



**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ  
ΤΜΗΜΑ ΠΟΛΙΤΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ**

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ  
ΠΡΟΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ**

**ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΦΟΡΤΙΣΕΩΝ ΤΗΣ ΠΛΑΤΦΟΡΜΑΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ  
SLEIPNER A, STATOIL, ΣΕ ΝΕΡΑ ΕΝΔΙΑΜΕΣΟΥ ΒΑΘΟΥΣ. ΑΝΑ-  
ΣΚΟΠΗΣΗ ΚΑΝΟΝΩΝ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΥ.**

**ΟΙΚΟΝΟΜΟΥ ΠΗΝΕΛΟΠΗ ΜΑΡΙΑ  
ΒΟΛΟΣ, ΜΑΡΤΙΟΣ 2021**

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Εγκρίθηκε από την τριμελή επιτροπή των:

ΚΑΤΣΑΡΔΗ ΒΑΣΙΛΙΚΗ ΓΡΑΜΜΕΝΟΣ ΘΕΟΦΑΝΗΣ ΜΥΛΟΠΟΥΛΟΣ ΝΙΚΗΤΑΣ

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

## Ευχαριστίες

Ολοκληρώνοντας την διπλωματική εργασία των προπτυχιακών μου σπουδών θα ήθελα να υποβάλλω τις θερμές μου ευχαριστίες σε όλους όσους συνέβαλαν με τον τρόπο τους στην εκπόνησή της.

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω την καθηγήτριά μου και επιβλέπουσα καθηγήτρια της παρούσας διπλωματικής εργασίας κ. Βασιλική Κατσαρδή. Η κ. Κατσαρδή είναι ένα πρόσωπο που επηρέασε καθοριστικά την ακαδημαϊκή μου καριέρα και αποτέλεσε πρότυπο στην δημιουργία νέων στόχων και την επίμονη επίτευξή τους. Ο αφομοιωτικός τρόπος διδασκαλίας της με ενέπνευσε να μελετήσω τις θαλάσσιες κατασκευές και με την καθοδήγησή της να καταφέρω να προσεγγίσω σε επίπεδο διπλωματικής εργασίας την αλληλεπίδρασή τους με το κυματικό πεδίο. Η συνεχής ενθάρρυνση και υποστήριξή της στην πορεία των σπουδών μου με οδήγησε και στην επιλογή των μεταπτυχιακών μου σπουδών με τίτλο «Ανάλυση και σχεδιασμός κατασκευών ενεργειακών υποδομών» του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας με τις οποίες επιμένω να ακολουθώ την διδασκαλία της.

Επιπρόσθετα, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους καθηγητές μου κ. Θεοφάνη Γραμμένο και κ. Νικήτα Μυλόπουλο που, λόγω της εκτίμησης που τρέφω για εκείνους, θέλησα να συντελέσουν την επιτροπή έγκρισης της διπλωματικής μου εργασίας με σκοπό να λάβω τα σχόλιά τους και τις πάντοτε χρήσιμες υποδείξεις τους.

Πρωτίστως όμως, είμαι ευγνώμων στην οικογένειά μου: Στους γονείς μου, Νίκο Οικονόμου και Αλεξάνδρα Ντόβα, που ανελλιπώς πάσχισαν να στηρίζουν κάθε προσπάθειά μου μέχρι και σήμερα και στην γιαγιά μου, Ντόβα Έφη, που υποστηρίζει κάθε μου βήμα, από τα πρώτα τα μικρά μέχρι και τα, έως τώρα, πιο σημαντικά.

## ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

<b>1</b>	<b>ΕΙΣΑΓΩΓΗ</b>	<b>10</b>
1.1	ΑΦΟΡΜΗ ΓΙΑ ΤΗΝ ΕΡΕΥΝΑ	10
1.2	ΣΚΟΠΟΣ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ	10
1.3	ΔΙΑΡΘΡΩΣΗ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ	10
<b>2</b>	<b>ΥΠΕΡΑΚΤΙΕΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΕΣ</b>	<b>12</b>
2.1	ΠΑΓΙΕΣ ΕΞΕΔΡΕΣ ΕΞΟΡΥΞΗΣ ΥΔΡΟΓΟΝΑΝΘΡΑΚΩΝ	12
2.1.1	ΣΤΑΘΕΡΗ ΕΞΕΔΡΑ	12
2.1.2	ΕΥΚΑΜΠΤΟΙ ΠΥΡΓΟΙ (COMPLIANT TOWERS)	13
2.1.3	ΕΞΕΔΡΕΣ ΤΕΤΑΜΕΝΩΝ ΠΟΔΙΩΝ - TLP'S (TENSION LEG PLATFORMS)	14
2.1.4	ΕΞΕΔΡΕΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ – GBS (GRAVITY BASED STRUCTURES)	15
2.2	ΚΑΤΑΣΚΕΥΕΣ ΑΝΑΝΕΩΣΙΜΩΝ ΠΗΓΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ	17
2.2.1	ΑΝΕΜΟΣ	17
2.2.2	ΚΥΜΑ	18
2.2.3	ΠΑΛΙΡΡΟΙΑ	19
2.3	ΙΧΘΥΟΚΛΩΒΟΙ	20
2.3.1	ΠΛΩΤΟΣ ΕΥΛΙΓΙΣΤΟΣ ΚΛΩΒΟΣ	21
2.3.2	ΠΛΩΤΟΣ ΑΚΑΜΠΤΟΣ ΚΛΩΒΟΣ	22
2.3.3	ΗΜΙΒΥΘΙΖΟΜΕΝΕΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΕΣ	23
<b>3</b>	<b>Η ΥΠΟ ΜΕΛΕΤΗ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ</b>	<b>24</b>
<b>4</b>	<b>ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ</b>	<b>26</b>
4.1	ΤΟ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΦΑΣΜΑ JONSWAP	26
4.2	ΤΟ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΦΑΣΜΑ TORSETHAUGEN	28
4.3	ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΟΤΗΤΑ ΤΟΥ ΚΥΜΑΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ	29
4.4	ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΤΩΝ ΔΥΟ ΤΥΠΩΝ ΦΑΣΜΑΤΩΝ	31
4.5	ΜΟΝΤΕΛΟ NEW WAVE	31
4.6	ΚΑΜΠΥΛΟΤΗΤΑ ΚΑΙ ΕΝΕΡΓΟ ΒΑΘΟΣ ΤΟΥ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΥ	33
<b>5</b>	<b>ΚΥΜΑΤΙΚΕΣ ΘΕΩΡΙΕΣ ΚΑΙ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ</b>	<b>36</b>
5.1	ΚΑΝΟΝΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ (STEADY WAVES)	36
5.1.1	ΚΥΜΑΤΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ AIRY- STOKES 1 <sup>Η</sup> ΤΑΞΗΣ	36
5.1.2	ΚΥΜΑΤΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ STOKES 2 <sup>Η</sup> ΤΑΞΗΣ	42
5.2	ΚΥΜΑΤΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ STOKES 5 <sup>Η</sup> ΤΑΞΗΣ	44
5.2.1	ΚΥΜΑΤΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ FOURIER 18 <sup>Η</sup> ΤΑΞΗΣ	47
5.3	ΤΥΧΑΙΟΙ- ΜΗ ΚΑΝΟΝΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ (RANDOM WAVES)	50
5.3.1	ΘΕΩΡΙΑ ΤΥΧΑΙΩΝ ΓΡΑΜΜΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ (Linear Random Wave Theory)	51
5.3.2	ΠΛΗΡΩΣ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΥΧΑΙΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ (BST)	53
5.4	ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΥΜΑΤΙΚΩΝ ΘΕΩΡΙΩΝ	55
5.4.1	ΚΑΝΟΝΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ	56
5.4.2	ΜΗ ΚΑΝΟΝΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ	56
<b>6</b>	<b>ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΙ ΦΟΡΤΙΣΕΩΝ</b>	<b>61</b>
6.1	ΕΞΙΣΩΣΗ MORISON	61
6.2	ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΗ ΚΥΜΑΤΙΚΩΝ ΦΟΡΤΙΣΕΩΝ ΣΤΗΝ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ	63
6.2.1	ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΤΩΝ ΦΟΡΤΙΣΕΩΝ ΣΤΙΣ ΚΟΛΟΝΕΣ	63
6.3	ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΥΜΑΤΙΚΩΝ ΦΟΡΤΙΣΕΩΝ ΣΤΟΥΣ ΠΟΔΕΣ	69

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

6.3.1	ΚΑΝΟΝΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ.....	69
6.3.2	ΜΗ ΚΑΝΟΝΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ.....	70
<b>7</b>	<b>ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ .....</b>	<b>77</b>
<b>8</b>	<b>ΑΝΑΦΟΡΕΣ .....</b>	<b>78</b>

