

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ

ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΑΣ

ΤΟΜΕΑΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ, ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΔΙΕΡΓΑΣΙΩΝ & ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ

ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ & ΣΤΡΟΒΙΛΟΜΗΧΑΝΩΝ

ΠΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΡΙΝ ΓΙΑ ΤΗ ΜΕΛΕΤΗ ΦΥΣΙΚΗΣ ΣΥΝΑΓΩΓΗΣ ΣΕ ΥΑΛΟΜΑΖΑ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΙΩΑΝΝΑΣ Γ. ΠΑΠΠΑ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: ΔΡ. Ν. Σ. ΒΛΑΧΟΣ

ΒΟΛΟΣ 2001



**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ & ΚΕΝΤΡΟ ΠΛΗΡΟΦΟΡΗΣΗΣ
ΕΙΔΙΚΗ ΣΥΛΛΟΓΗ «ΓΚΡΙΖΑ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ»**

Αριθ. Εισ.: 1883/1
Ημερ. Εισ.: _____
Δωρεά: Συγγραφέα
Ταξιθετικός Κωδικός: ΠΤ – ΜΜΒ
2001
ΠΑΠ

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ

ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΑΣ

ΤΟΜΕΑΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ, ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΔΙΕΡΓΑΣΙΩΝ & ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ & ΣΤΡΟΒΙΛΟΜΗΧΑΝΩΝ

ΠΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΡΙΝ ΓΙΑ ΤΗ ΜΕΛΕΤΗ ΦΥΣΙΚΗΣ ΣΥΝΑΓΩΓΗΣ ΣΕ ΥΑΛΟΜΑΖΑ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΙΩΑΝΝΑΣ Γ. ΠΑΠΠΑ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: ΔΡ. Ν. Σ. ΒΛΑΧΟΣ

ΒΟΛΟΣ 2001



αρ. εισ. 280/Π.Α.



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ
ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ



004000062975

Στην οικογένειά μου

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στο Εργαστήριο Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας . Επιβλέπων της παρούσας εργασίας ήταν ο Καθηγητής κ. Νικόλαος Βλάχος. Προς αυτόν εκφράζω σεβασμό και βαθύτατες ευχαριστίες για τη τιμή που μου έκανε να καθοδηγήσει την πορεία της παρούσας εργασίας αλλά και για τις συμβουλές και παροτρύνσεις του καθ' όλη τη διάρκεια της εκπόνησής της.

Θα ήθελα επίσης να εκφράσω ευχαριστίες προς τα μέλη της τριμελούς επιτροπής, συγκεκριμένα προς τους καθηγητές μου, κ. Ι. Λεκάκη για το επιστημονικό ενδιαφέρον που επέδειξε συμβάλλοντας σημαντικά στην πορεία της εργασίας μου, και κ. Β. Μποντόζογλου για τις υποδείξεις και τις συμβουλές του από τις οποίες ωφελήθηκα ιδιαίτερω.

Για την πολύτιμη βοήθειά τους και τις εύστοχες συμβουλές που μου προσέφεραν, ευχαριστώ θερμά τον υποψήφιο διδάκτορα κ. Ν. Κατσαβό και τον μεταπτυχιακό φοιτητή κ. Δ. Φείδαρο. Ιδιαίτερες ευχαριστίες εκφράζω προς τον υποψήφιο διδάκτορα κ. Ι. Σαρρή για την φιλότιμη και ευχάριστη συνεργασία, τις πολύτιμες συμβουλές του και τη συμπαράσταση που είχα καθ' όλη τη διάρκεια εκπόνησης της εργασίας. Θερμότερες ευχαριστίες οφείλονται στον κ. Κ. Καλοβρέκτη, η συμβολή του οποίου στην τεχνική υποστήριξη της πειραματικής διάταξης και η άψογη συνεργασία του, ήταν καθοριστική για τη διεξαγωγή των πειραματικών δεδομένων της παρούσας εργασίας.

Θα ήθελα επίσης να αναφερθώ στην ηθική συμπαράσταση των συμφοιτητών μου και μελών του εργαστηρίου κ. Χ. Δριτσέλη και κ. Α. Ζησιόπουλου και ιδιαίτερα του συμφοιτητή μου κ. Χ. Τσεντερίδη και τους ευχαριστώ θερμά.

Κλείνοντας, εκφράζω τις βαθύτατες ευχαριστίες μου προς στην οικογένειά μου που με στήριξε ηθικά, ψυχικά και υλικά καθ' όλη τη διάρκεια των σπουδών μου και της εκπόνησης της διπλωματικής μου εργασίας.

Βόλος, Μάρτιος 2001

Ιωάννα Παππά

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1. ΑΝΤΙΚΕΙΜΕΝΟ ΚΑΙ ΣΤΟΧΟΙ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

1.1 Αντικείμενο της Διπλωματικής Εργασίας.....	1
1.2 Στόχοι της Διπλωματικής Εργασίας.....	1
1.3 Δομή της Διπλωματικής εργασίας.....	2

2. ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΓΥΑΛΙΟΥ

2.1 Ορισμός του Γυαλιού.....	4
2.2 Σύσταση Γυαλιού.....	5
2.3 Διαδικασία Παραγωγής Γυαλιού.....	7
2.3.1 Η Παραγωγική Διαδικασία Σύγχρονης Υαλουργίας.....	8
2.3.2 Η Τεχνολογία της Τήξης.....	9
2.4 Υαλουργικοί Κλίβανοι Παραγωγής Φιαλοειδών.....	15
2.4.1 Ενεργειακές Απαιτήσεις Τήξης Γυαλιού.....	16
2.4.2 Ενεργειακά Προβλήματα.....	17
2.4.3 Ανάκτηση Θερμότητας.....	19

3. ΡΟΗ ΦΥΣΙΚΗΣ ΣΥΝΑΓΩΓΗΣ ΣΤΗΝ ΥΑΛΟΜΑΖΑ

3.1 Χαρακτηριστικά της Φυσικής Συναγωγής.....	21
3.2 Σημασία της Φυσικής Συναγωγής.....	21
3.3 Φαινόμενα Ροής και Μεταφοράς στην Υαλομάζα.....	23
3.4 Θερμαινόμενη Λωρίδα για τον Έλεγχο Ανακυκλοφοριών του Τήγματος.....	25
3.5 Εξισώσεις Ροής και Μεταφοράς Υαλομάζας.....	25
3.6 Αδιαστατοποίηση Εξισώσεων.....	26

4. Η ΜΕΘΟΔΟΣ ΤΑΧΥΜΕΤΡΙΑΣ ΕΙΚΟΝΑΣ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

4.1 Βασικές αρχές Ταχυμετρίας Εικόνας Σωματιδίων (PIV).....	30
4.2 Σωματίδια ανίχνευσης.....	31
4.2.1 Μηχανικές Ιδιότητες του Ρευστού.....	31
4.2.2 Συμπεριφορά του Σκεδαζόμενου Φωτός.....	33
4.3 Πηγές Φωτισμού.....	36
4.3.1 Δέσμες Laser.....	36
4.3.2 Είδη και Συσκευές Laser.....	37
4.4 Οπτικό Φύλλο Φωτός.....	39
4.5 Εικονοληψία.....	39
4.6 Αποθήκευση Εικόνων και Αλγόριθμοι Επεξεργασίας Εικόνων.....	41
4.6.1 Μέθοδος Κροσσών Συμβολής του Young.....	41

4.6.2	Μέθοδος Αυτοσυσχέτισης των Εικόνων.....	41
4.6.3	Μέθοδος Ετεροσυσχέτισης των Εικόνων.....	42
4.7	Σφάλματα	46
5. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΜΕΛΕΤΗΣ ΤΗΣ ΡΟΗΣ ΥΑΛΟΜΑΖΑΣ		
5.1	Πειραματική Διάταξη.....	47
5.1.1	Το Σύστημα PIV.....	49
5.1.2	Το Φυσικό Μοντέλο της Λεκάνης Τήξης.....	53
5.2	Περιγραφή των υπό Μελέτη Διατάξεων Ροής.....	54
5.2.1	Μετρήσεις στο Φυσικό Μοντέλο Λεκάνης Τήξης.....	54
5.2.2	Μετρήσεις σε Μοντέλο Λεκάνης με Θερμαινόμενη Αντίσταση.....	55
5.2.3	Μετρήσεις σε Μοντέλο Λεκάνης με Θερμαινόμενο Κύλινδρο.....	57
6. ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ		
6.1	Μεθοδολογία Μελέτης Φυσικής Συναγωγής στην Υαλομάζα.....	58
6.2	Μελέτη Φυσικής Συναγωγής γύρω από Θερμαινόμενο Κύλινδρο.....	58
6.3	Μελέτη Φυσικής Συναγωγής γύρω από Θερμαινόμενη Αντίσταση.....	64
6.3.1	Ανάλυση Φυσικής Συναγωγής γύρω από Θερμαινόμενη Αντίσταση.....	65
6.3.2	Πειραματική Μελέτη Φυσικής Συναγωγής γύρω από Θερμαινόμενη Αντίσταση.....	70
6.4	Μελέτη Φυσικής Συναγωγής από Θερμαινόμενη Λωρίδα.....	86
7. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ		
7.1	Συμπεράσματα.....	111
7.2	Προτάσεις.....	112
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....		113

1. ANTIKEIMENO KAI STOXOI THΣ EPΓASIAS

1.1 Αντικείμενο της Διπλωματικής Εργασίας

Μια σύγχρονη τάση των υαλουργικών βιομηχανιών είναι η παραγωγή φιαλών ελαφρού βάρους με απώτερους στόχους την μείωση του κόστους παραγωγής και της ενεργειακής κατανάλωσης. Οι ελαφρές φιάλες όμως απαιτούν μεγαλύτερη ομοιογένεια τόσο της μάζας του γυαλιού όσο και του πάχους των τοιχωμάτων τους ώστε να αποφεύγονται οι αστοχίες κατά την παραγωγή και την χρήση του προϊόντος. Η εξασφάλιση αυτών των απαιτήσεων επιτυγχάνεται με την επίτευξη καλύτερων συνθηκών παραγωγής που αφορούν την ομοιογένεια της υαλομάζας, τη μορφοποίηση του στάγματος, τη ψύξη των φιαλών μέσα στα καλούπια, τις πρώτες ύλες και την επαναληψιμότητα των επιστρώσεων. Οι τρεις πρώτοι παράγοντες καθορίζονται από την συμμετοχή της θερμικής ακτινοβολίας που διαμορφώνει το θερμοκρασιακό πεδίο πάνω από τη λεκάνη τήξης, αλλά το τελικό αποτέλεσμα έχει ισχυρή εξάρτηση από τα φαινόμενα φυσικής συναγωγής που αναπτύσσονται στη ροή της υαλομάζας. Η ενίσχυση των φαινομένων αυτών μέσα στη λεκάνη τήξης επιφέρει σημαντική βελτίωση στην ομογενοποίηση της υαλομάζας συνεπώς και στην ποιότητα του τελικού προϊόντος.

Το αντικείμενο της παρούσας διπλωματικής εργασίας αφορά την πειραματική μελέτη των φαινομένων φυσικής συναγωγής, σε ένα μοντέλο λεκάνης τήξης υαλομάζας, υπό την επίδραση ηλεκτρικής θέρμανσης για την βελτίωση της ανάμειξης των πρώτων υλών.

1.2 Στόχοι της Διπλωματικής Εργασίας

Οι συγκεκριμένοι στόχοι που τέθηκαν κατά την εκπόνηση της παρούσας εργασίας διακρίθηκαν σε δυο στάδια. Στο πρώτο στάδιο, ο στόχος ήταν η εκμάθηση της τεχνικής Ταχυμετρίας Εικόνας Σωματιδίων (PIV) για την εφαρμογή της σε μελέτες ροών φυσικής συναγωγής και η πιστοποίηση της λειτουργίας του συστήματος PIV του Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών. Η τεχνική PIV αποτελεί μια πρωτοποριακή μέθοδο για τη μέτρηση ταχυτήτων σε ένα επίπεδο της ροής. Η εφαρμογή της σε προβλήματα φυσικής συναγωγής, γίνεται για πρώτη φορά στο Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών, ως εκ τούτου απαιτείται ο έλεγχος της ακρίβειας των μετρήσεων. Η πιστοποίηση του συστήματος επιτρέπει την εξασφάλιση αξιόπιστων αποτελεσμάτων κατά την μελέτη προβλημάτων ανάλογων ροών.

Στο δεύτερο στάδιο, ο στόχος ήταν η μελέτη φαινομένων φυσικής συναγωγής στην ροή υαλομάζας που αναπτύσσονται υπό την παρουσία ηλεκτρικά θερμαινόμενων λωρίδων στο εσωτερικό μιας λεκάνης τήξης γυαλιού. Η μελέτη πραγματοποιείται σε ένα μοντέλο λε-

κάνης τήξης που χρησιμοποιείται στην υαλουργία με κλίμακα 1/27.5. Η υαλομάζα προσομοιάζεται με γλυκερίνη που είναι ένα ρευστό μεγάλου ιξώδους και οι ιδιότητές του είναι ανάλογες με αυτές της υαλομάζας. Η παραμετρική μελέτη ως προς τη ροή θερμότητας της λωρίδας αλλά και ως προς την θέση της μέσα στην λεκάνη στοχεύει στην διεξαγωγή χρήσιμων συμπερασμάτων βασισμένων σε πειραματικές παρατηρήσεις.

1.3 Δομή της Διπλωματικής Εργασίας

Το ενδιαφέρον της παρούσας εργασίας εστιάζεται στα ροϊκά φαινόμενα που συναντώνται κατά την παραγωγή γυαλιού στην υαλουργική βιομηχανία. Για το λόγο αυτό κρίθηκε σκόπιμη η αναφορά, στο Κεφάλαιο 2, σε θέματα που αφορούν την υαλομάζα, τις ιδιότητές της και τις διαδικασίες παραγωγής του γυαλιού. Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται, επίσης, η παραγωγική διαδικασία μιας υαλουργίας και όλα τα απαραίτητα στάδια για την παραγωγή ομοιογενούς γυαλιού. Τέλος, περιγράφεται η λειτουργία του κλιβάνου παραγωγής φιαλών.

Στο Κεφάλαιο 3 αναφέρεται η σημασία των ροών φυσικής συναγωγής και περιγράφονται τα βασικά χαρακτηριστικά τους. Στη συνέχεια εξηγούνται τα φαινόμενα ροής και μεταφοράς της υαλομάζας που παρατηρούνται στη λεκάνη τήξης και παρουσιάζονται μέθοδοι που εφαρμόζονται για την βελτίωση των ανακυκλοφοριών της υαλομάζας με σκοπό την αύξηση της ανάμειξης και την βελτίωση του τελικού προϊόντος. Τέλος, δίνονται οι εξισώσεις οι οποίες περιγράφουν τη ροή της υαλομάζας και προσδιορίζονται οι βασικές αδιάστατες μεταβλητές του προβλήματος και αποδεικνύεται για ποιο λόγο η φυσική συναγωγή είναι το κυρίαρχο φαινόμενο στη ροή της υαλομάζας.

Στο Κεφάλαιο 4 περιγράφεται η τεχνική μέτρησης με το σύστημα PIV η οποία χρησιμοποιείται για την διεξαγωγή των πειραματικών αποτελεσμάτων. Δίνονται οι βασικές αρχές της τεχνικής και οι απαιτούμενες συνθήκες που πρέπει να ικανοποιούνται για ακριβείς μετρήσεις. Επίσης, περιγράφονται οι αλγόριθμοι με την βοήθεια των οποίων οι φωτογραφίες που λαμβάνονται κατά τη μέτρηση, επεξεργάζονται και δίνουν το πεδίο ταχύτητας της ροής. Τέλος, γίνεται αναφορά στα σφάλματα, που μπορεί να προκύπτουν από τη διαδικασία μέτρησης, στο τελικό πειραματικό αποτέλεσμα.

Στο Κεφάλαιο 5 δίνεται η αναλυτική περιγραφή των πειραματικών εφαρμογών σε κάθε μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε για τη μελέτη φαινομένων φυσικής συναγωγής. Επίσης περιγράφεται η πειραματική διάταξη και η λειτουργία του συστήματος PIV του Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών.

Στο Κεφάλαιο 6 περιγράφεται η παραμετρική μελέτη που γίνεται σε κάθε μοντέλο και παρουσιάζονται και συζητούνται τα αποτελέσματα των πειραματικών μετρήσεων. Τέλος,

στο Κεφάλαιο 7 εξάγονται συμπεράσματα από την εκτίμηση των αποτελεσμάτων και γίνονται προτάσεις περαιτέρω μελέτη ροών φυσικής συναγωγής με τη χρήση της τεχνικής PIV.

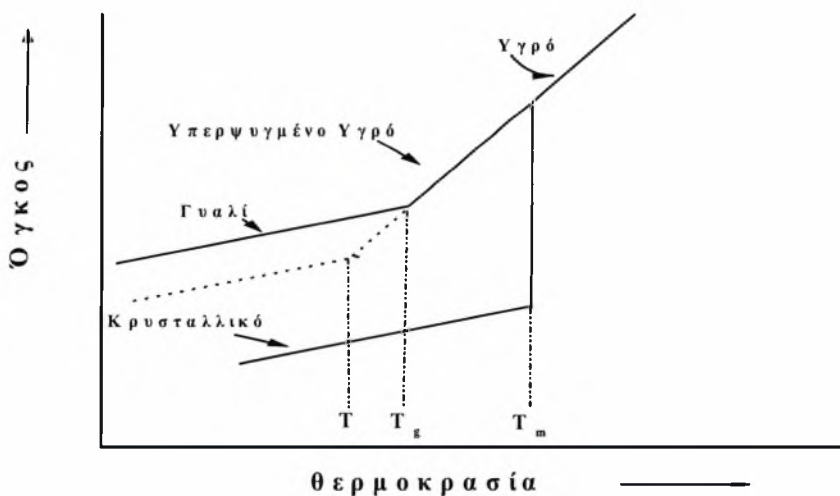
2. ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΓΥΑΛΙΟΥ

2.1 Ορισμός του Γυαλιού

Ο ορισμός του γυαλιού μπορεί να γίνει με βάση τον τρόπο παραγωγής του ή με βάση την δομή του [1]. Το Σχήμα 2.1 δείχνει την μεταβολή όγκου ενός υγρού από υψηλές θερμοκρασίες ψύχοντάς το κάτω από τη θερμοκρασία τήξης T_m . Το υγρό μπορεί να ακολουθήσει δύο διαδρομές στο διάγραμμα θερμοκρασίας-όγκου. Στη πρώτη περίπτωση θα υπάρξει κρυστάλλωση και απότομη μείωση του όγκου στο σημείο T_m . Μερικά άλλα υγρά όταν φθάσουν στην θερμοκρασία τήξης δεν κρυσταλλώνουν, αλλά προσπερνούν το σημείο T_m και συνεχίζουν με τον ίδιο ρυθμό ως υπερψυγμένο υγρό, μέχρι τη θερμοκρασία T_g . Η καμπύλη αλλάζει κλίση στο σημείο αυτό και συνεχίζει με το ρυθμό συστολής του κρυστάλλου. Η T_g ονομάζεται θερμοκρασία υαλώδους μετάβασης και εξαρτάται από το ρυθμό ψύξης. Πιο συγκεκριμένα πρόκειται για μια περιοχή υαλώδους μετάβασης, ΔT_g , και όχι για ένα συγκεκριμένο σημείο. Ο ρυθμός ψύξης καθορίζει το T_g σύμφωνα με την εξίσωση:

$$q = q_o \exp\left[-\frac{1}{C}\left(\frac{1}{T_g} - \frac{1}{T_m}\right)\right] \quad (2.1)$$

όπου C σταθερά ($\sim 3 \times 10^{-5}$) όπως επίσης και το q_o (10^4 Ks^{-1} έως 10^{23} Ks^{-1}). Όσο πιο απότομα ψυχθεί ένα υγρό, τόσο μεγαλύτερες πιθανότητες έχει να γίνει γυαλί. Το T_g και το εύρος ΔT_g εξαρτάται από την σύσταση του υγρού. Το ιζώδες του γυαλιού είναι της τάξης 10^{13} Poise για την θερμοκρασία υαλώδους μετάβασης T_g .



Σχήμα 2.1. Διάγραμμα όγκου-θερμοκρασίας κατά την ψύξη και τήξη του γυαλιού

Κατά την ψύξη ενός υγρού γίνονται πολλές μικρές αλλαγές με την θερμοκρασία, μεταξύ των οποίων παρεμβάλλονται ισόθερμες περίοδοι διάρκειας Δt . Όταν αρχικά η θερμοκρασία του υγρού είναι υψηλή, τότε, επειδή ο χρόνος αποκατάστασης ισορροπίας τ είναι μικρός, επαρκεί για το υλικό να «εξερευνήσει» όλο το χώρο των φάσεων και να ισορροπήσει στην χαμηλότερη ενέργεια. Όσο όμως πέφτει η θερμοκρασία τόσο μεγαλώνει ο χρόνος τ , με συνέπεια, για θερμοκρασίες κοντά στο T_g όπου $\tau > \Delta t$, ο χρόνος να μην επαρκεί για πλήρη ισορροπία, μέχρι που τελικά το σύστημα «παγώνει» στην υαλώδη κατάσταση. Η υαλοποίηση λοιπόν συμβαίνει εκεί που τέμνεται ο «εσωτερικός» ρυθμός αποκατάστασης του υγρού με την «εξωτερική», ελεγχόμενη από τον πειραματιστή, κλίμακα χρόνου.

Σύμφωνα με τα παραπάνω, ένας ορισμός του γυαλιού ο οποίος θα σχετιζόταν με τον τρόπο παρασκευής του μπορεί να είναι: *Γυαλί είναι το προϊόν που παράγεται από την απότομη ψύξη ενός υγρού χωρίς να κρυσταλλωθεί*. Γυαλιά μπορούν να παραχθούν και χωρίς την παραδοσιακή μέθοδο της απότομης ψύξης (π.χ. μέθοδος sol-gel), ενώ υπάρχουν άμορφα υλικά που δεν είναι γυαλιά (π.χ. gels). Τα γυαλιά όμως έχουν ένα κοινό γνώρισμα που είναι το T_g . Για το λόγο αυτό υιοθετείται συνήθως ο ορισμός: *Γυαλί είναι ένα μη κρυσταλλικό στερεό που παρουσιάζει το φαινόμενο της υαλώδους μετάβασης*.

2.2 Σύσταση γυαλιού

Κύριο συστατικό των περισσότερων γυαλιών είναι το διοξείδιο του πυριτίου (SiO_2) το οποίο τήκεται στους 1720°C . Το διοξείδιο του πυριτίου SiO_2 θερμαίνεται σε θερμοκρασίες πάνω από 2000°C για να σχηματιστεί η πυριτική ύαλος χωρίς φυσαλίδες. Η δομή της παρουσιάζει τετραεδρική διάταξη των οξυγόνων γύρω από το άτομο του πυριτίου το οποίο βρίσκεται στο κέντρο του τετράεδρου. Το πλέγμα του γυαλιού σχηματίζεται από την ένωση των τετράεδρων, όπου κάθε άτομο οξυγόνου βρίσκεται μεταξύ δυο ατόμων πυριτίου σχηματίζοντας δεσμούς της μορφής: $-\text{Si}-\text{O}-\text{Si}-$.

Προκειμένου να παρασκευαστεί ένα εμπορικά εκμεταλλεύσιμο προϊόν από γυαλί, προστίθενται διάφορα οξείδια τα οποία δρουν ως τροποποιητές, ή σταθεροποιητές του δικτύου και το τελικό προϊόν παρουσιάζει χαμηλότερο σημείο τήξεως. Τα οξείδια ταξινομούνται σε τρεις κατηγορίες: α) σχηματιστές δικτύου, β) τροποποιητές δικτύου (network modifiers) και γ) ενδιάμεσα οξείδια (intermediate oxides). Οι σχηματιστές δικτύου δημιουργούν το πλέγμα ενώ οι τροποποιητές δικτύου το διακόπτουν. Έτσι ένας αριθμός από ιδιότητες του τήγματος μπορεί να τροποποιηθεί όπως είναι το ιξώδες, η ταχύτητα απομάκρυνσης των φυσαλίδων στο τήγμα, κλπ. Τα ενδιάμεσα οξείδια άλλοτε αντικαθιστούν στοιχεία του πλέγματος και άλλοτε μπαίνουν σε θέσεις τροποποιητών πλέγματος πράγμα που εξαρτάται από την γενική σύσταση

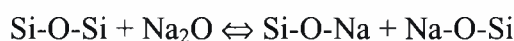
του γυαλιού και τις συνθήκες που γίνεται η τήξη. Για παράδειγμα το Al μπορεί να είναι ναλοσηματιστής σε ένα γυαλί $\text{SiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-Na}_2\text{O}$, εάν ο λόγος $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Na}_2\text{O}$ (mols) είναι μεγαλύτερος από 1 ή τροποποιητής πλέγματος εάν είναι μικρότερος από 1. Ο αριθμός οξείδωσης ενός ιόντος μπορεί να αλλάζει με την επίδραση των μερικών πιέσεων του οξυγόνου αλλάζοντας το βαθμό οξείδωσης του ιόντος.

Πίνακας 2.1. Ταξινόμηση οξειδίων που χρησιμοποιούνται σαν πρώτες ύλες γυαλιού

Σχηματιστές δικτύου	Τροποποιητές δικτύου	Ενδιάμεσα οξείδια
SiO_2	Li_2O	Al_2O_3
GeO_2	Na_2O	PbO
B_2O_3	K_2O	ZnO
P_2O_5	CaO	CdO
As_2O_3	BaO	TiO_2
As_2O_5		

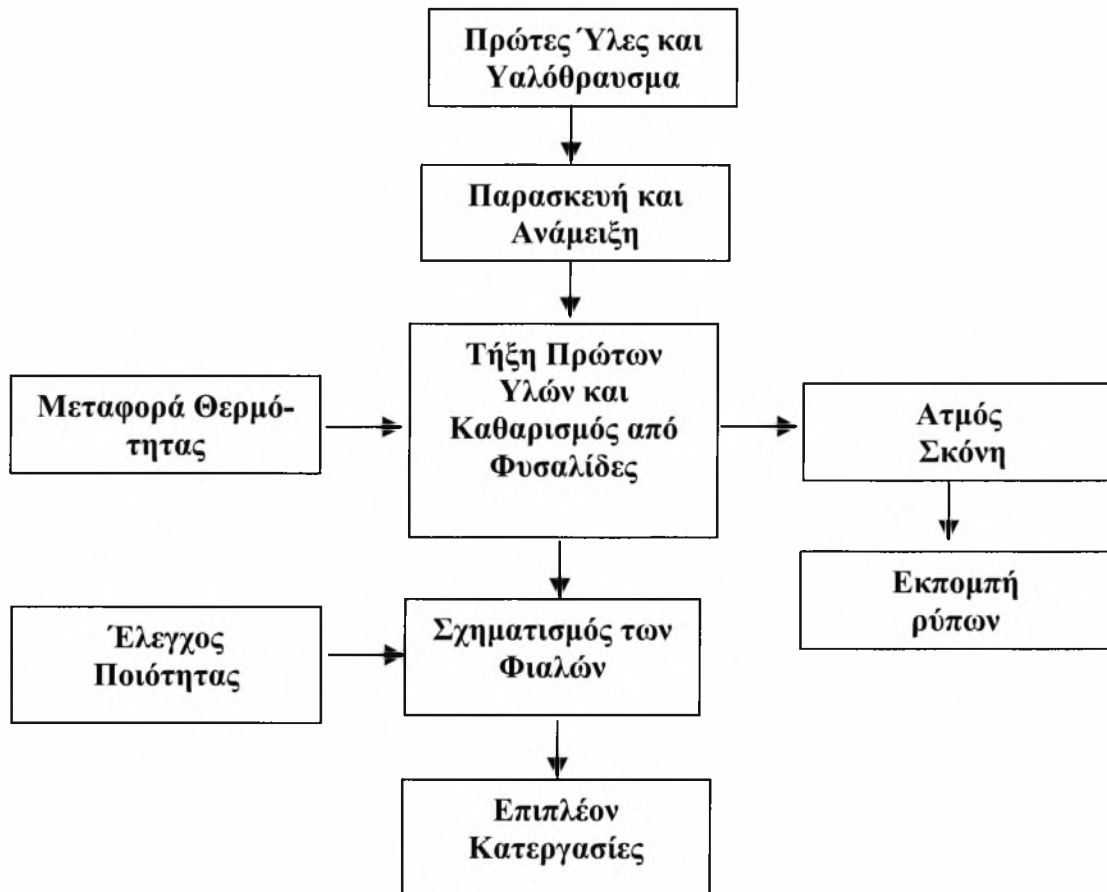
Πιο συγκεκριμένα όταν ένας τροποποιητής δικτύου όπως είναι το Na_2O προστεθεί στο SiO_2 , τα επιπλέον οξυγόνα συμμετέχουν στο δίκτυο και προκαλούν ρήξη μερικών δεσμών. Το σπάσιμο του δεσμού Si-O-Si χαλαρώνει τη δομή δημιουργώντας δύο κατηγορίες ατόμων οξυγόνου:

- α) Εκείνα που ενώνονται με δύο Si και ονομάζονται «μη τερματικά» και
- β) Εκείνα που ενώνονται μόνο με ένα Si και ονομάζονται «τερματικά»:



2.3 Διαδικασία Παραγωγής Γυαλιού

Οι βασικές διαδικασίες παραγωγής των φιαλών γυαλιού διαγράφονται στο Σχήμα 2.2 και είναι η τήξη, ο καθαρισμός του τήγματος από τις φυσαλίδες και η μορφοποίηση [2].



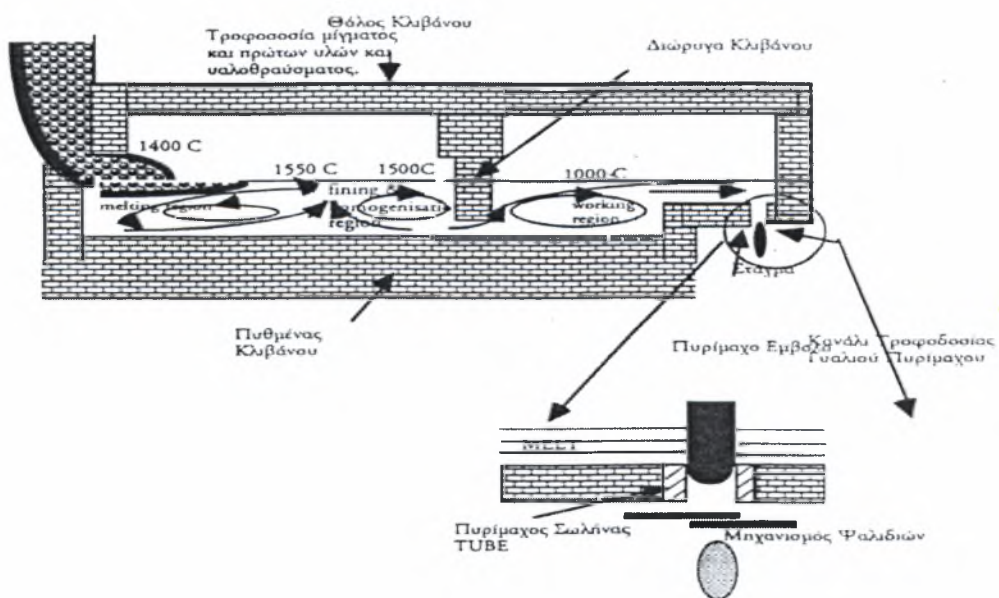
Σχήμα 2.2. Παραστατικό διάγραμμα της διαδικασίας παραγωγής του γυαλιού

Η τήξη, ο καθαρισμός του γυαλιού και τα στάδια σχηματισμού του, εξαρτώνται όλα από την σωστή λειτουργία του κλιβάνου. Επίσης εξαρτώνται έμμεσα από το ιξώδες του τήγματος και την επιφανειακή του τάση. Η τήξη εξαρτάται και από το πόσο είναι δυνατό να διαλυθούν οι στερεές πρώτες ύλες από το ήδη τηγμένο γυαλί. Ο καθαρισμός εξαρτάται από την διαλυτότητα και την δυνατότητα απομάκρυνσης των σχηματιζόμενων φυσαλίδων αερίου στο τήγμα. Ο σχηματισμός ή όχι του γυαλιού εξαρτάται επίσης από την ρευστότητα του τήγματος. Η δυνατότητα για διαλυτότητα, η κίνηση των φυσαλίδων και η ρευστότητα του γυαλιού σχετίζονται άμεσα με το ιξώδες του τήγματος και την επιφανειακή τάση. Το ιξώδες του τήγματος και η επιφανειακή τάση επηρεάζονται από την περιβάλλουσα ατμόσφαιρα και από την επαφή και πιθανή αντίδρασή τους με τις αρχικές μη τηγμένες πρώτες ύλες αλλά και το ήδη υπάρχον τήγμα. Από τα αέρια αυτά της ατμόσφαιρας του υαλουργικού κλιβάνου, τα οξείδια

του θείου αλλά και οι υδρατμοί παίζουν το σπουδαιότερο ρόλο. Η θερμοκρασία, η σύσταση του αρχικού μείγματος και η μέθοδος τροφοδοσίας καθορίζουν το κατά πόσο η ατμόσφαιρα του κλιβάνου θα επηρεάσει το ιξώδες του τήγματος, την επιφανειακή τάση και συνεπώς την τήξη και τον καθαρισμό από τις φυσαλίδες. Γενικά η πλέον αποδοτική διαδικασία παραγωγής γυαλιού λαμβάνοντας υπόψη την οικονομία στα καύσιμα, την ποιότητα του γυαλιού και την σχηματοδότηση, απαιτεί χαμηλές τιμές του ιξώδους και της επιφανειακής τάσης. Η ατμόσφαιρα του υαλουργικού κλιβάνου επιδρά επίσης και σε άλλα στάδια της παραγωγής του γυαλιού όπως είναι οι εκπομπές ρύπων που ελευθερώνονται και η διάρκεια ζωής των πυρίμαχων υλικών του κλιβάνου.

2.3.1 Η Παραγωγική Διαδικασία της Σύγχρονης Υαλουργίας

Η βασική διαδικασία παραγωγής σε μια σύγχρονη υαλουργία αρχίζει με την ανάμειξη και τροφοδοσία των πρώτων υλών στον κλίβανο. Το μείγμα των πρώτων υλών αποτελείται από χαλαζιακή άμμο, ανθρακική σόδα, μαρμαρόσκονη, υαλόθραυσμα, χρωστικές ύλες και οξειδία καθαρισμού της υαλομάζας από τις φυσαλίδες. Το μείγμα τροφοδοτείται στον κλίβανο όπου τήκεται στους 1500 °C για να δημιουργήσει ένα παχύρρευστο υγρό. Ο κλίβανος είναι κατασκευασμένος με πυρίμαχα υλικά μεγάλης αντοχής στις υψηλές θερμοκρασίες ενώ τα εξωτερικά τοιχώματα είναι μονωμένα ώστε να έχουμε μικρές μόνο απώλειες θερμότητας, Σχήμα 2.3.



Σχήμα 2.3 Σχηματική παράσταση υαλουργικού κλιβάνου

Ο κλίβανος είναι εξοπλισμένος με εναλλάκτες θερμότητας για την προθέρμανση του αέρα καύσεως για την οποία χρησιμοποιείται φυσικός ελκυσμός. Το σύστημα καύσης βρίσκεται στο πίσω μέρος του κλιβάνου, η λειτουργία είναι συνεχής και ως καύσιμη ύλη για το τμήμα τήξης του γυαλιού χρησιμοποιείται κυρίως μαζούτ. Το τμήμα κατεργασίας του γυαλιού είναι ανεξάρτητο από το τμήμα τήξεως και συνδέεται δια μέσου μιας διώρυγας με το τμήμα κατεργασίας. Από το τμήμα αυτό το γυαλί κατανέμεται με ειδικά κανάλια τροφοδοσίας προς τις αυτόματες μηχανές μορφοποίησης των φιαλών. Η προϋπόθεση εδώ είναι ότι η μάζα του γυαλιού στο κάθε κανάλι πρέπει να έχει τη σωστή θερμοκρασία και τις απαραίτητες τιμές ιξώδους οι οποίες ποικίλουν ανάλογα με την παραγωγική διαδικασία.

Στην μορφοποίηση, η μάζα του γυαλιού κόβεται με ειδικό μηχανισμό ψαλιδιών σε κομμάτια, τα οποία ονομάζονται «στάγματα». Τα στάγματα οδηγούνται στην μηχανή για να σχηματίσουν τις γυάλινες φιάλες.

Το πρώτο στάδιο κατασκευής μιας γυάλινης φιάλης λαμβάνει χώρα στο πρώτο καλούπι που ονομάζεται προφόρμα. Εδώ σχηματίζεται ο λαιμός της γυάλινης φιάλης, δίνεται ένα πρότυπο σχήμα της και κατόπιν μεταφέρεται στο δεύτερο καλούπι όπου γίνεται το τελικό φύσημα. Όταν σχηματιστούν οι φιάλες εξέρχονται από την μηχανή και με ειδική μεταφορική ταινία μεταφέρονται στον κλίβανο ανόπτησης για να απελευθερωθούν από τις τάσεις που έχουν δημιουργηθεί κατά την διάρκεια της σχηματοδότησης. Πριν εισέλθουν στον κλίβανο ανόπτησης οι φιάλες επιδέχονται κάποια επιφανειακή προστασία για καλύτερη μηχανική συμπεριφορά στις γραμμές εμφιαλώσεως. Στο άλλο άκρο του κλιβάνου ανόπτησης γίνεται και δεύτερη επιφανειακή προστασία των φιαλών για την ευκολότερη διακίνηση στις γραμμές εμφιαλώσεως. Μετά την διαδικασία του ποιοτικού ελέγχου οι φιάλες συσκευάζονται σε παλέτες και οδηγούνται στην αποθήκευση. Ολόκληρη η παραγωγική διαδικασία ελέγχεται με σύγχρονο ηλεκτρονικό εξοπλισμό.

2.3.2 Η Τεχνολογία της Τήξης

Η τήξη των πρώτων υλών για την παραγωγή ομοιογενούς γυαλιού είναι αρκετά πολύπλοκη διαδικασία και απαιτεί κατάλληλες πρώτες ύλες, κατάλληλο μηχανολογικό εξοπλισμό και βιομηχανική εμπειρία. Στην πράξη η διαδικασία της τήξεως περιλαμβάνει τα παρακάτω στάδια:

- α) Επιλογή των κατάλληλων πρώτων υλών,
- β) Τήξη και διαλυτότητα των συστατικών του μείγματος,
- γ) Καθαρισμός και απομάκρυνση των φυσαλίδων μέσα από το τήγμα, και

δ) Ομογενοποίηση και θερμική σταθεροποίηση της υαλομάζας για περαιτέρω κατεργασία.

α) Επιλογή των Πρώτων Υλών

Οι ιδιότητες του γυαλιού μεταβάλλονται με την χημική του σύσταση. Σε σύγχρονες και αυτοματοποιημένες διαδικασίες είναι πολύ σημαντικό να διατηρηθεί σταθερή η σύσταση του γυαλιού και επιπλέον οι συνθήκες παραγωγής. Μια μικρή αλλαγή στην σύσταση του αρχικού μείγματος μπορεί να προκαλέσει δραματική μεταβολή στις συνθήκες παραγωγής. Επομένως, για να διατηρηθεί η χημική σύσταση σταθερή πρέπει να παραμείνει σταθερή και η σύσταση των πρώτων υλών. Το μέγεθος των κρυσταλλικών κόκκων και η κατανομή τους είναι ο πιο σημαντικός παράγοντας που επιδρά στην ομοιογενοποίηση των πρώτων υλών κατά την διάρκεια της τήξης, τον σχηματισμό φυσαλίδων στο τήγμα κλπ. Η άμμος είναι ένα από τα βασικά αρχικά συστατικά για την παραγωγή του γυαλιού. Το μέγεθος των κόκκων μπορεί να είναι μεταξύ 0.1-0.5 mm. Η χοντρή άμμος είναι δύσκολο να λιώσει. Ο ασβεστόλιθος CaCO_3 , προστίθεται στα αρχικά υλικά με σκοπό την εισαγωγή CaO στο γυαλί. Το μέγεθος των κόκκων του ασβεστόλιθου μπορεί να είναι 0.1-1.0 mm. Το Na_2CO_3 υπάρχει σε λίγα μόνο μέρη σαν προϊόν της φύσης, και μπορεί να παρασκευαστεί με μια διαδικασία που περιλαμβάνει τις ακόλουθες χημικές αντιδράσεις:



Ένας άλλος παράγοντας που επιδρά ευεργετικά στην επιλογή των πρώτων υλών είναι το ποσοστό υγρασίας η οποία βοηθά στην διαδικασία τήξεως. Τα μόρια του ύδατος λειτουργούν σαν λιπαντικό μέσο και επιτρέπουν την καλύτερη ανάμειξη. Το ποσοστό υγρασίας κυρίως στη χαλαζιακή άμμο πρέπει να είναι περίπου 4%.

Στη βιομηχανία παραγωγής γυαλιού εισάγονται μαζί με τη άμμο και θραύσματα ανακυκλωμένου γυαλιού. Το υαλόθραυσμα (cullet) έχει ήδη ομογενοποιηθεί κατά την αρχική παραγωγή του και δρα ως συντελεστής που επιταχύνει την διαδικασία της τήξης με οικονομία στις αρχικές πρώτες ύλες και στην ενέργεια. Το υαλόθραυσμα είναι ανακυκλωμένο γυαλί σπασμένο σε μικρά κομμάτια με τα οποία τροφοδοτείται ο κλίβανος παραγωγής μαζί με τις πρώτες ύλες. Το υαλόθραυσμα είναι χημικά κορεσμένο και απλώς τήκεται χωρίς να αντιδρά. Εφόσον είναι ήδη τηγμένο γυαλί, δρα ως διαλύτης (ρευστοποιητής) και επιταχύνει τις διαδικασίες της τήξεως. Εκτός λοιπόν της εξοικονόμησης πρώτων υλών, το υαλόθραυσμα συμβάλλει και στην εξοικονόμηση της απαιτούμενης ενέργειας για την τήξη.

Η χρησιμοποίηση του ανακυκλωμένου γυαλιού κερδίζει διαρκώς έδαφος στη βιομηχανία. Σήμερα είναι δυνατή η παραγωγή φιαλών με χρήση ως και 90% υαλοθραύσματος. Τα πλεονεκτήματα από τη χρησιμοποίηση του υαλοθραύσματος είναι:

- α) Μείωση αστικών απορριμμάτων
- β) Εξοικονόμηση πρώτων υλών, ιδιαίτερα του ανθρακικού νατρίου (σόδα)
- γ) Μείωση της κατανάλωσης καυσίμων.

Με την χρήση υαλοθραύσματος μπορεί να εισαχθούν στα αρχικά υλικά ακαθαρσίες που οδηγούν σε ατέλειες των φιαλών. Αυτές οι ακαθαρσίες (Pb, Al, κεραμικά, κλπ) μαζεύονται στον πυθμένα του κλιβάνου παραγωγής προκαλώντας διάβρωση. Επιπλέον το αργίλιο αντιδρά με το SiO₂ ως ακολούθως:



Με αυτό τον τρόπο σχηματίζεται στο γυαλί πυρίτιο που δημιουργεί ρωγμές στην επιφάνεια του γυάλινου αντικειμένου λόγω των διαφορετικών τιμών μεταξύ των συντελεστών θερμικής διαστολής του πυριτίου και του SiO₂.

β) Τήξη, Αντιδράσεις του Μείγματος και Διαλυτότητα

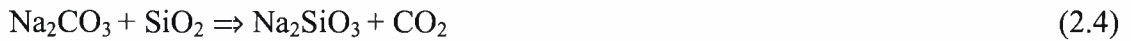
Η μετατροπή των πρώτων υλών σε γυαλί αποτελεί μια διαδικασία η οποία πραγματοποιείται σε τρεις κύριες φάσεις. Στην πρώτη φάση που χαρακτηρίζεται από την απουσία τήγματος αποβάλλεται το μεγαλύτερο μέρος του νερού. Εάν υπάρχει νερό ή ατμός, τα στοιχεία του μείγματος μπορεί να αντιδράσουν υδροθερμικά. Οι περισσότερες από τις κρυσταλλικές διασπάσεις συμβαίνουν κατά τη διάρκεια αυτής της φάσης. Επίσης, οργανικά υλικά αντιδρούν με το οξυγόνο ή διασπώνται. Οι αντιδράσεις της στερεάς φάσης έχουν ως αποτέλεσμα τον σχηματισμό νέων κρυσταλλικών φάσεων. Η έκλυση αερίων όπως υδρατμός, διοξείδιο του άνθρακα, άζωτο ή οξυγόνο είναι μάλλον τυπική για όλες τις συνθέσεις της άμμου.

Στη δεύτερη φάση, οι αντιδράσεις της τήξης πλησιάζουν την χημική ισορροπία στο μείγμα. Ανόργανα άλατα που τυχόν περιέχονται στο μείγμα, τήκονται και αποσυνθέτονται ή σταδιακά διαλύονται στο τήγμα του γυαλιού. Όλα τα αέρια απελευθερώνονται, εκτός από αυτά που χρησιμοποιούνται κατά την ομογενοποίηση. Στο τέλος αυτής της φάσης, το τήγμα αποτελείται από το τηγμένο γυαλί μαζί με αδιάλυτα σωματίδια και φυσαλίδες αερίων.

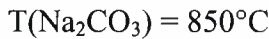
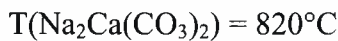
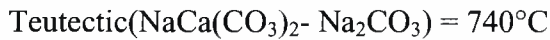
Στην τρίτη φάση απομακρύνονται τα υπόλοιπα σωματίδια. Η διάλυση των σωματιδίων και η απομάκρυνση των φυσαλίδων (fining) συχνά αντιμετωπίζονται ως δύο ξεχωριστές διαδικασίες. Παρόλα αυτά, αφού οι φυσαλίδες προσκολλούνται σε στερεές επιφάνειες, συχνά θεωρείται ότι η διάλυση της άμμου και το «fining» είναι μια κοινή διαδικασία.

Παραδείγματα χημικών αντιδράσεων που συμβαίνουν κατά τις τρεις φάσεις της τήξης του γυαλιού ακολουθούν παρακάτω.

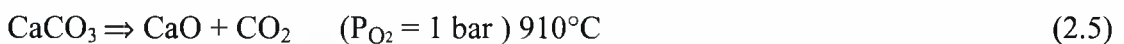
Χημική αντίδραση κόκκων των πρώτων υλών



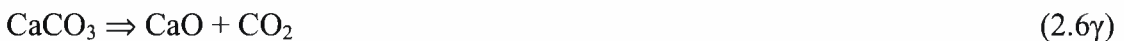
Σχηματισμός ανθρακικών τηγμάτων γύρω από το SiO_2



Χημική αντίδραση διάσπασης ανόργανου άλατος



Χημικές αντιδράσεις του συστήματος $\text{NaCO}_3 - \text{CaCO}_3 - \text{SiO}_2$



Η μελέτη των αντιδράσεων οξειδοαναγωγής είναι σημαντική καθώς η κατάσταση οξείδωσης του τήγματος είναι συνδεδεμένη με την συμπεριφορά του γυαλιού κατά την διάρκεια της τήξης και την μορφοποίηση του τελικού προϊόντος. Ο βαθμός οξείδωσης μπορεί να προσδιοριστεί ποσοτικά με τη μέτρηση της ενεργοποίησης του οξυγόνου στο τήγμα με τη χρήση ηλεκτροχημικής κυψέλης βασισμένης σε ένα στερεό ιοντικό αγωγό οξυγόνου ως ηλεκτρόδιο αναφοράς.

