

Η ΑΝΑΠΑΝΤΕΧΗ ΣΗΜΑΣΙΑ ΤΟΥ ΕΥΡΟΥΣ ΤΗΣ ΡΟΗΣ ΣΤΗΝ ΠΡΩΤΟΓΕΝΗ ΑΣΤΑΘΕΙΑ ΥΓΡΩΝ ΥΜΕΝΩΝ

Α. Γεωργαντάκη, J.Vateville, Β. Μποντόζογλου

Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, Πεδίον Άρεως, 38334, Βόλος

Μ. Βλαχογιάννης

*Τμήμα Μηχανολογίας, Σχολή Τεχνολογικών Εφαρμογών, Τεχνολογικό Εκπαιδευτικό Ίδρυμα Λάρισας,
41110, Λάρισα*

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Μελετάμε πειραματικά, την επιρροή της εγκάρσιας διατομής στη ροή υγρού υμένα, σε σχετικά μεγάλου πλάτους κανάλια, με πλευρικά τοιχώματα. Παρατηρούνται μεγάλες αποκλίσεις από τις δυσδιάστατες προβλέψεις της πρωτογενούς αστάθειας, αλλά και στα οδεύοντα κύματα που εμφανίζονται μετά τη μετάβαση, όταν οι τριχοειδής δυνάμεις (capillary forces) υπερισχύουν σε σχέση με τις ιξώδεις δυνάμεις (viscous forces). Υποστηρίζεται ότι κάτω από αυτές τις παραμέτρους, επικρατεί ένας εγγενώς τρισδιάστατος μηχανισμός απόσβεσης, ο οποίος εξασφαλίζει μεγάλο εύρους εγκάρσια συνοχή (long-range transverse coherence) στη ροή.

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι υγροί υμένες που ρέουν με την επίδραση της βαρύτητας, αποτελούν ένα καλό πρωτότυπο συστημάτων ανοιχτής ροής, συναγωγικής αστάθειας (convectively unstable), των οποίων το ασταθές εύρος των μήκων κύματος, εκτείνεται στο μηδέν [1-3]. Αυτό το διεπιφανειακό σύστημα χαμηλού αριθμού Reynolds, εμπλέκει μια περίπλοκη ισορροπία ανάμεσα στη συνεισφορά ενέργειας, στην απόσβεση (dissipation), στη διασπορά (dispersion) και στη μη γραμμικότητα, που οδηγούν στο σχηματισμό συνεκτικών δομών με μορφή παλμού (pulse-like) (μοναχικά κύματα ή σολιτονικά κύματα που αποσβένουν (dissipative solitons) [4]). Κάθε παλμός αποτελείται από ένα μεγάλο αριθμό αρμονικών Fourier κλειδωμένης φάσης (Phase-locked fourier harmonics) [5,6]. Το βασικό συστατικό αυτής της διαδικασίας το οποίο διαφοροποιεί την παραπάνω συνεκτική δομή από τα κλασικά σολιτονικά κύματα, είναι η διαγώνια συνοχή της ροής, η οποία δημιουργείται από το ιξώδες του υγρού [7].

Η εξέλιξη της ροής από μια αρχική κατάσταση με αδιατάρακτη διεπιφάνεια θεωρείται ότι συμβαίνει μέσω της διακλαδώσεως του Hopf (Hopf bifurcation), που περιλαμβάνει αυστηρά δυσδιάστατη δυναμική. Η μετέπειτα χώρο-χρονική ανάπτυξη, θεωρείται να εξαρτάται στην ποσότητα του θορύβου στην εγκάρσια διεύθυνση: με την ύπαρξη ασθενούς τρισδιάστατου θορύβου, η δυσδιάστατη εξέλιξη της ροής καταλήγει σε στάσιμα, μοναχικά κύματα, των οποίων τα μέτωπα (crestlines), μπορούν να παρουσιάσουν, κατάντη, εγκάρσιες διαμορφώσεις. Με ισχυρό τρισδιάστατο θόρυβο, το πρώτο δυσδιάστατο στάδιο, μπορεί να προσβληθεί από εγκάρσιες διαμορφώσεις, πριν καταλήξει στην εξέλιξη, κατά τη διεύθυνση της ροής, αλληλουχίας μοναχικών κυμάτων (solitary wave train) [7.10-13]. Η διαδικασία επιλογής της κλίμακας μήκους αυτών των διαμορφώσεων, έχει συζητηθεί στην παραπάνω βιβλιογραφία και

είναι τυπικά πολύ μικρότερο από το πλάτος της ροής.

