



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΠΟΛΙΤΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΥΔΑΤΙΚΩΝ ΠΟΡΩΝ ΚΑΙ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ  
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΛΙΜΕΝΙΚΩΝ ΕΡΓΩΝ**

Διπλωματική Εργασία με θέμα :

**ΣΧΕΔΙΑΣΗ ΘΩΡΑΚΙΣΗΣ ΕΞΩΤΕΡΙΚΩΝ ΛΙΜΕΝΙΚΩΝ ΕΡΓΩΝ ΜΕ ΠΡΑΝΗ  
ΜΕ ΤΟΝ ΤΥΠΟ ΤΟΥ VAN DER MEER**



Εκπόνηση Διπλωματικής Εργασίας :  
Ευαγγελία Αλεξίου

Επιβλέπων :  
Σαμψών Αζοράκος, Λέκτορας Ε.Μ.Π

**Αθήνα, Οκτώβριος 2014**

## ΠΡΟΛΟΓΟΣ-ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Με την εκπόνηση της παρούσας Διπλωματικής Εργασίας ολοκληρώνεται ο κύκλος σπουδών μου στη σχολή Πολιτικών Μηχανικών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντα καθηγητή της παρούσας διπλωματικής εργασίας, τον κ. Σαμψών Αζοράκο, για την επιστημονική καθοδήγηση που μου παρείχε και τις πολύτιμες υποδείξεις του, η συμβολή των οποίων υπήρξε καθοριστική στην περάτωση της εργασίας.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους φίλους μου, για την κατανόηση και τη βοήθειά τους κατά τη συγγραφή της εργασίας και για τα αξέχαστα φοιτητικά χρόνια που περάσαμε μαζί.

Θα ήθελα τέλος να εκφράσω την ευγνωμοσύνη μου στην οικογένειά μου, τους γονείς μου Δημήτρη και Ελευθερία και τις αδερφές μου Κατερίνα και Κέλλυ, για τη διαχρονική συμπαράστασή τους και την υλική και ηθική υποστήριξή τους σε κάθε στάδιο των σπουδών μου.

## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΕΡΙΛΗΨΗ .....	vi
ABSTRACT .....	viii
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ .....	ix
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ .....	xi
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΓΡΑΦΗΜΑΤΩΝ .....	xiii
ΣΥΜΒΟΛΑ .....	xiv
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1 : ΑΝΤΙΚΕΙΜΕΝΟ ΚΑΙ ΔΙΑΡΘΡΩΣΗ ΕΡΓΑΣΙΑΣ .....	1
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 : ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ .....	3
2.1: ΓΕΝΙΚΑ .....	3
2.2: ΓΕΝΕΣΗ ΚΑΙ ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ .....	3
2.3: ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΚΥΜΑΤΩΝ .....	7
2.4: ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΕΣ ΘΕΩΡΙΕΣ ΚΥΜΑΤΩΝ.....	9
2.4.1: ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ .....	9
2.4.2: ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΚΥΜΑΤΟΣ ΑΠΕΙΡΟΣΤΟΥ ΥΨΟΥΣ (ΘΕΩΡΙΑ Airy Ή Stokes 1 <sup>ης</sup> ΤΑΞΗΣ) .....	12
2.4.3: ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΕΣ ΘΕΩΡΙΕΣ ΚΥΜΑΤΟΣ.....	16
2.4.4: ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ STOKES 2 <sup>ης</sup> ΤΑΞΗΣ.....	17
2.4.5: ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ STOKES 3 <sup>ης</sup> ΤΑΞΗΣ.....	18
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3 : ΦΥΣΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ .....	20
3.1: ΓΕΝΙΚΑ .....	20
3.2: ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ .....	22
3.3: ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ ΤΟΥ ΧΡΟΝΟΥ .....	23
3.3.1: ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΟΣ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ .....	23
3.3.2: ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ RMS .....	24
3.4: ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ ΤΩΝ ΣΥΧΝΟΤΗΤΩΝ .....	25
3.4.1: ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ.....	25
3.4.2: ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΜΕ ΤΗ ΦΑΣΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ .....	27
3.5: ΒΡΑΧΥΠΡΟΘΕΣΜΗ ΚΑΙ ΜΑΚΡΟΠΡΟΘΕΣΜΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΩΝ ΥΨΩΝ ΤΟΥ ΚΥΜΑΤΟΣ.....	28
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4 : ΠΡΟΓΝΩΣΗ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ ΣΤΑ ΒΑΘΙΑ ΝΕΡΑ .....	32
4.1: ΓΕΝΙΚΑ .....	32
4.2: ΜΕΘΟΔΟΣ S.M.B .....	32

4.3: ΦΑΣΜΑΤΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ.....	34
4.3.1: ΦΑΣΜΑ PIERSON-MOSKOWITZ.....	34
4.3.2: ΦΑΣΜΑ JONSWAP.....	36
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5 : ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΤΟΥ ΠΥΘΜΕΝΑ ΣΤΟΥΣ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΥΣ....	40
5.1: ΓΕΝΙΚΑ.....	40
5.2: ΡΗΧΩΣΗ.....	40
5.3: ΔΙΑΘΛΑΣΗ.....	42
5.4: ΘΡΑΥΣΗ.....	44
5.5: ΦΑΣΜΑ ΤΜΑ.....	49
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6 : ΕΞΩΤΕΡΙΚΑ ΛΙΜΕΝΙΚΑ ΕΡΓΑ ΜΕ ΠΡΑΝΗ.....	53
6.1: ΓΕΝΙΚΑ.....	53
6.2: ΑΝΑΡΡΙΧΗΣΗ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΥ ΣΕ ΕΡΓΑ ΜΕ ΠΡΑΝΗ.....	54
6.3: ΕΥΣΤΑΘΕΙΑ ΘΩΡΑΚΙΣΗΣ ΠΡΑΝΟΥΣ.....	58
6.3.1: ΓΕΝΙΚΑ.....	58
6.3.2: ΤΥΠΟΣ ΤΟΥ HUDSON ΚΑΙ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ.....	60
6.3.3: ΤΥΠΟΣ ΤΟΥ VAN DER MEER ΚΑΙ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ..	60
6.4: ΔΙΑΣΤΑΣΙΟΛΟΓΗΣΗ ΤΗΣ ΣΤΡΩΣΗΣ ΘΩΡΑΚΙΣΗΣ ΜΕ ΤΟΝ ΤΥΠΟ ΤΟΥ HUDSON ΚΑΙ ΤΟΝ ΤΥΠΟ ΤΟΥ VAN DER MEER.....	62
6.4.1: ΓΕΝΙΚΑ.....	62
6.4.2: ΘΩΡΑΚΙΣΗ ΜΕ ΦΥΣΙΚΟΥΣ ΟΓΚΟΛΙΘΟΥΣ.....	63
6.4.3: ΘΩΡΑΚΙΣΗ ΜΕ ΚΥΒΟΥΣ ΣΚΥΡΟΔΕΜΑΤΟΣ.....	64
6.4.4: ΘΩΡΑΚΙΣΗ ΜΕ ΤΕΤΡΑΠΟΔΑ.....	64
6.4.5: ΘΩΡΑΚΙΣΗ ΜΕ ΑΚΡΟΠΟΔΑ.....	65
6.4.6: ΘΩΡΑΚΙΣΗ ΜΕ ΑΛΛΟΥΣ ΤΕΧΝΗΤΟΥΣ ΛΙΘΟΥΣ.....	65
6.5: ΔΙΑΣΤΑΣΙΟΛΟΓΗΣΗ ΔΙΑΤΟΜΗΣ.....	66
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7 : ΕΦΑΡΜΟΓΗ.....	70
7.1: ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΚΥΜΑΤΙΚΩΝ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ.....	70
7.1.1: ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ JONSWAP ΣΤΑ ΒΑΘΙΑ ΝΕΡΑ.....	70
7.1.2: ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΤΜΑ ΣΕ ΒΑΘΟΣ $d=20m$ .....	71
7.1.3: ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΤΜΑ ΣΕ ΒΑΘΟΣ $d=12m$ .....	72
7.1.4: ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΤΜΑ ΣΕ ΒΑΘΟΣ $d=5m$ .....	72
7.1.5: ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ.....	73
7.2: ΔΙΑΣΤΑΣΙΟΛΟΓΗΣΗ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΗ ΣΕ ΒΑΘΟΣ $d=12m$ .....	74
7.2.1: ΦΥΣΙΚΟΙ ΑΣΒΕΣΤΟΛΙΘΟΙ.....	74

7.2.2: ΚΥΒΟΙ ΣΚΥΡΟΔΕΜΑΤΟΣ .....	75
7.2.3: ΤΕΤΡΑΠΟΔΑ .....	76
7.2.4: ΑΚΡΟΠΟΔΑ .....	76
7.3: ΔΙΑΣΤΑΣΙΟΛΟΓΗΣΗ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΗ ΣΕ ΒΑΘΟΣ $d=5m$ .....	77
7.3.1: ΦΥΣΙΚΟΙ ΑΣΒΕΣΤΟΛΙΘΟΙ .....	77
7.3.2: ΚΥΒΟΙ ΣΚΥΡΟΔΕΜΑΤΟΣ .....	77
7.3.3: ΤΕΤΡΑΠΟΔΑ .....	78
7.3.4: ΑΚΡΟΠΟΔΑ .....	78
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 8 : ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΣΤΟΝ ΤΥΠΟ ΤΟΥ VAN DER MEER ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ .....	80
8.1: ΦΥΣΙΚΟΙ ΛΙΘΟΙ - ΔΙΕΥΡΕΝΗΣΗ ΩΣ ΠΡΟΣ ΤΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΘΕΟΜΗΝΙΑΣ ΚΑΙ ΤΗ ΔΙΑΠΕΡΑΤΟΤΗΤΑ .....	80
8.2: ΤΕΧΝΗΤΟΙ ΛΙΘΟΙ - ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΩΣ ΠΡΟΣ ΤΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΘΕΟΜΗΝΙΑΣ .....	83
8.3: ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	86
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ .....	87
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α ΔΙΑΤΟΜΕΣ.....	91

## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα Διπλωματική Εργασία μελετάται η σχεδίαση της θωράκισης εξωτερικών λιμενικών έργων με πρανή με τη μέθοδο του Van der Meer. Βασικές παράμετροι για τη διαστασιολόγηση των έργων είναι τα κυματικά χαρακτηριστικά που επικρατούν στην προβλεπόμενη θέση κατασκευής και τα τεχνικά χαρακτηριστικά των λίθων που χρησιμοποιούνται για τη διαμόρφωση της διατομής.

Η κυριότερη γενεσιουργός δύναμη ενός πεδίου κυμάτων στην ανοιχτή θάλασσα είναι η ροή του ανέμου. Οι κυματισμοί που συναντώνται στη φύση δεν είναι απλοί αρμονικοί αλλά αποτέλεσμα μιας τυχαίας διαδικασίας. Θεωρείται ότι μπορούν να προσεγγισθούν από μία απειροσειρά απλών αρμονικών κυμάτων με διαφορετικές περιόδους. Εφαρμόζοντας το μετασχηματισμό Fourier σε μια χρονοσειρά, προκύπτει το φάσμα ενέργειας, που εκφράζει την κατανομή της ενέργειας των επιμέρους κυμάτων στις διάφορες συχνότητες.

Το φάσμα Pierson-Moskowitz και το φάσμα JONSWAP είναι εμπειρικά μοντέλα πρόγνωσης των κυματισμών στα βαθιά νερά. Συσχετίζουν την ταχύτητα και τη διάρκεια πνοής του ανέμου με τα κυματικά χαρακτηριστικά. Το φάσμα JONSWAP θεωρείται πιο αντιπροσωπευτικό στην περιγραφή των κυμάτων στην ανοιχτή θάλασσα διότι λαμβάνει υπόψη το ενεργό ανάπτυγμα πελάγους. Βασικές παράμετροι του φάσματος είναι το χαρακτηριστικό ύψος κύματος και η περίοδος αιχμής.

Στα ενδιάμεσα και ρηχά νερά ο κυματισμός υφίσταται παραμορφώσεις λόγω της επίδρασης του πυθμένα και περιγράφεται από το φάσμα TMA. Το φάσμα TMA σε συγκεκριμένο βάθος προσδιορίζεται πολλαπλασιάζοντας το φάσμα JONSWAP με μία συνάρτηση βάθους. Καθώς ο κυματισμός διαδίδεται σε ρηχότερα νερά, το χαρακτηριστικό ύψος κύματος αρχικά μειώνεται και στη συνέχεια αυξάνεται μέχρι τη θραύση του κυματισμού, ενώ θεωρείται ότι η περίοδος παραμένει σταθερή.

Τα χαρακτηριστικά της θωράκισης του κυματοθραύστη υπολογίζονται από τους εμπειρικούς τύπους του Hudson και του Van der Meer που εκτιμούν την ευστάθεια θωράκισης του πρανούς. Η στρώση θωράκισης δύναται να κατασκευαστεί από φυσικούς ή τεχνητούς λίθους. Η υπόλοιπη διατομή (υπόστρωση, πυρήνας, αντέρεισμα ποδός) κατασκευάζεται από ισοδύναμους λίθους σύμφωνα με τα χαρακτηριστικά της θωράκισης. Το ύψος της στέψης του έργου προσδιορίζεται σύμφωνα με τη μέγιστη πιθανή αναρρίχηση του κυματισμού στο πρανές, ώστε να αποφεύγεται η κυματική υπερπήδηση.

Για δεδομένο κύμα σχεδιασμού διαστασιολογείται η διατομή κυματοθραύστη για τις περιπτώσεις μη θραυόμενου και θραυόμενου κυματισμού. Στη σχέση του Van der Meer γίνεται διερεύνηση ως προς τη διαπερατότητα του πρανούς και τη διάρκεια της θεομηνίας σχεδιασμού για την περίπτωση φυσικών και τεχνητών λίθων. Συμπεραίνεται ότι η χρήση του τύπου του Van der Meer συνίσταται σε προκαταρκτικό στάδιο μελέτης για τον υπολογισμό του όγκου των υλικών. Ωστόσο, επειδή έχει βασιστεί σε πειραματικά αποτελέσματα, προτείνεται πάντα η κατασκευή

φυσικού προσομοιώματος στο εργαστήριο για εξακρίβωση των αποτελεσμάτων, πριν την εφαρμογή σε πραγματικό πεδίο.

## ABSTRACT

This paper describes the conceptual design of rubble mound structures by using Van der Meer's practical formula for hydraulic stability of the armor layer. The governing parameters influencing the hydraulic stability of the armor layer are sea state and structural parameters.

Ocean waves are mainly wind-generated. Recorded ocean waves in nature are random and irregular. It is considered that the sea state can be represented by a number of regular sinusoid waves with different periods. The Fourier transform is used to convert a random wave elevation time history from time domain to frequency domain, thus resulting in a power spectral density function which expresses the distribution of wave energy with frequency.

Wave spectrums are used for forecasting wave conditions in deep water as a function of wind speed and wind duration. The most commonly applied are the Pierson-Moskowitz and the JONSWAP spectrum. The JONSWAP spectrum extends P-M to include fetch limited seas and it is therefore best used to describe developing sea states. The sea state can be characterized by a set of parameters such as the significant wave height and the peak period.

In finite water depth conditions, shoaling occurs and the wave energy distribution is described with the TMA spectrum. The latter is given by multiplying the JONSWAP spectrum by a depth function. As the waves propagate in shallower water, the peak wave period is thought to remain constant, whereas the characteristic wave height decreases at first and then it begins to increase until breaking occurs.

The design of the armor layer of the structure is based on Hudson and Van der Meer's practical formulae for hydraulic stability. The type of armor units distinguishes between rock and concrete armor units. The stone size of the underlayer, the core and the toe of the breakwater are estimated based on the stone size of the armor layer. The crest elevation should be higher than the maximum wave run up so that overtopping is prevented.

An example is provided using the practical formulae of Van der Meer and Hudson, in order to design the cross section of a breakwater for a given design wave, for both breaking and non breaking wave conditions. The influence of the notional permeability and the storm duration in Van der Meer's formula is investigated. In conclusion, Van der Meer's stability formula is intended for preliminary design and for estimating material quantities. Nevertheless, the uncertainty of the formula should be considered and preliminary design should be optimized with hydraulic model tests when feasible.



## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

Πίνακας 2.1: Ονομασία και προέλευση ανέμων (πηγή: (6)) .....	4
Πίνακας 2.2: Κλίμακα Beaufort κατά την Ε.Μ.Υ (πηγή: (2)) .....	5
Πίνακας 2.3: Τυπικός πίνακας στατιστικών ανεμολογικών στοιχείων (πηγή: (7)) .....	5
Πίνακας 2.4: Ασυμπτωτικές τιμές υπερβολικών συναρτήσεων (πηγή: (2)) .....	15
Πίνακας 2.5: Εξισώσεις απλού αρμονικού κύματος στα βαθιά και στα ρηγά νερά (πηγή: (2)) .....	15
Πίνακας 4.1: Χαρακτηριστικό ύψος και περίοδος αιχμής κύματος .....	35
Πίνακας 5.1: Μεταβολές του μήκους κύματος στη διάρκεια της διάθλασης (πηγή: (2)) .....	43
Πίνακας 5.2: Μεταβολές της γωνίας πρόσπτωσης στη διάρκεια της διάθλασης (πηγή: (2)) .....	43
Πίνακας 5.3: Συνθήκες εμφάνισης βασικών τύπων θραύσης (πηγή: (31)) .....	46
Πίνακας 5.4: Τιμές των παραμέτρων $k$ , $\alpha$ , $\gamma$ για διάφορες ταχύτητες ανέμου .....	51
Πίνακας 6.1: Συντελεστές αναρρίχησης σε διαπερατές κατασκευές (πηγή: (11)) .....	56
Πίνακας 6.2: Τιμές $N_{od}$ (πηγή: (49)) .....	61
Πίνακας 6.3: Τιμές $D$ (πηγή: (11)) .....	62
Πίνακας 6.4: Τιμές $S$ (πηγή: (49)) .....	62
Πίνακας 6.5: Τιμές συντελεστή ευστάθειας $K_D$ (πηγή: (42)) .....	63
Πίνακας 6.6: Τιμές συντελεστή ευστάθειας $K_D$ (πηγή: (55)) .....	64
Πίνακας 6.7: Τιμές του συντελεστή ευστάθειας $K_D$ (πηγή: (42)) .....	66
Πίνακας 6.8: Συντελεστής στρώσης και διαπερατότητα για διάφορους λίθους θωράκισης (πηγή: (48)) .....	67
Πίνακας 7.1: Κυματικές παράμετροι σε βάθη 20m, 12m, 5m .....	73
Πίνακας 7.2: Διατομή από φυσικούς ασβεστόλιθους για μη θραυόμενο κυματισμό σε βάθος 12m .....	75
Πίνακας 7.3: Διατομή από κύβους σκυροδέματος για μη θραυόμενο κυματισμό σε βάθος 12m .....	75
Πίνακας 7.4: Διατομή από τετράποδα για μη θραυόμενο κυματισμό σε βάθος 12m ..	76
Πίνακας 7.5: Διατομή από ακρόποδα για μη θραυόμενο κυματισμό σε βάθος 12m ...	76
Πίνακας 7.6: Διατομή από φυσικούς ασβεστόλιθους για θραυόμενο κυματισμό σε βάθος 5m .....	77
Πίνακας 7.7: Διατομή από τετράποδα για θραυόμενο κυματισμό σε βάθος 5m .....	78
Πίνακας 7.8: Διατομή από ακρόποδα για θραυόμενο κυματισμό σε βάθος 5m .....	79
Πίνακας 8.1: Διατομή από ασβεστόλιθους σε βάθος 12m, για διάρκεια θεομηνίας 3 ώρες και διάφορες τιμές της διαπερατότητας $P$ .....	80
Πίνακας 8.2: Διατομή από ασβεστόλιθους σε βάθος 12m, για διάρκεια θεομηνίας 6 ώρες και διάφορες τιμές της διαπερατότητας $P$ .....	81
Πίνακας 8.3: Διατομή από ασβεστόλιθους σε βάθος 5m, για διάρκεια θεομηνίας 3 ώρες και διάφορες τιμές της διαπερατότητας $P$ .....	82
Πίνακας 8.4: Διατομή από ασβεστόλιθους σε βάθος 5m, για διάρκεια θεομηνίας 6 ώρες και διάφορες τιμές της διαπερατότητας $P$ .....	82

Πίνακας 8.5: Διατομή από κύβους σκυροδέματος σε βάθος 12 m για διάρκεια θεομηνίας 3 και 6 ώρες .....	83
Πίνακας 8.6: Διατομή από τετράποδα σε βάθος 12 m για διάρκεια θεομηνίας 3 και 6 ώρες.....	84
Πίνακας 8.7: Διατομή από ακρόποδα σε βάθος 12 m για διάρκεια θεομηνίας 3 και 6 ώρες.....	84
Πίνακας 8.8: Διατομή από τετράποδα σε βάθος 5 m για διάρκεια θεομηνίας 3 και 6 ώρες.....	85

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

Σχήμα 2.1:Υπολογισμός αναπτύγματος πελάγους (πηγή: (5)) .....	6
Σχήμα 2.2:Χαρακτηριστικά στοιχεία μονοχρωματικού κύματος (πηγή: (8)).....	8
Σχήμα 2.3:Το κύμα προσεγγίζεται από απλές αρμονικές συναρτήσεις (πηγή: (9)) .....	9
Σχήμα 2.4:Τροχιές σωματιδίων του νερού σε ρηχά και βαθιά νερά(πηγή: (5)) .....	10
Σχήμα 2.5:Περιοδική μορφή κύματος απειροστού ύψους (πηγή: (5)) .....	14
Σχήμα 2.6:Προφίλ ελεύθερης επιφάνειας κύματος Airy, κύματος Stokes 2 <sup>ης</sup> τάξης, ελλειπτικού και μοναχικού κύματος (πηγή: (11)).....	17
Σχήμα 2.7:Διατομές κύματος Stokes 1 <sup>ης</sup> και 2 <sup>ης</sup> τάξης (πηγή: (2)).....	18
Σχήμα 3.1:Καταγραφή θαλάσσιας διαταραχής (πηγή: (12)) .....	20
Σχήμα 3.2:Ανάλυση στην περιοχή του χρόνου (πηγή: (13)) .....	20
Σχήμα 3.3:Μετασχηματισμός χρονοσειράς από την περιοχή του χρόνου στην περιοχή των συχνοτήτων .....	21
Σχήμα 3.4:Φάσμα ενέργειας κυμάτων στην περιοχή των συχνοτήτων (πηγή: (14))...	21
Σχήμα 3.5:Στατιστικά ύψη κύματος (πηγή: (15)) .....	22
Σχήμα 3.6:Μέθοδοι καθοδικού (αριστερά) και ανοδικού μηδενισμού (δεξιά) (πηγή: (17)).....	23
Σχήμα 3.7:Μεταβολές της θαλάσσιας επιφάνειας $\eta(t)$ για σταθερό χρονικό βήμα (πηγή: (2)) .....	24
Σχήμα 3.8:Ιστόγραμμα υψών κύματος που προσεγγίζουν την κανονική κατανομή ...	29
Σχήμα 3.9:Κατανομή των υψών του κυματισμού κατά Rayleigh (πηγή: (21)).....	29
Σχήμα 3.10:Κατανομή των χαρακτηριστικών υψών του κυματισμού κατά Weibull (πηγή: (22)) .....	31
Σχήμα 4.1:Χαρακτηριστικά κύματος στην ανοιχτή θάλασσα-μοντέλο SMB (πηγή: (2)).....	33
Σχήμα 5.1:Ρήχωση κυματισμού (πηγή: (27)) .....	40
Σχήμα 5.2: Μεταβολές μήκους και ύψους κύματος λόγω επίδρασης του πυθμένα (πηγή: (28)).....	41
Σχήμα 5.3:Διάθλαση κυμάτων (πηγή: (29)) .....	42
Σχήμα 5.4:Σκίτσο διάθλασης κυματισμού (πηγή: (30)) .....	42
Σχήμα 5.5:Θραύση κυματισμού (πηγή: (27)) .....	44
Σχήμα 5.6:Κατανομή ταχυτήτων στο θραυόμενο κύμα (πηγή: (32)) .....	45
Σχήμα 5.7:Περιοχή εκδήλωσης της θραύσης (πηγή: (31)) .....	45
Σχήμα 5.8:Βασικοί τύποι θραύσης (πηγή: (33)) .....	45
Σχήμα 5.9:Καμπύλες Weggel από πειραματικά αποτελέσματα του Iverson (πηγή: (42)).....	48
Σχήμα 5.10:Καμπύλες PIANC από πειραματικά αποτελέσματα του Goda (πηγή: (42)) .....	48
Σχήμα 5.11:Γραμμή θραύσης κύματος (πηγή: (43)).....	49
Σχήμα 6.1:Τυπική διατομή κυματοθραύστη (πηγή: (6)) .....	54
Σχήμα 6.2:Τύποι τεχνητών ογκολίθων (πηγή: (48)) .....	54
Σχήμα 6.3:Αναρρίχηση κυματισμού στο πρανές (πηγή: (29)).....	55
Σχήμα 6.4:Ονομαστικές τιμές της διαπερατότητας (πηγή: (49)).....	55

Σχήμα 6.5:Υπερπήδηση κυματισμού .....	57
Σχήμα 6.6:Ενίσχυση στέψης του έργου με τοιχείο σκυροδέματος (πηγή: (11)) .....	58
Σχήμα 6.7:Μετακίνηση λίθων στην εξωτερική στρώση θωράκισης (πηγή: (52)).....	58
Σχήμα 6.8:Τεχνικά χαρακτηριστικά λίθου dolos (πηγή: (57)).....	65
Σχήμα 6.9:Προτεινόμενη διατομή κυματοθραύστη για μη θραυόμενο κυματισμό (πηγή: (59)).....	66
Σχήμα 6.10:Προτεινόμενη διατομή κυματοθραύστη για θραυόμενο κυματισμό (πηγή: (59)).....	67

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΓΡΑΦΗΜΑΤΩΝ

Γράφημα 4.1: Ύψος κύματος και περίοδος αιχμής συναρτήσει της ταχύτητας ανέμου .....	36
Γράφημα 4.2: Ενέργεια φάσματος P-M συναρτήσει της γωνιακής συχνότητας για διάφορες ταχύτητες ανέμου .....	36
Γράφημα 4.3: Φάσμα JONSWAP για $U=14.287\text{m/s}$ , $\gamma=3.3$ και διάφορες τιμές Fetch	38
Γράφημα 4.4: Φάσμα JONSWAP για $\text{Fetch}=300\text{km}$ , $\gamma=3.3$ και διάφορες ταχύτητες ανέμου .....	38
Γράφημα 4.5: Φάσμα JONSWAP για $H_s=5.20\text{m}$ , $T_p=9.60\text{sec}$ , $\gamma=1$ , $\gamma=2$ , $\gamma=3.3$ , $\gamma=5$ ..	39
Γράφημα 5.1: Τιμές της $\Phi_K$ συναρτήσει της $\omega_d$ (πηγή: (44)) .....	50
Γράφημα 5.2: Φάσματα P-M και JONSWAP για $T_p=9.60\text{sec}$ , $\gamma=2.37934$ , $\alpha=0.00744$ και TMA για $d=20\text{m}$ .....	52
Γράφημα 5.3: Φάσμα TMA για διάφορες τιμές του βάθους $d$ .....	52
Γράφημα 7.1: Φάσμα P-M και JONSWAP στα βαθιά νερά .....	70
Γράφημα 7.2: Φάσμα TMA σε βάθος $d=20\text{m}$ .....	71
Γράφημα 7.3: Φάσμα TMA σε βάθος $d=12\text{m}$ .....	72
Γράφημα 7.4: Φάσμα TMA σε βάθος $d=5\text{m}$ .....	72
Γράφημα 7.5: Φάσμα TMA σε βάθη $20\text{m}, 12\text{m}, 5\text{m}$ .....	73
Γράφημα 7.6: Μεταβολή ύψους και μήκους του κυματισμού λόγω ρήχωσης .....	74
Γράφημα 8.1: Απαιτούμενος όγκος ασβεστόλιθου θωράκισης για διατομή σε βάθος $12\text{m}$ .....	81
Γράφημα 8.2: Απαιτούμενος όγκος ασβεστόλιθου θωράκισης για διατομή σε βάθος $5\text{m}$ .....	83
Γράφημα 8.3: Απαιτούμενος όγκος σκυροδέματος ανά λίθο για διατομή σε βάθος $12\text{m}$ .....	84
Γράφημα 8.4: Απαιτούμενος όγκος σκυροδέματος ανά λίθο για διατομή σε βάθος $5\text{m}$ .....	85

## ΣΥΜΒΟΛΑ

$U_{10}$	Ταχύτητα ανέμου σε ύψος 10m πάνω από την επιφάνεια της θάλασσας
$U_{1hr}$	Μέση ταχύτητα διάρκειας 1 hr
$U_{10min}$	Μέση ταχύτητα διάρκειας 10min
$t_D$	Διάρκεια πνοής του ανέμου
$F_{eff}$	Ενεργό ανάπτυγμα πελάγους
$X$	Ανάπτυγμα πελάγους μετρημένο σε km
$H$	Ύψος κύματος
$H_{max}$	Μέγιστο ύψος κύματος χρονοσειράς
$H_{min}$	Ελάχιστο ύψος κύματος χρονοσειράς
$H_m$	Μέσο στατιστικό ύψος κύματος
$H_s$	Χαρακτηριστικό ύψος κύματος
$H_{1/n}$	Μέσο ύψος των υψηλότερων (1/n) % του συνόλου των κυμάτων
$H_{1/3}$	Μέσο ύψος των υψηλότερων 33% του συνόλου των κυμάτων
$H_{1/10}$	Μέσο ύψος των υψηλότερων 10% του συνόλου των κυμάτων
$H_{2\%}$	Μέσο ύψος των υψηλότερων 2% του συνόλου των κυμάτων
$H_{1/100}$	Μέσο ύψος των υψηλότερων 1% του συνόλου των κυμάτων
$L$	Μήκος κύματος
$L_p$	Μήκος κύματος που αντιστοιχεί στην περίοδο αιχμής
$L_m$	Μήκος κύματος που αντιστοιχεί στη μέση περίοδο
$T$	Περίοδος κύματος
$T_p$	Περίοδος αιχμής του κύματος
$T_m$	Μέση περίοδος του κύματος
$T_s$	Χαρακτηριστική περίοδος του κύματος
$T_z$	Μέση μετρούμενη περίοδος του κύματος
$f$	Κυκλική συχνότητα του κύματος
$f_p$	Συχνότητα αιχμής κύματος

$\omega$ (ή $\sigma$ )	Γωνιακή συχνότητα (ή σταθερά περιοδικότητας) του κύματος
$\omega_p$	Γωνιακή συχνότητα αιχμής
C	Ταχύτητα μετάδοσης του κύματος
s (ή $\gamma$ )	Καμπυλότητα (ή κυρτότητα) του κύματος
$s_p$	Καμπυλότητα αιχμής του κύματος
$s_m$	Χαρακτηριστική καμπυλότητα του κύματος
d	Βάθος νερού
$\frac{d}{L}$	Σχετικό βάθος νερού
Σ.Η.Υ	Στάθμη Ηρεμούντος Ύδατος
k	Κυματαριθμός
u	Συνιστώσα ταχύτητας υγρών σωματιδίων στον άξονα των x
v	Συνιστώσα ταχύτητας υγρών σωματιδίων στον άξονα των y
w	Συνιστώσα ταχύτητας υγρών σωματιδίων στον άξονα των z
$\Phi$	Συνάρτηση δυναμικού
p	Πίεση του ρευστού
$\rho_w$	Πυκνότητα του νερού
g	Επιτάχυνση της βαρύτητας
$\epsilon$	Μικρή παράμετρος
$\lambda$	Σταθερά διαχωρισμού στην μέθοδο χωριζόμενων μεταβλητών
$E_p$	Δυναμική ενέργεια του κύματος
$E_k$	Κινητική ενέργεια του κύματος
E	Ολική ενέργεια του κύματος
$\bar{E}$	Πυκνότητα ενέργειας του κύματος
$\omega^2$ ή $\sigma^2$	Διασπορά
$\eta(t)$	Χρονοσειρά
$\eta_m$	Μέση στάθμη της επιφάνειας της θάλασσας
$\eta_{rms}$	Μέση τετραγωνική τιμή της στάθμης της θαλάσσιας επιφάνειας

R	Συνάρτηση διακύμανσης
S(f)	Ενέργεια φάσματος
S <sub>PM</sub>	Ενέργεια φάσματος Pierson-Moskowitz
S <sub>J</sub>	Ενέργεια φάσματος JONSWAP
S <sub>TMA</sub>	Ενέργεια φάσματος TMA
α	Σταθερά του Phillips
Φ <sub>K</sub> (ω <sub>d</sub> )	Συνάρτηση βάθους
ε	Παράμετρος εύρους του φάσματος
γ	Παράμετρος σχήματος κορυφής του φάσματος
A <sub>γ</sub>	Παράγοντας σταθεροποίησης
m <sub>n</sub> ή M <sub>n</sub>	Ροπές -n- τάξης του φάσματος
m <sub>0</sub> ή M <sub>0</sub>	Μηδενική ροπή του φάσματος
P(H)	Συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας των υψών του κύματος
P <sub>s</sub> (H)	Πιθανότητα μη υπέρβασης
R(H)	Περίοδος επαναφοράς
K <sub>s</sub>	Συντελεστής ρήχωσης
H <sub>b</sub>	Ύψος κύματος στη θραύση
d <sub>b</sub>	Βάθος νερού στη θραύση
x <sub>b</sub>	Θέση της γραμμής θραύσης
κ	Παράμετρος
P	Διαπερατότητα του πρανούς
tana	Κλίση του πρανούς
D <sub>n50</sub>	Ονομαστική διάμετρος των λίθων ή ισοδύναμη ακμή του κύβου
M <sub>50</sub>	Μέσο βάρος λίθων θωράκισης
ξ	Παράμετρος Iribarren
R <sub>u</sub>	Αναρρίχηση κυματισμού στο πρανές
R <sub>c</sub>	Ύψος στέψης του έργου



$B_c$	Πλάτος στέψης
$N_s$	Παράμετρος ευστάθειας του πρανούς
$\Delta$	Σχετική πυκνότητα
$K_D$	Συντελεστής ευστάθειας
$\rho_s$	Πυκνότητα λίθων θωράκισης
$N_z$	Αριθμός κυμάτων στη διάρκεια θεομηνίας
$r$	Πάχος στρώσεων θωράκισης
$n$	Αριθμός λίθων που τοποθετούνται στο πλάτος της θωράκισης
$k_\Delta$	Συντελεστής στρώσης
$D$ $D_{n50}$	Ποσοστό λίθων που μετακινήθηκαν σε απόσταση μεγαλύτερη από $D_{n50}$
$N_{od}$	Ποσοστό λίθων που μετακινήθηκαν έξω από τη στρώση θωράκισης αλλά εντός λωρίδας πλάτους $D_{n50}$
$S$	Ποσοστό λίθων που έχουν διαβρωθεί σε λωρίδα πλάτους $D_{n50}$

## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1 : ΑΝΤΙΚΕΙΜΕΝΟ ΚΑΙ ΔΙΑΡΘΡΩΣΗ ΕΡΓΑΣΙΑΣ**

Αντικείμενο της παρούσας διπλωματικής εργασίας είναι η σχεδίαση θωράκισης εξωτερικών λιμενικών έργων με πρηνή με τον τύπο του Van der Meer. Για το σχεδιασμό των λιμενικών έργων είναι απαραίτητος ο υπολογισμός των κυματικών παραμέτρων του φάσματος στην περιοχή του έργου. Τα χαρακτηριστικά της διατομής προσδιορίζονται με τους εμπειρικούς τύπους του Hudson και του Van der Meer για μια συγκεκριμένη θεομηνία σχεδιασμού.

Στο κεφάλαιο 2 περιγράφεται η διαδικασία γένεσης και ανάπτυξης των θαλάσσιων ανεμογενών κυματισμών. Παράμετροι που συμβάλλουν στην ανάπτυξη των κυμάτων είναι η ταχύτητα, η διεύθυνση και ο μέσος χρόνος πνοής του ανέμου όπως επίσης και το ενεργό ανάπτυγμα πελάγους. Ορίζονται τα χαρακτηριστικά στοιχεία των απλών αρμονικών κυμάτων και αναφέρονται οι σημαντικότερες γραμμικές και μη γραμμικές θεωρίες περιγραφής τους, οι οποίες βασίζονται στη θεωρία των δυναμικών πεδίων ροής.

Στο κεφάλαιο 3 αναλύονται οι φυσικοί κυματισμοί ως μία απειροσειρά απλών αρμονικών κυμάτων. Περιγράφεται ο προσδιορισμός των κυματικών παραμέτρων στην περιοχή του χρόνου από την ανάλυση μιας χρονοσειράς και στην περιοχή των συχνοτήτων από τη φασματική ανάλυση. Εισάγεται η έννοια του φάσματος ενέργειας, που εκφράζει την κατανομή της ενέργειας των κυμάτων στις διάφορες συχνότητες. Για θεομηνία μικρής διάρκειας (3 ώρες) η κατανομή των υψών του κυματισμού ακολουθεί την κατανομή Rayleigh. Η κατανομή των υψών κύματος και η πιθανότητα εμφάνισης ακραίων τιμών σε όλη τη διάρκεια ζωής του έργου (50 έτη) περιγράφεται από την κατανομή Weibull.

Στο κεφάλαιο 4 αναφέρονται η μέθοδος S.M.B και τα φάσματα ενέργειας Pierson-Moskowitz και JONSWAP ως εμπειρικά μοντέλα πρόγνωσης των κυματισμών στα βαθιά νερά όταν δεν υπάρχουν διαθέσιμα δεδομένα μετρήσεων. Προσδιορίζονται τα χαρακτηριστικά στοιχεία (περίοδος αιχμής, χαρακτηριστικό ύψος) του φάσματος P-M συναρτήσεων των πνεόντων ανέμων και του φάσματος JONSWAP συναρτήσεων των πνεόντων ανέμων και του αναπτύγματος πελάγους. Παρουσιάζεται η μορφή του φάσματος ενέργειας P-M και του φάσματος JONSWAP συναρτήσεων της γωνιακής συχνότητας.

Στο κεφάλαιο 5 γίνεται λόγος για τις παραμορφώσεις που υφίσταται ο θαλάσσιος κυματισμός στη μορφή και τα χαρακτηριστικά του καθώς διαδίδεται προς την ακτή. Η επίδραση του πυθμένα οδηγεί σε ρήγωση, διάθλαση και θραύση του κυματισμού. Το χαρακτηριστικό ύψος κύματος μειώνεται αρχικά και στη συνέχεια αυξάνεται μέχρι τη θραύση, ενώ το μήκος κύματος μειώνεται συνεχώς. Το φάσμα ενέργειας των κυμάτων περιγράφεται στα ρηγά νερά από το φάσμα TMA. Το φάσμα TMA προκύπτει από το φάσμα JONSWAP πολλαπλασιασμένο με μία συνάρτηση βάθους.

Στο κεφάλαιο 6 περιγράφεται η διαστασιολόγηση μιας τυπικής διατομής ενός εξωτερικού λιμενικού έργου με πρανή. Προσδιορίζεται η μέγιστη πιθανή αναρρίχηση στο πρανές σύμφωνα με την οποία εκτιμάται το ύψος της στέψης του έργου, ώστε να αποφεύγεται η κυματική υπερπήδηση. Εκτιμάται η ευστάθεια της στρώσης θωράκισης από τους εμπειρικούς τύπους του Hudson και του Van der Meer για διάφορες περιπτώσεις λίθων θωράκισης. Υπολογίζονται τα χαρακτηριστικά της στρώσης θωράκισης από τα οποία προκύπτουν και τα χαρακτηριστικά των υπόλοιπων στρώσεων, δηλαδή της υπόστρωσης, του πυρήνα και του αντερείσματος στην περίπτωση θραυόμενου κυματισμού.

Στο κεφάλαιο 7 μελετάται η διαστασιολόγηση της διατομής ενός κυματοθραύστη σε βάθος 12m και 5m. Αρχικά, υπολογίζονται οι κυματικές παράμετροι του φάσματος TMA στα εν λόγω βάθη, για δεδομένο κύμα σχεδιασμού στα βαθιά νερά. Στη συνέχεια προσδιορίζονται τα χαρακτηριστικά των στρώσεων της διατομής για διάφορες περιπτώσεις λίθων θωράκισης εφαρμόζοντας τους τύπους του Hudson και του Van der Meer. Τα αποτελέσματα παρατίθενται σε πίνακες και οι διατομές σχεδιάζονται σε πρόγραμμα Autocad.

Στο κεφάλαιο 8 πραγματοποιείται διερεύνηση ως προς την διαπερατότητα των φυσικών λίθων και τη διάρκεια της θεομηνίας σχεδιασμού, παράμετροι οι οποίες υπεισέρχονται στον τύπο του Van der Meer. Γίνεται σύγκριση των αποτελεσμάτων και εξάγονται συμπεράσματα.

## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 : ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ**

### **2.1: ΓΕΝΙΚΑ**

Η θάλασσα είναι ένα υγρό μέσο που βρίσκεται διαρκώς σε κατάσταση διαταραχής και του οποίου οι κινήσεις παρουσιάζουν περιοδικότητα καθώς «ταξιδεύει» από μία περιοχή σε κάποια άλλη. Η διαταραχή της θαλάσσιας μάζας οφείλεται σε κάποιο γενεσιουργό αίτιο που δύναται να προέρχεται από εσωτερικές ή εξωτερικές δυνάμεις. Εσωτερικές δυνάμεις όπως είναι η διαφορά θερμοκρασίας ή η διαφορά πυκνότητας λόγω αλατότητας των θαλάσσιων μαζών. Εξωτερικές δυνάμεις όπως είναι η κίνηση ενός πλοίου, οι σεισμικές δονήσεις (τσουνάμια), οι γρήγορες μεταβολές της ατμοσφαιρικής πίεσης, η έλξη της σελήνης που δημιουργεί την αστρονομική παλίρροια (1). Σημαντικό και με μεγάλη συχνότητα γενεσιουργό αίτιο της διαταραχής είναι η επίδραση του ανέμου στην ελεύθερη επιφάνεια της θάλασσας. Εκτός από τις γενεσιουργές δυνάμεις υπάρχουν και οι δυνάμεις επαναφοράς, οι οποίες τείνουν να αποκαταστήσουν την ισορροπία των υγρών μορίων. Τέτοιες δυνάμεις είναι η δύναμη Coriolis (λόγω περιστροφής της γης) και η επιφανειακή τάση. Η κυριότερη επαναφέρουσα δύναμη είναι η έλξη της βαρύτητας της γης.

Η μεγάλη κινητικότητα των υδάτινων σωματιδίων, σε συνδυασμό με τη ταυτόχρονη δράση των δυνάμεων απομάκρυνσης των σωματιδίων της θαλάσσιας μάζας από τη θέση ηρεμίας τους (γενεσιουργές δυνάμεις) και των δυνάμεων επαναφοράς των σωματιδίων στις αρχικές θέσεις τους (επαναφέρουσες δυνάμεις), προκαλούν κάτω από ορισμένες συνθήκες τη δημιουργία κινήσεων ταλάντωσης στα σωματίδια. Η συνισταμένη διαταραχή της θαλάσσιας μάζας από τις ταλαντώσεις των σωματιδίων οδηγεί στο θαλάσσιο κυματισμό (2).

Τα θαλάσσια κύματα υπάγονται στα λεγόμενα επιφανειακά κύματα, τα οποία δημιουργούνται στη διαχωριστική επιφάνεια δύο ρευστών, του νερού και του αέρα. Οι θαλάσσιοι κυματισμοί που συναντώνται συνηθέστερα στη φύση είναι οι ανεμογενείς κυματισμοί και είναι αυτοί οι οποίοι λαμβάνονται υπόψη κατά το σχεδιασμό των λιμενικών έργων. Η γενεσιουργός δύναμη προέρχεται από τον άνεμο και η επαναφέρουσα δύναμη από τη βαρύτητα. Για την ίδια κατηγορία κυματισμών χρησιμοποιούνται οι όροι κυματισμοί μικρής περιόδου ( $T < 30 \text{sec}$ ), κυματισμοί βαρύτητας ή απλώς κύματα.

### **2.2: ΓΕΝΕΣΗ ΚΑΙ ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ**

Η κυριότερη γενεσιουργός δύναμη ενός πεδίου κυμάτων στην ανοιχτή θάλασσα είναι η τυρβώδης ροή του ανέμου. Σύμφωνα με τις επικρατούσες θεωρίες των Philips (3) και Miles (4), η κυματογένεση ξεκινά με γραμμική αύξηση του κύματος λόγω συντονισμού με τις τυρβώδεις διαταραχές πίεσης και τριβής στην επιφάνεια της θάλασσας και συνεχίζει με εκθετικό ρυθμό ανάπτυξης λόγω υδροδυναμικής αστάθειας (5). Αναλυτικά, με την επίδραση του ανέμου στην ελεύθερη θαλάσσια επιφάνεια αναπτύσσονται δυνάμεις πίεσης και τριβής, οι οποίες θέτουν σε κίνηση τα

μόρια του νερού. Οι κινήσεις των μορίων του νερού προκαλούν ανωμαλίες στη θαλάσσια επιφάνεια που διαρκώς μεγαλώνουν με τη ροή του ανέμου. Μετά την ανάπτυξη των ανωμαλιών αρχίζει η μεταφορά ενέργειας από το πεδίο ροής του ανέμου στο πεδίο ροής των κυμάτων. Μέρος της ενέργειας αυτής δημιουργεί την κυματοειδή κίνηση των υγρών σωματιδίων. Προοδευτικά, η ενέργεια που μεταβιβάζεται από τις αέριες στις θαλάσσιες μάζες έχει σαν συνέπεια τα μόρια του νερού να κινούνται ταχύτερα και η διαταραχή της θάλασσας να κινείται προς όλες τις διευθύνσεις και κυρίως κατά την κυρίαρχη διεύθυνση πνοής του ανέμου (1).

Τα στοιχεία του ανέμου που ενδιαφέρουν είναι η διεύθυνση από την οποία πνέει, η μέση ταχύτητά του ( $U$ ) στο χρονικό διάστημα ανάπτυξης των κυμάτων (ένταση) και τέλος η διάρκεια πνοής του ( $t_b$ ) που εκφράζεται σε ώρες (hr). Στον Πίνακα 2.1 παρατίθενται οι ονομασίες των ανέμων με την αντίστοιχη κατεύθυνσή τους. Η κατεύθυνση του ανέμου προσδιορίζεται σε σχέση με το γεωγραφικό Βορρά και εκφράζεται σε μοίρες. Τα τέσσερα σημεία του ορίζοντα (Β-Α-Ν-Δ) ορίζονται σε  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  και  $270^\circ$  αντίστοιχα. Σημειώνεται πως ο άνεμος παίρνει το όνομα του τομέα προέλευσής του (6).

Ονομασία ανέμου	Προέλευση
Τραμουντάνα	Β
Γρέγος (ή Μέσης)	ΒΑ
Λεβάντες	Α
Σορόκος	ΝΑ
Όστρια	Ν
Γαρμπής (ή Λίβας)	ΝΔ
Πουνέντες	Δ
Μαΐστρος	ΒΔ

Πίνακας 2.1: Ονομασία και προέλευση ανέμων (πηγή: (6))

Η δύναμη πνοής του ανέμου κατατάσσεται σύμφωνα με την κλίμακα Beaufort. Η ταχύτητα του ανέμου εκφράζεται είτε σε μέτρα ανά δευτερόλεπτο (m/sec), είτε σε χιλιόμετρα ανά ώρα (km/hr) ή σε μίλια ανά ώρα (miles/hr). Κατά σύμβαση τα ανεμόμετρα των μετεωρολογικών σταθμών μετρούν την ταχύτητα του ανέμου σε ύψος 10m πάνω από την επιφάνεια της θάλασσας. Στην περίπτωση που η ταχύτητα του ανέμου έχει μετρηθεί σε διαφορετικό ύψος  $z$  πάνω από την επιφάνεια της θάλασσας, μπορεί να γίνει αναγωγή στο υψόμετρο χρησιμοποιώντας τη σχέση :

$$U_{10} = U(z) \left( \frac{10}{z} \right)^{\frac{1}{7}} \quad (2.1)$$

Στον Πίνακα 2.2 παρουσιάζονται οι αντιστοιχίες της κλίμακας Beaufort και των ταχυτήτων του ανέμου, σύμφωνα με την Εθνική Μετεωρολογική Υπηρεσία (Ε.Μ.Υ).

Κλίμακα Beaufort	Όνομασία ανέμου	Ταχύτητα ανέμου		
		m/sec	km/hr	miles/hr <sup>1</sup>
0	Άπνοια	<0.5	0 – 1	0 – 1
1	Υποπνέων	0.5-1.5	1 – 5	1 – 3
2	Ασθενής αύρα	2.1-3.1	6 – 11	4 – 7
3	Λεπτή αύρα	3.6-5.1	12 – 19	8 – 12
4	Μέτρια αύρα	5.7-8.2	20 – 28	13 – 18
5	Λαμπρή αύρα	8.7-10.8	29 – 38	19 – 24
6	Ισχυρή αύρα	11.3-13.9	39 – 49	25 – 31
7	Ισχυρός άνεμος	14.4-17.0	50 – 61	32 – 38
8	Σφοδρός άνεμος	17.5-20.6	62 – 74	39 – 46
9	Ορμητικός άνεμος	21.1-24.2	75 – 88	47 – 54
10	Θύελλα	24.7-28.3	89 – 102	55 – 63
11	Σφοδρή Θύελλα	28.8-32.4	103 – 117	64 – 72
12	Τυφώνας	32.9-36.5	118 – 133	73 – 82

Πίνακας 2.2:Κλίμακα Beaufort κατά την Ε.Μ.Υ (πηγή: (2))

Στον Πίνακα 2.3 παρατίθεται ένας τυπικός πίνακας στατιστικών ανεμολογικών στοιχείων όπως δίνεται από την Ε.Μ.Υ.