Ο δείκτης δραστηριότητας του οξυγόνου ενός υαλοτήγματος επιδρά στις ιδιότητες όπως είναι ο καθαρισμός της μάζας από τις φυσαλίδες, η διαλυτότητα και η διάχυση των αερίων, ο χρωματισμός και ο αποχρωματισμός, η πηκτικότητα, η μεταφορά θερμότητας, η κρυστάλλωση, η επιφανειακή τάση, η οπτική διαπερατότητα, η ημιαγωγιμότητα, οι ιξωδοελαστικές και μηχανικές ιδιότητες. Ως εκ τούτου ο δείκτης ενεργότητας έχει αντίκτυπο στη συμπεριφορά του τήγματος, στη δυνατότητα του γυαλιού προς κατεργασία και στην σταθερότητα των ιδιοτήτων του τελικού προϊόντος.

Σε βιομηχανική κλίμακα, το υαλότηγμα δεν βρίσκεται σε ισορροπία με την μερική πίεση του οξυγόνου στην ατμόσφαιρα του κλιβάνου, αλλά επηρεάζεται κυρίως από τις οξειδωτικές και αναγωγικές ενώσεις που βρίσκονται στο τήγμα, από την θερμοκρασία και τα επαγωγικά ρεύματα που δημιουργούνται μέσα στη λεκάνη τήξης. Γι' αυτό ο ρυθμός οξειδοαναγωγής πρέπει να προσδιορίζεται στις πραγματικές συνθήκες παραγωγής γυαλιού. Ο έλεγχος

της οξειδοαναγωγικής συμπεριφοράς του τήγματος, είναι δυνατό να επιφέρει σημαντικά οφέλη στην τήξη και στον καθαρισμό του γυαλιού.

Τα θειικά άλατα χρησιμοποιούνται στο μείγμα είτε για να εμποδίσουν τον σχηματισμό ακαθαρσιών στην επιφάνεια του τήγματος, είτε για να επιταχύνουν την διαδικασία καθαρισμού ή για να ελέγξουν την οξειδοαναγωγική συμπεριφορά του τήγματος. Η προσθήκη άνθρακα στο Na_2SO_4 πρέπει να αποφεύγεται όταν πρόκειται για την παραγωγή λευκού γυαλιού. Για την παραγωγή όμως πράσινου γυαλιού χρησιμοποιείται μεγάλη ποσότητα Na_2SO_4 με προσθήκη άνθρακος στο μείγμα. Το Na_2SO_4 αντιδρά με το πυρίτιο σε υψηλότερη θερμοκρασία (200 °C) από ότι η ανθρακική σόδα:



Το SO_3 αποσυντίθεται σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες των 1350 °C:



Η αντίδραση αυτή είναι σημαντική όσον αφορά τον καθαρισμό του γυαλιού από τις φουσαλίδες. Παρουσία άνθρακα το Na_2SO_4 ανάγεται σε Na_2SO_3 στους 740 °C. Το θειώδες νάτριο σχηματίζει Na_2CO_3 και CaSO_4 σε αντιδράσεις με CaCO_3 . Τα Na_2CO_3 και CaCO_3 σχηματίζουν διπλό καρβονικό που αντιδρά με το πυρίτιο στους 600 °C απελευθερώνοντας CO_2 . Το Na_2SO_4 και το Na_2SO_3 αντιδρούν και σχηματίζουν Na_2O υπό την επίδραση του SO_2 . Συνεπώς ένα αλκαλικό διάλυμα σχηματίζεται από την ανεπαρκή αναγωγή του Na_2SO_4 . Η χρήση θεικών αλάτων επηρεάζει την διαδικασία τήξης. Ο ρόλος τους στο τήγμα προσδιορίζεται από τις αντιδράσεις οξειδοαναγωγής.

Στον Πίνακα 2 παρουσιάζονται οι δείκτες οξειδοαναγωγής των στοιχείων του τήγματος της υαλομάζας, οι οποίοι έχουν υπολογιστεί με εμπειρικό τρόπο, αλλά μπορούν να δώσουν ένα σημείο αναφοράς για τον υπολογισμό της οξειδοαναγωγικής κατάστασης του μείγματος ή του κλιβάνου.

Πίνακας 2.2. Δείκτες οξειδοαναγωγής διαφόρων πρώτων υλών

Δείκτες οξειδοαναγωγής			
Οξειδωτικά μέσα ανά kg		Αναγωγικά μέσα ανά kg	
Na_2SO_4	+0.67	Άνθρακας	-6.70
Fe_2O_3	+0.25	FeS	-1.60
Fe_3O_4	+0.19	Χρωμίτης	-1.00
As_2O_3	+0.93	Σιδηροπυρίτης	-0.10
Na_2NO_3	+0.15	CaF_2	-0.10

γ) Διαδικασία Καθαρισμού της Υαλομάζας

Μετά την τήξη και διάλυση των αρχικών συστατικών, το τήγμα που προκύπτει περιέχει σημαντικό αριθμό, σχετικά μεγάλων και άλλων μικρότερων φυσαλίδων γνωστών και ως «ψείρες». Οι φυσαλίδες παράγονται γρηγορότερα από τις «ψείρες» και μπορούν να συνενώνονται μεταξύ τους.

Στην διαδικασία καθαρισμού περιέχονται τρεις βασικοί μηχανισμοί οι οποίοι εξαρτώνται από την επιφανειακή τάση και τουλάχιστον δύο από αυτούς από το ιξώδες ως εξής:

- Συνένωση των φυσαλίδων για να σχηματίσουν μεγαλύτερες οι οποίες αναδύονται απ' ευθείας από την επιφάνεια του τήγματος
- Ανάδυση των σχετικά μεγάλων φυσαλίδων προς την επιφάνεια του τήγματος συμπαρασύρει μικρότερες φυσαλίδες στο δρόμο προς την επιφάνεια
- Ανάπτυξη και απορρόφηση των ανεξάρτητων φυσαλίδων

Η ταχύτητα συνένωσης των φυσαλίδων εξαρτάται από την επιφανειακή τάση και το ιξώδες. Η επιφανειακή τάση συνδέεται με την άγουσα δύναμη της διαδικασίας της συνένωσης. Η επιφανειακή ενέργεια του συστήματος δηλαδή, μπορεί να είναι χαμηλότερη αν το συνολικό εμβαδόν της επιφανείας προς τον όγκο μειώνεται άρα γεγονός το οποίο ευνοεί την συνένωση. Όσο υψηλότερη είναι η επιφανειακή τάση, ενώ όλοι οι άλλοι παράγοντες διατηρούνται σταθεροί, τόσο ταχύτερη είναι η διαδικασία. Υψηλότερο ιξώδες αντιθέτως, επιβραδύνει την συνένωση και όσο λεπτότερες γίνονται οι υγρές επιφάνειες μεταξύ των φυσαλίδων τόσο περισσότερο επιβραδύνεται η διαδικασία.

Διάφορα ειδικά υλικά καθαρισμού προστίθενται στο τήγμα για να επιταχύνουν την απομάκρυνση των φυσαλίδων. Αυτά τα υλικά αποσυντίθενται σε υψηλότερες θερμοκρασίες, εμπλουτίζοντας τις φυσαλίδες με αέρια έτσι ώστε να αυξηθεί η διάμετρός τους. Συγκεκριμένα ο καθαρισμός του γυαλιού μπορεί να βελτιωθεί είτε χρησιμοποιώντας μικρές ποσότητες οξειδωτικών και αναγωγικών ουσιών στο μείγμα, είτε ρυθμίζοντας κατάλληλα την λειτουργία του κλιβάνου. Με την βελτίωση του μηχανισμού απόρριψης των φυσαλίδων από το μείγμα επιτυγχάνεται η μείωση της θερμοκρασίας τήξεως και της εκπομπής των ρύπων και η αύξηση της διάρκειας ζωής των πυρίμαχων και της παραγωγικότητας.

δ) Ομογενοποίηση της Υαλομάζας

Μετά την τήξη των αρχικών συστατικών και εφόσον δεν υπάρχουν πλέον μικρές και μεγάλες φυσαλίδες, το τήγμα παραμένει στο φούρνο για ομοιογενοποίηση ώστε να είναι έτοιμο για την παραγωγή των φιαλών. Η υαλομάζα πρέπει να είναι χημικά, φυσικά και θερ-

μικά ομοιογενή. Ο καλύτερος φυσικός τρόπος ομογενοποίησης του γυαλιού οφείλεται στα θερμικά (επαγωγικά) ρεύματα που δημιουργούνται μέσα στον κλίβανο. Τα θερμικά ρεύματα που δημιουργούνται στην διώρυγα του κλιβάνου έχουν σαν αποτέλεσμα να ωθούν το μέρος της μάζας του γυαλιού πίσω στον κυρίως κλίβανο. Η διαδικασία αυτή δημιουργεί μια κυκλική ανάδευση της υαλομάζας στη διώρυγα του κλιβάνου και μερική ομογενοποίηση του τήγματος. Κατόπιν το γυαλί περνά σε δεύτερο τμήμα του κλιβάνου όπου γίνεται περαιτέρω θερμική σταθεροποίηση της υαλομάζας.

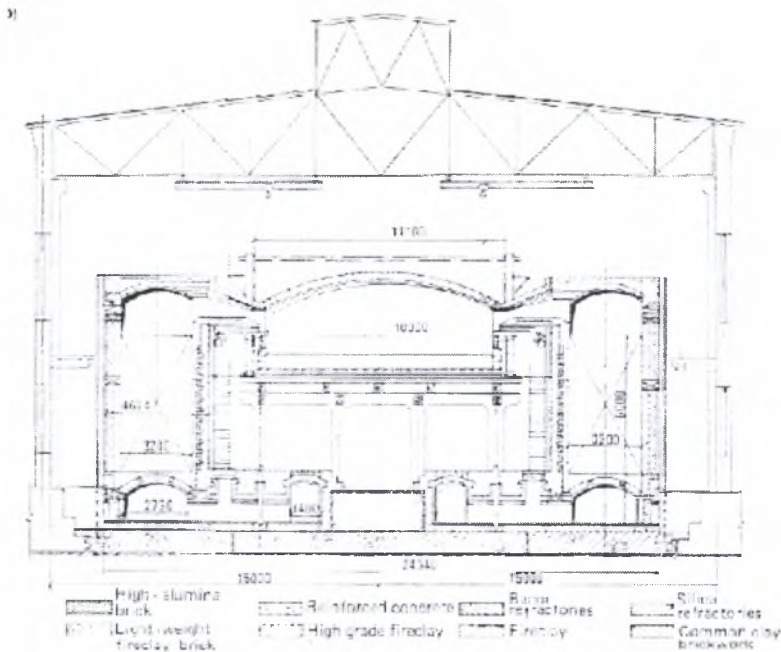
2.4 Υαλουργικοί Κλίβανοι Παραγωγής Φιαλοειδών

Η μαζική παραγωγή των φιαλών είναι μια συνεχής διαδικασία. Στο Σχήμα 2.3 περιγράφεται ένας υαλουργικός κλίβανος ο οποίος αποτελείται από τα εξής μέρη:

- Τμήμα τροφοδοσίας μείγματος πρώτων υλών,
- Τομέας τήξης,
- Περιοχή καθαρισμού της υαλομάζας και
- Τομέας κατεργασίας.

Οι πρώτες ύλες αναμειγνύονται στις καθορισμένες αναλογίες, και το σχηματιζόμενο μείγμα τροφοδοτείται στον κλίβανο. Καθώς το μείγμα λιώνει, ρέει διαμέσου μιας διώρυγας από το κυρίως τμήμα του κλιβάνου, στο τμήμα κατεργασίας. Στο τμήμα αυτό γίνεται περαιτέρω καθαρισμός της υαλομάζας από τις φυσαλίδες. Κατόπιν η υαλομάζα φέρεται δια μέσου του καναλιού διανομής στη μηχανή σχηματοδότησης. Από το Σχήμα 2.3 φαίνεται ότι οι ιδιότητες των πρώτων υλών, τα πυρίμαχα υλικά του κλιβάνου, η διαδικασία καύσεως και η εξοικονόμηση ενέργειας εξασφαλίζουν ικανοποιητική και οικονομική παραγωγή.

Η κατεύθυνση των αερίων της καύσης μέσα στον κλίβανο μπορεί να είναι είτε εγκάρσια ως προς τον κλίβανο, είτε διαμήκης ή σχήματος U. Συνήθως οι κλίβανοι διαθέτουν στένωμα ή λαιμό, ο οποίος αφενός αναιρεί την αλληλεπίδραση μεταξύ της περιοχής τήξης και του τμήματος κατεργασιών (δεν επιτρέπει αναστροφές ροές) αφετέρου διαχωρίζει το τηγμένο γυαλί της χοάνης τήξης από το ψυχρότερο και πιο ομογενές γυαλί του τομέα κατεργασίας. Για ένα δεδομένο μέγεθος κλιβάνου η μείωση του μεγέθους του τομέα κατεργασίας μπορεί να μεγαλώσει την χοάνη τήξης αυξάνοντας την παραγωγή του και βελτιώνοντας παράλληλα την ποιότητα του γυαλιού. Ένα τυπικό σχέδιο ενός υαλουργικού κλιβάνου συνεχούς έργου παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.4.



Σχήμα 2.4 Υαλουργικός κλίβανος συνεχούς λειτουργίας (τομή) [4]

2.4.1 Ενεργειακές Απαιτήσεις Τήξης Γυαλιού

Για την αντιμετώπιση του ιδιαίτερα υψηλού κόστους των πρώτων υλών και των καυσίμων, προτείνονται δύο λύσεις: αφενός η επιλογή φθηνότερων πρώτων υλών, αφετέρου η ελαχιστοποίηση της καταναλισκόμενης ενέργειας. Η τελευταία λύση παρουσιάζει σημαντικά πλεονεκτήματα καθώς συμβάλει στον επανασχεδιασμό των κλιβάνων, ενώ παράλληλα θα έχει επίδραση στην χωρητικότητα των αναγεννητών θερμότητας, στην διάρκεια ζωής του κλιβάνου και στην ρύπανση της ατμόσφαιρας. Μια σύγχρονη προσέγγιση είναι η προθέρμανση του μείγματος γυαλιού με την θερμότητα των απαερίων του κλιβάνου.

Δύο σημεία θεωρούνται καίρια για την παραγωγή του γυαλιού: η χημική σύσταση και η θερμοκρασία. Η θερμοκρασία τήξης των πρώτων υλών είναι υψηλότερη από την θερμοκρασία κρυστάλλωσης του τήγματος. Η θερμοκρασία κρυστάλλωσης του εμπορικού γυαλιού κυμαίνεται μεταξύ 950 °C και 1050 °C. Για αυτήν την κατηγορία γυαλιού η τήξη του μείγματος λαμβάνει χώρα γύρω στους 1200 °C, με θερμοκρασία στάγματος περίπου 1100 °C, η οποία είναι μεγαλύτερη από την θερμοκρασία κρυστάλλωσης. Συνεπώς η επιλογή των πρώτων υλών είναι καθοριστικής σημασίας για την παραγωγή γυαλιού.

Επιπλέον, οι κλίβανοι λειτουργούν, για πρακτικούς λόγους, σε πιο υψηλές θερμοκρασίες (1450–1550) °C, οι οποίες καθορίζονται από τις σχέσεις μεταξύ της ταχύτητας τήξης, της ομογενοποίησης, της εξάτμισης του τήγματος και των θερμικών απωλειών του υαλουργικού κλιβάνου. Η απαιτούμενη θερμότητα τήξης περιλαμβάνει δύο ανεξάρτητους όρους: α)

την θερμότητα των αντιδράσεων τήξης, ΔH_m , και β) την θερμότητα που είναι απαραίτητη για την αύξηση της θερμοκρασίας των πρώτων υλών στη θερμοκρασία τήξης ΔH_n .

Αν και δεν υπάρχουν πλήρη στοιχεία για όλες τις αντιδράσεις που συμβαίνουν κατά την τήξη των πρώτων υλών του γυαλιού, μπορεί να διατυπωθεί μια σειρά αντιδράσεων όπως για παράδειγμα εκείνες που αφορούν ένα απλό σύστημα γυαλιού τύπου $\text{Na}_2\text{CO}_3 - \text{CaCO}_3 - \text{SiO}_2$:



Η ολική θερμότητα αντίδρασης, ΔH_M , καθορίζεται από την ανεξάρτητη θερμότητα των αντιδράσεων τήξης, ΔH_n , των συμμετεχόντων συστατικών και των αντίστοιχων κλασμάτων σε moles n. Η ελάχιστη θερμότητα για την τήξη του παραπάνω συστήματος φαίνεται στον Πίνακα 2.3.

Πίνακας 2.3 Απαιτούμενη θερμότητα για την τήξη γυαλιού

Τύπος γυαλιού	Θερμότητα αντίδρασης (kJ/Kmole)	ΔH_T $T=1200$ °C (kJ/Kmole)
Γυαλί παραγωγής φιαλοειδών	472	2120
Γυαλί παραγωγής υαλοπινάκων	702	2410

Από τον πίνακα φαίνεται ότι η θερμότητα των αντιδράσεων είναι μόλις το 18–20 % της συνολικής θερμότητας που απαιτείται και ότι οι συνολικές ανάγκες θερμότητας δεν δείχνουν ακριβώς ποιος τύπος γυαλιού είναι πιο δύσκολος να λιώσει στην πράξη.

Τελικά, η αποδοτική χρήση ενέργειας στον υαλουργικό κλίβανο είναι καθοριστικής σημασίας λόγω της επίδρασης στο κόστος λειτουργίας και στην εκπομπή ρύπων, συναρτήσει πάντοτε της αναλογίας πρώτων υλών και υαλοθραύσματος.

2.4.2 Ενεργειακά Προβλήματα

Ο κλίβανος μπορεί να καίει πετρέλαιο ή φυσικό αέριο για να παράγει την απαιτούμενη θερμική ενέργεια για την τήξη και την ομογενοποίηση των πρώτων υλών.

Το πετρέλαιο ή το φυσικό αέριο εισάγεται πλευρικά ή από το πίσω τμήμα του κλιβάνου έτσι ώστε η φλόγα της καύσης να επεκτείνεται στο μέσο του κλιβάνου. Τα παραγόμενα αέρια κα-

τά την καύση εξάγονται πλευρικά ή από το πίσω μέρος του κλιβάνου. Η καύση γίνεται εναλλάξ από την μια πλευρά και από την άλλη ώστε να επιτυγχάνεται ψύξη των προϊόντων. Τα καυσαέρια αναπτύσσουν ταχύτητες περίπου 120 m/sec ώστε η υψηλή αυτή ταχύτητα να μεταφέρει τους ατμούς μακριά από το τήγμα.

Πίνακας 2.4 Σύσταση καυσίμων και καυσαερίων υαλουργικού κλιβάνου

Φυσικό αέριο	95% CH ₄ 3% C ₂ H ₆	19% H ₂ O	10% CO ₂
Πετρέλαιο	85% C 13% H	14% H ₂ O	15% CO ₂

Η καύση του πετρελαίου ή του φυσικού αερίου συντελείται με αντιδράσεις που ελευθερώνουν θερμική ενέργεια όπως παρουσιάζεται στον Πίνακα 2.5.

Πίνακας 2.5 Θερμική ενέργεια αντιδράσεων καύσης πετρελαίου και φυσικού αερίου

A/α	Αντίδραση	Θερμότητα (kJ/mole)
1	$C + O_2 \rightleftharpoons CO_2$	-393
2	$CO + \frac{1}{2} O_2 \rightleftharpoons CO_2$	-283
3	$H_2 + \frac{1}{2} O_2 \rightleftharpoons H_2O$	-242
4	$CH_4 + 2 O_2 \rightleftharpoons CO_2 + 2H_2O$	-803
5	$C_2H_6 + \frac{7}{2} O_2 \rightleftharpoons 2CO_2 + 3H_2O$	—

Αυτές οι αντιδράσεις γίνονται με μια συγκεκριμένη ποσότητα αέρα. Εκτός από τα αέρια των παραπάνω αντιδράσεων παράγονται υποπροϊόντα NO_x και SO_x υπεύθυνα για την όξινη βροχή. Γενικά τα καυσαέρια περιέχουν ρυπαντές όπως: NO_x, SO₂, CO_x, ατμούς γυαλιού. Στον Πίνακα 2.6 παρουσιάζεται ο όγκος των καυσαερίων που παράγεται από την καύση συγκεκριμένων υλικών.

Πίνακας 2.6 Όγκος των καυσαερίων που παράγεται από την καύση

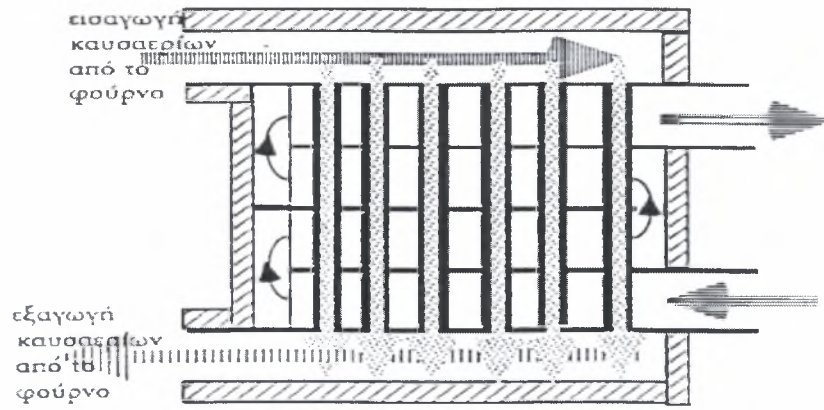
Υλικό καύσης	Απαιτούμενος αέρας για καύση [m ³ /kg]	Παραγόμενος όγκος καυσαερίων [m ³ /kg]
C	8.89	1.87 CO ₂ , 7.02 N ₂
CO	1.9	0.80 CO ₂ , 1.50 N ₂
H ₂	26.4	11.1 H ₂ O, 20.73 N ₂
CH ₄	13.27	1.4 CO ₂ , 10.47 N ₂ , 2.79 H ₂ O

2.4.3 Ανάκτηση Θερμότητας

Η παραγόμενη θερμότητα μπορεί να ανακτηθεί από τα καυσαέρια χρησιμοποιώντας προθερμαντήρες ή συστήματα ανάκτησης θερμότητας. Αυτή η θερμότητα μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να μειώσει την ενέργεια που απαιτείται για την τήξη των πρώτων υλών. Τα καυσαέρια δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν άμεσα εξαιτίας της πιθανότητας διάβρωσης, γι' αυτό και πρέπει να χρησιμοποιηθούν συστήματα εναλλαγής θερμότητας.

Ο εναλλάκτης θερμότητας τύπου «Recuperator», Σχήμα 2.7, χρησιμοποιείται συνήθως για κλιβάνους με παραγωγή λιγότερο από 50 τόνους την ημέρα. Τα εισερχόμενα αερίδια περνούν μέσα από διαύλους που είναι σε επαφή με άλλα κανάλια εισερχόμενου ψυχρού αέρα. Ο εξερχόμενος αέρας μπορεί να φτάσει σε μια θερμοκρασία μεταξύ 600 - 800 °C. Κατά την καύση για τη θέρμανση του κλιβάνου γυαλιού απαιτείται μια μεγάλη ποσότητα αέρα. Ο αέρας αυτός πρέπει να προθερμαίνεται για να επιτευχθεί μεγαλύτερη θερμοκρασία στον κλιβάνο για την καλύτερη τήξη του γυαλιού. Στους αναγεννητικούς κλιβάνους αυτή η προθέρμανση γίνεται στους δυο αναγεννητές που υπάρχουν για κάθε κλιβάνο.

Ένας αναγεννητής αποτελείται από μια πυρίμαχη κατασκευή με χαλαρά πυρίμαχα τούβλα. Το αποβαλλόμενο καυσαέριο περνά μέσα από τον έναν αναγεννητή και θερμαίνει τα τούβλα που δρουν ως αποθήκες θερμότητας. Ο νεοεισερχόμενος αέρας περνά μέσα από τον άλλο αναγεννητή που είχε θερμανθεί από τα αποβαλλόμενα αέρια προηγουμένως. Τα τούβλα θερμαίνονται περίπου στους 1300 °C ενώ ο αέρας καύσης περίπου στους 900-1000 °C πριν εισαχθεί στον κλιβάνο. Με αυτό τον τρόπο οι θερμικές απώλειες σε έναν υαλομαστικό κλιβάνο με αναγεννητές είναι 65 - 75%. Το περισσότερα καύσιμο χρησιμοποιείται για να διατηρηθεί το γυαλί και τον κλιβάνο ζεστό.



Σχήμα 2.7 Σκαρίφημα λειτουργίας εναλλάκτη τύπου Recuperator

3. ΡΟΗ ΦΥΣΙΚΗΣ ΣΥΝΑΓΩΓΗΣ ΣΤΗΝ ΥΑΛΟΜΑΖΑ

Το φαινόμενο της φυσικής συναγωγής παίζει κυρίαρχο στην ροή της υαλομάζας όπως αποδεικνύεται στο κεφάλαιο αυτό. Αρχικά, δίνεται η σημασία και τα χαρακτηριστικά του φαινομένου και στη συνέχεια περιγράφεται ο τρόπος με τον οποίο επηρεάζει τη ροή της υαλομάζας μέσα στη λεκάνη τήξης.

3.1 Χαρακτηριστικά της Φυσικής Συναγωγής

Οι ροές φυσικής συναγωγής προκύπτουν από την επίδραση ανωστικών δυνάμεων στο ρευστό. Οι δυνάμεις αυτές οφείλονται στο συνδυασμό μιας κλίσης της πυκνότητας μάζας και μιας διανεμημένης δύναμης ανάλογης της πυκνότητας. Στην πράξη η διανεμημένη δύναμη είναι συνήθως βαρυτική και η κλίση της πυκνότητας του ρευστού προκαλείται κυρίως από αντίστοιχη θερμοκρασιακή κλίση. Είναι γνωστό ότι η πυκνότητα των αερίων και των υγρών εξαρτάται από την θερμοκρασία και γενικά μειώνεται με την αύξησή της ($\partial\rho/\partial T < 0$).

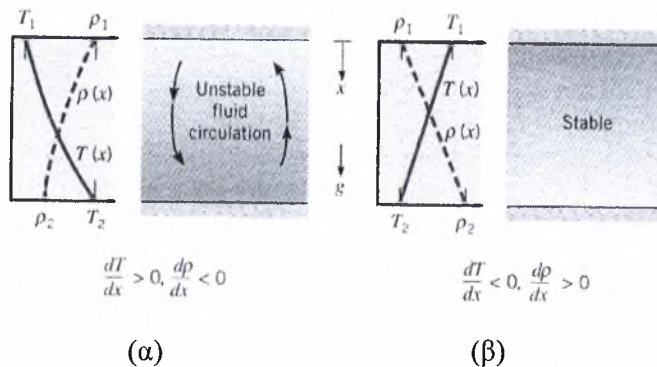
Στη φυσική συναγωγή η ταχύτητα της ροής είναι πολύ μικρή αλλά και ο ρυθμός μεταφοράς είναι μικρός. Αυτό ίσως προκαλεί μια αμφιβολία όσον αφορά τη σημασία των διεργασιών φυσικής συναγωγής. Όμως σε πολλά συστήματα που εξαρτώνται από την επίδραση της μεταφοράς θερμότητας, η φυσική συναγωγή δεν προκαλεί μεγάλους ρυθμούς θερμότητας και γι' αυτό παίζει σημαντικό ρόλο στο σχεδιασμό και στην απόδοση του συστήματος. Επιπλέον, η φυσική συναγωγή αποτελεί μια λύση, όταν είναι επιθυμητό να ελαχιστοποιηθεί ο ρυθμός μετάδοσης θερμότητας ή το κόστος της λειτουργίας του συστήματος.

Υπάρχουν πολλές εφαρμογές ροής και μεταφοράς στις οποίες επιδρά η φυσική συναγωγή. Για παράδειγμα επηρεάζει σε πολύ μεγάλο βαθμό τη μεταφορά θερμότητας σε σωλήνες καθώς επίσης και σε ποικίλες ηλεκτρονικές συσκευές. Επίσης είναι πολύ σημαντική η μεταφερόμενη θερμότητα από ηλεκτρικές θερμάστρες ή από σώματα κεντρικής θέρμανσης προς τον αέρα ενός κλειστού χώρου καθώς και η απώλεια θερμότητας από το πηνίο μιας ψυκτικής μονάδας προς το περιβάλλον.

3.2 Σημασία της Φυσικής Συναγωγής [5]

Η παρουσία μιας κλίσης της πυκνότητας μέσα στο βαρυτικό πεδίο δεν εξασφαλίζει πάντα την ύπαρξη ρευμάτων φυσικής συναγωγής. Για παράδειγμα, ας θεωρηθεί ότι ένα ρευστό ρέει ανάμεσα σε δύο μεγάλες οριζόντιες πλάκες διαφορετικής θερμοκρασίας ($T_1 \neq T_2$). Στην περίπτωση του Σχήματος 3.1α, η θερμοκρασία της κάτω πλάκας είναι μεγαλύτερη από

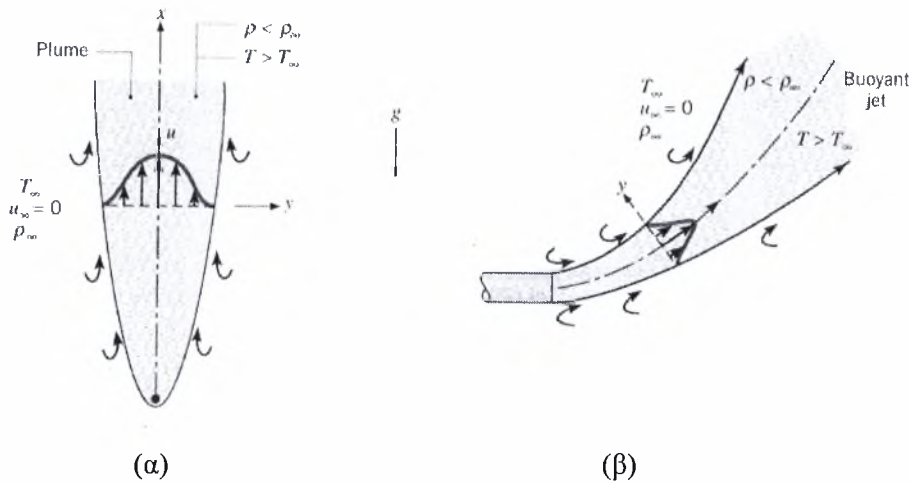
την θερμοκρασία της πάνω πλάκας ($T_1 < T_2$), οπότε η πυκνότητα ελαττώνεται στην κατεύθυνση της βαρυτικής δύναμης. Όταν η θερμοκρασιακή διαφορά ξεπεράσει μια κρίσιμη τιμή οι συνθήκες γίνονται ασταθείς και οι ανωστικές δυνάμεις μπορούν να υπερिशύχουν της επιβραδυντικής επίδρασης των δυνάμεων ιξώδους. Η δύναμη βαρύτητας του πυκνότερου ρευστού στα υψηλότερα επίπεδα υπερβαίνει την επίδρασή της πάνω στο ελαφρύτερο ρευστό στα κατώτερα επίπεδα, με αποτέλεσμα να δημιουργείται ένα ρεύμα ανακυκλοφορίας. Το βαρύτερο ρευστό κινείται προς τα κάτω και γίνεται πιο ζεστό ενώ το ελαφρύτερο ανεβαίνει προς τα πάνω και ψύχεται καθώς κινείται. Όμως στην περίπτωση του Σχήματος 3.1β, όπου $T_1 > T_2$ η πυκνότητα δεν μειώνεται στη διεύθυνση της δύναμης της βαρύτητας. Οι συνθήκες εδώ είναι σταθερές και δεν υπάρχει καμία μετακίνηση της μάζας του ρευστού.



Σχήμα 3.1 Συμπεριφορά ροής ενός ρευστού ανάμεσα σε δυο ανισόθερμες πλάκες

(α) Ασταθής θερμοκρασιακή κλίση (β) Ευσταθής θερμοκρασιακή κλίση

Οι ροές φυσικής συναγωγής μπορούν να κατηγοριοποιηθούν ανάλογα με το αν η ροή περιορίζεται από κάποια επιφάνεια. Όταν δεν υπάρχει επιφάνεια περιορισμού της ροής (Σχήμα 3.2), δημιουργούνται ροές ελεύθερου ορίου (free boundary flows) με τη μορφή πλουμίου (plume) ή ανωστικής δέσμης (buoyant jet). Το πλούμιο περιγράφεται από την ανοδική πορεία του ρευστού η οποία προκαλείται από ένα θερμαινόμενο αντικείμενο που είναι βυθισμένο μέσα στο ρευστό. Στο Σχήμα 3.2α ένα θερμαινόμενο σύρμα είναι βυθισμένο σε ένα θεωρητικά άπειρο και ήρεμο ρευστό. Αυτό σημαίνει ότι η ταχύτητα του ρευστού μακριά από το θερμαινόμενο σύρμα είναι μηδενική. Το ρευστό το οποίο θερμαίνεται από το σύρμα ανεβαίνει προς τα πάνω λόγω των ανωστικών δυνάμεων και έτσι αρχίζει ο σχηματισμός του πλουμίου. Αν και το πλάτος του πλουμίου αυξάνεται με την απόσταση από το σύρμα, τελικά αυτό αρχίζει να διαχέεται λόγω της επίδρασης του ιξώδους και της μείωσης των ανωστικών δυνάμεων που προκαλείται από την ψύξη του υγρού μέσα στο πλούμιο. Στο πλούμιο η αρχική ταχύτητα του ρευστού είναι μηδενική.

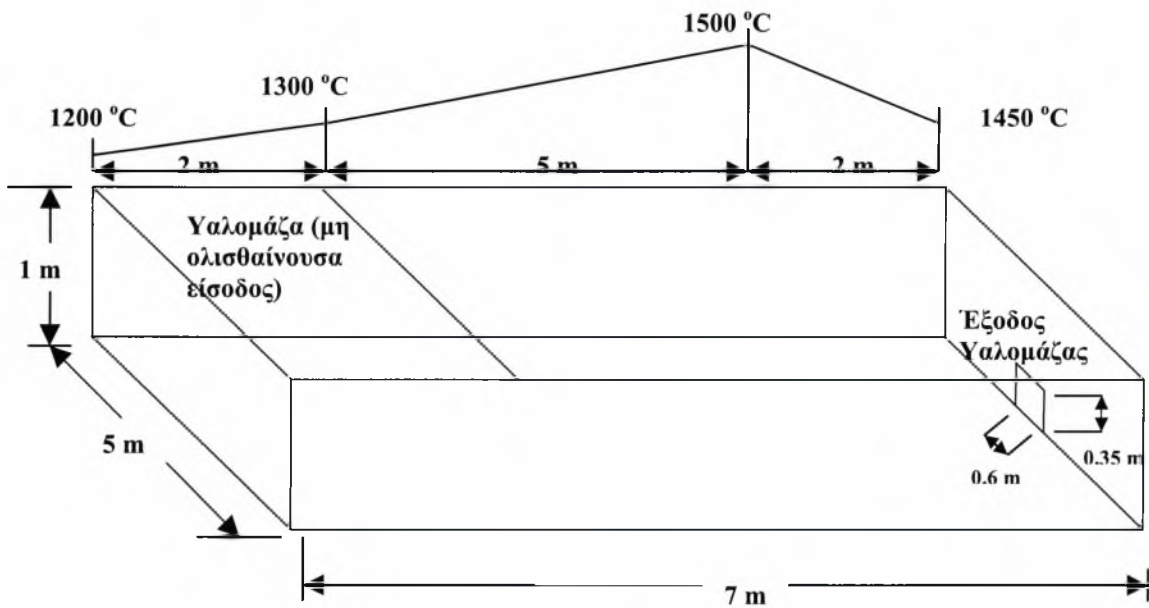


Σχήμα 3.2 Ροές ελευθέρου ορίου (α) Πλούμιο πάνω από θερμαινόμενο σύρμα, (β) Ανωστική δέσμη

3.3 Φαινόμενα Ροής και Μεταφοράς στην Υαλομάζα

Η θέρμανση της υαλομάζας σε μια βιομηχανική λεκάνη τήξης επιτυγχάνεται με διάταξεις καυστήρων τοποθετημένους πάνω από την ελεύθερη επιφάνειά της. Οι καυστήρες τοποθετούνται κατά μήκος της λεκάνης και πάνω από την περιοχή εισαγωγής των πρώτων υλών. Τα τελευταία χρόνια σε αρκετούς υαλουργικούς κλιβάνους γίνεται τοποθέτηση των καυστήρων από πλάγιες θέσεις της λεκάνης τήξης με διάταξη σχεδόν αντικριστή έτσι ώστε οι φλόγες που δημιουργούνται να μην έρχονται άμεσα σε επαφή. Η διάταξη και ο αριθμός των καυστήρων επηρεάζει άμεσα την κίνηση της υαλομάζας και την ποιότητα του τελικού προϊόντος.

Η μετάδοση της θερμότητας στην υαλουργική λεκάνη γίνεται κατά το μεγαλύτερο μέρος μέσω ακτινοβολίας (έως και 99%). Το θερμοκρασιακό πεδίο στην επιφάνεια της υαλομάζας είναι ανομοιόμορφο όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.3 για μια τυπική λεκάνη τήξης διαστάσεων 7x1x5 m. Η μεταφερόμενη θερμότητα είναι βασικό στοιχείο για την τήξη της υαλομάζας και κυρίως για την προκύπτουσα ροή της.



Σχήμα 3.3 Τυπική υαλουργική λεκάνη τήξης και κατανομή θερμοκρασιών

Η μελέτη της ροής της υαλομάζας, στην υαλουργική λεκάνη τήξης, έχει δείξει ότι το βασικό φαινόμενο που καθορίζει την κίνησή της είναι η φυσική συναγωγή. Τα αποτελέσματα από την υπολογιστική προσομοίωση της ροής στη λεκάνη τήξης [6], διαστάσεων 7x1x3 m, έδειξαν ότι σχηματίζονται δυο αντίθετες ανακυκλοφορίες υαλομάζας με φορά από την θερμή επιφάνεια της λεκάνης προς τον ψυχρό πυθμένα της. Η υαλομάζα που βρίσκεται στη θερμή ελεύθερη επιφάνεια, αρχίζει να κινείται προς τα κρύα τοιχώματα της λεκάνης και στη συνέχεια να βυθίζεται προς τον πυθμένα ακολουθώντας παράλληλη πορεία προς αυτά. Φτάνοντας στον πυθμένα, κινείται παράλληλα προς αυτόν μέχρι που αρχίζει να ανέρχεται προς την επιφάνεια περίπου στο κέντρο της λεκάνης όπου επικρατεί η περιοχή με τη μέγιστη θερμοκρασία στην επιφάνεια. Με αυτό τον τρόπο δημιουργούνται δυο ανακυκλοφορίες συμμετρικές ή μη, ανάλογα με την κατανομή της θερμοκρασίας στην επιφάνεια της υαλομάζας.

Επιπλέον σύμφωνα με την ίδια εργασία έχει αποδειχθεί ότι η διώρυγα και ο διανεμητής του υαλουργικού κλιβάνου δεν επηρεάζουν σημαντικά την ροή του γυαλιού. Η επιτάχυνση της ροής στην περιοχή της διώρυγας οφείλεται στην απότομη αλλαγή της διατομής, και επειδή η αύξηση της ταχύτητάς της είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με την ταχύτητα της υαλομάζας ($\sim 10^{-3}$ m/s), δεν μπορεί να επηρεάσει την κύρια ροή στη λεκάνη τήξης. Επίσης έχει παρατηρηθεί ότι οι ανακυκλοφορίες που δημιουργούνται στα κάθετα επίπεδα της λεκάνης τήξης είναι πολύ πιο σημαντικές από τις αντίστοιχες ανακυκλοφορίες που δημιουργούνται στα διαμήκη επίπεδα της λεκάνης, αν θεωρηθεί ότι σημαντικότερες ανακυκλοφορίες είναι αυτές που «παρασύρουν» μεγαλύτερη ποσότητα υαλομάζας. Πιο συγκεκριμένα οι κάθετες ανακυκλοφορίες μοιράζουν την υαλομάζα σε δυο περιοχές διαρκούς κίνησης, ενώ, λόγω της

μεγάλης απόστασης, οι διαμήκεις ανακυκλοφορίες αφήνουν ένα μεγάλο μέρος της υαλομάζας στο κέντρο της λεκάνης σε σχετική αδράνεια.

Το φαινόμενο της φυσικής συναγωγής στη λεκάνη τήξης παρατηρείται έντονα με την δημιουργία των ρευμάτων ανακυκλοφοριών. Οι ανακυκλοφορίες αυτές συμβάλλουν στην σωστή ανάμειξη των πρώτων υλών της υαλομάζας καθώς επίσης στον καθαρισμό και την ομογενοποίησή της. Η μελέτη λοιπόν του φαινομένου της φυσικής συναγωγής μέσα στην υαλουργική λεκάνη μπορεί να συμβάλει στη βελτίωση της ποιότητας και της παραγωγικότητας του τελικού προϊόντος.

3.4 Θερμαινόμενη Λωρίδα για τον Έλεγχο Ανακυκλοφοριών του Τήγματος

Σε αρκετές περιπτώσεις η υαλουργία χρησιμοποιεί ηλεκτρική θέρμανση για να αυξήσει την ανάμειξη και να βελτιώσει την ποιότητα του τελικού προϊόντος. Αυτή η θέρμανση επιταχύνει την τήξη της υαλομάζας και δημιουργεί ρεύματα ανακυκλοφοριών που επηρεάζουν τον καθαρισμό και την ομογενοποίηση της υαλομάζας. Ο παραδοσιακός τρόπος θέρμανσης του τήγματος με καυστήρες που τοποθετούνται πάνω από την επιφάνειά του δεν είναι και ο πιο κατάλληλος για να προσδίδεται η θέρμανση. Είναι γνωστό ότι σε μια λεκάνη, το ρευστό που θερμαίνεται ομοιόμορφα πάνω στην επιφάνεια και στον πυθμένα του έχει χαμηλότερη θερμοκρασία, με την πάροδο του χρόνου η θερμοκρασία θα διαστρωματωθεί και θα σταματήσει να κινείται. Επίσης όταν η θερμότητα που εφαρμόζεται από πάνω δεν είναι ομοιόμορφα κατανεμημένη, δημιουργούνται ρεύματα ανακυκλοφορίας μέσης έντασης που εξαρτώνται από τον τύπο της θέρμανσης [7]. Όταν όμως η θέρμανση εφαρμόζεται στο κάτω μέρος της λεκάνης, το ρευστό ανακυκλοφορεί με την μέγιστη ένταση.

Η ηλεκτρική ενίσχυση (electrical boosting) [8] και το air bubbling [9] είναι τεχνικές που συνήθως εφαρμόζονται για να βελτιωθεί η ανακυκλοφορία της υαλομάζας. Μια άλλη εναλλακτική μέθοδος που έχει προταθεί είναι αυτή του Plumet [10], ο οποίος τοποθέτησε έναν αριθμό εσωτερικών τοιχιών σε ένα φυσικό μοντέλο υαλομάζας με θερμαινόμενες λωρίδες τοποθετημένες εκατέρωθεν και πολύ κοντά στην πλευρά κάθε τοιχίου. Ο συνδυασμός των τοιχιών και των θερμαινόμενων λωρίδων παράγει ισχυρά ανωστικά ρεύματα και περιοχές ανακυκλοφορίας.

3.5 Εξισώσεις Ροής και Μεταφοράς Υαλομάζας

Η ροή της υαλομάζας περιγράφεται από τις εξισώσεις Navier-Stokes και από την εξίσωση ενέργειας. Για την παρούσα μελέτη της ροής μέσα στη λεκάνη τήξης είναι απαραίτητες οι εξής βασικές παραδοχές: α) η ροή είναι σταθερή (steady-state), β) η υαλομάζα θεωρείται

ασυμπίεστο Νευτώνειο ρευστό, γ) η προσέγγιση Boussinesq μπορεί να εφαρμοστεί, δ) επειδή συνήθως ο λόγος των πλευρών της λεκάνης τήξης του Σχήματος 3.3 ύψος/μήκος (=0.143) και ύψος/πλάτος (=0.2) είναι μικρότεροι του 1, το πρόβλημα μπορεί να αναχθεί σε διδιάστατο.

Με βάση αυτές τις παραδοχές οι εξισώσεις ροής και μεταφοράς λαμβάνουν την εξής μορφή:

Εξίσωση της Συνέχειας

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3.1)$$

Εξισώσεις της Ορμής

x-διεύθυνση:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (3.2\alpha)$$

y-διεύθυνση:

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - g\beta(T - T_o) \quad (3.2\beta)$$

Εξίσωση της Ενέργειας

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (3.3)$$

όπου ρ η πυκνότητα, ν το κινηματικό ιξώδες και a η θερμοκρασιακή διαχυτότητα του ρευστού, β ο συντελεστής κυβικής διαστολής και g η επιτάχυνση της βαρύτητας.

3.6 Αδιαστατοποίηση Εξισώσεων

Στην παρούσα εργασία θα μελετηθεί η επίδραση του φαινομένου της φυσικής συναγωγής στη ροή της υαλομάζας. Έτσι η αδιαστατοποίηση των εξισώσεων 3.1 έως 3.3, θα γίνει λαμβάνοντας υπόψη μόνο τους όρους του φαινομένου αυτού, και θα περιγράψουν όλες τις πειραματικές εφαρμογές της παρούσας εργασίας. Έτσι οι εξισώσεις ροής και μεταφοράς μπορούν να αδιαστατοποιηθούν εισάγοντας τις αδιάστατες μεταβλητές:

$$x^* = \frac{x}{L}, \quad y^* = \frac{y}{L}, \quad u^* = \frac{u}{u_o}, \quad v^* = \frac{v}{u_o}, \quad T^* = \frac{T - T_o}{\Delta T}, \quad p^* = \frac{P}{\rho_o u_o^2}, \quad u_o = \frac{v_o}{L} \quad (3.4)$$

όπου L το χαρακτηριστικό μήκος και u_0 μια αυθαίρετα επιλεγμένη ταχύτητα. Οι εξισώσεις (3.1) έως (3.3) τότε λαμβάνουν την μορφή:

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \quad (3.5)$$

$$u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\frac{1}{\rho^*} \frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \nu^* \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (3.6\alpha)$$

$$u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = -\frac{1}{\rho^*} \frac{\partial p^*}{\partial y^*} + \nu^* \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right) + Gr \cdot T^* \quad (3.6\beta)$$

$$u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial T^*}{\partial y^*} = \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (3.7)$$

όπου Gr είναι ο αριθμός Grashof:

$$Gr = \frac{g \beta \Delta T L^3}{\nu^2} \quad (3.8)$$

Ο αριθμός Gr αποτελεί μια σημαντική αδιάστατη ομάδα μεταβλητών στη φυσική συναγωγή και εκφράζει την επίδραση των ανωστικών δυνάμεων σε σχέση με τις δυνάμεις ιξώδους που επιδρούν στο ρευστό. Επίσης, μια σημαντική αδιάστατη ομάδα στο φαινόμενο της φυσικής συναγωγής είναι ο αριθμός Prandtl ο οποίος εκφράζεται από το λόγο του κινηματικού ιξώδους (διαχυτότητα ορμής), ν , προς τη θερμική διαχυτότητα, α :

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (3.9)$$

Τέλος, ένας άλλος αδιάστατος αριθμός που συναντάται στα φαινόμενα φυσικής συναγωγής είναι ο αριθμός Rayleigh:

$$Ra = Gr \cdot Pr = \frac{g \beta \Delta T L^3}{\nu \alpha} \quad (3.10)$$

Ο αριθμός Ra σχετίζεται με την εμφάνιση μιας μεταβατικής κατάστασης από στρωτή σε τυρβώδη ροή, η οποία εξαρτάται από το σχετικό μέγεθος των δυνάμεων άνωσης και ιξώδους στο ρευστό. Σε προβλήματα φυσικής συναγωγής ο κρίσιμος αριθμός Ra είναι περίπου ίσος με

10^9 . Αν ισχύει $Ra \leq 10^9$ η ροή είναι στρωτή, ενώ οι συσχετίσεις για τυρβώδη ροή στηρίζονται κατά κανόνα σε πειραματικά αποτελέσματα.

