



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ
ΤΜΗΜΑ ΠΟΛΙΤΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

Διπλωματική Εργασία

**ΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΟΡΤΙΑ ΣΕ ΥΠΕΡΥΨΩΜΕΝΕΣ ΥΠΕΡΑΚΤΙΕΣ
ΠΛΑΤΦΟΡΜΕΣ
ΤΟΥ
ΚΑΡΥΠΙΔΗ ΧΡΗΣΤΟΥ**

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ : ΒΑΣΙΛΙΚΗ ΚΑΤΣΑΡΔΗ
ΛΕΚΤΟΡΑΣ Π.Θ.

Υπεβλήθη για την εκπλήρωση μέρους των
απαιτήσεων για την απόκτηση του
Διπλώματος Πολιτικού Μηχανικού

2015



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ
ΤΜΗΜΑ ΠΟΛΙΤΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

Διπλωματική Εργασία

**ΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΟΡΤΙΑ ΣΕ ΥΠΕΡΥΨΩΜΕΝΕΣ ΥΠΕΡΑΚΤΙΕΣ
ΠΛΑΤΦΟΡΜΕΣ**

ΤΟΥ

ΚΑΡΥΠΙΔΗ ΧΡΗΣΤΟΥ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ : ΒΑΣΙΛΙΚΗ ΚΑΤΣΑΡΔΗ

ΛΕΚΤΟΡΑΣ Π.Θ.

Υπεβλήθη για την εκπλήρωση μέρους των
απαιτήσεων για την απόκτηση του
Διπλώματος Πολιτικού Μηχανικού

2015



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

Αριθ. Εισ.: 14477/1
Ημερ. Εισ.: 07-09-2017
Δωρεά: Συγγραφέας
Ταξιθετικός Κωδικός: ΠΤ – ΠΜ
2015
ΚΑΡ

© 2015 ΧΡΗΣΤΟΣ ΚΑΡΥΠΙΔΗΣ

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

Ευχαριστίες

Πρώτα από όλα, θέλω να ευχαριστήσω την επιβλέπουσα της διπλωματικής εργασίας μου, κ Βασιλική Κατσαρδή, για την πολύτιμη βοήθεια και καθοδήγηση της κατά την διάρκεια της εκπόνησης των απαιτητών εργασιών. Με την συμβολή της κατάφερα να ξεπεράσω ορισμένα προβλήματα τα οποία προέκυψαν στην πορεία της διπλωματικής εργασίας. Παράλληλα με την υπομονή και την κατανόηση της κατάφερα να εμβαθύνω τις γνώσεις μου σε πολλά θέματα κυματομηχανικής φύσεως.

Επιπλέον, οφείλω να ευχαριστήσω τους πολύ καλούς μου φίλους όχι μόνο για τις ωραίες στιγμές που περάσαμε στο Βόλο αλλά και για την ακατάπαυστη κατανόηση, συμπαράσταση, βοήθεια και ενθάρρυνση όλο αυτόν τον καιρό.

Πάνω από όλα είμαι ευγνώμων στην οικογένεια μου για την ολόψυχη αγάπη, ηθική και υλική υποστήριξη τους όλα αυτά τα χρόνια.

Καρυπίδης Χρήστος

Περίληψη

Στην παρούσα διπλωματική εργασία παρουσιάζεται η ανάλυση του φαινομένου αναρρίχησης των κυματισμών (gun-up) σε κατακόρυφα στοιχεία υπεράκτιων κατασκευών (π.χ. πλατφόρμες εξόρυξης πετρελαίου) καθώς επίσης και των κατακόρυφων δυνάμεων που ασκούνται στο κατάστρωμα των κατασκευών αυτών λόγω του παραπάνω φαινομένου. Η ανάλυση αυτή στηρίζεται σε αποτελέσματα πειραμάτων που διεξήχθησαν στο Imperial College του Λονδίνου και στα πλαίσια αυτής κρίθηκε απαραίτητο να γίνει μια βιβλιογραφική ανασκόπηση σε αρκετές θεωρίες κυματισμών προκειμένου να γίνουν σαφείς οι περιορισμένες γνώσεις που υπάρχουν στο τομέα αυτό σήμερα. Συνεπώς η εργασία αυτή είναι διττής φύσεως και διακρίνεται σε δύο μέρη.

Στο πρώτο μέρος γίνεται αναφορά στον τρόπο που υπολογίζονται οι δυνάμεις εμπειρικά στη βιομηχανία καθώς επίσης και σε βασικές θεωρίες κυματισμών οι οποίες είναι ικανές να δώσουν γραμμικές ή ελαφρώς μη γραμμικές αναλυτικές λύσεις της ανύψωσης και της κινηματικής των κυματισμών. Έπειτα αναφέρονται οι πλήρως μη γραμμικές λύσεις, δηλαδή τα αριθμητικά μοντέλα, που έχουν αναπτυχθεί μέχρι σήμερα τα οποία ωστόσο δεν είναι ακόμα σε θέση να περιγράψουν με ακρίβεια το πρόβλημα με το οποίο ασχολείται η παρούσα εργασία.

Στο δεύτερο μέρος, αρχικά, επεξηγούνται εν συντομία τα φαινόμενα μετασχηματισμού των κυματισμών που μπορεί να προκύψουν στην περιοχή γύρω από ένα κύλινδρο – κολώνα και αναφέρονται επιγραμματικά παλαιότερα πειράματα που είχα γίνει στον τομέα των φαινομένων που μελετώνται στην εργασία αυτή. Στη συνέχεια γίνεται περιγραφή της πραγματικής κατασκευής όπως επίσης και του φυσικού ομοιώματος που χρησιμοποιήθηκε στο πείραμα. Έπειτα παρατίθεται η επεξεργασία των αποτελεσμάτων με απώτερο σκοπό να εξακριβωθεί η σχέση ταχύτητας αναρρίχησης και κατακόρυφης δύναμης.

Τέλος, η εργασία ολοκληρώνεται με την εξαγωγή των συμπερασμάτων. Παρατηρήθηκε ότι οι μονοκατευθυντικοί κυματισμοί επιφέρουν τη μεγαλύτερη καταπόνηση του καταστρώματος και ότι η πίεση κατανέμεται σε μεγαλύτερη επιφάνεια σε σχέση με τους κατευθυντικούς κυματισμούς. Ωστόσο οι τελευταίοι θα πρέπει να μελετηθούν πιο διεξοδικά και να λαμβάνονται σοβαρά υπόψιν στην ανάλυση των υπεράκτιων κατασκευών.

Abstract

The current thesis presents the analysis of the phenomenon of vertically climbing waves (run-up) in vertical offshore construction elements (such as oil extraction platforms) as well as the vertical forces exerted on the deck of these constructions because of the above mentioned phenomenon. The analysis is based on experimental results which were conducted at Imperial College of London and within that, a literature review on several wave theories was deemed necessary in order to clarify the limited knowledge available in this field today. Therefore this project has a dual purpose and divided into two parts.

The first part refers to the empirical way that the forces are calculated for industrial purposes as well as basic undulation theories which are able to present analytical results regarding the wave elevation as well as the speeds and accelerations both in a linear and in a slightly non-linear plane. Furthermore, completely non-linear solutions are reported, namely models that have been developed to date however none of which are able to provide detailed solutions and require further investigation.

In the second part, the phenomena of transformation of the ripples that might occur in the area around a cylinder – column are briefly explained and earlier experiments conducted in the field of phenomena associated with this study are presented. Afterwards a description of the actual structure as well as the scaled model used in the experiment are depicted. The analysis of the results is also presented the purpose of which is to ascertain the relative climbing speed and vertical force.

Finally, the work ends with the extraction of various conclusions. It was observed that the unidirectional waves cause greater stress on the deck and that the pressure is distributed over a larger area comparing to the directional waves. However the latter should be studied more thoroughly and be taken seriously into consideration in the analysis of offshore structures.

Πίνακας περιεχομένων

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: Εισαγωγή.....	1
1.1 Σκοπός της εργασίας	2
1.2 Οργάνωση της διπλωματικής εργασίας.....	2
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 : Βιβλιογραφική ανασκόπηση	3
2.1. Εξίσωση Morrison	3
2.2. Αναλυτικές μέθοδοι- Κυματικές θεωρίες.....	4
2.2.1 Γραμμικές λύσεις.....	4
2.2.2 Μη γραμμικές λύσεις.....	9
2.3 Πλήρως μη γραμμικές λύσεις (μοντέλα).....	14
2.3.1 Μοντέλα που δεν συμπεριλαμβάνουν κατασκευές στην ανάλυση.....	14
2.3.2 Μοντέλα που μπορούν να συμπεριλάβουν κατασκευές στην ανάλυση.....	17
2.3.3 Συμπεράσματα.....	21
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: Μετασχηματισμοί κυματισμών γύρω από ένα κύλινδρο	22
3.1 Ανάλυση φαινομένων μετασχηματισμού των κυματισμών	22
3.1.1 Ανάκλαση.....	22
3.1.2 Περίθλαση.....	23
3.1.3 Περιδίνηση (Vortex Shedding).....	25
3.1.4 Αναρρίχηση κυματισμού (Run-up).....	26
3.1.5 Wave Slamming	26
3.1.6 Συνδυασμός φαινομένων μετασχηματισμού	28
3.2 Πειράματα	28
3.3 Πείραμα Sleipner.....	29
3.3.1 Πραγματική κατασκευή	29
3.3.2 Φυσικό ομοίωμα	31
3.3.3 Κυματικές συνθήκες	32
3.3.4 Σκοπός του πειράματος	33
3.3.5 Επεξεργασία αποτελεσμάτων.....	35
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4 : Συμπεράσματα	46
Βιβλιογραφία.....	51

Λίστα εικόνων

3.1 Ανάκλαση κυματισμού

3.2.1: (α) Περίθλαση κυματισμού τύπου 1 (φωτογραφία)

3.2.2: (α) Περίθλαση κυματισμού τύπου 2 (φωτογραφία)

3.3: Περιδίνηση κυματισμού

3.4: Αναρρίχηση κυματισμού

3.5: Wave slamming οριζόντιο στις κολώνες και κατακόρυφο στο κατάστρωμα

3.6: Wave slamming κατακόρυφο κάτω από το κατάστρωμα

3.7: Πλατφόρμα Sleipner A GBS

3.8: Κολώνες μεταβαλλόμενης διατομής και κύλινδροι σκυροδέματος στη βάση

3.9: (α) Πλαϊνή όψη του μοντέλου με διαστάσεις εργαστηρίου, **(β)** Κάτοψη μοντέλου

3.10: Φωτογραφία μοντέλου τοποθετημένο στη λεκάνη του εργαστηρίου

3.11: Κάτοψη του καταστρώματος με τη διάταξη των πιεζομετρητών

3.12: Πλαϊνή όψη δυτικής κολώνας με τα ύψη αναφοράς

Λίστα σχημάτων

2.1: Αναπαράσταση φασμάτων JONSWAP και Pierson – Moskowitz

2.2: Διαφορές κυματισμών 1ης και 2ης τάξης Stokes

2.3: Προφίλ ελεύθερης επιφάνειας όλων των κυματικών θεωριών

3.2.1: (β) αναλυτικό σχήμα περίθλασης κυματισμού τύπου 1

3.2.2: (β) αναλυτικό σχήμα περίθλασης κυματισμού τύπου 2

Λίστα πινάκων

- 3.1:** Αναπαραστάσεις μονοκατευθυντικών κυματισμών με τις μέγιστες πιέσεις στον ίδιο χρόνο
- 3.2:** Αναπαραστάσεις κατευθυντικών κυματισμών με τις μέγιστες πιέσεις στον ίδιο χρόνο
- 3.3:** Εξασφάλιση επαναληπτικότητας για την αναπαράσταση 15 (μονοκατευθυντικός κυματισμός)
- 3.4:** Εξασφάλιση επαναληπτικότητας για την αναπαράσταση 13 (κατευθυντικός κυματισμός)
- 3.5:** Μέγιστες πιέσεις και για τα ύψη αναφοράς $z=5, z=10, z=15, z=20$ (μονοκατευθυντικοί κυματισμοί)
- 3.6:** Μέγιστες πιέσεις και για τα ύψη αναφοράς $z=5, z=10, z=15, z=20$ (κατευθυντικοί κυματισμοί)

Λίστα διαγραμμάτων

- 3.1:** Μέγιστη και μέση πίεση για τις αναπαραστάσεις μονοκατευθυντικών και κατευθυντικών κυματισμών
- 3.2:** Μέγιστη και μέση πίεση για τις αναπαραστάσεις και των δύο ειδών
- 3.4:** (α) διάγραμμα μέγιστης πίεσης – ταχύτητας για ύψος αναφοράς $z=+5$ m
(β) διάγραμμα μέγιστης πίεσης – ταχύτητας για ύψος αναφοράς $z=+10$ m
(γ) διάγραμμα μέγιστης πίεσης – ταχύτητας για ύψος αναφοράς $z=+15$ m
(δ) διάγραμμα μέγιστης πίεσης – ταχύτητας για ύψος αναφοράς $z=+20$ m
- 3.5:** Μέγιστη πίεση για τις αναπαραστάσεις μονοκατευθυντικών κυματισμών
- 4.1:** Αναπαράσταση 15 για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς
- 4.2:** Αναπαράσταση 13 για τους κατευθυντικούς κυματισμούς
- 4.3:** Μέσες τιμές πιέσεων μετά από 6 επαναλήψεις για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς (αναπαράσταση 15)
- 4.4:** Μέσες τιμές πιέσεων μετά από 6 επαναλήψεις για κατευθυντικούς κυματισμούς (αναπαράσταση 13)
- 4.5:** Μέγιστες τιμές πιέσεων μετά από 6 επαναλήψεις για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς (αναπαράσταση 15)
- 4.6:** Μέγιστες τιμές πιέσεων μετά από 6 επαναλήψεις για κατευθυντικούς κυματισμούς (αναπαράσταση 13)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: Εισαγωγή

Η θάλασσα και οι ωκεανοί ήταν πάντα ένα μυστήριο για τον άνθρωπο. Η σχέση του με αυτά ήταν ανέκαθεν ισχυρή καθώς αρκετές φορές του παρείχαν τροφή και του επέτρεπαν να ταξιδεύει από το ένα μέρος στο άλλο. Ωστόσο δεν έδειχναν πάντοτε το καλό τους πρόσωπο απέναντί του. Μεγάλα κύματα, φουρτούνες και τρικυμίες επέφεραν μεγάλες καταστροφές και προκαλούσαν το φόβο τόσο στους ναυτικούς όσο και σε κατοίκους παραθαλάσσιων περιοχών. Σήμερα, ο άνθρωπος πραγματοποιεί μια τεράστια προσπάθεια με σκοπό να την κατανοήσει και να την εκμεταλλευτεί προς όφελος του.

Στον τομέα παράκτιων και υπεράκτιων κατασκευών, οι κυματισμοί είναι τα στοιχεία που μας απασχολούν και θα μας απασχολούν πάντα. Γενικά, ως κυματισμός, ορίζεται μια διαταραχή η οποία μεταφέρεται μέσα στο χρόνο και στο χώρο. Θαλάσσιος ανεμογενής κυματισμός χαρακτηρίζεται γενικά το σύνολο των φαινομένων που παρουσιάζονται στην επιφάνεια της θάλασσας και που οφείλονται κυρίως στην απορρόφηση κινητικής ενέργειας του ανέμου και στη δύναμη της βαρύτητας. Το ενεργειακό τους περιεχόμενο είναι αυτό που ενδιαφέρει το επάγγελμα του πολιτικού μηχανικού, καθώς αποτελεί το σημαντικότερο παράγοντα φόρτισης των θαλάσσιων κατασκευών και η μελέτη και κατανόηση αυτού είναι μείζονος σημασίας.

Όσον αφορά τις θαλάσσιες κατασκευές, οι γνώσεις μας βρίσκονται ακόμα σε πολύ πρώιμο στάδιο και οι γνώσεις αυτές λιγοστεύουν όσο η απόσταση της κατασκευής από τη στεριά μεγαλώνει. Ο λόγος γίνεται για τις υπεράκτιες πλατφόρμες άντλησης πετρελαίου, οι οποίες κατατάσσονται στην κατηγορία των «ιδιαίτερων» κατασκευών και ένα είδος από αυτές μελετάται στην παρούσα εργασία.

1.1 Σκοπός της εργασίας

Σκοπός της διπλωματικής αυτής εργασίας είναι η μελέτη των ταχυτήτων με τις οποίες τα κύματα αναρριχώνται στις κολώνες της πλατφόρμας καθώς επίσης και οι κατακόρυφες δυνάμεις που προκαλούνται εξαιτίας αυτού του φαινομένου.

1.2 Οργάνωση της διπλωματικής εργασίας

Το υπόλοιπο αυτής της διπλωματικής εργασίας χωρίζεται σε τρεις ενότητες που καταλαμβάνουν τα Κεφάλαια 2 - 4, αντίστοιχα. Συγκεκριμένα:

- Στο κεφάλαιο 2 γίνεται μια εκτενής βιβλιογραφική ανασκόπηση στις θεωρίες κυματισμών, κάποιες από τις οποίες χρησιμοποιούνται ευρέως στη βιομηχανία μέχρι σήμερα. Επίσης αναφέρονται και κάποια πρόσφατα μοντέλα κυματισμών, κάποια από τα οποία μπορούν να συμπεριλάβουν και κατασκευή στην ανάλυση τους.
- Στο κεφάλαιο 3 επεξηγούνται οι πιθανοί μετασχηματισμοί των κυματισμών και περιγράφεται η προσομοίωση μια πλατφόρμας τύπου βαρύτητας που έγινε στο εργαστήριο του Imperial College του Λονδίνου. Ακόμη αναφέρονται συνοπτικά η διαδικασία του όλου πειράματος ,καθώς επίσης και οι παράμετροι που λήφθηκαν υπόψιν. Ακόμη παρατίθενται οι υπολογισμοί των κατακόρυφων δυνάμεων που προέκυψαν αντίστοιχα από τις κατακόρυφες συνιστώσες της ταχύτητας του κύματος και γίνεται σύγκριση των υπολογισμών αυτών με τις μετρήσεις που καταγράφηκαν από το πείραμα.
- Στο κεφάλαιο 4 ολοκληρώνεται η εργασία με την εξαγωγή των συμπερασμάτων καθώς επίσης και με προτάσεις για την περαιτέρω εξέλιξη και βελτίωση στον τρόπο υπολογισμού των κατακόρυφων δυνάμεων εξαιτίας των κυματισμών.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 : Βιβλιογραφική ανασκόπηση

2.1. Εξίσωση Morrison

Ο πιο απλός τρόπος υπολογισμού φορτίων κυματισμών είναι η χρήση της εξίσωσης Morrison, η οποία στηρίζεται στην υπόθεση ότι τα προσπίπτοντα κύματα δεν επηρεάζονται από την παρουσία της κατασκευής. Η εξίσωση αυτή εφαρμόζεται για τιμές του λόγου $D/\lambda \ll 0.2$ (όπου λ το μήκος κύματος και D η διάμετρος του κυλίνδρου) και δίνει την δύναμη F ανά μονάδα μήκους που δρα σε ένα κατακόρυφο κύλινδρο ως:

$$F = C_D \frac{1}{2} \rho u |u| D + C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{\partial u}{\partial t} \quad (2.1)$$

όπου ρ είναι η πυκνότητα του ρευστού, u είναι η οριζόντια ταχύτητα του ρευστού και C_D και C_M οι εμπειρικοί συντελεστές συρτικής και αδρανειακής δύναμης.

Ο πρώτος όρος, ή αλλιώς συρτική δύναμη, προκύπτει από τη διαφορά πίεσης γύρω από ένα σώμα. Η διαφορά αυτή οφείλεται στην δημιουργία μιας ασταθούς ροής μικρότερης πίεσης στο πίσω μέρος του σώματος, καθώς η ταχύτητα του ρευστού που το διαπερνάει αυξάνεται. Ο συρτικός συντελεστής ορίζεται ως:

$$C_D = \frac{F_D}{(1/2 \rho u^2) A} \quad (2.2)$$

όπου F_D είναι η συρτική δύναμη και A η προβαλλόμενη επιφάνεια.

Ο δεύτερος όρος, ή αλλιώς αδρανειακή δύναμη, σχετίζεται με την μη μόνιμη κατανομή πίεσης εξαιτίας της μη μόνιμης ροής λαμβάνοντας υπόψιν τα φορτία που δέχεται ένα βυθισμένο στο νερό σώμα εξαιτίας της επιτάχυνσης του ρευστού που διαπερνά το σώμα. Ο αδρανειακός συντελεστής λαμβάνει διάφορες τιμές ανάλογα με το βαθμό διάσπασης της ροής και το σχηματισμό απόνερων τυρβοειδούς μορφής.

Το κατά πόσο υπερισχύει ο πρώτος ή ο δεύτερος όρος της εξίσωσης Morrison καθορίζεται από τον αριθμό Keulegan – Carpenter (KC). Ο αριθμός KC ορίζεται ως ο λόγος UT/D όπου U είναι η ταχύτητα του ρευστού, D το εξεταζόμενο – αντιπροσωπευτικό μήκος (π.χ. εδώ η διάμετρος του κυλίνδρου) και T η περίοδος του κύματος. Σε περιπτώσεις όπου $KC < 5$ η συνολική δύναμη συμβάλει σε μεγαλύτερο ποσοστό από την αδρανειακή δύναμη ενώ αντίθετα σε περιπτώσεις όπου $KC > 20$ η συνολική δύναμη προκύπτει σε μεγαλύτερο ποσοστό από την συρτική.

Όπως προαναφέρθηκε η εξίσωση Morrison στηρίζεται στην παραδοχή ότι η παρουσία της κατασκευής δεν επηρεάζει τα προσπίπτοντα κύματα και δεν διαταράσσεται η ροή. Για αυτό και η εφαρμογή της κατά τον υπολογισμό των φορτίων θα πρέπει να γίνεται με πολύ μεγάλη προσοχή. Επίσης στην παρούσα εργασία εξετάζονται τα φορτία κυματισμών πάνω σε μια πλατφόρμα τύπου βάσεως βαρύτητας στην οποία χρησιμοποιούνται κολώνες μεγάλης διαμέτρου. Για το λόγο αυτό γίνεται κατανοητό ότι οι ταχύτητες των κυματισμών που προσπίπτουν στην κατασκευή θα παίξουν πολύ σημαντικότερο ρόλο σε σχέση με τις επιταχύνσεις πράγμα που σημαίνει ότι στον υπολογισμό των φορτίων θα συμβάλλουν σε πολύ μεγαλύτερο ποσοστό οι συρτικές δυνάμεις και όχι τόσο οι αδρανειακές.