HELLENIC NATIONAL METEOROLOGICAL SERVICE DIRECTION OF CLIMATOLOGY SECTION OF STATISTICAL CLIMATOLOGY CLIMATOLOGICAL DATA BASE										
D A T C L I M										
STATION MEΘQNΗ 734 LATITUDE 36° 50' N LONGITUDE 21° 42' E ALTITUDE OF BAROMETER 52.4 METERS PERIOD 1956-1997 ANNUAL FREQUENCY (PER CENT) OF WIND DIRECTION AND FORCES IN BEAUFORT SCALE FROM OBSERVATIONS 06H,12H,18H GMT										
BEAUF	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	CALM	SUM
0									4,650	4,650
1	0,471	0,789	0,263	0,121	0,142	0,318	0,493	0,274		2,871
2	3,464	7,498	2,126	1,304	0,767	1,929	4,494	3,946		25,528
3	2,477	4,593	1,962	1,644	0,712	2,072	6,906	6,807		27,173
4	0,877	1,118	2,039	1,688	0,537	1,578	8,111	8,089		24,037
5	0,153	0,099	0,987	0,734	0,186	0,844	3,782	3,124		9,909
6	0,033	0,033	0,614	0,362	0,066	0,427	1,535	1,250		4,320
7	0,011	0,011	0,186	0,066	0,011	0,175	0,427	0,219		1,106
8	0,000	0,000	0,033	0,011	0,011	0,088	0,153	0,055		0,351
9	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,011	0,011	0,011		0,033
10	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,011	0,011		0,022
≥11	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000		0,000
SUM	7,486	14,141	8,210	5,930	2,432	7,442	25,923	23,786	4,650	100,00

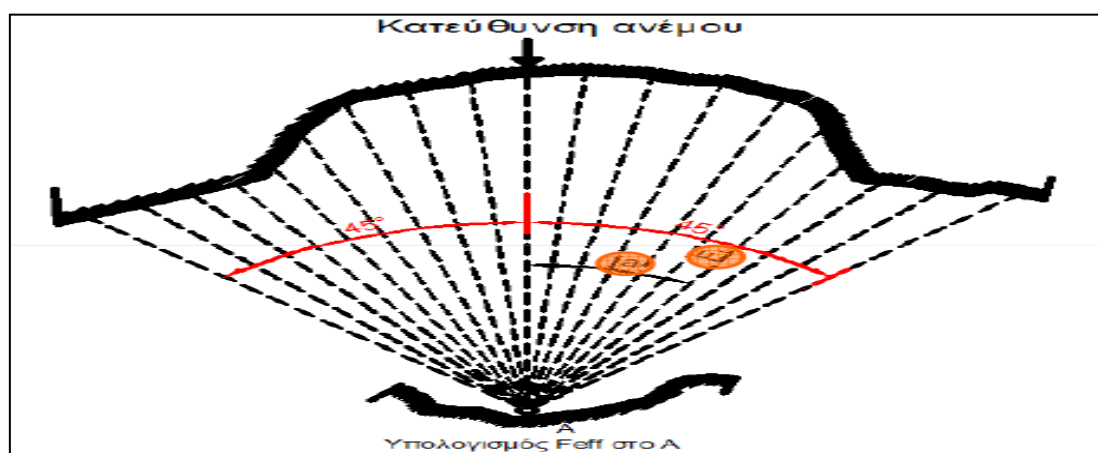
Πίνακας 2.3:Τυπικός πίνακας στατιστικών ανεμολογικών στοιχείων (πηγή: (7))

<sup>1</sup> 1 mile=1609 km, 1 κόμβος (knot)=1 ναυτικό μίλι/hr =1151 miles/hr=1852 km/hr

Τα ανεμολογικά στοιχεία είναι οι μέσες ετήσιες συχνότητες πνοής για κάθε διεύθυνση και ένταση ανέμου σε κλίμακα Beaufort. Βασίζονται σε μετρήσεις και στατιστικές αναλύσεις των ανέμων που επικρατούν σε κάποια περιοχή ώστε να υπάρχει μια αντιπροσωπευτική εικόνα για την ανεμολογική διάταξη της περιοχής. Σαν μέσος χρόνος πνοής του ανέμου λαμβάνεται το γινόμενο της συχνότητας του ανέμου (%) με το σύνολο ωρών ενός έτους (8760 ώρες) :

$$t_D = \frac{f}{100} * 365 * 24 \quad (2.2)$$

Προκειμένου να γεννηθεί και να αναπτυχθεί ένας κυματισμός στην ανοιχτή θάλασσα, εκτός από την ταχύτητα και τη διάρκεια πνοής του ανέμου, είναι απαραίτητη και μια ορισμένη θαλάσσια έκταση, το ανάπτυγμα πελάγους (fetch). Στην πιο απλή του μορφή, το ανάπτυγμα πελάγους είναι το μέγιστο μήκος της επιφάνειας όπου μεταφέρεται ενέργεια από τον άνεμο στο νερό ή αλλιώς η περιοχή του πελάγους μέσα στην οποία παράγονται και αναπτύσσονται κυματισμοί υπό την επίδραση ανέμου σταθερής ταχύτητας. Για τον υπολογισμό του αναπτύγματος πελάγους ακολουθείται η εξής διαδικασία, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 2.1: κατά μήκος μιας διεύθυνσης πνοής του ανέμου και για 45° εκατέρωθεν αυτής, χαράσσονται ευθείες γραμμές έως ότου συναντήσουν το πρώτο φυσικό εμπόδιο. Η διεύθυνση των ευθειών μεταβάλλεται κατά 3° ωρολογιακά και αντί ωρολογιακά. Στη συνέχεια μετριέται το μήκος των ευθειών σε χιλιόμετρα (F<sub>i</sub>).



Σχήμα 2.1: Υπολογισμός αναπτύγματος πελάγους (πηγή: (5))

Το ανάπτυγμα πελάγους, για τη συγκεκριμένη διεύθυνση ανέμου, θα είναι το μέσο μήκος των ευθειών που χαράχτηκαν σε χιλιόμετρα (km) και δίνεται από τον τύπο :

$$F_{eff} = \frac{\sum_i F_i \cos^2 a_i}{\sum_i \cos a_i} \quad (2.3)$$

Με βάση τις παραμέτρους αυτές τα κύματα μπορούν να διακριθούν στις εξής κατηγορίες :

- Αναπτυσσόμενα κύματα που δημιουργούνται από τη μακρά πνοή ανέμου κατά μήκος περιορισμένου αναπτύγματος πελάγους (fetch-limited).

- Αναπτυσσόμενα κύματα που δημιουργούνται από την πνοή ανέμου σύντομης διάρκειας κατά μήκος μεγάλου αναπτύγματος πελάγους.
- Κύματα πλήρως αναπτυγμένης θάλασσας, τα οποία δημιουργούνται από πνοή ανέμου μακράς διάρκειας κατά μήκος μεγάλου αναπτύγματος πελάγους.

Στην κατάσταση της πλήρως αναπτυγμένης θάλασσας, η μεταφορά ενέργειας από την αέρια στην υγρή φάση μεγιστοποιείται και η θαλάσσια διαταραχή φτάνει τη μέγιστη ανάπτυξή της, πέρα από την οποία όσο κι αν φυσά ο άνεμος η διαταραχή δεν αναπτύσσεται περισσότερο.

Ο μηχανισμός δημιουργίας των ανεμογενών κυματισμών είναι ένα σύνθετο φυσικό φαινόμενο το οποίο δεν έχει διερευνηθεί πλήρως. Ο άνεμος είναι ένα τυχαίο συμβάν. Η τυχαία μεταβολή του γενεσιουργού αιτίου δημιουργεί ποικιλία παραγόμενων τύπων κυμάτων. Στη συνέχεια ορίζονται τα χαρακτηριστικά στοιχεία σύμφωνα με τα οποία μπορούν να περιγραφούν τα ανεμογενή κύματα.

### 2.3: ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΚΥΜΑΤΩΝ

Τα κύματα διαδίδονται στην ανοιχτή θάλασσα και κατευθύνονται προς τις πλησιέστερες ακτές. Διακρίνονται σε δισδιάστατα και τρισδιάστατα ανάλογα με τις τροχιές των ταλαντούμενων σωματιδίων, οι οποίες μπορεί να είναι επίπεδες και τρισδιάστατες αντίστοιχα. Ένα κύμα που μεταδίδεται σε μία διεύθυνση ονομάζεται προοδευτικό κύμα, ενώ από την επαλληλία δύο ή περισσότερων προοδευτικών κυμάτων προκύπτουν κύματα πολύπλοκης υφής (2). Μονοχρωματικό ονομάζεται το κύμα που έχει μία μόνο συχνότητα (Σχήμα 2.2).

Τα κυριότερα γεωμετρικά χαρακτηριστικά δισδιάστατων μονοχρωματικών προοδευτικών κυμάτων βαρύτητας ορίζονται αναλυτικά ως εξής :

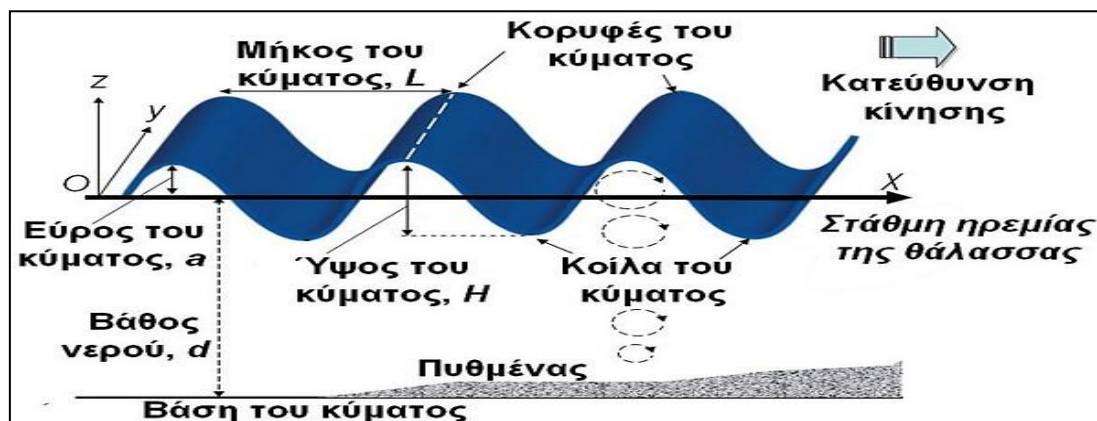
- Ύψος του κύματος (m) λέγεται η κατακόρυφη απόσταση μεταξύ της κορυφής και της κοιλίας του κύματος και συμβολίζεται με H. Το μισό του ύψους κύματος ( $\frac{H}{2} = a$ ) λέγεται εύρος της ταλάντωσης ή ακτίνα περιστροφής των σωματιδίων.
- Μήκος του κύματος (m) καλείται η οριζόντια απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών κορυφών ή κοιλιών της ταλάντωσης και μετράται κατά μήκος της διεύθυνσης μετάδοσης του κύματος. Συμβολίζεται με L.
- Περίοδος του κύματος (sec) είναι το χρονικό διάστημα μεταξύ της διέλευσης δύο διαδοχικών κορυφών κύματος από την ίδια θέση ή ο χρόνος μιας πλήρους ταλάντωσης των σωματιδίων. Συμβολίζεται με T.
- Κυκλική συχνότητα του κύματος (Hz) είναι το αντίστροφο της περιόδου του κύματος και συμβολίζεται με f ( $=1/T$ ). Η γωνιακή συχνότητα του κύματος  $\sigma$  ή  $\omega$  (rad/sec) σχετίζεται με την περίοδο ή την κυκλική συχνότητα με τη σχέση  $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f$ .



Άλλα σημαντικά χαρακτηριστικά για τον καθορισμό του κύματος είναι τα παρακάτω:

- Διεύθυνση μετάδοσης του κύματος είναι η διεύθυνση κατά την οποία ταξιδεύουν οι κορυφές του.
- Ταχύτητα μετάδοσης του κύματος (m/sec) ή ταχύτητα φάσης είναι η ταχύτητα με την οποία ταξιδεύουν οι κορυφές του κύματος κατά τη διεύθυνσή του. Συμβολίζεται με C και είναι εξ ορισμού  $C = \frac{L}{T}$ .
- Καμπυλότητα ή κυρτότητα του κύματος λέγεται ο λόγος του ύψους κύματος προς το μήκος κύματος και συμβολίζεται με  $\gamma = \frac{H}{L}$ .
- Κορυφή του κύματος καλείται το υψηλότερο σημείο του πάνω από την ελεύθερη επιφάνεια της θάλασσας σε ηρεμία.
- Κοιλία του κύματος καλείται το χαμηλότερο σημείο κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια της θάλασσας σε ηρεμία.
- Διατομή του κύματος είναι η κατακόρυφη διατομή του κατά τη διεύθυνση μετάδοσης.
- Μέτωπο του κύματος είναι ένα επίπεδο εφαπτόμενο στη διατομή του κύματος.
- Βάθος νερού (m) είναι η στάθμη της ελεύθερης επιφάνειας της θάλασσας σε ηρεμία πάνω από τον πυθμένα και συμβολίζεται με d.
- Σχετικό βάθος νερού ορίζεται ο λόγος  $\frac{d}{L}$ .
- Στάθμη Ηρεμώντος Ύδατος (Σ.Η.Υ) είναι το οριζόντιο επίπεδο της ελεύθερης επιφάνειας της θάλασσας σε ηρεμία.
- Αριθμός κύματος ( $m^{-1}$ ) συμβολίζεται με k και ισούται με  $k = \frac{2\pi}{L}$ .

Η κίνηση των σωματιδίων του νερού εξαρτάται από το μήκος του κύματος, το ύψος του κύματος αλλά και το βάθος του νερού. Το βάθος του νερού σε σχέση με το μήκος κύματος έχει μεγάλη επιρροή στα χαρακτηριστικά των κυμάτων. Στις θεωρίες των κυμάτων, έχει επικρατήσει ο διαχωρισμός των περιοχών διάδοσης του κύματος ανάλογα με τη τιμή του σχετικού βάθους  $d/L$ . Θεωρούνται λοιπόν βαθιά νερά όταν  $\frac{d}{L} \geq 0.5$ , ενδιάμεσα νερά όταν  $0.04 < \frac{d}{L} < 0.5$  και ρηχά (ή αβαθή) νερά όταν  $\frac{d}{L} \leq 0.04$ .



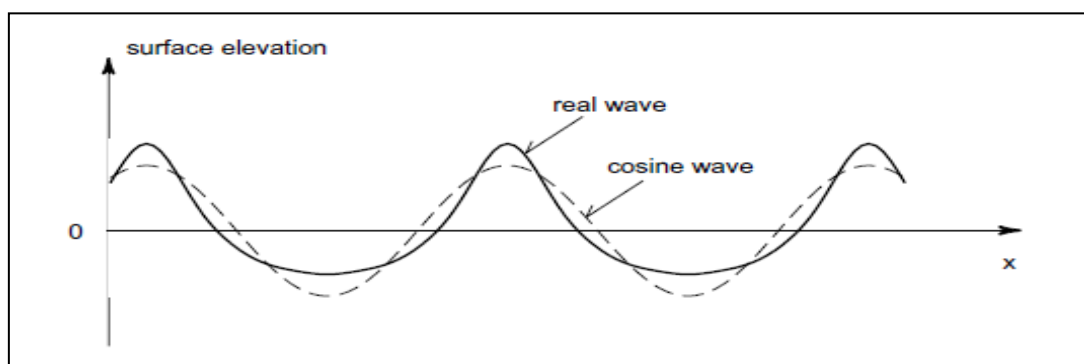
Σχήμα 2.2: Χαρακτηριστικά στοιχεία μονοχρωματικού κύματος (πηγή: (8))

Τα βασικά χαρακτηριστικά ενός κύματος στα βαθιά νερά, που διαδίδεται στο κατακόρυφο επίπεδο ( $O \times z$ ) με αμετάβλητη μορφή κατά την εγκάρσια διεύθυνση παρουσιάζονται στο Σχήμα 2.2.

Στα βαθιά νερά η ταχύτητα διάδοσης των κυμάτων εξαρτάται μόνο από την περίοδό τους. Οι τροχιές που διαγράφουν τα υγρά σωματίδια είναι κυκλικές και η ακτίνα τους μειώνεται εκθετικά με το βάθος. Στα ενδιάμεσα νερά η ταχύτητα διάδοσης των κυμάτων εξαρτάται από την περίοδό τους και από το βάθος της θάλασσας, ενώ στα ρηχά (ή αβαθή) νερά εξαρτάται μόνο από το βάθος του πυθμένα. Στα ενδιάμεσα και ρηχά νερά οι τροχιές των υγρών σωματιδίων γίνονται ελλειπτικές λόγω επίδρασης του στερεού ορίου (Σχήμα 2.4). Ο θαλάσσιος πυθμένας επιδρά στην υφή, τη μορφή και τη διεύθυνση διάδοσης των κυμάτων. Για βάθη μικρότερα από το μισό μήκος κύματος, το κύμα υφίσταται παραμορφώσεις (ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5 ).

## 2.4: ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΕΣ ΘΕΩΡΙΕΣ ΚΥΜΑΤΩΝ

Κατά τη διάδοση ενός κύματος στη θάλασσα, τα σωματίδια του νερού που συμμετέχουν στην κίνησή του, κινούνται γύρω από τη Σ.Η.Υ.



Σχήμα 2.3: Το κύμα προσεγγίζεται από απλές αρμονικές συναρτήσεις (πηγή: (9))

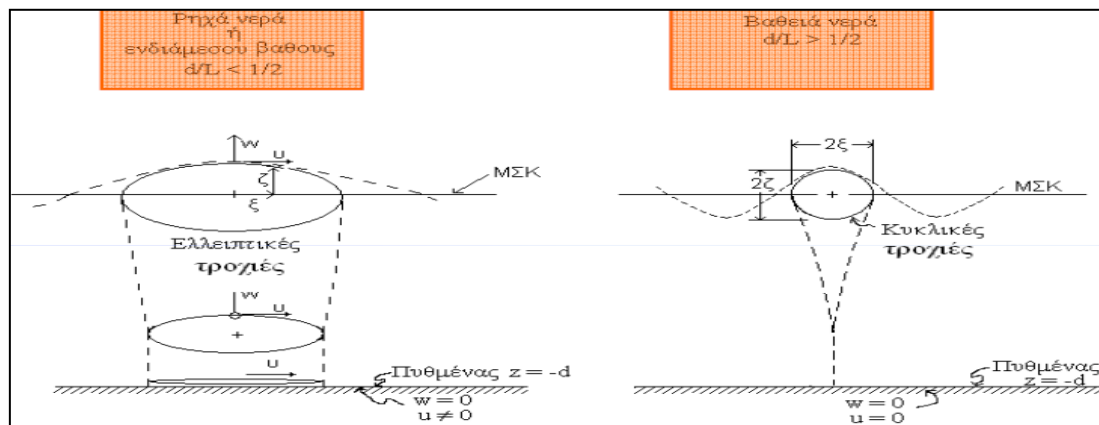
Η κίνηση αυτή μπορεί να προσεγγισθεί με απλές αρμονικές συναρτήσεις ως προς  $x$  και  $t$  (Σχήμα 2.3). Με τη θεωρία των κυμάτων και την κίνηση των σωματιδίων έχουν ασχοληθεί πολλοί ερευνητές και επιστήμονες με στόχο την ποσοτική περιγραφή των μεγεθών του πεδίου ροής τους (ταχύτητα, πίεση). Στην παράγραφο 2.4.1 γίνεται μία αναφορά στις σημαντικότερες μαθηματικές θεωρίες των κυμάτων.

### 2.4.1: ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ

Ο Gerstner (1802) παρουσίασε την πρώτη θεωρία της διάδοσης των κυμάτων σε βαθιά νερά (θεωρητικά άπειρο βάθος). Πήρε τις εξισώσεις κίνησης της ροής στον τύπο των εξισώσεων Lagrange και χρησιμοποίησε την αρχή διατήρησης της μάζας (1). Θεωρώντας σταθερές τις πιέσεις πάνω στην ελεύθερη επιφάνεια της θάλασσας και μηδενικές τις κινήσεις των μορίων σε μεγάλα βάθη εξήγαγε μαθηματικές σχέσεις που συνδέουν την περίοδο και το μήκος ενός κύματος ορισμένου ύψους. Η μέθοδος βασίζεται στην καταγραφή της μετατόπισης των σωματιδίων του ρευστού ώστε να καταγράφονται οι τροχιές τους, από όπου βγαίνουν συμπεράσματα για τη διεύθυνση και την ταχύτητα διάδοσης του κύματος, η οποία εξαρτάται μόνο από την περίοδο του

κύματος. Οι τροχιές που διαγράφουν τα υγρά σωματίδια ικανοποιούν τις εξισώσεις της τροχοειδούς καμπύλης και είναι σχεδόν κυκλικές. Το κύμα ονομάστηκε κύμα Gerstner ή κυκλικό τροχοειδές κύμα ή κυκλικό κυλινδρικό κύμα.

Με τη θεωρία διάδοσης του κύματος σε πεπερασμένο αλλά σταθερό βάθος ασχολήθηκε ο Airy (1801-1892) και η μελέτη αυτή που παρουσιάστηκε το 1845 είναι σήμερα γνωστή ως θεωρία Airy-Laplace. Ο Airy βασίστηκε στις εξισώσεις κίνησης του Euler για ιδεατά ρευστά (ασυμπίεστα και μη συνεκτικά) και για διαδιδόμενα περιοδικά κύματα μικρού ύψους σε σχέση με το μήκος τους. Με τη μέθοδο αυτή καταγράφονται οι ταχύτητες των σωματιδίων του νερού με βάση τις οποίες παράγονται οι γραμμές ροής, οι οποίες δείχνουν τη διεύθυνση και την ταχύτητα σε κάθε σημείο του ρευστού, η οποία εξαρτάται από την περίοδο του κύματος και το βάθος του πυθμένα. Οι τροχιές της κίνησης των μορίων της θάλασσας για κύματα που διαδίδονται σε πεπερασμένα βάθη είναι ελλειπτικές. Το κύμα καλείται ελλειπτικό τροχοειδές ή ελλειπτικό κυλινδρικό κύμα. Το κυκλικό τροχοειδές και το ελλειπτικό τροχοειδές κύμα λέγονται και στροβιλικά κύματα (στροβιλό πεδίο ροής). Στο Σχήμα 2.4 φαίνονται οι τροχιές των σωματιδίων του νερού σε βαθιά (κυκλικές τροχιές) και ρηγά νερά (ελλειπτικές τροχιές).



Σχήμα 2.4: Τροχιές σωματιδίων του νερού σε ρηγά και βαθιά νερά (πηγή: (5))

Η θεωρία του τροχοειδούς κύματος του Gerstner αντικαταστάθηκε από τη θεωρία του Stokes (1819-1903). Η θεωρία αυτή, η οποία έγινε γνωστή το 1880, αποκλείει τη στροβιλότητα του κύματος. Η αστρόβιλη κίνηση προκύπτει από το γεγονός ότι δεν είναι δυνατή η ύπαρξη μηχανισμού δημιουργίας στροβίλων στην κίνηση ενός τέλει ρευστού, εφόσον η κίνηση άρχισε από την κατάσταση ηρεμίας (2). Η θεωρία της διάδοσης του αστρόβιλου κύματος ονομάστηκε αστρόβιλη και το κύμα αστρόβιλο κύμα ή κύμα του Stokes. Η μαθηματική ανάλυση του προβλήματος είναι πολύπλοκη και ανήκει στη θεωρία των δυναμικών πεδίων ροής. Αφού η ροή είναι αστρόβιλη, η ταχύτητα  $V=(u,v,w)$  μπορεί να εκφραστεί με τη χρήση της συνάρτησης του δυναμικού  $\Phi$ . Έστω ότι στον τρισδιάστατο χώρο  $(x, y, z)$  το κύμα διαδίδεται κατά τον άξονα  $x$ , ο οποίος συμπίπτει με την ελεύθερη επιφάνεια της θάλασσας και ο άξονας  $z$  είναι κατακόρυφος και θετικός προς τα πάνω. Έτσι λοιπόν, η εξίσωση της ελεύθερης επιφάνειας θα είναι της μορφής  $z = \eta(x,y,t)$ . Το δυναμικό ταχυτήτων είναι μία

συνάρτηση  $\Phi(x,y,z,t)$  από την οποία προκύπτουν οι συνιστώσες της ταχύτητας και η πίεση του ρευστού από τις σχέσεις :

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (2.4)$$

$$v = \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (2.5)$$

$$w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (2.6)$$

$$p = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2) - \rho g z, \text{ (εξίσωση Bernoulli)} \quad (2.7)$$

όπου  $g$  η επιτάχυνση της βαρύτητας,  $p$  η πίεση και  $\rho$  η πυκνότητα του ρευστού. Γίνονται οι παραδοχές ότι οι ταλαντώσεις των σωματιδίων είναι μόνιμες χωρίς απόσβεση (10) και ότι το ρευστό στο οποίο πραγματοποιούνται οι ταλαντώσεις είναι ιδεατό και ασυμπιεστο με ελεύθερη επιφάνεια (2). Εφόσον το ρευστό είναι ασυμπιεστο, ισχύει η εξίσωση Laplace ή εξίσωση δυναμικού (αρχή διατήρησης της μάζας) :

$$\Delta \Phi = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.8)$$

Για τη λύση του προβλήματος είναι απαραίτητες κάποιες οριακές συνθήκες για το πεδίο ροής. Η πρώτη συνοριακή συνθήκη στην ελεύθερη επιφάνεια είναι η κινηματική και δηλώνει ότι ένα σωματίδιο της Ε.Ε θα παραμένει διαρκώς εκεί:

$$\frac{dz}{dt} = \frac{d\eta(x,y,t)}{dt} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial \eta}{\partial y} \frac{dy}{dt} \quad (2.9)$$

Η κάθετη συνιστώσα της ταχύτητας του ρευστού είναι :

$$w = \frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} + v \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (2.10)$$

και αντικαθιστώντας την τελευταία στην 2.9 κάνοντας χρήση των 2.4,2.5 και 2.6, η κινηματική συνθήκη γράφεται :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (2.11)$$

Η δεύτερη συνοριακή συνθήκη στην Ε.Ε είναι η δυναμική. Με την παραδοχή ότι η πίεση στην Ε.Ε είναι ίση με την ατμοσφαιρική και θεωρώντας την ίση με μηδέν, η εξίσωση Bernoulli παίρνει τη μορφή :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) + g \eta = 0 \quad (2.12)$$

Η τρίτη οριακή συνθήκη αναφέρεται στο στερεό όριο, δηλαδή στον πυθμένα, όπου η κάθετη συνιστώσα της ταχύτητας ( $w$ ) ισούται με μηδέν και θέτοντας  $z = -\eta(x,y)$  στην 2.11 προκύπτει:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (2.13)$$

Η κινηματική και η δυναμική συνθήκη της Ε.Ε δεν είναι γραμμικές σχέσεις. Προκειμένου να δοθεί λύση στο πρόβλημα, γίνεται μία προσπάθεια απλοποίησης με την παραδοχή ότι :

$$\nabla \Phi = u + v + w = 0 \quad (2.14)$$

και γραμμικοποιούνται έτσι οι οριακές συνθήκες :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -g \eta \quad (2.16)$$

Θεωρώντας γραμμικές τις οριακές συνθήκες ροής στην ελεύθερη επιφάνεια και τον πυθμένα (επίπεδες επιφάνειες) το πρόβλημα γίνεται πιο απλό, όμως πάλι δεν μπορεί να προκύψει αναλυτική λύση για τη συνάρτηση του δυναμικού. Για αυτό γίνεται και δεύτερη προσπάθεια απλοποίησης θεωρώντας ότι η συνάρτηση  $\Phi$  παίρνει τη μορφή δυναμοσειράς ως προς μία μικρή παράμετρο  $\varepsilon$  :

$$\Phi = \varepsilon^0 \Phi_0 + \varepsilon^1 \Phi_1 + \varepsilon^2 \Phi_2 + \varepsilon^3 \Phi_3 + \dots \quad (2.17)$$

όπου  $\varepsilon$  είναι ο λόγος  $\frac{H}{L}$  ( $=\gamma$ ) ή  $\frac{H}{d}$ . Στη συνέχεια αναπτύσσονται οι διάφορες μαθηματικές θεωρίες κυμάτων, γραμμικές και μη γραμμικές, οι οποίες κατατάσσονται σύμφωνα με τη χρησιμοποιούμενη παράμετρο  $\varepsilon$ . Το πεδίο εφαρμογής τους διαφέρει και εξαρτάται από το σχετικό βάθος  $\frac{d}{L}$ .

#### **2.4.2: ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΚΥΜΑΤΟΣ ΑΠΕΙΡΟΣΤΟΥ ΥΨΟΥΣ (ΘΕΩΡΙΑ Airy Ή Stokes 1<sup>ης</sup> ΤΑΞΗΣ)**

Από την υπόθεση ότι κατά τη διάδοση του κύματος η επιφάνειά του αποκλίνει ελάχιστα από την ελεύθερη επιφάνεια μιας ομοιόμορφης ροής, προκύπτει η γραμμική θεωρία του κύματος απειροστού (μικρού) ύψους ( $\frac{H}{L} \ll 1$ ). Η γραμμική θεωρία κύματος απειροστού ύψους είναι επίσης γνωστή ως θεωρία Airy ή θεωρία Stokes 1<sup>ης</sup> τάξης. Με τον όρο γραμμικοί χαρακτηρίζονται οι κυματισμοί των οποίων το προφίλ περιγράφεται από μία αρμονική (ημιτονοειδή ή συνημιτονοειδή) συνάρτηση και παρουσιάζει συμμετρία τόσο στον οριζόντιο (Ox) όσο και στον κατακόρυφο άξονα (Oz). Βασίζεται στην παραδοχή μικρών τιμών των λόγων  $\frac{H}{d}$  και  $\frac{H}{L}$  (μικρές παράμετροι  $\varepsilon$ ) για μικρά ύψη κύματος και μπορεί να εφαρμοστεί για όλες τις τιμές του σχετικού βάθους  $\frac{d}{L}$ .

Εξετάζεται το δισδιάστατο πρόβλημα (x,z) στην περίπτωση οριζόντιου πυθμένα πεπερασμένου και σταθερού βάθους d. Οι οριακές συνθήκες που πρέπει να ικανοποιούνται από τη συνάρτηση του δυναμικού  $\Phi(x,z,t)$  είναι :

- Η αρχή διατήρησης της μάζας που εκφράζεται από την εξίσωση Laplace
- Η κινηματική συνοριακή συνθήκη στην ελεύθερη επιφάνεια  $z=\eta(x,t)$
- Η δυναμική συνοριακή συνθήκη στην ελεύθερη επιφάνεια  $z=\eta(x,t)$
- Η κινηματική οριακή συνθήκη του στερεού ορίου (πάνω στον οριζόντιο και σταθερό πυθμένα)

$$\Delta\Phi = \frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{εξίσωση Laplace}) \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} = \frac{\partial\eta(x,t)}{\partial t} \quad (\text{κινηματική συνθήκη}) \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t} = -g\eta(x,t) \quad (\text{δυναμική συνθήκη Bernoulli}) \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} = 0 \quad (\text{κινηματική συνθήκη στερεού ορίου}) \quad (2.21)$$

Αντικαθιστώντας τη δυναμική στην κινητική συνθήκη της Ε.Ε, προκύπτει :

$$\frac{1}{g} \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} + \frac{\partial\Phi}{\partial z} = 0 \quad (2.22)$$

Στη γραμμική θεωρία, για τον προσδιορισμό της συνάρτησης δυναμικού αρκεί μόνο ο πρώτος προσθετός  $\Phi_0$  του αναπτύγματος της σχέσης 2.17, που να ικανοποιεί ταυτόχρονα την εξίσωση Laplace, τη συνθήκη 2.22 στη Σ.Η.Υ όπου  $z=0$  και τη συνθήκη 2.21 στον πυθμένα όπου  $z=-d$ . Οι συνθήκες αυτές αποτελούν ένα σύστημα γραμμικών διαφορικών εξισώσεων, για την επίλυση του οποίου εφαρμόζεται η μέθοδος χωρισμού των μεταβλητών ή μέθοδος Fourier, σύμφωνα με την οποία το δυναμικό  $\Phi$  θα είναι της μορφής :

$$\Phi(x,z,t) = \Phi_1(x)\Phi_2(z)\Phi_3(t) \quad (2.23)$$

Αντικαθιστώντας την παραδοχή 2.23 στη μερική διαφορική εξίσωση Laplace, προκύπτουν οι ακόλουθες συνήθεις διαφορικές εξισώσεις :

$$\frac{\Phi_1''}{\Phi_1} = -\frac{\Phi_2''}{\Phi_2} = -\lambda^2 \quad (2.24)$$

όπου  $\lambda$  η σταθερά διαχωρισμού του προβλήματος. Λύνοντας το πρόβλημα των ομογενών συνοριακών συνθηκών, προκύπτει τελικά η γενική λύση της συνάρτησης του δυναμικού η οποία είναι αρμονική ως προς το χρόνο  $t$  και την οριζόντια απόσταση  $x$  :

$$\Phi = \frac{H}{2} \frac{g}{\omega} \frac{\cosh(k(d+z))}{\cosh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.25)$$

Όπως αναφέρθηκε,  $\frac{H}{2}$  είναι το εύρος ταλάντωσης ή αλλιώς η μέγιστη απομάκρυνση της ελεύθερης επιφάνειας πάνω ή κάτω από τη Σ.Η.Υ και  $\omega$  η κυκλική συχνότητα (ή

$\sigma$  = σταθερά περιοδικότητας) του κύματος ( $= \frac{2\pi}{T}$ ). Η εξίσωση της ελεύθερης επιφάνειας του νερού είναι περιοδική ως προς  $x$  και  $t$  και δίνεται από τη σχέση :

$$\eta = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) \quad (2.26)$$

όπου  $k$  είναι ο αριθμός κύματος ( $= \frac{2\pi}{L}$ ). Αντικαθιστώντας τις σχέσεις 2.25 και 2.26 στην κινηματική συνθήκη της ελεύθερης επιφάνειας προκύπτει η εξίσωση διασποράς (ή διακύμανσης), η οποία συσχετίζει το μήκος κύματος, την περίοδο και το βάθος του πυθμένα :

$$\sigma^2 = \omega^2 = g k \tanh(kd) \quad (2.27)$$

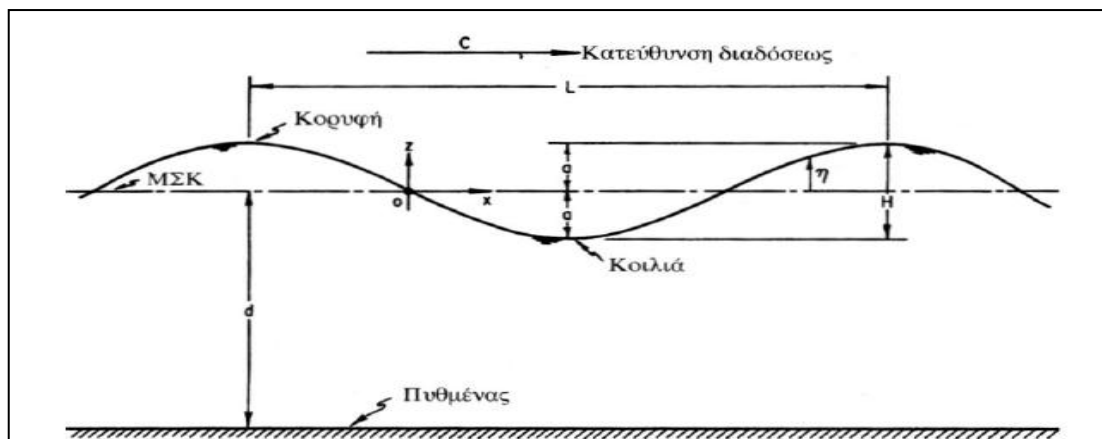
Η εξίσωση διασποράς δηλώνει το διαχωρισμό των κυμάτων ανάλογα με τη συχνότητά τους (2). Δηλαδή, κύματα διαφορετικής συχνότητας (ή περιόδου) έχουν διαφορετικές ταχύτητες φάσης, με αποτέλεσμα να ταξιδεύουν με διαφορετικό ρυθμό και να διασπείρονται χωρικά. Επειδή  $C = \frac{L}{T}$ ,  $k = \frac{2\pi}{L}$  και  $\omega = \frac{2\pi}{T}$ , η εξίσωση διασποράς δίνει την ταχύτητα μετάδοσης ή ταχύτητα φάσης του κύματος σαν αύξουσα συνάρτηση της περιόδου του κύματος :

$$C = \frac{gT}{2\pi} \tanh(kd) \quad (2.28)$$

και την έκφραση για το μήκος κύματος :

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh(kd) \quad (2.29)$$

Στο Σχήμα 2.5 απεικονίζεται η απλή περιοδική μορφή ενός κύματος απειροστού ύψους.



Σχήμα 2.5:Περιοδική μορφή κύματος απειροστού ύψους (πηγή: (5))

Η κίνηση των μορίων του νερού είναι μία απλή αρμονική συνάρτηση του χρόνου. Οι συνιστώσες της ταχύτητας των υγρών σωματιδίων  $u$  και  $w$ , κατά τη διεύθυνση  $x$  και  $z$  αντίστοιχα, προκύπτουν παραγωγίζοντας τη συνάρτηση δυναμικού  $\Phi$  :

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\pi H \cosh(k(d+z))}{T \sinh(kd)} \cos(kx - \omega t) \quad (2.30)$$

$$w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\pi H \sinh(k(d+z))}{T \sinh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.31)$$

Η μεταβλητή που εκφράζει την απομάκρυνση των σωματιδίων που εκτελούν ταλάντωση από τη θέση ισορροπίας τους σε κάποιο δεδομένο χρόνο ονομάζεται φάση του κύματος και αντιστοιχεί στο τόξο  $(kx - \omega t)$ . Παρατηρείται ότι η οριζόντια συνιστώσα της ταχύτητας  $u$  έχει την ίδια φάση με την ελεύθερη επιφάνεια  $\eta$ , ενώ η κατακόρυφη συνιστώσα της ταχύτητας  $w$  παρουσιάζει διαφορά φάσης  $\frac{\pi}{2}$  ( $90^\circ$ ) με την ελεύθερη επιφάνεια.

Οι παραπάνω εξισώσεις υπολογισμού των  $C$ ,  $L$ ,  $u$ ,  $w$  ισχύουν γενικά. Για τις ακραίες καταστάσεις των βαθιών ( $\frac{d}{L} > 0.5$ ) και ρηχών νερών ( $\frac{d}{L} < 0.04$ ) οι εξισώσεις αυτές απλοποιούνται λόγω των ασυμπτωτικών τιμών στις οποίες τείνουν οι υπερβολικές συναρτήσεις (2). Οι τιμές αυτές δίνονται στον Πίνακα 2.4.

	<b>Βαθιά νερά (<math>d/L &gt; 0.5</math>)</b>	<b>Ρηχά νερά (<math>d/L &lt; 0.04</math>)</b>
$\tanh(kd)$	1	$kd$
$\sinh(kd)$	$\frac{1}{2}e^{kd}$	$kd$
$\cosh(kd)$	$\frac{1}{2}e^{kd}$	1

Πίνακας 2.4: Ασυμπτωτικές τιμές υπερβολικών συναρτήσεων (πηγή: (2))

Με βάση τις τιμές του Πίνακα 2.4 προκύπτουν οι εξισώσεις για το απλό αρμονικό κύμα στα βαθιά και στα ρηχά νερά, οι οποίες παρατίθενται στον Πίνακα 2.5.

<b>d/L</b>	<b>Βαθιά νερά (<math>d/L &gt; 0.5</math>)</b>	<b>Ρηχά νερά (<math>d/L &lt; 0.04</math>)</b>
Ταχύτητα μετάδοσης κύματος	$C_0 = \frac{gT}{2\pi}$	$C = C_0 \tanh(kd) = \sqrt{gd}$
Μήκος κύματος	$L_0 = \frac{gT^2}{2\pi} = C_0 T$	$L = L_0 \tanh(kd) = T \sqrt{gd} = C T$
Οριζόντια ταχύτητα σωματιδίων	$u = \frac{\pi H}{T} e^{kz} \cos(kx - \omega t)$	$u = \frac{\pi H}{T} \frac{1}{kd} \cos(kx - \omega t)$
Κατακόρυφη ταχύτητα σωματιδίων	$w = \frac{\pi H}{T} e^{kz} \sin(kx - \omega t)$	$w = \frac{\pi H}{T} \left(1 + \frac{z}{d}\right) \sin(kx - \omega t)$

Πίνακας 2.5: Εξισώσεις απλού αρμονικού κύματος στα βαθιά και στα ρηχά νερά (πηγή: (2))

Τα στοιχεία των κυμάτων που διαδίδονται στα βαθιά νερά συμβολίζονται με τον κάτω δείκτη  $\sigma$  (π.χ.  $C_0$ ,  $L_0$ ). Η περίοδος του κύματος  $T$  διατηρείται σταθερή σε όλα τα βάθη.

Η ενέργεια που φέρει το κύμα στη μονάδα μήκους της κορυφογραμμής του είναι δυναμική και κινητική. Η δυναμική ενέργεια του κύματος λόγω θέσης, στο μήκος του κύματος είναι :

$$E_p = \frac{1}{16} \rho g H^2 L \quad (2.32)$$



όπου  $\rho$  η πυκνότητα του νερού, και η ολική κινητική του ενέργεια είναι επίσης :

$$E_K = \frac{1}{16} \rho g H^2 L \quad (2.33)$$

Συνεπώς, η ολική ενέργεια ισούται με το άθροισμα των επιμέρους ενεργειών και είναι:

$$E = \frac{1}{8} \rho g H^2 L \quad (2.34)$$

Η πυκνότητα ενέργειας του κύματος ορίζεται ως η ολική του ενέργεια ανά μονάδα μήκους :

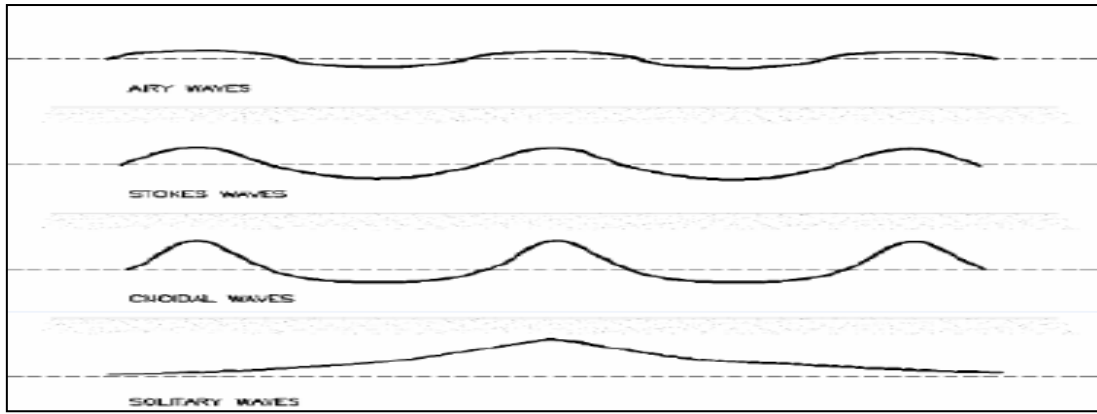
$$\bar{E} = \frac{1}{8} \rho g H^2 \quad (2.35)$$

### 2.4.3: ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΕΣ ΘΕΩΡΙΕΣ ΚΥΜΑΤΟΣ

Από τη γραμμική θεωρία κύματος απειροστού ύψους προκύπτουν τα χαρακτηριστικά των κυμάτων, το προφίλ των οποίων είναι μια ημιτονοειδής ή συνημιτονοειδής καμπύλη (1). Τα κύματα όμως στα βαθιά νερά μπορεί να έχουν μεγαλύτερα ύψη. Επιπλέον, καθώς προσεγγίζουν την ακτή η ελεύθερη επιφάνεια και οι τροχιές των μορίων υφίστανται παραμορφώσεις. Στην περίπτωση αυτή η γραμμική θεωρία δεν μπορεί να εφαρμοστεί. Για την περιγραφή των μη γραμμικών κυματισμών πεπερασμένου ύψους έχουν αναπτυχθεί πολλές θεωρίες. Τέτοιες είναι η θεωρία του Stokes 2<sup>ης</sup>, 3<sup>ης</sup> και ανωτέρων τάξεων (4<sup>ης</sup> και 5<sup>ης</sup>) στην οποία χρησιμοποιείται σαν μικρή παράμετρος  $\epsilon$  ο λόγος  $\frac{H}{L}$  και η θεωρία κύματος σε μικρό βάθος νερού (ή θεωρία της υδροστατικής πίεσης) στην οποία χρησιμοποιείται σαν παράμετρος ο λόγος  $\frac{d}{L}$ . Επιπλέον, η θεωρία του μοναχικού κύματος στην οποία χρησιμοποιείται ένα αριθμητικό μοντέλο τύπου Boussinesq (1872) και η θεωρία ελλειπτικού κύματος (cnoidal) των Korteweg and de Vries (1895). Πρόσφατα, έχουν αναπτυχθεί επίσης οι «θεωρίες ροϊκής συνάρτησης» (stream function theories) οι οποίες αναπτύσσουν σε πεπερασμένες σειρές Fourier τη ροϊκή συνάρτηση  $\Psi$ .

Όλες οι θεωρίες αναφέρονται σε συμμετρικά προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας ως προς την κατακόρυφο όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.6. Το κύμα του Stokes είναι περιοδικό κύμα σε βαθιά και ενδιάμεσα νερά και κάθε τάξη εισάγει πρόσθετους όρους, που κάθε ένας βελτιώνει την ακρίβεια του προηγούμενου. Το ελλειπτικό κύμα ανήκει στα μακρά περιοδικά κύματα σε ενδιάμεσα και ρηχά νερά.

Οι θεωρίες του μοναχικού κύματος, του κύματος σε μικρό βάθος νερού και του ελλειπτικού κύματος εφαρμόζονται για μικρά σχετικά βάθη. Αντίθετα με τα υπόλοιπα, το μοναχικό κύμα (solitary wave) δεν είναι περιοδικό όπως φαίνεται και στο Σχήμα 2.6.



Σχήμα 2.6: Προφίλ ελεύθερης επιφάνειας κύματος Airy, κύματος Stokes 2<sup>ης</sup> τάξης, ελλειπτικού και μοναχικού κύματος (πηγή: (11))

Έχει αποδειχτεί ότι η αστρόβιλη θεωρία δίνει ακριβέστερες λύσεις στα προβλήματα μη γραμμικών κυμάτων πεπερασμένου ύψους. Στη συνέχεια, παρουσιάζεται η θεωρία 2<sup>ης</sup> και 3<sup>ης</sup> τάξης.

#### 2.4.4: ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ STOKES 2<sup>ης</sup> ΤΑΞΗΣ

Η θεωρία αναφέρεται σε κύματα μικρής αλλά πεπερασμένης καμπυλότητας  $\gamma (= \frac{H}{L})$ . Και εδώ η συνάρτηση  $\Phi$  του δυναμικού πεδίου ταχυτήτων αναπτύσσεται σε δυναμοσειρά ως προς την μικρή παράμετρο  $\varepsilon$ , η οποία σχετίζεται με το ύψος και το μήκος του κύματος ( $= \frac{H}{L}$ ), και είναι της μορφής :

$$\Phi = \Phi_0 + \sum_i^n \varepsilon^i \Phi_i \quad (2.36)$$

Ο πρώτος προσθετός του αναπτύγματος  $\Phi_0$  αναφέρεται στην Σ.Η.Υ ( $z=0$ ). Αν το άθροισμα  $\sum_i^n \varepsilon^i \Phi_i$  είναι αμελητέο, η θεωρία συμπίπτει με αυτή του κύματος απειροστού ύψους. Κάθε ένας από τους όρους  $\varepsilon^i \Phi_i$  της δυναμοσειράς πρέπει να ικανοποιεί την εξίσωση Laplace και τις οριακές συνθήκες.

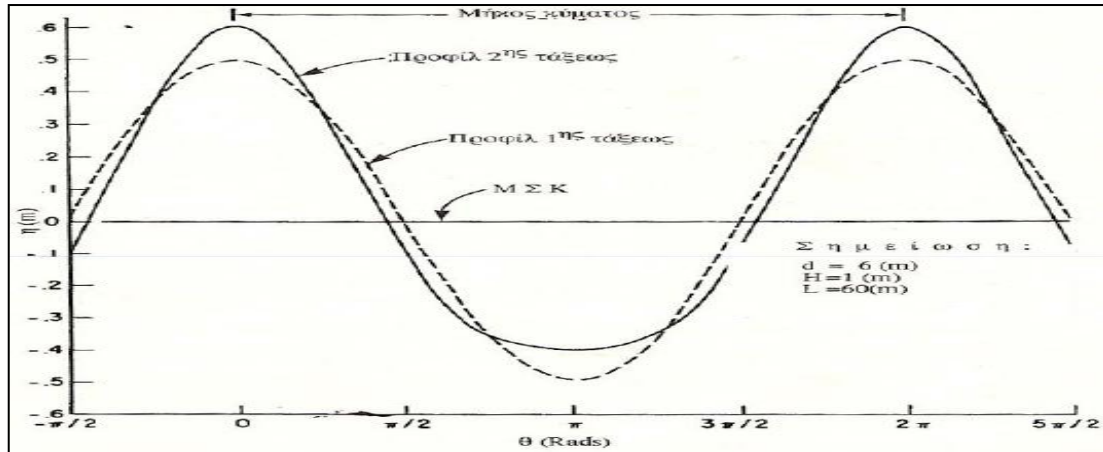
Η συνάρτηση του δυναμικού δίνεται από τη σχέση :

$$\Phi = \frac{Hg \cosh(k(d+z))}{2\omega \cosh(kd)} \sin(kx - \omega t) + \frac{3\pi H^2 \cosh(2k(d+z))}{16T \sinh^4(kd)} \sin 2(kz - \omega t) \quad (2.37)$$

Η εξίσωση της ελεύθερης επιφάνειας του νερού είναι :

$$\eta = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) + \frac{\pi H^2 \cosh(kd)}{8L \sinh^3(kd)} (\cos(2kd) + 2) \cos 2(kx - \omega t) \quad (2.38)$$

Στο Σχήμα 2.7 δίνεται η μορφολογική διαφορά του κύματος απειροστού (1<sup>ης</sup> τάξης) και πεπερασμένου (2<sup>ης</sup> τάξης) ύψους. Η εισαγωγή υψηλότερων αρμονικών οδηγεί σε παραμόρφωση της διατομής όπου εμφανίζονται ασυμμετρίες. Η μορφή του κύματος δεν είναι ημιτονοειδής όπως στο κύμα απειροστού ύψους, αλλά έχει στενότερες κορυφές και πεπλατυσμένες κοιλίες.