Σε πολλές εφαρμογές η θερμοκρασιακή διαφορά ΔT στις εξισώσεις (3.8) και (3.10) δεν είναι γνωστή αλλά μπορεί να μετρηθεί η σταθερή ροή θερμότητας Q που περνάει από κάποια πηγή. Για παράδειγμα σε ένα πρόβλημα που μελετάται το φαινόμενο της φυσικής συναγωγής γύρω από μια θερμαινόμενη γραμμική πηγή, μπορεί είτε να μετρηθεί η θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ της πηγής και του περιβάλλοντος ρευστού μακριά από αυτή, είτε να προσδιοριστεί η ποσότητα της σταθερής θερμορροής που περνάει κατά μήκος της γραμμικής πηγής και την θερμαίνει ομοιόμορφα. Σε περιπτώσεις λοιπόν που η ροή θερμότητας του προβλήματος είναι γνωστή, οι αριθμοί Ra και Gr τροποποιούνται ως εξής:

$$Ra = \frac{g\beta QL^3}{\nu k} \quad (3.11)$$

και

$$Gr = \frac{g\beta QL^3}{\nu^2 k} \quad (3.12)$$

όπου k ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας του ρευστού, όταν η θερμορροή εκφράζει το ρυθμό ροής θερμότητας ανά μονάδα μήκους (W/m). Όταν η θερμορροή εκφράζει το ρυθμό ροής θερμότητας ανά μονάδα επιφάνειας (W/m^2) τότε οι εξισώσεις (3.11) και (3.12) παίρνουν την εξής μορφή:

$$Ra = \frac{g\beta QL^4}{\nu k} \quad (3.13)$$

και

$$Gr = \frac{g\beta QL^4}{\nu^2 k} \quad (3.14)$$

Ο αριθμός Ra στην περίπτωση της υαλομάζας κυμαίνεται από 4 έως 7×10^7 . Οι ιδιότητες της υαλομάζας, βάση των οποίων έγινε ο υπολογισμός του αριθμού Ra , φαίνονται στον Πίνακα 3.1. Σαν χαρακτηριστικό μήκος θεωρείται το ύψος της υαλομάζας στη λεκάνης τήξης ($L=1$ m) και το εύρος των θερμοκρασιών κυμαίνεται από 1200 °C στα τοιχώματα, έως 1550 °C στο σημείο με τη μέγιστη θερμοκρασία.

Πίνακας 3.1 Ιδιότητες της υαλομάζας

Συντελεστής ιξώδους	$\log \mu = 1.58 + 4332 / (\theta - 248) \text{ dPa}\cdot\text{s}$ (θ σε $^{\circ}\text{C}$)
Πυκνότητα	$\rho = 2300 \text{ Kg/m}^3$
Συντ. θερμικής αγωγιμότητας	$k = k_0 + k_1 \theta + k_2 \theta^2 + k_3 \theta^3$ σε $\text{W}/(\text{m K})$ $k_0 = 0.9996, k_1 = -1.044 \cdot 10^{-2},$ $k_2 = 2.085 \cdot 10^{-5}, k_3 = 0$ [11]
Συντ. ειδικής θερμότητας	$C_p = 1300 \text{ J}/(\text{Kg K})$
Συντ. θερμικής διαστολής	$\beta = 6 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$

Στα φαινόμενα συναγωγής σημαντικό ρόλο παίζει ο λόγος Gr/Re^2 ο οποίος εκφράζει τον λόγο των δυνάμεων άνωσης προς τις δυνάμεις αδρανείας. Προσδιορίζοντας την τιμή του λόγου αυτού σε κάθε πρόβλημα συναγωγής είναι δυνατό να καθοριστεί το είδος της συναγωγής, ελεύθερη ή εξαναγκασμένη. Συγκεκριμένα όταν $Gr/Re^2 \approx 1$ τα φαινόμενα ελεύθερης και εξαναγκασμένης συναγωγής είναι συγκρίσιμα. Όταν ισχύει $Gr/Re^2 \ll 1$ οι επιδράσεις της φυσικής συναγωγής στη ροή μπορούν να αγνοηθούν, ενώ αν ικανοποιείται η ανισότητα $Gr/Re^2 \gg 1$ τότε τα φαινόμενα της εξαναγκασμένης συναγωγής αγνοούνται. Πιο συγκεκριμένα, επειδή η ελεύθερη συναγωγή υφίσταται όταν η ταχύτητα της ελεύθερης ροής είναι μηδενική, τελικά ισχύει $Gr/Re^2 = \infty$. Στην περίπτωση, όμως, της ροής της υαλομάζας μέσα στη λεκάνη τήξης, τα φαινόμενα της εξαναγκασμένης και της ελεύθερης συναγωγής συνυπάρχουν.

Εάν η λεκάνη τήξης δέχεται 35 ton/day πρώτων υλών προκύπτει ότι η ταχύτητα στην είσοδο, λόγω εξαναγκασμένης συναγωγής, είναι της τάξης $1.76 \times 10^{-5} \text{ m/s}$, λαμβάνοντας υπόψη τα δεδομένα του Πίνακα 3.1. Οπότε ο λόγος Gr/Re^2 είναι:

$$\frac{Gr}{Re^2} = \frac{g\beta\Delta TL^3}{u^2} \quad (3.15)$$

και με αντικατάσταση των τιμών ο λόγος Gr/Re^2 προκύπτει της τάξης 6.64×10^8 , που είναι πολύ μεγαλύτερος από τη μονάδα. Συνεπώς, η επίδραση της εξαναγκασμένης συναγωγής είναι αμελητέα και το κυρίαρχο ρόλο στην παρούσα ροή παίζει η φυσική συναγωγή.

4. Η ΜΕΘΟΔΟΣ ΤΑΧΥΜΕΤΡΙΑΣ ΕΙΚΟΝΑΣ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

Η Ταχυμετρία Εικόνας Σωματιδίων (Particle Image Velocimetry) είναι μια τεχνική που επιτρέπει τη μέτρηση ταχυτήτων ροής σε ένα επίπεδο. Αποτελεί μια νέα τεχνική, που ραγδαίως εξελίσσεται τα τελευταία χρόνια. Αρχικά εφαρμόστηκε στη μηχανική των ρευστών για την μελέτη απλών ροών σε αέρα και νερό. Όμως η πρόοδος των τελευταίων ετών, επιτρέπει την εφαρμογή της και σε πιο πολύπλοκες ροές. Η μέθοδος αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε πλήθος ερευνητικών και τεχνολογικών εφαρμογών. Σε μία από τις πρώτες εργασίες που δημοσιεύτηκαν, οι Lourenco & Krothapalli [12] χρησιμοποίησαν την τεχνική αυτή για τη μέτρηση του μη μόνιμου πεδίου ροής σε ένα αξονοσυμμετρικό ακροφύσιο. Μελέτες για την εύρεση του πεδίου ταχυτήτων σε πορώδη υλικά έγιναν από τους Saleh et al [13], Northrup et al [14] και Rashidi et al [15]. Φαινόμενα φυσικής συναγωγής (natural convection) μελετήθηκαν από τους Hiller [16], Dahl et al [17], Upton & Watt [18] και N. Katsavos [19] ο οποίος χρησιμοποίησε την τεχνική για τη μελέτη φαινομένων φυσικής συναγωγής με ακτινοβολία. Η Ταχυμετρία Εικόνας Σωματιδίων είναι επίσης μία εξαιρετική τεχνική για την μέτρηση της ταχύτητας και της συμπεριφοράς των σωματιδίων σε συστήματα διαφασικών ροών. Μέθοδοι έχουν αναπτυχθεί για ταυτόχρονες μετρήσεις ταχύτητας και των δύο φάσεων από τους Gui & Merzkirch [20]. Μετρήσεις σε πολυφασικές ροές έγιναν και από τους Schmidt & Loeffler [21]. Τέλος, οι Pakdel & McKinley [22] εφάρμοσαν τη μέθοδο PIV σε μη-Νευτώνεια ρευστά.

Στην παρούσα εργασία, η τεχνική PIV θα εφαρμοστεί για την πειραματική μελέτη φαινομένων φυσικής συναγωγής στην υαλομάζα.

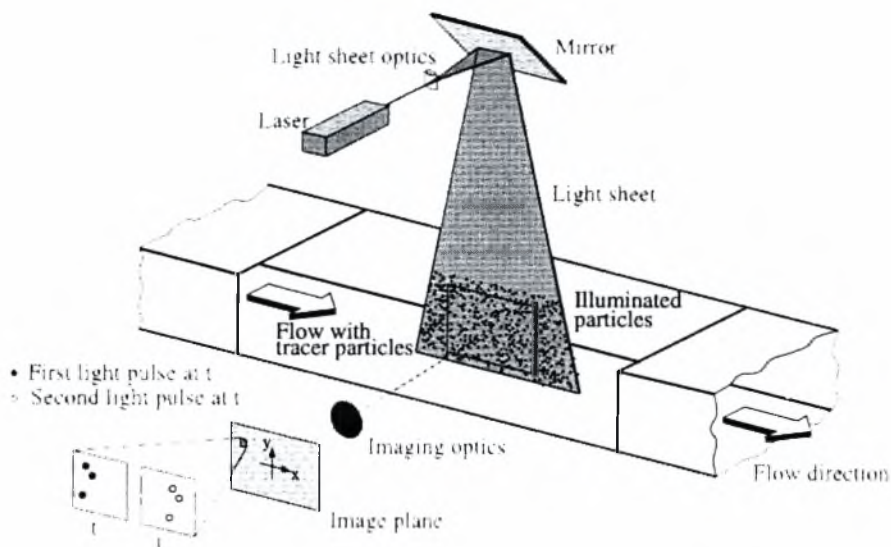
4.1 Βασικές Αρχές Ταχυμετρίας Εικόνας Σωματιδίων

Η πειραματική διάταξη του συστήματος PIV αποτελείται από πολλά υποσυστήματα. Στις περισσότερες εφαρμογές σωματίδια ανίχνευσης προστίθενται στη ροή τα οποία φωτίζονται σε ένα επίπεδο της ροής για τουλάχιστον δυο φορές μέσα σε ένα πολύ μικρό χρονικό διάστημα. Τα σωματίδια ανίχνευσης που έχουν διαφορετικό δείκτη διάθλασης από αυτόν του ρευστού, σκεδάζουν το προσπίπτον φως και η σκεδαζόμενη ακτινοβολία συλλέγεται σε φωτογραφικό φιλμ ή σε ψηφιακή κάμερα. Οι διαδοχικές θέσεις των σωματιδίων ροής απεικονίζονται είτε σε δύο διαφορετικές εικόνες είτε σε μία εικόνα διπλής έκθεσης. Η τελευταία περίπτωση χρησιμοποιείται κυρίως με τη χρήση πηγής φωτισμού παλμικού Laser. Η επεξεργασία των εικόνων για την εύρεση της μετατόπισης των σωματιδίων γίνεται με τη χρήση τεχνι-

κών συσχέτισης (auto-correlation ή cross-correlation). Έτσι γνωρίζοντας τον χρόνο που μεσολαβεί μεταξύ των δύο απεικονίσεων της θέσης των σωματιδίων και τη μεγέθυνση της κάμερας υπολογίζεται η ταχύτητα τους από την απλή σχέση:

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = \frac{\Delta \vec{x}(\vec{x}, t)}{\Delta t} \quad (4.1)$$

Μια τυπική διάταξη της τεχνικής PIV για μετρήσεις μέσα σε μια αεροσήραγγα φαίνεται στο Σχήμα 4.1.



Σχήμα 4.1 Τυπική διάταξη του συστήματος PIV σε αεροσήραγγα

4.2 Σωματίδια Ανίχνευσης

Η μέθοδος PIV αποτελεί μια τεχνική μέτρησης η οποία λειτουργεί με έμμεσο τρόπο εφόσον στην πραγματικότητα γίνεται μέτρηση της ταχύτητας των σωματιδίων και όχι του ρευστού. Για το λόγο αυτό, οι μηχανικές ιδιότητες των σωματιδίων που προστίθενται πρέπει να ελέγχονται προσεκτικά, ώστε να μην υπάρχουν προβλήματα ανάμεσα στην κίνηση του ρευστού και των σωματιδίων.

4.2.1 Μηχανικές Ιδιότητες του Ρευστού

Το πιο σημαντικό χαρακτηριστικό που πρέπει να ελέγχεται είναι το αν η πυκνότητα του ρευστού ταυτίζεται με την πυκνότητα των σωματιδίων έτσι ώστε να μην επηρεάζεται η ροή από την δύναμη της βαρύτητας. Αν σε ένα υγρό με μεγάλο ιξώδες προστίθενται σφαιρικά σωματίδια, τότε η ταχύτητα βύθισης λόγω βαρύτητας, από το νόμο οπισθέλκουσας του Stokes είναι:

$$U_g = d_p^2 \frac{(\rho_p - \rho)}{18\mu} g \quad (4.2)$$

όπου g είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας, μ το δυναμικό ιξώδες του υγρού και ρ η πυκνότητά του, d_p η διάμετρος των σωματιδίων και ρ_p η πυκνότητά τους. Στην περίπτωση που το ρευστό επιταχύνεται με επιτάχυνση a , η σχετική ταχύτητα κάθε σωματιδίου μπορεί να εκφραστεί από τη σχέση [23 p.13]:

$$U_s = U_p - U = d_p^2 \frac{(\rho_p - \rho)}{18\mu} a \quad (4.3)$$

όπου U_p είναι η ταχύτητα των σωματιδίων. Από τη εξίσωση (4.3) φαίνεται ότι η ιδανική περίπτωση είναι οι πυκνότητες του ρευστού και των σωματιδίων να ταυτίζονται, ώστε η ταχύτητα των σωματιδίων να είναι ίδια με την ταχύτητα του ρευστού. Ένα άλλο χαρακτηριστικό που πρέπει να ελέγχεται στην επιλογή των σωματιδίων ανίχνευσης είναι το μέγεθός τους. Από την ίδια εξίσωση φαίνεται ότι, εξαιτίας της διαφοράς της πυκνότητας ανάμεσα στο ρευστό και στα σωματίδια ανίχνευσης, η διάμετρος των σωματιδίων πρέπει να είναι κατάλληλη ώστε να ακολουθούν με μεγάλη ακρίβεια την κίνηση του ρευστού.

Σε περιπτώσεις που η τεχνική εφαρμόζεται σε ροές μέσα σε υγρά δεν είναι δύσκολο να βρεθούν σωματίδια που η πυκνότητά τους να ταυτίζεται με αυτή του υγρού καθώς και οι μηχανικές ιδιότητες του υγρού να είναι οι απαιτούμενες. Επίσης το μέγεθός τους μπορεί να καθοριστεί πριν αναμειχθούν με το υγρό και δεν αλλάζει μέσα σε αυτό. Στις περισσότερες εφαρμογές προστίθενται στερεά σωματίδια μέσα στο υγρό και αναδεύονται για να δημιουργηθεί μια ομογενής κατανομή σωματιδίων.

Σε προβλήματα μέσα σε αέρια, όμως, υπάρχουν μεγαλύτερες δυσκολίες στην εύρεση κατάλληλων σωματιδίων. Η επίτευξη της μέτρησης με την τεχνική PIV και η καλή ποιότητά της είναι αρκετά δύσκολο να συνδυαστούν. Σε περιπτώσεις που χρησιμοποιούνται υγρά σωματίδια, αυτά έχουν την τάση να εξατμίζονται αρκετά γρήγορα, ενώ τα στερεά σωματίδια είναι δύσκολο να διασκορπιστούν και πολύ συχνά συσσωματώνονται. Έτσι η μέτρηση πρέπει να πραγματοποιείται σε μικρό χρονικό διάστημα μετά την εκτόξευση των σωματιδίων, και η εκτόξευση πρέπει να γίνεται με τέτοιο τρόπο ώστε να υπάρχει ομοιόμορφη κατανομή των σωματιδίων μέσα στον αέρα. Επίσης, η εκτόξευση του αερίου με τα σωματίδια είναι επικίνδυνη για τους πειραματιστές που το αναπνέουν, όταν πραγματοποιείται σε ανοιχτά δωμάτια εργασίας, όπως σε αεροσήραγγες. Άρα λοιπόν πρέπει να επιλέγονται μη τοξικά σωματίδια, να μπορούν να μένουν στον αέρα σε ηρεμία για αρκετές ώρες και το μέγεθός τους να μην μεταβάλλεται κάτω από διαφορετικές συνθήκες. Στους Πίνακες 4.1 και 4.2 δίνονται τα είδη

σωματιδίων ανίχνευσης που χρησιμοποιούνται συνήθως σε εφαρμογές PIV μέσα σε υγρά και αέρια, αντίστοιχα.

Πίνακας 4.1 Σωματίδια ανίχνευσης για ροές υγρών

Τύπος	Υλικό	Μέση διάμετρος (μm)
Στερεά	Πολυστερίνη	10-100
	Αλουμίνιο	2-7
	Σφαιρικά σωματίδια γυαλιού	10-100
	Κόκκοι για συνθετικές επικαλύψεις	10-500
Υγρά	Διάφορα έλαια	50-500
Αέρια	Φυσαλίδες οξυγόνου	50-1000

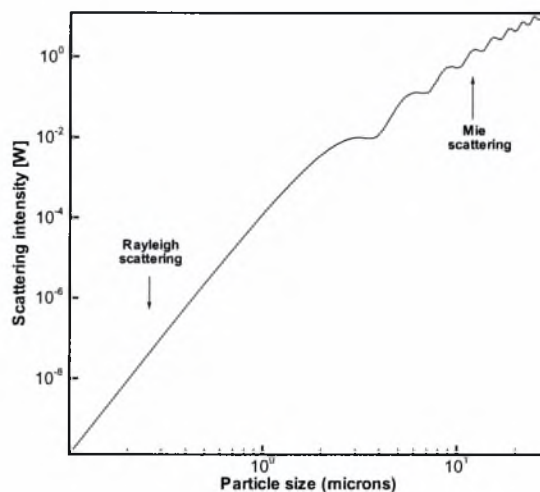
Πίνακας 4.2 Σωματίδια ανίχνευσης για ροές αερίων

Τύπος	Υλικό	Μέση διάμετρος (μm)
Στερεά	Πολυστερίνη	0.5-10
	Αλουμίνιο	2-7
	Μαγνήσιο	2-5
	Μικροσφαιρίδια γυαλιού	30-100
	Κόκκοι για συνθετικές επικαλύψεις	10-50
Υγρά	Διάφορα έλαια	0.5-10
Καπνός	—	<1

4.2.2 Συμπεριφορά του Σκεδαζόμενου Φωτός

Ένα άλλο σημαντικό χαρακτηριστικό στην επιλογή των σωματιδίων ανίχνευσης, είναι το σκεδαζόμενο φως από τα σωματίδια. Στην τεχνική PIV, η ένταση της φωτογραφίας που λαμβάνεται κατά τη μέτρηση μπορεί να ενισχυθεί αυξάνοντας την ισχύ του Laser. Όμως πολλές φορές είναι πιο οικονομικό και πιο αποτελεσματικό να αυξάνεται η ένταση της φωτογραφίας με την επιλογή κατάλληλων σωματιδίων ανίχνευσης. Συνεπώς το σκεδαζόμενο φως από μικρά σωματίδια είναι μια συνάρτηση του λόγου του δείκτη διάθλασης των σωματιδίων προς το μέσο που τα περιβάλλει, το μέγεθός τους, το σχήμα τους και τον προσανατολισμό τους στο μέσο αυτό. Μάλιστα για σφαιρικά σωματίδια με διάμετρο μεγαλύτερη από το μή-

κος κύματος, λ , του προσπίπτοντος φωτός, η σκέδαση των σωματιδίων περιγράφεται από την θεωρία σκέδασης Mie [24], ενώ για σωματίδια με διάμετρο μικρότερη από το μήκος κύματος του φωτός η σκέδαση περιγράφεται από τη θεωρία σκέδασης Rayleigh, όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.2. Στην ενδιάμεση κατάσταση όπου η διάμετρος των σωματιδίων είναι της ίδιας τάξης του μήκους κύματος η θεωρία σκέδασης Mie δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα όταν τα σκεδάζονται σωματίδια είναι (ή μπορούν να θεωρηθούν) ισοτροπικές σφαίρες.

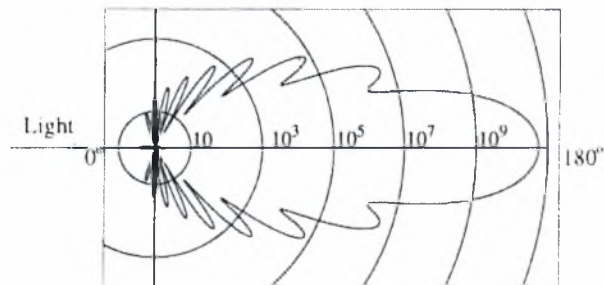


Σχήμα 4.2 Σκέδαση ακτινοβολίας ως συνάρτηση της διαμέτρου των σωματιδίων ανίχνευσης με $n=1.5$ σε νερό και φωτεινή πηγή με $\lambda = 532 \mu\text{m}$ [19]

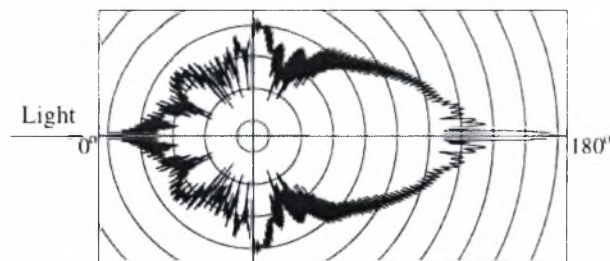
Επίσης το σκεδαζόμενο φως εξαρτάται από την γωνία πόλωσης και παρατήρησης. Η θεωρία σκέδασης Mie χαρακτηρίζεται από μια κανονικοποιημένη διάμετρο σωματιδίων που ορίζεται ως εξής: $q = \pi d_p / \lambda$. Όταν το q είναι μεγαλύτερο από τη μονάδα, τότε εμφανίζεται τοπικό μέγιστο, στη γωνιακή κατανομή, στην περιοχή από 0° έως 180° . Στις περισσότερες εφαρμογές PIV η γωνία συλλογής του σκεδαζόμενου φωτός είναι 90° . Γενικά το φως που σκεδάζεται από ένα γραμμικά πολωμένο προσπίπτον κύμα είναι γραμμικά πολωμένο στην ίδια διεύθυνση και η αποδοτικότητα της σκέδασης είναι ανεξάρτητη από την πόλωση. Αντίθετα η αποδοτικότητα της σκέδασης του φωτός σε άλλες γωνίες παρατήρησης εξαρτάται από την πόλωση του προσπίπτοντος φωτός.

Η ένταση του φωτός που διαχέεται από τα σωματίδια έχει την τάση να αυξάνεται με την αύξηση της διαμέτρου των σωματιδίων ανίχνευσης. Επειδή όμως ο αριθμός του τοπικού ελάχιστου και μέγιστου εξαρτάται από την διάμετρο q , η σχέση που συνδέει την ένταση του φωτός και τη διάμετρο των σωματιδίων χαρακτηρίζεται από γρήγορες ταλαντώσεις για μια

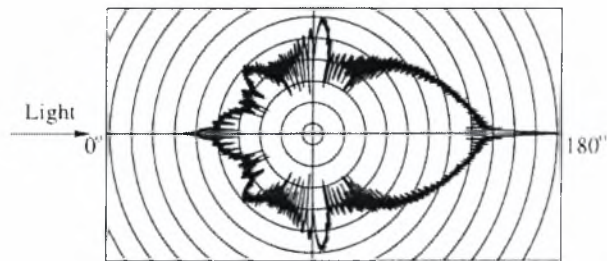
συγκεκριμένη γωνία παρατήρησης. Αυτό συμβαίνει διότι στις εικόνες υψηλής έντασης τα σωματίδια δεν περνούν πάντα από το μέσο της περιοχής παρατήρησης. Επίσης, ο καθορισμός της θέσης των σωματιδίων που βρίσκονται εκτός πεδίου, δεν είναι συνήθως εφικτός από τη θεωρία ανάλυσης της θέσης των σωματιδίων σε ένα φύλλο φωτός με γνωστή την κατανομή της έντασης της εικόνας. Όμως για ένα εύρος γωνιών παρατήρησης, το οποίο καθορίζεται από την απόσταση παρατήρησης και το διάφραγμα μέσα από το οποίο περνά η ακτινοβολία, η καμπύλη της έντασης ομαλοποιείται. Έτσι ο μέσος όρος της έντασης αυξάνεται περίπου κατά q^2 και η απόδοση της σκέδασης εξαρτάται πάρα πολύ από το λόγο του δείκτη διάθλασης των σωματιδίων προς το δείκτη διάθλασης του ρευστού. Για παράδειγμα για το νερό, του οποίου ο δείκτης διάθλασης είναι μεγαλύτερος από εκείνον του αέρα, πρέπει να χρησιμοποιηθούν σωματίδια με διάμετρο τουλάχιστον μια τάξη μεγέθους μεγαλύτερη από τον αέρα. Στα Σχήματα 4.3 έως 4.5 φαίνεται η ένταση που διαχέεται από σωματίδια γυαλιού διαφορετικής διαμέτρου, μέσα σε νερό, σύμφωνα με τη θεωρία Mie και για μήκος κύματος $\lambda=532\text{nm}$ [23 p.18].



Σχήμα 4.3 Σκεδαζόμενο φως από ένα σωματίδιο γυαλιού διαμέτρου 1 μm σε νερό



Σχήμα 4.4 Σκεδαζόμενο φως από ένα σωματίδιο γυαλιού διαμέτρου 10 μm σε νερό



Σχήμα 4.5 Σκεδαζόμενο φως από ένα σωματίδιο γυαλιού διαμέτρου 30 μm σε νερό

Όπως φαίνεται από τις εικόνες, η ένταση του φωτός δεν εμποδίζεται από τα σωματίδια αλλά διαχέεται προς όλες τις κατευθύνσεις. Έτσι το φως που εστιάζεται στο φακό της κάμερας δεν προέρχεται μόνο από τη δέσμη του προσπίπτοντος φωτός αλλά και από το φως που προκαλείται από τη σκέδαση μεταξύ των σωματιδίων. Επίσης φαίνεται ότι όσο αυξάνεται η διάμετρος των σωματιδίων αυξάνεται η αποδοτικότητα της σκέδασης και η ένταση των φωτογραφιών.

Από όλα τα παραπάνω είναι προφανές ότι η επιλογή των σωματιδίων αποτελεί πολύ σημαντικό παράγοντα για την μελέτη ροών με την τεχνική PIV. Συγκεκριμένα η διάμετρος των σωματιδίων πρέπει να είναι τόσο μικρή ώστε να ακολουθούν με μεγάλη ακρίβεια την κίνηση του ρευστού, αλλά και τόσο μεγάλη ώστε να σκεδάζουν ικανοποιητικά το φως. Έτσι ανάλογα με το πρόβλημα που υφίσταται, πρέπει να γίνεται ένας συμβιβασμός στην επιλογή των σωματιδίων ανίχνευσης, όσο αφορά τη διάμετρό τους.

4.3 Πηγές Φωτισμού για PIV

4.3.1 Δέσμες Laser

Οι δέσμες Laser χρησιμοποιούνται ευρέως στην τεχνική PIV λόγω της ιδιότητά τους να εκπέμπουν μονοχρωματικό φως με υψηλή πυκνότητα ενέργειας, το οποίο μπορεί να δεσμεύεται μέσα σε ένα λεπτό φύλλο φωτός για το φωτισμό και καταγραφή των σωματιδίων ανίχνευσης χωρίς χρωματικές αποκλίσεις. Μια τυπική διάταξη του Laser αποτελείται από τρία βασικά στοιχεία όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.6. Αυτά είναι:

- α) Ενεργό υλικό το οποίο μπορεί να είναι στερεό (Ruby, Nd: YAG, Nd: Glass), υγρό (Dye Laser), αέριο (CO_2 , He-Ne Laser), ημιαγωγός (GaAs, GaAlAs)
- β) Αντλητικό σύστημα, δηλαδή ο μηχανισμός διέγερσης του ενεργού υλικού, και μπορεί να είναι: i) Οπτικός (Laser στερεάς και υγρής κατάστασης), ii) Ηλεκτρικός (Laser αερίου και ημιαγωγών), iii) Χημικός.

γ) Οπτικό αντηχείο, δηλαδή καθρέπτες αντανάκλασης της παραγόμενης ακτινοβολίας Laser. Τα περισσότερα άτομα του ενεργού υλικού πρέπει να βρίσκονται σε διεγερμένη κατάσταση. Για να διατηρηθεί η κατάσταση αυτή χρησιμοποιείται το αντλητικό σύστημα. Το ενεργό υλικό είναι τοποθετημένο ανάμεσα σε δυο κάτοπτρα μεγάλης αντανάκλαστικότητας. Τα άτομα που βρίσκονται σε διεγερμένη κατάσταση, εκπέμπουν φωτόνια σε κάθε κατεύθυνση. Τα φωτόνια προκαλούν την εκπομπή καινούριων φωτονίων με το να προσπίπτουν σε διεγερμένα άτομα. Έτσι δημιουργούνται ζευγάρια από φωτόνια της ίδιας ενέργειας, που ταξιδεύουν παράλληλα και με την ίδια συχνότητα ανάμεσα στους δυο καθρέπτες. Αυτό συντελεί στη δημιουργία ενός επίπεδου ηλεκτρομαγνητικού κύματος που εξέρχεται από τη διάταξη ως δέσμη Laser, καθώς ο ένας από τους δυο καθρέπτες είναι μερικής αντανάκλαστικότητας.



Σχήμα 4.6 Διάταξη του Laser

4.3.2 Είδη και Συσκευές Laser

Οι Laser ανάλογα με τον τρόπο λειτουργίας τους κατηγοριοποιούνται στα παρακάτω είδη:

- Laser συνεχούς εκπομπής, όταν η ισχύς εξόδου του Laser παραμένει σταθερή για μεγάλη χρονική περίοδο
- Παλμικό Laser συνεχούς εκπομπής, το οποίο είναι ένα Laser συνεχούς εκπομπής στο οποίο προσαρμόζεται ένα μηχανικό κλείστρο
- Παλμικό Laser, το οποίο εκπέμπει παλμούς υψηλής ισχύος που συχνά υπερβαίνουν ισχύ μερικών kilowatts
- Q-Switched Laser, το οποίο είναι ένα Laser όπου η ενέργεια εισόδου αποθηκεύεται μέσα στο ενεργό υλικό του Laser. Ο παλμός του Q-Switched Laser προέρχεται από ένα ισχυρά ενεργοποιημένο υλικό και έτσι η δέσμη εκπέμπεται πολύ γρήγορα και με πολύ υψηλά επίπεδα ενέργειας.

Το Laser Νεοδυμίου (Nd: YAG Laser, $\lambda=532\text{nm}$) είναι από τα πιο σημαντικά Laser στερεάς κατάστασης για χρήση σε συστήματα PIV στο οποίο η δέσμη παράγεται από ιόντα Νεοδυμίου. Τα ιόντα Nd είναι το ενεργό υλικό του Laser και φέρουν προσμίξεις Yttrium Aluminum Garnet (YAG) το οποίο είναι συνθετικός κρύσταλλος. Το Nd: YAG Laser φέρει υψηλή ενίσχυση και καλές μηχανικές και θερμικές ιδιότητες. Η κατανομή της έντασης της δέσμης είναι γκαουσιανή. Η διέγερση επιτυγχάνεται με οπτική άντληση σε μεγάλες ζώνες ενέργειας και έτσι καμιά μεταβολή της ακτινοβολίας δεν παρατηρείται στα υψηλότερα επίπεδα του Laser. Το γεγονός ότι τα Lasers στερεάς κατάστασης μπορούν να αντληθούν με λευκό φως έχει ως αποτέλεσμα την διευθέτηση των ατόμων τα οποία σχηματίζουν ένα πλέγμα. Η περιοδική διευθέτηση των ατόμων οδηγεί στο σχηματισμό ζωνών ενέργειας στα υψηλότερα επίπεδα ενέργειας των μονών ατόμων. Γι' αυτό τα υψηλότερα επίπεδα ενέργειας του συστήματος διατηρούνται σταθερά πράγμα που εξασφαλίζει τη σωστή λειτουργία του Laser.

Το Laser Nd:YAG είναι ένα σύστημα τεσσάρων επιπέδων το οποίο έχει το πλεονέκτημα ενός συγκριτικά χαμηλού ορίου (threshold) διέγερσης. Σε συμβατικές λειτουργίες θερμοκρασίας το Laser αυτό, εκπέμπει το μεγαλύτερο μήκος κύματος 1064nm. Σε κατάσταση ηρεμίας η αντιστροφή πληθυσμού αρχίζει να υπάρχει από τη στιγμή που η ενέργεια φτάσει στο χαμηλότερο όριο του Laser, το οποίο εξαρτάται από το σχεδιασμό της κοιλότητάς του. Με αυτό τον τρόπο εκπέμπονται πολλοί διαδοχικοί παλμοί από την κεφαλή του Laser. Στην κοιλότητά του υπάρχει ένα Q-switch το οποίο λειτουργεί σε περιβάλλον trigger. Το Q-switch έχει την δυνατότητα να μεταβάλλει το συντονισμό των χαρακτηριστικών της οπτικής κοιλότητας. Αν αυτό τεθεί σε λειτουργία επιτρέπει στην κοιλότητα να συντονιστεί στο σημείο με τη μεγαλύτερη ενέργεια κατά τη διάρκεια ενός κύκλου εκπομπής παλμών (flashlamp), και δημιουργείται ένας πολύ ισχυρός παλμός που ονομάζεται γιγαντιαίος παλμός. Το Q-switch έχει μεγάλο ενδιαφέρον και χρησιμοποιείται συχνά στο PIV. Συνήθως σχεδιάζεται σαν ένα σύστημα διπλού ταλαντωτή το οποίο επιτρέπει στο χρήστη να προσαρμόζει το χρόνο ανάμεσα σε δυο φωτισμούς των σωματιδίων ανίχνευσης, ανεξάρτητα από την ισχύ του παλμού. Η δέσμη του Q-switch Laser είναι γραμμικά πολωμένη.

Για το σύστημα PIV και για πολλές άλλες εφαρμογές, το βασικό μήκος κύματος των 1064 nm είναι διπλασιασμένης συχνότητας λόγω της χρήσης ειδικών κρυστάλλων. Μετά το διαχωρισμό του τμήματος διπλασιασμένης συχνότητας, το ένα τρίτο του πραγματικής ενέργειας του φωτός είναι διαθέσιμο στα 532 nm. Τα Lasers τύπου Nd:YAG ακολουθούν ένα επαναληπτικό τρόπο. Καθώς οι οπτικές ιδιότητες της κοιλότητας του Laser αλλάζουν με την αλλαγή της θερμοκρασίας, οι ιδιότητες της δέσμης παραμένουν σταθερές σε ένα επαναληπτικό ρυθμό και σε μια σταθερή τάση της εκπομπής τους.

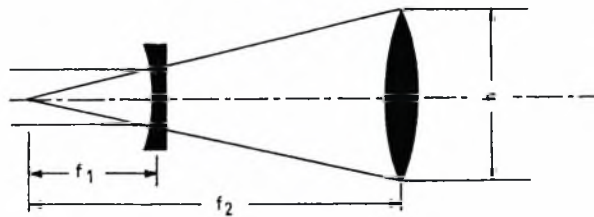
4.4 Οπτικό Φύλλο Φωτός

Η δέσμη φωτός που παράγεται από το Laser, πρέπει να μετασχηματιστεί σε ένα επίπεδο φύλλο φωτός για να φωτίσει την περιοχή παρατήρησης. Το απαραίτητο στοιχείο για την δημιουργία του φύλλου φωτός είναι ένας κυλινδρικός φακός. Όταν χρησιμοποιούνται Lasers που παράγουν δέσμη μικρής διαμέτρου και απόκλισης, αρκεί ένας κυλινδρικός φακός για να δημιουργήσει λεπτό και μεγάλης έντασης φύλλο. Σε αντίθετες περιπτώσεις όμως, είναι απαραίτητη η χρήση τουλάχιστον ενός επιπλέον φακού για την εστίαση του φωτός σε ένα κατάλληλο πάχος. Πολλοί συνδυασμοί φακών μπορούν να εφαρμοστούν, συνήθως όμως η δέσμη Laser μετασχηματίζεται σε επίπεδο φύλλο φωτός περνώντας διαδοχικά από έναν κυλινδρικό φακό μικρής εστιακής απόστασης, f_1 , και από ένα σφαιρικό φακό με σημαντικά μεγαλύτερη εστιακή απόσταση, f_2 , Σχήμα 4.7. Το ύψος, h , και το πάχος, t , του φύλλου φωτός που προκύπτει δίνεται προσεγγιστικά από τις σχέσεις:

$$h = d_0 f_2 / f_1 \quad (4.2)$$

$$t = 4 \lambda f_2 / (\pi d_0) \quad (4.3)$$

όπου, λ το μήκος κύματος και d_0 η διάμετρος της δέσμης.



Σχήμα 4.7 Σχηματισμός επίπεδου φύλλου φωτός

4.5 Εικονοληψία

Η αποτύπωση του πεδίου που φωτίζεται από το λεπτό φύλλο φωτός, στην τεχνική PIV μπορεί να πραγματοποιηθεί από φωτογραφικές μηχανές, ψηφιακές κάμερες και βιντεοκάμερες. Ενώ το φωτογραφικό φιλμ έχει το πλεονέκτημα της μεγάλης διακριτικής ικανότητας και ακρίβειας, η επεξεργασία του είναι δύσκολη (εμφάνιση και ψηφιοποίηση) και δεν προτιμάται. Αντίθετα η χρήση της ψηφιακής εικόνας έχει γίνει ελκυστική εναλλακτική φωτογραφική μέθοδος για το PIV. Η μέθοδος αυτή, που τα τελευταία χρόνια εξελίσσεται με πολύ γρήγορους ρυθμούς, παρέχει μεγάλη διακριτική ικανότητα που μπορεί να φτάνει και μέχρι τα 4000x4000 pixels.

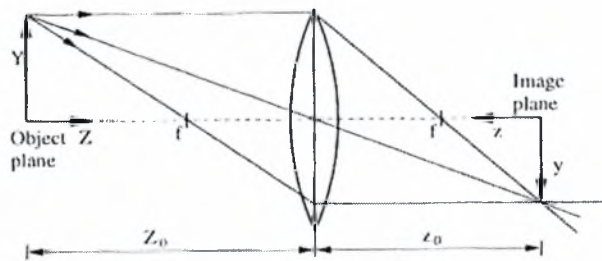
Ο τρόπος με τον οποίο η κάμερα αποτυπώνει το πεδίο ροής περιγράφεται παρακάτω. Αν στο Σχήμα 4.8 γίνει η υπόθεση ότι f είναι η εστιακή απόσταση του φακού της κάμερας

και Z_o , z_o οι αποστάσεις του αντικειμένου και του ειδώλου από το φακό αντίστοιχα, τότε το πεδίο ροής είναι εστιασμένο στον ψηφιακό αισθητήρα ή στο φιλμ όταν ισχύει η σχέση

$$\frac{1}{Z_o} + \frac{1}{z_o} = \frac{1}{f} \quad (4.4)$$

και η μεγέθυνση του ειδώλου είναι:

$$M = \frac{z_o}{Z_o} \quad (4.5)$$



Σχήμα 4.8 Μεγέθυνση του ειδώλου ενός φακού

Οι παραπάνω σχέσεις καθορίζουν την απόσταση του φακού από το πεδίο ροής για μία συγκεκριμένη μεγέθυνση:

$$Z_o = \frac{f(M+1)}{M} \quad (4.6)$$

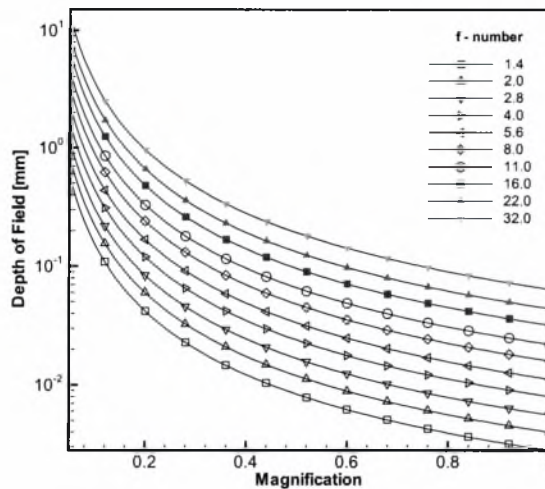
Το βάθος πεδίου (Depth of field, DOF) καθορίζει το εύρος μέσα στο επίπεδο φύλλο φωτός στο οποίο τα σωματίδια απεικονίζονται με ευκρίνεια και δίνεται από την σχέση:

$$DOF = \frac{2 \cdot \alpha \cdot f_{\#} \cdot M \cdot (M+1)}{M^2 - f_{\#}^2 \cdot \alpha^2} \quad (4.7)$$

όπου, $f_{\#}$ είναι ο αριθμός διαφράγματος του φακού (f-number) και ορίζεται από το λόγο του μήκους εστίασης f προς τη διάμετρο του διαφράγματος, ενώ α είναι ο κύκλος συγχύσεως (cycle of confusion). Αν το βάθος πεδίου είναι μικρότερο από το πάχος της επίπεδης δέσμης φωτός τότε κάποια σωματίδια θα απεικονίζονται ασαφή. Από το Σχήμα 4.9 μπορεί να διαπιστωθεί ότι για την επίτευξη ενός ικανοποιητικού βάθους πεδίου πρέπει ο αριθμός διαφράγματος να είναι μεγάλος ή η μεγέθυνση μικρή.

Η διάμετρος των σωματιδίων επίσης πρέπει να είναι μεγαλύτερη από αυτήν του μικρότερου φωτεινού σημείου που μπορεί να απεικονίσει ένας φακός και η οποία καθορίζεται από τους νόμους της περίθλασης (δίσκος Airy):

$$D_{diff} = 2.44 (M+1) f_{\#} \lambda \quad (4.8)$$



Σχήμα 4.9 Το βάθος πεδίου σε συνάρτηση της μεγέθυνσης του ειδώλου [19]

4.6 Αποθήκευση Εικόνων και Αλγόριθμοι Επεξεργασίας

Η αποθήκευση των εικόνων ανεξάρτητα από το μέσο λήψης, γίνεται τελικά σε ψηφιακή μορφή. Το αναλογικό φωτεινό σήμα μετατρέπεται σε ψηφιακό και αναπαρίσταται με διακριτές ακέραιες τιμές, 256 διαβαθμίσεις στην περίπτωση του γκρι (8 bit, 0-255).

Οι κύριες μέθοδοι στην Ταχυμετρία Εικόνας Σωματιδίων που χρησιμοποιούνται για την εύρεση της ταχύτητας ροής είναι οι παρακάτω:

4.6.1 Μέθοδος Κροσσών Συμβολής του Young

Στη μέθοδο αυτή, η κίνηση των σωματιδίων ανίχνευσης αποτυπώνεται σε μία φωτογραφία διπλής ή πολλαπλής έκθεσης. Στη συνέχεια το φιλμ φωτίζεται με μία σημειακή δέσμη Laser, η οποία σαρώνει διαδοχικά ολόκληρο το καρέ του αρνητικού. Η δέσμη Laser περιθλάται από τις εικόνες διπλής έκθεσης των σωματιδίων (οι οποίες λειτουργούν εδώ ως γειτονικές σημειακές κυκλικές οπές) δημιουργώντας σε αρκετή απόσταση από το φιλμ μία εικόνα περίθλασης Fraunhofer [23 p.108]. Η συμβολή των εικόνων περίθλασης όλων των σωματιδίων που υπάρχουν στην εξεταζόμενη περιοχή δημιουργεί τους κροσσούς συμβολής του Young. Η ζητούμενη μέση μετατόπιση των σωματιδίων δίνεται από το διάστημα μεταξύ των κροσσών (οι οποίοι είναι κάθετοι στη μετατόπιση) και είναι αντιστρόφως ανάλογη αυτού.

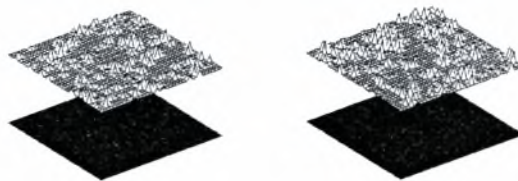
4.6.2 Μέθοδος Αυτοσυσχέτισης των Εικόνων

Η μέθοδος αυτή εφαρμόζεται σε μία εικόνα διπλής ή πολλαπλής έκθεσης. Ο αλγόριθμος υπολογισμού της μετατόπισης είναι παρόμοιος με αυτόν της ετεροσυσχέτισης των εικό-

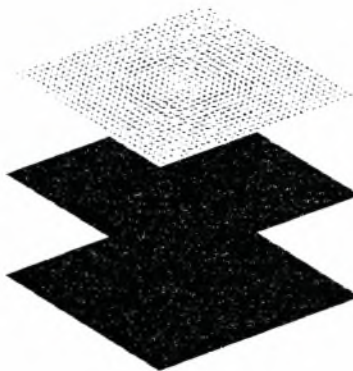
νων, με τη διαφορά ότι τα παράθυρα παρατήρησης λαμβάνονται από την ίδια εικόνα. Στο επίπεδο συσχέτισης υπάρχει μία μεγάλη κορυφή στο κέντρο και δύο μικρότερες κορυφές εκατέρωθεν αυτής. Η μεσαία προκύπτει από την συσχέτιση των σωματιδίων με τους εαυτούς τους, ενώ οι άλλες δύο από την συσχέτιση των μετατοπισμένων σωματιδίων. Η απόσταση των μικρών κορυφών από το κέντρο δίνει τη μετατόπιση των σωματιδίων. Η ύπαρξη όμως δύο κορυφών κάνει αδύνατο το προσδιορισμό της κατεύθυνσης της μετατόπισης και απαιτεί έναν έμμεσο προσδιορισμό αυτής (π.χ. μετατόπιση εικόνας).

