



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΠΟΛΙΤΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΥΔΑΤΙΚΩΝ ΠΟΡΩΝ

ΚΑΙ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ

ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΘΡΑΥΟΜΕΝΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ ΕΠΙΠΛΩ

ΑΠΟ ΥΦΑΛΟΥΣ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΕΣ



Ελπιδοφόρος-Ευγένιος Γ. Ρεπούσης

Επιβλέπων: Κ. Μέμος, Καθηγητής

Αθήνα, Ιανουάριος 2014

Εικονογράφηση εξωφύλλου: Ελπιδοφόρος-Ευγένιος Γ. Ρεπούσης

Σύνοψη

Στην παρούσα διπλωματική εργασία εξετάζεται η απόδοση ενός αριθμητικού μοντέλου τύπου Boussinesq, στην περιγραφή της διάδοσης μονοχρωματικών κυματισμών πάνω από ύφαλα εμπόδια, τροποποιημένου ώστε να λαμβάνεται υπόψη το πορώδες της κατασκευής. Πρόκειται για μια προσπάθεια αξιολόγησης της συμπεριφοράς του μοντέλου για τη δυνάμενη πρόβλεψη της προκαλούμενης κυματικής κινηματικής, λόγω παρεμβολής ύφαλής κατασκευής τραπεζοειδούς μορφής με πρηνή μεγάλης κλίσης. Για τον έλεγχο της καταλληλότητας του αριθμητικού μοντέλου για το παρόν πεδίο εφαρμογής, πραγματοποιήθηκαν πειράματα στο Εργαστήριο Λιμενικών Έργων του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, με την κατασκευή δύο ομοιωμάτων ύφαλής κατασκευής ίδιας γεωμετρίας αλλά διαφορετικού πορώδους, ώστε να προσομοιώνονται συνθήκες διαπερατού και αδιαπερατού ύφαλου κυματοθραύστη αντίστοιχα.

Ευχαριστίες

Με την ολοκλήρωση της παρούσας διπλωματικής εργασίας, θέλω να εκφράσω την ευγνωμοσύνη και τις θερμές ευχαριστίες μου σε όσους με βοήθησαν στην ολοκλήρωσή της.

Αρχικά θέλω να εκφράσω τις πιο θερμές μου ευχαριστίες στον επιβλέποντα της παρούσας εργασίας Καθηγητή ΕΜΠ, Κωνσταντίνο Μέμο για την εμπιστοσύνη που μου έδειξε και την ευκαιρία που μου έδωσε να ασχοληθώ με ένα τόσο ενδιαφέρον αλλά συνάμα δύσβατο θέμα. Η επιστημονική του ακεραιότητα και εργατικότητα αποτέλεσαν για μένα παράδειγμα προς μίμηση, ενώ η συνεχής καθοδήγησή του και το ουσιαστικό ενδιαφέρον του με ενθάρρυναν να συνεχίσω με σταθερούς ρυθμούς. Οι επισημάνσεις και οι διορθώσεις του ήταν καθοριστικές για την ολοκλήρωση της παρούσας διπλωματικής εργασίας.

Θέλω να ευχαριστήσω ιδιαίτερα τους Υποψήφιους Διδάκτορες, Αναστάσιο Μεταλληνό και Μιχάλη Χονδρό για την ουσιαστική συμβολή τους στη διαδικασία υλοποίησης της εργασίας αυτής.

Επίσης ευχαριστώ το διευθυντή του Εργαστηρίου Λιμενικών Έργων ΕΜΠ, Καθηγητή Κωνσταντίνο Μουτζούρη, το προσωπικό του εργαστηρίου και ιδιαιτέρως την κυρία Θεοδώρα Γιαντσή, καθώς και το συνάδελφό μου Νικόλα Σαμλίδη για την τεχνική υποστήριξη που μου παρείχαν.

Θα ήταν επίσης παράλειψή μου να μην αναφερθώ στην Επ. Καθηγήτρια Βασιλική Τσουκαλά για την προθυμία της να με ενθαρρύνει και να με βοηθήσει στο αρχικό στάδιο της έρευνάς μου.

Τέλος θέλω να ευχαριστήσω την οικογένειά μου και ιδιαιτέρως τα αδέρφια μου για την αγάπη και την υποστήριξή τους.

Περιεχόμενα

Ορισμοί συμβόλων	ix
Περίληψη	xiii
Extended abstract.....	xix
1 ΥΦΑΛΟΙ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΕΣ.....	1
1.1 Εισαγωγή.....	1
1.2 Κριτήρια επιλογής ύφαλης κατασκευής για την προστασία ακτής.....	3
1.3 Φαινόμενα γύρω από ύφαλο κυματοθραύστη	11
1.4 Παράμετροι επιρροής κυματικής μετάδοσης σε ύφαλους κυματοθραύστες.....	12
1.4.1 Επερχόμενο κύμα και οι βασικές παράμετροι που το συνοδεύουν.....	13
1.4.2 Βασικές σχεδιαστικές παράμετροι που επηρεάζουν την κυματική μετάδοση σε ύφαλο κυματοθραύστη	14
1.4.3 Τραχύτητα και διαπερατότητα της κατασκευής.....	17
1.5 Οι ύφαλοι κυματοθραύστες ως τεχνητοί οικότοποι	18
2 ΘΕΩΡΙΕΣ ΚΑΙ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΑ ΜΟΝΤΕΛΑ ΘΑΛΑΣΣΙΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ ...	23
2.1 Εισαγωγή.....	23
2.2 Θεμελιώδεις εξισώσεις και οριακές συνθήκες	25
2.3 Απλοί κυματισμοί	27

2.3.1	Γραμμική θεωρία κυματισμών απειροστού εύρους (Airy ή Stokes 1ης τάξης)	27
2.3.2	Θεωρία μη γραμμικών κυματισμών	33
2.4	Πεδίο εφαρμογής των θεωριών	35
2.5	Εισαγωγή στη θραύση κυματισμών	39
2.5.1	Τύποι θραύσης	40
2.5.2	Κριτήρια θραύσης	44
2.6	Θραύση κυματισμών σε εξωτερικά λιμενικά έργα με πρηνή	46
3	ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ	51
3.1	Μαθηματικά ομοιώματα διάδοσης κυματισμών τύπου Boussinesq	51
3.1.1	Εισαγωγή στα ομοιώματα τύπου Boussinesq	51
3.1.2	Συνοπτική περιγραφή της εξέλιξης των μοντέλων Boussinesq	52
3.1.3	Εισαγωγή της θραύσης στα μοντέλα Boussinesq	57
3.2	Θεωρητική διατύπωση του μοντέλου Boussinesq Chondros & Memos 2012	62
3.2.1	Εξισώσεις Boussinesq των Madsen & Schäffer (MS98-1998)	62
3.2.2	Παραγωγή νέων συντελεστών $(\alpha_1, \beta_1), (\alpha_2, \beta_2)$	64
3.2.3	Πρώτης τάξης ανάλυση	66
3.2.4	Δεύτερης τάξης ανάλυση	66
3.2.5	Ανάλυση γραμμικής ρήχωσης	69
3.2.6	Διάδοση κανονικών κυματισμών	72
3.2.7	Αριθμητικό σχήμα (επίλυσης)	73
3.2.8	Οριακές συνθήκες	73
3.2.9	Επαλήθευση μοντέλου Boussinesq Chondros & Memos 2012 σύμφωνα με τους Chondros & Memos (2012)	77
3.2.10	Συμπεράσματα	82

3.3	Εισαγωγή του πορώδους στα μοντέλα Boussinesq	84
3.3.1	Παραγωγή Εξισώσεων και Οριακές Συνθήκες της Κυματικής Κίνησης σε Πορώδη Πυθμένα.....	84
3.3.2	Παραγωγή Εξισώσεων Boussinesq για Πορώδες Μέσο	87
4	ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ & ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ	95
4.1	Πειραματική διώρυγα	95
4.1.1	Διαστάσεις-περιγραφή	95
4.1.2	Γενική διάταξη κυματογεννήτριας	98
4.1.3	Παραγόμενοι κυματισμοί.....	99
4.2	Διαδικασία μετρήσεων και διάταξη κυματοθραύστη	101
4.3	Υπολογισμός πορώδους του φυσικού ομοιώματος ύφαλου κυματοθραύστη... ..	108
2.4	Εκλογή κλίμακας ομοιότητας	109
5	ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΜΟΝΤΕΛΟΥ BOUSSINESQ ΚΑΙ ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ.....	113
5.1	Εισαγωγή.....	113
5.2	Ανάλυση πειραματικών δεδομένων	113
5.2.1	Υπολογισμός χαρακτηριστικών εισερχόμενου κυματισμού	113
5.2.2	Θραύση εισερχόμενου κυματισμού.....	116
5.3.1	Υπολογισμός συντελεστή μετάδοσης K_t	119
5.3	Εφαρμογή αριθμητικού μοντέλου Boussinesq	121
5.3.1	Κατάστροφη αριθμητικού μοντέλου Boussinesq.....	121
5.3.2	Διαγράμματα-σχολιασμός αποτελεσμάτων για τον διαπερατό Υ.Κ.	127

5.3.3	Διαγράμματα-σχολιασμός αποτελεσμάτων για τον αδιαπέρατο Υ.Κ.	146
5.3.4	Διαγράμματα-σχολιασμός συνολικών αποτελεσμάτων.....	167
6	ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ-ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ	171
6.1	Γενικότερα συμπεράσματα	171
6.2	Συμπεράσματα ως προς το πείραμα.....	172
6.3	Συμπεράσματα ως προς το αριθμητικό μοντέλο.....	173
6.4	Προτάσεις εξέλιξης του αριθμητικού μοντέλου.....	176
7	ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ.....	177
	ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α: Όροι Λ^{II} και Λ^{III} οι οποίοι έχουν ληφθεί από τις εξισώσεις MS98 (Madsen & Schäffer, 1998).....	177
	ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β: Κώδικες προγραμμάτων Fortran	179
	B.1. Κώδικας προγράμματος για τον υπολογισμό της χρονοσειράς ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας από τα πειραματικά δεδομένα.	179
	B.2. Κώδικας προγράμματος για τον υπολογισμό του φάσματος χρονοσειράς ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας.....	181
8	Βιβλιογραφία	183

Ορισμοί συμβόλων

A) Σύμβολα με ελληνικά γράμματα

α : εύρος κυματισμών (ισούται με το μισό του ύψους στα γραμμικά κύματα)

α_1 και α_2 : συντελεστές οι οποίοι αναφέρονται σε στρωτή και τυρβώδη ροή αντίστοιχα

Δx (ή $\Delta \chi$): χωρικό βήμα

Δt : χρονικό βήμα

ϵ : παράμετρος κλίμακας που εκφράζει τη μη γραμμικότητα $\epsilon=H/d$

ϵ : αδιάστατο ύψος κύματος ($=kH/2$)

ζ : ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας μετρούμενη από τη στάθμη ηρεμίας

ν : συντελεστής τυρβώδους συνεκτικότητας

ρ : πυκνότητα νερού

σ : παράμετρος κλίμακας που εκφράζει τη διασπορά συχνοτήτων $\sigma=d/L$

φ : γωνία φάσης

ω : γωνιακή συχνότητα ($=2\pi/T$)

Φ : συνάρτηση δυναμικού

Ψ : ροϊκή συνάρτηση

φ : το πορώδες (λόγος του όγκου κενών προς το συνολικό όγκο)

B) Σύμβολα με λατινικά γράμματα

c : φασική ταχύτητα ή ταχύτητα διάδοσης κύματος, $c=L/T$

c_g : ταχύτητα ομάδας κυματισμών

d : βάθος θάλασσας μετρούμενο από τη στάθμη ηρεμίας

f: κυκλική συχνότητα ($=1/T$)

g: επιτάχυνση βαρύτητας

H: ύψος κύματος (κατακόρυφη απόσταση κοιλίας κορυφής)

h: συνολικό βάθος $h=d+\zeta$

k: αριθμός κύματος (μέτρο διανύσματος), $k=2\pi/L$

L: μήκος κύματος

T: περίοδος

u: συνιστώσα ταχύτητας κατά τη διεύθυνση x

U: συνιστώσα της μέσης ως προς το βάθος οριζόντιας ταχύτητας κατά x

v: συνιστώσα ταχύτητας κατά τη διεύθυνση y

V: συνιστώσα της μέσης ως προς το βάθος οριζόντιας ταχύτητας κατά y

w: συνιστώσα ταχύτητας κατά τη διεύθυνση z

E: ενεργειακό φάσμα

Γ) Δείκτες

a: μεταβλητή σε βάθος z_a

b: συνιστώσα στον πυθμένα

i: στοιχείο κανάβου στη διεύθυνση x

j: στοιχείο κανάβου στη διεύθυνση y

o: βαθιά νερά

s: συνιστώσα στην ελεύθερη επιφάνεια

t: παράγωγος ως προς το χρόνο

x: χωρική παράγωγος ως προς x

y: χωρική παράγωγος ως προς y

Δ) Συντομεύσεις

M.Σ.Y: μέση στάθμη ύδατος

Σ.Η.: στάθμη ηρεμίας

Σ.Υ.Η: στάθμη ηρεμούντος ύδατος

Υ.Κ.: ύφαλοι κυματοθραύστες

B-StP: συνδυασμένος τύπος θραύσης Bore-Spilling to Plunging (στάσιμο υδραυλικό άλμα ακολουθούμενο από μικτή θραύση τύπου κυλίσεως σε εκτινάξεως)

C-B: συνδυασμένος τύπος θραύσης Collapsing-Bore (στάσιμο υδραυλικό άλμα ακολουθούμενο από θραύση τύπου καταρρεύσεως)

C-StP: συνδυασμένος τύπος θραύσης Collapsing-Spilling to Plunging (κατάρρευση θραυόμενου μετώπου ακολουθούμενη από μικτή θραύση τύπου κυλίσεως σε εκτινάξεως)

LCS: low crest structures (κυματοθραύστης χαμηλής στέψης)

mCM12: Εξεταζόμενο στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας αριθμητικό μοντέλο τύπου Boussinesq

S.W.L.: still water level

SB: Submerged breakwaters

S-P: μικτός τύπος θραύσης κυλίσεως σε εκτινάξεως

Περίληψη

Στην σύγχρονη εποχή το ζήτημα του σχεδιασμού παράκτιων έργων προστασίας χαρακτηρίζεται ως ένα από τα πλέον πολύπλοκα που έχει να αντιμετωπίσει ο μηχανικός. Αφενός η διερεύνηση των φυσικών διεργασιών που διαμορφώνουν ένα κατεξοχήν δυναμικό σύστημα και αφετέρου άλλες μη φυσικές παράμετροι που το επηρεάζουν δραστικά, καθιστούν την προστασία της παράκτιας ζώνης ένα πολλά υποσχόμενο πεδίο έρευνας.

Στην παρούσα διπλωματική εργασία εξετάζεται η απόδοση ενός αριθμητικού μοντέλου Boussinesq (Chondros and Memos, 2012) το οποίο στη συνέχεια τροποποιήθηκε ώστε να λαμβάνεται υπόψη το πορώδες της κατασκευής (Metallinos and Memos, 2012; Metallinos et al. 2013) για την περιγραφή της διάδοσης μονοχρωματικών κυματισμών πάνω από ύφαλους κυματοθραύστες. Το μοντέλο βασίζεται σε ένα σύστημα εξισώσεων με βασικές μεταβλητές την ανύψωση της επιφάνειας, τη μέση ως προς το βάθος οριζόντια ταχύτητα και τη μέση, ολοκληρωμένη στο βάθος οριζόντια ταχύτητα ρευστού στο πορώδες μέσο. Σύμφωνα με προγενέστερες επαληθεύσεις του μοντέλου, η προσέγγιση είναι κατάλληλη για πλήρους διασποράς και ελαφρώς μη γραμμικά, σύνθετα και απλά κύματα που διαδίδονται πάνω από οποιοδήποτε πεπερασμένο βάθος πυθμένα ήπιας κλίσης σε δύο οριζόντιες διαστάσεις. Αντιθέτως, η παρούσα εργασία προσανατολίζεται σε μια προσπάθεια αξιολόγησης της συμπεριφοράς του μοντέλου για τη δυνάμενη πρόβλεψη της προκαλούμενης κυματικής κινηματικής, λόγω παρεμβολής ύφαλης κατασκευής διαμορφωμένης έτσι ώστε να προκαλεί απότομες αλλαγές στην κλίση του πυθμένα. Για την επαλήθευση του αριθμητικού μοντέλου προς αυτήν την κατεύθυνση, πραγματοποιήθηκαν πειράματα στο Εργαστήριο Λιμενικών Έργων του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου με τη διαμόρφωση δύο βασικών σεναρίων. Για τις ανάγκες μονοδιάστατης ανάλυσης, διαμορφώθηκαν δύο φυσικά ομοιώματα διατομής ύφαλης κατασκευής ίδιας γεωμετρίας με τη μόνη δομική διαφοροποίηση τους να έγκειται στο πορώδες. Για την κάθε διατομή, στη βάση των ίδιων σεναρίων βαθυμετρίας και κυματικού κλίματος, εξήχθησαν μια σειρά μετρήσεων της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας. Αναλυτικότερα η εργασία περιλαμβάνει έξι ενότητες.

- ✓ Αρχικά (κεφάλαιο 1) επιχειρείται η συσχέτιση της περιβαλλοντικής αντίληψης με το σημείο που επιτάσσεται ως ακτομηχανική παρέμβαση η κατασκευή ύφαλων

κυματοθραυστών, στο πλαίσιο μιας ολοκληρωμένης διαχείρισης της παράκτιας ζώνης. Σε αντιστοιχία, γίνεται μια προσπάθεια αιτιολόγησης της ανάγκης ανάπτυξης μαθηματικών μοντέλων περιγραφής της διάδοσης κυματισμών πάνω από ύφαλους κυματοθραύστες. Περιγράφονται οι κυματοθραύστες εν γένει, με κύρια προσέγγιση στους ύφαλους κυματοθραύστες. Παρουσιάζεται ο σκοπός της χρήσης τους, των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα γύρω από τέτοιου είδους κατασκευές και εισάγεται συνοπτικά το πρόβλημα της περιβαλλοντικής διαχείρισης που επιδιώκεται μέσω των ύφαλων κυματοθραυστών. Επίσης γίνεται αναφορά στην λειτουργία των ύφαλων κατασκευών ως τεχνητών οικοτόπων και στους παράγοντες που επηρεάζουν τα θαλάσσια οικοσυστήματα.

- ✓ Στη συνέχεια (κεφάλαιο 2) περιγράφεται η έννοια του ανεμογενούς κυματισμού και γίνεται εισαγωγή σε θεωρίες και μαθηματικά ομοιώματα διασπειρόμενων κυματισμών. Παρουσιάζονται οι θεμελιώδεις εξισώσεις και οι οριακές συνθήκες καθώς και μαθηματικές θεωρίες για τους δισδιάστατους προωθούμενους κυματισμούς που αναπτύχθηκαν κατά το παρελθόν. Γίνεται αναφορά στην γραμμική θεωρία κυματισμών απειροστού εύρους (Airy ή Stokes 1ης τάξης) όπως επίσης και τη μη γραμμική θεωρία (Stokes 2^{ης}, 3^{ης}, 5^{ης}, Cnoidal, Θεωρία μοναχικού κύματος-Solitary Wave theory, θεωρία ροϊκής συνάρτησης) με το ενδιαφέρον να στρέφεται στη θεωρία Stokes 2^{ης} τάξης. Επίσης γίνεται λόγος για το πεδίο ισχύος των παραπάνω κατηγοριών σε σχέση με τους συντελεστές μη γραμμικότητας και διασποράς (Le Méhauté, 1976). Το κεφάλαιο κλείνει με την εισαγωγή στη θραύση των κυματισμών εξηγώντας τα κριτήρια και τους τύπους θραύσης, τόσο για τη γενική περίπτωση κεκλιμένων ακτών όσο και για εξωτερικά έργα με πρηνή.
- ✓ Ακολούθως (Κεφάλαιο 3) γίνεται με βάση τη σχετική διεθνή βιβλιογραφία μια εισαγωγή στα μαθηματικά μοντέλα προσομοίωσης της διάδοσης των κυματισμών, που βασίζονται στις διαφορικές εξισώσεις τύπου Boussinesq ξεκινώντας από τις πρώτες εξισώσεις που διατυπώθηκαν από τον ίδιο το 1872 και αφορούσαν μόνο τα ρηχά νερά, οι οποίες ονομάστηκαν και «κλασικές» εξισώσεις Boussinesq (ή και σχέσεις Peregrine 1967). Οι συγκεκριμένες εξισώσεις τροποποιήθηκαν από πολλούς ερευνητές στη συνέχεια για να βελτιώσουν τα χαρακτηριστικά διασποράς και μη γραμμικότητας (όπως των Madsen-1991, Nwogu-1993, Wei&Kirby-1995, Zou-1999 κ.α.), φτάνοντας στις μέρες μας που οι εξισώσεις Boussinesq περιγράφουν κυματισμούς υψηλής μη-γραμμικότητας και πλήρους διασποράς (Madsen-

2002&2003, Bingham&Agnon-2005). Στη συνέχεια ακολουθεί μια αναδρομή στην εισαγωγή των κριτηρίων θραύσης στα μοντέλα Boussinesq και στο κεφάλαιο ακολουθεί η παρουσίαση της εξέλιξης και η αναλυτική περιγραφή του μοντέλου Boussinesq των Chondros & Memos, 2012. Δίδεται ιδιαίτερη βαρύτητα στο μοντέλο αυτό αφού η απόδοσή του σε σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα της παρούσας εργασίας αποτελεί το βασικό αντικείμενο διερεύνησης. Το κεφάλαιο κλείνει με την περιγραφή της παραγωγής εξισώσεων Boussinesq για πορώδες μέσο, καταλήγοντας με την ενσωμάτωση τους στο μοντέλο Boussinesq των Chondros & Memos, 2012 σύμφωνα με τους Metallinos and Memos, 2012; Metallinos et al. 2013 και την περιγραφή των τελικών εξισώσεων που χρησιμοποιήθηκαν στο πλαίσιο της παρούσας μελέτης.

- ✓ Στο τέταρτο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 4) παρουσιάζονται οι πειραματικές διάταξεις που κατασκευάστηκαν στην διώρυγα δοκιμών «Δημήτρης Κοιλάκος» του εργαστηρίου Λιμενικών Έργων του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Γίνεται εκτενής περιγραφή των γεωμετρικών χαρακτηριστικών των φυσικών μοντέλων, παρουσιάζονται οι θέσεις και η διαδικασία των πειραματικών μετρήσεων καθώς και ο υπολογισμός του πορώδους της κατασκευής. Το κεφάλαιο κλείνει με τα κριτήρια επιλογής της κλίμακας ομοιότητας σε σχέση με τις αντίστοιχες κατασκευές σε πραγματική κλίμακα.
- ✓ Στο πρώτο μέρος του πέμπτου κεφαλαίου παρουσιάζεται η ανάλυση των πειραματικών δεδομένων. Ειδικότερα αναλύεται η διαδικασία υπολογισμού των χαρακτηριστικών των καταγραφών των επερχόμενων κυματισμών, διερευνάται η ύπαρξη θραύσης και καθορίζονται οι παρατηρούμενοι τύποι της θραύσης. Επιπλέον γίνεται υπολογισμός του συντελεστή μετάδοσης. Στο επόμενο μέρος γίνεται η εφαρμογή του αριθμητικού μοντέλου Boussinesq, αρχικά για τον διαπερατό ύφαλο κυματοθραύστη και στη συνέχεια για τον αδιαπέρατο, και γίνεται σύγκριση με τις πειραματικές μετρήσεις που διεξήχθησαν στη διώρυγα δοκιμών «Δημήτρης Κοιλάκος» του εργαστηρίου Λιμενικών Έργων αντίστοιχα. Τέλος γίνεται σύγκριση στη βάση της απόδοσης του αριθμητικού μοντέλου Boussinesq στο να περιγράψει τη διάδοση των κυματισμών στο πλαίσιο του πειράματος, μεταξύ διαπερατού και αδιαπέρατου ύφαλου κυματοθραύστη.
- ✓ Στο Κεφάλαιο 6 συνοψίζονται τα γενικότερα συμπεράσματα της παρούσας εργασίας, συμπεράσματα ως προς τα πειράματα και το αριθμητικό μοντέλο Boussinesq. Τέλος,

παρατίθενται προτάσεις εξέλιξης του μοντέλου Boussinesq που εφαρμόστηκε στην παρούσα εργασία για περαιτέρω έρευνα.

Η εργασία τελειώνει με την παρουσίαση των παρατηρήσεων και την καταγραφή των δημοσιεύσεων, συγγραμμάτων και εργασιών στα οποία βασίστηκε η ανάπτυξη της παρούσας εργασίας. Μεταξύ αυτών βασικό οδηγό αποτέλεσαν οι ακόλουθες (σε αλφαβητική σειρά):

1. Avgeris I, Karambas T.V. Prinos P., 2004. Boussinesq modeling of wave interaction with porous submerged breakwaters. Coastal Engineering. ICCE 2004, Lisbon, Portugal.
2. Calabrese, M., Buccino, M., Pasanisi, F., 2008. Wave breaking macrofeatures on a submerged rubble mound breakwater, Journal of Hydro-environment Research, 1(3–4), 216–225.
3. Chondros, M., Memos, C., 2012. A Highly Nonlinear Boussinesq Wave Model of Improved Dispersion Characteristics. Proceedings of the 22nd International Offshore and Polar Engineering Conference, Rhodes, Greece, 17-23 June, Vol. 3, pp. 1179. (under review)
4. Cruz E.C., Isobe M., Watanabe A., 1997. Boussinesq equations for wave transformation on porous beds. Coastal Engineering, 24, 233-257.
5. Kennedy, A.B., Chen, Q., Kirby, J.T., Dalrymple, R.A., 1999. Part 1. Boussinesq modeling of wave transformation, breaking, and run-up I: 1D. In: J. of Waterw., Port, Coastal, and Ocean Engr. January/February 2000.
6. Madsen, P.A., Sørensen, O.R., 1992. A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. Part 2: A slowly varying bathymetry. Coastal Engineering, 18, 183-204.
7. Metallinos, A.S., Maria-Eirini A. Emmanouilidou, Memos, C.D., 2013. Wave-induced pore pressures in submerged rubble mound breakwaters simulated by a compound Boussinesq model, *J. Hydraulic Res.* iFirst, 2013, 1–12 [available online at <http://dx.doi.org/10.1080/00221686.2013.848419>]
8. Metallinos, A.S., Memos, C.D., 2012. Wave-induced kinematics inside submerged porous structures, *J. Hydraulic Res.* 50(4), 388–394.
9. Sollitt, C.K. Cross, R.H. 1972. Wave Transmission through Permeable Breakwaters, In: Proceedings of 13th International Conference on Coastal Engineering, ASCE, pp. 1827-1846.

10. Van Gent, M.R.A., 1995. Wave Interaction with Permeable Coastal Structures, PhD Thesis, Delft University, Delft, The Netherlands.

Extended abstract

Submerged breakwaters (SB), often rubble-mound structures, can be used to reduce wave energy, mostly by wave breaking, and thus prevent beach erosion, while ensuring the environmental value of the coastal landscape. In conjunction with the need for a modern approach in coastal management, submerged breakwaters are indicated to substitute the construction of large-scale conventional detached breakwaters for a range of cases. In accordance with the necessity of the prediction and monitoring of both water dynamic flow and adjacent sediments, the reduction of corrosion is set as a basic design problem. While observing the evolution of a coastal system, it's perceived that the scale of material distribution differs from small troughs and sand bars to sediment reallocations of hundreds of thousands of cubic meters along the coast. The verification of recursive cycles of these procedures is essential for the correct positioning and orientation of constructional interventions. The techniques that have been developed are related with the estimation of sediment transport along the coast; a natural process commonly accepted as the most important coastal mechanism for a littoral sedimentary system. The desirable extract is the determination of the morphology in terms of corrosion, stability or accumulation in temporal and spatial scale in the study area. By understanding the crucial of this mechanism the interest is gathered to the monitoring of wave energy that affects the coastal zone.

Nowadays designing coastal protection works is one of the most complex issues engineers have to deal with. The investigation of both natural processes shaping the eminently dynamic coastal systems and other non-physical parameters of drastic influence to shorelines, make the protection of the coastal zone a promising field of research. Meanwhile numerous researchers have contributed in the development of mathematical theories and numerical models, such as Boussinesq-type models, aiming at simulating wave propagation and describing wave transformation due to various phenomena such as wave shoaling, diffraction, refraction, breaking etc, in the presence of submerged obstacles.

Within this work the fully dispersive and highly nonlinear Boussinesq-type model of Chondros and Memos (2012) was used to simulate the propagation of regular waves, over

permeable and impermeable submerged structures in terms of 1D analysis. In permeable cases the model was extended following the approach of Metallinos and Memos, 2012; Metallinos et al. 2013 accommodating the effect of a flow over a porous medium. The performance of the above simulations in capturing free surface elevation due to propagation of regular waves over submerged breakwaters was examined. The model is based on a set of equations with crucial parameters the surface elevation, the depth integrated horizontal velocity and depth integrated horizontal velocity within the structure. The approach is valid for fully dispersive and weakly non-linear irregular waves propagating over any finite water depth with mild sloping floor in two horizontal dimensions. In contrast, this is an attempt to evaluate the behavior of the simulation for the prediction of the induced wave kinematics due to submerged constructions with steep slopes. The basic concern of this project lies on the influence of porosity in wave propagation, so the Boussinesq model was modified to take into account this factor. To verify the numerical model, experiments were conducted at the Laboratory of Harbor Works (LHW) at the National Technical University of Athens. The main approach dealt with two basic scenarios, thus for two physical models (under scale) of a submerged breakwater were tested. In order to gather experimental data, results were obtained for wave propagation over permeable and impermeable bed by keeping all parameters constant and modifying only material permeability. On the basis of the same bathymetry and wave climate scenarios, a series of measurements suitable for comparative study was taken. Especially the present work comprises seven chapters, as follows;

- In the first chapter the construction and liability of a Submerged Breakwater is set under the environmental perspective. In correspondence, an attempt to justify the need of developing mathematical models describing wave propagation over submerged breakwaters is made. The description and classification of breakwaters is presented in general with the main approach centered on submerged breakwaters. The purpose of their functionality and phenomena taking place along these structures are introduced. As an overview of the chapter, in the last part, the complexity of environmental management pursued through Submerged Breakwaters is cited. The reference to the function of a S.B. as a natural habitat aims to remind the importance of maintaining and encouraging subaqueous wild life.
- At the beginning of the 2nd chapter the generative process of wind-generated waves is described. Thereafter an introduction to theories and mathematical dispersive wave models is presented. Particularly the fundamental equations and boundary conditions

composing these theories, for two-dimensional dispersive waves as they have been developed in the past, are included. There is also a presentation of Mathematical theories describing wave propagation of linear (Stokes 1st order theory) and nonlinear waves (Stokes 2nd, 3rd, 5th, Cnoidal e.t.c.) with the main interest gathered on the structure of 1st and 2nd Stokes theory. Next a brief reference to the validity of each wave theory in terms of nonlinearity and dispersion is given (Le Méhauté, 1976). The chapter ends with an introduction of wave breaking, explaining the breaker types and basic breaking criteria for both sloping beaches and rubble mound breakwaters.

- The 3rd chapter begins with a brief introduction of the numerical models based on Boussinesq-type equations. This presentation covers the historical evolution of the first “classical” equations (Peregrine 1967), the following extended equations with improved nonlinearity and dispersive characteristics (Madsen-1991, Nwogu-1993, Wei&Kirby-1995, Zou-1999), and finally more recent developments which practically eliminate the restriction of water depth and treat highly nonlinear waves with great accuracy (Madsen-2002&2003, Bingham&Agnon-2005). Then, a presentation of the evolution of breaking criteria introduced inside the numerical field of Boussinesq-type equation follows. Given that the basic objective of this work consists in the performance of a nonlinear Boussinesq-type Wave Model (through comparison with physical-model data), the chapter continues with a thorough presentation of the evolution and development of the examined model. The chapter ends with the description of Boussinesq equations for porous medium (Metallinos and Memos, 2012; Metallinos et al. 2013) and their integration in the Boussinesq-type model of Chondros and Memos (2012) providing us with the numerical model tested within this work.
- In the 4th chapter the experimental setup is presented with an extensive description of the geometrical characteristics of the physical models constructed in the wave flume "Thimitris Kilakos" (Δημήτρης Κουλάκος) of the Laboratory of Harbour Works, National Technical University of Athens, the location and the process of experimental measurements and the estimation of the structural permeability. The chapter ends with the selection criteria of the model scale in relation to the corresponding structures in full scale.
- In the first part of the fifth chapter, the analysis of the experimental data is presented by introducing the process of calculating wave characteristics through measurements, the investigation of wave breaking and observed breaker type and computation of wave transmission coefficient. In the next part follows the application of the

Boussinesq-type model, initially for the permeable submerged breakwater and then for the impermeable one and the comparison of the results with the experimental measurements respectively. Finally a comparison is made on the basis of the performance of the Boussinesq model in order to describe wave propagation between permeable and impermeable submerged breakwater.

- In the last chapter conclusions of the present work are given showing that the present Boussinesq-type model and in conjunction to certain modifications in the breaking criterion, is capable of simulating wave propagation of monochromatic waves over permeable and impermeable trapezoidal structures with steep slopes. This study could serve as a starting point for further improving the capabilities of the model. Future work should especially focus on the parameterization of breaker type characteristics in order to calculate the suitable relevant parameter values in the breaking criterion.

An extensive series of publications, researches, books, mainly international, were used to conduct the present thesis. An analytical list is presented at the end of this project. Of all the above studies, those that served as an essential guide for the completion of this research are given below (in alphabetical order);

1. Avgeris I, Karambas T.V. Prinos P., 2004. Boussinesq modeling of wave interaction with porous submerged breakwaters. Coastal Engineering. ICCE 2004, Lisbon, Portugal.
2. Calabrese, M., Buccino, M., Pasanisi, F., 2008. Wave breaking macrofeatures on a submerged rubble mound breakwater, Journal of Hydro-environment Research, 1(3–4), 216–225.
3. Chondros, M., Memos, C., 2012. A Highly Nonlinear Boussinesq Wave Model of Improved Dispersion Characteristics. Proceedings of the 22nd International Offshore and Polar Engineering Conference, Rhodes, Greece, 17-23 June, Vol. 3, pp. 1179. (under review)
4. Cruz E.C., Isobe M., Watanabe A., 1997. Boussinesq equations for wave transformation on porous beds. Coastal Engineering, 24, 233-257.
5. Kennedy, A.B., Chen, Q., Kirby, J.T., Dalrymple, R.A., 1999. Part 1. Boussinesq modeling of wave transformation, breaking, and run-up I: 1D. In: J. of Waterw., Port, Coastal, and Ocean Engr. January/February 2000.

6. Madsen, P.A., Sørensen, O.R., 1992. A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. Part 2: A slowly varying bathymetry. *Coastal Engineering*, 18, 183-204.
7. Metallinos, A.S., Maria-Eirini A. Emmanouilidou, Memos, C.D., 2013. Wave-induced pore pressures in submerged rubblemound breakwaters simulated by a compound Boussinesq model, *J. Hydraulic Res. iFirst*, 2013, 1–12 [available online at <http://dx.doi.org/10.1080/00221686.2013.848419>]
8. Metallinos, A.S., Memos, C.D., 2012. Wave-induced kinematics inside submerged porous structures, *J. Hydraulic Res.* 50(4), 388–394.
9. Sollitt, C.K. Cross, R.H. 1972. Wave Transmission through Permeable Breakwaters, In: *Proceedings of 13th International Conference on Coastal Engineering*, ASCE, pp. 1827-1846.
10. Van Gent, M.R.A., 1995. *Wave Interaction with Permeable Coastal Structures*, PhD Thesis, Delft University, Delft, The Netherlands.

1 ΥΦΑΛΟΙ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΕΣ

1.1 Εισαγωγή

Η προσέγγιση ενός παράκτιου συστήματος σε επίπεδο διαχειριστικής στρατηγικής υπόκειται στην αλληλεπίδραση της ανθρωπογενούς δραστηριότητας με τις φυσικές συνθήκες. Βασικοί τομείς της οικονομίας όπως η οικιστική ανάπτυξη, η βιομηχανία, ο τουρισμός και οι μεταφορές, αναπτύσσονται γύρω από την εκμετάλλευση των ακτογραμμών με τις παραμέτρους να διευρύνονται από άποψη περιβάλλοντος (οικοσυστήματα, κλίμα, γεωμορφολογία κ.α.). Παρά την πολυπλοκότητα των υπό διερεύνηση συστημάτων, κοινό σημείο αναφοράς αποτελεί η ανάγκη της προστασίας των παραλιακών εκτάσεων από τη διάβρωση. Το παράλιο μέτωπο οπισθοχωρεί με αποτέλεσμα την υποχώρηση της ακτογραμμής. Μακροπρόθεσμα το φαινόμενο αυτό επηρεάζει την πλειοψηφία των ακτών που σε παγκόσμια κλίμακα εμφανίζουν τάση διάβρωσης. Η συσχέτιση της περιβαλλοντικής αντίληψης με το σημείο που επιτάσσεται η ακτομηχανική παρέμβαση μέσω θαλασσίων κατασκευών, σε αντίθεση με τις πρακτικές του παρελθόντος, καθιστά την ανάγκη μιας σύγχρονης προσέγγισης με παράκτια έργα ήπιας μορφής.

Κατά το παρελθόν ογκώδεις κατασκευές μεγάλων διαστάσεων χρησιμοποιήθηκαν για τον επανακαθορισμό των στερεών ορίων της ακτογραμμής. Η ανεπαρκής κατανόηση των φυσικών διεργασιών αποτέλεσε τροχοπέδη στην αναζήτηση πιο κομψών παρεμβάσεων. Πρόκειται για μια αντίληψη άμεσης συσχέτισης των παράκτιων εμποδίων με την εξέλιξη μιας ακτογραμμής ως δεικτών της ποιοτικής κατανόησης της εκάστοτε υδροδυναμικής ισορροπίας. Το πλέον χαρακτηριστικό παράδειγμα αλληλοσυσχέτισης της μορφολογίας μιας ακτής με αυτήν την πρακτική, είναι η αναμενόμενη επίδραση ενός προβόλου. Έργου με σαφή σχέση ως προς το παράλιο μέτωπο λόγω της σχετικής καθετότητας του με αυτό.

Βασικό μέλημα για την επιτυχία ενός εγχειρήματος ακτομηχανικής παρέμβασης, μέσω τεχνικών έργων, αποτελεί ο ορθός σχεδιασμός τους με βάση τις αναμενόμενες υδροδυναμικές διεργασίες που θα προκαλέσουν. Είναι φανερό η παρέμβαση και διόρθωση ενός λανθασμένου σχεδιασμού συνοδεύεται από υψηλό κόστος ενώ απρόβλεπτες συνέπειες στην υπό προστασία

ακτή και πέριξ αυτής μπορεί να επιφέρουν δύσκολα διαχειρίσιμες καταστάσεις. Συνεπώς βασικό μέλημα και συνάμα πρόβλημα είναι η εξαγωγή εμπειρικών ή ημιεμπειρικών καθοριστικών μοντέλων τόσο για την αποτύπωση της δυναμικής ενός συστήματος καθεαυτού αλλά και για την πρόβλεψη της επιτυχούς ή μη λειτουργίας κατασκευών ακταίας προστασίας.

Στο πλαίσιο της προσπάθειας ολοκληρωμένης διαχείρισης μιας διαβρώμενης ακτής, μια από τις πλέον διαδεδομένες μεθόδους προσεγγίζει το πρόβλημα με θαλάσσιες κατασκευές λιθορριπών που διατάσσονται σε τραπεζοειδή πρισματική μορφή με πρανή. Πρόκειται στην ουσία για μια τυπική κατασκευαστική δομή κυματοθραύστη. Προς αυτή την κατεύθυνση συνετέλεσε η εμπειρία που έχει αποκτηθεί από τα πολλά εξωτερικά λιμενικά έργα που έχουν κατασκευαστεί με διάφορες διατάξεις κυματοθραυστών. Η κεκλιμένη προς το πέλαγος παρειά συνιστά μηχανισμό απορρόφησης της ενέργειας των κυματισμών μέσω της θραύσης που προκαλεί. Βασικό πλεονέκτημα τέτοιων κατασκευών είναι η ευκαμψία μορφής που παρουσιάζουν. Ωστόσο μειονέκτημα συνιστά ο μεγάλος όγκος υλικών που απαιτείται και η αισθητική υποβάθμιση που τις συνοδεύει.

Τα τελευταία χρόνια γίνεται μια προσπάθεια αξιοποίησης αυτής της γνώσης με γνώμονα τα περιβαλλοντικά ζητήματα που εγείρονται στις παράκτιες ζώνες, με την πρόοδο που έχει σημειωθεί να είναι σημαντική. Οι παραδοσιακοί αποσπασμένοι κυματοθραύστες δίνουν ολόένα και περισσότερο της θέση τους σε έργα προστασίας χαμηλής στέψης και συγκεκριμένα σε ύφαλους κυματοθραύστες (Υ.Κ.). Κερδίζουν έδαφος αφού πρόκειται για συγκριτικά μικρότερες κατασκευές που λόγω του υποθαλάσσιου χαρακτήρα τους δεν αλλοιώνουν αισθητικά την περιοχή παρέμβασης. Βέβαια πρώτο μέλημα είναι η καταπολέμηση της διάβρωσης των ακτών. Συνεπώς η πολυπλοκότητα του θαλάσσιου περιβάλλοντος επιτάσσει τη διερεύνηση του πεδίου εφαρμογής της μεθόδου αλλά και της αναζήτησης της εκάστοτε βέλτιστης διατομής. Προς αυτήν την κατεύθυνση βοήθησε σημαντικά η ανάπτυξη λογισμικών ελέγχου μαθηματικών μοντέλων στο πλαίσιο σύγκρισης αντίστοιχων φυσικών. Με εργαλείο τους υπολογιστές, τα μοντέλα αυτά μπορούν να μας δώσουν πληροφορίες που θα ήταν πρακτικά αδύνατο να συλλεχθούν με επί τόπου μετρήσεις στο εκάστοτε θαλάσσιο προφίλ σε όρους χρονικής εξέλιξης της επίδρασης ενός έργου.

Από τη στιγμή που κρίνεται σκόπιμη ως λύση ο ύφαλος κυματοθραύστης, κατά τη φάση διερεύνησης και προσομοίωσης είναι επιτακτική η ανάγκη χρήσης του κατάλληλου μαθηματικού μοντέλου που προσεγγίζει όσο το δυνατόν καλύτερα την αλληλεπίδραση των θαλασσίων φαινομένων που αντιμετωπίζουμε με την κατασκευή που προτιθέμεθα να φτιάξουμε. Στο πλαίσιο της προσπάθειας προσομοίωσης της διαδοσης κυματισμών πάνω από

ύφαλα εμποδία, κατά το παρελθόν έχουν αναπτυχθεί μια σειρά μοντέλων τύπου Boussinesq. Για την περίπτωση αδιαπέρατων ύφαλων εμποδίων οι Luth et al. (1994) και Beji S., Battjes J.A. (1994) επιχείρησαν ανεξάρτητα, την αριθμητική προσομοίωση διαδοσης κυματισμών πάνω από αυτά. Οι Cruz et al. (1997) και Liu and Wen (1997) επίσης σε ανεξάρτητες εργασίες, εισήγαγαν εξισώσεις για ροή σε πορώδες μέσο σε μοντέλα τύπου Boussinesq. Οι τελευταίοι κατέληξαν σε εξίσωση περιγραφής της διάδοσης μη γραμμικών και πλήρους διασποράς κυματισμών πάνω από πορώδες μέσο. Οι Cruz et al. (1997) διαμόρφωσαν σε επίπεδο δισδιάστατης ανάλυσης εξισώσεις Boussinesq αντιστοίχως για πορώδες μέσο. Οι Angeris et al. (2004) συμπεριέλαβαν την επίδραση του πορώδους της κατασκευής σε προσομοιώσεις τύπου Boussinesq εισάγοντας μία ολοκληρωμένη ως προς το βάθος εξίσωση Darcy προεκταμένη με όρους Forchheimer για τον υπολογισμό της ροής διαμέσου του πορώδους μέσου. Οι Hsiao et al. (2010) επίσης παρουσίασαν ένα καινούργιο μοντέλο τύπου Boussinesq σε συνάρτηση με μία μακροσκοπική σχέση αδράνειας (macroscopic drag formula) ενσωματώνοντας την εξίσωση ορμής όπως προτάθηκε από τους Sollit and Cross (1972). Τέλος με γνώμονα την ανάγκη ανάπτυξης ενός αριθμητικού μοντέλου περιγραφής της διαδοσης κυματισμών πάνω από ύφαλα εμποδία, την ίδια σχέση χρησιμοποίησαν οι Liu et al. (1999), Hsiao et al. (2002) και οι Losada et al. (2008) για την ανάπτυξη μοντέλων τύπου Boussinesq.

1.2 Κριτήρια επιλογής ύφαλης κατασκευής για την προστασία ακτής

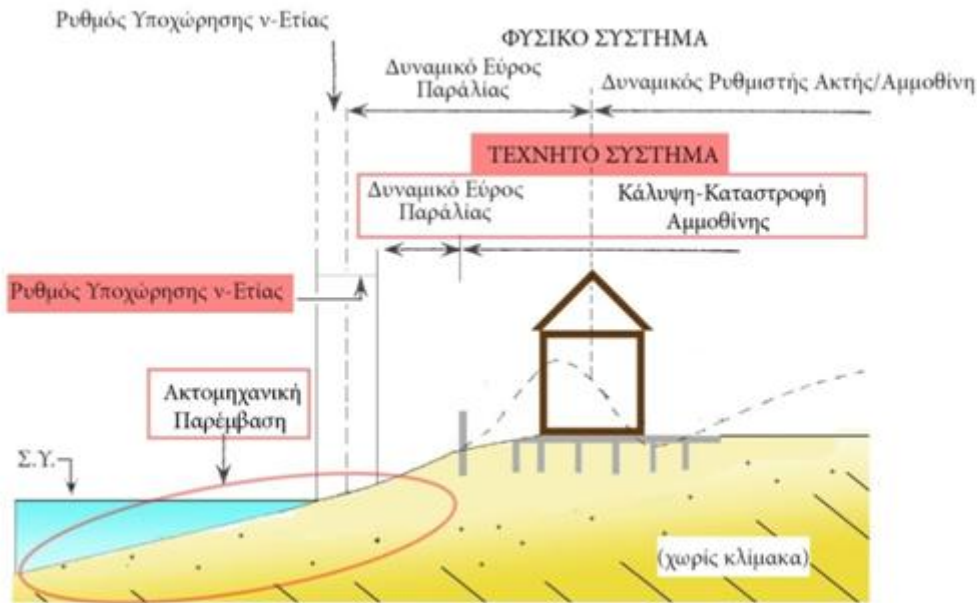
Σε ότι αφορά τους βασικούς μηχανισμούς της φύσης σήμερα είναι κοινά αποδεκτό ότι η θραύση των κυμάτων στην παράκτια ζώνη και η διαδικασία της απόσβεσης της ενέργειας που μεταδίδουν, συνδυάζεται με ποικίλους κάθετους και οριζόντιους σχηματισμούς παράκτιων ρευμάτων με αποτέλεσμα την μεταφορά των παράλιων ιζημάτων. Κατά την παρατήρηση της εξέλιξης ενός τέτοιου συστήματος γίνεται αντιληπτό ότι η κλίμακα αναδιανομής υλικού διαφοροποιείται από τοπικού χαρακτήρα αναβαθμούς και κοίλες διατάξεις ιζημάτων έως ανακατανομές σε ποσοτικούς όρους εκατοντάδων χιλιάδων κυβικών μέτρων υλικού κατά μήκος των ακτών. Το ενδιαφέρον της κατανόησης της εκ πρώτης όψεως στοχαστικότητας της φύσης έγκειται στην αναζήτηση μοτίβων. Σε συνδυασμό με τις προσπάθειες μαθηματικής περιγραφής των θαλασσιών διαταραχών (κυμάτων), η επαλήθευση ή μη των υποθέσεων παρατηρούμενης περιοδικότητας των φαινομένων αποτέλεσε βασικό

εργαλείο της προσπάθειας ερμηνείας των φυσικών διεργασιών. Οι τεχνικές που έχουν αναπτυχθεί αναφέρονται στην εκτίμηση του ρυθμού στερεομεταφοράς κατά μήκος ακτής που σήμερα είναι κοινά αποδεκτό ότι αποτελεί την πιο σημαντική παράκτια διεργασία διαμόρφωσης ενός ακταίου ιζηματογενούς συστήματος. Υπό την διαδικασία αυτή καθορίζεται σε μεγάλο βαθμό η μορφολογία σε όρους **διάβρωσης, συσσώρευσης ή σταθερότητας**. Μια βασική κωδικοποίηση των αιτίων που συντελούν στη δυναμική μιας ακτής καταγράφονται στον **Πίν. 1.Α**. Η κατανόηση των χαρακτηριστικών της κ. μ. α. στερεομεταφοράς κρίνεται απαραίτητη για την εφαρμογή ακτομηχανικού σχεδιασμού.

Πίν. 1.Α Βασικά αίτια μεταβολής ακτών σε χρονικά διαστήματα ορατά –σε όρους ανθρώπινης δραστηριότητας-που σχετίζονται με τη χωρική και χρονική διάταξη των ιζημάτων στην *χερσαία και θαλάσσια ζώνη*.

Αίτια μεταβολής ακτών	
<ul style="list-style-type: none"> • Υδροδυναμικές συνθήκες • Μεταβολή στάθμης της θάλασσας • Κλίμα • Γεωλογικό υπόβαθρο 	Φυσικά
<ul style="list-style-type: none"> • Κατασκευή έργων • Αμμοληψίες 	Ανθρωπογενή
<ul style="list-style-type: none"> • Συνδυασμός Φυσικών και Ανθρωπογενών 	Συνδυασμός

Η σημαντικότερη κατηγορία ακτογραμμών που χρίζουν ανάγκης προστασίας είναι αυτές που χαρακτηρίζονται ως ιζηματογενείς. Και αυτό διότι η σχετικά μικρή έως καθόλου συνοχή των υλικών που διαμορφώνουν τέτοια παράκτια συστήματα τα καθιστά ευάλωτα στη διαρκή δράση των κυματισμών και των ρευμάτων (χαρακτηριστική είναι η διαβρωτική επίδραση της θάλασσας στις κοκκώδεις-αμμώδεις ακτές). Ταυτόχρονα δε οι τυχαίες ανθρώπινες παρεμβάσεις (παραλιακοί δρόμοι, οικήματα, τοιχία κ.α.) σε τέτοιες περιοχές συνετέλεσαν δραματικά στην διαβρωτική δράση της θάλασσας. Η πλέον χαρακτηριστική περίπτωση που έχει να αντιμετωπίσει σήμερα ο μηχανικός είναι τα προβλήματα που προκύπτουν σε μια αμμώδη ακτή λόγω της συνδυασμένης δράσης της θάλασσας και της ασφυκτικής ανθρώπινης πίεσης που διαταράσσει τη λειτουργία των αμμοθινών (**Σχ. 1.1**).



Σχ. 1.1 Διατάραξη του φυσιολογικού βαθμού διάβρωσης μιας κοκκώδους ακτής λόγω οικιστικής ανάπτυξης, απουσία περιβαλλοντικών όρων.

Οι συμβατικοί έξαλοι κυματοθραύστες (των οποίων δηλαδή η στέψη διαπερνά την θαλάσσια επιφάνεια) κατασκευάζονται τυπικά έτσι ώστε να καταστρέφουν ολοκληρωτικά κατά το δυνατόν την κυματική ενέργεια στη υπήνεμη πλευρά τους για συγκεκριμένες κυματικές συνθήκες σχεδιασμού. Για τις περισσότερες περιπτώσεις τα έργα αυτά είναι ογκώδη και χονδροειδή. Οι μεγάλες διαστάσεις κρίνονται αναγκαίες για τα ακραία κυματικά φαινόμενα τα οποία υφίστανται αυτές οι κατασκευές ιδίως όταν η ύπαρξή τους συνοδεύει ανάγκες ελλιμενισμού. Όμως τα τεχνητά αυτά στερεά όρια ανακοπής της φυσιολογικής κυκλοφορίας του νερού δημιουργούν συνθήκες αλλοίωσης των ποιοτικών χαρακτηριστικών του νερού και του βυθού στην υπό προστασία θαλάσσια περιοχή, ενώ ταυτόχρονα έχουν πολλές φορές απρόβλεπτες συνέπειες σε κοντινές ακτές. Επιπλέον η οπτική ρύπανση που προκύπτει αποτελεί πεδίο συζήτησης, ιδίως σε τουριστικές περιοχές. Συνεπώς η βιωσιμότητα των ακτών ως σταθερά φυσικά οικοσυστήματα για τις ανάγκες της ανθρώπινης δραστηριότητας, εγείρει ζητήματα που κατά το πρόσφατο παρελθόν δεν είχαν επισημανθεί.

Στη σύγχρονη εποχή οι παραπάνω προβληματισμοί εκδηλώνονται ενίοτε ως αντίδραση στην τοποθέτηση σκληρών έργων προστασίας σε απόσταση από και κατά μήκος της ακτής για περιβαλλοντικούς λόγους. Ωστόσο η ανάγκη παραμένει. Ο αναπτυξιακός δρόμος που επιδιώκουν οι σύγχρονες οικονομίες συναντά την αναγκαιότητα εκμετάλλευσης της παράκτιας ζώνης. Κατά τη διερεύνηση μιας πιο ορθολογικής και οικολογικής προσέγγισης, τόσο η οικιστική ανάπτυξη και η αναψυχή, όσο και τα θαλάσσια οικοσυστήματα συναντούν

ως κοινή συνισταμένη την διαμόρφωση προϋποθέσεων για ένα υγιές, βιώσιμο και όσο το δυνατόν φυσικό περιβάλλον.

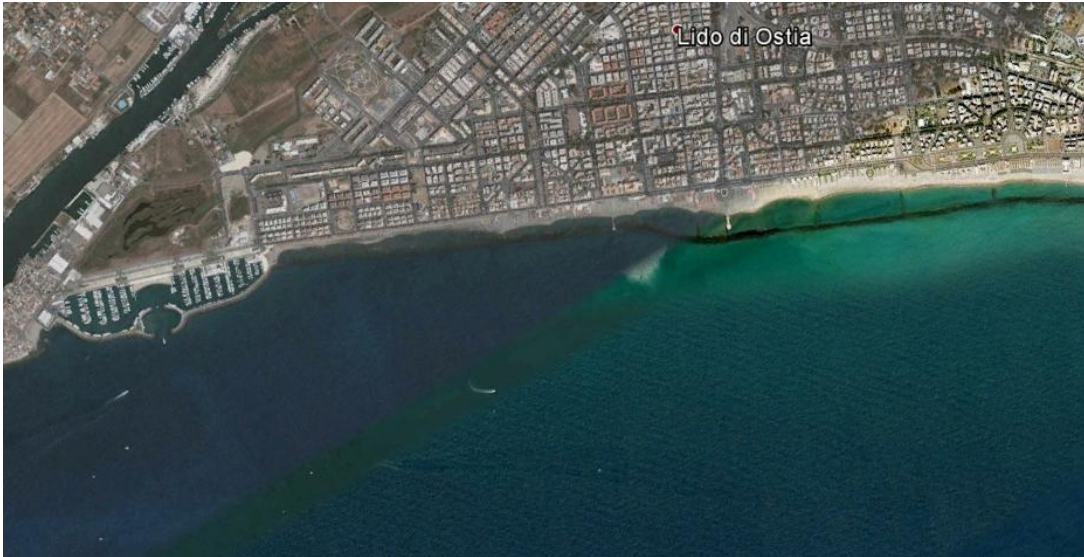
Ως απόρροια των παραπάνω διαπιστώσεων, τα τελευταία χρόνια το σημείο ενδιαφέροντος περιστρέφεται γύρω από την ανάπτυξη εναλλακτικών έργων προστασίας τα οποία συνολικά μπορούν να κατηγοριοποιηθούν ως ύφαλοι κυματοθραύστες. Αυτές οι κατασκευές έχουν τη στέψη τους κάτω από ένα ορισμένο ύψος το οποίο ορίζεται π.χ. από τη ΜΣΗ και προσφέρουν ταυτόχρονα κάποιο ποσοστό προστασίας από την κυματική προσβολή της ακτής επιτρέποντας παράλληλα την απρόσκοπτη κυκλοφορία του θαλάσσιου ύδατος κατά μήκος της ακτής. Επιπροσθέτως τέτοιες κατασκευές έχουν βρει εφαρμογή και ως προκαταρκτικά αμυντικά μέτρα σε ακραία κυματικά κλίματα για τη μείωση της κυματικής ενέργειας προτού αυτή προσεγγίσει τα κύρια έργα προστασίας. Προς αυτήν την κατεύθυνση οι Υ.Κ. μπορούν να παρέχουν μία πολύ καλή εναλλακτική λύση στην προστασία παρακτίων ζωνών με όσο το δυνατόν λιγότερες περιβαλλοντικές επιπτώσεις. Ωστόσο κατά την φάση επιλογής αυτής της λύσης γίνεται αντιληπτή η ανάγκη για εφαρμογή συνδυασμένων μεθόδων όπως η ταυτόχρονη επανατροφοδότηση των προβληματικών παρακτίων ζωνών με ίζημα. Για να γίνει πιο κατανοητός ο περιβαλλοντικός χαρακτήρας των Υ.Κ., παρατίθεται η περίπτωση της ακτής της Όστια στην δυτική Ιταλία πλησίον της Ρώμης, όπου λόγω της ανάγκης χρήσης της 7.5 χμ. παραλίας ως χώρου αναψυχής, οι συνεχείς παρεμβάσεις από τη δεκαετία του 70 βοήθησαν στην εξαγωγή κάποιων χρήσιμων συμπερασμάτων για την προοπτική των Υ.Κ. ως προς την αντικατάσταση των έξαλων κυματοθραυστών με ύφαλους (Ugo Tomasicchio 1996). Η οπτική ρύπανση και η διαμόρφωση της ακτογραμμής με συνεχόμενα μικρού πλάτους tombolo ως απόρροια των έξαλων κυματοθραυστών, που δυσχέραιναν τόσο τις κολυμβητικές δραστηριότητες όσο και την ποιότητα του νερού, βρήκαν απάντηση μέσω μιας συνολικής διαχειριστικής αναθεώρησης συνυφασμένης με τους Υ.Κ..



Σχ. 1.2 Πρακτική έξαλων αποσπασμένων κυματοθραυστών τη δεκαετία του 70 και δημιουργία tombolo (σημεινόμενα με κόκκινη γραμμή) στην Όστια, Δυτική Ιταλία.

Συγκεκριμένα προέκυψε ότι σωστά σχεδιασμένοι Υ.Κ. δύνανται να προστατέψουν την ακτή από την διάβρωση που προκαλούν οι κυματισμοί, επιτρέπουν την ανανέωση των υδάτων και την υγιεινή του νερού για κολυμβητικές δραστηριότητες, μπορούν να συγκρατήσουν ιζηματομεταφορά, εφόσον υπάρχει, συμβάλλοντας σε ένα φυσικό, χαμηλού κόστους και αρκετά σταθερό παράκτιο σύστημα. Επίσης δεν αλλοιώνουν το τοπίο και δεν εμποδίζουν τους κολυμβητές. Ωστόσο οι ύφαλες αυτές κατασκευές αυξάνουν τη διάβρωση στην εξωτερική τους πλευρά λόγω της θραύσης των κυματισμών στις σημεία χωροθέτησής τους ενώ βασική προϋπόθεση της επιτυχίας των Υ.Κ. αποτελεί το μικρό εύρος παλίρροιας (ειδικά για την περιοχή της Ιταλίας η μέγιστη πλήμμη δεν ξεπερνά τα 30 cm). Ωστόσο για την επιτυχία του εγχειρήματος απαιτούνται μια σειρά πρόσθετων και δαπανηρών αμυντικών έργων κατά μήκος της ακτής λόγω απουσίας επαρκούς ιζήματος.

Συνεπώς ως γενικό συμπέρασμα προκύπτει ότι οι Υ.Κ. δεν μπορούν να αποδώσουν τα αναμενόμενα εφόσον η κοκκομετρία και η ποσότητα των ιζημάτων-τα βασικότερα ίσως φυσικά παράκτια αμυντικά στοιχεία- δεν ανταποκρίνεται στην κλίμακα της ακτής που θέλουμε να συγκρατήσουμε ή να διαμορφώσουμε (Aminti,1987). Στη συνέχεια παρατίθεται μια αεροφωτογραφία μέρους των Υ. Κ. που συναντώνται στην περιοχή και έχουν αντικαταστήσει την πρακτική των έξαλων (**Εικ.1.1**). Χαρακτηριστική είναι η εξομάλυνση της ακτογραμμής που έχει επιτευχθεί συνδράμοντας στις δραστηριότητες των λουομένων. Να σημειωθεί ότι πέρα από τον συνεχόμενο Υ.Κ. που αποτελεί τη βασική δομή του συγκεκριμένου ακτομηχανικού έργου, για τον πληρέστερο έλεγχο της στερεομεταφοράς κατά μήκος της ακτής υπάρχουν ως συμπληρωματικά έργα κάθετα σε αυτήν στοιχεία, επίσης ύφαλα δημιουργώντας ενότητες (blocks). Γενικότερα όμως η οπτική ρύπανση από αυτά τα έργα έχει μειωθεί δραστικά.



Εικ.1.1 Αποψη της σημερινής εικόνας της παραλίας της Όστια (Δυτική Ιταλία) μετά από παρεμβάσεις Υ.Κ..

Όπως προκύπτει λοιπόν από την ονομασία τους οι Υ. Κ. δεν είναι παρά μονίμως βυθισμένοι κυματοθραύστες (submerged breakwaters) που κατασκευάζονται συνήθως από λιθορριπή με τεχνητούς ή φυσικούς ογκόλιθους. Σκοπός της χρήσης του Υ.Κ. είναι να μειώσει τις υδραυλικές φορτίσεις κατάντη αυτού λόγω του κυματικού πεδίου σε τέτοιο σημείο ώστε να διατηρείται μια ωφέλιμη δυναμική ισορροπία στην παράκτια ζώνη. Οι Υ.Κ. προσφέρουν ικανοποιητική προστασία έναντι της διάβρωσης της ακτής και σταθεροποιούν την ακτογραμμή. Ταυτόχρονα επιτρέπουν την απρόσκοπτη κυκλοφορία του νερού αφήνοντας τα παράκτια ρεύματα να περάσουν πάνω από την στέψη τους και μεταξύ υφάλου κυματοθραύστη και ακτογραμμής, εμποδίζοντας τελικά την διαμόρφωση ζωνών λιμναζόντων νερών.

Παρά τα πλείστα πλεονεκτήματα που αναφέρονται για τους ύφαλους κυματοθραύστες, κατά την διερεύνηση των κριτηρίων που συναινούν στην κατασκευή βυθισμένων κυματοθραυστών ο μηχανικός πρέπει να λάβει υπόψη τις δυσκολίες που εγείρει μια τέτοια διάταξη. Στις υπό εξέταση θαλάσσιες περιοχές τα αναπτύγματα πελάγους που συναντώνται καθώς και οι δεσπόζουσες διευθύνσεις πνοής ανέμων δημιουργούν μια πολυπλοκότητα των κυμάτων και ρευμάτων που προσβάλλουν μια ακτή. Συνεπώς για την επιτυχία ενός τέτοιου εγχειρήματος πρέπει να γίνει αντιληπτό ότι συναντάμε εξίσου μια σειρά μειονεκτημάτων. Η αποσαφήνιση του πεδίου εφαρμογής και η κατάλληλη δομή και γεωμετρία αποτελούν σημαντική πρόκληση για την αποφυγή μιας πιθανής λειτουργικής αστοχίας. Είναι σαφές ότι η παράκτια προστασία και τα σταθεροποιητικά μέτρα εφαρμόζονται για να ανακτήσουν η να συγκρατήσουν φυσικά συστήματα (γκρεμοί, αμμόλοφοι, υγρότοποι και παραλίες) ή για να προστατέψουν τις

ανθρώπινες κατασκευές (κτίρια, υποδομές) κατά μήκος της ακτογραμμής. Τουλάχιστον σε ότι αφορά το μεσογειακό χώρο, μία από τις κυρίες ανησυχίες για τους περιορισμούς που επηρεάζουν τον τελικό σχεδιασμό, συναντά τις παράκτιες καταγίδες που επιδρούν δραστικά στις ακτές και μάλιστα σε μικρή χρονική κλίμακα. Για το λόγο αυτό οι ύφαλοι κυματοθραύστες απαιτούν λεπτομερή και προσεκτικό σχεδιασμό εφόσον είναι εξολοκλήρου βυθισμένοι. Η ανακοπή των καταγιδικών επεισοδίων αποτελεί ίσως τη μεγαλύτερη πρόκληση που έχει την αντιμετώπιση μια ύφαλη κατασκευή. Μια πρόκληση που πολλές φορές την καθιστά ανεπαρκή ως λύση.

Με γνώμονα αυτές τις διαπιστώσεις, τα μειονεκτήματά συνοψίζονται στα εξής:

- Οι πολύ χαμηλές στέψεις (σε μεγάλο βάθος) μπορεί να μη μειώνουν ικανοποιητικά τις επιπτώσεις (διάβρωση) από τους επερχόμενους κυματισμούς, ειδικά σε περιοχές με μεγάλο εύρος παλίρροιας.
- Οι Υ.Κ. μπορεί αντίθετα με το αναμενόμενο αποτέλεσμα να εμποδίζουν την αναμόρφωση (εξυγίανση) της ακτής κατά τη διάρκεια επικράτησης υδροδυναμικών και κυματικών συνθηκών που δεν ευνοούν την τροφοδότηση της ακτής με ίζημα.
- Λόγω συγκεκριμένων υδροδυναμικών συνθηκών ή αποτόμων αλλαγών τους μπορεί να προκληθούν ρεύματα τέτοια που να προκαλούν τελικά αντί να αποσοβούν την παράκτια διάβρωση. Οι αποσπασμένοι Υ.Κ. μπορεί να δημιουργήσουν πεδία υψηλών ταχυτήτων ειδικά στα ακρομώλια ή ανάμεσα σε δυο τέτοιες κατασκευές και έτσι να προκαλέσουν υποσκαφή των έργων ή περαιτέρω διάβρωση.
- Οι Υ.Κ. μπορεί να αποτελούν δυνητικό κίνδυνο για τη ναυσιπλοΐα ή την κυκλοφορία θαλάσσιων οχημάτων για αναψυχή στην παράκτια ζώνη.
- Η επιθεώρηση της ευστάθειας και της αρτιότητας της κατασκευής είναι σχετικά δύσκολη αφού ολόκληρο το έργο βρίσκεται κάτω από τη στάθμη της ελεύθερης θαλάσσιας επιφάνειας.
- Η κατασκευή μπορεί να είναι οικονομικά επαχθής λόγω της αναγκαίας χρήσης φορτηγίδων και πλεούμενων μηχανημάτων κατασκευής.

Παρόλο που η έρευνα σε αυτόν τον τομέα έχει προχωρήσει αρκετά, υπάρχουν πολλά ερωτήματα ακόμα αναφορικά με τις σχεδιαστικές προδιαγραφές και διαδικασίες που αφορούν τέτοιες κατασκευές. Όπως επισημαίνεται και στην εισαγωγή αυτού του κεφαλαίου, η ορθή πρόβλεψη της επίδρασης ενός τέτοιου έργου είναι πρωταρχικής σημασίας για την επιτυχία αυτών των κατασκευαστικών παρεμβάσεων. Είναι φανερό ότι το σύστημα 'υπάρχουσα ακτή-ύφαλοι κυματοθραύστες' δεν είναι στατικό. Συνεπώς η επιλογή των τεχνικών προδιαγραφών πρέπει να συνοδεύεται από την κατανόηση του δυναμικού τρόπου λειτουργίας της εκάστοτε διατομής, με γνώμονα την ανάπτυξη κατάλληλων μαθηματικών ομοιομάτων για τις υπολογιστικές ανάγκες που εμφανίζονται κατά τη φάση σχεδιασμού. Επιπλέον πολλές φορές η αναγκαιότητα συμπληρωματικών έργων για την επιτυχία ενός Υ.Κ. καθιστά την προσέγγιση περαιτέρω πολύπλοκη.

Μετά τις αναφορές στις βασικές λειτουργίες του ύφαλου κυματοθραύστη είναι φανερό ότι ενώ ως περιβαλλοντικό έργο συγκεντρώνει το ενδιαφέρον δεν δύναται να εξασφαλίσει επαρκώς τις ανάγκες απρόσκοπτης ναυσιπλοΐας σε χώρους λιμενικών εγκαταστάσεων. Από την άλλη ένας έξαλος κυματοθραύστης παρουσιάζει αντίστοιχα μια σειρά μειονεκτημάτων όπως η ανάγκη ευστάθειας απαιτεί πολύ μεγάλο όγκο υλικού.

Ο συνδυασμός των πλεονεκτημάτων που παρουσιάζει ο καθένας από τους παραπάνω δύο τύπους κυματοθραύστη συνίσταται στις κατασκευές χαμηλής στέψης (Low-Crested Structures, LCS). Είναι αυτές οι οποίες έχουν τη στέψη τους κοντά (λίγο πάνω, λίγο κάτω ή ακριβώς) στη Μέση Στάθμη Θάλασσας (ΜΣΘ). Βασικός στόχος των κατασκευών χαμηλής στέψης και των Υ.Κ. είναι να προσφέρουν ηρεμία στο κυματικό πεδίο καθορισμένων περιοχών για την προστασία είτε φυσικών ακτογραμμών είτε διαδικασιών φορτοεκφόρτωσης σε λιμενικές εγκαταστάσεις. Οι λειτουργικές απαιτήσεις διαφόρων έργων παρόλα αυτά δεν καθιστούν απαραίτητη την πλήρη απόσβεση της κυματικής ενέργειας. Εφόσον δε ο όγκος και το ύψος της κατασκευής είναι ανάλογος του κόστους της, τότε αξίζει να προσπαθήσει κανείς να βρει το ελάχιστο βέλτιστο ύψος στέψης της κατασκευής (minimum best-fit crest height), ώστε να παρέχει ικανή προστασία στην παράκτια ζώνη.

Οι έξαλοι κυματοθραύστες χαμηλής στέψης (sub-aerial LCS) συνήθως κατασκευάζονται σε ένα ύψος κοντά στην στάθμη ανώτατης πλήμμης και έτσι τείνουν να γίνονται ξεκάθαρα εμφανείς κατά την διάρκεια της αμπώτιδας, πολύ δε μάλλον κατά τη φάση της κατώτατης ρηχίας. Διαφέρουν δηλαδή με τους ύφαλους κυματοθραύστες (submerged breakwaters) ακριβώς στο ότι οι δεύτεροι είναι μονίμως βυθισμένοι άσχετα από τις παλιρροιακές συνθήκες.

Στο σημείο αυτό να αναφερθεί ότι στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας, λαμβάνοντας υπόψη την προοπτική της πρακτικής των Υ.Κ., το βασικό στοιχείο που πραγματευόμαστε είναι η διερεύνηση της δυνατότητας ενός αριθμητικού μοντέλου στο να περιγράψει τη διέλευση κυματισμών πάνω από μια αδιαπέρατη ύφαλη διατομή, αλλά και με κατάλληλες τροποποιήσεις αυτού την αντίστοιχη συμπεριφορά διάδοσης κυμάτων μιας αντίστοιχης περατής, σε σχέση με πειραματικές μετρήσεις. Συμπληρωματικά εξετάζεται πώς η διαφοροποίηση μίας μόνο τεχνικής προδιαγραφή -αυτής του πορώδους- επηρεάζει την απομείωση της κυματικής ενέργειας σε ένα φυσικό ομοίωμα διατομής ύφαλου κυματοθραύστη ίδιας γεωμετρίας, σε ίδιες κυματικές και βαθυμετρικές συνθήκες.

1.3 Φαινόμενα γύρω από ύφαλο κυματοθραύστη

Όπως έχει προαναφερθεί οι Υ.Κ. χρησιμοποιούνται για να μειώσουν την επερχόμενη κυματική ενέργεια σε μια παράκτια ζώνη και συνεκδοχικά αποσκοπούν στην μείωση της μεταφοράς ιζήματος και της δυνητικής παράκτιας διάβρωσης στα κατάντη (στην υπήνεμη πλευρά) του κυματοθραύστη. Ταυτόχρονα με τέτοιου τύπου κατασκευές εξασφαλίζεται η διατήρηση της αισθητικής και της περαιτέρω τουριστικής αξίας της παράκτιας ζώνης.

Το φαινόμενο της αλληλεπίδρασης κυματισμού - έργων προστασίας κυματικής μετάδοσης πίσω από ένα ύφαλο κυματοθραύστη είναι εξαιρετικά πολύπλοκο. Αυτή η πολυπλοκότητα προκύπτει τόσο λόγω της έντονης μεταβλητότητας των περιβαλλοντικών (κλιματικών και κυματικών) συνθηκών αλλά και λόγω της αλληλεπίδρασης πληθώρας διεργασιών. Διεργασιών που εκ πρώτης όψεως τουλάχιστον διαφέρουν ποιοτικά με χαρακτήρα είτε μοναδικό, μη γραμμικό και χαοτικό ενίοτε, όπως η διήθηση σε πορώδες μέσο, η θραύση κυματισμών και η απελευθέρωση μεγαλύτερης συχνότητας ελεύθερων κυμάτων στα κατάντη του Υ. Κ. Είναι αυτή ακριβώς η διασύνδεση των διεργασιών, η οποία υποδεικνύει τον βαθμό και τον ρυθμό της κυματικής μετάδοσης σε έναν Υ.Κ. και καθορίζει την κυματική μετάδοση (transmission), την ανάκλαση (reflection) και την καταστροφή της κυματικής ενέργειας (wave energy dissipation) ως απτά μεγέθη. Μεγέθη που πέρα από τον καθορισμό του μηχανισμού που συνεισφέρουν στην γενικότερη λειτουργία διαδραστικότητας με το ρευστό μέσο, απαιτούν και ποσοτικό προσδιορισμό.

Ειδικότερα ο λειτουργικός σχεδιασμός κυματοθραυστών χαμηλής στέψης απαιτεί ακριβείς προβλέψεις της κυματικής μετάδοσης (wave transmission) και της ανύψωσης της μέσης στάθμης ηρεμίας λόγω κυμάτων (wave set-up) στις υπό προστασία περιοχές.

Η βασική προσέγγιση της επίδρασης μιας ύφαλης κατασκευής με το διερχόμενο κύμα συνίσταται στην περιγραφή του φαινομένου της κυματικής μετάδοσης. Στο σημείο αυτό κρίνεται σκόπιμο να κατανοηθεί η διαφορά της αναρρίχησης (run-up) από την υπερπήδηση (overtopping) καθώς και η σχέση τους με την έννοια της μετάδοσης (transmission).

Αρχικά να ειπωθεί ότι αναρρίχηση της ελεύθερης επιφάνειας είναι το φαινόμενο κατά το οποίο ένα επερχόμενο κύμα συναντά μια κεκλιμένη επιφάνεια, εν είδη εμποδίου και ένα τμήμα του (συγκεκριμένα μια «γλώσσα» νερού) αναρριχάται πάνω σε αυτή. Η «γλώσσα» αυτή φτάνει ως ένα μέγιστο ύψος ανύψωσης πάνω από τη στάθμη ηρεμίας, το οποίο είναι και το ύψος αναρρίχησης (run up level). Αυτή είναι δηλαδή η κατακόρυφη απόσταση της τελικής ανύψωσης πάνω από τη στιγμιαία στάθμη της επιφάνειας της θάλασσας. Όταν η στέψη της κεκλιμένης επιφάνειας βρεθεί κάτω από το επίπεδο ανύψωσης, το νερό θα μεταδοθεί πάνω από αυτή. Η μέση ποσότητα του νερού το οποίο περνά πάνω από τη στέψη ονομάζεται κυματική μετάδοση και μπορεί να ερμηνευτεί σε κυβικά μέτρα ανά τρέχον μέτρο και ανά δευτερόλεπτο ($m^3/m \cdot sec$).

Στην περίπτωση που κατάντη του εμποδίου υπάρχει ανοιχτό θαλάσσιο πεδίο, οι συνολικές μάζες του νερού που μεταδίδονται μέσω του εμποδίου είτε υπερπηδώντας το (περίπτωση LCS) είτε διαδιδόμενες από πάνω του (περίπτωση αδιαπέρατου Υ.Κ.) είτε απλά διαπερνώντας το από μέσα του (περίπτωση διαπερατού έργου προστασίας), δημιουργούν ενίοτε ένα νέο κυματικό πεδίο στην προστατευόμενη περιοχή κατάντη του έργου. Τα κύματα αυτά είναι γενικά μικρότερα σε ύψος από τα επερχόμενα στα ανάντη της κατασκευής και ο λόγος των πρώτων υψών προς τα δεύτερα αποτελεί το βασικό κριτήριο εκτίμησης της κυματικής μετάδοσης πίσω από το έργο.

1.4 Παράμετροι επιρροής κυματικής μετάδοσης σε ύφαλους κυματοθραύστες

Καθοριστικής σημασίας μέγεθος για την εκτίμηση του φαινομένου της κυματικής μετάδοσης κατάντη ύφαλου κυματοθραύστη αποτελεί ο συντελεστής κυματικής μετάδοσης K_t , ο οποίος ορίζεται ως:

$$K_t = \frac{H_t}{H_i} \quad (1.1)$$

όπου H_t το μεταδιδόμενο ύψος κύματος κατάντη και H_i το επερχόμενο ύψος κύματος ανάντη της κατασκευής.

Ένας μεγάλος αριθμός εργαστηριακών πειραμάτων 1-D , 2-D, 3-D σε πρότυπα κανάλια (flumes), δεξαμενές (basins) και σε πραγματικό πεδίο έχουν διεξαχθεί στο παρελθόν με στόχο την ποσοτικοποίηση του συντελεστή μετάδοσης K_t . Αυτή η έρευνα έχει αποδώσει μια πλειάδα ημιεμπειρικών τύπων που χρησιμοποιούνται ευρέως σε εφαρμογές σχεδιασμού Υ. Κ. Εντούτοις, υπάρχουν περιορισμοί ξεχωριστά για κάθε έκφραση οι οποίοι συναρτώνται με τις διαφορετικές κάθε φορά εργαστηριακές συνθήκες και το εύρος τιμών των δεδομένων εισαγωγής για τη διεξαγωγή των πειραμάτων. Ωστόσο στο πλαίσιο αυτής της εργασίας δεν αποτελεί ζητούμενο η εξαγωγή ενός τέτοιου ημιεμπειρικού τύπου αφού το ενδιαφέρον στρέφεται γύρω από την κατανόηση του μηχανισμού διοχέτευσης της θαλάσσιας μάζας μέσω ύφαλου κυματοθραύστη από λιθορριπή, σε σχέση με τη διαπερατότητα του μέσω της σύγκρισης πειραματικών μετρήσεων και της απόδοσης του εξεταζόμενου αριθμητικού μοντέλου.

1.4.1 Επερχόμενο κύμα και οι βασικές παράμετροι που το συνοδεύουν

Το πιο σημαντικό παραμετρικό μέγεθος αποτελεί το επερχόμενο ύψος κύματος (incident wave height) H_i . Στην περίπτωση σύνθετων κυματισμών εκφράζεται ως το σημαντικό ύψος κύματος H_s ή H_{m0} (significant wave height). Προφανώς τα μικρά σε ύψος κύματα περνούν πιο εύκολα πάνω από τους Υ. Κ. και δίνουν μεγαλύτερους συντελεστές μετάδοσης από ότι τα υψηλά κύματα. Εκτός όμως του άμεσου καθορισμού του συντελεστή κυματικής μετάδοσης K_t ($K_t=H_{st}/H_{si}$), το μέγεθος του ύψους του επερχόμενου κύματος H_i καθορίζει βασικά σχεδιαστικά μεγέθη όπως η διάμετρος των ογκολίθων θωράκισης D_{n50} , το ελεύθερο βάθος θάλασσας F πάνω από τη στέψη του Υ.Κ. ή το πλάτος στέψης B .

