα Otto η ανάφλεξη γίνεται με χρήση σπινθήρα από εξωτερική πηγή που προσδίδει την απαραίτητη ενέργεια ενεργοποίησης, στον κινητήρα diesel το καύσιμο αναφλέγεται «φυσικά». Η φυσική ανάφλεξη προκύπτει λόγω της χρονικής στιγμής που γίνεται η έγχυση του καυσίμου, κατά την οποία υπάρχουν συνθήκες υψηλής πίεσης και θερμοκρασίας. Στην πραγματικότητα λοιπόν με τον όρο κινητήρες Diesel αναφερόμαστε στους «κινητήρες καύσης με συμπίεση».

Το καύσιμο εισάγεται στον κύλινδρο ξεχωριστά από τον εισαγόμενο αέρα και το καιόμενο μίγμα είναι ετερογενές. Αντίθετα, στους βενζινοκινητήρες το καύσιμο και ο αέρας έχουν προαναμιχθεί και εισάγονται μαζί στον θάλαμο καύσης. Υπάρχουν ωστόσο και κινητήρες οι οποίοι αποτελούν ενδιάμεση λύση μεταξύ Diesel και Otto και αυτοί είναι γνωστοί με το όνομα HCCI (Homogeneous Charge Compression Ignition). Οι κινητήρες HCCI χρησιμοποιούν προαναμεμιγμένο μίγμα καυσίμου-αέρα με πολύ μεγαλύτερο λόγο αέρα-καυσίμου [Xu et al., 2011].

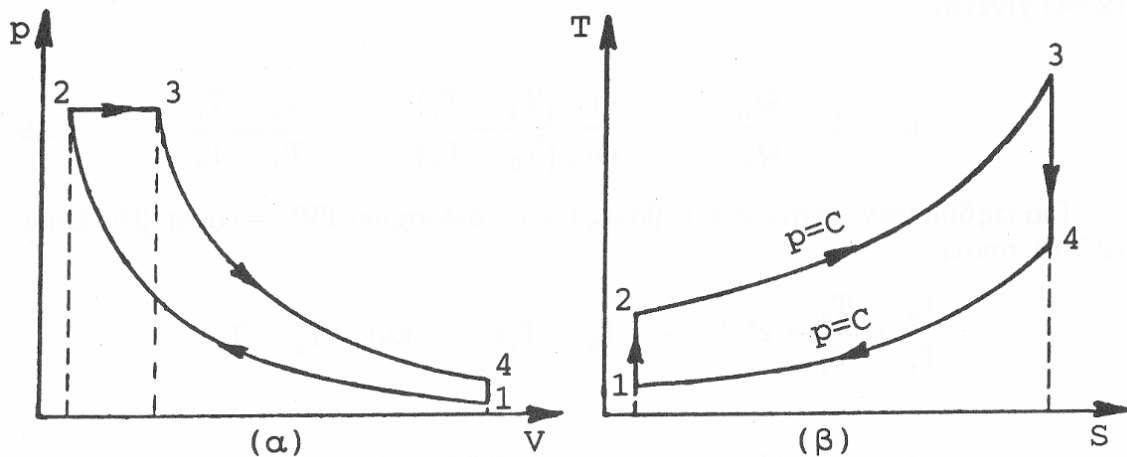
Ένα από τα βασικά πλεονεκτήματα του κινητήρα Diesel σε σχέση με τον βενζινοκινητήρα είναι η δυνατότητα λειτουργίας σε υψηλότερους λόγους συμπίεσης (ο λόγος συμπίεσης στις μηχανές Otto κυμαίνεται μεταξύ 8:1 με 12:1 ενώ στους κινητήρες Diesel από 14:1 έως 25:1). Στους βενζινοκινητήρες εάν ο λόγος συμπίεσης είναι πολύ υψηλός τμήματα του μίγματος είναι δυνατόν να υποστούν «αυτανάφλεξη» και να καούν τόσο γρήγορα που να φθείρουν τον κινητήρα - ο προκύπτων θόρυβος καλείται knocking. Η αυτανάφλεξη συμβαίνει επειδή ο υψηλός λόγος συμπίεσης ανεβάζει τις θερμοκρασίες στον θάλαμο καύσης. Δεδομένου ότι το knocking είναι επώδυνο για τον κινητήρα, ο σχεδιαστής θα πρέπει να μειώσει τον λόγο συμπίεσης κάτι που ρίχνει την απόδοση του βενζινοκινητήρα.

Αντιθέτως, οι κινητήρες Diesel είναι δυνατόν να λειτουργούν σε πολύ υψηλότερους λόγους συμπίεσης διότι το καύσιμο αναμιγνύεται με τον αέρα τη στιγμή που ξεκινά η συμπίεση. Ο λόγος συμπίεσης επιλέγεται επί τούτου πολύ υψηλός ώστε τα αέρια προς το τέλος της φάσης συμπίεσης να είναι αρκετά θερμά για να αυτανάφλεγει το καύσιμο λίγο μετά την αρχή του ψεκασμού. Τότε, το εναπομείναν καύσιμο δεν είναι δυνατόν να καεί γρηγορότερα από ό,τι ψεκάζεται. Η περίοδος μεταξύ της αρχής του ψεκασμού και της αυτανάφλεξης ονομάζεται «καθυστέρηση έναυσης». Η διάρκειά της εξαρτάται από τον τύπο της μηχανής και τον τύπο του καυσίμου που χρησιμοποιείται (βαρύτερο καύσιμο συνεπάγεται μεγαλύτερη ενέργεια ενεργοποίησης της συνολικής αντίδρασης καύσης). Ο εκάστοτε σχεδιαστής επιδιώκει να ελαχιστοποιήσει την

«καθυστέρηση έναυσης» καθώς όταν το μίγμα αυταναφλέγεται όλο το καύσιμο το οποίο έχει ήδη εισαχθεί στον θάλαμο καίγεται πολύ γρήγορα. Εάν η «καθυστέρηση έναυσης» είναι μεγάλη και έχει εισαχθεί πολύ καύσιμο στον θάλαμο, τότε θα προξηνηθεί ανεξέλεγκτο knocking στον κινητήρα. Αυτός άλλωστε είναι και ο λόγος που ένα καλό καύσιμο κινητήρα Diesel θα πρέπει να αναφλέγεται εύκολα, δηλαδή να έχει χαμηλή ενέργεια ενεργοποίησης, σε αντίθεση με ένα καλό καύσιμο ενός βενζινοκινητήρα που θα πρέπει να ανθίσταται στην αυτανάφλεξη [Ferguson, 1986].

Η πρότυπη λειτουργία του δίχρονου ναυτικού κινητήρα Diesel βασίζεται στον πρότυπο κύκλο Diesel, ο οποίος παρουσιάζεται σχηματικά στο Διάγραμμα 1, και αποτελείται από τις εξής επιμέρους διεργασίες:

- 1-2: Ισεντροπική συμπίεση του αέρα, κατά τον βαθμό συμπίεσης $\varepsilon = V_1/V_2$
- 2-3: Πρόσδοση θερμότητας Q_{23} υπό σταθερή πίεση, κατά τον λόγο των όγκων V_3/V_2
- 3-4: Ισεντροπική εκτόνωση του αέρα, μέχρι τον αρχικό όγκο V_1
- 4-1: Αποβολή θερμότητας Q_{23} υπό σταθερό όγκο, για τη συμπλήρωση του κύκλου [Ρακόπουλος]



Διάγραμμα 1: Ιδανικός κύκλος κινητήρα Diesel, σε διαγράμματα p-V και T-S [Ρακόπουλος].

2.2 Δίχρονοι ναυτικοί κινητήρες Diesel

2.2.1 Γενικά στοιχεία

Η επικράτηση των κινητήρων Diesel ως το βασικό μέσο πρόωσης των πλοίων δικαιολογείται τόσο από τον υψηλό θερμοδυναμικό βαθμό απόδοσης που προσφέρουν αυτές οι μηχανές, όσο και από την ικανότητα τους να κάψουν καύσιμα χαμηλότερης ποιότητας, κάτι που καθιστά την εγκατάσταση οικονομικά συμφέρουσα σε σχέση με τον ατμοστρόβιλο ή τον αεριοστρόβιλο (Τιμή HFO 650-680 USD/mt για το λιμάνι Πειραιά την 13/9/2011) [<http://www.bunkerworld.com/prices/pricematch/index.php>]. Επιπλέον, ο

βαθμός απόδοσης του κινητήρα μπορεί να βελτιωθεί περαιτέρω με αξιοποίηση της απορριπτόμενης θερμότητας στα καυσαέρια και στο νερό ψύξης.

Ταυτόχρονα, η κατάσταση που επικρατούσε στην ενεργειακή οικονομία επέβαλε τη δραστική μείωση της κατανάλωσης καυσίμου, για την οποία η ταχύτητα περιστροφής της έλικας έπαιζε σημαντικό ρόλο. Γενικά, για κάποια συγκεκριμένη ταχύτητα υπηρεσίας όσο χαμηλότερες είναι οι στροφές και άρα μεγαλύτερη η διάμετρος της έλικας (δεδομένου ότι ικανοποιούνται οι περιορισμοί του βυθίσματος), τόσο μεγαλύτερος είναι και ο βαθμός απόδοσης της μηχανής. Έτσι η οικονομία έχει οδηγηθεί σε λύσεις τύπου slow steaming και super slow steaming, στο πλαίσιο των οποίων προτιμάται η μείωση της επιχειρησιακής ταχύτητας (κατά 5 kn σε slow steaming ή μέχρι και 13 kn σε super slow steaming) ώστε να επιτυγχάνεται χαμηλή συνολική κατανάλωση καυσίμου. Έτσι, μειώνονται τόσο η κατανάλωση καυσίμου όσο και οι ρύποι [Cariou, 2011]. Μάλιστα, η εταιρία Maersk έχει ανακοινώσει μείωση των εκπομπών διοξειδίου του άνθρακα στα πλοία μεταφοράς εμπορευματοκιβωτίων κατά 12.5%, ποσοστό που αναμένεται να φτάσει το 20% μέχρι το 2020 [http://www.maerskline.com/link/?page=news&path=/news/story_page/10/slow_steaming], [Κυρτάτος, 1993].

2.2.3 Κύκλος λειτουργίας δίχρονου ναυτικού κινητήρα Diesel

Όπως αποκαλύπτει και το όνομά τους, οι δίχρονοι κινητήρες Diesel είναι μηχανές στις οποίες ο κύκλος λειτουργίας ολοκληρώνεται σε δύο χρόνους.

Συγκεκριμένα μπορούμε να διαχωρίσουμε τον κύκλο λειτουργίας του κινητήρα στους εξής δύο χρόνους:

- ❖ 1^{ος} χρόνος

Σε αυτή τη φάση λαμβάνει χώρα η καύση, η εκτόνωση, η έναρξη εξαγωγής των καυσαερίων και εισαγωγής αέρα.

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, το καύσιμο εγχύεται όταν στον θάλαμο επικρατούν κατάλληλες συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας. Για τον λόγο αυτό η έγχυση αρχίζει όταν το έμβολο βρίσκεται στην περιοχή του άνω νεκρού σημείου (ΑΝΣ). Γενικά, η έναρξη της έγχυσης μπορεί να διαφέρει από κινητήρα σε κινητήρα, και κυμαίνεται από τις -25° μέχρι τις +5°. Όπως θα αναφερθεί και στη συνέχεια, ο κινητήρας της παρούσας εργασίας έχει σχεδιασμό στο πλήρες φορτίο με αρχή της έγχυσης στις +2°.

Κατά την καύση λαμβάνει χώρα εκτόνωση των καυσαερίων, μέσω της οποίας αποδίδεται το ωφέλιμο έργο. Η εκτόνωση συνεχίζεται μέχρι να ανοίξει η βαλβίδα εξαγωγής των καυσαερίων, περίπου 60°-85° πριν το Κάτω Νεκρό Σημείο (ΚΝΣ) ανάλογα με τον κινητήρα. Καθώς το έμβολο κατεβαίνει προς το ΚΝΣ, αποκαλύπτονται οι θυρίδες εισαγωγής αέρα (περίπου 45°-55° πριν το ΚΝΣ). Επειδή η πίεση εντός του κυλίνδρου είναι πλέον μικρότερη από την πίεση του εισερχόμενου

υπερπληρούμενου αέρα, πραγματοποιείται η απόπλυση του κυλίνδρου, δηλαδή ο εισερχόμενος αέρας παρασύρει τα καυσαέρια που έχουν απομείνει στον θάλαμο προς τη βαλβίδα εξαγωγής.

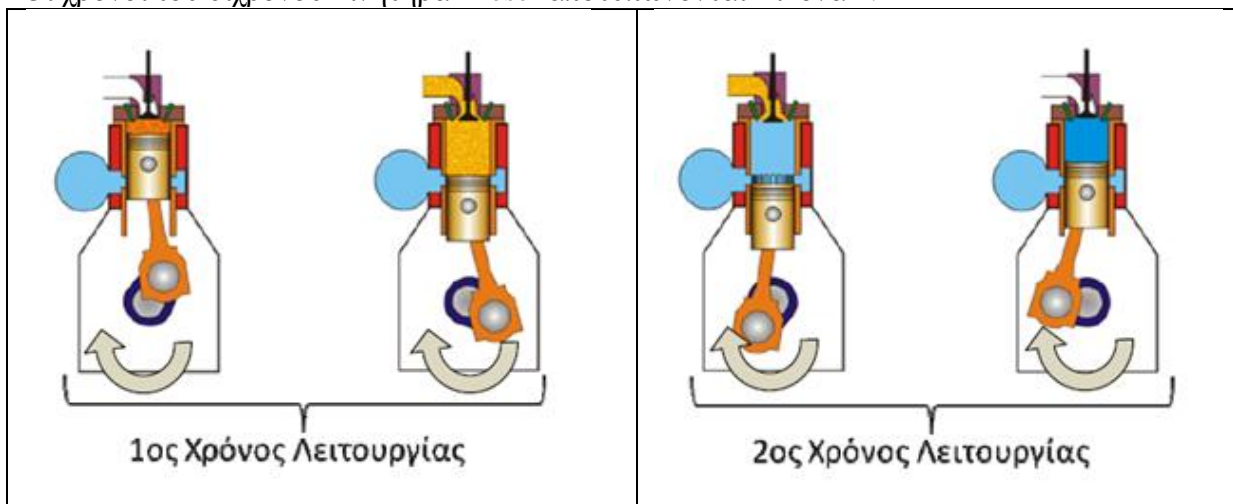
❖ 2^{ος} χρόνος

Η δεύτερη φάση λειτουργίας του κινητήρα χαρακτηρίζεται από την περάτωση της απόπλυσης του κυλίνδρου, της εξαγωγής των καυσαερίων και την αρχή της συμπίεσης.

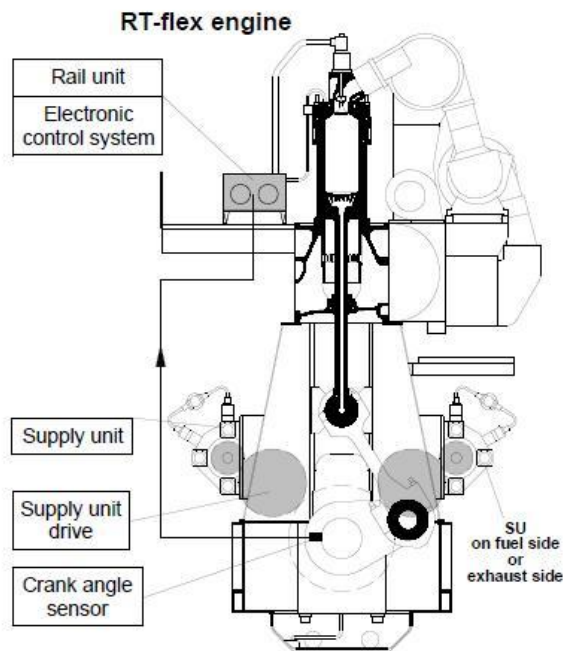
Αφού το έμβολο φτάνει στο ΚΝΣ, ωθούμενο από τον στροφαλοφόρο άξονα (που τώρα προσδίδει έργο στο εργαζόμενο μέσο) ανεβαίνει προς το ΑΝΣ. Αντίστοιχα με τον 1^ο χρόνο, όταν το έμβολο φτάσει στις 45°-55° μετά το ΚΝΣ, καλύπτει πλήρως τις θυρίδες εισαγωγής αέρα και συνεπώς η εισαγωγή αέρα σταματά. Ταυτόχρονα περίπου, κλείνει και η βαλβίδα εξαγωγής, αν και υπάρχουν περιπτώσεις που η βαλβίδα κατ' αντιστοιχία με τον 1^ο χρόνο μένει ανοιχτή μέχρι και 80°-90° μετά το ΚΝΣ. Έτσι επιτυγχάνεται καλύτερη απόπλυση, αλλά η συμπίεση του αέρα είναι χειρότερη. Όταν καλυφθούν πλήρως οι θυρίδες εισαγωγής και κλείσει η βαλβίδα εξαγωγής αρχίζει η φάση της συμπίεσης, η οποία διαρκεί μέχρι την έναρξη της καύσης. Στον κινητήρα RTflex58T-B, βλ. Εικόνα 2, η κεντρική βαλβίδα εξαγωγής κλείνει στις 96 ° πριν το Άνω Νεκρό Σημείο.

Η ολοκλήρωση και του δεύτερου χρόνου σηματοδοτεί την ολοκλήρωση ενός πλήρους κύκλου. Ο επόμενος κύκλος θα εκκινήσει και πάλι από τον χρόνο [Τσιφάκις, 1999], [Φραγκόπουλος, 2009].

Οι χρόνοι του δίχρονου κινητήρα Diesel αποτυπώνονται Εικόνα 1.



Εικόνα 1: Σχηματική απεικόνιση χρόνων λειτουργίας δίχρονου κινητήρα Diesel.



Εικόνα 2: Σχηματική απεικόνιση του κινητήρα RTflex58T-B [ιστότοπος εταιρίας Wärtsilä, 2011].

2.2.2 Σάρωση

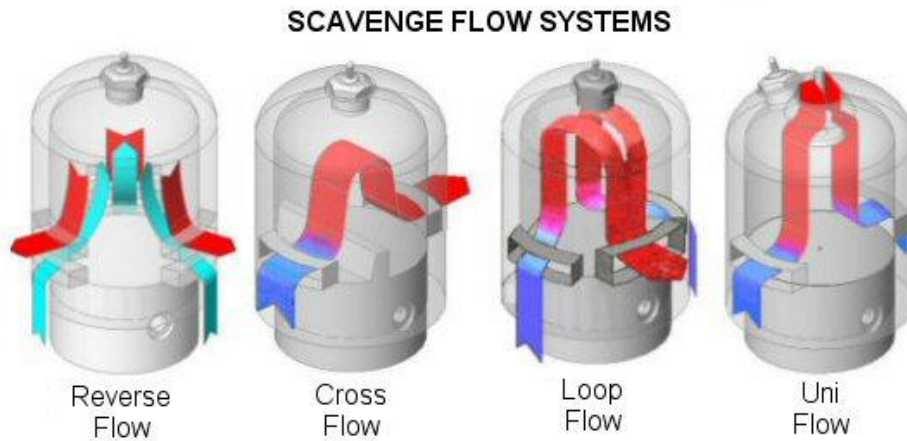
Στους δίχρονους κινητήρες έχει ιδιαίτερη σημασία ο τρόπος που εισάγεται ο αέρας και απομακρύνονται τα καυσαέρια, καθώς, σε αντίθεση με τους τετράχρονους κινητήρες, δεν υπάρχει κάποια διακριτοποιημένη φάση κατά την οποία να επιτελούνται αυτές οι διεργασίες. Η αποτελεσματικότητα της εισαγωγής του αέρα και της εξαγωγής του καυσαερίου έχει μεγάλη σημασία για την απόδοση του κινητήρα.

Κατά τη φάση της συμπίεσης δημιουργείται εντός του θαλάμου υποπίεση. Η είσοδος του αέρα γίνεται διαμέσου των θυρίδων εισαγωγής. Όταν το έμβολο αλλάζει κατεύθυνση και αρχίζει η εκτόνωση, ανοίγει η βαλβίδα διαφυγής καυσαερίων και αρχίζει η μαζική εκτόνωση της πίεσης εντός του θαλάμου. Καθώς το έμβολο κατεβαίνει χαμηλότερα, αποκαλύπτει τις θυρίδες εισαγωγής αέρα. Ο αέρας θα αρχίσει να συμπιέζεται όταν το έμβολο φτάσει στο Κάτω Νεκρό Σημείο, και αρχίσει να ανεβαίνει ώστε να αρχίσει ένας νέος κύκλος. Καθώς ο αέρας εισέρχεται μέσα στον κύλινδρο, εξωθεί την εναπομείνασα ποσότητα καυσαερίων, η οποία διαφεύγει από τη βαλβίδα εξαγωγής (διεργασία της σάρωσης).

Η σάρωση αποτελεί σημαντικό πρόβλημα των δίχρονων κινητήρων, διότι ποτέ δεν είναι τέλεια. Ένα τμήμα του αέρα θα διασχίσει απευθείας τον κύλινδρο, και θα διαφύγει μέσω της βαλβίδας εξαγωγής, ενώ ένα άλλο τμήμα θα αναμιχθεί με τα καυσαέρια και τμήμα του θα απομακρυνθεί διαμέσου τη βαλβίδας εξαγωγής. Το σημαντικότερο ποσοστό του αέρα εισαγωγής θα παραμείνει στον κύλινδρο. Η ελαττωματική σάρωση συνιστά σημαντικό πρόβλημα.

Υπάρχουν τέσσερις βασικοί τρόποι να γίνει η σάρωση, όπως φαίνεται και στην Εικόνα 3: reverse flow, cross flow, loop low και uni flow. Στον κινητήρα RTflex58T-B της παρούσας μελέτης η σάρωση γίνεται με χρήση της τεχνικής uni flow.

[Ferguson, 1986]



Εικόνα 3: Σχηματική απεικόνιση διαφορετικών τεχνικών σάρωσης.

2.3 Καύση στους κινητήρες Diesel

Η σημαντικότερη φάση του κύκλου λειτουργίας του κινητήρα είναι η καύση. Με την παραδοχή της τέλει καύσης, τα παραγόμενα καυσαέρια περιέχουν διοξείδιο του άνθρακα, νερό και άζωτο. Πιο συγκεκριμένα, ανάλογα με τον αριθμό των ατόμων του άνθρακα στο μόριο του καυσίμου και υποθέτοντας καύσιμο έναν υδρογονάνθρακα τύπου $C_{\alpha}H_{\beta}O_{\gamma}N_{\delta}$ η εξίσωση που αναπαριστά την τέλεια καύση είναι η εξής:



Ωστόσο η καύση σπάνια είναι τέλεια, και για αυτό τον λόγο προκύπτουν ρύποι, οι σημαντικότεροι εκ των οποίων είναι τα οξειδία του αζώτου (NO_x) και τα σωματίδια της αιθάλης (soot). Άλλοι σημαντικοί ρύποι είναι το μονοξείδιο του άνθρακα (CO) και οι άκαυστοι υδρογονάνθρακες.

Οι υδρογονάνθρακες χαρακτηρίζονται από υψηλή θερμογόνο δύναμη. Στον Πίνακα 1 παρουσιάζεται η θερμογόνος δύναμη διαφόρων οργανικών καυσίμων [Κυρτάτος, 1993], [Heywood, 1988].

Πίνακας 1: Θερμογόνος δύναμη καυσίμων.

<i>Petroleum and petroleum products</i>	<i>Gross calorific value</i> MJ kg ⁻¹
Diesel fuel	46
Gas oil	46
Heavy fuel oil	43
Kerosine	47
Light distillate	48
Light fuel oil	44
Medium fuel oil	43
Petrol	44.8–46.9

Η καύση στους κινητήρες Diesel αντίθετα με τους κινητήρες Otto είναι εν γένει καύση διάχυσης, κάτι που περιπλέκει αισθητά τη μελέτη της. Επιπροσθέτως, η μελέτη της καύσης διαφοροποιείται από τον ένα κινητήρα στον άλλο διότι εξαρτάται από χαρακτηριστικά όπως η εξέλιξη της δέσμης του καυσίμου, ο σχεδιασμός του θαλάμου καύσης και του συστήματος τροφοδοσίας, η κατάσταση λειτουργίας και φυσικά τα χαρακτηριστικά του καυσίμου.

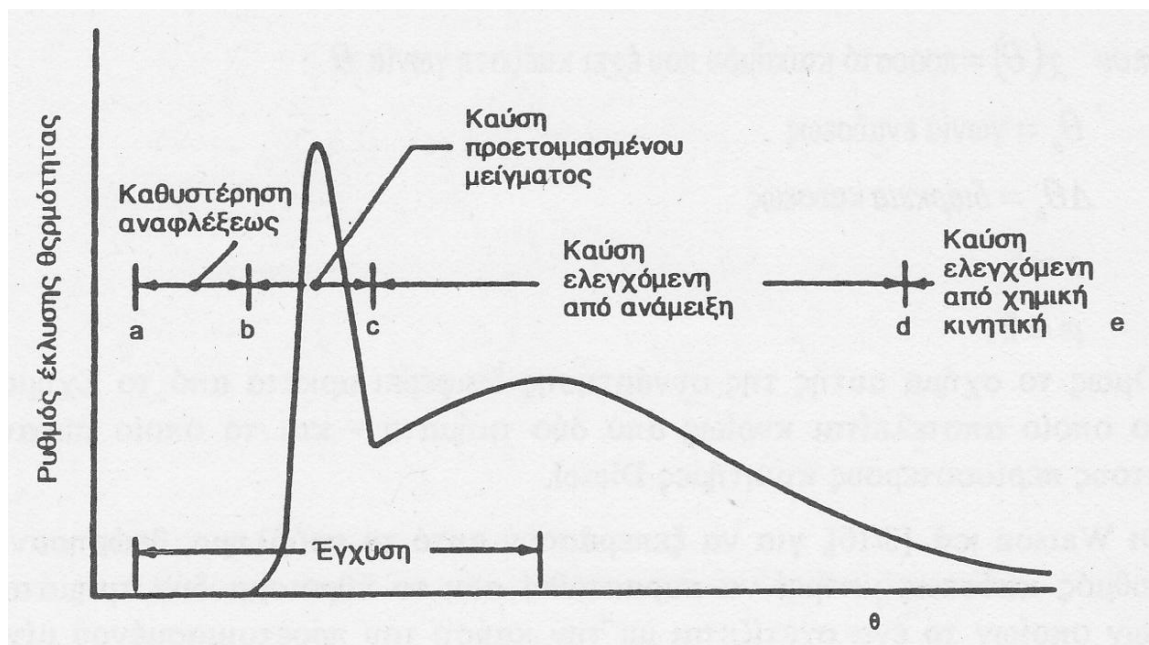
Παρά το γεγονός ότι τα παραπάνω καθιστούν τη δημιουργία ενός μοντέλου ανάλυσης της καύσης των κινητήρων Diesel προσεγγιστική, υπάρχει μια γενικά επιτυχημένη μέθοδος η οποία προτάθηκε από τον Lyn [Lyn, 1962] και προσεγγίζει την καύση ως μια διαδικασία έκλυσης θερμότητας. Με βάση αυτή τη μέθοδο, η καύση περιγράφεται με τη βοήθεια ενός διαγράμματος ρυθμού έκλυσης θερμότητας, χωρισμένου σε 4 περιοχές, [Κυρτάτος, 1993], [Heywood, 1988], [Φραγκόπουλος, 2009]:

ab: Καθυστέρηση ανάφλεξης. Πρόκειται για την περίοδο που μεσολαβεί μεταξύ της εγχύσεως του καυσίμου και της καύσης, και αντιστοιχεί αφ' ενός στην ανάμιξη των συστατικών και αφ' ετέρου στην κινητική των αντιδράσεων.

bc: Καύση προετοιμασμένου μίγματος. Το μίγμα καυσίμου-αέρα έχει πλέον με το πέρασ της φάσης ab αναμιχθεί πλήρως, και στη φάση αυτή καίγεται απότομα.

cd: Καύση μέσω διαχύσεως. Στη φάση αυτή έχει καεί όλο το συγκεντρωμένο μίγμα αέρα-καυσίμου, και πλέον ο ρυθμός της καύσης εξαρτάται από τον ρυθμό δημιουργίας νέου μίγματος του αέρα με το εγχεόμενο καύσιμο.

de: Τελευταίο τμήμα της καύσεως. Περίοδος καθυστερημένης καύσης προς το τέλος ης φάσης της εκτόνωσης.



Διάγραμμα 2: Σχηματική απεικόνιση διαγράμματος έκλυσης θερμότητας κινητήρα Diesel [Κυρτάτος, 1993].

2.4 Παραγωγή ρύπων

Η διαρκής ενημέρωση και αυστηροποίηση των νόμων που αφορούν στις εκπομπές ρύπων από πλοία απαιτεί να δημιουργούνται συνεχώς βελτιωμένες μηχανές με υψηλότερο βαθμό απόδοσης. Η ορθή πρόβλεψη των αναπτυσσόμενων θερμοκρασιών κατά την καύση αποτελεί ζήτημα ουσιώδους σημασίας, καθώς ανάλογα με αυτή πραγματοποιούνται αντιδράσεις για δημιουργία επιβλαβών αερίων τόσο για το περιβάλλον όσο και για τον άνθρωπο. Η ακριβής πρόβλεψη της μεταφοράς θερμότητας από τον κύλινδρο θα βοηθούσε συνεπώς και στην ελαχιστοποίηση των παραγόμενων ρύπων.

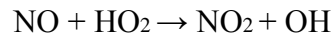
Οι σημαντικότεροι ρύποι οι οποίοι σχηματίζονται κατά την καύση σε έναν κινητήρα diesel είναι τα NO_x και τα σωματίδια αιθάλης. Σημειώνεται ότι η παραγωγή μονοξειδίου του άνθρακα δεν μελετάται λεπτομερώς, καθώς κάθε καλά ρυθμισμένη μηχανή Diesel έχει πολύ χαμηλές εκπομπές CO [Stone, 1999].

NO_x

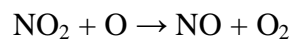
Η δημιουργία των οξειδίων του αζώτου εξαρτάται κατά κύριο λόγο από την τοπική θερμοκρασία, την τοπική συγκέντρωση του οξυγόνου και τη διάρκεια της καύσης. Στους κινητήρες Diesel, το σημαντικότερο τμήμα των οξειδίων του αζώτου (συχνά, πάνω από 90%) αποτελείται από μονοξείδιο του αζώτου. Συγκεκριμένα στο πλαίσιο της παρούσας μελέτης του κινητήρα RTflex58T-B η τελική σύνθεση των NO_x αντιστοιχεί σε 96% NO και 4% NO₂.

Το μονοξειδίο του αζώτου σχηματίζεται μέσω οξείδωσης του μοριακού αζώτου είτε στην περιοχή των καυσαερίων (θερμικό NO), είτε στην περιοχή της φλόγας (άμεσο NO). Το θερμικό NO αποτελεί την κύρια πηγή NO και οφείλεται στην αντίδραση του οξυγόνου με το άζωτο, η οποία μπορεί να πραγματοποιηθεί μόνο σε πολύ υψηλές θερμοκρασίες. Στον κύλινδρο υπάρχει περίσσεια αέρα, και συνεπώς άφθονη ποσότητα τόσο αζώτου όσο και οξυγόνου στα καυσαέρια. Αντίθετα, το άμεσο NO σχηματίζεται στην περιοχή της φλόγας.

Το διοξειδίο του αζώτου είναι σημαντικά τοξικότερο από το NO. Προκύπτει από την αντίδραση του μονοξειδίου του αζώτου με την ρίζα HO₂ σύμφωνα με την αντίδραση:



Επιπλέον, το διοξειδίο του αζώτου παρουσία υπεριώδους ακτινοβολίας οδηγεί στον σχηματισμό όζοντος (O₃), ουσία επίσης ιδιαίτερα τοξικής για τον άνθρωπο. Ωστόσο όπως έχει ήδη αναφερθεί, η τελική συγκέντρωση του NO₂ είναι πολύ μικρότερη από αυτή του NO. Αυτό οφείλεται και στο γεγονός ότι το NO₂ στην περιοχή των καυσαερίων αντιδρά και πάλι με το ατομικό οξυγόνο, και μετατρέπεται σε NO.



[Ρακόπουλος, 1998], [Heywood, 1988], [Φραγκόπουλος, 2008].

Σωματίδια αιθάλης

Τα σωματίδια της αιθάλης είναι στερεά συσσωματώματα πλούσια σε άνθρακα που σχηματίζονται σε ειδικές συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας σε μίγματα υψηλής περιεκτικότητας σε καύσιμο, όπως για παράδειγμα στη δέσμη του εγχεόμενου καυσίμου. Ισχυρός παράγοντας που επηρεάζει την παραγωγή σωματιδίων αιθάλης είναι ο τύπος του καυσίμου.

Τα σωματίδια της αιθάλης ευθύνονται για καρκινογενέσεις και είναι ιδιαίτερα βλαβερά για τον άνθρωπο. Τα σωματίδια με διάμετρο μικρότερη του 2.5μm είναι δυνατόν να εισέλθουν από τις αναπνευστικές οδούς και να προσκολληθούν στους πνεύμονες. Δυστυχώς, έχει αποδειχθεί ότι πάνω από το 90% των σωματιδίων που εκπέμπονται στο κύκλο της καύσης έχουν μέγεθος ικανό να διαπεράσει τις άμυνες του ανθρώπινου οργανισμού. Ωστόσο, τα σωματίδια της αιθάλης έχουν ένα συγκριτικό πλεονέκτημα συγκρινόμενα με τα NO_x, καθώς σε μεγάλες συγκεντρώσεις είναι ορατά με τη μορφή πυκνού μαύρου καπνού, βλ. Εικόνα 4.



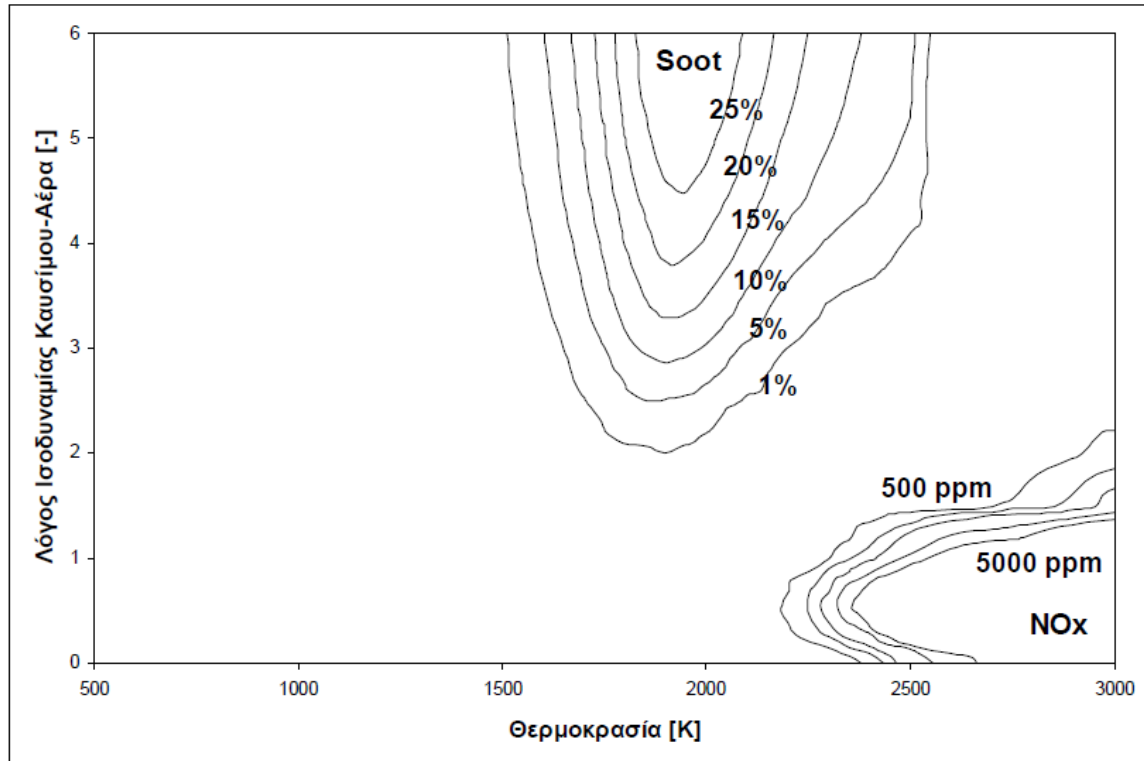
Εικόνα 4: Πυκνός μαύρος καπνός πλούσιος σε αιθάλη

Οι αρχικοί πυρήνες της αιθάλης αποτελούνται από συσσωματώματα μορίων άνθρακα, τα οποία προέρχονται από την πυρόλυση και την ατελή καύση του καυσίμου. Στην συνέχεια υπόκεινται σε επιφανειακή επέκταση εξαιτίας της προσθήκης αιθινίου (C_2H_2) με συνέπεια να αποκτήσουν τρισδιάστατη μορφή. Κατόπιν, πραγματοποιείται σειρά αλυσιδωτών αντιδράσεων οι οποίες ενισχύουν περαιτέρω την επιφανειακή επέκταση, τη συσσώρευση και πιθανότατα τη δημιουργία νέων πυρήνων. Η διαδικασία αυτή συνεχίζεται μέχρι να εξαντληθούν οι πυρήνες ή μέχρι να μειωθεί η θερμοκρασία, καθιστώντας τις αντιδράσεις για τη δημιουργία της αιθάλης μη εφικτές. [Borman, 1988]

Ταυτόχρονα με τις ανωτέρω αλυσιδωτές αντιδράσεις πραγματοποιούνται και οι διεργασίες της οξειδωσης και της αφυδρογόνωσης. Οι δύο αυτές διεργασίες εξαρτώνται άμεσα από τις τοπικές θερμοκρασίες στον θάλαμο, και έχουν ως τελικό αποτέλεσμα την οξείδωση ενός τμήματος της παραγόμενης αιθάλης. Λόγω των πολύ υψηλών θερμοκρασιών που επικρατούν σε ένα κινητήρα Diesel, ο συνδυασμός των ανωτέρω διαδικασιών έχει ως αποτέλεσμα την οξείδωση έως και 90% (ή περισσότερο) της συνολικά παραγόμενης αιθάλης, με συνέπεια τα τελικώς διαφεύγοντα στην ατμόσφαιρα σωματίδια αιθάλης να είναι πολύ λιγότερα από τα συνολικώς παραγόμενα.

Συχνά κατά τη φάση της εκτόνωσης και εξαγωγής των καυσαερίων τα σωματίδια της αιθάλης, ανάλογα με τις συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας, απορροφούν μόρια από το περιβάλλον, όπως μεγάλα μόρια άκαυστων υδρογονανθράκων, νερό και άλλες ανόργανες ενώσεις όπως θεικές.

Στους κινητήρες Diesel, το πρόβλημα της μείωσης των εκπομπών σωματιδίων αιθάλης είναι στενά συνδεδεμένο με την ελαχιστοποίηση των εκπομπών οξειδίων του αζώτου. Στο Διάγραμμα 3, απεικονίζονται οι συγκεντρώσεις παραγωγής NO_x και soot, όπως προκύπτουν από προσομοιώσεις χημικής κινητικής, για διαφορετικούς συνδυασμούς συνθηκών θερμοκρασίας και λόγου ισοδυναμίας καυσίμου-αέρα (διάγραμμα T-φ), [Kitamura et al., 2002]. Όπως φαίνεται και από το Διάγραμμα 3, το οποίο αποτελεί ένα τυπικό παράδειγμα γραφήματος T-φ, σε υψηλές θερμοκρασίες (μεγαλύτερες των 2200K), η καύση εισέρχεται στην περιοχή παραγωγής NO_x , ενώ αν μειωθεί η θερμοκρασία προκειμένου αυτό να αποφευχθεί η καύση προκαλεί την παραγωγή σωματιδίων αιθάλης. Η αυστηρότητα των κανονισμών έχει οδηγήσει την σχεδίαση των κινητήρων να στοχεύει στο μεσοδιάστημα μεταξύ των δύο περιοχών παραγωγής ρύπων [Ρακόπουλος, 1998], [Heywood, 1988].



Διάγραμμα 3: Διάγραμμα T-φ, για πίεση 60 bar [Kitamura et al., 2002].

2.5 Χαρακτηριστικά του κινητήρα RT-flex58T-B

2.5.1 Τεχνικά χαρακτηριστικά

Ο κινητήρας που χρησιμοποιήθηκε στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας είναι ο δίχρονος βραδύστροφος υπερπληρούμενος κινητήρας Diesel RT-flex58T-B της κατασκευάστριας εταιρείας Wärtsilä Switzerland. Τα βασικά χαρακτηριστικά του κινητήρα παρουσιάζονται στον Πίνακα 2.

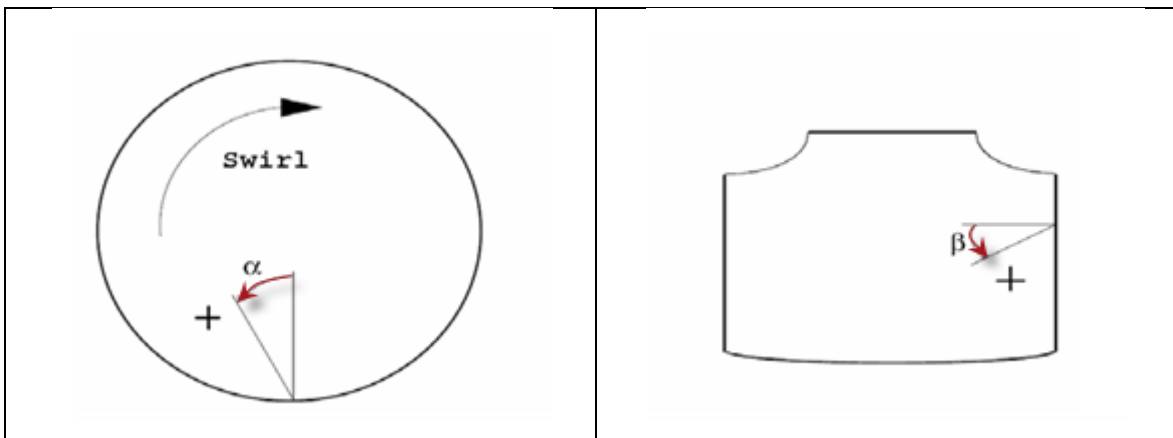
Πίνακας 2: Χαρακτηριστικά του κινητήρα RT-flex58T-B

Τύπος	RT-flex58T-B
Διάμετρος Εμβόλου	580 mm
Διαδρομή Εμβόλου	2416 mm
Ταχύτητα Περιστροφής	105 RPM
Μέση Ταχύτητα Εμβόλου	8.46 m/s
Κλείσιμο Βαλβίδας Εξαγωγής (από ΑΝΣ)	-96°
Άνοιγμα Βαλβίδας Εξαγωγής (από ΑΝΣ)	120°
Σύστημα Έγχυσης	Κοινού Συλλέκτη - CRS
Αριθμός Εγχυτήρων/ Οπές ανά Εγχυτήρα	3/5
Έναρξη Έγχυσης	2°
Διάρκεια Έγχυσης	15.2°
Μέση Ενδεικνύμενη Πίεση	19 bar
Μέγιστη Ισχύς ανά Κύλινδρο	2125 KW

Ο κινητήρας λειτουργεί με περίσσεια αέρα, συγκεκριμένα με συνολικό λόγο ισοδυναμίας καυσίμου-αέρα $\phi_{total} = 0.511$ [Κοντούλης, 2008].

2.5.2 Εγχυτήρες

Ο κινητήρας διαθέτει τρεις εγχυτήρες τοποθετημένους συμμετρικά ανά 120° στην περιφέρεια του καπακιού του κυλίνδρου. Ο κάθε εγχυτήρας διαθέτει 5 οπές για καλύτερο διασκορπισμό του spray του καυσίμου. Η γωνία της έγχυσης καθορίζεται από τις γωνίες α και β οι οποίες φαίνονται στην Εικόνα 5. Η προσήμανση των γωνιών έγχυσης του παρόντος κινητήρα παρουσιάζεται στον Πίνακα 3. Παρατηρείται ότι η κατεύθυνση της έγχυσης γενικά ταυτίζεται με την κατεύθυνση του εγκάρσιου στροβιλισμού. Με τον όρο εγκάρσιος στροβιλισμός (swirl) εννοούμε την εισαγωγή του αέρα σάρωσης στον κύλινδρο με επαπτομενική συνιστώσα ταχύτητας. Με την ύπαρξη του εγκάρσιου στροβιλισμού επιτυγχάνεται καλύτερη απόπλυση του κυλίνδρου από τα καυσαέρια, ενώ ταυτόχρονα γίνεται καλύτερη ανάμιξη του αέρα με το καύσιμο, κάτι που με την σειρά του οδηγεί σε καλύτερη ποιότητα καύσης. Με την καλύτερη ποιότητα καύσης επιτυγχάνεται μεγαλύτερη εκμετάλλευση της εκλυόμενης ενέργειας, με συνέπεια την αύξηση του βαθμού απόδοσης του κινητήρα, τη μείωση των εκπεμπόμενων ρύπων (οξειδία του αζώτου, σωματίδια αιθάλης) και την καλύτερη απόπλυση [Ανδρεάδης, 2008].



Εικόνα 5: Γωνίες α και β που καθορίζουν την κατεύθυνση έγχυσης του καυσίμου από μία οπή του εγχυτήρα [Κοντούλης, 2008].

Πίνακας 3: Προσέλιση προσανατολισμού εγχυτήρων

Αριθμός οπής	1	2	3	4	5
Γωνία α	-	+	+	+	+
Γωνία β	+	+	+	+	+

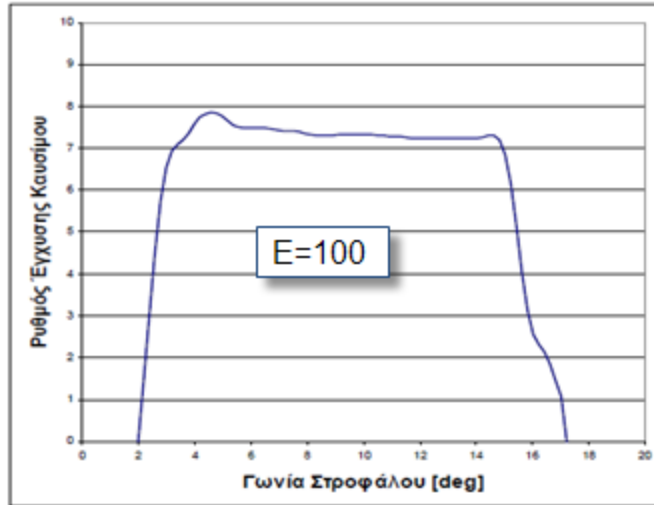
2.5.3 Προφίλ έγχυσης

Το προφίλ της έγχυσης σε πλήρες φορτίο έχει προκύψει από πειράματα της κατασκευάστριας εταιρίας για τον συγκεκριμένο κινητήρα. Αυτό το προφίλ παρουσιάζεται στο Διάγραμμα 4, αδιαστατοποιημένο ως προς τη συνολική μάζα του εγχέομένου καυσίμου. Με άλλα λόγια, ο ρυθμός έγχυσης δίνεται από την σχέση:

$$\text{mass injection rate} = \frac{dm}{d\varphi} \cdot \frac{100}{m_{total}} \quad (1)$$

Όπου $\frac{dm}{d\varphi}$: παροχή εγχέομένου καυσίμου ανά γωνία στρόφαλου

m_{total} : συνολική μάζα του καυσίμου ανά κύκλο λειτουργίας του κινητήρα.



Διάγραμμα 4: Προφύλ. έγχυσης καυσίμου

3 Θεωρία μεταφοράς θερμότητας

3.1 Μεταφορά θερμότητας εντός του θαλάμου καύσης

3.1.1 Ενεργειακό ισοζύγιο

Σε έναν κινητήρα το ενεργειακό ισοζύγιο μπορεί να έχει την ακόλουθη μορφή:

$$\dot{m}_f \cdot h_f + \dot{m}_a \cdot h_a = P_b + \dot{Q}_{cool} + \dot{Q}_{misc} + (\dot{m}_f + \dot{m}_a) \cdot h_e \quad (2)$$

Όπου P_b είναι η ωφέλιμη ισχύς

\dot{Q}_{cool} είναι η αποδιδόμενη θερμική ισχύς στο ψυκτικό μέσο

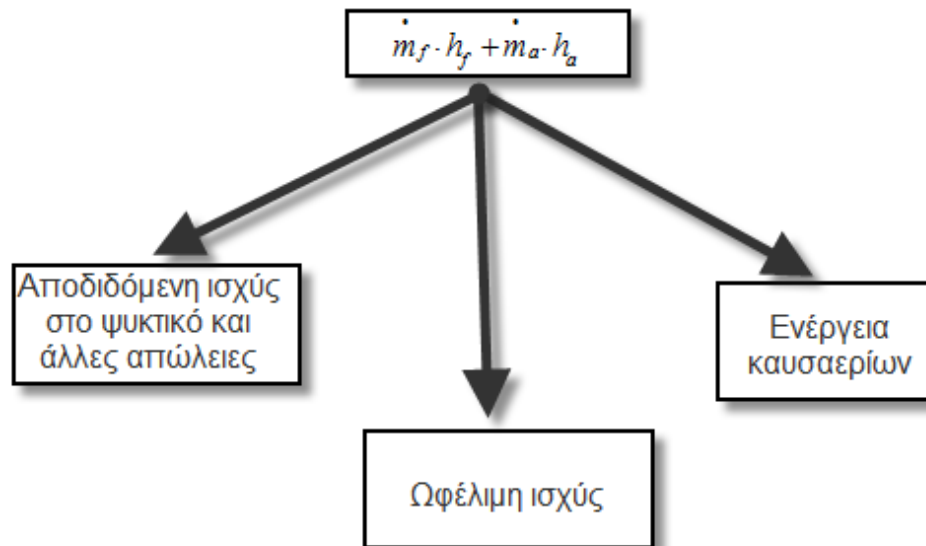
\dot{Q}_{misc} συνίσταται από τους ακόλουθους παράγοντες: αποδιδόμενη θερμική ισχύς στο λάδι εάν αυτό ψύχεται ανεξάρτητα, μεταφερόμενη θερμική ισχύς λόγω συναγωγής και μεταφερόμενη θερμική ισχύς λόγω ακτινοβολίας

h_e είναι η ενθαλπία των καυσαερίων

\dot{m}_f, \dot{m}_a η εισαγόμενη μάζα καυσίμου και αέρα

Ωστόσο η ροή θερμότητας εντός του κινητήρα είναι αρκετά πιο πολύπλοκη όπως παρουσιάζεται στο Διάγραμμα 5 [Heywood, 1988].

Για τον κινητήρα RTflex58-T, παρουσιάζονται στοιχεία σχετικά με το ενεργειακό ισοζύγιο στον Πίνακα 4.



Διάγραμμα 5: Ενεργειακό ισοζύγιο κινητήρα.

Πίνακας 4: Στοιχεία αναφορικά με τη μεταφορά θερμότητας στον κινητήρα RTflex58-T [Wärtsilä Switzerland].

Cost-optimised engines (fitted with ABB TPL-B turbochargers)														
General data		Number of cylinders	5		6		7		7		8			
Speed: 105 rpm		Engine power	11 300		13 560		15 820		15 820		18 080			
Number and type of turbochargers		ABB TPL	1 x 77-B12		1 x 80-B11		1 x 80-B12		2 x 73-B12		2 x 77-B11			
Cylinder cooling (HT)		heat dissipation	1602		1934		2300		2255		2493			
Fresh water flow			94		114		135		133		147			
Fresh water temperature		engine in/out	70.0/85.0		70.0/85.0		70.0/85.0		70.0/85.0		70.0/85.0			
Scavenge air cooler (LT)		heat dissipation	4152		4936		5758		5810		6674			
Fresh water flow			193		193		201		290		386			
Fresh water temperature		cooler in/out	36.0/54.6		36.0/58.2		36.0/60.8		36.0/53.4		36.0/51.0			
Scavenge air		mass flow	81224		97469		113714		113714		129959			
Lubricating oil cooler		heat dissipation *1)	962		1182		1359		1361		1578			
Oil flow *1)			155		180		203		204		229			
Oil temperature		cooler in/out	57.6/45.0		58.4/45.0		58.7/45.0		58.6/45.0		59.0/45.0			
Fresh water flow			83		102		118		118		137			
Fresh water temperature		cooler in/out	36.0/46.0		36.0/46.0		36.0/46.0		36.0/46.0		36.0/46.0			
Mean log. temperature difference			10.3		10.6		10.7		10.7		10.9			
Central cooler		heat dissipation	6717		8052		9417		9425		10745			
Fresh water flow			276		295		319		408		523			
Fresh water temperature		cooler in/out	57.1/36.0		59.7/36.0		61.7/36.0		56.1/36.0		53.9/36.0			
Sea-water flow			328		393		459		460		524			
Sea-water temperature		cooler in/out	32.0/50.0		32.0/50.0		32.0/50.0		32.0/50.0		32.0/50.0			
Mean log. temperature difference			5.4		6.4		7.2		5.0		3.9			
Exhaust gas		heat dissipation *2)	2796		3355		3914		3914		4473			
Mass flow			81972		98367		114761		114761		131156			
Temperature after turbine			290		290		290		290		299			
Engine radiation			119		137		155		155		171			
Starting air *3)		at design pressure	30		30		30		30		30			
Bottle (2 units)		capacity each	2.3		2.5		2.7		2.7		3.2			
Air compressor (2 units)		capacity each	70		80		85		85		95			
Pump capacities / delivery head *4)			m ³ /h		bar		m ³ /h		bar		m ³ /h		bar	
Lubricating oil			155		6.2		180		6.2		203		6.2	
Crosshead lubricating oil			25		7.5		30		7.5		35		7.5	
High temperature circuit (cylinder cooling)			94		3.0		114		3.0		135		3.0	
Low temperature circuit			276		2.5		295		2.5		319		2.5	
Fuel oil booster			5.1		6.5		6.1		6.5		7.1		6.5	
Fuel oil feed			2.8		5.0		3.4		5.0		4.0		5.0	
Sea-water			328		2.2		393		2.2		459		2.2	

Remark: *1) Excluding heat and oil flow for damper and PTO gear
 *2) Available heat for boiler with gas outlet temperature 170°C and temperature drop 5°C from turbine to boiler.
 *3) For 12 starts and refilling time 1 hour at a relative inertia of 1.3 (see section F2.4).
 *4) Pressure difference across pump (final delivery head must be according to the actual piping layout).

3.1.2 Μεταφορά θερμότητας σε μηχανές εσωτερικής καύσης

Η κατανόηση του προβλήματος που προσπαθούμε να επιλύσουμε απαιτεί την διάσπαση αυτού στα επιμέρους τμήματα που το απαρτίζουν. Έτσι, τα υποσυστήματα στα οποία έχουμε μεταφορά θερμότητας είναι το σύστημα εισαγωγής και το σύστημα εξαγωγής. Ένα τρίτο υποσύστημα το οποίο είναι και το σημαντικότερο είναι ο θάλαμος καύσης. Ένα τέταρτο υποσύστημα είναι το σύστημα ψύξης, στο οποίο έχουμε μεταφορά θερμότητας με συναγωγή. Σε ορισμένα πολύ θερμά σημεία μάλιστα είναι δυνατόν το ψυκτικό να φτάνει στο σημείο βρασμού του. Το πέμπτο υποσύστημα είναι το λιπαντικό έλαιο, που χρησιμοποιείται για την ψύξη του κάτω τμήματος του εμβόλου, και παίζει καθοριστικό ρόλο στην αναπτυσσόμενη τριβή μεταξύ των δακτυλίων του εμβόλου και

του τοιχώματος [Livanos & Kyrtatos, 2007]. Η θερμότητα που δημιουργείται από την τριβή αυτή είναι σημαντικό κλάσμα της συνολικά μεταφερόμενης θερμότητας μεταξύ του εμβόλου και του κυλίνδρου. Τέλος, το έκτο και τελευταίο υποσύστημα αποτελείται από τα στερεά μέρη της μηχανής που υπάρχουν για να εξυπηρετούν τα υπόλοιπα πέντε υποσυστήματα. Τα μέρη αυτά υποβάλλονται πρωταρχικά σε τρισδιάστατη, διαρκώς μεταβαλλόμενη μεταφορά θερμότητας. Η διαρκής αυτή μεταβολή οφείλεται αφ' ενός στις ταχείες διακυμάνσεις των ιδιοτήτων της εσωτερικής επιφάνειας του κυλίνδρου, αφ' ετέρου στις βραδύτερες και παροδικότερες μεταβολές που οφείλονται στις αλλαγές του φορτίου και της ταχύτητας. Η συνεχής αποθήκευση και απελευθέρωση θερμότητας στις δύο προαναφερθείσες συχνότητες οδηγεί σε μεγάλη απώλεια ενέργειας, καθώς η ενέργεια απορροφάται σε υψηλές θερμοκρασίες αλλά απελευθερώνεται σε χαμηλές. Στην παραπάνω υποδιαίρεση έχουν παραληφθεί κάποια τμήματα του κινητήρα, όπως ο υπερπληρωτής ή ο ενδιάμεσος ψύκτης (intercooler), τα οποία μπορούν να αποτελέσουν από μόνα τους σύστημα και δεν περιορίζονται αποκλειστικά στους κινητήρες.

