

ΕΝΟΤΗΤΑ ΕΡΓΑΣΙΑΣ 3: Εφαρμογή των αριθμητικών μοντέλων σε λοξή ως προς την ακτογραμμή διάδοση και θραύση κυμάτων

3.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι σημαντικότερες διεργασίες που λαμβάνουν χώρα στην παράκτια ζώνη είναι η θραύση των κυμάτων και η δημιουργία κυματογενών ρευμάτων εντός της ζώνης απόσβεσης. Οι δύο βασικοί τύποι ρευμάτων είναι το παράλληλο στην ακτογραμμή (longshore current), το οποίο εμφανίζεται όταν η κατεύθυνση διάδοσης του θραυόμενου κύματος είναι λοξή ως προς την ακτογραμμή, και το εγκάρσιο ως προς την ακτογραμμή, το οποίο είναι γνωστό ως υποβρύχιο κυματογενές ρεύμα (undertow current). Στην παρούσα ενότητα προσομοιώθηκε η διάδοση και θραύση κυμάτων για τρεις περιπτώσεις διαμόρφωσης του πυθμένα της ακτής και δύο περιπτώσεις διεύθυνσης των επερχόμενων κυμάτων. Συγκεκριμένα εξετάστηκαν οι περιπτώσεις σταθερής κλίσης πυθμένα 1/35, σταθερής κλίσης πυθμένα 1/15 και μορφολογίας πυθμένα κατά Larson (1988) με κλίση 1/15 στα βαθιά και 1/12 στην ακτογραμμή. Επίσης εξετάστηκαν οι περιπτώσεις κάθετης πρόσπτωσης των κυμάτων στην ακτογραμμή και γωνίας 30° μεταξύ της διεύθυνσης των κυμάτων και της καθέτου στην ακτογραμμή.

Η περιοχή εισόδου του υπολογιστικού πεδίου (βλ. τυπικά σκαριφήματα στα Σχήματα 3.1 και 3.2) έχει οριζόντιο πυθμένα με μήκος ίσο με τρία μήκη κύματος, ώστε τα διαδιδόμενα κύματα να προσεγγίζουν την ακτή πλήρως ανεπτυγμένα. Τα επερχόμενα κύματα δημιουργούνται από κυματογεννήτρια τύπου εμβόλου στο αριστερό όριο του πεδίου. Η επιβαλλόμενη οριζόντια ταχύτητα δίνεται από τη σχέση:

$$u_0 = \frac{1}{2} S_0 \omega \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{H^2}{32d} 2\omega \left(\frac{3 \cosh(kd)}{\sinh^3(kd)} - 2S_0 \right) \cos\left(2\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)\right) \quad (3.1)$$

όπου

$$S_0 = H \frac{(\sinh(2kd) + 2kd)}{4 \sinh^2(kd)} \quad (3.2)$$

και διορθώνεται σε κάθε χρονοβήμα ώστε να επιτυγχάνεται μηδενική μέση παροχή μάζας.

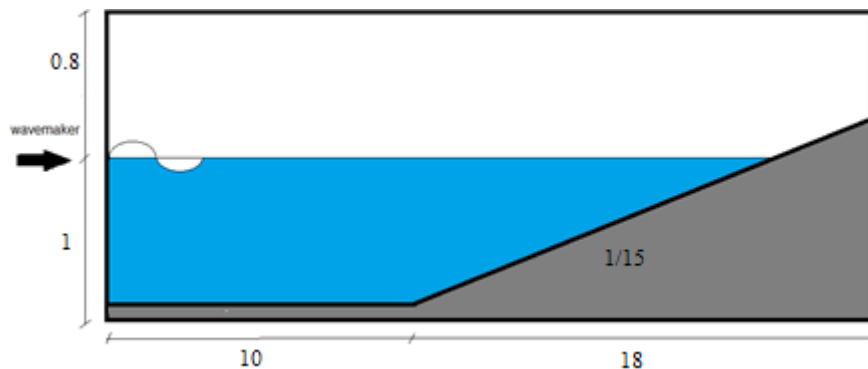
Για την αντιμετώπιση των φαινομένων ανάκλασης του κυματισμού από το όριο εισόδου (κυματογεννήτρια) του υπολογιστικού πεδίου χρησιμοποιείται ζώνη απορρόφησης του κύματος. Πιο συγκεκριμένα, μέσα στη ζώνη απορρόφησης, που λαμβάνεται ίση με μισό μήκος κύματος, εφαρμόζεται μια συνάρτηση απορρόφησης τόσο στην ταχύτητα όσο και στη συνάρτηση απόστασης φ της μεθόδου level-set:

$$\theta = a_R \theta_{computed} + (1 - a_R) \theta_{target} \quad (3.3)$$

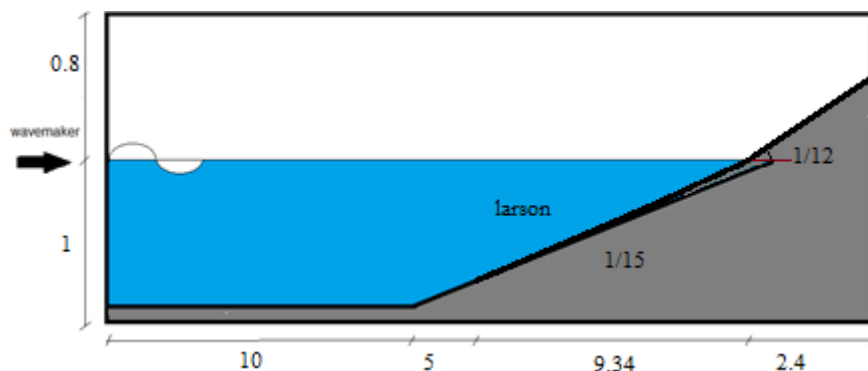
όπου θ είναι είτε το διάνυσμα της ταχύτητας είτε η συνάρτηση απόστασης φ και

$$a_R(x_R) = 1 - \frac{\exp(x_R^{3.5}) - 1}{\exp(1) - 1} \quad \text{για } x_R \in [0; 1] \quad (3.4)$$

είναι ο συντελεστής απορρόφησης. Το x_R επιλέγεται έτσι ώστε το α_R να ισούται με 0 στο όριο εισόδου και 1 στην διεπιφάνεια μεταξύ της ζώνης απορρόφησης και του εσωτερικού υπολογιστικού πεδίου.



Σχήμα 3.1: Σκαρίφημα του υπολογιστικού πεδίου στην περίπτωση ακτής σταθερής κλίσης 1/15.



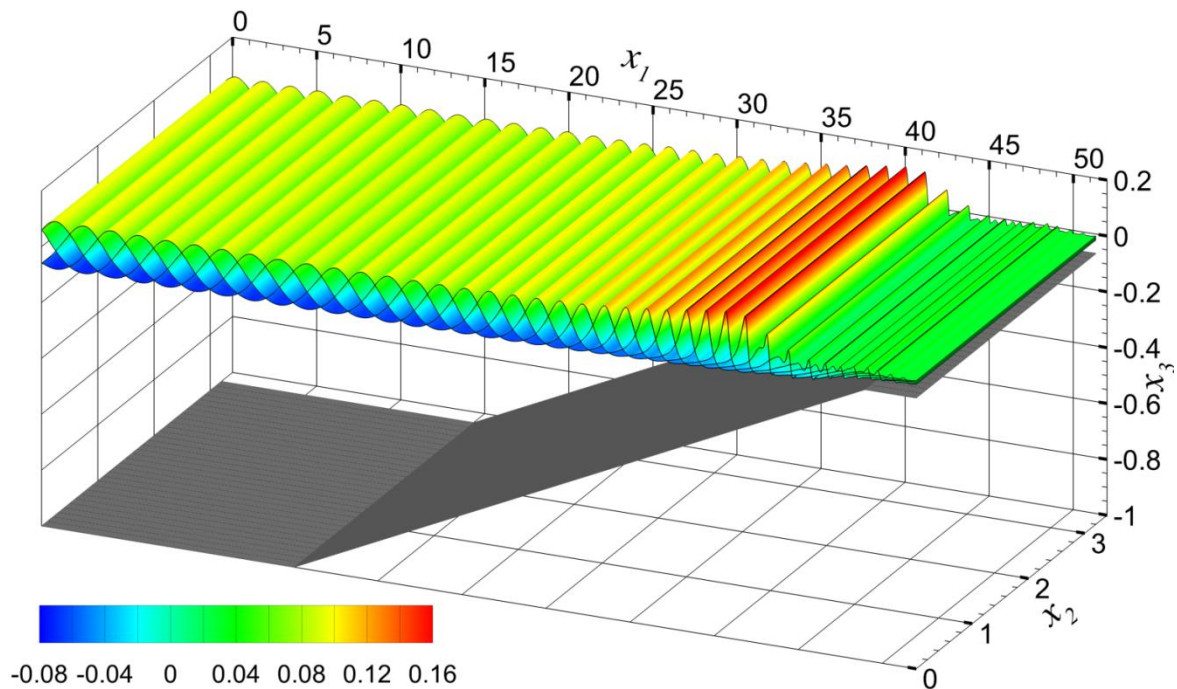
Σχήμα 3.2: Σκαρίφημα του υπολογιστικού πεδίου στην περίπτωση πυθμένα τύπου Larson.

3.2. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

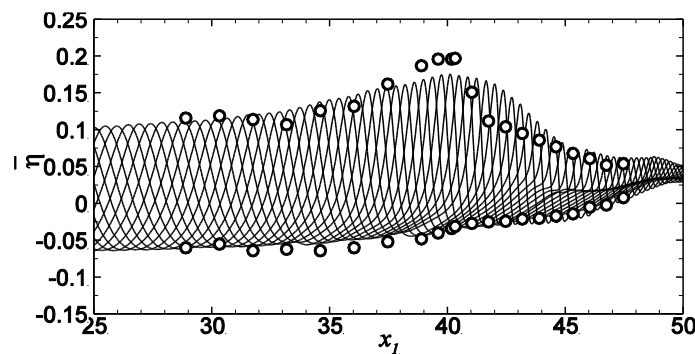
Η επαλήθευση της μεθοδολογίας πραγματοποιήθηκε επιτυχώς μέσω σύγκρισης των αποτελεσμάτων των αριθμητικών προσομοιώσεων του παρόντος έργου με τις πειραματικές μετρήσεις που διενήργησαν οι Ting & Kirby (1994) για διάδοση κυμάτων κάθετα ως προς την ακτή. Οι παράμετροι ροής των προσομοιώσεων ταυτίζονται με αυτές των πειραμάτων των Ting & Kirby (1994) και συνομίζονται στις εξής: βάθος εισόδου κυμάτων $d_I = 0.4$ m, πυθμένας σταθερής κλίσης $\tan\beta = 1/35$, ύψος και περίοδος κύματος $H_I = 0.125$ m και $T = 2$ s, αντίστοιχα, οι οποίες αντιστοιχούν σε ύψος και μήκος κύματος μεγάλου βάθους $H_o = 0.127$ m και $\lambda_o = 6.245$ m, αντίστοιχα. Στην παρούσα, το βάθος εισόδου θεωρείται $d_I = 0.7$ m, ώστε να μπορεί να εφαρμοστεί η θεωρία κυμάτων Stokes για το εισερχόμενο, κύμα. Στο συγκεκριμένο βάθος, το ύψος κύματος προκύπτει ίσο με $H_I = 0.118$ m. Κάνοντας χρήση των μεγεθών g , d_I , προκύπτουν οι αδιαστατοποιημένες τιμές των παραμέτρων εισερχόμενου κύματος, $H_I = 0.168$, $T = 7.487$ και $\lambda_I = 6.605$, ενώ θεωρείται αριθμός Reynolds $Re_d = 250000$. Ο αριθμός Iribaren είναι $\xi_o = \tan\beta(\lambda_o/H_o) = 0.2$ και αντιστοιχεί σε θραύση εκχείλισης μέσης έντασης.

Στο Σχήμα 3.3 παρουσιάζεται ένα τυπικό στιγμιότυπο της στιγμιαίας ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας μετά την πάροδο 15 περίπου περιόδων κύματος, T . Προφανώς, το αριθμητικό μοντέλο είναι σε θέση να προσομοιώσει τη συνδυασμένη δράση ρήγωσης και θραύσης, στην οποία οφείλεται ο μετασχηματισμός του εισερχόμενου κύματος, καθώς το βάθος του πυθμένα μειώνεται. Στο Σχήμα 3.4 παρουσιάζεται η σύγκριση των αριθμητικών

αποτελεσμάτων ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας με τις πειραματικές μετρήσεις των Ting & Kirby (1994).