Ωστόσο να αναφερθεί και η σημασία της περιόδου επερχόμενου κύματος (incident wave period), T_i . Με τον όρο αυτό συνήθως εννοούμε την περίοδο του κύματος που αντιστοιχεί στην κορυφή του ενεργειακού φάσματος, T_p (peak spectral period), δηλ. $T_p=T_{pi}$. Για ημιδιαπερατές ύφαλες κατασκευές από λιθορριπή, κύματα με μεγαλύτερες περιόδους

διαδίδονται ευκολότερα μέσα και πάνω από αυτές, επομένως δίνουν μεγαλύτερους συντελεστές K_t . Ο Van der Meer (1990) κατέληξε ότι τα μακρά κύματα διαδίδονται σχεδόν ανέπαφα, ενώ οι Υ.Κ. επηρεάζουν κυρίως τα βραχέα κύματα.

Σύμφωνα με τους Van der Meer et al. (2004) η επίδραση της γωνίας διάδοσης του επερχόμενου κύματος (angle of incidence), β και κατ' επέκταση της γωνίας πρόσκρουσης του μετώπου των επερχόμενων κυμάτων στον κάθετο άξονα του έργου εξαρτάται από τη διαπερατότητα αυτού. Έχουμε δηλ. οριακή ως μηδενική επιρροή αυτής της παραμέτρου στις διαπερατές κατασκευές, ενώ για τις αδιαπέρατες έχουμε μια σχετική επίδραση της γωνίας πρόσκρουσης. Συγκεκριμένα οι Van der Meer et al. (2003) προτείνουν για κυματοθραύστες χαμηλής στέψης από λιθορριπή ότι η γωνία του μετώπου με την κατασκευή του μεταδιδόμενου κύματος είναι περίπου το 80% της γωνίας πρόσκρουσης του επερχόμενου κύματος ($\beta_t = 0.8 \cdot \beta_i$).

Για ήπιες, λείες και αδιαπέρατες κατασκευές $\beta_t = \beta_i$ για $\beta_i \leq 45^\circ$ και $\beta_t = 45^\circ$ για $\beta_i \geq 45^\circ$.

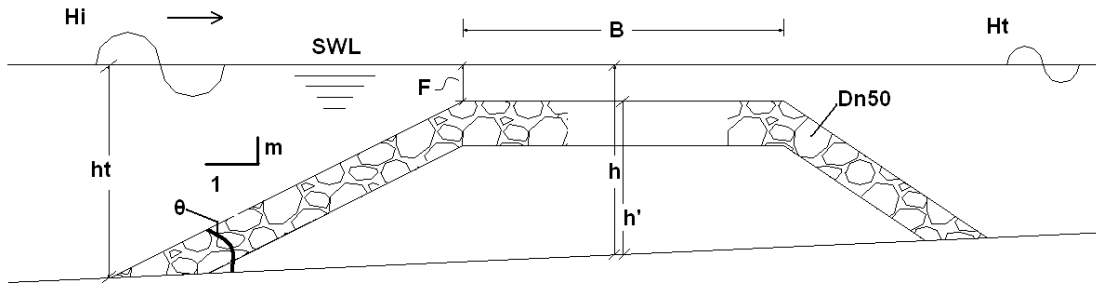
Συνολικά για κυματοθραύστες από λιθορριπή καταλήγουν στο συμπέρασμα ότι η γωνία εφόρμησης του μετώπου του επερχόμενου κύματος προς τον άξονα της κατασκευής έχει οριακή ως μηδενική επίδραση στον υπολογισμό του συντελεστή κυματικής μετάδοσης K_t . Μόνο περιορισμό σε αυτό αποτελεί το γεγονός ότι τα πειράματα στα οποία βασίζεται η προηγούμενη ανάλυση και συμπεράσματα αφορούν ύφαλες κατασκευές και χαμηλής στέψης με σχετικά στενό πλάτος στέψης, δηλαδή μικρό B .

Για τις ανάγκες της παρούσας εργασίας τα κυματικά σενάρια εκτείνονται σε ένα εύρος από βραχέα έως μακρά κύματα ενώ θεωρούμε το κύμα ότι προσπίπτει κάθετα στην κατασκευή μας (1D). Στο πλαίσιο των εργαστηριακών μετρήσεων που εξήχθησαν για διάφορα επερχόμενα ύψη κύματος, τα σχεδιαστικά μεγέθη και ο τρόπος καθορισμού της γενικότερης γεωμετρίας του φυσικού μοντέλου παρατίθενται στο κεφάλαιο 4.

1.4.2 Βασικές σχεδιαστικές παράμετροι που επηρεάζουν την κυματική μετάδοση σε ύφαλο κυματοθραύστη

Οι φυσικές παράμετροι (μεταβλητές) που επηρεάζουν με τον ένα ή τον άλλο τρόπο έναν κυματισμό που προσπίπτει σε έναν Υ.Κ. παρουσιάζονται στο ακόλουθο σκαρίφημα. Πρόκειται για την παράθεση μιας τυπικής διατομής σε πυθμένα ήπιας κλίσης. Στο σημείο

αυτό να σημειωθεί ότι τα στοιχεία που περιγράφονται στη συνέχεια συνδέονται άμεσα με την ανάγκη καθορισμού του συντελεστή μετάδοσης.



Σχ. 1.3 Καθορισμός Φυσικών Μεταβλητών προβλήματος.

B: πλάτος στέψης του κυματοθραύστη (crest width)

F: ελεύθερο βάθος θάλασσας (freeboard), $[F=h-h']$.

h: βάθος θάλασσας (στον άξονα της κατασκευής)

h': ύψος κυματοθραύστη (στον άξονά του)

h_i: βάθος θάλασσας στον προσήνεμο (ανάντη) πόδα της κατασκευής

m: κλίση ανάντη πρηνούς της κατασκευής ($m=\tan\theta$)

D_{n50} : ονομαστική διάμετρος ογκολίθου θωράκισης $[D_{n50}=(M_{n50}/\rho_a)^3]$

H_i : επερχόμενο ύψος κύματος (H_{si} ή H_{m0i}) (incident wave height) στον πόδα της κατασκευής

H_s : σημαντικό ύψος κύματος (significant wave height) που αντιστοιχεί στο μέσο όρο του 1/3 των μεγαλύτερων κυμάτων $[H_s=H_{1/3}]$

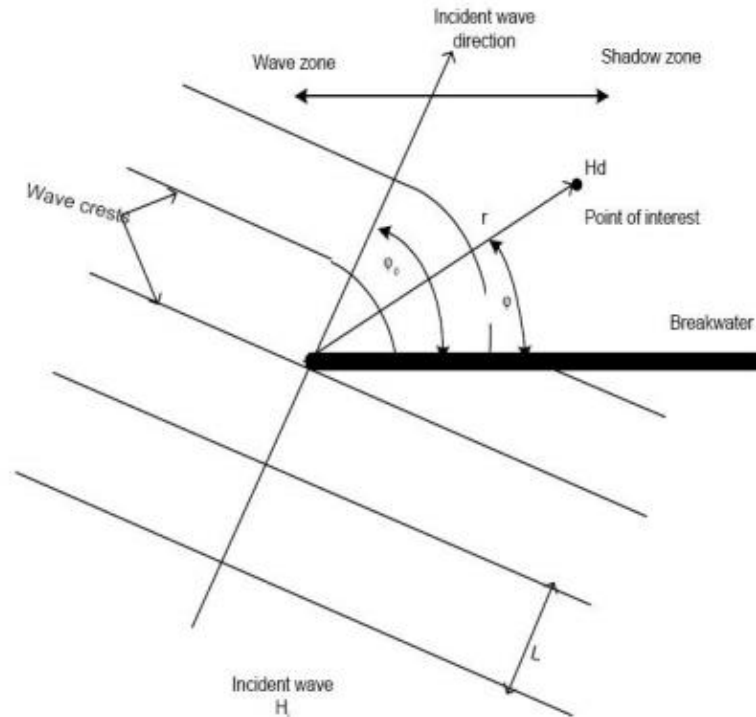
Ειδικότερα να αναφερθεί για το πλάτος στέψης ότι ευρύ πλάτος στέψης B μειώνει την κυματική μετάδοση (Briganti et al., 2003). Οι Van der Meer & Daemen (1994) διασαφηνίζουν ότι για τις αμιγώς ύφαλες κατασκευές, όσο αυξάνει το σχετικό πλάτος στέψης B/H_i , τα κύματα αναγκάζονται να θραυτούν με συνέπεια περισσότερη ενέργεια να καταστρέφεται πάνω στη στέψη.

Το ελεύθερο βάθος θάλασσας πάνω από τη στέψη (crest freeboard), F αποτελεί την κατακόρυφη απόσταση ανάμεσα στην ελεύθερη επιφάνεια της θάλασσας και τη στέψη του κυματοθραύστη.

Το προσηνέμο πρηνές του κυματοθραύστη επηρεάζει τη μετάδοση του κύματος πάνω από αυτόν, εφόσον καθορίζει τον τύπο θραύσης του κύματος ανάλογα με την κλίση του. Γενικά σε ηπιότερες κλίσεις πρηνών παρατηρείται μεγαλύτερη απώλεια κυματικής ενέργειας λόγω θραύσης από ότι σε πιο απότομες. Το φαινόμενο αυτό γίνεται εντονότερο όσο πιο κοντά στην θαλάσσια επιφάνεια είναι η στέψη του έργου. Αντίστοιχα το υπήνεμο πρηνές του κυματοθραύστη, όσο πιο ήπια κλίση έχει, τόσο συνεισφέρει στην περαιτέρω απώλεια της ενέργειας, λόγω τριβής στον τραχύ πυθμένα κυρίως, του μεταδιδόμενου κύματος, ενώ όσο πιο απότομο είναι ευνοεί την απελευθέρωση υψίσυχνων βραχύτερων δεύτερης τάξης κυματισμών με μικρότερες περιόδους από ότι το επερχόμενο κύμα στην ανάντη παρειά. Οι διατομές που διαμορφώθηκαν για τις πειραματικές διατάξεις κρίθηκε σκόπιμο να είναι συμμετρικές (κλίση 1:2 εκατέρωθεν της στέψης).

Σε ότι αφορά τον πόδα (toe of structure) αν η κατασκευή βρίσκεται σε ρηγά νερά μπορεί η μορφή του να επηρεάσει τον κυματισμό, όμως συνήθως η χρήση του γίνεται καθαρά για τεχνικούς λόγους ευστάθειας του υλικού θωράκισης του κυματοθραύστη.

Τέλος να αναφερθεί για τις σχεδιαστικές παραμέτρους ενός Υ.Κ. η διάρθρωση των ακρομωλίων καθορίζει σημαντικά τα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα γύρω από τους Υ.Κ. Οι Siladharm & Hall (2003) επανεκτίμησαν τα 2-D και 3-D πειράματα των Seabrook & Hall (1998) και πρόσθεσαν στατιστική ανάλυση στην προσπάθειά τους να προσεγγίσουν την επιρροή του φαινομένου της περίθλασης στο ακρομώλιο (diffraction at the roundhead) του Υ.Κ., καταλήγοντας σε μια αναλυτική ημιεμπειρική σχέση που λαμβάνει υπόψη τη γωνία προσέγγισης του μετώπου του κύματος ως προς τον κατά μήκος άξονα του κυματοθραύστη ϕ_0 αλλά και την γωνία ϕ του περιθλώμενου κύματος στην υπήνεμη πλευρά (σκιά) της κατασκευής, καθώς και την ακτινική απόσταση r από το ακρομώλιο, όπως αυτά φαίνονται στο ακόλουθο σχήμα(Σχ. 1.4).



Σχ. 1.4 Περίθλαση στο ακρομώλιο (Makris 2007).

1.4.3 Τραχύτητα και διαπερατότητα της κατασκευής

Οι έννοιες της τραχύτητας της επιφάνειας και της διαπερατότητας (surface roughness and permeability) είναι άμεσα συνδεδεμένες με την ονομαστική διάμετρο D_{n50} των ογκολίθων θωράκισης. Όσο μεγαλύτερη είναι η τελευταία τόσο πιο τραχεία και διαπερατή είναι η κατασκευή με αποτέλεσμα στις περισσότερες περιπτώσεις η απώλεια ενέργειας να είναι μεγαλύτερη. (Van der Meer & Daemen, 1994; Seabrook & Hall, 1998). Στα έργα χαμηλής στέψης (LCS) παίζουν πολύ σημαντικό ρόλο, επιδρώντας ανταγωνιστικά στα φαινόμενα υπερπήδησης και αναρρίχησης. Στα ύφαλα έργα φαίνεται προσφάτως να επηρεάζουν εξίσου λόγω τριβής στον τραχύ πυθμένα και τυρβώδους διήθησης στην πορώδη στρώση θωράκισης (Siladharm & Hall, 2003).

Η διαπερατότητα του πυρήνα της κατασκευής δεν είναι ακόμα απολύτως ξεκάθαρο πώς επηρεάζει τη μετάδοση του κύματος σε Υ.Κ. Ένας αδιαπέρατος πυρήνας παρεμποδίζει την επέλαση των κυμάτων και τα ωθεί σε θραύση λόγω ρήγωσης, μειώνοντας τον συντελεστή μετάδοσης K_t , ενώ ταυτόχρονα ένας διαπερατός πυρήνας επιτρέπει τη διέλευση των κυμάτων μέσω του πορώδους προκαλώντας την καταστροφή ενέργειας όμως λόγω μη

στρωτών, τυρβωδών ροών οι οποίες αναπτύσσονται στο εσωτερικό του Υ.Κ. Η εργασία αυτή προσανατολίζεται σε ακριβώς αυτήν την ανάγκη. Τα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν στοχεύουν έστω να δώσουν μια σαφέστερη ένδειξη για την κατεύθυνση προσέγγισης της παραμέτρου αυτής.

1.5 Οι ύφαλοι κυματοθραύστες ως τεχνητοί οικότοποι

Ένα από τα πιο σοβαρά περιβαλλοντικά προβλήματα που έχει επιφέρει η αστικοποίηση και η εκβιομηχάνιση της παράκτιας ζώνης είναι η υποβάθμιση των φυσικών οικοτόπων. Σε συνδυασμό με την ανάγκη, ιδίως τις τελευταίες δεκαετίες, πληθώρας έργων ακτομηχανικής με κύριο στόχο τον έλεγχο της διάβρωσης των ακτών, δεν είναι λίγες οι περιπτώσεις καταστροφής τέτοιων οικοσυστημάτων. Αν προσθέσουμε σε αυτό και τους ρύπους της ανθρώπινης δραστηριότητας που επικάθονται και συσσωρεύονται στον θαλάσσιο πυθμένα, με τη διοχέτευση τους κυρίως μέσω των εκβολών πάσης φύσεως χειμάρρων και ποταμών, οι φυσικοί οικότοποι αναπαραγωγής και διαβίωσης των θαλασσίων οργανισμών φθίνουν τόσο σε έκταση όσο και σε ποιότητα. Συνθήκες που δεν επιτρέπουν την ανανέωση των θαλάσσιων υδάτων -ειδικά σε παράκτιες περιοχές με έντονη αστικοποίηση- αποτελούν μόνιμο παράγοντα υποβάθμισης του θαλασσίου περιβάλλοντος.

Η τεχνητή τροφοδότηση των ακτών με ιζήματα, θεωρείται ως η πιο οικονομική και περιβαλλοντικά επιθυμητή μέθοδος διατήρησης των ακτών βραχυπρόθεσμα. Παρ' όλα αυτά η δημιουργία των φυσικών διεργασιών σε ένα παράκτιο σύστημα φαίνεται ότι είναι πιο επιτυχής από οικολογικής πλευράς όταν συντελείται σε μεγαλύτερη χρονική κλίμακα. Η εκτεταμένη εισαγωγή ιλύος και η αυξημένη τύρβη που σχετίζονται με διαδικασίες τόσο της έντονης διάβρωσης παραλιακών μετώπων αλλά και βυθοκορήσεων για την τεχνητή ανακατανομή των θαλάσσιων ιζημάτων, μπορεί να προκαλέσουν σοβαρές επιπτώσεις στους θαλάσσιους οργανισμούς (Auld and Schubel 1978, Snyder 1976). Τόσο οι βενθικοί οργανισμοί όσο και αυτοί που ζουν σε ενδιαιτήματα σκληρότερου υποστρώματος (βραχώδεις ύφαλοι) είναι ευάλωτοι σε συνθήκες έντονης τύρβης. Ιδίως οι προνύμφες και τα νεαρά ψάρια είναι πολύ ευαίσθητα καθώς τα βράγχια τους φράζουν εύκολα από αιωρούμενα σωματίδια. Επιπρόσθετα η δυνατότητα επιβίωσης των οργανισμών αυτών μειώνεται λόγω της θολότητας που επιδρά στο διαθέσιμο ηλιακό φως. Ωστόσο μια πιο μετριοπαθής προσέγγιση της άμεσης

τεχνητής αναπλήρωσης των ακτών απαντά με τη χρονική εξέλιξη της φάσης εφαρμογής να μη συμπίπτει με τη μετανάστευση στο χώρο αυτό των νεαρών υδρόβιων οργανισμών, καθώς και να περιλαμβάνει πολλές φάσεις.

Από την άλλη πλευρά βαριά έργα αλλάζουν τις θέσεις πρόσπτωσης των κυματισμών μετατοπίζοντας μερικώς είτε εξ ολοκλήρου τις ζώνες απόσβεσης. Επιπρόσθετα τα θαλάσσια ρεύματα ανακόπτονται αλλάζοντας τους όρους της στερεομεταφοράς. Λιβάδια με φύκια και φυσικοί ύφαλοι (όπως διασκορπισμένα βραχώδη συντρίμματα σε αμμώδεις πυθμένες) στις υπό προστασία ακτές, υποβαθμίζονται από την επικάθηση ιζημάτων που αναδιανέμονται λόγω των καινούργιων υδροδυναμικών συνθηκών. Παράλληλα, προβλήματα διάβρωσης μετατίθενται σε γειτονικές περιοχές προκαλώντας στους υδρόβιους οργανισμούς περαιτέρω μείωση ενδιαιτημάτων που διαμορφώθηκαν σε σημαντικό βάθος χρόνου.

Πληθώρα συναφών ερωτημάτων τίθενται κατά τη φάση κατασκευής ενός Υ.Κ.. Πώς και αν δύναται η κατάλληλη χωροθέτηση, το ελεύθερο βάθος θάλασσας και άλλα συναφή στοιχεία να αποδώσουν ένα έργο που προστατεύει την παρακείμενη ακτή και αποτελεί ταυτόχρονα μια εστία ενθάρρυνσης της θαλάσσιας ζωής. Ωστόσο το ενδιαφέρον ακόμα στρέφεται κυρίως γύρω από την ανανέωση των χαμένων οικοτόπων με δημιουργία υφάλων σε νέες θέσεις χωρίς απαραίτητα να παρέχουν παράκτια προστασία. Χαρακτηριστική είναι η βύθιση σκαριών παλιών πλοίων και λοιπών τεχνητών στοιχείων (Εικ.1.2) σε επιλεγμένες θέσεις ώστε να υποβοηθηθεί η θαλάσσια ζωή μέσω της λειτουργίας τους ως σταθεροί τεχνητοί ύφαλοι. Βέβαια αν λάβουμε υπόψη την προστασία είτε και την ανάκτηση των υγροτόπων (συναντώνται συνήθως σε εκβολές ποταμών) οι οποίοι συγκαταλέγονται στα οικοσυστήματα από τα οποία εξαρτάται μια ολόκληρη αλυσίδα άγριας ζωής, οι ύφαλοι κυματοθραύστες συγκαταλέγονται στις πλέον περιβαλλοντικά αποδεκτές λύσεις. Μπορούν να βοηθήσουν σημαντικά την αναπαραγωγική διαδικασία τόσο των θαλάσσιων όσο και χερσαίων οργανισμών παρέχοντας και την επιθυμητή παράκτια προστασία.



Εικ.1.2 Τεχνητός ύφαλος τύπου Reef-ball (HSAR).

Μετά τις παραπάνω αναφορές καθίσταται αντιληπτή η πολυπλοκότητα των οικοσυστημάτων και η αλληλεπίδραση τους με τεχνητές κατασκευές. Αν και οι ύφαλοι κυματοθραύστες κρίνονται ως δαπανηρά έργα η εμπειρία δείχνει ότι μπορούν να προσομοιάσουν έναν φυσικό οικότοπο.

Συνεπώς μία από τις προσπάθειες για την αντιμετώπιση της υποβάθμισης του θαλάσσιου περιβάλλοντος και περαιτέρω της μείωσης της βιοποικιλότητας, συνιστά η κατασκευή και τοποθέτηση στοιχείων (τεχνητοί ύφαλοι) στη θάλασσα προκειμένου να ελκύσουν τους οργανισμούς και να εμπλουτίσουν το θαλάσσιο περιβάλλον. Προς την κατεύθυνση αυτή, αντικείμενο έρευνας των μηχανικών είναι το ενδεχόμενο της χρήσης βυθισμένου κυματοθραύστη ως τεχνητού οικοτόπου για τους οργανισμούς της παράκτιας ζώνης. Η έρευνα θα πρέπει να στοχεύει στην πρόβλεψη στοιχείων των κατασκευών που συντελούν στην ανάπτυξη βιοκοινωνιών σε αυτές, με επιθυμητό αποτέλεσμα τη συμβολή τους στον περιορισμό συγκεκριμένων ανθρωπογενών δραστηριοτήτων που έχουν αρνητικές επιδράσεις στα παράκτια οικοσυστήματα. Παρότι έχει πραγματοποιηθεί πλήθος μελετών που αφορούν στο σχεδιασμό έργων ακτομηχανικής, λιγιστές είναι αυτές που περιλαμβάνουν και περιβαλλοντικούς όρους. Παρά το γεγονός αυτό, συμπεράσματα έχουν εξαχθεί για τους

παράγοντες που Ύφαλοι Κυματοθραύστες έχουν να κάνουν με τις παράκτιες κατασκευές και επηρεάζουν τα θαλάσσια οικοσυστήματα. Τέτοιοι είναι:

- Ο προσανατολισμός του υποστρώματος. Οι παράκτιες κατασκευές αποτελούνται από κάθετες επιφάνειες με σχετικά μεγάλες κλίσεις σε αντίθεση με τις φυσικές ακτές, μειώνοντας έτσι τη διαθέσιμη επιφάνεια αποίκησης.
- Η διαφορετική υδροδυναμική. Η περισσότερο αντιπροσωπευτική παράμετρος εξ αυτών που διαμορφώνουν τις κατάλληλες συνθήκες για τη διαβίωση θαλάσσιων οργανισμών στις βυθισμένες κατασκευές, θεωρείται η επικρατούσα τιμή της μέγιστης ταχύτητας των ρευστών σωματιδίων
- Η αυξημένη τύρβη. Σε σχετικά υψηλά επίπεδα τύρβης λαμβάνει χώρα παραμόρφωση των μηχανισμών τροφοληψίας με αποτέλεσμα την μείωση της ενεργής επιφάνειας σύλληψης.

2 ΘΕΩΡΙΕΣ ΚΑΙ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΑ ΜΟΝΤΕΛΑ ΘΑΛΑΣΣΙΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ

2.1 Εισαγωγή

Η θάλασσα είναι ένα ρευστό μέσο με συνεχή διατάραξη. Η κίνηση που προκαλείται από αυτήν τη διατάραξη, είναι η συνισταμένη που προκύπτει από ταλαντώσεις με διάφορες περιόδους και από γενικά ρεύματα, τα οποία είναι λιγότερο ή περισσότερο ομοιόμορφα.

Οι ταλαντώσεις της θαλάσσιας μάζας με τα κύρια γενεσιουργά αίτια τον άνεμο, τις παλίρροιες, τους σεισμούς (tsunami) και τις γρήγορες μεταβολές της ατμοσφαιρικής πίεσης, διακρίνονται στις παρακάτω κατηγορίες:

- κυματισμοί, που η περίοδος τους ποικίλει από 3-25 δευτερόλεπτα και το ύψος τους μπορεί να φτάσει τα δέκα μέτρα
- παλίρροια, που η περίοδος της ποικίλει από 12 ώρες μέχρι και 18 χρόνια και το ύψος της μπορεί να πλησιάσει σε μερικές ακτές τα 15 μέτρα.

Έχουν επίσης παρατηρηθεί ελεύθερες ταλαντώσεις που παράγονται στο εσωτερικό λιμένων, με περίοδο από μερικές δεκάδες δευτερολέπτων ως μερικών λεπτών και με ύψος μερικών δεκάδων εκατοστών.

Αυτές οι κινήσεις που μεταφράζονται σε μια περιοδική ταλάντωση της επιφάνειας του νερού, δημιουργούν ρεύματα της ίδιας περιόδου που η φάση τους διαφέρει, περισσότερο ή λιγότερο, από τη φάση των υψών της ταλάντωσης της επιφάνειας της θάλασσας.

Στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας με το ενδιαφέρον να στρέφεται σε έργα προστασίας από συνήθη κύματα (Υ. Κ.) απουσία σημαντικού εύρους παλίρροιας ή ακραίων σεισμικών ή κατολισθητικών επεισοδίων που προκαλούν tsunami, οι κυματισμοί που απασχολούν και περιγράφονται στη συνέχεια είναι ανεμογενείς.

Για την καλύτερη κατανόηση της θεωρητικής αντιμετώπισης των πραγματικών ανεμογενών κυματισμών αξίζει να σημειωθούν τα παρακάτω.

Ο κυματισμός προκαλείται από τη δράση του ανέμου στην επιφάνεια του νερού. Όταν στην αρχή φυσήξει άνεμος, η επιφάνεια της θάλασσας σκεπάζεται από ρυτιδώσεις. Αν στη συνέχεια η ένταση του ανέμου αυξηθεί, η παραμόρφωση της επιφάνειας γίνεται πιο έντονη και σχηματίζονται καμπυλότητες ακανόνιστου χαρακτήρα, χωρίς να είναι δυνατό να

διακρίνουμε διάδοση προς μια ορισμένη κατεύθυνση (η διατάραξη είναι τρισδιάστατη). Αν η πνοή συνεχιστεί περαιτέρω, σχηματίζονται τα κύματα τα οποία διαδίδονται προς τη διεύθυνση που φυσά ο άνεμος και η διατάραξη τείνει να γίνει ένα δυσδιάστατο φαινόμενο, δίνοντας έναν κυλινδρικό κυματισμό. Η διατομή των κυμάτων είναι αρκετά ασύμμετρη, οι εξάρσεις κυρτώνονται υπό την επίδραση του ανέμου και τα κοίλα είναι επιμηκυμένα με μικρές κλίσεις. Μετά από ένα σημείο κύρτωσης, οι εξάρσεις των κυμάτων θραύονται σχηματίζοντας αφρούς.

Καθίσταται σαφές ότι τα κύματα του ανέμου που έχουν τον χαρακτήρα εξαναγκασμένων ταλαντώσεων προκαλούν με τη σειρά τους μια διατάραξη της υδάτινης επιφάνειας, η οποία παράγει ελεύθερα κύματα που ξεκινούν από τον τόπο δημιουργίας της θύελλας. Αυτές οι ταλαντώσεις αποτελούν τον καθαυτό λεγόμενο κυματισμό, για τον οποίο έχουν γίνει οι περισσότερες θεωρητικές μελέτες. Τα κύματα είναι πρακτικά συμμετρικά σε σχέση με το κατακόρυφο επίπεδο που περνά από τη μέση του διαστήματος μεταξύ δύο διαδοχικών κορυφών, ενώ οι κλίσεις των εξάρσεων παραμένουν μεγαλύτερες από αυτές των κοίλων. Επίσης η μέση στάθμη (δηλαδή οι στάθμη που ισαπέχει από τα κοίλα και τις κορυφές) είναι υψηλότερη από τη στάθμη ηρεμίας (που είναι αυτή της αεικίνητης θάλασσας).

Στην πραγματικότητα, αυτή η κανονικότητα της διατάραξης δεν είναι παρά σχετική, επειδή τα κύματα εναλλάσσονται με διαφορετικά πλάτη, μήκη κύματος και περίοδο. Οι καταγραφές του κυματισμού που έχουν γίνει σε ένα ορισμένο σημείο, δείχνουν μια διαδοχή συρμών κυμάτων περισσότερο ή λιγότερο κανονικών, οι οποίοι περιλαμβάνουν αριθμό κυμάτων με διάφορα χαρακτηριστικά. Μεταξύ των κυμάτων αυτών είναι ιδιαίτερα δύσκολο να αναγνωρίσει κανείς χαρακτηριστικά μεγέθη που να μπορούν αντιπροσωπεύουν τον χαρακτήρα του κυματισμού ο οποίος έχει καταγραφεί. Μπορούν όμως να εφαρμοστούν σε αυτούς τους πραγματικούς σύνθετους κυματισμούς οι μέθοδοι της στατιστικής και να τους αναπαραστήσουν με τους αρκετά απλούς νόμους των πιθανοτήτων, σε συνδυασμό με τη θεωρία των τυχαίων συναρτήσεων.

Εφόσον η πρόβλεψη και οι εκτιμήσεις των κλιματικών συνθηκών είναι απαραίτητη σχεδόν σε όλες τις τεχνικές μελέτες, σκοπός του κεφαλαίου αυτού είναι να παραθέσει τις θεωρίες και τους μαθηματικούς τύπους που έχουν αναπτυχθεί για να περιγράψουν τα επιφανειακά κύματα, τις ταχύτητες και της επιταχύνσεις τους, καθώς και τις δυνάμεις που αυτά προκαλούν, κλείνοντας με μια εισαγωγή στη θραύση των κυματισμών παραθέτοντας τα κριτήρια και τους τύπους θραύσης.

2.2 Θεμελιώδεις εξισώσεις και οριακές συνθήκες

Οι κυματισμοί που απασχολούν ιδιαίτερα είναι οι κυματισμοί διασποράς. Οι κυματισμοί διασποράς (dispersive waves) ονομάζονται έτσι λόγω της μορφής της λύσης και όχι της εξίσωσης που τα περιγράφει, η σχέση διασποράς που χαρακτηρίζει τη λύση των εξισώσεων τους συνδέει τη συχνότητα ω με τον αριθμό κύματος k ($\omega = \omega(k)$). Τα θαλάσσια κύματα είναι κατά κανόνα κυματισμοί διασποράς (υπάρχει και μια κατηγορία κυματισμών που ονομάζονται υπερβολικά λόγω της μαθηματικής έκφρασης τους με διαφορικές εξισώσεις υπερβολικής μορφής $\Phi_{tt} = c_0^2 \Phi$). Κατά την ανάπτυξη των διάφορων θεωριών κυματισμών διασποράς γίνονται οι παρακάτω παραδοχές:

- Ρευστό ομογενές και ασυμπίεστο
- Ρευστό ιδεατό
- Ροή αστρόβιλη
- Πυθμένας σταθερός, οριζόντιος και αδιαπέρατος

Οι εξισώσεις διατήρησης της ορμής και η εξίσωση της συνέχειας για ένα ασυμπίεστο, ιδεατό ρευστό, χωρίς την επίδραση εξωτερικών δυνάμεων, εκτός της βαρύτητας, γράφονται αντίστοιχα:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla_3) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - g \mathbf{k} \quad (2.1)$$

$$\nabla_3 \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.2)$$

Όπου το διάνυσμα της ταχύτητας $\mathbf{u} = (u, v, w)$, με u, v τις οριζόντιες ταχύτητες κατά x και y αντίστοιχα, p η πίεση, $\mathbf{k} = (0, 0, 1)$ το μοναδιαίο διάνυσμα κατά την κατακόρυφη διεύθυνση και $\nabla_3 = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$ ο τελεστής βαθμίδας στις τρεις διευθύνσεις. Η εξίσωση της διατήρησης της ορμής (2.1) είναι γνωστή και ως εξίσωση του Euler.

Η συνθήκη αστρόβιλης ροής συνεπάγεται την ύπαρξη συνάρτησης δυναμικού $\Phi(x, y, z, t)$ των ταχυτήτων, η οποία ορίζεται από τη σχέση:

$$\mathbf{u} = \nabla_3 \Phi \quad (2.3)$$

Έτσι με την αντικατάσταση της \mathbf{u} από την (2.3), η εξίσωση συνέχειας (2.2) γράφεται ως συνάρτηση της Φ :

$$\nabla_3^2 \Phi = 0 \quad (2.4)$$

που είναι η γνωστή εξίσωση Laplace.

Ολοκληρώνοντας την εξίσωση (2.1) κατά μήκος μιας γραμμής ροής προκύπτει η εξίσωση Bernoulli η οποία συσχετίζει το πεδίο πιέσεων με το πεδίο των ταχυτήτων:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla_3 \Phi|^2 + g\zeta + \frac{p}{\rho} = B(t) \quad (2.5)$$

όπου $B(t)$ η σταθερά Bernoulli.

Κινηματικοί περιορισμοί στην ελεύθερη επιφάνεια και στον πυθμένα, μας οδηγούν στις κινηματικές οριακές συνθήκες ελεύθερης επιφάνειας και πυθμένα αντίστοιχα οι οποίες γράφονται (στη συνέχεια με \hat{u} συμβολίζεται το διάνυσμα της οριζόντιας ταχύτητας $\hat{u} = (u, v)$):

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \zeta = w \quad \text{ή} \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \nabla \Phi \cdot \nabla \zeta = \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad z = \zeta(x, y, t) \quad (2.6)$$

$$w = 0 \quad \text{ή} \quad \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad z = -d \quad (2.7)$$

Όπου $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ ο τελεστής βαθμίδας στις διευθύνσεις x, y .

Στην ελεύθερη επιφάνεια η πίεση, αγνοώντας τη δυναμική αλληλεπίδραση με τον αέρα, θεωρείται σταθερή, οπότε:

$$p = 0 \quad z = \zeta(x, y, t) \quad (2.8)$$

Εφαρμόζοντας την εξίσωση (2.5) στην ελεύθερη επιφάνεια και λαμβάνοντας υπόψη τη συνθήκη (2.8) οδηγούμαστε στη δυναμική συνθήκη ελεύθερης επιφάνειας:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla_3 \Phi|^2 + g\zeta = 0 \quad (2.9)$$

με τη σταθερά $B(t)$ να απορροφάται κάνοντας την υπόθεση ότι η ελεύθερη επιφάνεια συμπίπτει με το επίπεδο $z=0$ όταν δεν υφίσταται κυματισμός ή ρεύμα (Kirby, 1997).

2.3 Απλοί κυματισμοί

Μια διάκριση των κυματισμών μπορεί να γίνει με την υπόθεση ότι: οι κυματισμοί είναι δύο διαστάσεων, με μικρό εύρος κύματος, ημιτονοειδής, και ορίζονται κατά τη διάδοσή τους από το ύψος κύματος και την περίοδο σε ένα ορισμένο βάθος νερού, αυτοί ονομάζονται απλοί κυματισμοί, αντίθετα αυτοί που αναλύονται τρισδιάστατα, αποτελούν επαλληλία πολλών κυματισμών με διαφορετικές κατευθύνσεις και συχνότητες, και είναι πιο περιγραφικοί των πραγματικών θαλάσσιων κυματισμών στη φύση που ονομάζονται σύνθετοι ή πραγματικοί. Στο παρελθόν έχουν αναπτυχθεί διάφορες μαθηματικές θεωρίες με σκοπό την ποσοτική περιγραφή των υδροδυναμικών χαρακτηριστικών προωθούμενων δισδιάστατων σχηματισμών που διαδίδονται στο κατακόρυφο επίπεδο (Oxz) με αμετάβλητη μορφή κατά την εγκάρσια διεύθυνση. Στη συνέχεια αναπτύσσονται οι βασικές αρχές των θεωριών των γραμμικών και μη γραμμικών διασπειρόμενων κυματισμών.

2.3.1 Γραμμική θεωρία κυματισμών απειροστού εύρους (Airy ή Stokes 1ης τάξης)

Βασικό στοιχείο της προσέγγισης αποτελεί ο όρος «γραμμική». Γραμμικοί χαρακτηρίζονται οι κυματισμοί των οποίων το προφίλ παρουσιάζει συμμετρία και ως προς τον οριζόντιο (Ox) και προς τον κατακόρυφο (Oz) άξονα. Η συμμετρία περιγράφεται δε από μία αρμονική (ημιτονοειδή) συνάρτηση.

Για μικρές διαταραχές της ελεύθερης επιφάνειας (μικρό εύρος κύματος $\rightarrow a/L \ll 1$) οι οριακές συνθήκες στην ελεύθερη επιφάνεια γραμμικοποιούνται, και μαζί με την εξίσωση Laplace αποτελούν ένα σύστημα γραμμικών διαφορικών εξισώσεων το οποίο επιλύεται με τη μέθοδο των χωριζόμενων μεταβλητών. Η λύση που προκύπτει είναι αρμονική ως προς το χρόνο t και την οριζόντια απόσταση x και δίνεται από τη σχέση:

$$\Phi = \frac{Hg}{2\omega} \cdot \frac{\cosh(d+z)}{\cosh kd} \cdot \sin(kx - \omega t) \quad (2.10)$$

Η εξίσωση της ελεύθερης επιφάνειας είναι της μορφής:

$$\zeta = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) \quad (2.11)$$

Με αντικατάσταση των σχέσεων (2.10) και (2.11) στην κινηματική συνθήκη ελεύθερης επιφάνειας (3.6), προκύπτει η παρακάτω σχέση:

$$\omega^2 = gk \tanh kd \quad (2.12)$$

Η οποία είναι γνωστή σαν εξίσωση διασποράς με παράγωγη μορφή:

$$c = \frac{gT}{2\pi} \tanh kd \quad (2.13)$$

Η Σχέση 2.13 υποδηλώνει ότι η ταχύτητα φάσης του κυματισμού είναι αύξουσα συνάρτηση της περιόδου του και κατά συνέπεια ένας κυματισμός που συντίθεται από μια σειρά ημιτονοειδών κυματισμών με διαφορετικές περιόδους κατά τη διάδοσή του, διασπείρεται καθώς οι συνιστώσες με τις μεγαλύτερες περιόδους διαδίδονται ταχύτερα (Κουτίτας, 1994).

Από την εξίσωση διασποράς προκύπτει και η έκφραση για το μήκος κύματος L :

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh kd \quad (2.14)$$

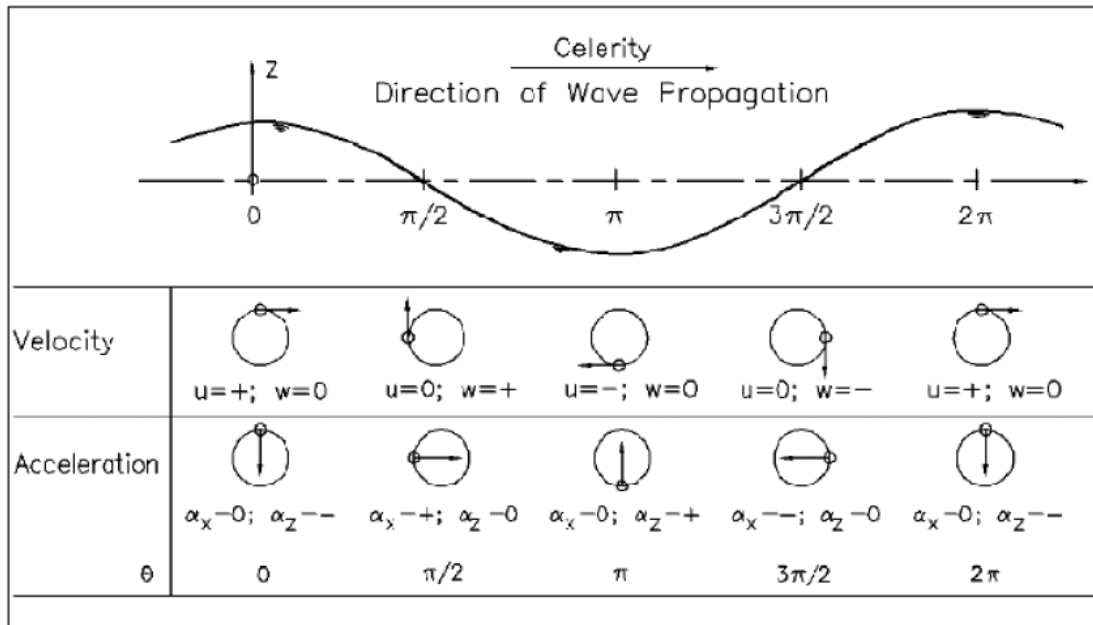
Οι συνιστώσες της ταχύτητας των ρευστών σωματιδίων, u και w κατά τη διεύθυνση x και z αντίστοιχα, προκύπτουν σαν παράγωγα μεγέθη από τη συνάρτηση δυναμικού Φ και είναι:

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\pi H}{T} \cdot \frac{\cosh k(d+z)}{\sinh kd} \cdot \cos(kx - \omega t) \tag{2.15}$$

$$w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\pi H}{T} \cdot \frac{\sinh k(d+z)}{\sinh kd} \cdot \sin(kx - \omega t) \tag{2.16}$$

Η οριζόντια συνιστώσα της ταχύτητας u έχει την ίδια φάση με την ελεύθερη επιφάνεια ζ . Επομένως, τα στοιχεία νερού κινούνται κατά τη κατεύθυνση διάδοσης του κύματος όταν βρίσκονται κάτω από την κορυφή, ενώ αντίθετα προς αυτήν όταν βρίσκονται κάτω από κοιλία. Η κατακόρυφη συνιστώσα της ταχύτητας έχει διαφορά φάσης 90° με την ελεύθερη επιφάνεια (Coastal-Engineering-Manual II-1-2).

Στο **Σχ. 2.1** δίνεται η διεύθυνση και η φορά των ταχυτήτων u και w καθώς και των επιταχύνσεων a_x και a_z για διάφορες τιμές της γωνίας $\theta=(kx-\omega t)$.



Σχ. 2.1 Κατεύθυνση ταχυτήτων (u, w) και επιταχύνσεων (a_x, a_z) συναρτήσει της γωνίας θ (CEM II-1).

Αν θεωρήσουμε τη $\theta=(kx-\omega t)$ σταθερή και θέσουμε:

$$u_o = \frac{\pi H}{T} \cdot \frac{1}{\tanh kd} \cdot \cos \theta, \quad w_o = \frac{\pi H}{T} \cdot \frac{1}{\tanh kd} \cdot \sin \theta \quad (2.17)$$

Τότε οι παραπάνω σχέσεις μετασχηματίζονται στις:

$$u = u_o \cdot \frac{\cosh k(d+z)}{\cosh kd}, \quad w = w_o \cdot \frac{\sinh k(d+z)}{\cosh kd} \quad (2.18)$$

Από τις σχέσεις αυτές γίνεται φανερό ότι το εύρος των συνιστωσών της ταχύτητας μειώνεται εκθετικά με το βάθος z . Μάλιστα, για βάθη μεγαλύτερα του $L/2$ τα $|u(z)|$ και $|w(z)|$ είναι αμελητέα. Πράγματι:

$$\frac{\cosh k(d+z)}{\cosh kd} = \frac{e^{kd+kz} + e^{-kd-kz}}{e^{kd} + e^{-kd}} < \frac{e^{kd} \cdot e^{kz} + e^{-kd} \cdot e^{-kz}}{e^{kd}} = e^{kz} + e^{-2kd} \cdot e^{-kz} = e^{kz} \cdot (1 + e^{-2kd} \cdot e^{-2kz}) \quad (2.19)$$

οπότε για $z=L/2$ δηλαδή $d \geq L/2$:

$$\frac{\cosh k(d+z)}{\cosh kd} < 2e^{-\pi} = 0,086 \quad (2.20)$$

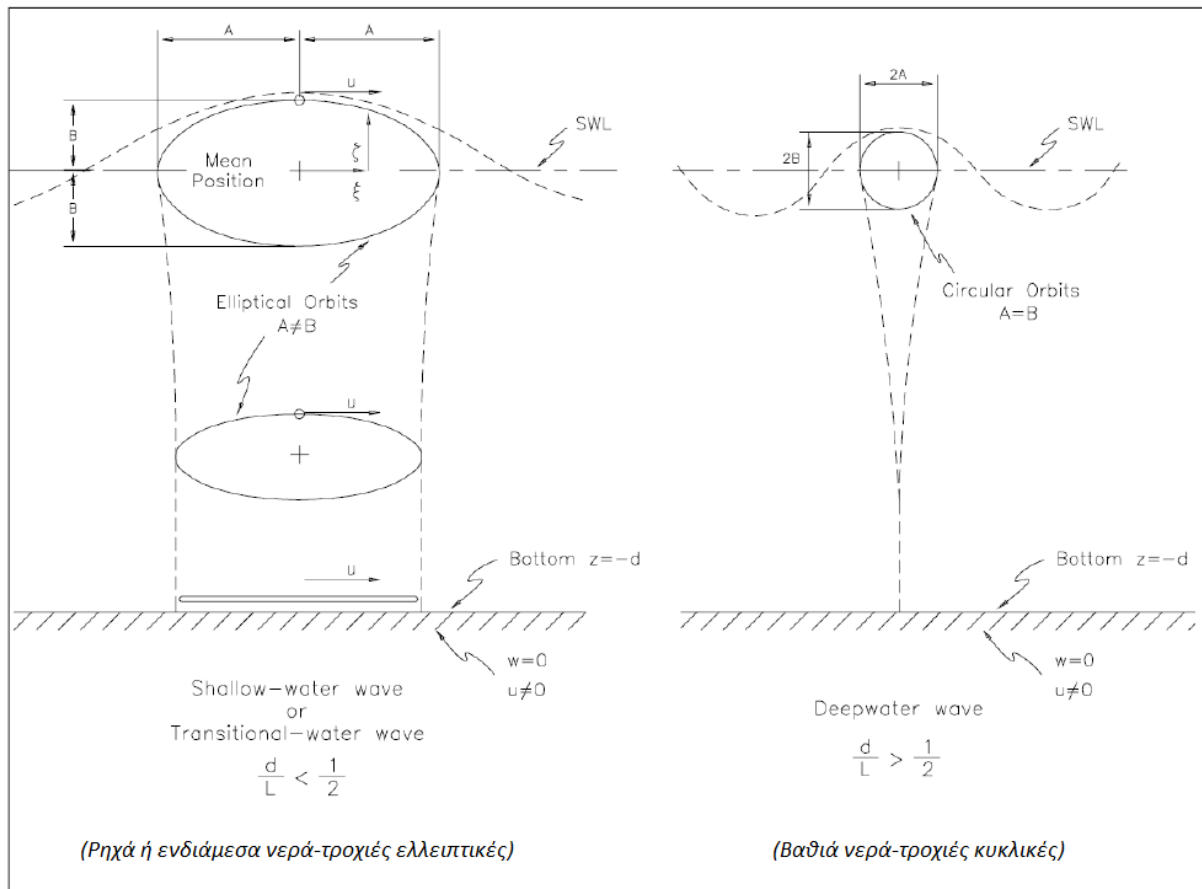
Ειδικότερα η τιμή $|u(z)|$ στην ελεύθερη επιφάνεια είναι μεγαλύτερη της αντίστοιχης τιμής της στο βάθος $L/2$ τουλάχιστον κατά μία τάξη μεγέθους. Στο ίδιο συμπέρασμα καταλήγουμε και για την $|w(z)|$ (CEM).

Πίν. 2.Α Χαρακτηριστικά κύματος θεωρίας Airy ή Stokes 1^{ης} τάξης (CEM II-1-2).

ΣΧΕΤΙΚΟ ΒΑΘΟΣ ΝΕΡΟΥ d/L	ΡΗΧΑ ΝΕΡΑ d/L<1/20	ΕΝΔΙΑΜΕΣΑ ΝΕΡΑ 1/20<d/L<1/2	ΒΑΘΙΑ ΝΕΡΑ d/L>1/2
ΤΑΧΥΤΗΤΑ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ	$C = \frac{L}{T} = \sqrt{gd}$	$C = \frac{L}{T} = \frac{gT}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right)$	$C = C_o = \frac{L}{T} = \frac{gT}{2\pi}$
ΜΗΚΟΣ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ	$L = T\sqrt{gd} = CT$	$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right)$	$L = L_o = \frac{gT^2}{2\pi} = C_o T$
ΤΑΧΥΤΗΤΑ ΟΜΑΔΑΣ	$C_g = C = \sqrt{gd}$	$C_g = nC = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{4\pi d/L}{\sinh(4\pi d/L)} \right] C$	$C_g = \frac{1}{2} C = \frac{gT}{4\pi}$
ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ ΤΑΧΥΤΗΤΑ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ	$u = \frac{H}{2} \sqrt{\frac{g}{d}} \cos\theta$	$u = \frac{H}{2} \frac{gT}{L} \frac{\cosh[2\pi(z+d)/L]}{\cosh(2\pi d/L)} \cos\theta$	$u = \frac{\pi H}{T} e^{\left(\frac{2\pi}{L}\right)} \cos\theta$
ΚΑΘΕΤΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ	$w = \frac{\pi H}{T} \left(1 + \frac{z}{d}\right) \sin\theta$	$w = \frac{H}{2} \frac{gT}{L} \frac{\sinh[2\pi(z+d)/L]}{\cosh(2\pi d/L)} \sin\theta$	$w = \frac{\pi H}{T} e^{\left(\frac{2\pi}{L}\right)} \sin\theta$

Οι πιο πάνω εξισώσεις για τα c , L , u και w ισχύουν γενικά αλλά για τις ακραίες περιπτώσεις βαθιών νερών ($d/L > 0,5$) ή ρηχών νερών ($d/L < 0,05$), η ασυμπτωτική τάση του $\tanh kd$ προς τη μονάδα και το όρισμά του αντίστοιχα, οδηγεί στις εξισώσεις «βαθιών», «ενδιάμεσων» και «ρηχών» νερών που απεικονίζονται στον παραπάνω **Πίν. 2.Α**.

Τα υγρά σωματίδια διαγράφουν τροχιές σε μία περίοδο κύματος, η εξίσωση των οποίων επιτυγχάνεται με μία ολοκλήρωση σε μία περίοδο T των εξισώσεων των ταχυτήτων u και v . Για το κύμα απειροστού ύψους οι τροχιές είναι κλειστές, που σημαίνει ότι ένα υγρό σωματίδιο διαγράφει μία τροχιά και επανέρχεται στην αρχική του θέση μετά χρόνο T . Κατά συνέπεια, κατά τη θεωρία κύματος απειροστού ύψους δεν υφίσταται μετακίνηση μάζας λόγω κυματικής κινήσεως. Στην περιοχή βαθιών νερών οι τροχιές είναι κυκλικές. Η ακτίνα τους μειώνεται εκθετικά με το βάθος. Στις περιοχές με $d/L < 0,5$ οι τροχιές είναι ελλειπτικές. Σχηματοποίηση των τροχιών των στοιχείων του ρευστού για τις περιπτώσεις, μεγάλου και μικρού βάθους, δίνεται στο **Σχ. 2.2**.



Σχ. 2.2 Τροχιακές ταχύτητες ρευστών σωματιδίων στα βαθιά και ρηχά νερά (CEM II-1)

2.3.2 Θεωρία μη γραμμικών κυματισμών

Οι πρώτες προσεγγίσεις του προβλήματος των μη γραμμικών προωθούμενων κυματισμών σε νερά σταθερού βάθους έγιναν από τον Stokes (1847) και τους Korteweg & De Vries (1895). Το βασικό πρόβλημα που προέκυψε για την μαθηματική περιγραφή των κυματισμών (surface gravity waves) είναι ότι οι οριακές συνθήκες συσχετίζονται άμεσα με την ελεύθερη επιφάνεια η οποία κατά τη διάδοση ενός κυματισμού μεταβάλλεται διαρκώς. Ο G. Stokes έδωσε απάντηση σε αυτό το μη γραμμικό πρόβλημα, αναπτύσσοντας τη σχετική δυναμική ποσότητα ροής (relevant potential flow quantity) σε σειρά Taylor γύρω από τη μέση επιφανειακή ανύψωση. Ως αποτέλεσμα οι οριακές συνθήκες εκφράζονται ποσοτικά με συγκεκριμένο σημείο αναφοράς τη μέση στάθμη της υδάτινης επιφάνειας.

Με βάση τις εργασίες αυτές, αναπτύχθηκαν οι θεωρίες ανώτερης τάξης Stokes, 2ης έως και 5ης τάξης για βαθιά νερά, Cnoidal και μοναχικού κύματος που είναι μια οριακή περίπτωση Cnoidal. Έπειτα παρουσιάστηκε και μία σειρά από θεωρίες, που βασίζονται στην ανάπτυξη σε πεπερασμένες σειρές Fourier της ροϊκής συνάρτησης Ψ , γνωστές σαν «Θεωρίες της ροϊκής συνάρτησης» (Stream Function Theories). Οι παραπάνω θεωρίες μη γραμμικών κυματισμών προβλέπουν συμμετρικά ως προς την κατακόρυφο προφίλ ελεύθερης επιφάνειας, όμως γενικότερα στη φύση οι μη γραμμικοί κυματισμοί παρουσιάζουν και κατακόρυφη ασυμμετρία. Σε αυτές τις περιπτώσεις ένα αριθμητικό μοντέλο μη-γραμμικών κυματισμών (τύπου Boussinesq) μπορεί να δώσει ικανοποιητικότερα αποτελέσματα.

Στο σημείο αυτό γίνεται μια επιγραμματική παρουσίαση της θεωρίας Stokes 2^{ης} τάξης η οποία με βάση την θεωρία Stokes 1^{ης} τάξης αποτέλεσε μοχλό για την ανάπτυξη και των υπολοίπων μη γραμμικών θεωριών ενώ στο **Σχ. 2.3** παρατίθεται η κατατομή της ελεύθερης επιφάνειας για τις διάφορες θεωρίες που αναφέρονται στο κεφάλαιο 2.3.

Οι θεωρίες Stokes ανώτερης τάξης δίνουν μια προσεγγιστική λύση στο μη γραμμικό πρόβλημα βασιζόμενες στην κλασική μέθοδο των μικρών διαταραχών (perturbation method). Κατά τη μέθοδο αυτή, κάθε εξαρτημένη μεταβλητή εκφράζεται σαν μία πεπερασμένη σειρά δυνάμεων (δυναμοσειρά) μίας μικρής αδιάστατης παραμέτρου $\epsilon = ka$, η οποία, στην περίπτωση των κυματισμών, σχετίζεται με το ύψος και το μήκος κύματος.

$$\Phi = \epsilon \Phi_1 + \epsilon^2 \Phi_2 + \dots \quad (2.21)$$

Όπου Φ_1 η γραμμική θεωρία, Φ_2 η θεωρία δεύτερης τάξης κοκ. Οι όροι της σειράς υπολογίζονται από την λύση του συστήματος των εξισώσεων, που προκύπτουν από την ικανοποίηση των οριακών συνθηκών στην ελεύθερη επιφάνεια.

Σύμφωνα με τη θεωρία Stokes 2^{ης} τάξης η συνάρτηση δυναμικού δίνεται από τη σχέση:

$$\Phi = \frac{Hg}{2\omega} \cdot \frac{\cosh k(d+z)}{\cosh kd} \cdot \sin(kx - \omega t) + \frac{3\pi H^2}{16T} \cdot \frac{\cosh 2k(d+z)}{\sinh^4 kd} \cdot \sin 2(kx - \omega t) \quad (2.22)$$

Η εξίσωση της ελεύθερης επιφάνειας έχει τη μορφή:

$$\zeta = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) + \frac{\pi H^2}{8L} \cdot \frac{\cosh kd}{\sinh^3 kd} \cdot (\cos 2kd + 2) \cdot \cos 2(kx - \omega t) \quad (2.23)$$

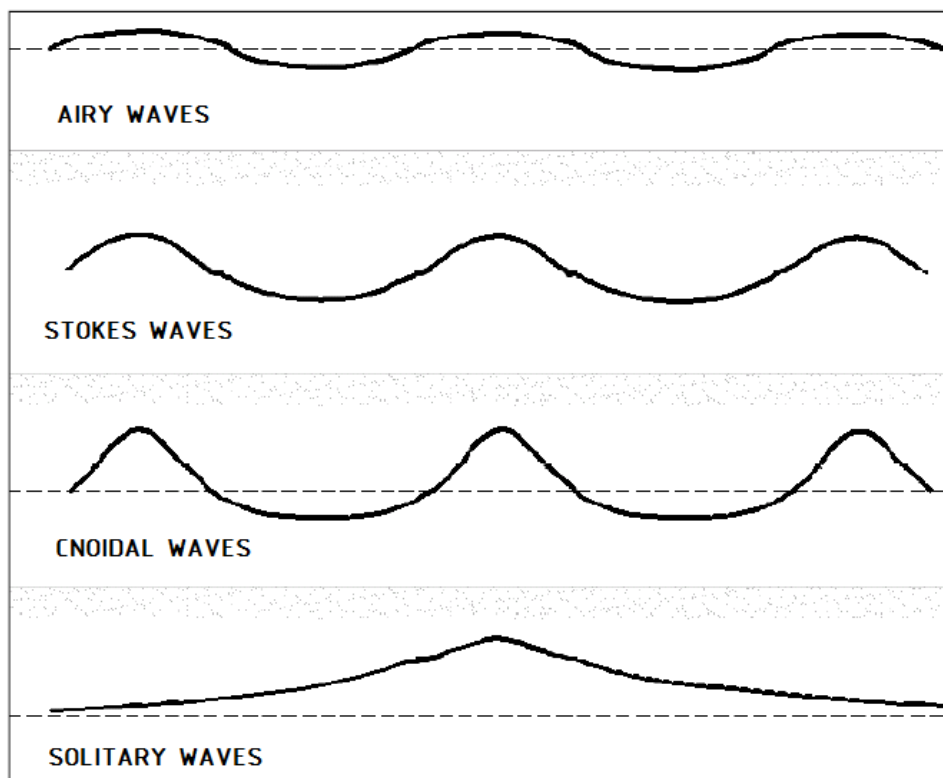
Η σχέση διασποράς της θεωρίας δεύτερης τάξης ταυτίζεται με την αντίστοιχη της πρώτης τάξης, είναι δηλαδή:

$$\omega^2 = gk \tanh kd \quad (2.24)$$

Οι συνιστώσες της ταχύτητας ενός ρευστού στοιχείου, σε οποιαδήποτε θέση x, z της μάζας του ρευστού, είναι:

$$u = \frac{\pi H}{T} \cdot \frac{\cosh k(d+z)}{\sinh kd} \cdot \cos(kx - \omega t) + \frac{3}{4} \frac{\pi^2 H^2}{TL} \cdot \frac{\cosh 2k(d+z)}{\sinh^4 kd} \cdot \cos 2(kx - \omega t) \quad (2.25)$$

$$w = \frac{\pi H}{T} \cdot \frac{\sinh k(d+z)}{\sinh kd} \cdot \sin(kx - \omega t) + \frac{3}{4} \frac{\pi^2 H^2}{TL} \cdot \frac{\sinh 2k(d+z)}{\sinh^4 kd} \cdot \sin 2(kx - \omega t) \quad (2.26)$$



Σχ. 2.3 Προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας για τις θεωρίες διάδοσης κυματισμών (CEM II-1)

Όπως είδη αναφέρθηκε η γραμμική θεωρία Airy εκφράζεται από ένα συμμετρικό ημιτονοειδές προφίλ ενώ στις υψηλότερες τάξεις της θεωρίας Stokes, υπέρ-αρμονικά στοιχεία (υψηλότερης συχνότητας στοιχεία, πολλαπλάσια της αρχικής συχνότητας) εμφανίζονται δημιουργώντας μία επαλληλία με την αρχική συχνότητα. Συνεπώς οι κορυφές των κυματισμών είναι πιο απότομες και οι κοιλίες πιο πλατιές από το ημιτονοειδές προφίλ. Στους κυματισμούς Cnoidal το προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας έχει ακόμα πιο απότομες κορυφές και ευρείς επίπεδες κοιλίες. Τέλος στο μοναχικό κυματισμό δεν υπάρχει κοιλία, η ελεύθερη επιφάνεια είναι ολόκληρη πάνω από τη μέση στάθμη ύδατος και το μήκος του τείνει στο άπειρο.

2.4 Πεδίο εφαρμογής των θεωριών

Για να είναι εφαρμόσιμες και χρηστικές οι παραπάνω θεωρίες και οι εξισώσεις τους, και να δίνουν ικανοποιητικά αποτελέσματα, θα πρέπει να εξεταστεί το πεδίο ισχύος τους. Οι μη γραμμικές θεωρίες περιγράφουν αποτελεσματικότερα μαζικές μεταφορές, φαινόμενα όπως θραύση κυματισμών, ρήγωση, ανάκλαση και άλλα μη γραμμικά χαρακτηριστικά. Γι' αυτό το

λόγο, η χρήση γραμμικών θεωριών θα πρέπει να εκτιμάται προσεκτικά πριν την εφαρμογή στις ακτομηχανικές μελέτες.

Οι γραμμικοί κυματισμοί όπως και οι πεπερασμένου εύρους μπορούν να περιγραφούν προσδιορίζοντας δυο αδιάστατες παραμέτρους, το σχετικό βάθος νερού D/L και την κλίση του κύματος H/L . Το σχετικό βάθος D/L νερού προσδιορίζει εάν οι κυματισμοί είναι πλήρους ή μερικής διασποράς και τότε η ταχύτητα, το μήκος κύματος, και το ύψος κυματισμού επηρεάζονται από το βάθος του νερού. Η κλίση του κύματος H/L είναι ένα όρος που προσδιορίζει την εξάρτηση του κυματισμού από το ύψος του και καθορίζει εάν οι παραδοχές της γραμμικής θεωρίας ισχύουν.

Ένας τρίτος όρος που χρησιμοποιείται στη θέση των προηγούμενων δυο είναι ο λόγος τους, δηλαδή:

$$\frac{H/L}{d/L} = \frac{H}{d}$$

Και ονομάζεται σχετικό ύψος κύματος. Μεγάλες τιμές της κλίσης και του σχετικού ύψους κύματος δηλώνουν ότι η παραδοχή μικρού εύρους κυματισμών δεν είναι κατάλληλη. Μια τέταρτη αδιάστατη παράμετρος που χρησιμοποιείται συχνά για την επιλογή θεωρίας διάδοσης κυματισμού, με γνωστό μήκος και ύψος κύματος σε ένα ορισμένο βάθος D , είναι ο αριθμός Ursell ή U_R .

$$U_R = \left(\frac{L}{d}\right)^2 \frac{H}{d} = \frac{L^2 H}{d^3} \quad (2.27)$$

Μεγάλες τιμές του συντελεστή U_R προκύπτουν για πεπερασμένου εύρους, πιο μακρούς κυματισμούς σε ρηχά νερά δηλώνοντας ότι η προσέγγιση τους πρέπει να γίνει με μη-γραμμικά χαρακτηριστικά.

Οι επεκτάσεις της θεωρίας του Stokes ισχύουν όταν: $H/D \ll (kd)^2$ για $kd < 1$ και $H/L \ll 1$ (Peregrine 1972). Αυτές οι απαιτήσεις ορίζουν έναν αριθμό Ursell, $U_R < 79$. Και έτσι αυτή η συνθήκη περιορίζει τα ύψη κυματισμών στα ρηχά νερά και περιορίζει την εφαρμογή των θεωριών Stokes (πρέπει $d/L > 1/8$ ή $kd > 0.78$). Συγκεκριμένο παράδειγμα είναι η μέγιστη τιμή του ύψους κύματος, που μπορεί να περιγραφεί από τη θεωρία Stokes 2^{ης} τάξης, και είναι ίση με το μισό του βάθους του νερού (Fenton 1985). Το πεδίο ισχύος της θεωρίας Cnoidal $d/L < 1/8$ και ο συντελεστής $U_R > 20$.

Ο Dean (1968,1974) παρουσίασε μια ανάλυση, στην οποία όριζε τις περιοχές εφαρμογής κάθε θεωρίας, χρησιμοποιώντας τους όρους H/T^2 και d/T^2 (το T^2 είναι ανάλογο του μήκους κύματος L). Ο Le Méhauté (1976) παρουσίασε μια ελαφρώς διαφορετική ανάλυση για να προσδιορίσει τα όρια καταλληλότητας της κάθε θεωρίας διάδοσης κυματισμών. Όπως απεικονίζεται στο **Σχ. 2.4**, η 4^{ης} τάξης θεωρία Stokes αντικαθίσταται με αυτή της 5^{ης} τάξης αφού η τελευταία χρησιμοποιείται συχνότερα σε πολλές εφαρμογές. Οι Dean και Le Méhauté προτείνουν και οι δυο τη θεωρία Cnoidal για κυματισμούς σε ρηγά νερά μικρής κλίσης, και τη θεωρία Stokes υψηλότερης τάξης για μεγάλης κλίσης κυματισμούς διαδιδόμενους στα βαθιά νερά. Η γραμμική θεωρία προτείνεται για μικρής κλίσης κύματα και χαμηλές τιμές δείκτη Ursell. Στα «ενδιάμεσα» και «βαθιά» νερά η γραμμική θεωρία είναι επαρκής, ωστόσο και άλλες θεωρίες συμπεριφέρονται ικανοποιητικά. Η θεωρία της ροϊκής συνάρτησης ή και η παρόμοια θεωρία του Fenton (1988) είναι κατάλληλες για μεγάλη περιοχή των κυματικών παραμέτρων. Για γνωστές τιμές των H , d και T το **Σχ. 2.4** χρησιμοποιείται σαν οδηγός για την επιλογή της κατάλληλης θεωρίας.

Είναι απαραίτητο να γνωρίζουμε τις οριακές τιμές του ύψους και της κλίσης κυματισμών σε διάφορα βάθη νερού, για να καθοριστεί η καταλληλότητα κάθε θεωρίας που χρησιμοποιεί την ανάλυση Stokes. Αυτό επιτυγχάνεται συγκρίνοντας το μέγεθος κάθε διαδοχικού όρου στην ανάλυση Stokes, όπου κάθε όρος πρέπει να είναι μικρότερος από αυτόν που προηγείται. Για παράδειγμα εάν ο δεύτερος όρος είναι μικρότερος από το 1% του πρώτου όρου της θεωρίας Stokes 2^{ης} τάξης, η οριακή κλίση δίνεται από τον τύπο:

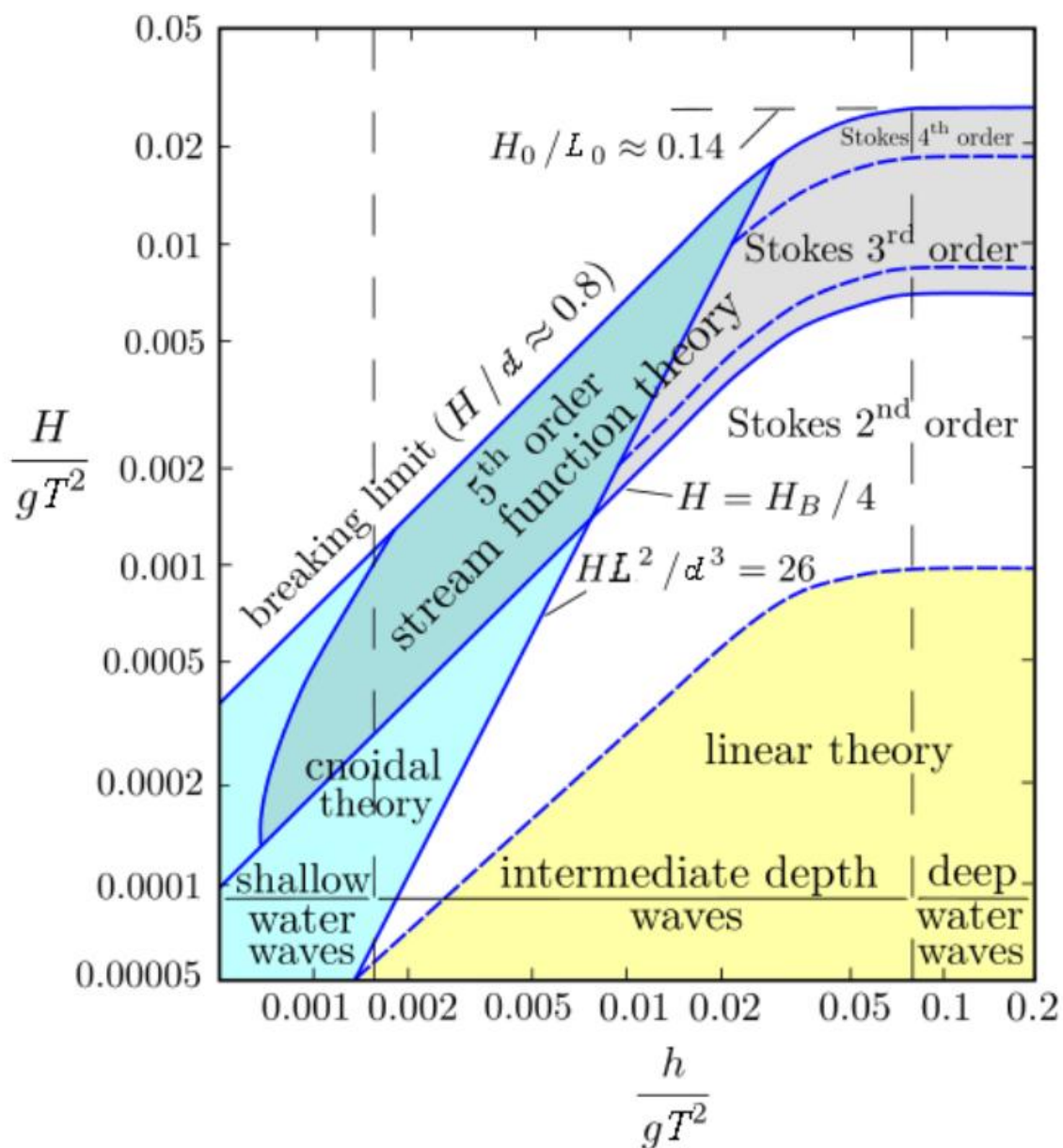
$$\frac{H}{L} \leq \frac{1}{80} \frac{\sinh^3 kd}{\cosh kd(3 + 2\sinh^2 kd)} \quad (2.28)$$

Εάν ο όρος της τρίτης τάξης είναι μικρότερος του 1% του αντίστοιχου δεύτερης τάξης, η οριακή κλίση είναι:

$$\frac{H}{L} \leq \frac{1}{7} \frac{\sinh^3 kd}{\sqrt{1 + 8\cosh^3 kd}} \quad (2.29)$$

Ομοίως, χρησιμοποιώντας την 5^{ης} τάξης ανάλυση, οι ασύμπτωτες στην 3^{ης} τάξης θεωρία είναι $H/L_0 < 0.1$ και $H/d < 3/4(kd)^2$ για βαθιά και ρηγά νερά αντίστοιχα. Αυτό επιτρέπει την

επέκταση του εύρους της θεωρίας Stokes, προσθέτοντας μικρές διαδοχικές περιοχές στο πεδίο της γραμμικής θεωρίας όπως φαίνεται στο διάγραμμα (Σχ. 2.4), μέχρι να προσεγγιστεί το όριο θραύσης.



Σχ. 2.4 Περιοχές εφαρμογής διάφορων θεωριών διάδοσης κυματισμών. (Le Méhauté, 1976)

2.5 Εισαγωγή στη θραύση κυματισμών

Ένα θαλάσσιο κύμα, που μεταδίδεται σε οριζόντιο ή κεκλιμένο πυθμένα με βάθη νερού μεγάλα σε σχέση με το μήκος κύματος και δεν υφίσταται την επίδραση εξωτερικών παραγόντων (άνεμος, θαλάσσιο ρεύμα κ.ά.) παραμένει σε γενικές γραμμές αμετάβλητο. Η σταθερότητα αυτή της ροής στα μεγάλα σχετικά βάθη νερού, αντανακλά την ελάχιστη επίδραση του πυθμένα στο κύμα, δεδομένου ότι το παρεμβαλλόμενο υψηλό υδάτινο στρώμα αποσβήνει την επίδραση. Η διατομή του ίδιου κύματος εμφανίζει παραμορφώσεις στις περιοχές μειωμένου σχετικού βάθους. Η μεταβολή αυτή συμβαίνει π.χ. στη διάρκεια της μεταδόσεως κύματος από την ανοιχτή θάλασσα προς την ακτή με κεκλιμένο πυθμένα: το βάθος d/L μειώνεται, αν και μειώνεται ταυτόχρονα τόσο το βάθος d , όσο και το μήκος του κύματος L , λόγω της ταχύτερης μείωσης του βάθους. Οι παραμορφώσεις της διατομής στον κεκλιμένο πυθμένα οφείλονται στην επίδραση του πυθμένα και αρχίζουν να εμφανίζονται στη ζώνη πριν τη θραύση.

Σε περιοχές με σχετικό βάθος μικρότερο από μια κρίσιμη τιμή, που εξαρτάται από την αρχική καμπυλότητα του κύματος και την κλίση του πυθμένα, οι παραμορφώσεις αυξάνουν σημαντικά. Στις παραμορφώσεις περιλαμβάνονται η αύξηση του ύψους κύματος, η μείωση του μήκους, η αύξηση της καμπυλότητας και η εμφάνιση ασυμμετριών και υψηλών αρμονικών στη διατομή του. Μακροσκοπικά οι εμφανέστερες παραμορφώσεις είναι η αύξηση του ύψους και η μείωση του μήκους, με αποτέλεσμα την οφθαλμοφανή αύξηση της καμπυλότητας του κύματος.

Η διατομή του κύματος αρχίζει να εμφανίζει σημεία αστάθειας, όταν οι αυξανόμενες παραμορφώσεις προσεγγίσουν ορισμένες οριακές τιμές. Η αστάθεια της διατομής σύντομα οδηγεί στη θραύση. Η θραύση είναι ένας φυσικός μηχανισμός, που συνοδεύεται από μετατροπή μέρους της κινητικής ενέργειας του κύματος σε ενέργεια τύρβης με ταυτόχρονη εμφάνιση αφρού. Σε πολλές περιπτώσεις ένα λεπτό στρώμα νερού εκτινάσσεται από την κορυφή του κύματος. Εφ' όσον η εκτινασσόμενη μάζα περιέχει το μεγαλύτερο μέρος της μάζας του κύματος, η θραύση είναι ολική και η καταστροφή του κύματος πλήρης. Διαφορετικά, το λεπτό στρώμα νερού κινείται με την επίδραση της βαρύτητας και προσκρούει στο υδάτινο στρώμα προς την ακτή. Μεταξύ της εκτινασσόμενης μάζας νερού και του εμπρόσθιου μετώπου της διατομής εγκλωβίζεται και συμπαρασύρεται αέρας. Η ποσότητα του αέρα αυξάνει με την τύρβη.

Η ροή στη ζώνη μετά τη θραύση παρουσιάζει σε μία περίοδο κύματος δύο χαρακτηριστικές φάσεις: τη φάση ανόδου και τη φάση καθόδου. Το υδάτινο στρώμα στη ζώνη μετά τη θραύση αρχίζει να κινείται προς την ακτή λόγω της ορμής, που αποκτά από το θραυόμενο κύμα. Η κίνηση είναι επιβραδυνόμενη κάτω από την επίδραση της βαρύτητας και της τριβής του πυθμένα. Η φάση ανόδου τερματίζεται, όταν η κινητική ενέργεια του στρώματος μετατραπεί σε δυναμική ενέργεια, οπότε μηδενίζονται οι ταχύτητες ανόδου των υγρών σωματιδίων. Μετά το τέλος της φάσεως ανόδου το υδάτινο στρώμα κινείται προς τα ανοιχτά λόγω της επίδρασης της βαρύτητας. Η κίνηση στη φάση καθόδου είναι επιταχυνόμενη ως τη χρονική στιγμή της επόμενης θραύσης.

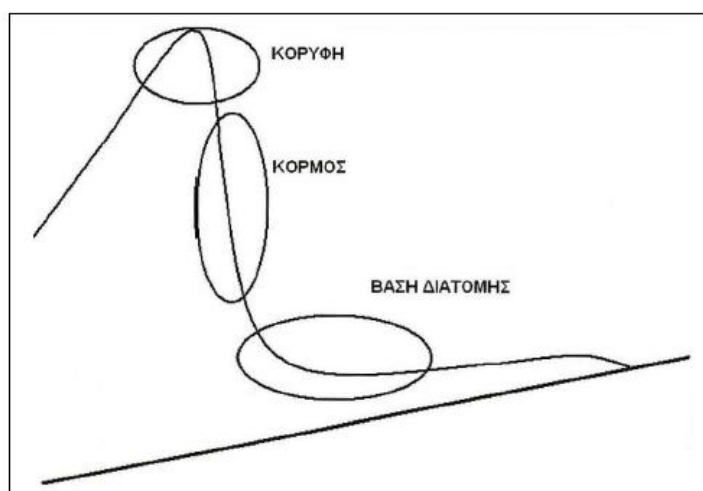
..

2.5.1 Τύποι θραύσης

Η θραύση εκδηλώνεται αρχικά σε μία από τις τρεις παρακάτω ζώνες της διατομής του κύματος (Σχ. 2.5):

- Άνω μέρος διατομής
- Κορμός της διατομής
- Βάση διατομής

Και οι τρεις ζώνες ευρίσκονται στο εμπρόσθιο τμήμα της διατομής. Η θεαματικότητα της θραύσεως διαφέρει ανάλογα με τη ζώνη εκδηλώσεως της. Θεαματικότερη και ταυτόχρονα καταστροφικότερη είναι η θραύση στο άνω μέρος διατομής, λιγότερο είναι στη βάση της διατομής.



Σχ. 2.5 Περιοχές εκδήλωσης θραύσης.

Η περισσότερη σχετική έρευνα έχει αφιερωθεί στη θραύση στο άνω μέρος της διατομής. Πρόκειται για τον πιο ενδιαφέροντα τύπο θραύσης για τον Μηχανικό, δεδομένου ότι οι μεγαλύτερες φορτίσεις προκαλούνται από θραύσεις τέτοιας μορφής. Η εμφάνιση της θραύσεως σε μια από τις τρεις παραπάνω ζώνες της διατομής του κύματος εξαρτάται από τις παραμέτρους: κλίση πυθμένα $\tan\beta$, αρχικό ύψος H_0 και μήκος κύματος L_0 και σχετικό βάθος νερού d/L . Υπάρχουν τέσσερις τύποι θραύσεως (Galvin 1968):

- i. **Θραύση κυλίσεως (spilling)** Η αστάθεια εμφανίζεται στο άνω μέρος της διατομής του κύματος και ταυτόχρονα εμφανίζεται χαρακτηριστικός αφρός στην επιφάνεια του νερού.
- ii. **Θραύση εκτινάξεως (plunging)** Η κορυφή του κύματος κινείται προς την ακτή ταχύτερα από τον κορμό του κύματος κάτω από την επίδραση μιας οριζόντιας ταχύτητας και της βαρύτητας.
- iii. **Θραύση εφορμήσεως (surging)** Η θραύση εμφανίζεται στη βάση της διατομής. Το σύνολο του κύματος συνεχίζει τη μετάδοση του προς την ακτή και μετά την εμφάνιση της θραύσεως.
- iv. **Θραύση καταρρεύσεως (collapsing)** Το εμπρόσθιο μέτωπο της διατομής τείνει να γίνει κατακόρυφο στη βάση της διατομής και στη συνέχεια να καταρρεύσει.

Στο **Σχ. 2.6** που ακολουθεί φαίνονται οι τύποι θραύσεως όπως εμφανίζονται στην πραγματικότητα.