Η προαναφερθείσα εννοιολογική εικόνα, δεν λαμβάνει υπόψη τη φαινομενικά ισχυρή εγκάρσια συνοχή της ροής, κάτι που έχει παρατηρηθεί πειραματικά [14-16], αλλά μόλις πρόσφατα τέθηκε υπό αμφισβήτηση [17,18]. Οι πρόσφατες έρευνες παρέχουν φαινομενολογική απόδειξη ότι το πλάτος της ροής έχει ισχυρή επίδραση στην εμφάνιση της πρωταρχικής αστάθειας αλλά και στα χαρακτηριστικά των στάσιμων κυμάτων, στο καθεστώς μετά της μετάβασης. Στην παρούσα εργασία γίνεται προσπάθεια να αποκαλυφθεί ο κύριος φυσικός μηχανισμός που είναι υπεύθυνος για αυτή τη συμπεριφορά, πραγματοποιώντας και ερμηνεύοντας πειράματα με ρευστά ευρέως διαφορετικών φυσικών ιδιοτήτων.

Μια πρώτη ένδειξη της εγκάρσιας συνοχής, προκύπτει από πειράματα σε επίπεδα κανάλια, με πλευρικά τοιχώματα. Τα οδεύονται κύματα που δημιουργούνται από κάποια διαταραχή (travelling disturbances), κάτω από το όριο της πρωτογενούς μετάβασης, δεν διατηρούν ένα ευθύγραμμο μέτωπο (crestline) αλλά καμπυλώνονται συμμετρικά σε σχέση με το κέντρο τους (centerplane). Η συμπεριφορά αυτή μπορεί να αποδοθεί στην επίδραση των πλευρικών τοιχωμάτων, η οποία προφανώς εκτείνεται πέρα από το πλάτος του καναλιού. Τα συμμετρικά καμπυλωμένα κύματα φαίνεται να αντιπροσωπεύουν ένα πολύ ισχυρό μηχανισμό κίνησης (attractor) του υμένα, σε μικρές γωνίες κλίσης του καναλιού [18]. Συγκεκριμένα, εμφανίζονται ως η τελική δομή της ροής, ανεξάρτητα από τα λεπτομερή τρισδιάστατα χαρακτηριστικά της εισαγόμενης διαταραχής που τα διεγείρει, και μπορούν να παραμείνουν αναλλοίωτα από οποιαδήποτε πολύ μικρή (pin-like) διαταραχή εγκάρσιου μήκους κύματος.

Περαιτέρω απόδειξη που συνηγορεί υπέρ κάποιας μορφής εγκάρσιας συνοχής της ροής, προέρχεται από την παρατήρηση [17] ότι ο κρίσιμος αριθμός Reynolds για την πρωτογενή αστάθεια, ουσιαστικά αυξάνεται σημαντικά με τη μείωση του πλάτους του καναλιού. Μετρηθήκαν αποκλίσεις της τάξης του 100% από την γνωστή πρόβλεψη για δυσδιάστατη ροή υμένα σε γωνία κλίσης θ [19], $Re_c^o = 5/6 \cot \theta$ (που έχει προκύψει για μονοδιάστατη βασική ροή και διαταραχής μεγάλου μήκους, σύμφωνα με τη διεύθυνση της ροής), για υμένες των οποίων το πλάτος της εγκάρσιας διεύθυνσης ξεπερνά περισσότερο από 2 τάξεις μεγέθους το πάχος του υμένα. Κάτω από αυτές τις συνθήκες, παρατηρήσαμε ότι οι δεν μπορούν να αποδοθούν αυτές οι αποκλίσεις με μια διαμόρφωση της βασικής ροής με επίπεδη διεπιφάνεια, η οποία είναι ουσιαστικά μονοδιάστατη καθ' όλο το κανάλι με την εξαίρεση λεπτότερων περιοχών κοντά στα πλαϊνά τοιχώματα.

Εκτός από την προφανή σημασία για διάφορες εφαρμογές, η παρατήρηση μιας σημαντικής καθυστέρησης στην πρωτογενή αστάθεια, βεβαιώνει ότι το στάδιο δυσδιάστατης εξέλιξης έχει εντελώς παρακαμφθεί για πλάτη καναλιού πρακτικής σημασίας, και προσεγγίζεται ασυμπτωτικά μόνο όταν το όριο της επέκτασης της εγκάρσιας ροής τείνει στο άπειρο. Μια τέτοια απροσδόκητη συμπεριφορά συνεπάγεται ότι η απόσβεση της διαταραχής στα οριακά στρώματα των πλευρικών τοιχωμάτων έχει μια πολύ σημαντική επίδραση σε όλη τη ροή. Μέχρι στιγμής, αυτή είναι η πρώτη αναφορά ενός τέτοιου γεγονότος, και επομένως, η μηχανιστική του ερμηνεία του αποτελεί θεμελιώδες φυσικό ενδιαφέρον.

