



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

Διπλωματική εργασία

**ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΡΟΗΣ ΥΓΡΟΥ ΥΜΕΝΑ ΣΕ
ΚΕΚΛΙΜΕΝΟ ΕΠΙΠΕΔΟ ΜΕ ΠΕΡΙΟΔΙΚΗ ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ**

Στεριάδης Γρηγόριος

Επιβλέπων καθηγητής: **Β. Μποντόζογλου**

ΒΟΛΟΣ 2005



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

Αριθ. Εισ.: 3532/1
Ημερ. Εισ.: 04-10-2005
Δωρεά: Συγγραφέα
Ταξιθετικός Κωδικός: ΠΤ – ΜΜΒ
2005
ΣΤΕ

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Κεφάλαιο I

Εισαγωγή.....	1
---------------	---

Κεφάλαιο II

Βιβλιογραφική ανασκόπηση.....	4
2.1 Βασική ροή σε επίπεδο τοίχωμα.....	4
2.2 Η γραμμική ευστάθεια της ροής υμένα σε επίπεδο τοίχωμα.....	6
2.3 Η μη-γραμμική εξέλιξη σε επίπεδο τοίχωμα:Θεωρία.....	9
2.4 Η μη-γραμμική εξέλιξη σε επίπεδο τοίχωμα: Πειράματα.....	11
2.5 Η ανάλυση της ροής υγρού υμένα σε περιοδικό τοίχωμα.....	18
2.5.1 Θεωρία – Υπολογισμοί.....	18
2.5.2 Πειράματα.....	26

Κεφάλαιο III

Η Πειραματική Διάταξη ροής υγρού υμένα.....	30
3.1 Η πειραματική συσκευή.....	30
3.2 Η δημιουργία εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής.....	31
3.3 Ιδιότητες του ρευστού.....	32
3.4 Οι παράμετροι του πειράματος.....	33
3.5 Η Μέθοδος Απεικόνισης με Φθορισμό.....	34
3.6 Βαθμονόμηση Πειραματικής Μεθόδου – Επεξεργασία Εικόνων.....	38
3.7 Εφαρμογή της πειραματικής διαδικασίας στη περίπτωση του περιοδικά διαμορφωμένου τοιχώματος.....	39
3.7.1 Επιλογή τοιχώματος.....	39
3.7.2 Επεξεργασία δεδομένων.....	42

3.8 Περιγραφή της πειραματικής διαδικασίας.....	46
---	----

Κεφάλαιο IV

Αποτελέσματα πειραματικών μετρήσεων πάνω από
περιοδικά διαμορφωμένο τοίχωμα

4.1 Ροή χωρίς επιβολή εξωτερικής διαταραχής.....	49
4.2 Ροή με διαταραχή συχνότητας 0,26Hz.....	51
4.3 Ροή με διαταραχή συχνότητας 0,5Hz.....	54
4.4 Ροή με διαταραχή συχνότητας 1Hz.....	60
4.5 Ροή με διαταραχή συχνότητας 1,5Hz.....	65
4.6 Ροή με διαταραχή συχνότητας 2Hz.....	70
4.7 Ροή με διαταραχή συχνότητας 2,5Hz.....	74
4.8 Ροή με διαταραχή συχνότητας 3Hz.....	78

Κεφάλαιο V

Συμπεράσματα της ροής υγρού υμένα πάνω από περιοδικά
διαμορφωμένο τοίχωμα.....

82

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Λεπτοί υμένες συναντώνται σε σημαντικές συσκευές μεταφοράς θερμότητας και μάζας. Σε πολλές περιπτώσεις οι ρυθμοί μεταφοράς θερμότητας και μάζας επηρεάζονται από το πεδίο ροής στον υμένα και από τη μορφή της ελεύθερης επιφάνειας οπότε είναι χρήσιμη η κατανόηση της δυναμικής της διεπιφάνειας.

Το βασικό στοιχείο της έρευνας ήταν η επίδραση της συχνότητας επιβαλλόμενης εξωτερικής διαταραχής στη δυναμική της ροής λεπτού υμένα υγρού σε κεκλιμένο επίπεδο με περιοδική διαμόρφωση. Στην έρευνα που έγινε, στα πλαίσια της παρούσας διπλωματικής εργασίας, χρησιμοποιήθηκε κατάλληλη πειραματική συσκευή, ενώ για τα δεδομένα χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος συλλογής δεδομένων με φθορισμό και η μέθοδος συλλογής δεδομένων με τη χρήση ψηφιακής κάμερας.

Επίσης βασικό αντικείμενο της παρούσας διπλωματικής εργασίας είναι η διερεύνηση της δυναμικής συμπεριφοράς των μοναχικών κυμάτων που δημιουργήθηκαν και η επίδραση του περιοδικά διαμορφωμένου τοιχώματος σε αυτά αλλά και γενικά στη ροή. Επίσης εξετάστηκε η επιρροή της παροχής υγρού και της κλίσης του καναλιού στο μέγεθος των δημιουργούμενων μοναχικών κυμάτων.

Διαπιστώθηκε ότι για όλες τις συχνότητες της εξωτερικής διαταραχής, η συχνότητα των δημιουργούμενων κυμάτων είναι ίδια με αυτή της εξωτερικής διαταραχής.

Ευχαριστίες

Στην αρχή θα ήθελα να ευχαριστήσω τον καθηγητή μου κ. Β. Μποντόζογλου γιατί απλά όποτε τον χρειαζόμουν ήταν πάντα δίπλα μου για να με βοηθήσει.

Ένα μεγάλο ευχαριστώ στην Κατερίνα Αργυριάδη η οποία με βοήθησε όσο κανένας άλλος στη διεκπεραίωση της εργασίας.

Μεγάλο μερίδιο στην ολοκλήρωση, της διπλωματικής μου εργασίας, κατέχει και η παρέα μου από τη σχολή λόγω των στιγμών που περάσαμε μαζί. Πολλά ευχαριστώ και στην Αγγέλα όχι για την επιστημονική της υποστήριξη αλλά για όλη την υπόλοιπη.

Τέλος, όχι μόνο ευχαριστώ, αλλά και αφιερώνω αυτή τη διπλωματική μου εργασία στους γονείς μου Γιώργο και Ανθούλα καθώς και στον αδερφό μου Κωνσταντίνο για τη στήριξη που μου παρείχαν σε όλη τη διάρκεια των σπουδών μου.

Κεφάλαιο I

Εισαγωγή

Η παρούσα διπλωματική εργασία περιλαμβάνει την πειραματική μελέτη των δυναμικών φαινομένων που λαμβάνουν χώρα κατά τη ροή υγρού υμένα σε περιοδικά διαμορφωμένο τοίχωμα. Η κατανόηση των βασικών μηχανισμών και φαινομένων, που διέπουν τα φαινόμενα ροής σε υμένες υγρού, είναι ο κύριος στόχος της εργασίας.

Λέγοντας ροή λεπτού υμένα υγρού, εννοούμε την ροή αυτή στην οποία το πάχος του ρευστού είναι πολύ μικρό σε σχέση με τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά μεγέθη της. Η ικανότητα των υγρών υμένων να μεταφέρουν θερμότητα και μάζα με χαμηλή υδραυλική αντίσταση είναι αυτή που έχει οδηγήσει στην ευρεία χρήση τους σε διάφορες βιομηχανικές εφαρμογές. Έτσι, λεπτοί υμένες υγρού απαντώνται σε σημαντικές συσκευές μεταφοράς θερμότητας και μάζας. Το πεδίο ροής στον υμένα συχνά επηρεάζει έντονα τους ρυθμούς μεταφοράς και κατά συνέπεια καθορίζει το βαθμό απόδοσης των συσκευών. 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 συμπυκνούμενο ατμό που κυκλοφορεί από την εξωτερική πλευρά των σωλήνων. Το μίγμα του συμπυκνούμενου υγρού και του παραγόμενου ατμού εισέρχεται στο διαχωριστή, όπου και διαχωρίζεται. Ο τύπος αυτός ονομάζεται συμπυκνωτής ανερχόμενης στιβάδας(ascending-film evaporators).

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 συμπυκνούμενου υγρού-ατμού, οπότε και εισέρχεται στον διαχωριστή που βρίσκεται συνδεδεμένος στη βάση του εναλλάκτη. Επιπλέον παραδείγματα είναι οι εξατμιστήρες και οι ατμοπαραγωγικές εγκαταστάσεις. Τα ίδια φαινόμενα ροής και

ευστάθειας λεπτών υμένων καθορίζουν τα χαρακτηριστικά και άλλων τεχνολογικών και περιβαλλοντικών συστημάτων με ιδιαίτερο ενδιαφέρον, όπως για παράδειγμα τη συμπεριφορά πτερυγών αεροπλάνων κατά την πτήση υπό συνθήκες βροχόπτωσης. Σε κάποιες περιπτώσεις είναι επιθυμητή η εντατικοποίηση των φαινομένων αυτών ενώ σε άλλες η ελαχιστοποίησή τους.

Όταν το τοίχωμα έχει μία περιοδική διαμόρφωση, τα ερωτήματα που προκύπτουν είναι πολλά, ενώ οι βιβλιογραφικές αναφορές είναι μειωμένες σε σχέση με τη ροή πάνω από επίπεδο τοίχωμα. Σε πολλές περιπτώσεις η εφαρμογή μίας εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής παρακάμπτει κάποιες από τις περιοχές φυσικής εξέλιξης του υμένα, ανάλογα με τη συχνότητα επιβολής. Έτσι, είναι δυνατή η επικέντρωση της μελέτης σε μία συγκεκριμένη περιοχή της ροής. Το αποτέλεσμα της επιβαλλόμενης διαταραχής έγκειται στη δημιουργία ενός ομίλου μοναχικών κυμάτων σε κοντινές αποστάσεις από το σημείο σχηματισμού του υμένα.

Η μορφολογία του τοιχώματος και η μελέτη της ροής υγρού υμένα σε κεκλιμένο τοίχωμα με περιοδική διαμόρφωση αποτελεί το φαινόμενο που πραγματεύεται η παρούσα διπλωματική εργασία. Τα πειραματικά αποτελέσματα της βιβλιογραφίας είναι ελάχιστα, ενώ οι περισσότερες αναλυτικές-υπολογιστικές λύσεις στηρίζονται σε αρκετές παραδοχές. Τα χαρακτηριστικά του τοιχώματος και της ροής αποτελούν τα κυριότερα μεγέθη που χρησιμοποιούνται για τη διαμόρφωση των παραδοχών. Για παράδειγμα, όταν το πλάτος του τοιχώματος είναι πολύ μικρό συγκρινόμενο με το πάχος του υμένα, η απλούστευση των εξισώσεων οδηγεί ακόμη και σε αναλυτικές λύσεις. Στις περισσότερες περιπτώσεις, η ροή θεωρείται μόνιμη, ενώ με τη χρησιμοποίηση μαθηματικών τεχνικών βρίσκονται διάφορες ημι-μόνιμες λύσεις. Η εξάρτηση του πλάτους της ελεύθερης επιφάνειας και του μήκους κύματός της από τα αντίστοιχα μεγέθη του τοιχώματος αποτελεί τη κοινή συνισταμένη των περισσότερων εργασιών. Επιπρόσθετα, σε πολλές ερευνητικές εργασίες, η θεώρηση έρπουσας ροής ($Re \approx \Theta$) ή η παραδοχή ότι ο αριθμός Reynolds είναι ίδιας τάξης μεγέθους με μία πολύ μικρή παράμετρο, η οποία εξαρτάται από το πλάτος του τοιχώματος, δίδει κάποια ξεχωριστά συμπεράσματα.

Ωστόσο, πειραματικά αποτελέσματα για ροή υγρού υμένα σε πεπερασμένο αριθμό Reynolds δεν υπάρχουν στη διεθνή βιβλιογραφία. Έτσι, η απάντηση σε μία νέα σειρά ερωτημάτων αποτελεί τη βάση μελέτης του προαναφερόμενου προβλήματος. Τα όρια της γραμμικής ευστάθειας που βρέθηκαν για το επίπεδο τοίχωμα, ισχύουν στη περίπτωση του διαμορφωμένου τοιχώματος; Ποια είναι η

ταχύτητα εξέλιξης των φαινομένων όταν υπάρχει μία χωρική διαταραχή (τοίχωμα); Πως διαμορφώνεται η ελεύθερη επιφάνεια του υμένα; Ποια είναι η ισχύ των παραπάνω δημιουργούμενων περιοχών ροής στη περίπτωση που θα εξετάσουμε; Από τη στιγμή που το τοίχωμα δεν είναι ημιτονοειδούς μορφής, τι ρόλο παίζουν οι αρμονικές του στη μορφή της ελεύθερης επιφάνειας; Επιβεβαιώνονται οι αναλυτικές-υπολογιστικές προβλέψεις;

Η ενίσχυση των συντελεστών μεταφοράς μάζας και θερμότητας είναι διαπιστωμένο ότι οφείλεται στη δημιουργία επιφανειακών κυμάτων. Αυτό συμβαίνει λόγω της δημιουργίας λεπτού πάχους υμένα που έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση του οριακού στρώματος και την αύξηση του διεπιφανειακού ρυθμού ροής. Τα τρισδιάστατα κύματα λόγω της διάταξης των ροικών γραμμών επιτρέπουν την ανακυκλοφορία και συμβάλλουν με αυτόν τον τρόπο στη δημιουργία νέων οριακών στρωμάτων. Το ερώτημα που παρουσιάζεται είναι το κατά πόσο επηρεάζει, ένα περιοδικά διαμορφωμένο τοίχωμα, τις δημιουργούμενες δομές και επομένως την εντατικοποίηση των συντελεστών μεταφοράς. Για να δοθεί απάντηση στο ερώτημα είναι απαραίτητο να κατανοηθεί η δυναμική της ροής, δηλαδή να μελετηθεί ο τρόπος δημιουργίας και ανάπτυξης των κυμάτων καθώς και οι παράμετροι που τα επηρεάζουν.

Κεφάλαιο II

Βιβλιογραφική ανασκόπηση

Στο παρόν κεφάλαιο δίδεται μία συνοπτική περιγραφή της βιβλιογραφίας, η οποία σχετίζεται με τη ροή υγρού υμένα, υπό την επίδραση της βαρύτητας, πάνω από κεκλιμένο επίπεδο και περιοδικά διαμορφωμένο τοίχωμα. Αρχικά καταστρώνονται οι εξισώσεις που περιγράφουν τη βασική κατά Nusselt ροή πάνω από κεκλιμένο επίπεδο, καθώς και η ανάλυση της γραμμικής ευστάθειας της ροής αυτής. Στη συνέχεια παρατίθενται θεωρητικά και πειραματικά αποτελέσματα της βιβλιογραφίας. Στο δεύτερο μέρος της βιβλιογραφικής ανασκόπησης παρατίθενται τα περιορισμένα θεωρητικά υπολογιστικά αλλά και πειραματικά αποτελέσματα για ροή υμένα πάνω σε περιοδικό τοίχωμα.

2.1 Βασική ροή σε επίπεδο τοίχωμα

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

$$\rho \left(\frac{\partial \underline{u}}{\partial t} + (\underline{u} \cdot \nabla) \underline{u} \right) = -\nabla p + \rho g + \mu \nabla^2 \underline{u} \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \underline{u} = 0 \quad (2.2)$$

όπου:

ρ είναι η πυκνότητα του ρευστού,

μ το ιξώδες του,

p η πίεση,

g η επιτάχυνση της βαρύτητας και

u_x, u_y, u_z οι συνιστώσες της ταχύτητας \underline{u} .

Οι οριακές συνθήκες του παραπάνω προβλήματος έχουν ως εξής:

Η συνθήκη μη-ολίσθησης στη διεπιφάνεια μεταξύ τοιχώματος και ρευστού είναι:

$$\underline{u} = 0 \quad (2.3)$$

Στην ελεύθερη επιφάνεια του ρευστού $h(x,y,t)$, η διατμητική τάση μηδενίζεται και η κάθετη συνιστώσα της τάσης ισορροπεί με την πίεση λόγω της επιφανειακής τάσης του ρευστού:

$$\underline{t} \cdot (\underline{n} \cdot \underline{\tau}) = 0 \quad \text{στο } z = h(x,y,t) \quad (2.4)$$

$$\underline{n} \cdot (\underline{n} \cdot \underline{\tau}) + p_o + \gamma(r_1^{-1} + r_2^{-1}) = 0 \quad \text{στο } z = h(x,y,t) \quad (2.5)$$

όπου:

\underline{n} και \underline{t} το κάθετο και εφαπτομενικό μοναδιαίο διάνυσμα στην ελεύθερη επιφάνεια,

p_o η πίεση του περιβάλλοντος,

γ η επιφανειακή τάση του ρευστού,

r^1 και r^2 οι ακτίνες καμπυλότητας της ελεύθερης επιφάνειας.

Ο τανυστής της τάσης $\underline{\tau}$ ορίζεται ως εξής:

$$\underline{\tau} = -p\underline{\delta} + \mu(\nabla\underline{u} + (\nabla\underline{u})^T) \quad (2.6)$$

Η μεταβολή του πάχους του υμένα σχετίζεται με τη ταχύτητα μέσω της κινηματικής συνθήκης στην ελεύθερη επιφάνεια:

$$u_z = \frac{\partial h}{\partial t} + u_x \frac{\partial h}{\partial x} + u_y \frac{\partial h}{\partial y} \quad \text{στο } z = h(x,y,t) \quad (2.7)$$

Οι παραπάνω εξισώσεις περιγράφουν τη ροή υγρού υμένα, υπό την επίδραση της βαρύτητας, πάνω από κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα. Στη περίπτωση της μόνιμης ροής και με την εφαρμογή κατάλληλων οριακών συνθηκών, προκύπτει η θεωρητική πρόβλεψη κατά Nusselt (semi-parabolic):

$$u(z) = \frac{g \sin \phi}{2\nu} (2h_N z - z^2) \quad (2.8a)$$

$$p(z) = p_o + \rho g \cos \phi (h_N - z) \quad (2.8b)$$

όπου:

$\nu = \mu/\rho$ είναι το κινηματικό ιξώδες του ρευστού και

h_N είναι το πάχος του επίπεδου υμένα κατά Nusselt.

Η μέση τιμή της ταχύτητας προκύπτει με ολοκλήρωση και η μέγιστη τιμή θέτοντας $z=h_N$ στη σχέση (2.8a).

$$\bar{U} = \frac{g_x \cdot h_N^2}{3 \cdot \nu} \quad (2.9a)$$

$$U_o = \frac{g_x \cdot h_N^2}{2 \cdot \nu} \quad (2.9b)$$

Το πρόβλημα γίνεται μη γραμμικό επειδή η μορφή της ελεύθερης επιφάνειας δεν είναι γνωστή και η ανάλυση της μόνιμης ροής της είναι πολύπλοκη και αποτελεί μέρος της επίλυσης του προβλήματος. Η προαναφερθείσα ροή περιγράφεται από δύο ανεξάρτητες αδιάστατες παραμέτρους :

Τον αριθμό Reynolds:

$$\text{Re} = \frac{\bar{U} \cdot h_N}{\nu} = \frac{q}{\nu} \quad (2.10)$$

Και τον αριθμό Kapitza:

$$\text{Ka} = \gamma / (\rho \cdot \nu^{4/3} \cdot g^{1/3}) \quad (2.11)$$

όπου:

\bar{U} η μέση ταχύτητα,

h_N το πάχος του επίπεδου υμένα κατά Nusselt,

ρ η πυκνότητα του ρευστού,

γ η επιφανειακή τάση και

g η επιτάχυνση της βαρύτητας.

Ο όρος $(\bar{U} \cdot h)$ αποτελεί την ογκομετρική παροχή ανά μονάδα πλάτους.

2.2 Η Γραμμική ευστάθεια της ροής υμένα σε επίπεδο τοίχωμα

Η θεωρία της γραμμικής ευστάθειας στηρίζεται στην επίλυση της εξίσωσης Orr-Sommerfeld με τις συνοριακές της συνθήκες, που προκύπτει από την γραμμικοποίηση των εξισώσεων Navier-Stokes. Επειδή οι διδιάστατες διαταραχές είναι περισσότερο ασταθείς από τις τρισδιάστατες, η μελέτη της γραμμικής ευστάθειας στηρίζεται στη θεώρηση των διδιάστατων διαταραχών. Τα δημιουργούμενα διδιάστατα κύματα (modes) δεν είναι μόνο απλά ως προς την μορφή τους αλλά διαδραματίζουν το σημαντικότερο ρόλο στην εξέλιξη του υμένα και στη μετάβασή του σε δομές πλήρους αταξίας.

Μία διδιάστατη απειροστή διαταραχή μπορεί να περιγραφεί από την εξίσωση:

$$\psi = h - 1 = \delta e^{i(ax - \omega x)} \quad (2.12)$$

όπου ψ είναι το πλάτος του κύματος, δ είναι το αρχικό πλάτος της διαταραχής, $a = 2\pi h_N / \lambda$ είναι ο αδιάστατος κυματαριθμός, $\omega = 2\pi f h_N / u_o$ είναι η γωνιακή

αδιάστατη συχνότητα και f είναι η συχνότητα του κύματος. Η εξίσωση Orr-Sommerfeld μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\phi_{zzzz} - 2a^2\phi_{zz} + a^4\phi = ia \operatorname{Re} \left[\left(U - \frac{\omega}{a} \right) (\phi_{zz} - a^2\phi) - U_{zz}\phi \right] \quad (2.13)$$

όπου ϕ είναι η αδιάστατη ροϊκή συνάρτηση, U είναι η αδιάστατη ταχύτητα, η οποία σε πολλές περιπτώσεις ισούται με $U = 2z - z^2$. Οι οριακές συνθήκες είναι:

$$\phi(0) = 0 \quad \text{και} \quad \phi_z(0) = 0 \quad (2.14)$$

$$\phi_{zz} + \phi \left[a^2 - \frac{U_{zz}}{U - \omega/a} \right] = 0 \quad \text{στο } z=1 \quad (2.15)$$

$$i\phi_{zzz} + \phi_z \left[-3ia^2 + a \operatorname{Re} \left(U - \frac{\omega}{a} \right) \right] + \frac{2a\phi(\cot\varphi + Wea^2)}{U - \omega/a} = 0 \quad \text{στο } z=1 \quad (2.16)$$

Η παραπάνω εξίσωση δε μπορεί να λυθεί αναλυτικά. Οι Benjamin (1957) και Yih (1963) πρώτοι χρησιμοποίησαν ασυμπτωτικές μεθόδους επίλυσης στις περιπτώσεις των κυμάτων με μεγάλο μήκος και για χαμηλούς αριθμούς Reynolds. Υπολογιστικές προσομοιώσεις πραγματοποιήθηκαν από τους Whitaker (1964), Pearson & Whitaker (1977) και Chin, Abenarthy & Bertschy (1986). Η ανάλυση της παραπάνω εξίσωσης μπορεί να είναι χωρική ('spatial') ή χρονική ('temporal'), κάτι το οποίο εξαρτάται από το αν ο αριθμός α ή ω είναι μιγαδικός. Και οι δύο αναλύσεις δίδουν το ίδιο όριο έναρξης της αστάθειας αλλά διαφορετικούς ρυθμούς ανάπτυξής της. Εάν η αστάθεια είναι μεταφερόμενη (convective), η χωρική ανάλυση είναι καταλληλότερη για την εύρεση του ρυθμού ανάπτυξής της, δηλαδή ο αριθμός α είναι μιγαδικός.

Η αστάθεια λαμβάνει χώρα για εξαιρετικά μεγάλου μήκους κύματα $\alpha < \alpha_c(Re)$, όταν ο αριθμός Reynolds ξεπεράσει μία κρίσιμη τιμή Re_c . Ο κρίσιμος αριθμός Reynolds για την έναρξη της αστάθειας, σύμφωνα με τους Benjamin και Yih, είναι:

$$Re_c = \frac{5}{6} \cot\varphi \quad \text{ή} \quad Re_c = \frac{5}{4} \cot\varphi \quad (2.17)$$

ανάλογα με τον ορισμό του αριθμού Reynolds.

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 φ . Για πολύ μικρούς κυματαριθμούς, η φασική ταχύτητα c , είναι $c = 2U_0$.

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^{ης} τάξης ως προς α γίνεται:

$$h_t + 2h^2 h_x + \frac{2}{3} \left[\frac{4}{5} \text{Re} h^6 h_x - h^3 h_x \cot \varphi + We h^3 h_{xxx} \right]_x = 0 \quad (2.18)$$

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 στη 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:Θεωρία

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

Ο Chang (1994) περιέγραψε συστηματικά την εξέλιξη της ροής λεπτού υμένα υγρού κατά μήκος κεκλιμένης επίπεδης επιφάνειας εξαιτίας φυσικής διέγερσης, για $1 < Re < 300$. Τα διαφορετικά στάδια της εξέλιξης τα χώρισε σε τέσσερις περιοχές (σχήμα 2.1). Στην περιοχή I, απειροελάχιστες διαταραχές στην επιφάνεια του ρευστού επεκτείνονται κατά μήκος της ροής και σχηματίζουν μονοχρωματικά κύματα. Εάν η συχνότητα της διαταραχής είναι σταθερή το εμφανιζόμενο κύμα έχει τη συχνότητα της διαταραχής αυτής. Επίσης στη συγκεκριμένη περιοχή οι εγκάρσιες διαταραχές αποσβένονται ενώ το μέγεθος του μονοχρωματικού κύματος αυξάνει εκθετικά κατά

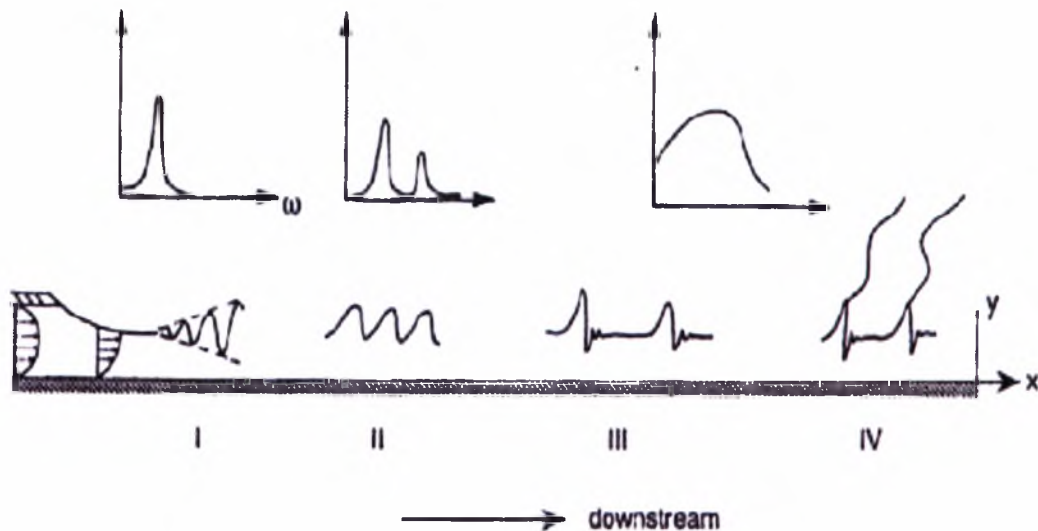
μήκος της ροής όπως συμβαίνει σε όλα τα φαινόμενα γραμμικής διέγερσης ασταθών συστημάτων.

Στην αρχή της περιόδου II όπου το μέγεθος του 'μονοχρωματικού' κύματος προσεγγίζει μια πεπερασμένη τιμή, η οποία εξαρτάται από τους αριθμούς Reynolds και Karitza και το μήκος του διεγερμένου κύματος, τότε η εκθετική του αύξηση ανακόπτεται από ασθενή μη γραμμικά φαινόμενα. Λόγω της αλληλεπίδρασης μεταξύ της ασταθούς βασικής συχνότητας και της δεύτερης αρμονικής το κύμα της περιοχής I αρχίζει και αποκτά μια περισσότερο πολύπλοκη μορφή. Το πεδίο των κυμάτων στην περιοχή II είναι εξαιρετικά ομοιόμορφο και ο αριθμός του κορεσμένου περιοδικού κύματος της περιοχής II είναι διαφορετικός από αυτόν του 'μονοχρωματικού' κύματος που εμφανίζεται στην περιοχή I. Όταν οι εξωτερικές διαταραχές έχουν μεγάλο μέγεθος, τα δημιουργούμενα κύματα αποκτούν συχνότητα που πλησιάζει τη συχνότητα της διαταραχής, ενώ για εξωτερικές διαταραχές μικρού μεγέθους τα εμφανιζόμενα πεδία κυμάτων είναι ανεξάρτητα των διαταραχών.

Μετάβαση στην περιοχή III έχουμε όταν τα πεδία κύματος διανύσουν περίπου μια απόσταση 10 μηκών κύματος. Στην περιοχή III εμφανίζονται δυο μορφές αστάθειας η υποαρμονική αστάθεια (subharmonic instability)(Prokopiou et al 1991) και η πλευρική αστάθεια (sideband instabilities) (Cheng & Chang 1992). Το ποια από τις δύο θα εμφανιστεί εξαρτάται από τη συχνότητα της διαταραχής. Στην μία περίπτωση της υποαρμονικής αστάθειας (subharmonic instability), τα κύματα αρχίζουν να ενώνονται μεταξύ τους δημιουργώντας έτσι μία καινούρια κυματομορφή η οποία έχει πολλαπλάσιο μήκος κύματος. Στην άλλη περίπτωση, της πλευρικής αστάθειας (sideband instability), η μορφή της ελεύθερης επιφάνειας είναι πολύ πιο πολύπλοκη και παρουσιάζει πολλές κορυφές (έχει πολλές συχνότητες αυτή η μορφή). Και στις δύο περιπτώσεις, βλέπουμε τις νέες αυτές μορφές αστάθειας να αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Μεγαλύτερα κύματα πλησιάζουν και προσπερνάνε μικρότερα τα οποία εξαφανίζονται. Συγχρόνως αυτά αποκτούνε μια πολύ υπερυψωμένη και απότομη μπροστινή πλευρά της οποίας προηγούνται μικρά κυματάκια (capillary ripples). Τα κύματα αυτά ονομάζονται μοναχικά κύματα (solitary waves) και συνήθως παραμένουν αναλλοίωτα καθώς πλησιάζουν την περιοχή IV.

Στην περιοχή IV οι κορυφές των κυμάτων που έχουν δημιουργηθεί στην προηγούμενη περιοχή, διαχωρίζονται εγκάρσια με αποτέλεσμα την δημιουργία της 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 έχουν τη μορφή των μοναχικών κυμάτων και όπως προείπαμε χαρακτηρίζονται από το απότομο μπροστινό τους μέρος και την πιο ομαλή «ουρά».



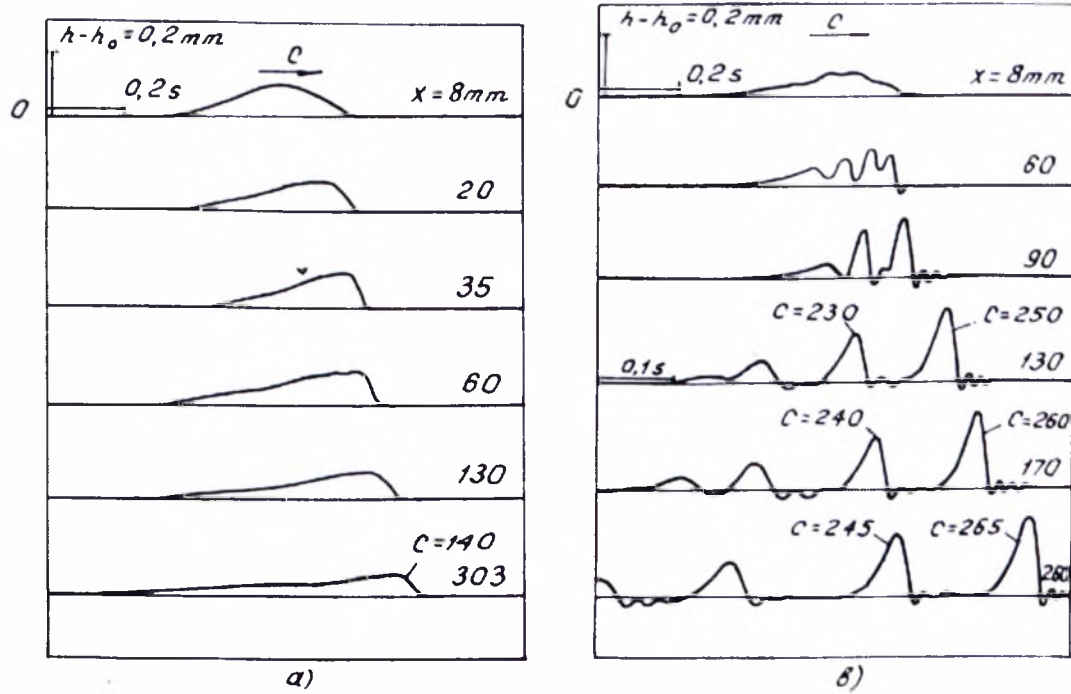
Σχήμα 2.1: Απεικόνιση των τεσσάρων περιοχών του κύματος, κατά την εξέλιξή του, κατά την ροή ενός υγρού υμένα σε ένα κεκλιμένο επίπεδο. Η παράμετρος ω είναι η συχνότητα του κύματος.

2.4 Η μη-γραμμική εξέλιξη σε επίπεδο τοίχωμα: Πειράματα

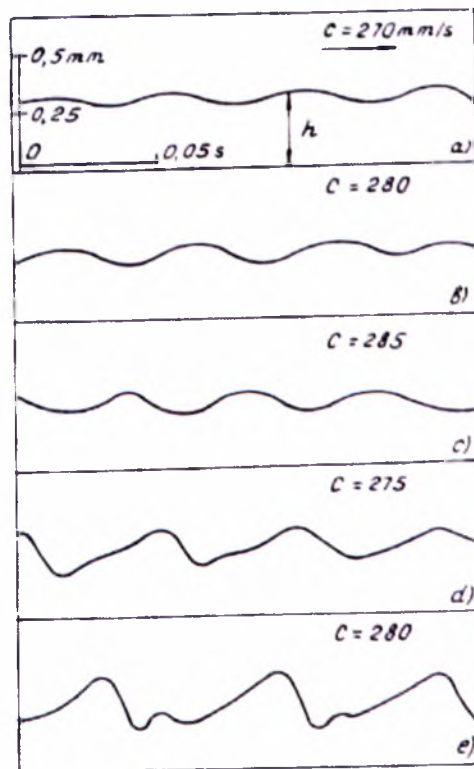
Η μη – γραμμική εξέλιξη της ροής έχει διερευνηθεί πειραματικά από διάφορες ερευνητικές ομάδες. Μια από τις σημαντικότερες εργασίες η οποία αποτελεί σημείο αναφοράς στη ροή υγρού υμένα είναι αυτή των Alekseenko et al. (1985). Από αυτή τη μελέτη δόθηκαν στοιχεία για την εξέλιξη της εισερχόμενης διαταραχής κατάντη της ροής. Χρησιμοποιήθηκε σύστημα επιβολής διαταραχής το οποίο έδινε τη δυνατότητα αλλαγής των χαρακτηριστικών της διαταραχής. Στο σχήμα 2.2 απεικονίζεται η εξέλιξη της επιβαλλόμενης διαταραχής κατάντη της ροής. Η μέτρηση των χαρακτηριστικών των κυμάτων, δηλαδή της ταχύτητας και του μήκους κύματος, συναρτήσει του μεγέθους των μοναχικών κυμάτων αποτελεί το σημαντικότερο τμήμα της εργασίας των Alekseenko et al (1985). Η εξάρτηση της ταχύτητας των μοναχικών κυμάτων από το μέγεθός τους φαίνεται στο σχήμα 2.2.

Με την επιβολή διαταραχής υψηλότερης συχνότητας έχουμε δημιουργία διδιάστατων περιοδικών κυμάτων, η εξέλιξη των οποίων επιφέρει τη δημιουργία

μοναχικών κυμάτων και η εξέλιξή τους απεικονίζεται στο σχήμα 2.3 σε διαδοχικές καταστάσεις κατάντη της ροής.



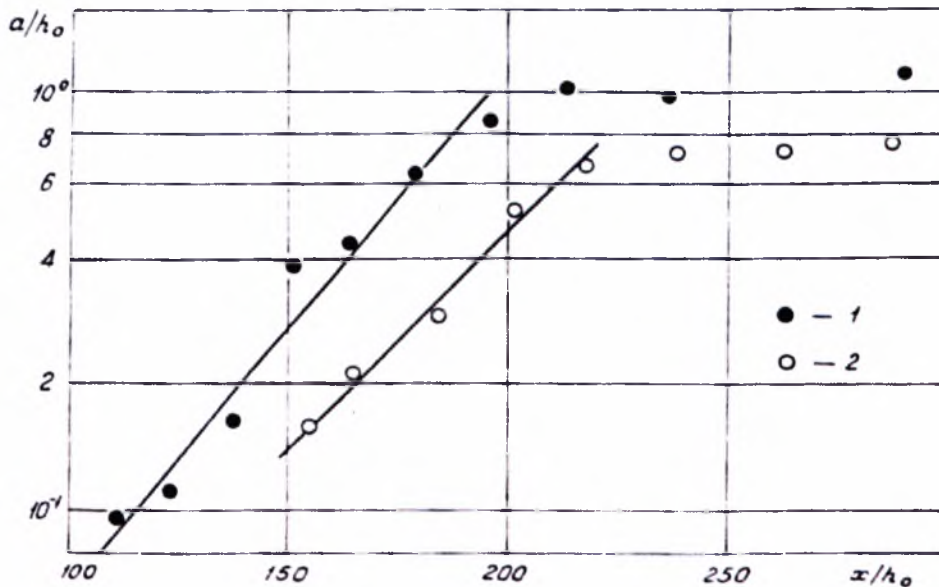
Σχήμα 2.2: Η εξέλιξη της εισερχόμενης διαταραχής κατάντη της ροής



Σχήμα 2.3: Η ανάπτυξη μοναχικών κυμάτων κατάντη της ροής, όταν η εισερχόμενη διαταραχή παράγει περιοδικά κύματα

Στο σχήμα 2.4 απεικονίζεται η εξάρτηση του αδιάστατου μεγέθους του κύματος $a = \frac{h_{\max} - h_{\min}}{h_N}$, ως συνάρτηση της αδιάστατης κατάντη αποστάσεως x/h_N .

Όπως φαίνεται στο σχήμα 2.4, η αύξηση της κατάντη αποστάσεως έχει ως αποτέλεσμα την ανάλογη αύξηση του μεγέθους του κύματος. Από μια απόσταση και στη συνέχεια το μέγεθος του μοναχικού κύματος δε μεταβάλλεται καθώς έχει αναπτυχθεί πλήρως.

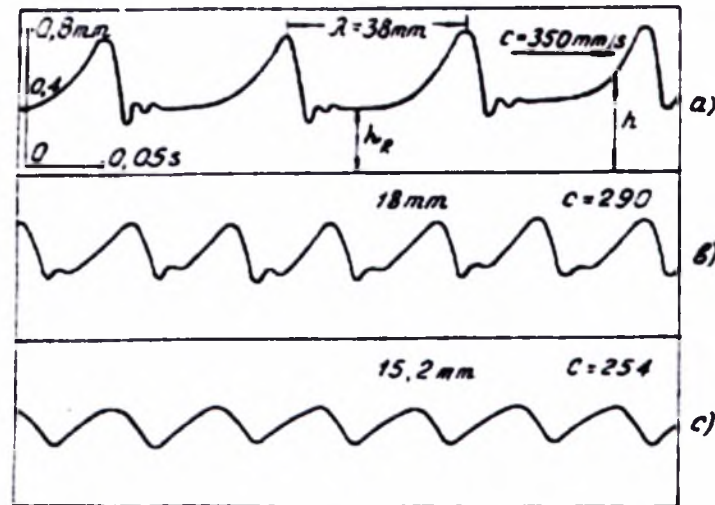


Σχήμα 2.4: Η εξάρτηση του μεγέθους των μοναχικών κυμάτων ως συνάρτηση της αποστάσεως κατάντη της ροής

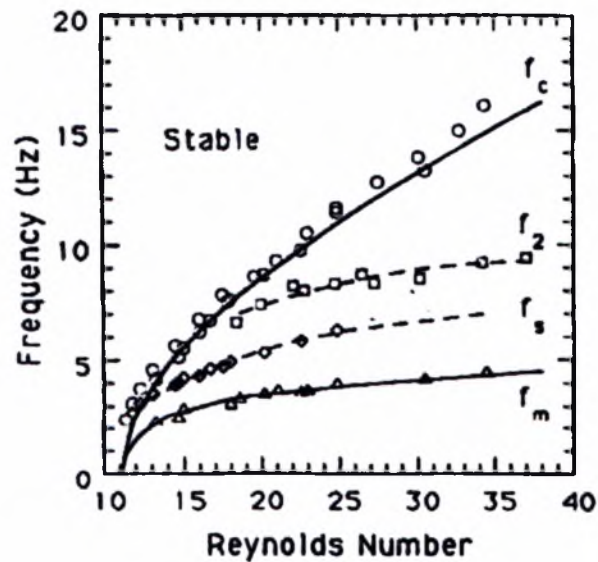
Στο σχήμα 2.5 απεικονίζονται τα χαρακτηριστικά των πλήρως αναπτυγμένων μοναχικών κυμάτων. Το μήκος κύματος των μοναχικών κυμάτων είναι περίπου 38mm, ενώ κάθε κύμα με μεγαλύτερο μήκος κύματος μπορεί να χαρακτηριστεί ως μοναχικό. Η ταχύτητά τους είναι της τάξης των 350mm/sec και διαφέρει από τη ταχύτητα των κορεσμένων περιοδικών κυμάτων (280mm/sec).