2.2. Αναλυτικές μέθοδοι- Κυματικές θεωρίες

2.2.1 Γραμμικές λύσεις

Θεωρία Airy

Εξαιτίας της τεράστιας ποικιλίας των μορφών που έχουν οι κυματισμοί και της συνεχούς μεταβολής των χαρακτηριστικών τους δεν είναι δυνατό μια μόνο θεωρία να περιγράψει όλες τις μεταβλητές. Στην πιο απλή μορφή η ανύψωση της επιφάνειας η δίνεται από μία συνημιτονοειδή σχέση η οποία είναι συνάρτηση της οριζόντιας μετατόπισης και του χρόνου.

$$\eta = a \cos(kx - \omega t) \quad (2.3)$$

όπου a το πλάτος κυματισμού, k ο κυματικός αριθμός και ω η γωνιακή συχνότητα. Η τελευταία προκύπτει με επαναληπτική συνήθως διαδικασία και δίνεται από την εξίσωση διασποράς:

$$\omega^2 = gk \tanh(kd) \quad (2.4)$$

Παραγωγίζοντας την συνάρτηση δυναμικού Φ ως προς x και z και σε συνδυασμό με τις οριακές συνθήκες προκύπτουν η οριζόντια και η κατακόρυφη συνιστώσα της ταχύτητας που δίνονται από τις εξισώσεις:

$$u = \frac{\alpha \omega \cosh [k(z + d)]}{\sinh(kd)} \sin(\omega t - kx) \quad (2.5)$$

$$w = \frac{\alpha \omega \sinh [k(z + d)]}{\sinh(kd)} \cos(\omega t - kx) \quad (2.6)$$

Αντίστοιχα παραγωγίζοντας τις συνιστώσες της ταχύτητας ως προς το χρόνο προκύπτουν η οριζόντια και η κατακόρυφη συνιστώσα της επιτάχυνσης από τις παρακάτω εξισώσεις:

$$\alpha_x = \frac{\partial u}{\partial t}, \quad \alpha_z = \frac{\partial w}{\partial t} \quad (2.7)$$

Η θεωρία αυτή γνωστή ως κυματική θεωρία Airy (1845) ή Stokes 1^{ης} τάξης ισχύει μόνο για ύψη κυματισμών H που είναι πολύ μικρά σε σχέση με το βάθος του νερού d και το μήκος κύματος λ , δηλαδή όταν $H < d$ και $H \ll \lambda$. Επίσης, οι μονοχρωματικοί κυματισμοί περιέχουν μία μόνο συχνότητα) κι έτσι η θεωρία κρίνεται ανεπαρκής για τον προσδιορισμό των χαρακτηριστικών των πραγματικών κυματισμών που εξετάζεται σε μία υπεράκτια κατασκευή.

Ενεργειακά φάσματα

Στα ανοιχτά των ωκεανών είναι αδύνατο να παρακολουθείται και να μελετάται κάθε κύμα ξεχωριστά. Στην πραγματικότητα η προσέγγιση αυτή δεν έχει και πολύ νόημα ακόμα κι αν ο εξοπλισμός που υπήρχε ήταν πάρα πολύ καλός. Αυτό που χρειάζεται είναι ένας εύκολος τρόπος για να προσδιοριστούν τα διάφορα χαρακτηριστικά των κυματισμών. Λαμβάνοντας υπόψιν λοιπόν την κατανομή της ενέργειας των κυματισμών σε ένα φάσμα συχνοτήτων και σε συνδυασμό με παρατηρήσεις πεδίου δημιουργήθηκαν διάφορα εμπειρικά ενεργειακά φάσματα. Σε επίπεδο σχεδιασμού, πιθανώς το πιο διαδεδομένο είναι το φάσμα JONSWAP. Δημιουργήθηκε από τον Hasselmann κ.α. (1970) και βασίζεται σε δεδομένα από παρατηρήσεις που έγιναν στη Βόρεια θάλασσα. Είναι κατάλληλο για την περιγραφή ανεμογενών θαλάσσιων κυματισμών που έχουν περιορισμένο μήκος αναπτύγματος και η εξίσωση είναι η εξής:

$$E(f) = 0.0081g^2(2\pi)^{-4}f^{-5}\exp\left[-1.25\left(\frac{f}{f_p}\right)^{-4}\right]\gamma^r$$

Όπου,

$$r = \exp\left[-\frac{(f-f_p)^2}{2\sigma^2 f_p^2}\right],$$

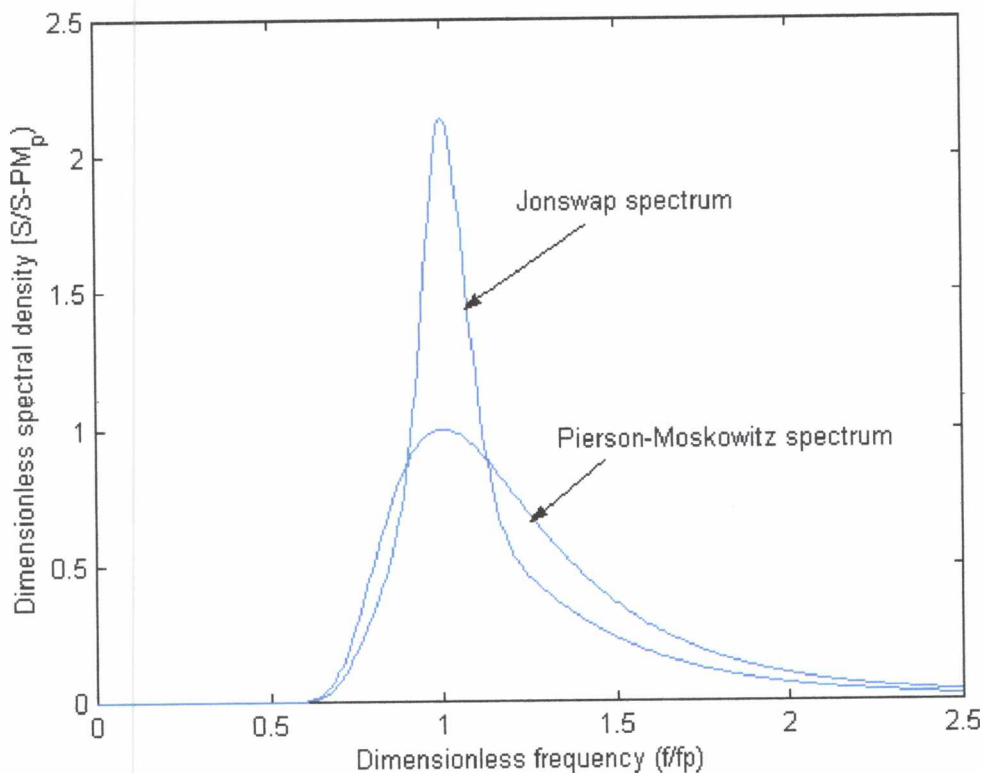
$$\sigma = \begin{cases} 0,07 & \text{για } f \leq f_p \\ 0,09 & \text{για } f > f_p \end{cases}$$

f : η συχνότητα της συνιστώσας κύματος,

f_p : η μέγιστη συχνότητα του φάσματος και

γ : συντελεστής ενίσχυσης

Ένα άλλο εμπειρικό ενεργειακό φάσμα είναι το φάσμα Pierson – Moskowitz (PM), το οποίο απευθύνεται σε πλήρως ανεπτυγμένους κυματισμούς. Είναι μια ειδικότερη περίπτωση του JONSWAP με $\gamma=1$ και δεν μας απασχολεί στην παρούσα εργασία. Ενδεικτικά δίνεται σχηματικά η αναπαράσταση των δύο φασμάτων (σχήμα 2.1).



Σχήμα 2.1: Αναπαράσταση φασμάτων JONSWAP και Pierson – Moskowitz

Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι πραγματικοί κυματισμοί ή αλλιώς μη κανονικοί κυματισμοί χαρακτηρίζονται οι τυχαίοι – όχι μόνιμοι κυματισμοί όσον αφορά τη μορφή και τη διεύθυνση διάδοσης όπως πχ τα κύματα των ωκεανών. Οι πραγματικοί κυματισμοί δεν είναι μονοχρωματικοί διότι η επιφάνεια της θάλασσας αποτελείται από μια μεγάλη ποικιλία επιμέρους κυματισμών διαφορετικών διευθύνσεων, συχνοτήτων, φάσεων και ευρών για αυτό και η εξαγωγή των διαφόρων υδραυλικών

χαρακτηριστικών τους γίνεται με εξελεγμένες στατιστικές μεθόδους (στοχαστική ανάλυση) όπως αναφέρθηκε παραπάνω.

Κατευθυντικότητα

Μέχρι τώρα σύμφωνα με την θεωρία τυχαίων κυματισμών όλοι οι κυματισμοί διαδίδονται σε μια διεύθυνση όπως και φαίνεται και στη σχέση (2.8). Στην πραγματικότητα όμως πολλές από τις συνιστώσες της εν λόγω σχέσης μπορεί να διαδίδονται υπό μια γωνία θ σε σχέση με την κύρια διεύθυνση διάδοσης. Με σκοπό λοιπόν να συμπεριληφθεί η κατευθυντικότητα στο σχεδιασμό των κατασκευών θεωρείται ότι η κατανομή συχνοτήτων και κατευθυντικότητας είναι δύο ανεξάρτητα μεγέθη. Συνεπώς σε μια φασματική αναπαράσταση ισχύει:

$$S_{\eta\eta}(\omega, \theta) = D(\theta)S_{\eta\eta}(\omega) \quad (2.11)$$

Όπου $S_{\eta\eta}(\omega)$ η κατανομή συχνοτήτων

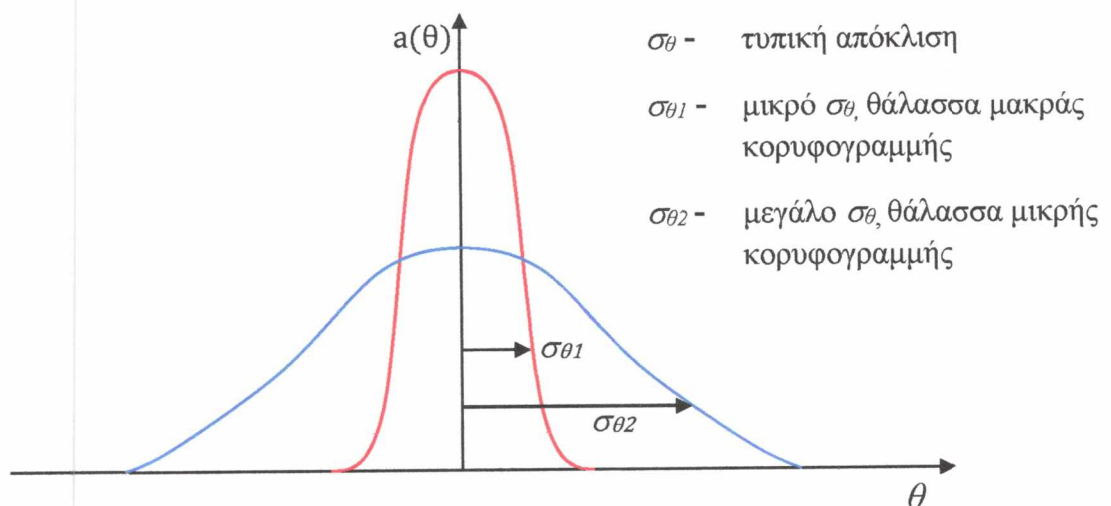
$D(\omega)$ η κατευθυντική κατανομή

Με άλλα λόγια η ίδια κατευθυντική κατανομή απευθύνεται σε όλες τις συχνότητες των συνιστωσών.

Για σχεδιαστικούς λόγους η κατευθυντικότητα συνήθως παρουσιάζεται με:

i. Κανονική κατανομή

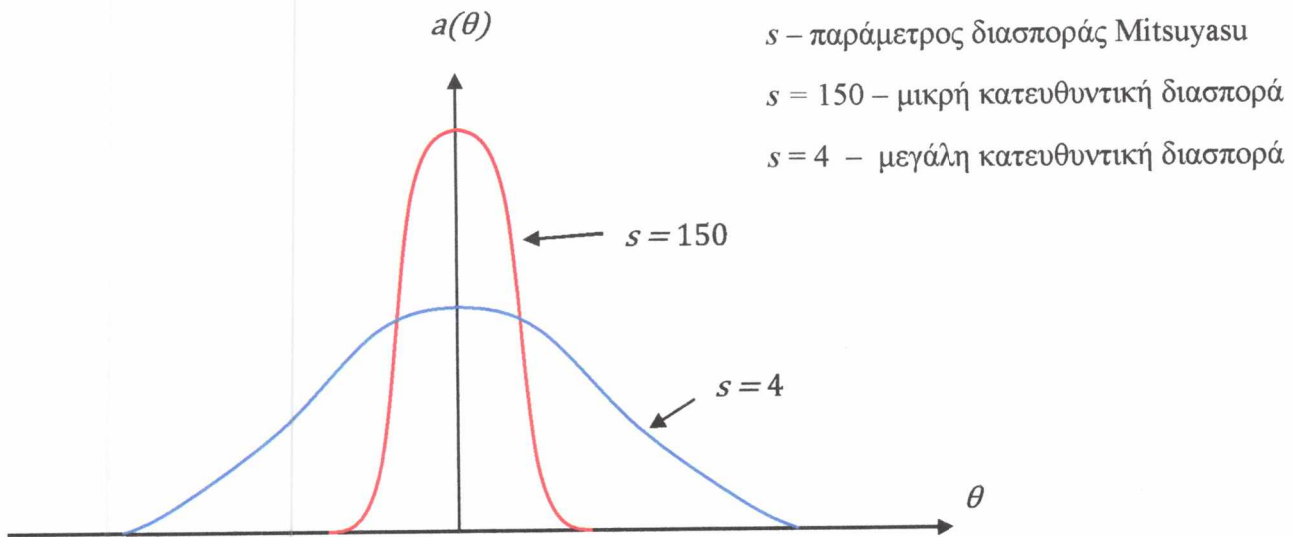
$\alpha(\theta) = \frac{A}{\sigma_\theta} \exp\left(\frac{-\theta^2}{2\sigma_\theta^2}\right)$ όπου A ο συντελεστής κανονικοποίησης



Τυπικές τιμές σε καταγίδες της Βόρειας θάλασσας, $\sigma_\theta \approx 30^\circ$

ii. Κατανομή Mitsuyasu

$$\alpha(\theta) = A \cos^s \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad \text{όπου } A \text{ ο συντελεστής κανονικοποίησης}$$



Τυπικές τιμές σε καταιγίδες της Βόρειας θάλασσας, $\sigma_\theta \approx 30^\circ$

Γενικά οι μονοκατευθυντικοί κυματισμοί χαρακτηρίζονται από μακριές κορυφογραμμές σταθερού ύψους ενώ αντίθετα οι κατευθυντικοί κυματισμοί χαρακτηρίζονται από κορυφογραμμές περιορισμένου μήκους χωρίς σταθερό ύψος κυματισμού.

Τυχαίοι γραμμικοί κυματισμοί (Linear Random Wave Theory - LRWT)

Παρόλο που η Θεωρία Airy δεν επαρκεί για την περιγραφή κανονικών γραμμικών κυματισμών μπορεί να θεωρηθεί μέρος ή ακόμα και βάση της λεγόμενης θεωρίας τυχαίων γραμμικών κυματισμών. Με σκοπό να ληφθεί υπόψη η μη κανονικότητα των θαλάσσιων κυματισμών η LRWT στηρίζεται στην υπόθεση ότι η επιφάνεια του νερού μπορεί να περιγραφεί από ένα άθροισμα μεγάλου αριθμού γραμμικών ελεύθερων συνιστωσών. Οι συνιστώσες αυτές (επιμέρους κύματα) συνθέτουν μια τυχαία κατάσταση της θάλασσας και με γραμμικό άθροισμα αυτών προκύπτουν οι εξής εξισώσεις ανύψωσης της επιφάνειας και των ταχυτήτων:

$$\eta = \sum_{m=1}^M a_m \cos(k_m x - \omega_m t + \varphi_m) \quad (2.8)$$

$$u = \sum_{m=1}^M \frac{\alpha_m \omega_m \sinh [k_m(z+d)]}{\sinh(k_m d)} \sin(\omega_m t - k_m x + \varphi_m) \quad (2.9)$$

$$w = \sum_{m=1}^M \frac{\alpha_m \omega_m \cosh [k_m(z+d)]}{\sinh(k_m d)} \cos(\omega_m t - k_m x + \varphi_m) \quad (2.10)$$

Όπου α_m , k_m , ω_m και φ_m είναι το πλάτος κυματισμού, ο κυματικός αριθμός, η γωνιακή συχνότητα και η φάση του m -οστού όρου αντίστοιχα. Το μοντέλο δίνει την γραμμική περιγραφή μιας μη κανονικής και μη μόνιμης κατάστασης της θάλασσας. Επίσης πρέπει να σημειωθεί ότι η παραπάνω θεωρία μπορεί να συμπεριλάβει την κατευθυντικότητα παρέχοντας μια τρισδιάστατη λύση.

Το κύριο μειονέκτημα αυτής της μεθόδου είναι ότι αμελεί όλους τους μη γραμμικούς όρους. Παρόλο που το γεγονός αυτό διευκολύνει πάρα πολύ τους υπολογισμούς δεν είναι ακριβές π.χ. για ακραία κύματα (extreme waves) τα οποία είναι κατά βάση μη γραμμικά. Αυτό είναι πολύ σημαντικό ειδικά όταν μελετάται η κινηματική των σωματιδίων κοντά στην επιφάνεια του νερού, όπου οι μη γραμμικοί όροι δεν μπορούν να θεωρηθούν αμελητέοι με αποτέλεσμα οι ταχύτητες να υπερεκτιμούνται. Η υπερεκτίμηση αυτή οφείλεται στο λεγόμενο high frequency contamination. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αυτού του φαινομένου αποτελεί η αλληλεπίδραση ενός κύματος με μεγάλο μήκος κύματος και μεγάλη περίοδο με ένα δεύτερο με πολύ μικρότερο μήκος και εξίσου μικρή περίοδο. Κατά το γραμμικό άθροισμα αυτών των δύο θα προκύψουν μεγάλα σφάλματα διότι η LRWT δεν λαμβάνει υπόψιν το γεγονός ότι κύματα του δεύτερου τύπου δεν συγχωνεύονται με κύματα του πρώτου αλλά διαδίδονται πάνω σε αυτά.

Με σκοπό την άμεση εφαρμογή της θεωρίας χωρίς να υπερεκτιμά τις ταχύτητες κοντά στην επιφάνεια προτάθηκαν διάφοροι εμπειρικοί τρόποι διόρθωσης με πιο διαδεδομένο αυτόν του Wheeler (1970). Οι εμπειρικοί αυτοί τύποι παρά το γεγονός ότι διορθώνουν τις ταχύτητες δεν ικανοποιούν την εξίσωση συνέχειας της μάζας και επειδή ακριβώς είναι εμπειρικοί δεν δίνουν σωστές και ακριβείς λύσεις και συνεπώς δεν προτείνονται. Παρόλα αυτά χρησιμοποιούνται ευρέως στην βιομηχανία.

2.2.2 Μη γραμμικές λύσεις

Μέχρι στιγμής παρουσιάστηκαν οι γραμμικές λύσεις. Με σκοπό να ξεπεραστούν οι περιορισμοί της γραμμικότητας και να περιγραφεί καλύτερα το μη συμμετρικό προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας που εμφανίζει ασυμμετρία τόσο κατά τον κατακόρυφο όσο και κατά τον οριζόντιο άξονα η γραμμική θεωρία Airy επεκτάθηκε αργότερα από τον Stokes (1888) σε μη γραμμικές ανώτερης τάξης. Επεκτάθηκε

αρχικά σε μη γραμμική θεωρία 2^{ης} τάξης και στην συνέχεια με τον Fenton (1985) περιέλαβε όρους μέχρι 5^{ης} τάξης. Τα μοντέλα αυτά όμως μπορούν να θεωρηθούν ακριβή μόνο για κύματα όχι πολύ μακροσκελή και πολύ ψηλά. Παρακάτω παρουσιάζονται ενδεικτικά οι εξισώσεις 2^{ης} τάξης της θεωρίας Stokes:

$$\eta = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) + \frac{H^2 k \cosh(kd)}{16 \sinh^3(kd)} (2 + \cosh(2kd)) \cos 2(kx - \omega t) \quad (2.12)$$

Και αντίστοιχα οι συνιστώσες της ταχύτητας:

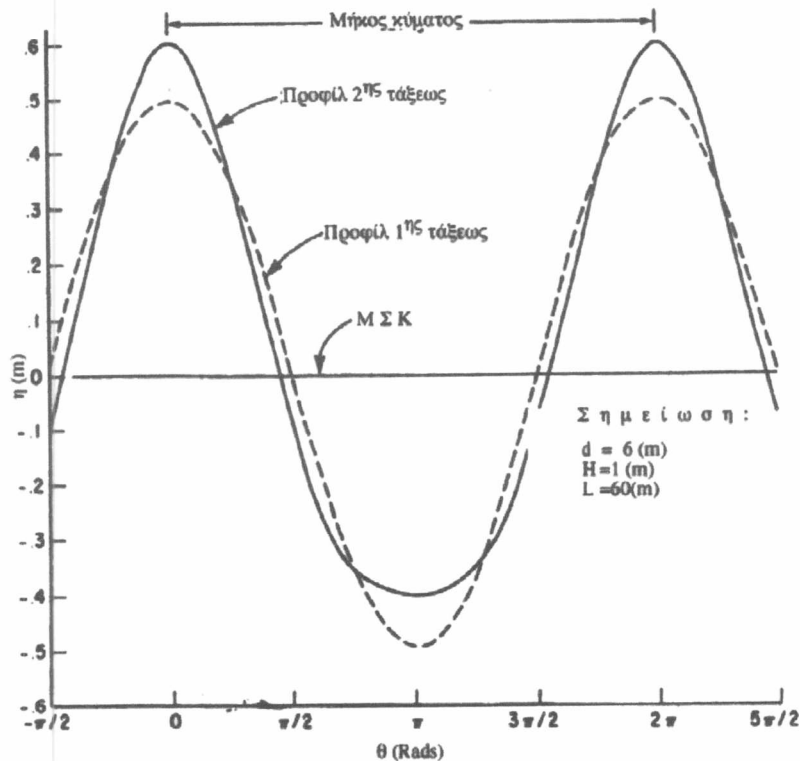
$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (2.13)$$

$$w = \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (2.14)$$

Όπου Φ η συνάρτηση δυναμικού που προκύπτει από συνδυασμό των συναρτήσεων δυναμικού 1^{ης} και 2^{ης} τάξης:

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

Στο ακόλουθο σχήμα (σχήμα 2.2) φαίνονται οι διαφορές των θεωριών 1^{ης} και 2^{ης} τάξεως. Οι κορυφές γίνονται οξύτερες και οι κοιλίες ρηχάινουν. Επίσης το κύμα αποκτά ασυμμετρία ως προς Μέση Στάθμη Κυματισμών (ΜΣΚ).