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΕΙΚΟΝΩΝ

Εικόνα 2.1	Τρισδιάστατη απεικόνιση σταθερής εξέδρας jacket <sup>[1]</sup> .....	12
Εικόνα 2.2	Συγκριτική απεικόνιση σταθερής εξέδρας και εύκαμπτου πύργου (διαδίκτυο) .....	13
Εικόνα 2.3	Συγκριτική απεικόνιση μεταξύ των ειδών πλατφορμών (διαδίκτυο) .....	14
Εικόνα 3.4	Απεικόνιση πλατφόρμας βαρύτητας, (Νίκη Κανάκη, 2017) .....	15
Εικόνα 3.5	Σχηματική απεικόνιση κατασκευής και εγκατάστασης πλατφόρμας βαρύτητας (MSL Engineering )	16
Εικόνα 3.6	Υπεράκτιες εγκαταστάσεις ανεμογεννητριών (Oh, K.Y. et al. 2017).....	18
Εικόνα 3.7	Απεικόνιση πλήρως βυθιζόμενου συστήματος ανύψωσης νερού( F. Antonio de O. Falcao, 2010) ...	19
Εικόνα 3.8	Sadeq M. et al. (2019) .....	20
Εικόνα 3.9	Y. I. Chu et al. (2020) .....	22
Εικόνα 3.10	DE MAAS SMC (διαδίκτυο) .....	23
Εικόνα 4.1	Η εξέδρα Sleipner A, Bernt Jakobsen (1994) .....	24
Εικόνα 4.2	Κάτοψη και όψη της Sleipner A GBS, Νίκη Κανάκη(2017).....	25
Εικόνα 6.1	Προφίλ ελεύθερης επιφάνειας κατά AIRY, Β. Κατσαρδή, Εισαγωγή στη Γραμμική Θεωρία Κυματισμών, ΚΥΜΑΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ ΚΑΙ ΕΡΓΑ ΑΝΟΙΚΤΗΣ ΘΑΛΑΣΣΗΣ, e-class ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟΥ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ.....	39
Εικόνα 6.2	Local fluid velocities and accelerations, Shore Protection Manual VOLUME 1, DEPARTMENT OF THE ARMY, Waterways Experiment Station, Corps of Engineers, Coastal Engineering Research Center, 1984. ....	41
Εικόνα 6.3	Απεικόνιση ελλειπτικών σωματιδίων, Β. Κατσαρδή, Εισαγωγή στη Γραμμική Θεωρία Κυματισμών, ΚΥΜΑΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ ΚΑΙ ΕΡΓΑ ΑΝΟΙΚΤΗΣ ΘΑΛΑΣΣΗΣ, e-class ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟΥ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ.....	42
Εικόνα 6.4	Απεικόνιση της κατανομής της πίεσης, Β. Κατσαρδή, Εισαγωγή στη Γραμμική Θεωρία Κυματισμών, ΚΥΜΑΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ ΚΑΙ ΕΡΓΑ ΑΝΟΙΚΤΗΣ ΘΑΛΑΣΣΗΣ, e-class ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟΥ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ.....	42
Εικόνα 6.5	Προφίλ ελεύθερης επιφάνειας κατά Stokes 5 <sup>th</sup> , Fenton, J.D.(1985).....	47
Εικόνα 6.6	Όρια εγκυρότητας των κυματικών θεωριών, <b>Dean and Le Méhauté</b> .....	48
Εικόνα 6.7	Longuet- Higgings (1960) .....	52

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Εικόνα 6.8 Longuet- Higgings (1960) .....	52
Εικόνα 7.2 Βόρεια (RS) και Νότια (US) κολόνα κατά την μέγιστη ανύψωση. ....	65
Εικόνα 7.3 Ανατολική (DS-E) και δυτική (DS-W) κολόνα κατά την μέγιστη ανύψωση. ....	66
Εικόνα 7.4 Σύστημα συντεταγμένων για διεύθυνση διάδοσης 90° ως προς τον Βορρά. ....	67
Εικόνα 7.5 Απεικόνιση των τετμημένων κάθε κολόνας για διεύθυνση διάδοσης κύματος 90° ως προς τον Βορρά. ....	67

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

Πίνακας 4-1: Περιβαλλοντικές συνθήκες κυματικού πεδίου. ....	26
Πίνακας 4-2: Η καμπυλότητα του πεδίου .....	34
Πίνακας 6-1 Αριθμός ΚC και συντελεστές Cd C <sub>m</sub> για κάθε κυματική θεωρία και κάθε κυματικό γεγονός. ....	63
Πίνακας 6-2 Μέγιστες και ελάχιστες διαμέτροι κολόνων .....	65
Πίνακας 6-3 Συντεταγμένες σημείων ‘up’ και ‘down’ κάθε κολόνας.....	68

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΩΝ

Διαγράμματα 4.1.....	30
Διάγραμμα 4.2: Τρισδιάστατη απεικόνιση ενεργειακού φάσματος JONSWAP σε συχνότητες.....	30
Διάγραμμα 4.3 Μοντέλο NewWave σύμφωνα με τον φάσμα Torsethaugen. Συνάρτηση αυτό-συσχέτισης υποκείμενου φάσματος για μέγιστη ανύψωση επιφάνειας $\eta_{max}=1m$ .....	32
Διάγραμμα 4.4 Όρια εγκυρότητας των κυματικών θεωριών, <b>Dean R.G., Stream function representation of nonlinear ocean waves, Journal of Geophysical Research, Vol.70, pp. 4561-4572, (1965), Le Méhauté, B., An introduction to hydrodynamics and water waves, Springer-Verlag, Dusseldorf (1976).</b> ....	33
Διάγραμμα 5.1 Συγκριτική απεικόνιση της κινηματικής των σωματιδίων όλων των κυματικών γεγονότων και όλων των κυματικών θεωριών κανονικών κυματισμών έναντι του μοντέλου BST. ....	56
Διάγραμμα 5.2 Συγκριτική απεικόνιση της μη γραμμικότητας για ύψος κύματος $H_s$ και τα κυματικά μοντέλα LRWT και BST. ....	57
Διάγραμμα 5.3: Συγκριτική απεικόνιση της μη γραμμικότητας για ύψος κύματος $H_{max}$ και τα κυματικά μοντέλα LRWT και BST. ....	57
Διάγραμμα 5.4: Συγκριτική απεικόνιση της κατευθυντικότητας για ύψος κύματος $H_s$ και τις κυματικές θεωρίες LRWT και BST. ....	58

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Διάγραμμα 5.5: Συγκριτική απεικόνιση της κατευθυντικότητας για ύψος κύματος $H_{max}$ και τις κυματικές θεωρίες LRWT και BST. ....	58
Διάγραμμα 5.6: Συγκριτική απεικόνιση των φασμάτων συχνοτήτων JONSWAP και Torsethaugen για τα κυματικά γεγονότα $\{H_s, s=20\}$ και $\{H_{max}, s=20\}$ με βάση την κυματική θεωρία LRWT .....	59
Διάγραμμα 5.7: Συγκριτική απεικόνιση των φασμάτων συχνοτήτων JONSWAP και Torsethaugen για τα κυματικά γεγονότα $\{H_s, UD\}$ και $\{H_{max}, UD\}$ με βάση την κυματική θεωρία LRWT .....	59
Διάγραμμα 6.1 Συγκριτική απεικόνιση κυματικών φορτίσεων κανονικών κυματισμών έναντι μοντέλου BST για κάθε κυματικό γεγονός και σε κάθε ένα από τα σημεία 1,2,3,4 και 5 για κάθε κολόνα.....	69
Διάγραμμα 6.2 Συγκριτική απεικόνιση της συνολικής φόρτισης των κανονικών κυματισμών έναντι μοντέλου BST για κάθε κυματικό γεγονός και σε κάθε κολόνα. ....	69
Διάγραμμα 6.3 Συγκριτική απεικόνιση των ταχυτήτων, επιταχύνσεων και φορτίσεων σε κάθε ένα από τα σημεία 1,2,3,4 και 5 κάθε κολόνας για τις κυματικές θεωρίες LRWT και BST με χρήση του φάσματος JONSWAP για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος $H_s$ .....	70
Διάγραμμα 6.4 Συγκριτική απεικόνιση της συνολικής φόρτισης για τις κυματικές θεωρίες LRWT και BST με χρήση του φάσματος JONSWAP για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος $H_s$ .....	70
Διάγραμμα 6.5 Συγκριτική απεικόνιση των ταχυτήτων, επιταχύνσεων και φορτίσεων σε κάθε ένα από τα σημεία 1,2,3,4 και 5 κάθε κολόνας για τις κυματικές θεωρίες LRWT και BST με χρήση του φάσματος JONSWAP για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος $H_{max}$ . ....	71
Διάγραμμα 6.6 Συγκριτική απεικόνιση της συνολικής φόρτισης για τις κυματικές θεωρίες LRWT και BST με χρήση του φάσματος JONSWAP για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος $H_{max}$ . ....	71
Διάγραμμα 6.7 Συγκριτική απεικόνιση των ταχυτήτων, επιταχύνσεων και φορτίσεων σε κάθε κολόνα της κυματικής θεωρίας LRWT έναντι του μοντέλου BST για κατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος $H_{max}$ . ....	72
Διάγραμμα 6.8 Συγκριτική απεικόνιση της συνολικής φόρτισης της κυματικής θεωρίας LRWT έναντι του μοντέλου BST για κατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος $H_{max}$ . ....	72
Διάγραμμα 6.9 Απεικόνιση των ταχυτήτων, επιταχύνσεων και φορτίσεων σε κάθε ένα από τα σημεία 1,2,3,4 και 5, για κάθε κολόνα, για την κυματική θεωρία LRWT με σύγκριση των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος $H_s$ .....	73
Διάγραμμα 6.10 Απεικόνιση της συνολικής φόρτισης για την κυματική θεωρία LRWT με σύγκριση των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος $H_s$ .....	73
Διάγραμμα 6.11 Απεικόνιση των ταχυτήτων, επιταχύνσεων και φορτίσεων σε κάθε ένα από τα σημεία 1,2,3,4 και 5, για κάθε κολόνα, για την κυματική θεωρία LRWT με σύγκριση των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για κατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος $H_s$ .....	74
Διάγραμμα 6.12 Απεικόνιση της συνολικής φόρτισης για την κυματική θεωρία LRWT με σύγκριση των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για κατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος $H_s$ .....	74
Διάγραμμα 6.13 Απεικόνιση των ταχυτήτων, επιταχύνσεων και φορτίσεων σε κάθε ένα από τα σημεία 1,2,3,4 και 5, για κάθε κολόνα, για την κυματική θεωρία LRWT με σύγκριση των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος $H_{max}$ . ....	75