Σχήμα 2.7: Διατομές κύματος Stokes 1<sup>ης</sup> και 2<sup>ης</sup> τάξης (πηγή: (2))

Η εξίσωση της διασποράς είναι ίδια με εκείνη για τη θεωρία 1<sup>ης</sup> τάξης :

$$\omega^2 = \sigma^2 = gk \tanh(kd) \quad (2.39)$$

Οι συνιστώσες της ταχύτητας των υγρών σωματιδίων  $u$  και  $w$ , κατά τη διεύθυνση  $x$  και  $z$  αντίστοιχα, προκύπτουν παραγωγίζοντας τη συνάρτηση δυναμικού  $\Phi$  :

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\pi H \cosh(k(d+z))}{T \sinh(kd)} \cos(kx - \omega t) + \frac{3 \pi^2 H^2 \cosh(2k(d+z))}{4 TL \sinh^4(kd)} \cos 2(kx - \omega t) \quad (2.40)$$

$$w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\pi H \sinh(k(d+z))}{T \sinh(kd)} \sin(kx - \omega t) + \frac{3 \pi^2 H^2 \sinh(2k(d+z))}{4 TL \sinh^4(kd)} \sin 2(kx - \omega t) \quad (2.41)$$

Οι εκφράσεις της ταχύτητας μετάδοσης και του μήκους του κύματος είναι ίδιες με τις αντίστοιχες της θεωρίας 1<sup>ης</sup> τάξης :

$$C = \frac{gT}{2\pi} \tanh(kd) \quad (2.42)$$

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh(kd) \quad (2.43)$$

#### 2.4.5: ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ STOKES 3<sup>ης</sup> ΤΑΞΗΣ

Στην θεωρία Stokes 3<sup>ης</sup> τάξης, η συνάρτηση του δυναμικού είναι :

$$\Phi = \frac{CL}{2\pi} \left\{ F_1 \cosh k(d+z) \sin(kx - \omega t) + \frac{1}{2} F_2 \cosh 2k(d+z) \sin 2(kx - \omega t) + \frac{1}{3} F_3 \cosh 3k(d+z) \sin 3(kx - \omega t) \right\} \quad (2.44)$$

και οι συντελεστές  $F_1, F_2, F_3$  υπολογίζονται από τις σχέσεις :

$$F_1 = \frac{ka}{\sin(kd)} - (ka)^2 \frac{1+5 \cosh^2(kd) \cosh^2(kd)}{8 \sinh^5(kd)} \quad (2.45)$$

$$F_2 = \frac{3}{4} (ka)^2 \frac{1}{\sinh^4(kd)} \quad (2.46)$$

$$F_3 = \frac{3}{64} (ka)^3 \frac{11-2 \cosh(2kd)}{\sinh^7(kd)} \quad (2.47)$$

Το  $a$  στις παραπάνω σχέσεις είναι μία παράμετρος για την οποία ισχύει :

$$H = 2a + 2 \left( \frac{\pi}{L} \right)^2 a^3 f_3 \left( \frac{d}{L} \right) \quad (2.48)$$

$$\text{Όπου : } f_3 \left( \frac{d}{L} \right) = \frac{3}{16} \frac{1+8 \cosh^6(kd)}{\sinh^6(kd)} \quad (2.49)$$

Η εξίσωση της ελεύθερης επιφάνειας του νερού είναι :

$$\eta = L \{A_1 \cos(kx - \omega t) + A_2 \cos 2(kx - \omega t) + A_3 \cos 3(kx - \omega t)\} \quad (2.50)$$

και οι συντελεστές υπολογίζονται από τις σχέσεις :

$$A_1 = \frac{a}{L} \quad (2.51)$$

$$A_2 = \pi A_1^2 f_2 \left( \frac{d}{L} \right) \quad (2.52)$$

$$f_2 \left( \frac{d}{L} \right) = \frac{(2 + \cosh(2kd)) \cosh(kd)}{2 \sinh^3(kd)} \quad (2.53)$$

$$A_3 = \pi^2 A_1^3 f_3 \left( \frac{d}{L} \right) \quad (2.54)$$

Η εξίσωση της διασποράς διαφέρει από τις θεωρίες 1<sup>ης</sup> και 2<sup>ης</sup> τάξης :

$$\omega^2 = \sigma^2 = \frac{g}{k} \tanh(kd) \left\{ 1 + (ka)^2 \frac{14+4 \cosh^2(2kd)}{16 \sinh^4(kd)} \right\} \quad (2.55)$$

και οι εξισώσεις για τις συνιστώσες των υγρών σωματιδίων είναι :

$$u = C \{F_1 \cosh(k(d+z)) \cos(kx - \omega t) + F_2 \cosh(2k(d+z)) \cos 2(kx - \omega t) + F_3 \cosh(3k(d+z)) \cos 3(kx - \omega t)\} \quad (2.56)$$

$$w = C \{F_1 \sinh(k(d+z)) \sin(kx - \omega t) + F_2 \sinh(2k(d+z)) \sin 2(kx - \omega t) + F_3 \sinh(3k(d+z)) \sin 3(kx - \omega t)\} \quad (2.57)$$

Τέλος, οι εκφράσεις για την ταχύτητα φάσης και το μήκος του κύματος είναι :

$$C^2 = \frac{gL}{2\pi} \tanh(kd) (1 + \beta) \quad (2.58)$$

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh(kd) (1 + \beta) \quad (2.59)$$

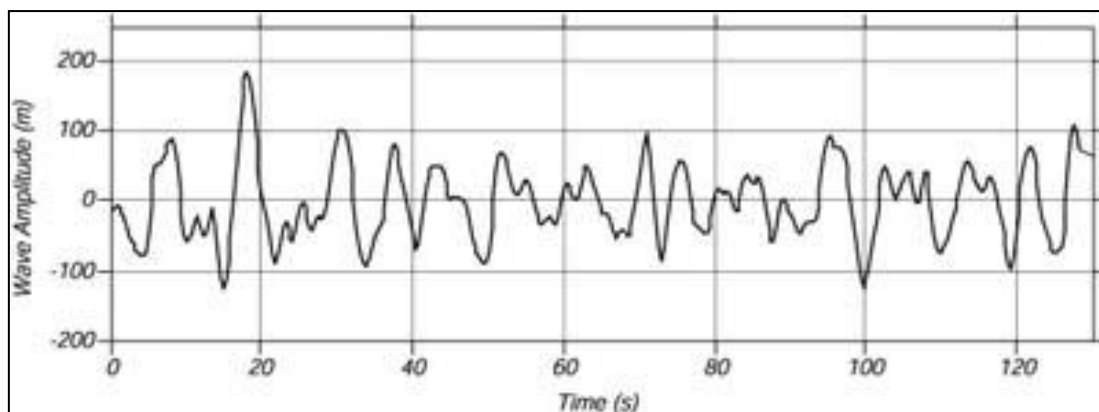
$$\text{όπου : } \beta = \frac{(ka)^2 (14+4 \cosh^2(2kd))}{16 \sinh^4(kd)} \quad (2.60)$$

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3 : ΦΥΣΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ

### 3.1: ΓΕΝΙΚΑ

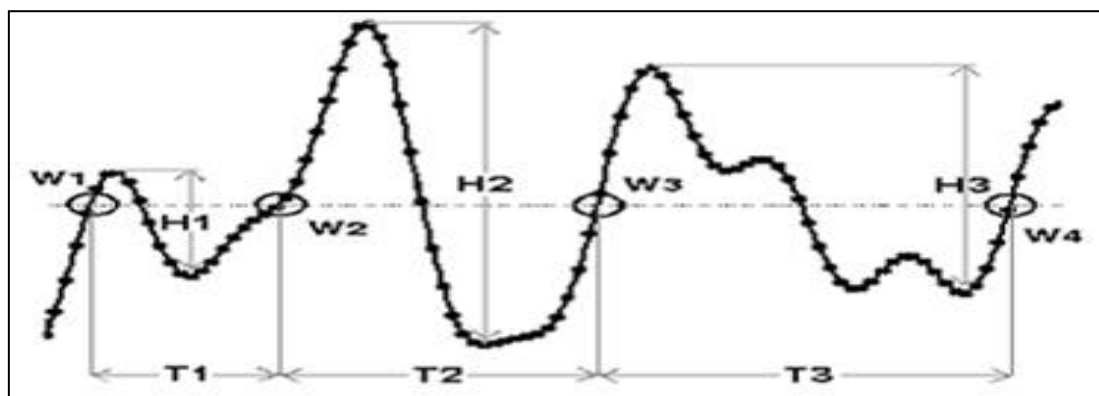
Στη φύση, οι κυματισμοί που δημιουργούνται από την επίδραση του ανέμου στην επιφάνεια της θάλασσας δεν είναι μονοχρωματικοί. Η κίνηση της θάλασσας δεν είναι μία απλή αρμονική ταλάντωση συναρτήσεως του χρόνου αλλά μία τυχαία διαδικασία. Θεωρείται ότι ένας φυσικός κυματισμός μπορεί να προσεγγισθεί από μία απειροσειρά απλών αρμονικών κυμάτων με διαφορετικές περιόδους. Τα επιμέρους κύματα έχουν χαρακτηριστικά που εμφανίζονται κατά στοχαστικό τρόπο, δηλαδή σπάνια μπορούν να υπάρξουν δύο όμοιες κινήσεις συναρτήσεως του χρόνου. Τα βασικά μεγέθη (ύψος, περίοδος) των κυμάτων ακολουθούν συγκεκριμένους πιθανολογικούς νόμους κατανομής (2).

Η ανάλυση των φυσικών κυμάτων βασίζεται στις καταγραφές των θαλάσσιων διαταραχών σε ένα ορισμένο σημείο συναρτήσεως του χρόνου, που λέγονται χρονοσειρές. Μία τέτοια καταγραφή απεικονίζεται στο Σχήμα 3.1.



Σχήμα 3.1:Καταγραφή θαλάσσιας διαταραχής (πηγή: (12))

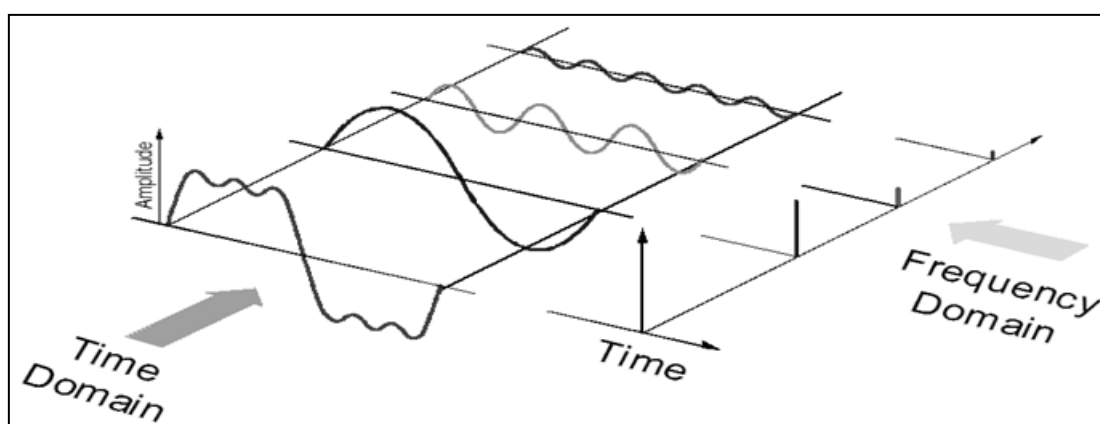
Η ανάλυση των κυμάτων, όπως αυτά εμφανίζονται και καταγράφονται σε ένα ορισμένο σημείο σε συνάρτηση με το χρόνο ονομάζεται εξέταση στην «περιοχή του χρόνου» (time domain).



Σχήμα 3.2:Ανάλυση στην περιοχή του χρόνου (πηγή: (13))

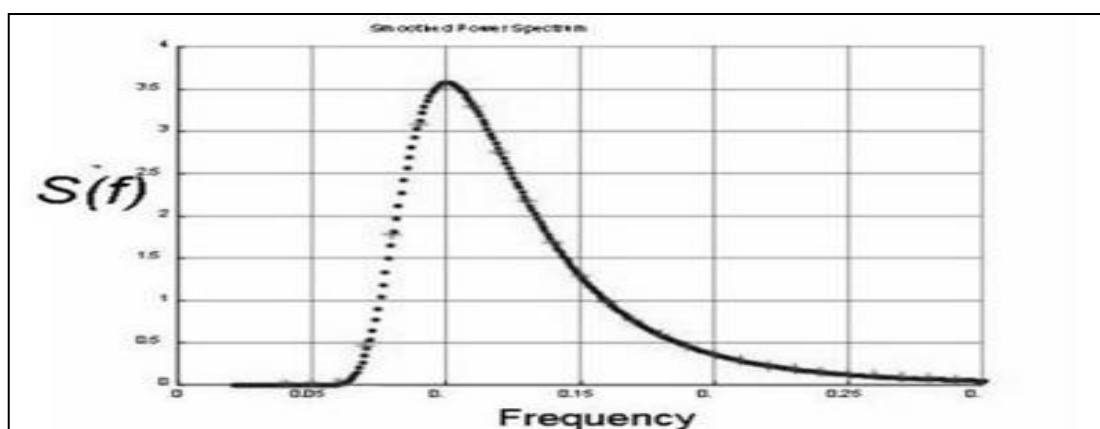
Στην ανάλυση στην περιοχή του χρόνου, οι επιμέρους αρμονικές συνιστώσες του κυματισμού ( $H_i, T_i$ ) προσδιορίζονται άμεσα από την χρονοσειρά  $\eta(t)$  (Σχήμα 3.2).

Η περιγραφή του κυματισμού γίνεται με ένα αντιπροσωπευτικό μονοχρωματικό κύμα, το οποίο καλείται χαρακτηριστικό κύμα. Πολλές φορές όμως, ενδιαφέρει περισσότερο η περιγραφή της θαλάσσιας διαταραχής από μία σειρά αρμονικών ταλαντώσεων με διαφορετικές συχνότητες. Η διερεύνηση της ανάλυσης των κυμάτων σε συνάρτηση με τις συχνότητες ονομάζεται εξέταση στην «περιοχή των συχνοτήτων» (frequency domain). Οι επιμέρους συνιστώσες προκύπτουν έμμεσα, εφαρμόζοντας το μετασχηματισμό Fourier στη χρονοσειρά  $\eta(t)$ . Στο Σχήμα 3.3 φαίνεται ο μετασχηματισμός μιας χρονοσειράς από την περιοχή του χρόνου στην περιοχή των συχνοτήτων.



Σχήμα 3.3:Μετασχηματισμός χρονοσειράς από την περιοχή του χρόνου στην περιοχή των συχνοτήτων

Με την ανάλυση Fourier προσδιορίζεται η κατανομή της ενέργειας ( $S(f)$ ) των επιμέρους κυμάτων στις διάφορες συχνότητες. Ένα τέτοιο φάσμα ενέργειας δίνεται στο Σχήμα 3.4.



Σχήμα 3.4:Φάσμα ενέργειας κυμάτων στην περιοχή των συχνοτήτων (πηγή: (14))

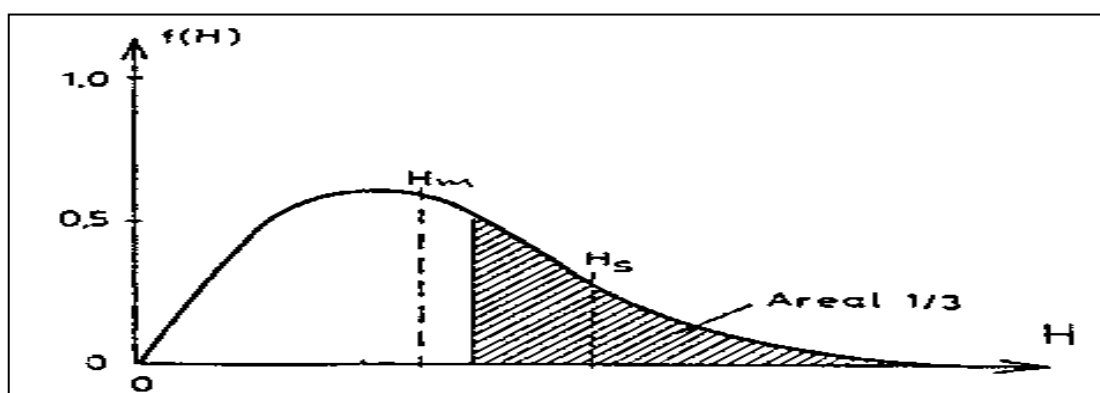
Από την ανάλυση των καταγραφών προσδιορίζονται οι χαρακτηριστικές παράμετροι των κυμάτων. Οι παράμετροι (ύψη κύματος) κατανέμονται σύμφωνα με τη βραχυπρόθεσμη και μακροπρόθεσμη περιγραφή. Η βραχυπρόθεσμη περιγραφή επιτυγχάνεται με τον προσδιορισμό της θαλάσσιας διαταραχής από την πνοή ενός

ορισμένου ανέμου σε περιορισμένο χρονικό διάστημα συναρτήσει των χαρακτηριστικών του συγκεκριμένου ανέμου. Η μακροπρόθεσμη περιγραφή επιτυγχάνεται με τον προσδιορισμό των θαλάσσιων διαταραχών στην περιοχή, για το σύνολο των εμφανιζόμενων ανέμων σε ευρέα χρονικά διαστήματα. Η μακροπρόθεσμη περιγραφή βασίζεται σε ένα υποσύνολο βραχυπρόθεσμων περιγραφών και επιδιώκει τον προσδιορισμό ακραίων τιμών. (2).

### 3.2: ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ

Οι παράμετροι περιγραφής του κυματισμού είναι τα διάφορα ύψη και οι περίοδοι των επιμέρους κυμάτων. Σημαντική παράμετρος είναι και η συχνότητα αιχμής ή συχνότητα μεγίστου του φάσματος. Ορίζεται ως η συχνότητα στην οποία το φάσμα των κυμάτων παρουσιάζει τη μέγιστη ενέργεια και συμβολίζεται με  $f_p$  (Σχήμα 3.4).

Όσον αφορά τα ύψη του κυματισμού, αυτά μπορεί να είναι πραγματικά ή στατιστικά. Πραγματικά ύψη είναι το μέγιστο και το ελάχιστο ύψος κύματος που παρατηρείται σε μία καταγραφή και συμβολίζονται με  $H_{max}$  και  $H_{min}$  αντίστοιχα (Σχήμα 3.2). Τα στατιστικά ύψη, όπως το μέσο στατιστικό ύψος το οποίο συμβολίζεται με  $H_m$ , προκύπτουν από τα διάφορα  $H_i$  της καταγραφής. Το χαρακτηριστικό ύψος είναι ίσως η σημαντικότερη παράμετρος, συμβολίζεται με  $H_s$  (ή  $H_{1/3}$ ) και ορίζεται ως το μέσο ύψος των υψηλότερων 33% του συνόλου των μετρημένων κυμάτων στη συγκεκριμένη περίοδο κύματος. Η έννοια μπορεί να γενικευθεί ορίζοντας ως χαρακτηριστικό ύψος κύματος το μέσο ύψος των υψηλότερων  $n\%$  του συνόλου των κυμάτων, όπου το  $n$  παίρνει τιμές από 3 ως 20 και το ύψος κύματος συμβολίζεται με  $H_{1/n}$ . Πλεονέκτημα της παραμέτρου αυτής είναι ότι μπορεί να εκτιμηθεί οπτικά από έναν παρατηρητή, με ικανοποιητική ακρίβεια, σαν το αντιπροσωπευτικό ύψος κύματος της διαταραχής. Στο Σχήμα 3.5 φαίνονται τα στατιστικά ύψη κύματος  $H_m$  και  $H_s$ .



Σχήμα 3.5: Στατιστικά ύψη κύματος (πηγή: (15))

Από τις περιόδους, συνηθέστερα χρησιμοποιούνται η περίοδος αιχμής του κυματισμού που συμβολίζεται με  $T_p$  και ορίζεται ως το αντίστροφο της συχνότητας αιχμής, η μέση στατιστική περίοδος  $T_m$  και η χαρακτηριστική περίοδος  $T_s$ , που ορίζεται ως η μέση περίοδος των υψηλότερων 33% του συνόλου των κυμάτων. Η

μέση μετρούμενη περίοδος συμβολίζεται με  $T_z$  και ορίζεται ως το μέσο χρονικό διάστημα μεταξύ δύο διαδοχικών μηδενισμών της ελεύθερης επιφάνειας της θάλασσας στη φάση ανόδου (mean zero up-crossing period) ή στη φάση καθόδου (mean zero down-crossing period).

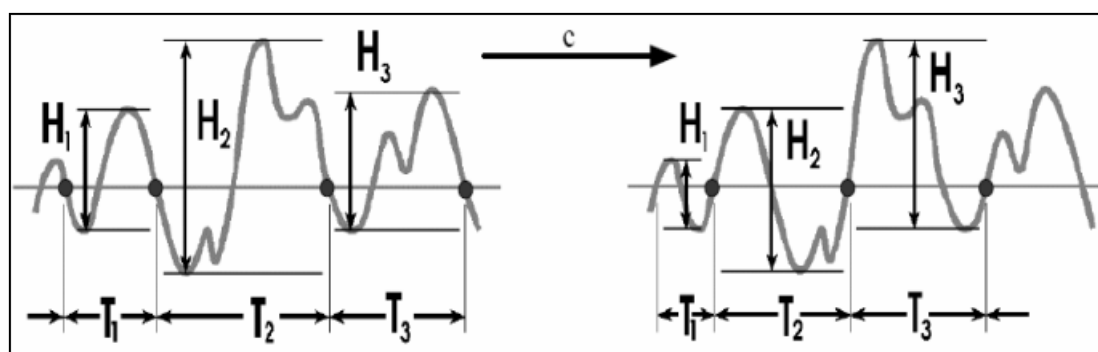
Στις επόμενες παραγράφους αναφέρονται οι μέθοδοι προσδιορισμού των παραμέτρων των κυμάτων στην περιοχή του χρόνου και στην περιοχή των συχνοτήτων.

### 3.3: ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ ΤΟΥ ΧΡΟΝΟΥ

Στην ανάλυση στην περιοχή του χρόνου, τα ύψη κύματος και οι κυματικές περίοδοι προκύπτουν από τη μεταβολή της ελεύθερης επιφάνειας του νερού συναρτήσει του χρόνου. Αναλύεται η κυματική διαταραχή που καταγράφεται και οι παράμετροι προσδιορίζονται στατιστικά ή με τη μέθοδο RMS (Root-Mean-Squares).

#### 3.3.1: ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΟΣ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ

Για το στατιστικό προσδιορισμό των κυματικών παραμέτρων, η ανάλυση ξεκινάει με τον προσδιορισμό των επιμέρους διαδοχικών κυμάτων. Τα περιεχόμενα κύματα προσδιορίζονται με τη «μέθοδο καθοδικού μηδενισμού» (zero down-crossing) ή με τη «μέθοδο ανοδικού μηδενισμού» (zero up-crossing method) όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.6. Η μετάβαση της ελεύθερης επιφάνειας της θάλασσας από τη μέση Σ.Η.Υ προς τα κάτω είναι γνωστή ως κάτω μηδενισμός, ενώ η αντίστροφη μετάβαση προς τα πάνω λέγεται πάνω μηδενισμός. Σύμφωνα με τη σύσταση της PIANC (Permanent International Association of Navigation Congresses) χρησιμοποιείται η μέθοδος του κάτω μηδενισμού (16). Η περίοδος του κύματος ορίζεται ως το χρονικό διάστημα μεταξύ δύο διαδοχικών μηδενισμών και το ύψος του κύματος ορίζεται ως η κατακόρυφη απόσταση μεταξύ της κορυφής και της κοιλίας του κύματος στην περίοδο αυτή.



Σχήμα 3.6: Μέθοδοι καθοδικού (αριστερά) και ανοδικού μηδενισμού (δεξιά) (πηγή: (17))

Τα επιμέρους  $N$  κύματα μετριοούνται και ταξινομούνται σε φθίνουσα σειρά προσδιορίζοντας έτσι το μέγιστο  $H_{max}$  και το ελάχιστο  $H_{min}$  ύψος κύματος. Το μέσο στατιστικό ύψος υπολογίζεται από τη σχέση :

$$H_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N H_i \quad (3.1)$$



και το χαρακτηριστικό ύψος κύματος από τη σχέση :

$$H_s = H_{\frac{1}{3}} = \frac{3}{N} \sum_{i=1}^{N/3} H_i \quad (3.2)$$

Όμοια, η μέση στατιστική περίοδος υπολογίζεται από τη σχέση :

$$T_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T_i \quad (3.3)$$

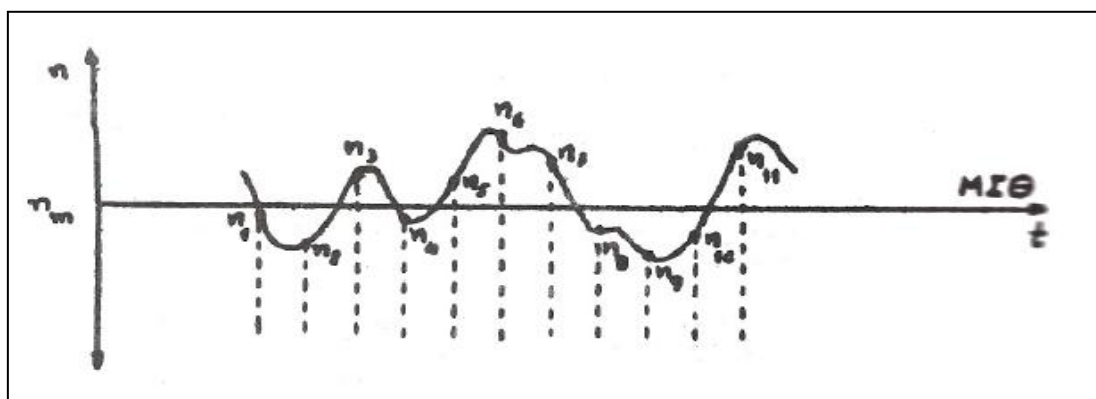
και η χαρακτηριστική περίοδος από τη σχέση :

$$T_s = T_{\frac{1}{3}} = \frac{3}{N} \sum_{i=1}^{N/3} T_i \quad (3.4)$$

Η κατανομή των υψών κύματος μπορεί να περιγραφεί από τις κατανομές Rayleigh και Weibull.

### 3.3.2: ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ RMS

Για τον προσδιορισμό των κυματικών παραμέτρων με τη μέθοδο RMS ή μέθοδο τετραγωνικής ρίζας, ενδιαφέρουν οι τιμές των απομακρύνσεων  $\eta_i$  της θαλάσσιας επιφάνειας  $\eta(t)$  από τη μέση στάθμη ηρεμίας. Η μέθοδος έχει αναπτυχθεί από τους Longuet-Higgins and Cartwright (18) με την παραδοχή ότι τα ύψη κύματος ακολουθούν την κατανομή Rayleigh. Με ένα σταθερό χρονικό βήμα, λαμβάνονται  $K$  τιμές της υπερύψωσης  $\eta_i$ , όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.7.



Σχήμα 3.7: Μεταβολές της θαλάσσιας επιφάνειας  $\eta(t)$  για σταθερό χρονικό βήμα (πηγή: (2))

Για τις  $K$  τιμές που σημειώθηκαν, υπολογίζεται η μέση στάθμη  $\eta_m$  της επιφάνειας της θάλασσας :

$$\eta_m = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K \eta_i \quad (3.5)$$

Η μέση τετραγωνική τιμή της στάθμης  $\eta_{rms}$  δίνεται από τη σχέση :

$$\eta_{rms} = \sqrt{\overline{(\eta^2)}} \quad (3.6)$$

$$\text{όπου : } \overline{\eta^2} = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K \eta_i^2 \quad (3.7)$$

Από τη μέση τετραγωνική τιμή της στάθμης υπολογίζονται οι βασικές παράμετροι ύψους :

$$H_m = 2,5 \eta_{rms} \quad (3.8)$$

$$H_{\frac{1}{3}} = 4 \eta_{rms} \quad (3.9)$$

Για Ν αριθμό κυμάτων, το πιο πιθανό μέγιστο ύψος  $H_{max}$  είναι :

$$H_{max} = H_{\frac{1}{3}} \left( \ln \left( \frac{N}{2} \right) \right)^{0,5} \quad (3.10)$$

Το χαρακτηριστικό ύψος μπορεί επίσης να εκφραστεί συναρτήσει του  $H_{rms}$  από τη σχέση:

$$H_{\frac{1}{n}} = H_{rms} \left\{ \sqrt{\ln N} + \frac{n}{2} \sqrt{\pi} (1 - erf \sqrt{\ln N}) \right\} \quad (3.11)$$

οπότε προκύπτει ότι :

$$H_{\frac{1}{3}} = 1.41 H_{rms} \quad (3.12)$$

$$H_{\frac{1}{10}} = 1.80 H_{rms} \quad (3.13)$$

Μειονέκτημα της μεθόδου αυτής είναι το γεγονός ότι δεν επιτρέπει τον υπολογισμό των περιόδων του κύματος.

### 3.4: ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ ΤΩΝ ΣΥΧΝΟΤΗΤΩΝ

Στην ανάλυση στην περιοχή των συχνοτήτων η θαλάσσια διαταραχή μπορεί να περιγραφεί με τη φασματική ανάλυση προσδιορίζοντας το φάσμα ενέργειας, που εκφράζει την κατανομή της ενέργειας των κυμάτων στις διάφορες συχνότητες. Σε μια αναπτυγμένη θαλάσσια επιφάνεια συναντάται ένα ευρύ φάσμα περιόδων κύματος, ενώ στην πλήρη ανάπτυξη κάθε περίοδος περιέχει το μέγιστο δυνατό της ενέργειας (2).

#### 3.4.1: ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ

Έχει ήδη αναφερθεί, ότι η μορφή του κυματισμού μπορεί να προσεγγιστεί από μία σειρά αρμονικών κυμάτων με την ανάλυση Fourier ως εξής :

$$\eta(t) = a_0 + \sum_{n=1}^N \{ a_n \cos(n \omega_0 t) + b_n \sin(n \omega_0 t) \} \quad (3.14)$$

και οι συντελεστές της κάθε συνιστώσας είναι :

$$a_0 = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} \eta(t) dt \quad (3.15)$$

$$a_n = \frac{2}{T_0} \int_0^{T_0} \eta(t) \cos(n \omega_0 t) dt \quad (3.16)$$

$$b_n = \frac{2}{T_0} \int_0^{T_0} \eta(t) \sin(n \omega_0 t) dt \quad (3.17)$$

Θεωρείται ότι η καμπύλη  $\eta(t)$  προέρχεται από μία τυχαία και στάσιμη διαδικασία, το οποίο σημαίνει ότι τα στατιστικά χαρακτηριστικά του κύματος δεν αλλάζουν με το χρόνο (19). Καταγράφοντας την καμπύλη συναρτήσει του χρόνου για ένα χρονικό διάστημα, προκύπτουν στατιστικά χαρακτηριστικά όπως η μέση τιμή ( $\mu$ ), η μέση τετραγωνική τιμή ( $\chi^2$ ) και η διασπορά ( $\sigma^2$ ) της ελεύθερης επιφάνειας από τις σχέσεις:

$$\mu = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \eta(t) dt \quad (3.18)$$

$$\chi^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \eta^2(t) dt \quad (3.19)$$

$$\sigma^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \{\eta(t) - \mu\}^2 dt \quad (3.20)$$

Η συνάρτηση διακύμανσης  $R$  χαρακτηρίζει τη χρονοσειρά  $\eta(t)$  και δείχνει το βαθμό συσχέτισης μεταξύ διαδοχικών τιμών  $\eta_i$  για ένα χρονικό βήμα  $\tau$  :

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \eta(t)\eta(t + \tau) dt \quad (3.21)$$

Η κατανομή ενέργειας της χρονοσειράς  $\eta(t)$  συναρτήσει της συχνότητας  $f$  του κύματος εκφράζεται με τη συνάρτηση πυκνότητας φάσματος, η οποία προκύπτει με το μετασχηματισμό Fourier (19) της συνάρτησης διακύμανσης  $R(\tau)$  :

$$S(f) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} R(\tau) \cos(f\tau) dt \quad (3.22)$$

Η συνάρτηση  $S(f)$  ονομάζεται συνάρτηση πυκνότητας φάσματος ή απλά φάσμα ενέργειας. Ο προσδιορισμός της συνάρτησης πυκνότητας ενέργειας του φάσματος επιτρέπει τον υπολογισμό της ολικής ενέργειας της θαλάσσιας διαταραχής. Η τελευταία υπολογίζεται ολοκληρώνοντας το φάσμα ενέργειας και ισούται με τη διασπορά :

$$E = \int_0^{\infty} S(f) df = \sigma^2 \quad (3.23)$$

Οι διάφορες ροπές  $n$  τάξης του φάσματος ( $m_n$ ) ορίζονται ως :

$$m_n = \int_0^{\infty} f^n S(f) df \quad (3.24)$$

όπου  $f$  είναι η συχνότητα του κύματος και  $n=0,1,2,\dots$

Συγκεκριμένα, η ροπή μηδενικής τάξης ισούται με τη διασπορά της χρονοσειράς και την ολική ενέργεια του κύματος και είναι :

$$m_0 = \int_0^{\infty} S(f) df = \sigma^2 \quad (3.25)$$

Αν η συνάρτηση πυκνότητας φάσματος δίνεται ως συνάρτηση της γωνιακής συχνότητας κύματος  $\omega$ , τότε το φάσμα ενέργειας είναι :

$$S(\omega) = \frac{S(f)}{2\pi} \quad (3.26)$$

και οι αντίστοιχες ροπές η τάξης  $M_n$ , προκύπτουν :

$$M_n = \int_0^\infty \omega^n S(\omega) d\omega = (2\pi)^n m_n \quad (3.27)$$

Σημαντική παράμετρος της συνάρτησης πυκνότητας είναι το φασματικό εύρος. Την παράμετρο εισήγαγαν οι Cartwright and Longuet-Higgins (18) συναρτήσσει των ροπών του φάσματος και συμβολίζεται με το γράμμα  $\varepsilon$  :

$$\varepsilon^2 = \frac{m_0 m_4 - m_2^2}{m_0 m_4} \quad (3.28)$$

Όπως φαίνεται από τις εξισώσεις 3.24 και 3.28, το εύρος τιμών των συχνοτήτων  $f$  ορίζει και το φασματικό εύρος  $\varepsilon$ . Αυτό μπορεί να παίρνει τιμές από το μηδέν (μικρό εύρος) έως τη μονάδα (μεγάλο εύρος). Μικρό φασματικό εύρος σημαίνει μικρό εύρος συχνοτήτων και μεγάλο φασματικό εύρος σημαίνει αντίστοιχα μεγάλο εύρος συχνοτήτων. Τα φάσματα έχουν γενικά μικρό εύρος ( $\varepsilon \ll 1$ ).

Τα ύψη κύματος, όπως αυτά προκύπτουν από την καμπύλη υπερύψωσης της θάλασσας (σχέση 3.14) για σταθερό χρονικό βήμα, θεωρείται ότι ακολουθούν την κατανομή Rayleigh.

#### 3.4.2: ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΜΕ ΤΗ ΦΑΣΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ

Για τον προσδιορισμό των κυματικών παραμέτρων με τη φασματική ανάλυση είναι απαραίτητη η έκφραση της ολικής ενέργειας του φάσματος, όπως υπολογίστηκε στην παράγραφο 3.4.1. Σύμφωνα με τον Longuet-Higgins, το χαρακτηριστικό ύψος κύματος υπολογίζεται από τη σχέση :

$$H_s = 4 \left( \int_0^\infty S(f) dt \right)^{0,5} = 4E^{\frac{1}{2}} \quad (3.29)$$

Από τις σχέσεις 3.23 και 3.25 που δίνουν τη διασπορά και τη ροπή μηδενικής τάξης αντίστοιχα σε σχέση με την ενέργεια του φάσματος, προκύπτουν οι παρακάτω εκφράσεις για το χαρακτηριστικό ύψος :

$$H_s = 4\sigma \quad (3.30)$$

$$H_s = 4m_0^{0,5} \quad (3.31)$$

όπου  $\sigma$  είναι η τυπική απόκλιση (ή η τετραγωνική ρίζα της διασποράς). Υπενθυμίζεται ότι και στη φασματική ανάλυση ισχύει η σχέση :

$$H_s = H_{\frac{1}{3}} = 4 \eta_{rms} \quad (3.32)$$

όπου  $\eta_{rms}$  είναι η μέση τετραγωνική τιμή της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας του νερού. Για φάσματα κυμάτων μικρού εύρους ( $\varepsilon \ll 1$ ), των οποίων τα ύψη ακολουθούν την κατανομή Rayleigh, ισχύουν οι παρακάτω σχέσεις για τα διάφορα ύψη κύματος :

$$H_m = 0.63 H_{\frac{1}{3}} \quad (3.33)$$

$$H_{2\%} = 1.4 H_{\frac{1}{3}} \quad (3.34)$$

$$H_{\frac{1}{10}} = 1.27 H_{\frac{1}{3}} \quad (3.35)$$

$$H_{\frac{1}{100}} = 1.67 H_{\frac{1}{3}} \quad (3.36)$$

$$H_{max} = 1.86 H_{\frac{1}{3}} \quad (3.37)$$

Οι περίοδοι του κύματος μπορούν να υπολογιστούν συναρτήσει των ροπών η τάξης του φάσματος (20). Η μέση μετρούμενη περίοδος κύματος υπολογίζεται από τον τύπο:

$$T_z = \sqrt{\frac{m_0}{m_2}} = 2\pi \sqrt{\frac{M_0}{M_2}} \quad (3.38)$$

και η μέση στατιστική περίοδος κύματος υπολογίζεται από τη σχέση :

$$T_m = \frac{m_0}{m_1} = 2\pi \left( \frac{M_0}{M_1} \right) \quad (3.39)$$

Η περίοδος της μέγιστης ενέργειας συναρτήσει της μέσης μετρούμενης είναι :

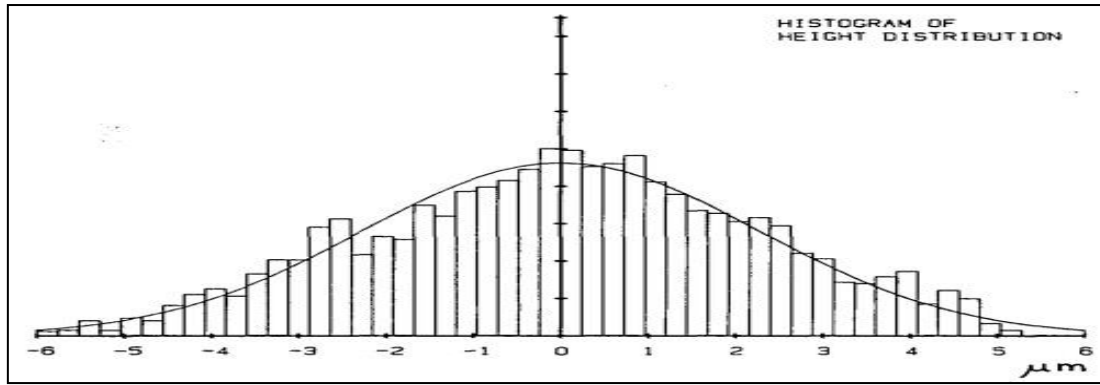
$$T_p = \left( \frac{5}{4} \pi \right)^{\frac{1}{3}} T_z \quad (3.40)$$

### 3.5: ΒΡΑΧΥΠΡΟΘΕΣΜΗ ΚΑΙ ΜΑΚΡΟΠΡΟΘΕΣΜΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΩΝ ΥΨΩΝ ΤΟΥ ΚΥΜΑΤΟΣ

Από την ανάλυση στην περιοχή του χρόνου και στην περιοχή των συχνοτήτων εξάγεται το χαρακτηριστικό ύψος της κυματικής διαταραχής. Στη συνέχεια ενδιαφέρει η κατανομή των υψών κύματος, δηλαδή η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας των υψών του κύματος (Probability Density Function). Η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας μιας τυχαίας μεταβλητής εκφράζει την πιθανότητα η τυχαία μεταβλητή να έχει μία συγκεκριμένη τιμή, η οποία ανήκει σε ένα εύρος τιμών, σε δοσμένο χρονικό διάστημα. Για τη μεταβλητή της υπερύψωσης της θαλάσσιας επιφάνειας έχει αποδειχθεί ότι η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας ακολουθεί την κανονική ή γκαουσιανή (Gaussian) κατανομή :

$$P(\eta) = \lim_{\Delta\eta \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta\eta} Prob(\eta \leq \eta(t) \leq \eta + \Delta\eta) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)\sigma}} \exp\left(-\frac{\eta^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.41)$$

όπως φαίνεται και στο Σχήμα 3.8. Η γραφική παράσταση της συνάρτησης έχει σχήμα «καμπάνας» και οι τιμές της είναι πάντα θετικές για κάθε τιμή της μεταβλητής η.

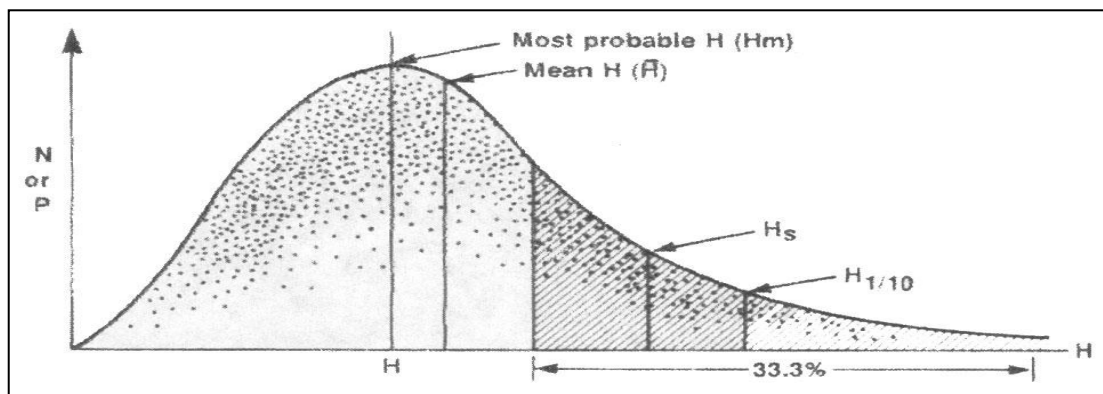


Σχήμα 3.8: Ιστόγραμμα υψών κύματος που προσεγγίζουν την κανονική κατανομή

Ειδικότερα για τα θαλάσσια κύματα που τείνουν να έχουν μικρό φασματικό εύρος ( $\epsilon < 1$ ), γίνεται η παραδοχή ότι η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας των υψών κύματος ακολουθεί την κατανομή Rayleigh :

$$P(H) = \frac{H}{4\sigma^2} \exp\left(-\frac{H^2}{8\sigma^2}\right) \quad (3.42)$$

Με τη σχέση 3.42 μπορεί να υπολογισθεί η πιθανότητα εμφάνισης κυμάτων ποικίλων υψών κατά τη διάρκεια μιας συγκεκριμένης θεομηνίας που διαρκεί από 20 λεπτά έως 3 ώρες (μικρής διάρκειας), με την προϋπόθεση ότι τα χαρακτηριστικά του κύματος παραμένουν στάσιμα στη συγκεκριμένη θεομηνία (19). Στο Σχήμα 3.9 δίνεται η γραφική παράσταση της **βραχυπρόθεσμης κατανομής** των υψών κύματος κατά Rayleigh.



Σχήμα 3.9: Κατανομή των υψών του κυματισμού κατά Rayleigh (πηγή: (21))

Τα ύψη που παρατηρούνται στην κατανομή είναι το μέγιστο πιθανό ύψος, το μέσο στατιστικό ύψος και το χαρακτηριστικό ύψος κύματος (5). Με χρήση της συνάρτησης Rayleigh το μέσο στατιστικό ύψος κύματος δίνεται από τον τύπο :

$$\bar{H} = \int_0^{\infty} H P(H) dH = (2\pi)^{0,5} \sigma \quad (3.43)$$

Το πιο πιθανό ύψος κύματος προκύπτει για  $\frac{dP(H)}{dH} = 0$ . Η πιθανότητα εμφάνισης του μέγιστου πιθανού ύψους είναι η πιθανότητα υπέρβασης  $1/N$ . Σε δείγμα  $N$  τιμών υψών

κύματος  $H_i$ , όπου  $N$  είναι ο λόγος της διάρκειας της καταγραφής προς τη μέση μετρούμενη περίοδο κύματος ( $T_z$ ) :

$$P(H_i \geq H_{max}) = \frac{1}{N} \quad (3.44)$$

Έστω  $H^*$  η μικρότερη τιμή του ύψους κύματος (lower limit) της περιοχής του 33.3% όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.9. Η μικρότερη τιμή  $H^*$  υπολογίζεται (19) χρησιμοποιώντας την εξίσωση :

$$P(H_i > H^*) = \int_{H^*}^{\infty} \frac{H}{4\sigma^2} \exp\left(-\frac{H^2}{8\sigma^2}\right) dH = \frac{1}{n} \quad (3.45)$$

όπου  $n$  ακέραιος αριθμός με τιμές από 3 έως 20 και προκύπτει η τιμή του ορίου :

$$H^* = \sqrt{8\sigma^2 \ln n} \quad (3.46)$$

Με χρήση της τελευταίας, υπολογίζεται το κέντρο βάρους της περιοχής κάτω από την καμπύλη Rayleigh ανάμεσα στα όρια  $H^*$  και άπειρο ( $\infty$ ) που είναι και το μέσο ύψος των υψηλότερων  $\frac{100}{n}$  % κυμάτων στην καταγραφή :

$$H_{\frac{1}{n}} = \frac{\int_{H^*}^{\infty} HP(H)dH}{\int_{H^*}^{\infty} P(H)dH} \quad (3.47)$$

Είναι γνωστό ότι για  $n=3$  προκύπτει το χαρακτηριστικό ύψος της καταγραφής :

$$H_{\frac{1}{3}} = 4.01\sigma = 4.01\sqrt{m_0} \quad (3.48)$$

και συνεπώς, η κατανομή των υψών της διαταραχής λαμβάνει τη μορφή :

$$P(H) = \frac{4H}{H_{\frac{1}{3}}^2} \exp\left(-\frac{2H^2}{H_{\frac{1}{3}}^2}\right) \quad (3.49)$$

Η πιθανότητα μη υπέρβασης  $P_s(H)$ , δηλαδή η πιθανότητα το τυχαίο ύψος  $H_i$  να είναι μικρότερο από μία δεδομένη τιμή  $H$ , είναι :

$$P_s(H) = Prob(H_i \leq H) = 1 - \exp\left(-\frac{2H^2}{H_{\frac{1}{3}}^2}\right) \quad (3.50)$$

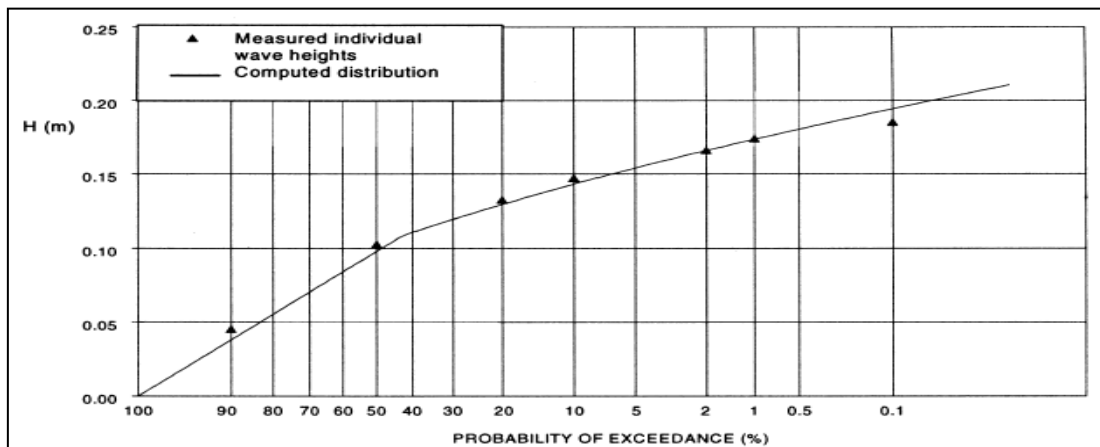
Στο σχεδιασμό των λιμενικών έργων όμως, ενδιαφέρει η κατανομή των υψών κύματος και η πιθανότητα εμφάνισης ακραίων τιμών τουλάχιστον μία φορά στο σημείο που βρίσκεται το έργο και σε όλη τη διάρκεια ζωής του έργου (50-100 έτη), καθώς η τιμή  $H_s$  μεταβάλλεται από καταγραφή σε καταγραφή. Είναι δηλαδή απαραίτητη η γνώση της κατανομής των κατανομών Rayleigh. Θεωρητικά, η **μακροπρόθεσμη κατανομή** των υψών δίνεται από τον τύπο :

$$P(H) = \int_0^{\infty} P_s(H)P(\sqrt{E})d\sqrt{E} \quad (3.51)$$

όπου  $P(H)$  η πιθανότητα της τυχαίας τιμής  $H_i$  να είναι μικρότερη ή ίση μιας ορισμένης τιμής  $H$  (πιθανότητα μη υπέρβασης) και  $P(\sqrt{E})$  η συνάρτηση πυκνότητας πιθανοτήτων του  $\sqrt{E}$ , για  $\sqrt{E} = \frac{H_s}{\sqrt{8}}$  (2). Έχει αποδειχθεί πειραματικά ότι οι ακραίες τιμές ύψους κύματος (π.χ. χαρακτηριστικά ύψη) που προκύπτουν από μία σειρά καταγραφών κατά τη διάρκεια μακράς περιόδου, ακολουθούν μία κατανομή Weibull της μορφής :

$$P(H) = Prob(H_i \leq H) = 1 - \exp\left(-\frac{H^\gamma}{\beta}\right) \quad (3.52)$$

όπου  $\beta$  και  $\gamma$  σταθερές παράμετροι της κατανομής (19). Στο Σχήμα 3.10 δίνεται η γραφική παράσταση μιας κατανομής Weibull από την οποία φαίνεται ότι η κατανομή των χαρακτηριστικών υψών είναι ευθεία γραμμή (19).



Σχήμα 3.10:Κατανομή των χαρακτηριστικών υψών του κυματισμού κατά Weibull (πηγή: (22))

Με αυτή την πιθανολογική μέθοδο μπορούν να εκτιμηθούν τιμές του ύψους  $H$  με μικρή πιθανότητα υπέρβασης, δηλαδή μεγάλη περίοδο επαναφοράς (10-100 έτη). Περίοδος επαναφοράς (ή επανάληψης) μιας ορισμένης τιμής  $H$  είναι το χρονικό διάστημα μεταξύ δύο διαδοχικών εμφανίσεων της τιμής αυτής, μετριέται σε έτη και υπολογίζεται με τον τύπο :

$$R_H = \frac{\bar{T}}{1-P(H)} \quad (3.53)$$

όπου  $\bar{T}$  είναι η μακροπρόθεσμη μέση τιμή των περιόδων  $T$  του κύματος.



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4 : ΠΡΟΓΝΩΣΗ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ ΣΤΑ ΒΑΘΙΑ ΝΕΡΑ

### 4.1: ΓΕΝΙΚΑ

Η ανάλυση των φυσικών κυματισμών που έχει προηγηθεί βασίζεται σε καταγραφές της θαλάσσιας διαταραχής σε ορισμένο σημείο συναρτήσει του χρόνου. Πολλές φορές όμως, είναι δύσκολο να διεξαχθούν επί τόπου μετρήσεις στο πεδίο, ειδικά κατά τη διάρκεια ακραίων καιρικών συνθηκών. Για το ξεπεραστεί το εμπόδιο αυτό, έχουν αναπτυχθεί εμπειρικά μοντέλα πρόγνωσης των χαρακτηριστικών στοιχείων των κυμάτων. Βασίζονται στη συσχέτιση των φυσικών συνθηκών (ταχύτητα ανέμου, ενεργό ανάπτυσμα πελάγους, διάρκεια πνοής) με τα συνεπαγόμενα κυματικά στοιχεία. Τα ανεμολογικά στοιχεία, συλλέγονται από την αρμόδια μετεωρολογική υπηρεσία (Πίνακας 2.3). Η πρόγνωση των χαρακτηριστικών μεγεθών του κυματισμού αναφέρεται στα βαθιά νερά, όπου η επίδραση του πυθμένα είναι αμελητέα. Τα συνηθέστερα εφαρμοζόμενα εμπειρικά μοντέλα πρόγνωσης είναι η μέθοδος S.M.B και τα ενεργειακά φάσματα JONSWAP και Pierson-Moskowitz, τα οποία αναλύονται στη συνέχεια.

### 4.2: ΜΕΘΟΔΟΣ S.M.B

Η μέθοδος S.M.B (Sverdrup-Munk-Bretschneider (23)) είναι το πλέον διαδεδομένο μοντέλο βραχυπρόθεσμης περιγραφής της κατάστασης της θαλάσσιας διαταραχής. Η βασική παραδοχή του μοντέλου είναι ότι το χαρακτηριστικό κύμα αντιστοιχεί προσεγγιστικά στο φυσικό κύμα. Το ύψος ( $H_s$ ) και η περίοδος ( $T_s$ ) του χαρακτηριστικού κύματος υπολογίζονται σαν μονοσήμαντες συναρτήσεις της ταχύτητας του ανέμου ( $U$ ), του αναπτύγματος πελάγους (Fetch) και της διάρκειας πνοής του ανέμου ( $t_D$ ) :

$$\frac{gH_s}{U^2} = 0.283 \tanh(0.0125\Phi^{0.42}) \quad (4.1)$$

$$\frac{gT_s}{U} = 7.540 \tanh(0.077\Phi^{0.25}) \quad (4.2)$$

$$\frac{gt_D}{U} = 6.588 \exp \{ \{0.0161(\ln\Phi)^2 - 0.369(\ln\Phi) + 2.2024\}^{0.5} + 0.8798(\ln\Phi) \} \quad (4.3)$$

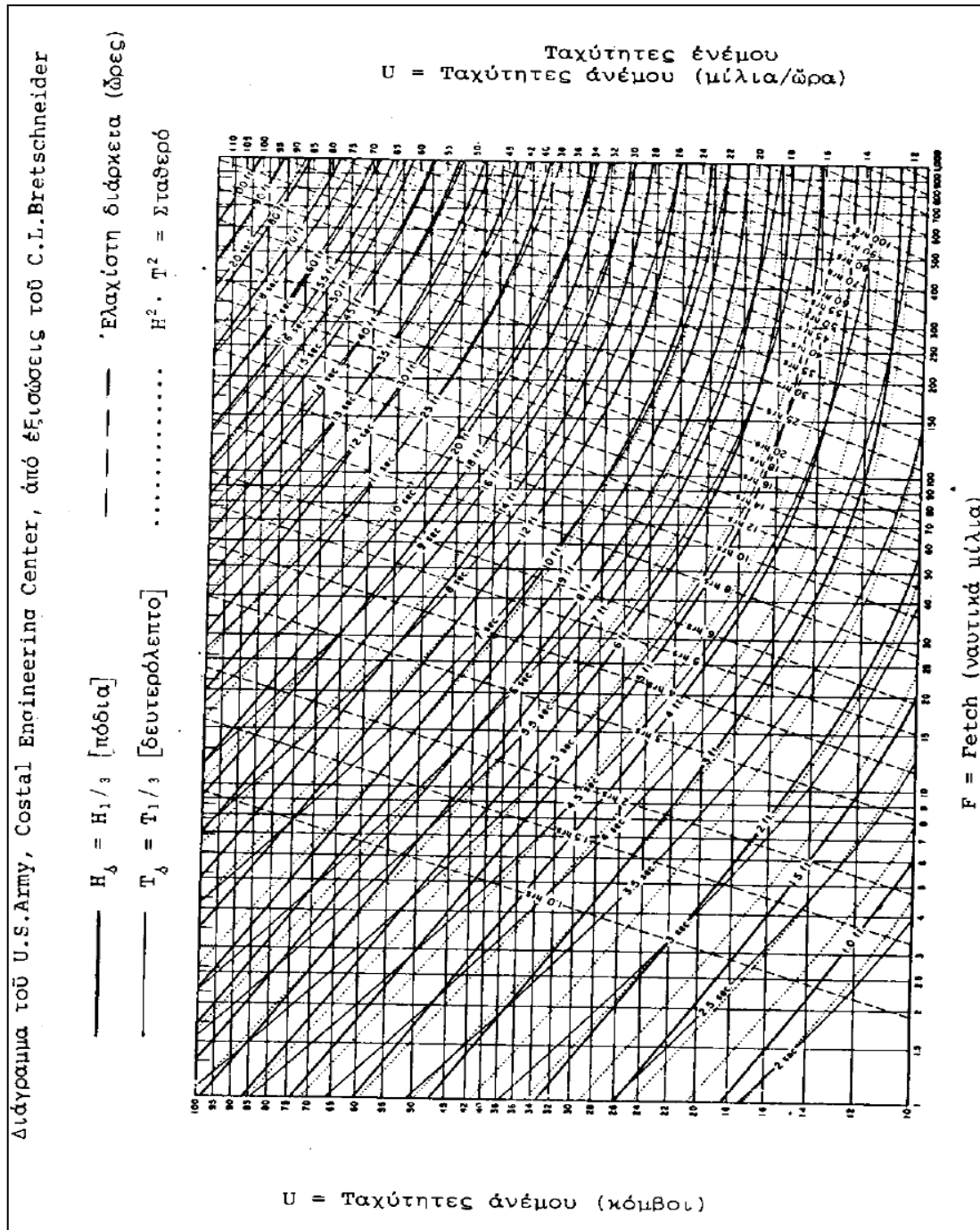
όπου  $\Phi$  είναι ένας συντελεστής του αναπτύγματος πελάγους που ισούται με :

$$\Phi = \frac{g F_{eff}}{U^2} \quad (4.4)$$

Σε περιπτώσεις που δεν υφίστανται δεδομένα για τη διάρκεια πνοής του ανέμου, υπολογίζονται οι παράμετροι του χαρακτηριστικού κύματος από την ταχύτητα του ανέμου και το ανάπτυσμα πελάγους μόνο (2).

