



**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΑΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΦΥΣΙΚΩΝ ΚΑΙ ΧΗΜΙΚΩΝ ΔΙΕΡΓΑΣΙΩΝ**

Μεταπτυχιακή εργασία

**Επίδραση συχνότητας διαταραχής στη
δυναμική υγρού υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο**

Αργυριάδη Αικατερίνη

Επιβλέπων καθηγητής: **Β. Μποντόζογλου**

ΒΟΛΟΣ 2004



**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΥΠΗΡΕΣΙΑ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗΣ & ΠΛΗΡΟΦΟΡΗΣΗΣ
ΕΙΔΙΚΗ ΣΥΛΛΟΓΗ «ΓΚΡΙΖΑ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ»**

Αριθ. Εισ.: 1423/1
Ημερ. Εισ.: 02-06-2004
Δωρεά: Συγγραφέως
Ταξιθετικός Κωδικός: Δ
620.106
ΑΡΓ

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ
ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ



004000072585

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η ροή λεπτού υμένα υγρού σε κεκλιμένο επίπεδο απασχολεί αρκετούς ερευνητές, λόγω των εφαρμογών που έχει σε διάφορες βιομηχανικές συσκευές. Παράλληλα, η ροή υγρού υμένα αποτελεί ένα ιδιαίτερα κατάλληλο φυσικό σύστημα για τη μελέτη μη-γραμμικών φαινομένων που έχουν εφαρμογή σε πολλά διαφορετικά πεδία.

Το βασικό στοιχείο της έρευνάς μας ήταν η επίδραση της συχνότητας επιβαλλόμενης διαταραχής στη δυναμική της ροής. Η έρευνα που έγινε στα πλαίσια της παρούσας εργασίας μπορεί να χωριστεί σε δύο μέρη ανάλογα με τον τρόπο συλλογής δεδομένων. Έτσι δεδομένα πάρθηκαν με μια μέθοδο που χρησιμοποιεί αισθητήρες χωρητικότητας ή αισθητήρες ηλεκτροδιάχυσης. Επίσης δεδομένα πάρθηκαν με τη μέθοδο συλλογής δεδομένων με φθορισμό. Από την πρώτη μέθοδο παίρνουμε στοιχεία για τις διάφορες παραμέτρους της ροής όπως η ταχύτητα των αναπτυσσόμενων κυμάτων και το μέγιστο ύψος των κυμάτων με σκοπό την συσχέτισή τους. Αντίθετα, τα δεδομένα που συλλέγουμε με τη δεύτερη μέθοδο έχουν σκοπό την μελέτη και ερμηνεία των διαφόρων δομών που δημιουργούνται κατάντη της ροής. Στην περίπτωση αυτή μπορούμε να χωρίσουμε τα δεδομένα σε δύο άλλες κατηγορίες ανάλογα με τη διαφορετική συμπεριφορά του υμένα και των παραγόμενων δομών, σε ροή με μικρή έως μεγάλη συχνότητα διαταραχής και σε ροή με πολύ μικρή συχνότητα διαταραχής.

Διαπιστώθηκε ότι η ταχύτητα των μοναχικών κυμάτων συνδέεται γραμμικά με το ύψος τους, και εξετάστηκε η εξάρτηση από άλλες παραμέτρους όπως η παροχή υγρού και η κλίση του καναλιού. Επιβεβαιώθηκε ότι, για ένα μεγάλο εύρος συχνοτήτων εξωτερικής διαταραχής, η συχνότητα των παραγόμενων κυμάτων ταυτίζεται με τη συχνότητα της διαταραχής. Διαπιστώθηκε ότι, σε πολύ μικρές συχνότητες, η κανονική αλληλουχία κυμάτων καταστρέφεται από την εμφάνιση παρασιτικών κορυφών. Το φαινόμενο αυτό μελετήθηκε πειραματικά για πρώτη φορά και ταυτοποιήθηκε ο μηχανισμός δημιουργίας και η πορεία εξέλιξης των παρασιτικών κορυφών.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Με το τέλος αυτής της εργασίας θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους όσους με βοήθησαν να τη φέρω εις πέρας. Κυρίως θέλω να ευχαριστήσω τον καθηγητή μου κ. Β. Μποντόζογλου τόσο για τις συμβουλές του όσο και για την έμπρακτη βοήθειά του κατά τη διάρκεια των πειραμάτων και της ανάλυσής τους.

Επίσης θέλω να ευχαριστήσω τον Μιχάλη Βλαχογιάννη που μου έμαθε να δουλεύω πάνω στην πειραματική συσκευή και ήταν πάντα πρόθυμος να με βοηθήσει κάθε φορά που παρουσιαζόταν κάποιο πρόβλημα. Συγχρόνως θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Κώστα Τσιγκλιφή με τον οποίο συνεργαστήκαμε σε μέρος της εργασίας.

Δεν μπορώ να ξεχάσω τον dr. J. Tihon για τη συνεργασία του και την βοήθειά του κατά τη διάρκεια της παραμονής μου και της εκπόνησης των πειραμάτων που έγιναν στην Πράγα.

Πολλές ευχαριστίες στους Νίκο Χολέβα, Θανάση Βέργο και Τάσο Δαφερέρα που με βοήθησαν στην επίλυση διαφόρων προβλημάτων που μου παρουσιάστηκαν κατά τη διάρκεια της εκπόνησης της εργασίας ο καθένας στον τομέα του.

Επίσης ευχαριστώ τους καθηγητές των μεταπτυχιακών μαθημάτων που παρακολούθησα διότι μου προσέφεραν γνώσεις χρήσιμες για την διεκπεραίωση του στόχου μου.

Τέλος θέλω να ευχαριστήσω τα μέλη της εξεταστικής επιτροπής για το ενδιαφέρον που έδειξαν για την εργασία μου.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: Εισαγωγή</u>	1
<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: Βιβλιογραφική ανασκόπηση</u>	6
2.1 Βασική ροή σε επίπεδο τοίχωμα	6
2.2 Θεωρία γραμμικής ευστάθειας για τη ροή υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο.....	8
2.3 Μη γραμμική εξέλιξη	11
2.4 Αλληλεπίδραση μοναχικών κυμάτων	17
<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: Πειραματική μεθοδολογία</u>	22
3.1 Η πειραματική διάταξη.....	22
3.1.1 Το κανάλι ροής.....	22
3.2 Ιδιότητες του ρευστού	27
3.3 Η μέθοδος απευκόσμησης με φθορισμό.....	29
3.4 Προσδιορισμός των συντελεστών της σχέσης $I = f(h)$	33
3.5 Επεξεργασία δεδομένων.....	35
3.5.1 Ψηφιακό φιλτράρισμα των δεδομένων.....	36
3.5.2 Υπολογισμός της σχέσης ακτινοβολίας – πάχους υμένα.....	37
3.5.3 Επεξεργασία εικόνων.....	38
3.7 Περιγραφή διάταξης με εναλλακτικές μεθόδους μέτρησης.....	41
<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: Πειραματικά αποτελέσματα</u>	44
4.1 Οι παράμετροι του πειράματος	44
4.2 Συσχέτιση παραμέτρων πειράματος	45
4.3 Μη γραμμική εξέλιξη της ροής με επιβολή διαταραχής συχνότητας από 1.5Hz έως 4.5Hz.....	48
4.4 Μη – γραμμική εξέλιξη της ροής με επιβολή διαταραχής συχνότητας μικρότερης από 1.5Hz.....	53

4.4.1 Ροή με ένα κύμα ανά περίοδο.....	53
4.4.2 Ροή με περισσότερα του ενός κύματα ανά περίοδο.....	55
4.4.3 Παρατηρήσεις στην γένεση και την εξέλιξη των παρασιτικών καμπολών.....	58
<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: Συμπεράσματα – προτάσεις για μελλοντική έρευνα.....</u>	62
5.1 Συσχέτιση παραμέτρων πειράματος.....	62
5.2 Συμπεράσματα στη ροή με $1.5\text{Hz} < f < 5\text{Hz}$	62
5.3 Συμπεράσματα στη ροή με $f < 1.5\text{Hz}$	63
5.4 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα.....	64

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1^ο

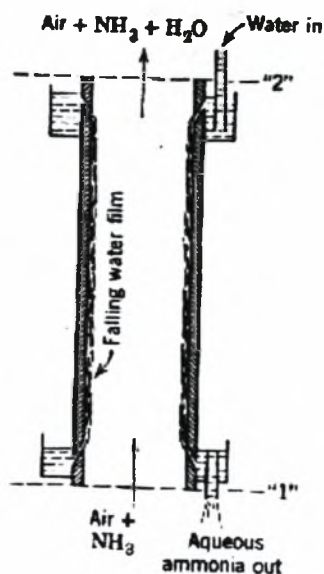
ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Λεπτοί υμένες υγρού συναντώνται σε σημαντικές συσκευές μεταφοράς θερμότητας και μάζας. Λέγοντας ροή λεπτού υμένα υγρού, εννοούμε την ροή αυτή στην οποία το πάχος του ρευστού είναι πολύ μικρό σε σχέση με τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά μεγέθη της. Η ικανότητά των υγρών υμένων να μεταφέρουν θερμότητα και μάζα με χαμηλή υδραυλική αντίσταση είναι αυτή που έχει οδηγήσει στη ευρεία χρήση τους σε διάφορες βιομηχανικές εφαρμογές.

Ρέοντας πάνω σε μια στερεή επιφάνεια, οι λεπτοί υμένες αναπτύσσουν μια πολύπλοκη δομή επιφανειακών κυμάτων, η μορφή και τα χαρακτηριστικά των οποίων ποικίλουν ανάλογα με τα χαρακτηριστικά της ροής. Η εμφάνιση αυτών των δομών οφείλεται στις δυνάμεις βαρύτητας και απαντάται ακόμα και στις περιπτώσεις όπου στη διεπιφάνεια υγρού – αερίου δεν υπάρχουν διεπιφανειακές τάσεις. Τα χαρακτηριστικά της ροής και των δομών αυτών που δημιουργούνται επηρεάζουν τη μεταφορά θερμότητας και μάζας, με αποτέλεσμα να καθορίζουν τον βαθμό απόδοσής των συσκευών στις οποίες απαντώνται.

Υπάρχουν εφαρμογές στις οποίες σκοπός μας είναι η μεγιστοποίηση του βαθμού απόδοσης των φαινομένων μεταφοράς. Κάποιες από αυτές τις συσκευές είναι οι συμπυκνωτές, οι εξατμιστήρες, οι κολώνες απορρόφησης και οι διφασικοί αντιδραστήρες. Σε άλλες πάλι περιπτώσεις επιθυμητή είναι η ελαχιστοποίηση των φαινομένων αυτών. Έτσι για παράδειγμα, η παρουσία κυμάτων στην επιφάνεια επίστρωσης των film έχει ως αποτέλεσμα τον υποβιβασμό των ιδιοτήτων τους και δεν είναι καθόλου επιθυμητή.

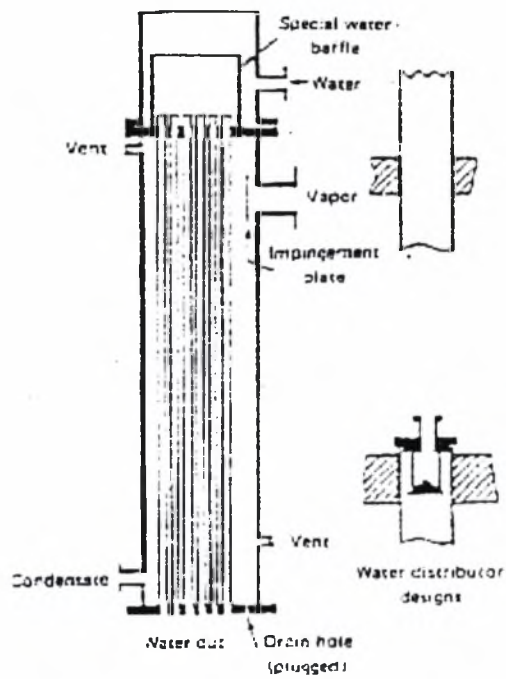
Ένα παράδειγμα εφαρμογής υγρών υμένων είναι η ψύξη ενός πυρηνικού αντιδραστήρα που επιτυγχάνεται με συμπύκνωση καθαρού ατμού σε υπόψυκτο υγρό με άμεση επαφή. Επίσης στη σχηματική διάταξη που ακολουθεί παρουσιάζεται μια διάταξη μεταφοράς μάζας με ροή λεπτού υμένα. Αμμωνία και αέρας εισέρχονται στο σύστημα και καθώς υπάρχει ροή νερού με μορφή λεπτού υμένα στον οποίο η συγκέντρωση της αμμωνίας είναι μηδενική, η αμμωνία μεταφέρεται από την αέρια μάζα στον υγρό υμένα και συλλέγεται (μεταφορά μάζας)



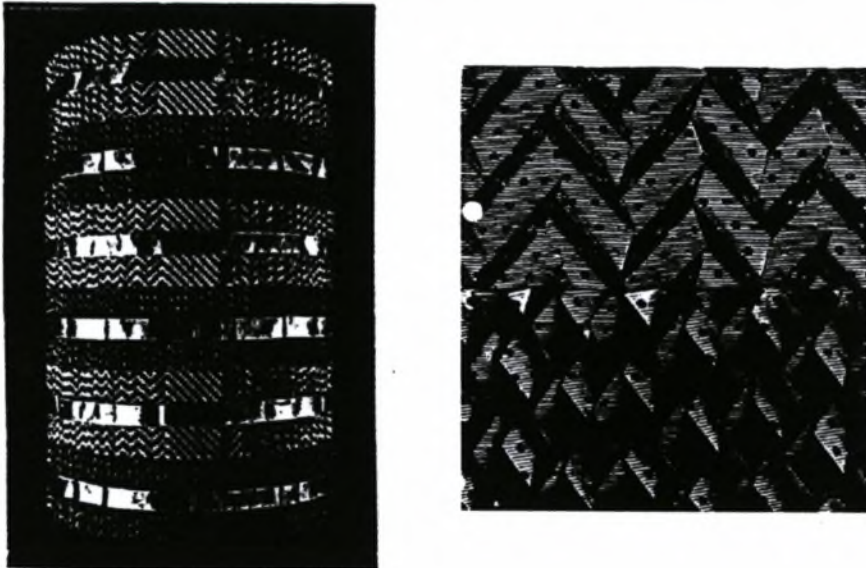
Σχήμα 1.1: Σχηματική διάταξη μεταφοράς μάζας με ροή λεπτού υμένα

Στις συσκευές ψύξης με απορρόφηση έχει επιτευχθεί υψηλή αποτελεσματικότητα λόγω της λεπτότητας της ροής του διαλύτη, η οποία μεγιστοποιεί το λόγο της επιφάνειας προς τη ροή μάζας και μειώνει το βάθος διείδυσης, βοηθώντας με αυτό τον τρόπο τη διαδικασία της απαγωγής θερμότητας και της μεταφοράς μάζας με την απορρόφηση των ατμών του ψυκτικού στο διαλύτη. Σε στήλες με πληρωτικά υλικά και υπό συνθήκες έλλειψης πλημμυρισμού, συναντάμε επίσης ροή λεπτού υγρού υμένα σε κεκλιμένο τοίχωμα με μεταφορά θερμότητας. Σε όλες αυτές τις περιπτώσεις, η διεπιφάνεια αναπτύσσει κυματισμούς που έχει παρατηρηθεί πειραματικά ότι αυξάνουν τους ρυθμούς μεταφοράς μάζας και θερμότητας.

Μια εκδοχή του ίδιου προβλήματος, που όμως έχει μελετηθεί πολύ λιγότερο, είναι η ροή κατά μήκος ενός περιοδικού κυματοειδούς τοιχώματος. Το πρακτικό ενδιαφέρον για την μελέτη ροής σε τέτοιο τοίχωμα είναι οι υποψίες εντατικοποίησης των συντελεστών μεταφοράς. Τυπικά παραδείγματα αποτελούν οι συμπυκνωτές και οι εξατμηστήρες, καθώς και τα κατάλληλα δομημένα πληρωτικά υλικά (κυματοειδείς πτυχές, μεταλλικά ελάσματα) που χρησιμοποιούνται σε στήλες απορρόφησης και στην απόταξη με δίσκους. Στο σχήμα 1.2 παρουσιάζεται σχηματικά ένας συμπυκνωτής και στο σχήμα 1.3 παραδείγματα κυματοειδών πλακών που συναντάμε ροή λεπτών υμένων.



Σχήμα 1.2: συμπυκνώτης outside tubes, vertical downflow



Σχήμα 1.3: παραδείγματα μεταφοράς μάζας

Ενώ το ότι η ενίσχυση των συντελεστών μεταφοράς μάζας και θερμότητας από τα επιφανειακά κύματα είναι επιβεβαιωμένο από πειράματα, ο λόγος και ο τρόπος που συμβαίνει αυτό δεν είναι ξεκάθαρος. Είχε υποθεθεί ότι η αύξηση των συντελεστών μεταφοράς οφείλεται στην αύξηση της διεπιφάνειας με την δημιουργία κυματισμών, αλλά αυτή η πιθανότητα αποκλείστηκε πειραματικά. Κάποιες άλλες ιδέες που μελετώνται είναι το ότι η αύξηση της περιοχής ανάμειξης λόγω των κυμάτων και η μείωση του πάχους του υμένα μετά την έλευση ενός κύματος συντελούν στο υπό μελέτη φαινόμενο. Έτσι παρατηρήθηκε ότι η μεταφορά μάζας μπορεί να είναι αποτέλεσμα ενός λεπτότερου πάχους υμένα που μειώνει το οριακό στρώμα και αυξάνει το διεπιφανειακό ρυθμό ροής. Πιο συγκεκριμένα μπορεί να υποθεθεί ότι το μικρό πάχος υμένα πίσω από ένα κύμα, εντατικοποιεί τη διάχυση κατά μήκος της επιφάνειας. Επίσης, σύμφωνα με άλλη μελέτη, φαίνεται ότι τα τρισδιάστατα κύματα ενισχύουν την αύξηση των συντελεστών μεταφοράς. Τα τρισδιάστατα κύματα έχουν ανοιχτές ροϊκές γραμμές και δίνες και όλα αυτά επιτρέπουν την ανακυκλοφορία των συγκεντρωμένων σωματιδίων της διεπιφάνειας. Αν και οι συνεχείς περιοχές ανακυκλοφορίας δεν επηρεάζουν άμεσα τη διεργασία μεταφοράς μάζας όπως οι περιοχές που έχουν τύρβη, η παρουσία τους έχει ισχυρή επίδραση στη δημιουργία νέων οριακών στρωμάτων που μεγαλώνουν στο χώρο μετά την έλευση ενός κύματος.

Για να δοθεί μια απάντηση στο ερώτημα πως οι δημιουργούμενες δομές κατά τη ροή ενός λεπτού υμένα εντατικοποιούν τα φαινόμενα μεταφοράς είναι αναγκαίο να κατανοηθεί πλήρως οι δυναμική της ροής. Μ' άλλα λόγια μεγάλο ενδιαφέρον παρουσιάζει η μελέτη των κυμάτων και του τρόπου δημιουργίας και ανάπτυξής τους και των παραμέτρων που τα επηρεάζουν.

Διάφορες μελέτες έχουν γίνει μέχρι τώρα κυρίως σε θεωρητικό επίπεδο άλλα και σε υπολογιστικό και πειραματικό. Πρώτος ασχολήθηκε με το φαινόμενο ο Nusselt ο οποίος μελέτησε τη ροή υγρού σταθερής πυκνότητας και σταθερού ιξώδους το οποίο κινείται υπό την επίδραση της βαρύτητας, σε κεκλιμένο επίπεδο μήκους L . Η επίδραση των άκρων θεωρήθηκε αμελητέα. Πολλά ερωτήματα πάνω στη ροή λεπτού υμένα υγρού, όπως η ανάλυση της ευστάθειας της ροής, τα είδη και οι περιοχές αστάθειας, οι μηχανισμοί δημιουργίας κυμάτων και περιοχές εξέλιξης της ροής, έχουν μελετηθεί και απαντηθεί από πολλούς ερευνητές τόσο θεωρητικά όσο και πειραματικά. Ο Chang

(1994) χώρισε την εξέλιξη της ροής ενός λεπτού υμένα υγρού σε τέσσερα στάδια. Στη εξέλιξη αυτή δεν επιδρούσε καμία σημαντική εξωτερική διαταραχή, παρά μόνο ο φυσικός θόρυβος.

Στη συνέχεια η έρευνα στράφηκε στην επίδραση συστηματικά επιβαλλόμενης εξωτερικής διαταραχής. Η δημιουργία κυμάτων και εξέλιξη τους σ' αυτή την περίπτωση έχει μελετηθεί υπολογιστικά και πειραματικά για ένα ευρύ φάσμα τιμών εξωτερικών διαταραχών. Τα αποτελέσματα συμπίπτουν. Διαταραχές πολύ μικρής συχνότητας δεν έχουν μελετηθεί διεξοδικά, παρά μόνο στη διδακτορική έρευνα του Vlachogiannis (2001). Πρόσφατα, οι Bontozoglou, Vlachogiannis and Malamataris (2001) παρουσίασαν μια υπολογιστική δουλειά στην οποία φαίνεται εντελώς διαφορετική εξέλιξη της ροής με εξωτερικά επιβαλλόμενη διαταραχή 1Hz από αυτή που παρουσιάζεται στο 1.5Hz. Η μελέτη και πειραματική επιβεβαίωση της ιδιόζουσας αυτής εξέλιξης της ροής για διαταραχή χαμηλής συχνότητας, αποτέλεσε μέρος της έρευνας που έγινε στα πλαίσια της παρούσας μεταπτυχιακής εργασίας.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2^ο

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ

Στο κεφάλαιο της βιβλιογραφικής ανασκόπησης αναφέρονται συνοπτικά η θεωρία και οι μέχρι τώρα μελέτες που σχετίζονται με την ροή λεπτού υγρού υμένα πάνω από επίπεδο κεκλιμένο κανάλι. Αρχικά περιγράφεται η βασική ροή πάνω σε επίπεδο κεκλιμένο τοίχωμα. Στη συνέχεια αναφέρονται οι μέχρι τώρα μελέτες, τόσο θεωρητικές όσο και υπολογιστικές και πειραματικές πάνω στη ροή σε κεκλιμένο επίπεδο. Ακολουθεί μια πιο λεπτομερής αναφορά στη μελέτη η οποία έγινε στη ροή λεπτού υμένα υγρού υπό την επίδραση εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής για διαφορετικές τιμές της συχνότητας διαταραχής. Τέλος παραθέτονται κάποιες αναφορές και κυρίως προβλέψεις της βιβλιογραφίας για το θέμα με το οποίο ασχολείται η παρούσα εργασία.

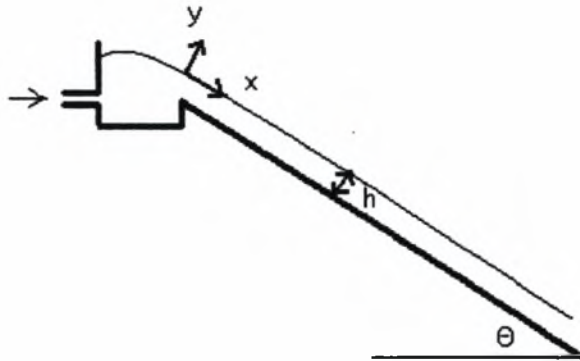
2.1 Βασική ροή σε επίπεδο τοίχωμα

Η πιο απλή ίσως μορφή του προβλήματος της ροής σε κεκλιμένο επίπεδο είναι αυτή της ροής Nusselt. Θεωρούμε δισδιάστατη ροή υγρού υμένα κατά μήκος μιας κεκλιμένης επίπεδης επιφάνειας μήκους L (σχήμα 2.1). Η περιοχή αυτή μήκους L βρίσκεται πολύ μακριά από τα άκρα στα οποία μπαίνει και βγαίνει ο υμένας ώστε να μην δημιουργούνται διαταραχές λόγω αυτών, δηλαδή η ταχύτητα κατά την x διεύθυνση δεν εξαρτάται από το μήκος x . Θεωρούμε επίσης ότι το υγρό είναι σταθερής πυκνότητας και ιζώδους.

Θεωρούμε στοιχειώδες όγκο ελέγχου. Η x -ορμή μπαίνει στον όγκο ελέγχου, με τη ροή και λόγω της ιζώδους αλληλεπίδρασης. Το ισοζύγιο x -ορμής είναι το εξής:

$$\left(\begin{array}{c} \text{εισορή} \\ x\text{-ορμής} \end{array} \right) - \left(\begin{array}{c} \text{εκροή} \\ x\text{-ορμής} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{άθροισμα δυνάμεων} \\ \text{(παραγωγή } x\text{-ορμής)} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{συσσώρευση} \\ \text{ορμής} \end{array} \right)$$

$$[(Wdy_u)_x(\rho u_x)|_x - (Wdy_u)_x(\rho u_x)|_{x+L}] + [(WL\tau_{yx})_{y+\delta y} - (WL\tau_{yx})_{y-\delta y}] + WLy\rho g \sin\theta = 0 \quad (2.1)$$



Σχήμα 2.1: Ροή σε κεκλιμένο επίπεδο.

Με απλοποιήσεις παίρνουμε:

$$-\frac{d(\tau_{yx})}{dy} + \rho g \sin \theta = 0 \quad (2.2)$$

με:

$$\tau_{yx} = -\mu \frac{du_x}{dy} \quad (2.3)$$

Οι συνοριακές συνθήκες που διέπουν το πρόβλημα είναι:

$$\text{στο } y=0 \quad u_x(0)=0 \quad (2.4)$$

$$\text{στο } y=h \quad \tau_{yx}=0 \quad (2.5)$$

Με βάση τα παραπάνω η κατανομή της ταχύτητας δίνεται από τη σχέση:

$$u_x(y) = \left(\frac{\rho g h^2 \sin \theta}{2\mu} \right) y(2h - y) \quad \text{στο } x=h \quad (2.6)$$

Και το ύψος του υμένα δίνεται, συναρτήσει της ογκομετρικής παροχής ανά μονάδα πλάτους, από τη σχέση:

$$h = \sqrt[3]{\frac{3q\mu}{\rho g \sin \theta}} \quad (2.7)$$

και συναρτήσει της μέσης ταχύτητας από τη σχέση:

$$h = \sqrt[3]{\frac{3\mu \cdot u_o}{\rho g \sin \theta}} \quad (2.8)$$

Αδιαστατοποιώντας το πρόβλημα μπορούμε να πούμε ότι η ροή περιγράφεται από τους αριθμούς Reynolds και Weber ή από τους Reynolds και Kapitza, οι οποίοι δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις:

$$Re = \frac{u_e \cdot h_o}{\nu} = \frac{q}{\nu} \quad (2.9)$$

$$We = \frac{\gamma}{(\rho \cdot u_o^2 \cdot h_o)} \quad (2.10)$$

$$Ka = \frac{\gamma}{(\rho \cdot \nu^{2/3} \cdot g^{1/3})} \quad (2.11)$$

όπου: u_o είναι η μέση ταχύτητα, h_o το πάχος του επίπεδου υμένα κατά Nusselt, ρ η πυκνότητα του ρευστού, γ η επιφανειακή τάση και g η επιτάχυνση της βαρύτητας. Συνήθως προτιμάται να χρησιμοποιηθεί ο αριθμός Kapitza από τον αριθμό Weber διότι είναι συνάρτηση μόνο των φυσικών ιδιοτήτων του ρευστού και ανεξάρτητος της παροχής.

Η μαθηματική ανάλυση του γενικού προβλήματος ροής με ελεύθερη επιφάνεια είναι αρκετά δύσκολη εξαιτίας του γεγονότος ότι η μορφή της επιφάνειας είναι άγνωστη και πρέπει να υπολογιστεί. Το πρόβλημα είναι μη-γραμμικό, και για τη λύση του απαιτούνται πολύπλοκες μαθηματικές μέθοδοι.

2.2 Θεωρία γραμμικής ευστάθειας για τη ροή υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο

Το πρόβλημα της ροής υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο δίνει ασταθείς λύσεις. Αν επιβάλλουμε στη ροή μια διαταραχή (μονοχρωματική ή απλώς θόρυβο) αυτή αναπτύσσεται κατά μήκος του πεδίου ροής και οδηγεί στην εμφάνιση κυμάτων και άλλων τρισδιάστατων δομών. Επειδή οι δισδιάστατες διαταραχές (διαταραχή συγκεκριμένης συχνότητας) είναι πιο ασταθείς από τις τρισδιάστατες και τα δημιουργούμενα δισδιάστατα κύματα παίζουν καθοριστικό ρόλο στην εξέλιξη της ροής, η μελέτη της γραμμικής ευστάθειας στηρίζεται στη θεώρηση των δισδιάστατων διαταραχών.

Αδιαστατοποιώντας τις βασικές εξισώσεις της ροής με:

Χαρακτηριστικό μήκος: h_o

Χαρακτηριστική ταχύτητα: $u_o = (g \sin\theta h_o^2) / 3\nu = \langle \hat{U} \rangle$

Χαρακτηριστικός χρόνος: h_0/u_0

Χαρακτηριστική πίεση: ρu_0^2

έχουμε για την ταχύτητα, την ροϊκή συνάρτηση και την πίεση αντίστοιχα:

$$U(y)=3(y-1/2y^2) \text{ όπου } U=\hat{U}/u_0$$

$$\Psi_0(y)=3(1/2y^2-1/6y^3)=3/2y^2-1/2y^3 \text{ όπου } \Psi=\hat{\Psi}/(u_0h_0)$$

$$P(y)=1/Fr^2(1-y)\cot\theta \text{ όπου } Fr^2=Re/3$$

Επιβάλλοντας λουπόν στη ροή δισδιάστατη διαταραχή της μορφής:

$$\Psi=\Psi_0+f(y)e^{ia(x-ct)}$$

$$n=h+Ae^{ia(x-ct)}$$

$$\text{όπου } a \text{ ο αδιάστατος κυματαριθμός: } a=\hat{a} h_0=\frac{2\pi h_0}{L}$$

$$\text{και } c \text{ η αδιάστατη ταχύτητα: } c=\frac{\hat{c}}{u_0}$$

η εξίσωση N-S με σταυρωτή παραγωγή διώχνει την πίεση και μας δίνει την εξίσωση Orr-Sommerfeld για το το εύρος $f(y)$:

$$f''''-2\alpha^2 f''+\alpha^4 f=i Re \alpha [(u-c)(f'-\alpha^2 f)-u'' f]$$

οι συνοριακές συνθήκες που διέπουν το πρόβλημα είναι: πρώτον, ότι η ταχύτητα στο τοίχωμα είναι μηδενική προς όλες τις διευθύνσεις (συνθήκη μη ολίσθησης και μη διείσδυσης) άρα:

$$\text{στο } y=0 \text{ ισχύει } u=v=0 \Rightarrow f(0)=f'(0)=0$$

και δεύτερον ότι στην ελεύθερη επιφάνεια ($y=1+n$) ο τανυστής τάσεων είναι μηδέν κατά την παράλληλη διεύθυνση και ίσος με την καμπυλότητα επί την επιφανειακή τάση κατά την εγκάρσια:

$$\left(\begin{matrix} \sigma \cdot n \\ - \\ - \end{matrix}\right) \cdot t = 0 \text{ και } \left(\begin{matrix} \sigma \cdot n \\ - \\ - \end{matrix}\right) \cdot n = \gamma \kappa$$

Η διαφορική εξίσωση Orr-Sommerfeld και οι παραπάνω συνοριακές συνθήκες ορίζουν το πρόβλημα ιδιοτομών.