**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

*Διάγραμμα 6.14 Απεικόνιση της συνολικής φόρτισης για την κυματική θεωρία LRWT με σύγκριση των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος  $H_{max}$ . .... 75*

*Διάγραμμα 6.15 Απεικόνιση των ταχυτήτων, επιταχύνσεων και φορτίσεων σε κάθε ένα από τα σημεία 1,2,3,4 και 5, για κάθε κολόνα, για την κυματική θεωρία LRWT με σύγκριση των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για κατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος  $H_{max}$ . .... 76*

*Διάγραμμα 6.16 Απεικόνιση της συνολικής φόρτισης για την κυματική θεωρία LRWT με σύγκριση των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για κατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος  $H_{max}$ . .... 76*

## 1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

---

### 1.1 ΑΦΟΡΜΗ ΓΙΑ ΤΗΝ ΕΡΕΥΝΑ

Η παρούσα εργασία είχε ως κίνητρο την ραγδαία εξάπλωση της στρατηγικής «Γαλάζια ανάπτυξη» που συνιστά μια ολοκληρωμένη πολιτική έξυπνης επίτευξης στόχων για την ανάπτυξη της ευρωπαϊκής οικονομίας. Στα πλαίσια της Γαλάζιας ανάπτυξης έρχονται στο προσκήνιο της επιστημονικής έρευνας οι υπεράκτιες κατασκευές καθώς αυτές καλύπτουν μεγάλο εύρος δραστηριοτήτων σε τέτοια κλίμακα ώστε να προκύπτει άμεσο αντίκτυπο στην ανάπτυξη του θαλάσσιου τομέα. Εκμεταλλευόμενες την ωκεάνια ύπαρξη για την εξόρυξη ορυκτών καυσίμων, για την απομύζηση ανανεώσιμων πηγών ενέργειας και για την κατασκευή κλωβών ιχθυοκαλλιέργειας, οι υπεράκτιες κατασκευές αποδεικνύουν την στήριξη της βιώσιμης ανάπτυξης του τομέα που αφορά στη θάλασσα και στη ναυτιλία, Jennifer J. Et al., (2015), την οποία μάλιστα πρεσβεύουν και εκπληρώνουν. Η στρατηγική της γαλάζιας ανάπτυξης αναγνωρίζει την θαλάσσια ύπαρξη ως καινοτόμο εργαλείο ανάπτυξης της ευρωπαϊκής οικονομίας με πολλές προοπτικές και προεκτάσεις. Όσο η στρατηγική αυτή έχει ως στόχο την αύξηση των θέσεων απασχόλησης του ευρωπαϊκού δυναμικού, οι κατασκευές ανοικτής θαλάσσης, ως γιγάντια και απαιτητικά έργα, θα αποτελούν τον κολοφώνα των μέσων εφαρμογής της.

Κατ' επέκταση, η ανάγκη για βέλτιστο σχεδιασμό των θαλάσσιων κατασκευών προϋπέθεσε την εύρεση των κατάλληλων μεθόδων υπολογισμού των φορτίσεων που δέχεται η εκάστοτε κατασκευή από τους κυματισμούς του αντίστοιχου κυματικού πεδίου που την περικλείει. Όπως είδαμε στις εργασίες των Chatziioannou et al. (2017) και Νίκης Κανάκη (2017), τα δεδομένα για την έρευνα και την εφαρμογή των κυματικών θεωριών κατά τον σχεδιασμό των κατασκευών είναι ασαφή και ο ακριβής προσδιορισμός τους δυσκολεύει πολύ το έργο των ερευνητών και των μηχανικών. Συνεπώς γεννιάται η ανάγκη για περαιτέρω έρευνα και προκύπτουν αναπάντητα ερωτήματα σχετικά με την αλληλεπίδραση κύματος-κατασκευής που έρχεται να καλύψει σε ικανοποιητικό βαθμό η δική μας έρευνα.

### 1.2 ΣΚΟΠΟΣ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

Πιο συγκεκριμένα, η παρούσα διπλωματική εργασία έχει σκοπό να συγκρίνει τις συνήθεις πρακτικές σχεδιασμού έναντι ενός πλήρως μη γραμμικού μοντέλου τυχαίων κυματισμών το οποίο θα χρησιμοποιηθεί ως μοντέλο αναφοράς ως το ακριβέστερο εκ των κυματικών θεωριών και μοντέλων, βάσει των προηγούμενων ερευνών που παρέθεσαν δεδομένα πάνω στην αλληλεπίδραση των θαλάσσιων κυματισμών με τις υπεράκτιες κατασκευές. Παράλληλα γίνεται η σύγκριση των συνήθων φασμάτων συχνοτήτων για νερά ενδιάμεσου βάθους ως προς την καταλληλότητά τους.

### 1.3 ΔΙΑΦΘΩΣΗ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

Στο κεφάλαιο 2 παρουσιάζεται μία σύντομη αναφορά σε κάποια από τα είδη των υπεράκτιων κατασκευών δίνοντας έμφαση στην κατηγορία των έργων βαρύτητας όπου και ανήκει η υπό μελέτη κατασκευή. Το κεφάλαιο 3 αφορά εξολοκλήρου την υπό μελέτη κατασκευή, την ιστορία της και τα

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

γεωμετρικά της χαρακτηριστικά. Στο κεφάλαιο 4 παρουσιάζονται οι περιβαλλοντικές συνθήκες του υπό μελέτη θαλάσσιου πεδίου. Στο κεφάλαιο 5 παρατίθενται οι κυματικές θεωρίες με βάση τις οποίες πραγματοποιήθηκαν οι υπολογισμοί της παρούσας διπλωματικής εργασίας συνοδευόμενες από διαγράμματα και πίνακες που παραθέτουν συγκριτικές μετρήσεις της κινηματικής των σωματιδίων του κύματος. Το κεφάλαιο 6 παραθέτει τον τρόπο υπολογισμού των κυματικών φορτίσεων που ασκούνται στην κατασκευή και συγκριτικά διαγράμματα. Τέλος το 7<sup>ο</sup> κεφάλαιο αφορά σε συμπεράσματα και προτάσεις για περαιτέρω έρευνα.

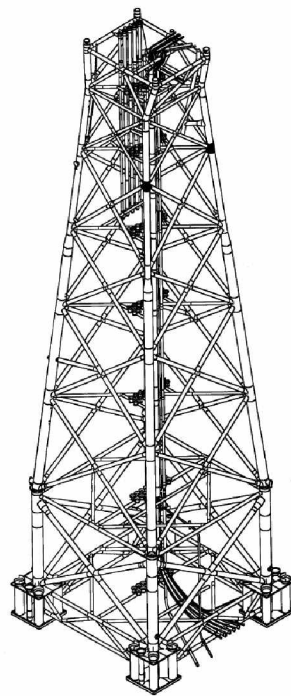
## 2 ΥΠΕΡΑΚΤΙΕΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΕΣ

---

### 2.1 ΠΑΓΙΕΣ ΕΞΕΔΡΕΣ ΕΞΟΡΥΞΗΣ ΥΔΡΟΓΟΝΑΝΘΡΑΚΩΝ

#### 2.1.1 ΣΤΑΘΕΡΗ ΕΞΕΔΡΑ

Ως σταθερή εξέδρα ορίζεται μια πλατφόρμα που εκτείνεται πάνω από την επιφάνεια του νερού και στηρίζεται στον πυθμένα της θάλασσας μέσω κάποιου συστήματος κολόνων, απλωμένων βάσεων ή άλλων μέσων με τον επιδιωκόμενο σκοπό να παραμείνει στάσιμη για μεγάλο χρονικό διάστημα. Η βάση της μπορεί να είναι κατασκευασμένη από σκυρόδεμα ή χάλυβα καθώς και τον συνδυασμό των δύο αυτών υλικών. Στην Εικόνα 2.1 απεικονίζεται μια κατασκευή σταθερής εξέδρας (jacket), συγκεκριμένα είναι η πλατφόρμα «Kvitebjør» που κατασκευάζεται στο νορβηγικό τμήμα τη Βόρειας θάλασσας. Η κατασκευή αυτή έχει τέσσερα πόδια υποστηριζόμενα από κατακόρυφους χαλύβδινους στύλους οι οποίοι ομαδοποιούνται συμμετρικά γύρω από κάθε πόδι. Λόγω περιορισμών στο βάρος αυτής της υπερράκτης κατασκευής, το τζάκετ κατασκευάστηκε, ρυμουλκήθηκε στην τοποθεσία και εγκαταστάθηκε με ανέλκυση σε δύο ξεχωριστά μέρη δομικών μονάδων. Το ανώτερο μέρος της κατασκευής συνδέθηκε με το κατώτερο μέρος της μέσω της κλασικής πλωτής σύνδεσης και εκτείνεται σε περίπου 25 μέτρα πάνω από την επιφάνεια της θάλασσας. Το κάτω μέρος έχει ύψος περίπου 45 μέτρα και ενώνεται με το πέλαμα της κατασκευής. Η δομή φτάνει στον πυθμένα με τέσσερις κολόνες βάσης οι οποίες είναι μόνιμα σταθεροποιημένες σε δεκαέξι κολόνες που διεισδύουν σε βάθος 90 μέτρων από τον πυθμένα.



