



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ

ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ

ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΑΣ

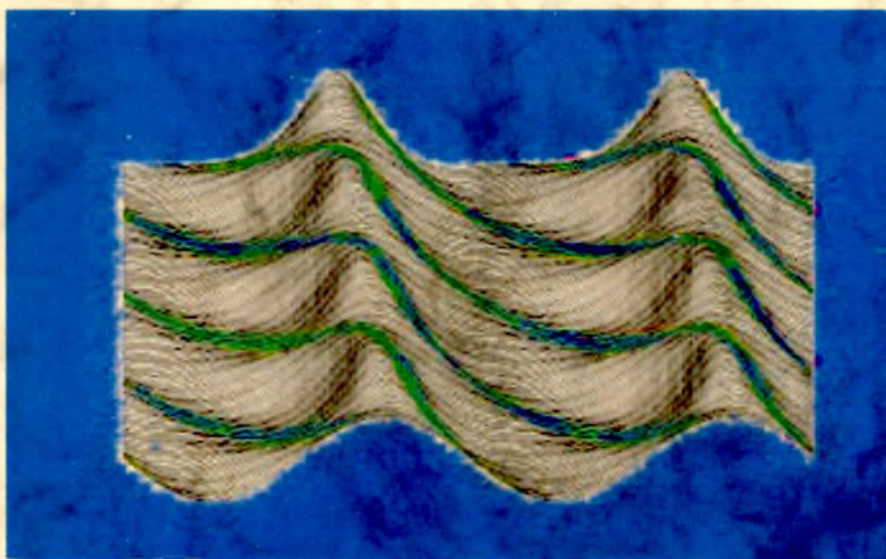
*ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΦΥΣΙΚΩΝ & ΧΗΜΙΚΩΝ ΔΙΕΡΓΑΣΙΩΝ*

Μεταπτυχιακή Εργασία

**Μελέτη Οδοντών Κυμάτων σε Κεκλιμένο Κανάλι Ροής**

υπό

**ΔΑΛΛΑ ΠΕΤΡΟΥ**



Υπεβλήθη για την εκπλήρωση μέρους των

απαιτήσεων για την απόκτηση του

Μεταπτυχιακού Διπλώματος Ειδίκευσης

2007



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

Αριθ. Εισ.: 5973/1  
Ημερ. Εισ.: 23-10-2007  
Δωρεά: Συγγραφέα  
Ταξιθετικός Κωδικός: Δ  
620.106 4  
ΔΔΛ

© 2007 Δάλλας Πέτρος

Η έγκριση της μεταπτυχιακής εργασίας από το Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας δεν υποδηλώνει αποδοχή των απόψεων του συγγραφέα (Ν. 5343/32 αρ. 202 παρ. 2).

## Εγκρίθηκε από τα Μέλη της Πενταμελούς Εξεταστικής Επιτροπής:

Πρώτος Εξεταστής Δρ. Βασίλειος Μποντόζογλου  
(Επιβλέπων) Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας,  
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Δεύτερος Εξεταστής Δρ. Μιχαήλ Βλαχογιάννης  
Αναπληρωτής Καθηγητής, Σχολή Τεχνολογικών Εφαρμογών, Τμήμα  
Μηχανολογίας ΤΕΙ Λάρισας

Τρίτος Εξεταστής Δρ. Νικόλαος Ανδρίτσος  
Επίκουρος Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών  
Βιομηχανίας, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Τέταρτος Εξεταστής Δρ. Νικόλαος Πελεκάσης  
Αναπληρωτής Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών  
Βιομηχανίας, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Πέμπτος Εξεταστής Δρ. Κωνσταντίνος Παπαδημητρίου  
Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας,  
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

## Ευχαριστίες

Πρώτα απ' όλα, θα ήθελα να εκφράσω τις ιδιαίτερες ευχαριστίες μου στον επιβλέποντα καθηγητή μου κ. Βασίλη Μποντόζογλου, για την εμπιστοσύνη που έδειξε στο πρόσωπο μου αναθέτοντας μου την παρούσα μεταπτυχιακή εργασία, για την επιστημονική καθοδήγηση αλλά και την υπομονή του. Οφείλω τεράστια ευγνωμοσύνη στον αναπληρωτή καθηγητή κ. Μιχάλη Βλαχογιάννη, ο οποίος με ιδιαίτερο ζήλο, υπομονή και μεθοδικότητα προσπάθησε να μου μεταδώσει τις γνώσεις του. Η στήριξη του δεν ήταν μόνο επιστημονική αλλά και ψυχολογική.

Ακόμα θα ήθελα να ευχαριστήσω τον υποψήφιο διδάκτορα του εργαστηρίου, Βλάση Λεοντίδη, που βοήθησε στην διεξαγωγή των πειραμάτων. Συγχρόνως επιθυμώ να ευχαριστήσω τη μεταπτυχιακή φοιτήτρια, Ανδρομάχη Μπόκαρη αλλά και τους προπτυχιακούς φοιτητές Γιάννη Βασιλειάδη και Ηλία Τόλη των οποίων η βοήθεια ήταν ιδιαίτερα σημαντική. Επίσης, ευχαριστώ τον προπτυχιακό φοιτητή και φίλο, Ορφέα Τριανταφύλλου και την υποψήφια διδάκτορα Χριστίνα Τζωτζη, γιατί ήταν πολύ εξυπηρετικοί και μαζί με όλους τους προαναφερθέντες συνέβαλλαν στη δημιουργία ενός εξαιρετικού κλίματος συνεργασίας μέσα στο εργαστήριο. Θεωρώ ότι τα βασικά στοιχεία για την επίτευξη μιας τέτοιου είδους εργασίας αποτελούν η επικοινωνία και η αλληλοκατανόηση, που δυστυχώς δεν υπάρχουν παντού.

Ένα μεγάλο ευχαριστώ πηγαίνει στους φίλους μου Άγγελο, Βαγγέλη, Γιάννη, Δανιήλ, Διονύση, Θωδωρή και Σπήλιο για την ηθική υποστήριξή τους και τις όμορφες στιγμές που περάσαμε αυτά τα χρόνια.

Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου και τον αδερφό μου, στους οποίους και αφιερώνω την παρούσα διπλωματική εργασία, για την ολόψυχη αγάπη και υποστήριξη τους όλα αυτά τα χρόνια.

# ΜΕΛΕΤΗ ΟΔΕΥΟΝΤΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ ΣΕ ΚΕΚΛΙΜΕΝΟ ΚΑΝΑΛΙ ΡΟΗΣ

ΠΕΤΡΟΣ ΔΑΛΛΑΣ

Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας, 2007

Επιβλέπων Καθηγητής: Δρ. Βασίλειος Μποντόζογλου, Καθηγητής Φαινομένων Μεταφοράς  
– Συσκευών Φυσικών Διεργασιών

## Περίληψη

Η ροή υγρού υμένα αποτελεί ένα σημαντικό πεδίο της μηχανικής των ρευστών καθώς απαντάται σε πληθώρα βιομηχανικών εφαρμογών και έχει γίνει αντικείμενο έρευνας για πολλούς επιστήμονες ανά τον κόσμο. Με τον όρο ροή υγρού υμένα αναφερόμαστε στη ροή με ελεύθερη επιφάνεια της οποίας το πάχος είναι πολύ μικρότερο των υπολοίπων χαρακτηριστικών της μηκών. Η ευρεία χρήση της ροής υγρού υμένα οφείλεται στην ικανότητα της να μεταφέρει θερμότητα και μάζα σε χαμηλή υδραυλική αντίσταση. Χαρακτηριστικά παραδείγματα του πεδίου εφαρμογής της, αποτελούν οι συμπυκνωτές ατμού, οι εξατμιστήρες και ατμοπαραγωγικές εγκαταστάσεις.

Η παρούσα εργασία πραγματεύεται την πειραματική μελέτη των χαρακτηριστικών των οδευόντων κυμάτων (κυρίως των μοναχικών), που εμφανίζονται κατά τη ροή υγρού υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα. Για τα πειράματα χρησιμοποιήθηκε ιδιοκατασκευή του εργαστηρίου και το ρευστό ήταν το νερό. Η μέθοδος συλλογής των δεδομένων είναι η μέθοδος απεικόνισης με φθορισμό κατά την οποία το τοπικό πάχος του υμένα είναι ανάλογο της έντασης της ακτινοβολίας που εκπέμπει ο υμένας κάτω από την υπεριώδη ακτινοβολία και λόγω της χρωστικής ουσίας που περιέχει. Οι κυριότερες παράμετροι του προβλήματος είναι ο αριθμός  $Re$ , η κλίση του καναλιού και η συχνότητα της εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής.

Στην παρούσα εργασία εξετάζονται κυρίως τα χαρακτηριστικά των διδιάστατων πλήρως ανεπτυγμένων μοναχικών κυμάτων. Επιβεβαιώθηκε ότι για χαμηλές συχνότητες εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής εμφανίζονται παρασιτικά κύματα και ότι οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ διαδοχικών κυμάτων οφείλονται στη διαφορά του ύψους τους. Διαπιστώθηκε ότι η επιβολή διαταραχής όμοιας συχνότητας αλλά διαφορετικού πλάτους επιφέρει διαφοροποίηση των κυματομορφών και ότι για ίδιες διαταραχές αλλά για διαφορετικούς αριθμούς  $Re$  δεν υπάρχει μεταβολή του ύψους του κύματος αλλά μετατόπιση του σε υψηλότερο υπόστρωμα. Επίσης παρατηρήθηκε ότι η αύξηση του αριθμού  $Re$  έχει ως συνέπεια την αύξηση του μήκους κύματος, ενώ η αύξηση της συχνότητας της διαταραχής επιφέρει το αντίθετο αποτέλεσμα. Ακόμα, τεκμηριώθηκε η γραμμική συσχέτιση μεταξύ της φασικής ταχύτητας και του μέγιστου ύψους του κύματος και προτάθηκε ένας εναλλακτικός τρόπος αδιαστατοποίησης των χαρακτηριστικών μεγεθών του κύματος. Τέλος, παρατηρήθηκε ότι η τρισδιάστατη αστάθεια δεν οδηγεί σε χρονικό χάος.

# Πίνακας Περιεχομένων

## Κεφάλαιο 1: Εισαγωγή

1.1 Ιστορική Αναδρομή.....	1
1.2 Εφαρμογές Της Ροής Υγρού Υμένα .....	6
1.3 Οργάνωση Της Εργασίας.....	11

## Κεφάλαιο 2: Βιβλιογραφική Ανασκόπηση

2.1 Βασική ροή σε επίπεδο τοίχωμα.....	12
2.2 Η γραμμική ευστάθεια της ροής σε επίπεδο τοίχωμα.....	15
2.3 Η μη γραμμική εξέλιξη σε επίπεδο τοίχωμα.....	19
2.3.1 Θεωρία.....	19
2.3.2 Πειράματα .....	22
2.3.3. Αλληλεπίδραση μοναχικών κυμάτων .....	31

## Κεφάλαιο 3: Πειραματική Μεθοδολογία

3.1 Η πειραματική διάταξη.....	34
3.1.1 Η μεταλλική κατασκευή.....	34
3.1.2 Σύστημα Ρύθμισης της Κλίσης.....	36
3.1.3 Το κανάλι ροής.....	38
3.1.4 Υδραυλικό κύκλωμα.....	43
3.1.5 Σύστημα Φωτισμού .....	49
3.2 Η μέθοδος απεικόνισης με φθορισμό .....	49
3.2.1 Βαθμονόμηση της μεθόδου φθορισμού .....	53
3.2.2 Επεξεργασία δεδομένων .....	54
3.2.3 Ψηφιακό Φιλτράρισμα .....	55
3.2.4 Υπολογισμός της σχέσης ακτινοβολίας – πάχους υμένα .....	56
3.2.5 Επεξεργασία εικόνων για την περίπτωση επίπεδου τοιχώματος .....	57

## Κεφάλαιο 4: Πειραματικά Αποτελέσματα

4.1 Πρωτογενή δεδομένα.....	61
4.2 Χαρακτηριστικά μεγέθη μοναχικού κύματος .....	64
4.3 Διαχωρισμός μεταξύ δισδιάστατων και τρισδιάστατων δομών.....	69
4.4 Εμφάνιση παρασιτικών κυμάτων.....	70
4.4.1 Μοναχικά Κύματα .....	70
4.4.2 Παρασιτικά Κύματα .....	73
4.5 Επίδραση του πλάτους της διαταραχής .....	75
4.6 Παρόμοια κύματα σε διαφορετικό υπόστρωμα .....	79
4.7 Πλήρως Ανεπτυγμένο Μοναχικό Κύμα.....	80
4.8 Συγχώνευση Κυμάτων .....	83
4.9 Παγωμένες τρισδιάστατες δομές .....	85
4.10 Σύνθεση αποτελεσμάτων .....	87

## **Κεφάλαιο 5: Συμπεράσματα & Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα**

5.1 Συμπεράσματα .....	96
5.2 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα .....	98
<b>Βιβλιογραφικές Αναφορές .....</b>	<b>100</b>
<b>Παράρτημα .....</b>	<b>104</b>



## Κατάλογος Σχημάτων

Σχήμα 1.1: Η πειραματική διάταξη στο Union Canal .....	2
Σχήμα 1.2: Πειραματική δεξαμενή του Russell.....	3
Σχήμα 1.3: Εφαρμογή της ροής υγρού υμένα στη διφασική ροή .....	6
Σχήμα 1.4 Διάταξη μεταφοράς μάζας με ροή λεπτού υμένα.....	7
Σχήμα 1.5 Εναλλάκτης θερμότητας.....	8
Σχήμα 1.6: Εφαρμογή υγρών υμένων στη γαλατοβιομηχανία .....	9
Σχήμα 1.7: Εφαρμογές της ροής υγρού υμένα.....	10
Σχήμα 2.1: Ροή σε κεκλιμένο επίπεδο .....	12
Σχήμα 2.2: Καμπύλη ευστάθειας της ροής υγρού υμένα σε διάφορες κλίσεις ως συνάρτηση του αριθμού Re. ( ) $Ka=3365$ , (●) $Ka=1102$ , (? ) $Re=5/6\cos\theta$ .....	17
Σχήμα 2.3: Σχηματική αναπαράσταση κύματος στην περιοχή I (inception region).....	20
Σχήμα 2.4: Σχηματική αναπαράσταση κύματος στην περιοχή ανάπτυξης II .....	20
Σχήμα 2.5: Σχηματική αναπαράσταση δημιουργίας μοναχικών κυμάτων στην περιοχή ανάπτυξης III .....	21
Σχήμα 2.6: Σχηματική αναπαράσταση δημιουργίας μοναχικών κυμάτων στην περιοχή ανάπτυξης IV .....	22
Σχήμα 2.7: Η εξέλιξη της εισερχόμενης διαταραχής κατάντη της ροής .....	22
Σχήμα 2.8: Ανάπτυξη μοναχικών κυμάτων κατάντη της ροής.....	23
Σχήμα 2.9: Εξάρτηση του μεγέθους των μοναχικών κυμάτων ως συνάρτηση της αποστάσεως της κατάντη ροής. ....	23
Σχήμα 2.10: Τα χαρακτηριστικά των δημιουργούμενων κυμάτων (μήκος κύματος, ταχύτητα) ως συνάρτηση της κατάντη αποστάσεως.....	24
Σχήμα 2.11: Διάγραμμα καθορισμού περιοχών ευστάθειας και αστάθειας κατά Liu et al .....	25
Σχήμα 2.12: Εμφάνιση μοναχικών κυμάτων για συχνότητα διαταραχής 1,5Hz. ....	26
Σχήμα 2.13: Μορφή κυμάτων για συχνότητα διαταραχής 3Hz.....	26
Σχήμα 2.14: Εξέλιξη κυμάτων πολλαπλών κορυφών ανά περίοδο με συχνότητα διαταραχής 4,5Hz.....	27
Σχήμα 2.15: Εμφάνιση κορεσμένων περιοδικών κυμάτων για συχνότητα διαταραχής 7Hz. ...	27
Σχήμα 2.16: Η συγχώνευση μεταξύ δύο σολιτονικών κυμάτων, με τη μορφή εικόνων της μεθόδου απεικόνισης με φθορισμό.....	28
Σχήμα 2.17: Η ανάπτυξη των δευτερευουσών ασταθειών (subharmonic-sideband) στο προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα με αποτέλεσμα τη δημιουργία σολιτονικών κυμάτων. ..	29
Σχήμα 2.18: Ο διαχωρισμός των τρισδιάστατων ασταθειών στο διάγραμμα συχνότητά τους συναρτήσει του αριθμού Reynolds .....	29
Σχήμα 2.19: Το αποτέλεσμα επίδρασης των τρισδιάστατων ασταθειών και η δημιουργία της δομής ψαροκόκαλο (herringbone pattern). ....	30
Σχήμα 2.20: Η δημιουργία δομών πλήρους αταξίας (disorder patterns) εξαιτίας της επίδρασης των τρισδιάστατων ασταθειών.....	30
Σχήμα 2.21: Η συγχώνευση (coalescence) 2 μοναχικών κυμάτων.....	31
Σχήμα 2.22: Εξέλιξη ροής για αρχική διαταραχή συχνότητας 1Hz. ....	33
Σχήμα 3.1: Η μεταλλική βάση .....	35
Σχήμα 3.2: Το μεταλλικό ικρίωμα που αποτελεί βάση του καναλιού και της κάμερας.....	36
Σχήμα 3.3: Αρθρώσεις που περιστρέφουν το κανάλι .....	37
Σχήμα 3.4: Σύστημα ανύψωσης του ικριώματος.....	37
Σχήμα 3.5: Μέθοδος αλφαδολάστιχου για υπολογισμό της γωνίας κλίσης .....	38
Σχήμα 3.6: Το κανάλι ροής.....	39

Σχήμα 3.1: Η μεταλλική βάση .....	35
Σχήμα 3.2: Το μεταλλικό ικρίωμα που αποτελεί βάση του καναλιού και της κάμερας.....	36
Σχήμα 3.3: Αρθρώσεις που περιστρέφουν το κανάλι .....	37
Σχήμα 3.4: Σύστημα ανύψωσης του ικρίωματος.....	37
Σχήμα 3.5: Μέθοδος αλφαδολάστιχου για υπολογισμό της γωνίας κλίσης .....	38
Σχήμα 3.6: Το κανάλι ροής.....	39
Σχήμα 3.7: Διαδικασία ευθυγράμμισης του καναλιού.....	40
Σχήμα 3.8: Ρύθμιση απόστασης κοιλοδοκού από ικρίωμα.....	41
Σχήμα 3.9: Σημείο καναλιού που χρήζει διόρθωσης.....	41
Σχήμα 3.10: Σημείο καναλιού που χρήζει διόρθωσης .....	42
Σχήμα 3.11 Το υδραυλικό κύκλωμα.....	43
Σχήμα 3.12: Δοχείο απάντλησης .....	44
Σχήμα 3.12: Εμβαπτιζόμενη αντλία.....	45
Σχήμα 3.13 Εξωτερική αντλία .....	45
Σχήμα 3.14: Δοχείο Υπερχείλισης.....	46
Σχήμα 3.15: Διάταξη των ροομέτρων.....	47
Σχήμα 3.16: Ο διανομέας και το δοχείο κατανομής .....	48
Σχήμα 3.17: Ηλεκτροβαλβίδες .....	49
Σχήμα 3.18: Χρονιστής της διαταραχής .....	49
Σχήμα 3.19: Διάγραμμα συλλογής δεδομένων της μεθόδου απεικόνισης με φθορισμό .....	50
Σχήμα 3.20: Παράδειγμα περιορισμού της περιοχής διακριτοποίησης για ένα σημείο-pixel της εικόνας .....	52
Σχήμα 3.21: Πρωταρχικά δεδομένα που δείχνουν ένα κύμα που κινείται .....	54
Σχήμα 3.22: (a) Εικόνα πριν την εφαρμογή του φίλτρου συνέλιξης, (b) μετά την εφαρμογή του φίλτρου συνέλιξης.....	56
Σχήμα 3.23: Χωρική εξέλιξη του τοπικού πάχους του υμένα .....	58
Σχήμα 3.24: Χρονική εξέλιξη του τοπικού πάχους του υμένα σε ένα σημείο του οπτικού πεδίου .....	59
Σχήμα 4.1: Πρωτογενή δεδομένα της μεθόδου φθορισμού.....	61
Σχήμα 4.2: Πρωτογενή δεδομένα a) χωρίς χρήση ψηφιακού φίλτρου και b) με χρήση του ψηφιακού φίλτρου Gaussian 7x7.....	61
Σχήμα 4.3: Σύγκριση μεταξύ διαφόρων φίλτρων .....	62
Σχήμα 4.4: Πρωταρχικά δεδομένα για πέντε διαδοχικές χρονικές στιγμές.....	63
Σχήμα 4.5: Προφίλ υμένα για πέντε διαδοχικές χρονικές στιγμές .....	63
Σχήμα 4.6: Χρονική μεταβολή του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας για δύο σταθερά σημεία.....	64
Σχήμα 4.7: Χαρακτηριστικά μεγέθη ενός μοναχικού κύματος.....	65
Σχήμα 4.8: Χωρική μεταβολή του υμένα για διαδοχικές χρονικές στιγμές .....	66
Σχήμα 4.9: Χρονική μεταβολή του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας για σταθερό σημείο .....	67
Σχήμα 4.10: Χρονική εξέλιξη της ροής σε σταθερό σημείο για διάφορους Re .....	67
Σχήμα 4.11: Διαχωρισμένη χρονική εξέλιξη της ροής σε σταθερό σημείο για διάφορους Re ..	67
Σχήμα 4.12: Χρονική εξέλιξη της ροής σε διάφορα σημεία για ίδιο Re .....	68
Σχήμα 4.13: Διαχωρισμένη χρονική εξέλιξη της ροής σε διάφορα σημεία για ίδιο Re .....	68
Σχήμα 4.14: Δισδιάστατες δομές Re 35 - διαταραχή 1 Hz (a)-(c)θέση b, δισδιάστατη δομή ...	69
Σχήμα 4.15: Τρισδιάστατες δομές Re 35 - διαταραχή 1 Hz (a)-(c)θέση b, τρισδιάστατη δομή 70	
Σχήμα 4.16: Χωρική εξέλιξη μοναχικού κύματος Re 30 διαταραχή 1 Hz a) θέση a, b) θέση b, c) θέση c.....	71

Σχήμα 4.1: Πρωτογενή δεδομένα της μεθόδου φθορισμού.....	61
Σχήμα 4.2: Πρωτογενή δεδομένα α) χωρίς χρήση ψηφιακού φίλτρου και β) με χρήση του ψηφιακού φίλτρου Gaussian 7x7.....	61
Σχήμα 4.3: Σύγκριση μεταξύ διαφόρων φίλτρων.....	62
Σχήμα 4.4: Πρωταρχικά δεδομένα για πέντε διαδοχικές χρονικές στιγμές.....	63
Σχήμα 4.5: Προφίλ υμένα για πέντε διαδοχικές χρονικές στιγμές.....	63
Σχήμα 4.6: Χρονική μεταβολή του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας για δύο σταθερά σημεία.....	64
Σχήμα 4.7: Χαρακτηριστικά μεγέθη ενός μοναχικού κύματος.....	65
Σχήμα 4.8: Χωρική μεταβολή του υμένα για διαδοχικές χρονικές στιγμές.....	66
Σχήμα 4.9: Χρονική μεταβολή του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας για σταθερό σημείο.....	67
Σχήμα 4.10: Χρονική εξέλιξη της ροής σε σταθερό σημείο για διάφορους Re.....	67
Σχήμα 4.11: Διαχωρισμένη χρονική εξέλιξη της ροής σε σταθερό σημείο για διάφορους Re.....	67
Σχήμα 4.12: Χρονική εξέλιξη της ροής σε διάφορα σημεία για ίδιο Re.....	68
Σχήμα 4.13: Διαχωρισμένη χρονική εξέλιξη της ροής σε διάφορα σημεία για ίδιο Re.....	68
Σχήμα 4.14: Δισδιάστατες δομές Re 35 - διαταραχή 1 Hz (a)-(c)θέση b, δισδιάστατη δομή... ..	69
Σχήμα 4.15: Τρισδιάστατες δομές Re 35 - διαταραχή 1 Hz (a)-(c)θέση b, τρισδιάστατη δομή.....	70
Σχήμα 4.16: Χωρική εξέλιξη μοναχικού κύματος Re 30 διαταραχή 1 Hz a) θέση a, b) θέση b, c) θέση c.....	71
Σχήμα 4.17: Χρονική εξέλιξη της ροής Re 30, διαταραχή 1 Hz, θέσεις a-b-c.....	72
Σχήμα 4.18: Χρονική και χωρική εξέλιξη της ροής Re 30-διαταραχή 1 Hz a)θέση a, b)θέση b, c)θέση c.....	72
Σχήμα 4.19: Χρονική εξέλιξη της ροής Re 30, διαταραχή 0.167 Hz, θέσεις a-b-c.....	73
Σχήμα 4.20: Χρονική και χωρική εξέλιξη της ροής Re 30-διαταραχή 0.167 Hz a)θέση a, b)θέση b, c)θέση c.....	74
Σχήμα 4.21: Σύγκριση χωρικής και χρονικής εξέλιξης του υμένα στην αρχή του καναλιού για διαταραχές 0.5 Hz a) ηλεκροβαλβίδα on:1.5 sec - off:0.5 sec και b) ηλεκροβαλβίδα on:1 sec - off:1 sec.....	75
Σχήμα 4.22: Χρονική εξέλιξη της ροής Re 30, διαταραχή 0.5 Hz (on:1.5sec-off:0.5sec), θέσεις a-b-c.....	75
Σχήμα 4.23: Χρονική εξέλιξη της ροής Re 30, διαταραχή 0.5 Hz (on:1sec-off:1sec), θέσεις a-b-c.....	76
Σχήμα 4.24: Σύγκριση της χρονικής εξέλιξης της ροής για Re 30 - διαταραχές 0.5Hz:(on:1.5 sec - off:0.5 sec) –(on:1 sec - off:1 sec), a) θέση a, b) θέση b, c) θέση c.....	77
Σχήμα 4.25: Χωρική και χρονική εξέλιξη της ροής για Re 30 - διαταραχές 0.5Hz:(on:1.5 sec - off:0.5 sec) –(on:1 sec - off:1 sec), a) θέση a, b) θέση b, c) θέση c.....	78
Σχήμα 4.26: Σύγκριση προφίλ υμένα - a) Re 35, b)Re 40.....	79
Σχήμα 4.27: Χρονική εξέλιξη της ροής Re 30, διαταραχή 1 Hz, θέσεις a-b-c.....	80
Σχήμα 4.28: Σύγκριση προφίλ υμένα Re 30 διαταραχή 1Hz - a)θέση a, b) θέση b, c) θέση c..	81
Σχήμα 4.29: Χωρική και χρονική εξέλιξη της ροής για Re 30 - διαταραχή 1Hz a) θέση a, b) θέση b,c) θέση c.....	82
Σχήμα 4.30: Κύματα που προέκυψαν από αλληλεπίδραση.....	83
Σχήμα 4.31: Συγγώνευση μεταξύ δύο κυμάτων Re=35, διαταραχή 0.167 Hz, θέση c.....	84
Σχήμα 4.32: Δημιουργία δομής δύο κορυφών (two hump structure), Re=40, διαταραχή 0.167 Hz, θέση b.....	84
Σχήμα 4.33: Εξέλιξη τρισδιάστατων δομών στο μέτωπο κύματος Re 40 - διαταραχή 1 Hz ....	85
Σχήμα 4.34: Τρισδιάστατες παγωμένες δομές για Re 40 – διαταραχή 1 Hz – θέση c – $\Delta t=0.1\text{sec}$ .....	86
Σχήμα 4.35 Χρονική και χωρική εξέλιξη τρισδιάστατων παγωμένων δομών.....	87
Σχήμα 4.36: Εξάρτηση μήκους κύματος από τον αριθμό Re.....	88

# Κεφάλαιο 1

## Εισαγωγή

Η παρούσα μεταπτυχιακή εργασία εκπονήθηκε στο εργαστήριο Φυσικών & Χημικών Διεργασιών. Στόχος της εργασίας αυτής είναι η πειραματική μελέτη των οδευόντων κυμάτων (κυρίως των μοναχικών) σε ροή υγρού υμένα που προκύπτουν από επιβολή μη γραμμικής περιοδικής διέγερσης, σε επίπεδο κεκλιμένο τοίχωμα. Πιο συγκεκριμένα αναλύονται τα κυριότερα χαρακτηριστικά τους, όπως το ύψος, η ταχύτητα, το μήκος κύματος, το μήκος των τριχοειδών καθώς επίσης το ύψος του υμένα στο μέτωπο και στην πλάτη τους κατά την εξέλιξη της ροής. Παράλληλα γίνεται έλεγχος για το αν τα κύματα αυτά αναπτύσσονται ή έχουν πλήρως αναπτυχθεί και εξετάζονται φαινόμενα όπως η συγχώνευση μεταξύ κυμάτων και η γένεση παρασιτικών.

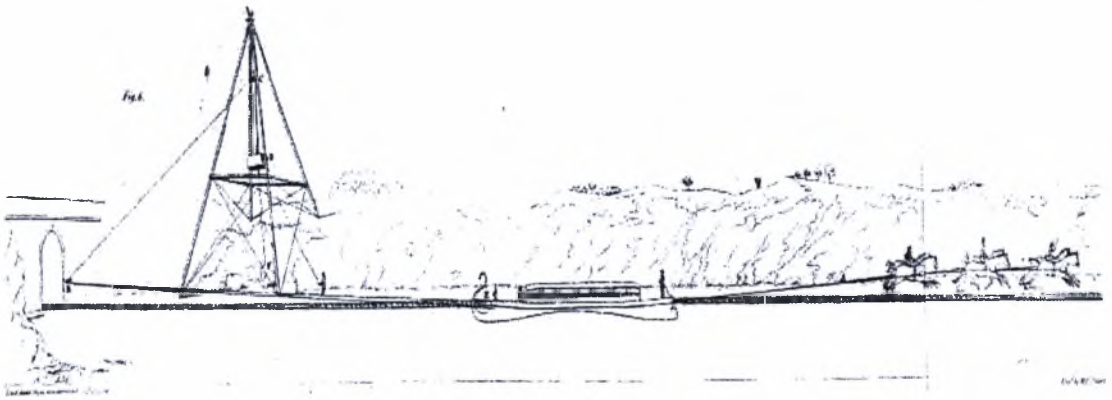
Μοναχικά ή σολιτονικά χαρακτηρίζονται τα κύματα που έχουν ασύμμετρη κύρτωση, απότομο μέτωπο, ομαλή ουρά και έπονται και έπονται των τριχοειδών ρυτιδώσεων. Τα κύματα αυτά εμφανίζονται κυρίως κατά τη μη γραμμική συμπεριφορά υγρών υμένων, που ρέουν σε κεκλιμένο ή κατακόρυφο επίπεδο. Με τον όρο ροή υγρού υμένα αναφερόμαστε στη ροή της οποίας το πάχος είναι πολύ μικρότερο εν συγκρίσει των υπολοίπων χαρακτηριστικών της μεγεθών. Οι υγροί υμένες απαντώνται σε πληθώρα βιομηχανικών εφαρμογών καθώς έχουν την ικανότητα να μεταφέρουν θερμότητα και μάζα σε χαμηλή υδραυλική αντίσταση.

Λόγω των δυνάμεων βαρύτητας, αλλά ακόμη και σε περιπτώσεις έλλειψης διεπιφανειακών τάσεων μεταξύ αερίου-υγρού, αναπτύσσονται πολύπλοκες δομές κατά τη ροή υμένων σε επίπεδη επιφάνεια. Οι δομές αυτές μεταβάλλονται αναλόγως των χαρακτηριστικών της ροής, επηρεάζοντας έτσι τη μεταφορά μάζας και θερμότητας και κατά συνέπεια το βαθμό απόδοσης των συσκευών στις οποίες εμφανίζονται.

### 1.1 Ιστορική Αναδρομή

Το 1834, ο John Scott Russell (Σκωτσέζος μηχανικός), διενεργούσε πειράματα στο Union Canal, που είχαν ως στόχο τη μέτρηση της σχέσης μεταξύ της ταχύτητας ενός πλεούμενου και της ωθούσας δύναμης. Σκοπός της εργασίας αυτής ήταν η εύρεση

σχεδιαστικών παραμέτρων για μετατροπή της υποδύναμης σε δύναμη από ατμό. Κατά την τη διεξαγωγή των μετρήσεων, ένα σκοινί τυλίχθηκε στη μετρητική διάταξη και το πλεούμενο σταμάτησε, όχι όμως και το νερό που εισήχθη στο κανάλι (Russel 1844). Το τελευταίο συσσωρεύτηκε γύρω από την πλώρη σε κατάσταση βίαιης διαταραχής και στη συνέχεια την προσπέρασε με μεγάλη ταχύτητα και έχοντας τη μορφή μιας μεγάλης απομονωμένης ανύψωσης. Μία πλήρως ανεπτυγμένη, ομαλή ποσότητα νερού η οποία συνέχιζε την πορεία της κατά μήκος του καναλιού χωρίς μεταβολή στη μορφή της ή μείωση της ταχύτητας της. Ο Russell δεν αγνόησε αυτό το απρόσμενο φαινόμενο και το ακολούθησε ως το τέλος του καναλιού. Έτσι λοιπόν ξεκίνησε να μελετά τα μοναχικά κύματα σε δεξαμενές και κανάλια.

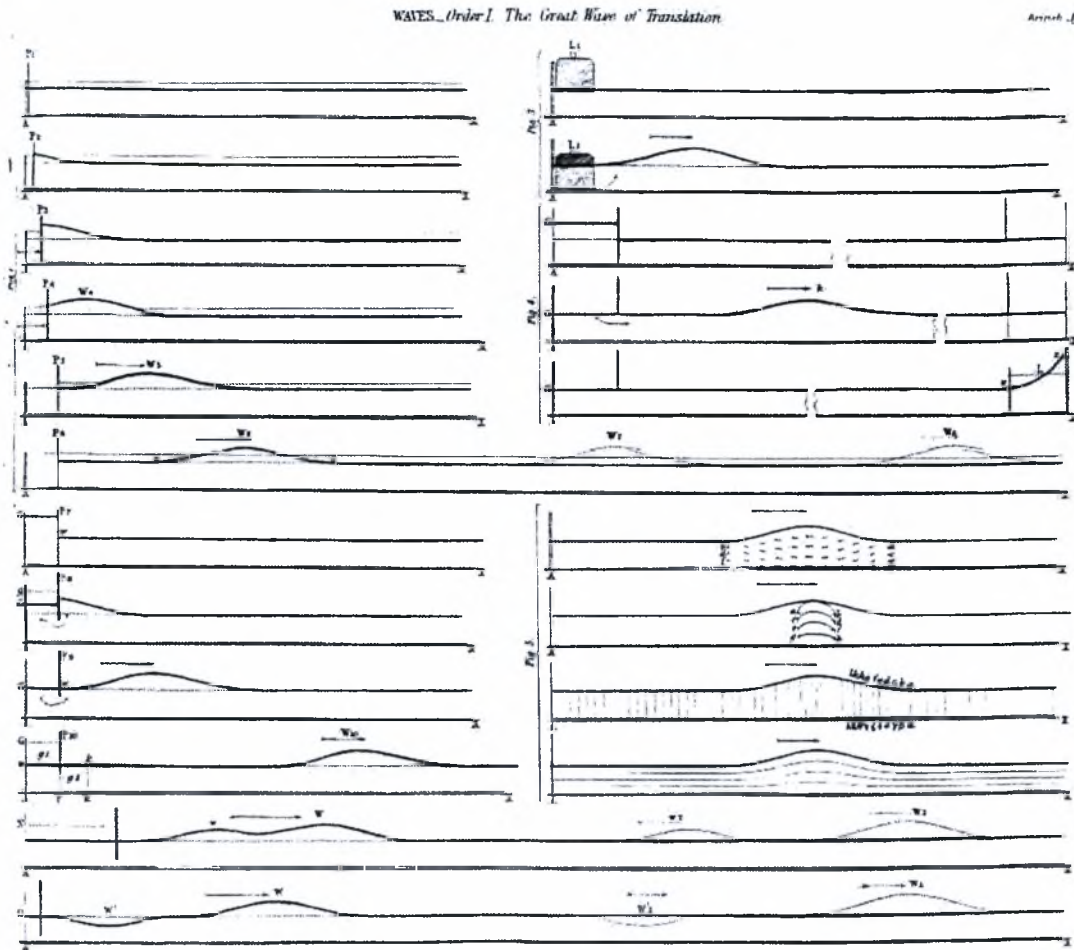


Σχήμα 1.1: Η πειραματική διάταξη στο Union Canal

Χρησιμοποιώντας μια δεξαμενή 30' κατέληξε στα εξής:

- Τα μοναχικά κύματα έχουν μορφή  $h \operatorname{sech}^2[k(x - vt)]$
- Μια αρκούντως μεγάλη μάζα νερού είναι ικανή να παράγει δύο ή και περισσότερα μοναχικά κύματα
- Τα μοναχικά κύματα διασταυρώνονται μεταξύ τους χωρίς καμία αλλαγή
- Ένα μοναχικό κύμα μεγάλου ύψους κινείται γρηγορότερα από ένα μικρότερο

Ένα κύμα ύψους  $h$  το οποίο κινείται σε κανάλι βάθους  $d$  έχει ταχύτητα που δίνεται από:  $v = \sqrt{g(d + h)}$  (1)



Σχήμα 1.2: Πειραματική δεξαμενή του Russell

Το 1985 οι Korteweg και de Vries δημοσίευσαν μια θεωρία για κύματα σε ρηχό νερό, θέτοντας τα κύρια χαρακτηριστικά του προβλήματος του Russell. Ένα από τα αποτελέσματα ήταν η μη γραμμική διαφορική εξίσωση:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + c \frac{\partial u}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} + \gamma u \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

η οποία θα έπαιζε σημαντικό ρόλο στη θεωρία των σολιτόνιων (Korteweg & de Vries, 1895). Στην εξίσωση αυτή ο όρος  $u(x, t)$  είναι το μέγεθος του κύματος, ο όρος  $c = \sqrt{gd}$  είναι η ταχύτητα των μικρών κυμάτων, το  $\varepsilon = c(d^2/6 - T/2\rho g)$  είναι μια παράμετρος διάχυσης, ο όρος  $\gamma \equiv 3c/2d$  είναι η μη γραμμική παράμετρος και τα  $T$  και  $\rho$  είναι η επιφανειακή τάση και η πυκνότητα του ρευστού αντίστοιχα. Οι Korteweg και de Vries έδειξαν πως η παραπάνω εξίσωση, έχει λύση της μορφής  $u(x, t) = \bar{u}(x - vt)$  όπου  $\bar{u}$  είναι η «πλήρως ανεπτυγμένη, ομαλή ποσότητα νερού» κατά Russell και  $v$  η ταχύτητα του κύματος. Αν ο όρος  $\varepsilon$  και η μη

γραμμική παράμετρος γίνουν μηδέν, τότε η εξίσωση Korteweg-de Vries (KdV) γίνεται γραμμική:

$$u_t + cu_x = 0 \quad (3)$$

Γενικά η εξίσωση KdV είναι μη γραμμική με ακριβή λύση για οδεύοντα κύματα:

$$u(x, t) = h \operatorname{sech}^2[k(x - vt)] \quad (4)$$

όπου  $k = \sqrt{\gamma h / 12\varepsilon}$  υποδηλώνοντας ότι τα μεγαλύτερα κύματα είναι πιο απότομα. Με τη μορφή αυτή τα αποτελέσματα της διάχυσης εξισορροπούν αυτά της μη γραμμικότητας. Συνεπώς τα μοναχικά κύματα αναγνωρίζονται ως δυναμικές οντότητες, που διατηρούν μια ισορροπία ανάμεσα στις προαναφερθείσες επιδράσεις. Οι ταχύτητες των μοναχικών κυμάτων σχετίζονται με τα μεγέθη τους:

$$v = c + \gamma h / 3 = \sqrt{gd}(1 + h / 2d) \quad (5)$$

γεγονός που έρχεται σε συμφωνία με το εμπειρικό μοντέλο του Russell. Παρόλο που δεν ήταν γνωστό τότε, το ποσό της ενέργειας που διατηρεί ένα μοναχικό κύμα συνδέεται άμεσα με το μετασχηματισμό Backlund (BT), που επίσης μελετούνταν στα τέλη του 19<sup>ου</sup> αιώνα (Lamb, 1976). Σε αυτό το μετασχηματισμό μια γνωστή λύση παράγει μια νέα μέσω ολοκλήρωσης. Είναι απλό να βρεθεί ένας μετασχηματισμός BT για κάθε γραμμική μερική διαφορική εξίσωση, η οποία εισάγει μια νέα ιδιοσυνάρτηση στην λύση. Μόνο ειδικές περιπτώσεις μη γραμμικών διαφορικών εξισώσεων έχουν BT. Ωστόσο οι μαθηματικοί του 19<sup>ου</sup> αιώνα ήξεραν ότι αυτές περιέχουν:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} = \sin u \quad (6)$$

το οποίο προκύπτει από την γεωμετρία καμπύλων επιφανειών (Steuerwald, 1936).

Το 1939 οι Frenkel και Kontorova παρουσίασαν ένα φαινομενικά ασύνδετο πρόβλημα που προέκυψε από τη φυσική στερεής κατάστασης. Στόχος τους ήταν η μοντελοποίηση της σχέσης μεταξύ των δυνάμεων μετατόπισης και της πλαστικής παραμόρφωσης ενός κρυστάλλου (Frenkel & Kontorova, 1939). Από τη μελέτη αυτή η εξίσωση που περιγράφει τη μετατόπιση είναι:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \sin u \quad (7)$$

όπου  $u(x, t)$  είναι η μετατόπιση στην κατεύθυνση  $x$  και η συνάρτηση “sin” αναπαριστά την περιοδικότητα του κρυσταλλικού πλέγματος. Η λύση για οδεύοντα κύματα της παραπάνω εξίσωσης, που αντιστοιχεί στη μετατόπιση είναι:

$$u(x, t) = 4 \operatorname{arctan} \left[ \exp \left( \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2}} \right) \right] \quad (8)$$

με την ταχύτητα  $v$  να κυμαίνεται μεταξύ  $(-1, +1)$ . Εφόσον η εξίσωση (7) είναι παρόμοια της εξίσωσης (6) με ανεξάρτητη μεταβλητή μετασχηματισμού [ $\xi = (x - t)/2$  και  $\tau = (x + t)/2$ ], η ακριβής λύση της εξίσωσης (7) που περιέχει συνιστώσες μετατόπισης όπως η εξίσωση (8), θα μπορούσε να παραχθεί από διαδοχικούς μετασχηματισμούς Backlund, αλλά αυτό δεν ήταν τότε γνωστό στους Frenkel και Kontorova.

Στα τέλη του 1940, οι Fermi και Ulam εισήγαγαν ένα από τα πρώτα επιστημονικά προβλήματα που προσδιορίστηκαν στην υπολογιστική μηχανή Los Alamos MANIAC. Το πρόβλημα αναφερόταν στην δυναμική της ενέργειας ενός μη γραμμικού κρυσταλλικού πλέγματος που αφορούσε τη θερμική αγωγιμότητα. Το σύστημα που διάλεξαν ήταν μια αλυσίδα από 64 σωματίδια ίδιας μάζας, συνδεδεμένα με μη γραμμικά ελατήρια. Από γραμμικής άποψης υπήρχαν 64 τμήματα που ταλαντώνονταν στο σύστημα. Προσδοκούσαν λοιπόν, ότι αν όλη την αρχική ενέργεια έθετε σε ισχύ παλμική κίνηση, η μικρή μη γραμμικότητα θα δημιουργούσε μια σταδιακή πρόοδο έναντι ίσης κατανομής της ενέργειας σε όλα τα τμήματα. Τα αριθμητικά αποτελέσματα όμως, προκαλούσαν έκπληξη. Αν όλη η ενέργεια βρισκόταν στο τμήμα της χαμηλότερης συχνότητας, επιστρέφει σχεδόν ολόκληρη στο τμήμα εκείνο, ύστερα από μια περίοδο αλληλεπίδρασης μεταξύ άλλων τμημάτων χαμηλής ενέργειας. Στο πλαίσιο αρκετών αριθμητικών βελτιστοποιήσεων, δεν παρατηρήθηκε μεταφορά θερμότητας (Fermi et al., 1955). Η προσπάθεια για εξήγηση αυτής της «FPU επανεμφάνισης», οδήγησε τους Zabusky και Kruskal να προσεγγίσουν το παραπάνω σύστημα χρησιμοποιώντας την εξίσωση KdV. Το 1965 οι αριθμητικές παρατηρήσεις ανέφεραν ότι τα KdV μοναχικά κύματα περνούν το ένα μέσα από το άλλο χωρίς αλλαγή στο σχήμα ή στην ταχύτητα και τους έδωσαν το όνομα “solitons” (Zabusky & Kruskal, 1965). Οι Zabusky και Kruskal δεν ήταν οι πρώτοι που παρατήρησαν αυτές τις αλληλεπιδράσεις στα μοναχικά κύματα. Εκτός από τις μετρήσεις του Russell, οι Perring και Skyrme μελέτησαν τη λύση της εξίσωσης (7) και συμπεριέλαβαν δύο λύσεις όπως στην εξίσωση (8) (Perring & Skyrme, 1962). Το 1962 εξέδωσαν αριθμητικά αποτελέσματα που έδειχναν την τέλεια ανάκτηση των μορφών και των ταχυτήτων μετά από σύγκρουση και περιέγραψαν επακριβώς αυτό το φαινόμενο. Το αποτέλεσμα αυτό δεν ήταν απρόσμενο για τον Seeger, που είχε παρατηρήσει σύνδεση μεταξύ των αποτελεσμάτων του 19<sup>ου</sup> αιώνα και αυτών των Frenkel και Kontorova (Seeger et al., 1953). Οι Perring και Skyrme ενδιαφέρθηκαν για την εξίσωση (7) ως μη γραμμικό μοντέλο για στοιχειώδη σωματίδια της ύλης, ωστόσο, η πλήρης απουσία διακύμανσης ήταν απογοητευτική. Μέσα στο 1960, η



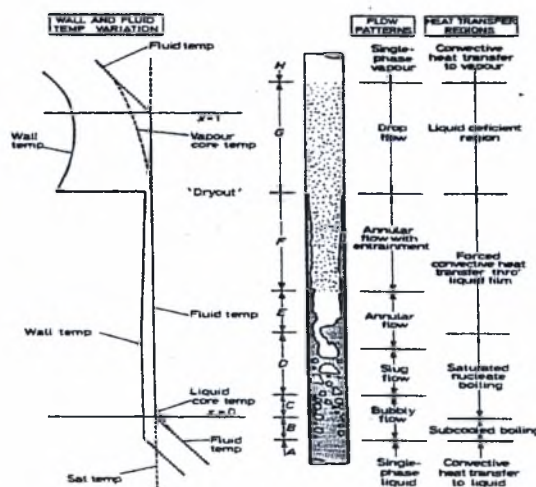
εξίσωση (7) χρησιμοποιήθηκε σε πληθώρα προβλημάτων. Τελικά η εξίσωση (7) έγινε γνωστή ως “sine-Gordon” (SG) εξίσωση (μη γραμμική εκδοχή της εξίσωσης Klein-Gordon:  $u_{xx} - u_{tt} = u$ ). Επίσης οι φυσικοί που ερευνούσαν τη στερεά κατάσταση είχαν αρχίσει να βλέπουν συνάφεια μεταξύ των μοναχικών τους κυμάτων και αυτών που περιέγραφε η ωκεανογραφία και η υδροδυναμική.

Ως τα μέσα του 1970, η ιδέα των σολιτόνιων είχε βρει εφαρμογή σε πολλές περιοχές της εφαρμοσμένης επιστήμης και σε αρκετά δυναμικά συστήματα. Τα τελευταία χρόνια, οι μελέτες εστιάζουν στην περιγραφή των χαρακτηριστικών των σολιτόνιων καθώς αυτά εμφανίζονται σε πληθώρα βιομηχανικών εφαρμογών (Scott, 1999).

Στην παρούσα μεταπτυχιακή εργασία εξετάζονται τα μοναχικά κύματα, των οποίων η διαφορά από τα σολιτόνια έγκειται στην ύπαρξη ιξωδών δυνάμεων. Αυτός είναι και ο λόγος που στα μοναχικά κύματα οι μεταξύ τους αλληλεπιδράσεις επιφέρουν μεταβολή των χαρακτηριστικών τους.

## 1.2 Εφαρμογές Της Ροής Υγρού Υμένα

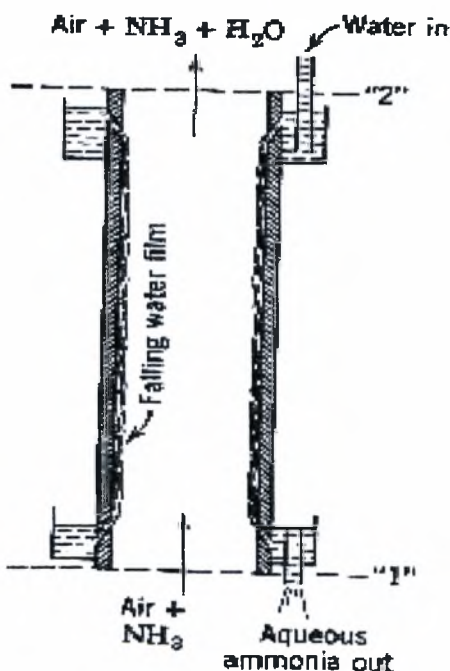
Η ροή υγρού υμένα αποτελεί ένα σημαντικό πεδίο της μηχανικής των ρευστών καθώς απαντάται σε πληθώρα βιομηχανικών εφαρμογών. Η μικρή θερμική αντίσταση και η μεγάλη επιφάνεια επαφής σε μικρούς ρυθμούς ροής κάνουν τους υγρούς υμένες ένα αποτελεσματικό μέσο κατά τη διαδικασία μεταφοράς θερμότητας σε διεπιφάνειες. Γενικά, υπάρχουν περιπτώσεις που είναι επιθυμητή είτε η ελαχιστοποίηση του βαθμού απόδοσης των φαινομένων μεταφοράς, είτε η μεγιστοποίηση τους.