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ

Για την κατανόηση των παραπάνω φαινομένων, έγιναν πειράματα σε δύο πειραματικές συσκευές, με δυνατότητα αλλαγής γωνίας κλίσης και πλάτους. Η πρώτη έχει μήκος 800 mm και πλάτος 250 mm και η δεύτερη, 3000 mm μήκος και 450 mm πλάτος. Τα πειράματα έγιναν σε ένα εύρος γωνιών κλίσης το οποίο κυμαίνεται από 2, έως 13 μοίρες. Τα ρευστά που χρησιμοποιήθηκαν ήταν υδατικά διαλύματα γλυκερίνης και ισοπροπυλικής αλκοόλης. Η παραμετροποίηση των δεδομένων έγινε με δύο αδιάστατους αριθμούς : (i) τον αριθμό

Reynolds Re , ορισμένο ως το λόγο της παροχής της ροής ανά μονάδα πλάτους με το κινηματικό ιξώδες (ii) και τον αριθμό Kapitza ορισμένο ως $Ka = \sigma / (\rho g^{1/3} \nu^{4/3})$, και ουσιαστικά πρόκειται για το λόγο των τριχοειδών δυνάμεων ως προς τις ιξώδεις δυνάμεις με τον ορισμό των χαρακτηριστικών μεγεθών του ιξώδους μήκους (viscous length) και χρόνου ως : $l_v = (\nu^2 / g)^{1/3}$ και $t_v = (\nu / g^2)^{1/3}$. Ως σ , ρ , ν , g ορίζονται αντίστοιχα η επιφανειακή τάση, η πυκνότητα, το κινηματικό ιξώδες του ρευστού και η επιτάχυνση της βαρύτητας. Χρησιμοποιώντας το τριχοειδές μήκος (capillary length) $l_c = (\sigma / \rho g)^{1/2}$ ο αριθμός Kapitza μπορεί να εκφραστεί και ως $Ka = (l_c / l_v)^2$. Ο κρίσιμος αριθμός Reynolds Re_c για την πρωτογενή αστάθεια, προκύπτει από τη μετρήσεις τοπικά του πάχους του υμένα με την αγωγιμομετρική τεχνική, σύμφωνα με τη μέθοδο που περιγράφεται στο [17]. Τα χωρικά χαρακτηριστικά των οδοντών κυμάτων (travelling waves), μελετούνται με την μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό, όπως περιγράφεται στην αναφορά [18].

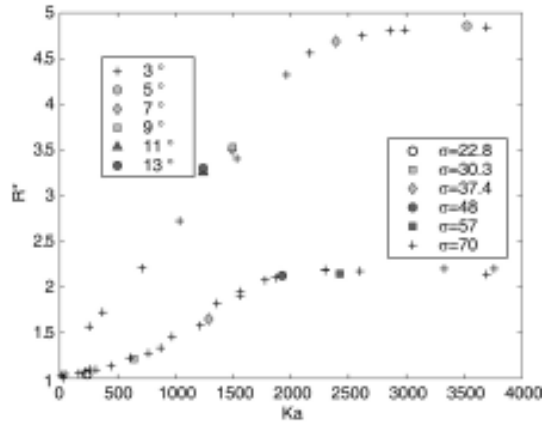
Θα επανεξετάσουμε την ισχυρή αύξηση του κρίσιμου αριθμού Reynolds Re_c που έχει παρατηρηθεί μέχρι στιγμής [17] για μικρού πλάτους κανάλια και θα ερευνήσουμε την εξάρτηση της καθυστέρησης (ή υστέρησης ? delay) $R^* = Re_c / Re_c^0$ από τις φυσικές ιδιότητες του ρευστού. Ένα βασικό αποτέλεσμα που αναφέρεται στο παρόν, είναι ότι το R^* συσχετίζεται πολύ ικανοποιητικά με τον αριθμό Kapitza ή με τον τριχοειδή αριθμό (Ca) (Capillary number), και όχι με άλλες αδιάστατες παραμέτρους οι οποίες χρησιμοποιούνται συχνά για να εκφράσουν την επίδραση της επιφανειακής τάσης, όπως είναι οι αριθμοί Weber (We) Bond (Bo). Να υπενθυμίσουμε εδώ ότι τόσο ο αριθμός Ka όσο και ο αριθμός Ca συγκρίνουν τριχοειδείς με ιξώδεις δυνάμεις, ενώ οι We και Bo συγκρίνουν αδρανειακές με δυνάμεις βαρύτητας αντίστοιχα.

ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Απεικονίζουμε τα αποτελέσματα ως συνάρτηση του αριθμού Ka , καθώς εξαρτάται μόνο από τις φυσικές ιδιότητες του ρευστού, και όχι από τις ιδιότητες της ροής. Τα δεδομένα που εικονίζονται στο Σχήμα 1, εμφανίζουν αποτελέσματα για δυο διαφορετικά πλάτη καναλιού, και ένα μεγάλο εύρος αριθμών Ka . Η χαμηλότερη καμπύλη αναφέρεται σε πλάτος $W=250$ mm και ο αριθμός Ka προκύπτει είτε από την αλλαγή του ιξώδους είτε από την αλλαγή της επιφανειακής τάσης. Παρατηρούμε πως και η αλλαγή του ιξώδους αλλά και η αλλαγή της επιφανειακής τάσης, παίζουν ακριβώς τον ίδιο ρόλο, καθώς το αποτέλεσμα είναι το ίδιο για κάθε περίπτωση, καθώς τα αποτελέσματα ταιριάζουν απόλυτα στη καμπύλη. Στην πρώτη καμπύλη, το πλάτος είναι $W=100$ mm και τα δεδομένα που παρουσιάζονται εκεί προέρχονται από διαφορετικές γωνίες κλίσης οι οποίες κυμαίνονται από 3° έως 13° . Και σε αυτή την περίπτωση, παρατηρούμε ότι το R^* δεν μεταβάλλεται με την γωνία κλίσης, τουλάχιστον στο εύρος που ήταν δυνατόν να ελεγχθεί.

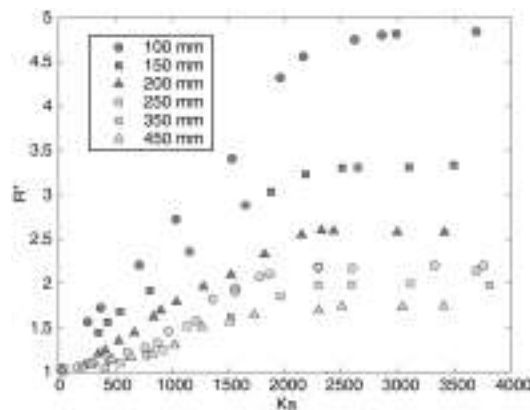
Από την εξάρτηση των δεδομένων στο Σχήμα 1, υποδεικνύεται ότι η μετάβαση που προκύπτει πειραματικά, προσεγγίζει τη δυσδιάστατη θεωρητική προσέγγιση, όταν ο αριθμός Ka τείνει στο μηδέν. Η απόκλιση αυξάνεται σημαντικά, με την αύξηση του αριθμού Ka , και τελικά φτάνει σε ένα πλατό για $Ka > 2500$. Σε σχέση με αυτή τη συμπεριφορά, είναι ενδιαφέρον να σημειώσουμε ότι με την αύξηση του ιξώδους του ρευστού, μειώνεται ο αριθμός Ka και συνεπώς, ο κρίσιμος αριθμός Re που προκύπτει είναι μικρότερος, άρα η ροή αποσταθεροποιείται. Εφόσον το γεγονός αυτό είναι αντίθετο με την έννοια της ιξώδους αποσβέσεως (viscous dissipation), εικάζεται ότι ένας επιπλέον μηχανισμός απόσβεσης εμφανίζεται για υψηλό αριθμό Ka , όταν οι τριχοειδείς δυνάμεις υπερεισχύουν των ιξωδών. Η δράση αυτού του μηχανισμού, θα πρέπει να αποδυναμώνεται καθώς μειώνεται ο Ka ,

αφήνοντας έτσι τη ροή να αποσταθεροποιείται σε χαμηλότερο αριθμό Re .



Σχήμα 1. Το R^* ως συνάρτηση του αριθμού Ka για διαφορετικές γωνίες κλίσης, διαφορετικά ρευστά, πλάτη και επιφανειακή τάση σε mN/m

Έγινε συστηματική μελέτη της επίδρασης του πλάτους του καναλιού, σε εύρος από 100 έως 450 mm και τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο Σχήμα 2.