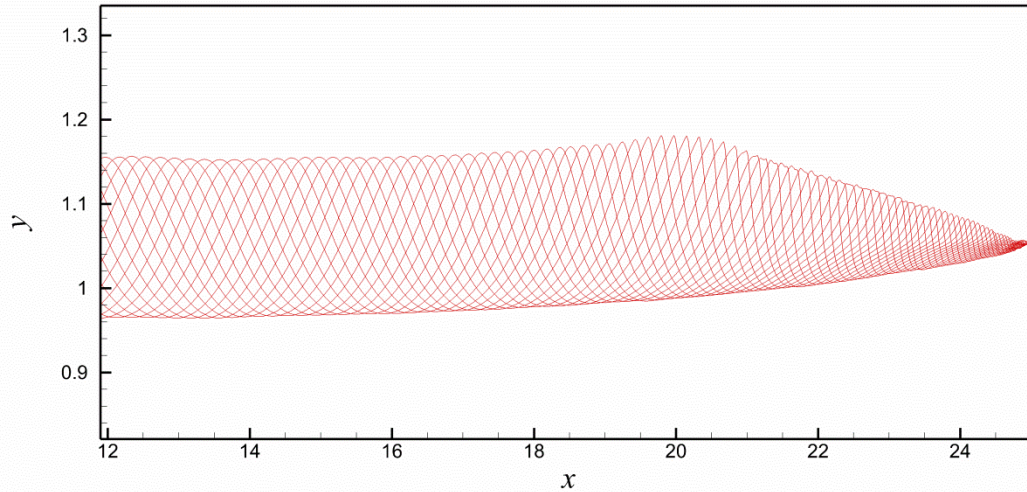
Σχήμα 3.3: Τυπικά στιγμιότυπα ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας κατά την κάθετη ως προς την ακτογραμμική διάδοση κυμάτων πάνω από πυθμένα σταθερής κλίσης $\tan\beta = 1/35$.



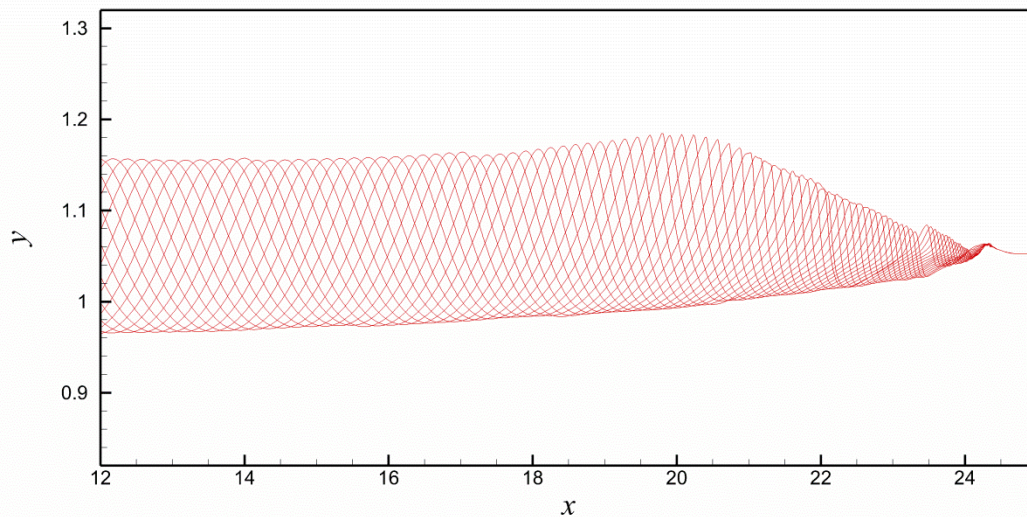
Σχήμα 3.4: Σύγκριση αριθμητικών στιγμιότυπων ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας με τις πειραματικές μετρήσεις κορυφής και κοιλίας των Ting & Kirby (1994) κατά την κάθετη ως προς την ακτογραμμική διάδοση κυμάτων πάνω από πυθμένα σταθερής κλίσης $\tan\beta = 1/35$.

Στη συνέχεια παρουσιάζονται οι περιπτώσεις επερχομένων κυμάτων κάθετων στην ακτογραμμική υπεράνω πυθμένα σταθερής κλίσης $1/15$ και μορφολογίας πυθμένα κατά Larson (1988) με κλίση $1/15$ στα βαθιά και $1/12$ στην ακτή. Ο επερχόμενος κυματισμός έχει ύψος, περίοδο και μήκος ίσο με $H_I = 0.21$, $T = 4.67$ και $\lambda_I = 3.33$, αντίστοιχα. Ο αριθμός Reynolds ισούται με $Re_d = 100000$. Στα Σχήματα 3.5 και 3.6 παρουσιάζονται στιγμιότυπα της επιλυόμενης ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας μετά την πάροδο 20 περιόδων κύματος για τις δύο υπό εξέταση περιπτώσεις. Το βάθος θραύσης είναι $d_b = 0.335$ για την περίπτωση σταθερής κλίσης και $d_b = 0.325$ για την περίπτωση Larson. Το ύψος θραύσης είναι $H_b = 0.195$ για την περίπτωση σταθερής κλίσης και $H_b = 0.19$ για την περίπτωση Larson. Στα

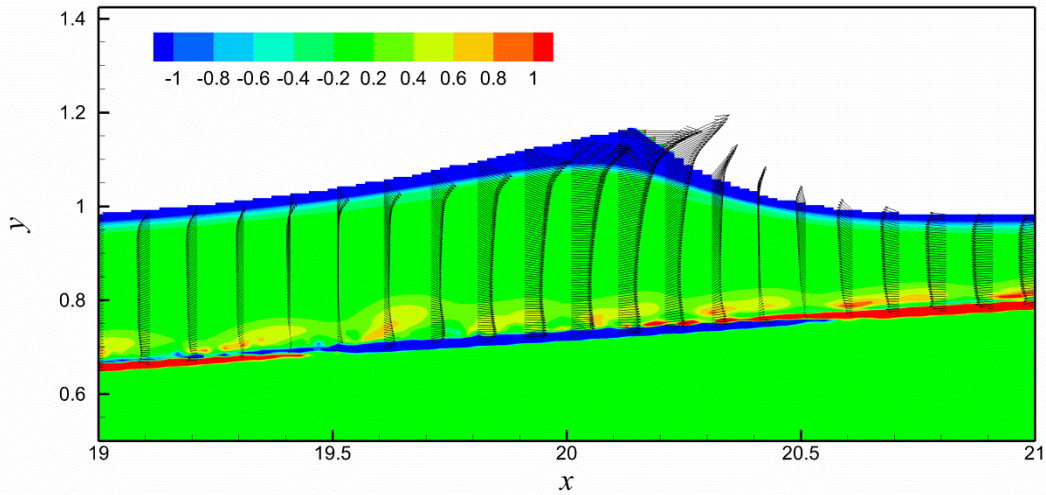
Σχήματα 3.7 και 3.8 παρουσιάζεται η στιγμιαία κατανομή της στροβιλότητας και του διανυσματικού πεδίου ταχύτητας στην περιοχή θραύσης του κύματος. Η μέγιστη ταχύτητα της ροής στην κορυφή του κύματος είναι περίπου ίση με $1.2\sqrt{gd_b}$ για την περίπτωση σταθερής κλίσης και $1.25\sqrt{gd_b}$ για την περίπτωση Larson. Επίσης, στην περίπτωση Larson, παρατηρείται εντονότερη θετική στροβιλότητα κοντά στον πυθμένα.



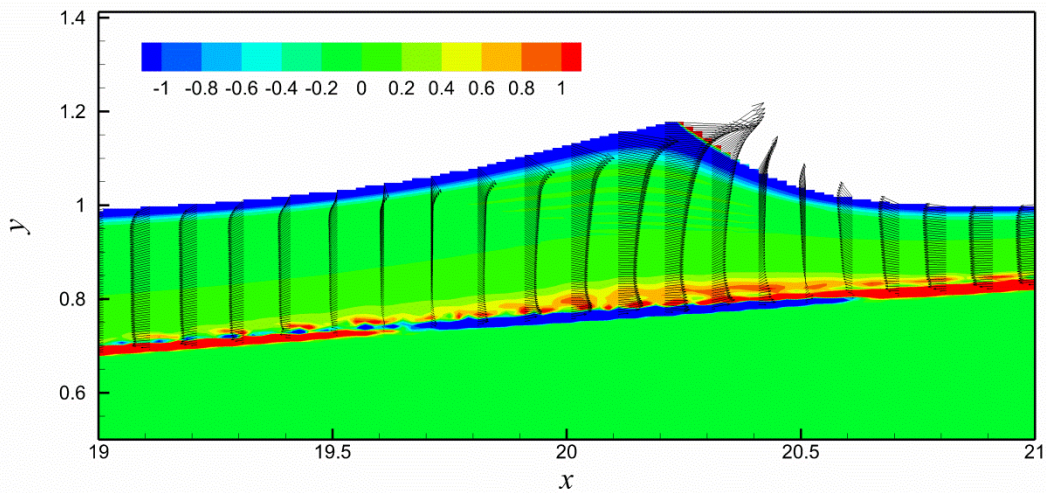
Σχήμα 3.5: Στιγμιότυπα της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας κατά τη διάδοση κυμάτων υπεράνω ακτής σταθερής κλίσης 1/15.



Σχήμα 3.6: Στιγμιότυπα της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας κατά τη διάδοση κυμάτων υπεράνω πυθμένα τύπου Larson.



Σχήμα 3.7: Στιγμιότυπο της κατανομής στροβιλότητας και του διανυσματικού πεδίου ταχύτητας στην περιοχή της θραύσης στην περίπτωση της ακτής σταθερής κλίσης 1/15.



Σχήμα 3.8: Στιγμιότυπο της κατανομής στροβιλότητας και του διανυσματικού πεδίου ταχύτητας στην περιοχή της θραύσης στην περίπτωση του πυθμένα τύπου Larson.