4.6.3 Μέθοδος Ετεροσυσχέτισης των Εικόνων (cross-correlation)

Η μέθοδος της ετεροσυσχέτισης των εικόνων στην οποία η ροή αποτυπώνεται σε διαδοχικές εικόνες απλής έκθεσης, έχει το πλεονέκτημα του προσδιορισμού της κατεύθυνσης της μετατόπισης των σωματιδίων, ενώ στην περίπτωση της διπλής ή πολλαπλής έκθεσης όπως αναφέρθηκε δεν μπορεί να είναι γνωστή. Η εύρεση της ταχύτητας βασίζεται στον αλγόριθμο cross-correlation (Σχήμα 4.10) και είναι αυτός που θα χρησιμοποιηθεί για την επεξεργασία των εικόνων στην παρούσα εργασία.

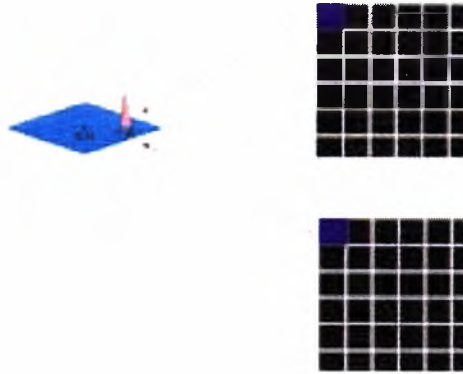


Σχήμα 4.10α Διαδοχικές φωτογραφίες ροής με τα σωματίδια να αντιστοιχούν στις κορυφές φωτεινότητας (επάνω)



Σχήμα 4.10β Διανύσματα ταχύτητας του Σχήματος 4.10α με τον αλγόριθμο Cross-correlation

Στον αλγόριθμο αυτό, η ταχύτητα σε μία μικρή περιοχή αναζήτησης (interrogation area) της ροής θεωρείται ότι παραμένει σταθερή. Οι δύο διαδοχικές εικόνες χωρίζονται σε παράθυρα $n \times n$ pixels (το n δύναμη του 2), Σχήμα 4.11. Ένα παράθυρο $f(x,y)$ στην θέση (x,y) λαμβάνεται από την πρώτη εικόνα και το αντίστοιχο του $g(x,y)$ από την δεύτερη.



Σχήμα 4.11 Διαδικασία ανάλυσης εικόνων

Αν $f(x,y)$ η διδιάστατη συνάρτηση που περιγράφει την πρώτη εικόνα και $g(x,y)$, αυτή που περιγράφει την δεύτερη και θεωρώντας ότι για κάθε σωματίδιο στην πρώτη εικόνα αντιστοιχεί ένα σωματίδιο στην δεύτερη, μέσα σε ένα ομοιόμορφο φόντο (background), ορίζεται η ακόλουθη σχέση ανάμεσα στις δύο διαδοχικές εικόνες [19]:

$$g(x,y) = f(x,y) \otimes \delta(x + \Delta x, y + \Delta y) \quad (4.9)$$

όπου δ είναι η συνάρτηση Dirac και το σύμβολο \otimes αναπαριστά την χωρική συνέλιξη (spatial convolution) των δύο συναρτήσεων.

Οι συνεχείς μετασχηματισμοί Fourier των δύο συναρτήσεων είναι:

$$F(u,v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y) e^{-2\pi i(ux+vy)} dx dy \quad (4.10)$$

$$G(u,v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x,y) e^{-2\pi i(ux+vy)} dx dy = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y) \otimes \delta(x + \Delta x, y + \Delta y) e^{-2\pi i(ux+vy)} dx dy = F(u,v) e^{2\pi i(\Delta x + \Delta y)} \quad (4.11)$$

Από την παραπάνω σχέση προκύπτει ότι ο μετασχηματισμός Fourier της συνέλιξης δύο συναρτήσεων είναι το γινόμενο των μετασχηματισμών Fourier των συναρτήσεων. Ο μετασχηματισμός Fourier της συνάρτησης Dirac είναι:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x + \Delta x, y + \Delta y) e^{-2\pi i(ux+vy)} du dv = e^{-2\pi i(ux+vy)} \Big|_{x=-\Delta x, y=-\Delta y} = e^{2\pi i(\Delta x + \Delta y)} \quad (4.12)$$

Η συνάρτηση ετεροσυσχέτισης $R(x,y)$, είναι ο αντίστροφος μετασχηματισμός Fourier του γινομένου του μετασχηματισμού Fourier της πρώτης συνάρτησης με τον μιγαδικό συζυγή του μετασχηματισμού Fourier της δεύτερης και προκύπτει σύμφωνα με τα προηγούμενα:

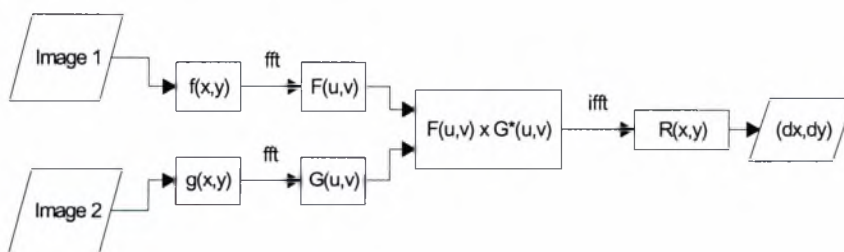
$$R(x, y) = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} F(u, v) G^*(u, v) e^{2\pi i(ux+vy)} dudv = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} |F(u, v)|^2 e^{2\pi i(\Delta x + \Delta y)} e^{2\pi i(ux+vy)} dudv = \left[\int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} |F(u, v)|^2 e^{2\pi i(ux+vy)} dudv \right] \otimes \delta(x + \Delta x, y + \Delta y) \quad (4.13)$$

Ο πρώτος όρος στην παραπάνω συνέλιξη παρέχει το φάσμα ενέργειας (power spectrum), $|F(u,v)|^2$, της $f(x,y)$. Η συνάρτηση ετεροσυσχέτισης παρουσιάζει ένα μέγιστο στη θέση $(x+\Delta x, y+\Delta y)$ που δίνει τη μέση μετατόπιση των σωματιδίων της εικόνας.

Για την εύρεση του μεγίστου επιλέγεται [11] η στατιστική μέθοδος της χωρικής ετεροσυσχέτισης. Ο συντελεστής ετεροσυσχέτισης $R_{fg}(k, l)$ μεταξύ των $f(x, y)$ και $g(x, y)$ υπολογίζεται από τη σχέση:

$$R_{fg}(\Delta x, \Delta y) = \frac{\sum_{x=0}^{N-1} \sum_{y=0}^{N-1} f(x, y) \cdot g(x + \Delta x, y + \Delta y)}{\sum_{x=0}^{N-1} \sum_{y=0}^{N-1} f(x, y) \sum_{x=0}^{N-1} \sum_{y=0}^{N-1} g(x, y)} \quad (4.14)$$

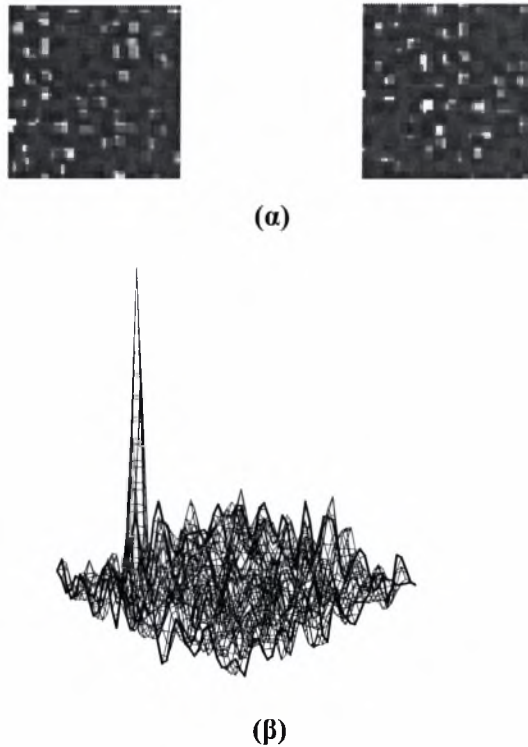
Ένας απλός υπολογισμός της Σχέσης (4.13) απαιτεί υπολογισμούς της τάξης $\sim N^4$, ενώ η χρήση της μεθόδου Fast Fourier Transform (FFT), Σχήμα 4.12, απαιτεί υπολογισμούς της τάξης $\sim N^2 \log_2 N$.



Σχήμα 4.12 Ο αλγόριθμος FFT – ετεροσυσχέτισης (cross correlation)

Υψηλή τιμή ετεροσυσχέτισης R , παρατηρείται όταν τα είδωλα σωματιδίων της πρώτης εικόνας συμπίπτουν με τα αντίστοιχα αλλά μετατοπισμένα είδωλα στη δεύτερη. Μικρές τιμές μπορεί να παρατηρηθούν όταν τα είδωλα σωματιδίων της πρώτης εικόνας συμπίπτουν με εικόνες διαφορετικών σωματιδίων στη δεύτερη. Η μεγαλύτερη τιμή συσχέτισης θεωρείται πως αναπαριστά την καλύτερη ‘σύμπτωση’ των ειδώλων των σωματιδίων ανάμεσα στα πα-

ράθυρα $f(x, y)$ και $g(x, y)$, Σχήμα 4.13. Η μετατόπιση ($\Delta x, \Delta y$) της κορυφής συσχέτισης από την αρχή μέτρησης παριστά την μέση μετακίνηση των σωματιδίων στο χρονικό διάστημα μεταξύ της λήψης των δύο εικόνων. Χρησιμοποιώντας στη συνέχεια τον ορισμό της ταχύτητας, εξίσωση 4.1, υπολογίζεται η ταχύτητα στο συγκεκριμένο σημείο.



Σχήμα 4.13 (α) Παράθυρα εικόνων υπό εξέταση για την εύρεση της μετατόπισης σωματιδίων, (β) Επίπεδο συσχέτισης

Ο αλγόριθμος FFT δίνει την θέση της κορυφής συσχέτισης σε ακέραια pixels. Για να βελτιωθεί η ακρίβεια και η διακριτική ικανότητα του αλγόριθμου είναι απαραίτητος ο καθορισμός της θέσης αυτής με ακρίβεια μικρότερη του pixel. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί χρησιμοποιώντας την πληροφορία των γειτονικών pixels της κορυφής και εφαρμόζοντας ενός είδους προσαρμογή (peak fit) όπως γκαουσιανή, κέντρου μάζας, παραβολική κ.α. Τα καλύτερα αποτελέσματα δίνει η γκαουσιανή προσαρμογή [19] και έτσι αυτή ενσωματώνεται στον παρόντα αλγόριθμο. Η μετατόπιση σε pixels μετατρέπεται σε ταχύτητα χρησιμοποιώντας τον συντελεστή μεγέθυνσης, εξίσωση (4.4) και τον χρόνο Δt μεταξύ των δύο παλμών του Laser.

4.7 Σφάλματα

Κατά τη διαδικασία της λήψης μετρήσεων με το σύστημα PIV και την μετέπειτα επεξεργασία των εικόνων, πρέπει να ληφθούν υπόψη τυχόν πειραματικά σφάλματα. Τα κυριότερα από αυτά είναι:

α) Η διαδικασία λήψης της εικόνας εισάγει τυχαίο θόρυβο από διάφορες πηγές (ψηφιοποίηση της εικόνας, ηλεκτρονικός θόρυβος κ.α.). Ο θόρυβος αυτός προκαλεί αβεβαιότητα στην ακρίβεια της θέσης της κορυφής συσχέτισης.

β) Οι ροές είναι ως επί το πλείστον τρισδιάστατες, ενώ στην εικόνα απεικονίζονται τα σωματίδια που περιέχονται στο (σχεδόν) διδιάστατο φύλλο φωτός. Έτσι η κίνηση εκτός επιπέδου παρατήρησης των σωματιδίων εισάγει ένα πρόσθετο σφάλμα, ανάλογο του λόγου του πάχους του φύλλου φωτός, προς την οπτική απόσταση από το επίπεδο της εικόνας.

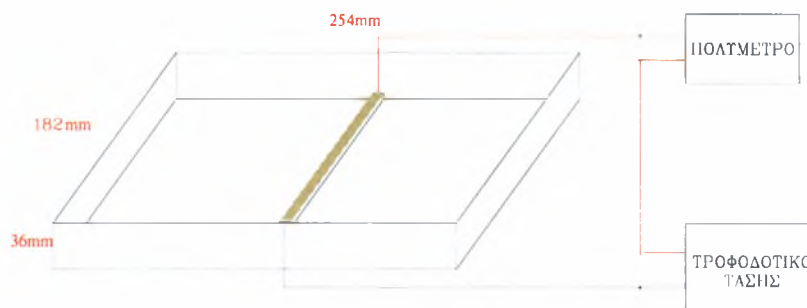
γ) Όπως αναφέρθηκε με την ετεροσυσχέτιση μεταξύ των αντίστοιχων παραθύρων των δύο διαδοχικών εικόνων προκύπτει η κορυφή συσχέτισης από τις συντεταγμένες της οποίας βρίσκεται η μετατόπιση των σωματιδίων. Προφανώς στο δεύτερο παράθυρο κάποια σωματίδια έχουν βγει έξω ενώ εμφανίζονται κάποια καινούρια. Αυτό το γεγονός προκαλεί μετατόπιση της θέσης της κορυφής ανάλογα με την ταχύτητα μετακίνησης των σωματιδίων.

δ) Τα σωματίδια στο πρώτο και δεύτερο παράθυρο θεωρείται ότι έχουν την ίδια ταχύτητα, όμως υπάρχουν κλίσεις στην ταχύτητα ροής με αποτέλεσμα να εισάγεται ένα υπολογιστικό σφάλμα.

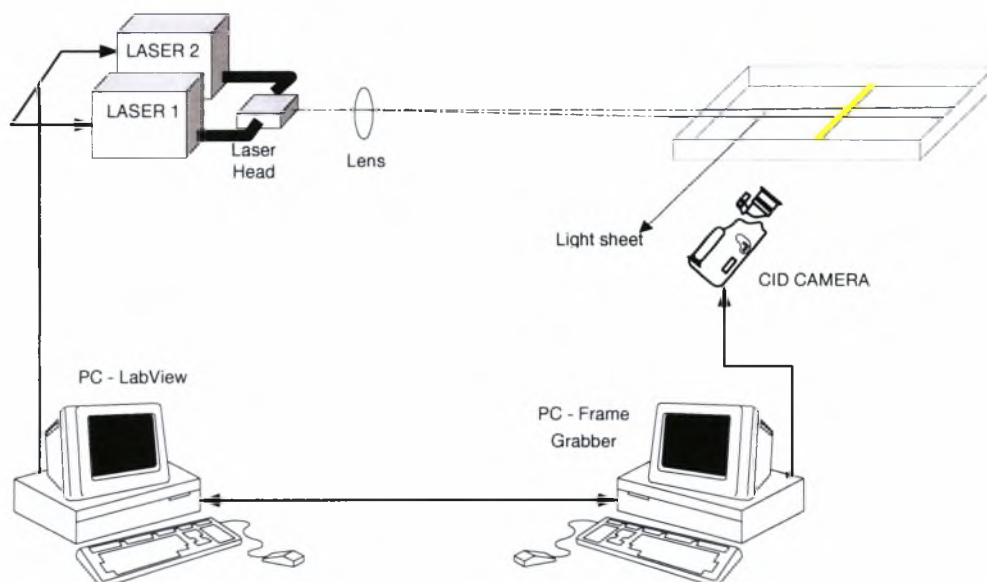
5. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ ΚΑΙ ΜΕΤΡΗΤΙΚΗΣ ΤΕΧΝΙΚΗΣ

5.1 Πειραματική Διάταξη

Η διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για τη μελέτη των φαινομένων φυσικής συναγωγής που δημιουργούνται στη ροή της υαλομάζας αποτελείται από δυο βασικά μέρη: α) το σύστημα PIV και β) το μοντέλο λεκάνης τήξης, Σχήμα 5.1, τα οποία περιγράφονται στη συνέχεια. Μια σχηματική περιγραφή της πειραματικής διάταξης δίνεται στο Σχήμα 5.2 ενώ στα Σχήματα 5.3 έως 5.5 φαίνονται διάφορα τμήματά της.



Σχήμα 5.1 Διάταξη πειραματικού μοντέλου



Σχήμα 5.2 Σχηματική περιγραφή συστήματος μέτρησης



Σχήμα 5.3 Μοντέλο λεκάνης, κάμερα CID, τροφοδοτικό τάσης, πολύμετρο



Σχήμα 5.4 Σύστημα Laser Nd: YAG, κεφαλή εξόδου της δέσμης, κυλινδρικός φακός



Σχήμα 5.5 Φυσικό μοντέλο λεκάνης τήξης φωτιζόμενο από το φως της δέσμης Laser

5.1.1 Το Σύστημα PIV

Το σύστημα PIV του Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών αποτελείται από τα παρακάτω στοιχεία [19]:

- Διπλό παλμικό Nd-YAG Laser τύπου ULTRA CFR της Quantel, ενέργειας 30 mJ ανά παλμό το καθένα. Τα χαρακτηριστικά του Laser δίνονται στον Πίνακα 5.1

Το διπλό Laser ενδείκνυται κυρίως για γρήγορες ροές όπου οι απαιτήσεις της ενέργειας και η ταχύτητα παλμών της δέσμης είναι αυξημένες. Επειδή οι ροές που μελετούνται στην παρούσα εργασία έχουν πολύ χαμηλές ταχύτητες ($\sim 10^{-6}$ έως 10^{-3} m/s) δεν είναι απαραίτητη η χρήση και των δυο πηγών εκπομπής. Έτσι σε όλες τις μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν στα πλαίσια της παρούσας εργασίας, χρησιμοποιήθηκε μια από τις δυο διαθέσιμες πηγές. Το επίπεδο της ενέργειας ρυθμίζεται ανάλογα με τις απαιτήσεις του πειράματος και κυμαίνεται στην κλίμακα από 0-10 όπως αυτή ορίζεται από την συσκευή.

Πίνακας 5.1 Ιδιότητες συστήματος Laser τύπου Nd:YAG

Μήκος κύματος	532 nm
Διαμόρφωση αντηχείου	Ultra stable
Ενέργεια ανά παλμός	30 mJ x 2
Ευστάθεια παλμού προς παλμό %(RMS)	5%
Απώλεια ενέργειας	<10%
Χρόνος προθέρμανσης	<10 min
Πόλωση	Κάθετη
Καθαρότητα φάσματος	>97%
Ρυθμός επανάληψης	μέχρι 20 Hz
Πλάτος παλμού	<7 nsec
Λειτουργία	Συνεχής
Διαταραχή	± 2 nsec σε σχέση με το Q-switch sync
Ονομαστική διάμετρος δέσμης	2.8mm
Απόκλιση δέσμης	<8 mrad
Θερμοκρασία λειτουργίας	10° έως 40 °C

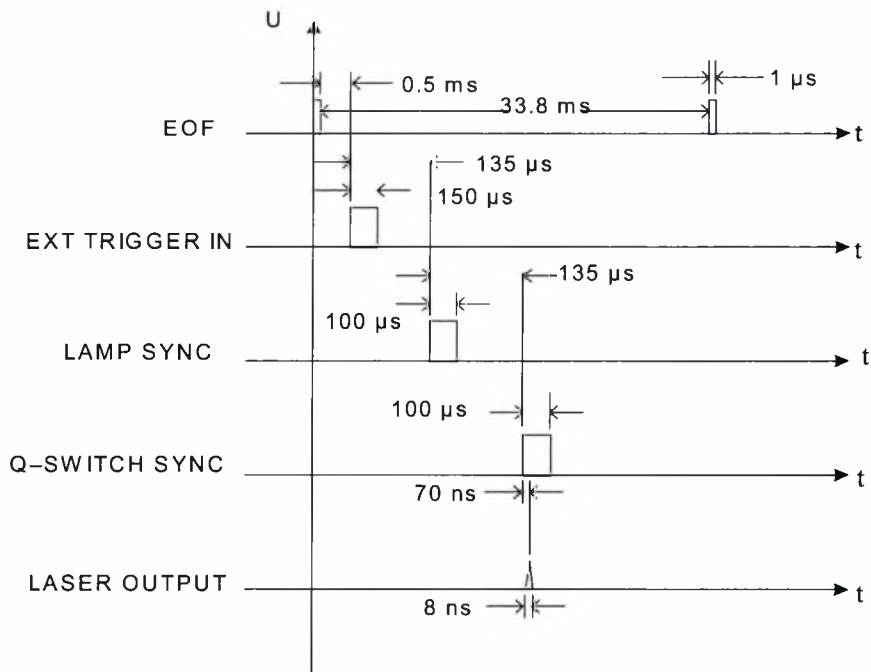
- Οπτική τράπεζα και σύστημα φακών με τρεις κυλινδρικούς (εστιακή απόσταση 25, 44 και 50 mm) και δύο σφαιρικούς (εστιακή απόσταση 356 και 487 mm). Η εφαρμογή της τεχνικής PIV καθιστά απαραίτητη τη χρήση ενός κυλινδρικού φακού όπως έχει αναφερθεί στο προηγούμενο κεφάλαιο, για το σχηματισμό του επιθυμητού φύλλου φωτός. Πολλές φορές, για να επιτευχθεί το βέλτιστο φύλλο φωτός, χρησιμοποιούνται πολλοί συνδυασμοί φακών [23 p.34]. Στη συγκεκριμένη περίπτωση όμως, η διάταξη του συστήματος επιτρέπει τη χρήση ενός και μόνο κυλινδρικού φακού. Έτσι έχει επιλεγεί η χρήση του κυλινδρικού φακού με εστιακή απόσταση 44 mm ο οποίος παρείχε ένα φύλλο φωτός με ικανοποιητικό πάχος και εύρος. Για τις μετρήσεις που έγιναν στη παρούσα εργασία, ο φακός ρυθμίστηκε ώστε να στέλνει το φύλλο φωτός στο κέντρο της λεκάνης.
- Ψηφιακή κάμερα CID2250D, με μέγιστο μέγεθος φωτογραφίας 512x512 pixels. Στη συγκεκριμένη διάταξη το μέγεθος της φωτογραφίας έχει ρυθμιστεί να είναι 502x503 pixels.
- Φακός Micro-Nikkor της κάμερας μέγιστης εστιακής απόστασης 55 mm.
- Κάρτα επεξεργασίας, αποθήκευσης και προβολής των εικόνων, Data Translation 3851 (DT3851 frame processor).

- Κάρτα χρονισμού (National Instruments PC-TIO-10 counter-timer board) για τον συγχρονισμό του παλμικού Laser στην διάρκεια λήψης των επιλεγμένων frames από το λογισμικό.
- Δύο ηλεκτρονικούς υπολογιστές, 486/66 MHz και Celeron 650 MHz. Στον πρώτο υπολογιστή είναι εγκατεστημένο το πρόγραμμα που ελέγχει την κάμερα ενώ στον δεύτερο η παραπάνω κάρτα χρονισμού και, μέσω του λογισμικού LabVIEW, συγχρονίζει το Laser και το Frame Grabber της κάμερας. Στο λογισμικό LabVIEW έχει αναπτυχθεί ειδικό πρόγραμμα για αυτόν τον χρονικό προγραμματισμό.
- Οθόνη υψηλής ανάλυσης, Sony 17", για την απεικόνιση των φωτογραφιών.
- Λογισμικό το οποίο αποθηκεύει δύο διαδοχικές εικόνες και στην συνέχεια υπολογίζει τη μετατόπιση των σωματιδίων.

Λειτουργία του Συστήματος PIV

Ο χρονικός έλεγχος της διάταξης του συστήματος PIV έχει σαν αφετηρία τον παλμό End-Of-Frame (EOF) της ψηφιακής κάμερας CID2250D. Από τα κατασκευαστικά χαρακτηριστικά της δέσμης Laser είναι καθορισμένοι οι χρόνοι απόκρισης-εκπομπής της δέσμης Laser (Time Lamp Sync και Time Q-Switch Sync). Το Q-Switch Sync παράγει ένα παλμό ο οποίος συμπίπτει με το Q-Switch Trigger και έτσι χρησιμοποιείται για να συγχρονίσει το εξωτερικό σύστημα με την έξοδο του Laser. Το Lamp Sync παράγει ένα παλμό, ο οποίος συμπίπτει με την εκπομπή του Flashlamp και έχει τη δυνατότητα να προκαλεί εξωτερικό σκανδαλισμό ή να συγχρονίζει μια άλλη συσκευή.

Με την δυνατότητα εξωτερικού σκανδαλισμού (External trigger) που παρέχει η πηγή εκπομπής, επιτρέπεται στο χρήστη να επιλέγει την κατάλληλη χρονική στιγμή που θα γίνει εκπομπή της δέσμης Laser κατά την διάρκεια που η κάμερα αποτυπώνει την φωτογραφία. Η χρονική στιγμή του σκανδαλισμού προκύπτει από το άθροισμα του χρόνου εκπομπής της δέσμης Laser και το χρόνο λήψης των φωτογραφιών της κάμερας, όπως φαίνεται στο παρακάτω διάγραμμα χρονισμού Σχήμα 5.6.

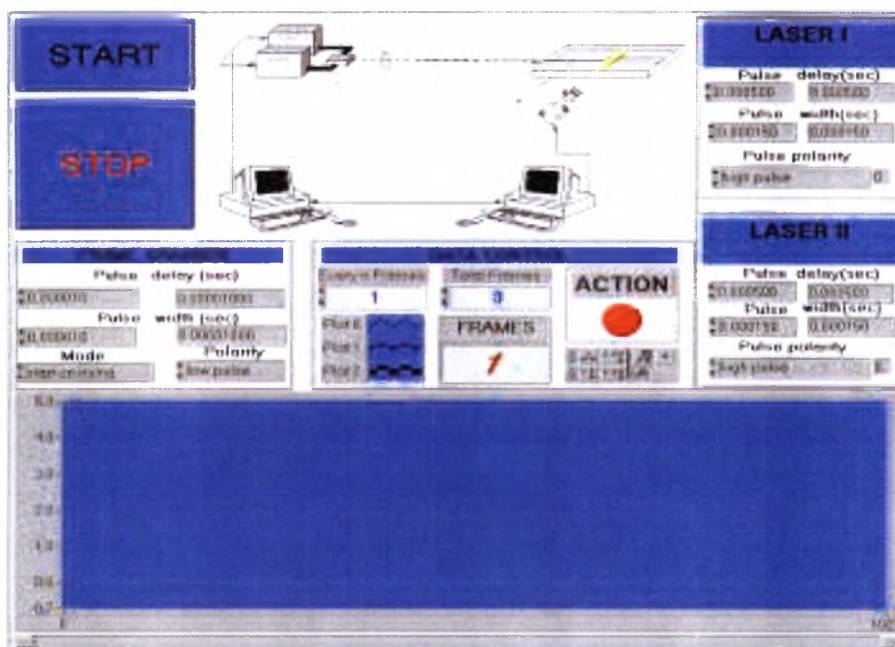


Σχήμα 5.6. Διάγραμμα χρονισμού Laser – κάμερας

Ο έλεγχος όλων των απαιτούμενων παραμέτρων γίνεται από έναν πίνακα εργασίας που δημιουργήθηκε στο λογισμικό LabVIEW και παρέχει τις εξής δυνατότητες:

- χρονικό έλεγχο (trigger) μεταξύ των διατάξεων του συστήματος του Laser και του Frame Grabber,
- έλεγχο του χρονικού διαστήματος μεταξύ των φωτογραφιών που θα αποθηκευθούν και του συνολικού αριθμού τους,
- εμφάνιση πληροφοριών μέσω ενδεικτικών σημάτων της λειτουργίας του συστήματος, όπως ένδειξη εκπομπής της δέσμης Laser,
- οπτική παρατήρηση (monitoring) των σημάτων για τον εντοπισμό τυχών σφαλμάτων κατά την διάρκεια των μετρήσεων.

Το περιβάλλον εργασίας του πίνακα ελέγχου του PIV, στο LabVIEW, φαίνεται στο Σχήμα 5.7.



Σχήμα 5.7 Πίνακας εργασίας ελέγχου του PIV στο λογισμικό LabVIEW

5.1.2 Το Φυσικό Μοντέλο της Λεκάνης Τήξης

Το εργαστηριακό μοντέλο είναι ένα απλοποιημένο μοντέλο της λεκάνης τήξης σε κλίμακα 1/27.5 της πραγματικής του Σχήματος 3.3. Δεν λαμβάνεται υπόψη η παρουσία του στρώματος των πρώτων υλών καθώς επίσης και η προσπίπτουσα θερμότητα με ακτινοβολία στην επιφάνεια. Πρακτικά, πρόκειται για ένα δοχείο διαστάσεων 254 mm σε μήκος, 182 mm σε πλάτος και 36 mm σε ύψος. Τα τοιχώματα του δοχείου είναι από γυαλί πάχους 5 mm ούτως ώστε να υπάρχει οπτική προσέγγιση στο εσωτερικό. Η επιφάνεια του πυθμένα και οι δυο μεγάλες πλαϊνές επιφάνειες της λεκάνης είναι μονωμένες. Στο μέσο του πυθμένα τοποθετείται ένα πρίσμα μήκους 182 mm, πλάτους 10 mm και τριών διαφορετικών υψών, 5, 10 και 15 mm. Πάνω στο πρίσμα τοποθετείται μια λωρίδα πάχους 0.1 mm. Η λωρίδα αυτή είναι από χαλκό, ολικής αντίστασης 0.52 Ω, και θερμαίνεται ομοιόμορφα καθ' όλη τη διάρκεια του πειράματος με την εφαρμογή σταθερής ηλεκτρικής έντασης.

Η θερμορροή διατηρείται σταθερή με τη βοήθεια ενός πολυμέτρου και ενός τροφοδοτικού τάσης που φαίνονται στο Σχήμα 5.1. Το τροφοδοτικό τάσης μετατρέπει το εναλλασσόμενο ρεύμα σε συνεχές, και με το πολύμετρο, το οποίο συνδέεται σε σειρά με την θερμαινόμενη λωρίδα, εφαρμόζεται η σταθερή επιθυμητή τιμή της έντασης του ρεύματος. Έτσι η θερμική ενέργεια που περνά στην επιφάνεια της λωρίδας παραμένει σταθερή.

5.2 Περιγραφή των υπό Μελέτη Διατάξεων Ροής

Στην παρούσα εργασία μελετούνται τα φαινόμενα φυσικής συναγωγής σε (3) απλοποιημένα μοντέλα της λεκάνης τήξης υπό την επίδραση α) μιας θερμαινόμενης λωρίδας στο φυσικό μοντέλο που περιγράφηκε στην προηγούμενη ενότητα, β) μιας θερμαινόμενης αντίστασης μέσα στο ρευστό, σε ένα δεύτερο μοντέλο και γ) ενός θερμαινόμενου κυλίνδρου, σε ένα τρίτο. Στα μοντέλα αυτά δεν λαμβάνεται υπόψη η παρουσία του στρώματος των πρώτων υλών όπως και η προσπίπτουσα θερμότητα με ακτινοβολία στην επιφάνεια.

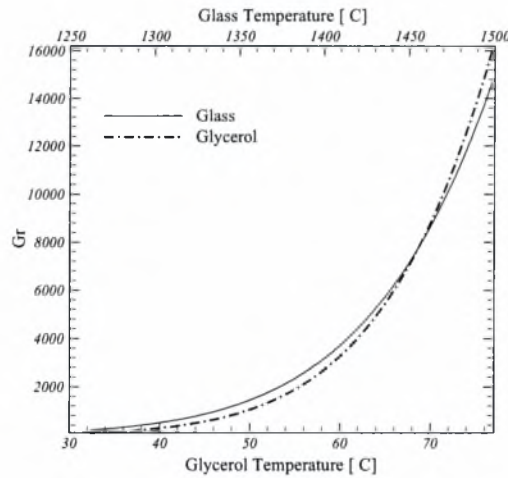
5.2.1 Μετρήσεις στο Φυσικό Μοντέλο Λεκάνης Τήξης

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε στην περίπτωση αυτή περιγράφηκε στην παράγραφο 5.1.2. Το ρευστό που χρησιμοποιήθηκε ήταν γλυκερίνη καθώς, για μια επιλεγμένη περιοχή θερμοκρασιών, οι φυσικές της ιδιότητες προσεγγίζουν ικανοποιητικά τις ιδιότητες της υαλομάζας στην λεκάνη τήξης, Πίνακας 5.2. Συγκεκριμένα, υπάρχει πολύ καλή συμφωνία μεταξύ της μεταβολής των αριθμών Gr και Pr της υαλομάζας και της γλυκερίνης στο αντίστοιχο εύρος των θερμοκρασιών (32 έως 77 °C). Στα Σχήματα 5.8 και 5.9 δίνονται οι μεταβολές των αδιάστατων αριθμών Gr και Pr αντίστοιχα, του γυαλιού και της γλυκερίνης σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία [19]. Τέλος, η γλυκερίνη είναι ένα ασφαλές εργαστηριακό υγρό, έχει καλή οπτική συμπεριφορά, μπορεί εύκολα να βρεθεί σε καθαρή μορφή και υπάρχει εκτενής βιβλιογραφία που περιγράφει τις φυσικές της ιδιότητες.

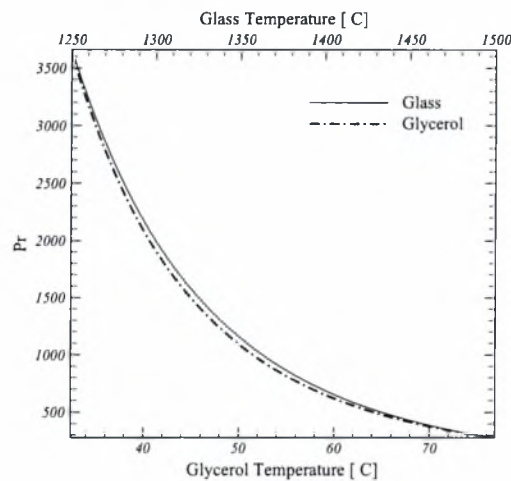
Τα σωματίδια που χρησιμοποιήθηκαν ως κέντρα σκέδασης της δέσμης Laser ήταν από πολυαμίδιο (Polyamide Seeding Particles, PSP) μέσης διαμέτρου 5μm, πυκνότητας 1003 kg/m³ και δείκτη διάθλασης 1.5. Ο δείκτης διάθλασης της γλυκερίνης είναι (n=1.47) μικρότερος των σωματιδίων όπως απαιτείται από την παρούσα τεχνική μέτρησης.

Πίνακας 5.1 Φυσικές ιδιότητες της γλυκερίνης

Συντελεστής ιξώδους	$\mu(T) = D \exp[E/T^3 + FT + G/T]$ (T σε K) D=1.00758·10 ⁻³ , E=2.21895·10 ⁸ , F=7.99323·10 ⁻³ , G=8.80469·10 ²
Πυκνότητα	$\rho = 1260 \text{ kg/m}^3$ (30 °C)
Συντ. θερμικής αγωγιμότητας	k = 0.286 W/(m K)
Συντ. ειδικής θερμότητας	Cp = 2427J/(kg K) (30 °C)
Συντ. θερμικής διαστολής	$\beta = 0.48 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$



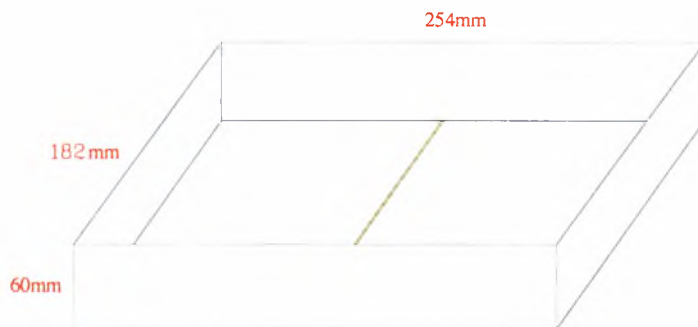
Σχήμα 5.8 Θερμοκρασιακή μεταβολή αριθμού Gr γυαλιού-γλυκερίνης



Σχήμα 5.9 Θερμοκρασιακή μεταβολή αριθμού Pr γυαλιού-γλυκερίνης

5.2.2 Μετρήσεις σε Μοντέλο Λεκάνης με Θερμαινόμενη Αντίσταση

Σε ένα δεύτερο εργαστηριακό μοντέλο της λεκάνης τήξης διαστάσεων 254x182x60 mm, τοποθετήθηκε στο μέσο του πυθμένα, Σχήμα 5.10, μια θερμαινόμενη αντίσταση, στην οποία εφαρμόστηκε σταθερή θερμοροή με τη βοήθεια του πολυμέτρου και του τροφοδοτικού σταθεροποιημένης τάσης με τον ίδιο τρόπο που περιγράφηκε παραπάνω. Στην παρούσα διάταξη πραγματοποιήθηκαν δυο σειρές μετρήσεων.



Σχήμα 5.10 Διάταξη του δεύτερου πειραματικού μοντέλου με θερμαινόμενη αντίσταση

Στην πρώτη σειρά μετρήσεων το ρευστό ήταν αποσταγμένο νερό με τις ιδιότητές που δίνονται στον Πίνακα 5.3. Η θερμαινόμενη αντίσταση ήταν από κονσταντάνη (constantan) και τοποθετείται στο μέσο του πυθμένα της λεκάνης τήξης. Η αντίσταση είχε συνολική τιμή 3.05Ω και ήταν μονωμένη. Η διάμετρός της ήταν 0.4 mm και το μήκος της 182 mm . Στην περίπτωση αυτή εφαρμόστηκαν δυο διαφορετικές τιμές έντασης ρεύματος.

Χρησιμοποιήθηκαν σωματίδια γυαλιού, σφαιρικά και κενά (Hollow Glass Spheres, HGS) πυκνότητας 1100 kg/m^3 και με δείκτη διάθλασης 1.52 . Ο δείκτης διάθλασης του νερού είναι 1.33 , μικρότερος των σωματιδίων, όπως απαιτεί η εφαρμογή της τεχνικής μέτρησης PIV.

Πίνακας 5.3 Φυσικές ιδιότητες του νερού στους $25 \text{ }^\circ\text{C}$

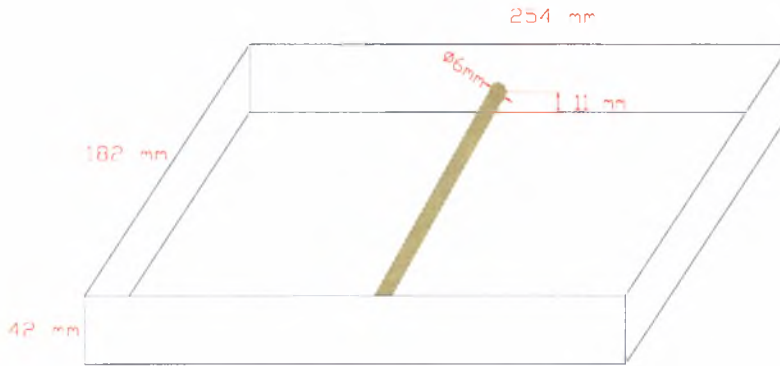
Συντελεστής ιξώδους	$\mu = 0.891 \cdot 10^{-3} \text{ N s/m}^2$
Πυκνότητα	$\rho = 997 \text{ kg/m}^3$
Συντ. θερμικής αγωγιμότητας	$k = 0.286 \text{ W/(m K)}$
Συντ. ειδικής θερμότητας	$C_p = 4179 \text{ J/(kg K)}$
Συντ. θερμικής διαστολής	$\beta = 0.48 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$
Συντ. θερμικής διαχυτότητας	$\alpha = 0.144 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$

Στη δεύτερη σειρά μετρήσεων χρησιμοποιήθηκε γλυκερίνη ενώ η αντίσταση για την θέρμανση της γλυκερίνης ήταν από χαλκό διαμέτρου 0.25 mm , με μια επικάλυψη από μονωτικό βερνίκι. Το μήκος της αντίστασης ήταν 182 mm , όσο και το πλάτος της λεκάνης, και είχε συνολική τιμή 0.08Ω . Στην περίπτωση αυτή για την παραμετρική μελέτη εφαρμόστηκαν (3) διαφορετικές τιμές της έντασης του ρεύματος. Ως κέντρα σκέδασης της δέσμης Laser χρησιμοποιήθηκαν σωματίδια πολυαμιδίου PSP διαμέτρου $5 \mu\text{m}$.

5.2.3 Μετρήσεις σε Μοντέλο Λεκάνης με Θερμαινόμενο Κύλινδρο

Στο τρίτο απλοποιημένο μοντέλο λεκάνης τήξης διαστάσεων 254x182x42 mm τοποθετήθηκε μέσα σε γλυκερίνη ένας θερμαινόμενος κύλινδρος με το κέντρο σε ύψος 11 mm πάνω από τον πυθμένα της λεκάνης, Σχήμα 5.11. Ο κύλινδρος ήταν από αλουμίνιο με διάμετρο 6 mm, μήκος 182 mm και συνολική αντίστασή 34.3 Ω. Ο κύλινδρος θερμαινόταν με σταθερή θερμορροή σε δυο διαφορετικές τιμές έντασης ρεύματος. Ο έλεγχος της τιμής της έντασης του ρεύματος γίνονταν με τη διάταξη του πολυμέτρου και του τροφοδοτικού σταθεροποιημένης τάσης που χρησιμοποιήθηκε και στις προηγούμενες εφαρμογές.

Χρησιμοποιήθηκαν σωματίδια από πολυστερίνη (PSP) μέσης διαμέτρου 50 μm και πυκνότητας 1003 kg/m³.



Σχήμα 5.11 Διάταξη του τρίτου πειραματικού μοντέλου με θερμαινόμενο κύλινδρο

6. ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

6.1 Μεθοδολογία Μελέτης Φυσικής Συναγωγής στην Υαλομάζα

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται αρχικά τα αποτελέσματα που προκύπτουν από τη μελέτη του προβλήματος φυσικής συναγωγής γύρω από θερμαινόμενο κύλινδρο στο τρίτο φυσικό μοντέλο της λεκάνης τήξης που περιγράφηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Στη συνέχεια στο δεύτερο μοντέλο επιλέγεται να μελετηθεί το πρόβλημα γύρω από μια θερμαινόμενη γραμμική πηγή. Η μαθηματική προσέγγιση του συγκεκριμένου προβλήματος παρέχει την δυνατότητα της σύγκρισης των αριθμητικών και πειραματικών αποτελεσμάτων, βάση της οποίας θα εκτιμηθεί η αξιοπιστία των μετρήσεων με το σύστημα PIV.

Τέλος, μελετάται το φαινόμενο της φυσικής συναγωγής, στο πρώτο μοντέλο λεκάνης τήξης, που δημιουργείται υπό την παρουσία μιας θερμαινόμενης λωρίδας τοποθετημένης πάνω σε ένα πρίσμα. Έχει αναφερθεί στην παράγραφο 3.4 ότι η ύπαρξη της λωρίδας επιφέρει βελτίωση στην ανάμειξη της υαλομάζας και επομένως στην ποιότητα του τελικού προϊόντος στην βιομηχανική υαλουργία. Φυσικά η θέση της στη λεκάνη τήξης, το ύψος του πρίσματος και η ροή θερμότητας που θα εφαρμοστεί είναι οι βασικοί παράγοντες που πρέπει να επιλεγούν με προσοχή.

Σε καθένα από τα παραπάνω προβλήματα περιγράφεται μια μικρή παραμετρική μελέτη των βασικών μεταβλητών του φυσικού μοντέλου, που πραγματοποιήθηκε και παρουσιάζονται και σχολιάζονται τα αποτελέσματα. Όλες οι μετρήσεις έγιναν σε μόνιμη κατάσταση στρωτής ροής όπου το σύστημα έχει έρθει σε ισορροπία. Το ενδιαφέρον των πειραμάτων εστιάστηκε στις συνθήκες αυτές για το λόγο ότι η ροή της υαλομάζας είναι στρωτή και η επεξεργασία της γίνεται σε σταθεροποιημένη κατάσταση, όπως αποδείχθηκε στην παράγραφο 3.5. Η επίτευξη όμως της μόνιμης κατάστασης απαιτεί μεγάλο χρονικό διάστημα πράγμα που δυσκολεύει την πραγματοποίηση μιας ευρείας παραμετρικής μελέτης των μεταβλητών του προβλήματος.

6.2 Μελέτη Φυσικής Συναγωγής γύρω από Θερμαινόμενο Κύλινδρο

Η πειραματική μελέτη της φυσικής συναγωγής γύρω από θερμαινόμενο κύλινδρο επέφερε τα πρώτα αποτελέσματα μετρήσεων με το σύστημα PIV του Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών. Η μελέτη του συγκεκριμένου προβλήματος επιλέχθηκε διότι πρόκειται για απλή ροή ως προς τα φυσικά φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα. Η μαθηματική προσομοίωση του προβλήματος για την εύρεση του πεδίου ταχυτήτων γύρω από τον κύλινδρο είναι

αρκετά δύσκολη. Η επαλήθευση όμως των πειραματικών αποτελεσμάτων με τη θεωρία αποτελεί ένα βήμα πιστοποίησης των μετρήσεων με το σύστημα PIV.

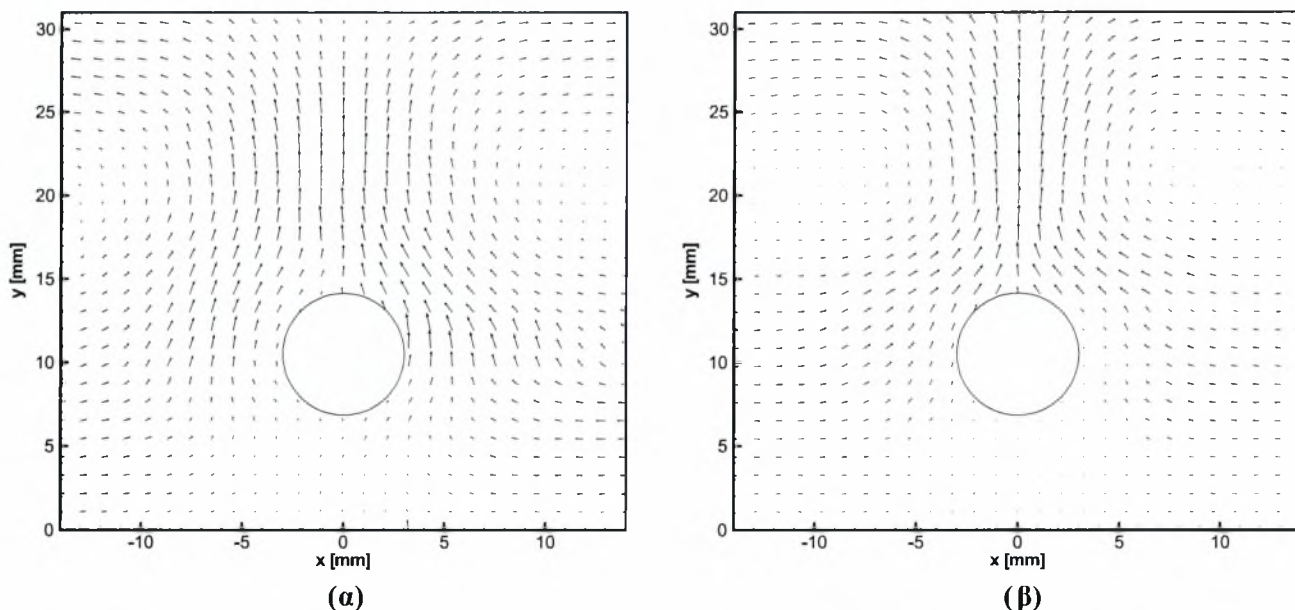
Η παραμετρική μελέτη πραγματοποιείται μεταβάλλοντας την ροή θερμότητας. Με τον τρόπο που περιγράφηκε στην παράγραφο 5.1.3, στα άκρα του κυλίνδρου εφαρμόζονται δυο σταθερές τιμές έντασης ρεύματος 0.16 και 0.56 A. Επειδή η ροή θερμότητας Q παραμένει σταθερή, οι αριθμοί Rayleigh και Grashof υπολογίζονται από τις εξισώσεις (3.11) και (3.12) αντίστοιχα. Οι αδιάστατες μεταβλητές του προβλήματος για τις δυο περιπτώσεις φαίνονται στον Πίνακα 6.1. Η θερμοκρασία περιβάλλοντος της γλυκερίνης, στην σταθεροποιημένη κατάσταση, μετρήθηκε κοντά στο τοίχωμα, μακριά από την πηγή θέρμανσης, με τη βοήθεια ενός υδραργυρικού θερμομέτρου ακρίβειας $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ και ήταν 25.4 και $26.2\text{ }^{\circ}\text{C}$, αντίστοιχα.