Μια ακόμα πειραματική εργασία είναι αυτή των Liu et all (1993, 1994) όπου χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος του φθορισμού για την πρωταρχική αστάθεια (primary instability) ενός λεπτού υγρού υμένα, ο οποίος ρέει σε κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα. Στο σχήμα 2.6 παρουσιάζεται η ποσοτική συσχέτιση μεταξύ του κρίσιμου, για την εμφάνιση αστάθειας, αριθμού Re και της γωνίας κλίσης του καναλιού. Όταν ο αριθμός Reynolds βρίσκεται στην ασταθή περιοχή η αρχική αστάθεια μετακινείται στην κατεύθυνση της ροής και συνεχώς μεγαλώνει. Η συχνότητα της διαταραχής επηρεάζει τη μη γραμμική

ανάπτυξη των κυμάτων τα χαρακτηριστικά των οποίων εξαρτώνται σε μεγάλο βαθμό από αυτή.



Σχήμα 2.5: Τα χαρακτηριστικά των δημιουργούμενων κυμάτων (μήκος κύματος, ταχύτητα) ως συνάρτηση της κατόντη απόστασεως

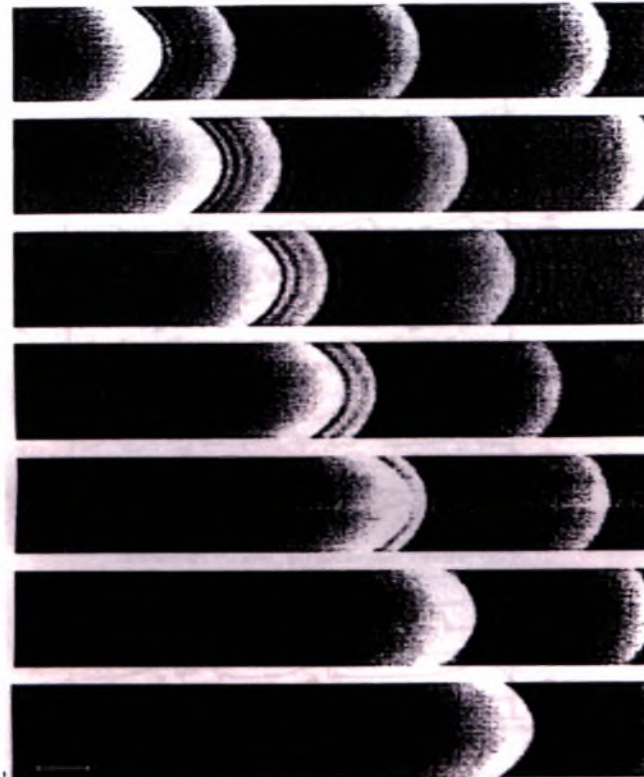


Σχήμα 2.6: Διαχωρισμός των περιοχών ευστάθειας και αστάθειας του υμένα που ρέει σε κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα. Επιπρόσθετα, απεικονίζονται τα πειραματικά προσδιορισμένα όρια των διαφόρων ασταθειών.

Στο σχήμα 2.6 η καμπύλη που χαρακτηρίζεται ως f_c διαχωρίζει την ευσταθή από την ασταθή περιοχή του υμένα (πρωταρχική αστάθεια). Μεταξύ αυτής και της

καμπύλης f_2 παρατηρείται η πλευρική αστάθεια, ενώ η υποαρμονική αστάθεια είναι αυτή που χαρακτηρίζει την περιοχή μεταξύ των καμπυλών f_2 και f_s . Μεταξύ των ορίων f_s και f_m αρχίζουν να σχηματίζονται τα μοναχικά κύματα και κάτω από την καμπύλη f_m η δομή των κυμάτων οδηγεί τελικά σε χαοτική δομή (spatiotemporal chaos).

Στο σχήμα 2.7 απεικονίζεται ένα παράδειγμα συγχώνευσης, μεταξύ δύο μοναχικών κυμάτων, όπου το μεγαλύτερο κύμα εξαιτίας του μεγέθους του κινείται γρήγορα και απορροφά το μικρότερο που βρίσκεται μπροστά του.

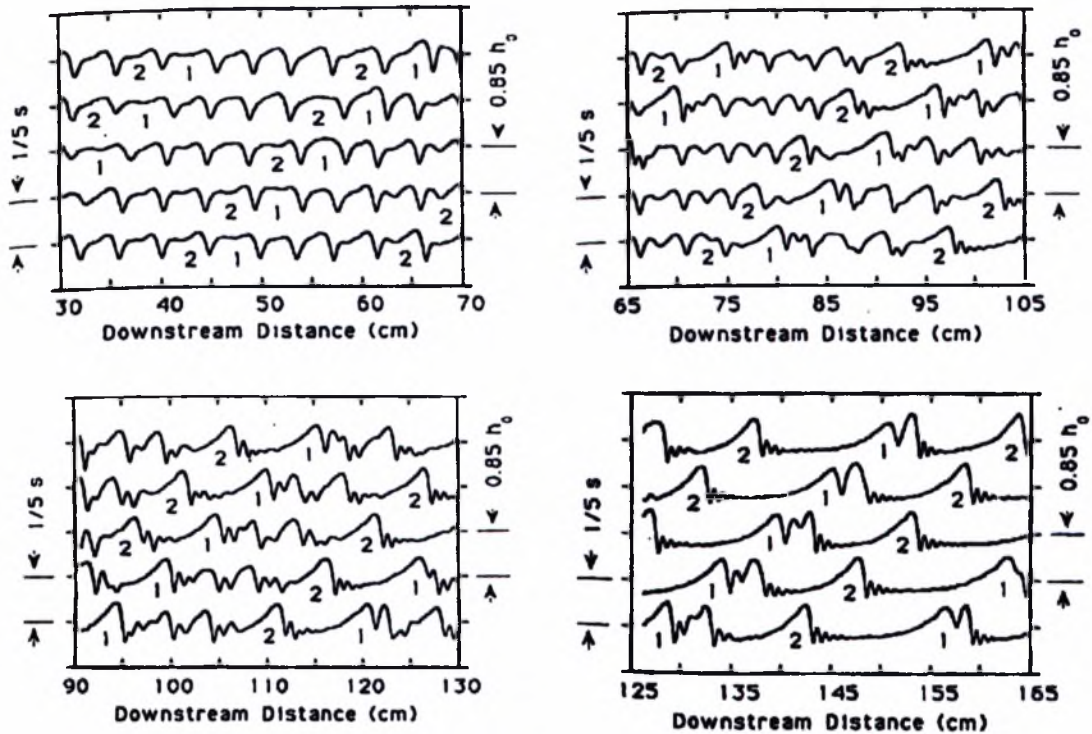


Σχήμα 2.7: Η συγχώνευση μεταξύ δύο μοναχικών κυμάτων, με τη μορφή εικόνων της μεθόδου απεικόνισης με φθορισμό.

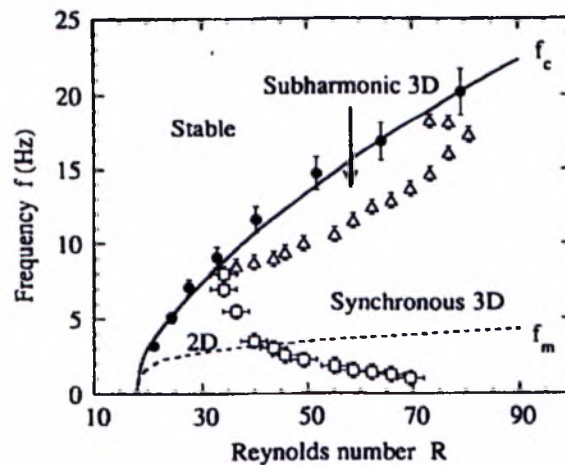
Στο σχήμα 2.8 απεικονίζεται η εξέλιξη του προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα, με τη δημιουργία των κορεσμένων περιοδικών κυμάτων και τη μετατροπή τους σε μοναχικά κύματα λόγω της επίδρασης των δευτερευόντων ασταθειών (subharmonic & sideband).

Τα όρια δημιουργίας της συγχρονισμένης αστάθειας (synchronous instability) και της τρισδιάστατης υποαρμονικής αστάθειας απεικονίζονται στο σχήμα 2.9. Στο σχήμα 2.10 φαίνονται τα αποτελέσματα εφαρμογής αυτών των ασταθειών. Η εμφάνισή τους σε κορεσμένα περιοδικά κύματα οδηγεί στη δομή ψαροκόκαλο (herringbone patterns). Όταν όμως εφαρμόζονται σε μοναχικά κύματα έχουν ως αποτέλεσμα το

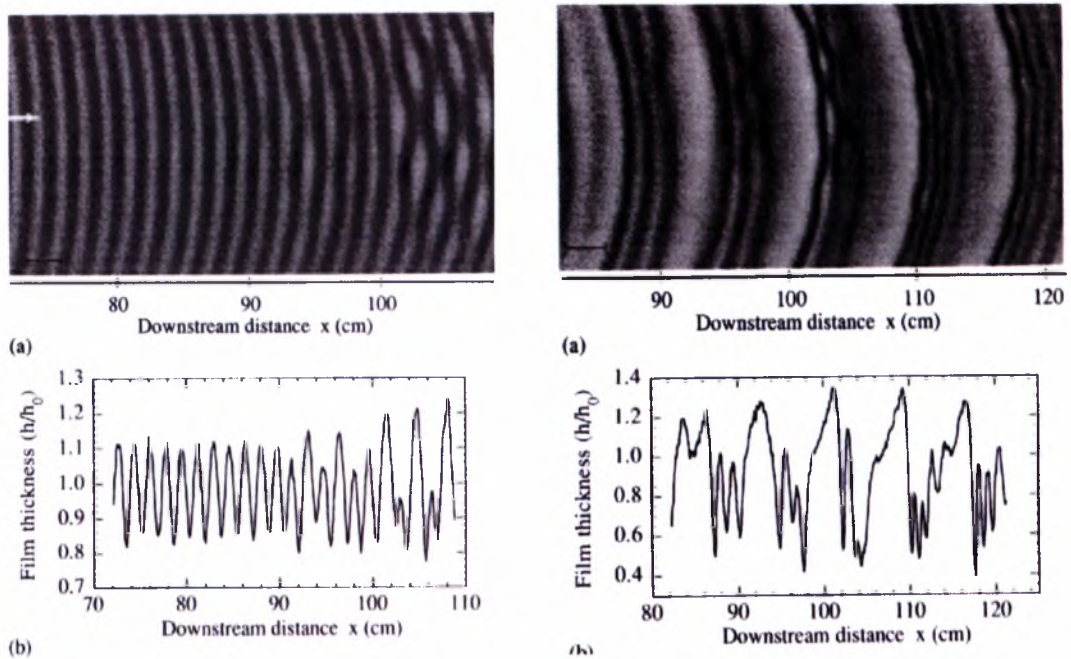
διαχωρισμό των μετώπων του κύματος και τη δημιουργία εγκάρσιων τρισδιάστατων βαθουλωμάτων σε αυτά. Τέλος στο σχήμα 2.11 παρουσιάζεται η δημιουργία δομής πλήρους αταξίας εξαιτίας της επίδρασης των τρισδιάστατων ασταθειών.



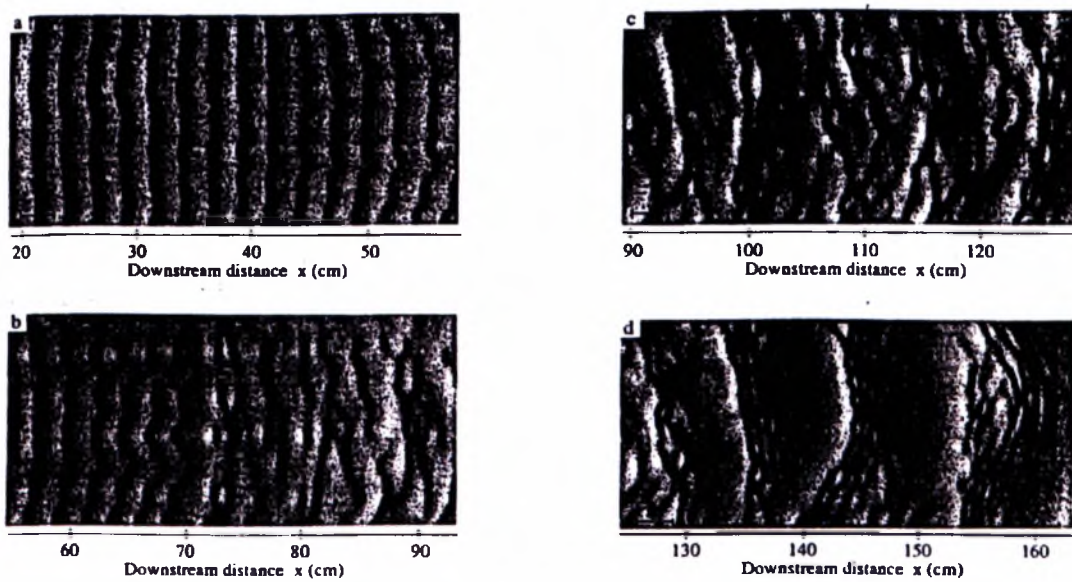
Σχήμα 2.8: Η ανάπτυξη των δευτερευουσών ασταθειών (subharmonic-sideband) στο προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα με αποτέλεσμα τη δημιουργία μοναχικών κυμάτων.



Σχήμα 2.9: Ο διαχωρισμός των τρισδιάστατων ασταθειών στο διάγραμμα συχνότητας τους συναρτήσει του αριθμού Reynolds.



Σχήμα 2.10: Το αποτέλεσμα επίδρασης των τρισδιάστατων ασταθειών και η δημιουργία της δομής ψαροκόκαλο (herringbone pattern).



Σχήμα 2.11: Η δημιουργία δομών πλήρους αταξίας (disorder patterns) εξαιτίας της επίδρασης των τρισδιάστατων ασταθειών.

2.5 Η ανάλυση της ροής υγρού υμένα σε περιοδικό τοίχωμα

2.5.1 Θεωρία - Υπολογισμοί

Ένας από τους πρώτους που ασχολήθηκε με τη θεωρητική μελέτη της ροής υμένα πάνω σε περιοδικό τοίχωμα είναι ο Wang (1981) ο οποίος επικεντρώθηκε στη μελέτη της ροής ενός λεπτού υγρού υμένα σε κυματοειδές τοίχωμα, θεωρώντας μικρούς αριθμούς Reynolds και μικρές διαταραχές, οι οποίες οφείλονται στις κυματοειδείς γραμμές του τοιχώματος. Ο Wang χρησιμοποίησε ορθοκανονικό σύστημα συντεταγμένων, με το επίπεδο x-y να συμπίπτει με την αδιατάρακτη ελεύθερη επιφάνεια έτσι ώστε να αναλύσει την τρισδιάστατη ροή ενός λεπτού υγρού υμένα σε ένα κυματοειδές τοίχωμα. Οι δύο βασικές υποθέσεις επίλυσης των θεμελιωδών εξισώσεων είναι ότι το πλάτος του κυματοειδούς τοιχώματος είναι πολύ μικρό συγκρινόμενο με το ύψος του ρευστού, δηλαδή $\varepsilon = \frac{b}{h} \ll 1$ και ο αριθμός Reynolds είναι τάξης ε . Κατόπιν χρησιμοποιώντας την μέθοδο των ασυμπτωτικών αναπτυγμάτων (perturbation expansions) επιλύει το γραμμικό πρόβλημα της εγκάρσιας ροής κατά μήκος των κυματοειδών γραμμών του τοιχώματος. Συμπεριλαμβάνοντας την επιρροή των όρων $2^{η}$ τάξης το πρόβλημα γίνεται μη γραμμικό και παρατηρεί τις μεταβολές του ρυθμού ροής και ολίσθησης. Το πρόβλημα είναι συγγενικό με το πρόβλημα της γραμμικής ευστάθειας εξαιτίας του γεγονότος ότι οι τελικές εξισώσεις είναι παραπλήσιες των εξισώσεων Orr-Sommerfeld. Μάλιστα παρατηρήθηκε ότι όταν ο αριθμός Reynolds αυξάνεται, οι κυματοειδείς γραμμές του τοιχώματος προκαλούν ασταθή κύματα, με μήκος κύματος παραπλήσιο με αυτό των κυματοειδών γραμμών.. Τα αποτελέσματα της μαθηματικής ανάλυσης του Wang συνοψίζονται στο σχήμα 2.12 και είναι ενδιαφέροντα όσον αφορά την επίδραση του κυματοειδούς τοιχώματος στην ελεύθερη επιφάνεια. Στη συνέχεια παραθέτονται οι μεταβλητές της ανάλυσης, για την καλύτερη κατανόηση των αποτελεσμάτων

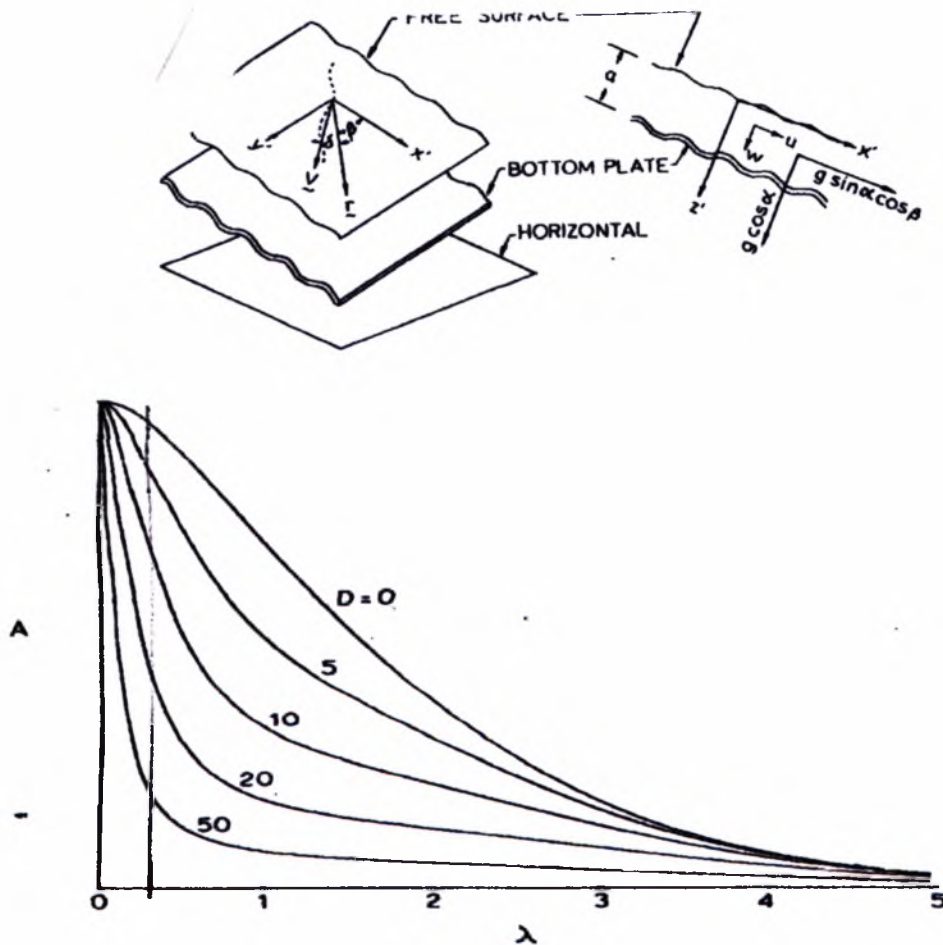
$$D = B + \frac{1}{3} \cdot \Lambda \cdot \lambda^2 \quad (2.18)$$

$$B = \frac{\vec{g} \cdot \vec{k}}{\vec{g} \cdot \vec{i}} = \cot \alpha \cdot \sec \beta_o, \quad \Lambda = \frac{T \cdot h}{\rho \cdot \nu \cdot Q}, \quad \lambda = \frac{2 \cdot \pi \cdot h}{l} \quad (2.19)$$

$$D = \cot \alpha \cdot \sec \beta_o + \frac{1}{3} \cdot \frac{4 \cdot \pi^2 T}{\rho \cdot \nu \cdot Q} \cdot \frac{h^3}{l^2} \quad (2.20)$$

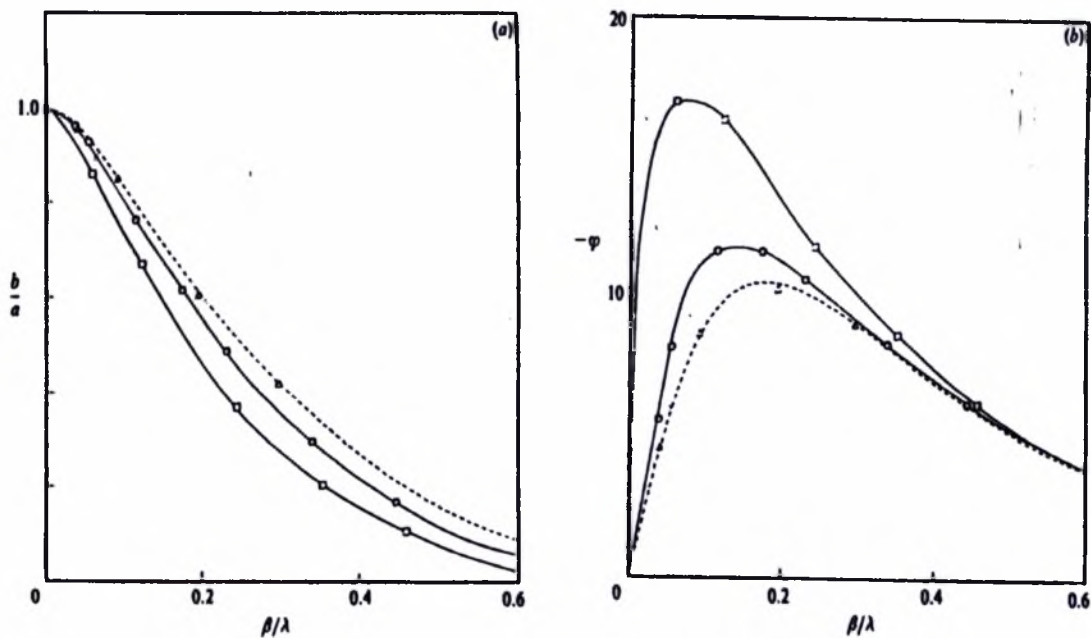
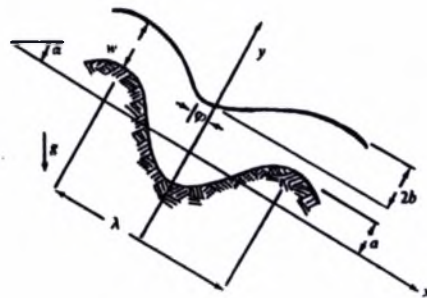
Όπου, α : η μέση γωνία κλίσης του επιπέδου,
 β_0 : γωνία των κυματοειδών γραμμών (wavy striations),
 h : το μέσο πάχος υμένα,
 l : το μήκος κύματος του κυματοειδούς τοιχώματος,
 T : η επιφανειακή τάση, Q ο ρυθμός ροής (παροχή) και
 A : το πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας.

Παρατηρούμε ότι μειώνοντας το μήκος κύματος του κυματοειδούς τοιχώματος l , το λ αυξάνεται. Για σταθερό D , από το σχήμα 2.12, φαίνεται ότι το πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας μειώνει... ατος του κυματοειδούς τοιχώματος) και αντίστροφα. Κρατώντας τώρα σταθερό το λ (δηλαδή τον λόγο h/l), το πλάτος A μειώνεται καθώς αυξάνεται το πάχος του υγρού h .



Σχήμα 2.12: α) Σύστημα συντεταγμένων (απεικόνιση των 'wavy striations') {αλλαγή συμβολισμού: $\alpha=h$, $\beta=\beta_0$ } β) Πρόβλεψη του πλάτους της ελεύθερης επιφάνειας

Παρόμοια αποτελέσματα εξήχθησαν και από την εργασία του Pozrikidis (1988), ο οποίος μελέτησε αριθμητικά, την ροή υγρού υμένα σε περιοδικά διαμορφωμένα τοιχώματα. Θεωρώντας χαμηλούς αριθμούς Reynolds ($Re \rightarrow 0$), η ροή χαρακτηρίζεται ως έρπουσα και επιλύεται αριθμητικά με την βοήθεια των διδιάστατων εξισώσεων Stokes και των οριακών συνθηκών. Βέβαια η ανάλυση αφορά διάφορα σχήματα περιοδικών διαμορφώσεων και εκτός από την πρόβλεψη της ελεύθερης επιφάνειας, μελετά και την διατμητική τάση στο τοίχωμα. Ωστόσο το ενδιαφέρον εστιάζεται στα αποτελέσματα που προκύπτουν χρησιμοποιώντας ημιτονοειδές τοίχωμα. Στο σχήμα 2.13 απεικονίζεται η μορφή του τοιχώματος και η επίδρασή του στο πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας.



Σχήμα 2.13: Απεικόνιση της ροής σε ημιτονοειδές τοίχωμα (α) {αλλαγή συμβολισμού: $\lambda=l$, $b=A$, $\alpha=b, a/l=b/l$ }. Επίδραση της ροής του υγρού στο πλάτος (β) και στη διαφορά φάσης (γ) της ελεύθερης επιφάνειας. {Η γωνία κλίσης είναι σταθερή και ίση με $\alpha=45^\circ$, $\nabla \rightarrow (b/l=0.01)$, $\circ \rightarrow (b/l=0.1)$ $\square \rightarrow (b/l=0.2)$ }

όπου:

α : η γωνία του κεκλιμένου επιπέδου,

l : το μήκος κύματος του ημιτονοειδούς τοιχώματος,

b : το πλάτος του ημιτονοειδούς τοιχώματος,

A : το πλάτος της δημιουργούμενης ελεύθερης κυματοειδής επιφάνειας,

ϕ : η διαφορά φάσης μεταξύ του τοιχώματος και της ελεύθερης επιφάνειας.

Η παράμετρος β εξαρτάται από την παροχή και την γωνία κλίσης, οπότε θεωρώντας σταθερή γωνία κλίσης ($\alpha=45^\circ$), μπορούμε να κάνουμε μια ανάλυση όλων των παραμέτρων που διέπουν την ροή. Έτσι, αν κρατήσουμε σταθερό τον λόγο b/l τότε: Αυξάνοντας την παροχή του υγρού το πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας μειώνεται. Αν κρατήσουμε σταθερό το μήκος κύματος του τοιχώματος (l) και την παροχή ($\beta=ct$), τότε: Αυξάνοντας το πλάτος του ημιτονοειδούς τοιχώματος b (ο λόγος β/l παραμένει σταθερός), αυξάνει ο λόγος b/l και από το διάγραμμα του σχήματος 2.13 φαίνεται ότι το πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας (A) αυξάνεται. Αν θεωρήσουμε σταθερό το πλάτος του τοιχώματος ($b=ct$) τότε -διατηρώντας σταθερή την παροχή ($\beta=ct$)- αυξάνοντας το μήκος κύματος l , αυξάνει το πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας (A).

Στη συνέχεια θα αναπτυχθούν τα αποτελέσματα της πρώτης ασυμπτωτικής ανάλυσης για πεπερασμένους αριθμούς Reynolds και ύψος διαταραχών τοιχώματος πολύ μικρότερο του πάχους του υμένα. Η ανάλυση πραγματοποιήθηκε από τους Bontozoglou & Papapolymerou (1997), θεωρώντας διδιάστατη ροή κατά μήκος ενός κεκλιμένου τοιχώματος, με γωνία κλίσης ϕ ως προς την κατακόρυφη διεύθυνση. Η ροή αναλύεται σε σύστημα καρτεσιανών συντεταγμένων όπου, ο x - άξονας έχει την κατεύθυνση του τοιχώματος και ο y -άξονας είναι κάθετος στην επιφάνεια του τοιχώματος. Η μορφή του τοιχώματος χαρακτηρίζεται από μικρού μεγέθους ημιτονοειδείς κυματισμούς (corrugations). Η αρχή του y - άξονα βρίσκεται στο μέσο του ημιτονοειδούς τοιχώματος. Οι τελικές εκφράσεις της παραπάνω μεθόδου περιγράφονται από τις ακόλουθες εξισώσεις:

$$g(0)=0 \quad (2.21a)$$

$$g'(0)=-3 \quad (2.21b)$$

$$g(1)=-3\beta/2 \quad (2.21c)$$

$$g''(1) - k^2 \cdot g(1) = 3\beta \quad (2.21d)$$

$$\frac{1}{2} \text{Re} \cdot g'(1) + \frac{i}{3k} \cdot g'''(1) - ik \cdot g'(1) = -\beta \cdot \left(\frac{sk^2}{\rho g_x} + \frac{g_y}{g_x} \right) \quad (2.21e)$$

Όπου ο αριθμός Reynolds είναι
$$\text{Re} = \frac{\rho \cdot q}{\mu} = \frac{\rho^2 \cdot g_x \cdot h^3}{3\mu^2}, \quad (2.22)$$

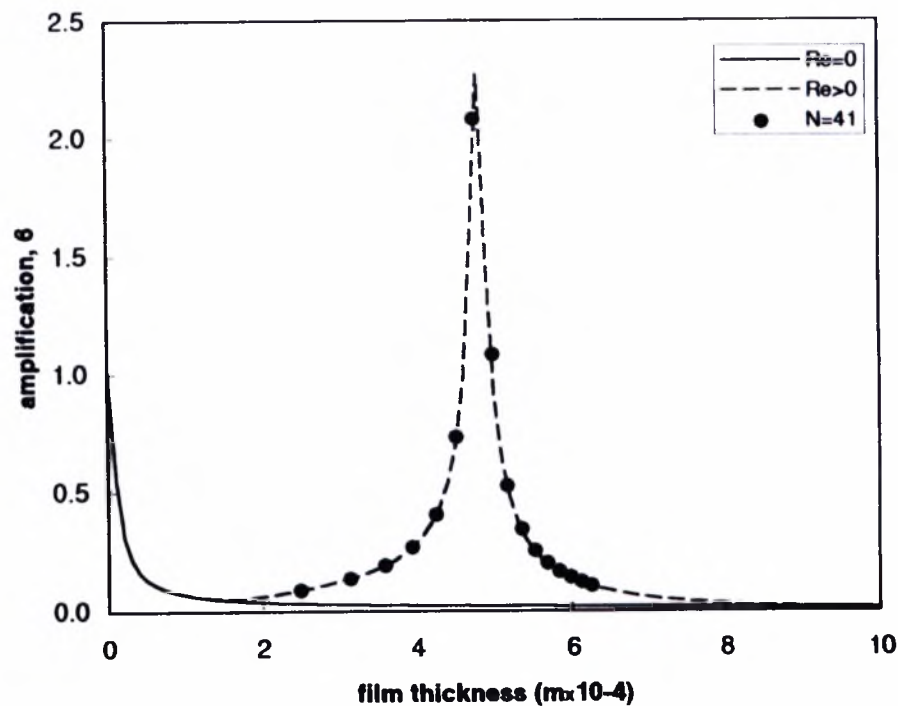
$\beta = \beta_R + \beta_I$ και ο όρος της ροϊκής συνάρτησης 1^{ης} τάξεως ορίζεται ως εξής:

$$\Psi^{(1)}(x,y) = g(y) \cdot e^{ikx} \quad (2.23)$$

Οι Bontozoglou και Paparolymerou επίλυσαν το παραπάνω πρόβλημα, χρησιμοποιώντας αριθμητικές μεθόδους επίλυσης. Ως υγρή φάση θεωρήθηκε το νερό σε θερμοκρασία 20°C και η διακύμανση του αριθμού Reynolds ήταν μεταξύ 0 και 400. Οι παράμετροι οι οποίοι εξετάστηκαν είναι το πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας και η διαφορά φάσης μεταξύ ελεύθερης επιφάνειας και τοιχώματος. Για μηδενικό αριθμό Reynolds (Re=0), τα αποτελέσματα συμπίπτουν με αυτά του Wang (1981), ενώ για μη μηδενικούς αριθμούς Reynolds παρατηρείται εντελώς διαφορετική συμπεριφορά. Ειδικότερα, υπάρχει μια περιοχή τιμών του αριθμού Re όπου το πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας είναι μεγαλύτερο σε σχέση με αυτό του κυματοειδούς τοιχώματος. Το φαινόμενο αυτό δεν εμφανίζεται στους υπολογισμούς, οι οποίοι βασίζονται στην παραδοχή της ροής Stokes.

Ο υπολογισμός του πλάτους της ελεύθερης επιφάνειας συναρτήσει του πάχους του υμένα απεικονίζεται στο σχήμα 2.14, όπου φαίνεται ότι τα αποτελέσματα για Re=0 και Re>0 συμπίπτουν καθώς το $h_N \rightarrow 0$. Τα παραπάνω αποτελέσματα αλλάζουν δραστικά όταν αυξηθεί το πάχος του υμένα (δηλ. με αύξηση του αριθμού Re). Η συμπεριφορά αυτή είναι παρόμοια με το φαινόμενο του συντονισμού που παρατηρείται κατά την ροή με μηδενικό ιξώδες σε επίπεδο τοίχωμα. Στην περίπτωση της ροής με μηδενικό ιξώδες, το 'πέρασμα' από τις συνθήκες συντονισμού συνοδεύεται με μία μεταβολή 180° της φάσης των κυμάτων.

Στο σχήμα 2.15 απεικονίζεται η εξάρτηση του πλάτους και της διαφοράς φάσης της ελεύθερης επιφάνειας από τον αριθμό Re. Το μέγιστο πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας παρατηρείται για μήκος κύματος του τοιχώματος $l = 0.002\text{m}$. Για μικρότερα μήκη κύματος, διατηρείται η μορφή της καμπύλης (όμοια με αυτή του συντονισμού), αλλά μειώνεται βαθμιαία το μέγιστό της. Αντιθέτως, για μεγαλύτερα μήκη κύματος η καμπύλη εξομαλύνεται και το εύρος των αριθμών Re, όπου παρατηρείται μεγιστοποίηση του πλάτους της ελεύθερης επιφάνειας, αυξάνεται.

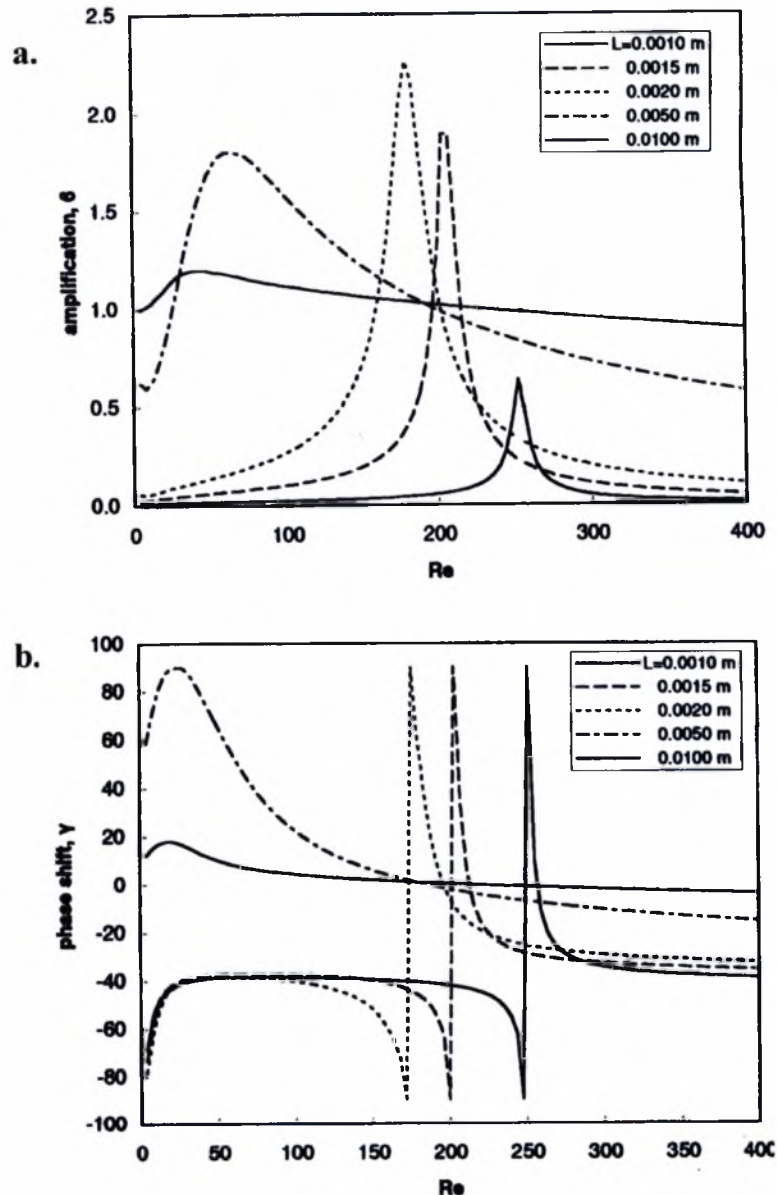


Σχήμα 2.14: Σύγκριση μεταξύ των προβλέψεων των θεωριών στρωτής και έρπουσας ροής για το πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας. ($l=0.002m$, $\phi=60^\circ$)

Η διαφορά φάσης μεταξύ της ελεύθερης επιφάνειας και του κυματοειδούς τοιχώματος παρουσιάζει περισσότερο πολύπλοκη συμπεριφορά κατά την στρωτή ροή σε σχέση με την ροή μηδενικού αριθμού Reynolds. Για μικρά μήκη κύματος ($l < 0.002m$) και για μικρούς αριθμούς Re, η ελεύθερη επιφάνεια παρουσιάζει μια υστέρηση σε σχέση με το τοίχωμα (-40°). Καθώς ο αριθμός Re αυξάνει, πλησιάζοντας τις συνθήκες συντονισμού, η διαφορά φάσης παίρνει αρχικά την ελάχιστη τιμή της (-90°), κατόπιν -με ασυνεχή τρόπο- την μέγιστη τιμή της (90°) και με απότομη μείωση προσεγγίζει ασυμπτωτικά την τιμή -20° .

Όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.15, το εύρος αριθμών Reynolds όπου λαμβάνει χώρα η ασυνεχής απότομη αύξηση της τιμής της διαφοράς φάσης (η απόλυτη τιμή της οποίας είναι 180°), είναι ίδιο με εκείνο όπου παρατηρείται μεγιστοποίηση του πλάτους της ελεύθερης επιφάνειας. Ωστόσο, η ροή Stokes προβλέπει ασυμπτωτική προσέγγιση της τιμής μηδέν καθώς αυξάνεται το πάχος του υμένα. Το φαινόμενο αυτό οφείλεται στο πολύ μικρό μέγεθος του μήκους κύματος και του πάχους του υμένα, με αποτέλεσμα η επιφανειακή τάση να είναι η κινούσα δύναμη επαναφοράς (σε σχέση με τις δυνάμεις της βαρύτητας). Σε μεγαλύτερα μήκη κύματος ($l=0.01m$, $0.005m$) το

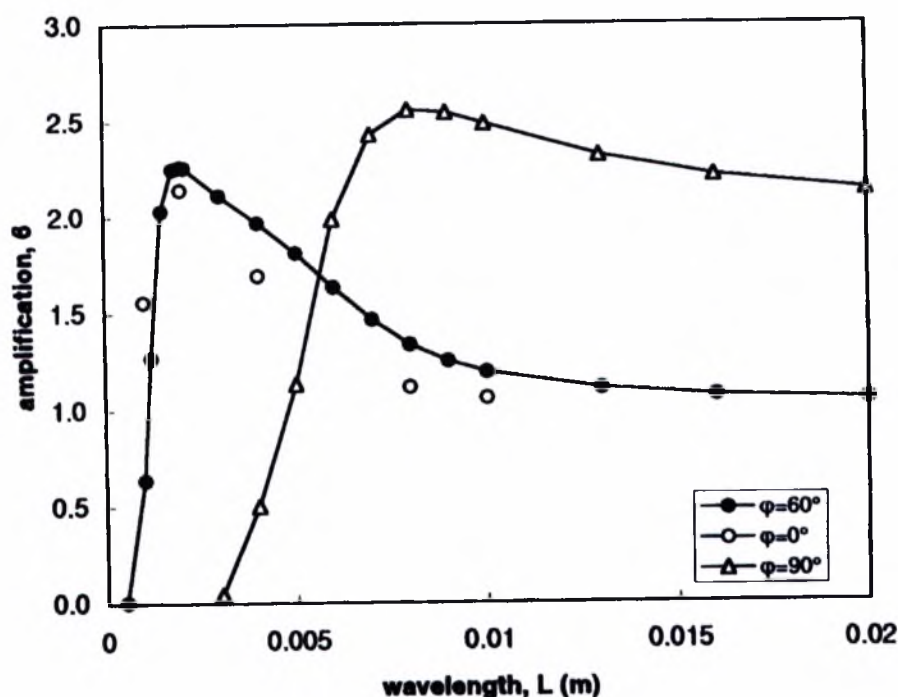
πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας είναι μικρότερο (ειδικότερα σε χαμηλούς αριθμούς Re), ενώ η ελεύθερη επιφάνεια 'προηγείται' του τοιχώματος ($\gamma > 0$) και αποφεύγεται η ασυνεχής απότομη αύξηση της διαφοράς φάσης.