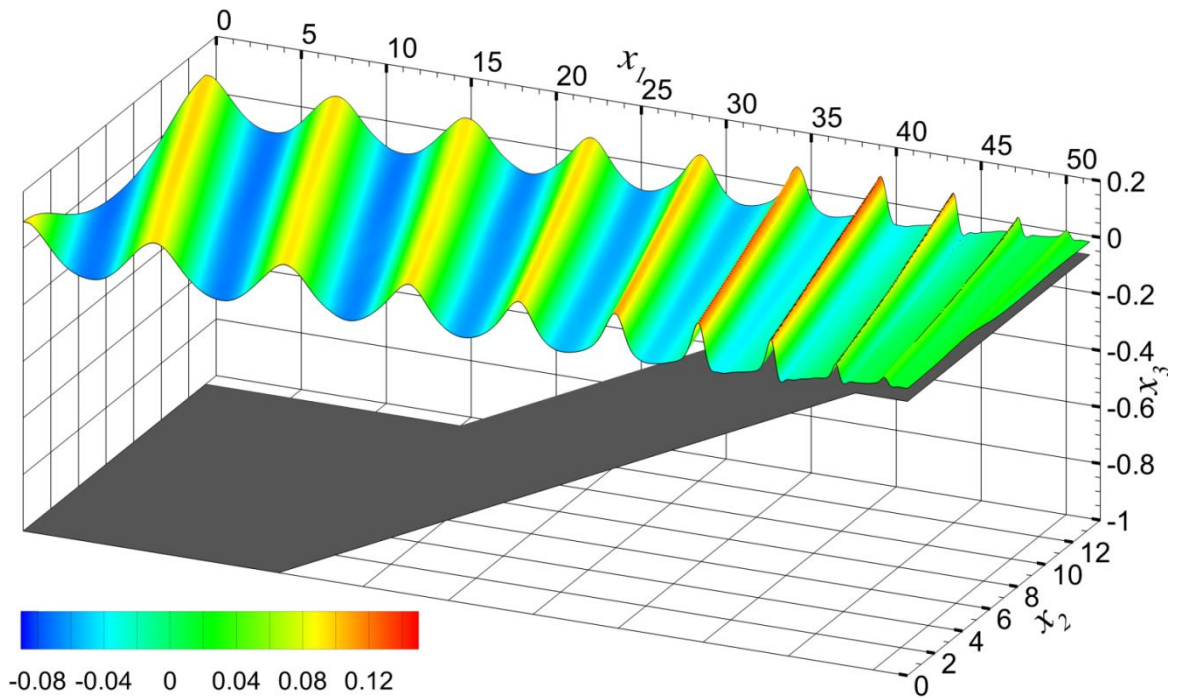
Στη συνέχεια παρουσιάζεται η διάδοση και θραύση επερχόμενων κυμάτων με γωνία διάδοσης $\phi_I = 30^\circ$ στη είσοδο του υπολογιστικού πεδίου πάνω από πυθμένα σταθερής κλίσης $\tan\beta = 1/35$ και $1/15$. Για την περίπτωση σταθερής κλίσης $1/35$, οι επερχόμενοι κυματισμοί χαρακτηρίζονται από τις εξής αδιάστατες παραμέτρους: μήκος και ύψος κύματος $\lambda_I = 6.605$ και $H_I = 0.168$, αντίστοιχα, και περίοδος κύματος $T = 7.487$, ενώ σημειώνεται ότι οι συγκεκριμένες παράμετροι κύματος, καθώς και η κλίση του πυθμένα, ταυτίζονται με τις παραμέτρους της κάθετης διάδοσης κυματισμού και κατά συνέπεια με τις αντίστοιχες τιμές των πειραμάτων των Ting & Kirby (1994). Το αντίστοιχο μήκος των επερχόμενων κυμάτων σε μεγάλο βάθος είναι $\lambda_o = 8.921$, το ύψος κύματος είναι $H_o = 0.196$, και η γωνία διάδοσης είναι $\phi_o = 42.5^\circ$, λαμβάνοντας υπόψη τη συνδυασμένη επίδραση ρήγωσης και διάθλασης του κύματος. Ο αριθμός Iribaren είναι $\xi_o = 0.192$ και αντιστοιχεί σε θραύση εκχείλισης μέσης έντασης, ενώ για την παρούσα προσομοίωση, θεωρείται αριθμός Reynolds, $Re_d = 250000$. Εξαιτίας της περιοδικότητας που εισάγεται μέσω της φασματικής προσέγγισης κατά Fourier στην εγκάρσια διεύθυνση, το αντίστοιχο πλάτος του πεδίου θα πρέπει να είναι ακέραιο

πολλαπλάσιο της εγκάρσιας συνιστώσας του μήκους κύματος στην είσοδο $\lambda_2 = \lambda_1 / \sin\phi_1$. Στη συγκεκριμένη προσομοίωση επιλέγεται μήκος $L_F = \lambda_2 = 13.21$.

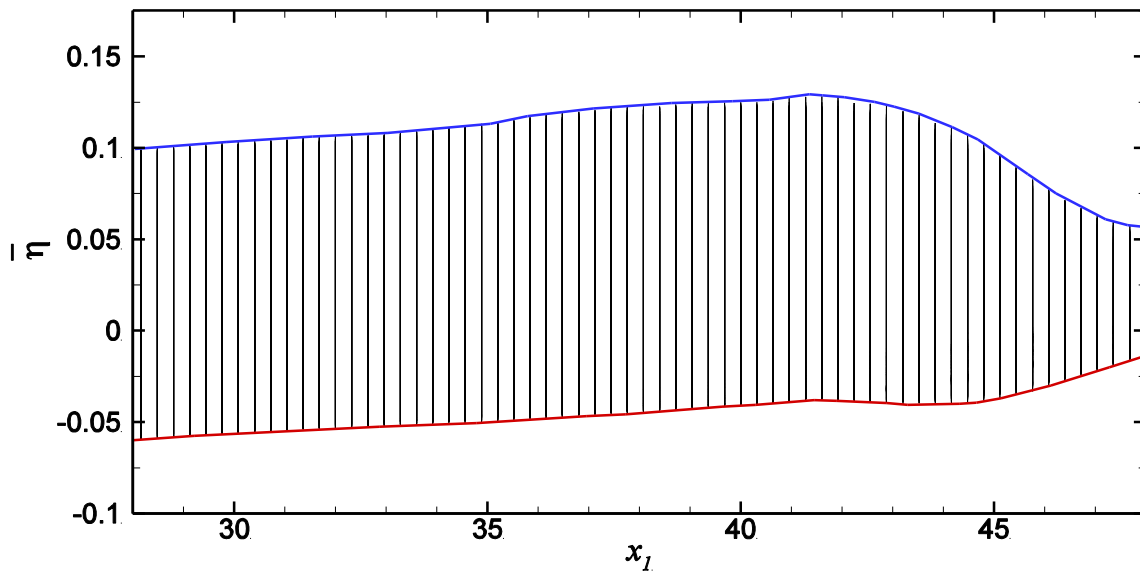
Κατά τη διάδοση των επερχομένων κυμάτων, υπό γωνία ως προς την ακτή, λαμβάνει χώρα ο μετασχηματισμός τους, υπό τη επίδραση των φαινομένων της ρήχωσης και της διάθλασης, η θραύση τους και τελικά η απόσβεση της ενέργειας τους. Στο Σχήμα 3.9 παρουσιάζεται ένα τυπικό στιγμιότυπο με τις ισοϋψείς της επιλυόμενης ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας, μετά την πάροδο 15 περίπου περιόδων κύματος. Προφανώς, το αριθμητικό μοντέλο είναι σε θέση να προσομοιώσει τη συνδυασμένη δράση της ρήχωσης και της διάθλασης, στην οποία οφείλεται ο μετασχηματισμός του εισερχόμενου κύματος, καθώς το βάθος του πυθμένα μειώνεται. Παρατηρώντας τις κορυφογραμμές του κύματος για $x_1 > 40$, φαίνεται, επίσης, η σταδιακή θραύση και απόσβεσή τους.

Στο Σχήμα 3.10 φαίνονται οι περιβάλλουσες των μεγίστων και των ελαχίστων της ελεύθερης επιφάνειας μετά την πάροδο 15 περιόδων κύματος, οι οποίες προέκυψαν από τις στιγμιαίες θέσεις των κορυφών και των κοιλιών κύματος, αντίστοιχα. Προκύπτει ότι, η θέση εκκίνησης της θραύσης, η οποία υποδεικνύεται από το μέγιστο της περιβάλλουσας των κορυφών, είναι η $x_1 = 41.25$ και αντιστοιχεί σε βάθος θραύσης $d_b = 0.25$. Η μεταβολή του ύψους κύματος, H , που υπολογίζεται από το αριθμητικό μοντέλο, συγκρίνεται με την αντίστοιχη μεταβολή που προκύπτει από τη γραμμική θεωρία ρήχωσης-διάθλασης, η οποία εφαρμόζεται περίπου μέχρι τη θέση εκκίνησης της θραύσης του κύματος (Σχήμα 3.11). Παρατηρείται ότι το αριθμητικό ύψος H , βρίσκεται πολύ κοντά στη θεωρητική πρόβλεψη, ιδιαίτερα για $x_1 < 37-38$, δηλαδή πριν την εμφάνιση μη-γραμμικών επιδράσεων που συνοδεύουν το φαινόμενο της θραύσης. Το αριθμητικά υπολογισμένο ύψος θραύσης, $H_b = 0.17$, υποεκτιμάται σε σχέση με την τιμή $H_b = 0.21$, η οποία προκύπτει από το συνδυασμό των σχέσεων των Komar & Gaughan (1973) και του Weggel (1972) στο CEM (2002, σελ. Π-4-4). Όπως αναμενόταν, το ύψος H_b για την περίπτωση της υπό γωνία θραύσης, είναι μικρότερο του αντίστοιχου $H_b (= 0.213)$ της κάθετης πρόσπτωσης κυματισμού.

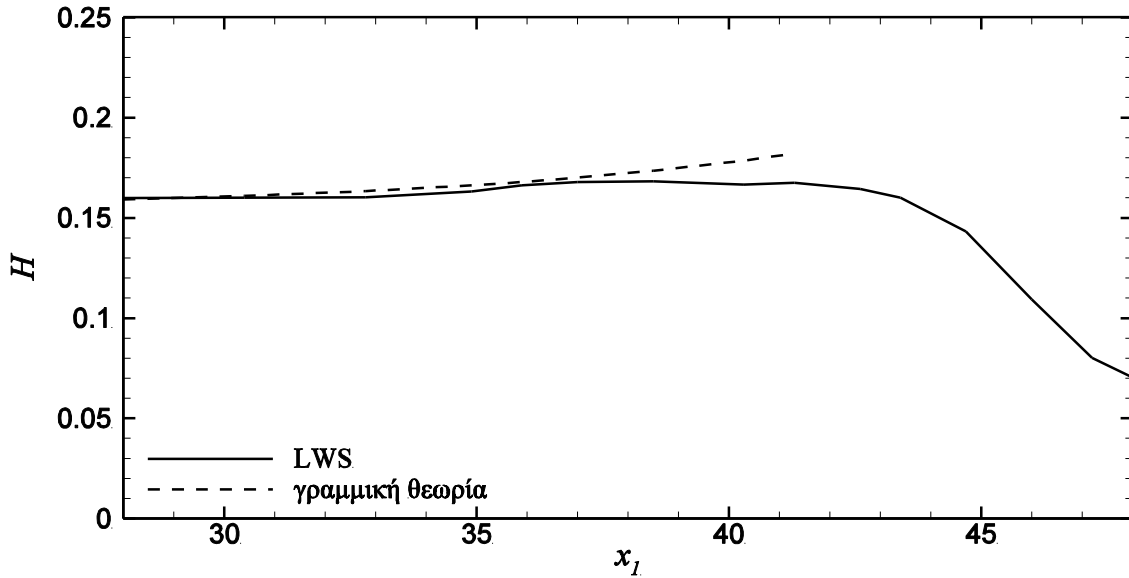
Στο Σχήμα 3.12 παρουσιάζεται η σύγκριση της μεταβολής της γωνίας διάδοσης του κυματισμού, ϕ , που υπολογίζεται από το αριθμητικό μοντέλο, με την αντίστοιχη θεωρητική μεταβολή της ϕ που προκύπτει από το νόμο του Snell ($\sin\phi/\lambda = \text{σταθερά}$) σε συνδυασμό με την εξίσωση διασποράς. Ο νόμος του Snell ισχύει για κύματα Stokes 1^{ης} και 2^{ης} τάξης στην εξώτερη παράκτια ζώνη (ανάντη της ζώνης θραύσης). Η αριθμητική γωνία ϕ σε κάθε βάθος, υπολογίζεται από το μέσο όρο των γωνιών που σχηματίζουν ανά δύο στα σημεία μηδενισμού της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας, ανάντη της κορυφογραμμής, με τον εγκάρσιο άξονα x_2 . Προκύπτει ότι, η πρόβλεψη του μοντέλου για τη μεταβολή της γωνίας διάδοσης βρίσκεται σε συμφωνία με τη θεωρητικό υπολογισμό με βάση το νόμο του Snell, κατά τη διάρκεια της ρήχωσης και μέχρι βάθους $d/d_b \approx 1.5$, αλλά υπάρχει διαφορά μεταξύ τους για μικρότερα βάθη. Η γωνία της θραυόμενης κορυφογραμμής είναι $\phi_b = 17.5^\circ$, ενώ ο νόμος του Snell δίνει $\phi_b = 15.5^\circ$. Η απόκλιση αριθμητικής και θεωρητικής πρόβλεψης γίνεται ιδιαίτερα σημαντική εντός της ζώνης απόσβεσης, όπου δεν ισχύουν η εξίσωση διασποράς και ο νόμος του Snell.