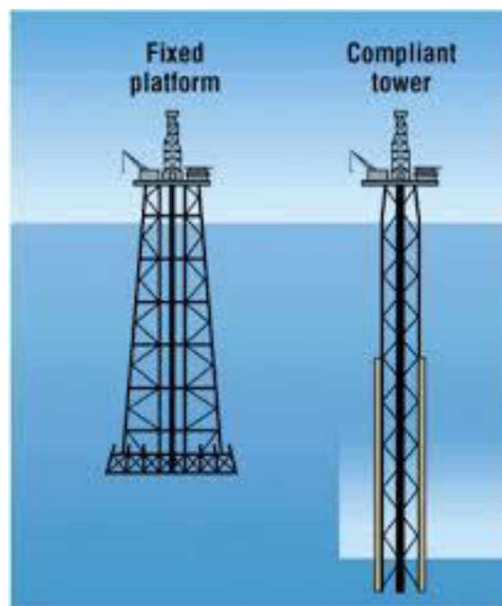
*Εικόνα 2.1 Τρισδιάστατη απεικόνιση σταθερής εξέδρας jacket [1].*

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Μεγάλο πλεονέκτημα των κατασκευών αυτών είναι η ευστάθεια λόγω της διήθησης της βάσης τους στον πυθμένα, η οποία κάνει την κατασκευή να αντιστέκεται σε κατακόρυφα αλλά και πλευρικά φορτία του ανέμου, των θαλάσσιων κυματισμών και των ρευμάτων. Η κατασκευή τους ωστόσο δεν προτείνεται σε μεγάλα βάθη λόγω του μεγάλου κόστους των μελών αρκετά μεγάλου μήκους καθιστώντας τις δομές αυτές κατάλληλες για νερά βάθους έως περίπου 520 μέτρων.

### 2.1.2 ΕΥΚΑΜΠΤΟΙ ΠΥΡΓΟΙ (COMPLIANT TOWERS)

Οι εύκαμπτοι πύργοι μοιάζουν αρκετά σαν κατασκευές με τις σταθερές εξέδρες ωστόσο έχουν μικρότερες απαιτήσεις σε χάλυβα. Αποτελούνται από ένα jacket χαλύβδινου δικτυώματος με αρθρωτές κολόνες και πλωτές δεξαμενές που βοηθά στην διατήρηση της θέσης τους. Οι κατασκευές αυτές διαφέρουν από τις σταθερές εξέδρες καθώς μπορούν να ανταποκριθούν ευέλικτα σε μεγάλους κυματισμούς και μπορούν να υποστηρίξουν μεγάλο αριθμό δικτυωμάτων, ακόμη και υποθαλάσσιων. Το κάτω τμήμα της κατασκευής είναι αρκετά όμοιο με αυτό της σταθερής εξέδρας, έχει όμως μικρότερη διατομή και συνηθίζεται να αγκυρώνεται μέσω συρμάτων καλωδίων στον πυθμένα. Το ανώτερο τμήμα της κατασκευής 'ανακουφίζει' τα θεμέλια καθώς οι στεγανές δεξαμενές του προκαλούν άντωση στην δομή.

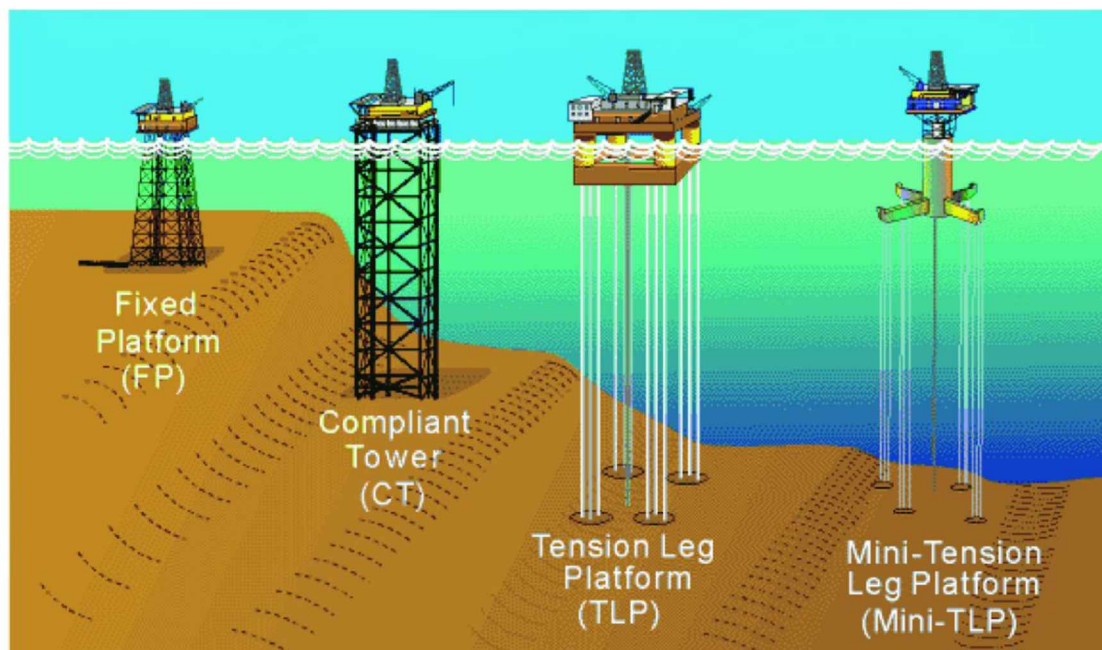


Εικόνα 2.2 Συγκριτική απεικόνιση σταθερής εξέδρας και εύκαμπτου πύργου (διαδίκτυο)

Όπως απεικονίζεται στην Εικόνα 2.2 σχεδιασμός των εύκαμπτων πύργων επιφέρει μεγάλη ευστάθεια γεγονός που επιτρέπει την εφαρμογή αντίστοιχων έργων σε νερά μεγαλύτερου βάθους. Οι κατασκευές αυτές συνηθίζεται να εδράζονται σε βάθος μεγάλου εύρους (450-910 μέτρων). Αξίζει ωστόσο να σημειωθεί ότι το κόστος κατασκευής αλλά και λειτουργίας είναι πολύ μεγαλύτερο από αυτό της σταθερής εξέδρας.

### 2.1.3 ΕΞΕΔΡΕΣ ΤΕΤΑΜΕΝΩΝ ΠΟΔΙΩΝ - TLP'S (TENSION LEG PLATFORMS)

Οι TLP πλατφόρμες αποτελούνται από πλωτές εξέδρες που συνδέονται μέσω κάθετων τεντωμένων τενόντων με τον πυθμένα της θάλασσας με πρότυπα ασφαλείας. Συγκρατείται δηλαδή στην θέση της από ένα σύστημα πρόσδεσης μέσω της χρήσης αγκυρώσεων που διατηρούνται σε ένταση από την πλευστότητα του κύτους. Το σύστημα πρόσδεσης είναι ένα σύνολο ποδιών που συνδέουν την πλατφόρμα με κάποιο θεμέλιο στον πυθμένα. Το θεμέλιο συγκρατείται με ένα σύστημα κολόνων όπως διαφαίνεται στην Εικόνα 2.3.



*Εικόνα 2.3 Συγκριτική απεικόνιση μεταξύ των ειδών πλατφορμών (διαδίκτυο)*

Αυτή η μέθοδος μειώνει τις κάθετες κινήσεις αλλά επιτρέπει τις οριζόντιες λόγω του ανέμου, των κυμάτων και των ρευμάτων. Ένα παράδειγμα TLP είναι η πλατφόρμα Ursa (Shell Oil Company 1999). Αυτή η πλατφόρμα έχει εγκατασταθεί σε 1220 μέτρα βάθους νερού, έχει το ρεκόρ βάθους για μια πλατφόρμα γεώτρησης και παραγωγής, και είναι η μεγαλύτερη στον Κόλπο του Μεξικού. Αυτή η κατηγορία κατασκευών εδράζεται έως και σε βάθος περίπου 1800 μέτρων.

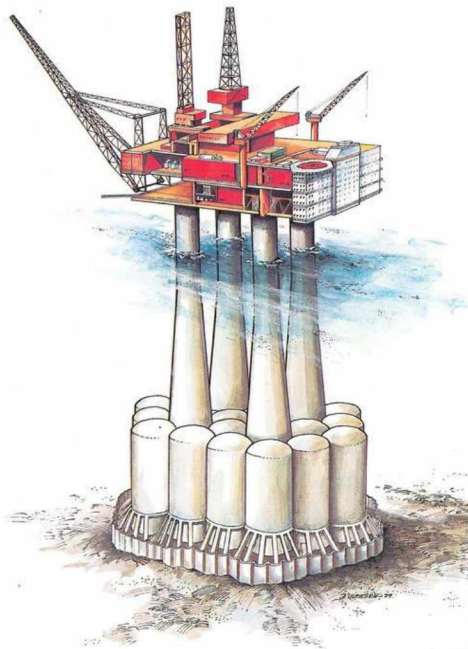
**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

## 2.1.4 ΕΞΕΔΡΕΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ – GBS (GRAVITY BASED STRUCTURES)

Η εξέδρα βαρύτητας αποτελεί μια κατασκευή που αντιστέκεται στα εξωτερικά φορτία και αποκτά σταθερότητα χρησιμοποιώντας το ίδιο βάρος της. Εδραζόμενες στον πυθμένα της θάλασσας, οι πλατφόρμες βαρύτητας έχουν εγκατασταθεί σε θαλάσσια πεδία μεγαλύτερου των 20 μέτρων βάθους ενώ αγγίζουν ακόμη και το βάθος των 300-350<sup>[5]</sup> μέτρων.