Σχήμα 2.15: (a) Το πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας συναρτήσκει του αριθμού Re , για 5 διαφορετικά μήκη κύματος του τοιχώματος. (b) Η διαφορά φάσης της ελεύθερης επιφάνειας συναρτήσκει του αριθμού Re , για 5 διαφορετικά μήκη κύματος του τοιχώματος

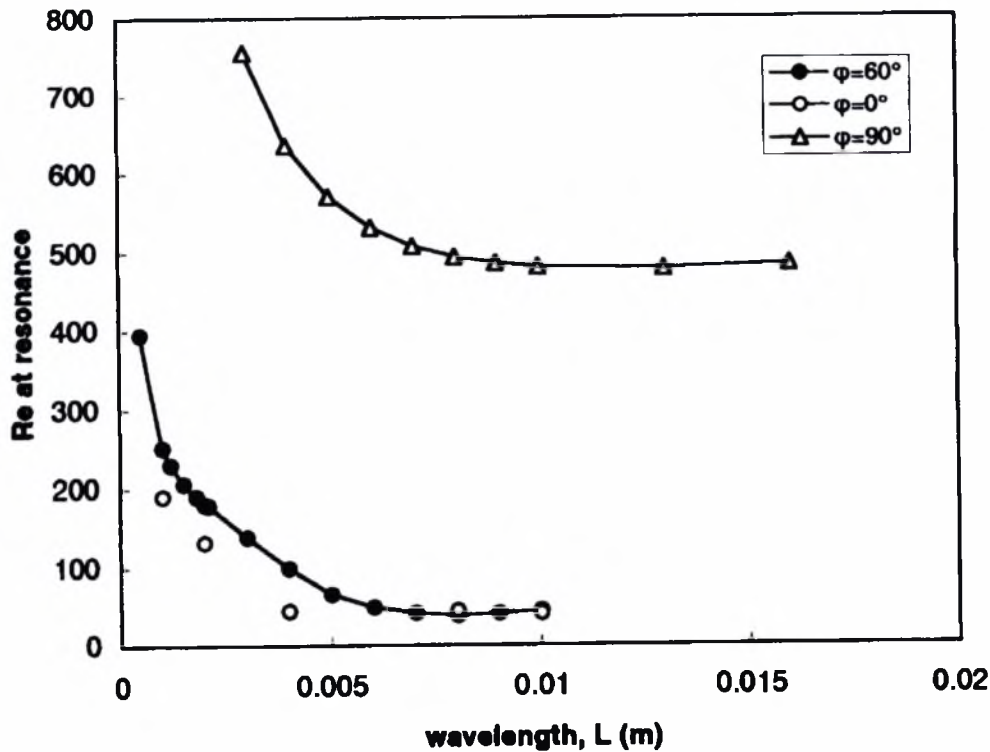
Στο σχήμα 2.16 απεικονίζεται η εξάρτηση του μέγιστου πλάτους της ελεύθερης επιφάνειας από το μήκος κύματος και την κλίση του τοιχώματος ($\varphi=0^\circ, 60^\circ, 89.43^\circ$). Η μέγιστη τιμή του πλάτους επιτυγχάνεται σε κεκλιμένο και κατακόρυφο τοίχωμα και συμπίπτει με τα προηγούμενα αποτελέσματα. Σε μικρά μήκη κύματος, η

μέγιστη τιμή του πλάτους είναι μηδέν και σταδιακά προσεγγίζει μια πεπερασμένη σε μεγαλύτερα μήκη κύματος, όπου δεν λαμβάνει χώρα το φαινόμενο του συντονισμού. Αυτή η ασυμπτωτική προσέγγιση, συγκρινόμενη με το γεγονός ότι η διαφορά φάσης - για μεγάλα μήκη κύματος- είναι πρακτικά μηδέν, οδηγεί στο συμπέρασμα ότι, στις περιπτώσεις αυτές, η ελεύθερη επιφάνεια αντιγράφει την μορφολογία του τοιχώματος. Το παραπάνω συμπέρασμα στηρίζεται στη βασική παραδοχή επίλυσης του προβλήματος, ότι το πλάτος του κυματοειδούς τοιχώματος είναι μικρό, συγκρινόμενο με το πάχος του υγρού υμένα.



Σχήμα 2.16: Εξάρτηση του μέγιστου πλάτους της ελεύθερης επιφάνειας από το μήκος κύματος και την γωνία κλίσης του τοιχώματος

Όπως προαναφέραμε (σχήμα 2.15), το μέγιστο πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας εμφανίζεται στους κρίσιμους αριθμούς Reynolds, όπου λαμβάνει χώρα το φαινόμενο του συντονισμού. Στο σχήμα 2.17 απεικονίζεται το μέγιστο πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας ως συνάρτηση του κρίσιμου αριθμού Reynolds (εμφάνιση συντονισμού), για διαφορετικές γωνίες κλίσεις του τοιχώματος ($\varphi=0^\circ, 60^\circ, 90^\circ$). Παρατηρείται απότομη μείωση του Re_{cr} , από την μέγιστη τιμή σε πολύ μικρά μήκη κύματος, καθώς το μήκος κύματος αυξάνεται. Σταδιακά ο αριθμός Re_{cr} προσεγγίζει μια ελάχιστη τιμή, η οποία παραμένει σταθερή καθώς αυξάνεται το μήκος κύματος.

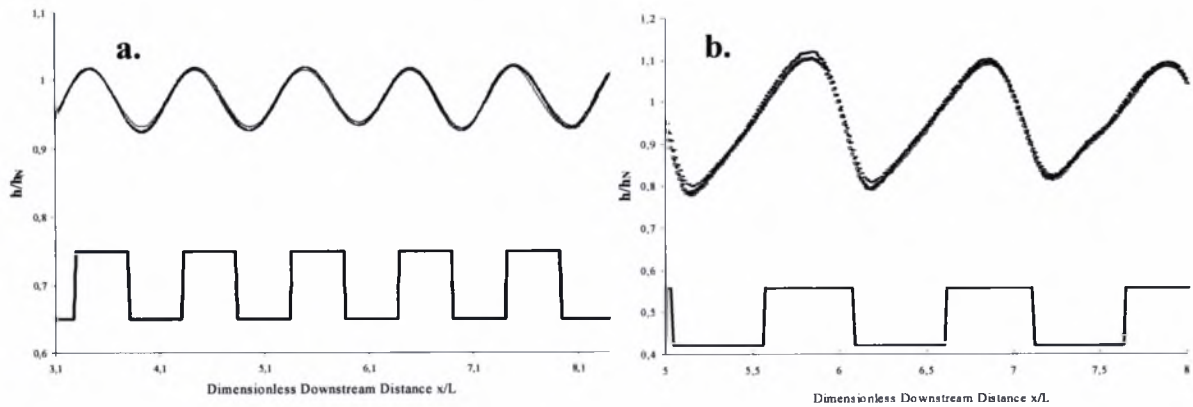


Σχήμα 2.17: Ο κρίσιμος αριθμός Reynolds -που εμφανίζεται στο μέγιστο πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας- ως συνάρτηση του μήκους κύματος του τοιχώματος.

2.5.2 Πειράματα

Οι πειραματικές μελέτες πάνω στο πρόβλημα της ροής σε διαμορφωμένο τοίχωμα είναι ακόμα πιο περιορισμένες. Οι Zhao & Cerro (1992) και Shetty & Cerro (1993) μελέτησαν τη ροή σε πολύ χαμηλούς Re. Για ροή σε πεπερασμένους αριθμούς Re τα μόνα πειραματικά αποτελέσματα παρουσιάστηκαν από τους Vlachogiannis and Bontozoglou (2002), τα οποία αναλύονται παρακάτω.

Στην περίπτωση της ροής σε περιοδικά διαμορφωμένο τοίχωμα, η εξέλιξή της μπορεί να χωριστεί σε διαφορετικές περιοχές ανάλογα με τον αριθμό Re. Όπως προαναφέρθηκε στο διάγραμμα της ευστάθειας, για $Re \sim O(10^0-10^1)$ η ελεύθερη επιφάνεια είναι επίπεδη. Σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds ($Re \sim O(10^2)$), ο Re έχει ξεπεράσει το όριο της γραμμικής ευστάθειας, το πάχος του υμένα αποκλίνει από τη θεωρητική πρόβλεψη κατά Nusselt και αναπτύσσεται μια στατική παραμόρφωση στην ελεύθερη επιφάνεια (σχήμα 2.18). Το φαινόμενο αυτό έχει προβλεφθεί θεωρητικά από τους Bontozoglou & Papapolymerou (1997), Trifonov (1998) και Bontozoglou (2000) και έχει αποδειχθεί πειραματικά από τους Vlachogiannis & Bontozoglou (2002).



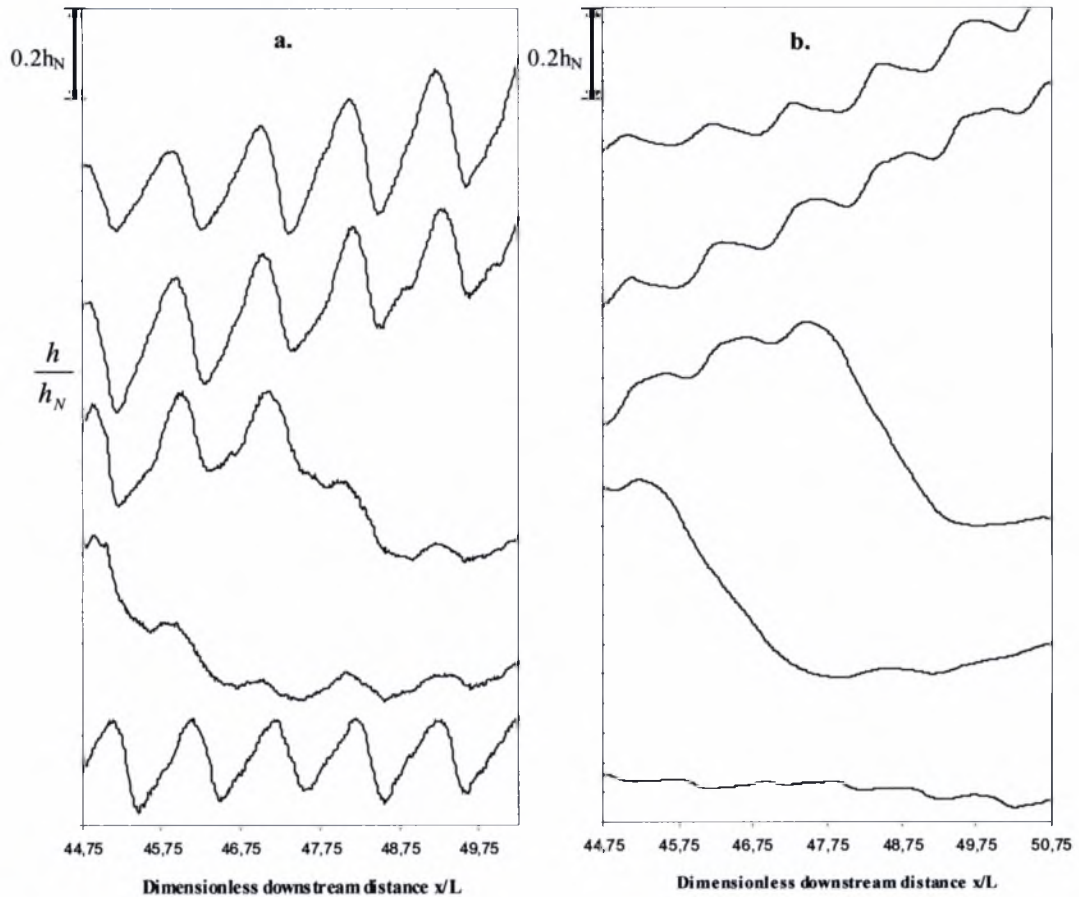
Σχήμα 2.18: Η μορφή της ελεύθερης επιφάνειας σε 4 διαδοχικές χρονικές στιγμές ($\Delta t=0.1\text{sec}$) **a.** ημιτονοειδής μορφή και **b.** μορφή με περισσότερες αρμονικές

Το προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας στη στατική περιοχή είναι πάντοτε περιοδικό, με μήκος κύματος ίσο με αυτό της διαμόρφωσης του τοιχώματος. Το πλάτος της διαμόρφωσης αυτής και η διαφορά φάσης μεταξύ τοιχώματος και ελεύθερης επιφάνειας εξαρτώνται από τον αριθμό Re , τη γωνία κλίσης του καναλιού και το ιξώδες του ρευστού. Όταν αναφερόμαστε στο πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας εννοούμε το ύψος μεταξύ του ελάχιστου και του μέγιστου σημείου.

Σε χαμηλούς Re , λίγο μεγαλύτερους από τον κρίσιμο, η μορφή της στατικής διαμόρφωσης είναι ημιτονοειδής (2.18a). Αυξάνοντας τον αριθμό Re αυξάνεται και το πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας και αποκτά μια διαφορά φάσης από το τοίχωμα. Στην περίπτωση αυτή αρχίζουν να παίζουν ρόλο οι αρμονικές ανώτερης τάξης του τοιχώματος στη μορφή της ελεύθερης επιφάνειας. Ουσιαστικά, οι αρμονικές του τοιχώματος επιδρούν στην ελεύθερη επιφάνεια με αποτέλεσμα την παραμόρφωσή της (2.18b). Η βασική αρμονική του τοιχώματος συνεχίζει να παίζει κυρίαρχο ρόλο. Έτσι, το μήκος κύματος της ελεύθερης επιφάνειας ισούται με αυτό του τοιχώματος ανεξάρτητα από τη μορφή της ελεύθερης επιφάνειας και των αρμονικών που τη συνθέτουν.

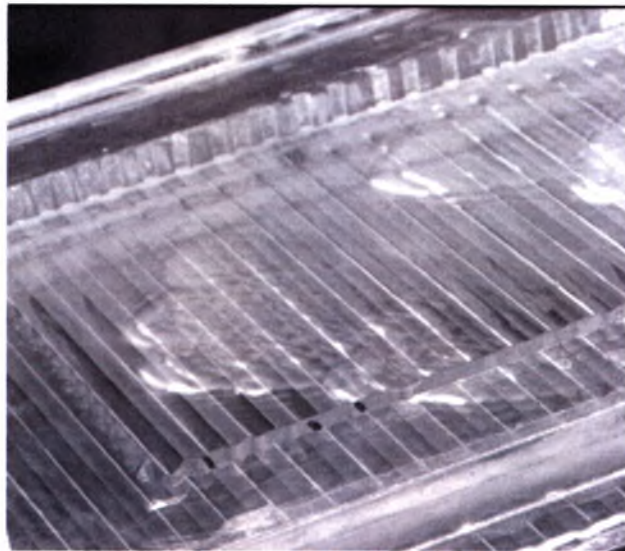
Σε μεγαλύτερους Re η έντονη διέγερση του φυσικού θορύβου αλλά και η αλληλεπίδραση τοιχώματος – ελεύθερης επιφάνειας, επιδρά καταλυτικά στη δημιουργία μοναχικών κυμάτων σε κοντινές αποστάσεις από το σημείο δημιουργίας του υμένα. Τα μοναχικά κύματα υπερθέτονται της βασικής μορφής της επιφάνειας του υμένα (σχήμα 2.19). Αξίζει επίσης να σημειωθεί ότι εμφανίζονται με μια σταθερή συχνότητα, κάτι το οποίο είναι αποτέλεσμα της επίδρασης του τοιχώματος αφού στις

ίδιες συνθήκες αλλά για ροή πάνω από επίπεδο τοίχωμα δεν παρατηρείται κάτι ανάλογο.



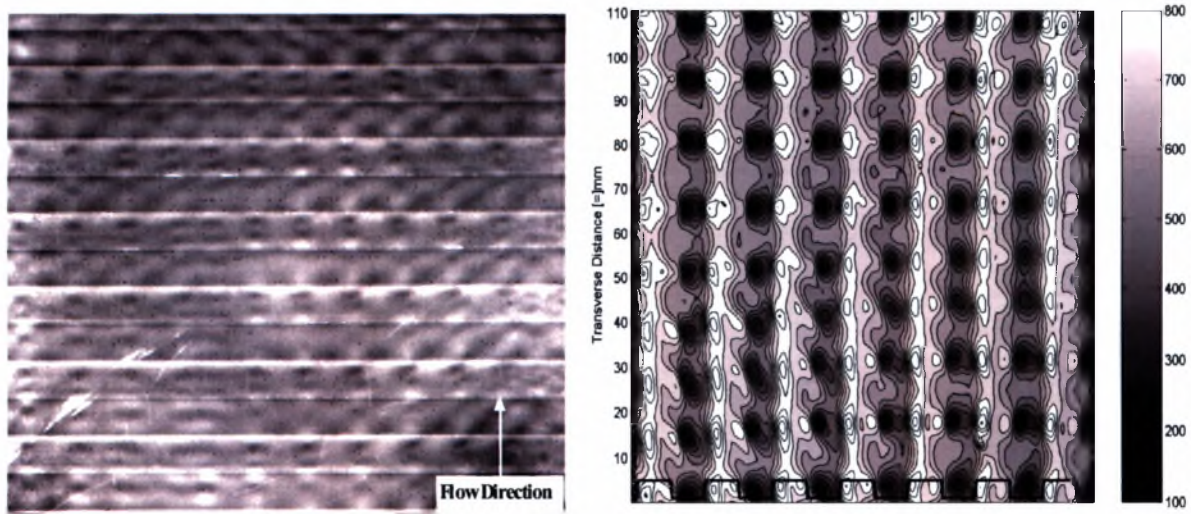
Σχήμα 2.19: *α* Το πέρασμα ενός πλήρους αναπτυγμένου μοναχικού κύματος πάνω από το διαμορφωμένο τοίχωμα. *β*. το πέρασμα του ίδιου κύματος χωρίς την επίδραση του τοιχώματος

Με περαιτέρω αύξηση του Re στο μέτωπο των κυμάτων δημιουργείται μια γωνία κλίσης ως προς την εγκάρσια κατεύθυνση. Η γωνία του μετώπου των κυμάτων αλλάζει με το χρόνο καθώς αυτό εξελίσσεται κατάντη της ροής. Επόμενο στάδιο είναι ο σχηματισμός μεγαλύτερης γωνίας μεταξύ των κυμάτων και της εγκάρσιας διεύθυνσης και ο διαχωρισμός τους σε περισσότερες κορυφές γεγονός το οποίο μαρτυρά την μετατροπή της διδιάστατης μορφή των μοναχικών κυμάτων σε τρισδιάστατη και καταλήγει στη δημιουργία πεταλοειδών κυμάτων (horse shoe waves – σχήμα 2.20).



Σχήμα 2.20: Πεταλοειδή κύματα (horse – shoe waves)

Τέλος, η μετάβαση σε χαοτική δομή -όπως θα ήταν αναμενόμενο από τα αποτελέσματα της ροής πάνω από επίπεδο τοίχωμα- παρακάμπτεται με την εμφάνιση μιας τρισδιάστατης δομής η οποία συνίσταται από εγκάρσιες σειρές από υψώματα και βαθουλώματα (σχήμα 2.21α,β). Εμφανίζονται μάλιστα τα βαθουλώματα στις κοιλότητες της διαμόρφωσης του τοιχώματος και τα υψώματα στα σκαλοπάτια του τοιχώματος. Η τρισδιάστατη αυτή δομή εμφανίζεται ταυτόχρονα σχεδόν σε όλο το μήκος του καναλιού, εκτός από τα πρώτα μήκη κύματος του καναλιού. Η διαμόρφωση των εγκάρσιων αυτών δομών οδηγεί στην σταθεροποίηση της ροής η οποία μαρτυράται από τη μείωση του μέσου πάχους του υμένα, το οποίο πλέον αποκλίνει από την θεωρητική κατά Nusselt λύση, και την μείωση της έντασης ή ακόμα και την εξάλειψη των κυμάτων.



Σχήμα 2.21: Η εμφάνιση των εγκάρσιων βαθουλωμάτων στην ελεύθερη επιφάνεια

Κεφάλαιο III

Η Πειραματική Διάταξη ροής υγρού υμένα

Στο τρίτο κεφάλαιο παρουσιάζεται η πειραματική μεθοδολογία που ακολουθήθηκε για την μελέτη της επίδρασης της διαταραχής στη ροή λεπτού υμένα υγρού πάνω από κεκλιμένο τοίχωμα με περιοδική διαμόρφωση. Αρχικά, περιγράφεται η πειραματική συσκευή που χρησιμοποιήθηκε για την πραγματοποίηση των πειραμάτων και τα συστήματα διαταραχής που χρησιμοποιήθηκαν για την εισαγωγή διαταραχής σε ένα ευρύ φάσμα συχνοτήτων. Στη συνέχεια αναφέρεται το είδος του διαλύματος που χρησιμοποιήθηκε, με προσδιορισμό των φυσικών του ιδιοτήτων. Ακολουθεί η ανάλυση της μεθόδου συλλογής των δεδομένων και η διαδικασία επεξεργασίας τους από τον ηλεκτρονικό υπολογιστή για την περίπτωση της ροής πάνω από περιοδικά διαμορφωμένο τοίχωμα.

3.1 Η πειραματική συσκευή

Στα πλαίσια της διπλωματικής εργασίας χρησιμοποιήθηκε κατάλληλη πειραματική διάταξη για την μελέτη της ροής υγρού υμένα σε περιοδικά διαμορφωμένο τοίχωμα. Τα κύρια τμήματα της πειραματική διάταξης, η οποία απεικονίζεται στο σχήμα 3.1, είναι κατασκευασμένα από Plexiglas, ενώ ο σκελετός από χάλυβα. Το πλάτος του καναλιού είναι 25cm και το μήκος του 80cm. Η επιλογή του τοιχώματος, πάνω από το οποίο πραγματοποιείται η ροή, γίνεται με την τοποθέτηση κατάλληλης πλάκας. Η πλάκα προσαρμογής καθορίζει το είδος του τοιχώματος και οι διαστάσεις της είναι 25cm πλάτος και 50cm μήκος. Με την βοήθεια ενός ατέρμονα κοχλία είναι δυνατή η δημιουργία έως και 67° γωνίας κλίσης ως προς το οριζόντιο επίπεδο. Στα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν το εύρος της γωνίας κλίσης κυμαίνεται από 3,4-5,4 μοίρες.

Με τη βοήθεια κατάλληλης αντλίας το ρευστό οδηγείται από το δοχείο συλλογής (No 8) σε ένα υπερυψωμένο δοχείο υπερχειλίσης (No 3). Λόγω υψομετρικής διαφοράς, το ρευστό ρέει προς το δοχείο κατανομής, απ' όπου υπερχειλίζει και ρέει ομοιόμορφα πάνω από το τμήμα μετρήσεων του καναλιού. Η παροχή του ρευστού στο κυρίως κανάλι ρυθμίζεται με τη βοήθεια μιας χειροκίνητης βαλβίδας και ο καθορισμός της πραγματοποιείται με τη μέτρηση του όγκου (ή του βάρους) που συλλέγεται σε βαθμονομημένο δοχείο για συγκεκριμένο χρονικό διάστημα. Στη συνέχεια το ρευστό, αφού εξέλθει από το κυρίως κανάλι (No 2), οδηγείται στο δοχείο συλλογής και ανακυκλώνεται συνεχώς μέσω της εβαπτίζομενης αντλίας (No 9). Η χρησιμοποίηση τέτοιου είδους αντλίας βοηθά στη μείωση των ταλαντώσεων, αφού ο όγκος του νερού στο δοχείο συλλογής απορροφά το μεγαλύτερο ποσοστό των ταλαντώσεων.

Τα διάφορα τμήματα της πειραματικής διάταξης απεικονίζονται οπτικά στο σχήμα 3.2. Τα περισσότερα τμήματα της πειραματικής συσκευής είναι κατασκευασμένα από Plexiglas, ώστε να υπάρχει η δυνατότητα οπτικής παρακολούθησης της ροής. Για την αποφυγή προσμίξεων από το περιβάλλον αλλά και για τον καθαρισμό του ρευστού, τοποθετήθηκαν ειδικά φίλτρα σε διάφορα σημεία του καναλιού. Στο σχήμα 3.2α απεικονίζεται το κυρίως κανάλι ροής ενώ στο σχήμα 3.2b φαίνεται το δοχείο υπερχειλίσης. Στα σχήματα 3.2c και d απεικονίζονται το δοχείο συλλογής και το δοχείο κατανομής, από το οποίο το ρευστό υπερχειλίζει και ρέει στο κυρίως κανάλι.

3. 2 Η δημιουργία εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής

Η ροή υγρού υμένα πάνω από περιοδικά διαμορφωμένο τοίχωμα υπό την επίδραση εξωτερικά επιβαλλόμενων διαταραχών εξετάστηκε στην παρούσα διπλωματική εργασία. Το διαθέσιμο μήκος του καναλιού δεν επιτρέπει την μελέτη της εξέλιξης των φυσικά δημιουργούμενων κυμάτων (natural unforced waves). Έτσι, η επιβολή εξωτερικά επιβαλλόμενων διαταραχών αποτελεί επιτακτική ανάγκη. Επομένως, πρωταρχικός στόχος είναι η δημιουργία κυμάτων σε σχετικά κοντινές αποστάσεις από το σημείο δημιουργίας του λεπτού υγρού υμένα. Μάλιστα, στόχος των πειραμάτων ήταν η μελέτη της επίδρασης της συχνότητας διαταραχής σε ένα μεγάλο εύρος τιμών της. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκαν δυο διαφορετικά συστήματα διαταραχής.

α Σύστημα διαταραχής με ηλεκτροβαλβίδα

Στην περίπτωση αυτή η διαταραχή δημιουργείται με τη βοήθεια μιας χρονιζόμενης ηλεκτροβαλβίδας (ON/OFF). Για το σκοπό αυτό ενώθηκε το δοχείο συλλογής, μέσω ενός ελαστικού σωλήνα, με το δοχείο κατανομής (σχήμα 3.3). Μέσω της παράκαμψης αυτής ένα μέρος από το υγρό που βρίσκεται στο δοχείο κατανομής οδηγείται στο δοχείο συλλογής χωρίς να περάσει από την κεκλιμένη πλάκα του καναλιού. Στην παράκαμψη αυτή παρεμβάλλεται η ηλεκτροβαλβίδα. Ένας χρονοδιακόπτης ρυθμίζει το άνοιγμα και το κλείσιμο της ηλεκτροβαλβίδας. Όταν η ηλεκτροβαλβίδα είναι ανοιχτή μια ποσότητα υγρού περνάει άμεσα προς το δοχείο συλλογής. Όταν όμως είναι κλειστή, η ποσότητα αυτή του υγρού οδηγείται μέσω της κεκλιμένης πλάκας στο δοχείο συλλογής. Με τον τρόπο αυτό επιτυγχάνεται η εξωτερικά επιβαλλόμενη αυξομείωση του πάχους του υμένα με το χρόνο (κύμα στην αρχή του καναλιού). Μ' άλλα λόγια το περιοδικό φράξιμο της παράκαμψης αυτής προκαλεί διαταραχή στην είσοδο του καναλιού με μορφή υδραυλικού άλματος. Το υδραυλικό αυτό άλμα διαχωρίζεται κατάντη

της ροής εξαιτίας των μη – γραμμικών αλληλεπιδράσεων και δημιουργεί μια σειρά μοναχικών κυμάτων.

Το μέγεθος της παραγόμενης διαταραχής μπορεί να ρυθμιστεί και εξαρτάται από τον λόγο των χρονικών διαστημάτων που η δίοδος μένει ανοιχτή και κλειστή. Επίσης ρυθμίζοντας τον συνολικό χρόνο του φαινομένου, μπορούμε να ρυθμίσουμε την συχνότητα της διαταραχής. Το σύστημα διαταραχής που περιγράψαμε μπορεί να μας δώσει συχνότητες διαταραχής από 0.1Hz έως και 1Hz. Για μεγαλύτερες συχνότητες κατασκευάστηκε ένα άλλο σύστημα διαταραχής το οποίο περιγράφεται παρακάτω.

β. Σύστημα διαταραχής με κινούμενο εμπόδιο.

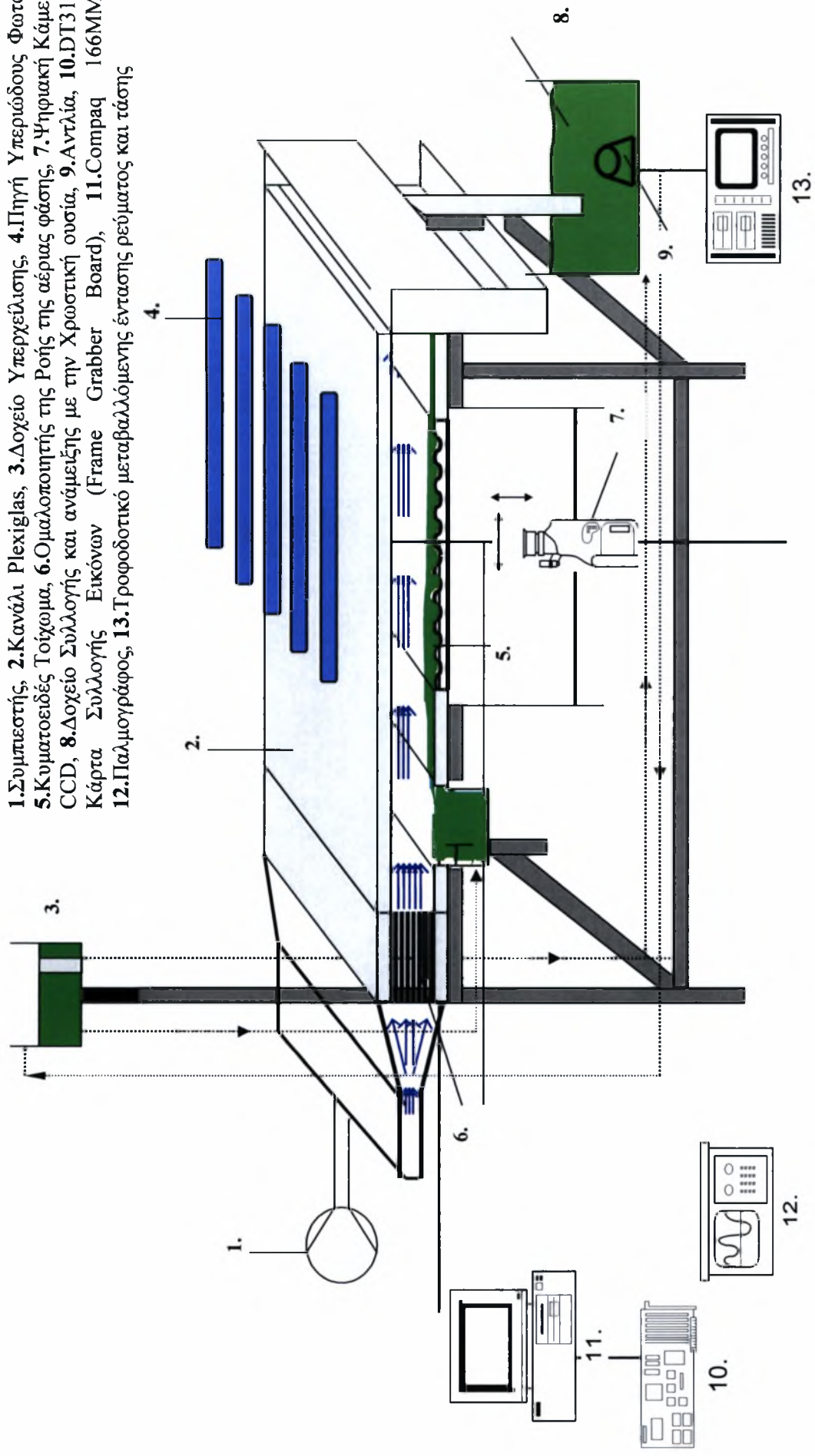
Και στην περίπτωση αυτή η ιδέα της αρχής λειτουργίας του συστήματος είναι η αυξομείωση του πάχους του υμένα με το χρόνο και τη δημιουργία διαταραχής στην είσοδο του καναλιού με μορφή υδραυλικού άλματος. Η διαφορά εδώ είναι ότι το περιοδικό φράξιμο της παράκαμψης γίνεται με την χρήση ενός κινούμενου εμποδίου (σχήμα.3.4).

Για να επιτύχουμε την περιοδική κίνηση του εμποδίου χρησιμοποιούμε έναν ηλεκτρομαγνήτη και ένα ψηφιακό ρελέ. Η συνδεσμολογία που χρησιμοποιείται παρουσιάζεται στο σχήμα 3.5.

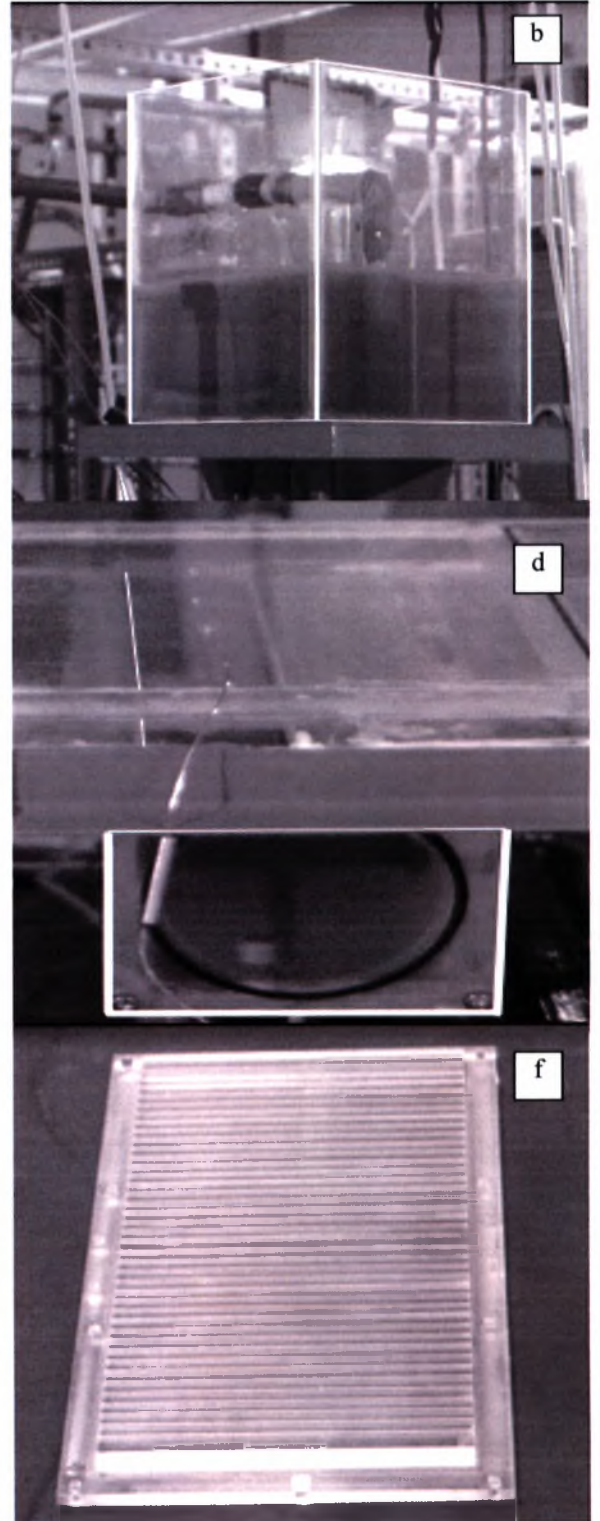
Το εμπόδιο συνδέεται με τον ηλεκτρομαγνήτη με ένα ελατήριο. Όταν το κύκλωμα του ηλεκτρομαγνήτη είναι κλειστό, αυτός έλκει το εμπόδιο και με αυτό τον τρόπο ελευθερώνεται η δίοδος και επιτρέπεται η διέλευση ποσότητας υγρού, αλλιώς το εμπόδιο την φράζει.

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

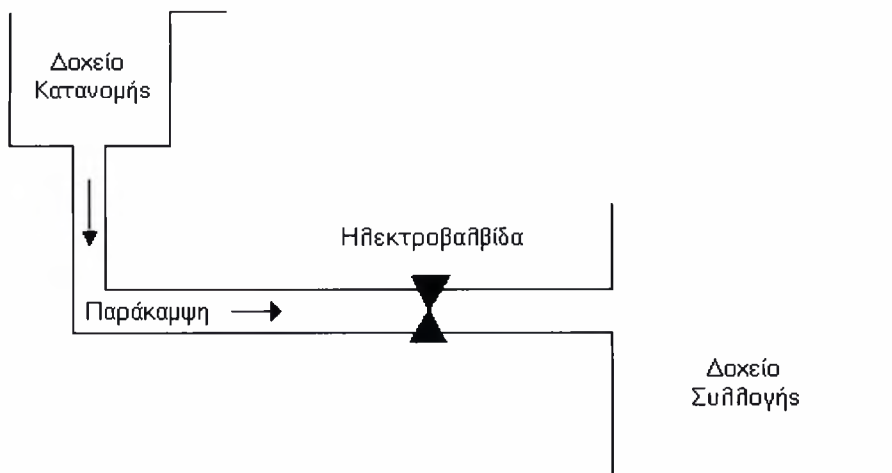
1. Συμπιεστής, 2. Κανάλι Plexiglas, 3. Δοχείο Υπεριώδους Φωτός, 4. Πηγή Υπεριώδους Φωτός, 5. Κυματοειδές Τοίχωμα, 6. Ομαλοποιητής της Ροής της αέριας φάσης, 7. Ψηφιακή Κάμερα CCD, 8. Δοχείο Συλλογής και ανάμειξης με την Χρωστική ουσία, 9. Αντλία, 10. DT3155 Κάρτα Συλλογής Εικόνων (Frame Grabber Board), 11. Compaq 166MMx, 12. Παλμογράφος, 13. Τροφοδοτικό μεταβαλλόμενης έντασης ρεύματος και τάσης



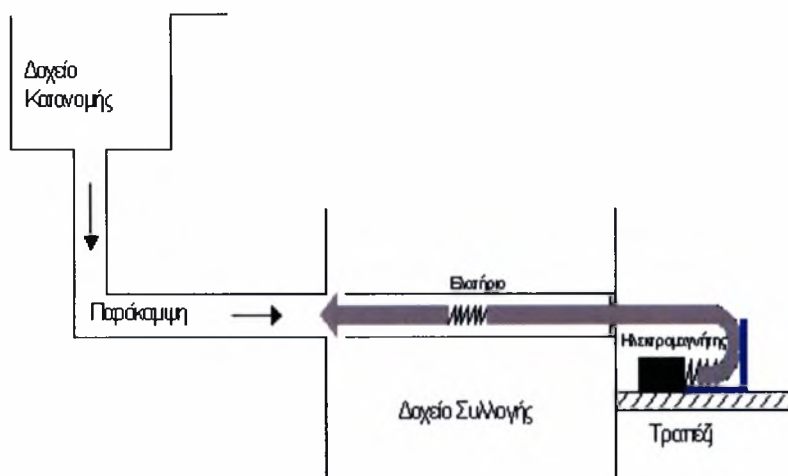
Σχήμα 3.1: Η Πειραματική Διάταξη



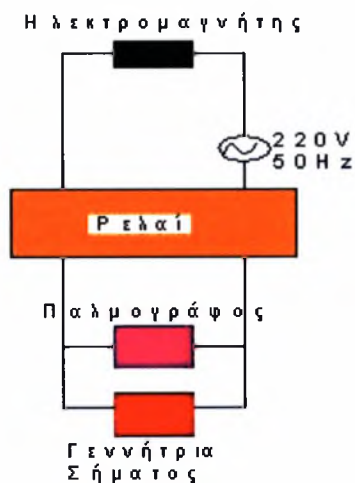
*Σχήμα 3.2: Τα κύρια τμήματα της πειραματικής διάταξης: **a.** Το κανάλι ροής **b.** Δοχείο υπερχειλίσσης **c.** Δοχείο συλλογής **d.** Δοχείο κατανομής **e.** Χειροκίνητη βάννα **f.** Πλάκα προσαρμογής (κυματοειδές τοίχωμα)*



Σχήμα 3.3: Σύστημα διαταραχής χρονοδιακόπτη – ηλεκτροβαλβίδας.