Η θερμότητα η οποία μεταφέρεται από το εσωτερικό του κυλίνδρου προς τα έξω είναι πολύ σημαντικός παράγοντας, τόσο για την απόδοση της μηχανής όσο και για την βιωσιμότητά της. Συνήθως η μέγιστη θερμοκρασία που αναπτύσσεται στο εσωτερικό του θαλάμου καύσης είναι της τάξεως των 2500 βαθμών Kelvin. Το γεγονός αυτό σε συνδυασμό με τις χαμηλές κατά βάση θερμοκρασίες των τοιχωμάτων μπορεί να οδηγήσει σε επίπεδα ειδικής θερμοροής μέχρι και 10 MW/m^2 κατά τη φάση της καύσης [Heywood, 1988]. Επίσης, η ροή της θερμότητας εκτός από τη χρονική στιγμή που μετράται κατά τον κύκλο λειτουργίας του κινητήρα εξαρτάται και από το σημείο μέσα στον κύλινδρο. Έτσι, είναι σαφές ότι μετά το Άνω Νεκρό Σημείο και πιο συγκεκριμένα μετά την ανάφλεξη του καυσίμου προκύπτουν πολύ υψηλότερες θερμοκρασίες, άρα και πολύ μεγαλύτερη ροή θερμότητας, από αυτές κατά τη φάση της συμπίεσης. Επιπλέον, εντός του κυλίνδρου δεν έχουν όλες οι περιοχές την ίδια θερμοκρασία. Έτσι περιοχές που έρχονται σε επαφή με κινούμενες μάζες θερμών καυσαερίων εμφανίζουν υψηλές θερμικές ροές. Στην πραγματικότητα, περιοχές που απέχουν μόλις 1 cm, είναι δυνατόν να έχουν διαφορές στην θερμική ροή τους έως και 5 MW/m^2 . Στις περιοχές αυτές είναι σημαντικό να διατηρούνται οι θερμοκρασίες σε επίπεδα κάτω από εκείνα που προκαλούν θραύση από κόπωση.

Η μεταφορά θερμότητας που προκύπτει επηρεάζει εκτός των παραπάνω και την αποδοτικότητα του κινητήρα, αλλά και τις εκπομπές των ρύπων στην ατμόσφαιρα, οι οποίες είναι άμεση συνέπεια των σχηματιζόμενων θερμοκρασιών κατά τη διάρκεια της καύσης. Γενικά, υψηλότερη μεταφορά θερμότητας προς τα τοιχώματα οδηγεί σε μικρότερη μέση θερμοκρασία και μικρότερο έργο που μεταφέρεται στο έμβολο σε κάθε κύκλο. Ένας ακόμη παράγοντας που επηρεάζει την αποδοτικότητα του κινητήρα είναι και η θερμοκρασία των καυσαερίων σε περίπτωση που χρησιμοποιούνται συσκευές ανάκτησης ενέργειας, όπως για παράδειγμα οι στροβιλο-υπερπληρωτές. Ταυτόχρονα, η αύξηση της θερμοκρασίας του αέριου μίγματος θα έχει ως αποτέλεσμα και την αύξηση της τριβής με το τοίχωμα, άρα και τις απαιτήσεις του κινητήρα από το ψυκτικό σύστημα. Από τα παραπάνω συμπεραίνεται ότι η δυνατότητα πρόβλεψης των θερμικών απωλειών είναι μια σημαντική συνιστώσα του σχεδιασμού του κινητήρα.

3.1.3 Τρόποι μεταφοράς θερμότητας

Η μεταφορά θερμότητας εντός του κινητήρα (και γενικότερα) γίνεται με τρεις τρόπους.

I. Μεταφορά θερμότητας με αγωγή

Η θερμότητα μεταφέρεται μέσω μοριακών κινήσεων σε στερεά και ακίνητα ρευστά ως αποτέλεσμα της ύπαρξης μίας κλιμακωτής μεταβολής της θερμοκρασίας. Στον κινητήρα έχουμε μεταφορά θερμότητας με αγωγή μεταξύ της κορυφής και των τοιχωμάτων του κυλίνδρου και του εμβόλου, μεταξύ των προστατευτικών δακτυλίων του εμβόλου και των τοιχωμάτων.

Η σχέση η οποία δίνει τη μεταφερόμενη θερμική ισχύ ανά μονάδα επιφάνειας είναι γνωστή ως νόμος του Fourier [Heywood, 1988]:

$$\dot{q} = -k \cdot \nabla \cdot T \quad (3)$$

όπου k είναι ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας.

II. Μεταφορά θερμότητας με συναγωγή

Στον κινητήρα, υπάρχει μεταφορά θερμότητας με συναγωγή ανάμεσα σε κινούμενα ρευστά και στερεές επιφάνειες. Πιο συγκεκριμένα, μεταξύ των καυσαερίων εντός του θαλάμου καύσης και των τοιχωμάτων του χιτωνίου, των βαλβίδων, του εμβόλου, και του καπακιού του κυλίνδρου. Ακόμα, θερμότητα μεταφέρεται από την κορυφή του κυλίνδρου και τα τοιχώματα αυτού προς το λιπαντικό, και από το έμβολο προς το λιπαντικό ή άλλο ψυκτικό αυτού. Σε προβλήματα συναγωγής, εάν T_w είναι η θερμοκρασία της επιφάνειας του τοιχώματος και T_a η θερμοκρασία του ρευστού μακράν αυτής, η ειδική θερμοροή δίδεται από τη βασική σχέση:

$$\dot{q} = h_c \cdot (T_a - T_w) \quad (4)$$

όπου h_c είναι ο συντελεστής συναγωγής.

III. Μεταφορά θερμότητας μέσω ακτινοβολίας

Η ανταλλαγή θερμότητας μέσω ακτινοβολίας γίνεται μέσω της εκπομπής και απορρόφησης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων. Τα μήκη κύματος για τα οποία η ενέργεια μετατρέπεται σε θερμότητα είναι στην περιοχή του ορατού φωτός για $0.4 - 0.7 \mu\text{m}$, και στην υπέρυθρη περιοχή για $0.7 - 40 \mu\text{m}$ [Heywood, 1988]. Μεταφορά θερμότητας μέσω ακτινοβολίας γίνεται από τα θερμά καυσαέρια και την περιοχή της φλόγας προς τα τοιχώματα του κυλίνδρου, αλλά και από τις θερμές εξωτερικές επιφάνειες του κινητήρα προς το περιβάλλον. Υπενθυμίζεται ότι η θεωρία της εκπομπής ακτινοβολίας προκύπτει από την θεωρία του «μέλανος σώματος». Συγκεκριμένα, το «μέλαν σώμα» είναι ένα αντικείμενο το οποίο εκπέμπει και απορροφά το ίδιο καλά ακτινοβολία όλων των μηκών κύματος, και στο οποίο υπάρχει μηδενική ανάκλαση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Η μεταφορά θερμότητας από ένα επίπεδο «μέλαν σώμα» θερμοκρασίας T_1 σε ένα άλλο θερμοκρασίας T_2 , με την προϋπόθεση ότι δεν παρεμβάλλεται κάποιο άλλο αντικείμενο ικανό να απορροφήσει ακτινοβολία στην μεταξύ τους απόσταση, είναι:

$$\dot{q} = \sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4) \quad (5) \text{ [Heywood, 1988]}$$

όπου $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$ είναι η σταθερά Stefan-Boltzmann.

Τα θερμά αέρια που προκύπτουν από την καύση απέχουν πολύ από το ιδανικό μελαν σώμα, και εκπέμπουν ακτινοβολία σε συγκεκριμένο εύρος μήκους κύματος. Επίσης, η ανταλλαγή ακτινοβολίας δεν γίνεται ανάμεσα σε επίπεδες επιφάνειες. Η απόκλιση αυτή από το ιδανικό «μέλαν σώμα» αντιμετωπίζεται με χρήση δύο διορθωτικών συντελεστών στη σχέση (5), του παράγοντα εκπομπής και του παράγοντα μορφής. Σημειώνεται ότι στην παρούσα εργασία η συνεισφορά της μεταφερόμενης θερμότητας μέσω ακτινοβολίας δεν λαμβάνεται υπόψη.

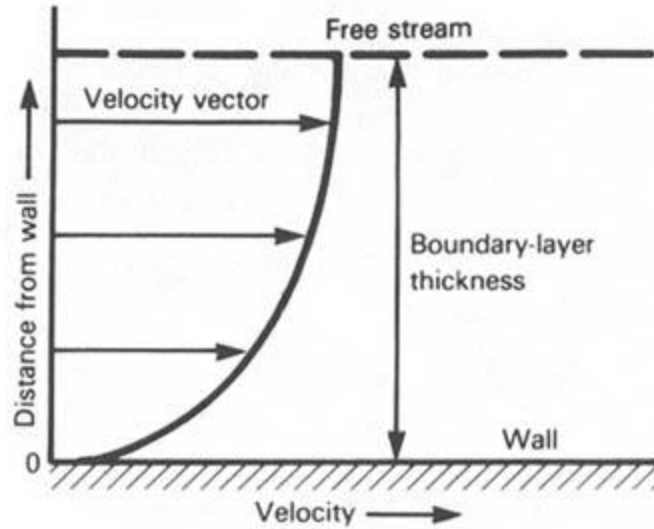
3.2 Θεωρία οριακού στρώματος

3.2.1 Ορισμός οριακού στρώματος

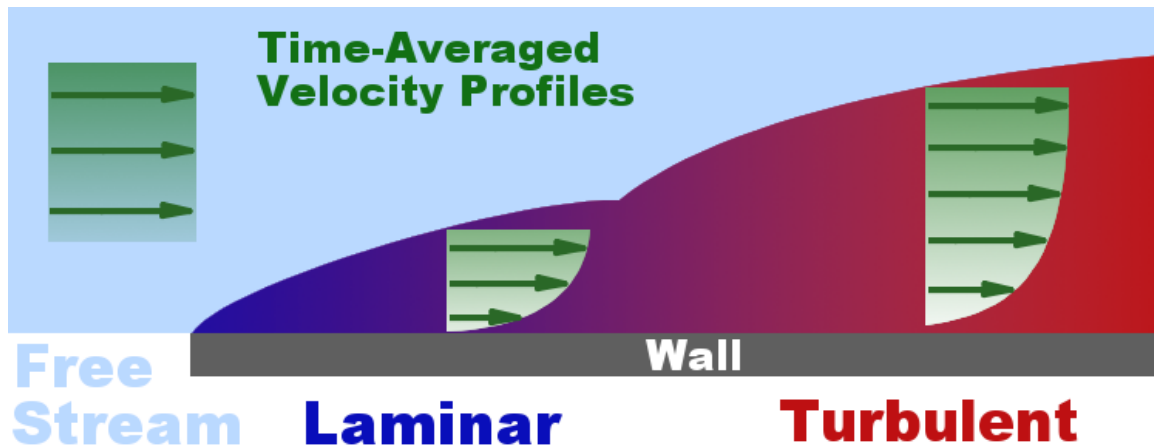
Η επίλυση του προβλήματος της κίνησης ενός συνεκτικού ρευστού γύρω από επιφάνειες και σώματα παρουσιάζει σημαντικά προβλήματα στην επίλυσή του, ακόμα και για απλές γεωμετρίες. Σπουδαία εξέλιξη στην προσπάθεια επίλυσης του προβλήματος υπήρξε η ανακάλυψη από τον Prandtl, το 1904, ότι η πραγματική επίδραση της συνεκτικότητας περιορίζεται σε μια πολύ λεπτή περιοχή πολύ κοντά στο σώμα, και ότι το υπόλοιπο πεδίο ροής μπορεί να θεωρηθεί μη συνεκτικό. Η θεωρία αυτή έχει αποδειχθεί ότι διευρύνεται ώστε κατά τον ίδιο ακριβώς τρόπο να συμπεριλαμβάνει και το θερμικό οριακό στρώμα, το οποίο μας απασχολεί στο πλαίσιο της μοντελοποίησης της μεταφοράς θερμότητας.

Η στενή περιοχή που ορίστηκε από τον Prandtl έχει ονομαστεί οριακό στρώμα, και μπορεί να υποβληθεί σε σχετικά απλή ανάλυση στο πλαίσιο κάποιων απλοποιητικών παραδοχών στις εξισώσεις διατήρησης. Μια θεμελιώδης παραδοχή εν προκειμένω είναι ότι, πάνω στην επιφάνεια του σώματος, η σχετική ταχύτητα του ρευστού σε σχέση με το σώμα είναι μηδενική. Η υπόθεση αυτή έχει αποδειχθεί ότι ευσταθεί, με εξαίρεση αέρια πολύ χαμηλών πιέσεων, όταν ο μέσος ελεύθερος δρόμος των μορίων του αερίου (mean free path) είναι πολύ μεγαλύτερος σε σχέση με μια χαρακτηριστική γεωμετρική διάσταση του σώματος. Συνεπώς, ως οριακό στρώμα μπορεί να οριστεί η περιοχή εκείνη στην οποία η ταχύτητα του ρευστού μεταβάλλεται από την τιμή της εξωτερικής ροής (free stream) μέχρι την τιμή μηδέν επάνω στην επιφάνεια του στερεού σώματος, βλ. Εικόνα 6. Αντίστοιχα, ως θερμικό οριακό στρώμα, ορίζεται η περιοχή εκείνη για την οποία η θερμοκρασία μεταβάλλεται από τη θερμοκρασία της εξωτερικής ροής μέχρι εκείνη της επιφάνειας του σώματος [Kays & Crawford, 1980]. Χαρακτηριστικό παράδειγμα ανάπτυξης οριακού στρώματος είναι η ροή γύρω από επίπεδη πλάκα. Εδώ, η δυναμική εξαρτάται από την τοπική τιμή του αριθμού Reynolds, που ορίζεται με βάση την ταχύτητα της ελεύθερης ροής, την απόσταση από την αρχή της πλάκας, και το κινηματικό ιξώδες του ρευστού. Για μεγάλες τιμές του αριθμού Reynolds (τάξης $5 \cdot 10^5$), η ροή γίνεται από στρωτή τυρβώδης, βλ. Εικόνα 7. Η μετάβαση σε τυρβώδη ροή

συνεπάγεται αύξηση της έντασης της μεταφοράς ορμής, και κατά συνέπεια αύξηση του πάχους του οριακού στρώματος (Εικόνα 7).



Εικόνα 6: Σχηματική απεικόνιση υδροδυναμικού οριακού στρώματος, και καθορισμός του πάχους αυτού.



Εικόνα 7: Σχηματική απεικόνιση της μετάβασης από στρωτό σε τυρβώδες οριακό στρώμα, στη ροή γύρω από επίπεδη πλάκα.

3.2.2 Θεωρία οριακού στρώματος

3.2.2.1 Καθορισμός πάχους οριακού στρώματος

Θεωρούμε το πρότυπο πρόβλημα της στρωτής ροής γύρω από επίπεδη πλάκα. Εκτός του οριακού στρώματος, οι δυνάμεις τριβής είναι κατά πολύ μικρότερες σε σχέση με τις δυνάμεις αδράνειας. Εντός του οριακού στρώματος, οι δύο κατηγορίες δυνάμεων μπορούν να θεωρηθούν ίδιας τάξης μεγέθους. Οι δυνάμεις αδράνειας ανά μονάδα όγκου είναι τάξης $\rho \cdot \frac{U^2}{l}$, όπου U η ταχύτητα της εξωτερικής ροής και l η τοπική απόσταση από την αρχή της πλάκας. Οι δυνάμεις τριβής ανά μονάδα όγκου είναι τάξης $\mu \cdot \frac{U}{\delta^2}$. Έτσι, ισχύει τελικά:

$$\mu \cdot \frac{U}{\delta^2} \sim \rho \cdot \frac{U^2}{l} \Rightarrow \delta \sim \sqrt{\frac{\mu \cdot l}{\rho \cdot U}} = \sqrt{\frac{\nu \cdot l}{U}} \quad (6)$$

Σύμφωνα με την τελική λύση που διατύπωσε ο Blasius, η παραπάνω εξίσωση γίνεται [Schlichting, 1987]:

$$\delta = 5 \cdot \sqrt{\frac{\nu \cdot l}{U}} \quad (7)$$

3.2.2.2 Στρωτό οριακό στρώμα

Στην περίπτωση που το οριακό στρώμα είναι στρωτό, δηλαδή ο αριθμός Reynolds είναι μικρός τότε το πρόβλημα του οριακού στρώματος μπορεί να διατυπωθεί με τη βοήθεια των ακόλουθων εξισώσεων διατήρησης.

- Εξίσωση συνέχειας

Θεωρούμε μια διδιάστατη ροή στο επίπεδο x - y . Σε αυτή, απομονώνουμε έναν όγκο ελέγχου, βλ. Διάγραμμα 7.

Τότε η εξίσωση διατήρησης της μάζας μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\text{Εκροή} = \left(G_y + \frac{\partial G_y}{\partial y} \right) \delta x + \left(G_x + \frac{\partial G_x}{\partial x} \right) \delta y \quad (7)$$

$$\text{Εισροή} = G_y \delta x + G_x \delta y \quad (8)$$

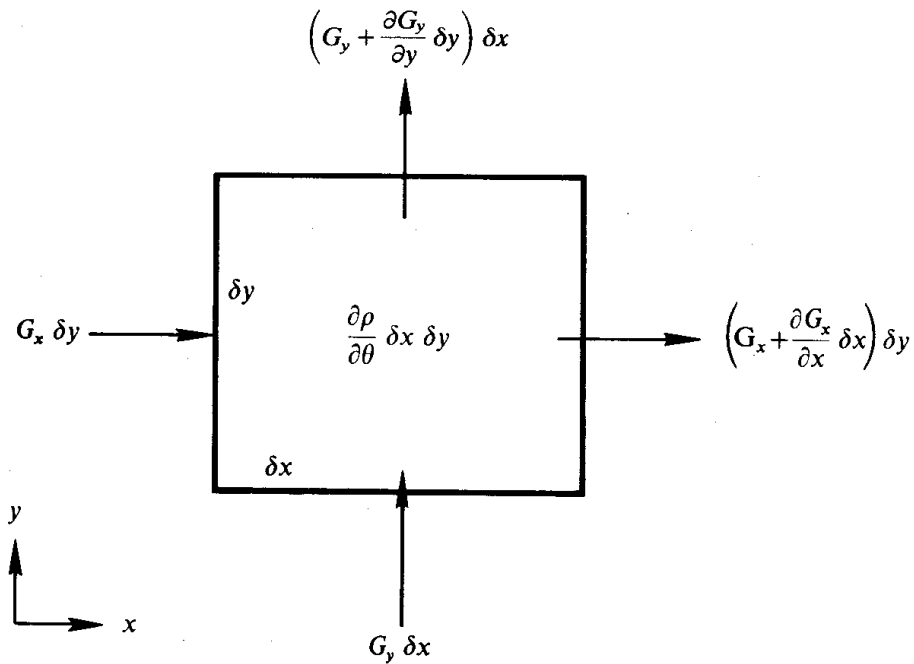
$$\text{Αύξηση της μάζας} = \frac{\partial \rho}{\partial t} \delta x \delta y \quad (9)$$

,όπου G : η ροή μάζας ανά μονάδα επιφανείας
 t : ο χρόνος

Συνεπώς, η εξίσωση συνέχειας για διδιάστατη ροή είναι:

$$\frac{\partial G_x}{\partial x} + \frac{\partial G_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (10)$$

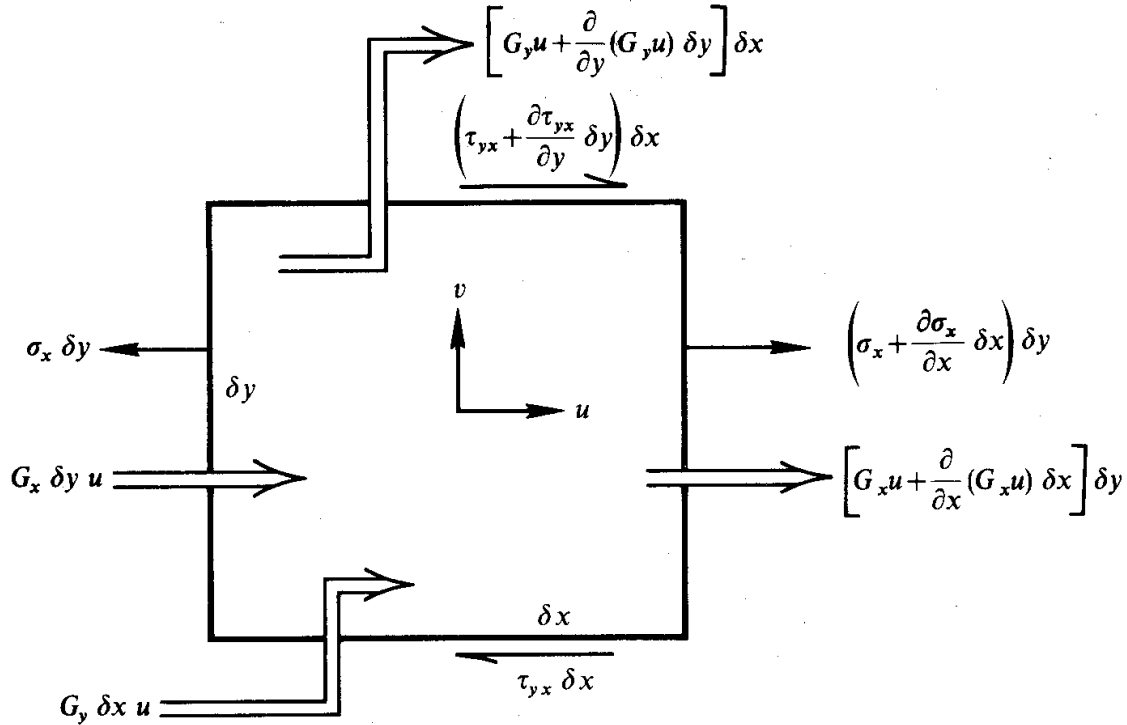
[Kays & Crawford, 1980]



Διάγραμμα 6: Όγκος ελέγχου για τη διατύπωση της εξίσωσης της συνέχειας [Kays & Crawford, 1980].

- Εξίσωση Ορμής

Χρησιμοποιώντας και πάλι έναν όγκο ελέγχου για την ορμή στην κατεύθυνση x :



Διάγραμμα 7: Όγκος ελέγχου για τη διατύπωση της εξίσωσης ορμής [Kays & Crawford, 1980].

$$\text{Εκροή ορμής} = \left(G_y \cdot u + \frac{\partial}{\partial y} (G_y \cdot u) \delta y \right) \delta x + \left(G_x \cdot u + \frac{\partial}{\partial x} (G_x \cdot u) \delta x \right) \delta y \quad (11)$$

$$\text{Εισροή ορμής} = (G_y \delta x) \cdot u + (G_x \delta y) \cdot u \quad (12)$$

Αύξηση της ορμής = 0

$$\text{Εξωτερικές δυνάμεις} = -\sigma_x \cdot \delta y - \tau_{xy} \cdot \delta x + \left(\sigma_x + \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} \delta x \right) \cdot \delta y + \left(\tau_{xy} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \delta y \right) \cdot \delta x \quad (13)$$

Συνδυάζοντας τις παραπάνω εξισώσεις με τις προσεγγίσεις του οριακού στρώματος:

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} = -\frac{dp}{dx} \quad (14)$$

$$\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} = -\frac{d}{dy} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right)$$

Δεδομένου ότι $G_x = \rho u$ και $G_y = \rho v$, προκύπτει η εξίσωση διατήρησης της ορμής του οριακού στρώματος:

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{dp}{dx} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (15)$$

[Kays & Crawford, 1980].

- Εξισώσεις Navier-Stokes

Εφαρμόζοντας την ίδια μεθοδολογία για τις εξισώσεις της ορμής, χωρίς ωστόσο να συμπεριληφθούν οι απλοποιήσεις του οριακού στρώματος, και συμπεριλαμβάνοντας τις εξωτερικές δυνάμεις και τις μεταβολές που λαμβάνουν χώρα με τον χρόνο, προκύπτει μια οικογένεια εξισώσεων η οποία περιγράφει αναλυτικά το πρόβλημα. Οι εξισώσεις αυτές είναι γνωστές ως εξισώσεις Navier-Stokes.

$$\left. \begin{aligned} \rho \cdot \frac{Du}{Dt} &= X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \cdot \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \text{div} V \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \cdot \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \\ \rho \cdot \frac{Dv}{Dt} &= Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \cdot \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \text{div} V \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \\ \rho \cdot \frac{Dw}{Dt} &= Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \cdot \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \text{div} V \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \cdot \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \end{aligned} \right\} (16)$$

με $X = \rho \cdot g_x$, $Y = \rho \cdot g_y$, $Z = \rho \cdot g_z$

[Kays & Crawford, 1980]

- Εξίσωση ενέργειας

Η μεταφορά θερμότητας μεταξύ ενός στερεού σώματος και ενός κινούμενου ρευστού αποτελεί ένα πρόβλημα το οποίο μπορεί να επιλυθεί με τη χρήση των αρχών της μηχανικής των ρευστών. Ταυτόχρονα με τη ροή του ρευστού υπάρχει και μεταφορά θερμότητας. Το προκύπτον θερμοκρασιακό πεδίο εξαρτάται άμεσα από το πεδίο ροής. Για τον υπολογισμό του θερμοκρασιακού πεδίου είναι απαραίτητο να συνδυαστούν οι εξισώσεις της ροής (διατήρηση μάζας και ορμής) με την εξίσωση διατήρησης της ενέργειας [Kays & Crawford, 1980].

Σε ένα συμπίεστο ρευστό, το ισοζύγιο της ενέργειας προκύπτει λαμβάνοντας υπόψη την εσωτερική ενέργεια, τη μεταφορά θερμότητας με αγωγή, τη μεταφορά με συναγωγή, την παραγόμενη θερμότητα λόγω τριβής, και το έργο του συμπιεζόμενου ρευστού. Στα παραπάνω μπορούν να προστεθούν όροι σχετιζόμενοι με την ακτινοβολία. Θεωρώντας έναν στοιχειώδη όγκο $dV = dx \cdot dy \cdot dz$ και μια στοιχειώδη μάζα $dM = \rho \cdot dV$, η ποσότητα θερμότητας που θα προστίθεται σε χρόνο dt στον παραπάνω όγκο θα αυξάνει την εσωτερική ενέργεια κατά dE_T και θα παράγει έργο dW .

Συνεπώς:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dE_T}{dt} + \frac{dW}{dt} \quad (17)$$

Στη σχέση (17) η θερμότητα που εισρέει στον όγκο ελέγχου έχει θετική προσήμανση. Αντίστοιχα, το έργο που αποδίδεται προς το περιβάλλον έχει επίσης θετική προσήμανση. Έχοντας αγνοήσει τον παράγοντα της ακτινοβολίας, η θερμική ροή μπορεί να συμβεί μόνο μέσω αγωγής και συναγωγής. Επίσης, αμελούνται όροι πηγής λόγω θερμικών αντιδράσεων. Σύμφωνα με τον νόμο του Fourier, η θερμική ροή ανά μονάδα επιφανείας και χρόνου είναι ανάλογη της διαφοράς θερμοκρασίας έτσι ώστε:

$$\frac{1}{A} \cdot \frac{dQ}{dt} = q = -k \cdot \frac{\partial T}{\partial n} \quad (18)$$

όπου το k είναι η θερμική αγωγιμότητα. Η προστιθέμενη θερμότητα λόγω αγωγής σε χρόνο dt είναι :

$$dQ = dt \cdot dV \cdot \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(k \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right\} \quad (19)$$

Η συνολική μεταβολή της ενέργειας στον όγκο ελέγχου, dE_T , προκύπτει ως άθροισμα της μεταβολής της εσωτερικής ενέργειας,

$$\frac{dE}{dt} = \rho \cdot \Delta V \cdot de \quad (20)$$

και της μεταβολής της κινητικής ενέργειας:

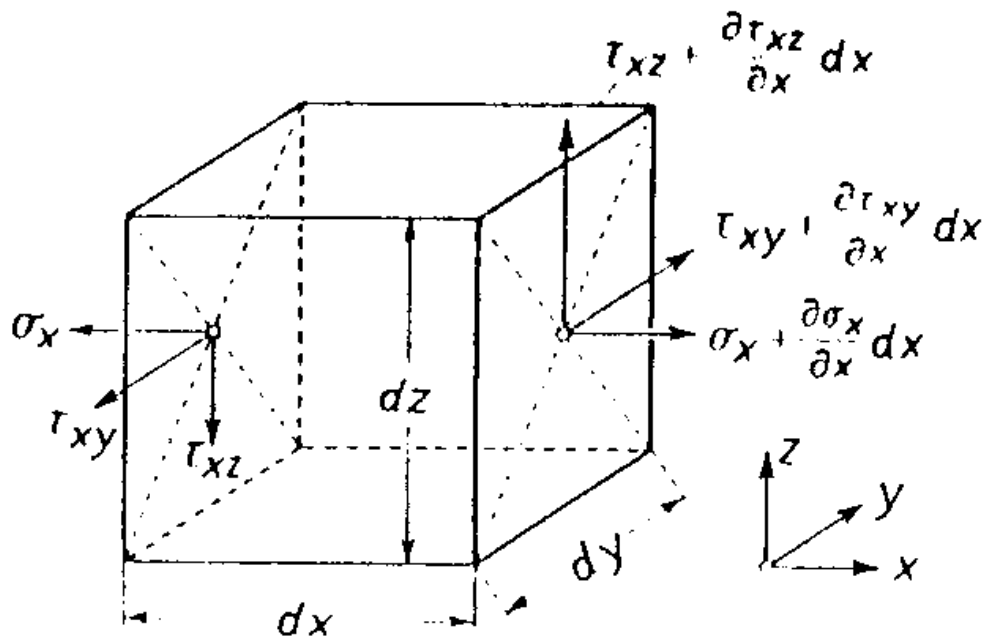
$$\frac{dE_k}{dt} = \rho \cdot \Delta V \cdot \left\{ \frac{1}{2} \cdot \frac{d}{dt} \cdot (u^2 + v^2 + w^2) \right\} \quad (21)$$

Συνεπώς, το συνολικό άθροισμα είναι:

$$\frac{dE_T}{dt} = \rho \cdot \Delta V \cdot \left\{ \frac{de}{dt} + \frac{1}{2} \cdot \frac{d}{dt} \cdot (u^2 + v^2 + w^2) \right\} \quad (22)$$

Το αποδιδόμενο έργο από τον όγκο ελέγχου προκύπτει από τις αναπτυσσόμενες τάσεις στις πλευρές του όγκου ελέγχου, οι οποίες παρίστανται στην Εικόνα 8. Έτσι, το έργο που παράγεται από την τάση σ_x στον όγκο ελέγχου θα είναι:

$$dW_{\sigma_x} = -dy \cdot dz \cdot \left\{ -u \cdot \sigma_x + \left(u + \frac{\partial u}{\partial x} \cdot dx \right) \cdot \left(\sigma_x + \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} \cdot dx \right) \right\} \quad (23)$$



Εικόνα 8: Διατμητικές και ορθές τάσεις σε στοιχειώδη όγκο ελέγχου [Schlichting, 1987].

3.2.2.3 Μετάβαση σε τυρβώδη ροή

Το φαινόμενο της μετάβασης του οριακού στρώματος από στρωτή σε τυρβώδη ροή είναι πολυσύνθετο, και εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά της ροής αλλά και την φύση των στερεών επιφανειών που έρχονται σε επαφή με το ρευστό. Έτσι, οι κυριότεροι λόγοι που προκαλούν την τύρβη είναι οι ακόλουθοι [Schlichting, 1987]:

1. Η κατανομή της πίεσης στην εξωτερική ροή
2. Τα χαρακτηριστικά του στερεού (λείο ή αδρό)
3. Η φύση (ένταση) των εξωτερικών διαταραχών

Σύμφωνα με τη θεωρία ης υδροδυναμικής ευστάθειας, η εμφάνιση της τυρβώδους ροής μπορεί να θεωρηθεί ως το τελικό στάδιο της εξέλιξης μικρών διαταραχών, οι οποίες επιβάλλονται σε μια βασική (αδιατάρακτη) ροή. Αυτές οι μικρές διαταραχές προκύπτουν σε μικρό ή μεγάλο βαθμό από τους τρεις προαναφερθέντες λόγους. Το αν θα προκληθεί τύρβη εξαρτάται από το εάν αυτές θα αποσβεστούν ή θα ενισχυθούν. Αν οι διαταραχές αποσβένονται, τότε η ροή είναι στρωτή, ενώ αν ενισχύονται, είναι εξαιρετικά πιθανή η μετάβαση σε τυρβώδη ροή. Το αν οι μικρές διαταραχές διατηρούνται ή αποσβένονται εξαρτάται από την τιμή του αριθμού Reynolds και συνεπώς το πρόβλημα του προσδιορισμού του σημείου μετάβασης σε τυρβώδη ροή ανάγεται σε πρόβλημα προσδιορισμού του κρίσιμου αριθμού Reynolds. Για τον χαρακτηρισμό του τυρβώδους ροϊκού πεδίου, τα στιγμιαία μεγέθη θεωρούνται ως άθροισμα της μέσης τιμής και μιας

στιγμαϊάς διακύμανσης (Reynolds decomposition). Η αύξηση της έντασης της τύρβης ισοδυναμεί με αύξηση των διακυμάνσεων των μεγεθών της ροής (ταχύτητα, πίεση, θερμοκρασία, κτλ).

Στην περίπτωση της ροής γύρω από επίπεδη πλάκα, η κρίσιμη τιμή του αριθμού Reynolds έχει βρεθεί:

$$Re_{crit} \approx 5 \cdot 10^5 \quad (24)$$

[Schlichting, 1987], [Kays & Crawford, 1980].

3.2.2.4 Τυρβώδες οριακό στρώμα

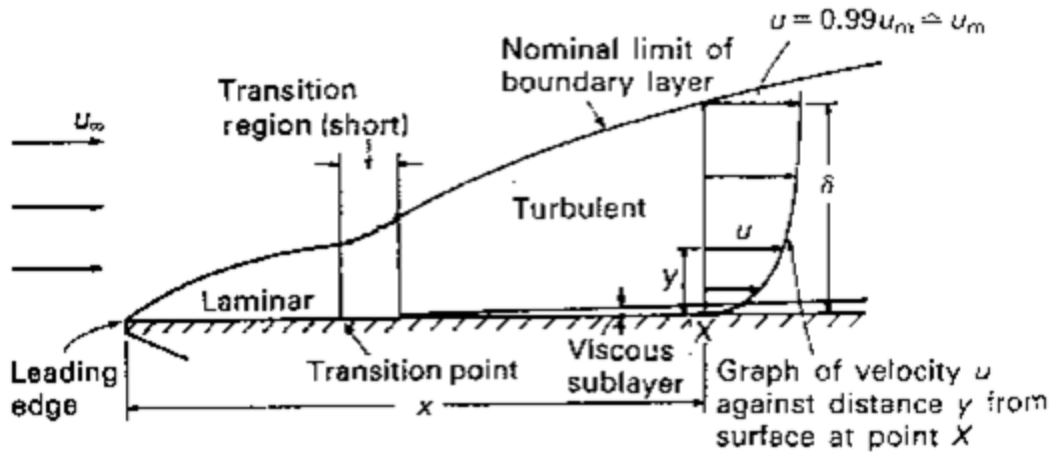
Στη ροή γύρω από επίπεδη πλάκα, όταν ο αριθμός Reynolds υπερβεί το όριο της σχέσης (24), η ροή γίνεται τυρβώδης. Οι περισσότερες ροές που συναντώνται στις συνήθεις εφαρμογές είναι τυρβώδεις. Η τυρβώδης ροή έχει πολύ διαφορετικά χαρακτηριστικά από αυτά της στρωτής ροής. Οι τιμές που προκύπτουν για χαρακτηριστικά μεγέθη του μέσου ροϊκού πεδίου σε πειράματα τυρβώδους ροής αντιστοιχούν σε ιδεατή στρωτή με τιμές της κινηματικής συνεκτικότητας αυξημένες κατά δύο έως και τέσσερες τάξεις μεγέθους. Η τυρβώδης ροή χαρακτηρίζεται, σε σχέση με τη στρωτή, από αυξημένους ρυθμούς ανάμιξης, συνοδεύεται όμως και από μη επιθυμητά χαρακτηριστικά, όπως οι αυξημένες απώλειες τριβής και μεταφοράς θερμότητας.

Ειδικά για το τυρβώδες οριακό στρώμα, έχει βρεθεί πειραματικά, και επαληθευτεί σχετικά πρόσφατα από μελέτες υπολογιστικής ρευστομηχανικής, ότι αυτό αποτελείται από δύο βασικές επιμέρους περιοχές [Kays & Crawford, 1980, Kim et al., 1987]:

1. Μια ισχυρά ιξώδη περιοχή εγγύς του τοιχώματος.
2. Μια πλήρως τυρβώδη περιοχή σε συνέχεια της πρώτης, η οποία καλύπτει το μεγαλύτερο μέρος του οριακού στρώματος.

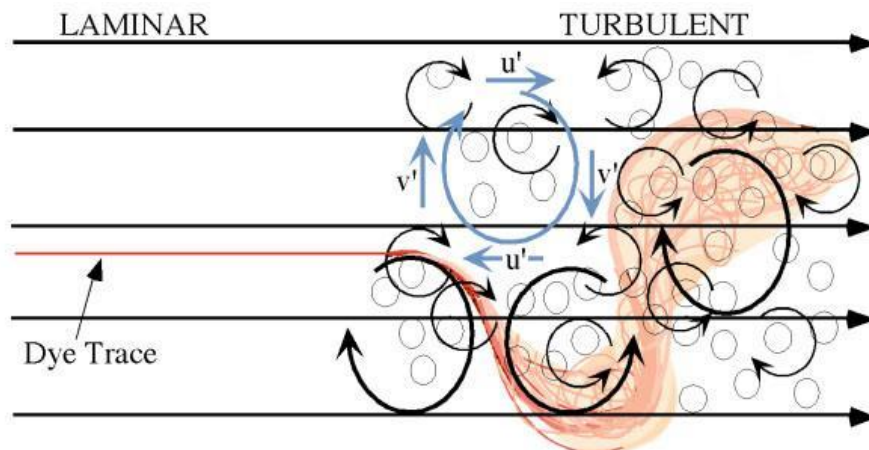
Οι δύο περιοχές επισημαίνονται στην Εικόνα 9.

BOUNDARY LAYER ON FLAT PLATE (y scale greatly enlarged)



Εικόνα 9: Σχηματική απεικόνιση στρωτού και τυρβώδους οριακού στρώματος στη ροή γύρω από επίπεδη πλάκα.

Εξετάζοντας προσεκτικότερα την πλήρως τυρβώδη περιοχή του (τυρβώδους) οριακού στρώματος, έχει διαπιστωθεί ότι οι διακυμάνσεις της ταχύτητας οφείλονται στην ύπαρξη δινών στη ροή. Η παρουσία των δινών αποτυπώνεται στην Εικόνα 10 [Kays & Crawford, 1980].



Εικόνα 10: Σχηματική απεικόνιση δινών σε τυρβώδη ροή.

Η δημιουργία των δινών στην περιοχή εγγύς του τοιχώματος έχει ως αποτέλεσμα την απόρριψη ενός μεγάλου όγκου ρευστού που κινείται αργά από την περιοχή του

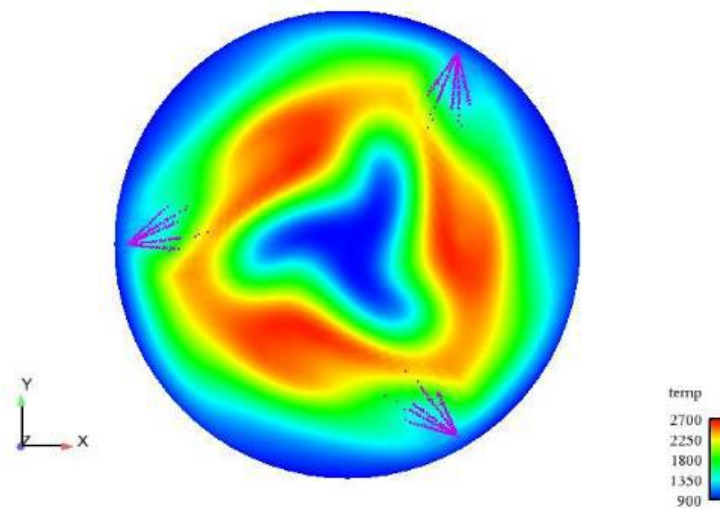
υποστρώματος, και την αντικατάσταση αυτού από ρευστό υψηλής ταχύτητας. Παρά το γεγονός ότι υπάρχει μεταφορά ορμής (και θερμότητας) λόγω των παραπάνω διεργασιών, ο κύριος τρόπος μεταφοράς ορμής παραμένει η ιξώδης διάτμηση (και η αγωγή) εξαιτίας της μικρής σχετικά συχνότητας της παραγωγής μεγάλων δινών.

Βγαίνοντας αυτές οι μάζες αργού ρευστού από το ιξώδες υπόστρωμα, συγκρούονται με το «ταχύ» ρευστό. Αυτές οι συγκρούσεις είναι η κύρια πηγή κινητικής ενέργειας αυτής της περιοχής, δηλαδή της κινητικής ενέργειας των δινών. Σε μεγαλύτερη απόσταση από το τοίχωμα, παράγεται επιπλέον κινητική ενέργεια από την αλληλεπίδραση των δινών με την κύρια ροή. Οι παραγόμενες μεγάλες δίνες διασπώνται, εξαιτίας ρευστομηχανικών ασταθειών, σε μικρότερες, και οι τελευταίες σε ακόμα μικρότερες. Οι πολύ μικρές δίνες καταστρέφονται, λόγω της δράσης του μοριακού ιξώδους. Έτσι, παράλληλα με την παραγωγή κινητικής ενέργειας της τύρβης, λαμβάνει χώρα καταστροφή αυτής, στο επίπεδο των πολύ μικρών δινών. Η τύρβη είναι σε ισορροπία όταν ο μέσος ρυθμός παραγωγής της κινητικής ενέργειας της τύρβης ισούται με τον μέσο ρυθμό καταστροφής της [Kays & Crawford, 1980].

3.2.3 Περιγραφή μεταφοράς θερμότητας με συναγωγή σε μηχανές εσωτερικής καύσης

3.2.3.1 Διατύπωση του προβλήματος

Το ρευστό εντός του κινητήρα δεν έχει παντού ομοιόμορφη θερμοκρασία. Συνεπώς από το ένα σημείο στο επόμενο υπάρχει θερμική ροή. Η μεταφορά θερμότητας αυτή γίνεται μεταξύ των μορίων του κινούμενου ρευστού και συνεπώς πρόκειται για μεταφορά θερμότητας μέσω συναγωγής. Ο εγκάρσιος στροβιλισμός ενισχύει τη θερμική ροή που υπάρχει λόγω διαφορετικών θερμοκρασιών.



Εικόνα 11: Ενδεικτικές θερμοκρασιακές διαφορές στον θάλαμο καύσης μεγάλου δίχρονου ναυτικού κινητήρα.

Η μεταφορά θερμότητας μέσω συναγωγής στον κινητήρα περιγράφεται γεωμετρικά από τη διάμετρο του κυλίνδρου B και από έναν αριθμό μηκών (ένα από τα οποία είναι και ο λόγος του μήκους του κυλίνδρου z προς την διάμετρό του), $y_1, y_2, y_3, \dots, y_n$ τα οποία περιγράφουν την γεωμετρία του κυλίνδρου και του εμβόλου. Αντίστοιχα, η ροή περιγράφεται από μια επιλεγμένη ταχύτητα U και μια ομάδα επιμέρους ταχυτήτων $u_1, u_2, u_3, \dots, u_n$. Οι ιδιότητες του ρευστού που έχουν ιδιαίτερη σημασία είναι ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας, k , το δυναμικό ιξώδες, μ , η ειδική θερμοχωρητικότητα, C_p , και η πυκνότητα, ρ . Ακόμη, για τη φάση της καύσης, η μεταφορά θερμότητας εξαρτάται από τον ρυθμό έκλυσης χημικής ενέργειας ανά μονάδα όγκου \dot{q}_{ch} . Τέλος, η συχνότητα του κινητήρα, N , και η γωνία στροφάλου, θ , καθορίζουν την περιοδικότητα της μεταφοράς θερμότητας. Έτσι το πρόβλημα της μεταφοράς θερμότητας μέσω συναγωγής είναι συνάρτηση των ακόλουθων μεταβλητών:

$$f = (h_c, B, z, y_1, y_2, y_3, \dots, y_m, U, u_1, u_2, u_3, \dots, u_n, k, \mu, C_p, \rho, \dot{q}_{ch}, N, \theta) = 0$$

Με εφαρμογή της διαστατικής ανάλυσης, οι μεταβλητές αυτές μειώνονται κατά πολύ, χωρίς ωστόσο να προκύπτει κάποιος τρόπος συσχέτισης των ομαδοποιημένων μεταβλητών που προκύπτουν. Το σημαντικότερο ωστόσο αποτέλεσμα της ανάλυσης της έχει να κάνει με τον συσχετισμό των αριθμών Reynolds, Prandtl και Nusselt [Heywood, 1988]:

$$Nu = a \cdot Re^m \cdot Pr^n \quad (25)$$

3.2.3.2 Τοπική στιγμιαία θερμική ροή λόγω συναγωγής

Προκειμένου να γίνει δυνατόν με βάση τα παραπάνω να καθοριστεί η θερμική ροή το πρόβλημα διαχωρίστηκε σε τρία επί μέρους προβλήματα ανάλογα με τον παράγοντες του χρόνου και του τόπου. Συγκεκριμένα ο διαχωρισμός είχε την μορφή:

1. Μέση χρονικά θερμική ροή
2. Στιγμιαία θερμική ροή, μέση ως της όλα τα σημεία του κυλίνδρου
3. Τοπική στιγμιαία θερμική ροή

Σε ένα πρόγραμμα CFD της και στον κώδικα KIVA επιλέγεται η τρίτη μέθοδος, υπολογίζοντας σε διακριτοποιημένες ενότητες (τα υπολογιστικά κελιά) την θερμική ροή.

Οι LeFeuvre, Dent και Sulaiman υπέθεσαν πως η υιοθέτηση της σχέσης για επίπεδη πλάκα μπορεί να χρησιμοποιηθεί χωρίς σημαντικά προβλήματα και στην περίπτωση του κυλίνδρου του κινητήρα για τοπική στιγμιαία θερμική ροή. Η σχέση αυτή έχει υιοθετηθεί και δοκιμαστεί με επιτυχία για μηχανές με swirl και είναι [LeFeuvre et al., 1969], [Dent & Sulaiman, 1977]:

$$\left(\frac{h_c l}{k}\right) = 0.036 \left(\frac{\rho \nu l}{\mu}\right)^{0.8} \left(\frac{\mu C_p}{k}\right)^{0.333} \quad (26)$$

,όπου l είναι το μήκος της πλάκας ν είναι η ταχύτητα του ρευστού πάνω από την πλάκα

Οι όροι l και ν ορίζονται σε μία ακτίνα του κυλίνδρου r ως εξής:

$$l = 2\pi r \text{ \& } \nu = r\omega \quad (27)$$

Τότε η θερμική ροή σε οποιαδήποτε ακτίνα του κυλίνδρου δίνεται από τη σχέση [Hohenberg, 1979]:

$$\dot{q}(r) = 0.023 \frac{k}{r} \left(\frac{\omega r^2}{\nu}\right)^{0.8} [\bar{T}_g(r) - T_w(r)] \quad (28)$$

,όπου \bar{T}_g η μέση θερμοκρασία του κυλίνδρου
 T_w η θερμοκρασία του τοιχώματος
 [Heywood, 1988].

3.2.4 Νόμος του τοιχώματος

3.2.4.1 Συντεταγμένες τοιχώματος

Από τη θεωρία στρωτού και τυρβώδους οριακού στρώματος και τη θεωρία μεταφοράς θερμότητας μέσω συναγωγής προέκυψε μια θεωρία που επιτρέπει να μελετήσουμε ευκολότερα τα γεγονότα κοντά στο τοίχωμα με την μορφή κάποιων αδιαστατοποιημένων μεγεθών.

Αρχικά πριν δοθούν οι αδιαστατοποιημένες εξισώσεις που ορίζουν τις αποστάσεις στο τοίχωμα είναι σκόπιμο να οριστούν δύο μεγέθη τα οποία θα χρησιμοποιηθούν για την ορθή έκφραση των μεταβλητών η διατμητική τάση, τ , και μια ταχύτητα αναφοράς, u_* , η οποία ονομάζεται ταχύτητα τριβής.

Η εξίσωση για την διατμητική τάση μεταξύ των ορίων $\left\{ \begin{array}{l} \tau = \tau_o \\ \& \\ \bar{u} = 0, y = 0 \end{array} \right.$ έχει την εξής

μορφή:

$$\frac{\tau}{\tau_o} = 1 + \frac{\rho \nu_o \bar{u}}{\tau_o} + \frac{d \bar{p}}{dx} \frac{y}{\tau_o} \quad (29)$$

v_o : η συνιστώσα της ταχύτητας κάθετα στο τοίχωμα, η οποία είναι μηδέν εκτός και αν υπάρχει αναρρόφηση ή εμφύσηση.

τ_o : η διατμητική τάση στο τοίχωμα

ρ : η πυκνότητα

c_f : τοπικός συντελεστής τριβής

Έτσι, η ταχύτητα τριβής (friction velocity) η οποία αντιστοιχεί σε μία ταχύτητα αναφοράς θα ορίζεται ως εξής:

$$\frac{\tau_o}{\rho} = \frac{c_f u_\infty^2}{2} = u_\tau^2 \quad (30)$$

$$\Rightarrow u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_o}{\rho}} \quad (31)$$

Έτσι, τελικά ορίζονται τα ακόλουθα αδιάστατα μεγέθη:

$$\left. \begin{aligned} u^+ &= \frac{\bar{u}}{u_\tau} = \frac{\bar{u}/u_\infty}{\sqrt{c_f/2}} \\ y^+ &= \frac{y u_\tau}{\nu} \\ v_o^+ &= \frac{v_o}{u_\tau} = \frac{v_o}{\sqrt{\tau_o/\rho}} \\ p^+ &= \frac{\mu \frac{d\bar{p}}{dx}}{\rho^{1/2} \tau_o^{3/2}} \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Αντίστοιχα ορίζεται και μια αδιάστατη θερμοκρασία η οποία προκύπτει [Kays & Crawford, 1980]:

$$t^+ = \frac{(\bar{t}_o - \bar{t}) \sqrt{\tau_o/\rho}}{\dot{q}_o / C_p} \quad (33)$$

όπου \bar{t}_o είναι η θερμοκρασία του τοιχώματος

\bar{t} η τοπική χρονικά μέση θερμοκρασία,

q_o η χρονικά μέση ειδική θερμοροή

3.2.4.2 Απλοποιημένη περίπτωση νόμου του τοιχώματος

Το απλούστερο οριακό στρώμα και αυτό που εξετάζουμε εμείς είναι αυτό με συνεχή ταχύτητα ελεύθερης ροής, και λεία επιφάνεια. Σε αυτή την περίπτωση ισχύει ότι $p^+ = 0$ & $v_o = 0$.

Τότε $\frac{\tau}{\tau_o} = 1$ και $u^+ = y^+$ για $y^+ \leq 10.8$.

Πειραματικά έχει αποδειχθεί πως η απόσταση από το τοίχωμα μπορεί να εκφραστεί με τη βοήθεια του αδιαστατοποιημένου μεγέθους y^+ και πως αυτό παραμένει σχετικά σταθερό.

Εφαρμόζοντας στην περίπτωση αυτή την θεωρία του Prandtl για την ανάμιξη των στρωμάτων προέκυψε η σχέση:

$$u^+ = 2.44 \ln y^+ + 5.0 \quad (34)$$

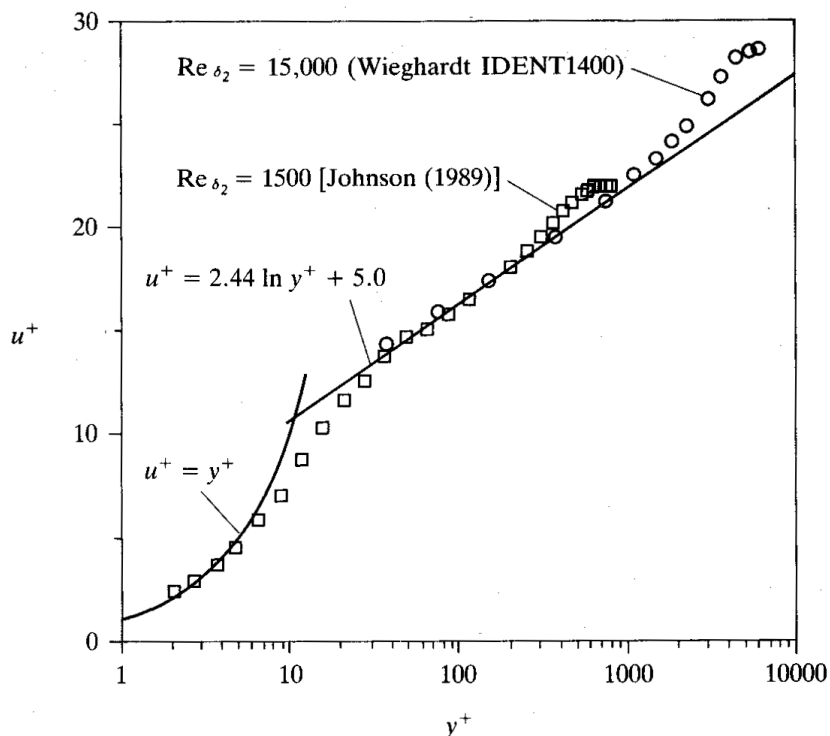
Η λογαριθμική αυτή σχέση καλείται νόμος του τοιχώματος (law of the wall). Υπάρχουν πολλές παραλλαγές της εξίσωσης αυτής και με τη βοήθεια μίας εξ' αυτών προέκυψαν όπως θα δούμε παρακάτω τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας.

Επίσης, εξετάζοντας και το θερμικό οριακό στρώμα προκύπτει ένας θερμικός νόμος τοιχώματος.

$$t^+ = 2.075 \ln y^+ + 13.2 \text{Pr} - 5.34 \quad (35)$$

Άρα τελικά από την σχέση ορισμού της αδιάστατης θερμοκρασίας t^+ , η συνολική θερμική ροή δίνεται από την σχέση:

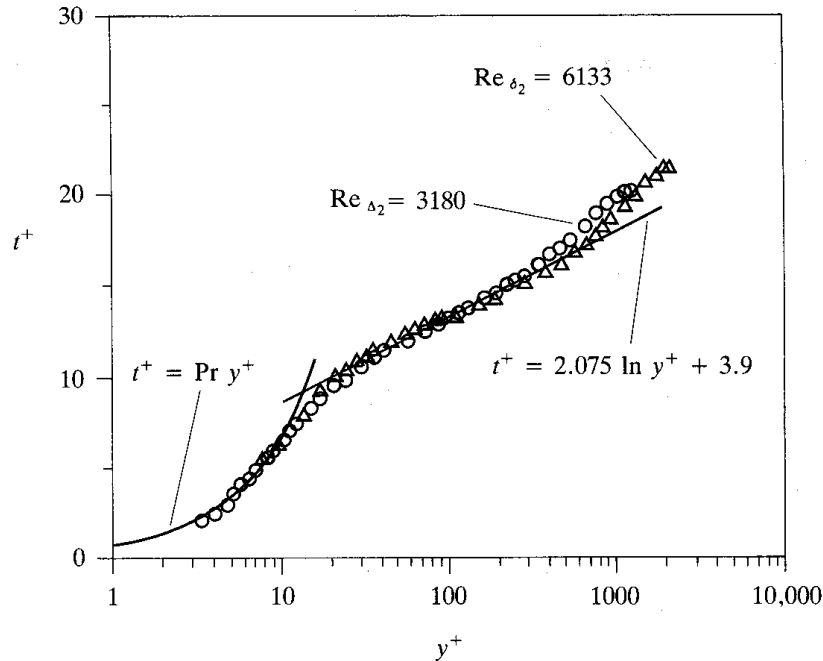
$$q_o = \frac{(t_o - t) u_\tau}{t^+ / \rho c} \quad (36)$$



Διάγραμμα 8: Κατανομή της ταχύτητας u^+ συναρτήσει της αδιάστατης απόστασης y^+ σε τυρβώδη ροή γύρω από επίπεδη πλάκα [Kays & Crawford, 1980].