Σχήμα 2.2: Διαφορές κυματισμών 1^{ης} και 2^{ης} τάξης Stokes

Η εξίσωση διασποράς (εξ. 2.4) που συνδέει το ω με το k παραμένει η ίδια με την αντίστοιχη της πρώτης τάξης.

Μια άλλη μέθοδος περιγραφής κανονικών μη γραμμικών κυματισμών αλλά πιο ακριβής είναι η χρήση σειρών Fourier. Η διαφορά έγκειται στο γεγονός ότι στην τελευταία μέθοδο οι συντελεστές υπολογίζονται αριθμητικά λύνοντας τις πλήρως μη γραμμικές εξισώσεις σε αντίθεση με τη Stokes όπου οι συντελεστές προέκυπταν από θεωρήση perturbation expansions. Στην ιδέα αυτή στηρίχτηκε η ανάπτυξη ενός πιο εξελιγμένου τρόπου υπολογισμού των συντελεστών, κατά τον οποίο αντί του δυναμικού ταχύτητας για τις μεταβλητές πεδίου (Chappelear 1961) χρησιμοποιήθηκε η ροϊκή συνάρτηση (Dean 1965). Η καινοτομία αυτή οδήγούσε σε πιο απλές μαθηματικές εξισώσεις και ονομάστηκε Θεωρία Ροϊκής Συνάρτησης. Λίγο αργότερα μια ακόμα πιο απλή μέθοδος ακόμα και για τα υπολογιστικά προγράμματα δόθηκε από τον Fenton (1988) στην οποία η κύρια απλοποίηση ήταν ότι οι μερικοί παράγωγοι που ήταν απαραίτητοι για την λύση των εξισώσεων βρίσκονταν αριθμητικά. Αποτελέσματα αυτών των αριθμητικών μεθόδων έδειξαν ότι μπορούν να αποδώσουν πολύ ακριβείς λύσεις με τη χρήση όρων έως και 18^{ης} τάξης των σειρών Fourier ακόμα και για κυματισμούς κοντά στο μέγιστο ύψος τους. Παρακάτω δίνονται η εξίσωση της ροϊκής συνάρτησης καθώς επίσης και οι εξισώσεις των συνιστωσών της ταχύτητας:

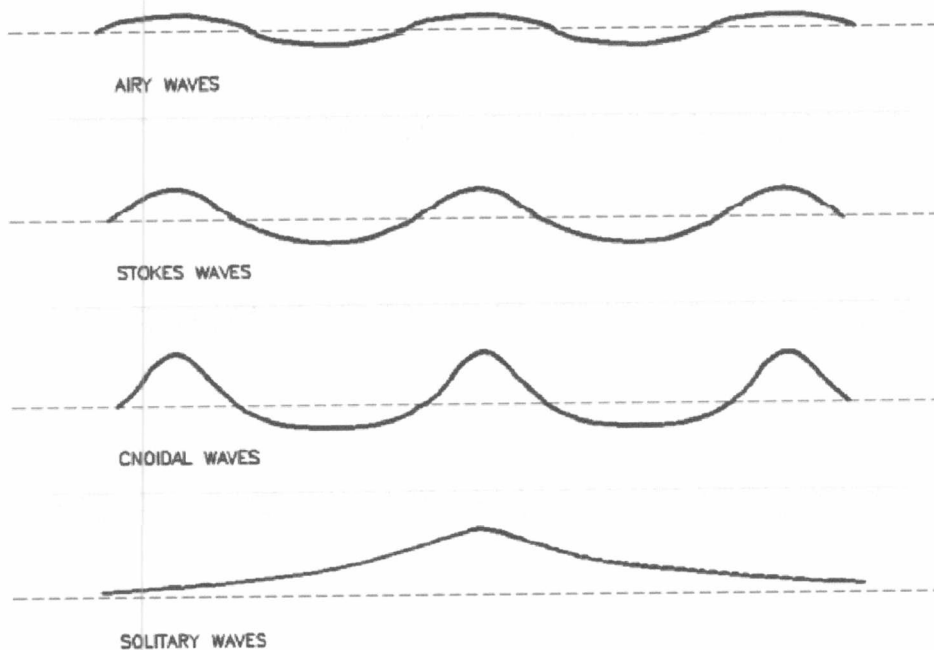
$$\Psi(x, z) = -cz + \sum_{j=1}^N a_j \sinh(jkz) \cos(jkx) \quad (2.15)$$

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial z} \quad (2.16)$$

$$w = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (2.17)$$

Τέλος, ακόμα δύο μη γραμμικές προσεγγίσεις που αξίζει να αναφερθούν είναι η θεωρία μοναχικού κύματος (solitary wave) και η θεωρία ελλειπτικού σνημιτόνου (cnoidal wave). Η πρώτη αναφέρεται σε μια απότομη μετατόπιση του στερεού ορίου που περικλείει τη θάλασσα μάζα η οποία προκαλεί μια υπερύψωση στην ελεύθερη επιφάνεια. Θεωρητικά τόσο το μήκος ενός μοναχικού κύματος όσο και η περίοδος του τείνουν στο άπειρο. Συνεπώς χρησιμοποιείται μόνο μία παράμετρος, η H/d , για να προσδιορίσει το κύμα. Η δεύτερη απευθύνεται σε κυματισμούς που χαρακτηρίζονται από πολύ οξύτερες κορυφές και πεπλατυσμένες κοιλίες που απέχουν από τη ΜΣΗ και εφαρμόζεται για το λόγο $d/L < 1/8$.

Για όλες τις θεωρίες κυματισμών που προαναφέρθηκαν παρατίθεται το ακόλουθο σχήμα (σχήμα 2.3) με όλα τα προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας:



Σχήμα 2.3: Προφίλ ελεύθερης επιφάνειας όλων των κυματικών θεωριών

Θεωρία τυχαίων κυματισμών 2^{ης} τάξης

Η θεωρία τυχαίων κυματισμών 2^{ης} τάξης βασίζεται στην αλληλεπίδραση δύο κυματισμών όπως αυτή μελετήθηκε από τους Longuet-Higgins και Stewart (1960) και περιγράφει την αλληλεπίδραση ενός φάσματος κυματισμών 2^{ης} τάξης στο οποίο το κυματικό προφίλ αποτελείται από ένα άθροισμα γραμμικών ελεύθερων κυματισμών (συνιστωσών) και από 2^{ης} τάξης αθροίσματα και διαφορικούς όρους που είναι άρτια συνδεδεμένοι με τους ελεύθερους κυματισμούς και συνεπώς δεν ικανοποιούν την εξίσωση διασποράς από μόνοι τους. Οι Sharma και Dean (1981) όρισαν την ανύψωση της επιφάνειας 2^{ης} τάξης ως εξής:

$$\begin{aligned} \eta &= \sum_{i=1}^N a_i \cos(k_i x - \omega t) && \text{γραμμικοί όροι} \\ + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N A_{ij} a_i a_j \cos[(k_i + k_j)x - (\omega_i + \omega_j)t] && \text{αθροιστικοί όροι} \\ + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N B_{ij} a_i a_j \cos[(k_i - k_j)x - (\omega_i - \omega_j)t] && \text{διαφορικοί όροι} \end{aligned}$$

Όπου A και B είναι συντελεστές που υπολογίστηκαν από τους Sharma και Dean (1981) σε όρους k και d. Η κινηματική των σωματιδίων ορίζεται από μια παρόμοια έκφραση για το δυναμικό ταχύτητας Φ .

Τόσο η θεωρία τυχαίων κυματισμών (LRWT) όσο και αυτή 2^{ης} τάξης (Sharma & Dean, 1981) μπορούν να προσομοιώσουν μη μόνιμες καταστάσεις της θάλασσας γραμμικής ή ελαφρώς μη γραμμικής φύσης. Πρόσφατες έρευνες έχουν δείξει (Katsardi & Swan 2009) ότι για κυματισμούς μεγάλης κλίσης (steep waves) οι λύσεις που δίνει η εφαρμογή του παραπάνω μοντέλου 2^{ης} τάξης στην επιφάνεια των κυματισμών μπορεί να αποκλίνουν και συνεπώς οι ταχύτητες που υπολογίζονται να μην είναι αξιόπιστες. Αυτό οφείλεται εν μέρει στις δυσκολίες που υπάρχουν σχετικά με την περιγραφή της κατανομής της ταχύτητας που προέρχεται από το τελευταίο κομμάτι του φάσματος (ουρά). Μια προτεινόμενη λύση σ αυτό το πρόβλημα είναι η περικοπή της ουράς του φάσματος σε κάποιο πολλαπλάσιο του μεγίστου του φάσματος. Εάν όμως η παραπάνω η διαδικασία δεν εφαρμοστεί με προσοχή και ακρίβεια εγκυμονεί ο κίνδυνος οι ταχύτητες που προκύπτουν να μην είναι στα πλαίσια του συντηρητικού σχεδιασμού παρόλο που θα αποφεύγεται η υπερεκτίμηση τους.

2.3 Πλήρως μη γραμμικές λύσεις (μοντέλα)

2.3.1 Μοντέλα που δεν συμπεριλαμβάνουν κατασκευές στην ανάλυση

Μοντέλο διπλής σειράς Fourier

Αρκετές αριθμητικές λύσεις έχουν προταθεί με απώτερο σκοπό την ικανοποίηση των μη γραμμικών οριακών συνθηκών της επιφάνειας για καταγεγραμμένους κυματισμούς όπως του Lambrakos (1985), του Sobey (1992) και των Baldock & Swan (1994). Το τελευταίο και πιο σημαντικό μοντέλο, το οποίο στηρίζεται στο προτεινόμενο μοντέλο του Lambrakos (1985), παρέχει μια μη γραμμική και ταυτόχρονα μη μόνιμη λύση. Το δυναμικό της ταχύτητας Φ περιλαμβάνει μια προέκταση διπλής σειράς Fourier τέτοια ώστε ο χώρος (x) και ο χρόνος (t) να μεταβάλλονται ως εξής:

$$\Phi(x, z, t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M -\cosh(k_i z) (A_{ij} \cos(k_i x - \omega_j t) + B_{ij} \sin(k_i x - \omega_j t)) \quad (2.17)$$

Όπου k_i και ω_j είναι πολλαπλάσια της θεμελιώδους κυματικής συχνότητας και του κυματικού αριθμού αντίστοιχα. Οι σταθερές A και B προκύπτουν από μία επαναληπτική διαδικασία ελαχίστων τετραγώνων με σκοπό την ελαχιστοποίηση του σφάλματος στις κινηματικές και δυναμικές οριακές συνθήκες της επιφάνειας. Παρόλο που το μοντέλο αυτό προσπαθεί να ικανοποιήσει τις οριακές συνθήκες της ελεύθερης επιφάνειας, τα δεδομένα που εισάγονται σε αυτό προέρχονται από μια γνωστή ανύψωση επιφάνειας που αντιστοιχεί σε μια συγκεκριμένη θέση x . Συνεπώς το κυματικό φάσμα είναι προκαθορισμένο και στα αποτελέσματα δεν παρουσιάζεται καμία εξέλιξη αυτού. Το μοντέλο είναι ιδανικό για τον υπολογισμό της κινηματικής ενός προβλεπόμενου κυματικού προφίλ αλλά καθίσταται ανεπαρκές για την μελέτη των φορτίων των κυματισμών στην παρούσα εργασία.

Μοντέλο BST

Θεωρώντας το ρευστό ιδεατό και ασυμπιεστο, η εξίσωση που ικανοποιεί την αρχή συνέχειας της μάζας δίνεται από την εξίσωση Laplace ως εξής:

$$\nabla^2 \Phi = 0$$

Η παραπάνω εξίσωση έχει εφαρμογή στην περιοχή που βρίσκεται το ρευστό και οριοθετείται από τον οριζόντιο πυθμένα στο $z = -d$ και την επιφάνεια του ρευστού στο $z = \eta(x, y, z)$. Αν ο πυθμένας είναι αδιαπέρατος τότε ισχύει:

$$\Phi_z = 0 \quad \text{στο } z = -d$$

Όσον αφορά την επιφάνεια, $z = \eta$, εφαρμόζονται δύο μη γραμμικές οριακές συνθήκες: μια κινηματική συνθήκη η οποία εξασφαλίζει ότι τα σωματίδια της επιφάνειας του ρευστού παραμένουν εκεί και μια δυναμική η οποία απαιτεί η πίεση στην επιφάνεια να είναι συνεχής. Οι οριακές αυτές συνθήκες γράφονται ως εξής:

$$\eta_t = \Phi_z - \eta_x \Phi_x - \eta_y \Phi_y$$

$$\Phi_t = -g\eta - \frac{1}{2}[\nabla\Phi]^2$$

Από τις παραπάνω εξισώσεις φαίνεται ότι όλοι οι χρονικά εξαρτώμενοι παράγοντες βρίσκονται στο αριστερό μέλος των εξισώσεων. Δεδομένης μιας χωρικής αναπαράστασης του η και του Φ για μια αρχική χρονική στιγμή $t = t_0$ μπορεί να υπολογιστεί το προφίλ του κυματικού πεδίου για κάθε χρονική στιγμή.

Για να επιτύχουμε την απαιτούμενη ανάλυση τόσο για τον κυματικό αριθμό όσο και για τα κατευθυντικά πεδία θα πρέπει το πρόβλημα να διαμορφωθεί μόνο με τις παραμέτρους επιφάνειας η και Φ_z . Με τον τρόπο αυτό μειώνονται σημαντικά οι διαστάσεις του προβλήματος και δίνεται η δυνατότητα τα η και Φ να μπορούν να παρουσιαστούν με σειρές Fourier έτσι ώστε να μπορούν να υπολογιστούν και να αξιολογηθούν οι άγνωστοι συντελεστές μέσω της διαδικασίας γρήγορης μετατροπής σειρών Fourier (Fast Fourier Transformation).

Είναι σημαντικό να σημειωθεί εδώ ότι ο υπολογισμός μόνο του Φ στην επιφάνεια του νερού δεν είναι αρκετό. Θα πρέπει να υπολογιστεί και το Φ_z στον πυθμένα αφού είναι απαραίτητο για τις παραπάνω εξισώσεις. Αυτό μπορεί να γίνει με τη χρήση του τελεστή Dirichlet – Newman. Το εξελιγμένο μοντέλο BST μπορεί πλέον να συμπεριλάβει όρους κατευθυντικότητας και έτσι ο επονομαζόμενος τελεστής G (G operator) δίνεται ως εξής:

$$(\Phi_z)_{z=\eta} = G(\eta)(\Phi_{z=\eta})$$

Όπου $G(\eta)$ είναι ανάπτυγμα σειρών Taylor στο $\eta=0$ και επεκτείνεται σε διάφορες τάξεις.

Συμπληρωματικά και με παρόμοιο τρόπο υπολογίζεται η κινηματική των σωματιδίων κάτω από την επιφάνεια του νερού ($-h \leq z \leq \eta$) μέσω του τελεστή H . Προς αποφυγή σφαλμάτων που προκύπτουν από στρογγυλοποιήσεις και αναγωγές των λοιπών διαδικασιών που υπάρχουν, ιδιαίτερα κατά τη μελέτη μη γραμμικών κυματισμών, ο τελεστής H εκτελείται σε δύο στάδια. Κατά το πρώτο στάδιο η κινηματική των σωματιδίων που έχει υπολογιστεί στην επιφάνεια μετατρέπεται σταδιακά σε ολοένα και πιο επίπεδη επιφάνεια μέσω της επαναληπτικής διαδικασίας του λεγόμενου τελεστή H_2 , ο οποίος ορίζεται ως:

$$H_2(\eta, \eta_2)\xi(x, y, \eta) = \xi(x, y, \eta_2)$$

Όπου η_2 η ολοένα πιο επίπεδη επιφάνεια πάνω στην οποία γίνεται ο μετασχηματισμός. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται μέχρι η συνάρτηση ξ να μετασχηματιστεί σε μια εντελώς επίπεδη επιφάνεια. Αφού ολοκληρωθεί η παραπάνω επαναληπτική διαδικασία οι υπολογισμοί περνούν στο δεύτερο στάδιο. Στο στάδιο αυτό εφαρμόζεται ο λεγόμενος τελεστής H με σκοπό να προσδιοριστούν οι καθολικοί παράμετροι, a_{kl} , οι οποίοι περιγράφουν την κινηματική σε όλο το εύρος του ρευστού και ορίζεται ως:

$$H(h)\xi^s = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} a_{kl} \sinh(Kh) e^{i(kx+ly)}$$

Όπου s η τιμή της ποσότητας που εκτιμήθηκε στην επιφάνεια η_n που προέκυψε από $n-1$ εφαρμογές της εξίσωσης H_2 τέτοια ώστε $\xi^s(x, y, t) = \xi(x, y, \eta_n(x, y, t))$.

Όπως φαίνεται από τις παραπάνω εξισώσεις οι τελεστές H και H_2 μπορούν να γραφούν σε μια μορφή όμοια με αυτή του τελεστή G . Παρόλο που περιλαμβάνουν διαφορετικές διεργασίες για την εκτέλεσή τους, η δομή και το περιεχόμενό τους σχετίζεται άμεσα με αυτό του τελεστή G στις τρεις διαστάσεις. Πρέπει να σημειωθεί εδώ ότι οι τελεστές H και H_2 μπορούν να χρησιμοποιηθούν ξεχωριστά για τον υπολογισμό οποιασδήποτε ανύψωσης της επιφάνειας. Τόσο ο πρώτος όμως όσο και δεύτερος οδηγούν σε σοβαρά σφάλματα το οποία μεγαλώνουν όσο αυξάνεται η μη γραμμικότητα των κυματισμών που μελετώνται. Ο συνδυασμός τους όμως με την προαναφερθείσα σειρά είναι ικανός να αναπαραστήσει ένα απόλυτα αποδοτικό, πλήρως μη γραμμικό κινηματικό μοντέλο το οποίο μπορεί να συμπεριλάβει και όρους κατευθυντικότητας.

2.3.2 Μοντέλα που μπορούν να συμπεριλάβουν κατασκευές στην ανάλυση

Μέχρι στιγμής παρουσιάστηκαν όλες σχεδόν οι πιθανοί μέθοδοι με τις οποίες μπορεί να γίνει η μελέτη των κυματισμών. Αφού ολοκληρωθεί η μελέτη και εξαχθούν τα αποτελέσματα που χαρακτηρίζουν τον κάθε κυματισμό (π.χ. ταχύτητες των σωματιδίων), αυτό που ακολουθεί είναι η εισαγωγή τους στην εξίσωση Morrison έτσι ώστε να προκύψουν τα επιθυμητά φορτία. Καμία όμως από αυτές τις μεθόδους που αναφέρθηκαν δεν μπορεί να συμπεριλάβει κατασκευές στην εκτέλεσή τους. Για το λόγο αυτό παρακάτω αναφέρονται κάποια νέα, πιο εξελιγμένα μοντέλα τα οποία είναι ικανά να λάβουν υπ'όψιν την κατασκευή κατά την ανάλυση και να εξάγουν πολύ καλά αποτελέσματα όταν συγκρίνονται με τα αντίστοιχα πειραματικά.

Ομοιώματα τύπου Boussinesq

Για την περιγραφή φαινομένων όπως η θραύση, η διάθλαση, η ρήξη και η τριβή στον πυθμένα χρησιμοποιούνται ευρέως τα μοντέλα Boussinesq. Τα μοντέλα αυτά στηρίζονται στην επίλυση των διαφορικών εξισώσεων τύπου Boussinesq που προκύπτουν από την ολοκλήρωση των εξισώσεων Euler σε βάθος ροής με την παραδοχή σχετικά μακρών κυματισμών. Εφαρμόζονται επίσης σε πλήρως μη γραμμικούς πραγματικούς κυματισμούς και είναι ικανά να συμπεριλάβουν και θραυόμενα κύματα ύστερα από εμπειρικές τροποποιήσεις στη δομή τους. Τα αποτελέσματα που αποδίδουν είναι αρκετά αξιόπιστα όταν εφαρμόζονται σε ρηχά νερά (λιμάνια, κυματοθραύστες, λιμενοβραχίονες κτλ) αλλά παρουσιάζουν αρκετά σφάλματα για μεσαία και μεγάλα βάθη.

Οι εξισώσεις που χρησιμοποιούνται ολοκληρώνονται ως προς το βάθος και υπάρχει σημαντική μείωση των διαστάσεων του προβλήματος μειώνοντας αρκετά τον υπολογιστικό χρόνο. Είναι ευνόητο πως σε μεγάλα βάθη χάνεται αυτό το πλεονέκτημα. Επίσης, σύμφωνα με πρόσφατες μελέτες, τα μοντέλα αυτά μπορούν να εφαρμοστούν σε βάθη με $kd \geq 40$ (όπου k ο κυματικός αριθμός και d το βάθος του πυθμένα) αλλά ο υπολογιστικός χρόνος είναι πάρα πολύ μεγάλος και οι μελέτες αυτές βρίσκονται σε πρώιμο στάδιο

Ο κύριος λόγος για τον οποίο τα μοντέλα Boussinesq κρίνονται ακατάλληλα για την δεδομένα της παρούσας εργασίας έγκειται στο γεγονός ότι το ενδιαφέρον δεν επικεντρώνεται στην επιφάνεια της θάλασσας αλλά στην κινηματική των σωματιδίων κάτω από αυτή (ταχύτητες και επιταχύνσεις). Δυστυχώς πληροφορίες τέτοιου είδους δεν μπορούν εύκολα να δοθούν από μοντέλα των οποίων οι εξισώσεις προκύπτουν από ολοκλήρωση σε βάθος ροής.

Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH)

Τα μοντέλα SPH είναι μια μέθοδος για την μελέτη της εξέλιξης ιδιαίτερα μη γραμμικών και θραυόμενων κυματισμών που υιοθετήθηκε από τον κλάδο της αστροφυσικής (Monaghan, 1994, Monaghan & Kos, 1999) και εφαρμόστηκε σε πολλούς τομείς όπως στις ροές με ελεύθερη επιφάνεια. Το μοντέλο στηρίζεται στην μέθοδο Lagrange κατά την οποία γίνεται χρήση σωματιδίων τα οποία κινούνται μαζί με το ρευστό και συνεπώς δεν υπάρχει κάποιο πλέγμα να τα προσδιορίζει. Καθένα από αυτά τα σωματίδια αλληλοεπιδρά με τα υπόλοιπα σύμφωνα με τις εξισώσεις Navier – Stokes και κουβαλά πληροφορίες που αφορούν την πυκνότητα, την πίεση, τις συνιστώσες της ταχύτητας κτλ. Ο προσδιορισμός της τιμής μιας συγκεκριμένης ποσότητας σ ένα τυχαίο σημείο x δίνεται από την εξίσωση:

$$f(x) = \sum_j f_j W(x - x_j) V_j$$

Όπου f_j είναι η τιμή της συνάρτησης f που σχετίζεται με το σωματίδιο j , που βρίσκεται στη θέση x_j , $W(x - x_j)$ διορθωτικός συντελεστής και V_j ο όγκος του σωματιδίου j που ορίζεται από το λόγο μάζα προς πυκνότητα. Ο διορθωτικός συντελεστής, ή αλλιώς Kernel, δίνεται από τη σχέση:

$$W(R, h) = a_d * \begin{cases} \frac{2}{3} - R^2 - \frac{1}{2}R^3 & 0 \leq R < 1 \\ \frac{1}{6}(2 - R)^3 & 1 \leq R < 2 \\ 0 & R \leq 2 \end{cases}$$

όπου $R = r_{ij}/h$, $r_{ij}=|x-x_j|$ και $a_d = 1/h$ για 1Δ , $a_d = 15/\pi h^2$ για 2Δ , and $a_d = 3/2\pi h^2$ για 3Δ και h το μήκος βελτιστοποίησης του Kernel.

Πειράματα έχουν δείξει (Dalrymple κ.λ. 2005,2009) ότι τα αποτελέσματα της παραπάνω μεθόδου ταυτίζονται σε πολύ μεγάλο βαθμό με τα πειραματικά δεδομένα και ότι τα μοντέλα μπορούν να προβλέψουν εξαιρετικά τόσο μόνιμους όσο και μη μόνιμους κυματισμούς. Είναι δυνατόν επίσης να αποδώσουν πολύ καλά αποτελέσματα σε περιπτώσεις θραυόμενων κυματισμών με την προϋπόθεση ότι ο διορθωτικός συντελεστής $W(x - x_j)$ που θα χρησιμοποιηθεί θα πρέπει να επιλεγεί με πολύ μεγάλη προσοχή. Στο κομμάτι που απασχολεί την παρούσα εργασία, δηλαδή κυρίως τις κατακόρυφες συνιστώσες της ταχύτητας, υπάρχει πολύ καλή προοπτική

συμφωνίας πειραματικών δεδομένων και υπολογισμών η οποία όμως εξαρτάται από έναν παράγοντα του διορθωτικού συντελεστή και είναι ο λόγος $\Delta x/h$, όπου Δx η απόσταση μεταξύ των σωματιδίων. Η κατάλληλη επιλογή αυτού καθορίζει την ποιότητα και την ακρίβεια των αποτελεσμάτων. Η σωστή επιλογή του παραπάνω λόγου εξαρτάται από τον διαχωρισμό που έχει γίνει στο αρχικό Kernel σύμφωνα με τη σχέση $W(R,h)$, πράγμα που δεν είναι πάντα εύκολο να γίνει.

Η δύναμη σε κάθε οριακό σωματίδιο (Boundary Particle) υπολογίζεται αθροίζοντας την συνεισφορά κάθε σωματιδίου του ρευστού (Fluid Particle) στην περιοχή επίδρασης. Η δύναμη ανά μονάδα μάζας σε ένα οριακό σωματίδιο k μπορεί να εκφραστεί ως εξής:

$$f_k = \sum_{a \in FPs} f_{ka}$$

Όπου f_{ka} είναι η δύναμη ανά μονάδα μάζας που ασκείται σε ένα οριακό σωματίδιο k από ένα σωματίδιο του ρευστού a . Λαμβάνοντας υπόψιν το νομό δράσης αντίδρασης του Νεύτωνα, η δύναμη που ασκείται σε ένα BP από ένα FP δίνεται από τη σχέση:

$$m_k f_{ka} = -m_a f_{ak}$$

το οποίο δίνει την δυνατότητα υπολογισμού της δύναμης που ασκείται σε ένα σώμα και συνεπώς και την πίεση.

Boundary Element Method (BEM)

Πέρα από τα μοντέλα τα οποία βασίζονται σε σειρές Fourier για την ανάλυσή τους υπάρχει και η μέθοδος Οριακών Στοιχείων (Boundary Element) η οποία είναι επίσης ικανή να λάβει υπόψιν την παρουσία της κατασκευής κατά την εκτέλεσή της. Οι ολοκληρωτικές εξισώσεις της μεθόδου μπορούν να εφαρμοστούν στο όρια της εκάστοτε περιοχής του προβλήματος και η οποία προσδιορίζεται από μια σειρά κόμβων (nodes) οι οποίοι συνθέτουν τα στοιχεία. Το βασικό μειονέκτημα της μεθόδου είναι το λεγόμενο “πρόβλημα των γωνιών”. Σε περιπτώσεις όπου υποτιμούνται οι υπολογισμοί στην περιοχή που μελετάται, παρατηρούνται γεωμετρικές ασυνέχειες και παρουσιάζονται σοβαρά προβλήματα κατά την ανάλυση. Στην παραδοσιακή εφαρμογή της μεθόδου το πρόβλημα αυτό προσπάθησε να ξεπεραστεί με την χρήση 2 κόμβων τοποθετημένων ακριβώς στο ίδιο σημείο και προσανατολισμένων προς μια κατεύθυνση με σκοπό τον προσδιορισμό του δυναμικού ροής. Όμως παρατηρήθηκε ότι τέτοιου είδους κόμβοι υστερούσαν αρκετά

σε ακρίβεια και δημιουργούνται προβλήματα συμβατότητας (Grilli & Svendsen 1990).

Μια εναλλακτική προσέγγιση, η οποία χρησιμοποιεί ένα μόνο κόμβο στις γωνίες και τη θεωρία των πολλαπλών ροών, προτάθηκε από τους Brebbia και Dominguez (1992) και υλοποιήθηκε από τους Hague & Swan (2009). Η παραπάνω προσέγγιση μπορεί να χρησιμοποιεί ένα κόμβο σε κάθε γωνία αλλά είναι ικανός να συμπεριλάβει όλες τις ροές που σχετίζονται με την τοποθεσία στην οποία βρίσκεται. Με τον τρόπο αυτό οι πληροφορίες της θέσης δεν χάνονται και έτσι δεν υπάρχει πλέον η αναγκαιότητα εφαρμογής όρων συμβατότητας. Επίσης τα αποτελέσματα δεν χρειάζονται επεξεργασία, βελτιστοποίηση και φιλτράρισμα όπως αποδεικνύουν πρόσφατα πειράματα (Hague & Swan 2006, Christou 2008 και Archibald 2011).

Volume of fluid method (VOF)

Τα μοντέλα τύπου VOF χρησιμοποιούνται ευρέως στη βιομηχανία για την επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes για ασυμπίεστα ρευστά, συμπεριλαμβανομένου και της ελεύθερης επιφάνειας, και αποτελούν μία πολύ καλή εναλλακτική στα μοντέλα λαγκρανζιανών μεθόδων. Στα μοντέλα αυτά το ρευστό ταξιδεύει ανάμεσα στα κελιά (cells) ενός σταθερού πλέγματος καρτεσιανών συντεταγμένων και δεν υπάρχει πρόβλημα διατάραξης ή παραμόρφωσης αυτού. Οι εξισώσεις που ικανοποιούν είναι αυτές της αρχής διατήρησης της μάζας και της αρχής διατήρησης της ορμής και είναι οι εξής:

$$\oint_{\partial V} u * n dS = 0$$

$$\int_V \frac{\partial u}{\partial t} dV + \oint_{\partial V} uu^T * n dS = -\frac{1}{\rho} \oint_{\partial V} (pn - \mu \nabla u * n) dS + \int_V F dV$$

Όπου ∂V είναι το όριο του όγκου V , $u = (u, v, w)$ είναι η ταχύτητα στις 3 διαστάσεις, n είναι η κανονική στο όριο ∂V , ρ είναι η πυκνότητα και p είναι η πίεση. Επίσης μ είναι το δυναμικό ιξώδες και $F = (F_x, F_y, F_z)$ είναι μια εξωτερική δύναμη που ασκείται στο σώμα όπως πχ η βαρύτητα.

Σύμφωνα με πρόσφατα πειράματα (Kleefsman 2004) η μέθοδος μπορεί να προσομοιώσει και κυματισμούς με μεγάλη κλίση (steep waves) και φαίνεται να έχει πολύ καλά αποτελέσματα σε σχέση με αντίστοιχα πειραματικά.

Ένα από τα βασικά μειονεκτήματα της μεθόδου αυτής είναι η έλλειψη υψηλής ανάλυσης όσον αφορά τα κελιά από όπου εξάγονται οι υπολογισμοί δηλαδή ο αριθμός των κελιών που μπορεί να χρησιμοποιηθεί. Παρόλο που έχει γίνει αρκετή δουλειά πάνω σε αυτό, τα αποτελέσματα παραμένουν μη ικανοποιητικά. Για να ξεπεραστεί αυτό το πρόβλημα διεξήχθησαν πειράματα (Kleefsman 2005) στα οποία αυξήθηκε σημαντικά ο αριθμός των κελιών, βελτιώνοντας την ποιότητα, ωστόσο ο υπολογιστικός χρόνος και οι απαιτήσεις αυξήθηκαν πάρα πολύ. Ακόμη, σημαντικό μειονέκτημα αποτελεί και το γεγονός ότι μπορεί να προκύψουν πολύ υψηλές κορυφές στα διαγράμματα των πιέσεων όταν η εξίσωση της συνέχειας δεν ικανοποιείται σε διαστήματα όπου επέρχονται αλλαγές στο πρόβλημα που εξετάζεται. Το τελευταίο αυτό πρόβλημα δεν έχει ακόμα ξεπεραστεί γεγονός που κάνει την μέθοδο ακατάλληλη για τη μελέτη που διεξάγεται στην παρούσα εργασία.

2.3.3 Συμπεράσματα

Όπως φαίνεται και από τα παραπάνω, οι αριθμητικές μέθοδοι βρίσκονται ακόμα σε πολύ πρώιμο στάδιο. Οι περισσότερες μπορούν να προβλέψουν αρκετά καλά το προφίλ διάφορων κυματισμών, μόνιμων και μη, γραμμικών και μη γραμμικών καθώς επίσης και κάποιους κατευθυντικούς αλλά μόνο υπό ελεγχόμενες συνθήκες, προϋποθέσεις και παραδοχές. Το μεγαλύτερο όμως πρόβλημα είναι η αλληλεπίδραση των κυματισμών με την κατασκευή και τα φαινόμενα που προκύπτουν από αυτή. Για το λόγο αυτό οι μελέτες στηρίζονται κυρίως σε καταγραφές που έχουν γίνει σε πραγματικές κατασκευές και στην εμπειρία προηγούμενων ετών. Μελετώντας τις καταγραφές αυτές γίνεται προσπάθεια προσομοίωσης των κατασκευών σε πειράματα και μετά το πέρας αυτών, σύγκριση των αποτελεσμάτων για να ελεγχτεί το κατά πόσο οι πειραματικές προσεγγίσεις εξηγούνται με φυσικά ομοιώματα.

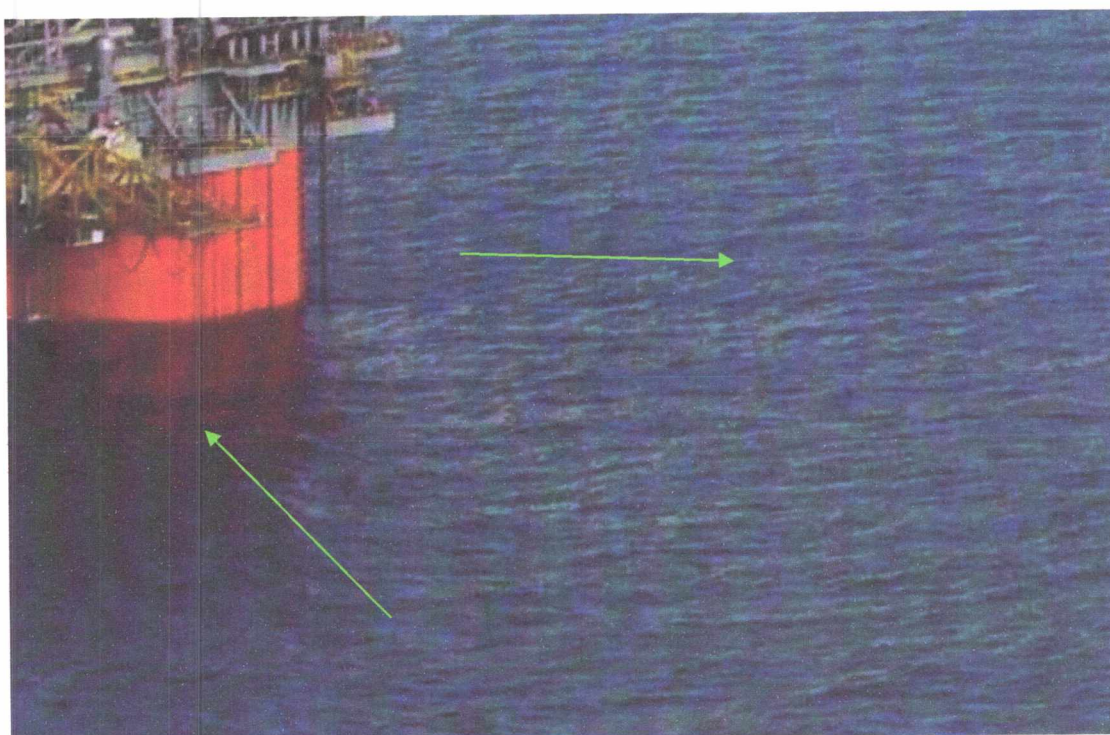
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: Μετασχηματισμοί κυματισμών γύρω από ένα κύλινδρο

Κατά την διέλευση ενός κυματισμού γύρω από έναν κύλινδρο ή πιο στοχευμένα γύρω από μια κυλινδρική κολώνα, η οποία στηρίζει την κατασκευή, προκύπτουν διάφορα φαινόμενα μετασχηματισμού η μελέτη και η κατανόηση των οποίων είναι μείζονος σημασίας. Τέτοια φαινόμενα είναι η διάθλαση, η ανάκλαση, η αναρρίχηση του κυματισμού κ.α. Παρακάτω αναλύονται οι πιθανοί τρόποι μετασχηματισμού του κυματισμού, συνδυασμοί αυτών καθώς και κάποια πειράματα που έχουν γίνει σε αυτό τον τομέα.

3.1 Ανάλυση φαινομένων μετασχηματισμού των κυματισμών

3.1.1 Ανάκλαση

Κατά την ανάκλαση, η πρόσπτωση ενός κυματισμού πάνω σε ένα εμπόδιο (π.χ. κύλινδρο) έχει σαν αποτέλεσμα να ανακλάται προς τα πίσω μέρος ή και ολόκληρη η ενέργειά του και έτσι έχουμε μερική ή ολική ανάκλαση αντίστοιχα. Το φαινόμενο αυτό φαίνεται καθαρά στην εικόνα 3.1.



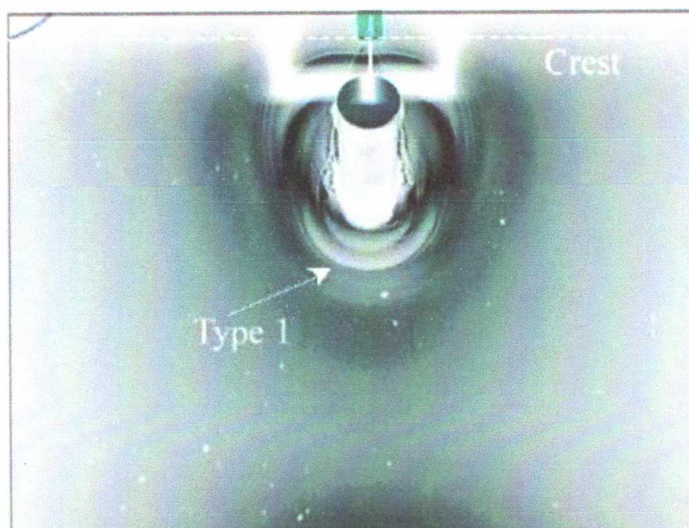
Εικόνα 3.1: Ανάκλαση κυματισμού

3.1.2 Περίθλαση

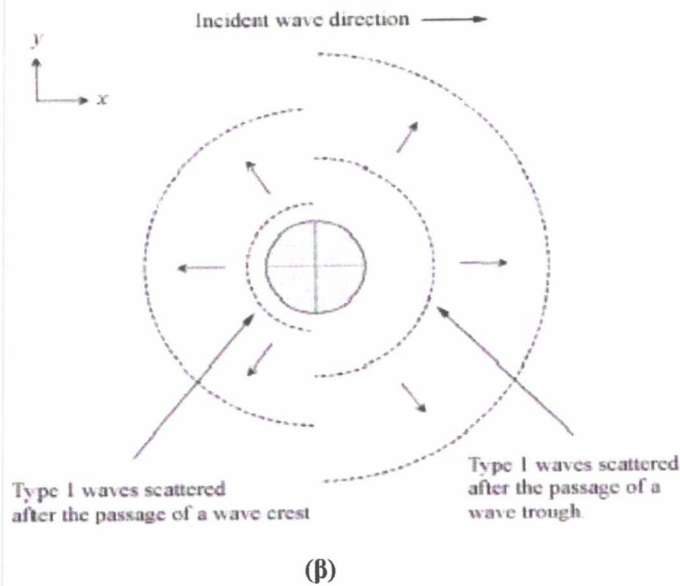
Κατά την περίθλαση, όταν οι κυματισμοί κατά την μετάδοσή τους συναντήσουν ένα φυσικό ή τεχνητό εμπόδιο τότε παρατηρείται γύρω από το άκρο καμπύλωση των κορυφογραμμών με αποτέλεσμα τα κύματα όχι μόνο να μην παρακάμπτουν το εμπόδιο αλλά, αντίθετα, να μεταδίδονται στην πίσω πλευρά του υπό μορφή ομόκεντρων κυκλικών τόξων συνεχώς ελαττώμενου ύψους. Στην περίπτωση του κυλίνδρου ολόκληρο το σώμα λειτουργεί ουσιαστικά σαν πηγή ενέργειας, η οποία με αυτόν τον τρόπο μεταδίδεται όχι μόνο παράλληλα με την διεύθυνση μετάδοσης των κυματισμών αλλά και εγκάρσιως.

Ωστόσο το φαινόμενο της περίθλασης είναι πιο πολύπλοκο όταν αφορά ένα κύλινδρο και τη ροή γύρω από αυτόν. Σύμφωνα με τον Sheikh (2005) κατά την μετάδοση ενός κυματισμού γύρω από κύλινδρο παρατηρούνται δύο είδη περίθλασης τόσο στο πίσω μέρος του σώματος όσο και στο μπροστά.

Ο τύπος περιθλώμενων κυματισμών 1 (wave – scattering type 1) οφείλεται αποκλειστικά στην αναρρίχηση του κυματισμού (run up) στην επιφάνεια του κυλίνδρου όσο και στην κάθοδό του από αυτόν. Ειδικότερα η πρόσπτωση κοιλίας κυματισμού στο μπροστινό μέρος του σώματος δημιουργεί ομόκεντρους κύκλους πίσω από αυτό ενώ κατά την πρόσπτωση κορυφής κυματισμού δημιουργούνται νέοι κυματισμοί με φορά αντίθετη από αυτή της διεύθυνσης διάδοσης του κυματισμού. Το τελευταίο έχει σαν αποτέλεσμα να μειώνει σημαντικά τα φαινόμενα αναρρίχησης του κυματισμού. Στην εικόνα 3.2.1 παρατίθεται φωτογραφία του τύπου 1 περιθλώμενων κυματισμών καθώς επίσης και ένα επεξηγηματικό σχήμα.

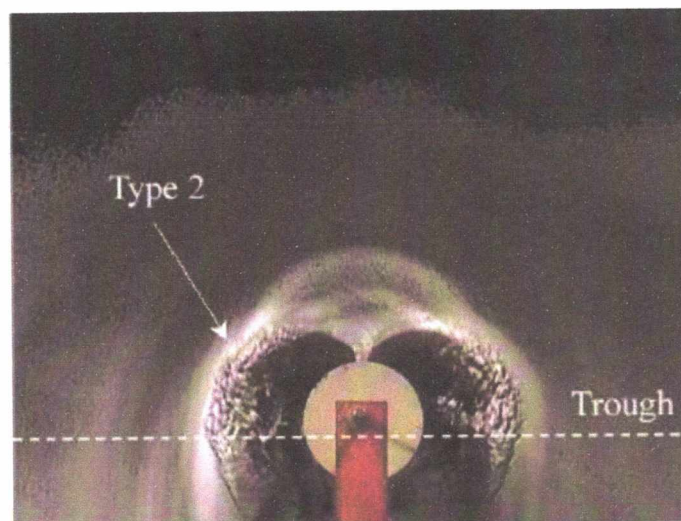


(a)

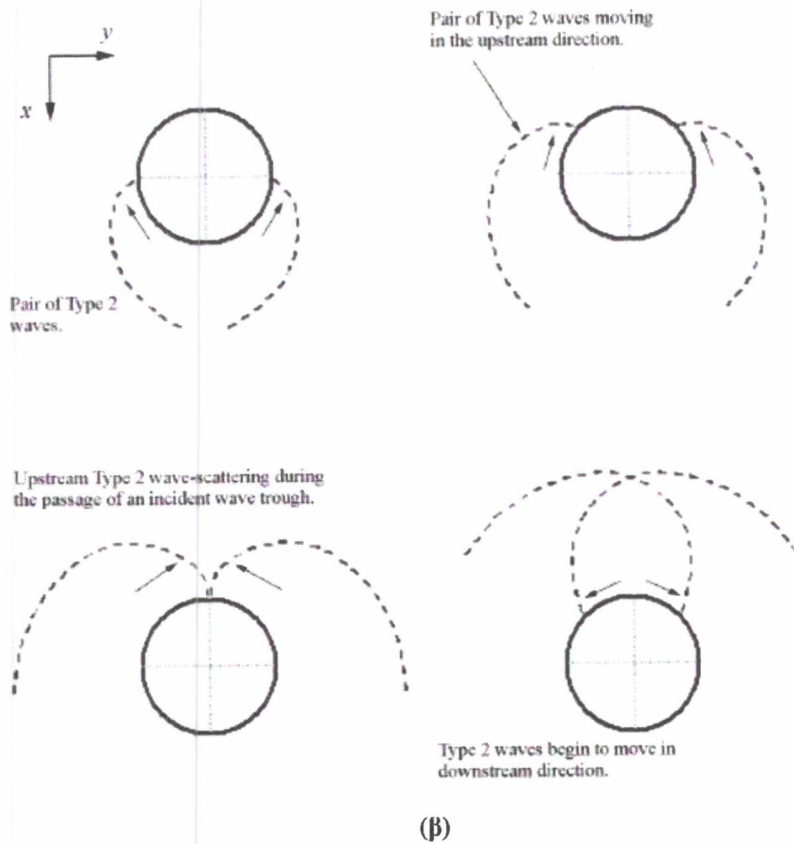


Εικόνα 3.2.1: (α) Περίθλαση κυματισμού τύπου 1 (φωτογραφία), (β) αναλυτικό σχήμα

Ο τύπος περιθλώμενων κυματισμών 2 είναι πιο οξύς και πολύ πιο δύσκολος να αναλυθεί. Στον τύπο 2 κατά την πρόσπτωση κοιλίας στον κύλινδρο δημιουργείται ένα ζευγάρι ακτινικών κυμάτων (radial waves) στο μπροστινό μέρος. Τα ακτινικά αυτά κύματα διαδίδονται προς τα έξω σε κατευθύνσεις που αντιτίθενται σε αυτή του προσπίπτοντος κύματος και έχουν μικρότερο μήκος κύματος και συνεπώς μεγαλύτερη συχνότητα. Τα ζεύγη των κυματισμών είναι συμμετρικά ως προς τον άξονα της δεξαμενής και σε αντίθεση με τα κύματα τύπου 1, χαρακτηρίζονται από μέτωπα τα οποία δεν είναι ομόκεντρα σε σχέση με τον κύλινδρο. Στην εικόνα 3.2.2 φωτογραφία του τύπου 2 περιθλώμενων κυματισμών καθώς επίσης και ένα επεξηγηματικό σχήμα.