Σχήμα 3.4: Σύστημα διαταραχής με κινούμενο εμπόδιο.



Σχήμα 3.5: Συνδεσμολογία ηλεκτρικής κίνησης του συστήματος διαταραχής.

Με τη χρήση των παραπάνω συστημάτων επιβολής διαταραχής συγκεκριμένης συχνότητας, υπάρχει η δυνατότητα δημιουργίας διαταραχών μεγάλου πλάτους. Με την εξέλιξη τέτοιων διαταραχών κατάντη της ροής σε κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα, επιτυγχάνεται η παραγωγή μοναχικών κυμάτων διαφόρου μεγέθους, Alekseenko et al. (1985).

Η δημιουργία διαφόρων ειδών κυμάτων και κυρίως μοναχικών κυμάτων (solitary waves), στηρίζεται στον άμεσο διαχωρισμό της εισαγόμενης διαταραχής εξαιτίας της βαρύτητας αλλά και του ιξώδους του ρευστού. Η μορφή της εισαγόμενης διαταραχής θα μπορούσε να χαρακτηριστεί ως ένα είδος στιγμιαίου υδραυλικού άλματος, το οποίο διαχωρίζεται κατάντη της ροής και δημιουργεί μια σειρά μοναχικών κυμάτων, εξαιτίας των έντονα μη-γραμμικών αλληλεπιδράσεων.

3.1.3 Ιδιότητες του ρευστού

Διαλύματα γλυκερίνης-νερού περίπου 21% (κ.β. γλυκερίνη) χρησιμοποιήθηκαν στη πλειοψηφία των πειραμάτων. Η αύξηση του ιξώδους επιτυγχάνεται με την αλλαγή της συγκέντρωσης της γλυκερίνης στο νερό. Στη περίπτωση των διαλυμάτων νερού-γλυκερίνης είναι εφικτή η απόσβεση τρισδιάστατων ασταθειών και η δημιουργία διδιάστατης δομής σε υψηλούς αριθμούς Reynolds και γωνίες κλίσης. Ταυτόχρονα, δίδεται η δυνατότητα δημιουργίας μοναχικών κυμάτων σε μεγαλύτερο εύρος μεγεθών. Το χρησιμοποιούμενο ρευστό αλλάζει σε κάθε σειρά πειραμάτων για την αποφυγή προσμίξεων με το περιβάλλον. Η μέτρηση του ιξώδους του διαλύματος πραγματοποιείται με τη μέτρηση του συντελεστή διάθλασης. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκε ειδικό διαθλασίμετρο υψηλής ακρίβειας (Abbe-refractometer, Krüss Optronic GmbH). Ο συντελεστής διάθλασης εξαρτάται άμεσα από τη συγκέντρωση της διαλυμένης ουσίας (γλυκερίνη) στο διάλυμα (νερό) για σταθερή θερμοκρασία. Έτσι, με τη χρήση κατάλληλου εγχειριδίου υπολογίζεται η συγκέντρωση του διαλύματος, άρα και οι φυσικές του ιδιότητες. Ένα απόσπασμα των πινάκων φυσικών ιδιοτήτων δίδεται στο παράρτημα.

Οι φυσικές ιδιότητες του διαλύματος γλυκερίνης-νερού σε θερμοκρασία δωματίου ($25^{\circ}\text{C} \pm 1$) είναι: κινηματικό ιξώδες $\nu = 1.742 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, επιφανειακή τάση $\sigma = 70 \pm 1 \times 10^{-3} \text{ N/m}$ και πυκνότητα $\rho = 1066.4 \text{ Kg/m}^3$. Έτσι, ορίζεται ο αδιάστατος αριθμός Kapitza, $Ka = \sigma / \rho g^{1/3} \nu^{4/3}$, ο οποίος χαρακτηρίζει το χρησιμοποιούμενο ρευστό. Για το διάλυμα γλυκερίνης είναι $Ka=1478$. Ο αριθμός Reynolds ορίζεται ως



εξής: $Re = q/\nu = \langle u \rangle h_N / \nu$, όπου q είναι η ογκομετρική παροχή ανά μονάδα πλάτους, h_N είναι το πάχος του υμένα κατά Nusselt και $\langle u \rangle$ είναι η μέση ταχύτητα. Η ροή μπορεί να χαρακτηριστεί επίσης από τον αριθμό Weber, ο οποίος ορίζεται ως εξής: $We = \sigma / \rho \langle u \rangle^2 h_N$.

Η μέτρηση του ιξώδους πραγματοποιείται σε συχνή βάση και πάντοτε στην αρχή και στο τέλος κάθε σειράς μετρήσεων, για δύο λόγους. Ο προσδιορισμός της ακριβούς συγκέντρωσης διαλυμάτων μεγάλης ποσότητας (30-50 liters) απαιτεί τη σωστή ανάμειξη των διαφόρων συστατικών. Επιπλέον, η τάση ατμών του νερού είναι περίπου δύο φορές μεγαλύτερη από αυτή της γλυκερίνης με αποτέλεσμα ο ρυθμός εξάτμισης του νερού να είναι υψηλότερος (η γλυκερίνη είναι υγροσκοπική). Έτσι, μετά τη πάροδο μεγάλου χρονικού διαστήματος, η σύσταση του διαλύματος αλλάζει καθώς η ροή υγρού υμένα συνίσταται από εξαιρετικά μεγάλη επιφάνεια εναλλαγής.

Για τη σταθεροποίηση της ροής απαιτείται η πάροδος κάποιου χρονικού διαστήματος (περίπου 20-30 λεπτά). Το πρόβλημα της διάσπασης του υμένα λόγω κακής διαβροχής της επιφάνειας του τοιχώματος επιλύεται με την εξ ολοκλήρου επάλειψη του καναλιού με το κολλοειδές ρευστό Sodium Silicate. Το κολλοειδές 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. 4 Οι παράμετροι του πειράματος

Η μελέτη γραμμικών και μη-γραμμικών κυμάτων καθώς και η διαδικασία μη-γραμμικής μετάβασης σε τρισδιάστατες δομές προϋποθέτει τη συλλογή μετρήσεων στο χώρο και στο χρόνο. Επίσης, η ροή υγρού υμένα πάνω από περιοδικό τοίχωμα απαιτεί τη διεξοδική μελέτη επιρροής των παραμέτρων της ροής, καθώς τα πειραματικά δεδομένα της βιβλιογραφίας είναι ελάχιστα έως αμελητέα.

Ο αριθμός Reynolds, ο οποίος χαρακτηρίζει τη ροή και εκφράζει το λόγο των αδρανειακών δυνάμεων προς τις δυνάμεις ιξώδους, υπολογίζεται με βάση τη μέτρηση της ογκομετρικής παροχής ανά μονάδα πλάτους του τοιχώματος. Στις

περισσότερες πειραματικές μετρήσεις, το χρησιμοποιούμενο εύρος των αριθμών Re κυμαίνεται από 15 έως 50 (ανάλογα με το είδος ρευστού).

Η γωνία κλίσης του καναλιού ρυθμίζει την ταχύτητα εξέλιξης των φαινομένων και το εύρος της, τόσο για ροή πάνω από επίπεδο τοίχωμα όσο και για ροή πάνω από περιοδικό τοίχωμα, κυμαίνεται από 3,4 έως 5,4°.

Χρησιμοποιήθηκαν δύο είδη ρευστών, καθαρό νερό και διάλυμα γλυκερίνης-νερού με συγκεντρώσεις έως και 21% κ.β σε γλυκερίνη. Το είδος του διαλύματος χαρακτηρίζεται από τον αριθμό Karitza, ο οποίος υπολογίζεται άμεσα, αφού πρώτα μετρηθούν οι φυσικές ιδιότητες του διαλύματος. Η θερμοκρασία λειτουργίας συμπίπτει με αυτή του περιβάλλοντος χώρου, η οποία παραμένει σταθερή και ίση με 22 έως 27°C. Μικρές αλλαγές της θερμοκρασίας λειτουργίας του πειράματος δεν επηρεάζουν σημαντικά τις ιδιότητες του χρησιμοποιούμενου ρευστού, κάτι το οποίο ελέγχθηκε συστηματικά κατά τη διάρκεια κάθε κύκλου μετρήσεων.

Στην περίπτωση της ροής λεπτού υγρού υμένα κάτω από την επίδραση εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής, η συχνότητα της διαταραχής αποτελεί ένα από τα χαρακτηριστικά της ροής. Συνήθως κυμαίνεται από 0.26 έως 3Hz και όποτε είναι αναγκαίο θα αναφέρεται στη ροή του κειμένου. Εκτός από τη συχνότητα της διαταραχής, το χρονικό διάστημα εισαγωγής επιπλέον ρευστού στο κανάλι αποτελεί μία επιπρόσθετη παράμετρο. Αυτή η παράμετρος σχετίζεται με το είδος των δημιουργούμενων μοναχικών κυμάτων και συμβολίζεται με t_1 ($t_1=0.2-1\text{sec}$). Ο προσδιορισμός όλων των παραμέτρων πραγματοποιείται σε κάθε σειρά πειραμάτων και αποτελεί βασική προϋπόθεση για την επεξεργασία τους.

3.5 Η Μέθοδος Απεικόνισης με Φθορισμό

Η μέτρηση του πάχους του υμένα στο χώρο αλλά και η εξάρτησή του με τον χρόνο αποτελεί το κύριο στόχο για τη μελέτη της δυναμικής των μη-γραμμικών κυμάτων. Συνεπώς, είναι αναγκαία η χρησιμοποίηση μιας τεχνικής η οποία να αποφέρει ποσοτικές μετρήσεις του στιγμιαίου πάχους του υμένα στο χώρο. Η **μέθοδος απεικόνισης με φθορισμό** (fluorescence imaging method), η οποία χρησιμοποιήθηκε σε παρεμφερή εφαρμογή από τους Liu et. all. (1993), είναι η πειραματική τεχνική μέτρησης του πάχους του υμένα χωρο-χρονικά.

Η προσθήκη μικρής ποσότητας (100-300ppm) κατάλληλης χρωστικής ουσίας στο διάλυμα έχει ως αποτέλεσμα τον φθορισμό του διαλύματος κάτω από την επίδραση υπεριώδους φωτός. Η επιλεγθείσα χρωστική ουσία είναι η *ουρανίνη* (Sodium Salt of Fluorescein- $C_{20}H_{10}O_5Na_2$), η οποία εκπέμπει πράσινο-κίτρινο φως σε κεντρικό μήκος κύματος 525-580nm όταν απορροφά το υπεριώδες φως. Οι ιδιότητες του ρευστού δεν επηρεάζονται με τη διάλυση της χρωστικής ουσίας, Liu et. al. (1993).

Ως πηγή υπεριώδους φωτός χρησιμοποιήθηκαν δύο λαμπτήρες υψηλής έντασης (Phillips, TL20/05) με εξαρτήματα τροφοδοσίας (ballast, starter) για την ελάττωση των ταλαντώσεων της έντασης του υπεριώδους φωτός. Οι λαμπτήρες είναι τοποθετημένοι συμμετρικά ως προς τις άκρες του καναλιού σε συγκεκριμένη απόσταση από το επίπεδο τοίχωμα, έτσι ώστε να επιτυγχάνεται όσο το δυνατό καλύτερη κατανομή της έντασης του υπεριώδους φωτός. Η ένταση του υπεριώδους φωτός είναι αντίστροφα ανάλογη του τετραγώνου της απόστασης μεταξύ των λαμπτήρων και του επιπέδου τοιχώματος. Συνεπώς, οποιαδήποτε μεταβολή της απόστασης επηρεάζει ανάλογα την εκπομπή του ορατού πλέον φωτός από τον φθορίζοντα υμένα. Η απόσταση των λαμπτήρων από το επίπεδο τοίχωμα, η συγκέντρωση της χρωστικής ουσίας, το είδος των λαμπτήρων φθορισμού και της χρωστικής ουσίας αποτελούν τις κύριες παραμέτρους της μεθόδου απεικόνισης με φθορισμό, οι οποίες πρέπει να διατηρούνται σταθερές για κάθε σειρά πειραματικών μετρήσεων.

Μια ψηφιακή κάμερα CCD (Sony XC-77/77CE) είναι τοποθετημένη κάτω από το κανάλι ροής (σχήμα 3.1) και χρησιμοποιείται για την συλλογή εικόνων. Η συγκεκριμένη κάμερα έχει πολύ καλή ευαισθησία στο φως (0.5lux) και αναλογία σήματος-θορύβου (50dB), ενώ λαμβάνει 50 εικόνες ανά δευτερόλεπτο. Με τον κατάλληλο φακό εστίασης η περιοχή παρατήρησης αναμένεται να είναι 10x12cm. Η συλλογή και αποθήκευση των εικόνων πραγματοποιείται μέσω μιας κάρτας συλλογής εικόνων (DT3155 Frame Grabber Board – Data Translation) και του κατάλληλου λογισμικού. Η κάρτα επιτυγχάνει μεταφορά 30 εικόνων/δευτ. για συχνότητα 60Hz ή 25εικ./δευτ. για συχνότητα 50Hz. Η ικανότητα αποθήκευσης των εικόνων (χωρητικότητα 454Kbytes) είναι συνάρτηση της διαθέσιμης μνήμης του υπολογιστή και της ταχύτητας του σκληρού δίσκου. Οι εισερχόμενες εικόνες ψηφιοποιούνται σε 640 x 480 pixels ή 768 x 576 pixels με ανάλυση 8bits. Οι δυνατότητες αποθήκευσης

της κάρτας συλλογής εικόνων, ανάλογα με τη διαθέσιμη μνήμη του υπολογιστή, είναι 75 εικόνες – 24MB – 640x480pix. ή 50 εικόνες – 24MB – 768x576pix.

Έτσι, εισάγοντας στο ρευστό κατάλληλη ποσότητα χρωστικής ουσίας, το ρευστό φθορίζει και εκπέμπει ορατό φως σε συγκεκριμένο μήκος κύματος. Με τη μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό επιτυγχάνεται η συλλογή εικόνων, οι οποίες δίδουν πληροφορίες σχετικά με την ένταση του φωτός που εκπέμπεται από τον υμένα.

Αναφορικά με το είδος των εικόνων, κάθε pixel της εικόνας αντιστοιχεί σε μία διακριτή τιμή η οποία με τη σειρά της αποτελεί το μέγεθος μέτρησης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας από τον υμένα. Ρυθμίζοντας τα επίπεδα ‘λευκού’ και ‘μαύρου’ (White/Black Level) σε μVolts είναι δυνατή η ψηφιοποίηση της εικόνας με την μετατροπή των διακριτών τιμών σε μVolts . Δεδομένου ότι ο αναλογικός / ψηφιακός μετατροπέας (A/D Converter) είναι διακριτικής ικανότητας 8-bit, κάθε σήμα χωρίζεται σε 255 διακριτές τιμές. Περιορίζοντας τα επίπεδα του λευκού και μαύρου επιπέδου (White-Black Level), η ακρίβεια της μέτρησης του συγκεκριμένου πάχους είναι της τάξης των $4\mu\text{m}$, όπως θα φανεί στη συνέχεια.

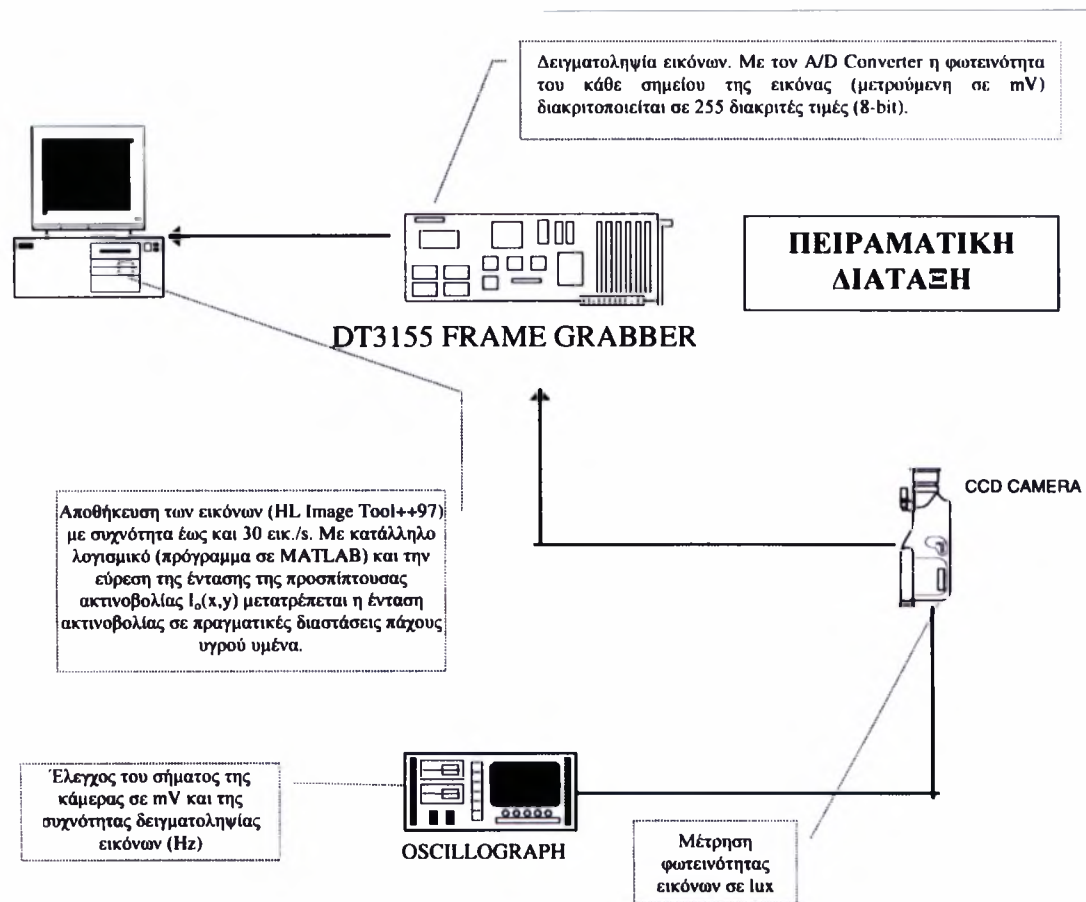
Σε κάθε ψηφιακό σύστημα η ύπαρξη και η επιρροή του θερμικού θορύβου είναι αναπόφευκτη. Η διαπίστωση του θερμικού θορύβου γίνεται με την παράλληλη σύνδεση της κάμερας με ψηφιακό παλμογράφο και την εύρεση των μVolts που αντιστοιχούν όταν ο φακός της κάμερας είναι καλυμμένος (‘Black Level’). Ταυτόχρονα, είναι δυνατή η εύρεση της μέγιστης τάσης που λαμβάνει η κάμερα (ανάλογα με τον φωτισμό), η οποία αντιστοιχεί στο μέγιστο επίπεδο ‘White Level’.

Σύμφωνα με τη 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. Έτσι:

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

Όπου: $I(x,y,t)$ είναι η ένταση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας, $h(x,y,t)$ είναι το στιγμιαίο τοπικό πάχος του υμένα και $\alpha(x,y)$, $\beta(x,y)$ είναι οι δύο συντελεστές της γραμμικής σχέσης. Διαπιστώθηκε ότι οι συντελεστές $\alpha(x,y)$ & $\beta(x,y)$ εξαρτώνται από το είδος του ρευστού, την απόσταση των λαμπτήρων από το επίπεδο τοίχωμα, τη συγκέντρωση της χρωστικής ουσίας, το είδος των λαμπτήρων φθορισμού και το είδος της χρωστικής ουσίας. Επίσης, οι γραμμικοί συντελεστές εξαρτώνται από τη θέση μέτρησης διότι η κατανομή της υπεριώδους ακτινοβολίας, άρα και η εκπεμπόμενη από τον υμένα ακτινοβολία, δεν είναι ομοιόμορφη. Έτσι, σε κάθε σημείο-pixel της

εικόνας αντιστοιχούν δύο ανεξάρτητες τιμές των συντελεστών $\alpha(x,y)$ & $\beta(x,y)$. Στο σχήμα 3.6 φαίνεται ένα διάγραμμα που περιγράφει τη μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό καθώς και τα διάφορα όργανα μέτρησης.



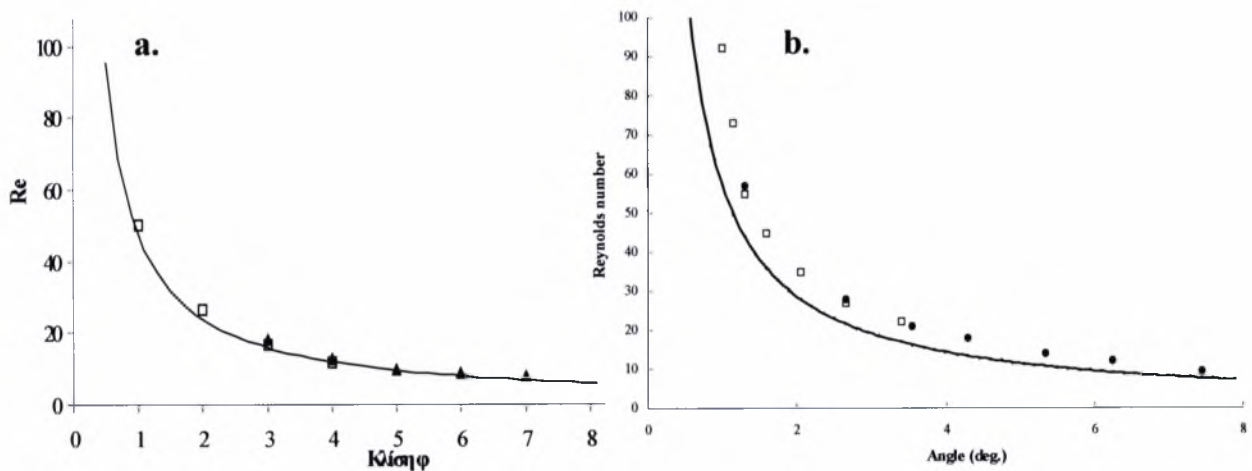
Σχήμα 3.6: Διάγραμμα συλλογής δεδομένων της μεθόδου απεικόνισης με φθορισμό.

Στόχος της πειραματικής διαδικασίας είναι η εύρεση των δύο συντελεστών $\alpha(x,y)$ και $\beta(x,y)$ ώστε μετρώντας την ένταση του εκπεμπόμενου φωτός να είναι δυνατή η απευθείας μετατροπή σε πάχος υμένα. Ωστόσο, θα πρέπει να επιβεβαιωθεί ότι η ένταση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας, η οποία συλλέγεται μέσω της ψηφιακής κάμερας, είναι αυτή που εκπέμπεται λόγω φθορισμού του υμένα. Συνεπώς, κάθε είδος δευτερεύουσας ακτινοβολίας, είτε λόγω φυσικού φωτός είτε λόγω άλλων πηγών φωτισμού, πρέπει να απομονωθεί. Η χρησιμοποίηση κατάλληλων οπτικών φίλτρων, προσαρμοσμένων στο φακό της κάμερας, αποτελεί τη λύση του παραπάνω προβλήματος. Αποδείχθηκε ότι ο συνδυασμός δύο οπτικών φίλτρων (yellow subtractive – green corrector) επιφέρει το επιθυμητό αποτέλεσμα, που είναι ο

περιορισμός του λαμβανόμενου φωτός σε εύρος μήκους κύματος εκπομπής μεταξύ 500-580nm.

3.6 Βαθμονόμηση Πειραματικής Μεθόδου – Επεξεργασία Εικόνων

Για τον προσδιορισμό των δύο συντελεστών $\alpha(x,y)$ και $\beta(x,y)$ είναι απαραίτητη η βαθμονόμηση της πειραματικής μεθόδου. Με βάση τα αποτελέσματα της ανάλυσης της γραμμικής ευστάθειας, ο κρίσιμος αριθμός Reynolds για την εντατικοποίηση της πιο ασταθούς διαταραχής είναι $Re_c = 5/6 \cot\phi$, όπου ϕ είναι η γωνία κλίσης του καναλιού. 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 (2002). Στο σχήμα 3.7 βλέπουμε τον κρίσιμο Re ως συνάρτηση της γωνίας κλίσης για την περίπτωση χρησιμοποίησης επίπεδου τοιχώματος (3.7a) και περιοδικού τοιχώματος (3.7b) για 2 διαφορετικά ρευστά. Στο ίδιο σχήμα, οι καμπύλες αυτές συγκρίνονται με την θεωρητική πρόβλεψη για επίπεδο τοίχωμα.



Σχήμα 3.7: Καμπύλη ευστάθειας της ροής υγρού υμένα σε διάφορες κλίσεις ως συνάρτηση του αριθμού Re **a.** για επίπεδο τοίχωμα **b.** για ορθογώνιο τοίχωμα. (\square) $Ka=3365$, (\bullet) $Ka=1102$, (—) $Re=5/6\cot\phi$

Οι μετρήσεις έγιναν πειραματικά με νερό και διάλυμα νερού – γλυκερίνης 26% κ.β. Οι δύο σειρές των πειραματικών αποτελεσμάτων συμπίπτουν και στις 2 περιπτώσεις, αποδεικνύοντας ότι η αστάθεια εξαρτάται μόνο από τον αριθμό Re και όχι από το είδος του ρευστού. Ειδικότερα στο διάγραμμα για το επίπεδο τοίχωμα, οι θεωρητικές με τις πειραματικές τιμές συμπίπτουν πλήρως αποδεικνύοντας ότι για ένα εύρος αριθμών Reynolds και γωνιών κλίσης του τοιχώματος ο υμένας είναι ευσταθής και ίσως με την θεωρητική πρόβλεψη κατά Nusselt. Και στην περίπτωση του

περιοδικά διαμορφωμένου τοιχώματος η ελεύθερη επιφάνεια είναι επίπεδη για ένα εύρος τιμών του αριθμού Re σε οποιαδήποτε γωνία κλίσης. Αξίζει εδώ να σημειωθεί ότι ειδικά στις χαμηλότερες γωνίες κλίσης η ευστάθεια του υμένα διατηρείται μέχρι μεγαλύτερους αριθμούς Re. Με άλλα λόγια η διαμόρφωση του τοιχώματος φαίνεται να επιδρά σταθεροποιητικά στη ροή του υμένα.

Επομένως για ένα εύρος αριθμών Reynolds και γωνιών κλίσης του τοιχώματος ο υμένας είναι ευσταθής και ίσος με την θεωρητική πρόβλεψη κατά Nusselt. Η συμφωνία μεταξύ των πειραματικών μετρήσεων και της θεωρητικής πρόβλεψης κατά Nusselt, στην ευσταθή περιοχή, επιτρέπει την άμεση βαθμονόμηση της πειραματικής μεθόδου, χρησιμοποιώντας τη γραμμική σχέση (3.1). Η συλλογή πειραματικών μετρήσεων σε διάφορους αριθμούς Reynolds στην ευσταθή περιοχή και η αντιστοιχία του προκύπτοντος πάχους υμένα κατά Nusselt με την τιμή της έντασης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας δίνει τον άμεσο υπολογισμό των συντελεστών $\alpha(x,y)$ και $\beta(x,y)$. Έτσι, ο υπολογισμός του πάχους του υμένα σε κάθε σημείο του οπτικού πεδίου, δηλαδή της περιοχής μέτρησης, επιτυγχάνεται με την εφαρμογή της σχέσεως (3.1).

3.7 Εφαρμογή της πειραματικής διαδικασίας στη περίπτωση του περιοδικά διαμορφωμένου τοιχώματος

Στο παρόν υποκεφάλαιο περιγράφεται η διαδικασία επιλογής του τοιχώματος καθώς και η διαδικασία της επεξεργασίας των αποτελεσμάτων, της ροής υγρού υμένα σε περιοδικά διαμορφωμένο τοίχωμα, με σκοπό τον ακριβή προσδιορισμό της ελεύθερης επιφάνειας.

3.7.1 Επιλογή τοιχώματος

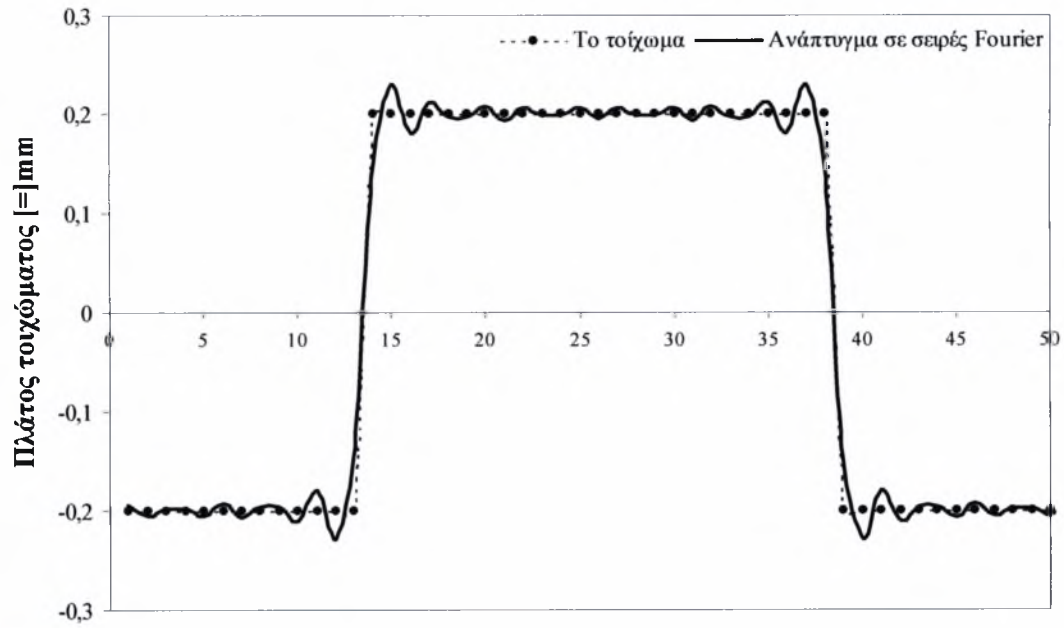
Το τοίχωμα κατασκευάστηκε σε ψηφιακή φρέζα (CNC) και η ακρίβεια της επιφάνειας του τοιχώματος είναι της τάξης των 5 μ m, ενώ η επιφάνειά του είναι ημιτονοειδούς μορφής. Το υλικό κατασκευής είναι Plexiglas. Ωστόσο, η κατεργασιμότητα του υλικού (Plexiglas) απαιτεί προσεκτική λείανση της παραγόμενης επιφάνειας ώστε να παραμένει διαφανής και να είναι εφικτή η διέλευση του φωτός που εκπέμπεται από τον υμένα.



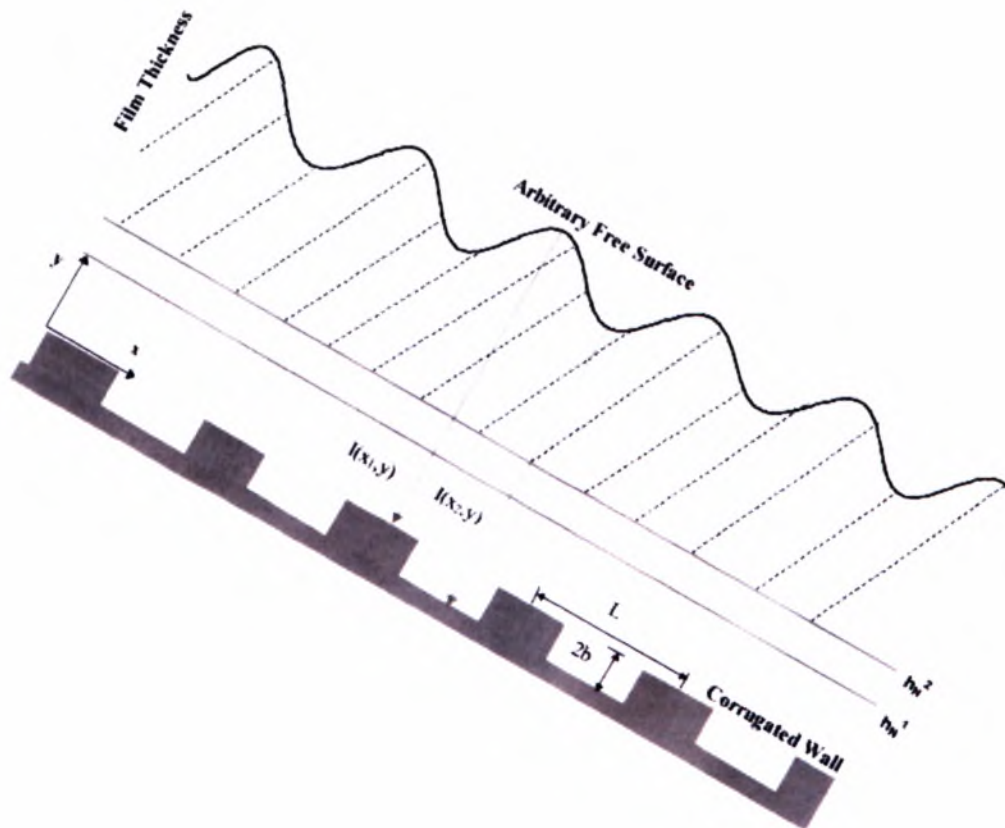
Σχήμα 3.8: . Μία χαρακτηριστική εικόνα φθορισμού στη περίπτωση της ροής υγρού υμένα πάνω από τοίχωμα ημιτονοειδούς μορφής .

Στη συνέχεια χρησιμοποιείται τοίχωμα τετραγωνικής μορφής τόσο για την αποφυγή των προβλημάτων διάθλασης του φωτός όσο και γιατί δίνει τη δυνατότητα μελέτης της επίδρασης αρμονικών υψηλότερης τάξης. Ως γνωστό, κάθε περιοδική συνάρτηση μπορεί να αναλυθεί σε ένα άθροισμα ημιτόνων και συνημιτόνων με τη χρήση των σειρών Fourier. Παρόμοια ανάλυση μπορεί να γίνει και με το εκθετικό ανάπτυγμα κατά Fourier. Έτσι, η επίδραση κάθε αρμονικής του τοιχώματος στην ελεύθερη επιφάνεια του υμένα φαίνεται να αποτελεί πρόβλημα εξαιρετικού ενδιαφέροντος. Στο σχήμα 3.9 απεικονίζεται η μορφή του χρησιμοποιούμενου τοιχώματος καθώς και η μορφή που προκύπτει από την ανάλυσή του σε σειρά Fourier. Με τη χρησιμοποίηση του τετραγωνικού τοιχώματος τα προβλήματα διάθλασης εστιάζονται κυρίως στις ακμές του τοιχώματος, αφού οι ατέλειες λόγω κατεργασίας του υλικού είναι πολύ δύσκολο να απαλειφθούν.

Στο σχήμα 3.10 απεικονίζεται το περιοδικά διαμορφωμένο τοίχωμα και η μορφή της ελεύθερης επιφάνειας.



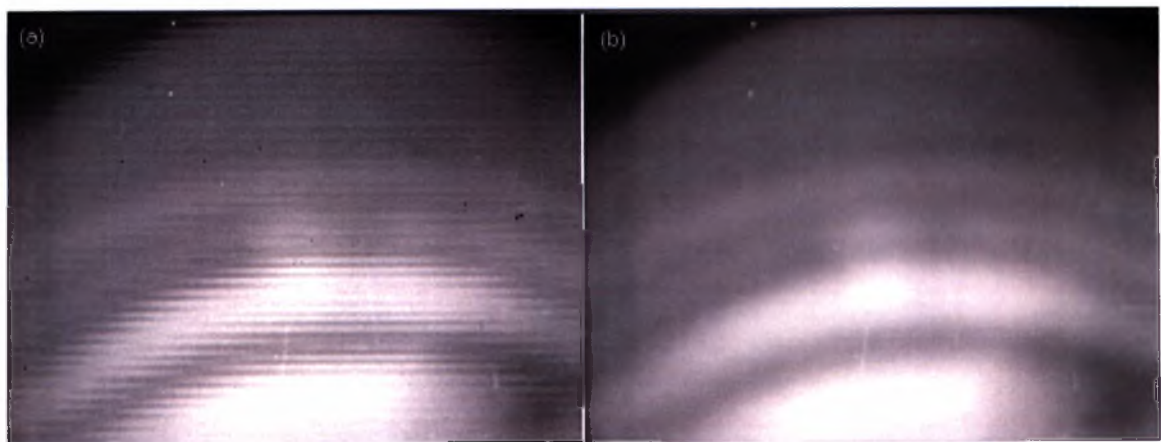
Σχήμα 3.9: Αναπαράσταση του τετραγωνικού τοιχώματος με χρήση του ανάπτυγματος σε σειρές Fourier (20 όροι-αρμονικές).



Σχήμα 3.10: Το περιοδικά διαμορφωμένο τοίχωμα (τετραγωνικό κόμμα)

3.7.2 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 3.11a). Για να κατανοήσουμε τον τρόπο επεξεργασίας των εικόνων που πάρθηκαν για ροή πάνω από περιοδικά διαμορφωμένο τοίχωμα, κρίνεται σκόπιμο να περιγραφεί πρώτα η αντίστοιχη διαδικασία σε επίπεδο τοίχωμα. Όπως είπαμε, η ένταση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας είναι ανάλογη του πάχους του υμένα. Έτσι 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. Η καμπυλότητα που εμφανίζεται στο μέτωπο του κύματος οφείλεται στην επιβράδυνση της ροής κοντά στα πλευρικά τοιχώματα του καναλιού. Από τις πειραματικές μετρήσεις αποδεικνύεται ότι αυτή η καμπυλότητα δεν επηρεάζει την εξέλιξη των κυμάτων. Από τις εικόνες αυτές μπορούμε να πάρουμε μόνο ποιοτικές πληροφορίες για τη ροή και τις δομές που δημιουργούνται. Για να μπορέσουμε να πάρουμε ποσοτικά δεδομένα από τις εικόνες είναι αναγκαίο να τις επεξεργαστούμε υπολογιστικά. Αυτό γίνεται με τη χρήση του MATLAB και κάποιων προγραμμάτων επεξεργασίας εικόνας (Image Tool, HL Image++97). Τα προγράμματα επεξεργασίας εικόνων του MATLAB δημιουργήθηκαν μέσα στα πλαίσια της διδακτορικής διατριβής του Vlachogiannis (2001).



Σχήμα 3.11: *a.* Εικόνα πριν την εφαρμογή του φίλτρου συνέλιξης, *b.* μετά την εφαρμογή του φίλτρου συνέλιξης.

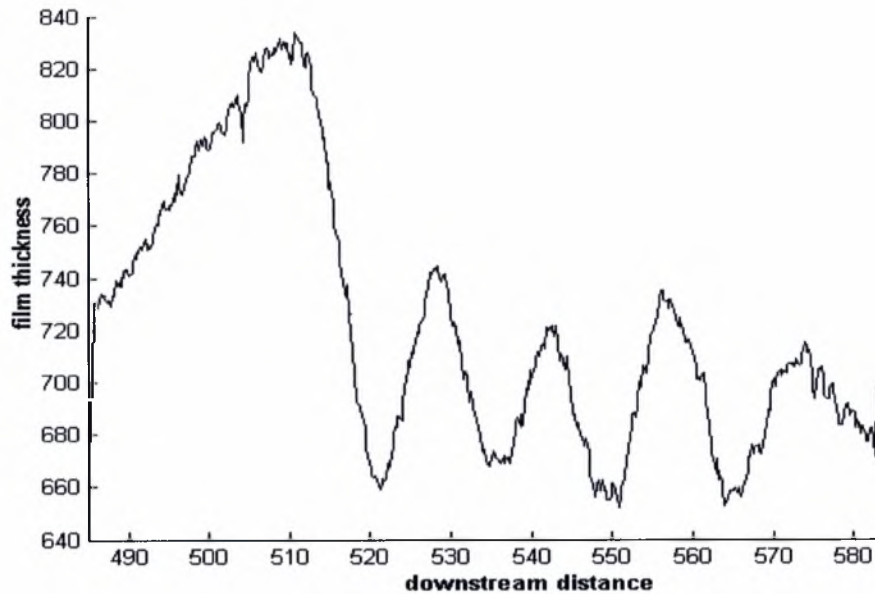
Το πρώτο στάδιο στην επεξεργασία των εικόνων είναι η εφαρμογή κατάλληλου φίλτρου σε κάθε εικόνα ώστε να ελαχιστοποιηθεί η επίδραση κάποιων

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 3.11b. 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. 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.