Στο Διάγραμμα 8 παρατηρείται ότι στη περιοχή για $y^+ = 1 \div 10$ η καμπύλη μεταβάλλεται πολύ γρήγορα, και υπάρχει γραμμική εξάρτηση ανάμεσα στην αδιάστατη ταχύτητα u^+ και την αδιάστατη συντεταγμένη y^+ ($u^+ = y^+$). Για $y^+ > 200$ τα πειραματικά αποτελέσματα αποκλίνουν αισθητά από τη λογαριθμική προσέγγιση της ταχύτητας που αποτυπώνεται στο Διάγραμμα 8. Η πληροφορία αυτή θα πρέπει να λαμβάνεται υπόψη στο πλαίσιο της δημιουργίας ενός υπολογιστικού πλέγματος για τον υπολογισμό μιας τυρβώδους ροής.

Στο Διάγραμμα 9 παρίσται η αδιάστατη κατανομή της θερμοκρασίας στο θερμικό οριακό στρώμα. Σε αντιστοιχία με το Διάγραμμα 8, υπάρχουν δύο περιοχές: (α) η περιοχή του ιξώδους υποστρώματος, με γραμμική εξάρτηση του t^+ από το y^+ (β) η λογαριθμική περιοχή.



Διάγραμμα 9: Κατανομή της θερμοκρασίας t^+ συναρτήσει της αδιάστατης απόστασης y^+ σε τυρβώδη ροή γύρω από επίπεδη πλάκα [Kays & Crawford, 1980].

3.3 Πειραματικός προσδιορισμός ειδικής θερμοροής

3.3.1 Πειραματικές τεχνικές

Οι μέθοδοι πειραματικού προσδιορισμού της μεταφερόμενης θερμικής ισχύος βασίζονται σε τρεις σε τρεις τύπους μετρήσεων [Borman & Nishiwaki, 1987]:

1. Στιγμαίεις μετρήσεις της θερμοκρασίας της επιφάνειας
2. Μετρήσεις της ειδικής θερμοροής με χρήση σταθερών διατάξεων
3. Μετρήσεις μεταφοράς θερμότητας λόγω ακτινοβολίας

Η πρώτη και η δεύτερη κατηγορία αφορούν στη συνολική θερμική ροή, ενώ η τρίτη κατηγορία αφορά μόνο στο τμήμα εκείνο της μεταφερόμενης θερμικής ισχύος που οφείλεται στην ακτινοβολία.

- Στιγμαία μέτρηση θερμικής ροής επιφάνειας

Η θερμοκρασία του τοιχώματος είναι ανιχνεύσιμη μόνο σε μια περιοχή πολύ κοντά στο τοίχωμα (1-2 mm). Το αισθητήριο όργανο μέτρησης πρέπει να είναι όσο το δυνατόν μικρότερο και να τοποθετείται εγγύτερα προς την επιφάνεια. Ταυτόχρονα, θα πρέπει τα υλικά που αποτελούν τον ανιχνευτή να έχουν θερμοφυσικές ιδιότητες παρόμοιες με αυτές του τοιχώματος, ώστε να μην διαταραχθεί το θερμοκρασιακό πεδίο [Borman & Nishiwaki, 1987].

- Θερμοστοιχεία επιφανείας (Surface thermocouples)

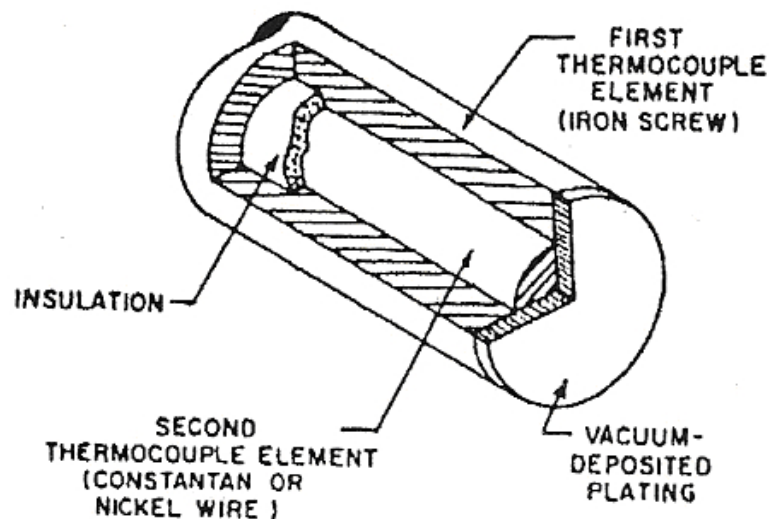
Η στιγμιαία επιφανειακή θερμοκρασία μετρήθηκε με αυτό τον τρόπο για πρώτη φορά από τον Eichelberg το 1939. Τα θερμοστοιχεία αποτελούνται από δύο μεταλλικά σύρματα τα οποία ενώνονται συνήθως μέσω λεπτών στρωμάτων μετάλλων που εναποτίθενται με τη βοήθεια κενού. Όταν η ένωσή τους θερμανθεί, παράγεται μια τάση, από τη μέτρηση της οποίας μπορούμε να βρούμε τη θερμοκρασία που την προκάλεσε. Το πάχος των παραπάνω στρωμάτων κυμαίνεται από 1μm μέχρι 10μm. Το πάχος τους θα μπορούσε να είναι μικρότερο και έτσι θα ήταν δυνατό να ληφθούν πολύ καλύτερες μετρήσεις, όμως η ανθεκτικότητά τους θα ήταν αισθητά μειωμένη. Υπάρχουν τρία βασικά είδη θερμικών ζευγών [Borman & Nishiwaki, 1987].

1. Ομοαξονικά θερμοστοιχεία (Coaxial thermocouples)

Ο τύπος αυτός μετρητικού οργάνου εισήχθη για πρώτη φορά από τον Bendersky με πρωταρχικό στόχο τη μέτρηση θερμοκρασιών στους κυλίνδρους των όπλων μετά τη βολή. Από αυτή την πρώτη χρήση τους έχουν αναπτυχθεί διάφορες μορφές των ομοαξονικών θερμοστοιχείων, οι οποίες χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές κινητήρων. Ο πυρήνας του καλωδίου του στοιχείου αποτελείται από νικέλιο ή από ένα κράμα χαλκού-νικελίου το οποίο ονομάζεται Constantan (55% Cu-45% Ni). Γύρω του υπάρχει μόνωση η οποία περικλείεται από εξωτερικό σωλήνα από σίδηρο. Ο σωλήνας κλείνεται στην άκρη του από ένα πολύ λεπτό στρώμα μετάλλου (1 μm) που εναποτίθεται με τη βοήθεια θαλάμου κενού. Η άκρη αυτή είναι υπεύθυνη για τη μέτρηση της θερμοκρασίας. Το υλικό κατασκευής της δεν είναι απαραίτητο να είναι ίδιο με αυτό του πυρήνα ή του περιβλήματος, αρκεί να είναι επαρκώς λεπτή.

Για τη μέτρηση της θερμικής ροής από τον θάλαμο του κινητήρα, τοποθετούνται πολλά ομοαξονικά θερμοστοιχεία – για ακριβέστερη μέτρηση – στο τοίχωμα του κινητήρα από την πλευρά του ψυκτικού μέσου.

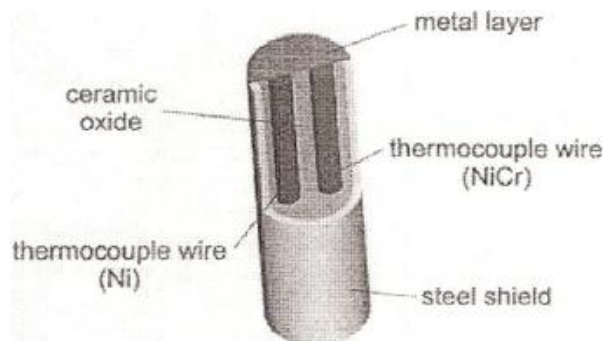
Πολλές τέτοιες διατάξεις έχουν χρησιμοποιηθεί σε πειράματα, με τα πιο γνωστά παραδείγματα να είναι αυτά των πειραμάτων των Henein, Whitehouse, Kamel και Watson [Borman & Nishiwaki, 1987]



Εικόνα 12: Ομοαξονικό θερμοστοιχείο [LeFeuvre et al., 1969].

2. Ζεύγος συρμάτων (Pair-wire type thermocouples)

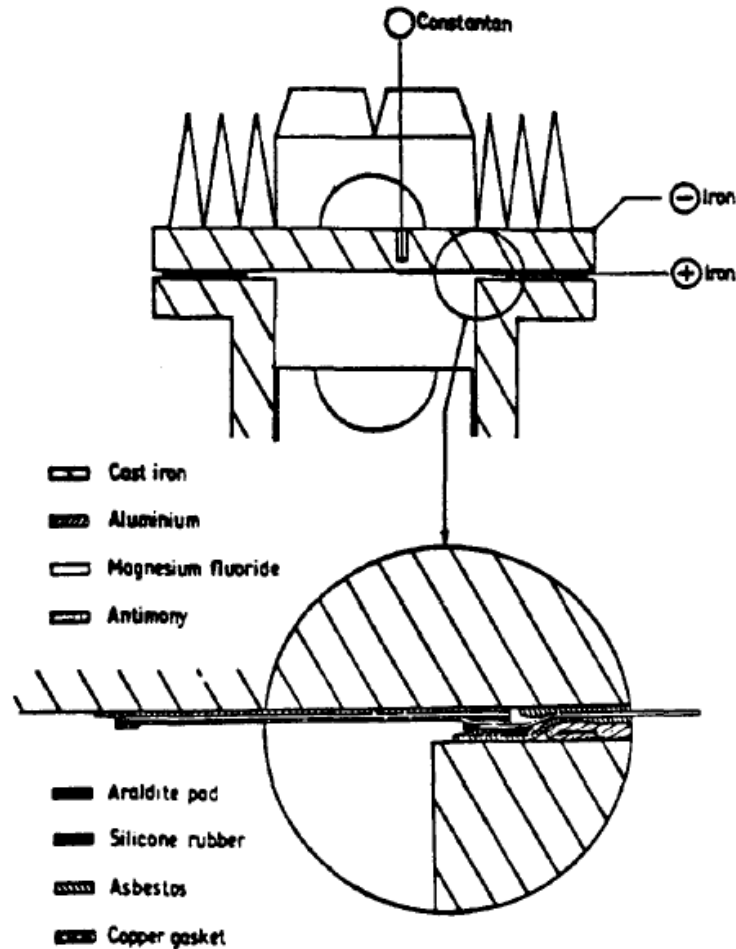
Η μέτρηση με χρήση αυτού του τύπου οργάνου γίνεται με τη βοήθεια δύο ξεχωριστών καλωδίων, το καθένα εκ των οποίων είναι κατασκευασμένο από διαφορετικό υλικό. Συνήθως το ένα καλώδιο είναι κατασκευασμένο από σίδηρο ενώ το άλλο από Constantan ή νικέλιο. Η μέτρηση γίνεται μορφοποιώντας τα άκρα ώστε αυτά να εισέρχονται μέσα στο μέταλλο καλυμμένα με μονωτικό υλικό. Τα άκρα των δύο καλωδίων συνδέονται μεταξύ τους με ένα λεπτό στρώμα μετάλλου που εναποτίθεται με τη βοήθεια θαλάμου κενού [Borman & Nishiwaki, 1987].



Εικόνα 13: Ζεύγος συρμάτων [Wimmer, 2000].

3. Τύπος «φιλμ» (Film type thermocouple)

Ο τύπος αυτός θερμοστοιχείου χρησιμοποιήθηκε αρχικά από τους Annand & Ma [1971]. Πρόκειται για ένα φιλμ που δημιουργείται με εναπόθεση τριών στρωμάτων μετάλλου με τη βοήθεια θαλάμου κενού, βλ. Εικόνα 14. Τα τρία στρώματα είναι συνήθως κατασκευασμένα από αλουμίνιο, φθοριούχο μαγνήσιο και αντιμόνιο. Το συγκριτικό πλεονέκτημα σε σχέση με τους άλλους δύο τύπους θερμοστοιχείων είναι ότι είναι δυνατή η τοποθέτησή του σε οποιοδήποτε σημείο απαιτείται η μέτρηση της θερμοκίνης ροής [Borman & Nishiwaki, 1987].



Εικόνα 14: Τύπος θερμοστοιχείου «φιλμ» [Annand & Ma, 1971].

- Thermistor

Το βασικό χαρακτηριστικό των Thermistors είναι πως η αντίστασή τους διαφοροποιείται έντονα με την αλλαγή της θερμοκρασίας. Έτσι, μετρώντας την τάση του ρεύματος, προκύπτει η αντίσταση του Thermistor και από αυτή η θερμοκρασία. Οι μετρήσεις με χρήση Thermistor είναι πολύ ακριβείς, ακόμη και σε απαιτητικό περιβάλλον υψηλών θερμοκρασιών. Τα Thermistors έχουν χρησιμοποιηθεί εκτενώς για μετρήσεις θερμικής ροής σε εφαρμογές καύσης.

3.3.2 Ανάλυση πειραματικών μετρήσεων

Από τις μετρήσεις που λαμβάνονται από τα παραπάνω μετρητικά όργανα δεν προκύπτουν άμεσα αποτελέσματα για τη θερμική ροή αλλά για τις θερμοκρασίες των τοιχωμάτων. Η συνολική θερμική ροή από το τοίχωμα υπολογίζεται λύνοντας τη διαφορική εξίσωση της μεταφοράς θερμότητας με αγωγή χρησιμοποιώντας ως οριακές

συνθήκες τις μετρήσεις των θερμοκρασιών που έχουν ληφθεί από τις παραπάνω πειραματικές διατάξεις. Η εξίσωση της αγωγής είναι:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho c} \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (37)$$

Στις περισσότερες μετρήσεις θερμικής ροής γίνεται η υπόθεση πως αυτή είναι μονοδιάστατη. Με βάση αυτή την υπόθεση υπάρχουν τρεις τρόποι να υπολογιστεί η θερμική ροή.

1. Ανάλυση Fourier

Η ανάλυση Fourier είναι δυνατόν να εφαρμοστεί για ένα στερεό σώμα με περιοδικά μεταβαλλόμενη θερμοκρασία σταθερού εύρους, σταθερή θερμοχωρητικότητα και συντελεστή αγωγής k . Η θερμοκρασία σύμφωνα με την ανάλυση Fourier δίνεται από τη σχέση:

$$T_w = T_m + \sum_{n=1}^N [A_n \cos(n\omega t) + B_n \sin(n\omega t)] \quad (38)$$

όπου A_n, B_n : συντελεστές Fourier

Έχει παρατηρηθεί [Annand & Ma, 1971] ότι η επιφανειακή θερμοκρασία διαφέρει σημαντικά από κύκλο σε κύκλο, σχεδόν τυχαία. Αυτές οι διαφορές παρατηρούνται ακόμα και στους κινητήρες Diesel όπου η μεταβολή της πίεσης από κύκλο σε κύκλο είναι πολύ μικρή. Αυτή η διαφοροποίηση των επιφανειακών θερμοκρασιών οφείλεται στην τυχαία εξέλιξη του πεδίου ροής. Προκειμένου να συνυπολογιστεί η ασταθής φύση του φαινομένου, προστίθενται οι όροι που δείχνουν την ταλάντωση της ροής γύρω από κάποιες τιμές. Έτσι η τελική σχέση μέσω της οποίας υπολογίζεται η θερμική ροή είναι [Borman & Nishiwaki, 1987]:

:

$$q_w'' = \frac{k}{l} (T_m - T_l) + k \sum_{n=1}^N \phi_n [(A_n + B_n) \cos n\omega t - (A_n - B_n) \sin n\omega t] \quad (39)$$

$$\text{όπου } \phi_n = \sqrt{\frac{\pi\omega}{2a}} \quad (40)$$

a : ο συντελεστής θερμικής διαχυτότητας ($k/\rho c$).

2. Μέθοδος του ηλεκτρικού ανάλογου

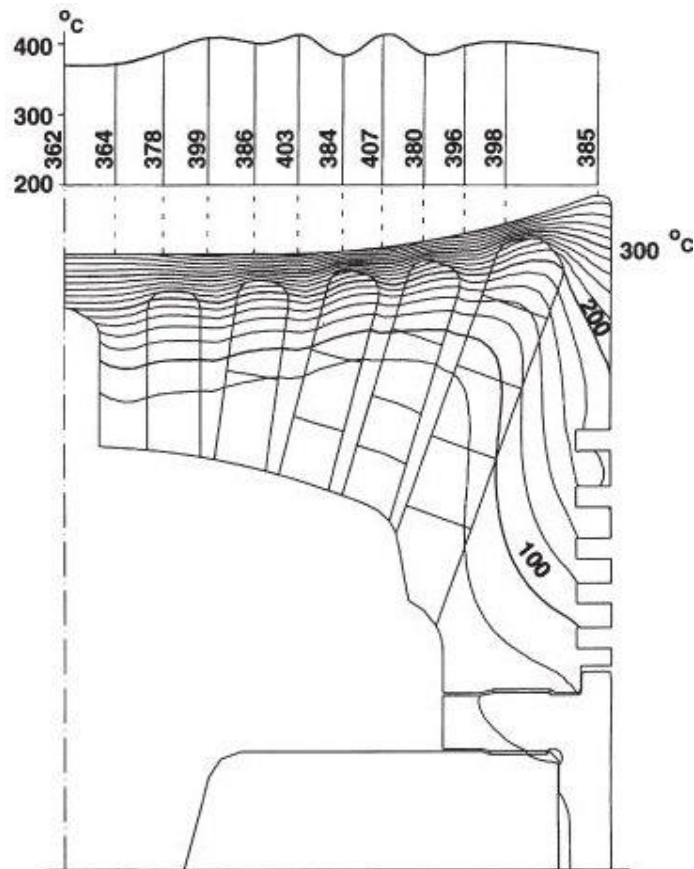
Η θερμική ροή υπολογίζεται χρησιμοποιώντας την αναλογία μεταξύ της μονοδιάστατης μεταφοράς θερμότητας με αγωγή και της ροής του ηλεκτρικού ρεύματος σε έναν μονωμένο ηλεκτρικό αγωγό. Με επιλογή σωστής αντίστασης είναι δυνατό να επιτευχθούν πολύ ακριβή αποτελέσματα [Borman & Nishiwaki, 1987].

3. Αριθμητική προσομοίωση

Ο αριθμητικός υπολογισμός των θερμικών απωλειών αποτελεί σήμερα μια περισσότερο αξιόπιστη λύση σε σχέση με τις δύο προαναφερθείσες, ιδιαίτερα όταν οι ιδιότητες των υλικών εξαρτώνται σημαντικά από τη θερμοκρασία.

3.3.3 Μέτρηση θερμοκρασίας εμβόλου

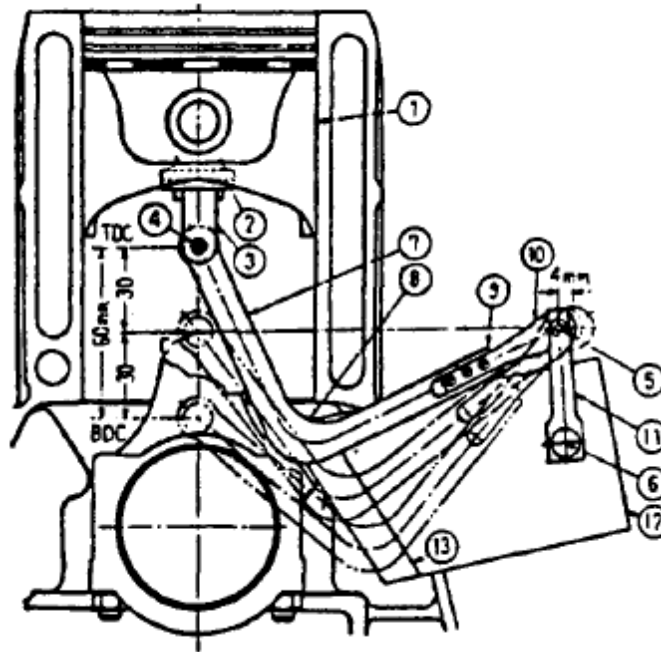
Οι θερμοκρασίες του εμβόλου διαφέρουν σημαντικά από σημείο σε σημείο, ανάλογα με τη διεργασία της καύσης. Μάλιστα, όπως φαίνεται στην Εικόνα 15, πολύ κοντινά σημεία μπορεί να έχουν μεγάλες θερμοκρασιακές διαφορές. Γνωρίζοντας τη θερμοκρασία σε όσο το δυνατόν περισσότερα σημεία του εμβόλου, μπορεί να καθοριστεί με μεγαλύτερη ακρίβεια η θερμική ροή από τον θάλαμο καύσης προς την επιφάνεια αυτού.



Εικόνα 15: Κατανομή θερμοκρασιών στο έμβολο του ναυτικού κινητήρα κινητήρα RTA96C [Wärtsilä].

Το μεγαλύτερο πρόβλημα όσον αφορά στη μέτρηση της θερμοκρασίας του εμβόλου σχετίζεται με τη μεταφορά του μετρητικού σήματος εκτός του κυλίνδρου. Πολλές διατάξεις έχουν δοκιμαστεί για τη μεταφορά του σήματος. Ο ιδεατός τρόπος μέτρησης θα ήταν αυτός της αγωγίμης σύνδεσης, μέσω ενός καλωδίου, του μετρητή με

την εξωτερική διάταξη. Μια προταθείσα λύση είναι αυτή ενός ταλαντούμενου βραχίονα σύνδεσης, ο οποίος είναι στερεωμένος μεταξύ του εμβόλου και ενός σταθερού σημείου εκτός του θαλάμου καύσης. Αυτά τα δύο σημεία αντιστοιχούν στα σημεία 4 και 5 της Εικόνας 16. Τα καλώδια οδηγούνται μέσω αυτού του βραχίονα, και για αυτόν τον λόγο πρέπει αυτός να έχει τη μικρότερη δυνατή γωνία στροφής (σημείο 8). Τέλος, πρέπει να είναι κατάλληλα σχεδιασμένος ώστε να αποφεύγονται οι μεγάλες επιταχύνσεις και επιβραδύνσεις [Borman & Nishiwaki, 1987].



Εικόνα 16: Μέτρηση θερμοκρασίας εμβόλου μέσω ταλαντούμενου βραχίονα σύνδεσης [Furuhama et al., 1964].

4 Εφαρμογές υπολογιστικής ρευστομηχανικής

4.1 Εισαγωγή-καθιέρωση

Στο παρελθόν, και συγκεκριμένα μέχρι τα μέσα του 20^{ου} αιώνα, η προσέγγιση των προβλημάτων ρευστοδυναμικής γινόταν κατά βάση με δύο τρόπους, τον πειραματικό και τον αναλυτικό. Στα βιομηχανικά προβλήματα, η πειραματική μελέτη συνίστατο στην κατασκευή μοντέλου γεωμετρικά όμοιου προς το υπό μελέτη αντικείμενο. Για παράδειγμα, ο έλεγχος της αντίστασης γύρω από ένα αεροσκάφος μπορούσε να γίνει με κατασκευή ενός μοντέλου του αεροσκάφους και τοποθέτηση αυτού σε αεροδυναμική σήραγγα. Ο δεύτερος τρόπος συνίστατο στην αναλυτική επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes. Η πρώτη προσέγγιση χαρακτηρίζεται από υψηλό κόστος, και είναι χρονοβόρα. Η δεύτερη προσέγγιση μπορεί να εφαρμοστεί μόνο σε απλές περιπτώσεις ροών [Μπεργελές, 2006].

Μια τρίτη προσέγγιση συνίσταται στην αριθμητική επίλυση των εξισώσεων διατήρησης με τη βοήθεια ηλεκτρονικών υπολογιστών, και είναι γνωστή ως Υπολογιστική Ρευστομηχανική (Computational Fluid Dynamics – CFD). Η δραστηριότητα στον συγκεκριμένο κλάδο ξεκίνησε κατά τη δεκαετία του 1970, αρχικά με περιορισμένες εφαρμογές, λόγω της πολύ μικρής διαθέσιμης υπολογιστικής ισχύος. Σήμερα, με την εξέλιξη των αριθμητικών μεθόδων, και κυρίως εξαιτίας της μεγάλης προόδου στον τομέα των ηλεκτρονικών υπολογιστών, η υπολογιστική ρευστομηχανική βρίσκει εφαρμογή και σε βιομηχανικά προβλήματα, για παράδειγμα στην εξέλιξη των μηχανών εσωτερικής καύσης, συμπεριλαμβανομένων των ναυτικών κινητήρων Diesel.

4.2 Βασικές αρχές της υπολογιστικής ρευστομηχανικής

Όπως εξηγήθηκε και σε προηγούμενες ενότητες, οι διαφορικές εξισώσεις που περιγράφουν μια ροή εκφράζουν τις ακόλουθες θεμελιώδεις αρχές:

1. Αρχή διατήρησης της μάζας
2. 2^{ος} νόμος Νεύτωνα
3. Διατήρηση της ενέργειας

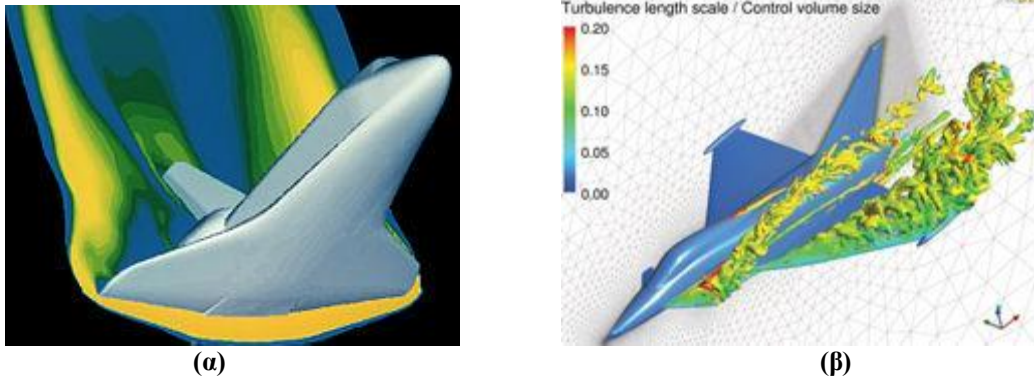
Στο πλαίσιο της υπολογιστικής ρευστομηχανικής, οι εξισώσεις διατήρησης διακριτοποιούνται στον χώρο και στον χρόνο. Η διακριτοποίηση στον χώρο γίνεται με χρήση μιας πλειάδας μεθόδων, που περιλαμβάνουν τις πεπερασμένες διαφορές, τους πεπερασμένους όγκους, τα πεπερασμένα στοιχεία, και μεθόδους ανώτερης τάξης όπως η μέθοδος των φασματικών πεπερασμένων στοιχείων. Η διακριτοποίηση στον χρόνο γίνεται συνήθως με χρήση πεπερασμένων διαφορών. Η διακριτοποίηση οδηγεί σε συστήματα αλγεβρικών εξισώσεων, τα οποία επιλύονται αριθμητικά. Κατά την τελευταία δεκαετία, οι δυνατότητες της υπολογιστικής ρευστομηχανικής έχουν αυξηθεί αισθητά, εξαιτίας της ανάπτυξης μεγάλων συστημάτων ηλεκτρονικών υπολογιστών παράλληλης επεξεργασίας.

4.3 Εφαρμογές της υπολογιστικής ρευστομηχανικής

Λόγω των προτερημάτων των μεθόδων της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής, αυτές χρησιμοποιούνται ευρέως όχι μόνο στην αεροδιαστημική και την αεροναυπηγική – κλάδοι στους οποίους βρήκαν αρχικά εφαρμογή – αλλά και σε οποιονδήποτε τομέα της μηχανικής και της επιστήμης σχετίζεται με εφαρμογές ροής. Έτσι, η υπολογιστική ρευστομηχανική βρίσκει ευρεία εφαρμογή στον κλάδο της αυτοκινητοβιομηχανίας, σε βιομηχανικές εφαρμογές, στον κατασκευαστικό κλάδο, στη μετεωρολογία και στη ναυπηγική [Lomax et al., 2001], [Anderson, 1995].

- Αεροναυπηγική

Ο υπολογισμός της ροής του αέρα γύρω από αεροσκάφη και σκάφη που προορίζονται για αποστολές στο διάστημα μπορεί να βοηθήσει στον καθορισμό των πιέσεων και των δυνάμεων αντίστασης, βλ. Εικόνα 17. Μέσω των αντίστοιχων προσομοιώσεων, μπορεί να υπολογιστεί ένα πλήθος παραμέτρων που αφορούν τόσο στην απόδοση των σκαφών και τα απαραίτητα μέσα πρόωσης αυτών, όσο και στις απαιτήσεις αντοχής τους.



Εικόνα 17: Εφαρμογές της υπολογιστικής ρευστομηχανικής στην αεροδιαστημική

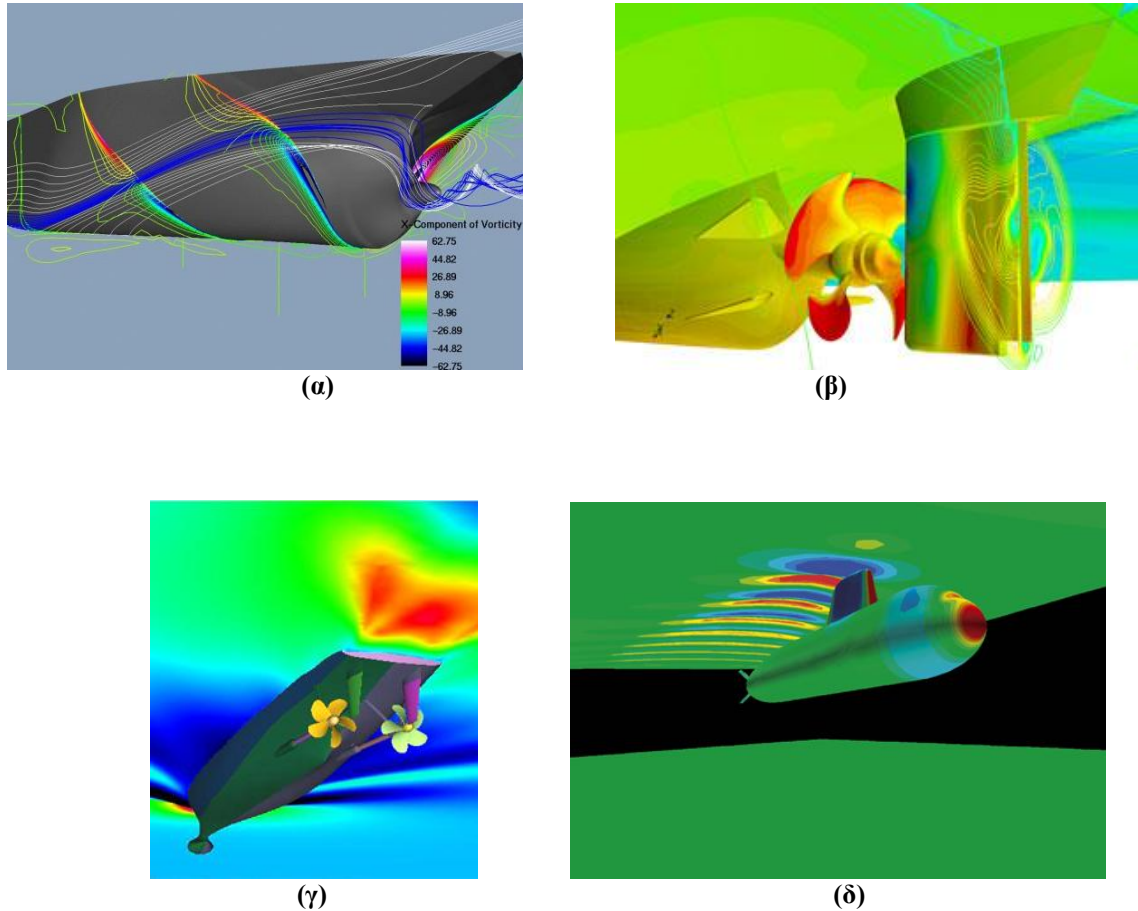
α. Προσομοίωση ροής γύρω από διαστημικό λεωφορείο

β. Προσομοίωση ροής γύρω από μαχητικό αεροσκάφος.

- Ναυπηγική

Σχετικά πρόσφατα η χρήση της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής έχει ενταχθεί στον τομέα της ναυπηγικής. Με χρήση εργαλείων υπολογιστικής ρευστοδυναμικής μπορεί να προσομοιωθεί η ροή γύρω από την γάστρα του σκάφους, συμβάλλοντας έτσι στον ακριβέστερο καθορισμό τόσο της αντίστασης τριβής όσο και της αντίστασης

κυματισμού. Κατά συνέπεια, σήμερα επιλύεται μια μεγάλη οικογένεια προβλημάτων, που περιλαμβάνει τη συμπεριφορά του σκάφους σε κυματισμούς, τον καθορισμό και τη συμπεριφορά της προωστήριας εγκατάστασης και τη βέλτιστη σχεδίαση γάστρας για ελαχιστοποίηση της αντίστασης [Τζαμπίρας].



Εικόνα 18: Εφαρμογές της υπολογιστικής ρευστομηχανικής στη ναυπηγική

α. Προσομοίωση ροής γύρω από βολβοειδή πλώρη πλοίου

β. Προσομοίωση ροής στην περιοχή του πηδαλιού μονέλικου πλοίου

γ. Προσομοίωση ροής στην πρύμνη διπλέλικου πλοίου

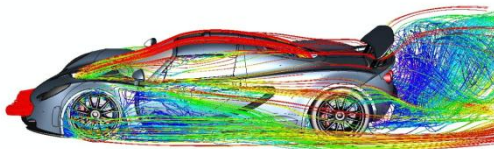
δ. Προσομοίωση ροής γύρω από υποβρύχιο σε ρηχό νερό

- Αυτοκινητοβιομηχανία

Η υπολογιστική ρευστομηχανική χρησιμοποιείται στην αυτοκινητοβιομηχανία, με έναν βασικό στόχο την εξεύρεση της βέλτιστης αεροδυναμικής μορφής του οχήματος.

Έτσι για παράδειγμα, γίνονται μελέτες ώστε να ελαχιστοποιηθεί η αντίσταση των αγωνιστικών οχημάτων και των οχημάτων υψηλών αποδόσεων. Τα τελευταία χρόνια οι σχετικές μελέτες επεκτείνονται και στη βελτιστοποίηση οχημάτων ευρείας χρήσης.

Τόσο στον τομέα της ναυπηγικής όσο και στον τομέα της αυτοκινητοβιομηχανίας, η χρήση της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής έχει επεκταθεί και στη μελέτη της ροής και καύσης στους κινητήρες. Η εφαρμογή αυτή αποτελεί και το αντικείμενο της παρούσας εργασίας.



(α)



(β)

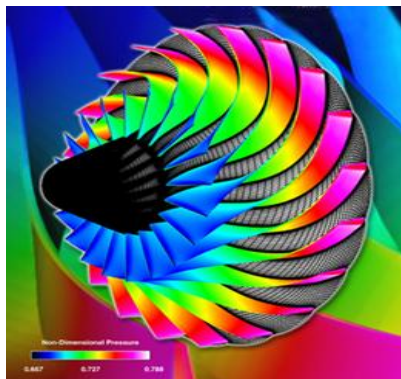
Εικόνα 19: Προσομοίωση ροής σε εφαρμογές της αυτοκινητοβιομηχανίας

α. Προσομοίωση ροής του οχήματος υψηλών αποδόσεων Hennessey Venom GT

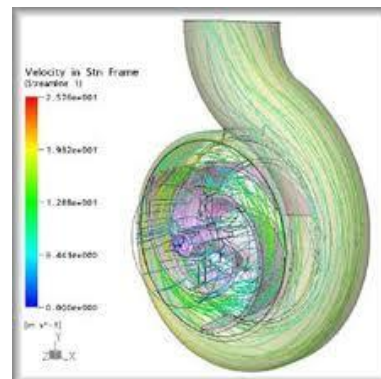
β. Προσομοίωση ροής γύρω μονοθέσιο της εταιρείας BAR της Formula 1.

- Στροβιλομηχανές

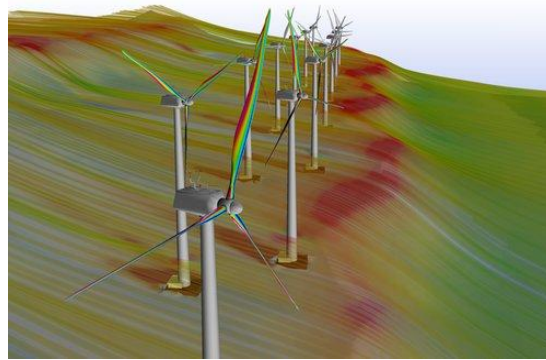
Η χρήση της υπολογιστικής ρευστομηχανικής είναι σήμερα ιδιαίτερα εκτεταμένη στον σχεδιασμό στροβιλομηχανών. Τέτοια παραδείγματα περιλαμβάνουν υπερπληρωτές, αντλίες και αιολικές γεννήτριες, βλ. Εικόνα 20.



(α)



(β)



(γ)

Εικόνα 20: Προσομοίωση ροής σε στροβιλομηχανές

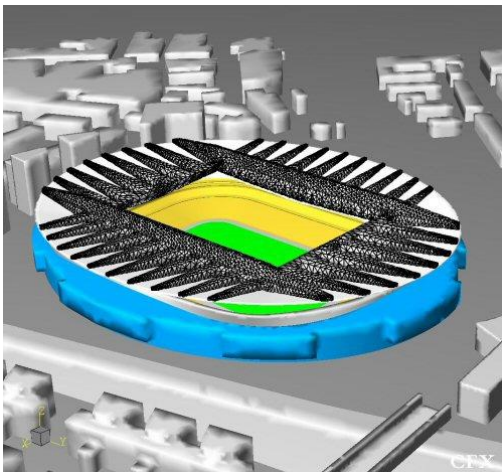
α. Προσομοίωση ροής σε υπερπληρωτή

β. Προσομοίωση ροής σε βιομηχανική αντλία

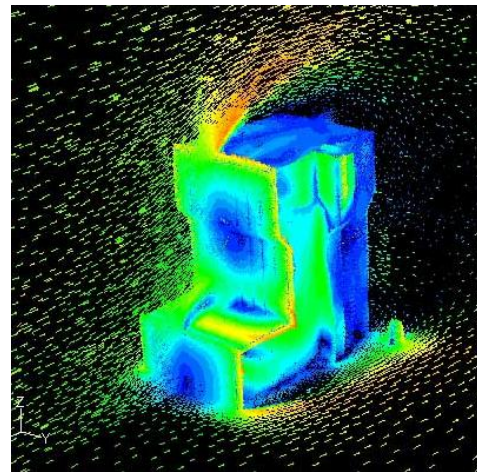
γ. Προσομοίωση ροής σε γεννήτριες αιολικής ενέργειας.

- Κατασκευαστικές εφαρμογές

Οι κώδικες CFD βρίσκουν εφαρμογή καί στον κατασκευαστικό τομέα, ιδιαίτερα σε κατασκευές γύρω από τις οποίες δημιουργείται μια ροή, βλ. Εικόνα 21. Σχετικές εφαρμογές μπορούν να περιλαμβάνουν μελέτες εκβάθυνσης λιμένων, ώστε να προβλεφθούν ρεύματα του νερού και η τελική εναπόθεση άμμου. Επίσης, τη ροή του ανέμου γύρω από ψηλά και ογκώδη κτίρια. Τέλος, ροές γύρω από γέφυρες και στάδια.



(α)



(β)

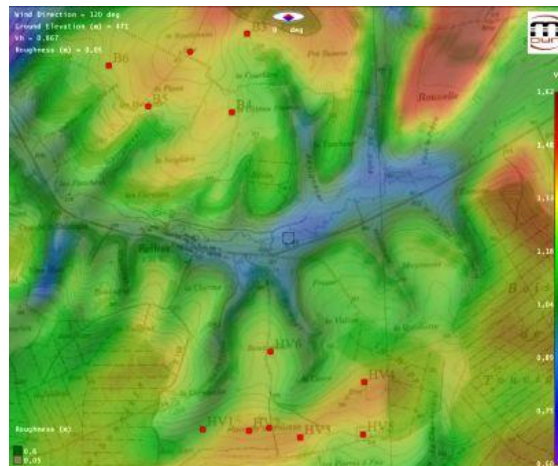
Εικόνα 21: Προσομοίωση ροής γύρω από κατασκευές

α. Προσομοίωση ροής γύρω από στάδιο

β. Προσομοίωση ροής γύρω από κτίριο.

- Μετεωρολογικές εφαρμογές

Τέλος, μια σημαντική εφαρμογή της υπολογιστικής ρευστομηχανικής είναι η πρόβλεψη του καιρού. Τα αποτελέσματα σχετικών προσομοιώσεων αποτυπώνουν σημαντικά μετεωρολογικά μεγέθη σε εκτενείς περιοχές. Ένας τέτοιος χάρτης παρουσιάζεται στην Εικόνα 22.



Εικόνα 22: Χάρτης προσομοίωσης κίνησης ανέμων.

4.4 Κώδικας υπολογιστικής ρευστομηχανικής KIVA-3

Ο κώδικας υπολογιστικής ρευστοδυναμικής KIVA-3 αποτελεί την τρίτη και πιο βελτιωμένη έκδοση του κώδικα KIVA, που δημιουργήθηκε το 1985 σε γλώσσα Fortran 77. Ο κώδικας επιλύει αριθμητικά τις εξισώσεις διατήρησης της συμπιεστής ροής. Η περιγραφή των επιμέρους διεργασιών όπως είναι για παράδειγμα η διάσπαση του καυσίμου (πρωτογενής και δευτερογενής), η εξάτμιση, ο υπολογισμός των πιέσεων και των θερμοκρασιών αλλά και ο υπολογισμός των εκπεμπόμενων ρύπων γίνεται μέσω επιμέρους ρουτινών που καλούνται από το κυρίως πρόγραμμα [Amsden, 1993], [Amsden, 1989].

Παράλληλα, ο κώδικας KIVA περιλαμβάνει τον κώδικα K3PREP, ο οποίος αποτελεί συνοδευτικό εργαλείο για τη δημιουργία υπολογιστικών πλεγμάτων. Η επιλογή του καταλλήλου πλέγματος αποτελεί πολύ σημαντικό παράγοντα της επίλυσης του προβλήματος καθώς αν τα κελιά δεν είναι επαρκώς μικρά τότε είναι πιθανόν οι επιτελούμενοι υπολογισμοί να χαρακτηρίζονται από σημαντικό σφάλμα.

Στο πλαίσιο του κώδικα KIVA-3, η διαδικασία υπολογισμού του πεδίου ροής σε κάθε χρονικό βήμα διακρίνεται στα ακόλουθα στάδια:

- Στάδιο 1^ο: Υπολογισμός παραμέτρων του jet του καυσίμου. Υπολογίζονται οι μετατοπίσεις των σταγονιδίων της δέσμης, ο τρόπος που αυτές κινούνται στον χώρο του κυλίνδρου, καθώς και πιθανές συγκρούσεις μεταξύ τους.

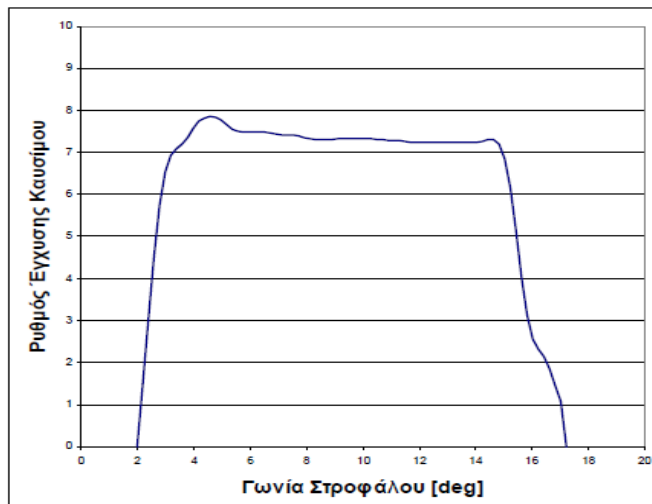
- Στάδιο 2^ο: Σε αυτό το στάδιο υπολογίζονται σε κάθε υπολογιστικό κελί οι όροι που σχετίζονται με την παράγωγο της πίεσης στην εξίσωση της ορμής αλλά και οι όροι της ταχύτητας που εμπεριέχονται στις εξισώσεις της μάζας και της ενέργειας. Προκειμένου να επιτευχθεί αυτό χρησιμοποιείται ο αλγόριθμος SIMPLE. Ο αλγόριθμος αυτός περιλαμβάνει τα ακόλουθα στάδια:
 1. Υπολογίζεται μια προσέγγιση του πεδίου της ταχύτητας με επίλυση της εξίσωσης διατήρησης της ορμής. Η πίεση αρχικά υπολογίζεται είτε χρησιμοποιώντας την κατανομή της πίεσης που υπολογίστηκε στην προηγούμενη επανάληψη είτε χρησιμοποιώντας μια αρχικά αυθαίρετα ορισμένη εκτίμηση.
 2. Η εξίσωση της πίεσης επιλύεται ώστε να προκύψει το νέο πεδίο πίεσης.
 3. Οι ταχύτητες διορθώνονται, δίνοντας το νέο πεδίο ταχυτήτων.
- Στάδιο 3^ο: Το ροϊκό πεδίο προσαρμόζεται στο μεταβληθέν πλέγμα που θα προκύψει από την κίνηση του εμβόλου. Η πληροφορία από τα κελιά που αποκόπτονται (ή δημιουργούνται κατά την ανοδική κίνηση του εμβόλου) μεταφέρεται στα υπόλοιπα.

Ένα ιδιαίτερα σημαντικό πλεονέκτημα του κώδικα KIVA είναι ότι είναι διαθέσιμος ο πηγαίος κώδικας. Αυτό σημαίνει ότι είναι δυνατή η τροποποίηση των μοντέλων και των υπο-ρουτινών που χρησιμοποιούνται. Αυτή η ευελιξία του κώδικα αποτελεί τον σημαντικότερο λόγο για τον οποίο έχει βρει ευρεία εφαρμογή στην επιστημονική κοινότητα, με διαφορετικές ερευνητικές ομάδες να έχουν αναπτύξει διάφορες κατηγορίες επιμέρους μοντέλων. Στον κώδικα που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία, το μοντέλο του spray αποτελείται από έναν κλιμακωτό μηχανισμό διάσπασης των σταγονιδίων του καυσίμου. Ο υπολογισμός των παραγομένων NO_x στηρίζεται σε έναν μηχανισμό βασισμένο στον διευρυμένο μηχανισμό Zeldovich. Το καύσιμο που χρησιμοποιείται στις προσομοιώσεις είναι το δεκατετράνιο (C₁₄H₃₀). Τέλος, μία από τις υπο-ρουτίνες είναι υπεύθυνη για τον υπολογισμό των συνθηκών στα τοιχώματα, και σε αυτό εστιάζει η παρούσα εργασία. Ο συνδυασμός των υπο-ρουτινών που χρησιμοποιεί ο κώδικας KIVA-3 για την προσομοίωση οδηγεί σε αποτελέσματα επαρκούς ακρίβειας σε σχέση με πειραματικά. Οι υπο-ρουτίνες που χρησιμοποιεί η KIVA 3 παρουσιάζονται στον Πίνακα 5.

Πίνακας 5: Υπο-ρουτίνες κώδικα ΚΙΥΑ.

<u>Υπό-ρουτίνα</u>	<u>Υπό-ρουτίνα</u>	<u>Υπό-ρουτίνα</u>
aproj.f	evap.f	resk.f
bcccfl.f	exdif.f	resp.f
bcccin.f	exitk.f	rest.f
bcdiff.f	fran.f	resuvw.f
bceps.f	fuel.f	resy.f
bc.f	fuelib.f	rezone.f
bcfc.f	fulout.f	rinput.f
bcmomfl.f	global.f	setupbc.f
bcmomper.f	gravity.f	setup.f
bcnodcpl.f	inject.f	snap3.f
bcpexd.f	kesolv.f	snapb.f
bcpgrad.f	lawall.f	snapt.f
bcresez.f	lawallx.f	sootcalc.f
bcresep.f	Ingprt.f	sort.f
bcrot1.f	mfluxes.f	sortint.f
bcroxcen.f	momflx.f	sortreal.f
bdchmqgm.f	newcyc.f	state.f
bdcomd.f	nodcpl.f	taperd.f
begin.f	paccel.f	tapewr.f
break.f	pcoupl.f	timstp.f
ccflux.f	pexdif.f	tinvrt.f
chemcm.f	pfind.f	tsolve.f
chemdr.f	pgrad.f	ufinit.f
chemeq.f	phaseb.f	utility.f
chemkn.f	pinit.f	utiltrd.f
chmqgm.f	piston.f	visc.f
colide.f	pmom.f	volume.f
drdke.f	pmovtv.f	vsolve.f
drdp.f	psolve.f	yit.f
drdt.f	repack.f	ysolve.f
etab.f	rese.f	zzz000.f

Το προφίλ έγχυσης καυσίμου στη βασική περίπτωση που υπολογίστηκε στην παρούσα εργασία παρουσιάζεται στο Διάγραμμα 10.



Διάγραμμα 10: Προφίλ έγχυσης καυσίμου.

Σο Διάγραμμα 10 διακρίνεται ότι κατά τις πρώτες 3.5° της έγχυσης υπάρχει έντονη κλίση της καμπύλης η οποία καταλήγει σε μικρού πλάτους ταλάντωση, εξηγούμενη από την κίνηση της βελόνας κατά το άνοιγμά της και τη σταθεροποίησή της στην θέση έγχυσης. Για τις επόμενες 9° ο ρυθμός έγχυσης παραμένει σταθερός, και τελικά πέφτει μέχρι να μηδενιστεί στις 17.2°.

Οι αρχικές και συνοριακές συνθήκες που χρησιμοποιήθηκαν παρουσιάζονται στον Πίνακα 6.

Πίνακας 6: Αρχικές και οριακές συνθήκες του παρόντος προβλήματος.

Πίεση αέρα εισαγωγής στον κύλινδρο	3.52 bar
Θερμοκρασία αέρα εισαγωγής στον κύλινδρο	330 K
Θερμοκρασία χιτωνίου	500 K
Θερμοκρασία καλύμματος κυλίνδρου	500 K
Θερμοκρασία βαλβίδας εξαγωγής	500 K
Θερμοκρασία κεφαλής εμβόλου	650 K

Σημειώνεται ότι η πίεση αέρα εισαγωγής στον κύλινδρο στην περίπτωση λειτουργίας σε μερικό φορτίο (25%) είναι 1.16 bar.

Η επιλογή των αρχικών συνθηκών είναι ουσιώδους σημασίας, καθώς με την επιλογή πολύ διαφορετικών συνθηκών επιλύεται ένα διαφορετικό πρόβλημα. Μάλιστα, μικρή μεταβολή των συνθηκών μπορεί να οδηγήσει σε πολύ διαφορετικά τελικά αποτελέσματα, αφού οι αποκλίσεις στις -96° που ξεκινά ο κύκλος μεγεθύνονται μετά την αρχή της καύσης.

Οι οριακές συνθήκες θερμοκρασίας που έχουν επιλεγεί συνάδουν με πειραματικά δεδομένα της εταιρίας Wärtsilä για τον συγκεκριμένο κινητήρα, είναι δηλαδή πολύ κοντά με μετρηθείσες τιμές. Οι οριακές συνθήκες θερμοκρασίες είναι σημαντικές διότι ανάλογα με αυτές διαμορφώνονται οι ροές θερμότητας προς τα τοιχώματα.

Μια σημαντική παράμετρος λειτουργίας είναι ο λόγος εγκάρσιου στροβιλισμού. Αυτός ορίζεται ως ο λόγος της γωνιακής ταχύτητας περιστροφής του αέρα προς την γωνιακή ταχύτητα περιστροφής της μηχανής:

$$SN = \frac{\omega_{swirl}}{\omega_{engine}} \quad (41)$$

Όπου ω_{swirl} , γωνιακή ταχύτητα στροβιλισμού του αέρα [Hz],

$$\omega_{engine} = \frac{2 \cdot \pi \cdot N}{60} , \text{ γωνιακή ταχύτητα περιστροφής της μηχανής [Hz],}$$

N , ταχύτητα περιστροφής της μηχανής [RPM].

Οι συνιστώσες της ταχύτητας του εγκάρσιου στροβιλισμού προσδιορίζονται στην αρχή κάθε κύκλου με χρήση μιας συνάρτησης Bessel. Σημειώνεται ότι η τιμή ω_{swirl} (γωνιακή ταχύτητα στροβιλισμού του αέρα) αντιστοιχεί σε γραμμικό προφίλ σε συνάρτηση της ακτίνας, το οποίο χαρακτηρίζεται από την ίδια τιμή της γωνιακής στροφορμής με αυτό που καθορίστηκε με τη συνάρτηση Bessel.

Στα Διαγράμματα 11 και 12 παρουσιάζονται οι συγκρίσεις της πίεσης εντός του κυλίνδρου και του ρυθμού έκλυσης θερμότητας, όπως υπολογίστηκαν πειραματικά και μέσω της προσομοίωσης. Τα διαγράμματα του πειραματικού ρυθμού έκλυσης θερμότητας βασίζονται στην μετρηθείσα πίεση η οποία δίδεται ως δεδομένο σε θερμοδυναμικό κώδικα προσομοίωσης της διεργασίας. Σημειώνεται ότι οι τιμές του ρυθμού έκλυσης θερμότητας έχουν αδιαστατοποιηθεί ως εξής:

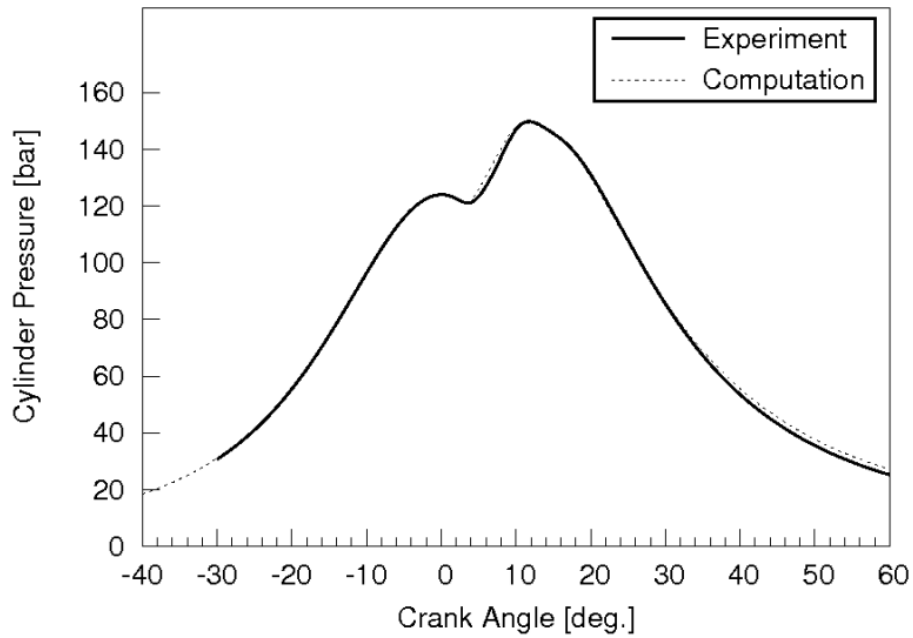
$$ROHR = \frac{d(Q)}{d(\theta)} \cdot \frac{100}{Q_{tot}} \quad (42)$$

Όπου, Q , εκλυόμενη θερμότητα καύσης [J],

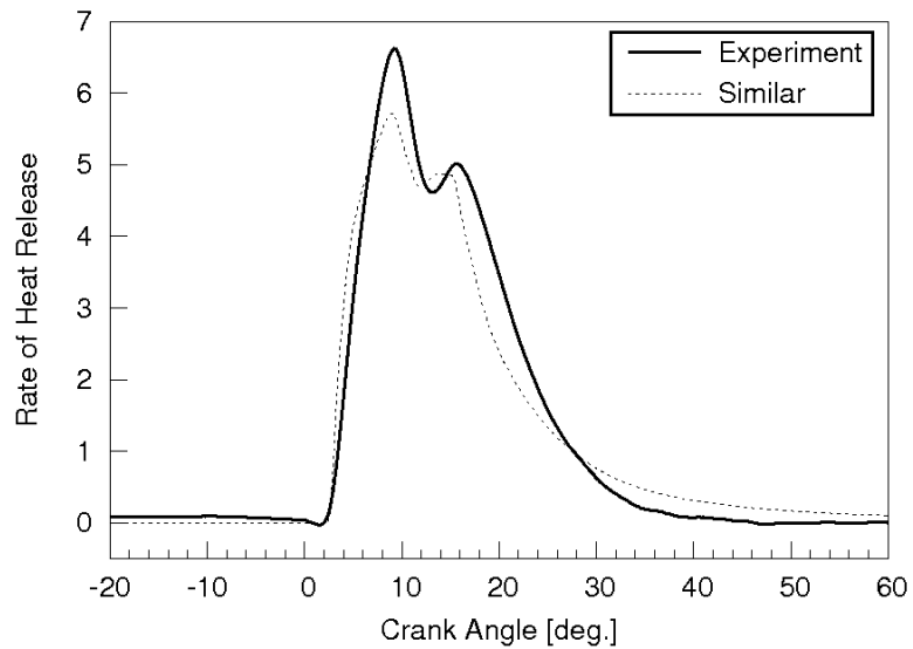
Q_{tot} , συνολικά εκλυόμενη θερμότητα καύσης [J].