Σχήμα 1.3: Εφαρμογή της ροής υγρού υμένα στη διφασική ροή

Η δακτυλιοειδής ροή που αποτελεί ένα από τα καθεστώτα διφασικής ροής που εμφανίζονται στους αυλούς των ατμοπαραγωγικών μονάδων και θα μπορούσε να προσομοιωθεί με τη ροή υγρού υμένα σε κατακόρυφο επίπεδο (Σχήμα 1.3). Στις μηχανές των πυραύλων η ροή υγρού υμένα χρησιμοποιείται για θερμική προστασία των τοιχωμάτων του θαλάμου καύσης αλλά και για το σχηματισμό ομογενούς μίγματος καυσίμου. Οι υγροί υμένες βρίσκουν εφαρμογή και στην ψύξη των πυρηνικών αντιδραστήρων καθώς επιτυγχάνεται η διαβροχή των τοιχωμάτων με καθαρό νερό που θερμαινόμενο εξατμίζεται.

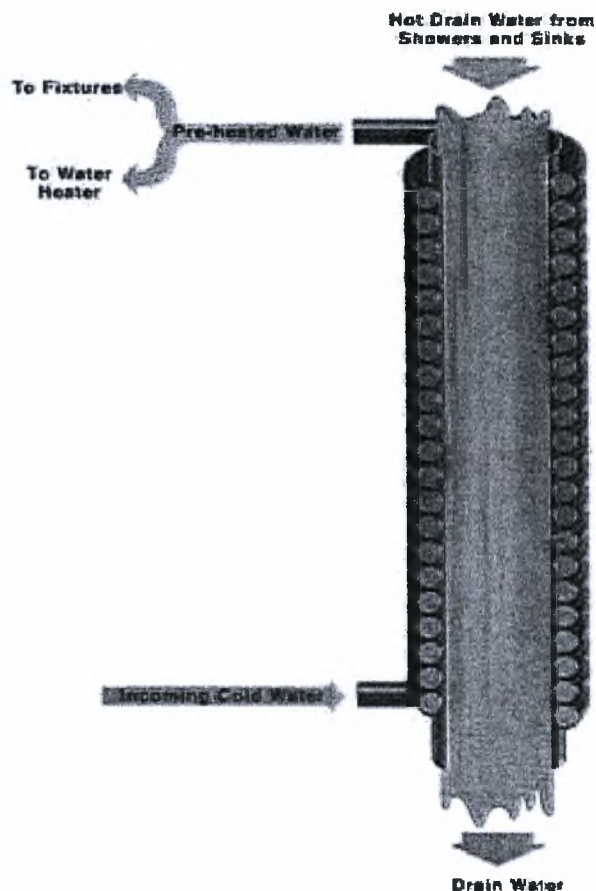
Η ροή υγρού υμένα εφαρμόζεται σε αρκετές συσκευές μεταφοράς μάζας όπως είναι οι απορροφητές, τα κελιά ηλεκτρόλυσης και οι κρυσταλλωτές. Στο σχήμα 1.4 παρουσιάζεται μια διάταξη μεταφοράς μάζας με ροή λεπτού υμένα. Αέρας και αμμωνία εισέρχονται στο σύστημα και καθώς υπάρχει ροή νερού με μορφή υμένα στον οποίο η συγκέντρωση της αμμωνίας είναι μηδενική, η αμμωνία μεταφέρεται από την αέρια μάζα στον υγρό υμένα και συλλέγεται.



Σχήμα 1.4 Διάταξη μεταφοράς μάζας με ροή λεπτού υμένα

Οι εναλλάκτες θερμότητας υγρών υμένων χρησιμοποιούνται ως συμπυκνωτές των ψυκτικών μέσων στην κρυογενική τεχνολογία. Ιδιαίτερα ενδιαφέροντα παραδείγματα αποτελούν οι συμπυκνωτές ατμού - όπου συνήθως η κύρια αντίσταση στη μεταφορά θερμότητας προβάλλεται από τον υμένα του συμπυκνώματος. Το προς συμπύκνωση υγρό εισέρχεται κατόπιν προθέρμανσης στο σύστημα των σωλήνων από τη βάση του. Για μικρή απόσταση το υγρό συνεχώς θερμαινόμενο ρέει ακολουθώντας ανοδική πορεία υπό τη μορφή

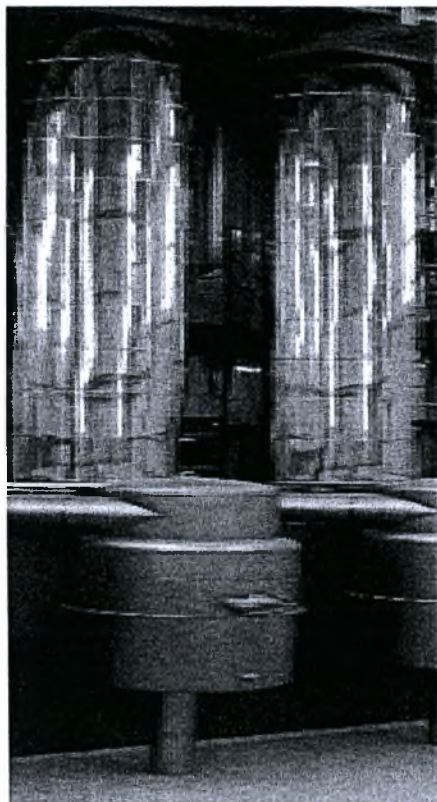
υμένα, που καλύπτει το εσωτερικό τοίχωμα του σωλήνα, έως ότου αρχίσει ο βρασμός του, οπότε οι δημιουργούμενες φυσαλίδες αυξάνουν την ταχύτητα του υγρού και τον ρυθμό μετάδοσης θερμότητας. Το υμένιο του ολοένα συμπυκνούμενου υγρού αναρριχάται ταχύτατα στο τοίχωμα των σωλήνων, το οποίο θερμαίνεται από τον συμπυκνωμένο ατμό που κυκλοφορεί από την εξωτερική πλευρά των σωλήνων. Το μίγμα του συμπυκνωμένου υγρού και του παραγόμενου ατμού εισέρχεται στο διαχωριστή, όπου και διαχωρίζεται. Ο τύπος αυτός ονομάζεται συμπυκνωτής ανερχόμενης στιβάδας (ascending-film evaporators).



Σχήμα 1.5 Εναλλάκτης θερμότητας

Κατά παρόμοιο τρόπο λειτουργεί και ο συμπυκνωτής κατερχόμενης στιβάδας (falling-film evaporators), με τη διαφορά ότι το προς συμπύκνωση υγρό εισέρχεται στους σωλήνες από την κορυφή τους και εξέρχεται από τη βάση τους ως μίγμα συμπυκνωμένου υγρού-ατμού, οπότε και εισέρχεται στον διαχωριστή που βρίσκεται συνδεδεμένος στη βάση του εναλλάκτη. Επιπλέον παραδείγματα είναι οι εξατμιστήρες που αποτελούν βασικά μέρη κατά τη διαδικασία απόσταξης του θαλασσινού νερού. Υμένες νερού βρίσκουν εφαρμογή

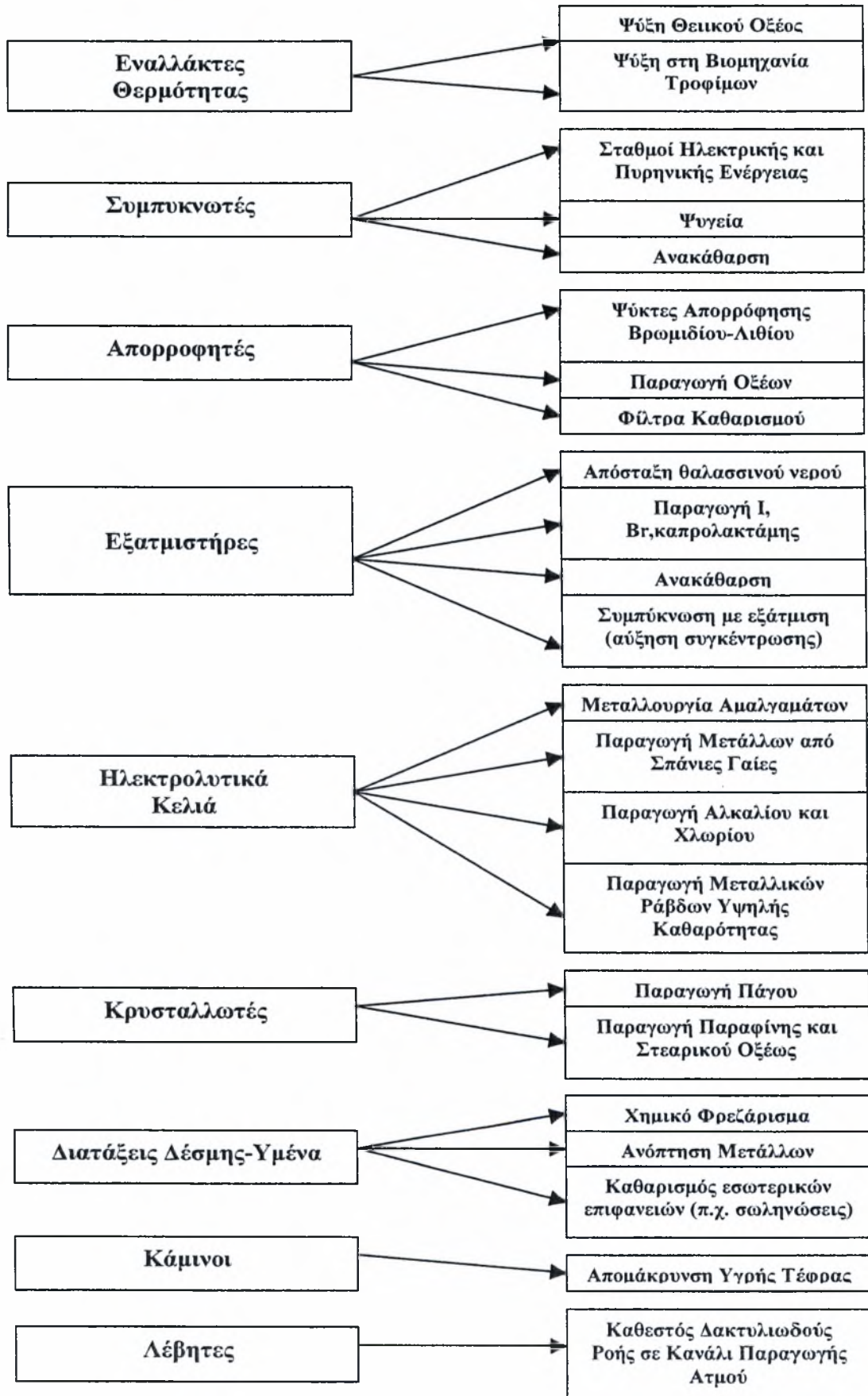
στην ψύξη του θεικού οξέως, στη γαλακτοβιομηχανία (Σχήμα 1.6) και γενικά στη βιομηχανία τροφίμων.



**Σχήμα 1.6: Εφαρμογή υγρών υμένων στη γαλακτοβιομηχανία**

Τελευταία, χρησιμοποιούνται ευρέως οι ροές με δέσμη για επεξεργασία μεταλλικών ή πλαστικών επιφανειών. Κατά την περίπτωση αυτή το επίπεδο της δέσμης που προσκρούει στα τοιχώματα, υπό διαφορετικές γωνίες σχηματίζει υγρούς υμένες που εξαπλώνονται πάνω στην επιφάνεια. Οι μέθοδοι αυτοί εφαρμόζονται για ανόπτηση μετάλλων, καθαρισμό των εσωτερικών επιφανειών αυλών ή δεξαμενών και για χημικό φρεζάρισμα των μεγάλων μερών των αεροσκαφών.

Οι υγροί υμένες παρατηρούνται και κατά την απομάκρυνση υγρής τέφρας από τους κλιβάνους. Τα προβλήματα που υπάρχουν κατά τη συλλογή και την εκμετάλλευση των αποβλήτων αυτών, αποτελεί σημαντική προτεραιότητα λόγω των αυξημένων περιβαλλοντικών περιορισμών. Επίσης η χρήση των υμένων για καθαρισμό των αερίων και των υγρών από προσμίξεις είναι ολοένα και περισσότερο αυξανόμενη, γεγονός που οφείλεται στις αυστηρές οικολογικές απαιτήσεις. Τέλος τα φαινόμενα ροής και ευστάθειας λεπτών υμένων καθορίζουν τα χαρακτηριστικά και άλλων τεχνολογικών και περιβαλλοντικών συστημάτων με ιδιαίτερο ενδιαφέρον, όπως για παράδειγμα τη συμπεριφορά πτερύγων αεροπλάνων κατά την πτήση υπό συνθήκες βροχόπτωσης (Pelekasis & Tsamopoulos, 2001).



Σχήμα 1.7: Εφαρμογές της ροής υγρού υμένα

### 1.3 Οργάνωση Της Εργασίας

Το υπόλοιπο αυτής της μεταπτυχιακής εργασίας χωρίζεται σε τέσσερις ενότητες που καταλαμβάνουν τα Κεφάλαιο 2 - 5, αντίστοιχα. Συγκεκριμένα:

Στο Κεφάλαιο 2 γίνεται μία προσπάθεια συνοπτικής περιγραφής της διεθνούς βιβλιογραφίας, με την απαραίτητη εστίαση στα πιο παρεμφερή άρθρα και αναλύεται το πρόβλημα που αφορά τη ροή υγρού υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο. Παρουσιάζονται οι ορισμοί, οι παραδοχές, οι εξισώσεις που περιγράφουν το πρόβλημα. και γίνεται αναφορά σε πειραματικά αποτελέσματα που προέκυψαν από τη μελέτη του φαινομένου.

Στο Κεφάλαιο 3 παρουσιάζεται αρχικά η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε, αναλύεται η διαδικασία λήψης των αποτελεσμάτων με τη μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό και περιγράφεται η εφαρμογή της στο επίπεδο τοίχωμα.

Στο Κεφάλαιο 4 εκθέτονται τα πειραματικά αποτελέσματα που προέκυψαν από τη ροή υγρού υμένα πάνω σε επίπεδο τοίχωμα, για τις διάφορες παραμέτρους που επιλέχθηκαν. Τέλος στο Κεφάλαιο 5 αναλύονται τα συμπεράσματα που εξήχθησαν και γίνονται προτάσεις για μελλοντική έρευνα.

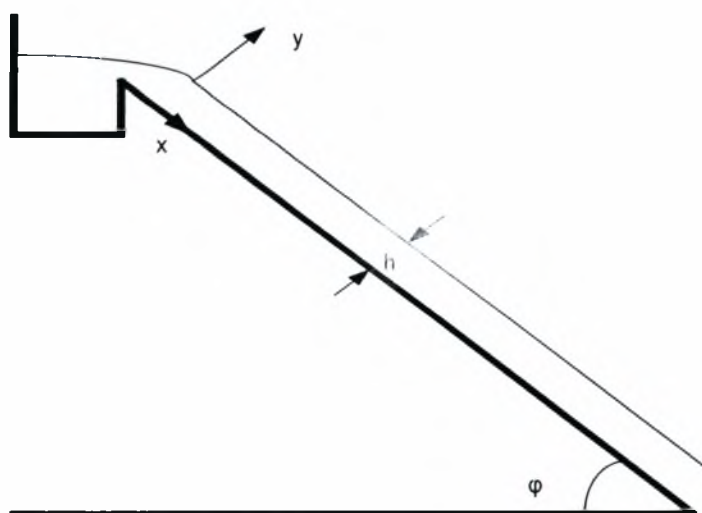
## Κεφάλαιο 2

### Βιβλιογραφική Ανασκόπηση

Στο κεφάλαιο αυτό περιγράφεται συνοπτικά η βιβλιογραφία που σχετίζεται με τη ροή υγρού υμένα, υπό την επίδραση της βαρύτητας πάνω από κεκλιμένο επίπεδο. Στην αρχή δίδονται οι εξισώσεις που περιγράφουν τη ροή του υμένα. Στη συνέχεια γίνεται αναφορά στη δημιουργία και εξέλιξη των κυμάτων που προκύπτουν λόγω των διαφόρων ασταθειών. Ακολουθεί η παρουσίαση των θεωρητικών, υπολογιστικών και πειραματικών μελετών για ροή πάνω από κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα. Τέλος γίνεται μια εκτενέστερη αναφορά στη μελέτη ροής υγρού υμένα υπό την επίδραση εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής για διάφορες τιμές της συχνότητας διαταραχής.

#### 2.1 Βασική ροή σε επίπεδο τοίχωμα

Η απλούστερη μορφή του προβλήματος της ροής σε κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα είναι της ροής Nusselt. Θεωρούμε ότι η ροή είναι ασυμπίεστη, στρωτή και το πάχος του υμένα είναι ομοιόμορφο κατά μήκος κεκλιμένης επίπεδης επιφάνειας μήκους  $L$ , η οποία βρίσκεται σε μεγάλη απόσταση από τα άκρα που εισέρχεται και εξέρχεται ο υμένας. Έτσι ο υμένας δεν επηρεάζεται λόγω των συνθηκών που επικρατούν στα άκρα και άρα η ταχύτητα του κατά τη διεύθυνση  $x$  είναι ανεξάρτητη του μήκους  $x$ .



Σχήμα 2.1: Ροή σε κεκλιμένο επίπεδο

Οι παραγόμενες εξισώσεις για τη διδιάστατη ροή λεπτού υγρού υμένα κατά μήκος ενός κεκλιμένου επιπέδου, είναι οι εξισώσεις συνέχειας και Navier-Stokes για ασυμπιεστο ρευστό.

$$\nabla \cdot \underline{u} = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \underline{u}}{\partial t} + (\underline{u} \cdot \nabla) \underline{u} \right) = -\nabla p + \rho \underline{g} + \mu \nabla^2 \underline{u} \quad (2.2)$$

όρος  $\rho$  είναι η πυκνότητα του ρευστού,  $\mu$  το ιξώδες,  $p$  η πίεση,  $\underline{g}$  η επιτάχυνση της βαρύτητας και  $\underline{u} = (u_x, u_y, u_z)$  το διάνυσμα της ταχύτητας. Επειδή το ρευστό κινείται μόνο στην κατεύθυνση  $x$  οι όροι  $u_y = u_z = 0$ . Συνεπώς η εξίσωση συνέχειας γίνεται:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} = 0 \quad (2.3)$$

Επίσης θεωρώντας τη ροή μόνιμη προκύπτει  $\frac{\partial \underline{u}}{\partial t} = 0$  οι εξισώσεις Navier Stokes παίρνουν τη μορφή:

$$-\frac{\partial P}{\partial x} + \rho \cdot g_x + \mu \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} = 0 \quad (2.4)$$

$$-\frac{\partial P}{\partial y} + \rho \cdot g_y = 0 \quad (2.5)$$

Ολοκληρώνοντας την εξίσωση (2.5) προκύπτει:

$$P(y) = \rho \cdot g_y \cdot y + C \quad (2.6)$$

Στη διεπιφάνεια υγρού-αέρα η πίεση είναι ίση με την ατμοσφαιρική, δηλαδή:

$$P(x, h_N) = -P_{atm} \quad (2.7)$$

δηλαδή η πίεση στη διεπιφάνεια δεν εξαρτάται από το  $x$

$$\frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (2.8)$$

Έτσι η σχέση (2.6) με χρήση της (2.7) δίνει:

$$-P_{atm} = \rho \cdot g_y \cdot h_N + C = C = -P_{atm} - \rho \cdot g_y \cdot h_N \quad (2.9)$$

άρα

$$P(y) = \rho \cdot g_y \cdot y - P_{atm} - \rho \cdot g_y \cdot h_N \quad (2.10)$$

οπότε τη σχέση (2.4) καταλήγουμε:

$$\mu \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} = -\rho \cdot g_x \Rightarrow u_x = -\frac{g_x}{\nu} \cdot \frac{y^2}{2} + C_1 \cdot y + C_2 \quad (2.11)$$



Συνοριακές συνθήκες που διέπουν το πρόβλημα:

- Συνθήκη μη ολίσθησης στη διεπιφάνεια μεταξύ τοιχώματος και ρευστού ( $y=0$ )

$$u_x(y=0) = 0 \Rightarrow C_2 = 0 \quad (2.12)$$

- Η διατμητική τάση είναι ίση με μηδέν στην ελεύθερη επιφάνεια του ρευστού ( $y=h_N$ )

$$\tau_{yx} = -\mu \left. \frac{\partial u_x}{\partial y} \right|_{y=h_N} = 0 \Rightarrow \left. \frac{\partial u_x}{\partial y} \right|_{y=h_N} = 0 \Rightarrow C_1 = \frac{g_x}{\nu} h_N \quad (2.13)$$

Αντικαθιστώντας τα παραπάνω στη σχέση (2.11) παίρνουμε την ακόλουθη έκφραση για την ταχύτητα:

$$u_x(y) = \frac{g_x}{\nu} \cdot \left( y \cdot h_N - \frac{y^2}{2} \right) \quad (2.14)$$

Η μέση τιμή της ταχύτητας προκύπτει από ολοκλήρωση της σχέσης (2.14):

$$\bar{u}_x = \frac{\int_0^{h_N} u_x(y) dy}{h_N} = \frac{g_x \cdot h_N^2}{3 \cdot \nu} = \frac{g \cdot h_N^2 \cdot \sin \phi}{3 \cdot \nu} \quad (2.15)$$

Θέτοντας  $y=h_N$  παίρνουμε τη μέγιστη τιμή της ταχύτητας:

$$u_{\max} = u_x(h_N) = \frac{g_x \cdot h_N^2}{2 \cdot \nu} = \frac{g \cdot h_N^2 \cdot \sin \phi}{2 \cdot \nu} \quad (2.16)$$

Συνεπώς το ύψος του υμένα συναρτήσει της μέσης ταχύτητας δίνεται από:

$$h_N = \sqrt{\frac{3\nu \cdot \bar{u}}{g \cdot \sin \phi}} \quad (2.17)$$

και συναρτήσει της ογκομετρικής παροχής από:

$$h_N = \sqrt[3]{\frac{3\nu \cdot q}{g \cdot \sin \phi}} \quad (2.18)$$

Η ροή περιγράφεται από τους αδιάστατους αριθμούς Reynolds, Weber και Kapitza, που δίνονται από τις σχέσεις:

$$\text{Re} = \frac{\bar{u} \cdot h_N}{\nu} \quad (2.19)$$

$$\text{We} = \frac{\gamma}{(\rho \cdot \bar{u}^2 \cdot h_N)} \quad (2.20)$$

$$\text{Ka} = \frac{\gamma}{\rho \cdot \nu^{4/3} \cdot g^{1/3}} \quad (2.21)$$

Στις πιο πάνω σχέσεις  $\bar{u}$  είναι η μέση ταχύτητα,  $h_N$  το πάχος του επίπεδου υμένα κατά Nusselt,  $\rho$  η πυκνότητα του ρευστού,  $\gamma$  η επιφανειακή τάση και  $g$  η επιτάχυνση της βαρύτητας. Πιο συχνά χρησιμοποιείται ο αριθμός Kapitza έναντι του αριθμού Weber, καθώς είναι συνάρτηση των φυσικών ιδιοτήτων του ρευστού και ανεξάρτητος της παροχής.

Η διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας είναι άγνωστη, γεγονός που αποτελεί το ζητούμενο του προβλήματος. Έτσι λοιπόν το πρόβλημα είναι μη γραμμικό και για την επίλυση του απαιτούνται πολύπλοκες μαθηματικές μέθοδοι.

## 2.2 Η γραμμική ευστάθεια της ροής σε επίπεδο τοίχωμα

Πέρα από κάποιο αριθμό Re, προκύπτουν ασταθείς λύσεις στο πρόβλημα της ροής υγρού υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο. Επιβάλλοντας στη ροή μια διαταραχή, αυτή αναπτύσσεται κατά μήκος του πεδίου ροής και οδηγεί στη εμφάνιση κυμάτων και άλλων τρισδιάστατων δομών. Οι δισδιάστατες διαταραχές είναι πιο ασταθείς από τις τρισδιάστατες, συνεπώς τα κύματα που δημιουργούνται από τις πρώτες παίζουν σημαντικό ρόλο στην εξέλιξη της ροής. Για το λόγο αυτό η μελέτη της γραμμικής ευστάθειας στηρίζεται στη θεώρηση των δισδιάστατων διαταραχών.

Με αδιαστατοποίηση των βασικών εξισώσεων της ροής με τα ακόλουθα χαρακτηριστικά μεγέθη:

- Χαρακτηριστικό μήκος:  $h_N$
- Χαρακτηριστική ταχύτητα:  $\bar{u} = \frac{g \cdot h_N^2 \cdot \sin \phi}{3 \cdot \nu}$
- Χαρακτηριστικός χρόνος:  $h_N / \bar{u}$
- Χαρακτηριστική πίεση:  $\rho \bar{u}^2$

Προκύπτουν οι παρακάτω εκφράσεις για την ταχύτητα, τη ροϊκή συνάρτηση και την πίεση αντίστοιχα:

$$\bullet \quad u(y) = 3 \left( y - \frac{1}{2} y^2 \right) \quad (2.22)$$

$$\bullet \quad \Psi_0(y) = 3 \left( \frac{1}{2} y^2 - \frac{1}{6} y^3 \right) = \frac{3}{2} y^2 - \frac{1}{2} y^3 \quad (2.23)$$

$$\bullet \quad P(y) = \frac{1}{Fr^2} (1-y) \cot \phi \quad \text{όπου} \quad Fr^2 = \frac{Re}{3} \quad (2.24)$$

Επιβάλλοντας στη ροή διδιάστατη διαταραχή της μορφής:

$$\Psi = \Psi_0 + f(y)e^{i\alpha(x-ct)} \quad (2.25)$$

$$n = h + Ae^{i\alpha(x-ct)} \quad (2.26)$$

όπου  $\alpha$  ο αδιάστατος κυματαριθμός:  $\alpha = \hat{\alpha} h_N = \frac{2\pi h_N}{L}$

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

Από την εξίσωση Navier-Stokes με σταυρωτή παραγωγή, απαλείφεται ο όρος της πίεσης και προκύπτει η εξίσωση Orr-Sommerfeld για τα εύρος του  $f(y)$ :

$$f'''' - 2\alpha^2 f'' + \alpha^4 f = i \operatorname{Re} a [(u-c)(f'' - \alpha^2 f) - u''f] \quad (2.27)$$

Οι συνοριακές συνθήκες του προβλήματος είναι:

- Συνθήκη μη ολίσθησης και μη διείσδυσης στο τοίχωμα, δηλαδή μηδενική ταχύτητα σε όλες τις διευθύνσεις του τοιχώματος:  $y=0 : u=v=0 = f(0) = f'(0) = 0$  (2.28)
- Στην ελεύθερη επιφάνεια ο τανυστής τάσεων είναι μηδέν κατά την εφαπτομενική διεύθυνση και ίσος με την καμπυλότητα επί την επιφανειακή τάση κατά την κάθετη

$$\text{διεύθυνση: } y=1+n: \left. \frac{\sigma \cdot \mathbf{n}}{\rho} \cdot \mathbf{t} \right|_n = 0 \text{ και } \left. \frac{\sigma \cdot \mathbf{n}}{\rho} \cdot \mathbf{n} \right|_n = \gamma \kappa \quad (2.29)$$

Η λύση για το παραπάνω πρόβλημα, για κύματα μεγάλου μήκους (όπου  $\alpha = \frac{2\pi h_N}{L} \ll 1$ ) έχει δοθεί από τον Yih (1963) ως εξής:

Θεωρούμε τους αγνώστους  $f(y)$  και  $c$  ως αναπτύγματα Taylor ως προς  $\alpha$ :

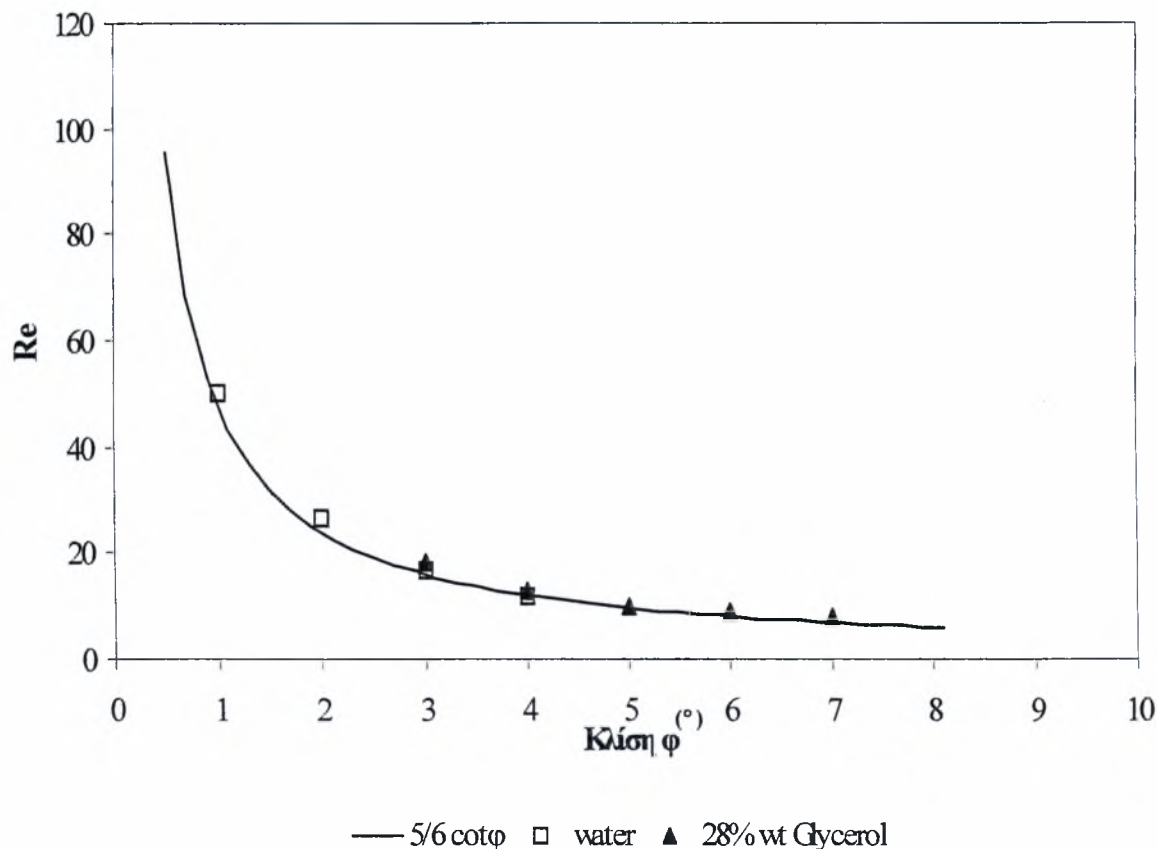
$$f(y) = f_0(y) + \alpha f_1(y) + \alpha^2 f_2(y) + \dots \quad (2.30)$$

$$c = c_0 + \alpha c_1 + \alpha^2 c_2 + \dots \quad (2.31)$$

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:

$$\frac{6}{5} Re - \cot \phi > 0 \Leftrightarrow Re_c = \frac{5}{6} \cot \phi \quad (2.32)$$

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 τους Vlachogiannis & Bontozoglou (2001). Στο σχήμα 2.2 βλέπουμε τον κρίσιμο  $Re$  ως συνάρτηση της γωνίας κλίσης για 2 διαφορετικά ρευστά. Στο ίδιο σχήμα, οι καμπύλες αυτές συγκρίνονται με την θεωρητική πρόβλεψη για επίπεδο τοίχωμα.



Σχήμα 2.2: Καμπύλη ευστάθειας της ροής υγρού υμένα σε διάφορες κλίσεις ως συνάρτηση του αριθμού  $Re$ . (□)  $Ka=3365$ , (●)  $Ka=1102$ , (—)  $Re=5/6 \cot \phi$ .

Οι μετρήσεις που παρουσιάζονται στο σχήμα 2.2 έγιναν με νερό και διάλυμα νερού – γλυκερίνης 26% κ.β. Οι δύο σειρές των πειραματικών αποτελεσμάτων συμπίπτουν, αποδεικνύοντας ότι η αστάθεια εξαρτάται μόνο από τον αριθμό  $Re$  και όχι από το είδος του ρευστού.

Ο ρυθμός αύξησης (growth rate) και η φασική ταχύτητα (phase velocity) των απειροστών κυμάτων μπορεί να βρεθούν υπολογιστικά ως συνάρτηση του κυματαριθμού για πεπερασμένες τιμές των  $Re$ ,  $We$  και  $\phi$ . Για πολύ μικρούς κυματαριθμούς, η φασική ταχύτητα  $c$ , είναι  $c = 2U_o$ .

Ο Benjamin (1961), πρώτος διαπίστωσε τη μεταφερόμενη φύση (convective character) της αστάθειας για τη ροή υγρών υμένων. Έδειξε θεωρητικά και πειραματικά ότι μία τοπική, γραμμική διαταραχή αναπτύσσεται κατάντη της ροής. Οι Liu et al. (1993) χρησιμοποίησαν την εξίσωση του Benney (1966) (long wave expansion equation), για τη μελέτη της έναρξης της αστάθειας. Με τη παραδοχή ότι οι διδιάστατες διαταραχές έχουν

μήκος κύματος πολύ μεγαλύτερο από το πάχος του υμένα ( $\lambda \gg h_N$ ), η εξίσωση 1<sup>ης</sup> τάξης ως προς  $\alpha$  γίνεται:

$$h_t + 2h^2 h_x + \frac{2}{3} \left[ \frac{4}{5} \text{Re} h^6 h_x - h^3 h_x \cot \varphi + We h^3 h_{xxx} \right]_x = 0 \quad (2.33)$$

Η παραπάνω εξίσωση έχει ισχύ μόνο όταν  $\text{Re} \sim \text{Re}_c$  και η επιφανειακή τάση να είναι μη-μηδενική. Οι υπολογισμοί της παραπάνω εξίσωσης έδειξαν ότι το σύστημα γίνεται μεταφορικά ασταθές όταν  $\text{Re} = \text{Re}_c$ , εάν  $\gamma \neq 0$ . Η ίδια ανάλυση προβλέπει ότι η μετάβαση από μεταφερόμενη σε απόλυτη (convective to absolute) διαταραχή λαμβάνει χώρα για:  $\text{Re}_{c/a} = \text{Re}_c + (6.7We)^{1/3}$ . Ωστόσο, το παραπάνω όριο δεν είναι ακριβές, εξαιτίας των παραδοχών επίλυσης των εξισώσεων. Οι Joo & Davis (1992) και οι Deissler, Oron & Lee (1991) χρησιμοποίησαν τη παραπάνω εξίσωση (long wave expansion equation) για παρόμοιους υπολογισμούς σε ροή υγρού υμένα σε κατακόρυφο τοίχωμα. Επιπρόσθετα, οι Chang et al. (1994), με την υπολογιστική επίλυση των ολοκληρωτικών εξισώσεων του οριακού στρώματος (integral-boundary layer), έδειξαν ότι για ροή υγρού υμένα σε κατακόρυφο επίπεδο τοίχωμα η αστάθεια γίνεται μεταφερόμενη για  $\text{Re} \sim 500$ .

Ο φυσικός μηχανισμός της δημιουργίας της αστάθειας σε ροή υγρού υμένα και για αριθμούς Reynolds της τάξης  $\text{Re} < 300$ , αποτελεί το επόμενο βήμα κατανόησης του φαινομένου. Όταν μία επίπεδη ελεύθερη επιφάνεια παραμορφώνεται, δημιουργείται, λόγω του βασικού πεδίου ταχύτητας (2.8α), μία διατμητική τάση στη νέα διεπιφάνεια. Από τη στιγμή που η εφαπτομενική συνιστώσα της τάσης στην αρχική ελεύθερη επιφάνεια είναι μηδέν λόγω της αντίστοιχης συνοριακής συνθήκης, αναπτύσσεται μία διατμητική τάση διαταραχής στην παραμορφωμένη ελεύθερη επιφάνεια. Οι Kelly et al. (1989) και ο Smith (1990) έδειξαν ότι η παραπάνω διατμητική τάση αποτελεί την αιτία έναρξης της επιφανειακής αστάθειας.

Μετά την έναρξη της αστάθειας, ο ρυθμός αύξησης του πλάτους της εξαρτάται από τις αδρανειακές δυνάμεις (inertial effects) του συστήματος. Εξαιτίας της αδράνειας, η απόκριση της μεταβολής της ταχύτητας στην παραμορφωμένη επιφάνεια είναι αργή. Αυτή η καθυστέρηση (phase lag) οδηγεί στη δημιουργία μίας αδρανειακής πίεσης (inertial pressure), η οποία τείνει να οδηγήσει ποσότητες του ρευστού από την κοιλότητα στην κορυφή της παραμορφωμένης επιφάνειας και έτσι να αποσταθεροποιήσει τη ροή. Από την άλλη μεριά, η τριχοειδής πίεση και η υδροστατική πίεση εξαιτίας της συνιστώσας της βαρύτητας, αποτελούν τους παράγοντες σταθεροποίησης. Για παράδειγμα, η τριχοειδής πίεση αποσβένει τα μικρού μήκους κύματα.

## 2.3 Η μη γραμμική εξέλιξη σε επίπεδο τοίχωμα

Τα τελευταία χρόνια έχουν πραγματοποιηθεί αρκετές θεωρητικές και πειραματικές μελέτες που αφορούν τη ροή υγρού υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα. Τα αποτελέσματα των μελετών αυτών περιγράφουν τη διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα υπό την επιβολή εξωτερικών διαταραχών, τεχνητών ή φυσικών. Το αποτέλεσμα των διαταραχών αυτών είναι η δημιουργία κυμάτων στην επιφάνεια του υμένα, τα οποία παρουσιάζουν έντονη διαφοροποίηση ανάλογα με το μηχανισμό δημιουργίας τους.

### 2.3.1 Θεωρία

Η περιγραφή των φαινομένων που διέπουν την εξέλιξη των κυμάτων σε ένα επίπεδο τοίχωμα παρουσιάζεται με συγκροτημένο τρόπο στην ανασκόπηση του Chang (1994). Έτσι λοιπόν, σε υψηλούς αριθμούς Reynolds ( $Re > 1000$ ) παρατηρούνται κύματα οφειλόμενα στη διάτμηση (shear wave) με μήκος κύματος συγκρίσιμο ή μικρότερο από το πάχος του υμένα  $h$ . Συνεπώς, συνθήκες υψηλού ρυθμού ροής προκαλούν τυρβώδεις υμένες, όπου επικρατούν εσωτερικές διαταραχές κατά Tollmien-Schlichting. Σε μέσους αριθμούς Reynolds ( $300 < Re < 1000$ ) αρχίζουν να εμφανίζονται διαμήκη διεπιφανειακά κύματα, χαρακτηριστικά των ασταθειών λόγω βαρύτητας και επιφανειακής τάσης (gravity-capillary instabilities). Εν τούτοις, η δυναμική των κυμάτων είναι εξαιρετικά μη-μόνιμη (nonstationary), ειδικά για τα διατηρούμενα μικρά κύματα, τα οποία φαίνεται ότι παρήχθησαν από τα μεγαλύτερα κύματα, εξαιτίας μηχανισμών αποκόλλησης (shedding) των δινών. Σε εξαιρετικά χαμηλούς αριθμούς Reynolds ( $Re \ll 1$ ) ο υμένας γίνεται πολύ λεπτός, οι ενδομοριακές δυνάμεις και η δυναμική της γραμμής επαφής υγρού-τοιχώματος (contact line dynamics) καθίστανται σημαντικές και ο υμένας αρχίζει να διασπάται κατά μήκος της ροής.

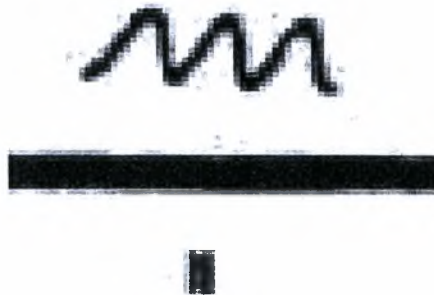
Ο Chang (1994) αναφέρει ότι σε περίπτωση που έχουμε φυσική διαταραχή και ο αριθμός  $Re$  παίρνει τιμές μεταξύ 1 και 300, τότε παρατηρούνται τέσσερις διαφορετικές περιοχές ροής. Η περιοχή I, που ονομάζεται περιοχή σύλληψης (inception region) αναφέρεται στα αρχικά στάδια της εξέλιξης του υμένα κοντά στην είσοδο (Σχήμα 2.3). Κατά την είσοδο του υμένα στο κανάλι εισάγεται και μια διαταραχή. Η διαταραχή αυτή μεταφέρεται, και έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός κύματος αρχικά μικρού πλάτους. Εάν η διαταραχή είναι μονοχρωματική (έχει μια μόνο συχνότητα), στην εμφανιζόμενη αστάθεια θα έχει μεταφερθεί η ίδια συχνότητα. Αν αντίθετα, η διαταραχή έχει πολλές συχνότητες (π.χ. φυσικός θόρυβος),

τότε το κύμα που θα παραχθεί θα έχει την πλέον ασταθή συχνότητα του θορύβου. Επίσης, παρατηρούμε ότι στην περιοχή I το πλάτος του κύματος αυξάνεται εκθετικά, όπως σε όλα τα φαινόμενα γραμμικής διέγερσης ασταθών κυμάτων.



**Σχήμα 2.3:** Σχηματική αναπαράσταση κύματος στην περιοχή I (inception region)

Η μετάβαση από την περιοχή I στην περιοχή II (Σχήμα 2.4) έγκειται στο σταμάτημα της εκθετικής αύξησης του πλάτους του κύματος. Το πλάτος παίρνει μια πεπερασμένη τιμή η οποία εξαρτάται από τους αριθμούς  $Re$  και  $Ka$  και το μήκος του διεγερμένου κύματος. Συγχρόνως το σχήμα του κύματος δεν είναι πλέον 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. Τα κύματα που εμφανίζονται στην περιοχή II διανύουν μια απόσταση περίπου 10 μήκη κύματος χωρίς να αλλάζει η μορφή και το μέγεθός τους έως ότου περάσουν στην περιοχή III.



**Σχήμα 2.4:** Σχηματική αναπαράσταση κύματος στην περιοχή ανάπτυξης II

Στην περιοχή III (Σχήμα 2.5) παρατηρήθηκαν δύο κυρίαρχες μορφές αστάθειας των κυμάτων πεπερασμένου μεγέθους. Κοντινά κύματα ενώνονται ανά διαστήματα εξαιτίας της «υποαρμονικής αστάθειας» (sub harmonic instability) (Prokopiou et al., 1991) ή λόγω των πλευρικών ασταθειών (sideband instabilities) (Cheng & Chang, 1992). Αυτές οι δύο αστάθειες δημιουργούν -στη κατά τα άλλα ομοιόμορφη ροή- ελαττωματικές περιοχές, κατά μήκος της ροής. Στο εσωτερικό των ελαττωματικών περιοχών τα παραμορφωμένα κύματα αυξάνονται σε μήκος κύματος, μέγεθος και ταχύτητα και αναπτύσσονται σ' ένα περιορισμένο χώρο με την μορφή 'εξογκωμάτων'. Αυτά τα εξογκώματα έχουν απότομες κορυφές, οι οποίες ομαλοποιούνται στη συνέχεια σε μια σειρά μικρών κυμάτων (με μήκος κύματος κοντά σ' αυτό του 'μονοχρωματικού' κύματος της περιοχής I). Τα εξογκώματα είναι μεγάλα, δημιουργούνται και επεκτείνονται ταχύτατα κατά μήκος της ροής καθώς προσπερνούν τα χαμηλότερα και βραδυκίνητα κύματα τα οποία, τελικά, εξαφανίζονται. Το δημιουργούμενο φάσμα συχνοτήτων και μηκών κύματος γίνεται όλο και πιο ευρύ, σε αντίθεση με αυτό των περιοχών I & II. Βέβαια αυτό δεν υποδηλώνει την επικράτηση των διασκορπισμένων κυμάτων στην ελεύθερη επιφάνεια. Αξίζει να αναφερθεί ότι τα αυτοδύναμα εξογκώματα έχουν ένα χαρακτηριστικό μήκος πολύ μικρότερο σε σχέση με την απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών εξογκωμάτων. Τα κύματα αυτά ονομάζονται σολιτονικά κύματα (solitary waves) και συνήθως παραμένουν αναλλοίωτα καθώς πλησιάζουν την περιοχή IV.

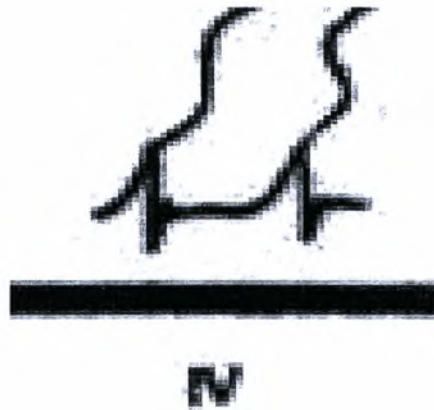


Σχήμα 2.5: Σχηματική αναπαράσταση δημιουργίας μοναχικών κυμάτων στην περιοχή ανάπτυξης III

Τέλος στην περιοχή IV (Σχήμα 2.6), οι κορυφές των μεγάλων κυμάτων αρχίζουν να διαχωρίζονται εγκάρσια με αποτέλεσμα την δημιουργία τρισδιάστατης δομής. Η ανάπτυξη της τρισδιάστατης αυτής δομής είναι αποτέλεσμα της επίδρασης ανάλογων ασταθειών στη πλήρως αναπτυγμένη διδιάστατη δομή. Η δομή που δημιουργείται σε αυτή την περίπτωση φαίνεται να



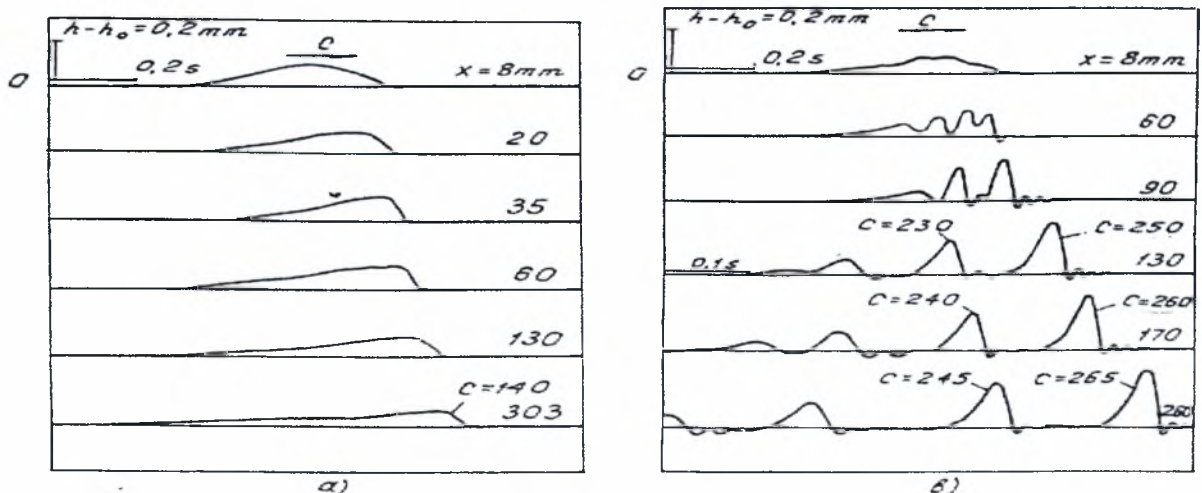
μην αλλάζει με το χρόνο. Τα τρισδιάστατα κύματα εξακολουθούν να διατηρούν τη μορφή των μοναχικών κυμάτων και όπως προείπαμε χαρακτηρίζονται από το απότομο μπροστινό τους μέρος και την πιο ομαλή «ουρά».