Η εμφάνιση κάθε τύπου συνδέεται με την κυματική παράμετρο ξ_0 , η οποία ορίζεται:

$$\xi_0 = \tan\beta \left(\frac{H_0}{L_0} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.30)$$

Όπου ο δείκτης ο υποδηλώνει την κατάσταση στα βαθιά νερά (Galvin 1968, Battjes 1974). Σε ένα ομοιόμορφο κεκλιμένο πυθμένα ο τύπος θραύσης καθορίζεται ως εξής:

- Καταρρεύσεως/εφορμήσεως (collapsing/surging) $\xi_0 > 3,3$
- Εκτινάξεως (plunging) $0,5 < \xi_0 < 3,3$
- Κυλίσεως (spilling) $\xi_0 < 0,5$



Α. Θραύση κυλίσεως (spilling)



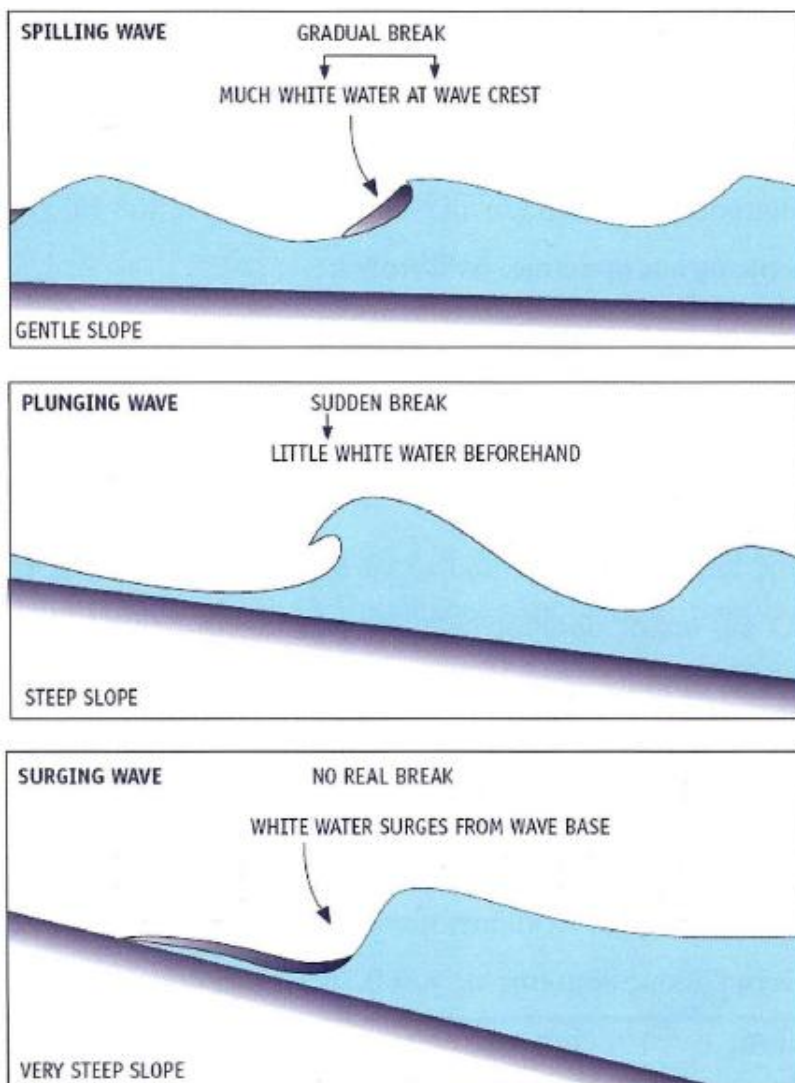
Β. Θραύση εκτινάξεως (plunging)



Γ. Θραύση καταρρεύσεως/εφορμήσεως (collapsing/surgng)

Σχ. 2.6 Τύποι θραύσεως. (Galvin 1968)

Σύμφωνα λοιπόν και με την παράμετρο ξ_0 , η θραύση κυλίσεως ολοκληρώνεται σε μια σχετικά επιμήκη ζώνη και εμφανίζεται σε κύματα υψηλής αρχικής καμπυλότητας σε ελαφρά κεκλιμένους πυθμένες (Σχ. 2.7). Στη θραύση εκτινάξεως η κυματική μορφή καταστρέφεται σε πολύ κεκλιμένους πυθμένες και σε κύματα μέτριας αρχικής καμπυλότητας. Το φαινόμενο ολοκληρώνεται σε μια σχετικά μικρού μήκους ζώνη θραύσεως. Τέλος οι τύποι καταρρεύσεως και εφορμήσεως συμβαίνουν για κυματισμούς μικρής καμπυλότητας σε πολύ απότομες κλίσεις πυθμένα.



Σχ. 2.7 Εμφάνιση τύπων θραύσεως ανάλογα με την κλίση πυθμένα και την αρχική καμπυλότητα κύματος.

Οι κυματισμοί που θραύονται με τον τύπο της κυλίσεως διαφέρουν στην κίνηση του ρευστού από τους κυματισμούς που δεν θραύονται (Dinoky, Le Mehaute, and Lin 1970) και δημιουργούν λιγότερη τύρβη στην περιοχή του πυθμένα και έτσι είναι λιγότερο αποτελεσματικοί στη μεταφορά ιζήματος συγκριτικά με τους άλλους τύπους θραύσεως. Η θραύση εκτινάξεως αντίθετα δημιουργεί μεγάλη κίνηση των ρευστών στοιχείων στην περιοχή του πυθμένα δημιουργώντας έτσι και κίνηση του ιζήματος της περιοχής αυτής .

Η μετάβαση από τον ένα τύπο θραύσεως στον άλλο δεν είναι τόσο απλοϊκή. Φυσικές διεργασίες πολύ πιο πολύπλοκες προκαλούν τη μεταβολή της γεωμετρίας της διατομής του κύματος στη θραύση. Για παράδειγμα το μέγεθος και η διεύθυνση του ανέμου μπορούν να επηρεάσουν τον τύπο θραύσεως (Douglass 1990).

2.5.2 Κριτήρια θραύσης

Πληθώρα ερευνών έχουν προσπαθήσει να υπολογίσουν το ύψος κυματισμών μόλις ξεκινάει το φαινόμενο της θραύσεως H_b . Δυο κοινοί δείκτες πρόβλεψης του H_b , είναι ο δείκτης βάθους θραύσης και ο δείκτης ύψους θραύσης. Αντίστοιχα:

$$\gamma_b = \frac{H_b}{d_b} \quad \text{και} \quad \Omega_b = \frac{H_b}{H_o} \quad (2.31)$$

Η αρχή της θραύσης των κυματισμών μπορεί να οριστεί με διάφορους τρόπους (Singamsetti and Wind 1980). Ο πιο απλός ορισμός είναι το σημείο στο οποίο το ύψος του κυματισμού γίνεται μέγιστο. Άλλοι ορισμοί είναι το σημείο στο οποίο το μέτωπο του κύματος γίνεται κάθετο (plunging) ή το σημείο στο οποίο πρωτοεμφανίζεται αφρός στην κορυφή (spilling).

Πρόσφατες μελέτες για τον προσδιορισμό των δεικτών θραύσης (γ_b , Ω_b) έχουν συνταχθεί χρησιμοποιώντας τους μοναχικούς κυματισμούς. Ο McCowan (1891) θεωρητικά προσδιόρισε το δείκτη βάθους θραύσης ως $\gamma_b = 0.78$ για ένα μοναχικό κυματισμό διαδιδόμενο σε οριζόντιο πυθμένα. Αυτή η τιμή χρησιμοποιείται συχνά από τους Μηχανικούς σαν μία πρώτη εκτίμηση του δείκτη θραύσης. Ο Munk (1949) ανέπτυξε την έκφραση του δείκτη ύψους θραύσης για ένα μοναχικό κύμα ως:

$$\Omega_b = 0.3 \left(\frac{H_o}{L_o} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.32)$$

Μετέπειτα μελέτες κατέληξαν ότι οι δείκτες θραύσης εξαρτώνται από την κλίση του πυθμένα και την αρχική καμπυλότητα του κύματος (Iversen 1952, Goda 1970, Weggel 1972, Singamsetti and Wind 1980, Sinamura 1980, Smith and Kraus 1991).

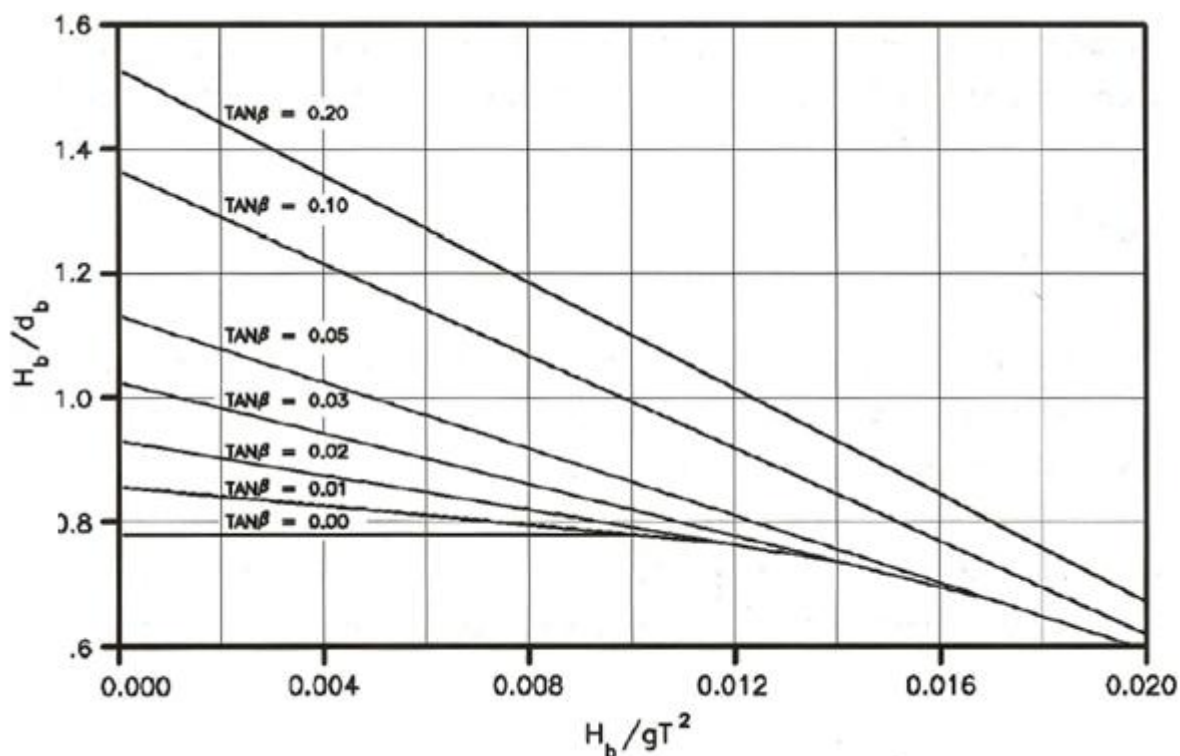
Ο Weggel (1972) με εργαστηριακές μετρήσεις για μονοχρωματικούς θραυόμενους κυματισμούς σε επίπεδο πυθμένα κατέληξε στην έκφραση του δείκτη βάθους θραύσης :

$$\gamma_b = b - a \frac{H_b}{gT^2} \quad (2.33)$$

Για κλίση πυθμένα $\tan\beta \leq 0.1$ και λόγο $H_0' / L_0 \sim 0.06$, όπου T η περίοδος, g η επιτάχυνση βαρύτητας, και H_0' το ισοδύναμο ύψος κυματισμού στα βαθιά νερά. Οι παράμετροι κλίσης πυθμένα a και b προσδιορίζονται εμπειρικά από τους τύπους:

$$a = 43.8(1 - e^{-19\tan\beta}) \quad \text{και} \quad b = \frac{1.56}{(1 + e^{-19.5\tan\beta})} \quad (2.34)$$

Το διάγραμμα (Σχ. 2.8) αποτυπώνει πως ο δείκτης βάθους θραύσης εξαρτάται από την κλίση πυθμένα και την κλίση του κυματισμού. Για μικρή καμπυλότητα κυματισμών ο δείκτης περιορίζεται στην τιμή 0.78, όταν η κλίση πυθμένα πλησιάζει το μηδέν, ενώ είναι διπλάσια αυτής της τιμής, δηλαδή 1.56, όταν η κλίση τείνει στο ∞ . Για μη ομοιόμορφες κλίσεις, θα πρέπει να χρησιμοποιείται ο μέσος όρος της κλίσης του πυθμένα από το σημείο που ξεκινάει η θραύση μέχρι το σημείο που τελειώνει ένα μήκος κύματος προς τη μεριά της ανοιχτής θάλασσας.



Σχ. 2.8 Δείκτης βάθους θραύσης σε συνάρτηση του λόγου H_b/gT^2 (Weggel 1972).

Τέλος αναφέρεται η ημιεμπειρική σχέση των Komar & Gaughan (1973) για τον δείκτη ύψους θραύσης, βασισμένη στη γραμμική θεωρία:

$$\Omega_b = 0.56 \left(\frac{H_o'}{L_o} \right)^{-\frac{1}{5}} \quad (2.35)$$

όπου ο συντελεστής 0.56 καθορίστηκε εμπειρικά από εργαστηριακές μετρήσεις.

2.6 Θραύση κυματισμών σε εξωτερικά λιμενικά έργα με πρανή

Σε αντίθεση με την προσέγγιση της θραύσης κυματισμών στις φυσικές ακτές με σχετικά ήπιες κλίσεις, για την περίπτωση εξωτερικών έργων ακτομηχανικής προστασίας με πρανή, ο καθορισμός του τύπου θραύσης δεν είναι εύκολος. Και αυτό διότι διάφορα φαινόμενα παρατηρούνται σαν σύνολο ενός γεγονότος θραύσης. Κατά τη διερεύνηση της θραύσης των κυμάτων στις φυσικές ακτές, η κυματική παράμετρος ξ_o (Galvin, 1968) αποτελεί ένα ευρέως αποδεκτό κριτήριο για την πρόβλεψη της μορφής ενός θραυόμενου κυματισμού. Ωστόσο για την περίπτωση εξωτερικών λιμενικών έργων με πρανή απότομης κλίσης στο πλαίσιο διερεύνησης της αναρρίχησης κυματισμών οι Van der Meer and Stam (1992) πρότειναν ένα κριτήριο καθορισμού του τύπου θραύσης σε συνάρτηση με το πορώδες της κατασκευής.

$$Av \xi_o = \tan\beta \left(\frac{H}{L_o} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.36)$$

όπου H το ύψος κύματος στον ανάντη πόδα της κατασκευής και για P την ονομαστική διαπερατότητα του κυματοθραύστη, με $P=0.1$ για αδιαπέρατες κατασκευές, $P=0.6$ για τις πλήρως διαπερατές και $P=0.4$ για τους συμβατικούς κυματοθραύστες ορίζεται ο κρίσιμος αριθμός Iribarren:

$$\xi_c = \left[5.77P^{0.3} \cdot (\tan\beta)^{\frac{1}{2}} \right]^{1/(P+0.75)} \quad (2.37)$$

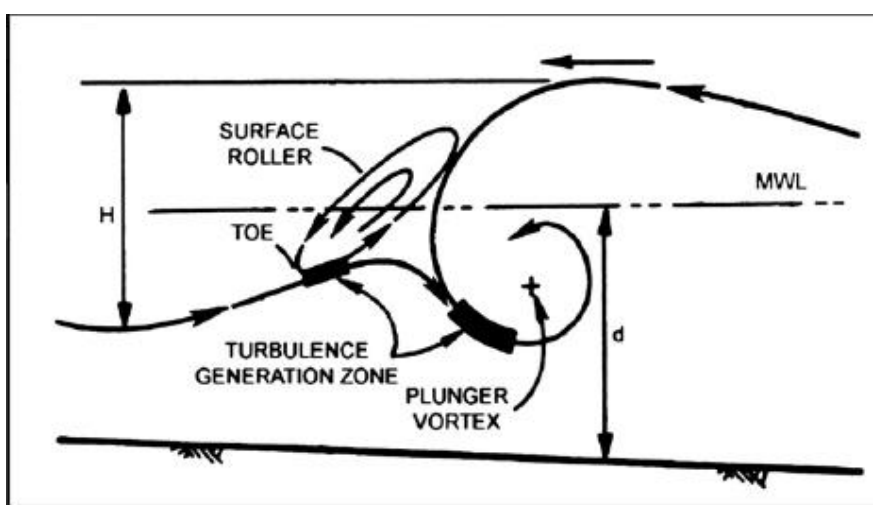
Τέλος αν $\xi_o \leq \xi_c$ τότε ο τύπος θραύσης είναι εκτινάξεως (plunging)

ενώ αν $\xi_o > \xi_c$ τότε ο τύπος θραύσης είναι εφορμήσεως (surging)

Δεδομένου του ποιοτικού χαρακτήρα μιας τέτοιας προσέγγισης, η κατηγοριοποίηση ενέχει τον μειονέκτημα αυθαίρετων παραδοχών. Μία λογική και όσο το δυνατόν αντικειμενική μέθοδος κατηγοριοποίησης ενός θραυόμενου κυματισμού μπορεί να βασιστεί στα χαρακτηριστικά του αρχόμενου μηχανισμού της θραύσης, το προφίλ του κυματισμού κατά τη θραύση και την εξέλιξη του πάνω και κατάντη της ύφαλής κατασκευής.

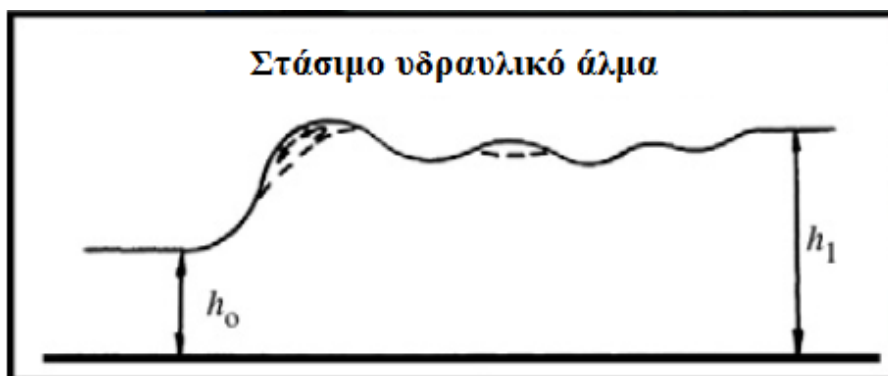
Σύμφωνα με διάφορες ποιοτικές προσεγγίσεις τρεις κατηγορίες τύπου θραύσης για εξωτερικά λιμενικά έργα με απότομες κλίσεις έχουν παρατηρηθεί. Ειδικότερα:

i. Κυλίσεως σε εκτινάξεως ("spilling-to-plunging", Peregrine, 1983; Basco, 1985)



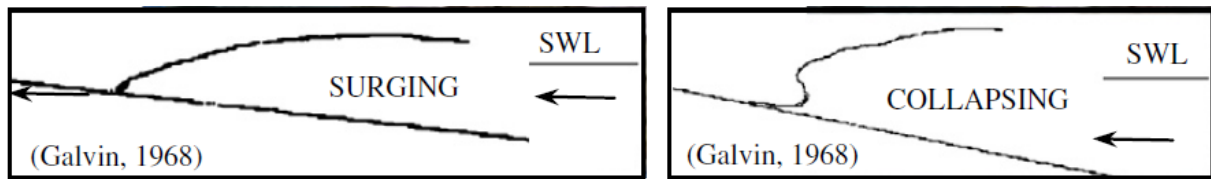
Σχ. 2.9 Υδροδυναμικό σχήμα περιγραφής τύπου θραύσης κυλίσεως σε εκτινάξεως ("spilling-to-plunging", Basco, 1985).

ii. Στάσιμο υδραυλικό άλμα ("bore" breakers)



Σχ. 2.10 Σχηματική απεικόνιση στάσιμου υδραυλικού άλματος.

iii. Καταρρεύσεως-εφορμήσεως ("collapsing-surgings" breakers, Galvin, 1968)



Σχ. 2.11 Σχηματική απεικόνιση θραύσης τύπου καταρρεύσεως-εφορμήσεως (Galvin, 1968).

Για την περίπτωση Υ.Κ. με πρηνή ήπιας κλίσης (1:10) έχουν παρατηρηθεί τύποι θραύσης 2 βημάτων (two-steps breakers), δηλαδή περιπτώσεις με δύο χρονικά διακριτούς τύπους θραύσης κατά τη χρονική εξέλιξη του φαινομένου (Takikawa et al., 1997; Calabrese et al. 2008).

Σε ότι αφορά τους ύφαλους κυματοθραύστες οι Calabrese et al. (2008) παρουσίασαν μία προσέγγιση για τον καθορισμό του τύπου θραύσης, με παραμετροποίηση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών και του πορώδους με την διεξαγωγή πειραμάτων για ένα ευρύ φάσμα κυματισμών τόσο για διαπερατή όσο και αδιαπερατή διατομή Υ.Κ.. Κατέληξαν στον καθορισμό δύο τροποποιημένων αριθμών Iribarren. Περιγράφονται ως (εξ. 2.38, 2.39 αντίστοιχα):

$$R_{*d} = \frac{m}{\sqrt{\frac{H_i}{H_i} R_c}} \frac{H_i}{R_c} \exp(-1.7P) \quad (2.38)$$

όπου:

m η κλίση του ανάντη πρηνούς

H_i το τυχαίο ύψος κύματος ανάντη της κατασκευής

R_c το ελεύθερο βάθος ύδατος (free board)

P η ονομαστική διαπερατότητα

L_o το μήκος κύματος στα βαθιά

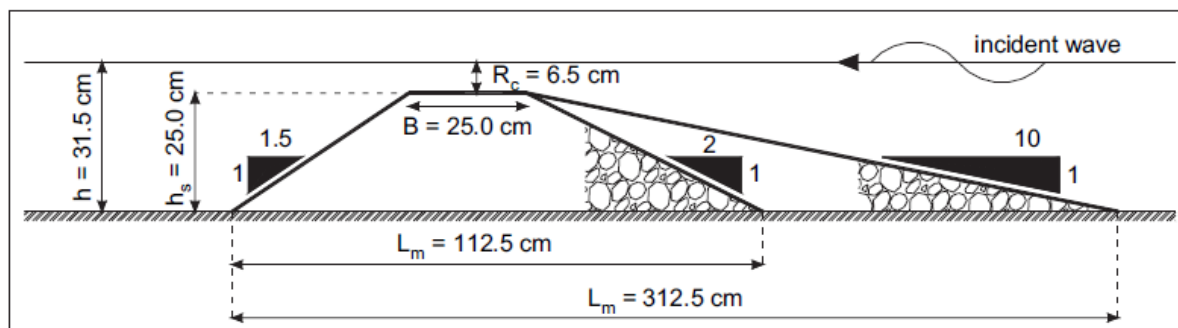
και

$$\xi_B = \frac{h_s}{\frac{h_s}{m} + B} \sqrt{\frac{H_i}{L_o}} \quad (2.39)$$

όπου:

h_s το ύψος της κατασκευής

B το πλάτος στέψης



Σχ. 2.11 Πειραματική διάταξη των Calabrese et al. (2008).

Σε ότι αφορά το κριτήριο θραύσης ο Goda (1974) πρότεινε τον υπολογισμό ενός ελαχίστου ύψους κύματος θραυόμενου κυματισμού συναρτήσει γεωμετρικών χαρακτηριστικών μιας κατασκευής.

$$H_i = AL_o \left[1 - \exp\left(-1.5 \frac{\pi R_c}{L_o}\right) \right] \quad (2.40)$$

όπου L_o το μήκος κύματος στα βαθιά

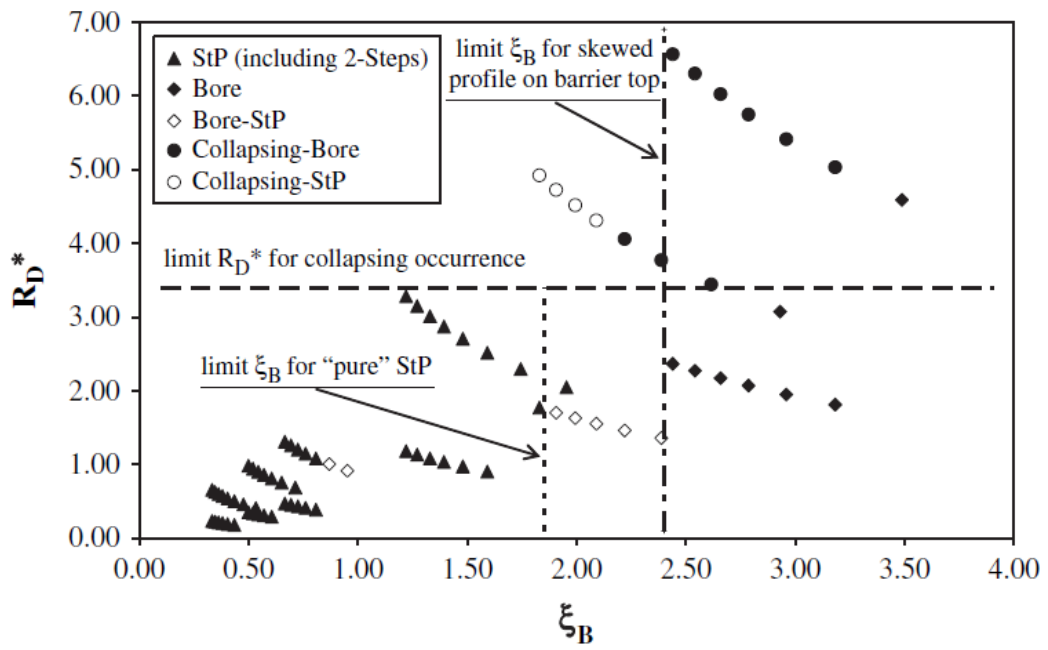
και με την εισαγωγή της ονομαστικής διαπερατότητας (Van der Meer, 1988) η παράμετρος A είναι:

$$A = 0.17 \exp(0.56P - 0.28m) \quad (2.41)$$

Πίν. 2B Βέλτιστες τιμές για την παράμετρο κλίμακας A (scale parameter).

	1:2 κλίση ανάντη πρανούς	1:10 κλίση ανάντη πρανούς
Διαπερατός Ύφαλος Κυματοθραύστης	0.155	0.160
Αδιαπερατός Ύφαλος Κυματοθραύστης	0.203	0.204

Οι Calabrese et al. (2008) κατέληξαν στο βασικό συμπέρασμα ότι για $\xi_B > 2.4$ παρατηρούνται θραυόμενα γεγονότα τύπου καταρρεύσεως σε συνδυασμό με στάσιμο υδραυλικό άλμα, ενώ για $\xi_B < 2.4$ ο μεικτός τύπος κυλίσεως σε εκτινάξεως (StP breaker). Ωστόσο δεν καθόρισαν το ακριβές όριο υπερίσχυσης της εκτινάξεως έναντι της κυλίσεως. Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται η οριοθέτηση υποπεριοχών για τον καθορισμό του τύπου θραύσης συναρτήσει του ζεύγους τιμών των τροποποιημένων αριθμών Iribarren R_d^* , ξ_B .



Σχ. 2.12 Παραμετροποίηση τύπων θραύσης συναρτήσεσι R_D^* , ξ_B (Calabrese et al., 2008).

3 ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

3.1 Μαθηματικά ομοιώματα διάδοσης κυματισμών τύπου Boussinesq

3.1.1 Εισαγωγή στα ομοιώματα τύπου Boussinesq

Η προσομοίωση της διάδοσης των κυματισμών και η ακριβής περιγραφή των μετασχηματισμών που υφίστανται στις παράκτιες περιοχές είναι απαραίτητη σε σχέση με τον σχεδιασμό των θαλάσσιων κατασκευών καθώς και με την πρόβλεψη της εξέλιξης του προφίλ της ακτογραμμής και του τυθμένα.

Τα τελευταία χρόνια έχει παρουσιαστεί ένας μεγάλος αριθμός ομοιωμάτων διάδοσης κυματισμών που βασίζονται στην επίλυση των διαφορικών εξισώσεων τύπου Boussinesq. Οι εξισώσεις Boussinesq προκύπτουν από την ολοκλήρωση των εξισώσεων Euler (ορμής) στο βάθος ροής με την παραδοχή σχετικά μακρών κυματισμών. Οι εξαρτημένες μεταβλητές που υπεισέρχονται στις εξισώσεις αυτές είναι η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας και η οριζόντια ταχύτητα του ρευστού, υπό μορφή μερικών παραγώγων διαφόρων τάξεων. Με τη χρήση των παραπάνω ομοιωμάτων είναι δυνατή η προσομοίωση της διάδοσης μη γραμμικών κυματισμών διασποράς στα ρηγά νερά και η περιγραφή των κυματικών φαινομένων της παράκτιας ζώνης όπως της ρήχωσης, της διάθλασης, της ανάκλασης, της περίθλασης, καθώς επίσης της θραύσης και της αναρρίχησης στην ακτή.

Όπως αναφέρθηκε και στο δεύτερο κεφάλαιο, η ανάλυση των κυματισμών διασποράς χαρακτηρίζεται από δύο σημαντικές παραμέτρους κλίμακας. Η πρώτη είναι η παράμετρος ϵ που εκφράζει τη διασπορά εύρους (amplitude dispersion) και κατ' επέκταση τη μη γραμμικότητα (non-linearity) και ορίζεται σαν ο λόγος του ύψους κύματος προς το βάθος $\epsilon=H/d$, ενώ η δεύτερη είναι το τετράγωνο του λόγου του βάθους προς ένα χαρακτηριστικό οριζόντιο μήκος (λαμβάνεται συνήθως ίσο με το μήκος κύματος) $\sigma^2=(d/L)^2$ και εκφράζει τη διασπορά συχνοτήτων (frequency dispersion) (Karambas 1999). Λόγω της μαθηματικής τους διατύπωσης οι πρωταρχικές μορφές των εξισώσεων Boussinesq αναφέρονται σε κυματισμούς

ελαφρά μη γραμμικούς (weakly nonlinear) και με ελαφρά διασπορά συχνοτήτων (weak dispersion).

Πρέπει να τονιστεί ότι η μορφή των εξισώσεων Boussinesq δεν είναι συγκεκριμένη, αντιθέτως στη σχετική βιβλιογραφία απαντώνται διαφορετικές εκδοχές των εξισώσεων, οι οποίες συνιστούν το αποτέλεσμα μιας μακρόχρονης εξελικτικής διαδικασίας. Οι διαφορές μεταξύ τους σχετίζονται κυρίως με τη διαφορετική επιλογή – θεώρηση της οριζόντιας ταχύτητας και τους διαφορετικούς όρους ανώτερης τάξης που διατηρούνται κατά την κατάστρωση των εξισώσεων. Διακρίνουμε τις παρακάτω περιπτώσεις ως προς την επιλογή της οριζόντιας ταχύτητας:

- Μέση στο βάθος ταχύτητα (depth-averaged velocity)
- Ταχύτητα στη στάθμη ηρεμίας ύδατος (velocity at the still water level)
- Ταχύτητα σε τυχαίο βάθος (velocity at an arbitrary depth)
- Ταχύτητα στον πυθμένα (bottom velocity)

Στα ομοιώματα Boussinesq η κατακόρυφη (στο βάθος) κατανομή της οριζόντιας ταχύτητας είναι πολυωνυμική δευτέρου βαθμού και η αντίστοιχη κατανομή της κατακόρυφης ταχύτητας γραμμική.

3.1.2 Συνοπτική περιγραφή της εξέλιξης των μοντέλων Boussinesq

Η διάδοση των κυματισμών σε νερά σταθερού βάθους μελετήθηκε για πρώτη φορά από τον Boussinesq (1872) που παρουσίασε ένα σετ εξισώσεων με ισχύ σε μία οριζόντια διάσταση. Πιο πρόσφατα, οι Mei and Le Mehaute (1966) επέκτειναν τις εξισώσεις αυτές στην περίπτωση κεκλιμένου πυθμένα. Η σταθερή και αυστηρή μαθηματική λύση που έδωσαν βασίστηκε στην υπόθεση ότι οι χωρικές παράγωγοι του βάθους που αντιστοιχεί στη στάθμη ηρεμίας (Σ.Η.) είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με το λόγο του βάθους στη Σ.Η. προς το μήκος κύματος. Οι εξισώσεις αυτές περιγράφουν την ανάπτυξη σχετικά μακρών κυματισμών, ελαφρά μη γραμμικών σε νερά μεταβαλλόμενου βάθους. Παρόμοιο σετ εξισώσεων παρουσιάστηκε από τον Peregrine (1967), ο οποίος ολοκλήρωσε την εξίσωση συνεχείας και τις εξισώσεις Euler σε δύο οριζόντιες διαστάσεις, χρησιμοποιώντας μια τεχνική

αναπτυγμάτων η οποία πρώτο-εφαρμόστηκε από τον Keller (1948). Οι εξισώσεις του Peregrine αποτέλεσαν το πρότυπο για μια σειρά από μεταγενέστερες εργασίες και γι' αυτό χαρακτηρίζονται ως «κλασικές».

Οι κλασικές εξισώσεις Boussinesq ισχύουν στα ρηχά νερά. Το γεγονός αυτό θέτει σοβαρούς περιορισμούς σε πρακτικές εφαρμογές και για το λόγο αυτό έγιναν σοβαρές προσπάθειες ώστε να βελτιωθούν τα χαρακτηριστικά διασποράς στα βαθιά νερά. Ο Witting (1984) χρησιμοποίησε μια εκδοχή της ακριβούς πλήρως μη γραμμικής ολοκληρωμένης στο βάθος εξίσωση ορμής, διαμορφωμένης σε όρους της οριζόντιας ταχύτητας σε κάποιο βάθος. Μια τεχνική προσέγγισης Pade χρησιμοποιήθηκε για να συσχετιστούν οι διαφορετικές μεταβλητές ταχύτητας με συντελεστές επιλεγμένους ώστε να δίνουν τα καλύτερα χαρακτηριστικά γραμμικής διασποράς (linear dispersion). Η προσπάθεια αυτή είχε εξαιρετικά αποτελέσματα, όμως περιορίζεται σε νερά σταθερού βάθους. Επιπλέον φαίνεται ότι είναι δύσκολη η εφαρμογή της τεχνικής σε δύο οριζόντιες διαστάσεις.

Εμπνευσμένοι από την ιδέα του Witting (1984), οι Madsen et al. (1991), τροποποίησαν τις εξισώσεις Boussinesq που μελετήθηκαν από τους Abbott et al. (1984), έτσι ώστε να περιλαμβάνουν βελτιωμένα χαρακτηριστικά γραμμικής διασποράς στα βαθιά νερά. Ωστόσο, δεδομένου ότι στις αρχικές εξισώσεις έγινε η υπόθεση ότι ο πυθμένας είναι οριζόντιος δεν μοντελοποιήθηκε η διάδοση των κυματισμών από τα βαθιά στα ρηχά νερά (μεταβλητό βάθος). Αυτός ο περιορισμός παρακάμφθηκε εν μέρει από τους Madsen and Sorensen (1992) οι οποίοι σε αντίθεση με τους προηγούμενους συμπεριέλαβαν χωρικές παραγώγους πρώτης τάξης του βάθους στη Σ.Η. για την προσέγγιση των όρων διασποράς, αλλά οι παράγωγοι ανώτερης τάξης και παράγωγοι όροι αγνοήθηκαν, περιορίζοντας έτσι τους υπολογισμούς σε ομαλά κεκλιμένο πυθμένα.

Οι Yoon and Liu (1989) μελέτησαν την αλληλεπίδραση ρευμάτων και ελαφρά μη γραμμικών κυμάτων και παρουσίασαν μια διαφορετική διαδικασία ολοκλήρωσης από αυτή του Peregrine (1967). Η μέθοδος τους υιοθετήθηκε από τον Nwogu (1993) ο οποίος υπέθεσε επίσης ότι οι χωρικές παράγωγοι του βάθους στη Σ.Η. είναι της ίδιας τάξης με το λόγο του βάθους στη Σ.Η. προς το μήκος κύματος. Ο Nwogu εργαζόμενος σε σταθερή και αυστηρή βάση ανέπτυξε ένα σετ εξισώσεων Boussinesq που ισχύουν σε δύο οριζόντιες διαστάσεις.

Οι Beji and Battjes (1994) μελέτησαν τη διάδοση κυματισμών πάνω από μια τραπεζοειδή διατομή χρησιμοποιώντας ένα ομοίωμα τύπου Boussinesq με βελτιωμένα χαρακτηριστικά γραμμικής διασποράς στα βαθιά νερά. Παρόλο που οι εξισώσεις διαφέρουν απ' αυτές που

ανέπτυξαν οι Madsen et al. (1991), έγινε με παρόμοια τεχνική χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις του Peregrine (1967). Η ισχύς του ομοιώματος επιβεβαιώθηκε σε σύγκριση με πειράματα που έγιναν σε κανάλι.

Μια εναλλακτική προσέγγιση υιοθετήθηκε από τους Wei and Kirby (1994) που κατάστρωσαν τις εξισώσεις του Nwogu (1993) με ένα πιο άμεσο τρόπο. Αντί να συμπεριληφθούν οι όροι σφαλμάτων αποκοπής τρίτης παραγώγου, οι πρώτες παράγωγοι διακριτοποιήθηκαν σε τέταρτη τάξη τόσο στο χρονικό όσο και στο χωρικό βήμα.

Πρόσθετες βελτιώσεις των εξισώσεων Boussinesq έγιναν από τους Wei and Kirby (1994) που επέκτειναν τις εξισώσεις του Nwogu ώστε να περιλαμβάνουν όλες τις τάξεις της μη γραμμικής παραμέτρου. Σε σχέση με τις τυπικές, οι πλήρως μη γραμμικές εξισώσεις περιλαμβάνουν πολλές πρόσθετες παραγώγους, καθιστώντας την αριθμητική επίλυση πιο περίπλοκη. Παρόλα αυτά, οι εξισώσεις επιλύθηκαν αριθμητικά σε μια οριζόντια διάσταση από τους Wei et al. (1995) που χρησιμοποίησαν τη μέθοδο εκτίμησης-διόρθωσης των Wei and Kirby (1994). Σε σύγκριση με τα αποτελέσματα μιας ακριβούς αριθμητικά μεθόδου οριακών στοιχείων των Grilli et al. (1989) έγινε φανερό ότι οι νέες εξισώσεις βελτιώνουν την περιγραφή του μετασχηματισμού του ύψους κύματος κατά τη ρήχωση.

Μια νέα προσέγγιση έγινε από τους Nadaoka et al. (1994), που κατέστρωσαν ένα σετ εξισώσεων Boussinesq σε δύο οριζόντιες διαστάσεις. Σε αντίθεση με τις προηγούμενες διαδικασίες χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος Galerkin για να προκύψει μια βέλτιστη μορφή του προφίλ της οριζόντιας ταχύτητας, γεγονός που οδήγησε σε εξισώσεις με εξαιρετικά χαρακτηριστικά διασποράς σε ένα μεγάλο εύρος βαθών. Σε μία οριζόντια διάσταση, η σύγκριση αρκετών αριθμητικών παραδειγμάτων με πειραματικά αποτελέσματα σε κανάλι, κατέδειξε την ικανότητα του ομοιώματος να αναπαράγει σωστά το κυματικό προφίλ και το πεδίο ταχυτήτων. Οι Beji and Nadaoka (1994) διαμόρφωσαν το υπολογιστικό ομοίωμα ώστε να περιλαμβάνει και τη δεύτερη οριζόντια διάσταση. Στο όριο του υπολογιστικού πεδίου, τα εξερχόμενα κύματα φιλτράρονταν με τη χρήση μιας συνθήκης ακτινοβολίας ανώτερης τάξης που προτάθηκε αρχικά από τους Engquist and Majda (1977). Τέλος, οι Beji and Nadaoka (1996) παρουσίασαν ένα σετ εξισώσεων Boussinesq με βελτιωμένα χαρακτηριστικά διασποράς, η διαδικασία κατάστρωσης των οποίων είναι εξαιρετικά σύντομη.

Οι Schäffer and Madsen (1995), συνδυάζοντας τις ιδέες του Nwogu (1993) και των Madsen and Sorensen (1992), ενσωμάτωσαν πρόσθετες βελτιώσεις σε ένα σετ εξισώσεων Boussinesq. Διατηρώντας όρους ανώτερης τάξης στη συχνότητα διασποράς αλλά και στη διασπορά

εύρους, οι Madsen et al. (1996), κατάστρωσαν ένα νέο σετ εξισώσεων Boussinesq. Με σκοπό να βελτιώσουν τα χαρακτηριστικά γραμμικής διασποράς στα βαθιά νερά, οι εξισώσεις διαμορφώθηκαν με μια τεχνική που περιγράφηκε από τους Schäffer and Madsen (1995). Δεδομένου ότι οι εξισώσεις περιλαμβάνουν όρους παραγώγων πέμπτης τάξης, τα υπολογιστικά σχήματα είναι σχετικά περίπλοκα. Οι Chen et al. (1996) εφήρμοσαν την ίδια τεχνική για να βελτιώσουν τη γραμμική συχνότητα διασποράς που προκαλείται από την αλληλεπίδραση κύματος-ρεύματος. Εξάλλου, οι Madsen and Schäffer (1998) (§3.2.1) κατέληξαν σε νέες μορφές εξισώσεων Boussinesq ανώτερης τάξης, τις οποίες ανέπτυξαν τόσο σε όρους της οριζόντιας ταχύτητας στη στάθμη ηρεμίας, όσο και της μέσης στο βάθος οριζόντιας ταχύτητας και της οριζόντιας ταχύτητας σε τυχαίο βάθος.

Ο Karambas (1999) αναπτύσσοντας σε δυναμοσειρά την κατακόρυφη ταχύτητα και επιλύοντας αναλυτικά την εξίσωση Laplace, διατύπωσε ένα σετ εξισώσεων Boussinesq. Οι εξισώσεις που πρότεινε περιλαμβάνουν βελτιωμένα χαρακτηριστικά διασποράς για μονοχρωματικούς κυματισμούς. Επίσης στην εργασία του ο Zou (1999) καταλήγει σε ένα σετ εξισώσεων με ακρίβεια τρίτης τάξεως ($O(\varepsilon^2, \varepsilon \mu^2, \mu^4)$, όπου $\mu=d/L_0$). Οι εκφράσεις για τις κάθετες κατανομές της κάθετης και της οριζόντιας ταχύτητας είναι τρίτης και τέταρτης τάξης πολυώνυμα αντίστοιχα.

Άλλες έρευνες, όπως των Madsen and Schäffer (1998) και Gobbi, Kirby & Wei (2000) αύξησαν το όριο του σχετικού βάθους μέχρι την τιμή $kd=6$. Οι Agnon, Madsen & Schäffer (1999) παρουσίασαν μια νέα προσέγγιση στην οποία είναι δυνατόν να πετύχει η ίδια ακρίβεια και στις μη γραμμικές και στις γραμμικές ιδιότητες. Στην εργασία τους βασιστήκανε σε μια ακριβή λύση των οριακών συνθηκών, της ελεύθερης επιφάνειας και του πυθμένα, συνδυάζοντας μια προσεγγιστική λύση της εξίσωσης Laplace. Το πεδίο ταχυτήτων εκφράζεται σε όρους και της κάθετης και της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας στη (Σ.Η.). Οι εξισώσεις τους επιτρέπουν μια ακριβή περιγραφή μη γραμμικών κυμάτων διασποράς μέχρι και $kd=6$. Όμως ένα πρόβλημα, που δεν λύθηκε από τους Agnon, Madsen & Schäffer (1999), ήταν να αποδώσουν μια ακριβή κατανομή του κατακόρυφου πεδίου ταχυτήτων.

Πιο πρόσφατες έρευνες έχουν πρακτικά εξαλείψει τον περιορισμό του βάθους νερού και αναλύουν υψηλής μη γραμμικότητας κυματισμούς με μεγάλη ακρίβεια και αποτελεσματικότητα. Οι εξισώσεις που κατέληξαν οι Madsen et al. (2002, 2003) περιγράφουν κυματισμούς υψηλής μη γραμμικότητας σε βάθη $kd \approx 25$ ($k=$ αριθμός κύματος, $d=$ βάθος νερού) με αποτελεσματικό και ακριβή τρόπο και υπολογίζοντας τα κινηματικά

χαρακτηριστικά (ταχύτητες) των κυματισμών σε αδιάστατα βάθη $kd \approx 12$. Αυτό το πέτυχαν, γενικεύοντας την προσέγγιση των Agnon, Madsen & Schäffer (1999), και επεκτείνοντας την λύση Laplace από ένα ακαθόριστο επίπεδο-Z παρά από τη (Σ.Η.).

Ο Schäffer (2004) πρότεινε ένα καινούριο μονοδιάστατο, μη-γραμμικό, πλήρους διασποράς, μοντέλο post-Boussinesq. Με όρους την ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας και την οριζόντια ταχύτητα στη (Σ.Η). Το μοντέλο βασίζεται σε ρητές και ακριβείς εκφράσεις των εσωτερικών κινηματικών χαρακτηριστικών, τα οποία επεξεργάστηκαν συνελκτικά στο χώρο με κατάλληλες συναρτήσεις παλμού. Μια παρόμοια προσέγγιση χρησιμοποιήθηκε επιτυχώς και στη μελέτη του Schaffer (2003) για τον υπολογισμό του πεδίου των ταχυτήτων στη (Σ.Η). Οι Bingham και Agnon (2005) επίσης παρήγαγαν μια μέθοδο Boussinesq πλήρους διασποράς, με ελάχιστο ποσοστό λάθους προσέγγισης για όλα τα βάθη $kd < \infty$. Αυτό το πέτυχαν εισάγοντας τη γενικευμένη (2D) μετατροπή Hilbert η οποία εκτιμάται χρησιμοποιώντας τους μετασχηματισμούς Fourier, ξεπερνώντας κάθε πρακτικό περιορισμό στο σχετικό βάθος νερού.

Οι Karambas & Memos (2008) κατέστρωσαν ένα μοντέλο τύπου post-Boussinesq. Οι εξισώσεις που προέκυψαν είναι παρόμοιες με εκείνες που κατέστρωσαν οι Chester (1968) και Tsutsui et al. (1998) (§3.2). Το σύστημα των εξισώσεων που προτάθηκε από τους Karambas & Memos, ορίζεται σε δύο οριζόντιες διαστάσεις και προσομοιάζει τη διάδοση κυματισμών πλήρους διασποράς και ελαφρώς μη γραμμικών, σε οποιοδήποτε πεπερασμένο βάθος νερού. Το μοντέλο περιέχει πέντε όρους στην εξίσωση ορμής, περιέχοντας τους όρους της εξίσωσης μακρών κυματισμών και μόνο έναν όρο διασποράς συχνότητας. Το αριθμητικό σχήμα επίλυσής του βασίζεται σε ένα απλό σχήμα πεπερασμένων διαφορών, το οποίο σημαίνει ότι το μοντέλο δεν εμπλέκει την επίλυση μεγάλων συστημάτων αλγεβρικών εξισώσεων όπως σε άλλες φόρμουλες Boussinesq. Όμως δεν λύθηκε το πρόβλημα ικανοποιητικής περιγραφής της διάδοσης των κυματισμών σε σημεία απότομης αλλαγής κλίσης ύφαλων κατασκευών.

Οι Chondros, M., Memos, C. and Karambas (2009) επέκτειναν το μοντέλο Karambas & Memos (2008) με το κριτήριο θραύσης των Kennedy et al. (2000). Για τη βελτίωση του προγενέστερου μοντέλου ενσωματώθηκε όρος για την προσομοίωση απώλειας ενέργειας στην εξίσωση ορμής, λόγω τριβής στον πυθμένα καθώς και όροι υψηλότερης μη γραμμικότητας για την απαλοιφή αποκλίσεων που συνοδεύονται από την αύξηση του αριθμού U_R και της μη γραμμικότητας. Σε ότι αφορά την επίλυση του ομοιώματος

υιοθετήθηκε το αριθμητικό σχήμα εκτίμησης-διόρθωσης (predictor-corrector) των Adams-Bashforth-Moulton.

3.1.3 Εισαγωγή της θραύσης στα μοντέλα Boussinesq

Η συνέπεια της εφαρμογής των ομοιωμάτων Boussinesq στη ζώνη θραύσης είναι προβληματική. Στην περιοχή αυτή η μη γραμμικότητα γίνεται σημαντική ($\varepsilon \rightarrow O(1)$) ενώ οι όροι διασποράς τείνουν να απαλειφθούν ($\sigma^2 \rightarrow 0$). Συνεπώς σε αυτό το όριο το ομοίωμα Boussinesq προσεγγίζει τις συνήθεις μη γραμμικές εξισώσεις των κυματισμών στα ρηχά νερά. Οι εξισώσεις αυτές περιγράφουν την ανέλιξη και τη θραύση οποιασδήποτε αρχικής μορφής κύματος και για το λόγο αυτό δεν επιτρέπουν τη μοντελοποίηση σε αρκετά σημαντική απόσταση μη θραυόμενων κυματισμών. Με τις εξισώσεις των ρηχών νερών είναι δυνατόν να προσομοιωθεί με επιτυχία η σκέδαση των κυμάτων στη ζώνη θραύσης και η αναρρίχηση τους στην ακτή. Η αριθμητική επίλυση βασίζεται συνήθως στο σχήμα Lax-Wendroff, το οποίο διατηρεί τις συντηρητικές ιδιότητες της μάζας και της ορμής αλλά επιτρέπει τη σκέδαση της ενέργειας. Η αντιμετώπιση αυτή δίνει προβλέψεις που βρίσκονται σε ικανοποιητική συμφωνία με μετρήσεις και αφορούν το ύψος των θραυόμενων κυμάτων, τις ταχύτητες του ρευστού, τη λοξότητα και τα χαρακτηριστικά ασυμμετρίας των κυμάτων.

Η θραύση των κυματισμών συμπεριλήφθηκε αρχικά στις εξισώσεις τύπου Boussinesq από τον Tao (1983) και τους Abbott et al. (1983), οι οποίοι εισήγαγαν έναν όρο τυρβώδους συνεκτικότητας στην ολοκληρωμένη στο βάθος εξίσωση ορμής (Hamm et al. 1993). Ο όρος αυτός εκφράστηκε σαν γινόμενο των οριζόντιων βαθμίδων της θεωρούμενης ροϊκής μεταβλητής και ενός τοπικού συντελεστή τυρβώδους συνεκτικότητας, σχετιζόμενου με το βάθος του νερού και την τυρβώδη κινητική ενέργεια. Μια εξίσωση μεταφοράς εφαρμόστηκε για την περιγραφή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Ο Zelt (1991) χρησιμοποίησε επίσης έναν όρο τυρβώδους συνεκτικότητας για να περιγράψει με ικανοποιητική ακρίβεια τη διάδοση μοναχικών θραυόμενων κυμάτων και την αναρρίχηση τους στην ακτή. Στην εργασία του Zelt ο τοπικός συντελεστής τυρβώδους συνεκτικότητας υπολογιζόταν συναρτήσει ενός μήκους ανάμιξης. Οι Karambas et al. (1990,1991) ακολούθησαν την ίδια τεχνική, όμως ο τοπικός συντελεστής τυρβώδους συνεκτικότητας, προσδιορίστηκε χρησιμοποιώντας ένα απλό αλγεβρικό κλείσιμο που ήταν ανάλογο με το γινόμενο της γραμμικής ταχύτητας φάσης στα

ρηγά νερά και το βάθος νερού. Οι Karambas και Koutitas (1992) υιοθέτησαν μία πιο περίπλοκη μεθοδολογία στην οποία η τυρβώδης συνεκτικότητα προσδιορίστηκε υποθέτοντας ότι η τύρβη παράγεται στο μέτωπο του θραυόμενου κύματος και στα απόνερα του προηγηθέντος κύματος. Η θέση του σημείου θραύσης και το πλάτος της ζώνης θραύσης προσδιορίστηκαν βάσει εμπειρικών σχέσεων.

Οι Schäffer et al. (1993) σημείωσαν ότι το κύριο μειονέκτημα των παραπάνω μεθόδων είναι η υποτιθέμενη σχέση μεταξύ της σκέδασης της ενέργειας και των οριζοντίων βαθμίδων της οριζόντιας ροϊκής μεταβλητής. Η σκέδαση την ενέργειας εξαρτάται γενικά από τις κατακόρυφες βαθμίδες του οριζόντιου προφίλ της ταχύτητας (Madsen 1981) και γι' αυτό οι μέθοδοι διαφοροποιούνται οριακά μόνο στη χρησιμοποίηση της διεπιφάνειας σκέδασης.

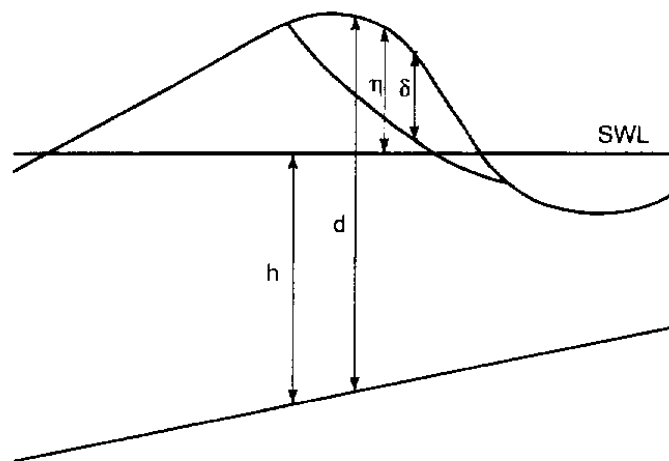
Ο Engelund (1981) περιέγραψε ένα ελαφρύ υδραυλικό άλμα θεωρώντας ένα επιπλέον όρο πίεσης στην ολοκληρωμένη στο βάθος εξίσωση ορμής που προέρχονταν από την παρουσία ενός επιφανειακού υδάτινου κυλίνδρου (surface roller). Χρησιμοποιώντας την αναλογία μιας ξεχωριστής ροής διαχυτήρων η κλίση της διεπιφάνειας ανάμεσα στον κύλινδρο και την επικείμενη οργανωμένη ροή εκτιμήθηκε περίπου ίση με 10° . Ο Deigaard (1989) ακολούθησε τις ιδέες του Engelund και εισήγαγε τη θεώρηση του επιφανειακού κυλίνδρου σε ένα ομοίωμα Boussinesq που βασιζόταν αρχικά στις εξισώσεις των Abbott et al. (1978). Έγινε η υπόθεση ότι ο επιφανειακός κύλινδρος είναι μία μάζα νερού που ταξιδεύει με την ταχύτητα του κύματος. Η θραύση του κύματος ξεκινούσε όταν η τοπική κλίση του μετώπου του κύματος ξεπερνούσε την οριακή τιμή που προσδιόρισε ο Engelund. Παρόμοια η θραύση σταματούσε όταν η μέγιστη κλίση του μετώπου του κύματος έπαιρνε τιμή μικρότερη της εφαιπτομένης των 10° . Προκαταρκτικά παραδείγματα μη γραμμικών κυμάτων θραυόμενων πάνω από έναν πυθμένα με γραμμικές υβώσεις κατέδειξαν τις δυνατότητες του ομοιώματος.

Οι Brocchini et al. (1991,1992) ποσοτικοποίησαν τη διατμητική τάση στη διεπιφάνεια του επιφανειακού κυλίνδρου και της υποκείμενης ροής κάνοντας την υπόθεση ότι πίεση μέσα στον κύλινδρο είναι υδροστατική. Αυτό συμπεριλήφθηκε στις εξισώσεις τύπου Boussinesq και συνδυάστηκε με μία εμπειρική σχέση για τον εντοπισμό και την ανάπτυξη του επιφανειακού κυλίνδρου. Δόθηκαν παραδείγματα που έδειξαν ικανοποιητική συμφωνία με πειραματικά δεδομένα.

Οι Madsen & Svendsen (1983) και οι Svendsen & Madsen (1984), διαδοχικά, ανέπτυξαν ένα θεωρητικό μοντέλο για την περιγραφή του μετώπου ενός τυρβώδους κατακόρυφου μετώπου που κινείται πάνω σε οριζόντιο ή κεκλιμένο πυθμένα. Σε αυτή την προσέγγιση, μια πλήρως

τυρβώδης διατμητική ροή θεωρήθηκε στο ανώτερο στρώμα της στήλης του νερού, ενώ μια πρακτικά αστρόβιλη ροή θεωρήθηκε στο κατώτερο στρώμα. Εκτός από μια εξίσωση ορμής ολοκληρωμένη μόνο στην τυρβώδη περιοχή και οι ολοκληρωμένες στο βάθος εξισώσεις συνέχειας, ορμής και ενέργειας επιλύονταν ταυτόχρονα. Χωρίς την τύρβη το σύστημα των εξισώσεων μετασχηματίζεται στις μη γραμμικές εξισώσεις των κυματισμών στα ρηχά νερά. Ένα σημαντικό συμπέρασμα που βγήκε απ' αυτές τις μελέτες είναι το γεγονός ότι το απλοποιημένο φαινόμενο της θραύσης μπορεί να συμπεριληφθεί στις εξισώσεις ορμής με την υπόθεση της αναδιανομής της οριζόντιας ταχύτητας πάνω στην κατακόρυφη ταχύτητα. Αυτό οδηγεί σε πρόσθετους όρους συναγωγής στις ολοκληρωμένες στο βάθος εξισώσεις ορμής.

Οι ιδέες που περιγράφηκαν προηγούμενων ακολουθήθηκαν από τους Schäffer et al. (1993), που συμπεριέλαβαν το φαινόμενο της υπερχειλίζουσας θραύσης κύματος σε ένα σετ εξισώσεων τύπου Boussinesq όμοιες με αυτές του Peregrine. Οι υπολογισμοί έγιναν σε μία οριζόντια διάσταση χρησιμοποιώντας τη θεώρηση του επιφανειακού κυλίνδρου (βλ. Σχ.2.5). Βασιζόμενοι στην υπόθεση μιας ομοιόμορφης κατακόρυφης κατανομής της οριζόντιας ταχύτητας σε ένα μη θραυόμενο κύμα, ένας πρόσθετος συναγωγικός όρος ορμής που οφείλεται στη θραύση συμπεριλήφθηκε στην ολοκληρωμένη στο βάθος εξίσωση ορμής θεωρώντας το ανομοιόμορφο προφίλ ταχύτητας που πρότεινε ο Svendsen (1984).



Σχ. 3.1 Προσομοίωση θραύσης με την τεχνική του επιφανειακού κυλίνδρου (Surface roller, Madsen et al. 1997a).

Σε συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα του Stive (1980) η ταχύτητα του επιφανειακού κυλίνδρου μοντελοποιήθηκε ως 1,3 φορές η ταχύτητα του γραμμικού κύματος στα ρηχά νερά. Η θραύση του κύματος ξεκινούσε όταν η μέγιστη κλίση του μετώπου του

κύματος ξεπερνούσε μία αποδιδόμενη αρχική τιμή. Παρόμοια, η θραύση τερματιζόταν, όταν η μέγιστη κλίση έπαιρνε μία μικρότερη τελική τιμή. Η χρονική εξέλιξη του πάχους του επιφανειακού κυλίνδρου προσδιοριζόταν γεωμετρικά περιγράφοντας μία διαφοροποίηση στο χρόνο της κλίσης της διεπιφάνειας ανάμεσα στον κύλινδρο και την υποκείμενη οργανωμένη κίνηση του κύματος. Εκτός από τις παραμέτρους που περιγράφουν την έναρξη και τη λήξη της θραύσης, το ομοίωμα ενσωματώνει μια χρονική κλίμακα για την ανάπτυξη του επιφανειακού κυλίνδρου όπως επίσης και μια παράμετρο σχήματος που αναφέρεται στον πρωτόλειο τρόπο διαχωρισμού του κυλίνδρου από την υποκείμενη ροή. Σε σύγκριση με πειραματικά δεδομένα καταδείχθηκε ότι το ομοίωμα προβλέπει ικανοποιητικά τη διαφοροποίηση της μέσης στάθμης ύδατος και του ύψους κύματος πριν, κατά τη διάρκεια και μετά την έναρξη της θραύσης. Ιδιαίτερα δόθηκε έμφαση στο ότι το ομοίωμα αποδείχθηκε ικανό να εκτιμήσει την αρχή της εσωτερικής περιοχής, δηλαδή του σημείου όπου η μέση στάθμη ύδατος αρχίζει να αυξάνει. Το γεγονός αυτό δείχνει ότι το ομοίωμα αναπαράγει το φαινόμενο της ραγδαίας μετατροπής της δυναμικής ενέργειας σε κινητική στην εξωτερική μεταβατική περιοχή. Οι Schäffer et al. (1992) επέκτειναν το ομοίωμα της ζώνης θραύσης ώστε να περιλαμβάνει τη δεύτερη οριζόντια διάσταση και παρουσίασαν ένα προκαταρκτικό παράδειγμα.

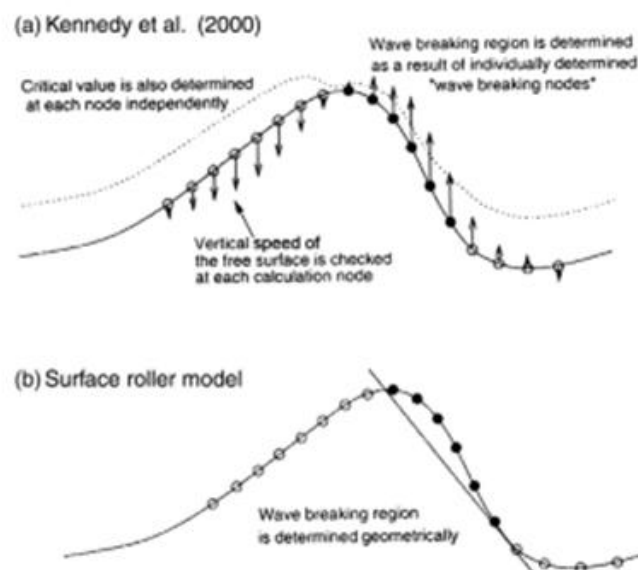
Ο Nwogu (1996) χρησιμοποίησε ένα πλήρως μη γραμμικό σετ εξισώσεων Boussinesq (Kirby & Wei 1994) για να προσομοιάσει το μετασχηματισμό των θραυόμενων κυμάτων σε δύο οριζόντιες διαστάσεις. Η θραύση ξεκινούσε όταν η οριζόντια ταχύτητα κορυφής ξεπερνούσε την ταχύτητα μετάδοσης του κύματος. Το φαινόμενο της θραύσης ενσωματώθηκε στις εξισώσεις ορμής χρησιμοποιώντας έναν όρο τυρβώδους συνεκτικότητας ανάλογο της κατακόρυφης βαθμίδας της οριζόντιας ταχύτητας κορυφής. Σε κάθε χρονικό βήμα υπολογισμού, η τυρβώδης συνεκτικότητα προσδιοριζόταν επιλύοντας μία πρόσθετη εξίσωση μεταφοράς για την τυρβώδη κινητική ενέργεια που παρήγαγε η θραύση του κύματος.

Οι Yu και Svendsen (1996) ανέπτυξαν ένα συνεπές μαθηματικό ομοίωμα για τη ζώνη θραύσης στο οποίο η ροή θεωρήθηκε στροβιλή. Ένα σετ εξισώσεων τύπου Boussinesq καταστρώθηκε διαχωρίζοντας τη στήλη ύδατος σε μία στροβιλή περιοχή ροής κοντά στην επιφάνεια και ένα χαμηλότερο πυρήνα αστρόβιλης ροής. Το στροβιλό κομμάτι της ροής που συσχετιζόταν με τον επιφανειακό κύλινδρο, χρησίμευσε ως μία πηγή στροβιλότητας και τύρβης, με τη στροβιλότητα να προσδιορίζεται επιλύοντας μια πρόσθετη εξίσωση μεταφοράς στροβιλότητας.

Συνοψίζοντας, για την περιγραφή της θραύσης στα ομοιώματα Boussinesq προστίθενται στην ολοκληρωμένη στο βάθος εξίσωση ορμής ένας πρόσθετος όρος είτε τυρβώδους συνεκτικότητας, είτε επιφανειακού κυλίνδρου.

Ο όρος τυρβώδους συνεκτικότητας είναι ένας όρος διάχυσης που εκφράζει τη σκέδαση της ενέργειας λόγω τύρβης (Abbott et al., 1983, Zelt, 1991, Karambas & Koutitas, 1992, Kennedy et al. 2000).

Από την άλλη πλευρά η τεχνική του επιφανειακού κυλίνδρου οδηγεί σε ένα πρόσθετο όρο συναγωγής στη εξίσωση ορμής που εκφράζει την πίεση που ασκείται στο κύμα από τον επιφανειακό κύλινδρο (Deigaard, 1989, Brocchini et al., 1991) ή την ανομοιομορφη κατακόρυφη κατανομή της οριζόντιας ταχύτητας (Schäffer et al., 1993). Τα μοντέλα αυτού του τύπου αγνοούν την επίδραση των τυρβωδών διακυμάνσεων στο μέσο πεδίο ροής που εκφράζεται με τις τάσεις Reynolds. Σημειώνεται ότι σε ένα δυσδιάστατο μοντέλο, οι τυρβώδεις τάσεις Reynolds είναι οι μοναδικοί όροι σκέδασης που εισάγονται στις εξισώσεις ορμής.



Σχ. 3.2 Σχηματική απεικόνιση εναλλακτικών κριτηρίων θραύσης.

Τέλος, οι Karambas & Tozer 2001 πρότειναν έναν συνδυασμό των δύο παραπάνω τεχνικών, θεωρώντας κατακόρυφη κατανομή της οριζόντιας ταχύτητας ίδια με αυτή των Madsen & Svendsen (1983) και οι Svendsen & Madsen (1984).

3.2 Θεωρητική διατύπωση του μοντέλου Boussinesq Chondros & Memos 2012

3.2.1 Εξισώσεις Boussinesq των Madsen & Schäffer (MS98-1998)

Οι Madsen & Schäffer (1998) παρήγαγαν ένα σύστημα εξισώσεων τύπου Boussinesq περιγραφής της διασποράς και διάδοσης κυμάτων ανώτερης τάξης, καθώς και μη γραμμικότητας, το οποίο προέκυψε για κύματα πάνω από ανομοιόμορφο πυθμένα. Κατέληξαν σε νέες μορφές εξισώσεων Boussinesq ανώτερης τάξης, τις οποίες ανέπτυξαν σε σχέση με τις διάφορες μεταβλητές ταχύτητας. Τόσο σε όρους της οριζόντιας ταχύτητας στη στάθμη ηρεμίας, όσο και της μέσης ως προς το βάθος οριζόντιας ταχύτητας και της οριζόντιας ταχύτητας σε τυχαίο βάθος. Οι εξισώσεις καταρτίστηκαν με έμφαση στη γραμμική διασπορά, ρήγωσης και μη γραμμικές ιδιότητες για μεγάλους αριθμούς κύματος.

Η εξίσωση συνέχειας σε δύο διευθύνσεις γράφεται

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + (\nabla(d + \varepsilon \zeta)U) = 0 \quad (3.1)$$

Όπου U είναι η μέση ως προς το βάθος οριζόντια ταχύτητα, ζ η ανύψωση της επιφάνειας, και ε η παράμετρος μη γραμμικότητας (παράμετρος κλίμακας) ίση με H/d (όπου H το ύψος κύματος). Λαμβάνοντας υψηλή μη γραμμικότητα, δηλ. $\varepsilon = O(\mu)$ με μ (ή σ) την παράμετρο κλίμακας που εκφράζει τη διασπορά συχνοτήτων ίση με d/L , και θεωρώντας πυθμένα ήπιας κλίσης όπου μόνο οι πρώτες παράγωγοι του d συμπεριλαμβάνονται, η εξίσωση ορμής σε δύο οριζόντιες διευθύνσεις δίνεται, σύμφωνα με τις εξισώσεις MS98 ως:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \zeta + \frac{1}{2} \varepsilon \nabla(U^2) + \mu^2 (\Lambda_{20}^{\parallel} + \varepsilon \Lambda_{21}^{\parallel} + \varepsilon^2 \Lambda_{22}^{\parallel} + \varepsilon^3 \Lambda_{23}^{\parallel}) \\ + \mu^4 (\Lambda_{40}^{\parallel} + \varepsilon \Lambda_{41}^{\parallel}) + O(\mu^6, \varepsilon^2 \mu^4) = 0 \end{aligned} \quad (3.2)$$

Οι όροι Λ^{II} οι οποίοι έχουν ληφθεί από τις εξισώσεις MS98 παρουσιάζονται στο παράρτημα.

Για να βελτιωθεί η γραμμική και μη διασπορά καθώς και τα χαρακτηριστικά της γραμμικής ρήχωσης, στις εξισώσεις MS98 εισήχθησαν τέσσερις ελεύθερες παράμετροι ($\alpha_1, \beta_1, \alpha_2, \beta_2$) και εφαρμόστηκε η ακόλουθη διαδικασία:

Αρχικά εφαρμόζεται ο τελεστής $\nabla(\nabla \cdot)$ στην Εξ.3.2 και το αποτέλεσμα πολλαπλασιάζεται με $(\alpha_2 - \alpha_1)\mu^2 d^2$. Στη συνέχεια ο δεύτερος μετασχηματισμός υπεισέρχεται στον πολλαπλασιασμό της Εξ.2 με d , εφαρμογή του τελεστή $\nabla(\nabla \cdot)$ και πολλαπλασιασμός του αποτελέσματος με $-\alpha_2 \mu^2 d$, ενώ κατά το τρίτο βήμα συνίσταται στην εφαρμογή του τελεστή $\nabla^2(\nabla \cdot)$ στην Εξ.3.2 και τον πολλαπλασιασμό του αποτελέσματος με $-\beta_1 \mu^4 d^3$. Τέλος εφαρμόζεται ο τελεστής $\nabla^2(\nabla \cdot)$ στην Εξ.3.2 και το αποτέλεσμα πολλαπλασιάζεται με $\beta_2 \mu^4 d^3 \nabla d$. Από αυτήν τη διαδικασία οι προκύπτουν τέσσερις εξισώσεις οι οποίες συμπληρώνοντας την Εξ.3.2 παρέχουν μια εναλλακτική εξίσωση ορμής ανώτερης τάξης (higher-order):

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \zeta + \frac{1}{2} \varepsilon \nabla(U^2) + \mu^2 (\Lambda_{20}^{\text{III}} + \varepsilon \Lambda_{21}^{\text{III}} + \varepsilon^2 \Lambda_{22}^{\text{III}} + \varepsilon^3 \Lambda_{23}^{\text{III}}) \\ + \mu^4 (\Lambda_{40}^{\text{III}} + \varepsilon \Lambda_{41}^{\text{III}}) + O(\mu^6, \varepsilon^2 \mu^4) = 0 \end{aligned} \quad (3.3)$$

Για την ευκολία της παράθεσης οι όροι Λ^{III} οι οποίοι έχουν ληφθεί από τις εξισώσεις MS98 παρουσιάζονται στο παράρτημα.

Το ζεύγος (α_1, β_1) καθορίζει τη σχέση γραμμικής διασποράς (linear dispersion relation), ενώ το ζεύγος (α_2, β_2) δύναται να χρησιμοποιηθεί για τη βελτιστοποίηση της γραμμικής ρήχωσης. Κατά την ανάπτυξη του MS98 έγινε προσπάθεια βελτιστοποίησης των χαρακτηριστικών γραμμικής διασποράς μέσω της επιλογής του ζεύγους (α_1, β_1) ώστε το αποτέλεσμα να συγκλίνει σε γραμμικό κύμα Stokes:

$$\left(\frac{\omega^2}{k^2 d} \right)^{\text{Stokes}} = \frac{\tanh(\kappa)}{\kappa} \quad (3.4)$$

όπου $\kappa = kd$ και ω η γωνιακή συχνότητα.

Για τιμές $(\alpha_1, \beta_1) = (1/9, 1/945)$ η ακρίβεια της γραμμικής διασποράς είναι αξιοσημείωτη για τιμές του kd έως 6, η οποία είναι διπλάσια από το κανονικό όριο των εξισώσεων Boussinesq για τα βαθιά νερά. Με βάση τη προσέγγιση MS98 έγινε προσπάθεια βελτιστοποίησης των χαρακτηριστικών γραμμικής ρήχωσης επιλέγοντας (α_2, β_2) ώστε το αποτέλεσμα να συγκλίνει σε τελεστή Stokes γραμμικής ρήχωσης:

$$\gamma_o^{\text{Stokes}} = \frac{2\kappa \sin h 2\kappa + 2\kappa^2(1 - \cos h 2\kappa)}{(2\kappa + \sin h 2\kappa)^2} \quad (3.5)$$

Για τιμές $(\alpha_2, \beta_2) = (0.146488, 0.00798359)$ η ακρίβεια που επετεύχθη είναι εξαιρετική για τιμές του kd έως 6.

3.2.2 Παραγωγή νέων συντελεστών (α_1, β_1) , (α_2, β_2)

Στο παρόν άρθρο, για την απόκτηση του ζεύγους (α_1, β_1) επιχειρείται μια διαφορετική προσέγγιση, η οποία επιτρέπει συντελεστές ως συνάρτηση του κ , $(\alpha_1, \beta_1) = f(kd)$, και όχι μια σταθερά όπως στην προαναφερθείσα μελέτη MS98. Η μονοδιάστατη περίπτωση των Εξ.3.1 και 3.3, γράφονται μέσω της μετατροπής του τελεστή ∇ σε $\frac{\partial}{\partial x}$ όπως σημειώνεται ακολούθως:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + (d + \varepsilon \zeta) \frac{\partial U}{\partial x} + U \left(\frac{\partial d}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) = 0 \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \varepsilon U \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial x} =$$

$$\sigma^2 \left[\frac{1}{3} d \left(3 \frac{\partial d}{\partial x} \left((1 + 2\alpha_2) \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} + 2\alpha_2 \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} \right) + d \left((1 + 3\alpha_1) \frac{\partial^3 U}{\partial x^2 \partial t} + 3\alpha_1 \frac{\partial^3 \zeta}{\partial x^3} \right) \right) \right. \\ \left. + \varepsilon \sigma^2 \left[\frac{1}{3} \left(-3\zeta \frac{\partial d}{\partial x} \frac{\partial U}{\partial x \partial t} + d \left(6\alpha_2 \frac{\partial d}{\partial x} \left(\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + U \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) - \zeta \frac{\partial^3 U}{\partial x^2 \partial t} \right) + 3\alpha_1 d^2 \left(3 \frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. U \frac{\partial^3 U}{\partial x^3} \right) \right) \right] \right]$$

$$\begin{aligned}
& + \varepsilon^2 \sigma^2 \left[\frac{1}{3} \left(-d \frac{\partial U}{\partial x} \left(3 \frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + 2 \zeta \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) + \zeta \left(3 \frac{\partial \zeta}{\partial x} \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} + \zeta \frac{\partial^3 U}{\partial x^2 \partial t} \right) \right. \right. \\
& + \left. \left. U \left(\frac{\partial d}{\partial x} \left(3 \frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + 7 \zeta \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) + 3d \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \zeta \frac{\partial^3 U}{\partial x^3} \right) \right) \right) \right] \\
& + \varepsilon^3 \sigma^2 \left[-\frac{1}{3} \zeta \left(3 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \zeta \frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - U \left(3 \frac{\partial \zeta}{\partial x} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \zeta \frac{\partial^3 U}{\partial x^3} \right) \right) \right] \\
& + \sigma^4 \left[-\frac{1}{45} d^3 \left(5 \frac{\partial d}{\partial x} \left((-2 + 21\alpha_1 + 6\alpha_2 + 9\beta_2) \frac{\partial^4 U}{\partial x^3 \partial t} + 9\beta_2 \frac{\partial^4 \zeta}{\partial x^4} \right) + \right. \right. \\
& \left. \left. d \left((-1 + 15\alpha_1 + 45\beta_1) \frac{\partial^5 U}{\partial x^4 \partial t} + 45\beta_1 \frac{\partial^5 \zeta}{\partial x^5} \right) \right) \right] \\
& + \varepsilon \sigma^4 \left[\frac{1}{45} d^3 \left(5(1 - 24\alpha_1) \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} \frac{\partial^3 U}{\partial x^2 \partial t} - 45\alpha_1 \frac{\partial U}{\partial x \partial t} \frac{\partial^3 \zeta}{\partial x^3} + 5(2 - 21\alpha_1) \frac{\partial \zeta}{\partial x} \frac{\partial^4 U}{\partial x^3 \partial t} + \right. \right. \\
& 2(2 - 15\alpha_1) \zeta \frac{\partial^5 U}{\partial x^4 \partial t} + d \left(5(-5 + 12\alpha_1 - 90\beta_1) \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \frac{\partial^3 U}{\partial x^3} + \right. \\
& \left. \left. (-13 + 45\alpha_1 - 225\beta_1) \frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial^4 U}{\partial x^4} + 3(-1 + 5\alpha_1 - 15\beta_1) U \frac{\partial^5 U}{\partial x^5} \right) \right) \right] \tag{3.7}
\end{aligned}$$

Εκτελείται μία ανάλυση Fourier τύπου Stokes σε οριζόντιο πυθμένα, αμελώντας όλους τους όρους που εμπεριέχουν $\frac{\partial d}{\partial x}$. Με βάση τη γραμμική διασπορά και τη εύρος της διασποράς των δεύτερων αρμονικών (second harmonic amplitude) που εμφανίζονται στην παραπάνω εξίσωση, χρησιμοποιούνται λύσεις 1^{ης} και 2^{ης} τάξης της μορφής, ως απαιτούμενα της παραγωγής αυτής:

$$\zeta = \eta_1 \cos \theta + \varepsilon \eta_2 \cos 2\theta, \quad U = U_1 \cos \theta + \varepsilon U_2 \cos 2\theta \tag{3.8}$$

όπου $\theta = (\omega t - kx)$ και η_1, η_2 τα εύρη των πρώτων και δεύτερων αρμονικών της ανύψωσης της επιφάνειας, και U_1, U_2 οι αντίστοιχες ολοκληρωμένες ως προς βάθος ταχύτητες (depth integrated velocity).

3.2.3 Πρώτης τάξης ανάλυση.

Εισάγοντας την Εξ.3.8 στις Εξ.3.6 και 3.7 και ομαδοποιώντας όρους του $O(\varepsilon^0)$ η σχέση διασποράς καταλήγει στην παρακάτω μορφή:

$$\left(\frac{\omega^2}{k^2 d}\right) = \frac{1 + \alpha_1 k^2 + \beta_1 k^4}{1 + \left(\alpha_1 + \frac{1}{3}\right)k^2 + \left(\beta_1 + \frac{1}{3}\alpha_1 - \frac{1}{45}\right)k^4} \quad (3.9)$$

Η ποσότητα αυτή πρέπει να ισούται με το δεξί μέλος της Εξ. 3.4 μέσω της οποίας παράγεται η πρώτη εξίσωση του συστήματος:

$$\frac{1 + \alpha_1 k^2 + \beta_1 k^4}{1 + \left(\alpha_1 + \frac{1}{3}\right)k^2 + \left(\beta_1 + \frac{1}{3}\alpha_1 - \frac{1}{45}\right)k^4} = \frac{\tanh(\kappa)}{\kappa} \quad (3.10)$$

3.2.4 Δεύτερης τάξης ανάλυση.