Πίνακας 6.1 Παράμετροι μελέτης φυσικής συναγωγής γύρω από θερμαινόμενο κύλινδρο

	Περίπτωση (α)	Περίπτωση (β)
I (A)	0.16	0.56
Q (W/m)	4.9	59.8
Pr	7 325	6 842
Ra	2.6×10^5	3.4×10^6
Gr	35.5	498

Κατά την πραγματοποίηση των μετρήσεων, η ενέργεια της πηγής εκπομπής της δέσμης Laser επιλέχθηκε να είναι στο επίπεδο 7 για ικανοποιητική ποιότητα των φωτογραφιών. Ο χρόνος ανάμεσα στη λήψη των φωτογραφιών επιλέχθηκε ανάλογα με την ταχύτητα της ροής. Όταν ροή είναι γρήγορη ο χρόνος πρέπει να είναι τόσο μικρός, ώστε τα σωματίδια να μην έχουν βγει εκτός του παραθύρου παρατήρησης του αλγόριθμου επεξεργασίας αλλά και τόσο μεγάλος ώστε να είναι ξεκάθαρη η μετατόπιση των σωματιδίων. Στη συγκεκριμένη περίπτωση ο χρόνος μεταξύ των δυο εικόνων ($676\text{ ms} = 20\text{ frames} \times 33.8\text{ ms}$) κρίθηκε ιδανικός ούτως ώστε στον αλγόριθμο επεξεργασίας, που χρησιμοποιούνται παράθυρα παρατήρησης 32×32 pixels, να γίνεται σωστά η ετεροσυσχέτισή τους. Το οπτικό πεδίο της κάμερας ήταν ένα παράθυρο φυσικού μεγέθους $32 \times 32\text{ mm}^2$ και εστιασμένο από τον πυθμένα της λεκάνης.

Στο Σχήμα 6.1 παρουσιάζονται τα διανύσματα του πεδίου ταχύτητας γύρω από τον κύλινδρο για $Q = 4.9\text{ W/m}$ και για 59.8 W/m , αντίστοιχα.



Σχήμα 6.1 Διανύσματα ταχυτήτων γύρω από τον θερμαινόμενο κύλινδρο

α) $Q = 4.9 \text{ W/m}$, β) $Q = 59.8 \text{ W/m}$ [25]

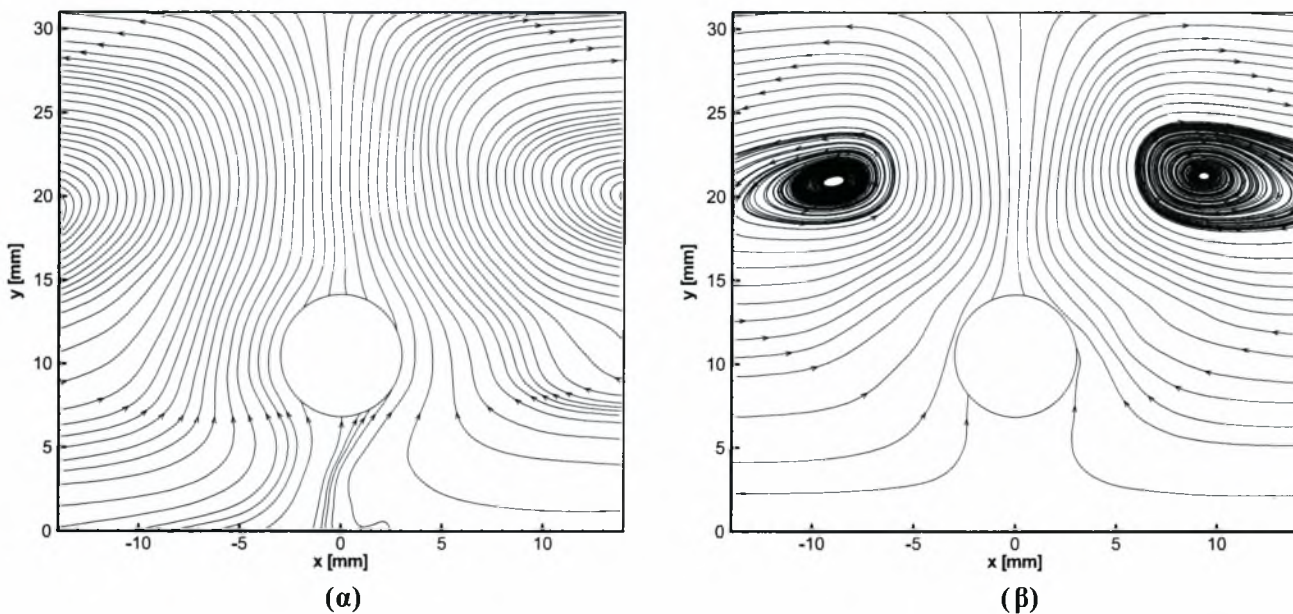
Η ροή πάνω από τον θερμαινόμενο κύλινδρο δημιουργείται με μηχανισμούς φυσικής συναγωγής ξεκινώντας από το οριακό στρώμα του κυλίνδρου και εξελίσσεται από την πάνω επιφάνειά του, με το σχηματισμό ενός ανωστικού πλούμιου. Το ζεστό ρευστό που ανεβαίνει προς τα πάνω με το πλούμιο, όταν έρχεται σε επαφή με την ελεύθερη επιφάνεια γλυκερίνης – αέρα, ψύχεται και αρχίζει να κινείται από την επιφάνεια προς τα πλαϊνά τοιχώματα της λεκάνης. Στη συνέχεια κατεβαίνει κατά μήκος των πλαϊνών επιφανειών, φτάνει στον πυθμένα και κινείται παράλληλα με αυτόν. Όταν φτάσει στην περιοχή που θερμαίνεται από τον κύλινδρο ανέρχεται και πάλι προς τα πάνω επαγόμενο (entrained) από το ανερχόμενο θερμό πλούμιο. Έτσι δημιουργούνται δυο ανακυκλοφορίες, οι οποίες γίνονται πιο έντονες όσο αυξάνεται η ροή θερμότητας που εκλύεται από τον κύλινδρο όπως φαίνεται στο παραπάνω σχήμα.

Στην περίπτωση (α) του σχήματος, οι ανακυκλοφορίες είναι ομαλές και καλύπτουν ολόκληρο το πεδίο δεξιά και αριστερά του κυλίνδρου, εκτός από μια μικρή περιοχή εκατέρωθεν αυτού. Στην περίπτωση (β) το ρευστό ανεβαίνει από τον πυθμένα προς τα πάνω πιο απότομα λόγω της μεγαλύτερης θερμοκρασιακής διαφοράς, έτσι οι ανακυκλοφορίες είναι πιο έντονες. Επίσης το πλούμιο που σχηματίζεται έχει πολύ μικρότερο εύρος σε σχέση με την πρώτη περίπτωση.

Η ταχύτητα, κοντά στην επιφάνεια του κυλίνδρου, αρχικά έχει μικρή τιμή και φορά προς τα πάνω, στη συνέχεια αυξάνεται μέχρι μια μέγιστη τιμή, περίπου στα 8 mm, πάνω από την επιφάνεια του κυλίνδρου και για τις δυο περιπτώσεις, και στη συνέχεια αρχίζει να μειώ-

νεται όσο το ρευστό πλησιάζει την ελεύθερη επιφάνεια. Το μέγεθος των διανυσμάτων συνδέεται άμεσα με την κατανομή της ταχύτητας του πεδίου και συγκεκριμένα τα μεγαλύτερα διανύσματα αντιστοιχούν σε μεγαλύτερες τιμές της ταχύτητας και το αντίστροφο.

Στο Σχήμα 6.2 παρουσιάζονται οι γραμμές ροής των πεδίων ταχυτήτων για τις δυο περιπτώσεις που μελετήθηκαν ($Q = 4.9$ και 59.8 W/m). Οι ροϊκές γραμμές δείχνουν ποιοτικά την κίνηση του ρευστού και η απεικόνισή τους επικεντρώνεται στην περιοχή πάνω από την επιφάνεια του κυλίνδρου. Για τα δυο πεδία ροών του σχήματος έχει χρησιμοποιηθεί ο ίδιος αριθμός γραμμών.

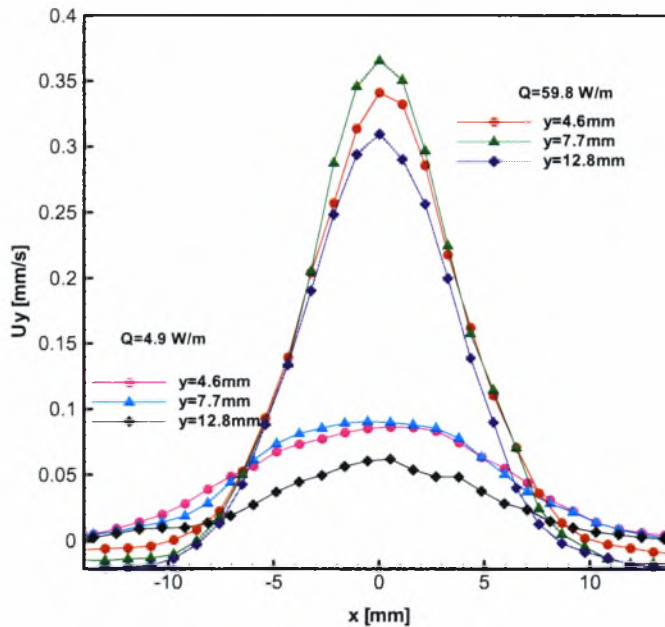


Σχήμα 6.2 Γραμμές ροής γύρω από τον θερμαινόμενο κύλινδρο

α) $Q = 4.9$ W/m, β) $Q = 59.8$ W/m

Από το παραπάνω σχήμα φαίνεται ότι οι ανακυκλοφορίες που σχηματίζονται δεξιά και αριστερά του κυλίνδρου σε κάθε περίπτωση, παρουσιάζουν η καλή συμμετρία. Για την πρώτη περίπτωση, τα κέντρα των ανακυκλοφοριών εμφανίζονται περίπου σε ύψος 19 mm από τον πυθμένα. Η θέση τους ως προς το οριζόντιο επίπεδο δεν διακρίνεται στο σχήμα αφού οι ανακυκλοφορίες εκτείνονται πέραν του πεδίου που απεικονίζεται. Όμως, για τη δεύτερη περίπτωση, όπου τα φαινόμενα φυσικής συναγωγής είναι πιο έντονα, διακρίνονται καθαρά τα κέντρα των δυο ανακυκλοφοριών τα οποία βρίσκονται περίπου σε ύψος 21 mm από τον πυθμένα και στις θέσεις ± 9 mm ως προς το οριζόντιο επίπεδο.

Στο Σχήμα 6.3 παρουσιάζονται οι κατανομές των κατακόρυφων ταχυτήτων σε συγκεκριμένα επίπεδα πάνω από την επιφάνεια του θερμαινόμενου κυλίνδρου.



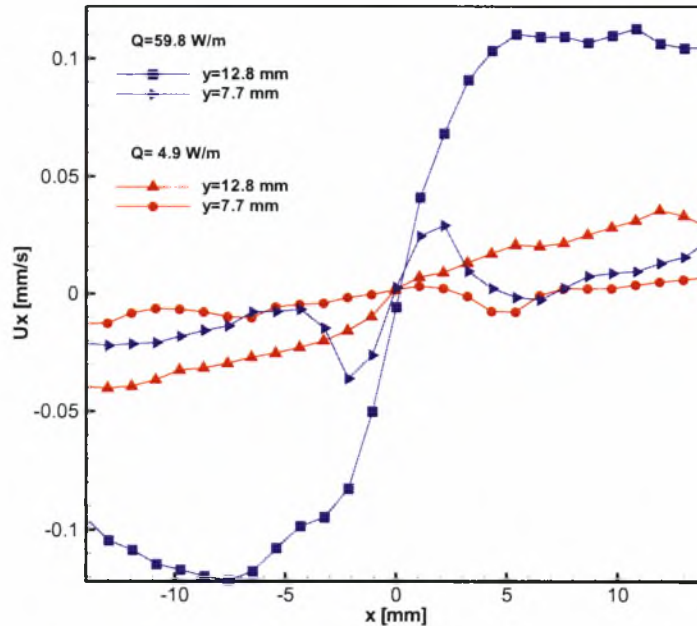
Σχήμα 6.3 Κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας του πλουμίου πάνω από τον θερμαινόμενο κύλινδρο

Οι κατακόρυφες ταχύτητες που αναπτύσσονται σε συγκεκριμένα ύψη πάνω από την επιφάνεια του κυλίνδρου για τις δυο περιπτώσεις θερμοροών, παρουσιάζουν μεγάλη διαφορά. Συγκεκριμένα με την αύξηση της θερμοροής από 4.9 σε 59.8 W/m, η κατακόρυφη ταχύτητα τετραπλασιάζεται. Επίσης, αυτό που παρατηρείται είναι ότι και στις δυο περιπτώσεις, η κατακόρυφη ταχύτητα αυξάνεται για ύψος έως 7.7 mm πάνω από την κορυφή του κυλίνδρου, ενώ στα 12.8 mm έχει μειωθεί. Αυτό δείχνει καθαρά ότι όσο το ρευστό πλησιάζει την ελεύθερη επιφάνεια ψύχεται και η κατακόρυφη ταχύτητα μειώνεται ενώ η οριζόντια αυξάνεται λόγω των ανακυκλοφοριών.

Επίσης παρατηρείται ότι το εύρος της κατανομής της κατακόρυφης ταχύτητας πάνω από τον θερμαινόμενο κύλινδρο, στην περίπτωση με τη μικρότερη θερμοροή, είναι μεγαλύτερο και σε οριζόντια απόσταση ± 14 mm μακριά από την επιφάνεια του κυλίνδρου η κατακόρυφη ταχύτητα μηδενίζεται. Αντίθετα στη δεύτερη περίπτωση το εύρος της κατανομής είναι μικρότερο και σε οριζόντια απόσταση ± 14 mm από την κορυφή του κυλίνδρου η κατακόρυφη ταχύτητα παρουσιάζει αρνητικές τιμές. Αυτό οφείλεται στις έντονες ανακυκλοφορίες των οποίων τα κέντρα εμφανίζονται μέσα στο πεδίο μετρήσεων.

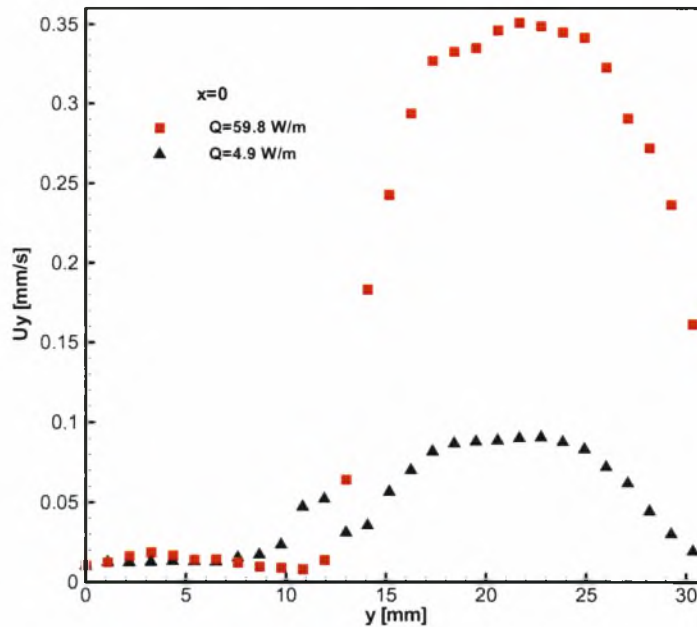
Στο Σχήμα 6.4 παρουσιάζεται η κατανομή της οριζόντιας ταχύτητας, σε δυο διαφορετικά ύψη πάνω από τον κύλινδρο. Ο θέσεις αυτές έχουν επιλεγεί στο επίπεδο όπου η κατακόρυφη ταχύτητα είναι μέγιστη και σε ένα άλλο κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια. Έτσι δια-

κρίνεται πολύ καλά ότι στο επίπεδο που η κατακόρυφη ταχύτητα είναι μέγιστη, η οριζόντια κυμαίνεται κοντά στο μηδέν ενώ σε αντίστοιχο επίπεδο που πλησιάζει την ελεύθερη επιφάνεια αυξάνεται. Βέβαια η μέγιστη τιμή της (περίπου 0.1 mm/s) στο επίπεδο των 12.8 mm πάνω από την επιφάνεια του κυλίνδρου, είναι τρεις φορές μικρότερη από την κατακόρυφη ταχύτητα (περίπου 0.3 mm/s) στο ίδιο επίπεδο όπως μπορεί να φανεί από το Σχήμα 6.3.



Σχήμα 6.4 Κατανομές οριζόντιας ταχύτητας πάνω από τον θερμαινόμενο κύλινδρο

Τέλος, στο Σχήμα 6.5 παρουσιάζεται η κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας πάνω από το κέντρο του κυλίνδρου. Από τον πυθμένα μέχρι τα 11 mm η ταχύτητα είναι περίπου μηδενική, κατόπιν μέχρι και τα 25 mm (14 mm πάνω από την επιφάνειά του) αυξάνεται συνεχώς μέχρι μια μέγιστη τιμή. Η μέγιστη τιμή που παρατηρείται στην κατακόρυφη συνιστώσα της ταχύτητας εμφανίζεται περίπου στα 8 mm πάνω από την επιφάνεια του κυλίνδρου και στις δυο περιπτώσεις και είναι 0.09 και 0.365 mm/s, αντίστοιχα. Στη συνέχεια η ταχύτητα του ρευστού αρχίζει να μειώνεται καθώς προσεγγίζει την ελεύθερη επιφάνεια.



Σχήμα 6.5 Μεταβολή της κατακόρυφης ταχύτητας με το ύψος από τον κύλινδρο

Με την υπόθεση ότι ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος μέσα στη λεκάνη τήξης της υαλομάζας, από την παραπάνω μελέτη φαίνεται ότι δημιουργούνται τοπικές ανακυκλοφορίες γύρω από τον κύλινδρο οι οποίες ενισχύουν την ανάδευση και μπορούν να επιδράσουν θετικά στην ομογενοποίηση της υαλομάζας και συνεπώς στην ποιότητα του τελικού προϊόντος. Επίσης οι βασικοί παράγοντες του χρόνου και του κόστους παραγωγής του γυαλιού μπορούν να βελτιστοποιηθούν. Βέβαια, το ποσοστό της θετικής επίδρασης του θερμαινόμενου κυλίνδρου στην υαλομάζα είναι άμεσα συνδεδεμένο με τη ροή θερμότητας που θα επιλεγεί να εφαρμοστεί στον κύλινδρο και τη θέση του μέσα στη λεκάνη τήξης.

6.3 Μελέτη Φυσικής Συναγωγής γύρω από Θερμαινόμενη Αντίσταση

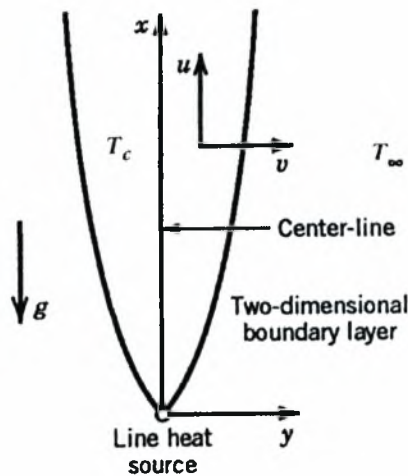
Το πρόβλημα της φυσικής συναγωγής γύρω από τον θερμαινόμενο κύλινδρο είναι δυνατό να μελετηθεί πειραματικά. Η μαθηματική ανάλυση του προβλήματος όμως είναι αρκετά δύσκολη και στην ανοικτή βιβλιογραφία δεν έχει βρεθεί μια ανάλογη προσέγγιση. Συνεπώς η σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων με την θεωρία, για τον έλεγχο της ορθότητας των πειραματικών αποτελεσμάτων, δεν μπορεί εύκολα να πραγματοποιηθεί.

Το πρόβλημα της φυσικής συναγωγής γύρω από ένα θερμαινόμενο σύρμα έχει μελετηθεί εκτενώς, όπως αποδεικνύεται από τη μεγάλη βιβλιογραφία που υπάρχει. Συγκεκριμένα έχει μετρηθεί το πεδίο ταχυτήτων του πλουμίου που δημιουργείται πάνω από μια θερμαινόμενη γραμμική πηγή (line heat source) [26] έως [32], πειραματικά αλλά και αναλυτικά. Στις

πειραματικές μελέτες έχουν εφαρμοστεί τεχνικές μέτρησης όπως LDA, PTV, POD κ.α. και έχουν συγκριθεί με την αναλυτική λύση του προβλήματος. Στην παρούσα εργασία θα γίνει μελέτη του ίδιου προβλήματος και οι μετρήσεις με το παρόν σύστημα PIV, θα συγκριθούν με την αναλυτική λύση.

6.3.1 Ανάλυση Φυσικής Συναγωγής γύρω από Θερμαινόμενη Αντίσταση

Το πρόβλημα φυσικής συναγωγής που δημιουργείται γύρω από ένα θερμαινόμενο οριζόντιο σύρμα πολύ μεγάλου μήκους το οποίο βρίσκεται μέσα σε ένα ήρεμο ρευστό άπειρης έκτασης, θα θεωρηθεί δισδιάστατο πρόβλημα στρωτής και μόνιμης ροής. Οι συντεταγμένες του προβλήματος και μεταβλητές της ταχύτητας προσδιορίζονται στο Σχήμα 6.6.



Σχήμα 6.6 Θερμικό πλούμιο από μια γραμμική θερμαινόμενη πηγή

Οι εξισώσεις που περιγράφουν την παρούσα στρωτή ροή (εξισώσεις συνέχειας, ορμής και ενέργειας) απλοποιούνται με την προσέγγιση Boussinesq και τις συνθήκες οριακού στρώματος ως εξής:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (6.1\alpha)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = g\beta(T - T_o) + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (6.1\beta)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (6.1\gamma)$$

οι συνοριακές συνθήκες είναι οι εξής:

$$T(x,0) = T_c(x), \quad \frac{\partial T(x,0)}{\partial y} = 0, \quad v(x,0) = 0, \quad \frac{\partial u(x,0)}{\partial y} = 0, \quad (6.1\delta)$$

$$T(x, y \rightarrow \infty) \rightarrow T_\infty, \quad u(x, y \rightarrow \infty) \rightarrow 0$$

Οι παραπάνω εξισώσεις μετατρέπονται σε δυο κανονικές διαφορικές εξισώσεις με φυσικές συνοριακές συνθήκες εισάγοντας την μεταβλητή ομοιότητας $\eta(x,y)$, τη συνάρτηση ροής Ψ και την αδιάστατη θερμοκρασία θ [28]:

$$\eta = \frac{y}{x} \left(\frac{Gr_x}{4} \right)^{1/4} \quad (6.2)$$

$$\Psi = 4\nu \left(\frac{Gr_x}{4} \right)^{1/4} f(\eta) \quad (6.3)$$

$$\text{όπου } Gr_x = g\beta(T_c - T_\infty) \frac{x^3}{\nu^2} \quad (6.4)$$

$$\theta = \frac{T - T_\infty}{T_c - T_\infty} \quad (6.5)$$

Η μεταβολή της θερμοκρασίας του πλουμίου στο κέντρο (centerline) σε συνάρτηση με το x ορίζεται από την εξίσωση:

$$T_c - T_\infty = Nx^n \quad (6.6)$$

όπου, η μεταβλητή n επιλέγεται ανάλογα με το είδος της ροής με τέτοιο τρόπο ώστε οι απαραίτητες συνθήκες της θερμικής ενέργειας που περνάει στο οριζόντιο επίπεδο μέσω συναγωγής να ικανοποιούνται.

Η εξίσωση της συνέχειας (6.1α) ικανοποιείται αυτόματα από την ροϊκή συνάρτηση Ψ ενώ οι εξισώσεις (6.1β) και (6.1γ) με τη βοήθεια των εξισώσεων (6.2), (6.3) και (6.6) τροποποιούνται ως εξής:

$$f''' - (2n+2)f'' + (3+n)ff' + \theta = 0 \quad (6.7\alpha)$$

$$\theta'' + Pr[(n+3)f\theta' + 4nf'\theta] = 0 \quad (6.7\beta)$$

Ο ρυθμός με τον οποίο η θερμική ενέργεια μεταφέρεται με συναγωγή από το πλούμιο πρέπει να είναι ίση με την ενέργεια Q που παράγεται από τη γραμμική πηγή και ισούται με:

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} \rho C_p u (T - T_\infty) dy \quad (6.8)$$

και με τις μεταβλητές ομοιότητας παίρνει την εξής μορφή:

$$Q = 4\mu C_p N \left(\frac{g\beta N x^{5n+3}}{4\nu^2} \right)^{1/4} I \quad (6.9)$$

$$\text{όπου } I = \int_{-\infty}^{\infty} f' \theta d\eta \quad (6.10)$$

Όταν το Q δεν είναι συνάρτηση του χ και η επιπρόσθετη θερμότητα οφείλεται μόνο στην γραμμική πηγή, έχει βρεθεί ότι η τιμή της μεταβλητής n είναι:

$$n = -\frac{3}{5} \quad (6.11)$$

Επίσης η τιμή της μεταβλητής N μπορεί να υπολογιστεί από την εξίσωση (6.9) οπότε:

$$N = \left(\frac{Q^4}{64g\beta\rho^2\mu^2C_p^4I^4} \right)^{1/5} \quad (6.12)$$

Έτσι το σύστημα των εξισώσεων (6.7) παίρνει την τελική του μορφή:

$$f''' + \frac{12}{5}ff' - \frac{4}{5}(f')^2 + \theta = 0 \quad (6.13\alpha)$$

$$\theta'' + \frac{12}{5}\text{Pr}(f\theta)' = 0 \quad (6.13\beta)$$

και οι οριακές συνθήκες:

$$\theta(0) = 1, \quad \theta'(\infty) = 0, \quad f''(0) = 0, \quad f(0) = 0 \quad \text{και} \quad f'(\infty) = 0 \quad (6.13\gamma)$$

Η συνθήκη $\theta(\infty) = 0$ ικανοποιείται αυτόματα από την εξίσωση (6.13β), η οποία αν ολοκληρωθεί δυο φορές προκύπτει:

$$\theta = \exp\left[-\frac{12}{5}\text{Pr} \int_0^\eta fd\eta\right] \quad (6.14)$$

Η προκύπτουσα τιμή του θ τείνει στο μηδέν καθώς το η γίνεται μεγάλο αφού η συνάρτηση f είναι μεγάλη και θετική.

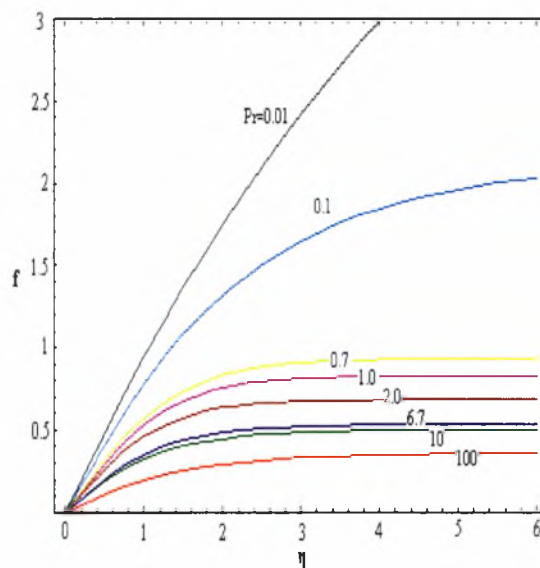
Τέλος, οι παρακάτω εξισώσεις περιγράφουν την κάθετη και την οριζόντια ταχύτητα του ρευστού στο πλούμιο.

$$u = \frac{\partial\Psi}{\partial y} = \left[\frac{4 \left(\frac{g\beta Q}{C_p I} \right)^2}{\mu\rho} \right]^{1/5} x^{1/5} f' \quad (6.15)$$

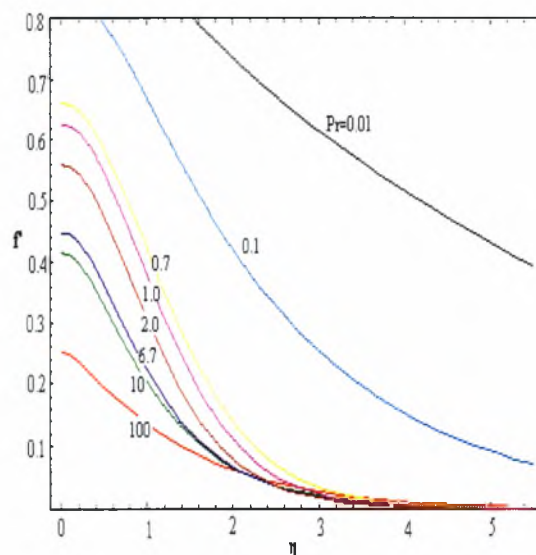
$$v = -\frac{\partial\Psi}{\partial x} = \left[\frac{64\mu^2 g\beta Q}{C_p I \rho^{5/2}} \right]^{1/5} \left[\frac{x^{-2/5}}{5} \right] [3f - 2\eta f'] \quad (6.16)$$

Η επίλυση του συστήματος των εξισώσεων (6.13) δίνει τις αδιάστατες τιμές f , f' , θ και αντικαθιστώντας στις εξισώσεις (6.15) και (6.16) προσδιορίζονται οι ταχύτητες u και v του ρευστού.

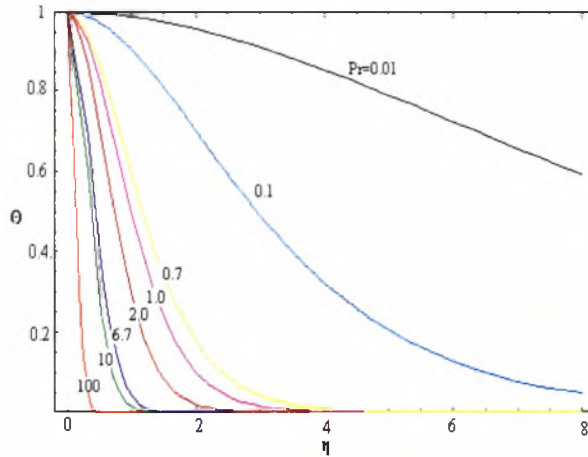
Στην παρούσα εργασία η επίλυση του συστήματος των εξισώσεων (6.13) έγινε με τη βοήθεια του μαθηματικού πακέτου Mathematica και με την μέθοδο της αριθμητικής ολοκλήρωσης. Χρησιμοποιήθηκε προς τούτο η μέθοδος δοκιμής και σφάλματος, υποθέτοντας μια τιμή της πρώτης παραγώγου της συνάρτησης f στο σημείο μηδέν, τέτοια ώστε να ικανοποιείται η αρχική συνθήκη $f'(\infty) = 0$. Το σύστημα επιλύθηκε αρχικά για αριθμούς Pr από 0.01 έως 100. Τα αποτελέσματα συγκρίθηκαν με τα αποτελέσματα των Gebhart et al.[16] και ήταν σε πολύ καλή συμφωνία, Σχήματα 6.7 έως 6.9.



Σχήμα 6.7 Ροϊκή συνάρτηση f για διαφορετικές τιμές του αριθμού Pr



Σχήμα 6.8 Κατανομές ταχυτήτων για διαφορετικές τιμές του αριθμού Pr



Σχήμα 6.9 Κατανομή θερμοκρασίας για διαφορετικές τιμές του αριθμού Pr

Όπως φαίνεται από τα παραπάνω σχήματα, για τιμές του αριθμού Pr μικρότερες της μονάδας ($Pr \ll 1$) το θερμικό οριακό στρώμα και το στρώμα της ταχύτητας αυξάνονται ανάλογα ως προς το πάχος τους. Όμως όταν ο αριθμός Pr αυξάνεται, το θερμικό στρώμα και το στρώμα της ταχύτητας μειώνονται, αλλά το θερμικό στρώμα γίνεται σχετικά πολύ λεπτότερο από το αντίστοιχο της ταχύτητας. Η μείωση του στρώματος της ταχύτητας με την αύξηση του αριθμού Pr φαίνεται καθαρά στο Σχήμα 6.8. Επίσης πρέπει να σημειωθεί ότι ο σχηματισμός του πλουμίου θεωρείται συμμετρικός και αυτή η συμμετρία είναι φανερή από τις μηδενικές κλίσεις για $\eta=0$ στα Σχήματα 6.8 και 6.9. Οι αριθμητικές τιμές των $f'(0)$ και I φαίνονται στον Πίνακα 6.2 και συγκρινόμενες με τις τιμές που υπολόγισαν οι Gebhart et al, παρουσιάζουν καλή συμφωνία. Στον ίδιο πίνακα δίνονται επίσης ενδείξεις για το πάχος των οριακών στρωμάτων τις θερμοκρασίας και της ταχύτητας από τις τιμές των η για $\theta(\eta)=0.01$ και για $u/u_{\max}=0.01=f'(\eta)/f'(0)$.

Πίνακας 6.2 Αριθμητικές τιμές των υπολογισμένων παραμέτρων

	Pr	0.01	0.1	0.7	1.0	2.0	6.7	10	100
$f'(0)$	Gebhart	0.9751	0.8408	0.6618	0.6265	0.559	0.448	0.4139	0.2505
	Παππά	0.9751	0.8408	0.6618	0.6265	0.559	0.448	0.4139	0.2505
I	Gebhart	-	3.09	1.245	1.053	0.756	0.407	0.328	-
	Παππά	8.41	3.05	1.232	1.058	0.743	0.411	0.324	0.089
$\theta=0.01$ για η	Gebhart	-	11	3.9	3.2	2.2	1.2	1	0.4
	Παππά	-	11.2	3.9	3.21	2.22	1.23	1.03	0.39
$f'/f'(0)$ $= 0.01$ για η	Gebhart	14.6	9.3	4.1	3.8	3.7	4.1	4.3	5.6
	Παππά	14.62	9.52	4.08	3.74	3.64	4.05	4.28	5.47

6.3.2 Πειραματική Μελέτη Φυσικής Συναγωγής Γύρω από Θερμαινόμενη Αντίσταση

Μετρήσεις σε Αποσταγμένο Νερό

Η πειραματική μελέτη του προβλήματος φυσικής συναγωγής γύρω από μια θερμαινόμενη γραμμική πηγή, μελετήθηκε στο δεύτερο πειραματικό μοντέλο λεκάνης τήξης με τον τρόπο που περιγράφηκε στην παράγραφο 5.2.2. Όπως αναφέρθηκε χρησιμοποιήθηκε αποσταγμένο νερό και εφαρμόστηκαν δυο τιμές της έντασης του ρεύματος 0.515 και 0.796 A αντίστοιχα. Οι αριθμοί Rayleigh και Grashof υπολογίζονται από τις εξισώσεις (3.11) και (3.12) και οι τιμές τους για κάθε περίπτωση αναγράφονται στον Πίνακα 6.3. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν σε σταθεροποιημένη κατάσταση όπου το πλούμιο ήταν πλήρως σχηματισμένο. Στην πρώτη περίπτωση η μέση θερμοκρασία που μετρήθηκε μακριά από την πηγή, σε δυο διαφορετικές θέσεις κοντά στα τοιχώματα της λεκάνης ήταν 21.1°C ενώ η θερμοκρασία της πηγής ήταν 21.8 °C. Οι αντίστοιχες θερμοκρασίες για την δεύτερη περίπτωση ήταν 24.5 και 25 °C.

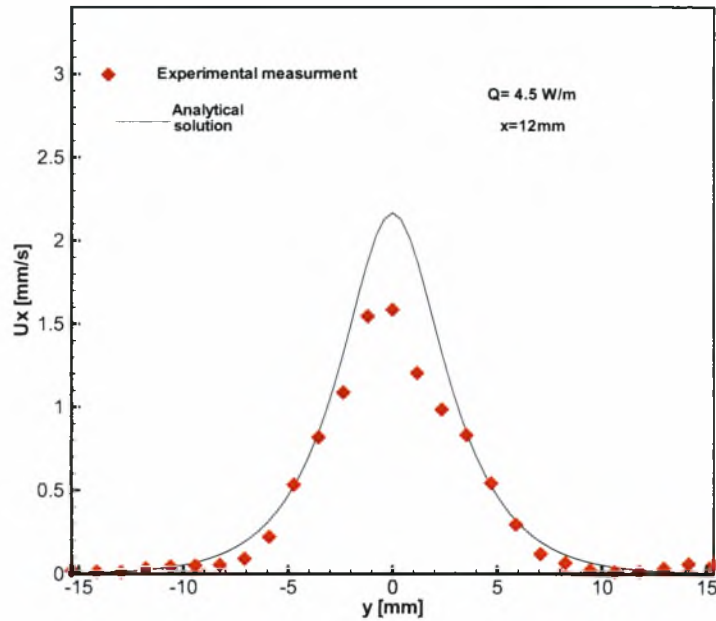
Πίνακας 6.3 Παράμετροι μελέτης φυσικής συναγωγής γύρω από θερμαινόμενη αντίσταση σε νερό

	Περίπτωση (α)	Περίπτωση (β)
I (A)	0.515	0.796
Q (W/m)	4.5	10.74
Pr	7.07	6.21
Ra	2.38×10^7	7.66×10^7
Gr	3.36×10^6	1.23×10^7

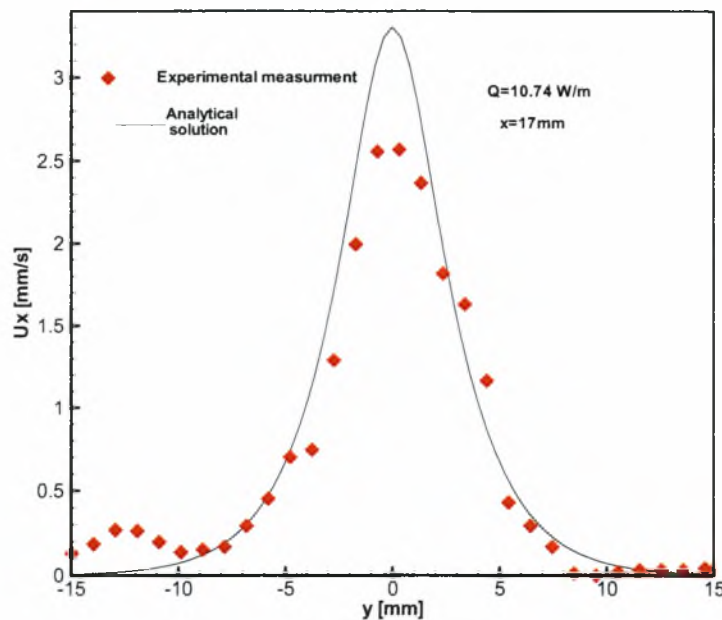
Τα ζεύγη των εικόνων που ελήφθησαν για τις δυο περιπτώσεις είχαν χρονική διαφορά 5x33.8 ms και 3x33.8 ms, αντίστοιχα. Η ενέργεια εκπομπής της δέσμης Laser ήταν στο επίπεδο 9. Η επεξεργασία των εικόνων έγινε σε παράθυρα παρατήρησης 32x32 pixels ενώ το οπτικό πεδίο της κάμερας ήταν για την πρώτη περίπτωση ένα παράθυρο φυσικού μεγέθους 37x37 mm² και εστιασμένο από τον πυθμένα της λεκάνης, ενώ για την δεύτερη περίπτωση το οπτικό πεδίο της κάμερας ήταν 32x32 mm² και εστιασμένο 8 mm πάνω από τον πυθμένα.

Από τα παραπάνω δεδομένα παρατηρείται ότι η θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ της πηγής και του περιβάλλοντος ρευστού μακριά από την πηγή είναι πολύ μικρή, μόλις 0.6 °C. Επειδή το νερό έχει πολύ μικρότερο ιξώδες από την γλυκερίνη αναπτύσσονται σημαντικές

ανωστικές δυνάμεις ακόμα και σε μια τόσο μικρή θερμοκρασιακή διαφορά. Οι ταχύτητες που παρατηρούνται είναι μια τάξη μεγέθους μεγαλύτερη από ότι στη γλυκερίνη που χρησιμοποιήθηκε στην προηγούμενη εφαρμογή. Στα Σχήματα 6.10 και 6.11 γίνεται σύγκριση των κατανομών της κατακόρυφης ταχύτητας που προκύπτουν από την αναλυτική λύση και τις πειραματικές μετρήσεις για τις δυο περιπτώσεις.



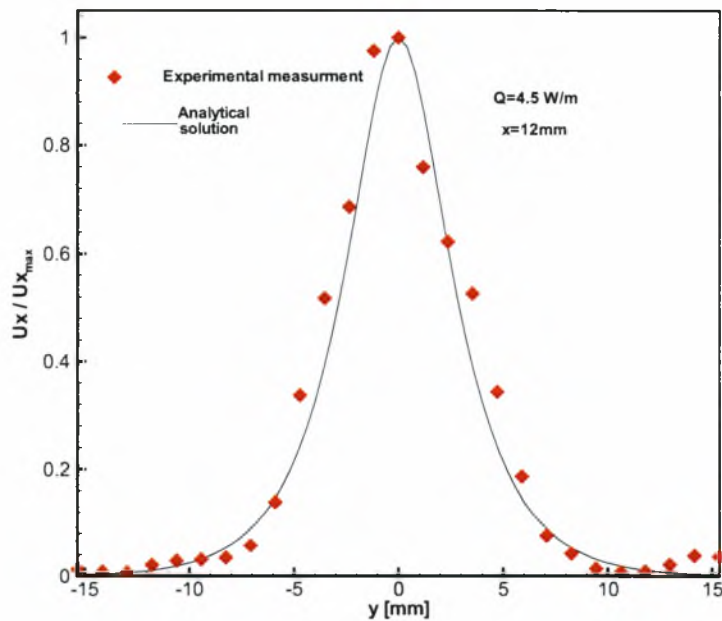
Σχήμα 6.10 Σύγκριση αναλυτικής λύσης με μετρήσεις της κατακόρυφης ταχύτητας για $Q=4.5 \text{ W/m}$



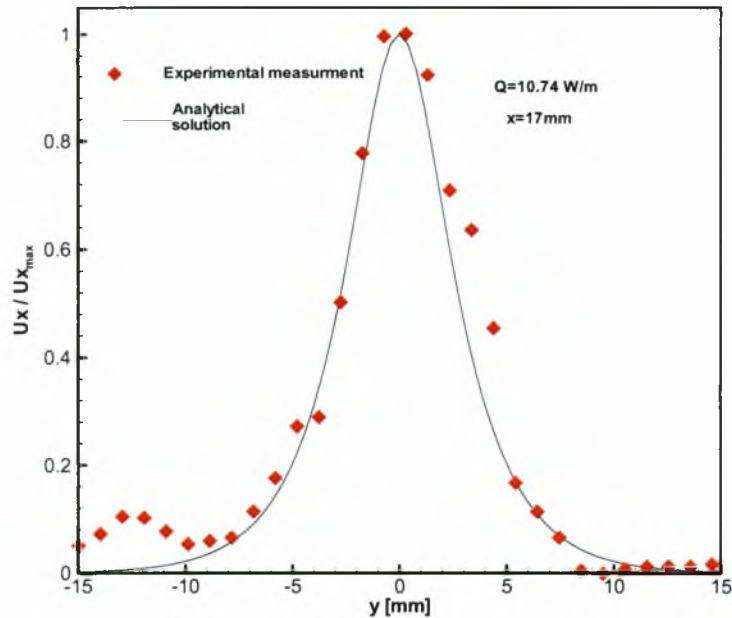
Σχήμα 6.11 Σύγκριση αναλυτικής λύσης με μετρήσεις της κατακόρυφης ταχύτητας για $Q=10.74 \text{ W/m}$

Όπως φαίνεται από τα παραπάνω σχήματα, η σύγκριση μεταξύ των αναλυτικών και πειραματικών τιμών της κατακόρυφης ταχύτητας στο πλούμιο δείχνει ότι οι μέγιστες ταχύτητες που μετρήθηκαν είναι περίπου 20% μικρότερες από τις αναλυτικές. Το ίδιο ποσοστό παρατήρησαν και οι Nawoj και Hickman [32]. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η αναλυτική λύση περιγράφει το πρόβλημα όπου το ρευστό γύρω από την αντίσταση έχει άπειρη έκταση και δεν δημιουργούνται ανακυκλοφορίες οπότε η κατακόρυφη ταχύτητα αυξάνεται περισσότερο με το ύψος. Στις πειραματικές μετρήσεις όμως το ρευστό, λόγω του ότι σύντομα σε επαφή με την ελεύθερη επιφάνεια, ψύχεται ταχύτερα και η ροή αλλάζει πορεία κινούμενη προς τα τοιχώματα της λεκάνης. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τη μείωση της κατακόρυφης ταχύτητας κοντά στην επιφάνεια.

Όταν όμως οι τιμές των ταχυτήτων κανονικοποιηθούν, δηλαδή διαιρεθούν με τις αντίστοιχες τιμές των μέγιστων ταχυτήτων πάνω από την πηγή, παρουσιάζεται πολύ καλή συμφωνία μεταξύ των προβλεπόμενων και των πειραματικών τιμών όπως φαίνεται στα Σχήματα 6.12 και 6.13, αντίστοιχα.