Σχήμα 2.6: Σχηματική αναπαράσταση δημιουργίας μοναχικών κυμάτων στην περιοχή ανάπτυξης IV

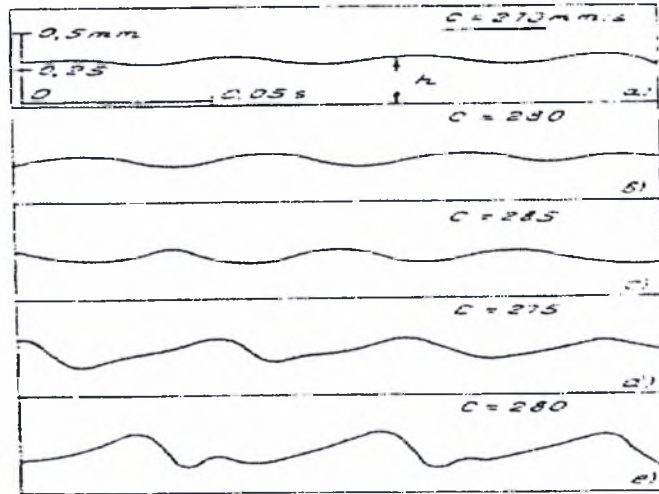
### 2.3.2 Πειράματα

Μια από τις σημαντικότερες εργασίες η οποία αποτελεί σημείο αναφοράς στη ροή υγρού υμένα είναι αυτή των Alekseenko et al. (1985). Στη μελέτη αυτή, δόθηκαν στοιχεία για την εξέλιξη της εισερχόμενης διαταραχής κατάντη της ροής. Χρησιμοποιήθηκε σύστημα επιβολής διαταραχής το οποίο έδινε τη δυνατότητα αλλαγής των χαρακτηριστικών της διαταραχής. Στο σχήμα 2.7 απεικονίζεται η εξέλιξη της επιβαλλόμενης διαταραχής κατάντη της ροής.



Σχήμα 2.7: Η εξέλιξη της εισερχόμενης διαταραχής κατάντη της ροής

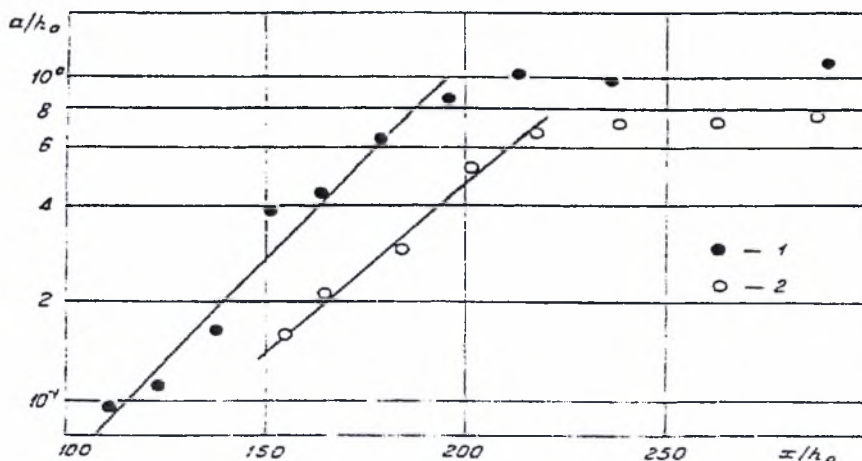
Η μέτρηση των χαρακτηριστικών των κυμάτων, δηλαδή της ταχύτητας και του μήκους κύματος τους, συναρτήσει του μεγέθους αυτών αποτελεί το σημαντικότερο τμήμα της εργασίας. Παρατηρήθηκε εξάρτηση της ταχύτητας των παραγόμενων μοναχικών κυμάτων από το μέγεθός τους. Στο σχήμα 2.8 παρουσιάζεται η ανάπτυξη των μοναχικών κυμάτων κατάντη της ροής όταν η εισερχόμενη διαταραχή παράγει περιοδικά κύματα.



Σχήμα 2.8: Ανάπτυξη μοναχικών κυμάτων κατάντη της ροής.

Η εξάρτηση του μεγέθους των παραγόμενων κυμάτων ως συνάρτηση της αποστάσεως κατάντη της ροής παρουσιάζεται στο σχήμα 2.9. Πιο συγκεκριμένα στο σχήμα απεικονίζεται η εξάρτηση του αδιάστατου μεγέθους:  $\alpha = \frac{h_{\max} - h_{\min}}{h_N}$  ως συνάρτηση της αδιάστατης κατάντη

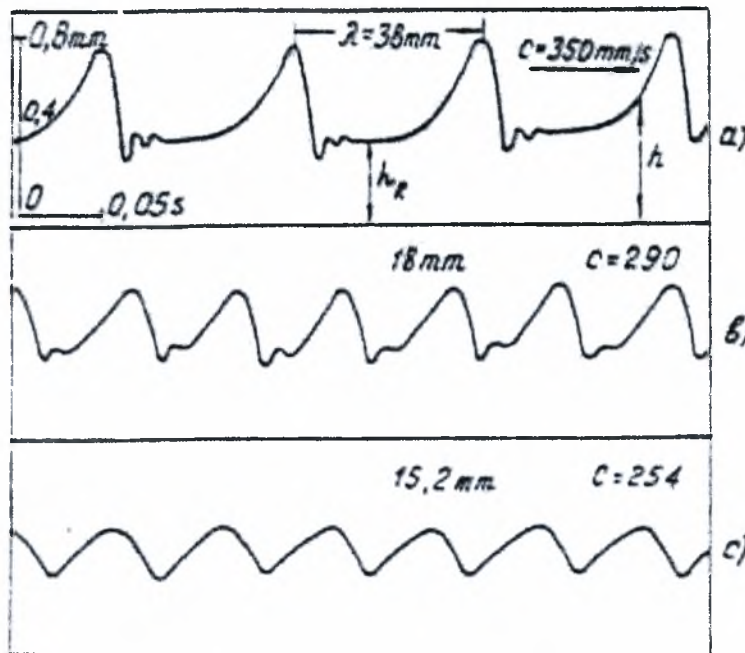
αποστάσεως:  $\frac{x}{h_N}$ .



Σχήμα 2.9: Εξάρτηση του μεγέθους των μοναχικών κυμάτων ως συνάρτηση της αποστάσεως της κατάντη ροής.

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.

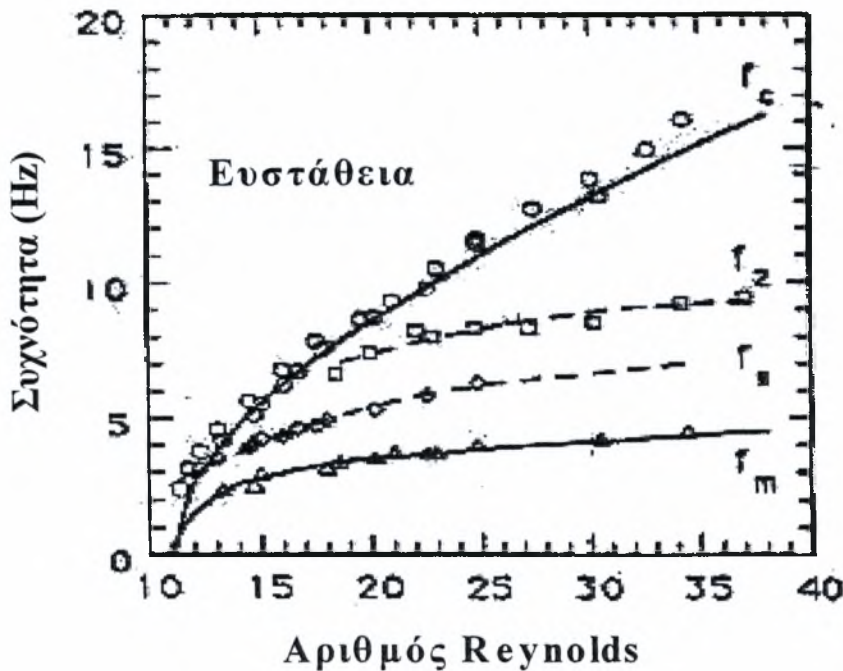
Στο σχήμα 2.10 απεικονίζονται τα χαρακτηριστικά των πλήρως αναπτυγμένων σολιτονικών κυμάτων. Το μήκος κύματος των σολιτονικών κυμάτων είναι περίπου 38mm, ενώ κάθε κύμα με μεγαλύτερο μήκος κύματος μπορεί να χαρακτηριστεί ως σολιτονικό. Η ταχύτητά τους είναι της τάξης των 350mm/sec και διαφέρει από τη ταχύτητα των κορεσμένων περιοδικών κυμάτων (280mm/sec).



Σχήμα 2.10: Τα χαρακτηριστικά των δημιουργούμενων κυμάτων (μήκος κύματος, ταχύτητα) ως συνάρτηση της κατάντη αποστάσεως

Άλλη μια σημαντική εργασία είναι αυτή των Liu et all (1993, 1994). Στην περίπτωση αυτή για τη συλλογή των πειραματικών δεδομένων χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος απεικόνισης με φθορισμό. Αποδείχθηκε ότι η μη γραμμική ανάπτυξη των κυμάτων είναι συνάρτηση τόσο του αριθμού Reynolds όσο και των χαρακτηριστικών της εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής. Στα αποτελέσματά τους παρουσιάζεται η ποσοτική συσχέτιση μεταξύ του κρίσιμου, για την εμφάνιση αστάθειας, αριθμού Re και της γωνίας κλίσης του τοιχώματος όπως παρουσιάστηκε στο σχήμα 2.2. Επιβεβαιώθηκαν τα περισσότερα θεωρητικά προβλεπόμενα όρια της γραμμικής ευστάθειας. Όταν ο αριθμός Re βρίσκεται στην ασταθή περιοχή, απέδειξαν πειραματικά ότι η αρχική αστάθεια μετακινείται στην κατεύθυνση της

ροής και συνεχώς μεγαλώνει. Τα όρια τα οποία χωρίζουν τις διάφορες περιοχές ευστάθειας και αστάθειας βρίσκονται συγκεντρωμένα στο διάγραμμα του σχήματος 2.11.

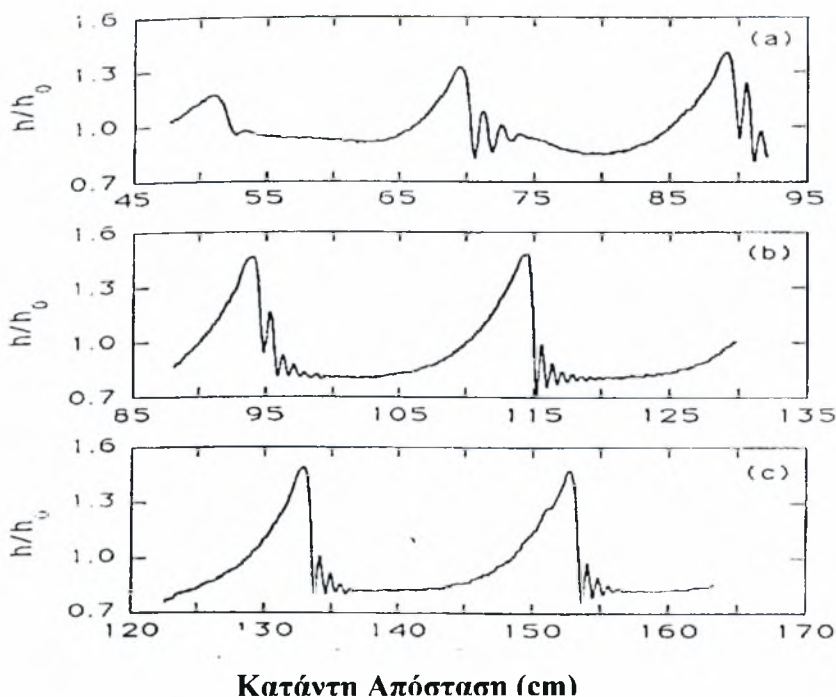


Σχήμα 2.11: Διάγραμμα καθορισμού περιοχών ευστάθειας και αστάθειας κατά Liu et al.

Στο πιο πάνω σχήμα φαίνεται ότι για μικρούς αριθμούς Re ο υμένας είναι ευσταθής. Επίσης για μεγάλες συχνότητες έχουμε ευστάθεια ανεξάρτητα τον 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.

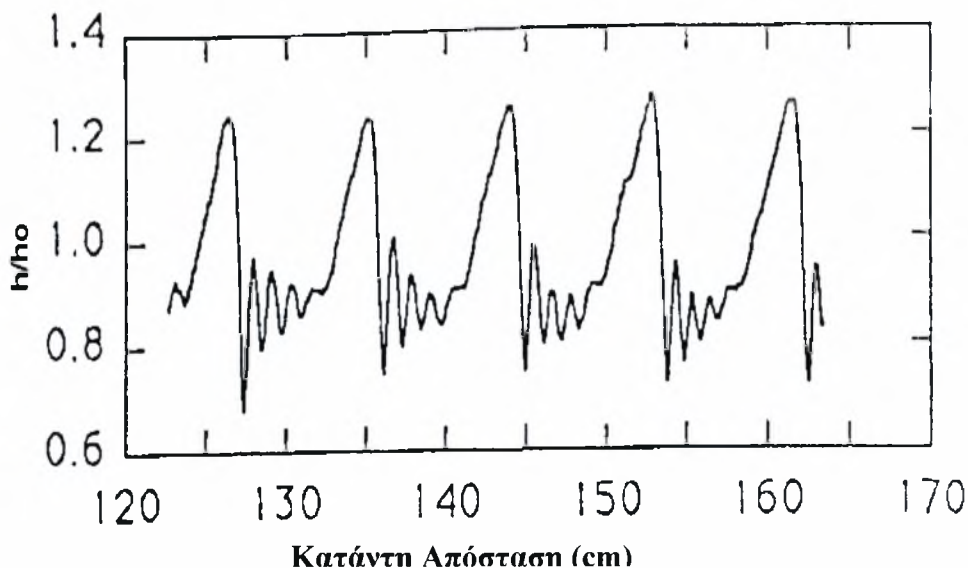
Η ανάπτυξη και εξέλιξη των μοναχικών κυμάτων έχει μελετηθεί πειραματικά από τους Liu & Gollub (1994) χρησιμοποιώντας υγρό μεγάλου ιξώδους (διάλυμα νερού γλυκερίνης 54% κ.β. γλυκερίνη). Για συχνότητα διαταραχής 1,5Hz παρατηρήθηκε ότι στην είσοδο της διαταραχής εμφανιζόταν ένα ημιτονοειδές κύμα το οποίο εξελίσσεται και η κάθε κορυφή παρουσιάζει απότομο μέτωπο και μακριά ουρά (σχήμα 2.12). Σταδιακά, τα κύματα αυτά

εξελίσσονται 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.



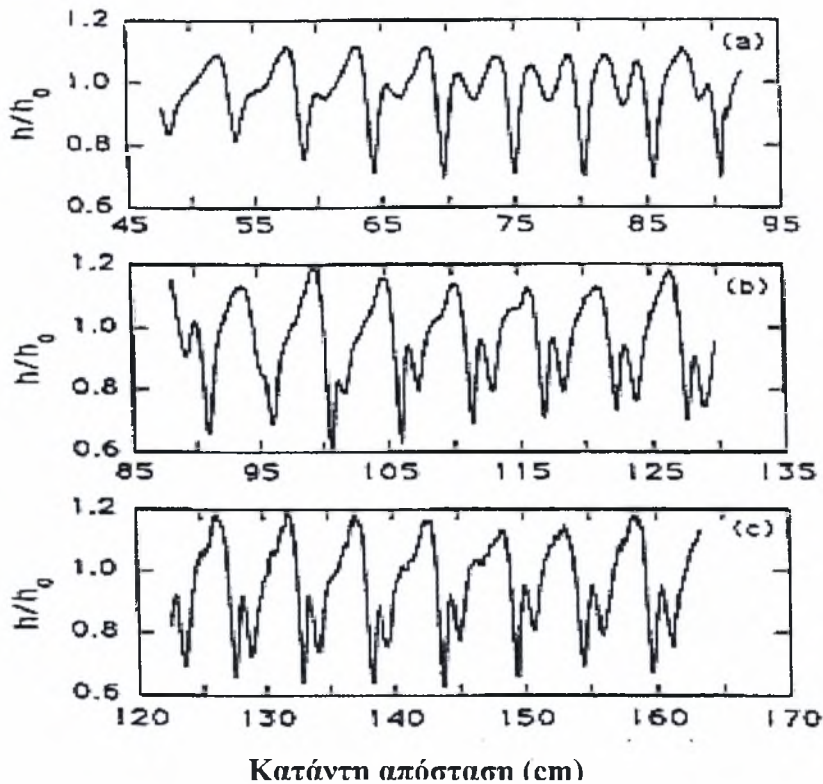
Σχήμα 2.12: Εμφάνιση μοναχικών κυμάτων για συχνότητα διαταραχής 1,5Hz.

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 2.13).



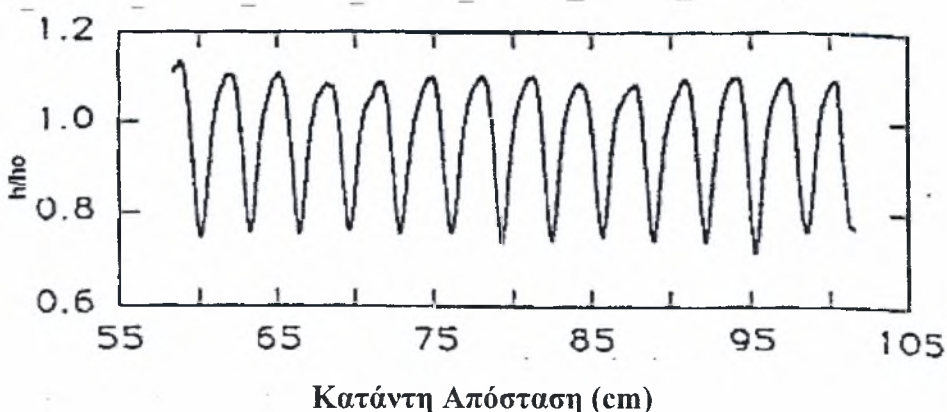
Σχήμα 2.13: Μορφή κυμάτων για συχνότητα διαταραχής 3Hz.

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. 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 2.14.



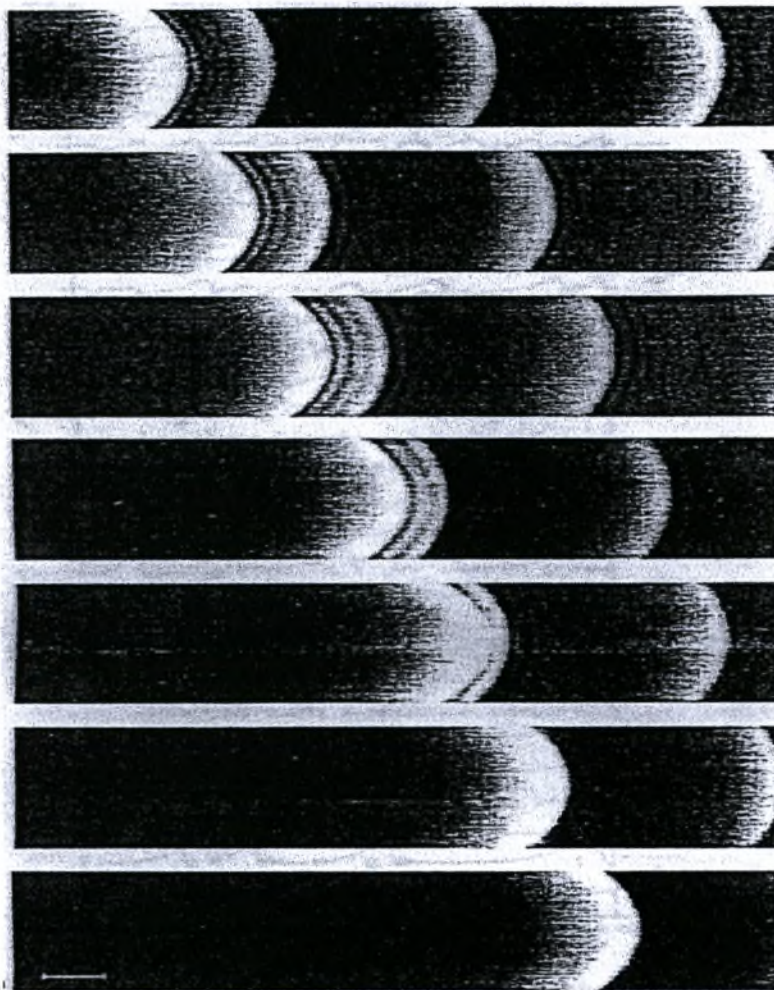
Σχήμα 2.14: Εξέλιξη κυμάτων πολλαπλών κορυφών ανά περίοδο με συχνότητα διαταραχής 4,5Hz.

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).



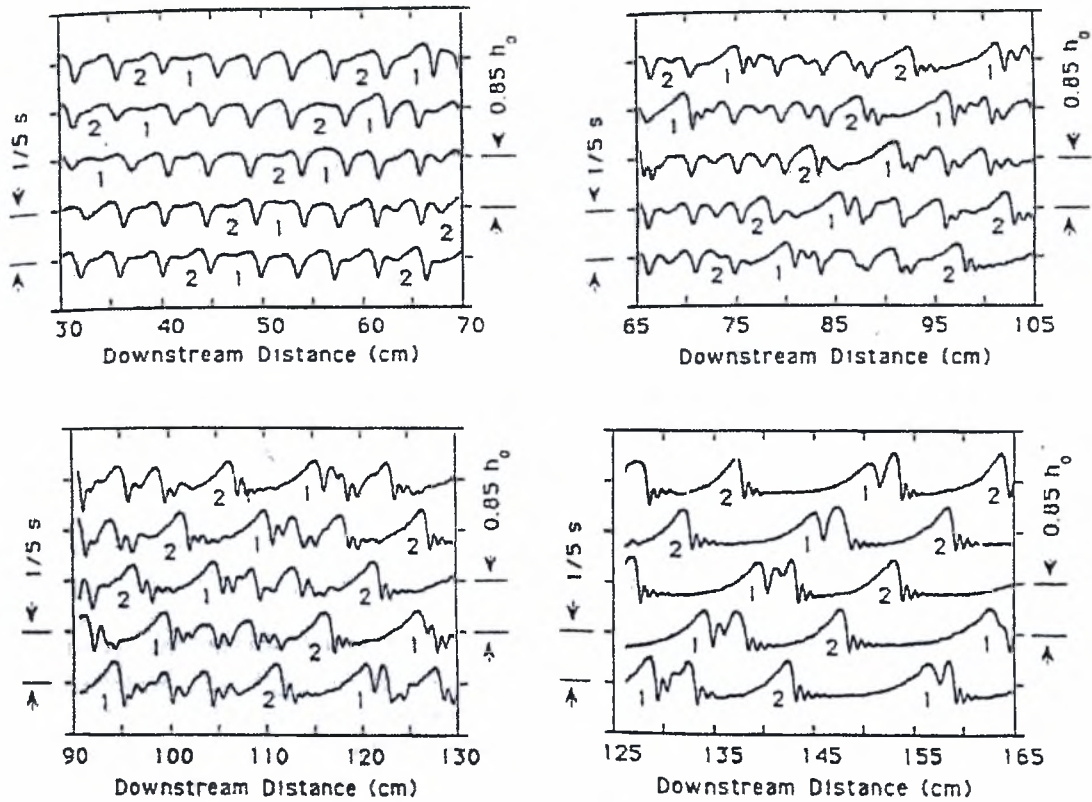
Σχήμα 2.15: Εμφάνιση κορεσμενων περιοδικων κυματων για συχνοτητα διαταραχής 7Hz.

Η δημιουργία των σολιτονικών κυμάτων και τα φαινόμενα αλληλεπίδρασής τους δεν εξετάστηκαν λεπτομερώς από τους προαναφερθέντες ερευνητές. Ωστόσο, διαπίστωσαν πειραματικά τη συγχώνευση μεταξύ δύο σολιτονικών κυμάτων, με το κύμα που ακολουθεί να έχει πολύ μεγαλύτερο μέγεθος από το προπορευόμενο. Το μεγαλύτερο κύμα, εξαιτίας του μεγέθους του, κινείται γρήγορα και απορροφά το μικρότερο, που βρίσκεται μπροστά του. Στο σχήμα 2.16 απεικονίζεται ένα παράδειγμα συγχώνευσης, της παραπάνω μορφής.



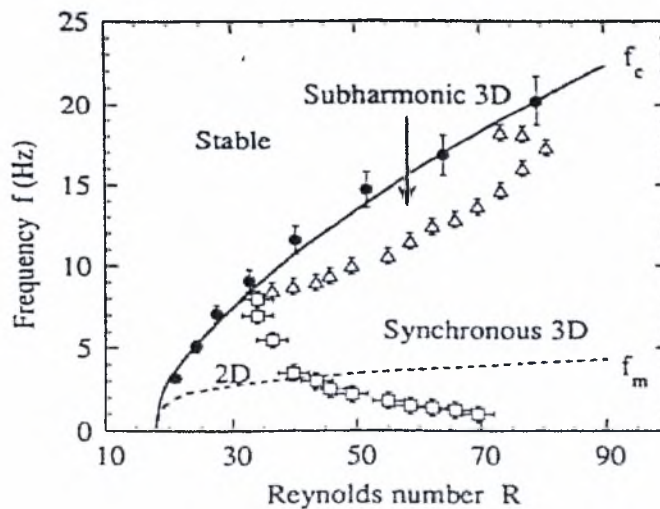
**Σχήμα 2.16:** Η συγχώνευση μεταξύ δύο σολιτονικών κυμάτων, με τη μορφή εικόνων της μεθόδου απεικόνισης με φθορισμό.

Στο σχήμα 2.17 απεικονίζεται η εξέλιξη του προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα, με την δημιουργία των κορεσμένων περιοδικών κυμάτων και την μετατροπή τους σε μοναχικά σολιτονικά κύματα. Η επίδραση των δευτερευόντων ασταθειών (subharmonic & sideband) έχει ως αποτέλεσμα την αλλαγή της μορφής των κορεσμένων περιοδικών κυμάτων και τη δημιουργία σολιτονικών κυμάτων κατάντη της ροής.



Σχήμα 2.17: Η ανάπτυξη των δευτερευουσών ασταθειών (subharmonic-sideband) στο προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα με αποτέλεσμα τη δημιουργία σολιτονικών κυμάτων.

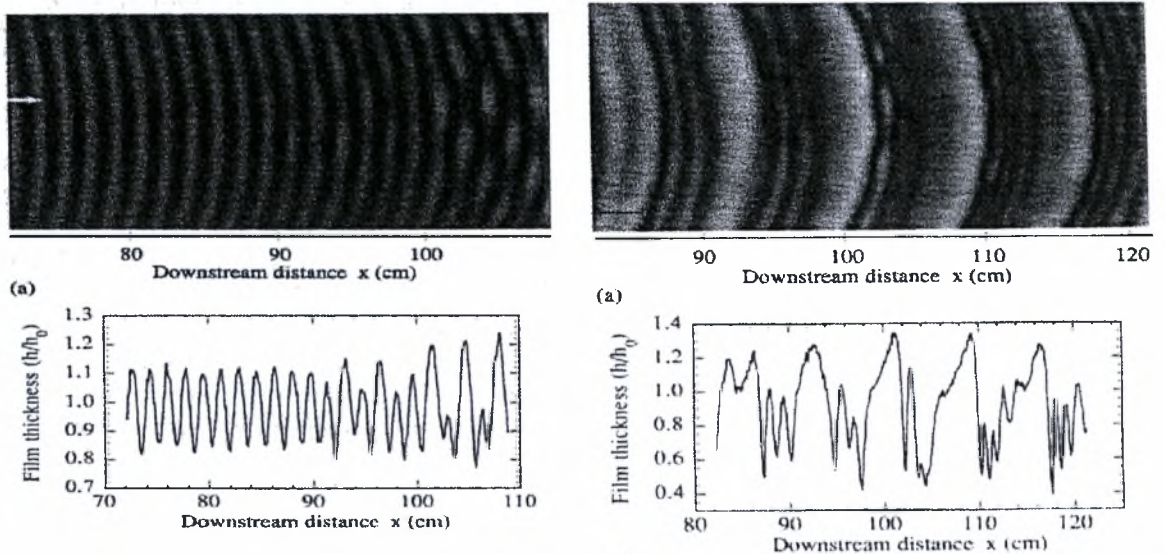
Σε πολλές περιπτώσεις, οι αστάθειες του υμένα μετατρέπονται από διδιάστατες σε τρισδιάστατες. Για παράδειγμα, η συγχρονισμένη αστάθεια (synchronous instability), η οποία εμφανίζεται σε ένα μεγάλο εύρος συχνοτήτων, και η τρισδιάστατη υποαρμονική αστάθεια (3-D subharmonic instability) οδηγούν στην αλλαγή της δομής. Τα όρια δημιουργίας αυτών των ασταθειών απεικονίζονται στο σχήμα 2.18.



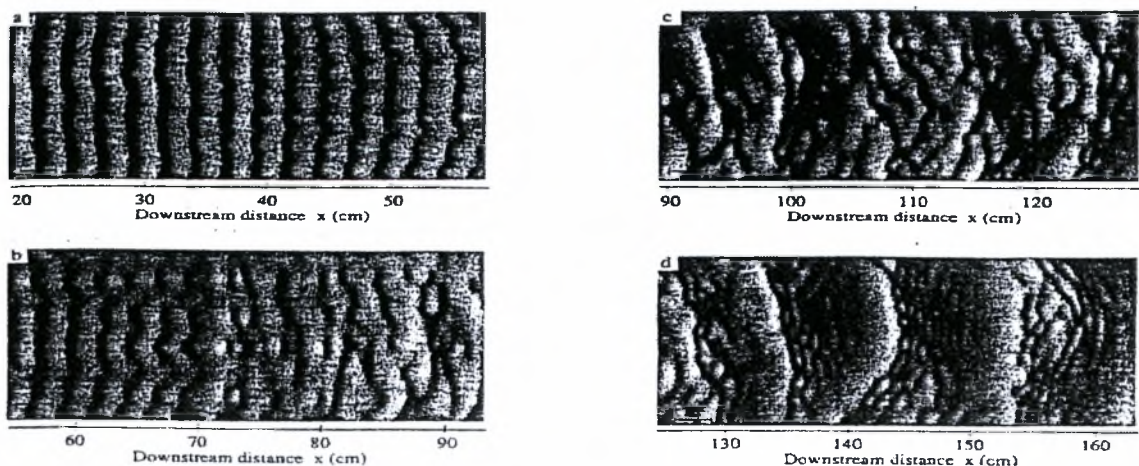
Σχήμα 2.18: Ο διαχωρισμός των τρισδιάστατων ασταθειών στο διάγραμμα συχνότητά τους συναρτήσει του αριθμού Reynolds.



Τα αποτελέσματα εφαρμογής αυτών των ασταθειών φαίνονται στο σχήμα 2.19, όπου η εμφάνισή τους σε κορεσμένα περιοδικά κύματα οδηγεί στη δομή ψαροκόκαλο (herringbone patterns). Αντιθέτως, όταν εφαρμόζονται σε σολιτονικά κύματα, ή σε κύματα που τείνουν να γίνουν σολιτονικά, έχουν ως αποτέλεσμα το διαχωρισμό των μετώπων του κύματος και τη δημιουργία εγκάρσιων τρισδιάστατων βαθουλωμάτων σε αυτά. Αναφορικά με τη δομή ψαροκόκαλο, οι συγχρονισμένοι εγκάρσιοι σχηματισμοί, με τη μορφή βαθουλωμάτων, διατηρούν την περιοδικότητα που έχουν τα δισδιάστατα κύματα στην κατεύθυνση της ροής. Το μήκος κύματος των βαθουλωμάτων κάθετα στην κατεύθυνση ροής είναι αρκετά μεγαλύτερο από το πάχος του υμένα.



Σχήμα 2.19: Το αποτέλεσμα επίδρασης των τρισδιάστατων ασταθειών και η δημιουργία της δομής ψαροκόκαλο (herringbone pattern).



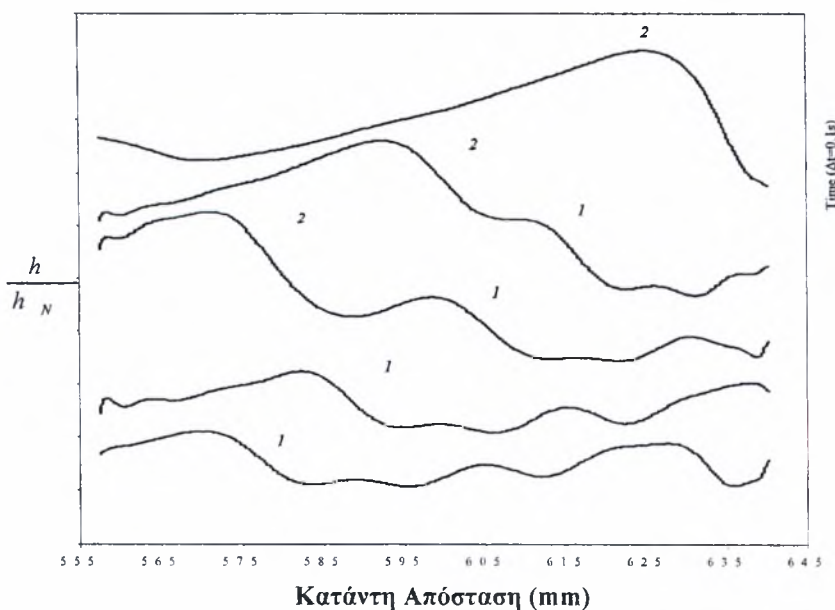
Σχήμα 2.20: Η δημιουργία δομών πλήρους αταξίας (disorder patterns) εξαιτίας της επίδρασης των τρισδιάστατων ασταθειών.

Τελικά, η σύζευξη όλων των παραπάνω ασταθειών οδηγεί σε πλήρως τρισδιάστατες δομές, με κύρια χαρακτηριστικά τις αλλαγές κατεύθυνσης του μετώπου του κύματος, το διαχωρισμό του σε περισσότερα μέτωπα και τη δημιουργία μίας χαοτικής δομής. Στο σχήμα 2.20 απεικονίζεται η μετάβαση από διδιάστατη σε τρισδιάστατη δομή.

### 2.3.3. 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 (1994) 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. Στην εργασία των Vlachogiannis and Bontozoglou (2001) μελετήθηκε διεξοδικά η διαδικασία της συγχώνευσης των κυμάτων, και παρατηρήθηκε ότι 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.



Σχήμα 2.21: Η συγχώνευση (coalescence) 2 μοναχικών κυμάτων

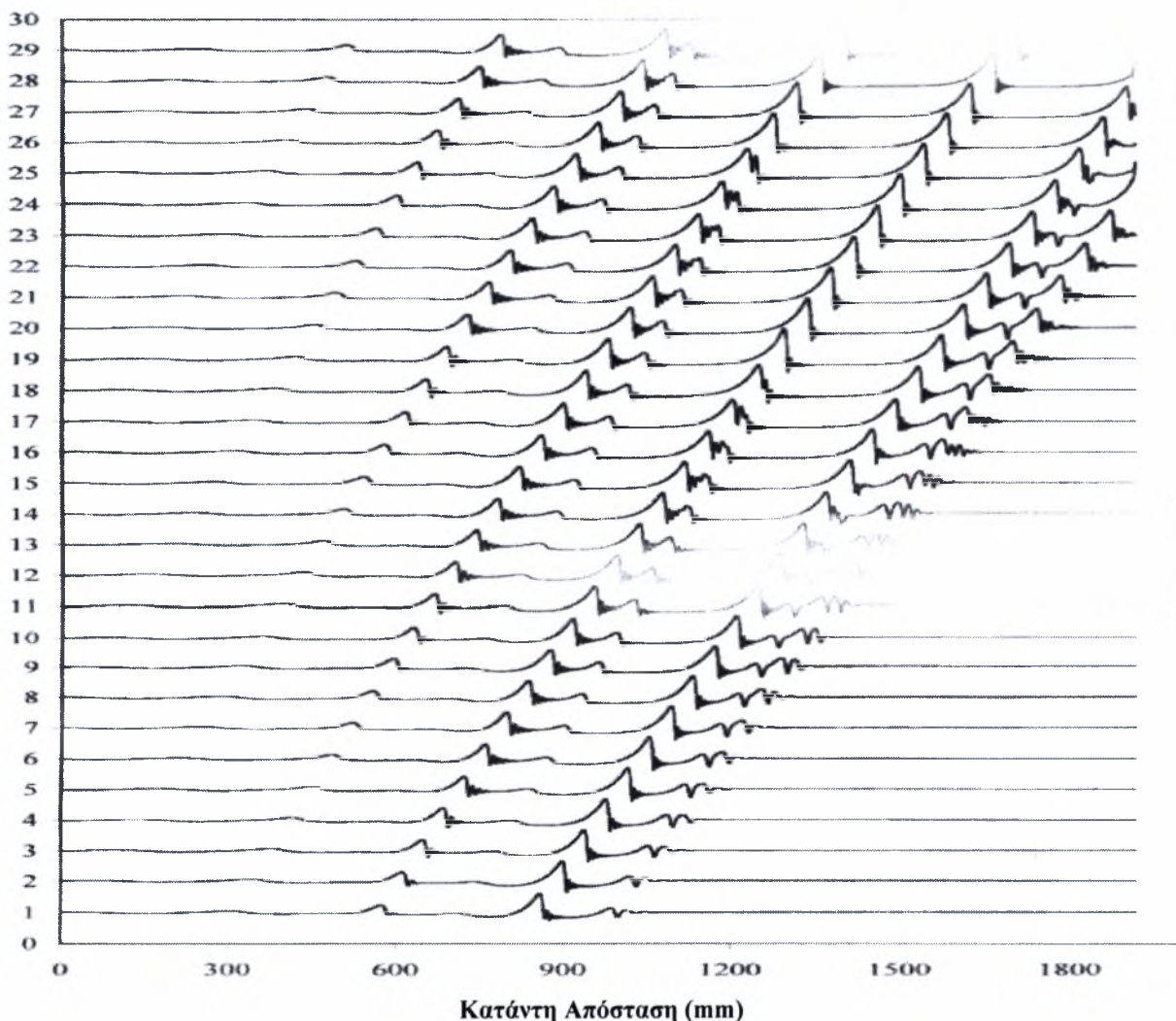
Όταν η διαφορά είναι μικρή, ο χρόνος που απαιτείται είναι μεγάλος. Η μέγιστη χρονική διάρκεια παρατήρησης της εξέλιξης των αλληλεπιδράσεων είναι της τάξης των 0,5 έως 0,6sec, ανάλογα με το μέγεθος, άρα και την ταχύτητα των κυμάτων (Σχήμα 2.21). Επίσης παρατηρήθηκε ότι αν η διαφορά ύψους είναι μικρότερη από  $0,1 h_N$  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 αναφέρεται ότι στο μπροστινό στρώμα του νέου κύματος παρατηρείται η προσωρινή εξαφάνιση των ρυτιδώσεων. Κατά τη διάρκεια της συγχώνευσης, οι ρυτιδώσεις χάνονται και επανεμφανίζονται όταν το νέο κύμα πάρει την τελική του μορφή. Οι ρυτιδώσεις δημιουργούν αρνητική πίεση προκειμένου 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 λόγω βαρύτητας. Συνεπώς μετά τη συγχώνευση του, η προσωρινή εξαφάνιση των ρυτιδώσεων του οφείλεται στο χρόνο που απαιτείται ώστε το δημιουργούμενο κύμα να φτάσει στο τελικό του ύψος. Ο χρόνος που απαιτείται για την επανεμφάνιση των ρυτιδώσεων είναι ανάλογος με το χρόνο 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 του υπερυψωμένου υποστρώματος. Το υπερυψωμένο υπόστρωμα χαρακτηρίζεται από ένα ύψος  $h_b$ , το οποίο εξαρτάται από το ύψος του κύματος και μειώνεται εκθετικά 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 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 και από το είδος των κυμάτων που ακολουθούν. 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.

Στην εργασία των Malamataris, Vlachogiannis & Bontazoglou (2002) έγιναν εκτεταμένες προσομοιώσεις της αλληλεπίδρασης μοναχικών κυμάτων και προβλέφθηκε η ύπαρξη τριών διαφορετικών σεναρίων: μονοτονικής έλξης με συνέπεια τη συγχώνευση, μονοτονικής άπωσης με δημιουργία ζεύγους κορυφών και περιοδικής έλξης-άπωσης. Επίσης, εξετάστηκε η εξέλιξη διαταραχών πολύ μικρής συχνότητας και διατυπώθηκε η πρόβλεψη ανάπτυξης δευτερευουσών κορυφών μεταξύ των κύριων κυμάτων. Το σενάριο δημιουργίας των δευτερευουσών κορυφών και αλληλεπίδρασής τους με τις κύριες φαίνεται στο σχήμα 2.22. Οι παραπάνω προκαταρκτικές προβλέψεις των Malamataris et al (2002) εξετάστηκαν πειραματικά και επιβεβαιώθηκαν στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας.



Σχήμα 2.22: Εξέλιξη ροής για αρχική διαταραχή συχνότητας 11Hz.

## Κεφάλαιο 3

### Πειραματική Μεθοδολογία

Το παρόν κεφάλαιο είναι εισαγωγικό και προηγείται της παρουσίασης των πειραματικών αποτελεσμάτων. Αρχικά περιγράφεται η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την πραγματοποίηση των πειραμάτων και παρουσιάζεται συνοπτικά κάθε τμήμα αυτής. Παράλληλα γίνεται αναφορά στις απαιτούμενες ενέργειες προκειμένου να επιτευχθούν η ορθή χρήση της διάταξης και ο καθορισμός των παραμέτρων για τη διενέργεια των πειραμάτων. Τέλος αναλύεται η μέθοδος συλλογής δεδομένων απεικόνισης με απεικόνιση φθορισμού και η διαδικασία επεξεργασίας τους για την περίπτωση ροής πάνω από επίπεδο τοίχωμα.

#### 3.1 Η πειραματική διάταξη

Στόχος της συσκευής είναι να τροφοδοτηθεί ρευστό σε μια κεκλιμένη επιφάνεια ώστε να είναι δυνατή η μελέτη της συμπεριφοράς της ροής. Η χρησιμοποιούμενη πειραματική συσκευή αποτελείται από τα ακόλουθα μέρη:

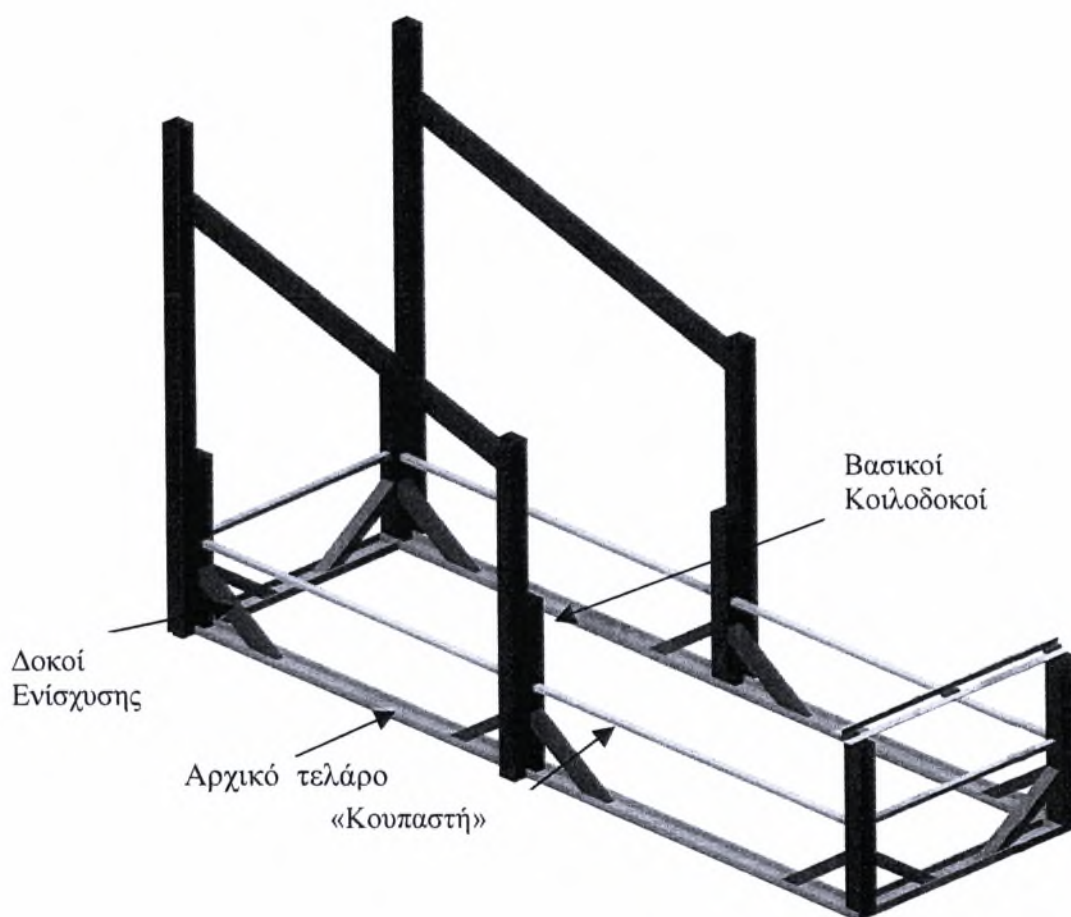
- Μεταλλική Κατασκευή
- Σύστημα ρύθμισης της κλίσης
- Το κανάλι ροής
- Το υδραυλικό κύκλωμα
- Σύστημα Φωτισμού

##### 3.1.1 Η μεταλλική κατασκευή

Τα τμήματα της μεταλλικής κατασκευής είναι η μεταλλική βάση και το ικρίωμα. Η μεταλλική βάση είναι ο σκελετός της κατασκευής, ο ρόλος της οποίας είναι να παραλάβει το βάρος του ικρίωματος. Η στιβαρότητα και η διαστασιολογική ακρίβεια είναι τα βασικά χαρακτηριστικά της μεταλλικής βάσης.

Τα βασικά μέρη της μεταλλικής βάσης είναι:

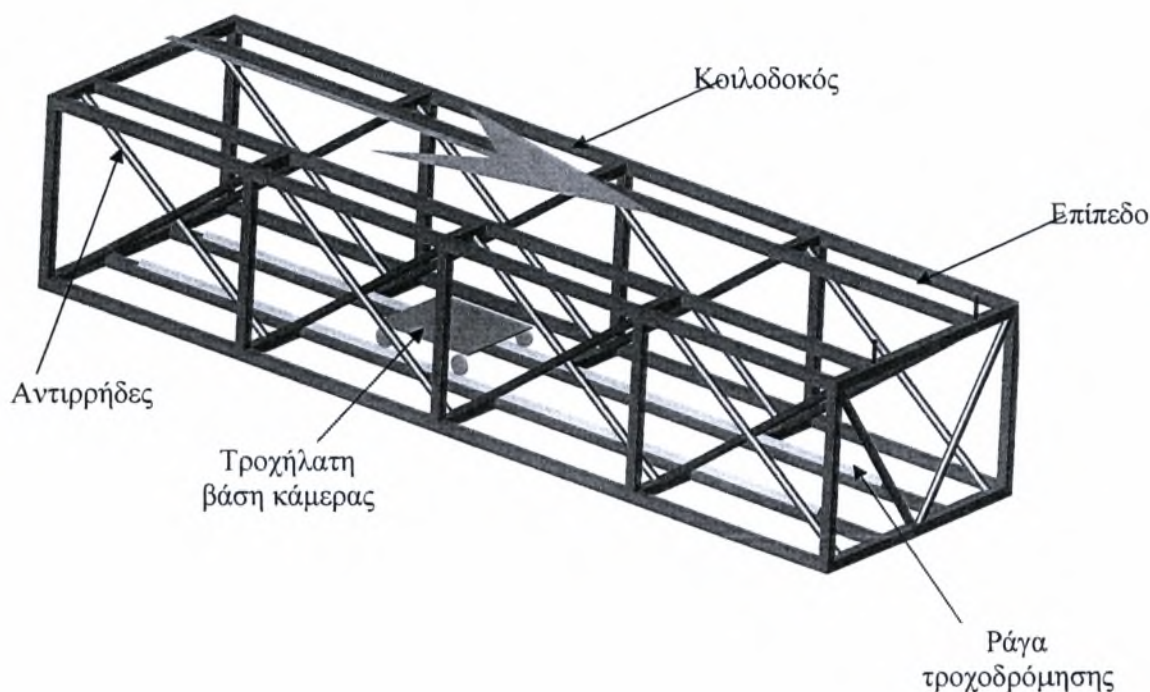
1. Το συγκολλητό πλαίσιο (τελάρο) από UPN 100×50×5mm, πάνω στο οποίο εδράζονται οι κατακόρυφοι κοίλοδοκοί, τελικών διαστάσεων 3480×1130mm.
2. Οι 6 βασικοί κοίλοδοκοί SHS 80×4mm, ύψους 1000mm
3. Οι πλάγιες ενισχυτικές δοκοί πάνω στις υφιστάμενες, διατομής SHS 80×4mm
4. Η μικρή «κουπαστή» περιμετρικά, αποτελούμενη από στραντζαριστό τετραγωνικής διατομής 30×2mm



Σχήμα 3.1: Η μεταλλική βάση

Ο ρόλος που επιτελεί το ικρίωμα είναι να λειτουργεί ως βάση του καναλιού και ως χώρος κίνησης της ψηφιακής κάμερας κάτω απ' αυτό. Για να επιτευχθεί αυτό η κατασκευή αποτελείται από δύο επίπεδα απολύτως παράλληλα. Το ικρίωμα είναι ένα συγκολλητό ορθογώνιο παραλληλεπίπεδο τελικών διαστάσεων 3480×1040×680mm. Τα βασικά μέρη του ικρίωματος είναι:

1. Οι ακμές που αποτελούνται από μονοκόμματες κοιλοδοκούς SHS 40×4
2. 4 ζώνες ενίσχυσης από κοιλοδοκούς ίδιας διατομής
3. Αντηρίδες συμμετρικά της μέλλουσας ροής διατομής RD 33,7×2,6 για την ενίσχυση της ακαμψίας.
4. Οι ράγες τροχοδρόμησης του «βαγονέτου» της κάμερας
5. Οι μεντεσέδες στο μπροστινό μέρος που σε συνδυασμό με το αναβατόριο στο πίσω θα δημιουργούν την επιθυμητή κλίση της ροής.