Η λύση για το παραπάνω πρόβλημα, για κύματα μεγάλου μήκους (όπου

$$\alpha=\frac{2\pi h_0}{L} \ll 1) \text{ έχει δοθεί από τον Yih ως εξής:}$$

θεωρούμε τους αγνώστους $f(y)$ και c ως αναπτύγματα Taylor ως προς α :

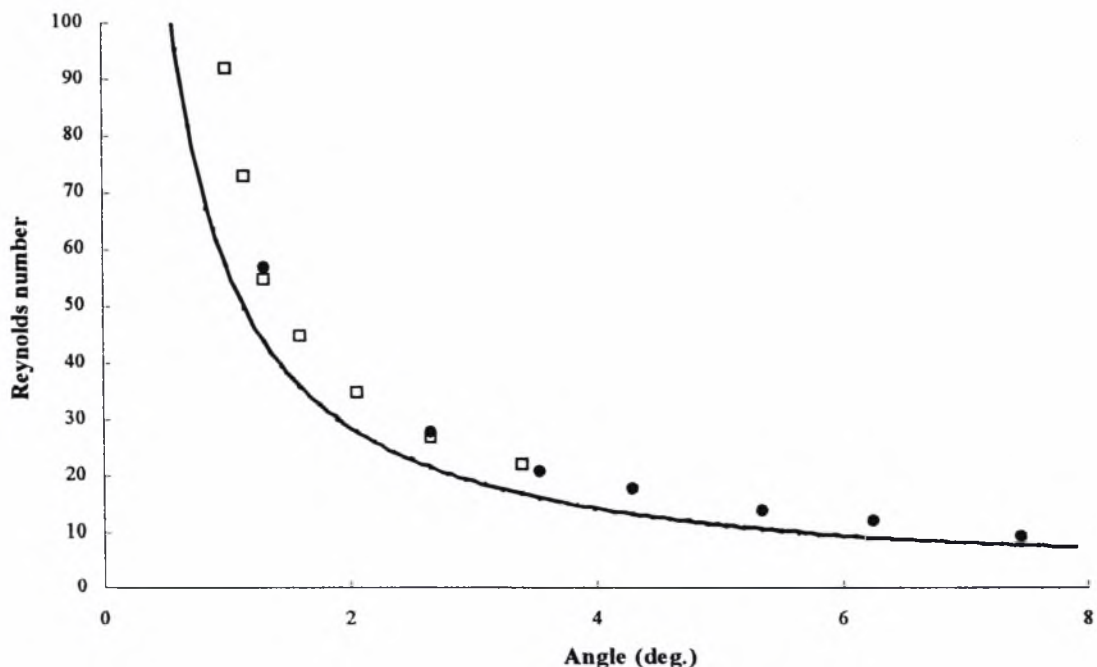
$$f(y) = f_0(y) + \alpha f_1(y) + \alpha^2 f_2(y) + \dots$$

$$c = c_0 + \alpha c_1 + \alpha^2 c_2 + \dots$$

Από τη λύση με τους όρους πρώτης τάξης παίρνουμε ότι η ροή γίνεται ασταθής όταν ο αριθμός Reynolds ξεπεράσει μια κρίσιμη τιμή Re_c . Έτσι αστάθεια έχουμε για

$$\frac{6}{5} Re - \cot \theta > 0 \Leftrightarrow Re_c = \frac{6}{5} \cot \theta$$

Η σχέση αυτή του κρίσιμου αριθμού Reynolds με την γωνία κλίσης της ροής επιβεβαιώθηκε πειραματικά από τους Liu et al (1993) και στη συνέχεια από τον Vlachogiannis (2001). Στο σχήμα 2.2 βλέπουμε τον κρίσιμο Re ως συνάρτηση της γωνίας κλίσης για την περίπτωση χρησιμοποίησης περιοδικού τοιχώματος και για 2 διαφορετικά ρευστά. Στο ίδιο σχήμα, οι καμπύλες αυτές συγκρίνονται με την θεωρητική πρόβλεψη για επίπεδο τοίχωμα.



Σχήμα 2.2: Ο κρίσιμος αριθμός Re , για την πρωταρχική αστάθεια του υμένα, μετρούμενος ως συνάρτηση της γωνίας κλίσης, στην περίπτωση χρήσης ορθογωνίου τοιχώματος. (□) $Ka=3365$, (●) $Ka=1102$, (—) $Re=5/6 \cot \theta$.

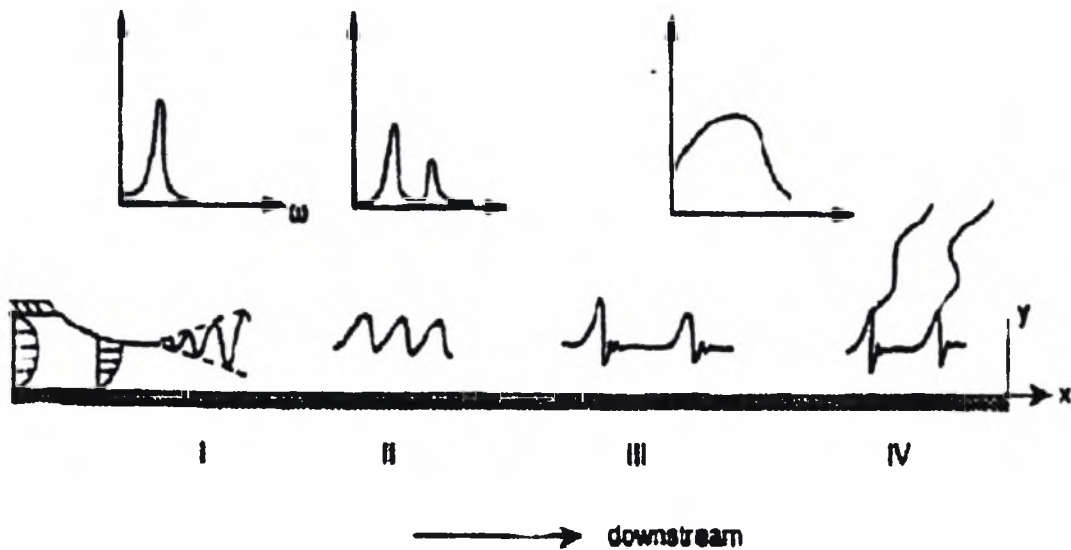
Οι μετρήσεις έγιναν πειραματικά με νερό και διάλυμα νερού – γλυκερίνης 26% κ.β. Οι δύο σειρές των δεδομένων συμπίπτουν αποδεικνύοντας ότι η αστάθεια εξαρτάται μόνο από τον αριθμό Re και όχι από το είδος του ρευστού. Όπως φαίνεται στο σχήμα, η ελεύθερη επιφάνεια είναι επίπεδη για ένα εύρος τιμών του αριθμού Re $1 \rightarrow \approx 10$ σε οποιαδήποτε γωνία κλίσης. Επίσης μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι η ευστάθεια του υμένα διατηρείται μέχρι μεγαλύτερους αριθμούς Re στην περίπτωση του περιοδικά διαμορφωμένου τοιχώματος. Με άλλα λόγια η διαμόρφωση επιδρά σταθεροποιητικά στη ροή του υμένα.

2.3 Μη γραμμική εξέλιξη

Η εξέλιξη της ροής κατά μήκος ενός κεκλιμένου επιπέδου μπορεί να κατηγοριοποιηθεί ανάλογα με τον αριθμό Reynolds. Έτσι, σε αρκετά μεγάλους αριθμούς Re ($Re > 1000$), τα κύματα που παρατηρούνται στον υμένα υγρού είναι κύματα τα οποία προκαλούνται από τις διατμητικές δυνάμεις και έχουν μήκη κύματος συγκρίσιμα η μικρότερα από το πάχος του υμένα h_N . Κάτω από τέτοιες συνθήκες μεγάλης παροχής συνήθως έχουμε τυρβώδη ροή στην οποία επικρατούν εσωτερικές αστάθειες Tollmien-Schlichting. Η εσωτερική τύρβη υπερισχύει των επιφανειακών δυνάμεων. Σε λίγο μικρότερους αριθμούς Re ($1000 < Re < 300$) διαμήκη διεπιφανειακά κύματα αρχίζουν να εμφανίζονται εξαιτίας δυνάμεων βαρύτητας και διεπιφανειακών τάσεων. Παρόλα αυτά η δυναμική των κυμάτων είναι εξαιρετικά μη μόνιμη ειδικά για τα μικρά κύματα τα οποία φαίνεται να δημιουργούνται από μεγαλύτερα κύματα μέσω ενός μηχανισμού αποκόλλησης των δινών. Σε πολύ μικρές παροχές ($Re \ll 1$) ο υμένας γίνεται τόσο λεπτός ώστε οι ενδομοριακές δυνάμεις και η δυναμική της γραμμής επαφής επιφάνειας – τοιχώματος γίνονται τόσο ισχυρές που ο υμένας διασπάται σε κάποια σημεία. Αρκετά μεγάλο ενδιαφέρον παρουσιάζει η περιοχή στην οποία ο Re είναι μεταξύ 1 και 300, κατά την οποία ο υμένας είναι ασταθής και αρχίζουν να εμφανίζονται στην επιφάνεια κύματα των οποίων τα χαρακτηριστικά αλλάζουν με το χρόνο. Ο Chang (1994) περιέγραψε συστηματικά την εξέλιξη της ροής λεπτού υμένα υγρού κατά μήκος κεκλιμένης επίπεδης επιφάνειας, τέσσερις διαφορετικές περιοχές (σχήμα 2.3).

Βάζουμε στην αρχή μια πολύ μικρή διαταραχή και παρατηρούμε, ότι μέσα στην περιοχή I η διαταραχή αυτή μεταφέρεται και δημιουργεί ένα κύμα. Εάν η διαταραχή έχει

μια μόνο συχνότητα, στην εμφανιζόμενη αστάθεια θα έχει μεταφερθεί η ίδια συχνότητα. Αν αντίθετα η διαταραχή έχει πολλές συχνότητες τότε στο κύμα που θα εμφανιστεί θα παρουσιαστεί κυρίως η πλέον ασταθής συχνότητα του θορύβου. Επίσης παρατηρούμε ότι το πλάτος του κύματος αυξάνεται εκθετικά στην περιοχή I.



Σχήμα 2.3: Τέσσερις περιοχές του κύματος κατά την εξέλιξή του κατά Chang. Η παράμετρος ω είναι η συχνότητα του κύματος.

Κάποια στιγμή (αρχή περιοχής II) η εκθετική αύξηση των διαταραχών σταματάει. Συγχρόνως παρατηρούμε ότι πλέον το κύμα δεν είναι καθαρό ημίτονο (μια μόνο συχνότητα) αλλά παίρνει μια πιο σύνθετη μορφή (αρχίζουν να εμφανίζονται και οι αρμονικές της). Έχει παρατηρηθεί ότι αν οι επιβαλλόμενες εξωτερικές διαταραχές έχουν μεγάλο μέγεθος, τα κύματα που δημιουργούνται έχουν τη συχνότητα της διαταραχής. Αν αντίθετα είναι διαταραχές μικρού μεγέθους τα δημιουργούμενα κύματα είναι ανεξάρτητα των διαταραχών.

Προχωρώντας, και μάλιστα μετά από αρκετά μήκη κύματος, η μέχρι τώρα μορφή χάνεται, και εμφανίζονται δύο άλλες μορφές κυμάτων (περιοχή III). Το ποια από τις δύο θα εμφανιστεί εξαρτάται από τη συχνότητα της διαταραχής. Στην μία περίπτωση της υποαρμονικής αστάθειας (subharmonic instability), τα κύματα αρχίζουν να ενώνονται μεταξύ τους δημιουργώντας έτσι μία καινούρια κυματομορφή η οποία έχει πολλαπλάσιο μήκος κύματος. Στην άλλη περίπτωση της πλευρικής αστάθειας (sideband instability), η μορφή της ελεύθερης επιφάνειας είναι πολύ πιο πολύπλοκη και παρουσιάζει πολλές

κορυφές (έχει πολλές συχνότητες αυτή η μορφή). Και στις δύο περιπτώσεις, βλέπουμε τις νέες αυτές μορφές αστάθειας να αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Μεγαλύτερα κύματα πλησιάζουν και προσπερνάνε μικρότερα τα οποία εξαφανίζονται. Συγχρόνως αυτά αποκτούνε μια πολύ υπερυψωμένη και απότομη μπροστινή πλευρά της οποίας προηγούνται μικρά κυματάκια (capillary ripples). Τα κύματα αυτά ονομάζονται μοναχικά κύματα (solitary waves).

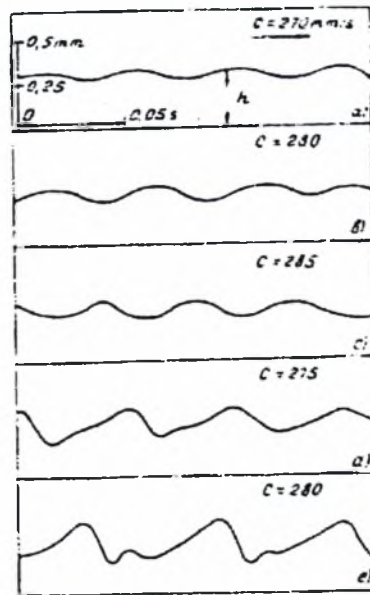
Τέλος στην περιοχή IV οι κορυφές των κυμάτων που έχουν δημιουργηθεί στην προηγούμενη περιοχή, διαχωρίζονται με αποτέλεσμα την δημιουργία της τρισδιάστατης δομής. Η δομή αυτή που δημιουργείται σε αυτή την περίπτωση φαίνεται να μην αλλάζει με το χρόνο. Τα τρισδιάστατα αυτά κύματα έχουν τη μορφή των μοναχικών κυμάτων και όπως προείπαμε χαρακτηρίζονται από το απότομο μπροστινό τους μέρος και την πιο ομαλή «ουρά».

Μια από τις πιο σημαντικές πειραματικές δουλειές που έχουν γίνει πάνω στην επίδραση των της συχνότητας διαταραχής, είναι αυτή των Alekseenko et al. (1985). Στοιχεία δόθηκαν από αυτή τη μελέτη για την εξέλιξη της εισερχόμενης διαταραχής κατάντη της ροής. Η μέτρηση των χαρακτηριστικών των κυμάτων, δηλαδή της ταχύτητας και του μήκους κύματος τους, συναρτήσει του μεγέθους αυτών αποτελεί το σημαντικότερο τμήμα της εργασίας αυτής. Στο σχήμα 2.4 παρουσιάζεται η ανάπτυξη των μοναχικών κυμάτων κατάντη της ροής όταν η εισερχόμενη διαταραχή παράγει περιοδικά κύματα.

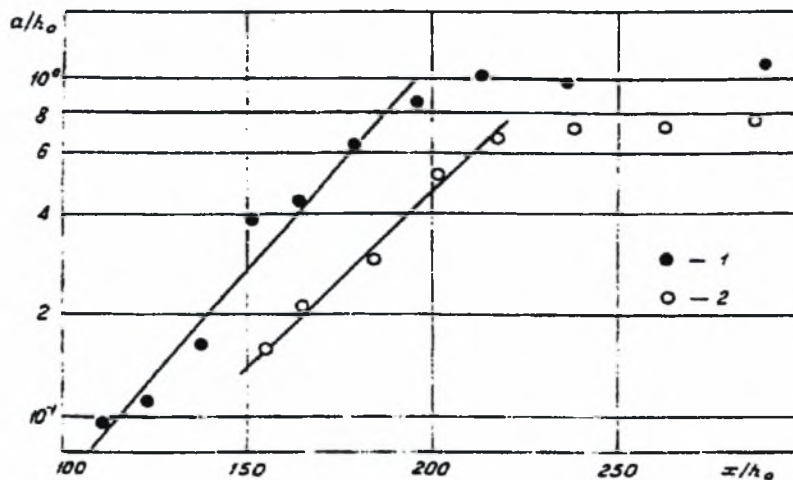
Η εξάρτηση του μεγέθους των παραγόμενων κυμάτων ως συνάρτηση της αποστάσεως κατάντη της ροής παρουσιάζεται στο σχήμα 2.5. Πιο συγκεκριμένα στο σχήμα απεικονίζεται η εξάρτηση του αδιάστατου μεγέθους $\alpha = \frac{h_{\max} - h_{\min}}{h_N}$ ως συνάρτηση

της αδιάστατης κατάντη αποστάσεως $\frac{x}{h_N}$. Όπως φαίνεται στο σχήμα η αύξηση της

κατάντη αποστάσεως έχει ως αποτέλεσμα την ανάλογη αύξηση του μεγέθους του κύματος. Από μια απόσταση και μετά, το μέγεθος του μοναχικού κύματος δεν μεταβάλλεται επιβεβαιώνοντας ότι έχει αναπτυχθεί πλήρως.



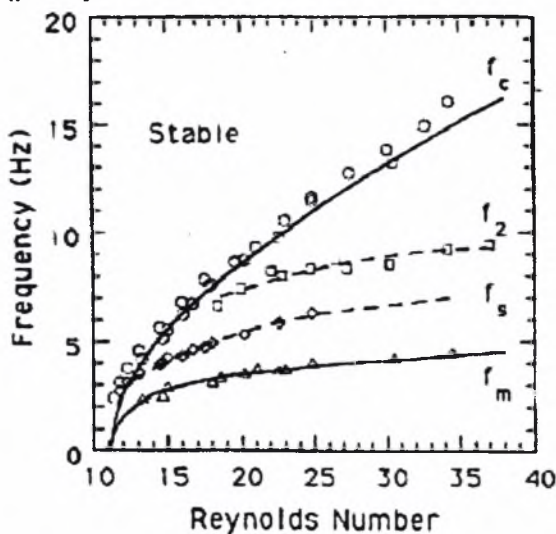
Σχήμα 2.4: Ανάπτυξη μοναχικών κυμάτων κατάντη της ροής.



Σχήμα 2.5: Εξάρτηση του μεγέθους των μοναχικών κυμάτων ως συνάρτηση της αποστάσεως της κατάντη ροής.

Άλλη μια σημαντική εργασία είναι αυτή των Liu et al (1993, 1994). Χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος απεικόνισης με φθορισμό. Αποδείχθηκε ότι η μη γραμμική ανάπτυξη των κυμάτων είναι συνάρτηση τόσο του αριθμού Reynolds όσο και την αρχικής εξωτερικής διαταραχής. Υπολογίστηκαν τα όρια τα οποία χωρίζουν τις διάφορες

περιοχές ευστάθειας και αστάθειας. Τα αποτελέσματα αυτά βρίσκονται συγκεντρωμένα στο διάγραμμα του σχήματος 2.6.

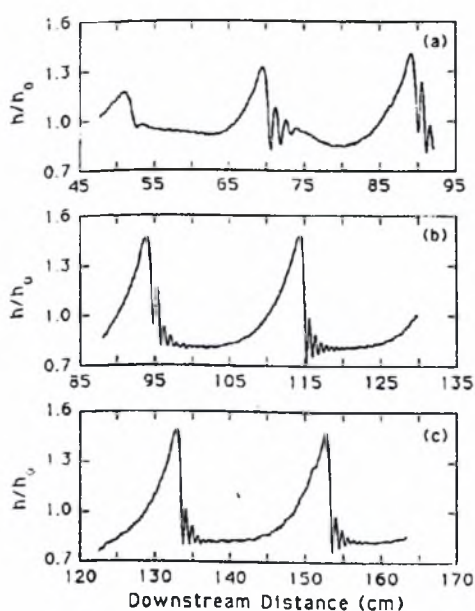


Σχήμα 2.6: Διάγραμμα καθορισμού περιοχών ευστάθειας και αστάθειας κατά Liu et al.

Στο παραπάνω σχήμα φαίνεται ότι για μικρούς αριθμούς Re ο υμένας είναι ευσταθής. Επίσης για μεγάλες συχνότητες έχουμε ευστάθεια ανεξάρτητα του Re . Η καμπύλη η οποία χαρακτηρίζεται ως f_c είναι αυτή η οποία χωρίζει την ευσταθή από την ασταθή περιοχή. Μεταξύ αυτής της συχνότητας και της συχνότητας f_s έχουμε κορεσμένα πεπερασμένου εύρους κύματα, με μια κορυφή ανά περίοδο. Η συχνότητα f_2 είναι το όριο που χωρίζει 2 διαφορετικού τύπου μη-γραμμικές συμπεριφορές. Ανάμεσα από την f_c και την f_2 εμφανίζεται η πλευρική αστάθεια (sideband instability), ενώ για αμέσως μικρότερες συχνότητες εμφανίζεται η υποαρμονική αστάθεια (subharmonic instability) μέχρι και το όριο f_s . Μεταξύ των ορίων f_s και f_m αρχίζουν να εμφανίζονται κύματα με πολλαπλές κορυφές, όπως είναι και τα μοναχικά κύματα, ενώ κάτω από το τελευταίο όριο οδηγούμαστε στην τρισδιάστατη χαοτική δομή.

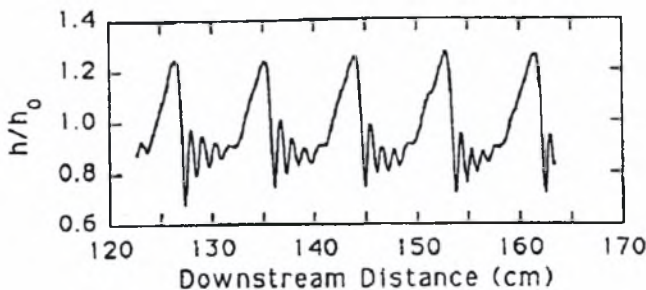
Η ανάπτυξη και εξέλιξη των μοναχικών κυμάτων τόσο στο χρόνο όσο και στο χώρο έχει μελετηθεί πειραματικά και από τους Liu & Gollub (1994). Στην περίπτωση αυτή μελετήθηκε υγρό μεγάλου ιξώδους (διάλυμα νερού γλυκερίνης 54% κ.β. γλυκερίνη). Γίνανε πειράματα με επιβολή διαταραχής συγκεκριμένης συχνότητας. Για συχνότητα διαταραχής 1.5Hz παρατηρήθηκε ότι στην είσοδο της διαταραχής εμφανιζόταν ένα ημιτονοειδές κύμα το οποίο εξελίσσεται και η κάθε κορυφή

παρουσιάζει απότομο μέτωπο και μακριά ουρά (σχήμα 2.7). Σιγά – σιγά τα κύματα αυτά πλησιάζουν και παίρνουν τη μορφή των μοναχικών κυμάτων. Έτσι το μοναχικό κύμα γίνεται κορεσμένο και φτάνει σε μια στάσιμη κατάσταση όπου οι διαδοχικοί παλμοί είναι ταυτόσημοι.



Σχήμα 2.7: Εμφάνιση μοναχικών κυμάτων για συχνότητα διαταραχής 1.5Hz

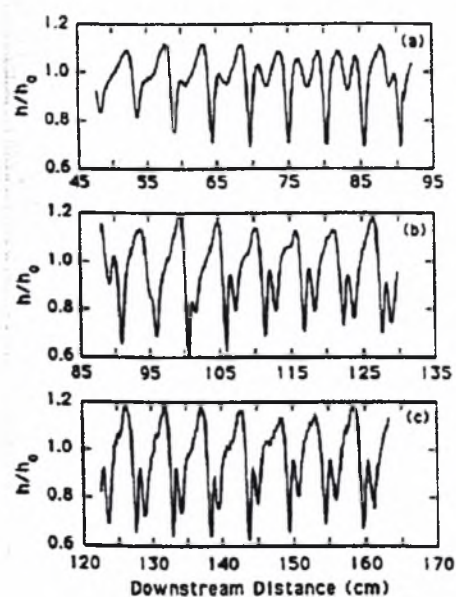
Αυξάνοντας περισσότερο την συχνότητα της επιβαλλόμενης διαταραχής (3Hz) τα μοναχικά αυτά κύματα φαίνεται να πλησιάζουν μεταξύ τους μέχρι τη στιγμή που δεν μπορούν να διαχωριστούν καθαρά (σχήμα 2.8).



Σχήμα 2.8: Σε συχνότητα διαταραχής 3Hz οι κορυφές των μοναχικών κυμάτων πλησιάζουν πολύ

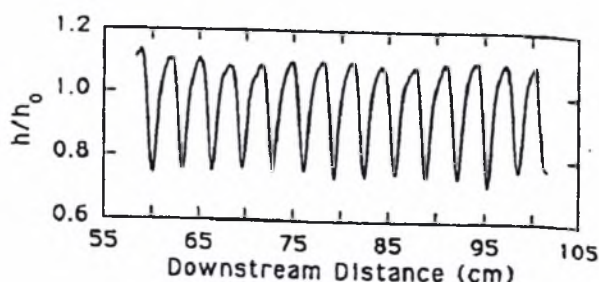
Καθώς η συχνότητα αυξάνει ακόμη περισσότερο τα κύματα με πολλαπλές κορυφές ανά περίοδο αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Η κορυφή τους μειώνεται με άμεσο αποτέλεσμα να μικραίνει και η ταχύτητά τους. Και έτσι καταλήγουμε σε δομές οι οποίες

έχουν περισσότερες από μια κορυφές ανά περίοδο και ενώ δεν έχουν χωρική περιοδικότητα έχουν χρονική περιοδικότητα. Τέτοια συμπεριφορά έχουμε στην περίπτωση όπου η συχνότητα διαταραχής είναι 4.5Hz και παρουσιάζεται στο σχήμα 2.9.



Σχήμα 2.9: Εξέλιξη κυμάτων πολλαπλών κορυφών ανά περίοδο με συχνότητα διαταραχής 4.5Hz.

Τέλος, σε πειράματα που έγιναν με συχνότητα διαταραχής στα 7Hz τα κύματα που εμφανίζονται είναι κορεσμένα περιοδικά κύματα με μία κορυφή ανά περίοδο (σχήμα 2.10).



Σχήμα 2.10: Εμφάνιση κορεσμένων περιοδικών κυμάτων για συχνότητα διαταραχής 7Hz.

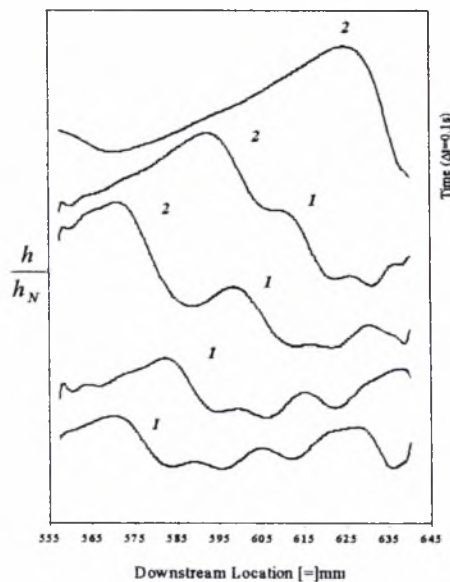
2.4 Αλληλεπίδραση μοναχικών κυμάτων

Η αλληλεπίδραση μοναχικών κυμάτων αποτελεί ένα πολύ σημαντικό θέμα τόσο για τη ροή υγρού υμένα όσο και για άλλους τομείς της φυσικής όπου παρατηρούνται λύσεις μοναχικών κυμάτων. Το γενικότερο ερώτημα αφορά την δυνατότητα περιγραφής

πολύπλοκων συστημάτων μέσω των χαρακτηριστικών και της αλληλεπίδρασης λίγων συνεκτικών δομών.

Προβλέψεις για την αλληλεπίδραση μοναχικών κυμάτων έχουν γίνει από τους Chang, Demekhin & Kalaidin (1995). Οι Liu et al παρατήρησαν πειραματικά τη συγχώνευση μεταξύ δύο κυμάτων εκ των οποίων το προπορευόμενο είναι πολύ μεγαλύτερο από αυτό που ακολουθεί. Παρόλα αυτά, η δημιουργία μοναχικών κυμάτων και η αλληλεπίδρασή τους δεν μελετήθηκαν λεπτομερώς από τους προαναφερθέντες μελετητές. Σε μια άλλη όμως πρόσφατη δουλειά των Vlachogiannis and Bontozoglou (2001) μελετήθηκε διεξοδικά η διαδικασία της συγχώνευσης των κυμάτων, και παρατηρήθηκαν κάποια μεταβατικά και όχι μόνο φαινόμενα που τη συνοδεύουν.

Σύμφωνα με την παραπάνω εργασία, αν έχουμε δύο κύματα, από τα οποία αυτό που προηγείται είναι μικρότερο από αυτό που ακολουθεί, τότε τα κύματα θα αλληλεπιδράσουν μεταξύ τους και μετά θα έχουμε ένα μόνο κύμα (σχήμα 2.11). Αυτή η διαδικασία ονομάζεται συγχώνευση. Ως αρχή της συγχώνευσης θεωρείται εκείνη τη στιγμή στην οποία απαλείφεται το υπόστρωμα μεταξύ δύο κυμάτων και ως τέλος όταν το παραγόμενο κύμα παρουσιάσει ένα μόνο μέγιστο, άσχετα αν η προσέγγιση της τελικής μορφής απαιτεί περισσότερο χρόνο. Το γεγονός ότι το δεύτερο κύμα πλησιάζει το πρώτο ισχύει επειδή το δεύτερο είναι μεγαλύτερο και επομένως έχει και μεγαλύτερη ταχύτητα.