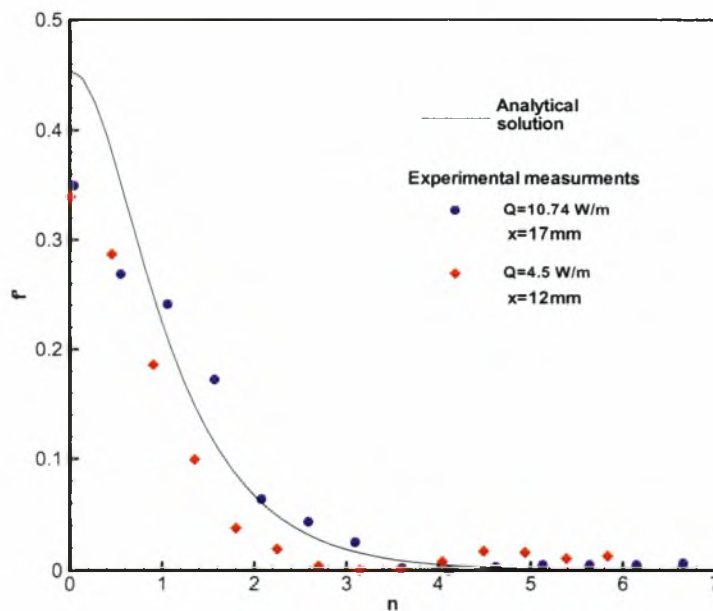


Σχήμα 6.12 Κατανομή της κανονικοποιημένης κατακόρυφης ταχύτητας του πλουμίου πάνω από την πηγή για $Q=4.5$ W/m



Σχήμα 6.13 Κατανομή της κανονικοποιημένης κατακόρυφης ταχύτητας του πλουμίου πάνω από την πηγή για $Q=10.74$ W/m

Όταν οι ταχύτητες που μετρήθηκαν πειραματικά εκφράστηκαν σε όρους αδιάστατης μορφής του αναλυτικού μοντέλου, Σχήμα 6.14, παρατηρήθηκε καλή συμφωνία ανάμεσα στις πειραματικές μετρήσεις σε δυο διαφορετικά επίπεδα πάνω από την πηγή. Ο συσχετισμός όμως μεταξύ των αναλυτικών προβλέψεων και των μετρήσεων δεν είναι πολύ ικανοποιητικός κυρίως όσον αφορά τη μέγιστη τιμή της αδιάστατης ταχύτητας πάνω από την πηγή.



Σχήμα 6.14 Κατανομές της αδιάστατης ταχύτητας του πλουμίου πάνω από την πηγή

Τα αποτελέσματα, από την παραπάνω πειραματική εφαρμογή και η σύγκρισή τους με τη θεωρητική ανάλυση του προβλήματος, έδειξαν ότι υπάρχει αναλογία μεταξύ τους και ότι είναι συγκρίσιμα με αποτελέσματα που παρατίθενται στη βιβλιογραφία. Αν και η φυσική του συγκεκριμένου προβλήματος απέχει από αυτή της ροής της υαλομάζας, παρόλο αυτά τα αποτελέσματα πιστοποιούν την λειτουργία του συστήματος PIV.

Μετρήσεις σε Γλυκερίνη

Στην παρούσα εφαρμογή έγινε προσέγγιση του προηγούμενου προβλήματος σε συνθήκες προσομοίωσης της υαλομάζας χρησιμοποιώντας γλυκερίνη στο ίδιο μοντέλο λεκάνης και με την πειραματική διάταξη που περιγράφηκε αναλυτικά στην παράγραφο 5.2.2. Στην περίπτωση αυτή πραγματοποιήθηκε παραμετρική μελέτη ως προς τη ροή θερμότητας, και φαίνεται στον Πίνακα 6.4 μαζί με τις αδιάστατες παραμέτρους υπολογισμένες στις θερμοκρασίες του περιβάλλοντος ρευστού μακριά από την πηγή. Οι θερμοκρασίες αυτές ήταν από 27.3 έως 29.1°C.

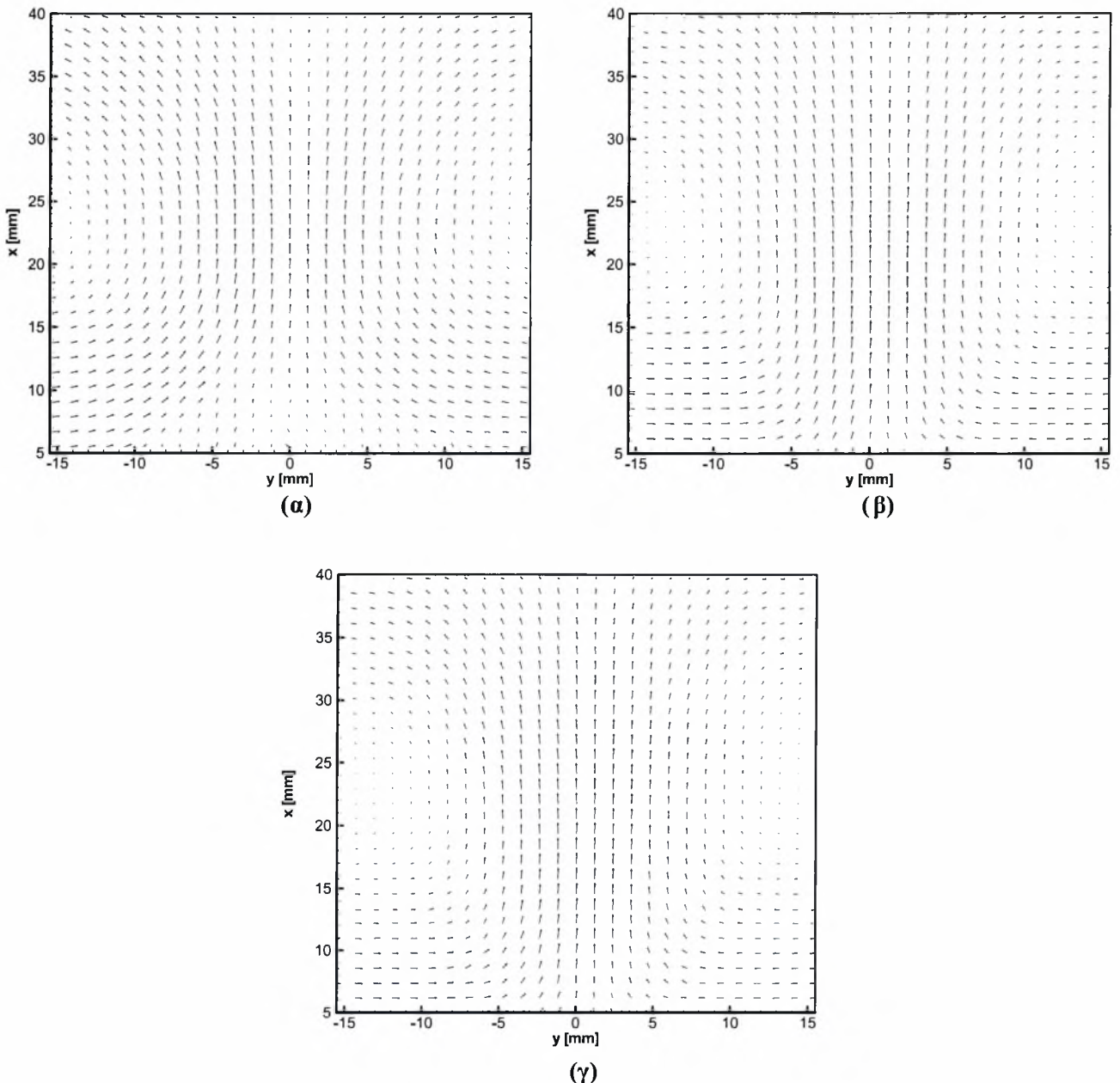
Πίνακας 6.4 Παράμετροι μελέτης φυσικής συναγωγής γύρω από θερμαινόμενη αντίσταση σε γλυκερίνη

	Περίπτωση (α)	Περίπτωση (β)	Περίπτωση (γ)
I (A)	2.52	3.09	3.78
Q (W/m)	2.82	4.24	6.35
Pr	6 185	6 394	5 983
Ra	1.85×10^5	2.7×10^5	4.3×10^5
Gr	30	42	72

Λόγω του μεγάλου ιξώδους της γλυκερίνης, στη ροή αναπτύσσονται αρκετά μικρές ταχύτητες οπότε οι φωτογραφίες που λήφθηκαν είχαν πολύ μεγαλύτερη χρονική διαφορά από ότι στο νερό, 40x33.8 ms για την μικρότερη θερμοροή και 30x33.8 ms για τις δυο μεγαλύτερες. Η ενέργεια της πηγής εκπομπής της δέσμης Laser ήταν στο επίπεδο 8. Παρατηρείται ότι στην εφαρμογή αυτή η απαίτηση της ενέργειας για την εκπομπή της δέσμης είναι μεγαλύτερη από την εφαρμογή με τον κύλινδρο όπου χρησιμοποιήθηκαν γλυκερίνη και σωματίδια PSP 50 μm. Η διαφορά αυτή οφείλεται στη μεγαλύτερη διάμετρο των σωματιδίων. Η επεξεργασία των εικόνων έγινε σε παράθυρα παρατήρησης 32x32 pixels. Το οπτικό πεδίο

της κάμερας ήταν ένα παράθυρο φυσικού μεγέθους $37 \times 37 \text{ mm}^2$ το οποίο ήταν εστιασμένο 5 mm πάνω από την πηγή.

Στο Σχήμα 6.15 απεικονίζονται τα διανύσματα ταχυτήτων των πεδίων ροής που προέκυψαν για κάθε περίπτωση θερμορροής.



Σχήμα 6.15 Διανύσματα ταχυτήτων πάνω από τη θερμαινόμενη αντίσταση

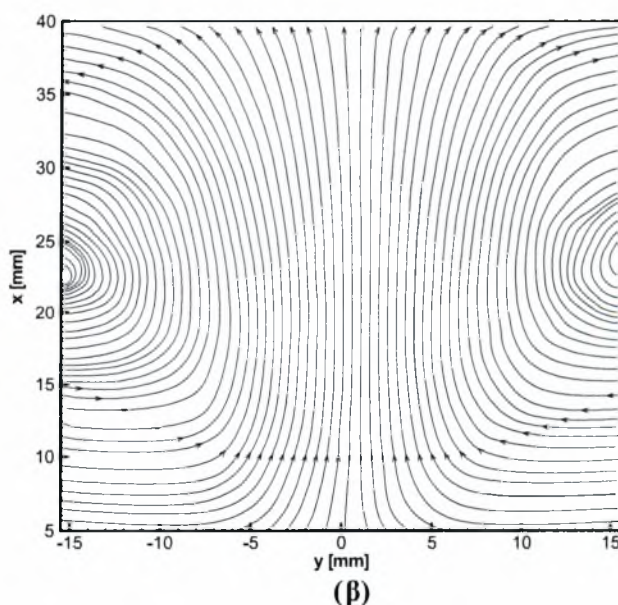
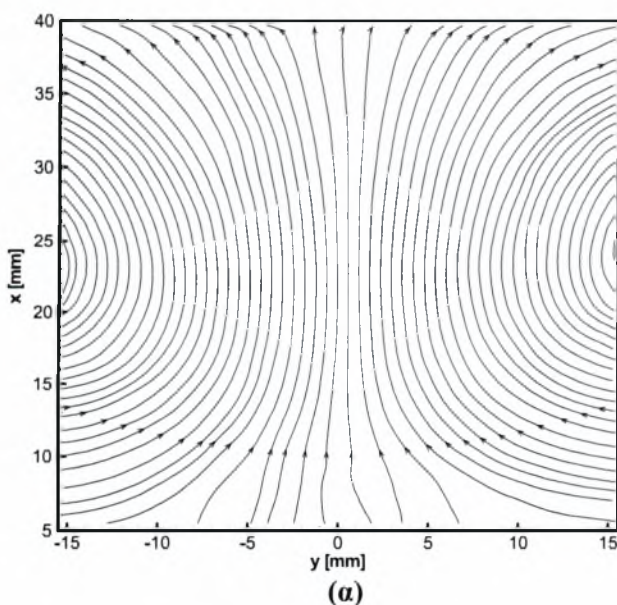
(α) $Q = 2.82 \text{ W/m}$, (β) $Q = 4.24 \text{ W/m}$, (γ) $Q = 6.35 \text{ W/m}$

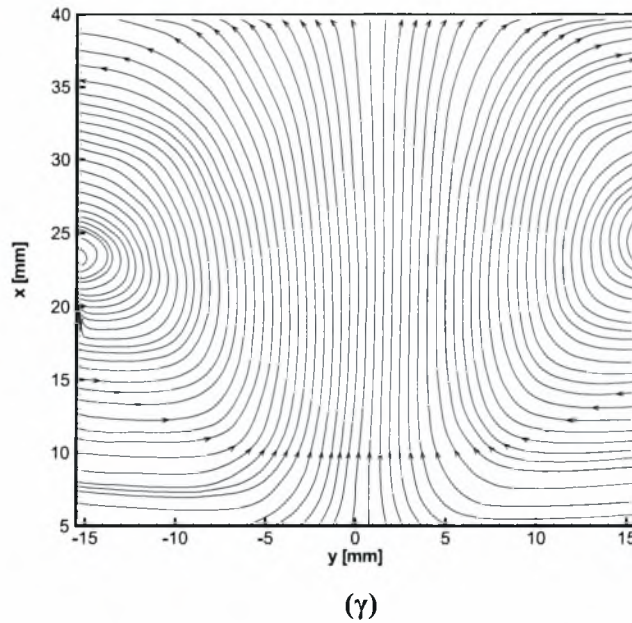
Από τα πεδία ταχυτήτων διακρίνεται ο σχηματισμός του πλουμίου πάνω από τη γραμμική πηγή αλλά και οι ανακυκλοφορίες που δημιουργούνται λόγω της ελεύθερης επιφάνειας του ρευστού. Παρατηρείται ότι όσο αυξάνεται η θερμορροή τόσο εντονότερες γίνονται οι ανακυ-

κλοφορίες και το εύρος του πλουμίου μικραίνει. Επίσης το μέγεθος των διανυσμάτων (τιμή ταχυτήτων) πάνω από το κέντρο της πηγής αυξάνεται με το ύψος μέχρι ένα σημείο και όσο η ροή πλησιάζει την επιφάνεια, αρχίζει και πάλι να μειώνεται. Στην πρώτη περίπτωση για $Q = 2.83 \text{ W/m}$, παρατηρούνται μεγαλύτερες ταχύτητες σε ύψος περίπου 24 mm, για $Q = 4.24 \text{ W/m}$ σε ύψος περίπου 20 mm ενώ στην τρίτη περίπτωση για $Q = 6.35 \text{ W/m}$ παρατηρούνται σε ύψος περίπου σε 19 mm πάνω από τον πυθμένα της λεκάνης. Φαίνεται ότι όσο αυξάνεται η θερμοροή η μέγιστη τιμή της ταχύτητας μετατοπίζεται πιο κοντά στην πηγή.

Στην περίπτωση (α) του Σχήματος 6.15, υπάρχει μια περιοχή σε απόσταση 10 mm δεξιά και αριστερά της αντίστασης που εκτείνεται περίπου 15 mm πάνω από αυτή, στην οποία η ροή παρουσιάζει μια ανομοιομορφία. Στην περιοχή αυτή, λόγω των χαμηλών ταχυτήτων, κάποια σωματίδια με μεγάλη αδράνεια που παρασύρονται ελαφρά από τις ανακυκλοφορίες, έχουν μεγαλύτερη ταχύτητα στην οριζόντια διεύθυνση και δεν ακολουθούν σωστά τη ροή επηρεάζοντας το πεδίο. Σε μεγαλύτερο ύψος που τα φαινόμενα φυσικής συναγωγής αναπτύσσονται περισσότερο και οι ανακυκλοφορίες ενισχύονται, τα σωματίδια ακολουθούν σωστά τη ροή και το φαινόμενο ομαλοποιείται. Στις περιπτώσεις (β) και (γ) του Σχήματος 6.15 δεν παρατηρείται ανάλογο φαινόμενο [33].

Στο Σχήμα 6.16 παρουσιάζονται οι γραμμές ροής των πεδίων και των τριών περιπτώσεων που δίνουν μια ποιοτική περιγραφή της ροής πάνω από την θερμαινόμενη αντίσταση.





Σχήμα 6.16 Γραμμές ροής πάνω από τη θερμαινόμενη αντίσταση

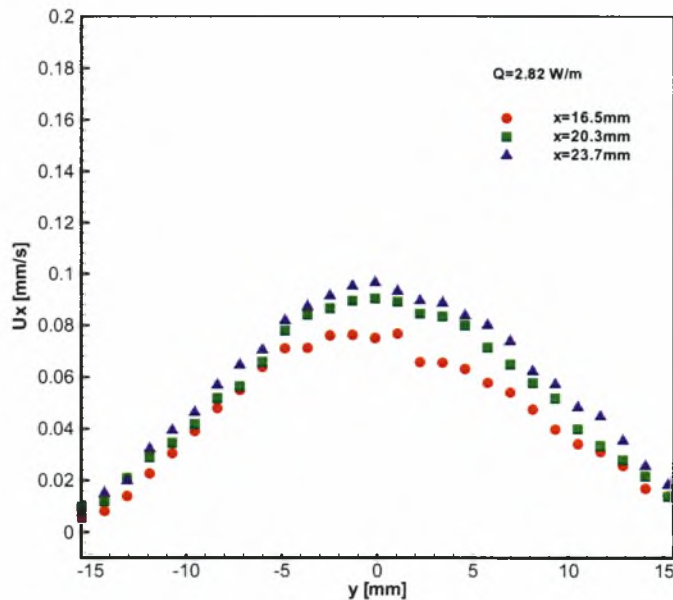
(α) $Q = 2.82 \text{ W/m}$, (β) $Q = 4.24 \text{ W/m}$, (γ) $Q = 6.35 \text{ W/m}$

Από το παραπάνω σχήμα παρατηρείται πολύ καλή συμμετρία μεταξύ των δυο ανακυκλοφοριών σε κάθε πεδίο. Η θέση των κέντρων δεν μπορεί να προσδιοριστεί με ακρίβεια καθώς βρίσκονται εκτός των πεδίων μέτρησης, παρόλο αυτά εκτιμάται ότι βρίσκονται στην περιοχή από 22 έως 24 mm πάνω από την πηγή και σε οριζόντια απόσταση λίγο μεγαλύτερη των 15.5 mm που απεικονίζουν τα πεδία. Αυτό που φαίνεται όμως είναι ότι όσο αυξάνεται η ροή θερμότητας το κέντρο των ανακυκλοφοριών μετατοπίζεται σε μικρότερο ύψος πάνω από την πηγή.

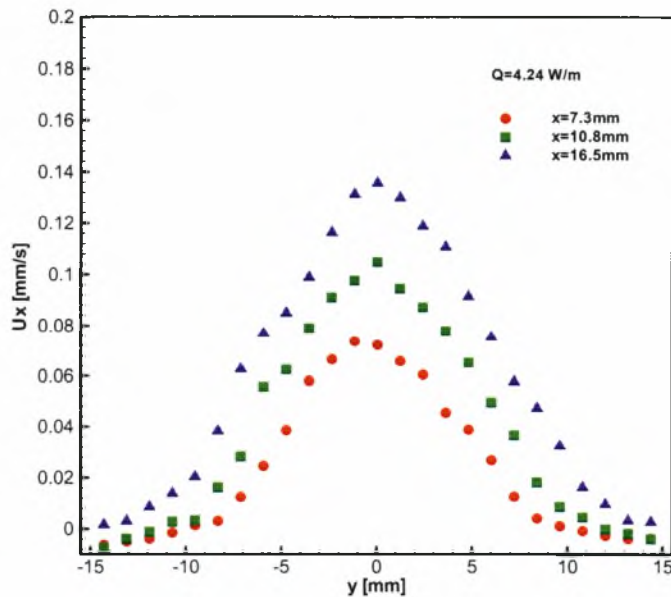
Στο ίδιο σχήμα διακρίνεται το εύρος του πλουμίου που δημιουργείται πάνω από την πηγή σε κάθε περίπτωση θερμοροής. Στην περίπτωση της μικρότερης θερμοροής ($Q = 2.82 \text{ W/m}$) το πλούμιο, αν και δεν διακρίνεται πολύ καλά λόγω της ανομοιομορφίας που παρουσιάζεται κοντά στην αντίσταση, εκτείνεται όμως περισσότερο από τις άλλες περιπτώσεις. Επειδή η θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ της πηγής και της επιφάνειας είναι μικρή (λόγω της μικρής θερμοροής), από την περιοχή των 30 mm και πάνω, η κατακόρυφη ταχύτητα αρχίζει να μειώνεται και ο σχηματισμός του πλουμίου αναστέλλεται λόγω των ανακυκλοφοριών. Για τις περιπτώσεις μεγαλύτερων θερμοροών ($Q = 4.24 \text{ W/m}$ και 6.35 W/m) η έκταση του πλουμίου είναι διακριτή, ο σχηματισμός του επηρεάζεται δεξιά και αριστερά από τις ανακυκλοφορίες αλλά διατηρείται σε όλο το πεδίο. Αν και μεταξύ των δυο περιπτώσεων δεν φαίνεται να υπάρχουν μεγάλες διαφορές στο ροϊκό πεδίο, ο σχηματισμός του πλουμίου στην τρίτη περίπτωση αναπτύσσεται με πιο απότομο τρόπο από ότι στη δεύτερη περίπτωση. Οι

διαφορές αυτές θα φανούν πιο καθαρά στα διαγράμματα ταχυτήτων που παρουσιάζονται στη συνέχεια.

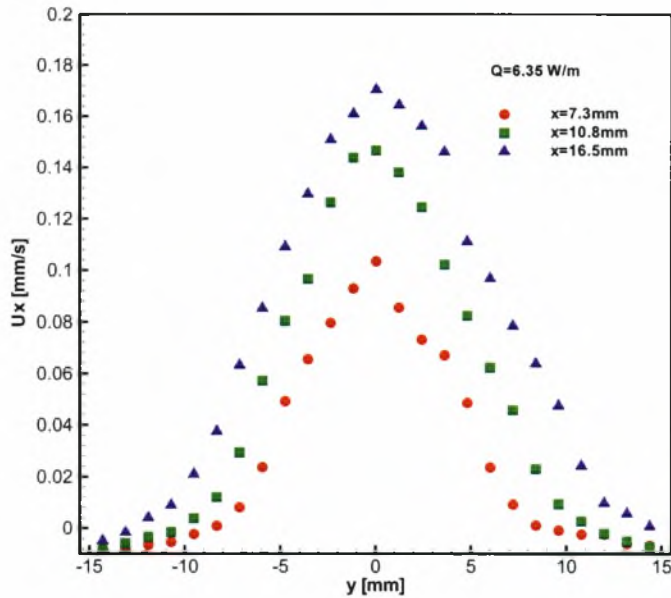
Στα Σχήματα 6.17 έως 6.19 παρουσιάζονται οι κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας σε διαφορετικά ύψη πάνω από την θερμαινόμενη πηγή, για τις τρεις περιπτώσεις που μελετούνται.



Σχήμα 6.17 Κατανομή κατακόρυφης ταχύτητας του πλουμίου πάνω από την πηγή για $Q = 2.82 \text{ W/m}$



Σχήμα 6.18 Κατανομή κατακόρυφης ταχύτητας του πλουμίου πάνω από την πηγή για $Q = 4.24 \text{ W/m}$



Σχήμα 6.19 Κατανομή κατακόρυφης ταχύτητας του πλουμίου πάνω από την πηγή για $Q = 6.35 \text{ W/m}$

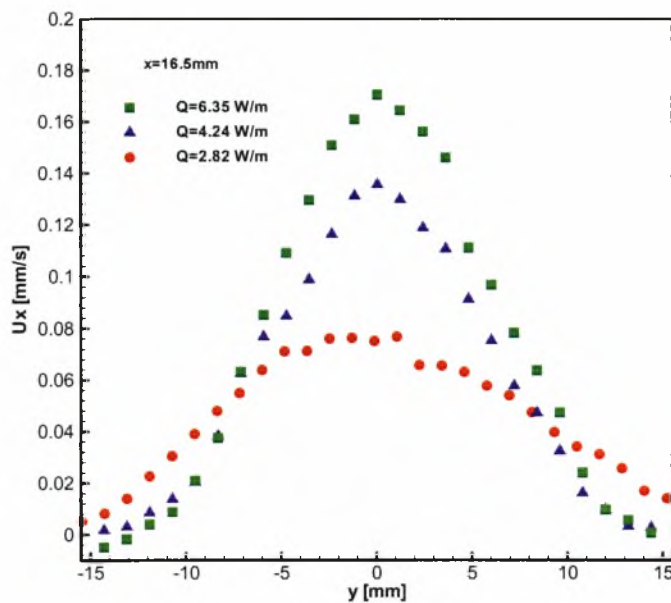
Στο Σχήμα 6.17 τα ύψη στα οποία παρουσιάζονται οι κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας, βρίσκονται πάνω από την περιοχή που εμφανίζεται η ανομοιομορφία στο πεδίο της ροής που σημειώθηκε παραπάνω. Επιλέχθηκαν τα ύψη 16.5, 20.2 και 23.7 mm πάνω από την θερμαινόμενη αντίσταση και παρατηρείται ότι οι καμπύλες είναι ομαλές και έχουν μεγάλο εύρος. Η κατακόρυφη ταχύτητα, για σχετική αύξηση του ύψους περίπου 45% (από 16.5 mm έως 23.7 mm) αυξάνεται περίπου κατά 30%.

Στα Σχήματα 6.18 και 6.19 οι κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας παριστάνονται σε μικρότερο ύψος πάνω από την θερμαινόμενη αντίσταση, 7.3, 10.8 και 16.5 mm. Παρατηρείται ότι, στα 7.3 mm η τιμή της κατακόρυφης ταχύτητας και το εύρος της κατανομής είναι μικρότερο. Σε μεγαλύτερος ύψος τα μέγιστα των κατανομών είναι υψηλότερα και οι καμπύλες αποκτούν μεγαλύτερο εύρος. Μακριά από την πηγή σε οριζόντια απόσταση περίπου ± 15 mm στο επίπεδο της θερμαινόμενης αντίστασης, οι καμπύλες παρουσιάζουν αρνητικές ταχύτητες. Το φαινόμενο αυτό οφείλεται στις ανακυκλοφορίες, οι οποίες παρουσιάζουν στην περιοχή αυτή, ελαφρά κύρτωση προς τα κάτω και φαίνεται καλύτερα από τις ροϊκές γραμμές των πεδίων που παριστάνονται στο Σχήμα 6.16.

Στο Σχήμα 6.18 η μέγιστη κατακόρυφη ταχύτητα, για σχετική αύξηση του ύψους περίπου 125% (από τα 7.3 στα 16.5 mm) αυξάνεται περίπου κατά 90%. Αντίστοιχα, στο Σχήμα 6.19, η κατακόρυφη ταχύτητα στο μέσο πεδίο για την ίδια σχετική ποσοστιαία αύξηση του ύψους (από 7.3 έως 16.5 mm) αυξάνεται περίπου κατά 65%. Έτσι η σχετική αύξηση της κα-

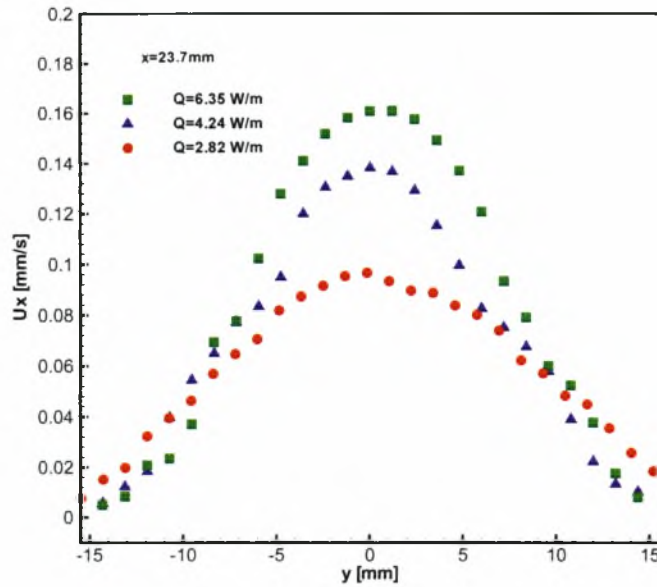
τακόρυφης ταχύτητας, στο μέσο πεδίο της θερμαινόμενης αντίστασης εξαρτάται από την θερμοροή.

Στα Σχήματα 6.20 και 6.21 παρουσιάζονται οι κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας για τις τρεις περιπτώσεις θερμοροών, σε επιλεγμένο ύψος πάνω από την θερμαινόμενη πηγή, στα 16.5 και 23.7 mm, αντίστοιχα.



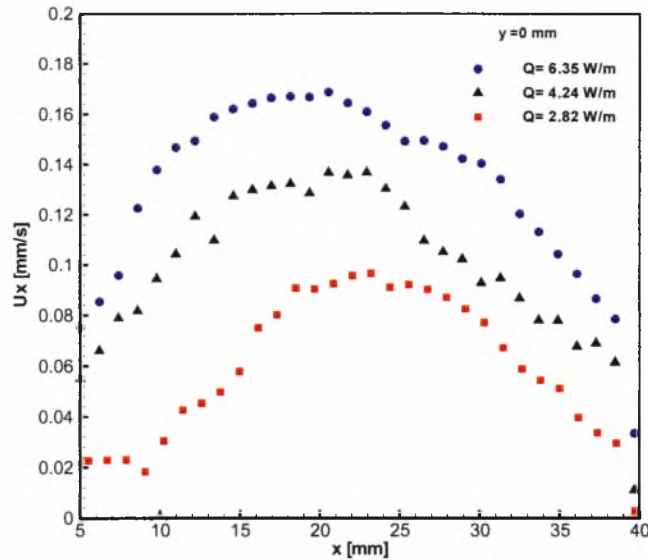
Σχήμα 6.20 Σύγκριση κατανομών των κατακόρυφων ταχυτήτων του πλουμίου σε ύψος $\chi = 16.5$ mm πάνω από την πηγή

Σε ύψος 16.5 mm πάνω από την πηγή, η μέγιστη ταχύτητα για $Q = 6.35$ W/m είναι περίπου 0.18 mm/s, για $Q = 4.24$ W/m είναι 0.14 mm/s και για $Q = 2.82$ W/m η μέγιστη ταχύτητα είναι περίπου 0.08 mm/s. Παρατηρείται ότι η κατακόρυφη ταχύτητα, για σχετική αύξηση της ροής θερμότητας κατά 125%, από τη μικρότερη θερμοροή στη μεγαλύτερη, αυξάνεται περίπου κατά 130%, πράγμα που σημαίνει ότι καθώς η θερμοροή αυξάνεται περισσότερο από δυο φορές, η μέγιστη κατακόρυφη ταχύτητα αυξάνεται ανάλογα.



Σχήμα 6.21 Σύγκριση κατανομών των κατακόρυφων ταχυτήτων του πλουμίου σε ύψος $x = 23.7$ mm πάνω από την πηγή

Σε ύψος 23.7 mm πάνω από την πηγή, Σχήμα 6.21, οι μέγιστες τιμές της κατακόρυφης ταχύτητας είναι περίπου 0.1 mm/s για $Q = 2.82$ W/m, περίπου 0.14 mm/s για $Q = 4.24$ W/m και 0.16 mm/s για $Q = 6.35$ W/m. Παρατηρείται ότι, η τιμή της μέγιστης ταχύτητας, 23.7 mm πάνω από την πηγή, για την περίπτωση της μεγαλύτερης θερμορροής ($Q = 6.35$ W/m) είναι μικρότερη, από ότι στα 16.5 mm που παριστάνεται στο Σχήμα 6.20. Για τις υπόλοιπες περιπτώσεις θερμορροών όμως, η κατακόρυφη ταχύτητα αυξάνεται από τα 16.5 στα 23.7 mm πάνω από την πηγή. Σαν συνέπεια του φαινομένου αυτού είναι ότι με τη σχετική αύξηση της θερμορροής κατά 125% (από 2.82 σε 6.35 W/m), η αντίστοιχη σχετική αύξηση της μέγιστης κατακόρυφης ταχύτητας, στο συγκεκριμένο ύψος πάνω από την πηγή, παρουσιάζεται μικρότερη σε σχέση με το ύψος των 16.5 mm, και είναι περίπου 67%. Για τη μείωση αυτή μπορεί να δοθεί η εξήγηση από το Σχήμα 6.22, στο οποίο παρουσιάζεται η κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας σε σχέση με το ύψος πάνω από την πηγή, στο κατακόρυφο επίπεδο της θερμαινόμενης αντίστασης.

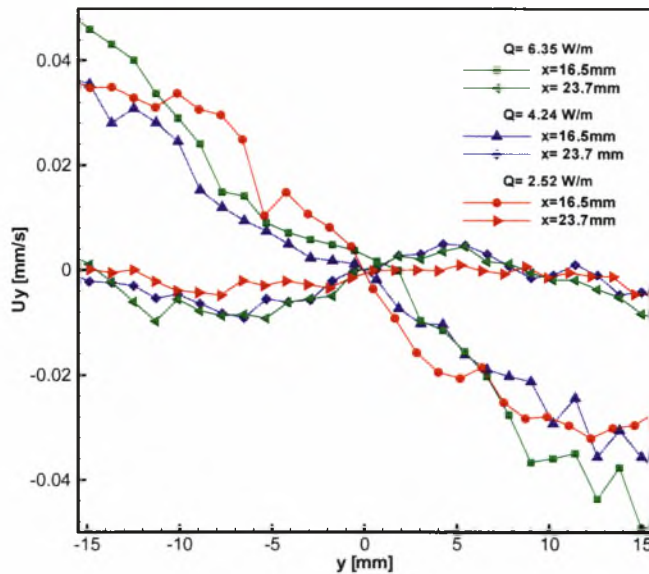


Σχήμα 6.22 Κατανομή κατακόρυφης ταχύτητας με το ύψος πάνω από την πηγή

Στο παραπάνω σχήμα παρατηρείται ότι η κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας σε συνάρτηση με το ύψος, πάνω από το επίπεδο της θερμαινόμενης αντίστασης, για την περίπτωση της μεγαλύτερης θερμοροής, αυξάνεται από τα 5 mm του πεδίου με τιμή περίπου 0.075 mm/s μέχρι τα 18.8 mm όπου αποκτά τη μέγιστη τιμή περίπου 0.15 mm/s. Στη συνέχεια, λόγω των ανακυκλοφοριών που ενισχύουν την οριζόντια ταχύτητα του πεδίου, η κατακόρυφη ταχύτητα μειώνεται καθώς το ρευστό οδηγείται προς την ελεύθερη επιφάνεια. Στην περίπτωση για $Q = 4.24 \text{ W/m}$ η κατακόρυφη ταχύτητα στα 5 mm είναι 0.05 mm/s και αυξάνεται μέχρι το ύψος των 20 mm πάνω από την πηγή όπου παίρνει την μέγιστη τιμή της, περίπου 0.139 mm/s. Σε μεγαλύτερο ύψος η τιμή της ταχύτητας μειώνεται, και όπως φαίνεται από το σχήμα, περίπου στα 40 mm μηδενίζεται. Τέλος, για την περίπτωση της μικρότερης θερμοροής η κατακόρυφη ταχύτητα στα 5 mm πάνω από την πηγή, έχει την τιμή περίπου 0.025 mm/s και στα 23.2 mm αποκτά μέγιστη τιμή περίπου 0.095 mm/s. Στην συνέχεια μειώνεται και μόλις στα 40 mm μηδενίζεται.

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι καθώς αυξάνεται η θερμοροή, η τιμή της κατακόρυφης ταχύτητας γίνεται μέγιστη, σε μικρότερη κατακόρυφη απόσταση από την θερμαινόμενη πηγή. Η οριζόντια ταχύτητα αυξάνεται πιο γρήγορα και έτσι οι ανακυκλοφορίες γίνονται πιο απότομες και το κέντρο τους μετατοπίζεται πιο χαμηλά.

Στο Σχήμα 6.23 παρουσιάζονται οι κατανομές της οριζόντιας ταχύτητας για τις τρεις περιπτώσεις των θερμοροών στα επίπεδα 16.5 και 23.7 mm πάνω από την πηγή.



Σχήμα 6.23 Κατανομές οριζόντιας ταχύτητας πάνω από την θερμαινόμενη πηγή

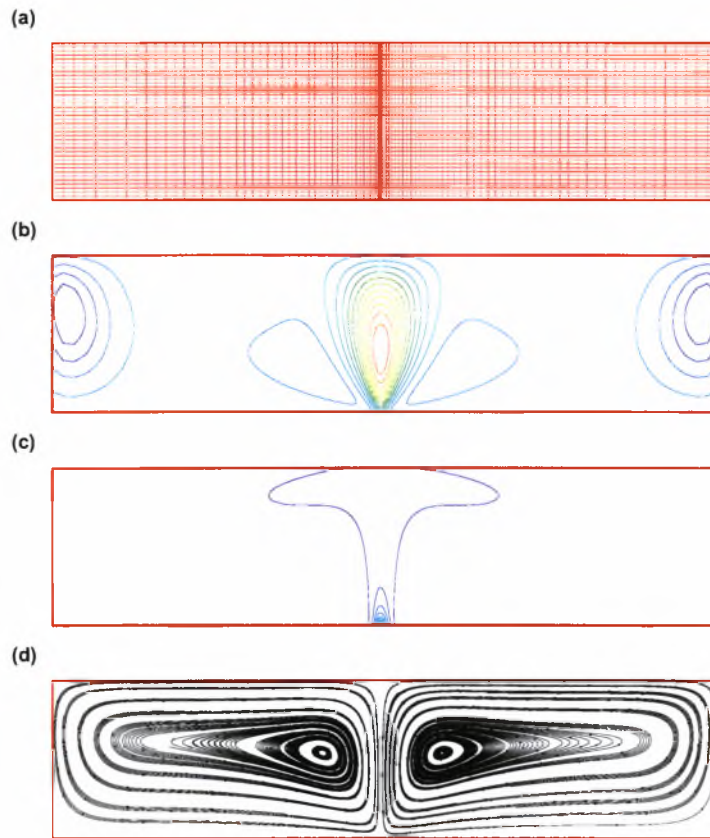
Στο ύψος των 16.5 mm πάνω από την πηγή, οι κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας όλων των περιπτώσεων είναι ιδιαίτερα αυξημένες και μάλιστα πλησιάζουν τις μέγιστες τιμές τους, όπως μπορεί να φανεί και από το Σχήμα 6.20. Συνεπώς οι οριζόντιες ταχύτητες είναι πολύ μικρές και κυμαίνονται στην περιοχή γύρω από το μηδέν όπως παρατηρείται από την παραπάνω εικόνα. Αντίθετα, στο ύψος των 23.7 mm πάνω από το θερμαινόμενο σύρμα, που οι κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας έχουν ήδη αρχίσει να μειώνονται σε όλες τις περιπτώσεις θερμορροής, οι κατανομές ταχυτήτων στην οριζόντια κατεύθυνση δεξιά και αριστερά της πηγής αυξάνονται. Όπως φαίνεται από το σχήμα, η οριζόντια ταχύτητα για την περίπτωση της μεγαλύτερης θερμορροής είναι μεγαλύτερη καθώς οι ανακυκλοφορίες είναι πιο έντονες και η κατακόρυφη ταχύτητα έχει αρχίσει να μειώνεται σε χαμηλότερο ύψος, Σχήμα 6.21. Για τις δυο άλλες περιπτώσεις οι κατανομές κυμαίνονται περίπου στα ίδια επίπεδα. Αυτό που παρατηρείται όμως από το Σχήμα 6.23 σε σχέση με το Σχήμα 6.21 είναι ότι στο ίδιο ύψος πάνω από την πηγή, οι μέγιστες τιμές των οριζόντιων ταχυτήτων κυμαίνονται περίπου από 0.035 έως 0.047 mm/s ενώ οι αντίστοιχες των κατακόρυφων κυμαίνονται από 0.097 έως 0.160 mm/s. Συνεπώς η επίδραση των οριζόντιων ταχυτήτων επηρεάζει τη ροή αλλά οι κατακόρυφες ταχύτητες στο επίπεδο αυτό, εξακολουθούν να υπερισχύουν στην κίνηση του ρευστού.

Τα πειραματικά αποτελέσματα του πεδίου των ταχυτήτων που αναπτύσσονται πάνω από την θερμαινόμενη πηγή στην συγκεκριμένη εφαρμογή, συγκρίθηκαν με την αναλυτική λύση που παρουσιάστηκε στην προηγούμενη ενότητα. Η συμφωνία μεταξύ τους δεν ήταν

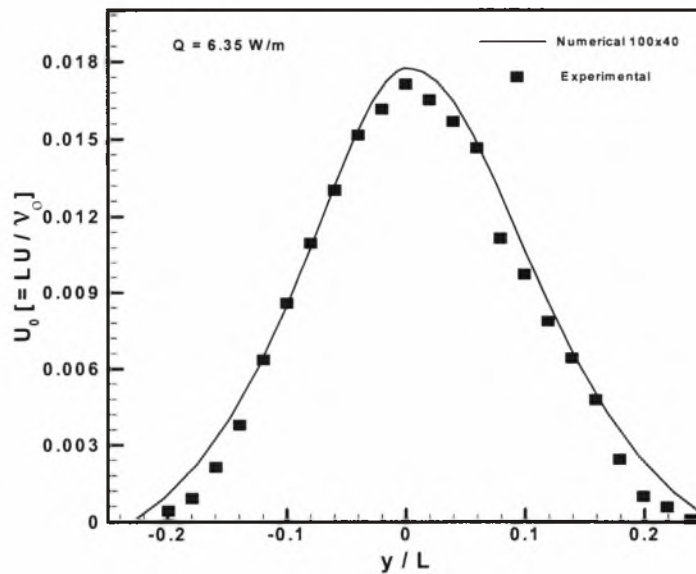
καλή, κυρίως για το λόγο ότι το ιξώδες της γλυκερίνης έχει ισχυρή εξάρτηση από τη θερμοκρασία (βλέπε Πίνακα 5.1), ενώ στην αναλυτική λύση οι ιδιότητες του ρευστού θεωρούνται σταθερές σε όλο το θερμοκρασιακό πεδίο.

Για την πιστοποίηση των μετρήσεων της συγκεκριμένης εφαρμογής, πραγματοποιήθηκε υπολογιστική προσομοίωση του προβλήματος βασισμένη σε μέθοδο που αναπτύχθηκε από τους Sarris et al. [34] χρησιμοποιώντας τις αδιάστατες εξισώσεις των Emery et al. [35] και με μεταβλητές ιδιότητες της γλυκερίνης. Η υπολογιστική προσομοίωση εφαρμόστηκε μόνο για τη περίπτωση (γ) των πειραματικών μετρήσεων. Για την υπολογιστική προσομοίωση διαμορφώθηκε ένα ανομοιόμορφο πλέγμα 100 κελιών στην οριζόντια διεύθυνση και 40 κελιών στην κάθετη, όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.24α. Στα Σχήματα 6.24β και 6.24c παρουσιάζονται η κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας πάνω από την πηγή και η κατανομή της θερμοκρασίας μέσα στη λεκάνη τήξης σε αδιάστατη μορφή. Στο Σχήμα 6.24d φαίνονται οι γραμμές ροής σε όλο το πεδίο της λεκάνης και διακρίνονται οι δυο ανακυκλοφορίες που δημιουργούνται πάνω από την πηγή. Παρατηρείται ότι οι ανακυκλοφορίες στα τοιχώματα της λεκάνης αποκτούν σχεδόν τετραγωνική μορφή και καθώς επανέρχονται στο σημείο που βρίσκεται η πηγή παρουσιάζουν μια απότομη κύρτωση. Ανάλογα φαινόμενα είχαν σημειωθεί στην αντίστοιχη πειραματική περίπτωση.

Τέλος, στο Σχήμα 6.25 παρουσιάζεται η σύγκριση των κατανομών της αδιάστατης ταχύτητας $U_0 = LU_x / \nu_0$ με το αδιάστατο μήκος y/L μεταξύ των πειραματικών και υπολογιστικών αποτελεσμάτων σε ύψος 10.8 mm πάνω από την πηγή. Από τη σύγκριση προκύπτει πολύ καλή συμφωνία, πράγμα που ενισχύει την αξιοπιστία των μετρήσεων που έγιναν με το σύστημα PIV του Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών.



Σχήμα 6.24 Προσομοίωση της ροής με μεθόδους υπολογιστικής Ρευστοδυναμικής
 α) κατανομή πλέγματος, β) κατακόρυφες ταχύτητες, γ) ισόθερμες, δ) γραμμές ροής



Σχήμα 6.25 Σύγκριση πειραματικών και υπολογιστικών κατακόρυφων ταχυτήτων για $Q = 6.35 \text{ W/m}$
 σε ύψος $x = 10.8 \text{ mm}$ πάνω από την πηγή

6.4 Πειραματική Μελέτη Φυσικής Συναγωγής από Θερμαινόμενη Λωρίδα

Η μελέτη της φυσικής συναγωγής στο φυσικό μοντέλο της λεκάνης τήξης υπό την επίδραση μιας θερμαινόμενης λωρίδας έγινε για τρεις περιπτώσεις στις οποίες μεταβάλλονται το ύψος του πρίσματος και η ένταση του ρεύματος. Το ύψος του πρίσματος στο οποίο έχει τοποθετηθεί η θερμαινόμενη λωρίδα είναι 5, 10 και 15 mm αντίστοιχα, από τον πυθμένα της λεκάνης. Για κάθε θέση της θερμαινόμενης λωρίδας εφαρμόστηκαν τρεις διαφορετικές τιμές έντασης ρεύματος (1.42, 2.83 και 3.75 A). Σε κάθε περίπτωση οι αδιάστατες μεταβλητές υπολογίζονται από τις εξισώσεις (3.12) και (3.13) και η θερμορροή εκφράζεται ανά μονάδα επιφάνειας της λωρίδας (W/m^2).

Τα ζεύγη των φωτογραφιών που λήφθηκαν είχαν χρονική διαφορά 20x33.8 ms για όλες τις περιπτώσεις που θα παρουσιαστούν. Η ενέργεια της πηγής εκπομπής της δέσμης Laser ήταν στο επίπεδο 8, όπως και στην εφαρμογή με τη θερμαινόμενη αντίσταση μέσα σε γλυκερίνη. Τέλος, η επεξεργασία όλων των εικόνων πραγματοποιήθηκε σε παράθυρα παρατήρησης 32x32 pixels. Στις επόμενες παραγράφους θα γίνουν παρατηρήσεις για την μεταβολή της κατακόρυφης ταχύτητας σε συνάρτηση με τη ροή θερμότητας αλλά και τη θέση της θερμαινόμενης λωρίδας μέσα στη λεκάνη τήξης.

Περίπτωση 1^η

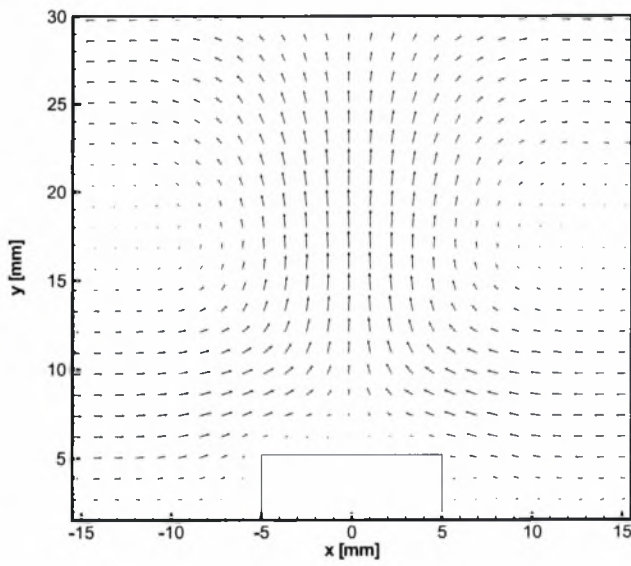
Στην περίπτωση αυτή η θερμαινόμενη λωρίδα τοποθετήθηκε πάνω σε πρίσμα ύψους 5 mm πάνω από τον πυθμένα της λεκάνης. Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, πραγματοποιήθηκε παραμετρική μελέτη ως προς τη ροή θερμότητας με τιμές που αναγράφονται στον Πίνακα 6.5. Οι αδιάστατοι αριθμοί του πίνακα έχουν υπολογιστεί χρησιμοποιώντας τις ιδιότητες της γλυκερίνης στη θερμοκρασία του ρευστού μακριά από την πηγή θέρμανσης. Για κάθε περίπτωση, οι θερμοκρασίες αυτές μετρήθηκαν με τη βοήθεια του υδραργυρικού θερμομέτρου και ήταν 30.2, 34.3 και 38.3 °C, αντίστοιχα. Στη παρούσα περίπτωση μελέτης, η κάμερα αποτύπωνε παράθυρο φυσικού μεγέθους 32x32 mm² και ήταν εστιασμένη 1.5 mm πάνω από τον πυθμένα της λεκάνης.