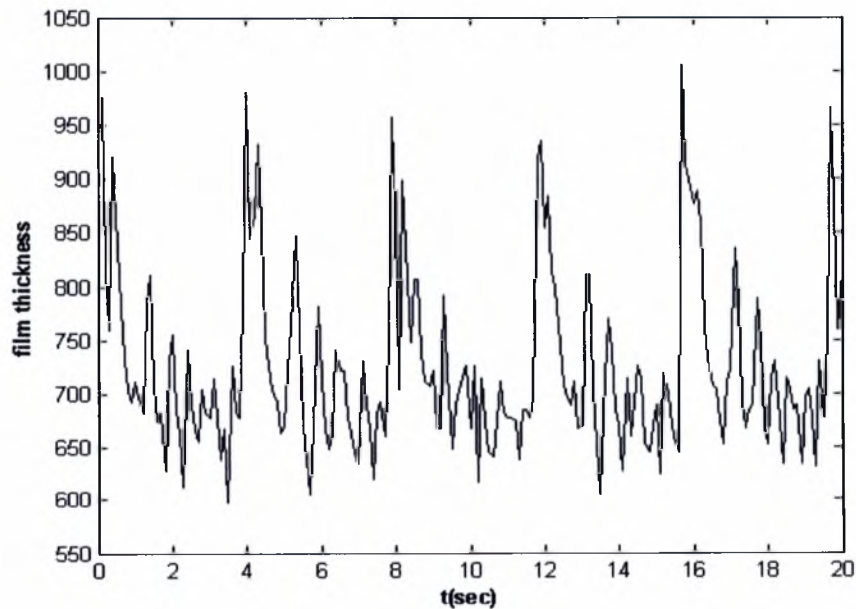
Στη συνέχεια της επεξεργασίας μας, με τη βοήθεια του προγραμματισμού MATLAB, είναι δυνατή η μετατροπή της κάθε εικόνας σε πίνακα, όπου η τιμή της έντασης του κάθε pixel της εικόνας θα αντιστοιχεί στην τιμή ενός στοιχείου του πίνακα. Έτσι κάθε εικόνα με 576x768 pixels μετατρέπεται σε πίνακα διαστάσεων 576x768, όπου το κάθε στοιχείο του πίνακα θα παίρνει τιμή από 0 ως 255, ανάλογα με την ένταση της ακτινοβολίας στο συγκεκριμένο pixel. Επόμενο βήμα είναι η χρήση της σχέσης 3.1 για να μετατρέψουμε τις τιμές του πίνακα από ακτινοβολία σε πάχος υμένα. Οι συντελεστές α , β της σχέσης υπολογίζονται από ξεχωριστές μετρήσεις οι οποίες πάρθηκαν για επίπεδο υμένα στην ευσταθή περιοχή. Στην περίπτωση αυτή σύμφωνα και με το σχήμα για την ευστάθεια η τιμή του πάχους του υμένα είναι ίδια με την θεωρητικά προβλεπόμενη κατά Nusselt. Έτσι με γνωστό το πάχος και την ένταση της ακτινοβολίας μπορούμε από την σχέση 3.1 να υπολογίσουμε τον συντελεστή και να τους υπολογίσουμε για τον υπολογισμό του πάχους στις περιπτώσεις που η μορφή του υμένα δεν είναι γνωστή και επομένως το τοπικό πάχος του δεν είναι σταθερό.

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 το πάχος του υμένα σε κάθε pixel της εικόνας (σχ.3.12) όπως και την χρονική εξέλιξη του τοπικού πάχους του υμένα σε ένα σημείο του οπτικού πεδίου (σχ.3.13). Η απεικόνιση του πάχους του υμένα σε διάφορα σημεία κατά μήκος του πεδίου ροής συναρτήσει του χρόνου ($h(x_0, y_0, t)$), μπορεί να μας δώσει πληροφορίες για τη βασική αρμονική της συχνότητας ταλάντωσης των σημείων.

Επίσης, μπορεί να μας δώσει πληροφορίες σχετικά με το μέσο ύψος των κυμάτων και για το μέσο πάχος υμένα.



Σχήμα 3.12: χωρική εξέλιξη του τοπικού πάχους του υμένα



Σχήμα 3.13: χρονική εξέλιξη του τοπικού πάχους του υμένα σε ένα σημείο του οπτικού πεδίου

Η απεικόνιση των προφίλ του πάχους του υμένα σε διαδοχικές χρονικές στιγμές έχει μεγάλη πρακτική αξία, γιατί μας δίνει σημαντικές πληροφορίες για το μήκος του κύματος και την ταχύτητα του και για τις εξελίξεις αυτών των μεγεθών κατά την της ροής. Ακόμα, μπορεί να μας δώσει πληροφορίες για το είδος των κυμάτων και τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ τους π.χ. περιοδικά ή μοναχικά,

συγχώνευση μοναχικών κυμάτων κ.α., κυρίως μέσω της μορφής τους (ρυτιδώσεις, υπερυψωμένο υπόστρωμα κ.α.).

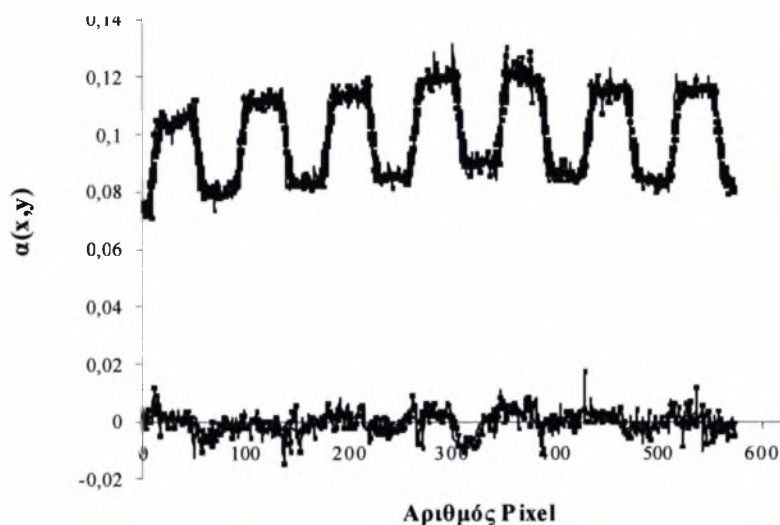
Στην περίπτωση του περιοδικά διαμορφωμένου τοιχώματος η άμεση εφαρμογή της πειραματικής διαδικασίας που χρησιμοποιείται πάνω από επίπεδο τοίχωμα δεν είναι εφικτή. Στις κοιλότητες του τοιχώματος εγκλωβίζεται ποσότητα υγρού. Συνεπακόλουθα, στην τιμή της ακτινοβολίας στα σημεία που βρίσκονται σε κοιλότητα του τοιχώματος προστίθεται και το ποσό που ακτινοβολεί το εγκλωβισμένο υγρό με αποτέλεσμα να εμφανίζεται τοπικά μεγαλύτερο πάχος από το πραγματικό. Ταυτόχρονα, ένα άλλο πρόβλημα είναι ότι σε μεγάλους Re (μεγάλα πάχη υμένα) η εύρεση των γραμμικών συντελεστών α , β δεν μπορεί να πραγματοποιηθεί με ακρίβεια. Αυτό συμβαίνει επειδή η ακτινοβολία του υμένα είναι ούτως ή άλλως μεγάλη και η επίδραση του φωτισμού που από μόνη της δεν είναι ασήμαντη, αλλάζει σε μικρό βαθμό το νούμερο αυτό. Με άλλα λόγια η ισχύς της σχέσης 3.1 για πάχη υμένα μεγαλύτερα από 2mm δεν είναι ικανοποιητική.

Το πρόβλημα μπορεί να λυθεί αν αφαιρεθεί το ποσό της ακτινοβολίας που είναι εγκλωβισμένο στις κοιλότητες του τοιχώματος και είναι σταθερό νούμερο. Και επειδή είναι δύσκολο να υπολογιστεί με ακρίβεια η τιμή αυτή, η διαδικασία που ακολουθείται περιγράφεται παρακάτω. Αν γίνουν κάποιες μετρήσεις σε πολύ χαμηλό αριθμό Re ο οποίος είναι στην ευσταθή περιοχή όπως έχει αποδειχθεί, η ελεύθερη επιφάνεια του υμένα θα είναι επίπεδη (h_N^1) και το πάχος του μετρούμενο από ένα ύψωμα του τοιχώματος έως της ελεύθερη επιφάνεια θα έχει τιμή ίση με την θεωρητική κατά Nusselt τιμή. Μπορούμε λοιπόν, να αφαιρέσουμε από όλες τις υπόλοιπες μετρήσεις το ποσό της ακτινοβολίας που μας δίνουν τα δεδομένα σε αυτόν τον πολύ χαμηλό Re από άλλες μετρήσεις και να προσθέσουμε την θεωρητική τιμή του πάχους του υμένα. Με τον τρόπο αυτό έχει αφαιρεθεί το ποσό της ακτινοβολίας του υγρού που είναι εγκλωβισμένο στις κοιλότητες του τοιχώματος. Η τροποποιημένη σχέση εξάρτησης της έντασης ακτινοβολίας από το πάχος του υμένα είναι:

$$h(x,y,z) = \frac{(I(x,y,t) - I_0(x,y)) - \beta(x,y)}{\alpha(x,y)} + h_{0_N} \quad (3.2)$$

όπου I_0 είναι τιμή της ακτινοβολίας στον χαμηλότερο Re και h_{0_N} το θεωρητικό κατά Nusselt πάχος του υμένα για τον συγκεκριμένο Re .

Με την αφαίρεση των εικόνων που αντιστοιχούν σε επίπεδο υμένα ελαχίστου πάχους και τον υπολογισμό των συντελεστών $\alpha(x,y)$ & $\beta(x,y)$, αναμένεται η ομαλοποίηση του συντελεστή $\alpha(x,y)$ και ο μηδενισμός της μέσης τιμής του συντελεστή λάθους $\beta_{error}(x,y)$. Τα παραπάνω συμπεράσματα απεικονίζονται στο σχήμα 3.14 απ' όπου είναι εμφανής η επιρροή της διαδικασίας αφαίρεσης αλλά και της ομαλοποίησης των εικόνων στους γραμμικούς συντελεστές $\alpha(x,y)$ & $\beta(x,y)$.



Σχήμα 3.14: Η εξάρτηση των συντελεστών $\alpha(x,y)$ και $\beta_{error}(x,y)$ κατάντη της ροής για τη περίπτωση εφαρμογής της διαδικασίας αφαίρεσης ενός επιπέδου υμένα.

3.7 Περιγραφή της πειραματικής διαδικασίας.

Τα πειράματα γίνονται με χρήση απεσταγμένου νερού, έτσι ώστε κατά τις μετρήσεις το μίγμα να έχει όσο το δυνατό λιγότερες προσμίξεις, καθώς αυτές επικάθονται στην πλάκα μετρήσεων και η παρουσία τους στις εικόνες επηρεάζει αρνητικά την επεξεργασία των εικόνων.

Η δημιουργία του διαλύματος νερού-γλυκερίνης γινόταν καθώς η συσκευή βρίσκεται σε λειτουργία. Πιο συγκεκριμένα, η διάταξη ξεκινάει τη λειτουργία της με νερό και προστίθεται η γλυκερίνη. Τα m^3 τόσο του νερού όσο και της γλυκερίνης μετριούνται πριν αναμειχθούν, ώστε να είναι γνωστή η κατά βάρος σύσταση του μείγματος. Για την πλήρη ανάμειξη της γλυκερίνης με το νερό χρειάζεται να περάσει χρονικό διάστημα περίπου 20 λεπτών. Μετά την πάροδο αυτού του χρονικού διαστήματος λαμβάνεται δείγμα από το μίγμα νερού - γλυκερίνης με στόχο τον

προσδιορισμό της συγκέντρωσής του. Ο υπολογισμός της συγκέντρωσης γίνεται με τη χρήση ειδικού οργάνου (διαθλασίμετρο). Με τη βοήθεια του διαθλασίμετρου, λοιπόν, προσδιορίζεται ο συντελεστής διάθλασης του μίγματος. Ο συντελεστής διάθλασης του διαλύματος εξαρτάται από το ποσοστό της γλυκερίνης σε αυτό. Στη συνέχεια, με γνωστή την κατά βάρος περιεκτικότητα της γλυκερίνης υπολογίζονται οι φυσικές ιδιότητες του χρησιμοποιούμενου ρευστού.

Ένα πρακτικό πρόβλημα το οποίο προκύπτει από την χρήση γλυκερίνης είναι ο εγκλωβισμός του αέρα στο ρευστό ο οποίος δημιουργεί ατέλειες στη ροή με μορφή φυσαλίδων. Η παρουσία των φυσαλίδων είναι ανεπιθύμητη αφού επηρεάζει τα δεδομένα και επομένως και τα αποτελέσματα. Για να αντιμετωπιστεί αυτό το πρόβλημα, αφενός αφήνουμε να παρέλθει χρονικό διάστημα αρκετό ώστε να φύγουν οι φυσαλίδες, (περίπου 30 λεπτών), αφετέρου φροντίζουμε ώστε να μην πέφτει το υγρό από μεγάλο ύψος σε κανένα σημείο της συσκευής (στην αντίθετη περίπτωση θα είχαμε συνεχή δημιουργία νέων φυσαλίδων.

Μετά τη σταθεροποίηση της ροής το επόμενο βήμα είναι ο υπολογισμός του αριθμού Reynolds. Ο αριθμός Re υπολογίζεται με βάση τη μέτρηση της ογκομετρικής παροχής ανά μονάδα πλάτους του τοιχώματος. Έτσι στο σημείο όπου το ρευστό εισέρχεται στο δοχείο συλλογής τοποθετείται άλλο δοχείο για ορισμένο χρονικό διάστημα (η χρονομέτρηση γίνεται με χρονόμετρο χειρός). Στη συνέχεια το δοχείο απομακρύνεται, ζυγίζεται και με αυτόν τον τρόπο υπολογίζεται η παροχή του ρευστού στο κανάλι. Με τη βοήθεια των σχέσεων της βασικής - κατά Nusselt - ροής μπορούν να υπολογιστούν ο μέσος αριθμός Re και το πάχος υμένα h_N . Με την μέθοδο της δοκιμής και σφάλματος μπορούμε να έχουμε την επιθυμητή παροχή στο κανάλι.

Τα δεδομένα τα οποία πάρθηκαν με την μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό έχουν την μορφή εικόνων, όπως αναλύθηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο. Πιο συγκεκριμένα, χρησιμοποιούμε ένα πρόγραμμα (HL Image), το οποίο οδηγεί την ψηφιακή CCD camera. Με άλλα λόγια, μέσω υπολογιστή ρυθμίζουμε την συχνότητα δειγματοληψίας, τον αριθμό των εικόνων που θα πάρουμε αλλά και τα επίπεδα του μαύρου και άσπρου και τα αποθηκεύουμε στην μνήμη της κάρτας συλλογής δεδομένων. Μετά από κάθε μέτρηση τα δεδομένα αποθηκεύονται στον σκληρό δίσκο του υπολογιστή και η μνήμη της κάρτας ελευθερώνεται για την επόμενη μέτρηση.

Επίσης, στα πλαίσια της εργασίας, πάρθηκαν μετρήσεις και με ψηφιακή φωτογραφική μηχανή η οποία είχε την δυνατότητα εκτός από φωτογραφίες να παίρνει και video της ροής. Η φωτογραφική μηχανή στηριζόταν πάνω σε ιδιοκατασκευή στο

πάνω μέρος της πλάκας. Στην περίπτωση αυτή, ο φωτισμός της συσκευής γίνεται με εντελώς διαφορετικό τρόπο. Οι λάμπες που χρησιμοποιούνται είναι οι συμβατικές λάμπες φωτισμού. Σκοπός μας και σε αυτή την περίπτωση είναι ο φωτισμός να είναι όσο πιο ομοιόμορφος. Στην μέθοδο αυτή συλλογής δεδομένων, παρουσιάζεται πρόβλημα λόγω των αντανάκλασεων από τις λάμπες στο τοίχωμα καθώς και επειδή, λόγω του ότι το κανάλι είναι διαφανές, το κάτω μέρος της διάταξης (CCD camera, διάταξη στήριξής της, ανωμαλίες δαπέδου κ.τ.λ.) κάνει τη ροή και τις διάφορες δομές της δυσδιάκριτες. Το πρώτο πρόβλημα, των αντανάκλασεων αντιμετωπίστηκε βάζοντας πλάγιο φωτισμό. Το δεύτερο, αντιμετωπίστηκε με την τοποθέτηση μιας λευκής κόλας στο κάτω μέρος από την περιοχή μετρήσεων. Μάλιστα, ο συνδυασμός των δύο παραπάνω γεγονότων έχει ως αποτέλεσμα την καλύτερη απόδοση της μεθόδου συλλογής δεδομένων. Αναλυτικότερα, στα video τα οποία παίρνονται με αυτή τη μέθοδο, τα εμφανιζόμενα κύματα δεν είναι τίποτα άλλο από τον αντικατοπτρισμό (σκιά) τους πάνω στην λευκή κόλα του χαρτιού. Η δημιουργία σκιάς οφείλεται στην ύπαρξη πλάγιου φωτισμού. Τα δεδομένα που παίρνουμε σε αυτή την περίπτωση μεταφέρονται απευθείας σε H/Y με την βοήθεια ειδικού προγράμματος και δεν υπόκεινται σε περαιτέρω επεξεργασία. Τα αποτελέσματα τα οποία εκμαιεύουμε από τα video είναι ποιοτικά, σε αντίθεση με τα αποτελέσματα που παίρνουμε με την χρήση της συλλογής και επεξεργασίας δεδομένων με την χρήση της μεθόδου απεικόνισης με φθορισμό.

Στο τέλος και στην αρχή κάθε πειράματος γίνεται καθαρισμός κυρίως του καναλιού αλλά και του δοχείου συλλογής. Μάλιστα ο καθαρισμός του καναλιού είναι απαραίτητος για δύο λόγους. Ο πρώτος λόγος είναι ότι αν στα βαθουλώματα του περιοδικού τοιχώματος εγκλωβιστεί υγρό με χρωστική, υπόκειται ο κίνδυνος να εξατμιστεί το νερό και να μείνει η χρωστική σε τυχών αμυχές του καναλιού, με αποτέλεσμα στην επόμενη σειρά πειραμάτων το τοπικό πάχος να μην ακολουθεί σωστό τη σχέση που το συνδέει με την ένταση της ακτινοβολίας του υμένα. Αν αυτή η πρόσθετη ακτινοβολία ήταν σταθερή καθ' όλη την διάρκεια των πειραμάτων, δεν θα δημιουργούσε πρόβλημα, αφού θα εξαφανιζόταν η διαφορά με την βαθμονόμηση. Όμως όσο ρέει ο υμένας, ξεπλένει την ποσότητα αυτή της χρωστικής και τα αποτελέσματα τα οποία προκύπτουν δεν είναι τα σωστά. Ο δεύτερος οφείλεται στην ύπαρξη γλυκερίνης στο υγρό, η οποία όταν έρχεται σε επαφή με τον αέρα αποκτά προσμίξεις (γλίτσα). Για τον παραπάνω λόγο, με την πάροδο τριών ή τεσσάρων πειραμάτων γίνεται αλλαγή του νερού και της γλυκερίνης.

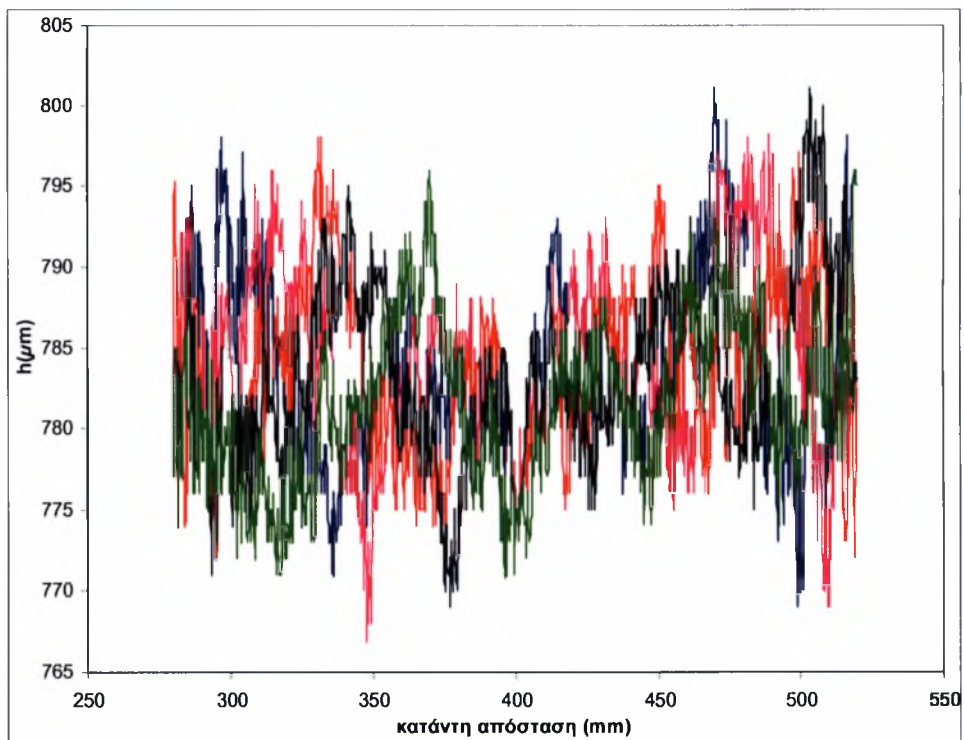
Κεφάλαιο IV

Αποτελέσματα πειραματικών μετρήσεων πάνω από περιοδικά διαμορφωμένο τοίχωμα

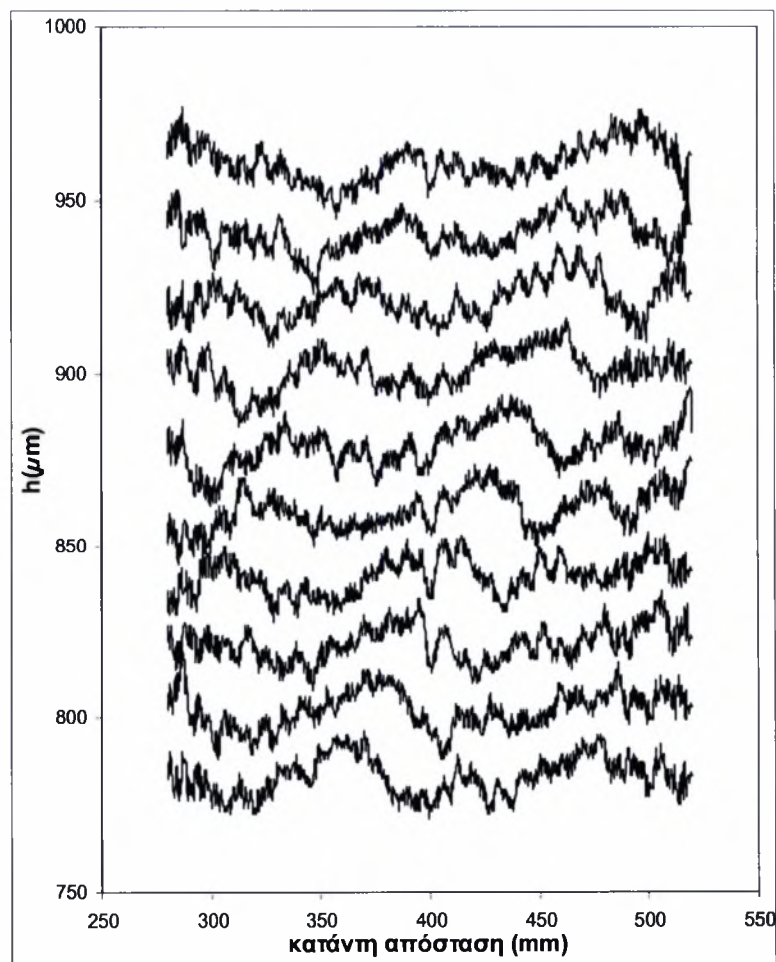
Στο τέταρτο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα για ροή πάνω από περιοδικά διαμορφωμένο τοίχωμα με διαμόρφωση τοιχώματος 400μm. Στόχος των πειραμάτων αυτών ήταν η μελέτη της ροής πάνω από τετραγωνικό τοίχωμα υπό την επίδραση συχνότητας διαταραχής. Όπως αναφέρθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο, χρησιμοποιήθηκαν 2 τρόποι συλλογής δεδομένων (μέθοδος απεικόνισης με φθορισμό – λήψη video με χρήση ψηφιακής φωτογραφικής μηχανής). Τα πειράματα έγιναν κυρίως σε γωνία κλίσης 3,4° αλλά και 5,4°. Ο αριθμός Re μεταβλήθηκε από 20 έως 50. Πειράματα έγιναν επίσης με την επίδραση του φυσικού θορύβου (χωρίς επιβολή εξωτερικής διαταραχής συγκεκριμένης συχνότητας) αλλά και με επιβολή διαταραχής συχνότητας από 0,26 έως 3Hz. Παρατηρήθηκε ότι η μορφή και η συχνότητα εμφάνισης των δημιουργούμενων κυμάτων εξαρτάται από την συχνότητα της διαταραχής.

4.1 Ροή χωρίς επιβολή εξωτερικής διαταραχής

Το πρώτο πείραμα το οποίο έγινε αφορούσε ροή χωρίς εξωτερικά επιβαλλόμενη διαταραχή, δηλαδή μόνο υπό την επίδραση του φυσικού θορύβου. Στην περίπτωση αυτή, παρατηρούμε ότι ο υμένας είναι σχεδόν επίπεδος. Το παραπάνω γεγονός παρουσιάζεται στο σχήμα 4.1. Στο σχήμα αυτό φαίνεται η μορφή του υμένα σε πέντε διαδοχικές χρονικές στιγμές. Παρατηρούμε ότι η μεταβολή του πάχους του υμένα είναι της τάξης των 20μm, όσο περίπου είναι και η ακρίβεια της μέτρησης γεγονός το οποίο αποδεικνύει την επιπεδότητα του υμένα. Αυτό φαίνεται και στο σχήμα 4.2 όπου απεικονίζεται το πάχος του υμένα για 10 διαδοχικές χρονικές στιγμές. Είναι εμφανές, ότι οι διαταραχές που εμφανίζονται έχουν πολύ μικρό ύψος. Ο λόγος που η επίδραση του φυσικού θορύβου είναι αμελητέα είναι ότι ο αριθμός Re είναι τέτοιος για τον οποίο έχουμε ευστάθεια του υμένα.



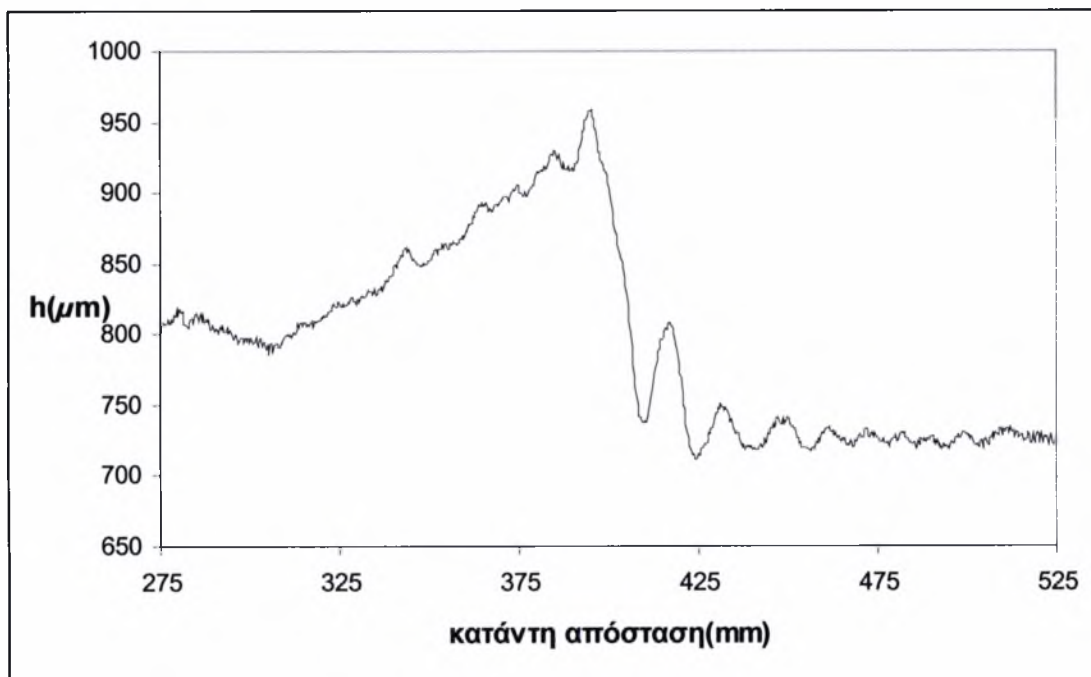
Σχήμα 4.1: Χωρική μεταβολή του πάχους του υμένα σε 5 διαδοχικές χρονικές στιγμές.



Σχήμα 4.2: Χωρική μεταβολή του πάχους του υμένα σε 10 διαδοχικές χρονικές στιγμές.

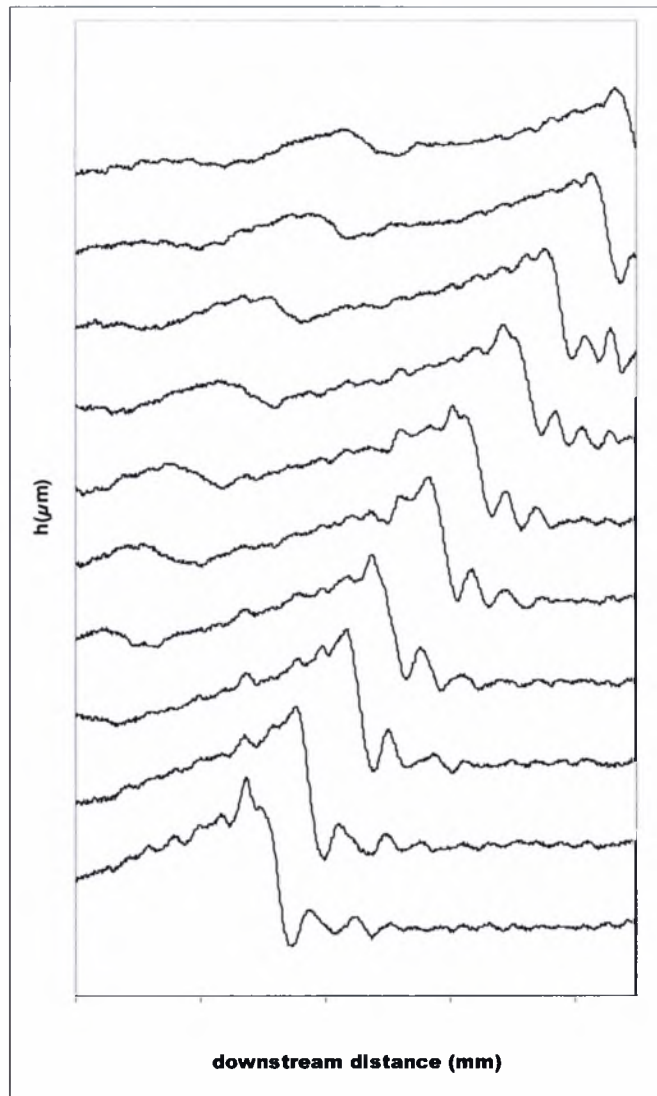
4.2 Ροή με διαταραχή συχνότητας 0,26Hz

Στην περίπτωση που βάζουμε εξωτερική διαταραχή συχνότητας 0,26Hz παρατηρούμε ότι εμφανίζεται μια σειρά από κύματα στην ροή. Τα κύματα αυτά έχουν την μορφή του μοναχικού κύματος (σχήμα 4.3), με μια κύρια κορυφή και πολλές μικρότερες σε ύψος να προηγούνται αυτής. Το μπροστινό μέρος της κύριας κορυφής είναι απότομο. Αντίθετα το πίσω μέρος μειώνεται σε ύψος με αρκετά πιο αργούς ρυθμούς. Επίσης, παρατηρούμε μια διακύμανση στο επίπεδο μέρος του υμένα μπροστά από το κύμα. Η διακύμανση αυτή οφείλεται στην αλληλεπίδραση της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα με το κυματοειδές σχήμα του υμένα.



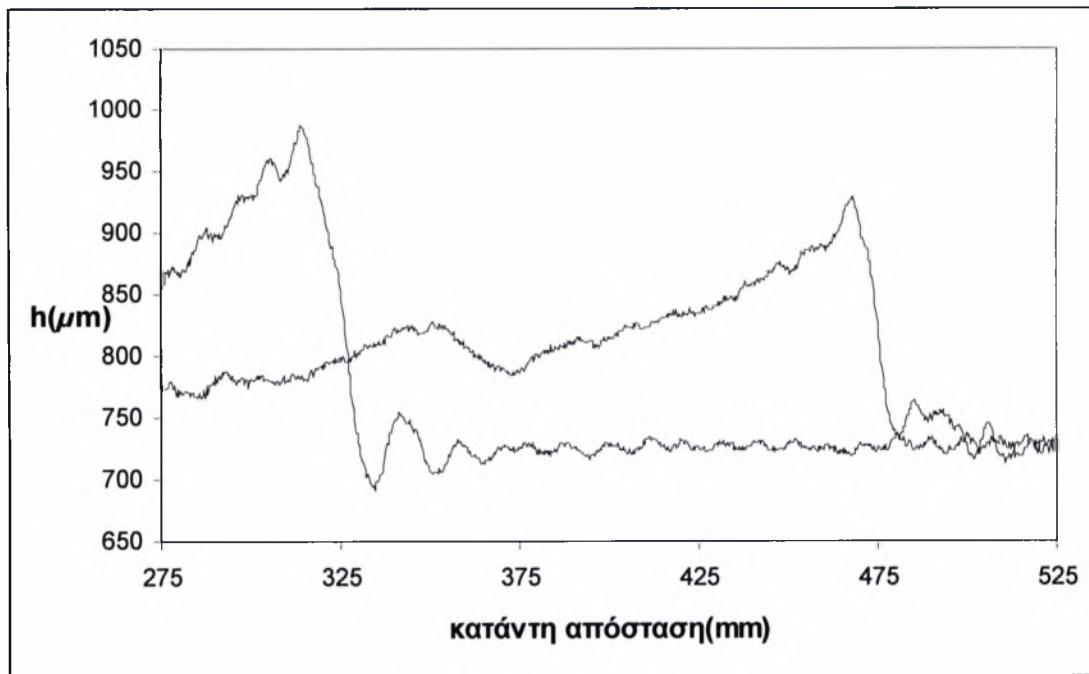
Σχήμα 4.3: Εμφάνιση μοναχικών κυμάτων στην ροή κάτω από την επίδραση εξωτερικής διαταραχής συχνότητας 0,26Hz.

Πίσω από το μοναχικό κύμα ακολουθεί μια δεύτερη διαταραχή, ένα απλό κύμα το οποίο έχει μόνο μια κορυφή η οποία είναι σχεδόν ομοιόμορφη. Το κύμα αυτό φαίνεται ότι βρίσκεται πάνω στην ουρά του μοναχικού κύματος. Το φαινόμενο αυτό παρουσιάζεται στο σχήμα 4.4 όπου έχουμε μια σειρά 10 διαδοχικών χρονικών στιγμών στις οποίες παρουσιάζεται η εξέλιξη του κύματος καθώς προχωράει η ροή.

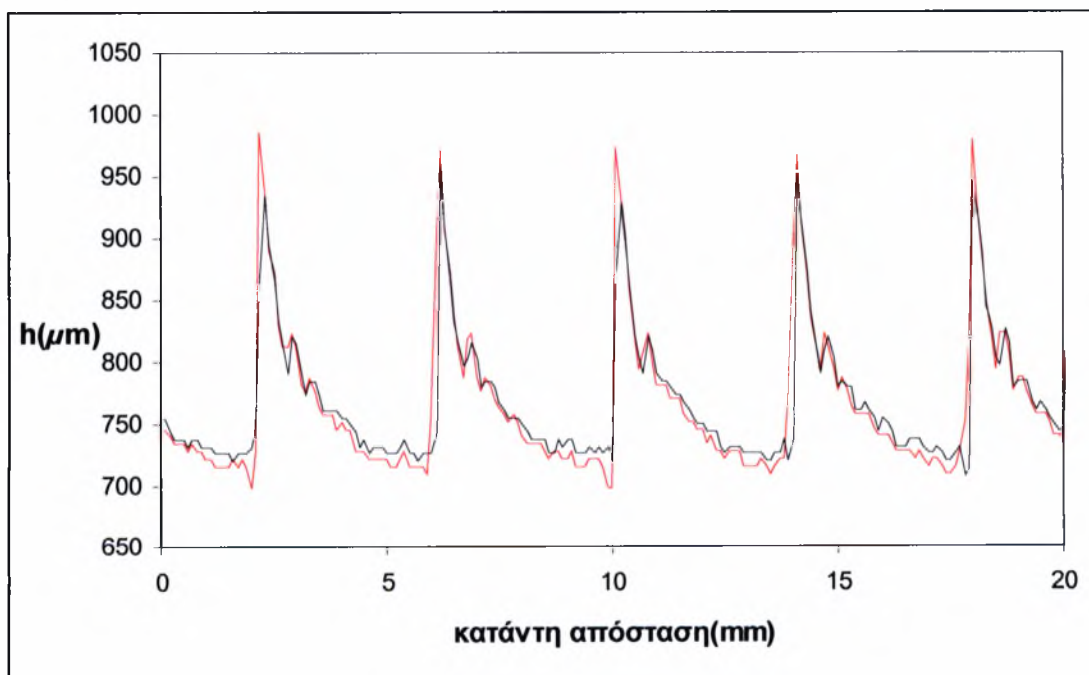


Σχήμα 4.4: Εμφάνιση δεύτερου κύματος στην ουρά του μοναχικού.

Όπως φαίνεται από το σχήμα 4.5 το ύψος του μοναχικού κύματος μειώνεται αισθητά όσο προχωράει κατά μήκος του καναλιού. Στο σχήμα 4.5 παρουσιάζονται 2 χρονικές στιγμές, μια όταν το κύμα εισέρχεται στο οπτικό πεδίο και μία όταν εξέρχεται. Είναι φανερό ότι το ύψος του κύματος μειώθηκε κατά περίπου 5 mm. Η κορυφή του μοναχικού κύματος δε διατηρεί σταθερή μορφή αλλά εναλλάσσεται μεταξύ μιας οξείας κορυφής και δύο λιγότερο απότομων. Το πλάτος του μοναχικού κύματος μειώνεται μόνο από τη μεριά της κορυφής και όχι από αυτή του υποστρώματος. Ακόμα οι μπροστινές ρυτιδώσεις αυξάνουν και σε μέγεθος, 5mm περίπου και σε αριθμό, καθώς από δυο γίνονται τρεις (σχήμα 4.4 & 4.5).



Σχήμα 4.5: Το κόμα μειώνεται σε ύψος καθώς προχωράει.