Σχήμα 2.11: Η συγχώνευση (coalescence) 2 μοναχικών κυμάτων

Το μέγεθος και η μορφή του κύματος που προκύπτει μετά τη συγχώνευση εξαρτάται από το μέγεθος των δύο κυμάτων που αλληλεπιδράσαν και από το ιξώδες του υγρού. Επίσης το ιξώδες του ρευστού επιδρά στην ταχύτητα της συγχώνευσης αλλά όχι στην πραγματοποίησή της. Όταν η συγχώνευση αφορά την αλληλεπίδραση ενός μοναχικού κύματος με ένα περιοδικό κύμα, τότε η απόκτηση της τελικής μορφής του σχηματιζόμενου κύματος είναι άμεση, ανεξάρτητα από το είδος του ρευστού. Αντιθέτως όταν δύο μοναχικά κύματα πρόκειται να συγχωνευθούν, το ιξώδες επιδρά στην ταχύτητα απόκτησης της τελικής μορφής του σχηματιζόμενου κύματος. Όσο μεγαλύτερο είναι το ιξώδες του υγρού, τόσο μεγαλύτερη είναι η χρονική διάρκεια κατά την οποία το δημιουργούμενο κύμα αποκτά την τελική του μορφή.

Η διαφορά ύψους μεταξύ των δύο κυμάτων αποτελεί τον βασικό παράγοντα που καθορίζει την χρονική διάρκεια της συγχώνευσης καθώς και τη χρονική διάρκεια της διαδικασίας απόκτησης της τελικής μορφής του νέου κύματος. Όταν η διαφορά είναι μικρή, ο χρόνος που απαιτείται είναι μεγάλος. Η μέγιστη χρονική διάρκεια παρατήρησης της εξέλιξης των αλληλεπιδράσεων είναι της τάξης των 0.5 έως 0.6sec, ανάλογα με το μέγεθος, άρα και την ταχύτητα των κυμάτων. Επίσης παρατηρήθηκε ότι αν η διαφορά ύψους είναι μικρότερη από $0.1h_N$ τα κύματα πλησιάζουν αρκετά, χωρίς ωστόσο να συγχωνεύονται. Αντίθετα δημιουργείται μια δομή δύο κορυφών οι οποίες κινούνται μαζί κατά μήκος του πεδίου ροής, και οι οποίες αργότερα πιθανόν να καταλήξουν στη δημιουργία δύο ανεξάρτητων μοναχικών κυμάτων.

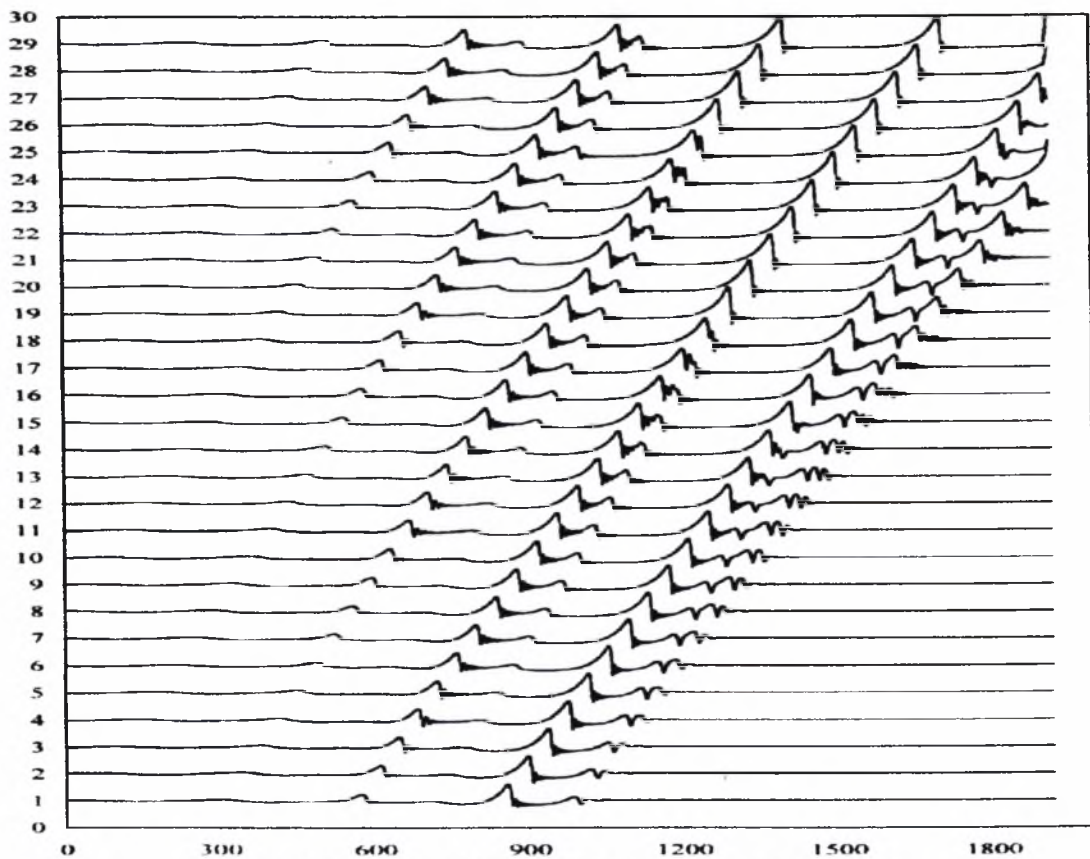
Στην ίδια εργασία των Vlachogiannis and Bontozoglou αναφέρεται ότι μετά την αποπεράτωση της συγχώνευσης, παρατηρούνται κάποια μεταβατικά φαινόμενα, τόσο στο μπροστινό στρώμα του νέου κύματος όσο και στην ουρά του. Ένα από αυτά είναι η προσωρινή εξαφάνιση των ρυτιδώσεων μπροστά από το κύμα. Όπως φαίνεται και στα σχήματα στα οποία εικονίζεται ένα μοναχικό κύμα, ακριβώς πριν την απότομή μπροστινή πλευρά ενός μοναχικού κύματος, εμφανίζονται κάποιες πολύ μικρές κορυφές (ρυτιδώσεις/ripples). Κατά τη διάρκεια της συγχώνευσης, οι ρυτιδώσεις αυτές χάνονται και επανεμφανίζονται όταν το νέο κύμα πάρει την τελική του μορφή. Αυτό εξηγείται ως εξής: οι ρυτιδώσεις δημιουργούν μια εξαιρετικά αρνητική πίεση ώστε το ρευστό να ρέει προς την πλευρά τους. Με τον τρόπο αυτό, το μοναχικό κύμα αντιστέκεται σε περαιτέρω αύξηση της οξύτητας του, η οποία προκαλείται από τη βαρύτητα. Έτσι, μετά τη

συγχώνευση, η προσωρινή εξαφάνιση των ρυτιδώσεων οφείλεται στο χρόνο που απαιτείται ώστε το δημιουργούμενο κύμα να φτάσει στο τελικό ύψος. Ο χρόνος που απαιτείται μετά, για την επανεμφάνιση των ρυτιδώσεων είναι ανάλογος του χρόνου απόκτησης της τελικής μορφής του μοναχικού κύματος. Ένα άλλο ενδιαφέρον μεταβατικό φαινόμενο που παρατηρείται στην πλάτη του μοναχικού κύματος μετά το τέλος της συγχώνευσης, είναι η εμφάνιση υπερυψωμένου υποστρώματος. Το υπερυψωμένο υπόστρωμα χαρακτηρίζεται από ένα ύψος h_b , το οποίο μειώνεται με το χρόνο.

Το υπερυψωμένο υπόστρωμα στην πλάτη του κύματος που προαναφέρθηκε είναι πιο εύκολο να παρατηρηθεί όταν έχουμε ρευστό με μεγάλο σχετικά ιξώδες. Στα πειράματα με νερό εμφανίζεται στιγμιαία αλλά επειδή είναι εξαιρετικά ασταθές οδηγεί στη διαμόρφωση μιας κυματοειδούς μορφής στην ουρά του δημιουργούμενου κύματος. Η μορφή αυτή ονομάζεται αστάθεια της ουράς. Και όπως είπαμε παρατηρείται σε διαλύματα χαμηλού ιξώδους. Το μήκος κύματος της αστάθειας της ουράς είναι αντίστοιχο με το μήκος κύματος των μπροστινών ρυτιδώσεων και η εμφάνισή της γίνεται ταυτόχρονα με την επανεμφάνιση των ρυτιδώσεων. Η περαιτέρω εξέλιξη της αστάθειας της ουράς εξαρτάται κυρίως από τη δομή της ελεύθερης επιφάνειας, δηλαδή από το είδος των κυμάτων και την πυκνότητά τους. Στην περίπτωση όπου πίσω από το διεγερμένο κύμα δεν υπάρχει άλλο κύμα, τότε η αστάθεια της ουράς αποσβένεται. Αν πάλι κάποιο μοναχικό κύμα βρίσκεται σε κοντινή απόσταση σε σχέση με την διαμορφωμένη ουρά του μπροστινού κύματος, τότε η αστάθεια της ουράς εγκλωβίζεται μεταξύ των δυο κυμάτων. Το αποτέλεσμα από τον εγκλωβισμό της ουράς είναι η δημιουργία ενός νέου κύματος.

Σε μια δημοσίευση των Malamataris, Vlachogiannis & Bontozoglou (2001) παρουσιάζονται κάποια ενδιαφέροντα αποτελέσματα (σχήμα 2.12). Οι προσομοιώσεις που έγιναν αφορούν ροή με επιβολή διαταραχής αρχικής συχνότητας από 1Hz - 1.5Hz και πάνω. Η εξέλιξη της ροής για συχνότητα πάνω από 1.5Hz είναι ταυτόσημη με την εξέλιξη της ροής που περιγράφηκε προηγουμένως. Όμως για αρχική συχνότητα διαταραχής 1Hz, ένα νέο φαινόμενο κάνει την εμφάνισή του. Παρατηρούμε ότι πίσω από το κάθε μοναχικό κύμα δημιουργείται ένα βαθούλωμα το οποίο σιγά-σιγά σχηματίζει μια νέα διαταραχή η οποία αρχίζει να αναπτύσσεται μέχρις ότου το νέο μοναχικό κύμα, το οποίο έχει μεγαλύτερο ύψος και προφανώς έχει και μεγαλύτερη ταχύτητα, το πλησιάσει

και αλληλεπιδράσει μαζί του (συγχώνευση). Στην περίπτωση όπου η διαταραχή είναι της ίδιας συχνότητας (1Hz) αλλά μικρότερου μεγέθους, το καινούριο μοναχικό κύμα έχει μικρότερο μέγεθος αλλά και ταχύτητα με αποτέλεσμα να μην κινείται αρκετά γρήγορα ώστε να πλησιάσει την δημιουργούμενη νέα καμπούρα που δημιουργείται αυθαίρετα. Στην περίπτωση αυτή από το βαθύλωμα έχει το χρόνο να αναπτυχθεί και να πάρει ύψος και από αυτό να δημιουργηθεί ένα ακόμα μοναχικό κύμα.



Σχήμα 2.12: Εξέλιξη ροής για αρχική διαταραχή συχνότητας 1Hz

Οι παραπάνω προκαταρκτικές προβλέψεις των Malamataris et al (2001) θα εξεταστούν πειραματικά στα πλαίσια της παρούσας διατριβής.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3^ο

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζεται η πειραματική μεθοδολογία που ακολουθήθηκε για την μελέτη της επίδρασης της διαταραχής στη ροή λεπτού υμένα υγρού πάνω από κεκλιμένο επίπεδο. Αρχικά, θα περιγραφεί η πειραματική συσκευή που χρησιμοποιήθηκε για την πραγματοποίηση των πειραμάτων και το σύστημα διαταραχής που κατασκευάστηκε. Στη συνέχεια θα αναφερθεί το είδος του διαλύματος που χρησιμοποιήθηκε, με προσδιορισμό των φυσικών του ιδιοτήτων. Θα ακολουθήσει η ανάλυση της μεθόδου συλλογής των δεδομένων και η διαδικασία επεξεργασίας τους από τον ηλεκτρονικό υπολογιστή.

3.1 Η πειραματική διάταξη

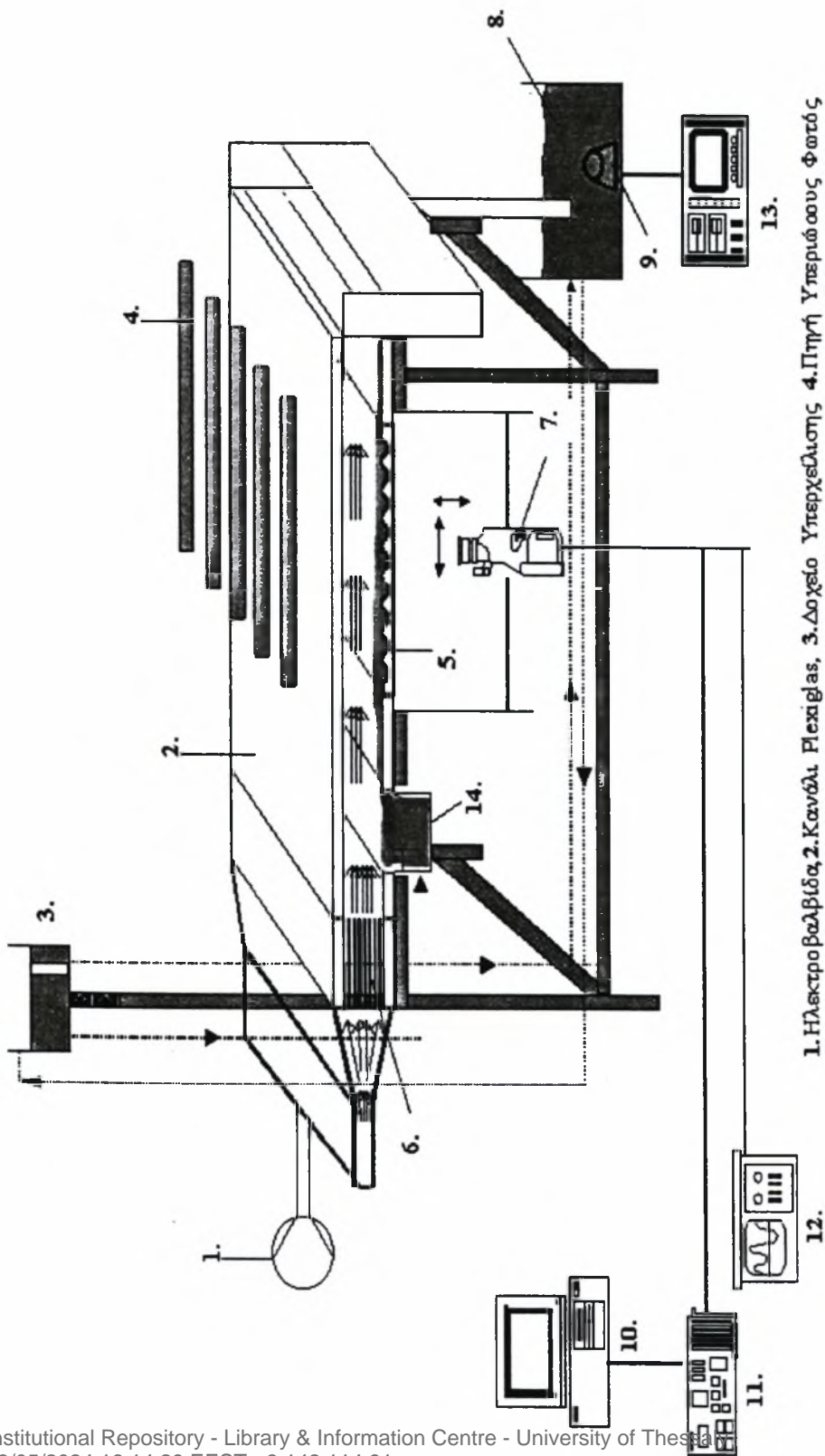
3.1.1 Το κανάλι ροής

Η χρησιμοποιούμενη πειραματική συσκευή έχει κατασκευαστεί στο εργαστήριο από τους Vlachogiannis and Bontozoglou στα πλαίσια της διδακτορικής διατριβής του πρώτου και απεικονίζεται στο σχήμα 3.1. Στόχος της συσκευής είναι να τροφοδοτείται, με κάποιο τρόπο, υγρό σε μια κεκλιμένη επιφάνεια ώστε να είναι δυνατή η μελέτη της συμπεριφοράς της ροής σ' αυτή την περιοχή. Έτσι, το βασικό μέρος της συσκευής είναι ένα κανάλι διαστάσεων 25cm x 80cm πάνω στο οποίο γίνονται οι μετρήσεις. Το κομμάτι αυτό της συσκευής είναι κατασκευασμένο από Plexiglas ώστε να είναι ορατή η ροή από όλες τις πλευρές. Εξάλλου, τα περισσότερα μέρη της συσκευής είναι κατασκευασμένα από Plexiglas ώστε να είναι δυνατός ο οπτικός έλεγχος των τμημάτων αυτών. Επίσης, για την περίπτωση μελέτης της επίδρασης της γεωμετρίας του τοιχώματος, η πλάκα αυτή είναι δυνατό να απομακρυνθεί και να προσαρμοστεί κάποια άλλη, διαφορετικής γεωμετρίας (π.χ. περιοδικό τοίχωμα), στη θέση της.

Η κλίση του καναλιού μπορεί να ρυθμιστεί με την βοήθεια ενός ατέρμονα κοχλία. Έτσι η γωνία που σχηματίζει το κανάλι με το οριζόντιο επίπεδο μπορεί να μεταβληθεί από 0° έως 67°. Στα πειράματα που έγιναν στα πλαίσια της μεταπτυχιακής αυτής εργασίας η κλίση δεν ξεπέρασε τις 10°.

Η λειτουργία της συσκευής περιγράφεται ως εξής:

Αρχικά γεμίζουμε το δοχείο συλλογής (8) με το κατάλληλο ρευστό. Το ρευστό αυτό,



1. Ηλεκτρο βαλβίδα **2.** Κανάλι Flexiglas, **3.** Δοχείο Υπερχείλισης **4.** Πηγή Υπεριώσους Φωτός
5. Κυματοειδές Τοίχωμα, **6.** Ομολοποιητής της Ροής της αέριας φάσης **7.** Ψηφιακή Κάμερα
 CCD, **8.** Δοχείο Συλλογής και ανάμειξης με την Χρωστική ουσία, **9.** Ανάλια, **10.** DT3155
 Κάρτα Συλλογής Εικόνων (Frame Grabber Board), **11.** Compaq 166MMx, **12.** Παλμογράφος
13. Τροφοδοτικό μεταβαλλόμενης έντασης ρεύματος και τάσης **14.** Δοχείο Κατανομής

Σχήμα 3.1: Πειραματική διάταξη

με τη βοήθεια μιας αντλίας (9), οδηγείται στο δοχείο υπερχειλίσσης (3). Εξαιτίας της υψομετρικής διαφοράς και λόγω του βάρους του, το ρευστό ρέει μέσω ενός συστήματος ελαστικών σωλήνων, στο δοχείο κατανομής από το οποίο υπερχειλίζει ομαλά στο κανάλι. Από εκεί επιστρέφει στο δοχείο συλλογής για να ακολουθήσει την ίδια τροχιά.

Η παροχή του ρευστού πάνω στο κανάλι μετρήσεων ρυθμίζεται από μια ρυθμιστική βαλβίδα η οποία παρεμβάλλεται ανάμεσα στο δοχείο υπερχειλίσσης και το δοχείο κατανομής. Πιο συγκεκριμένα, ρυθμίζουμε τη βάνα σε μια ορισμένη θέση και μετράμε την ογκομετρική παροχή του υγρού που πηγαίνει από το κανάλι μέτρησης προς το δοχείο συλλογής. Με μικροδιορθώσεις μπορούμε να επιτύχουμε την επιθυμητή παροχή. Επειδή η όλη κίνηση οφείλεται στην υψομετρική διαφορά του υγρού, πρέπει η στάθμη του στο δοχείο υπερχειλίσσης να μην αλλάζει αισθητά, ώστε να μην αλλάζει και η παροχή του ρευστού στο κανάλι.

Όπως είναι γνωστό οι πιθανές ταλαντώσεις του συστήματος επηρεάζουν καθοριστικά τα χαρακτηριστικά της ροής. Για το λόγο αυτό όλη η συσκευή είναι τοποθετημένη πάνω σε ελαστικά ελάσματα (καουτσούκ). Συγχρόνως τα διάφορα μέρη της συσκευής είναι συνδεδεμένα μεταξύ τους με ελαστικούς σωλήνες μεγάλης παραμορφωσιμότητας. Σε καμία περίπτωση δεν αφήνεται το νερό να πέσει από ύψος σε κάποιο από τα δοχεία αλλά μέσω π.χ. ελαστικών σωλήνων εκρέει κάτω από την επιφάνεια του υγρού στα δοχεία. Τέλος η αντλία που χρησιμοποιούμε είναι εβαπτίζομενη ώστε ο όγκος του νερού να απορροφά το μεγαλύτερο ποσοστό των ταλαντώσεων.

Πάνω από την πλάκα μετρήσεων του καναλιού είναι τοποθετημένο ένα σύστημα φωτισμού της, ενώ κάτω και παράλληλα σε αυτή, ένας οδηγός στο οποίο στηρίζεται και μετακινείται το όργανο συλλογής των δεδομένων μας (μια κάμερα), ώστε να είναι δυνατή η συλλογή δεδομένων σε όλο το μήκος της.

Τέλος σε διάφορα σημεία της διάταξης έχουν τοποθετηθεί φίλτρα, ώστε να κατακρατείται σκόνη και διάφορες άλλες ακαθαρσίες του ρευστού, οι οποίες μπορεί να επηρεάσουν τις πειραματικές μετρήσεις ή και τη λειτουργία της αντλίας.

3.1.2 Σύστημα δημιουργίας εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής

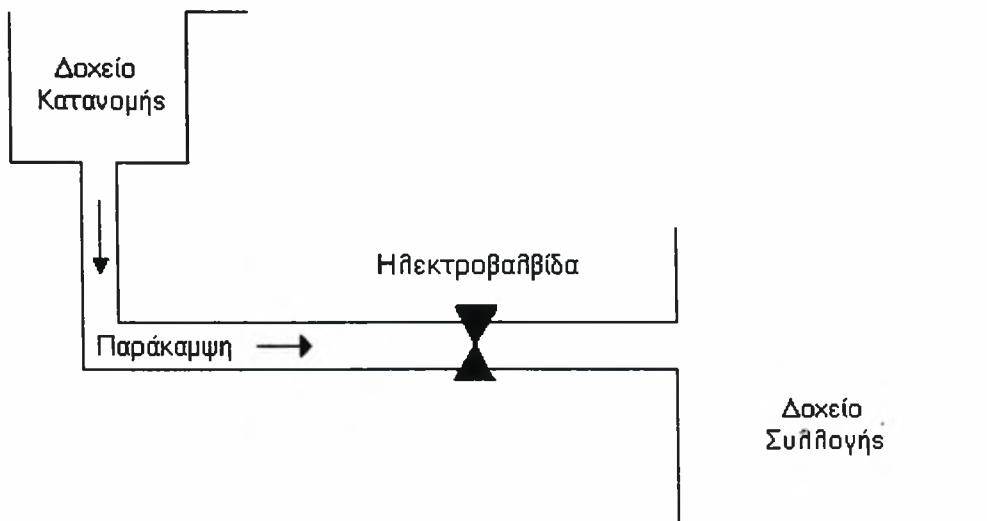
Στόχος των πειραμάτων ήταν η μελέτη της επίδρασης της συχνότητας διαταραχής σε ένα μεγάλο εύρος τιμών της. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκαν δυο διαφορετικά συστήματα διαταραχής.

α. Σύστημα διαταραχής με ηλεκτροβαλβίδα.

Στην περίπτωση αυτή η διαταραχή δημιουργείται με τη βοήθεια μιας χρονιζόμενης ηλεκτροβαλβίδας. Για το σκοπό αυτό ενώθηκε το δοχείο συλλογής, μέσω ενός ελαστικού σωλήνα, με το δοχείο κατανομής (Σχ.3.2). Μέσω της παράκαμψης αυτής ένα μέρος από το υγρό που βρίσκεται στο δοχείο κατανομής οδηγείται στο δοχείο συλλογής χωρίς να περάσει από την κεκλιμένη πλάκα του καναλιού. Στην παράκαμψη αυτή παρεμβάλλεται η ηλεκτροβαλβίδα. Ένας χρονοδιακόπτης ρυθμίζει το άνοιγμα και το κλείσιμο της ηλεκτροβαλβίδας. Όταν η ηλεκτροβαλβίδα είναι ανοιχτή μια ποσότητα υγρού περνάει άμεσα προς το δοχείο συλλογής. Όταν όμως είναι κλειστή, η ποσότητα αυτή του υγρού οδηγείται μέσω της κεκλιμένης πλάκας στο δοχείο συλλογής. Με τον τρόπο αυτό επιτυγχάνεται η εξωτερικά επιβαλλόμενη αυξομείωση του πάχους του υμένα με το χρόνο (κύμα στην αρχή του καναλιού). Μ' άλλα λόγια το περιοδικό φράξιμο της παράκαμψης αυτής προκαλεί διαταραχή στην είσοδο του καναλιού με μορφή υδραυλικού άλματος.

Το μέγεθος της παραγόμενης διαταραχής εξαρτάται από τον λόγο των χρονικών διαστημάτων που η δίοδος είναι ανοιχτή και κλειστή. Επίσης ρυθμίζοντας τον συνολικό χρόνο του φαινομένου, μπορούμε να ρυθμίσουμε την συχνότητα της διαταραχής.

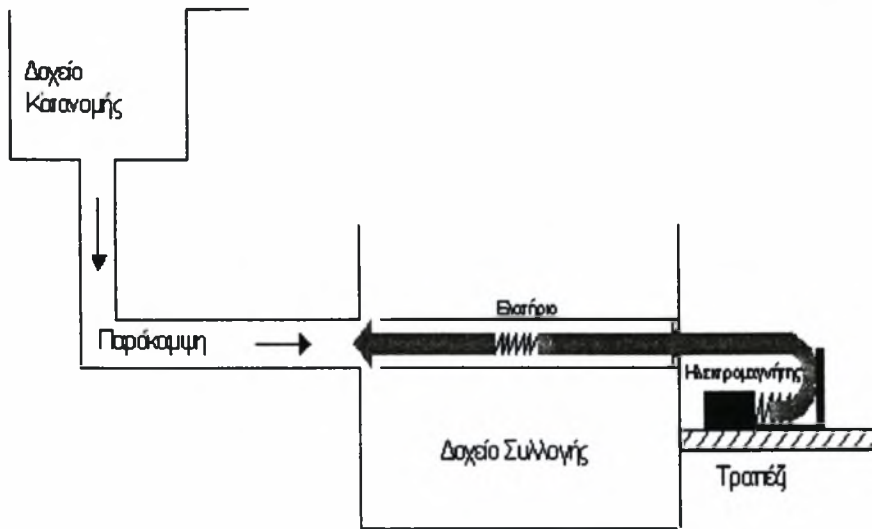
Το σύστημα διαταραχής που περιγράψαμε μπορεί να μας δώσει συχνότητες διαταραχής από 0.1Hz έως και 1Hz. Για μεγαλύτερες συχνότητες κατασκευάστηκε ένα άλλο σύστημα διαταραχής το οποίο περιγράφεται παρακάτω.



Σχ.3.2: Σύστημα διαταραχής χρονοδιακόπτη – ηλεκτροβαλβίδας.

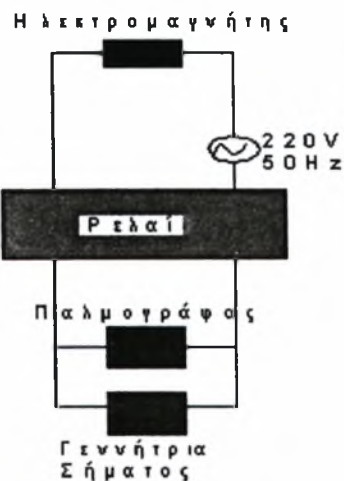
β. Σύστημα διαταραχής με κινούμενο εμπόδιο.

Και στην περίπτωση αυτή η ιδέα της αρχής λειτουργίας του συστήματος είναι η ίδια. Η διαφορά εδώ είναι ότι το περιοδικό φράξιμο της παράκαμψης γίνεται με την χρήση ενός κινούμενου εμποδίου (Σχ.3.3).



Σχ.3.3: Σύστημα διαταραχής με κινούμενο εμπόδιο.

Για να επιτύχουμε την περιοδική κίνηση του εμποδίου χρησιμοποιούμε έναν ηλεκτρομαγνήτη και ένα ψηφιακό ρελέ. Η συνδεσμολογία που χρησιμοποιείται παρουσιάζεται στο σχήμα 3.4.



Σχ.3.4: Συνδεσμολογία ηλεκτρικής κίνησης του συστήματος διαταραχής.

Το εμπόδιο συνδέεται με τον ηλεκτρομαγνήτη με ένα ελατήριο. Όταν το κύκλωμα του ηλεκτρομαγνήτη είναι κλειστό, αυτός έλκει το εμπόδιο και με αυτό τον τρόπο ελευθερώνεται η δίοδος, αλλιώς το εμπόδιο κλείνει τη δίοδο.

Το ρελέ χρησιμοποιείται για να πετύχουμε το περιοδικό κλείσιμο του κυκλώματος του μαγνήτη. Αν η τάση στα άκρα του ρελέ είναι πάνω από 3V τότε το κύκλωμα κλείνει. Η τάση εισόδου του ρελέ καθορίζεται από μια γεννήτρια σήματος. Όταν το σήμα της γεννήτριας έχει μορφή περιοδική με μέση τιμή 3V, τότε επιτυγχάνουμε η δίοδος να είναι ίσα διαστήματα ανοιχτή και κλειστή. Μετακινώντας τη μέση τιμή της καμπύλης μπορούμε να ελέγξουμε τα χρονικά διαστήματα που η δίοδος θα είναι ανοιχτή ή κλειστή, αλλάζοντας μ' αυτό τον τρόπο την ένταση της δημιουργούμενης διαταραχής. Για να γίνονται με ακρίβεια οι μεταβολές στην τιμή, την μέση τιμή και το εύρος του σήματος της γεννήτριας, και επομένως την τιμή και το μέγεθος της συχνότητας διαταραχής έχουμε συνδέσει παράλληλα έναν παλμογράφο.

3.2 Ιδιότητες του ρευστού

Τα υγρά το οποίο χρησιμοποιήθηκε για την διεξαγωγή των πειραμάτων είναι διάλυμα νερού – γλυκερίνης (21% κ.β. γλυκερίνη). Έγινε επιλογή του συγκεκριμένου διαλύματος επειδή η χρήση νερού θα είχε σαν αποτέλεσμα αφενός την πολύ γρήγορη εξέλιξη των φαινομένων πολύ κοντά στην αρχή του καναλιού και επομένως θα ήταν δύσκολη η μελέτη τους, αφετέρου την εμφάνιση τρισδιάστατων ασταθειών οι οποίες θα επηρέαζαν την ροή. Από την άλλη μεριά, η προσθήκη γλυκερίνης στο νερό, με άλλα λόγια η αύξηση του ιξώδους του ρευστού, έχει σαν αποτέλεσμα την επιβράδυνση της ανάπτυξης των δομών και της εξαφάνισης των τρισδιάστατων ασταθειών ακόμα και σε σχετικά μεγάλες γωνίες και αριθμούς Re. Βέβαια η προσθήκη μεγάλου ποσοστού γλυκερίνης θα είχε ως αποτέλεσμα την πολύ αργή εξέλιξη των φαινομένων και σ' αυτή την περίπτωση το μήκος του καναλιού δεν θα ήταν αρκετό για να αναπτυχθούν πλήρως.