Πίνακας 6.5 Παράμετροι μελέτης φυσικής συναγωγής υπό την επίδραση θερμαινόμενης λωρίδας σε ύψος 5 mm από τον πυθμένα της λεκάνης τήξης

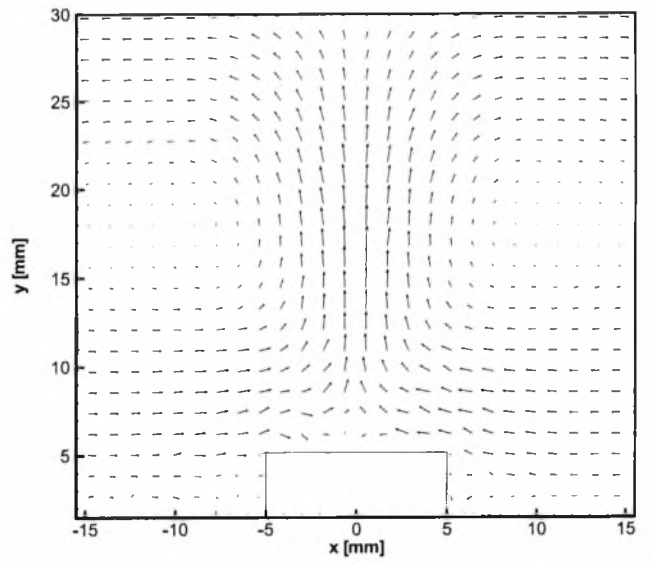
	Περίπτωση (α)	Περίπτωση (β)	Περίπτωση (γ)
I (A)	1.42	2.83	3.75
Q (W/m ²)	582.5	2313.7	4062.5
Pr	5 041	3 755	2 793
Ra	1.015 x 10 ⁷	5.76 x 10 ⁷	1.36 x 10 ⁸
Gr	2 013	15 338	48 660

Στο Σχήμα 6.28 παρουσιάζονται τα διανύσματα ταχυτήτων των πεδίων ροής των περιπτώσεων (α), (β) και (γ). Από τα πεδία ταχυτήτων διακρίνεται καθαρά ο σχηματισμός των ανακυκλοφοριών πάνω από τη θερμαινόμενη λωρίδα. Παρατηρείται ότι όσο αυξάνεται η ροή θερμότητας (δηλ. αύξηση έντασης ηλεκτρισμού) οι ανακυκλοφορίες γίνονται πιο έντονες, τα κέντρα τους μετατοπίζονται πιο κοντά στην πηγή και το εύρος του πλουμίου που δημιουργείται μειώνεται. Τα διανύσματα πάνω από την θερμαινόμενη περιοχή γίνονται μεγαλύτερα περίπου σε ύψος 17 mm από τη βάση του πρίσματος στην οποία είναι τοποθετημένη η θερμαινόμενη λωρίδα, και για τις τρεις περιπτώσεις θερμοροής.

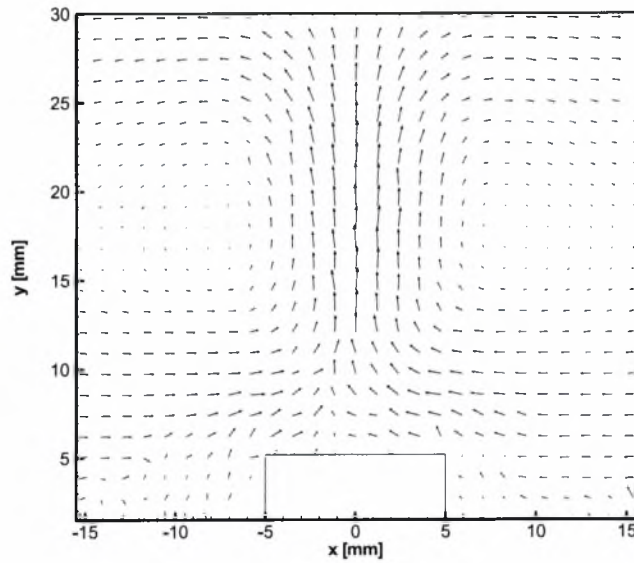
Χαρακτηριστική είναι η περιοχή που παρατηρείται ακριβώς πάνω από τη θερμαινόμενη λωρίδα και που εκτείνεται σε ύψος περίπου 5 mm από την επιφάνειά της και για τις τρεις περιπτώσεις θερμοροής. Η περιοχή αυτή μπορεί να χαρακτηριστεί ως περιοχή αδρανείας καθώς τα σωματίδια κινούνται με πολύ μικρή ταχύτητα, σχεδόν μηδενική. Όταν οι δυο ανακυκλοφορίες που δημιουργούνται συναντώνται, πάνω από την θερμαινόμενη αντίσταση, η ροή ομαλοποιείται όπως μπορεί να φανεί καλύτερα από τις ροϊκές γραμμές των πεδίων που απεικονίζονται στο Σχήμα 6.27 για τις τρεις περιπτώσεις θερμοροής. Οι γραμμές ροής παριστάνονται πάνω από την επιφάνεια του πρίσματος στην οποία είναι τοποθετημένη η θερμαινόμενη λωρίδα.



(α)



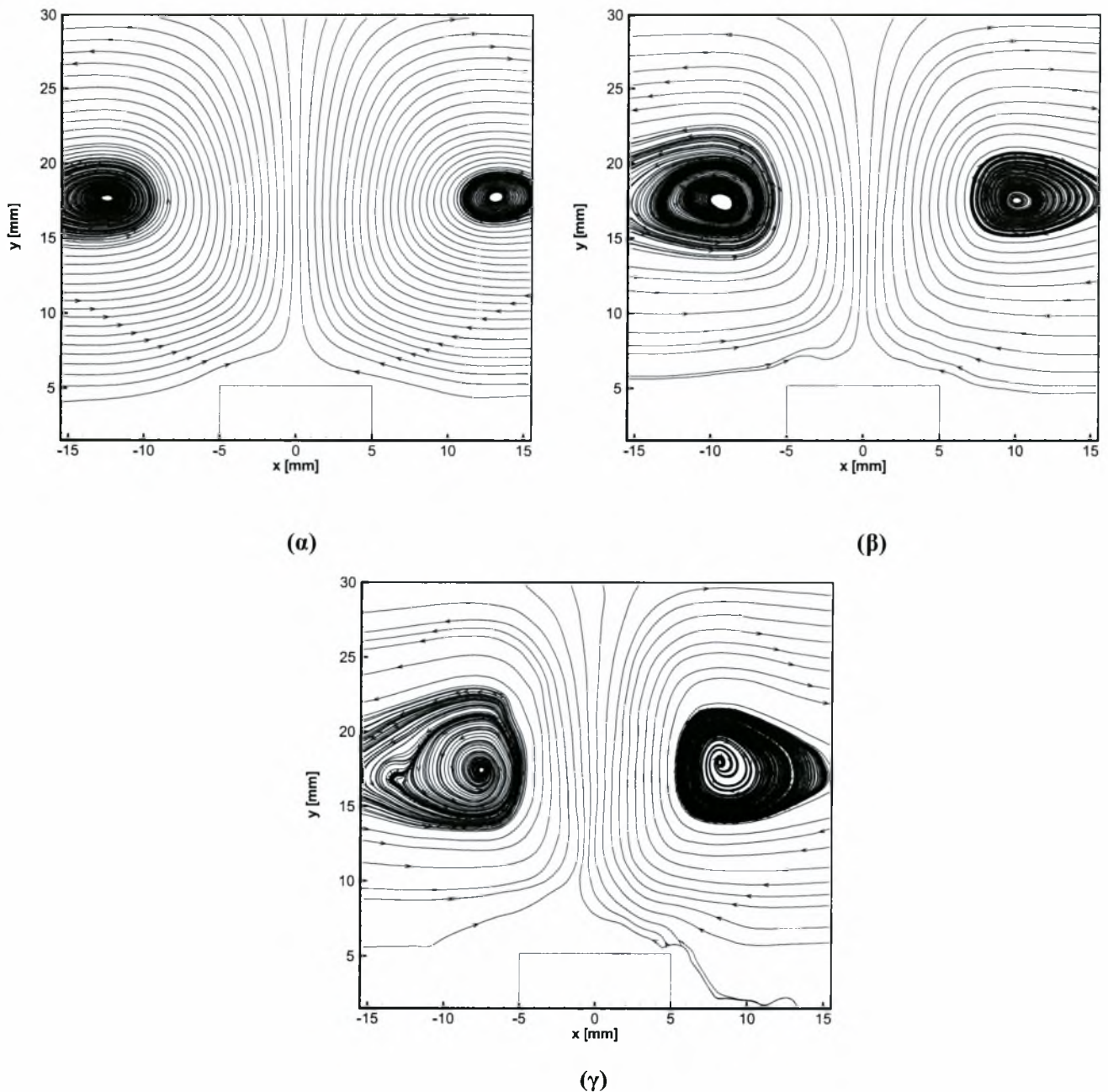
(β)



(γ)

Σχήμα 6.26 Διανύσματα ταχυτήτων πάνω από τη θερμαινόμενη λωρίδα

(α) $Q = 585.5 \text{ W/m}^2$, (β) $Q = 2313.7 \text{ W/m}^2$, (γ) $Q = 4062.5 \text{ W/m}^2$



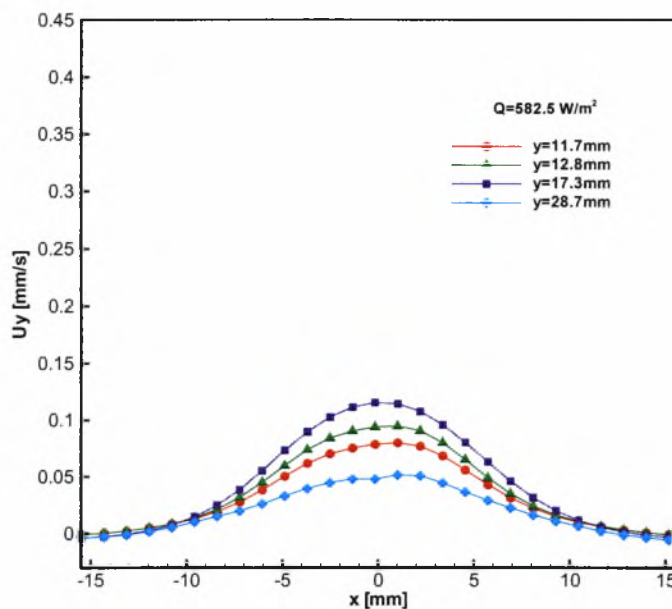
Σχήμα 6.27 Γραμμές ροής πάνω από τη θερμαινόμενη λωρίδα

(α) $Q = 585.5 \text{ W/m}^2$, (β) $Q = 2313.7 \text{ W/m}^2$, (γ) $Q = 4062.5 \text{ W/m}^2$

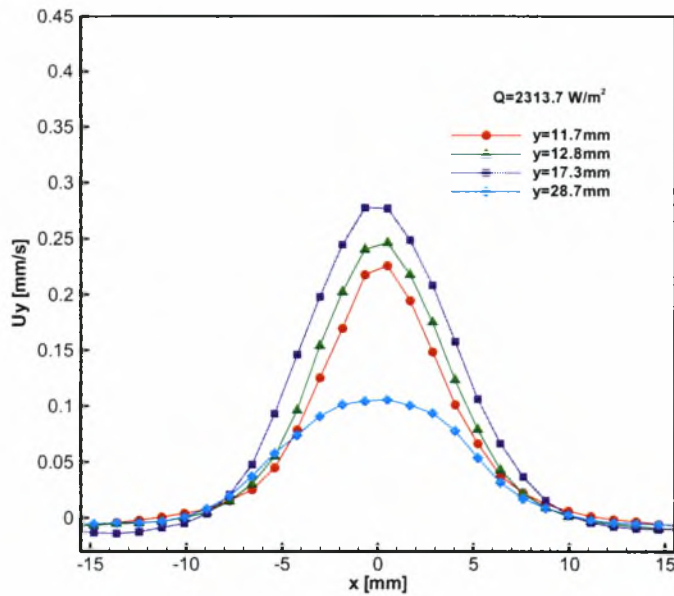
Οι ανακυκλοφορίες παρουσιάζουν αρκετά καλή συμμετρία και με την αύξηση της θερμότητας γίνονται πιο έντονες. Τα κέντρα τους βρίσκονται μέσα στο εικονιζόμενο πεδίο ροής και συγκεκριμένα για την περίπτωση (α) τα κέντρα είναι περίπου 18 mm πάνω από τον πυθμένα της λεκάνης και περίπου ± 13 mm σε οριζόντια απόσταση από το μέσο πεδίο. Στην περίπτωση (β) και (γ) τα κέντρα των ανακυκλοφοριών εμφανίζονται περίπου σε ύψος 18 mm από τον πυθμένα και ± 10 mm και ± 8 αντίστοιχα δεξιά και αριστερά από το μέσο πεδίο στην

οριζόντια διεύθυνση. Από τα παραπάνω προκύπτει ότι όσο αυξάνεται η θερμοροή, τα κέντρα των ανακυκλοφοριών δεν μετατοπίζονται σημαντικά ως προς το ύψος πάνω από την πηγή αλλά μετατοπίζονται πιο κοντά στην πηγή ως προς την οριζόντια διεύθυνση. Αυτό εξηγεί το γεγονός ότι με την αύξηση της θερμοροής, οι ανακυκλοφορίες ενισχύονται και περιορίζονται σε μικρό εύρος κοντά στην θερμαινόμενη λωρίδα.

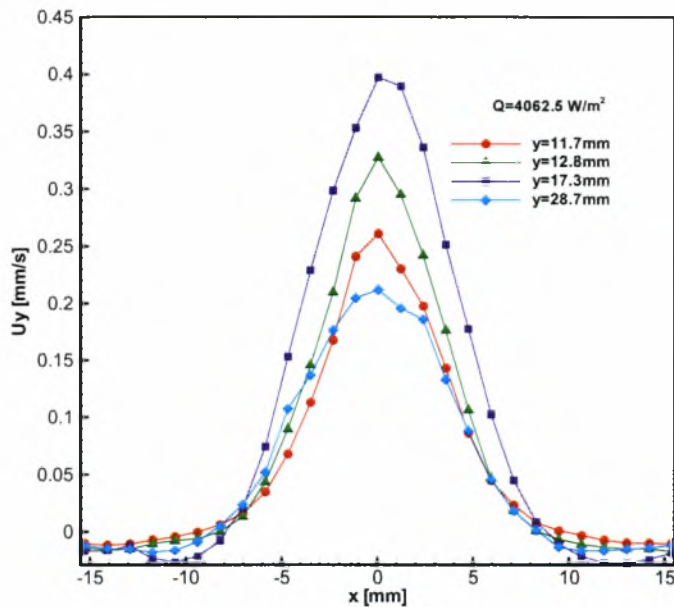
Στα Σχήματα 6.28 έως 6.30 παρουσιάζονται οι κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας σε τέσσερα διαφορετικά ύψη πάνω από την επιφάνεια της θερμαινόμενης λωρίδας για τις τρεις περιπτώσεις θερμοροής που μελετήθηκαν. Τα ύψη αυτά επιλέχθηκαν να βρίσκονται πάνω από την περιοχή αδρανείας που εμφανίζεται κοντά στην επιφάνεια της λωρίδας.



Σχήμα 6.28 Κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας πάνω από την θερμαινόμενη λωρίδα για $Q = 582.5 \text{ W/m}^2$



Σχήμα 6.29 Κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας πάνω από την θερμαινόμενη λωρίδα για $Q = 2313.7 \text{ W/m}^2$



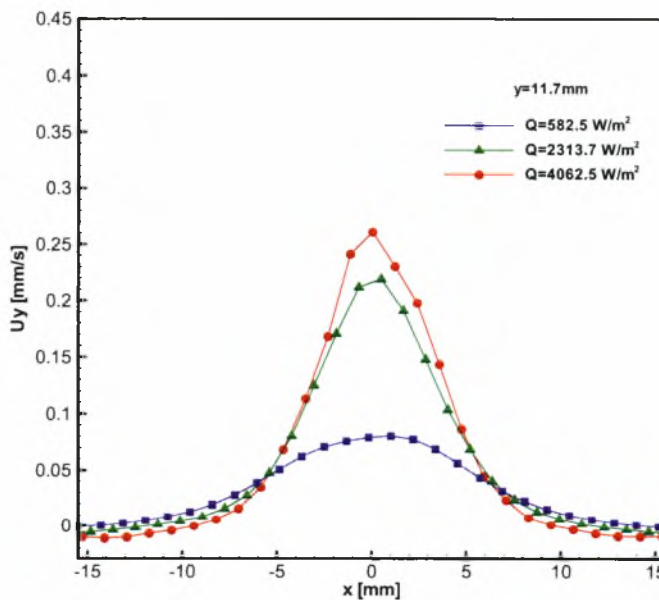
Σχήμα 6.30 Κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας πάνω από την θερμαινόμενη λωρίδα για $Q = 4062.5 \text{ W/m}^2$

Σε όλα τα σχήματα παρατηρείται ότι οι μέγιστες τιμές της κατακόρυφης ταχύτητας αυξάνονται από ύψος 11.7 έως 17.3 mm πάνω από τον πυθμένα της λεκάνης στην περιοχή που βρίσκεται το πρίσμα, ενώ σε ύψος 28.7 mm παρουσιάζουν μικρότερες τιμές. Συνεπώς, όσο το ρευστό πλησιάζει στην ελεύθερη επιφάνεια η κατακόρυφη ταχύτητα μειώνεται και αυξάνεται η οριζόντια.

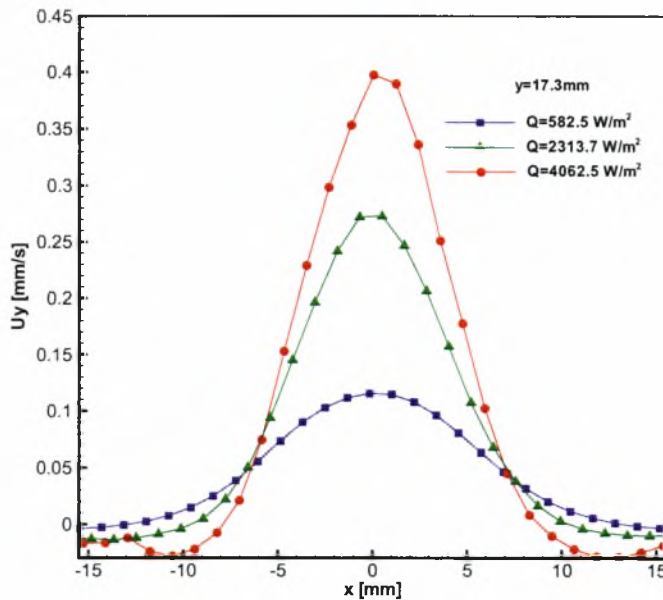
Στο Σχήμα 6.28 οι κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας παρουσιάζουν μεγάλο εύρος και μακριά από την θερμαινόμενη λωρίδα σε οριζόντια απόσταση ± 15 mm από το μέσο πεδίο, μηδενίζονται. Επίσης, παρατηρείται ότι το ποσοστό της σχετικής αύξησης της μέγιστης τιμής της ταχύτητας, στο κέντρο της θερμαινόμενης λωρίδας, για σχετική αύξηση του ύψους περίπου 50% (από 11.7 σε 17.3 mm) είναι περίπου 45%.

Στα Σχήματα 6.29 και 6.30 οι κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας έχουν μικρότερο εύρος και μεγαλύτερες μέγιστες τιμές από την περίπτωση (α). Σε οριζόντια απόσταση πέραν των ± 15 mm παρουσιάζουν αρνητικές τιμές πράγμα το οποίο φαίνεται καθαρά από τις ροϊκές γραμμές των πεδίου των Σχημάτων 6.27β και 6.27γ. Επίσης, για σχετική αύξηση του ύψους 50% (από 11.7 σε 17.3 mm) η αντίστοιχη σχετική αύξηση της ταχύτητας στη περίπτωση (β) είναι περίπου 25% και στην περίπτωση (γ) περίπου 50%.

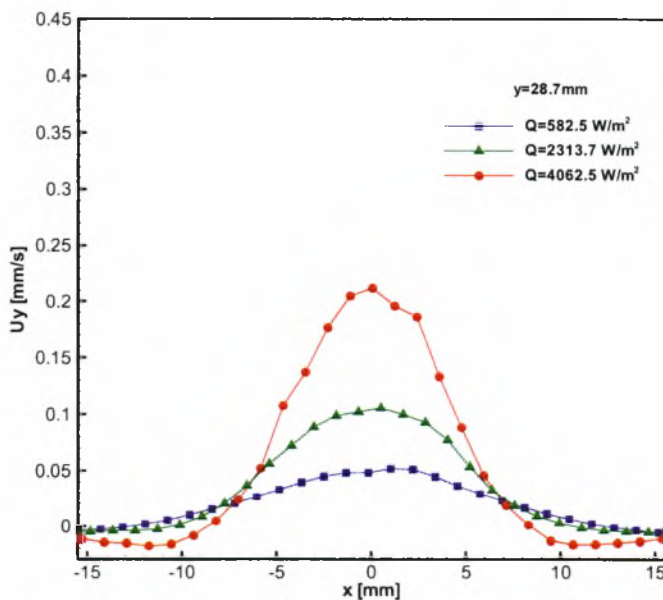
Στα Σχήματα 6.31 έως 6.33 συγκρίνονται οι κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας σε επιλεγμένα ύψη πάνω από τον πυθμένα της λεκάνης, των περιπτώσεων θερμορροής.



Σχήμα 6.31 Σύγκριση κατανομών των κατακόρυφων ταχυτήτων σε ύψος $y = 11.7$ mm πάνω από το κέντρο του πυθμένα



Σχήμα 6.32 Σύγκριση κατανομών των κατακόρυφων ταχυτήτων σε ύψος $y = 17.3$ mm πάνω από το κέντρο του πυθμένα

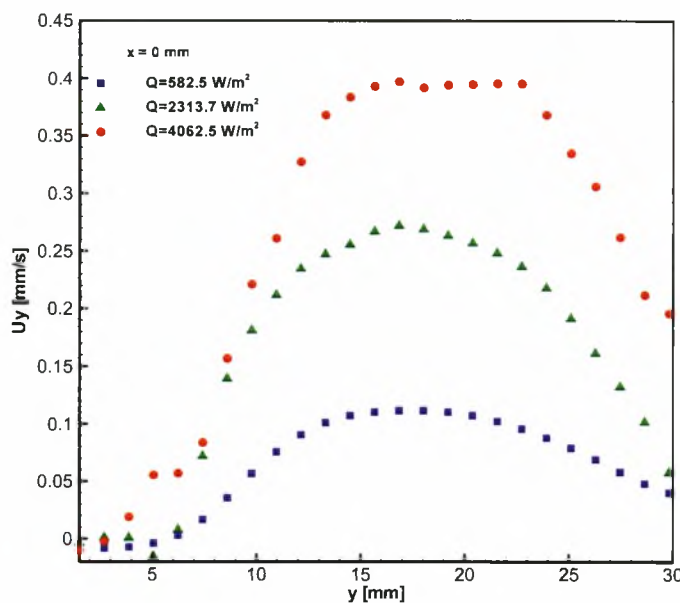


Σχήμα 6.33 Σύγκριση κατανομών των κατακόρυφων ταχυτήτων σε ύψος $y = 28.7$ mm πάνω από το κέντρο του πυθμένα

Σε ύψος 11.7 και 17.3 mm πάνω από το κέντρο του πυθμένα, συγκρίνοντας τις μέγιστες τιμές της κατακόρυφης ταχύτητας για τις τρεις περιπτώσεις θερμορροής, παρατηρείται ότι όταν η θερμορροή αυξάνεται περίπου επτά φορές (από $Q = 582.5$ έως 4062.5 W/m^2), η μέγιστη τιμή της κατακόρυφης ταχύτητας αυξάνεται περίπου τρεις φορές. Στο Σχήμα 6.32

παρατηρείται επίσης, ότι οι κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας όλων των περιπτώσεων θερμορροής παρουσιάζουν μεγαλύτερες τιμές σε σχέση με τις κατανομές του Σχήματος 6.31. Σε ύψος όμως 28.7 mm όπου το ρευστό πλησιάζει την ελεύθερη επιφάνεια και οι κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας έχουν ελαττωθεί, παρατηρείται ότι η κατακόρυφη ταχύτητα από $Q = 582.5$ σε 4062.5 W/m^2 γίνεται τετραπλάσια. Αυτό συμβαίνει διότι η κατακόρυφη ταχύτητα, στην περίπτωση με τη μικρότερη θερμορροή, μειώνεται πιο γρήγορα σε ύψη κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια σε σχέση με την περίπτωση με τη μεγαλύτερη θερμορροή, λόγω των μικρότερων ανωστικών δυνάμεων που ασκούνται στο ρευστό.

Στο Σχήμα 6.34 παρουσιάζονται οι κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας σε σχέση με το ύψος πάνω από το κέντρο της θερμαινόμενης λωρίδας στο κατακόρυφο επίπεδο. Οι κατανομές παριστάνονται από την επιφάνεια της λωρίδας και προς τα πάνω.



Σχήμα 6.34 Κατανομή κατακόρυφης ταχύτητας με το ύψος πάνω από την επιφάνεια της θερμαινόμενης λωρίδας

Παρατηρείται ότι η κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας ακριβώς πάνω από το κέντρο της θερμαινόμενης λωρίδας, αυξάνεται με το ύψος μέχρι μια μέγιστη τιμή και στη συνέχεια μειώνεται καθώς η τιμή του ύψους προσεγγίζει την ελεύθερη επιφάνεια. Όπως μπορεί να φανεί από το σχήμα, για όλες τις περιπτώσεις θερμορροής, η μέγιστη τιμή της κατακόρυφης ταχύτητας σημειώνεται σε ύψος περίπου 17 mm και είναι για τη μικρότερη θερμορροή περίπου 0.12 mm/s, για τη δεύτερη περίπτωση θερμορροής 0.27 mm/s και για την τρίτη περίπτωση περίπου 0.4 mm/s. Μια άλλη παρατήρηση που γίνεται στο ίδιο σχήμα είναι ότι, για τις

περιπτώσεις θερμοροών $Q = 582.5$ και 2313.7 W/m^2 , ακριβώς πάνω από την επιφάνεια της θερμαινόμενης λωρίδας, η κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας φαίνεται να παρουσιάζει αρνητικές τιμές. Αυτό συμβαίνει λόγω της ύπαρξης της περιοχής αδρανείας ακριβώς πάνω από την επιφάνεια της λωρίδας.

Περίπτωση 2^η

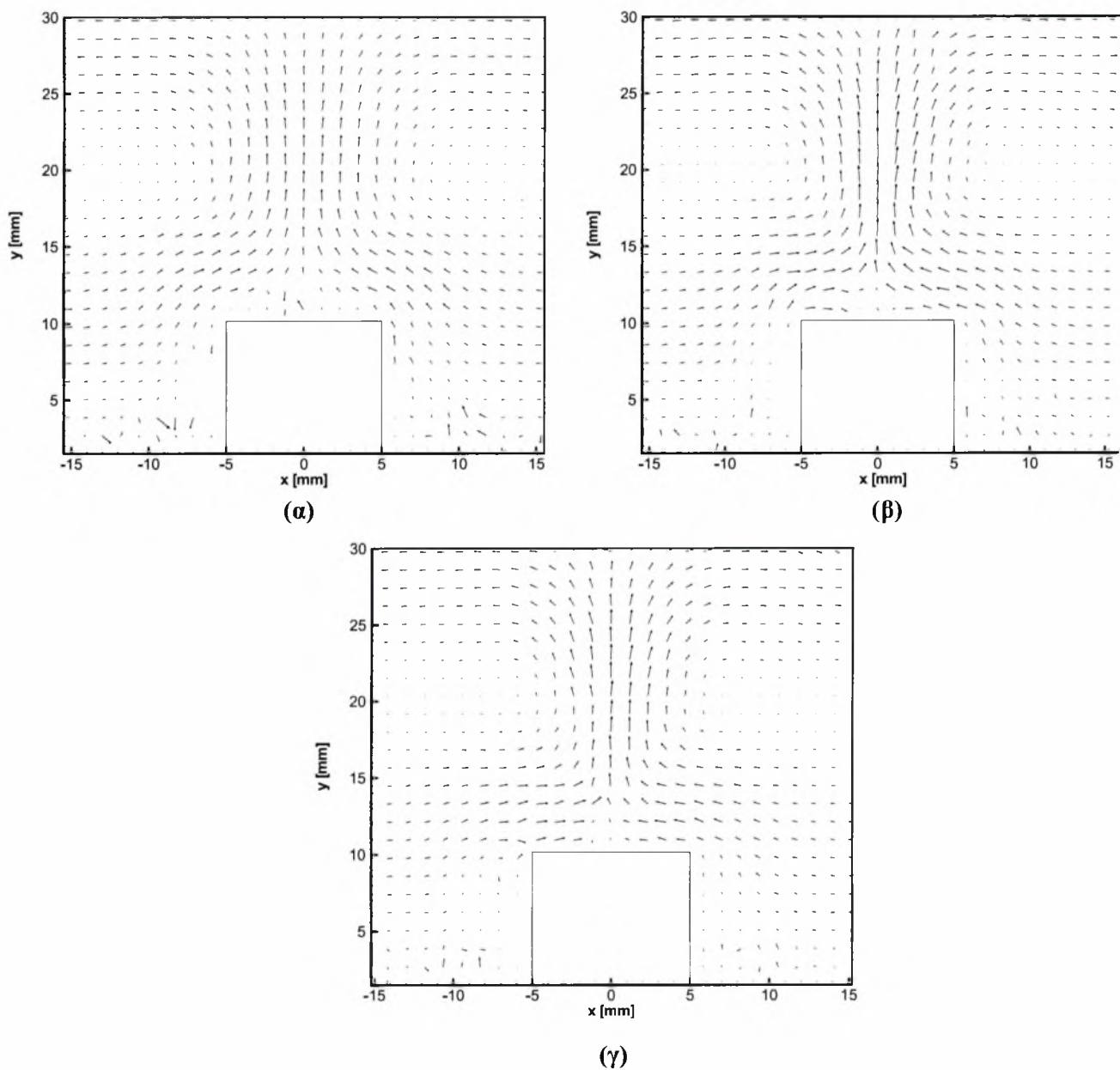
Στην περίπτωση αυτή η θερμαινόμενη λωρίδα τοποθετείται πάνω σε τετραγωνικό πρίσμα ύψους 10 mm. Εφαρμόζεται η ίδια παραμετρική μελέτη ως προς τη ροή θερμότητας με την προηγούμενη περίπτωση. Οι αδιάστατοι παράμετροι φαίνονται στον Πίνακα 6.6. Οι διαφορές που παρουσιάζουν στην τιμή τους με την προηγούμενη περίπτωση, οφείλονται στις διαφορετικές θερμοκρασίες του περιβάλλοντος ρευστού. Στην παρούσα μελέτη οι θερμοκρασίες που μετρήθηκαν κοντά στο τοίχωμα της λεκάνης ήταν 29.7, 32.4 και 35.1 °C, αντίστοιχα για τις τρεις περιπτώσεις θερμοροής. Επίσης, η λήψη των εικόνων έγινε από την ίδια θέση με την προηγούμενη περίπτωση.

Πίνακας 6.6 Παράμετροι μελέτης φυσικής συναγωγής υπό την επίδραση θερμαινόμενης λωρίδας σε ύψος 10 mm από τον πυθμένα της λεκάνης τήξης

	Περίπτωση (α)	Περίπτωση (β)	Περίπτωση (γ)
I (A)	1.42	2.83	3.75
Q (W/m ²)	582.5	2313.7	4062.5
Pr	5 249	4 346	3 534
Ra	9.75×10^6	5×10^7	1.07×10^8
Gr	1 857	11 449	30 392

Στο Σχήμα 6.35 παρουσιάζονται τα διανύσματα ταχυτήτων για τα πεδία ροής που αποτυπώθηκαν σε κάθε περίπτωση θερμοροής. Παρατηρείται ότι, το εύρος των πλουμίων που σχηματίζονται, μειώνεται καθώς η εφαρμοζόμενη θερμοροή αυξάνεται και οι ανακυκλοφορίες που δημιουργούνται γίνονται πιο έντονες. Συγκρίνοντας όμως με την μελέτη της Περίπτωσης 1 παρατηρείται ότι, στην Περίπτωση 2, λόγω της μικρότερης απόστασης μεταξύ της θερμαινόμενης πηγής και της ελεύθερης επιφάνειας, οι ανακυκλοφορίες είναι λιγότερο έντονες και τα κέντρα τους βρίσκονται σε μεγαλύτερο ύψος από τον πυθμένα της λεκάνης. Συνεπώς, ενισχύουν την κίνηση του ρευστού σε περιοχή κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια. Η περιοχή αδρανείας πάνω από την επιφάνεια της θερμαινόμενης λωρίδας εμφανίζεται και

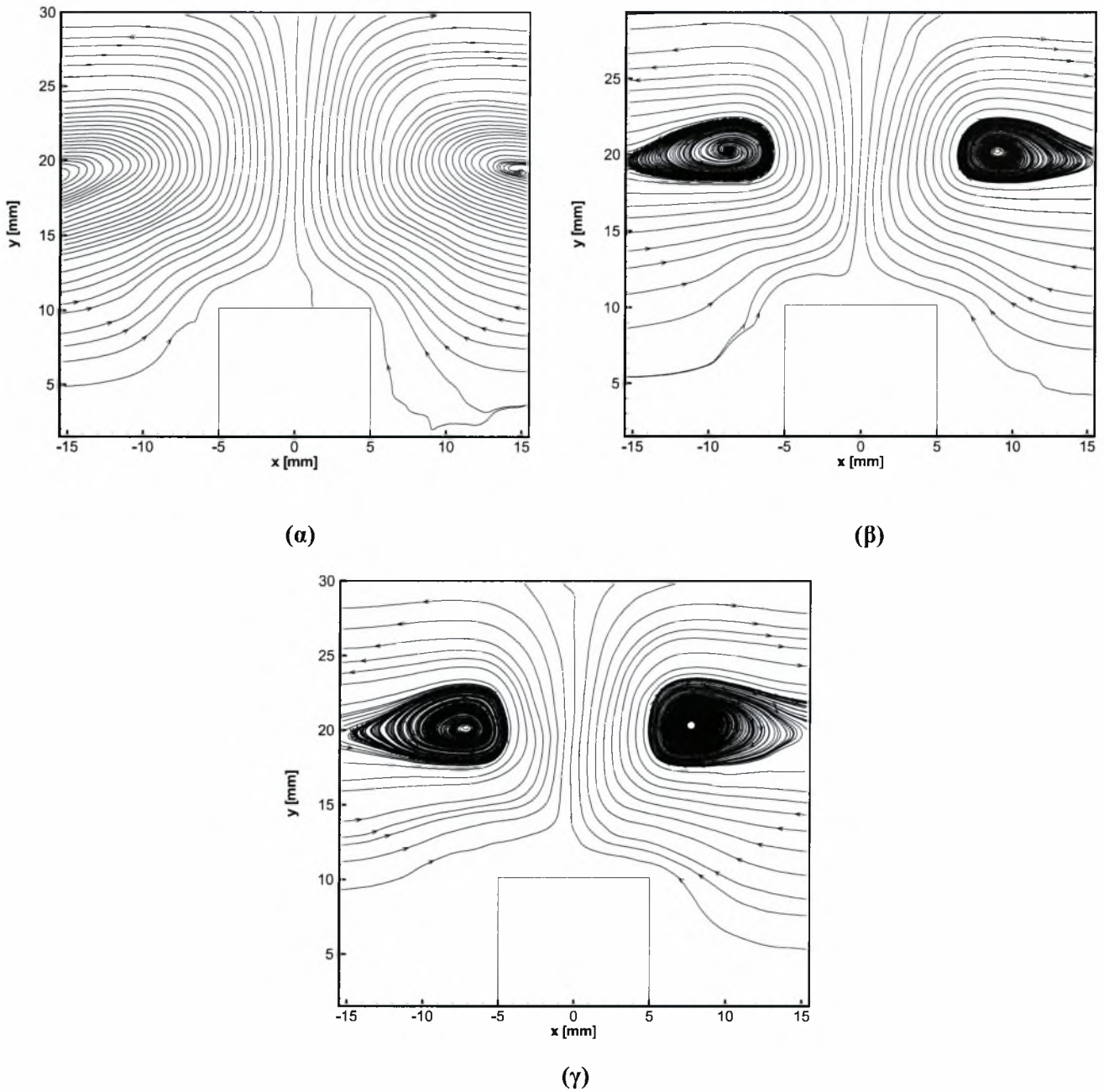
στην παρούσα περίπτωση μελέτης και εκτείνεται και πάλι σε ύψος περίπου 5 mm από την επιφάνειά της.



Σχήμα 6.35 Διανύσματα ταχυτήτων πάνω από τη θερμαινόμενη λωρίδα

(α) $Q = 582.5 \text{ W/m}^2$, (β) $Q = 2313.7 \text{ W/m}^2$, (γ) $Q = 4062.5 \text{ W/m}^2$

Στα Σχήμα 6.36 παρουσιάζονται οι γραμμές ροής των πεδίων για τις τρεις περιπτώσεις θερμορροής, και περιγράφουν ποιοτικά την κίνηση του ρευστού από την πηγή θερμότητας και πάνω.

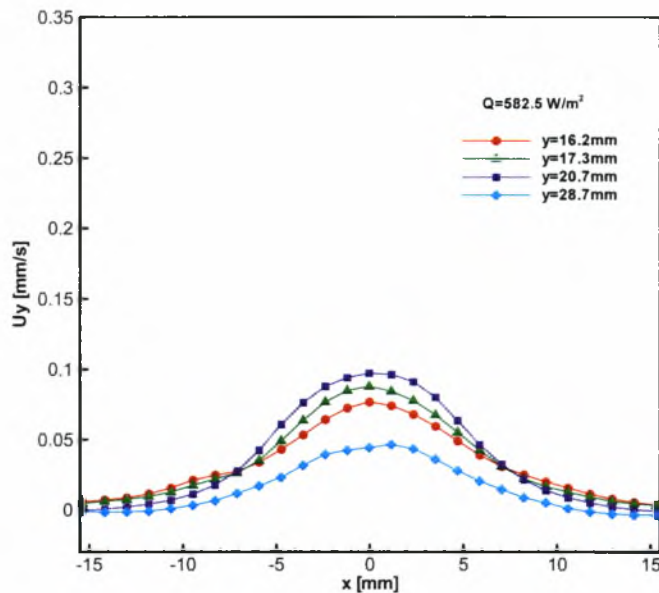


Σχήμα 6.36 Γραμμές ροής πάνω από τη θερμαινόμενη λωρίδα

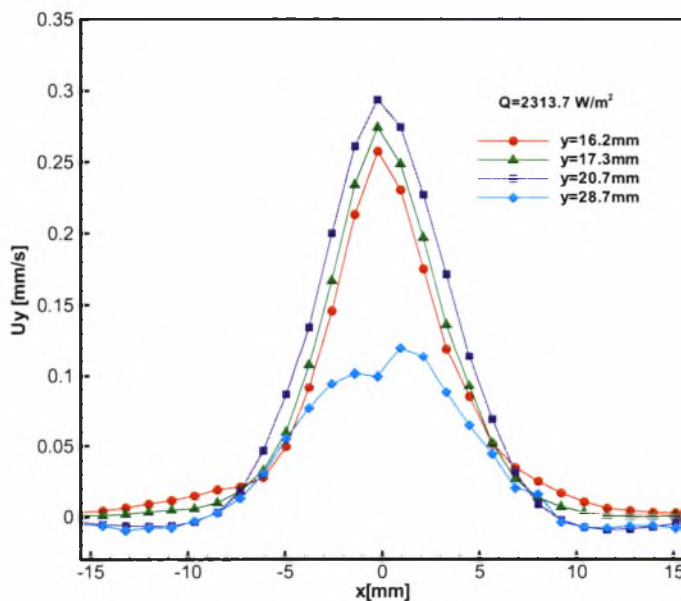
(α) $Q = 582.5 \text{ W/m}^2$, (β) $Q = 2313.7 \text{ W/m}^2$, (γ) $Q = 4062.5 \text{ W/m}^2$

Για την περίπτωση (α) θερμοροής τα κέντρα των δυο ανακυκλοφοριών παρατηρούνται περίπου σε ύψος 20 mm πάνω από τον πυθμένα της λεκάνης και σε οριζόντια απόσταση από το κέντρο της, πέραν των $\pm 15 \text{ mm}$. Αντίστοιχα, για τη δεύτερη και την τρίτη περίπτωση θερμοροής ($Q = 2313.7$ και 4062.5 W/m^2) τα κέντρα των ανακυκλοφοριών εμφανίζονται περίπου στο ίδιο ύψος (περίπου 20 mm πάνω από τον πυθμένα), και σε περίπου ± 9 και $\pm 8 \text{ mm}$, αντίστοιχα, δεξιά και αριστερά του μέσου πεδίου.

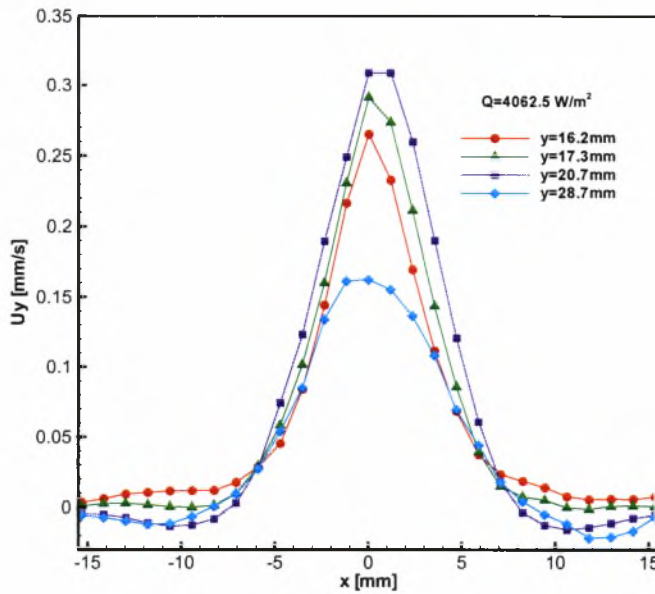
Στα Σχήματα 6.37 έως 6.39 παρουσιάζονται οι κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας για τις τρεις περιπτώσεις θερμορροής της παρούσας μελέτης σε συγκεκριμένα ύψη πάνω από την θερμαινόμενη λωρίδα. Τα ύψη που επιλέχθηκαν είναι στα 16.2, 17.3, 20.7 και 28.7 mm πάνω από τον πυθμένα της λεκάνης.



Σχήμα 6.37 Κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας πάνω από την θερμαινόμενη λωρίδα για $Q = 582.5 \text{ W/m}^2$



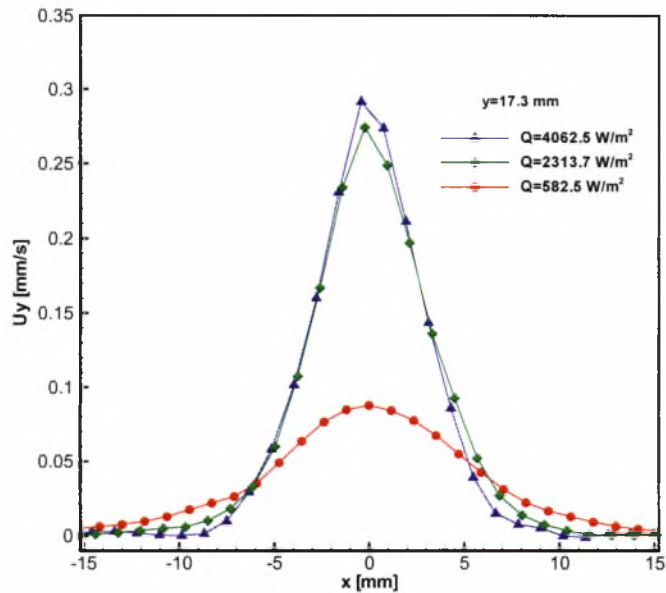
Σχήμα 6.38 Κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας πάνω από την θερμαινόμενη λωρίδα για $Q = 2313.7 \text{ W/m}^2$



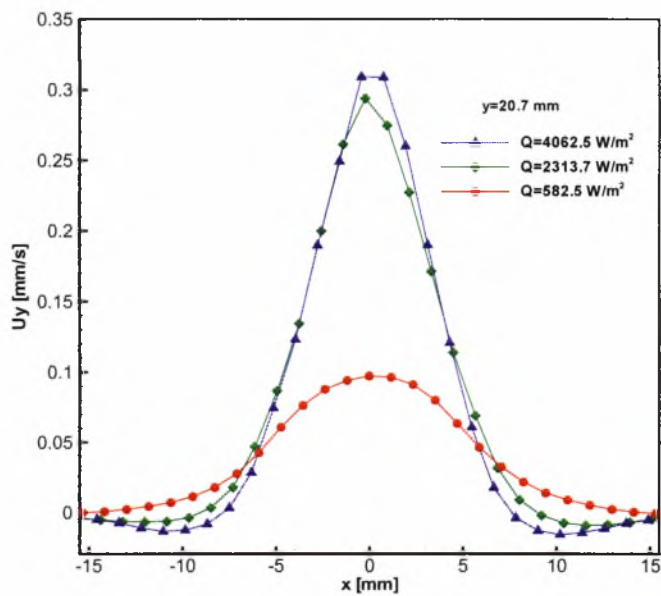
Σχήμα 6.39 Κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας πάνω από την θερμαινόμενη λωρίδα για $Q = 4062.5 \text{ W/m}^2$

Από τα παραπάνω σχήματα παρατηρείται ότι οι τιμές των κατακόρυφων ταχυτήτων αυξάνονται καθώς αυξάνεται η ροή θερμότητας. Από το ύψος των 16.2 έως 20.7 mm οι κατανομές αυξάνονται και για τις τρεις περιπτώσεις θερμοροής ενώ στα 28.7 mm έχουν μικρότερες τιμές. Για όλες τις περιπτώσεις θερμοροής, η κατανομή με τη μεγαλύτερη τιμή εμφανίζεται σε ύψος περίπου 24 mm. Το ποσοστό της σχετικής αύξησης της κατακόρυφης ταχύτητας από τα 16.2 έως 20.7 mm κυμαίνεται περίπου από 15 έως 26%.