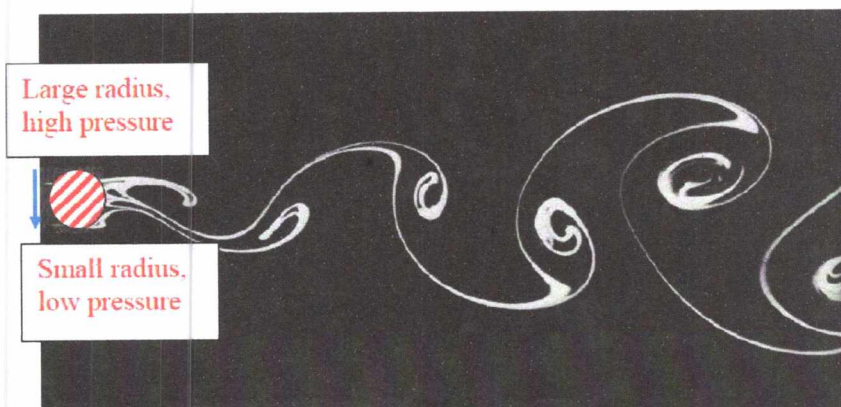
(α)



Εικόνα 3.2.2: (α) Περίθλαση κυματισμού τύπου 2 (φωτογραφία), (β) αναλυτικό σχήμα

3.1.3 Περιδίνηση (Vortex Shedding)

Κατά την περίπτωση μιας ροής γύρω από ένα κύλινδρο με σχετικά μεγάλο αριθμό Reynolds ($Re \geq 10^3$) προκύπτει αποκόλληση ροής γεγονός που μπορεί να προκαλέσει μια ασταθή ανυψωτική δύναμη. Η πίεση μέσα σε μια ροή εξαρτάται από την ακτίνα καμπυλότητας των δυναμικών γραμμών. Ανάλογα λοιπόν με την ακτίνα δημιουργείται και αντίστοιχη πίεση. Συνεπώς ο κύλινδρος μπορεί να έχει τάσεις βύθισης ή τάσεις ανύψωσης. Επίσης λόγω της διαφοράς πίεσης ο κύλινδρος μπορεί να κινηθεί και πάνω κάτω. Το φαινόμενο φαίνεται καθαρά στην εικόνα 3.3.



Εικόνα 3.3: Περιδίνηση κυματισμού

3.1.4 Αναρρίχηση κυματισμού (*Run-up*)

Στο φαινόμενο αυτό ο κυματισμός που προσπίπτει πάνω σε ένα εμπόδιο (π.χ. κολώνα) ή ακόμα και σε πυθμένα υπό κλίση, αναρριχάται μεταφέροντας μαζί του ενέργεια και όγκο νερού που μπορούν να προκαλέσουν προβλήματα στην κατασκευή. Πιο συγκεκριμένα οι κατακόρυφες συνιστώσες της ταχύτητας είναι αυτές που ευθύνονται για το φαινόμενο αυτό και αυτές είναι που απασχολούν κυρίως την παρούσα εργασία. Για παράδειγμα το ελάχιστο ύψος μια πλατφόρμας πετρελαίου υπολογίζεται κυρίως με βάση με την μέγιστη αναρρίχηση κυματισμού πάνω στις κολώνες (*run up*) έτσι ώστε να αποφευχθούν ανεπιθύμητες εισχωρήσεις νερού στο χώρο του καταστρώματος. Το φαινόμενο αυτό φαίνεται καθαρά στην εικόνα 3.4.



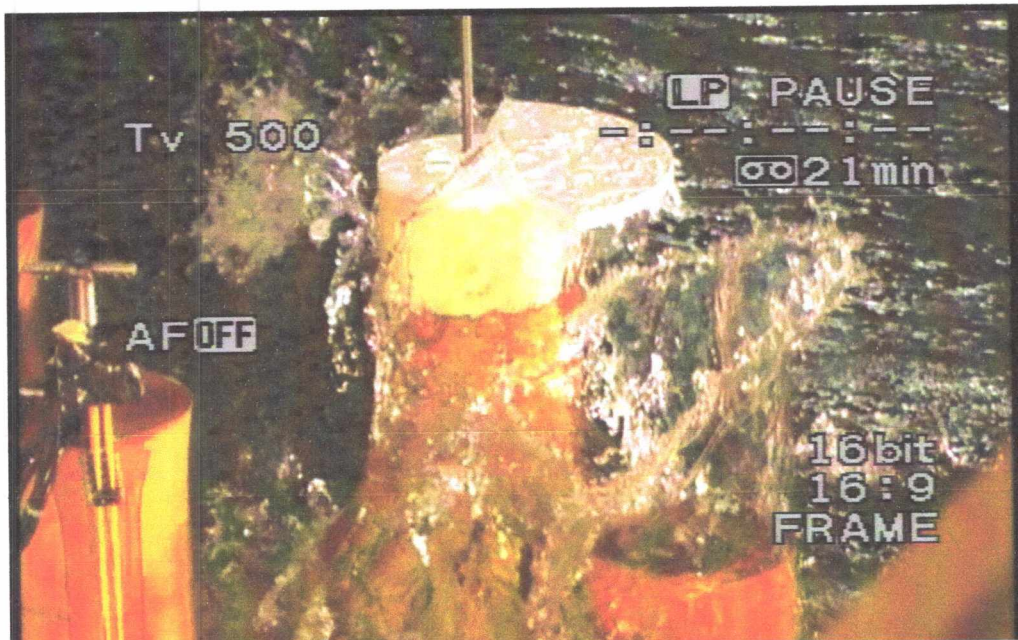
Εικόνα 3.4: Αναρρίχηση κυματισμού

3.1.5 *Wave Slamming*

Κατά το *wave slamming* ο κυματισμός προσπίπτει με μεγάλη κλίση πάνω σε ένα κατακόρυφο σώμα με αποτέλεσμα να ασκεί ισχυρές οριζόντιες δυνάμεις ή σε ένα οριζόντιο σώμα τοποθετημένο πάνω από την επιφάνεια της θάλασσας (π.χ. κατάστρωμα πλατφόρμας) ασκώντας κατακόρυφες δυνάμεις. Οι οριζόντιες δυνάμεις οφείλονται στις οριζόντιες συνιστώσες της ταχύτητας με την οποία το κύμα “χτυπά” την κατασκευή. Εκτεταμένη έρευνα έχει γίνει όσον αφορά αυτό το κομμάτι αλλά σ αυτό που επικεντρώνεται η εργασία είναι οι κατακόρυφες δυνάμεις. Άμεσα συνδεδεμένο με αυτές είναι το φαινόμενο αναρρίχησης του κυματισμού (*run up*) το οποίο τις επιδεινώνει. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί εκείνη η στιγμή κατά την οποία το κύμα προσκρούει με δύναμη στο κάτω μέρος του καταστρώματος μιας θαλάσσιας πλατφόρμας. Οι δύο παραπάνω περιπτώσεις επεξηγούνται καλύτερα με τη χρήση των εικόνων 3.5 και 3.6.



Εικόνα 3.5: Wave slamming οριζόντιο στις κολώνες και κατακόρυφο στο κατάστρωμα.



Εικόνα 3.6: Wave slamming κατακόρυφο κάτω από το κατάστρωμα

3.1.6 Συνδυασμός φαινομένων μετασχηματισμού

Μέχρι τώρα αναλύθηκαν τα φαινόμενα μετασχηματισμού των κυματισμών μεμονωμένα. Στη φύση όμως τα φαινόμενα δεν προκύπτουν μεμονωμένα αλλά τις περισσότερες φορές ταυτόχρονα και σε συνδυασμό. Η ανάλυση τους είναι εξαιρετικά πολύπλοκη και ορισμένα από τα αυτά είναι πιο έντονα όταν συμβαίνουν σε ρηγά και μεσαία νερά. Ένα παράδειγμα της παραπάνω περίπτωσης είναι η περιοχή ανάμεσα στις κολώνες μιας παράκτιας πλατφόρμας πετρελαίου. Διάθλαση, ανάκλαση περιδίνηση συμβαίνουν την ίδια στιγμή από κάθε κολώνα και η ανάμειξη αυτών μπορεί να οδηγήσει σε γένεση νέων κυματισμών που ξεπερνούν κατά πολύ τα προβλεπόμενα κατά τη διάρκεια μιας μελέτης.

3.2 Πειράματα

Στο παρελθόν πολλές πλατφόρμες τύπου βαρύτητας έχουν υποστεί σοβαρές ζημιές από φορτία πρόσκρουσης (impact loads) παρόλο που είχαν κατασκευαστεί με το κατάστρωμα να βρίσκεται σε μεγάλο ύψος. Μερικές από αυτές ήταν οι πλατφόρμες Brent Bravo , Sleipner A και Statfjord A.

Μελετώντας την πλατφόρμα Brent Bravo ο Swan κ.λ (1997) συμπέρανε ότι τόσο η κλίση των κυματισμών όσο και οι περιόδός τους είναι μείζονος σημασίας. Το απόφθεγμα της μελέτης αυτής ήταν ότι η μη γραμμική αλληλεπίδραση κυματισμών – κατασκευής συμβάλουν σημαντικά στη μεταβολή του πλάτους των κυματισμών και συνεπώς στην εμφάνιση φορτίων πρόσκρουσης. Συνεχίζοντας το έργο του Swan οι Sheikh (2005) και Masterton (2007) επιτέλεσαν εκτεταμένη έρευνα με κυματισμούς μεγάλης κλίσης που δρουν πάνω σε μια κολώνα δίνοντας μια πιο σαφή εξήγηση για τις αλλαγές στην ανύψωση των κυματισμών που παρατηρούνταν στην πλατφόρμα αυτή. Όσον αφορά τις αλληλεπιδράσεις των κυματισμών μεταξύ των κολωνών της κατασκευής σημαντικά βήματα έγιναν από τους Evans & Vassiliev (1994) και Walker (2006).

Επίσης στην πλατφόρμα Statfjord A, ο Stansberg κ.λ (2004) παρατήρησε ότι στα πειράματά του τα μέγιστα φορτία πρόσκρουσης που προέκυπταν ήταν πολύ μεγαλύτερα από αυτά που είχαν προβλεφθεί κατά την μελέτη της κατασκευής.

Παρακάτω δίνεται αναλυτική περιγραφή του πειράματος της πλατφόρμας Sleipner A διότι με βάση αυτό εξάγονται τα συμπεράσματα της παρούσας εργασίας. Παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον διότι λόγω της γεωμετρίας της και της τοποθεσίας της αναμένονται πολλά φορτία πρόσκρουσης.

3.3 Πείραμα Sleipner

Το πείραμα το οποίο αποτελεί θεμέλιο λίθο για να φερθεί εις πέρας η παρούσα εργασία και με βάση το οποίο θα εξαχθούν τα συμπεράσματα για να επιτευχθούν οι στόχοι της είναι το πείραμα Sleipner. Το πείραμα αυτό είναι ζωντανό παράδειγμα προσομοίωσης πραγματικής κατασκευής, όπως αναφέρουν τα συμπεράσματα του κεφαλαίου 2, αναλυτική περιγραφή για το οποίο δίνεται παρακάτω.

3.3.1 Πραγματική κατασκευή

Η Sleipner A GBS είναι μια πλατφόρμα εξόρυξης πετρελαίου που βρίσκεται στη βόρεια θάλασσα κοντά στην Νορβηγία. Είναι πλατφόρμα τύπου βαρύτητας (GBS = Gravity Based Structure) και βρίσκεται σε νερά βάθους 82.5 μέτρων, τα οποία θεωρούνται ρηχά – ενδιάμεσα νερά. Ούσα κατασκευή τύπου βαρύτητας, στη βάση της υπάρχουν 24 κύλινδροι σκυροδέματος διαμέτρου 24 μέτρων και ύψους 54 μέτρων, όλοι συνδεδεμένοι μεταξύ τους, καλύπτοντας μια περιοχή με μέγιστη διάσταση 144 μέτρα. Το κατάστρωμα της πλατφόρμας στηρίζεται σε τέσσερις κυλινδρικές κολώνες μεταβαλλόμενης διατομής, που προεξέχουν από τους κυλίνδρους της βάσης. Με συγκεκριμένο προσανατολισμό, η βόρεια και η νότια κυλινδρική κολώνα φτάνει στο μέγιστο ύψος της τα 13.2 μέτρα σε διάμετρο ενώ οι η δυτική και ανατολική κολώνα τη διάμετρο των 16.5 μέτρων. Οι εικόνες 3.7 και 3.8 που παρατίθενται παρακάτω δίνουν μια καλύτερη αίσθηση του σχήματος της πλατφόρμας.



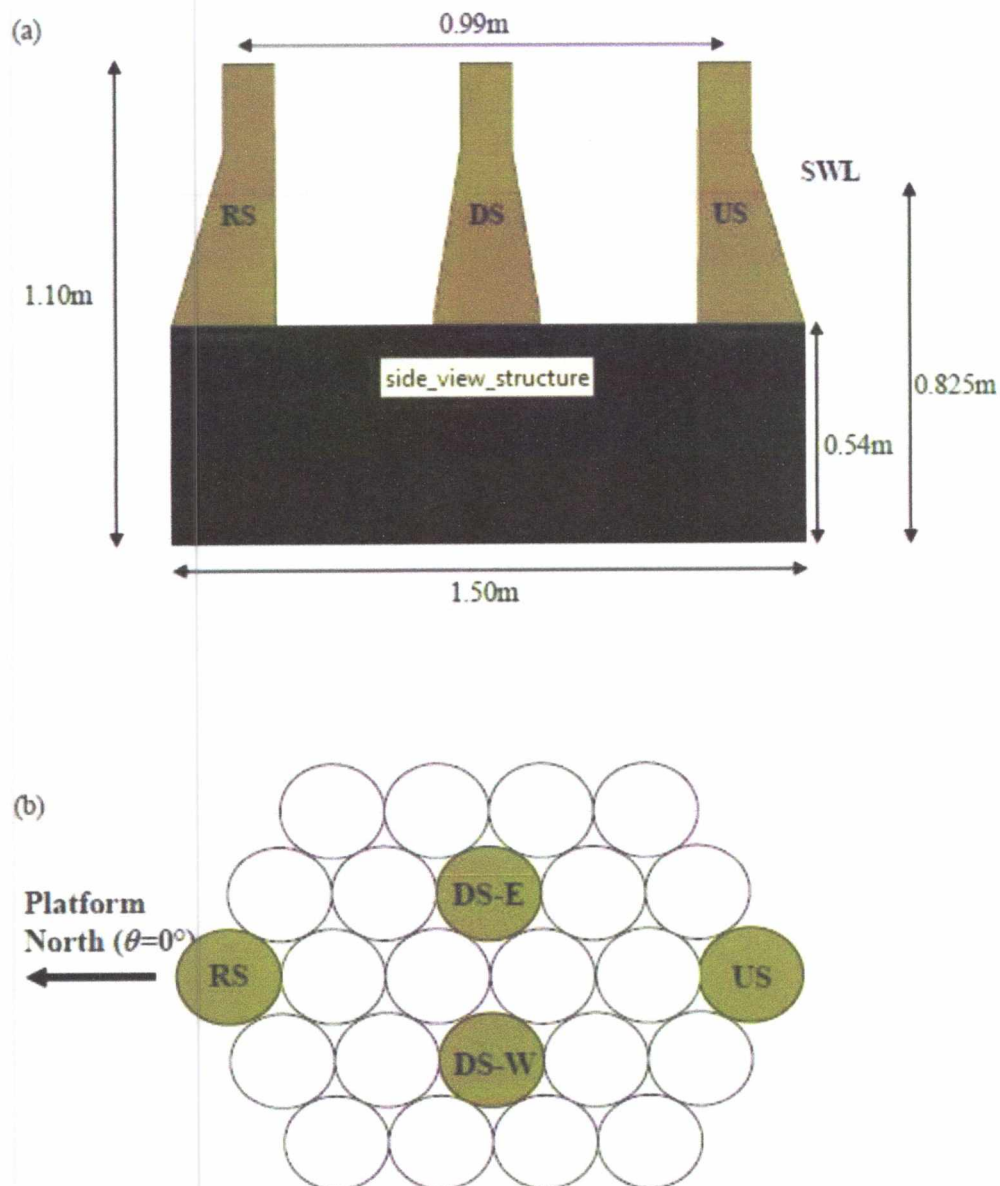
Εικόνα 3.7: Πλατφόρμα Sleipner A GBS



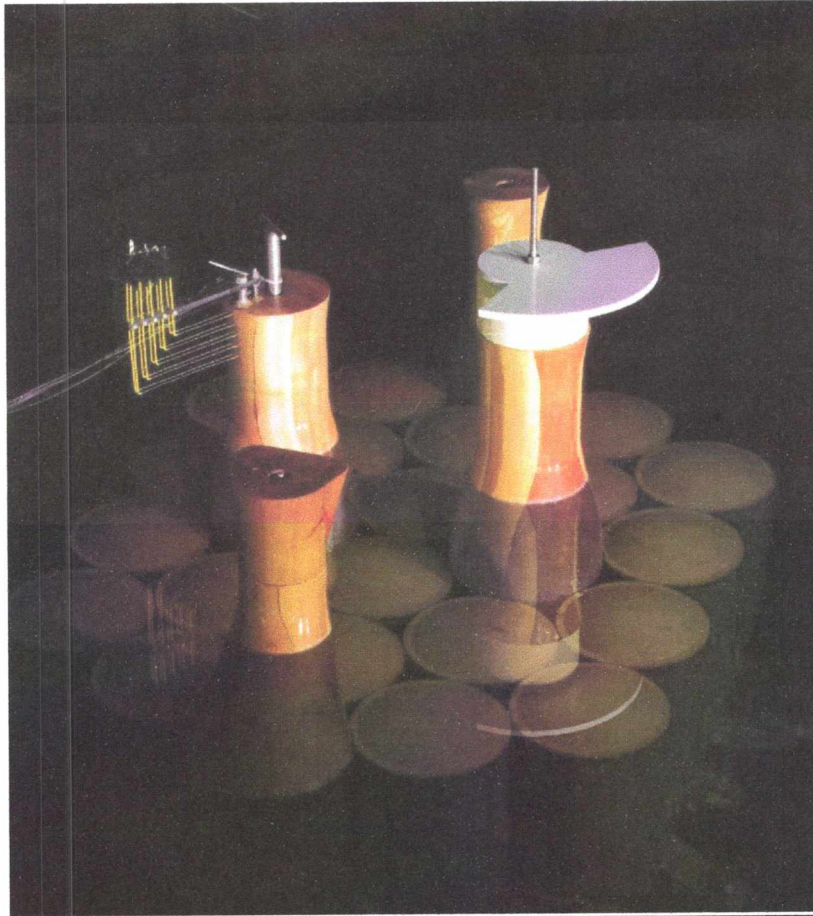
Εικόνα 3.8: Κολώνες μεταβαλλόμενης διατομής και κύλινδροι σκυροδέματος στη βάση

3.3.2 Φυσικό ομοίωμα

Με σκοπό να προσομοιωθεί η πλατφόρμα Sleipner A GBS στο εργαστήριο χρησιμοποιήθηκε μια κλίμακα μήκους 1:100. Ο λόγος για τον οποίο επιλέχθηκε μια τέτοια κλίμακα ήταν το ότι η λεκάνη παραγωγής κυμάτων όπου διεξαγόταν το πείραμα είχε μέγιστο λειτουργικό βάθος το 1.5 μέτρο. Οι εικόνες 3.9 και 3.10 δείχνουν το μοντέλο σε όψη και κάτοψη καθώς επίσης και το μοντέλο τοποθετημένο μέσα στη λεκάνη-δεξαμενή του εργαστηρίου.