Κατά την ανάλυση δεύτερης τάξης, αντικαθιστώντας την Εξ.3.8 στις Εξ.3.6 και 3.7 και με ομαδοποίηση των όρων $O(\varepsilon)$ προκύπτει:

$$\eta_2 = \left(\frac{\eta_1^2}{d}\right) \frac{3(1 + \alpha_1 k^2 + \beta_1 k^4)(15 + (5 + 60\alpha_1)k^2 + (1 + 20\alpha_1 + 240\beta_1)k^4)}{4k^2(15 + (-5 + 75\alpha_1)k^2 + (-4\alpha_1 + 60\alpha_1^2 - 60\beta_1)k^4)} \quad (3.11)$$

όπου η αντίστοιχη έκφραση Stokes είναι

$$\eta_2^{\text{Stokes}} = \left(\frac{\eta_1^2}{d}\right) \frac{1}{4} \kappa \cot h(\kappa) (3 \cot h^2(\kappa) - 1) \quad (3.12)$$

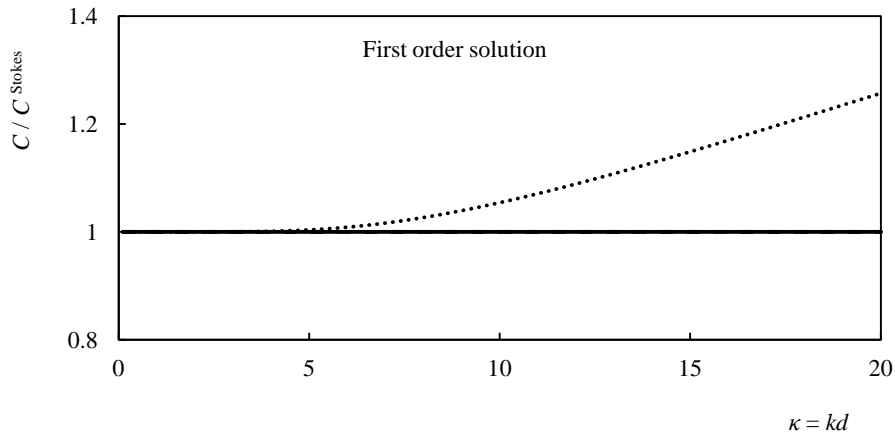
Η ποσότητα η_2 που παράγεται από το μοντέλο (Εξ. 3.11) απαιτείται να συμπίπτει με αυτήν της Εξ.3.12. Μέσω της προϋπόθεσης αυτής παράγεται η δεύτερη εξίσωση του συστήματος:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\eta_1^2}{d}\right) \frac{3(1+\alpha_1\kappa^2+\beta_1\kappa^4)(15+(5+60\alpha_1)\kappa^2+(1+20\alpha_1+240\beta_1)\kappa^4)}{4\kappa^2(15+(-5+75\alpha_1)\kappa^2+(-4\alpha_1+60\alpha_1^2-60\beta_1)\kappa^4)} = \\ = \left(\frac{\eta_1^2}{d}\right) \frac{1}{4} \kappa \cot h(\kappa)(3 \cot h^2(\kappa)-1) \end{aligned} \quad (3.13)$$

Λύνοντας το σύστημα των Εξ. 3.11 και 3.13, προκύπτουν οι βέλτιστες επιδιωκόμενες τιμές των συντελεστών:

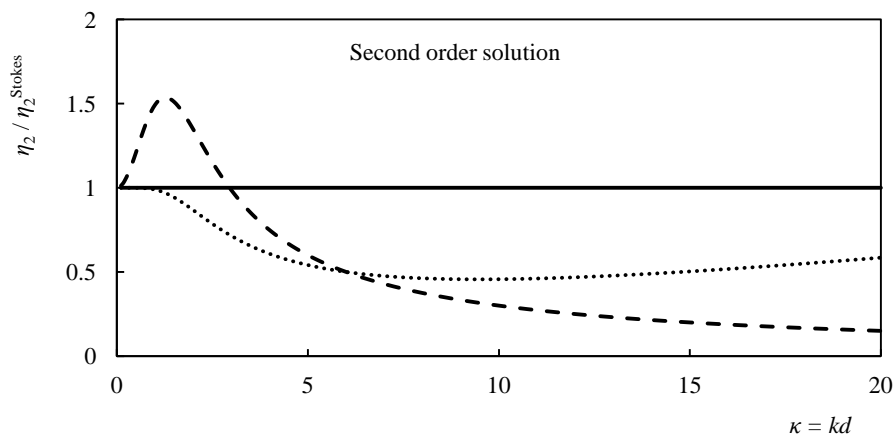
$$\begin{aligned} \alpha_1 = \frac{(6\kappa(75-1115\kappa^2+\kappa^4)\cos h(\kappa)-9\kappa(-75+395\kappa^2+\kappa^4)\cos h(3\kappa)+10800\sin h(\kappa)^5 \\ +\kappa(3(-375-185\kappa^2+\kappa^4)\cos h(5\kappa)+10\kappa(585+29\kappa^2)\sin h(\kappa)+ \\ 5\kappa(675+139\kappa^2)\sin h(3\kappa)+\kappa(1125+101\kappa^2)\sin h(5\kappa)))}{(60\kappa^2(2\kappa(-3+47\kappa^2)\cos h(\kappa)+9\kappa(-1+5\kappa^2)\cos h(3\kappa)-144\sin h(\kappa)^5 \\ +\kappa(5(3+\kappa^2)\cos h(5\kappa)-3\kappa(26\sin h(\kappa)+15\sin h(3\kappa)+5\sin h(5\kappa))))} \\ \beta_1 = \frac{(-18\kappa(15-155\kappa^2+33\kappa^4)\cos h(\kappa)+27\kappa(-15+105\kappa^2+17\kappa^4)\cos h(3\kappa) \\ -6480\sin h(\kappa)^5+\kappa(45(15+19\kappa^2+3\kappa^4)\cos h(5\kappa)-2\kappa(2430+1020\kappa^2+13\kappa^4)\sin h(\kappa) \\ -5\kappa(270+426\kappa^2+31\kappa^4)\sin h(3\kappa)-\kappa(810+474\kappa^2+17\kappa^4)\sin h(5\kappa)))}{(180\kappa^4(2\kappa(-3+47\kappa^2)\cos h(\kappa)+9\kappa(-1+5\kappa^2)\cos h(3\kappa)-144\sin h(\kappa)^5 \\ +\kappa(5(3+\kappa^2)\cos h(5\kappa)-3\kappa(26\sin h(\kappa)+15\sin h(3\kappa)+5\sin h(5\kappa))))} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Με αυτόν τον τρόπο τα χαρακτηριστικά γραμμικής διασποράς αναπαριστούν επακριβώς τις θεωρητικές τιμές για κάθε $kd > 0$ όπως απεικονίζεται στο **Σχ.3.3** όπου εμφανίζονται και τα αποτελέσματα των μοντέλων MS98 και KM09. Σημειώνεται ότι το τελευταίο επίσης ταιριάζει επακριβώς με τα χαρακτηριστικά γραμμικής διασποράς των κυμάτων Stokes 1ης τάξης.



Σχ. 3.3 1^{ης} τάξης ανάλυση, αδιάστατη ταχύτητα φάσης ως συνάρτηση του κ : MS98 (γραμμή με στιγμές), KM09 και προτεινόμενο μοντέλο (συμπαγής γραμμή).

Για την αξιολόγηση της συμπεριφοράς των μοντέλων, στο επίπεδο της 2^{ης} τάξης ανάλυσης, ο λόγος μεταξύ του η_2 και του στόχου κατά Stokes (Stokian target) σα συνάρτηση του κ παρατίθεται στο **Σχ.3.4** για τα τρία μοντέλα. Όπως φαίνεται το KM09 αποκλίνει πολύ γρήγορα ενώ το MS98 δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα μόνο για $\kappa < 1$. Αντιθέτως το προτεινόμενο μοντέλο παραμένει στον αναμενόμενο στόχο κατά Stokes για κάθε τιμή του κ .



Σχ. 3.4 2^{ης} τάξης ανάλυση, αδιάστατο εύρος διασποράς δεύτερων αρμονικών (non-dimensional amplitude second harmonic) ως συνάρτηση του κ : MS98 (γραμμή με στιγμές), KM09 (διακεκομμένη γραμμή), προτεινόμενο μοντέλο (συμπαγής γραμμή).

3.2.5 Ανάλυση γραμμικής ρήχωσης

Επόμενο βήμα αποτελεί η απόκτηση του επιθυμητού ζεύγους (α_2, β_2) με στόχο τη βελτιστοποίηση των χαρακτηριστικών της γραμμικής ρήχωσης. Οι Madsen & Sørensen (1992) εισήγαγαν τον τελεστή γραμμικής ρήχωσης ως μια επιπλέον σημαντική ποσότητα ικανή να εκτιμήσει την εφαρμοσιμότητα των εξισώσεων Boussinesq, ορισμένο με:

$$\frac{A_x}{A} = -\frac{d_x}{d} \gamma_0 \quad (3.15)$$

όπου A είναι το πλάτος του τοπικού κύματος (local wave amplitude), και ο τελεστής ρήχωσης (shoaling gradient) γ_0 είναι συνάρτηση του αριθμού k του τοπικού κύματος (local wave number). Ο δείκτης x υποδεικνύει την χωρική παράγωγο στη διεύθυνση x . Συνδυάζοντας τη γραμμική θεωρία Stokes με τη διατήρηση της ροής ενέργειας, προσδιόρισαν έναν τελεστή αναφοράς γραμμικής ρήχωσης (reference gradient) (Εξ. 3.5). Για τον καθορισμό των υπολοίπων δύο ελεύθερων συντελεστών α_2 και β_2 έγινε θεώρηση πυθμένα ήπιας κλίσης, διατηρώντας τις πρώτες παραγώγους του βάθους και αμελώντας όλους τους μη γραμμικούς όρους. Με αυτόν τον τρόπο, οι Εξ. 3.6 και 3.7 περιορίστηκαν στις ακόλουθες μορφές:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + d \frac{\partial U}{\partial x} + U \frac{\partial d}{\partial x} = 0 \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial \zeta}{\partial x} = \\ & \sigma^2 \left[\frac{1}{3} d \left(3 \frac{\partial d}{\partial x} \left((1+2\alpha_2) \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} + 2\alpha_2 \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} \right) + d \left((1+3\alpha_1) \frac{\partial^3 U}{\partial x^2 \partial t} + 3\alpha_1 \frac{\partial^3 \zeta}{\partial x^3} \right) \right) \right] \\ & + \sigma^4 \left[-\frac{1}{45} d^4 \left((-1+15\alpha_1+45\beta_1) \frac{\partial^5 U}{\partial x^4 \partial t} + 45\beta_1 \frac{\partial^5 \zeta}{\partial x^5} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.17)$$

Ακολουθώντας την ίδια διαδικασία με το μοντέλο MS98 το αποτέλεσμα των εξισώσεων συνέχειας και ορμής οδηγεί σε:

$$\gamma_1 \frac{A_x}{A} + \gamma_2 \frac{k_x}{k} + \gamma_3 \frac{d_x}{d} = 0 \quad (3.18)$$

όπου

$$\gamma_1 = 1 + \varphi^2 + \kappa^2 \left(3\alpha_1 - \varphi^2 \left(\alpha_1 + \frac{1}{3} \right) \right) + \kappa^4 \left(5\beta_1 - 3\varphi^2 \left(\beta_1 + \frac{1}{3}\alpha_1 - \frac{1}{45} \right) \right) \quad (3.19)$$

$$\gamma_2 = -\varphi^2 + 3\alpha_1\kappa^2 + \kappa^4 \left(10\beta_1 - 3\varphi^2 \left(\beta_1 + \frac{1}{3}\alpha_1 - \frac{1}{45} \right) \right) \quad (3.20)$$

$$\gamma_3 = \kappa^2 \left(2\alpha_2 + \varphi^2 \left(2\alpha_1 - 2\alpha_2 - \frac{1}{3} \right) \right) + \kappa^4 \left(\beta_2 + \varphi^2 \left(4\beta_1 - \beta_2 - \alpha_1 - \frac{2}{3}\alpha_2 + \frac{2}{15} \right) \right) \quad (3.21)$$

Και φ ορίζεται ως

$$\varphi \equiv \frac{\omega}{k\sqrt{d}} \quad (3.22)$$

Η πρώτη παράγωγος του αριθμού κύματος k μπορεί να εκφραστεί σε όρους πρώτης παραγώγου ως προς d , παραγωγίζοντας τη σχέση διασποράς (Εξ. 3.9) ως προς x . Η διαδικασία αυτή είναι πανομοιότυπη με την παραγωγή της σχέσης γραμμικής διασποράς (Εξ.3.4) λαμβανομένων υπόψη των καινούργιων τιμών των (α_1, β_1) , οδηγώντας σε:

$$\gamma_4 \frac{k_x}{k} + \gamma_5 \frac{d_x}{d} = 0 \quad (3.23)$$

όπου

$$\gamma_4 = 2\kappa + \sin h 2\kappa \quad (3.24)$$

$$\gamma_5 = 2\kappa \quad (3.25)$$

Επιλύοντας την Εξ. 3.23 ως προς $\frac{k_x}{k}$ και αντικαθιστώντας το στην Εξ. 3.18, λαμβάνουμε την έκφραση για τον τελεστή γραμμικής ρήχωσης (linear shoaling gradient):

$$\frac{A_x}{A} = -\frac{d_x}{d} \gamma_0, \quad \gamma_0 = \frac{\gamma_3\gamma_4 - \gamma_2\gamma_5}{\gamma_1\gamma_4} \quad (3.26)$$

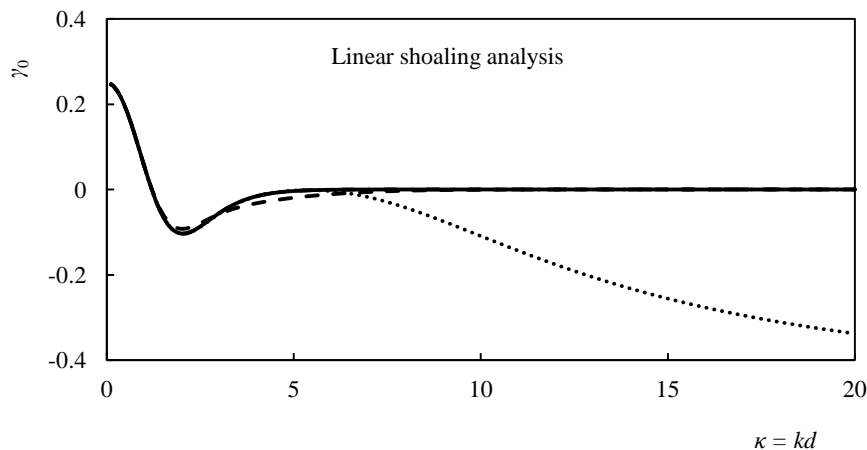
Τέλος θέτοντας το γ_0 από την Εξ. 3.26 ίσο με γ_0^{Stokes} από την Εξ. 3.5 προκύπτει:

$$\frac{\gamma_3\gamma_4 - \gamma_2\gamma_5}{\gamma_1\gamma_4} = \frac{2\kappa\sinh 2\kappa + 2\kappa^2(1 - \cosh 2\kappa)}{(2\kappa + \sinh 2\kappa)^2}$$

Οδηγούμαστε σε μία εξίσωση δύο αγνώστων. Θέτοντας αυθαίρετα το συντελεστή $\beta_2 = 0$, λόγω του ότι στο μοντέλο MS98 ο συντελεστής αυτός παίρνει τιμές κοντά στο μηδέν, και επιτρέποντας μόνο στο a_2 να καθορίζει τα χαρακτηριστικά της γραμμικής ρήχωσης, λαμβάνουμε την καινούργια του τιμή. Μία σύγκριση για το γ_0 παρουσιάζεται στο **Σχ. 3.5** και όπως αναμέναμε το προτεινόμενο μοντέλο είναι πανομοιότυπο με το Stokes για όλα τα βάθη νερού.

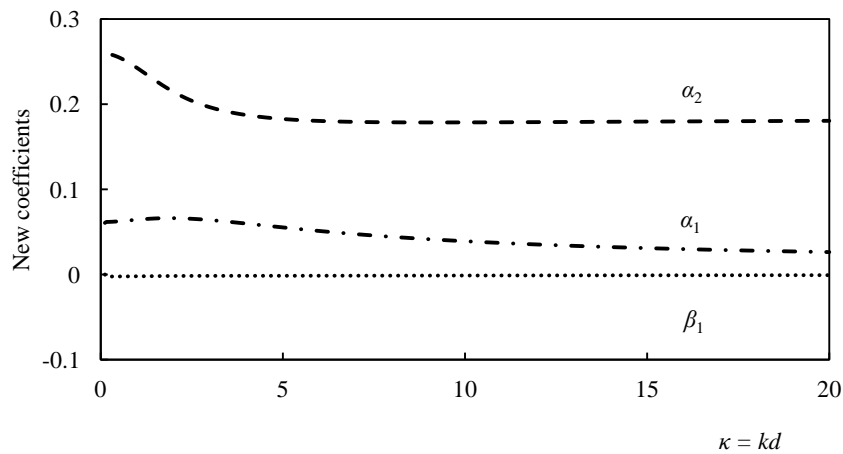
$$\alpha_2 = \frac{\begin{aligned} &(2(-17010+175905\kappa^2+234867\kappa^4+299909\kappa^6+6696\kappa^8)\cosh(2\kappa) \\ &-8(2430+40365\kappa^2+47949\kappa^4+12007\kappa^6+13854\kappa^8)\cosh(4\kappa) \\ &+2(17010-79245\kappa^2+46023\kappa^4+262957\kappa^6+52462\kappa^8+15795\cosh(6\kappa)-7290\cosh(8\kappa)+1215\cosh(10\kappa))+ \\ &\kappa(-25920(48\cosh(\kappa)-5\cosh(3\kappa))+5\cosh(5\kappa))\sinh(\kappa)^5+\kappa((164565-120153\kappa^2-13103\kappa^4-10064\kappa^6)\cosh(6\kappa) \\ &+6(-6165-9009\kappa^2+3493\kappa^4+430\kappa^6)\cosh(8\kappa)+(2025-3981\kappa^2-731\kappa^4)\cosh(10\kappa) \\ &\sinh(2\kappa)+16\kappa(15525+5007\kappa^2+19267\kappa^4+2273\kappa^6)\sinh(4\kappa)+2\kappa(-299295-61665\kappa^2+255139\kappa^4+19944\kappa^6) \\ &+\kappa(-58185+55737\kappa^2+30597\kappa^4+2576\kappa^6)\sinh(6\kappa) \\ &-8\kappa(-8235+255\kappa^2+1379\kappa^4+17\kappa^6)\sinh(8\kappa)+3\kappa(855+761\kappa^2+37\kappa^4)\sinh(10\kappa)) \end{aligned}}{\begin{aligned} &960\kappa^2(-3\kappa\cosh(\kappa)+(3+\kappa^2)\sinh(\kappa))(2\kappa+\sinh(2\kappa))^2(2\kappa(-3+47\kappa^2)\cosh(\kappa) \\ &+9\kappa(-1+5\kappa^2)\cosh(3\kappa)-144\sinh(\kappa)^5+\kappa(5(3+\kappa^2)\cosh(5\kappa)-3\kappa(26\sinh(\kappa)+15\sinh(3\kappa)+5\sinh(5\kappa)))) \end{aligned}}$$

(3.27)



Σχ. 3.5 Τελεστής γραμμικής ρήχωσης (Linear shoaling gradient) γ_0 : 1^{ης} τάξης Stokes, προτεινόμενο μοντέλο (συμπαγής γραμμή); MS98 (γραμμή με στιγμές); Li (2008) (διακεκομμένη γραμμή).

Στο **Σχ. 3.6** παρουσιάζονται οι καινούργιοι συντελεστές, σε σχέση με τον κανονικοποιημένο αριθμό κύματος κ . Ο καινούργιος συντελεστής α_2 βρίσκεται μεταξύ του διαστήματος $[0.257966, 0.178779]$ για $0.314 \leq \kappa \leq 20$, λαμβάνοντας δηλαδή τιμές σχεδόν διπλάσιες από την προβλεπόμενη του MS98 (τίθεται με 0.146488), όταν προσεγγίζουμε πολύ ρηχά νερά. Αναφερόμενοι στο καινούργιο ζεύγος (α_1, β_1) αυτό εντοπίζεται μεταξύ των διαστημάτων $[0.062147, 0.026426]$, $[-0.0022, -0.00073]$ αντίστοιχα (για $0.314 \leq \kappa \leq 20$), δηλαδή τιμές σχεδόν μισές από τις μικρότερες του α_1 που εξάγονται από το μοντέλο MS98 (όπου $\alpha_1=0.1111$).



Σχ. 3.6 Συμπεριφορά των νέων συντελεστών συναρτήσει του κ .

3.2.6 Διάδοση κανονικών κυματισμών

Όπως είναι προφανές από τις Εξ. 3.14 και 3.27 οι καινούργιοι προτεινόμενοι συντελεστές εκφράζονται συναρτήσει του αριθμού κύματος k . Κατά συνέπεια, ένα νέο πρόβλημα προκύπτει όσον αφορά το χειρισμό του $k(x, y, t)$ που εμφανίζεται στη λύση που διέπεται από την εξίσωσης ορμής. Για κανονικά κύματα, το μήκος κύματος και επομένως και το k μπορεί να προσδιοριστεί ρητά, σε οποιαδήποτε θέση, π.χ. σε κάθε κόμβο ενός υπολογιστικού πεδίου, δεδομένου ότι η περίοδος κύματος και το τοπικό βάθος είναι παντού γνωστά.

3.2.7 Αριθμητικό σχήμα (επίλυσης)

Το αριθμητικό σχήμα που χρησιμοποιείται εδώ έχει προταθεί από τους Wei και Kirby (1995). Η χρονική εξέλιξη του πεδίου επιτυγχάνεται μέσω ενός σχήματος εκτίμησης τρίτου βαθμού των Adams – Bashforth συνοδευόμενο από ένα σχήμα διόρθωσης 4^{ης} τάξης των Adams – Moulton. Σημειώνεται ότι στο παρόν μοντέλο αποτελέσματα για δύο οριζόντιες διευθύνσεις δίνονται για εξισώσεις που περιλαμβάνουν όρους μέχρι $O(\epsilon m^2)$, σύμφωνα με την εργασία των Memos et al. (2013) κατά την οποία διαφαίνεται ότι μεγαλύτερης τάξης όροι δεν συνεισφέρουν απαραίτητα σε ακρίβεια για μικρά kd , γλιτώνοντας έτσι υπολογιστικό χρόνο. Ο επιπρόσθετος υπολογιστικός χρόνος που απαιτείται για τον υπολογισμό των νέων συντελεστών $(\alpha_1, \beta_1, \alpha_2)$ στον κώδικα είναι ασήμαντος αφού εμπεριέχουν απλές αλγεβρικές πράξεις.

3.2.8 Οριακές συνθήκες

Όρια γένεσης κύματος: Τα κύματα παράγονται μέσα στο υπολογιστικό πεδίο με απλή προσθήκη μιας σημειακής πηγής (point source) στην εξίσωση συνέχειας. Σύμφωνα με μια τεχνική, αρχικά προταθείσα από τους Wei et al. (1999), η συνάρτηση πηγής γράφεται:

$$f_s(x, y, t) = F(y, t) \exp\left(-\beta_s (x - x_s)^2\right) \quad (3.28)$$

όπου x_s είναι η κεντρική θέση της συνάρτησης πηγής στην κατά x - διεύθυνση, $F(y, t)$ είναι μια συνάρτηση πηγής για μια πηγή προσανατολισμένη παράλληλα στον y -άξονα, β_s είναι ένας συντελεστής σχήματος ίσος $80/L^2$. Η χρονοσειρά της συνάρτησης πηγής δίνεται από (Wei et al. 1999):

$$F(y, t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M D_{s,i,j} \cos(\omega_i t - k_i y \sin\theta_j + \epsilon_{i,j}) \quad (3.29)$$

Όπου $D_{s,i,j}$ είναι το μέτρο της συνάρτησης πηγής, k_i είναι ο αριθμός κύματος, θ_j η γωνία μεταξύ της (διεύθυνσης) διάδοσης κύματος και του x -άξονα. Τέλος όπου $\epsilon_{i,j}$ είναι μια τυχαία

φάση μεταξύ $(0, 2\pi)$. Οι Memos et al. (2005) ακολουθώντας την παραπάνω διαδικασία πρότειναν μια ανάγνωση του μέτρου της συνάρτησης πηγής ως εξής:

$$D_s = \frac{2\eta_0(1+B(kd)^2)(\omega^2 + Bgk^4d^3)\cos\theta}{\omega I_1 k \left(1 + \left(B + \frac{1}{3}\right)(kd)^2\right)} \quad (3.30)$$

όπου η_0 είναι το αντίστοιχο εύρος κύματος, I_1 δίνεται από τη σχέση

$$I_1 = \sqrt{\frac{\pi}{\beta_s}} \exp\left(-\frac{(k\cos\theta)^2}{4\beta_s}\right) \text{ και } B \text{ είναι σταθερά ίση με } \frac{1}{15} \text{ όπως προτάθηκε από τους Madsen}$$

et al. (1991).

Για το παρόν μοντέλο προτείνεται μια επιπρόσθετη βελτίωση της κυματογεννήτριας (wave generator) στην ίδιο σκεπτικό με τα προηγούμενα. Ο συντελεστής B ορίζεται σαν μεταβλητή και όχι σταθερά, εξαρτώμενη από τον αριθμό κύματος k . Συνταιριάζοντας (αντιπαραβάλλοντας) τη σχέση γραμμικής διασποράς η οποία συνδέεται με το μοντέλο των Memos et al. (2005) και την αντίστοιχη του Stokes, λαμβάνουμε:

$$\left(\frac{\omega^2}{k^2d}\right) = \frac{1+Bk^2}{1+\left(B+\frac{1}{3}\right)k^2} = \left(\frac{\omega^2}{k^2d}\right)^{\text{Stokes}} = \frac{\tanh(\kappa)}{\kappa} \quad (3.31)$$

Και λύνοντας ως προς B :

$$B = \frac{\kappa \cosh \kappa - \sinh \kappa \left(\frac{1}{3}\kappa^2 + 1\right)}{\kappa^2 \sinh \kappa - \kappa^3 \cosh \kappa} \quad (3.32)$$

Με αυτόν τον τρόπο κάθε παραγόμενο κύμα έχει τη σωστή ταχύτητα φάσης, καθιστώντας την κυματογεννήτρια εφαρμοστέα για κάθε βάθος νερού.

Απορροφητικά Όρια: Για την απορρόφηση των κυματισμών στα ανοιχτά όρια εφαρμόστηκε η τεχνική μιας στοιβάδας απορρόφησης (sponge layer scheme-Larsen and Dancy 1983), με την οποία η ανύψωση της επιφάνειας ζ , και η ταχύτητα U περιορίστηκαν από τη συνάρτηση $\mu(x)$ για κάθε χρονικό βήμα στις γραμμές του πλέγματος της στοιβάδας απορρόφησης (grid lines of the sponge layer), με:

$$\mu(x) = \begin{cases} \exp \left[\left(2^{-\frac{x}{\Delta x}} - 2^{-\frac{x_s}{\Delta x}} \right) \ln \alpha \right] & 0 \leq x \leq x_s \\ 1 & x_s < x \end{cases} \quad (3.33)$$

όπου $\alpha = \frac{x_s}{\Delta x}$, δηλ. ο αριθμός των γραμμών πλέγματος εντός του πλάτους της στοιβάδας απορρόφησης x_s , θεωρούμενο εδώ σαν ένα μήκος κύματος. Στις εφαρμογές χρησιμοποιήθηκε η τιμή $\alpha=2$.

Όρια ανακλασης (Reflecting boundaries): Για την υπόθεση ανακλαστικού ορίου εφαρμόστηκαν τρεις συνθήκες όπως προτάθηκαν από τους Wei and Kirby (1995) που να ικανοποιούν την κινηματική των οριακών συνθηκών (kinematic boundary condition). Αν \mathbf{n} είναι ένα εξωτερικό διάνυσμα στο υπολογιστικό πεδίο, κανονικό στο όριο, τότε στα εν λόγω όρια θα είναι:

$$\mathbf{U} \cdot \mathbf{n} = 0, \quad \nabla \zeta \cdot \mathbf{n} = 0, \quad \frac{\partial \mathbf{U}_t}{\partial \mathbf{n}} = 0 \quad (3.34)$$

Για κάθε σημείο $\in \partial \Omega$, όπου Ω το υπολογιστικό πεδίο.

Θραύση κυματισμών: Για την προσομοίωση της θραύσης κυματισμών έχουν γίνει αρκετές προσπάθειες. Μία εξ αυτών συνίσταται στην μοντελοποίηση της τυρβώδους συνεκτικότητας-μίξης και διάχυσης (eddy viscosity formulation) ενός φαινομένου θραύσης εισάγοντας έτσι έναν πρόσθετο όρο στην εξίσωση διατήρησης της ορμής. Αυτή η αναλογία τυρβώδους συνεκτικότητας-μίξης και διάχυσης (eddy viscosity analogy) αρχικά αναπτύχθηκε από τους Kennedy et al. (2000) οι οποίοι πέτυχαν να αποδώσουν τη διάδοση και εξασθένιση κανονικών κυματισμών πάνω από κεκλιμένους πυθμένες, παρέχοντας μία ρεαλιστική περιγραφή της έναρξης, της διάδοσης και διακοπής της θραύσης. Μία άλλη προσέγγιση, γνωστή ως κριτήριο του ‘επιφανειακού κυλίνδρου’, προτάθηκε αρχικά από τον Svendsen (1984) και υλοποιήθηκε και εφαρμόστηκε, μεταξύ άλλων, επιτυχώς από τους Schäffer et al. (1993). Σύμφωνα με αυτήν ο κύλινδρος αντιστοιχεί σε έναν επιπλέον όρο στην εξίσωση

ορμής συνδεδεμένο με το πάχος του καθώς και το εμπρόσθιο μέτωπο του κύματος (wave front slope). Και τα δύο κριτήρια λειτουργούν ομαλά στο βασικό αριθμητικό μοντέλο, χωρίς να παράγουν αστάθειες και γενικά το τροποποιούν με επιτυχία ώστε να συμβαδίζει με την επαγόμενη λόγω ρήχωσης θραύση όπως έχει σημειωθεί από τους Chondros et al. (2011).

Στον παρόν μοντέλο χρησιμοποιείται μία απλή διατύπωση τυρβώδους μίξης (eddy viscosity-type formulation) σε δύο οριζόντιες διευθύνσεις. Εφαρμογές της μεθοδολογίας των Kennedy et al. (2000) καταδεικνύουν το ακόλουθους επιπρόσθετους όρους στην Εξ. 3.3:

$$R_{bx} = \frac{1}{d+\zeta} \left\{ [v((d+\zeta)U)_x]_x + \frac{1}{2} [v((d+\zeta)U)_y + v((d+\zeta)V)_x]_y \right\} \quad (3.35)$$

$$R_{by} = \frac{1}{d+\zeta} \left\{ [v((d+\zeta)V)_y]_y + \frac{1}{2} [v((d+\zeta)U)_y + v((d+\zeta)V)_x]_x \right\} \quad (3.36)$$

Πολλαπλασιάζοντας τις εξισώσεις ορμής με $(d+\zeta)$ και ολοκληρώνοντας σε ένα περιστατικό θραύσης, αυτοί οι πρόσθετοι όροι φαίνεται να διατηρούνται στην ορμή. Στις παραπάνω εξισώσεις ο όρος v είναι η τυρβώδης συνεκτικότητα που εντοπίζεται στο εμπρόσθιο μέτωπο της θραύσης, εκφρασμένη ως μια συνάρτηση του χώρου και του χρόνου από:

$$v = B\delta_b^2(d+\zeta)\zeta_t \quad (3.37)$$

με τον συντελεστή μήκους μίξης ίσο με την τιμή $\delta_b=1.2$. Η ποσότητα B ελέγχει την απότομη εκκίνηση της θραύσης και της συνεπαγόμενης αστάθειας. Ορίζεται από:

$$B = \begin{cases} 1 & \zeta_t \geq 2\zeta_t^* \\ \frac{\zeta_t}{\zeta_t^*} - 1 & \zeta_t^* < \zeta_t \leq 2\zeta_t^* \\ 0 & \zeta_t \leq \zeta_t^* \end{cases} \quad (3.38)$$

Η παράμετρος ζ_t^* καθορίζει την αρχή και τη διακοπή της θραύσης. Αυτή είναι η ακόλουθη:

$$\zeta_t^* = \begin{cases} \zeta_t^{(F)} & t \geq T^* \\ \zeta_t^{(I)} + \frac{t-t_0}{T^*} (\zeta_t^{(F)} - \zeta_t^{(I)}) & 0 \leq t-t_0 < T^* \end{cases} \quad (3.39)$$

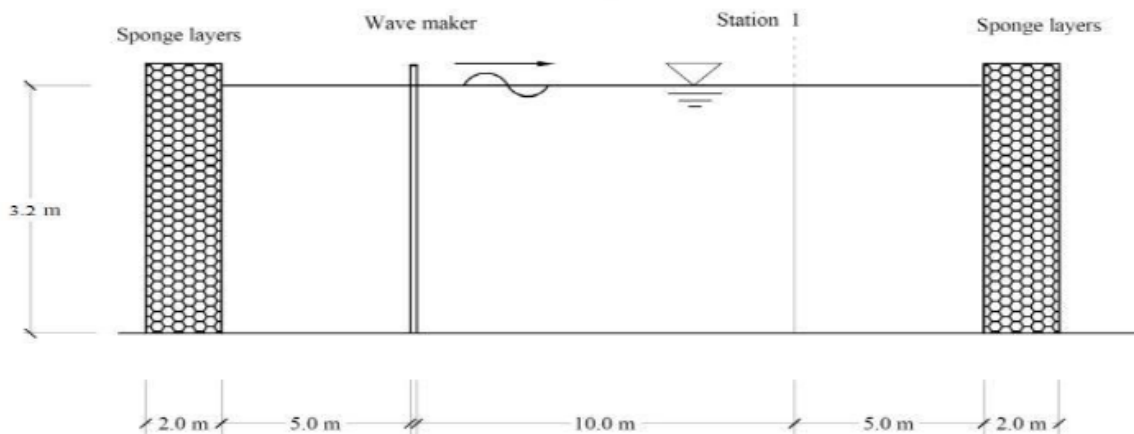
όπου $T^* = 5\sqrt{\left(\frac{d}{g}\right)}$ είναι ο χρόνος μετάβασης από την έναρξη στην παύση της θραύσης, t_0 η χρονική στιγμή έναρξης της θραύσης, και $t-t_0$ το χρονικό του γεγονότος της. Οι τιμές του $\zeta_t^{(I)}$ κυμαίνονται από $0.35\sqrt{gd}$ για παραλίες με αναβαθμούς μέχρι $0.65\sqrt{gd}$ για παραλίες μονοσήμαντης κλίσης και $\zeta_t^{(F)} = 0.15\sqrt{gd}$ για όλες των περιπτώσεων. Σημειώνεται ότι η εφαρμογή του μοντέλου τυρβώδους μίξης (eddy viscosity model) καταλήγει σε μια διεύρυνση του κύματος λόγω επίδρασης της διάχυσης.

3.2.9 Επαλήθευση μοντέλου Boussinesq Chondros & Memos 2012 σύμφωνα με τους Chondros & Memos (2012)

Για την κατανόηση της απόδοσης του μοντέλου για τις περιπτώσεις που εξετάζει η εργασία αυτή (κεφάλαιο 5), κρίνεται σκόπιμη η επιγραμματική παρουσίαση προγενέστερων ελέγχων που πραγματοποιήθηκαν στο πλαίσιο επαλήθευσης του για τρία τουλάχιστον σενάρια.

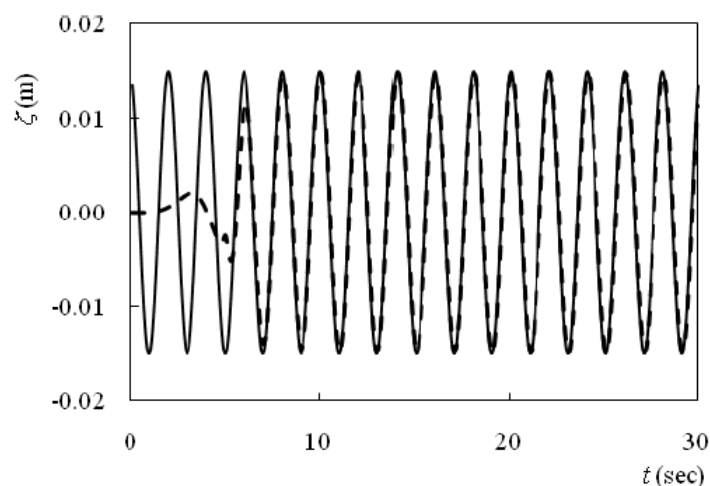
Περίπτωση 1: Σταθερό βάθος - Βαθεία νερά- Προσομοίωση διάδοσης ημιτονοειδούς κυματισμού πάνω από οριζόντιο πυθμένα -1D analysis

Ύψος κύματος $H_0 = 3$ cm, βάθος νερού $d = 3.2$ m, περίοδος κύματος $T = 2$ sec, αριθμός κύματος $\kappa = 3.22$ (όπου $L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh kh = 6.22$ m και $k=1.009$, $\frac{d}{L} = 0.51 > 0.5$ βαθεία νερά)



Σχ. 3.7 Αριθμητικό πεδίο διάδοσης κυματισμού για σταθερό βάθος για βαθειά νερά.

Η προσομοίωση της χρονοσειράς ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας συγκρινόμενη με τη θεωρία Stokes 1^{ης} τάξης (Σχ. 3.8) για το σταθμό 1 (βλ. Σχ. 3.7) κατάντη της κυματογεννήτριας (wave maker) συγκλίνει ικανοποιητικά.

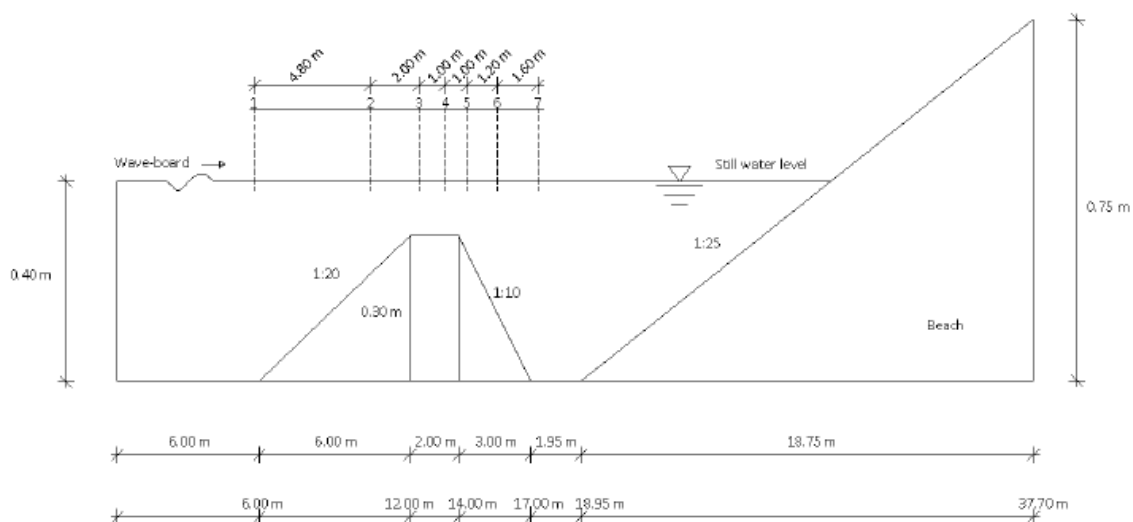


Σχ. 3.8 Σύγκριση ανύψωσης του μοντέλου (- -) και της θεωρίας Stokes 1^{ης} τάξης(—).

Να σημειωθεί ότι για τα πειράματα που διεξήχθησαν στο πλαίσιο αυτής της εργασίας οι συνθήκες νερού χαρακτηρίζονται γενικά ως ενδιάμεσες.

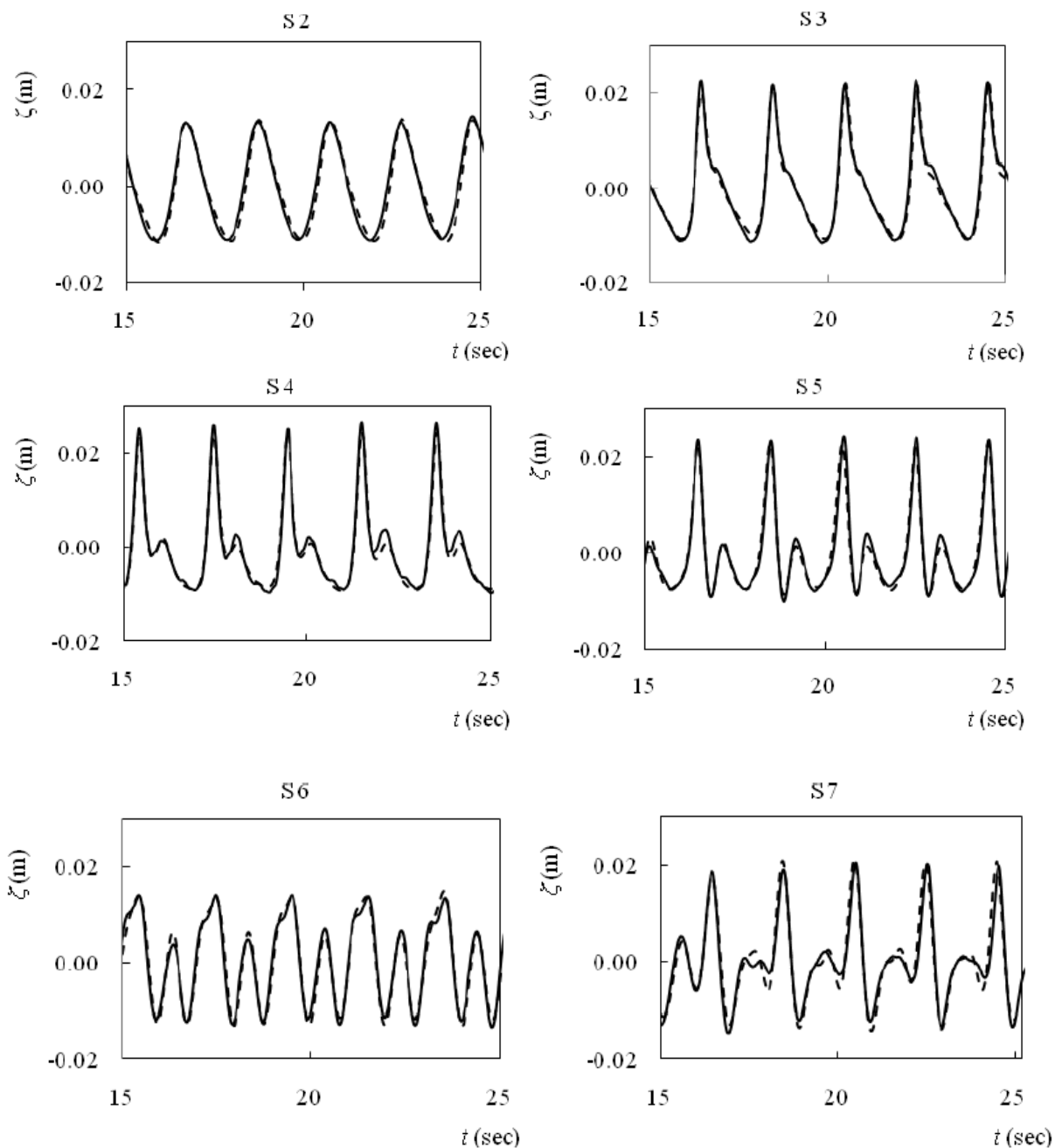
**Περίπτωση 2: Διάδοση πάνω από ύφαλη τραπεζοειδή διεμβολή (submerged bar)-
Πείραμα Beji and Battjes (1993) - 1D analysis**

Ύψος κύματος $H = 2.0$ cm, βάθος νερού $d = 0.4$ m, συχνότητα κύματος $f = 0.5$ Hz ($T = 2$ sec), διάταξη διώρυγας μήκους 37.7 m, πλάτους 0.8 m (όπου $L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh kh = 3.69$ m και $k=1.703$, $0.05 < \frac{d}{L} = 0.11 < 0.5$ ενδιάμεσα νερά). Στο **Σχ. 3.9** απεικονίζεται η διάταξη.



Σχ. 3.9 Διάταξη ύφαλου τραπέζιου και θέση μετρητών ανύψωσης της στάθμης (Beji and Battjes 1993).

Στο **Σχ. 3.10** που ακολουθεί παρατίθεται η σύγκριση του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις για τους σταθμούς 2-7. Γενικά παρατηρείται συμφωνία μεταξύ των πειραματικών δεδομένων και του μοντέλου υποδεικνύοντας την ικανοποιητική προσομοίωση διάδοσης κανονικών μη θραυόμενων κυματισμών πάνω από ύφαλο τραπέζιο.



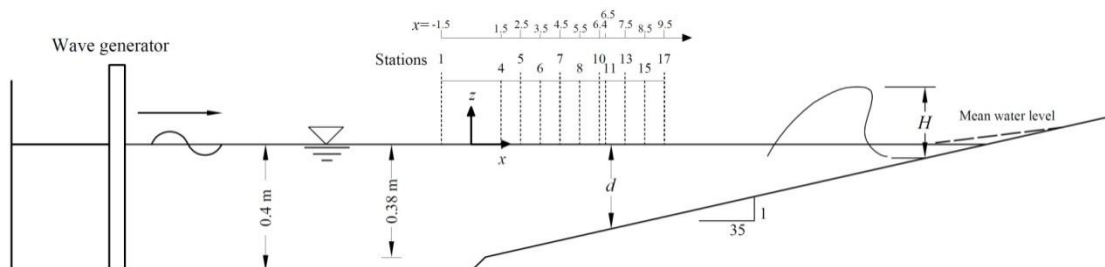
Σχ. 3.10 Χρονοσειρές ανύψωσης της επιφάνειας για μονοχρωματικούς ($f = 0.5$ Hz, $H = 2.0$ cm), (—) πειραματικά δεδομένα, (- -) τροποποιημένο μοντέλο.

Να σημειωθεί στο σημείο αυτό ότι για τα πειράματα που διεξήχθησαν στο πλαίσιο αυτής της εργασίας, οι συνθήκες νερού χαρακτηρίζονται γενικά ως ενδιάμεσες, ενώ σε ότι αφορά τη διάταξη του ύφαλου τραπεζίου χαρακτηρίζεται από απότομες κλίσεις (κεφάλαιο 4).

Περίπτωση 3: Διάδοση θραυόμενων κυματισμών τύπου Cnoidal (cnoidal breakers) πάνω από πυθμένα ήπιας κλίσης

Για τον έλεγχο απόδοσης του μοντέλου χρησιμοποιήθηκαν πειραματικά δεδομένα των Ting and Kirby (1994) για τη διάδοση κυματισμών πάνω από κεκλιμένο πυθμένα. Συλλέχθηκαν σε 2D δεξαμενή με πυθμένα κλίσης 1:35 και Μ.Σ.Η. τα 0.40 m. Η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας μετρήθηκε σε αρκετούς σταθμούς (Σχ. 3.11) με δειγματοληπτική αναλογία των 50 Hz. Χρησιμοποιήθηκαν κύματα τύπου Cnoidal.

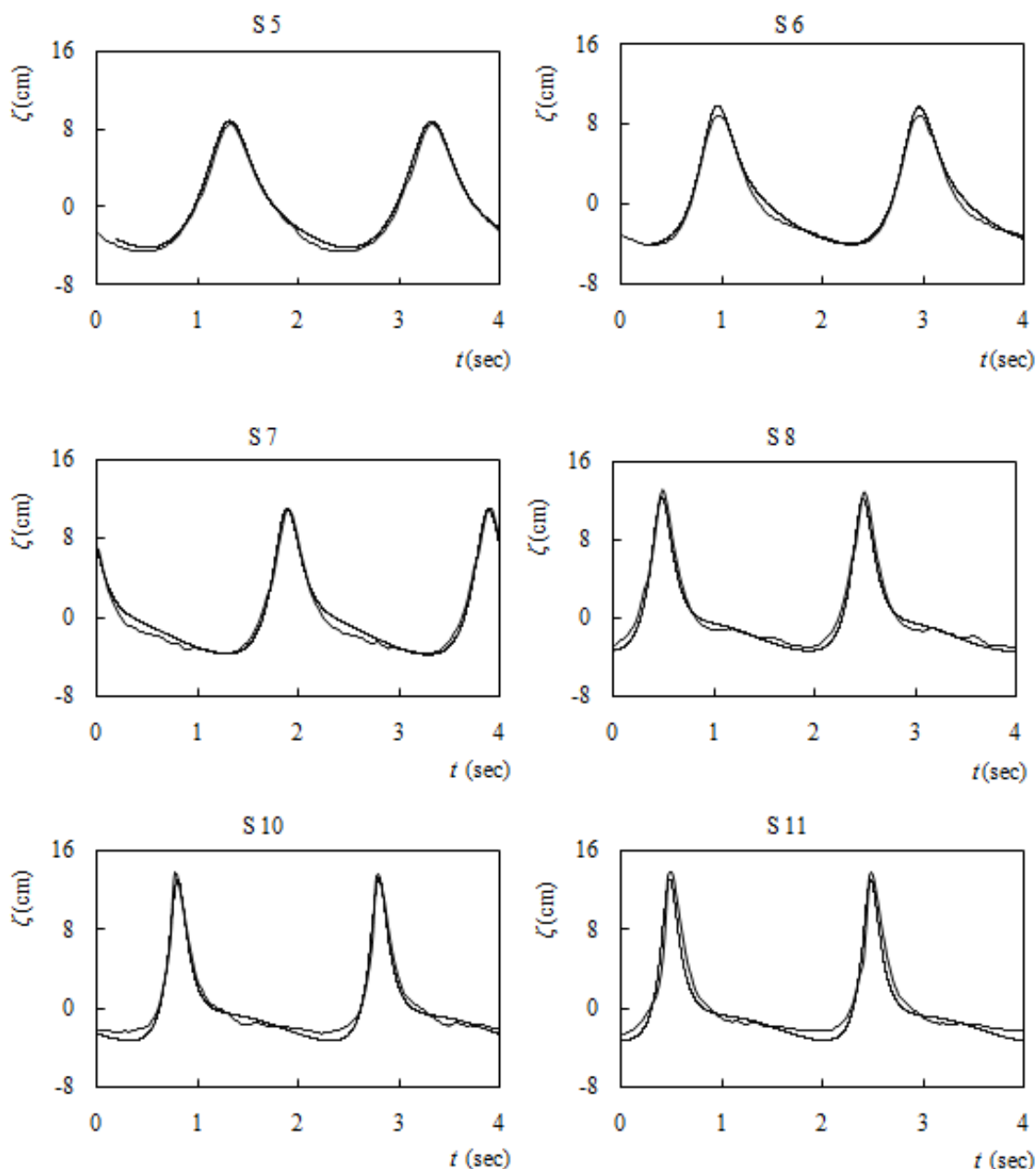
Προσομοιώθηκε η κυματική κατάσταση για θραύση τύπου spilling με κυματικό σενάριο ύψους $H_0 = 0.127$ m και περιόδου $T = 2.0$ s.



Σχ. 3.11 Πειραματική διάταξη των Ting and Kirby (1994), μήκη σε (m)

Η Μ.Σ.Η. στη θέση εκκίνησης της θραύσης (breaking point) (σταθμός 10, $x_b=6.4$ m) ήταν $d_b=0.196$ m. Στο σχήμα 3.12 γίνεται η σύγκριση του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις για τους σταθμούς 5-8 και 10-11. Η συμπεριφορά του μοντέλου είναι ικανοποιητική και εμφανίζει μόνο ελαφρές αποκλίσεις από τα πειραματικά δεδομένα.

Όπως ήδη αναφέρεται παραπάνω, για τα πειράματα που διεξήχθησαν στο πλαίσιο αυτής της εργασίας, η διάταξη του ύφαλου τραπεζίου χαρακτηρίζεται από απότομες κλίσεις (κεφάλαιο 4) ενώ ο τύπος θραύσης των διαδιδόμενων κυματισμών αποτελεί αντικείμενο διερεύνησης. Οι κυματισμοί από πλευράς μορφής γενικά χαρακτηρίζονται με βάση την κατάταξη κατά Le Méhauté (1976), ως Stokes 2^{ης} τάξης.



Σχ. 3.12 Χρονοσειρές ανύψωσης της επιφάνειας για θραύση κυλίσεως κυματισμού τύπου cnoidal ($H_0=0.127$ m, $T=2.0$ s), (—) πειραματικά δεδομένα, (- -) τροποποιημένο μοντέλο.

3.2.10 Συμπεράσματα

Σε ότι αφορά την ανάπτυξη του παρόντος μοντέλου Boussinesq με βάση την εργασία των Madsen and Schäffer (1998), γίνεται αντιληπτό ότι καταρτίστηκε με σκοπό αριθμητικές προσομοιώσεις υψηλής ακρίβειας. Προτείνονται εξισώσεις με μεταβλητούς συντελεστές έτσι ώστε να επιτυγχάνεται η περιγραφή γραμμικής και μη γραμμικής διασποράς ανεξαρτήτως

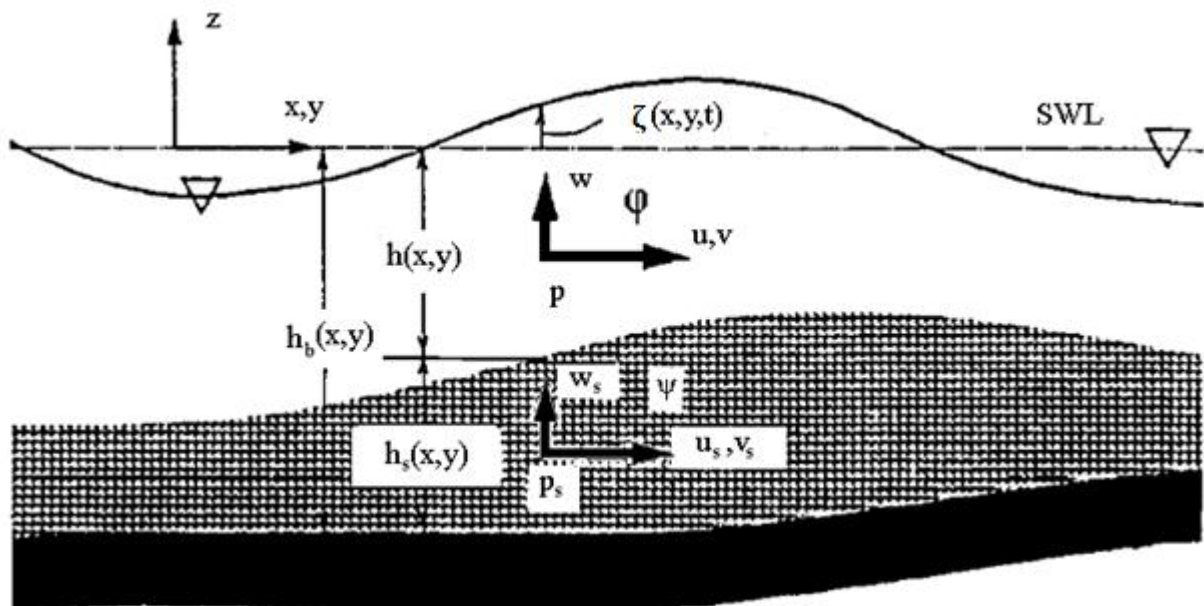
βάθους. Οι συντελεστές αυτοί είναι εξαρτώμενοι χρονικά και χωρικά σε αντίθεση με προγενέστερες μελέτες μοντέλων τύπου Boussinesq που λαμβάνουν τους συντελεστές αυτούς ως σταθερές. Είναι συναρτήσεις του αριθμού κύματος και του βάθους και υπολογίζονται σε κάθε κόμβο του υπολογιστικού πεδίου ανεξάρτητα σε κάθε βήμα $((\alpha_1, \beta_1) = f(kd))$. Τέλος προτείνεται μια τροποποίηση της μεθόδου για τη γένεση κυματισμού μέσα στο υπολογιστικό πεδίο, ικανή να προσομοιώσει τους σωστούς κυματαριθμούς σε όλα τα βάθη. Να σημειωθεί ότι οι δύο παραπάνω βελτιώσεις που σχετίζονται με τις τιμές του k και το μηχανισμό γένεσης κυματισμών, έχουν ευρύτερο πεδίο εφαρμογής και μπορούν να εφαρμοστούν εύκολα και σε άλλα μοντέλα Boussinesq διάδοσης κυμάτων. Το μοντέλο ελέγχθηκε για μια σειρά περιπτώσεων με αντίστοιχες διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις. Μέσω των ελέγχων αυτών υποδεικνύεται η σχετική σταθερότητα και επαληθεύεται ικανοποιητική απόδοση του μοντέλου. Βασικό πλεονέκτημα του προτεινόμενου μοντέλου αποτελεί η δυνατότητα εφαρμογής του, πρακτικά για όλες τις περιοχές νερών, από τα βαθιά έως τα πολύ ρηγά νερά.

3.3 Εισαγωγή του πορώδους στα μοντέλα Boussinesq

Το μοντέλο πλήρους διασποράς και υψηλής μη γραμμικότητας τύπου Boussinesq των Chondros and Memos (2012), επεκτάθηκε ακολουθώντας την προσέγγιση των Cruz et al. (1997) από τους Metallinos and Memos (2012), Metallinos et al. (2013) ώστε να συμπεριληφθεί η επίδραση των τροχιακών κινήσεων του ρευστού σε πορώδες μέσο.

3.3.1 Παραγωγή Εξισώσεων και Οριακές Συνθήκες της Κυματικής Κίνησης σε Πορώδη Πυθμένα

Οι μεταβλητές και το πεδίο εφαρμογής τους φαίνονται στο παρακάτω σχήμα.



Σχ. 3.13 Ορισμοί συμβόλων (Cruz et al., 1997).

Η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας μετατοπίζεται $\zeta(x,y,t)$ από την μέση στάθμη θάλασσας. Το βάθος του νερού πάνω από τον διαπερατό πυθμένα είναι $h(x,y)$ και το πάχος του πορώδους μέσου είναι $h_s(x,y)$ και βρίσκεται πάνω από τον αδιαπέρατο πυθμένα σε ύψος $z = -h_b(x,y)$. Η ροή θεωρείται ασυμπιεστή και αστρόβιλη και τόσο και στα δύο μέσα. Η εξίσωση της κίνησης μέσα στο πορώδες μέσο είναι (Cruz et al., 1997):

$$\varphi \frac{dU_s}{dt} + \frac{1}{\rho} \nabla_3(p_s + \rho g z) + F_r + F_i = 0 \quad (3.40)$$

όπου φ το πορώδες, $U_s = (u_s, v_s, w_s)$ το διάνυσμα των ταχυτήτων στο εσωτερικό του πορώδους μέσου, p_s η πίεση στο εσωτερικό του πορώδους μέσου, g η επιτάχυνση της βαρύτητας,

$\nabla_3 \equiv \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$ ο τελεστής βαθμίδας, F_r η συρτική αντίσταση του πορώδους μέσου, F_i η

αδρανειακή αντίσταση του πορώδους μέσου και $\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U}_s \cdot \nabla_3$ δηλώνει την συνολική παράγωγο. Σε μόνιμες ροές, το F_r εξισορροπεί την πτώση στην πιεζομετρική κορυφή κατά την διεύθυνση της ροής. Το F_r δίνεται από την σχέση:

$$F_r \equiv \frac{1}{\rho} \nabla_3 (p_s + \rho g z) = \alpha_1 U_s + \alpha_2 |U_s| U_s \quad (3.41)$$

Όπου α_1 και α_2 είναι συντελεστές οι οποίοι αναφέρονται σε στρωτή και τυρβώδη ροή αντίστοιχα. Το F_i δίνεται από την σχέση:

$$F_i \equiv (1 - \phi)(1 + c_m) \frac{dU_s}{dt} \quad (3.42)$$

Όπου c_m ο συντελεστής πρόσθετης μάζας. Από τις Εξ. 3.41 και 3.42 και εισάγοντας τις στην Εξ. 3.44 η εξίσωση κίνησης γίνεται:

$$c_r \frac{dU_s}{dt} + \frac{1}{\rho} \nabla_3 (p_s + \rho g z) + \alpha_1 U_s + \alpha_2 |U_s| U_s = 0 \quad (3.43)$$

Όπου c_r ο αδρανειακός συντελεστής:

$$c_r \equiv \phi + (1 - \phi)(1 + c_m) \quad (3.44)$$

Η εξίσωση συνέχειας στο πορώδες μέσο είναι:

$$\nabla_3 \cdot (\phi U_s) = 0 \quad (3.45)$$

Και εφόσον το πορώδες θεωρείται ομοιόμορφο έχουμε:

$$\nabla_3 \cdot U_s = 0 \quad (3.46)$$

Στο υπερκείμενο σώμα του νερού οι εξισώσεις ορμής και συνέχειας δίνουν:

$$\frac{dU}{dt} + \frac{1}{\rho} \nabla_3(p + \rho g z) = 0 \quad (3.47)$$

$$\nabla_3 \cdot U = 0 \quad (3.48)$$

όπου $U=(u,v,w)$ είναι οι τροχιακές ταχύτητες των τροχιακών σωματιδίων του νερού στη διάσταση x, y και z αντίστοιχα, p είναι η πίεση και $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U \cdot \nabla_3$.

Στην ελεύθερη επιφάνεια, η δυναμική και η κινηματική συνθήκη είναι:

$$p = 0, z = \zeta(x, y, t) \quad (3.49)$$

$$\frac{d}{dt}(z - \zeta) \equiv w - \frac{\partial \zeta}{\partial t} - u \nabla \zeta = 0, z = \zeta(x, y, t) \quad (3.50)$$

όπου, $\nabla_3 \equiv \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$ ο τελεστής βαθμίδας και $u=(u,v)$ το διάνυσμα της ταχύτητας.

Στον αδιαπέρατο πυθμένα η ταχύτητα U_{sn} γράφεται:

$$U_{sn} \equiv U_s \cdot n | \nabla_3(z + h_b) | = u_s \nabla h_b + w_s = 0, z = -h_b(x, y) \quad (3.51)$$

Όπου n το μοναδιαίο διάνυσμα και $u_s=(u_s, v_s)$ η οριζόντια ταχύτητα στις 2 διευθύνσεις. Στην διεπιφάνεια των δύο σωμάτων:

$$u \cdot \nabla h + w = \varphi(u_s \cdot \nabla h + w_s), z = -h(x, y) \quad (3.52)$$

Τελικά δεδομένου ότι πρέπει να υπάρχουν ίσες πιέσεις στην διεπιφάνεια των δύο σωμάτων έχουμε:

$$p = p_s, z = -h(x, y) \quad (3.53)$$

Οι Sawaragi & Deguchi (1992) έχουν αποδείξει ότι ακόμα και για υψηλά μη γραμμικά κύματα η διατμητική τάση στην διεπιφάνεια του νερού με το πορώδες μέσο είναι αμελητέα συγκριτικά με τους άλλους όρους των Εξ. 3.40 και 3.43. Οι οριακές συνθήκες στην διεπιφάνεια (3.50) και (3.51) δεν εξασφαλίζουν την συνέχεια μεταξύ των ταχυτήτων. Θεωρούμε ότι υπάρχει λοιπόν ένα οριακό στρώμα αρκετά πυκνό ώστε να εξισώσει τις ταχύτητες που εφάπτονται σε αυτό χωρίς να επηρεάζει την ροή πάνω ή κάτω από αυτό.

Οι Εξ. 3.43 και 3.46-3.48 περιγράφουν τις συνθήκες στο εσωτερικό του πορώδους μαζί με τις οριακές συνθήκες (3.49), (3.50), (3.51), (3.52) και (3.53). Για να μειωθεί ο αριθμός των αγνώστων μεταβλητών εισάγονται τα δυναμικά Φ και Ψ :

$$U_s = \nabla_3 \psi, U = \nabla_3 \Phi \quad (3.54)$$

Με αυτά η εξίσωση συνέχειας οδηγεί στις εξισώσεις Laplace:

$$\nabla^2 \Psi + \psi_{zz} = 0, -h_b < z < -h \quad (3.55)$$

$$\nabla^2 \Phi + \Phi_{zz} = 0, -h < z < -\zeta \quad (3.56)$$

Χρησιμοποιώντας την Εξ. 3.54 στις Εξ. 3.43 και 3.47 οι εξισώσεις της κίνησης μπορούν να γραφούν:

$$c_r \left[\Psi_t + \frac{1}{2} (\nabla_3 \Psi)^2 \right] + \frac{p_s}{\rho} + gz + \alpha \Psi = 0 \quad (3.57)$$

$$\Phi_t + \frac{1}{2} (\nabla_3 \Phi)^2 + \frac{p}{\rho} + gz = 0 \quad (3.58)$$

Με αυτά οι οριακές συνθήκες μπορούν να γραφούν σε όρους δυναμικού Φ και Ψ :

$$\Phi_t + \frac{1}{2} (\nabla_3 \Phi)^2 + g\zeta = 0, z = \zeta \quad (3.59)$$

$$\Phi_z = \zeta_t + \nabla \Phi \cdot \nabla \zeta, z = \zeta \quad (3.60)$$

$$\Psi_2 = -\nabla \Phi \cdot \mathbf{h}_b, z = -h_b \quad (3.61)$$

$$\Phi_z + \nabla \Phi \cdot \nabla h = \varphi(\psi_z + \nabla \Psi \cdot \nabla h), z = -h \quad (3.62)$$

$$c_r \left[\Psi_t + \frac{1}{2} (\nabla_3 \Psi)^2 \right] + \alpha \Psi = \Phi_t + \frac{1}{2} (\nabla_3 \Phi)^2, z = -h \quad (3.63)$$

Ο συντελεστής αντίστασης α του πορώδους μέσου ορίζεται ως:

$$\alpha = \alpha + \alpha_2 |U_s| \quad (3.64)$$

3.3.2 Παραγωγή Εξισώσεων Boussinesq για Πορώδες Μέσο

Η κυματική κίνηση χαρακτηρίζεται από 3 μεγέθη: Το βάθος νερού h , το μήκος κύματος L και το κυματικό εύρος α . αδιαστατοποιώντας τις μεταβλητές χρησιμοποιώντας τις 3 παραπάνω μεταβλητές προκύπτει:

$$x' = \frac{x}{L}, \quad y' = \frac{y}{L} \quad (3.65)$$

$$z' = \frac{z}{h_o}, \quad h' = \frac{h}{h_o}, \quad h'_b = \frac{h_b}{h_o}, \quad \zeta' = \frac{\zeta}{\alpha} \quad (3.66)$$

$$t' = \frac{t\sqrt{gh_o}}{L}, \quad (\Psi', \Phi') = \frac{(\Psi, \Phi)}{\alpha\sqrt{gh_o}} \frac{L}{h_o} \quad (3.67)$$

Η χαρακτηριστική ταχύτητα είναι $\sqrt{gh_o}$ στο χρόνο $\frac{L}{\sqrt{gh_o}}$ για να διανύσει απόσταση L. Με την κατάλληλη κανονικοποίηση προκύπτει:

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{h_o}, \quad \mu = \frac{h_o}{L} \quad (3.68)$$

αυτοί ονομάζονται όροι μη γραμμικότητας και διασποράς. Συνεπώς γράφοντας τις γραμμικοποιημένες εξισώσεις προκύπτουν οι ακόλουθες εξισώσεις:

$$\sigma^2 \nabla^2 \Psi + \Psi_{zz} = 0, \quad -h_b < z < -h \quad (3.69)$$

$$\sigma^2 \nabla^2 \Phi + \Psi_{zz} = 0, \quad -h < z < \zeta \quad (3.70)$$

$$\sigma^2 (\Phi_t + \zeta) + \varepsilon \frac{1}{2} [\sigma^2 (\Phi_x^2 + \Phi_y^2) + \Phi_z^2] = 0, \quad z = \varepsilon \zeta \quad (3.71)$$

$$\sigma^2 (\eta_t + \varepsilon \nabla \Phi \cdot \nabla \eta) = \Phi_z, \quad z = \varepsilon \zeta \quad (3.72)$$

$$\Psi_z = -\sigma^2 \nabla \Psi \cdot \nabla h_b, \quad z = -h_b \quad (3.73)$$

$$\Phi_z + \sigma^2 \nabla \Phi \cdot \nabla h = \varphi (\Psi_z + \sigma^2 \nabla \Psi \cdot \nabla h), \quad z = -h \quad (3.74)$$

$$\sigma^2 (c_r \Psi_t + \alpha \Psi) + \varepsilon \frac{1}{2} c_r [\sigma^2 (\Psi_x^2 + \Psi_y^2) + \Psi_z^2] = \sigma^2 \Phi_t + \varepsilon \frac{1}{2} [\sigma^2 (\Phi_x^2 + \Phi_y^2) + \Phi_z^2], \quad z = -h \quad (3.75)$$

Στην συνέχεια στις εξισώσεις αυτές γίνεται διάκριση στην εμφάνιση των οριζόντιων και κάθετων παραγώγων των δυναμικών. Τα δυναμικά εισάγουν αυθαίρετες κατανομές $\Psi(x,y,t)$, $\Phi(x,y,t)$ στην οριζόντια διάσταση και εκθετική δυναμοσειρά στην κατακόρυφη διάσταση ως:

$$\Psi(x, y, z, t) = \sum_{n=0} [z + h_b(x, y)]^n \Psi_n(x, y, t) \quad (3.76)$$

$$\Phi(x, y, z, t) = \sum_{n=0} [x + h(x, y)]^n \Phi_n(x, y, t) \quad (3.77)$$

Στα μοντέλα Boussinesq θεωρούμε $O(\varepsilon)=O(\sigma^2)<1$. Έτσι λαμβάνοντας υπόψη μόνο τους κυρίαρχους όρους μη γραμμικότητας και διασποράς και χρησιμοποιώντας τις οριακές συνθήκες (3.69), (3.70), (3.74) και (3.75) οδηγούμαστε αντίστοιχα για τα δυναμικά Ψ και Φ :

$$\Psi = \Psi_0 - \frac{\sigma^2}{2} \left[2(z + h_b) \nabla h_b \cdot \nabla \Psi_0 + (z + h_b)^2 \nabla^2 \Psi_0 \right] + O(\sigma^4) \quad (3.78)$$

$$\Phi = \Phi_0 - \frac{\sigma^2}{2} \left[2(z + h) (\nabla h \cdot \nabla \Phi_0 + \phi \nabla \cdot (h_s \nabla \Psi_0)) + (z + h)^2 \nabla^2 \Phi_0 \right] + O(\sigma^4) \quad (3.79)$$

Οι ταχύτητες σε κάθε μέσο μπορούν να ληφθούν λαμβάνοντας υπόψη τις εναπομείναντες 3 οριακές συνθήκες (3.71), (3.72) και (3.73), δηλαδή τις μη γραμμικές εξισώσεις. Πρώτα η εξίσωση της ορμής λαμβάνεται εισάγοντας την δυναμική συνθήκη στην ελεύθερη επιφάνεια. Η Εξ. 3.71 πρώτα εκτιμάται στο ύψος $z=\varepsilon\zeta$ και έπειτα το ∇ εισάγεται στην παραγόμενη εξίσωση για την απαλοιφή του Φ_0 :

$$u_{0t} + \varepsilon u_0 \cdot \nabla u_0 + \nabla \zeta - \frac{\sigma^2}{2} \nabla \left[h^2 \nabla \cdot u_{0t} + 2h \nabla h \cdot u_{0t} + \phi h \nabla (h_s \cdot u_{s0t}) \right] = O(\varepsilon \sigma^2, \sigma^4) \quad (3.80)$$

όπου οι ταχύτητες είναι:

$$u_0 = \nabla \Phi_0, \quad u_{s0} = \nabla \Psi_0 \quad (3.81)$$

Η εξίσωση της ορμής για το πορώδες μέσο λαμβάνεται εισάγοντας την συνέχεια πίεσης (continuity of pressure). Η Εξ. 3.75 υπολογίζεται σε ύψος $z=-h$ και έπειτα το ∇ εισάγεται στην παραγόμενη εξίσωση για την απαλοιφή του Ψ_0 :

$$c_r (u_{s0t} + \varepsilon u_{s0} \cdot \nabla u_{s0}) + \nabla \zeta + \alpha u_{s0} - \frac{\sigma^2}{2} \nabla \left[c_r (2h_s \nabla h_b \cdot u_{s0t} + h_s^2 \nabla u_{s0t}) + \alpha (2h_s \nabla h_b \cdot u_{s0} + h_s^2 \nabla u_{s0}) + h^2 \nabla u_{0t} + 2\phi \nabla \cdot (h_s u_{s0t}) \right] = O(\varepsilon \sigma^2, \sigma^4) \quad (3.82)$$

Οι ολοκληρωμένες στο βάθος ταχύτητες είναι:

$$u = \frac{1}{h + \varepsilon \zeta} \int_{-h}^{\varepsilon \zeta} \nabla \Phi dz \quad (3.83)$$

$$\mathbf{u}_s = \frac{1}{h_b - h} \int_{-h_b}^h \nabla \Psi dz \quad (3.84)$$

Εισάγοντας τις Εξ. 3.78 και 3.79 στις Εξ. 3.84 και 3.83 αντίστοιχα προκύπτουν τα ακόλουθα:

$$\mathbf{u}_0 = \bar{\mathbf{u}} + \frac{\sigma^2}{2} \left[\frac{h^2}{3} \nabla(\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}) + h \nabla(\nabla h \cdot \bar{\mathbf{u}}) + h \nabla h \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} + 2 \nabla h \nabla h \cdot \bar{\mathbf{u}} \right] + \frac{\sigma^2}{2} \phi [h \nabla(\nabla \cdot (h_s \mathbf{u}_s)) + 2 \nabla h \nabla h \cdot (h_s \bar{\mathbf{u}}_s)] + O(\sigma^4) \quad (3.85)$$

$$\mathbf{u}_{s0} = \bar{\mathbf{u}}_s + \frac{\sigma^2}{2} \left[\frac{h_s^2}{3} \nabla(\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_s) + h_s \nabla(\nabla h_b \cdot \bar{\mathbf{u}}_s) + h_s \nabla h_b \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_s + 2 \nabla h_b \nabla h_b \cdot \bar{\mathbf{u}}_s \right] + O(\sigma^4) \quad (3.86)$$

Στη συνέχεια εισάγοντας τις εξισώσεις (3.85) και (3.86) στις εξισώσεις (3.80) και (3.82) προκύπτει:

$$\bar{\mathbf{u}}_t + \varepsilon \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \zeta + \frac{\sigma^2}{2} \left[\frac{h^2}{3} \nabla(\nabla \bar{\mathbf{u}}_t) - h \nabla(\nabla \cdot (h \bar{\mathbf{u}}_t)) - \phi h \nabla(h_s \bar{\mathbf{u}}_{st}) \right] = O(\varepsilon \sigma^2, \sigma^4) \quad (3.87)$$

Οι Εξ. 3.86 (διατήρηση της ορμής) και 3.87 (εξίσωση συνέχειας) αποτελούν τις βασικές εξισώσεις Boussinesq σε δισδιάστατο μοντέλο (2D) περιλαμβάνοντας βελτιωμένα χαρακτηριστικά διασποράς και μη γραμμικότητας και λαμβάνοντας υπόψη και το πορώδες μέσο.

Οι αντίστοιχες εξισώσεις σε μονοδιάστατο πεδίο του αριθμητικού μοντέλου όπως χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία γράφονται αναλυτικά (Chondros and Memos, 2012), ακολουθώντας την προσέγγιση των Cruz et al. (1997) και σύμφωνα με τους Metallinos and Memos, 2012; Metallinos et al., 2013) :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + (\nabla(d + \varepsilon \zeta)U) + \phi \nabla(h_s U_s) = 0 \quad (3.88)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \zeta + \frac{1}{2} \varepsilon \nabla(U)^2 + \mu^2 (\Lambda_{20}^{\text{II}} + \varepsilon \Lambda_{21}^{\text{II}} + \varepsilon^2 \Lambda_{22}^{\text{II}} + \varepsilon^3 \Lambda_{23}^{\text{II}}) + \mu^4 (\Lambda_{40}^{\text{II}} + \varepsilon \Lambda_{41}^{\text{II}}) + O(\mu^6, \varepsilon^2 \mu^4) \\ - \frac{\phi}{2} d \nabla^2 (h_s U_{st}) = 0 \end{aligned} \quad (3.89)$$

όπου U = μέση, ολοκληρωμένη στο βάθος οριζόντια ταχύτητα, ζ = ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, d = βάθος νερού, ϕ = πορώδες (= 0 για συμπαγείς κατασκευές), U_s = μέση,

ολοκληρωμένη στο βάθος οριζόντια ταχύτητα ρευστού στο πορώδες μέσο, ε και μ συντελεστές διασποράς και μη γραμμικότητας αντίστοιχα και $h_s =$ πάχος πορώδους μέσου.

Με την προσθήκη των όρων διασποράς της μορφής $B \cdot f(u)$ και $B \cdot f(\zeta)$, είναι εφικτή η εφαρμογή του ομοιώματος σε μεγαλύτερο εύρος βαθών. Η παράμετρος B λαμβάνει την τιμή $1/15$, για την οποία σύμφωνα με τους Madsen και Sørensen (1992), η εξίσωση διασποράς προσεγγίζει με μεγαλύτερη ακρίβεια την αντίστοιχη εξίσωση της γραμμικής θεωρίας.

Οι εξισώσεις (3.88) και (3.89) επιλύονται στην περίπτωση πορώδους κυματοθραύστη σε συνδυασμό με μία ολοκληρωμένη στο βάθος εξίσωση ορμής Darcy-Forchheimer για την ροή στο εσωτερικό του κυματοθραύστη. Υποθέτοντας ότι $O[(h_s/L)^2] \ll 1$, η διδιάστατη, ολοκληρωμένη στο βάθος εξίσωση ορμής, διατυπωμένη σε όρους της ταχύτητας ρευστού u_s ($u_D = \varphi u_s$, $u_D =$ ταχύτητα Darcy) γράφεται:

$$c_r \frac{\partial u_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \varphi \alpha_1 u_s - \varphi^2 \alpha_2 u_s |u_s| \quad (3.90)$$

η οποία καλείται μη γραμμική εξίσωση μακρών κυματισμών για πορώδη μέσα. Ο τέταρτος όρος στην εξίσωση (3.90) είναι όρος Darcy, ενώ ο πέμπτος όρος είναι όρος Forchheimer.

Η αντίστοιχη σε μονοδιάστατη ανάλυση όπως χρησιμοποιήθηκε στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας σε αντιστοιχία με τις Εξ. 3.88, 3.89 γράφεται:

$$c_r U_{s_t} + U_s + g \nabla \zeta + \varphi \alpha_1 U_s + \varphi^2 \alpha_2 U_s |U_s| = 0 \quad (3.91)$$

Στην παραπάνω εξίσωση, $c_r =$ αδρανειακός συντελεστής, ο οποίος δίνεται από τη σχέση (van Gent, 1995)

$$c_r = 1 + c_m = 1 + \gamma \frac{1 - \varphi}{\varphi} \quad (3.92)$$

όπου $c_m =$ συντελεστής πρόσθετης μάζας και $\gamma =$ εμπειρικός συντελεστής που σχετίζεται με την πρόσθετη μάζα.

Οι συντελεστές πορώδους αντίστασης α_1 και α_2 υπολογίζονται από τις παρακάτω σχέσεις (Sollitt και Cross, 1972)

$$\alpha_1 = \frac{\nu}{K}, \quad \alpha_2 = \frac{C_f}{\sqrt{K}} \quad (3.93)$$

όπου ν = κινηματικό ιξώδες ($1.0 \cdot 10^{-6}$ m²/sec), C_f = αδιάστατη παράμετρος και K = γεωμετρική διαπερατότητα (m²) η όποια προκύπτει από τη σχέση (van Gent, 1994, 1995, Burcharth και Andersen, 1995)

$$K = \frac{d_{50}^2 \cdot \varphi^3}{\alpha(1-\varphi)^2} \quad (3.94)$$

όπου α = εμπειρικός συντελεστής και d_{50} = η μέση διάμετρος του υλικού.

Ο van Gent (1995) πρότεινε την ακόλουθη έκφραση για τον υπολογισμό του C_f

$$C_f = \beta \frac{1-\varphi}{\varphi} \frac{\sqrt{K}}{d_{50}} \quad (3.95)$$

όπου β = εμπειρικός συντελεστής.

Σε αρκετές ερευνητικές εργασίες (Madsen, 1974, Vidal et al., 1988, van Gent, 1995) προτείνονται τιμές για τους αδιάστατους συντελεστές α , β και γ οι οποίες σχετίζονται με το είδος του υλικού και την κλίμακα μεγέθους των στερεών σωματιδίων. Στον παρακάτω πίνακα (Πίν. 3.Α) παρουσιάζονται οι τιμές που προέκυψαν από τις πειραματικές μετρήσεις του Van Gent (1995).

Πίν. 3.Α Προτεινόμενοι συντελεστές σε σχέση με τα χαρακτηριστικά του υλικού (van Gent, 1995).

Υλικό	d_{50}	φ	α	β
Ακανόνιστο λιθосύντριμμα	0.0610	0.442	1791	0.55
Ημισφαιρικό – "–	0.0487	0.454	0	0.88
Σφαιρικό – "–	0.0488	0.393	1066	0.29
Ακανόνιστο – "–	0.0202	0.449	1662	1.07
Ακανόνιστο – "–	0.0310	0.388	1007	0.63
Σφαίρες	0.0460	0.476	2070	0.69

Οι εφαρμοζόμενες εξισώσεις επιλύονται σε δύο διαδοχικά στάδια με ένα σχήμα πεπερασμένων διαφορών ανώτερης τάξης (Wei and Kirby, 1995). Κατά το πρώτο στάδιο εφαρμόζεται ένα ρητό σχήμα εκτίμησης τρίτης τάξης, Adams – Bashforth και ακολουθεί στη συνέχεια η εφαρμογή ενός πεπλεγμένου σχήματος διόρθωσης τέταρτης τάξης, Adams – Moulton μέχρι να επιτευχθεί σύγκλιση.