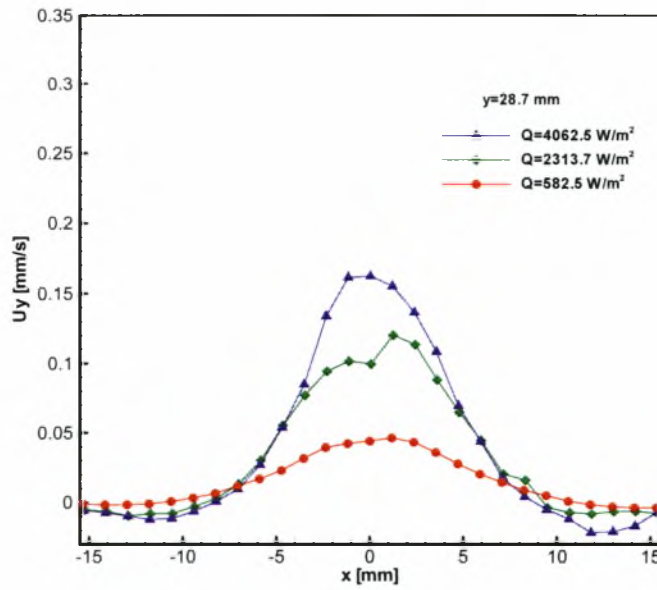
Στα Σχήματα 6.40 έως 6.42 γίνεται σύγκριση των κατανομών της κατακόρυφης ταχύτητας μεταξύ των τριών περιπτώσεων θερμοροής σε επιλεγμένα ύψη πάνω από την επιφάνεια της θερμαινόμενης λωρίδας. Από την σύγκριση παρατηρείται ότι η μέγιστη τιμή της κατανομής της κατακόρυφης ταχύτητας, σε επιλεγμένα ύψη πάνω από την θερμαινόμενη λωρίδα, για αύξηση της θερμοροής από 582.5 σε 4062.5 W/m^2 αυξάνεται περισσότερο από τρεις φορές.



Σχήμα 6.40 Σύγκριση κατανομών των κατακόρυφων ταχυτήτων σε ύψος $y = 17.3$ mm πάνω από το κέντρο του πυθμένα

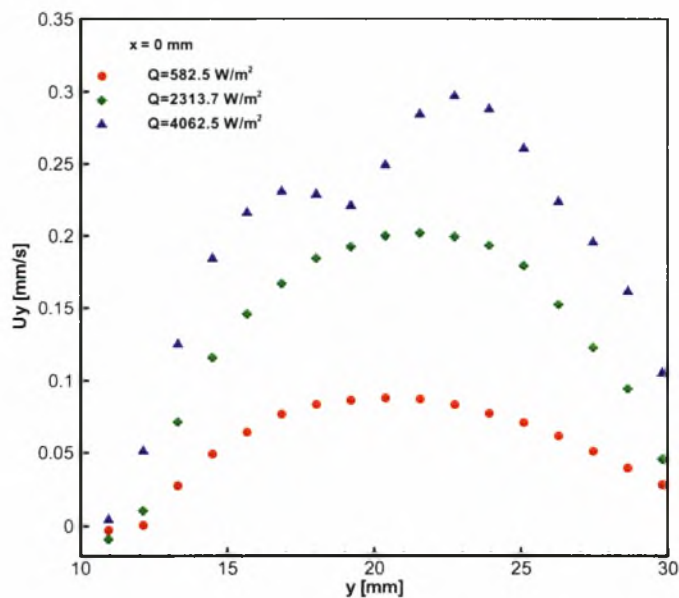


Σχήμα 6.41 Σύγκριση κατανομών των κατακόρυφων ταχυτήτων σε ύψος $y = 20.7$ mm πάνω από το κέντρο του πυθμένα



Σχήμα 6.42 Σύγκριση κατανομών των κατακόρυφων ταχυτήτων σε ύψος $y = 28.7$ mm πάνω από το κέντρο του πυθμένα

Στο Σχήμα 6.43 παριστάνεται η μεταβολή της κατακόρυφης ταχύτητας με το ύψος πάνω από το κέντρο της θερμαινόμενης λωρίδας στο κατακόρυφο επίπεδο. Οι κατανομές παρουσιάζονται από το ύψος των 10 mm (επιφάνεια αντίστασης). Για κάθε περίπτωση θερμορροής η κατακόρυφη ταχύτητα αυξάνεται με το ύψος μέχρι μια μέγιστη τιμή και καθώς προσεγγίζεται η ελεύθερη επιφάνεια η κατανομή της ταχύτητας μειώνεται. Για τις τρεις περιπτώσεις θερμορροής η μέγιστη τιμή παρατηρείται περίπου σε ύψος 20 mm.



Σχήμα 6.43 Κατανομή κατακόρυφης ταχύτητας με το ύψος πάνω από την επιφάνεια της θερμαινόμενης λωρίδας

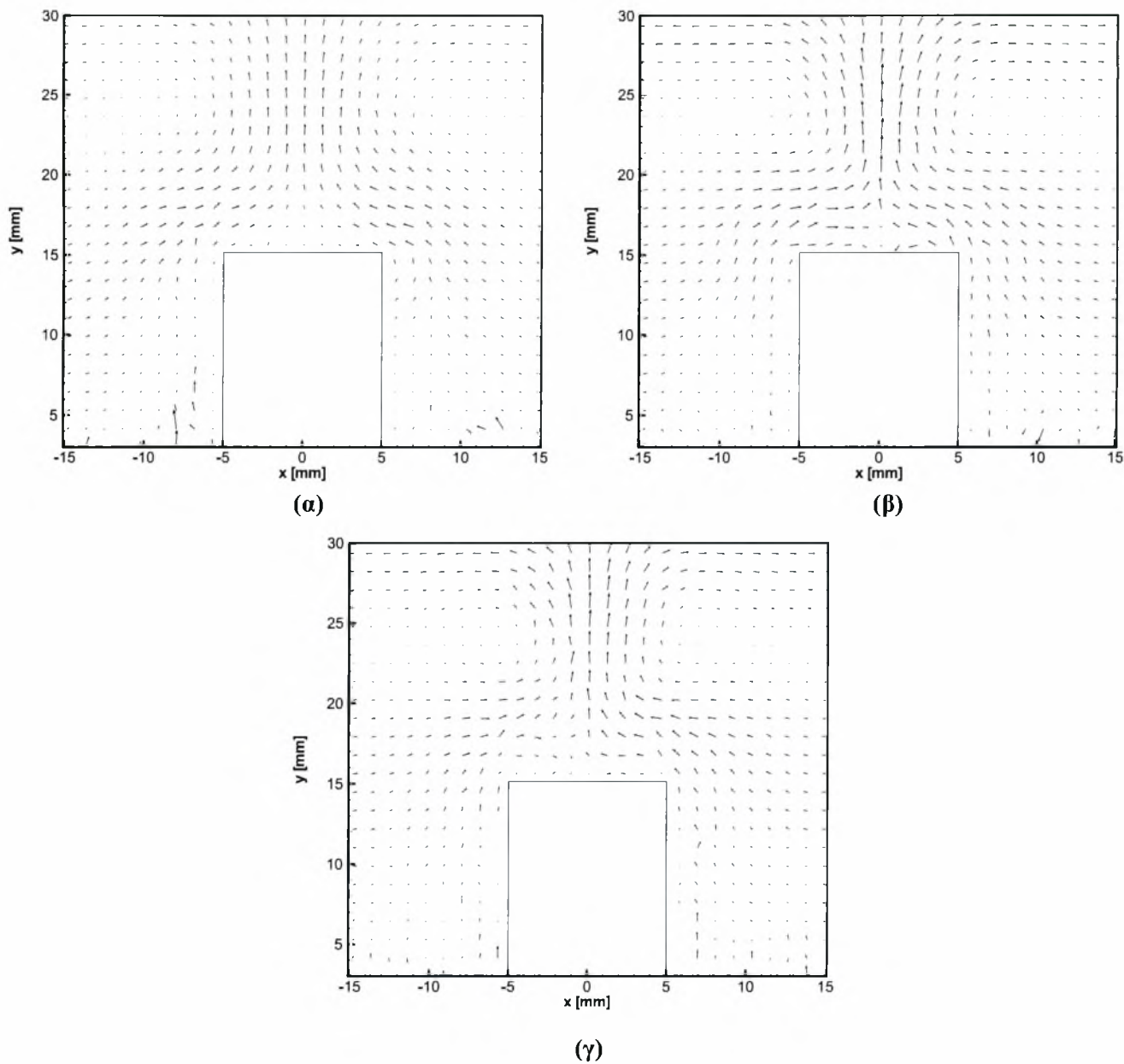
Περίπτωση 3^η

Στην παρούσα περίπτωση η θερμαινόμενη λωρίδα τοποθετείται πάνω σε πρίσμα ύψους 15 mm πάνω από τον πυθμένα της λεκάνης. Η παραμετρική μελέτη που πραγματοποιείται ως προς τη ροή θερμότητας και οι αδιάστατοι αριθμοί του προβλήματος αναγράφονται στον Πίνακα 6.7. Η θερμοκρασία του περιβάλλοντος ρευστού που μετρήθηκε μακριά από την θερμαινόμενη λωρίδα ήταν για κάθε περίπτωση 27.3, 30.1 και 36.8 °C αντίστοιχα. Στην περίπτωση αυτή η κάμερα αποτύπωνε παράθυρο φυσικού μεγέθους 32x32 mm² και ήταν εστιασμένη 2.5 mm πάνω από τον πυθμένα της λεκάνης.

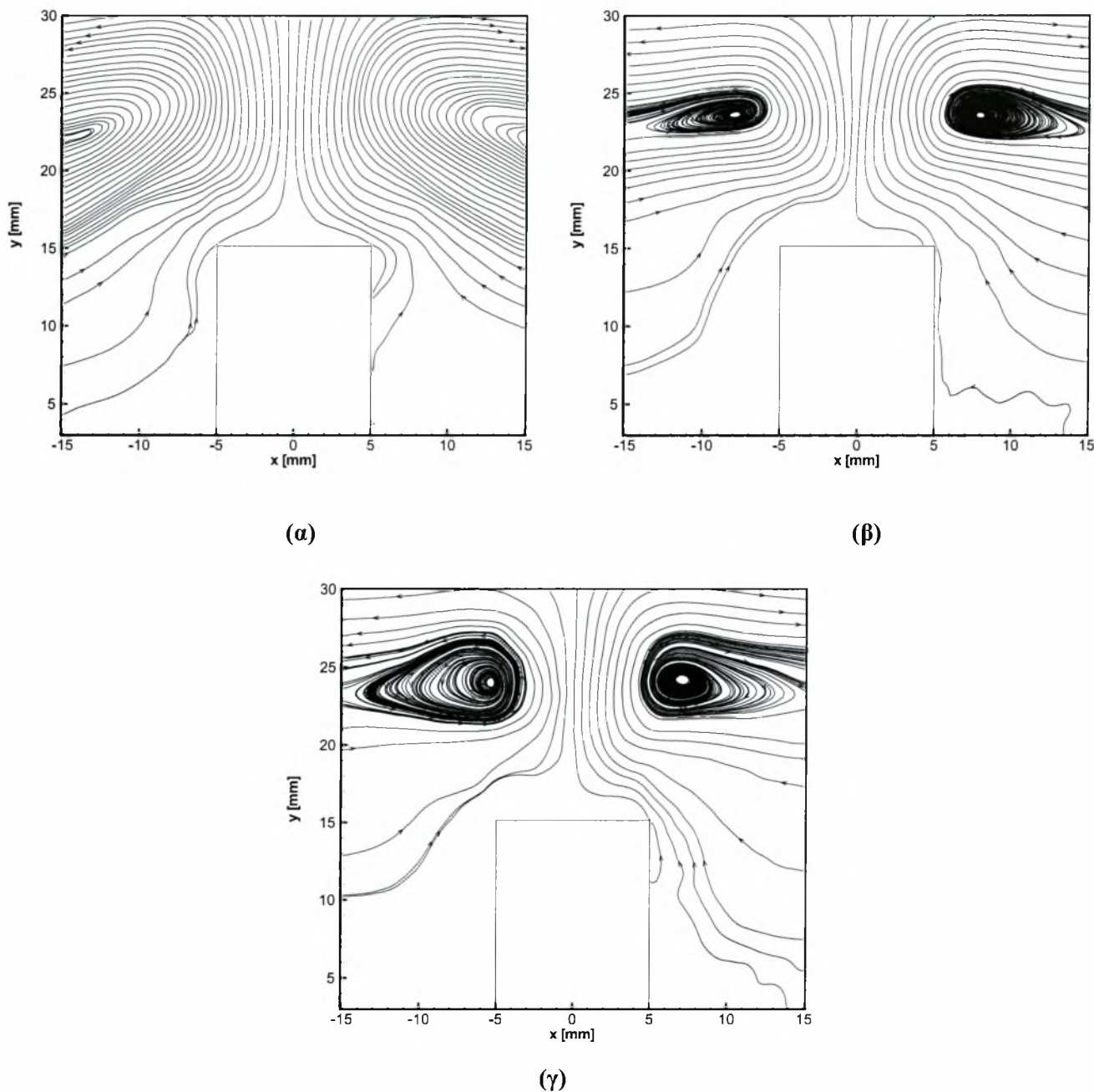
Πίνακας 6.7 Παράμετροι μελέτης φυσικής συναγωγής υπό την επίδραση θερμαινόμενης λωρίδας σε ύψος 15 mm από τον πυθμένα της λεκάνης τήξης

	Περίπτωση (α)	Περίπτωση (β)	Περίπτωση (γ)
I (A)	1.42	2.83	3.75
Q (W/m ²)	582.5	2313.7	4062.5
Pr	6 394	5 214	3 115
Ra	8 x 10 ⁶	4.2 x 10 ⁷	1.2 x 10 ⁸
Gr	1 251	7 953	39 125

Στο Σχήμα 6.44 παρουσιάζονται τα διανύσματα ταχυτήτων των πεδίων της ροής για τις τρεις περιπτώσεις θερμοροής. Στην παρούσα περίπτωση μελέτης, παρατηρείται ότι οι ανακυκλοφορίες που σχηματίζονται πάνω από την θερμαινόμενη λωρίδα είναι λιγότερο έντονες από την Περίπτωση 2 καθώς η θερμαινόμενη λωρίδα βρίσκεται ακόμα πιο κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια του ρευστού. Συνεπώς το πλούμιο δεν αναπτύσσεται αρκετά πάνω από την πηγή θερμότητας και η ροή πολύ σύντομα ακολουθεί κατεύθυνση παράλληλη με την ελεύθερη επιφάνεια. Αν και ο σχηματισμός των ανακυκλοφοριών περιορίζεται λοιπόν κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια και στην περίπτωση αυτή παρατηρείται ότι όσο αυξάνεται οι θερμοροή οι ανακυκλοφορίες γίνονται πιο έντονες. Επίσης ορατή είναι η περιοχή αδρανείας που δημιουργείται ακριβώς πάνω από την θερμαινόμενη λωρίδα και εκτείνεται, όπως και στις Περιπτώσεις 1 και 2, περίπου 5 mm από την επιφάνειά της. Το φαινόμενο αυτό διακρίνεται πιο καθαρά από τις ροϊκές γραμμές των πεδίων που απεικονίζονται στο Σχήμα 6.45 για όλες τις περιπτώσεις θερμοροής.



Σχήμα 6.44 Διανύσματα ταχυτήτων πάνω από τη θερμαινόμενη λωρίδα
(α) $Q = 582.5 \text{ W/m}^2$, (β) $Q = 2313.7 \text{ W/m}^2$, (γ) $Q = 4062.5 \text{ W/m}^2$



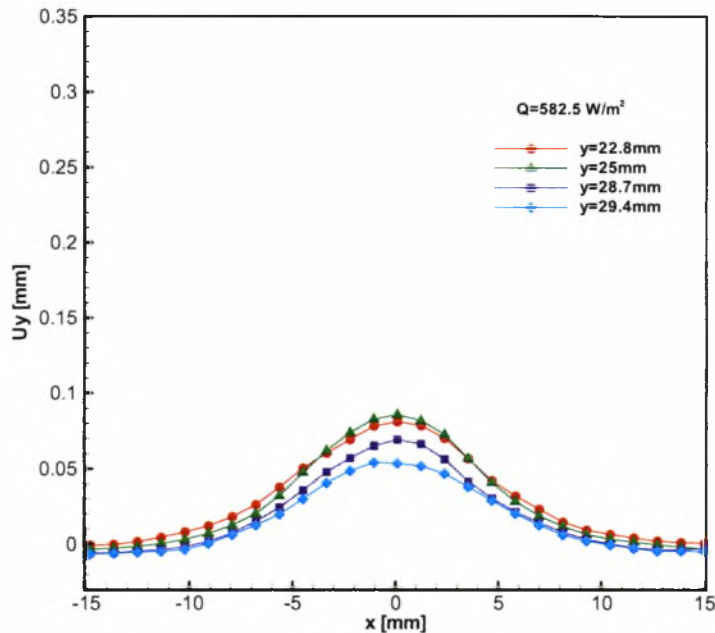
Σχήμα 6.45 Γραμμές ροής πάνω από τη θερμαινόμενη λωρίδα

(α) $Q = 582.5 \text{ W/m}^2$, (β) $Q = 2313.7 \text{ W/m}^2$, (γ) $Q = 4062.5 \text{ W/m}^2$

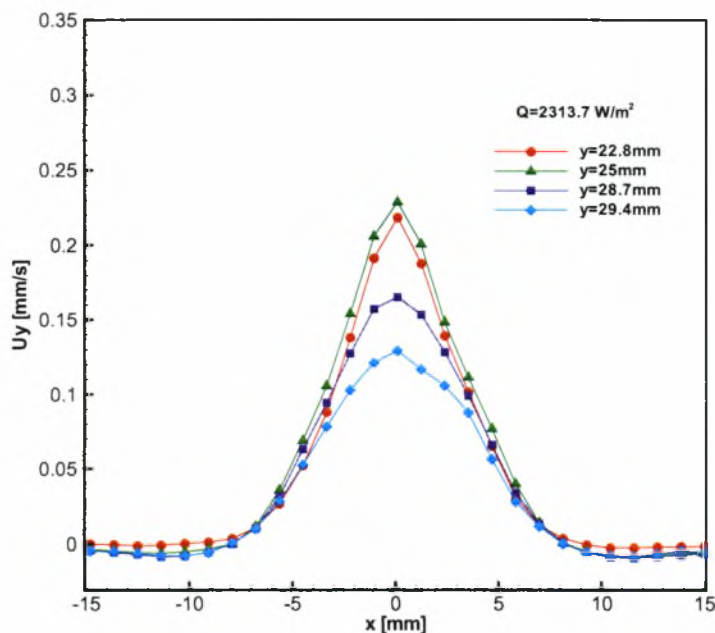
Στην παρούσα περίπτωση, όπου το πρίσμα έχει το μεγαλύτερο ύψος, τα κέντρα των ανακυκλοφοριών βρίσκονται σε μεγαλύτερο ύψος από τον πυθμένα της λεκάνης αλλά και σε μικρότερη οριζόντια απόσταση από την πηγή θερμότητας σε σχέση με τις Περιπτώσεις 1 και 2. Συγκεκριμένα, στην περίπτωση (α) θερμοροής τα κέντρα βρίσκονται σε ύψος περίπου 23 mm πάνω από τον πυθμένα της λεκάνης και $\pm 15 \text{ mm}$ δεξιά και αριστερά του μέσου της θερμαινόμενης λωρίδας σε οριζόντια διεύθυνση. Για την περίπτωση (β) και (γ) τα κέντρα των

ανακυκλοφοριών βρίσκονται σε ύψος περίπου 24 mm πάνω από τον πυθμένα και σε ± 8 mm και ± 7 mm αντίστοιχα, δεξιά και αριστερά της πηγής.

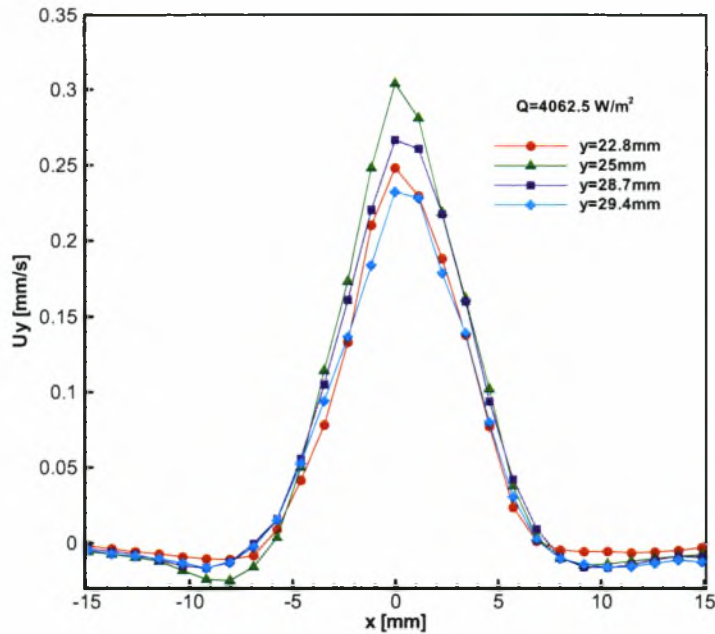
Στα Σχήματα 6.46 έως 6.8 παρουσιάζονται οι κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας για κάθε περίπτωση θερμοροής σε διάφορα ύψη πάνω από τον πυθμένα της λεκάνης.



Σχήμα 6.46 Κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας πάνω από την θερμαινόμενη λωρίδα για $Q = 582.5 \text{ W/m}^2$



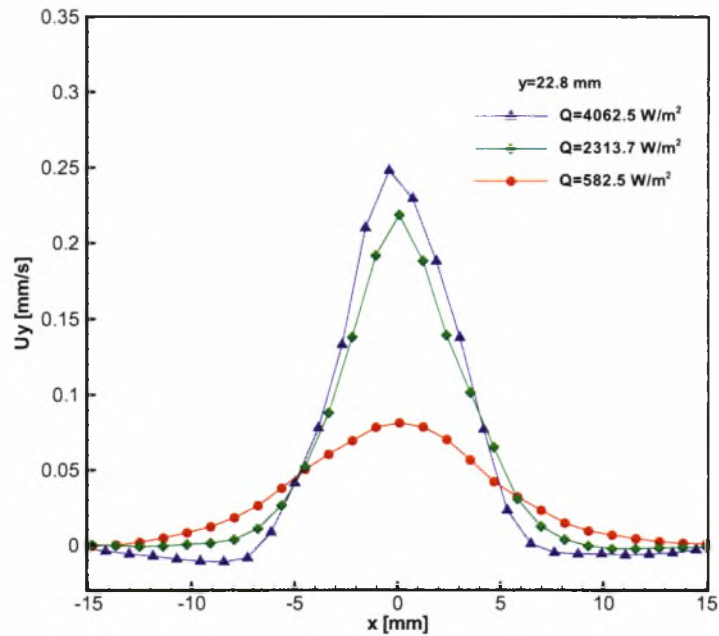
Σχήμα 6.47 Κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας πάνω από την θερμαινόμενη λωρίδα για $Q = 2313.7 \text{ W/m}^2$



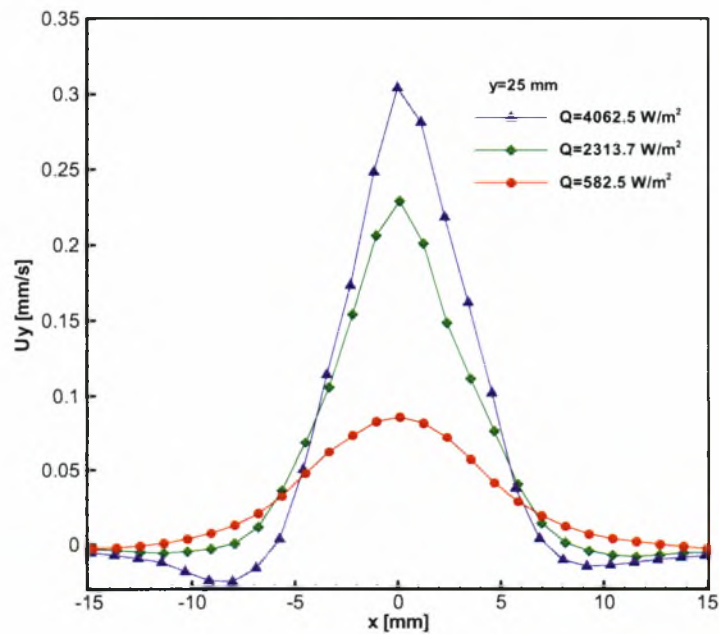
Σχήμα 6.48 Κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας πάνω από την θερμαινόμενη λωρίδα για $Q = 4062.5 \text{ W/m}^2$

Παρατηρείται ότι η κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας αυξάνεται από το ύψος 22.8 έως 25 mm πάνω από τον πυθμένα της λεκάνης, ενώ στα 28.7 και 29.4 mm μειώνεται.

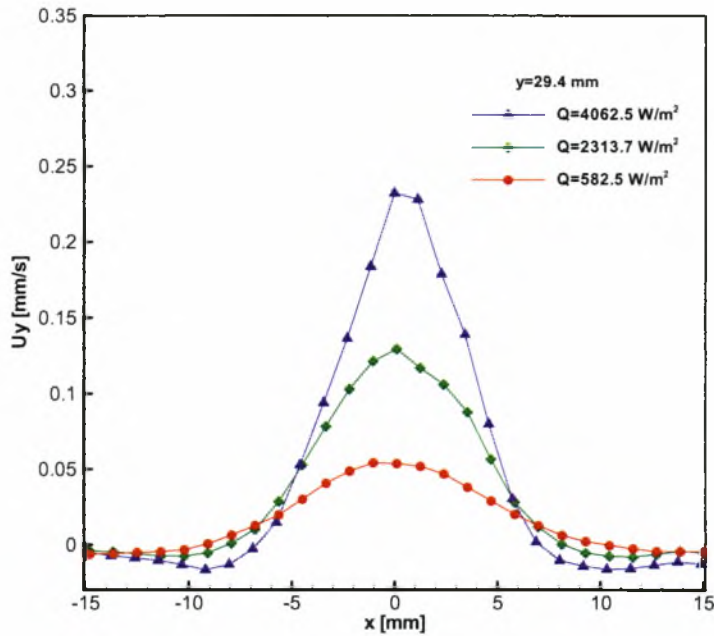
Στα Σχήματα 6.49 έως 6.51 συγκρίνονται οι κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας για όλες τις περιπτώσεις θερμοροών που εξετάζονται σε επιλεγμένα ύψη πάνω από τον πυθμένα της λεκάνης. Από τη σύγκριση παρατηρείται ότι όταν η θερμοροή αυξάνεται περίπου έξι φορές (από 582.5 σε 4062.5 W/m^2) η μέγιστη τιμή της κατακόρυφης ταχύτητας στα επιλεγμένα ύψη που φαίνονται στα παρακάτω σχήματα αυξάνεται περίπου τέσσερις φορές.



Σχήμα 6.49 Σύγκριση κατανομών των κατακόρυφων ταχυτήτων σε ύψος $y = 22.8 \text{ mm}$ πάνω από το κέντρο του πυθμένα

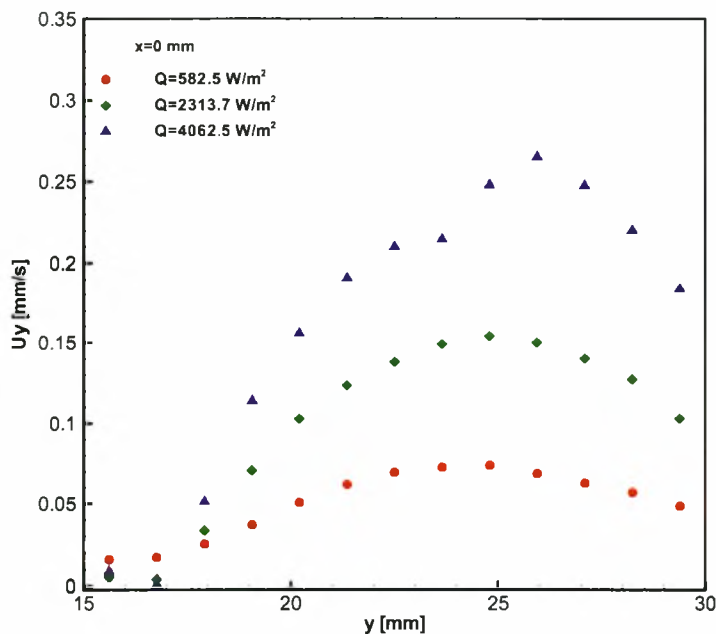


Σχήμα 6.50 Σύγκριση κατανομών των κατακόρυφων ταχυτήτων σε ύψος $y = 25 \text{ mm}$ πάνω από το κέντρο του πυθμένα



Σχήμα 6.51 Σύγκριση κατανομών των κατακόρυφων ταχυτήτων σε ύψος $y = 29.4$ mm πάνω από το κέντρο του πυθμένα

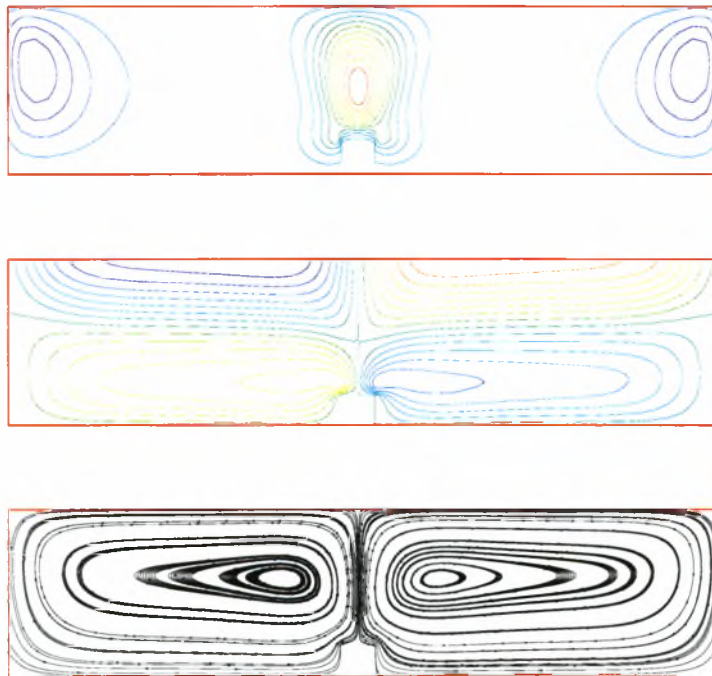
Στο Σχήμα 6.52 παρουσιάζονται οι κατανομές της κατακόρυφης ταχύτητας με το ύψος στο κατακόρυφο επίπεδο του μέσου του πεδίου ροής. Οι κατανομές απεικονίζονται από την επιφάνεια της θερμαινόμενης λωρίδας μέχρι τα 30 mm του ύψους του ρευστού.



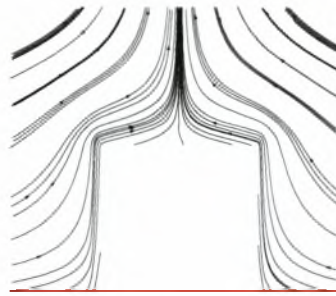
Σχήμα 6.52 Κατανομή κατακόρυφης ταχύτητας με το ύψος πάνω από την επιφάνεια της θερμαινόμενης λωρίδας

Όπως και στις Περιπτώσεις 1 και 2 που μελετήθηκαν, παρατηρείται ότι η κατανομή της ταχύτητας στο κατακόρυφο επίπεδο του μέσου της θερμαινόμενης λωρίδας αναπτύσσεται με αυξανόμενο ρυθμό μέχρι μια μέγιστη τιμή και όσο η ροή πλησιάζει την ελεύθερη επιφάνεια αρχίζει και μειώνεται. Η μέγιστη τιμή στην παρούσα περίπτωση κυμαίνεται περίπου στα 25 mm από τον πυθμένα της λεκάνης και για τις τρεις περιπτώσεις θερμοροής.

Στο Σχήμα 6.53 (α) παρουσιάζεται η ροή που μελετάται σε όλο το πεδίο της λεκάνης τήξης όπως προκύπτει από υπολογιστική προσομοίωση. Η υπολογιστική προσομοίωση έχει πραγματοποιηθεί για την περίπτωση που χρησιμοποιείται πρίσμα ύψους 5 mm αλλά για μια τυχαία τιμή της ροής θερμότητας. Από το σχήμα αυτό μπορεί να σχηματιστεί ποιοτικά μια εικόνα για την εξέλιξη του είδους της ροής, σε όλη την έκταση του μοντέλου της λεκάνης τήξης. Στην πρώτη εικόνα του σχήματος περιγράφεται η κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας, στην δεύτερη η κατανομή της οριζόντιας ταχύτητας και στην τρίτη εικόνα φαίνονται οι ροϊκές γραμμές του πεδίου. Στο Σχήμα 6.53 (β) παρουσιάζονται σε μεγέθυνση οι γραμμές ροής γύρω από το πρίσμα. Από το σχήμα αυτό διακρίνεται η περιοχή αδρανείας που σχηματίζεται ακριβώς πάνω από την επιφάνεια της θερμαινόμενης λωρίδας όπως παρατηρήθηκε και στα πειραματικά αποτελέσματα όλων των περιπτώσεων που παρουσιάστηκαν παραπάνω.



(α)



(β)

Σχήμα 6.53 (α) Υπολογιστική προσομοίωση μελέτης φυσικής συναγωγής με θερμαινόμενη λωρίδα σε μοντέλο τήξης της υαλομάζας, (β) λεπτομέρεια ροϊκών γραμμών γύρω από το πρίσμα

Η ύπαρξη λοιπόν ενός υψηλότερου πρίσματος μέσα στο μοντέλο λεκάνης τήξης, επιφέρει μεταβολές στη ροή και στο σχηματισμό των ανακυκλοφοριών. Παρατηρώντας συνοπτικά τις ανακυκλοφορίες που δημιουργούνται σε κάθε μια από τις Περιπτώσεις 1, 2 και 3 μπορεί να σημειωθεί ότι η σταδιακή αύξηση του ύψους του πρίσματος έχει σαν αποτέλεσμα ουσιαστικά την μετατόπιση των κέντρων τους σε μεγαλύτερο ύψος από τον πυθμένα της λεκάνης. Μετατοπίζοντας όμως την πηγή θερμότητας μέσα στο πεδίο της ροής, ενισχύεται η ανάδευση του ρευστού σε μια επιθυμητή περιοχή. Το ποσοστό ενίσχυσης της κίνησης εξαρτάται από την ροή θερμότητας που περνά από την θερμαινόμενη λωρίδα.

7. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ

Στο κεφάλαιο αυτό εξάγονται γενικά συμπεράσματα που αφορούν το σύνολο των αποτελεσμάτων της παρούσας διπλωματικής εργασίας. Στη συνέχεια γίνονται ορισμένες προτάσεις όσον αφορά τη μελέτη των ροών φυσικής συναγωγής και κυρίως τη βελτίωση του συστήματος PIV.

7.1 Συμπεράσματα

Από τα αποτελέσματα και τη συζήτηση που παρουσιάστηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο μπορούν να διατυπωθούν τα παρακάτω συμπεράσματα:

1. Χρησιμοποιήθηκε το σύστημα PIV του Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών για τη μελέτη φαινομένων φυσικής συναγωγής σε μοντέλο λεκάνης τήξης γυαλιού.
2. Πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις σε γνωστές ροές με στόχο την πιστοποίηση του συστήματος. Τα πειραματικά αποτελέσματα συγκρίθηκαν με αναλυτικές και υπολογιστικές λύσεις και παρουσίασαν καλή συμφωνία.
3. Οι μετρήσεις πιστοποίησης περιλάμβαναν τέσσερις περιπτώσεις ροών:
 - α) Μελέτη φυσικής συναγωγής γύρω από θερμαινόμενο κύλινδρο με γλυκερίνη
 - β) Μελέτη φυσικής συναγωγής πάνω από θερμαινόμενη αντίσταση με νερό
 - γ) Μελέτη φυσικής συναγωγής πάνω από θερμαινόμενη αντίσταση με γλυκερίνη
 - δ) Μελέτη φυσικής συναγωγής πάνω από θερμαινόμενη λωρίδα τοποθετημένη σε τετραγωνικό πρίσμα, με γλυκερίνη.
4. Οι παραμετρικές μελέτες πραγματοποιήθηκαν ως προς τη ροή θερμότητας σε όλες τις περιπτώσεις. Για την περίπτωση της θερμαινόμενης λωρίδας, η μελέτη περιλάμβανε και τρία ύψη πρίσματος πάνω στο οποίο ήταν τοποθετημένη.
5. Σε όλες τις περιπτώσεις που μελετήθηκαν παρατηρείται ότι με την αύξηση της θερμοροής οι ανακυκλοφορίες που δημιουργούνται πάνω από την πηγή θερμότητας γίνονται πιο έντονες και το κέντρο τους μετατοπίζεται πιο κοντά δεξιά και αριστερά της πηγής.
6. Η κατακόρυφη ταχύτητα αυξάνεται από την πηγή θερμότητας μέχρι ένα ύψος όπου αποκτά τη μέγιστη τιμή και όσο το ρευστό πλησιάζει στην ελεύθερη επιφάνεια η ταχύτητα ελαττώνεται.
7. Κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια η οριζόντια ταχύτητα υπερσχύει της κατακόρυφης με αποτέλεσμα τη δημιουργία δυο συμμετρικών ανακυκλοφοριών.

8. Η παρουσία ενός ηλεκτρικά θερμαινόμενου στοιχείου στη λεκάνη τήξης γυαλιού ενισχύει τα φαινόμενα φυσικής συναγωγής στην υαλομάζα και συμβάλλει σημαντικά στην ομογενοποίησή της.
9. Μετά την παρούσα πιστοποίηση του συστήματος PIV μπορούν να γίνουν αξιόπιστες μετρήσεις και σε άλλες ροές φυσικής συναγωγής, εφόσον ληφθούν υπόψη οι παράγοντες αξιοπιστίας που περιγράφονται στην παρούσα εργασία.

7.2 Προτάσεις

Οι προτάσεις που μπορούν να διατυπωθούν αφορούν κυρίως τη βελτίωση της πειραματικής διάταξης του συστήματος PIV καθώς και για την μεθοδολογία μελέτης της φυσικής συναγωγής ως εξής:

1. Να απομονωθεί η πειραματική διάταξη σε αυτόνομο χώρο στον οποίο η θερμοκρασία περιβάλλοντος να διατηρείται σταθερή, ώστε τα φαινόμενα φυσικής συναγωγής στο υπό μελέτη μοντέλο να μην επηρεάζονται από τις μεταβολές της θερμοκρασίας του εξωτερικού χώρου.
2. Να αναπτυχθεί λογισμικό το οποίο να καταγράφει και να αποθηκεύει τις θερμοκρασίες σε διάφορα σημεία της λεκάνης ώστε να αποφεύγεται η πιθανή επιρροή από τη χρήση των μετρητικών οργάνων στη ροή.
3. Να εγκατασταθεί κάρτα αποθήκευσης και επεξεργασίας εικόνων με δυνατότητα απόθκευσης περισσότερων εικόνων ανά παλμό ώστε η εξέλιξη των φαινομένων φυσικής συναγωγής να μελετηθούν και χρονικά.
4. Να τροποποιηθεί η διάταξη ώστε να είναι δυνατή η χρήση ενός επιπλέον σφαιρικού φακού για την εξασφάλιση λεπτότερου φύλλου φωτός.
5. Να πραγματοποιηθεί υπολογιστική προσομοίωση για όλες της περιπτώσεις ροών που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία και να συγκριθούν τα αποτελέσματα.

BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] Γ. Κόρδας και Λ. Ασπρακάς, “*Η Δομή του Γυαλιού*”, Τεχνικό σεμινάριο: Τεχνολογίες Σύγχρονου Γυαλιού, Βόλος, Οκτώβριος 2000
- [2] ΕΚΕΦΕ ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ, Ε.Μ.Π., Π.Θ. Αφοι Βαλαβάνη Α.Ε. “*Ανάπτυξη Τεχνολογίας Παραγωγής Φιαλών Ελαφρού Βάρους*”, 1997
- [3] Γ. Κόρδας, “*Βελτίωση της Ποιότητας και Παραγωγικότητας της Ελληνικής Βιομηχανίας Γυαλιού*”, Τελική Αναφορά Έργου ΕΠΕΤ ΙΙ/296 προς την ΓΓΕΤ, Δεκ. 1997
- [4] Δ. Ψαριανός, “*Προσομοίωση Φαινομένων Ροής και Μεταφοράς με Ακτινοβολία-Εφαρμογή στην Υαλουργία*”, Διπλωματική Εργασία, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, Βόλος 2000
- [5] Frank P. Incropera, David P. DeWitt, “*Fundamentals of Heat and Mass Transfer*”, 1996
- [6] Ι. Σαρρής, “*Τρισδιάστατη Προσομοίωση Τήξης & Ροής Γυαλιού*”, Διδακτορική Διατριβή, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, υπό προετοιμασία
- [7] Sarris I., N. Katsavos, I. Lekakis & N. S. Vlachos, “*Modelling the Influence of Combustion on Glass Melt Flow*”, 6th Natinal Conf. Of Solar Technology Institute, Volos, 3-5 Nov. 1999
- [8] Ungan A. & D. Viskanta, “*Three-Dimensional Numerical Simulation of Circulation and Applications*”, Vol. IA-22, pp. 922-933, 1986
- [9] Ungan A. & D. Viskanta, “*Effect of Air Bubbling on Circulation and Heat Transfer in a Glass-Melting Tank*”, J. American Ceramic Society, Vol. 69, pp. 382-391, 1986
- [10] Plumat E., “*Development and Prospectives of Furnaces for Glass Melting*”, J. Non-Crystalline Solids, Vol 26, pp. 179-261, 1977
- [11] Jian, W. & Z.Zhihao, “*Investigation into glass tank geometries by means of a mathematical model*”, Glass Science & Tegnology, Vol 65, pp. 1-8, 1992
- [12] Lourenco L. and Krothapalli A., “*The role of photographic parameters in laser Speckle or particle image displacement velocimetry*”, Exper. Fluids, 5, 29-32, 1987
- [13] Saleh S., Thovert J.F. and Adler, “*P.M, Flow along porous media by particle image velocimetry*”, AIChE, 39, 1765-1776, 1993
- [14] Northup M.A., Kulp T.J. and Angel M.S., “*Direct measurement of intersitial velocity field variations in a porous medium using fluorescent-particle image velocimetry*”, Chem. Engng Sci., 48, 13-21, 1993

- [15] Rashidi M., Tompson A., Kulp T. and Peurrung L., “3-D Microscopic measurement and analysis of chemical flow and transport in porous media”, J. Fluid Engineer., 118, 470-480, 1996
- [16] Hiller W.J., Koch S. and Kowalewski T.A., “Onset of natural convection in a cube”, Int. J. Heat Mass Transfer, 36, 3251-3263, 1993
- [17] Dahl J., Hermansson R., Tiberg S.E. and Veber P., “Use of video-based particle image velocimetry technique for studies of velocity fields in water heat storage vessel”, Exper. Fluids, 18, 383-388, 1995
- [18] Upton T.D. and Watt D.W., 1997, “Experimental study of transient natural convection in an inclined rectangular enclosure”, Int. J. Heat Mass Transfer, 40, 2679-2690
- [19] Ν. Κατσαβός, “Μελέτη Φυσικής Συναγωγής με Ακτινοβολία”, Διδακτορική Διατριβή, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, υπό προετοιμασία
- [20] Gui L.C. and Merzkirch W., “A method of tracking ensembles of particle images”, Exper. Fluids, 21, 465-468, 1996
- [21] Schmidt M and Loeffler F., “Experimental investigations on two-phase flow past a sphere using digital Particle-Image-Velocimetry”, Exper. Fluids, 14, 296-304, 1993
- [22] Pakdel P. and McKinley G.H., “Digital particle imaging velocimetry of viscoelastic fluids”, AIChE, 43, 289-303, 1997
- [23] M.Raffel, C.Willert, J.Kompenhans, “Particle Image Velocimetry”, 1998
- [24] van de Hulst H.C., “Light Scattering by Small Particles”, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1987
- [25] N. Katsavos, I. Lekakis, I. Pappa, I.E. Sarris and N.S. Vlachos, “Development of a PIV System for the Study of Glass Melt Flow”, Proc. First Balkan Conf. on Glass, pp. 239-247, 9-10 Oct. 2000
- [26] R.J. Forstrom and E.M. Sparrow, *Experiments on the Buoyant Plum Above a Heated Horizontal Wire*, Int. J. Heat and Mass Transfer, vol. 10, pp. 321-331, 1967
- [27] T. Fujii, “Theory of the Steady Laminar Natural Convection Above a Horizontal Line Heat Source and a Point Heat Source”, Int. J. Heat and Mass Transfer, vol. 6, pp. 597-606, 1963
- [28] B. Gebhart, L. Pera and A.W. Schorr, “Steady Laminar Natural Convection Plumes Above a Horizontal Line Heat Source”, Int. J. Heat and Mass Transfer, vol. 13, pp. 161-171, 1970
- [29] T.Y. Chu, “Thermal Convection with Large Viscosity Variation in an Enclosure with

- Localized Heating*”, ASME J. Heat Transfer, vol. 112, pp. 388-395, 1990
- [30] M. Miozzi and G. Querzoli, “*PTV and POD Analysis of the Instabilities in a Quasi Two-Dimensional Convective Flow*”, Applied Sci. Research, vol. 56, pp. 221-242, 1996
- [31] F.P. Incropera and M.A. Yaghoubi, “*Buoyancy Driven Flows Originating from Heated Cylinders Submerged in a Finite Water Layer*”, Int. J. Heat and Mass Transfer, vol. 23, pp. 269-278, 1979
- [32] H.J. Nawoj and R.S. Hickman, “*An Experimental Investigation of the Plume Velocity Field Above a Horizontal Line Heat Source*”, ASME J. Heat Transfer, vol. 99, pp. 609-613, 1977
- [33] N. Katsavos, I. G. Pappa, I. E. Sarris, I. Lekakis & N. S. Vlachos, “*Study of Natural Convection from a Line Heat Source of High Pr Fluids with Variable Viscosity in a Tank*”, ASME - 5th World Conf. Expr. Heat Transfer, Fluids Mechanics & Thermodynamics, Thessaloniki, Greece, 24-28 September 2001
- [34] I.E. Sarris, I. Lekakis and N.S. Vlachos, “*Glass Melt Recirculation Controlled by a Heated Strip in the Tank Bottom*”, Proc. First Balkan Conf. on Glass, pp. 379-388, 9-10 Oct. 2000
- [35] A.F. Emery and J.W. Lee, “*The Effects of Property Variations on Natural Convection in a Square Enclosure*”, ASME J. Heat Transfer, vol. 121, pp. 57-63, 1999

ΣΥΓΓΡΑΦΕΑΣ	
ΤΙΤΛΟΣ	
ΛΗΞΗ	ΟΝΟΜΑΤΕΠΩΝΥΜΟ ΔΑΝΕΙΖΟΜΕΝΟΥ
26/06/03	ΜΑΤΛΑΒΟΛ

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ
Τηλ.: 74.760 -61