Σχήμα 3.2: Το μεταλλικό κριώμα που αποτελεί βάση του καναλιού και της κάμερας

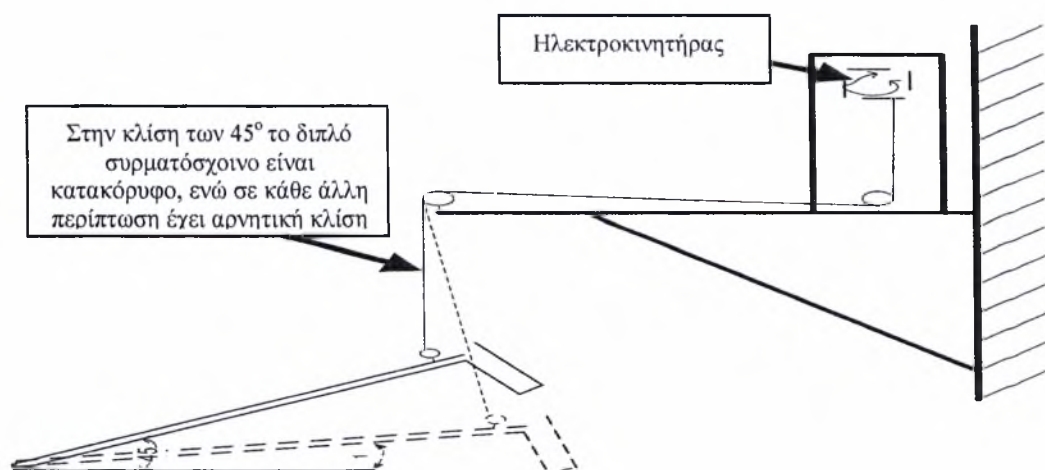
### 3.1.2 Σύστημα Ρύθμισης της Κλίσης

Το κανάλι είναι σταθερά τοποθετημένο πάνω στο μεταλλικό κριώμα. Τα δυο κομμάτια αποτελούν ένα σύστημα όπου αρθρώνεται με τρεις συνδέσμους (μεντεσέδες) στο μπροστινό μέρος της μεταλλικής βάσης όπως φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα (3.3). Λόγω της άρθρωσης αυτής το κανάλι μπορεί να περιστραφεί ως προς τη μεταλλική βάση και να ρυθμιστεί σε κλίση ως προς την οριζόντιο, με γωνία από  $0^\circ$  έως  $45^\circ$ .



Σχήμα 3.3: Αρθρώσεις που περιστρέφουν το κανάλι

Για την αλλαγή της κλίσης, το κανάλι πρέπει να ανυψωθεί. Το βάρος του ικρίωματος είναι τέτοιο που δεν επιτρέπει τη χειροκίνητη μετακίνησή του. Η ενέργεια αυτή εκτελείται από το ηλεκτρικό αναβατόριο με τη βοήθεια ενός συστήματος τροχαλιών και ενός συρματόσχοινου. Ο ηλεκτρικός κινητήρας που έχει ανυψωτική ικανότητα 1000 Kg, βρίσκεται τοποθετημένος στη μεταλλική βάση, ώστε το συρματόσχοινο έλξης να είναι κατακόρυφο στο σημείο της μέγιστης κλίσης του καναλιού και σε οποιοδήποτε άλλο κατώτερο σημείο να αποκτά μία αρνητική κλίση ως προς την κατακόρυφο. Έτσι ασκείται μια επιπλέον τάση προς την εμπρόσθια πλευρά της κατασκευής που της προσδίδει σταθερότητα, ελαχιστοποιώντας το φορτίο των τάσεων στο συρματόσχοινο.

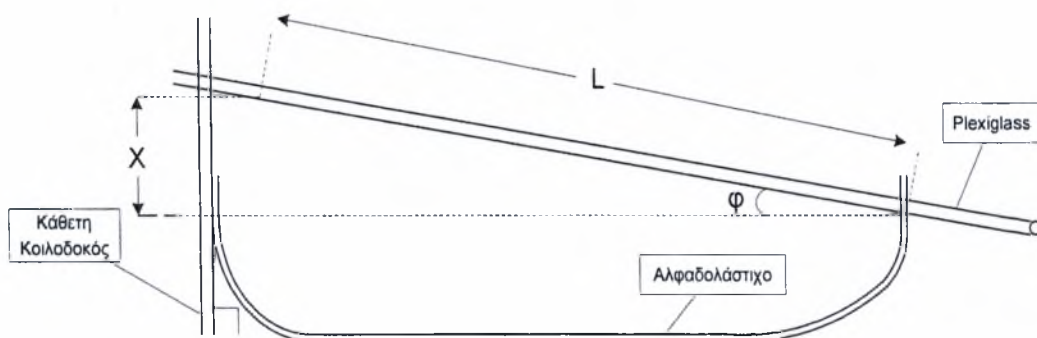


Σχήμα 3.4: Σύστημα ανύψωσης του ικρίωματος



Ο υπολογισμός της γωνίας κλίσης απαιτεί μεγάλη ακρίβεια -της τάξης του ενός δέκατου της μοίρας- γεγονός που δεν μπορεί να επιτευχθεί με κάποιο μετρητικό όργανο. Συνεπώς χρησιμοποιείται η μέθοδος του αλφαδολάστιχου, που βασίζεται σε απλές εφαρμογές της τριγωνομετρίας και αποδεικνύεται εξαιρετικά ακριβής. Έτσι, το αλφαδολάστιχο χρησιμεύει για την προβολή του οριζώντιου επιπέδου στην κάθετη κοιλοδοκό, ώστε με χρήση κλίμακας να υπολογιστεί η απόσταση  $x$ . Η τριγωνομετρική σχέση που μας δίνει τη γωνία  $\phi$  είναι:

$$\phi = \sin^{-1} \frac{x}{L} \quad (3.1)$$



Σχήμα 3.5: Μέθοδος αλφαδολάστιχου για υπολογισμό της γωνίας κλίσης

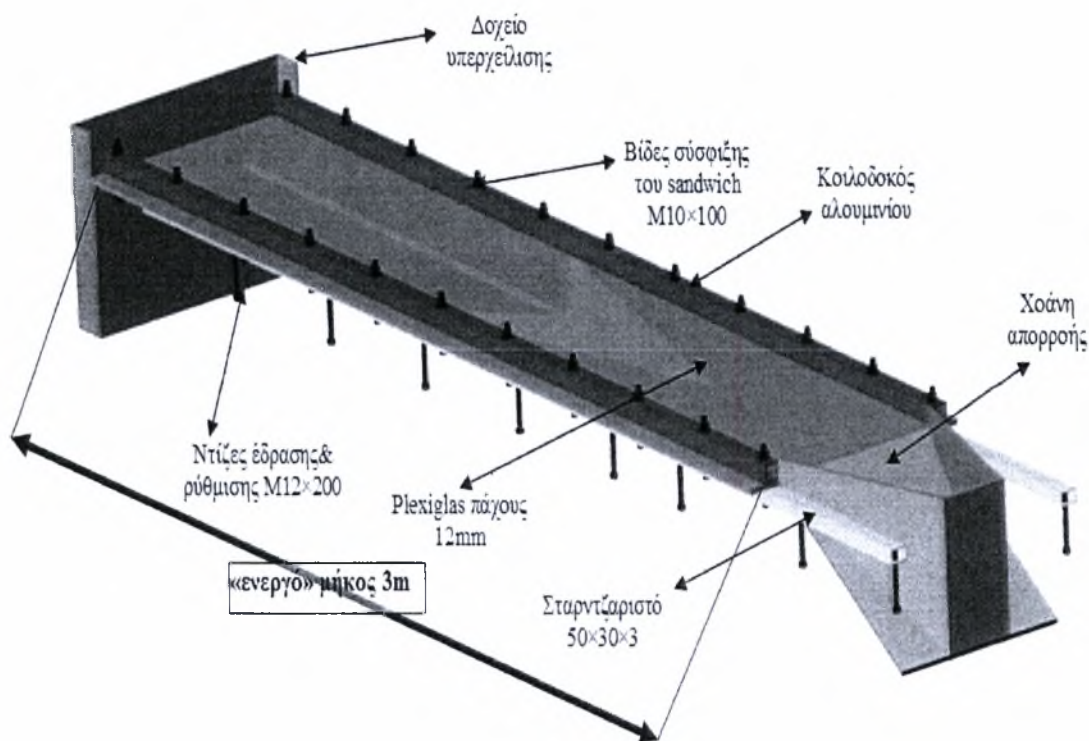
Έχοντας επιτύχει την επιθυμητή γωνία κλίσης χρησιμοποιούμε το πέλμα σταθεροποίησης που πακτώνεται στην κάθετη κοιλοδοκό και εφαρμόζει στο ικρίωμα. Έτσι, αποφεύγουμε ανεπιθύμητες ταλαντώσεις που μπορεί να μεταφερθούν στο κανάλι ή μικρές μεταβολές στη γωνία κλίσης.

### 3.1.3 Το κανάλι ροής

Το κανάλι ροής αποτελεί το κυριότερο τμήμα της πειραματικής διάταξης. Το υλικό από το οποίο κατασκευάστηκε είναι το Plexiglas. Η επιλογή του συγκεκριμένου υλικού έγινε γιατί συγκεντρώνει όλες τις απαιτούμενες ιδιότητες:

- Διαύγεια – (ο δείκτης διάθλασης είναι παρόμοιος με του γυαλιού).
- Μηχανική αντοχή σε κρουστικά φορτία σε αντίθεση με την ψαθυρότητα του γυαλιού.
- Ελαστικότητα (εξαρτώμενη από το πάχος του κομματιού).

- Ποικιλία διαστάσεων.
- Ευκολία στην εφαρμογή (κοπή, διάτρηση, σπειροτόμηση, φρεζάρισμα, συγκόλληση) χωρίς την απαίτηση ειδικών εργαλείων ή εξειδικευμένων τεχνικών.
- Η επιφάνεια επαφής του με το νερό είναι λεία και στιλπνή όσο και αυτή του γυαλιού.



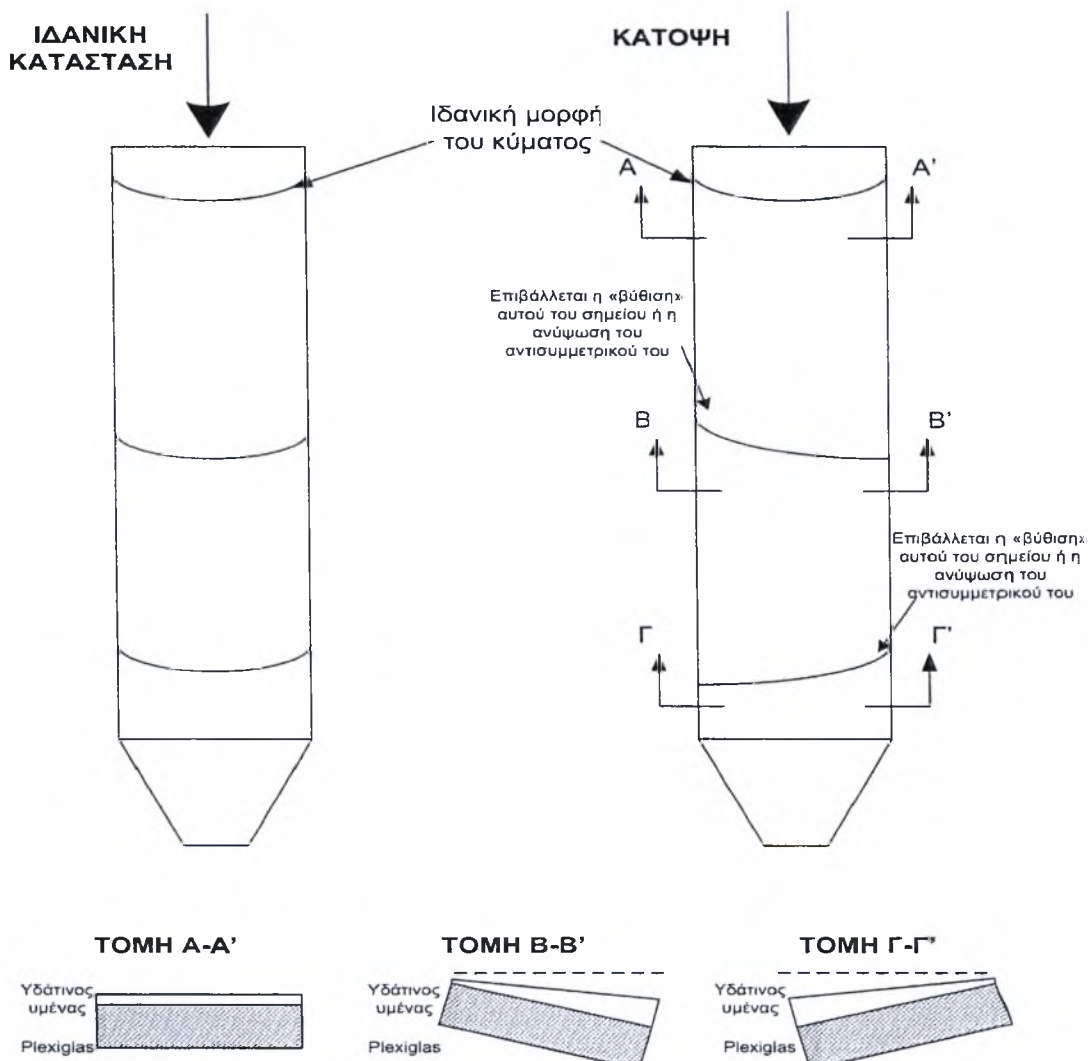
Σχήμα 3.6: Το κανάλι ροής

Η ροή του υμένα επάνω στο κανάλι παρουσιάζει ιδιαίτερη ευαισθησία στις μεταβολές της κλίσης του επιπέδου, γεγονός που αποτελεί σοβαρό πρόβλημα για την ορθότητα του πειράματος. Κανένα μετρητικό όργανο δεν μπορεί να εντοπίσει αυτές τις μεταβολές, έτσι, η πλέον αξιόπιστη μέθοδος είναι η οπτική η οποία αναλύεται παρακάτω.

Το κανάλι (plexiglass) πρέπει να είναι ένα επίπεδο που δε θα στρεβλώνεται καθόλου και παντού θα έχει την κλίση που ορίζεται εξ' αρχής. Ο έλεγχος αυτός διεξάγεται στην έναρξη του κάθε πειράματος με την ακόλουθη διαδικασία. Κατ' αρχήν ρυθμίζεται η ροή στα 12lt/min περίπου, ώστε η ροή να είναι στρωτή αλλά να μην είναι τόσο αργή που να κινδυνεύει να

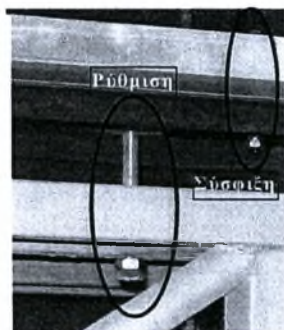
σπάσει ο υμένας. Θέτοντας μία σχετικά έντονη αλλά με μικρή συχνότητα διαταραχή (0.167 Hz - 1 sec NC – 5 sec NO) δημιουργείται ένας εμφανής κυματισμός (σολιτονικό κύμα) στην επιφάνεια του υμένα, εμφανιζόμενος κάθε 5 sec. Κατά τη ροή, ο κυματισμός ακολουθεί ακριβώς τη ροή του υμένα.

Όταν ο υμένας δεν είναι ευθυγραμμισμένος κατά τον άξονα του πλάτους, περισσότερο υγρό συγκεντρώνεται στη χαμηλότερη πλευρά του καναλιού (Σχήμα 3.7 -ΤΟΜΗ Β-Β' & Γ-Γ') με αποτέλεσμα την παραμόρφωση του παραβολικού σχήματος του κυματισμού (Σχήμα 3.7 -ΚΑΤΟΨΗ) από την ιδανική του μορφή. Το αποτέλεσμα της ροής φυσικά δεν είναι αποδεκτό γιατί το πάχος του υμένα επηρεάζεται από την παρέκκλιση του καναλιού από την οριζόντιο.



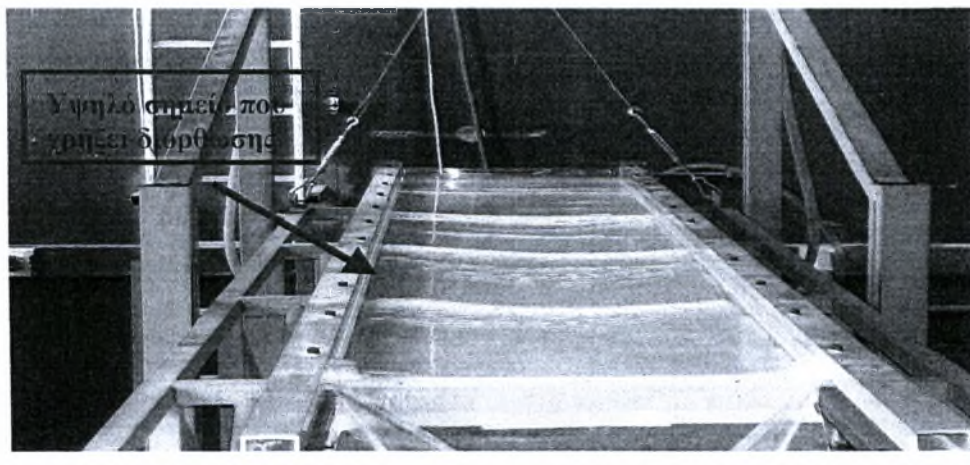
Σχήμα 3.7: Διαδικασία ευθυγράμμισης του καναλιού

Έχει προβλεφθεί από τον σχεδιασμό η δυνατότητα «τοπικής» ρύθμισης της σχετικής θέσης του καναλιού από το κριώμα. Δεδομένου ότι το κανάλι εφαρμόζει στις δώδεκα ντίζες που είναι βιδωμένες στο κριώμα, γυρνώντας με την κατάλληλη φορά την κατάλληλη ντίζα πετυχαίνουμε την τοπική ρύθμιση (Σχήμα 3.8).

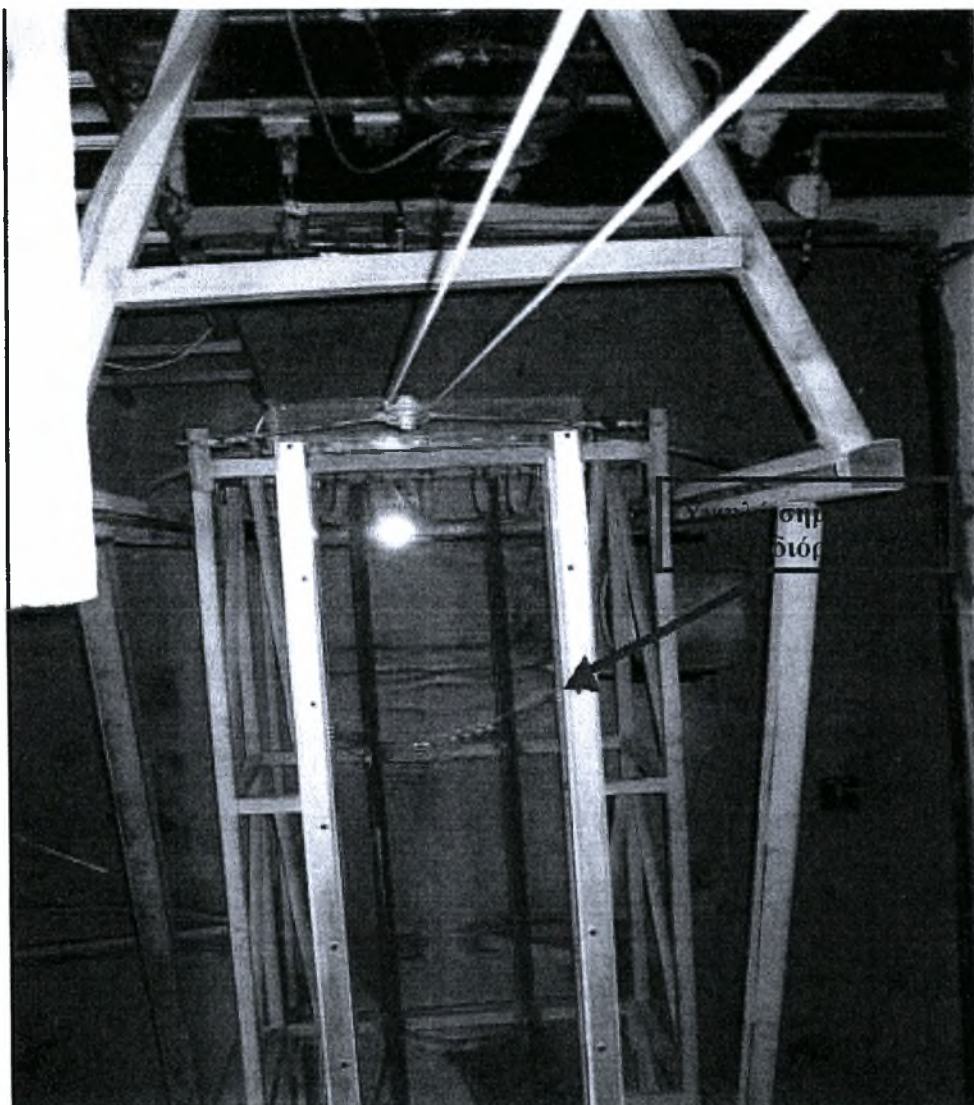


Σχήμα 3.8: Ρύθμιση απόστασης κοιλοδοκού από κριώμα

Από την άλλη πλευρά, η τοπική διόρθωση σε ένα σημείο του καναλιού επηρεάζει και τα γειτονικά του με συνέπεια η διαδικασία να απαιτεί πληθώρα επαναληπτικών διορθώσεων και δοκιμών. Έτσι, κατά την διαδικασία της ευθυγράμμισης πρέπει να ρυθμίζουμε τις ντίζες με την σειρά που έχουνε κατάντη της ροής, κάνοντας μικρές κινήσεις σε κάθε επανάληψη. Τέλος, πρέπει να βεβαιωθούμε ότι το κανάλι εφαρμόζει σε όλες της ντίζες ώστε να αποφύγουμε το κίνδυνο να δημιουργηθούν στρεβλώσεις και μόνιμες παραμορφώσεις στο Plexiglass. Ακολουθούν φωτογραφίες από τη διαδικασία ευθυγράμμισης. Το υγρό που χρησιμοποιήθηκε ήταν καθαρό νερό με χρωστική.



Σχήμα 3.9: Σημείο καναλιού που χρήζει διόρθωσης



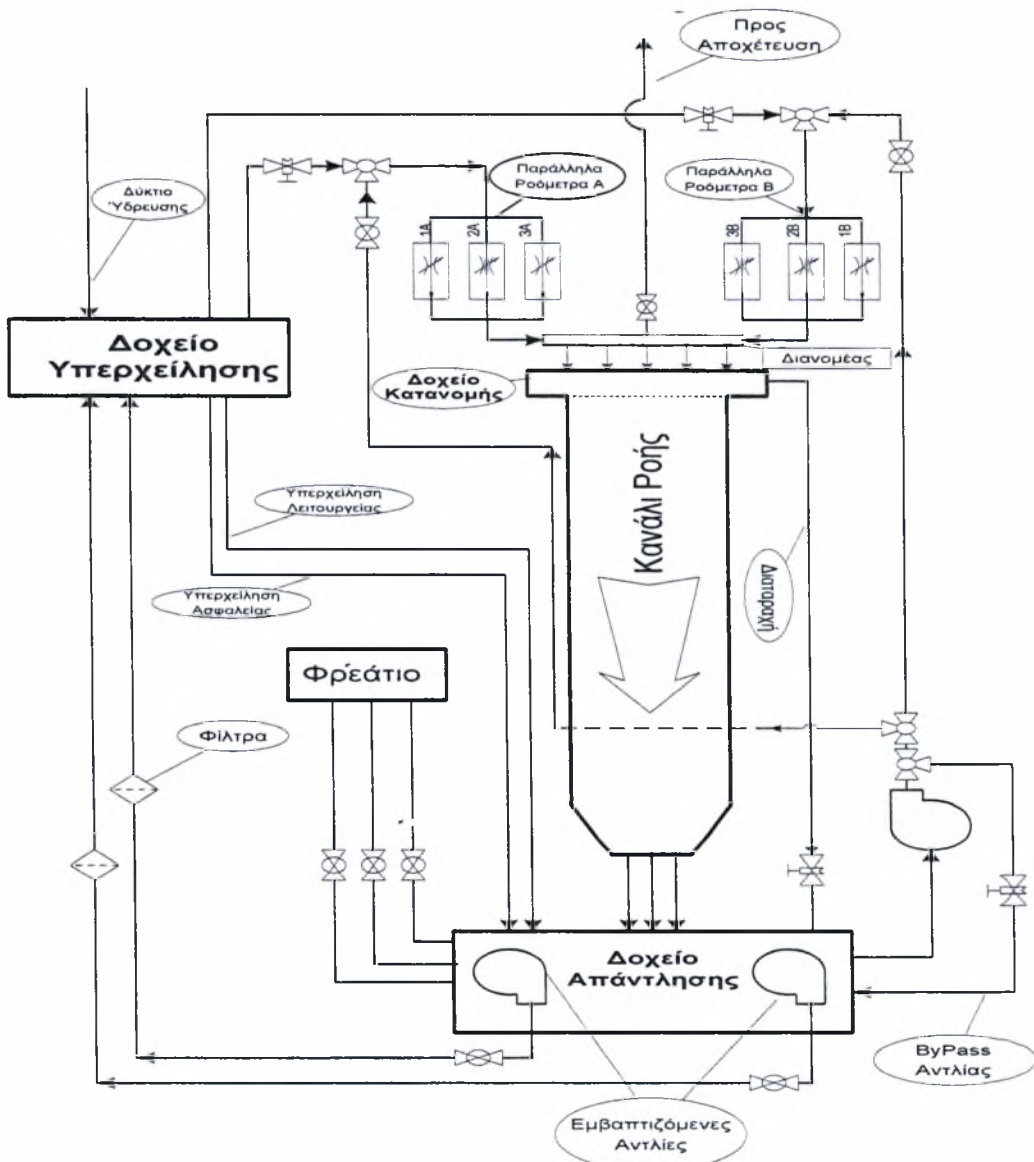
Σχήμα 3.10: Σημείο καναλιού που χρήζει διόρθωσης

Τέλος η καθαρότητα της επιφάνειας του καναλιού (από σκόνες, άλατα κλπ.) είναι απαραίτητη. Εκτός από τον απλό καθαρισμό της, πρέπει ανά τακτά χρονικά διαστήματα να επαλείφεται με ένα σιλικονούχο υγρό (Sodium Silicate). Το συγκεκριμένο υγρό έχει την ιδιότητα να δημιουργεί ένα προστατευτικό φιλμ σε όλη την επιφάνεια της ροής που εξομαλύνει την τραχύτητα επιφάνειας του Plexiglas και των αλουμινένιων κοιλοδοκών, ελαχιστοποιώντας έτσι την υδραυλική τους αντίσταση. Επίσης με χρήση του Sodium Silicate, αποτρέπεται το πρόβλημα της διάσπασης του υμένα λόγω κακής διαβροχής της επιφάνειας του τοιχώματος. Το κolloειδές ρευστό δεν επηρεάζει τις φυσικές ιδιότητες του διαλύματος αλλά ούτε και την διαφανή επιφάνεια μέτρησης του καναλιού (Plexiglas). Επιπρόσθετα, θα πρέπει να αναφερθεί ότι η αλλαγή του διαλύματος προϋποθέτει όσο το δυνατόν καλύτερο

καθαρισμό της συσκευής - χρησιμοποιείται υπεροξείδιο του υδρογόνου (Peridrol), το οποίο δεν επηρεάζει το υλικό κατασκευής (Plexiglas).

### 3.1.4 Υδραυλικό κύκλωμα

Το κανάλι ροής πίπτοντος υμένα συνοδεύεται από ένα πολύπλοκο υδραυλικό κύκλωμα. Σε συνθήκες μόνιμης λειτουργίας είναι ένα κλειστό κύκλωμα όπου το ρευστό ανακυκλοφορεί με την ισχύ που του προσδίδουν οι αντλίες. Στο σχήμα 3.11 παρουσιάζεται το υδραυλικό σχέδιο ενώ στην συνέχεια αναλύεται το κύκλωμα.

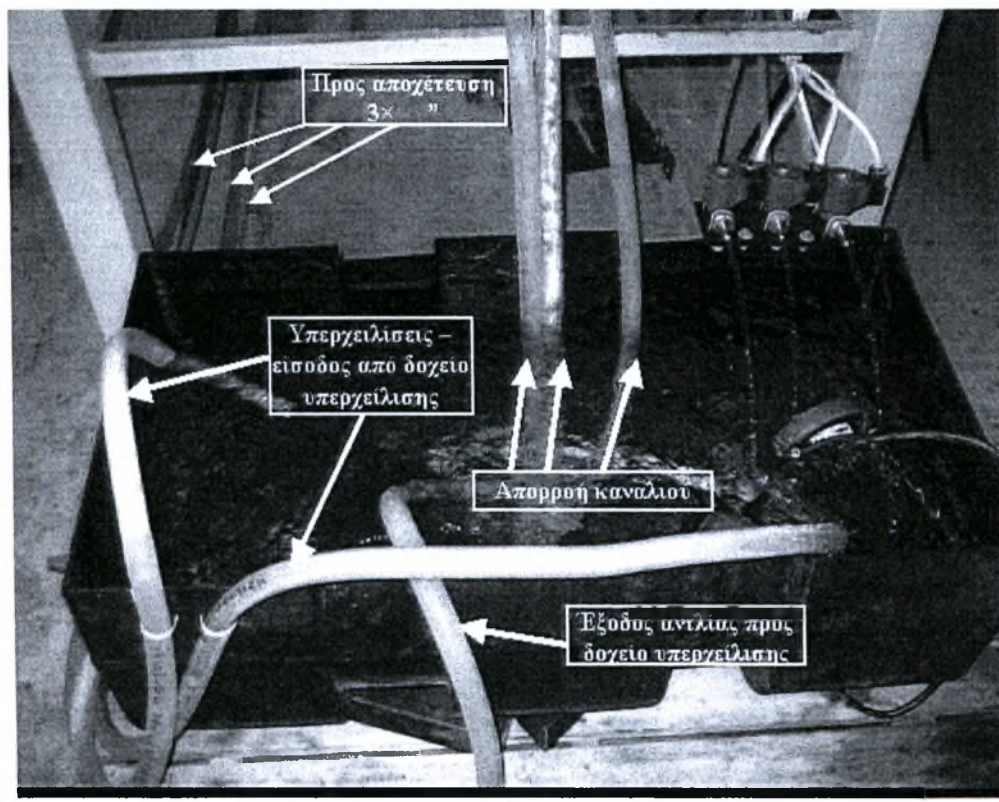


Σχήμα 3.11 Το υδραυλικό κύκλωμα

### α) Δοχείο Απάντλησης

Το δοχείο απάντλησης αποτελεί το στεγανό χώρο όπου συγκεντρώνεται το ρευστό, εξερχόμενο από το κανάλι. Η χωρητικότητα του δοχείου είναι  $1,5\text{m}^3$ . Μέσα στο δοχείο αυτό υπάρχει εμβαπτίζομενη αντλία, η οποία αποσκοπεί στην ανακυκλοφορία του ρευστού. Στο εν λόγω δοχείο καταλήγουν σωληνώσεις από το δοχείο υπερχειλίσης, οι οποίες αποτρέπουν το τελευταίο από το να πλημμυρίσει.

Κατά την έναρξη της λειτουργίας γεμίζουμε το δοχείο απάντλησης με 80 lt νερού όπου είναι η απαιτούμενη ποσότητα για να λειτουργήσει το κύκλωμα και στη συνέχεια προσθέτουμε σε αυτό χρωστική ουσία ώστε να πετύχουμε την επιθυμητή αναλογία.



Σχήμα 3.12: Δοχείο απάντλησης

Μετά τη διεκπεραίωση των πειραμάτων κάθε φορά είναι απαραίτητη η αποστράγγιση του υδραυλικού κυκλώματος από το ρευστό προκειμένου να αποφευχθούν οι επικαθίσεις. Αυτό επιτυγχάνεται με τις σωληνώσεις που βρίσκονται στο δοχείο απάντλησης και οι οποίες μεταφέρουν το ρευστό στην αποχέτευση.

## β) Αντλίες

Ο ρόλος των αντλιών είναι να ανακυκλοφορούν το ρευστό στην πειραματική διάταξη. Πιο συγκεκριμένα, χρησιμοποιούνται δύο ειδών αντλίες, οι εμβαπτιζόμενη και η εξωτερική. Για πειράματα με ρευστά χαμηλής πυκνότητας όπως το νερό, χρησιμοποιούμε την εμβαπτιζόμενη αντλία. Η εμβαπτιζόμενη αντλία βρίσκεται βυθισμένη στο δοχείο απάντλησης. Η χρήση αυτού του τύπου αντλίας βοηθά στη μείωση των ταλαντώσεων.

Ονομαστική Ισχύς	<b>550 W</b>
Μέγιστη Παροχή	<b>10000 lt/h</b>
Μέγιστο Μανομετρικό Ύψος	<b>8,5 μ</b>

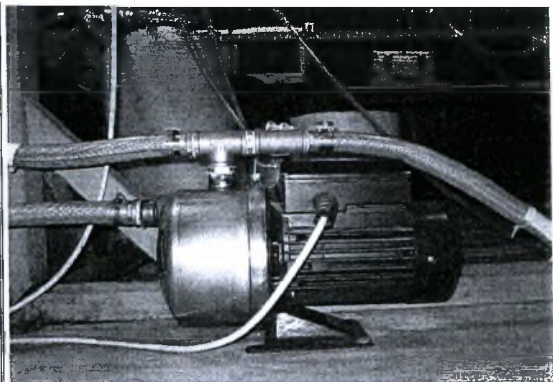


Πίνακας 3.1: Χαρακτηριστικά αντλίας

Σχήμα 3.12: Εμβαπτιζόμενη αντλία

Για ρευστά υψηλής πυκνότητας όπως η γλυκερίνη, οι εμβαπτιζόμενες αντλίες αδυνατούν να προσφέρουν την απαιτούμενη ισχύ στο ρευστό. Οπότε, εναλλακτικά, χρησιμοποιούμε την εξωτερική φυγοκεντρική αντλία μεγάλης ισχύος. Η αντλία τροφοδοτεί απευθείας το κανάλι χωρίς να παρεμβάλλεται το δοχείο υπερχειλίσαις. Για να ρυθμιστεί η παροχή σε αυτήν την περίπτωση χρησιμοποιούμε τη βάννα που βρίσκεται στον κλάδο του ByPass.

Μέγιστη Παροχή	<b>5000 lt/min</b>
Μέγιστο Μανομετρικό Ύψος	<b>48 μ</b>
Μέγιστη Πίεση Λειτουργίας	<b>6 bar</b>
Ονομαστική Ισχύς	<b>1400 W</b>



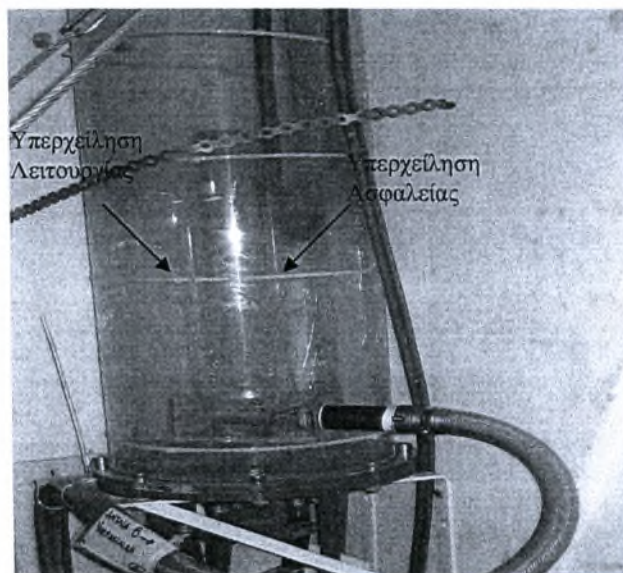
Πίνακας 3.2: Χαρακτηριστικά αντλίας

Σχήμα 3.13 Εξωτερική αντλία



### γ) Δοχείο Υπερχείλισης

Για πειράματα με ρευστά χαμηλής πυκνότητας όπως το νερό, το κανάλι τροφοδοτείται από το δοχείο υπερχειλίσης. Το δοχείο υπερχειλίσης βρίσκεται σε ύψος τριών μέτρων από την ελεύθερη επιφάνεια του δοχείου κατανομής ώστε να δημιουργείται η απαιτούμενη μανομετρική πίεση που θα υπερνικήσει την πτώση πίεσης των σωληνώσεων και των ροομέτρων. Το δοχείο υπερχειλίσης επί της ουσίας παρεμβάλλεται των αντλιών και του δοχείου κατανομής διότι έτσι μπορούμε να έχουμε την επιθυμητή παροχή στο κανάλι χωρίς να έχουμε αντλία μεταβλητών στροφών. Παράλληλα, όμως, πετυχαίνουμε σταθερή παροχή ρευστού στο κανάλι χωρίς τις διακυμάνσεις που δημιουργεί η αντλία. Για να πετύχουμε όμως αυτή τη σταθερότητα στην παροχή πρέπει το μανομετρικό ύψος να παραμένει σταθερό άρα και η στάθμη του δοχείου να μένει σταθερή. Οπότε, υπερτροφοδοτούμε από τις αντλίες, και μέσω της υπερχειλίσης επιστρέφουμε το πλεονάζον ρευστό στο δοχείο απάντλησης.

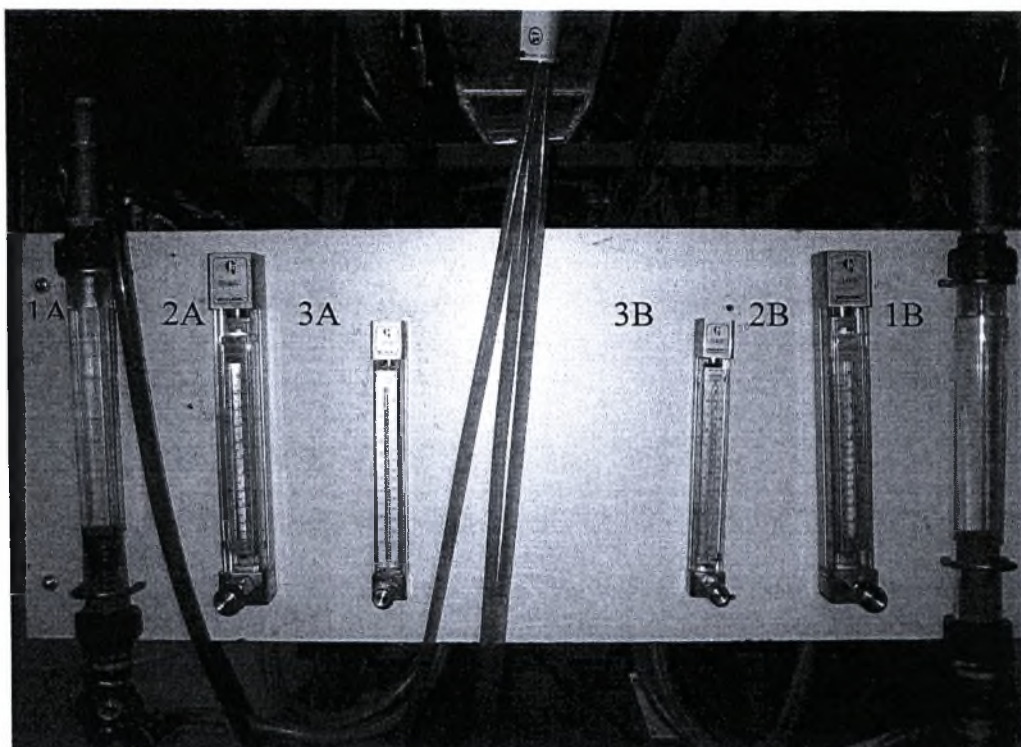


Σχήμα 3.14: Δοχείο Υπερχείλισης

### δ) Ροόμετρα

Στο κύκλωμα πριν τον διανομέα έχουν συνδεθεί δυο διατάξεις από παράλληλα ροόμετρα για να δίνουν ενδεικτικά στον χρήστη την τιμή της παροχής και να ρυθμίζει προσεγγιστικά την επιθυμητή. Η παροχή κατά προσέγγιση πρέπει να διαμοιράζεται ομοιόμορφα και στις δυο παράλληλες διατάξεις ροόμετρων. Τα ροόμετρα δημιουργούν υψηλή

υδραυλική αντίσταση στο κύκλωμα (πτώση πίεσης), έτσι για μεγάλες παροχές χρησιμοποιούμε τα ροόμετρα 1A και 1B που δημιουργούν την ελάχιστη πτώση πίεσης στα ρευστά.



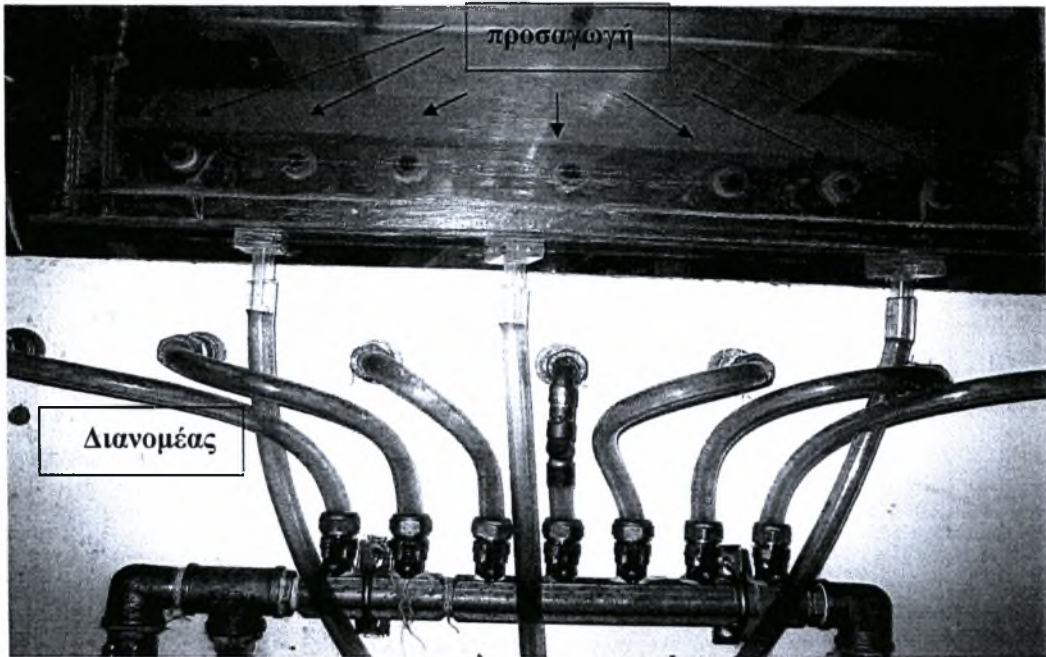
Σχήμα 3.15: Διάταξη των ροομέτρων

Ροόμετρα A	Δυναμικότητα	Ροόμετρα B	Δυναμικότητα
1 A	5 Lt/min	1 B	2,35 Lt/min
2 A	2.1 Lt/min	2 B	4,75 Lt/min
3 A	0.72 Lt/min	3 B	1,4 Lt/min

Πίνακας 3.3: Μέγιστες Επιτρεπόμενες Παροχές των ροομέτρων

#### ε) Διανομέας – Δοχείο Κατανομής

Ο ρόλος του διανομέα είναι να κάνει πολλαπλή προσαγωγή του ρευστού στο πυθμένα του δοχείου κατανομής. Έτσι, πετυχαίνουμε ομοιόμορφη κατανομή του ρευστού χωρίς τη δημιουργία δινών που θα διαταράσσανε την ηρεμία της ελεύθερης επιφάνειας.

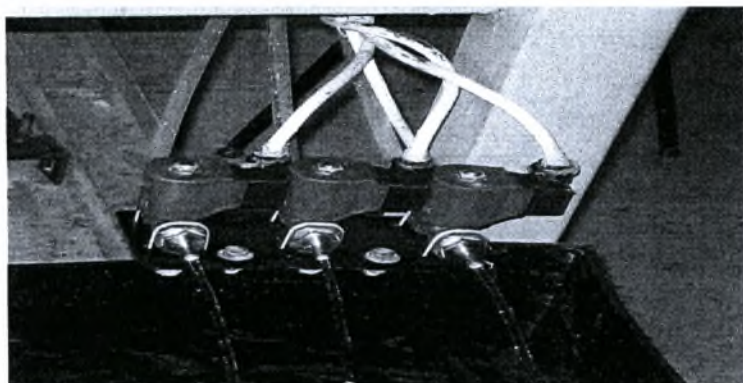


Σχήμα 3.16: Ο διανομέας και το δοχείο κατανομής

#### στ) Διαταραχή

Ο σκοπός της διαταραχής είναι να δημιουργηθεί ένα «υδραυλικό άλμα» στην αφετηρία της ροής του υμένα ώστε να μελετηθεί η δυναμική εξέλιξή του κατάντη της ροής. Τρεις σωλήνες διαμέτρου  $\varnothing 10\text{mm}$  τοποθετημένες στο κάτω μέρος του δοχείου υπερχειλίσης οδηγούνται σε μια ηλεκτροβαλβίδα ON/OFF και καταλήγει απ' ευθείας στη δεξαμενή απάντλησης. Το ύψος της διαταραχής ρυθμίζεται από μια βάνα που έχει τοποθετηθεί πριν τη ηλεκτροβαλβίδα. Έτσι, με τη βαλβίδα πλήρως ανοιχτή δημιουργούμε μεγάλα κύματα και αντίστροφα. Επί της ουσίας, όσο η ηλεκτροβαλβίδα είναι ανοιχτή αφαιρούμε διαρκώς ποσότητα ρευστού από το δοχείο κατανομής, όταν η ηλεκτροβαλβίδα κλείσει δημιουργείται ακαριαία αύξηση της παροχής στο κανάλι που μεταφράζεται σε δημιουργία κυματισμού. Η ηλεκτροβαλβίδα είναι παράλληλα συνδεδεμένη σε έναν ηλεκτρονικό χρονιστή που ελέγχει το ρυθμό που ανοίγει και κλείνει. Υπάρχει η δυνατότητα ρύθμισης του χρόνου που η βαλβίδα θα είναι κλειστή και χωριστά του χρόνου που θα είναι ανοιχτή.

Έχοντας πια τη δυνατότητα να προκληθεί μία, στιγμιαία ή μη, αύξηση της παροχής του ρευστού στο κανάλι μπορεί να δημιουργηθεί μία διαταραχή στη ροή του επίπεδου υμένα που θα οδηγήσει στη γένεση ενός «σολιτονικού» κύματος ή μιας οικογένειας τέτοιων κυμάτων που η συχνότητα εμφάνισής τους θα ελέγχεται άμεσα από το χειριστή της συσκευής.



Σχήμα 3.17: Ηλεκτροβαλβίδες



Σχήμα 3.18: Χρονιστής της διαταραχής

### 3.1.5 Σύστημα Φωτισμού

Πάνω από την περιοχή των μετρήσεων (το κανάλι ροής), τοποθετήθηκε η πηγή υπεριώδους φωτός, που είναι 10 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 20 cm από την πλάκα μέτρησης και συμμετρικά ως προς τις άκρες του καναλιού με σκοπό την πιο ομοιόμορφη κατανομή της ακτινοβολίας τους. Η στήριξη των λαμπτήρων έγινε σε βάσεις από Dexion που βιδώθηκαν στο επάνω μέρος του ικριώματος. Η επιλογή να κατασκευαστεί η βάση από Dexion έγινε ώστε να δύναται η ρύθμιση της απόστασης σε ένα εύρος 0-45 cm .

## 3.2 Η μέθοδος απεικόνισης με φθορισμό

Η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε για την συλλογή δεδομένων είναι η μέθοδος απεικόνισης με φθορισμό όπως αναπτύχθηκε από τον Βλαχογιάννη (2001) σε παλαιότερη



Πιο συγκεκριμένα, το ρευστό χρωματίζεται από μια μικρή ποσότητα (100-300ppm) της χρωστικής *ουρανίνη* (Sodium Salt of Fluorescein-C<sub>20</sub>H<sub>10</sub>O<sub>5</sub>Na<sub>2</sub>) η οποία έχει την ιδιότητα να φθορίζει 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, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως. 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 50εικόνες/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 30εικόνες/sec για συχνότητα 60Hz ή 25εικόνες/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 75εικόνες – 24MB – 640x480pixels ή 50εικόνες – 24MB – 768x576pixels. 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.