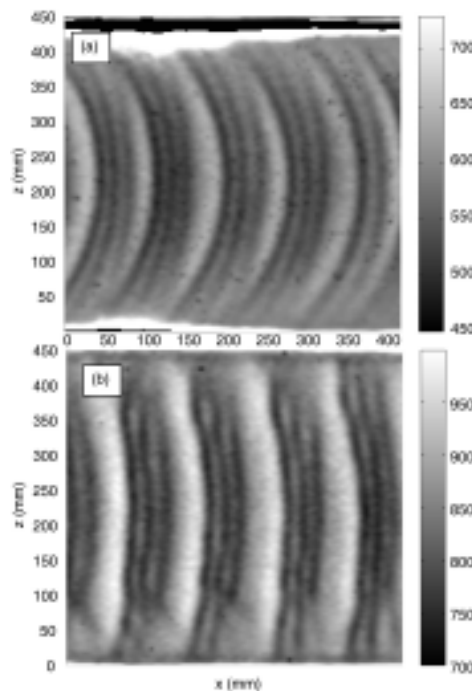
Σχήμα 2. Το R^* ως συνάρτηση του αριθμού Ka για διαφορετικά πλάτη καναλιού W

Όπως ήταν αναμενόμενο, σε πλατύτερα κανάλια παρατηρείται μικρότερη απόκλιση από τη θεωρία. Παρ' όλα αυτά, παρατηρούνται και πάλι σημαντικές αποκλίσεις (της τάξης του 60%) για το πιο μεγάλο πλάτος που ελέγχτηκε. Ακόμα πιο εντυπωσιακή, είναι η απόκλιση σε πλάτος καναλιού $W=100$ mm, και υψηλό αριθμό Ka , η οποία φτάνει το 400%, αν και ο λόγος του πλάτους με το πάχος του υμένα παραμένει ιδιαίτερα μεγάλος (>100). Για υψηλό αριθμό Ka (>2500), οι τιμές του πλάτος, εξαρτώνται μόνο από το πλάτος W , και προσεγγίζονται ικανοποιητικά από την υπερβολική σχέση (hyperbolic fit) $R^* = 1 + 125/W^*$ όπου το W^* ορίζεται ως $W^* = W/l_c$.

Οι προαναφερθείσες παρατηρήσεις για την καθυστέρηση της πρωτογενούς αστάθειας,

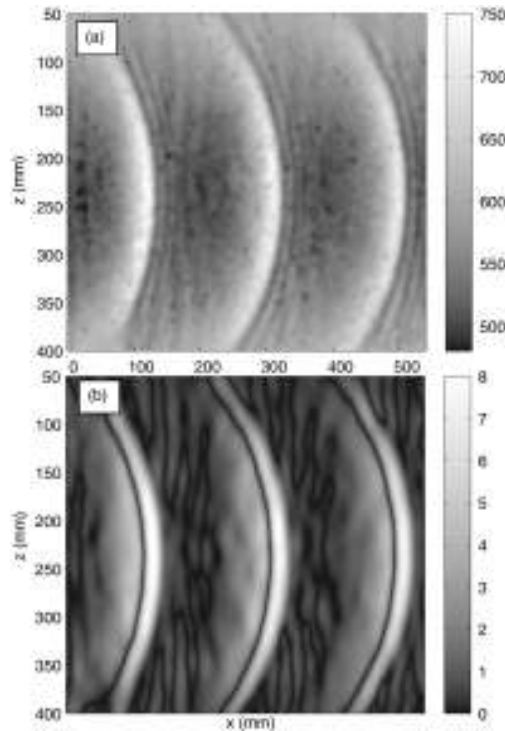
αφήνουν τον υπαινιγμό ότι, όταν οι τριχοειδείς δυνάμεις επικρατούν των ιξωδών δυνάμεων, εκεί εμφανίζεται μία ισχυρή εγκάρσια επίδραση η οποία ξεπερνά τη δυσδιάστατη δυναμική και προσδίδει ένα τρισδιάστατο τριχοειδή μηχανισμό απόσβεσης (3-D capillary attenuation mechanism) στις κινούμενες διαταραχές (travelling disturbances). Η εκδήλωση αυτού του αποτελέσματος μπορεί μόνο να αποδοθεί στην απόσβεση των ταλαντώσεων της ελεύθερης επιφάνειας κοντά στα πλευρικά τοιχώματα, κάτι που προκαλείται από: (i) τα λεπτά ιξώδη οριακά στρώματα και (ii) την αντίσταση στην κίνηση (deppining??) της γραμμής επαφής (contact line). Για να προσδιοριστεί αυτός ο τριχοειδής μηχανισμός, επικεντρωνόμαστε στα χαρακτηριστικά των κυμάτων τα οποία εμφανίζονται κάτω από το όριο μετάβασης της αστάθειας.