### 2.1.4.1 ΔΟΜΗ

Το ανώτερο μέρος της κατασκευής<sup>[11]</sup>, που συντελείται από το κατάστρωμα και την κορυφή της, στηρίζεται σε τρεις έως και έξι πόδες (κολώνες) από σκυρόδεμα οι οποίοι μεταφέρουν τα φορτία σε μια υδατοστεγή κυψελωτή βάση που τους περιβάλλει. Τα συμπαγή αυτά μέλη της κατασκευής κατασκευάζονται αδειανά για να λειτουργούν ως δίοδοι των φρεατίων πετρελαίου και αερίου μέσω των οποίων διαπερνούν το στεγανό τμήμα της κατασκευής και αγγίζουν τον βυθό. Συνηθίζεται μάλιστα οι πόδες να είναι κωνικοί με σκοπό την μείωση των κυματικών φορτίσεων που δέχεται η κατασκευή στην ζώνη διαβροχής της. Η στεγανή κυψελωτή βάση, εκτός από τον βαρυντικό της ρόλο, λειτουργεί και ως χώρος αποθήκευσης ορυκτών. Η δόμησή της μπορεί να ενισχυθεί και με κατακόρυφα κομμάτια σκυροδέματος ή χάλυβα που ονομάζονται πείροι και κατασκευάζονται με τέτοιο τρόπο ώστε να προεξέχουν από αυτή. Κατά την εγκατάστασή τους, η οποία προηγείται της εγκατάστασης οποιουδήποτε άλλου μέρους της κατασκευής, διεισδύουν στον βυθό με σκοπό να συγκρατούν την κατασκευή στην αρχική της θέση. Η δομές αυτές μπορούν επίσης να διαθέτουν ένα τμήμα που ομοιάζει με κατακόρυφο τοίχο και ονομάζεται φούστες. Οι φούστες διεισδύουν βαθύτερα, στο μαλακό τμήμα του βυθού, μεταφέροντας φορτίσεις σε ένα πιο ικανό έδαφος ενώ παράλληλα, ως εργαλεία διάτμησης, παρεμποδίζουν την απώλεια εδάφους κατά την εγκατάσταση των άκρων της κατασκευής. Λειτουργούν δηλαδή ως δομές πίεσης και αναρρόφησης του εδάφους διασφαλίζοντας έτσι τον έλεγχο της κατασκευής κατά την εγκατάσταση.



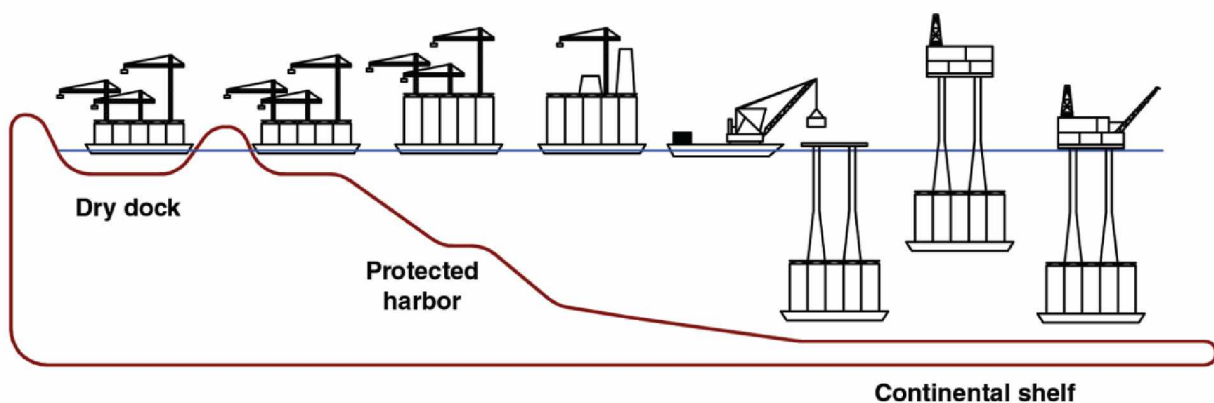
*Εικόνα 2.4 Απεικόνιση πλατφόρμας βαρύτητας, (Νίκη Κανάκη, 2017).*

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Μια εξέδρα βαρύτητας που εδράζεται σε βάθος 100 μέτρων ενδεικτικά, συνηθίζεται να διαθέτει ένα υδατοστεγές κιβώτιο πλάτους 100 μέτρων και ύψους 20-40 μέτρων ενώ οι κολώνες μπορεί να έχουν διάμετρο 20 μέτρων.

#### 2.1.4.2 ΕΓΚΑΤΑΣΤΑΣΗ

Η κατασκευή και εγκατάσταση της πλατφόρμας πραγματοποιείται από κάτω προς τα επάνω, ξεκινώντας από την κατασκευή της βάσης, συνεχίζοντας με την τοποθέτηση των ποδιών και προσαρμόζοντας τελικά το κατάστρωμα ώστε να ολοκληρωθεί. Η κυψελωτή βάση ξεκινά να χυτεύεται κυψέλη-κυψέλη σε κάποια παράκτια κατασκευαστική βάση ή ξηρά αποβάθρα τη νεωδόχο. Με την ολοκλήρωση των εργασιών της βάσης, η αποβάθρα κατακλύζεται με νερό με σκοπό η κυψελωτή βάση να επιπλεύσει και να ξεκινήσει η ρυμούλκισή της σε ένα κατάλληλο περιβάλλον βαθέων υδάτων όπου και αγκυροβολεί. Σε αυτό το στάδιο εγκαθίσταται ο υπόλοιπος εξοπλισμός της βάσης όπως επίσης πραγματοποιείται και η εγκατάσταση των ποδιών πάνω σε αυτή. Το στάδιο αυτό ολοκληρώνεται βήμα-βήμα με την μέθοδο slip-forming<sup>[11]</sup> ενόσω η βάση μπορεί να υποστεί μερική βύθιση ώστε το βάρος των σταδιακά προστιθέμενων μελών να μην επιβαρύνει το κατώτερο μέρος. Στην συνέχεια το σύστημα βάση-πόδες βυθίζεται για να παραλάβει το ανώτερο μέρος της κατασκευής. Έπειτα η κατασκευή ανυψώνεται και οδηγείται με ρυμουλκό πλοίο στο σημείο εγκατάστασής της όπου και βυθίζεται με πολύ αργό ρυθμό. Οποιοδήποτε κενό θα μπορούσε να προκύψει κατά την κατασκευή των κυψελών αναπληρώνεται σε αυτή την φάση με εδαφικό υλικό<sup>[5]</sup>. Μάλιστα σε ορισμένες περιπτώσεις, το βάρος της βάσης και του καταστρώματος του συγκεκριμένου τύπου εξέδρας καθιστά το ίδιο βάρος της επαρκές ώστε η κατασκευή να θεμελιώνεται με αυτό και μόνο, αν απλά αφηθεί στον πυθμένα του πεδίου.



Εικόνα 2.5 Σχηματική απεικόνιση κατασκευής και εγκατάστασης πλατφόρμας βαρύτητας (MSL Engineering)

Ωστόσο κατά την βύθιση της κατασκευής το νερό που απομακρύνεται δημιουργεί μια υδροδυναμική αστάθεια που τείνει να την ανατρέψει η οποία είναι αυξανόμενη όσο η κατασκευή φτάνει στον πυθμένα.



**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Σε αυτό το στάδιο την ανατροπή προλαμβάνουν οι πείροι που διεισδύουν στον βυθό και σταθεροποιούν την εξέδρα.

Το μεγάλο πλεονέκτημα της εξέδρας βαρύτητας είναι η χαμηλή ανάγκη για συντήρηση και το αυξημένο προσδόκιμο ζωής της κατασκευής της. Αποτελεί την πιο ασφαλή υπεράκτια κατασκευή.