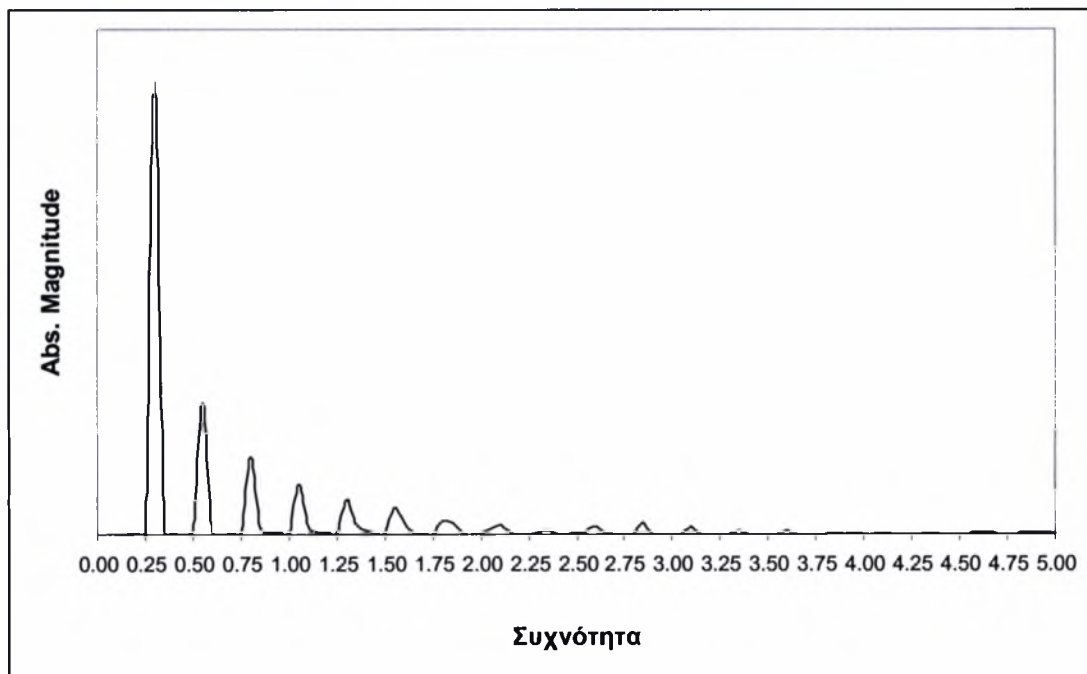


Σχήμα 4.6: Χρονική μεταβολή του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας.

Στο σχήμα 4.6 φαίνεται η χρονική μεταβολή του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας σε δύο διαφορετικά σημεία. Το ένα είναι σημείο της ελεύθερης επιφάνειας το οποίο βρίσκεται πάνω από ένα βαθούλωμα της διαμόρφωσης του τοιχώματος και το δεύτερο είναι σημείο το οποίο βρίσκεται πάνω από ύψωμα της διαμόρφωσης του

τοιχώματος. Παρατηρούμε ότι το ύψος του υμένα είναι το ίδιο ανεξάρτητα από το αν είναι πάνω από βαθούλωμα ή ύψωμα του τοιχώματος. Η μεγάλη κορυφή που εμφανίζεται κάθε φορά είναι το μοναχικό κύμα. Η δεύτερη αλλά αρκετά μικρότερη κορυφή που ακολουθεί είναι το δεύτερο κύμα που βρίσκεται στην ουρά του μοναχικού.

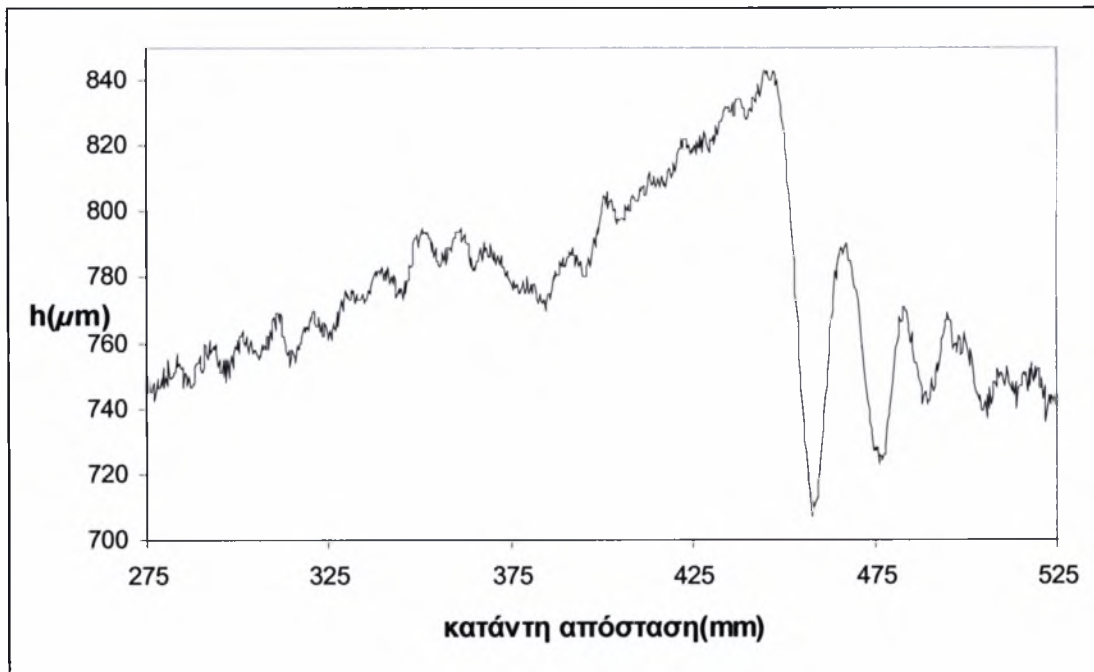
Για να βρούμε την συχνότητα εμφάνισης των κυμάτων κάναμε χρονικό μετασχηματισμό Fourier στα δεδομένα μας. Τα αποτελέσματα φαίνονται στο σχήμα 4.7. Το συμπέρασμα που βγάζουμε από το διάγραμμα είναι ότι η κύρια εμφάνιση των κυμάτων είναι περίπου ίδια με αυτή της διαταραχής που εμείς βάζουμε (0,26Hz). Επίσης εμφανίζονται με διαδοχικά μικρότερη ένταση και οι επόμενες αρμονικές (0,52Hz, 0,78Hz, 1,04Hz κ.τ.λ.)



Σχήμα 4.7: Χρονικός μετασχηματισμός Fourier ενός σημείου της ροής.

4.3 Ροή με διαταραχή συχνότητας 0,5Hz

Και στην περίπτωση που βάζουμε εξωτερική διαταραχή συχνότητας 0,5Hz παρατηρούμε ότι εμφανίζεται μια σειρά μοναχικών κυμάτων τα οποία ακολουθούνται από ένα άλλο απλό κύμα (σχήμα 4.8). Οι ρυτιδώσεις μπροστά από το μοναχικό κύμα είναι κατά πολύ μεγαλύτερες απ' ότι σε συχνότητα 0,26 Hz. Μάλιστα, το μέγεθός τους είναι συγκρίσιμο με αυτό του μοναχικού κύματος.

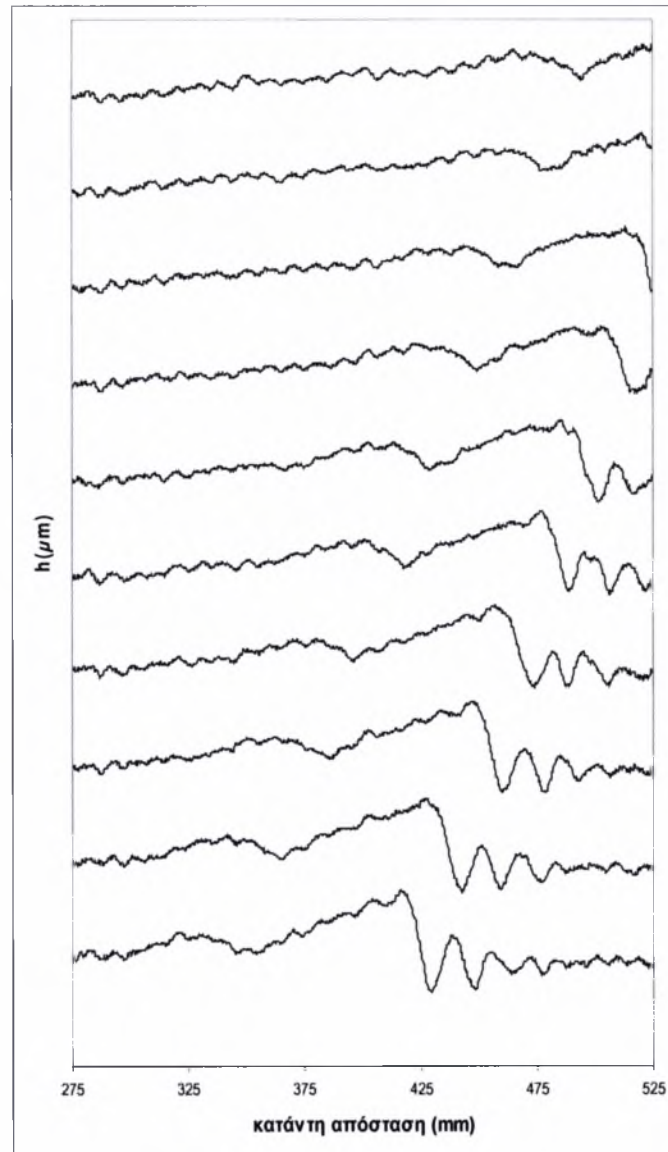


Σχήμα 4.8: Το μοναχικό κύμα που σχηματίζεται με την επίδραση της διαταραχής συχνότητας 0,5Hz.

Το ύψος του μοναχικού κύματος και πάλι μειώνεται κατάντη του μήκους του οπτικού πεδίου μετρήσεων, και είναι σχεδόν ίδιο με την περίπτωση των 0,26Hz. Εδώ πρέπει να σημειώσουμε ότι οι υπόλοιπες συνθήκες (αριθμός Re, γωνία κλίσης κ.τ.λ.) παραμένουν ίδιες και στις δύο συγκρινόμενες περιπτώσεις.

Το δεύτερο κύμα που ακολουθεί βρίσκεται πάντα κοντά στο μοναχικό (σχήμα 4.9). Το δεύτερο κύμα αλληλεπιδρά με την ουρά του μοναχικού κύματος κάνοντάς την λιγότερο απότομη. Το προηγούμενο συμπέρασμα αποδεικνύεται με το γεγονός ότι στην ουρά του μοναχικού κύματος παρατηρείται συσσώρευση υγρού. Ο αριθμός των ρυτιδώσεων (μικρών κυματισμών) μπροστά από το μοναχικό κύμα δεν αλλάζει αλλά ο δεύτερος σε σειρά κυματισμός μεγαλώνει σε ύψος καθώς προχωράει το κύμα. Πιο συγκεκριμένα, από την ανάλυση των δεδομένων των πειραμάτων φαίνεται ότι με την εμφάνιση του μοναχικού κύματος στο οπτικό πεδίο μετρήσεων, μόνο μια μπροστινή ρυτιδώσή του είναι σημαντική σε μέγεθος, ενώ στη συνέχεια μεγαλώνει η δεύτερη, πολλές φορές η τρίτη και η τέταρτη φθάνοντας σε σημαντικό μέγεθος, σε σχέση με το μοναχικό κύμα.

Η εξέλιξη του δεύτερου κύματος, που έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση των διαστάσεών του, φαίνεται ξεκάθαρα στο σχήμα 4.9. Παρά την αύξηση αυτή το δεύτερο κύμα φαίνεται να διατηρείται σε σταθερή απόσταση από το μοναχικό.

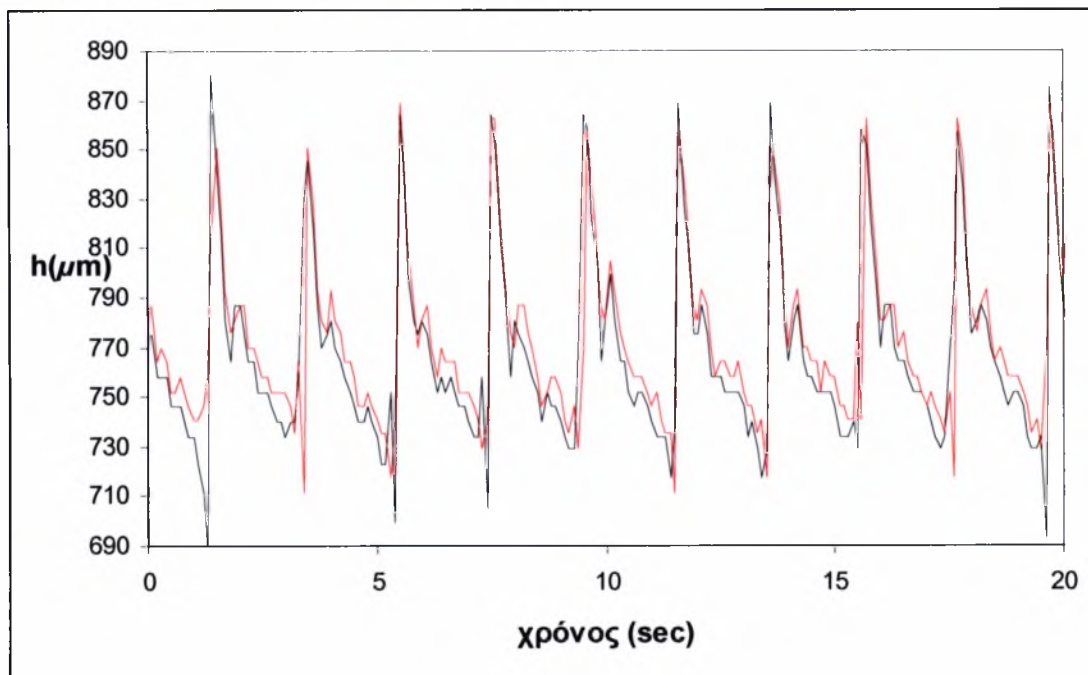


Σχήμα 4.9: Η εξέλιξη του μοναχικού κύματος και του δεύτερου που ακολουθεί στο χώρο και στον χρόνο.

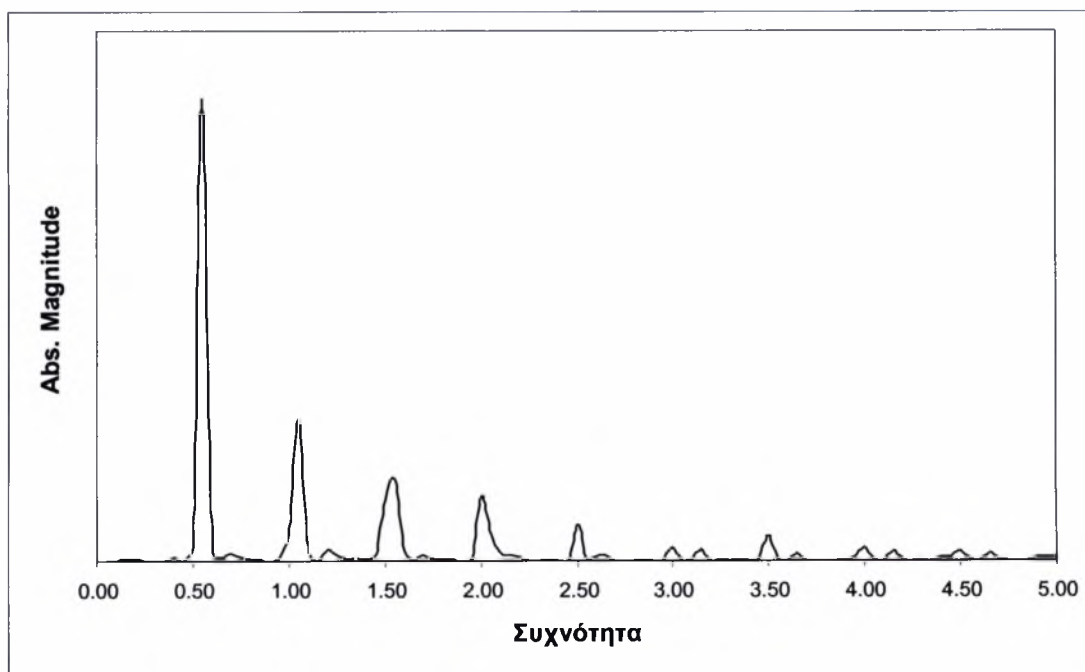
Παρατηρούμε και πάλι την εμφάνιση του μικρής κλίμακας κυματισμού του υποστρώματος μπροστά και πίσω από το κύμα, λόγω της αλληλεπίδρασής της ελεύθερης επιφάνειας με το κυματοειδές σχήμα του πυθμένα του καναλιού

Η χρονική μεταβολή του ύψους του υμένα καθώς και ο χρονικός μετασχηματισμός Fourier των δεδομένων παρουσιάζονται στα σχήματα 4.10 και 4.11. Στο σχήμα 4.10 (χρονική μεταβολή ύψους κυμάτων) παρατηρούμε ίδια συμπεριφορά με αυτή των 0,26Hz. Σε αυτή όμως την περίπτωση είναι εμφανές ότι η συχνότητα εμφάνισης των μοναχικών κυμάτων είναι μεγαλύτερη. Επίσης το δεύτερο κύμα έχει

αρκετά μεγαλύτερο μέγεθος (συγκριτικά και με το μοναχικό) σε σχέση με την προηγούμενη περίπτωση που μελετήσαμε.



Σχήμα 4.10: Χρονική μεταβολή του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας.



Σχήμα 4.11: Χρονικός μετασχηματισμός Fourier ενός σημείου της ροής.

Άλλωστε και στον μετασχηματισμό Fourier αποδεικνύεται ότι και σε αυτή για συχνότητα διαταραχής 0,5Hz η συχνότητα εμφάνισης των μοναχικών κυμάτων είναι

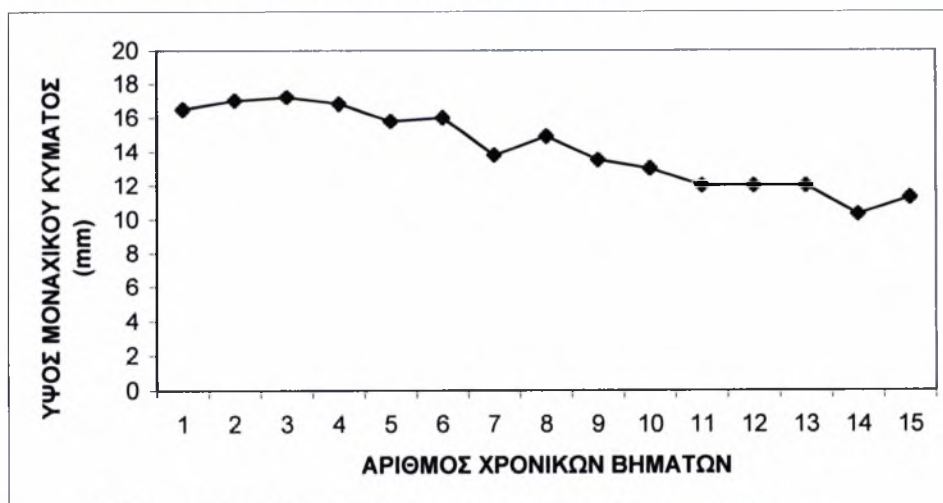
ίδια με αυτή της διαταραχής που επιβάλλουμε. Επίσης και εδώ βλέπουμε την εμφάνιση των επόμενων αρμονικών.

Στο σχήμα 4.12 παρουσιάζεται η μεταβολή της απόστασης του δευτέρου κύματος από το μοναχικό κύμα. Όπως φαίνεται στην αρχή, που συμπίπτει με τη στιγμή που εμφανίζεται το δεύτερο κύμα στην περιοχή μέτρησης, η απόσταση μεταξύ του δευτέρου κύματος και του μοναχικού παραμένει σχεδόν σταθερή και περίπου ίση με 8,5mm.



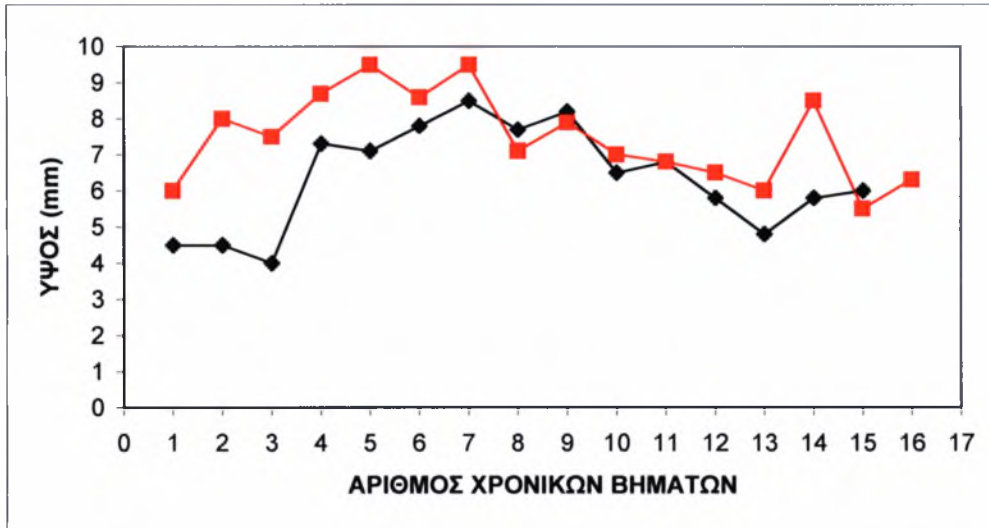
Σχήμα 4.12: Μεταβολή της απόστασης του δευτέρου κύματος από το μοναχικό κύμα.

Με την είσοδο του μοναχικού κύματος, στην περιοχή μέτρησης, παρατηρούμε, σχήμα 4.13, το ύψος του είναι περίπου 16,5 mm. Στη συνέχεια έχουμε μια σταδιακή μείωση του ύψους. Στην έξοδο του κύματος από το οπτικό πεδίο μετρήσεων παίρνει την ελάχιστη τιμή του (10,3 mm).



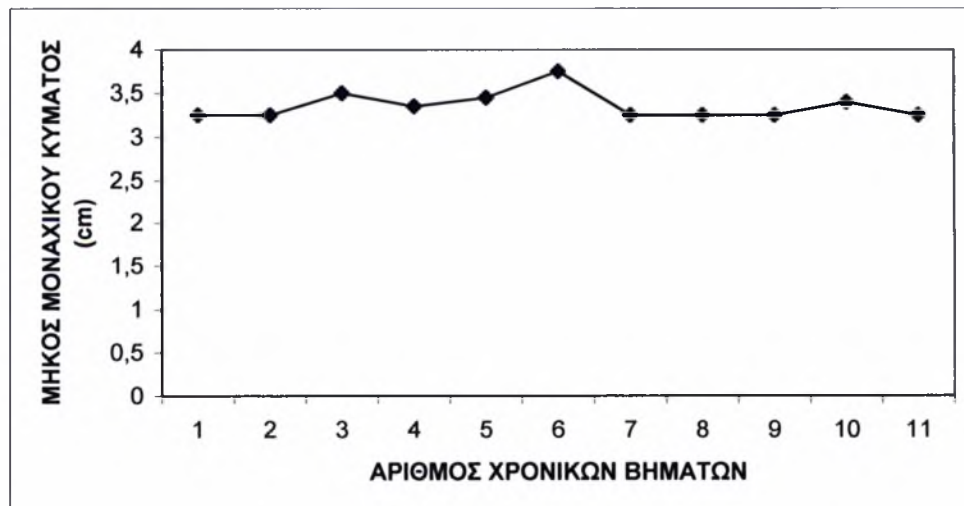
Σχήμα 4.13: Μεταβολή του ύψους του μοναχικού κύματος.

Στο σχήμα 4.14 παρουσιάζεται η μεταβολή του ύψους της πρώτης και της δεύτερης ρυτίδωσης του μοναχικού κύματος.



Σχήμα 4.14: Μεταβολή του ύψους των δύο πρώτων ρυτιδώσεων

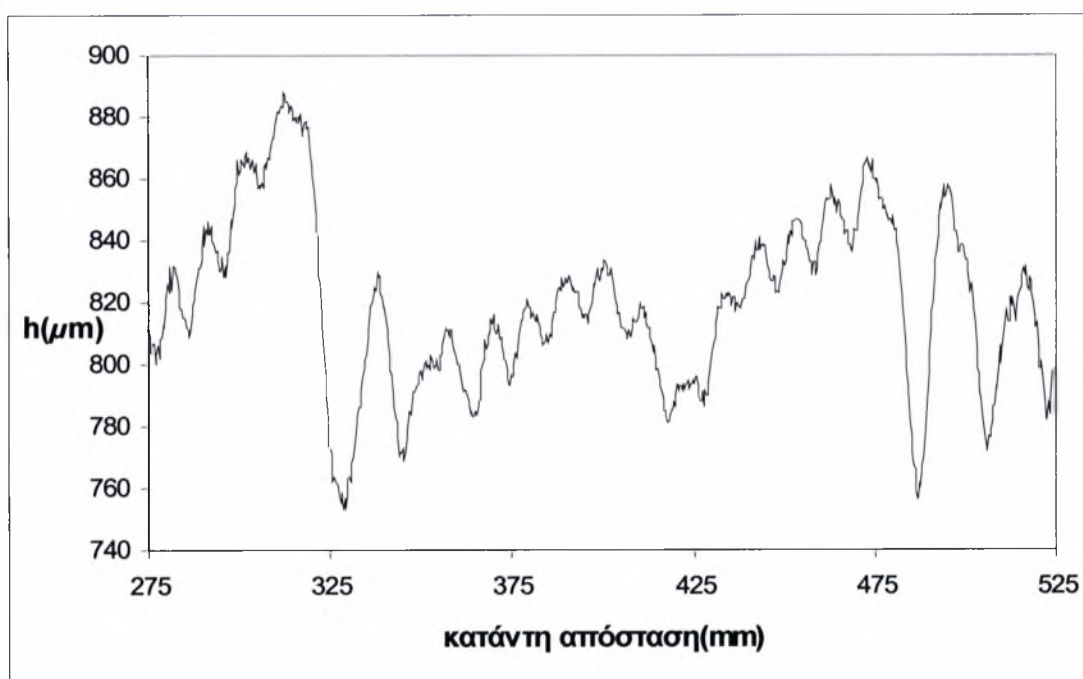
Η μεταβολή του μήκους του μοναχικού κύματος παρουσιάζεται στο σχήμα 4.15. Είναι φανερό ότι το μήκος του κύματος διατηρείται σταθερά πάνω από τα 3cm. Τέτοια μήκη κύματος είναι χαρακτηριστικά των μοναχικών κυμάτων, όπως έχει αποδειχθεί πειραματικά από του Liu & Gollub (1993,1994). Ένα ακόμα σημαντικό στοιχείο είναι ότι η κορυφή του μοναχικού κύματος παίρνει τη χαμηλότερη τιμή της πάντα κατά την έξοδο του κύματος από την περιοχή της μέτρησης.



Σχήμα 4.15: Μεταβολή του μήκους του μοναχικού κύματος

4.4 Ροή με διαταραχή συχνότητας 1Hz

Όταν η συχνότητα της εξωτερικής διαταραχής είναι 1Hz, τότε στην περιοχή που παρακολουθούμε, την εξέλιξη των κυμάτων, εμφανίζονται δύο κύρια κύματα. Μεταξύ των δύο κύριων κυμάτων βρίσκεται και ένα άλλο μικρότερον διαστάσεων. Στο σχήμα 4.17 η πρώτη ρυτίδωση του κύματος, που βρίσκεται δεξιά, έχει φτάσει σε ύψος το ίδιο το κύμα. Η μορφή του κύματος δεν είναι ίδια με αυτή κατά την εισαγωγή στην περιοχή μέτρησης καθώς φαίνεται πως στην ουρά του τείνει να δημιουργηθεί μια καινούρια διαταραχή. Γενικότερα, θα μπορούσαμε να πούμε ότι έχουμε την εμφάνιση της δομής που είχαμε στις προηγούμενες περιπτώσεις αλλά πιο «συμπιεσμένη».

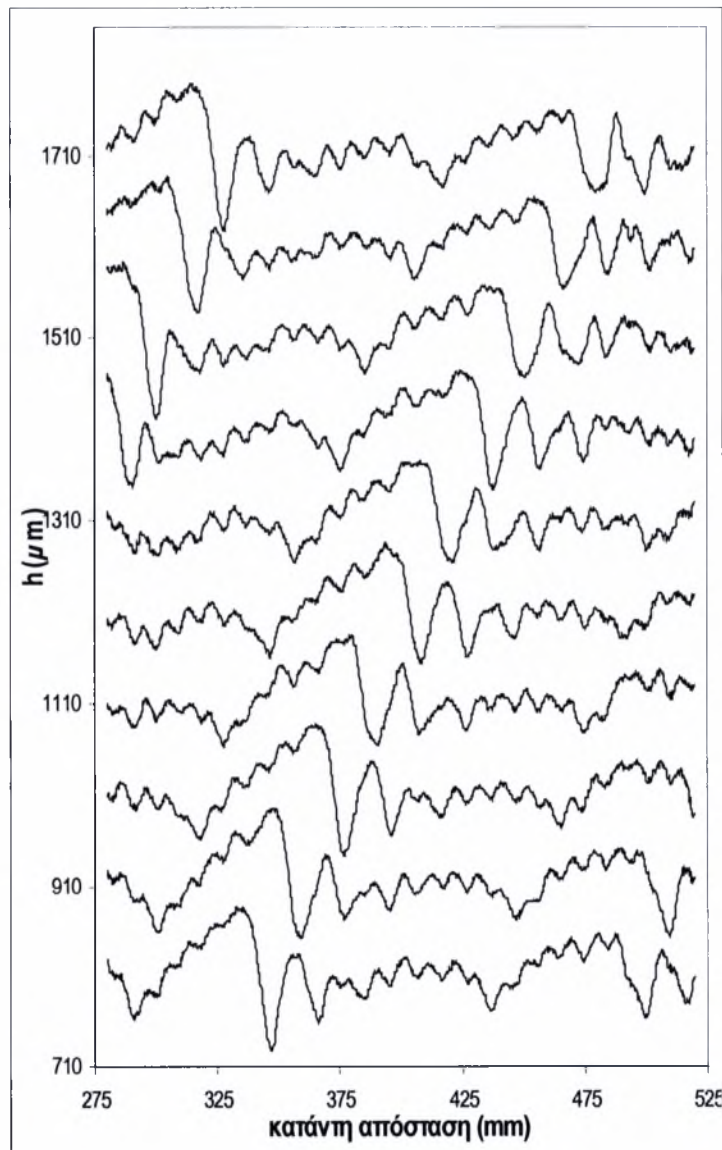


Σχήμα 4.17: Οι δομές που εμφανίζονται στην ροή κάτω από την επίδραση εξωτερικής διαταραχής συχνότητας 1Hz.

Το φαινόμενο της πολύ μεγάλης αύξησης του ύψους του πρώτου κυματισμού (σχήμα 4.18) επαναλαμβάνεται με την εξαίρεση ότι όταν η πρώτη ρυτίδωση δεν είναι μεγαλύτερη από το κύμα είναι ή ίση ή λίγο μικρότερη. Από τη στιγμή που εμφανίζεται η διαταραχή στην ουρά του κύματος, με τάση να δημιουργηθεί ένα επιπλέον κύμα, το κατώτερο σημείο του κύματος αυξάνεται και μειώνεται εναλλάξ. Το ανώτερο σημείο και των δύο πρώτων ρυτιδώσεων, των δύο κυμάτων παίρνει την

ελάχιστη τιμή του κατά τη διάρκεια των δύο πρώτων χρονικά βημάτων, άλλες φορές στο πρώτο και άλλες στο δεύτερο, μετά την είσοδό τους στην περιοχή μέτρησης.

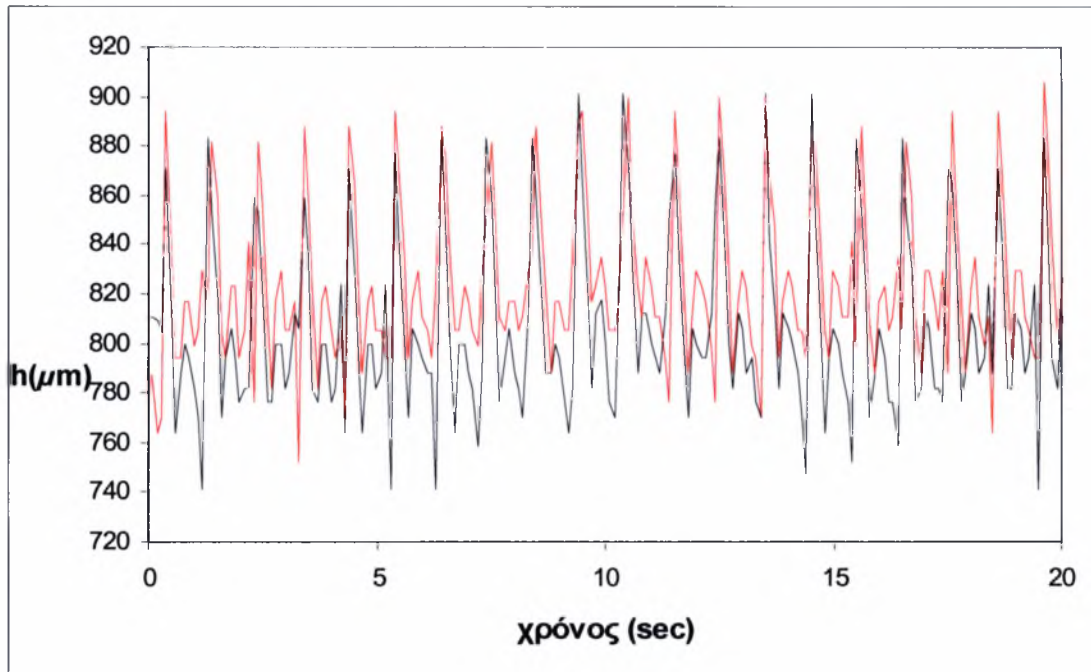
Το κύμα που βρίσκεται μεταξύ των δύο κύριων φαίνεται να διατηρεί τις διαστάσεις του, δηλαδή το ύψος και το μήκος του, είναι σταθερά τόσο κατά την είσοδο του όσο και κατά την έξοδο του από το πεδίο της μέτρησης. Η μορφή του κύματος, που προπορεύεται του άλλου αλλάζει προς το τέλος ίσως επειδή η διαταραχή που δημιουργείται στην ουρά του κινείται προς την κορυφή του κύματος, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.18.



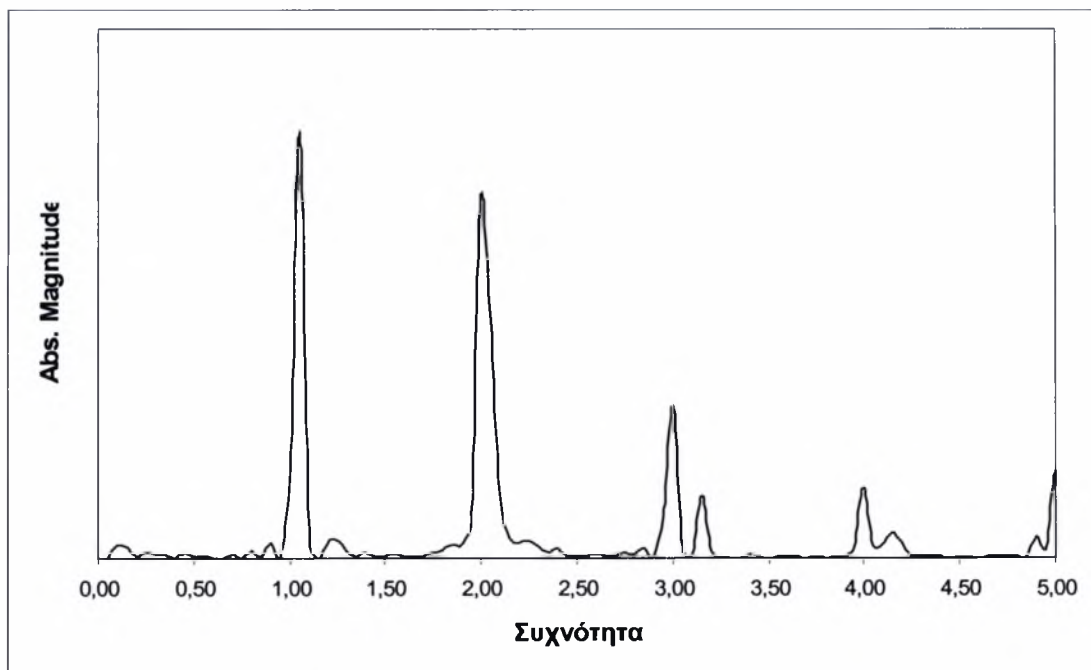
Σχήμα 4.18: Χρονική και χωρική εξέλιξη της ροής κάτω από την επίδραση εξωτερικής διαταραχής συχνότητας 1Hz.

Η χρονική μεταβολή του ύψους του υμένα παρουσιάζεται στο σχήμα 4.19. Παρατηρούμε ότι η συχνότητα εμφάνισης των μοναχικών κυμάτων είναι μεγαλύτερη

σε σχέση με αυτή των 2 προηγούμενων περιπτώσεων. Είναι ευδιάκριτα, τόσο το μεγάλο κύμα όσο και το μικρό το οποίο εμφανίζεται ανάμεσα στα δύο μεγάλα κύματα. Στην περίπτωση του ύψους του μικρού δεύτερου κύματος είναι φανερό ότι έχει μια διαφορά αν το σημείο στο οποίο το υπολογίζουμε είναι πάνω από βαθούλωμα ή ύψωμα της διαμόρφωσης του τοιχώματος.



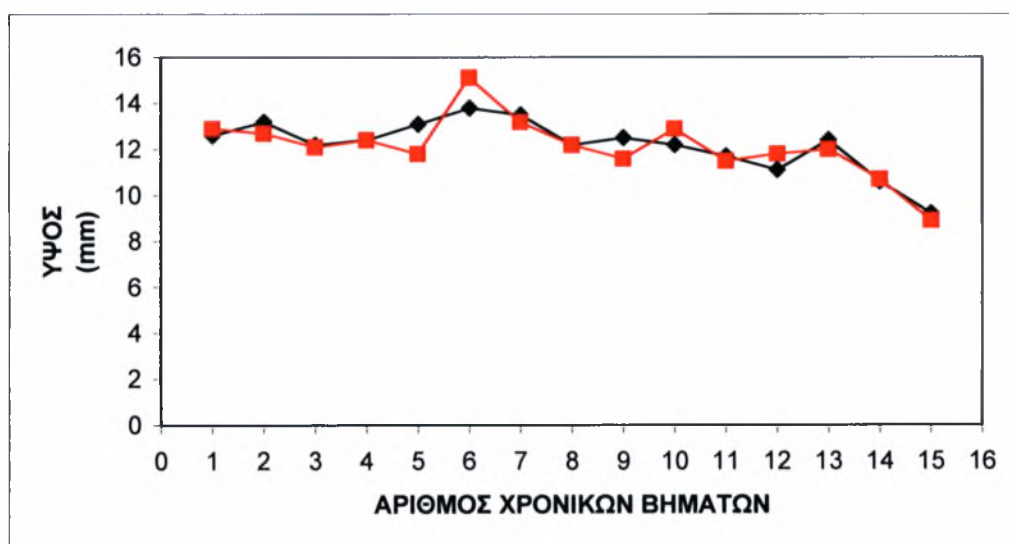
Σχήμα 4.19: Χρονική εξέλιξη του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας πάνω από ένα βαθούλωμα και ένα ύψωμα της διαμόρφωσης του τοιχώματος.



Σχήμα 4.20: Χρονικός μετασχηματισμός Fourier ενός σημείου της ροής.

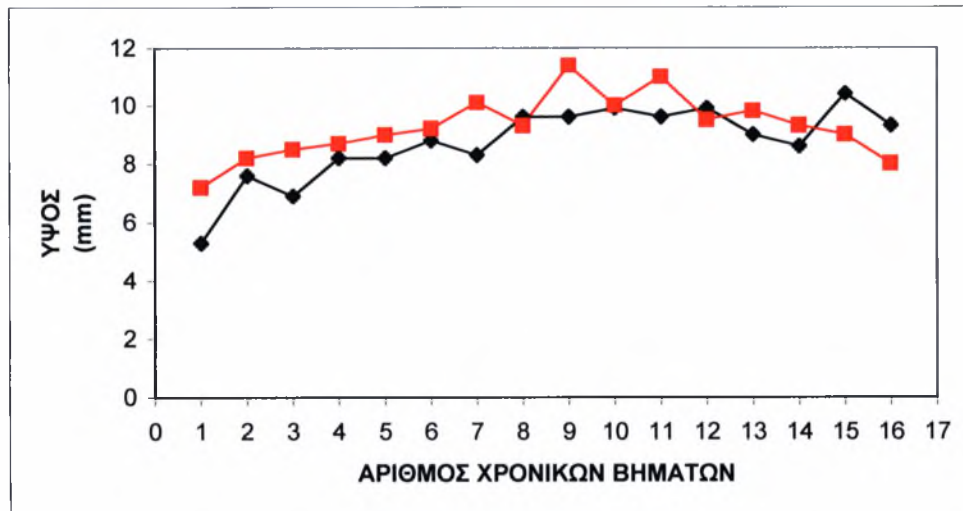
Ο χρονικός μετασχηματισμός Fourier των δεδομένων παρουσιάζεται στο σχήμα 4.20. Όπως ήταν αναμενόμενο η κύρια συχνότητα εμφάνισης των κυμάτων είναι ίδια με αυτή της διαταραχής που επιβάλλουμε. Σε αυτή όμως την περίπτωση και η δεύτερη αρμονική έχει αρκετά μεγάλη ένταση. Τέλος, και εδώ βλέπουμε την εμφάνιση των επόμενων αρμονικών.