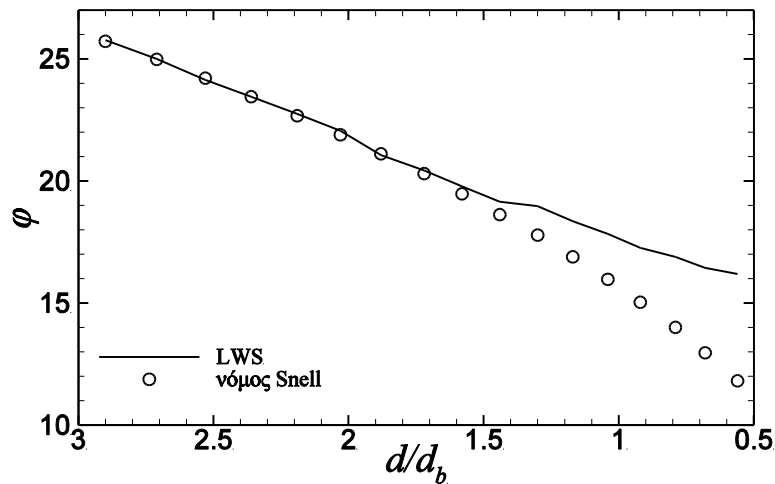
Σχήμα 3.9: Τυπικό στιγμιότυπο ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας κατά την υπό γωνία ($\varphi_I = 30^\circ$) διάδοση κυμάτων πάνω από πυθμένα σταθερής κλίσης $\tan\beta = 1/35$, μετά την πάροδο περίπου 15 περιόδων κύματος.



Σχήμα 3.10: Περιβάλλουσα των μεγίστων (μπλε γραμμή) και των ελαχίστων (κόκκινη γραμμή) της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας κατά την υπό γωνία ($\varphi_I = 30^\circ$) διάδοση κυμάτων πάνω από πυθμένα σταθερής κλίσης $\tan\beta = 1/35$.

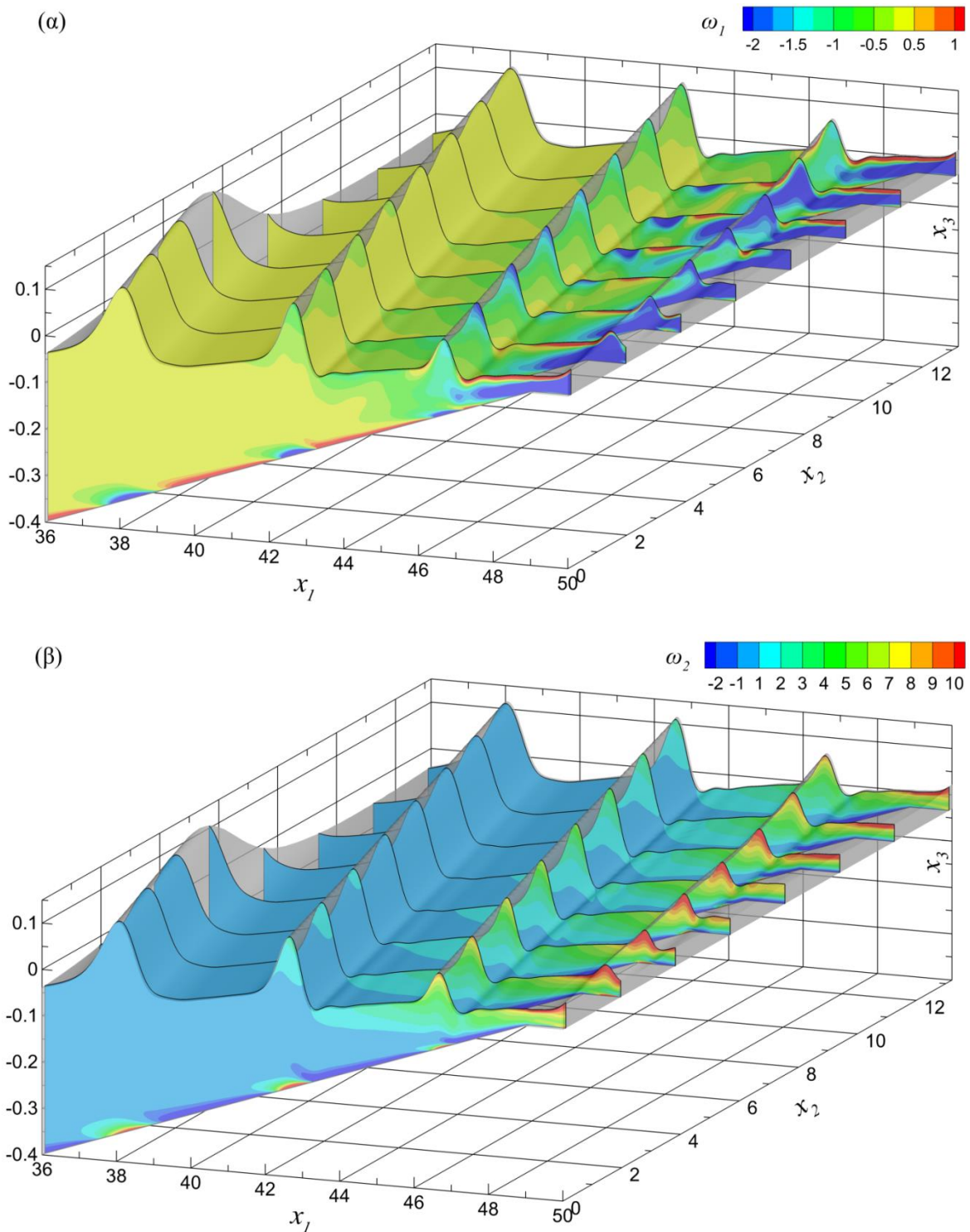


Σχήμα 3.11: Μεταβολή του ύψους κύματος κατά την υπό γωνία ($\varphi_1 = 30^\circ$) διάδοση κυμάτων πάνω από πυθμένα σταθερής κλίσης $\tan\beta = 1/35$. Η διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί στην πρόβλεψη της γραμμικής θεωρίας ρήχωσης-διάθλασης.



Σχήμα 3.12: Μεταβολή της γωνίας διάδοσης κύματος κατά τη διάρκεια ρήχωσης-διάθλασης και εντός της ζώνης απόσβεσης κύματος, σύμφωνα με τις προβλέψεις του αριθμητικού μοντέλου και του νόμου του Snell, για $\varphi_1 = 30^\circ$ και $\tan\beta = 1/35$.

Η θραύση εκχείλισης του κύματος χαρακτηρίζεται από την ανάπτυξη ενός επιφανειακού στροβίλου στην περιοχή του θραυόμενου μετώπου, αμέσως μετά την έναρξη του φαινομένου, γεγονός που αποτυπώνεται από το πεδίο στροβιλότητας. Ένα τυπικό στιγμιότυπο της κατανομής της αδιάστατης διαμήκους στροβιλότητας, ω_1 , και ένα της εγκάρσιας στροβιλότητας, ω_2 , στη ζώνη θραύσης και τη ζώνη απόσβεσης, παρουσιάζονται στο Σχήμα 3.13. Για την πιο εποπτική παρουσίαση των συγκεκριμένων αποτελεσμάτων επιλέγονται ισαπέχουσες κατακόρυφες τομές κατά μήκος του υπολογιστικού πεδίου.



Σχήμα 3.13: Στιγμιότυπο κατανομής (α) της διαμήκουσ τροβιλότητας ω_1 , και (β) της εγκάρσιας τροβιλότητας ω_2 , μετά την πάροδο περίπου 15 περιόδων κύματος. Οι κατακόρυφες τομές απέχουν μεταξύ τους σταθερή απόσταση $\Delta x_2 = l_F/7 \approx 1.89$.

Η διαμήκουσ τροβιλότητα, ω_1 , εμφανίζεται με την έναρξη του φαινομένου (για $x_1 \approx 41$) στην κορυφή του θραυόμενου κύματος με αρνητικό πρόσημο, το οποίο αντιστοιχεί σε αριστερόστροφη κυκλοφορία του ρευστού. Λόγω της σταδιακής θραύσης, η ω_1 μεταβάλλεται κατά μήκος της κορυφογραμμής, και καθώς ο επιφανειακός στρόβιλος γίνεται πιο ισχυρός, η

ω_1 αποκτά, προς στιγμή, τη μέγιστη τιμή της σε βάθος $d/d_b \approx 0.5$, ενώ παράλληλα διαχέεται στον ομόρρου του θραυόμενου κύματος. Σε λεπτή στρώση κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια στον ομόρρου της θραύσης, εμφανίζεται στροβιλότητα θετικού πρόσημου. Με την είσοδο του κύματος στο οριζόντιο τμήμα πολύ μικρού βάθους του πυθμένα (περιοχή εξόδου), ισχυρό πεδίο διαμήκους στροβιλότητας εισέρχεται στο μέτωπο του εξασθενημένου κύματος, προερχόμενο από τον ομόρρου θραύσης του προηγούμενου κύματος. Στην πρώτη από τις τομές του Σχήματος 3.13(α) φαίνεται, επίσης, η κατανομή της διαμήκους στροβιλότητας κοντά στον πυθμένα, η οποία παίρνει θετικές και αρνητικές τιμές και οφείλεται στη διατημητική τάση που αναπτύσσεται στον πυθμένα, με μέγιστες τιμές περίπου τρεις φορές μεγαλύτερες (κατά απόλυτη τιμή) από αυτές της στροβιλότητας στη θραυόμενη κορυφή του κύματος.

Η εγκάρσια στροβιλότητα, ω_2 , εμφανίζεται, επίσης, με την έναρξη της θραύσης (για $x_1 \approx 41$) στην κορυφή του κύματος έχοντας θετικό πρόσημο, αντιστοιχώντας σε δεξιόστροφη ανακυκλοφορία του ρευστού. Στο Σχήμα 3.13(β) φαίνεται η μεταβολή της ω_2 κατά μήκος της κορυφογραμμής, εξαιτίας της σταδιακής θραύσης. Η ισχύς της εγκάρσιας στροβιλότητας αυξάνει συνεχώς, έως ότου ο επιφανειακός στρόβιλος καταλάβει ολόκληρη τη θραυόμενη κορυφή του κύματος, ενώ στη συνέχεια, κρατώντας υψηλές τιμές ($\omega_2 > 10$) διαχέεται στον ομόρρου της θραύσης. Το μέγεθος της εγκάρσιας στροβιλότητας είναι σαφώς μεγαλύτερο από αυτό της ω_1 (μέχρι και πέντε φορές), όπως διαπιστώνεται από την κλίμακα των ισοϋψών, επομένως η ω_2 αποτελεί τη συνιστώσα του πεδίου στροβιλότητας με τη μεγαλύτερη σημασία. Στην πρώτη από τις τομές του Σχήματος 3.13(β) φαίνεται, επίσης, η κατανομή της εγκάρσιας στροβιλότητας κοντά στον πυθμένα, η οποία παίρνει θετικές και αρνητικές τιμές. Οι μέγιστες θετικές τιμές της στροβιλότητας κοντά στον πυθμένα είναι περίπου τέσσερις φορές μεγαλύτερες από τις αντίστοιχες τιμές στη θραυόμενη κορυφή του κύματος. Η συνεισφορά της κατακόρυφης συνιστώσας, ω_3 , της στροβιλότητας στη δομή του επιφανειακού στρόβιλου είναι αμελητέα, λόγω της ασθενούς έντασής της ($|\omega_3|_{\max} < 0.5$), επομένως, η κατανομή της δεν παρουσιάζεται.