Παρά το γεγονός ότι οι καμπύλες της πίεσης σχεδόν ταυτίζονται, παρατηρείται ελαφριά απόκλιση του ρυθμού έκλυσης θερμότητας, κυρίως στα τελευταία στάδια της καύσης. Αυτό μάς οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η καύση εξελίσσεται πιο αργά από ό,τι στο πείραμα, κυρίως στα τελευταία της στάδια, άρα και η διάρκεια της καύσης στην προσομοίωση είναι συνολικά μεγαλύτερη.

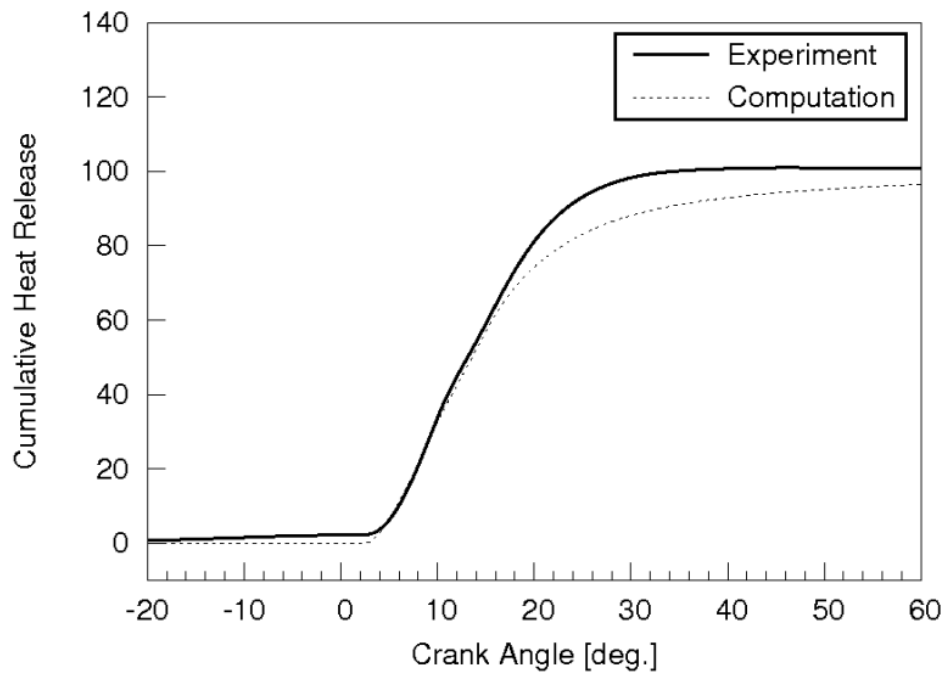
Στο Διάγραμμα 13 παρουσιάζεται η χρονική εξέλιξη της αθροιστικά εκλυθείσας θερμότητας, για το πείραμα και την προσομοίωση. Παρατηρείται ότι η καμπύλη αυξάνεται με πολύ υψηλό ρυθμό για την περίοδο της έγχυσης, δηλαδή για 2 -17.2 μοίρες γωνίας στροφάλου. Ακολούθως, η καμπύλη κινείται ασυμπτωτικά μέχρι το 100.



Διάγραμμα 11: Σύγκριση πιέσεων προσομοίωσης και πειράματος.



Διάγραμμα 12: Σύγκριση ρυθμού έκλυσης θερμότητας προσομοίωσης και πειράματος.



Διάγραμμα 13: Σύγκριση συνολικού ρυθμού έκλυσης θερμότητας προσομοίωσης και πειράματος.

5 Αποτελέσματα

5.1 Υπολογιστικά μοντέλα μεταφοράς θερμότητας

Κατά καιρούς έχουν παρουσιαστεί πολλά υπολογιστικά μοντέλα για τον υπολογισμό της θερμοροής, άλλα με μεγαλύτερη και άλλα με μικρότερη επιτυχία. Παρακάτω θα παρουσιαστούν δύο από αυτά, τα οποία κατά πάσα πιθανότητα είναι τα πιο επιτυχημένα καθώς καταφέρνουν να διατηρήσουν μία καλή προσέγγιση ως προς όλα τα υπολογιζόμενα μεγέθη, καθώς και το μοντέλο που χρησιμοποιείται από τον κώδικα KIVA. Το πρώτο είναι το μοντέλο που προτάθηκε από τους Han και Reitz το 1997 ενώ το δεύτερο είναι αυτό των Angelberger, Poinsot και Delhay που εφαρμόστηκε και στα πλαίσια αυτής της εργασίας.

5.1.1 Κλασσικό μοντέλο

Το μοντέλο υπολογισμού της θερμικής ροής στα τοιχώματα που χρησιμοποιεί ο κώδικας KIVA περιγράφεται ως εξής:

$$\text{Αδιάστατη απόσταση: } y^+ = \frac{uy}{\nu} \quad (43)$$

όπου u η ταχύτητα

$$\text{Ταχύτητα τριβής: } \frac{yu_*}{\nu} = 0.15 \left(\frac{yu}{\nu} \right)^{\frac{7}{8}} \quad (44)$$

$$\text{Διατμητική τάση: } \tau_w = \rho u_*^2 \quad (45)$$

$$\text{Ειδική θερμοροή: } q_w = \frac{\tau_w C_p (\bar{T} - T_w)}{u \text{Pr}} \quad (46)$$

Η σχέση (50) είναι η γνωστή ως αναλογία Reynolds. Η αναλογία Reynolds βασίζεται στην ιδέα ότι σε τυρβώδες οριακό στρώμα, η διατμητική τάση και η θερμοροή μεταβάλλονται σε αναλογία η μία ως προς την άλλη. Συνεπώς, γνωρίζοντας την διατμητική τάση μπορεί να προσεγγισθεί η τιμή της θερμοροής.

[<http://mit.edu/16.unified/www/FALL/thermodynamics/notes/node122.html>]

5.1.2 Μοντέλο Han-Reitz

Οι μαθηματικές εκφράσεις που περιγράφουν τον νόμο του τοιχώματος που προτάθηκε από τους Han και Reitz είναι οι ακόλουθες:

$$\left. \begin{aligned} v^+ &= \frac{v_t}{\nu} \\ y^+ &= \frac{uy}{\nu} \\ G^+ &= \frac{G\nu}{q_w u^*} \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

,όπου G^+ : αδιάστατος όρος πηγής

$$t^+ = 2.1\ln(y^+) + 2.1G^+ y^+ + 33.4G^+ + 2.5 \quad (48)$$

Τέλος, η πυκνότητα θερμικής ροής δίνεται στο συγκεκριμένο μοντέλο [Han & Reitz, 1997] από τη σχέση:

$$q_w = \frac{\rho c_p u^* T \ln(T / T_w)}{2.1\ln(y^+) + 2.5} \quad (49)$$

5.1.3 Μοντέλο Angelberger-Poinsot-Delhay

Το συγκεκριμένο μοντέλο ονομαζόμενο και Non Isothermal Wall Law (NIWL), χρησιμοποιεί την προσέγγιση ότι κοντά στο τοίχωμα το ιξώδες που οφείλεται στην τύρβη είναι αμελητέο συγκριτικά με το μοριακό ιξώδες. Επίσης, θεωρείται ότι το προφίλ των y^+ και t^+ είναι λογαριθμικό. Τέλος, η αύξηση του πάχους του ιξώδους υποστρώματος περιγράφεται μέσω του μετασχηματισμού $u^+ \rightarrow y^+$, όπου y^+, u^+ δίνονται παρακάτω. Συγκεκριμένα το y^+ αποτελεί μια αδιάστατη απόσταση που εξυπηρετεί στην καλύτερη περιγραφή της θερμικής ροής λόγω του αυξανόμενου πάχους του ιξώδους οριακού στρώματος.

$$dy^+ = \frac{v_w}{\nu} du^+ \quad (50)$$

$$u^+ = \begin{cases} y^+ & , y^+ \leq 10.8 \\ 2.44\ln(y^+) + 5.0, & y^+ > 10.8 \end{cases} \quad (51)$$

$$t^+ = \begin{cases} \text{Pr } y^+ & , y^+ \leq 10.8 \\ 2.075 \ln(y^+) + 3.9, & y^+ > 10.8 \end{cases} \quad (52)$$

Επίσης, όσον αφορά στη διατμητική τάση στα τοιχώματα:

$$\tau_w = \rho u_* \frac{u}{u^+} \quad (53)$$

Στην παραπάνω σχέση ο όρος u_* αναπαριστά την ταχύτητα τριβής. Πρόκειται για ένα μέγεθος αναφοράς που επιτρέπει την έκφραση της διατμητικής τάσης σε μονάδες ταχύτητας.

$$u_* = \frac{\rho u}{\rho_w u^+} \quad (54)$$

Τελικά, η ειδική θερμοροή στο τοίχωμα θα εκφράζεται από τη σχέση [Angelberger et al., 1997]:

$$q_w = \frac{-\rho_w u_* C_p T_w \ln(T_w / T)}{t^+} \quad (55)$$

5.2 Υπολογιστικά αποτελέσματα

Στην προσπάθεια να ελεγχθεί η αποτελεσματικότητα και χρησιμότητα του μοντέλου NIWL έγινε ένας αριθμός προσομοιώσεων με διαφορετικές συνθήκες. Στην ενότητα αυτή θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων αυτών στις εξής περιπτώσεις:

1. Περίπτωση πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.
2. Περίπτωση μερικού φορτίου χωρίς προέγχυση.
3. Περίπτωση πλήρους φορτίου σε δύο περιπτώσεις προέγχυσης.
 - Περίπτωση A: Αρχή προέγχυσης στις 35 πριν το άνω νεκρό σημείο
 - Περίπτωση B: Αρχή προέγχυσης στις 12.4 πριν το άνω νεκρό σημείο
4. Περίπτωση πλήρους φορτίου για τρεις λόγους εγκάρσιου στροβιλισμού:
 - Λόγος εγκάρσιου στροβιλισμού 0.1
 - Λόγος εγκάρσιου στροβιλισμού 2
 - Λόγος εγκάρσιου στροβιλισμού 10

Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται με τη βοήθεια των διαγραμμάτων της συνολικής πυκνότητας θερμικής ροής, των συνολικών απωλειών λόγω τριβής και των τριών μέσων θερμοκρασιών του αέριου μίγματος εγγύς: του εμβόλου, της βαλβίδας και του καλύμματος.

Σημειώνεται ότι η συνολική θερμική ροή και η συνολική τριβή έχουν αδιαστατοποιηθεί με τον εξής τρόπο:

$$\text{Space-Averaged Heat Flux} = \frac{\sum Q_c \cdot A_c}{A_{tot}} \quad (56)$$

$$\text{Space-Averaged Friction Flux} = \frac{\sum Fr_c \cdot A_c}{A_{tot}} \quad (57)$$

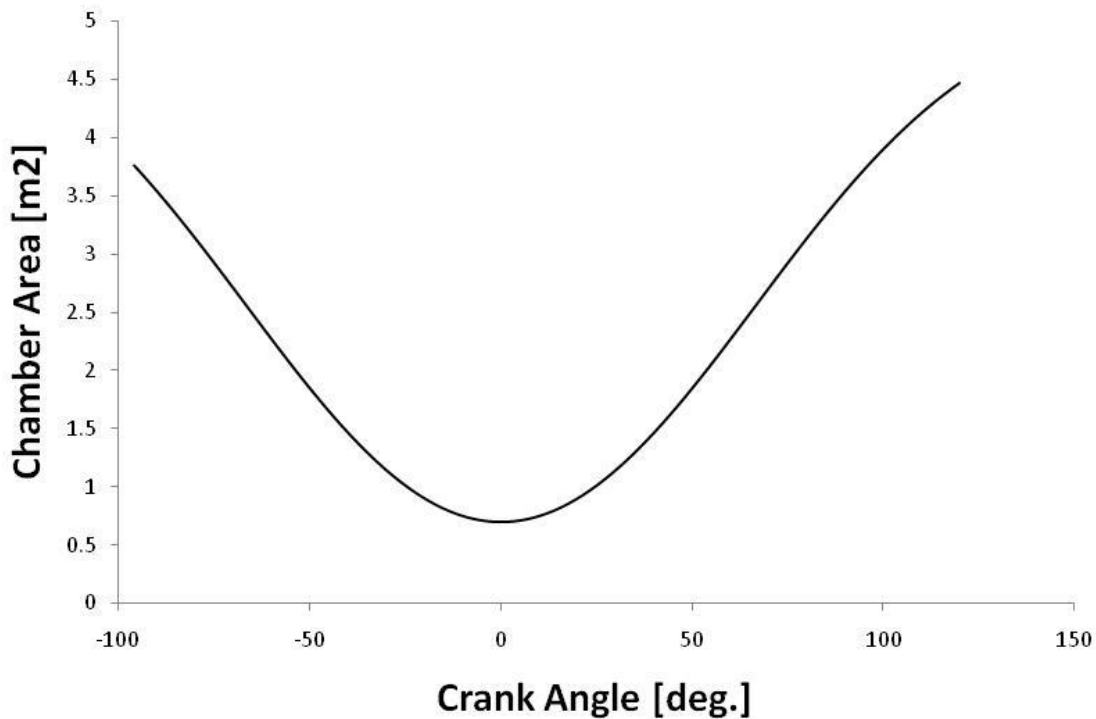
,όπου Q_c : η ειδική θερμοροή στο τοίχωμα του υπολογιστικού κελιού (W/m²)

Fr_c : η ειδική απώλεια ισχύος τριβής στο τοίχωμα του υπολογιστικού κελιού (W/m²)

A_c : η επιφάνεια τοιχώματος του υπολογιστικού κελιού

A_{tot} : η συνολική επιφάνεια του θαλάμου καύσης

Στο Διάγραμμα 14 παρουσιάζεται η συνολική επιφάνεια του θαλάμου καύσης συναρτήσει της γωνίας στροφάλου.

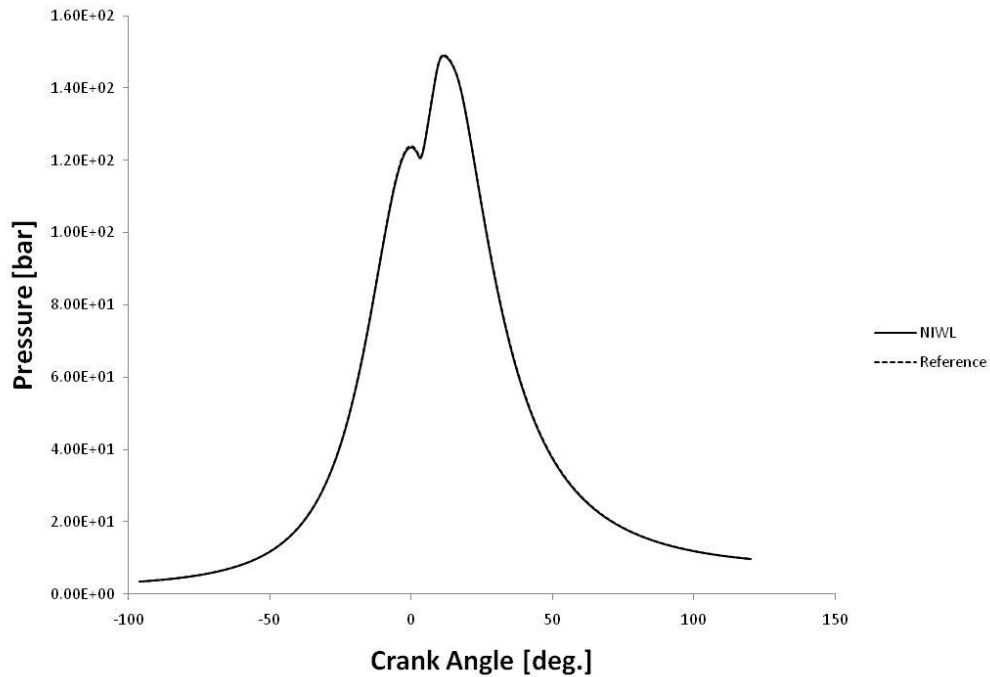


Διάγραμμα 14: Συνολική επιφάνεια του θαλάμου καύσης συναρτήσει της γωνίας στροφάλου.

5.2.1 Περίπτωση πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση

Όπως αναμένεται, οι καμπύλες της πίεσης που αντιστοιχούν σε χρήση των δύο προαναφερθέντων μοντέλων μεταφοράς θερμότητας σχεδόν ταυτίζονται. Σύμφωνα με

πειραματικές μετρήσεις της εταιρίας Wärtsilä Switzerland, η καμπύλη της πίεσης (βλ. Διάγραμμα 15) του μοντέλου NIWL ακολουθεί σε ικανοποιητικό βαθμό τα πειραματικά δεδομένα. Η ταύτιση των δύο καμπυλών των πιέσεων αποτελεί επιβεβαίωση της ορθής λειτουργίας του μοντέλου.

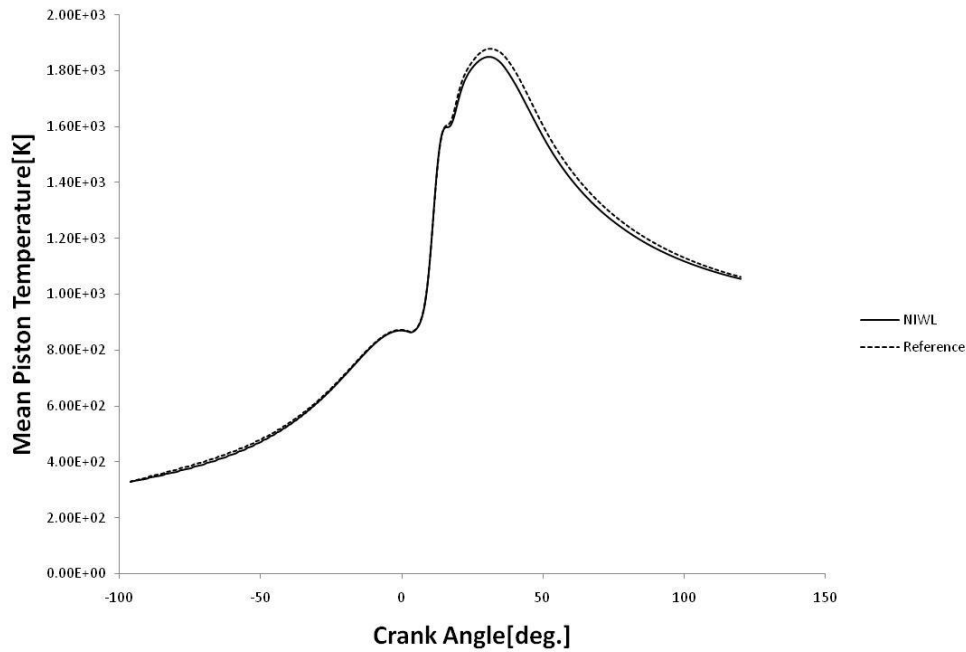


Διάγραμμα 15: Καμπύλη χρονικής μεταβολής της πίεσης, για την περίπτωση πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.

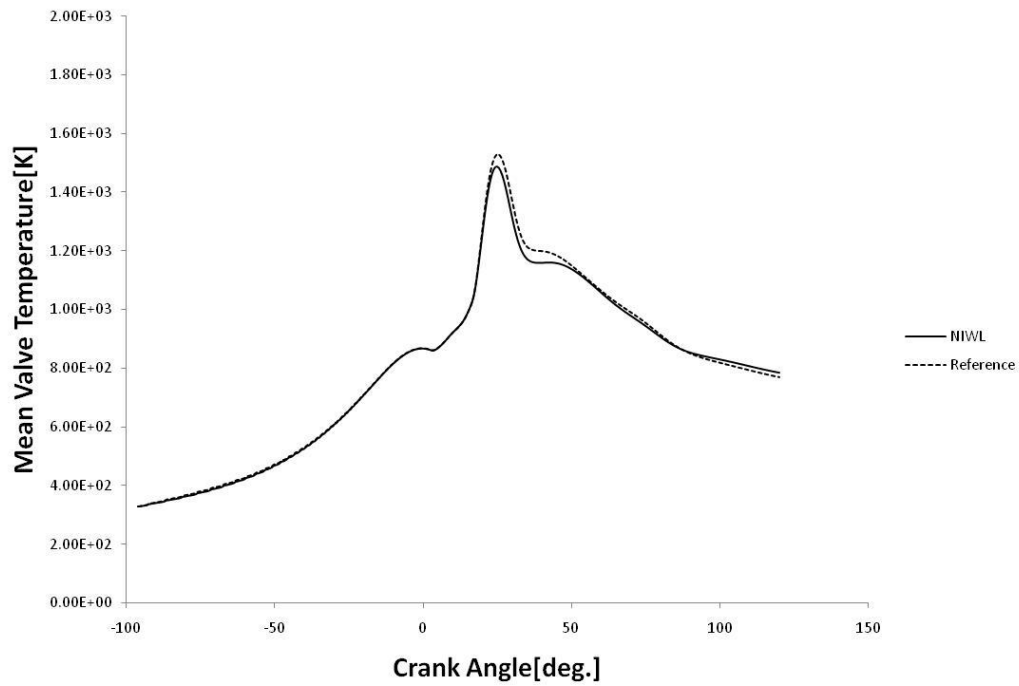
Σύμφωνα με τις προσομοιώσεις σε μικρότερους κινητήρες Otto που έγιναν από τους Angelberger et al. (1997) η θερμική ροή που υπολογίστηκε είναι αρκετά μεγαλύτερη από αυτή που υπολογίζεται με το μοντέλο αναφοράς. Τα διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα αντιστοιχούσαν σε ακόμη μεγαλύτερες τιμές.

Αν συνεπώς η υπολογιζόμενη θερμική ροή είναι μεγαλύτερη στο μοντέλο NIWL (για ίδιες περίπου θερμοκρασίες του εργαζόμενου μέσου), τότε αναμένεται και οι μέσες θερμοκρασίες στο κάλυμμα του κυλίνδρου, τη βαλβίδα και το έμβολο να είναι μικρότερες από αυτές του μοντέλου αναφοράς. Πράγματι, η υπόθεση αυτή επιβεβαιώνεται από τα Διαγράμματα 16-19.

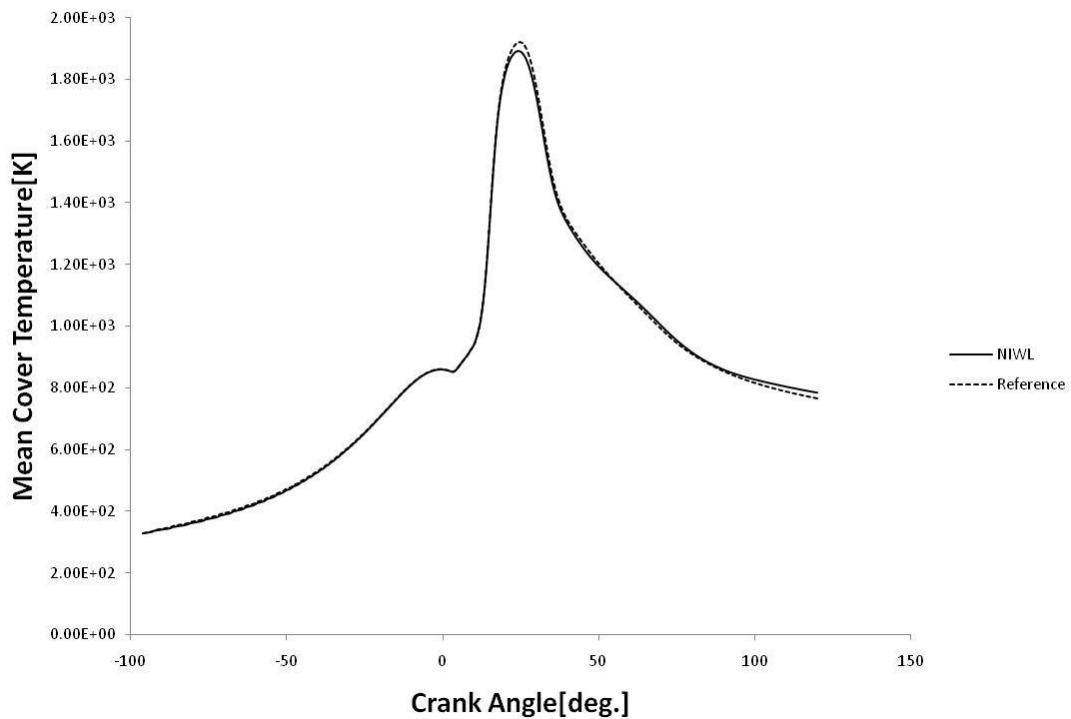
Στο πρώτο τμήμα των θερμοκρασιακών καμπυλών μέχρι τις 25 περίπου μοίρες γωνίας στροφάλου, η καμπύλη του μοντέλου NIWL ταυτίζεται πρακτικά με εκείνη της περίπτωσης αναφοράς. Αντίθετα, στο δεύτερο τμήμα (από τις 25 μέχρι τις 120 μοίρες) οι δύο καμπύλες διαχωρίζονται, και παρατηρείται διαφοροποίηση στις αναπτυσσόμενες θερμοκρασίες καθώς αυτές είναι στο μοντέλο NIWL χαμηλότερες (κατά περίπου 50-60K) από αυτές της περίπτωσης του μοντέλου αναφοράς. Στα διάγραμμα που αφορούν στις περιοχές εγγύς του εμβόλου και της βαλβίδας (Διαγράμματα 16 και 17), οι θερμοκρασιακές διαφορές καθίστανται μέγιστες, παρατηρούνται δε για γωνίες στροφάλου 40°-50°.



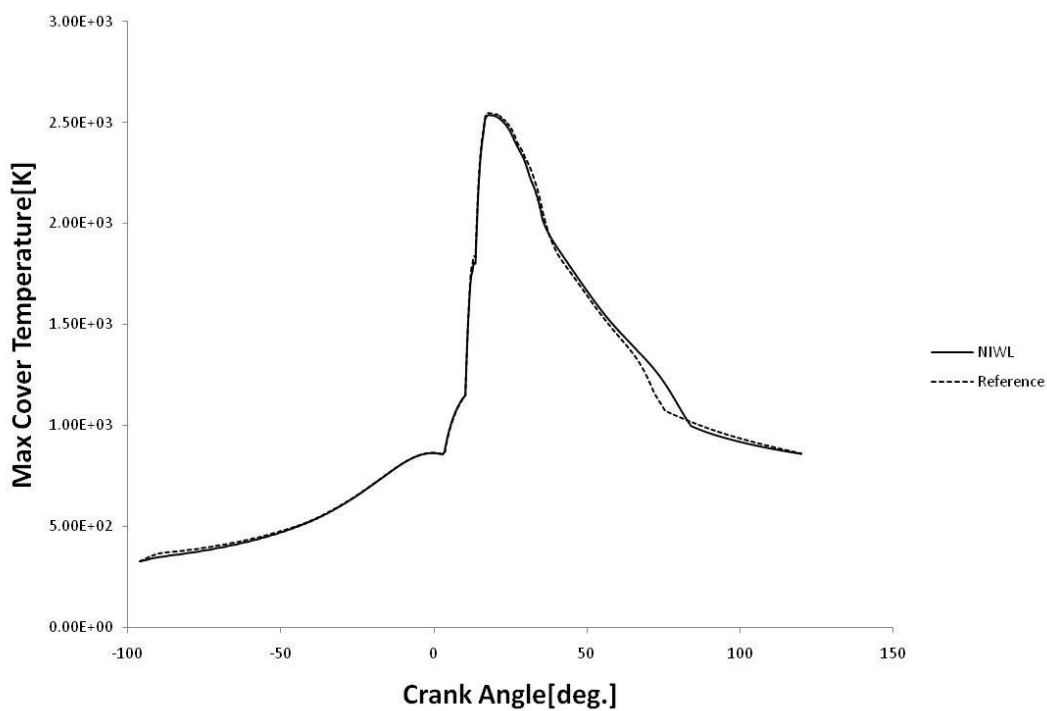
Διάγραμμα 16: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του εμβόλου, για την περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.



Διάγραμμα 17: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς της βαλβίδας για την περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.

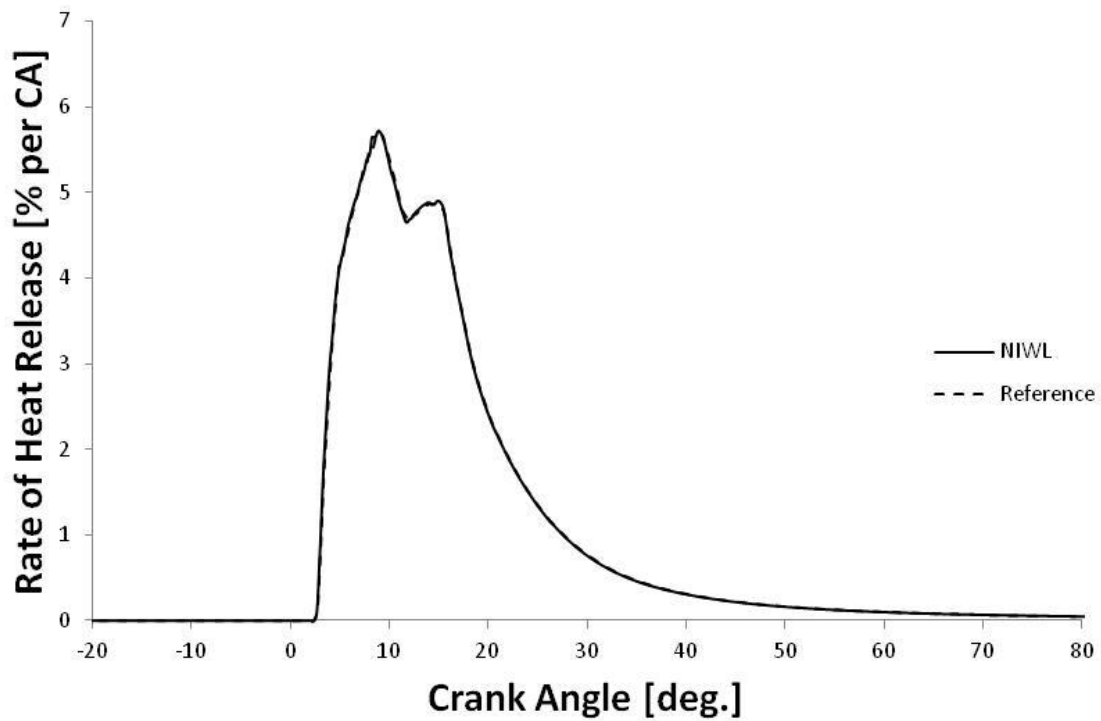


Διάγραμμα 18: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος, για την περίπτωση πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.

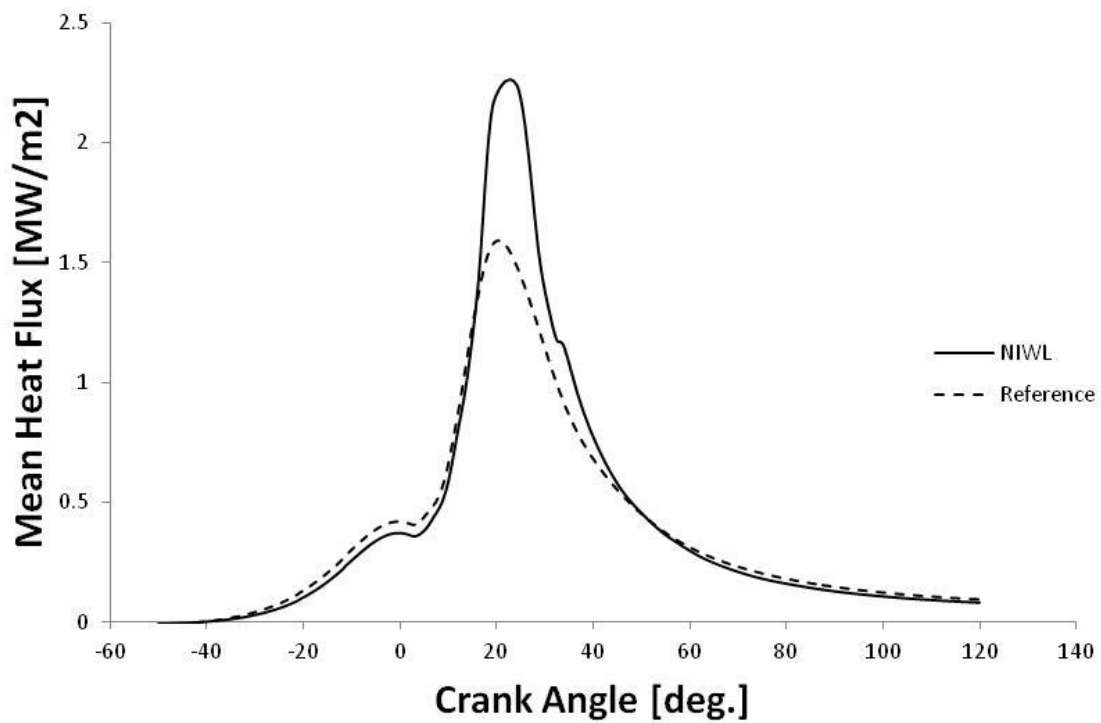


Διάγραμμα 19: Μέγιστη θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος, για την περίπτωση πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.

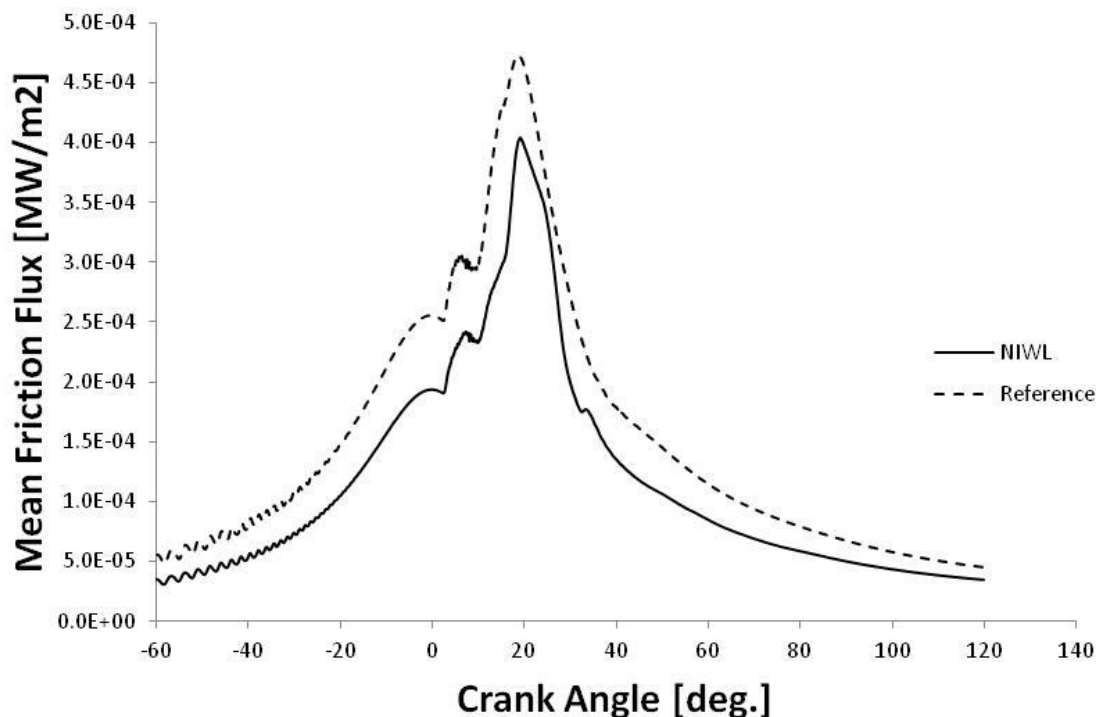
Όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή του παρόντος κεφαλαίου, οι καμπύλες του ρυθμού έκλυσης θερμότητας για τα δύο μοντέλα είναι πρακτικά ίδιες (Διάγραμμα 20). Σημειώνεται ότι η καμπύλη του Διαγράμματος 20 είναι σε καλή συμφωνία με αντίστοιχη πειραματική (βλ. Διάγραμμα 12).



Διάγραμμα 20: Ρυθμός έκλυσης θερμότητας για την περίπτωση πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.



Διάγραμμα 21: Μέση ειδική θερμοροή, για την περίπτωση πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.

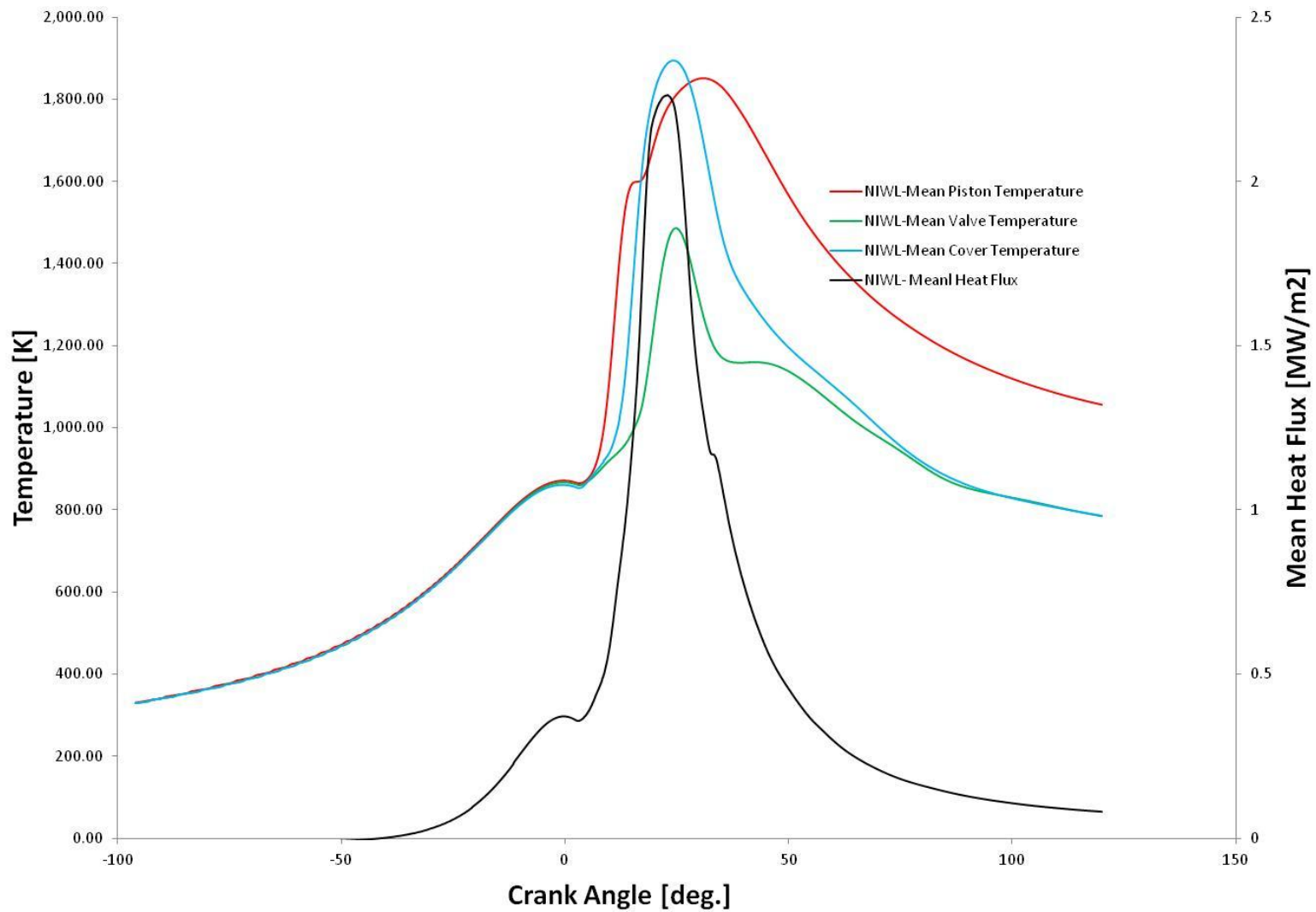


Διάγραμμα 22: Μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για την περίπτωση πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.

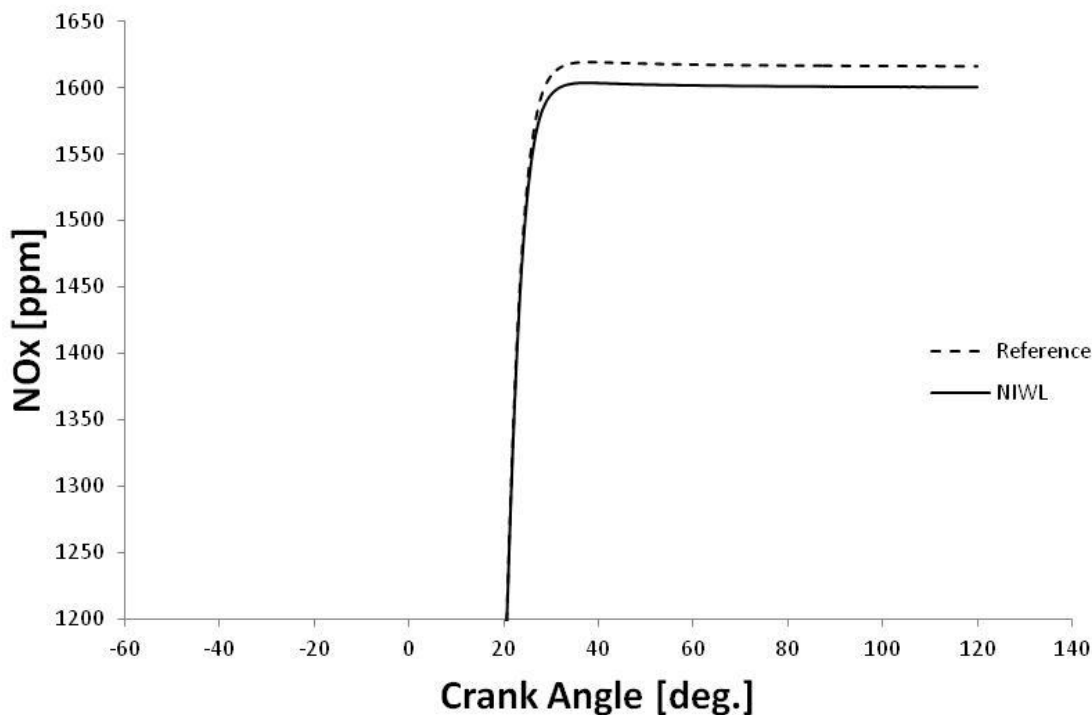
Στα Διαγράμματα 21 και 22 παρουσιάζονται η μέση ειδική θερμοροή προς τα τοιχώματα και η μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής που αναπτύσσεται στα τοιχώματα, αντίστοιχα. Η ειδική θερμοροή του μοντέλου NIWL είναι σημαντικά μεγαλύτερη από αυτή του μοντέλου αναφοράς, ενώ αντίθετα οι απώλειες ισχύος τριβής είναι ελαφρώς μικρότερες.

Η σημαντικά υψηλότερη προκύπτουσα ειδική θερμοροή του μοντέλου NIWL εξηγεί τη συμπεριφορά των θερμοκρασιακών καμπυλών 16-19, αφού όπως είναι αναμενόμενο αντιστοιχεί σε χαμηλότερες θερμοκρασίες στην περίπτωση του μοντέλου Angelberger et al.

Στο Διάγραμμα 23 γίνεται σύγκριση της συμπεριφοράς της μέσης θερμικής ροής με αυτή των μέσων θερμοκρασιών στο θάλαμο καύσης. Όπως φαίνεται στο διάγραμμα, οι τρεις θερμοκρασιακές καμπύλες ακολουθούν μια συμπεριφορά που είναι όμοια με αυτή της μέσης θερμοροής. Οι τρεις θερμοκρασίες, όπως και η θερμική ροή, αυξάνονται απότομα με την έναρξη της καύσης, περί τις 2.5 περίπου μοίρες μετά το Άνω Νεκρό Σημείο.



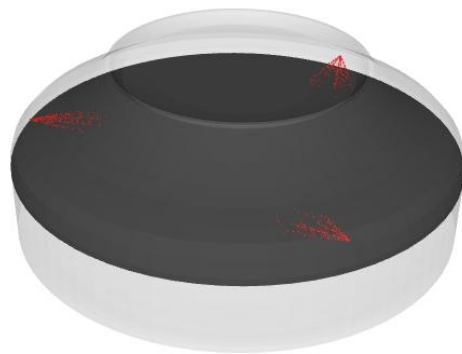
Διάγραμμα 23: Μέση ειδική θερμότητα και μέσες τιμές της θερμοκρασίας σε διαφορετικές περιοχές εγγύς των τοιχωμάτων το κυλίνδρου, συναρτήσει της γωνίας στροφάλου.



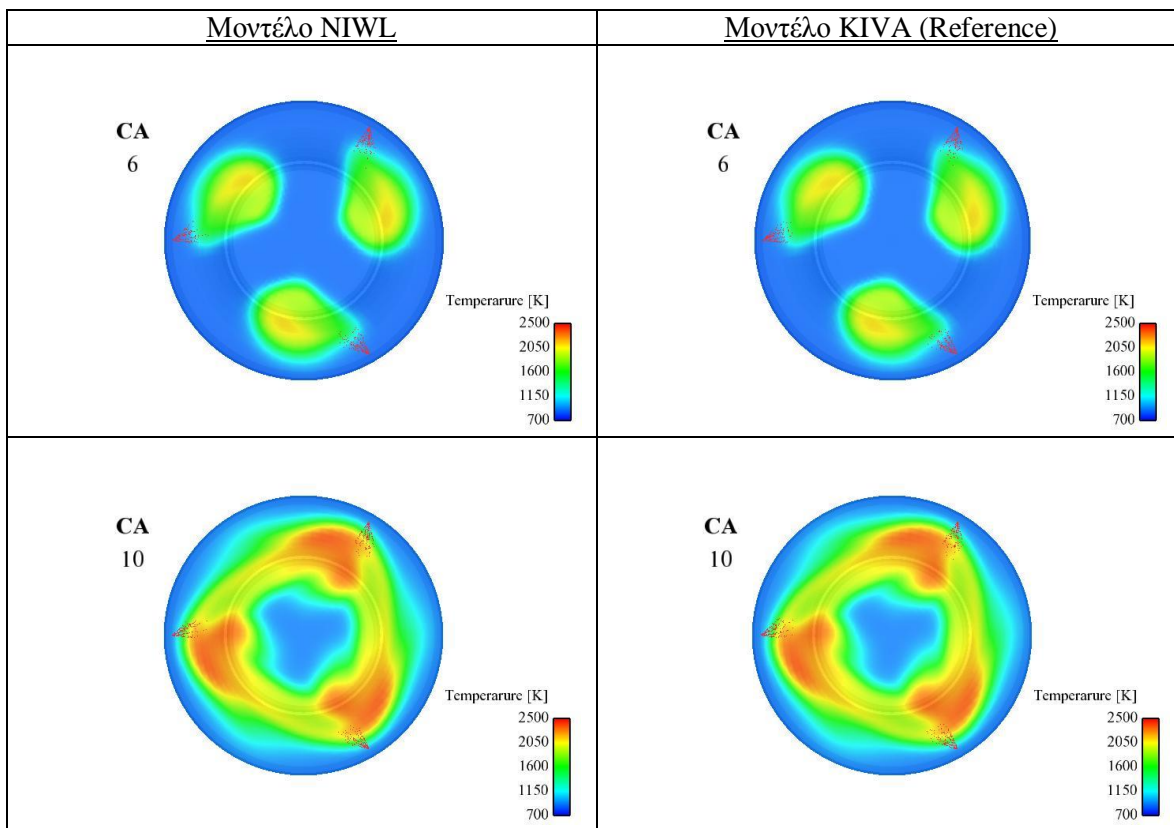
Διάγραμμα 24: Μέση συγκέντρωση οξειδίων του αζώτου συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για την περίπτωση πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.

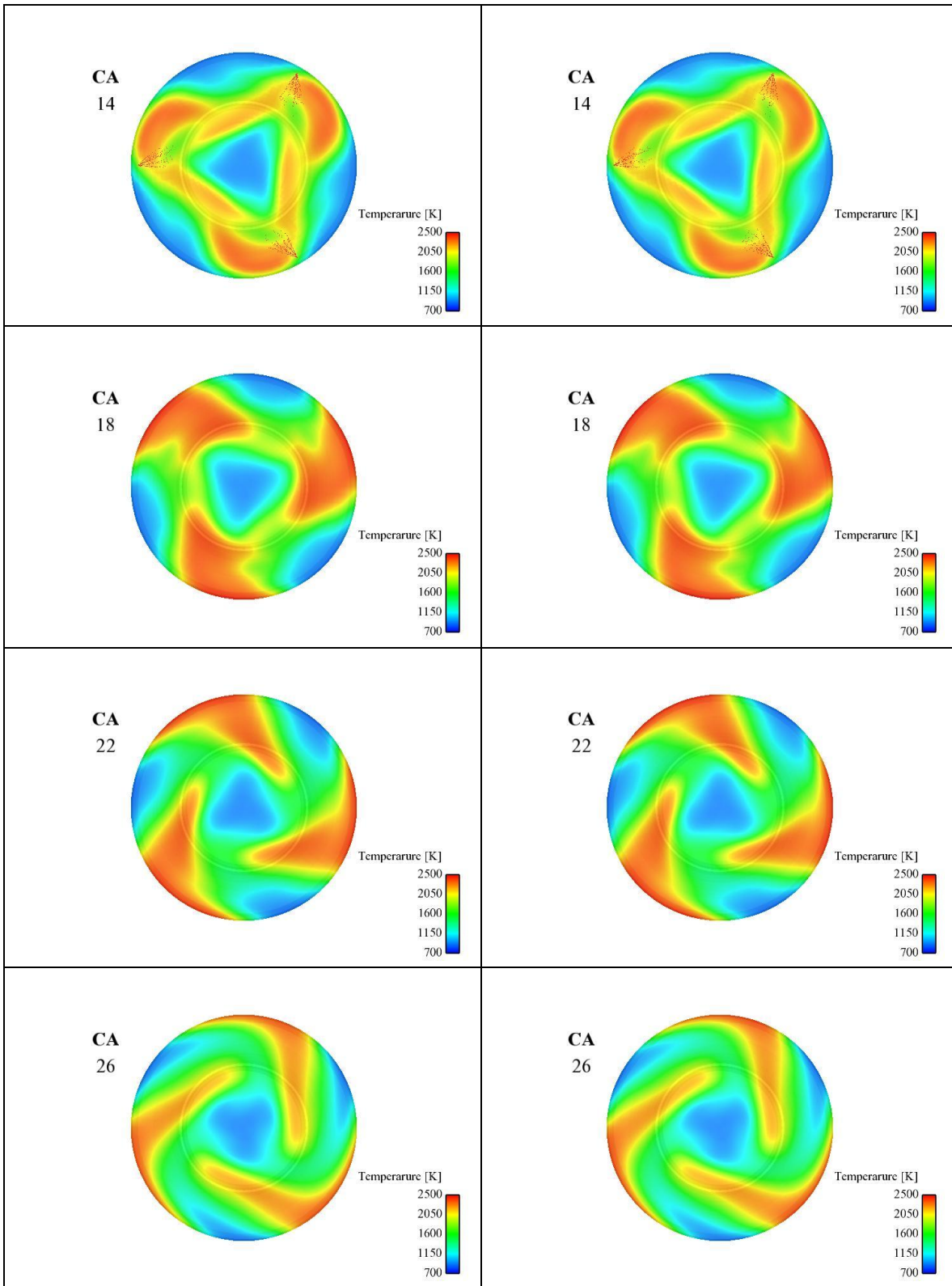
Οι εκπομπές οξειδίων του αζώτου που υπολογίζονται (βλ. Διάγραμμα 24) αφορούν στο άθροισμα NO και NO₂, ενώ η συγκέντρωση NO αποτελεί το 96% της συνολικής τελικής συγκέντρωσης NOx. Η συγκέντρωση των οξειδίων του αζώτου σύμφωνα με πειραματικές μετρήσεις από την Wartsilä Switzerland ανέρχεται σε 1410 ppm, ενώ η περίπτωση του μοντέλου αναφοράς του κώδικα KIVA δίνει τελική συγκέντρωση 1620 ppm. Το μοντέλο NIWL, όπως φάνηκε παραπάνω, δίνει χαμηλότερες θερμοκρασίες εντός του κυλίνδρου, και συνεπώς όπως αναμένεται μειώνεται και η τελική συγκέντρωση οξειδίων του αζώτου. Το μοντέλο NIWL υπολογίζει τα οξείδια του αζώτου στα 1600 ppm, μειώνοντας την απόκλιση σε σχέση με την πειραματική τιμή από 14.9% σε 13.5%.

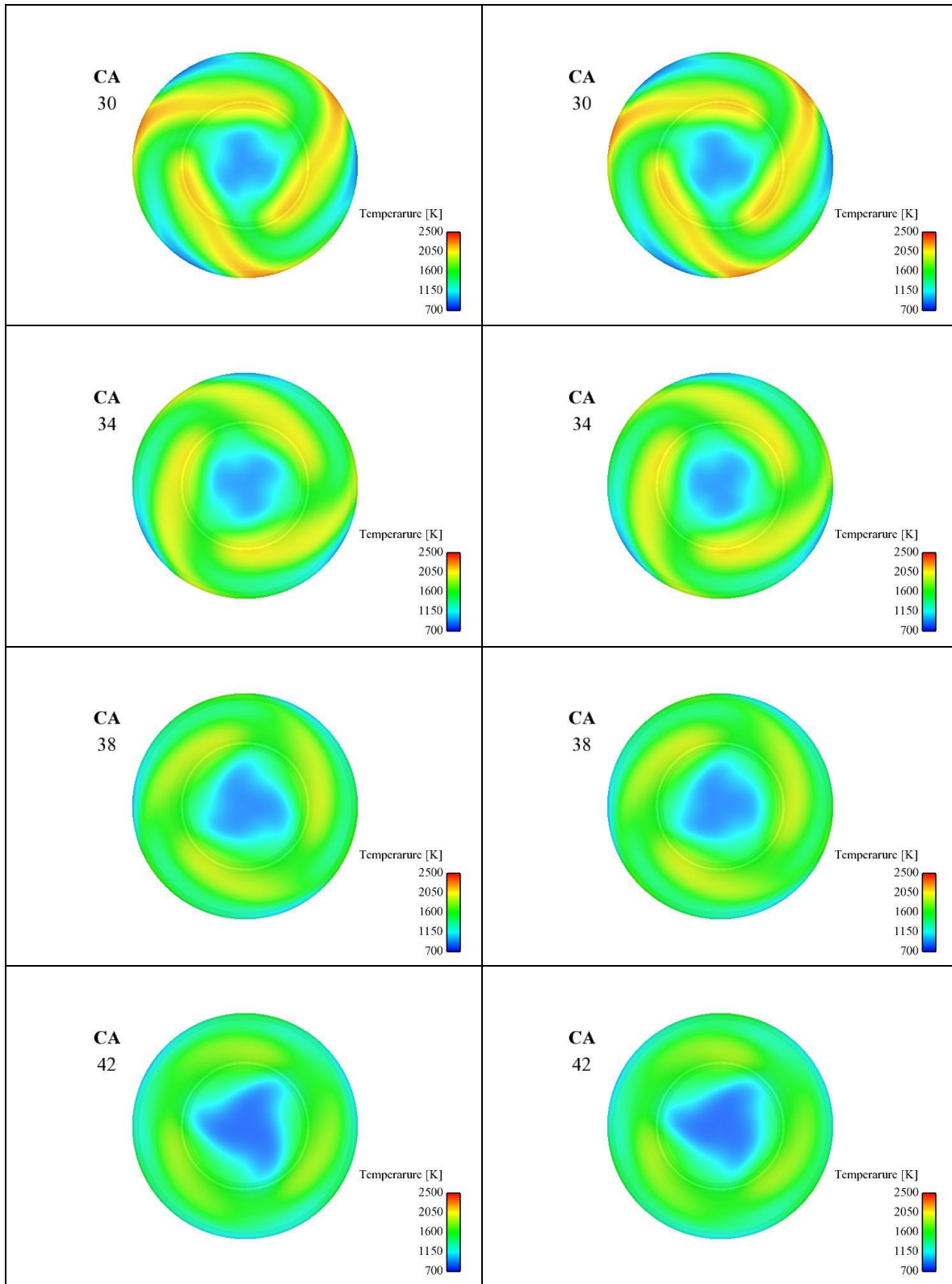
Ακολουθώς, παρουσιάζονται οπτικοποιήσεις του υπολογισθέντος ροϊκού πεδίου. Αυτές γίνονται για οριζόντιο επίπεδο που απέχει κατά τι από αυτό των τριών εγχυτήρων, βλ. Εικόνα 23. Στην Εικόνα 24 παρουσιάζεται η κατανομή των θερμοκρασιών στο παραπάνω επίπεδο, για διαφορετικές τιμές της γωνίας στροφάλου, για τα δύο μοντέλα μεταφοράς θερμότητας που χρησιμοποιούνται στην παρούσα εργασία.