Ο προσδιορισμός των φυσικών ιδιοτήτων του διαλύματος γίνεται μέσω της μέτρησης του συντελεστή διάθλασης. Πιο συγκεκριμένα, με την χρήση ενός ειδικού διαθλασιμέτρου υψηλής ακρίβειας (Abbe – refractometer, Krüss Optronic GmbH) προσδιορίζεται ο συντελεστής διάθλασης. Από την σχέση:
$$\rho = \frac{1}{0.5682} \left(\frac{n^2 - 1}{n + 0.4} \right)^{0.7069}$$
, η οποία είναι μια παραλλαγή της εμπειρικής σχέσης του Eykman η οποία συνδέει τον συντελεστή διάχυση (n) και την πυκνότητα (ρ), υπολογίζουμε την πυκνότητα του ρευστού. Από την τιμή της πυκνότητας και ανάλογα την θερμοκρασία στην οποία διεξάγεται το πείραμα, μπορούμε να

βρούμε την κατά βάρος περιεκτικότητα της γλυκερίνης από τον παρακάτω πίνακα (πίνακας 3.1). Με επαναληπτική διαδικασία μπορούμε να επιτύχουμε διάλυμα επιθυμητής περιεκτικότητας σε γλυκερίνη.

Glycerol						Glycerol					
%	Density					%	Density				
	15°C.	15.5°C.	20°C.	25°C.	30°C.		15°C.	15.5°C.	20°C.	25°C.	30°C.
65	1.17030	1.17000	1.16750	1.16475	1.16195	30	1.07455	1.07435	1.07270	1.07070	1.06855
64	1.16755	1.16725	1.16475	1.16200	1.15925	29	1.07195	1.07175	1.07010	1.06815	1.06605
63	1.16480	1.16445	1.16205	1.15925	1.15650	28	1.06935	1.06915	1.06755	1.06560	1.06355
62	1.16200	1.16170	1.15930	1.15655	1.15375	27	1.06670	1.06655	1.06495	1.06305	1.06105
61	1.15925	1.15895	1.15655	1.15380	1.15100	26	1.06410	1.06390	1.06240	1.06055	1.05855
60	1.15650	1.15615	1.15380	1.15105	1.14830	25	1.06150	1.06130	1.05980	1.05800	1.05605
59	1.15375	1.15340	1.15105	1.14835	1.14555	24	1.05885	1.05870	1.05720	1.05545	1.05350
58	1.15095	1.15065	1.14830	1.14560	1.14285	23	1.05625	1.05610	1.05465	1.05290	1.05100
57	1.14815	1.14785	1.14555	1.14285	1.14010	22	1.05365	1.05350	1.05205	1.05035	1.04850
56	1.14535	1.14510	1.14280	1.14015	1.13740	21	1.05100	1.05090	1.04950	1.04780	1.04600
55	1.14260	1.14230	1.14005	1.13740	1.13470	20	1.04840	1.04825	1.04690	1.04525	1.04350
54	1.13980	1.13955	1.13730	1.13465	1.13195	19	1.04580	1.04575	1.04440	1.04280	1.04105
53	1.13705	1.13680	1.13455	1.13195	1.12925	18	1.04335	1.04325	1.04195	1.04035	1.03860
52	1.13425	1.13400	1.13180	1.12920	1.12650	17	1.04085	1.04075	1.03945	1.03790	1.03615
51	1.13150	1.13125	1.12905	1.12650	1.12380	16	1.03835	1.03825	1.03695	1.03545	1.03370
50	1.12870	1.12845	1.12630	1.12375	1.12110	15	1.03580	1.03570	1.03450	1.03300	1.03130
49	1.12600	1.12575	1.12360	1.12110	1.11845	14	1.03330	1.03320	1.03200	1.03055	1.02885
48	1.12325	1.12305	1.12090	1.11840	1.11580	13	1.03080	1.03070	1.02955	1.02805	1.02640
47	1.12055	1.12030	1.11820	1.11575	1.11320	12	1.02830	1.02820	1.02705	1.02560	1.02395
46	1.11780	1.11760	1.11550	1.11310	1.11055	11	1.02575	1.02565	1.02455	1.02315	1.02150
45	1.11510	1.11490	1.11280	1.11040	1.10795	10	1.02325	1.02315	1.02210	1.02070	1.01905
44	1.11235	1.11215	1.11010	1.10775	1.10530	9	1.02085	1.02075	1.01970	1.01835	1.01670
43	1.10960	1.10945	1.10740	1.10510	1.10265	8	1.01840	1.01835	1.01730	1.01600	1.01440
42	1.10690	1.10670	1.10470	1.10240	1.10005	7	1.01600	1.01590	1.01495	1.01360	1.01205
41	1.10415	1.10400	1.10200	1.09975	1.09740	6	1.01360	1.01350	1.01255	1.01125	1.00970
40	1.10145	1.10130	1.09930	1.09710	1.09475	5	1.01120	1.01110	1.01015	1.00890	1.00735
39	1.09875	1.09860	1.09665	1.09445	1.09215	4	1.00875	1.00870	1.00780	1.00655	1.00505
38	1.09605	1.09590	1.09400	1.09180	1.08955	3	1.00635	1.00630	1.00540	1.00415	1.00270
37	1.09340	1.09320	1.09135	1.08915	1.08690	2	1.00395	1.00385	1.00300	1.00180	1.00035
36	1.09070	1.09050	1.08865	1.08655	1.08430	1	1.00155	1.00145	1.00060	0.99945	0.99800
35	1.08800	1.08780	1.08600	1.08390	1.08165	0	0.99915	0.99905	0.99820	0.99705	0.99565
34	1.08530	1.08515	1.08335	1.08125	1.07905						
33	1.08265	1.08245	1.08070	1.07860	1.07645						
32	1.07995	1.07975	1.07800	1.07600	1.07380						
31	1.07725	1.07705	1.07535	1.07335	1.07120						

Πίνακας 3.1: Πίνακας συσχέτισης ποσοστού κ.β. γλυκερίνης με πυκνότητα και θερμοκρασία

Οι φυσικές ιδιότητες του διαλύματος νερού – γλυκερίνης σε θερμοκρασία $24 \pm 1^\circ\text{C}$ (θερμοκρασία που έγιναν τα πειράματα), είναι: κινηματικό ιξώδες $\nu = 1.716 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{sec}$, πυκνότητα $\rho = 1048 \text{ kg/m}^3$ και επιφανειακή τάση $\gamma = 70 \times 10^{-3} \text{ N/m}$. Με τα παραπάνω δεδομένα υπολογίζουμε τον αδιάστατο αριθμό Karitza ($Ka = \frac{\gamma}{\rho \cdot g^{\frac{1}{3}} \cdot \nu^{\frac{4}{3}}}$) που χαρακτηρίζει το ρευστό,

$Ka = 1552$. Ο αριθμός Re ορίζεται: $Re = \frac{q}{\nu} = \frac{\langle u \rangle \cdot h_N}{\nu}$, όπου q είναι η ογκομετρική παροχή ανά μονάδα πλάτους, h_N είναι το πάχος που υμένα κατά Nusselt και $\langle u \rangle$ η μέση ταχύτητα του ρευστού. Η ροή μπορεί να χαρακτηριστεί ακόμα από τον αριθμό Weber, ο οποίος ορίζεται ως

$$We = \frac{g}{\rho \cdot \langle u \rangle^2 \cdot h_N}$$

Σημαντικό είναι το γεγονός ότι επειδή η τάση ατμών του νερού είναι πολύ μεγαλύτερη από αυτή της γλυκερίνης σε θερμοκρασία περιβάλλοντος το νερό εξατμίζεται γρηγορότερα με αποτέλεσμα να αλλάζει η περιεκτικότητα σε γλυκερίνη. Αναγκαίως λοιπόν ήταν ο συχνός έλεγχος του ποσοστού της γλυκερίνης και η διόρθωσή του ώστε να μένει στα

ίδια επίπεδα και να είναι σταθερές οι φυσικές ιδιότητες. Μετά από κάθε προσθήκη νερού ή γλυκερίνης είναι αναγκαία η διέλευση ενός χρονικού διαστήματος ανάμειξης των δύο συστατικών μέχρι να ομογενοποιηθεί το διάλυμα.

Ένα άλλο πρόβλημα το οποίο παρουσιάζεται από την χρήση της γλυκερίνης είναι ο εγκλωβισμός αέρα μέσα στο διάλυμα και τη δημιουργία φυσαλίδων οι οποίες επηρεάζουν τη ροή. Αυτό το φαινόμενο παρατηρείται τόσο κατά την ανάμειξη των δυο συστατικών όσο και κατά τη διάρκεια του πειράματος, στα σημεία της συσκευής που υπάρχει έντονη τυρβώδη ροή. Στην πρώτη περίπτωση οι φυσαλίδες εξαφανίζονται με την πάροδο ενός χρονικού διαστήματος (20 με 30 λεπτά) από την ανάμειξη των συστατικών, όπου η ροή σταθεροποιείται. Την δεύτερη περίπτωση την αντιμετωπίζουμε φροντίζοντας να είναι όσο πιο ομαλή γίνεται η ροή σε όλα τα σημεία της συσκευής, π.χ. κατά την άντληση του ρευστού από το δοχείο συλλογής στο δοχείο υπερχειλίσης, να μην πέφτει το ρευστό από ύψος στην ελεύθερη επιφάνεια.

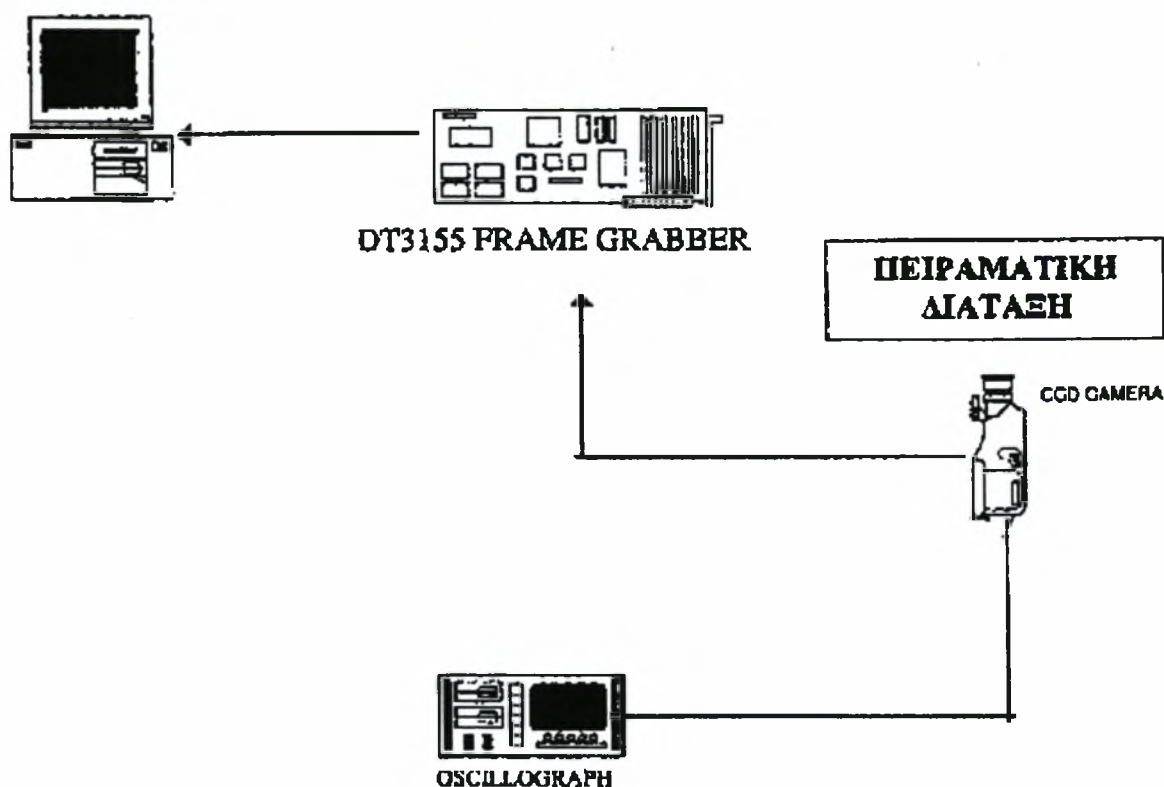
Το πρόβλημα της μη καλής διαβροχής της επιφάνειας του καναλιού από το υγρό, το οποίο είναι δυνατό να παρουσιαστεί σε μεγάλες κλίσεις και μικρούς αριθμούς Re , αντιμετωπίζεται με την επάλειψη του καναλιού με το κολλώδες υλικό Sodium Silicate το οποίο δεν επηρεάζει ούτε τις φυσικές ιδιότητες του ρευστού ούτε την διάφανη επιφάνεια από Plexiglas. Τέλος για τον σχολαστικό καθαρισμό της συσκευής από την γλυκερίνη χρησιμοποιείται υπεροξείδιο του υδρογόνου (Peridrol), που ούτε αυτό επηρεάζει το υλικό κατασκευής του καναλιού.

3.3 Η μέθοδος απεικόνισης με φθορισμό

Η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε για την συλλογή δεδομένων είναι η μέθοδος απεικόνισης με φθορισμό όπως χρησιμοποιήθηκε από τους Vlachogiannis and Bontozoglou σε παλιότερη διδακτορική μελέτη. Με την χρήση αυτής της μεθόδου είναι δυνατό να πάρουμε αναλυτικές πληροφορίες για τα χαρακτηριστικά της ροής και των κυμάτων στο χώρο και στο χρόνο (π.χ. πάχος του υμένα και επομένως των δημιουργούμενων κυμάτων, ταχύτητα της ροής, μήκος κύματος, συχνότητα κυμάτων).

Σύμφωνα με την μέθοδο αυτή, χρωματίζοντας το υγρό με κάποια ουσία η οποία φωσφορίζει κάτω από κατάλληλο φωτισμό, μπορούμε να συλλέξουμε πληροφορίες, με τη μορφή φωτογραφιών της ροής, από κατάλληλη κάμερα. Οι εικόνες αυτές δίνουν πληροφορίες σχετικά με την ένταση του φωτός που εκπέμπεται από τον υμένα. Η ένταση της ακτινοβολίας

είναι ανάλογη με το πάχος του υμένα. Στο σχήμα 3.5 παρουσιάζεται ένα διάγραμμα που περιγράφει τη μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό καθώς και τα διάφορα όργανα μέτρησης.



Σχήμα 3.5: Διάγραμμα συλλογής δεδομένων της μεθόδου απεικόνισης με φθορισμό.

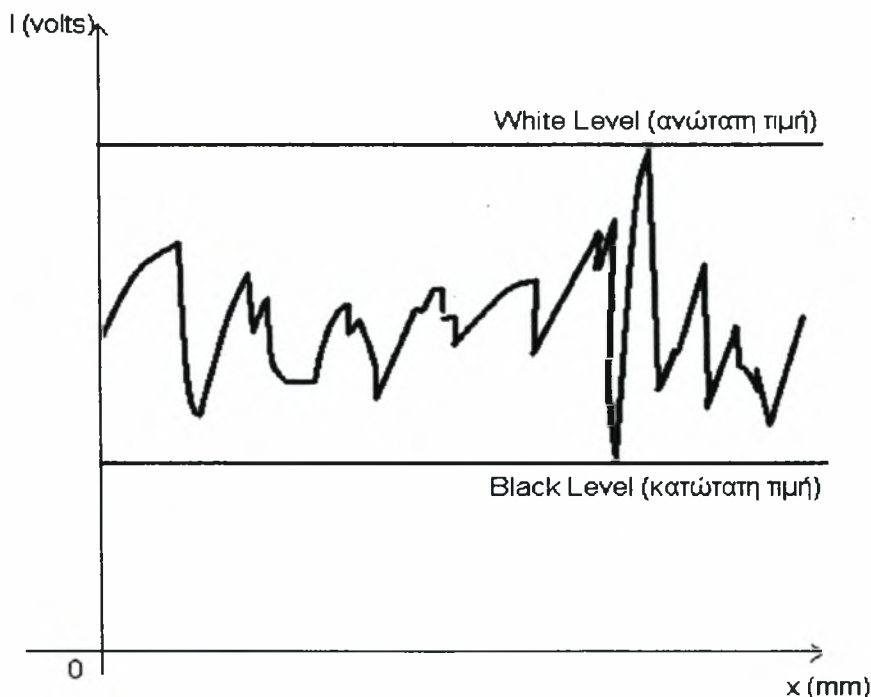
Πιο συγκεκριμένα, το ρευστό χρωματίζεται από μια μικρή ποσότητα (100-300rpm) της χρωστικής *ουρανίνη* (Sodium Salt of Fluorescein- $C_{20}H_{10}O_5Na_2$) η οποία έχει την ιδιότητα να φωσφορίζει κάτω από την επίδραση υπεριώδους φωτός εκπέμποντας ορατό πράσινο – κίτρινο φως σε κεντρικό μήκος κύματος 525-580nm. Η προσθήκη της ουσίας αυτής δεν επηρεάζει τις ιδιότητες του ρευστού.

Πάνω από την περιοχή των μετρήσεων τοποθετήθηκε η πηγή υπεριώδους φωτός (σχ. 3.1) που είναι 2 λαμπτήρες υψηλής έντασης (Philips, TL20/05), με εξαρτήματα τροφοδοσίας (ballast, starter) για την ελάττωση των ταλαντώσεων του υπεριώδους φωτός. Οι λαμπτήρες είναι τοποθετημένοι σε σταθερή απόσταση από την πλάκα μέτρησης και συμμετρικά ως προς τις άκρες του καναλιού με σκοπό την πιο ομοιόμορφη κατανομή της ακτινοβολίας τους.

Κάτω από το κανάλι ροής είναι τοποθετημένη ψηφιακή κάμερα για την συλλογή εικόνων. Ο τύπος της κάμερας είναι CCD (Sony XC-77/77CE). Η συγκεκριμένη κάμερα η

οποία είναι ασπρόμαυρη, έχει πολύ καλή ευαισθησία στο φως (0.5lux) και αναλογία σήματος θορύβου (50dB), με ταχύτητα δειγματοληψίας 50 εικόνες/sec. Για την συλλογή και την αποθήκευση των εικόνων χρησιμοποιείται κάρτα συλλογής δεδομένων (DT3155 Frame Grabber Board – Data Translation) και κατάλληλο λογισμικό. Η κάρτα έχει δυνατότητα για μέγιστη ταχύτητα δειγματοληψίας 30 εικόνες/sec για συχνότητα 60Hz ή 25 εικόνες/sec για συχνότητα 50Hz. Η ικανότητα αποθήκευσης εικόνων είναι συνάρτηση της διαθέσιμης μνήμης του υπολογιστή και της ταχύτητας του σκληρού δίσκου. Οι εισερχόμενες εικόνες ψηφιοποιούνται σε 640x480 pixels ή 768x576pixels με ανάλυση 8bits. Οι δυνατότητες αποθήκευσης της κάρτας συλλογής εικόνων, ανάλογα με τη διαθέσιμη μνήμη του υπολογιστή, είναι 75 εικόνες – 24MB – 640x480 pixels ή 50 εικόνες – 24MB – 768x576 pixels. Η περιοχή η οποία αποτυπώνεται στην εικόνα μπορεί να αλλάξει μεταφέροντας την κάμερα πιο κοντά ή πιο μακριά από το κανάλι. Για μικρότερες μεταβολές χρησιμοποιείται κατάλληλος φακός εστίασης. Έτσι μπορούμε να πάρουμε εικόνες σε μικρή περιοχή με πολύ μεγάλη ακρίβεια ή σε μεγαλύτερη χωρίς όμως την ίδια ψηφιοποίηση.

Όπως προαναφέρθηκε, η κάθε εικόνα μας δίνει πληροφορίες για την ένταση της ακτινοβολίας που εκπέμπεται από τον υμένα. Πιο αναλυτικά, στο κάθε pixel της εικόνας αντιστοιχεί μια διακριτή τιμή η οποία αποτελεί το μέγεθος μέτρησης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας του υμένα. Δεδομένου ότι ο αναλογικός / ψηφιακός μετατροπέας (A/D Converter) είναι διακριτής ικανότητας 8-bit, κάθε σήμα χωρίζεται σε 256 διακριτές τιμές. Το 0 αντιστοιχεί στο μαύρο και το 255 στο λευκό. Θεωρώντας την πιο χαμηλή τιμή έντασης, δηλαδή αυτή που αντιστοιχεί στο πιο σκούρο pixel της εικόνας, ως χαμηλότερη τιμή της κλίμακάς μας (0) και την πιο υψηλή τιμή, αυτή που αντιστοιχεί στο πιο φωτεινό σημείο της εικόνας, ως το μέγιστο της κλίμακάς μας (255), μπορούμε να πετύχουμε την πιο λεπτομερή ανάλυση του σήματος. Με άλλα λόγια ο άξονας y του διαγράμματος του σχήματος 3.6 μπορεί να χωριστεί σε 256 σημεία. Αν θεωρήσουμε ότι το πρώτο δεν αντιστοιχεί στην τιμή 0 αλλά στην κάτω κόκκινη γραμμή, και το ανώτερο στην πάνω κόκκινη γραμμή, η ανάλυση του σήματος θα είναι πολύ λεπτομερέστερη. Περιορίζοντας, λοιπόν, τα επίπεδα λευκού και μαύρου (White – Black Level) η ακρίβεια της μέτρησης του πάχους του υμένα μπορεί να είναι της τάξης των 5μm. Βέβαια, την τιμή της έντασης που παίρνουμε για την εικόνα έχει επηρεάσει και ο θερμικός θόρυβος η παρουσία του οποίου είναι αναπόφευκτη σε κάθε ψηφιακό σήμα. Η τιμή του σ' αυτή την περίπτωση είναι εύκολο να μετρηθεί υπολογίζοντας τα mV που φαίνεται να ακτινοβολούνται όταν ο φακός της κάμερας είναι καλυμμένος (ακτινοβολία από τον υμένα μηδενική).



Σχήμα 3.6: Παράδειγμα περιορισμού της περιοχής διακριτοποίησης για ένα σημείο-pixel της εικόνας

Σύμφωνα με την μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό, το τοπικό πάχος υμένα $h(x,y,t)$ είναι γραμμικά ανάλογο με την ένταση του φωτός $I(x,y,t)$ που εκπέμπεται από τον φθορίζοντα υμένα. Ο Vlachogiannis (2000) επαλήθευσε τη γραμμικότητα μεταξύ του θεωρητικά προβλέψιμου πάχους και της έντασης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας, με ελέγχους σε διάφορα σημεία του οπτικού πεδίου. Έτσι η σχέση που συνδέει τις δύο αυτές παραμέτρους είναι:

$$I(x,y,t) = \alpha(x,y) * h(x,y,t) + \beta(x,y) \quad (3.1)$$

Όπου α, β οι συντελεστές της γραμμικής σχέσης. Οι δυο αυτοί συντελεστές εξαρτώνται από το είδος του ρευστού, την απόσταση των λαμπτήρων από το τοίχωμα, τη συγκέντρωση της χρωστικής ουσίας στο διάλυμα, το είδος της χρωστικής ουσίας και το είδος των λαμπτήρων φθορισμού. Επίσης οι συντελεστές αυτοί είναι συνάρτηση της θέσης μέτρησης διότι η κατανομή της υπερϊώδους ακτινοβολίας και επομένως και της εκπεμπόμενης από τον υμένα ακτινοβολίας δεν είναι ομοιόμορφη. Συνεπώς, οποιαδήποτε μεταβολή σε κάποια από τις παραπάνω παραμέτρους του πειράματος θα είχε ως αποτέλεσμα την μεταβολή της παραπάνω σχέσης. Για το λόγο αυτό οι παράμετροι αυτοί καθορίζονται στην αρχή κάθε σειράς πειραμάτων και υπολογίζονται οι σταθερές α, β για τις καθορισμένες συνθήκες.

Από τα παραπάνω φαίνεται ότι σκοπός μας είναι η συλλογή, από την κάμερα, της ακτινοβολίας που εκπέμπει ο υμένας. Όμως στην περιοχή του πειράματος υπάρχουν και άλλες πηγές φωτός, όπως αυτή του φυσικού φωτός ή του φωτισμού του εργαστηρίου. Αυτές οι πηγές είναι πιθανό να μεταβάλλονται κατά τη διάρκεια του πειράματός μας και να αλλάζουν και την τιμή των συντελεστών α και β . Αλλά ακόμα και στην περίπτωση που θα μένουν σταθερές, η αύξηση της έντασης της ακτινοβολίας που θα λαμβάνει η κάμερα θα μειώνει την ακρίβεια μέτρησης του πάχους του υμένα. Για να αποφύγουμε την επίδραση άλλων πηγών φωτός έχει προσαρμοσθεί πάνω στον φακό της κάμερας συνδυασμός δύο οπτικών φίλτρων (yellow subtractive – green corrector). Τα φίλτρα αυτά επιτρέπουν να περάσει στην κάμερα ακτινοβολία ορατού φωτός σε εύρος μήκους κύματος μεταξύ 500 και 580nm, στην περιοχή δηλαδή που εκπέμπει ο χρωματισμένος υμένας κάτω από την επίδραση του υπεριώδους φωτός.

3.4 Προσδιορισμός των συντελεστών της σχέσης $I = f(h)$.

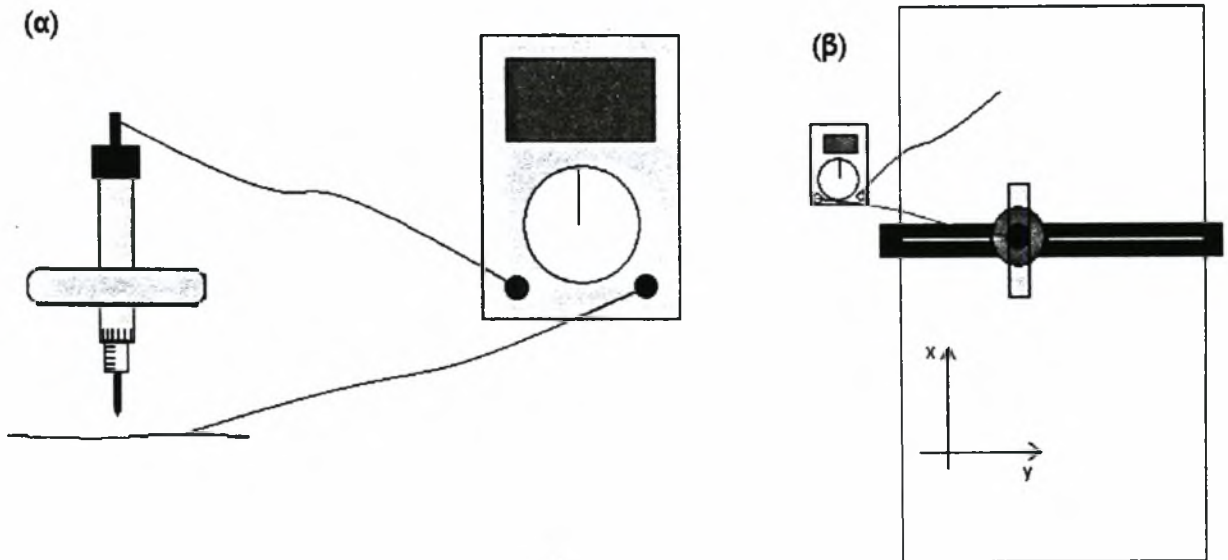
Για τον προσδιορισμό των συντελεστών της σχέσης της έντασης ακτινοβολίας με το τοπικό πάχος του υμένα, είναι αναγκαίο να γίνουν κάποια πειράματα σε συνθήκες τέτοιες που να είναι γνωστό το πάχος του υμένα. Με βάση τα αποτελέσματα της ανάλυσης της γραμμικής ευστάθειας, η οποία ελέγχθηκε πειραματικά τόσο από τους Liu et. al. (1993) όσο και από τους Vlachogiannis & Bontozoglou (2000) υπάρχει ένα εύρος αριθμών Reynolds, ανάλογα με την γωνία κλίσης, όπου ο υμένας είναι ευσταθής και ίσος με την θεωρητική πρόβλεψη κατά Nusselt. Επομένως η συλλογή εικόνων σε συνθήκες που να μας παρέχουν ευσταθή υμένα μπορούν να μας δώσουν πληροφορίες για τους συντελεστές α, β .

Και στα πλαίσια αυτής της εργασίας έγινε πειραματικός έλεγχος της επιτεδότητος του υμένα και της ταύτισης του πάχους του με το αντίστοιχο θεωρητικό. Η διαδικασία που ακολουθήθηκε ήταν η ίδια με αυτή που χρησιμοποίησε ο Vlachogiannis στα πλαίσια της διδακτορικής του διατριβής και έγινε τόσο για την επαλήθευση των αποτελεσμάτων όσο και για την επιβεβαίωση της σωστής γεωμετρίας του καναλιού.

Το πάχος του υμένα μετρήθηκε με τη βοήθεια ενός μικρομέτρου μετατόπισης (Depth Micrometer series 229, ΜΙΤΥΟΥΟ). Πιο συγκεκριμένα η διαδικασία που ακολουθήθηκε παρουσιάζεται στο σχήμα 3.7 και περιγράφεται ως εξής: αρχικά στερεώθηκε το μικρόμετρο πάνω σε έναν κανόνα σε σταθερή απόσταση από την πλάκα, και μετρήθηκε η απόσταση αυτή ενώ το κανάλι ήταν άδειο (πυθμένας πλάκας). Στη συνέχεια δόθηκε παροχή υγρού που να δίνει ευσταθή ροή. Συνδέσαμε το μικρόμετρο με ένα βολτόμετρο όπως φαίνεται στο σχήμα



3.7(α). Κατεβάζοντας το μικρόμετρο, μόλις αυτό ακουμπήσει στο νερό θα κλείσει κύκλωμα και θα δείξει ένδειξη το βολτόμετρο. Η διαφορά της πρώτης και δεύτερης τιμής θα μας δώσει το πάχος του υμένα. Μετακινώντας το μικρόμετρο κατά μήκος και κατά πλάτος του καναλιού μπορούμε να δούμε αν αυτή η τιμή είναι σταθερή και αν αντιστοιχεί στο θεωρητικά προβλεπόμενο πάχος του υμένα. Η κίνηση αυτή επιτυγχάνεται λόγω του ότι ο κανόνας στον οποίο είναι στηριγμένο το μικρόμετρο μπορεί να μετακινείται κατά μήκος του καναλιού (σχήμα 3.7(β)). Επίσης το μικρόμετρο έχει την δυνατότητα να μετακινείται κατά μήκος του κανόνα.