Στη συνέχεια, εξετάζονται κάποια από τα χαρακτηριστικά της τύρβης, η οποία παράγεται εξαιτίας της θραύσης (εκχειλίσης) του κύματος, εντός της ζώνης απόσβεσης. Η παρουσία της τύρβης υποδηλώνεται από τις τυχαίες διακυμάνσεις των συνιστωσών της ταχύτητας αλλά και της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας. Γενικά, στην περίπτωση τυρβώδους ροής, η στιγμιαία τιμή της καθεμίας από τις προαναφερθείσες μεταβλητές, f , μπορεί να εκφραστεί ως το άθροισμα της μέσης, ως προς τη φάση (phase-averaged), τιμής της,

$$\overline{f_i} = \frac{1}{N_p} \sum_{n=1}^{N_p} f_{in} \quad (3.5)$$

όπου N_p είναι ο συνολικός αριθμός φάσεων, και της διακύμανσης f' σε κάθε φάση της περιόδου κύματος, δηλαδή $f = \overline{f} + f'$. Η ένταση της τύρβης, μπορεί να εκφραστεί μέσω της τυπικής απόκλισης των διακυμάνσεων των μεταβλητών της ροής

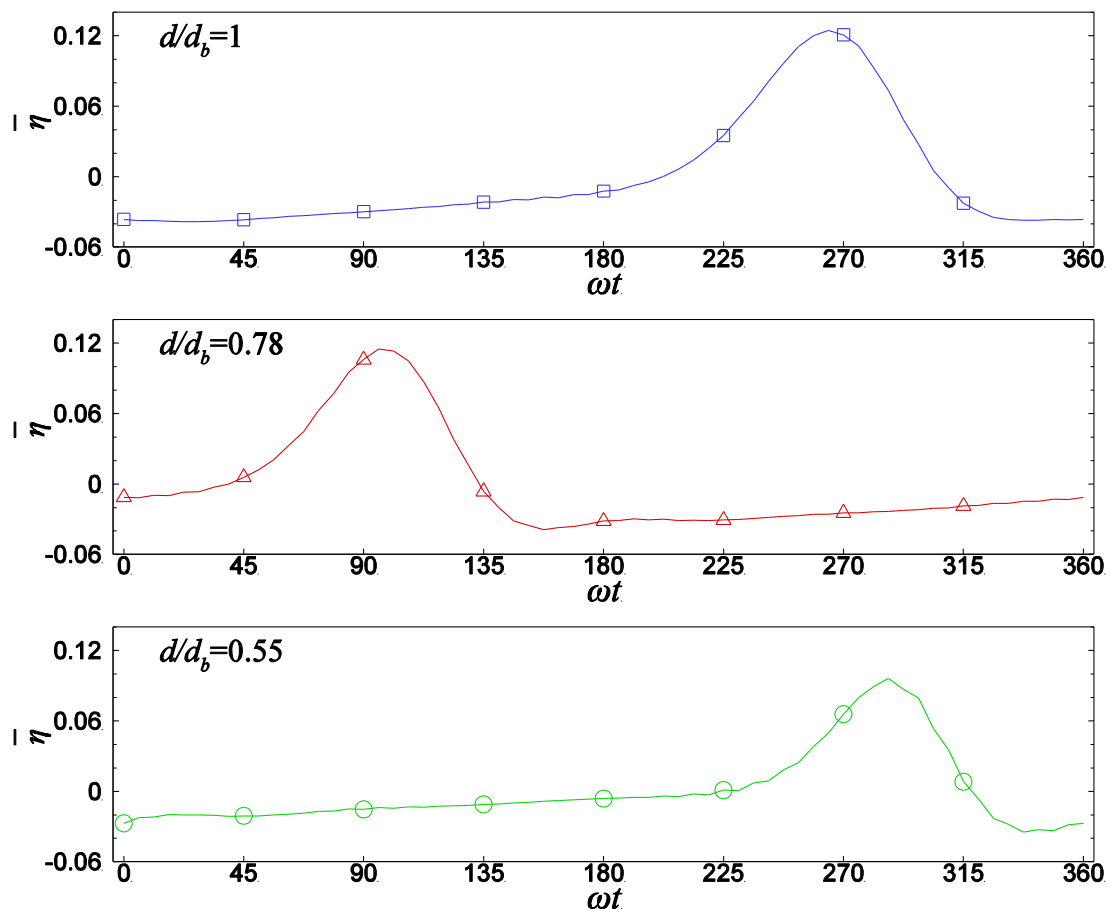
$$f_{i_rms} = \sqrt{\overline{f_i'^2}} \quad (3.6)$$

Για ευκολία, η τυπική απόκλιση των διακυμάνσεων της ταχύτητας και της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας, εφεξής θα καλούνται τυρβώδης ταχύτητα και ανύψωση, αντίστοιχα.

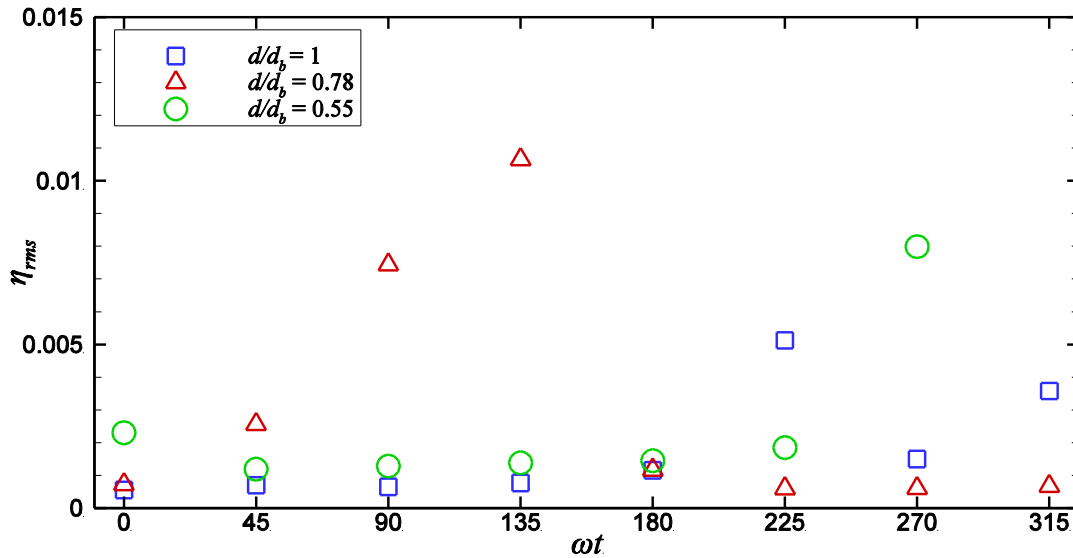
Η εξαγωγή των στατιστικών αποτελεσμάτων τύρβης, γίνεται σε επιλεγμένα βάθη πυθμένα ($d/d_b = 1, 0.78, 0.55$) από στιγμιαία δεδομένα σε 8 θέσεις κατά την εγκάρσια

διεύθυνση x_2 . Επειδή στη συγκεκριμένη προσομοίωση έχει επιλεγεί εγκάρσιο μήκος πεδίου ίσο με ένα μήκος κύματος λ_2 , κάθε κατακόρυφη τομή κατά την εγκάρσια διεύθυνση εμπεριέχει όλες τις φάσεις της περιόδου ενός κύματος. Το γεγονός αυτό επιτρέπει την αντιστοίχιση κάθε θέσης (συγκεκριμένου βάθους) κατά τη διεύθυνση x_2 , με μια από τις φάσεις του κύματος. Επομένως, κατά την παρέλευση χρόνου μιας περιόδου καθίσταται εφικτή η συλλογή 8 στιγμιαίων τιμών για κάθε φάση, η οποία περνά διαδοχικά από τις 8 επιλεγμένες θέσεις κατά την εγκάρσια διεύθυνση x_2 , εφόσον η χρονική δειγματοληψία γίνεται ανά σταθερά διαστήματα $\Delta t = T/8$. Η δειγματοληψία προέρχεται από τις τρεις τελευταίες περιόδους κύματος της προσομοίωσης, με αποτέλεσμα ο συνολικός αριθμός των συλλεγμένων στιγμιαίων τιμών κάθε φάσης της περιόδου να ισούται με 24. Στο Σχήμα 3.14 παρουσιάζονται οι φάσεις κύματος, στις οποίες γίνεται ο υπολογισμός της έντασης της τύρβης σε καθένα από τα επιλεγμένα βάθη πυθμένα, μέσω της μεταβολής της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας κατά τη διάρκεια μιας περιόδου T .

Στο Σχήμα 3.15 παρουσιάζεται η τυρβώδης ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, η_{rms} , ανά φάση του κύματος, για τους τρεις επιλεγμένους λόγους τοπικών βαθών προς το βάθος θραύσης, d/d_b . Προκύπτει ότι η ένταση της τύρβης είναι αυξημένη κατά τις φάσεις που αντιστοιχούν στην περιοχή της κορυφής του κύματος, ανεξάρτητα από το τοπικό βάθος, σε αντίθεση με ότι συμβαίνει στις υπόλοιπες φάσεις της περιόδου, όπου η ένταση κυμαίνεται σε χαμηλά επίπεδα. Οι υψηλότερες τιμές της η_{rms} εμφανίζονται για $d/d_b = 0.78$, με τη μέγιστη τιμή της (για $\omega t = 135^\circ$), η οποία εμφανίζεται στο μέτωπο του θραυόμενου κύματος, να είναι περίπου ίση με το 10% της μέγιστης παρατηρούμενης τιμής της ανύψωσης η στο συγκεκριμένο βάθος.



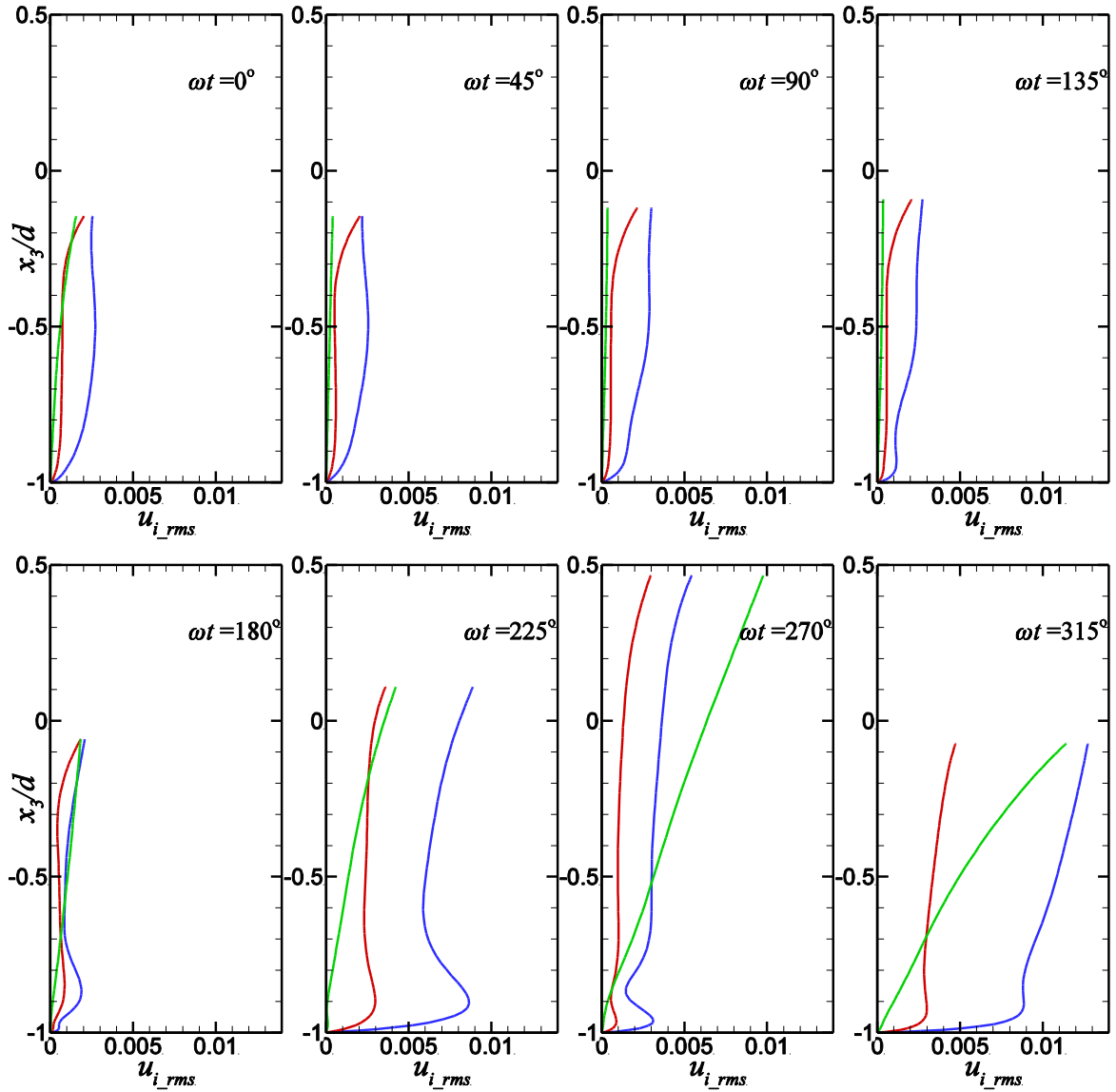
Σχήμα 3.14: Επιλεγμένες φάσεις κύματος, κατά τη διάρκεια μιας περιόδου, για την εξαγωγή στατιστικών αποτελεσμάτων τύρβης σε τρία διαφορετικά βάθη του κεκλιμένου πυθμένα.