Εικόνα 23: Επίπεδο αναφοράς στο οποίο γίνονται οι οπτικοποιήσεις του ροϊκού πεδίου.



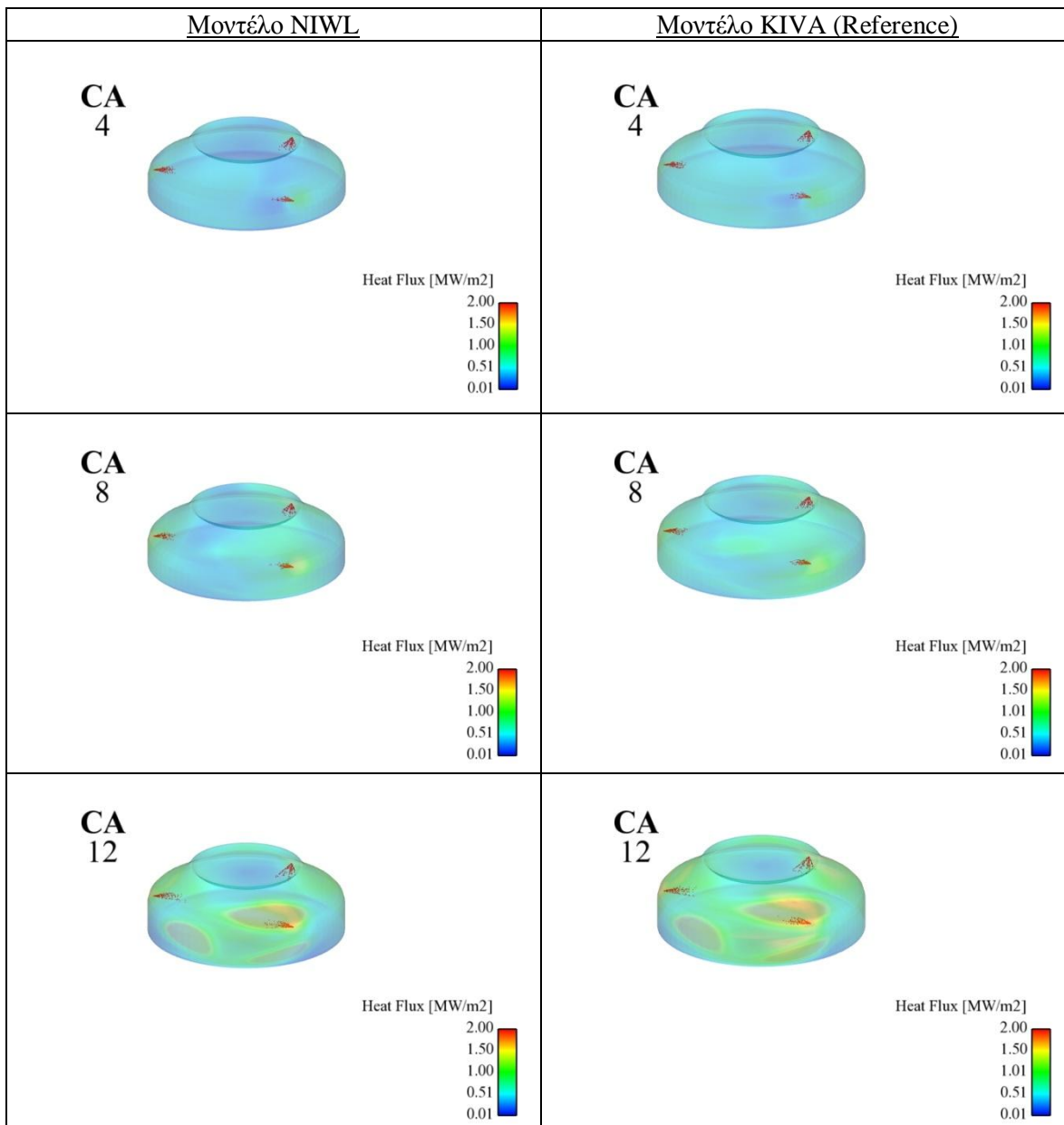


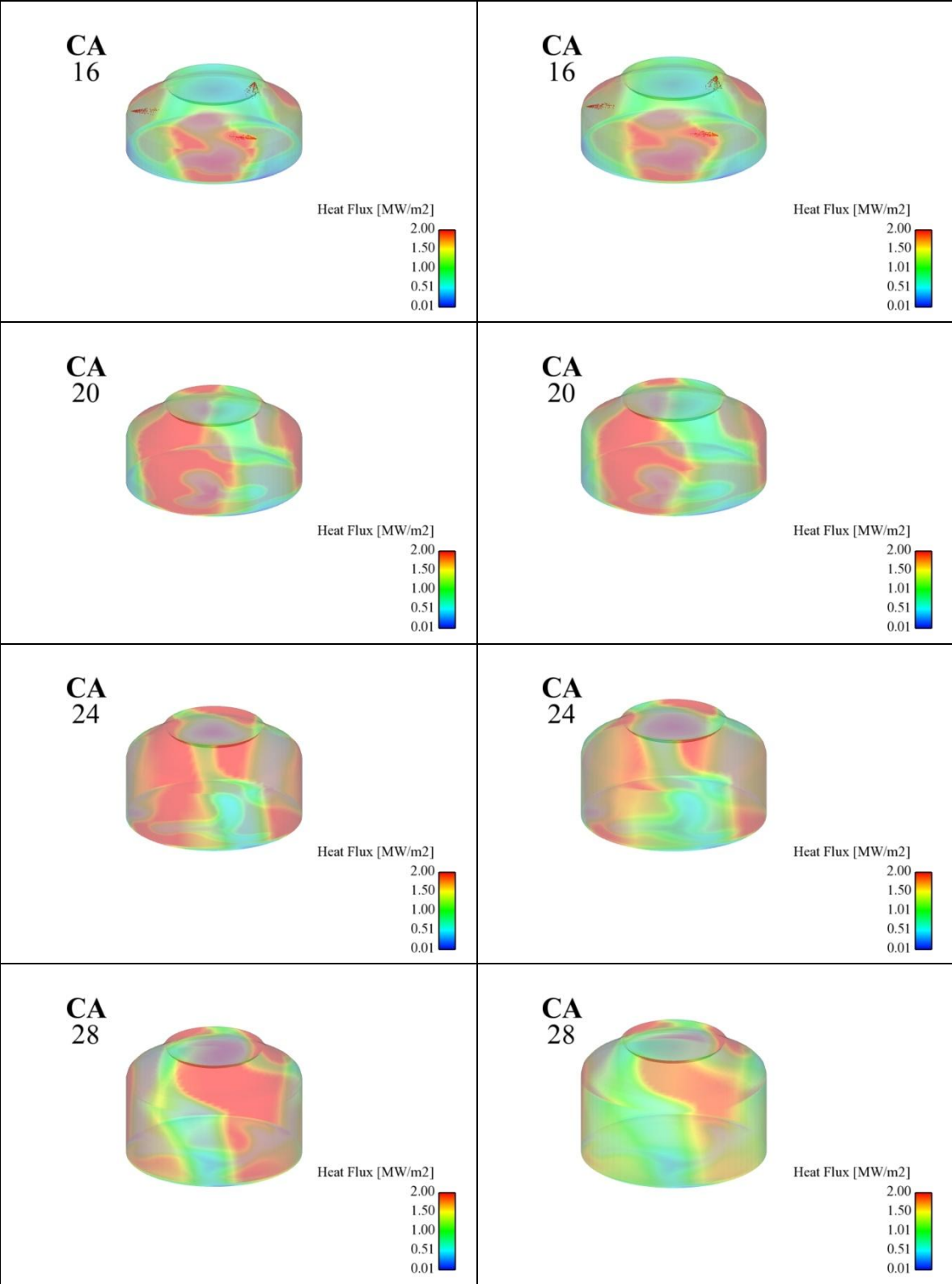


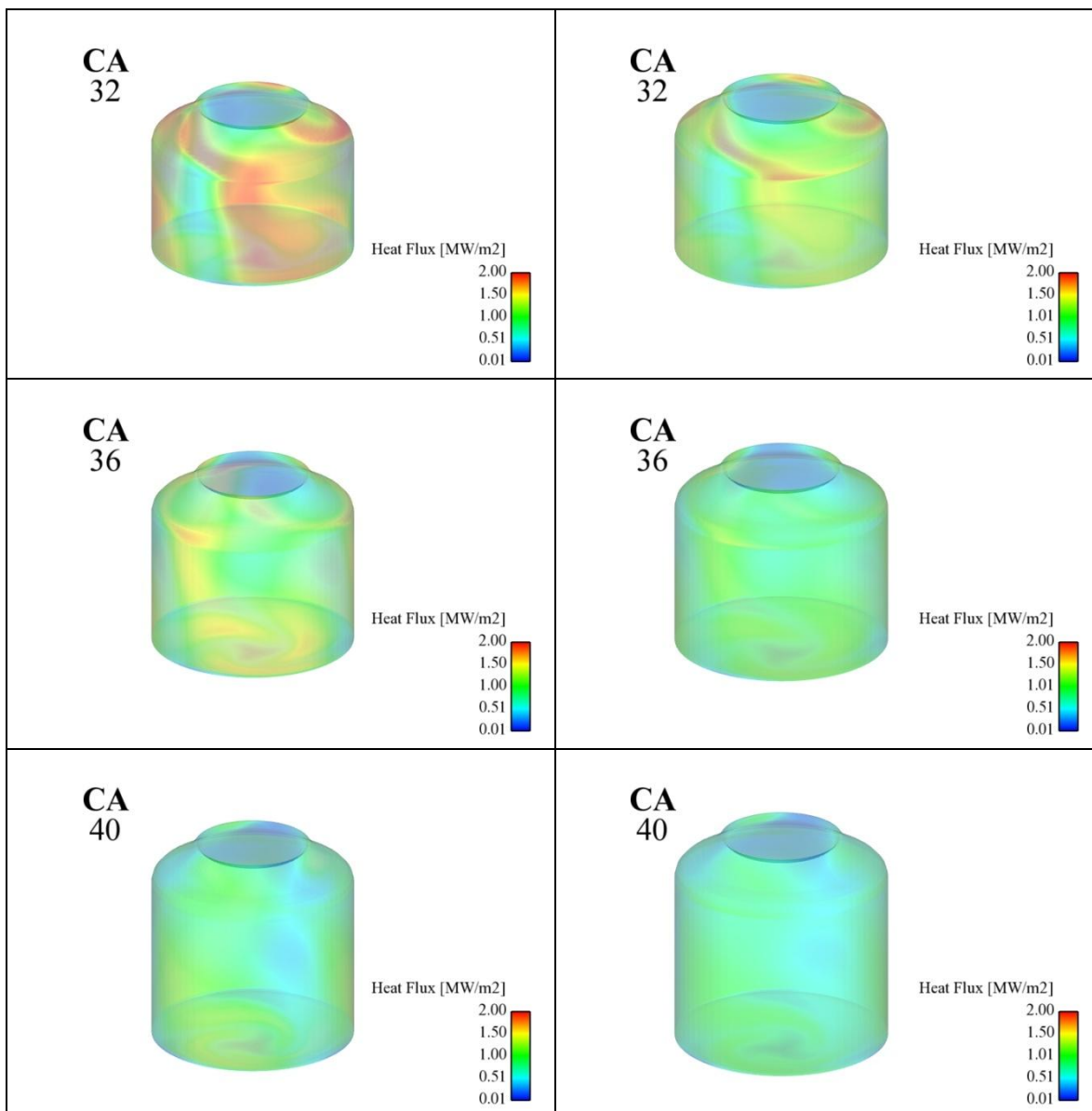
Εικόνα 24: Κατανομή της θερμοκρασίας στο οριζόντιο επίπεδο που παρίσταται στην Εικόνα 23, σε διαφορετικές τιμές της γωνίας στροφάλου, για τα δύο μοντέλα μεταφοράς θερμότητας.

Με βάση την απεικόνιση του θερμοκρασιακού πεδίου της Εικόνας 23, διαπιστώνεται ότι το προκύπτον θερμοκρασιακό πεδίο, για τα δύο μοντέλα μεταφοράς θερμότητας, είναι εξαιρετικά παρόμοιο. Στο πλαίσιο του μοντέλου NIWL, οι μεταβατικές περιοχές μεταξύ διαφορετικών θερμοκρασιακών επιπέδων είναι κατά τι ευρύτερες.

Οι ειδικές θερμοροές που αναπτύσσονται στα τοιχώματα φαίνονται με την βοήθεια οπτικοποιήσεων στην Εικόνα 25. Από τις οπτικοποιήσεις που ακολουθούν φαίνεται πως η κύρια μεταφορά της θερμότητας γίνεται μέσω των τοιχωμάτων και του καλύμματος. Η βαλβίδα φαίνεται πως παρουσιάζει πάντα πολύ μικρότερες ροές.







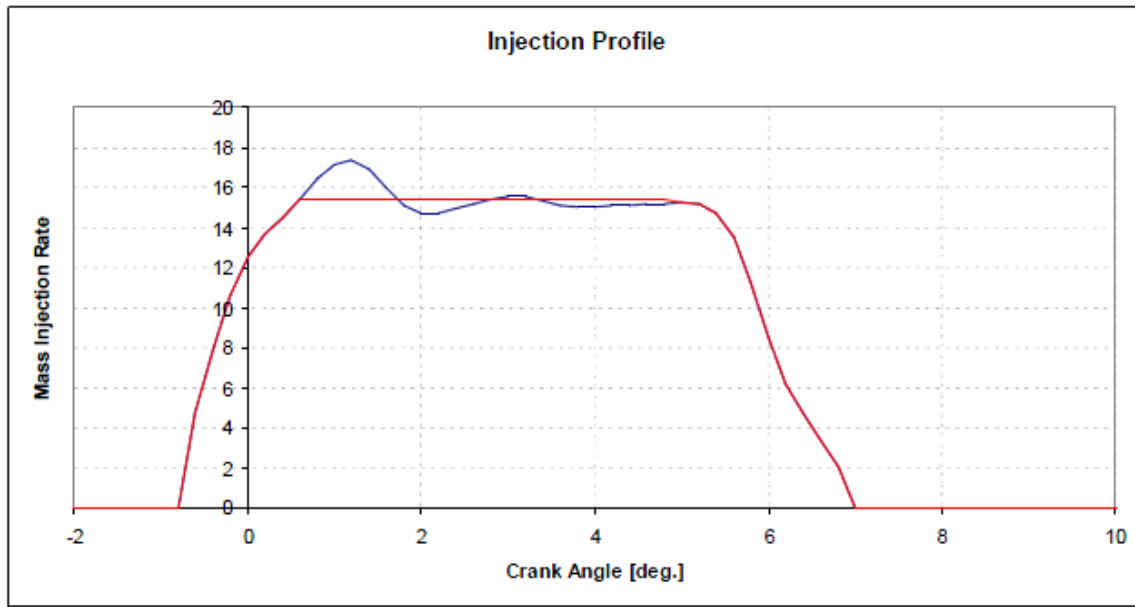
Εικόνα 25: Κατανομή της ειδικής θερμοροής στα τοιχώματα του κυλίνδρου, σε διαφορετικές τιμές της γωνίας στροφάλου, για τα δύο μοντέλα μεταφοράς θερμότητας.

Από την Εικόνα 25 προκύπτει ότι στα πρώτα στάδια της καύσης η κατανομή της ειδικής θερμοροής είναι μέγιστη στην επιφάνεια του εμβόλου. Αυτό γιατί η έγχυση γίνεται για θετικές τιμές της γωνίας β (προς τα κάτω), και η καύση λαμβάνει χώρα εγγύς του εμβόλου. Με την κάθοδο του εμβόλου και την εξέλιξη της καύσης, η θερμική φόρτιση καθίσταται μέγιστη για τις επιφάνειες του χιτωνίου. Η επιφάνεια της βαλβίδας υφίσταται σε όλες τις φάσεις την ελάχιστη θερμική φόρτιση.

Συγκρίνοντας τις προκύπτουσες κατανομές ειδικής θερμοροής για τα δύο μοντέλα μεταφοράς θερμότητας, παρατηρούμε ότι το μοντέλο NIWL δίνει μεγαλύτερες τιμές ειδικής θερμοροής, για ένα σημαντικό εύρος γωνίας στροφάλου (από περίπου 24 έως 36 μοίρες γωνίας στροφάλου).

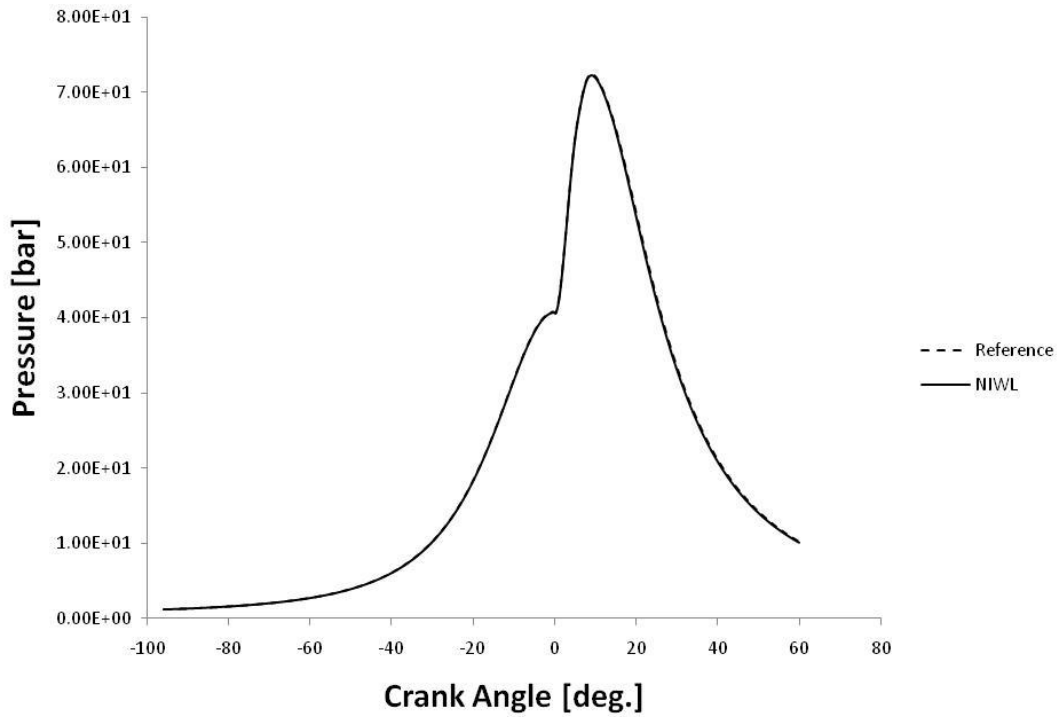
5.2.2 Περίπτωση μερικού φορτίου χωρίς προέγχυση

Στην περίπτωση αυτή ελέγχουμε το μοντέλο μεταφοράς θερμότητας στα τοιχώματα που έχουμε κατασκευάσει σε μερικό φορτίο (25%). Το συγκεκριμένο σημείο λειτουργίας χαρακτηρίζεται από έγχυση 26.4 γραμμαρίων καυσίμου ανά κύκλο, ενώ ο κινητήρας λειτουργεί σε 66.1 rpm. Το προφίλ έγχυσης καυσίμου σε λειτουργία σε μερικό φορτίο παρουσιάζεται στο Διάγραμμα 25 (μαζί με ένα απλοποιημένο προφίλ).

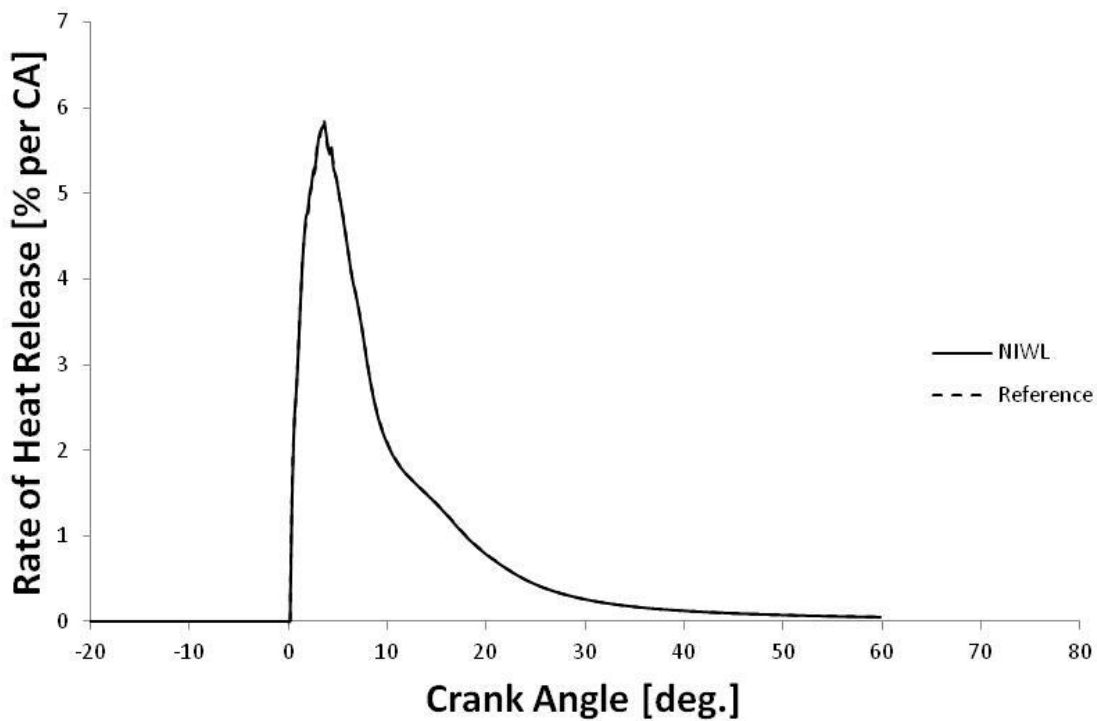


Διάγραμμα 25: Προφίλ έγχυσης σε μερικό φορτίο (25%) [Ζομπανάκης, 1010].

Στο Διάγραμμα 26 παρίστανται οι καμπύλες της χρονικής μεταβολής της πίεσης για τα δύο μοντέλα της παρούσας εργασίας, και στο Διάγραμμα 27 οι αντίστοιχες καμπύλες του ρυθμού έκλυσης θερμότητας. Οι προκύπτουσες καμπύλες είναι πρακτικά οι ίδιες για τα δύο μοντέλα.



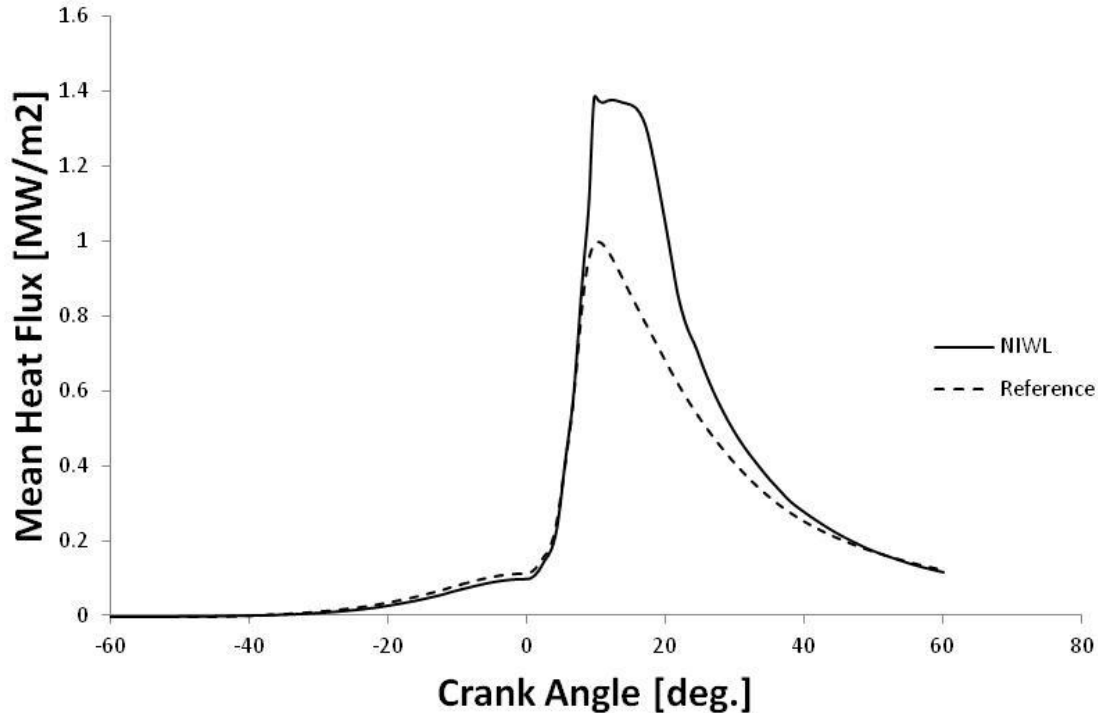
Διάγραμμα 26: Καμπύλες χρονικής μεταβολής της πίεσης, στην περίπτωση μερικού φορτίου.



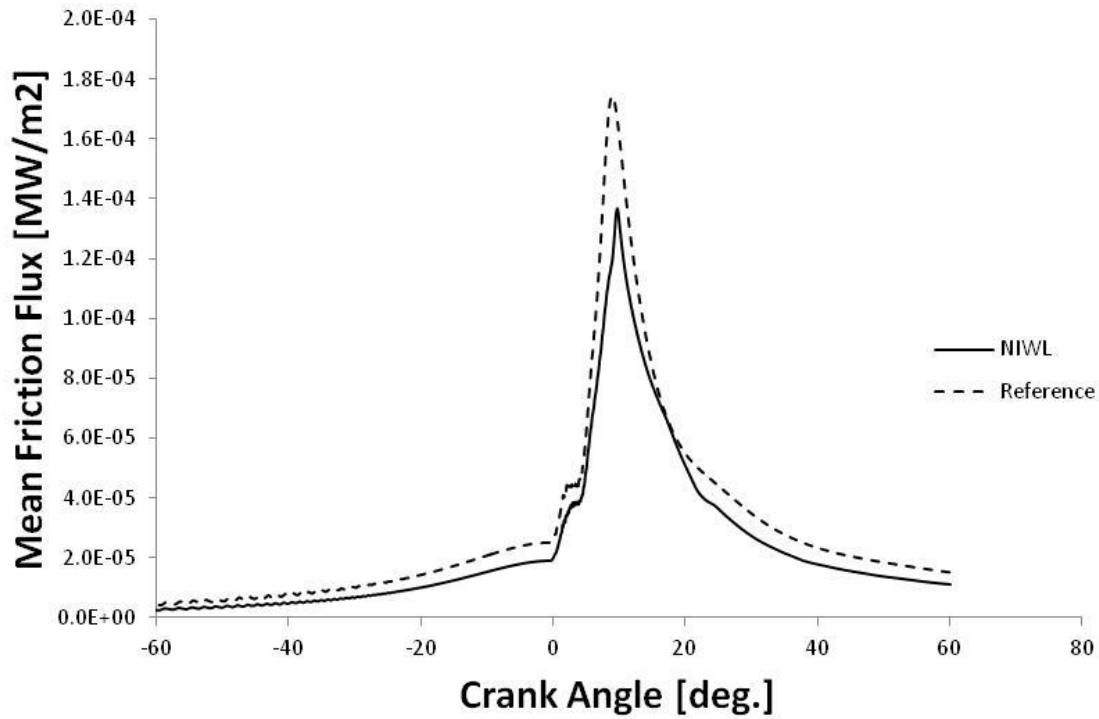
Διάγραμμα 27: Καμπύλες χρονικής μεταβολής του ρυθμού έκλυσης θερμότητας, στην περίπτωση μερικού φορτίου.

Στα Διαγράμματα 28 και 29 παρουσιάζονται η χρονική μεταβολή της μέσης ειδικής θερμοροής και της μέσης απώλειας ισχύος τριβής, αντίστοιχα. Ποιοτικά, παρατηρείται η ίδια συμπεριφορά με αυτή σε πλήρες φορτίο (Διαγράμματα 21, 22). Η μέγιστη τιμή της ειδικής θερμοροής είναι περίπου 1.4 MW/m^2 (Διάγραμμα 28), αισθητά μικρότερη από την αντίστοιχη τιμή σε πλήρες φορτίο (Διάγραμμα 21).

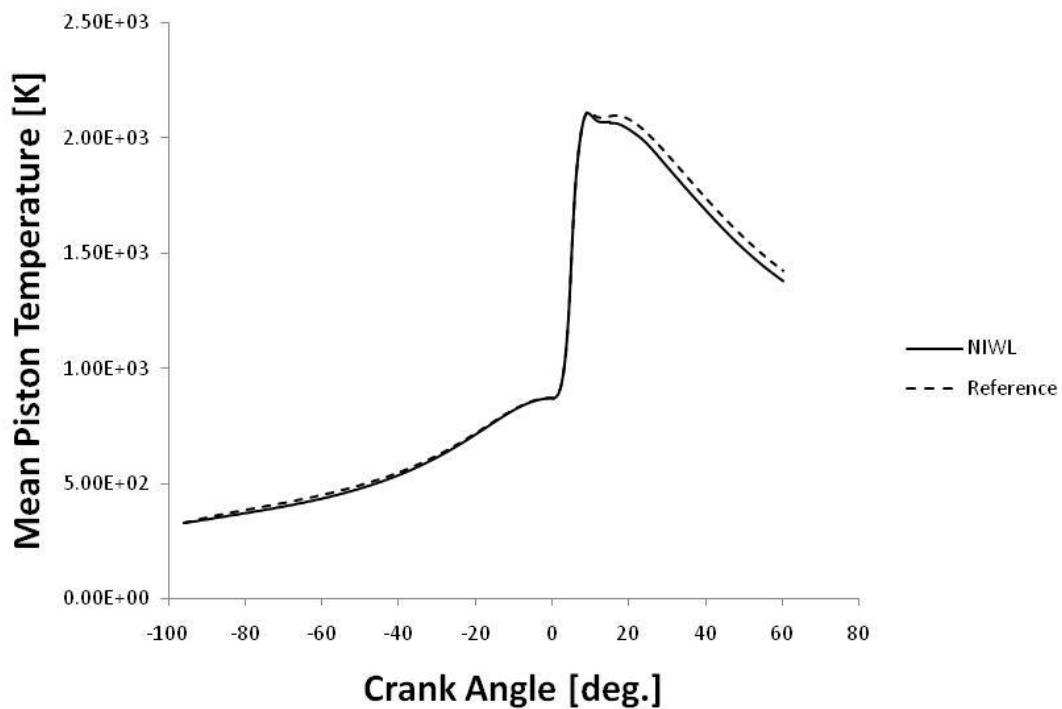
Στο Διάγραμμα 29 παρουσιάζεται η χρονική εξέλιξη της ειδικής απώλειας ισχύος τριβής, ενώ στα Διαγράμματα 30-32 δίνονται οι μέσες θερμοκρασίες εγγύς του εμβόλου, της βαλβίδας και του καλύμματος. Παρατηρείται ότι οι καμπύλες της θερμοκρασίας ακολουθούν, όπως είναι λογικό, την ίδια συμπεριφορά με εκείνες του πλήρους φορτίου. Μετά το μέγιστο στις καμπύλες, παρατηρείται κάποια μικρή απόκλιση στις προβλέψεις των δύο μοντέλων. Όπως εξηγήθηκε και στην περίπτωση του πλήρους φορτίου, τα χαμηλότερα επίπεδα θερμοκρασίας του μοντέλου NIWL συνάδουν με τα αντίστοιχα υψηλότερα επίπεδα ειδικής θερμοροής.



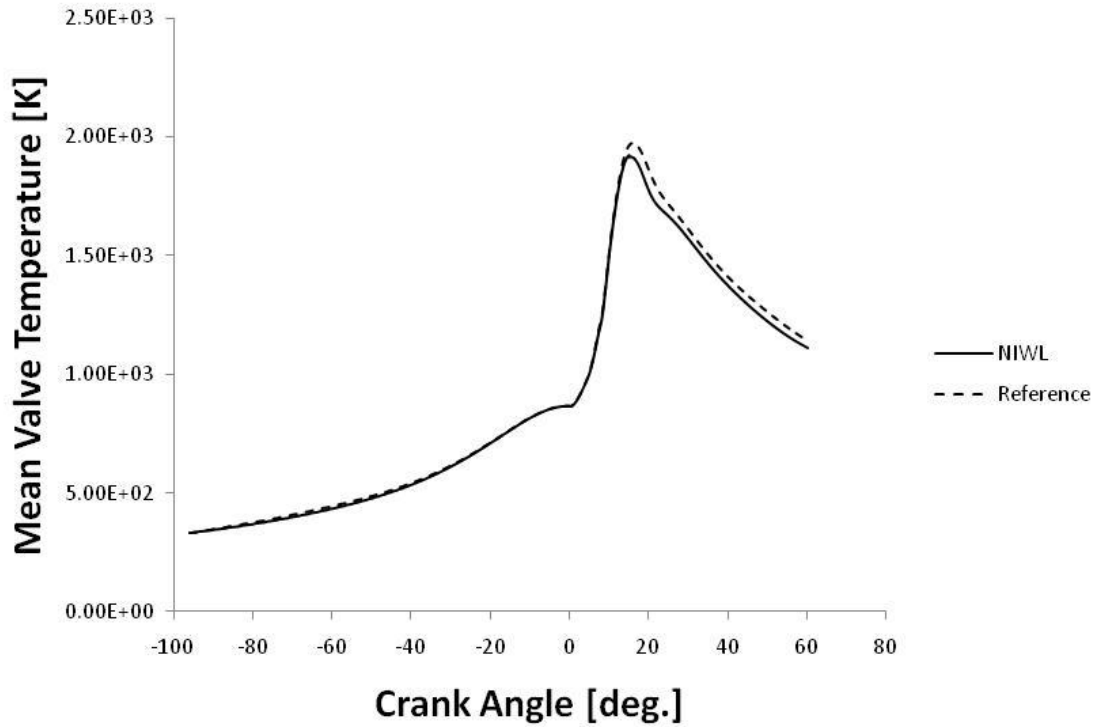
Διάγραμμα 28: Μέση ειδική θερμοροή, στην περίπτωση του μερικού φορτίου.



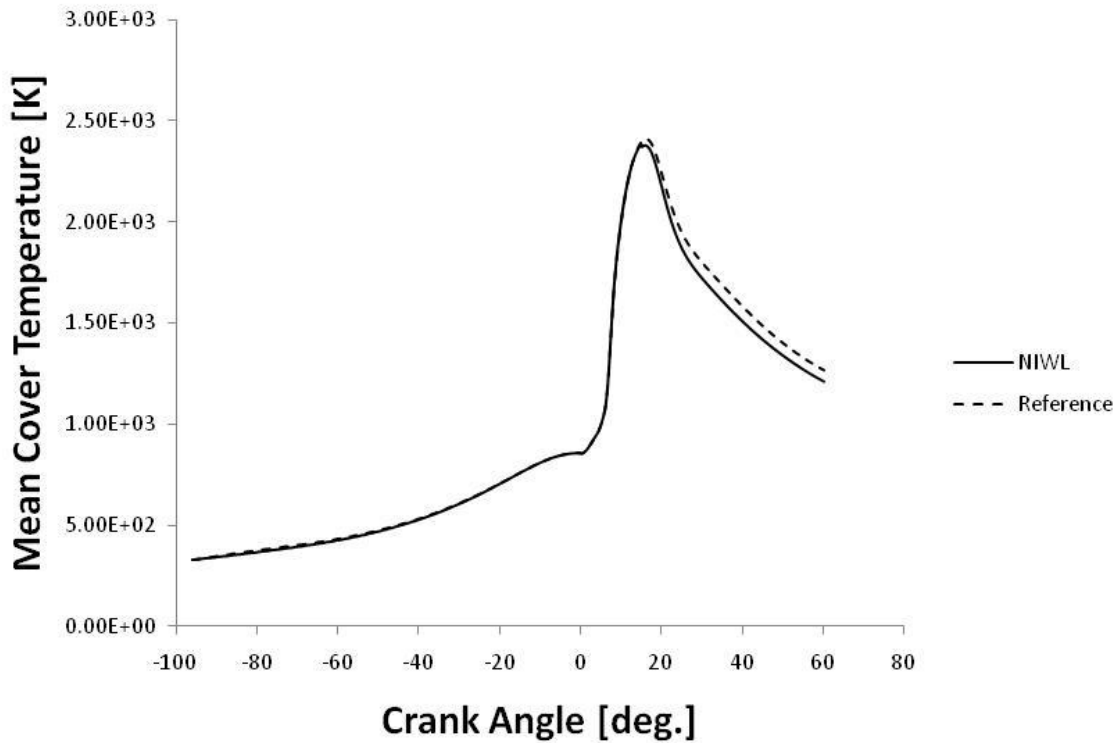
Διάγραμμα 29: Μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής, στην περίπτωση του μερικού φορτίου



Διάγραμμα 30: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του εμβόλου, στην περίπτωση του μερικού φορτίου.



Διάγραμμα 31: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς της βαλβίδας, στην περίπτωση του μερικού φορτίου.



Διάγραμμα 32: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος, στην περίπτωση του μερικού φορτίου.

5.2.3 Περίπτωση πλήρους φορτίου με πιλοτική έγχυση

Στην παρούσα ενότητα μελετάται η εφαρμογή των δύο μοντέλων μεταφοράς θερμότητας στην περίπτωση λειτουργίας στην περιοχή του πλήρους φορτίου, με προφίλ έγχυσης χαρακτηριζόμενο από προέγχυση και κύρια έγχυση (βλ. Διάγραμμα 33). Το προφίλ έγχυσης χαρακτηρίζεται πλήρως από τις ακόλουθες μεταβλητές:

- Την έναρξη της προέγχυσης (Start Of Pilot Injection - SOPI)
- Την έναρξη της κύριας έγχυσης (Start Of Main Injection - SOMI)
- Το κλάσμα καυσίμου της προέγχυσης ως προς τη συνολική μάζα του εγχυόμενου καυσίμου (Pilot Mass Fraction - PMF)
- Τη συνολική μείωση της μάζας του καυσίμου (Mass Reduction - MR), η οποία εκφράζει την ποσοστιαία διαφορά ανάμεσα στη συνολική μάζα στην κατάσταση αναφοράς και σε μια τυχαία περίπτωση ως εξής:

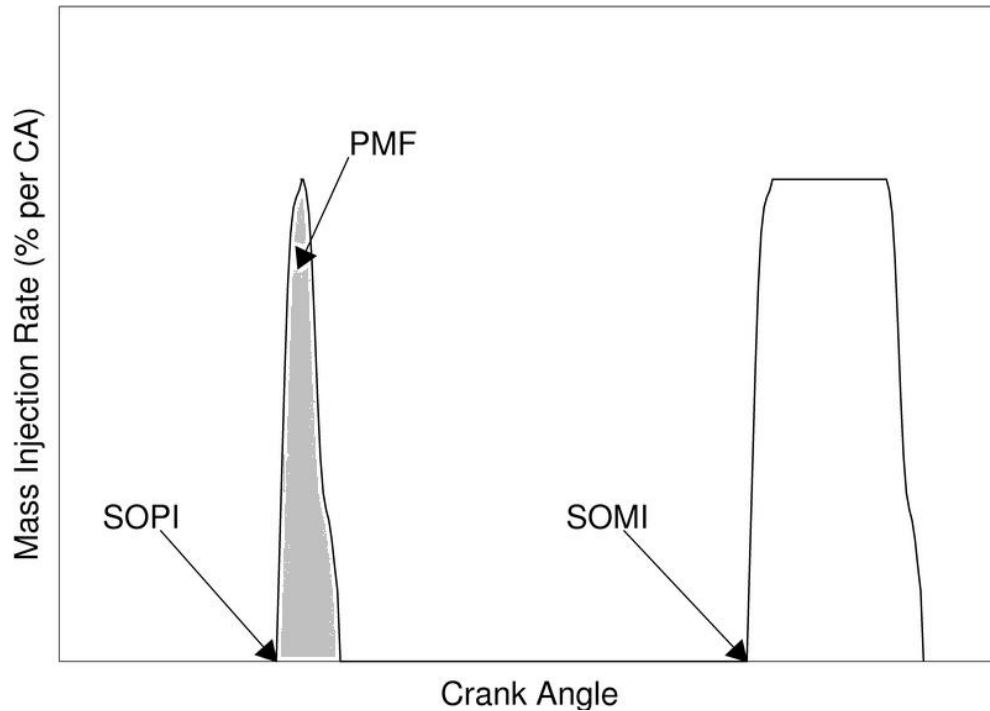
$$MR = \frac{m_{ref} - m_{tot,inj}}{m_{ref}} \cdot 100\%$$

όπου $m_{tot,inj}$ είναι η συνολική εγχυόμενη μάζα σε μια τυχαία περίπτωση και m_{ref} η αντίστοιχη μάζα στην περίπτωση αναφοράς.

Μετελήθησαν δύο περιπτώσεις, χαρακτηριζόμενες από έγχυση με παρουσία προέγχυσης (περιπτώσεις A και B). Οι τιμές των παραπάνω τεσσάρων μεταβλητών στις δύο αυτές περιπτώσεις παρατίθενται στον Πίνακα 7.

Πίνακας 7: Οι τιμές των τεσσάρων μεταβλητών που καθορίζουν τον προφίλ έγχυσης με προέγχυση, στις περιπτώσεις A και B.

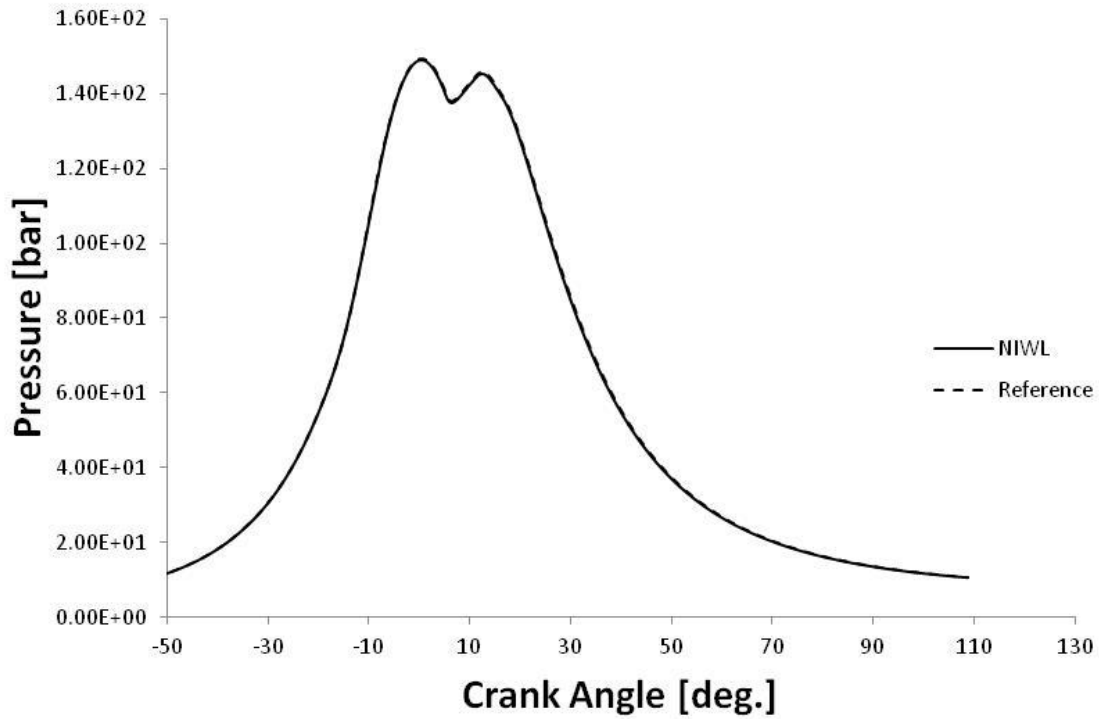
Μεταβλητές	Περίπτωση A	Περίπτωση B
Start Of Pilot Injection - SOPI (°CA ATDC)	-35	-12.4
Start Of Main Injection - SOMI (°CA ATDC)	2	2
Pilot Mass Fraction - PMF (% της συνολικής μάζας)	11.5%	11.5%
Mass Reduction - MR (% της περίπτωσης αναφοράς)	4.0	4.0



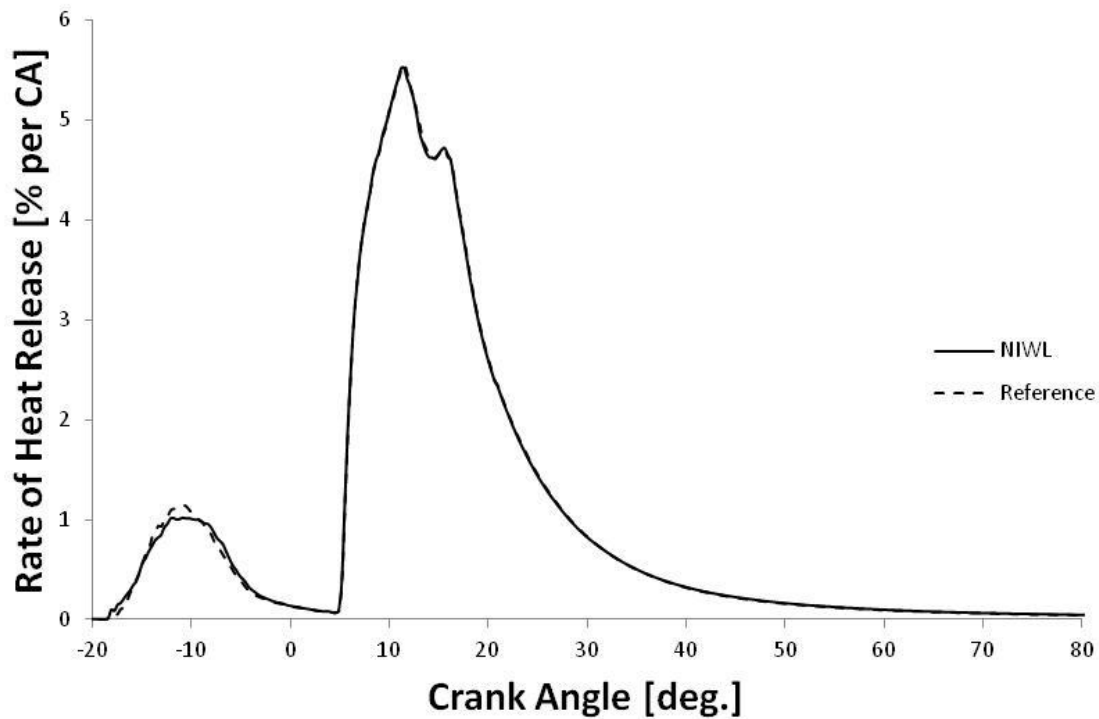
Διάγραμμα 33: Σχηματική παράσταση προφίλ έγχυσης με προέγχυση. Οι τρεις από τις τέσσερις μεταβλητές που καθορίζουν ο προφίλ έγχυσης (SOPI, SOMI και PMF) δείχνονται από τα βέλη της εικόνας [Ανδρεάδης, 2008].

5.2.3.1 Περίπτωση Α

Στην περίπτωση Α εγχέονται 6.7 gr καυσίμου πριν το ΑΝΣ και 51.2 gr μετά το ΑΝΣ. Η προέγχυση διαρκεί 4 μοίρες γωνίας στροφάλου. Η εξέλιξη της καύσης αποτυπώνεται στη χρονική μεταβολή της πίεσης και του ρυθμού έκλυσης θερμότητας (Διαγράμματα 34 και 35, αντίστοιχα).

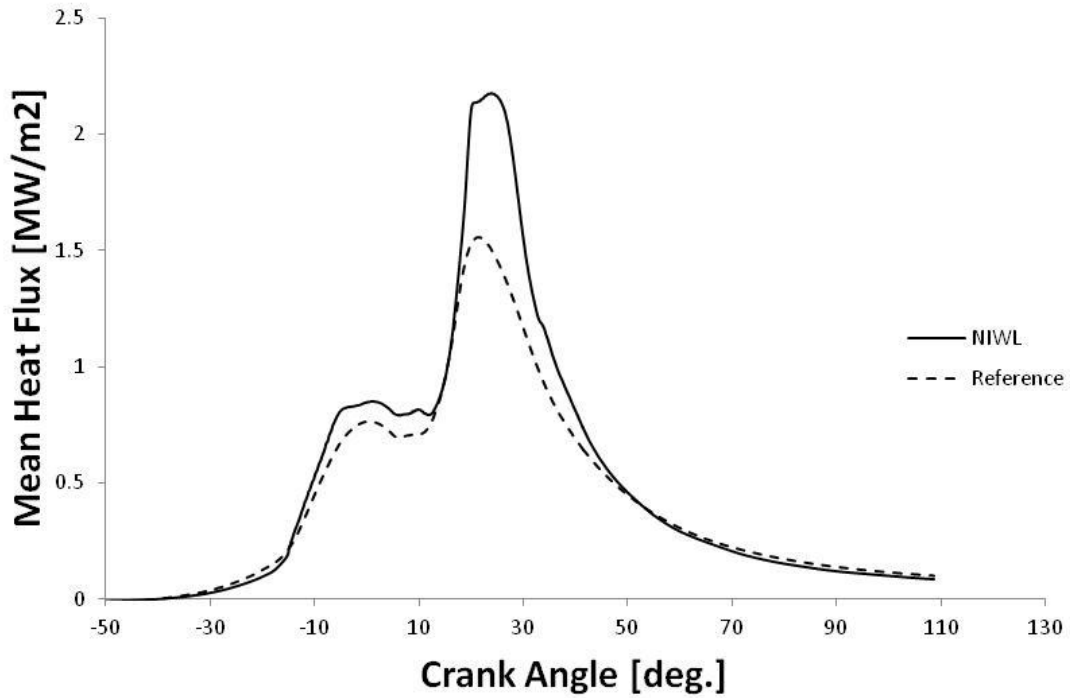


Διάγραμμα 34: Χρονική μεταβολή της πίεσης στην περίπτωση Α.

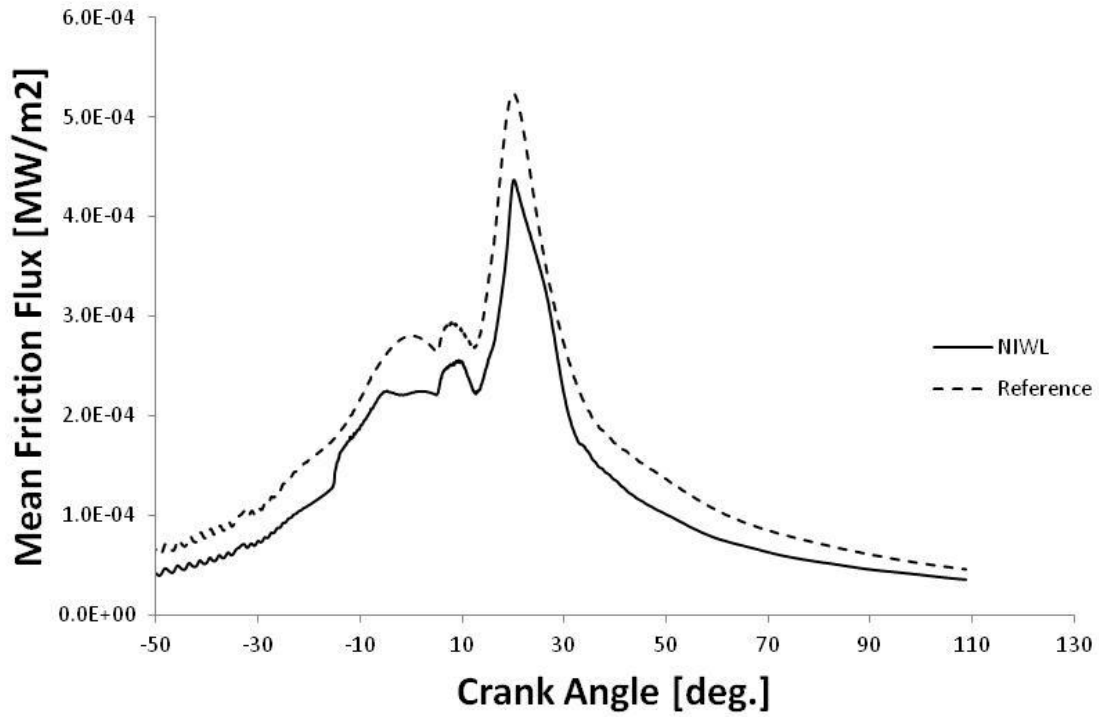


Διάγραμμα 35: Χρονική μεταβολή του ρυθμού έκλυσης θερμότητας στην περίπτωση Α.

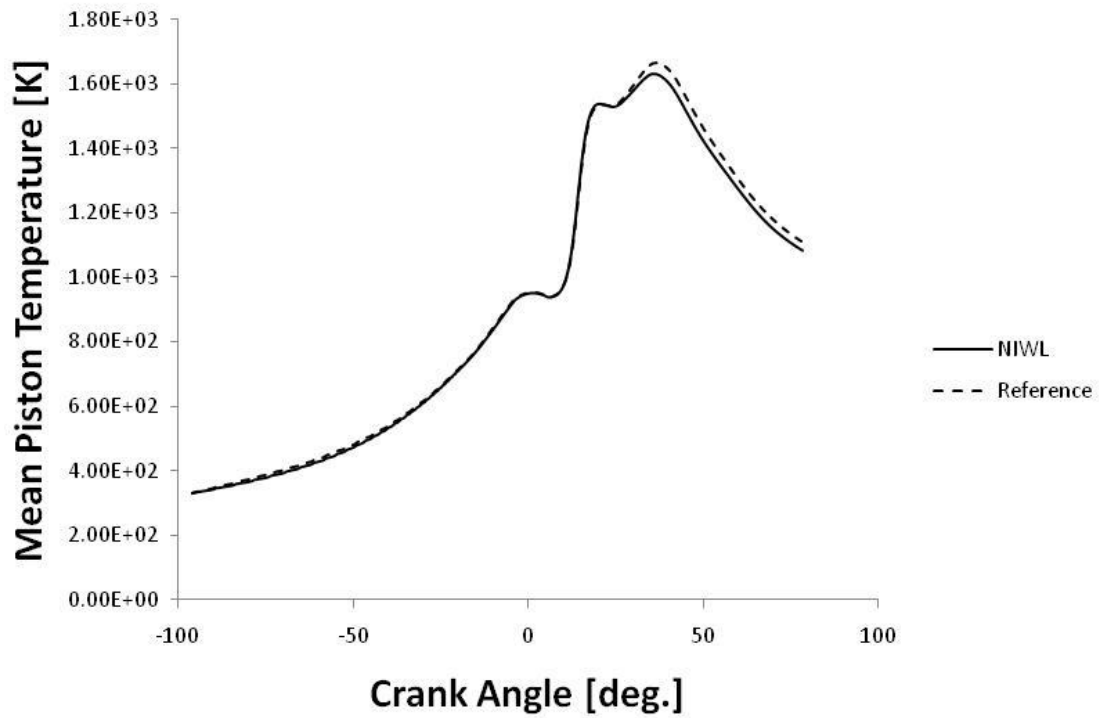
Στα Διαγράμματα 36, 37 παρουσιάζεται η μέση ειδική θερμοροή και η ειδική απώλεια ισχύος τριβής, στην περίπτωση A, ενώ στα Διαγράμματα 38-40 οι χωρικά μέσες θερμοκρασίες εγγύς του εμβόλου, της βαλβίδας και του καλύμματος.