Εναλλακτικά, τα χαρακτηριστικά του κύματος μπορούν να υπολογιστούν από το γράφημα που δίνεται στο Σχήμα 4.1. Το γράφημα προκύπτει από τις εξισώσεις του

μοντέλου για συνθήκες ανοιχτής θάλασσας. Ακολουθείται η τεταγμένη της ταχύτητας του ανέμου (κόμβοι) έως ότου τμηθεί η τετημένη του αναπτύγματος πελάγους (ναυτικά μίλια) ή η καμπύλη διάρκειας πνοής του ανέμου (ώρες). Στο σημείο τομής τους διαβάζονται το ύψος κύματος (πόδια) και η περίοδος (δευτερόλεπτα)<sup>2</sup>.



Σχήμα 4.1: Χαρακτηριστικά κύματος στην ανοιχτή θάλασσα-μοντέλο SMB (πηγή: (2))

<sup>2</sup> 1 ναυτικό μίλι=1852 μέτρα, 1 πόδι=0.30 μέτρα, 1 κόμβος (knot)=1 ναυτικό μίλι/hr =1151 miles/hr=1852 km/hr

### 4.3: ΦΑΣΜΑΤΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ

Τα φάσματα είναι εμπειρικές εκφράσεις που χρησιμεύουν στην πρόγνωση πραγματικών κυμάτων όταν δεν υπάρχουν δεδομένα μετρήσεων, ή τροποποιούνται κατάλληλα για να εφαρμοσθούν σε συγκεκριμένα δεδομένα. Στα βαθιά νερά, η επίδραση του πυθμένα στη θαλάσσια επιφάνεια είναι μηδενική και το φάσμα είναι συνάρτηση μόνο των πνεόντων ανέμων και του αναπτύγματος πελάγους.

Το φάσμα Pierson-Moskowitz (P-M) και το φάσμα JONSWAP εφαρμόζονται συχνά για ανεμογενείς κυματισμούς. Το φάσμα P-M αρχικά προτάθηκε για πλήρως αναπτυγμένη θαλάσσια διαταραχή, όπου η διάρκεια πνοής του ανέμου και το μήκος αναπτύγματος πελάγους είναι απεριόριστα. Το φάσμα JONSWAP αποτελεί επέκταση του φάσματος P-M προς τις μερικά αναπτυγμένες θαλάσσιες διαταραχές συμπεριλαμβάνοντας την παράμετρο του αναπτύγματος πελάγους. Και τα δύο φάσματα περιγράφουν κυματικές συνθήκες που συναντώνται συχνά σε δριμύτατες θαλασσοταραχές και εκφράζουν την κατανομή της φασματικής ενέργειας συναρτήσει της συχνότητας. Η μέγιστη πυκνότητα ενέργειας βρίσκεται στη συχνότητα αιχμής ( $f_p$ ) και περιγράφει τη σταθερή κατάσταση διαταραχής, που βρίσκεται στις υψηλότερες συχνότητες σε σχέση με το μέγιστο του φάσματος. Στην περιοχή ισορροπίας το φάσμα είναι πλήρως αναπτυγμένο. Τα φάσματα P-M και JONSWAP υιοθετούν τον εκθέτη  $-5$  ( $\omega^{-5}$ ) στις υψηλές συχνότητες, το οποίο έχει επιβεβαιωθεί από πειραματικά αποτελέσματα και προσεγγίζει τη θεωρητική τιμή  $-4$  του εκθέτη ( $\omega^{-4}$ ).

#### 4.3.1: ΦΑΣΜΑ PIERSON-MOSKOWITZ

Για το σχήμα και την ενέργεια του φάσματος στα βαθιά νερά, ο Phillips (24) διατύπωσε ότι υπάρχει μία περιοχή του φάσματος στα βαθιά νερά, στην οποία η ενεργειακή πυκνότητα στην κορυφή οριοθετείται από την ακόλουθη έκφραση :

$$S_P(f) = \frac{ag^2}{f^5 (2\pi)^4} \quad (4.5)$$

όπου  $a = 8,1 \times 10^{-3}$  είναι η σταθερά του Phillips,  $g = 9,81 \text{ m/s}^2$  η επιτάχυνση της βαρύτητας και  $f$  (Hz) η συχνότητα του κύματος. Το όριο αυτό δείχνει ότι οποιαδήποτε προσθήκη ενέργειας στη συχνότητα αιχμής του φάσματος έχει ως αποτέλεσμα τη θραύση του κυματισμού και την μεταφορά ενέργειας μέσω της διάδοσης των κυμάτων. Οι Pierson-Moskowitz (25), χρησιμοποιώντας τη διατύπωση του Phillips, πρότειναν μία εξίσωση για τη συνάρτηση πυκνότητας του φάσματος για πλήρως αναπτυγμένη θάλασσα. Δηλαδή, με την παραδοχή ότι ο άνεμος πνέει με σταθερή ταχύτητα σε μία απεριόριστη έκταση για μεγάλο χρονικό διάστημα, οδηγήθηκαν στο συμπέρασμα ότι η γένεση των κυματισμών έρχεται σε ισορροπία με τον άνεμο. Η εξίσωση των P-M :

$$S_{PM}(f) = S_P(f) \varphi_{PM} \left( \frac{f}{f_p} \right) \quad (4.6)$$

όπου  $\varphi_{PM} = \exp \left( \left( -\frac{5}{4} \right) \left( \frac{f}{f_p} \right)^{-4} \right)$ ,  $f_p$  (Hz) η συχνότητα αιχμής του κύματος και  $f$  (Hz)

οι διάφορες συχνότητες του κύματος. Ισοδύναμα, η συνάρτηση πυκνότητας για το φάσμα P-M συναρτήσει της γωνιακής συχνότητας  $\omega$ , διατυπώνεται ως εξής :

$$S_{PM}(\omega) = \frac{5}{16} H_s^2 \omega_p^4 \omega^{-5} \exp\left(-\frac{5}{4} \left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^{-4}\right) \quad (4.7)$$

όπου η γωνιακή συχνότητα αιχμής του φάσματος ισούται με  $\omega_p = \frac{2\pi}{T_p}$  ( $\frac{dS_{PM}(\omega)}{d\omega} = 0$  για  $\omega_p$ ), ή συναρτήσει της συχνότητας :

$$S_{PM}(f) = \left(\frac{5}{16}\right) H_s^2 f_p^4 f^{-5} \exp\left(-\frac{5}{4} \left(\frac{f}{f_p}\right)^{-4}\right) \quad (4.8)$$

Η περίοδος αιχμής ( $T_p$ ) του μεγίστου του φάσματος δίνεται από τον τύπο:

$$T_p = 0.785 U_{10} \quad (4.9)$$

όπου  $U_{10}$  η ταχύτητα του ανέμου σε υψόμετρο 10 μέτρα πάνω από τη στάθμη της θάλασσας για διάρκεια πνοής 1 ώρα. Από την ολοκλήρωση των διαφόρων συναρτήσεων πυκνότητας φάσματος προκύπτει το χαρακτηριστικό ύψος φάσματος ( $H_s$ ):

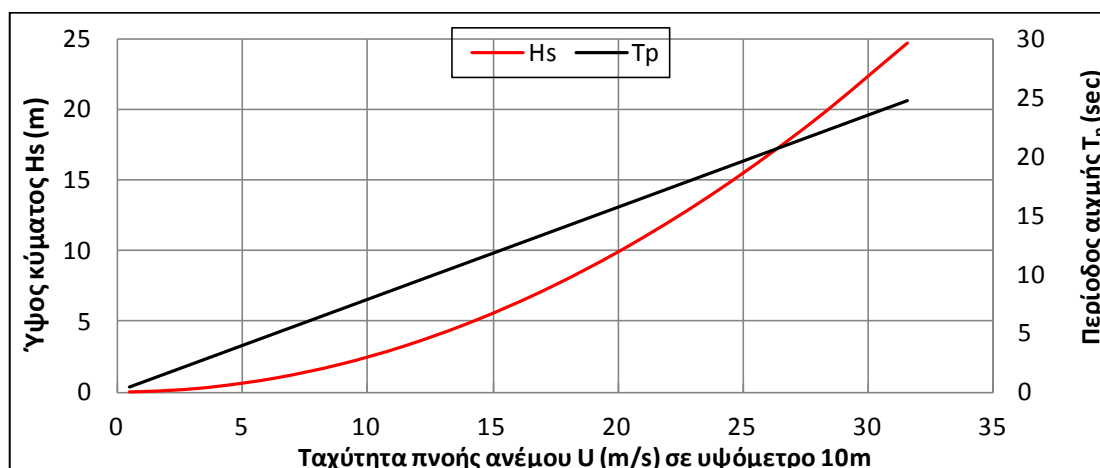
$$H_s = 2.47 U_{10}^2 10^{-2} \quad (4.10)$$

Στον Πίνακα 4.1, παρατίθεται η κλίμακα Beaufort των ανέμων με την περιγραφή και τις αντίστοιχες ταχύτητές τους για διάρκεια πνοής 10min. Η μέση ταχύτητα διάρκειας 1hr υπολογίζεται από τη σχέση  $U_{1hr} = 0.91 U_{10min}$ . Υπολογίζονται τα χαρακτηριστικά των κυμάτων συναρτήσει των πνεόντων ανέμων από τις εξισώσεις 4.9 και 4.10 αντίστοιχα.

Κλίμακα Beaufort	Περιγραφή	Ταχύτητα ανέμου διάρκειας 10min (m/s)	Μέση ταχύτητα ανέμου διάρκειας 1hr (m/s)	$H_s$ (m)	$T_p$ (sec)
0	Άπνοια	<0.5	0.455	0.005	0.357
1	Υποπνέων	0.5-1.5	0.91	0.020	0.714
2	Ασθενής αύρα	2.1-3.1	2.366	0.138	1.857
3	Λεπτή αύρα	3.6-5.1	3.959	0.387	3.107
4	Μέτρια αύρα	5.7-8.2	6.325	0.988	4.964
5	Λαμπρή αύρα	8.7-10.8	8.873	1.944	6.965
6	Ισχυρή αύρα	11.3-13.9	11.47	3.247	9
7	<u>Ισχυρός άνεμος</u>	<u>14.4-17.0</u>	<u>14.29</u>	<u>5.041</u>	<u>11.215</u>
8	Σφοδρός άνεμος	17.5-20.6	17.34	7.422	13.608
9	Ορμητικός άνεμος	21.1-24.2	20.61	10.493	16.18
10	Θύελλα	24.7-28.3	24.12	14.363	18.93
11	Σφοδρή Θύελλα	28.8-32.4	27.85	19.152	21.86
12	Τυφώνας	32.9-36.5	31.58	24.628	24.788

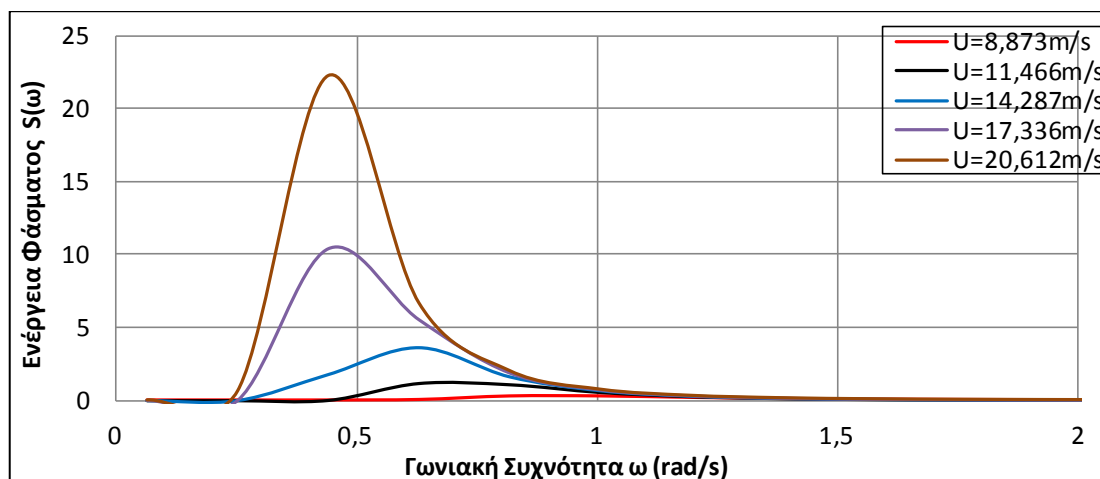
Πίνακας 4.1: Χαρακτηριστικό ύψος και περίοδος αιχμής κύματος

Στο Γράφημα 4.1 παρουσιάζονται το χαρακτηριστικό ύψος κύματος και η περίοδος αιχμής του φάσματος συναρτήσει της ταχύτητας των ανέμων, όπως αυτά υπολογίστηκαν στον Πίνακα 4.1.



Γράφημα 4.1: Υψος κύματος και περίοδος αιχμής συναρτήσει της ταχύτητας ανέμου

Για τις διάφορες ταχύτητες των ανέμων του Πίνακα 4.1, γεννιούνται κύματα των οποίων η ενέργεια υπολογίζεται από την εξίσωση 4.7 για διάφορες τιμές της γωνιακής συχνότητας  $\omega$  και η κατανομή της φαίνεται στο Γράφημα 4.2. Η μέγιστη πυκνότητα ενέργειας βρίσκεται στην συχνότητα αιχμής ( $f_p$ ). Παρατηρείται ότι για μεγαλύτερες ταχύτητες του ανέμου η φασματική ενέργεια αυξάνεται ενώ η συχνότητα αιχμής και το εύρος του φάσματος μειώνονται.



Γράφημα 4.2: Ενέργεια φάσματος P-M συναρτήσει της γωνιακής συχνότητας για διάφορες ταχύτητες ανέμου

#### 4.3.2: ΦΑΣΜΑ JONSWAP

Μειονέκτημα του φάσματος P-M είναι ότι για ισχυρότερους ανέμους η ταχύτητα δεν παραμένει σταθερή για μεγάλο χρονικό διάστημα. Επίσης, το ανάπτυσμα πελάγους πολλές φορές δεν είναι αρκετό για να αναπτυχθεί πλήρως η κυματική διαταραχή. Για αυτό το λόγο, το φάσμα JONSWAP το οποίο προτάθηκε από τους Hasselmann et al.

(26), με βάση τα δεδομένα από το Joint North Sea Wave Program (JONSWAP) του 1969 στα δυτικά των ακτών της Δανίας, είναι σήμερα το πιο ευρέως διαδεδομένο και χρησιμοποιούμενο φάσμα στα βαθιά νερά. Σχηματίζεται επεκτείνοντας το φάσμα ενέργειας P-M για αναπτυσσόμενη θαλάσσια διαταραχή σε συνθήκες περιορισμένου αναπτύγματος πελάγους (fetch-limited), σε συνάρτηση με τη γωνιακή συχνότητα, ως εξής :

$$S_J(\omega) = A_\gamma S_{PM}(\omega) \gamma^{\exp\left(-0,5\left(\frac{\omega-\omega_P}{\varepsilon\omega_P}\right)^2\right)} \quad (4.11)$$

όπου  $A_\gamma$  ένας παράγοντας σταθεροποίησης που ισούται με  $A_\gamma = 1 - 0.287 \ln(\gamma)$ ,  $\gamma$  είναι η αδιάστατη παράμετρος σχήματος κορυφής του φάσματος με μέση τιμή 3,3 ( $1 \leq \gamma < 7$ ) και  $\varepsilon$  η παράμετρος εύρους του φάσματος με τιμές  $\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_a = 0,07 & \omega \leq \omega_p \\ \varepsilon_b = 0,09 & \omega > \omega_p \end{pmatrix}$ .

Σύμφωνα με τη διατύπωση του Phillips η συνάρτηση πυκνότητας για το φάσμα JONSWAP μπορεί να λάβει την ισοδύναμη μορφή :

$$S_J(f) = S_{PM}(f) \Phi_J(f, f_P, \gamma, \varepsilon_a, \varepsilon_b) \quad (4.12)$$

$$\text{όπου } \Phi_J = \gamma^{\exp\left(-0,5\left(\frac{f-f_P}{\varepsilon f_P}\right)^2\right)}$$

Τα χαρακτηριστικά του φάσματος JONSWAP υπολογίζονται συναρτήσει των πνεόντων ανέμων και του αναπτύγματος πελάγους από τις παρακάτω εξισώσεις :

$$T_P = 0.605 X^{0.33} U_{10}^{0.34} \quad (4.13)$$

$$H_s = 2.013 U_{10}^{0.90} X^{0.55} 10^{-2} \quad (4.14)$$

όπου,  $X$  είναι το ανάπτυγμα πελάγους μετρούμενο σε χιλιόμετρα (km). Επιπλέον, η μέση μετρούμενη ( $T_z$ ) και η μέση στατιστική περίοδος κύματος ( $T_m$ ) μπορούν να υπολογιστούν συναρτήσει της περιόδου αιχμής ( $T_p$ ) από τις ακόλουθες προσεγγιστικές σχέσεις ( $1 \leq \gamma < 7$ ) :

$$\frac{T_z}{T_P} = 0.6673 + 0.05037 \gamma - 0.006230 \gamma^2 + 0.0003341 \gamma^3 \quad (4.15)$$

$$\frac{T_m}{T_P} = 0.7303 + 0.04936 \gamma - 0.006556 \gamma^2 + 0.0003610 \gamma^3 \quad (4.16)$$

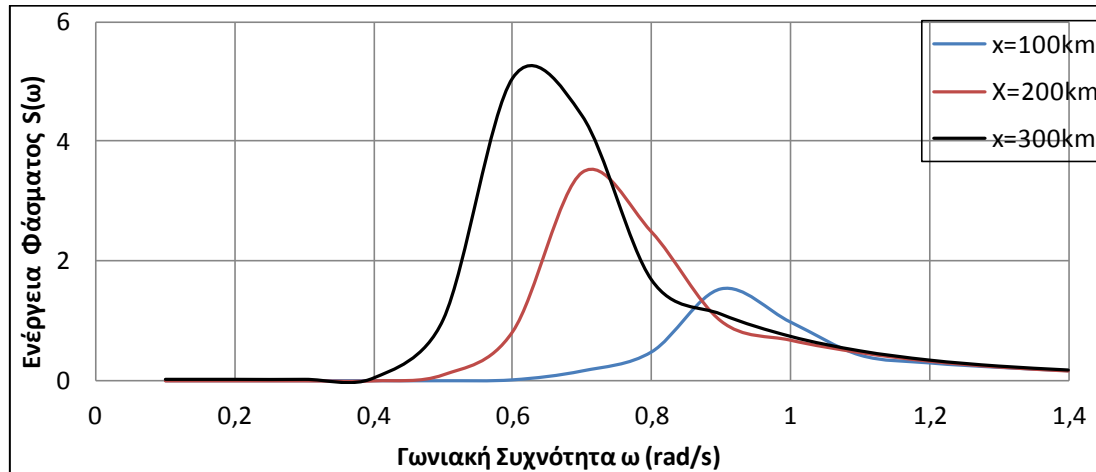
Αν η παράμετρος  $\gamma$  δεν είναι γνωστή, η τιμή της μπορεί να προσδιοριστεί από τις ακόλουθες σχέσεις :

$$\gamma = 5, \text{ αν } \frac{T_P}{\sqrt{H_s}} \leq 3.6 \quad (4.17)$$

$$\gamma = \exp\left(5.75 - \frac{1.15 T_P}{\sqrt{H_s}}\right), \text{ αν } 3.6 < \frac{T_P}{\sqrt{H_s}} < 5 \quad (4.18)$$

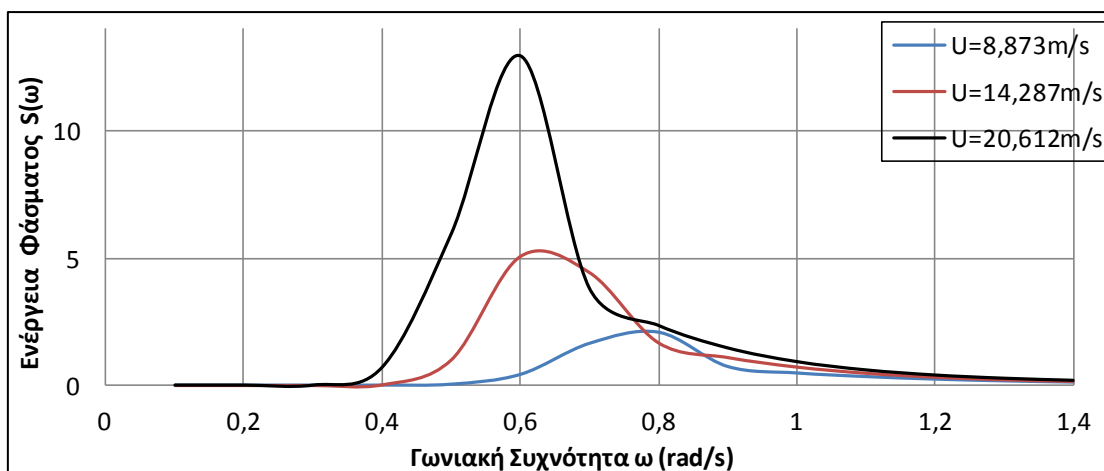
$$\gamma = 1, \text{ αν } 5 \leq \frac{T_P}{\sqrt{H_s}} \quad (4.19)$$

Για σταθερή ταχύτητα ανέμου  $U=14.287 \text{ m/s}$  (Πίνακας 4.1, Ισχυρός άνεμος), για μέση τιμή της παραμέτρου  $\gamma=3.3$  και για διαδοχικές τιμές του Fetch 100km, 200km, 300km υπολογίστηκε η ενέργεια του φάσματος από την εξίσωση 4.11 συναρτήσει της γωνιακής συχνότητας και τα αποτελέσματα φαίνονται στο Γράφημα 4.3. Η νέα παράμετρος (fetch) παρέχει τη δυνατότητα για στενότερα και πιο απότομα φάσματα, χαρακτηριστικά αύξουσας θαλάσσιας διαταραχής.



Γράφημα 4.3: Φάσμα JONSWAP για  $U=14.287 \text{ m/s}$ ,  $\gamma=3.3$  και διάφορες τιμές Fetch

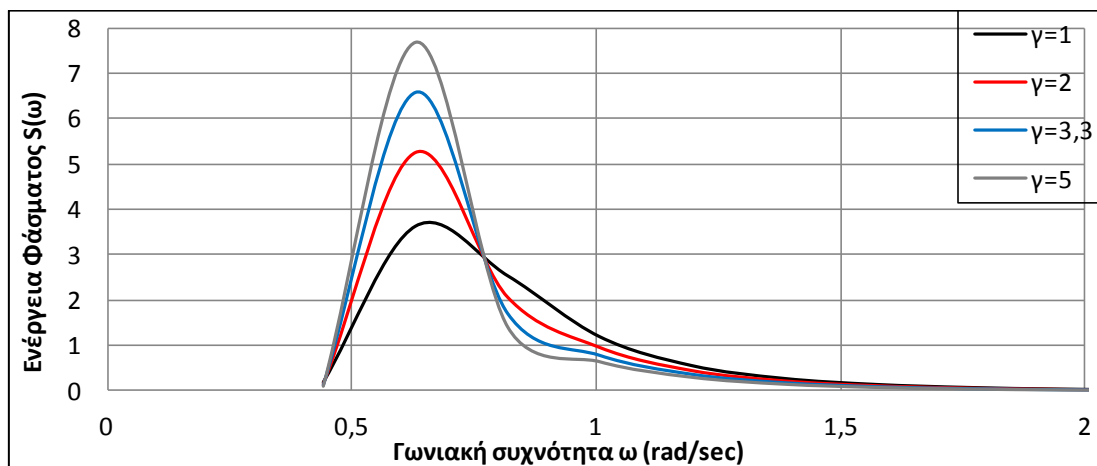
Στο Γράφημα 4.4 απεικονίζεται το φάσμα για διάφορες ταχύτητες των πνεόντων ανέμων. Με σταθερό ανάπτυγμα πελάγους 300 km και μέση τιμή της παραμέτρου  $\gamma=3.3$  υπολογίστηκε εκ νέου η ενέργεια του φάσματος από την εξίσωση 4.11 συναρτήσει της γωνιακής συχνότητας.



Γράφημα 4.4: Φάσμα JONSWAP για  $\text{Fetch}=300 \text{ km}$ ,  $\gamma=3.3$  και διάφορες ταχύτητες ανέμου

Συμπερασματικά, το κυματικό φάσμα δεν μπορεί να θεωρηθεί πλήρως αναπτυγμένο, καθώς τα κύματα εξακολουθούν να αναπτύσσονται για μεγάλη χρονική διάρκεια ή μεγαλύτερες τιμές του αναπτύγματος πελάγους.

Η παράμετρος κορυφής  $\gamma$  επηρεάζει το σχήμα του φάσματος. Στο Γράφημα 4.5 παρουσιάζεται η μορφή του φάσματος JONSWAP με χαρακτηριστικά κύματος  $H_s=5.20\text{m}$  και  $T_p=9.60\text{sec}$  για διάφορες τιμές της παραμέτρου  $\gamma$  ( $1 \leq \gamma < 7$ ). Σημειώνεται πως για την τιμή της παραμέτρου  $\gamma=1$  το φάσμα JONSWAP ταυτίζεται με το φάσμα P-M. Για μεγαλύτερες τιμές της παραμέτρου  $\gamma$  το φάσμα γίνεται πιο στενό και πιο απότομο και αντιστοιχεί σε μεγαλύτερες τιμές ενέργειας.



Γράφημα 4.5: Φάσμα JONSWAP για  $H_s=5.20\text{m}$ ,  $T_p=9.60\text{sec}$ ,  $\gamma=1$ ,  $\gamma=2$ ,  $\gamma=3.3$ ,  $\gamma=5$

Επειδή το φάσμα JONSWAP εξαρτάται από περισσότερες παραμέτρους θεωρείται πιο αντιπροσωπευτικό στην περιγραφή των κυμάτων στα βαθιά νερά διότι μπορεί να προβλέψει πιο ρεαλιστικά φάσματα στην ανοιχτή θάλασσα.



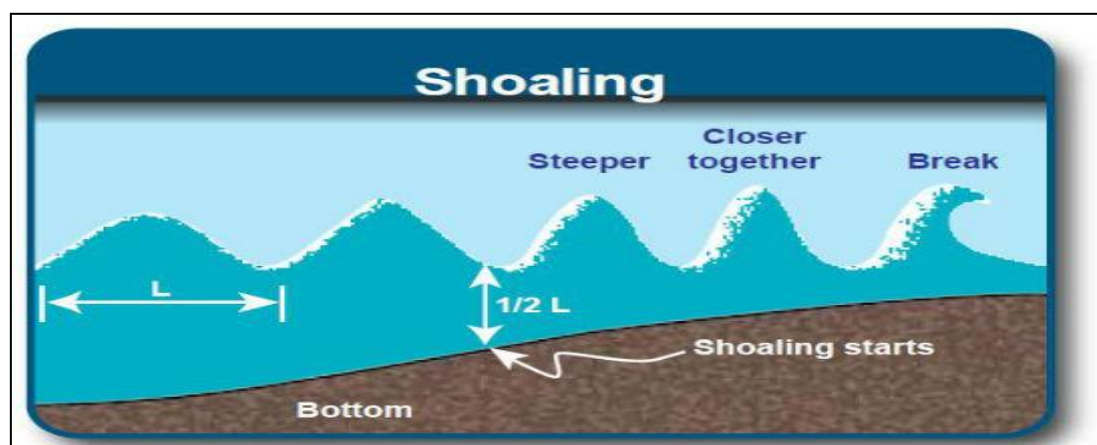
## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5 : ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΤΟΥ ΠΥΘΜΕΝΑ ΣΤΟΥΣ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΥΣ

### 5.1: ΓΕΝΙΚΑ

Καθώς τα κύματα διαδίδονται προς τις πλησιέστερες ακτές υφίστανται παραμορφώσεις λόγω της επίδρασης του πυθμένα. Τέτοιες παραμορφώσεις είναι η αύξηση του ύψους κύματος και της καμπυλότητας και η μείωση του μήκους κύματος. Οι παραμορφώσεις αυτές γίνονται αισθητές στην περιοχή των ενδιάμεσων και ρηχών νερών, όπου το σχετικό βάθος  $\frac{d}{L} \leq 0.5$ . Η επίδραση του κεκλιμένου πυθμένα εκδηλώνεται στη μορφή των κυμάτων και στη διεύθυνση μετάδοσής τους. Κυριότερες μορφές της επίδρασης του πυθμένα είναι η ρήγωση, η διάθλαση και η θραύση (2).

### 5.2: ΡΗΧΩΣΗ

Ρήγωση (shoaling) είναι το φαινόμενο κατά το οποίο παρατηρείται αύξηση του εύρους ταλάντωσης του κύματος λόγω μετάδοσής του από τα βαθιά στα ρηχά νερά και συμβαίνει στην περιοχή πριν τη θραύση. Καθώς τα κύματα εισέρχονται στην περιοχή των ενδιάμεσων νερών, οι τροχιές των σωματιδίων γίνονται ελλειπτικές λόγω της επίδρασης του πυθμένα (Σχήμα 2.4). Η ταχύτητα και το μήκος του κύματος, που είναι συναρτήσεις του βάθους, μειώνονται ενώ η περίοδος του κύματος παραμένει σταθερή. Καθώς η ενέργεια του κύματος δεν αλλάζει, η μείωση του μήκους κύματος οδηγεί σε αύξηση του ύψους. Έχει αποδειχτεί ότι το ύψος κύματος αρχικά μειώνεται (ενδιάμεσα νερά) και στη συνέχεια αρχίζει να αυξάνεται (ρηχά νερά) μέχρι μία οριακή τιμή οπότε και θραύεται. Οι κορυφές του κύματος γίνονται πιο απότομες, η καμπυλότητα αυξάνει και οι διατομές γίνονται ασύμμετρες όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.1.



Σχήμα 5.1:Ρήγωση κυματισμού (πηγή: (27))

Επειδή όπως αναφέρθηκε οι απώλειες ενέργειας είναι αμελητέες, εφαρμόζεται η ενεργειακή μέθοδος για τον υπολογισμό των χαρακτηριστικών του κύματος μετά τη ρήγωση και χρησιμοποιούνται οι εξισώσεις του κύματος στην ανοιχτή θάλασσα

(Πίνακας 2.5). Σε τυχαίο βάθος  $d$ , το μήκος κύματος  $L$  μπορεί να υπολογισθεί από τη σχέση :

$$L = L_a \frac{\tanh(kd)}{\tanh(k_a d_a)} \quad (5.1)$$

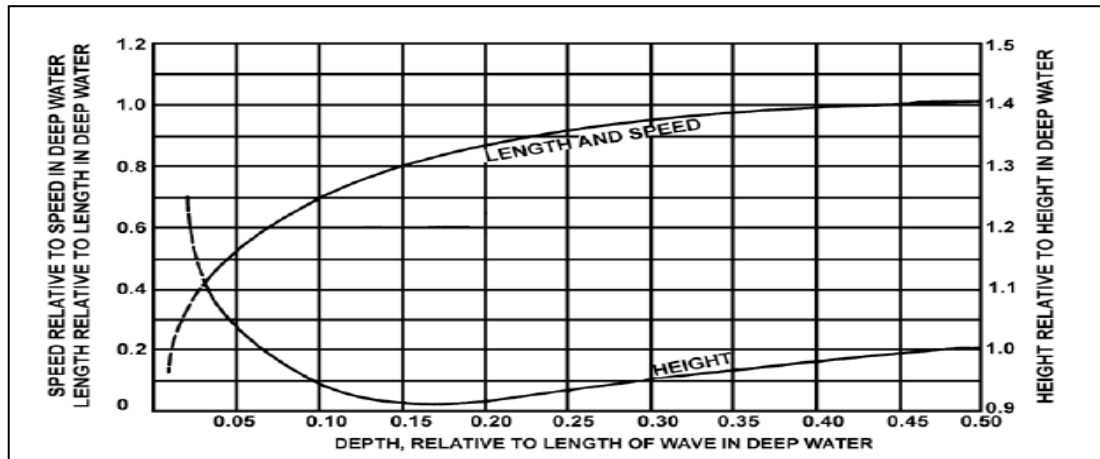
όπου  $L_a$  είναι γνωστό μήκος κύματος σε βάθος  $d_a$ . Αν τώρα  $d_a=d_0$ , δηλαδή στα βαθιά νερά, η σχέση γίνεται :

$$L = L_0 \tanh(kd) \quad (5.2)$$

και με διαδοχικές προσεγγίσεις προκύπτει η τιμή του μήκους κύματος στο βάθος  $d$  που ενδιαφέρει. Αφού δεν υπάρχουν απώλειες ενέργειας, τότε και η ροή ενέργειας θα είναι σταθερή σε όλα τα σχετικά βάθη  $\frac{d}{L}$ . Έτσι το ύψος κύματος σε τυχαίο βάθος  $d$  εκφράζεται σε συνάρτηση με το μήκος κύματος  $L_0$  σε βάθος  $d_0$  από τον τύπο :

$$H = H_0 \left(\frac{L}{L_0}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1 + \frac{2k_0 d_0}{\sinh 2k_0 d_0}}{1 + \frac{2kd}{\sinh 2kd}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.3)$$

Οι αναλυτικές σχέσεις για το μήκος και το ύψος κύματος παρουσιάζονται υπό μορφή διαγράμματος στο Σχήμα 5.2.



Σχήμα 5.2: Μεταβολές μήκους και ύψους κύματος λόγω επίδρασης του πυθμένα (πηγή: (28))

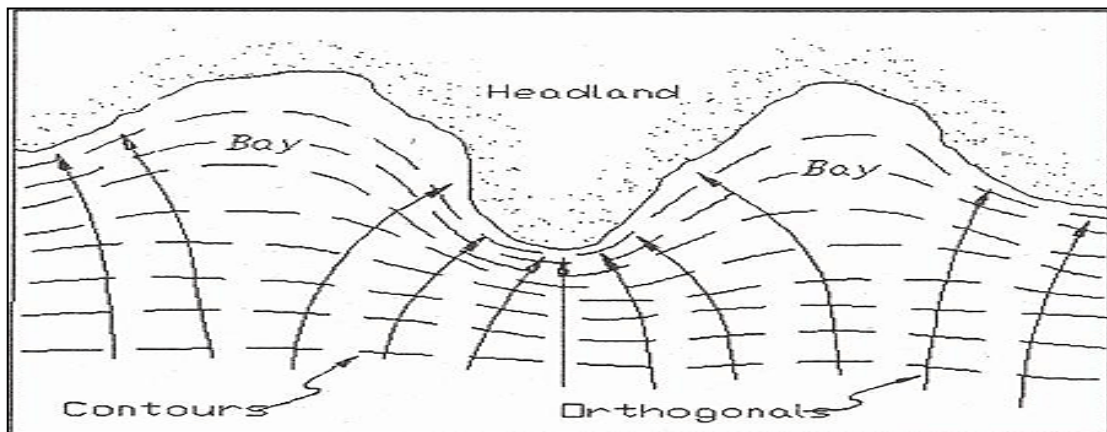
Στον οριζόντιο άξονα τοποθετείται το σχετικό βάθος  $d/L_0$  και στους κατακόρυφους άξονες τα σχετικά ύψη  $H/H_0$  και τα σχετικά μήκη  $L/L_0$  (2). Όπως φαίνεται και από τις γραφικές παραστάσεις των εξισώσεων 5.2 και 5.3, το μήκος κύματος μειώνεται ενώ το ύψος κύματος, μετά από μία αρχική μείωση, αρχίζει και αυξάνει μέχρι μία οριακή τιμή. Ορίζεται ως συντελεστής ρήγωσης  $K_s$  ο λόγος των υψών :

$$K_s = \frac{H}{H_0} \quad (5.4)$$

με μέγιστη τιμή ίση με 1.5 καθώς το κύμα εισέρχεται σε ρηχότερα νερά.

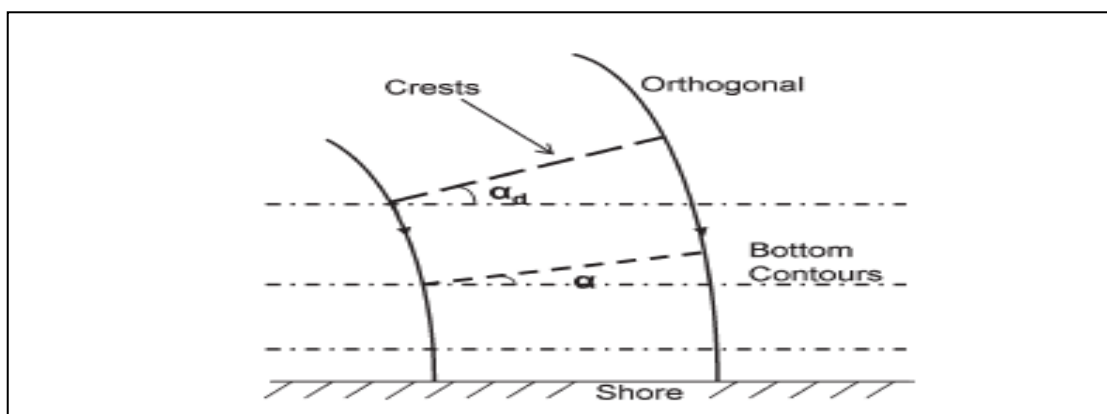
### 5.3: ΔΙΑΘΛΑΣΗ

Διάθλαση (refraction) είναι το φαινόμενο κατά το οποίο σημειώνεται αλλαγή στη διεύθυνση μετάδοσης του κύματος και παρατηρείται σε περιοχές όπου το σχετικό βάθος φτάνει σε τιμές μικρότερες του 0.50 ( $\frac{d}{L} \leq 0.50$ ). Καθώς το κύμα προσεγγίζει την ακτή, η ταχύτητα μετάδοσης (ή φάσης) που είναι συνάρτηση του βάθους μειώνεται λόγω τριβής με τον πυθμένα και επειδή η περίοδος είναι σταθερή μειώνεται και το μήκος κύματος ( $C = \frac{L}{T}$ ) (2). Τα διάφορα σημεία στο μέτωπο του κύματος κινούνται με διαφορετική ταχύτητα, με την κορυφή του κύματος να τείνει να κινηθεί ταχύτερα προς την ακτή. Αυτή η διαφορά στις ταχύτητες κατά μήκος του μετώπου έχουν σαν αποτέλεσμα το μέτωπο του κύματος να καμπυλώνεται και να τείνει να γίνει παράλληλο προς τις ισοβαθείς. Στο Σχήμα 5.3 φαίνεται η διάθλαση κυμάτων σε τυχαία τοπογραφία πυθμένα. Αρχικά η διεύθυνση μετάδοσης του κύματος στα βαθιά είναι ευθύγραμμη. Σε ρηχότερα νερά γίνεται αισθητή η επίδραση του πυθμένα και το κύμα αλλάζει διεύθυνση μετάδοσης ακολουθώντας τη βαθυμετρία της περιοχής. Οι ορθογωνικές (orthogonals) του κύματος κινούνται κάθετα προς τις ισοβαθείς (contours) και τείνουν να καμπυλωθούν καθώς πλησιάζουν την ακτή.



Σχήμα 5.3: Διάθλαση κυμάτων (πηγή: (29))

Θεωρείται ότι στη διάρκεια της διάθλασης δεν υπάρχουν απώλειες ενέργειας και όλη η ενέργεια μεταδίδεται κατά μήκος των ορθογωνικών.



Σχήμα 5.4: Σκίτσο διάθλασης κυματισμού (πηγή: (30))

Έστω ότι τα χαρακτηριστικά του κύματος στα βαθιά νερά είναι  $H_0$  και  $L_0$  και  $\alpha_d$  η γωνία πρόσπτωσης του κύματος στην ισοβαθή που αντιστοιχεί στο όριο  $\frac{d}{L} = 0.50$  (Σχήμα 5.4). Τότε για τα χαρακτηριστικά του κύματος  $H, L$  σε μία ορισμένη ισοβαθή για  $\frac{d}{L} < 0.50$ , όπου η γωνία πρόσπτωσης του κύματος είναι  $\alpha$ , θα ισχύουν οι σχέσεις :

$$\frac{L}{L_0} = \tanh\left(\frac{2\pi d}{L_0}\left(\frac{L}{L_0}\right)^{-1}\right) \quad (5.5)$$

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \frac{1}{1 + \frac{2kd}{\sinh(2kd)} \frac{L_0}{L} \frac{m_0}{m}} \quad (5.6)$$

όπου η απόσταση δύο γειτονικών ορθογωνικών είναι  $m$  και ο λόγος  $\frac{m_0}{m}$  :

$$\frac{m_0}{m} = \left( \left( \frac{\cos^2 \alpha_d}{1 - \left(\frac{L}{L_0} \sin \alpha_d\right)^2} \right)^{0.5} \right) \quad (5.7)$$

Η γωνία πρόσπτωσης  $\alpha$  υπολογίζεται με το νόμο του Snell :

$$\frac{\sin \alpha_d}{\sin \alpha} = \frac{c_0}{c} = \frac{1}{\tanh\left(\frac{2\pi d}{L_0}\left(\frac{L}{L_0}\right)^{-1}\right)} \quad (5.8)$$

$d/L_0$	$L/L_0$
0.50	1.00
0.40	0.99
0.30	0.97
0.20	0.89
0.15	0.82
0.10	0.71
0.05	0.53
0.04	0.48
0.03	0.41
0.02	0.35
0.01	0.25
0.005	0.17

Πίνακας 5.1:Μεταβολές του μήκους κύματος στη διάρκεια της διάθλασης (πηγή: (2))

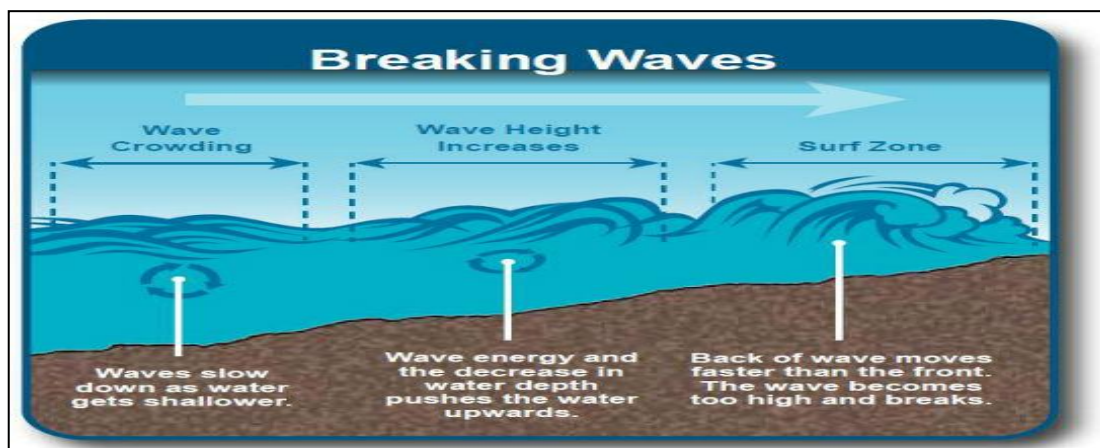
$d/L_0$	$\alpha_d$						
	$0^\circ$	$15^\circ$	$30^\circ$	$45^\circ$	$60^\circ$	$75^\circ$	$85^\circ$
0.40	0	15	29	44	59	73	81
0.30	0	14	28	43	58	70	75
0.20	0	13	26	38	50	60	63
0.15	0	12	23	34	45	51	54
0.10	0	10	21	30	38	43	45
0.05	0	8	15	22	28	31	32
0.04	0	7	13	19	23	26	27
0.03	0	6	12	17	21	23	24
0.02	0	4	9	13	17	19	20
0.01	0	4	7	10	13	14	16

Πίνακας 5.2:Μεταβολές της γωνίας πρόσπτωσης στη διάρκεια της διάθλασης (πηγή: (2))

Στους Πίνακες 5.1 και 5.2 δίνονται οι τιμές του λόγου  $\frac{L}{L_0}$  και οι τιμές της γωνίας πρόσπτωσης  $\alpha$ , για διάφορες τιμές του λόγου  $\frac{d}{L_0}$ , όπως έχουν προκύψει από τις παραπάνω σχέσεις.

#### 5.4: ΘΡΑΥΣΗ

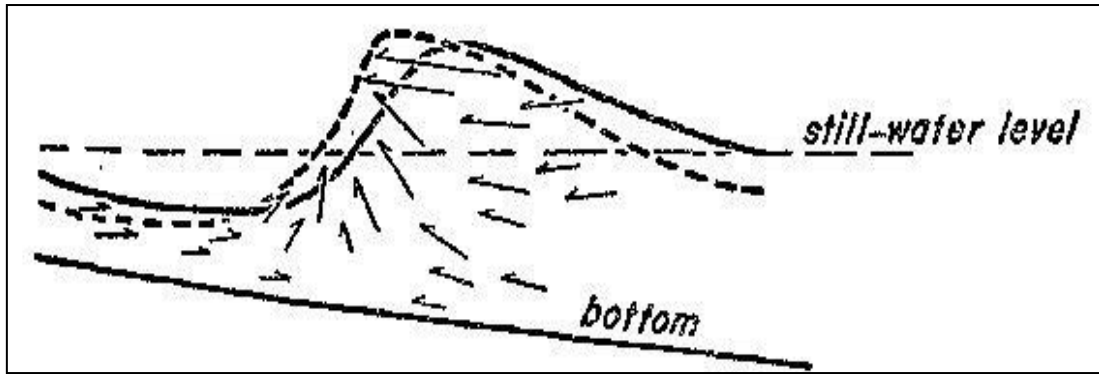
Μετά τη ρήγωση και τη διάθλαση του κυματισμού, η διατομή του κύματος αρχίζει να εμφανίζει σημεία αστάθειας, καθώς οι αυξανόμενες παραμορφώσεις προσεγγίζουν ορισμένες οριακές τιμές. Η αύξηση του ύψους κύματος και η αστάθεια της διατομής οδηγεί σε θραύση (breaking), και η ζώνη όπου συμβαίνει η θραύση ονομάζεται ζώνη θραύσης (surf zone). Η θραύση είναι ένας σύνθετος φυσικός μηχανισμός, που εκφράζει τη μεταβολή της κυματικής ροής στη ζώνη πριν τη θραύση σε μία εναλλασσόμενη πλημμυρική ροή διαδοχικά προς την ακτή και τα ανοιχτά (31). Μέρος της κινητικής ενέργειας του φάσματος μετατρέπεται σε ενέργεια τύρβης (turbulence) και συνοδεύεται από εμφάνιση αφρού στην επιφάνεια της θάλασσας, ενώ ταυτόχρονα η επιφάνεια της θάλασσας χάνει την κυματοειδή μορφή της (Σχήμα 5.5).



Σχήμα 5.5:Θραύση κυματισμού (πηγή: (27))

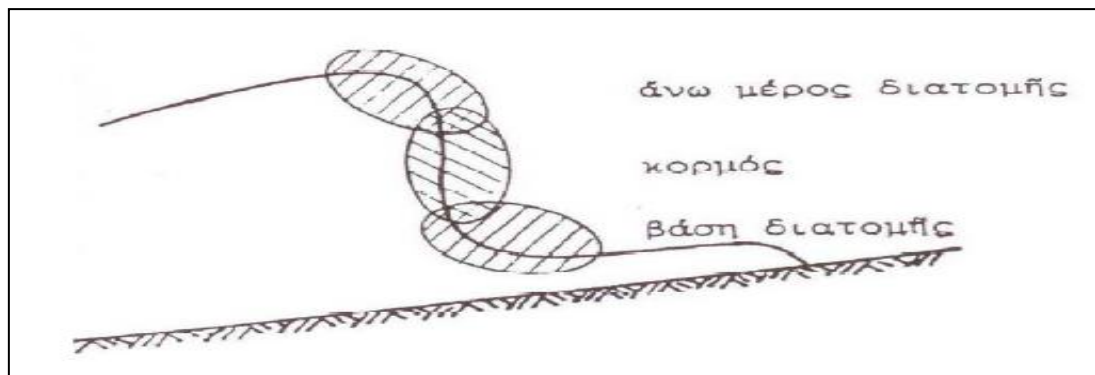
Μετά τη θραύση, το υδάτινο σώμα κινείται προς την ακτή λόγω της ορμής που αποκτά από το θραυόμενο κύμα. Υπό την επίδραση της βαρύτητας και της τριβής στον πυθμένα, η κίνηση του νερού είναι επιβραδυνόμενη. Όταν μηδενιστούν οι ταχύτητες ανόδου των υγρών μορίων και η κινητική τους ενέργεια μετατραπεί σε δυναμική, τότε μηδενίζεται η φάση ανόδου και το υδάτινο σώμα κινείται πάλι προς τα ανοιχτά λόγω της βαρύτητας. Στη φάση καθόδου η κίνηση είναι επιταχυνόμενη ως τη χρονική στιγμή της επόμενης θραύσης (31).

Μέχρι και σήμερα, η αιτία εμφάνισης της θραύσης δεν είναι απόλυτα κατανοητή. Πολλοί ερευνητές συγκλίνουν στην άποψη ότι η θραύση εκδηλώνεται λόγω ιδιόμορφης κατανομής των ταχυτήτων των υγρών σωματιδίων στην κορυφή και την κοιλία του κύματος (Σχήμα 5.6).

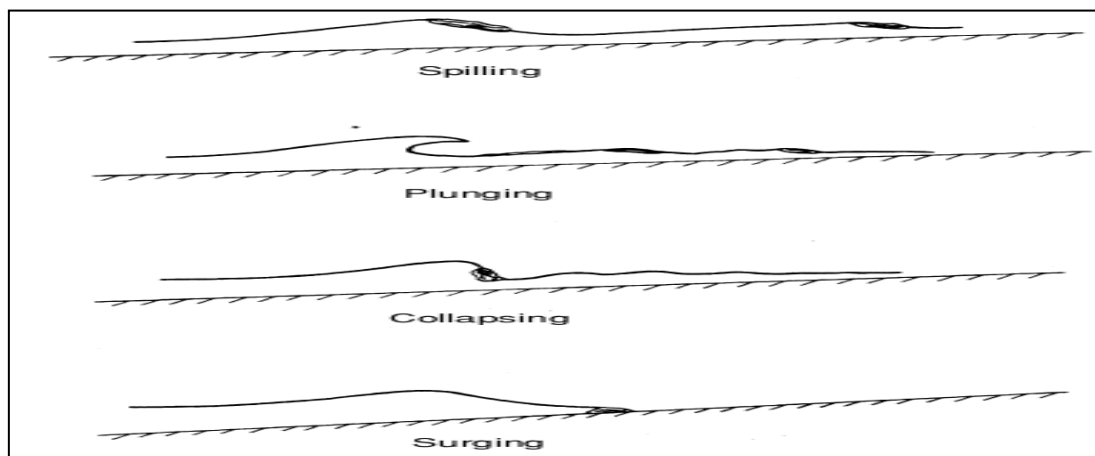


Σχήμα 5.6:Κατανομή ταχυτήτων στο θραυόμενο κύμα (πηγή: (32))

Πιστεύεται ότι η ροή στη ζώνη μετά τη θραύση επηρεάζει σημαντικά την ροή στη ζώνη θραύσης, όπως επίσης τον τύπο θραύσης και τα χαρακτηριστικά του κύματος στη θραύση. Η θραύση εκδηλώνεται στο μπροστινό τμήμα της διατομής, είτε στο πάνω μέρος ή στον κορμό ή στη βάση της (Σχήμα 5.7). Σε ποιο μέρος της διατομής θα συμβεί η θραύση εξαρτάται από την κλίση του πυθμένα, το βάθος του νερού, το αρχικό ύψος και μήκος του κύματος.