4 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ & ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

4.1 Πειραματική διώρυγα

Για τις ανάγκες διεξαγωγής των πειραμάτων χρησιμοποιήθηκε η διώρυγα κυματισμών βαρύτητας «Δημήτρης Κοιλάκος», η οποία βρίσκεται στο Εργαστήριο Λιμενικών Έργων του ΕΜΠ στην Πολυτεχνειούπολη Ζωγράφου υπό την εποπτεία του τμήματος πολιτικών μηχανικών.

4.1.1 Διαστάσεις-περιγραφή

Η διώρυγα που χρησιμοποιήθηκε είναι σχήματος ορθογώνιου παραλληλογράμμου και οι βασικές διαστάσεις (Βερναρδάκης, 1990) συνοψίζονται ως εξής:

- Καθαρό μήκος: 27.00 m
- Καθαρό πλάτος: 0.60 m
- Καθαρό ύψος: 1.53 m
- Πάχος τοιχίου: 0.21 m

Είναι κατασκευασμένη από οπλισμένο σκυρόδεμα με διατομή ανεστραμμένου Π και στηρίζεται ως συνεχής δοκός σε βάθρο από οπλισμένο σκυρόδεμα ύψους 0.80 m. Στα δύο άκρα της διώρυγας υπάρχει αποσβεστήρας κυμάτων (απορροφητικές στοιβάδες – sponge layers). Στη θέση της κυματογεννήτριας αποτελείται από πρανές με κροκάλες μέσης διαμέτρου 5 cm που καλύπτεται με ψιλό συρματοπλεγμα για να εμποδίζεται η μετακίνηση τους. Στο άλλο ακρο επίσης έχει διαμορφωθεί ακτή με κροκάλες μέσης διαμέτρου 5 cm και έχει τοποθετηθεί απορροφητικό στρώμα κυλινδρικών στοιβάδων συρματοπλεγμάτων.

Το νερό στη διώρυγα παροχετεύεται μέσω αγωγού διατομής 15 cm και απορρέεται μέσω δύο φρεατίων στο αριστερό άκρο της διώρυγας.

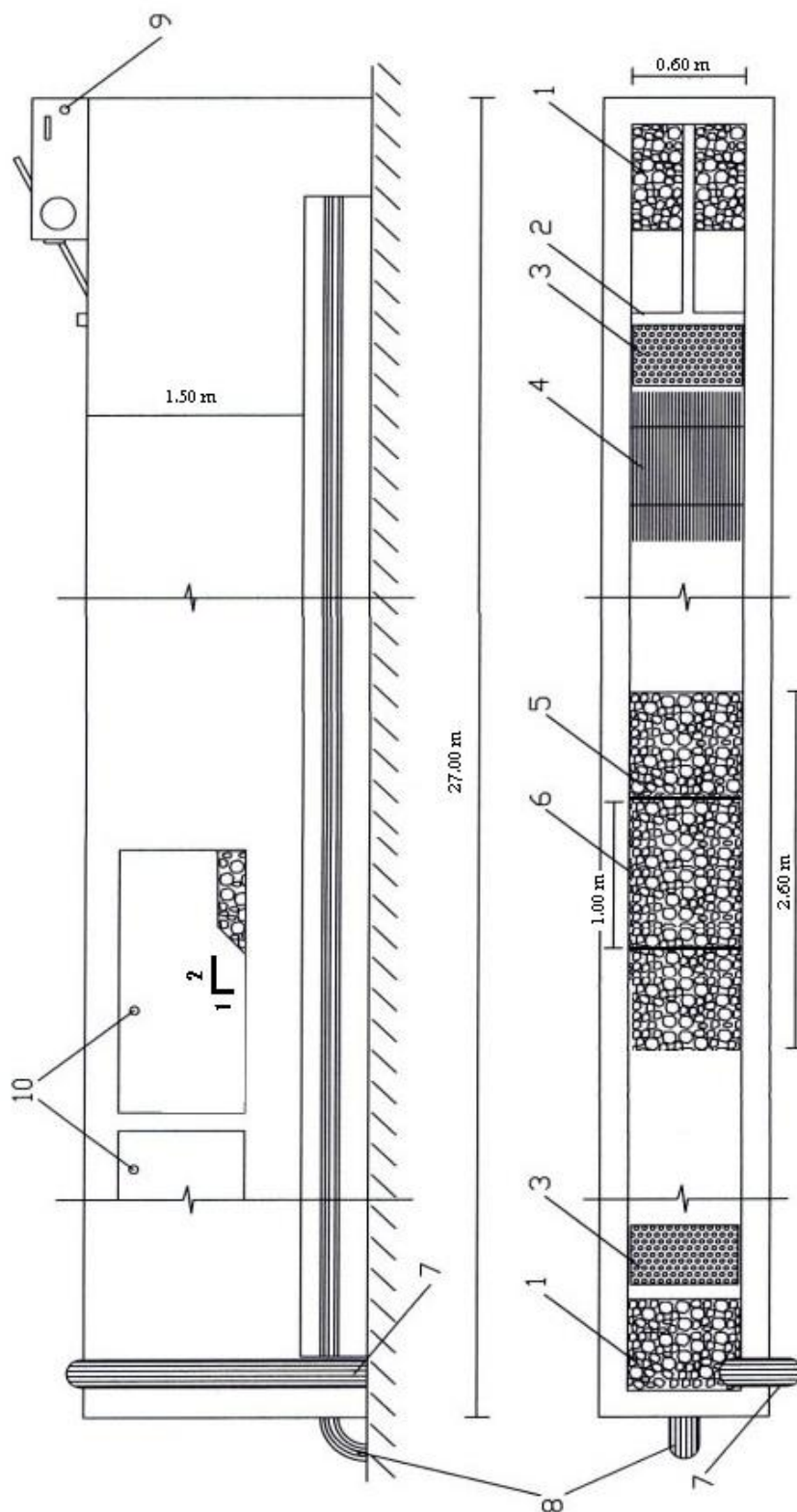
Στην περιοχή όπου γίνονται οι μετρήσεις και τοποθετούνται οι υπό διερεύνηση διατομές και σε απόσταση 5.75 m από το αριστερό άκρο, υπάρχουν δύο διαφανή παράθυρα (fiber glass) 0.95m x 2.90m με σκοπό την παρατήρηση και φωτογράφιση της πειραματικής διαδικασίας.

Στο δεξί άκρο της διώρυγας είναι εγκατεστημένη η κυματογεννήτρια που χρησιμοποιείται για την παραγωγή των κυματισμών. Κατά μήκος της διώρυγας, σε απόσταση ένα μέτρο περίπου από το πτερύγιο της κυματογεννήτριας υπάρχει κατασκευή από παράλληλες, διάτρητες, μεταλλικές πλάκες διαστάσεων 1.0 m x 1.0 m. Χρησιμεύει στο να αποσβένει τις πλευρικές διαταραχές περιορίζοντας το φαινόμενο της περίθλασης ώστε να αποκαθίσταται στη θέση γένεσης των κυματισμών η επιθυμητή δισδιάστατη ροή.

Στην **Εικ.4.1** απεικονίζεται μια άποψη της διώρυγας και του φυσικού προσομοιώματος κατά τη φάση ανάπτυξης της διάταξης και στο **Σχ.4.1** η κάτοψη και η τομή της.



Εικ.4.1 Άποψη της πειραματικής διώρυγας και του φυσικού προσομοιώματος διαπερατού Υ.Κ. κατά τη φάση ανάπτυξης της διάταξης, από την πλευρά της κυματογεννήτριας.



Σχ.4.1 Κάτοψη και τομή της πειραματικής διώρυγας και του φυσικού προσομοιώματος.

1. Ογκόλιθοι απορρόφησης κυματισμών 2. Κυματιστήρας 3. Φρεάτιο απορροής υδάτων 4. Διάτρητες μεταλλικές πλάκες 5. Ογκόλιθοι φυσικού προσομοιώματος 6. Στέψη μοντέλου 7. Αγωγός παροχής υδάτων 8. Αγωγός απορροής υδάτων 9. Κυματογεννήτρια 10. Παράθυρα παρατήρησης.

4.1.2 Γενική διάταξη κυματογεννήτριας

Η κυματογεννήτρια βρίσκεται στο ένα άκρο της διώρυγας και είναι τοποθετημένη σε βάθρο από οπλισμένο σκυρόδεμα διαστάσεων 1.45 m x 0.56 m και πάχους 0.18m. Αποτελείται από τον ηλεκτρικό κινητήρα, το κιβώτιο ταχυτήτων, το μετατροπέα της κίνησης και το πτερύγιο.



Εικ.4.2 Κυματογεννήτρια στο άκρο της διώρυγας τοποθετημένη σε βάθρο.

Ο ηλεκτρικός κινητήρας έχει ισχύ 2.2 KW και δουλεύει στις 1420 στροφές ανά λεπτό, με τάση 220 V, 8.7 A ή 380 V, 5 A. Στο μετατροπέα της κίνησης μεταβάλλεται η εκκεντρότητα της ράβδου που μεταφέρει την κίνηση στο πτερύγιο. Ο λόγος μείωσης της κίνησης είναι 1/10.

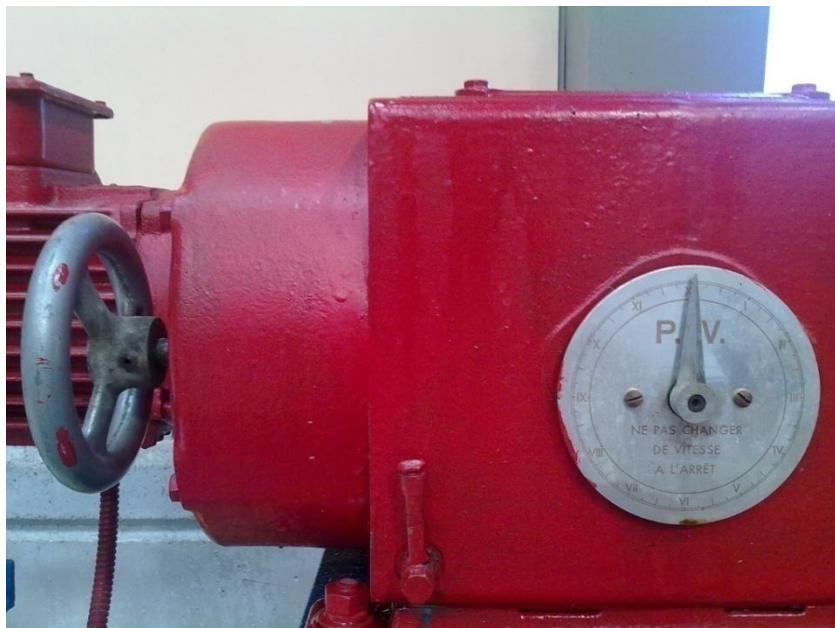
Η κυκλική ανοξείδωτη μεταλλική ράβδος για την τελική μετάδοση της κίνησης του πτερυγίου έχει διάμετρο 5 cm και μήκος 2.70 m. Το πτερύγιο του κυματιστήρα έχει διαστάσεις 1.35 m x 0.59 m και είναι κατασκευασμένο από ελαφρύ ξύλο πάχους 6 cm (**Εικ.4.3**). Εκτελεί ταλάντωση και παράγει τους κυματισμούς. Οι ταχύτητες καθορίζουν τη συχνότητα κίνησης του πτερυγίου της κυματογεννήτριας, η οποία ταυτίζεται με τη συχνότητα των παραγόμενων κυματισμών.



Εικ.4.3 Πτερύγιο κυματιστήρα και διάταξη διάτρητων πλακών ομαλοποίησης του κυματισμού.

4.1.3 Παραγόμενοι κυματισμοί

Για τον έλεγχο των παραγόμενων κυματισμών η κυματογεννήτρια διαθέτει βαθμονομημένο κιβώτιο ταχυτήτων όπως φαίνεται και στην **Εικ.4.4**.



Εικ.4.4 Το κιβώτιο ταχυτήτων της κυματογεννήτριας το οποίο καθορίζει τις περιόδους του παραγόμενου κυματισμού.

Ωστόσο η βαθμονόμηση αυτή δεν συνοδεύεται από τα χαρακτηριστικά των παραγόμενων κυμάτων που αναμένουμε. Βέβαια στο πλαίσιο των μετρήσεων που έδωσαν τα πειράματα για αυτήν την εργασία μπορούν να εξαχθούν συμπεράσματα για τα ακριβή χαρακτηριστικά των κυματισμών που λαμβάνουμε. Με βάση παλαιότερη εκτίμηση, η βαθμονόμηση της διώρυγας κυματισμών βαρύτητας του Εργαστηρίου Λιμενικών Έργων έδωσε τα εξής συμπεράσματα για τα όρια των παραγόμενων κυματισμών (Βερναρδάκης, 1990):

Πίν. 5.A Όρια παραγόμενων κυματισμών (Βερναρδάκης, 1990).

D(βάθος)	Hmin	Hmax
(m)	(cm)	(cm)
0.40	1.12	12.20
0.50	1.38	16.20
0.60	2.20	20.00
0.70	1.90	23.70

Η περίοδος T των κυματισμών εξαρτάται από την ταχύτητα V , ενώ δεν εξαρτάται από την εκκεντρότητα του κυματιστήρα και συμπίπτει με μεγάλη ακρίβεια με την περίοδο ταλάντωσης του περυγίου του κυματιστήρα. Το εύρος των παραγόμενων κυματισμών για κάθε βάθος νερού d , κυμαίνεται από 0.53sec έως 2.12sec. Σε εύρος περιόδων T_{α} , από 2.12sec (αντιστοιχεί σε ταχύτητα κυματιστήρα $V=0$) έως 1.04sec (αντιστοιχεί σε ταχύτητα κυματιστήρα $V=4$), παρατηρούνται σχεδόν πάντα αρμονικοί κυματισμοί.

Για την ταχύτητα $V=4$ ($T=1.04$ sec) της κυματογεννήτριας, το ύψος των παραγόμενων κυματισμών αυξάνει όσο αυξάνει η εκκεντρότητα E του κυματιστήρα. Για μεγαλύτερες ταχύτητες ($V>4$) παρατηρείται πτώση του ύψους κύματος, η οποία γίνεται πιο απότομη όσο αυξάνει η εκκεντρότητα. Τα μέγιστα ύψη κυματισμών που μπορούν να παραχθούν στη διώρυγα, παρατηρούνται για εκκεντρότητα $E=3000$ της κυματογεννήτριας (Βερναρδάκης, 1990).

Βασικό μειονέκτημα της κυματογεννήτριας, για την παραγωγή συγκεκριμένου κυματικού σεναρίου, αποτελεί το γεγονός ότι το κιβώτιο ταχυτήτων παρότι βαθμονομημένο είναι χειροκίνητο και όχι ψηφιοποιημένο. Με τη μέθοδο της γραμμικής παρεμβολής και γνωρίζοντας ότι για $V=0$ είναι $T_{\alpha}=2.12$ sec και για $V=4$ είναι $T=1.04$ sec έχουμε τον παρακάτω πίνακα αντιστοιχίας ταχυτήτων κυματιστήρα και περιόδων παραγόμενων κυματισμών :

Πίν. 4.B Ταχύτητες κυματιστήρα – περίοδοι παραγόμενων κυματισμών (Βερναρδάκης, 1990).

V	T(sec)
0	2.12
1	1.85
2	1.58
3	1.31
4	1.04

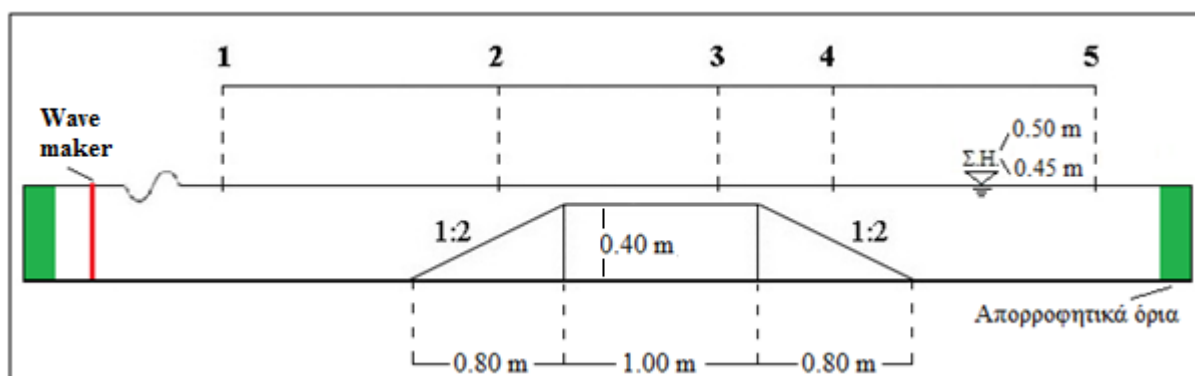
Στην παρούσα εργασία ο κυματιστήρας χρησιμοποιήθηκε για $V=0$, $V=1$, $V=2$ και $V=3$ και για περιόδους κυματισμών με αναμενόμενες περιόδους κυματισμών τις $T_a=2.12$ sec, $T_a=1.85$ sec, $T_a=1.58$ sec και $T_a=1.31$ sec αντίστοιχα. Να σημειωθεί στο σημείο αυτό ότι οι περίοδοι που μετρήθηκαν από την ανάλυση των πειραματικών αποτελεσμάτων προσεγγίζουν αρκετά τις τιμές του **Πίν. 4.B.** και παρατίθενται στο κεφάλαιο 5 τα κυματικά χαρακτηριστικά των πειραμάτων.

4.2 Διαδικασία μετρήσεων και διάταξη κυματοθραύστη

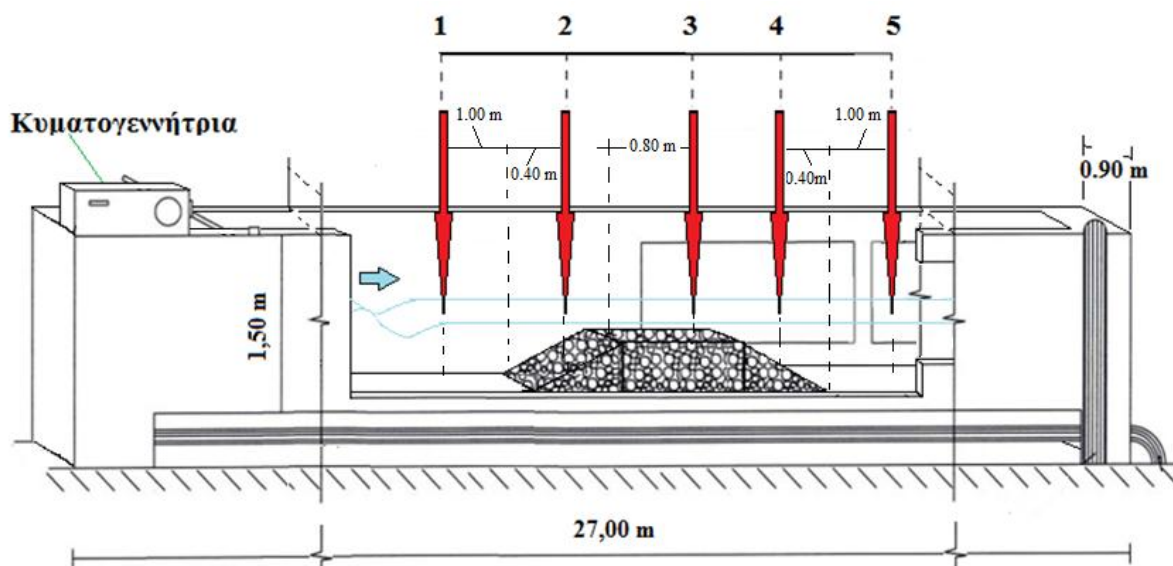
Οι πειραματικές μετρήσεις διεξήχθησαν προκειμένου να μετρηθεί η μεταβολή της στάθμης ζ λόγω διερχόμενου κυματισμού, ανάντη, πάνω και κατόντη του κυματοθραύστη, στη διώρυγα «Δημήτρης Κοιλάκος» του Εργαστηρίου Λιμενικών Έργων. Η μεταβολή της στάθμης μετράται για δύο διαφορετικά βάθη διαπερατής και αδιαπερατής ύφαλης κατασκευής αντίστοιχα, καθώς και για διαφορετικά σενάρια εισερχόμενων κυματισμών. Η βασική δομή της πειραματικής διάταξης απεικονίζεται στο **Σχ.4.2**. Για την απόκτηση των δεδομένων στις 5 επιλεγμένες αντιπροσωπευτικές θέσεις έγινε χρήση αντιστοίχως πέντε μετρητών κύματος τύπου αντίστασης. Για την καταγραφή της κυματικής διαταραχής, οι πέντε μετρητές τοποθετήθηκαν σε διάταξη που απεικονίζεται στο **Σχ.4.3**.

Οι μετρητές κύματος τύπου αντιστάσεως αποτελούνται από δύο σύρματα στερεωμένα σε στέλεχος στηριζόμενο σε τρίποδο και μετρούν τη στιγμιαία μεταβολή της στάθμης του ύδατος (**Εικ.4.5**). Η διαφορετική στάθμη νερού δημιουργεί διαφορά δυναμικού, από την οποία, με κατάλληλη βαθμονόμηση, προκύπτει η μεταβολή της στάθμης. Οι μετρητές είναι συνδεδεμένοι με ενισχυτή σήματος, ο οποίος στη συνέχεια μεταφέρει το σήμα σε ηλεκτρονικό υπολογιστή.

Η χρήση των τριπόδων κρίθηκε δόκιμη αφού παρατηρήθηκε ότι τα τρίποδα δεν επηρέαζαν τη ροή των εισερχόμενων κυματισμών στο πλαίσιο των πειραμάτων.

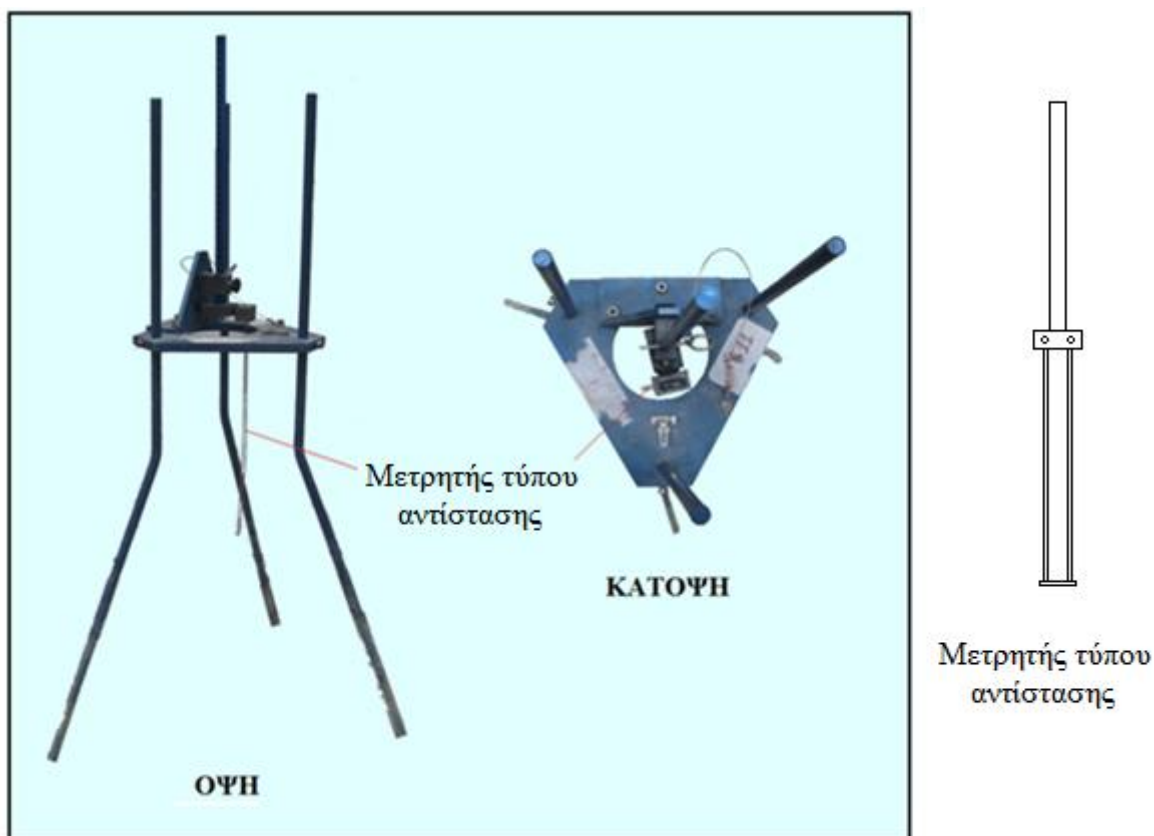


Σχ.4.2 Σχηματική απεικόνιση της πειραματικής διάταξης (1-5:θέσεις μετρητών).



Σχ.4.3 Θέσεις λήψης πειραματικών δεδομένων ως προς το φυσικό προσομοίωμα με αντίστοιχη τοποθέτηση μετρητών τύπου αντίστασης (1-5:θέσεις μετρητών).

Η βαθμονόμηση των μετρητών κύματος τύπου αντιστάσεως είναι απαραίτητη πριν την έναρξη των μετρήσεων, ώστε κατά την επεξεργασία τους να γίνεται σωστή αναγωγή της μηδενικής τιμής των οργάνων και της διαφοράς δυναμικού σε διαφορά στάθμης του νερού. Της διαδικασίας αυτής προηγήθηκε καθαρισμός των μετρητών από τυχόν άλατα τα οποία επικάθονται στην επιφάνεια των στελεχών τους, με κίνδυνο να αποδώσουν λανθασμένα αποτελέσματα. Για τη βαθμονόμηση των μετρητών χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα “Calibration of data inputs” του λογισμικού πακέτου “H.R. WaveData” της Αγγλικής εταιρίας “H.R. Wallingford”.



Εικ.4.5 Απόψεις και σκαρίφημα του μετρητή κυμάτων προσαρμοσμένου σε τρίποδο.

Στην παρακάτω εικόνα παρατίθεται η μορφή των δεδομένων όπως λαμβάνονται από τους 5 μετρητές που έχουν διαταχθεί κατά μήκος του ύφαλου κυματοθραύστη, με τη βοήθεια του λογισμικού πακέτου ‘‘H.R. WaveData’’. Τα δεδομένα αναφέρονται σε διαφορά δυναμικού η οποία προκύπτει από τις πιέσεις που δέχονται τα σύρματα των μετρητών κατά την εξέλιξη του κυματικού σεναρίου. Με τη βοήθεια των συντελεστών βαθμονόμησης α , β (calibration factors) που υπολογίζονται για κάθε σενάριο χωριστά και μέσω της σχέσης

$$\zeta = \alpha \cdot V + \beta \quad (4.1)$$

προκύπτει η επιθυμητή μεταβολή της στάθμης ζ σε μέτρα ζ πληροφορία που είναι πλέον αξιοποιήσιμη για συγκρίσεις με τα αποτελέσματα που προκύπτουν από το μοντέλο.

Για την αξιοποίηση των συγκεκριμένων αρχείων δεδομένων, συντάχθηκε κώδικας σε γλώσσα Fortran για τον υπολογισμό της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας ύδατος ο οποίος και παρατίθεται στο παράρτημα.

	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P
1	C:\HR Wavedata\Metallinos\Test_0201_2013Jul19h14m55.wvd															
2	C:\HR WaveData\Metallinos\															
3	TASOS2															
4	201															
5	19/Jul/2013 14:55															
6	64															
7	PROBE 1															
8	PROBE 2															
9	PROBE 3															
10	PROBE 4															
11	PROBE 5															
12	metres															
13	metres															
14	metres															
15	metres															
16	metres															
17	0.01856	12.58														
18	0.03899	12.44														
19	0.0948	6.002														
20	0.06575	19.13														
21	0.05062	19.22														
22	**** Calibration file list ****															
23	C:\HR Wavedata\TASOS2\calib_0021_2013Jul19h14m52.wvd															
24	**** RECORD DATA START ****															
25	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
26	0.01	0.02	0.03	0.04	0.05	0.06	0.07	0.08	0.09	0.1	0.11	0.12	0.13	0.14	0.15	0.16
27	-5.1709	-5.17517	-5.1709	-5.17365	-5.17212	-5.17365	-5.1712	-5.17426	-5.17029	-5.17334	-5.1709	-5.17426	-5.1712	-5.17334	-5.1709	-5.17334
28	-8.14362	-8.14117	-8.1424	-8.14117	-8.14362	-8.14178	-8.1427	-8.14148	-8.1424	-8.1424	-8.14301	-8.14148	-8.14331	-8.14117	-8.14362	-8.14178
29	-7.9068	-7.90558	-7.90558	-7.90588	-7.90588	-7.90527	-7.90497	-7.90527	-7.90588	-7.90649	-7.90527	-7.90619	-7.9068	-7.90527	-7.90619	-7.90649
30	-5.14587	-5.14679	-5.14526	-5.14801	-5.14526	-5.1474	-5.14618	-5.14648	-5.14465	-5.14679	-5.14648	-5.14709	-5.14648	-5.14801	-5.14496	-5.14618
31	-5.16357	-5.16418	-5.16388	-5.16388	-5.16327	-5.16327	-5.16327	-5.16449	-5.16327	-5.16388	-5.16327	-5.16357	-5.16296	-5.16388	-5.16357	-5.16418
32	-5.27640	-5.27600	-5.27600	-5.27640	-5.27640	-5.27640	-5.27640	-5.27640	-5.27640	-5.27640	-5.27640	-5.27640	-5.27640	-5.27640	-5.27640	-5.27640

Εικ.4.6 Πειραματικά δεδομένα όπως εξάγονται από τη διάταξη των 5 μετρητών τάσης μέσω του λογισμικού πακέτου “H.R. WaveData” σε αρχείο excel (τυπικό παράδειγμα).

Στο πλαίσιο των πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν κατασκευάστηκε αρχικά διατομή ύφαλου κυματοθραύστη που να προσομοιάζει συνθήκες διαπερατής κατασκευής. Οι φυσικοί ογκόλιθοι που χρησιμοποιήθηκαν ήταν μέσης διαμέτρου $d_{50}=8$ cm και το πορώδες (λόγος του όγκου κενών προς το συνολικό όγκο) μετρήθηκε $\phi=0.45$. Αναλυτικά ο τρόπος υπολογισμού του πορώδους παρουσιάζεται παρακάτω. Το πλάτος στέψης του ύφαλου κυματοθραύστη ήταν σταθερό στα 100 cm και το πλάτος στον πυθμένα ήταν 260 cm. Το ύψος του κυματοθραύστη ήταν 40 cm και η κλίση των πρανών 1:2. Τα βάθη νερού που χρησιμοποιήθηκαν ήταν 50 cm και 45 cm αντίστοιχα. Σε ότι αφορά την κλίμακα του φυσικού ομοιώματος είναι της τάξης του 1:10 γεγονός που δεν δημιουργεί προβλήματα για επιδράσεις κλίμακας. Οι μεταβολές στους κυματισμούς και στα βάθη του νερού, σε συνδυασμό με τις 5 διατομές μετρήσεων κατά μήκος του κυματοθραύστη μας οδηγούν στο σύνολο των 35 μετρήσεων (7 σενάρια με 5 σταθμούς καταγραφής, 35 χρονοσειρές των 40 δευτερολέπτων).



Εικ.4.7 Άποψη της πειραματικής διάταξης διαπερατού ύφालου κυματοθραύστη κατάντη αυτού.

Στη συνέχεια, η αρχική διατομή τροποποιήθηκε ώστε να προσομοιώνει αδιαπέρατες συνθήκες, με γνώμονα να μην αλλοιωθούν τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της αρχικής (Εικ.4.8). Ως δόκιμη λύση επιλέχθηκε η συμπλήρωση των κενών με υλικό μικρότερης κοκκομετρικής διαβάθμισης (χαλίκια). Βασικοί προβληματισμοί που οδήγησαν στην επιλογή αυτής της λύσης ήταν αφενός να μην αλλάξει η γεωμετρία η διατομή και αφετέρου να μην αλλάξει η θέση των μετρήσεων. Τα σενάρια για τα οποία εξετάστηκε η διατομή είναι όμοια με αυτά της πρώτης και ομοίως αποκτήθηκαν μια σειρά από 35 επιπλέον μετρήσεις των 40 δευτερολέπτων (7 σενάρια με 5 σταθμούς καταγραφής).



Εικ.4.8 Απόψεις της πειραματικής διάταξης αδιαπέρατου ύφαλου κυματοθραύστη.

Παράλληλα πραγματοποιήθηκε μια σειρά ενδεικτικών βιντεοσκοπήσεων για την οπτική επαλήθευση της θραύσης ή μη των κυμάτων για τα διάφορα σενάρια, καθώς και για την παρατήρηση του τύπου θραύσης. Στην **Εικ.4.9** απεικονίζεται ένα χαρακτηριστικό στιγμιότυπο θραυόμενου κυματισμού.

Να τονιστεί σε αυτό το σημείο ότι στο πλαίσιο αυτής της εργασίας, τα επιθυμητά συμπεράσματα κατά σχετίζονται με τον έλεγχο καταλληλότητας του προαναφερθέντος μαθηματικού μοντέλου στο να προσομοιώνει επιτυχώς διάδοση κυματισμού για διαπερατή και αδιαπερατή ύφαλη διεμβολή. Σε ότι αφορά τη διερεύνηση βέλτιστης διατομής από πλευράς πορώδους, τουλάχιστον κατά την οπτική παρατήρηση του πειράματος, η διατομή με τη μικρότερη διαπερατότητα εμφανίστηκε πιο αποδοτική ως προς την απόσβεση των εισερχόμενων κυμάτων.



Εικ.4.9 Στιγμιότυπο εξέλιξης κυματικού σεναρίου πάνω από τη στέψη του αδιαπέρατου Υ.Κ. τύπου εκτινάξεως (βάθος νερού 0.50 m).

Σημαντικό βήμα, επίσης, αποτέλεσε η χωροθέτηση του Υ.Κ σε επαρκή απόσταση από τον κυματιστήρα έτσι ώστε ο προσπίπτων κυματισμός να μην αλλοιώνεται. Κατόντη του μοντέλου για την ελαχιστοποίηση του φαινομένου της μερικής ανάκλασης των κυματισμών, όπως έχει αναφερθεί στην § 4.1.1 έχει διαμορφωθεί ακτή με κροκάλες μέσης διαμέτρου 5 cm και έχει τοποθετηθεί απορροφητικό στρώμα κυλινδρικών στοιβάδων συρματοπλεγμάτων (Εικ.4.10).



Εικ.4.10 Απορροφητικές στοιβάδες (sponge layers) κατόντη του ύφαλου κυματοθραύστη.

4.3 Υπολογισμός πορώδους του φυσικού ομοιώματος ύφαλου κυματοθραύστη

Για τον υπολογισμό του πορώδους και των πυκνοτήτων του υλικού του μοντέλου δοχείο αμελητέου βάρους με νερό και ζυγίζεται. Υπολογίζεται ο όγκος του δοχείου από τη μάζα του νερού:

$$V_{\delta\sigma\chi} = V_w = M_w \cdot \rho_w \quad (4.2)$$

Το δοχείο (άδειο) πληρώνεται με δείγμα από το υλικό άρα ο ολικός όγκος του πορώδους υλικού $V_{ολ}$ είναι $V_{\delta\sigma\chi}$. Ο ολικός όγκος ισούται με τον όγκο των κενών συν τον όγκο των στερεών:

$$V_{ολ} = V_{κεν} + V_s \quad (4.3)$$

Ζυγίζεται και βρίσκεται έτσι η μάζα του υλικού που είναι ίση και με τη μάζα των στερεών:

$$M_{ολ} = M_s + M_{\alpha} = M_s \quad (4.4)$$

Στο δοχείο μπαίνει νερό που καταλαμβάνει όλο τον όγκο των κενών κι αυτό ζυγίζεται πάλι $M_{ολw}$. Αφαιρώντας τους λίθους και ζυγίζοντας το νερό που μένει M_w' υπολογίζεται ο όγκος του δηλαδή ο όγκος των κενών.

$$V_{κεν} = V_w' = M_w' \cdot \rho_w \quad (4.5)$$

Το πορώδες δηλαδή ο λόγος του όγκου των κενών προς τον ολικό όγκο του υπολογίζεται ως:

$$\varphi = \frac{V_{κεν}}{V_{ολ}} \quad (4.6)$$

Η πυκνότητα του συμπαγούς πετρώματος υπολογίζεται ως:

$$\rho_s = \frac{M_s}{V_s} \quad (4.7)$$

Η πυκνότητα του υλικού υπολογίζεται από:

$$\rho = \frac{M_{ολ}}{V_{ολ}} \quad (4.8)$$

Με βάση τα παραπάνω η τιμή του πορώδους μετρήθηκε για την πρώτη κατασκευή σε $\phi=0.45$ και για τη δεύτερη $\phi=0.22$. Η τιμή $\phi=0.22$ υποδηλώνει κατασκευαστική δομή τέτοια που δεν επιτρέπει τη ροή ρευστού κατά Darcy-Forchheimer διαμέσου αυτής. Ως εκ τούτου επιλέγεται τιμή $\phi=0$ για την αριθμητική προσομοίωση της εν λόγω περίπτωσης (αδιαπέρατη κατασκευή).

2.4 Εκλογή κλίμακας ομοιότητας

Για την εκλογή της κλίμακας ομοιότητας των ομοιωμάτων διαπερατής και αδιαπέρατης ύψαλης κατασκευής για τη διενέργεια των πειραμάτων στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας, η προσομοίωση υδροδυναμικών μηχανισμών όπως η ανάκλαση, διάθλαση και περίθλαση απαιτούν ομοιότητα κατά Froude του προσομοιώματος προς το πρωτότυπο:

$$F_r = \frac{u}{(gD)^{1/2}} \quad (4.9)$$

όπου u είναι χαρακτηριστική ταχύτητα (m/sec)

g η επιτάχυνση της βαρύτητας (m/sec²)

D το χαρακτηριστικό μήκος (m)

Η ορθή προσομοίωση των μηχανισμών απαιτεί το ομοίωμα να έχει την ίδια κλίμακα ομοιότητας προς τις τρεις διευθύνσεις. Η κλίμακα με την οποία προσομοιώνονται οι γραμμικές διαστάσεις του ομοιώματος είναι γνωστή ως γεωμετρική κλίμακα προσομοιώσεως (λ).

Αφού ορισθεί η γεωμετρική κλίμακα προσομοιώσεως, οι κλίμακες για τις υδροδυναμικές παραμέτρους μπορούν να υπολογισθούν σύμφωνα με τους νόμους ομοιότητας. Στο προκειμένο παράδειγμα προσομοιώσεως εκλέχθηκε γεωμετρική κλίμακα $\lambda=10$. Οι τιμές των λόγων ομοιότητας διαφόρων παραμέτρων δίνονται στον επόμενο πίνακα.

Πίν. 4Γ Τιμές λόγων ομοιότητας διαφόρων παραμέτρων.

Παράμετρος	Κλίμακα	Τιμή
Μήκος	$\lambda = \lambda$	10
χρόνος	$\lambda_p = \lambda^{1/2}$	3.33
Ταχύτητα	$\lambda_T = \lambda^{1/2}$	3.33
Όγκος	$\lambda_o = \lambda^3$	1000
Μάζα	$\lambda_\mu = \lambda^3 \times (M_p/M_m)$	114.36
Επιτάχυνση	1	1

Με βάση την γεωμετρική κλίμακα ομοιότητας (λ) υπολογίζονται τα υπόλοιπα υδροδυναμικά μεγέθη σύμφωνα με τον νόμο του Froude. Για την προσομοίωση της μάζας των στοιχείων της θωράκισης ισχύει :

$$\frac{m_p}{m_m} = \lambda^3 \cdot \frac{M_p}{M_m} \quad (4.10)$$

Όπου m_p η μάζα πρωτότυπου
 m_m η μάζα ομοιώματος

Ο λόγος M_p/M_m δίνεται από την σχέση:

$$\frac{M_p}{M_m} = \frac{\rho_{sp}}{\rho_{sm}} \cdot \left[\frac{\frac{\rho_{sm} - 1}{\rho_{fm}}}{\frac{\rho_{sp} - 1}{\rho_{fp}}} \right]^3 \quad (4.11)$$

όπου ρ_{sp} η πυκνότητα στερεού στο πρωτότυπο ίση με 2,65 t/m³
 ρ_{sm} η πυκνότητα στερεού στο ομοίωμα ίση με 2,65 t/m³
 ρ_{fp} η πυκνότητα υγρού στο πρωτότυπο ίση με 1,028 t/m³
 ρ_{fm} η πυκνότητα υγρού στο ομοίωμα ίση με 1,0 t/m³

Στο σημείο αυτό θα πρέπει να σημειωθεί ότι μπορεί να παρουσιαστούν σημαντικές επιδράσεις κλίμακας (scale effects) κατά τη διενέργεια πειραμάτων σε φυσικά ομοιώματα υπό κλίμακα (Heller 2011), ιδίως όταν διερευνούνται οι συνθήκες ροής σε πορώδες μέσο. Στην παρούσα εργασία ωστόσο η κλίμακα που επιλέχθηκε και είναι της τάξης του 1:10 προσομοιάζει επαρκώς την αντιστοιχη συμπεριφορά μιας κατασκευής σε φυσική κλίμακα. Σε

ότι αφορά ζητήματα που εγείρονται ως προς το ειδικό βάρος των υλικών κατασκευής των ομοιωμάτων, παρατηρήθηκε η ευστάθεια τους έναντι καταπόνησής τους από τους εισερχόμενους κυματισμούς στο πλαίσιο του πειράματος. Επίσης αν λάβουμε υπόψη ότι ως βασική σχεδιαστική παραμέτρος για την εισαγωγή του στο μοντέλο ήταν το πορώδες και η συνεπαγόμενη συμπεριφορά του (μοντέλου) στην περιγραφή διάδοσης κυματισμών πάνω από ύφαλα εμπόδια, μπορούν να αγνοηθούν διαφοροποιήσεις λόγω κλίμακας σε σχέση με κατασκευή σε φυσικό μέγεθος, όπως ιδιότητες του νερού σχετιζόμενες με την τυρβώδη συνεκτικότητα.

5 ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΜΟΝΤΕΛΟΥ BOUSSINESQ ΚΑΙ ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ.

5.1 Εισαγωγή

Στο παρόν κεφάλαιο εξετάζεται η δυνατότητα του υπό εξέταση-τροποποιημένου να λαμβάνει υπόψη το πορώδες ύφालο κυματοθραύστη (Metallinos and Memos, 2012; Metallinos et al. 2013)- μοντέλου τύπου Boussinesq (§3), να προσομοιώσει με ακρίβεια τη διάδοση και θραύση κυματισμών λόγω παρεμβολής ύφालο κυματοθραύστη. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την εφαρμογή τους, συγκρίνονται με τις πειραματικές μετρήσεις. Όπως έχει ήδη αναφερθεί στο κεφάλαιο 4 τα πειράματα διακρίνονται σε δύο κατηγορίες. Η πρώτη αποσκοπεί στην καταγραφή της διάδοσης κανονικών, ελαφρώς μη γραμμικών κυματισμών λόγω διαπερατού ύφालο κυματοθραύστη ενώ η δεύτερη λόγω αδιαπέρατου.

5.2 Ανάλυση πειραματικών δεδομένων

5.2.1 Υπολογισμός χαρακτηριστικών εισερχόμενου κυματισμού

Η πειραματική διάταξη περιγράφεται αναλυτικά στο κεφάλαιο 4. Το χαρακτηριστικό ύψος κύματος αποτέλεσε τη βασική παράμετρο περιγραφής της διαταραχής της ελεύθερης επιφάνειας καθώς και το βασικό εργαλείο ελέγχου απόδοσης του μοντέλου ως προς το πείραμα.

Για τον υπολογισμό του χαρακτηριστικού ύψους κύματος χρησιμοποιήθηκε η μεθοδολογία της φασματικής ανάλυσης. Μέσω αυτής προσδιορίστηκε το φάσμα ενέργειας, που εκφράζει την κατανομή της ενέργειας των κυμάτων στις διάφορες περιόδους (και κατ' επέκταση συχνότητες). Αναλυτικά το ύψος του χαρακτηριστικού ύψους κύματος υπολογίζεται από την ολική ενέργεια του φάσματος (ροπή τάξεως 0, m_0) και είναι:

$$H_s = 4\left\{\int_0^{\infty} S(f) \cdot df\right\}^{\frac{1}{2}} = 4\{m_0\}^{\frac{1}{2}} \quad (5.1)$$

όπου για τ ένα βήμα χρόνου:

$$S(f) = \frac{2}{\Pi} \int_0^{+\infty} R(\tau) \cos f\tau \cdot dt \quad (5.2)$$

Η συνάρτηση $S(f)$ ονομάζεται συνάρτηση πυκνότητας φάσματος ή απλά φάσμα ενέργειας των απομακρύνσεων $\zeta(t)$ της ελεύθερης επιφάνειας και περιγράφει την κατανομή της ενέργειας σε όλο το φάσμα συχνοτήτων f . Προκύπτει από το μετασχηματισμό Fourier της $R(\tau)$ η οποία είναι η συνάρτηση διακυμάνσεως. Ειδικότερα αν $\zeta(t)$ η συνεχής καμπύλη της ελεύθερης επιφάνειας, συναρτήσει του χρόνου t για χρονικό διάστημα D , η συνάρτηση διακυμάνσεως μπορεί να ορισθεί από την καμπύλη $\zeta(t)$ για χρονικό βήμα dt ως:

$$R(\tau) = \frac{1}{D} \int_0^D [(\zeta(t) - \bar{\zeta})(\zeta(t+\tau) - \bar{\zeta})] \cdot dt \quad (5.3)$$

με τη μέση στάθμη $\bar{\zeta}$ ίση με:

$$\bar{\zeta} = \frac{1}{D} \int_0^D \zeta(t) \cdot dt \quad (5.4)$$

Για τις ανάγκες της παρούσας εργασίας χρησιμοποιήθηκε κώδικας σε γλώσσα Fortran για τον υπολογισμό του φάσματος ενέργειας ενώ για τον υπολογισμό του ολοκληρώματος $\int_0^{\infty} S(f) \cdot df$ χρησιμοποιήθηκε ο παρακάτω κανόνας (Alternative extended Simpson's rule):

$$\int_0^D S(f) \cdot df = \frac{h}{48} \left[17S(f_0) + 59S(f_1) + 43S(f_2) + 49S(f_3) + \sum_{i=4}^{n-4} S(f_i) + 49S(f_{n-3}) + 43S(f_{n-2}) + 59S(f_{n-1}) + 17S(f_n) \right] \quad (5.5)$$

$$\text{όπου } h = \frac{f(t_n) - f(t_0)}{n}$$

Τελικά διακρίνουμε τα παρακάτω σενάρια εισερχόμενων κυματισμών (καταγραφές στο σταθμό 1-station 1):

Πίν. 5Α Χαρακτηριστικά εισερχόμενου κυματισμού για κάθε σενάριο.

Διαπερατός Υ.Κ.				
σενάριο	Ταχύτητα κυματιστήρα	Ελεύθερο βάθος (cm)	H_{Sstation 1} (cm)	T (sec)
1	0	10	6.1	2.2
2	1	10	9.5	1.8
3	2	10	11.4	1.5
4	3	10	15.1	1.25
5	0	5	4.6	2.2
6	1	5	7.7	1.8
7	2	5	9.1	1.5

Αδιαπέρατος Υ.Κ.				
σενάριο	Ταχύτητα κυματιστήρα	Ελεύθερο βάθος (cm)	H_{Sstation 1} (cm)	T (sec)
1	0	10	5.9	2.2
2	1	10	10.0	1.8
3	2	10	11.4	1.5
4	3	10	14.5	1.25
5	0	5	6.2	2.2
6	1	5	6.6	1.8
7	2	5	8.8	1.5

Οι αποκλίσεις της καταγραφής του χαρακτηριστικού ύψους κύματος για την περίπτωση της διαπερατής έναντι της αδιαπέρατης διατομής (για την ίδια ταχύτητα κυματιστήρα και βάθος νερού) οφείλεται κυρίως στη διαφορετική συμπεριφορά διέλευσης και εξέλιξης του επερχόμενου κυματισμού πάνω από την κάθε διατομή. Ο επερχόμενος κυματισμός, όπως καταγράφεται από τον σταθμό 1 (τοποθετημένος 1 μέτρο ανάντη του ύφαλου εμποδίου) επηρεάζεται από φαινόμενα αλληλεπίδρασης με το εμπόδιο όπως ανάκλαση σε αυτό και εμφάνιση στάσιμων υδραυλικών αλμάτων ανάντη. Χαρακτηριστική είναι η εμφάνιση διπλών κορυφών στη μορφή της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας όπως καταγράφεται από το σταθμό 1, για μια σειρά περιπτώσεων τόσο για τη διαπερατή όσο και την αδιαπέρατη κατασκευή. Δευτερευόντως οι συγκεκριμένες αποκλίσεις οφείλονται και στο χειροκίνητο τρόπο χρήσης του κιβωτίου ταχυτήτων του κυματιστήρα.

Με τον ίδιο τρόπο υπολογίστηκε το χαρακτηριστικό ύψος κύματος για τους υπόλοιπους 4 σταθμούς καταγραφής της ανύψωσης $\zeta(t)$.

Με βάση την περίοδο T και για L_0 το θεωρητικό μήκος κύματος στα βαθειά:

$$L_o = \frac{gT^2}{2\pi} \quad (5.6)$$

και αν L_i το μήκος κύματος λόγω ρήγωσης στο σταθμό 1:

$$L_i = L_o \cdot \tanh(k_o d) \quad (5.7)$$

$$\text{όπου } k_o = \frac{2\pi}{L_o}$$

για τα παραπάνω κυματικά σενάρια προκύπτουν συνθήκες ενδιαμέσων νερών.

Αν d το βάθος νερού, ισχύει γενικά:

$$0.05 \leq d/L_i \leq 0.5$$

Επίσης ισχύει η καταλληλότητα της γραμμικής θεωρίας μέσω ελέγχου του αριθμού Ursell (Εξ. 2.27) με:

$$U_{Ri} \ll 32\pi^2/3 \approx 100$$

5.2.2 Θραύση εισερχόμενου κυματισμού

Αξιοποιώντας τόσο την οπτική παρατήρηση κατά τη διάρκεια των πειραμάτων, όσο και το υλικό της βιντεοσκόπησης, τα κυματικά σενάρια διακρίνονται σε δύο κατηγορίες. Τα θραυόμενα και τα μη θραυόμενα. Βασικό σημείο διερεύνησης του συγκεκριμένου φαινομένου αποτέλεσε η διάκριση του τύπου θραύσης. Βασικό πρόβλημα για την ποιοτική διάκριση (σε αντίθεση με την κλασσική προσέγγιση του Galvin, 1968) αποτέλεσε η παρατήρηση μικτών τύπων θραύσης. Η παραμετροποιημένη προσέγγιση των Calabrese et al. (2008) και το κριτήριο θραύσης του Goda (1974) το οποίο οι ίδιοι προτείνουν (§ 2.6), αποτέλεσαν συμπληρωματικά εργαλεία καθορισμού του τύπου θραύσης επιβεβαιώνοντας ταυτόχρονα την σχετική ορθότητα των συγκεκριμένων παραμετροποιήσεων.

Ειδικότερα σε ότι αφορά την πραγματοποίηση θραύσης θεωρητικά το ελάχιστο ύψος μη θραυόμενου κυματισμού H_{min} είναι:

$$H_{min} = AL_o \left[1 - \exp\left(-1.5 \frac{\pi R_c}{L_o}\right) \right] \quad (5.8)$$

Στον παρακάτω πίνακα συγκρίνεται η ύπαρξη θραύσης, με βάση την οπτική παρατήρηση (video), με τη θεωρητική εκτίμηση του Goda (1974). Γενικά παρατηρείται συμφωνία ως προς το σύνολο των περιπτώσεων πλην του σεναρίου 1 για τον αδιαπέρατο Υ.Κ. Ωστόσο με βάση την οπτική παρατήρηση, για την συγκεκριμένη περίπτωση, ο εισερχόμενος κυματισμός δεν θραυόταν οριακά (εμφάνιση αφρών στην κορυφή του κύματος).

Πίν. 5B Σύγκριση ύπαρξης θραύσης με βάση την οπτική παρατήρηση με τη θεωρητική εκτίμηση του Goda (1974).

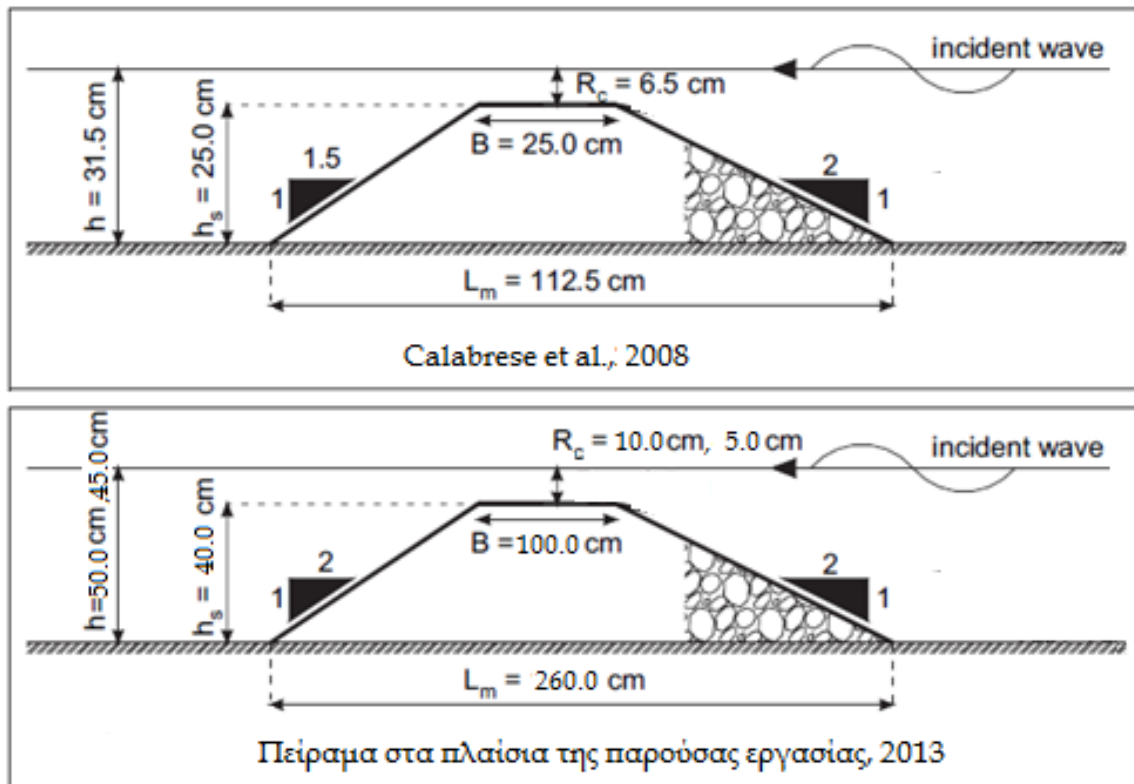
Διαπερατός Υ.Κ.				
σενάριο	H_{min} (cm), A=0.203	H_{Sstation 1} (cm)	Εκτίμηση θραύσης	Θραύση-Video
1	9.3	6.1	x	x
2	9.1	9.5	x	x
3	8.9	11.4	√	√
4	8.7	15.1	√	√
5	4.7	4.6	x	x
6	4.7	7.7	√	√
7	4.6	9.1	√	√
Αδιαπέρατος Υ.Κ.				
σενάριο	H_{min}(cm), A=0.155	H_{Sstation 1} (cm)	Εκτίμηση θραύσης	Θραύση-Video
1	5.7	5.9	√	x
2	5.6	10.0	√	√
3	5.5	11.4	√	√
4	5.4	14.5	√	√
5	3.6	6.2	√	√
6	3.6	6.6	√	√
7	3.5	8.8	√	√

Σε ότι αφορά τον τύπο θραύσης διακρίνουμε τις παρακάτω τρεις κατηγορίες θραυόμενων κυματισμών, με βάση την κυρίαρχη παρατηρούμενη μορφή. Επίσης παρατηρούμε ότι μόνο για το σενάριο 1 και για τους δύο τύπους Υ.Κ. έχουμε μη θραυόμενο κυματισμό.

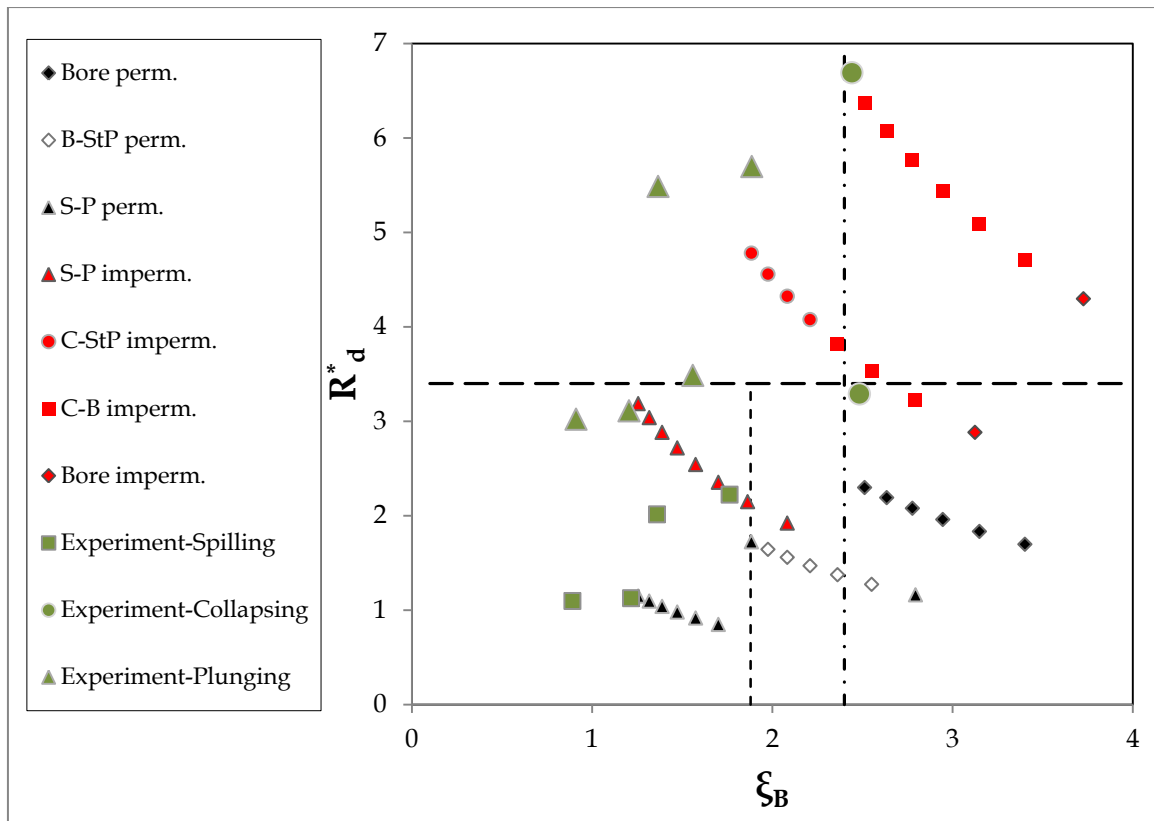
Πίν. 5Γ Παρατηρούμενοι κυρίαρχοι τύποι θραύσης κατά τη διενέργεια των πειραμάτων.

Τύπος Υ.Κ.	Σενάρια	Τύπος Θραύσης
Διαπερατός	3,4,6,7	Κυλίσεως (spilling)
Αδιαπέρατος	5	Καταρρεύσεως (Collapsing)
Αδιαπέρατος	2,3,4,6,7	Εκτινάξεως (Plunging)

Ακολουθώντας την παραμετροποίηση του τύπου θραύσης των Calabrese et al. (2008) οι παραπάνω κατηγορίες επαληθεύονται (Σχ. 5.2). Ως μέτρο σύγκρισης παρουσιάζονται σε κοινούς άξονες R_d^* , ξ_B τα αντίστοιχα αποτελέσματα των Calabrese et al., (2008) για την περίπτωση της κατασκευής τους με κλίση ανάντη πρανούς 1:2 (Σχ. 5.1). Ο αναλυτική περιγραφή των R_d^* , ξ_B παρατίθεται στην παράγραφο 2.6.



Σχ. 5.1 Σύγκριση της πειραματικής διάταξης ύφαλου κυματοθραύστη με απότομες κλίσεις πρανών: πάνω, πειραματική διάταξη των Calabrese et al., 2008, κάτω, η πειραματική διάταξη της παρούσας εργασίας.



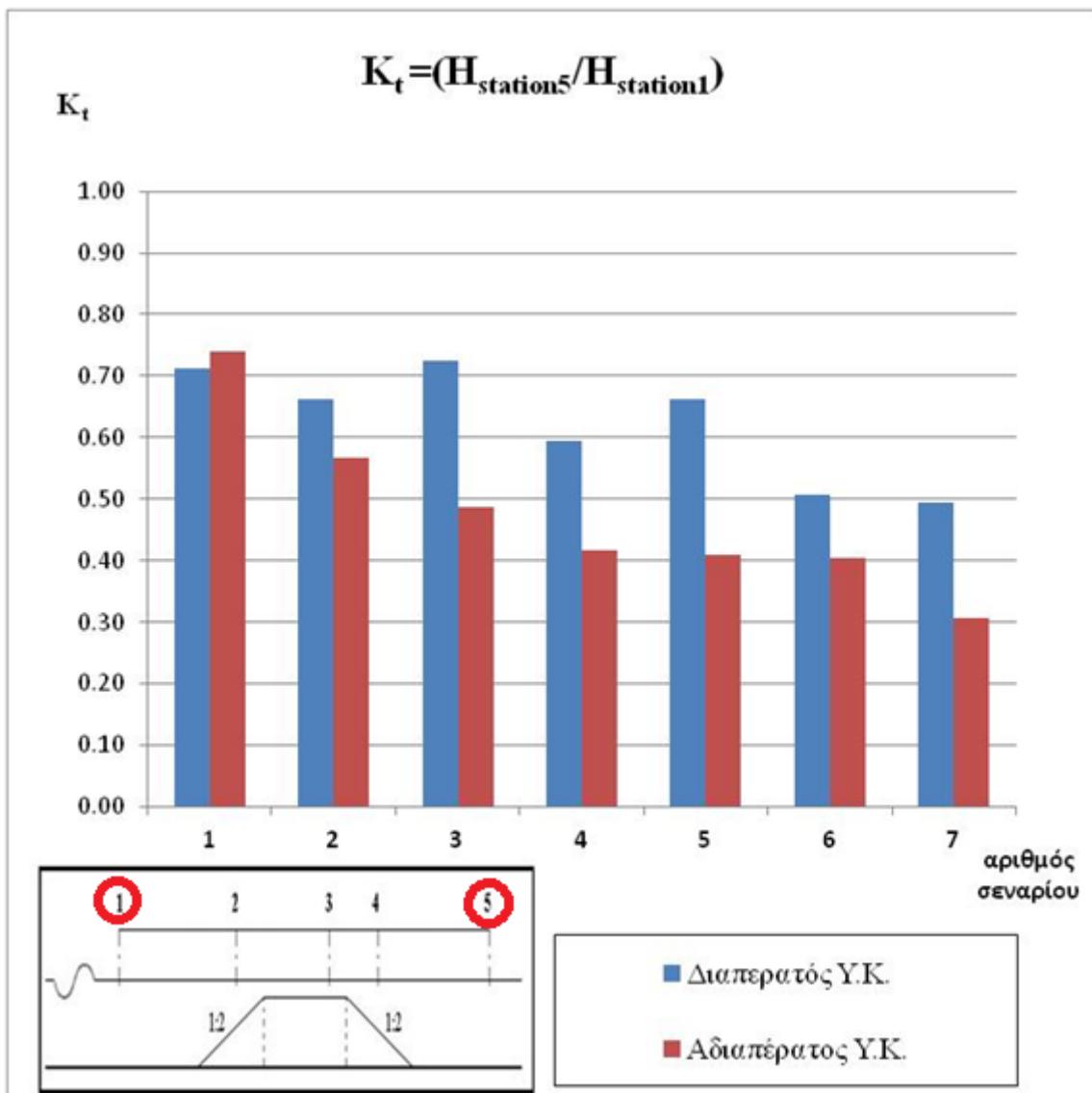
Σχ. 5.2 Καθορισμός τύπου θραύσης συναρτήσει των R_d^* , ξ_B . Με μαύρο χρώμα: πείραμα των Calabrese et al., 2008 για διαπερατό Υ.Κ., με κόκκινο: πείραμα των Calabrese et al., 2008 για αδιαπερατό Υ.Κ., με πράσινο: το πείραμα της παρούσας εργασίας.

5.3.1 Υπολογισμός συντελεστή μετάδοσης K_t

Στο πλαίσιο της ανάγκης κατανόησης της συμπεριφοράς των ύφαλων εμποδίων του πειράματος έναντι των εισερχόμενων κυματισμών και ιδίως την επίδραση του πορώδους υπολογίστηκε ο συντελεστής μετάδοσης K_t (Εξ. 1.1). Θεωρώντας την καταγραφή του σταθμού 5 αντιπροσωπευτική του εξερχόμενου κυματισμού, ο συντελεστής μετάδοσης υπολογίστηκε ως:

$$K_t = \frac{H_{s_{station5}}}{H_{s_{station1}}} \quad (5.9)$$

Στο παρακάτω σχήμα συγκρίνεται ο συντελεστής μετάδοσης για κάθε σενάριο μεταξύ διαπερατής και αδιαπερατής διατομής.



Σχ. 5.3 Σύγκριση συντελεστή μετάδοσης για κάθε σενάριο (1-7) μεταξύ διαπερατής και αδιαπέρατης διατομής.

Σε συνδυασμό με την εκτίμηση ύπαρξης θραύσης και τύπου θραύσης, στο σημείο αυτό προκύπτουν μια σειρά από κρίσιμα συμπεράσματα. Ο κυρίαρχος μηχανισμός καταστροφής της κυματικής ενέργειας είναι αυτός της θραύσης. Απομονώνοντας τα σενάρια 3,4,6 και 7 για τα οποία έχουμε θραύση και για τους δύο τύπους Υ.Κ., και συγκρίνοντας το συντελεστή μετάδοσης, παρατηρούμε ότι η θραύση τύπου εκτινάξεως (αδιαπέρατος Υ.Κ.) απομειώνει την ενέργεια σημαντικά περισσότερο από αυτόν της κυλίσεως (διαπερατός Υ.Κ.). Η εικόνα αυτή συμβαδίζει με την οπτική παρατήρηση της θραύσης. Η ένταση του φαινομένου της εκτινάξεως θραυόμενου κυματισμού ήταν πιο εμφανής από αυτήν της κυλίσεως.

Ωστόσο για το σενάριο 1 παρατηρούμε ότι ο συντελεστής μετάδοσης είναι μικρότερος για το διαπερατό Υ.Κ.. Και για τους δύο τύπους Υ.Κ. έχουμε μη θραυόμενο κυματισμό. Στην περίπτωση αυτή ο μηχανισμός απώλειας κυματικής ενέργειας είναι το πορώδες της κατασκευής. Στον διαπερατό Υ.Κ., μέρος της ενέργειας διοχετεύεται διαμέσου της κατασκευής και χάνεται στο εσωτερικό της λόγω τριβών. Αντιθέτως για τον αδιαπέρατο η επιφάνεια τριβής περιορίζεται στην εξωτερική παρειά της κατασκευής.

Τέλος για τα σενάρια 2 και 5 θραύση πραγματοποιήθηκε μόνο για τον αδιαπέρατο Υ.Κ. και κατά συνέπεια παρουσιάζεται μικρότερος συντελεστής μετάδοσης σε σχέση με τον διαπερατό.

5.3 Εφαρμογή αριθμητικού μοντέλου Boussinesq

5.3.1 Κατάστροψη αριθμητικού μοντέλου Boussinesq

Στις εφαρμογές της παρούσας εργασίας, χρησιμοποιείται το αριθμητικό μοντέλο που περιγράφεται στο κεφάλαιο 3. Οι αντίστοιχες εξισώσεις (3.88, 3.89, 3.90) σε μονοδιάστατο πεδίο όπως χρησιμοποιήθηκαν γράφονται αναλυτικά:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + (\nabla(d + \varepsilon \zeta)U) + \varphi \nabla(h_s U_s) = 0 \quad (5.10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \zeta + \frac{1}{2} \varepsilon \nabla(U)^2 + \mu^2 (\Lambda_{20}^{\text{II}} + \varepsilon \Lambda_{21}^{\text{II}} + \varepsilon^2 \Lambda_{22}^{\text{II}} + \varepsilon^3 \Lambda_{23}^{\text{II}}) + \mu^4 (\Lambda_{40}^{\text{II}} + \varepsilon \Lambda_{41}^{\text{II}}) + O(\mu^6, \varepsilon^2 \mu^4) \\ - \frac{\varphi}{2} d \nabla^2 (h_s U_{s_t}) = 0 \end{aligned} \quad (5.11)$$

$$c_r \frac{\partial u_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \varphi \alpha_1 u_s - \varphi^2 \alpha_2 u_s |u_s| \quad (5.12)$$

όπου U = μέση, ολοκληρωμένη στο βάθος οριζόντια ταχύτητα, ζ = ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, d = βάθος νερού, φ = πορώδες (= 0 για συμπαγείς κατασκευές), U_s = μέση, ολοκληρωμένη στο βάθος οριζόντια ταχύτητα ρευστού στο πορώδες μέσο, ε και μ συντελεστές διασποράς και μη γραμμικότητας αντίστοιχα και h_s = πάχος πορώδους μέσου.

Γένεση κυματισμών: Η παραγωγή της κυματικής διαταραχής στο υπολογιστικό πεδίο πραγματοποιείται στο εσωτερικό του, εφαρμόζοντας τη μέθοδο της συνάρτησης πηγής των

Wei et al. (1999), όπως αυτή τροποποιήθηκε από τους Memos et al. (2005) ώστε να είναι συμβατή με τις εξισώσεις που εφαρμόζονται στο παρόν μοντέλο. Η μέθοδος αυτή συνδυάζεται με την τοποθέτηση στοιβάδας απορρόφησης στο ανάντη όριο του πεδίου.

Η συνάρτηση πηγής γράφεται:

$$f_s(x, t) = F(t) \exp[-\beta_s (x - x_s)]^2 \quad (5.13)$$

όπου x_s = η θέση του κέντρου της πηγής στον άξονα x και β_s = συντελεστής σχήματος της πηγής.

Η τιμή του β_s υπολογίζεται από την ακόλουθη σχέση

$$\beta_s = 80/(\delta L)^2 \quad (5.14)$$

όπου $\delta = 0,3$ και L = μήκος κύματος.

Η έκφραση της συνάρτησης πηγής είναι της μορφής:

$$F(t) = \sum_{i=1}^N D_{s_i} [\cos(\omega_i t) + \sin(\omega_i t)] \quad (5.15)$$

όπου N = το πλήθος των διαμερίσεων του φάσματος στην περιοχή των συχνοτήτων, D_s = εύρος της συνάρτησης πηγής και ω = γωνιακή συχνότητα.

Το εύρος της συνάρτησης πηγής D_s δίνεται από τη σχέση:

$$D_{s_i} = \frac{2\zeta_{0_i} (1 + B(k_i d)^2) (\omega^2 + Bgk_i^4 d^3)}{\omega k I_1 \left[1 + \left(B + \frac{1}{3} \right) (k_i d)^2 \right]} \quad (5.16)$$

όπου $\zeta_0 = H/2$ = εύρος κύματος, B είναι σταθερά ίση με $\frac{1}{15}$ και k = αριθμός κύματος. Το I_1 προκύπτει από τη σχέση

$$I_1 = \sqrt{\frac{\pi}{\beta_s}} \exp\left[\frac{-k_i^2}{4\beta_s}\right] \quad (5.17)$$

Θραύση κυματισμών: Για την προσομοίωση της σκέδασης της κυματικής ενέργειας λόγω των διεργασιών της θραύσης εισάγεται στην εξίσωση της ορμής ο όρος:

$$u_t + \dots = \left(\frac{d^2 + 2d\zeta}{3}\right) \frac{\partial^3 u}{\partial x^2 \partial t} + \dots + E_b \quad (5.18)$$

Όσον αφορά τη θραύση, ο E_b είναι ένας όρος τυρβώδους συνεκτικότητας ο οποίος σύμφωνα με τη μέθοδο του συντελεστή τυρβώδους συνεκτικότητας (Kennedy et al., 2000) αναλύεται ως εξής

$$E_b = \frac{1}{d + \zeta} (v_e [(d + \zeta)u]_x)_x \quad (5.19)$$

Ο συντελεστής τυρβώδους συνεκτικότητας v_e μεταβάλλεται σε συνάρτηση με τη θέση και το χρόνο και δίνεται από τη σχέση

$$v_e = B_b \delta_b^2 (d + \zeta) \zeta_t \quad (5.20)$$

όπου $\delta_b =$ συντελεστής μήκους ανάμιξης ίσος με 1,2. Η ποσότητα B_b καθορίζει την πραγματοποίηση της θραύσης και μεταβάλλεται από 0 έως 1 ως εξής

$$B_b = \begin{cases} 1, & \zeta_t \geq 2\zeta_t^* \\ \frac{\zeta_t}{\zeta_t^*} - 1, & \zeta_t^* < \zeta_t < 2\zeta_t^* \\ 0, & \zeta_t \leq \zeta_t^* \end{cases} \quad (5.21)$$

Με την παράμετρο ζ_t^* προσδιορίζεται η έναρξη και η παύση της θραύσης ως εξής

$$\zeta_t^* = \begin{cases} \zeta_t^{(F)}, & t \geq T^* \\ \zeta_t^{(I)} + \frac{t-t_0}{T^*} (\zeta_t^{(F)} - \zeta_t^{(I)}), & 0 < t-t_0 < T^* \end{cases} \quad (5.22)$$

όπου $T^* = \text{μεταβατικός χρόνος } (= 5\sqrt{d/g})$, $t_0 = \text{χρονική στιγμή έναρξης θραύσης}$ ($\zeta_t > \zeta_t^{(I)}$), επομένως $t-t_0 = \text{διάρκεια θραύσης}$. Οι τιμές των $\zeta_t^{(I)}$ and $\zeta_t^{(F)}$ αρχικά λαμβάνονται ίσες με $0,35\sqrt{gd}$ και $0,15\sqrt{gd}$ αντίστοιχα.

Συνεχίζοντας, αναφέρεται ότι το χωρικό και χρονικό βήμα επιλέγονται ίσα με $\Delta\chi=0.05$ και $\Delta t=0.0025$. Οι τιμές για το χωρικό ($\Delta\chi$) και το χρονικό βήμα (Δt) διακριτοποίησης του υπολογιστικού πεδίου καθορίστηκαν με κριτήριο την ευστάθεια του εφαρμοζόμενου αριθμητικού σχήματος.

Στην Εξ. 5.12, $c_r = \text{αδρανειακός συντελεστής}$, ο οποίος δίνεται από τη σχέση (van Gent, 1995)

$$c_r = 1 + c_m = 1 + \gamma \frac{1-\phi}{\phi} \quad (5.23)$$

όπου $c_m = \text{συντελεστής πρόσθετης μάζας}$ και $\gamma = \text{εμπειρικός συντελεστής που σχετίζεται με την πρόσθετη μάζα και λαμβάνεται ίσος με 0.34}$.

Οι συντελεστές πορώδους αντίστασης α_1 και α_2 υπολογίζονται από τις παρακάτω σχέσεις (Sollitt και Cross, 1972)

$$\alpha_1 = \frac{\nu}{K}, \quad \alpha_2 = \frac{C_f}{\sqrt{K}} \quad (5.24)$$

όπου $\nu = \text{κινηματικό ιξώδες } (1.0 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{sec})$, $C_f = \text{αδιάστατη παράμετρος εδώ ίση με 0.55}$ και $K = \text{γεωμετρική διαπερατότητα } (\text{m}^2)$ η οποία προκύπτει από τη σχέση (van Gent, 1994, 1995, Burcharth και Andersen, 1995)

$$K = \frac{d_{50}^2 \cdot \varphi^3}{\alpha(1-\varphi)^2} \quad (5.25)$$

όπου α = εμπειρικός συντελεστής και λαμβάνεται ίσος με 1000 και d_{50} = η μέση διάμετρος του υλικού που στην περίπτωση μας είναι 0.072 m.

Σχήμα επίλυσης: Οι εφαρμοζόμενες εξισώσεις επιλύονται σε δύο διαδοχικά στάδια με ένα σχήμα πεπερασμένων διαφορών ανώτερης τάξης (Wei and Kirby, 1995). Κατά το πρώτο στάδιο εφαρμόζεται ένα ρητό σχήμα εκτίμησης τρίτης τάξης, Adams – Bashforth και ακολουθεί στη συνέχεια η εφαρμογή ενός πεπλεγμένου σχήματος διόρθωσης τέταρτης τάξης, Adams – Moulton μέχρι να επιτευχθεί σύγκλιση.

Τέλος να σημειωθεί ότι ο υπολογισμός της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας ζ , της μέσης ως προς το βάθος οριζόντιας ταχύτητας u και της μέσης ολοκληρωμένη ως προς το βάθος οριζόντιας ταχύτητας ρευστού στο πορώδες μέσο u_s φιλτράρεται στον κώδικα για σταθερότητα, με ένα φίλτρο 3-σημείων σύμφωνα με τις σχέσεις:

Για $w_f \rightarrow 1$ (επιλέχθηκε η τιμή $w_f=0.995$)

και $w'_f = \frac{(1-w_f)}{2}$ είναι:

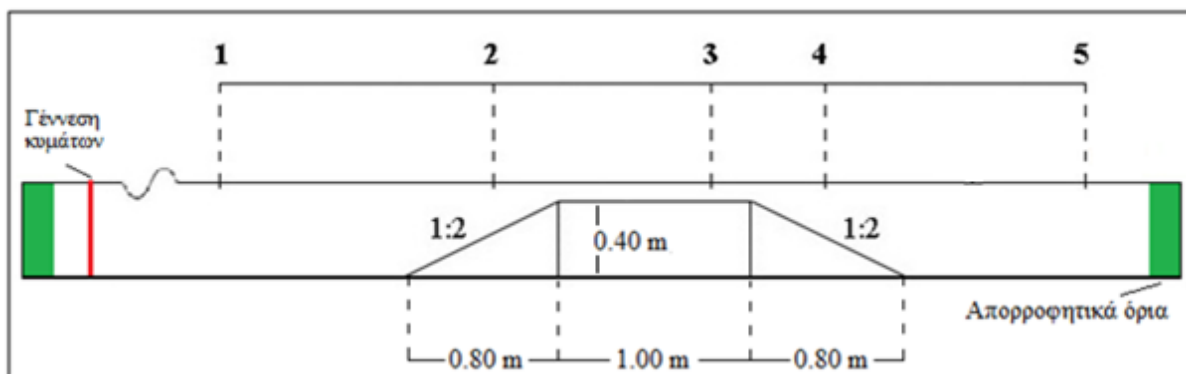
$$\zeta(i) = w_f \cdot \zeta(i) + w'_f \cdot \zeta(i+1) + w'_f \cdot \zeta(i-1) \quad (5.26)$$

$$u(i) = w_f \cdot u(i) + w'_f \cdot u(i+1) + w'_f \cdot u(i-1) \quad (5.27)$$

$$u_s(i) = w_f \cdot u_s(i) + w'_f \cdot u_s(i+1) + w'_f \cdot u_s(i-1) \quad (5.28)$$

Η παραπάνω υπολογιστική διαδικασία συστηματοποιήθηκε με τη σύνταξη κώδικα σε γλώσσα Fortran.

Το αριθμητικό πεδίο διαμορφώθηκε σύμφωνα με το **Σχ. 4.2**.



Σχ. 5.4 Αριθμητικό πεδίο, προσομοίωση της πειραματικής διάταξης.

5.3.2 Διαγράμματα-σχολιασμός αποτελεσμάτων για τον διαπερατό Υ.Κ.

Στην παρούσα παράγραφο παρουσιάζονται σε κοινούς άξονες οι χρονοσειρές ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας (για τους πέντε αισθητήρες του πειράματος 1, 2, 3, 4 και 5), όπως προκύπτουν από τις πειραματικές μετρήσεις και την εφαρμογή του μοντέλου για την περίπτωση του διαπερατού Υ.Κ.. Επιπρόσθετα υπολογίζονται τα φάσματα των κυματισμών και συγκρίνονται οι ποσοστιαίες αποκλίσεις του χαρακτηριστικού ύψους κύματος του μοντέλου από το πείραμα για μια πληρέστερη σύγκριση μεταξύ τους.