## 2.2 ΚΑΤΑΣΚΕΥΕΣ ΑΝΑΝΕΩΣΙΜΩΝ ΠΗΓΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ

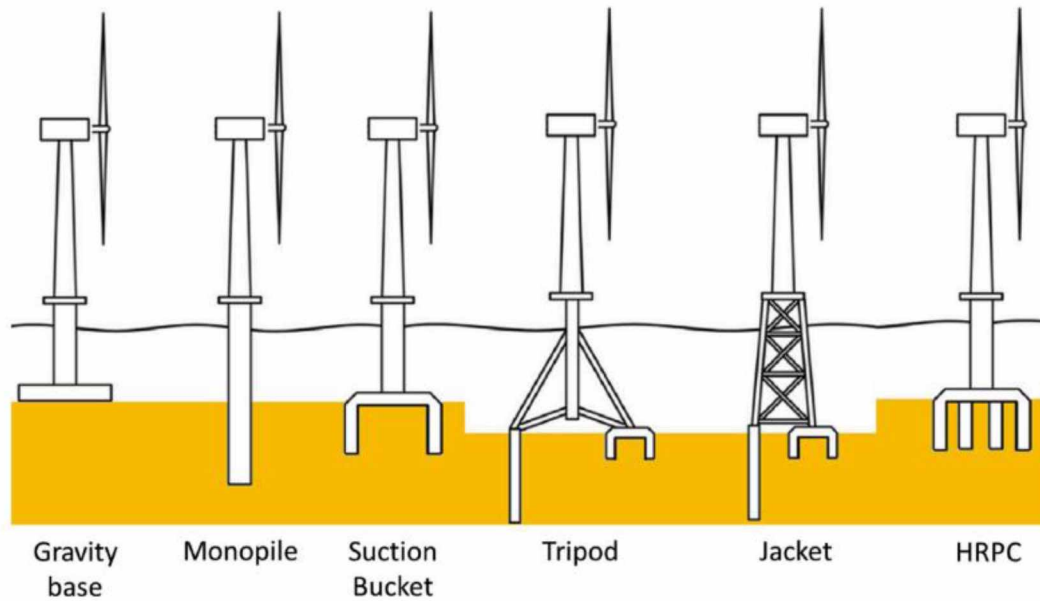
Ο θαλάσσιος χώρος είναι η κατεξοχήν «πηγή εναλλακτικών μορφών ενέργειας» καθώς εκ φύσης συναντάμε σε αυτόν σημαντικά ποσοστά ενέργειας. Ο άνεμος, το κύμα και η παλίρροια είναι τα φαινόμενα που ως επί το πλείστον αξίζει να εκμεταλλευτεί ο άνθρωπος, με σκοπό την μετατροπή της ενέργειας που αυτά αποδίδουν στην φύση σε μορφές ενέργειας που δεν βρίσκονται πλέον σε αφθονία. Βασική προϋπόθεση για να συμβεί αυτό είναι η ύπαρξη μιας κατασκευής που να λειτουργεί ως μετατροπέας της ήδη υπάρχουσας ενέργειας στην μορφή που επιζητά ο αναπτυξιακός τομέας την εκάστοτε περίοδο.

### 2.2.1 ΑΝΕΜΟΣ

Όσον αφορά στον άνεμο, η αιολική ενέργεια είναι μια εναλλακτική μορφή ενέργειας με φοβερές αναπτυξιακές προοπτικές. Οι A. Morato και S. Sriramula σε σχετική έρευνα (Ιανουάριος 2021) αναφέρουν πως συγκεκριμένα ο υπεράκτιος άνεμος υπερέχει εκείνου της ξηράς σε ερευνητικό επίπεδο καθώς κατανέμεται σε εκτενέστερα πεδία με μεγαλύτερες και σταθερότερες ταχύτητες, λιγότερες διαταράξεις και διατμητικές τάσεις. Παράλληλα οι ωκεανοί, χάρη στον υπεράκτιο άνεμο γίνονται επενδυτικός στόχος με σκοπό την αξιοποίηση του τεράστιου αυτού δυναμικού. Το μέσο απομύζησης αιολικής ενέργειας είναι η κατασκευή ανεμογεννήτριας. Ο σχεδιασμός των υπεράκτιων κατασκευών τους δεν ακολουθεί αυστηρά έναν κανονισμό καθώς αυτός διαφέρει ανάλογα με την τοποθεσία του πεδίου εγκατάστασης. Ωστόσο επικρατεί ένας γενικός συντηρητισμός που για χάρη της ασφάλειας κατά τον σχεδιασμό, θυσιάζεται το κόστος, το οποίο όσον αφορά στο ενεργειακό κομμάτι είναι καθόλα ισοπεδωμένο. Αυτός ακριβώς είναι και ο λόγος που η αιολική είναι το ανταγωνιστικότερη μορφή εναλλακτικής ενέργειας.

Στις μέρες μας η κατασκευή που συναντάται στα πάρκα αιολικής ενέργειας ειδικότερα σε ρηχά νερά (<30 μέτρων) είναι η κατασκευή στήριξης μεμονωμένου πασσάλου monopile που συγκεκριμένα καλύπτει το 80% της αγοράς των υπεράκτιων κατασκευών που εντάσσονται στην εκμετάλλευση αιολικής ενέργειας, χάρη στο χαμηλό κόστος τους. Όπως αναφέρουν οι M.Vieira et al. (2019) για τα νερά ενδιάμεσου βάθους και συγκεκριμένα για βάθη μέχρι και 60 μέτρων καταλληλότερες κρίνονται κατασκευές μεταξύ των τύπου jacket και οι κατασκευές τριπόδων, ενώ η βιομηχανία εστιάζει περισσότερο σε έργα βαρύτητας όταν τα βάθη αγγίζουν τιμές μεγαλύτερες των 60 μέτρων.

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».



Εικόνα 2.6 Υπεράκτιες εγκαταστάσεις ανεμογεννητριών (Oh, K.Y. et al. 2017).

Οι κατασκευές μεμονωμένου πασσάλου **monopile** χρησιμοποιούνται στο 100% των αιολικών πάρκων της Αμερικής, στο 70% της Ευρώπης και στο 43% της Ασίας (H. Diaz et al. 2020). Η εγκατάστασή τους προϋποθέτει διάτρηση του πυθμένα με σύνηθες βάρος του τμήματος που σφυρηλατεί την περιοχή να αγγίζει τους 500-800 τόνους, διάμετρο 5-6 μέτρων και μήκος 50-60 μέτρων.

Στην χερσόνησο της Κορέας το 100% των ανεμογεννητριών είναι τύπου **jacket** ενώ παγκοσμίως υπάρχουν 220 τέτοιου τύπου κατασκευές. Η τυπική δομή ενός jacket αποτελείται από ένα υποστηρικτικό σύστημα τεσσάρων πασσάλων συνδεδεμένων με σταυρωτά στηρίγματα διαμέτρου 2 μέτρων ενώ οι κολόνες της βάσης διεισδύουν στο έδαφος σε κατάλληλο βάθος και υποστηρίζονται από τα επικείμενα «μανίκια».

Το 70% των εγκαταστάσεων ανεμογεννητριών στην Ασία χρησιμοποιεί έργα βαρύτητας **GBS** για να εδράσει τις κατασκευές του καθώς οι υψηλές απαιτήσεις που διέπουν την διαδικασία εγκατάστασης του συγκεκριμένου τύπου κατασκευής ελαχιστοποιούν τον κίνδυνο αστοχίας ή επικείμενου λάθους.

## 2.2.2 ΚΥΜΑ

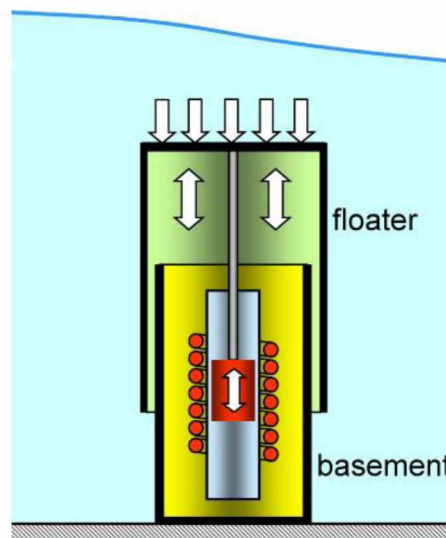
Σύμφωνα με τους M. Lopez et al. (2018) οι κατασκευές που συνιστούν μετατροπείς κυματικής ενέργειας WEC's (Wave Energy Converters) κατηγοριοποιούνται σύμφωνα με διάφορα κριτήρια. Η τοποθεσία τους καθορίζει το αν είναι υπεράκτιες, παράκτιες ή κατασκευές ξηράς και πλωτές ή πακτωμένες. Η μορφή τροφοδότησης του μη σταθερού μέρους (power take-off system) PTO ορίζει αν η κατασκευή θα είναι μηχανική, υδραυλική, πνευματική ή ολοκληρωτικά ηλεκτρική. Σύμφωνα με την οριζόντια επέκταση και προσανατολισμό ορίζονται ως απορροφητήρες σημείου ή γραμμής, ενώ ο τελικός σκοπός χρήσης τους τις προσδιορίζει σύμφωνα με τον ηλεκτρισμό, την άντληση νερού, την αφαλάτωση, την ψύξη, την θέρμανση ή την προέλαση νερού.

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Ο Yoshio Masuda μπορεί να θεωρηθεί ως ο πατέρας της νεότερης τεχνολογίας της κυματικής ενέργειας. (F. Antonio de O. Falcao 2010) καθώς δημιούργησε σημαντικές πλοήγησης τροφοδοτούμενους από την κυματική ενέργεια και εξοπλισμένους με ανεμογεννήτριες. Σήμερα το μοντέλο αυτό ονομάστηκε ταλαντούμενη στήλη νερού (oscillating water column) OWC. Μεταγενέστερα ο Masuda συνέθεσε έναν μηχανισμό αποτελούμενο από πολλές OWCs με ανεμογεννήτριες διαφόρων τύπων τα ενεργειακά αποτελέσματα του οποίου όμως δεν απέδωσαν μεγάλη επιτυχία.