Εικόνα 3.9: (a) Πλαϊνή όψη του μοντέλου με διαστάσεις εργαστηρίου, (b) Κάτοψη μοντέλου



Εικόνα 3.10: Φωτογραφία μοντέλου τοποθετημένο στη λεκάνη του εργαστηρίου

3.3.3 Κυματικές συνθήκες

Με σκοπό να βρεθούν οι χειρότερες περιπτώσεις φορτίσεων επιλέχθηκε το ενεργειακό φάσμα Torsethaugen με ετήσια πιθανότητα υπέρβασης 10^{-4} . Από προηγούμενο πείραμα (Swan & Roos 2008) βρέθηκε ότι η χειρότερη περίπτωση ήταν αυτή με περίοδο κορυφής $T_p = 16$ sec και ύψος κυματισμού $H_s = 17.2$ μέτρα. Υιοθετώντας αυτά τα δεδομένα εκτελέστηκαν είκοσι 3ωρες αναπαραστάσεις με τυχαίες φάσεις ($0 \leq \varphi \leq 2\pi$) και τυχαία πλάτη κυματισμών σύμφωνα με την κατανομή Rayleigh. Επίσης στη πείραμα εξετάστηκε και η κατευθυντικότητα των κυματισμών και κατά πόσο επηρεάζουν το αντικείμενο μελέτης. Οι μεταβλητές οι οποίες συμπεριλήφθηκαν προκειμένου να οριστεί η κατευθυντικότητα είναι οι n , s και σ_θ , οι οποίες χρησιμοποιούνται στις παρακάτω εξισώσεις:

$$D_n(\theta) = \cos^n(\theta) \quad -90 \leq \theta \leq 90$$

$$D_s(\theta) = \cos^{2s}(\theta/2) \quad -180 \leq \theta \leq 180$$

$$D_{\sigma}(\theta) = \frac{1}{\sigma_{\theta}} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_{\theta}^2}\right) \quad -90 \leq \theta \leq 90$$

Όπου το $D(\theta)$ υποδεικνύει την κατανομή της κατευθυντικότητας και θ είναι κατεύθυνση διάδοσης των κυματισμών μετρημένη σε σχέση με την κύρια κατεύθυνση διάδοσης. Η παράμετρος n υποδεικνύει το βαθμό κατευθυντικότητας. Όσο μεγαλώνει η τιμή του n τόσο ο κυματισμός τείνει να γίνει μονοκατευθυντικός. Οι περιπτώσεις κυματισμών που χρησιμοποιήθηκαν ήταν:

A) Μονοκατευθυντικοί κυματισμοί ($n=\infty$)

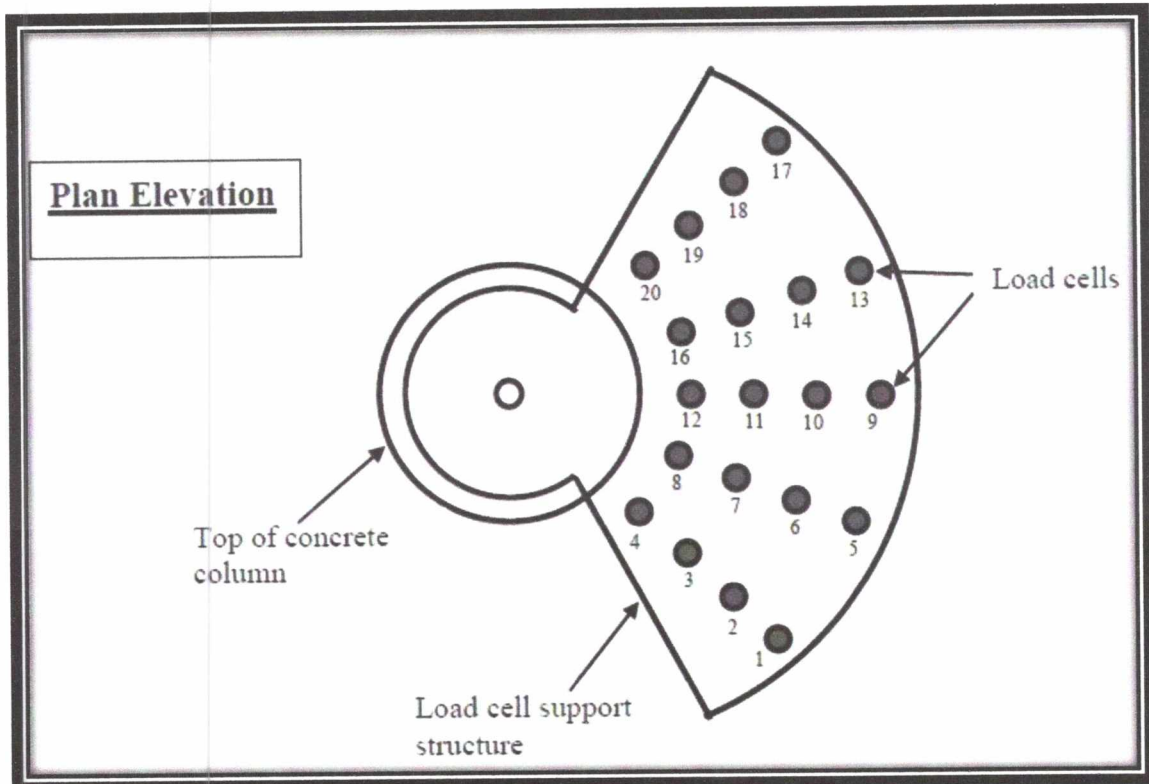
B) Κατευθυντικοί ($n=10$)

Γ) Κατευθυντικοί ($n=2.5$)

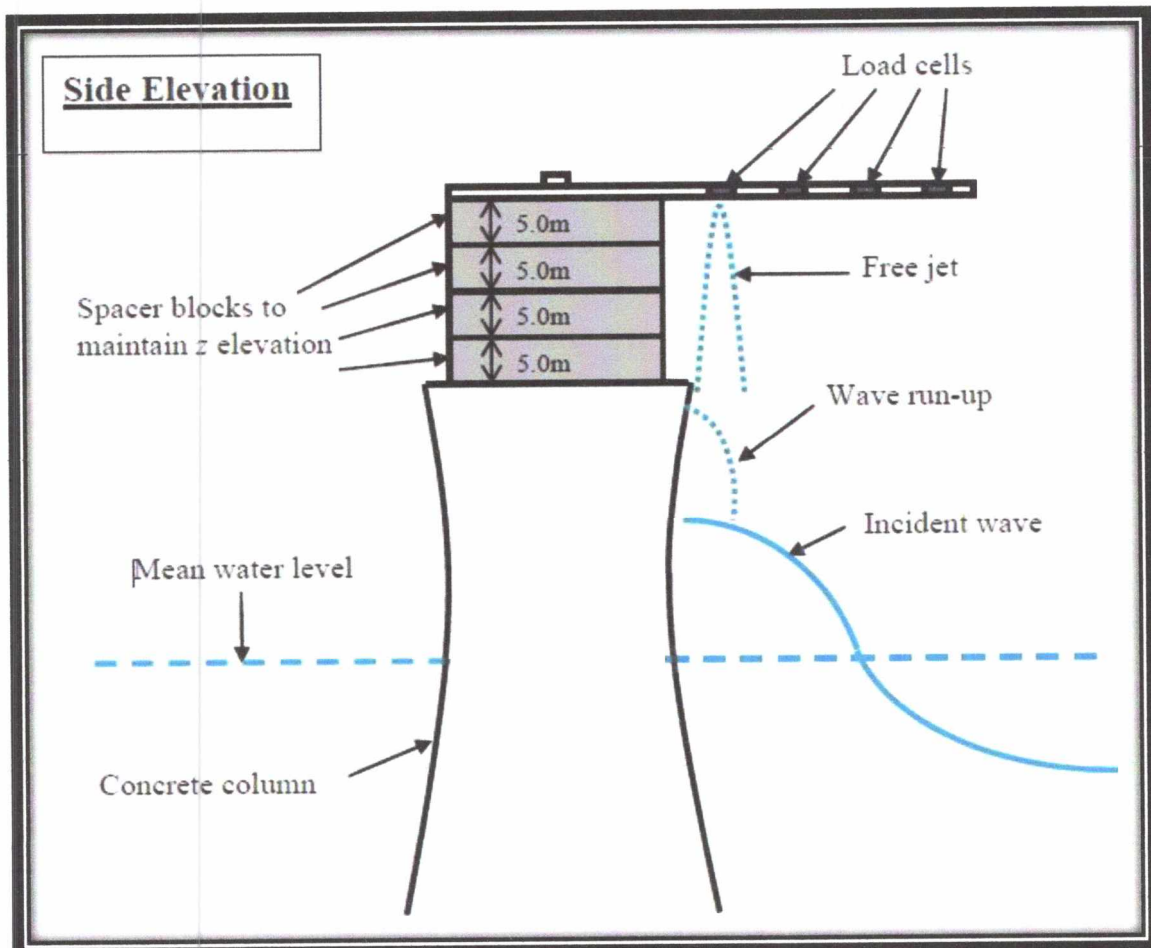
Να σημειωθεί εδώ ότι οι είκοσι 3ωρες αναπαραστάσεις εκτελέστηκαν για κάθε μία από τις παραπάνω περιπτώσεις. Επίσης με σκοπό η προσομοίωση να γίνει πιο ρεαλιστική και να καλυφτούν περισσότερα ενδεχόμενα το μοντέλο περιστράφηκε ενδεικτικά κατά γωνίες -90 , -60 και $+60$ μοιρών σε σχέση με την κύρια κατεύθυνση διάδοσης του κυματισμού όπως συμβαίνει άλλωστε και σε μια πραγματική κατασκευή.

3.3.4 Σκοπός του πειράματος

Σκοπός του πειράματος είναι να ποσοτικοποιήσει τόσο τις ταχύτητες αναρρίχησης του νερού στις κολώνες της κατασκευής όσο και τα κατακόρυφα φορτία κρούσης των κυμάτων (impact loads) σε συγκεκριμένα ύψη πάνω από τις κολώνες σκυροδέματος. Πιο συγκεκριμένα, ιδιαίτερη προσοχή δόθηκε στις δυνάμεις οι οποίες προσκρούουν σε ένα πρόσφατα εγκατεστημένο αγωγό ο οποίος εκτείνεται πάνω από τη δυτική κολώνα και στη συνέχεια επεκτείνεται σε ένα καινούριο κατάστρωμα μερικά μέτρα πιο πέρα από το ανώτατο σημείο της κολώνας. Το κάτω μέρος του καταστρώματος απέχει 12.5 μέτρα από το πάνω μέρος της κολώνας ενώ το κέντρο βάρους του αγωγού βρίσκεται σε υψόμετρο 14 μέτρων. Στην εικόνα 3.10 διακρίνεται το νέο κατάστρωμα πάνω στο οποίο θα τοποθετηθεί ο αγωγός (με λευκό χρώμα) κάτω από το οποίο υπάρχουν αισθητήρες μέτρησης της πίεσης (εικόνα 3.11) έτσι ώστε να καταγραφούν τα κατακόρυφα φορτία πρόσκρουσης. Στην ίδια εικόνα διακρίνονται επίσης οι μετρητές ταχύτητας αναρρίχησης του κυματισμού οι οποίοι έχουν τοποθετηθεί στην ανατολική κολώνα. Πρέπει να αναφέρουμε ότι στο ομοίωμα υπήρχε η δυνατότητα ανύψωσης του καταστρώματος ανά 5 μέτρα. Στο πείραμα δοκιμάστηκε το κατάστρωμα στα ύψη +5, +10, +15, +20 μέτρα από το ανώτερο μέρος της δυτικής κολώνας (εικόνα 3.12).



Εικόνα 3.11: Κάτοψη του καταστρώματος με τη διάταξη των πιεζομετρητών



Εικόνα 3.12: Πλαϊνή όψη δυτικής κολώνας με τα ύψη αναφοράς

3.3.5 Επεξεργασία αποτελεσμάτων

Από τις όλες τις περιπτώσεις και κυματικές συνθήκες που αναφέρθηκαν πιο πριν, επιλέχθηκαν οι τέσσερις που έδιναν τις μεγαλύτερες ταχύτητες αναρρίχησης. Πιο συγκεκριμένα επιλέχθηκαν τέσσερις αναπαραστάσεις μονοκατευθυντικών κυματισμών και 4 αναπαραστάσεις κατευθυντικών (n=10). Η περίπτωση n=2.5 δεν εξετάστηκε διότι αυτή η τιμή του n παρουσιάζει ιδιαίτερη ποικιλία κυματισμών και θεωρείται ακραία. Συνοπτικά, αναλύθηκαν τα δεδομένα για τη γωνία -60 και για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς επιλέχθηκαν οι αναπαραστάσεις 15, 4, 2 και 6 ενώ για τους κατευθυντικούς (n=10) οι αναπαραστάσεις 13, 19, 17 και 14.

Στη συνέχεια, για το ύψος αναφοράς +10, αφού βρέθηκαν τα τρεξίματα με τις μεγαλύτερες ταχύτητες, σε κάθε ένα από αυτά εντοπίστηκε η χρονική στιγμή στην οποία ασκήθηκε η μέγιστη πίεση στο κατάστρωμα. Ακόμη, κατέστη εφικτό έπειτα από επεξεργασία σε πρόγραμμα Matlab, να υπολογιστούν οι πιέσεις σε κάθε ένα από τους 20 πιεζομετρητές που υπήρχαν κάτω από το κατάστρωμα την ίδια χρονική στιγμή. Αφού ολοκληρώθηκε αυτή η διαδικασία, υπολογίστηκε η μέση πίεση σε κάθε αναπαραστάση όπως φαίνεται στους πίνακες 3.1 και 3.2 που αντιστοιχούν στις αναπαραστάσεις με μονοκατευθυντικούς και κατευθυντικούς κυματισμούς.

Περίπτωση	Seed 15		Seed 4		Seed 2		Seed 6	
u run-up (m/s)	24,2		23,7		22,1		21,5	
cell no	P max (kPa)	Time t (sec)	P max (kPa)	Time t (sec)	P max (kPa)	Time t (sec)	P max (kPa)	Time t (sec)
1	69,4	8017,4	11,7	1093,3	33,8	8933	78,1	9900,5
2	145,7	8017,4	10,8	1093,3	58,1	8933	53,8	9900,5
3	563,8	8017,4	26,9	1093,3	65,9	8933	49,4	9900,5
4	347,0	8017,4	53,8	1093,3	537,8	8933	1153,6	9900,5
5	134,0	8017,4	18,2	1093,3	42,5	8933	65,1	9900,5
6	117,1	8017,4	19,1	1093,3	89,3	8933	35,6	9900,5
7	650,5	8017,4	13,4	1093,3	117,1	8933	55,5	9900,5
8	2087,8	8017,4	138,8	1093,3	680,0	8933	511,8	9900,5
9	124,0	8017,4	20,4	1093,3	19,2	8933	19,1	9900,5
10	147,5	8017,4	16,5	1093,3	112,8	8933	68,5	9900,5
11	1925,6	8017,4	18,6	1093,3	297,5	8933	39,0	9900,5
12	591,6	8017,4	24,3	1093,3	437,2	8933	735,6	9900,5
13	43,4	8017,4	20,6	1093,3	37,3	8933	36,4	9900,5
14	137,0	8017,4	16,0	1093,3	148,3	8933	77,2	9900,5
15	373,0	8017,4	81,5	1093,3	498,8	8933	50,3	9900,5
16	610,6	8017,4	438,0	1093,3	130,1	8933	649,7	9900,5
17	136,2	8017,4	27,8	1093,3	46,0	8933	64,2	9900,5
18	232,0	8017,4	15,6	1093,3	149,2	8933	64,2	9900,5
19	298,4	8017,4	277,6	1093,3	138,3	8933	13,0	9900,5
20	438,9	8017,4	16,5	1093,3	607,2	8933	1214,4	9900,5
P max	2087,8		438,0		680,0		1214,4	
P average	458,7		63,3		212,3		251,7	

Πίνακας 3.1: Αναπαραστάσεις μονοκατευθυντικών κυματισμών με τις μέγιστες πιέσεις στον ίδιο χρόνο

Περίπτωση	Seed 19		Seed 13		Seed 17		Seed 14	
u run-up (m/s)	33,3		26,4		23,9		23,6	
cell no	P (Kp)	Time (s)	P max (kPa)	Time t (sec)	P max (kPa)	Time t (sec)	P max (kPa)	Time t (sec)
1	0	8124	338,3	4446	26,0	3852	0,0	7865
2	0	8124	485,7	4446	35,6	3852	0,0	7865
3	0	8124	173,5	4446	43,4	3852	16,5	7865
4	230,3	8124	1344,5	4446	234,2	3852	0,0	7865
5	10,5	8124	190,8	4446	38,2	3852	14,7	7865
6	0	8124	52	4446	25,2	3852	19,1	7865
7	0	8124	1040,9	4446	17,3	3852	0,0	7865
8	858,7	8124	433,7	4446	1622,0	3852	36,4	7865
9	0	8124	0	4446	27,8	3852	17,3	7865
10	0	8124	251,5	4446	59,0	3852	22,1	7865
11	0	8124	954,1	4446	33,8	3852	22,6	7865
12	0	8124	2428,7	4446	347,0	3852	0,0	7865
13	10,3	8124	34,7	4446	22,6	3852	14,7	7865
14	0	8124	0	4446	22,6	3852	16,5	7865
15	0	8124	559,5	4446	79,8	3852	36,4	7865
16	1830,2	8124	1387,8	4446	576,8	3852	43,4	7865
17	79,8	8124	647,1	4446	69,4	3852	91,1	7865
18	134,4	8124	164,8	4446	104,1	3852	0,0	7865
19	19	8124	320,9	4446	609,8	3852	13,0	7865
20	10,6	8124	858,7	4446	104,1	3852	1288,1	7865
P max	1830,2		2428,7		1622,0		1288,1	
P average	159,2		583,4		204,9		82,6	

Πίνακας 3.2: Αναπαραστάσεις κατευθυντικών κυματισμών με τις μέγιστες πιέσεις στον ίδιο χρόνο

Για να εξασφαλιστεί η επαναληπτικότητα στο πείραμα, δηλαδή για να εξασφαλιστεί ότι κάθε φορά που τρέχει το πείραμα κάτω από τις ίδιες συνθήκες δίνει τα ίδια περίπου αποτελέσματα, εξετάστηκαν οι αναπαραστάσεις 15 και 13 για τους μονοκατευθυντικούς και τους κατευθυντικούς κυματισμούς αντίστοιχα. Για καθεμιά από τις παραπάνω περιπτώσεις το πείραμα επαναλήφθηκε 6 φορές. Και εδώ υπολογίστηκαν η μέση πίεση καθώς επίσης και η μέγιστη κατακόρυφη δύναμη σε κάθε επανάληψη. Οι πίνακες 3.3 και 3.4 παρουσιάζουν τα αποτελέσματα της επεξεργασίας.

Seed 15 cell no	1		2		3		4		5		6	
	P max (kPa)	Time t (sec)	P max (kPa)	Time t (sec)	P max (kPa)	Time t (sec)	P max (kPa)	Time t (sec)	P max (kPa)	Time t (sec)	P max (kPa)	Time t (sec)
1	69,4	8017,4	67,7	8017,4	0	8017,4	127,5	8017,4	0	8017,4	1241	8017,4
2	145,7	8017,4	140,5	8017,4	60,7	8017,4	0	8017,4	95,4	8017,4	56,4	8017,4
3	563,8	8017,4	337,4	8017,4	260,2	8017,4	693,9	8017,4	693,9	8017,4	281,9	8017,4
4	347,0	8017,4	446,7	8017,4	509,2	8017,4	442,4	8017,4	780,7	8017,4	728,6	8017,4
5	134,0	8017,4	147,5	8017,4	65,1	8017,4	147,5	8017,4	78,1	8017,4	0	8017,4
6	117,1	8017,4	98,9	8017,4	10	8017,4	104,1	8017,4	0	8017,4	0	8017,4
7	650,5	8017,4	298,4	8017,4	98,9	8017,4	520,4	8017,4	798	8017,4	1540	8017,4
8	2087,8	8017,4	1136,3	8017,4	0	8017,4	1257,7	8017,4	2107,8	8017,4	867,4	8017,4
9	124,0	8017,4	0	8017,4	0	8017,4	0	8017,4	12	8017,4	0	8017,4
10	147,5	8017,4	412,9	8017,4	118	8017,4	107,6	8017,4	134,4	8017,4	96,3	8017,4
11	1925,6	8017,4	477,1	8017,4	104,1	8017,4	112,8	8017,4	199,5	8017,4	0	8017,4
12	591,6	8017,4	1348,8	8017,4	1049,5	8017,4	1335,8	8017,4	2359,3	8017,4	1691,4	8017,4
13	43,4	8017,4	91,1	8017,4	0	8017,4	0	8017,4	0	8017,4	0	8017,4
14	137,0	8017,4	121,4	8017,4	0	8017,4	0	8017,4	0	8017,4	0	8017,4
15	373,0	8017,4	563,8	8017,4	0	8017,4	320,9	8017,4	399	8017,4	21	8017,4
16	610,6	8017,4	737,3	8017,4	807,5	8017,4	997,5	8017,4	1977,7	8017,4	954,1	8017,4
17	136,2	8017,4	0	8017,4	31	8017,4	216,8	8017,4	111	8017,4	0	8017,4
18	232,0	8017,4	251,5	8017,4	21	8017,4	335,7	8017,4	130,1	8017,4	0	8017,4
19	298,4	8017,4	676,6	8017,4	225,5	8017,4	390,3	8017,4	268	8017,4	0	8017,4
20	438,9	8017,4	1040,9	8017,4	368,6	8017,4	347	8017,4	1420,8	8017,4	0	8017,4

Max P	2087,8	Max P	1348,8	Max P	1049,5	Max P	1335,8	Max P	2359,3	Max P	1691,4
Average P	458,7	Average P	466,4	Average P	266,4	Average P	466,1	Average P	680,3	Average P	747,8
Fmax	4196,5	Fmax	2711,1	Fmax	2109,5	Fmax	2685,0	Fmax	47421,9	Fmax	33997,1

Πίνακας 3.3: Εξασφάλιση επαναληψιμότητας για την αναπαραγωγή 15 (μονοκατευθυντικός κυματισμός)

Seed 13 cell no	1		2		3		4		5		6	
	P max (kPa)	Time t (sec)	P max (kPa)	Time t (sec)	P max (kPa)	Time t (sec)	P max (kPa)	Time t (sec)	P max (kPa)	Time t (sec)	P max (kPa)	Time t (sec)
1	338,3	4446	134,4	4446	0	4446	11,9	4446	22,3	4446	52	4446
2	485,7	4446	312,3	4446	0	4446	14	4446	52	4446	0	4446
3	173,5	4446	10,3	4446	0	4446	0	4446	74,6	4446	182,2	4446
4	1344,5	4446	680,9	4446	383,4	4446	1075,6	4446	719,9	4446	1145,8	4446
5	190,8	4446	102,4	4446	47,7	4446	99,8	4446	34,7	4446	65,1	4446
6	52	4446	0	4446	10,7	4446	0	4446	52	4446	107,6	4446
7	1040,9	4446	563,8	4446	204,7	4446	104,1	4446	0	4446	210,8	4446
8	433,7	4446	867,4	4446	520,4	4446	954,1	4446	923,8	4446	1049,5	4446
9	0	4446	34,7	4446	24,2	4446	10,5	4446	69,4	4446	39	4446
10	251,5	4446	241,1	4446	52	4446	95,4	4446	80,7	4446	216,8	4446
11	954,1	4446	12,5	4446	22	4446	10,8	4446	69,4	4446	189,1	4446
12	2428,7	4446	1105,9	4446	2289,9	4446	1188,3	4446	407,7	4446	841,4	4446
13	34,7	4446	12,2	4446	15,2	4446	34,7	4446	34,7	4446	0	4446
14	0	4446	0	4446	10,3	4446	10,7	4446	78,1	4446	74,6	4446
15	559,5	4446	154,4	4446	17,5	4446	25,8	4446	23	4446	109,3	4446
16	1387,8	4446	477,1	4446	1127,6	4446	364,3	4446	308,8	4446	282,8	4446
17	647,1	4446	0	4446	10,2	4446	11,1	4446	14,5	4446	96,3	4446
18	164,8	4446	95,4	4446	69,4	4446	122,3	4446	459,7	4446	172,6	4446
19	320,9	4446	168,3	4446	0	4446	112,8	4446	89,3	4446	38,5	4446
20	858,7	4446	289,7	4446	347	4446	229	4446	299,3	4446	56,7	4446

Max P	2428,7	Max P	1105,9	Max P	2289,9	Max P	1188,3	Max P	923,8	Max P	1145,8
Average P	648,2	Average P	309,6	Average P	322,0	Average P	248,6	Average P	200,7	Average P	273,9
Fmax	4881,7	Fmax	2222,9	Fmax	4602,7	Fmax	2388,5	Fmax	1856,8	Fmax	2303,1

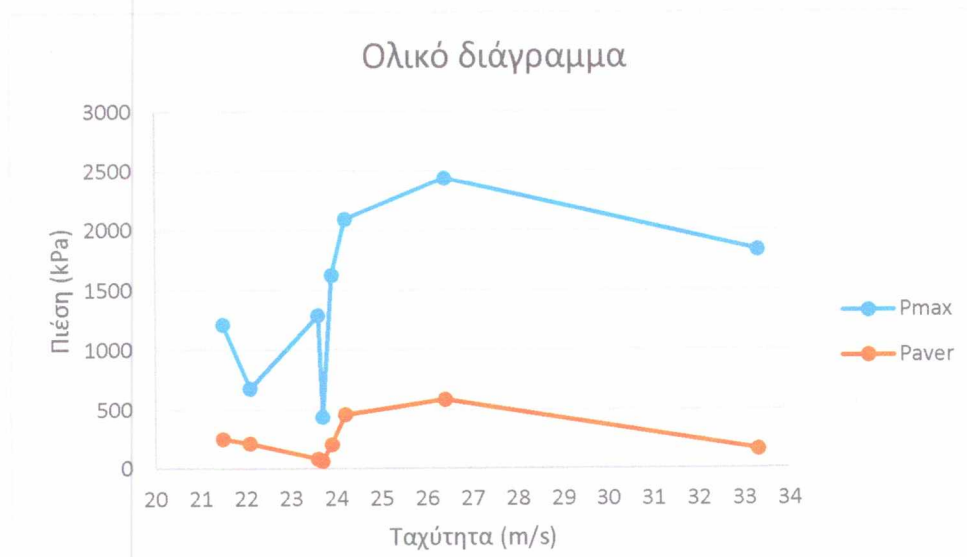
Πίνακας 3.4: Εξασφάλιση επανοληπτικότητας για την αναπαράσταση 1.3 (κατευθυντικός κυματισμός)

Είναι φανερό ότι και στις δυο περιπτώσεις τα αποτελέσματα συμπίπτουν πράγμα που προέρχεται από το γεγονός ότι το πείραμα διεξήχθη με πολύ προσοχή λαμβάνοντας υπόψιν όλες τις παραμέτρους.