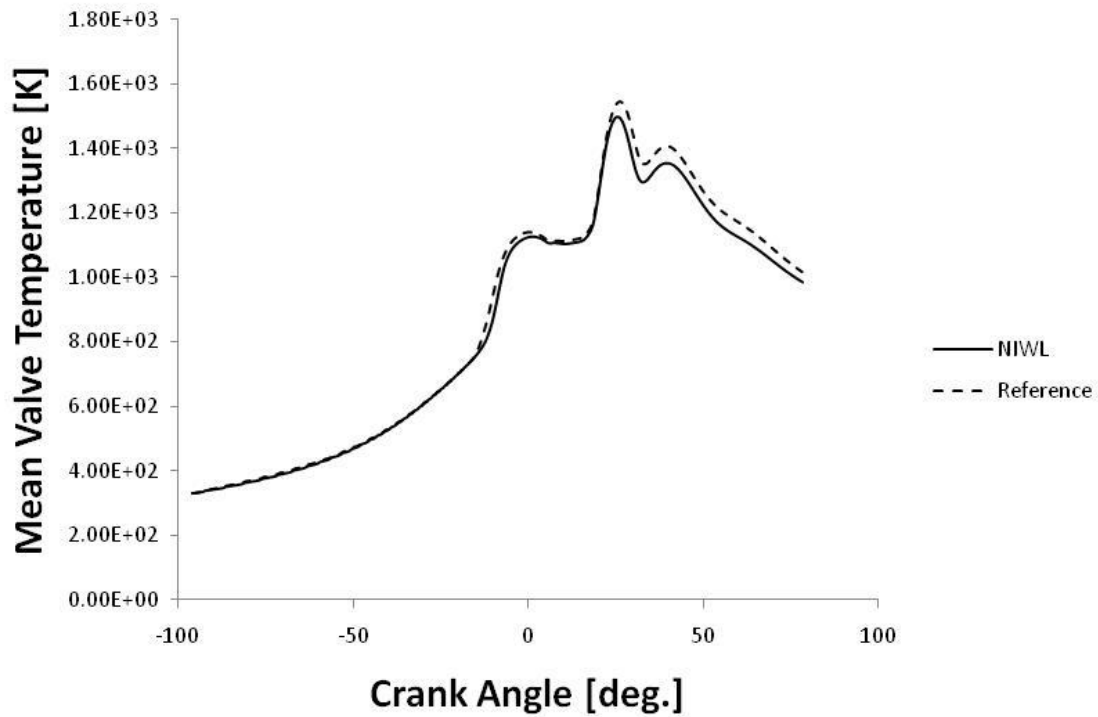
Διάγραμμα 36: Μέση ειδική θερμοροή, στην περίπτωση A.



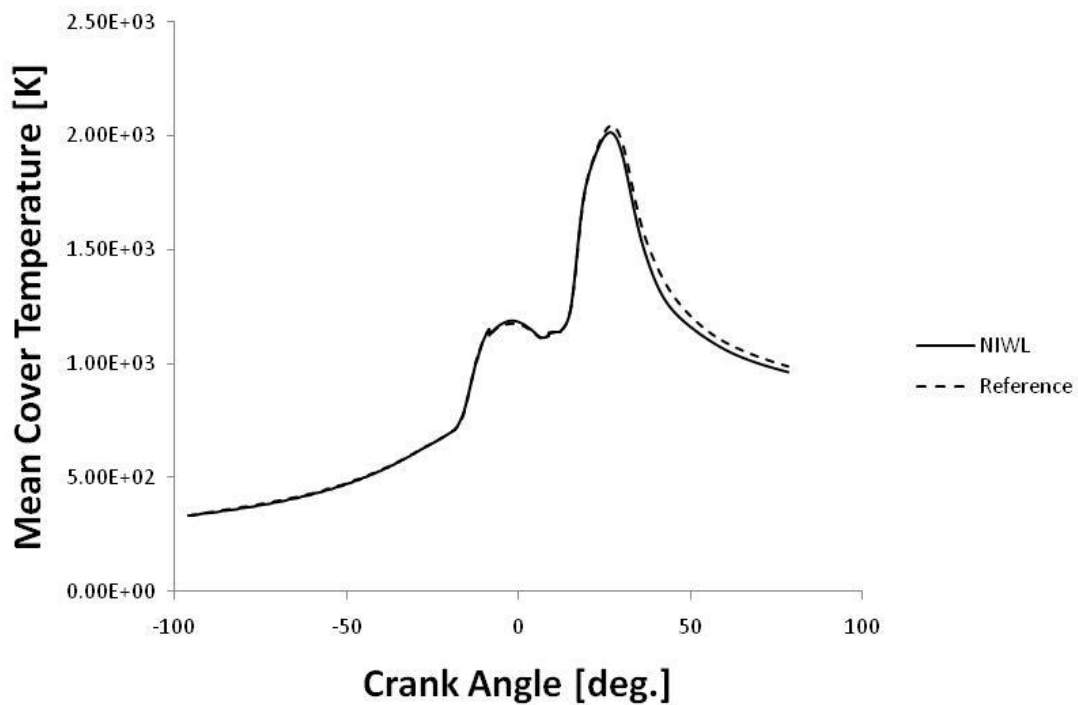
Διάγραμμα 37: Μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής, στην περίπτωση Α.



Διάγραμμα 38: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του εμβόλου, στην περίπτωση Α.



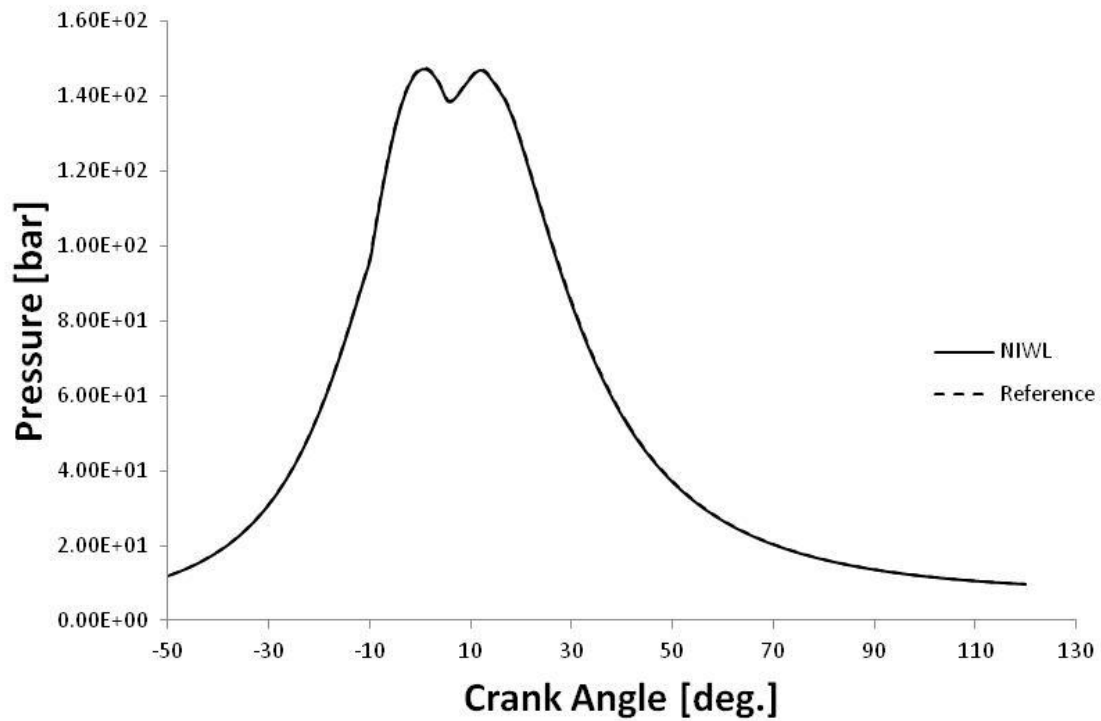
Διάγραμμα 39: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς της βαλβίδας, στην περίπτωση Α.



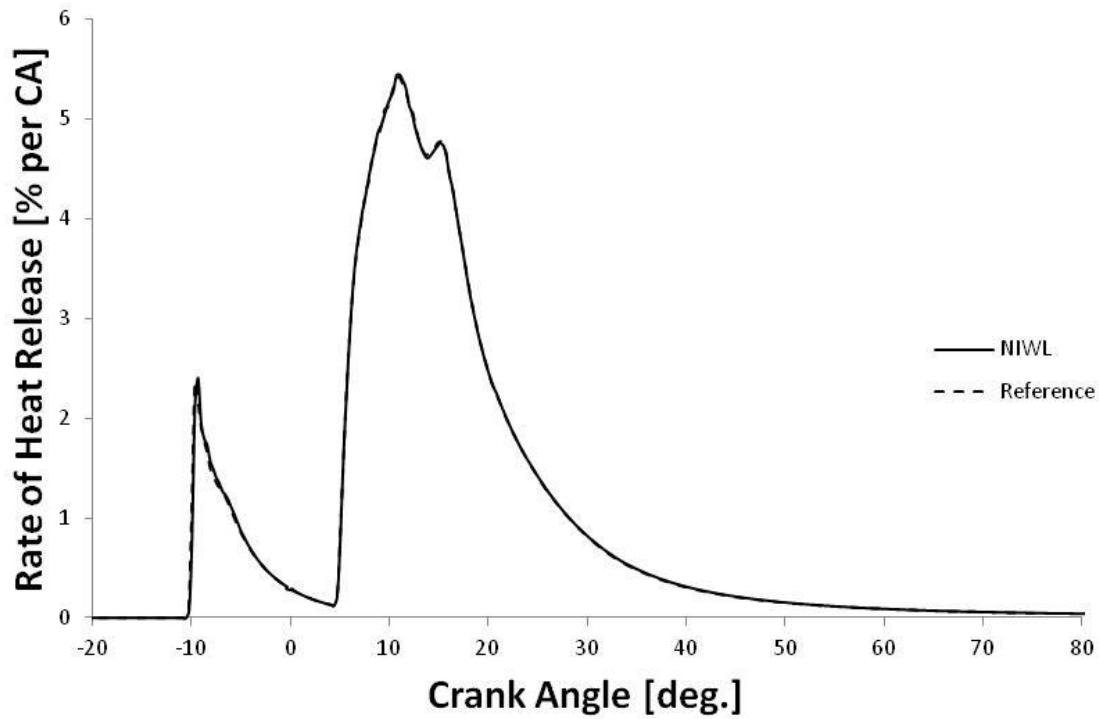
Διάγραμμα 40: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος, στην περίπτωση Α.

5.2.3.2 Περίπτωση Β

Στην περίπτωση Β εγχέονται 6.7 gr καυσίμου πριν το ΑΝΣ και 51.2 gr μετά το ΑΝΣ. Η προέγχυση διαρκεί 6.7 μοίρες γωνίας στροφάλου. Η εξέλιξη της καύσης αποτυπώνεται στη χρονική μεταβολή της πίεσης και του ρυθμού έκλυσης θερμότητας (Διαγράμματα 41 και 42, αντίστοιχα).

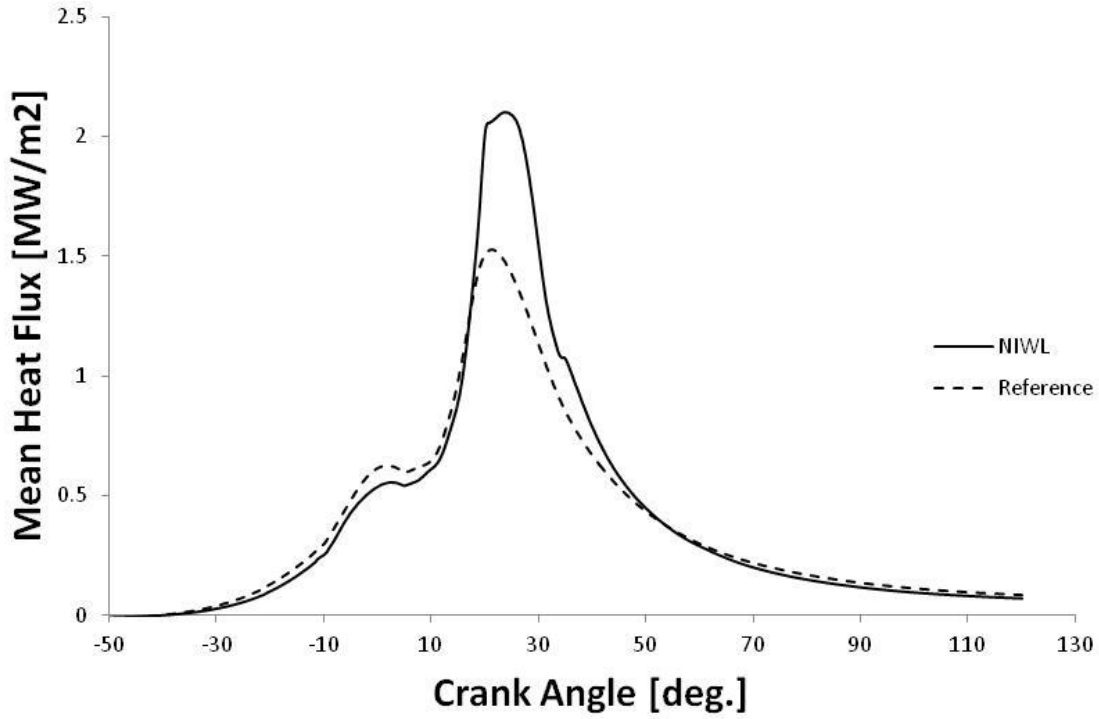


Διάγραμμα 41: Χρονική μεταβολή της πίεσης στην περίπτωση Β.

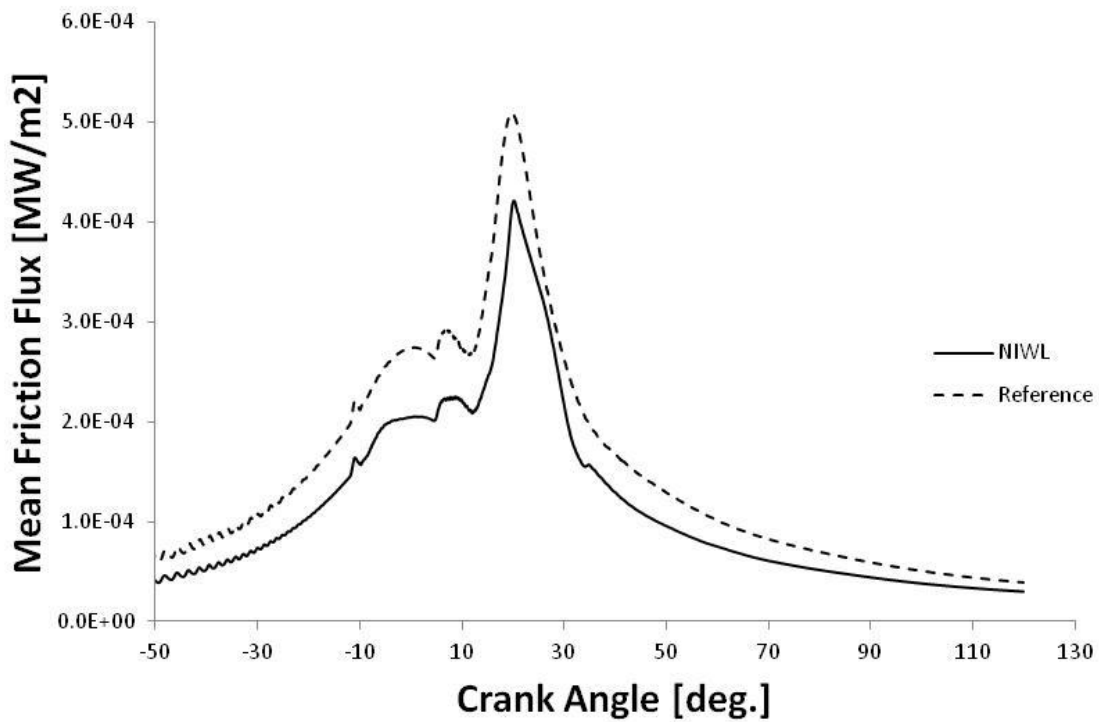


Διάγραμμα 42: Χρονική μεταβολή του ρυθμού έκλυσης θερμότητας στην περίπτωση Β.

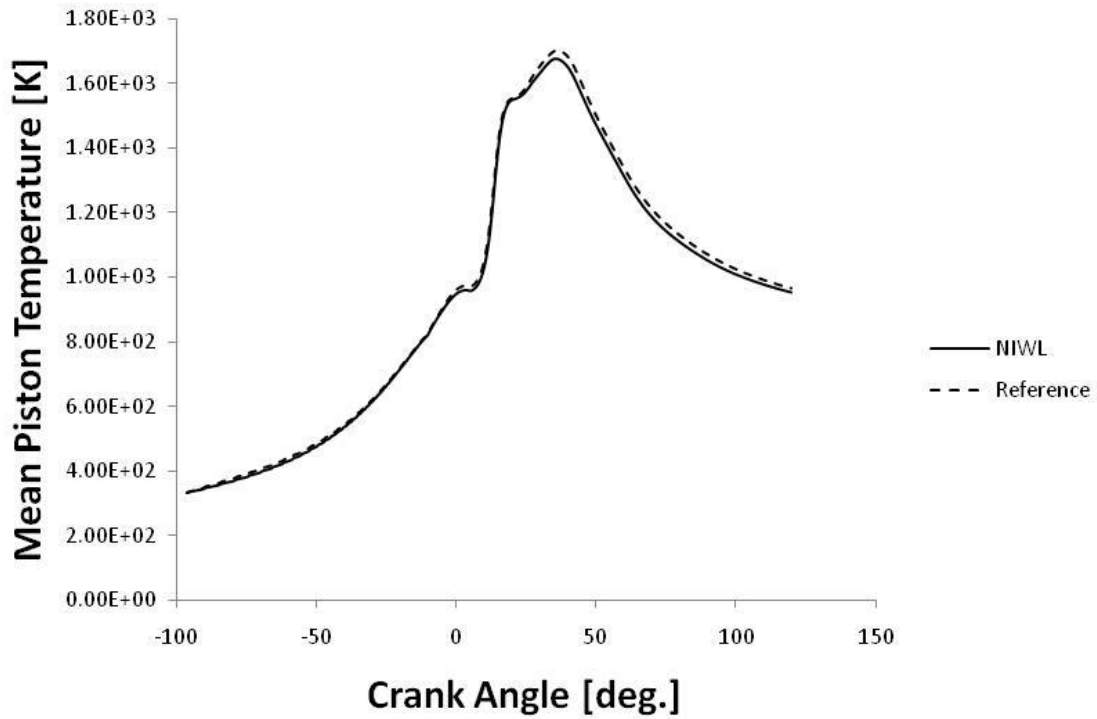
Στα Διαγράμματα 43, 44 παρουσιάζεται η μέση ειδική θερμοροή και η ειδική απώλεια ισχύος τριβής, στην περίπτωση Β, ενώ στα Διαγράμματα 45-47 παρουσιάζονται οι χωρικά μέσες θερμοκρασίες εγγύς του εμβόλου, της βαλβίδας και του καλύμματος.



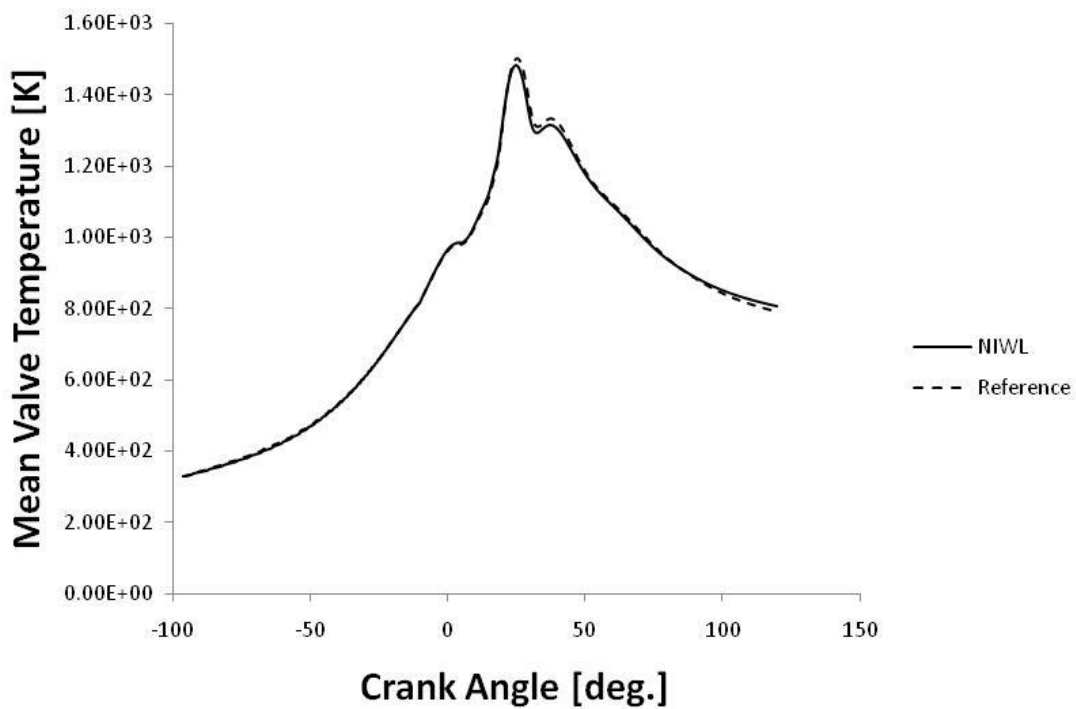
Διάγραμμα 43: Μέση ειδική θερμότητα, στην περίπτωση Β.



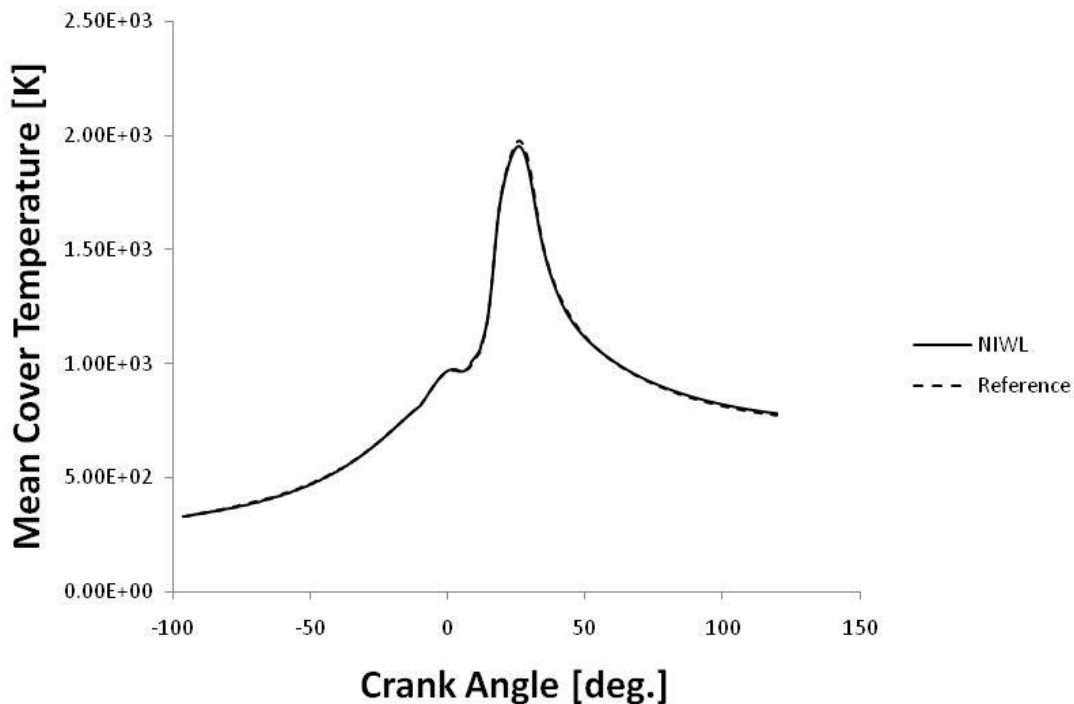
Διάγραμμα 44: Μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής, στην περίπτωση Β.



Διάγραμμα 45: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του εμβόλου, στην περίπτωση B.

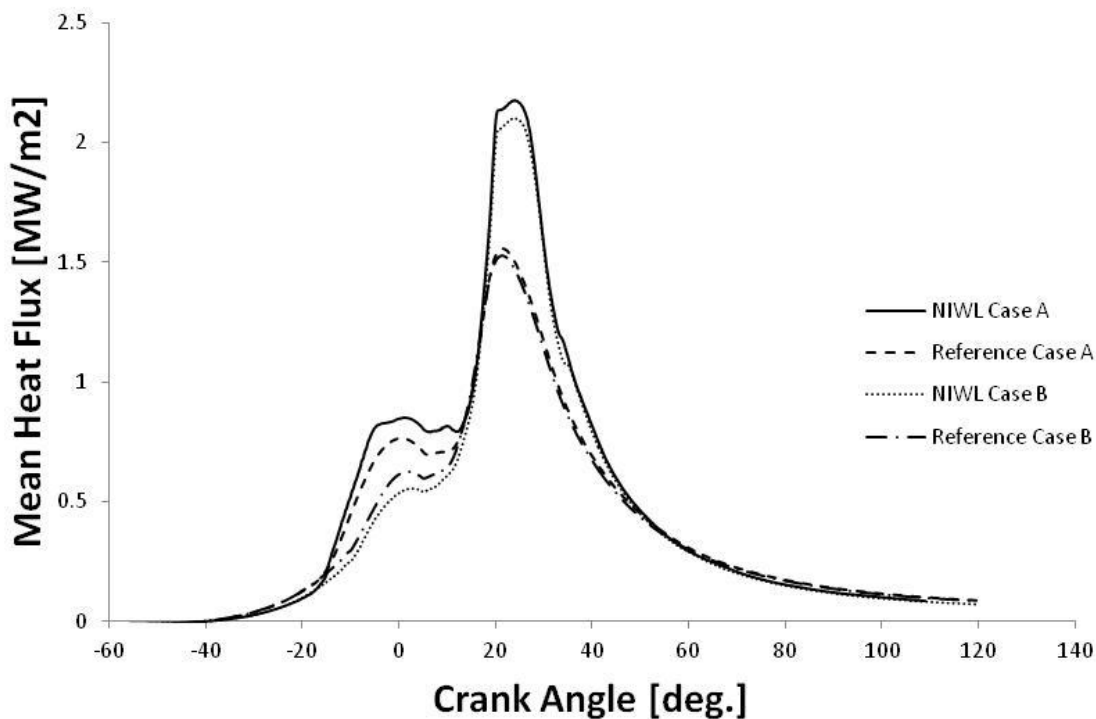


Διάγραμμα 46: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς της βαλβίδας, στην περίπτωση B.



Διάγραμμα 47: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος, στην περίπτωση B.

Συγκρίνοντας τις περιπτώσεις A και B ως προς την πυκνότητα της θερμικής ροής (βλ. Διάγραμμα 48), παρατηρείται ότι αυτή, στην περίπτωση που η προέγχυση γίνεται νωρίτερα (περίπτωση A), έχει μέγιστη τιμή κατά τι μεγαλύτερη από αυτή της καθυστερημένης προέγχυσης (περίπτωση B). Επιπλέον, κατά τη φάση της προέγχυσης, παρατηρείται ότι η πρώιμη πιλοτική έγχυση χαρακτηρίζεται από υψηλότερα επίπεδα θερμικών απωλειών, σε σχέση με την καθυστερημένη πιλοτική έγχυση. Αυτά τα υψηλότερα επίπεδα θερμικών απωλειών πρέπει να συσχετιστούν με το γεγονός ότι, εξαιτίας της χαμηλής πυκνότητας του αέρα, παρατηρείται περιορισμένη διάσπαση της δέσμης καυσίμου, η οποία προσκρούει στα τοιχώματα, με αποτέλεσμα την καύση εγγύς των τοιχωμάτων. Αυτό, φυσικά, αυξάνει τα επίπεδα των θερμικών απωλειών.



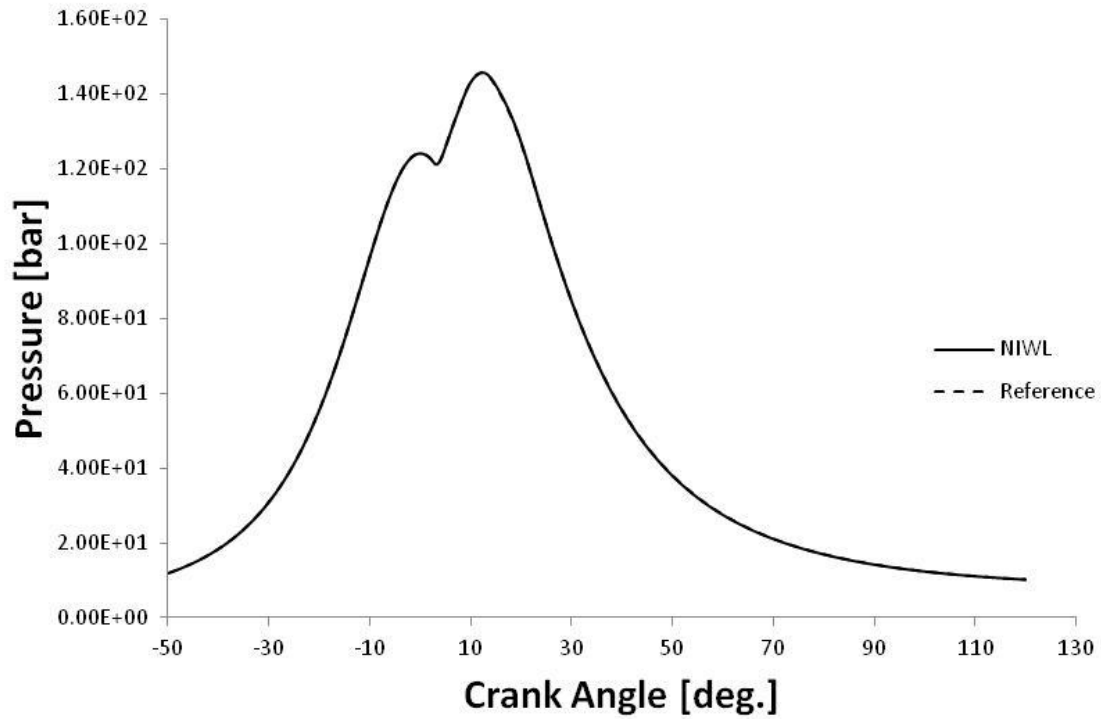
Διάγραμμα 48: Χρονική μεταβολή της μέσης ειδικής θερμοροής, στις περιπτώσεις A και B.

5.2.4 Μεταβολή της έντασης του εγκάρσιου στροβιλισμού

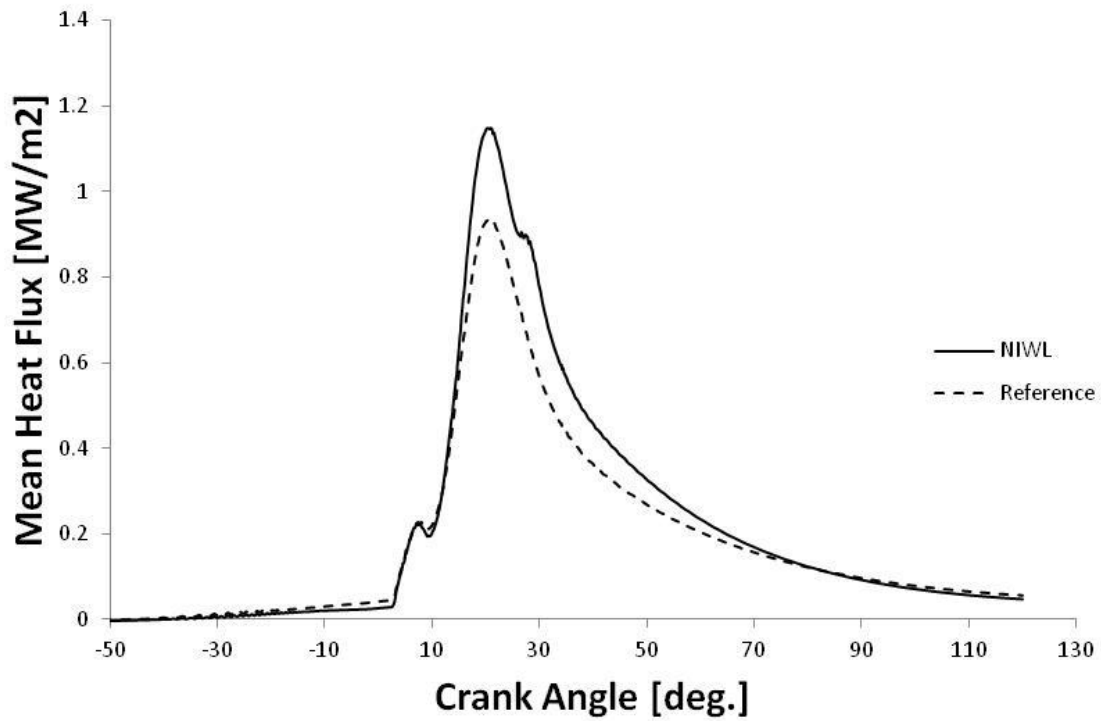
Μια σημαντική παράμετρος του δίχρονου κινητήρα Diesel είναι η ένταση του εγκάρσιου στροβιλισμού. Αυτή καθορίζεται από τον σχεδιασμό των θυρίδων, ποσοτικοποιείται δε με τον λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού (swirl number, SN), βλ. ενότητα 4.4. Στην παρούσα παράγραφο, μεταβάλλεται η ένταση του εγκάρσιου στροβιλισμού με χρήση διαφορετικών τιμών της παραμέτρου SN, και μελετάται η επίδραση της μεταβολής αυτής στη μεταφορά θερμότητας.

5.2.4.1 SN = 0.1

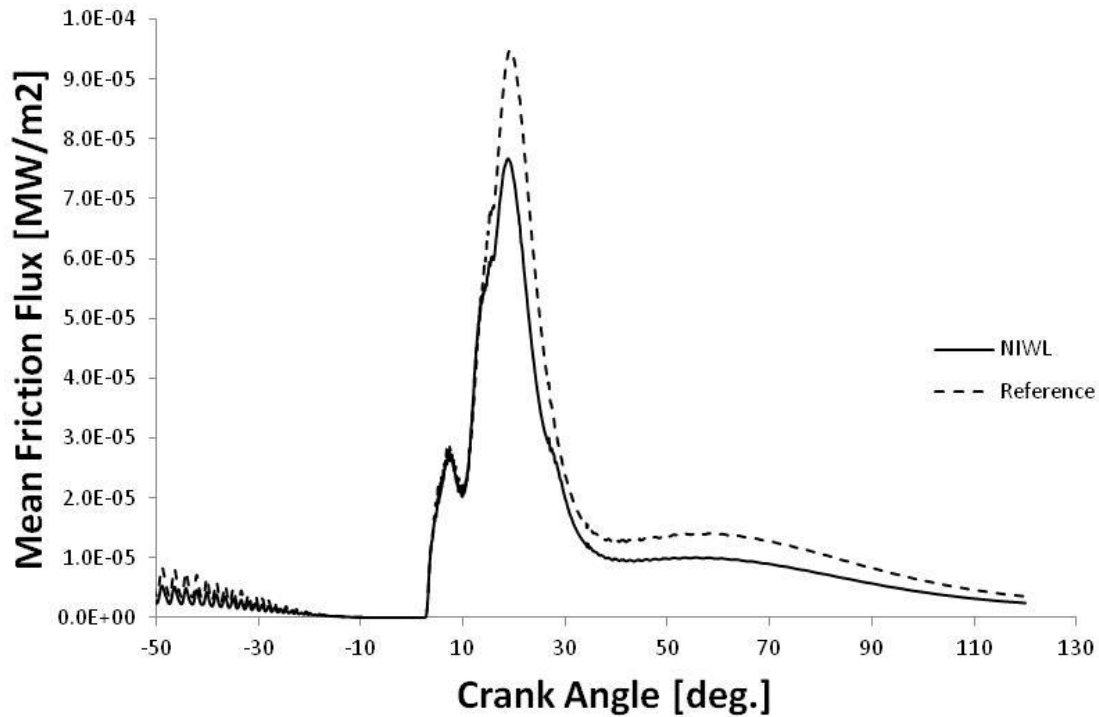
Αρχικά, στο Διάγραμμα 49 παρουσιάζεται η χρονική μεταβολή της πίεσης συναρτήσει της γωνίας στροφάλου. Στα Διαγράμματα 50, 51 παρουσιάζεται η μέση ειδική θερμοροή και η μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής. Στα Διαγράμματα 52-54 παρουσιάζονται οι μέσες θερμοκρασίες εγγύς του εμβόλου, της βαλβίδας και του καλύμματος.



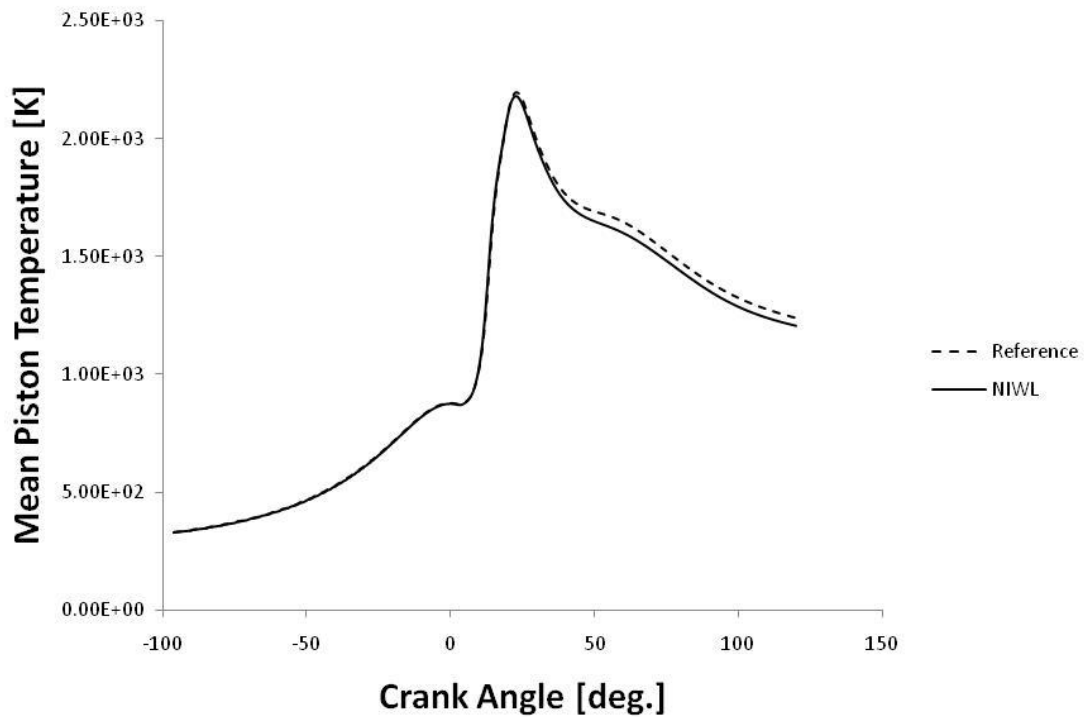
Διάγραμμα 49: Χρονική μεταβολή της πίεσης συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 0.1, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.



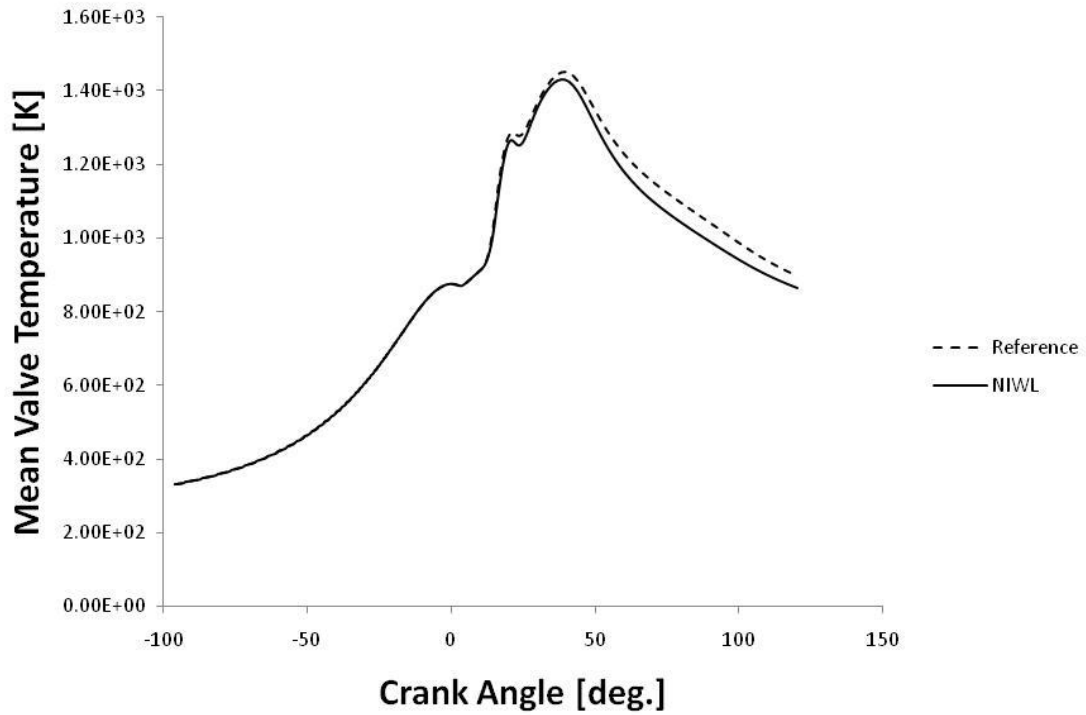
Διάγραμμα 50: Μέση ειδική θερμοροή συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 0.1, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.



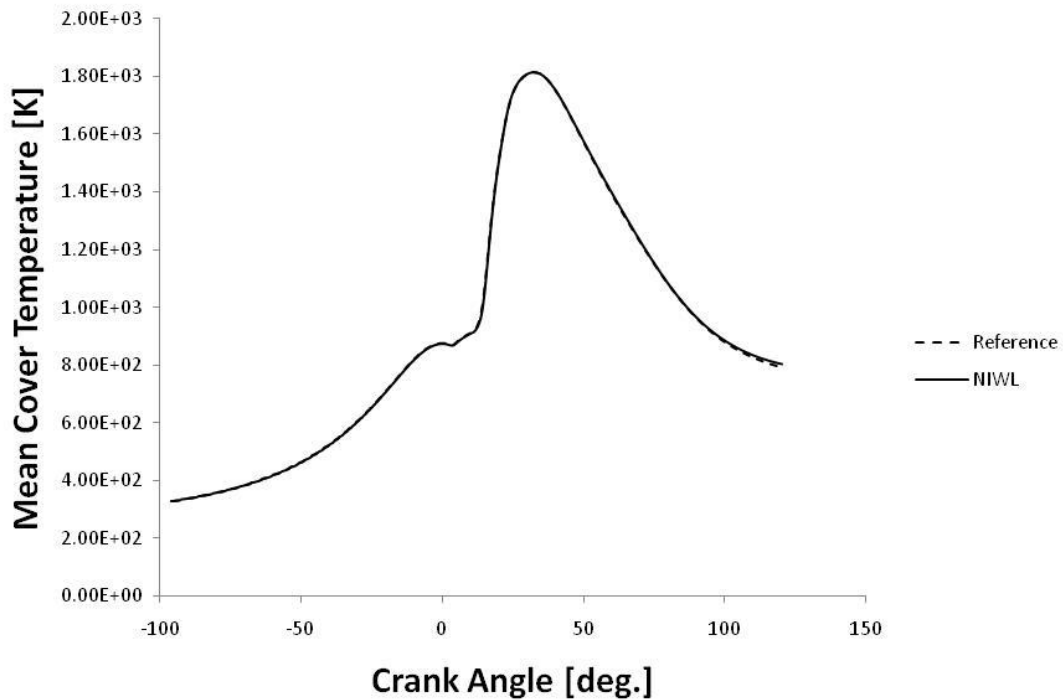
Διάγραμμα 51: Μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 0.1, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.



Διάγραμμα 52: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του εμβόλου συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 0.1, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.



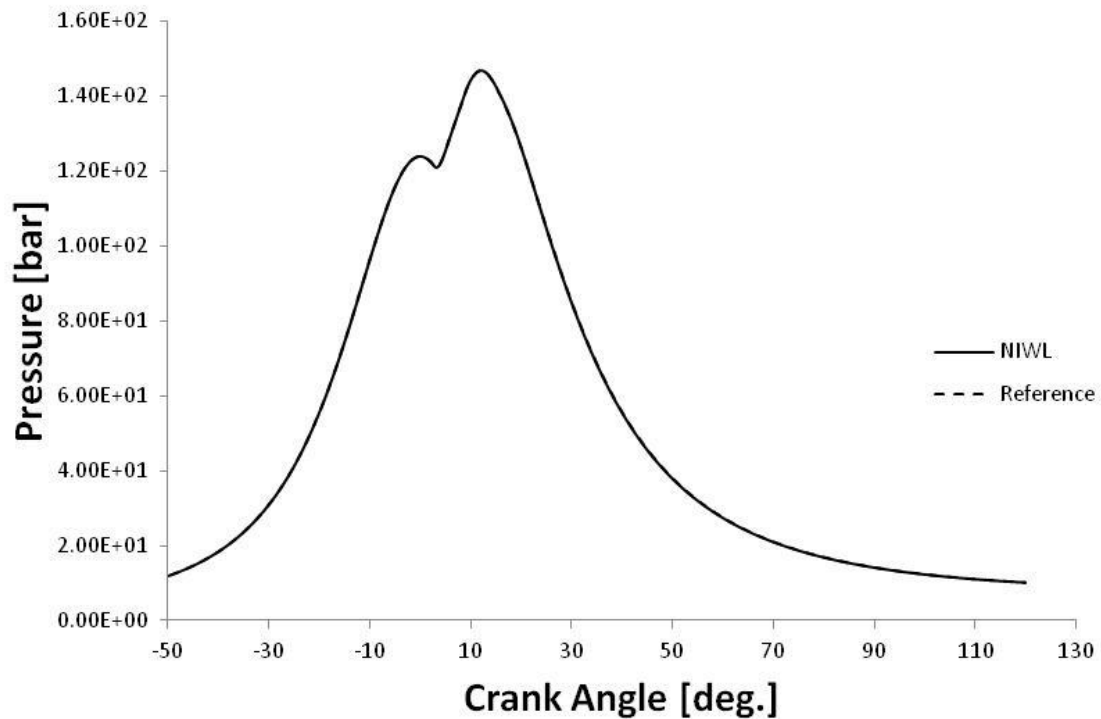
Διάγραμμα 53: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς της βαλβίδας συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 0.1, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.



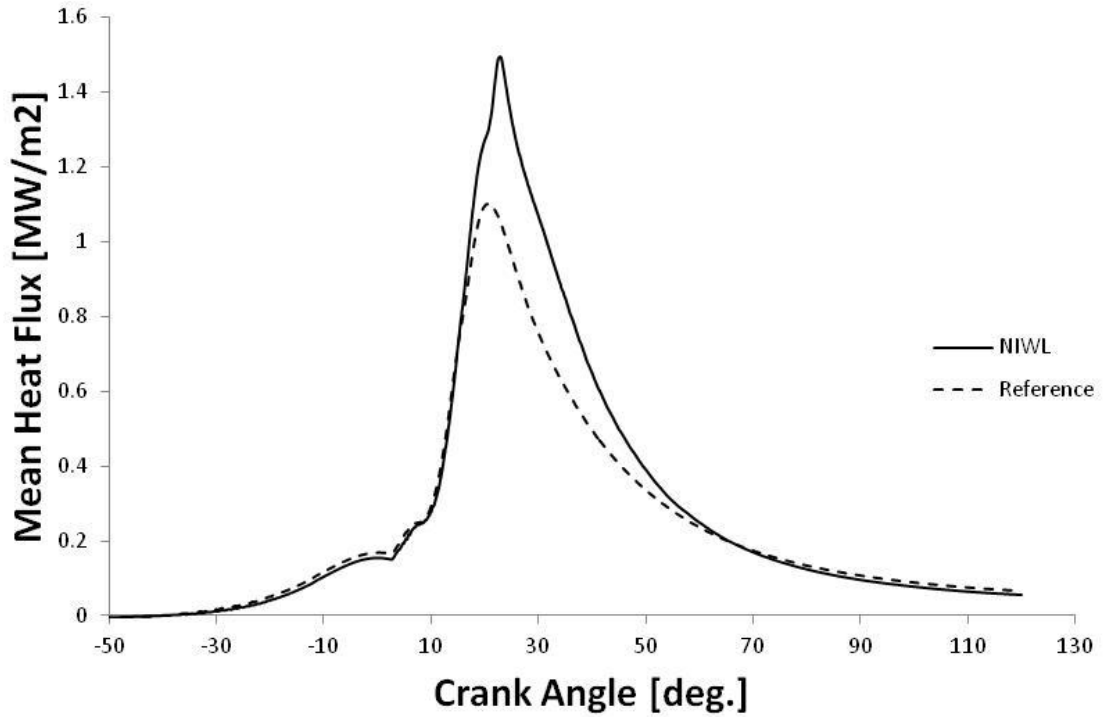
Διάγραμμα 54: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 0.1, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.

5.2.4.2 SN = 2.0

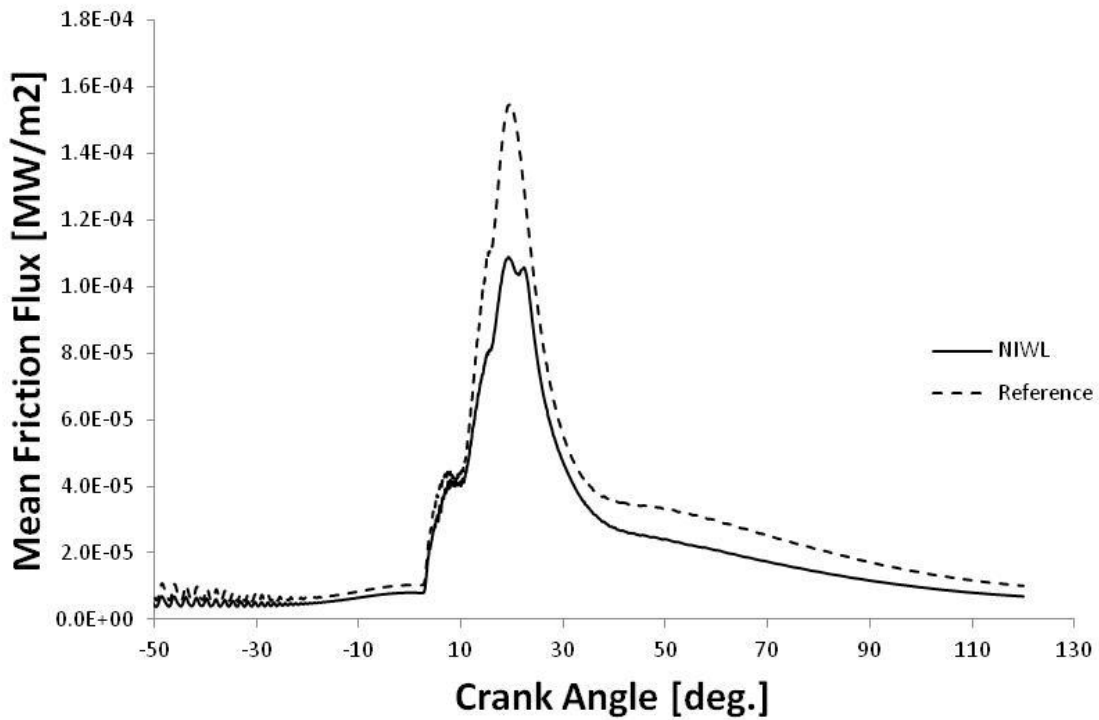
Στο Διάγραμμα 55 φαίνεται η χρονική εξάρτηση της πίεσης από την γωνία στροφάλου και στα Διαγράμματα 56, 57 παρουσιάζεται η μέση ειδική θερμοροή και η μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής. Στα Διαγράμματα 58-60 παρουσιάζονται οι μέσες θερμοκρασίες εγγύς του εμβόλου, της βαλβίδας και του καλύμματος.



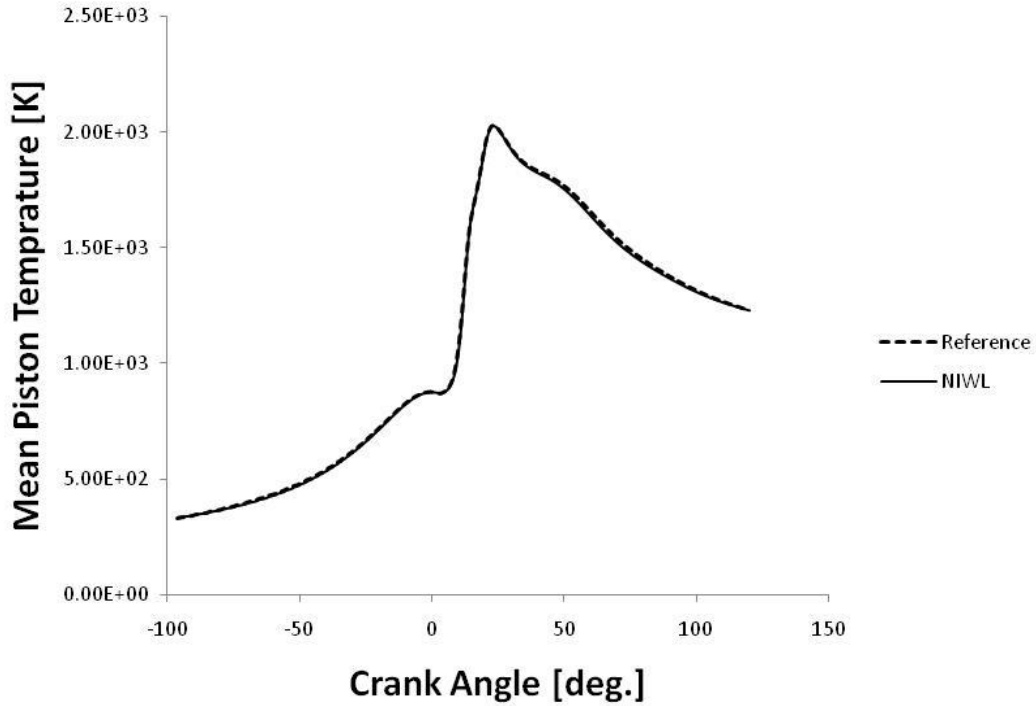
Διάγραμμα 55: Χρονική μεταβολή της πίεσης συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 2.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.



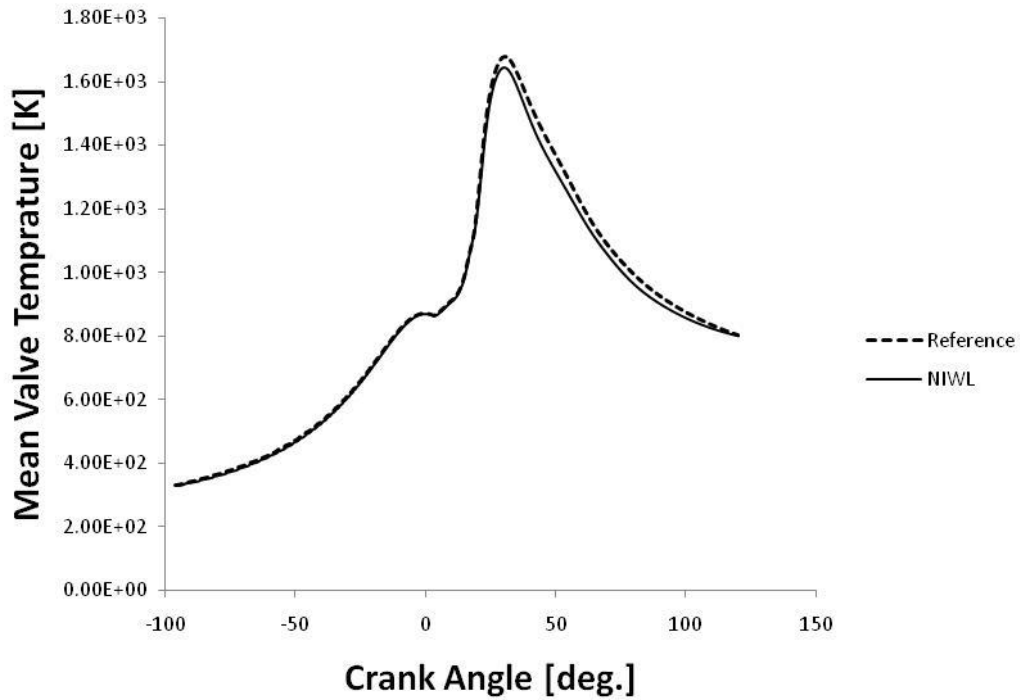
Διάγραμμα 56: Μέση ειδική θερμοροή συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 2.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.