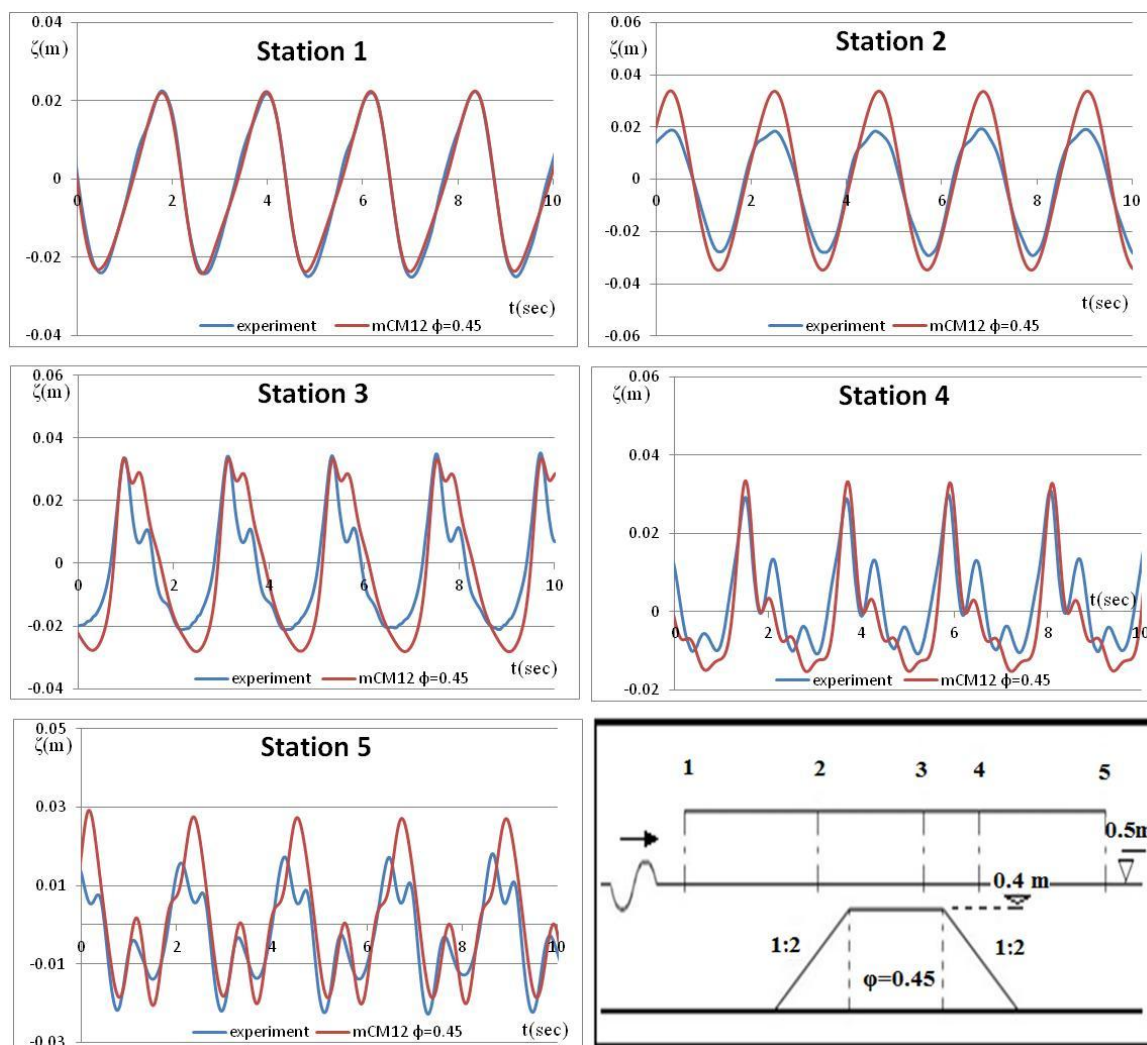
Βασικό κριτήριο επιλογής του χαρακτηριστικού ύψους κύματος του εισερχόμενου κυματισμού στο μοντέλο, αποτέλεσε η παραγωγή κυματισμού στον σταθμό 1 με απόκλιση μικρότερη από 5 % σε σχέση με το μετρούμενο από το πείραμα. Ο λόγος για τον οποίο χρησιμοποιήθηκε το κριτήριο αυτό σαν βάση ελέγχου της απόδοσης του μοντέλου για τους υπόλοιπους σταθμούς (2-5), είναι ότι οι καταγραφές του πειράματος για τον σταθμό 1 έδειξαν ελαφρώς μη γραμμικούς εισερχόμενους κυματισμούς.

Όπως αναφέρεται και στην § 5.2.1 ο εισερχόμενος κυματισμός, όπως καταγράφεται από τον σταθμό 1 (τοποθετημένος 1 μέτρο ανάντη του ύφαλου εμποδίου) επηρεάζεται από φαινόμενα αλληλεπίδρασης με το εμπόδιο όπως ανάκλαση σε αυτό και εμφάνιση στάσιμων υδραυλικών αλμάτων ανάντη. Χαρακτηριστική είναι η εμφάνιση διπλών κορυφών στη μορφή της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας όπως καταγράφεται από το σταθμό 1, για μια σειρά περιπτώσεων τόσο για τη διαπερατή όσο και την αδιαπερατή κατασκευή. Επίσης οι κυματισμοί εξελίσσονται σε ενδιάμεσα νερά. Στο κυματικό κανάλι που διενεργήθηκαν τα πειράματα, αν και ο πυθμένας ήταν αδιαπέρατος, σίγουρα υπήρχε απώλεια ενέργειας λόγω τριβής η οποία αυξανόταν με τη διάδοση του κυματισμού κατάντη. Κατά συνέπεια ο αρχικά παραγόμενος μονοχρωματικός κυματισμός στη θέση του κυματιστήρα εξελισσόταν κατάντη σε ελαφρώς μη γραμμικό κυματισμό. Η ίδια λογική ακολουθήθηκε και για την περίπτωση της αδιαπέρατης διατομής. Ωστόσο η τιμή της περιόδου που εισάχθηκε στο μοντέλο ήταν αυτή ακριβώς που μετρήθηκε από το πείραμα με την υπόθεση αρχικά παραγόμενου μονοχρωματικού κυματισμού.

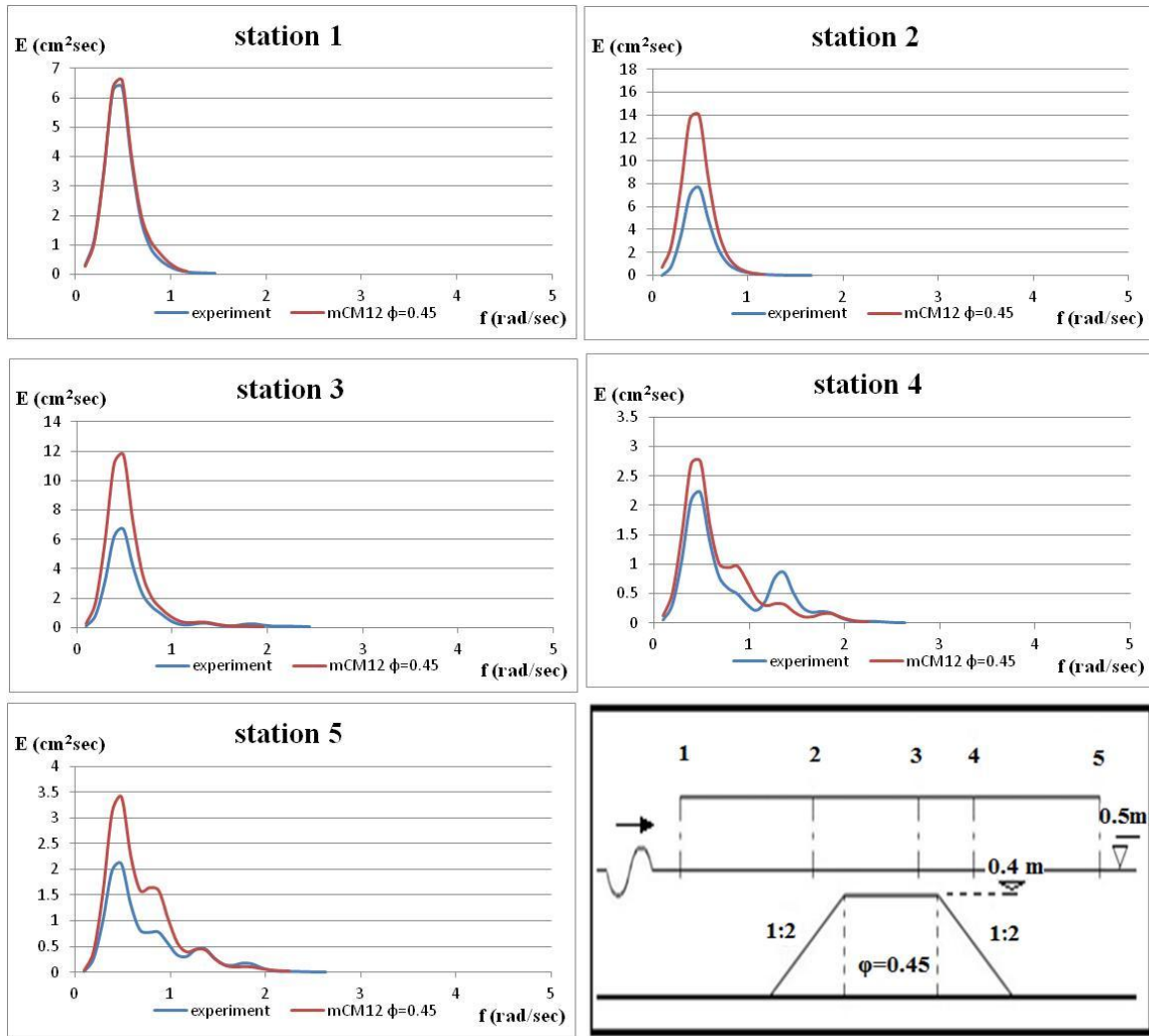
Σε ότι αφορά τις τιμές των παραμέτρων που καθορίζουν τη θραύση στο μοντέλο ως καταλληλότερες επιλέχθηκαν οι προτεινόμενες από τους Kennedy et al. (2000):

$$\zeta_t^{(l)} = 0.35\sqrt{gd}, \zeta_t^{(F)} = 0.15\sqrt{gd}, \delta_b = 1.2.$$

1) Εισερχόμενος κυματισμός χαρακτηριστικού ύψους $H_s=6.1$ cm και περιόδου $T=2.2$ sec, μη θραυόμενος.



Σχ. 5.5 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση χρονοσειρών $\zeta(t)$ πειράματος και μοντέλου, σενάριο 1, διαπερατός Υ.Κ..

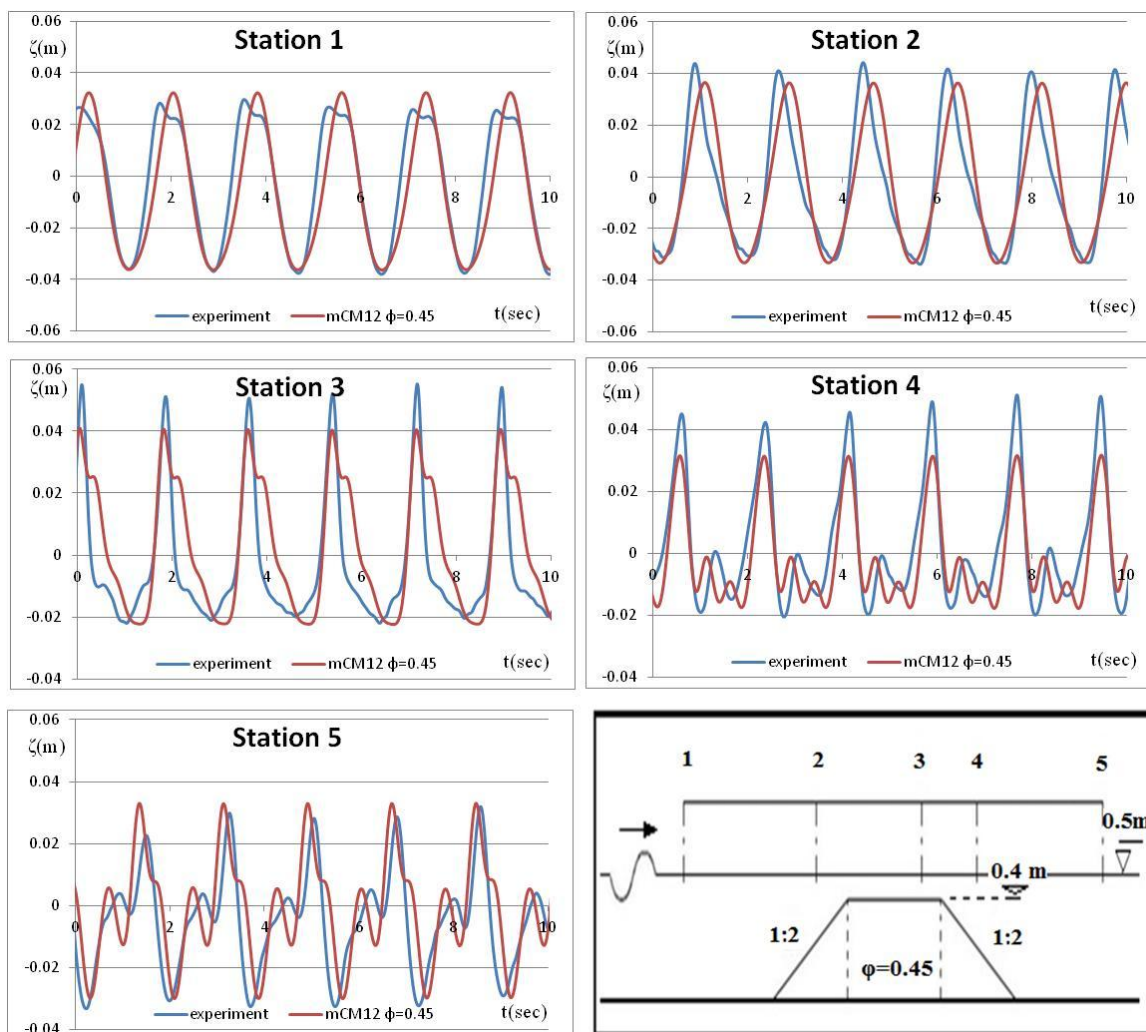


Σχ. 5.6 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση φασμάτων ενέργειας πειράματος και μοντέλου, σενάριο 1, διαπερατός Υ.Κ..

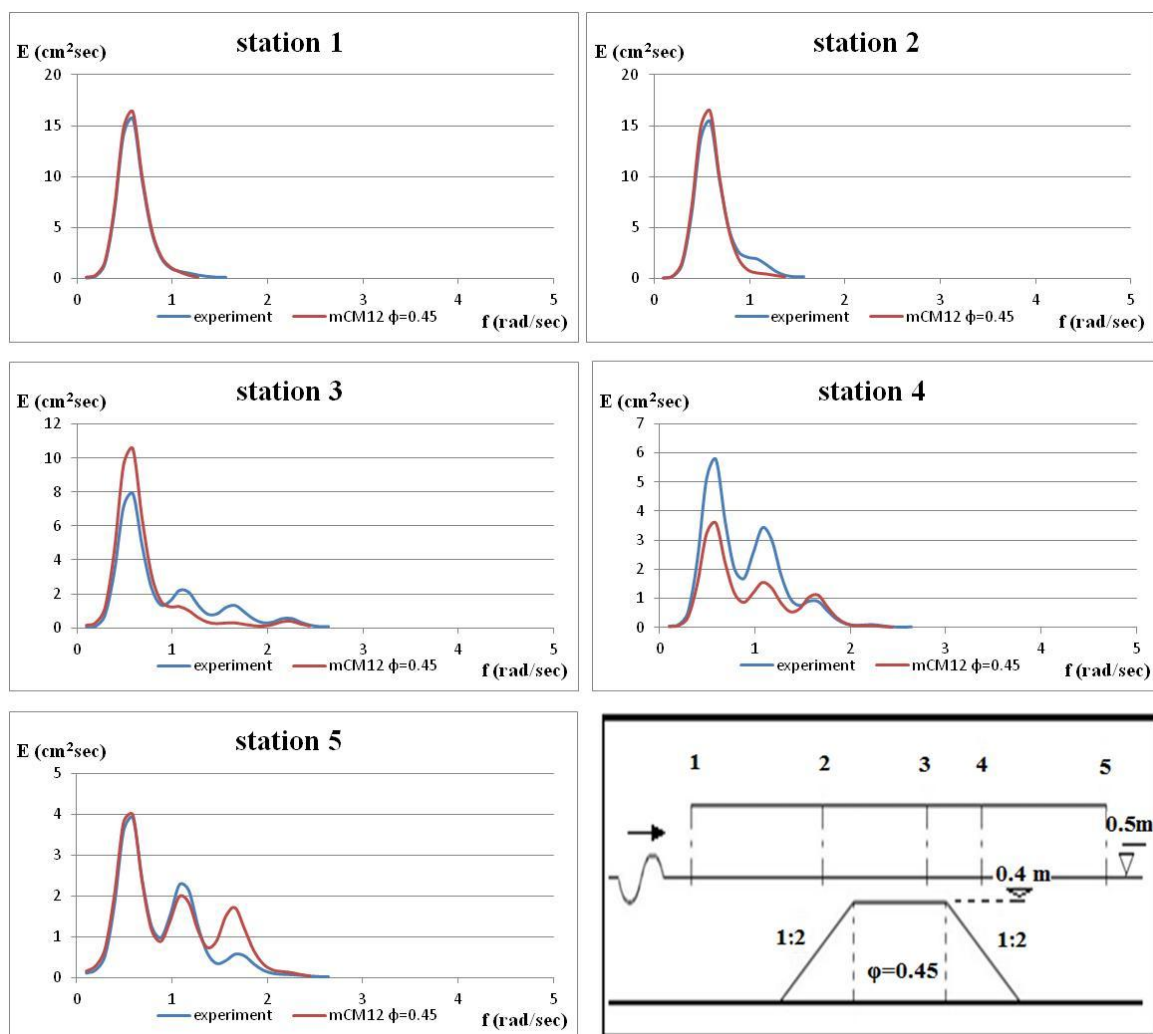
Πίν. 5Α Ποσοστιαία απόκλιση χαρακτηριστικού ύψους κύματος H_s του μοντέλου από το πείραμα, σενάριο 1, σταθμοί 1-5, διαπερατός Υ.Κ..

Πείραμα	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	2.294	2.625	2.701	1.231	1.161
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	6.058	6.481	6.574	4.439	4.311
mCM12 $\phi=0.45$	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	2.416	4.913	4.569	1.431	1.794
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	6.218	8.866	8.550	4.785	5.358
% ΔH_s	2.64	36.78	30.04	7.80	24.27

2) Εισερχόμενος κυματισμός χαρακτηριστικού ύψους $H_s=9.5$ cm και περιόδου $T=1.8$ sec, μη θραυόμενος.



Σχ. 5.7 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση χρονοσειρών $\zeta(t)$ πειράματος και μοντέλου, σενάριο 2, διαπερατός Υ.Κ..

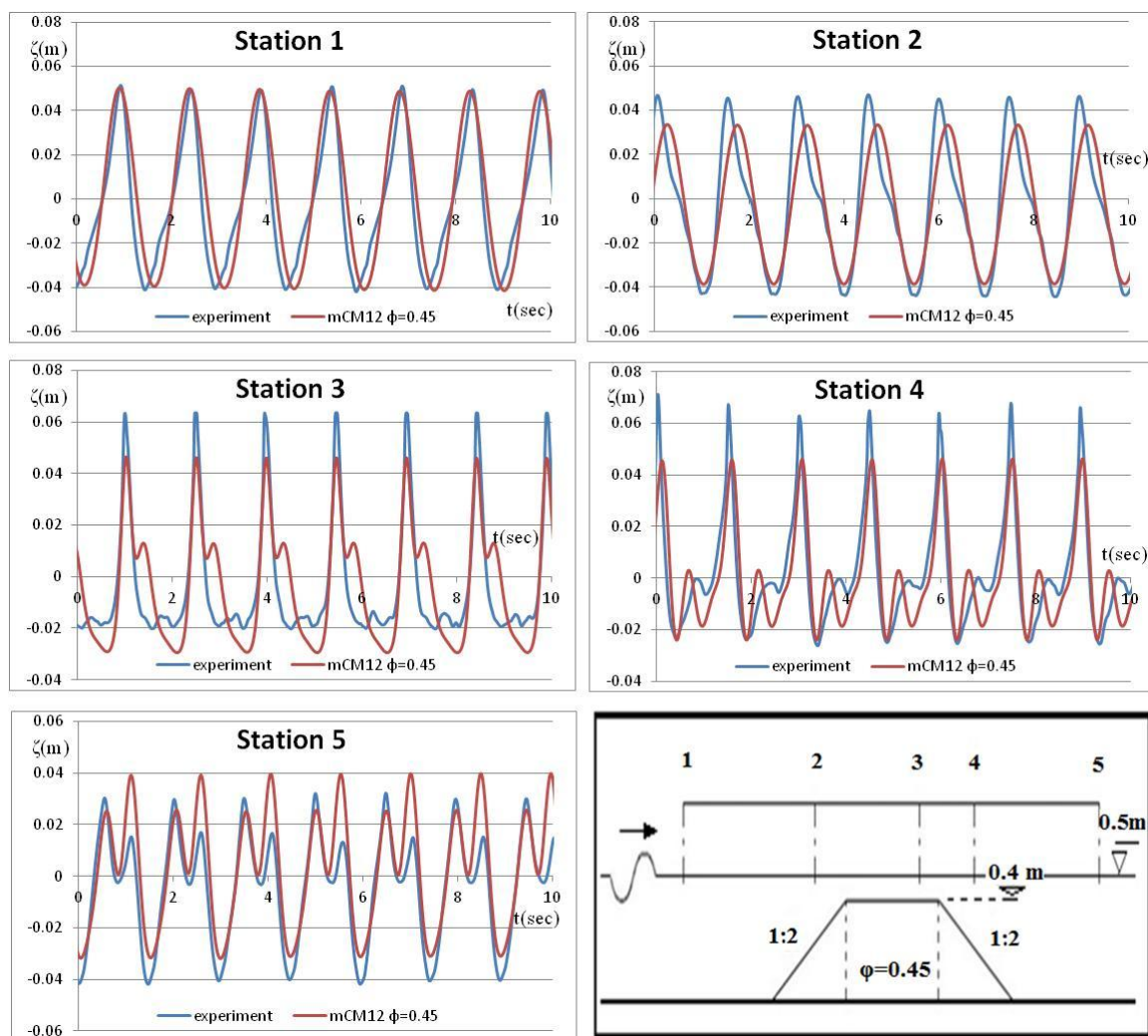


Σχ. 5.8 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση φασμάτων ενέργειας πειράματος και μοντέλου, σενάριο 2, διαπερατός Υ.Κ..

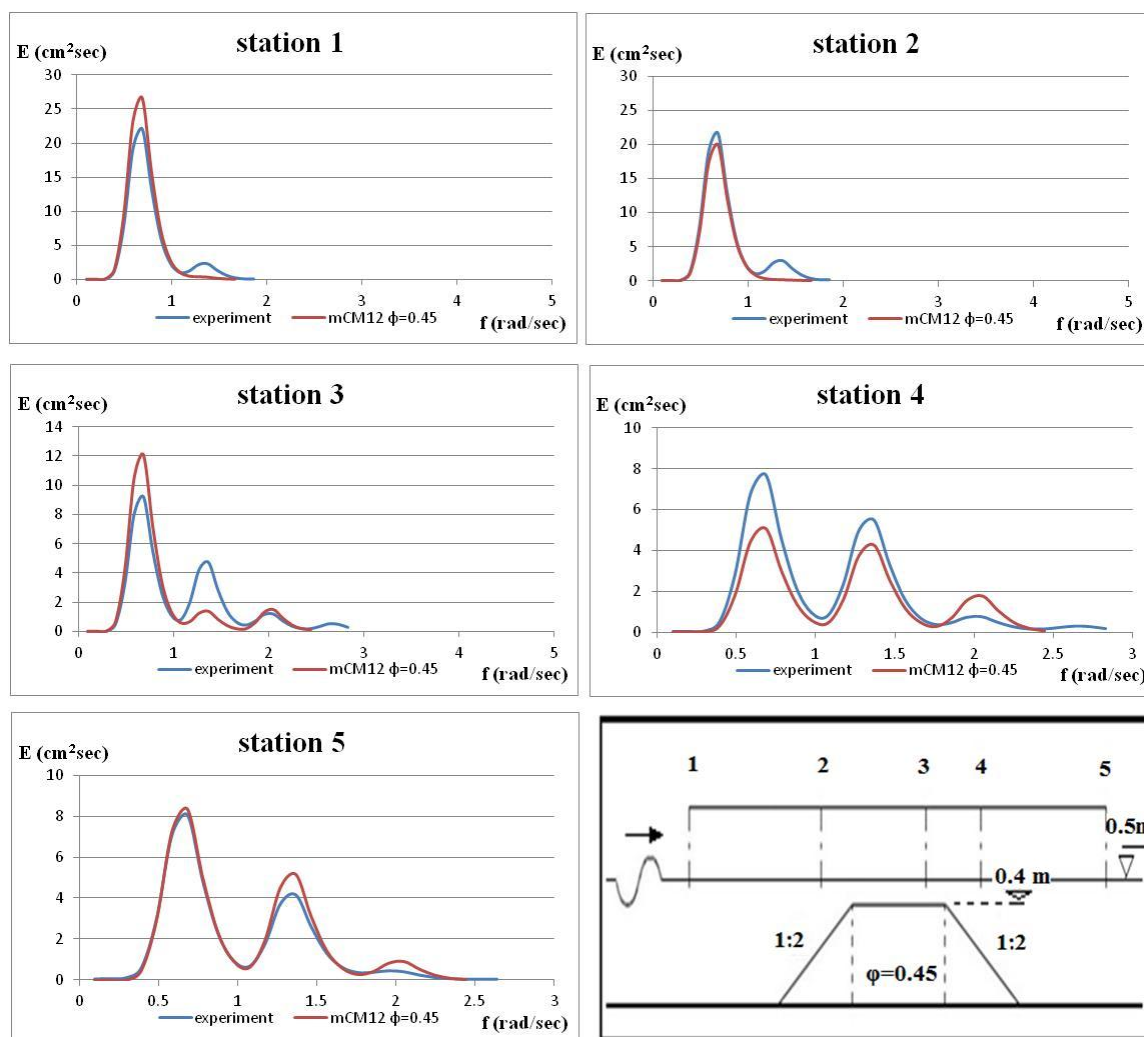
Πίν. 5E Ποσοστιαία απόκλιση χαρακτηριστικού ύψους κύματος H_s του μοντέλου από το πείραμα, σενάριο 2, σταθμοί 1-5, διαπερατός Υ.Κ..

Πείραμα	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	5.631	5.989	4.2742	3.622	2.468
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	9.492	9.789	8.2697	7.613	6.284
mCM12 $\phi=0.45$	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	5.840	5.896	4.309	2.227	2.855
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	9.666	9.713	8.303	5.969	6.758
% ΔH_s	1.83	0.78	0.41	21.59	7.55

3) Εισερχόμενος κυματισμός χαρακτηριστικού ύψους $H_s=11.4$ cm και περιόδου $T=1.5$ sec, θραύση τύπου κυλίσεως (spilling).



Σχ. 5.9 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση χρονοσειρών $\zeta(t)$ πειράματος και μοντέλου, σενάριο 3, διαπερατός Υ.Κ..

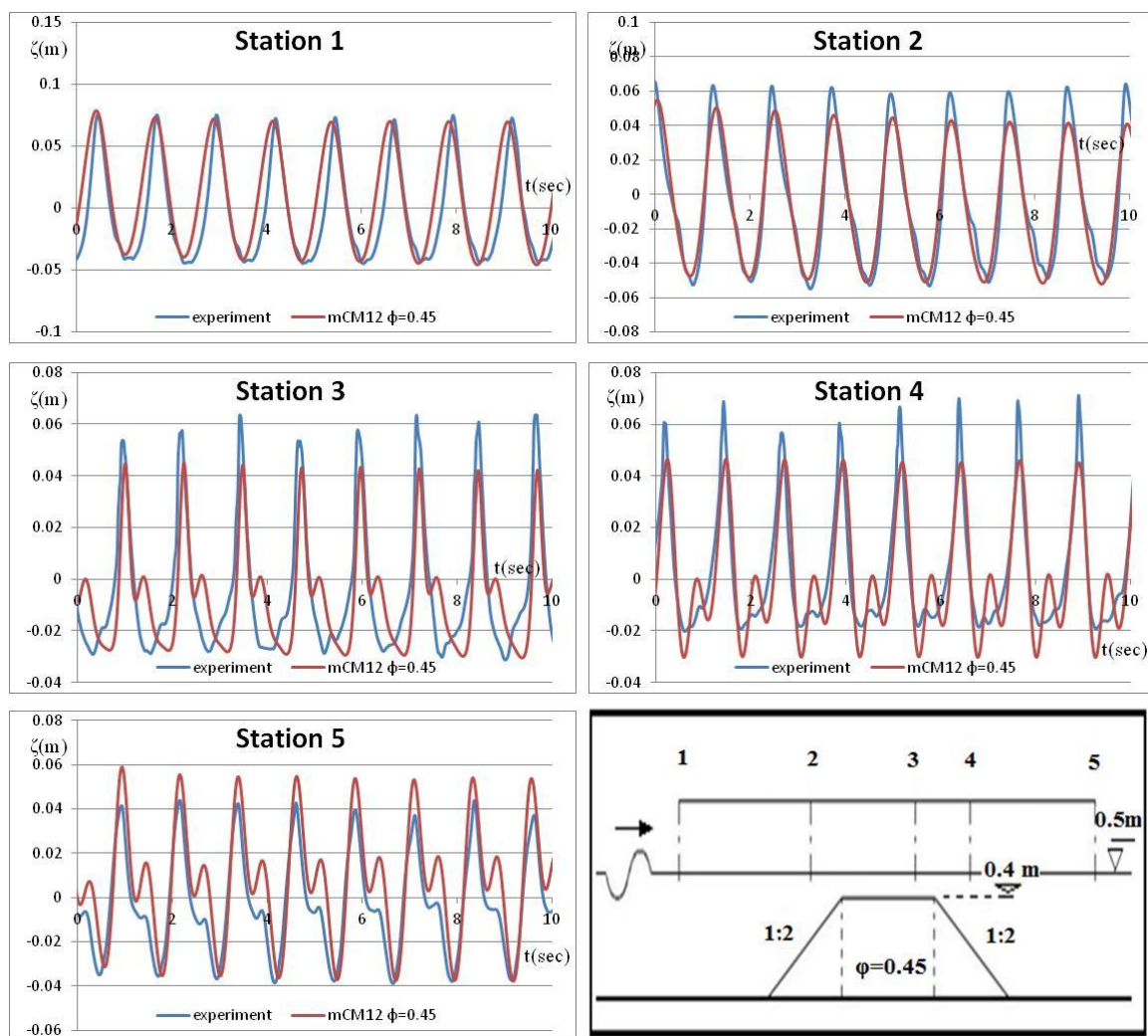


Σχ. 5.10 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση φασμάτων ενέργειας πειράματος και μοντέλου, σενάριο 3, διαπερατός Υ.Κ..

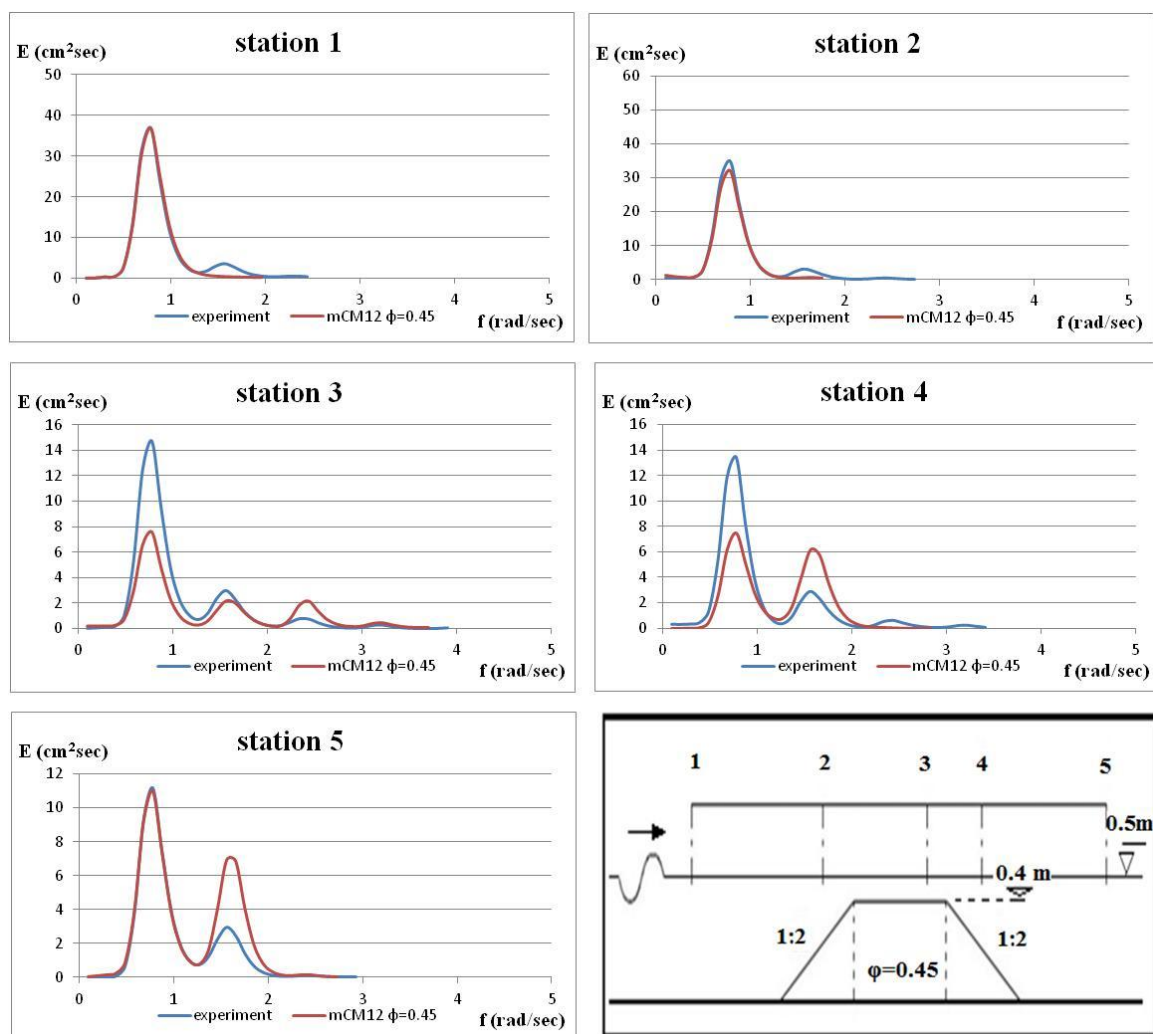
Πίν. 5ΣΤ Ποσοστιαία απόκλιση χαρακτηριστικού ύψους κύματος H_s του μοντέλου από το πείραμα, σενάριο 3, σταθμοί 1-5, διαπερατός Υ.Κ..

Πείραμα	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	8.082	8.174	5.372	4.911	4.256
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	11.372	11.436	9.271	8.865	8.252
mCM12 $\phi=0.45$	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	8.709	6.451	4.992	3.619	4.641
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	11.805	10.159	8.937	7.609	8.617
% ΔH_s	3.81	11.16	3.60	14.16	4.43

4) Εισερχόμενος κυματισμός χαρακτηριστικού ύψους $H_s=15.1$ cm και περιόδου $T=1.25$ sec, θραύση τύπου κυλίσεως (spilling).



Σχ. 5.11 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση χρονοσειρών $\zeta(t)$ πειράματος και μοντέλου, σενάριο 4, διαπερατός Υ.Κ..

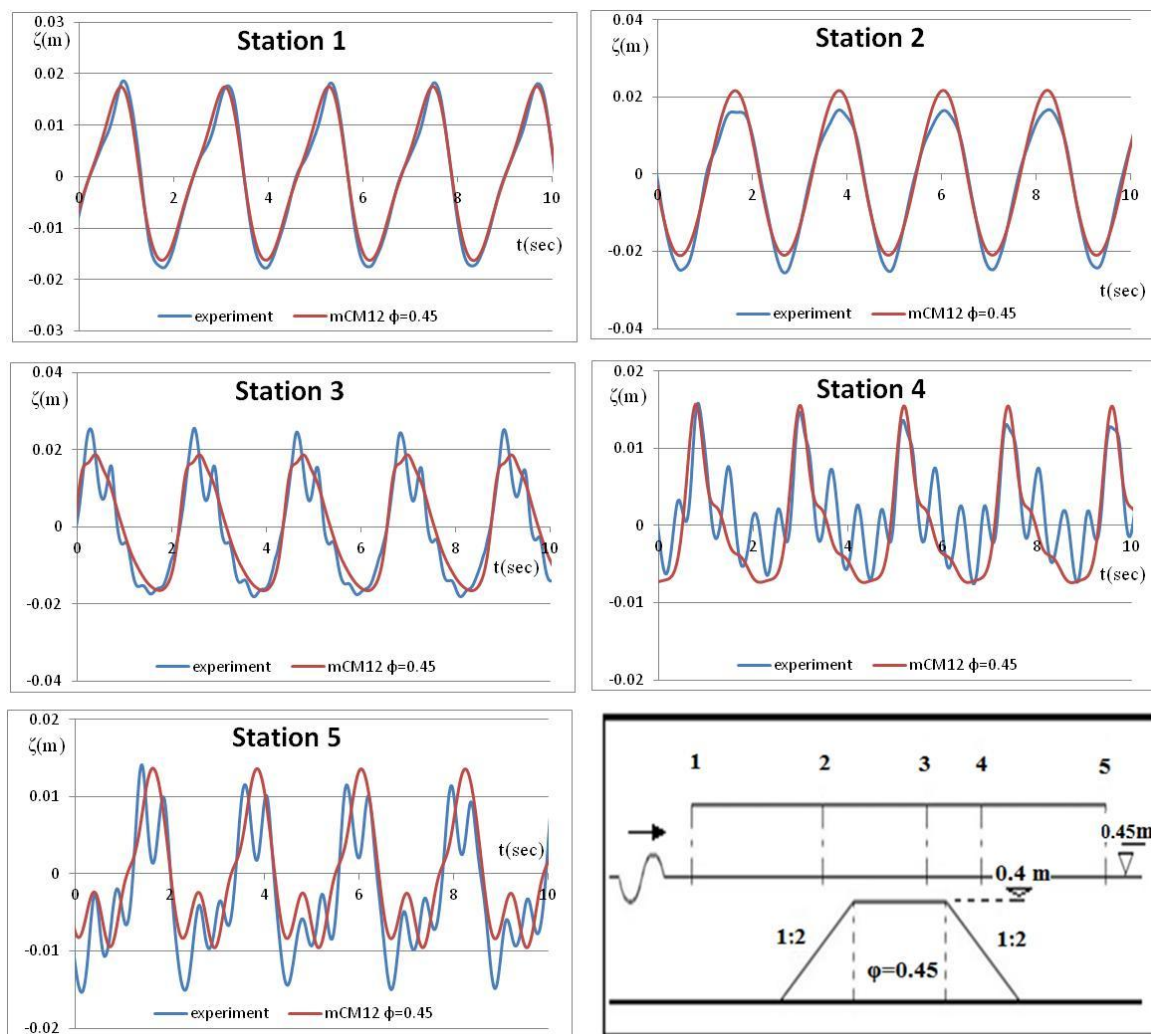


Σχ. 5.12 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση φασμάτων ενέργειας πειράματος και μοντέλου, σενάριο 4, διαπερατός Υ.Κ..

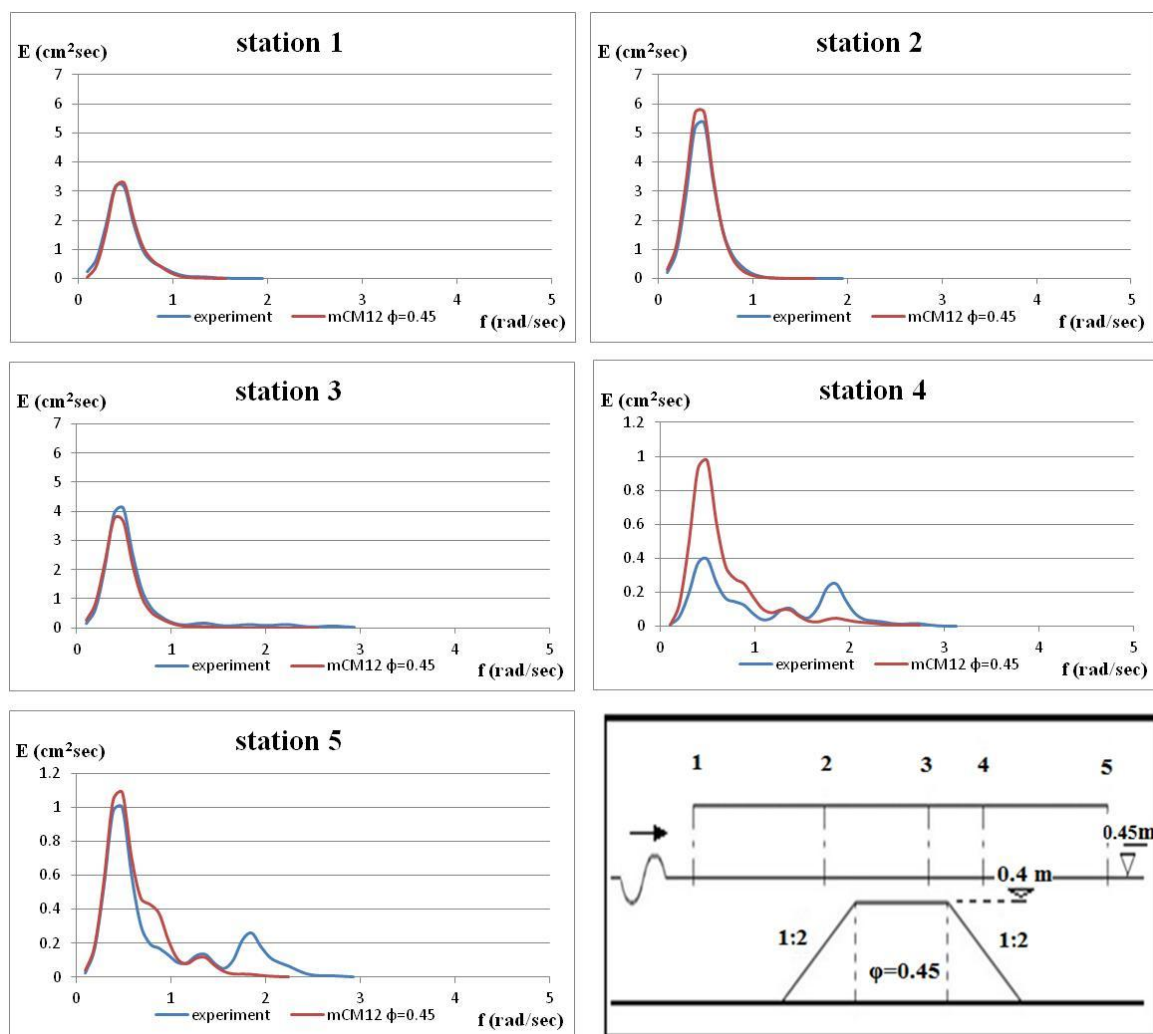
Πίν. 5Z Ποσοστιαία απόκλιση χαρακτηριστικού ύψους κύματος H_s του μοντέλου από το πείραμα, σενάριο 4, σταθμοί 1-5, διαπερατός Υ.Κ..

Πείραμα	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_0	14.215	13.443	6.691	6.135	5.022
$H_s=4(m_0)^{(1/2)}$ cm	15.081	14.666	10.346	9.908	8.964
mCM12 $\phi=0.45$	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_0	13.146	11.662	4.334	5.027	6.548
$H_s=4(m_0)^{(1/2)}$ cm	14.503	13.660	8.328	8.968	10.235
% ΔH_s	3.83	6.86	19.51	9.48	14.18

5) Εισερχόμενος κυματισμός χαρακτηριστικού ύψους $H_s=4.6$ cm και περιόδου $T=2.2$ sec, μη θραυόμενος.



Σχ. 5.13 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση χρονοσειρών $\zeta(t)$ πειράματος και μοντέλου, σενάριο 5, διαπερατός Υ.Κ..

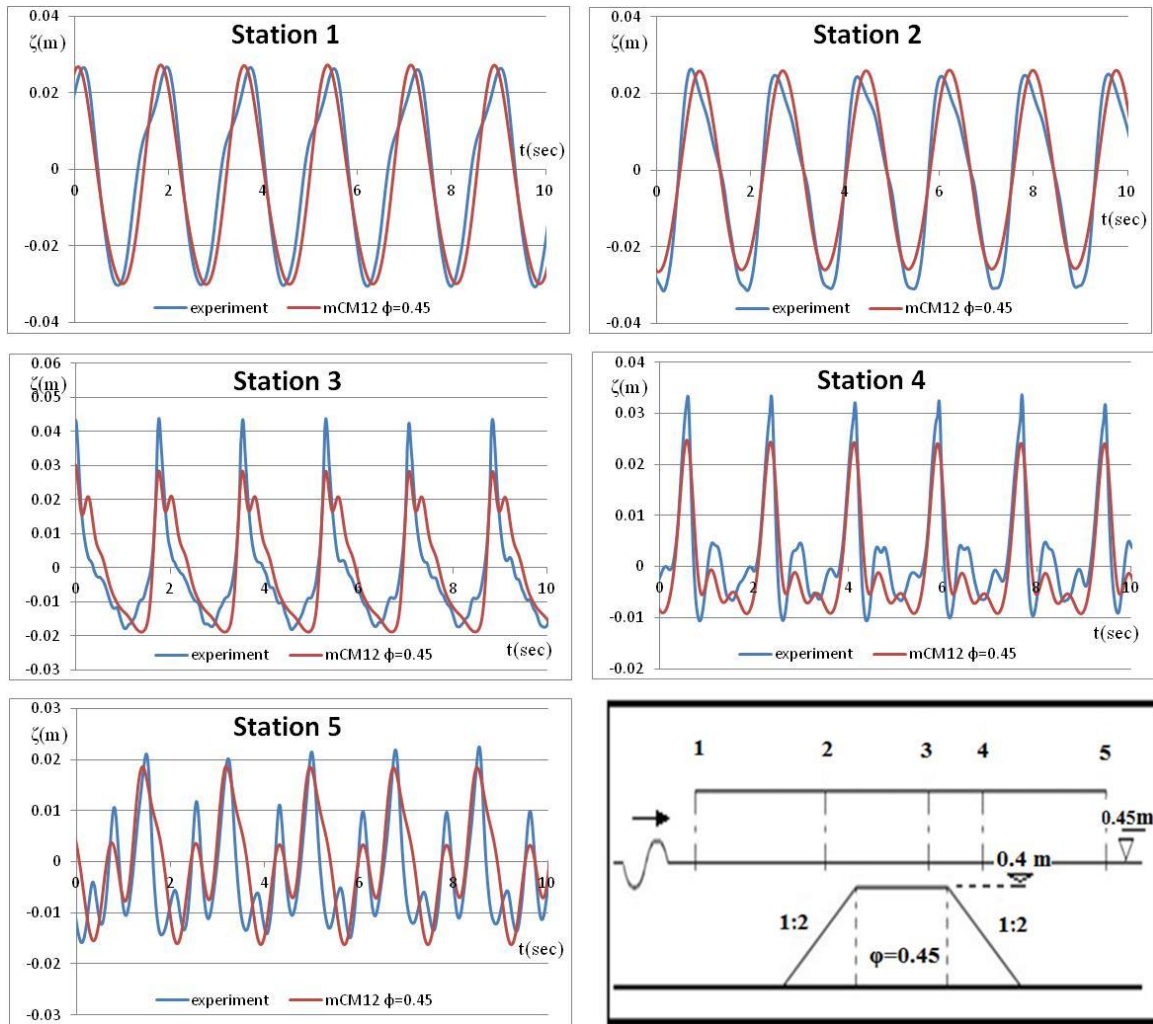


Σχ. 5.14 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση φασμάτων ενέργειας πειράματος και μοντέλου, σενάριο 5, διαπερατός Υ.Κ..

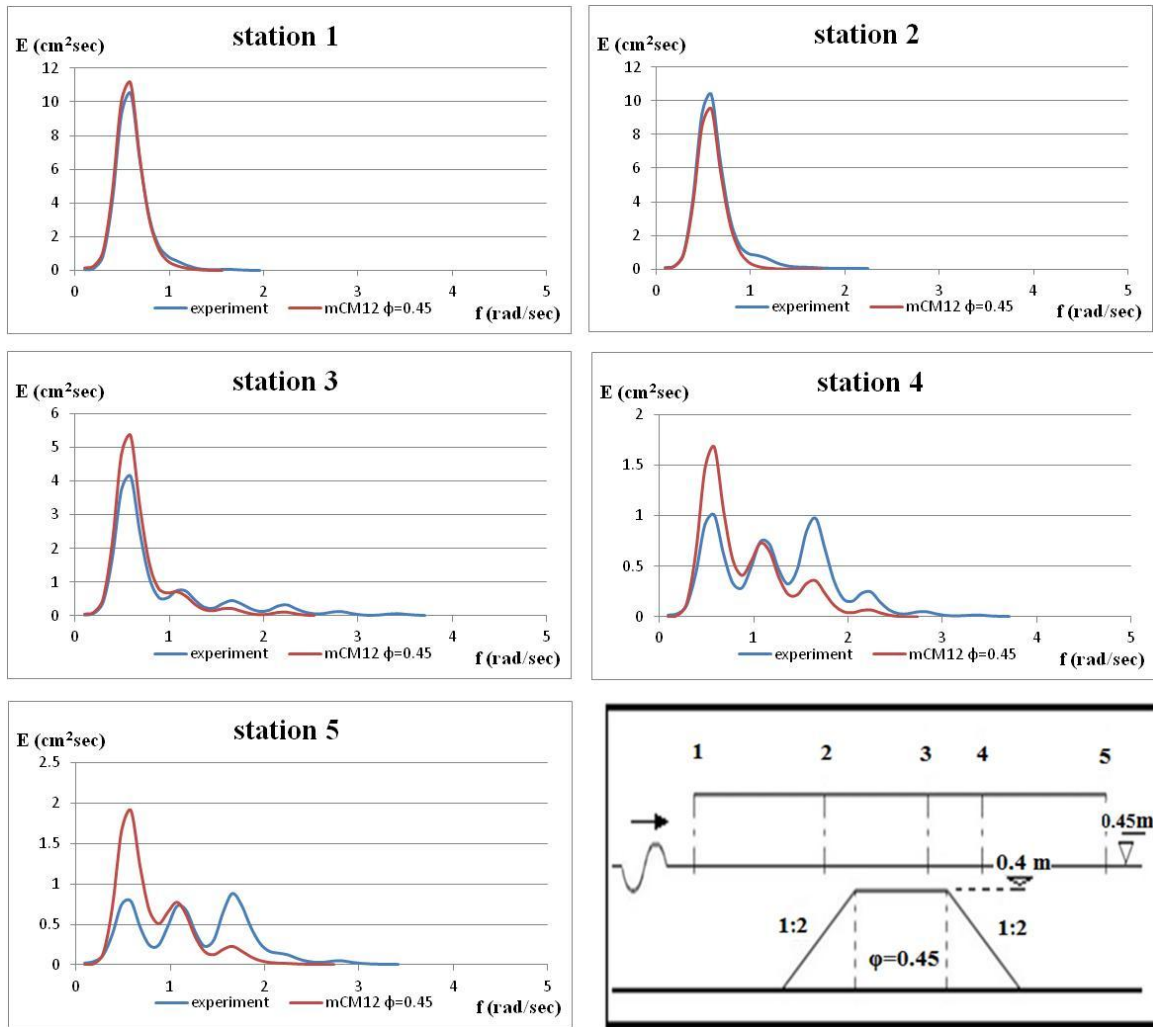
Πίν. 5H Ποσοστιαία απόκλιση χαρακτηριστικού ύψους κύματος H_s του μοντέλου από το πείραμα, σενάριο 5, σταθμοί 1-5, διαπερατός Υ.Κ..

Πείραμα	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	1.300	2.055	1.726	0.318	0.571
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	4.561	5.734	5.255	2.256	3.024
mCM12 $\phi=0.45$	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	1.298	2.174	1.503	0.482	0.549
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	4.557	5.898	4.905	2.778	2.964
% ΔH_s	0.10	2.86	6.68	23.14	1.99

6) Εισερχόμενος κυματισμός χαρακτηριστικού ύψους $H_s=7.7$ cm και περιόδου $T=1.8$ sec, θραύση τύπου κυλίσεως (spilling).



Σχ. 5.15 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση χρονοσειρών $\zeta(t)$ πειράματος και μοντέλου, σενάριο 6, διαπερατός Υ.Κ..

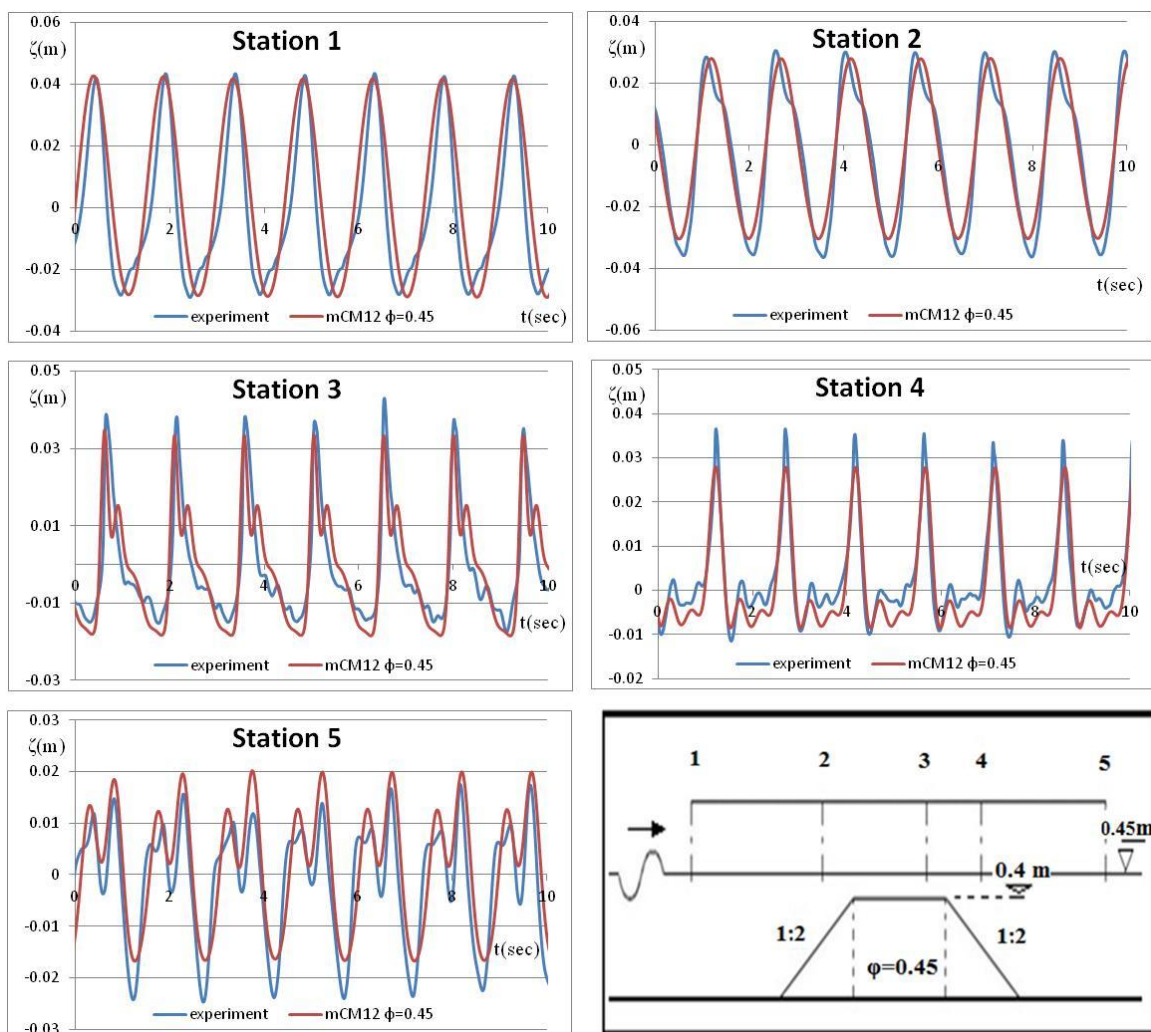


Σχ. 5.16 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση φασμάτων ενέργειας πειράματος και μοντέλου, σενάριο 6, διαπερατός Υ.Κ..

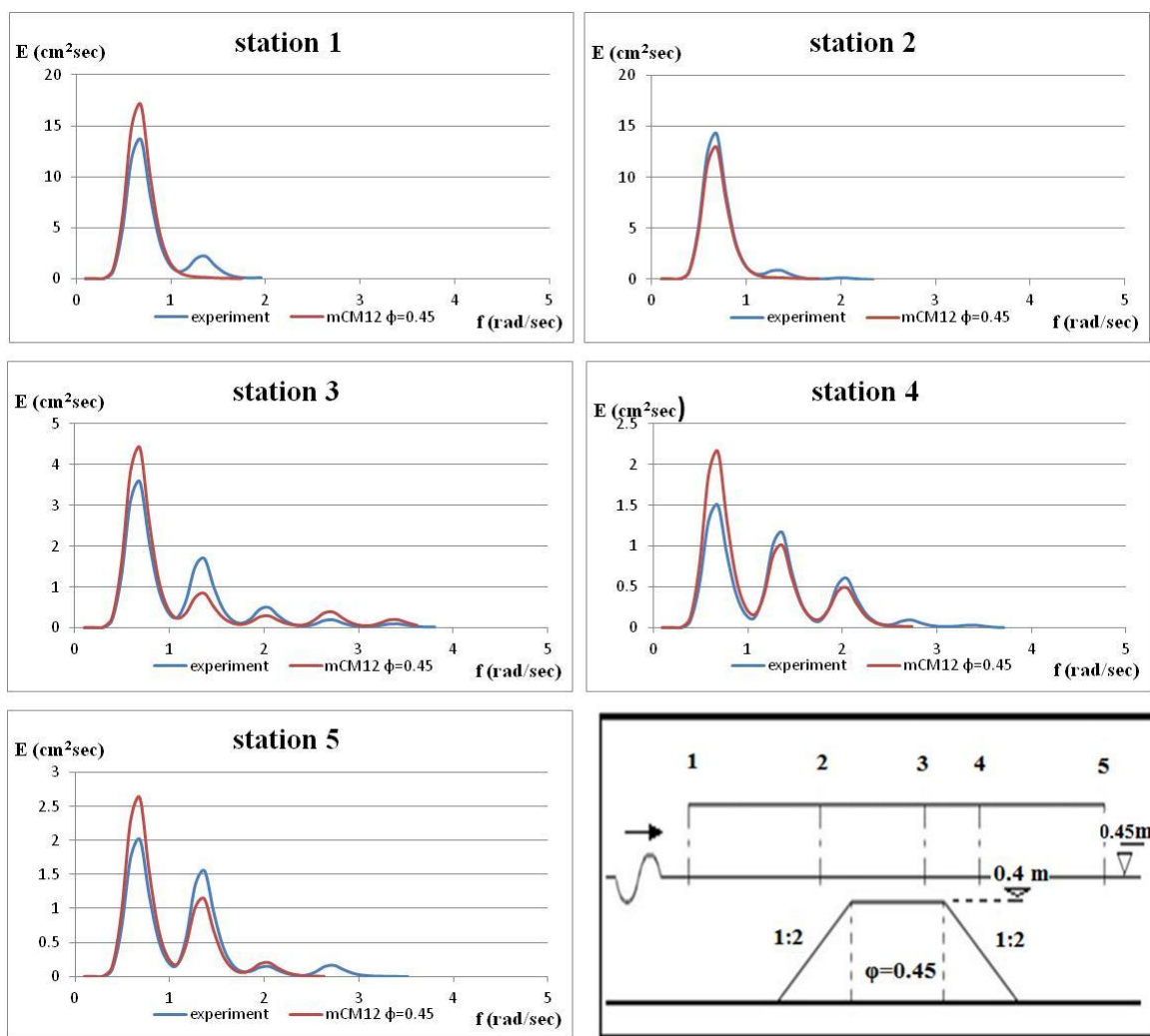
Πίν. 5Θ Ποσοστιαία απόκλιση χαρακτηριστικού ύψους κύματος H_s του μοντέλου από το πείραμα, σενάριο 6, σταθμοί 1-5, διαπερατός Υ.Κ..

Πείραμα	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	3.733	3.810	2.074	1.092	0.957
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	7.729	7.808	5.761	4.179	3.912
mCM12 $\phi=0.45$	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	3.860	3.275	2.245	0.979	1.001
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	7.859	7.238	5.994	3.958	4.003
% ΔH_s	1.68	7.29	4.05	5.29	2.31

7) Εισερχόμενος κυματισμός χαρακτηριστικού ύψους $H_s=9.1$ cm και περιόδου $T=1.5$ sec, θραύση τύπου κυλίσεως (spilling).



Σχ. 5.17 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση χρονοσειρών $\zeta(t)$ πειράματος και μοντέλου, σενάριο 7, διαπερατός Υ.Κ..

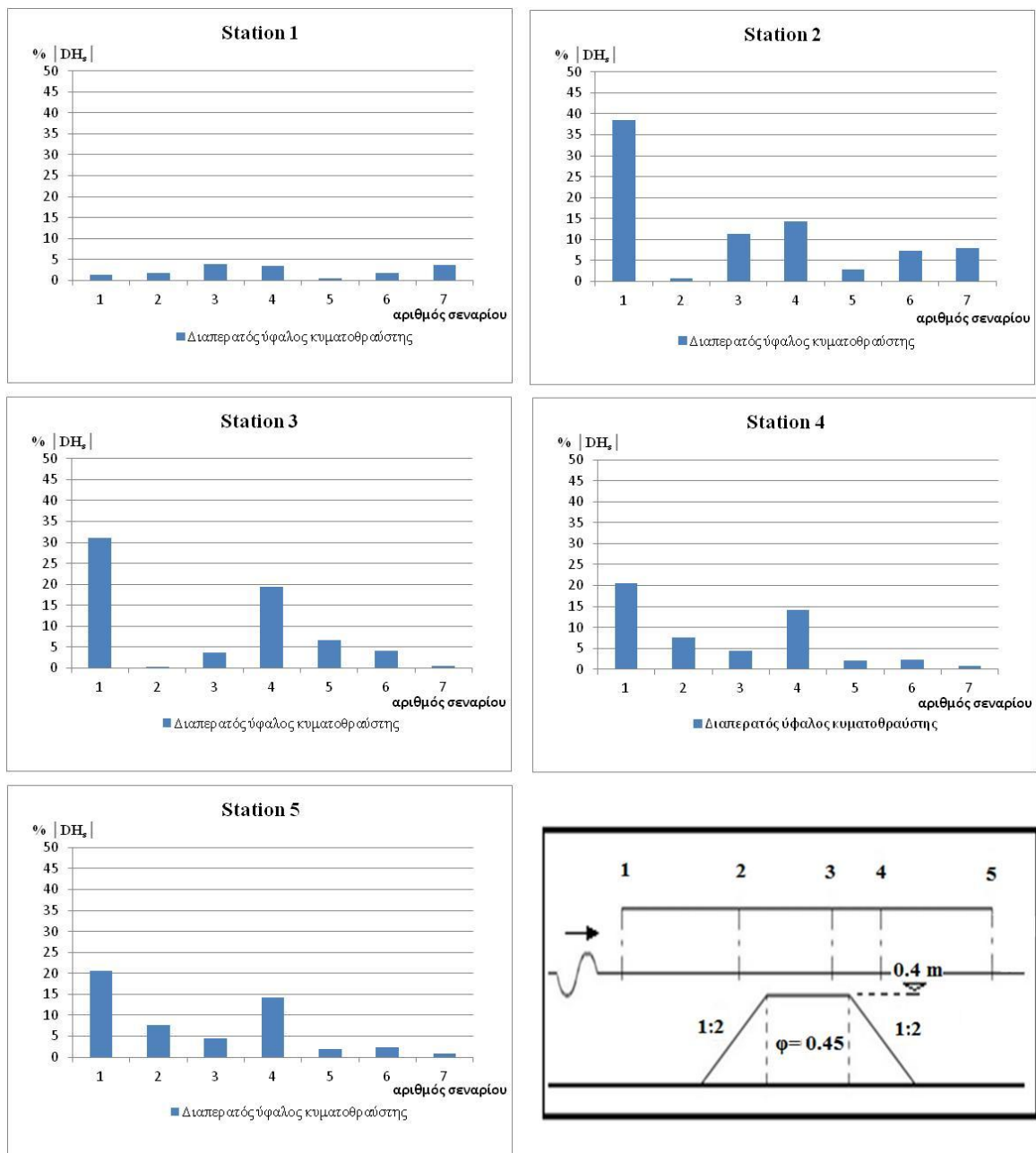


Σχ. 5.18 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση φασμάτων ενέργειας πειράματος και μοντέλου, σενάριο 7, διαπερατός Υ.Κ..

Πίν. 5I Ποσοστιαία απόκλιση χαρακτηριστικού ύψους κύματος H_s του μοντέλου από το πείραμα, σενάριο 7, σταθμοί 1-5, διαπερατός Υ.Κ..

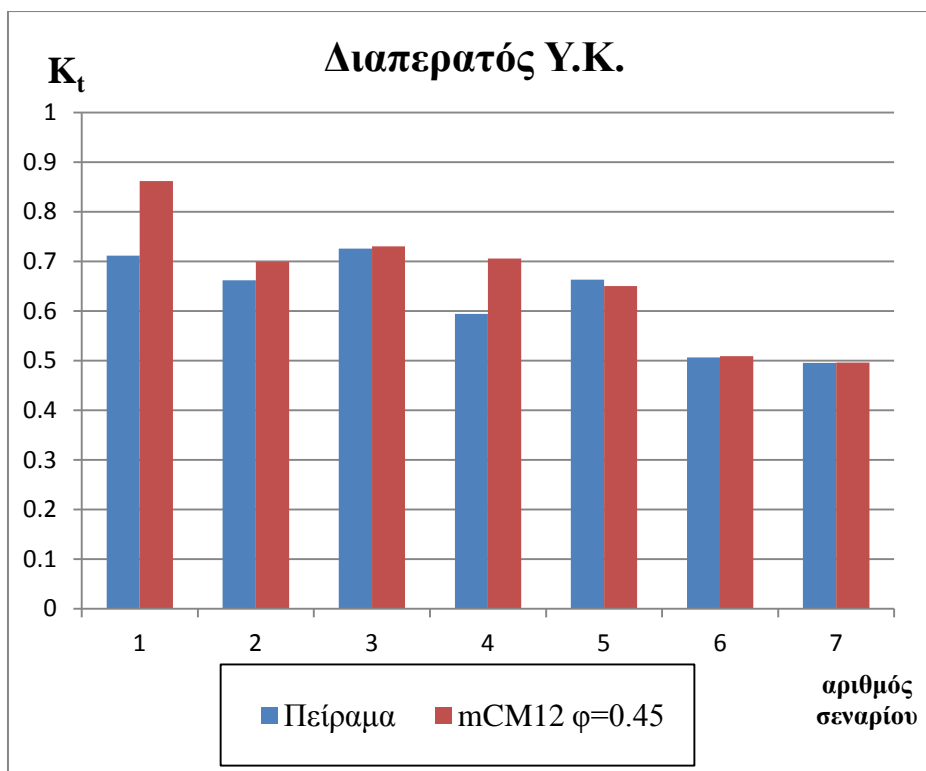
Πείραμα	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	5.158	4.950	2.019	1.119	1.267
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	9.084	8.900	5.684	4.231	4.502
mCM12 $\phi=0.45$	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	5.549	4.198	2.043	1.199	1.289
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	9.423	8.196	5.718	4.381	4.542
% ΔH_s	3.72	7.91	0.60	3.54	0.89

Στο σχήμα που ακολουθεί παρουσιάζεται η ποσοστιαία απόκλιση $|Dh_s|$ του χαρακτηριστικού ύψους κύματος του μοντέλου από το πείραμα για όλα τα σενάρια (1-7), για την περίπτωση του διαπερατού Υ.Κ. και για όλους τους σταθμούς (1-5).

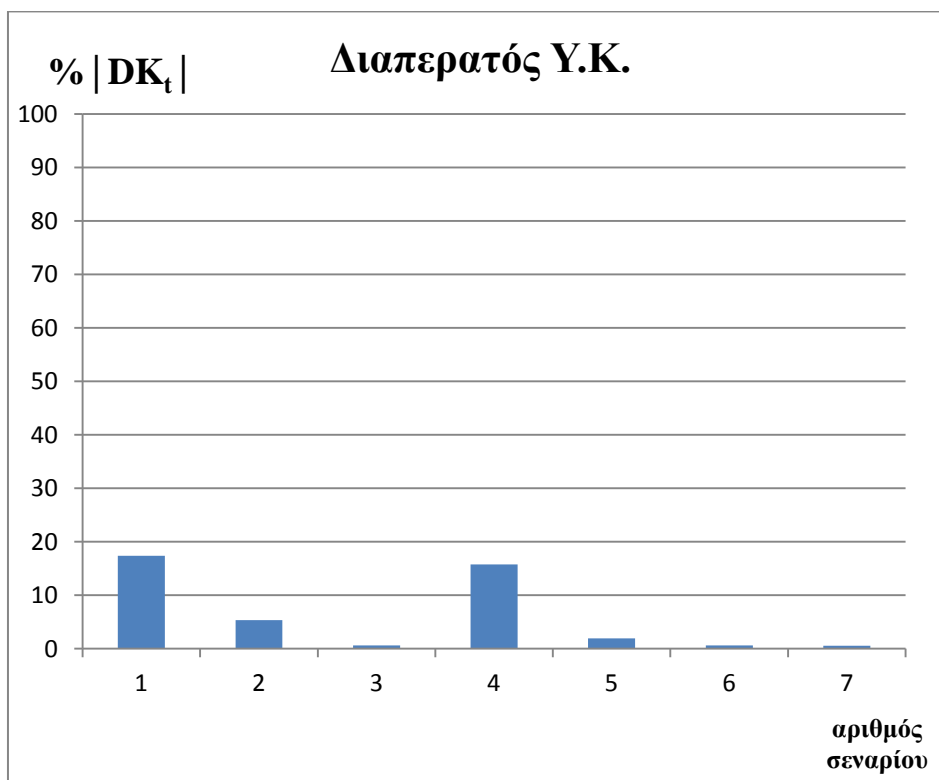


Σχ. 5.19 Αισθητήρες 1-5: Ποσοστιαία απόκλιση $|Dh_s|$ του χαρακτηριστικού ύψους κύματος του μοντέλου από το πείραμα, σενάρια 1-7, διαπερατός Υ.Κ..

Στα ακόλουθα σχήματα γίνεται σύγκριση του συντελεστή μετάδοσης του μοντέλου με το πείραμα για όλα τα σενάρια (1-7) και στη συνέχεια παρουσιάζεται η ποσοστιαία απόκλιση $|DK_t|$ του συντελεστή μετάδοσης του μοντέλου από το πείραμα αντιστοίχως, για την περίπτωση του διαπερατού Υ.Κ..



Σχ. 5.20 Σύγκριση συντελεστή μετάδοσης K_t του μοντέλου από το πείραμα, σενάρια 1-7, διαπερατός Υ.Κ..



Σχ. 5.21 Ποσοστιαία απόκλιση $|DK_t|$ του συντελεστή μετάδοσης του μοντέλου από το πείραμα, σενάρια 1-7, διαπερατός Υ.Κ..

Όπως προκύπτει από τα παραπάνω διαγράμματα, υπάρχει γενικά καλή συμφωνία ανάμεσα στις εν λόγω χρονικές σειρές (των πειραματικών μετρήσεων και του μοντέλου) με τις αποκλίσεις που εμφανίζονται να είναι σχετικά μικρές. Οι αποκλίσεις αυτές μπορούν να αποδοθούν σε διάφορους επιμέρους παράγοντες γι' αυτό το πείραμα. Η ακρίβεια προσομοίωσης στα μοντέλα που βασίζονται στις εξισώσεις τύπου Boussinesq, σχετίζεται κυρίως με τα χαρακτηριστικά διασποράς των εξισώσεων και την τάξη των μη γραμμικών όρων που διατηρούνται σε αυτές. Όπως προκύπτει από τη στατιστική ανάλυση και σύγκριση των χαρακτηριστικών υψών κύματος H_s και αν μάλιστα λάβουμε υπόψη σαν κριτήριο σχεδιασμού το συντελεστή μετάδοσης K_t , η συνολική απόδοση του μοντέλου κρίνεται παραπάνω από ικανοποιητική.

Το μοντέλο είναι σε θέση να προσομοιώσει τη διάδοση μακρών και βραχέων, θραυόμενων και μη κυματισμών για την περίπτωση της διαπερατής τραπέζοειδούς ύφαλής κατασκευής με μεγάλη κλίση πρανών. Οι μικρές αποκλίσεις του χαρακτηριστικού ύψους κύματος κατάντη (station 5) οφείλονται στην εμφάνιση των αρμονικών κατά την εκτόνωση του εξελισσόμενου κυματισμού και της υδάτινης μάζας που επηρεάζει κατάντη των ύφαλων εμποδίων. Βέβαια οι αρμονικές όπως προκύπτει από τα φάσματα περιγράφονται ικανοποιητικά από το μοντέλο που λαμβάνει υπόψη ροή μέσω της κατασκευής κατά Darcy-Forchheimer. Με τον τρόπο αυτό, αριθμητικά αίρεται το πρόβλημα της ύπαρξης των απότομων κλίσεων του εμποδίου.

Ξεκινώντας από τον πρώτο σταθμό (station 1), όπως ήδη αναφέρθηκε ο εισερχόμενος κυματισμός, (όπως καταγράφεται από τον σταθμό 1 τοποθετημένος 1 μέτρο ανάντη του ύφαλου εμποδίου) επηρεάζεται από φαινόμενα αλληλεπίδρασης με το εμπόδιο όπως ανάκλαση σε αυτό και εμφάνιση στάσιμων υδραυλικών αλμάτων ανάντη. Στο κυματικό κανάλι που διενεργήθηκαν τα πειράματα, αν και ο πυθμένας ήταν αδιαπέρατος, σίγουρα υπήρχε και απώλεια ενέργειας λόγω τριβής η οποία αυξανόταν με τη διάδοση του κυματισμού κατάντη. Κατά συνέπεια ο αρχικά παραγόμενος μονοχρωματικός κυματισμός στη θέση του κυματιστήρα εξελισσόταν κατάντη σε ελαφρώς μη γραμμικό κυματισμό. Σε ότι αφορά πιθανές αποκλίσεις της μορφής του εισερχόμενου κυματισμού του μοντέλου από το πείραμα, το βασικό κριτήριο επιλογής του χαρακτηριστικού ύψους κύματος του εισερχόμενου κυματισμού στο μοντέλο, (παραγωγή κυματισμού στον σταθμό 1 με απόκλιση μικρότερη από 5 % σε σχέση με το μετρούμενο από το πείραμα) ικανοποιείται.

Στη συνέχεια για το δεύτερο σταθμό (station 2), φαίνεται ότι μοντέλο δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα. Στη συνέχεια όσο προχωράει ο κυματισμός γίνεται μη γραμμικός με το συντελεστή U_R να αυξάνεται. Όταν το κύμα φτάσει στον σταθμό 3

(station 3), που βρίσκεται στη στέψη, έχει αποκτήσει χαρακτηριστικά μη γραμμικότητας, με αποτέλεσμα το μοντέλο να εμφανίζει κάποιες ανακρίβειες στην ακριβή ποιοτική περιγραφή των κορυφών και των κοιλιών της διατομής του κύματος.

Τέλος, στους σταθμούς 4 και 5 (station 4 and 5) που βρίσκονται στην καθοδική κλίση του ύφαλου κυματοθραύστη και 1 μέτρο κατάντη αντίστοιχα, εμφανίζεται το φαινόμενο της απελευθέρωσης υψηλότερων αρμονικών. Δηλαδή ο εισερχόμενος κυματισμός καθώς διαδίδεται στο ύφαλο εμπόδιο, ανεβαίνοντας την ανοδική του πλευρά, όπως αναφέρθηκε αποκτά μη γραμμικά χαρακτηριστικά. Αποτέλεσμα αυτού είναι ότι, μόλις το κύμα περάσει τη στέψη και διαδοθεί στην καθοδική κλίση, απελευθερώνει υψηλότερες αρμονικές (releases higher harmonics). Συνέπεια της πολυπλοκότητας αυτού του φαινομένου και σε συνδυασμό με το φαινόμενο της θραύσης, είναι η δυσκολία της ακριβούς ποιοτικής περιγραφής του από το μοντέλο.

Σε αντίθεση με τη συνολικά καλή ποιοτική περιγραφή της μορφής της ελεύθερης επιφάνειας από το μοντέλο, δεν φαίνεται να ισχύει το ίδιο και στον ίδιο βαθμό για τις περιπτώσεις των μακρών κυματισμών ($f=0.45$ Hz, σενάρια 1 και 5). Η αιτία εντοπίζεται στην σχετική κλίμακα των διαστάσεων του μοντέλου ως προς το μήκος κύματος του εισερχόμενου κυματισμού.

Το μήκος κύματος του εισερχόμενου κυματισμού παρουσιάζει μεγάλη σχετική κλίμακα ως προς τα αντίστοιχα γεωμετρικά μήκη των ακμών του ύφαλου κυματοθραύστη (Αν Β το πλάτος στέψης και $L_{Y.K.}$ το συνολικό πλάτος του Υ.Κ. $\frac{L_i}{B} \approx 5, \frac{L_i}{L_{Y.K.}} \approx 2$). Κατά συνέπεια

καθώς ο κυματισμός προσεγγίζει την κατασκευή δεν έχει το χωρικό περιθώριο να εξελιχθεί σταδιακά λόγω ρήξης καθώς συναντά το ανάντη πρανές. Πρακτικά ο ύφαλος κυματοθραύστης λειτουργεί σαν αιχμηρό ύφαλο πρίσμα προκαλώντας αντίστοιχα την αύξηση των μη γραμμικών αλληλεπιδράσεων και την απελευθέρωση αρμονικών. Η συνθήκη αυτή δεν μπορεί να περιγραφεί από το μοντέλο Boussinesq το οποίο προϋποθέτει διάδοση κυμάτων σε ήπια κεκλιμένους πυθμένες. Το ίδιο φαινόμενο παρατηρείται εντονότερα στην περίπτωση μακρών κυματισμών για την αδιαπέρατη κατασκευή.

Οι αποκλίσεις του μοντέλου από το πείραμα, είναι μεγαλύτερες κατάντη του ύφαλου τραπέζιου σε σχέση με τους βραχείς κάτι που φαίνεται πιο έντονα για το σενάριο 1. Ωστόσο αν κρίνουμε σαν σχεδιαστικά μεγέθη τα χαρακτηριστικά ύψη κύματος και το συντελεστή μετάδοσης K_t παρατηρούμε ότι για το σενάριο 5 οι ποσοτικές αποκλίσεις του μοντέλου ως προς το πείραμα είναι μικρές.

5.3.3 Διαγράμματα-σχολιασμός αποτελεσμάτων για τον αδιαπέρατο Υ.Κ.