Στη συνέχεια της ανάλυσης, από τους πίνακες 3.3 και 3.4 παρατίθενται τα διαγράμματα ταχύτητας - μέσης και μέγιστης πίεσης από τις αναπαραστάσεις μονοκατευθυντικών και κατευθυντικών κυματισμών (διάγραμμα 3.1). Τέλος παρατίθεται κι ένα διάγραμμα που περιέχει και τις δύο περιπτώσεις κυματισμών για μέση και μέγιστη πίεση (διάγραμμα 3.2).



Διάγραμμα 3.1: Μέγιστη και μέση πίεση για τις αναπαραστάσεις μονοκατευθυντικών και κατευθυντικών κυματισμών



Διάγραμμα 3.2: Μέγιστη και μέση πίεση για τις αναπαραστάσεις και των δύο ειδών

Όπως είναι φυσικό η μέγιστη πίεση P_{max} είναι σε όλα τα σημεία και των δύο διαγραμμάτων υψηλότερα από αυτή της μέσης πίεσης P_{aver} .

Στο διάγραμμα 3.1, για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς είναι φανερό ότι με την αύξηση της ταχύτητας από 21 έως 23.5 m/sec η τιμή της μέσης και της μέγιστης πίεσης έχει καθοδικές τάσεις ενώ στη μέγιστη ταχύτητα (24.2 m/sec) παρουσιάζουν μια απότομη αύξηση ιδιαίτερα αυτή της μέγιστης πίεσης.

Αντιθέτως στο διάγραμμα 3.1 που αφορά τους κατευθυντικούς κυματισμούς οι διακυμάνσεις στην μέγιστη και μέση πίεση είναι αντίστροφες. Σε μικρές ταχύτητες αναρρίχησης (έως 26.4 m/sec) η πίεση αυξάνεται και στις δύο περιπτώσεις. Στην μέγιστη ταχύτητα αναρρίχησης (33.3 m/sec) όμως παρατηρείται μια απότομη μείωση στην πίεση τόσο στην μία όσο και στην άλλη περίπτωση.

Στο ολικό διάγραμμα 3.2 το οποίο περιλαμβάνει και τις δυο ομάδες κυματισμών υπάρχουν αρκετές διακυμάνσεις με την αύξηση της ταχύτητας. Η μέση πίεση μεταβάλλεται πιο ομαλά φτάνοντας τη μέγιστη στην ταχύτητα των 26.4 m/sec και ακολουθώντας στη συνέχεια μια φθίνουσα πορεία. Στη μέγιστη πίεση παρατηρούνται πολύ πιο έντονες αλλαγές με μια κατακόρυφη αύξηση στην ταχύτητα των 24.2 m/sec.

Γενικά, το συμπέρασμα που εξάγεται από τα παραπάνω διαγράμματα είναι ότι η μέγιστη πίεση αυξάνεται ή μειώνεται πολύ περισσότερο σε σχέση με τη μέση πίεση όσον αφορά την ταχύτητα αναρρίχησης του κυματισμού. Επίσης είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι η τάση των διαγραμμάτων (αύξηση – μείωση – αύξηση – μείωση) με την αύξηση της ταχύτητας αναρρίχησης διατηρείται ακόμα και όταν τα δύο είδη κυματισμών συγχωνεύονται σε ένα διάγραμμα (διάγραμμα 3.2).

Όπως προαναφέρθηκε τα διαγράμματα αυτά αντιπροσωπεύουν το ύψος καταστρώματος +10. Στους παρακάτω πίνακες (πίνακες 3.5 και 3.6) συνοψίζονται οι μέγιστες πιέσεις και για τις 8 αναπαραστάσεις που επιλέχθηκαν και για όλα τα ύψη αναφοράς. Και εδώ γίνεται διαχωρισμός κατευθυντικών και μονοκατευθυντικών κυματισμών και παρουσιάζονται τα διαγράμματα ταχύτητας - μέγιστης πίεσης για κάθε ύψος αναφοράς (διαγράμματα 3.4 (α-δ)) όπως επίσης και δυο διαγράμματα μονοκατευθυντικών και κατευθυντικών κυματισμών αντίστοιχα για όλα τα ύψη αναφοράς (διαγράμματα 3.5 και 3.6)

Height (m)	Unidirectional Seed	Load Cell	Fmax (kPa)	Seed	Load Cell	Fmax (kPa)	Seed	Load Cell	Fmax (kPa)	Seed	Load Cell	Fmax (kPa)	Seed	Load Cell	Fmax (kPa)
5	15	16	2983,83644	4	4	706,9263659	2	8	2086,083325	6	7	988,829518			
10	15	8	2087,818114	4	16	438,0341286	2	8	680,0371422	6	4	1153,634438			
15	15	16	310,5271644	4	19	437,1667343	2	15	553,3975723	6	7	390,3274413			
20	15	19	563,8063041	4	15	537,7844747	2	18	390,3274413	6	2	303,5880099			

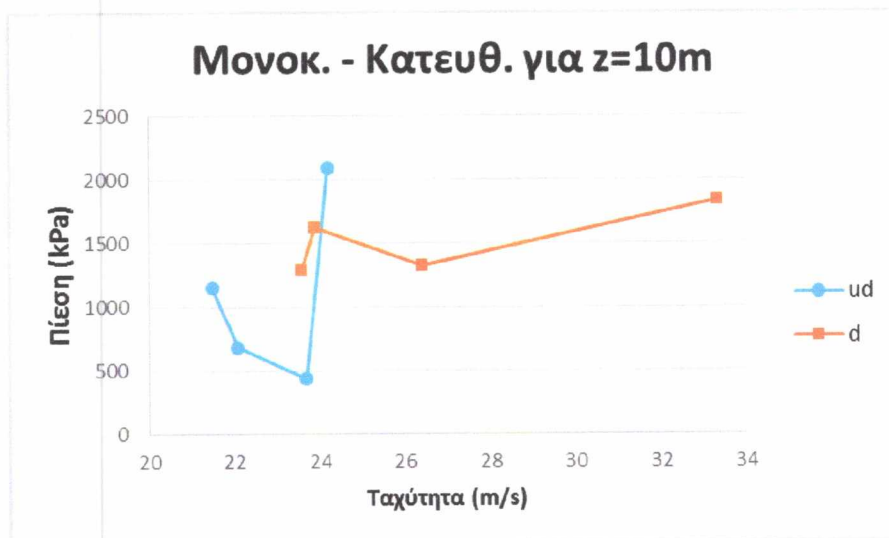
Πίνακας 3.5: Μέγιστες πιέσεις και για τα ύψη αναφοράς z=5, z=10, z=15, z=20 (μονοκατευθυντικοί κρηματισμοί)

Height (m)	Directional n=10 Seed	Load Cell	Fmax (kPa)	Seed	Load Cell	Fmax (kPa)	Seed	Load Cell	Fmax (kPa)	Seed	Load Cell	Fmax (kPa)	Seed	Load Cell	Fmax (kPa)
5	19	8	445,8406774	13	12	919,4379728	17	16	789,3288257	14	20	1140,623523			
10	19	16	1830,202003	13	8	1318,439357	17	8	1622,027367	14	20	1288,080556			
15	19	17	303,5880099	13	19	490,0777874	17	19	216,8485785	14	18	156,9983708			
20	19	2	403,338356	13	7	327,8750507	17	19	381,6534982	14	19	381,6534982			

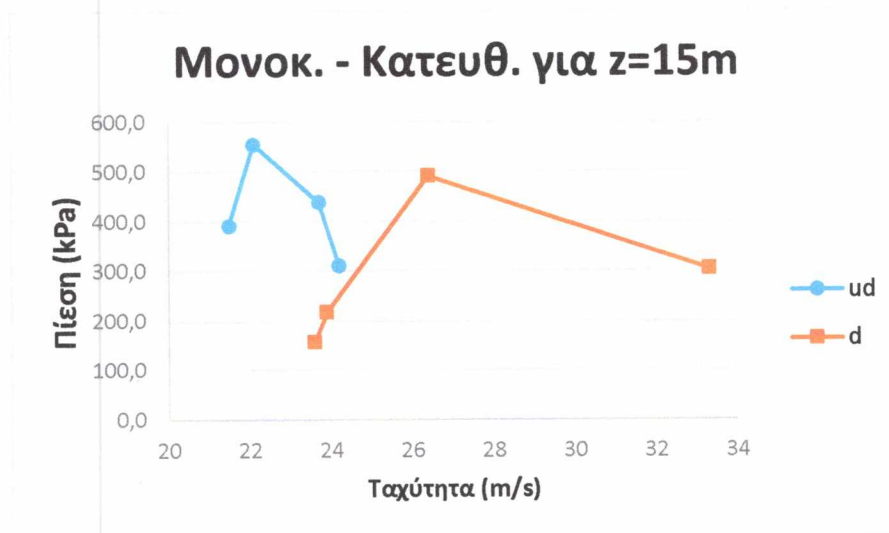
Πίνακας 3.6: Μέγιστες πιέσεις και για τα ύψη αναφοράς z=5, z=10, z=15, z=20 (κατευθυντικοί κρηματισμοί)



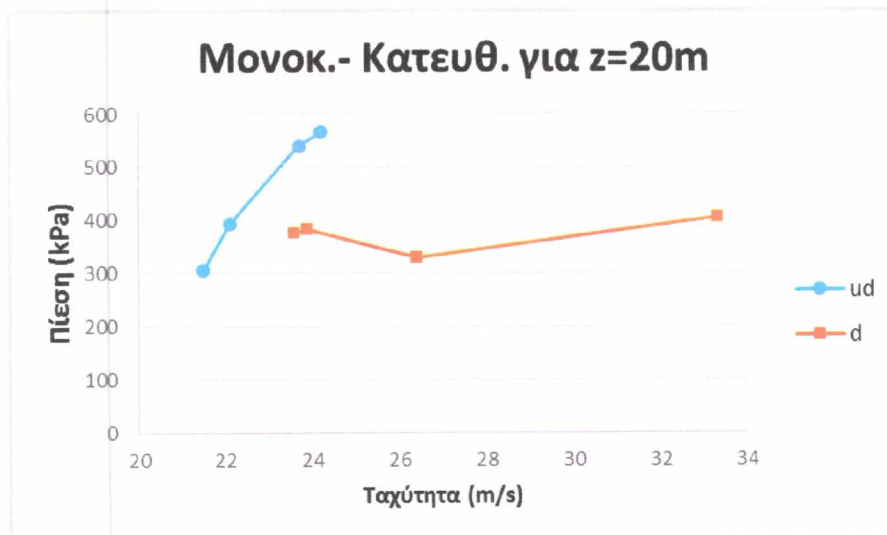
(α)



(β)



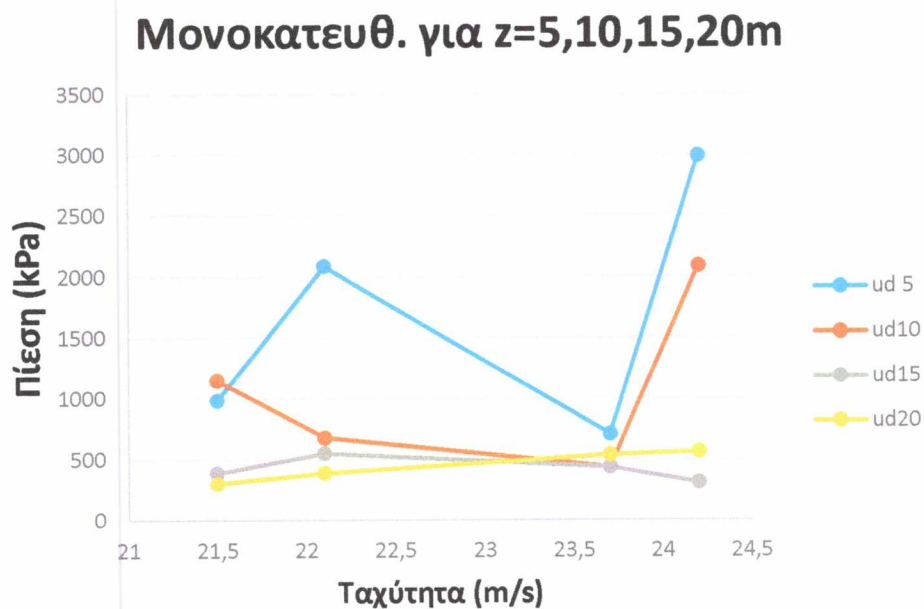
(γ)



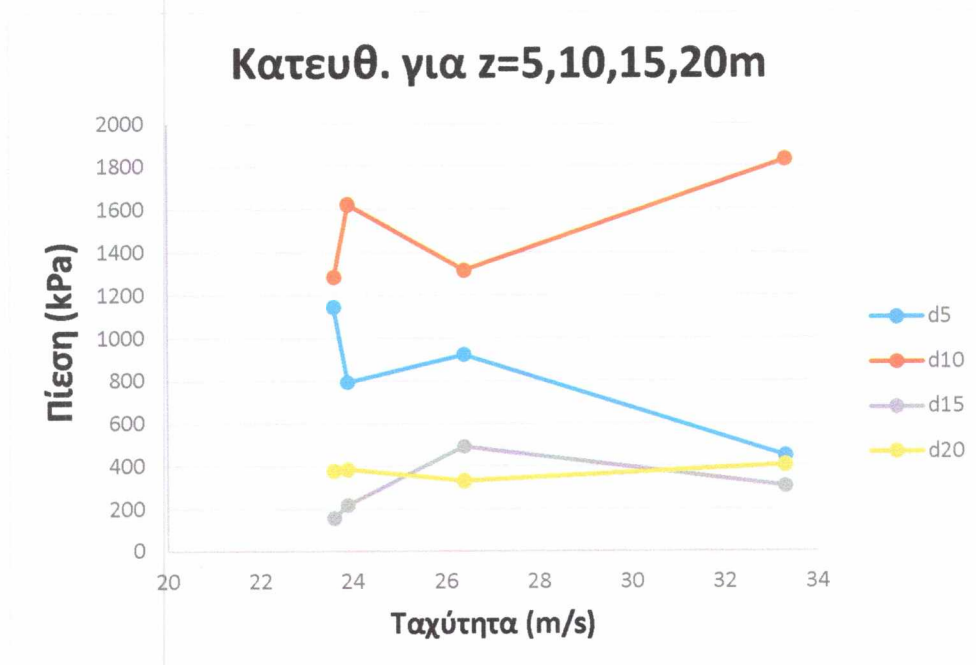
(δ)

- Διάγραμμα 3.4:** (α) διάγραμμα μέγιστης πίεσης – ταχύτητας για ύψος αναφοράς z=+5 m
 (β) διάγραμμα μέγιστης πίεσης – ταχύτητας για ύψος αναφοράς z=+10 m
 (γ) διάγραμμα μέγιστης πίεσης – ταχύτητας για ύψος αναφοράς z=+15 m
 (δ) διάγραμμα μέγιστης πίεσης – ταχύτητας για ύψος αναφοράς z=+20 m

Στα διαγράμματα (α), (β) και (γ) υπάρχουν πολλές διακυμάνσεις στη μέγιστη πίεση με την αύξηση της ταχύτητας αναρρίχησης με τις υψηλότερες να βρίσκονται στα ύψη αναφοράς +5 και +10 μέτρα. Στο ύψος αναφοράς z=20 μέτρα τα πράγματα είναι πιο ήπια με τις αλλαγές στις κλίσεις να ναι πιο ομαλές και τις πιέσεις αρκετά μικρότερες. Άλλωστε αυτό είναι αναμενόμενο καθώς η τοποθέτηση του καταστρώματος σε μεγάλο υψόμετρο όπως αυτό δεν έρχεται εύκολα σε επαφή με το νερό.



Διάγραμμα 3.5: Μέγιστη πίεση για τις αναπαραστάσεις μονοκατευθυντικών κυματισμών



Διάγραμμα 3.6: Μέγιστη πίεση για τις αναπαραστάσεις κατευθυντικών κυματισμών

Στα διαγράμματα 3.5 και 3.6 παρατηρείται ότι στους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς οι μέγιστες πιέσεις είναι γενικά μεγαλύτερες και οι μεταβολές πιο έντονες.

Συνολικά τα συμπεράσματα που μπορούν να εξαχθούν από τα διαγράμματα 3.4, 3.5 και 3.6 συνοψίζονται ως εξής:

Παρατηρείται γενικά ότι οι μέγιστες ταχύτητες αναρρίχησης είναι μικρότερες στους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς σε αντίθεση με τις μέγιστες πιέσεις οι οποίες είναι μεγαλύτερες. Το γεγονός αυτό οφείλεται στο ότι σε αυτό το είδος κυματισμών η ενέργεια είναι συγκεντρωμένη και δεν και δεν διαχέεται σε διάφορες κατευθύνσεις.

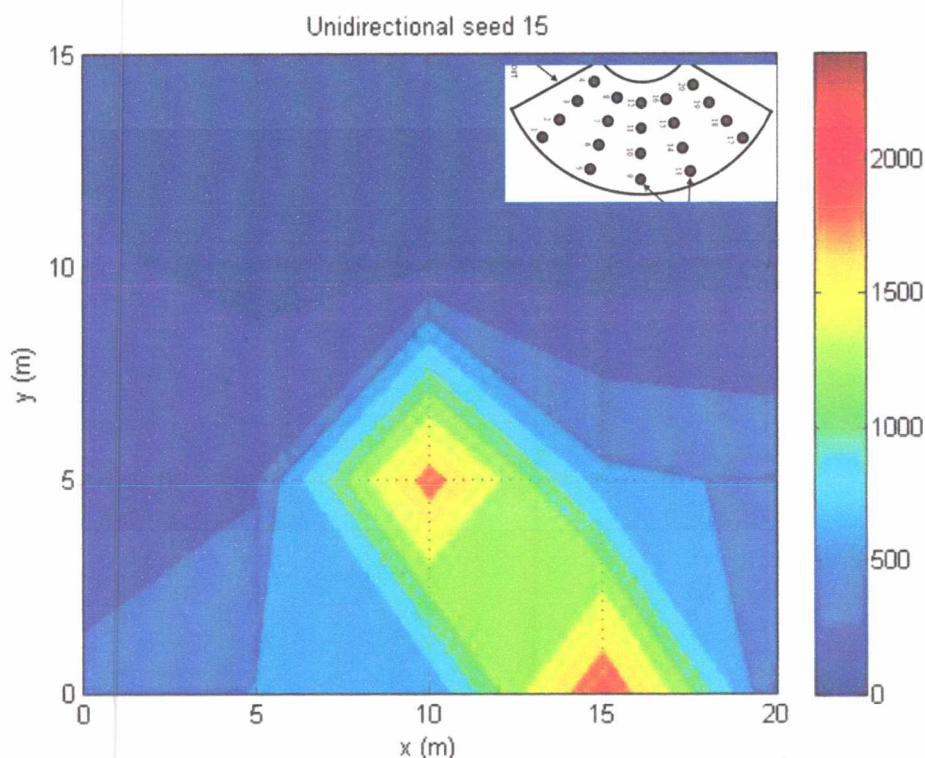
Ωστόσο η έρευνα δεν μπορεί να ολοκληρωθεί λαμβάνοντας υπόψιν μόνο τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς μόνο και μόνο επειδή δίνουν γενικά μεγαλύτερες πιέσεις. Αξίζει να σημειωθεί εδώ ότι στο διάγραμμα 3.4 (β) για το ίδιο ύψος αναφοράς ($z=10$) και για την ίδια ταχύτητα οι κατευθυντικοί κυματισμοί δίνουν κατ' εξαίρεση μεγαλύτερη πίεση. Φαινόμενα σαν αυτό πρέπει να λαμβάνονται σοβαρά υπόψιν.