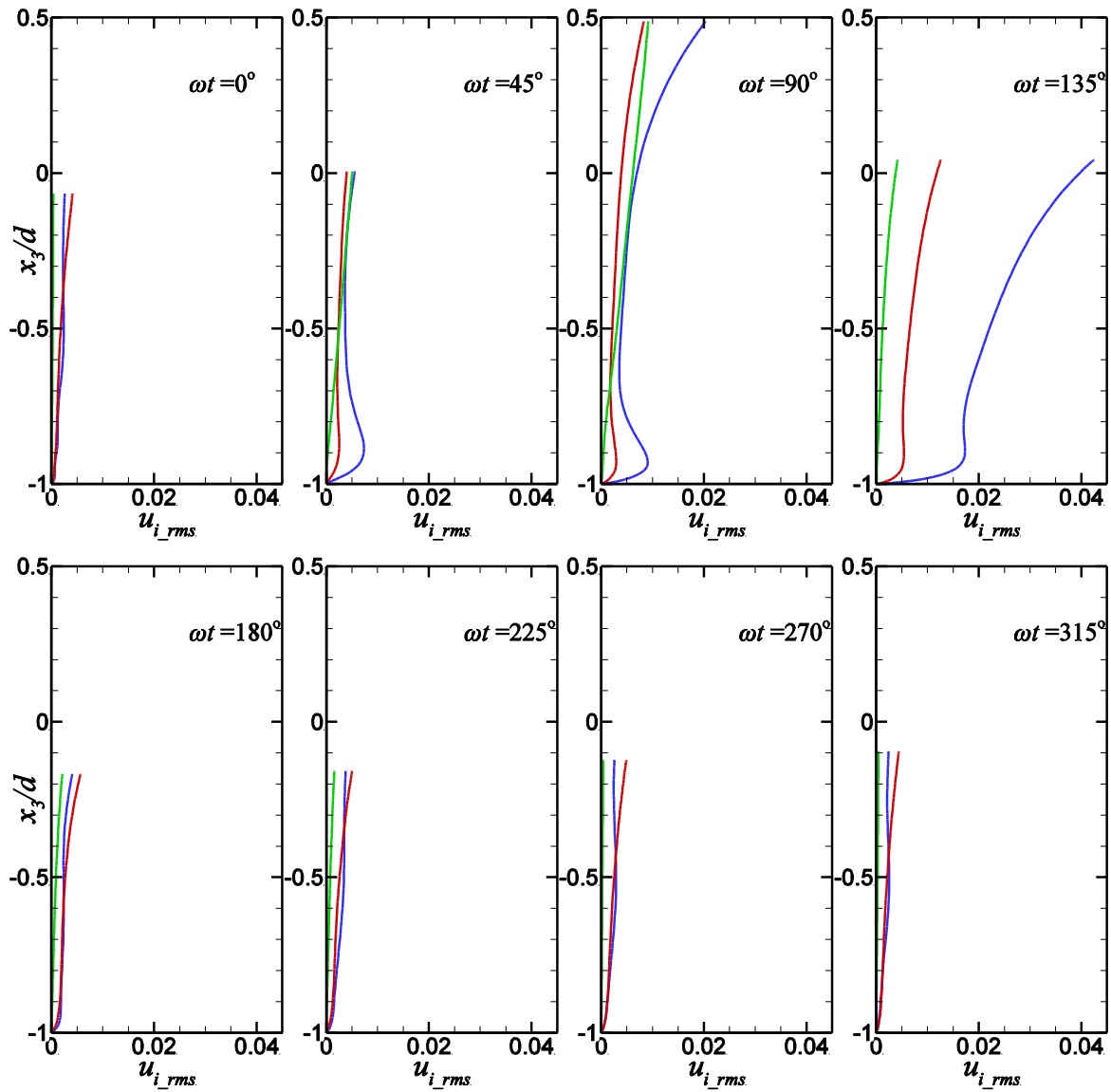
Σχήμα 3.15: Τυρβώδης ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, η_{rms} , ανά φάση του κύματος, σε τρία διαφορετικά βάθη του κεκλιμένου πυθμένα.

Στα Σχήματα 3.16-3.18 παρουσιάζονται οι κατανομές των τυρβωδών συνιστωσών της ταχύτητας, u_{i_rms} , ανά φάση κύματος, ενώ κάθε σχήμα αντιστοιχεί σε έναν από τους τρεις λόγους d/d_b . Η παρατήρηση της αυξημένης έντασης της τύρβης κατά τις φάσεις που αντιστοιχούν στην κορυφή του θραυόμενου κύματος, επιβεβαιώνεται και από τις κατανομές των ταχυτήτων, ανεξάρτητα από το λόγο d/d_b στον οποίο αντιστοιχούν, ενώ παράλληλα, τα επίπεδα της τύρβης στις υπόλοιπες φάσεις της περιόδου είναι σαφώς χαμηλότερα. Στην περίπτωση των τυρβωδών ταχυτήτων, η αύξηση της μέγιστης τιμής των u_{1_rms} και u_{2_rms} , η οποία παρατηρείται κατά τις φάσεις $\omega t = 315^\circ$, 135° και 315° , (μέτωπο του θραυόμενου κύματος), για $d/d_b = 1$, 0.78 και 0.55 , αντίστοιχα, είναι μονοτονική σε συνάρτηση με τη μείωση του βάθους. Αντίθετα, η μέγιστη τυρβώδης ταχύτητα u_{3_rms} , η οποία παρατηρείται κατά τις ίδιες φάσεις με τις υπόλοιπες συνιστώσες (με εξαίρεση τη θέση $d/d_b = 0.78$, όπου παρατηρείται για $\omega t = 90^\circ$), διατηρείται περίπου σταθερή ανεξάρτητα από τη μεταβολή του βάθους. Η συνεχής αύξηση των μεγίστων u_{1_rms} και u_{2_rms} εξηγείται από τη μονοτονική αύξηση των αντίστοιχων μεγίστων στιγμιαίων ταχυτήτων, ενώ η σταθερότητα του μέγιστου u_{3_rms} , συνδυάζεται με το ότι η στιγμιαία κατακόρυφη συνιστώσα δεν παρουσιάζει σημαντική διακύμανση στις συγκεκριμένες θέσεις. Η σημαντικότερη των τυρβωδών ταχυτήτων εντός της ζώνης απόσβεσης είναι η u_{1_rms} και το εύρος της είναι περίπου τρεις φορές μεγαλύτερο του αντίστοιχου της u_{2_rms} και επτά φορές μεγαλύτερο αυτού της u_{3_rms} . Το ποσοστό των u_{1_rms} και u_{2_rms} ως προς τις αντίστοιχες μέγιστες στιγμιαίες ταχύτητες, ξεκινά από περίπου 3% στη θέση της θραύσης και φθάνει ως και 13% στη θέση $d/d_b = 0.55$, ενώ το ποσοστό u_{3_rms} παραμένει σταθερό περίπου στο 10% της αντίστοιχης μέγιστης στιγμιαίας τιμής. Στο Σχήμα 3.18 και συγκεκριμένα στα διαγράμματα των φάσεων $\omega t = 270^\circ$ και 315° , παρουσιάζονται οι πειραματικές μετρήσεις της u_{1_rms} (Ting & Kirby 1994, σχήμα 10), σε αντίστοιχες φάσεις και για περίπου ίδιο λόγο d/d_b , για την περίπτωση εισερχόμενου κύματος με τα ίδια χαρακτηριστικά, αλλά για κάθετη διάδοση ως προς την ακτογραμμή. Προκύπτει ότι, ενώ το αριθμητικό μοντέλο είναι σε θέση να προβλέψει ικανοποιητικά την ένταση της τύρβης, η οποία παράγεται στο μέτωπο του θραυόμενου κυματισμού ($\omega t = 315^\circ$), υστερεί στην προσομοίωση της διάχυσής της στον ομόρροο της θραύσης ($\omega t = 270^\circ$), πιθανότατα εξαιτίας του σχετικά αδρού (για προσομοιώσεις τύρβης) υπολογιστικού πλέγματος κατά τις οριζόντιες διευθύνσεις. Σημειώνεται ότι, οι οριζόντιες διαστάσεις των υπολογιστικών κελιών,

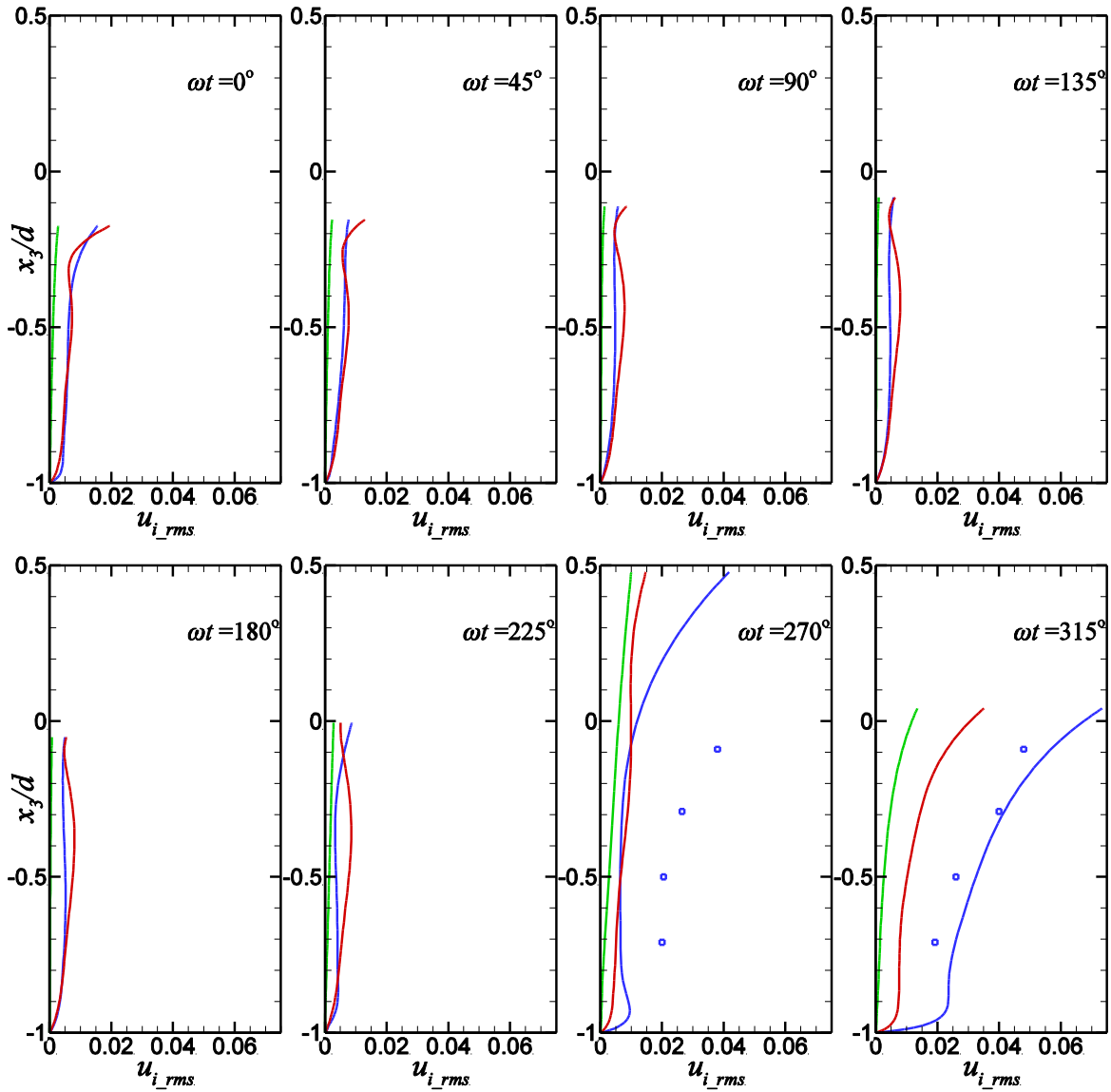
μετρημένες σε ιξώδεις κλίμακες μήκους, είναι $\Delta x_1^+ \sim 200$ και $\Delta x_2^+ \sim 1000$, ενώ η κατακόρυφη διάστασή τους είναι μεταβλητή (λόγω του μεταβλητού βάθους σε συνδυασμό με τη χρήση της προσέγγισης με πολώνυμα Chebyshev) με μέγιστη τιμή $\Delta x_3^+ \sim 1.2$ για τον πρώτο εσωτερικό κόμβο του πεδίου.