Μελετάμε πιο λεπτομερώς τη δομή της ελεύθερης επιφάνειας, αναλύοντας εικόνες που έχουν προκύψει από τη μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό, με την κατάλληλη βαθμονόμηση, ώστε η ένταση του φωτός να είναι ανάλογη του πάχους του υμένα. Όπως έχει παρατηρηθεί και σε προγενέστερες έρευνες [18], τα πρώτα πλήρως ανεπτυγμένα κύματα, δεν είναι δυσδιάστατα, αλλά διαμορφώνουν παραβολικό μέτωπο, του οποίου η καμπυλότητα εξαρτάται από το πλάτος του καναλιού. Επί του παρόντος, επιβεβαιώνεται ότι αυτή η συμπεριφορά εξαρτάται από τον Ka . Συγκεκριμένα, στο Σχήμα 3, παρουσιάζονται εικόνες κυμάτων για πλάτος καναλιού 450 mm, τα οποία δημιουργήθηκαν με διαταραχή εισόδου συχνότητας $f = 2$ hz σε περίπου ίδιο αριθμό Re . Με την αύξηση του Ka , τα μέτωπα (crestlines) των κυμάτων καμπυλώνονται λιγότερο, το οποίο είναι μια ένδειξη ότι προσεγγίζεται το όριο των δυσδιάστατων κυμάτων.



Σχήμα 3. Χάρτες του ύψους κύματος $h(x,y)$ για (a) $Ka=3100$ και (b) $Ka=1320$ σε $Re = 30$, $f=2$ hz, $W=450$ mm, $\theta=3^\circ$. Οι κλίμακες φωτεινότητας δείχνουν μια ένδειξη του ύψους κύματος (σε μm)

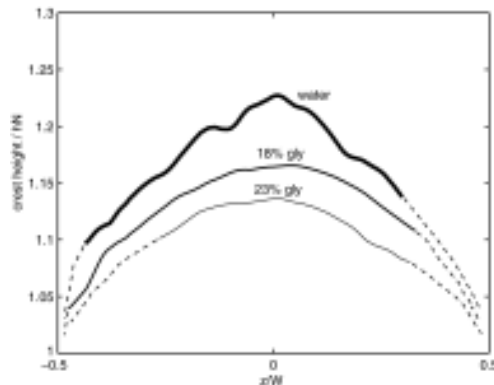
Άλλο ένα παράδειγμα της δομής των παραβολικών κυμάτων που αναφέρθηκαν πριν, παρουσιάζεται στο Σχήμα 4a, με $Re = 33$, συχνότητα διαταραχής $f = 1$ Hz, $W=450$ mm και $\theta=3^\circ$. Εύκολα γίνεται κατανοητό, πως το ύψος κύματος γίνεται μέγιστο στο κέντρο του καναλιού και πως μία ευρεία κεντρική περιοχή ελάχιστου ύψους κύματος σχηματίζεται πριν από αυτό το μέγιστο. Έτσι, τα κύματα σε υψηλό Ka , έχουν σχήμα ποιοτικά όμοιο με τα κύματα τύπου 'Λ' (μορφή λάμδα - lambda) ή πεταλοειδή (horse-shoe) κύματα τα οποία παρατηρήθηκαν σε πολύ υψηλότερες παροχές ροής / γωνίες κλίσης. [20,21]. Περαιτέρω γνώση προκύπτει από την μερική χωρική παράγωγο (partial spatial derivative) του πάχους του υμένα στην διεύθυνση της ροής, όπως φαίνεται στο Σχήμα 4b. Υποδεικνύει ότι το μέγιστο 'βαθούλωμα' (steepness) κατάντη της ροής, που βρίσκεται μπροστά από τα 'εξογκώματα' (humps), παίρνει ακραία τιμή στο κέντρο του καναλιού και μειώνεται συμμετρικά προς το πλάι. Αυτό έχει ως συνέπεια, η κατάντη στη ροή καμπυλότητα κάτω από το εξόγκωμα, η οποία είναι υπεύθυνη για την επιπλέον τριχοειδή πίεση στο ρευστό, να είναι εντονότερη στο κέντρο και να εξασθενεί καθώς πλησιάζει τα πλαϊνά τοιχώματα.