Στο σχήμα 4.21 παρουσιάζεται η μεταβολή του πλάτους των κυμάτων για δύο διαφορετικές περιπτώσεις όπου τα κύματα μόλις εισέρχονται στην περιοχή μέτρησης. Το πρώτο πολύ σημαντικό συμπέρασμα είναι ότι έχουμε επανάληψη ακριβώς της ίδιας εξέλιξης και για τα δύο κύματα. Επίσης, όπως και τις προηγούμενες φορές το κύμα μειώνεται σε ύψος όσο προχωράει στην ροή. Έτσι από αρχική τιμή περίπου 13mm καταλήγει στα 9mm. Αν συγκρίνουμε αυτές τις τιμές με τις αντίστοιχες που είχαμε υπολογίσει στα κύματα που δημιουργούνται όταν η συχνότητα διαταραχής είναι μικρότερη (0,26 ή 0,5Hz) παρατηρούμε ότι τα κύματα που εμφανίζονται εδώ είναι μικρότερα σε ύψος.



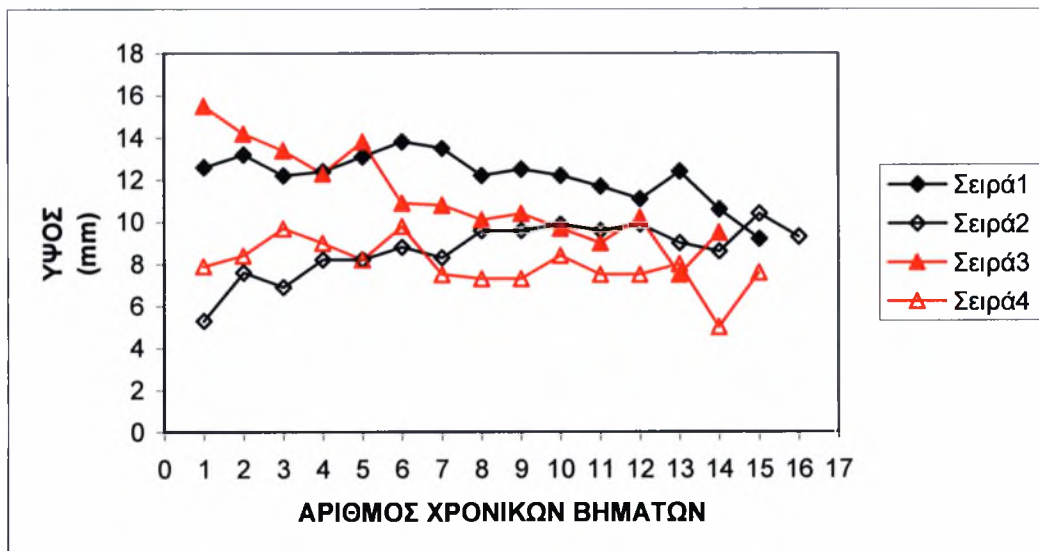
Σχήμα 4.21: Μεταβολή του ύψους των κυμάτων κατά την εξέλιξή τους

Ενδιαφέρον παρουσιάζει και η μεταβολή του ύψους της μπροστινής ρυτίδωσης, από την εμφάνισή της στη μετρούμενη περιοχή μέχρι το τέλος της. Στο σχήμα 4.22 που ακολουθεί παρουσιάζεται η μεταβολή του πλάτους της μπροστινής ρυτίδωσης για δύο ξεχωριστές μετρήσεις. Όπως φαίνεται και στις δύο περιπτώσεις το ύψος παίρνει την ελάχιστη τιμή του στην αρχή, στη συνέχεια αυξάνεται σταδιακά. Και στο θέμα του μεγέθους της πρώτης ρυτίδωσης, βλέπουμε ότι το φαινόμενο επαναλαμβάνεται.



Σχήμα 4.22: Μεταβολή του ύψους της πρώτης ρυτίδωσης για δύο διαφορετικές περιπτώσεις.

Στο σχήμα 4.23 έχουμε μια σύγκριση του πλάτους του κύματος και της μπροστινής του ρυτίδωσης.

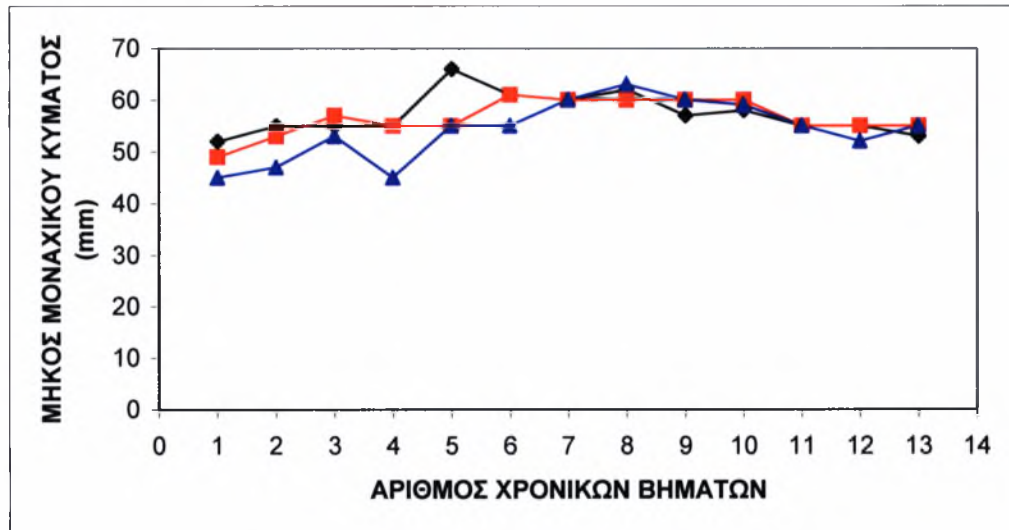


Σχήμα 4.23: Σύγκριση του πλάτους του κύματος με το πλάτος της μπροστινής του ρυτίδωσης. Όπου: Σειρά 1 και σειρά 3 το πλάτος των κομάτων, ενώ σειρά 2 και σειρά 4 το πλάτος των ρυτιδώσεών τους, αντίστοιχα.

Όπως παρατηρούμε, από τη σειρά 1 και 2, παρόλο που το πλάτος της ρυτίδωσης ξεκινάει από σχετικά μικρό μέγεθος, στο τέλος είναι μεγαλύτερο από αυτό του κύματος. Στη δεύτερη περίπτωση, ενώ το πλάτος του κύματος είναι σχετικά

μεγάλο στην αρχή, προς το τέλος είναι συγκρίσιμο με αυτό της μπροστινής του ρυτίδωσης.

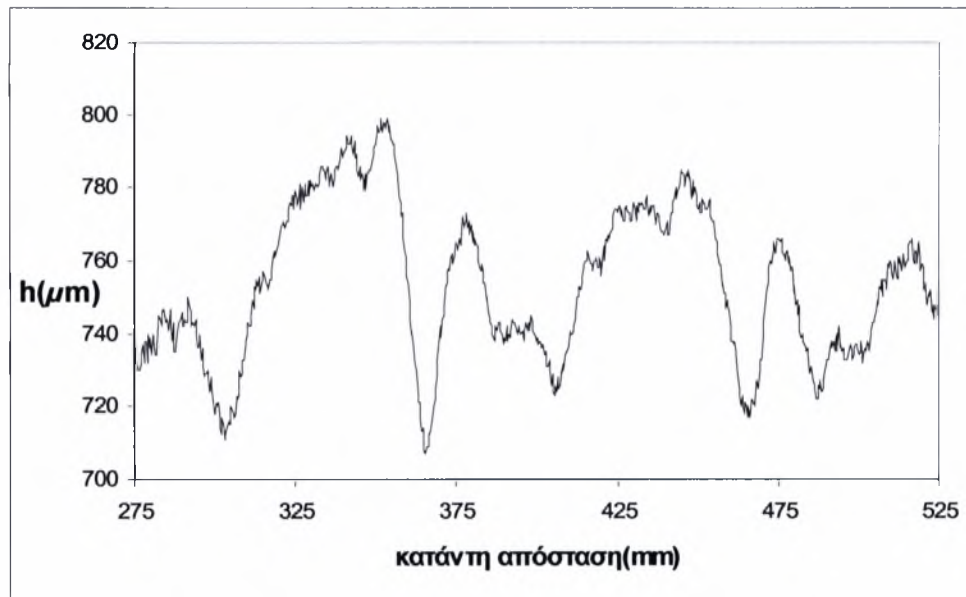
Τα δημιουργούμενα κύματα μπορούν να χαρακτηριστούν ως μοναχικά, καθώς τα χαρακτηριστικά τους ταιριάζουν μ' αυτά του μοναχικού κύματος. Ένα από αυτά τα χαρακτηριστικά είναι το μήκος τους που ξεπερνάει τα 3cm όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.24 (3 διαφορετικές περιπτώσεις). Από το σχήμα παρατηρούμε ότι το μήκος του κύματος παραμένει σχεδόν σταθερό κατάντη της ροής.



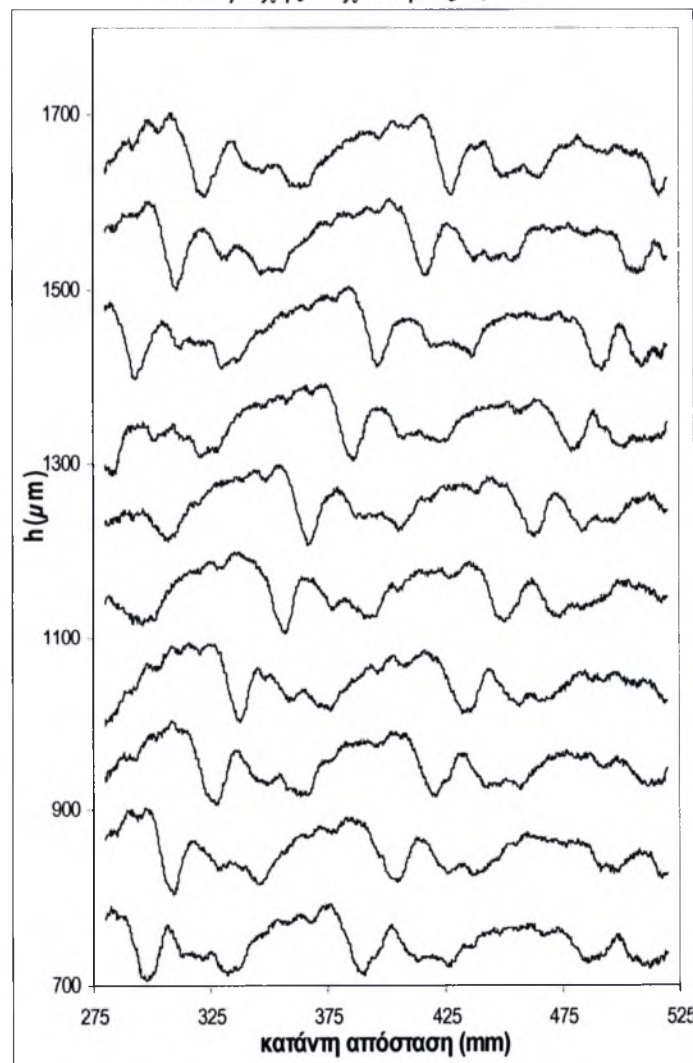
Σχήμα 4.24: Μεταβολή του μήκους του μοναχικού κύματος.

4.5 Ροή με διαταραχή συχνότητας 1,5Hz

Στην περίπτωση που η συχνότητα της εξωτερικής διαταραχής είναι ίση με 1.5Hz, στην περιοχή παρακολούθησης εμφανίζονται δύο κύματα. Ανάμεσα σε αυτά τα κύματα δεν φαίνεται να εμφανίζεται άλλο κύμα όπως είχαμε στις μικρότερες συχνότητες (σχήμα 4.25). Η μορφή των κυμάτων αλλάζει κατά πολύ καθώς εξελίσσονται. Αυτό φαίνεται χαρακτηριστικά στο σχήμα 4.26 όπου παρατηρούμε ότι η κορυφή του κύματος ενώ στην αρχή είναι απότομη μπροστά και πιο ομαλή πίσω, στο τέλος του οπτικού μας πεδίου έχει γίνει ομοιόμορφη και από τις δύο πλευρές. Δηλαδή, αν και στην αρχή το συγκεκριμένο κύμα είχε τα χαρακτηριστικά του μοναχικού κύματος, κατά την εξέλιξή του μετατρέπεται σε μη μόνιμο κύμα. Στο σχήμα αυτό λοιπόν, παρατηρούμε και ένα φαινόμενο το οποίο εμφανίστηκε στα περισσότερα από τα πειράματά μας.

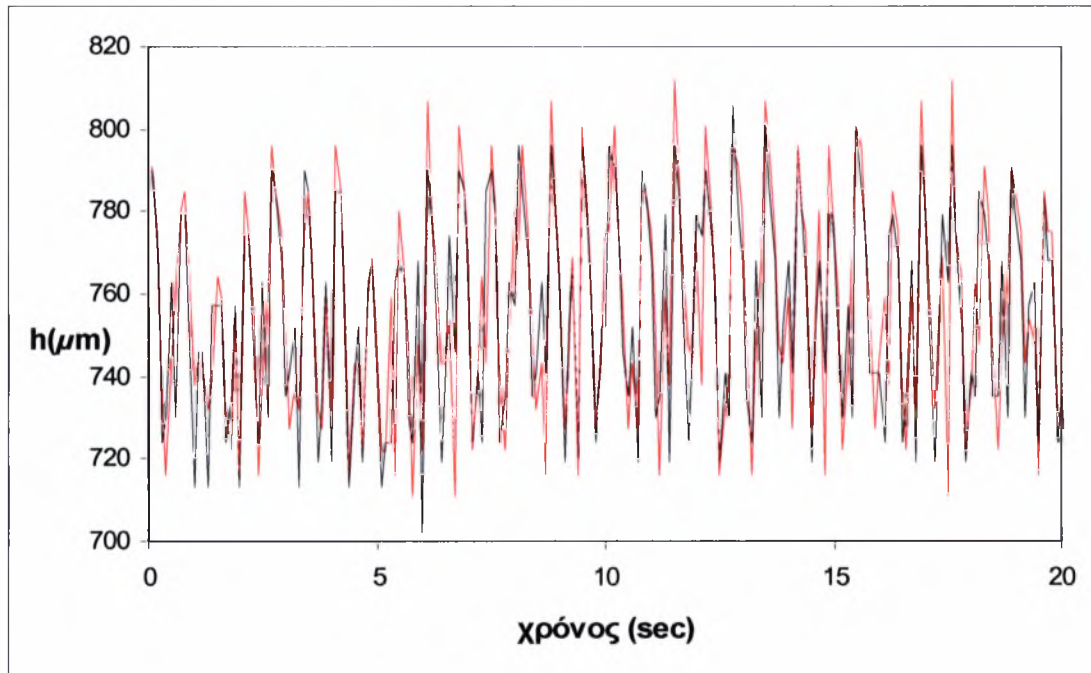


Σχήμα 4.25: Οι δομές που εμφανίζονται στην ροή κάτω από την επίδραση εξωτερικής διαταραχής συχνότητας 1,5Hz.



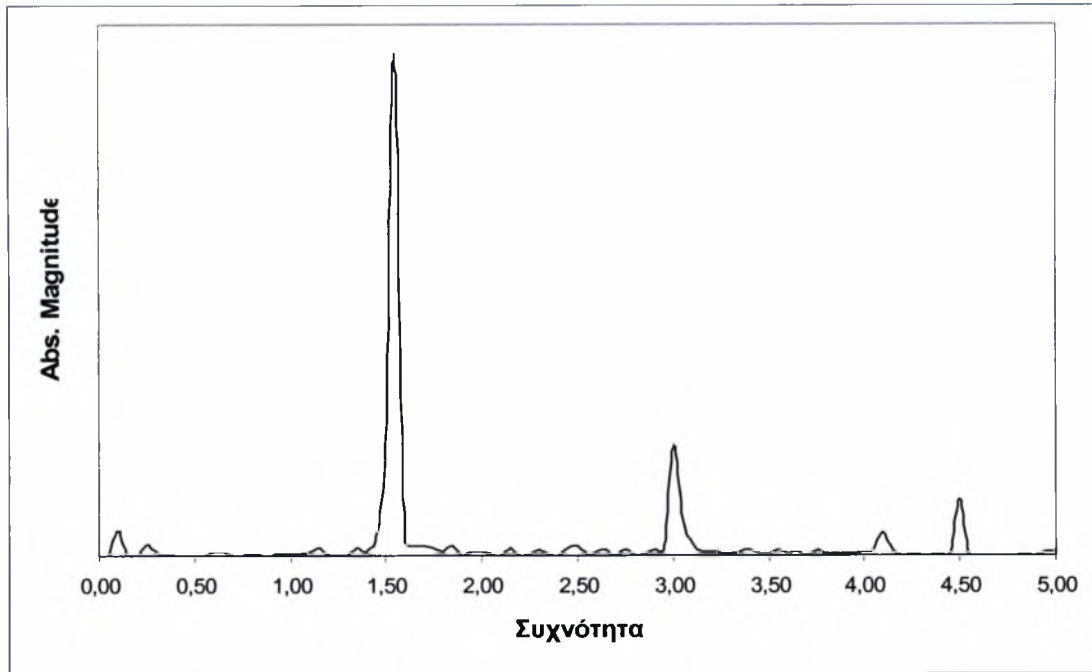
Σχήμα 4.26: Χρονική και χωρική εξέλιξη της ροής κάτω από την επίδραση εξωτερικής διαταραχής συχνότητας 1,5Hz.

Στο σχήμα 4.27 έχουμε την χρονική εξέλιξη του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας πάνω από ένα βαθούλωμα και ένα ύψωμα της διαμόρφωσης του τοιχώματος. Η κανονικότητα που εμφανιζόταν στις προηγούμενες συχνότητες εδώ αρχίζει να χαλάει λόγω της συχνότητας δειγματοληψίας. Είναι και πάλι φανερό ότι έχει αυξηθεί η συχνότητα εμφάνισης των κυμάτων. Συγχρόνως, έχουμε πλήρη ταύτιση του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας για τα δύο διαφορετικά σημεία ανεξάρτητα από την μορφολογία του τοιχώματος κάτω από τα σημεία αυτά.



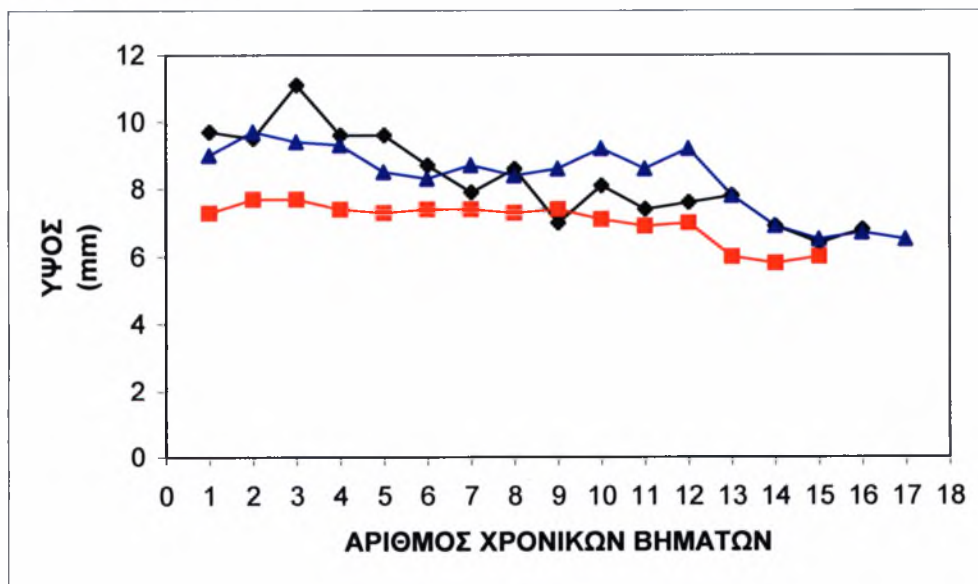
Σχήμα 4.27: Χρονική εξέλιξη του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας πάνω από ένα βαθούλωμα και ένα ύψωμα της διαμόρφωσης του τοιχώματος.

Ο χρονικός μετασχηματισμός Fourier ενός σημείου της ροής εμφανίζεται στο σχήμα 4.28. Η βασική συχνότητα εμφάνισης των κυμάτων είναι 1,5Hz, και πάλι ίδια με την συχνότητα της διαταραχής που επιβάλλουμε. Και εδώ εμφανίζονται οι επόμενες αρμονικές. Η ένταση της δεύτερης αρμονικής βλέπουμε ότι είναι αρκετά μικρότερη από την κύρια, αντίθετα από την περίπτωση του 1Hz. Αυτό συμβαίνει διότι πριν είχαμε την εμφάνιση δεύτερου κύματος ανάμεσα στα δύο κύρια όπου το μέγεθός του ήταν συγκρίσιμο με τα κύρια. Στην περίπτωση που μελετάμε εδώ η ύπαρξη ενός τέτοιου δευτερεύοντος κύματος δεν είναι εμφανής.



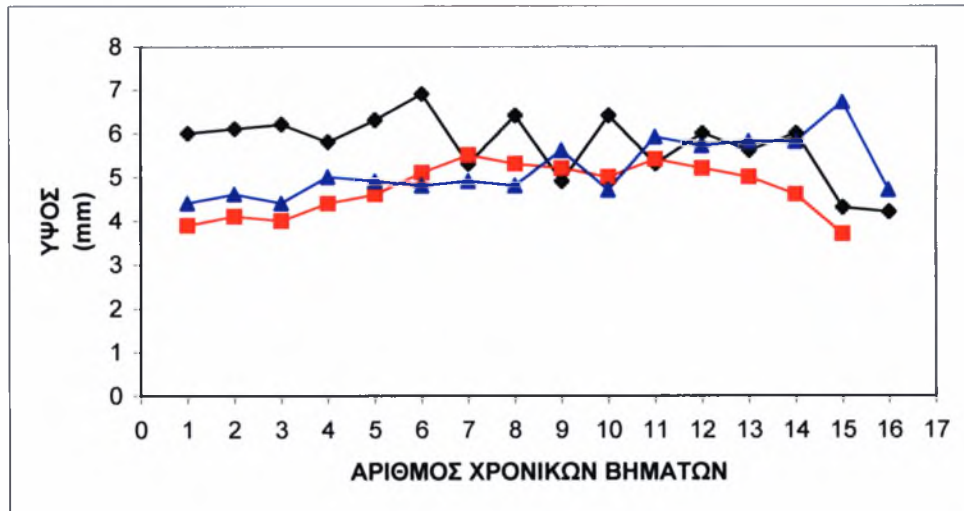
Σχήμα 4.28: Χρονικός μετασχηματισμός Fourier ενός σημείου της ροής.

Στο σχήμα 4.29 που ακολουθεί βλέπουμε τη μεταβολή του ύψους των κυμάτων με τον χρόνο.



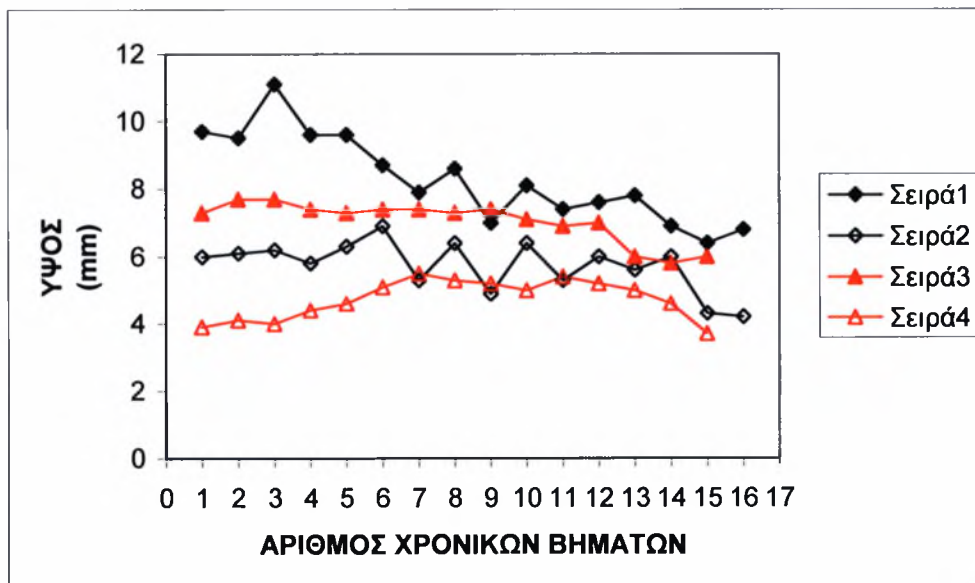
Σχήμα 4.29: Μεταβολή του ύψους των κυμάτων κατά την εξέλιξή τους

Όπως παρατηρούμε από το διάγραμμα το ύψος του κύματος, για τρεις διαφορετικές περιπτώσεις, μειώνεται κατά τη διάρκεια της κίνησής του. Το ύψος της μπροστινής ρυτίδωσης δεν παρουσιάζει μια συγκεκριμένη συμπεριφορά, όπως φαίνεται και στο 4.30. Αντίθετα παραμένει σχετικά σταθερό.



Σχήμα 4.30: Μεταβολή του ύψους της μπροστινής ρυτίδωσης

Για να συγκρίνουμε το ύψος του κύματος με αυτό της μπροστινής του ρυτίδωσης μπορούμε να κοιτάξουμε το σχήμα 4.31.

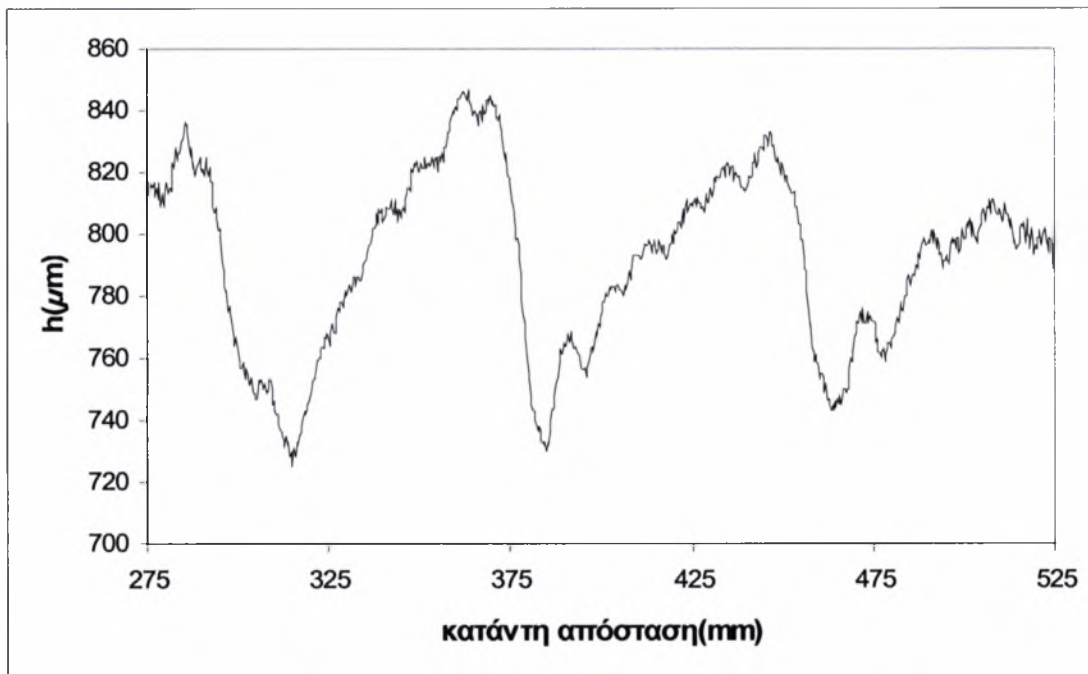


Σχήμα 4.31: Σύγκριση του πλάτους του κύματος με αυτό της ρυτίδωσής του

Όπως φαίνεται από το παραπάνω διάγραμμα, όπου σειρά 1 και 3 το πλάτος των κυμάτων, ενώ 2 και 4 το πλάτος των ρυτιδώσεών τους, σε συγκεκριμένα σημεία το πλάτος της ρυτίδωσης παίρνει τιμή παραπλήσια με αυτή του κύματος.

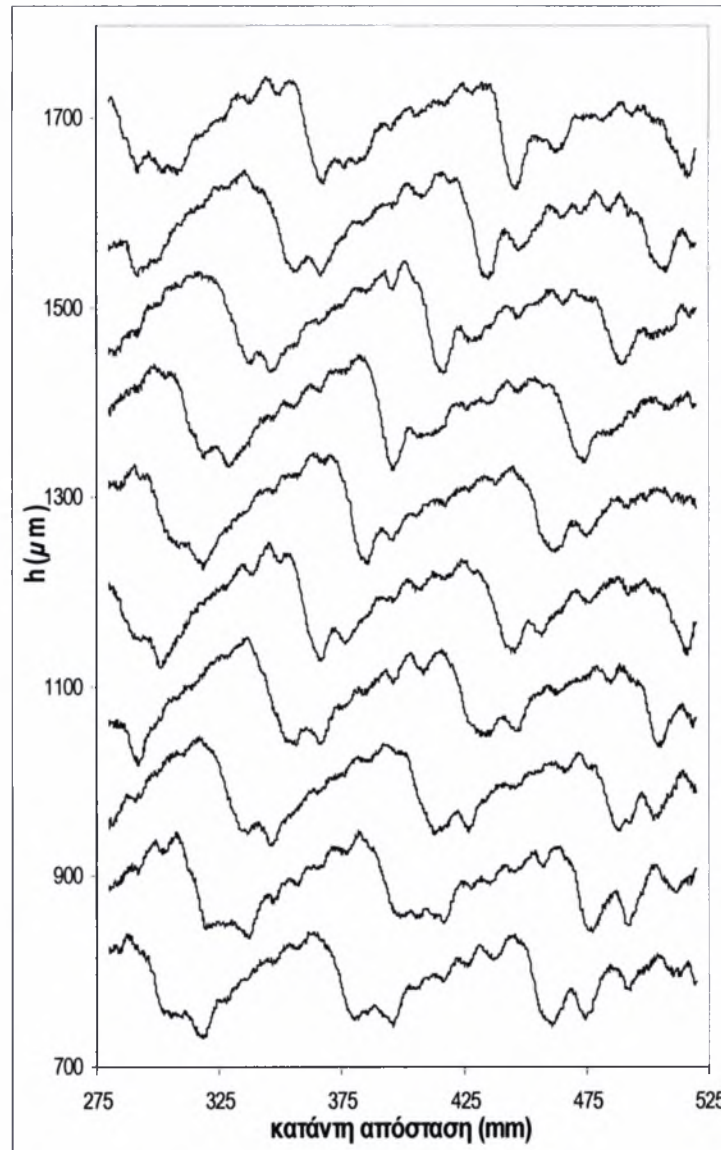
4.6 Ροή με διαταραχή συχνότητας 2Hz

Στην περίπτωση που η συχνότητα της εξωτερικής διαταραχής είναι ίση με 2Hz τότε, η μορφή των σχεδόν μοναχικών κυμάτων μεταβάλλεται ουσιαστικά κατά την εξέλιξή τους, με αποτέλεσμα τη δημιουργία μη μόνιμων περιοδικών κυμάτων. Η μορφή των κυμάτων αυτών απεικονίζεται στο σχήμα 4.32. Παρατηρούμε λοιπόν, την εμφάνιση κυμάτων με απότομο μπροστινό μέρος και πιο ομαλό πίσω μέρος τα οποία όμως δεν έχουν καθόλου μικρούς κυματισμούς μπροστά όπως στην περίπτωση των μοναχικών.



Σχήμα 4.32: Οι δομές που εμφανίζονται στην ροή κάτω από την επίδραση εξωτερικής διαταραχής συχνότητας 2Hz.

Οι δομές που εμφανίζονται φαίνεται να προχωράνε κατά μήκος του καναλιού σχεδόν «παγωμένες», δηλαδή δεν αλλάζει η μορφή τους. Το παραπάνω συμπέρασμα γίνεται αντιληπτό από το σχήμα 4.33 στο οποίο έχουμε μια σειρά χρονικά διαδοχικών προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας. Όπως φαίνεται από το σχήμα και έχουμε αναφέρει και προηγουμένως, στην αρχή, στο μπροστινό μέρος του κύματος δεν υπάρχει διαμορφωμένη κάποια ξεκάθαρη ρυτίδωση. Στο τρίτο προφίλ παρατηρούμε ότι έχουμε τη δημιουργία ρυτίδωσης η οποία φαίνεται να μετακινείται προς την ουρά του προηγούμενου κύματος.

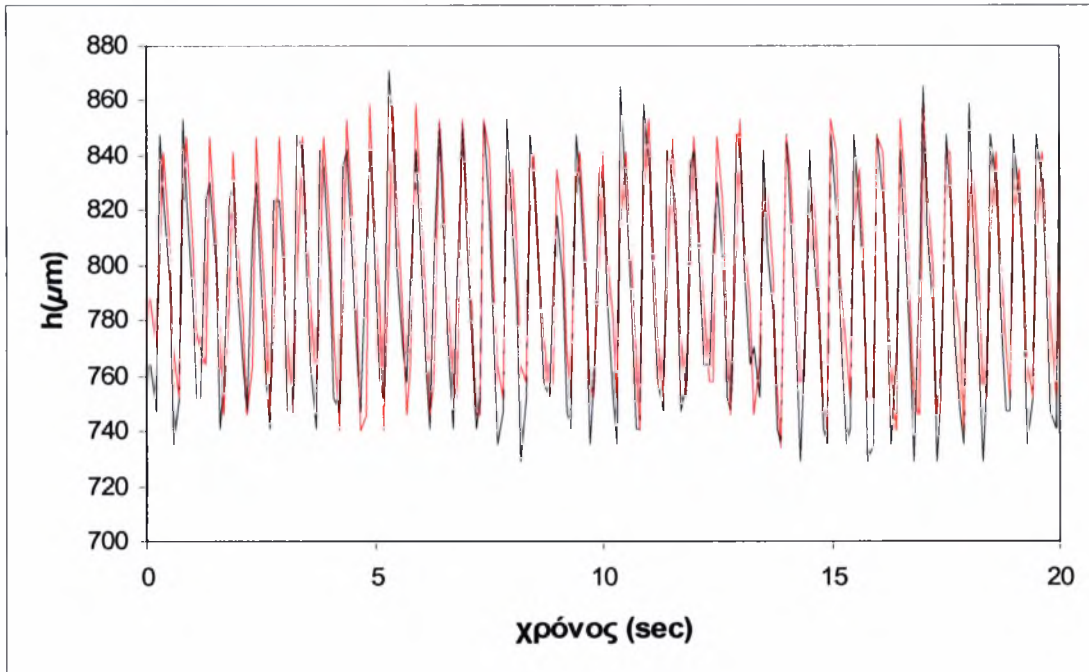


Σχήμα 4.33: Χρονική και χωρική εξέλιξη της ροής κάτω από την επίδραση εξωτερικής διαταραχής συχνότητας 2Hz.

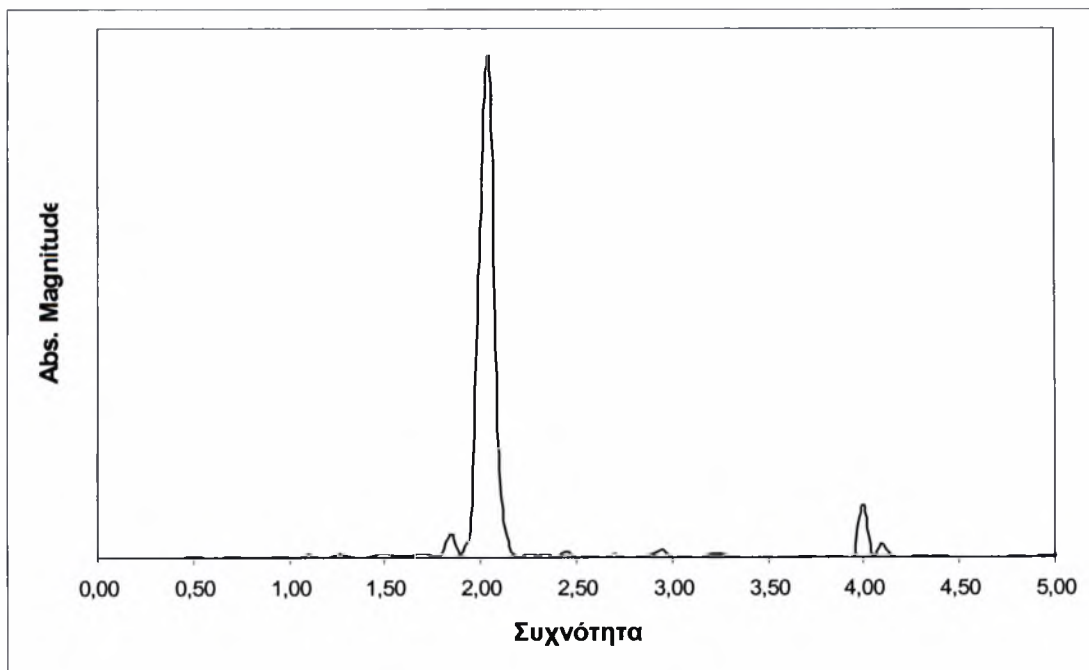
Η χρονική μεταβολή του ύψους του υμένα παρουσιάζεται στο σχήμα 4.34. Παρατηρούμε ότι η συχνότητα εμφάνισης των κυμάτων είναι ακόμα μεγαλύτερη σε σχέση με αυτή των προηγούμενων περιπτώσεων. Φαίνεται ότι εδώ εμφανίζονται μόνο τα κύρια κύματα και δεν έχουμε ενδιάμεσους κυματισμούς. Επίσης, και σε αυτή την περίπτωση έχουμε ταύτιση των αποτελεσμάτων του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα για τα δύο διαφορετικά σημεία.

Ο χρονικός μετασχηματισμός Fourier ενός σημείου της ροής εμφανίζεται στο σχήμα 4.35. Η βασική συχνότητα εμφάνισης των κυμάτων είναι 2Hz, και πάλι ίδια με την συχνότητα της διαταραχής που επιβάλλουμε. Εμφανίζεται και μια πολύ μικρή κορυφή σε συχνότητα 4Hz. Το γεγονός ότι η δεύτερη αρμονική έχει τόσο μικρό

μέγεθος αποδεικνύει για μια ακόμη φορά ότι δεν έχουμε ύπαρξη δευτερεύοντος κύματος. Δεν γνωρίζουμε αν έχουμε ακόμα μεγαλύτερες αρμονικές διότι λόγω της συχνότητας δειγματοληψίας μας δεν μπορούμε να πάρουμε ακριβή αποτελέσματα για μεγαλύτερες συχνότητες.

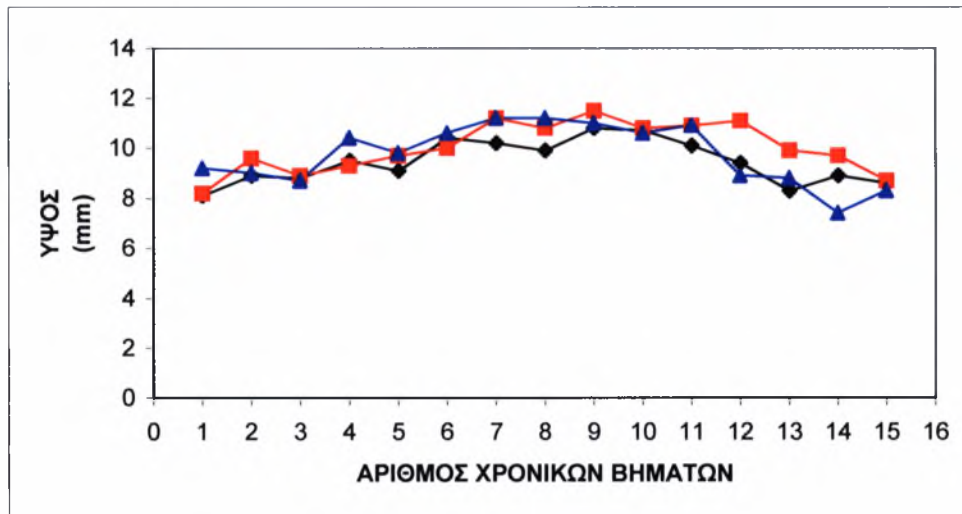


Σχήμα 4.34: Χρονική εξέλιξη του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας πάνω από ένα βαθούλωμα και ένα ύψωμα της διαμόρφωσης του τοιχώματος.