Σχήμα 3.7: Διάταξη μέτρησης του πάχους του υμένα με τη βοήθεια μικρομέτρου

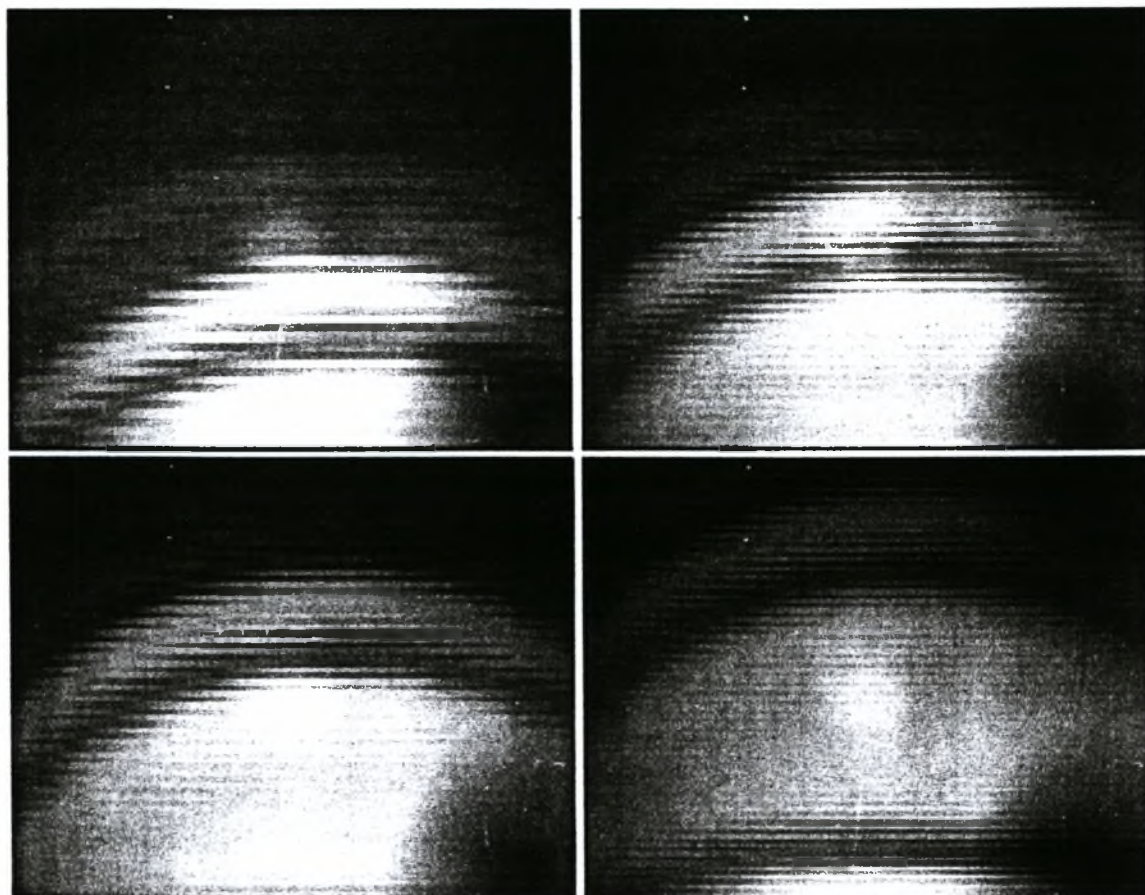
Αφού λοιπόν πιστοποιηθεί η συμφωνία μεταξύ των πειραματικών μετρήσεων και της θεωρητικής πρόβλεψης κατά Nusselt είναι δυνατή η βαθμονόμηση της πειραματικής μεθόδου χρησιμοποιώντας την σχέση (3.1). Η διαδικασία που ακολουθούμε είναι η εξής: αρχικά μετράμε την παροχή στο κανάλι και με από την σχέση Nusselt βρίσκουμε το πάχος του υμένα. Για αυτό το πάχος παίρνουμε δεδομένα (εικόνες) με την κάμερα που αντιστοιχούν σε κάποιες τιμές της ακτινοβολίας I . Οι εικόνες αυτές αποθηκεύονται στον υπολογιστή μέσω του προγράμματος HL Image++97. Για πιο σωστά αποτελέσματα παίρνουμε αρκετές εικόνες και υπολογίζουμε τον μέσο όρο της ακτινοβολίας σε κάθε pixel. Με γνώση την ακτινοβολία και το πάχος του υμένα είναι δυνατός και ο υπολογισμός των γραμμικών συντελεστών α και β της σχέσης (3.1). Επειδή η σχέση είναι γραμμική απαιτούνται τα πάχη και οι ακτινοβολίες σε τουλάχιστον δυο αριθμούς Re , ώστε να υπολογιστούν τα $\alpha(x,y)$ και $\beta(x,y)$. Ωστόσο, για να αυξηθεί η ακρίβεια της βαθμονόμησης, λαμβάνουμε τιμές σε τέσσερις αριθμούς Re και με τη

μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων βρίσκουμε τα α και β που αντιστοιχούν σε κάθε pixel. Εφόσον υπολογιστούν τα $\alpha(x,y)$ και $\beta(x,y)$, μπορεί να χρησιμοποιηθεί η σχέση (3.1) για την εύρεση του πάχους του υμένα σε οποιοδήποτε αριθμό Re.

Στην περίπτωση που οι συνθήκες στις οποίες γίνεται το πείραμα είναι τέτοιες που δεν μας επιτρέπουν να επιτύχουμε ευσταθή περιοχή ροής (π.χ. σε υψηλές γωνίες κλίσης) η διαδικασία που ακολουθείται είναι διαφορετική. Στην περίπτωση αυτή τα δεδομένα για την βαθμονόμηση λαμβάνονται σε συνθήκες όσο πιο κοντά στην ευσταθή περιοχή. Παίρνουμε έναν μεγάλο αριθμό φωτογραφιών και υπολογίζουμε το μέσο όρο της ακτινοβολίας σε κάθε pixel. Επειδή οι συνθήκες μέτρησης είναι κοντά στην ευσταθή περιοχή το μέσο πάχος του υμένα είναι ίσο με το πάχος κατά Nusselt. Με τον τρόπο αυτό είναι δυνατός ο προσδιορισμός της επίδρασης του φωτισμού σε κάθε pixel της εικόνας. Ένας εναλλακτικός τρόπος βαθμονόμησης αυτών των πειραμάτων είναι η χρησιμοποίηση της βαθμονόμησης για μικρότερες κλίσεις.

3.5 Επεξεργασία δεδομένων.

Όπως λοιπόν προαναφέρθηκε, με τη μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό συλλέγονται δεδομένα για την ένταση της ακτινοβολίας του υμένα, και επομένως για το πάχος του, με τη μορφή εικόνων (σχ. 3.8). Όπως είπαμε η ένταση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας είναι ανάλογη του πάχους του υμένα. Έτσι στο σχήμα 3.8, στις περιοχές που οι αποχρώσεις του γκρι πλησιάζουν περισσότερο προς το λευκό έχουμε μεγαλύτερο πάχος υμένα (ύπαρξη κύματος) σε σχέση με τις περιοχές με αποχρώσεις κοντά στο μαύρο. Συμπερασματικά, στο σχήμα 3.8 μπορούμε να παρατηρήσουμε την κίνηση ενός δισδιάστατου μοναχικού κύματος κατάντη της ροής. Η καμπυλότητα που εμφανίζεται στο μέτωπο του κύματος οφείλεται στην επιβράδυνση της ροής κοντά στα πλευρικά τοιχώματα του καναλιού. Από τις πειραματικές μετρήσεις αποδεικνύεται ότι αυτή η καμπυλότητα δεν επηρεάζει την εξέλιξη των κυμάτων. Από τις εικόνες αυτές μπορούμε να πάρουμε μόνο ποιοτικές πληροφορίες για τη ροή και τις δομές που δημιουργούνται. Για να μπορέσουμε να πάρουμε ποσοτικά δεδομένα από τις εικόνες είναι αναγκαίο να τις επεξεργαστούμε υπολογιστικά. Αυτό γίνεται με τη χρήση του MATLAB και κάποιων προγραμμάτων επεξεργασίας εικόνας (Image Tool, HL Image++97).

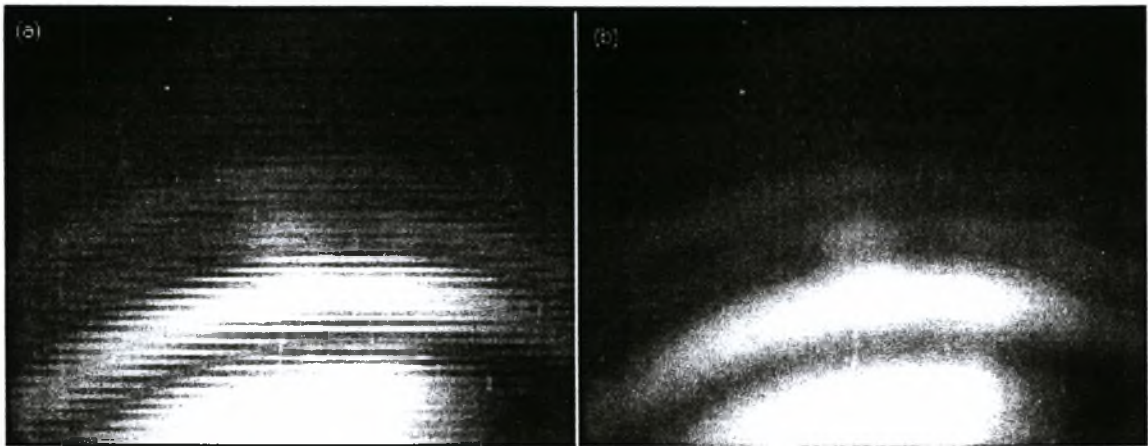


Σχήμα 3.8: Πρωταρχικά δεδομένα που δείχνουν ένα κύμα που κινείται.

3.5.1 Ψηφιακό φιλτράρισμα των δεδομένων

Το πρώτο στάδιο στην επεξεργασία των εικόνων είναι η εφαρμογή κατάλληλου φίλτρου σε κάθε εικόνα ώστε να ελαχιστοποιηθεί η επίδραση κάποιων ανεπιθύμητων παραγόντων στα δεδομένα της έντασης (π.χ η παρουσία εγκλωβισμένου αέρα με μορφή φυσαλίδων στη ροή έχει ως αποτέλεσμα την τοπική αύξηση της ακτινοβολίας χωρίς να υπάρχει αύξηση του πάχους του υμένα). Με την βοήθεια υπολογιστικών φίλτρων συσχετίζουμε την τιμή σε κάθε pixel της εικόνας με αυτή των γύρω του ώστε να απαλειφθούν οι πολύ απότομες μεταβολές στην τιμή λίγων pixel. Ένα παράδειγμα χρήσης δύο διαφορετικών φίλτρων και των αποτελεσμάτων τους φαίνεται στο σχήμα 3.9. Το πρόγραμμα που χρησιμοποιήθηκε στην περίπτωση αυτή είναι το Image Tool και φίλτρα όπως το Gaussian 15x15 ή 7x7. Μεγάλη προσοχή πρέπει να δοθεί στον αριθμό των σημείων που θα χρησιμοποιούνται στη συσχέτιση διότι μπορεί να φτάσουμε στο ανεπιθύμητο αποτέλεσμα να απαλείψουμε κάποια δεδομένα (π.χ. μικρά κύματα). Όπως φαίνεται στο σχήμα 3.9 αποτέλεσμα της εφαρμογής του φίλτρου είναι η ομαλοποίηση της εικόνας αλλά παράλληλα

και το θόλωμά της. Το φίλτρο πρέπει να επιλεγεί έτσι ώστε να μην επηρεάζει ποσοτικά την εικόνα.



Σχήμα 3.9: (α) Εικόνα πριν την εφαρμογή του φίλτρου συνέλιξης, (β) μετά την εφαρμογή του φίλτρου συνέλιξης

Επειδή ο αριθμός των εικόνων που λαμβάνονται κατά τη διάρκεια κάθε πειράματος είναι τέτοιος που καθιστά απαγορευτική την χειροκίνητη επεξεργασία της κάθε εικόνας, χρησιμοποιήθηκε πρόγραμμα σε Visual Basic το οποίο αυτοματοποιεί την διαδικασία του φιλτραρίσματος.

3.5.2 Υπολογισμός της σχέσης ακτινοβολίας – πάχους υμένα

Στη συνέχεια της επεξεργασίας μας, με τη βοήθεια του προγραμματισμού MATLAB, είναι δυνατή η μετατροπή της κάθε εικόνας σε πίνακα, όπου η τιμή της έντασης του κάθε pixel της εικόνας θα αντιστοιχεί στην τιμή ενός στοιχείου του πίνακα. Έτσι κάθε εικόνα με 576x768 pixels μετατρέπεται σε πίνακα διαστάσεων 576x768, όπου το κάθε στοιχείο του πίνακα θα παίρνει τιμή από 0 ως 255, ανάλογα με την ένταση της ακτινοβολίας στο συγκεκριμένο pixel.

Το πρώτο μέρος της επεξεργασίας των εικόνων αφορά τα δεδομένα τα οποία πήραμε για την βαθμονόμηση της πειραματικής μεθόδου και την εξαγωγή των συντελεστών α και β . Αρχικά αντιστοιχίζουμε τις διακριτές τιμές του κάθε στοιχείου του κάθε πίνακα σε mVolts μέσω της σχέσης:

$$I_{\text{new}}(i, j) = I_0(i, j) \cdot q + BL(i, j) - \text{Noise}(i, j), \quad i = 1, 576 \ \& \ j = 1, 768$$

Στην παραπάνω σχέση, q είναι η αντιστοιχία μεταξύ διακριτής τιμής και mVolts με $q = \frac{WL - BL}{255}$, όπου WL και BL οι τιμές του άσπρου και μαύρου επιπέδου ψηφιοποίησης

αντίστοιχα σε mVolts που επιλέγουμε κατά τη λήψη των εικόνων με το πρόγραμμα HLImage++97, και το Noise(i,j) είναι το επίπεδο του θερμικού θορύβου σε mVolts το οποίο ορίζεται ως

$$\text{Noise}(i, j) = \text{Io1}(i, j) \cdot \frac{\text{WL max} - \text{BL min}}{255} + \text{BL min}(i, j), \quad i = 1, 576 \ \& \ j = 1, 768$$

όπου Io1(i,j) είναι η διακριτή τιμή (0 ως 255) του κάθε στοιχείου του πίνακα της εικόνας που έχουμε λάβει με καλυμμένο το φακό της κάμερας και WLmax=351.1, BLmin=1.275 είναι οι ακραίες τιμές του άσπρου και μαύρου επιπέδου ψηφιοποίησης αντίστοιχα σε mVolts, που μας επιτρέπει το πρόγραμμα HLImage++97 να επιλέξουμε.

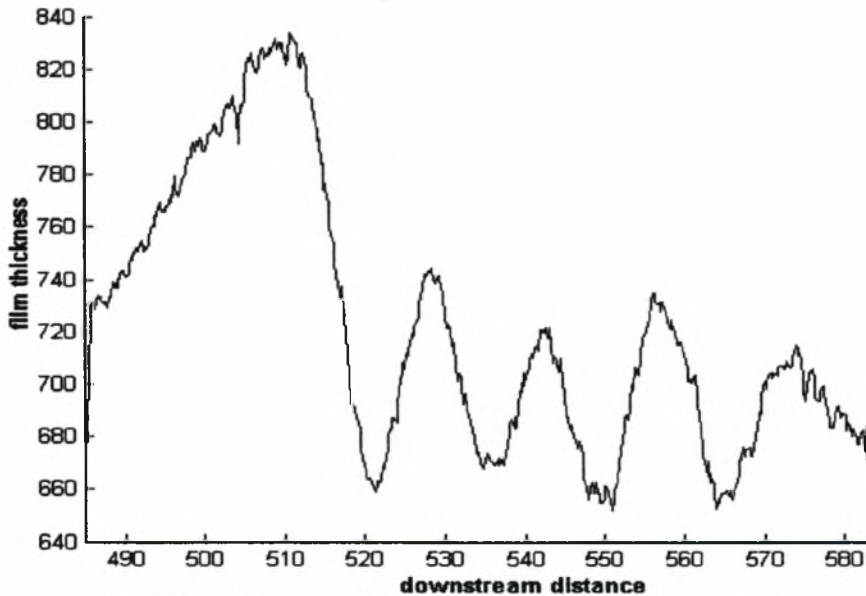
Όπως είπαμε για την βαθμονόμηση παίρνουμε 20 εικόνες σε τουλάχιστον 4 διαφορετικούς αριθμούς Re. Οι πίνακες που δίνουν τις τιμές σε διαφορετικές εικόνες για τον ίδιο Re προστίθενται, και τα στοιχεία του συνολικού πίνακα που προκύπτει διαιρούνται με το συνολικό αριθμό των εικόνων. Με τον τρόπο αυτό επιτυγχάνουμε στατιστικά πιο σίγουρα αποτελέσματα για την τιμή της έντασης σε κάθε σημείο.

Έχοντας υπολογίσει τον πίνακα, για κάθε αριθμό Re, ο οποίος δίνει τη μέση ένταση ακτινοβολίας του κάθε pixel σε mVolts, μπορούμε να συσχετίσουμε γραμμικά τη μέση ένταση ακτινοβολίας του κάθε pixel σε mVolts με το θεωρητικά υπολογισμένο πάχος του υμένα κατά Nusselt h_N , το οποίο είναι σταθερό σε κάθε pixel, για κάθε αριθμό Re της ευσταθούς περιοχής, με βάση τη σχέση (3.1). Η γραμμική συσχέτιση γίνεται με πολυωνυμική προσέγγιση πρώτου βαθμού με την αρχή των ελαχίστων τετραγώνων. Το MatLab μας παρέχει έτοιμη συνάρτηση για την εφαρμογή της μεθόδου (εντολή Polyfit). Το αποτέλεσμα της μεθόδου είναι ο υπολογισμός των συντελεστών $\alpha(576, 768)$ και $\beta(576, 768)$ για κάθε pixel. Επομένως, με τον υπολογισμό των γραμμικών συντελεστών α, β γίνεται γνωστή η μορφή της σχέσης έντασης ακτινοβολίας – τοπικού πάχους υμένα και άρα είναι δυνατός ο υπολογισμός του πάχους του υμένα σε οποιονδήποτε αριθμό Re εκτός της ευσταθούς περιοχής.

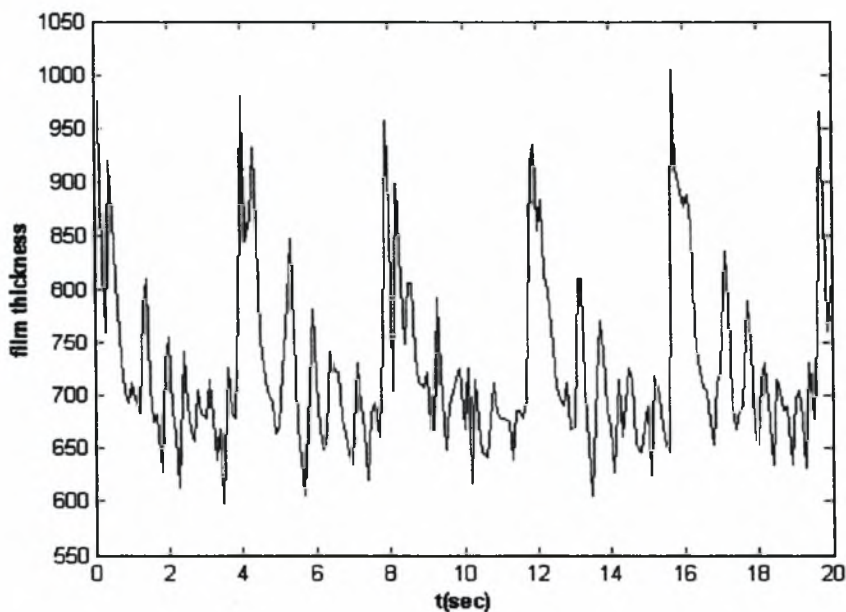
3.5.3 Επεξεργασία εικόνων

Τέλος, περνάμε στην επεξεργασία των δεδομένων που παρουσιάζουν το μεγαλύτερο ενδιαφέρον για ανάλυση. Ο αριθμός των εικόνων προς επεξεργασία σε αυτή την περίπτωση, για κάθε αριθμό Re, είναι αρκετά μεγαλύτερος από αυτόν που λαμβάνονται στην ευσταθή περιοχή και εξαρτάται από το χρονικό διάστημα για το οποίο έγινε η δειγματοληψία. Συνήθως ο ρυθμός δειγματοληψίας είναι 0.1 εικόνες/sec. Η διαδικασία που ακολουθείται και σε αυτή την περίπτωση είναι παρόμοια με αυτή της επεξεργασίας των δεδομένων της

ευσταθούς περιοχής. Έτσι λοιπόν, κάθε εικόνα μετατρέπεται σε ένα πίνακα 576x768, όπου το κάθε στοιχείο έχει μια διακριτή τιμή (0 ως 255). Οι τιμές αυτές μετατρέπονται σε mVolts μέσω των σχέσεων που δόθηκαν στην παράγραφο 3.6.2 χρησιμοποιώντας σαν WL και BL τιμές οι οποίες ορίστηκαν σαν χαμηλότερη και υψηλότερη τιμή της έντασης της ακτινοβολίας κατά τη διάρκεια εκτέλεσης των πειραμάτων. Έπειτα, η σχέση που έχει υπολογιστεί ότι συνδέει την ακτινοβολία με το μέσο πάχος του υμένα μπορεί να μας δώσει το πάχος του υμένα σε κάθε pixel της εικόνας (σχ3.10).



Σχήμα 3.10: χωρική εξέλιξη του τοπικού πάχους του υμένα



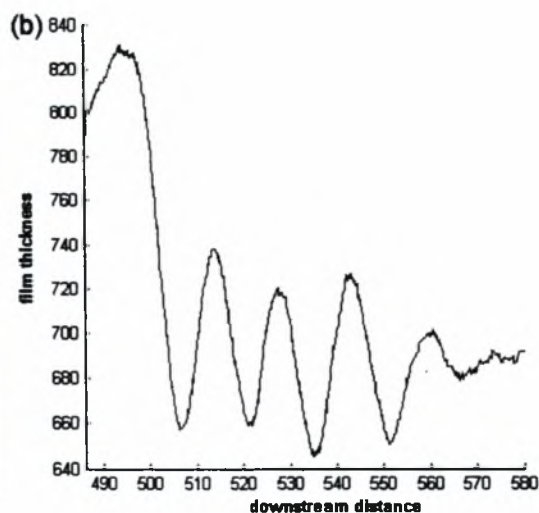
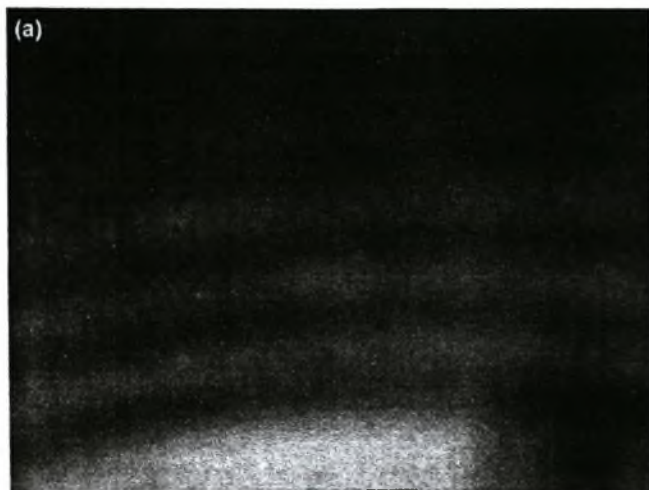
Σχήμα 3.11: χρονική εξέλιξη του τοπικού πάχους του υμένα σε ένα σημείο του οπτικού πεδίου

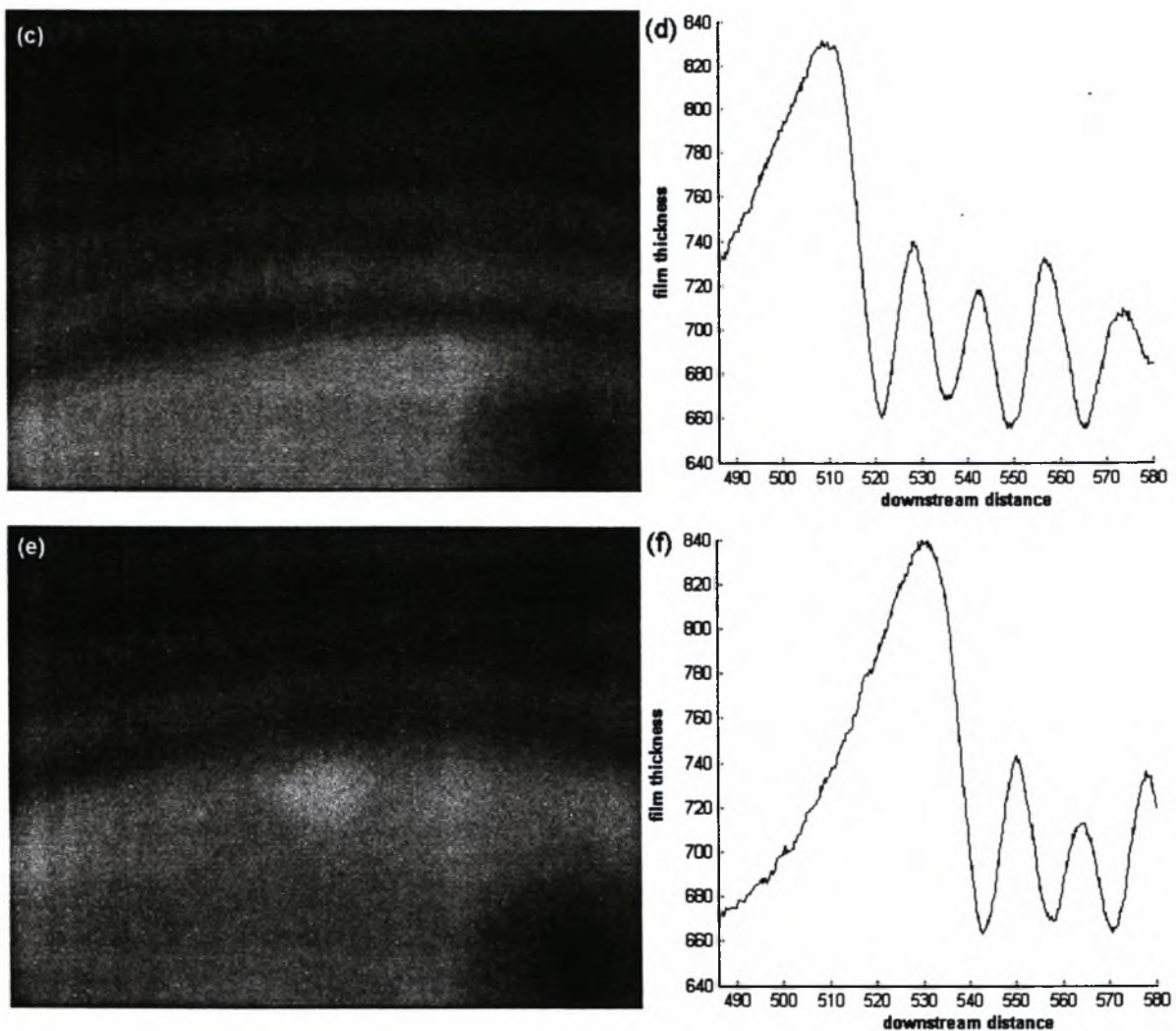
Έτσι, για παράδειγμα, μπορούμε να έχουμε την χρονική εξέλιξη του τοπικού πάχους του υμένα σε ένα σημείο του οπτικού πεδίου (σχ.3.11). Η απεικόνιση του πάχους του υμένα σε διάφορα σημεία κατά μήκος του πεδίου ροής συναρτήσει του χρόνου ($h(x_0, y_0, t)$), μπορεί να μας δώσει πληροφορίες για τη βασική αρμονική της συχνότητας ταλάντωσης των σημείων. Επίσης, μπορεί να μας δώσει πληροφορίες σχετικά με το μέσο ύψος των κυμάτων και για το μέσο πάχος υμένα.

Επίσης μπορούμε να έχουμε το προφίλ μιας γραμμής της ελεύθερης επιφάνειας, είτε στη κατεύθυνση της ροής είτε εγκάρσια ($h(x, y_0, t)$ ή $h(x_0, y, t)$). Η απεικόνιση των προφίλ του πάχους του υμένα σε διαδοχικές χρονικές στιγμές έχει μεγάλη πρακτική αξία, γιατί μας δίνει σημαντικές πληροφορίες για το μήκος του κύματος και την ταχύτητα του και για τις εξελίξεις αυτών των μεγεθών κατάντη της ροής. Ακόμα, μπορεί να μας δώσει πληροφορίες για το είδος των κυμάτων και τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ τους π.χ. περιοδικά ή μοναχικά, συγχώνευση μοναχικών κυμάτων κ.α., κυρίως μέσω της μορφής τους (ρυτιδώσεις, υπερυψωμένο υπόστρωμα κ.α.). Στο σχήμα 3.12 (a), (c) και (e) παρουσιάζονται τρεις διαδοχικές εικόνες στις οποίες φαίνεται ποιοτικά να περνάει ένα κύμα. Στο σχήμα 3.12 (b), (d) και (f) φαίνονται οι αντίστοιχες κατανομές του πάχους του υμένα κατά μήκος της κεντρικής γραμμής της κάθε εικόνας.

Τέλος, επειδή είναι πιθανό να είναι αναγκαία η ποσοτική ανάλυση της εικόνας ολόκληρης και όχι μόνο ενός μεμονωμένου προφίλ (λόγου π.χ. της παρουσίας τρισδιάστατων δομών στη ροή) είναι δυνατή η ανάλυσή και παρουσίασή της με τη μορφή ισοϋψών καμπυλών.

Βέβαια, επειδή μια τέτοιου είδους ανάλυση είναι αρκετά χρονοβόρα υπολογιστικά, καλό είναι να γίνεται μόνο όπου είναι αναγκαίο και όπου δεν μπορούν να βγουν αλλιώς συμπεράσματα για τη ροή.