Σχήμα 4. Χάρτες της δομής (a) $h(x,y)$ και (b) $|\partial_x h|$ για $Re = 33$, $f=1$ Hz, $W=450$ mm και $\theta=3^\circ$. Οι κλίμακες φωτεινότητας δείχνουν μια ένδειξη (a) του ύψους κύματος (σε mm) (b) του κανονικοποιημένου εύρους του 'βαθούλωματος' κατάντη στη ροή

Το Σχήμα 5 δείχνει την μεταβολή του ύψους κύματος κατά μήκος του καμπυλωμένου μετώπου, για τρεις διαφορετικές τιμές του αριθμού Ka . Το ύψος είναι διαιρεμένο με την πρόβλεψη πάχους υμένα κατά Nusselt, δηλαδή με το πάχος υμένα σταθερής ροής υγρού

υμένα με αδιατάραχτη επιφάνεια, στον ίδιο αριθμό Re . Τα κύματα πάντα έχουν το μέγιστο τους ύψος στο κέντρο του καναλιού. Ωστόσο, η ανομοιομορφία κατά μήκος του μετώπου, η οποία είναι μια ένδειξη απόκλισης από τη δυσδιάστατη δυναμική, αυξάνεται με την αύξηση του Ka . Οι διακεκομμένες γραμμές είναι απλές ενδεικτικές παρεκτάσεις (extrapolations), που βασίζονται στην ικεσία ότι το πάχος του ρευστού κοντά στα πλευρικά τοιχώματα, προσεγγίζει το πάχος υμένα κατά Nusselt [18].



Σχήμα 5. Το ύψος του μετώπου, διαφεμένο με το αντίστοιχο πάχος υμένα κατά Nusselt, στη διεύθυνση κατάντη της ροής για $Ka=3100$ (νερό), 1640 (18% γλυκερίνη), 1320 (23% γλυκερίνη), σε $Re\approx 30$, $f=1$ hz και $\theta=3^\circ$. Οι διακεκομμένες γραμμές είναι απλές ενδεικτικές παρεκτάσεις (extrapolations) προς την κατεύθυνση των τοιχωμάτων

ΣΥΖΗΤΗΣΗ

Συνδυασμός των χαρακτηριστικών των κυμάτων που περιγράφηκαν προηγουμένως υποστηρίζει μια δευτερεύουσα ροή, αποτελούμενη από δυο συμμετρικά ως προς το κέντρο του καναλιού κλειστές δίνες. Αυτή η ροή θα μπορούσε να κατευθύνεται από το κέντρο, στα πλάγια κατά μήκος του μετώπου, ωθούμενη από τη μεταβολή της τριχοειδούς και υδροστατικής πίεσης, κάτω από το σημείο του μετώπου με το μεγαλύτερο ύψος κύματος (εξόγκωμα hump). Θα μπορούσε επίσης να έχει την αντίθετη διεύθυνση, πίσω από το 'εξόγκωμα' του μετώπου, το οποίο είναι μέγιστο στα πλάγια και μειώνεται καθώς προσεγγίζει το κέντρο. Μια τέτοια ροή θεωρείται ότι παρουσιάζει έναν επιπλέον (εγκάρσιο) μηχανισμό αποστράγγισης (draining mechanism) για τις κινούμενες διαταραχές (travelling disturbances). Υπενθυμίζεται ότι ο δυσδιάστατος μηχανισμός αναχαίτισης της εξέλιξης των μοναχικών κυμάτων είναι η τριχοειδής εκφόρτιση (capillary dissipation), δηλαδή η ενισχυμένη, σύμφωνα με τη διεύθυνση της ροής, ιξώδης απόσβεση, σε μικρές κλίμακες οι οποία οφείλεται σε τριχοειδή αναδιαμόρφωση. Στο παρόν υποστηρίζεται ότι, σε αρκετά υψηλούς Ka , ο εγκάρσιος μηχανισμός αποστράγγισης υπερισχύει της απόσβεσης κατά της διεύθυνσης της ροής, έχοντας ως αποτέλεσμα την καθυστέρηση της εμφάνισης της πρωτογενούς αστάθειας σε υψηλότερους Re .