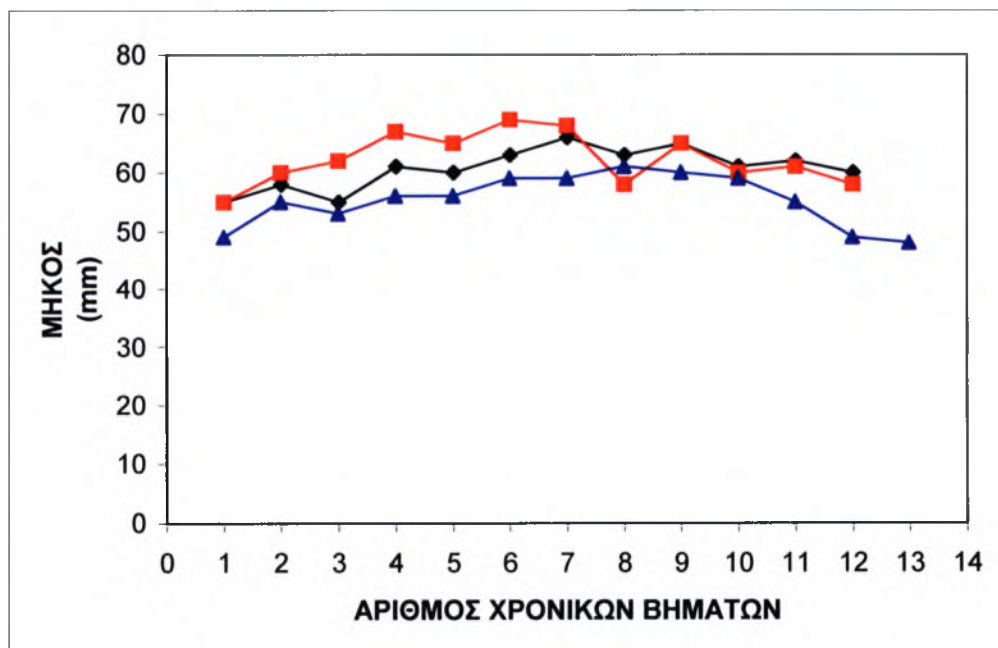
Σχήμα 4.35: Χρονικός μετασχηματισμός Fourier ενός σημείου της ροής.

Η μεταβολή του πλάτους του κύματος φαίνεται στο σχήμα 4.36 για τρία διαφορετικά κύματα και για το χρονικό διάστημα μεταξύ εισόδου και εξόδου από την περιοχή μέτρησης.



Σχήμα 4.36: Μεταβολή του ύψους των κυμάτων κατά την εξέλιξή τους

Είναι φανερό ότι η διακύμανση του πλάτους είναι παρόμοια και στις τρεις περιπτώσεις, ενώ η τελική τιμή του πλάτους είναι πάρα πολύ κοντά με την αρχική. Γενικότερα θα μπορούσαμε να πούμε ότι τα κύματα αυτά είναι πλήρως ανεπτυγμένα αφού διατηρούν σχετικά αμετάβλητο το ύψος τους.

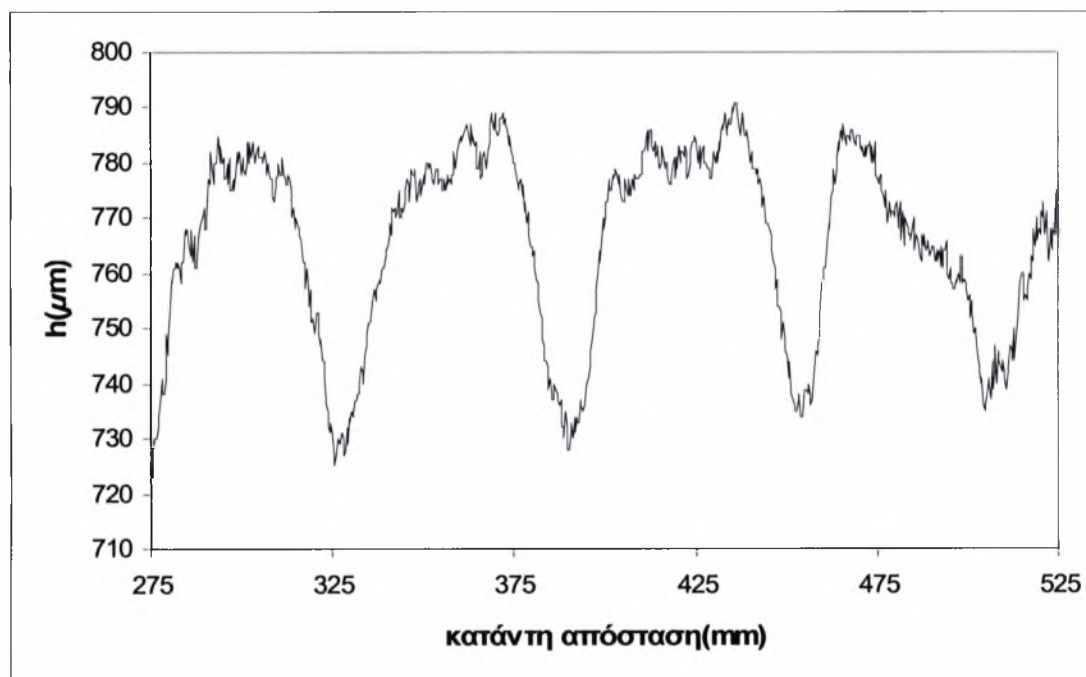


Σχήμα 4.37: Μεταβολή του μήκους των κυμάτων

Ενδιαφέρον παρουσιάζει και η μεταβολή του μήκους του κύματος από την είσοδο στην περιοχή μέτρησης μέχρι την έξοδό του για τρεις διαφορετικές περιπτώσεις όπως φαίνεται στο σχήμα 4.37. Είναι φανερό ότι η τελική τιμή του μήκους του κύματος είναι σχεδόν ίδια με την αρχική, όπως συνέβαινε και με το πλάτος του.

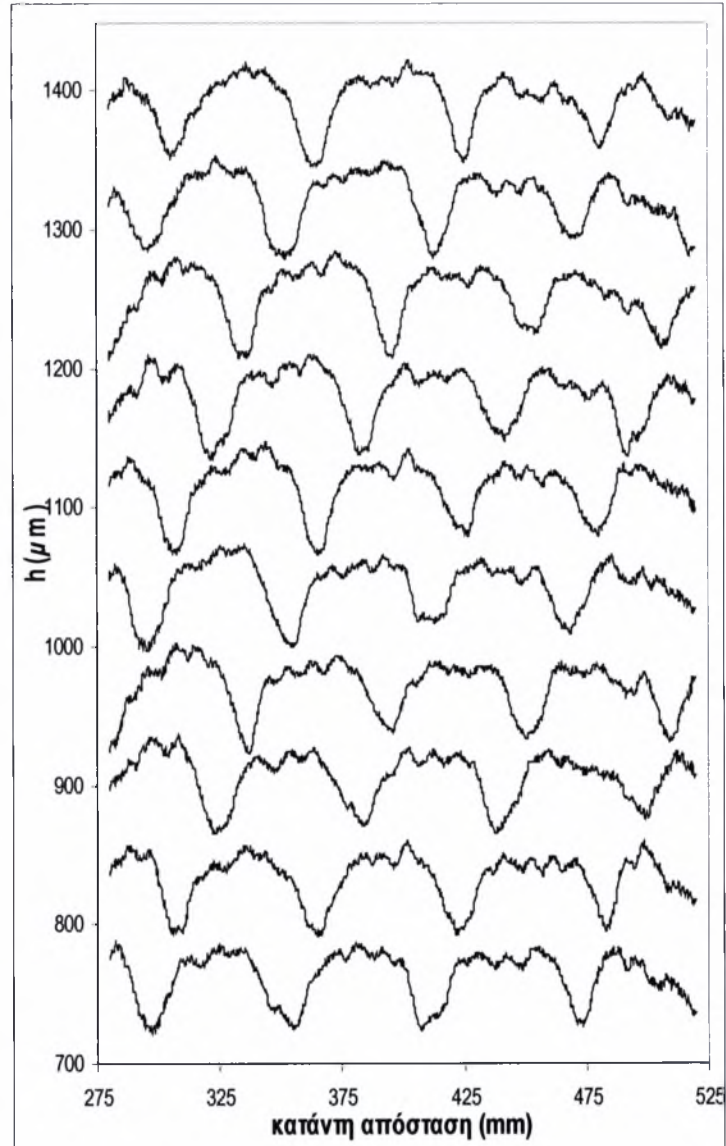
4.7 Ροή με διαταραχή συχνότητας 2,5Hz

Στην περίπτωση που η συχνότητα της εξωτερικής διαταραχής είναι 2,5 Hz τα δημιουργούμενα κύματα είναι περιοδικά, όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.38. Η μορφή τους είναι διαφορετική από αυτή των κυμάτων που δημιουργούταν για μικρότερες συχνότητες. Δηλαδή, εδώ δεν έχουμε απότομο μπροστινό μέρος και ομαλή ουρά αλλά η μορφή πλησιάζει αρκετά τα περιοδικά ημιτονοειδή κύματα.



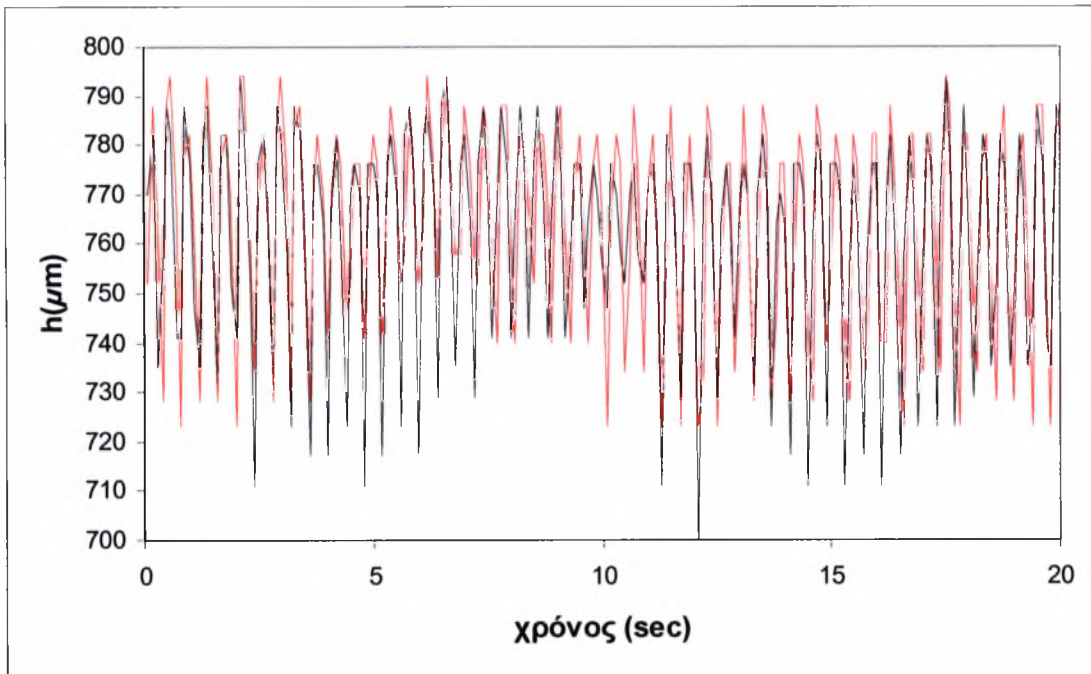
Σχήμα 4.38: Οι δομές που εμφανίζονται στην ροή κάτω από την επίδραση εξωτερικής διαταραχής συχνότητας 2,5Hz.

Οι δομές αυτές ταξιδεύουν κατάντη του καναλιού διατηρώντας αμετάβλητο το σχήμα τους όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε στο σχήμα 4.39. Χαρακτηριστική είναι και σε αυτή την περίπτωση η εμφάνιση της αλληλεπίδρασης της ελεύθερης επιφάνειας με τον πυθμένα του καναλιού η οποία φαίνεται από την ύπαρξη κυματισμών στην κορυφή των κυμάτων.

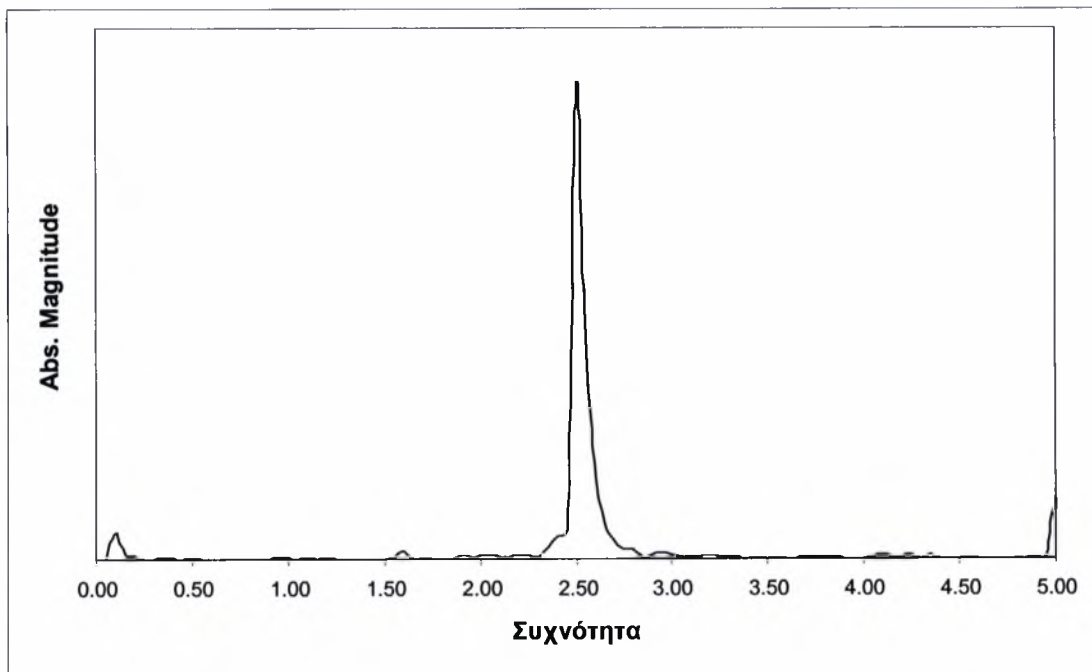


Σχήμα 4.39: Χρονική και χωρική εξέλιξη της ροής κάτω από την επίδραση εξωτερικής διαταραχής συχνότητας 2,5Hz.

Η χρονική μεταβολή του ύψους του υμένα παρουσιάζεται στο σχήμα 4.40. Παρατηρούμε ότι η συχνότητα εμφάνισης των κυμάτων είναι ακόμα μεγαλύτερη σε σχέση με αυτή των προηγούμενων περιπτώσεων. Μάλιστα, το διάγραμμα έχει την ίδια μορφή με αυτή του αντίστοιχου για 2Hz. Με άλλα λόγια και σε αυτή την περίπτωση εμφανίζονται μόνο τα κύρια κύματα και δεν έχουμε ενδιάμεσους κυματισμούς. Επίσης, σε αυτή την περίπτωση αρχίζει να χαλαίει η ταύτιση των αποτελεσμάτων του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα για τα δύο σημεία που αντιστοιχούν σε διαφορετική μορφολογία τοιχώματος.



Σχήμα 4.40: Χρονική εξέλιξη του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας πάνω από ένα βαθούλωμα και ένα ύψωμα της διαμόρφωσης του τοιχώματος.

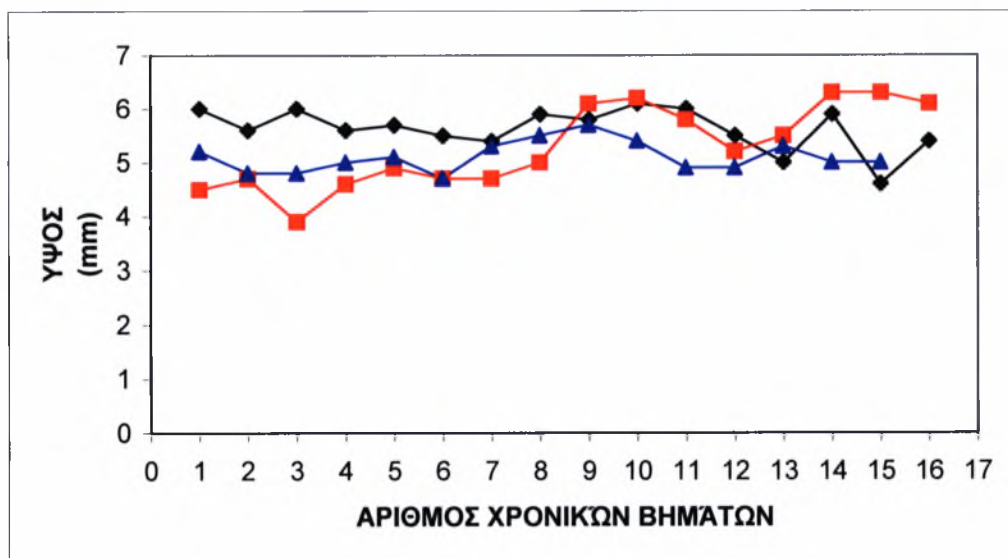


Σχήμα 4.41: Χρονικός μετασχηματισμός Fourier ενός σημείου της ροής.

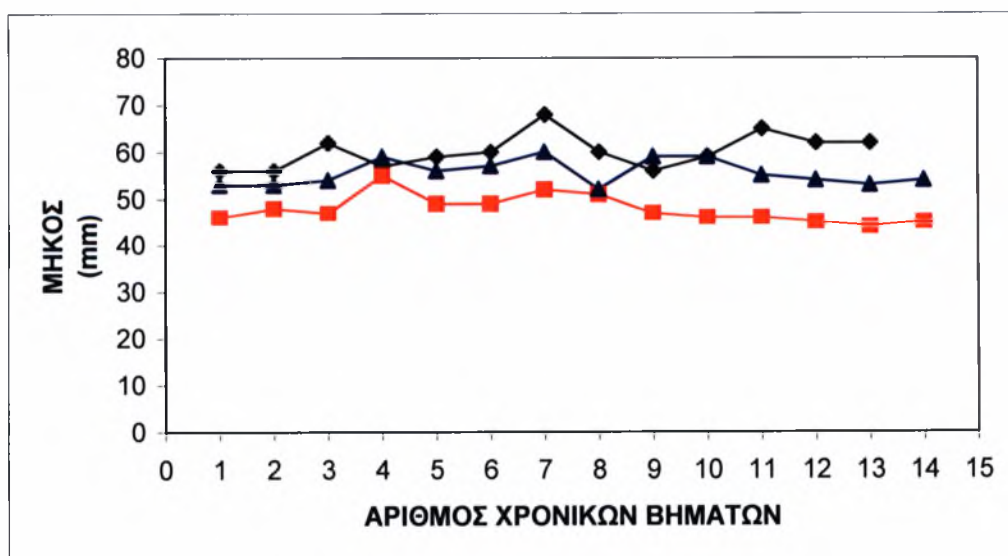
Ο χρονικός μετασχηματισμός Fourier ενός σημείου της ροής εμφανίζεται στο σχήμα 4.41. Η βασική συχνότητα εμφάνισης των κυμάτων είναι 2,5Hz, και πάλι ίδια με την συχνότητα της διαταραχής που επιβάλλουμε. Και σε αυτή την περίπτωση δεν

γνωρίζουμε αν έχουμε αρμονικές ανώτερης τάξης διότι λόγω της συχνότητας δειγματοληψίας μας δεν μπορούμε να πάρουμε ακριβή αποτελέσματα για μεγαλύτερες συχνότητες από 5Hz.

Η μεταβολή του πλάτους των δημιουργούμενων κυμάτων απεικονίζεται στο σχήμα 4.42 για τρία διαφορετικά κύματα. Και σε αυτή την περίπτωση το ύψος των κυμάτων διατηρείται σταθερό, δηλαδή τα κύματά είναι πλήρως ανεπτυγμένα. Από τα δεδομένα για τα διαφορετικά κύματα αποδεικνύεται και πάλι η επαναληψιμότητα των δομών.



Σχήμα 4.42: Μεταβολή του ύψους των κυμάτων κατά την εξέλιξή τους

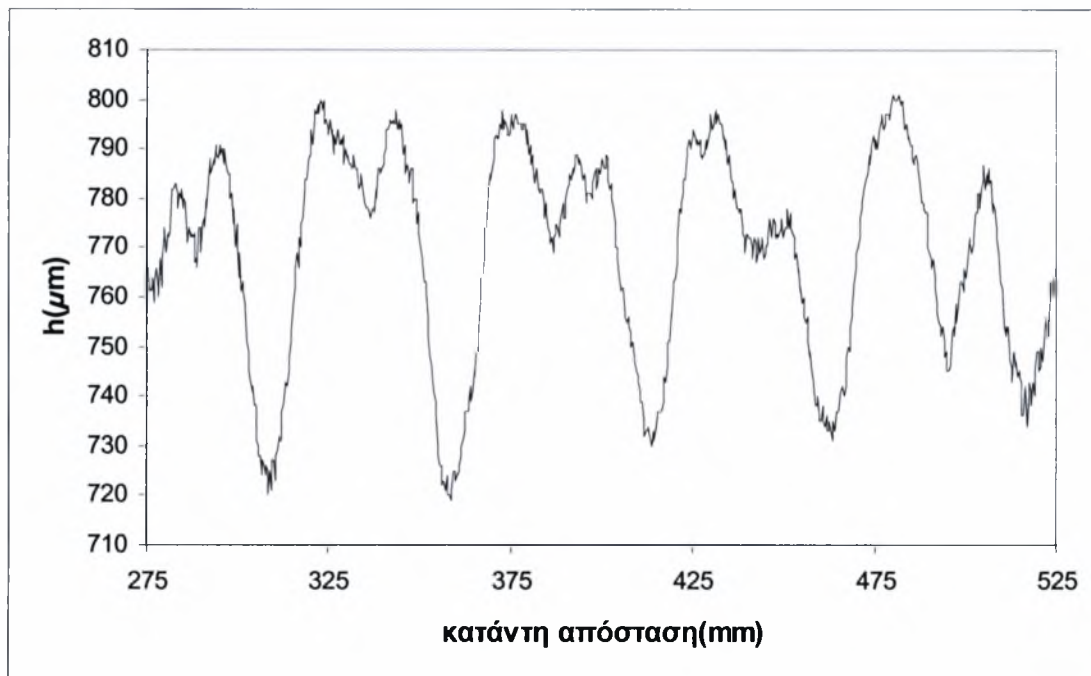


Σχήμα 4.43: Μεταβολή του μήκους των κυμάτων

Όσον αφορά τη μεταβολή του μήκους των κυμάτων αυτή παρουσιάζεται στο σχήμα 4.43, για την περίπτωση των τριών προηγούμενων κυμάτων. Και το μήκος των κυμάτων λοιπόν παραμένει σταθερό.

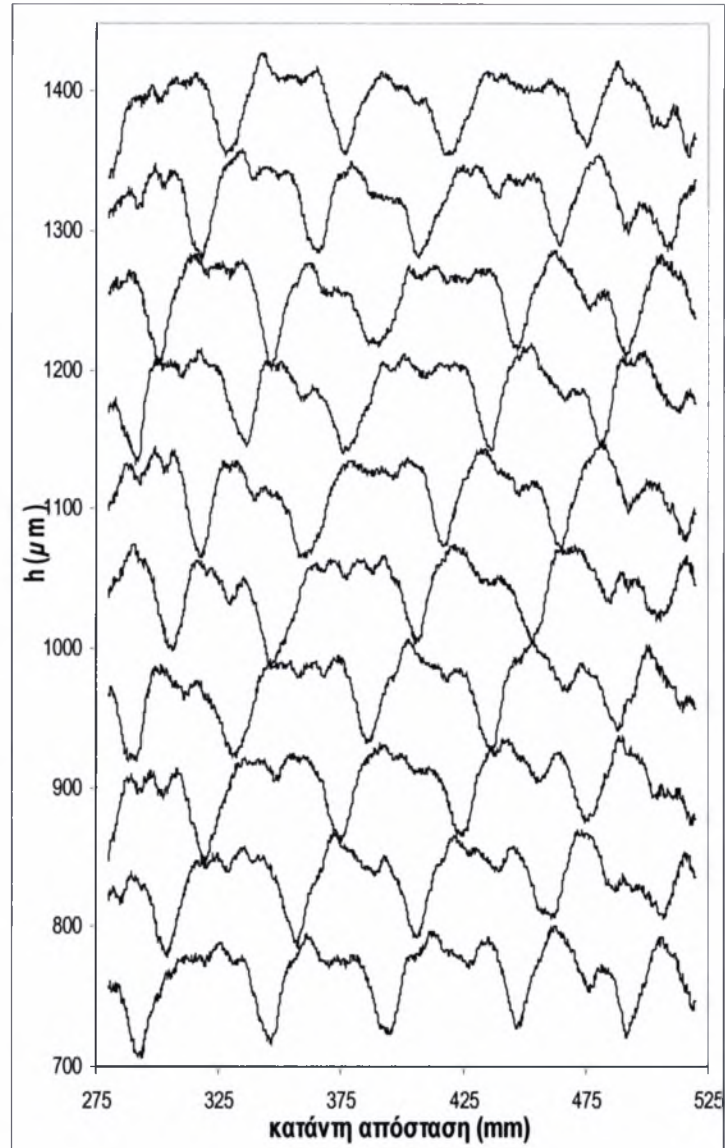
4.8 Ροή με διαταραχή συχνότητας 3Hz

Η μέγιστη συχνότητα εξωτερικής διαταραχής που επιβάλλαμε ήταν αυτή των 3 Hz. Η εξέλιξη των κυμάτων, που δημιουργούνται με αυτό τον τρόπο και η μορφή τους παρουσιάζονται στο σχήμα 4.44.



Σχήμα 4.44: Οι δομές που εμφανίζονται στην ροή κάτω από την επίδραση εξωτερικής διαταραχής συχνότητας 3Hz.

Η μορφή των κυμάτων μοιάζει αρκετά με αυτή των 2,5Hz. Η διαφορά μεταξύ των δύο περιπτώσεων είναι ότι στα 3 Hz δεν εμφανίζεται ο συνηθισμένος κυματισμός της ελεύθερης επιφάνειας ο οποίος υποδηλώνει αλληλεπίδραση. Οι δομές αυτές ταξιδεύουν κατάντη του καναλιού διατηρώντας σχεδόν αμετάβλητο το σχήμα τους όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε στο σχήμα 4.45.

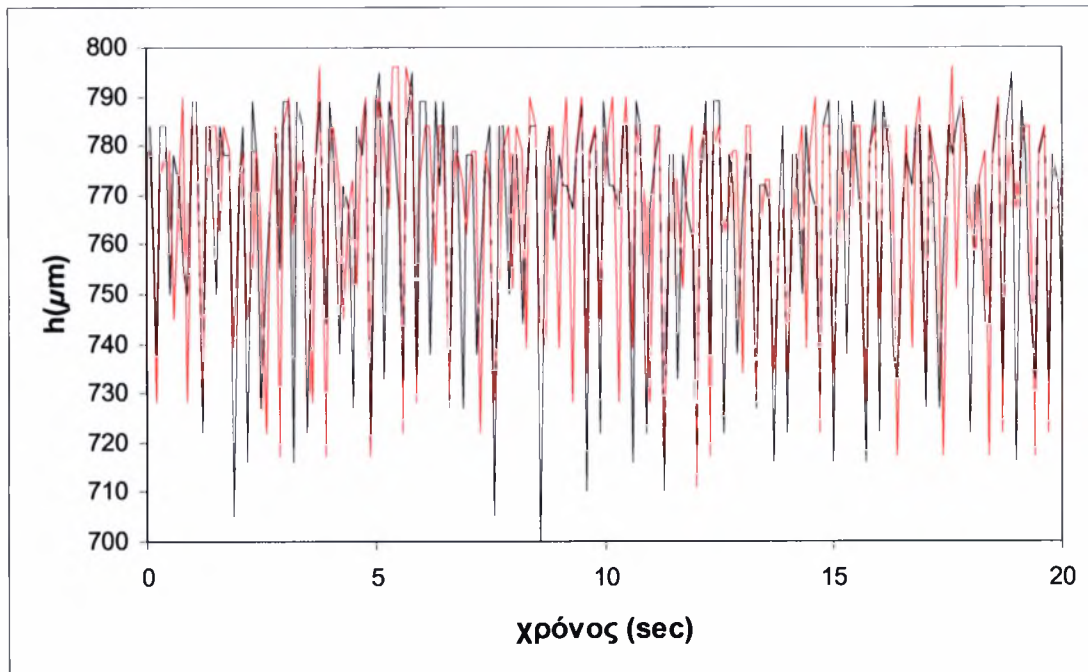


Σχήμα 4.45: Χρονική και χωρική εξέλιξη της ροής κάτω από την επίδραση εξωτερικής διαταραχής συχνότητας 2,5Hz.

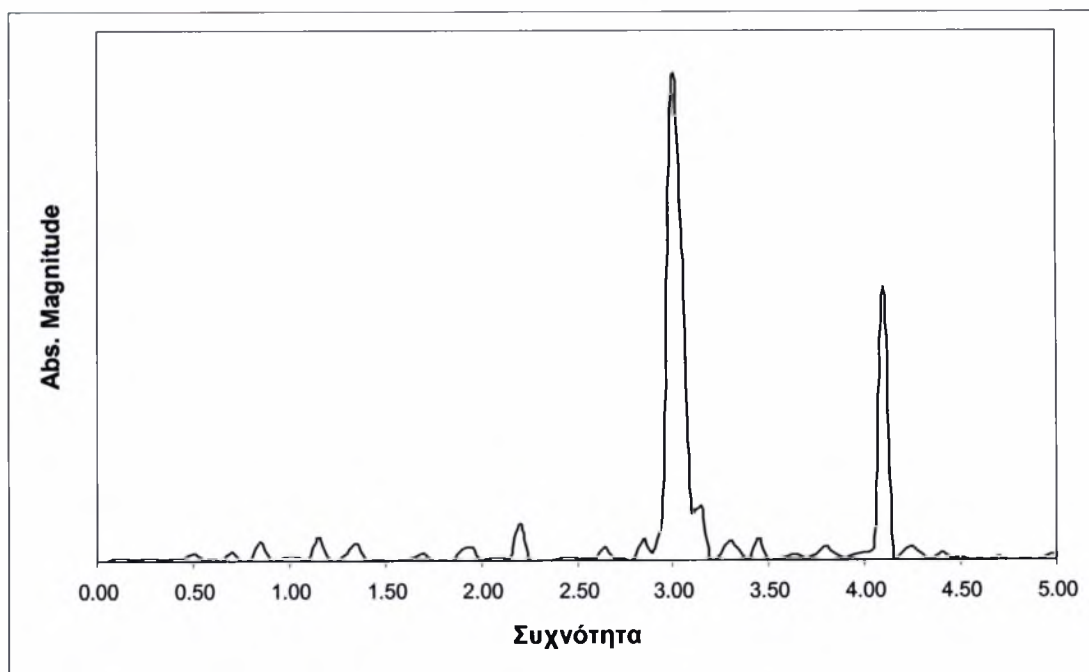
Η χρονική μεταβολή του ύψους του υμένα για την περίπτωση της εξωτερικής διαταραχής 3Hz παρουσιάζεται στο σχήμα 4.46. Οι παρατηρήσεις που γίνονται και πάνω σε αυτό το διάγραμμα είναι αντίστοιχες με αυτές που έγιναν για το διάγραμμα της προηγούμενης συχνότητας (2,5Hz). Και πάλι η διαφορά έγκειται στην συχνότητα εμφάνισης των δομών (κυμάτων).

Για να υπολογίσουμε με ακρίβεια την συχνότητα εμφάνισης των δομών κάναμε και πάλι χρονικό μετασχηματισμό Fourier (σχήμα 4.47) στα δεδομένα. Και πάλι, όπως άλλωστε ήταν αναμενόμενο, η συχνότητα εμφάνισης των δομών ταυτίζεται με την συχνότητα της επιβαλλόμενης διαταραχής. Στην περίπτωση που

μελετάμε, παρατηρούμε και την εμφάνιση στο φάσμα και μιας άλλης συχνότητας, αυτής των 4Hz με αρκετά μεγάλη ένταση. Η εμφάνιση της συχνότητας αυτής ίσως να οφείλεται στο γεγονός ότι η κορυφή του κάθε κύματος φαίνεται να χωρίζεται σε δύο μέρη. Το φαινόμενο αυτό είναι επαναλαμβανόμενο και επηρεάζει το φάσμα συχνοτήτων.

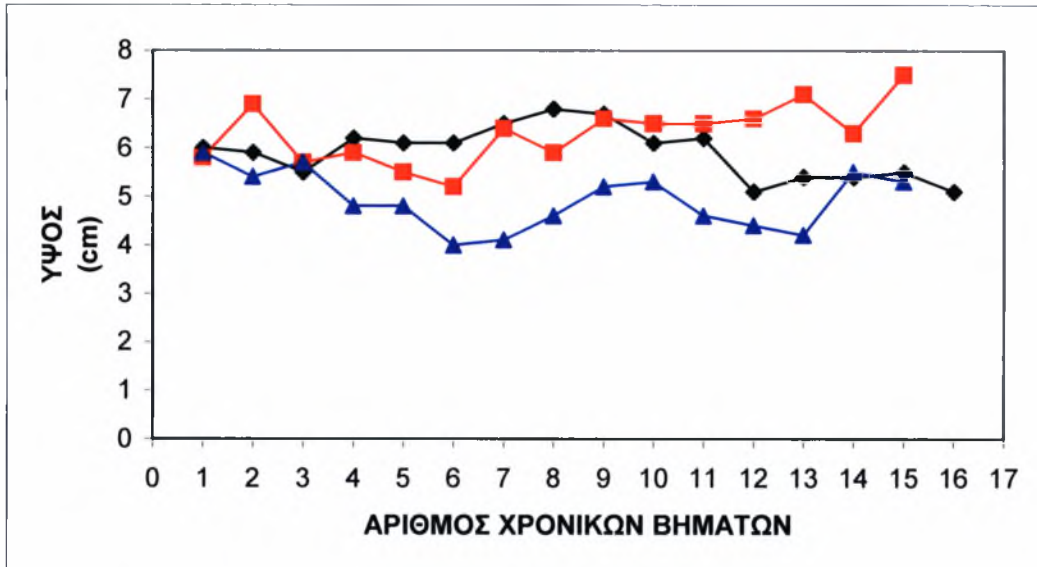


Σχήμα 4.46: Χρονική εξέλιξη του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας πάνω από ένα βαθούλωμα και ένα ύψωμα της διαμόρφωσης του τοιχώματος.

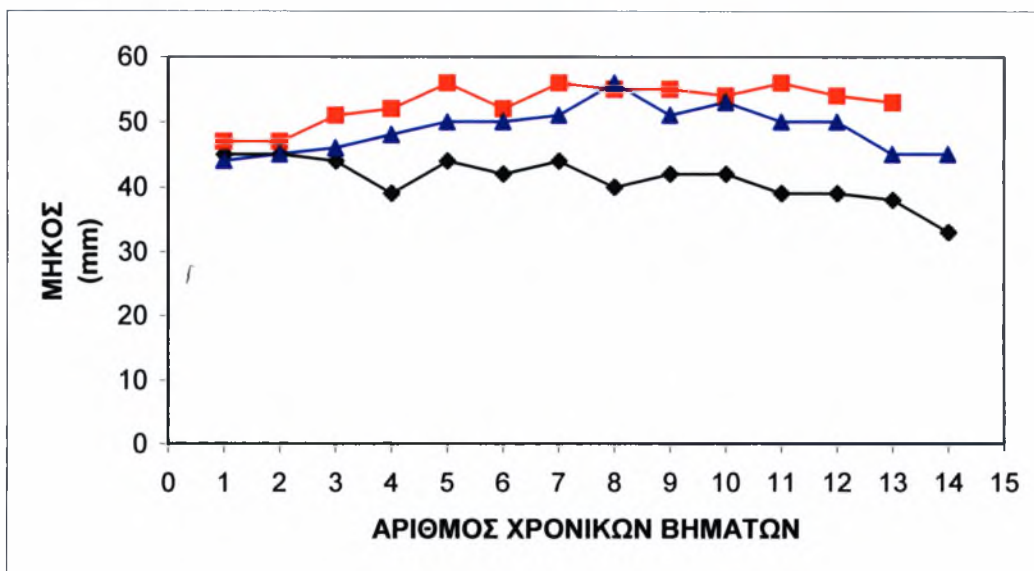


Σχήμα 4.47: Χρονικός μετασχηματισμός Fourier ενός σημείου της ροής.

Η μεταβολή του ύψους των κυμάτων, για τρεις διαφορετικές περιπτώσεις, παρουσιάζεται στο σχήμα 4.48. Παρατηρούμε ότι και εδώ το ύψος των κυμάτων παραμένει σχετικά σταθερό κατάντη του καναλιού. Αντίθετα, μια άλλη παρατήρηση είναι ότι οι διαφορετικοί κύκλοι φόρτισης δεν δίνουν κύματα ίσου ύψους.



Σχήμα 4.48: Μεταβολή του ύψους των κυμάτων κατά την εξέλιξή τους



Σχήμα 4.49: Μεταβολή του μήκους των κυμάτων

Η μεταβολή του πλάτους των δημιουργούμενων κυμάτων απεικονίζεται στο σχήμα 4.49.

Κεφάλαιο V

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται τα βασικότερα συμπεράσματα της παρούσας διπλωματικής εργασίας. Η προσπάθεια εστιάστηκε στην καταγραφή και κατανόηση της θεμελιώδους συμπεριφοράς του υμένα και συγκεκριμένα των δημιουργούμενων κυμάτων.

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΤΗΣ ΡΟΗΣ ΥΓΡΟΥ ΥΜΕΝΑ ΠΑΝΩ ΑΠΟ ΠΕΡΙΟΔΙΚΑ ΔΙΑΜΟΡΦΩΜΕΝΟ ΤΟΙΧΩΜΑ.

- Το ύψος των δημιουργούμενων κυμάτων που δημιουργήθηκαν με την επιβολή εξωτερικής διέγερσης, μέχρι και τη συχνότητα των 1,5 Hz, μειώνεται αρκετά, από τη στιγμή εισόδου στην περιοχή παρακολούθησης μέχρι τη στιγμή της εξόδου. Στη συνέχεια, για συχνότητα εξωτερικής διέγερσης 2 Hz η μείωση του ύψους είναι πολύ μικρή ενώ για συχνότητες 2,5 και 3 Hz το ύψος των δημιουργούμενων κυμάτων είναι σταθερό, αποδεικνύοντας ότι είναι πλήρως αναπτυγμένα.
- Το ύψος του υμένα είναι το ίδιο ανεξάρτητα αν βρισκόμαστε πάνω από βαθούλωμα, ή πάνω από ύψωμα της περιοδικής διαμόρφωσης του πυθμένα. Η ταύτιση αυτή του ύψους του υμένα για τα δύο αυτά διαφορετικά σημεία αρχίζει να διαστρεβλώνεται για συχνότητες εξωτερικής διαταραχής 2,5 και 3Hz.
- Η συχνότητα εμφάνισης των κυμάτων είναι ίδια με αυτή της εξωτερικής διαταραχής που εμείς βάζουμε. Στις περιπτώσεις όπου η συχνότητα της δειγματοληψίας μας επιτρέπει να γνωρίζουμε αν έχουμε αρμονικές υψηλότερης τάξης, παρατηρούμε ότι η αρμονική δεύτερης τάξης δε παίζει σημαντικό ρόλο εκτός από την περίπτωση όπου επιβάλλουμε εξωτερική διαταραχή συχνότητας 1Hz. Αυτό συμβαίνει επειδή, σε αυτή την περίπτωση το μέγεθος του δευτερεύοντος κύματος, που εμφανίζεται μεταξύ των κυρίων, είναι συγκρίσιμο με το μέγεθος των κυμάτων αυτών.
- Όταν η συχνότητα της εξωτερικής διαταραχής είναι μεγαλύτερη από 1,5 Hz τα δημιουργούμενα κύματα δεν έχουν τη μορφή μοναχικών κυμάτων, αλλά αυτή των μη μόνιμων περιοδικών κυμάτων.

- Σχεδόν σε όλα τα αποτελέσματα των πειραμάτων παρατηρήθηκε η δημιουργία παρασιτικής κορυφής η οποία ξεκινάει από την ουρά του κύματος και κατευθύνεται προς την κορυφή του.



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ
ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ



004000074723