Σχήμα 5.7:Περιοχή εκδήλωσης της θραύσης (πηγή: (31))



Σχήμα 5.8:Βασικοί τύποι θραύσης (πηγή: (33))

Οι βασικότεροι τύποι θραύσης των κυμάτων είναι η θραύση κύλισης, η θραύση εκτίναξης, η θραύση κατάρρευσης και η θραύση εφόρμησης (31), όπως φαίνονται στο Σχήμα 5.8.

- **Θραύση κύλισης (spilling)** : εμφανίζεται αστάθεια στο πάνω μέρος της διατομής και η κορυφή αρχίζει να κυλά στο μπροστινό μέτωπο ενώ ταυτόχρονα εμφανίζεται αφρός στην επιφάνεια του νερού. Εκδηλώνεται σε κύματα μεγάλης αρχικής καμπυλότητας σε ελαφρά κεκλιμένο πυθμένα και ολοκληρώνεται σε μια σχετικά επιμήκη ζώνη.
- **Θραύση εκτίναξης (plunging)** : υπό την επίδραση μιας οριζόντιας ταχύτητας και της βαρύτητας, η κορυφή του κύματος κινείται προς την ακτή ταχύτερα από τον κορμό του κύματος. Εκδηλώνεται σε κύματα μέτριας αρχικής καμπυλότητας σε κεκλιμένο πυθμένα και ολοκληρώνεται σε μια σχετικά μικρού μήκους ζώνη θραύσης.
- **Θραύση κατάρρευσης (collapsing)** : εμφανίζεται στη βάση της διατομής. Το μπροστινό μέτωπο της διατομής τείνει να γίνει κατακόρυφο στη βάση και να καταρρεύσει.
- **Θραύση εφόρμησης (surgng)** : εμφανίζεται στη βάση της διατομής και εκδηλώνεται σε πολύ κεκλιμένο πυθμένα. Το σύνολο του κύματος συνεχίζει τη μετάδοσή του προς την ακτή και μετά τη θραύση.

Όσον αφορά τα χαρακτηριστικά του κύματος, ενδιαφέρουν το ύψος κύματος  $H_b$  και το βάθος του νερού στη θραύση  $d_b$ . Για τον υπολογισμό του ύψους κύματος στη θραύση έχουν αναπτυχθεί διάφορα κριτήρια θραύσης που βασίζονται στον υπολογισμό του δείκτη ύψους θραύσης, δηλαδή στο λόγο του ύψους  $H_b$  προς το ύψος κύματος στα ανοιχτά  $H_0$ .

Για τους βασικότερους τύπους θραύσης έχουν αναπτυχθεί κατά Weggel (34) κάποιες εμπειρικές σχέσεις που παρατίθενται στον Πίνακα 5.3, όπου  $\gamma_0$  η αρχική καμπυλότητα του κύματος ( $=H_0/L_0$ ).

Τύπος Θραύσης	Εμπειρική σχέση
Θραύση εφόρμησης	$1.53 + 18.5\gamma_0 \leq \frac{H_b}{H_0}$
Θραύση εκτίναξης	$0.98 + 2\gamma_0 \leq \frac{H_b}{H_0} \leq 1.53 + 18.5\gamma_0$
Θραύση κύλισης	$\frac{H_b}{H_0} \leq 0.98 + 2\gamma_0$

Πίνακας 5.3:Συνθήκες εμφάνισης βασικών τύπων θραύσης (πηγή: (31))

Ο Munk (35) διατύπωσε την πρώτη θεωρητική σχέση για το δείκτη ύψους θραύσης. Με την παραδοχή της αρχής διατήρησης της ροής ενέργειας στον κεκλιμένο πυθμένα και εφαρμόζοντας τη θεωρία του μοναχικού κύματος εξήγαγε τη σχέση :

$$\frac{H_b}{H_0} = 0.3 \gamma_0^{-0.33} \quad (5.9)$$

Ο δείκτης εξαρτάται μόνο από την αρχική καμπυλότητα του κύματος στα βαθιά  $\gamma_0$ .

Οι Komar και Gaughan (36) προκειμένου να υπολογίζουν τη ροή ενέργειας στα βαθιά νερά και στη ζώνη θραύσης εφάρμοσαν τη γραμμική θεωρία του Airy και εξήγαγαν την εξής θεωρητική σχέση :

$$\frac{H_b}{H_0} = 0.56 \gamma_0^{-0.2} \quad (5.10)$$

όπου και πάλι ο δείκτης ύψους θραύσης εξαρτάται μόνο από την αρχική καμπυλότητα.

Πειραματικά αποτελέσματα έχουν δείξει ότι η κλίση του πυθμένα παίζει σημαντικό ρόλο στη ζώνη θραύσης. Οι LeMehaute και Koh (37) μελέτησαν αποτελέσματα με ημιτονοειδή κύματα σε κεκλιμένο πυθμένα για :

$$\frac{1}{50} \leq \tan\beta \leq \frac{1}{5} \quad (5.11)$$

$$0.2\% \leq \gamma_0 \leq 9\% \quad (5.12)$$

και εξήγαγαν την σχέση :

$$\frac{H_b}{H_0} = 0.76 \tan\beta^{\frac{1}{7}} \gamma_0^{-\frac{1}{4}} \quad (5.13)$$

όπου  $\tan\beta$  είναι η κλίση του πυθμένα. Για την περίπτωση πυθμένα σταθερού βάθους  $d_0$  που ακολουθείται από κεκλιμένο πυθμένα, οι Moutzouris et Marcou (38), μετά από μία εκτεταμένη πειραματική μελέτη της ροής στη ζώνη πριν τη θραύση και στη ζώνη θραύσης, κατέληξαν στην εμπειρική σχέση :

$$\frac{H_b}{H_0} = 1.8 \gamma_0^{-0.5} \left(\frac{d_0}{L_0}\right)^{0.7} \quad (5.14)$$

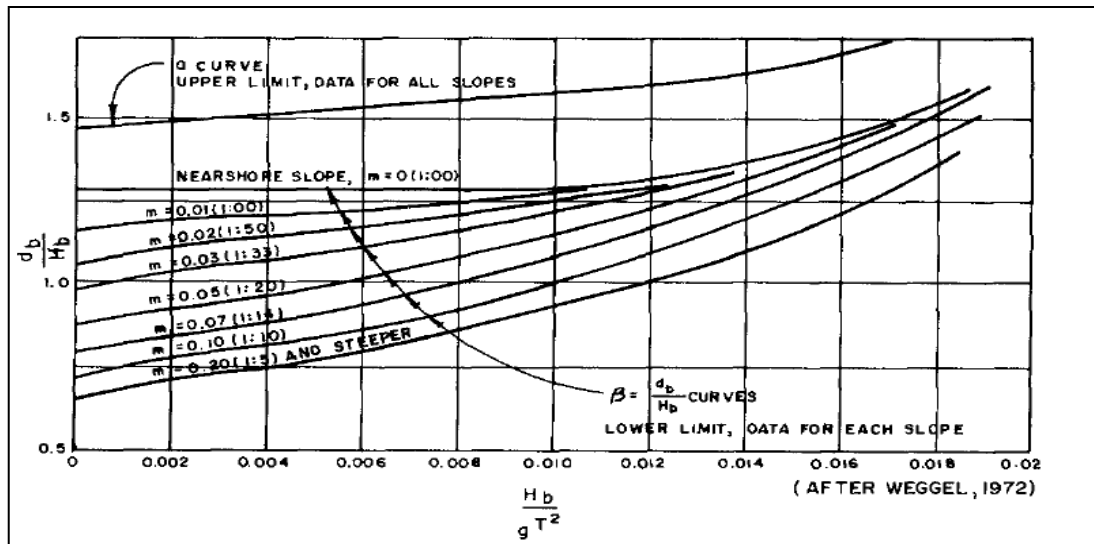
Στη σχέση 5.14 εισάγεται το αρχικό σχετικό βάθος  $d_0/L_0$  ενώ η επίδραση της κλίσης του πυθμένα δεν υπεισέρχεται στις παραμέτρους. Τα αρχικά κυματικά χαρακτηριστικά ( $H_0$ ,  $L_0$ ) αναφέρονται στον οριζόντιο πυθμένα.

Για τον υπολογισμό του βάθους του νερού στη θραύση, ο Mei (39) χρησιμοποίησε τη θεωρία κύματος σε ρηχό νερό και διατύπωσε την έκφραση 5.15 για το αδιάστατο βάθος θραύσης :

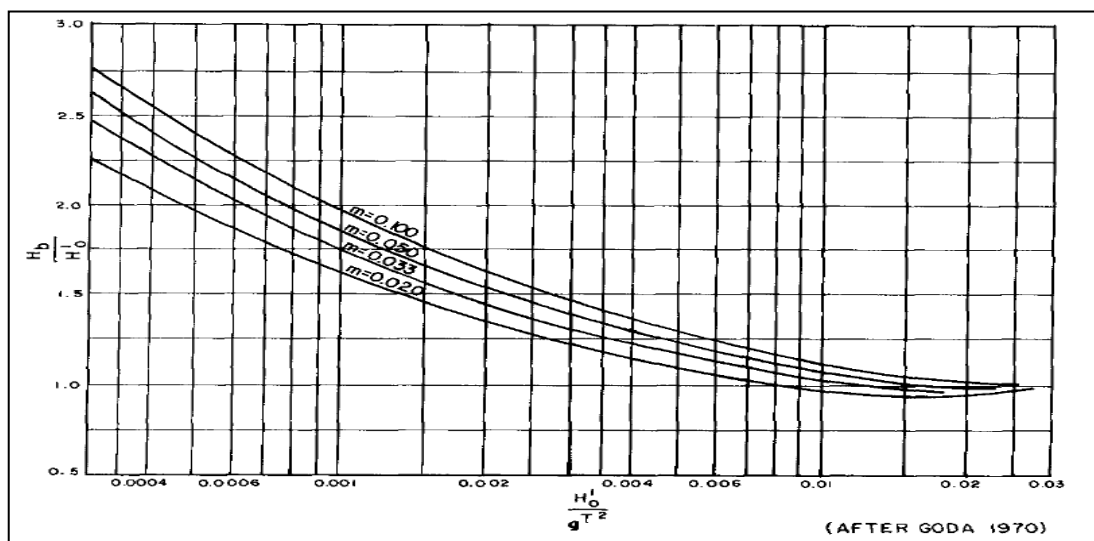
$$\frac{d_b}{L_0} = (32\pi)^{\frac{1}{3}} \gamma_0^{\frac{1}{3}} \tan\beta^{-\frac{4}{3}} \quad (5.15)$$

Εκτός από τις παραπάνω αναλυτικές σχέσεις, πολλοί ερευνητές έχουν συντάξει διαγράμματα για τον υπολογισμό των κυματικών χαρακτηριστικών στη ζώνη θραύσης. Αναφέρονται ο Weggel (34) ο οποίος βασίστηκε σε πειράματα του Iverson (32) και η PIANC (40) η οποία βασίστηκε στα πειραματικά αποτελέσματα του Goda (41). Τα διαγράμματα παρατίθενται στο Σχήμα 5.9 και Σχήμα 5.10 αντίστοιχα, όπου η κλίση του πυθμένα συμβολίζεται με  $m$  ( $=\tan\beta$ ).





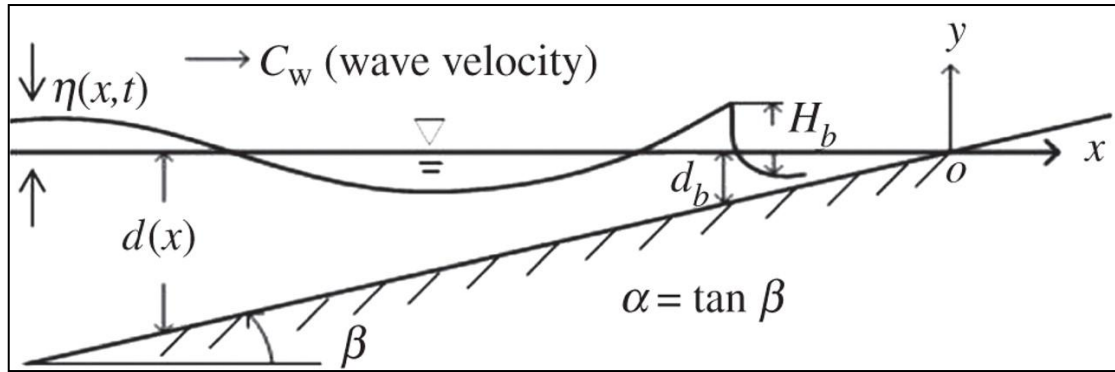
Σχήμα 5.9: Καμπύλες Weggel από πειραματικά αποτελέσματα του Iveyson (πηγή: (42))



Σχήμα 5.10: Καμπύλες PIANC από πειραματικά αποτελέσματα του Goda (πηγή: (42))

Σε κεκλιμένο πυθμένα ( $d(x) = -a x_0$ ), η θέση της γραμμής θραύσης ορίζεται ως η οριζόντια απόσταση από τον πόδα του κεκλιμένου πυθμένα μέχρι το βάθος θραύσης ( $x_b$ ). Αν  $x_0$  η οριζόντια απόσταση της γραμμής νερού σε ηρεμία από τον πόδα του κεκλιμένου πυθμένα (Σχήμα 5.11), τότε ορίζεται ως σχετική απόσταση θραύσης ο λόγος  $\frac{x_b}{x_0}$ . Το ανηγμένο βάθος θραύσης  $\frac{d_b}{d_0}$  συσχετίζεται με τη σχετική απόσταση θραύσης από την επόμενη σχέση (31) :

$$\frac{x_b}{x_0} = 1 - \frac{d_b}{d_0} \quad (5.16)$$



Σχήμα 5.11: Γραμμή θραύσης κύματος (πηγή: (43))

Για τον έλεγχο του κύματος σε θραύση, έχει επικρατήσει η χρήση της εξίσωσης 5.17 που είναι γνωστή ως σχέση θραύσης του κύματος :

$$\frac{H_b}{d_b} = 0.8 \quad (5.17)$$

Η θραύση είναι σημαντική παράμετρος στο σχεδιασμό των λιμενικών έργων με πρανή επειδή προκαλεί αναρρίχηση του κυματισμού στο πρανές. Η μέγιστη αναρρίχηση λαμβάνεται υπόψη στην κατασκευή της στέγης του έργου, ώστε να μην υπάρξει κυματική υπερπήδηση και να εξασφαλίζονται έτσι συνθήκες ηρεμίας στη λιμενολεκάνη.

## 5.5: ΦΑΣΜΑ TMA

Στα ενδιάμεσα και ρηγά νερά όπου είναι σημαντική η επίδραση του πυθμένα, το φάσμα ενέργειας των κυμάτων προσδιορίζεται από το φάσμα TMA που προτάθηκε από τους Bouws et al. (44), με βάση δεδομένα από μετρήσεις στις ζώνες πριν τη θραύση τριών παράκτιων περιοχών (Texel, MARSEN<sup>3</sup>, ARSLOE<sup>4</sup>). Αρχικά υπολογίζεται η συνάρτηση πυκνότητας και στη συνέχεια υπολογίζεται το ύψος κύματος ενώ η περίοδος παραμένει σταθερή. Η συνάρτηση πυκνότητας του φάσματος TMA για συνθήκες πεπερασμένου βάθους, προκύπτει από τη συνάρτηση πυκνότητας του φάσματος JONSWAP πολλαπλασιασμένη με μία συνάρτηση βάθους  $\Phi(\omega)$  :

$$S_{TMA}(\omega) = S_J(\omega)\Phi(\omega) \quad (5.18)$$

όπου η συνάρτηση  $\Phi$  προσεγγίζεται από τη σχέση  $\Phi(\omega) = \left(\frac{\omega^5 \left(\frac{\partial k}{\partial \omega}\right)}{2g^2 k^3}\right)$  και εφαρμόζοντας τη σχέση διασποράς  $\omega^2 = gk \tanh(kd)$ , όπου  $d$  το βάθος και  $k$  ο κυματαριθμός, τότε η συνάρτηση βάθους γράφεται ως εξής :

$$\Phi(\omega) = \frac{\cosh^2(kd)}{\sinh^2(kd) + \frac{\omega^2 d}{g}} \quad (5.19)$$

<sup>3</sup> the Marine Remote Sensing Experiment at the North Sea

<sup>4</sup> the Atlantic Remote Sensing Land-Ocean Experiment

Ισοδύναμα, βασιζόμενη στη διατύπωση του Phillips, η συνάρτηση πυκνότητας παίρνει τη μορφή :

$$S_{TMA}(f, d) = S_J(f)\Phi_K(\omega_d) \quad (5.20)$$

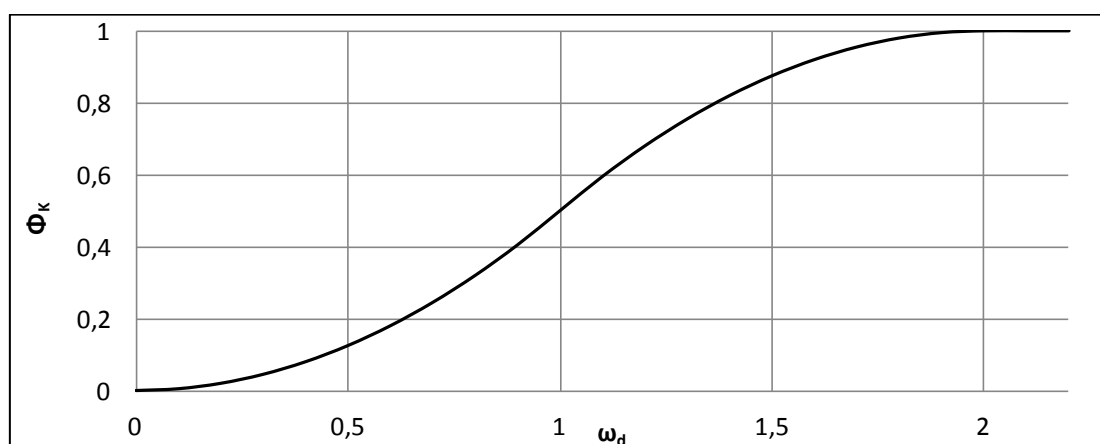
όπου  $\Phi_K(\omega_d)$  η παράμετρος εφαρμογής του τύπου του Phillips σε οποιοδήποτε βάθος νερού:

$$\Phi_K(\omega_d) = K^{-2}(\omega_d)\left[1 + \left(\frac{2\omega_d^2 K(\omega_d)}{\sinh(2\omega_d^2 K(\omega_d))}\right)\right], \quad \omega_d = 2\pi f \left(\frac{d}{g}\right)^{0,5} = \omega \left(\frac{d}{g}\right)^{0,5} \text{ και } d \text{ το}$$

βάθος του νερού. Η συνάρτηση  $K(\omega_d)$  είναι η λύση της επαναληπτικής διαδικασίας  $K(\omega_d) \tanh[\omega_d^2 K(\omega_d)] = 1$ . Οι Thompson και Vincent (45) ανέπτυξαν μία προσεγγιστική σχέση για την παράμετρο  $\Phi_K(\omega_d)$  :

$$\Phi_K(\omega_d) = \begin{cases} 0,5\omega_d^2 & \omega_d \leq 1 \\ 1 - 0,5(2 - \omega_d)^2 & 1 < \omega_d < 2 \\ 1 & \omega_d \geq 2 \end{cases} \quad (5.21)$$

Στην περιοχή  $\omega_d < 1$ , η εξάρτηση του φάσματος γίνεται από την  $f^3$  αντί της  $f^5$ . Στο Γράφημα 5.1 παριστάνεται ο τρόπος με τον οποίο μεταβάλλεται η  $\Phi_K$  συναρτήσει της  $\omega_d$ . Στα βαθιά νερά η  $\Phi_K$  προσεγγίζει την τιμή 1, ενώ καθώς το βάθος μειώνεται προσεγγίζει την τιμή 0.



Γράφημα 5.1: Τιμές της  $\Phi_K$  συναρτήσει της  $\omega_d$  (πηγή: (44))

Η παράμετρος του Phillips  $\alpha$  (σχέση 4.5) δεν λαμβάνεται πλέον σταθερή και ίση με 0.0081, αλλά ποικίλει ανάλογα με το βάθος, την ταχύτητα του ανέμου και τη συχνότητα αιχμής. Για τις παραμέτρους  $\alpha$  και  $\gamma$ , οι Bouws et al. (46) εισήγαγαν τις εμπειρικές εκφράσεις :

$$\alpha = 0,0078 \kappa^{0,49} \quad (5.22)$$

$$\gamma = 2,47 \kappa^{0,39} \quad (5.23)$$

$$\kappa = \frac{U_{10}^2}{g} k_p \quad (5.24)$$

όταν είναι γνωστή η ταχύτητα του ανέμου σε ύψος 10m,  $k_p = \frac{2\pi}{L_p}$  ο κυματαριθμός και  $L_p$  το μήκος του κυματισμού που σχετίζεται με τη συχνότητα αιχμής. Οι εξισώσεις αυτές χρησιμοποιούνται για την πρόβλεψη του φάσματος στα ρηχά νερά. Υπολογίζεται ο συντελεστής  $\kappa$  από τη σχέση 5.24, έπειτα προσδιορίζονται τα  $\alpha$  και  $\gamma$  από τις 5.22 και 5.23 αντίστοιχα, και τέλος υπολογίζεται η συνάρτηση πυκνότητας του φάσματος από την εξίσωση 5.20. Ολοκληρώνοντας τη συνάρτηση πυκνότητας, προκύπτει η έκφραση για την ολική ενέργεια του φάσματος (E). Το χαρακτηριστικό ύψος κύματος, το οποίο σύμφωνα με τον Longuet-Higgins είναι  $H_s = 4 E^{0.5}$ , υπολογίζεται τελικά από τη σχέση :

$$H_s = \frac{1}{\pi} \alpha^{0.5} L_p \quad , f > f_p \quad (5.25a)$$

ή

$$H_s = \frac{1}{\pi} (\alpha g d)^{0.5} T_p \quad , f < f_p \quad (5.25b)$$

Η συχνότητα  $f$ , για την ανισότητα της σχέσης 5.25, είναι η λύση της :

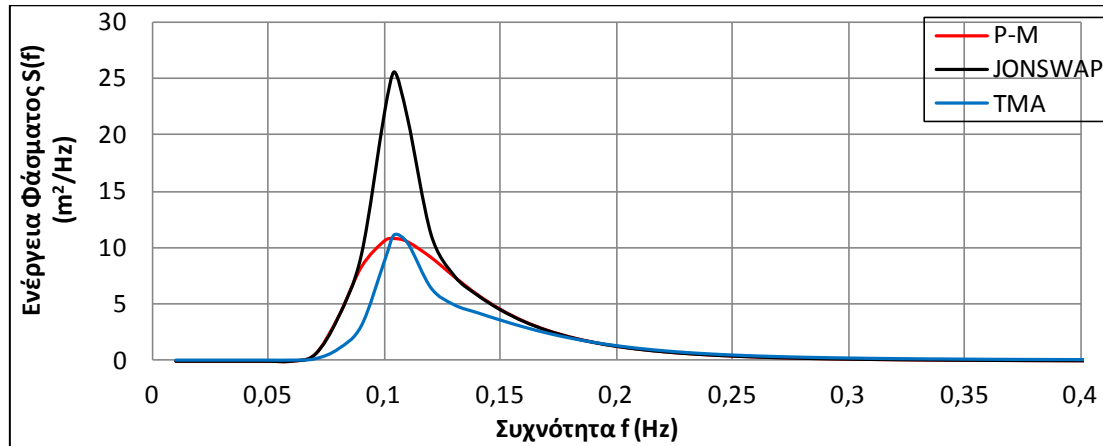
$$\omega_d = 2\pi f \left(\frac{d}{g}\right)^{0.5} = 1 \quad (5.26)$$

Αν  $f > f_p$  χρησιμοποιείται η 5.25α, διαφορετικά χρησιμοποιείται η 5.25β. Το μήκος αιχμής του κυματισμού λαμβάνεται  $L_p = (gd)^{0.5} T_p$ .

Κλίμακα Beaufort	Περιγραφή	Ταχύτητα ανέμου διάρκειας 10min (m/s)	Μέση ταχύτητα ανέμου διάρκειας 1hr (m/s)	$\kappa$	$\alpha$	$\gamma$
0	Άπνοια	<0,5	0,455	0,00092	0,00025	0,16175
1	Υποπνέων	0,5-1,5	0,91	0,00369	0,00050	0,27775
2	Ασθενής αύρα	2,1-3,1	2,366	0,02492	0,00128	0,58524
3	Λεπτή αύρα	3,6-5,1	3,959	0,06975	0,00212	0,87433
4	Μέτρια αύρα	5,7-8,2	6,325	0,17804	0,00335	1,26009
5	Λαμπρή αύρα	8,7-10,8	8,873	0,35040	0,00467	1,64088
6	Ισχυρή αύρα	11,3-13,9	11,47	0,58519	0,00600	2,00421
7	<u>Ισχυρός άνεμος</u>	<u>14,4-17,0</u>	<u>14,29</u>	<u>0,90857</u>	<u>0,00744</u>	<u>2,37934</u>
8	Σφοδρός άνεμος	17,5-20,6	17,34	1,33766	0,00900	2,76677
9	Ορμητικός άνεμος	21,1-24,2	20,61	1,89101	0,01066	3,16670
10	Θύελλα	24,7-28,3	24,12	2,58850	0,01243	3,57920
11	Σφοδρή Θύελλα	28,8-32,4	27,85	3,45144	0,01431	4,00421
12	Τυφώνας	32,9-36,5	31,58	4,43829	0,01619	4,41684

Πίνακας 5.4: Τιμές των παραμέτρων  $\kappa$ ,  $\alpha$ ,  $\gamma$  για διάφορες ταχύτητες ανέμου

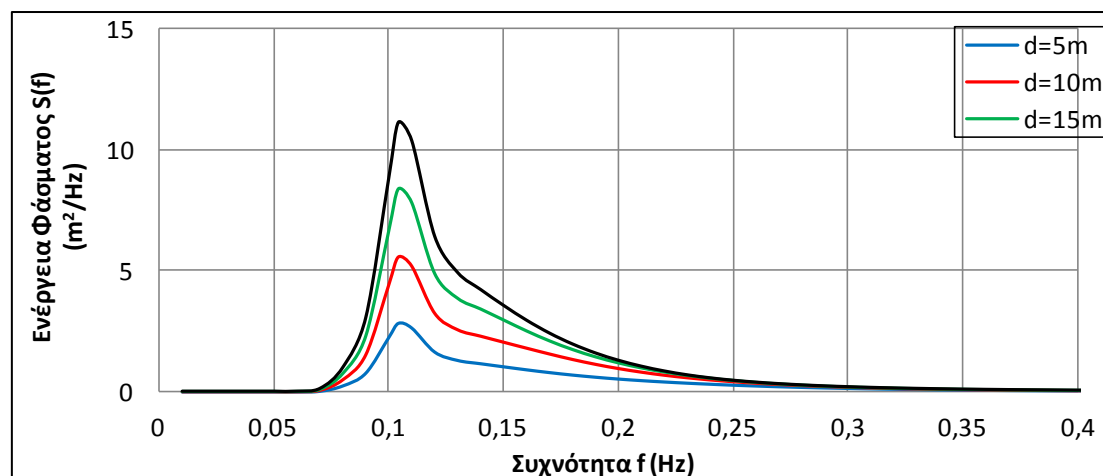
Στον Πίνακα 5.4 παρατίθενται οι τιμές των παραμέτρων  $\kappa$ ,  $\alpha$ ,  $\gamma$  για διάφορες ταχύτητες ανέμου, όπως αυτές προκύπτουν για κύμα με σταθερή συχνότητα αιχμής  $T_p=9.60\text{sec}$ . Υποθέτοντας σταθερές τιμές των παραμέτρων  $\kappa=0.90857$ ,  $\alpha=0.00744$ ,  $\gamma=2.37934$  (Πίνακας 5.4, Ισχυρός άνεμος), η συνάρτηση πυκνότητας του φάσματος εξαρτάται μόνο από τη συχνότητα αιχμής.



Γράφημα 5.2: Φάσματα P-M και JONSWAP για  $T_p=9.60\text{sec}$ ,  $\gamma=2.37934$ ,  $\alpha=0.00744$  και TMA για  $d=20\text{m}$

Για κύμα με περίοδο αιχμής  $T_p=9.60\text{sec}$  υπολογίζονται τα φάσματα P-M και JONSWAP συναρτήσει της συχνότητας  $f$ . Για βάθος νερού  $20\text{m}$  προσδιορίζεται το φάσμα TMA και τα αποτελέσματα της ρήγωσης φαίνονται στο Γράφημα 5.2.

Μάλιστα, για το ίδιο κύμα με συχνότητα αιχμής  $T_p=9.60\text{sec}$ , δίνεται στο Γράφημα 5.3 η μεταβολή της συνάρτησης πυκνότητας του φάσματος TMA συναρτήσει της συχνότητας για διάφορα βάθη νερού.



Γράφημα 5.3: Φάσμα TMA για διάφορες τιμές του βάθους  $d$

Λόγω της επίδρασης του στερεού ορίου, η συνάρτηση πυκνότητας του φάσματος μειώνεται στα ρηγά νερά ενώ το ύψος κύματος αυξάνεται συνεχώς μέχρι το σημείο θραύσης του κύματος.

## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6 : ΕΞΩΤΕΡΙΚΑ ΛΙΜΕΝΙΚΑ ΕΡΓΑ ΜΕ ΠΡΑΝΗ**

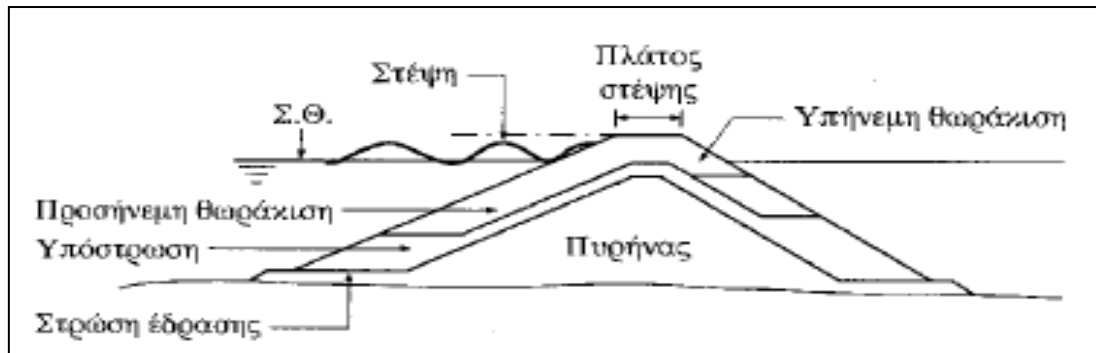
### **6.1: ΓΕΝΙΚΑ**

Λιμάνι ή λιμένας ονομάζεται μια περικλειστή και ήρεμη υδάτινη επιφάνεια κοντά στην ακτή που συγκοινωνεί με τη θαλάσσια πλεύσιμη οδό και το οδικό μεταφορικό δίκτυο. Μέσα στη λεκάνη αυτή το πλοίο μπορεί να εισπλεύσει, να παραμείνει και να διενεργήσει ναυτιλιακές πράξεις, όπως από-επιβίβαση επιβατών, φορτοεκφόρτωση εμπορευμάτων, ανεφοδιασμό και επισκευές (1).

Τα διάφορα τεχνικά έργα που κατασκευάζονται στη χερσαία και θαλάσσια ζώνη ενός λιμανιού ονομάζονται λιμενικά έργα. Στα χερσαία λιμενικά έργα ανήκει οποιαδήποτε εγκατάσταση έχει σχέση με την εξυπηρέτηση του πλοίου και του φορτίου και γενικά με τις υπηρεσίες που παρέχει ο λιμένας. Στόχος τους είναι η εύκολη από-επιβίβαση προσώπων και φορτοεκφόρτωση εμπορευμάτων (διαμορφωμένοι χώροι, μηχανικός εξοπλισμός), η προσωρινή παραμονή των εμπορευμάτων στο λιμάνι (αποθήκες, λιμενικά υπόστεγα) και η ασφαλής διακίνησή τους με χερσαία ή θαλάσσια μέσα μεταφοράς (τράνζιτ, μεταφόρτωση) (47). Τα θαλάσσια λιμενικά έργα χωρίζονται σε δύο κατηγορίες, τα εσωτερικά και τα εξωτερικά. Τα εσωτερικά λιμενικά έργα είναι εγκαταστάσεις πλευρίσης και πρόσδεσης (θέσεις παραβολής) των πλοίων. Σχετίζονται γενικά με την εξυπηρέτηση της ναυσιπλοΐας. Τα εξωτερικά λιμενικά έργα δημιουργούν συνθήκες ασφαλούς εισόδου και εξόδου του πλοίου στο λιμάνι και εξασφαλίζουν συνθήκες ηρεμίας στη λιμενολεκάνη για εύκολη παραμονή του πλοίου, αναχαιτίζοντας την προέλαση των κυμάτων.

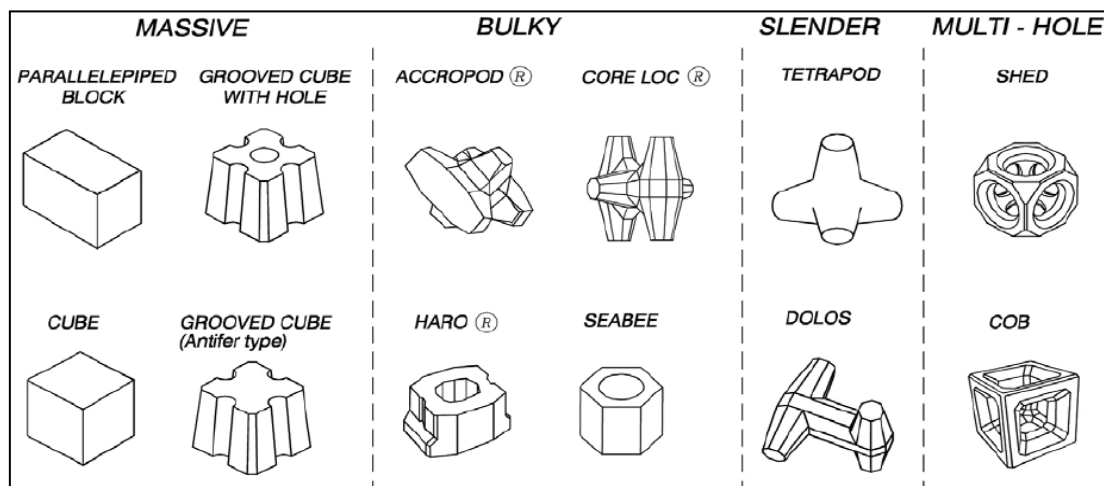
Τα εξωτερικά λιμενικά έργα μπορούν να συνδέονται ή να μη συνδέονται με την ακτή και ονομάζονται κυματοθραύστες (breakwaters) ή μώλοι (moles). Είναι στενοί βραχίονες, η οριογραμμή των οποίων αποτελεί την περιβάλλουσα του λιμανιού προς την ανοιχτή θάλασσα (1). Η πιο διαδεδομένη μέθοδος κατασκευής εξωτερικών λιμενικών έργων είναι με λιθορριπές που διατάσσονται σε τραπεζοειδή πρισματική μορφή με πρανή. Πλεονεκτήματα των έργων με πρανή είναι η σχετική ευκολία κατασκευής και θεμελίωσής τους, η ευκαμψία μορφής που παρουσιάζουν και η δυνατότητα απόσβεσης της προσπίπτουσας κυματικής ενέργειας μέσω της θραύσης. Απαιτείται ωστόσο μεγάλος όγκος υλικών για την κατασκευή της διατομής τους, λόγω των μεγάλων διαστάσεων του έργου (6).

Η συνήθης διατομή του κυματοθραύστη παρουσιάζει ύφαλο και έξαλο τμήμα. Το σώμα της διατομής μορφώνεται από διαβαθμισμένες επάλληλες στρώσεις λιθορριπών. Η τυπική διατομή ενός κυματοθραύστη διαμορφώνεται από μία στρώση έδρασης, τον πυρήνα, τη δευτερεύουσα θωράκιση ή υπόστρωση και την εξωτερική θωράκιση από φυσικούς ή τεχνητούς ογκολίθους. Στο Σχήμα 6.1 απεικονίζεται μια τυπική διατομή ενός κυματοθραύστη με πρανή. Οι λιθορριπές που τοποθετούνται σε στρώσεις διαμορφώνουν και τη στέψη του έργου. Η στέψη διαμορφώνεται ώστε να είναι δυνατή η προσπέλαση στα μηχανήματα για τη συντήρηση και επισκευή του έργου και καθορίζεται από το αποδεκτό ποσοστό υπερπήδησης των κυμάτων στην υπήνεμη πλευρά.



Σχήμα 6.1: Τυπική διατομή κυματοθραύστη (πηγή: (6))

Αν δεν υπάρχουν διαθέσιμοι φυσικοί ογκόλιθοι κατάλληλου βάρους από τοπικά λατομεία, οι στρώσεις διαμορφώνονται από τεχνητούς ογκολίθους. Οι τεχνητοί ογκόλιθοι είναι προκατασκευασμένοι λίθοι από άοπλο σκυρόδεμα σε τυποποιημένα σχήματα που εξασφαλίζουν αλληλοεμπλοκή και απόσβεση της κυματικής ενέργειας (6). Συνηθέστεροι τύποι τεχνητών ογκολίθων είναι οι κύβοι σκυροδέματος (concrete cubes), τα τετράποδα (tetrapods), ογκόλιθοι τύπου dolos, τα ακρόποδα (accropode 7), ογκόλιθοι τύπου core-loc 7 και τύπου tribar όπως δίνονται στο Σχήμα 6.2.



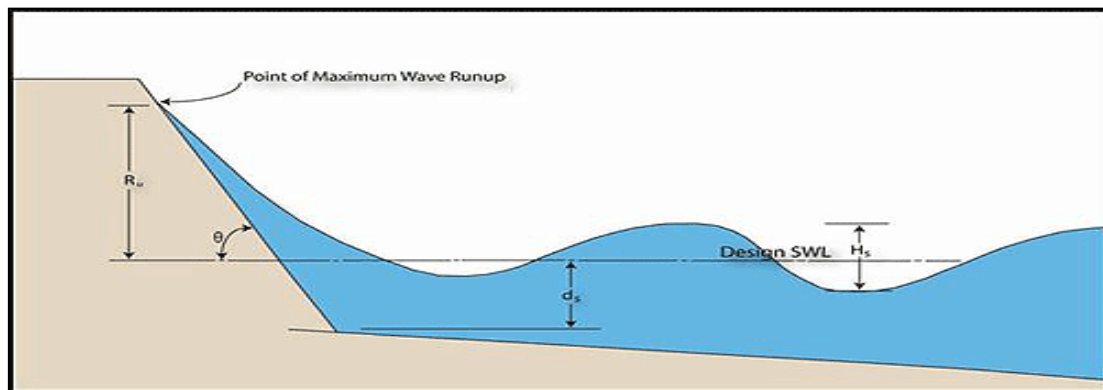
Σχήμα 6.2: Τύποι τεχνητών ογκολίθων (πηγή: (48))

Στην συνέχεια γίνεται αναφορά στο πρόβλημα της αναρρίχησης του κυματισμού στο προσήνεμο πρηνές και στη διαμόρφωση της διατομής του κυματοθραύστη από φυσικούς και τεχνητούς λίθους.

## 6.2: ΑΝΑΡΡΙΧΗΣΗ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΥ ΣΕ ΕΡΓΑ ΜΕ ΠΡΑΝΗ

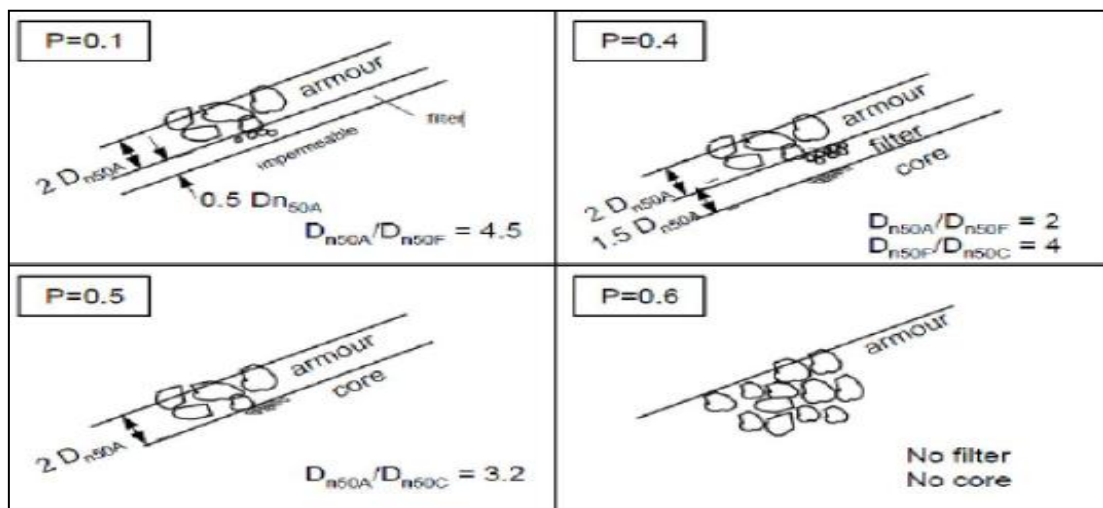
Για το σχεδιασμό των λιμενικών έργων βασική παράμετρος είναι η στάθμη της στέψης του κυματοθραύστη ( $R_c$ ). Η στέψη του έργου προβλέπεται σε υψόμετρο που καθορίζεται από την τιμή της μέγιστης αναρρίχησης ( $R_u$ ) που αντιστοιχεί στις υπόψη κυματικές συνθήκες, έτσι ώστε να επιτυγχάνεται η ανακοπή των προσπιπτόντων κυμάτων και να αποφεύγεται η υπερπήδηση (11).

Η μέγιστη αναρρίχηση ορίζεται ως η κατακόρυφη απόσταση μεταξύ της Σ.Η.Υ (διεθνώς: SWL) και της μέγιστης υπερύψωσης της Ε.Ε του κυματισμού, όπως δίνεται γραφικά στο Σχήμα 6.3.



Σχήμα 6.3: Αναρρίχηση κυματισμού στο πρανές (πηγή: (29))

Η αναρρίχηση εξαρτάται από το ύψος και την καμπυλότητα του κύματος, την κλίση ( $\tan\theta$ ) του πρανού και τη διαπερατότητα ( $P$ ) των λίθων θωράκισης. Ο Van der Meer (49) ήταν αυτός που εισήγαγε την παράμετρο της διαπερατότητας ( $P$ ). Η θεωρητική διαπερατότητα προσδιορίστηκε εμπειρικά για τέσσερις διαφορετικές περιπτώσεις θωράκισης του πρανού, όπως δίνεται στο Σχήμα 6.4, όπου  $D_n$  η πλευρά του ισοδύναμου κύβου των λίθων στις διάφορες στρώσεις θωράκισης του έργου.



Σχήμα 6.4: Ονομαστικές τιμές της διαπερατότητας (πηγή: (49))

Για δεδομένη κυματική διαταραχή και ίδια κλίση πρανού, η τιμή της αναρρίχησης θα είναι μεγαλύτερη σε ένα αδιαπέρατο πρανές ( $P=0.1$ ) από ότι σε μία διαπερατή κατασκευή ( $P=0.4-0.6$ ). Τα εξωτερικά έργα από λιθορριπές είναι διαπερατές κατασκευές.

Για τον υπολογισμό της αναρρίχησης χρησιμοποιείται μία αδιάστατη παράμετρος που ονομάζεται αριθμός Iribarren και συμβολίζεται με  $\xi$  (50). Για τα απλά αρμονικά κύματα η παράμετρος ορίζεται ως :



$$\xi_0 = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{s_0}} \quad (6.1)$$

όπου  $\tan \alpha$  είναι η κλίση του πρανούς και  $s_0 (= \frac{H_0}{L_0})$  η καμπυλότητα του κύματος στην περιοχή των βαθιών νερών. Στην περίπτωση θραυόμενου κύματος, ο αριθμός Iribarren συμβολίζεται με  $\xi_b$  και στη σχέση 6.1 χρησιμοποιείται το ύψος κύματος στη θραύση  $H_b$  (ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5 ).

Επειδή όμως οι φυσικοί κυματισμοί δεν είναι απλοί μονοχρωματικοί αλλά προέρχονται από μία τυχαία διαδικασία, η αδιάστατη παράμετρος υπολογίζεται από τη σχέση :

$$\xi_{om} = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{s_{om}}} \quad \text{ή} \quad \xi_{op} = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{s_{op}}} \quad (6.2)$$

$$\text{όπου } s_{om} = \frac{H_s}{L_{om}} = \frac{2\pi H_s}{g T_m^2} \quad (6.3)$$

$$\text{και } s_{op} = \frac{H_s}{L_{op}} = \frac{2\pi H_s}{g T_p^2} \quad (6.4)$$

$H_s$  είναι το χαρακτηριστικό ύψος του κυματισμού,  $T_m$  η μέση περίοδος και  $T_p$  η περίοδος αιχμής. Η αναρρίχηση θα είναι λοιπόν μία μεταβλητή ποσότητα που θα ακολουθεί τη μεταβολή του ύψους των επιμέρους κυμάτων σε μία θαλασσοταραχή. Δηλαδή  $R_{ui\%}$  είναι η τιμή της αναρρίχησης ( $R_u$ ) που υπερβαίνεται από  $i$  % αριθμό κυμάτων που παρατηρούνται κατά τη διάρκεια της θεομηνίας. Από πειραματικά αποτελέσματα για τον υπολογισμό της σχετικής αναρρίχησης σε διαπερατές κατασκευές από λιθορριπές (49), δηλαδή για τον λόγο  $\frac{R_{ui\%}}{H_s}$  έχει προκύψει η σχέση :

$$\frac{R_{ui\%}}{H_s} = \begin{cases} A \xi_{om} & 1.0 < \xi_{om} \leq 1.5 \\ B (\xi_{om})^C & 1.5 < \xi_{om} \leq \left(\frac{D}{B}\right)^{\frac{1}{C}} \\ D & \left(\frac{D}{B}\right)^{\frac{1}{C}} \leq \xi_{om} < 7.5 \end{cases} \quad (6.5)$$

$R_{ui\%}$	A	B	C	D
$R_{u2\%}$	0.96	1.17	0.46	1.97
$R_{u10\%}$	0.77	0.94	0.42	1.45
$R_{us}=R_{u33\%}$	0.72	0.88	0.41	1.35
$R_{u50\%}$	0.47	0.60	0.34	0.82

Πίνακας 6.1: Συντελεστές αναρρίχησης σε διαπερατές κατασκευές (πηγή: (11))

Οι συντελεστές A,B,C,D δίνονται στον Πίνακα 6.1 για διάφορες τιμές της  $R_{ui\%}$ .

Η σχέση 6.5 ισχύει για συνθήκες (θεωρητικά) άπειρου βάθους, όπου η κατανομή των υψών που παρατηρούνται στη θεομηνία θεωρείται ότι ακολουθεί την κατανομή Rayleigh. Για συνθήκες πεπερασμένου βάθους, και ειδικότερα στα ρηχά νερά όπου το κύμα υφίσταται θραύση στο προσήνεμο πρηνές, οι Van der Meer και Stam (51) έχουν προτείνει την εξής κατανομή Weibull με δύο παραμέτρους :

$$Prob(R_u > R_{up\%}) = \exp\left(-\left(\frac{R_{up\%}}{B}\right)^C\right) \text{ ή } R_{up\%} = B(-\ln p)^{\frac{1}{C}} \quad (6.6)$$

όπου  $R_{up\%}$  η αναρρίχηση με πιθανότητα υπέρβασης  $p$  και  $B, C$  οι παράμετροι που προσδιορίζονται από τις σχέσεις :

$$B = H_s \left(0,4 s_{om}^{-\frac{1}{4}} cota^{-0,2}\right) \quad (6.7)$$

$$C = \begin{cases} 3 \xi_{om}^{\frac{3}{4}} & \text{για } \xi_{om} \leq \xi_{omc} \text{ (θραύση εκτίναξης)} \\ 0,52 P^{-0,3} \xi_{om}^P cota^{0,5} & \text{για } \xi_{om} > \xi_{omc} \text{ (θραύση εφόρμησης)} \end{cases} \quad (6.8)$$

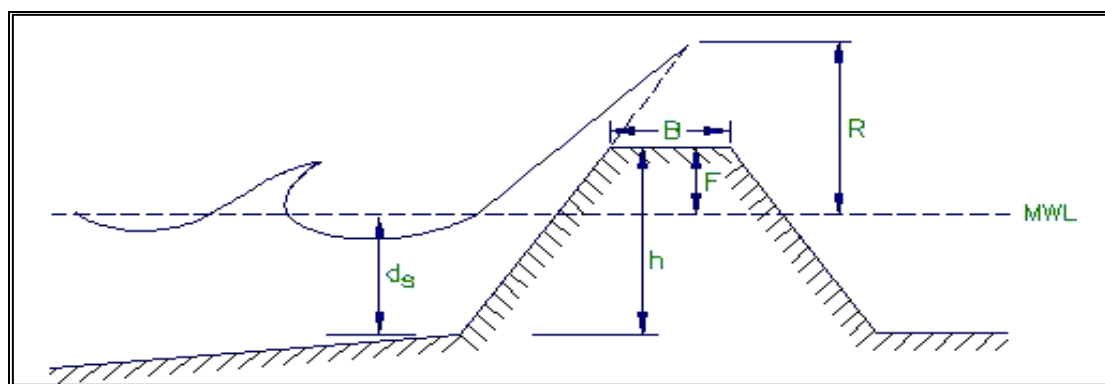
όπου ο κρίσιμος αριθμός Iribarren τώρα δίνεται από τη σχέση :

$$\xi_{omc} = (5,77 P^{0,3} \tan\alpha^{0,5})^{\frac{1}{P+0,75}} \quad (6.9)$$

Σημειώνεται ότι για πιθανότητα υπέρβασης  $p = 37\%$ , είναι  $\ln p = -1$  και από τη σχέση 6.6 η αναρρίχηση θα είναι  $R_{u37\%} = B^{\frac{1}{C}}$ .

Το ύψος της στέγης ( $R_c$ ) λαμβάνεται ίσο με την αναρρίχηση στην οποία προστίθεται συνήθως και ένα περιθώριο ασφαλείας 0.5m.

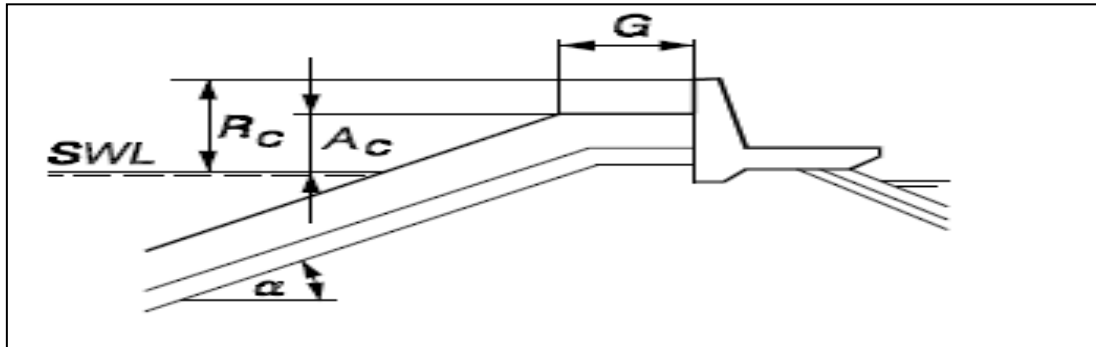
Κυματική υπερπήδηση εμφανίζεται όταν η μέγιστη αναρρίχηση ( $R$ ) υπερβεί το ύψος της στέγης του πρηνούς ( $F$  στο σχήμα), όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.5.



Σχήμα 6.5: Υπερπήδηση κυματισμού

Η επιτρεπόμενη κυματική υπερπήδηση διαφέρει στις διάφορες κατασκευές από πρηνή και εξαρτάται από τη λειτουργία που εξυπηρετεί το εκάστοτε έργο. Για παράδειγμα, πρέπει να αποτρέπεται η κυματική υπερπήδηση σε ένα κυματοθραύστη

που έχει κατασκευαστεί στην παράκτια ζώνη είτε για να εξασφαλίζει συνθήκες ελλιμενισμού είτε για περιβαλλοντικούς λόγους.