Σχήμα 3.16: Κατανομές των τυρβωδών συνιστωσών της ταχύτητας, u_{i_rms} , ανά φάση κύματος, για λόγο $d/d_b = 1$ (θέση έναρξης θραύσης). Η μπλε γραμμή αντιστοιχεί στη u_{1_rms} , η κόκκινη στη u_{2_rms} , και η πράσινη στη u_{3_rms} .

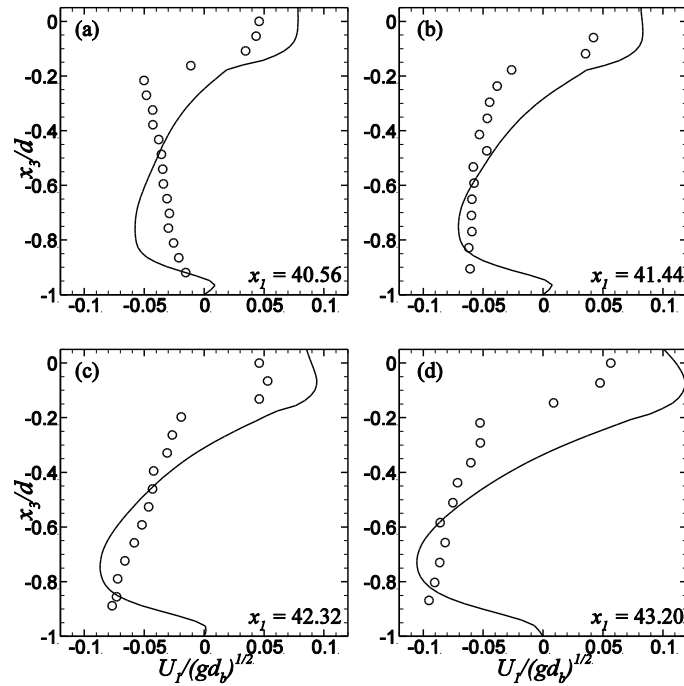


Σχήμα 3.17: Κατανομές των τυρβωδών συνιστωσών της ταχύτητας, u_{i_rms} , ανά φάση κύματος, για λόγο $d/d_b = 0.78$. Η μπλε γραμμή αντιστοιχεί στη u_{1_rms} , η κόκκινη στη u_{2_rms} , και η πράσινη στη u_{3_rms} .



Σχήμα 3.18: Κατανομές των τυρβωδών συνιστωσών της ταχύτητας, u_{i_rms} , ανά φάση κύματος, για λόγο $d/d_b = 0.55$. Η μπλε γραμμή αντιστοιχεί στη u_{1_rms} , η κόκκινη στη u_{2_rms} , και η πράσινη στη u_{3_rms} .

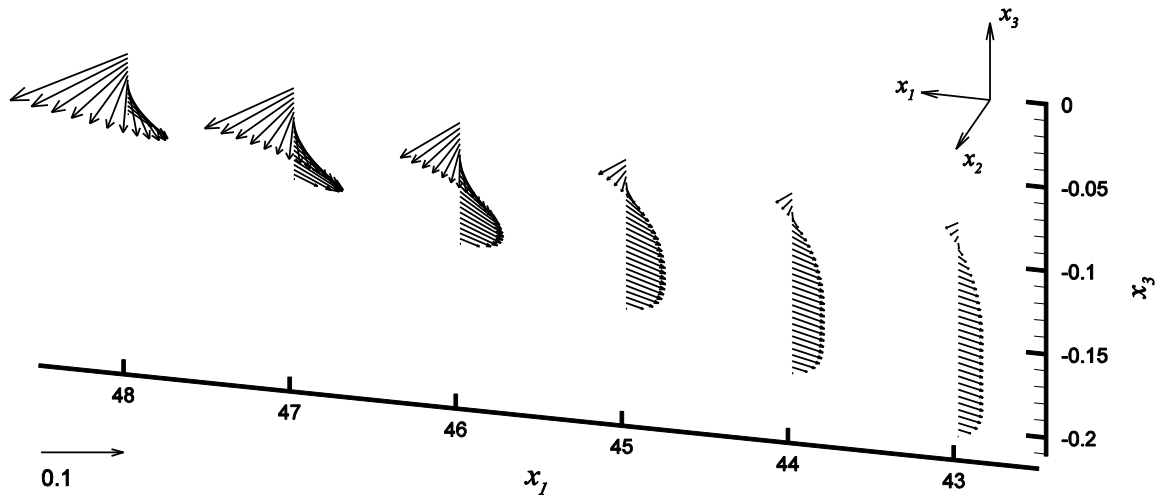
Στη συνέχεια παρουσιάζονται αποτελέσματα δημιουργίας κυματογενών ρευμάτων στη ζώνη απόσβεσης στην περίπτωση ακτής σταθερής κλίσης 1/35. Αρχικά θεωρείται η περίπτωση επερχομένων κυμάτων κάθετα στην ακτογραμμή όπου έχουμε τη δημιουργία του υποβρύχιου κυματογενούς ρεύματος. Τα αριθμητικά αποτελέσματα συγκρίνονται με τις πειραματικές μετρήσεις των Ting and Kirby (1994) στο Σχήμα 3.19.



Σχήμα 3.19: Προφίλ κανονικοποιημένης ταχύτητας υποβρυχίου κυματογενούς ρεύματος σε 4 θέσεις στην παράκτια ζώνη. Η συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στο αριθμητικό μοντέλο και τα σύμβολα στις πειραματικές μετρήσεις των Ting and Kirby (1994).

Η μη-κάθετη, ως προς την ακτογραμμή, διάδοση και θραύση κύματος πάνω από ομοιόμορφο πυθμένα σταθερής κλίσης, έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία δύο παράκτιων κυματογενών ρευμάτων εντός της ζώνης απόσβεσης, του ρεύματος κατά μήκος της ακτογραμμής (longshore current) ή απλά παράλληλου ρεύματος, και του εγκάρσιου στην ακτογραμμή, υποβρυχίου ρεύματος (undertow current). Η αλληλένδετη δράση των δύο ρευμάτων, αποτυπώνεται με τη βοήθεια του χρονικά μέσου πεδίου ταχύτητας που προκύπτει από τις τρεις τελευταίες περιόδους κύματος της τρισδιάστατης προσομοίωσης. Επίσης, τα αποτελέσματα που θα παρουσιαστούν έχουν προκύψει από τη μέση, ως προς την εγκάρσια διεύθυνση x_2 , τιμή του πεδίου ταχύτητας.

Στο Σχήμα 3.20 παρουσιάζεται η κατακόρυφη κατανομή των τρισδιάστατων διανυσμάτων της μέσης ταχύτητας, \mathbf{U} , για βάθη μεγαλύτερα από την ελάχιστη στάθμη της κοιλίας κύματος, σε έξι θέσεις εντός της ζώνης απόσβεσης. Προκύπτει ότι για το διάστημα $43 \leq x_1 \leq 45$ (ή $0.78 \geq d/d_b \geq 0.55$), το υποβρυχίο κυματογενές ρεύμα υπερσχύει του παράλληλου στην ακτογραμμή ρεύματος, αφού κατά το μεγαλύτερο τμήμα της κατακόρυφης κατανομής, τα διανύσματα έχουν διεύθυνση εγκάρσια στην ακτογραμμή και φορά προς την ανοιχτή θάλασσα, ενώ η ισχύς του αυξάνει καθώς κατευθυνόμαστε προς τα ρηγά. Για το συγκεκριμένο διάστημα, το παράλληλο ρεύμα, το οποίο έχει μικρότερες ταχύτητες σε σχέση με το υποβρυχίο, περιορίζεται σε μικρή απόσταση από την ελεύθερη επιφάνεια. Σε ρηχότερα βάθη, για $d/d_b < 0.55$ (ή $x_1 > 45$), το παράλληλο κυματογενές ρεύμα εμφανίζεται ενισχυμένο τόσο από άποψη μεγέθους, όσο και από την πλευρά του εύρους που καταλαμβάνει στην κατακόρυφη στήλη των διανυσμάτων. Μάλιστα, στα πιο ρηγά βάθη ($d/d_b < 0.44$), το μέτρο του παράλληλου ρεύματος ξεπερνά το αντίστοιχο του υποβρυχίου. Ξεκινώντας από τον πυθμένα με κατεύθυνση προς την ελεύθερη επιφάνεια, παρατηρείται η χαρακτηριστική σταδιακή στρέψη των διανυσμάτων της ταχύτητας \mathbf{U} , από την εγκάρσια στην παράλληλη ως προς την ακτογραμμή διεύθυνση, η οποία φαίνεται καλύτερα στις κατανομές των θέσεων $x_1 = 46, 47$ και 48 .

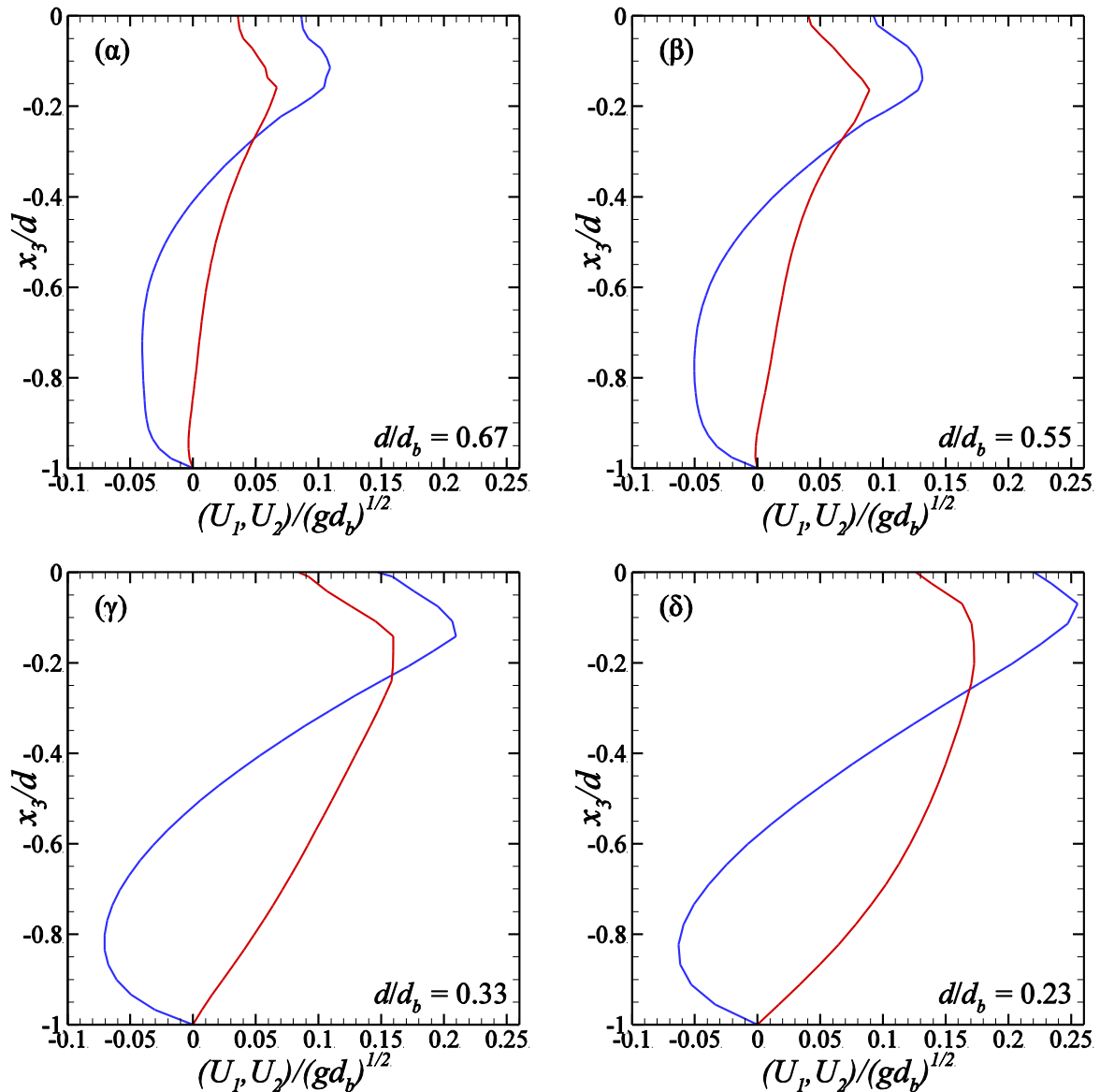


Σχήμα 3.20: Κατακόρυφη κατανομή (από τον πυθμένα ως την κοιλία κύματος) των τρισδιάστατων διανυσμάτων της μέσης ταχύτητας, U , σε έξι θέσεις εντός της ζώνης απόσβεσης (η ακτογραμμή είναι παράλληλη του άξονα x_2). Οι θέσεις $x_1 = 43$ ως 48 αντιστοιχούν, κατά σειρά, σε λόγους $d/d_b = 0.78, 0.67, 0.55, 0.44, 0.33$ και 0.23 .