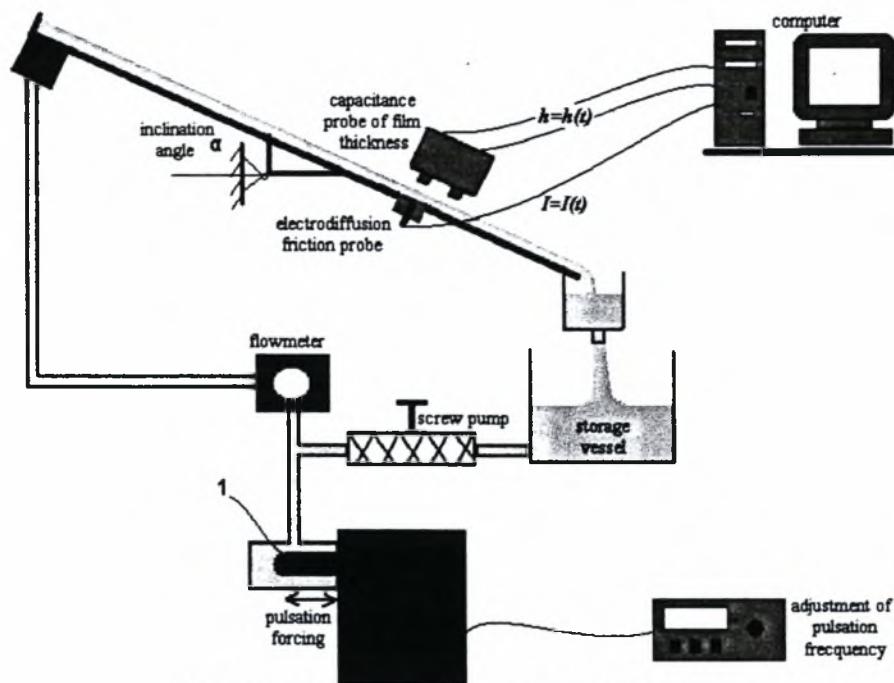
Σχήμα 3.12: (a),(c),(e) διαδοχικές εικόνες στις οποίες φαίνεται ποιοτικά να περνάει ένα κύμα (b), (d) και (f) οι αντίστοιχες κατανομές του πάχους του υμένα κατά μήκος της κεντρικής γραμμής της κάθε εικόνας

3.7 Περιγραφή διάταξης με εναλλακτικές μεθόδους μέτρησης.

Ορισμένα συμπληρωματικά πειράματα της παρούσας εργασίας έγιναν στο Institute of Chemical Process Fundamentals στην Πράγα, στα πλαίσια διεθνούς συνεργασίας. Στα πειράματα μετράται το στιγμιαίο ύψος υγρού υμένα χρησιμοποιώντας αισθητήρες χωρητικότητας. Μετράται επίσης η διαμητική τάση στο τοίχωμα με την τεχνική της ηλεκτροδιάχυσης.

Η πειραματική συσκευή που χρησιμοποιήθηκε παρουσιάζεται στο σχήμα 3.13 και είναι παρόμοια με αυτή που έγιναν και τα υπόλοιπα πειράματα. Η συσκευή αποτελείται από μια πλάκα από ατσάλι, με μεταβλητή κλίση, μια αντλία, μια συσκευή επιβολής διαταραχών ένα ροόμετρο και τους αισθητήρες συγκέντρωσης και ηλεκτροδιάχυσης ανάλογα με το

πείραμα. Η αντλία οδηγεί και σε αυτή την περίπτωση το ρευστό από το δοχείο συλλογής στο δοχείο υπερχειλίσσης. Το ρευστό ρέει κατά μήκος της πλάκας και επιστρέφει στο δοχείο συλλογής για να ακολουθήσει την ίδια πορεία.



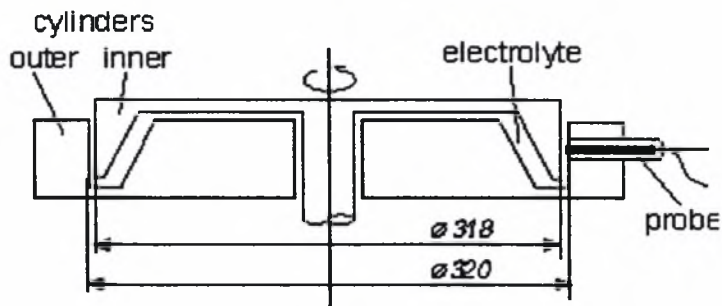
Σχήμα 3.13: Πειραματική διάταξη μετρήσεων Πράγας

Η παροχή ρυθμίζεται από την αντλία και μετρείται με το ροόμετρο. Για να επιβάλλουμε διαταραχή χρησιμοποιούμε την διάταξη που φαίνεται στο σχήμα. Ο μαύρος κύλινδρος (που δηλώνεται με το νούμερο 1) κινείται περιοδικά και δημιουργεί μια διαταραχή στο υγρό. Η διαταραχή αυτή περνάει μέσω των σωλήνων στο σημείο υπερχειλίσσης, όπου μετατρέπεται σε κύμα. Το μέγεθος της διαταραχής και η συχνότητά της μπορούν να μεταβληθούν. Ο αισθητήρας συγκέντρωσης τοποθετείται επάνω από το κανάλι ροής και μετράει το κενό του αέρα που υπάρχει μεταξύ του αισθητήρα και της ελεύθερης επιφάνειας. Εν προκειμένου να είναι υπολογίσιμες και πολύ μικρές μεταβολές του πάχους του υμένα, ο αισθητήρας πρέπει να είναι αρκετά κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια αλλά σε καμία περίπτωση δεν πρέπει να έρθει σε επαφή με το υγρό. Από τα δεδομένα που παίρνουμε μπορούμε να υπολογίσουμε το ύψος των κυμάτων, την συχνότητά τους και το μήκος τους. Από την υστέρηση μεταξύ των δύο αισθητήρων μπορούμε να υπολογίσουμε και την ταχύτητα των κυμάτων. Στην περίπτωση αυτή οι μετρήσεις έγιναν σε απόσταση 1.5m από την αρχή του καναλιού.

Στην περίπτωση της ηλεκτροδιάχυσης ένας αισθητήρας με 2 τομείς εφαρμόζεται ακριβώς στην επιφάνεια της πλάκας. Αυτό ονομάζεται “sandwich probe” που αποτελείται

από δυο αισθητήρες που χωρίζονται από ένα κενό κατά την διεύθυνση της ροής. Το πάχος του κενού αυτού είναι 10 μm . Ο αισθητήρας αυτός λειτουργεί σαν ένα μικρό ηλεκτρόδιο όπου γίνεται μια χημική αντίδραση. Η ένταση του μετρούμενου ρεύματος που παράγεται ελέγχεται από τη διάχυση και ο τύπο του Leveque μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό της διατμητικής τάσης. Η διεύθυνση της ροής μπορεί να υπολογιστεί από την σύγκριση των εντάσεων των ρευμάτων μεταξύ του πρώτου και του δεύτερου αισθητήρα.

Ο αισθητήρας αυτός βαθμονομήθηκε σε μια ειδική συσκευή που αποτελείται από δυο ομόκεντρους κυλίνδρους (σχήμα 3.14). Ο αισθητήρας τοποθετήθηκε στον εξωτερικό από τους δυο κυλίνδρους και το κενό ανάμεσά τους γεμίστηκε με ρευστό. Ο εσωτερικός κύλινδρος περιστρέφεται και έτσι έχουμε συνθήκες γραμμικής ροής Couette. Η ταχύτητα περιστροφής μεταβάλλεται ώστε να έχουμε μεταβλητή διατμητική τάση γνωστής τιμής. Το παραγόμενο ρεύμα διάχυσης από τους δυο τομείς του αισθητήρα μετράται ώστε να καθοριστούν οι σταθερές της βαθμονόμησης για κάθε ένα από τα χρησιμοποιούμενα ρευστά.



Σχήμα 3.14: Συσκευή βαθμονόμησης αισθητήρων ηλεκτροδιάχυσης.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4^ο

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Στο τέταρτο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα της ροής λεπτού υμένα υγρού πάνω σε κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα υπό την επίδραση εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής. Στόχος των πειραμάτων που έγινάν ήταν αφενός η επαλήθευση γνωστών πειραμάτων με σκοπό την εξακρίβωση της σωστής λειτουργίας της πειραματικής συσκευής και αφετέρου η λεπτομερή εξέταση της επίδρασης της συχνότητας διαταραχής στην εξέλιξη της ροής. Για την επίτευξη του πρώτου στόχου έγινε προσπάθεια επανάληψης των πειραμάτων των Liu & Gollub σε ρευστό υψηλού ιξώδους. Η συλλογή των δεδομένων έγινε σε διαφορετικές πειραματικές συσκευές, με διαφορετικές μεθόδους συλλογής δεδομένων και με διαφορετικούς τρόπους επιβολής της διαταραχής. Ένα σημαντικό αποτέλεσμα της μελέτης αφορά την συμπεριφορά σε πολύ χαμηλές συχνότητες διέγερσης. Ειδικότερα, διαπιστώθηκε ότι, στις συχνότητες αυτές η κανονική αλληλουχία κυμάτων καταστρέφεται από την εμφάνιση παρασιτικών κορυφών. Το φαινόμενο αυτό μελετήθηκε πειραματικά για πρώτη φορά και ταυτοποιήθηκε ο μηχανισμός δημιουργίας και η πορεία εξέλιξης των παρασιτικών κορυφών.

4.1 Οι παράμετροι του πειράματος

Το υγρό το οποίο χρησιμοποιήθηκε κατά την διάρκεια των πειραμάτων είναι διάλυμα νερού – γλυκερίνης, με ποσοστό γλυκερίνης αλλού 54% και αλλού 21% κ.β. Η βασική παράμετρος που η επίδρασή της στην ροή του υγρού υμένα μελετήθηκε, ήταν η συχνότητα της εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής. Η συχνότητα της εξωτερικά μεταβαλλόμενης διαταραχής μεταβλήθηκε από 0.25Hz έως 4.5Hz. Επίσης σε κάποιες μετρήσεις μεταβαλλόταν και το μέγεθος της διαταραχής, δηλαδή η ποσότητα του επιπλέον ρευστού που εισαγόταν στο κανάλι. Συγχρόνως, μελετήθηκε η επίδραση της συχνότητας διαταραχής σε σχέση με την παροχή στο κανάλι και με τη γωνία κλίσης του καναλιού. Έτσι, πειράματα έγιναν για γωνίες κλίσης από 3° έως 14° και για αριθμούς Re από 10 έως 50. Τα δεδομένα πάρθηκαν σε απόσταση περίπου 500mm από το σημείο υπερχειλίσης και για μήκος περίπου 100mm. Επίσης χρησιμοποιήθηκαν δυο

διαφορετικές πηγές διαταραχής για να βεβαιωθεί η ανεξαρτησία της εξέλιξης των φαινομένων από το είδος της διαταραχής.

Όσον αφορά τα πειράματα με τους αισθητήρες συγκέντρωσης, εκτός από το νερό, τα διαλύματα που χρησιμοποιήθηκαν ήταν διαλύματα νερού γλυκερίνης 80%, 65% και 48% κ.β. γλυκερίνη, σε γωνίες κλίσης 2.5° έως 30° και συχνότητες από 0.6Hz έως 3Hz. Τέλος για την χρήση της ηλεκτροχημικής μεθόδου χρησιμοποιήθηκε νερό και ένα διάλυμα νερού με EmkaroxHV40 (5%κ.β.) που έχει το ίδιο ιζώδες με το διάλυμα νερού γλυκερίνης 48%κ.β. Για την αντίδραση προστέθηκε στο νερό οι ουσίες ferro/ferricyanide (0.025M) και potassium sulphate (0.05M). Η γωνία κλίσης σε αυτήν την περίπτωση μεταβλήθηκε μεταξύ 5° και 10°. Η συχνότητα μεταβλήθηκε στα ίδια επίπεδα με τα προαναφερθέντα πειράματα.

4.2 Συσχέτιση παραμέτρων πειράματος

Από τα πειράματα με τους αισθητήρες χωρητικότητας πήραμε δεδομένα για το πάχος του υμένα και για την ταχύτητα του κύματος και προσπαθήσαμε να βρούμε τον τρόπο που οι διάφοροι παράμετροι του πειράματος όπως η γωνία κλίσης της πλάκας και το ιζώδες του ρευστού τα επηρεάζουν. Βρέθηκε ότι η σχέση που συνδέει την ταχύτητα c με το μέγιστο πάχος του υμένα H_{max} είναι γραμμική και δίνεται από τον τύπο:

$$c = A + B(g^2 \sin \theta / \nu)^{1/3} H_{max}$$

όπου:

g : η επιτάχυνση της βαρύτητας (9.81 m/s²)

θ : η γωνία κλίσης

ν : το ιζώδες του διαλύματος και

A, B : δύο σταθερές

Οι δύο αυτές σταθερές εξαρτώνται από τη γωνία κλίσης και το ιζώδες του υγρού. Οι τιμές των σταθερών για πειράματα με διαφορετικές τιμές στις παραπάνω παραμέτρους δίνονται στον πίνακα 4.1.

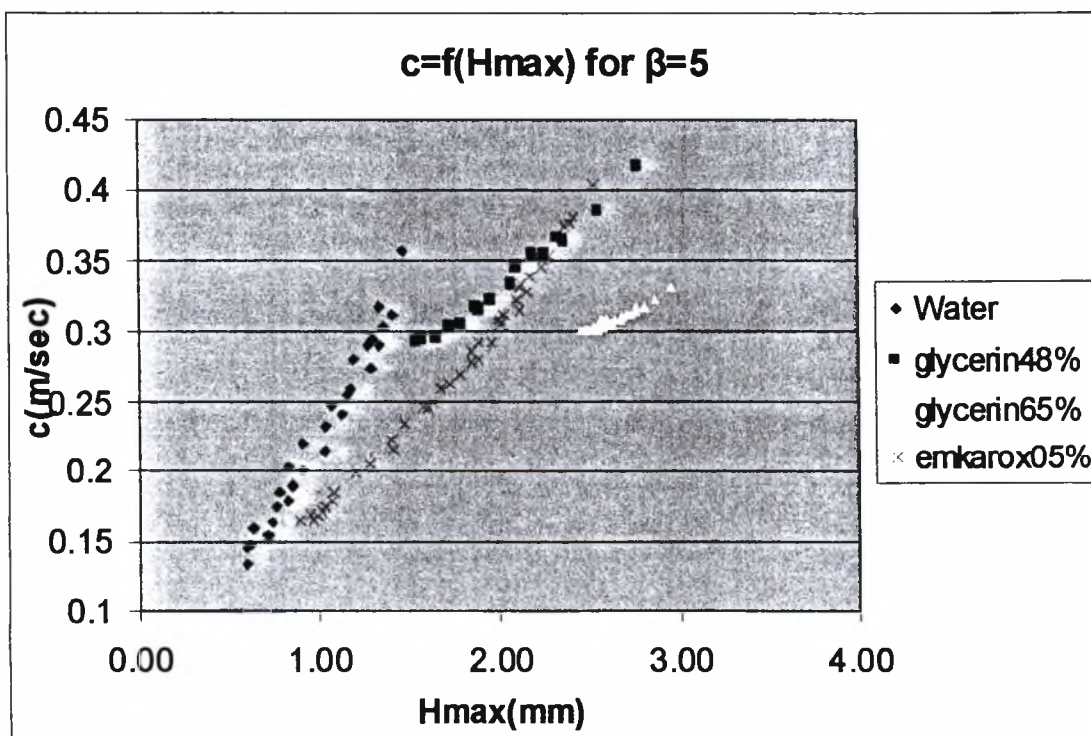
Από τις τιμές στους πίνακες βλέπουμε ότι η σταθερά B μειώνεται όταν η γωνία α ή το ιζώδες αυξάνονται. Τα αποτελέσματα αυτά έρχονται σε συμφωνία με τη σχέση που προτάθηκε μεταξύ της ταχύτητας και του μέγιστου πάχους του υμένα από τους Hakorikov, Pokusaev και Alekseenko. Στην δική τους περίπτωση τα πειράματα έγιναν

σε κάθετη πλάκα ($\sin\theta=1$) και οι τιμές για την σταθερά A ήταν 0 και για την σταθερά B 1.98.

		Είδος διαλύματος και ιζώδες							
		νερό		γλυκερίνη48%		γλυκερίνη65%		Emkarox05%	
		1(mm ² /sec)		5(mm ² /sec)		13.5(mm ² /sec)		3.9(mm ² /sec)	
		A	B	A	B	A	B	A	B
Γωνία κλίσης θ(°)	2.5	0.045	2.96						
	5.0	0.001	2.45	0.128	1.87	0.150	1.61	0.041	2.27
	6.5	0.009	2.34	0.150	1.70				
	10	0.490	1.87	0.132	1.60	0.142	1.57	0.039	1.82
	15	0.500	1.68						
	20			0.189	1.48			0.043	1.40
	30			0.158	1.35				

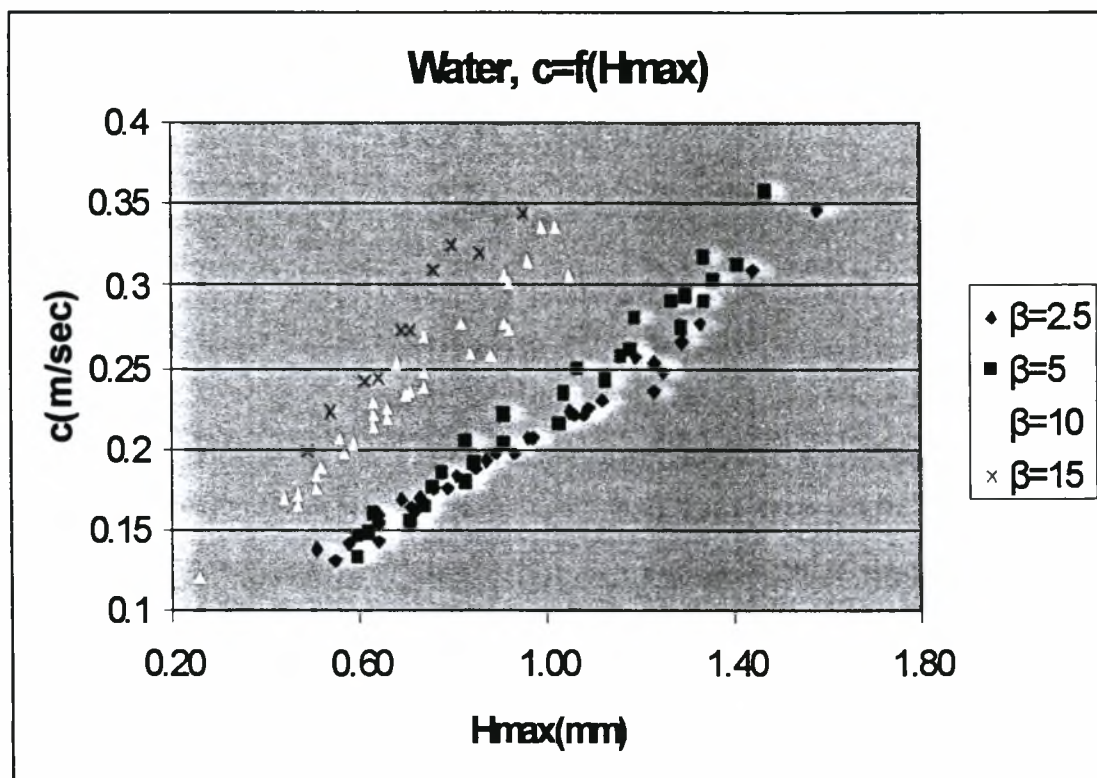
Πίνακας 4.1: Οι τιμές των σταθερών A και B για διαφορετικές πειραματικές συνθήκες

Ένα παράδειγμα της εξάρτησης της ταχύτητας των κυμάτων με το μέγιστο πάχος υμένα φαίνεται στα σχήματα 4.1 και 4.2. Στο σχήμα 4.1 παρουσιάζονται δεδομένα από πείραμα σε κλίση 5° για 4 διαφορετικά διαλύματα. Η γραμμική εξάρτηση μεταξύ των 2 αυτών παραμέτρων είναι φανερή. Η κλίση της γραμμής μειώνεται όσο το ιζώδες αυξάνει



Σχήμα 4.1: $c = f(H_{max})$ για ρευστά με διαφορετικό ιζώδες.

Στο σχήμα 4.2 παρουσιάζονται δεδομένα για πείραμα με νερό σε 4 διαφορετικές κλίσεις της πλάκας. Μπορούμε να δούμε ότι η κλίση της ευθείας μεγαλώνει καθώς η γωνία της πλάκας μεγαλώνει. Παρόλα αυτά η σταθερά B μειώνεται.



Σχήμα 4.2: $c = f(H_{max})$ για διαφορετικές γωνίες κλίσης σε πειράματα με νερό.

Όπως είπαμε, πειράματα έγιναν χρησιμοποιώντας την μέθοδο ηλεκτροδιάχυσης, χρησιμοποιώντας νερό και διάλυμα emkaiox 5% κ.β. Ο σκοπός αυτών των πειραμάτων ήταν κυρίως να επιβεβαιωθούν τα αποτελέσματα που έγιναν με την προηγούμενη μέθοδο μέτρησης. Οι μετρήσεις έγιναν για κύματα τα οποία προκαλούνται από φυσικό θόρυβο και κύματα που προκαλούνται από εξωτερικά επιβαλλόμενη διαταραχή. Επίσης έγιναν δυο διαφορετικές σειρές πειραμάτων. Αυτά στα οποία η παροχή έχει κρατηθεί σταθερή και η συχνότητα διαταραχής αλλάζει και αυτά που η συχνότητα παραμένει σταθερή και η παροχή αλλάζει. Σε όλες τις μετρήσεις το μέγεθος της διαταραχής παρέμενε σταθερό και ίσο με 0.1 lt/min.

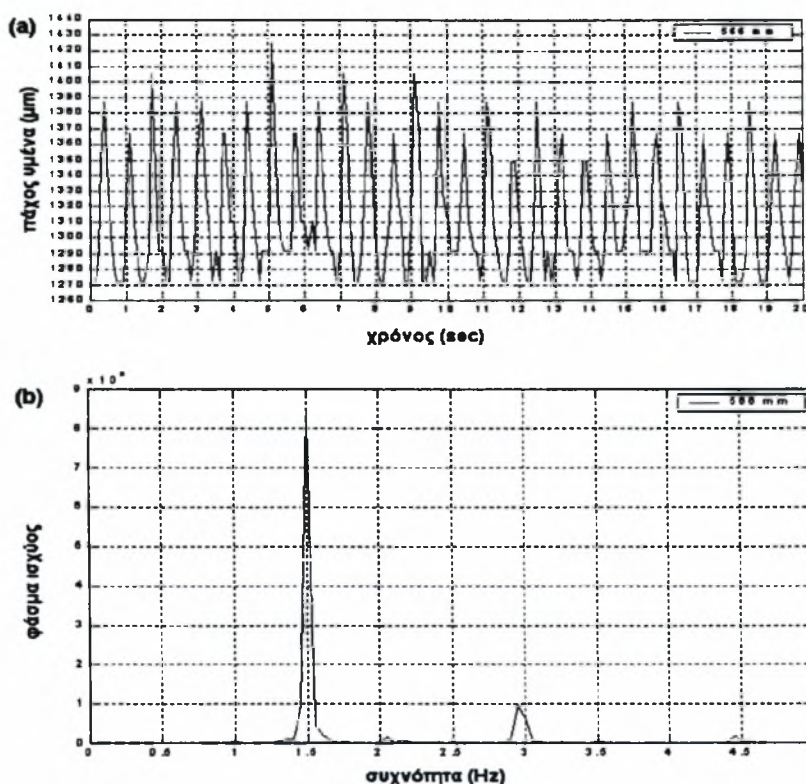
Από αυτές τις σειρές μετρήσεων πήραμε δεδομένα για το πάχος του υμένα, την ταχύτητα των κυμάτων και την διατμητική τάση. Από τις μετρήσεις αυτές φαίνεται η γραμμική σχέση μεταξύ της ταχύτητας του κύματος και του μέγιστου πάχους του υμένα. Επίσης παρατηρήθηκε ότι όσο η συχνότητα της διαταραχής αυξάνεται, τόσο το μέγιστο ύψος των κυμάτων και η ταχύτητα μειώνεται. Επίσης, ο λόγος μεταξύ ταχύτητας κύματος και μέσης ταχύτητας, φαίνεται να αυξάνει όσο αυξάνει η συχνότητα, μέχρι ενός σημείου όπου μετά αρχίζει να μειώνεται και πάλι. Συγχρόνως, παρατηρήθηκαν κάποιες αρνητικές τιμές για την διατμητική δύναμη. Αυτές οι αρνητικές τιμές υποδηλώνουν ανακυκλοφορία στη ροή (ύπαρξη περιοχής ανακυκλοφορίας μπροστά από τα μεγάλα μοναχικά κύματα). Από τα πειράματα με σταθερή συχνότητα διαταραχής, φαίνεται ότι αύξηση της παροχής, επιφέρει αύξηση του μέγιστου ύψους των κυμάτων άρα και της ταχύτητας. Το ενδιαφέρον είναι ότι ακόμα και μικρές αλλαγές στην παροχή, της τάξεως των 0.2l/min, επιφέρουν μεγάλες αλλαγές στις δυο αυτές παραμέτρους. Τέλος, μπορούμε να αναφέρουμε ότι, η συχνότητα των κυμάτων μπροστά από ένα μοναχικό κύμα, αλλάζει σημαντικά με την αλλαγή της παροχής. Πιο συγκεκριμένα, παρατηρήθηκε ότι καθώς η παροχή αυξάνει, η συχνότητα των κυμάτων αυτών αυξάνει μέχρι και 10 φορές.

4.3 Μη γραμμική εξέλιξη της ροής με επιβολή διαταραχής συχνότητας από 1.5Hz έως 4.5Hz.

Στην περίπτωση αυτή έγιναν πειράματα με διάλυμα νερού – γλυκερίνης (54% γλυκερίνη κ.β.). Σκοπός των πειραμάτων αυτών ήταν να διερευνηθούν διάφορα φαινόμενα που συμβαίνουν κατά τη ροή υγρού υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα, όταν εφαρμόζεται εξωτερική περιοδική διέγερση συχνότητας 1.5 Hz, 3 Hz και 4.5 Hz. Οι ιδιότητες του ρευστού, η γωνία κλίσης του καναλιού και ο αριθμός Re είναι παρόμοιος με πειράματα που έγιναν από τον Gollub σε αυτές τις συχνότητες (γλυκερίνη 52% κ.β. γωνία κλίσης 6.4°, αριθμός Re 19.5).

Στο σχήμα 4.3a απεικονίζεται η χωρική εξέλιξη του πάχους του υμένα ως συνάρτηση του χρόνου για την περίπτωση που η επιβαλλόμενη διαταραχή έχει συχνότητα 1.5Hz. Επίσης, στο σχήμα 4.3b έχουμε τον διακριτό μετασχηματισμό Fourier της χρονοσειράς $h(x_0, y_0, t)$ -φάσμα ισχύος για διάφορα σημεία κατάντη της ροής. Από την

ανάλυση των αποτελεσμάτων στα 1.5 Hz συμπεραίνουμε ότι η βασική συχνότητα ταλάντωσης των σημείων ήταν τα 1.5 Hz, ενώ εμφανίστηκαν κατάντη της ροής, η 2^η και 3^η αρμονική στα 3 και 4.5 Hz αντίστοιχα. Τα κύματα όπως φάνηκε, δεν αναπτύσσονται πλήρως, ενώ το μέσο πάχος υμένα αυξάνεται κατάντη της ροής. Επίσης, η στατιστική ανάλυση και η χρήση της λοξότητας μας έδειξε ότι τα κύματα τείνουν να γίνουν πιο ασύμμετρα κατάντη της ροής, δηλαδή τείνουν να αποκτήσουν τη μορφή των μοναχικών κυμάτων. Επίσης, παρατηρήθηκε ένα είδος αστάθειας της ουράς, η οποία όμως αποσβένεται πίσω από το κύμα χωρίς να δημιουργεί περαιτέρω ατέλειες στον υμένα. Τέλος, δε διαπιστώθηκαν ρυτιδώσεις μπροστά από το κύμα οι οποίες αποτελούν χαρακτηριστικό των μοναχικών κυμάτων.



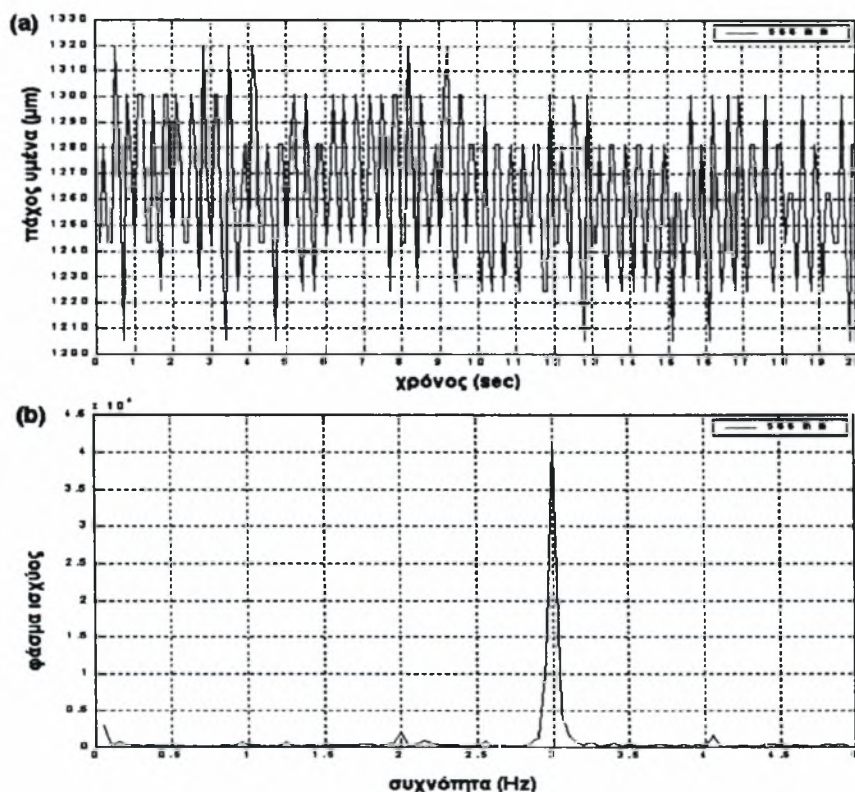
Σχήμα 4.3: (a) Η χρονική εξέλιξη του πάχους του υμένα σε συγκεκριμένα σημεία από το σημείο σχηματισμού του υμένα $h(x_0, y_0, t)$ (b) Ο διακριτός μετασχηματισμός Fourier της χρονοσειράς $h(x_0, y_0, t)$ -φάσμα ισχύος, (566mm, $y_0=384$ pixel-κέντρο οπτικής παρακολούθησης της ροής). Παράμετροι του πειράματος: $Re=19.5$, $\phi=6.4^\circ$, $Ka=243$, $f=1.5$ Hz.