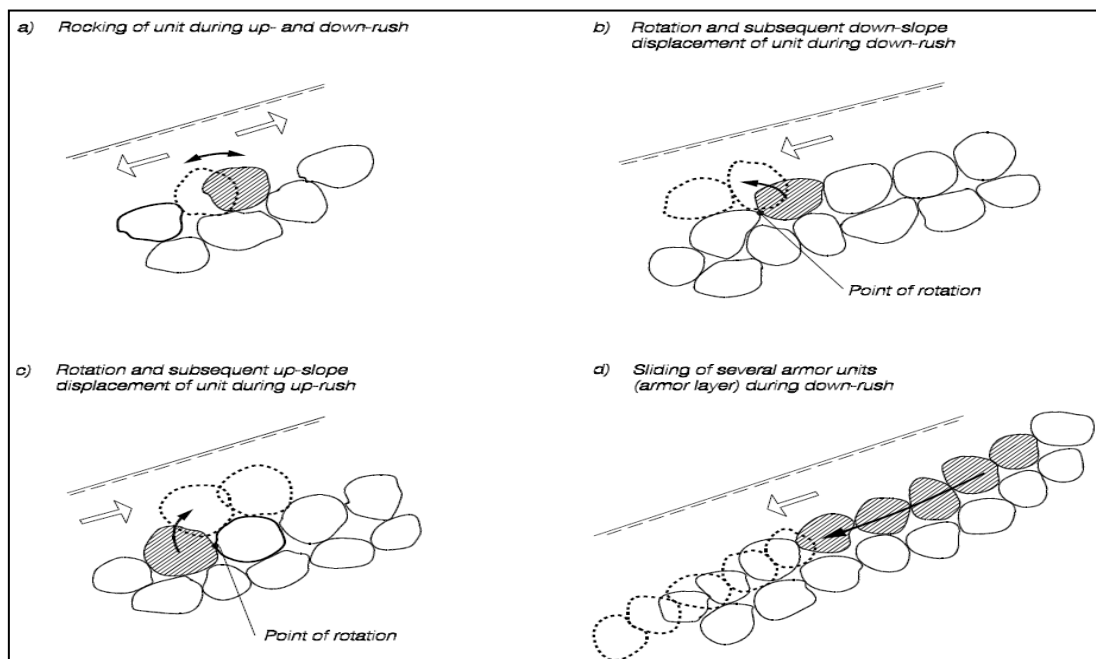
Σχήμα 6.6: Ενίσχυση στέψης του έργου με τοιχείο σκυροδέματος (πηγή: (11))

Μερικές φορές η στέψη του έργου ενισχύεται με τοιχείο σκυροδέματος ώστε να εμποδιστεί η κυματική υπερπήδηση (Σχήμα 6.6). Τέτοιες κατασκευές όμως επιδρούν στην ευστάθεια του έργου, για την οποία γίνεται λόγος στην επόμενη παράγραφο.

### 6.3: ΕΥΣΤΑΘΕΙΑ ΘΩΡΑΚΙΣΗΣ ΠΡΑΝΟΥΣ

#### 6.3.1: ΓΕΝΙΚΑ

Τα εξωτερικά λιμενικά έργα διαστασιολογούνται έτσι ώστε να εξασφαλίζεται η ευστάθεια της στρώσης θωράκισης και συνεπώς όλου του έργου. Η εξωτερική στρώση θωράκισης μπορεί να είναι τυχαίας ή μη τοποθέτησης και διασφαλίζει αλληλοεμπλοκή των λίθων (48). Η κυματική δράση που ασκείται στο πρανές μπορεί να προκαλέσει μετακίνηση των λίθων της θωράκισης.



Σχήμα 6.7: Μετακίνηση λίθων στην εξωτερική στρώση θωράκισης (πηγή: (52))

Στο Σχήμα 6.7 παρουσιάζονται διάφορες μετακινήσεις κατά τη φάση ανόδου και καθόδου του κυματισμού. Η μετακίνηση των ογκολίθων ταξινομείται σε μικροκινήσεις (a), σε ολίσθηση λόγω αδυναμίας του εδάφους να παραλάβει διατμητικές τάσεις (d) και σε περιστροφή και μετατόπιση από την αρχική θέση έως μία ελάχιστη απόσταση (b,c). Η μετατόπιση μπορεί να είναι σε όρους λίθων που απομακρύνονται έξω από τη στρώση ή σε όρους λίθων που ολισθαίνουν κατά μήκος του πρηνούς και γεμίζουν κάποιο κενό.

Η πολύπλοκη ροή όμως των κυματικών δράσεων καθιστούν αδύνατο τον άμεσο υπολογισμό των δυνάμεων που ασκούνται στη στρώση θωράκισης. Επιπλέον, το ακανόνιστο σχήμα των ογκολίθων σε συνδυασμό με την τυχαία τοποθέτησή τους δεν επιτρέπουν τον υπολογισμό των αντιδράσεων μεταξύ συνεχόμενων λίθων. Συμπερασματικά, οι συνθήκες ευστάθειας δεν μπορούν να προσδιοριστούν άμεσα.

Τα υδροδυναμικά φορτία εκφράζονται από μία εξίσωση Morison που περιέχει μία συρτική δύναμη ( $F_D$ ), μία υδροδυναμική άνωση ( $F_L$ ) και μία αδρανειακή δύναμη ( $F_I$ ). Παράγοντα ευστάθειας αποτελεί η δύναμη βαρύτητας ( $F_G$ ). Υποθέτοντας ότι η αδρανειακή συνιστώσα είναι αμελητέα σε σχέση με τη συρτική και την υδροδυναμική άνωση, διατυπώνεται ο ποιοτικός λόγος :

$$\frac{F_D+F_L}{F_G} \approx \frac{\rho_w D_n^2 v^2}{g(\rho_s-\rho_w)D_n^3} = \frac{v^2}{g\Delta D_n} \quad (6.10)$$

όπου  $D_n$  είναι η ονομαστική διάμετρος των λίθων θωράκισης ή αλλιώς η ισοδύναμη ακμή του κύβου,  $\rho_s$  και  $\rho_w$  οι πυκνότητες των ογκολίθων και του νερού αντίστοιχα και  $v$  η κινηματική συνεκτικότητα του νερού. Εισάγοντας  $v = (gH)^{0.5}$  για ένα θραυόμενο κύμα ύψους  $H$  στην εξίσωση 6.10 προκύπτει η παράμετρος ευστάθειας :

$$N_s = \frac{H}{\Delta D_n} \quad (6.11)$$

$$\text{όπου η σχετική πυκνότητα } \Delta = \left(\frac{\rho_s}{\rho_w} - 1\right). \quad (6.12)$$

Με την παραδοχή ότι επικρατούν συνθήκες ευστάθειας στο πρηνές, ο τύπος 6.11 παίρνει τη γενική μορφή :

$$N_s = \frac{H}{\Delta D_n} \leq K_1^a K_2^b K_3^c \dots \quad (6.13)$$

Για το δεξί μέρος της εξίσωσης έχουν προταθεί πολλοί ημί εμπειρικοί τύποι που έχουν βασιστεί σε υδραυλικά μοντέλα. Τέτοιοι εμπειρικοί τύποι έχουν προταθεί από τον Hudson, σύμφωνα με μελέτες που έγιναν το 1953, το 1959 και το 1961 και πιο πρόσφατα από τον Van der Meer το 1988. Στη συνέχεια γίνεται αναφορά στους εμπειρικούς αυτούς τύπους και στις παραμέτρους που χρησιμοποιούνται στην εφαρμογή τους.

### 6.3.2: ΤΥΠΟΣ ΤΟΥ HUDSON ΚΑΙ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ

Ο εμπειρικός τύπος του Hudson (53) σε σχέση με την παράμετρο ευστάθειας  $N_s$  γράφεται :

$$N_s = \frac{H}{\Delta D_n} = (K_D \cot \alpha)^{\frac{1}{3}} \quad (6.14)$$

Η έκφραση αυτή βασίζεται στην αρχική διατύπωση του τύπου :  $M_{50} = \frac{\rho_s H^3}{K_D (\frac{\rho_s}{\rho_w} - 1)^3 \cot \alpha}$

όπου  $\tan \alpha$  η κλίση του πρανού,  $M_{50}$  το απαιτούμενο μέσο βάρος των λίθων θωράκισης και  $K_D$  ο συντελεστής ευστάθειας που συμπεριλαμβάνει το ποσοστό αστοχίας του πρανού (42). Ως ποσοστό αστοχίας (διεθνώς: Damage) ορίζεται το ποσοστό της μέσης επιφάνειας που έχει διαβρωθεί σε σχέση με το αρχικό προφίλ της ίδιας επιφάνειας. Ο τύπος του Hudson αναπτύχθηκε μετά από εργαστηριακή έρευνα πάνω σε απλά αρμονικά κύματα και δύναται να εφαρμοστεί σε προκαταρκτική μελέτη έργου με κλίση πρανού από 1:1.5 έως 1:3 και παραδοχή μηδενικού ποσοστού αστοχίας ( $D=0-5\%$ ).

Βασικές κυματικές παράμετροι που επηρεάζουν την υδραυλική ευστάθεια της θωράκισης και λαμβάνονται υπόψη στον τύπο του Hudson είναι το βάθος του νερού στη θέση του έργου ( $d$ ), το χαρακτηριστικό ύψος κύματος ( $H_s$  ή  $H_{1/10}$ ) και η πυκνότητα του θαλασσινού νερού ( $\rho_w$ ). Το βάθος του νερού στη θέση του έργου παίζει βασικό ρόλο στον καθορισμό του είδους φόρτισης της διατομής από θραυόμενους ή μη θραυόμενους κυματισμούς. Η πυκνότητα του θαλασσινού νερού για τη Μεσόγειο και μία μέση θερμοκρασία 20°C λαμβάνεται  $\rho_w=1.025 \text{ tn/m}^3$ .

Οι κατασκευαστικές παράμετροι που επηρεάζουν την ευστάθεια του έργου είναι το προφίλ της προσήνεμης πλευράς του πρανού και συγκεκριμένα η κλίση του πρανού ( $\cot \alpha$ ). Άλλες παράμετροι είναι η πυκνότητα των ογκολίθων θωράκισης ( $\rho_s$ ), η διακύμανση της κοκκομετρίας ( $M_{50}$ ) και η ονομαστική διάμετρος ( $D_{n50}$ ) των λίθων, το σχήμα και το είδος τοποθέτησής τους (τυχαία τοποθέτηση) και τέλος, η σχετική πυκνότητα ( $\Delta$ ) και ο συντελεστής  $K_D$ .

### 6.3.3: ΤΥΠΟΣ ΤΟΥ VAN DER MEER ΚΑΙ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ

Ο Van der Meer (49) διεξήγαγε μια σειρά από πειράματα πάνω σε τυχαίους κυματισμούς και συμπέρανε ότι η διάρκεια της θεομηνίας, η περίοδος του κυματισμού και η διαπερατότητα των λίθων θωράκισης επηρεάζουν την υδραυλική ευστάθεια του πρανού.

Εισήγαγε μία καινούρια κυματική παράμετρο, τον αριθμό των κυμάτων που παρατηρούνται στη διάρκεια της θαλασσοταραχής, ο οποίος σχετίζεται με τη μέση περίοδο του κυματισμού από τη σχέση :

$$N_z = \frac{\text{διάρκεια θεομηνίας (hours)}}{T_m} \quad (6.15)$$

Επίσης συσχέτισε την περίοδο του κυματισμού με το είδος της θραύσης, λόγω της κλίσης του πρανούς, χρησιμοποιώντας τον αριθμό Iribarren :

$$\xi_m = \tan \alpha s_m^{-0,5} = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{\frac{2\pi H_s}{g T_m^2}}} \quad (6.16)$$

Στην περίπτωση των φυσικών λίθων, εξήγαγε ένα ζεύγος εξισώσεων για τη θραύση εκτίναξης ( $\xi_m < \xi_{mc}$ ) και τη θραύση εφόρμησης ( $\xi_m > \xi_{mc}$ ), όπου ο κρίσιμος αριθμός Iribarren είναι :

$$\xi_{mc} = (6.2 P^{0.31} (\tan \alpha)^{0.5})^{\frac{1}{P+0.5}} \quad (6.17)$$

και οι τιμές για την ονομαστική διαπερατότητα (P) των στρώσεων της κατασκευής δίνονται στο Σχήμα 6.4.

Για συνθήκες θραύσης του κυματισμού, αντί για το χαρακτηριστικό ύψος κύματος που χρησιμοποιείται στον τύπο του Hudson, χρησιμοποιείται τώρα το μέσο ύψος κύματος των υψηλότερων 2% κυμάτων ( $H_{2\%}$ ). Είναι :

$$H_{2\%} = 1.4 H_s \quad (6.18)$$

Η σχέση αυτή ισχύει στα βαθιά νερά όπου η κατανομή των υψών ακολουθεί την κατανομή Rayleigh (Σχήμα 3.9), ενώ στα ρηχά νερά ο συντελεστής 1.4 μειώνεται. Ωστόσο, στα πλαίσια της εργασίας λαμβάνεται ίσος με 1.4 και στα ρηχά νερά.

Για όλες τις περιπτώσεις των λίθων θωράκισης, ο Van der Meer έδωσε σαφή ορισμό της αστοχίας. Ως ποσοστό αστοχίας ορίζεται είτε ο αριθμός των μετατοπισμένων λίθων θωράκισης (τεχνητοί ή φυσικοί ογκόλιθοι) ή το ποσοστό της διαβρωμένης επιφάνειας του πρανούς στη στρώση θωράκισης (φυσικοί ογκόλιθοι). Και στις δύο περιπτώσεις η αστοχία σχετίζεται με μία συγκεκριμένη θεομηνία και τη διάρκειά της (48).

Η αστοχία σε όρους μετατοπισμένων λίθων καθορίζεται με δύο τρόπους. Πρώτον, ως το ποσοστό των λίθων που μετακινήθηκαν έξω από τη στρώση θωράκισης αλλά εντός μιας λωρίδας πλάτους  $D_n$ , σε σχέση με τον συνολικό αριθμό των λίθων σε μία συγκεκριμένη ζώνη αναφοράς γύρω από τη στάθμη επιφάνειας του νερού. Δεύτερον, ως το ποσοστό των λίθων που μετακινήθηκαν σε απόσταση μεγαλύτερη από την ισοδύναμη ακμή του κύβου  $D_n$ . Ο Van der Meer (49) χρησιμοποιεί τον όρο  $N_{od}$  για την πρώτη περίπτωση (Πίνακας 6.2) και τον όρο D (Πίνακας 6.3) για τη δεύτερη. Μειονέκτημα των όρων αυτών είναι ότι εξαρτώνται από το μήκος του πρανούς.

Λίθοι θωράκισης	Κλίση πρανούς	Αρχική αστάθεια	Αστοχία
Κύβοι σκυροδέματος	1:1.5	0	2
Τετράποδα	1:1.5	0	1.5
Ακρόποδα	1:1.33	0	0.5

Πίνακας 6.2: Τιμές  $N_{od}$  (πηγή: (49))

Λίθοι θωράκισης	Κλίση πρανούς	Αρχική αστάθεια	Αστοχία
Φυσικοί ογκόλιθοι	1:2-1:3	0-5%	>20%
Κύβοι σκυροδέματος	1:1.5-1:2		
Dolos	1:1.5	0-2%	>15%
Ακρόποδα	1:1.33	0%	>10%

Πίνακας 6.3:Τιμές D (πηγή: (11))

Για το προφίλ της διαβρωμένης επιφάνειας του πρανούς ( $A_e$ ) γύρω από τη στάθμη ηρεμίας χρησιμοποιείται μία αδιάστατη παράμετρος που ορίζει το μέγεθος της αστάθειας σε διατομές από φυσικούς ογκολίθους :

$$S = \frac{A_e}{D_{n50}^2} \quad (6.19)$$

η οποία είναι ανεξάρτητη του μήκους του πρανούς. Η παράμετρος εκφράζει τον αριθμό των κύβων με ακμή  $D_{n50}$  που έχουν διαβρωθεί σε μία λωρίδα πλάτους  $D_{n50}$  της στρώσης θωράκισης. Η παράμετρος  $S$  (Πίνακας 6.4) δεν συνίσταται να χρησιμοποιείται σε διατομές από τεχνητούς ογκολίθους, γιατί είναι δύσκολο να προσδιοριστεί το προφίλ της επιφάνειας.

Λίθοι θωράκισης	Κλίση πρανούς	Αρχική αστάθεια	Αστοχία
Φυσικοί ογκόλιθοι	1:1.5	2	8
Φυσικοί ογκόλιθοι	1:2	2	8
Φυσικοί ογκόλιθοι	1:3	2	12
Φυσικοί ογκόλιθοι	1:4-1:6	3	17

Πίνακας 6.4:Τιμές S (πηγή: (49))

## 6.4: ΔΙΑΣΤΑΣΙΟΛΟΓΗΣΗ ΤΗΣ ΣΤΡΩΣΗΣ ΘΩΡΑΚΙΣΗΣ ΜΕ ΤΟΝ ΤΥΠΟ ΤΟΥ HUDSON ΚΑΙ ΤΟΝ ΤΥΠΟ ΤΟΥ VAN DER MEER

### 6.4.1: ΓΕΝΙΚΑ

Για τη διαστασιολόγηση της στρώσης θωράκισης της προσήνεμης πλευράς του πρανούς χρησιμοποιούνται οι εμπειρικοί τύποι των Hudson (54) και Van der Meer (49), όπως δίνονται στη συνέχεια. Έχει ήδη αναφερθεί ότι οι εμπειρικοί αυτοί τύποι έχουν διαμορφωθεί από πειραματικά αποτελέσματα. Ωστόσο δύναται να εφαρμοσθούν σε πραγματικές συνθήκες για τη μελέτη ενός λιμενικού έργου σε προκαταρκτικό στάδιο, λαμβάνοντας υπόψη κάποια αβεβαιότητα εφαρμογής τους (48).

Οι τύποι που αναφέρονται προϋποθέτουν ότι η διατομή δεν επιτρέπει αξιόλογη υπερπήδηση (Σχήμα 6.5) κάνοντας την παραδοχή μηδενικού ή μικρού ποσοστού αστοχίας ( $D=0-5\%$ ). Οι εξισώσεις δίνουν το απαιτούμενο βάρος και την ισοδύναμη ακμή των ογκολίθων, για τις περιπτώσεις φυσικών ή τεχνητών λίθων από άοπλο σκυρόδεμα (Σχήμα 6.2). Γίνεται η παραδοχή ότι η θωράκιση της υπήνεμης πλευράς του πρανούς κατασκευάζεται με το ίδιο βάρος λιθορριπών που υπολογίζεται για την προσήνεμη πλευρά. Σημειώνεται ότι το μήκος θωράκισης στο υπήνεμο πρανές είναι

διαφορετικό στην περίπτωση μη θραυόμενου κυματισμού (Σχήμα 6.9), διότι η θωράκιση εκτείνεται σε βάθος  $-H_s$  έναντι  $-2H_s$  στην προσήνεμη πλευρά.

#### 6.4.2: ΘΩΡΑΚΙΣΗ ΜΕ ΦΥΣΙΚΟΥΣ ΟΓΚΟΛΙΘΟΥΣ

Για διατομή που έχει διαμορφωθεί από δύο στρώσεις ( $n=2$ ) φυσικών λίθων (rock), ο τύπος του Hudson (54) είναι :

$$N_s = \frac{H}{\Delta D_{n50}} = (K_D \cot \alpha)^{\frac{1}{3}} \quad (6.20)$$

όπου  $H$  το χαρακτηριστικό ύψος κύματος εμπρός του κυματοθραύστη ( $H_s$ ),  $D_{n50}$  η ισοδύναμη ακμή κύβου, η παράμετρος  $\Delta$  υπολογίζεται από τη σχέση 6.12,  $\tan \alpha$  η κλίση του πρανούς ( $1.50 \leq \cot \alpha \leq 3.00$ ) και  $K_D$  ο συντελεστής ευστάθειας. Ο τελευταίος εξαρτάται από το αν θραύεται ή όχι ο κυματισμός, το σχήμα των ογκολίθων και τη δυνατότητα αλληλοεμπλοκής των μονάδων θωράκισης. Χαρακτηριστικές τιμές του συντελεστή  $K_D$  δίνονται στον Πίνακα 6.5 (42).

Σχήμα ογκολίθων	Τοποθέτηση	D=0-5%	
		Θραυόμενο κύμα	Μη θραυόμενο κύμα
Λείοι στρογγυλοί	Τυχαία	2.1	2.4
Τραχείς γωνιώδεις	Τυχαία	3.5	4.0
Τραχείς γωνιώδεις	Ειδική	4.8	5.5

Πίνακας 6.5: Τιμές συντελεστή ευστάθειας  $K_D$  (πηγή: (42))

Σημειώνεται ότι η πυκνότητα για φυσικούς ασβεστόλιθους, επειδή συνήθως είναι ρηγματωμένοι, λαμβάνεται  $\rho_s = 2.5-2.6 \text{ tn/m}^3$ .

Για την ίδια διατομή, ο Van der Meer (49) διακρίνει δύο εκφράσεις, οι οποίες υποθέτουν τυχαίους κυματισμούς και βασίζονται στον αριθμό Iribarren  $\xi_m$  (σχέσεις 6.16 και 6.17). Για την περίπτωση θραύσης εκτίναξης (Σχήμα 5.8), όπου ο κρίσιμος αριθμός Iribarren  $\xi_{mc} > \xi_m$ , η διάμετρος των λίθων θωράκισης λαμβάνεται από τη σχέση :

$$N_s = \frac{H_s}{\Delta D_{n50}} = 6,2 S^{0,2} P^{0,18} N_z^{-0,1} \xi_m^{-0,5} \quad (6.21)$$

Για την περίπτωση θραύσης εφόρμησης, όπου ο κρίσιμος αριθμός Iribarren  $\xi_{mc} < \xi_m$ , η διάμετρος των λίθων θωράκισης λαμβάνεται από τη σχέση :

$$N_s = \frac{H_s}{\Delta D_{n50}} = 1,0 S^{0,2} P^{-0,13} N_z^{-0,1} (\cot \alpha)^{0,5} \xi_m^P \quad (6.22)$$

όπου  $S$  η σχετική επιφάνεια που έχει διαβρωθεί (Πίνακας 6.4),  $N_z$  το πλήθος των κυμάτων κατά τη διάρκεια της θεομηνίας σχεδιασμού από τη σχέση 6.15 ( $N_z \leq 7500$ ) και  $P$  η ονομαστική διαπερατότητα της κατασκευής. Η ονομαστική διαπερατότητα λαμβάνει την τιμή 0.1 για αδιαπέρατες κατασκευές, 0.6 για πλήρως διαπερατές κατασκευές ενώ για συμβατικούς κυματοθραύστες λαμβάνεται ίση με 0.4 (Πίνακας



6.8). Στη σχέση του Van der Meer, αν υφίσταται θραύση ο κυματισμός, λαμβάνεται ύψος  $H_{2\%}$  αντί για  $H_s$ .

#### 6.4.3: ΘΩΡΑΚΙΣΗ ΜΕ ΚΥΒΟΥΣ ΣΚΥΡΟΔΕΜΑΤΟΣ

Για διατομή από δύο στρώσεις ( $n=2$ ) κύβων σκυροδέματος (concrete cubes) χρησιμοποιείται η σχέση του Hudson με τιμές του συντελεστή ευστάθειας  $K_D$  από τον Πίνακα 6.6.

Damage	$N_s = \frac{H_s}{\Delta D_n}$	$K_D$	
		κλίση 1:1.50	κλίση 1:2
D=0%	1.8-2.0	3.9-5.3	2.9-4.0
D=4%	2.3-2.6	8.1-12	6.1-8.8

Πίνακας 6.6: Τιμές συντελεστή ευστάθειας  $K_D$  (πηγή: (55))

Για την ίδια διατομή, ο τύπος του Van der Meer (56) είναι :

$$N_s = \frac{H_s}{\Delta D_n} = \left( 6,7 \frac{N_{od}^{0,4}}{N_z^{0,3}} + 1,0 \right) s_m^{-0,1} \quad (6.23)$$

όπου  $N_{od}$  είναι ο αριθμός των κύβων που έχουν μετατοπισθεί έξω από τη ζώνη θωράκισης σε λωρίδα πλάτους μίας ακμής κύβου  $D_n$  (Πίνακας 6.2).

Οι παραπάνω σχέσεις είναι έγκυρες για μη θραυόμενες συνθήκες και εφαρμόζονται για κλίση πρανούς 1:1.50 και όρια της παραμέτρου Iribarren  $3 < \xi_m < 6$ . Η πυκνότητα του άοπλου σκυροδέματος είναι  $\rho_s = 2.4 \text{ tn/m}^3$ .

#### 6.4.4: ΘΩΡΑΚΙΣΗ ΜΕ ΤΕΤΡΑΠΟΔΑ

Για διατομή αποτελούμενη από δύο στρώσεις ( $n=2$ ) τετραπόδων (tetrapods) ο συντελεστής ευστάθειας στη σχέση του Hudson λαμβάνεται ίσος με :

$$K_D = \begin{cases} 8, & \text{μη θραυόμενος κυματισμός} \\ 7, & \text{θραυόμενος κυματισμός} \end{cases} \quad (6.24)$$

Για την ίδια διατομή και για τυχαίο κυματισμό, η σχέση του Van der Meer (56) παίρνει τη μορφή :

$$N_s = \frac{H_s}{\Delta D_n} = \left( 3,75 \frac{N_{od}^{0,5}}{N_z^{0,25}} + 0,85 \right) s_m^{-0,2} \quad (6.25)$$

Η σχέση είναι έγκυρη για συνθήκες μη θραυόμενου κυματισμού. τυχαία τοποθέτηση των ογκολίθων σε κλίση πρανούς 1:1.50 και  $3 < \xi_m < 6$ . Για συνθήκες θραυόμενου κυματισμού η σχέση γίνεται :

$$N_s = \frac{H_{2\%}}{\Delta D_n} = 1.4 \left( 3.75 \frac{N_{od}^{0.5}}{N_z^{0.25}} + 0.85 \right) s_m^{-0.2} \quad (6.26)$$

#### 6.4.5: ΘΩΡΑΚΙΣΗ ΜΕ ΑΚΡΟΠΟΔΑ

Στη σχέση του Hudson, λαμβάνεται συντελεστή ευστάθειας :

$$K_D = \begin{cases} 15, & \text{μη θραυόμενο κύμα} \\ 12, & \text{θραυόμενο κύμα} \end{cases} \quad (6.27)$$

Τα ακρόποδα (accrope 7) τοποθετούνται σε μία στρώση (n=1) και η κλίση του πρανούς λαμβάνεται 1:1.33 (SOGREAH recommendations). Για συνθήκες μη θραυόμενου κυματισμού, η σχέση ευστάθειας της θωράκισης γίνεται σύμφωνα με τον Van der Meer (56):

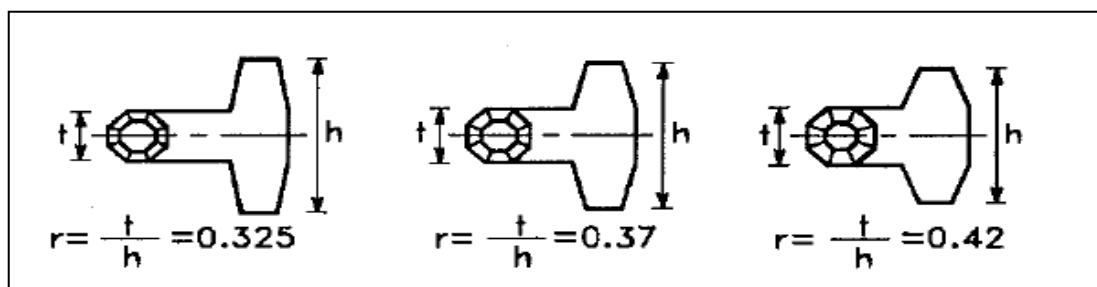
$$N_s = \frac{H_s}{\Delta D_n} = \begin{cases} 3,7, & D = 0 - 5\% \\ 4,1, & \text{αστοχία} \end{cases} \quad (6.28)$$

#### 6.4.6: ΘΩΡΑΚΙΣΗ ΜΕ ΑΛΛΟΥΣ ΤΕΧΝΗΤΟΥΣ ΛΙΘΟΥΣ

Για διατομή που αποτελείται από δύο στρώσεις (n=2) λίθων τύπου dolos, οι τύποι των Burcharth και Liu (57), είναι :

$$N_s = \frac{H_s}{\Delta D_n} = \begin{cases} (47 - 72r) \varphi_{n=2} D^{\frac{1}{3}} N_z^{-0,1} \\ (17 - 26r) \varphi_{n=2}^{\frac{2}{3}} N_{od}^{\frac{1}{3}} N_z^{-0,1} \end{cases} \quad (6.29)$$

όπου r ο λόγος  $\frac{t}{h}$  όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.8 ( $0.32 < r < 0.42$ ),  $\varphi$  η πυκνότητα τοποθέτησης των λίθων ( $0.61 < \varphi < 1$ ),  $\rho_s = 2.4 \text{ tn/m}^3$  και D ( $1\% < D < 15\%$ ) ο σχετικός αριθμός των λίθων που έχουν μετατοπισθεί (Πίνακας 6.3).



Σχήμα 6.8: Τεχνικά χαρακτηριστικά λίθου dolos (πηγή: (57))

Οι παραπάνω σχέσεις μπορούν να εφαρμοστούν για τυχαία τοποθέτηση των dolos σε κλίση 1:1.50 και συνθήκες θραυόμενου ή μη θραυόμενου τυχαίου κυματισμού.

Τα core-lock 7 τοποθετούνται και αυτά σε μία στρώση (n=1) με τυχαίο τρόπο, σε κλίση 1:1.33. Για την ευστάθεια του κορμού χρησιμοποιείται μόνο η σχέση του Hudson. Οι Melby και Turk (58) προτείνουν την τιμή  $K_D = 16$  για το συντελεστή ευστάθειας, για θραυόμενες και μη θραυόμενες συνθήκες. Η κλίση του πρανούς λαμβάνεται ίση με 1:1.50 και η πυκνότητα  $\rho_s = 2.4 \text{ tn/m}^3$ .

Για τις διατομές από λίθους τύπου tribars σε δύο στρώσεις (n=2) εφαρμόζεται μόνο η σχέση του Hudson. Για τυχαία τοποθέτηση των λίθων και συνθήκες θραυόμενου και μη θραυόμενου κυματισμού, η τιμή του συντελεστή ευστάθειας λαμβάνεται από τον Πίνακα 6.7 για κλίση πρανούς  $1.50 < cota < 3.00$ . Σημειώνεται ότι εδώ η πυκνότητα είναι  $\rho_s = 2.6 \text{ tn/m}^3$ .

Τοποθέτηση	Στρώσεις	Θραυόμενο κύμα	Μη θραυόμενο κύμα	cota
Τυχαία	2	9.0	10.0	1.5-3.00
Ειδική	1	12.0	15.0	(δεν δίνεται)

Πίνακας 6.7: Τιμές του συντελεστή ευστάθειας  $K_D$  (πηγή: (42))

Αφού υπολογισθεί η διάμετρος των λίθων ( $D_{n50}$ ) για τις διάφορες περιπτώσεις θωράκισης, κατόπιν προσδιορίζεται το απαιτούμενο μέσο βάρος του λίθου ( $M_{50}$ ) στη στρώση θωράκισης, με περίπου το 50% του πλήθους των λίθων να ζυγίζουν πάνω από  $M_{50}$ , από τη σχέση :

$$M_{50} = \rho_s D_{n50}^3 \quad (6.30)$$

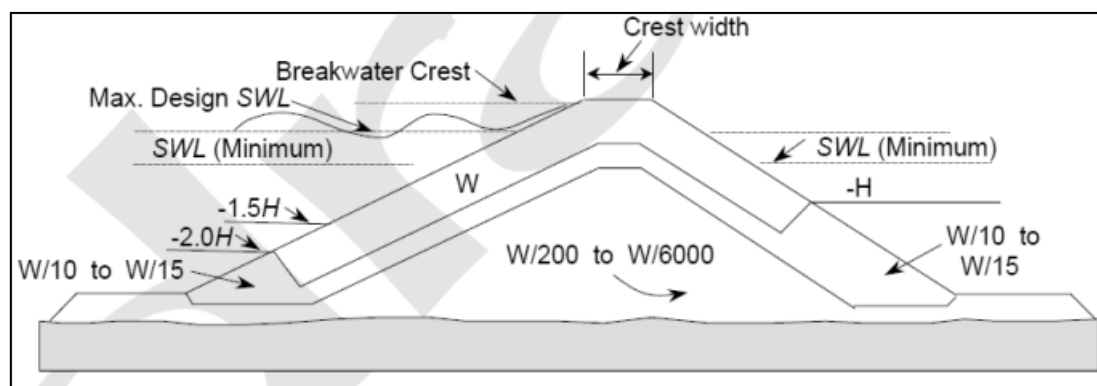
Το πάχος της στρώσης θωράκισης  $r$  θα είναι :

$$r = n k_{\Delta} \left( \frac{M_{50}}{\rho_s} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (6.31)$$

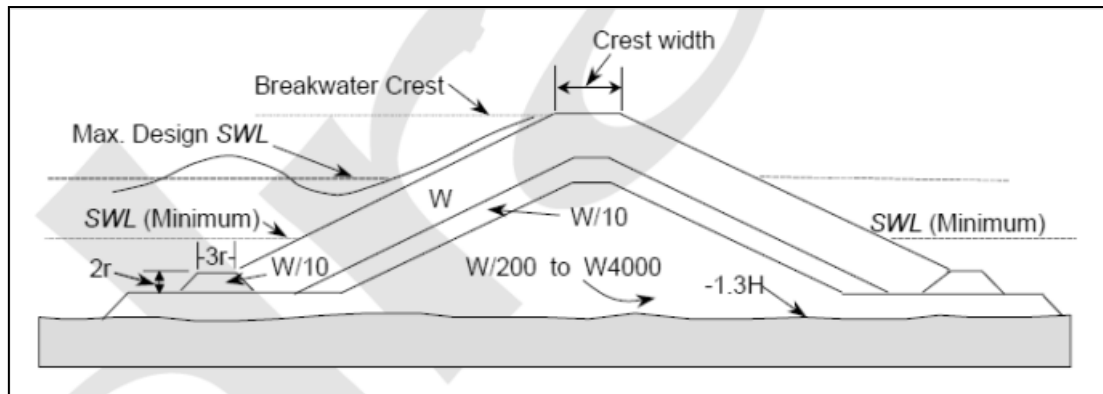
όπου  $n$  είναι ο αριθμός των λίθων που τοποθετούνται στο πλάτος της θωράκισης στην κάθε περίπτωση και  $k_{\Delta}$  ένας συντελεστής στρώσης (Πίνακας 6.8).

## 6.5: ΔΙΑΣΤΑΣΙΟΛΟΓΗΣΗ ΔΙΑΤΟΜΗΣ

Αφού ολοκληρωθεί ο σχεδιασμός της στρώσης θωράκισης, διαστασιολογείται και η υπόλοιπη διατομή του έργου με βάση τα χαρακτηριστικά της θωράκισης.



Σχήμα 6.9: Προτεινόμενη διατομή κυματοθραύστη για μη θραυόμενο κυματισμό (πηγή: (59))



Σχήμα 6.10: Προτεινόμενη διατομή κυματοθραύστη για θραυόμενο κυματισμό (πηγή: (59))

Στο Σχήμα 6.9 και στο Σχήμα 6.10 απεικονίζονται οι προτεινόμενες διατομές κυματοθραύστη αποτελούμενες από τρεις στρώσεις, για παραδοχή μηδενικού ή μικρού ποσοστού αστοχίας. Η πρώτη διατομή αναφέρεται σε συνθήκες μη θραυόμενου κυματισμού, ενώ για συνθήκες θραυόμενου κυματισμού προτείνεται η δεύτερη διατομή με κατασκευή αντερείσματος στον πόδα.

Οι αναγραφόμενες τιμές βάρους των λίθων παριστάνουν τις μέσες τιμές που ισχύουν σε κάθε στρώση. Η προτεινόμενη διακύμανση της κοκκομετρίας κάθε στρώσης υπολογίζεται σε ποσοστό της τιμής  $M_{50}$  ( $W$  στα σχήματα) των ογκολίθων της θωράκισης.

Για τη στέψη του έργου, το ύψος της στέψης υπολογίζεται σύμφωνα με τη μέγιστη αναρρίχηση του κυματισμού στο πρηνές. Το πλάτος της στέψης  $B_c$  μπορεί να εκτιμηθεί για συνθήκες μικρής υπερπήδησης από τη σχέση :

$$B_c = n k_{\Delta} \left( \frac{M_{50}}{\rho_s} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (6.32)$$

όπου  $n$  για τη στέψη λαμβάνεται τουλάχιστον ίσο με 3 ( $n \geq 3$ ),  $k_{\Delta}$  ο συντελεστής στρώσης (Πίνακας 6.8),  $M_{50}$  το μέσο βάρος των λίθων της θωράκισης και  $\rho_s$  η πυκνότητα αυτών.

Λίθοι Θωράκισης	Αριθμός στρώσεων $n$	Τοποθέτηση	Συντελεστής $k_{\Delta}$	Διαπερατότητα $P$ (%)
Ασβεστόλιθοι	2	Τυχαία	1.00	40
Κύβοι σκυροδέματος	2	Τυχαία	1.10	47
Τετράποδα	2	Τυχαία	1.04	50
Dolos	2	Τυχαία	0.94	56
Ακρόποδα	1	Τυχαία	1.51	59
Core-loc 7	1	Τυχαία	1.51	63
Tribars	2	Τυχαία	1.02	54

Πίνακας 6.8: Συντελεστής στρώσης και διαπερατότητα για διάφορους λίθους θωράκισης (πηγή: (48))

Η δευτερεύουσα θωράκιση ή υπόστρωση κάτω από τη θωράκιση (underlayer) διαμορφώνεται από ισοδύναμους φυσικούς ογκολίθους ( $\rho_s$ ) που ζυγίζουν το ένα δέκατο του βάρους των υπερκείμενων λίθων ( $M_{50}/10$ ) όπως φαίνεται και στο Σχήμα

6.9. Αυτό ισχύει για την περίπτωση που η θωράκιση κατασκευάζεται από φυσικούς λίθους ή από τεχνητούς λίθους με συντελεστή ευστάθειας  $K_D \leq 12$ . Σε αντίθετη περίπτωση που ο συντελεστής ευστάθειας  $K_D > 12$ , τότε οι ογκόλιθοι πρέπει να ζυγίζουν το ένα πέμπτο των υπερκείμενων λίθων θωράκισης ( $M_{50}/5$ ). Το μεγαλύτερο βάρος εξασφαλίζει καλύτερη αλληλοεμπλοκή μεταξύ των λίθων από άοπλο σκυρόδεμα της θωράκισης και των φυσικών λίθων της υπόστρωσης. Η διάμετρος των ογκολίθων δίνεται από τη σχέση 6.34 για το βάρος των λίθων της υπόστρωσης. Το πάχος της υπόστρωσης ( $r$ ) πρέπει να καλύπτει τουλάχιστον δύο διαμέτρους λίθων ( $n=2$ ). Επιλέγεται το πάχος της υπόστρωσης να καλύπτει τρεις διαμέτρους των λίθων υπόστρωσης :

$$r = 3 D_n \quad (6.33)$$

Ο πυρήνας της διατομής κατασκευάζεται από λίθους βάρους  $M_{50}/200$  έως  $M_{50}/6000$  στην περίπτωση της πρώτης διατομής (Σχήμα 6.9) και  $M_{50}/200$  έως  $M_{50}/4000$  στην περίπτωση της δεύτερης διατομής (Σχήμα 6.10). Ως μέσο βάρος λαμβάνεται η μέση τιμή αυτών. Η διακύμανση της κοκκομετρίας κάθε στρώσης γίνεται για την αποφυγή του φαινομένου της έκπλυσης. Επιπρόσθετα, εξασφαλίζεται ομοιογένεια υλικού στο έργο και παράλληλα γίνεται καλύτερη εκμετάλλευση των προϊόντων του λατομείου με μείωση των απορριπτόμενων υλικών.

Η στρώση έδρασης αποτελείται είτε από κοκκώδη υλικά (χαλίκια), είτε από γεωϋφάσματα ή από συνδυασμό των δύο. Αποσκοπεί στην εξυγίανση του εδάφους θεμελίωσης ώστε να ικανοποιείται το κριτήριο φίλτρου μεταξύ του εδάφους έδρασης και των υλικών της διατομής. Βοηθάει στην κατανομή του βάρους της κατασκευής εξασφαλίζοντας ομοιόμορφη καθίζηση. Όταν εκτείνεται σε αρκετό πλάτος βοηθάει στην αποτροπή βαθιάς κατολίθησης παρειάς λόγω θραύσης του εδάφους. Μειώνει τη δράση των υδροδυναμικών φορτίων στις εξωτερικές στρώσεις προστατεύοντας τον πυθμένα από υποσκαφές και το υποκείμενο έδαφος από διάβρωση κατά τη φάση της κατασκευής. Το υλικό της στρώσης καθορίζεται με βάση τα χαρακτηριστικά των λιθορριπών της διατομής, ώστε να πληρείται το κριτήριο φίλτρου :

$$D_{15} < 5 d_{85} \quad (6.34)$$

όπου  $D_{15}$  και  $d_{85}$  η διάμετρος των λίθων που υπερβαίνεται από το 85% και 15% των λίθων κατά βάρος στην υπερκείμενη και υποκείμενη στρώση αντίστοιχα (42). Το πάχος κυμαίνεται από 0.3m έως 2m και η στρώση εκτείνεται κατά 1.5m τουλάχιστον πέραν του πόδα του έργου. Η στρώση έδρασης δεν είναι απαραίτητη σε περιπτώσεις μεγάλου βάθους ( $d > 3H_{max}$ ) ή ασθενών ρευμάτων πυθμένα ή βραχώδους υπεδάφους. Τα υλικά της διατομής τοποθετούνται κατευθείαν στο έδαφος θεμελίωσης και έτσι το υλικό της στρώσης εξυγίανσης ενσωματώνεται με το υλικό του πυρήνα της διατομής.

Το ελάχιστο υψόμετρο της εξωτερικής στρώσης θωράκισης εξαρτάται από το βάθος του νερού στην περιοχή του έργου. Σε περιοχές όπου το βάθος του νερού είναι μεγαλύτερο από μιάμιση φορά το ύψος κύματος σχεδιασμού ( $d > 1.5H_s$ ), δηλαδή σε συνθήκες μη θραυόμενου κυματισμού, συνίσταται να εκτείνεται η θωράκιση έως  $2H_s$

κάτω από τη Σ.Η.Υ στο προσήνεμο πρανές και  $H_s$  κάτω από τη Σ.Η.Υ στο υπήνεμο πρανές (Σχήμα 6.9). Σε συνθήκες θραύσης ( $d < 1.5H_s$ ) προτείνεται να εκτείνεται η θωράκιση έως την κορυφή του αντερείσματος ποδός και στα δύο πρανή του έργου (Σχήμα 6.10).

Το αντερείσμα ποδός (toe berm) τοποθετείται σε διατομές που είναι εκτεθειμένες σε συνθήκες θραύσης. Εξασφαλίζει τη στήριξη του πόδα της κύριας στρώσης θωράκισης και την αποφυγή της αστοχίας που μπορεί να προκαλέσει η υποσκαφή του εδάφους στον πόδα. Διαμορφώνεται από λιθορριπή με ονομαστικό βάρος το ένα δέκατο της λιθορριπής θωράκισης ( $M_{50}/10$ ). Η διάμετρος των λίθων προσδιορίζεται από τη σχέση :

$$D_{n50} = \left( \frac{M_{toe}}{\rho_s} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (6.35)$$

Όπως φαίνεται και στο Σχήμα 6.10, το πλάτος ( $B_{toe}$ ) και το ύψος του αντερείσματος ( $H_{toe}$ ) ισούνται με  $3r$  και  $2r$  αντίστοιχα, όπου για  $n=2$  :

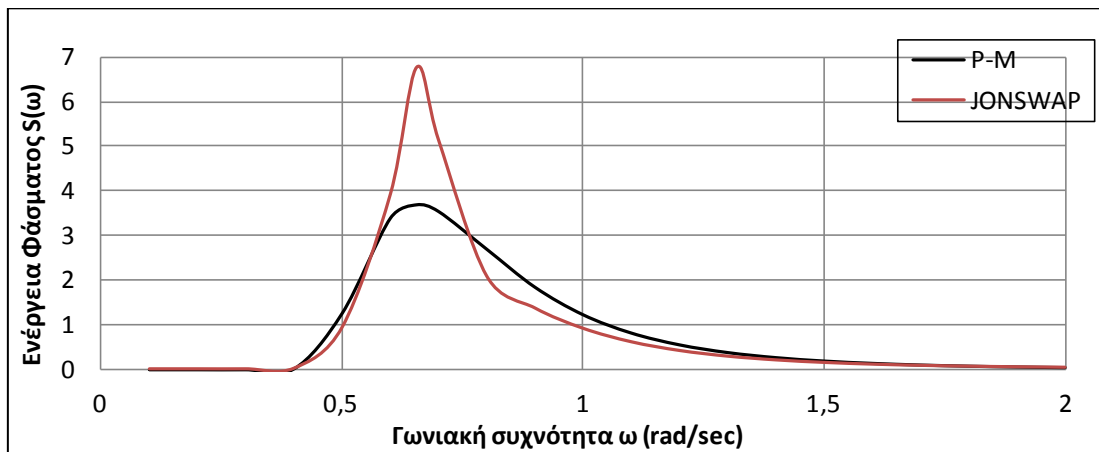
$$r = n k_{\Delta} \left( \frac{M_{toe}}{\rho_s} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (6.36)$$

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7 : ΕΦΑΡΜΟΓΗ

### 7.1: ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΚΥΜΑΤΙΚΩΝ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ

#### 7.1.1: ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ JONSWAP ΣΤΑ ΒΑΘΙΑ ΝΕΡΑ

Για τη διαστασιολόγηση των έργων, λαμβάνεται κύμα σχεδιασμού με χαρακτηριστικό ύψος  $H_s=5.20\text{m}$  και περίοδο αιχμής  $T_p=9.60\text{sec}$  στα βαθιά νερά ( $\frac{d}{L} > 0,50$ ). Από τις σχέσεις 4.7 και 4.11 υπολογίζονται τα φάσματα P-M και JONSWAP, αντίστοιχα, που αντιπροσωπεύουν το φάσμα ενέργειας της κυματικής διαταραχής στην ανοιχτή θάλασσα συναρτήσει της γωνιακής συχνότητας  $\omega$ . Για  $3.6 < \frac{T_p}{H_s^{0,5}} = 4.20 < 5$ , η παράμετρος σχήματος αιχμής για το φάσμα JONSWAP υπολογίζεται από τη σχέση 4.18 και είναι  $\gamma=2.4809$ . Τα φάσματα παρατίθενται στο Γράφημα 7.1.



Γράφημα 7.1: Φάσμα P-M και JONSWAP στα βαθιά νερά

Η μέση στατιστική ( $T_m$ ) και η μέση μετρούμενη περίοδος ( $T_z$ ) υπολογίζονται από τις σχέσεις 4.16 και 4.15 αντίστοιχα, συναρτήσει της παραμέτρου σχήματος αιχμής  $\gamma$ . Οι προκύπτουσες τιμές των περιόδων είναι  $T_z=7.286$  sec και  $T_m=7.852$  sec. Οι περίοδοι του φάσματος, μπορούν επίσης να υπολογιστούν με βάση τις ροπές -n- τάξης, από τις σχέσεις 3.38 και 3.39. Ειδικά για το φάσμα JONSWAP οι ροπές  $M_0$ ,  $M_1$ ,  $M_2$  μπορούν να υπολογισθούν και από τις σχέσεις (20) :

$$M_0 = \frac{1}{16} H_s^2 \quad (7.1)$$

$$M_1 = \frac{1}{16} H_s^2 \omega_p \frac{6.8+\gamma}{5+\gamma} \quad (7.2)$$

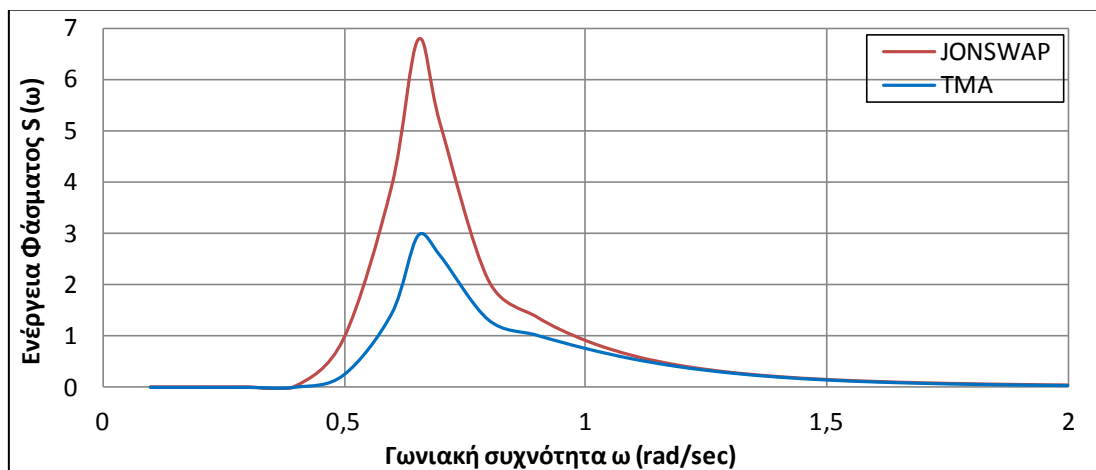
$$M_2 = \frac{1}{16} H_s^2 \omega_p^2 \frac{11+\gamma}{5+\gamma} \quad (7.3)$$

οπότε οι προκύπτουσες τιμές είναι  $T_z=7.151$  sec και  $T_m=7.738$  sec. Για τη διαστασιολόγηση της διατομής του κυματοθραύστη επιλέγεται να χρησιμοποιηθεί η μέση στατιστική περίοδος  $T_m=7.852$  sec. Υπολογίζεται το χαρακτηριστικό μήκος, το

μήκος κύματος αιχμής και η καμπυλότητα :  $L_{om} = \frac{gT_m^2}{2\pi} = 96.261 \text{ m}$ ,  $L_{op} = \frac{gT_p^2}{2\pi} = 143.89 \text{ m}$ ,  $s_{om} = \frac{2\pi H_s}{gT_m^2} = 0.054$ .

### 7.1.2: ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΤΜΑ ΣΕ ΒΑΘΟΣ $d=20\text{m}$

Σε βάθος  $d=20\text{m}$  το σχετικό βάθος είναι  $\frac{d}{L_{om}} = \frac{20}{96.261} = 0.2077 < 0.50$ . Στην περιοχή των ενδιάμεσων νερών θα υπολογισθούν οι κυματικές παράμετροι αφού πρώτα βρεθεί το φάσμα ΤΜΑ. Η ενέργεια και τα στοιχεία του φάσματος JONSWAP στα βαθιά είναι γνωστά. Θεωρείται ότι η περίοδος αιχμής  $T_p$  παραμένει σταθερή. Αρχικά υπολογίζεται η συνάρτηση βάθους  $\Phi(\omega)$  από τη σχέση 5.21 και στη συνέχεια το φάσμα ΤΜΑ από τη σχέση 5.18, συναρτήσει της γωνιακής συχνότητας. Τα αποτελέσματα φαίνονται στο Γράφημα 7.2.



Γράφημα 7.2: Φάσμα ΤΜΑ σε βάθος  $d=20\text{m}$

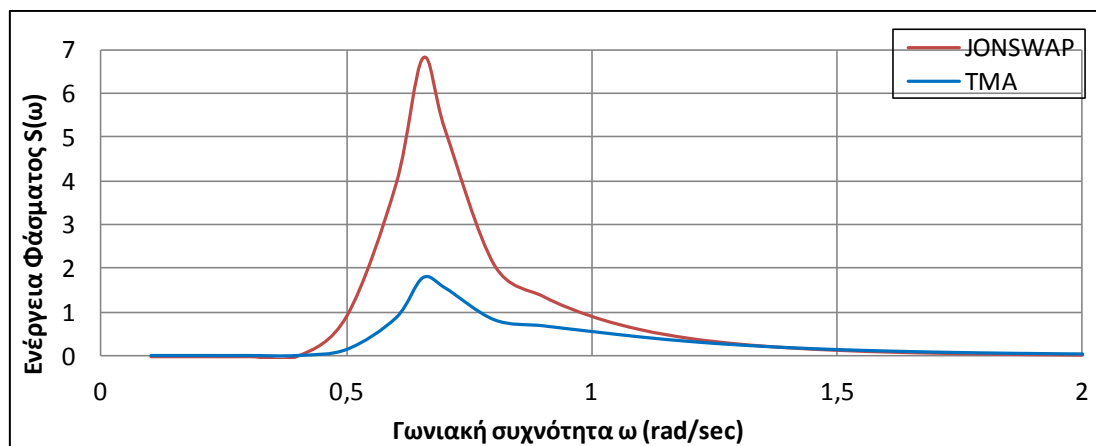
Το φάσμα ενέργειας ΤΜΑ είναι πλέον γνωστό και το χαρακτηριστικό ύψος κύματος μπορεί τώρα να προσδιοριστεί από τις σχέσεις 5.25α ή 5.25β. Η διαδικασία που ακολουθείται είναι η εξής : για τα βαθιά νερά, όπου είναι γνωστή η παράμετρος  $\gamma$ , εκτιμούνται πρώτα οι παράμετροι  $\alpha=0.00779$  και  $\kappa=0.998$  από τις σχέσεις 5.22 και 5.24. Υπολογίζεται η ταχύτητα του ανέμου  $U_{10}=14.98 \text{ m/s}$  για την οποία γίνεται η παραδοχή ότι παραμένει αμετάβλητη. Το μήκος κύματος αιχμής σε βάθος  $20\text{m}$  είναι  $L_p = (gd)^{0.5}T_p = 134.47\text{m}$  και χρησιμοποιώντας πάλι τις σχέσεις 5.22 ως 5.24 προκύπτουν οι τιμές  $\kappa=1.068$ ,  $\gamma=2.534$ ,  $\alpha=0.00805$ . Από τη λύση της 5.26 προκύπτει ότι  $f > f_p$  και τελικά το ύψος κύματος υπολογίζεται από τη σχέση 5.25α και είναι  $H_s=4.111\text{m}$ . Σημειώνεται ότι ο κυματισμός δεν θραύεται διότι  $\frac{d}{H_s} = \frac{20}{4.111} = 4.865 > 1.50$ .