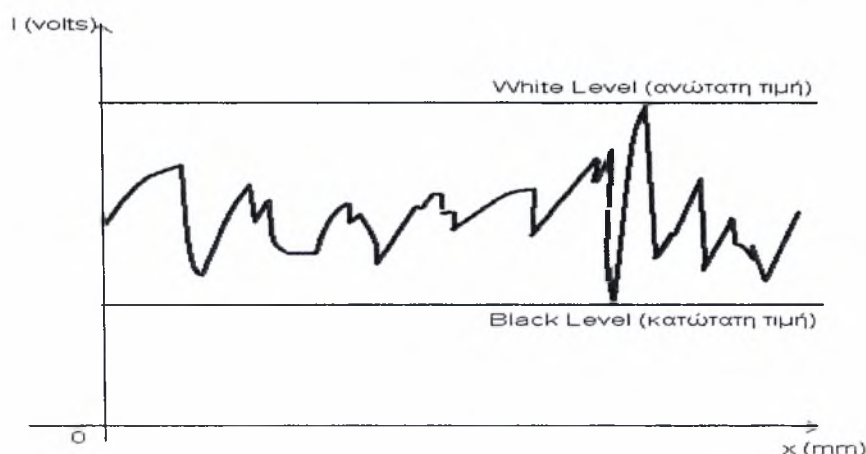
Όπως προαναφέρθηκε, η κάθε εικόνα μας δίνει πληροφορίες για την ένταση της ακτινοβολίας που εκπέμπεται από τον υμένα. Πιο αναλυτικά, στο κάθε pixel της εικόνας αντιστοιχεί μια διακριτή τιμή η οποία αποτελεί το μέγεθος μέτρησης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας του υμένα. Δεδομένου ότι ο αναλογικός/ψηφιακός 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 κλίμακας μας (0) και την πιο υψηλή τιμή, αυτή που αντιστοιχεί στο πιο φωτεινό σημείο της εικόνας, ως το μέγιστο της κλίμακας μας (255), μπορούμε να πετύχουμε την πιο λεπτομερή ανάλυση του σήματος. Με άλλα λόγια ο άξονας y του διαγράμματος του σχήματος 3.20 μπορεί να χωριστεί σε 256 σημεία. Αν θεωρήσουμε ότι το πρώτο δεν αντιστοιχεί στην τιμή 0 αλλά στην κάτω γραμμή, και το ανώτερο στην πάνω 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  $\sigma'$  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).

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 Βλαχογιάννης (2001) 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:

$$I(x,y,t) = \alpha(x,y) * h(x,y,t) + \beta(x,y) \quad (3.2)$$

όπου  $\alpha, \beta$  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 υπεριώδους 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  $\alpha, \beta$  για τις καθορισμένες συνθήκες.



Σχήμα 3.20: Παράδειγμα περιορισμού της περιοχής διακριτοποίησης για ένα σημείο-pixel της εικόνας

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  $\alpha$  και  $\beta$ . 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 της Edmund Scientific). 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.

### 3.2.1 Βαθμονόμηση της μεθόδου φθορισμού

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 τον Βλαχογιάννη (2001), υπάρχει ένα εύρος αριθμών Reynolds, ανάλογα με την γωνία κλίσης, όπου ο υμένας είναι ευσταθής και το πάχος του ίσο με την θεωρητική πρόβλεψη κατά Nusselt. Επομένως η συλλογή εικόνων σε συνθήκες που παρέχουν ευσταθή υμένα μπορούν να δώσουν πληροφορίες για τους συντελεστές  $\alpha, \beta$ .

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 (3.2). Η διαδικασία που ακολουθούμε είναι η εξής: αρχικά μετράμε την παροχή στο κανάλι και 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++98. Για πιο σωστά αποτελέσματα παίρνουμε αρκετές εικόνες και υπολογίζουμε τον μέσο όρο της ακτινοβολίας σε κάθε pixel. Με γνωστή την ακτινοβολία και το πάχος του υμένα είναι δυνατός και ο υπολογισμός των γραμμικών συντελεστών  $\alpha$  και  $\beta$  της

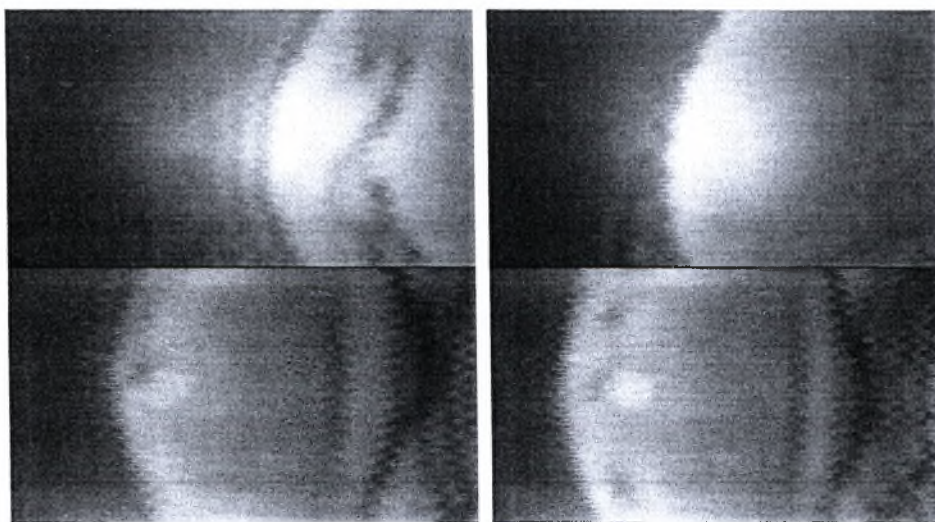


σχέσης (3.2). Επειδή η σχέση είναι γραμμική απαιτούνται τα πάχη και οι ακτινοβολίες σε τουλάχιστον δυο αριθμούς  $Re$ , ώστε να υπολογιστούν τα  $\alpha(x,y)$  και  $\beta(x,y)$ . Ωστόσο, για να αυξηθεί η ακρίβεια της βαθμονόμησης, λαμβάνουμε τιμές σε τέσσερις τουλάχιστον αριθμούς  $Re$  και με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων βρίσκουμε τα  $\alpha$  και  $\beta$  που αντιστοιχούν σε κάθε pixel. Εφόσον υπολογιστούν οι πίνακες των  $\alpha(x,y)$  και  $\beta(x,y)$ , μπορεί να χρησιμοποιηθεί η σχέση (3.2) 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.

### 3.2.2 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 (σχήμα 3.21).

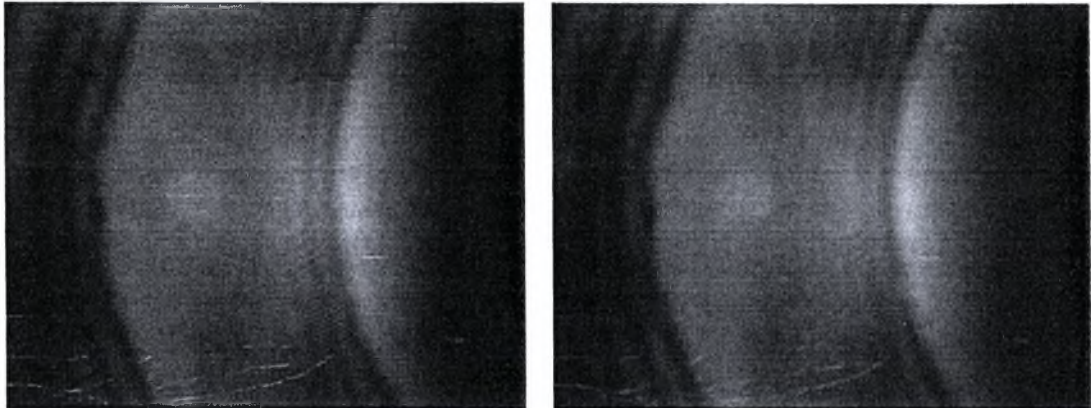


Σχήμα 3.21: Πρωταρχικά δεδομένα που δείχνουν ένα κύμα που κινείται

Έτσι από το παραπάνω σχήμα 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 3.21 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++98).

### 3.2.3 Ψηφιακό Φιλτράρισμα

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 φίλτρου φαίνεται στο σχήμα 3.22. Το πρόγραμμα που χρησιμοποιήθηκε στην περίπτωση αυτή είναι το Image Tool και φίλτρα όπως το Gaussian 15x15, 7x7 και 5x5. 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. κύματα με μικρό μήκος). Όπως φαίνεται στο σχήμα 3.10 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 3.22:** (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.

### 3.2.4 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  $\alpha$  και  $\beta$ . Αρχικά αντιστοιχίζουμε τις διακριτές τιμές του κάθε στοιχείου του κάθε πίνακα σε mVolts μέσω της σχέσης:

$$I_{0_{new}}(i, j) = I_0(i, j) \times q + BL(i, j) - Noise(i, j) \quad \text{με } i = 1,576 \text{ και } j = 1,768 \quad (3.3)$$

Στην παραπάνω σχέση,  $q$  είναι η αντιστοιχία μεταξύ διακριτής τιμής και mVolts με:

$$q = \frac{WL - BL}{255} \quad (3.4)$$

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++98, και το  $Noise(i,j)$  είναι το επίπεδο του θερμικού θορύβου σε mVolts το οποίο ορίζεται ως

$$Noise(i, j) = I_{oi}(i, j) \times \frac{WL_{max} - BL_{min}}{255} + BL_{min} + BL_{min}(i, j) \text{ με } i = 1,576 \text{ και } j = 1,768 \quad (3.5)$$

όπου  $I_{oi}(i, j)$  είναι η διακριτή τιμή (0 ως 255) του κάθε στοιχείου του πίνακα της εικόνας που έχουμε λάβει με καλυμμένο το φακό της κάμερας και  $WL_{max}=351,1$ ,  $BL_{min}=1,275$  είναι οι ακραίες τιμές του άσπρου και μαύρου επιπέδου ψηφιοποίησης αντίστοιχα σε mVolts, που μας επιτρέπει το πρόγραμμα HLImage++98 να επιλέξουμε.

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, 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.

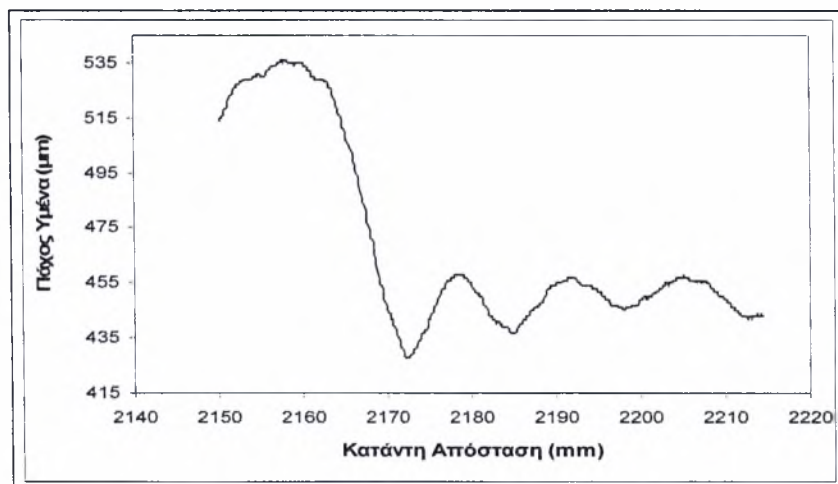
Έχοντας υπολογίσει τον πίνακα, για κάθε αριθμό Re, ο οποίος δίνει τη μέση ένταση ακτινοβολίας του κάθε pixel σε mVolts, μπορούμε να συσχετίσουμε γραμμικά τη μέση ένταση ακτινοβολίας του κάθε pixel σε mVolts με το θεωρητικά υπολογισμένο πάχος του υμένα κατά Nusselt  $h_N$ , το οποίο είναι σταθερό σε κάθε pixel, για κάθε αριθμό Re της ευσταθούς περιοχής, με βάση τη σχέση (3.2). 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 πινάκων των συντελεστών  $\alpha(576, 768)$  και  $\beta(576,768)$  για κάθε pixel. Επομένως, με τον υπολογισμό των γραμμικών συντελεστών  $\alpha$ ,  $\beta$  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.

### 3.2.5 Επεξεργασία εικόνων για την περίπτωση επίπεδου τοιχώματος

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 0,1εικόνες/sec. Η διαδικασία που ακολουθείται και σε αυτή την περίπτωση είναι παρόμοια με αυτή της επεξεργασίας των δεδομένων της ευσταθούς περιοχής.

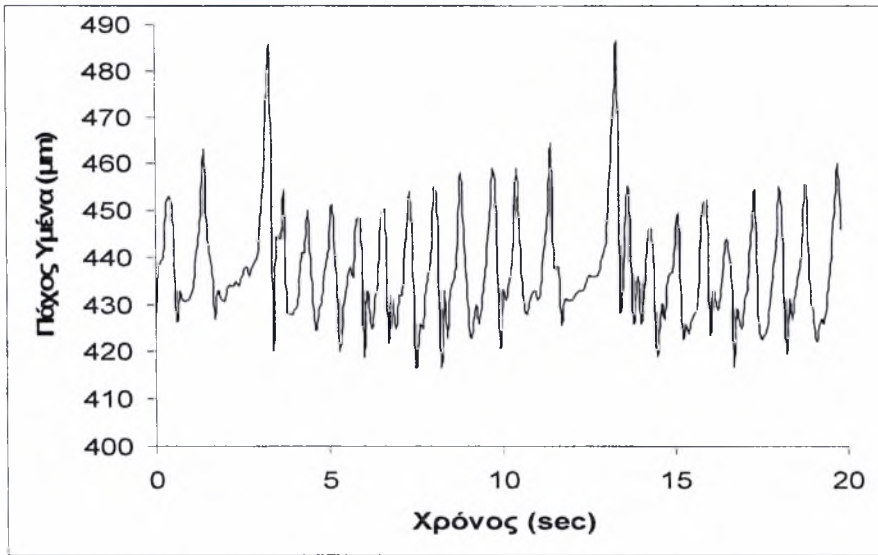
Έτσι λοιπόν, κάθε εικόνα μετατρέπεται σε ένα πίνακα  $576 \times 768$ , όπου το κάθε στοιχείο έχει μια διακριτή τιμή (0 ως 255). Οι τιμές αυτές μετατρέπονται σε mVolts μέσω των σχέσεων που δόθηκαν στην παράγραφο 3.2.4, χρησιμοποιώντας ως WL και BL τιμές οι οποίες ορίστηκαν σαν χαμηλότερη και υψηλότερη 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 (σχ.3.23).

Από τις τιμές του πίνακα που δίνει το πάχος του υμένα σε κάθε σημείο μπορούμε να πάρουμε πληθώρα άλλων πληροφοριών. Έτσι, για παράδειγμα, μπορούμε να έχουμε την χρονική εξέλιξη του τοπικού πάχους του υμένα σε ένα σημείο του οπτικού πεδίου (σχ.3.24). Η απεικόνιση του υμένα σε διάφορα σημεία κατά μήκος του πεδίου ροής συναρτήσει του χρόνου ( $h(x_0, y_0, t)$ ), μπορεί να μας δώσει πληροφορίες σχετικά με το μέσο ύψος των κυμάτων και το μέσο πάχος υμένα.



Σχήμα 3.23: Χωρική εξέλιξη του τοπικού πάχους του υμένα

Συγχρόνως, μπορούμε να έχουμε την χωρική κατανομή της ελεύθερης επιφάνειας, είτε στη κατεύθυνση της ροής είτε εγκάρσια ( $h(x, y_0, t)$  ή  $h(x_0, y, t)$ ). Η απεικόνιση των κατανομών 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, κυρίως μέσω της μορφής τους.



Σχήμα 3.24: Χρονική εξέλιξη του τοπικού πάχους του υμένα σε ένα σημείο του οπτικού πεδίου

## Κεφάλαιο 4

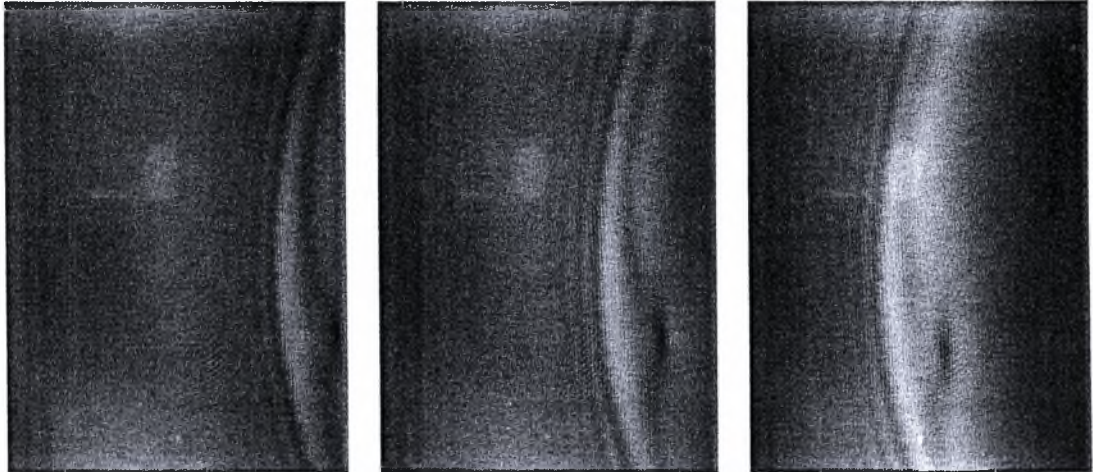
### Πειραματικά Αποτελέσματα

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα ροής υγρού υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο με επιβολή εξωτερικής διαταραχής. Σε αυτά χρησιμοποιήθηκε νερό και μικρή ποσότητα χρωστικής ουσίας ουρανίνη (Sodium Salt of Fluorescein –  $C_{20}H_{10}O_5Na_2$ ), η προσθήκη της οποίας δεν επηρεάζει τις ιδιότητες του ρευστού. Η κλίση του καναλιού παρέμεινε σταθερή στις  $3,16^\circ$  μοίρες. Μικρές γωνίες κλίσης επιλέγονται προκειμένου να αναπτύσσονται πιο αργά τα δισδιάστατα κύματα και να αποτρέπεται η εμφάνιση των τρισδιάστατων δομών. Οι θέσεις στις οποίες έγινε η λήψη των δεδομένων κατάντη του καναλιού ήταν α) 33cm ως 59cm, β) 133cm ως 159 cm και γ) 233cm ως 259cm, γεγονός που μας επιτρέπει να παρατηρούμε σε αρκετά μεγάλο πεδίο την εξέλιξη των κυμάτων και να ελέγχουμε τις διάφορες αλληλεπιδράσεις τους. Επιλέχθηκαν 5 διαφορετικές συχνότητες εξωτερικής διαταραχής με σταθερή παροχή. Οι συχνότητες των επιβαλλόμενων διαταραχών είναι οι ακόλουθες: 1Hz (ηλεκτροβαλβίδα on:0.5 sec-off:0.5 sec), 0.667Hz (ηλεκτροβαλβίδα on:1 sec-off:0.5 sec), 0.5Hz (ηλεκτροβαλβίδα on:1 sec-off:1 sec), 0.5Hz (ηλεκτροβαλβίδα on:1.5 sec-off:0.5 sec), 0.167 Hz (ηλεκτροβαλβίδα on:5 sec-off:1 sec). Οι πειραματικές μετρήσεις διεξήχθησαν σε αριθμούς Re 30, 35 και 40.

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται αρχικά αναφορά στον τρόπο επεξεργασίας των πρωτογενών δεδομένων που λαμβάνουμε από τη μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό και παρουσιάζονται τα χαρακτηριστικά μεγέθη των μοναχικών κυμάτων. Στη συνέχεια γίνεται διαχωρισμός μεταξύ των δισδιάστατων και τρισδιάστατων δομών που εμφανίζονται κατά τη ροή υγρού υμένα. Κατά την εμφάνιση των τρισδιάστατων δομών παρατηρήθηκαν χρονικά αμετάβλητες δομές στη ροή, το φαινόμενο αυτό ονομάζεται «πάγωμα». Ακολούθως εξετάζεται η επίδραση της διαταραχής στην εμφάνιση των παρασιτικών κυμάτων και ελέγχεται ο τρόπος με τον οποίο επηρεάζεται η ροή σε περίπτωση ίδιας διαταραχής αλλά διαφορετικού πλάτους. Επίσης παρουσιάζονται τα κριτήρια με τα οποία χαρακτηρίζεται ένα κύμα ως πλήρως ανεπτυγμένο και αναφέρεται η συμβολή του υποστρώματος στο μέγεθος του κύματος. Κατόπιν γίνεται λόγος για τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ διαδοχικών κυμάτων και για τους τρόπους με τους οποίους συντελείται η συγχώνευση τους. Τέλος συγκρίνονται τα αποτελέσματα που προέκυψαν από τα πειράματα, με αυτά που παρουσιάζονται στην εργασία των Tihon et al (2006).

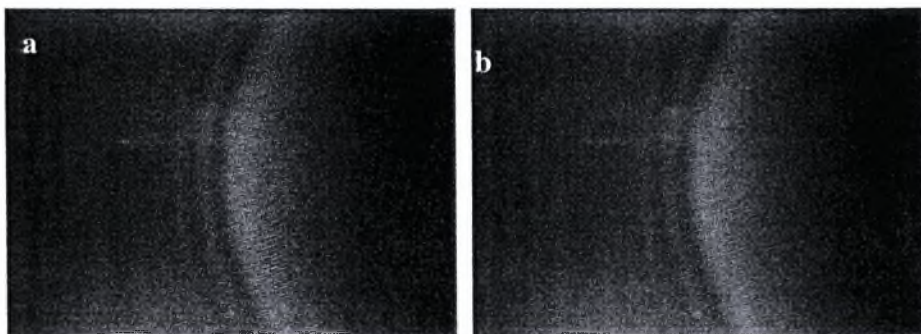
## 4.1 Πρωτογενή δεδομένα

Από τη μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό συλλέγονται δεδομένα για την ένταση της ακτινοβολίας του υμένα και επομένως για το πάχος του, με τη μορφή εικόνων (Σχήμα 4.1) . Τα πειραματικά αποτελέσματα που συλλέξαμε μας επιτρέπουν να εξάγουμε μόνο ποιοτικά συμπεράσματα, συνεπώς είναι απαραίτητη η περαιτέρω επεξεργασία τους.



Σχήμα 4.1: Πρωτογενή δεδομένα της μεθόδου φθορισμού

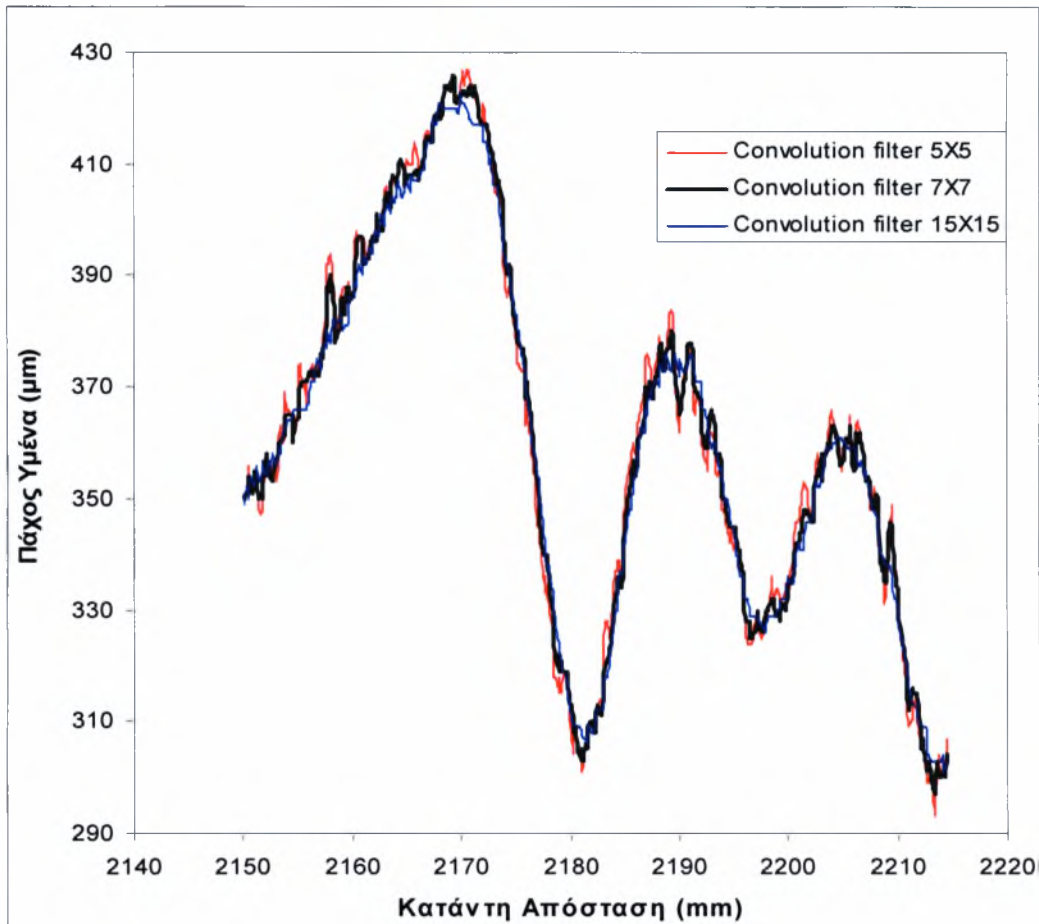
Όπως αναφέρθηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο το πρώτο στάδιο για την επεξεργασία των εικόνων αποτελεί το ψηφιακό φιλτράρισμα. Η διαδικασία αυτή εφαρμόζεται προκειμένου να ελαχιστοποιηθούν ανεπιθύμητοι παράγοντες. Για να εξομαλύνουμε τις μετρήσεις μας, δηλαδή να αφαιρέσουμε τον εξωτερικό θόρυβο αλλά και για να αποφύγουμε πιθανές ατέλειες χωρίς να αλλοιώσουμε τη δομή των κυμάτων, χρησιμοποιήσαμε στο σύνολο των εικόνων το ψηφιακό φίλτρο Gaussian 7x7. Ένα παράδειγμα της επιβολής ψηφιακού φίλτρου φαίνεται στο σχήμα 4.2.



Σχήμα 4.2: Πρωτογενή δεδομένα a) χωρίς χρήση ψηφιακού φίλτρου και b) με χρήση του ψηφιακού φίλτρου Gaussian 7x7

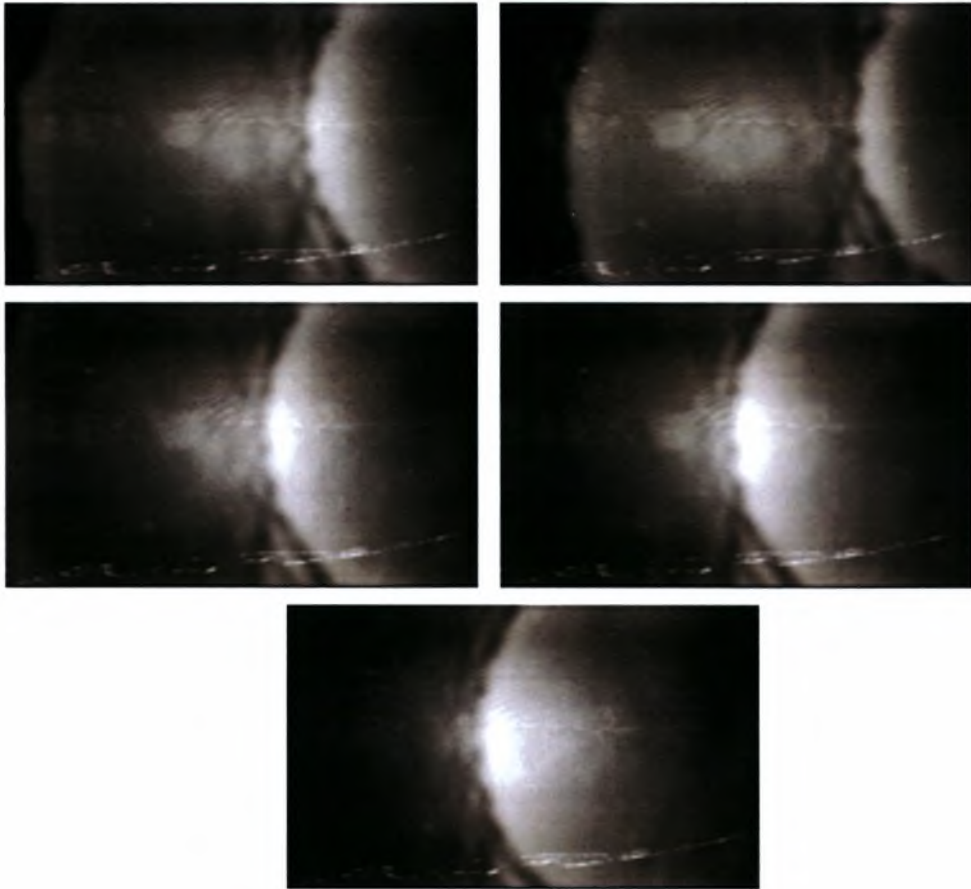


Στο παρακάτω σχήμα 4.3 παρουσιάζεται η σύγκριση μεταξύ των διαφόρων φίλτρων. Η επιλογή του ψηφιακού φίλτρου Gaussina 7x7 κρίθηκε η πλέον κατάλληλη καθώς δεν απαλείφει σημαντικά δεδομένα, όπως τα μικρά μήκους κύματα.

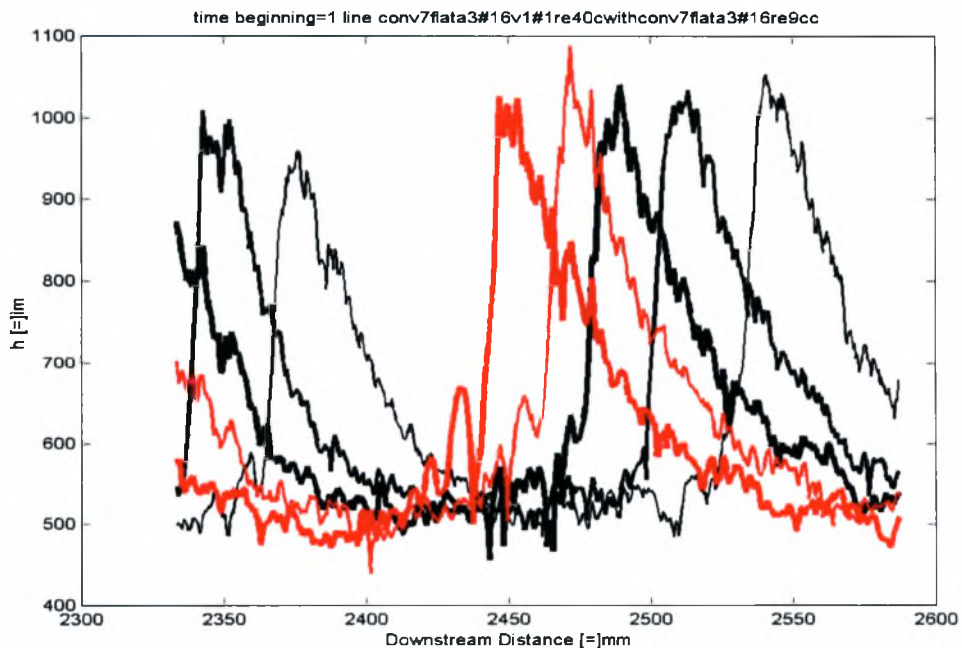


Σχήμα 4.3: Σύγκριση μεταξύ διαφόρων φίλτρων

Προκειμένου να πάρουμε ποσοτικά συμπεράσματα, επεξεργαζόμαστε τα πρωτογενή δεδομένα μας χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα Matlab, το οποίο μας δίνει τη δυνατότητα να απεικονίζουμε το πάχος του υμένα για κάθε pixel της εικόνας. Στην περίπτωση μας σε κάθε γράφημα που προκύπτει από το Matlab εμφανίζονται πέντε συνεχόμενες χρονικές στιγμές, που δείχνουν τη χρονική εξέλιξη του υμένα. Στο ακόλουθο σχήμα απεικονίζεται η εξέλιξη του υμένα για πέντε διαδοχικές χρονικές και το αντίστοιχο γράφημα μετά την επεξεργασία τους.

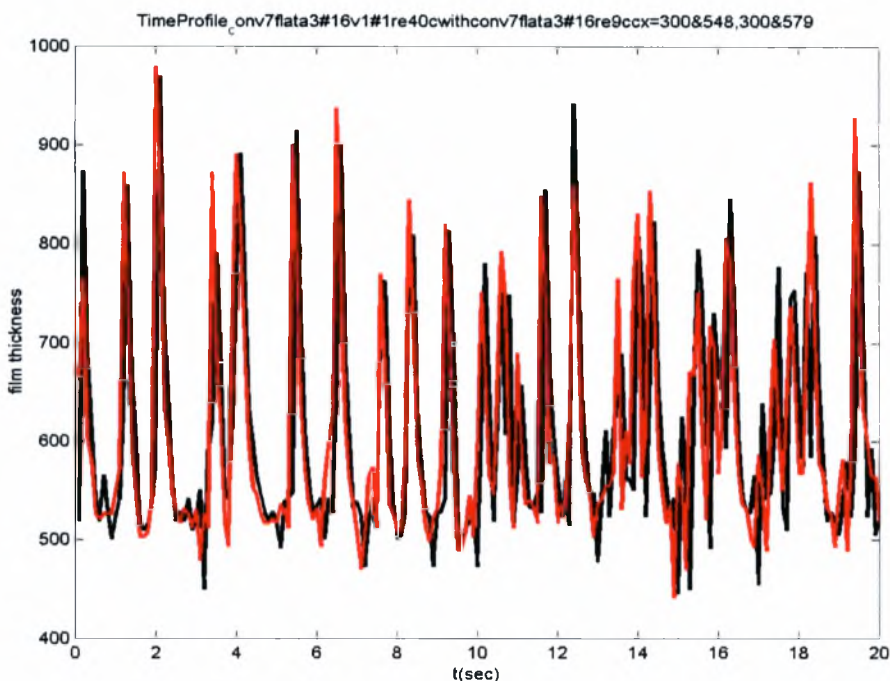


Σχήμα 4.4: Πρωταρχικά δεδομένα για πέντε διαδοχικές χρονικές στιγμές



Σχήμα 4.5: Προφίλ υμένα για πέντε διαδοχικές χρονικές στιγμές

Όπως αναφέρθηκε στο Κεφάλαιο 3, από τα πειραματικά αποτελέσματα, μπορούμε να λάβουμε πληροφορίες σχετικά με την χρονική εξέλιξη του τοπικού πάχους του υμένα σε ένα σημείο του οπτικού πεδίου. Κατά τη διαδικασία αυτή θεωρούμε σταθερά σημεία στο οπτικό μας πεδίο και παρατηρούμε πως αναπτύσσεται η ροή περνώντας από αυτά. Στην παρούσα εργασία οι μετρήσεις ελήφθησαν στα εξής ζεύγη σημείων του οπτικού μας πεδίου α) 515.05mm-526.02mm, β) 1515.52 mm-1526.02mm και γ) 2515.52 mm-2526.02mm. Ο λόγος που επιλέχθηκαν ζεύγη σημείων είναι για να αποφευχθεί η απώλεια πληροφοριών. Έπειτα από επεξεργασία με χρήση του Matlab τα εξαγόμενα αποτελέσματα έχουν τη μορφή του σχήματος 4.6.

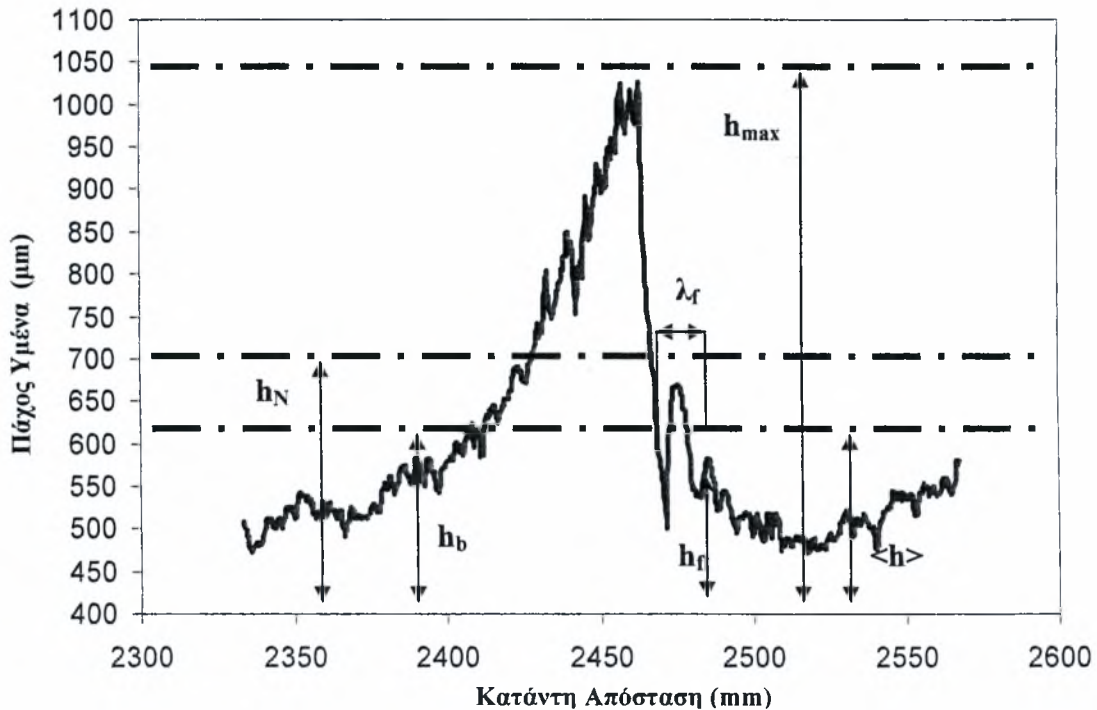


Σχήμα 4.6: Χρονική μεταβολή του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας για δύο σταθερά σημεία

## 4.2 Χαρακτηριστικά μεγέθη μοναχικού κύματος

Από τα αποτελέσματα που προέκυψαν με χρήση του Matlab δεν είναι εύκολο να εξαγάγουμε συμπεράσματα καθώς σε κάθε διαγράμμα απεικονίζονται αρκετές χρονικές στιγμές του προφίλ του υμένα. Συνεπώς μεταφέρουμε τα αποτελέσματα που έχουν παραχθεί από το Matlab στο Excel, όπου μας δίδεται η δυνατότητα εμφάνισης μόνο μιας χρονικής στιγμής σε κάθε γράφημα. Το σχήμα 4.7 μας παρέχει πληροφορία σχετικά με τα χαρακτηριστικά μεγέθη ενός μοναχικού κύματος. Μπορούμε δηλαδή να λάβουμε ποσοτικά αποτελέσματα για το

μέγιστο ύψος του υμένα  $h_{\max}$ , το πάχος του υμένα στο μέτωπο του κύματος  $h_f$ , το πάχος του υμένα στην ουρά του κύματος  $h_b$  και το μήκος των τριχοειδών  $\lambda_r$ . Στο σχήμα αυτό απεικονίζονται επιπλέον το πάχος υμένα κατά Nusselt  $h_N$  καθώς επίσης και το μέσο πάχος του υμένα  $\langle h \rangle$ .



Σχήμα 4.7: Χαρακτηριστικά μεγέθη ενός μοναχικού κύματος

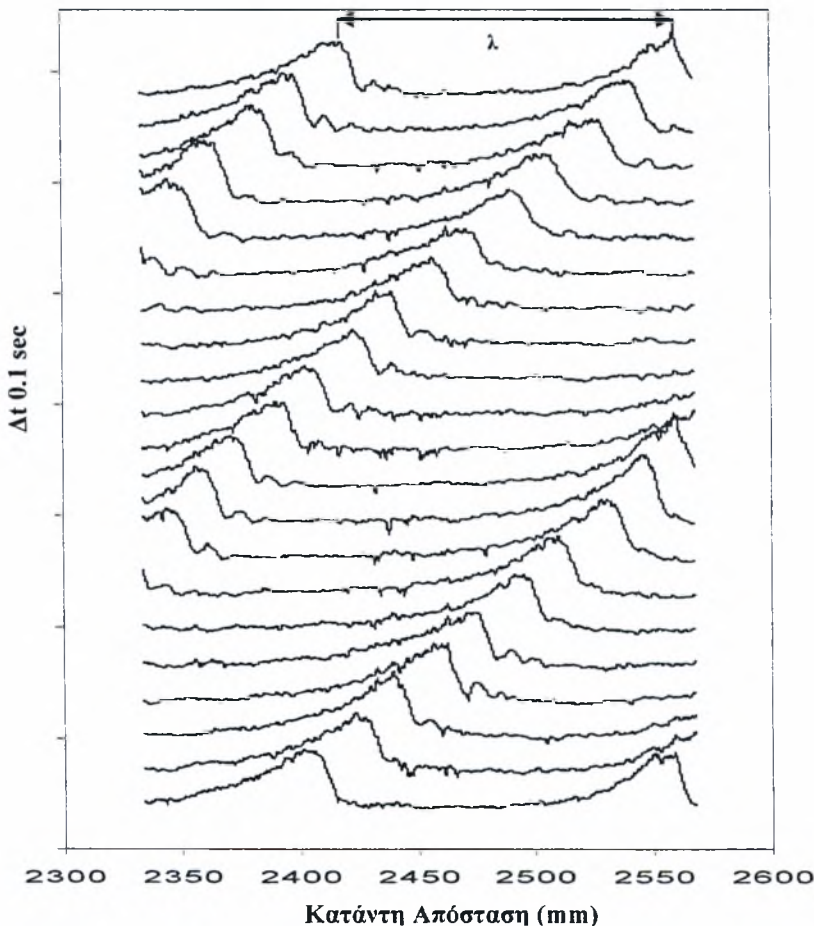
Από τα δεδομένα που έχουμε συλλέξει μπορούμε να δημιουργήσουμε γραφήματα τα οποία να περιέχουν πολλές διαδοχικές χρονικές στιγμές και συνεπώς να μελετήσουμε την εξέλιξη της ροής και χρονικά. Αυτό επιτυγχάνεται προσθέτοντας ένα σταθερό αριθμό σε κάθε προφίλ υμένα, γεγονός που επιτρέπει το διαχωρισμό μεταξύ τους και άρα την καλύτερη απεικόνιση (Σχήμα 4.8).

Το παρακάτω σχήμα απεικονίζει τη χωρική μεταβολή του υμένα όπου η κάθε καμπύλη αντιστοιχεί σε μια χρονική στιγμή η οποία διαφέρει από την επόμενη κατά  $\Delta t=0.1\text{sec}$ . Συνεπώς μπορούμε να παρατηρήσουμε πως εξελίσσεται ο υμένας τόσο χρονικά όσο και χωρικά και να ελέγξουμε την περιοδικότητα των φαινομένων. Επίσης μας δίνεται η δυνατότητα να εκτιμήσουμε με μεγάλη ακρίβεια τη φασική ταχύτητα των κυμάτων. Θεωρώντας ένα σταθερό σημείο του υμένα και γνωρίζοντας το χρονικό βήμα μεταξύ των καμπυλών υπολογίζουμε την ταχύτητα του κύματος. Επιπλέον είμαστε σε θέση να μετρήσουμε

το μήκος κύματος  $\lambda$ , δηλαδή την απόσταση διαδοχικών κορυφών μεταξύ δύο αναπτυγμένων κυμάτων. Από την εύρεση του μήκους κύματος υπολογίζεται ο κυματαριθμός από την ακόλουθη σχέση:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (4-1)$$

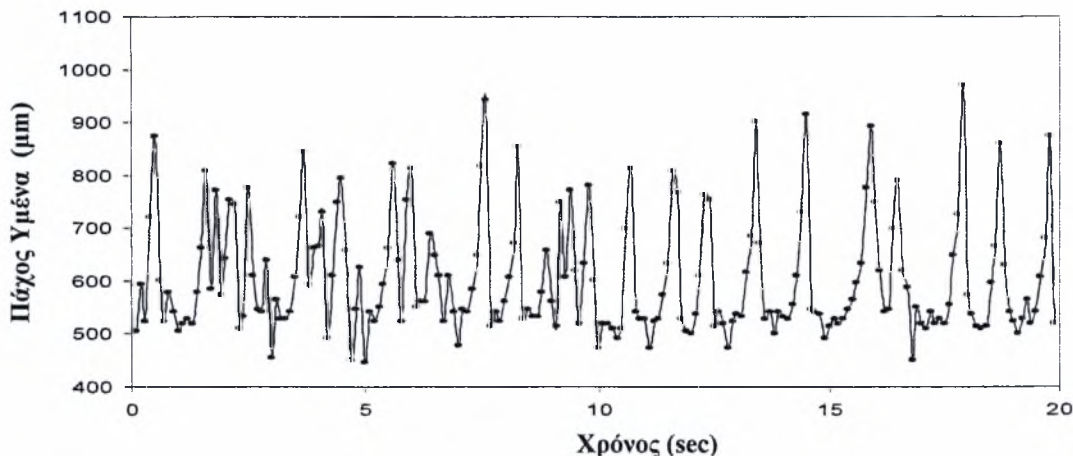
Τέλος μπορούμε να αντλήσουμε πληροφορίες σχετικά με το είδος των κυμάτων αλλά και τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ τους (π.χ. περιοδικά ή μοναχικά κύματα, συγχώνευση μεταξύ κυμάτων).



Σχήμα 4.8: Χωρική μεταβολή του υμένα για διαδοχικές χρονικές στιγμές

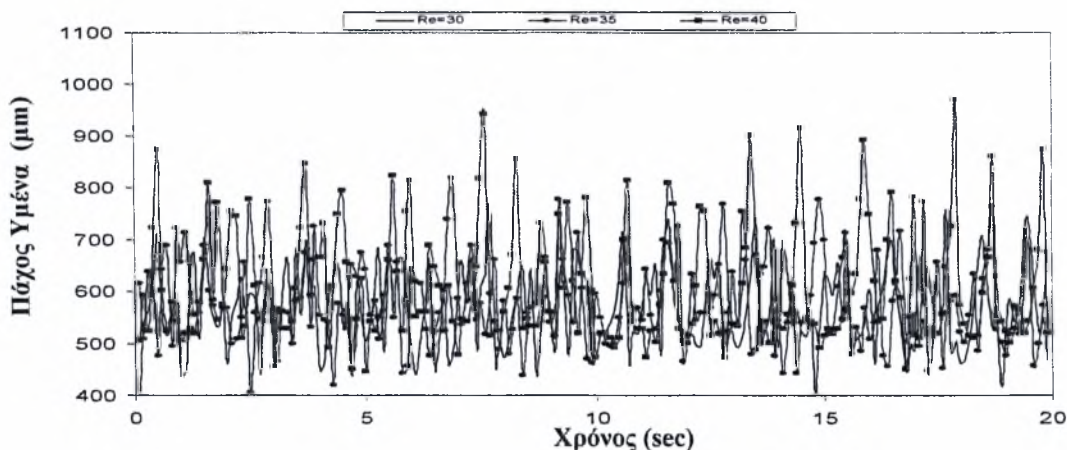
Από σχήματα αντίστοιχα του 4.7 μπορούμε να παρατηρήσουμε τη χρονική εξέλιξη της ροής, το πάχος του υμένα αλλά και το ύψος του κύματος. Επίσης λαμβάνουμε πληροφορίες σχετικά με τη βασική αρμονική της συχνότητας ταλάντωσης των σημείων ενώ γίνεται έλεγχος για την εμφάνιση παρασιτικών κυμάτων. Από περαιτέρω επεξεργασία των

αποτελεσμάτων καταρτίζεται το ακόλουθο διάγραμμα όπου απεικονίζεται η χρονική μεταβολή του υμένα για σταθερό σημείο του οπτικού μας πεδίου:

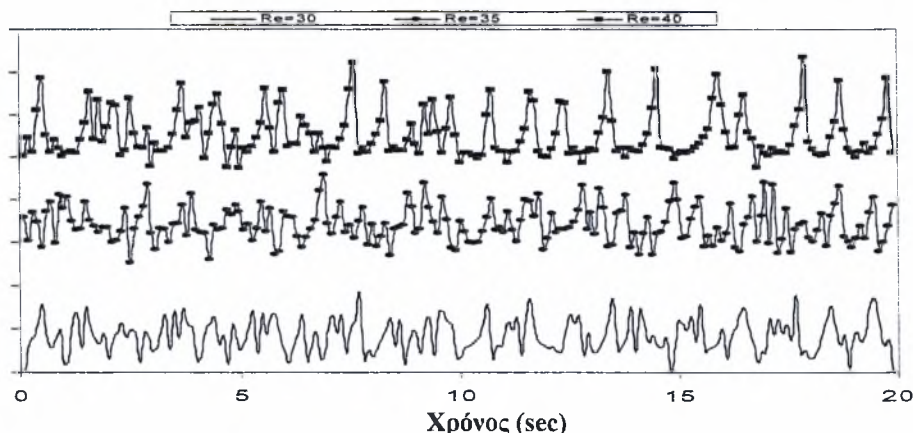


Σχήμα 4.9: Χρονική μεταβολή του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας για σταθερό σημείο

Στο σχήμα 4.10 εμφανίζεται η χρονική εξέλιξη της ροής σε ένα σημείο για διάφορους αριθμούς  $Re$ . Λόγω του ότι δεν είναι ευδιάκριτη η καμπύλη της κάθε χρονοσειράς, τη μετατοπίζουμε προσθέτοντας σε αυτή έναν σταθερό αριθμό (Σχήμα 4.11).