Τα αποτελέσματα στα 1.5 Hz συμφωνούν με αυτά του Gollub, αν λάβουμε υπόψη ότι τα πειράματα του διεξήχθησαν σε μέγεθος καναλιού που έφτανε τα 2 μέτρα και

επομένως ήταν δυνατή η παρατήρηση των μοναχικών κυμάτων. Σε ένα τόσο μακρύ κανάλι, μπορούμε να δούμε ότι η εξέλιξη της εισαγόμενης διαταραχής έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία μοναχικών κυμάτων τα οποία μεγαλώνουν σε ύψος, μήκος και ταχύτητα κατάντη της ροής.

Είναι φανερό λοιπόν, ότι στην περίπτωση μας δεν μπορούμε να δούμε τα μοναχικά κύματα εξαιτίας του γεγονότος ότι το κανάλι ροής είναι μόλις 80 cm. Παρόλα αυτά, είναι προφανής η τάση που έχουν να γίνουν μοναχικά, κυρίως μέσα από το συντελεστή λοξότητας, ο οποίος συνεχώς αυξάνει κατάντη της ροής.

Ομοίως στο σχήμα 4.4a απεικονίζεται η χωρική εξέλιξη του πάχους του υμένα ως συνάρτηση του χρόνου και στο σχήμα 4.4b έχουμε τον διακριτό μετασχηματισμό Fourier της χρονοσειράς $h(x_0, y_0, t)$ -φάσμα ισχύος για διάφορα σημεία κατάντη της ροής για την περίπτωση της διαταραχής συχνότητας 3Hz.



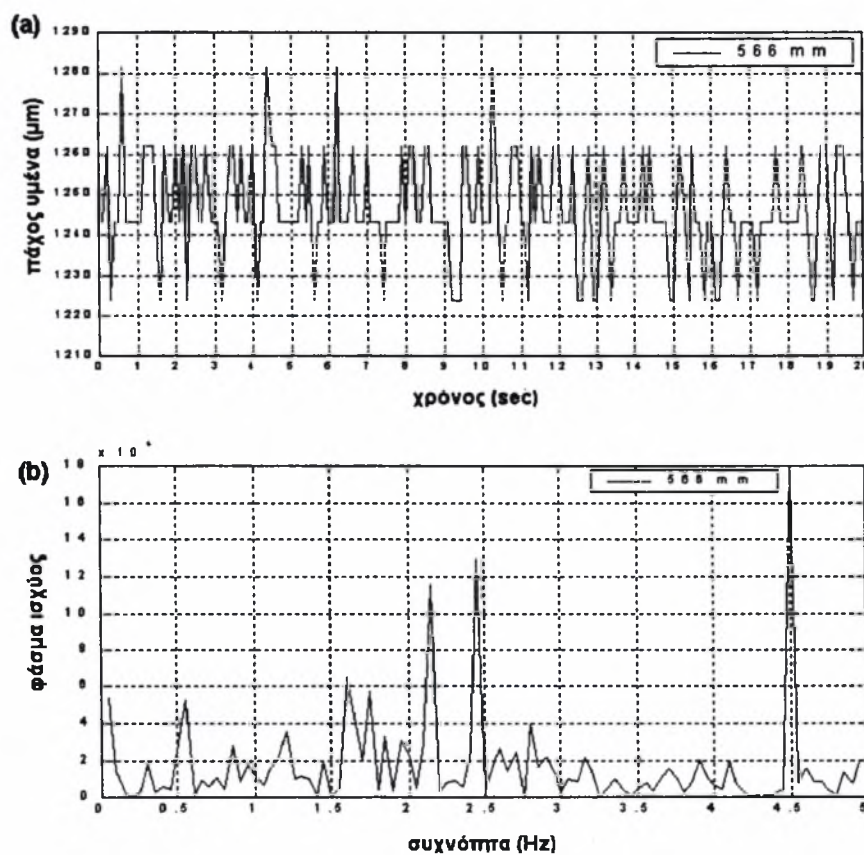
Σχήμα 4.4: (a) Η χρονική εξέλιξη του πάχους του υμένα σε συγκεκριμένα σημεία από το σημείο σχηματισμού του υμένα $h(x_0, y_0, t)$ (b) Ο διακριτός μετασχηματισμός Fourier της χρονοσειράς $h(x_0, y_0, t)$ -φάσμα ισχύος, (566mm, $y_0=384$ pixel-κέντρο οπτικής παρακολούθησης της ροής). Παράμετροι του πελάματος: $Re=19.5$, $\varphi=6.4^\circ$, $Ka=243$, $f=3$ Hz.

Όπως και στην περίπτωση της διαταραχής συχνότητας 1.5Hz, έτσι και στα 3 Hz η βασική συχνότητα ταλάντωσης που παρατηρήθηκε ήταν τα 3 Hz, ενώ προς το τέλος του καναλιού άρχισαν να εμφανίζονται και δύο άλλες αρμονικές στα 2 και 4 περίπου Hz με αμελητέα ισχύ. Επίσης, και εδώ, τα κύματα δεν πρόλαβαν να αναπτυχθούν πλήρως μέσα στα όρια του καναλιού. Όσον αφορά το μέσο πάχος του υμένα, στην περίπτωση των 3Hz μειώθηκε σε σχέση με τα 1.5Hz και το ύψος τους είναι συγκριτικά μικρότερο απ' αυτό στα 1.5 Hz, στην έξοδο του καναλιού. Ένα άλλο σημείο που παρατηρήθηκε είναι ότι όπως και στα 1.5 Hz έχουμε ένα είδος αστάθειας της ουράς του κύματος, η οποία όμως αποσβένεται χωρίς να δημιουργούνται αλληλεπιδράσεις με το κύμα που ακολουθεί. Δε διαπιστώθηκαν ρυτιδώσεις μπροστά από τα κύματα, γεγονός που επιβεβαιώνει την υπόθεση μας ότι τα κύματα δεν είναι μοναχικά.

Σύμφωνα με τα πειράματα του Gollub στα 3 Hz., η δομή των κυμάτων είναι παρόμοια με αυτή στα 1.5 Hz, με τη μόνη διαφορά ότι το μοναχικό κύμα δεν μπορεί να λάβει την τελική του μορφή, γιατί το επόμενο κύμα είναι κοντά. Είναι προφανές ότι τα πειραματικά μας αποτελέσματα σε αυτή την περίπτωση δε συμπίπτουν με αυτά του Gollub, αφού ακόμα και αν υποθέσουμε ότι το κανάλι μας είναι μικρό και δεν μπορούμε να δούμε τα μοναχικά κύματα, ο συντελεστής λοξότητας ωστόσο δεν αυξάνεται κατάντη της ροής αλλά μειώνεται, φανερώνοντας έτσι ότι τα κύματα τείνουν να διατηρήσουν τον ημιτονοειδές χαρακτήρα τους. Είναι πιθανό πάντως, αυτή η διαφορά να οφείλεται στον αριθμό Re , γιατί σύμφωνα με το σχήμα 2.4 βρισκόμαστε σε μια περιοχή ανάμεσα στο f_c και f_m ($Re=19.5 - 3$ Hz, σχεδόν πάνω στο όριο του f_m), που τότε αρχίζουν να σχηματίζονται τα μοναχικά κύματα και επομένως είναι δυνατό να δημιουργηθούν μοναχικά κύματα αρκετά μακριά από τη θέση σχηματισμού του υμένα.

Τέλος, στο σχήμα 4.5 έχουμε τη χωρική εξέλιξη του πάχους του υμένα ως προς το χρόνο και το μετασχηματισμό Fourier για συχνότητα διαταραχής 4.5Hz. Και στα 4.5 Hz η βασική συχνότητα ταλάντωσης εξακολουθεί να είναι η συχνότητα της εξωτερικής διέγερσης, όμως αρχίζουν να παίζουν σημαντικό ρόλο και συχνότητες ανάμεσα στο 2-2.5 Hz, ιδιαίτερα προς το τέλος του καναλιού. Η εμφάνιση αυτών των συχνοτήτων είναι το αποτέλεσμα της λεγόμενης υποαρμονικής αστάθειας, η οποία έχει σαν αποτέλεσμα τη συνένωση δύο κοντινών κυμάτων. Επίσης, παρατηρήθηκε ότι το μέσο πάχος υμένα

μειώνεται ακόμη περισσότερο κατάντη της ροής σε σχέση με αυτό στα 3 Hz, ενώ και το ύψος των κυμάτων είναι συγκριτικά μικρότερο από αυτό στα 3 και 1.5 Hz. Ακόμα, φάνηκε ότι τα κύματα δεν έχουν αναπτυχθεί κατάντη της ροής, αν και η στατιστική ανάλυση δεν είναι αξιόπιστη, εξαιτίας του χαμηλού ρυθμού δειγματοληψίας συγκριτικά με την εξωτερική συχνότητα της διαταραχής.



Σχήμα 4.4: (a) Η χρονική εξέλιξη του πάχους του υμένα σε συγκεκριμένα σημεία από το σημείο σχηματισμού του υμένα $h(x_0, y_0, t)$ (b) Ο διακριτός μετασχηματισμός Fourier της χρονοσειράς $h(x_0, y_0, t)$ -φάσμα ισχύος, (566mm, $y_0=384$ pixel-κέντρο οπτικής παρακολούθησης της ροής). Παράμετροι του πειράματος: $Re=19.5$, $\phi=6.4^\circ$, $Ka=243$, $f=4.5$ Hz.

Σύμφωνα με τα πειράματα του Gollub στα 4.5 Hz, η δομή των κυμάτων αλλάζει σημαντικά στα 4.5 Hz. Έτσι, δημιουργούνται κύματα με περισσότερες κορυφές και τα οποία μπορεί να μην είναι περιοδικά στο χώρο, όμως στο χρόνο είναι. Επίσης, το μήκος κύματος και ταχύτητα τους συμπίπτουν περίπου με τα πειραματικά μας αποτελέσματα στην αρχή του καναλιού. Και στα δικά μας πειράματα είναι προφανής ο σχηματισμός

πολλών κορυφών στο κύμα. Ωστόσο, ο Gollub δεν αναφέρει ότι τα κύματα συνενώνονται λόγω υποαρμονικής αστάθειας, κάτι το οποίο παρατηρήθηκε προς το τέλος του καναλιού. Σύμφωνα πάντως με το σχήμα 2.4 βρισκόμαστε στην περιοχή ανάμεσα στο όριο f_2 και f_* ($Re=19.5 - 4.5$ Hz, σχεδόν πάνω στο όριο f_*), που είναι η περιοχή που χαρακτηρίζεται από την υποαρμονική αστάθεια και επομένως είναι λογικό να παρατηρηθεί το φαινόμενο αυτό.

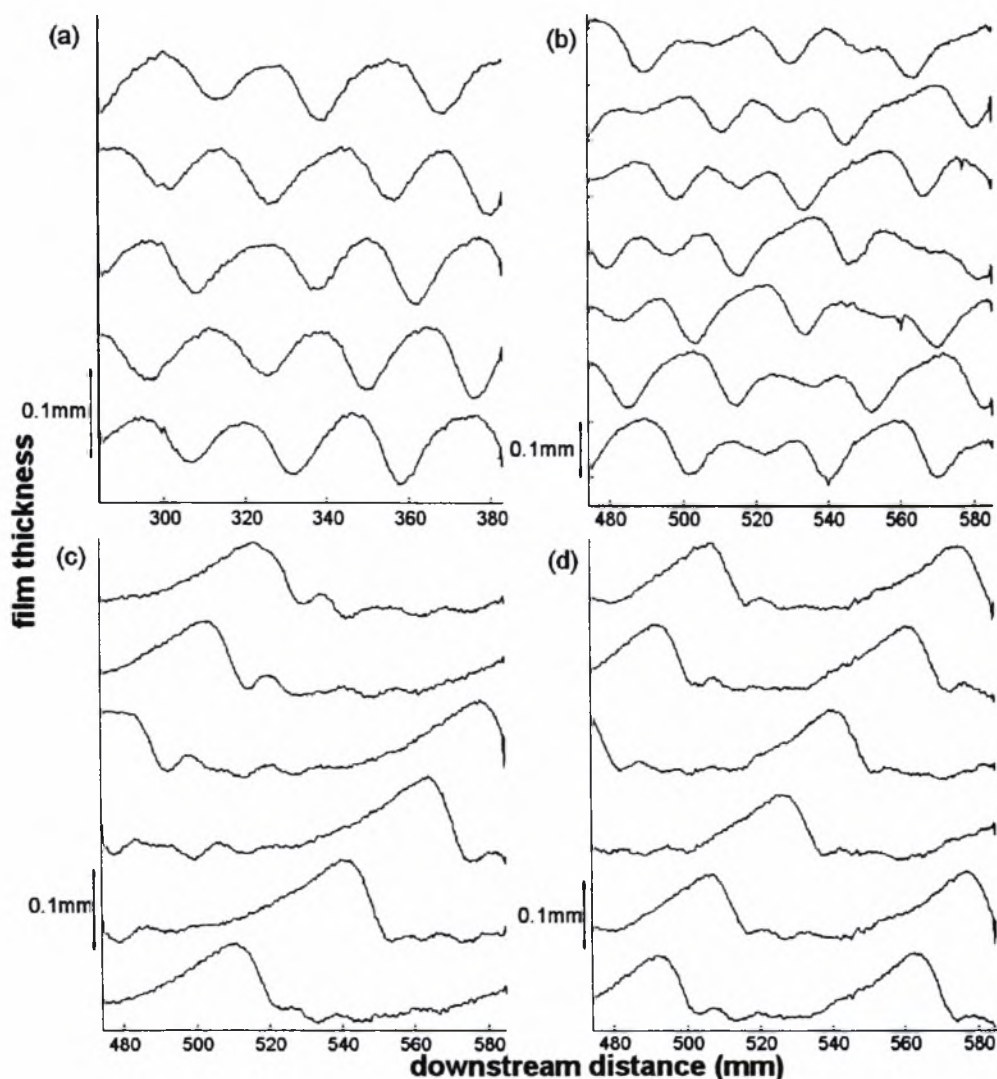
4.4 Μη – γραμμική εξέλιξη της ροής με επιβολή διαταραχής συχνότητας μικρότερης από 1.5Hz.

4.4.1 Ροή με ένα κύμα ανά περίοδο

Η μη γραμμική εξέλιξη της ροής εξαρτάται και από την συχνότητα της επιβαλλόμενης εξωτερικής διαταραχής. Στα πειράματα τα οποία έγιναν επιβεβαιώθηκαν οι παρατηρήσεις των Alekseenko et al και Liu & Gollub για την ύπαρξη κάποιας συχνότητας διαταραχής η οποία χωρίζει δυο διαφορετικούς τρόπους εξέλιξης της ροής. Πάνω από την συχνότητα αυτή η διαταραχή εξελίσσεται σε κορεσμένα περιοδικά κύματα με μια κορυφή ανά περίοδο (σχήμα 4.5a). Κάτω από αυτή τη συχνότητα τα κύματα που αναπτύσσονται έχουν περισσότερες από μια κορυφές ανά περίοδο (σχήμα 3.1 b,c,d), όπως π.χ. έχουν τα μοναχικά κύματα. Το σημείο αυτό ονομάστηκε f_* (σχήμα 2.4) από τους Liu & Gollub και εξαρτάται από τον αριθμό Re και την γωνία κλίσης του καναλιού. Για τιμές της συχνότητας κοντά στην f_* αλλά μικρότερες παρατηρούνται μη μόνιμα κύματα με πολλές κορυφές. Μειώνοντας την συχνότητα ακόμα περισσότερο σταδιακά τα παραπάνω κύματα πλησιάζουν τη μορφή των μοναχικών κυμάτων με μια κορυφή ανά περίοδο η οποία ακολουθεί μια σειρά ρυτιδώσεων.

Οι διαφορετικές μορφές της εξέλιξης της ροής που περιγράφονται παραπάνω εμφανίζονται στο σχήμα 4.5. Στο σχήμα απεικονίζονται διαδοχικά προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας σε συνεχόμενες χρονικές στιγμές (0.1sec ανά προφίλ). Έτσι στο σχήμα 4.5a παρουσιάζεται ροή σε $Re=19$, γωνία κλίσης $\varphi=7.6^\circ$, και συχνότητα εξωτερικής διαταραχής $f=5.5$ Hz. Παρατηρούμε ότι τα κύματα που εμφανίζονται είναι περιοδικά με μια κορυφή ανά περίοδο και συχνότητα ίδια με αυτή της διαταραχής, δηλαδή 5.5Hz. Αντιθέτως στα επόμενα σχήματα έχουμε περισσότερες από μια κορυφές ανά περίοδο. Στα 4.5c και 4.5d όπου οι συνθήκες ροής είναι παρόμοιες με αυτές του προηγούμενου

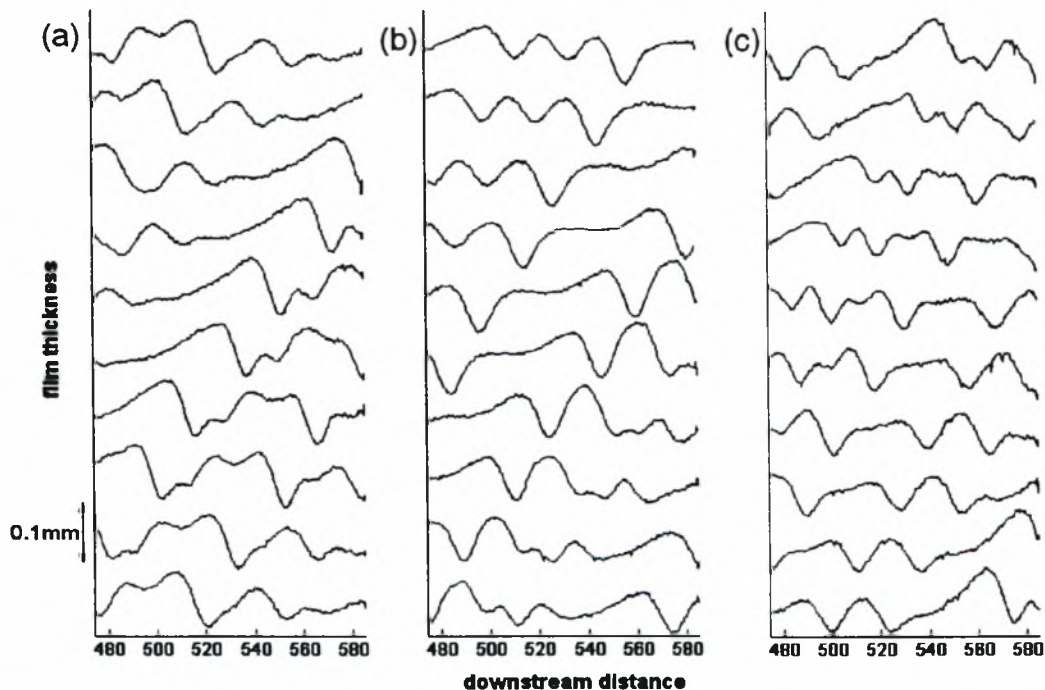
σχήματος εκτός από το ότι η συχνότητα διαταραχής έχει πέσει στα 2Hz και 2.5Hz αντίστοιχα, έχουμε κύματα σχεδόν μοναχικά, με μια κύρια κορυφή ανά περίοδο και ρυτιδώσεις μπροστά από αυτή. Τέλος στο σχήμα 4.5b έχουμε μια ενδιάμεση κατάσταση για τις ίδιες συνθήκες αλλά συχνότητα 4.5Hz, όπου τα περιοδικά κύματα που σχήματος 4.5a φαίνονται να σπάνε και να δημιουργούνται περισσότερες κορυφές ανά περίοδο.



Σχήμα 4.5: Μετάβαση από τα περιοδικά κύματα σε σχεδόν μοναχικά κύματα ανάλογα με την συχνότητα διαταραχής: (a) περιοδικά κύματα σε $Re=19$, $\varphi=7.6^\circ$, $f=5.5$ Hz, (b) μη μόνιμα κύματα σε $Re=19$, $\varphi=7.6^\circ$, $f=4.5$ Hz, (c) σχεδόν μοναχικά κύματα σε $Re=20$, $\varphi=5.5^\circ$, $f=2$ Hz, (d) σχεδόν μοναχικά σε $Re=19$, $\varphi=7.6^\circ$, $f=2.5$ Hz

4.4.2 Ροή με περισσότερα του ενός κύματα ανά περίοδο

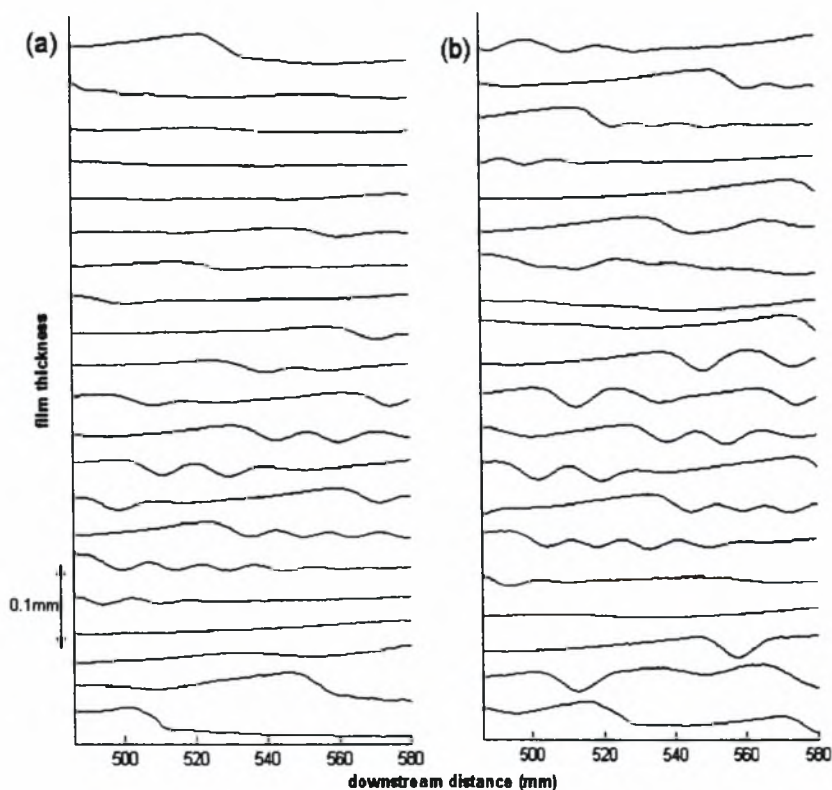
Μειώνοντας την συχνότητα ακόμα περισσότερο, βλέπουμε ότι δεν διατηρείται το ένα μοναχικό κύμα ανά περίοδο, άλλα έχουμε τη δημιουργία μιας σειράς από κύματα τα οποία ακολουθούν το κύριο κύμα. Ο αριθμός και τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά των κυμάτων εξαρτώνται από τις παραμέτρους της ροής όπως θα δούμε παρακάτω. Ο τρόπος δημιουργίας των παρασιτικών αυτών κυμάτων εξηγείται στο σχήμα 4.6. Στο σχήμα 4.6a έχουμε ροή σε $Re=20$ και $\varphi=5.5^\circ$, συνθήκες δηλαδή ίδιες με αυτές του σχήματος 4.5c, με τη μόνη διαφορά ότι η συχνότητα έχει τώρα πέσει από 2Hz σε 1.8Hz. Όπως φαίνεται, η αλλαγή αυτή στην συχνότητα έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία μιας διακριτής δευτερεύουσας δομής ανάμεσα σε δύο διαδοχικές κύριες κορυφές, η μορφή της οποίας θυμίζει τα μη-μόνιμα περιοδικά κύματα στις μεγαλύτερες συχνότητες. Σύγκριση μεταξύ των σχημάτων 4.5c και 4.6a υποδεικνύει ότι οι διαστάσεις του μοναχικού κύματος (ύψος και μήκος) δεν διαφέρουν, και η παρασιτική δομή που δημιουργήθηκε βρίσκεται στο υπόστρωμα μεταξύ των κυμάτων που είναι μεγαλύτερο στη χαμηλότερη συχνότητα.



Σχήμα 4.6: Γένεση δευτερευόντων κυμάτων εξαιτίας της μείωσης της συχνότητας της εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής: (a) $Re=20$, $\varphi=5.5^\circ$, $f=1.2\text{Hz}$. (b) $Re=20$, $\varphi=5.5^\circ$, $f=0.8\text{Hz}$. (c) $Re=20$, $\varphi=7.6^\circ$, $f=1\text{Hz}$.

Μειώνοντας τη συχνότητα διαταραχής ακόμα περισσότερο στα 0.8Hz έχουμε τη ροή που παρουσιάζεται στο σχήμα 4.6b όπου είναι δύσκολο ακόμα και να ξεχωρίσουμε μια κύρια καμπύλη. Πιο συγκεκριμένα, η μορφή των κυμάτων θυμίζει την περιοχή μετάβασης από ροή με μια κορυφή σε ροή με πολλές κορυφές ανά περίοδο. Ανάμεσα από τις δύο αυτές περιπτώσεις (4.6a και 4.6b) είναι αυτή που απεικονίζεται στο σχήμα 4.6c και αφορά ροή με συχνότητα διαταραχής 1Hz.

Είναι σημαντικό να αναφέρουμε ότι σε όλες τις παραπάνω ροές οι παρασιτικές δομές παρουσιάζουν χρονική περιοδικότητα και είναι σε συμφωνία με την συχνότητα διαταραχής. Για παράδειγμα, στο σχήμα 4.6a φαίνεται μια δεύτερη κορυφή να περνάει από ένα σημείο και μετά από 0.8-0.9sec (η περίοδος της διαταραχής είναι $T=0.83\text{sec}$). Αντιθέτως, δεν υπάρχει χωρική περιοδικότητα αφού οι επιφανειακές δομές δεν παραμένουν ίδιες κατά μήκος του καναλιού. Κάτι τέτοιο μπορούμε να δούμε στο παρασιτικό κύμα του σχήματος 4.6a κατά τη διάρκεια των 5 πρώτων χρονικών στιγμών που φαίνονται



Σχήμα 4.7: Εμφάνιση παρασιτικών κυμάτων μεταξύ 2 κύριων μοναχικών κυμάτων για ροή με συχνότητα 0.26Hz, γωνία κλίσης 3.4° και αριθμό Re (a) $Re=32$ (b) $Re=44$

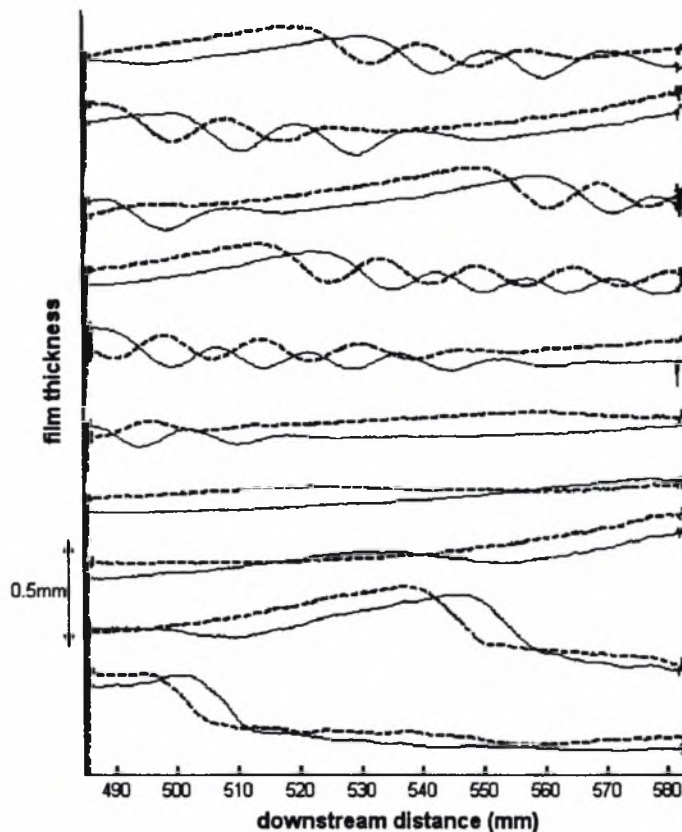
Για συχνότητα διαταραχής 0.26Hz σε ροή με παροχή $Re=32$ σε κανάλι κλίσης 3.4° μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι τα δευτερεύοντα κύματα που αναπτύσσονται μεταξύ δύο κύριων μοναχικών μπορεί να πάρουν και αυτά τη μορφή των μοναχικών κυμάτων μικρότερου μεγέθους (σχήμα 4.7a,b). Στο σχήμα 4.7 τα διαδοχικά προφίλ της ροής είναι κάθε 0.2sec.

Στις εικόνες του παραπάνω σχήματος, το πρώτο και το τελευταίο προφίλ αντιστοιχούν σε δύο διαδοχικά κύρια κύματα τα οποία δημιουργούνται εξαιτίας της διαταραχής. Τα κύματα τα οποία εμφανίζονται στα υπόλοιπα προφίλ αναπτύσσονται από τη ροή. Παρατήρηση του φαινομένου μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι πίσω από την ουρά κάθε κύριας κορυφής η οποία αναπτύσσεται παίρνοντας τη μορφή μοναχικού κύματος, δημιουργείται ένα νέο κύμα το οποίο με τη σειρά του αναπτύσσεται. Στην ουρά αυτού του δεύτερου κύματος γεννιάται μια νέα κορυφή και επαναλαμβάνεται το ίδιο φαινόμενο. Σαν αποτέλεσμα αυτής της διαδικασίας, έχουμε μια σειρά από διαδοχικές αναπτυσσόμενες κορυφές όπου η κάθε μία είναι περισσότερο αναπτυγμένη από την προηγούμενη.