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Συνοψίζοντας, παρουσιάσαμε πειραματική απόδειξη, ότι η καθυστέρηση εμφάνισης της πρωτογενούς αστάθειας σε κεκλιμένες ροές υγρού υμένα, πεπερασμένης κλίμακας πλάτους, μπορεί να θεωρηθεί συνάρτηση του λόγου των τριχοειδών δυνάμεων με τις δυνάμεις ιξώδους,

όπως αυτός εκφράζεται με τον αριθμό Ka . Η απόκλιση από τη δυσδιάστατη θεωρητική πρόβλεψη, αυξάνεται με τον $Karitzza$, και φτάνει σε ένα σταθερό πλατό, για αρκετά υψηλές τιμές. Αυτή η συμπεριφορά ουσιαστικά αποκαλύπτει μια παράκαμψη του δυσδιάστατου σταδίου εξέλιξης της αστάθειας, λόγω ενός εγγενώς τρισδιάστατου μηχανισμού απόσβεσης κυμάτων, ο οποίος πηγάζει προφανώς από την επίδραση των πλευρικών τοιχωμάτων. Η εξάρτηση του φαινομένου με το πλάτος του καναλιού, σε συνδυασμό με μέγεθος της απόκλισης για μεγάλους λόγους W/h_N , υποδεικνύει την ύπαρξη μακράς εμβελείας εγκάρσιας συνοχής σε αυτό το κλασικό παράδειγμα μη γραμμικού μέσου ενεργούς διασποράς και απόσβεσης (active dispersive-dissipative non-linear medium). Η μελέτη των πρώτων κυμάτων που παρατηρούνται μετά τη μετάβαση, υποστηρίζει την αντίληψη, ότι αυτή η μακράς εμβελείας συνοχή δημιουργείται από ένα μηχανισμό αποστράγγισης – απόσβεσης των διαταραχών, ο οποίος συνδέεται με την εγκάρσια ανομοιομορφία στα χαρακτηριστικά των κυμάτων.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] A. Oron, S. H. Davis and S. G. Bankof, Rev. Mod. Phys. 69, 931 (1997).
- [2] H. C. Chang and E. A. Demekhin, Elsevier, Amsterdam (2002).
- [3] R.V. Craster and O.K Matar, Rev. Mod. Phys. 81, 1131 (2009).
- [4] M. G. Velarde and A. A. Nepomnyashchy, Lect. Notes Phys. (2008).
- [5] H. C. Chang, Annu. Rev. Fluid Mech. 26, 103 (1994).
- [6] S. Saprykin, E. A. Demekhin, and S. Kalliadasis, Physical Review Letter 94, 224101 (2005).
- [7] B. Scheid, C. Ruyer-Quil, and P. Manneville, J. Fluid Mech. 562, 183 (2006).
- [8] J. Liu and J. P. Gollub, Physical Review Letter 70, 2289 (1993).
- [9] H. C. Chang, E. A. Demekhin, and E. N. Kalaidin, J. Fluid Mech. 294, 123 (1995).
- [10] H. C. Chang, M. Cheng, E. A. Demekhin, and D. I. Kopelevich, J. Fluid Mech. 270, 251 (1994).
- [11] J. Liu, J. B. Schneider, and P. J. Gollub, Phys. Fluids 7, 55 (1995).
- [12] C. D. Park and T. Nosoko, AIChE J. 49, 2715 (2003).
- [13] E. A. Demekhin, E. N. Kalaidin, S. Kalliadasis, and S. Y. Vlaskin, Phys. Fluids 19, 114103 (2007).
- [14] J. Liu, J. D. Paul, and J. P. Gollub, J. Fluid Mech. 250,69 (1993).
- [15] J. Liu and J. P. Gollub, Phys. Fluids 6, 1702 (1994).
- [16] S. V. Alekseenko, V. E. Nakoryakov, and B. G. Pokusaev, Begell House, New York (1994).
- [17] M. Vlachogiannis, A. Samandas, V. Leontidis, and V. Bontozoglou, Phys. Fluids 22, 012106 (2010).
- [18] V. Leontidis, J. Vatteville, M. Vlachogiannis, N. Andritsos, and V. Bontozoglou, Phys. Fluids 22, 112106 (2010).
- [19] T. B. Benjamin, J. Fluid Mech. 2, 554 (1957).
- [20] S. V. Alekseenko, V. A. Antipin, V. v. Guzanov, S. M. Kharlamov, and D. M. Markovich, Phys. Fluids 17, 121704 (2005).
- [21] E. A. Demekhin, E. N. Kalaidin, S. Kalliadasis, and S. Y. Vlaskin, Phys. Fluids 19, 114104 (2007).