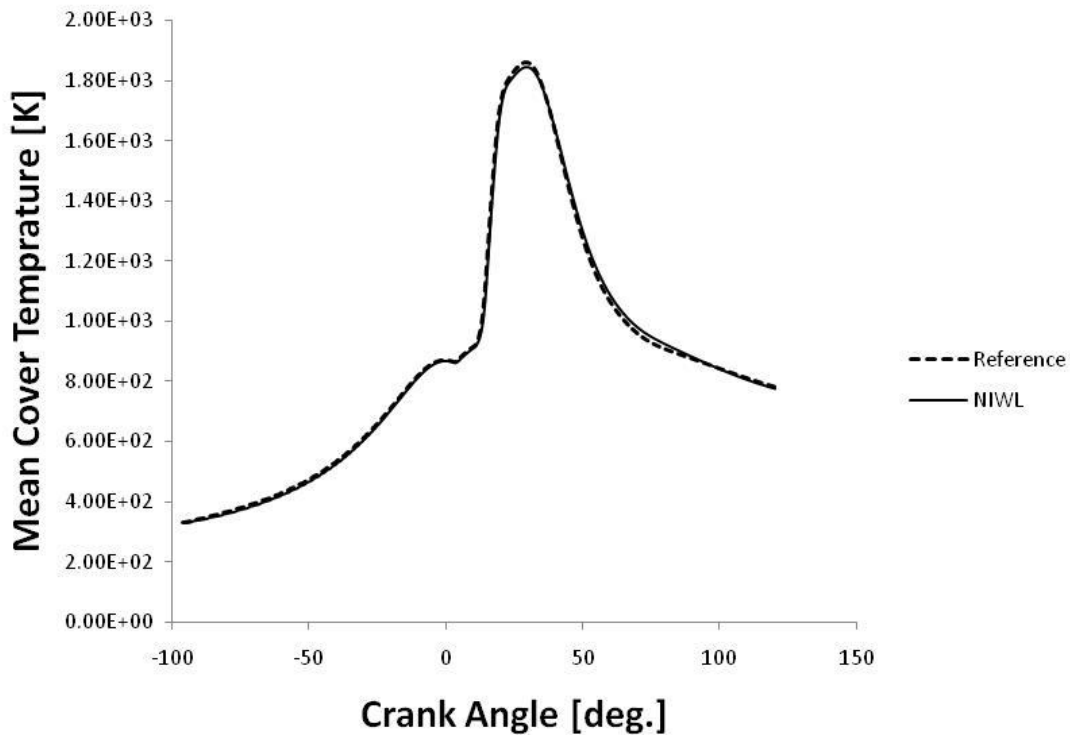
Διάγραμμα 57: Μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 2.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.



Διάγραμμα 58: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του εμβόλου συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 2.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.



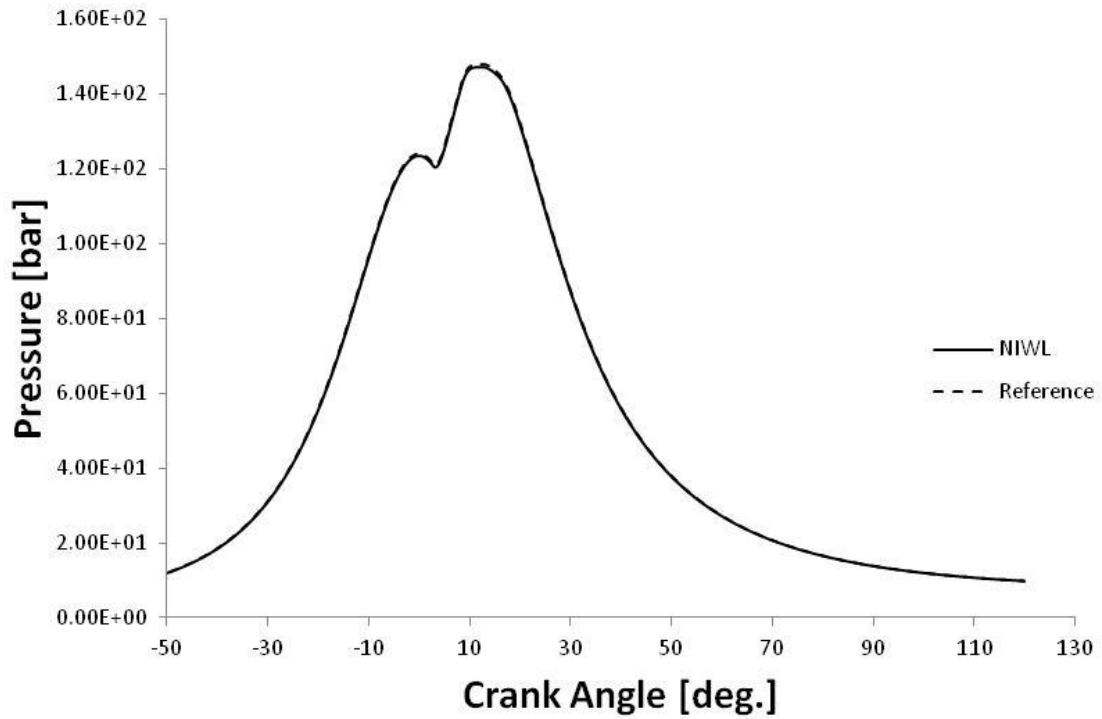
Διάγραμμα 59: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς της βαλβίδας συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 2.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.



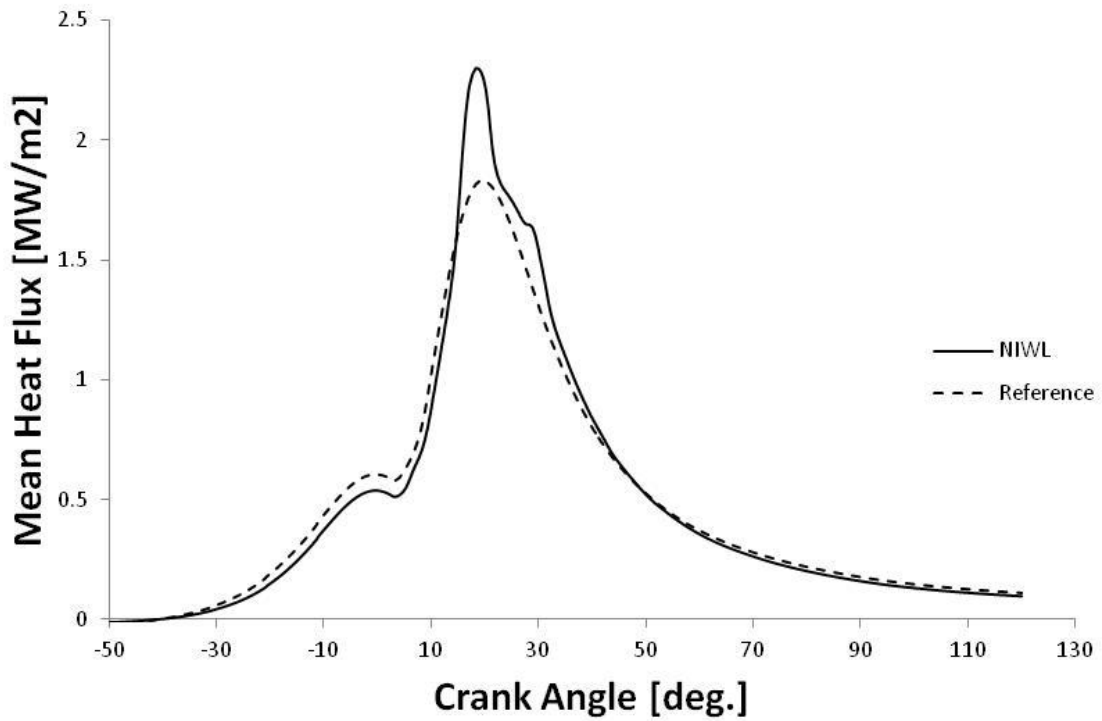
Διάγραμμα 60: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 2.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.

5.2.4.3 SN = 10.0

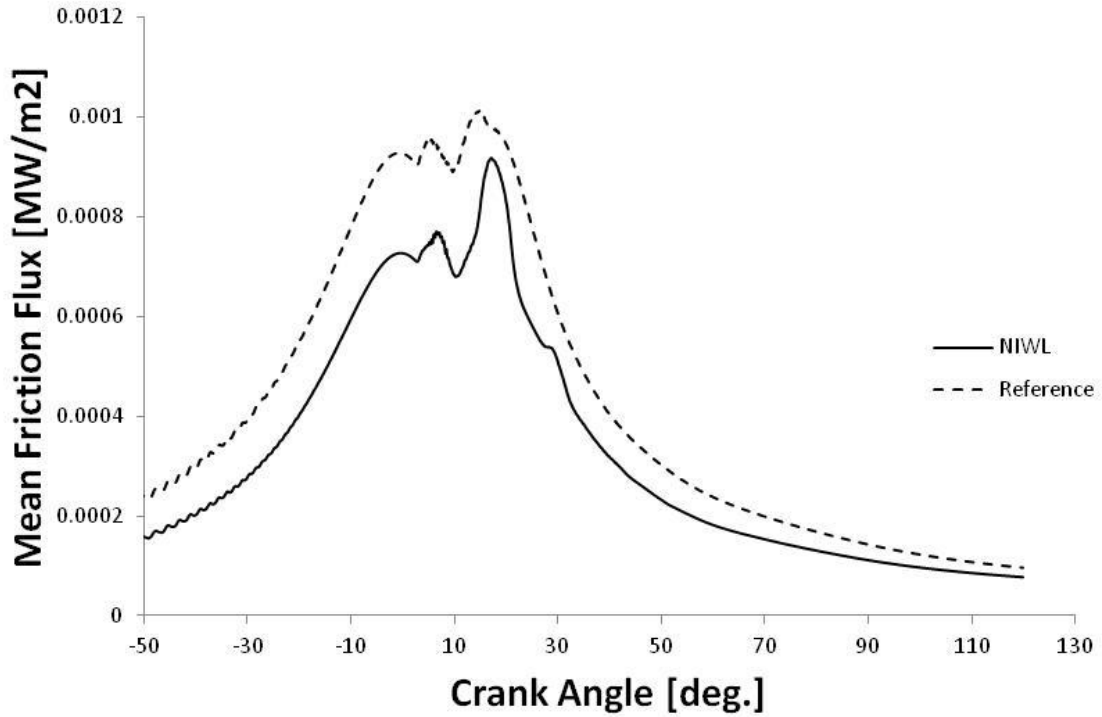
Στο Διάγραμμα 61 παρουσιάζονται οι καμπύλες της πίεσης συναρτήσει της γωνίας στροφάλου. Ακολούθως, στα Διαγράμματα 62, 63 παρουσιάζεται η μέση ειδική θερμοροή και η μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής. Στα Διαγράμματα 64-66 παρουσιάζονται οι μέσες θερμοκρασίες εγγύς του εμβόλου, της βαλβίδας και του καλύμματος.



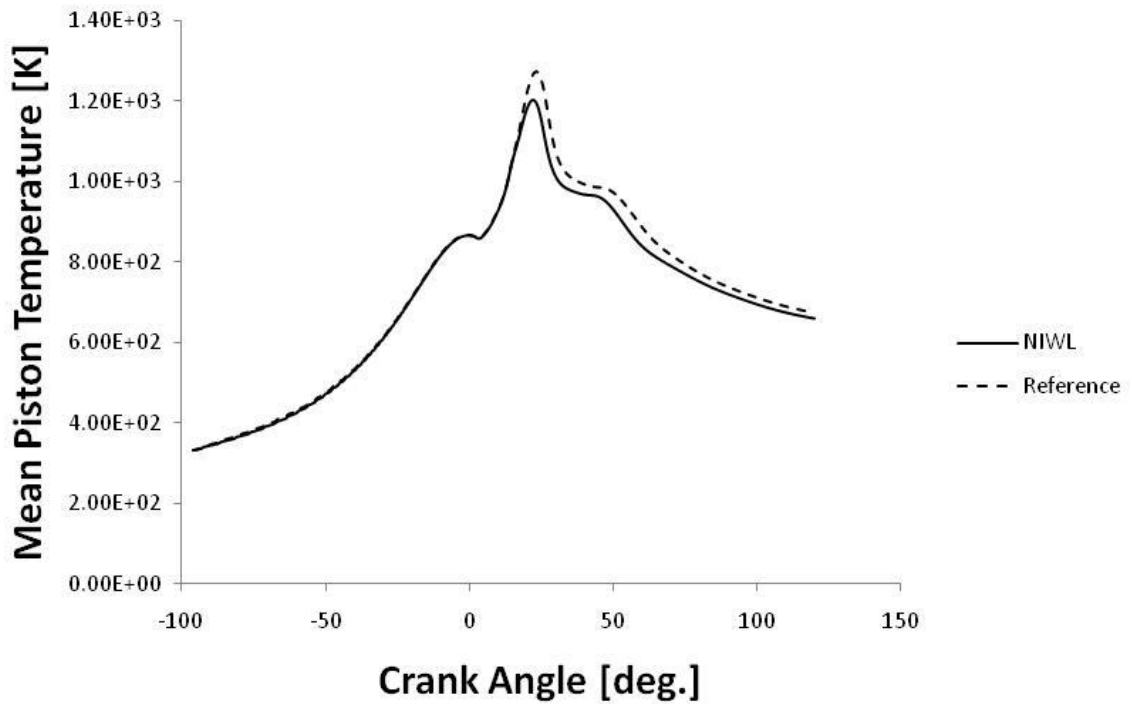
Διάγραμμα 61: Χρονική μεταβολή της πίεσης συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 10.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.



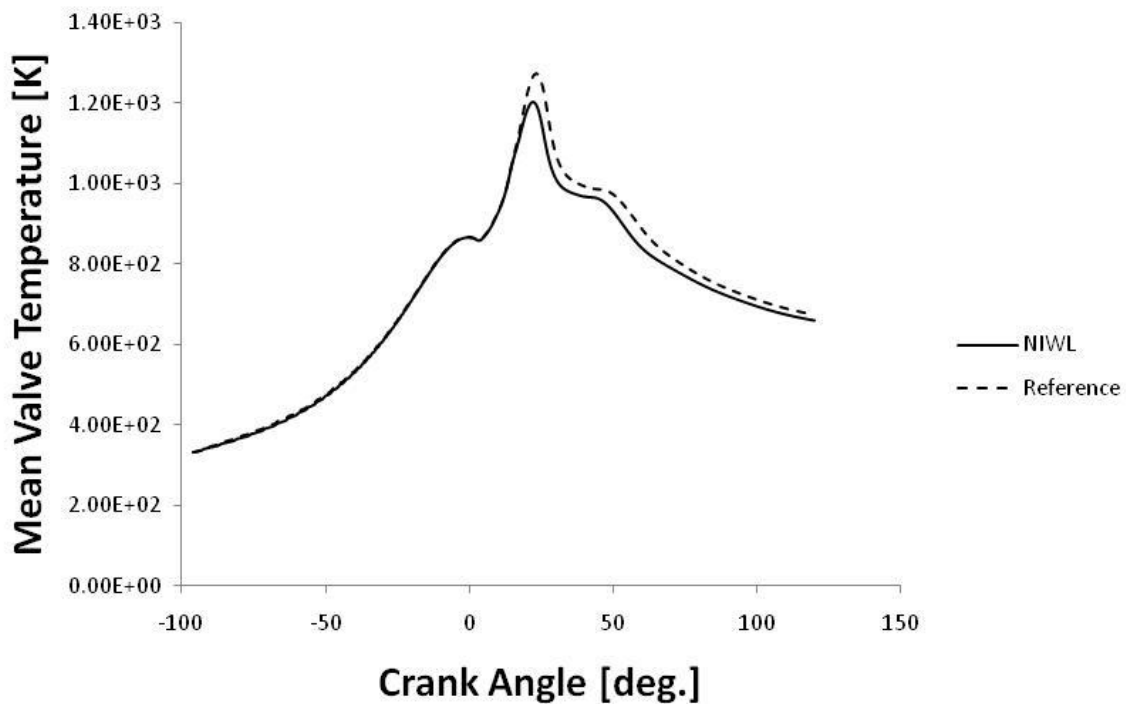
Διάγραμμα 62: Μέση ειδική θερμοροή συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 10.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.



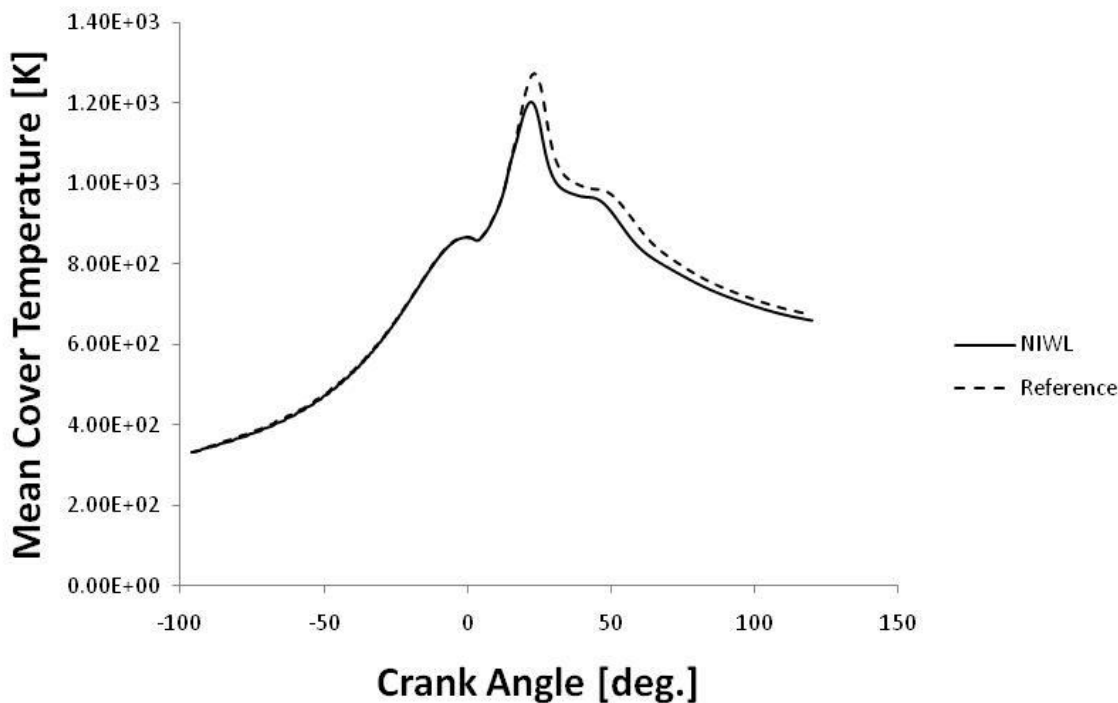
Διάγραμμα 63: Μέση ειδική απώλεια ισχύος τριβής συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 10.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.



Διάγραμμα 64: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του εμβόλου συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 10.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.

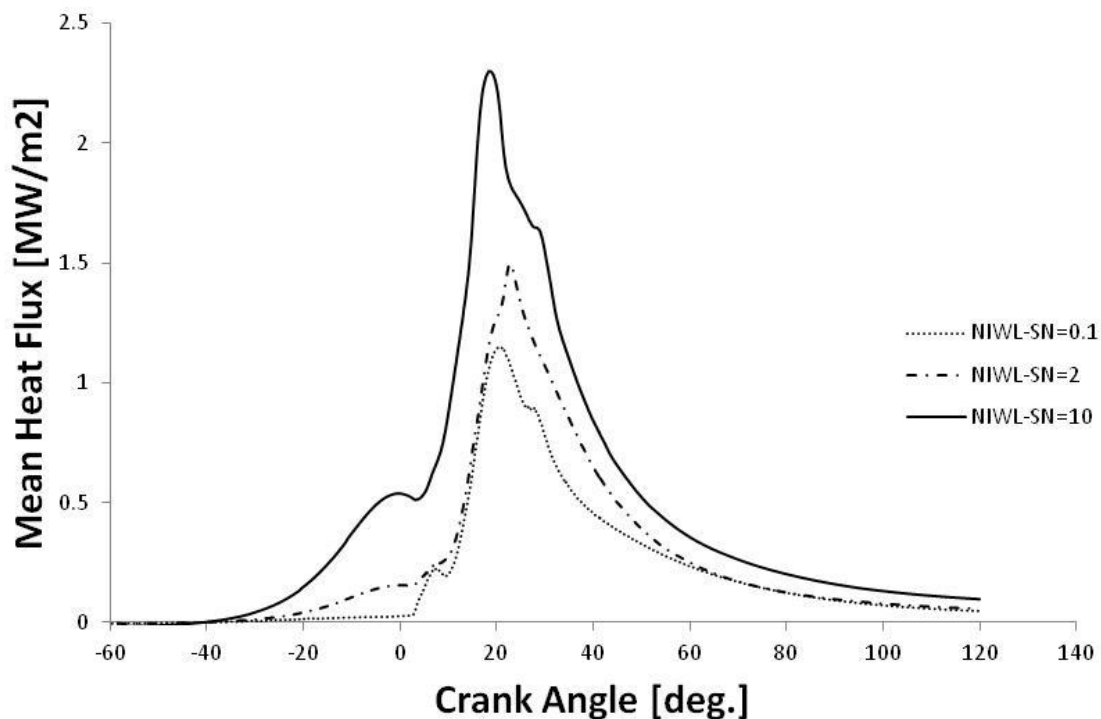


Διάγραμμα 65: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς της βαλβίδας συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 10.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.

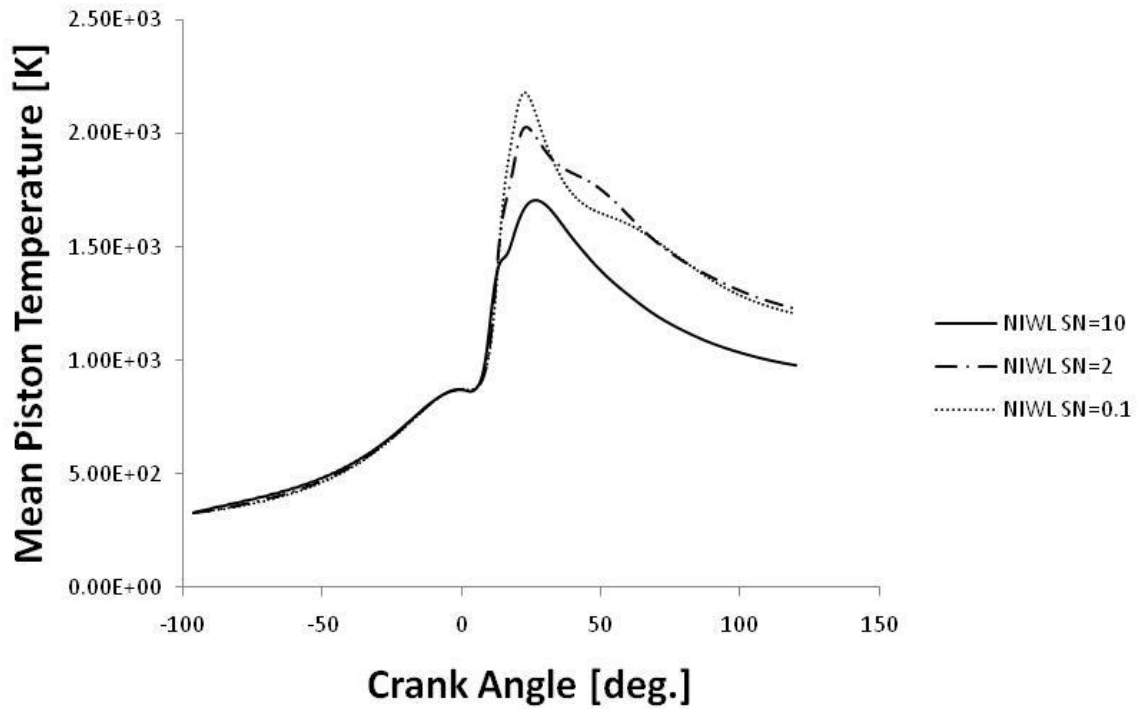


Διάγραμμα 66: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 10.0, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.

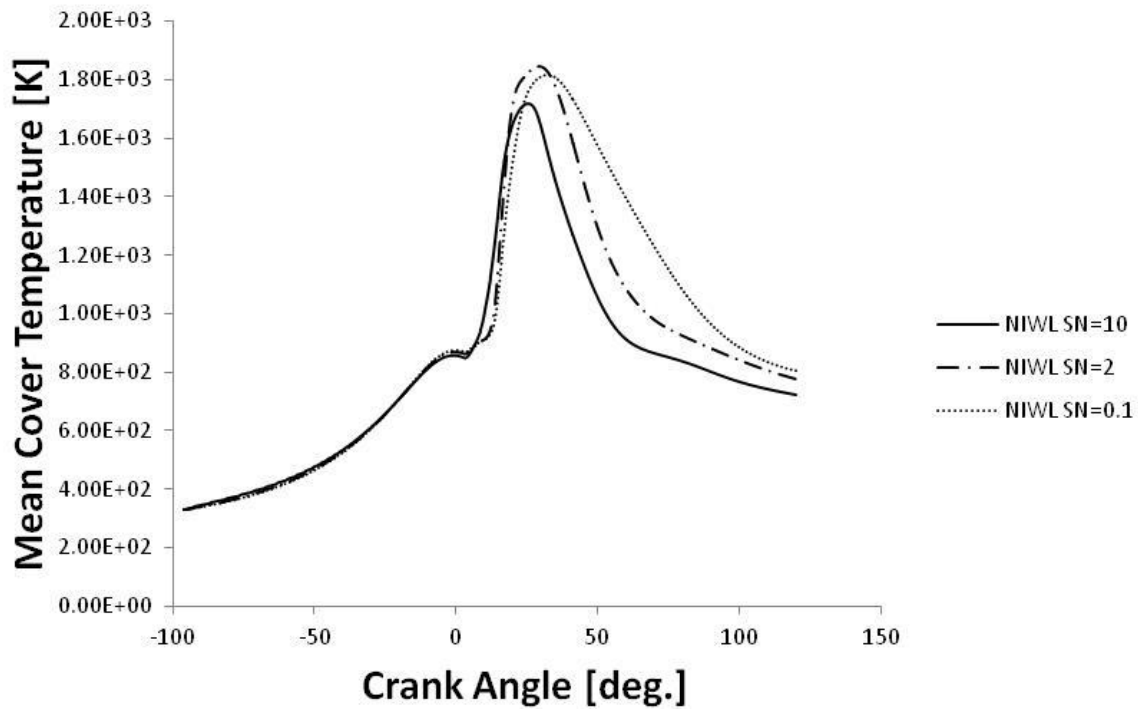
Στα Διαγράμματα 50, 56 και 62 παρατηρείται ότι η ειδική θερμοροή προς τα τοιχώματα αυξάνεται με αύξηση του λόγου εγκάρσιου στροβιλισμού. Με βάση και το Διάγραμμα 67, η θερμική ροή για λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού 10 είναι σχεδόν διπλάσια από την αντίστοιχη για λόγο εγκάρσιο στροβιλισμού 0.1. Συνεπώς, μεγαλύτερη ένταση του εγκάρσιου στροβιλισμού διευκολύνει τη μετάδοση της θερμότητας προς το εξωτερικό του θαλάμου καύσης, καθώς αυξάνει την ένταση του φαινομένου της συναγωγής. Από τα Διαγράμματα 68 και 69 προκύπτει ότι η θερμοκρασική διαφορά αέριου μίγματος και τοιχώματος ελαττώνεται με αύξηση της έντασης του στροβιλισμού. Αυτό ερμηνεύεται από το ότι η αύξηση της φυγοκέντρισης τείνει να μεταφέρει τη (βαρύτερη) μάζα του άκαυστου προς τις περιοχές του τοιχώματος. Η αύξηση του συντελεστή συναγωγής είναι, βέβαια, ισχυρότερη, και για τον λόγο αυτό υπάρχει συνολικά αύξηση των θερμικών απωλειών με αύξηση του εγκάρσιου στροβιλισμού (Διάγραμμα 67).



Διάγραμμα 67: Μέση ειδική θερμοροή συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για διαφορετικές τιμές του λόγου εγκάρσιου στροβιλισμού, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.



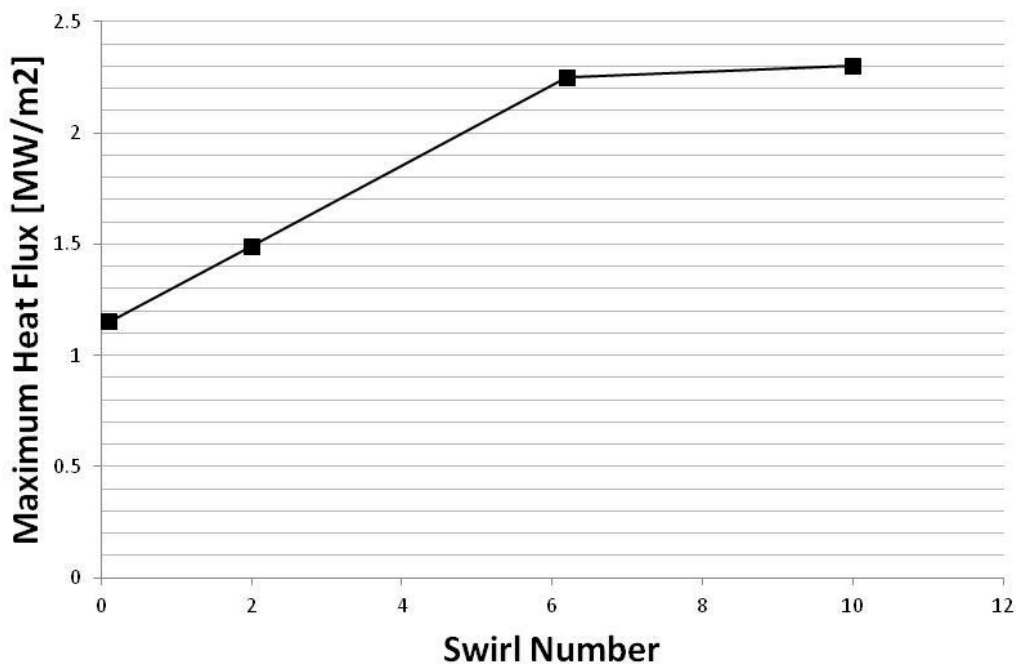
Διάγραμμα 68: Μέσες θερμοκρασίες εγγύς του εμβόλου συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για διαφορετικές τιμές του λόγου εγκάρσιου στροβιλισμού, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.



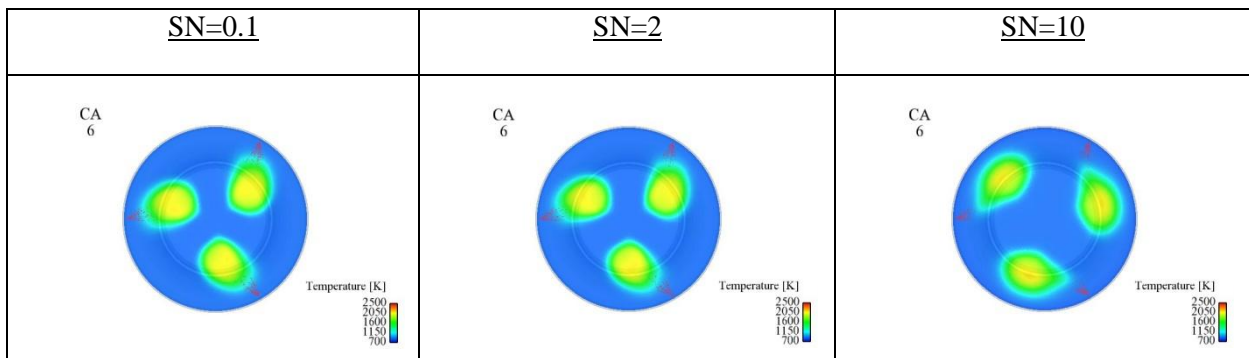
Διάγραμμα 69: Μέσες θερμοκρασίες εγγύς του καλύμματος συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, για διαφορετικές τιμές του λόγου εγκάρσιου στροβιλισμού, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου χωρίς προέγχυση.

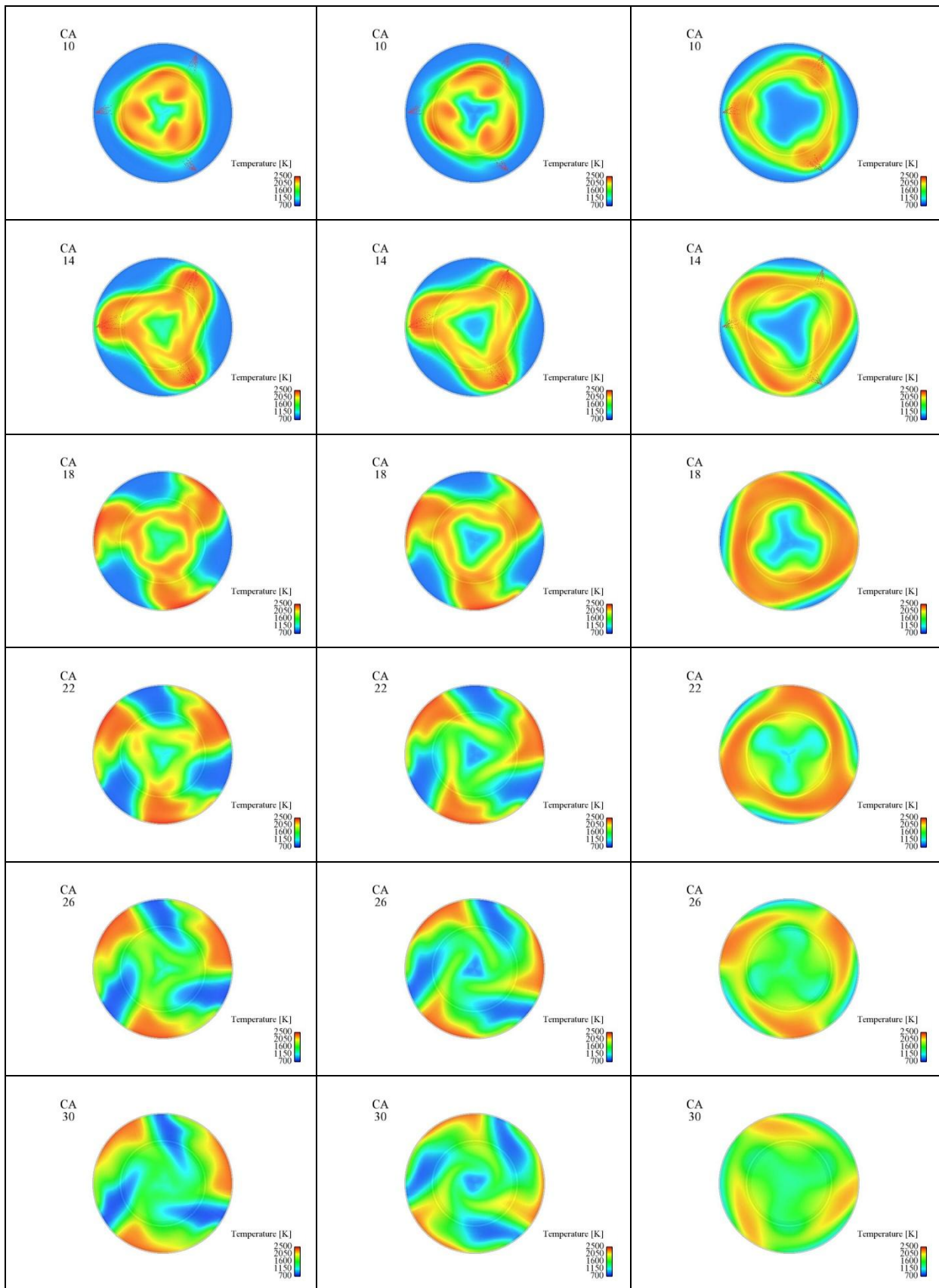
Όπως παρατηρείται στο Διάγραμμα 67, η χρονική μεταβολή της μέσης ειδικής θερμοροής χαρακτηρίζεται από ένα ολικό μέγιστο. Στο Διάγραμμα 70 παρουσιάζεται η εξάρτηση του εν λόγω μέγιστου από τον λόγο εγκάρσιου στροβιλισμού (SN). Παρατηρείται ότι η εξάρτηση είναι περίπου γραμμική για χαμηλές τιμές SN (έως περίπου 6), και είναι πολύ περιορισμένη για μεγαλύτερες.

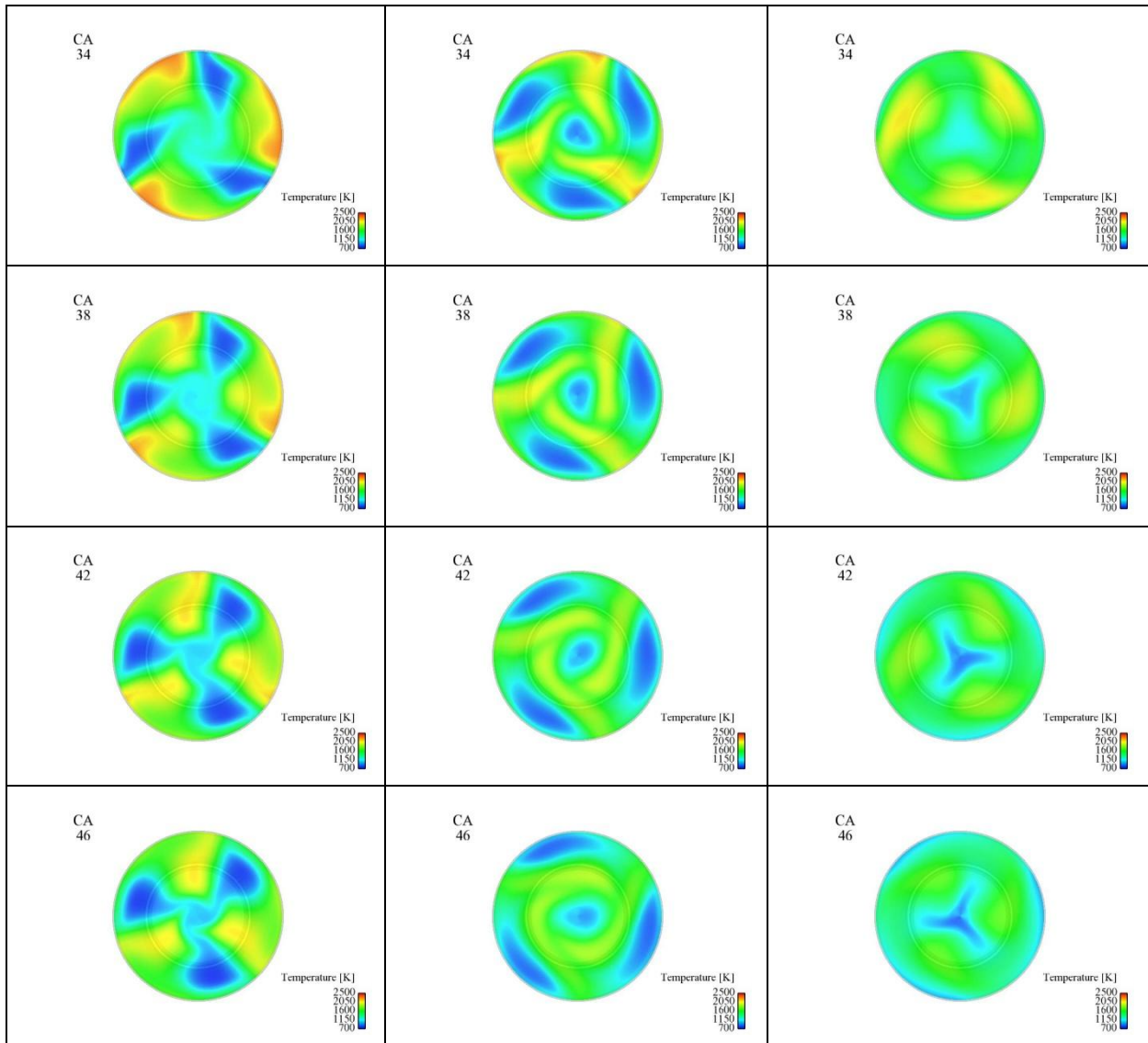
Στην Εικόνα 26 παρουσιάζεται η κατανομή της θερμοκρασίας σε οριζόντιο επίπεδο κοντά σε αυτό των εγχυτήρων (βλ.και Εικόνα 23) κατά την εξέλιξη της καύσης, για διαφορετικές τιμές της παραμέτρου SN. Παρατηρείται ότι με αύξηση της έντασης του swirl η κατανομή της θερμοκρασίας γίνεται περισσότερο ομοιόμορφη. Εν γένει το swirl φαίνεται να συμβάλει στην κατεύθυνση της ομογενοποίησης του ροϊκού πεδίου.



Διάγραμμα 70: Μέγιστη τιμή της χωρικά μέσης ειδικής θερμοροής συναρτήσει του λόγου εγκάρσιου στροβιλισμού.





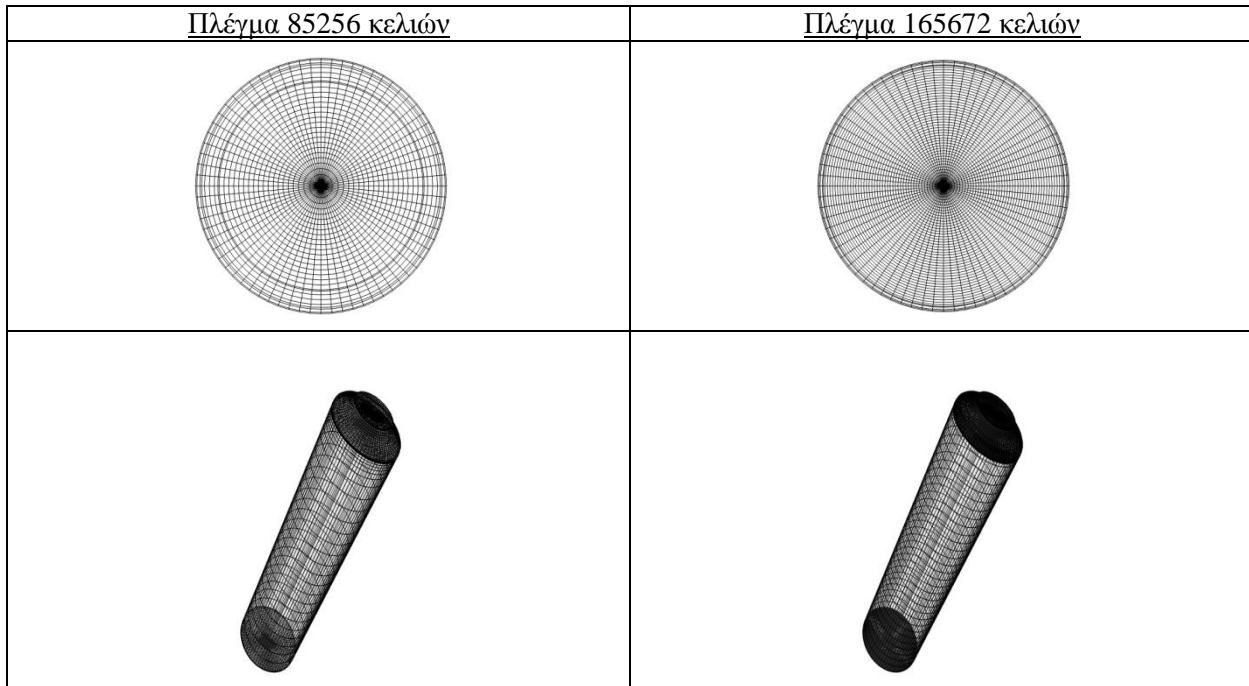


Εικόνα 26: Κατανομή της θερμοκρασίας στο οριζόντιο επίπεδο που παρίστανται στην Εικόνα 23, σε διαφορετικές τιμές της γωνίας στροφάλου, για διαφορετικές τιμές του λόγου εγκάρσιου στροβιλισμού.

5.3 Επίδραση της πυκνότητας του υπολογιστικού πλέγματος

Το βασικό πρόβλημα και ο σκοπός της εργασίας αυτής είναι, όπως προαναφέρθηκε, η ακριβέστερη περιγραφή της μεταφοράς θερμότητας στα τοιχώματα. Για τον έλεγχο της επίδρασης της πυκνότητας του πλέγματος στα αποτελέσματα, κυρίως δε στη μεταφορά θερμότητας από τον κύλινδρο, έγιναν υπολογισμοί για ένα ακόμη πλέγμα, πυκνότερο σε σύγκριση με το βασικό πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε στις περιπτώσεις της Ενότητας 5.3. Ο αριθμός των κελιών των δύο πλεγμάτων είναι:

βασικό πλέγμα: 85256 κελιά, πυκνότερο πλέγμα: 165672 κελιά. Τα δύο πλέγματα παρίστανται στην Εικόνα 27.

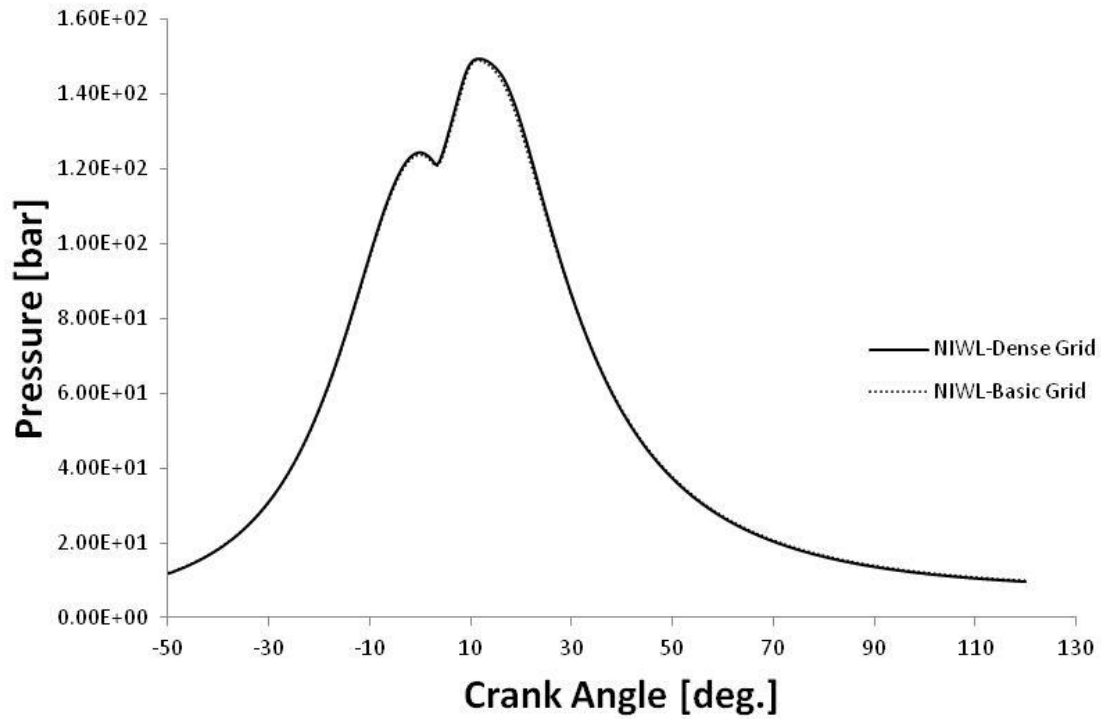


Εικόνα 27: Απεικόνιση υπολογιστικών πλεγμάτων 85256 και 165672 κελιών.

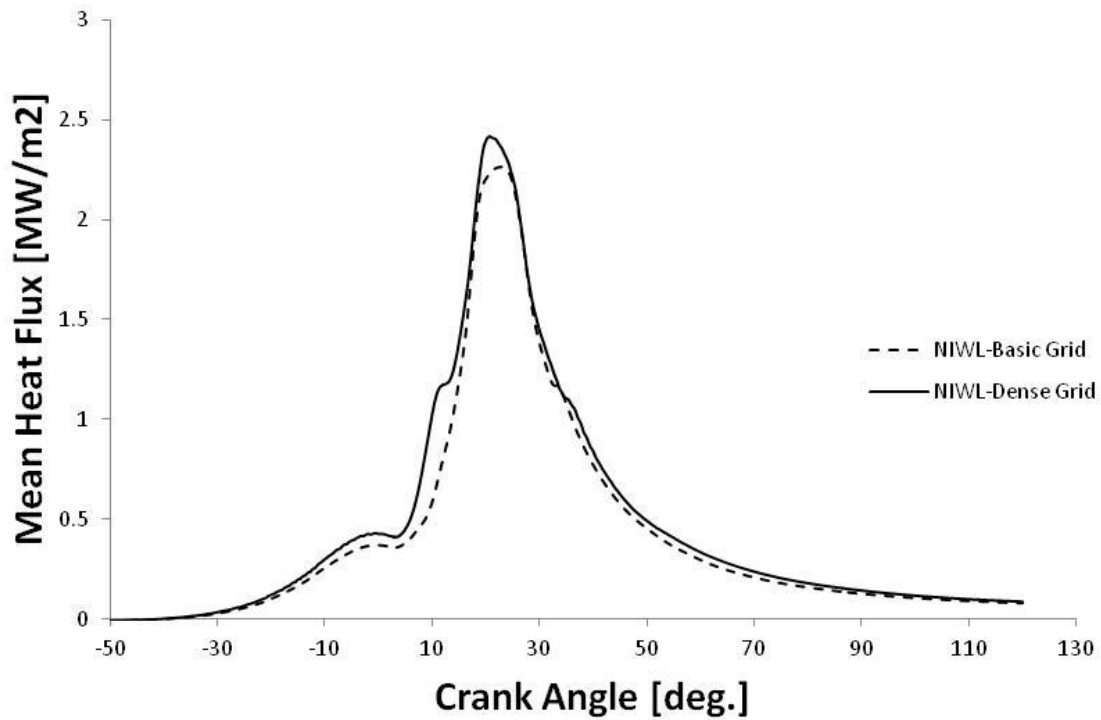
Στο Διάγραμμα 71 παρίσταται η χρονική μεταβολή της πίεσης, για το βασικό και το πυκνό πλέγμα, με χρήση του μοντέλου NIWL. Παρατηρείται ότι οι καμπύλες πρακτικά ταυτίζονται. Ομοίως, οι διαφορές στις καμπύλες του ρυθμού έκλυσης θερμότητας είναι μικρές (για συντομία, δεν παρουσιάζεται επιπλέον Διάγραμμα). Διαπιστώνεται, συνεπώς, ότι και τα δύο πλέγματα είναι επαρκώς πυκνά για τον προσδιορισμό των βασικών λειτουργικών μεγεθών του κινητήρα.

Στα Διαγράμματα 72 και 73 παρουσιάζεται η χρονική μεταβολή της μέσης ειδικής θερμοροής για τα δύο πλέγματα της παρούσας μελέτης. Συγκεκριμένα, το Διάγραμμα 72 αφορά στο μοντέλο NIWL, και το Διάγραμμα 73 στο βασικό μοντέλο μεταφοράς θερμότητας. Παρατηρείται ικανοποιητική σύγκριση ανάμεσα στις καμπύλες του βασικού και του πυκνού πλέγματος, και για τα δύο χρησιμοποιούμενα μοντέλα μεταφοράς θερμότητας. Αντίστοιχα, στα Διαγράμματα 74 και 75 παρουσιάζεται η χρονική εξέλιξη της ειδικής απώλειας ισχύος τριβής. Η σύγκριση ανάμεσα στα αποτελέσματα του βασικού και του πυκνού πλέγματος είναι ικανοποιητική.

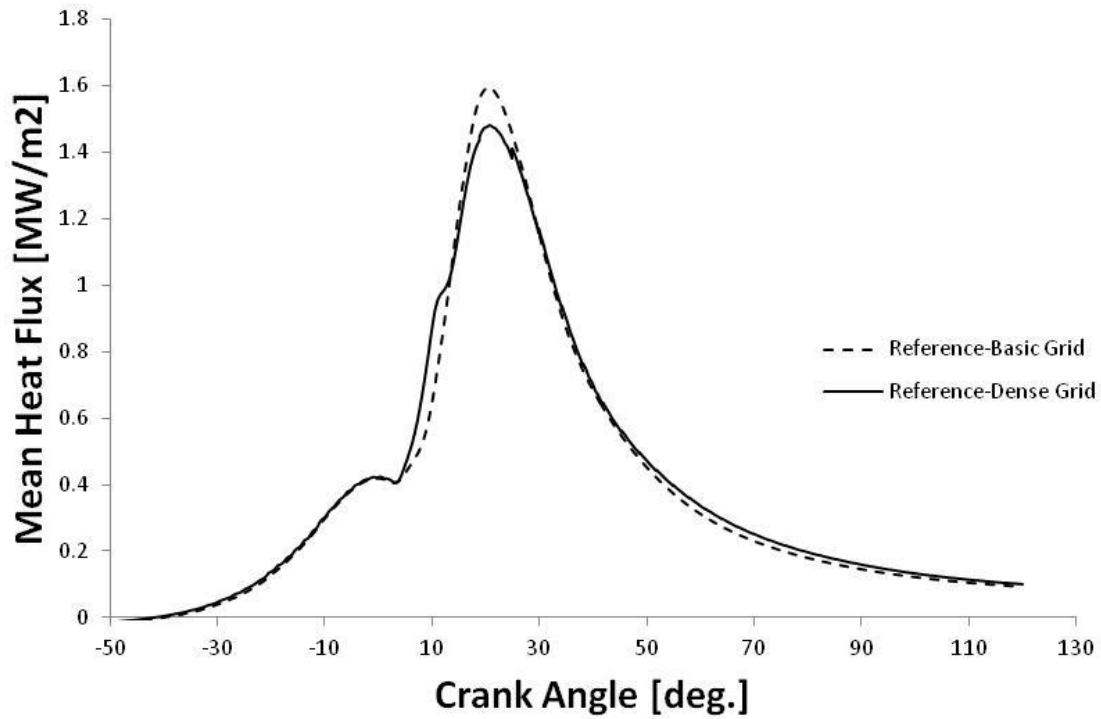
Αναφορικά με τις υπολογιζόμενες θερμοκρασίες στην περιοχή εγγύς των τοιχωμάτων, αυτές αναμένεται να ελαττώνονται με αύξηση της πυκνότητας του πλέγματος, καθώς τα σημεία στο κέντρο των αντίστοιχων κελιών πλησιάζουν προς την (ψυχρότερη) επιφάνεια του τοιχώματος. Η χρονική μεταβολή της μέσης θερμοκρασίας στην περιοχή εγγύς του καλύμματος (Διάγραμμα 76) πράγματι πιστοποιεί την προαναφερθείσα μείωση της θερμοκρασίας για πυκνότερο πλέγμα.



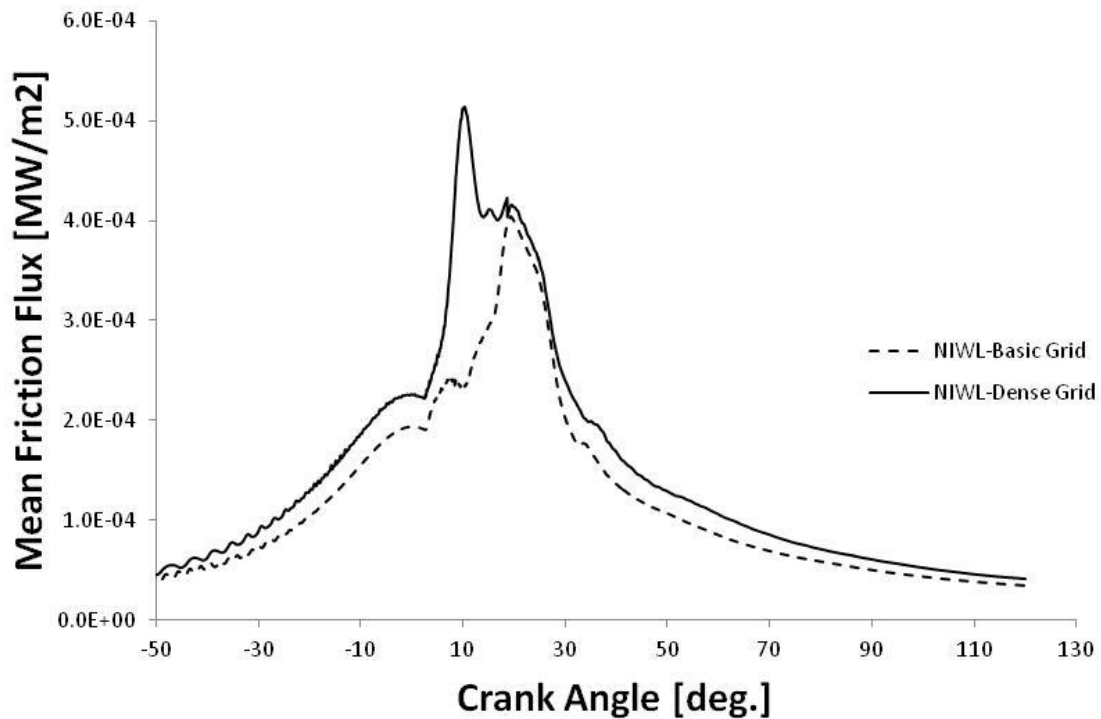
Διάγραμμα 71: Μεταβολή της πίεσης συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου, για χρήση του μοντέλου NIWL, και πλέγματα διαφορετικής πυκνότητας.