Ο αριθμός των δευτερευόντων αυτών κυμάτων αλλά και το μέγεθός τους εξαρτάται από κάποιες από τις παραμέτρους του πειράματος όπως είναι η παροχή ή η συχνότητα διαταραχής. Έτσι, όσο μεγαλώνει η συχνότητα διαταραχής (παραμένοντας κάτω από το όριο που περνάμε σε ένα κύμα ανά περίοδο) μειώνεται ο αριθμός των δευτερευόντων κυμάτων. Αυτό οφείλεται στο ότι το μήκος του υποστρώματος μεταξύ των δύο κύριων κορυφών μειώνεται όσο μεγαλώνει η συχνότητα και δεν προλαβαίνουν να αναπτυχθούν τόσα κύματα όσα αναπτύσσονται στις μικρότερες συχνότητες. Το μέγεθος της διαταραχής, δεν επηρεάζει τον αριθμό των παρασιτικών κυμάτων, αλλά επηρεάζει μόνο το μέγεθός τους, και αυτό σε μικρό βαθμό. Τέλος, η μεταβολή της παροχής οδηγεί σε μεταβολή του μεγέθους και του αριθμού των δευτερευόντων κυμάτων. Όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.7 αύξηση της παροχής από $Re=32$ σε $Re=44$ οδηγεί σε αύξηση του αριθμού των κυμάτων αλλά και του μεγέθους τους.

Είναι σημαντικό να αναφέρουμε ότι η διαδοχή των γεγονότων που βλέπουμε στο σχήμα 4.7 δεν είναι τυχαία. Αντιθέτως, η δημιουργία των παρασιτικών κορυφών ακολουθεί μια εντελώς συγκεκριμένη ροή η οποία παραμένει ίδια σε κάθε περίοδο

επιβολής της εξωτερικής διαταραχής. Στο σχήμα 4.8 φαίνεται αυτή ακριβώς η επαναληψιμότητα των γεγονότων. Έτσι, παρά το μεγάλο σχετικά υπόστρωμα μεταξύ των δύο κυμάτων, οι νέες κορυφές εμφανίζονται ακριβώς στο ίδιο σημείο. Η παρατήρηση αυτή διαψεύδει την υπόθεση ότι οι παρασιτικές κορυφές δημιουργούνται λόγω πρωταρχικής αστάθειας στο υπόστρωμα, διότι στην περίπτωση αυτή θα είχαμε τις νέες κορυφές τυχαία τοποθετημένες πίσω από την κύρια.



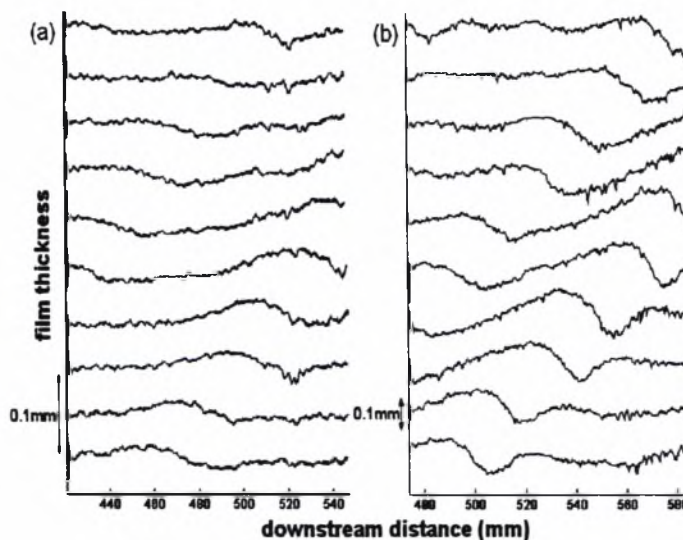
Σχήμα 4.8: Προφίλ 2 διαδοχικών κύκλων της διαταραχής σε συνθήκες ροής $Re=32$, $\phi=3.4^\circ$, $f=0.26$ Hz (ο ένας έχει μετακινηθεί ελαφρώς οριζόντια για την καλύτερη παρουσίαση). Παρατηρείται η ίδια χώρο – χρονική εξέλιξη της ροής και της δημιουργίας των παρασιτικών καμπυλών.

4.4.3 Παρατηρήσεις στην γένεση και την εξέλιξη των παρασιτικών κυμάτων

Δύο είναι τα κύρια χαρακτηριστικά της εξέλιξης του φαινομένου με το οποίο ασχολούμαστε: η διαδικασία της γένεσης των δευτερευόντων κυμάτων και η αλληλεπίδρασή τους με το κύριο κύμα που ακολουθεί. Το φαινόμενο της δημιουργίας των κυμάτων αυτών εμφανίζεται σε κάθε συχνότητα κάτω από το όριο f_p . Παρόλα αυτά, για συχνότητες είναι πιο εμφανές σε συχνότητες αρκετά μικρότερες από αυτό το όριο,

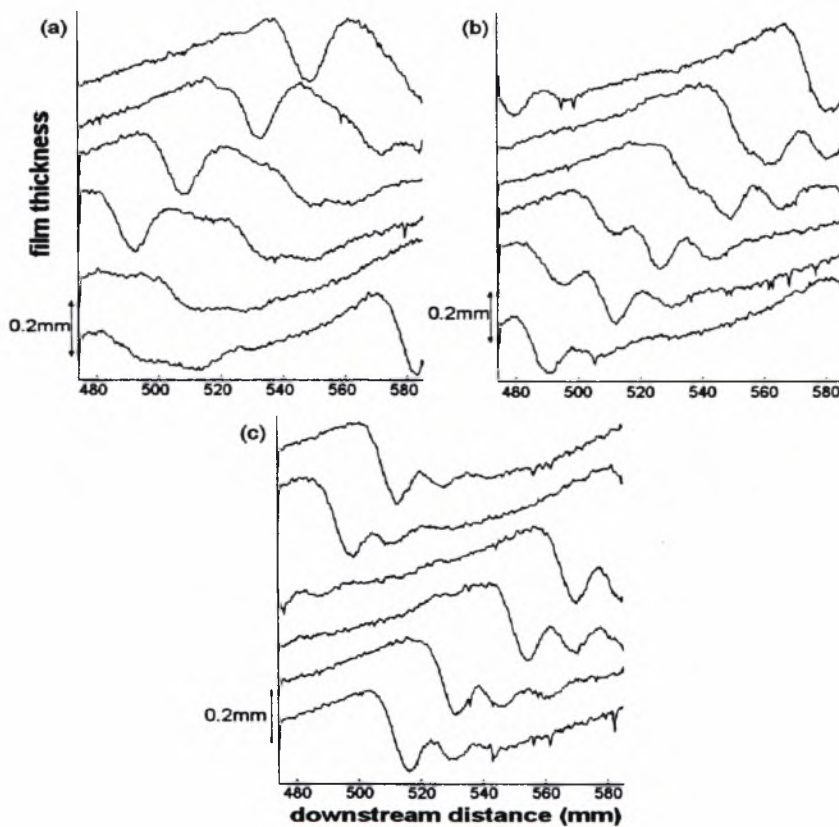
διότι σε συχνότητες κοντά στο f_p έχουμε φαινόμενα αλληλεπίδρασης που επηρεάζουν τη δυναμική της ροής.

Με σκοπό να παρατηρήσουμε τα αρχικά στάδια της γένεσης των δευτερευόντων καμπυλών έγιναν πειράματα με διαταραχή πολύ μικρής συχνότητας και έντασης. Αποτελέσματα από τέτοιου είδους πειράματα παρουσιάζονται στο σχήμα 4.9 για ροή σε $Re=26$, γωνία κλίσης $\varphi=3.4^\circ$ και $f=0.26$ Hz. Σε ένα συγκεκριμένο σημείο ανάπτυξης της κύριας κορυφής, ένα βαθούλωμα εμφανίζεται πίσω από την ουρά της. Μετά το βαθούλωμα, το πάχος του υμένα εμφανίζει μια μικρή καμπούρα και μετά αποκτά την τιμή του αδιατάραχτου υμένα. Είναι εμφανές ότι το κύριο κύμα δεν έχει πάρει ακόμα την τελική μόνιμη μορφή του μοναχικού κύματος, γεγονός το οποίο φαίνεται από την έλλειψη των ρυτιδώσεων στο μπροστά μέρος του κύματος. Τα διαδοχικά προφίλ του σχήματος δείχνουν ότι το βαθούλωμα επιμηκύνεται και γίνεται πιο επίπεδο όσο προχωράει κατάντη της ροής, ενώ συγχρόνως το τελειώμά του ανυψώνεται και γίνεται πιο απότομο. Από το απότομο αυτό τελειώμα θα δημιουργηθεί η νέα κορυφή. Στο σχήμα 4.9a φαίνονται τα εντελώς πρωταρχικά στάδια, ενώ στο σχήμα 4.9b μεταγενέστερα στάδια. Η γένεση των παρασιτικών κορυφών από ένα τέτοιο βαθούλωμα είναι ένα μεταβατικό στάδιο που εμφανίζεται σε όλα τα πειράματά μας.



Σχήμα 4.9: Τα αρχικά στάδια της δημιουργίας της παρασιτικής κορυφής: (a) η εμφάνιση του βαθουλώματος πίσω από την αναπτυσσόμενη κύρια κορυφή, όπως παρατηρήθηκε σε πειράματα με πολύ ασθενή διαταραχή και $Re=26$, $\varphi=3.4^\circ$, $f=0.26$ Hz. (b) Μη γραμμική ανάπτυξη της νέας κορυφής πίσω από το βαθούλωμα σε $Re=32$, $\varphi=3.4^\circ$, $f=0.26$ Hz.

Για ροή με επιβολή διαταραχής συχνότητας πολύ χαμηλής, η παρασιτική κορυφή είναι αρκετά μακριά από την κύρια κορυφή που ακολουθεί και έτσι μπορεί να αναπτυχθεί ανεξάρτητα. Αντιθέτως αν η f πλησιάζει την f_p η παρασιτική κορυφή αρχίζει να αλληλεπιδρά με την επόμενη κύρια. Σε όλα τα πειράματα η αλληλεπίδραση αυτή είχε ως αποτέλεσμα την συγχώνευση των δύο κυμάτων και την εξαφάνιση του δευτερεύοντος κύματος. Χαρακτηριστικά παραδείγματα της συμπεριφοράς αυτής δίνονται στο σχήμα 4.10 και αφορούν ροή με συνθήκες ροής $Re=44$ και $\varphi=3.4^\circ$ και διάφορες συχνότητες διαταραχής.



Σχήμα 4.10: Αλληλεπίδραση μεταξύ της παρασιτικής κορυφής και του κύματος που ακολουθεί σε $Re=44$, $\varphi=3.4^\circ$: (a) Ενδιάμεσα στάδια συγχώνευσης για $f=1.5\text{ Hz}$. (b) Τελικά στάδια συγχώνευσης σε $f=1.75\text{ Hz}$. (c) Καμία ένδειξη παρασιτικής κορυφής σε $f=2\text{ Hz}$

Το σχήμα 4.10a είναι για συχνότητα 1.5Hz και φαίνεται σαν να έχουμε ένα κύμα με δύο κορυφές. Αυτό αντιστοιχεί στο ενδιάμεσο στάδιο της συγχώνευσης όπου η κύρια κορυφή που ακολουθεί έχει πλησιάσει πολύ την παρασιτική κορυφή και αρχίζουν να

αλληλεπιδρούν. Στο σχήμα 4.10b, όπου η συχνότητα είναι λίγο μεγαλύτερη (1.75Hz), έχουμε τα τελικά στάδια της συγχώνευσης όπου τα δύο κύματα γίνονται ένα, ενώ τέλος στο σχήμα 4.10c για συχνότητα 2Hz, δεν υπάρχει καμία ένδειξη δευτερεύοντος κύματος.

Ένα διαφορετικό σενάριο αλληλεπίδρασης κυμάτων παρατηρείται σε πολύ μικρές συχνότητες διέγερσης. Στην περίπτωση αυτή, όπως έχει προαναφερθεί, πίσω από την παρασιτική κορυφή δημιουργείται και δεύτερη ή και περισσότερες κορυφές. Το κύριο κύμα που ακολουθεί αλληλεπιδρά με περισσότερα από ένα κύματα και έτσι κατά τον χρόνο που χρειάζεται για την αλληλεπίδραση του κύριου με το τελευταίο κύμα, το πρώτο μπορεί να αναπτυχθεί τόσο ώστε να έχει το ύψος και την ταχύτητα ώστε να αποφύγει την συγχώνευση. Στην περίπτωση αυτή οδηγούμαστε σε δομές όπου έχουμε την κίνηση δύο κορυφών χωρίς αλληλεπίδραση.

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ – ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται συνοπτικά τα κύρια σημεία και τα συμπεράσματα της εργασίας αυτής. Στην εργασία αυτή μελετήθηκε η επίδραση της συχνότητας διαταραχής στη ροή λεπτού υμένα υγρού πάνω από κεκλιμένο επίπεδο. Για τον σκοπό αυτό αναπτύχθηκαν και χρησιμοποιήθηκαν περισσότερες από μια μέθοδοι συλλογής δεδομένων. Χρησιμοποιήθηκαν επίσης τρία διαφορετικά είδη εισαγωγής διαταραχών ώστε να εξασφαλιστεί η ανεξαρτησία των αποτελεσμάτων από το είδος της διαταραχής. Τα δεδομένα που πάρθηκαν μπορούν να χωριστούν σε δύο κατηγορίες, ανάλογα με τη ροή και τις δομές που δημιουργούνται. Έτσι χωρίζονται σε πειράματα με συχνότητα διαταραχής από 1.5Hz έως 5Hz και σε πειράματα με συχνότητα διαταραχής μικρότερη από 1.5Hz. Τα βασικά σημεία των αποτελεσμάτων παρουσιάζονται παρακάτω.

5.1 Συσχέτιση παραμέτρων πειράματος

Από τα πειράματα που έγιναν βρέθηκε ότι η σχέση που συνδέει την ταχύτητα c με το μέγιστο πάχος του υμένα H_{max} είναι γραμμική και δίνεται από τον τύπο:

$$c = A + B(g^2 \sin\theta / \nu)^{1/3} H_{max}$$

Όπου οι δύο σταθερές A και B εξαρτώνται από τη γωνία κλίσης και το ιξώδες του υγρού. Επίσης βρέθηκε ότι η ταχύτητα των κυμάτων και το μέγιστο πάχος του υμένα αυξάνονται όσο αυξάνει η παροχή του ρευστού στο κανάλι και μειώνονται όσο αυξάνεται η συχνότητα διαταραχής. Τέλος, η ελάχιστη διατμητική τάση παίρνει πολλές φορές αρνητική τιμή μπροστά από την κύρια κορυφή των κυμάτων, γεγονός που αποδεικνύει την ύπαρξη μια περιοχής ανακυκλοφορίας στο σημείο αυτό.

5.2 Συμπεράσματα στη ροή με $1.5\text{Hz} < f < 5\text{Hz}$

Από την ανάλυση των αποτελεσμάτων σε συχνότητα διαταραχής 1.5Hz, 3Hz και 4.5Hz συμπεραίνουμε ότι η βασική συχνότητα ταλάντωσης των σημείων είναι σε κάθε περίπτωση ίδια με αυτή της επιβαλλόμενης διαταραχής. Στην περίπτωση των 1.5Hz εμφανίστηκαν κατάντη της ροής, η 2^η και 3^η αρμονική στα 3 και 4.5Hz αντίστοιχα. Στα 3Hz άρχισαν να εμφανίζονται και δύο άλλες αρμονικές στα 2 και 4 περίπου Hz με αμελητέα ισχύ προς το τέλος του καναλιού. Τέλος, στα 4.5Hz η

βασική συχνότητα ταλάντωσης εξακολουθεί να είναι η συχνότητα της εξωτερικής διέγερσης, όμως αρχίζουν να παίζουν σημαντικό ρόλο και συχνότητες ανάμεσα στο 2-2.5 Hz, ιδιαίτερα προς το τέλος του καναλιού. Η εμφάνιση αυτών των συχνοτήτων στα 4.5Hz, είναι το αποτέλεσμα της λεγόμενης υποαρμονικής αστάθειας, η οποία έχει σαν αποτέλεσμα τη συνένωση δύο κοντινών κυμάτων. Τα κύματα όπως φάνηκε, δεν αναπτύσσονται πλήρως σε καμία από τις τρεις περιπτώσεις μέσα στο πεδίο ροής, γεγονός που οφείλεται στο ότι το κανάλι έχει μικρό μήκος και το ιξώδες του ρευστού είναι αρκετά μεγάλο ώστε η εξέλιξη της ροής είναι σχετικά αργή. Επίσης, παρατηρήθηκε τόσο στα 1.5Hz όσο και στα 3Hz ένα είδος αστάθειας της ουράς, η οποία όμως αποσβένεται λόγω της αλληλεπίδρασης με το κύμα που ακολουθεί, χωρίς να δημιουργεί περαιτέρω ατέλειες στον υμένα. Η αύξηση της συχνότητας διαταραχής έχει σαν αποτέλεσμα τη μείωση του μέσου πάχους του υμένα άρα και του ύψους των κυμάτων. Τέλος, σε καμία από τις περιπτώσεις δε διαπιστώθηκαν μοναχικά κύματα αφού δεν υπήρχαν ρυτιδώσεις μπροστά από το κύμα οι οποίες αποτελούν βασικό χαρακτηριστικό τους, αν και στην περίπτωση των 1.5Hz φαίνεται ότι τα κύματα έχουν την τάση να γίνουν μοναχικά.

5.3 Συμπεράσματα στη ροή με $f < 1.5\text{Hz}$

Στην περίπτωση αυτή είμαστε στην περιοχή ροής όπου τα περιοδικά κύματα έχουν ήδη γίνει μοναχικά και η σειρά των μοναχικών κυμάτων αρχίζει να καταστρέφεται από την εμφάνιση νέων δομών ανάμεσά τους. Όλα τα πειράματα που έγιναν με επιβολή διαταραχής κάτω από το όριο f_p έδειξαν ότι τα σχεδόν μοναχικά κύματα αυξάνονται σε ύψος με αποτέλεσμα να μειώνεται το πάχος του υποστρώματος. Αυτό έχει σαν αναμενόμενο αποτέλεσμα το υπόστρωμα να γίνεται πιο ευσταθές ανάμεσα σε δύο κύματα. Παρόλα αυτά, έχουμε την εμφάνιση κάποιων παρασιτικών κορυφών ανάμεσα στα δύο κύρια κύματα. Αποδείχθηκε, ότι η εμφάνιση αυτών των παρασιτικών κυμάτων οφείλεται στα μοναχικά κύματα και πιο συγκεκριμένα σε αυτό που προηγείται. Πιο συγκεκριμένα αποδείχθηκε ότι οι παρασιτικές αυτές κορυφές γεννώνται πίσω από την ουρά ενός αναπτυσσόμενου κύματος όταν η συχνότητα είναι σχετικά χαμηλή και έτσι το μήκος του υποστρώματος είναι τόσο που να ευνοεί την γένεσή τους. Η διαδικασία γένεσης του είναι η εξής: πίσω από το κύριο κύμα που αναπτύσσεται εμφανίζεται ένα βαθούλωμα το οποίο έχει ένα απότομο τέλος που οδηγεί σε πάχος υμένα ίδιο με αυτό του αδιατάραχτου υμένα. Κατάντη της ροής, το βαθούλωμα αυτό απλώνει και μειώνεται

το βάθος του ενώ αντίστοιχα το απότομο τέλος του αρχίζει να παίρνει ύψος και να γίνεται πιο απότομο και έτσι σιγά-σιγά να αναπτύσσεται η νέα κορυφή. Ο αριθμός των κυμάτων που θα δημιουργηθούν πίσω από το κύριο εξαρτάται από την συχνότητα διαταραχής και την παροχή. Το μέγεθος των κυμάτων πάλι εξαρτάται κυρίως από την ένταση της διαταραχής. Τα δημιουργούμενα αυτά παρασιτικά κύματα αλληλεπιδρούν με το κύριο κύμα που ακολουθεί με αποτέλεσμα την συγχώνευσή τους και τον αφανισμό του παρασιτικού. Όλες αυτές οι δομές παρουσιάζουν χρονική περιοδικότητα ίδια με αυτή της επιβαλλόμενης διαταραχής, ενώ αντίθετα δεν παρουσιάζουν χωρική περιοδικότητα.

5.4 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα

Το φαινόμενο της γένεσης των παρασιτικών κυμάτων παρατηρείται και μελετάται για πρώτη φορά και για το λόγο αυτό υπάρχουν πολλά ερωτήματα και άγνωστα σημεία. Είναι πολύ ενδιαφέρον να μελετηθεί στο μέλλον πιο εντατικά και μεθοδικά η επίδραση των διαφόρων παραμέτρων του πειράματος, όπως είναι η ένταση της διαταραχής, η γωνία κλίσης η παροχή του ρευστού στο κανάλι και άλλα στο μέγεθος τον αριθμό αλλά ακόμα και στην εμφάνιση των παρασιτικών αυτών κυμάτων. Επίσης ενδιαφέρον θα παρουσίαζε η μελέτη ροής με αντίστοιχες συνθήκες σε τοίχωμα με περιοδική διαμόρφωση και να ερευνηθεί η τυχών ύπαρξη αντίστοιχου φαινομένου.

BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- S.V. Alekseenko, V. Y. Nakoryakov and B. G. Pokusaev, "Wave formation on a vertical falling liquid film," *AIChE J.* **31**, 1446 (1985).
- S.V. Alekseenko, V. Y. Nakoryakov and B. G. Pokusaev, "Wave flow of liquid films," *Edition Begell House*, (1994).
- H.-C. Chang, "Wave evolution on a falling film," *Annu. Rev. Fluid Mech.* **26**, 103 (1994).
- H.-C. Chang, E. A. Demekhin and E. Kalaidin, "Interaction dynamics of solitary waves on a falling film," *J. Fluid Mech.* **294**, 123 (1995).
- H.-C. Chang, E. A. Demekhin and D. I. Kopelevich, "Local stability theory of solitary pulses in an active medium," *Physica D* **97**, 353 (1996).
- H.-C. Chang, E. A. Demekhin and E. Kalaidin, "Generation and suppression of radiation by solitary pulses," *SIAM J. Appl. Math.* **58**, 1246 (1998).
- P. L. Kapitza and S. P. Kapitza, "Wave flow of thin fluid layers of liquid," *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **19**, 105 (1949); also in *Collected Works of L. P. Kapitza*, ed. D. Ter Haar. Oxford: Pergamon (1965).
- J. Liu, J. D. Paul and J. P. Gollub, "Measurements of the primary instabilities of film flow," *J. Fluid Mech.* **250**, 69 (1993).
- J. Liu and J. P. Gollub, "Solitary wave dynamics of film flows," *Phys. Fluids* **6**, 1702 (1994).
- N. Malamataris, M. Vlachogiannis and V. Bontozoglou, "Solitary waves on inclined films: Flow structure and binary interactions," *Phys. Fluids* **14**, 1082 (2002).
- V. Ya Shkadov and G. M. Sisoiev, "On the theory of solitary waves in the flowing-down layer of viscous fluid," *Doklady Physics*, **46**, 760 (2001).

- ¹² J. Tihon, V. Tovchigrechko, V. Sobolik and O. Wein, "Electrodifusion detection of the near-wall flow reversal in liquid films at the regime of solitary waves," *Journal of Applied Electrochemistry*, **33**, (2003).
- ¹³ M. Vlachogiannis and V. Bontozoglou, "Observations of solitary wave dynamics of film flows," *J. Fluid Mech.* **435**, 191 (2001).
- ¹⁴ M. Vlachogiannis and V. Bontozoglou, "Experiments on laminar film flow along a periodic wall," *J. Fluid Mech.* **457**, 133 (2002).

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

Προγράμματα MATLAB

```
% This is an .m file for image processing
tic
echo off
%-----DATA READING-----
[first,WLo,BLo,number_of_images_steady,time_delay,distance_overflow,x,z]=textread('Input_Production
_of_Io.txt',...
'%s%f%f%f%f%f%f%f','headerlines',2);
for j=1:length(first)
    firstV=first(j);
    firstI=char(firstV);
    addition(1:576,1:768)=1.275;
%-----PRODUCE THE NOISE MATRIX-----
convIo=double(imread('convIo','bmp'));
Ionew=(convIo*((351.1-1.275)/255)+addition);
%-----FRAME AVERAGING-----
qo=(WLo(j)-BLo(j))/255;
BLo_matrix(1:576,1:768)=BLo(j);
total=zeros(576,768);
for num=1:number_of_images_steady(j)
    temporary_matrix=(double(imread(strcat(firstI,int2str(num),'bmp')))*qo)+BLo_matrix-Ionew;
    total=total+temporary_matrix;
end
Io_total=(total./number_of_images_steady(j));
%-----The ratio between pixel and mm-----
analogx=x(j)/576.;
analogz=z(j)/768.;
for i=1:576
    xvector(i)=i*analogx+distance_overflow(j);
end
clear i
for i=1:768
    zvector(i)=i*analogz;
end
%-----The Vector of time in sec-----
tvector=(time_delay(j):time_delay(j):number_of_images_steady(j)*time_delay(j));
%-----Save-----

save(strcat('C:\9_6_03\apotelesmata\',strcat('convIo_',firstI)), 'time_delay','distance_overflow','Io_total','xve
ctor','zvector','tvector')
clear qo num temporary_matrix total Io_total convIo Ionew addition firstI firstV BLo_matrix xvector...
zvector tvector i analogx analogz
end
clear
toc
```

```

%This is an .m file for image processing
tic
[namesV,hnusselt_steady]=textread('Input_Calibration_of_Photos.txt','%s%f','headerlines',2);
K1=round(1);
K2=round(576);
hnusselt=hnusselt_steady';
acoeff=zeros(576,768);
bcoeff=zeros(576,768);
for k=K1:K2
    k
    for i=1:length(namesV)
        nameV=namesV(i);
        nam=char(nameV);
        load(nam)
        temp(i,:)=Io_total(k,:);
        calibcol=temp;
        end
        xxcal=hnusselt;
        vvcal=calibcol';
        for j=1:768
            yyycal(j,:)=polyfit(xxcal,vvcal(j,:),1);
            end
            for j=1:768
                acoeff(k,j)=yyycal(j,1);
                bcoeff(k,j)=yyycal(j,2);
            end
            clear calibcol temp xxcal vvcal yyycal nameV nam Io_total
        end
    save (strcat('C:\9_6_03\apotelesmata2\', 'calibration_Io_convaa3#4ReA'), 'time_delay', ...
        'distance_overflow', 'xvector', 'zvector', 'acoeff', 'bcoeff')
    clear
toc

```

```

%This is an .m file for image processing
tic
[namesV,nameimage,WL,BL,number_of_images,hnusselt,k1,k2,k3,k4,x,z]...
=textread('Input_Production_of_Height.txt','%s%s%f%f%f%f%f%f%f%f%f','headerlines',2);
num=char(namesV(1));
load(num)
clear xvector zvector
for i=1:length(nameimage)
nameimageV=nameimage(i);
nameim=char(nameimageV);
addition(1:576,1:768)=1.275;
%-----PRODUCE THE NOISE MATRIX-----
convIo=double(imread('convIo','bmp'));
lonew=(convIo*((351.1-1.275)/255)+addition);
q=(WL(i)-BL(i))/255;
BL_matrix(1:576,1:768)=BL(i);
for num=1:number_of_images(i)
Iof=double(imread(strcat(nameim,int2str(num),'bmp')));
Iof_temporary=Iof*q+BL_matrix-lonew;
height_undimension=(Iof_temporary(k1(i):k2(i),k3(i):k4(i))-
bcoef(k1(i):k2(i),k3(i):k4(i)))/(acoef(k1(i):k2(i),k3(i):k4(i)));
h_undimension(:,num)=height_undimension;
clear height_undimension Iof_temporary Iof
end
%-----The ratio between pixel and mm-----
analogx=x(i)/576.;
analogz=z(i)/768.;
for j=k1(i):k2(i)
xvector(j-k1+1)=j*analogx;
end
clear j
for j=k3(i):k4(i)
zvector(j-k3(i)+1)=j*analogz+distance_overflow(1);
end
%-----The Vector of time in sec-----
tvvector=(time_dclay(1):time_dclay(1):number_of_images(i)*time_dclay(1));
%-----Save-----
save(strcat('C:\9_6_03\apotelesmata\',strcat('height_',nameim)),h_undimension,'xvector','zvector','tvvector',
k1','k2','k3','k4')
clear addition convIo lonew q BL_matrix height_undimension Iof Iof_temporary h_undimension tvvector
nameimageV nameim num j...
analogx analogz xvector zvector
end
clear
toc

```

```

%This is an .m file for image processing
tic
[nameheight,Number_photos,Number_Photos_Graph,y,lwidth]=textread('input_Plot.txt','%s%f%f%f%f',h
eaderlines',2);
for i=1:length(nameheight)
nameheightV=nameheight(i);
nameh=char(nameheightV);
load(nameh);
xvector(end:-1:1)=xvector(1:end);
Niteration=fix(Number_photos(i)/Number_Photos_Graph(i));
Nresidual=Number_photos(i)-Niteration*Number_Photos_Graph(i);
loop=0.0;
for j=1:Niteration
figure(j);
set(gcf,'PlotBoxAspectRatio',[0.5,1,1])
hold on
grid on
w=0.0;
for k=1:Number_Photos_Graph(i)
plot((xvector+485),(h_undimension(:,5,loop+k)+w),'linewidth',lwidth(i));
w=w+200;
end
xlabel('downstream distance');
ylabel('film thickness');
title(strcat('LineProfile X- ',nameh,' Y=',int2str(y(i)), ' Nphoto=',int2str(loop+1),'-',int2str(loop+k)));
saveas(j,strcat('LineProfile_X_',nameh,'_Y=',int2str(y(i)), '_Nphoto=',int2str(loop+1),'-',
'int2str(loop+k),'','fig'))
saveas(j,strcat('LineProfile_X_',nameh,'_Y=',int2str(y(i)), '_Nphoto=',int2str(loop+1),'-',
'int2str(loop+k)'),'bmp')
close
loop=loop+k;
end
if Nresidual>=1
figure(j+1);
hold on
grid on
for k=1:Nresidual
plot(pixel_h_undimension(:,y(i)-k3(1)+1,loop+k),'linewidth',lwidth(i));
end
legend(strcat('NPhoto=',int2str((loop+1:loop+k))),1);
axis([1 576 700 1100]);
xlabel('Pixel Number');
ylabel('h (µm)');
title(strcat('LineProfile X- ',nameh,' Y=',int2str(y(i)), ' Nphoto=',int2str(loop+1),'-',int2str(loop+k)));
saveas(j+1,strcat('LineProfile_X_',nameh,'_Y=',int2str(y(i)), '_Nphoto=',int2str(loop+1),'-',
'int2str(loop+k),'','fig'))
saveas(j+1,strcat('LineProfile_X_',nameh,'_Y=',int2str(y(i)), '_Nphoto=',int2str(loop+1),'-',
'int2str(loop+k)'),'bmp')
close
end
clear nameheightV nameh h_undimension Niteration n1 n2 combin1 combin2 combin loop k j Nresidual
xvector
end
clear
toc

```