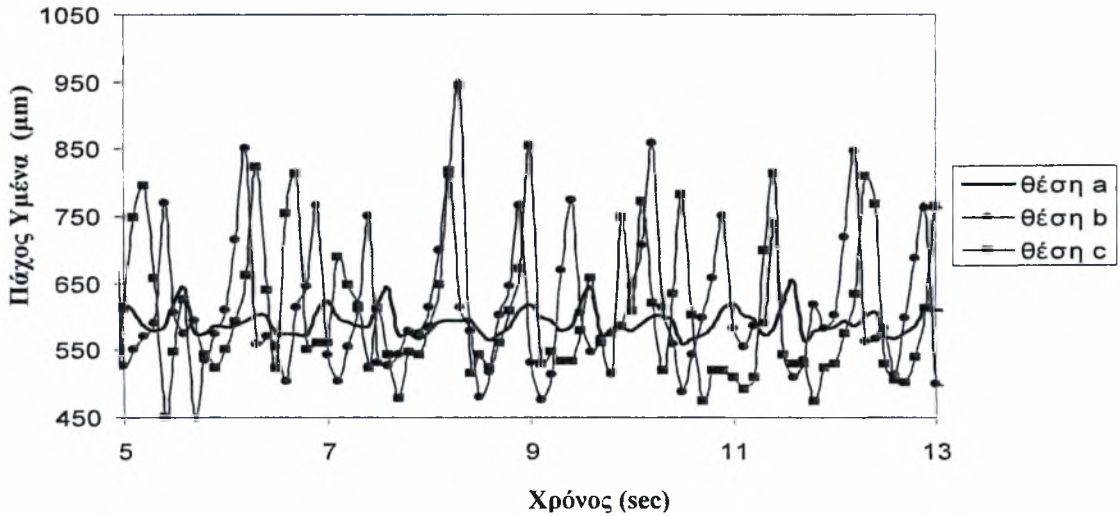


Σχήμα 4.10: Χρονική εξέλιξη της ροής σε σταθερό σημείο για διάφορους  $Re$



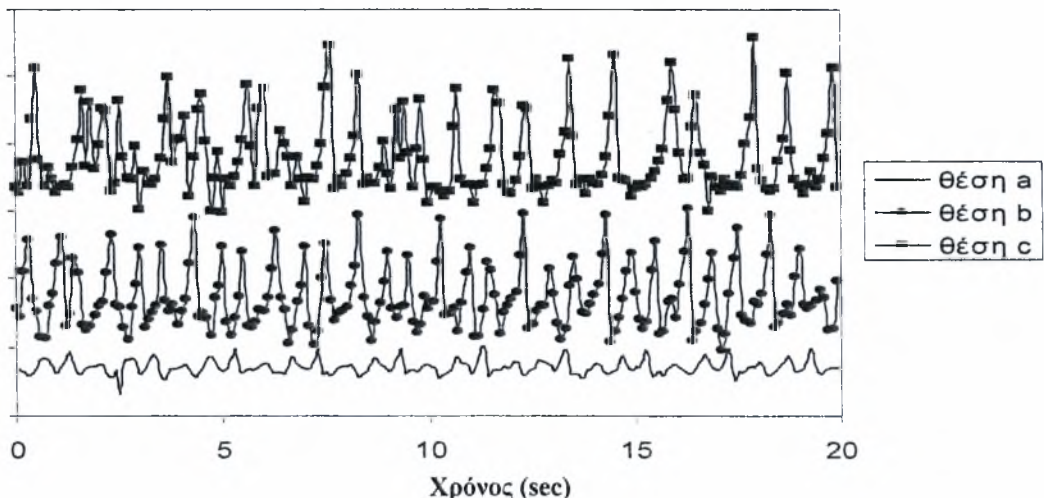
Σχήμα 4.11: Διαχωρισμένη χρονική εξέλιξη της ροής σε σταθερό σημείο για διάφορους  $Re$

Πλέον είναι εύκολο να διακρίνουμε και να συγκρίνουμε τη συμπεριφορά της ροής για διάφορους αριθμούς  $Re$  σε σταθερό σημείο. Τα γραφήματα όπου απεικονίζεται η εξέλιξη της ροής σε διάφορες θέσεις του οπτικού πεδίου είναι της μορφής:



Σχήμα 4.12: Χρονική εξέλιξη της ροής σε διάφορα σημεία για ίδιο  $Re$

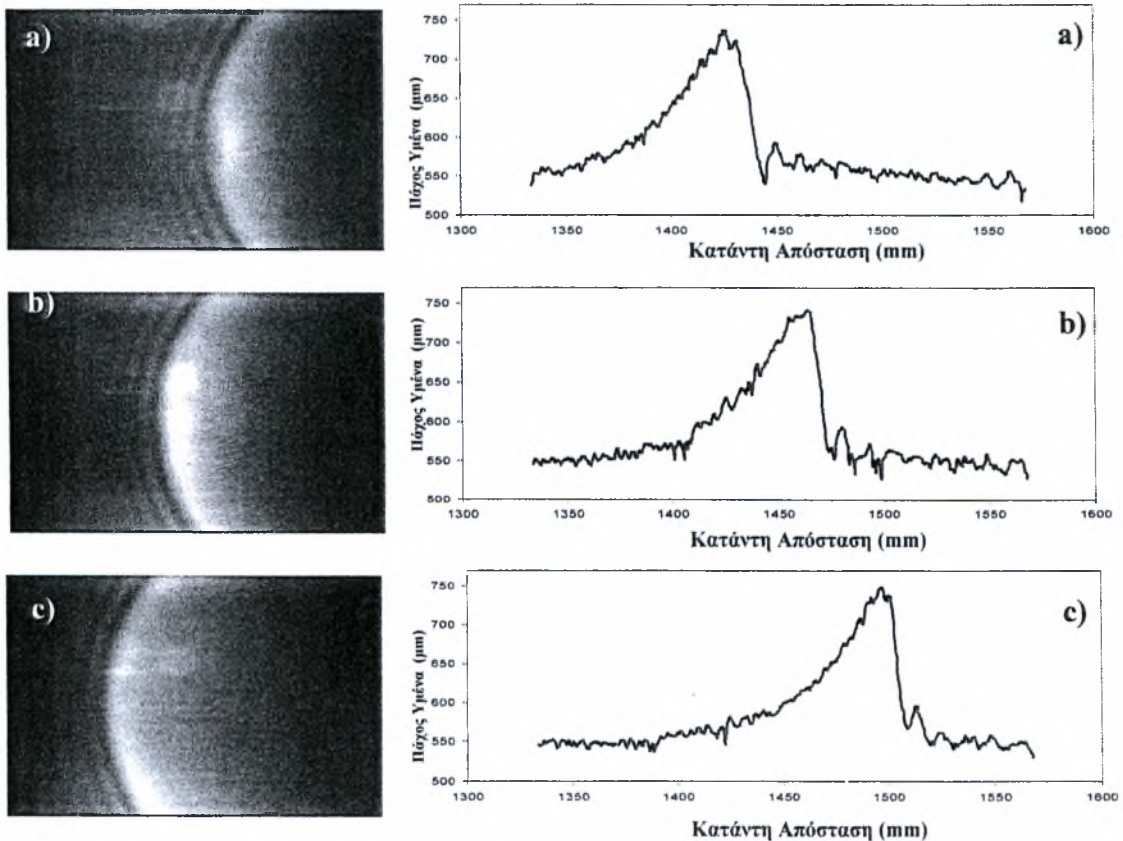
Εργαζόμενοι όπως και προηγουμένως μπορούμε να δημιουργήσουμε γραφήματα στα οποία να απεικονίζεται η εξέλιξη της ροής για έναν αριθμό  $Re$  σε διάφορες θέσεις του καναλιού (σχήμα 4.13). Αυτών των ειδών τα γραφήματα μας δίνουν πληροφορία σχετικά με την εξέλιξη του ύψους των κυμάτων, γεγονός που αποτελεί κριτήριο ώστε να ελεγχθεί η ανάπτυξή τους. Ένα ακόμη σημαντικό στοιχείο είναι ότι μπορούμε να παρατηρήσουμε το σχηματισμό και την αλληλεπίδραση πιθανών παρασιτικών κυμάτων.



Σχήμα 4.13: Διαχωρισμένη χρονική εξέλιξη της ροής σε διάφορα σημεία για ίδιο  $Re$

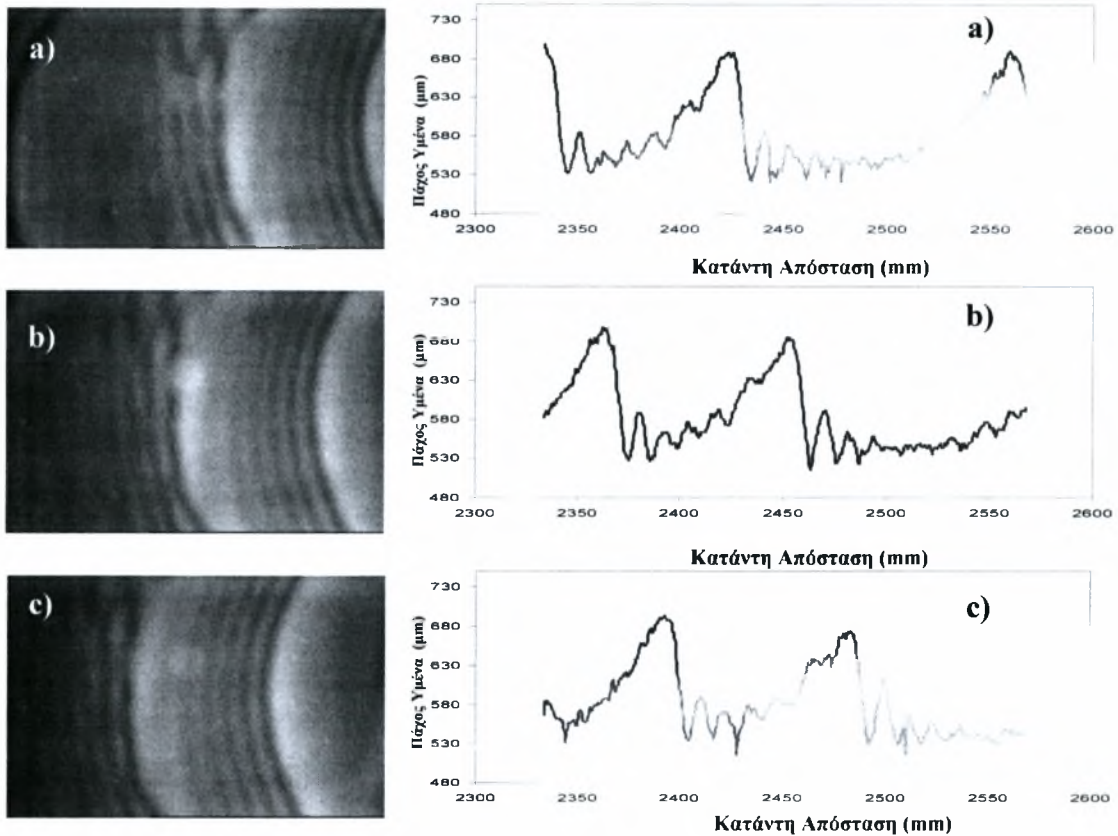
### 4.3 Διαχωρισμός μεταξύ δισδιάστατων και τρισδιάστατων δομών

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως στόχος της μεταπτυχιακής εργασίας αποτελεί η μελέτη των χαρακτηριστικών των δισδιάστατων οδοντών κυμάτων, κυρίως των μοναχικών. Σε περίπτωση εμφάνισης τρισδιάστατων δομών δεν γίνεται περαιτέρω ανάλυση και επεξεργασία των χαρακτηριστικών τους. Με τον όρο τρισδιάστατες δομές αναφερόμαστε σε ακανόνιστους σχηματισμούς στο μέτωπο αλλά και γενικότερα σε όλο το εύρος του υμένα. Πιο συγκεκριμένα παρατηρούνται εγκάρσιοι διαχωρισμοί στις κορυφές των ψηλότερων κυμάτων γεγονός που οφείλεται σε αστάθειες ανάλογες με αυτές στις πλήρως ανεπτυγμένες δισδιάστατες δομές. Χαρακτηριστικό παράδειγμα διαχωρισμού δισδιάστατης και τρισδιάστατης δομής εμφανίζεται στα ακόλουθα σχήματα (4.14, 4.15) όπου η κάθε εικόνα διαφέρει από την επόμενη της κατά  $\Delta t=0.2$  sec. Στα σχήματα 4.14(a)- (c) απεικονίζονται δισδιάστατες δομές, αντίστοιχα στα σχήματα 4.15(a)- (c) παρατηρούμε τρισδιάστατες δομές.



Σχήμα 4.14: Δισδιάστατες δομές Re 35 - διαταραχή 1 Hz (a)-(c)θέση b, δισδιάστατη δομή





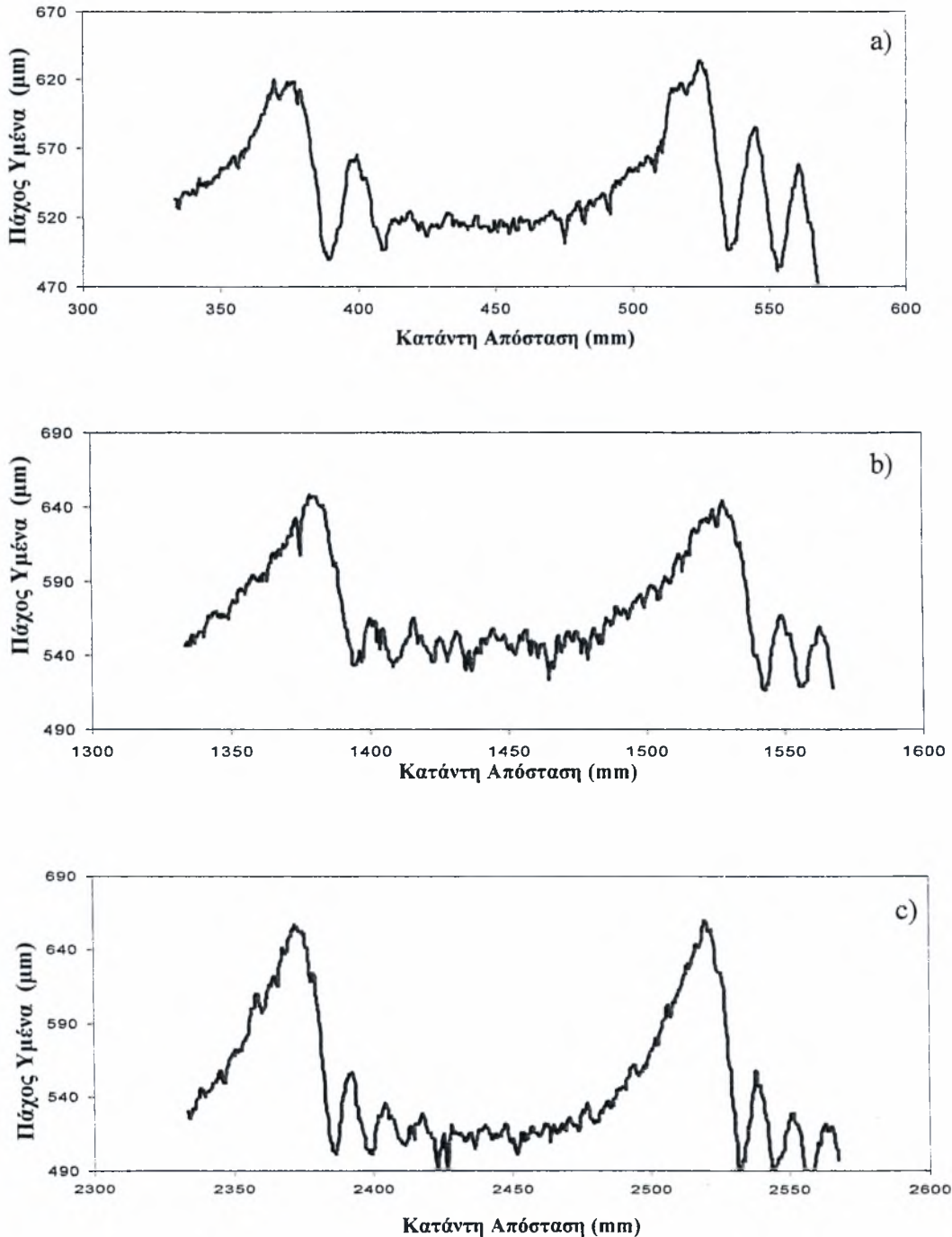
Σχήμα 4.15: Τρισδιάστατες δομές Re 35 - διαταραχή 1 Hz (a)-(c) θέση c, τρισδιάστατη δομή

## 4.4 Εμφάνιση παρασιτικών κυμάτων

Στο σημείο αυτό παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα για ροή υγρού υμένα σε επίπεδο τοίχωμα, όταν επιβάλλουμε εξωτερική διαταραχή. Όπως έχει αναφερθεί η εξωτερικά επιβαλλόμενη διαταραχή βασίζεται στη δημιουργία ενός «αυθιγαστικού» αερίσιου, δηλαδή μια ισχυρή μη γραμμική διαταραχή. Στη συνέχεια θα πιστοποιηθεί ότι η μη γραμμική εξέλιξη των κυμάτων σχετίζεται άμεσα με την επιβαλλόμενη συχνότητα της διαταραχής.

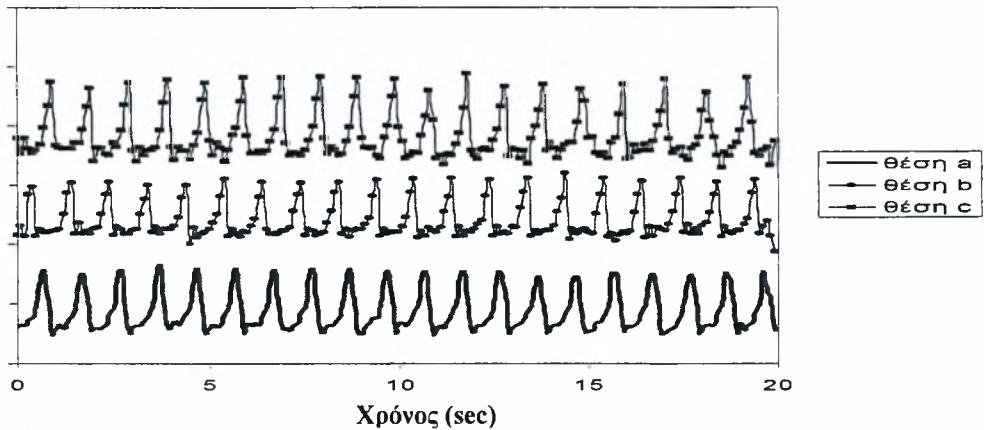
### 4.4.1 Μοναχικά Κύματα

Για διαταραχή 1Hz (ηλεκτροβαλβίδα on: 0.5sec-off:0.5sec) τα παρακάτω σχήματα απεικονίζουν το προφίλ του υμένα σε τρεις διαφορετικές θέσεις κατάντη της ροής. Τα κύματα αυτά έχουν τη μορφή μοναχικών, δηλαδή μία κορυφή ανά περίοδο της οποίας προηγείται μια σειρά τριχοειδών ρυτιδώσεων. Η συχνότητα όπως φαίνεται από το σχήμα 4.16 είναι ίδια με αυτή της επιβαλλόμενης διαταραχής.



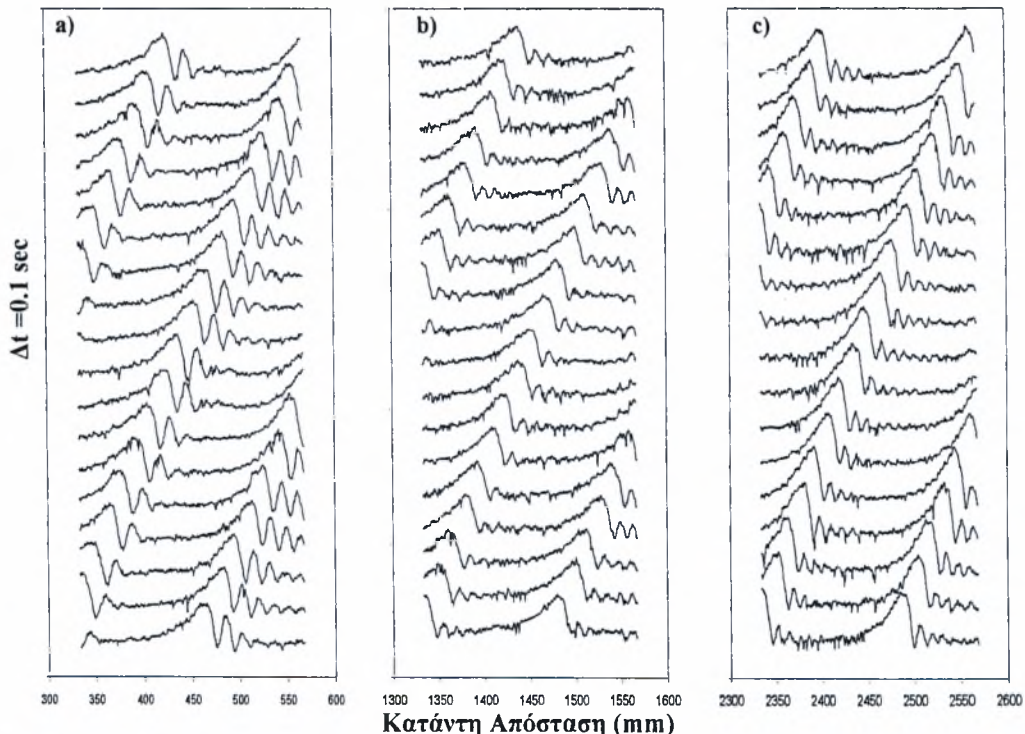
Σχήμα 4.16: Χωρική εξέλιξη μοναχικού κύματος  $Re\ 30$  διαταραχή  $1\ Hz$  a) θέση a, b) θέση b, c) θέση c

Παρατηρούμε λοιπόν ότι τα κύματα αυτά είναι μοναχικά και πλήρως ανεπτυγμένα. Ένα κριτήριο που μας δίνει την ικανότητα να καταλάβουμε ότι τα κύματα έχουν αποκτήσει πλήρως αναπτυγμένη δομή, είναι η μεταβολή του ύψους τους κατά την εξέλιξη της ροής. Συνεπώς όταν δεν μεταβάλλεται το ύψος του κύματος κατάντη της ροής είναι πολύ πιθανό τα κύματα να έχουν φτάσει σε μόνιμη κατάσταση. Η εμφάνιση της μιας κορυφής ανά περίοδο και για τις τρεις θέσεις του πεδίου των μετρήσεων μας πιστοποιείται από το σχήμα 4.17.



Σχήμα 4.17: Χρονική εξέλιξη της ροής Re 30, διαταραχή 1 Hz, θέσεις a-b-c

Η εξέλιξη της ροής στις τρεις θέσεις του πεδίου των μετρήσεων μας παρουσιάζεται στα παρακάτω σχήματα (4.18 (a)-(c)).

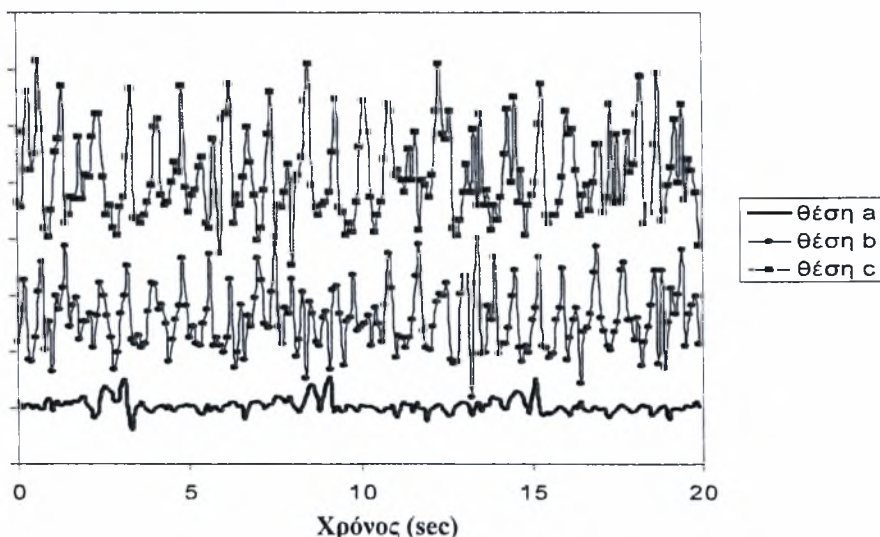


Σχήμα 4.18: Χρονική και χωρική εξέλιξη της ροής Re 30-διαταραχή 1 Hz a)θέση a, b)θέση b, c)θέση c

Αντίστοιχες μετρήσεις ελήφθησαν και για αριθμούς Re 35 και 40 και παρατηρήθηκαν παρόμοια αποτελέσματα. Η διαφορά που υπάρχει μεταξύ των προαναφερθέντων παροχών με αυτή του αριθμού Re 30 έγκειται στην εμφάνιση τρισδιάστατων δομών. Για Re 35 οι τρισδιάστατες δομές εμφανίζονται στη θέση c του πεδίου των μετρήσεων μας, ενώ για Re 40 το φαινόμενο αυτό παρατηρείται οριακά ήδη από τη θέση b.

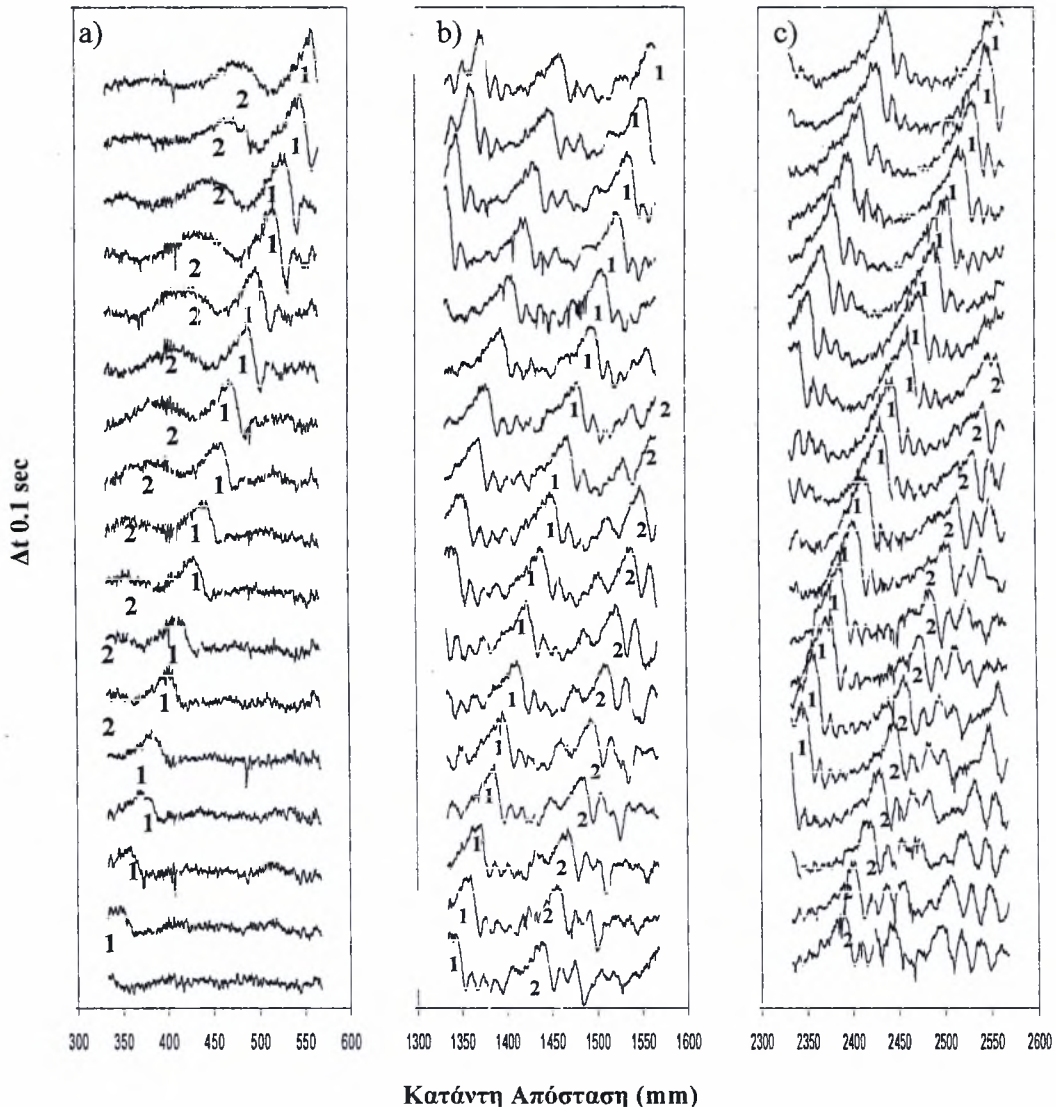
#### 4.4.2 Παρασιτικά Κύματα

Όπως περιγράφεται στην εργασία της Αργυριάδη (2005) για μικρές συχνότητες διαταραχής οδηγούμαστε σε ένα σημείο όπου θα έχουμε μια σειρά μοναχικών κυμάτων τα οποία θα απέχουν πολύ μεταξύ τους. Η μικρή συχνότητα διαταραχής επιφέρει την ανάπτυξη μιας δευτερεύουσας δομής ανάμεσα στις δύο κύριες κορυφές. Έτσι λοιπόν μεταξύ των κυμάτων που δημιουργούνται από την επιβαλλόμενη εμφανίζεται μια σειρά παρασιτικών κυμάτων. Σε μικρές συχνότητες διαταραχής το μήκος του υποστρώματος είναι αρκετά μεγάλο γεγονός που συντελεί στην γένεση παρασιτικών κυμάτων που τείνουν να γίνουν μοναχικά. Χαρακτηριστικό παράδειγμα εμφάνισης παρασιτικών κυμάτων εμφανίζεται στα παρακάτω σχήματα, όπου η επιβαλλόμενη διαταραχή είναι 0.167 Hz. Από την χρονοσειρά του σχήματος 4.19 είμαστε ήδη σε θέση να παρατηρήσουμε την εμφάνιση δευτερευουσών κορυφών.



Σχήμα 4.19: Χρονική εξέλιξη της ροής Re 30, διαταραχή 0.167 Hz, θέσεις a-b-c

Εξετάζοντας τα ακόλουθα σχήματα (4.20 (a)-(c)) οδηγούμαστε στο συμπέρασμα ότι πίσω από την ουρά κάθε κύριας κορυφής η οποία αναπτύσσεται και τείνει να πάρει τη μορφή μοναχικού κύματος, δημιουργείται ένα νέο κύμα του οποίου η κορυφή μεγαλώνει και σχηματίζει νέους κυματισμούς μπροστά. Με τον αριθμό 1 συμβολίζεται το κύμα που προέκυψε από την επιβαλλόμενη διαταραχή και με 2 το παρασιτικό κύμα. Λόγω του μικρού του ύψους, η ταχύτητα του είναι εξίσου μικρή, οπότε απομακρύνεται διαρκώς από το κύριο μοναχικό κύμα. Το φαινόμενο αυτό εμφανίζει επαναληψιμότητα αφού η δημιουργία παρασιτικών κορυφών αποτελεί μια διαδικασία η οποία παραμένει ίδια σε κάθε περίοδο επιβολής της εξωτερικής διαταραχής.

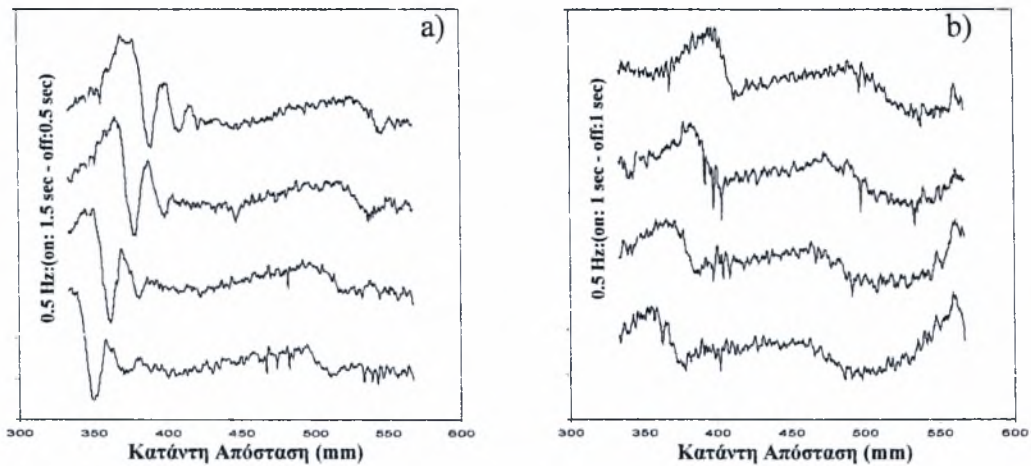


Σχήμα 4.20: Χρονική και χωρική εξέλιξη της ροής Re 30-διαταραχή 0.167 Hz α)θέση a, β)θέση b, γ)θέση c

Από το πιο πάνω σχήμα παρατηρούμε την εμφάνιση μιας μικρής καμπούρας στο πίσω μέρος του κύριου κύματος (Σχήμα 4.20a). Το κύριο κύμα δεν έχει πάρει τη μορφή μοναχικού κύματος, λόγω της έλλειψης των ρυτιδώσεων στο μέτωπο του. Κατάντη της απόστασης το βαθούλωμα στην πλάτη του κύματος γίνεται πιο επίπεδο και η καμπούρα γίνεται ολοένα και πιο απότομη. Από αυτά αναμένουμε να δημιουργηθεί μια καινούρια κορυφή. Η εμφάνιση του δευτερεύοντος κύματος οφείλεται σε ανταλλαγή μάζας μεταξύ του κύριου κύματος και του υποστρώματος. Λόγω του ότι η διαταραχή έχει μικρότερο μέγεθος από τα μοναχικά κύματα, τα σχηματιζόμενα κύματα έχουν την τάση να έλκουν μάζα από το πίσω υπόστρωμα δημιουργώντας μια κοιλότητα, η οποία αποτελεί γενεσιουργό αιτία για τη δημιουργία παρασιτικών κυμάτων.

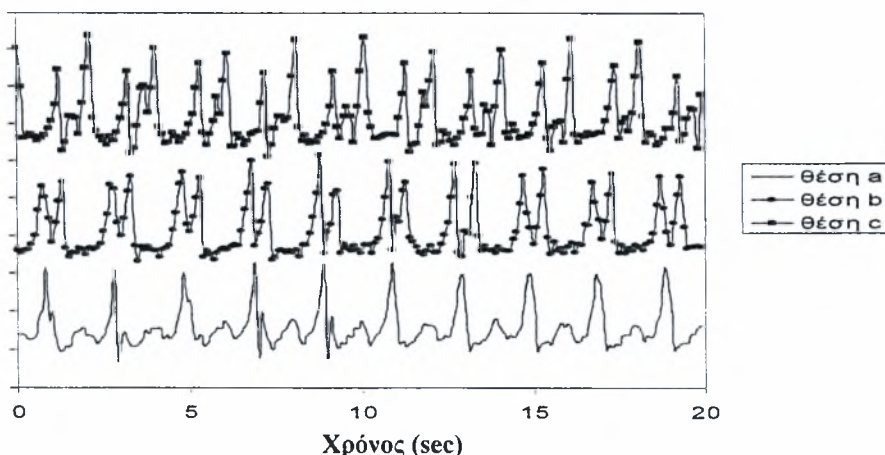
## 4.5 Επίδραση του πλάτους της διαταραχής

Ένα ακόμα σημαντικό ζήτημα σχετικά με την επιβολή της εξωτερικής διαταραχής αποτελεί ο τρόπος εφαρμογής της. Έτσι για ίδιες συχνότητες διαταραχής αλλά με διαφορετικό τρόπο επιβολής δεν παρατηρούμε τα ίδια φαινόμενα. Πιο συγκεκριμένα επιβάλλαμε διαταραχή 0.5 Hz με δύο διαφορετικούς τρόπους α) ηλεκροβαλβίδα on:1.5 sec - off:0.5 sec και β) ηλεκροβαλβίδα on:1 sec - off:1 sec. Δηλαδή στην πρώτη περίπτωση εισάγεται περισσότερο ρευστό στο κανάλι ροής. Σύγκριση της χρονικής και χωρικής εξέλιξης του υμένα για επιβολή των δύο αυτών διαταραχών, στην αρχή του καναλιού, παρουσιάζεται στο ακόλουθο σχήμα:



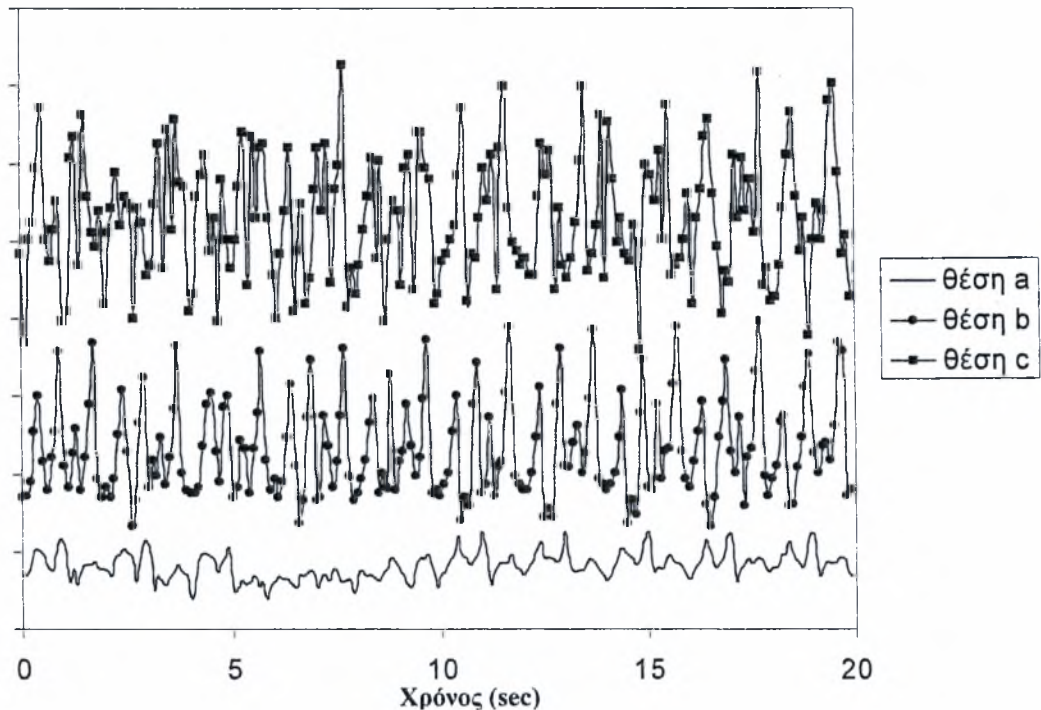
Σχήμα 4.21: Σύγκριση χωρικής και χρονικής εξέλιξης του υμένα στην αρχή του καναλιού για διαταραχές 0.5 Hz α) ηλεκροβαλβίδα on:1.5 sec - off:0.5 sec και β) ηλεκροβαλβίδα on:1 sec - off:1 sec

Τα αποτελέσματα που πήραμε για την περίπτωση όπου επιβάλλαμε διαταραχή 0.5 Hz (ηλεκτροβαλβίδα on: 1.5 sec - off:0.5 sec) είναι τα εξής:



Σχήμα 4.22: Χρονική εξέλιξη της ροής Re 30, διαταραχή 0.5 Hz (on: 1.5 sec - off: 0.5 sec), θέσεις a-b-c

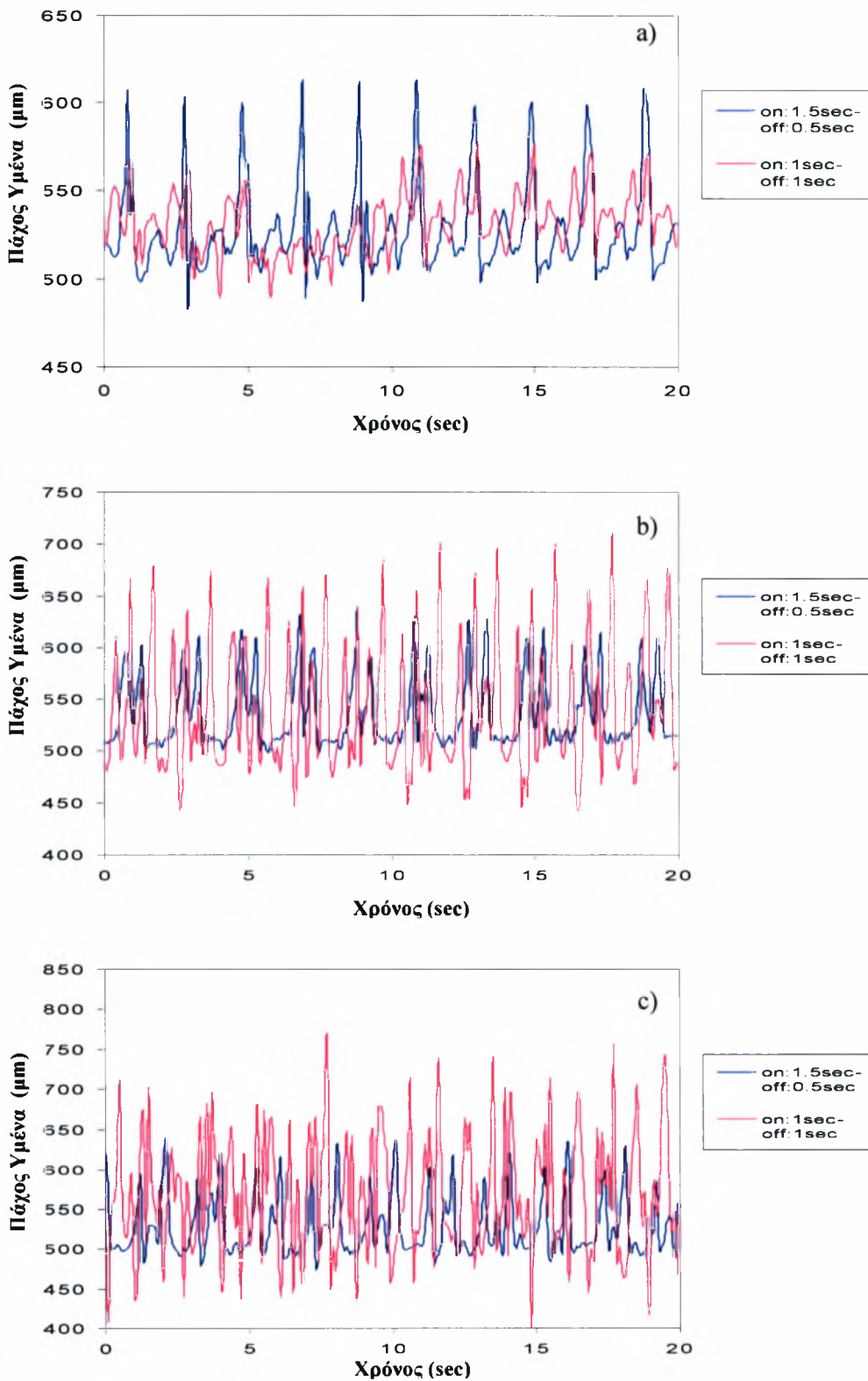
Από το σχήμα 4.22 παρατηρείται η εμφάνιση μιας δευτερεύουσας κορυφής (παρασιτικό κύμα) η οποία κατάντη της ροής αυξάνεται διαρκώς. Αντίστοιχα για τη δεύτερη περίπτωση (ηλεκτροβαλβίδα on:1sec-off:1sec), η χρονική εξέλιξη της ροής απεικονίζεται στο παρακάτω σχήμα (4.23).



Σχήμα 4.23: Χρονική εξέλιξη της ροής  $Re\ 30$ , διαταραχή  $0.5\ Hz$  (on:1sec-off:1sec), θέσεις a-b-c

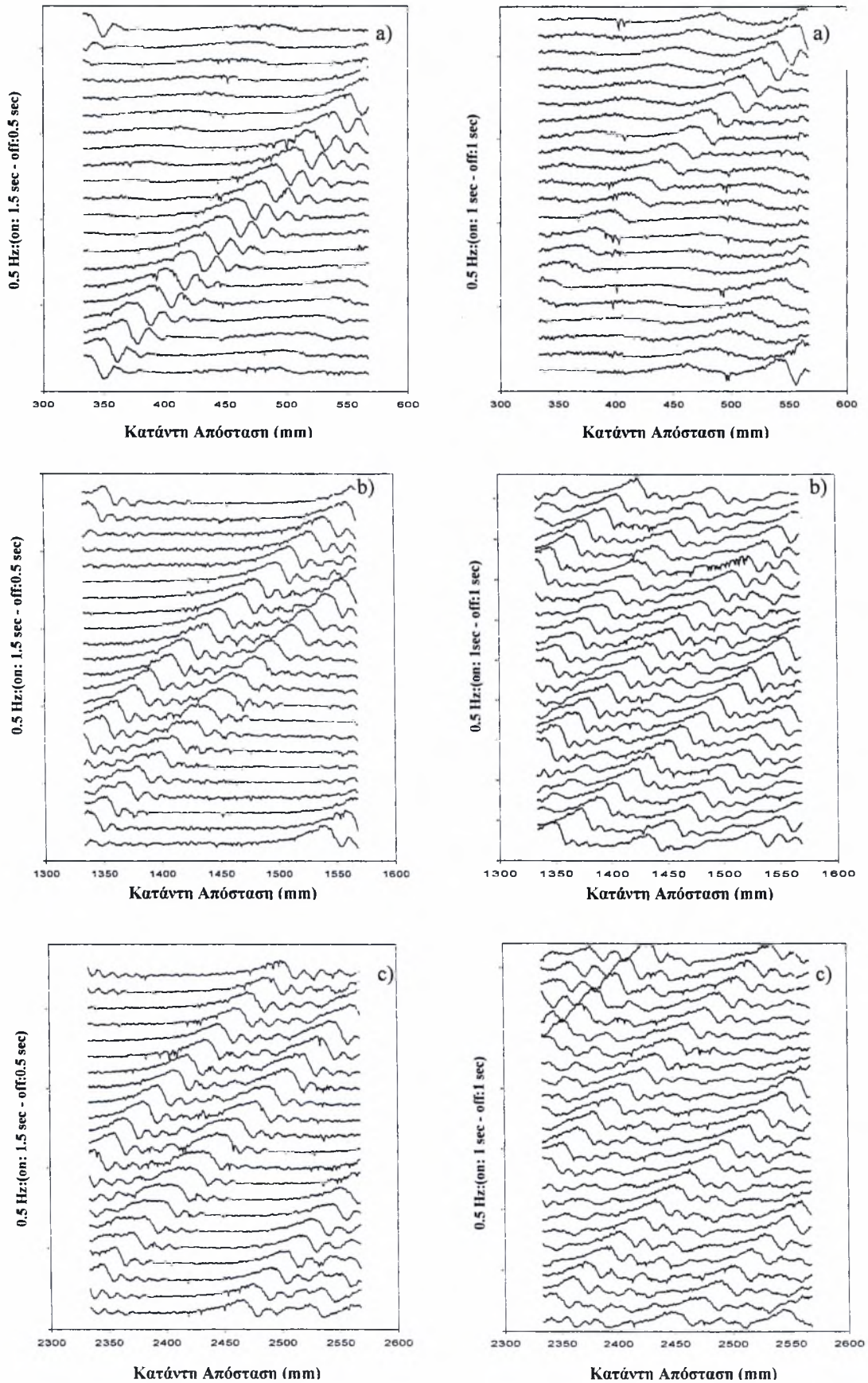
Από το σχήμα 4.23 γίνεται αντιληπτό ότι κατά την εξέλιξη της ροής το ύψος των κυμάτων διαρκώς αυξάνει, γεγονός που έρχεται σε αντίθεση με την προηγούμενη περίπτωση όπου τα κύματα αποκτούν ένα σταθερό ύψος. Παρατηρώντας το παραπάνω διάγραμμα θα αναμέναμε την εμφάνιση δέκα διαδοχικών κορυφών, δηλαδή μία κορυφή κάθε 2sec. Η έλλειψη αυτών από την καμπύλη που απεικονίζει τη χρονική εξέλιξη της ροής στη θέση a, οφείλεται σε σφάλμα που προέκυψε κατά την επιβολή της διαταραχής. Προκειμένου να γίνει σαφέστερη η σύγκριση, παρατίθενται τα ακόλουθα διαγράμματα, όπου απεικονίζεται για κάθε θέση του οπτικού πεδίου, η χρονική εξέλιξη της ροής για τις δύο διαταραχές (Σχήμα 4.24)

Στη συνέχεια, στο σχήμα 4.25, παρατίθενται τα διαγράμματα που απεικονίζουν τη χωρική και χρονική εξέλιξη του υμένα. Από τα διαγράμματα αυτά μπορούμε να συγκρίνουμε την ανάπτυξη της ροής σε κάθε θέση του οπτικού μας πεδίου για τις δύο διαφορετικά επιβαλλόμενες διαταραχές.