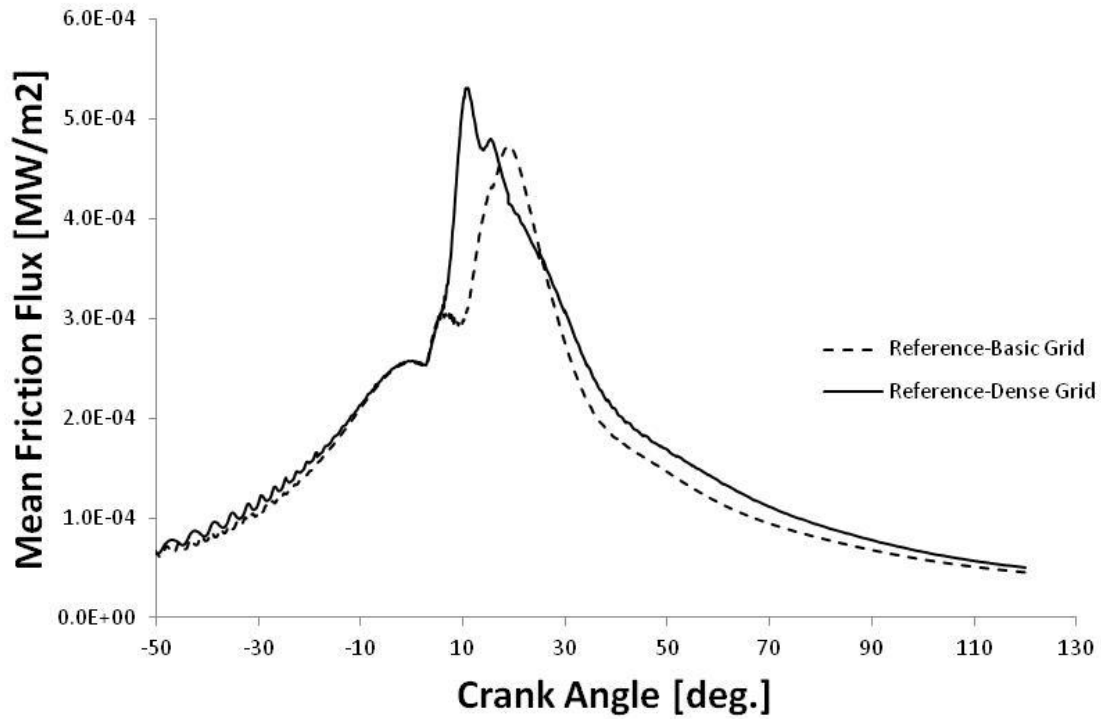
Διάγραμμα 72: Μεταβολή της μέσης ειδικής θερμορροής συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου, για χρήση του μοντέλου NIWL, και πλέγματα διαφορετικής πυκνότητας.



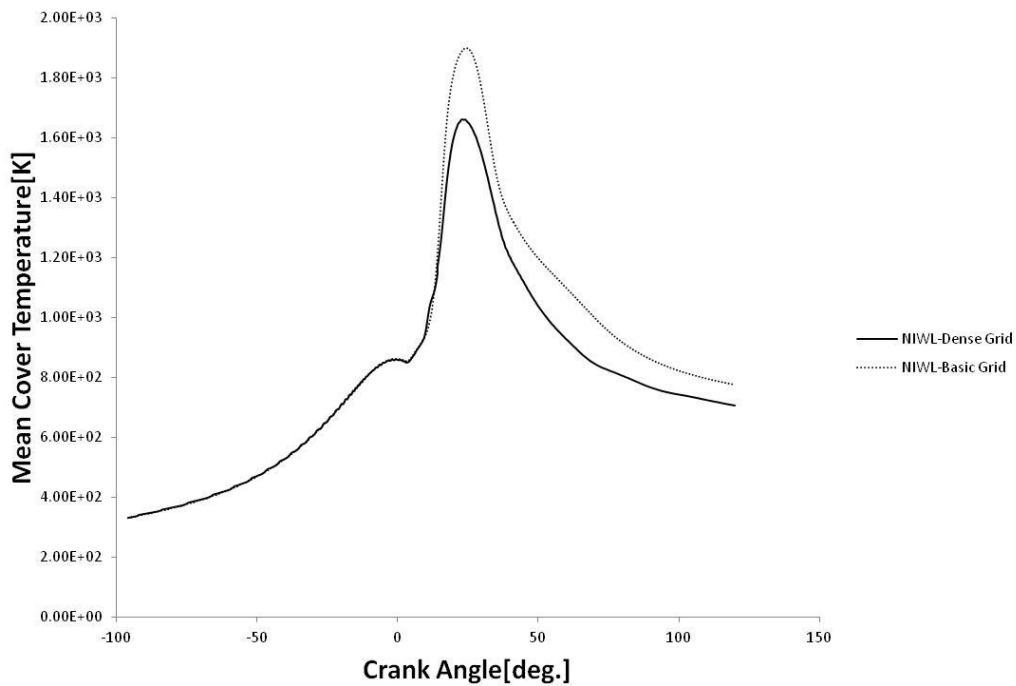
Διάγραμμα 73: Μεταβολή της μέσης ειδικής θερμοροής συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου, για χρήση του βασικού μοντέλου μεταφοράς θερμότητας, και πλέγματα διαφορετικής πυκνότητας.



Διάγραμμα 74: Μεταβολή της μέσης ειδικής απώλειας ισχύος τριβής συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου, για χρήση του μοντέλου NIWL, και πλέγματα διαφορετικής πυκνότητας.



Διάγραμμα 75: Μεταβολή της μέσης ειδικής απώλειας ισχύος τριβής συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου, για χρήση του βασικού μοντέλου μεταφοράς θερμότητας, και πλέγματα διαφορετικής πυκνότητας.



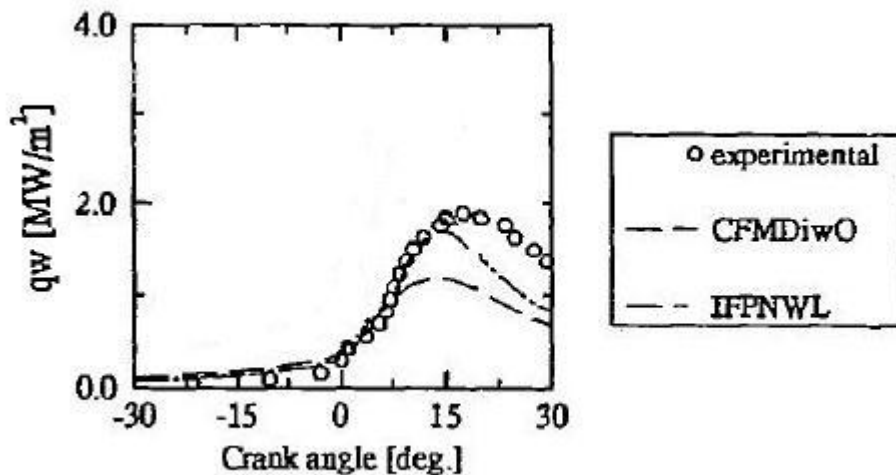
Διάγραμμα 76: Μέση θερμοκρασία σε υπολογιστικά κελιά εγγύς του καλύμματος συναρτήσει της γωνίας στροφάλου, στην περίπτωση του πλήρους φορτίου, για χρήση του μοντέλου NIWL, και πλέγματα διαφορετικής πυκνότητας.

Αναφορικά με την εξάρτηση των τελικών εκπομπών οξειδίων του αζώτου από την πυκνότητα του πλέγματος, οι προκύπτουσες τιμές για τα δύο χρησιμοποιούμενα πλέγματα παρατίθενται στον Πίνακα 8. Παρατηρείται ότι η σύγκριση είναι καλή. Επιπλέον, με αύξηση της πυκνότητας του πλέγματος, η υπολογισθείσα τελική συγκέντρωση μειώνεται, και λαμβάνει τιμή εγγύτερα της πειραματικής τιμής των 1410 ppm.

Πίνακας 8: Τελική συγκέντρωση οξειδίων του αζώτου, για πλήρες φορτίο, και πλέγματα διαφορετικής πυκνότητας.

Περίπτωση	Εκπομπές NO_x (NO₂ + NO)
Βασικό μοντέλο – Βασικό πλέγμα	~1620 ppm
Μοντέλο NIWL – Βασικό πλέγμα	~1600 ppm
Βασικό μοντέλο – Πυκνό πλέγμα	~1560 ppm
Μοντέλο NIWL – Πυκνό πλέγμα	~1540 ppm

Από τις Ενότητες 5.2 και 5.3 προκύπτει ότι τα υπολογιστικά αποτελέσματα για τα δύο χρησιμοποιηθέντα υπολογιστικά πλέγματα είναι σε καλή συμφωνία μεταξύ τους, αναφορικά με τη μεταφορά θερμότητας προς το περιβάλλον του κυλίνδρου. Για τα απόλυτα επίπεδα της υπολογισθείσας χωρικής μέσης ειδικής θερμοροής, βρέθηκε ότι αυτή λαμβάνει μέγιστη τιμή τάξης 2.0 MW/m² για το μοντέλο NIWL και 1.5 MW/m² για το βασικό μοντέλο μεταφοράς θερμότητας. Οι αντίστοιχες τιμές της βιβλιογραφίας είναι εγγύτερες προς την τιμή των 2.0 MW/m², βλ. Διάγραμμα 77 για την περίπτωση μικρού κινητήρα Diesel (εδώ, το βασικό μοντέλο σημειώνεται ως “CFMDiwO”, ενώ το μοντέλο NIWL ως “IFPNWL”). Με βάση τα παραπάνω μπορεί να προκύψει το συμπέρασμα ότι και στην περίπτωση μεγάλων ναυτικών κινητήρων Diesel η χρήση του μοντέλου NIWL είναι περισσότερο ενδεικνύμενη.



Διάγραμμα 77: Πειραματικά και υπολογιστικά αποτελέσματα για μικρό κινητήρα Diesel: χρονική μεταβολή μιας αντιπροσωπευτικής τιμής της ειδικής θερμοροής [Angelberger et al., 1997].

6 Συμπεράσματα και προτάσεις

6.1 Συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία, έγινε μοντελοποίηση της μεταφοράς θερμότητας από μεγάλο δίχρονο ναυτικό κινητήρα Diesel, στο πλαίσιο προσομοίωσης με χρήση του κώδικα υπολογιστικής ρευστομηχανικής KIVA-3. Χρησιμοποιήθηκαν δύο μοντέλα για τη μοντελοποίηση της μεταφοράς θερμότητας με εξαναγκασμένη συναγωγή: (α) ένα βασικό μοντέλο βασισμένο στην αναλογία Reynolds, (β) το μοντέλο NIWL (Non-Isothermal Wall Law). Η μελέτη συμπεριέλαβε τη λειτουργία σε πλήρες φορτίο για συνεχές προφίλ έγχυσης του καυσίμου, καθώς και για προφίλ έγχυσης με παρουσία προέγχυσης, και τη λειτουργία σε μερικό φορτίο (με συνεχές προφίλ έγχυσης). Επιπλέον, διερευνήθηκε η επίδραση της έντασης της εγκάρσιας συστροφής του αέρα στη μεταφορά θερμότητας. Τα αποτελέσματα ελέγχθηκαν ως προς την πυκνότητα του χρησιμοποιούμενου υπολογιστικού πλέγματος, για την περίπτωση του πλήρους φορτίου. Τα κύρια συμπεράσματα που προέκυψαν είναι τα ακόλουθα:

- Τα βασικά λειτουργικά μεγέθη του κινητήρα (πίεση και ρυθμός έκλυσης θερμότητας) παραμένουν πρακτικά ανεπηρέαστα από το χρησιμοποιούμενο μοντέλο μεταφοράς θερμότητας.
- Τα αποτελέσματα του μοντέλου NIWL αντιστοιχούν σε υψηλότερα επίπεδα μέσης ειδικής θερμοροής, σε σύγκριση με το βασικό μοντέλο μεταφοράς θερμότητας. Τα εν λόγω υψηλότερα επίπεδα είναι σε καλύτερη συμφωνία προς πειραματικά αποτελέσματα της βιβλιογραφίας. Έτσι, η χρήση του μοντέλου NIWL φαίνεται περισσότερο ενδεικνύμενη.
- Λόγω της καλύτερης προσέγγισης της θερμοκρασιακής κατανομής, η χρήση του μοντέλου NIWL αντιστοιχεί σε τελική τιμή της συγκέτρωσης NOx που είναι εγγύτερη προς την αντίστοιχη πειραματική.
- Η μέση ειδική θερμοροή είναι αύξουσα συνάρτηση της έντασης του εγκάρσιου στροβιλισμού.
- Στην περίπτωση της χρήσης προέγχυσης, πρώιμη προέγχυση με κατεύθυνση που δεν αποκλίνει πολύ από το οριζόντιο επίπεδο έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση των θερμικών απωλειών του κινητήρα.
- Η θερμική φόρτιση του εμβόλου είναι εν γένει υψηλότερη σε σχέση με αυτή άλλων στοιχείων, όπως η βαλβίδα, ειδικά κατά τα πρώτα στάδια της καύσης.

6.2 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα

Η παρούσα έρευνα έδειξε ότι το μοντέλο NIWL είναι κατάλληλο για τη μοντελοποίηση της μεταφοράς θερμότητας σε μεγάλους ναυτικούς κινητήρες Diesel. Σε συνέχεια της παρούσας μελέτης, το μοντέλο μπορεί να χρησιμοποιηθεί στο πλαίσιο υπολογιστικών μελετών με στόχο τη βελτίωση της λειτουργίας του κινητήρα και τη μείωση των εκπεμπόμενων ρύπων. Τέτοιες δυνατές μελέτες περιλαμβάνουν τη χρήση ανακύκλωσης καυσαερίων και την εισαγωγή νερού στον θάλαμο καύσης.

Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία, σημαντικό τμήμα των απωλειών θερμότητας σε κινητήρες Diesel οφείλεται στη θερμική ακτινοβολία [Heywood, 1988, Boulouchos, 1991]. Συνεπώς, ενδείκνυται η εισαγωγή μοντέλου ακτινοβολίας, για τον ακριβέστερο υπολογισμό των θερμικών απωλειών ναυτικών κινητήρων Diesel.

Τέλος, η πλήρης περιγραφή της μεταφοράς θερμότητας περιλαμβάνει τη μοντελοποίηση της αγωγής στα στερεά στοιχεία του κυλίνδρου, καθώς και στη ροή των ψυκτικών μέσων. Με την αύξηση της υπολογιστικής ισχύος, τέτοιες μελέτες πρέπει να αναμένονται στο μέλλον.

Πηγές

Βιβλιογραφία

1. A. Agrira, D. Butsworth, T. Yusaf, “Instantaneous Heat Flux Simulation of S.I. Engines: Comparison of Unsteady Thermal Boundary Layer Modelling with Experimental Data”, University of Southern Queensland, 2009
2. A.A. Amsden, P.J. O’Rourke, T.D. Butler, “KIVA II: A Computer Program for Chemically Reactive Flows with Sprays”, Los Alamos National Laboratory, 1989
3. A.A. Amsden, “KIVA-3: A KIVA Program with Block-Structured Mesh for Complex Geometries”, Los Alamos National Laboratory, 1993
4. J.D. Anderson, “Computational Fluid Dynamics”, McGraw-Hill International Editions, 1995
5. C. Angelberger, T. Poinso, B. Delhay, “Improving Near Wall Combustion and Wall Heat Transfer Modeling in SI Engine Computations”, University of Michigan, 1997
6. J.W.D. Annand, T.H. Ma, “Instantaneous Heat Transfer rates to the Cylinder Head Surface of a Small Compression-Ignition Engine”, Proc Instn. Mech. Engrs 185, 1971
7. H.D. Baehr, “Heat and Mass Transfer”, Springer, 1998
8. A. Bejan, “Convection Heat Transfer”, John Wiley & Sons, 2004
9. G. Borman, K. Nishiwaki, “Internal-Combustion Engine Heat Transfer”, Pergamon Journal Ltd, Progress in Energy Combustion Science 13, 1987
10. Borman, G.L., Regland, K.W., “Combustion Engineering”, McGraw-Hill International Editions, New York, 1988
11. Boulouchos, K., “Instationaerer Waermetransport im Motor: Erkenntnisse, Fragestellungen, Aussichten”, Gedenkfeier zum 100. Geburtstag von Prof. G. Eichelberg, ETH Zurich, 1991.

12. P. Cariou, "Is slow steaming a sustainable means of reducing CO₂ emissions from container shipping?", *Transportation Research Part D: Transport and Environment* 16, 2011
13. K. Dao, O.A. Uyehara, P.S. Myers, "Heat Transfer Rates at Gas-Wall Interfaces in a motored Piston Engine", SAE Paper 730632, SAE Trans, 1973
14. J.C. Dent, S.J. Sulaiman, "Convective and Radiative Heat Transfer in a High Swirl Direct Injection Diesel Engine", SAE Paper 770407, SAE Trans, 1977
15. C.R. Ferguson, "Internal Combustion Engines", John Wiley & Sons, 1986
16. S. Furuhashi, T. Tada, T. Nakamura, Y. Oya, "Piston Temperatures of an Automobile Engine", *Bull J.S.M.E.* 7, 1964
17. Z. Han, R. Reitz, "A Temperature Wall Function Formulation for Variable-Density Turbulent Flows with Application to Engine Heat Transfer Modeling", University of Wisconsin-Madison, 1997
18. J.B. Heywood, "Internal Combustion Engine Fundamentals", 1988
19. G.F. Hohenberg, "Advanced Approaches for Heat Transfer Calculations", SAE Paper 790825, SAE Trans, 1979
20. F.P. Incropera, D.P. DeWitt, "Fundamentals of Heat and Mass Transfer", John Wiley & Sons, 1990
21. S. Kakac, Y. Yener, "Convective Heat Transfer", CRC Press, 1995
22. W.M. Kays, M.E. Crawford, "Convective Heat and Mass Transfer", Mc Graw-Hill Book Company, 1980
23. D.P. Kessler, R.A. Greenkorn, "Momentum, Heat and Mass Transfer Fundamentals", Marcel Dekker, 1999
24. J. Kim, P. Moin, R. Moser, "Turbulence Statistics in Fully Developed Channel Flow at Low Reynolds Number", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 177, pp. 133-166, 1987

25. Kitamura, T., Ito, T., Senda J., Fujimoto H., “Mechanism of Smokeless Diesel Combustion with Oxygenated Fuels Based on the Dependency of the Equivalence Ratio and Temperature on Soot Particles Information”, *International Journal of Engine Research*, Vol. 3, No 4, pp. 223-247, 2002
26. A.P. Kleemann, A.D. Gosman, ”Heat Transfer Sensitivity Study for an Advanced Diesel Engine”, *SAE World Congress*, 2003
27. S.S. Kutateladze, A.I. Leontiev, ”Heat Transfer, Mass Transfer and Friction in Turbulent Boundary Layers”, *Hemisphere Publishing Corporation*, 1990
28. T. LeFeuvre, P.S. Myers, O.A. Uyehara, “Experimental Instantaneous Heat Fluxes in a Diesel Engine and Their Correlation”, *SAE Paper 690464*, *SAE Trans*, 1969
29. G.A. Livanos, N.P. Kyrtatos, “Friction model of a marine diesel engine piston assembly”, *Laboratory of Marine Engineering, National Technical University of Athens*, 2007
30. H. Lomax, T.H. Pulliam, T.W. Zingg, “Fundamentals of Computational Fluid Dynamics”, *Springer*, 2001
31. E.J. Lyford-Pike, J.B. Heywood, “Thermal Boundary Layer Thickness in the Cylinder of a Spark Ignition Engine”, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, vol. 27, no. 10, 1984
32. W.T. Lyn, “Study of Burning Rate and Nature of Combustion in Diesel Engines”, *The Combustion Institute*, 1962
33. A.F. Mills, “Heat and Mass Transfer”, *IRWIN*, 1995
34. R.D. Reitz, C.J. Rutland, “Development and Testing of Diesel Engine CFD Models”, *Progress in Energy and Combustion Science*, 1995
35. H. Schlichting, “Boundary –Layer Theory”, *Mc Graw-Hill Book Company*, 1987
36. R. Stone, “Introduction to Internal Combustion Engine Fundamentals”, *Macmillan Press Ltd*, 1999
37. H.K. Versteeg, W. Malalasekera, ”An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method”, *Longman Scientific and Technical*, 1995

38. J.D.A Walker, "Turbulent Flow Structure Near Walls", The Royal Society, 1991
39. Wärtsilä Switzerland Ltd , "RTflex58T: Marine Installation Manual", Wärtsilä Switzerland Ltd, 2010
40. Wimmer, A. et al., "Heat Transfer to the Combustion Chamber and Port Walls of IC Engines-Measurement and Prediction", SAE paper 2000-01-0568, 2000
41. S. Xu, Y. Wang, T. Zhu, T. Xu, "Numerical Analysis of Two-Stroke Free Piston Engine Operating on HCCI Combustion", Tianjin University, China, 2011
42. A.D. Young, "Boundary Layers", BSP Professional Books, 1989
43. Π.Ν. Ανδρεάδης, «Βελτιστοποίηση παραμέτρων έγχυσης σε δίχρονους ναυτικούς κινητήρες Diesel», Διπλωματική εργασία, ΕΜΠ, 2008
44. Α.Μ. Ζομπανάκης, «Μελέτη και βελτιστοποίηση φαινομένων καύσης σε δίχρονο ναυτικό κινητήρα Diesel», Διπλωματική Εργασία, ΕΜΠ, 2010
45. Π.Ι. Κοντούλης , «Υπολογιστική μελέτη εναλλακτικών στρατηγικών έγχυσης σε δίχρονους ναυτικούς κινητήρες Diesel», Διπλωματική εργασία, ΕΜΠ, 2008
46. Ν.Π. Κυρτάτος, «Ναυτικοί Κινητήρες Diesel», Εκδόσεις Συμμετρία, 1993
47. Γ. Μπεργελές, «Υπολογιστική Ρευστομηχανική», Εκδόσεις Συμμετρία, Αθήνα, 2006
48. Τζαμπίρας Γ., Πολίτης Γ., «Αναλύσεις Υπολογιστικής Ρευστοδυναμικής (CFD)», ΕΜΠ.
49. Α.Χ. Τσιφάκης, «Μηχανές Εσωτερικής Καύσεως», Ίδρυμα Ευγενίδη, 1999
50. Ρακόπουλος, Κ., Χουντάλας, Δ., «Καύση – Ρύπανση Εμβολοφόρων Μ.Ε.Κ.», Εκδόσεις Φούντας, Αθήνα, 1998.
51. Α. Φραγκόπουλος, «Υπολογιστική Μελέτη Τεχνικών Έγχυσης Νερού σε Δίχρονους Ναυτικούς Κινητήρες Diesel», Διπλωματική Εργασία, ΕΜΠ, 2009
52. Κ. Ρακόπουλος, «Αρχές Εμβολοφόρων Μ.Ε.Κ.», Εκδόσεις Φούντας, Αθήνα

Ιστότοποι

1. http://www.cfd-online.com/Wiki/SIMPLE_algorithm
2. <http://modelengineneeds.org/faq/fuels.html>
3. <http://www.hanseatic-lloyd.de/english/investments/schiffahrtCharter.html>
4. <http://www.dieselnets.com/standards/us/nonroad.php>
5. <http://library.thinkquest.org/C006011/english/sites/diesel.php3?v=2>
6. <http://www.energyboom.com/transportation/slow-steaming-transport-ships-better-environment-and-better-business>
7. http://www.maerskline.com/link/?page=news&path=/news/story_page/10/slow_steaming
8. <http://www.bunkerworld.com/prices/pricematch/index.php>
9. [<http://mit.edu/16.unified/www/FALL/thermodynamics/notes/node122.html>]


```

else
c +++
c +++ wall is to the right of this cell:
c +++
    i14=i4
    i23=i3
    i58=i8
    i67=i7
    i14w=i1
    i23w=i2
    i58w=i5
    i67w=i6
    in=im
    if4=i1
endif
onpist=0.0
if(bcl(if4).eq.moving) onpist=1.0
wpte=wpistn
if(nvfacet.gt.0 .and. z(i4).gt.zmid) wpte=wpistnt
wwall=onpist*wpte
onhead=0.0
if(fv(i14w).eq.flhead .and. fv(i23w).eq.flhead .and.
& fv(i58w).eq.flhead .and. fv(i67w).eq.flhead) onhead=1.0
twall=onpist*tpistn + onhead*thead
if(onpist+onhead.eq.0.0) twall=tcylwl
uu=0.25*(un(i14)+un(i23)+un(i58)+un(i67))
vv=0.25*(vn(i14)+vn(i23)+vn(i58)+vn(i67))
ww=0.25*(wn(i14)+wn(i23)+wn(i58)+wn(i67))-wwall
vel=sqrt(uu*uu+vv*vv+ww*ww)
if(vel.eq.0.0) go to 10
vel23=sqrt(un(i23)**2+vn(i23)**2+(wn(i23)-wwall)**2)
vel14=sqrt(un(i14)**2+vn(i14)**2+(wn(i14)-wwall)**2)
vel67=sqrt(un(i67)**2+vn(i67)**2+(wn(i67)-wwall)**2)
vel58=sqrt(un(i58)**2+vn(i58)**2+(wn(i58)-wwall)**2)
area=sqrt(alx(if4)**2+aly(if4)**2+alz(if4)**2)
delxx=(x(i1)+x(i2)+x(i5)+x(i6)-x(i3)-x(i4)-x(i7)-x(i8))*alx(if4)
delxy=(y(i1)+y(i2)+y(i5)+y(i6)-y(i3)-y(i4)-y(i7)-y(i8))*aly(if4)
delxz=(z(i1)+z(i2)+z(i5)+z(i6)-z(i3)-z(i4)-z(i7)-z(i8))*alz(if4)
delx=abs(delxx+delxy+delxz)/(4.0*area)
anu=airmu1*temp(i4)*sqrt(temp(i4))/(ro(i4)*(temp(i4)+airmu2))
c Fotis Stavropoulos 14-11-2010
c Calculation of near wall density and viscosity
rwall(i4)=ro(i4)*temp(i4)/twall
anut=airmu1*twall*sqrt(twall)/(ro(i4)*(twall+airmu2))
c End Fotis Stavropoulos 14-11-2010
reyn=vel*delx/anu
denom=sqrt(reyn)
c Fotis Stavropoulos 14-11-2010
c Calculation of the dimensionless quantities according to Angelberger
anstar=reyn*anut/anu
c if(reyn.gt.rc) denom=u1+u0*log(reyn)
c tauw=ro(i4)*(vel/denom)**2
if (anstar.le.10.8) then
    ystar=anstar
else
    ystar=2.44*log(anstar)+5.0
endif

```

```

    if (anstar.le.13.2) then
        thstar=prl*anstar
    else
        thstar=2.075*log(anstar)+3.9
    endif
    ucross=(ro(i4)*vel)/(ro(i4)*ystar)
c Calculation of the shear stress according to Angelberger's model
    tauw=ro(i4)*ucross*vel/ystar
c End Fotis Stavropoulos 14-11-2011
    tadt=tauw*area*dt
    fact=0.0
    if(vel23.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i23w)/vel23
    u(i23w)=u(i23w)-fact* un(i23)
    v(i23w)=v(i23w)-fact* vn(i23)
    w(i23w)=w(i23w)-fact*(wn(i23)-wwall)
    fact=0.0
    if(vel14.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i14w)/vel14
    u(i14w)=u(i14w)-fact* un(i14)
    v(i14w)=v(i14w)-fact* vn(i14)
    w(i14w)=w(i14w)-fact*(wn(i14)-wwall)
    fact=0.0
    if(vel67.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i67w)/vel67
    u(i67w)=u(i67w)-fact* un(i67)
    v(i67w)=v(i67w)-fact* vn(i67)
    w(i67w)=w(i67w)-fact*(wn(i67)-wwall)
    fact=0.0
    if(vel58.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i58w)/vel58
    u(i58w)=u(i58w)-fact* un(i58)
    v(i58w)=v(i58w)-fact* vn(i58)
    w(i58w)=w(i58w)-fact*(wn(i58)-wwall)
    frictn=tauw*vel
    cp=gamma(i4)*p(i4)/((gamma(i4)-1.0)*ro(i4)*temp(i4))
    tbar=0.5*(temp(i4)+temp(in))
c Fotis Stavropoulos 14-11-2010
c Calculation of the heat flux and the thermal losses due to friction
    ustar=sqrt(tauw/ro(i4))
    den=vel*prl*rpr
c     if(reyn.gt.rc) den=vel+q0*ustar
c     flux=tauw*cp*(tbar-twall)*rpr/den
    flux=rwall(i4)*cp*ucross*twall*log(temp(i4)/twall)/thstar
    ac_flux=ac_flux+flux
    ac_frictn=ac_frictn+frictn
    flx_tabl(i4)=flux
    fric_tabl(i4)=frictn
    if(t.gt.1.6031E-01.and.t.lt.1.6351E-01.and.i4.eq.69960) then
write(20,*) 'T/Tw=',temp(i4)/twall,'th*=',thstar,'rwall=',rwall(i4)
1     'T/Tw=',temp(i4)/twall,'th*=',thstar,'rwall=',rwall(i4)
c     write(20,*) 'i4=',i4,'t=',t,'temp=',temp(i4),
c     1     'sie=',sie(i4)
c     1     'ac_flux=',ac_flux,rwall(i4)/ro(i4)
    endif
c     if(t.gt. 0.009524 .and. t.lt. 0.0127) then
c         write(20,*) 'i4=',i4,'x=',reyn,
c     1     'tw=',tauw, 'flux=',flux
c     endif
c     if(i4.eq.27014) write(20,*) 'i4=',i4
c     write(20,*) 'x=',anstar,'tw=',tauw,'flux=',flux

```

```

c End Fotis Stavropoulos 14-11-2010
  if(idreg(i4).eq.1) wheat=wheat+dt*flux*area
  adtom=area*dt/(ro(i4)*vol(i4))
c    oldsie=sie(i4)
  sie(i4)=sie(i4) + adtom*(frictn - flux*(1.0-adia))
c    if(i4 .eq. 69960) then
c      write(20,*) t,sie(69960)-oldsie,flux
c    endif
  10 continue
c
  20 if(nfsol.eq.0) go to 40
cdir$ ivdep
  do 30 n=1,nfsol
  i4=iabs(i4fsol(n))
  i1=i1tab(i4)
  i2=i3tab(i1)
  i3=i3tab(i4)
  i5=i8tab(i1)
  i6=i8tab(i2)
  i7=i8tab(i3)
  i8=i8tab(i4)
  jm=jmtab(i4)
  if(i4fsol(n).gt.0) then
c +++
c +++ wall is to the front of this cell. (a symmetry plane at
c +++ y=0 is not a wall, and is not included in i4fsol table.):
c +++
    i12=i2
    i34=i3
    i56=i6
    i78=i7
    i12w=i1
    i34w=i4
    i56w=i5
    i78w=i8
    in=i3
    if4=i4
  else
c +++
c +++ wall is to the derriere of this cell:
c +++
    i12=i1
    i34=i4
    i56=i5
    i78=i8
    i12w=i2
    i34w=i3
    i56w=i6
    i78w=i7
    in=jm
    if4=i3
  endif
  onpist=0.0
  if(bcf(if4).eq.moving) onpist=1.0
  wpte=wpistn
  if(nvfacet.gt.0 .and. z(i4).gt.zmid) wpte=wpistnt
  wwall=onpist*wpte

```

```

onhead=0.0
if(fv(i12w).eq.flhead .and. fv(i34w).eq.flhead .and.
& fv(i56w).eq.flhead .and. fv(i78w).eq.flhead) onhead=1.0
twall=onpist*tpistn + onhead*thead
if(onpist+onhead.eq.0.0) twall=tcylwl
uu=0.25*(un(i12)+un(i34)+un(i56)+un(i78))
vv=0.25*(vn(i12)+vn(i34)+vn(i56)+vn(i78))
ww=0.25*(wn(i12)+wn(i34)+wn(i56)+wn(i78))-wwall
vel=sqrt(uu*uu+vv*vv+ww*ww)
if(vel.eq.0.0) go to 30
vel12=sqrt(un(i12)**2+vn(i12)**2+(wn(i12)-wwall)**2)
vel34=sqrt(un(i34)**2+vn(i34)**2+(wn(i34)-wwall)**2)
vel56=sqrt(un(i56)**2+vn(i56)**2+(wn(i56)-wwall)**2)
vel78=sqrt(un(i78)**2+vn(i78)**2+(wn(i78)-wwall)**2)
area=sqrt(afx(if4)**2+afy(if4)**2+afz(if4)**2)
delyx=(x(i2)+x(i3)+x(i6)+x(i7)-x(i1)-x(i4)-x(i5)-x(i8))*afx(if4)
delyy=(y(i2)+y(i3)+y(i6)+y(i7)-y(i1)-y(i4)-y(i5)-y(i8))*afy(if4)
delyz=(z(i2)+z(i3)+z(i6)+z(i7)-z(i1)-z(i4)-z(i5)-z(i8))*afz(if4)
dely=abs(delyx+delyy+delyz)/(4.0*area)
anu=airmul*temp(i4)*sqrt(temp(i4))/(ro(i4)*(temp(i4)+airmu2))
c Fotis Stavropoulos 14-11-2010
rwall(i4)=ro(i4)*temp(i4)/twall
anut=airmul*twall*sqrt(twall)/(ro(i4)*(twall+airmu2))
c End Fotis Stavropoulos 14-11-2010
reyn=vel*dely/anu
denom=sqrt(reyn)
c Fotis Stavropoulos 14-11-2010
anstar=reyn*anut/anu
c if(reyn.gt.rc) denom=u1+u0*log(reyn)
c tauw=ro(i4)*(vel/denom)**2
if(anstar.le.10.8) ystar=anstar
else ystar=2.44*log(anstar)+5.0
if(anstar.le.13.2) thstar=prl*anstar
else thstar=2.075*log(anstar)+3.9
ucross=(ro(i4)*vel)/(ro(i4)*ystar)
tauw=ro(i4)*ucross*vel/ystar
c End Fotis Stavropoulos 14-11-2010
tadt=tauw*area*dt
fact=0.0
if(vel12.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i12w)/vel12
u(i12w)=u(i12w)-fact* un(i12)
v(i12w)=v(i12w)-fact* vn(i12)
w(i12w)=w(i12w)-fact*(wn(i12)-wwall)
fact=0.0
if(vel34.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i34w)/vel34
u(i34w)=u(i34w)-fact* un(i34)
v(i34w)=v(i34w)-fact* vn(i34)
w(i34w)=w(i34w)-fact*(wn(i34)-wwall)
fact=0.0
if(vel56.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i56w)/vel56
u(i56w)=u(i56w)-fact* un(i56)
v(i56w)=v(i56w)-fact* vn(i56)
w(i56w)=w(i56w)-fact*(wn(i56)-wwall)
fact=0.0
if(vel78.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i78w)/vel78
u(i78w)=u(i78w)-fact* un(i78)
v(i78w)=v(i78w)-fact* vn(i78)

```

```

w(i78w)=w(i78w)-fact*(wn(i78)-wwall)
frictn=tauw*vel
cp=gamma(i4)*p(i4)/((gamma(i4)-1.0)*ro(i4)*temp(i4))
tbar=0.5*(temp(i4)+temp(in))
c Fotis Stavropoulos 14-11-2010
ustar=sqrt(tauw/ro(i4))
den=vel*prl*rpr
c if(reyn.gt.rc) den=vel+q0*ustar
c flux=tauw*cp*(tbar-twall)*rpr/den
flux=((rwall(i4))*cp*ucross*twall*log(temp(i4)/twall))/thstar
ac_flux=ac_flux+flux
ac_frictn=ac_frictn+frictn
flx_tabl(i4)=flux
fric_tabl(i4)=frictn
c End Fotis Stavropoulos 14-11-2010
if(idreg(i4).eq.1) wheat=wheat+dt*flux*area
adtom=area*dt/(ro(i4)*vol(i4))
sie(i4)=sie(i4) + adtom*(frictn - flux*(1.0-adia))
30 continue
c
40 if(nbsol.eq.0) go to 60
cdir$ ivdep
do 50 n=1,nbsol
i4=iabs(i4bsol(n))
i1=i1tab(i4)
i2=i3tab(i1)
i3=i3tab(i4)
i5=i8tab(i1)
i6=i8tab(i2)
i7=i8tab(i3)
i8=i8tab(i4)
km=kmtab(i4)
if(i4bsol(n).gt.0) then
c +++
c +++ wall is below this cell:
c +++
i15=i5
i26=i6
i37=i7
i48=i8
i15w=i1
i26w=i2
i37w=i3
i48w=i4
in=i8
if4=i4
else
c +++
c +++ wall is above this cell:
c +++
i15=i1
i26=i2
i37=i3
i48=i4
i15w=i5
i26w=i6
i37w=i7

```



```

        i48w=i8
        in=km
        if4=i8
    endif
    onpist=0.0
    if(bcb(if4).eq.moving) onpist=1.0
    wpte=wpistn
    if(nvfacet.gt.0 .and. z(i4).gt.zmid) wpte=wpistnt
    wwall=onpist*wpte
    onhead=0.0
    if(fv(i15w).eq.flhead .and. fv(i26w).eq.flhead .and.
&   fv(i37w).eq.flhead .and. fv(i48w).eq.flhead) onhead=1.0
    twall=onpist*tpistn + onhead*thead
    if(onpist+onhead.eq.0.0) twall=tcylwl
    uu=0.25*(un(i15)+un(i26)+un(i37)+un(i48))
    vv=0.25*(vn(i15)+vn(i26)+vn(i37)+vn(i48))
    ww=0.25*(wn(i15)+wn(i26)+wn(i37)+wn(i48))-wwall
    vel=sqrt(uu*uu+vv*vv+ww*ww)
    if(vel.eq.0.0) go to 50
    vel15=sqrt(un(i15)**2+vn(i15)**2+(wn(i15)-wwall)**2)
    vel26=sqrt(un(i26)**2+vn(i26)**2+(wn(i26)-wwall)**2)
    vel37=sqrt(un(i37)**2+vn(i37)**2+(wn(i37)-wwall)**2)
    vel48=sqrt(un(i48)**2+vn(i48)**2+(wn(i48)-wwall)**2)
    area=sqrt(abx(if4)**2+aby(if4)**2+abz(if4)**2)
    delzx=(x(i5)+x(i6)+x(i7)+x(i8)-x(i1)-x(i2)-x(i3)-x(i4))*abx(if4)
    delzy=(y(i5)+y(i6)+y(i7)+y(i8)-y(i1)-y(i2)-y(i3)-y(i4))*aby(if4)
    delzz=(z(i5)+z(i6)+z(i7)+z(i8)-z(i1)-z(i2)-z(i3)-z(i4))*abz(if4)
    delz=abs(delzx+delzy+delzz)/(4.0*area)
    anu=airmul*temp(i4)*sqrt(temp(i4))/(ro(i4)*(temp(i4)+airmu2))
c Fotis Stavropoulos 14-11-2010
    rwall(i4)=ro(i4)*temp(i4)/twall
    anut=airmul*twall*sqrt(twall)/(ro(i4)*(twall+airmu2))
c End Fotis Stavropoulos 14-11-2010
    reyn=vel*delz/anu
    denom=sqrt(reyn)
c Fotis Stavropoulos 14-11-2010
    anstar=reyn*anut/anu
c     if(reyn.gt.rc) denom=u1+u0*log(reyn)
c     tauw=ro(i4)*(vel/denom)**2
    if(anstar.le.10.8) ystar=anstar
    else ystar=2.44*log(anstar)+5.0
    if(anstar.le.13.2) thstar=prl*anstar
    else thstar=2.075*log(anstar)+3.9
    ucross=(ro(i4)*vel)/(ro(i4)*ystar)
    tauw=ro(i4)*ucross*vel/ystar
c End Fotis Stavropoulos 14-11-2010
    tadt=tauw*area*dt
    fact=0.0
    if(vel37.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i37w)/vel37
    u(i37w)=u(i37w)-fact* un(i37)
    v(i37w)=v(i37w)-fact* vn(i37)
    w(i37w)=w(i37w)-fact*(wn(i37)-wwall)
    fact=0.0
    if(vel48.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i48w)/vel48
    u(i48w)=u(i48w)-fact* un(i48)
    v(i48w)=v(i48w)-fact* vn(i48)
    w(i48w)=w(i48w)-fact*(wn(i48)-wwall)

```

```

fact=0.0
if(vel15.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i15w)/vel15
u(i15w)=u(i15w)-fact* un(i15)
v(i15w)=v(i15w)-fact* vn(i15)
w(i15w)=w(i15w)-fact*(wn(i15)-wwall)
fact=0.0
if(vel26.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i26w)/vel26
u(i26w)=u(i26w)-fact* un(i26)
v(i26w)=v(i26w)-fact* vn(i26)
w(i26w)=w(i26w)-fact*(wn(i26)-wwall)
frictn=tauw*vel
cp=gamma(i4)*p(i4)/((gamma(i4)-1.0)*ro(i4)*temp(i4))
tbar=0.5*(temp(i4)+temp(in))
c Fotis Stavropoulos 14-11-2010
ustar=sqrt(tauw/ro(i4))
den=vel*prl*rpr
c if(reyn.gt.rc) den=vel+q0*ustar
c flux=tauw*cp*(tbar-twall)*rpr/den
flux=((rwall(i4))*cp*ucross*twall*log(temp(i4)/twall))/thstar
ac_flux=ac_flux+flux
ac_frictn=ac_frictn+frictn
flx_tabl(i4)=flux
fric_tabl(i4)=frictn
c End Fotis Stavropoulos 14-11-2010
if(idreg(i4).eq.1) wheat=wheat+dt*flux*area
adtom=area*dt/(ro(i4)*vol(i4))
sie(i4)=sie(i4) + adtom*(frictn - flux*(1.0-adia))
50 continue
c
60 call bc (u,v,w,1.0)
return
end

```



```

        i14w=i4
        i23w=i3
        i58w=i8
        i67w=i7
        in=i1
        if4=i4
    else
c +++
c +++ wall is to the right of this cell:
c +++
        i14=i4
        i23=i3
        i58=i8
        i67=i7
        i14w=i1
        i23w=i2
        i58w=i5
        i67w=i6
        in=im
        if4=i1
    endif
    onpist=0.0
    if(bcl(if4).eq.moving) onpist=1.0
    wpte=wpistn
    if(nvfacet.gt.0 .and. z(i4).gt.zmid) wpte=wpistnt
    wwall=onpist*wpte
    onhead=0.0
    if(fv(i14w).eq.flhead .and. fv(i23w).eq.flhead .and.
&    fv(i58w).eq.flhead .and. fv(i67w).eq.flhead) onhead=1.0
    twall=onpist*tpistn + onhead*thead
    if(onpist+onhead.eq.0.0) twall=tcylwl
    uu=0.25*(un(i14)+un(i23)+un(i58)+un(i67))
    vv=0.25*(vn(i14)+vn(i23)+vn(i58)+vn(i67))
    ww=0.25*(wn(i14)+wn(i23)+wn(i58)+wn(i67))-wwall
    vel=sqrt(uu*uu+vv*vv+ww*ww)
    if(vel.eq.0.0) go to 10
    vel23=sqrt(un(i23)**2+vn(i23)**2+(wn(i23)-wwall)**2)
    vel14=sqrt(un(i14)**2+vn(i14)**2+(wn(i14)-wwall)**2)
    vel67=sqrt(un(i67)**2+vn(i67)**2+(wn(i67)-wwall)**2)
    vel58=sqrt(un(i58)**2+vn(i58)**2+(wn(i58)-wwall)**2)
    area=sqrt(alx(if4)**2+aly(if4)**2+alz(if4)**2)
    delxx=(x(i1)+x(i2)+x(i5)+x(i6)-x(i3)-x(i4)-x(i7)-
x(i8))*alx(if4)
    delxy=(y(i1)+y(i2)+y(i5)+y(i6)-y(i3)-y(i4)-y(i7)-
y(i8))*aly(if4)
    delxz=(z(i1)+z(i2)+z(i5)+z(i6)-z(i3)-z(i4)-z(i7)-
z(i8))*alz(if4)
    delx=abs(delxx+delxy+delxz)/(4.0*area)
    anu=airmul*temp(i4)*sqrt(temp(i4))/(ro(i4)*(temp(i4)+airmu2))
    reyn=vel*delx/anu
    denom=sqrt(reyn)
    if(reyn.gt.rc) denom=u1+u0*log(reyn)
    tauw=ro(i4)*(vel/denom)**2
    tadt=tauw*area*dt

```

```

fact=0.0
if(vel23.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i23w)/vel23
u(i23w)=u(i23w)-fact* un(i23)
v(i23w)=v(i23w)-fact* vn(i23)
w(i23w)=w(i23w)-fact*(wn(i23)-wwall)
fact=0.0
if(vel14.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i14w)/vel14
u(i14w)=u(i14w)-fact* un(i14)
v(i14w)=v(i14w)-fact* vn(i14)
w(i14w)=w(i14w)-fact*(wn(i14)-wwall)
fact=0.0
if(vel67.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i67w)/vel67
u(i67w)=u(i67w)-fact* un(i67)
v(i67w)=v(i67w)-fact* vn(i67)
w(i67w)=w(i67w)-fact*(wn(i67)-wwall)
fact=0.0
if(vel58.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i58w)/vel58
u(i58w)=u(i58w)-fact* un(i58)
v(i58w)=v(i58w)-fact* vn(i58)
w(i58w)=w(i58w)-fact*(wn(i58)-wwall)
frictn=tauw*vel
cp=gamma(i4)*p(i4)/((gamma(i4)-1.0)*ro(i4)*temp(i4))
tbar=0.5*(temp(i4)+temp(in))
ustar=sqrt(tauw/ro(i4))
den=vel*prl*rpr
if(reyn.gt.rc) den=vel+q0*ustar
flux=tauw*cp*(tbar-twall)*rpr/den
c Fotis Stavropoulos 22-11-2010
if(t.gt.1.6031E-01.and.t.lt.1.6351E-01.and.i4.eq.69960) then
write(20,*) 'Tw=',twall,'Cp=',cp,'u*=',ucross,
1 'T/Tw=',temp(i4)/twall,'th*=',thstar,'rwall=',rwall(i4)
endif
ac_flux=ac_flux+flux
ac_frictn=ac_frictn+frictn
flx_tabl(i4)=flux
fric_tabl(i4)=frictn
c if(t.gt. 0.009524 .and. t.lt. 0.0127) then
c write(20,*) 'i4=',i4,'x=',reyn,
c if(t.gt. 1.6031E-01 .and. t.lt. 1.6351E-01) then
c write(20,*) 'i4=',i4,'flux=',flux,
c 1 'ac_flux=',ac_flux
c endif
c if(i4.eq.27014) write(20,*) 'i4=',i4,'x=',reyn,
c 1 'tw=',tauw, 'flux=',flux
c End Fotis Stavropoulos 22-11-2010
if(idreg(i4).eq.1) wheat=wheat+dt*flux*area
adtom=area*dt/(ro(i4)*vol(i4))
oldsie=sie(i4)
sie(i4)=sie(i4) + adtom*(frictn - flux*(1.0-adia))
if(i4 .eq. 69960) then
write(20,*) t,sie(69960)-oldsie,flux
endif
10 continue
c

```

```

20 if(nfsol.eq.0) go to 40
cdir$ ivdep
do 30 n=1,nfsol
i4=iabs(i4fsol(n))
i1=i1tab(i4)
i2=i3tab(i1)
i3=i3tab(i4)
i5=i8tab(i1)
i6=i8tab(i2)
i7=i8tab(i3)
i8=i8tab(i4)
jm=jmtab(i4)
if(i4fsol(n).gt.0) then
c +++
c +++ wall is to the front of this cell. (a symmetry plane at
c +++ y=0 is not a wall, and is not included in i4fsol table.):
c +++
i12=i2
i34=i3
i56=i6
i78=i7
i12w=i1
i34w=i4
i56w=i5
i78w=i8
in=i3
if4=i4
else
c +++
c +++ wall is to the derriere of this cell:
c +++
i12=i1
i34=i4
i56=i5
i78=i8
i12w=i2
i34w=i3
i56w=i6
i78w=i7
in=jm
if4=i3
endif
onpist=0.0
if(bcf(if4).eq.moving) onpist=1.0
wpte=wpistn
if(nvfacet.gt.0 .and. z(i4).gt.zmid) wpte=wpistnt
wwall=onpist*wpte
onhead=0.0
if(fv(i12w).eq.flhead .and. fv(i34w).eq.flhead .and.
& fv(i56w).eq.flhead .and. fv(i78w).eq.flhead) onhead=1.0
twall=onpist*tpistn + onhead*thead
if(onpist+onhead.eq.0.0) twall=tcylwl
uu=0.25*(un(i12)+un(i34)+un(i56)+un(i78))
vv=0.25*(vn(i12)+vn(i34)+vn(i56)+vn(i78))

```

```

ww=0.25*(wn(i12)+wn(i34)+wn(i56)+wn(i78))-wwall
vel=sqrt(uu*uu+vv*vv+ww*ww)
if(vel.eq.0.0) go to 30
vell12=sqrt(un(i12)**2+vn(i12)**2+(wn(i12)-wwall)**2)
vel34=sqrt(un(i34)**2+vn(i34)**2+(wn(i34)-wwall)**2)
vel56=sqrt(un(i56)**2+vn(i56)**2+(wn(i56)-wwall)**2)
vel78=sqrt(un(i78)**2+vn(i78)**2+(wn(i78)-wwall)**2)
area=sqrt(afx(if4)**2+afy(if4)**2+afz(if4)**2)
delyx=(x(i2)+x(i3)+x(i6)+x(i7)-x(i1)-x(i4)-x(i5)-
x(i8))*afx(if4)
delyy=(y(i2)+y(i3)+y(i6)+y(i7)-y(i1)-y(i4)-y(i5)-
y(i8))*afy(if4)
delyz=(z(i2)+z(i3)+z(i6)+z(i7)-z(i1)-z(i4)-z(i5)-
z(i8))*afz(if4)
dely=abs(delyx+delyy+delyz)/(4.0*area)
anu=airmu1*temp(i4)*sqrt(temp(i4))/(ro(i4)*(temp(i4)+airmu2))
reyn=vel*dely/anu
denom=sqrt(reyn)
if(reyn.gt.rc) denom=u1+u0*log(reyn)
tauw=ro(i4)*(vel/denom)**2
tadt=tauw*area*dt
fact=0.0
if(vell12.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i12w)/vell12
u(i12w)=u(i12w)-fact*un(i12)
v(i12w)=v(i12w)-fact*vn(i12)
w(i12w)=w(i12w)-fact*(wn(i12)-wwall)
fact=0.0
if(vel34.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i34w)/vel34
u(i34w)=u(i34w)-fact*un(i34)
v(i34w)=v(i34w)-fact*vn(i34)
w(i34w)=w(i34w)-fact*(wn(i34)-wwall)
fact=0.0
if(vel56.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i56w)/vel56
u(i56w)=u(i56w)-fact*un(i56)
v(i56w)=v(i56w)-fact*vn(i56)
w(i56w)=w(i56w)-fact*(wn(i56)-wwall)
fact=0.0
if(vel78.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i78w)/vel78
u(i78w)=u(i78w)-fact*un(i78)
v(i78w)=v(i78w)-fact*vn(i78)
w(i78w)=w(i78w)-fact*(wn(i78)-wwall)
frictn=tauw*vel
cp=gamma(i4)*p(i4)/((gamma(i4)-1.0)*ro(i4)*temp(i4))
tbar=0.5*(temp(i4)+temp(in))
ustar=sqrt(tauw/ro(i4))
den=vel*prl*rpr
if(reyn.gt.rc) den=vel+q0*ustar
flux=tauw*cp*(tbar-twall)*rpr/den
c Fotis Stavropoulos 6/1/2011
ac_flux=ac_flux+flux
ac_frictn=ac_frictn+frictn
flx_tabl(i4)=flux
fric_tabl(i4)=frictn
c End Fotis Stavropoulos 6/1/2011

```

```

        if(idreg(i4).eq.1) wheat=wheat+dt*flux*area
        adtom=area*dt/(ro(i4)*vol(i4))
        sie(i4)=sie(i4) + adtom*(frictn - flux*(1.0-adia))
30 continue
c
40 if(nbsol.eq.0) go to 60
cdir$ ivdep
do 50 n=1,nbsol
i4=iabs(i4bsol(n))
i1=i1tab(i4)
i2=i3tab(i1)
i3=i3tab(i4)
i5=i8tab(i1)
i6=i8tab(i2)
i7=i8tab(i3)
i8=i8tab(i4)
km=kmtab(i4)
if(i4bsol(n).gt.0) then
c +++
c +++ wall is below this cell:
c +++
        i15=i5
        i26=i6
        i37=i7
        i48=i8
        i15w=i1
        i26w=i2
        i37w=i3
        i48w=i4
        in=i8
        if4=i4
    else
c +++
c +++ wall is above this cell:
c +++
        i15=i1
        i26=i2
        i37=i3
        i48=i4
        i15w=i5
        i26w=i6
        i37w=i7
        i48w=i8
        in=km
        if4=i8
    endif
onpist=0.0
if(bcb(if4).eq.moving) onpist=1.0
wpte=wpistn
if(nvfacet.gt.0 .and. z(i4).gt.zmid) wpte=wpistnt
wwall=onpist*wpte
onhead=0.0
if(fv(i15w).eq.flhead .and. fv(i26w).eq.flhead .and.
& fv(i37w).eq.flhead .and. fv(i48w).eq.flhead) onhead=1.0

```



```

twall=onpist*tpistn + onhead*thead
if(onpist+onhead.eq.0.0) twall=tcylwl
uu=0.25*(un(i15)+un(i26)+un(i37)+un(i48))
vv=0.25*(vn(i15)+vn(i26)+vn(i37)+vn(i48))
ww=0.25*(wn(i15)+wn(i26)+wn(i37)+wn(i48))-wwall
vel=sqrt(uu*uu+vv*vv+ww*ww)
if(vel.eq.0.0) go to 50
vel15=sqrt(un(i15)**2+vn(i15)**2+(wn(i15)-wwall)**2)
vel26=sqrt(un(i26)**2+vn(i26)**2+(wn(i26)-wwall)**2)
vel37=sqrt(un(i37)**2+vn(i37)**2+(wn(i37)-wwall)**2)
vel48=sqrt(un(i48)**2+vn(i48)**2+(wn(i48)-wwall)**2)
area=sqrt(abx(if4)**2+aby(if4)**2+abz(if4)**2)
delzx=(x(i5)+x(i6)+x(i7)+x(i8)-x(i1)-x(i2)-x(i3)-
x(i4))*abx(if4)
delzy=(y(i5)+y(i6)+y(i7)+y(i8)-y(i1)-y(i2)-y(i3)-
y(i4))*aby(if4)
delzz=(z(i5)+z(i6)+z(i7)+z(i8)-z(i1)-z(i2)-z(i3)-
z(i4))*abz(if4)
delz=abs(delzx+delzy+delzz)/(4.0*area)
anu=airmu1*temp(i4)*sqrt(temp(i4))/(ro(i4)*(temp(i4)+airmu2))
reyn=vel*delz/anu
denom=sqrt(reyn)
if(reyn.gt.rc) denom=u1+u0*log(reyn)
tauw=ro(i4)*(vel/denom)**2
tadt=tauw*area*dt
fact=0.0
if(vel37.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i37w)/vel37
u(i37w)=u(i37w)-fact*un(i37)
v(i37w)=v(i37w)-fact*vn(i37)
w(i37w)=w(i37w)-fact*(wn(i37)-wwall)
fact=0.0
if(vel48.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i48w)/vel48
u(i48w)=u(i48w)-fact*un(i48)
v(i48w)=v(i48w)-fact*vn(i48)
w(i48w)=w(i48w)-fact*(wn(i48)-wwall)
fact=0.0
if(vel15.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i15w)/vel15
u(i15w)=u(i15w)-fact*un(i15)
v(i15w)=v(i15w)-fact*vn(i15)
w(i15w)=w(i15w)-fact*(wn(i15)-wwall)
fact=0.0
if(vel26.ne.0.0) fact=0.25*tadt*rmv(i26w)/vel26
u(i26w)=u(i26w)-fact*un(i26)
v(i26w)=v(i26w)-fact*vn(i26)
w(i26w)=w(i26w)-fact*(wn(i26)-wwall)
frictn=tauw*vel
cp=gamma(i4)*p(i4)/((gamma(i4)-1.0)*ro(i4)*temp(i4))
tbar=0.5*(temp(i4)+temp(in))
ustar=sqrt(tauw/ro(i4))
den=vel*prl*rpr
if(reyn.gt.rc) den=vel+q0*ustar
flux=tauw*cp*(tbar-twall)*rpr/den
c Fotis Stavropoulos 6/1/2011
ac_flux=ac_flux+flux

```

```
ac_frictn=ac_frictn+frictn
flx_tabl(i4)=flux
fric_tabl(i4)=frictn
c End Fotis Stavropoulos 6/1/2011
if(idreg(i4).eq.1) wheat=wheat+dt*flux*area
adtom=area*dt/(ro(i4)*vol(i4))
sie(i4)=sie(i4) + adtom*(frictn - flux*(1.0-adia))
50 continue
60 call bc (u,v,w,1.0)
return
end
```