### 7.1.3: ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΤΜΑ ΣΕ ΒΑΘΟΣ d=12m

Σε βάθος d=12m το σχετικό βάθος είναι  $\frac{d}{L_{om}} = \frac{12}{96.261} = 0.1246 < 0.50$ . Από το φάσμα JONSWAP στα βαθιά προσδιορίζεται το φάσμα ΤΜΑ σε βάθος d=12m και τα αποτελέσματα της ρήχωσης παρουσιάζονται στο Γράφημα 7.3.

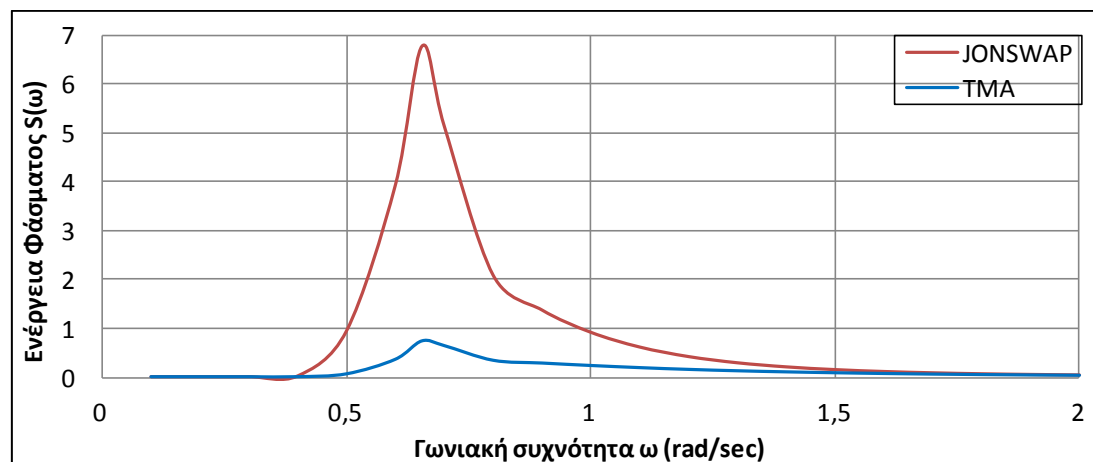
Οι κυματικές παράμετροι υπολογίζονται πάλι με τη διαδικασία που αναλύθηκε παραπάνω και προκύπτουν :  $L_p = (gd)^{0.5}T_p = 104.16m$ ,  $\kappa=1.38$ ,  $\gamma=2.799$ ,  $\alpha=0.0091$ ,  $H_s=4.377m$ . Θεωρείται ότι η μέση περίοδος παραμένει σταθερή  $T_m=7.852$  sec οπότε το χαρακτηριστικό μήκος κύματος είναι  $L_m = T_m (gd)^{0.5} = 85.19m$  και η καμπυλότητα  $s_m = \frac{2\pi H_s}{gT_m^2} = 0.045$ . Παρατηρείται ότι ο κυματισμός δεν θραύεται καθώς  $\frac{d}{H_s} = \frac{12}{4.377} = 2.74 > 1.50$ .



Γράφημα 7.3: Φάσμα ΤΜΑ σε βάθος d=12m

### 7.1.4: ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΤΜΑ ΣΕ ΒΑΘΟΣ d=5m

Σε βάθος d=5m είναι  $\frac{d}{L_{om}} = \frac{5}{96.261} = 0.052 > 0.04$ . Τα αποτελέσματα της ρήχωσης παρατίθενται στο Γράφημα 7.4.

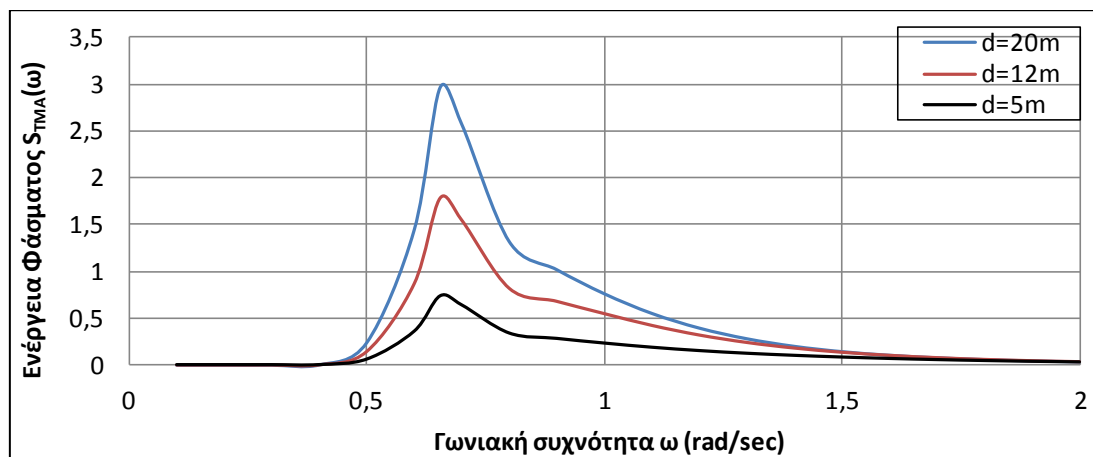


Γράφημα 7.4: Φάσμα ΤΜΑ σε βάθος d=5m

Στο νέο βάθος οι κυματικές παράμετροι είναι :  $L_p = (gd)^{0.5}T_p = 67.23m$ ,  $\kappa=2.13$ ,  $\gamma=3.321$ ,  $\alpha=0.0113$ ,  $H_s=4.872m$ ,  $T_m=7.852sec$ ,  $L_m=55m$ ,  $s_m = \frac{(2\pi H_s)}{gT_m^2} = 0.050$ . Σε βάθος 5m ο κυματισμός θραύεται διότι  $\frac{d}{H_s} = \frac{5}{4.872} = 1.026 < 1.50$  και το ύψος θραύσης είναι  $H_b=4.872m$ . Συγκεκριμένα ο κυματισμός αρχίζει και θραύεται όταν  $\frac{H_s}{d} = 0.8$ , δηλαδή σε βάθος  $d = \frac{H_s}{0.8} = 6.09m$ .

### 7.1.5: ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Η επίδραση του πυθμένα (ρήχωση) στο φάσμα του κύματος σχεδιασμού φαίνεται στο Γράφημα 7.5, όπου παρουσιάζονται συγκριτικά τα φάσματα ενέργειας TMA στα διάφορα βάθη όπως υπολογίστηκαν.



Γράφημα 7.5: Φάσμα TMA σε βάθη 20m, 12m, 5m

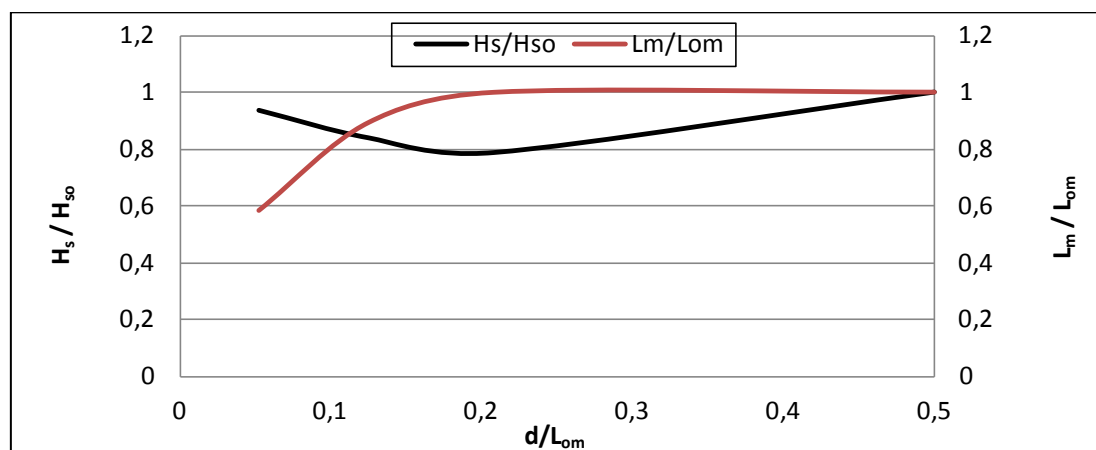
Οι κυματικές παράμετροι σχεδιασμού όπως υπολογίστηκαν από τα φάσματα για τα διάφορα βάθη του πυθμένα παρατίθενται στον Πίνακα 7.1.

	Βαθιά νερά	Ενδιάμεσα νερά σε βάθος d=20m	Ενδιάμεσα νερά σε βάθος d=12m	Ενδιάμεσα νερά σε βάθος d=5m
$T_p$	9.60	9.60	9.60	9.60
$H_s$	5.20	4.111	4.377	4.872
$\gamma$	2.4809	2.534	2.799	3.321
$T_m$	7.852	7.852	7.852	7.852
$L_m$	96.261	96.191	85.19	55.00
$L_p$	143.89	134.47	104.16	67.23
$s_m$	0.054	0.042	0.045	0.050

Πίνακας 7.1: Κυματικές παράμετροι σε βάθη 20m, 12m, 5m

Το εύρος ( $\gamma$ ) και η καμπυλότητα ( $s$ ) του φάσματος αυξάνονται σε μικρότερα βάθη. Το χαρακτηριστικό ύψος του φάσματος μειώνεται αρχικά και στη συνέχεια αυξάνεται μέχρι μία οριακή τιμή στη θέση θραύσης, ενώ το μήκος μειώνεται συνεχώς. Οι

καμπύλες που δείχνουν τη μεταβολή του σχετικού ύψους και μήκους δίνονται στο Γράφημα 7.6.



Γράφημα 7.6: Μεταβολή ύψους και μήκους του κυματισμού λόγω ρήχωσης

Η διαστασιολόγηση του κυματοθραύστη γίνεται σε βάθος 12m και σε βάθος 5m, για μη θραυόμενο και θραυόμενο κυματισμό αντίστοιχα. Εφαρμόζονται οι τύποι του Hudson και του Van der Meer για τις περιπτώσεις θωράκισης με φυσικούς ασβεστόλιθους, κύβους σκυροδέματος, τετράποδα και ακρόποδα. Κατασκευάζεται στρώση έδρασης πάχους 0.5m που εκτείνεται σε απόσταση 3m πέρα από τον πόδα και το υλικό της στρώσης ενσωματώνεται με το υλικό του πυρήνα της διατομής. Τα υλικά της διατομής τοποθετούνται κατευθείαν στο έδαφος θεμελίωσης, για αυτό κατασκευάζεται στρώση εξυγίανσης πάχους 1m, το υλικό της οποίας ενσωματώνεται με το υλικό της στρώσης έδρασης. Γίνεται η παραδοχή ότι η θεομηνία σχεδιασμού διαρκεί 3 hours.

## 7.2: ΔΙΑΣΤΑΣΙΟΛΟΓΗΣΗ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΗ ΣΕ ΒΑΘΟΣ $d=12m$

Οι παράμετροι του κύματος σχεδιασμού σε βάθος 12m είναι γνωστές (Πίνακας 7.1). Για συνθήκες μηδενικής ή μικρής υπερπήδησης, χρησιμοποιούνται οι μέθοδοι που περιγράφηκαν για την πλήρη διαστασιολόγηση της διατομής στις παραγράφους 6.4 και 6.5. Η προτεινόμενη κοκκομετρική διαβάθμιση των στρώσεων της διατομής λαμβάνεται από το Σχήμα 6.9 για μη θραυόμενο κυματισμό. Στο προσήνεμο πρηνές η θωράκιση εκτείνεται έως  $2H_s = 2 * 4.377 \cong 8.80m$  βάθος και στο υπήνεμο πρηνές έως  $H_s \cong 4.40m$  βάθος.

### 7.2.1: ΦΥΣΙΚΟΙ ΑΣΒΕΣΤΟΛΙΘΟΙ

Η διατομή κατασκευάζεται από τραχείς γωνιώδεις φυσικούς ασβεστόλιθους. Οι λίθοι τοποθετούνται τυχαία στη θωράκιση σε δύο στρώσεις. Επιλέγεται κλίση πρηνούς 1:2 και πυκνότητα ασβεστόλιθων  $\rho_s=2.6 \text{ tn/m}^3$ . Τα χαρακτηριστικά της θωράκισης υπολογίζονται με τον τύπο του Hudson από τις σχέσεις 6.20, 6.30 και 6.31 με συντελεστή στρώσης  $k_\Delta=1$  (Πίνακας 6.8) και συντελεστή ευστάθειας  $K_D=4$  (Πίνακας 6.5). Για την ίδια διατομή, υπολογίζονται τα χαρακτηριστικά της θωράκισης με τον

τύπο του Van der Meer από τη σχέση 6.21 για  $\xi_m=2.36 < \xi_{mc}=3.77$  όπου  $s_m=0.045$  και από τις σχέσεις 6.30 και 6.31. Στον τύπο του Van der Meer λαμβάνεται  $S=2$  (Πίνακας 6.4),  $N_z = \frac{3\text{hours}}{T_m} = 1376$  κύματα και διαπερατότητα  $P=0.4$  (Πίνακας 6.8). Για τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά της στέψης, της υπόστρωσης και του πυρήνα χρησιμοποιούνται οι σχέσεις όπως αναφέρθηκαν στην παράγραφο 6.5, ενώ το ύψος της στέψης προσδιορίζεται από τη σχέση 6.6 με βάση την αναρρίχηση. Τα χαρακτηριστικά της διατομής δίνονται στον Πίνακα 7.2.

		Hudson (1974) Διατομή 1	Van der Meer (1988) Διατομή 2
ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ	$N_s$	1.99	1.89
ΘΩΡΑΚΙΣΗ	M (tn)	7.60	8.80
	D (m)	1.40	1.50
	r (m)	2.86	3.00
ΣΤΕΨΗ	$R_c$ (m)	3.80	3.80
	$B_c$ (m)	4.30	4.50
ΥΠΟΣΤΡΩΣΗ	M (tn)	0.76	0.88
	D (m)	0.66	0.69
	r (m)	1.99	2.08
ΠΥΡΗΝΑΣ	M (tn)	0.019	0.022
	D (m)	0.196	0.205

Πίνακας 7.2: Διατομή από φυσικούς ασβεστόλιθους για μη θραυόμενο κυματισμό σε βάθος 12m

## 7.2.2: ΚΥΒΟΙ ΣΚΥΡΟΔΕΜΑΤΟΣ

Η διατομή διαμορφώνεται από κύβους σκυροδέματος πυκνότητας  $\rho_s=2.4 \text{ tn/m}^3$ . Οι κύβοι τοποθετούνται τυχαία στη θωράκιση σε δύο στρώσεις και η κλίση του πρανού είναι 1:1.50. Στον τύπο του Hudson λαμβάνεται συντελεστής ευστάθειας  $K_D=4.6$  (Πίνακας 6.6) και τα χαρακτηριστικά της θωράκισης υπολογίζονται από τις σχέσεις 6.20, 6.30 και 6.31 με  $k_\Delta=1.1$  (Πίνακας 6.8). Η θωράκιση υπολογίζεται σύμφωνα με τον Van der Meer για  $N_{od}=2$  (Πίνακας 6.2),  $s_m=0.045$ ,  $3 < \xi_m=3.14 < 6$  και  $N_z=1376$  κύματα από τις σχέσεις 6.23, 6.30 και 6.31. Το ύψος της στέψης υπολογίζεται για διαπερατότητα  $P=0.47$  (Πίνακας 6.8). Διαστασιολογείται και η υπόλοιπη διατομή και τα χαρακτηριστικά της παρουσιάζονται στον Πίνακα 7.3.

		Hudson (1974) Διατομή 3	Van der Meer (1988) Διατομή 4
ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ	$N_s$	1.90	2.74
ΘΩΡΑΚΙΣΗ	M (tn)	12.10	4.00
	D (m)	1.70	1.20
	r (m)	3.77	2.65
ΣΤΕΨΗ	$R_c$ (m)	4.00	4.00
	$B_c$ (m)	5.70	4.00
ΥΠΟΣΤΡΩΣΗ	M (tn)	1.21	0.42
	D (m)	0.80	0.56
	r (m)	2.39	1.68
ΠΥΡΗΝΑΣ	M (tn)	0.031	0.011
	D (m)	0.24	0.17

Πίνακας 7.3: Διατομή από κύβους σκυροδέματος για μη θραυόμενο κυματισμό σε βάθος 12m

### 7.2.3: ΤΕΤΡΑΠΟΔΑ

Η διατομή επιλέγεται να κατασκευαστεί από τετράποδα ισοδύναμης πυκνότητας  $\rho_s=2.4 \text{ tn/m}^3$  και κλίση πρανούς 1:1.50. Στη θωράκιση τοποθετούνται δύο στρώσεις λίθων και η τοποθέτηση γίνεται τυχαία. Η Διατομή 5 διαστασιολογείται με συντελεστή ευστάθειας  $K_D=8$  (6) στη σχέση 6.20. Από τις σχέσεις 6.25, 6.30 και 6.31 για τον τύπο του Van der Meer υπολογίζονται τα χαρακτηριστικά της θωράκισης με  $N_{od}=1.5$  (Πίνακας 6.2),  $s_m=0.045$ ,  $3<\xi_m=3.14<6$  και  $N_z=1376$  κύματα. Τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά της διατομής εκτιμούνται για  $k_\Delta=1.04$ ,  $P=0.50$  (Πίνακας 6.8) και δίνονται συγκεντρωτικά στον Πίνακα 7.4.

		Hudson (1974) Διατομή 5	Van der Meer (1988) Διατομή 6
ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ	$N_s$	2.29	2.98
ΘΩΡΑΚΙΣΗ	M (tn)	7.00	3.10
	D (m)	1.50	1.10
	r (m)	2.96	2.28
ΣΤΕΨΗ	$R_c$ (m)	4.00	4.00
	$B_c$ (m)	4.50	3.40
ΥΠΟΣΤΡΩΣΗ	M (tn)	0.70	0.31
	D (m)	0.66	0.51
	r (m)	1.98	1.52
ΠΥΡΗΝΑΣ	M (tn)	0.018	0.008
	D (m)	0.19	0.15

Πίνακας 7.4: Διατομή από τετράποδα για μη θραυόμενο κυματισμό σε βάθος 12m

### 7.2.4: ΑΚΡΟΠΟΔΑ

Η διατομή διαμορφώνεται από ακρόποδα ισοδύναμης πυκνότητας  $\rho_s=2.4 \text{ tn/m}^3$ , που τοποθετούνται τυχαία και σε μία στρώση ( $n=1$ ) στη θωράκιση. Η κλίση του πρανούς επιλέγεται 1:1.33. Η θωράκιση υπολογίζεται με τον τύπο του Hudson για συντελεστή ευστάθειας  $K_D=15$  σύμφωνα με τη σχέση 6.27. Από τη σχέση 6.28 του Van der Meer η παράμετρος ευστάθειας είναι  $N_s=3.7$  για  $D=0-5\%$ . Οι υπόλοιπες στρώσεις διαστασιολογούνται για  $k_\Delta=1.51$  και  $P=0.59$  (Πίνακας 6.8). Οι υπολογισμοί παρατίθενται στον Πίνακα 7.5.

		Hudson (1974) Διατομή 7	Van der Meer (1988) Διατομή 8
ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ	$N_s$	2.71	3.7
ΘΩΡΑΚΙΣΗ	M (tn)	4.20	1.70
	D (m)	1.20	0.90
	r (m)	1.82	1.33
ΣΤΕΨΗ	$R_c$ (m)	4.00	4.00
	$B_c$ (m)	5.50	4.00
ΥΠΟΣΤΡΩΣΗ	M (tn)	0.84	0.17
	D (m)	0.70	0.41
	r (m)	1.41	1.23
ΠΥΡΗΝΑΣ	M (tn)	0.011	0.004
	D (m)	0.17	0.12

Πίνακας 7.5: Διατομή από ακρόποδα για μη θραυόμενο κυματισμό σε βάθος 12m

### 7.3: ΔΙΑΣΤΑΣΙΟΛΟΓΗΣΗ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΗ ΣΕ ΒΑΘΟΣ $d=5m$

Οι κυματικές παράμετροι σχεδιασμού σε βάθος 5m έχουν υπολογισθεί (Πίνακας 7.1). Για συνθήκες μηδενικής ή μικρής υπερπήδησης, χρησιμοποιούνται ξανά οι μέθοδοι που περιγράφηκαν για την πλήρη διαστασιολόγηση της διατομής στις παραγράφους 6.4 και 6.5. Η προτεινόμενη κοκκομετρική διαβάθμιση των στρώσεων της διατομής λαμβάνεται τώρα από το Σχήμα 6.10 για θραυόμενο κυματισμό. Στη διατομή τοποθετείται αντέρεισμα ποδός και η θωράκιση εκτείνεται στο προσήνεμο και στο υπήνεμο πρηνές έως την κορυφή του αντερείσματος. Σημειώνεται ότι στον τύπο του Van der Meer χρησιμοποιείται το ύψος  $H_{2\%}$  του κυματισμού, το οποίο υπολογίζεται από τη σχέση 6.18. Τα διαφορετικά ύψη που χρησιμοποιούνται στους τύπους έχουν ως αποτέλεσμα διαφορετικά ύψη στέψης στη διατομή.

#### 7.3.1: ΦΥΣΙΚΟΙ ΑΣΒΕΣΤΟΛΙΘΟΙ

Η διατομή μορφώνεται από τραχείς γωνιώδεις ασβεστόλιθους που τοποθετούνται τυχαία στη θωράκιση σε δύο στρώσεις. Στον τύπο του Hudson λαμβάνεται για θραυόμενο κύμα  $K_D=3.5$  (Πίνακας 6.5). Η διατομή διαστασιολογείται και με τις δύο μεθόδους για κλίση του πρηνούς 1:2 και πυκνότητα λίθων  $\rho_s=2.6 \text{ tn/m}^3$ . Τα χαρακτηριστικά της διατομής προσδιορίζονται με τον τύπο του Hudson από τη σχέση 6.20 και με τον τύπο του Van der Meer από τη σχέση 6.21 για  $k_{\Delta}=1$  (Πίνακας 6.8),  $P=0.4$ ,  $S=2$  (Πίνακας 6.4),  $s_m=0.050$ ,  $\xi_m=2.24 < \xi_{mc}=3.77$  και  $N_z=1376$  κύματα. Υπολογίζονται τα χαρακτηριστικά του αντερείσματος το οποίο κατασκευάζεται σε κλίση 1:1.50 και τα αποτελέσματα παρατίθενται στον Πίνακα 7.6.

		Hudson (1974) Διατομή 9	Van der Meer (1988) Διατομή 10
ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ	$N_s$	1.91	1.96
ΘΩΡΑΚΙΣΗ	$M$ (tn)	11.90	30.40
	$D$ (m)	1.70	2.30
	$r$ (m)	3.32	4.54
ΣΤΕΨΗ	$R_c$ (m)	4.10	5.50
	$B_c$ (m)	5.00	6.80
ΥΠΟΣΤΡΩΣΗ	$M$ (tn)	1.19	3.04
	$D$ (m)	0.77	1.05
	$r$ (m)	2.31	3.16
ΠΥΡΗΝΑΣ	$M$ (tn)	0.031	0.080
	$D$ (m)	0.23	0.31
ΑΝΤΕΡΕΙΣΜΑ ΠΟΔΟΣ	$M$ (tn)	1.19	3.04
	$D$ (m)	0.77	1.05
	$r$ (m)	1.54	2.10
	$B$ (m)	4.60	6.30
	$H$ (m)	3.10	4.20

Πίνακας 7.6: Διατομή από φυσικούς ασβεστόλιθους για θραυόμενο κυματισμό σε βάθος 5m

#### 7.3.2: ΚΥΒΟΙ ΣΚΥΡΟΔΕΜΑΤΟΣ

Λόγω θραύσης του κυματισμού οι τύποι του Hudson και του Van der Meer δεν μπορούν να εφαρμοστούν, για αυτό δεν δύναται να διαστασιολογηθεί η διατομή από κύβους σκυροδέματος.

### 7.3.3: ΤΕΤΡΑΠΟΔΑ

Η διατομή κατασκευάζεται από τετράποδα ισοδύναμης πυκνότητας  $\rho_s=2.4 \text{ tn/m}^3$  και κλίση πρανούς 1:1.50. Στη θωράκιση τοποθετούνται δύο στρώσεις λίθων και η τοποθέτηση γίνεται τυχαία. Στη Διατομή 11 λαμβάνεται συντελεστής ευστάθειας  $K_D=7$  λόγω θραύσης (6).

		Hudson (1974) Διατομή 11	Van der Meer (1988) Διατομή 12
ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ	$N_s$	2.19	4.09
ΘΩΡΑΚΙΣΗ	M (tn)	11.00	4.60
	D (m)	1.70	1.20
	r (m)	3.45	2.58
ΣΤΕΨΗ	$R_c$ (m)	4.30	5.80
	$B_c$ (m)	5.20	3.90
ΥΠΟΣΤΡΩΣΗ	M (tn)	1.10	0.46
	D (m)	0.77	0.57
	r (m)	2.31	1.73
ΠΥΡΗΝΑΣ	M (tn)	0.028	0.012
	D (m)	0.228	0.171
ΑΝΤΕΡΕΙΣΜΑ ΠΟΔΟΣ	M (tn)	1.095	0.46
	D (m)	0.77	0.57
	r (m)	1.60	1.20
	B (m)	4.80	3.60
	H (m)	3.20	2.40

Πίνακας 7.7: Διατομή από τετράποδα για θραυόμενο κοματισμό σε βάθος 5m

Στη Διατομή 12 υπολογίζονται τα χαρακτηριστικά της θωράκισης από τις σχέσεις 6.26, 6.30 και 6.31, με  $N_{od}=1.5$  (Πίνακας 6.2),  $s_m=0.050$ ,  $\xi_m=3$  και  $N_z=1376$  κύματα. Τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά της διατομής εκτιμούνται για  $k_\Delta=1.04$ ,  $P=0.50$  (Πίνακας 6.8) και τα αποτελέσματα φαίνονται στον Πίνακα 7.7.

### 7.3.4: ΑΚΡΟΠΟΔΑ

Επειδή επικρατούν συνθήκες θραύσης, ο τύπος του Van der Meer δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί. Η διατομή διαμορφώνεται από ακρόποδα ισοδύναμης πυκνότητας  $\rho_s=2.4 \text{ tn/m}^3$ , οι οποίοι τοποθετούνται τυχαία και σε μία στρώση ( $n=1$ ) στη θωράκιση. Η κλίση του πρανούς επιλέγεται 1:1.33 (SOGREAH). Η διατομή υπολογίζεται μόνο με τον τύπο του Hudson για θραυόμενο κύμα. Ο συντελεστής ευστάθειας λαμβάνεται  $K_D=12$  σύμφωνα με τη σχέση 6.27. Οι υπόλοιπες στρώσεις διαστασιολογούνται για  $k_\Delta=1.51$  και  $P=0.59$  (Πίνακας 6.8). Τα αποτελέσματα παρατίθενται στον Πίνακα 7.8.

		Hudson (1974) Διατομή 13
ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ	$N_s$	2.52
ΘΩΡΑΚΙΣΗ	M (tn)	19.80
	D (m)	2.00
	r (m)	3.05
ΣΤΕΨΗ	$R_c$ (m)	5.90
	$B_c$ (m)	9.20

ΥΠΟΣΤΡΩΣΗ	M (tn)	1.98
	D (m)	0.94
	r (m)	2.81
ΠΥΡΗΝΑΣ	M (tn)	0.052
	D (m)	0.28
ΑΝΤΕΡΕΙΣΜΑ ΠΟΔΟΣ	M (tn)	1.98
	D (m)	0.94
	r (m)	1.42
	B (m)	4.30
	H (m)	2.80

**Πίνακας 7.8: Διατομή από ακρόποδα για θρανόμενο κυματισμό σε βάθος 5m**

Οι διατομές σχεδιάστηκαν σε πρόγραμμα Autocad και παρατίθενται στο Παράρτημα Α με λεπτομέρειες σε κλίμακα 1:200.



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 8 : ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΣΤΟΝ ΤΥΠΟ ΤΟΥ VAN DER MEER ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η διαστασιολόγηση των διατομών σε βάθος πυθμένα 12 και 5m (ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7 ), πραγματοποιήθηκε και με τις δύο μεθόδους για την περίπτωση θωράκισης από φυσικούς και τεχνητούς λίθους. Έγινε η παραδοχή μηδενικής ή αμελητέας κυματικής υπερπήδησης στη διατομή, θεωρήθηκε ότι η θεομηνία σχεδιασμού διαρκεί 3 ώρες και ότι η διαπερατότητα των ασβεστόλιθων είναι  $P=0.4$ .

Στη συνέχεια διερευνάται η επίδραση της διάρκειας της θεομηνίας και της διαπερατότητας του πρανούς στα χαρακτηριστικά των διατομών μέσω του τύπου του Van der Meer. Για τους φυσικούς ασβεστόλιθους εξετάζονται οι τιμές της διαπερατότητας  $P=0.4$ ,  $P=0.5$  και  $P=0.6$  για θεομηνία διάρκειας 3 και 6 ωρών. Για τους τεχνητούς λίθους εξετάζεται μόνο η επίδραση του αριθμού κυμάτων  $N_z$ . Σε κάθε περίπτωση δίνονται και τα χαρακτηριστικά της διατομής όπως προσδιορίζονται με τον τύπο του Hudson για να μπορεί να γίνει η σύγκριση των αποτελεσμάτων.

### 8.1: ΦΥΣΙΚΟΙ ΛΙΘΟΙ - ΔΙΕΥΡΕΝΗΣΗ ΩΣ ΠΡΟΣ ΤΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΘΕΟΜΗΝΙΑΣ ΚΑΙ ΤΗ ΔΙΑΠΕΡΑΤΟΤΗΤΑ

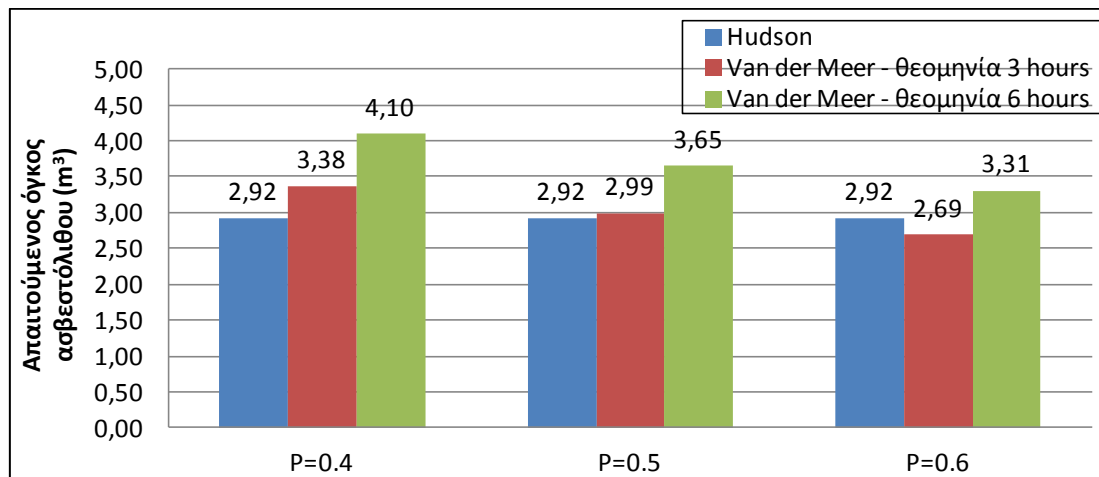
Για τους ασβεστόλιθους, τα χαρακτηριστικά της διατομής που μελετάται σε βάθος 12m, για αριθμό κυμάτων  $N_z = \frac{3 \text{ ώρες}}{T_m} = 1376$  παρουσιάζονται στον Πίνακα 8.1 και για αριθμό κυμάτων  $N_z = \frac{6 \text{ ώρες}}{T_m} = 2752$  στον Πίνακα 8.2 για όλες τις τιμές της διαπερατότητας.

		Hudson (1974)	Van der Meer (1988)		
			P=0.4	P=0.5	P=0.6
ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ	$N_s$	1.99	1.89	1.98	2.05
ΘΩΡΑΚΙΣΗ	M (tn)	7.60	8.78	7.76	6.98
	D (m)	1.43	1.50	1.44	1.39
	r (m)	2.86	3.00	2.88	2.78
ΣΤΕΨΗ	$R_c$ (m)	3.80	3.80	3.80	3.80
	$B_c$ (m)	4.29	4.50	4.32	4.17
ΥΠΟΣΤΡΩΣΗ	M (tn)	0.76	0.878	0.77	0.70
	D (m)	0.66	0.69	0.67	0.65
	r (m)	1.99	2.08	2.00	1.94
ΠΥΡΗΝΑΣ	M (tn)	0.019	0.022	0.02	0.018
	D (m)	0.196	0.205	0.197	0.19

Πίνακας 8.1: Διατομή από ασβεστόλιθους σε βάθος 12m, για διάρκεια θεομηνίας 3 ώρες και διάφορες τιμές της διαπερατότητας P

		Hudson (1974)	Van der Meer (1988)		
			P=0.4	P=0.5	P=0.6
ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ	$N_s$	1.99	1.78	1.85	1.91
ΘΩΡΑΚΙΣΗ	M (tn)	7.60	10.65	9.50	8.60
	D (m)	1.43	1.60	1.54	1.49
	r (m)	2.86	3.20	3.08	2.98
ΣΤΕΨΗ	$R_c$ (m)	3.80	3.80	3.80	3.80
	$B_c$ (m)	4.29	4.80	4.62	4.47
ΥΠΟΣΤΡΩΣΗ	M (tn)	0.76	1.06	0.95	0.86
	D (m)	0.66	0.74	0.71	0.70
	r (m)	1.99	2.22	2.14	2.07
ΠΥΡΗΝΑΣ	M (tn)	0.019	0.027	0.024	0.022
	D (m)	0.196	0.22	0.211	0.204

Πίνακας 8.2: Διατομή από ασβεστόλιθους σε βάθος 12m, για διάρκεια θεομηνίας 6 ώρες και διάφορες τιμές της διαπερατότητας P



Γράφημα 8.1: Απαιτούμενος όγκος ασβεστόλιθου θωράκισης για διατομή σε βάθος 12m

Στο Γράφημα 8.1 απεικονίζεται ο απαιτούμενος όγκος λίθου θωράκισης. Ο τύπος του Hudson και ο τύπος Van der Meer για θεομηνία 3 ωρών δεν παρουσιάζουν σημαντικές διαφορές. Απόκλιση στα αποτελέσματα σημειώνεται για διάρκεια θεομηνίας 6 ώρες.

Σε βάθος πυθμένα 5m, τα χαρακτηριστικά της διατομής που υπολογίζονται για αριθμό κυμάτων  $N_z = \frac{3 \text{ ώρες}}{T_m} = 1376$  παρουσιάζονται στον Πίνακα 8.3 και για αριθμό κυμάτων  $N_z = \frac{(6 \text{ ώρες})}{T_m} = 2752$  στον Πίνακα 8.4 για όλες τις τιμές της διαπερατότητας.

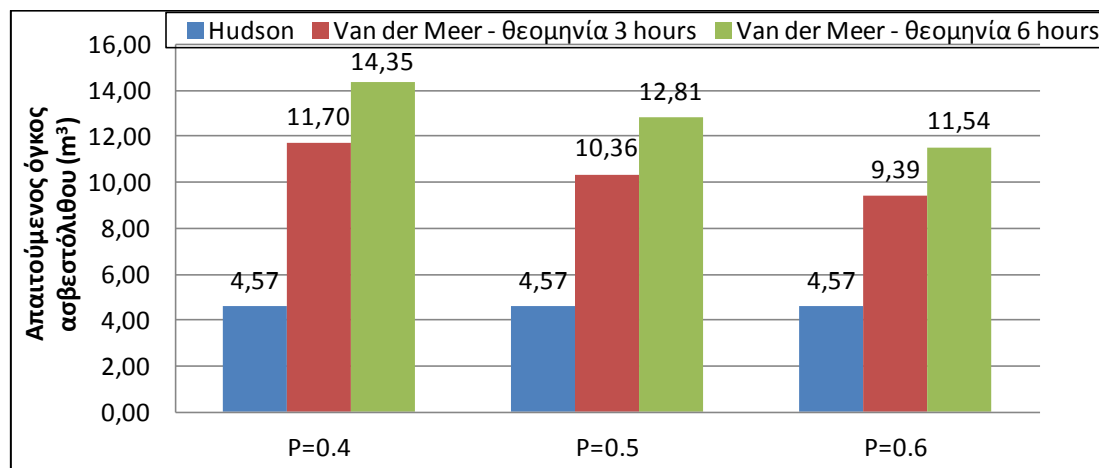
		Hudson (1974)	Van der Meer (1988)		
			P=0.4	P=0.5	P=0.6
ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ	N <sub>s</sub>	1.91	1.96	2.03	2.1
ΘΩΡΑΚΙΣΗ	M (tn)	11.90	30.41	26.94	24.42
	D (m)	1.66	2.27	2.18	2.11
	r (m)	3.32	4.54	4.36	4.22
ΣΤΕΨΗ	R <sub>c</sub> (m)	4.08	5.50	5.50	5.50
	B <sub>c</sub> (m)	4.98	6.81	6.54	6.33
ΥΠΟΣΤΡΩΣΗ	M (tn)	1.19	3.04	2.69	2.44
	D (m)	0.77	1.05	1.01	0.98
	r (m)	2.31	3.16	3.04	2.94
ΠΥΡΗΝΑΣ	M (tn)	0.031	0.080	0.07	0.064
	D (m)	0.23	0.31	0.30	0.29
ΑΝΤΕΡΕΙΣΜΑ ΠΟΔΟΣ	M (tn)	1.19	3.04	2.69	2.44
	D (m)	0.77	1.05	1.01	0.98
	r (m)	1.54	2.10	2.02	1.96
	B (m)	4.62	6.32	6.07	5.87
	H (m)	3.08	4.21	4.04	3.92

Πίνακας 8.3: Διατομή από ασβεστόλιθους σε βάθος 5m, για διάρκεια θεομηνίας 3 ώρες και διάφορες τιμές της διαπερατότητας P

		Hudson (1974)	Van der Meer (1988)		
			P=0.4	P=0.5	P=0.6
ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ	N <sub>s</sub>	1.91	1.83	1.89	1.96
ΘΩΡΑΚΙΣΗ	M (tn)	11.90	37.3	33.31	30.01
	D (m)	1.66	2.43	2.34	2.26
	r (m)	3.32	4.86	4.68	4.52
ΣΤΕΨΗ	R <sub>c</sub> (m)	4.08	5.50	5.50	5.50
	B <sub>c</sub> (m)	4.98	7.29	7.02	6.78
ΥΠΟΣΤΡΩΣΗ	M (tn)	1.19	3.73	3.33	3.00
	D (m)	0.77	1.13	1.09	1.05
	r (m)	2.31	3.38	3.26	3.15
ΠΥΡΗΝΑΣ	M (tn)	0.031	0.098	0.087	0.078
	D (m)	0.23	0.34	0.32	0.31
ΑΝΤΕΡΕΙΣΜΑ ΠΟΔΟΣ	M (tn)	1.19	3.73	3.33	3.00
	D (m)	0.77	1.12	1.08	1.05
	r (m)	1.54	2.26	2.17	2.098
	B (m)	4.62	6.77	6.51	6.29
	H (m)	3.08	4.51	4.34	4.20

Πίνακας 8.4: Διατομή από ασβεστόλιθους σε βάθος 5m, για διάρκεια θεομηνίας 6 ώρες και διάφορες τιμές της διαπερατότητας P

Στη διατομή σε βάθος 5m, λόγω θραύσης του κυματισμού, παρατηρούνται σημαντικές διαφορές στα αποτελέσματα των δύο μεθόδων. Ο απαιτούμενος όγκος που προκύπτει, ώστε να εξασφαλίζονται συνθήκες ευστάθειας στο πρανάς, σύμφωνα με τον τύπο του Van der Meer είναι διπλάσιος (θεομηνία 3 ώρες) έως και τριπλάσιος (θεομηνία 6 ώρες) σε σχέση με τον υπολογισθέντα όγκο βάση της σχέσης του Hudson.



Γράφημα 8.2: Απαιτούμενος όγκος ασβεστόλιθου θωράκισης για διατομή σε βάθος 5m

## 8.2: ΤΕΧΝΗΤΟΙ ΛΙΘΟΙ - ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΩΣ ΠΡΟΣ ΤΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΘΕΟΜΗΝΙΑΣ

Για διάρκεια θεομηνίας 3 ώρες έχουν υπολογισθεί τα χαρακτηριστικά της διατομής σε βάθος 12m (Πίνακας 7.3, Πίνακας 7.4, Πίνακας 7.5). Προσδιορίζονται εκ νέου τα χαρακτηριστικά των στρώσεων με τον τύπο του Van der Meer για διάρκεια θεομηνίας 6 ώρες και θωράκιση από κύβους σκυροδέματος (Πίνακας 8.5), τετράποδα (Πίνακας 8.6) και ακρόποδα (Πίνακας 8.7).

		Hudson (1974)	Van der Meer (1988) θεομηνία 3 ώρες	Van der Meer (1988) θεομηνία 6 ώρες
ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ	$N_s$	1.90	2.74	2.48
ΘΩΡΑΚΙΣΗ	M (tn)	12.08	4.04	5.44
	D (m)	1.71	1.20	1.31
	r (m)	3.77	2.65	2.89
ΣΤΕΨΗ	$R_c$ (m)	4.00	4.00	4.00
	$B_c$ (m)	5.66	3.97	4.40
ΥΠΟΣΤΡΩΣΗ	M (tn)	1.21	0.42	0.544
	D (m)	0.80	0.56	0.61
	r (m)	2.39	1.68	1.83
ΠΥΡΗΝΑΣ	M (tn)	0.031	0.011	0.014
	D (m)	0.24	0.17	0.18

Πίνακας 8.5: Διατομή από κύβους σκυροδέματος σε βάθος 12m για διάρκεια θεομηνίας 3 και 6 ώρες

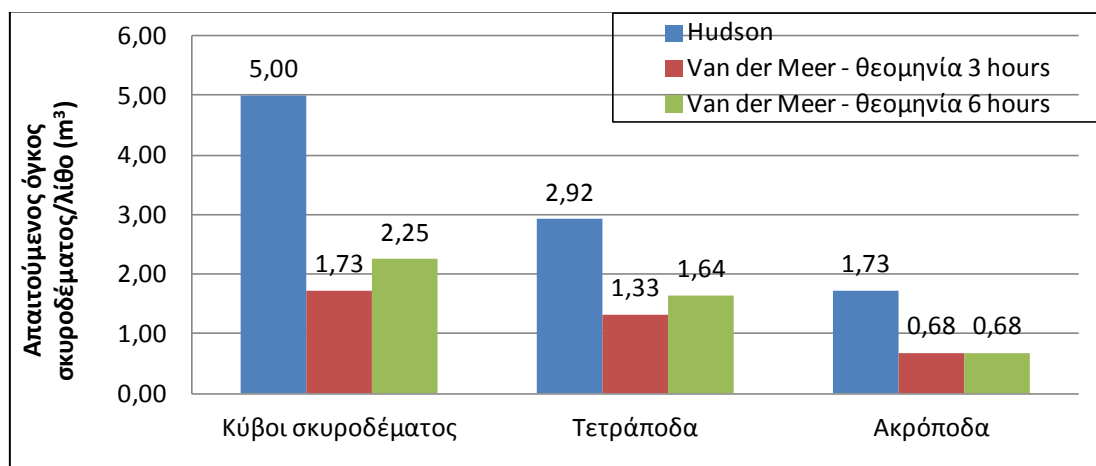
		Hudson (1974)	Van der Meer (1988) θεομηνία 3 ώρες	Van der Meer (1988) θεομηνία 6 ώρες
ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ	$N_s$	2.29	2.98	2.76
ΘΩΡΑΚΙΣΗ	M (tn)	6.95	3.14	3.97
	D (m)	1.43	1.10	1.18
	r (m)	2.96	2.28	2.46
ΣΤΕΨΗ	$R_c$ (m)	4.00	4.00	4.00
	$B_c$ (m)	4.45	3.41	3.70
ΥΠΟΣΤΡΩΣΗ	M (tn)	0.69	0.314	0.397
	D (m)	0.66	0.51	0.55
	r (m)	1.98	1.52	1.65
ΠΥΡΗΝΑΣ	M (tn)	0.018	0.008	0.01
	D (m)	0.19	0.15	0.162

Πίνακας 8.6: Διατομή από τετράποδα σε βάθος 12m για διάρκεια θεομηνίας 3 και 6 ώρες

		Hudson (1974)	Van der Meer (1988) θεομηνία 3 ώρες	Van der Meer (1988) θεομηνία 6 ώρες
ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ	$N_s$	2.71	3.7	3.7
ΘΩΡΑΚΙΣΗ	M (tn)	4.18	1.65	1.65
	D (m)	1.20	0.88	0.88
	r (m)	1.82	1.33	1.33
ΣΤΕΨΗ	$R_c$ (m)	3.96	3.96	3.96
	$B_c$ (m)	5.45	4.00	4.00
ΥΠΟΣΤΡΩΣΗ	M (tn)	0.84	0.17	0.17
	D (m)	0.70	0.41	0.41
	r (m)	1.41	1.23	1.23
ΠΥΡΗΝΑΣ	M (tn)	0.011	0.004	0.004
	D (m)	0.17	0.12	0.12

Πίνακας 8.7: Διατομή από ακρόποδα σε βάθος 12m για διάρκεια θεομηνίας 3 και 6 ώρες

Οι απαιτούμενοι όγκοι σκυροδέματος ανά λίθο για όλες τις περιπτώσεις θωράκισης παρουσιάζονται στο Γράφημα 8.3.



Γράφημα 8.3: Απαιτούμενος όγκος σκυροδέματος ανά λίθο για διατομή σε βάθος 12m

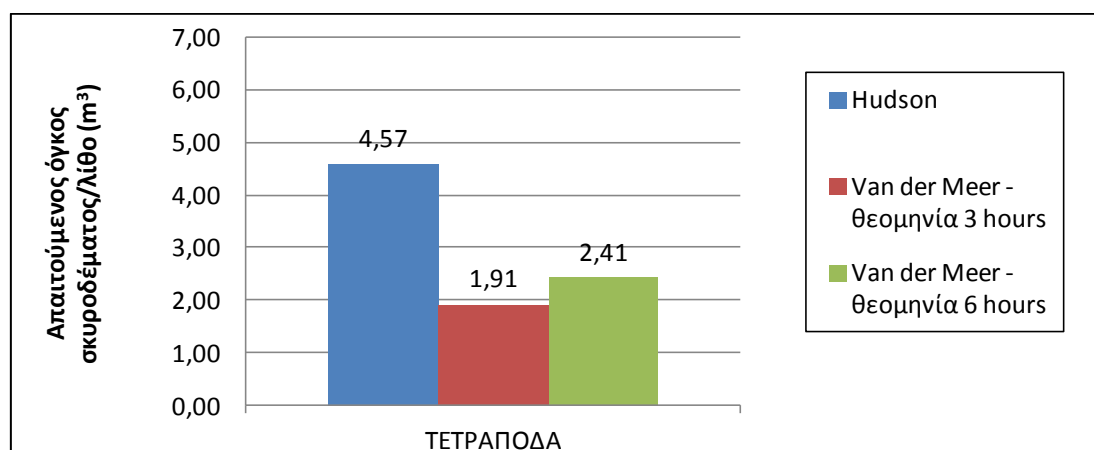
Σε κάθε περίπτωση, τα αποτελέσματα για τον τύπο του Hudson είναι πιο συντηρητικά. Συγκεκριμένα, ο όγκος σκυροδέματος που απαιτείται είναι υπερδιπλάσιος του αντίστοιχου όγκου για τον τύπο Van der Meer. Ειδικότερα δε στην περίπτωση των κύβων σκυροδέματος και των τετραπόδων όπου οι λίθοι τοποθετούνται σε δύο στρώσεις στη θωράκιση, σε αντίθεση με τα ακρόποδα που τοποθετούνται σε μία στρώση.

Αντίστοιχα υπολογίστηκαν οι διατομές σε βάθος 5m (Πίνακας 7.7). Παρουσιάζεται μόνο η περίπτωση θωράκισης με τετράποδα, για την οποία εφαρμόζονται και οι δύο μέθοδοι.

		Hudson (1974)	Van der Meer (1988) θεομηνία 3 ώρες	Van der Meer (1988) θεομηνία 6 ώρες
ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ	$N_s$	2.19	4.09	3.78
ΘΩΡΑΚΙΣΗ	M (tn)	10.95	4.61	5.83
	D (m)	1.66	1.24	1.34
	r (m)	3.45	2.58	2.80
ΣΤΕΨΗ	$R_c$ (m)	4.28	5.80	5.80
	$B_c$ (m)	5.17	3.88	4.20
ΥΠΟΣΤΡΩΣΗ	M (tn)	1.095	0.46	0.58
	D (m)	0.77	0.57	0.62
	r (m)	2.31	1.73	1.87
ΠΥΡΗΝΑΣ	M (tn)	0.028	0.012	0.015
	D (m)	0.228	0.171	0.185
ΑΝΤΕΡΕΙΣΜΑ ΠΟΔΟΣ	M (tn)	1.095	0.46	0.58
	D (m)	0.77	0.57	0.62
	r (m)	1.60	1.20	1.30
	B (m)	4.80	3.60	3.90
	H (m)	3.20	2.40	2.60

Πίνακας 8.8: Διατομή από τετράποδα σε βάθος 5m για διάρκεια θεομηνίας 3 και 6 ώρες

Η απαίτηση σε όγκο σκυροδέματος για την εν λόγω διατομή φαίνεται στο Γράφημα 8.4, όπου και πάλι χρησιμοποιώντας τον τύπο του Hudson προκύπτει υπερδιπλάσιος όγκος σκυροδέματος.



Γράφημα 8.4: Απαιτούμενος όγκος σκυροδέματος ανά λίθο για διατομή σε βάθος 5m

### 8.3:ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Από την εφαρμογή και τη διερεύνηση που προηγήθηκε συμπεραίνεται ότι :

- Οι διαφορές των αποτελεσμάτων που προέκυψαν με τις δύο μεθόδους οφείλονται στο γεγονός ότι ο τύπος του Hudson βασίστηκε σε πειράματα μονοχρωματικών κυμάτων ενώ ο τύπος του Van der Meer σε φυσικούς κυματισμούς. Επιπλέον, ο τελευταίος εισήγαγε επιπλέον παραμέτρους, όπως η επίδραση της περιόδου του κυματισμού μέσω της καμπυλότητας  $s_m$ , η διάρκεια της θεομηνίας ( $N_z$ ), η διαπερατότητα του πρανούς και ένα καθορισμένο ποσοστό αστοχίας της διατομής ( $S, N_{od}$ ).
- Για μη θραυόμενο κυματισμό και ειδικά στην περίπτωση θωράκισης με τεχνητούς λίθους, η διατομή που διαστασιολογείται με τον τύπο του Van der Meer, χαρακτηρίζεται από μικρότερο πλάτος στέψης, πλάτος βάσης και πάχος στρώσης θωράκισης. Μειώνεται έτσι η απαίτηση σε όγκο σκυροδέματος και γενικά σε όγκο υλικών. Συνεπώς ελαττώνεται και το κόστος της κατασκευής χωρίς αυτό να είναι εις βάρος της ασφάλειας του έργου.
- Για θραυόμενο κυματισμό σε βάθος 5m, το απαιτούμενο ατομικό βάρος των λίθων υπερβαίνει τους 10 τόνους (λατομεία) και προκρίνεται η χρήση τεχνητών λίθων για τη διαμόρφωση της διατομής.
- Σε βάθος 5m προτείνεται η θωράκιση της διατομής με τετράποδα.
- Η διάρκεια της θεομηνίας επηρεάζει τα χαρακτηριστικά της θωράκισης. Συγκεκριμένα για μεγαλύτερη διάρκεια της θεομηνίας αυξάνονται οι διαστάσεις των απαιτούμενων λίθων (φυσικών και τεχνητών) ώστε να εξασφαλίζονται συνθήκες ευστάθειας.
- Για μεγαλύτερες τιμές της διαπερατότητας των ασβεστόλιθων, στην ίδια διάρκεια θεομηνίας, απαιτούνται λίθοι μικρότερου όγκου για τη διαμόρφωση της θωράκισης.