Σχήμα 4.24: Σύγκριση της χρονικής εξέλιξης της ροής για  $Re = 30$  - διαταραχές  $0.5\text{ Hz}$ : (on: 1.5 sec - off: 0.5 sec) – (on: 1 sec - off: 1 sec), a) θέση a, b) θέση b, c) θέση c



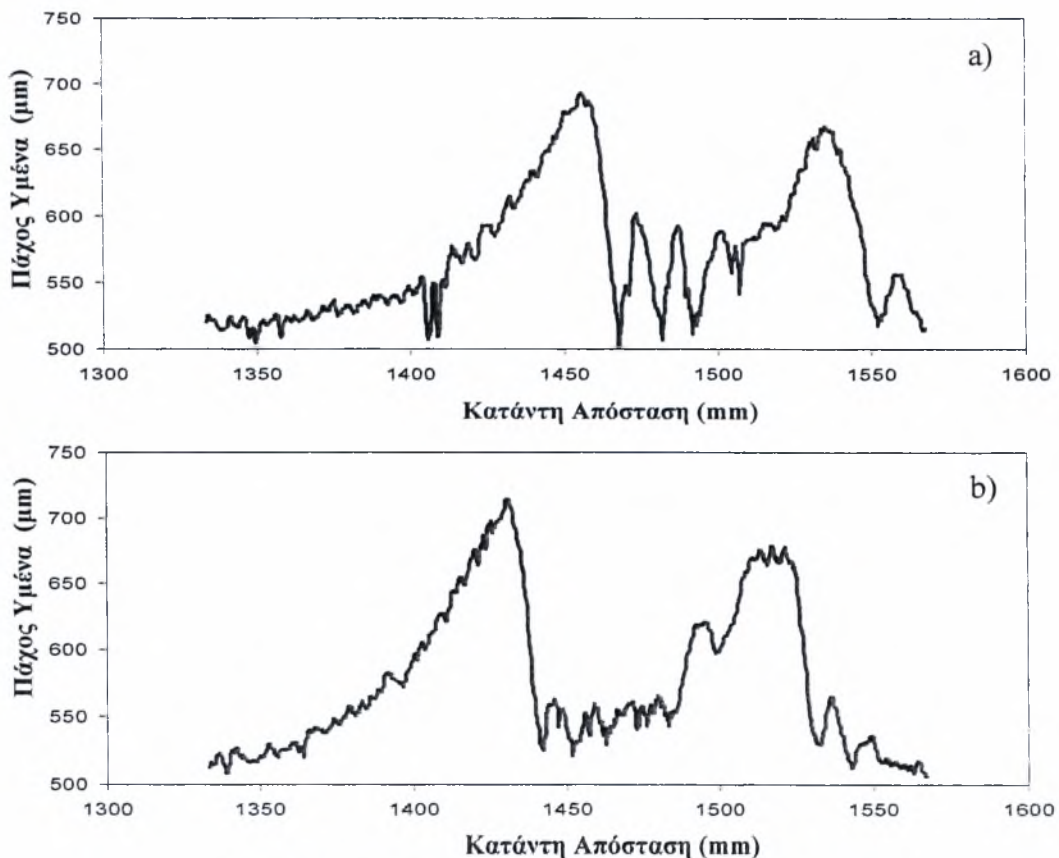


Σχήμα 4.25: Χωρική και χρονική εξέλιξη της ροής για  $Re\ 30$  - διαταραχές  $0.5\text{Hz}:(\text{on}:1.5\ \text{sec} - \text{off}:0.5\ \text{sec}) - (\text{on}:1\ \text{sec} - \text{off}:1\ \text{sec})$ , a) θέση a, b) θέση b, c) θέση c

Παρατηρούμε και στις περιπτώσεις αυτές εμφάνιση παρασιτικών κυμάτων που αναπτύσσονται κατάντη της ροής. Πιο συγκεκριμένα τα παρασιτικά κύματα λόγω του μικρότερου τους μεγέθους από τα κύρια, έχουν μικρότερη ταχύτητα, οπότε η μεταξύ τους απόσταση διαρκώς μεγαλώνει και πλησιάζουν ολοένα και περισσότερο τα επόμενα κύρια κύματα.

#### 4.6 Παρόμοια κύματα σε διαφορετικό υπόστρωμα

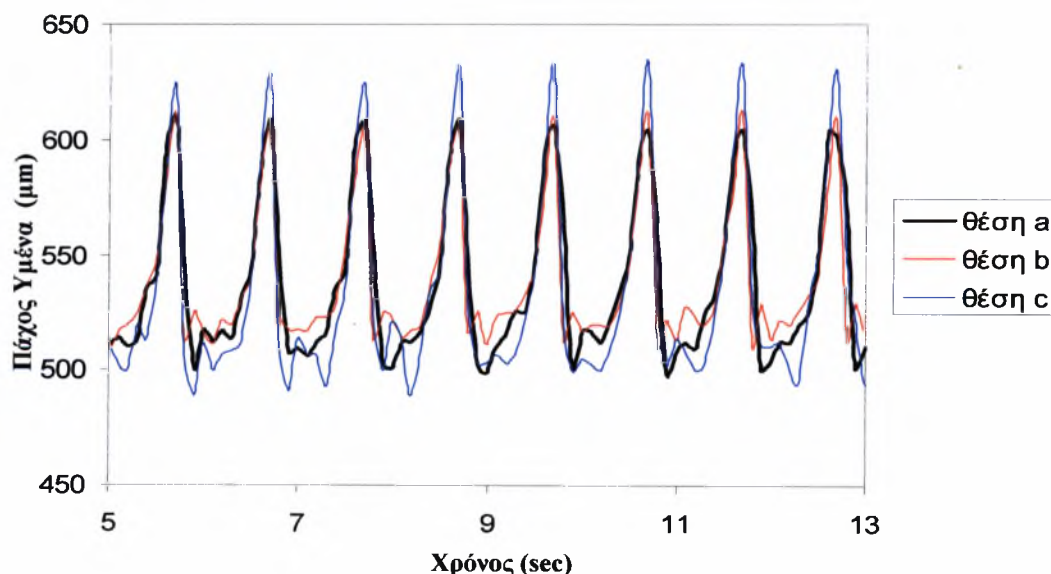
Με αύξηση του αδιάστατου αριθμού  $Re$  παρατηρούμε και αύξηση του ύψους των κυμάτων. Ως ύψος κύματος θεωρούμε την απόσταση μεταξύ της κορυφής του από το υπόστρωμα. Στην πραγματικότητα δεν έχουμε μεταβολή του ύψους των κυμάτων αλλά του υποστρώματος στο οποίο κινούνται. Για μεγαλύτερους  $Re$  το κύμα ουσιαστικά κινείται σε πιο υπερυψωμένα υποστρώματα χωρίς να μεταβάλλεται ιδιαίτερα το ύψος του. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αυτού του φαινομένου παρουσιάζεται στα παρακάτω σχήματα όπου απεικονίζεται το προφίλ του υμένα κατάντη της απόστασης για a)  $Re$  35 και b)  $Re$  40.



Σχήμα 4.26: Σύγκριση προφίλ υμένα - a)  $Re$  35, b)  $Re$  40

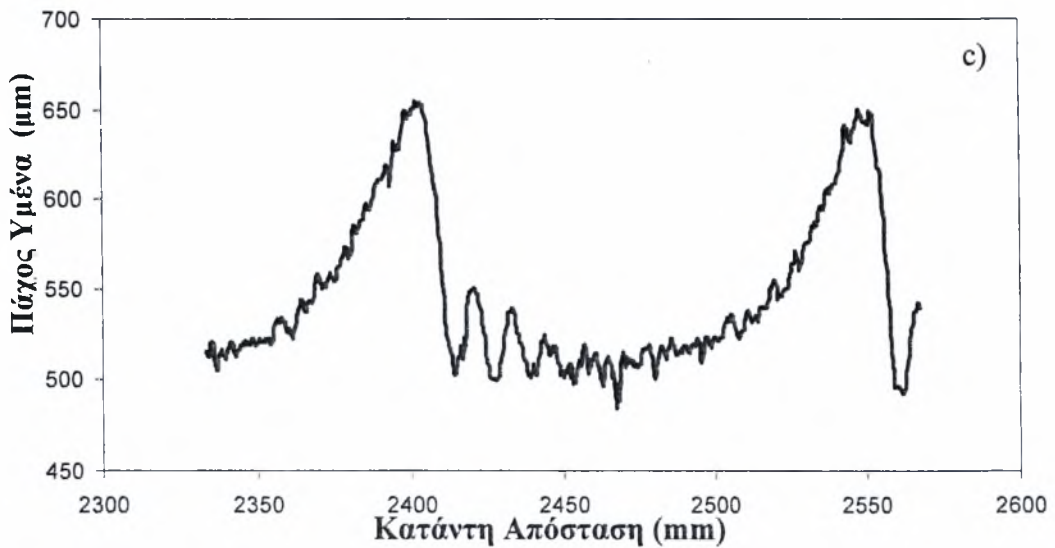
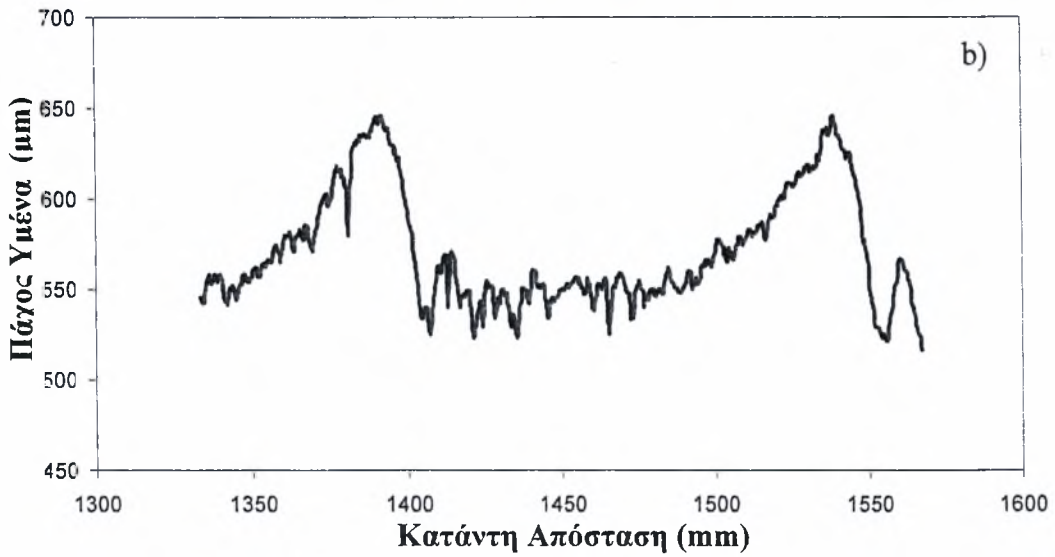
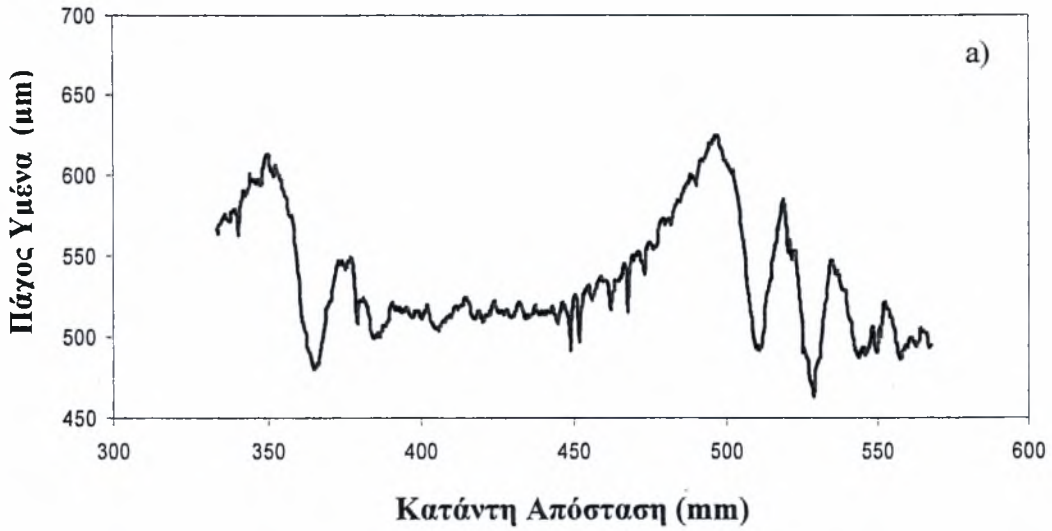
## 4.7 Πλήρως Ανεπτυγμένο Μοναχικό Κύμα

Μοναχικά ή σολιτονικά χαρακτηρίζονται τα κύματα που έχουν ασύμμετρη κύρτωση, απότομο μέτωπο, ομαλή ουρά και έπονται τριχοειδών ρυτιδώσεων. Πλήρως ανεπτυγμένο κύμα θεωρείται εκείνο που αποκτά σταθερή δομή και τη διατηρεί κατάντη της ροής. Προκειμένου να χαρακτηρίσουμε ένα μοναχικό κύμα, ως πλήρως ανεπτυγμένο, υπάρχουν δύο κριτήρια. Το πρώτο εξ αυτών έχει να κάνει με το ύψος του μοναχικού κύματος. Στην περίπτωση αυτή, αν ένα κύμα από κάποιο σημείο και μετά αποκτήσει σταθερό ύψος τότε υπάρχει μεγάλη πιθανότητα να έχει φτάσει σε κατάσταση πλήρους ανεπτυγμένης δομής. Ένα δεύτερο και συμπληρωματικό κριτήριο αφορά στη μορφή του υμένα στο μέτωπο και στην ουρά του κύματος. Δηλαδή σε περίπτωση που ισχύει το πρώτο κριτήριο και το υπόστρωμα που προπορεύεται του κύματος έχει ίδιο πάχος με αυτό που το ακολουθεί, τότε το κύμα χαρακτηρίζεται ως πλήρως ανεπτυγμένο. Στο σχήμα 4.27 απεικονίζεται η χρονική εξέλιξη του ύψους του υμένα, για τρεις διαφορετικές θέσεις κατάντη της ροής, όπου παρατηρούμε το κύμα να αποκτά σταθερό ύψος.



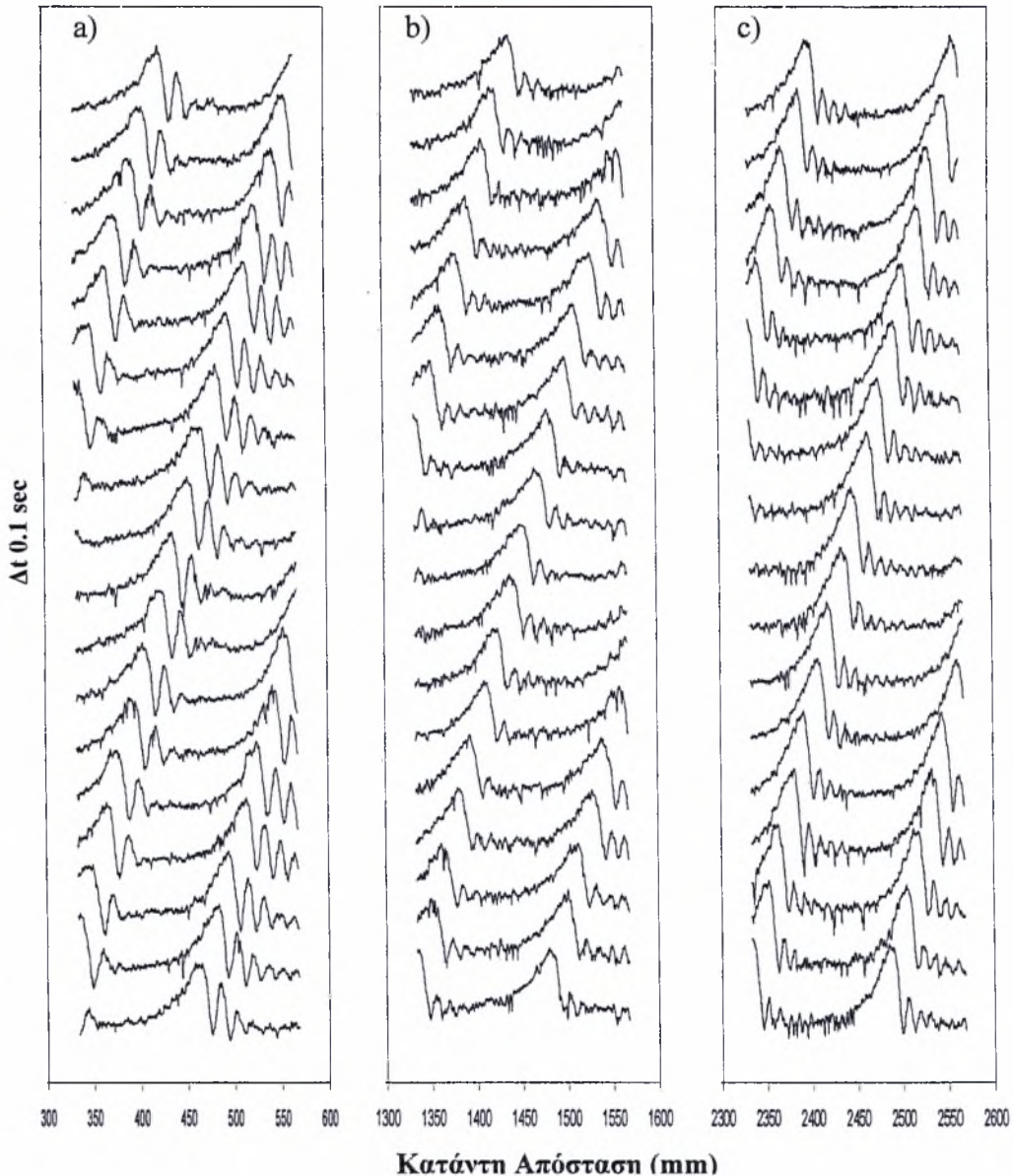
Σχήμα 4.27: Χρονική εξέλιξη της ροής  $Re\ 30$ , διαταραχή  $1\ Hz$ , θέσεις a-b-c

Αντίστοιχα αποτελέσματα λαμβάνουμε και από το σχήμα 4.28 όπου απεικονίζονται τα προφίλ του υμένα σε τρεις διαφορετικές θέσεις του πεδίου των παρατηρήσεων μας.



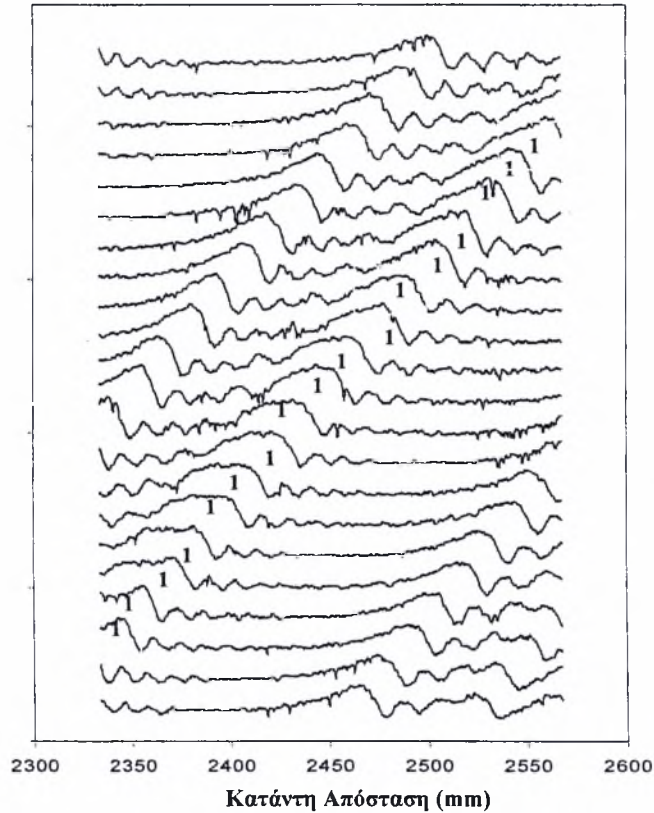
Σχήμα 4.28: Σύγκριση προφίλ υμένα Re 30 διαταραχή 1Hz - α)θέση α, β) θέση β, γ) θέση γ

Από το πιο πάνω σχήμα (4.28) συμπεραίνουμε πως το κύμα στη θέση  $c$  έχει αποκτήσει πλέον σταθερό ύψος. Επίσης το υπόστρωμα στο μέτωπο του έχει το ίδιο πάχος με αυτό στην ουρά του. Δηλαδή επαληθεύονται και τα δύο κριτήρια, οπότε το κύμα μπορεί να χαρακτηριστεί ως πλήρως ανεπτυγμένο. Η χωρική και χρονική ανάπτυξη του κύματος κατάντη της ροής παρουσιάζεται πιο αναλυτικά στο σχήμα 4.29.



Σχήμα 4.29: Χωρική και χρονική εξέλιξη της ροής για  $Re\ 30$  - διαταραχή  $1\text{Hz}$  a) θέση a, b) θέση b,c) θέση c

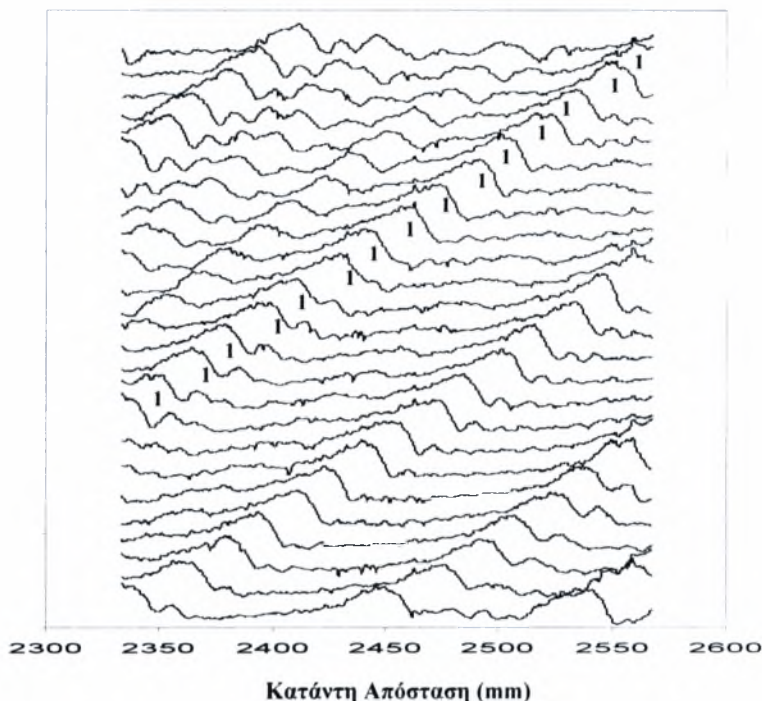
Τέλος, θα πρέπει να σημειωθεί, ότι σε περίπτωση που εμφανίζονται κύματα που έχουν προκύψει από αλληλεπιδράσεις και δεν έχουν αναπτυχθεί πλήρως δεν λαμβάνονται υπόψη κατά τον υπολογισμό του μήκους κύματος. Στο σχήμα που ακολουθεί παρουσιάζονται κύματα που προέκυψαν από αλληλεπίδραση και συμβολίζονται με δείκτη 1.



Σχήμα 4.30: Κύματα που προέκυψαν από αλληλεπίδραση

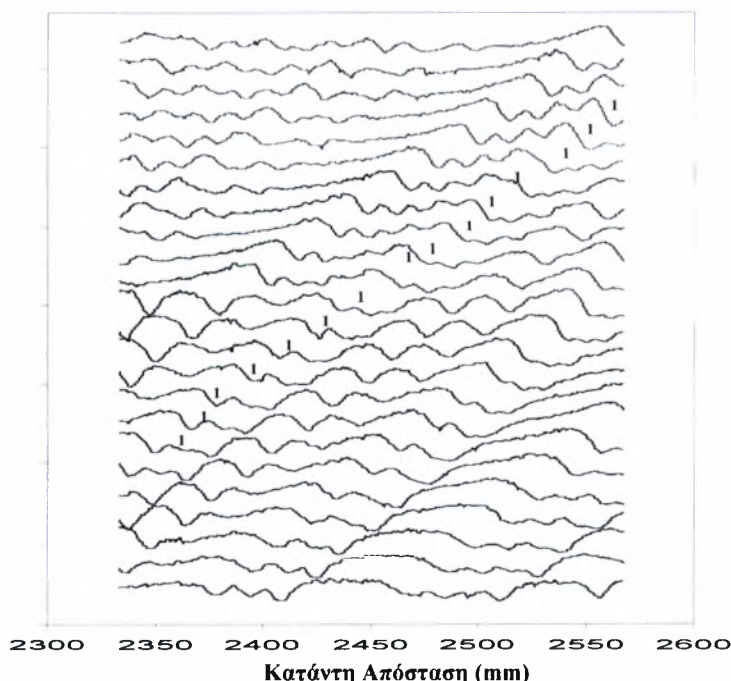
#### 4.8 Συγχώνευση Κυμάτων

Στην εργασία των Chang, Demekhin & Kalaidin (1995) έχουν προβλεφθεί οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ μοναχικών κυμάτων, ενώ οι Liu et al (1994) παρατήρησαν πειραματικά τη συγχώνευση μεταξύ δύο κυμάτων, χωρίς όμως να γίνει λεπτομερής εξέταση της δημιουργίας τόσο των μοναχικών κυμάτων όσο και των αλληλεπιδράσεών τους. Όπως αναφέρεται στην εργασία των Vlachogiannis και Bontozoglou (2001) το φαινόμενο της συγχώνευσης έγκειται στη διαφορά ύψους μεταξύ δύο κυμάτων. Η διαφορά αυτή αποτελεί βασικό παράγοντα για τον καθορισμό της χρονικής διάρκειας της συγχώνευσης και της αποκατάστασης της τελικής μορφής του νέου κύματος. Έτσι λοιπόν για μεγάλες διαφορές ύψους μεταξύ δύο κυμάτων η χρονική διάρκεια της συγχώνευσης είναι μικρή. Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα συγχώνευσης μεταξύ δύο κυμάτων απεικονίζεται στο σχήμα 4.31 (δείκτης 1), όπου ένα κύμα πλησιάζει ένα μικρότερο, επιτυγχάνεται η μεταξύ τους συγχώνευση και στη συνέχεια αποκαθίσταται η τελική μορφή του νέου κύματος με τη δημιουργία των μπροστινών ρυτιδώσεων (front running ripples).



**Σχήμα 4.31:** Συγχώνευση μεταξύ δύο κυμάτων  $Re=35$ , διαταραχή  $0.167$  Hz, θέση c

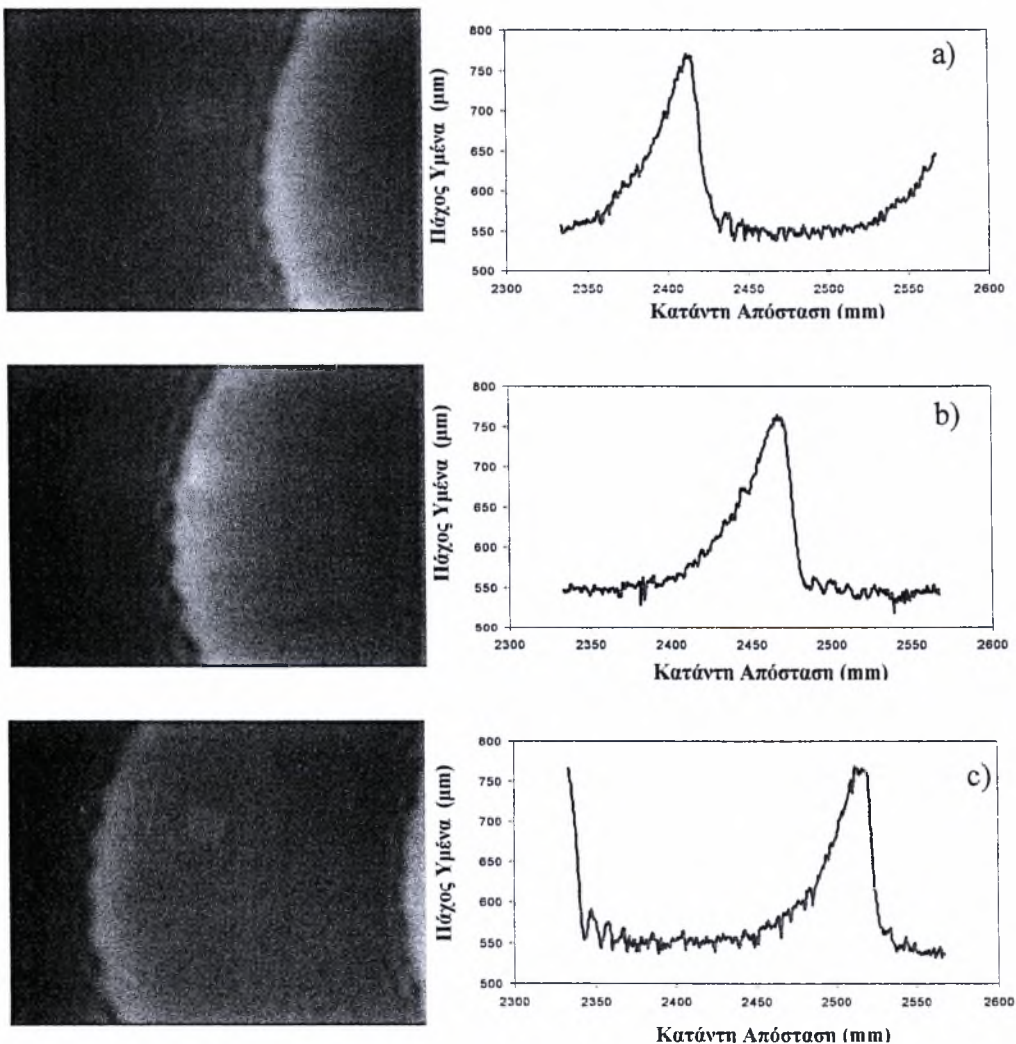
Σε περίπτωση που η διαφορά ύψους μεταξύ δύο κυμάτων είναι μικρότερη από  $0.1h_N$  τα κύματα πλησιάζουν αρκετά μεταξύ τους χωρίς όμως να συγχωνεύονται. Αντίθετα δημιουργείται μια δομή δύο κορυφών (two hump structure), οι οποίες κινούνται μαζί κατά μήκος της ροής και πιθανότατα να καταλήξουν στη δημιουργία δύο ανεξάρτητων μοναχικών κυμάτων (Σχήμα 4.32- δείκτης 1).



**Σχήμα 4.32:** Δημιουργία δομής δύο κορυφών (two hump structure),  $Re=40$ , διαταραχή  $0.167$  Hz, θέση c

## 4.9 Παγωμένες τρισδιάστατες δομές

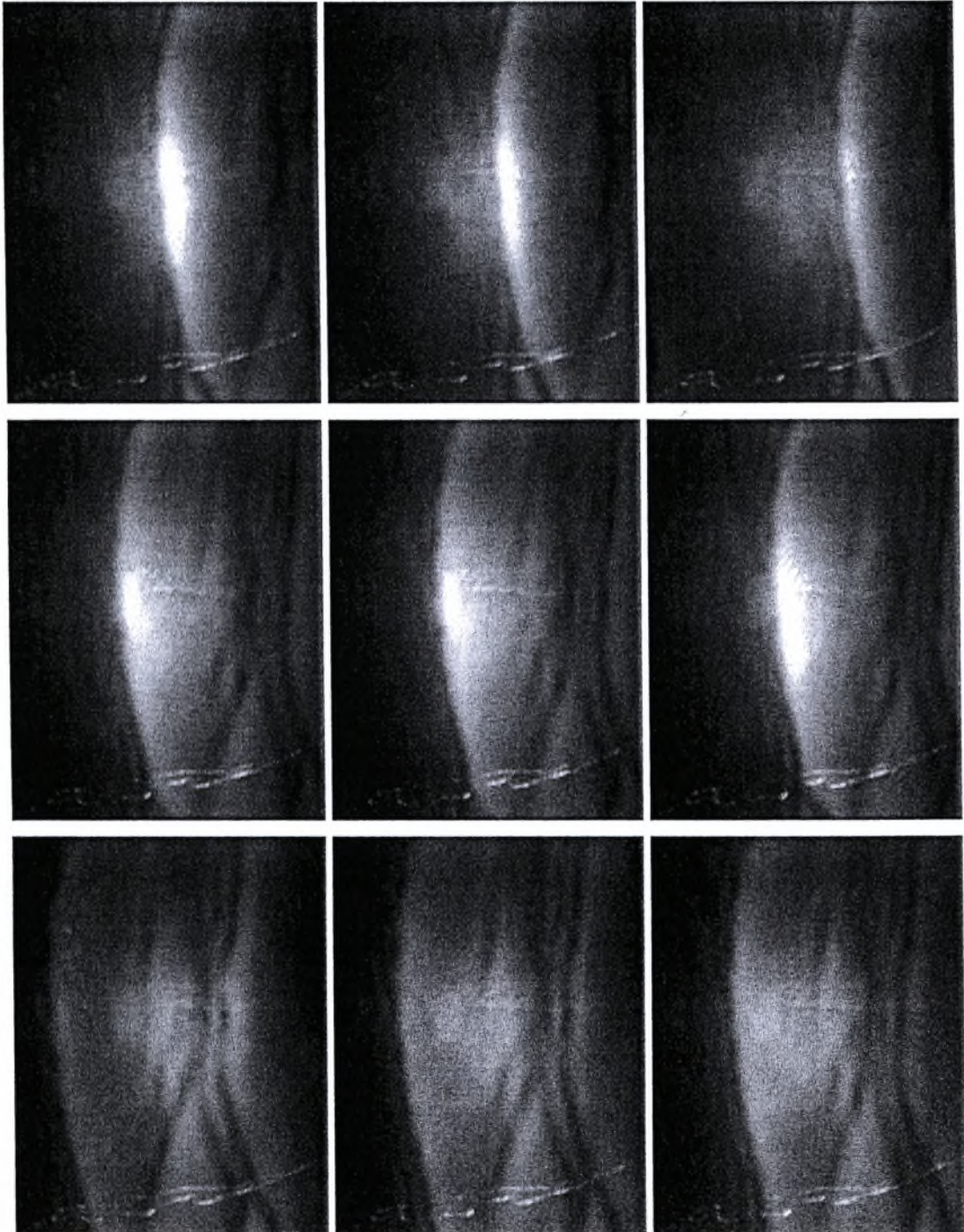
Οι τρισδιάστατες δομές είναι αποτέλεσμα εγκάρσιων διαχωρισμών που εμφανίζονται στις κορυφές των πιο ψηλών κυμάτων. Οι εγκάρσιοι διαχωρισμοί οφείλονται σε αστάθειες παρόμοιες με αυτές που εμφανίζονται στις δισδιάστατες δομές. Αποτέλεσμα όλων αυτών είναι η δημιουργία ακανόνιστων σχηματισμών στο μέτωπο αλλά και γενικότερα σε όλο το εύρος του υμένα. Παρά το ακανόνιστο σχήμα που διέπουν τις τρισδιάστατες δομές παρατηρούμε την εμφάνιση «παγωμένων δομών» κατά τη ροή του υμένα. Οι δομές αυτές ονομάζονται έτσι καθώς φαίνεται να διατηρούν αμετάβλητη μορφή κατά την εξέλιξη της ροής. Ο μόνος τρόπος για να παρατηρήσουμε τις παγωμένες δομές γίνεται με χρήση των πρωτογενών μας δεδομένων. Χαρακτηριστικό παράδειγμα «παγωμένης δομής» στο μέτωπο του κύματος παρουσιάζεται στο σχήμα 4.33.



Σχήμα 4.33: Εξέλιξη τρισδιάστατων δομών στο μέτωπο κύματος  $Re\ 40$  - διαταραχή  $1\ Hz$

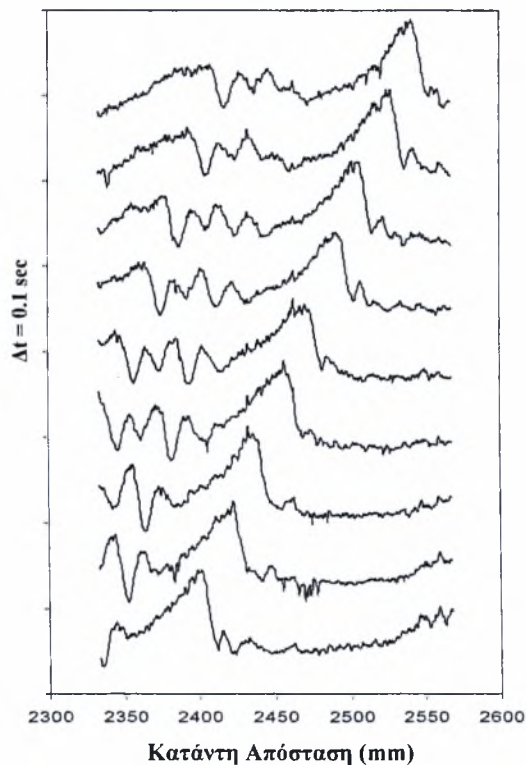


Σε περίπτωση που δεν είχαν παρατεθεί παραπάνω τα πρωτογενή δεδομένα, αλλά μόνο τα γραφήματα που απεικονίζουν το προφίλ του υμένα, θα υπήρχε σύγχυση στο διαχωρισμό μεταξύ των τρισδιάστατων δομών και των μοναχικών κυμάτων. Πέρα των τρισδιάστατων παγωμένων δομών στο μέτωπο του κύματος, παρατηρείται εμφάνιση τους και σε όλο το εύρος του υμένα. Στο σχήμα 4.34 απεικονίζονται τρισδιάστατες παγωμένες δομές κατά την εξέλιξη της ροής.



Σχήμα 4.34: Τρισδιάστατες παγωμένες δομές για  $Re\ 40$  – διαταραχή  $1\ Hz$  – θέση  $c - \Delta t = 0.1\ sec$

Τέλος η χωρική και χρονική εξέλιξη των εικόνων του σχήματος 4.35 παρουσιάζονται στο ακόλουθο διάγραμμα όπου πιστοποιείται η αμετάβλητη μορφή των παγωμένων δομών.

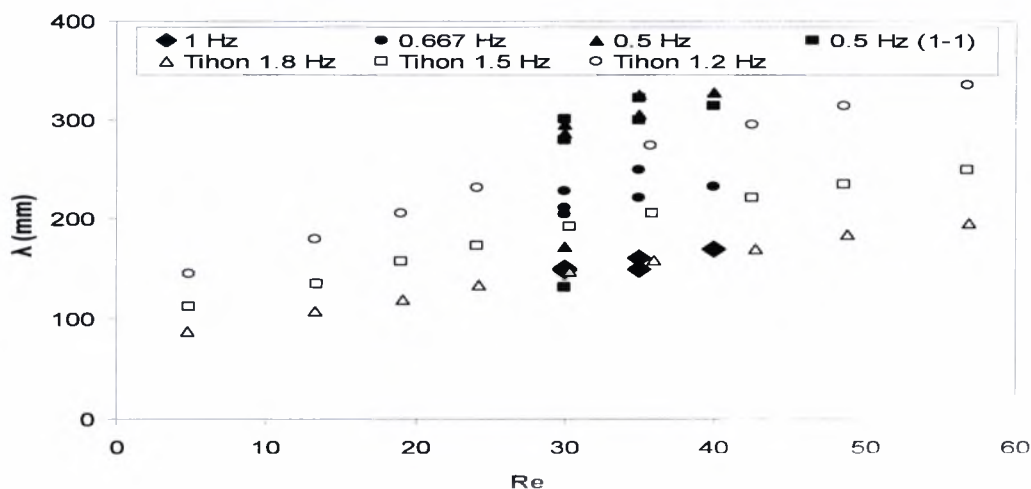


Σχήμα 4.35 Χρονική και χωρική εξέλιξη τρισδιάστατων παγωμένων δομών

#### 4.10 Σύνθεση αποτελεσμάτων

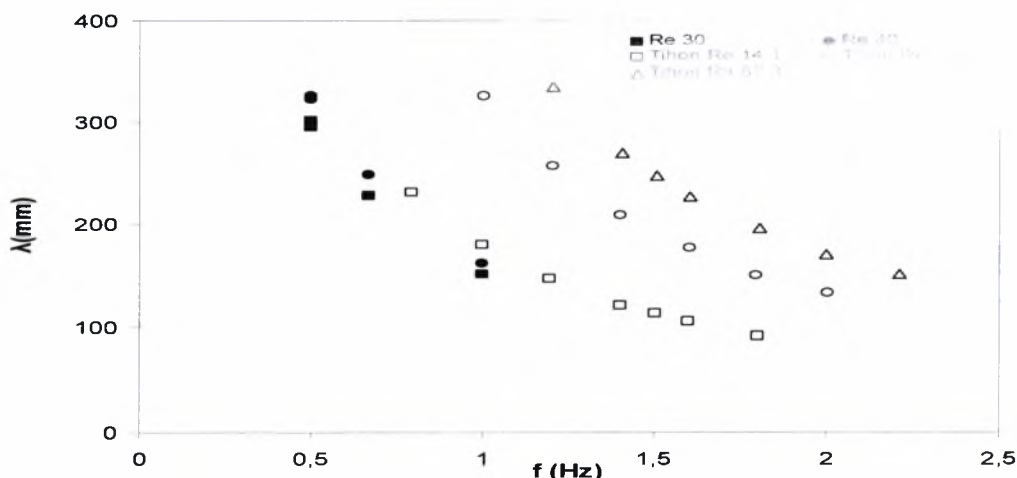
Στο σημείο αυτό γίνεται ανάλυση των αποτελεσμάτων που ελήφθησαν από την πειραματική διαδικασία και συγκρίνονται με αυτά της εργασία των Tihon et al. (2006). Στην εν λόγω εργασία, διενεργήθηκαν πειράματα σε κανάλι με κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα (μήκος 2m, πλάτος 0,22m) κλίσης  $5^\circ$  και οι μετρήσεις έγιναν σε απόσταση 1,5m από την αρχή του καναλιού. Το μέγεθος της διαταραχής ήταν μέχρι 10% της μέσης παροχής και η συχνότητα της διαταραχής κυμάνθηκε από 0,5 ως 2,5 Hz. Το εύρος των αριθμών Re που αντιστοιχούσε στη ροή ήταν μεταξύ 10 ως 100 και το ρευστό που χρησιμοποιήθηκε ήταν υδατικό διάλυμα Emkarox HV45, 5% κ.β. Οι πειραματικές μετρήσεις έγιναν σε θερμοκρασία  $22^\circ\text{C}$  και οι ιδιότητες του ρευστού που αντιστοιχούν στη θερμοκρασία αυτή είναι: πυκνότητα  $\rho = 1007\text{kg m}^{-3}$ , κινηματικό ιξώδες:  $\nu = 3,9 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  και επιφανειακή τάση  $\sigma = 0,06 \text{ Nm}^{-1}$ . Ο αδιάστατος αριθμός Ka που αντιστοιχεί στις φυσικές ιδιότητες του ρευστού είναι 1022,6.

Όσον αφορά το μήκος κύματος των μοναχικών κυμάτων  $\lambda$ , που ορίζεται ως η απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών κορυφών πλήρως ανεπτυγμένων κυμάτων, παρατηρούμε ότι αυξάνεται όσο μεγαλώνει ο αριθμός  $Re$  (Σχήμα 4.36). Στο ίδιο σχήμα απεικονίζονται και τα αποτελέσματα της εργασίας των Tihon et al (2006) και τα οποία βρίσκονται σε μεγάλη συμφωνία με τα αντίστοιχα δικά μας.



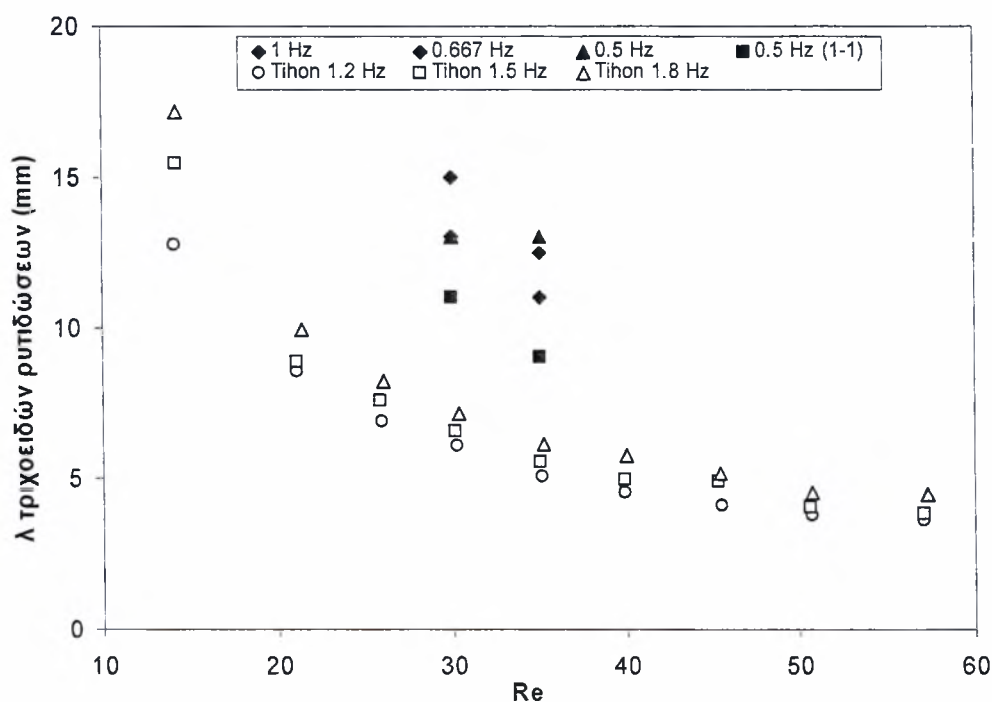
Σχήμα 4.36: Εξάρτηση μήκους κύματος από τον αριθμό  $Re$

Στο σχήμα 4.37 παρουσιάζεται η επίδραση της επιβαλλόμενης διαταραχής στο μήκος κύματος των μοναχικών κυμάτων. Έτσι λοιπόν με αύξηση της επιβαλλόμενης διαταραχής παρατηρούμε μείωση του μήκους κύματος, γεγονός που πιστοποιείται και από τα αποτελέσματα των Tihon et al. Αυτό είναι λογικό καθώς αυξάνοντας τη συχνότητα η χρονική διάρκεια μεταξύ δύο διαδοχικών κυμάτων μειώνεται και ως φυσικό ακόλουθο μειώνεται και η απόσταση μεταξύ των κορυφών τους.



Σχήμα 4.37: Εξάρτηση μήκους κύματος από το μέγεθος της επιβαλλόμενης διαταραχής

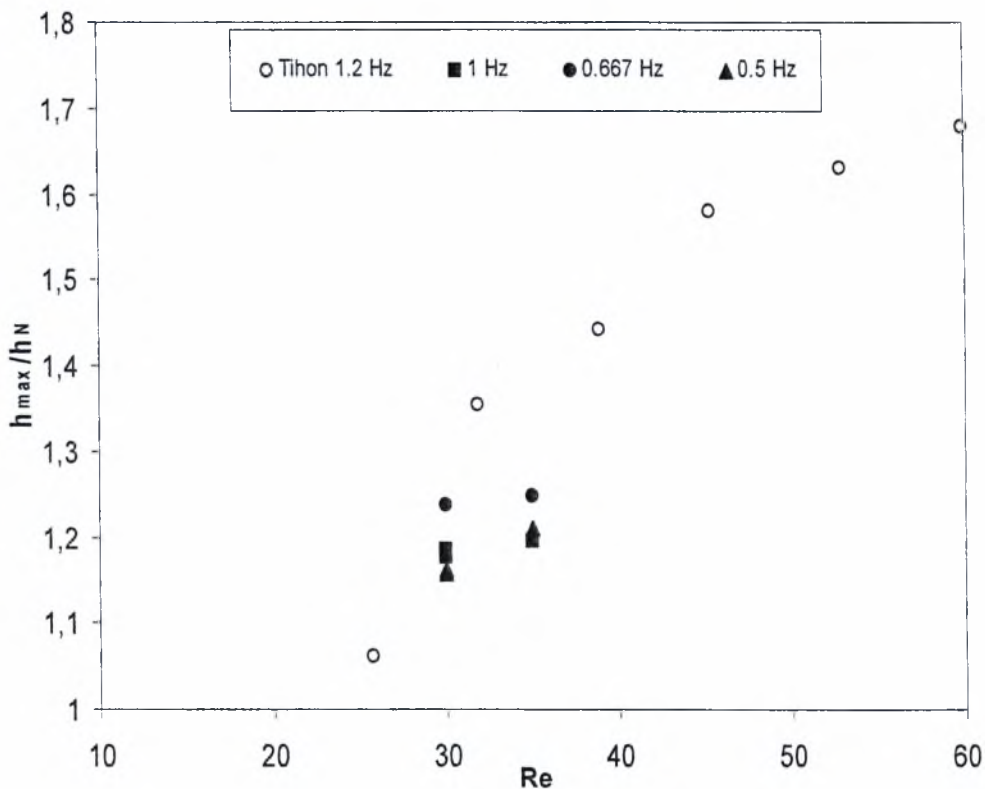
Το μετρούμενο μήκος κύματος των τριχοειδών ρυτιδώσεων που εμφανίζονται στο μέτωπο των σολιτονικών κυμάτων συναρτήσει του αριθμού  $Re$  καταρτίζεται στο διάγραμμα 4.38. Τα αποτελέσματα αυτά συγκρινόμενα με τα αντίστοιχα των Tihon et al. έχουν την ίδια γενική τάση, δηλαδή με αύξηση του αριθμού  $Re$  οι τριχοειδείς ρυτιδώσεις μικραίνουν σε ύψος και καταλήγουν σε μια πιο απότομη μορφή. Η συμπεριφορά αυτή οφείλεται στην αρνητική τριχοειδή πίεση που ασκούν οι ρυτιδώσεις στην κύρια κορυφή του μοναχικού κύματος και έχει ως συνέπεια τη σταδιακή εξισορρόπηση της αποσταθεροποιητικής αδρανειακής δύναμης (Chang 1994). Αποτέλεσμα των παραπάνω είναι το σταμάτημα της περαιτέρω ανάπτυξης της κορυφής του μοναχικού κύματος. Σε μεγαλύτερους αριθμούς  $Re$ , τα κύματα έχουν υψηλότερες κορυφές και συνεπώς απαιτούνται πιο απότομα τριχοειδή κύματα προκειμένου να τα σταθεροποιήσουν. Σε ακόμη μεγαλύτερους αριθμούς  $Re$  αναμένεται να οδηγηθούμε στην ανάπτυξη υδραυλικού άλματος και σε συγχώνευση των ρυτιδώσεων.