Σημαντικότερα βήματα όσον αφορά στην κυματική ενέργεια άρχισαν να λαμβάνουν χώρα στην Ευρώπη όταν το 1991 η ευρωπαϊκή επιτροπή άρχισε να προσφέρει χρηματοδοτικά προγράμματα που αφορούν σε ανανεώσιμες πηγές ενέργειας. Στα πλαίσια κάποιων δράσεων συνεργασίας, με την πιο πρόσφατη να λαμβάνει χώρα το 2004-2007, η Ευρώπη άρχισε να συμμετέχει ενεργά σε ετήσια συνέδρια κυματομηχανικής και ενέργειας.

Οι υπεράκτιοι μηχανισμοί ταλαντούμενου σώματος διαφέρουν ανάλογα με τις ανάγκες του πεδίου εφαρμογής. Η απλούστερη μορφή του σώματος μιας OWC συναντάται στους σημαντήρες με μονό σύστημα ανύψωσης νερού οι οποίοι θεωρούνται απορροφητήρες σημείου. Το διπλό σύστημα ανύψωσης νερού έρχεται να υπερνικήσει τις δυσκολίες που αντιμετωπίζει η προαναφερθείσα μορφή με την απόσταση μεταξύ του πυθμένα και της ελεύθερης επιφάνειας. Το πλήρως βυθιζόμενο σύστημα ανύψωσης νερού ή, εναλλακτικά, η κυματική σπείρα του Αρχιμήδη αποτελείται από ένα ανώτερο ταλαντούμενο σώμα που καταπιέζεται από τις κυματοκορυφές και αναδύεται από τις κυματικές κοιλίες και ένα κατώτερο σώμα πακτωμένο στον πυθμένα. Η κινησιολογία της κατασκευής δημιουργεί μια εσωτερική πίεση που λειτουργεί ως γεννήτρια και την τροφοδοτεί.



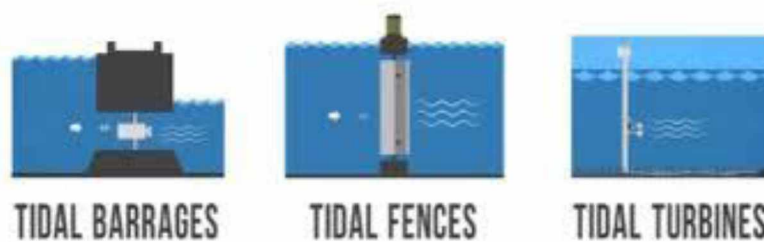
Εικόνα 2.7 Απεικόνιση πλήρως βυθιζόμενου συστήματος ανύψωσης νερού (F. Antonio de O. Falcao, 2010)

### 2.2.3 ΠΑΛΙΠΡΟΙΑ

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Η παλίρροιακή ενέργεια είναι ένας από τους πρώτους τύπους ανανεώσιμης πηγής ενέργειας. Η παλίρροια και η άμπωτη, που εξαρτώνται από τις βαρυτικές δυνάμεις που ασκούνται στην Γη χάρη στην Σελήνη, μετατρέπουν την ενέργειά της σε ηλεκτρισμό. Η εγκατάσταση έργων απομύζησης παλίρροιακής ενέργειας γίνεται στην οριογραμμή της ακτής και η μετατροπή σε ηλεκτρισμό προϋποθέτει υψομετρική διαφορά 5 μέτρων μεταξύ του ανώτερου και κατώτερου ύψους ελεύθερης επιφάνειας του νερού κατά την πραγματοποίηση του φαινομένου.

Οικυριότερες τεχνολογίες ενεργειακής εκμετάλλευσης της παλίρροιας είναι τα **παλίρροιακά φράγματα** και οι **παλίρροιακές περιφράξεις** Sadeq M. et al. (2019). Στα φράγματα η εναλλαγή στην ανύψωση του νερού περιστρέφει έναν έλικα ή συμπιέζει αέρα με αποτέλεσμα την παραγωγή ηλεκτρισμού. Οι περιφράξεις προκαλούν μεγάλους στροβιλισμούς ενώ οι **τουρμπίνες** μοιάζουν με υποθαλάσσιες ανεμογεννήτριες. Και οι δύο τεχνολογίες λειτουργούν παρόμοια και βασίζονται στην σύνδεση του συστήματος με μια γεννήτρια που λειτουργεί ως μετατροπέας της μηχανικής ενέργειας του νερού, σε ηλεκτρική ενώ η πυκνότερη σύσταση του νερού έναντι στον αέρα καθιστά τα θαλάσσια ρεύματα πιο αποτελεσματικά από εκείνα του αέρα



Εικόνα 2.8 Sadeq M. et al. (2019)

### 2.3 ΙΧΘΥΟΚΛΩΒΟΙ

Οι περισσότερες εγκαταστάσεις ιχθυοκαλλιέργειας τα προηγούμενα χρόνια ασφάλιζαν τον εξοπλισμό τους συνήθως σε προστατευμένα, ρηχά ή παράκτιων περιοχών νερά. Ωστόσο φαινόμενα όπως η ρύπανση των υδάτων κοντά σε κατοικημένες περιοχές, η κάλυψη θαλάσσιου χώρου μικρής έκτασης σε περιοχές που ενδείκνυται για τουριστική και ναυτιλιακή εκμετάλλευση ή η ανάγκη για αποδοτικότερες ποσότητες παραγωγής προκάλεσαν ανά τα χρόνια συγκρούσεις μεταξύ

των καλλιεργητών και των τοπικών και περιβαλλοντικών φορέων. Με κίνητρο την μόλυνση του θαλάσσιου χώρου και την μετάδοση ασθενειών μεταξύ των ψαριών από εκείνα που συχνά τραυματίζονται εξαιτίας της ιχθυοκαλλιέργειας, οι ρυθμιστικές αρχές πίεσαν αρκετά τις επικείμενες συνθήκες ιχθυοκαλλιέργειας.

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Αυτό είχε ως αποτέλεσμα, (Y.I. Chu et al. 2020) κατά τα νεότερα χρόνια, οι εγκαταστάσεις καλλιέργειας ψαριών να στραφούν σε υπεράκτιες περιοχές. Τα υπεράκτια πεδία προς εκμετάλλευση είναι εκτενέστερα και κατά συνέπεια δεν βρίσκονται προς το παρόν στο στόχαστρο αντίστοιχου ανταγωνισμού. Παράλληλα το βάθος και η συνεχόμενη ροή του ωκεανού συντελούν ένα πολύ πιο καθαρό περιβάλλον φιλοξενίας ψαριών, καθώς δεν επιτρέπουν την συσσώρευση ιζήματος τροφής και απορριμμάτων στα κατώτερα μέρη των κλωβών ιχθυοκαλλιέργειας εμποδίζοντας την εξάπλωση μικροοργανισμών και ασθeneιών. Αδιαμφισβήτητα είναι ξεκάθαρο πως οι υπεράκτιες ιχθυοκαλλιέργειες πρεσβεύουν μια πιο βιώσιμη και υψηλότερης ποιότητας παραγωγή ψαριών.

Η αναβάθμιση στο πεδίο της εγκατάστασης γέννησε την ανάγκη για αναβάθμιση και των κατασκευών ιχθυοκαλλιέργειας ώστε να ανταπεξέρχονται στην ενεργειακή ένταση του ωκεανού. Αρχικά οι ορισμοί που παρατέθηκαν μέσω των πολυάριθμων ερευνών στην υπεράκτια ιχθυοκαλλιέργεια καταληκτικά οδήγησαν στα εξής:

Η ύπαρξή της προϋποθέτει:

- Τοποθεσίες μη προστατευμένες, εκτός του χώρου που ορίζει η ευθεία γραμμή που ενώνει δύο μεγάλα ακρωτήρια και τουλάχιστον 3 χιλιόμετρα από την ακτή αλλά μέσα στα όρια της ΑΟΖ.
- Το βάθος του νερού να είναι μεγαλύτερο από 50 μέτρα ή τουλάχιστον τρεις φορές μεγαλύτερο από το ύψος του κλωβού και ο κλωβός με τον πυθμένα πρέπει να χωρίζονται από τουλάχιστον 15 μέτρα απόσταση.
- Ταχύτητες θαλάσσιων ρευμάτων από 0.1 έως και 1 m/s.
- Το ύψος κύματος να ξεπερνά τα 3 μέτρα.

Ωστόσο οι περιορισμοί που βάζουν την τελική κατασκευή ανάλογα με τον τύπο της ή την ακριβή της τοποθεσία εξαρτώνται από πολλούς ακόμα παράγοντες όπως κυβερνητικούς, υγείας, περιβάλλοντος και λοιπούς.

Οι δύο κατηγορίες κλωβών ιχθυοκαλλιέργειας είναι τα συστήματα **ανοιχτού διχτυωτού κλωβού** και τα συστήματα **κλειστής δεξαμενής**. Στον ανοιχτού τύπου διχτυωτό κλωβό συγκαταλέγονται οι περισσότερες κατασκευές ιχθυοκαλλιέργειας και χαρακτηρίζονται από το μικρό βάρος τους σε σύγκριση με τον όγκο της κατασκευής και τον αποτρεπτικό τους χαρακτήρα έναντι κινδύνων συντονισμού λόγω του μεγάλου ρυθμού απόσβεσης της μάζας που τις χαρακτηρίζει. Κάποια από τα συνηθέστερα είδη κατασκευών ιχθυοκαλλιέργειας παρουσιάζονται παρά κάτω.