Υπογραμμίζεται ότι η μέθοδος του Van der Meer είναι εμπειρική και μπορεί να χρησιμοποιηθεί μόνο σε προκαταρκτικό στάδιο μελέτης για την εκτίμηση του απαιτούμενου όγκου υλικών. Πριν την κατασκευή οποιουδήποτε έργου, συνίσταται η κατασκευή φυσικού προσομοιώματος στο εργαστήριο για την εξακρίβωση των αποτελεσμάτων.

## ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. **Δασκαλάκης, Μανώλης Κ.** *Λιμάνια-Θαλάσσια κύματα-Λιμενικά έργα*. Γ' ΕΚΔΟΣΗ. Αθήνα : Σέλκα-4Μ Τεκδοτική, 2009.
2. **Μουτζούρης, Κ.Ι.** *Θαλάσσια Υδραυλική*. Αθήνα : ΕΜΠ, 2009.
3. **Ο.Μ Phillips.** *On the generation of waves by turbulent wind* . 1957.
4. **J.W Miles.** *On the generation of surface waves by shear flows*. 1960.
5. **Κόφτης, Θεοχάρης.** *Ακτομηχανική και λιμενικά έργα*. Βόλος : Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, 2010-2011.
6. **Μέμος, Κωνσταντίνος.** *Εισαγωγή στα λιμενικά έργα*. Αθήνα : Συμμετρία , 2008.
7. **Ε.Μ.Υ.** *Κλιματικά στοιχεία των σταθμών της Ε.Μ.Υ.* Αθήνα : s.n., 1999. Τεύχος Α.
8. **Ε.Μ.Π.** Σχολή Αγρονόμων και Τοπογράφων Μηχανικών. [Ηλεκτρονικό] 5 10 2013. [Παραπομπή: 15 9 2014.] [http://users.ntua.gr/ddeli/GSE/2\\_GSE\\_SatAlt.html](http://users.ntua.gr/ddeli/GSE/2_GSE_SatAlt.html).
9. **Michael Brorsen.** *Non-linear Waves*. s.l. : Aalborg University, 2007.
10. **Κουτίτσας, Χ.Γ.** *Εισαγωγή στην παράκτια τεχνική και τα λιμενικά έργα*. s.l. : Ζήτη, 1994.
11. **CEM.** *Coastal Engineering Manual*. [Ηλεκτρονικό] 30 4 2002. [Παραπομπή: 16 9 2014.] <http://coastalengineeringmanual.tpub.com/Part-II-Chap1/Part-II-Chap10040.htm>.
12. **Ocean World.** [Ηλεκτρονικό] 30 7 2007. [Παραπομπή: 9 9 2014.] [http://oceanworld.tamu.edu/resources/ocng\\_textbook/chapter16/chapter16\\_01.htm](http://oceanworld.tamu.edu/resources/ocng_textbook/chapter16/chapter16_01.htm).
13. **Queensland Government.** [Ηλεκτρονικό] 15 10 2013. [Παραπομπή: 3 10 2014.] <https://www.qld.gov.au/environment/coasts-waterways/beach/waves-glossary/>.
14. **NORTEK AS.** [Ηλεκτρονικό] [Παραπομπή: 3 10 2014.] <http://www.nortek-as.com/en/products/wave-systems/nortek-primers-getting-started-with-wave-1>.
15. **Indian Institute of Science.** [Ηλεκτρονικό] [Παραπομπή: 4 10 2014.] <http://wgbis.ces.iisc.ernet.in/energy/paper/SEHandbook/wavepower.html>.
16. **IAHR.** *List of sea parameters*. s.l. : PIANC, 1986. Supplement to Buletin no 52.
17. **Graw, K.U.** *Wellenenergie-eine hydromechanische Analyse*. Wuppertal : s.n., 1995. Bericht nr 8.
18. **Cartwright and Longuet-Higgins.** *The statistical distribution of the maxima of a random function* . Wormley : National Institute of Oceanography, 1956.

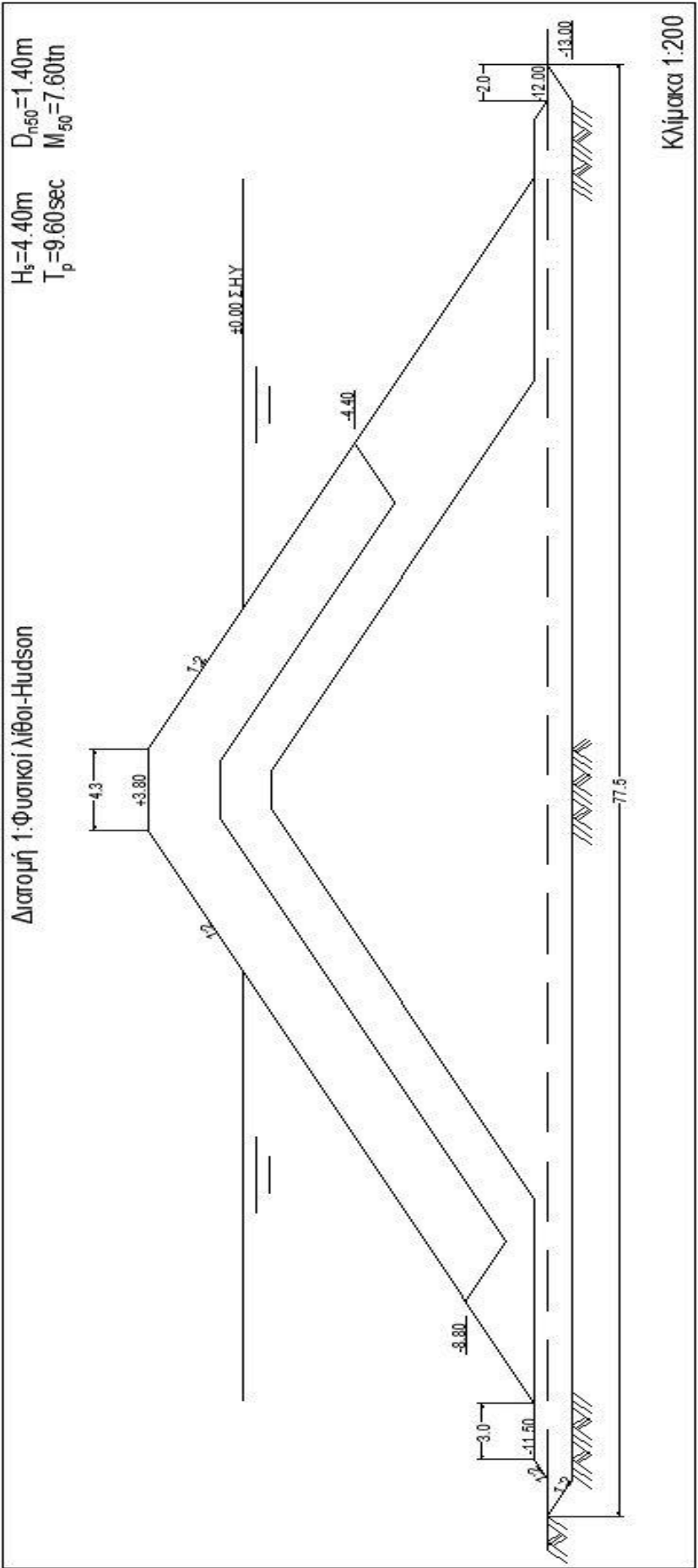


19. **PATEL, MINOO H.** *Dynamics of offshore structures*. London : Butterworths, 1989.
20. **DNV.** *Environmental conditions and environmental loads*. Norway : DNV-RP-C205, 2010.
21. **Ocean Weather Services.** [Ηλεκτρονικό] [Παραπομπή: 10 9 2014.] [http://www.oceanweatherservices.com/featured\\_blog\\_posts/a\\_mariners\\_guide\\_to\\_waves](http://www.oceanweatherservices.com/featured_blog_posts/a_mariners_guide_to_waves).
22. **Bouws, E.** *Wind and Wave Climate in the Netherlands Sector of the North Sea*. s.l. : Netherlands Meteorologisch Inst., 1979.
23. **Sverdrup and Munk.** *Theoretical and empirical relations in forecasting breakers and surf*. s.l. : Trans. American Geophys., 1946.
24. **Phillips.** *The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves*. 1958.
25. **Pierson and Moskowitz.** *Proposed Spectral Form for Fully Developed Wind Seas Based on the Similarity Theory of S.A Kitaigorodskii*. s.l. : Journal of Geophysical Research, 1964.
26. **Hasselmann et al.** *Measurements of wind-wave growth and swell during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP)*. 1973.
27. **Government of Canada.** Environment Canada. [Ηλεκτρονικό] 16 5 2014. [Παραπομπή: 17 9 2014.] <https://ec.gc.ca/meteor-weather/default.asp?lang=En&n=279AC7ED-1&offset=3&toc=show>.
28. **NGA.** National Geospatial-Intelligence Agency. [Ηλεκτρονικό] [Παραπομπή: 16 9 2014.] [http://msi.nga.mil/MSISiteContent/StaticFiles/NAV\\_PUBS/APN/Chapt-33.pdf](http://msi.nga.mil/MSISiteContent/StaticFiles/NAV_PUBS/APN/Chapt-33.pdf).
29. **U.S Department of Transportation.** [Ηλεκτρονικό] 4 7 2011. [Παραπομπή: 4 10 2014.] <http://www.fhwa.dot.gov/engineering/hydraulics/pubs/07096/4.cfm>.
30. **Xiaoming, Lehner, Rosenthal.** *Investigation of Ocean Surface Wave Refraction*. s.l. : IEEE Transactions of Geoscience and Remote Sensing, 2010. Vol.48, No. 2.
31. **Μουτζούρης, Κ.Ι.** *Εισαγωγή στην Ακτομηχανική*. Αθήνα : Ε.Μ.Π, 2005.
32. **Iverson.** *Waves and breakers in shoaling water*. s.l. : American Society of Civil Engineers, 1952.
33. **C.J Galvin.** Breaker type classification on three laboratory beaches. *Journal of Geophysical Research*. 12, 1968, Τόμ. 73.
34. **Weggel.** *Maximum Breaker Height*. s.l. : American Society of Civil Engineers, 1972.

35. **Munk.** *The solitary wave theory and its applications to surf problems.* 1949.
36. **Komar and Gaughan.** *Airy wave theory and breaker height prediction.* s.l. : American Society of Civil Engineers , 1972.
37. **LeMehaute and Koh .** *On the breaking of waves arriving at an angle to the shore* . s.l. : Journal of Hydraulic Research , 1967.
38. **Moutzouris and Marcou.** *Action d'une structure cotiere inclinee sur la houle: description deterministe du deferlement.* s.l. : Journal La Houille Blanche , 1978.
39. **Mei.** *An asymptotic theory for water waves on beaches of mild slope.* s.l. : Journal of Geophysical Research, 1968.
40. **PIANC.** *Final Report of the International Commission for the Study of Waves.* s.l. : PIANC, 1973.
41. **Goda.** *Numerical experiments on wave statistics with spectral simulation.* s.l. : Rept. Port and Harbor Res.Inst. Japan, 1970.
42. **U.S Army Corps of Engineers.** *Shore Protection Manual.* 1977.
43. **Royal Society Publishing.** [Ηλεκτρονικό] 2012. [Παραπομπή: 3 10 2014.] <http://royalsocietypublishing.org/content/370/1964/1543>.
44. **Bouws et al.** *Similarity of the wind wave spectrum in finite depth water.* Washington D.C : American Geophysical Union, 1985.
45. **Thompson and Vincent.** *Prediction of wave height in shallow water.* s.l. : American Society of Civil Engineers, 1983.
46. **Bouws et al.** *Similarity of the wind wave spectrum in finite depth water, Part I- Spectral Form.* s.l. : Journal of Geophysical Research, 1985a.
47. **Μέμος, Κωνσταντίνος.** *Λιμενικά Συστήματα.* Αθήνα : Ε.Μ.Π, 2008. Γ΄ Έκδοση.
48. **US Army Corps of Engineers.** *Coastal Engineering Manual.* 2011. Change 3.
49. **Van der Meer.** *Rock Slopes and Gravel Beaches under Wave Attack .* The Netherlands : Delft University of Technology, 1988.
50. **J.A Battjes.** *Surf Similarity.* s.l. : Proceedings 14th International Conference on Coastal Engineering , 1974.
51. **Van der Meer and Stam.** *Wave Run-Up on Smooth and Rock Slopes of Coastal Structures.* s.l. : American Society of Civil Engineers, 1992.
52. **Burcharth, H.F.** *The Design of Breakwaters.* 1993.

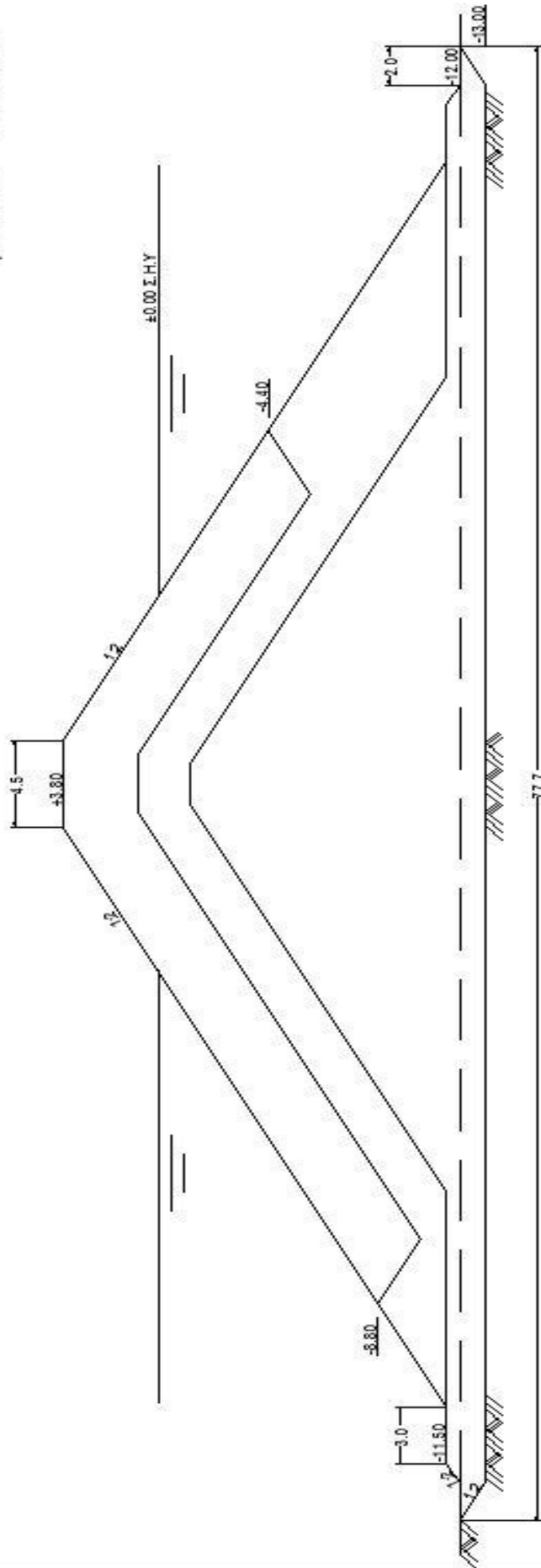
53. **Hudson.** *Laboratory Investigation of Rubble-Mound Breakwaters.* s.l. : American Society of Civil Engineers, 1959.
54. —. *Concrete Armour Units for Protection Against Wave Attack .* s.l. : U.S Army Engineer Waterways Experiment Station, 1974.
55. **M. Brorsen, H.F Burcharth, T. Larsen.** *Stability of Dolos Slopes.* s.l. : American Society of Civil Engineers, 1974.
56. **Meer, Van der.** *Stability of Cubes, Tetrapodes and Accropode.* London : Institution of Civil Engineers, 1988b.
57. **Burcharth and Liu .** *Design of Dolos Armour Units.* s.l. : American Society of Civil Engineers, 1992.
58. **Melby and Turk .** *The Core-Loc : Optimized Concrete Armour.* s.l. : American Society of Civil Engineers, 1994.
59. **Hans. F. Burcharth and Steven A. Hughes.** *Fundamentals of Design.* s.l. : EM 1110-2-1100 (Part VI), 2003.
60. **Iribarren.** *Una Formula Para el Calcudo de los Diques de Escollera .* 1938.
61. **Hudson.** *Design of Quarry-Stone Cover Layers for Rubble-Mound Breakwaters;Hydraulic Laboratory Investigation.* s.l. : U.S Army Engineers Waterways Experiment Station, 1958.
62. **Broderick .** *Riprap Stability A Progress Report .* s.l. : American Society of Civil Engineers, 1983.
63. **Burcharth et al.** *Influence of Core Permeability on Accropode Armour Layer Stability .* London : Institution of Civil Engineers , 1998.
64. **Australian Government.** *Department of the Environment.* [Ηλεκτρονικό] 9 1990. [Παραπομπή: 15 9 2014.]  
<http://www.environment.gov.au/archive/coasts/publications/nswmanual/appendixb5.html>. ISBN 0730575063.
65. **R. Svee.** *Formulas for Design of Rubble Mound Breakwaters.* s.l. : American Society of Civil Engineers, 1962.
66. **Iribarren and Nogales .** *Other Verifications of the Formula fo Calculating Breakwater Embankments.* s.l. : PIANC, 1954. Bulletin No. 39.
67. **Van der Meer, Angremond, Gerding.** *Toe Structure Stability of Rubble Mound Breakwaters.* London : Proceedings of the Advances in Coastal Structures and Breakwaters Conference, Institution of Civil Engineers, 1995.



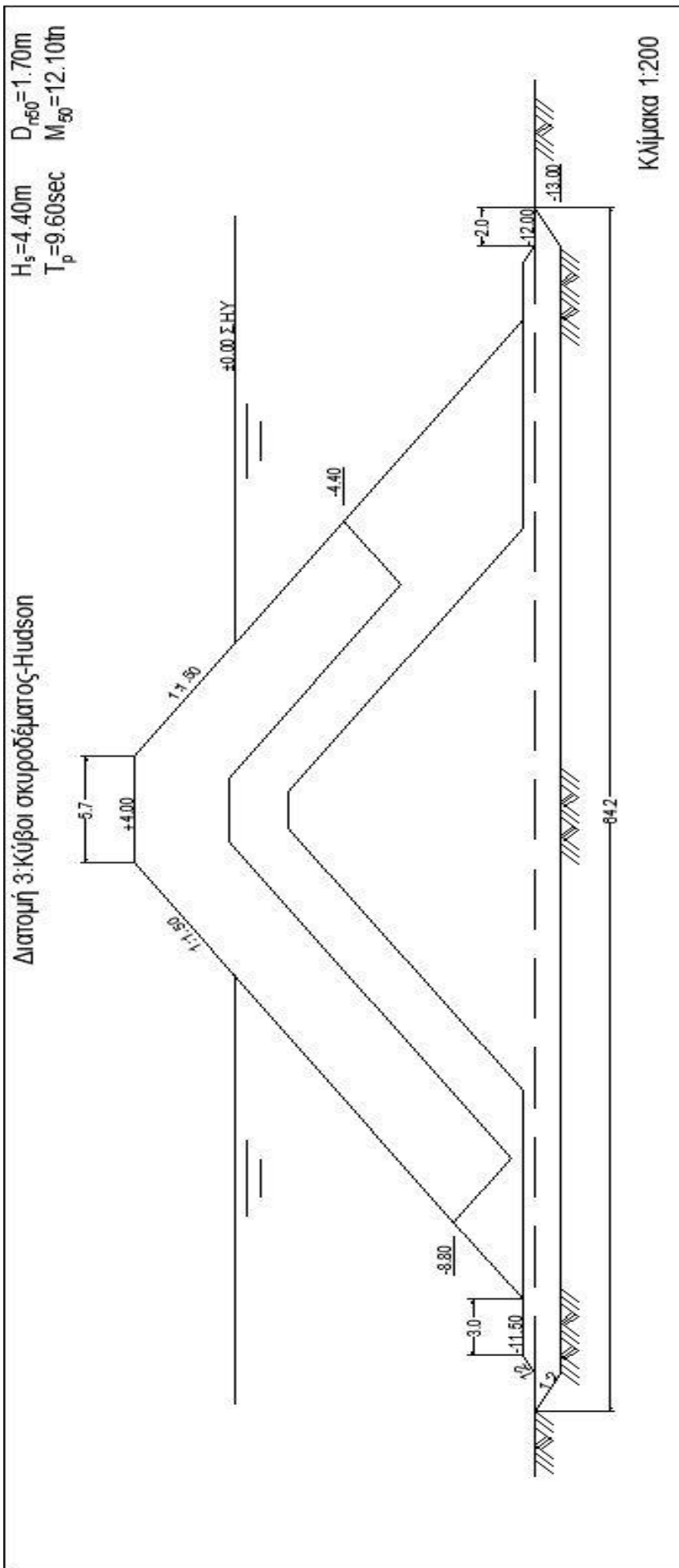


Διατομή 2-Φυσικοί λιθοί-Van der Meer

$H_s=4.40\text{m}$   $D_{n50}=1.50\text{m}$   
 $T_p=9.60\text{sec}$   $M_{50}=8.80\text{tn}$

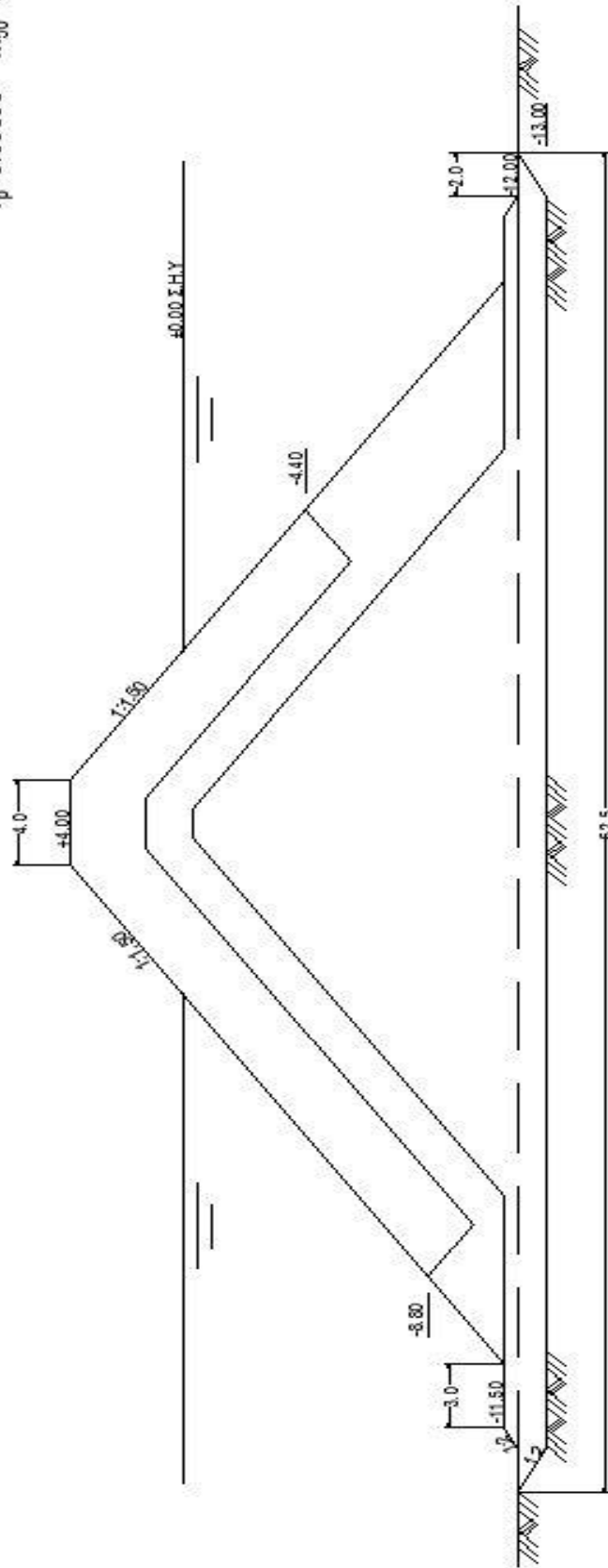


Κλίμακα 1:200



Διατομή 4: Κύβιοι σκυροδέματος - Van der Meer

$H_s = 4.40\text{m}$   $D_{n50} = 1.20\text{m}$   
 $T_p = 9.60\text{sec}$   $M_{50} = 4.00\text{tn}$

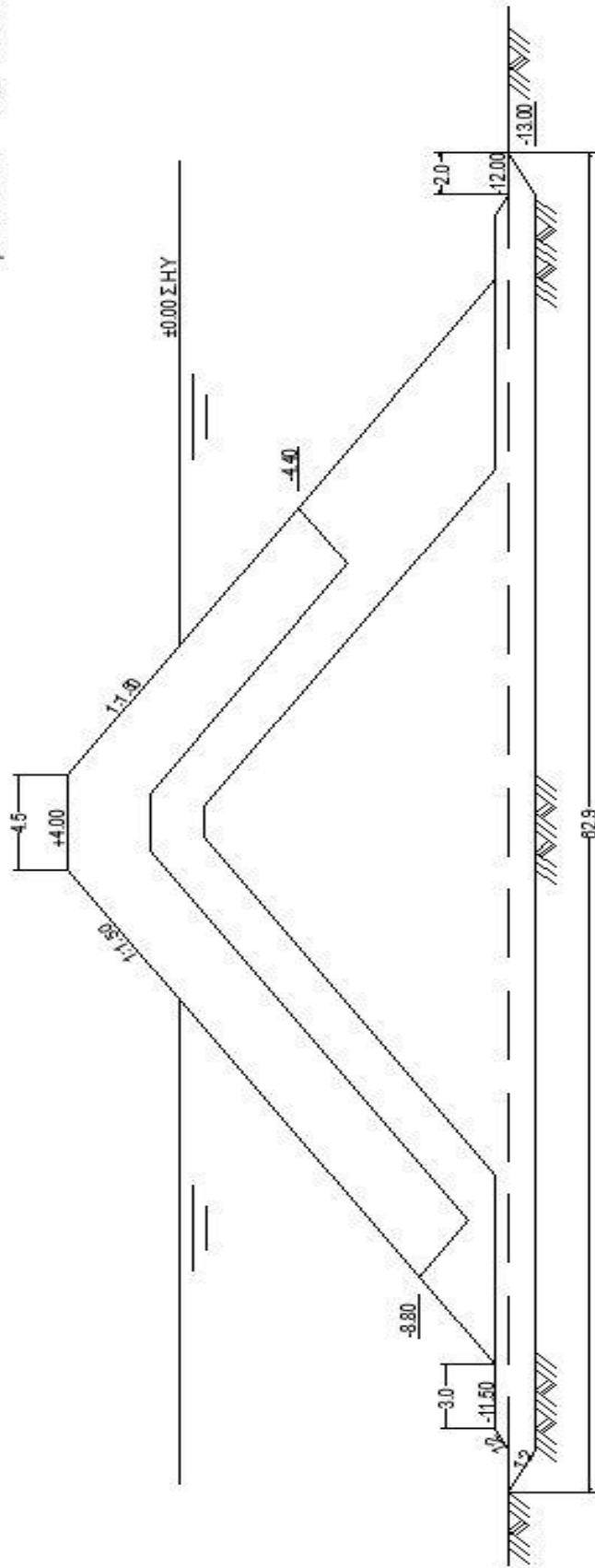


Κλίμακα 1:200



Διατομή 5. Τετράποδα-Hudson

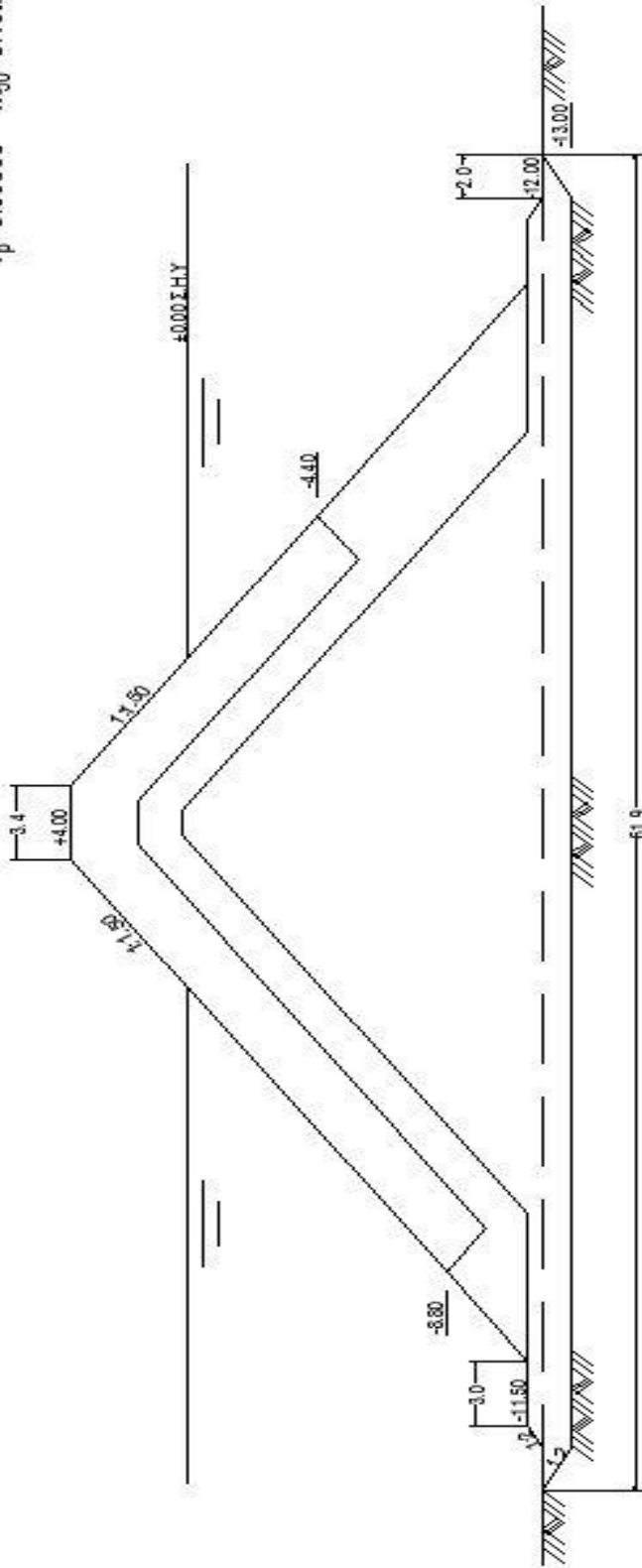
$H_s = 4.40\text{m}$   $D_{n50} = 1.50\text{m}$   
 $T_p = 9.60\text{sec}$   $M_{50} = 7.00\text{tn}$



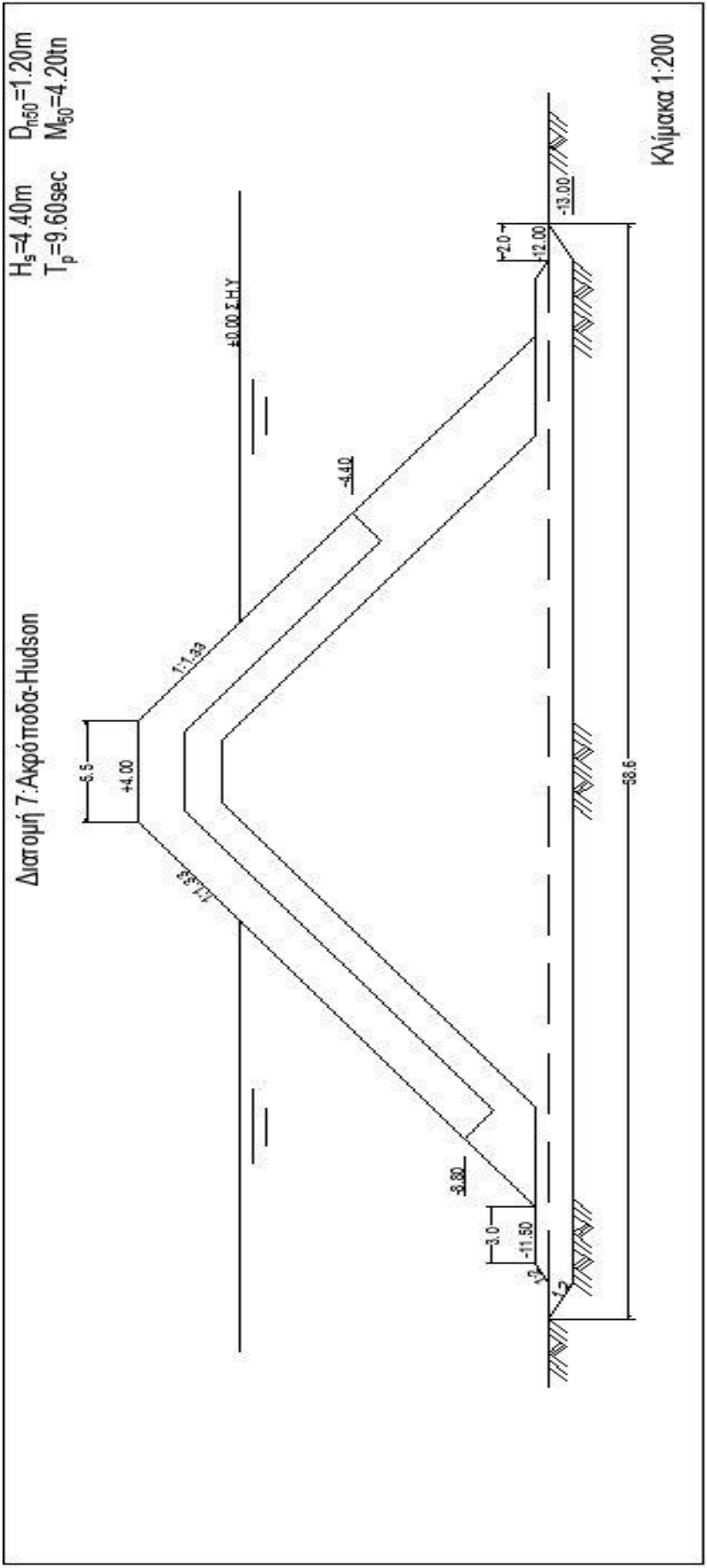
Κλίμακα 1:200

Διατομή 6: Τετράποδα-Van der Meer

$H_s=4.40\text{m}$   
 $T_p=9.60\text{sec}$   
 $D_{n50}=1.10\text{m}$   
 $M_{50}=3.10\text{tn}$

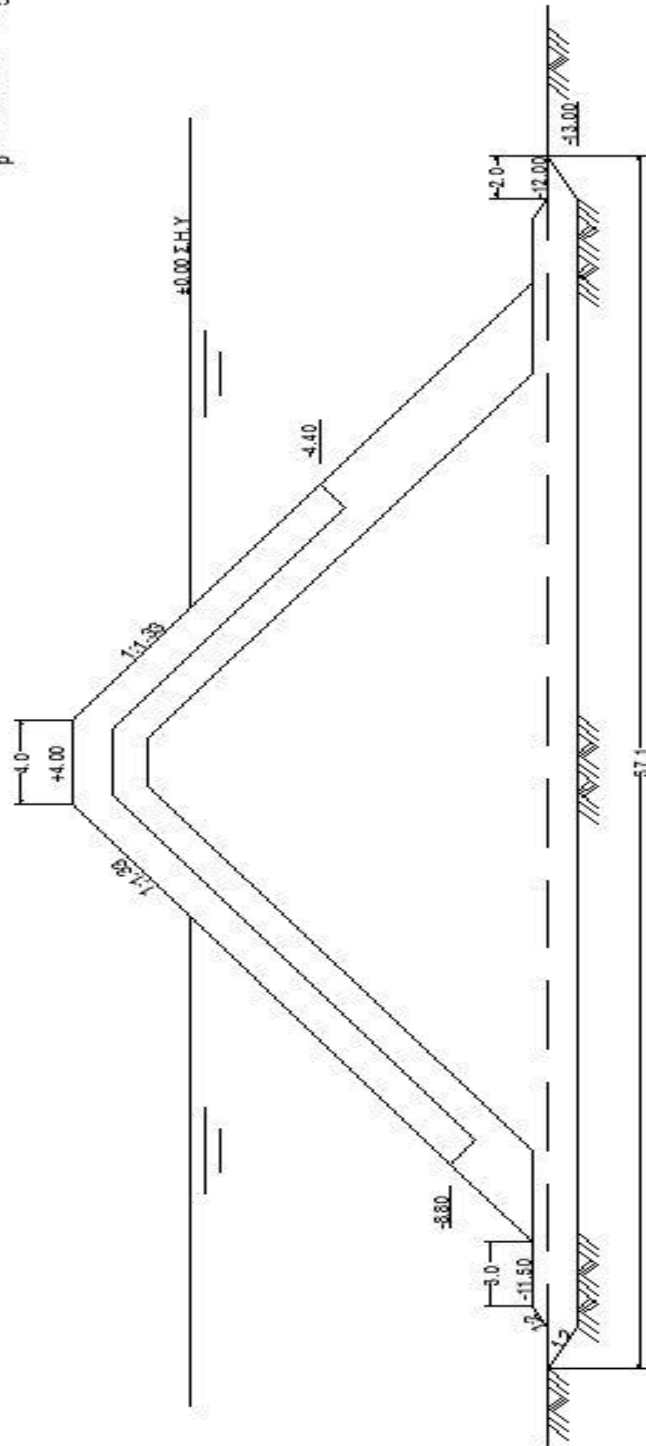


Κλίμακα 1:200



Διατομή 8 Ακρόποδα-Van der Meer

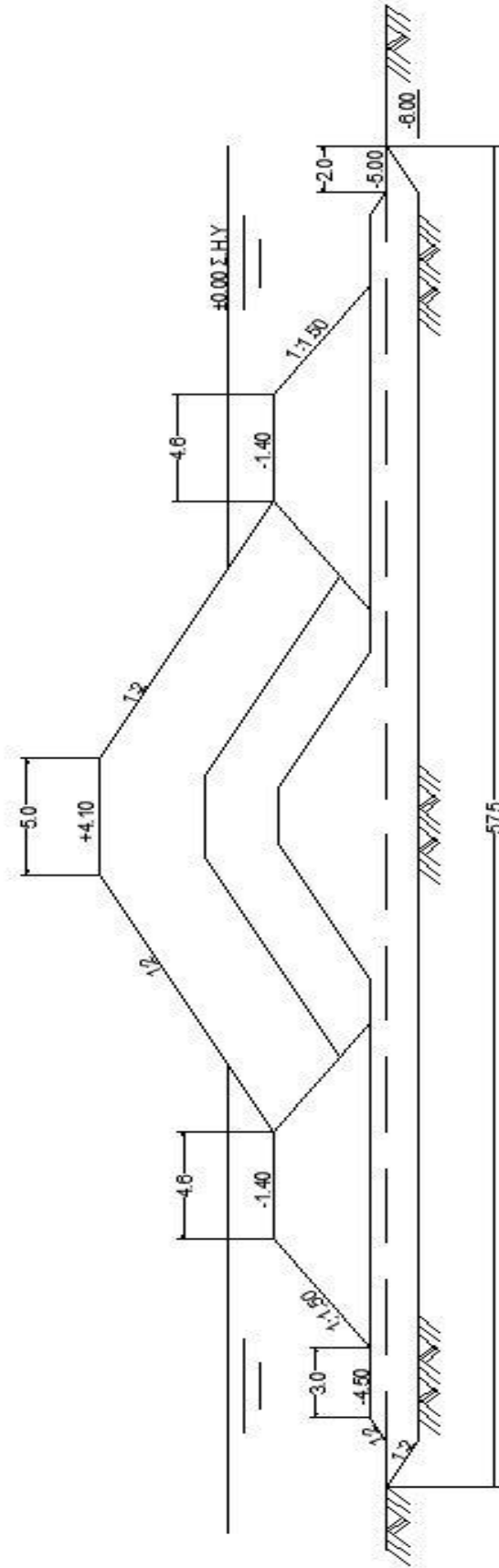
$H_s=4.40\text{m}$      $D_{n50}=0.90\text{m}$   
 $T_p=9.60\text{sec}$      $M_{50}=1.70\text{tn}$



Κλίμακα 1:200

Διατομή 9: Φυσικοί λίθοι-Hudson

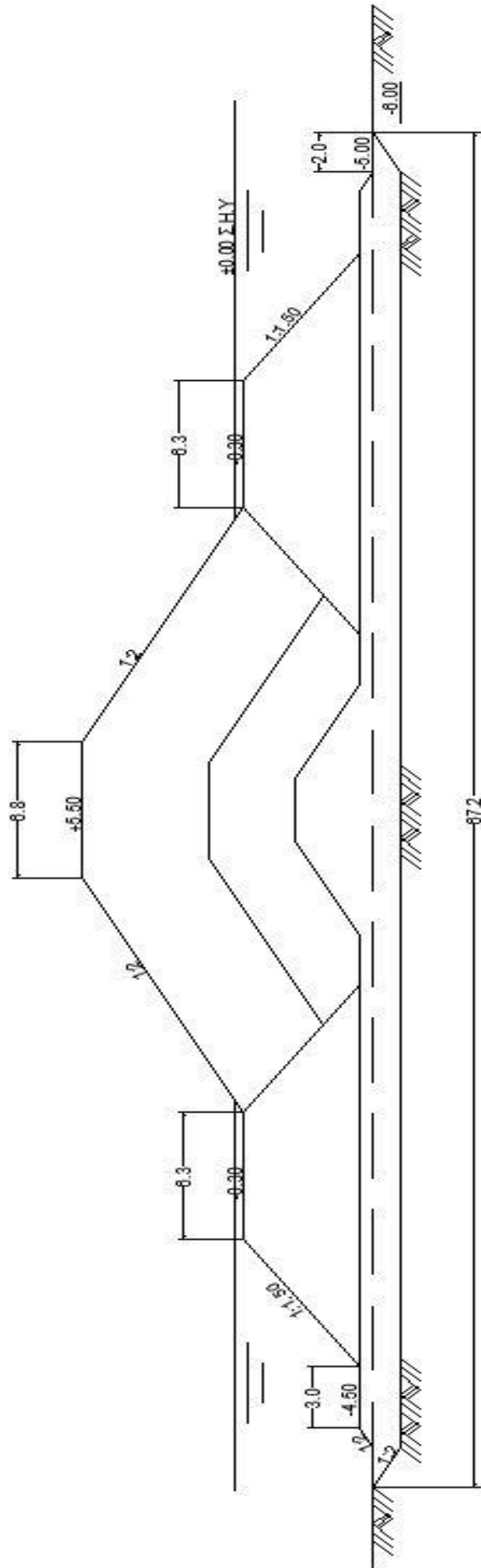
$H_s=4.90\text{m}$   $D_{n50}=1.70\text{m}$   
 $T_p=9.60\text{sec}$   $M_{50}=11.90\text{tn}$



Κλίμακα 1:200

Διατομή 10 Φυσικοί λίθοι-Van der Meer

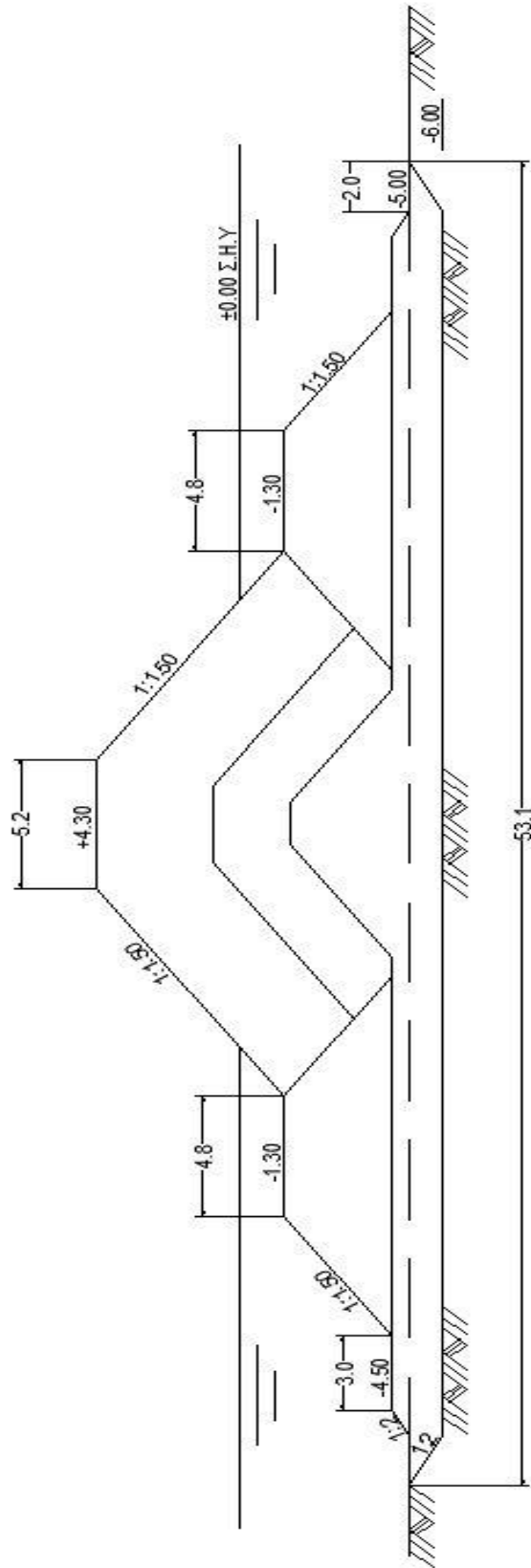
$H_{2\%} = 6.80\text{m}$   $D_{r50} = 2.30\text{m}$   
 $T_p = 9.60\text{sec}$   $M_{50} = 30.40\text{tn}$



Κλίμακα 1:200

Διατομή 11: Τ.Εγράποδα-Hudson

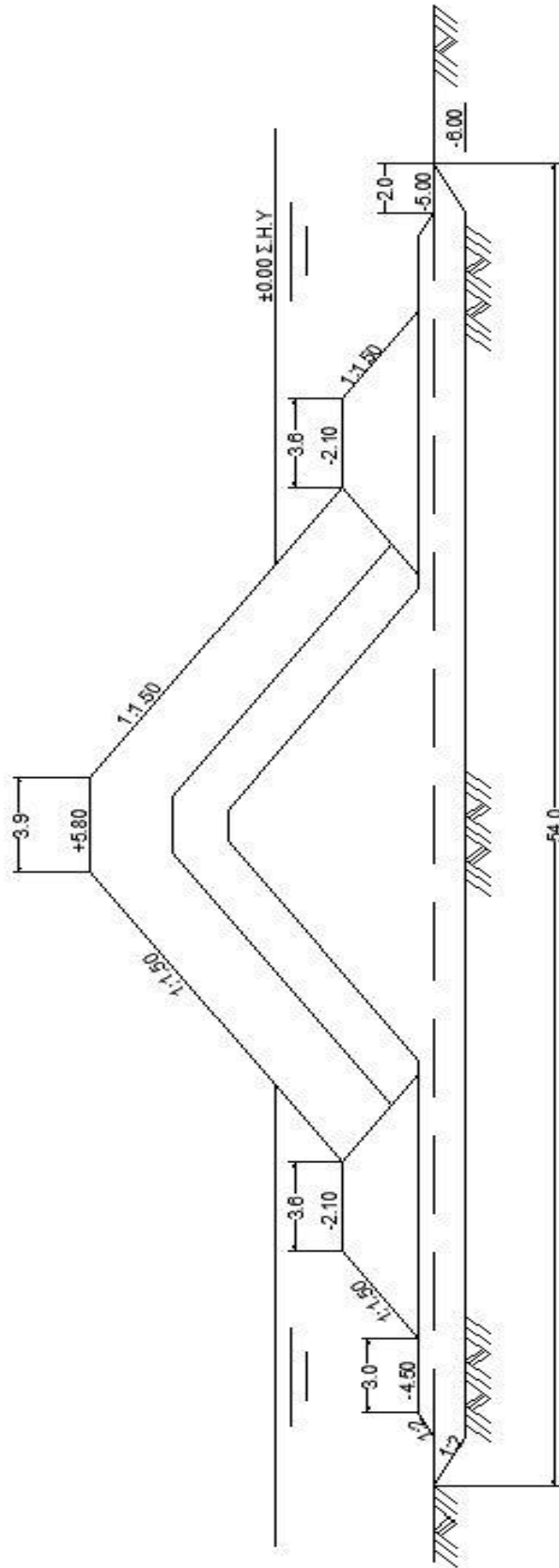
$H_s = 4.90\text{m}$   $D_{n50} = 1.70\text{m}$   
 $T_p = 9.60\text{sec}$   $M_{50} = 11.00\text{tn}$



Κλίμακα 1:200

Διατομή 12: Τετράποδα- Van der Meer

$H_{2\%} = 6.80\text{m}$   $D_{n50} = 1.20\text{m}$   
 $T_p = 9.60\text{sec}$   $M_{50} = 4.60\text{tn}$

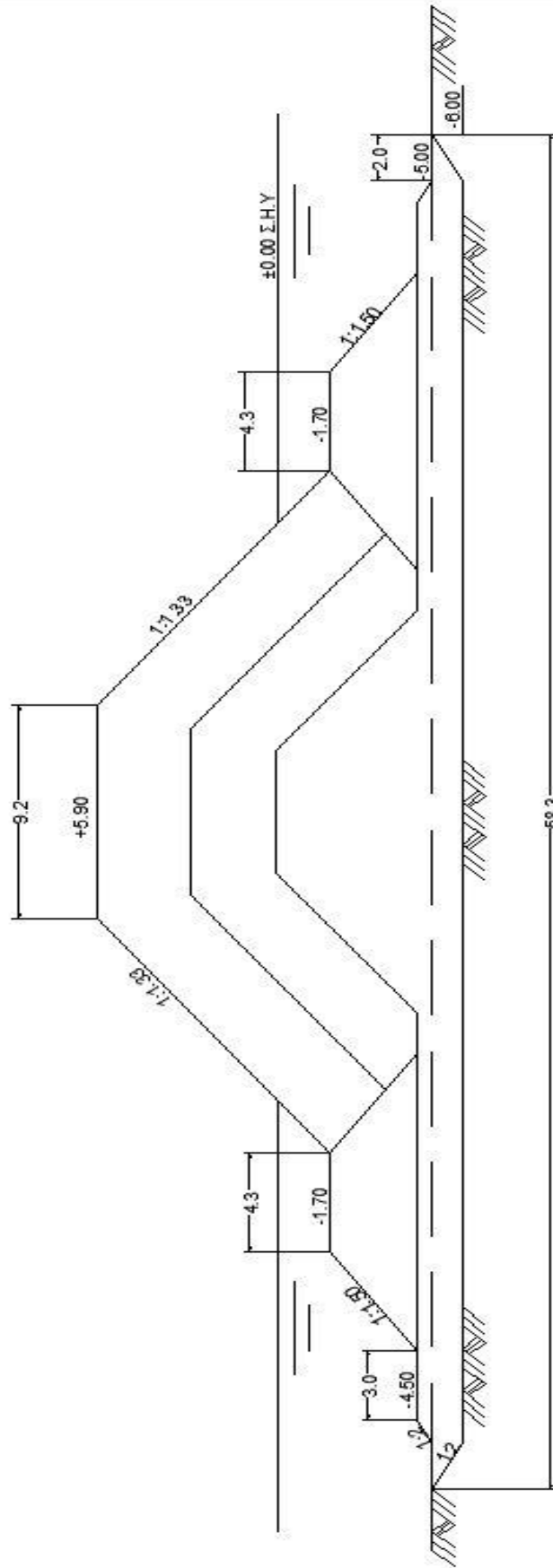


Κλίμακα 1:200



Διατομή 13: Ακρόποδα-Hudson

$H_s = 4.90\text{m}$   $D_{H50} = 2.00\text{m}$   
 $T_p = 9.60\text{sec}$   $M_{50} = 19.80\text{tn}$



Κλίμακα 1:200