Στην παρούσα παράγραφο παρουσιάζονται σε κοινούς άξονες οι χρονοσειρές ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας (για τους πέντε αισθητήρες του πειράματος 1, 2, 3, 4 και 5), όπως προκύπτουν από τις πειραματικές μετρήσεις και την εφαρμογή του μοντέλου για την περίπτωση του αδιαπέρατου Υ.Κ.. Όπως και στην προηγούμενη παράγραφο, υπολογίζονται τα φάσματα των κυματισμών και συγκρίνονται οι ποσοστιαίες αποκλίσεις του χαρακτηριστικού ύψους κύματος του μοντέλου από το πείραμα για μια πληρέστερη σύγκριση μεταξύ τους.

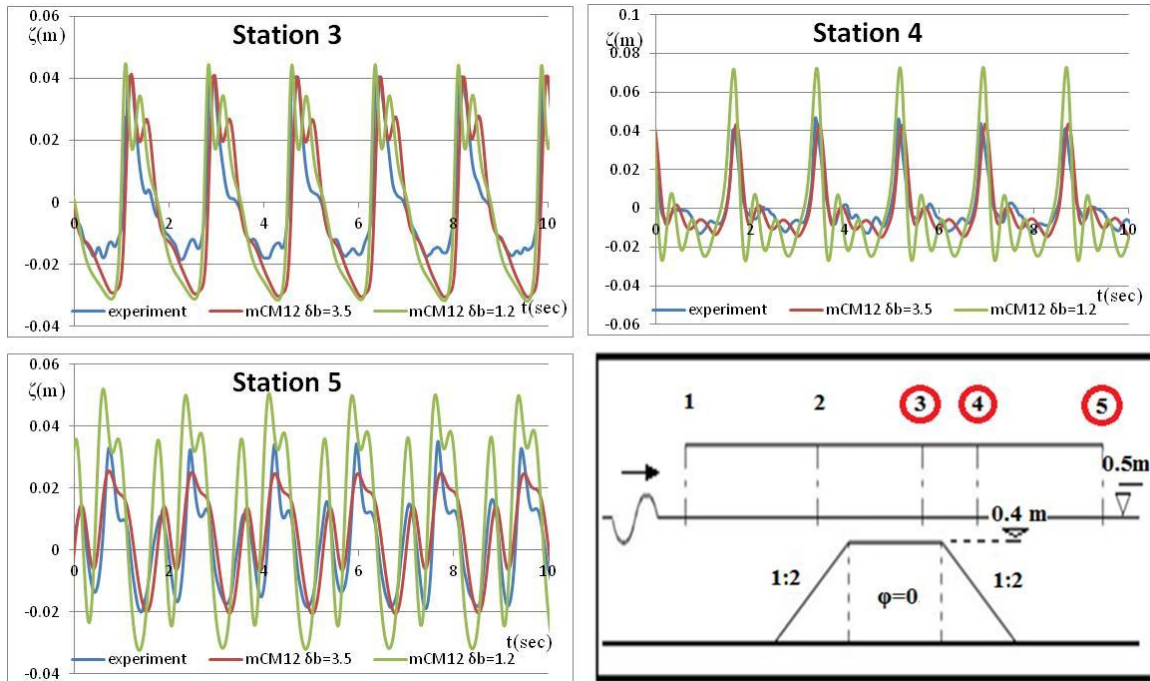
Σε ότι αφορά τις τιμές των παραμέτρων που καθορίζουν τη θραύση στο μοντέλο, οι προτεινόμενες από τους Kennedy et al. (2000): $\zeta_t^{(0)} = 0.35\sqrt{gd}$, $\delta_b = 1.2$ δεν κρίθηκαν κατάλληλες όπως για την περίπτωση του διαπερατού Υ.Κ.. Η τιμή $\zeta_t^{(F)} = 0.15\sqrt{gd}$ ωστόσο κρίθηκε κατάλληλη και παρέμεινε ως έχει.

Μετά από μια σειρά δοκιμών για τις παραπάνω παραμέτρους, το μοντέλο έδωσε καλύτερα αποτελέσματα για τις τιμές $\zeta_t^{(0)} = 0.25\sqrt{gd}$, $\delta_b = 3.5$.

Η επιλογή μεγαλύτερης τιμής του συντελεστή μήκους μίξης δ_b (σε σχέση με την προτεινόμενη από τους Kennedy et al., (2000) και κατά συνέπεια μεγαλύτερης μείωσης της κυματικής ενέργειας για την περίπτωση της αδιαπέρατης κατασκευής έναντι της διαπερατής, έρχεται σε συμφωνία με το πείραμα. Τόσο από την οπτική παρατήρηση της θραύσης, όσο και από την ανάλυση των χρονοσειρών ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας και τον υπολογισμό του συντελεστή μετάδοσης, η θραύση που παρατηρήθηκε ήταν σαφώς εντονότερη σε σχέση με τη διαπερατή κατασκευή.

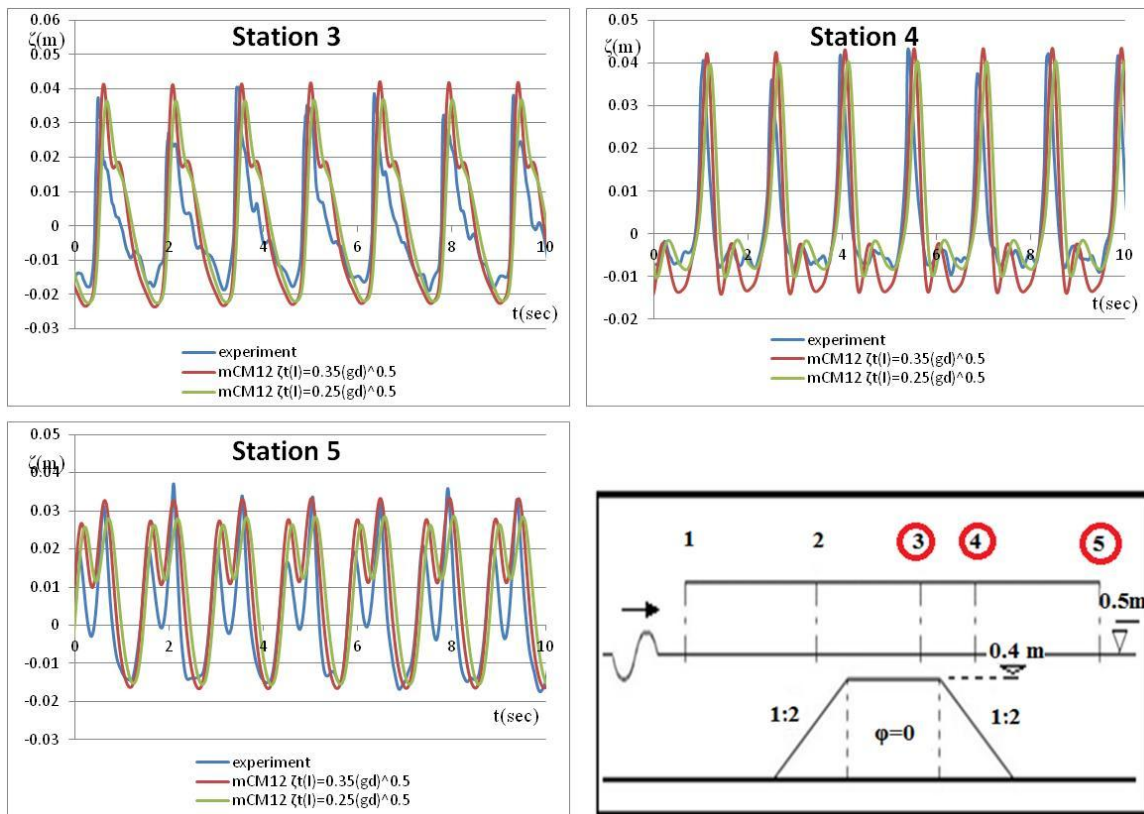
Επιλέχθηκε ως καταλληλότερη για την παράμετρο έναρξης του γεγονότος της θραύσης $\zeta_t^{(0)}$, τιμή ίση με $0.25\sqrt{gd}$. Η επιλογή νωρίτερης έναρξης της θραύσης για την περίπτωση της αδιαπέρατης κατασκευής έναντι της διαπερατής, έρχεται σε συμφωνία με την οπτική παρατήρηση των πειραμάτων. Η εκκίνηση του γεγονότος της θραύσης χρονικά πραγματοποιείται νωρίτερα ως προς τη σχετική θέση με το ύφαλο εμπόδιο για την αδιαπέρατη κατασκευή. Για την πληρέστερη κατανόηση των παραπάνω υποθέσεων παρατίθενται σχετικά παραδείγματα (Σχ. 5.22, Σχ. 5.23). Στο σχήμα που ακολουθεί συγκρίνονται οι χρονοσειρές ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας του μοντέλου με το

πείραμα αρχικά για $\zeta_t^{(0)} = 0.35\sqrt{gd}$, για τιμές του συντελεστή μήκους μίξης δ_b 3.5 και 1.2 αντίστοιχα για το σενάριο 2 ($H_s=10$ cm, $T=1.8$ sec).



Σχ. 5.22 Αισθητήρες 3-5: Σύγκριση χρονοσειρών $\zeta(t)$ πειράματος και μοντέλου με συντελεστή μήκους μίξης δ_b 3.5 και 1.2 αντίστοιχα, σενάριο 2, διαπερατός Υ.Κ..

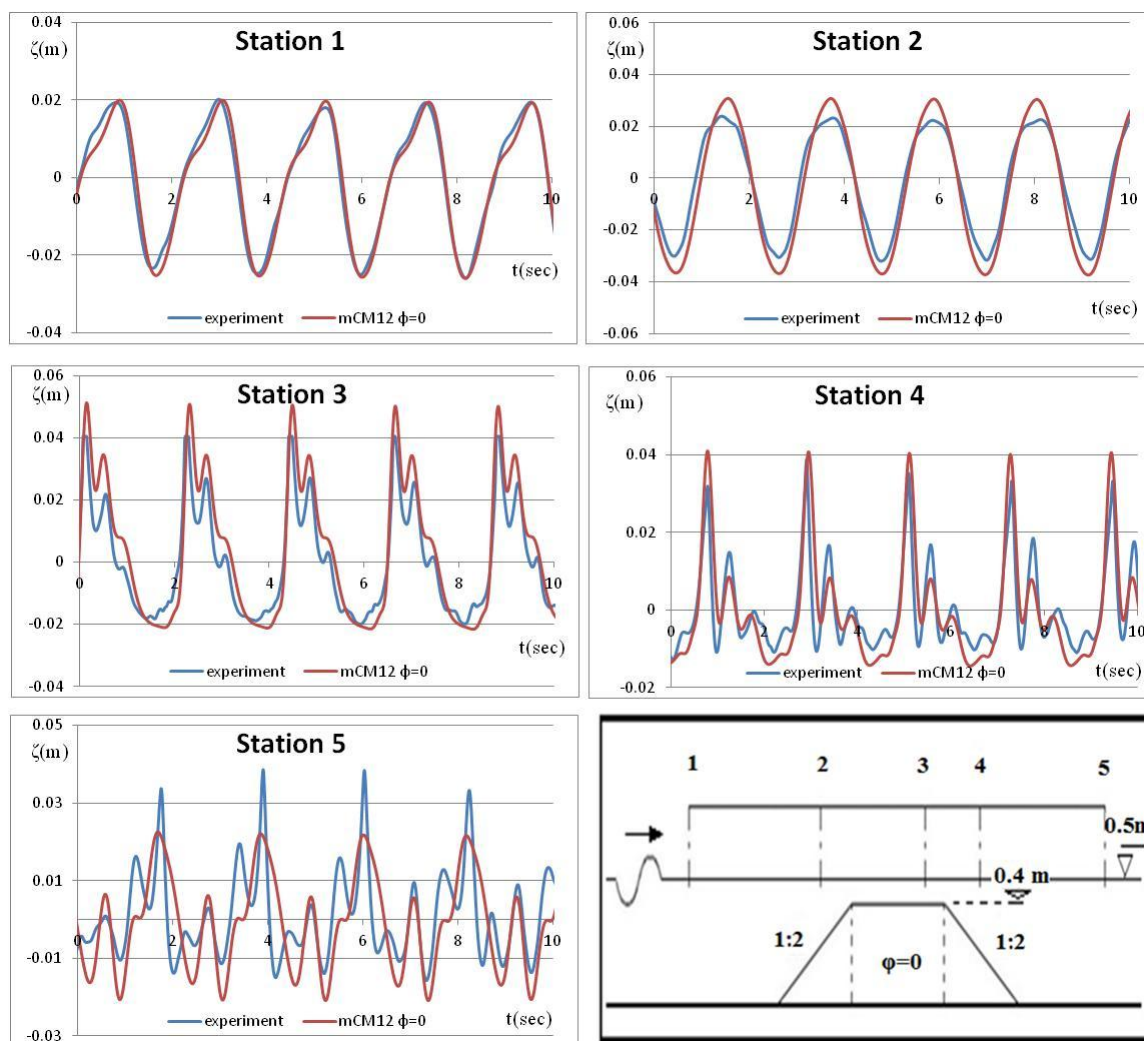
Στη συνέχεια διατηρώντας σταθερή την τιμή του συντελεστή μήκους μίξης δ_b ίση με 3.5 συγκρίνονται οι χρονοσειρές ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας του μοντέλου με το πείραμα για $\zeta_t^{(0)} = 0.35\sqrt{gd}$ και $0.25\sqrt{gd}$ αντίστοιχα (Σχ. 5.23).



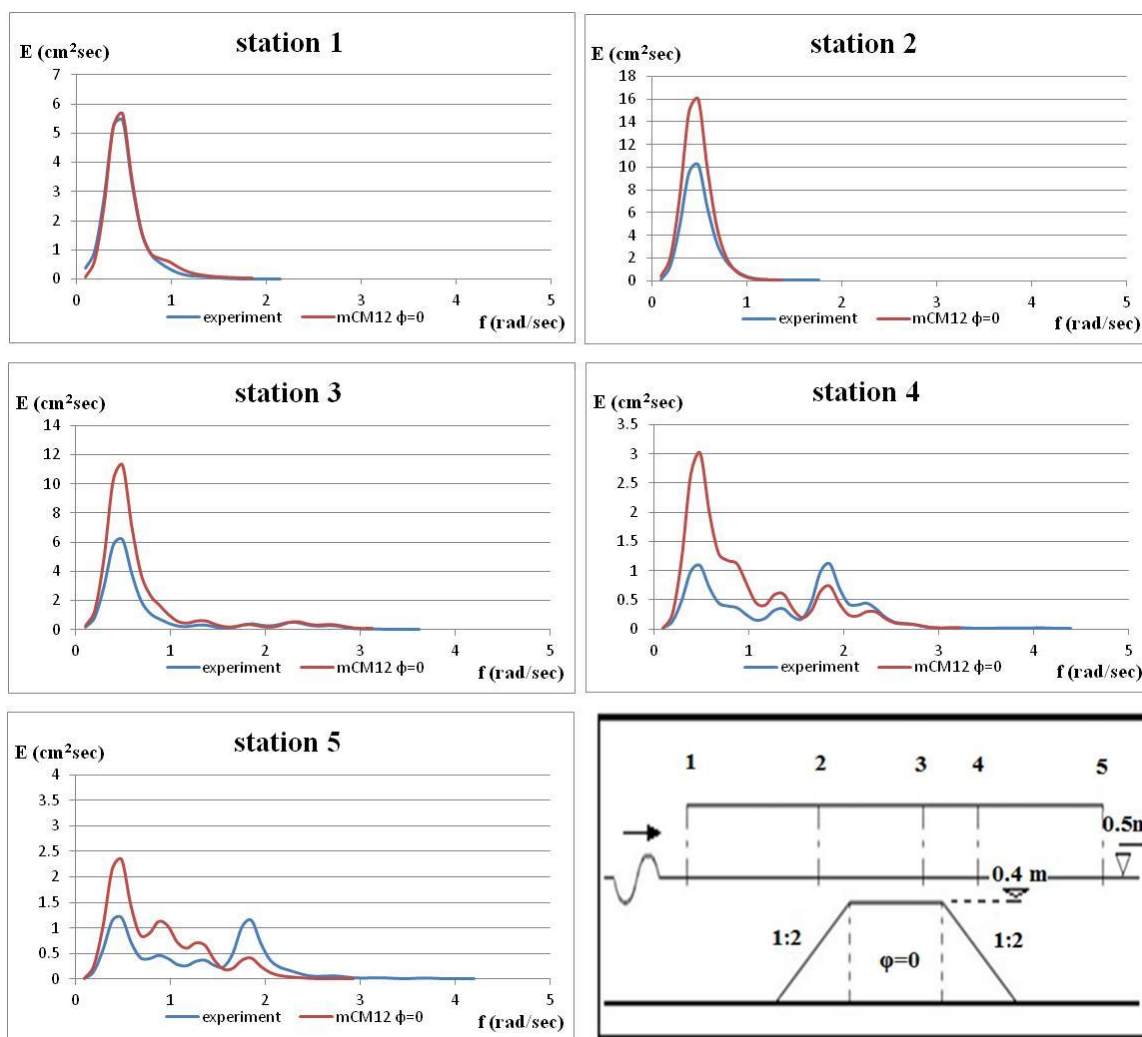
Σχ. 5.23 Αισθητήρες 3-5: Σύγκριση χρονοσειρών $\zeta(t)$ πειράματος και μοντέλου με παράμετρο εκκίνησης της θραύσης $\zeta_t^{(1)} = 0.35\sqrt{gd}$ και $0.25\sqrt{gd}$ αντίστοιχα, σενάριο 3, διαπερατός Υ.Κ..

Σύμφωνα με τα παραπάνω έγινε έλεγχος της απόδοσης του μοντέλου για όλα τα σενάρια. Αρχικά με τις προτεινόμενες τιμές $\zeta_t^{(1)} = 0.35\sqrt{gd}$ και $\delta_b=1.2$ από τους Kennedy et al., (2000) και στη συνέχεια με τις τιμές $\zeta_t^{(1)} = 0.25\sqrt{gd}$ και $\delta_b=3.5$ που προτείνονται στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας. Η συνολική εικόνα της απόδοσης βελτιώθηκε σημαντικά για τις νέες τιμές. Παρουσιάζονται για τα κυματικά σενάρια της αδιαπέρατης κατασκευής σε κοινούς άξονες, οι χρονοσειρές ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας (για τους πέντε αισθητήρες του πειράματος 1, 2, 3, 4 και 5), όπως προκύπτουν από τις πειραματικές μετρήσεις και την εφαρμογή του μοντέλου με τις τιμές $\zeta_t^{(1)} = 0.25\sqrt{gd}$ και $\delta_b=3.5$ για την περίπτωση του αδιαπέρατου Υ.Κ..

1) Εισερχόμενος κυματισμός χαρακτηριστικού ύψους $H_s=5.9$ cm και περιόδου $T=2.2$ sec, μη θραυόμενος.



Σχ. 5.24 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση χρονοσειρών $\zeta(t)$ πειράματος και μοντέλου, σενάριο 1, αδιαπέρατος Υ.Κ..

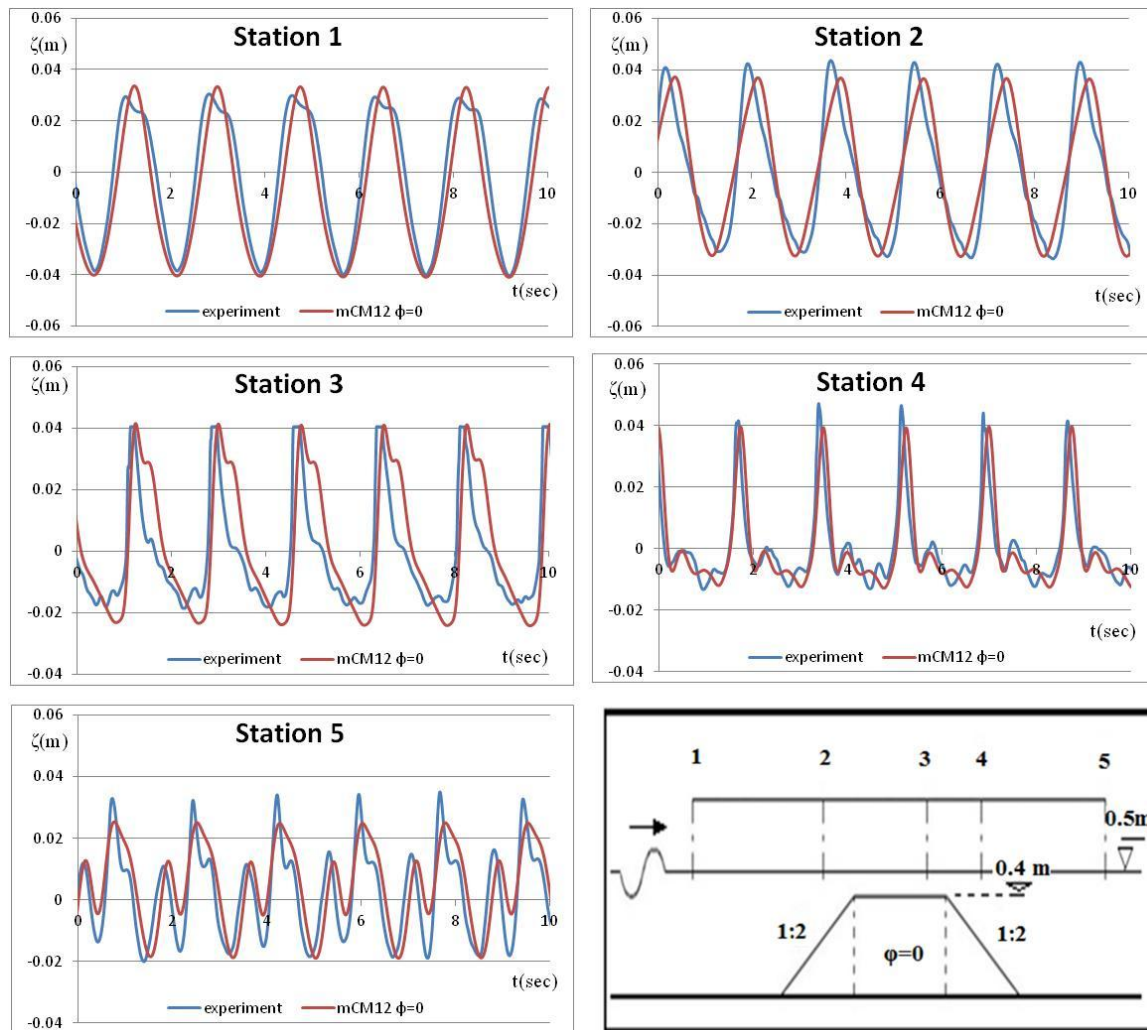


Σχ. 5.25 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση φασμάτων ενέργειας πειράματος και μοντέλου, σενάριο 1, αδιαπέρατος Υ.Κ..

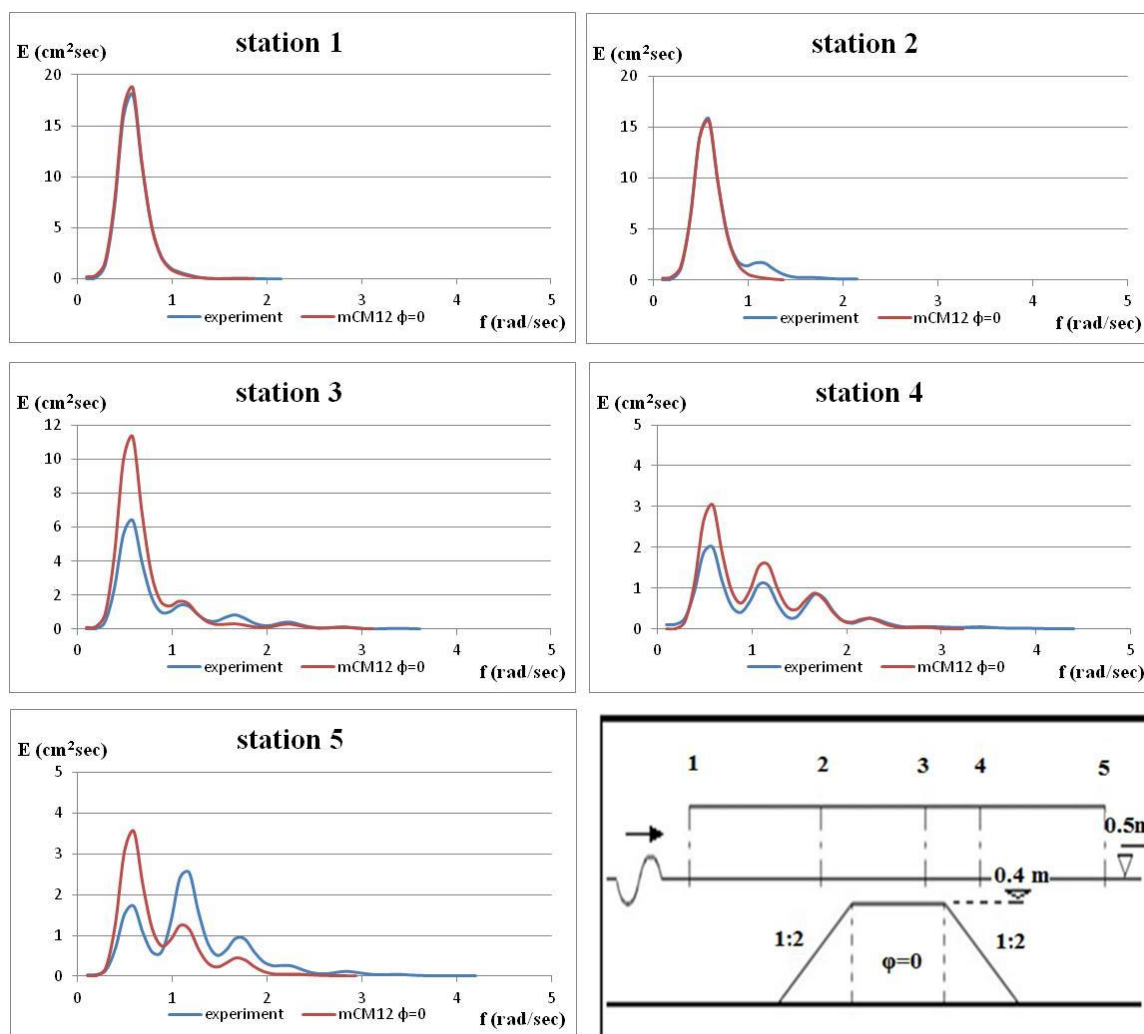
Πίν. 5ΙΑ Ποσοστιαία απόκλιση χαρακτηριστικού ύψους κύματος H_s του μοντέλου από το πείραμα, σενάριο 1, σταθμοί 1-5, αδιαπέρατος Υ.Κ..

Πείραμα	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	2.161	3.818	2.900	1.154	1.186
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	5.880	7.816	6.811	4.297	4.356
mCM12 $\phi=0$	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	2.224	5.740	4.905	1.937	1.559
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	5.966	9.583	8.859	5.567	4.994
% ΔH_s	1.45	22.60	30.06	29.57	14.66

2) Εισερχόμενος κυματισμός χαρακτηριστικού ύψους $H_s=10$ cm και περιόδου $T=1.8$ sec, θραύση τύπου εκτινάξεως (plunging).



Σχ. 5.26 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση χρονοσειρών $\zeta(t)$ πειράματος και μοντέλου, σενάριο 2, αδιαπέρατος Υ.Κ..

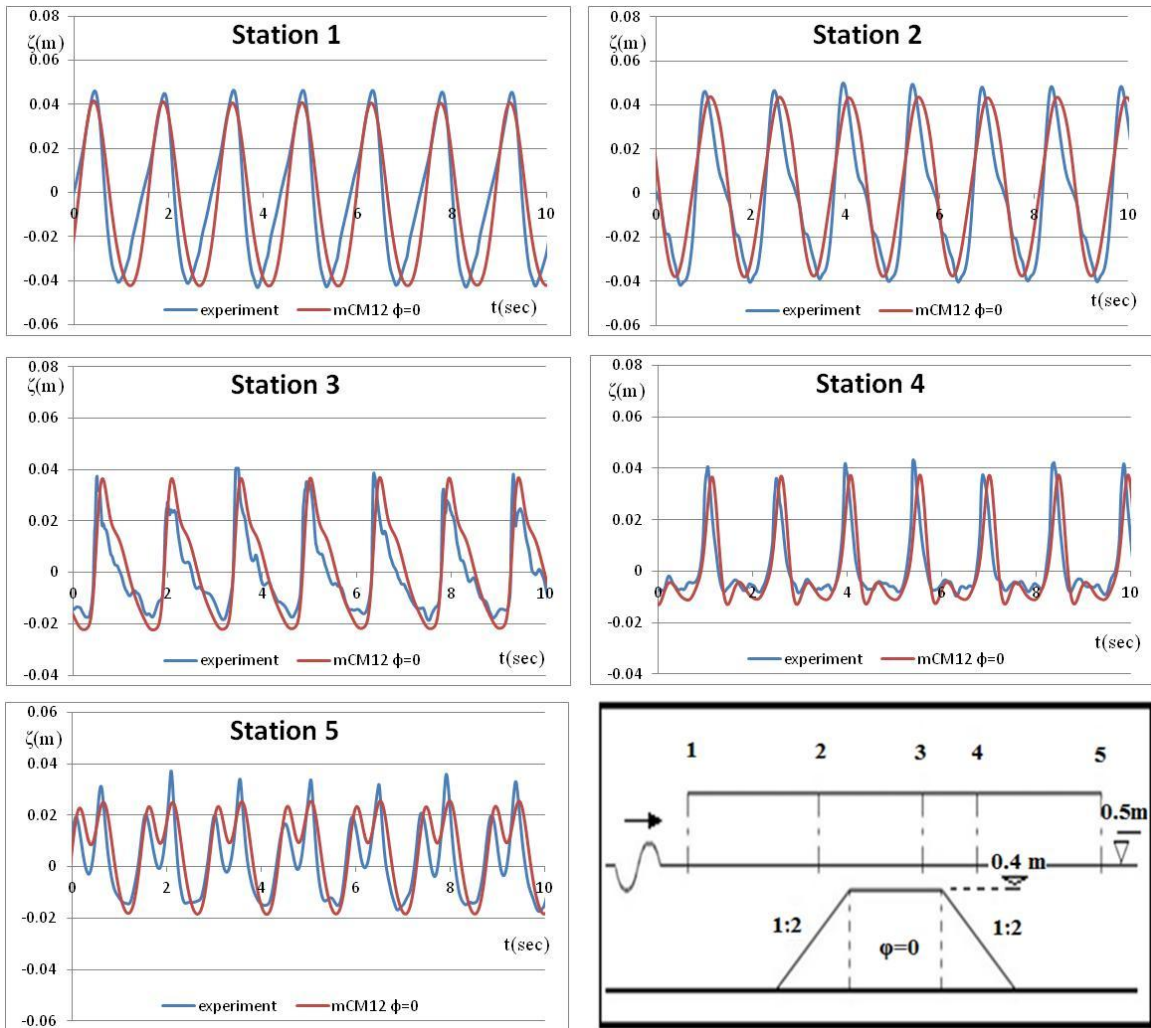


Σχ. 5.27 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση φασμάτων ενέργειας πειράματος και μοντέλου, σενάριο 2, αδιαπέρατος Υ.Κ..

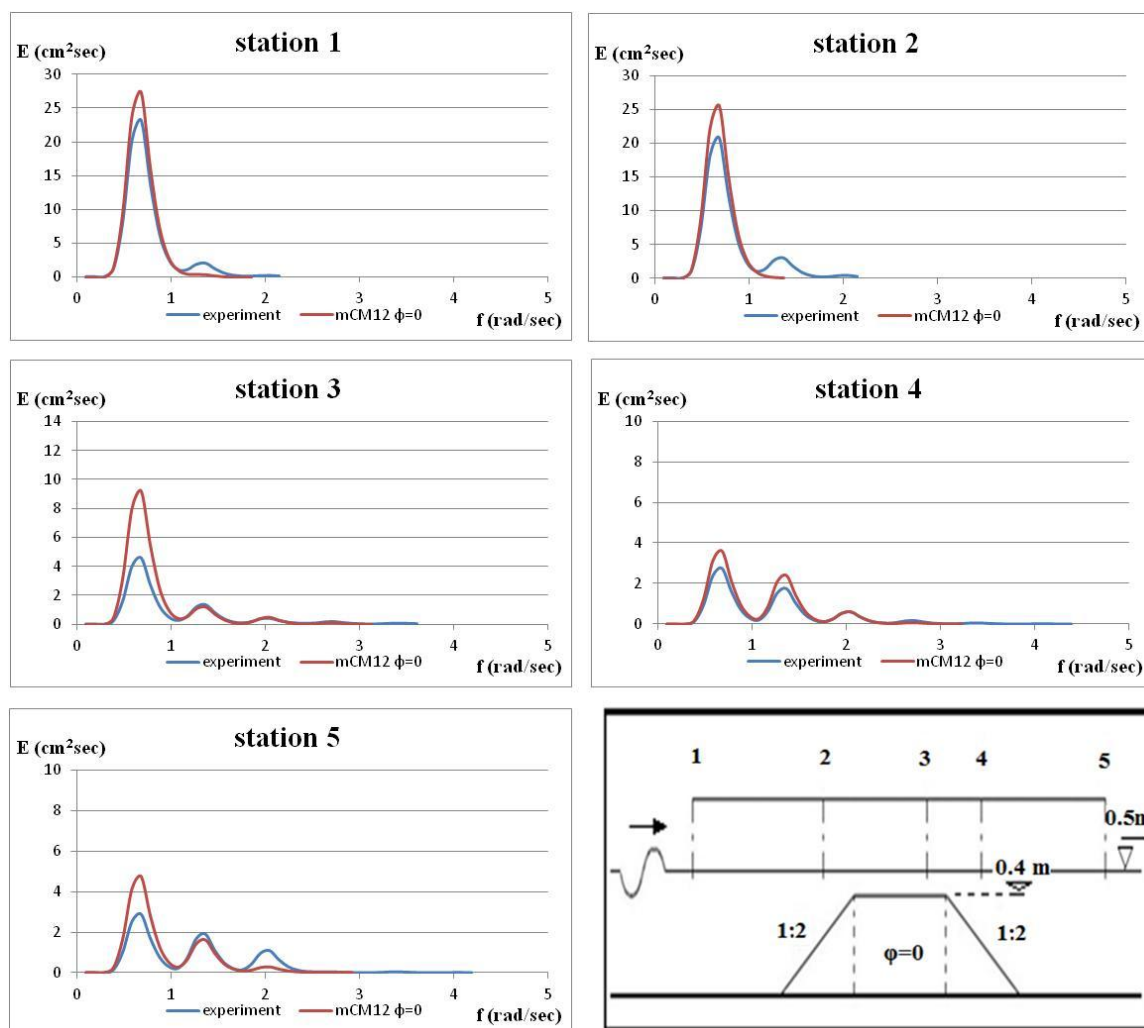
Πίν. 5IB Ποσοστιαία απόκλιση χαρακτηριστικού ύψους κύματος H_s του μοντέλου από το πείραμα, σενάριο 2, σταθμοί 1-5, αδιαπέρατος Υ.Κ..

Πείραμα	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	6.236	6.026	3.140	1.588	2.004
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	9.989	9.819	7.087	5.041	5.662
mCM12 $\phi=0$	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	6.400	5.338	4.582	2.021	1.791
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	10.119	9.242	8.562	5.686	5.353
% ΔH_s	1.30	5.88	20.80	12.79	5.46

3) Εισερχόμενος κυματισμός χαρακτηριστικού ύψους $H_s=11.4$ cm και περιόδου $T=1.5$ sec, θραύση τύπου εκτινάξεως (plunging).



Σχ. 5.28 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση χρονοσειρών $\zeta(t)$ πειράματος και μοντέλου, σενάριο 3, αδιαπέρατος Υ.Κ..

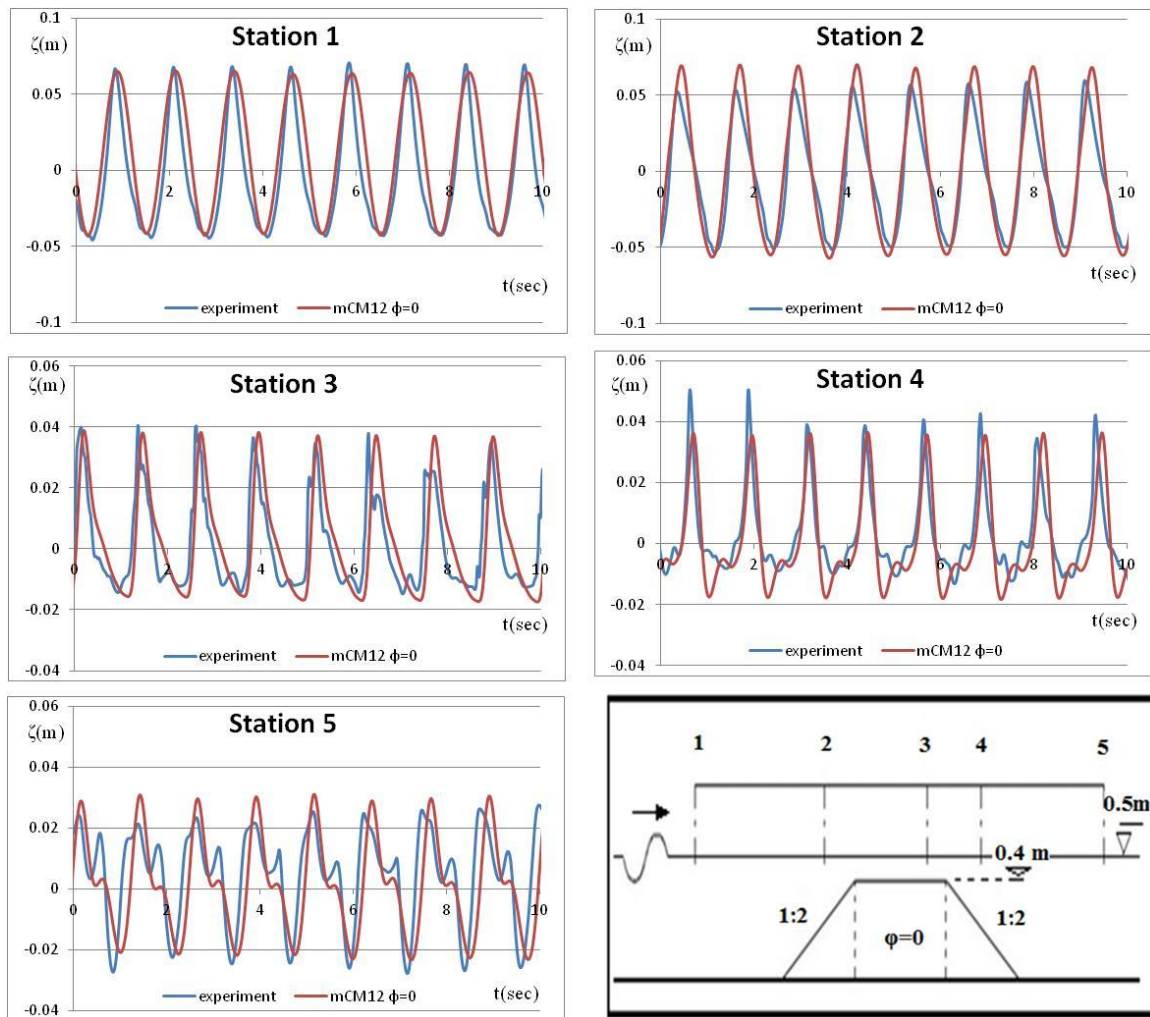


Σχ. 5.29 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση φασμάτων ενέργειας πειράματος και μοντέλου, σενάριο 3, αδιαπέρατος Υ.Κ..

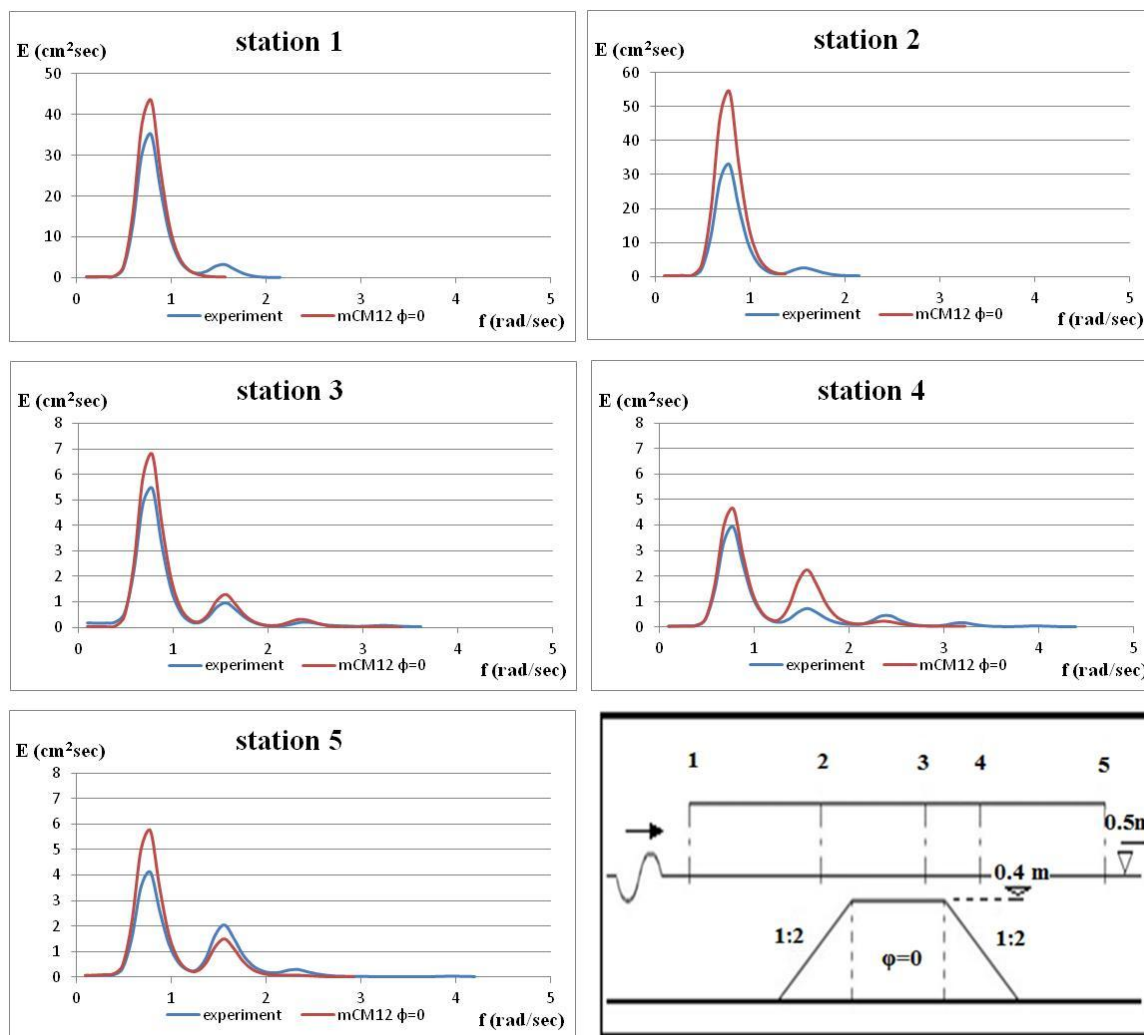
Πίν. 5ΙΓ Ποσοστιαία απόκλιση χαρακτηριστικού ύψους κύματος H_s του μοντέλου από το πείραμα, σενάριο 3, σταθμοί 1-5, αδιαπέρατος Υ.Κ..

Πείραμα	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	8.157	7.741	2.246	1.747	1.931
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	11.424	11.129	5.995	5.287	5.558
mCM12 $\phi=0$	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	8.865	8.190	3.541	2.128	2.129
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	11.910	11.447	7.526	5.835	5.836
% ΔH_s	4.25	2.86	25.55	10.36	5.00

4) Εισερχόμενος κυματισμός χαρακτηριστικού ύψους $H_s=14.5$ cm και περιόδου $T=1.25$ sec, θραύση τύπου εκτινάξεως (plunging).



Σχ. 5.30 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση χρονοσειρών $\zeta(t)$ πειράματος και μοντέλου, σενάριο 4, αδιαπέρατος Υ.Κ..

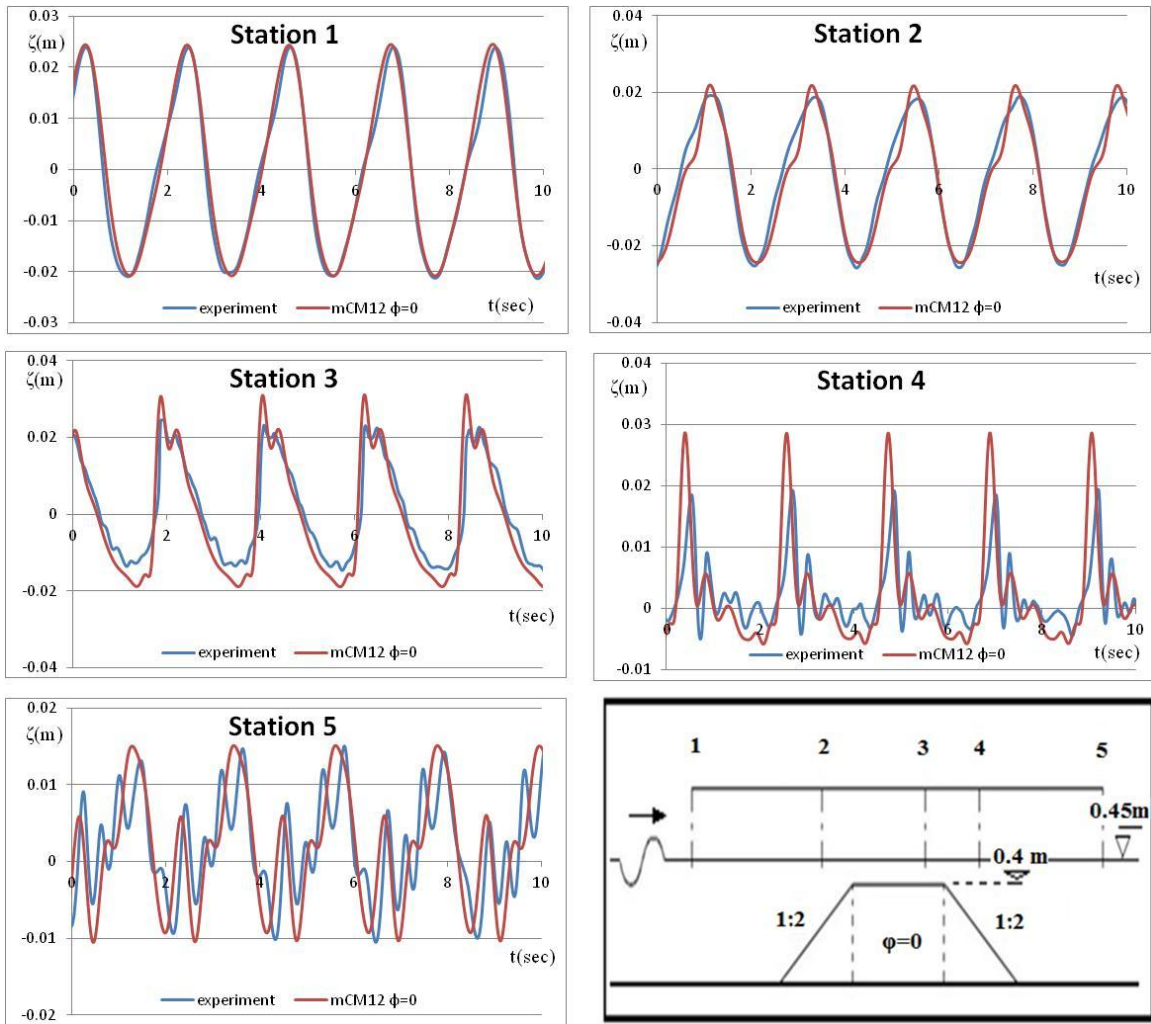


Σχ. 5.31 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση φασμάτων ενέργειας πειράματος και μοντέλου, σενάριο 4, αδιαπέρατος Υ.Κ..

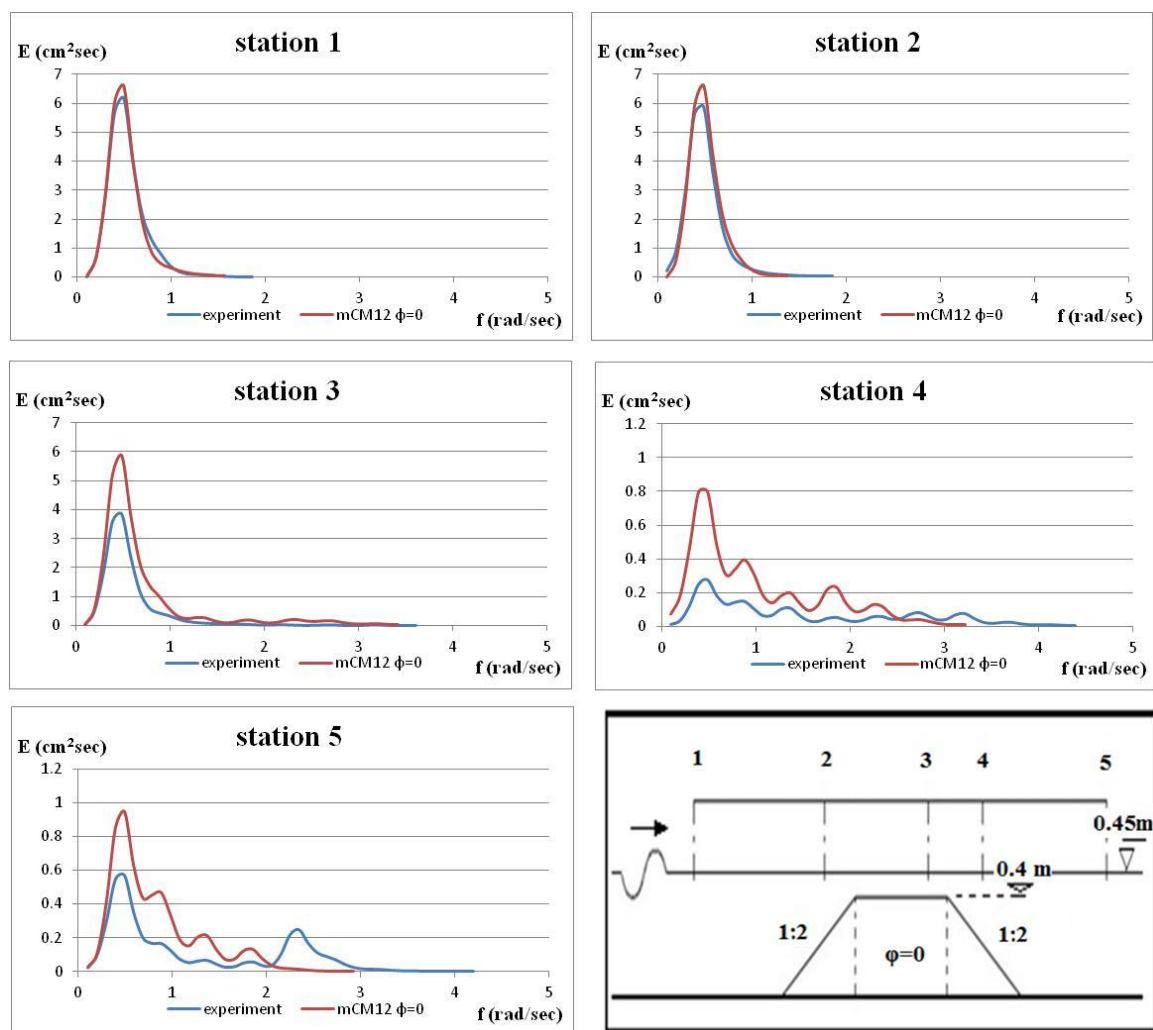
Πίν. 51Δ Ποσοστιαία απόκλιση χαρακτηριστικού ύψους κύματος H_s του μοντέλου από το πείραμα, σενάριο 4, σταθμοί 1-5, αδιαπέρατος Υ.Κ..

Πείραμα	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	13.172	12.217	2.410	1.931	2.291
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	14.517	13.981	6.210	5.558	6.054
mCM12 $\phi=0$	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	14.271	18.154	2.877	2.469	2.491
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	15.111	17.043	6.785	6.285	6.314
% ΔH_s	4.09	21.90	9.25	13.08	4.29

5) Εισερχόμενος κυματισμός χαρακτηριστικού ύψους $H_s=6.2$ cm και περιόδου $T=2.2$ sec, θραύση τύπου καταρρεύσεως (collapsing).



Σχ. 5.32 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση χρονοσειρών $\zeta(t)$ πειράματος και μοντέλου, σενάριο 5, αδιαπέρατος Υ.Κ..

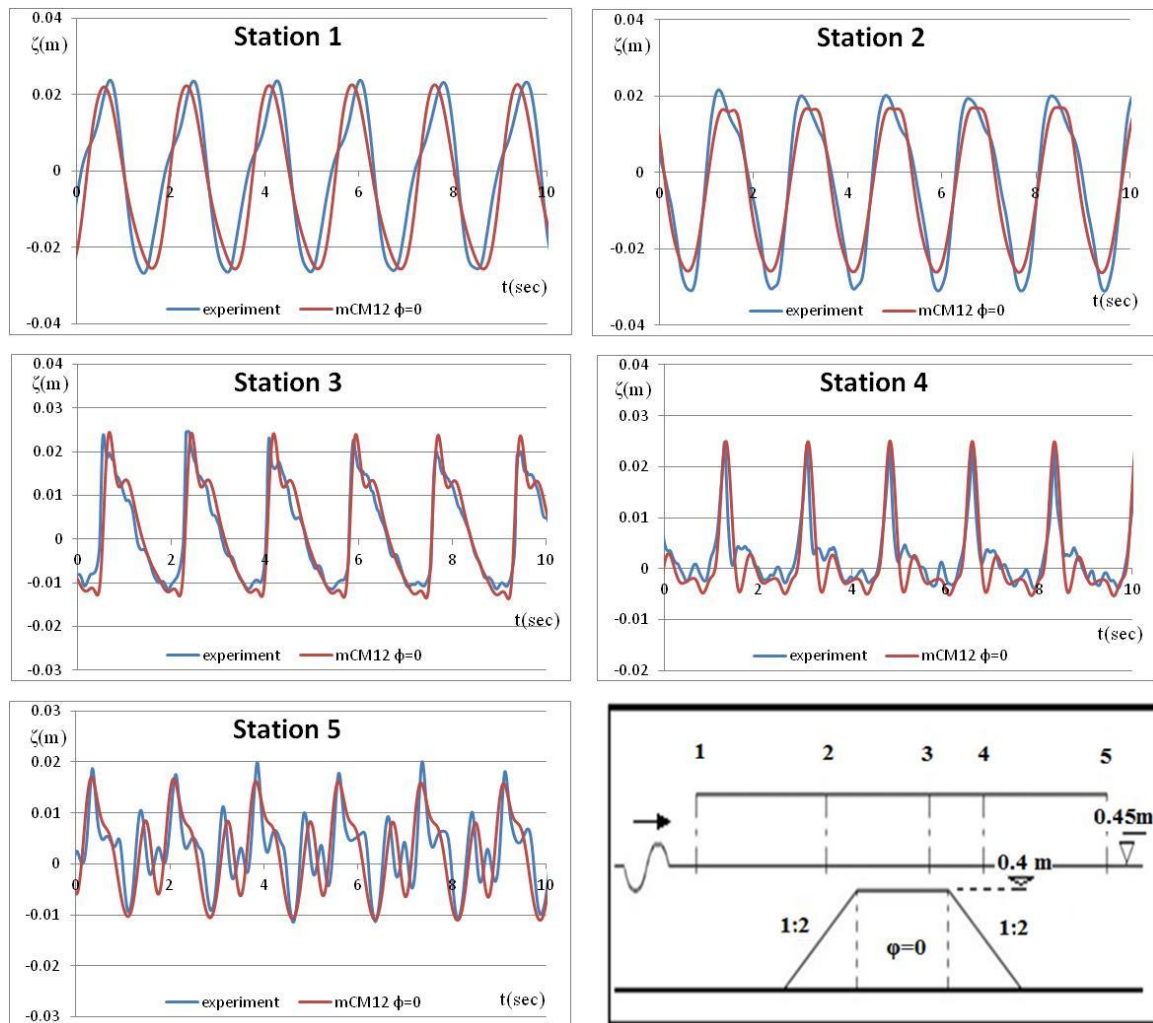


Σχ. 5.33 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση φασμάτων ενέργειας πειράματος και μοντέλου, σενάριο 5, αδιαπέρατος Υ.Κ..

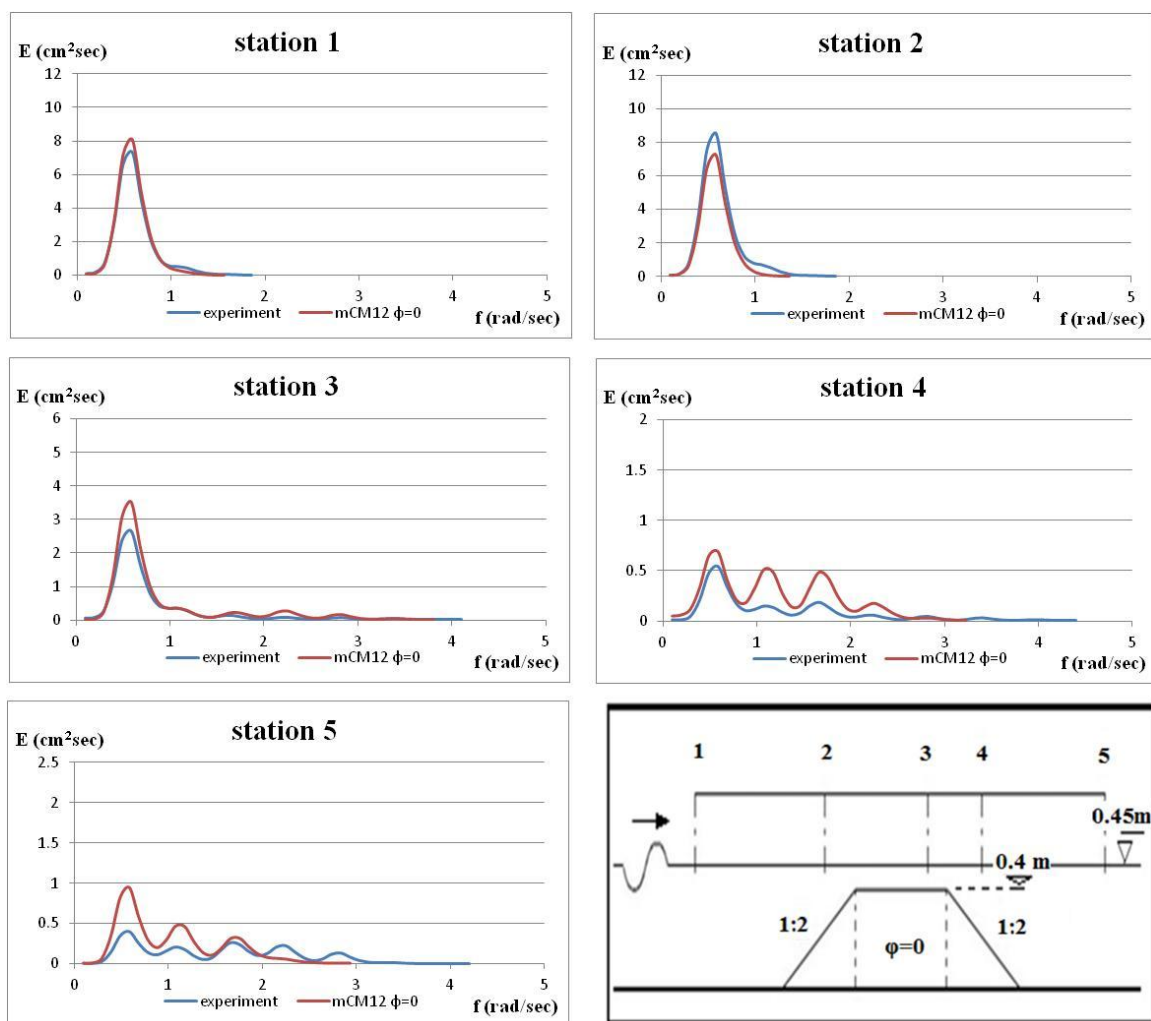
Πίν. 5IE Ποσοστιαία απόκλιση χαρακτηριστικού ύψους κύματος H_s του μοντέλου από το πείραμα, σενάριο 5, σταθμοί 1-5, αδιαπέρατος Υ.Κ..

Πείραμα	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	2.407	2.244	1.585	0.280	0.405
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	6.206	5.992	5.036	2.118	2.547
mCM12 $\phi=0$	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	2.420	2.435	2.534	0.629	0.591
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	6.223	6.241	6.368	3.172	3.076
% ΔH_s	0.27	4.17	26.45	49.76	20.77

6) Εισερχόμενος κυματισμός χαρακτηριστικού ύψους $H_s=6.6$ cm και περιόδου $T=1.8$ sec, θραύση τύπου εκτινάξεως (plunging).



Σχ. 5.34 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση χρονοσειρών $\zeta(t)$ πειράματος και μοντέλου, σενάριο 6, αδιαπέρατος Υ.Κ..

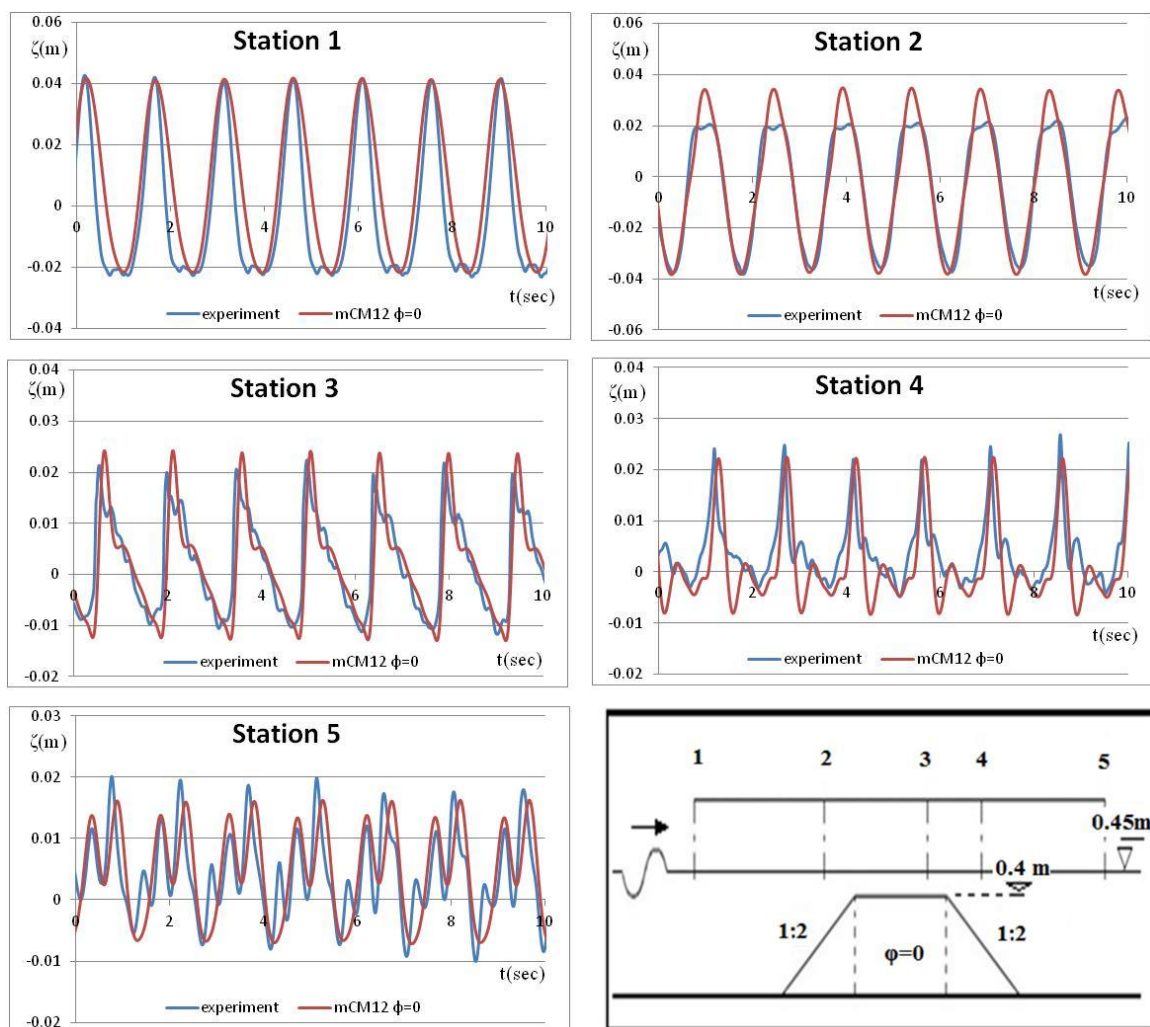


Σχ. 5.35 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση φασμάτων ενέργειας πειράματος και μοντέλου, σενάριο 6, αδιαπέρατος Υ.Κ..

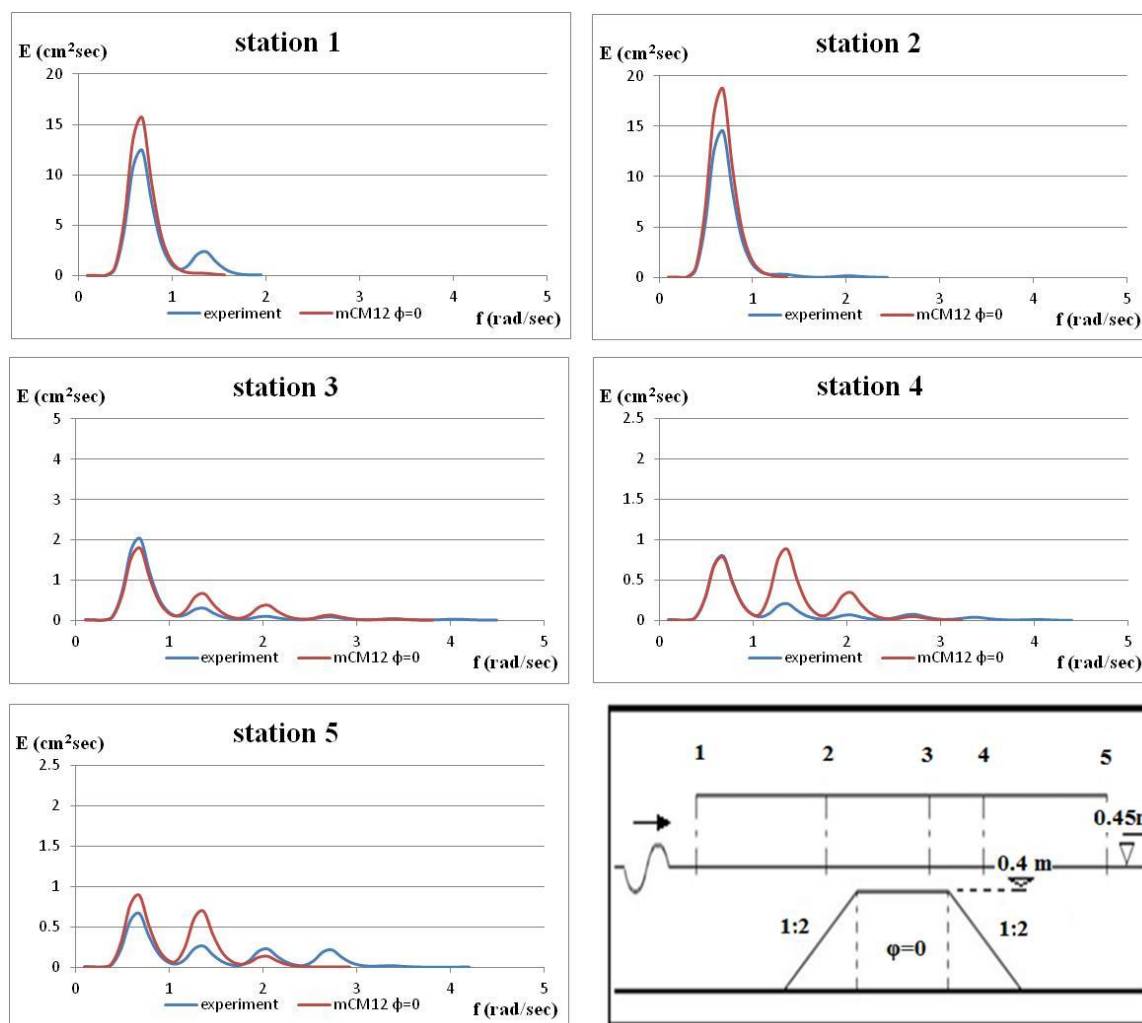
Πίν. 5ΙΣΤ Ποσοστιαία απόκλιση χαρακτηριστικού ύψους κύματος H_s του μοντέλου από το πείραμα, σενάριο 6, σταθμοί 1-5, αδιαπέρατος Υ.Κ..

Πείραμα	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	2.708	3.130	1.158	0.361	0.441
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	6.582	7.077	4.304	2.403	2.656
mCM12 $\phi=0$	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	2.779	2.513	1.380	0.581	0.546
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	6.668	6.341	4.699	3.048	2.955
% ΔH_s	1.31	10.40	9.17	26.87	11.25

7) Εισερχόμενος κυματισμός χαρακτηριστικού ύψους $H_s=8.8$ cm και περιόδου $T=1.5$ sec, θραύση τύπου εκτινάξεως (plunging).



Σχ. 5.36 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση χρονοσειρών $\zeta(t)$ πειράματος και μοντέλου, σενάριο 7, αδιαπέρατος Υ.Κ..

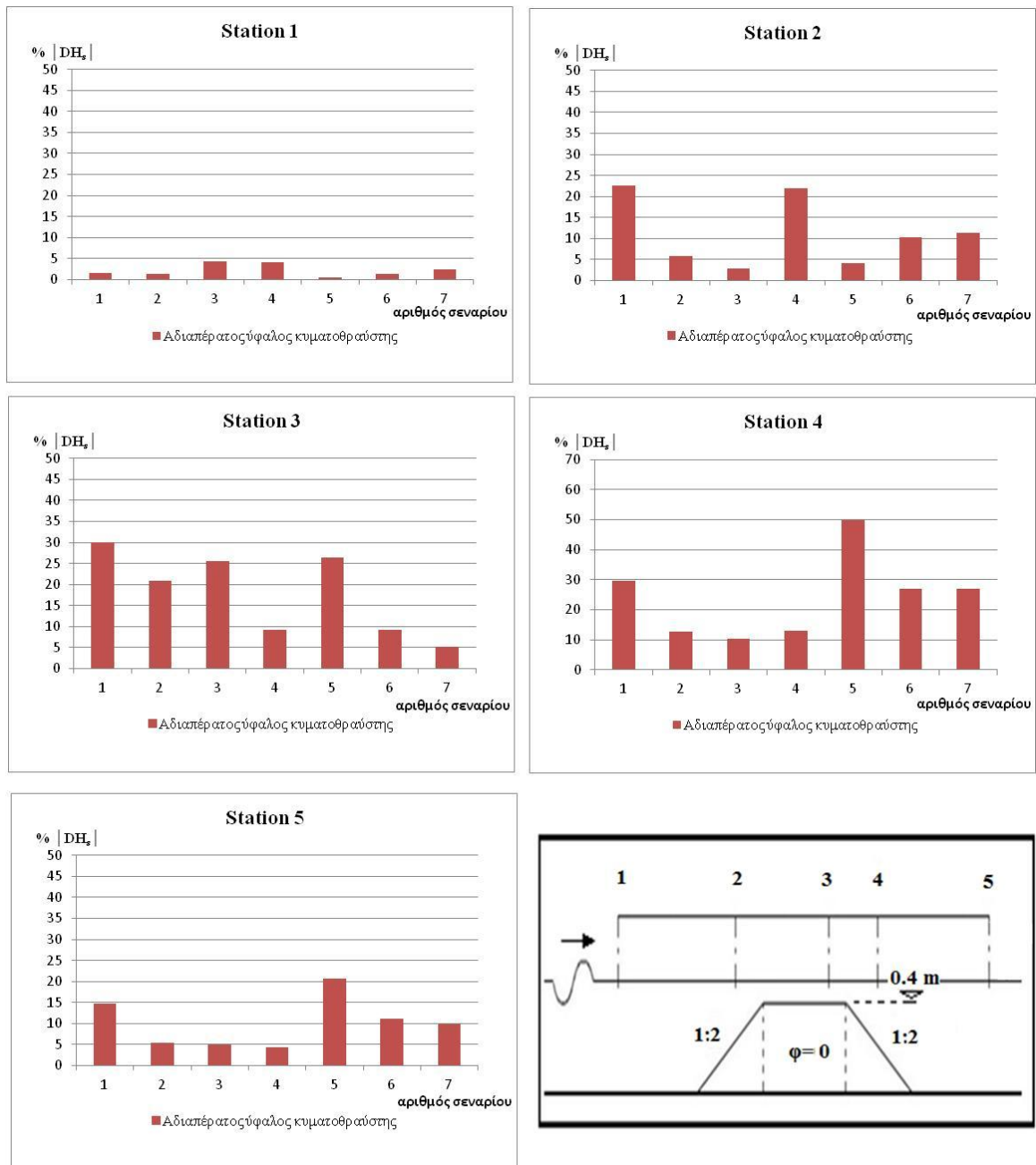


Σχ. 5.37 Αισθητήρες 1-5: Σύγκριση φασμάτων ενέργειας πειράματος και μοντέλου, σενάριο 7, αδιαπέρατος Υ.Κ..

Πίν. 5ΙΖ Ποσοστιαία απόκλιση χαρακτηριστικού ύψους κύματος H_s του μοντέλου από το πείραμα, σενάριο 7, σταθμοί 1-5, αδιαπέρατος Υ.Κ..

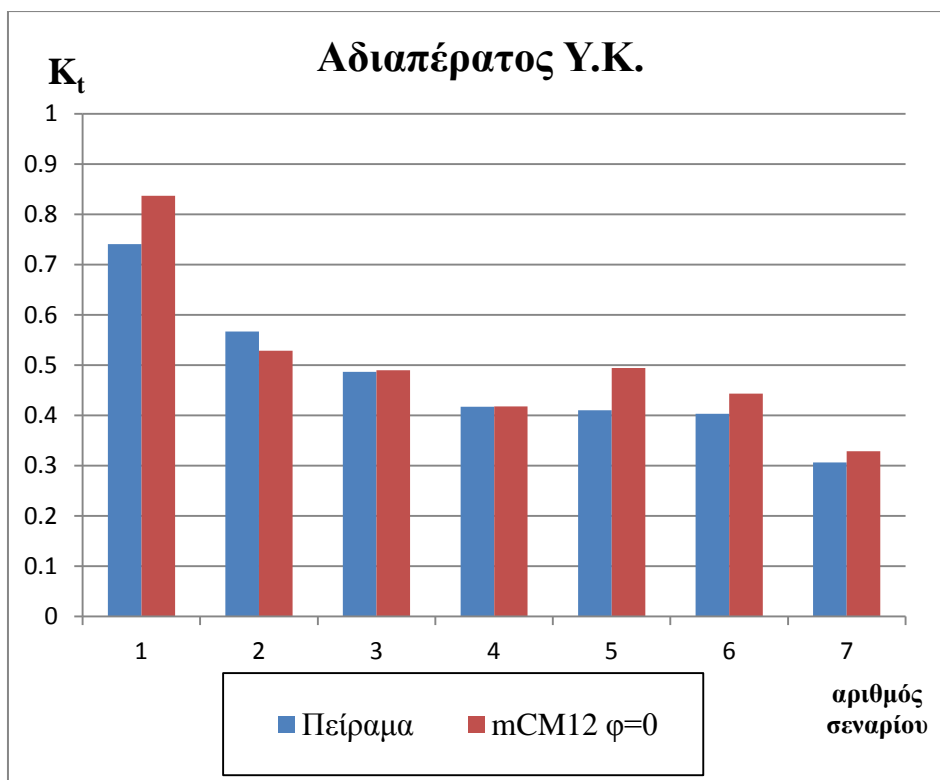
Πείραμα	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	4.840	4.848	0.866	0.408	0.454
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	8.800	8.808	3.722	2.555	2.696
mCM12 $\phi=0$	station 1	station 2	station 3	station 4	station 5
m_o	5.077	6.017	0.958	0.657	0.548
$H_s=4(m_o)^{(1/2)}$ cm	9.013	9.812	3.915	3.242	2.962
% ΔH_s	2.42	11.40	5.17	26.92	9.88

Στο σχήμα που ακολουθεί παρουσιάζεται η ποσοστιαία απόκλιση $|\Delta H_s|$ του χαρακτηριστικού ύψους κύματος του μοντέλου από το πείραμα για όλα τα σενάρια (1-7), για την περίπτωση του αδιαπέρατου Υ.Κ. και για όλους τους σταθμούς (1-5).

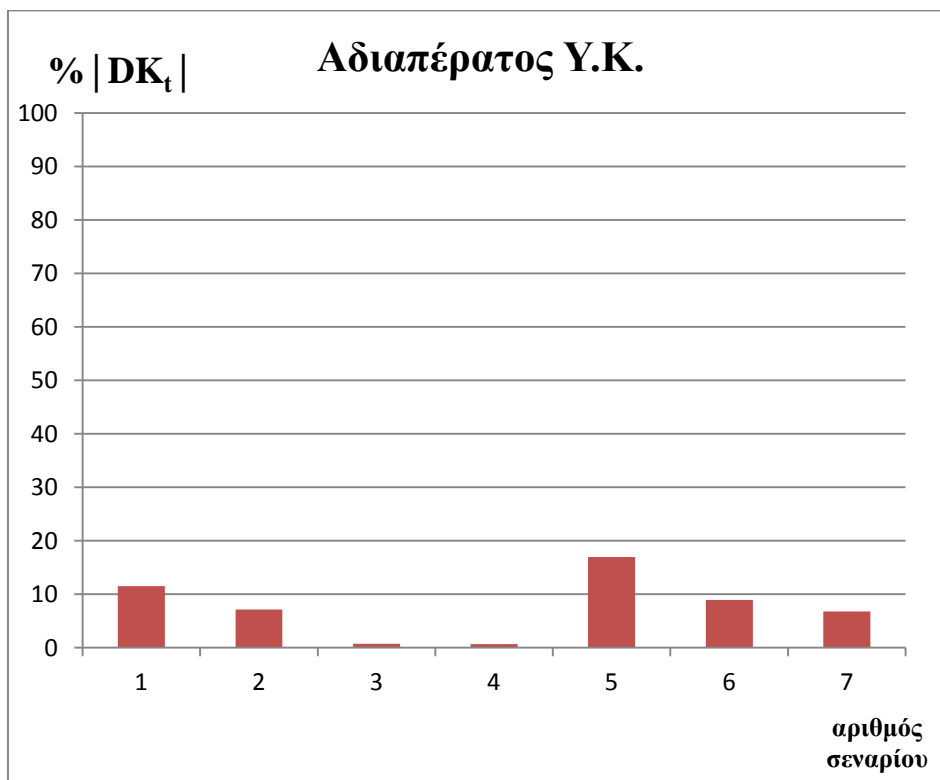


Σχ. 5.38 Αισθητήρες 1-5: Ποσοστιαία απόκλιση $|DH_s|$ του χαρακτηριστικού ύψους κύματος του μοντέλου από το πείραμα, σενάρια 1-7, αδιαπέρατος Υ.Κ..

Στα ακόλουθα σχήματα γίνεται σύγκριση του συντελεστή μετάδοσης του μοντέλου με το πείραμα για όλα τα σενάρια (1-7) και στη συνέχεια παρουσιάζεται η ποσοστιαία απόκλιση $|DK_t|$ του συντελεστή μετάδοσης του μοντέλου από το πείραμα αντιστοίχως, για την περίπτωση του αδιαπέρατου Υ.Κ..



Σχ. 5.39 Σύγκριση συντελεστή μετάδοσης K_t του μοντέλου από το πείραμα, σενάρια 1-7, αδιαπέρατος Υ.Κ..



Σχ. 5.40 Ποσοστιαία απόκλιση $|DK_t|$ του συντελεστή μετάδοσης του μοντέλου από το πείραμα, σενάρια 1-7, αδιαπέρατος Υ.Κ..