Στο Σχήμα 3.21 παρουσιάζονται τα προφίλ των οριζόντιων συνιστωσών της μέσης ταχύτητας, U_1 και U_2 , σε τέσσερις θέσεις της ζώνης απόσβεσης, όπως υπολογίστηκαν από το αριθμητικό μοντέλο. Οι μέσες οριζόντιες ταχύτητες και η κατακόρυφη συντεταγμένη, x_3 , κανονικοποιούνται ως προς το βάθος θραύσης d_b , και το τοπικό βάθος d της κάθε θέσης, αντίστοιχα. Όπως αναμενόταν, η κατανομή του υποβρύχιου ρεύματος (προφίλ της U_1), ποιοτικά, δεν παρουσιάζει μεταβολή σε σχέση με το αντίστοιχο προφίλ που προέκυψε από την κάθετη θραύση κύματος (Σχήμα 3.19), παρουσιάζοντας ισχύ ίδιας τάξης μεγέθους και ανάλογη κατεύθυνση προς την ανοιχτή θάλασσα κοντά στον πυθμένα και προς την ακτογραμμή κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια. Η πιο σημαντική διαφορά μεταξύ τους είναι ότι, για την περίπτωση της μη-κάθετης θραύσης, η ισχύς του υποβρύχιου ρεύματος γίνεται μέγιστη σε πιο ρηχά βάθη, γεγονός που συνδέεται με τη μετακίνηση της θέσης έναρξης της θραύσης πιο κοντά στην ακτογραμμή. Επίσης, από τις προβλέψεις του μοντέλου για το προφίλ της U_1 απουσιάζει το ασθενές ρεύμα οριακού στρώματος (με κατεύθυνση προς την ακτογραμμή), απόρροια της περιορισμένης ανάλυσης του πλέγματος πολύ κοντά στον πυθμένα.

Η κατανομή του παράλληλου ρεύματος ως προς το βάθος (προφίλ της U_2), διαφέρει αρκετά από αυτή του υποβρύχιου ρεύματος μοιάζοντας περισσότερο με γραμμική (από τον πυθμένα ως τη στάθμη της κοιλίας του κύματος), σαφώς επηρεασμένη από την παρουσία του υποβρύχιου ρεύματος κοντά στον πυθμένα, ενώ σε ρηχά βάθη τείνει προς τη λογαριθμική κατανομή [Σχήμα 3.21(δ)]. Η ισχύς του αυξάνει, επίσης, καθώς κατευθυνόμαστε προς την ακτογραμμή, ενώ οι τιμές του προφίλ της είναι θετικές καθ' όλο το βάθος. Η μέγιστη τιμή των προφίλ της U_2 εμφανίζεται κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια, σε αντίθεση με τη μέγιστη (κατά απόλυτη) τιμή της U_1 , η οποία εμφανίζεται κοντά στον πυθμένα. Για την ποσοτική επαλήθευση της προβλεπόμενης, από το αριθμητικό μοντέλο, ισχύος του παράλληλου ρεύματος (ως προς την τάξη μεγέθους), χρησιμοποιήθηκε η θεωρητική σχέση υπολογισμού της ολοκληρωμένης, ως προς το βάθος, ταχύτητας του παράλληλου ρεύματος του Longuet-Higgins (1970), όπως παρουσιάζεται στο CEM (2002, σελ. II-4-23). Η μέγιστη τιμή της θεωρητικής πρόβλεψης κυμαίνεται από 0.13 ως 0.22, ανάλογα με την τιμή του συντελεστή τριβής πυθμένα, ενώ η θέση εμφάνισής της αντιστοιχεί σε $d/d_b \approx 0.6$. Το αριθμητικό μοντέλο

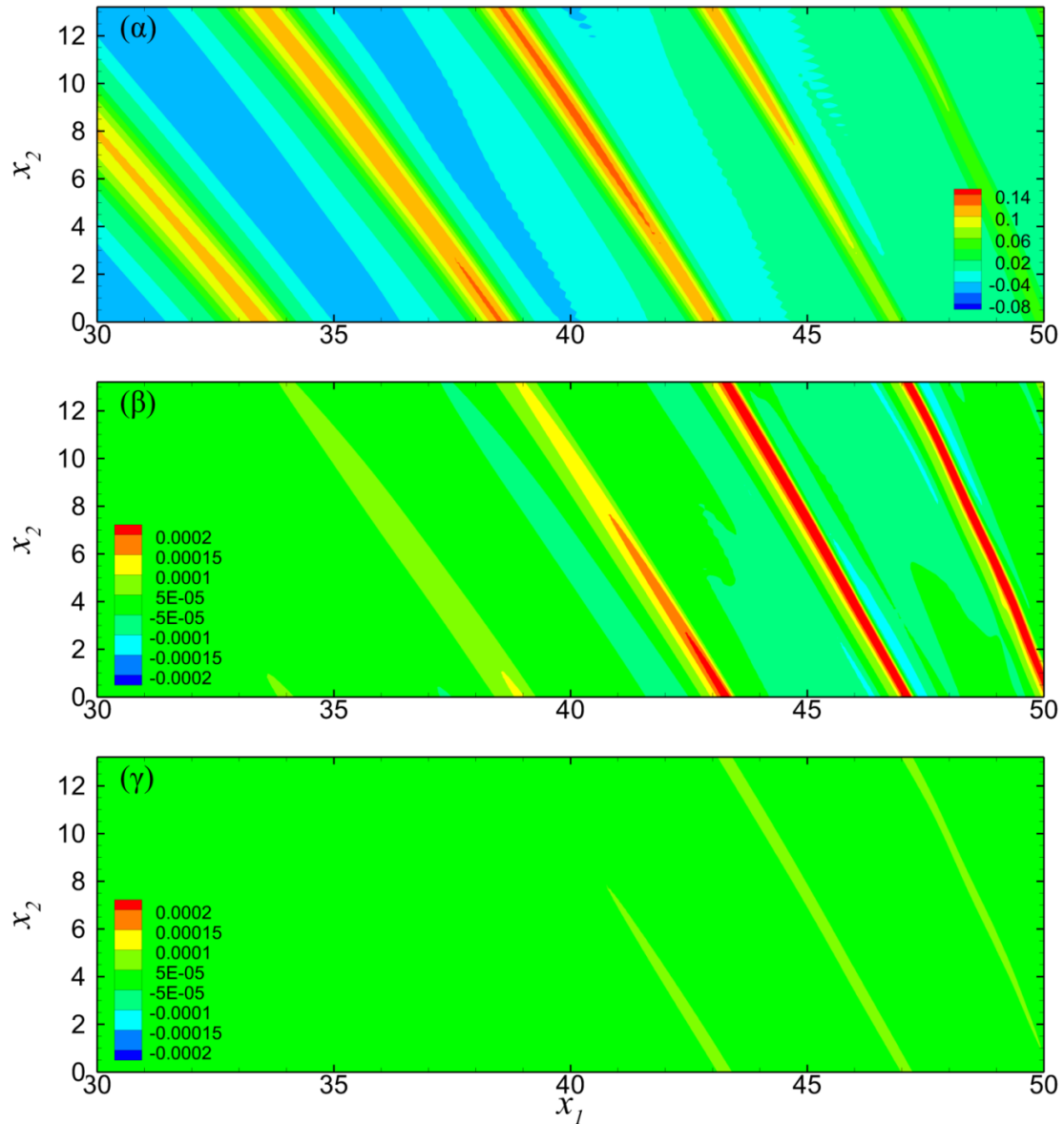
προβλέπει μέγιστη, ολοκληρωμένη ως προς το βάθος, ταχύτητα $U_{2av_max} = 0.055$, η οποία εμφανίζεται σε ρηχότερα βάθη της ζώνης απόσβεσης. Η εμφάνιση της, μέσης ως προς το βάθος, αιχμής του παράλληλου ρεύματος σε κοντινή απόσταση από την ακτογραμμή ($d/d_b < 0.5$) έχει παρατηρηθεί τόσο σε εργαστηριακές μετρήσεις (Wang et al., 2002 - Zhang & Zou, 2012), όσο και σε μετρήσεις πεδίου (Thornton & Guza, 1986).



Σχήμα 3.21: Κατακόρυφη κατανομή της μέσης διαμήκουσ ταχύτητας, U_1 (μπλε γραμμή), και της μέσης εγκάρσιας ταχύτητας, U_2 (κόκκινη γραμμή), σε τέσσερις θέσεις εντός της ζώνης απόσβεσης (α) $x_1 = 44$ (β) $x_1 = 45$, (γ) $x_1 = 47$, (δ) $x_1 = 48$.

Το πεδίο διατμητικής τάσης πυθμένα που αναπτύσσεται στον κεκλιμένο πυθμένα έχει δύο οριζόντιες συνιστώσες, τις τ_{b1} και τ_{b2} , κατά τη διαμήκη και εγκάρσια διεύθυνση, αντίστοιχα, και παρουσιάζεται με τη βοήθεια του τυπικού στιγμιότυπου των ισοϋψών καμπύλων του Σχήματος 3.22, όπου φαίνεται και η κάτοψη της επιλυόμενης ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας. Το εύρος των τ_{b1} και τ_{b2} παρουσιάζει σημαντική αύξηση στον κεκλιμένο πυθμένα (κυρίως το ημι-εύρος των θετικών τιμών), σε σχέση με το οριζόντιο

τιμή εισόδου, ειδικά στη ζώνη θραύσης και απόσβεσης του κύματος (για $x_1 > 41.5$). Προφανώς, η διαμήκης συνιστώσα της διατμητικής τάσης παρουσιάζει μεγαλύτερο εύρος διακύμανσης σε σχέση με την εγκάρσια συνιστώσα, με το μεταξύ τους λόγο να είναι $(\tau_{b2}/\tau_{b1})_{\text{amp}} \approx 1/3$, περίπου ίσος με $\tan\phi_b = 0.31$. Η μέγιστη τιμή του εύρους διακύμανσης των τ_{b1} και τ_{b2} εμφανίζεται στη θέση $x_1 \approx 46$ ($d/d_b = 0.44$), ενώ σε πιο ρηχά βάθη μειώνεται, ακολουθώντας την απόσβεση του ύψους κύματος. Η μείωση του μήκους κύματος, η οποία υποδηλώνεται από τη μείωση της απόστασης μεταξύ δύο διαδοχικών κορυφογραμμών [Σχήμα 3.22(α)], μεταφέρεται στη χωρική κατανομή των των τ_{b1} και τ_{b2} , όπως φαίνεται στα Σχήματα 3.22(β) και (γ).



Σχήμα 3.22: Τυπικό στιγμιότυπο (α) ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας (β) κατανομής της διαμήκουσ συνιστώσας της διατμητικής τάσης πυθμένα τ_{b1} , και (γ) κατανομής της εγκάρσιας συνιστώσας τ_{b2} , μετά την πάροδο περίπου 15 περιόδων κύματος.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- Larson, M., 1988. Quantification of Beach Profile Change. Report No. 1008, Department of Water Resources and Engineering, University of Lund, Lund, Sweden.
- Ting, F.C.K., and Kirby, J.T. (1994). “Observation of undertow and turbulence in a laboratory surf zone”, *Coastal Engineering*, 24(1-2), 51-80.