Επί προσθέτως στο διάγραμμα 3.5 είναι φανερό ότι για μεγαλύτερο ύψος αναφοράς ($z=10$) η πίεση αντί να μειώνεται, αυξάνεται. Η ερμηνεία γι' αυτό ενδεχομένως συσχετίζεται με τη φύση της αναρρίχησης του κυματισμού. Σε πολλές περιπτώσεις παρατηρήθηκε ότι η αρχική αναρρίχηση αποτελείται από μια σχετικά στενή στήλη υγρού η οποία έχει πάχος περίπου ένα μέτρο. Αυτό ακολουθήθηκε από ένα πιο σημαντικό σώμα νερού η πρόσκρουση του οποίου επέφερε τα μεγαλύτερα φορτία. Παρόλα αυτά σε χαμηλότερα ύψη αναφοράς η παρουσία του νερού που σχετίζεται με την αρχική εκτόξευση προκαλεί μια απομείωση της ορμής του δεύτερου, το οποίο οδηγεί με τη σειρά του σε μειωμένες μέγιστες πιέσεις. Λαμβάνοντας υπόψιν τα

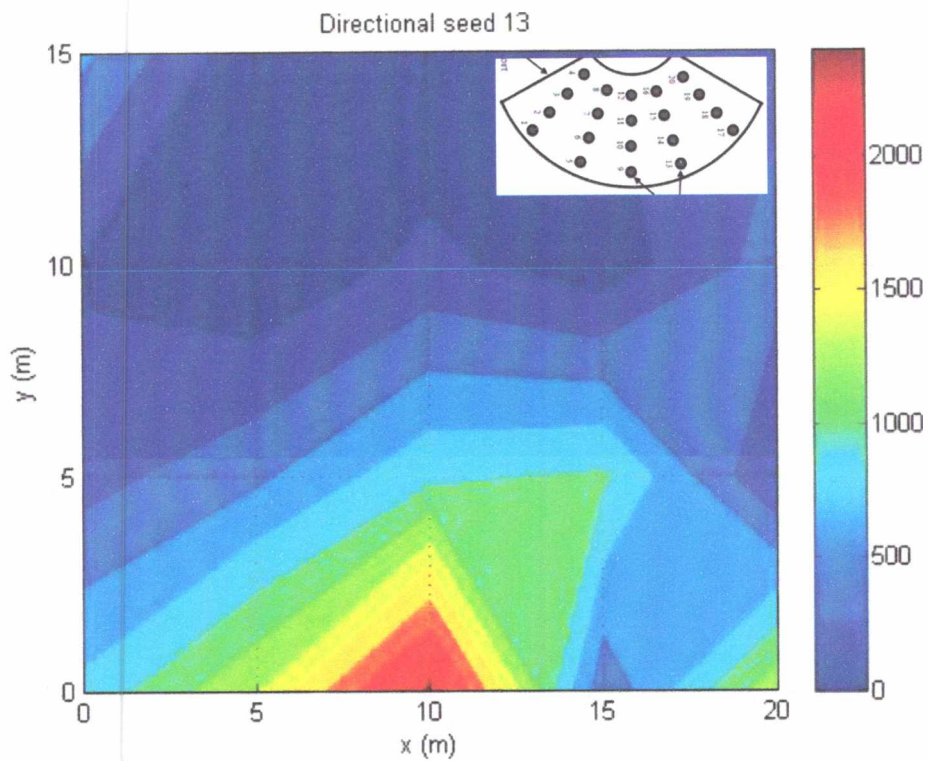
δεδομένα αυτά παρατηρείται ότι τα αποτελέσματα καταγράφηκαν σε βάθος αρκετών ημερών και επαναλαμβανόμενες δοκιμές επιβεβαίωσαν τη γενική εικόνα των δεδομένων όπως φαίνονται στους πίνακες 3.3 και 3.4. Όσον αφορά τους κατευθυντικούς κυματισμούς μεταξύ των υψών αναφοράς $z=10$ και $z=15$ τα πράγματα είναι αναμενόμενα καθώς με την αύξηση του ύψους μειώνεται η μέγιστη πίεση στο κάτω μέρος του καταστρώματος.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4 : Συμπεράσματα

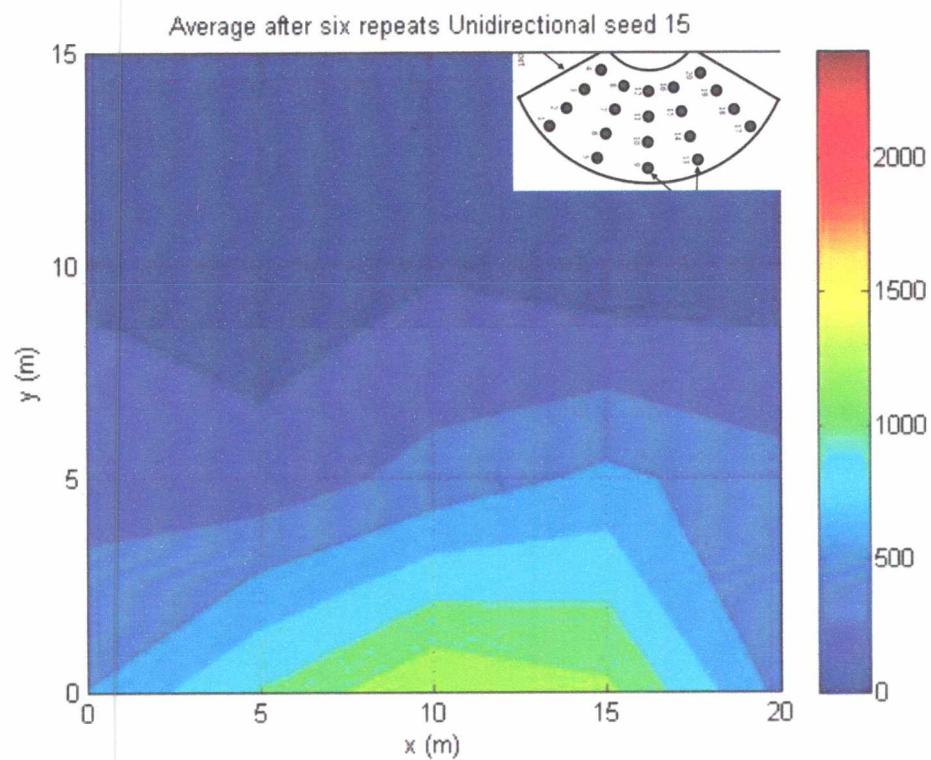
Για την καλύτερη αντίληψη των φαινομένων της αναρρίχησης και της πρόσπτωσης του κυματισμού δημιουργήθηκαν διαγράμματα ισούψών καμπυλών με χρωματικές διαβαθμίσεις (contour plots), στα οποία αποτυπώνεται η επιφάνεια του καταστρώματος πάνω στην οποία είναι τοποθετημένοι όλοι οι πιεζομετρητές (εικόνα 3.11). Τα σημεία τομής του πλέγματος αντιπροσωπεύουν τις θέσεις των πιεζομετρητών με συντεταγμένες (x,y) και η χρωματική παλέτα αναπαριστά τις τιμές της πίεσης σε kPa. Παρακάτω παρουσιάζονται τα διαγράμματα ισούψών καμπυλών για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς (αναπαράσταση 15) και κατευθυντικούς κυματισμούς (αναπαράσταση 13)(εικόνες 4.1, 4.2). Ακόμη παρατίθενται διαγράμματα για τις μέσες τιμές των πιέσεων ύστερα από έξι επαναλήψεις (πίνακες 3.3 και 3.4) καθώς επίσης και διαγράμματα για τις μέγιστες τιμές των πιέσεων για τις ίδιες επαναλήψεις (εικόνες 4.3, 4.4, 4.5, 4.6).



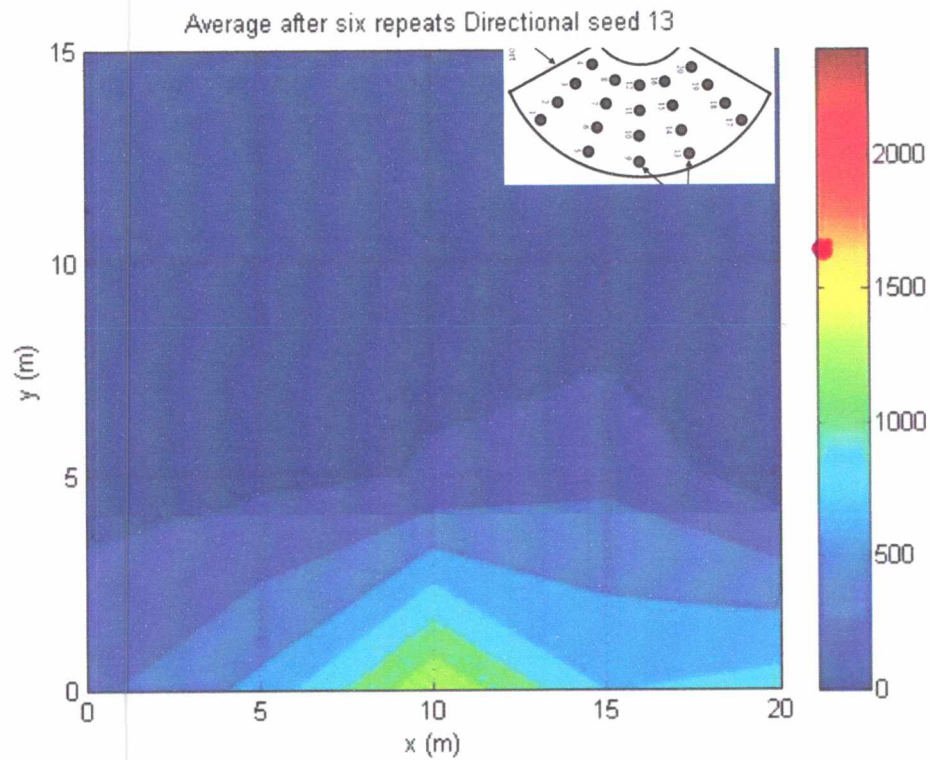
Διάγραμμα 4.1: Αναπαράσταση 15 για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς



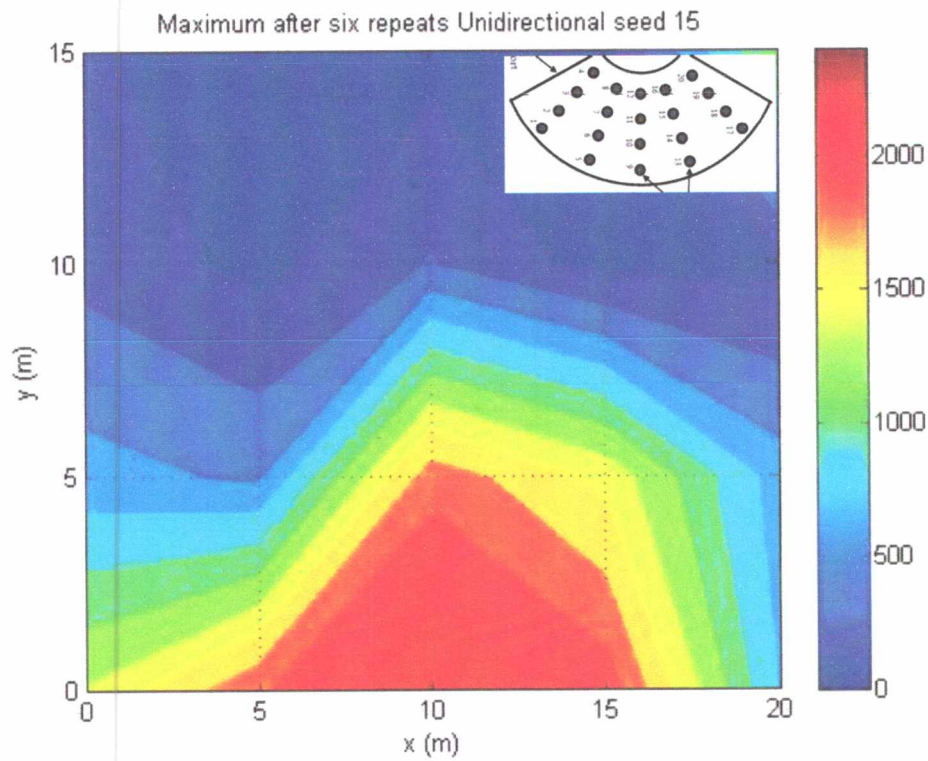
Διάγραμμα 4.2: Αναπαράσταση 13 για τους κατευθυντικούς κυματισμούς



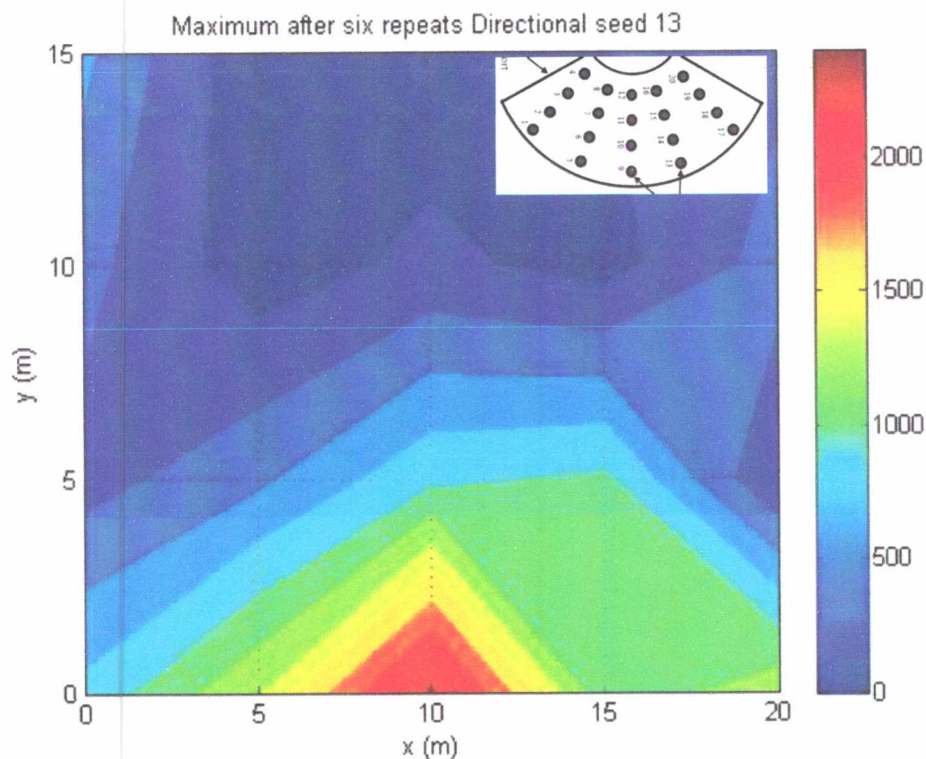
Διάγραμμα 4.3: Μέσες τιμές πύσεων μετά από 6 επαναλήψεις για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς (αναπαράσταση 15)



Διάγραμμα 4.4: Μέσες τιμές πιέσεων μετά από 6 επαναλήψεις για κατευθυντικούς κυματισμούς (αναπαράσταση 13)



Διάγραμμα 4.5: Μέγιστες τιμές πιέσεων μετά από 6 επαναλήψεις για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς (αναπαράσταση 15)



Διάγραμμα 4.6: Μέγιστες τιμές πιέσεων μετά από 6 επαναλήψεις για κατευθυντικούς κυματισμούς (αναπαράσταση 13)

Είναι προφανές και αναμενόμενο ότι οι πιεζομετρητές που βρίσκονται στην κοντινότερη στην κολώνα διάταξη, δέχονται και τα μεγαλύτερα φορτία δηλαδή οι 4,8,12,16 και 20 (εικόνα 3.11). Ακόμα παρατηρείται ότι στους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς (αναπαράσταση 15) η μέγιστη πίεση εξαπλώνεται και σε διατάξεις πιεζομετρητών που είναι πολύ πιο μακριά από την κολώνα (σειρές 3,4) ενώ αντίθετα στους κατευθυντικούς η κατανομή της πίεσης περιορίζεται σε στις πρώτες σειρές (σειρές 1,2) ωστόσο με μεγαλύτερες τιμές.

Στα διαγράμματα ισοϋψών 4.3 και 4.4 το φαινόμενο αυτό επαναλαμβάνεται καθώς η μέγιστη πίεση είναι κοντά στα 1400 kPa σε περιοχές όχι και τόσο κοντά στην κολώνα για τους μονοκατευθυντικούς ενώ αντίθετα η μέγιστη πίεση για τους κατευθυντικούς κυματισμούς φτάνει τα 1300 kPa και εξαπλώνεται σε περιοχές της 1^{ης} και της 2^{ης} σειράς. Η εξήγηση βασίζεται στο γεγονός ότι οι μονοκατευθυντικοί κυματισμοί έχουν συσσωρευμένη την ενέργεια τους προς μια κατεύθυνση με αποτέλεσμα όταν γίνεται η αναρρίχηση στην κολώνα και φτάσουν στο σημείο όπου χάνεται η επαφή με την επιφάνειά της να φτάνουν σε πιο μακρινές διατάξεις.

Ομοίως στα διαγράμματα 4.5 και 4.6 παρατηρείται η ίδια τάση με τις πιέσεις όμως να φτάνουν σε πολύ υψηλότερα επίπεδα δεδομένου ότι έχουν ληφθεί υπόψιν μόνο οι μέγιστες ύστερα από έξι επαναλήψεις της ίδια αναπαράστασης. Επίσης είναι αναμενόμενο η κατανομή της πίεσης να εξαπλώνεται σε μια ευρύτερη περιοχή για τον ίδιο λόγο.

Πρέπει να σημειωθεί εδώ, όπως φαίνεται και από τα διαγράμματα 3.1 έως και 3.6, ότι οι ταχύτητες αναρρίχησης των μονοκατευθυντικών κυματισμών είναι συστηματικά μικρότερες από τις αντίστοιχες των κατευθυντικών. Αυτό όμως έρχεται σε αντίθεση με τη λογική του ότι όσο αυξάνεται η ταχύτητα αυξάνονται και τα φορτία πρόσκρουσης. Το ότι μονοκατευθυντικοί κυματισμοί δίνουν γενικά μεγαλύτερα φορτία εξαρτάται από τον όγκο νερού που αναρριχάται στην κολώνα. Με την ενέργεια συγκεντρωμένη σε μια κατεύθυνση μεταφέρεται μεγαλύτερος όγκος νερού και συνεπώς μεγαλύτερα φορτία, παρά το γεγονός ότι η ταχύτητα κυμαίνεται σε μικρότερες τιμές.

Ωστόσο ιδιαίτερη προσοχή θα πρέπει να δίνεται και στους κατευθυντικούς κυματισμούς. Από το πείραμα γίνεται κατανοητό ότι οι μονοκατευθυντικοί κυματισμοί είναι οι πιο κρίσιμοι και οι πιο επικίνδυνοι. Όμως στη φύση και στα ανοιχτά των ωκεανών η διάδοση της ενέργειας σε μία κατεύθυνση είναι ένα σπάνιο φαινόμενο και δύσκολα συναντάται. Επιπροσθέτως, ο συνδυασμός πολλών συχνοτήτων, φάσεων και ταχυτήτων μπορεί να καταλήξει στην σύνθεση ενός κυματισμού πολύ μεγαλύτερου ενεργειακά από έναν προβλεπόμενο μονοκατευθυντικό γεγονός που μπορεί να φέρει σε κίνδυνο τόσο την κατασκευή όσο και την ζωή των ανθρώπων που βρίσκονται εκεί.

Βιβλιογραφία

1. Bateman, Katsardi & Swan (2011). Extreme ocean waves. Part I. The practical application of fully nonlinear wave modelling. *Applied Ocean Research* 34 (2012) 209– 224
2. K.Chatziioannou, V.Katsardi & E.Mistakidis. The importance of accurate calculation of the nonlinear extreme wave kinematics in the design of offshore platforms. IMAM 2015
3. Katsardi & Swan (2012). Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS - An experimental study of wave impact loads arising at high elevations.
4. Roos, J.S.M. (2011). Wave-structure interactions, the effective prediction of wave-in-deck loads. PhD dissertation, Imperial College London.
5. Sheikh, R., & Swan, C. (2015). The interaction between steep waves and a vertical, surface-piercing column. *Phil. Trans. R. Soc. A*
6. Κατσαρδή Β. (2014). Σημειώσεις μαθήματος Ακτομηχανικής και Κυματομηχανικής Πανεπιστημίου Θεσσαλίας, Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών.
7. Κουτσορελάκης Ι. (2009). Προσομοίωση θραύσης μονοχρωματικών κυματισμών και τριβής πυθμένα σε ένα εξελιγμένο ομοίωμα Boussinesq.
8. Καραμπάς Θ.. Μη γραμμικοί κυματισμοί και φορτίσεις παράκτιων κατασκευών στο πεδίο εφαρμογής της εξίσωσης Morison.
9. Katsardi, V., (2007). Surface water waves in intermediate and shallow water depths. Ph.D. thesis.
10. Fenton, J.D. Use of the programs FOURIER, CNOIDAL and STOKES for steady waves.
11. R.A. Dalrymple, B.D. Rogers (2005). Numerical modeling of water waves with the SPH method. *Coastal Engineering* 53 (2006) 141 – 147
12. D. De Padova, R. A. Dalrymple, M. Mossa, A. F. Petrillo (2009). SPH simulations of regular and irregular waves and their comparison with experimental data. *Environmental Science and Engineering part 1* (book).
13. A. Barreiro, J.M. Domínguez, A.J.C. Crespo, O. García-Feal and M. Gómez Gesteira (2015). Smoothed Particle Hydrodynamics for Free-Surface Flows. Selected Topics of Computational and Experimental Fluid Mechanics, *Environmental Science and Engineering*,
14. M. Christou, C. Swan, O.T. Gudmestad (2008). The interaction of surface water waves with submerged breakwaters. *Coastal Engineering* 55

15. M. Christou , C.H.Hague, C.Swan (2008). The reflection of nonlinear irregular surface water waves. *Engineering Analysis with Boundary Elements*. *Engineering Analysis with Boundary Elements* 33 (2009) 644–653
16. M. Christou, C. Swan, O.T. Gudmestad . The description of breaking waves and the underlying water particle kinematics. *Proceedings of the 26th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering OMAE2007*
17. K.M.T. Kleefsman, G. Fekken, A.E.P. Veldman, B. Iwanowski, B. Buchner (2004). A Volume-of-Fluid based simulation method for wave impact problems. *Journal of Computational Physics* 206 (2005) 363–393
18. Ivo Wenneker, Peter Wellens, Reynald Gervelas (2010). Volume-of-fluid model comFLOW simulations of wave impacts on a dike.
19. Sheikh, R., (2005). Wave scattering from vertical surface-piercing cylinders. Ph.D. Thesis.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ



004000125585