Όπως και για την περίπτωση του διαπερατού ύφαλου κυματοθραύστη, προκύπτει από τα παραπάνω διαγράμματα, γενικά καλή συμφωνία ανάμεσα στις εν λόγω χρονικές σειρές (των πειραματικών μετρήσεων και του μοντέλου) με τις αποκλίσεις που εμφανίζονται να είναι σχετικά μικρές. Με βάση τη στατιστική ανάλυση και σύγκριση των χαρακτηριστικών υψών κύματος H_s και αν μάλιστα λάβουμε υπόψη σαν κριτήριο σχεδιασμού το συντελεστή μετάδοσης K_t , η συνολική απόδοση του μοντέλου κρίνεται παραπάνω από ικανοποιητική.

Το μοντέλο είναι σε θέση να προσομοιώσει τη διάδοση μακρών και βραχέων, θραυόμενων και μη κυματισμών για την περίπτωση της αδιαπέρατης τραπεζοειδούς ύφαλής κατασκευής με μεγάλη κλίση πρανών. Βασική προϋπόθεση ωστόσο αποτέλεσε η διόρθωση των τιμών του συντελεστή μήκους μίξης δ_b και της παραμέτρου έναρξης του γεγονότος της θραύσης $\zeta_i^{(1)}$ στο κριτήριο Kennedy et al., (2000). Οι μικρές αποκλίσεις του χαρακτηριστικού ύψους κύματος κατάντη (station 5) οφείλονται στην εμφάνιση των αρμονικών κατά την εκτόνωση του εξελισσόμενου κυματισμού και της υδάτινης μάζας που επηρεάζει κατάντη των ύφαλων εμποδίων. Σε αντίθεση όμως με τον διαπερατό Υ.Κ. οι αρμονικές όπως προκύπτει από τα φάσματα δεν περιγράφονται εξίσου ικανοποιητικά από το μοντέλο το οποίο δεν λαμβάνει υπόψη ροή μέσω της κατασκευής κατά Darcy-Forchheimer. Ξεκινώντας από τον πρώτο σταθμό (station 1), σε ότι αφορά πιθανές αποκλίσεις της μορφής του εισερχόμενου κυματισμού του μοντέλου από το πείραμα, το βασικό κριτήριο επιλογής του χαρακτηριστικού ύψους κύματος του εισερχόμενου κυματισμού στο μοντέλο, (παραγωγή κυματισμού στον σταθμό 1 με απόκλιση μικρότερη από 5 % σε σχέση με το μετρούμενο από το πείραμα) ικανοποιείται.

Στη συνέχεια για το δεύτερο σταθμό (station 2), φαίνεται ότι μοντέλο δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα. Στη συνέχεια όσο προχωράει ο κυματισμός γίνεται μη γραμμικός με το συντελεστή U_R να αυξάνεται. Όταν το κύμα φτάσει στον σταθμό 3 (station 3) που βρίσκεται στη στέψη, αφενός λόγω της απότομης κλίσης και αφετέρου λόγω των έντονων φαινομένων θραύσης (plunging), έχει αποκτήσει χαρακτηριστικά μη γραμμικότητας, με αποτέλεσμα το μοντέλο να εμφανίζει κάποιες ανακρίβειες τόσο στην ποσοτική περιγραφή του χαρακτηριστικού ύψους κύματος όσο και στην ποιοτική περιγραφή των κορυφών και των κοιλιών της διατομής του κύματος.

Το ίδιο παρατηρείται και για το σταθμό 4 (station 4) που βρίσκεται στο καθοδικό πρανές του ύφαλου εμποδίου. Ο βασικός λόγος για τον οποίο εμφανίζονται μεγαλύτερες αποκλίσεις για τους σταθμούς 3 και 4 έναντι των αντίστοιχων καταγραφών για τη

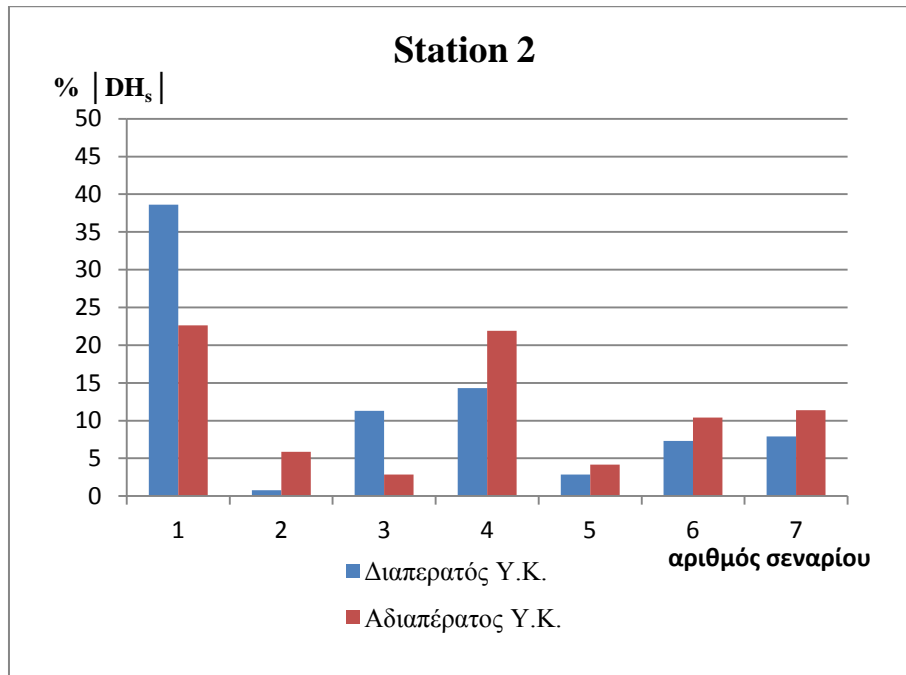
διαπερατή κατασκευή είναι οι ακόλουθοι, έγκειται στη βασική δομή και αρχιτεκτονική ενός μοντέλου Boussinesq η οποία το καθιστά κατάλληλο για πυθμένες ήπιας κλίσης. Ωστόσο το μοντέλο της παρούσας εργασίας έχει αναπτυχθεί με τέτοιο τρόπο ώστε να περιγράφει ικανοποιητικά την περίπτωση πυθμένα με απότομες αλλαγές κλίσης. Στην περίπτωση του διαπερατού ύφαλου κυματοθραύστη, εισάγοντας τη ροή και μέσω της κατασκευής, αίρεται το πρόβλημα αυτό. Για την αδιαπέρατη κατασκευή ωστόσο η απουσία αντίστοιχης ροής οδηγεί τον διαδιδόμενο κυματισμό στο να περιοριστεί σχετικά απότομα στο ελεύθερο βάθος νερού πάνω από τη στέψη. Επίσης λόγω του περιορισμού της διατομής διέλευσης του κυματισμού στο ελεύθερο βάθος νερού πάνω από τη στέψη παρατηρούμε μια απότομη ανοδικής πορεία διοχέτευσης της ενέργειας του κυματισμού πάνω από την κατασκευή μη ικανή να καταστραφεί σημαντικά λόγω τριβών ελλείψη πορώδους. Σαν συνέπεια ο κυματισμός φτάνει απότομα στο όριο θραύσης του με συνεπαγόμενη παρατήρηση έντονης θραύσης τύπου εκτινάξεως. Στην πραγματικότητα για τους θαλάσσιους κυματισμούς, η θραύση τύπου εκτινάξεως ξεκινάει όταν η κορυφή του κύματος ανατραπεί, μια συνθήκη που δεν μπορεί να εμφανισθεί στα μοντέλα Boussinesq.

Τέλος, στους σταθμούς 4 και 5 (station 4 and 5) που βρίσκονται στην καθοδική κλίση του ύφαλου κυματοθραύστη και 1 μέτρο κατάντη αντίστοιχα, εμφανίζεται το φαινόμενο της απελευθέρωσης υψηλότερων αρμονικών. Δηλαδή ο επερχόμενος κυματισμός καθώς διαδίδεται στο ύφαλο εμπόδιο, ανεβαίνοντας την ανοδική του πλευρά, όπως αναφέρθηκε αποκτά μη γραμμικά χαρακτηριστικά. Αποτέλεσμα αυτού είναι ότι, μόλις το κύμα περάσει τη στέψη και διαδοθεί στην καθοδική κλίση, απελευθερώνει υψηλότερες αρμονικές (releases higher harmonics). Συνέπεια της πολυπλοκότητας αυτού του φαινομένου και σε συνδυασμό με το φαινόμενο της θραύσης, είναι η δυσκολία της ακριβούς ποιοτικής περιγραφής του από το μοντέλο.

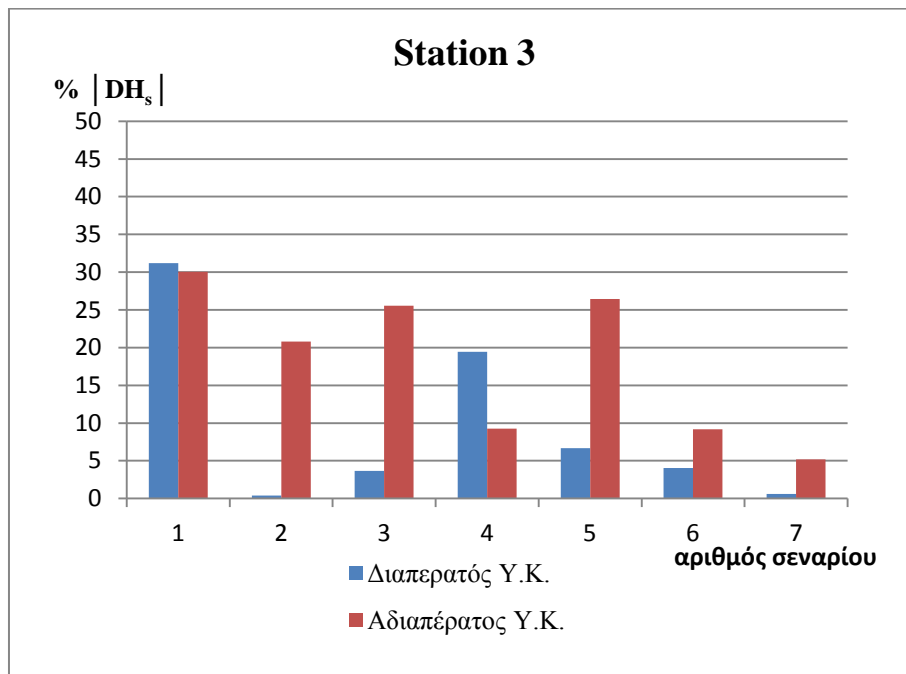
Όπως και για τη διαπερατή κατασκευή, σε αντίθεση με τη συνολικά καλή ποιοτική περιγραφή της μορφής της ελεύθερης επιφάνειας από το μοντέλο, δεν φαίνεται να ισχύει το ίδιο και στον ίδιο βαθμό για τις περιπτώσεις των μακρών κυματισμών ($f=0.45$ Hz, σενάρια 1 και 5). Η αιτία εντοπίζεται στην σχετική κλίμακα των διαστάσεων του μοντέλου ως προς το μήκος κύματος του εισερχόμενου κυματισμού όπως αναφέρεται και στην περίπτωση του διαπερατού ύφαλου κυματοθραύστη.

Ωστόσο αν κρίνουμε σαν σχεδιαστικά μεγέθη τα χαρακτηριστικά ύψη κύματος και το συντελεστή μετάδοσης K_t παρατηρούμε ότι για τα σενάρια 1 και 5 οι ποσοτικές αποκλίσεις του μοντέλου ως προς το πείραμα είναι μικρές.

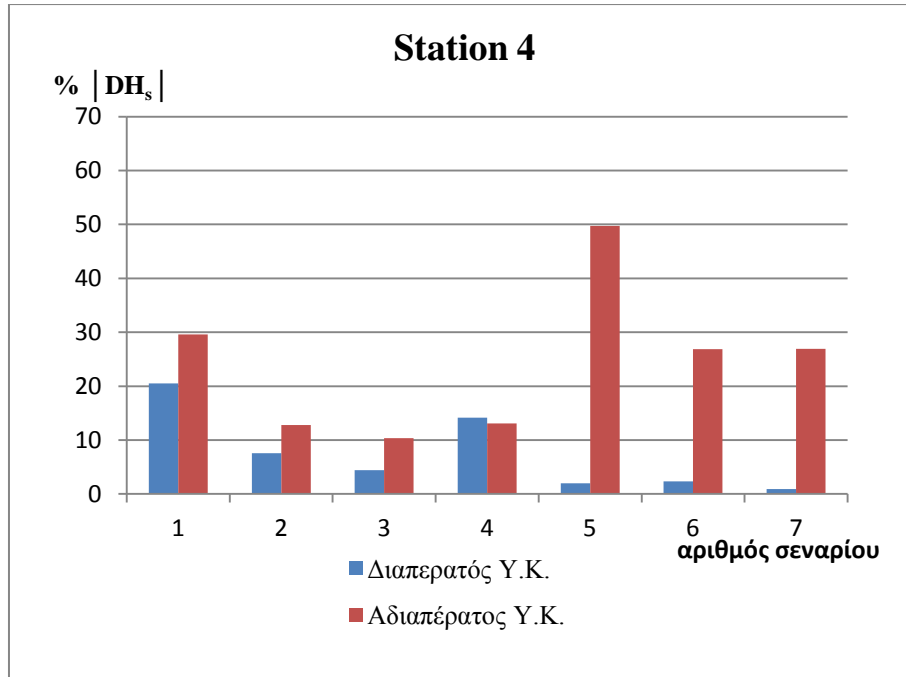
5.3.4 Διαγράμματα-σχολιασμός συνολικών αποτελεσμάτων



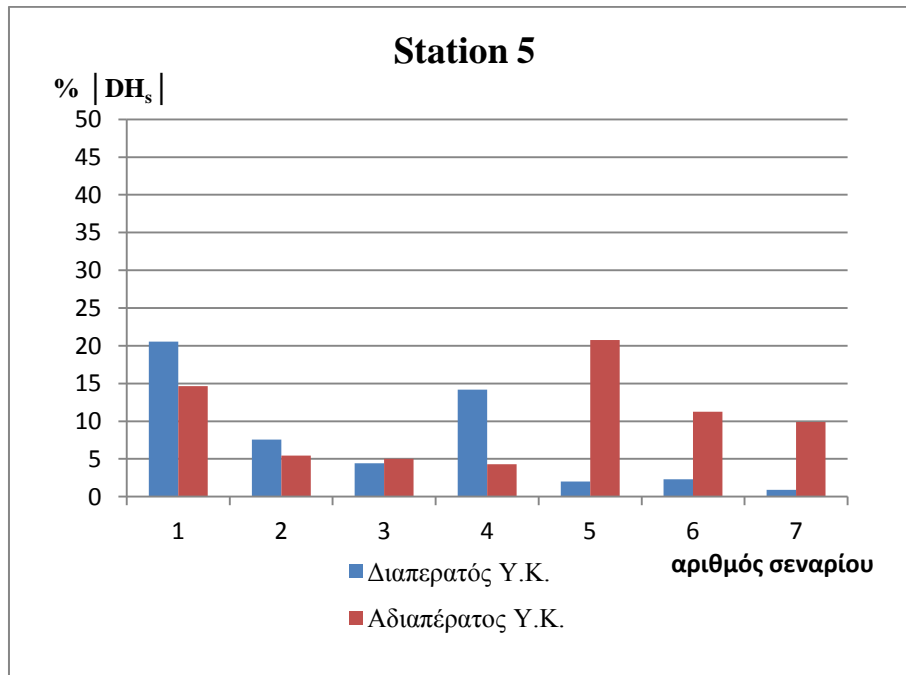
Σχ. 5.41 Αισθητήρας 2 (station 2): Σύγκριση της ποσοστιαίας απόκλισης $|Dh_s|$ του χαρακτηριστικού ύψους κύματος του μοντέλου από το πείραμα, για την περίπτωση του διαπερατού Υ.Κ. σε σχέση με τον αδιαπέρατο Υ.Κ., σεσάρια 1-7.



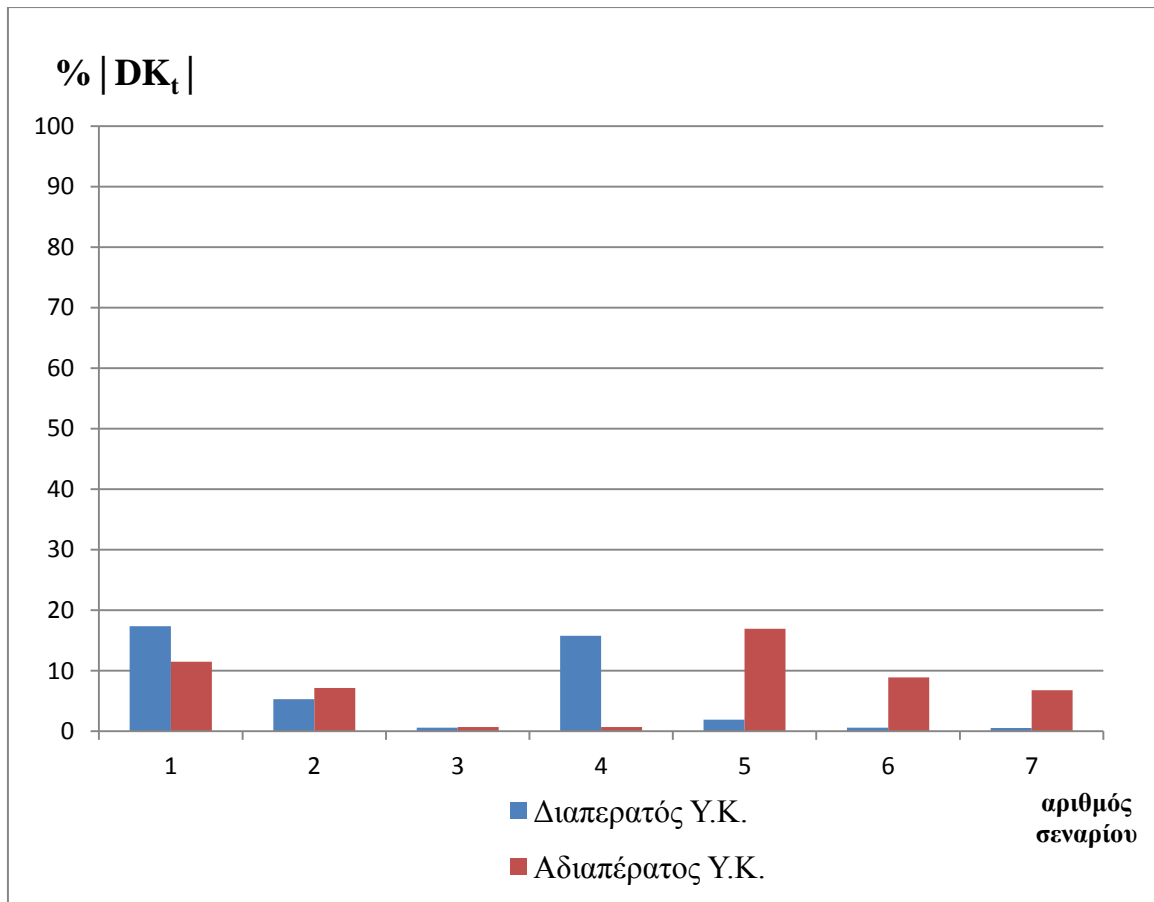
Σχ. 5.42 Αισθητήρας 3 (station 3): Σύγκριση της ποσοστιαίας απόκλισης $|Dh_s|$ του χαρακτηριστικού ύψους κύματος του μοντέλου από το πείραμα, για την περίπτωση του διαπερατού Υ.Κ. σε σχέση με τον αδιαπέρατο Υ.Κ., σεσάρια 1-7.



Σχ. 5.43 Αισθητήρας 4 (station 4): Σύγκριση της ποσοστιαίας απόκλισης $|Dh_s|$ του χαρακτηριστικού ύψους κύματος του μοντέλου από το πείραμα, για την περίπτωση του διαπερατού Υ.Κ. σε σχέση με τον αδιαπέρατο Υ.Κ., σε σενάρια 1-7.



Σχ. 5.44 Αισθητήρας 5 (station 5): Σύγκριση της ποσοστιαίας απόκλισης $|Dh_s|$ του χαρακτηριστικού ύψους κύματος του μοντέλου από το πείραμα, για την περίπτωση του διαπερατού Υ.Κ. σε σχέση με τον αδιαπέρατο Υ.Κ., σε σενάρια 1-7.



Σχ. 5.45 Σύγκριση της ποσοστιαίας απόκλισης $|DK_t|$ του συντελεστή μετάδοσης του μοντέλου από το πείραμα, για την περίπτωση του διαπερατού Υ.Κ. σε σχέση με τον αδιαπέρατο Υ.Κ., σεναρία 1-7.

Συνεπάγεται με βάση τις παρατηρήσεις της προηγούμενης παραγράφου και τα σχήματα της παρούσας, ότι το παρόν αριθμητικό μοντέλο Boussinesq, και σύμφωνα με την φασματική ανάλυση, δίνει ελαφρώς καλύτερα αποτελέσματα για την διαπερατή ύφαλη κατασκευή σε σχέση με την αδιαπέρατη. Τα αποτελέσματα του μοντέλου είναι καλύτερα τόσο στο τέλος της στέψης όσο και στην καθοδική πλευρά του ύφαλου τραπεζίου.

Με βάση τη στατιστική ανάλυση και σύγκριση των χαρακτηριστικών υψών κύματος H_s και αν λάβουμε υπόψη σαν κριτήριο σχεδιασμού το συντελεστή μετάδοσης K_t , η συνολική απόδοση του μοντέλου κρίνεται παραπάνω από ικανοποιητική και για το διαπερατό αλλά και τον αδιαπέρατο ύφαλο κυματοθραύστη.

Σε σχέση με το κριτήριο θραύσης Kennedy et al. (2000), ο συντελεστής μήκους μίξης δ_b , επηρεάζει σημαντικά τα αποτελέσματα όταν πάρει τιμές μεγαλύτερες του διαστήματος (0.9-1.5), ενώ εντός των ορίων αυτών δεν επιφέρει σημαντικές αλλαγές. Το μοντέλο με τον συντελεστή μήκους μίξης $\delta_b=1.2$ είναι σε θέση να περιγράψει με ικανοποιητική ακρίβεια θραύση τύπου spilling για κυματισμούς πιο βραχείς και πιο μακρούς, η οποία παρατηρήθηκε για την περίπτωση του διαπερατού ύφαλου κυματοθραύστη. Ωστόσο για τις περιπτώσεις τύπων θραύσης plunging και collapsing (όπως παρατηρήθηκαν για την αδιαπέρατη διατομή) η τιμή αυτή δεν κρίνεται εξίσου κατάλληλη. Συμπεραίνεται και προτείνεται ότι για τιμή του συντελεστή μήκους μίξης δ_b ίση με 3.5, το μοντέλο περιγράφει με ικανοποιητική ακρίβεια τις περιπτώσεις τύπων θραύσης plunging και collapsing. Η επιλογή μεγαλύτερης τιμής του συντελεστή μήκους μίξης δ_b (σε σχέση με την προτεινόμενη από τους Kennedy et al., 2000) και κατά συνέπεια μεγαλύτερης μείωσης της κυματικής ενέργειας για την περίπτωση της αδιαπέρατης κατασκευής έναντι της διαπερατής, έρχεται σε συμφωνία με το πείραμα, τόσο με την οπτική παρατήρηση της θραύσης, όσο και με τον υπολογισμό του συντελεστή μετάδοσης. Συμπεραίνεται ότι η παράμετρος $\zeta_t^{(1)}$, του κριτηρίου θραύσης (Kennedy et al. 2000) που προτείνεται από τους ίδιους και είναι ίση με $0.35\sqrt{gd}$ για την περίπτωση διαπερατού ύφαλου κυματοθραύστη, δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα για διάδοση θραυόμενων κυματισμών. Ωστόσο η τιμή αυτή για τον αδιαπέρατο ύφαλο κυματοθραύστη δεν κρίνεται κατάλληλη. Επιλέχθηκε ως καταλληλότερη και προτείνεται για την παράμετρο έναρξης του γεγονότος της θραύσης, τιμή ίση με $0.25\sqrt{gd}$. Η επιλογή νωρίτερης έναρξης της θραύσης για την περίπτωση της αδιαπέρατης κατασκευής έναντι της διαπερατής, έρχεται σε συμφωνία με την οπτική παρατήρηση των πειραμάτων. Η εκκίνηση του γεγονότος της θραύσης χρονικά πραγματοποιείται νωρίτερα ως προς τη σχετική θέση με το ύφαλο εμπόδιο για την αδιαπέρατη κατασκευή. Στη συνέχεια παρατίθενται συνοπτικά οι παραπάνω παρατηρήσεις.

Πίν. 51H Προτεινόμενες τιμές του συντελεστή μήκους μίξης δ_b και της παραμέτρου έναρξης του γεγονότος της θραύσης $\zeta_t^{(1)}$ του κριτηρίου Kennedy et al., (2000) για υιοθέτηση από το παρόν αριθμητικό μοντέλο Boussinesq.

Τύπος ύφαλου Κυματοθραύστη	Κυρίαρχη μορφή τύπου θραύσης	δ_b	$\zeta_t^{(1)}$
Διαπερατός	κυλίσεως (spilling)	1.2	0.35
Αδιαπέρατος	εκτινάξεως(plunging)	3.5	0.25
Αδιαπέρατος	καταρρεύσεως (collapsing)	3.5	0.25

6 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ-ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ

6.1 Γενικότερα συμπεράσματα

Στην παρούσα διπλωματική εργασία εξετάστηκε η συμπεριφορά και η απόδοση ενός αριθμητικού μοντέλου τύπου-Boussinesq, στην προσομοίωση της διάδοσης μονοχρωματικών κυματισμών επάνω από ύφαλα εμπόδια. Στο μοντέλο συμπεριλαμβάνεται μηχανισμός ο οποίος λαμβάνει υπόψη την απώλεια ενέργειας λόγω θραύσης των κυματισμών. Επίσης τροποποιήθηκε ώστε να λαμβάνεται υπόψη και το πορώδες της κατασκευής. Τα αριθμητικά αποτελέσματα συγκρίθηκαν με πειραματικά αποτελέσματα. Τα γενικότερα συμπεράσματα που προέκυψαν είναι τα εξής :

- ✓ Από την ιστορική περιγραφή εξέλιξης των μοντέλων Boussinesq, που παρατίθεται στο κεφάλαιο 3, γίνεται εμφανής η ανάγκη για κατάστρωση ενός σχετικά απλού μοντέλου που θα προσομοιώνει τη διάδοση κυματισμών πλήρους διασποράς και υψηλής μη γραμμικότητας και θα λαμβάνει υπόψη του τις μεταβολές του κυματικού προφίλ εξαιτίας φαινομένων όπως η ρήχωση, η διάθλαση, η περίθλαση, η θραύση κ.α. παρουσία ύφαλων εμποδίων. Συγχρόνως όμως, το μοντέλο θα πρέπει να είναι καταστρωμένο με τέτοιο τρόπο ώστε το αριθμητικό σχήμα επίλυσής του να δίνει ακριβείς και σταθερές λύσεις για όλες τις παραπάνω περιπτώσεις.
- ✓ Η θραύση σαν φυσικό φαινόμενο δεν έχει κατανοηθεί πλήρως, με αποτέλεσμα και η «μοντελοποίηση» της να γίνεται δύσκολη. Η δυσκολία αυτή γίνεται πιο εμφανής στην περίπτωση έργων με πρανή μεγάλης κλίσης, τα οποία περιγράφονται από ένα σύνολο γεωμετρικών και δομικών παραμέτρων καθιστώντας την προσέγγιση πολύπλοκη. Όπως προκύπτει από την εφαρμογή του μοντέλου, δεν είναι εφικτό να υιοθετηθούν κάποιες σταθερές τιμές των παραμέτρων για όλες τις περιπτώσεις στο αριθμητικό πεδίο, για τις οποίες η θραύση να μπορεί να προσομοιωθεί σε κάθε περίπτωση και σε όλους τους τύπους της (spilling, plunging, collapsing).
- ✓ Από τα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας παρατηρήθηκε ότι η απελευθέρωση υψηλότερων αρμονικών κατάντη ύφαλου εμποδίου είναι σημαντική και επηρεάζει σε μεγάλο βαθμό το κυματικό προφίλ. Σε ότι αφορά τον υπολογισμό της εξέλιξης του χαρακτηριστικού ύψους κύματος από το

μοντέλο για διάφορες θέσεις πάνω και κοντά στους ύφαλους κυματοθραύστες, τα αποτελέσματα κρίνονται ικανοποιητικά. Αν μάλιστα λάβουμε υπόψη σαν κριτήριο σχεδιασμού το συντελεστή μετάδοσης K_t η συνολική απόδοση του μοντέλου κρίνεται παραπάνω από ικανοποιητική. Ωστόσο σε επίπεδο ποιοτικής περιγραφής της μορφής της ελεύθερης επιφάνειας, οι συγκρίσεις των μετρήσεων με τα αποτελέσματα του μοντέλου δείχνουν ότι δεν είναι σε θέση να περιγράψουν πλήρως τη συγκεκριμένη μεταμόρφωση του κυματισμού στην καθοδική πλευρά του ύφαλου τραπέζιου.

6.2 Συμπεράσματα ως προς το πείραμα

Για την επαλήθευση του αριθμητικού μοντέλου πραγματοποιήθηκαν πειράματα στο Εργαστήριο Λιμενικών Έργων του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου με τη διαμόρφωση δύο κατασκευών ύφαλου κυματοθραύστη. Διαμορφώθηκαν με ίδια γεωμετρία, με τη μόνη δομική διαφοροποίηση τους να έγκειται στο πορώδες, ώστε να προσομοιωθούν συνθήκες διαπερατής και αδιαπερατής κατασκευής αντίστοιχα. Για την κάθε περίπτωση, στη βάση των ίδιων σεναρίων βαθυμετρίας και κυματικού κλίματος, εξήχθησαν μια σειρά συμπερασμάτων ως εξής :

- ✓ Ο βασικός μηχανισμός απομείωσης της κυματικής ενέργειας είναι η θραύση. Κατά τη θραύση τύπου εκτινάξεως (plunging) η κυματική ενέργεια απομειώνεται εντονότερα από αυτήν της καταρρεύσεως (collapsing), ενώ ο τύπος της κυλίσεως (spilling) παρουσιάζει την μικρότερη απομείωση.
- ✓ Η απομείωση της κυματικής ενέργειας είναι σημαντικά μεγαλύτερη για την περίπτωση του αδιαπερατού κυματοθραύστη λόγω εντονότερης προκαλούμενης θραύσης. Αυτό προκύπτει από τη σύγκριση των χαρακτηριστικών υψών των εξερχόμενων κυματισμών και του συντελεστή μετάδοσης K_t . Για την περίπτωση του διαπερατού ύφαλου κυματοθραύστη ο κυρίαρχος τύπος θραύσης που παρατηρήθηκε είναι αυτός της κυλίσεως (spilling). Αντίθετα για τον αδιαπερατό και για τις ίδιες συνθήκες, παρατηρήθηκαν αυτοί της εκτινάξεως και καταρρεύσεως (plunging, collapsing). Επίσης για σενάρια κυματισμών στα οποία δεν παρατηρήθηκε θραύση για την διαπερατή διατομή, για τα αντίστοιχα της αδιαπερατής αυτή πραγματοποιούταν.
- ✓ Για μη θραυόμενο κυματισμό, παρατηρούμε ότι ο συντελεστής μετάδοσης είναι μικρότερος για το διαπερατό Υ.Κ.. Στην περίπτωση αυτή ο μηχανισμός απώλειας

κυματικής ενέργειας είναι το πορώδες της κατασκευής. Ωστόσο σαν μηχανισμός απώλειας ενέργειας έχει μικρότερη βαρύτητα από αυτόν της θραύσης. Στον διαπερατό Υ.Κ., μέρος της ενέργειας διοχετεύεται διαμέσου της κατασκευής και χάνεται στο εσωτερικό της λόγω τριβών. Αντιθέτως για τον αδιαπέρατο Υ.Κ. η επιφάνεια τριβής περιορίζεται μόνο στην εξωτερική παρειά της κατασκευής.

- ✓ Επαληθεύεται το κριτήριο θραύσης του Goda (1974) προεκταμένο από τον Van der Meer (1988) για την ύπαρξη θραύσης ή μη των επερχόμενων κυματισμών πάνω από διαπερατό και αδιαπέρατο ύφαλο κυματοθραύστη, για όλα τα κυματικά σενάρια του πειράματος.
- ✓ Ομοίως επαληθεύεται η παραμετροποίηση του τύπου της θραύσης συναρτήσει των γεωμετρικών χαρακτηριστικών και του πορώδους μιας ύφαλής κατασκευής σύμφωνα με την προσέγγιση των Calabrese et al. (2008).

6.3 Συμπεράσματα ως προς το αριθμητικό μοντέλο

Σύμφωνα με τα αποτελέσματα του μοντέλου και τη σύγκριση με τις πειραματικές μετρήσεις προκύπτουν τα παρακάτω συμπεράσματα:

- ✓ Το μοντέλο είναι σε θέση να προσομοιώσει επιτυχώς τη διάδοση μακρών και βραχέων, θραυόμενων και μη κυματισμών για την περίπτωση τόσο διαπερατής όσο και αδιαπέρατης τραπεζοειδούς ύφαλής κατασκευής με μεγάλη κλίση πρανών, με μικρές αποκλίσεις του χαρακτηριστικού ύψους κύματος κατάντη, λόγω της εμφάνισης των αρμονικών κατά την εκτόνωση του μεταδιδόμενου κυματισμού και της υδάτινης μάζας που επηρεάζει κατάντη των ύφαλων εμποδίων. Οι αποκλίσεις αυτές είναι ελαφρώς πιο εμφανείς για την αδιαπέρατη κατασκευή για την οποία ο επερχόμενος κυματισμός περιορίζεται στη θέση του εμποδίου στο ελεύθερο βάθος πάνω από τη στέψη. Σε αντίθεση, οι αντίστοιχες αρμονικές περιορίζονται για τον διαπερατό ύφαλο κυματοθραύστη, αφού καθώς ο κυματισμός προσεγγίζει το εμπόδιο μέρος της ενέργειας που μεταφέρει διοχετεύεται με τροχιακές κινήσεις και μέσω της κατασκευής.
- ✓ Συνεπάγεται με βάση το παραπάνω συμπέρασμα ότι το αριθμητικό μοντέλο, και σύμφωνα με την φασματική ανάλυση, δίνει ελαφρώς καλύτερα αποτελέσματα για την διαπερατή ύφαλη κατασκευή σε σχέση με την αδιαπέρατη. Τα αποτελέσματα του

μοντέλου είναι καλύτερα τόσο στο τέλος της στέψης όσο και στην καθοδική πλευρά του ύφαλου τραπεζίου. Ο λόγος έγκειται στη βασική δομή και αρχιτεκτονική ενός μοντέλου Boussinesq η οποία το καθιστά κατάλληλο για πυθμένες ήπιας κλίσης. Ωστόσο το μοντέλο της παρούσας εργασίας έχει αναπτυχθεί με τέτοιο τρόπο ώστε να περιγράφει ικανοποιητικά την περίπτωση πυθμένα με απότομες αλλαγές κλίσης. Στην περίπτωση του διαπερατού ύφαλου κυματοθραύστη, εισάγοντας ροή και διαμέσου της κατασκευής, αίρεται μερικώς το πρόβλημα αυτό. Για την αδιαπέρατη κατασκευή ωστόσο η απουσία αντίστοιχης ροής οδηγεί τον διαδιδόμενο κυματισμό στο να περιοριστεί σχετικά απότομα στο ελεύθερο βάθος νερού πάνω από τη στέψη.

- ✓ Για τους πιο μακρούς κυματισμούς (long waves) τόσο για την περίπτωση του διαπερατού ύφαλου κυματοθραύστη όσο και του αδιαπέρατου, οι αποκλίσεις του μοντέλου από το πείραμα είναι μεγαλύτερες κατόπιν του ύφαλου τραπεζίου σε σχέση με τους βραχείς. Η αιτία εντοπίζεται στην σχετική κλίμακα των διαστάσεων του μοντέλου ως προς το μήκος κύματος του εισερχόμενου κυματισμού. Το μήκος κύματος του εισερχόμενου κυματισμού παρουσιάζει μεγάλη σχετική κλίμακα ως προς τα αντίστοιχα γεωμετρικά μήκη των ακμών του ύφαλου κυματοθραύστη (Av/B το πλάτος στέψης και $L_{Y.K.}$ το συνολικό πλάτος του Υ.Κ. ισχύει $\frac{L_i}{B} \approx 5, \frac{L_i}{L_{Y.K.}} \approx 2$).

Κατά συνέπεια καθώς ο κυματισμός προσεγγίζει την κατασκευή δεν έχει το χωρικό περιθώριο να εξελιχθεί σταδιακά λόγω ρήγωσης καθώς συναντά το ανάντη πρανές. Πρακτικά ο ύφαλος κυματοθραύστης λειτουργεί σαν αιχμηρό ύφαλο πρίσμα προκαλώντας αντίστοιχα την αύξηση των μη γραμμικών αλληλεπιδράσεων και την απελευθέρωση αρμονικών. Η συνθήκη αυτή δεν μπορεί να περιγραφεί από το μοντέλο Boussinesq το οποίο προϋποθέτει διάδοση κυμάτων σε ήπια κεκλιμένους πυθμένες. Το ίδιο φαινόμενο παρατηρείται εντονότερα στην περίπτωση μακρών κυματισμών για την αδιαπέρατη κατασκευή.

- ✓ Το κριτήριο θραύσης των Kennedy et al. (2000) λειτουργεί ομαλά μέσα στο μοντέλο χωρίς να δημιουργεί αστάθειες. Το μοντέλο βελτιώνεται με την εισαγωγή του συγκεκριμένου κριτηρίου και είναι ικανό να προσομοιώσει με ικανοποιητική ακρίβεια θραυόμενους κυματισμούς. Ωστόσο οι προτεινόμενες τιμές -από τους ίδιους- του συντελεστή μήκους μίξης δ_b και της παραμέτρου έναρξης του γεγονότος της θραύσης $\zeta_i^{(1)}$ δεν είναι κατάλληλες για όλες τις περιπτώσεις ύφαλου κυματοθραύστη.

- ✓ Ο συντελεστής μήκους μίξης δ_b , επηρεάζει σημαντικά τα αποτελέσματα όταν πάρει τιμές μεγαλύτερες του διαστήματος (0.9-1.5), ενώ εντός των ορίων αυτών δεν επιφέρει σημαντικές αλλαγές. Το μοντέλο με τον συντελεστή μήκους μίξης $\delta_b=1.2$ είναι σε θέση να περιγράψει με ικανοποιητική ακρίβεια θραύση τύπου spilling για κυματισμούς πιο βραχείς και πιο μακρούς, η οποία παρατηρήθηκε για την περίπτωση του διαπερατού ύφαλου κυματοθραύστη. Ωστόσο για τις περιπτώσεις τύπων θραύσης εκτινάξεως και καταρρεύσεως (plunging and collapsing) οι οποίες και παρατηρήθηκαν για την αδιαπέρατη διατομή η τιμή αυτή δεν κρίνεται εξίσου κατάλληλη. Συμπεραίνεται και προτείνεται ότι για τιμή του συντελεστή μήκους μίξης δ_b ίση με 3.5, το μοντέλο περιγράφει με ικανοποιητική ακρίβεια τις περιπτώσεις τύπων θραύσης εκτινάξεως και καταρρεύσεως (plunging and collapsing). Η επιλογή μεγαλύτερης τιμής του συντελεστή μήκους μίξης δ_b (σε σχέση με την προτεινόμενη από τους Kennedy et al., (2000) και κατά συνέπεια μεγαλύτερης μείωσης της κυματικής ενέργειας για την περίπτωση της αδιαπέρατης κατασκευής έναντι της διαπερατής, έρχεται σε συμφωνία με το πείραμα, τόσο με την οπτική παρατήρηση της θραύσης, όσο και με τον υπολογισμό του συντελεστή μετάδοσης.
- ✓ Συμπεραίνεται ότι η παράμετρος $\zeta_i^{(1)}$, του κριτηρίου θραύσης (Kennedy et al. 2000) που προτείνεται από τους ίδιους και είναι ίση με $0.35\sqrt{gd}$ για την περίπτωση διαπερατού ύφαλου κυματοθραύστη, δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα για διάδοση θραυόμενων κυματισμών. Ωστόσο η τιμή αυτή για τον αδιαπέρατο ύφαλο κυματοθραύστη δεν κρίνεται κατάλληλη. Επιλέχθηκε ως καταλληλότερη και προτείνεται για την παράμετρο έναρξης του γεγονότος της θραύσης, τιμή ίση με $0.25\sqrt{gd}$. Η επιλογή νωρίτερης έναρξης της θραύσης για την περίπτωση της αδιαπέρατης κατασκευής έναντι της διαπερατής, έρχεται σε συμφωνία με την οπτική παρατήρηση των πειραμάτων. Η εκκίνηση του γεγονότος της θραύσης χρονικά πραγματοποιείται νωρίτερα ως προς τη σχετική θέση με το ύφαλο εμπόδιο για την αδιαπέρατη κατασκευή.
- ✓ Τέλος πρέπει να σημειωθεί ότι κάποιες αστάθειες που εμφανίζει στα αποτελέσματά του το μοντέλο πιθανώς οφείλονται στο αριθμητικό σχήμα επίλυσης του μοντέλου. Αυτές οι αστάθειες μπορούν να ξεπεραστούν με διαφορετική τεχνική προσέγγισης με τη χρήση του κατάλληλου φίλτρου στον κώδικα.

6.4 Προτάσεις εξέλιξης του αριθμητικού μοντέλου

Τα τελευταία χρόνια τα ομοιώματα τύπου Boussinesq έχουν αποτελέσει το αντικείμενο πολλών ερευνητικών εργασιών με σκοπό τη βελτίωση της εφαρμοσιμότητάς τους. Με βάση τις εργασίες αυτές και τα αποτελέσματα των συγκρίσεων της παρούσης μελέτης, κρίνουμε ότι μια διαδικασία εξέλιξης του εξεταζόμενου αριθμητικού μοντέλου πρέπει να κινηθεί στις παρακάτω κατευθύνσεις:

- ✓ Μελέτη και διερεύνηση των ορίων της σχετικής κλίμακας μεταξύ του μήκους κύματος και του πλάτους μιας ύφαλης κατασκευής διαμορφωμένης με πρηνή μεγάλη κλίση, υπό την οποία ένας μεταδιδόμενος κυματισμός μεταβάλλεται ομαλά λόγω ρήχωσης καθώς συναντά την κατασκευή.
- ✓ Σύγκριση του μοντέλου με περισσότερα πειράματα για θραυόμενους κυματισμούς με σκοπό την διερεύνηση της συμπεριφοράς του κριτηρίου θραύσης Kennedy et al., (2000) για διάφορες τιμές των βασικών παραμέτρων που περιγράφουν την εκκίνηση, το πέρας και την ένταση ενός θραυόμενου κυματισμού.
- ✓ Παραμετροποίηση του τύπου θραύσης συναρτήσει των γεωμετρικών χαρακτηριστικών και του πορώδους μιας ύφαλης κατασκευής για την βελτίωση του κριτηρίου θραύσης Kennedy et al., (2000). Προτείνεται η βελτίωση της εργασίας των Calabrese et al. (2008) με στόχο τον καθορισμό του ακριβούς ορίου μετάβασης του κυρίαρχου τύπου θραύσης από Spilling σε Plunging συναρτήσει των γεωμετρικών χαρακτηριστικών και του πορώδους ενός ύφαλου κυματοθραύστη. Σκοπός της πρότασης αυτής είναι η παραμετροποίηση των τιμών του συντελεστή μήκους μίξης δ_b και της παραμέτρου έναρξης του γεγονότος της θραύσης $\zeta_t^{(1)}$ και εισαγωγή της στον κώδικα του αριθμητικού μοντέλου που εξετάστηκε.

7 ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α: Όροι Λ^{II} και Λ^{III} οι οποίοι έχουν ληφθεί από τις εξισώσεις MS98 (Madsen & Schäffer, 1998)

$$\Lambda_{20}^{\text{II}} = h\Gamma_t,$$

$$\Lambda_{21}^{\text{II}} = -\eta\Gamma_t + \nabla \cdot (hU)\Gamma + \nabla \left(U \cdot (h\Gamma) - \eta \nabla \cdot (hU_t) + \frac{1}{2} (\nabla \cdot (hU))^2 \right),$$

$$\Lambda_{22}^{\text{II}} = \frac{1}{6} \eta^2 \nabla (\nabla \cdot U_t) - \frac{1}{3} \eta \nabla \cdot (hU) \nabla (\nabla \cdot U) + \nabla \cdot (\eta U) \Gamma + \nabla \left(-\eta U \cdot \Gamma - \frac{1}{2} \eta^2 \nabla \cdot U_t + \eta (\nabla \cdot U) \nabla \cdot (hU) - \eta U \cdot \nabla (\nabla \cdot (hU)) \right),$$

$$\Lambda_{23}^{\text{II}} = -\frac{1}{3} \eta \nabla \cdot (\eta U) \nabla (\nabla \cdot U) + \nabla \left(-\frac{1}{3} \eta^2 U \cdot \nabla (\nabla \cdot U) + \frac{1}{2} \eta^2 (\nabla \cdot U)^2 \right),$$

$$\Lambda_{40}^{\text{II}} = \frac{1}{24} h^3 \nabla (\nabla^2 (\nabla \cdot (hU_t))) - \frac{1}{120} h^4 \nabla (\nabla^2 (\nabla \cdot U_t)) + \frac{1}{6} h^2 \nabla (\nabla \cdot (h\Gamma_t)),$$

$$\Lambda_{41}^{\text{II}} = \frac{1}{45} h^3 \eta \nabla (\nabla^2 (\nabla \cdot U_t)) - \frac{1}{9} h^3 \nabla (\nabla \cdot (\eta \nabla (\nabla \cdot U_t))) - \frac{1}{45} h^4 \nabla \cdot U \nabla (\nabla^2 (\nabla \cdot U)) + \frac{1}{9} h^4 \nabla (\nabla \cdot (\nabla \cdot U (\nabla (\nabla \cdot U)))) + \frac{1}{18} h^4 \nabla (\nabla (\nabla \cdot U))^2 - \frac{1}{45} h^4 \nabla (U \cdot \nabla (\nabla^2 (\nabla \cdot U))) + O(\mu)$$

Οι όροι Λ^{III} της εξίσωσης 3 δίνονται ως:

$$\Lambda_{20}^{\text{III}} = \left[h^2 \left(\frac{1}{6} + \alpha_2 - \alpha_1 \right) \nabla(\nabla \cdot \mathbf{U}_t) - h \left(\frac{1}{2} + \alpha_2 \right) \nabla(\nabla \cdot (h\mathbf{U}_t)) \right. \\ \left. + h^2(\alpha_2 - \alpha_1) \nabla(\nabla^2 \eta) - h\alpha_2 \nabla(\nabla \cdot (h\nabla\eta)) \right],$$

$$\Lambda_{21}^{\text{III}} = \left[\frac{1}{2} h^2(\alpha_2 - \alpha_1) \nabla(\nabla^2(\mathbf{U}^2)) - \frac{1}{2} h\alpha_2 \nabla(\nabla \cdot (h\nabla(\mathbf{U}^2))) - \eta\Gamma_t \right. \\ \left. + \nabla \cdot (h\mathbf{U})\Gamma + \nabla(\mathbf{U} \cdot (h\Gamma)) - \eta \nabla \cdot (h\mathbf{U}_t) + \frac{1}{2} (\nabla \cdot (h\mathbf{U}))^2 \right],$$

$$\Lambda_{40}^{\text{III}} = \left[\beta_1 h^4 \nabla(\nabla^4 \eta) + h^4 \left(\beta_1 + \frac{1}{3} \alpha_1 - \frac{1}{45} \right) \nabla(\nabla^2(\nabla \cdot \mathbf{U}_t)) + \beta_2 h^3 \nabla h \nabla^4 \eta \right. \\ \left. + \left(\beta_2 + \frac{7}{3} \alpha_1 + \frac{2}{3} \alpha_2 - \frac{2}{9} \right) h^3 \nabla h \nabla^2(\nabla \cdot \mathbf{U}_t) \right] + O(\mu^2),$$

$$\Lambda_{41}^{\text{III}} = \left[\frac{1}{45} h^3 \eta \nabla(\nabla^2(\nabla \cdot \mathbf{U}_t)) + \alpha_1 h^3 \nabla(\nabla \cdot (\nabla \eta \nabla \cdot \mathbf{U}_t)) \right. \\ \left. + \left(\frac{2}{3} \alpha_1 - \frac{1}{9} \right) h^3 \nabla(\nabla \cdot (\eta \nabla(\nabla \cdot \mathbf{U}_t))) + \left(\frac{1}{9} - \frac{2}{3} \alpha_1 \right) h^4 \nabla(\nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{U}(\nabla(\nabla \cdot \mathbf{U})))) \right. \\ \left. - \frac{1}{45} h^4 \nabla \cdot \mathbf{U} \nabla(\nabla^2(\nabla \cdot \mathbf{U})) + \frac{1}{18} h^4 \nabla(\nabla(\nabla \cdot \mathbf{U}))^2 - \frac{1}{45} h^4 \nabla(\mathbf{U} \cdot \nabla(\nabla^2(\nabla \cdot \mathbf{U}))) \right. \\ \left. + \frac{1}{3} \alpha_1 h^4 \nabla(\nabla^2(\mathbf{U} \cdot (\nabla(\nabla \cdot \mathbf{U})))) + \frac{1}{2} \beta_1 h^4 \nabla(\nabla^4(\mathbf{U}^2)) \right] + O(\mu),$$

$$\Lambda_{22}^{\text{III}} = \Lambda_{22}^{\text{II}},$$

$$\Lambda_{23}^{\text{III}} = \Lambda_{23}^{\text{II}}$$

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β: Κώδικες προγραμμάτων Fortran

Παρακάτω δίνονται οι κώδικες προγράμματος Fortran (version 6.0) που συντάχθηκαν για την επίλυση του μονοδιάστατου μοντέλου (1D) Boussinesq για τα πειράματα που παρουσιάστηκαν στο κεφάλαιο 4.

B.1. Κώδικας προγράμματος για τον υπολογισμό της χρονοσειράς ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας από τα πειραματικά δεδομένα.

```
program Chondros and Repousis
  implicit real*8 (a-h,o-z)
  implicit integer*4 (i-n)
  parameter (iim=100000)
  DIMENSION z1(iim),z2(iim),z3(iim),z4(iim),z5(iim),t(iim)
  DIMENSION a(iim),b(iim)
  DIMENSION zz1(iim),zz2(iim),zz3(iim),zz4(iim),zz5(iim)
  open (unit=11,file='test4.dat')
  open (unit=12,file='diaita.dat')
  do i=1,5
  read (11,*) b(i),a(i)
  end do
  it=0
  do j=1,16
  io=it+1
  it=256*j
  read (11,*)
  read (11,*)
  read (11,*) (t(i), i=io,it)
  read (11,*)
  read (11,*)
  read (11,*)
  read (11,*)
  read (11,*)
  read (11,*)
  read (11,*)
  read (11,*)
```

```

read (11,*)
read (11,*)
read (11,*) (zz1(i), i=1,256)
read (11,*) (zz2(i), i=1,256)
read (11,*) (zz3(i), i=1,256)
read (11,*) (zz4(i), i=1,256)
read (11,*) (zz5(i), i=1,256)
do i=io,it
m=i-io+1
z1(i)=zz1(m)
z2(i)=zz2(m)
z3(i)=zz3(m)
z4(i)=zz4(m)
z5(i)=zz5(m)
end do
read (11,*)
c ..repeat command X 40 times..
read (11,*)
end do
do i=1,4096
z1(i)=a(1)*z1(i)+b(1)
z2(i)=a(2)*z2(i)+b(2)
z3(i)=a(3)*z3(i)+b(3)
z4(i)=a(4)*z4(i)+b(4)
z5(i)=a(5)*z5(i)+b(5)
write (12,1000) t(i),z1(i),z2(i),z3(i),z4(i),z5(i)
1000 format (f10.6,1X,f10.6,1X,f10.6,1X,f10.6,1X,f10.6,1X,f10.6,1X)
end do
stop
end

```

B.2. Κώδικας προγράμματος για τον υπολογισμό του φάσματος χρονοσειράς ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας.

c FINITE FOURIER SERIES ANALYSIS

c Karambas

```
DIMENSION F(JJM),A(JJM),B(JJM),AMPL(JJM)
```

```
open (1,file='station1.dat')
```

```
open (11,file='spectf1.dat')
```

c READ (2,*) nn,dt

```
nn=4096
```

```
dt=0.0025
```

```
do i=1,NN
```

```
READ (1,*) F(I)
```

```
END DO
```

```
CLOSE(2)
```

```
NNN=NN-1
```

```
N=NN/2
```

```
DO I=1,N
```

```
write (*,*) i
```

```
A(I)=0
```

```
DO K=1,NN
```

```
A(I)=A(I)+F(K)*SIN(6.2832*I*(K-1)/NNN)
```

```
END DO
```

```
A(I)=2*A(I)/NN
```

```
END DO
```

```
DO I=1,N
```

```
write (*,*) i
```

```
B(I)=0
```

```
DO K=1,NN
```

```
B(I)=B(I)+F(K)*COS(6.2832*I*(K-1)/NNN)
```

```
END DO
```

```
B(I)=2*B(I)/NN
```

```
END DO
```

```
AMAX=0.
```

```
DO I=1,N
```

```
write (*,*) i
AMPL(I)=(A(I)**2+B(I)**2)
eND DO

do j=1,3
do i=2,n-1
ampl(i)=(.5*ampl(i)+.25*ampl(i-1)+.25*ampl(i+1))
end do
end do
do k=1,N
WRITE(11,*) K/(NN*DT),.5* AMPL(K)*(NN*dt)*100*100
END DO

STOP
END.
```


8 Βιβλιογραφία

Παρακάτω δίνεται μια καταγραφή των δημοσιεύσεων, συγγραμάτων, εργασιών και βιβλίων, στα οποία βασίστηκε η ανάπτυξη της παρούσας εργασίας, κυρίως της διεθνούς βιβλιογραφίας. Οι αναφορές ταξινομούνται αλφαβητικά.

- A.H. Auld J.R. Schubel, 1978. Effects of suspended sediment on fish eggs and larvae: A laboratory assessment. *Estuarine and Coastal Marine Science*, Vol 6, Issue 2, February 1978, Pages 153–164
- Abbott, M.B. , Larsen, J., Madsen, P. A. , Tao, J., 1983. Simulation of wave breaking and runup. In: *Seminar on Hydrodynamics of waves in coastal areas*, vol.7. Moscow, 146-149.
- Abbott, M.B. , Petersen, H. M., Skovgaard, O., 1978. On the numerical modeling of short waves in shallow water. *J. Hydr. Res.* 16 (3), 173-203.
- Abbott, M.B., Mc Cowan, A.D., Warren, I.R., 1984. Accuracy of short-wave numerical models. *J. Hydr. Eng.* 110 (10), 1287-1301.
- Agnon, Y. , Madsen, P. A. & Schäffer, H. A. 1999 A new approach to high order Boussinesq models. *J. Fluid Mech.* 399, 319{333 (referred to herein as AMS99).
- Aminti, (1987). Prove su modello bidimensionale di protezioni di spiagge con ripascimenti artificiali. *Atti IV Colloquio Nazionale AIOM*.
- Avgeris, I., Karambas, T.V., Prinos, P. (2004). Boussinesq modeling of wave interaction with porous submerged breakwaters. *Proc. 29th Int. Conf. Coastal Eng.*, Lisbon, Portugal, 604–616, J. McKee Smith, ed. World Scientific, Singapore.
- Basco, D., 1985. "Qualitative description of wave breaking (motion patterns) ", *ASCE, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering* 111 (2), 171-188.
- Battjes, J. A. 1974. Surf Similarity, *Proceedings of the 14th Coastal Engineering Conference*, American Society of Civil Engineers, pp 466-480.
- Beji S, Battjes JA. (1994). Numerical simulation of nonlinear wave propagation over a bar. *Coastal Engineering*. 23, 1-16.
- Beji, S., Battjes, J.A., 1993. Experimental investigation of wave propagation over a bar. *Coastal Engineering* 19(1-2), 151-162.

- Beji, S., Nadaoka, K., 1994. Numerical simulation of nonlinear directional waves by an improved Boussinesq model. In: Proceedings of IAHR Symposium: Waves Physical and Numerical Modeling, Vancouver 534-43 .
- Beji, S., Nadaoka, K., 1996. A formal derivation and numerical modeling of the improved Boussinesq equations for varying depth. *Ocean Eng.* 23 (8), 691-704.
- Bingham H. B. and Y. Agnon (2005). A Fourier-Boussinesq method for nonlinear water waves. *European Journal of Mechanics B/Fluids* 24 pp. 255-274.
- Boussinesq, J., 1872. Theory des ondes et des remous qui se propagent le long d'un canal rectangulaire horizontal, en communiquant au liquid contenu dans ce canal des vitesses sensiblement pareilles de la surface au fond. *Journal de Mathematiques Pures et Appliques Serie.* 17,55-108
- Briganti, R, Van der Meer, JW, Buccino, M, Calabrese, M (2003). "Wave transmission behind low crested structures," *Proc Coastal Structures*, ASCE, Portland, Oregon, pp 580 592.
- Brocchini, M., Cherubini, P., Lovenitti, L., 1991. An extension of Boussinesq type model to the surf zone. In: *Computer modeling in Ocean engineering*, Arcilla, A.S., Pastor, M., Zienkiewicz, O.C., Schrefler, B.A. (eds.). Balkema, Rotterdam, 349-359.
- Brocchini, M., Drago, M., Lovenitti, L., 1992. The modeling of short waves in shallow waters: comparison of numerical models based on Boussinesq and Serre equations. In: *Proceedings of the 23rd Coastal Conference*, Venice, 76-88.
- Burcharth, H. F., Andersen, O. H., (1995). On the one-dimensional steady and unsteady porous flow equations. *Coastal Eng.*, 24, 233-257.
- Calabrese, M., Buccino, M., Pasanisi, F., (2008). 'Wave breaking macrofeatures on a submerged rubble mound breakwater', *Journal of Hydro-environment Research*, 1(3-4), 216-225.
- CEM, Coastal Engineering Manual, (2006), <http://chl.erdc.usace.army.mil/cem>
- Chen, Q. Madsen, P.A., Sørensen, O.R. Basco, D.R., 1996. Boussinesq equations with improved Doppler shift and dispersion for wave/current interaction. In : *Book Of Abstracts*, 25th Coastal Engineering Conference, Orlando, 168-169.
- Chester W. (1968). Resonant oscillations of water waves. *Proc. Royal Society A.* 306, pp. 5-22.
- Chondros, M. "Διάδοση και θραύση κυματισμών στην παράκτια ζώνη", *Μεταπτυχιακή Εργασία. Βιβλιοθήκη Εθνικού Μετσοβίου Πολυτεχνείου.*

- Chondros, M., Memos, C. and Karambas, Th. V., 2009. "A Boussinesq-type model incorporating breaking waves", 33rd IAHR Congress, Vancouver, 2009, vol. 4, 2836-2843.
- Chondros, M., Memos, C., 2012. A Highly Nonlinear Boussinesq Wave Model of Improved Dispersion Characteristics. Proceedings of the 22nd International Offshore and Polar Engineering Conference, Rhodes, Greece, 17-23 June, Vol. 3, pp. 1179.
- Chondros, M.K., Koutsourelakis, I.G., Memos, C.D., 2011. A Boussinesq type model incorporating random wave breaking. *Journal of Hydraulic Research, Special Issue: Coastal and Maritime Hydraulics*, 49 (4), 529-538.
- Cruz, E. C., Isobe, M., Watanabe, A., 1997. Boussinesq equations for wave transformation on porous beds. *Coastal Engineering*, 30, 125-156.
- Cruz, E.C., Isobe, M. and Watanabe, A., 1992. Nonlinear wave transformation over a submerged permeable breakwater. In: Proc. 23rd Int. Conf. Coastal Eng.. Venice. ASCE, pp. 1101-1114.
- Cruz, E.C., Isobe, M., Watanabe, A. (1997). Boussinesq equations for wave transformation on porous beds. *Coastal Eng.* 30(1-2), 125-156.
- Dean, R. G. 1968. "Relative Validity of Water Wave Theories," *Proc. Civil Engr. In Ocean*, ASCE, Vol 1, pp1-30.
- Dean, R. G. 1974. *Evaluation and Development of Water Wave Theories for Engineering Applications*, Coastal Engineering Research Center, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Special Report No.1.
- Deigaard R., 1989, Mathematical modeling of waves in the surf zone. Prog. Rep. 69. ISVA, Technical University, Lyngby Ser A 377, 331-348.
- Dingemans, M.W., 1997. Water wave propagation over uneven bottoms: 2. Non-linear wave propagation. *Advanced Series on Ocean Engineering* 13. World Scientific.
- Divoky, D., Le Méhauté, B., and Lin, A. 1970. "Breaking Waves on Gentle Slopes," *Journal of Geophysical Research*, Vol 75, No. 9, pp 1681-1692.
- Douglass, S. L. 1990. "Influence of Wind on Breaking Waves," *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol 116, No. 6, pp 651-663.

- Engelund, F., 1981. A simple theory for weak hydraulic jumps. Progress report No. 54. Institute of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, Technical University of Denmark, Lyngby.
- Engquist, B., Majda, A. , 1977. Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves. *Math. Comp.* 31, 629-651.
- Fenton J. D. (1985). A fifth-order Stokes theory for steady weaves. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, Vol 111, No. 2, p. 216.
- Fenton, J. D. 1988. "The Numerical solution of Steady Water Wave Problem," *Jour. Comp. and Geo.*, Vol 14, pp 357-368.
- G.R. Snyder, 1976. Effects of Dredging on Aquatic Organisms- With Special Application to Areas Adjacent to the Northeastern Pacific Ocean. MFR Paper 1221 *Marine Fisheries review* Vol 38, No. 11
- Galvin, C. J. 1968. "Breaker Type Classification on Three Laboratory Beaches," *Journal of Geophysical Research*, Vol 73, No. 12, pp 3651-3659.
- Gobbi Mauricio F., Kirby James T. , (1999) Wave evolution over submerged sills: tests of a high-order Boussinesq model. *Coastal Engineering* 37 1999.57-96.
- Goda, Y., 1974. New wave pressure formulae for composite breakwater. In: *Proceedings of the 14th International Conference on Coastal Engineering*. ASCE, pp. 1702-1720.
- Goda, Y. 1970. "A Synthesis of Breaker Indices," *Transactions of the Japan Society of Civil Engineers*, Vol 2, Part 2, pp 227-230.
- Grilli, S.T., Skourup, J., Svendsen, I.A., 1989. An efficient boundary element method for nonlinear water waves. *Eng. Anal. with Boundary Elements* 6, 97-107.
- Hamm, L., Madsen, P.A., Peregrine, D.H., 1993. Wave transformation in the nearshore zone: a review. *Coastal Eng.* 21, 5-39.
- Heller, V. (2011). Scale effects in physical hydraulic engineering models. *J. Hydraulic Res.* 49(3), 293–306.
- Hsiao, S.C. Hu, K.C and Hwung H.H. (2010). Extended Boussinesq equations for water-wave propagation in porous media. *J. Eng. Mech.* 136(5), 625–640.
- Hsiao, S.C., Liu, P.L.F., Chen, Y. (2002). Nonlinear water waves propagating over a permeable bed. *Proc. R. Soc. London A.* 458(2022), 1291–1322.
- Isobe, M., Shiba, K., Cruz, E.C. and Watanabe, A., 1991. On the nonlinear deformation of waves due to submerged permeable breakwaters (in Japanese). *Proc. Coastal Eng.*

JSCE, 38(1): 551-555.

- Iversen, H. W. 1952. "Waves and Breakers in Shoaling Water," *Proceedings of the 3rd Coastal Engineering Conference*, American Society of Civil Engineers, pp 1-12.
- J. Chapon. (1965) *Travaux maritimes*, Tome I pp 3-7
- J. William Kamphuis. (2010). *Introduction to coastal engineering and management*. Advanced Series On Ocean Engineering. World Scientific Publishing. Co. Pte. Ltd, Singapore, Vol 30, pp 296-331
- Jonsson, I.G., 1966. Wave boundary layers and friction factors. *Proceedings of the 10th International Conference on Coastal Engineering*, pp. 127–148.
- Karambas Th. V. and Koutitas C. 1992. A breaking wave propagation model based on the Boussinesq equations. *Coastal eng.* 18, 1-19.
- Karambas Th. V. and Memos C. "A 2DH post-Boussinesq model for weakly non-linear fully dispersive water waves", 31st International Conference on Coastal Engineering, Hamburg, Germany, September 2008.
- Karambas Th. V. and Tozer, N.P., 2001. Breaking waves in the surf and swash zone. *J. of Coastal Research*.
- Karambas Th. V., 1999. A unified model for periodic non linear dispersive wave in intermediate and shallow water. *Journal of Coastal Research*, vol 15, no 1, pp. 128-139.
- Karambas, T.V., Memos, C.D., 2009. A Boussinesq model for nonlinear fully dispersive water waves. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 135(5), 187-199.
- Keller, J. B. 1948. "The Solitary Wave and Periodic Waves in Shallow Water," *Commun. Appl. Math.*, no11, pp 323-339.
- Kennedy, A.B., Chen, Q., Kirby, J.T., Dalrymple, R.A., 2000. Boussinesq modeling of wave transformation, breaking, and run-up 1: 1D. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 126(1), 39-47.
- Kioka, W., Kai, H. and Hiraoka, S., 1994. Nonlinear shallow water waves over a porous structure (in Japanese). *hoc. Coastal Eng. JSCE*, 41(1): 71 1-715.

- Kirby, J.T., Wei, G., 1994. Derivation and properties of a fully nonlinear model for weakly dispersive waves. In: Proceedings of IAHR Symposium: Waves-Physical and Numerical Modeling, Vancouver, 386-395.
- Komar, P. D., and Gaughan, M. K. 1973. "Airy Wave Theory and Breaker Height Prediction," *Proceedings of the 13th Coastal Engineering Conference*, American Society of Civil Engineers, pp 405-418.
- Korteweg, D. J. and de Vries, G. 1895. 'On the Change of Form of Long Waves Advancing in a Rectangular Canal, and on a New Type of Stationary Waves," *Phil. Mag.*, 5th Series, Vol 39, pp 422-443.
- Koutitas C. (1994). Εισαγωγή στην παράκτια τεχνική και τα λιμενικά έργα, Θεσσαλονίκη.
- Larsen, J., Dancy, H., 1983. Open boundaries in short wave simulations: a new approach. *Coastal Engineering* 7(3), 285-297.
- Le Méhauté, B. 1976. *Introduction to Hydrodynamics and Water Waves*, Springer-Verlag, New York.
- Li, B., 2008. Wave equations for regular and irregular water wave propagation. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 134(2), 121-142.
- Liu, P.L.F., Lin, P.Z., Chang, K.A., and Sakakiyama, T. (1999). Numerical modeling of wave interaction with porous structures. *J. Waterway, Port, Coastal, Ocean Eng.* 125(6), 322–330.
- Liu, P.L.F., Wen, J. (1997). Nonlinear diffusive surface waves in porous media. *J. Fluid Mech.* 347(25), 119–139.
- Losada, I.J., Lara, J.L., Guanche, R., and Gonzalez-Ondina, J.M. (2008). Numerical analysis of wave overtopping of rubble mound breakwaters. *Coastal Eng.* 55(1), 47–62.
- Luth, H.R., Klopman, G., Kitou, N., 1994. Kinematics of waves breaking partially on an offshore bar; LDV measurements of waves with and without a net onshore current. Report H-1573, Delft Hydraulics, 40 pp.
- Madsen P. A., Svendsen, I.A., 1983. Turbulent bores and hydraulic jumps. *J. Fluid Mech.* 129, 1-25.

- Madsen P. A., H. B. Bingham and Hua Liu, (2002). A new Boussinesq method for fully nonlinear waves from shallow to deep water *J. Fluid Mech.* (2002), vol. 462, pp. 1-30.
- Madsen, LA., Murray, R. and Sorensen, O.R., 1991. A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. *Coastal Eng.*, 15: 37 I-388.
- Madsen, P. A., 1974. Wave transmission through porous structures. *Journal of Waterway, Harbour, Coastal and Ocean Engineering, Div., ASCE*, 100 (3), 169-188.
- Madsen, P. A., Sørensen, O.R., Schäffer, H.A., 1997. Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq-type model. Part I: Model description and cross-shore motion of regular waves. *Coastal Engineering* 32, 255–287.
- Madsen, P.A, Murray, R., Sørensen, O.R., 1991. A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. *Coastal Engineering* 15, 371-388.
- Madsen, P.A., Sørensen, O.R., 1992. A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. Part 2. A slowly-varying bathymetry. *Coastal Engineering* 18, 183-204.
- Madsen, P.A. and Schäffer H. A., 1998. Higher-order Boussinesq-type equations for surface gravity waves: derivation and analysis. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* 356, 3123-3184.
- Madsen, P.A., 1981. A model for a turbulent bore. Series paper No. 28. Institute of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, Technical University of Denmark, Lyngby.
- Madsen, P.A., Banijamali, B., Schäffer, H.A. , Sørensen, O.R. 1996. Higher order Boussinesq type equations with improved dispersion and nonlinearity. In: *Book of Abstracts, 25th Coastal Engineering Conference, Orlando*, 162-163.
- Madsen, P.A., Bingham, H.B., Schäffer, H.A. (2003). Boussinesq type formulations for fully nonlinear and extremely dispersive water waves: derivation and analysis. *Proc. R. Soc. Lond., A.* 459, 1075-1104.
- Madsen, P.A., Schäffer, H.A., Sørensen, O.R., 1997a. Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq type model: part 1. Model description and cross-shore motion of regular waves. *Coast. Eng.* 32, 255- 287.

- Makris, C. 2007 “Μετάδοση κυματισμού κατάντι ύφαλου κυματοθραύστη”, Μεταπτυχιακή Εργασία. Βιβλιοθήκη Εθνικού Μετσοβίου Πολυτεχνείου.
- McCowan, J. 1891. "On the Solitary Wave," *Philosophical Magazine*, 5th Series, Vol 36, pp 430-437.
- Mei, C.C., Le Méhauté, B., 1966. Note on the equations of long waves over an uneven bottom. *J. Geophys. Res.* 71 (2), 393-400.
- Memos C. 2008. Εισαγωγή στα λιμενικά έργα, Εκδόσεις Συμμετρία, Αθήνα
- Memos, C. D., Karambas, Th. V., Avgeris I., (2005). Irregular wave transformation in the nearshore zone: Experimental investigations and comparison with a higher order Boussinesq model. *Ocean Eng.*, 32, 1465-1485.
- Memos, C.D., (2005) Notes on sea-hydrodynamic. NTUA, library.
- Memos, C.D., Karambas, Th.V., Avgeris, I., 2005. Irregular Wave Transformation in the Nearshore Zone: Experimental Investigations and Comparison with a Higher Order Boussinesq Model. *Ocean Engineering* 32, 1465-1485.
- Memos, C.D., Klonaris, G., Chondros, M., 2013. Higher Order Boussinesq–type Models (to appear).
- Metallinos, A. 2011 “Πεδίο ταχυτήτων λόγω κυματισμών στο εσωτερικό ύφαλής κατασκευής”, Μεταπτυχιακή Εργασία. Βιβλιοθήκη Εθνικού Μετσοβίου Πολυτεχνείου.
- Metallinos, A.S., Maria-Eirini A. Emmanouilidou, Memos, C.D., 2013. Wave-induced pore pressures in submerged rubblemound breakwaters simulated by a compound Boussinesq model, *J. Hydraulic Res.* iFirst, 2013, 1–12 [available online at <http://dx.doi.org/10.1080/00221686.2013.848419>]
- Metallinos, A.S., Memos, C.D., 2012. Wave-induced kinematics inside submerged porous structures, *J. Hydraulic Res.* 50(4), 388–394.
- Moutzouris, C. 2007. Σημειώσεις θαλάσσιας υδραυλικής και λιμενικά έργα (ΕΜΠ)
- Munk, W. H. 1949. "The Solitary Wave Theory and Its Application to Surf Problems," *Annals New York Acad. Sci.*, Vol 51, pp 376-423.
- Nadaoka, K., Beji, S., Nakagawa, Y., 1994. A fully-dispersive nonlinear wave model and its numerical solutions. In: Proceedings of the 24th Coastal Engineering Conference, Kobe, 427-441.

- Nwogu O., 1996. Numerical prediction of breaking waves and currents with a Boussinesq model. In: Book of Abstracts, 25th Coastal Engineering Conference, Orlando, 216-217.
- Nwogu, O., 1993. Alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave propagation. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol 119 (6), 618-638.
- Peregrine, D. H. (1967). Long waves on a beach. *Journal of Fluid Mechanics* 27, pp. 815-827.
- Peregrine, D.H., 1983. Breaking waves on beaches. *Annual Review of Fluid Mechanics* 15, 149-178 (Annual Reviews Inc.).
- Rojanakamthom, S., Isobe, M. and Watanabe, A., 1990. Modeling of wave transformation on submerged breakwater. In: Proc. 22nd Int. Conf. Coastal Eng., Delft, 1990. ASCE, pp. 1060-1073.
- Sawaragi, T. and Deguchi, I., 1992. Waves on permeable layers. In: Proc. 23rd Int. Conf. Coastal Eng., Venice. ASCE, pp. 1531-1544.
- Schäffer H. A. (2003). Accurate determination of internal kinematics from numerical wave model results. *Coastal Engineering* 50, pp. 199-211.
- Schäffer H. A. (2004). Another step towards a post-Boussinesq wave model. 291st Int. Conf. on Coastal Engineering, ASCE.
- Schäffer, H. A., Deigaard, R., Madsen, P.A., 1992. A two dimensional surf zone model based on the Boussinesq equations. In: Proceedings of the 23rd Coastal Engineering Conference on Coastal Engineering, ASCE, 1057-1071.
- Schäffer, H. A., Madsen, P. A., (1995). Further enhancements of Boussinesq-type equations. *Coastal Engineering*, Vol. 26, Issues 1-2, Pages 1-14.
- Schäffer, H. A., Madsen, P. A., and Deigaard, R. A. (1993). "A Boussinesq model for waves breaking in shallow water." *Coast. Eng.*, 20, 185-202.
- Seabrook, SR, and Hall, KR, (1998). "Wave Transmission at Submerged Rubble Mound Breakwaters," *Proc 26th Int Conf on Coastal Engineering*, ASCE, pp 2000-2013.
- Siladharma, IGB, and Hall, K (2003). "Diffraction Effect on Wave Transmission at Submerged Breakwaters," Index paper, Internet version.

- Singamsetti, S. R., and Wind, H. G. 1980. "Characteristics of Breaking and Shoaling Periodic Waves Normally Incident on to Plane Beaches of Constant Slope," Report M1371, Delft Hydraulic Laboratory, Delft, The Netherlands.
- Smith, E. R., and Kraus, N. C. 1991. "Laboratory Study of Wave-Breaking Over Bars and Artificial Reefs," *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol 117, No. 4, pp 307-325.
- Sollitt, C. K., Cross, R. H., (1972). Wave transmission through permeable breakwaters. Proc. 13th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, New York, 1827-1846.
- Stive, M.J.F., 1984. Energy dissipation in waves breaking on gentle slopes. *Coastal Engineering* 8, 99-127.
- Stokes, G. G. 1847. "On the Theory of Oscillatory Waves," *Trans. Camb. Phil. Soc.*, Vol 8, pp 441-455.
- Svendsen, I.A., 1984. Wave heights and set-up in a surf zone. *Coastal Eng.* 44, 1-12.
- Svendsen, I.A., Madsen, P.A., 1984. A turbulent bore on a beach. *J. Fluid Mech.* 148, 73-96.523-545.
- Takikawa, K., Yamada, Y., Matsumoto, K., 1997. Internal characteristics of breaking waves over submerged breakwaters. In: *Proceedings of the 7th International Offshore and Polar Engineering Conference*. ISOPE, pp.192-199.
- Tao, J., 1983. Computation of wave runup and breaking on the beach. *Acta Oceanologica Sinica*, Beijing, 6 (5), 692-700 (in Chinese).
- Tsutsui S., Suzuyama K., Ohki K. (1998). Model equations of nonlinear dispersive waves in shallow water and an application of its simplified version to wave evolution on the step-type reef. *Coastal Engineering Journal*, 40, no 1, pp. 41-60.
- Ugo Tomasicchio, 1996. Submerged breakwaters for the defence of the shoreline at Ostia Field experiences. In: *Proceedings of 25th Conference on Coastal Engineering*, Orlando, 2404- 2417.
- Van der Meer, J.W. and Stam, C.J.M. 1992. "Wave runup on smooth and rock slopes", ASCE, *Journal of WPC and OE*, Vol. 188, No. 5, pp. 534-550
- Van der Meer, JW (1990). "Data on Wave Transmission due to Overtopping," Technical Report, Delft Hydraulics Report, No H986.
- Van der Meer, JW, and Daemen, IFR (1994). "Stability and wave transmission at low crested rubble mound structures," *J Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, ASCE, 1994, Vol 100, No 1, pp 1-19.

- Van der Meer, JW, Briganti, R, Wang, B, and Zanuttigh, B (2005). “Wave transmission at low-crested structures, including oblique wave attack”, *Proc Int Conf on Coastal Engineering*, ASCE, 2004, Lisbon, Portugal, pp 915-929.
- Van der Meer, JW, Wang, B, Wolters, A, Zanuttigh, B, and Kramer, M (2003). “Oblique wave transmission over lowcrested structures”, *Proc Coastal Structures 2003*, ASCE, Portland, USA, pp. 567–579.
- Van Gent, M. R. A., (1994). The modeling of wave action on and in coastal structures. *Coastal Eng.*, 22, 311-339.
- Van Gent, M. R. A., (1995). Wave Interaction with Permeable Coastal Structures. Ph. D. Thesis, Delft University of Technology.
- Vidal, C., Losada, M. A., Medina, R., Rubio, J., (1988). Solitary wave transmission through porous breakwaters. *Proc. 21st Int. Conf. on Coastal Eng.*, ASCE, New York, 1073-1083.
- Weggel, J. R. 1972. "Maximum Breaker Height," *Journal of the Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division*, Vol 98, No. WW4, pp 529-548.
- Wei, G., Kirby, J. T., (1995). Time-dependent numerical code for extended Boussinesq equations. *J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.*, 121 (5), 251-261.
- Wei, G., Kirby, J. T., Sinha, A., (1999). Generation of waves in Boussinesq models using a source function method. *Coastal Eng.*, 36, 271-299.
- Wei, G., Kirby, J.T., 1994. A high order time-dependent numerical model for the extended Boussinesq equations. In: *Proceedings of IAHR Symposium: Waves Physical and Numerical Modeling*, Vancouver, 544-553.
- Wei, G., Kirby, J.T., Grilli, S.T., Subramanya, R., 1995. A fully non-linear Boussinesq model for surface waves: Part I. Highly non-linear unsteady waves. *Journal of Fluid Mechanics* 294, 71-92.
- Wei, G., Kirby, J.T., Sinha, A., 1999. Generation of waves in Boussinesq models using a source function method. *Coastal Engineering* 36, 271–299.
- Wei, G., Kirby, T., 1995. Time-dependent numerical code for extended Boussinesq equations. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 121 (5), 251-261.

- Witting, J.M., 1984. A unified model for the evolution of nonlinear water waves. *J. Comp. Phys.*, 203-236.
- Yoon, S.B., Liu, P.L.F., 1989. Interactions of currents and weakly nonlinear water waves in shallow water. *J. Fluid Mech.* 205, 397-419.
- Yu, K., Svendsen, I.A., 1996. A Boussinesq type breaking wave with vorticity. Book of abstracts, 25th Coastal engineering conference, Orlando, 166-167.
- Zelt, J. A. (1991). "The run-up of nonbreaking and breaking solitary waves." *Coast. Eng.*, 15, 205-246.
- Zou Z.L., 1999. Higher order Boussinesq equations. *Ocean Engineering*, 26, pp. 767-792.
- Βερναρδάκης, Σ., 1990. "Βαθμονόμηση διώρυγας κυματισμών βαρύτητας Εργαστηρίου Λιμενικών Έργων Ε.Μ.Π." Διπλωματική εργασία, *Εργαστήριο Λιμενικών Έργων Ε.Μ.Π.*, Αθήνα