Σχήμα 4.38: Εξάρτηση τριχοειδών ρυτιδώσεων που προηγούνται του μοναχικού κύματος από  $Re$

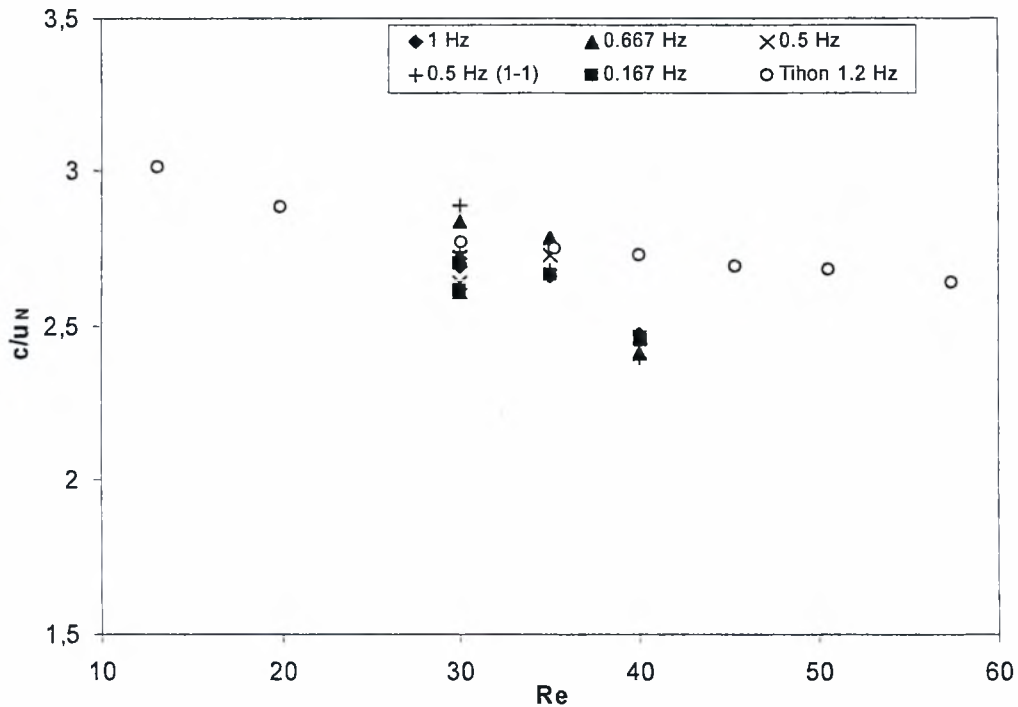
Ένα ιδιαίτερα σημαντικό χαρακτηριστικό των μοναχικών κυμάτων είναι η εξάρτηση της ταχύτητας από το ύψος τους, όπου και τα δύο αυτά μεγέθη ποικίλουν ανάλογα με τον αριθμό  $Re$ . Τα αποτελέσματα που φαίνονται στα σχήματα 4.39 και 4.40 αποδεικνύουν ότι ο αριθμός  $Re$  επιδρά διαφορετικά στη φασική ταχύτητα και στο ύψος των σολιτονικών κυμάτων

(μέγιστο πάχος υμένα). Από τα πειραματικά αποτελέσματα του σχήματος 4.39, όπου το μέγιστο πάχος του υμένα έχει αδιαστατοποιηθεί με το κατά Nusselt πάχος του υμένα, εμφανίζεται αύξηση της ποσότητας  $h_{\max}/h_N$  που πιθανότατα θα οδηγήσει στην ασυμπτωτική συμπεριφορά που προβλέπεται στα αποτελέσματα της εργασίας των Tihon et al. Δηλαδή, αρχικά το ύψος των κυμάτων αυξάνει πιο γρήγορα σε σχέση με το μέσο πάχος του υμένα, ενώ σε υψηλότερους αριθμούς  $Re$  τα δύο προαναφερθέντα μεγέθη αυξάνονται με τον ίδιο ρυθμό. Θα μπορούσε επίσης να υποθεθεί ότι σε πολύ υψηλούς αριθμούς  $Re$  η καμπύλη θα αρχίσει να φθίνει καθώς τα σολιτονικά κύματα θα αποκτήσουν ένα σταθερό ύψος, ενώ το πάχος του υποστρώματος διαρκώς θα αυξάνει.



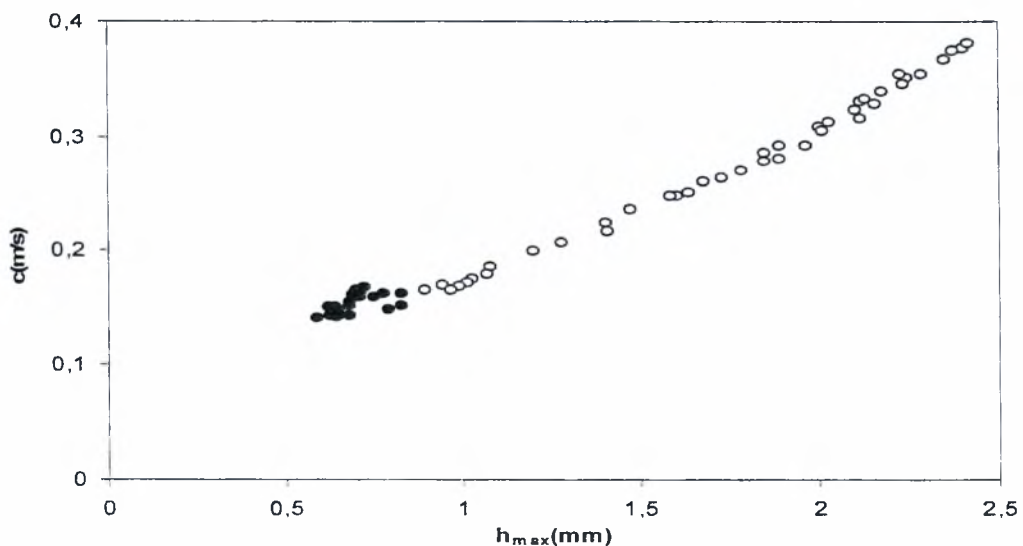
Σχήμα 4.39: Εξάρτηση του αδιαστατοποιημένου μέγιστου ύψους των μοναχικών κυμάτων από τον  $Re$

Η φασική ταχύτητα των μοναχικών κυμάτων, αδιαστατοποιημένη με τη μέση ταχύτητα κατά Nusselt, δεν μεταβάλλεται ιδιαίτερα καθώς αυξάνεται ο αριθμός  $Re$ , όπως αποδεικνύεται από το σχήμα 4.40. Τα πειραματικά αποτελέσματα και πάλι έχουν την ίδια τάση με αυτά που προκύπτουν από την εργασία των Tihon et al. και τείνουν να αποκτήσουν μια σταθερή τιμή.



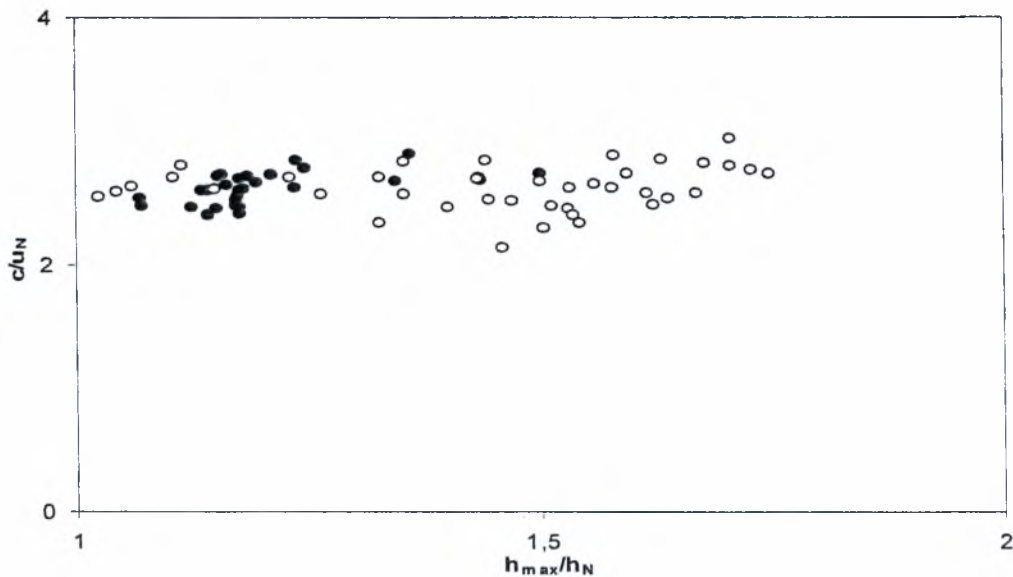
Σχήμα 4.40: Εξάρτηση της αδιαστατοποιημένης ταχύτητας των μοναχικών κυμάτων από τον  $Re$

Στο σχήμα 4.41 παρουσιάζεται η εξάρτηση της φασικής ταχύτητας από το μέγιστο πάχος του υμένα σε διαστατικά μεγέθη. Από το σχήμα αυτό, είναι εμφανής η ισχυρή συσχέτιση μεταξύ των δύο προαναφερθέντων ποσοτήτων για όλο το εύρος των αριθμών  $Re$  και των συχνοτήτων των επιβαλλόμενων διαταραχών των πειραμάτων. Τα αποτελέσματα βρίσκονται σε πλήρη συμφωνία με αυτά των Tihon et al. καθώς συμπίπτουν πάνω στην ίδια καμπύλη.



Σχήμα 4.41: Εξάρτηση της φασικής ταχύτητας των μοναχικών κυμάτων από το μέγιστο ύψος τους

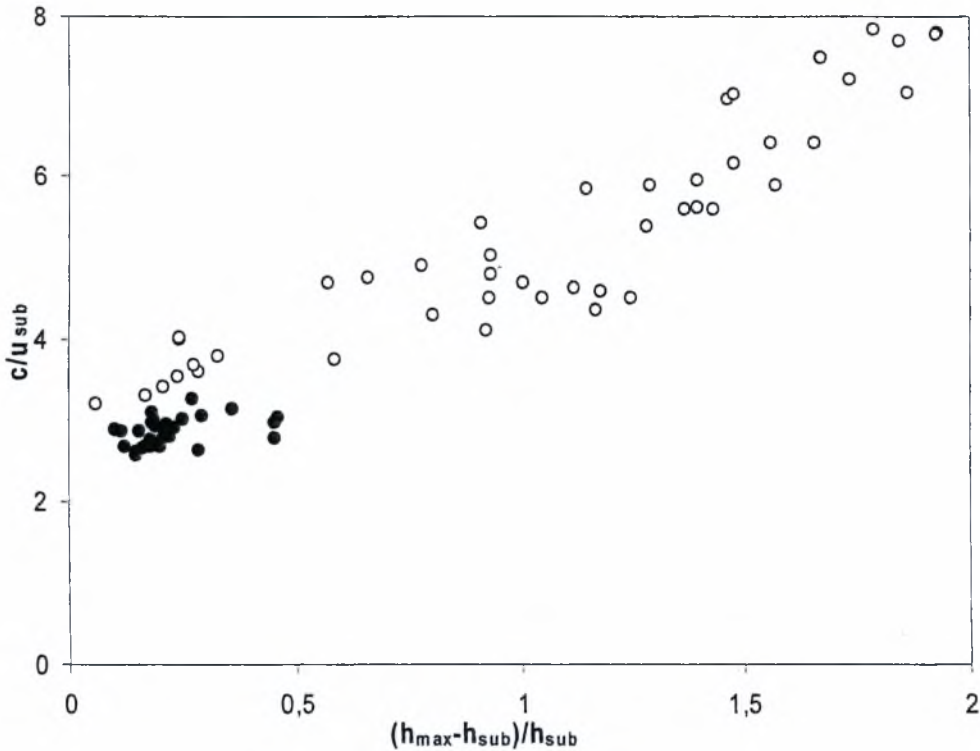
Η γραμμική σχέση μεταξύ της φασικής ταχύτητας και του ύψους του μοναχικού κύματος εμφανίζεται και στα αποτελέσματα των Alekseenko et al. 1985, για κατακόρυφους υμένες και σε αυτά των Liu & Gollub για κεκλιμένο επίπεδο. Αυτή η σχεδόν τέλεια συσχέτιση μεταξύ των διαστατικών μεγεθών του σχήματος 4.41 εξαλείφεται όταν το πάχος του υμένα και η φασική ταχύτητα αδιαστατοποιούνται με τις αντίστοιχες ποσότητες κατά Nusselt (Σχήμα 4.42). Η αδιαστατοποίηση δεν είναι επιτυχής καθώς το διάγραμμα παρουσιάζει μεγάλη διασπορά, γεγονός που εμφανίζεται και στα αποτελέσματα της εργασίας των Tihon et al.



Σχήμα 4.42: Εξάρτηση της φασικής ταχύτητας από το πάχος του υμένα αδιαστατοποιμένα με τα αντίστοιχα μεγέθη κατά Nusselt

Αντιθέτως, σε περίπτωση που το πάχος του υποστρώματος  $h_{sub}$  και η μέση ταχύτητα του υποστρώματος  $u_{sub}$  (δηλαδή η μέση ταχύτητα κατά Nusselt που αντιστοιχεί στο υπόστρωμα ως χαρακτηριστική ταχύτητα), χρησιμοποιηθούν αντίστοιχα ως παράμετροι για αδιαστατοποίηση του ύψους του κύματος και της φασικής του ταχύτητας παρατηρείται καλύτερη συσχέτιση των μεγεθών (Σχήμα 4.43). Το αποτέλεσμα αυτό στηρίζει την υπόθεση ότι τα σολιτονικά κύματα θα πρέπει να εξετάζονται ως ανεξάρτητα σώματα που κινούνται επάνω στο υπόστρωμα του υμένα και ότι η σύγκριση τους θα πρέπει να γίνεται με βάση όχι τον προβλεπόμενο πάχος υμένα κατά Nusselt αλλά με το πάχος του υποστρώματος. Η σχέση μεταξύ της φασικής ταχύτητας και του ύψους του κύματος ακολουθεί τη γραμμική σχέση:

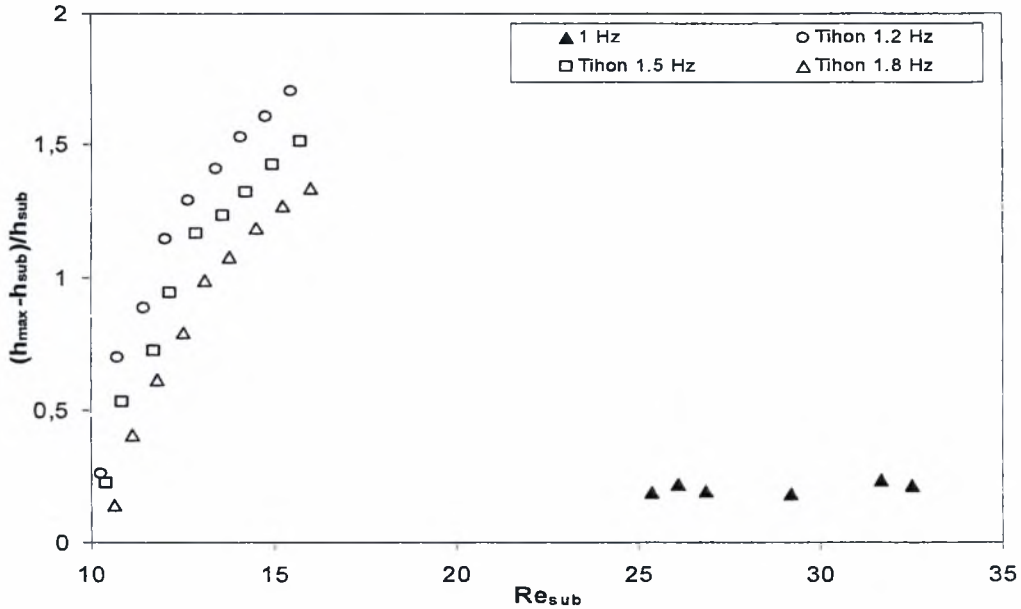
$$\frac{c}{u_{sub}} - 3 = 1.8 \cdot \left( \frac{h_{max} - h_{sub}}{h_{sub}} \right) \quad (4.2)$$



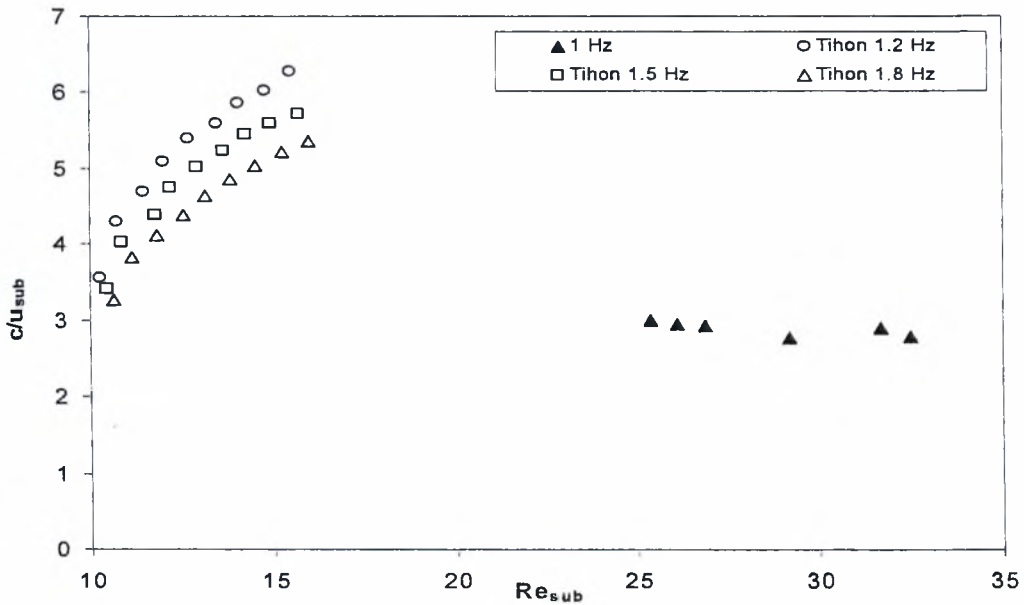
Σχήμα 4.43: Εξάρτηση της φασικής ταχύτητας από το πάχος του υμένα αδιαστατοποιμένα με τα αντίστοιχα μεγέθη του υποστρώματος

Η εξάρτηση αυτή συμφωνεί ποσοτικά με τις θεωρητικές προβλέψεις των Chang & Demekhin (2002), για κατακόρυφο υμένα. Τα αποτελέσματα και στο σημείο αυτό έχουν πολύ καλή συμφωνία με αυτά των Tihon et al. Η θεωρία αυτή προβλέπει ότι υπάρχει κορεσμός των ποσοτήτων  $c/u_{sub}$  και  $(h_{max}-h_{sub})/h_{sub}$  όσο αυξάνεται ο αριθμός  $Re_{sub}$ . Η συμπεριφορά αυτή φαίνεται στα σχήματα 4.44 και 4.45 όπου η παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της εργασίας των Tihon et al. για τρεις διαφορετικές συχνότητες επιβαλλόμενης διαταραχής. Ιδιαίτερως, όταν η συχνότητα της διαταραχής μειώνεται και τα κύματα τείνουν να γίνουν μοναχικά, οι παρατηρούμενες πειραματικές τιμές αυξάνουν και φαίνεται να προσεγγίζουν τα θεωρητικά όρια των  $c/u_{sub} \sim 7.5$  και  $(h_{max}-h_{sub})/h_{sub} \sim 2.5$  που προβλέφθηκαν για κατακόρυφο υμένα από τους Chang & Demekhin (2002). Θεωρητικές προβλέψεις για τη μεταβλητότητα των ποσοτήτων  $c/u_{sub}$  και  $(h_{max}-h_{sub})/h_{sub}$  ως συνάρτηση του  $Re_{sub}$  δίνουν καμπύλες τύπου S, οι οποίες δεν μπορούν να κατασκευαστούν αξιόπιστα από τα πειραματικά αποτελέσματα. Στα ακόλουθα σχήματα τα πειραματικά αποτελέσματα εν συγκρίσει με αυτά της εργασίας της εργασίας των Tihon et al. έχουν τεράστια απόκλιση, γεγονός αρκετά ενδιαφέρον καθώς η αδιαστατοποίηση χρησιμοποιώντας τα χαρακτηριστικά μεγέθη του υποστρώματος (πάχος υποστρώματος  $h_{sub}$  και ταχύτητα υποστρώματος  $u_{sub}$ ) θεωρείται καθολική.





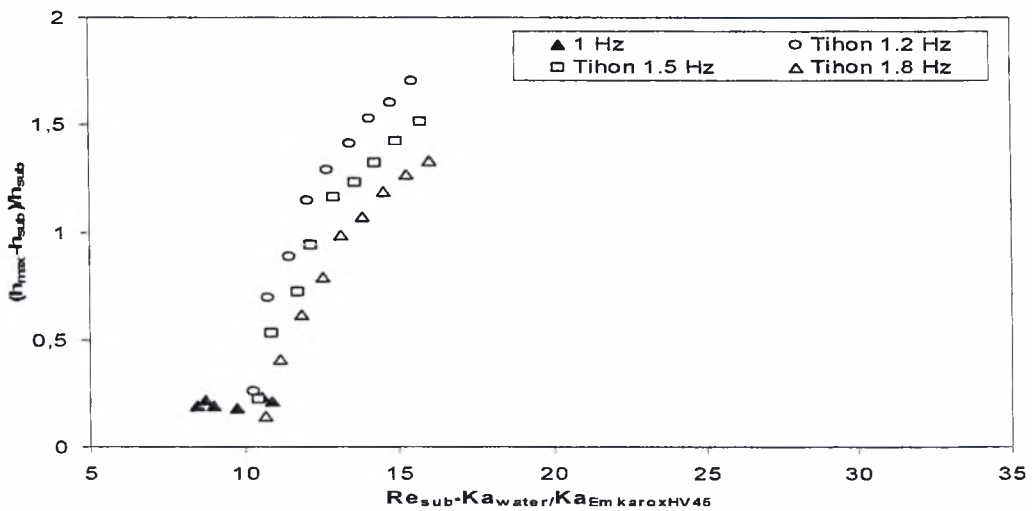
Σχήμα 4.44: Αδιαστατοποιημένο πάχος υμένα συναρτήσει του αριθμού  $Re_{\text{sub}}$



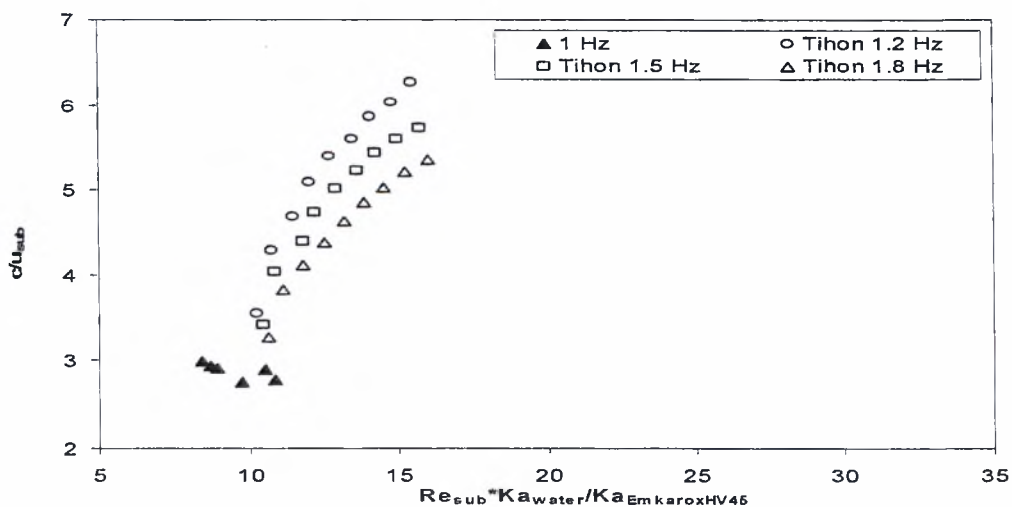
Σχήμα 4.45: Αδιαστατοποιημένη φασική ταχύτητα συναρτήσει του αριθμού  $Re_{\text{sub}}$

Η απόκλιση των καμπυλών μπορεί να οφείλεται στο ότι υπάρχει μεγάλη διαφορά στο ιξώδες των ρευστών που χρησιμοποιήθηκαν ( $\nu_{\text{water}} = 1,004 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  –  $\nu_{\text{EmkaroxHV45}} = 3,9 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ ). Η μεγάλη διαφοροποίηση των αποτελεσμάτων θα μπορούσε αποδοθεί και στη διαφορά της γωνίας κλίσης των δύο πειραματικών διατάξεων. Όπως έχει αναφερθεί τα πειραματικά αποτελέσματα ελήφθησαν για γωνία κλίσης  $3,16^\circ$  ενώ τα αποτελέσματα της εργασίας των Tihon et al. είναι για γωνία κλίσης  $5^\circ$ . Η διαφορά τόσο στο ιξώδες των δύο ρευστών όσο και

της γωνίας κλίσης των πειραματικών διατάξεων έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία κυμάτων, τα χαρακτηριστικά των οποίων είναι ανόμοια π.χ μεγάλη διαφορά ανάμεσα στα ύψη των δημιουργούμενων κυμάτων. Πιθανότατα ένας εναλλακτικός τρόπος αδιαστατοποίησης που να εισάγει τα χαρακτηριστικά του εκάστοτε ρευστού αλλά και θα λάμβανε υπόψη τη γωνία κλίσης θα μπορούσε να αποδειχθεί. Μια πρώτη προσέγγιση του προβλήματος θα μπορούσε να δοθεί αν χρησιμοποιούσαμε για το κάθε ρευστό τον αδιάστατο αριθμό  $Ka$  που του αντιστοιχεί και ο οποίος λαμβάνει υπόψη τόσο το ιξώδες του ρευστού όσο και τη γωνία κλίσης. Πολλαπλασιάζοντας το  $Re_{sub}$  με το λόγο  $Ka_{water}/Ka_{EmkaroxHV45}$  φαίνεται πως από τα διαγράμματα που παίρνουμε να εξαλείφεται μερικώς η μεγάλη απόκλιση (Σχήμα 4.46 – 4.47).



Σχήμα 4.46: Αδιαστατοποιημένο πάχος υμένα συναρτήσει του αριθμού  $Re_{sub} * Ka_{water}/Ka_{EmkaroxHV45}$



Σχήμα 4.47: Αδιαστατοποιημένη φασική ταχύτητα συναρτήσει του αριθμού  $Re_{sub} * Ka_{water}/Ka_{EmkaroxHV45}$

## Κεφάλαιο 5

### Συμπεράσματα & Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα

#### 5.1 Συμπεράσματα

Η παρούσα μεταπτυχιακή εργασία πραγματεύεται τα χαρακτηριστικά των οδευόντων κυμάτων (κυρίως των μοναχικών) σε κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα, όταν αυτά αποκτούν πλήρως ανεπτυγμένη μορφή, υπό την επίδραση εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής. Προκειμένου να μελετηθούν τα δισδιάστατα κύματα, μελετήθηκαν περιοχές ροής χαμηλών αριθμών  $Re$ , καθώς σε υψηλότερους οδηγούμαστε σε εμφάνιση τρισδιάστατων ασταθειών στην εγκάρσια κατεύθυνση, τόσο του μετώπου όσο και της κορυφής του κύματος. Για να εξεταστεί συστηματικότερα η ροή υγρού υμένα, έγινε λήψη των δεδομένων σε τρεις θέσεις κατάντη της ροής και επιβλήθηκε εξωτερική διαταραχή πέντε διαφορετικών συχνοτήτων: 1Hz (ηλεκτροβαλβίδα on:0.5 sec-off:0.5 sec), 0.667Hz (ηλεκτροβαλβίδα on:1 sec-off:0.5 sec), 0.5Hz (ηλεκτροβαλβίδα on:1 sec-off:1 sec), 0.5Hz (ηλεκτροβαλβίδα on:1.5 sec-off:0.5 sec), 0.167 Hz (ηλεκτροβαλβίδα on:5 sec-off:1 sec). Η μελέτη του προβλήματος έδειξε ότι υπάρχει αρκετά καλή συμφωνία μεταξύ των αποτελεσμάτων και των όσων προβλέπει η διεθνής βιβλιογραφία. Τα κυριότερα συμπεράσματα στα οποία καταλήξαμε είναι τα εξής:

- Τα κριτήρια που χρησιμοποιήθηκαν προκειμένου να περιγραφεί ένα κύμα ως πλήρως ανεπτυγμένο και κρίνονται αρκούντως ικανοποιητικά, είναι: α) η διατήρηση ενός σταθερού ύψους κατάντη της ροής και β) το πάχος του υποστρώματος που προπορεύεται του κύματος να είναι ίσο με αυτό που έπεται.
- Παρατηρήθηκε ότι η τρισδιάστατη δομή που ακολουθεί πίσω από το κύμα δεν μεταβάλλεται (κινείται «παγωμένη»), δηλαδή η τρισδιάστατη αστάθεια δεν οδηγεί σε χρονικό χάος.

- Σε χαμηλές συχνότητες διαταραχής παρατηρήθηκε εμφάνιση παρασιτικών κυμάτων, γεγονός που οφείλεται στο μεγάλο μήκος του υποστρώματος και την ανταλλαγή μάζας μεταξύ του κύριου κύματος και του υποστρώματος και όχι λόγω πρωτογενούς αστάθειας του τελευταίου.
- Η επιβολή όμοιας συχνότητας διαταραχής αλλά διαφορετικού πλάτους, δηλαδή εισαγωγή περισσότερης ή λιγότερης ποσότητας του ρευστού επιφέρει διαφοροποίηση των κυματομορφών.
- Σε διαφορετικούς αριθμούς  $Re$ , αλλά υπό την επιβολή ίδιας συχνότητας διαταραχής δεν υπάρχει ουσιαστική μεταβολή του ύψους του κύματος, αλλά μετατόπιση του σε υψηλότερο υπόστρωμα.
- Η συγχώνευση μεταξύ δύο διαδοχικών κυμάτων έγκειται στη διαφορά των υψών τους, γεγονός που επιβεβαιώνει την εργασία των Vlachogiannis & Bontozoglou (2001).
- Η αύξηση της συχνότητας διαταραχής έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση του μήκους κύματος, δηλαδή της απόστασης δύο διαδοχικών κορυφών.
- Η αύξηση του αριθμού  $Re$  έχει ως συνέπεια την αύξηση του μήκους κύματος ενώ ταυτόχρονα οι τριχοειδής κυματισμοί που προηγούνται της κύριας κορυφής μικραίνουν σε ύψος και γίνονται πιο απότομοι.
- Αδιαστατοποιώντας με το  $h_N$  παρατηρούμε ότι για χαμηλούς  $Re$  το ύψος κύματος μεγαλώνει ταχύτερα από το  $h_N$ , ενώ σε υψηλούς  $Re$  τα μεγέθη αυξάνονται με τον ίδιο ρυθμό (ασυμπτωτική συμπεριφορά του ύψους του κύματος).
- Αποδείχθηκε η γραμμική συσχέτιση μεταξύ της φασικής ταχύτητας και του μέγιστου ύψους του κύματος, γεγονός που έρχεται σε πλήρη συμφωνία με τα αποτελέσματα της εργασίας των Tihon et al (2006).

- Ένας τρόπος αδιαστατοποίησης που προτείνεται στη βιβλιογραφία επιτυγχάνεται με χρήση του μέσου πάχους και της μέσης ταχύτητας του υποστρώματος. Η αδιαστατοποίηση αυτή υποδηλώνει τη σημασία του υποστρώματος ως της βασικής ροής στην οποία κινούνται τα μοναχικά κύματα. Τα παρόντα αποτελέσματα παρουσιάζουν σημαντική απόκλιση από αυτά των Tihon et al. (2006). Οι δύο σειρές πειραμάτων διαφέρουν στην κλίση του καναλιού και το ιξώδες του υγρού. Συνεπώς, η αδιαστατοποίηση στην παρούσα μορφή δεν καλύπτει πλήρως την επίδραση των δύο αυτών παραμέτρων. Μία παράμετρος που πιθανόν απαιτείται να εισαχθεί είναι ο αριθμός Karitza.

## 5.2 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα

Προκειμένου να μελετηθεί περαιτέρω η συμπεριφορά της ροής υγρού υμένα αλλά και των χαρακτηριστικών μεγεθών των οδοντών κυμάτων προτείνονται τα ακόλουθα:

- Διεξαγωγή πειραμάτων σε μεγαλύτερες γωνίες κλίσεις του καναλιού, γεγονός που επιφέρει τη μείωση του κρίσιμου αριθμού  $Re$  για μετάβαση από ασταθή σε ευσταθή περιοχή και συνεπώς παρέχει τη δυνατότητα μελέτης των δισδιάστατων φαινομένων σε πιο ευρύ φάσμα.
- Χρήση ρευστών διαφορετικών ιξωδών (π.χ διάφορα διαλύματα νερού γλυκερίνης) προκειμένου να γίνει μια πιο εμπειριστατωμένη μελέτη των χαρακτηριστικών των οδοντών κυμάτων.
- Επιβολή διαταραχών σε συχνότητες (μεγαλύτερες από 1Hz) ώστε να αποφεύγεται η γέννηση των παρασιτικών δομών και κατά συνέπεια η αλληλεπιδράσεις μεταξύ των κυμάτων.
- Αύξηση του αριθμού  $Re$  που θα οδηγήσει σε τρισδιάστατες δομές και θα έχει ως στόχο τη μελέτη των χαρακτηριστικών τους.

- Κατασκευή διάταξης που να χωρίζει το κανάλι και θα έχει ως αποτέλεσμα τη μελέτη της επίδρασης του πλάτους καναλιού στα χαρακτηριστικά των μοναχικών κυμάτων.
- Δημιουργία συστήματος ημιτονοειδούς διαταραχής όπως προβλέπεται από τη θεωρία γραμμικής ευστάθειας.
- Κατασκευή περιοδικά διαμορφωμένων τοιχωμάτων στο νέο κανάλι ροής ώστε να μελετηθούν εκτενέστερα τα διάφορα φαινόμενα.

## Βιβλιογραφικές Αναφορές

1. Alekseenko, S .V., Nakoryakov, V. Y. & Pokusaev, B. G. 1985. “Wave formation on a vertical falling liquid film”. *AIChE J.* **31**, 1446-1460.
2. Alekseenko, S .V., Nakoryakov, V. Y. & Pokusaev, B. G. 1994. “Wave flow of liquid films”. *Begell House, Edited by T. Fukano*
3. Αργυριάδη, Α. 2005. «Ροή υγρού υμένα: Επίδραση χαρακτηριστικών διαταραχής και μορφολογίας τοιχώματος», *Διδακτορική Διατριβή, Παν/μιο Θεσσαλίας.*
4. Benjamin, T. B. 1961. “Wave formation in laminar flow down an inclined plane”. *J. Fluid Mech.* **10**, 401.
5. Benney, D. J. 1966. “Long waves on liquid films”. *J. Math. Phys.* **45**, 150-155.
6. Βλαχογιάννης, Μ. 2001. «Πειραματική μελέτη της ροής υγρού υμένα πάνω σε επίπεδο και σε κυματοειδές τοίχωμα», *Διδακτορική Διατριβή, Παν/μιο Θεσσαλίας.*
7. Chang, H.-C., Cheng , M., Demekhin, E. A. & Kopelevich, D.I. 1994. “Secondary and tertiary excitation of three-dimensional patterns on a falling film”. *J. Fluid Mech.* **270**, 451-275.
8. Chang, H.-C., 1994. “Wave evolution on a falling film”. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **26**, 103-136.
9. Chang, H.-C., Demekhin, E. A. & Kalaidin, E. 1995. “Interaction dynamics of solitary waves on a falling film”. *J. Fluid Mech.* **294**, 123-154.

10. Cheng, M. & Chang, H.-C. 1992. "Subharmonics instabilities of finite-amplitude monochromatic waves". *Phys. Fluids A* **4**, 505-523.
11. Deissler, R. J., Oron, A. & Lee, Y. G 1991. "Evolution of two-dimensional waves in externally perturbed flow on a vertical cylinder". *Phys. Rev. A* **43**, 4558-4561.
12. Fermi, E., Pasta, J.R. & Ulam, S.M. 1955. "Studies of nonlinear problems". *Los Alamos Scientific Laboratory Report No. LA-1940*.
13. Frenkel, J. & Kontorova, T. 1939. "On the theory of plastic deformation and twinning". *Phys. Z. Sowjetunion*, **1**: 137-49.
14. Joo, S. W. & Davis, S. H. 1992. "Instabilities of three-dimensional viscous falling films". *J. Fluid Mech.* **242**, 529-547.
15. Kelly, R.E., Goussis, D. A., Lin, S. P. & Hsu, F. K. 1989. "The mechanism for surface wave instability in film flow down an inclined plane". *Phys. Fluids A* **1**. 819-828.
16. Korteweg, D.J. & de Vries, H. 1895. "On the change of form of long waves advancing in a rectangular canal and on a new type of long stationary waves". *Philosophical Magazine*, **39**: 422-43.
17. Lamb, G.L. Jr. 1976. "Bäcklund transforms at the turn of the century". *Bäcklund Transforms*, edited by R.M. Miura, Berlin and New York: Springer.
18. Liu, J., Paul, J. D., & Gollub, J.P. 1993. "Measurements of the primary instabilities of film flow". *J. Fluid Mech.* **250**, 69-101.
19. Liu, J. & Gollub, J. P. 1994. "Solitary wave dynamics of film flows". *Phys. Fluids* **6**, 1702-1712.



20. Malamataris, N., Vlachogiannis, M. & Bontozoglou, V. 2002. "Solitary waves on inclined films: Flow structure and binary interactions". *Phys. Fluids* **14**, 1082.
21. Pelekasis, N.A & Tsamopoulos J.A. 2001. "Linear stability of a gas boundary layer flowing past a thin liquid film over a flat plate". *J. Fluid Mech*, **436**, 321-352.
22. Perring, J.K. & Skyrme, T.R.H. 1962. "A model unified field equation". *Nuclear Physics*, **31**: 550-55.
23. Prokopiou, T., Cheng, M. & Chang, H.-C. 1991. "Long waves on inclined on inclined films at high Reynolds number". *J. Fluid Mech*. **222**, 665-691.
24. Russell, J.S. 1844. "14th meeting of the British Association for the Advancement of Science". *Report on Waves. London: BAAS*.
25. Scott, A.C. 1999. *Nonlinear Science: Emergence and Dynamics of Coherent Structures*. Oxford and New York: Oxford University Press.
26. Seeger, A., Donth, H. & Kochendörfer, A. 1953. "Theorie der Versetzungen ineindimensionalen Atomreihen". *Zeitschrift für Physik*, **134**: 173-93.
27. Smith, U. C. 1990. "The mechanism of long wave instability in thin liquid film". *J. Fluid Mech*. **217**, 469-485.
28. Σταθάς, Π. 2007. «Κατασκευή πειραματικής διάταξης για τη μελέτη ροής υγρού υμένα σε επίπεδο τοίχωμα με τη βοήθεια συστήματος ψηφιακής απεικόνισης», *Διπλωματική Εργασία, Παν/μιο Θεσσαλίας*.
29. Steuerwald, R. 1936. "Über Enneper'sche Flächen und Bäcklund'sche Transformation". *Abhandlungen der Bayerischen Akademie der Wissenschaften München*, **1**-105.

30. Tihon, J., Serifi, K., Argiriadi, K. & Bontozoglou, V. 2006. "Solitary Waves on inclined films: their characteristics and the effects on wall shear stress". *Experiments in Fluids* 41: 79-89.
31. Τριανταφύλλου, Ο. 2007. «Πρώτα πειραματικά αποτελέσματα στο νέο κανάλι ροής πίπτοντος υμένα», *Διπλωματική Εργασία, Παν/μιο Θεσσαλίας*.
32. Τσιγκλιφής, Κ. 2002. «Πειραματική μελέτη ροής υγρού υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα με εξωτερική διαταραχή», *Διπλωματική Εργασία, Παν/μιο Θεσσαλίας*.
33. Vlachogiannis, M. & Bontozoglou, V. 2001. "Observations of solitary wave dynamics of film flows". *J. Fluid Mech.* 435, 191.
34. Yih, C.S. 1963. "Stability of liquid flow down an inclined plane". *Phys. Fluids* 6, 321-334.
35. Zabusky, N.J. & Kruskal, M.D. 1965. "Interactions of solitons in a collisionless plasma and the recurrence of initial states". *Physical Review Letters*, 15: 240-43.

## Παράρτημα

### Προγράμματα Matlab

#### I. Πρόγραμμα υπολογισμού των συντελεστών συσχέτισης $\alpha(x,y)$ και $\beta(x,y)$

```
% 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,hn]=
textread('Input_Production_of_convIo.txt',...
    '%s%f%f%f%f%f%f%f', 'headerlines',2);
addition(1:576,1:768)=1.275;
analogx=x(1)/576.;
analogz=z(1)/768.;
for i=1:576
    xvector(i)=i*analogx;
end
for i=1:768
    zvector(i)=i*analogz+distance_overflow(1);
    i
end
%-----PRODUCE THE NOISE MATRIX-----
convvIo=double(imread('conv7Io','bmp'));
Ionew=(convvIo*((351.1-1.275)/255)+addition);
clear convvIo
%-----FRAME AVERAGING for Iomin-----
firstV=first(1);
firstlho=char(firstV);
qo=(WLo(1)-BLo(1))/255;
BLo_matrix(1:576,1:768)=BLo(1);
total=zeros(576,768);
    for num=1:number_of_images_steady(1)

temporary_matrix=(double(imread(strcat(firstlho,int2str(num),'.bmp')))*qo)+B
Lo_matrix-Ionew;
        total=total+temporary_matrix;
    end
Io_totalmin=(total./number_of_images_steady(1));
%-----FRAME AVERAGING For Difference-----
for j=2:length(first)
    firstV=first(j);
    firstl=char(firstV);
    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(firstl,int2str(num),'.bmp')))*qo)+
BLo_matrix-Ionew;
            total=total+temporary_matrix;
        end
        Io_totalmax=(total./number_of_images_steady(j));
        kkl=round(j-1);
        Io(:, :, kkl)=Io_totalmax-Io_totalmin;
```

```

        Iomax(:,:,kk1)=Io_totalmax;
end
clear go WLo BLo temporary_matrix num Io_totalmax total first1 firstV
time_delay
clear distance_overflow BLo_matrix number_of_images_steady analogx analogz
acoef=zeros(576,768);
bcoef=zeros(576,768);
kk2=round(length(first)-1);
for i=2:length(first)
    dhn(i-1)=hn(i)-hn(1)
end
for k=1:576
    k
    for i=1:kk2
        temp(i,:)=Io(k,:,i);
    end
    xxcal=dhn;
    vvcal=temp';
    for j=1:768
        yyycal(j,:)=polyfit(xxcal,vvcal(j,:),1);
    end
    for j=1:768
        acoef(k,j)=yyycal(j,1);
        bcoef(k,j)=yyycal(j,2);
    end
end
end
ho=hn(1);
clear temp xxcal vvcal yyycal kk2 kk1 i j k x z
save(strcat('C:\3_07_07\workspaces\',strcat(strcat(first1ho))))
clear
toc

```

## II. Πρόγραμμα μετατροπής των εικόνων σε πίνακες

```

%This is an .m file for image processing

[namesV,nameimage,WL,BL,number_of_images,hnusselt]...
=textread('Input_Production_of_convHeight.txt','%s%s%f%f%f%f','headerlines',
2);
for i=1:length(namesV)
    numnum=char(namesV(i));
    load(numnum)
    clear Io first addition Iomax dhn
    time_delay=0.1;
    tvector=(time_delay:time_delay:number_of_images*time_delay);
    nameimageV=nameimage(i);
    nameim=char(nameimageV);
    q=(WL(i)-BL(i))/255;
    BL_matrix(1:576,1:768)=BL(i);
    for num=1:number_of_images
        k=round(576*(num-1)+1);
        kk=round(576*num)
        nameim
        Iof=double(imread(strcat(nameim,int2str(num),'.bmp')));
        Iof_temporary=Iof*q+BL_matrix-Ionew-Io_totalmin;
        clear Iof
        height=((Iof_temporary-bcoef)./(acoef))+ho;
        clear Iof_temporary
        hall(k:kk,1:768)=int16(height(1:576,1:768));
    end
end

```

```

clear height
end

%-----Save-----
save(strcat('C:\3_07_07\workspaces\',strcat(strcat(nameim,'with',nummm))), 'h
all','xvector','zvector','tvector','number_of_images','nummm')
clear hall
end
clear

```

### III. Πρόγραμμα δημιουργίας διαγραμμάτων χωρικής μεταβολής του πάχους του υμένα

```

% Visualization of image processing results
[st,lin]=textread('graph.txt','%s %f','headerline',1);
names=textread('inputdisp.txt','%s','headerline',1);
for kkk=1:length(names)
    kkk
    namer=names(kkk);
    nammm=char(namer)
    load (nammm)
    nammm
    x1=10;
    x2=570;
    z1=10;
    z2=760;
    zv=zvector(z1:z2-1);
    xv=xvector(x1:x2-1);
    xz=round(x2-x1);
    xposition=round(384);

    for i=1:number_of_images
        limit1=round((i-1)*576+1);
        limit2=round(i*576);
        TDA=(hall(limit1:limit2,1:768));
        TDAnew=double(TDA(x1:x2-1,z1:z2-1));
        height(i,:)=TDAnew(xposition,:);
        clear TDA TDAnew
    end
    clear hall
    ln=round(5);
    sel=round((number_of_images/ln));
    for i=1:sel
        k2=round(i*ln);
        k1=round((i-1)*ln+1);
        hnew=height(k1:k2,:);
        for ii=1:ln
            styl=char(st(ii));
            li=lin(ii);
            plot(zv,hnew(ii,:),styl,'linewidth',li)
            hold on
        end
        xlabel('Downstream Distance [=]mm')
        ylabel('h [=]μm')
        title(['time beginning=',num2str(k1),' line ',char(nammm)])
        hold off
        hl=gcf;
        set(hl,'PaperOrientation','portrait')
        saveas(hl,strcat('C:\3_07_07\workspaces\lineprofiles\',
strcat(strcat(nammm,'tb',num2str(k1),'LineProfileDown'),' .tif'))

```

```

        qqqq=hnew';
        save
    (strcat('C:\3_07_07\workspaces\lineprofiles\',strcat(strcat(nammm,'tb',num2s
tr(kl),'LineProfileDownold'),'dat')),'qqqq','-ascii')
    end
end

```

#### IV. Πρόγραμμα δημιουργίας διαγραμμάτων χρονικής μεταβολής ενός σημείου της ροής

```

[ names, aax1, aay1, bbx1, bby1, aax2, aay2, bbx2, bby2, aax3, aay3, bbx3, bby3, aax4, aay4
, bbx4, bby4 ] ...
=textread('Input_TimeProfile.txt', '%s%f%f%f%f%f%f%f%f%f%f%f%f%f', 'head
erlines', 2);
tvect=(0.1:0.1:20);
for i=1:length(names)
    namer=names(i);
    nammm=char(namer);
    load(nammm);
    aax(1)=aax1(i);
    aay(1)=aay1(i);
    bbx(1)=bbx1(i);
    bby(1)=bby1(i);
    aax(2)=aax2(i);
    aay(2)=aay2(i);
    bbx(2)=bbx2(i);
    bby(2)=bby2(i);
    aax(3)=aax3(i);
    aay(3)=aay3(i);
    bbx(3)=bbx3(i);
    bby(3)=bby3(i);
    aax(4)=aax4(i);
    aay(4)=aay4(i);
    bbx(4)=bbx4(i);
    bby(4)=bby4(i);
    for j=1:4
        for num=1:200
            k=round(576*(num-1)+1);
            kk=k+aax(j);
            kkk=k+bbx(j);
            hdownup(num,1)=double(hall(kk,aay(j)));
            hdownup(num,2)=double(hall(kkk,bby(j)));
        end
        plot(tvect,hdownup(:,1),'Color','k','LineWidth',2);
        hold on
        plot(tvect,hdownup(:,2),'Color','r','LineWidth',2);
        xlabel('t(sec)');
        ylabel('film thickness');
        title(strcat('TimeProfile_
',nammm,'x=',num2str(aax(j)),'&',num2str(aay(j)),'_',num2str(bbx(j)),'&',num
2str(bby(j))));
        hold off
        hl=gcf;
        set(hl,'PaperOrientation','portrait')
        saveas(hl,strcat('D:\3_07_07\workspaces\timeprofiles\
',strcat(strcat(nammm,'x=',num2str(aax(j)),'_',num2str(aay(j)),'_',num2str(bbx
(j)),'_',num2str(bby(j)),'_TimeProf'),'tif'))
    end
end

```

```
        save
(strcat('D:\3_07_07\workspaces\timeprofiles\',strcat(strcat(nammm,'x=',num2s
tr(aax(j)),'_',num2str(aay(j))',' ',num2str(bbx(j)),'_',num2str(bby(j)),'_Tim
eProf'),' .dat')), 'hdownup', '-ascii')
    end
clear namer nammm hall hdownup
end
```

---

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ  
ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ



004000085975