### 2.3.1 ΠΛΩΤΟΣ ΕΥΛΙΓΙΣΤΟΣ ΚΛΩΒΟΣ

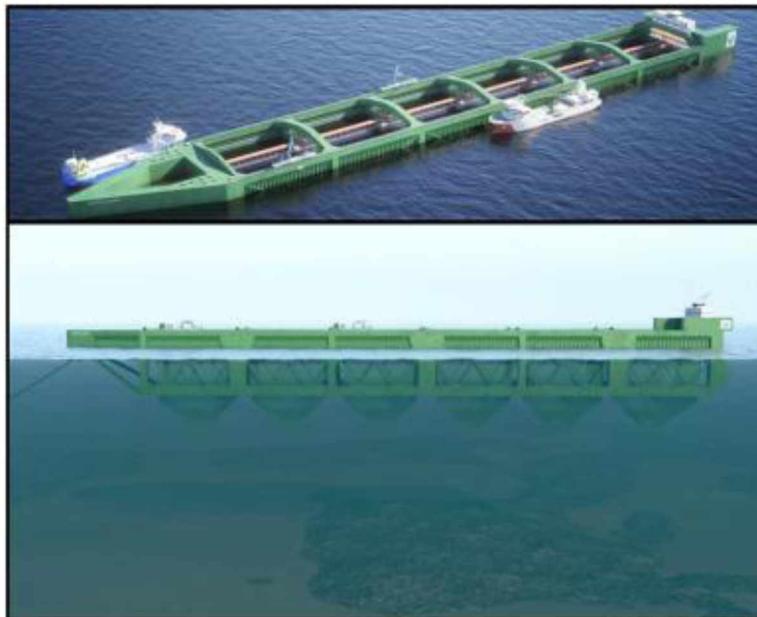
Πρωτοεμφανίστηκαν το 1970 και πλέον γίνεται ευρεία χρήση τους στην Ιαπωνία την Ευρώπη, την Αμερική, την Αυστραλία και την Νέα Ζηλανδία. Με κύριο υλικό κατασκευής τους το υψηλής πυκνότητας πολυαιθυλένιο οι κατασκευές αυτές αποτελούνται από πλωτούς σωλήνες που συνθέτουν το πλωτό στεφάνι. Το στεφάνι υποστηρίζουν ορθοστάτες από άκρη σε άκρη. Το μεγαλύτερο πλεονέκτημα των πλωτών ευέλικτων κλωβών είναι η υψηλή αντοχή σε κυματικές φορτίσεις ενώ κύριο μειονέκτημά τους αποτελεί η καταστροφική περιστροφή του διχτυωτού μέρους εξαιτίας θαλάσσιων ρευμάτων. Ακόμη, η

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

περιορισμένη προσβασιμότητα σε μέρη που χρειάζονται επισκευή υπονομεύει την ασφάλεια των εργατών.

### 2.3.2 ΠΛΩΤΟΣ ΑΚΑΜΠΤΟΣ ΚΛΩΒΟΣ

Οι κατασκευές αυτές περιέχουν άκαμπτες πλαισιακές δομές που προσδίδουν αντοχή και σταθερότητα στο έργο. Αποτελούν συνήθως μεγάλες κατασκευές από ατσάλι ενώ αυτοσυντηρούνται σε μεγάλο βαθμό από μηχανισμούς που εμπεριέχουν, όπως αποθήκες τροφής, εργαλεία συγκομιδής και αποθήκες καυσίμων. Τα κύρια πλεονεκτήματα των άκαμπτων κλωβών είναι η δυνατότητα κατοχής ενός ολοκληρωμένου συστήματος τροφοδοσίας και συλλογής ψαριών και οι κατασκευαστικά ευνοϊκές συνθήκες επισκευής της. Μειονέκτημα των κατασκευών αυτών είναι η ανάγκη για φαρδιές, βαριές και δαπανηρές κατασκευές ενώ δεν είναι τόσο ευέλικτες που να εκπέμπουν σιγουριά σε περιοχές όπου αναμένονται ακραία κυματικά φαινόμενα. Χαρακτηριστικό έργο αυτής της δομής είναι το Havfarm (Y.I.Chu et al. 2020) με δυνατότητες αποθήκευσης 10.000 τόνων σολομού.

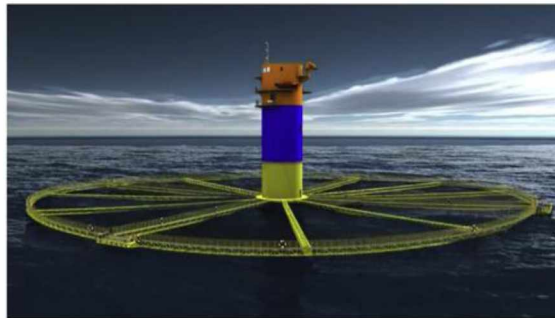


*Εικόνα 2.9 Y. I. Chu et al. (2020)*

Θα αποτελέσει κατασκευαστικά μια ατσάλινη πλαισίωση για έξι κλωβούς αποθήκευσης ψαριού και θα μπορεί να ανταπεξέλθει σε 10 μέτρα χαρακτηριστικού ύψους κύματος.

### 2.3.3 ΗΜΙΒΥΘΙΖΟΜΕΝΕΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΕΣ

Οι ημιβυθιζόμενες κατασκευές μπορούν να είναι είτε ευέλικτες είτε άκαμπτες. Οι ευέλικτες που ως επί το πλείστον είναι κλωβοί τεταμένων ποδιών (Tension Leg Cages – TLC’s ) έχουν το πλεονέκτημα να ζυγίζουν λιγότερο και να αποτελούν απλούστερες κατασκευές ενώ αντιθέτως έχουν ανάγκη από εξωτερικό υποβοηθητικό σύστημα τροφοδότησης ψαριών. Οι άκαμπτες ημιβυθιζόμενες κατασκευές κλωβών αποτελούνται συνήθως από πλαισιωτές κατασκευές από ατσάλι ενώ ο κλωβός διαθέτει δεξαμενές που ανάλογα με τις ανάγκες ανεβοκατεβάζουν καταλλήλως την κατασκευή. Σημαντικό έργο αυτού του τύπου είναι η φάρμα υδατοκαλλιέργειας που αναμένεται από την εταιρεία De Mass SMC, που δραστηριοποιείται στις υπεράκτιες κατασκευές ορυκτών, σε συνεργασία με την Κινέζικη κυβέρνηση με τοποθεσία τα ανοιχτά των ακτών της Κίνας. Η ημιυποβρύχια δοκός ιχθυοκαλλιέργειας (Semi-submersible Spar Fish Farm SSFF150, H. Diaz, (2020), αναμένεται να φιλοξενεί στον κεντρικό αγωγό της χώρας αποθήκευση μηχανημάτων, αποθεμάτων τροφής και διαμονής των εργαζομένων ενώ θα μπορεί να αυτοσυντηρείται με τον μηχανισμό βύθισης που προστατεύει την κατασκευή από καταιγίδες.

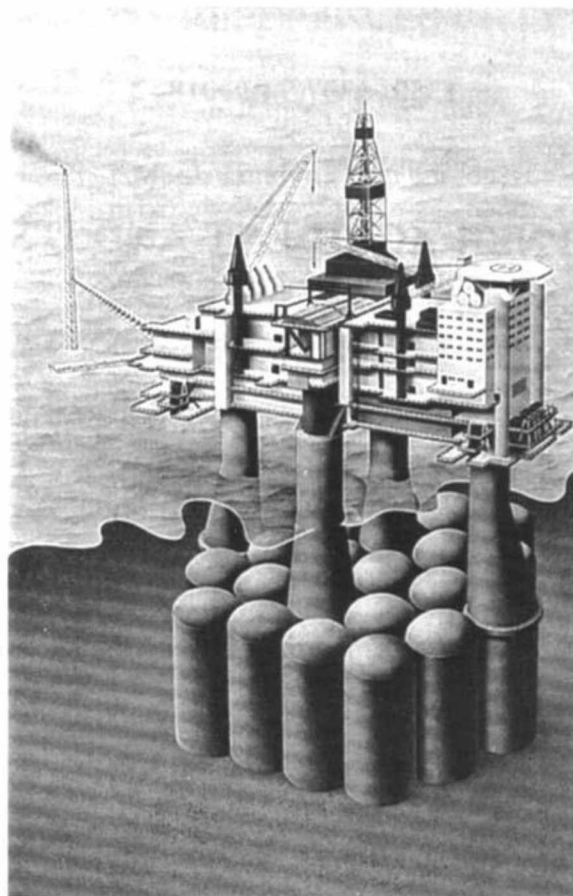


*Εικόνα 2.10 DE MAAS SMC (διαδίκτυο)*

### 3 Η ΥΠΟ ΜΕΛΕΤΗ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ

---

Η υπό μελέτη κατασκευή ονομάζεται Sleipner A και ήταν η δωδέκατη κατασκευή μιας σειράς από Condeep GBS (Concrete- Deep water Gravity Based Structures) εξέδρες βαρύτητας που σχεδιάστηκαν και κατασκευάστηκαν από την NC (Norwegian Contractors) για την εξόρυξη ορυκτών καυσίμων στην Βόρεια Θάλασσα<sup>[12]</sup>. Είναι γνωστή για μια σοβαρή διαρροή που προκάλεσε την βύθισή της στις 23 Αυγούστου του 1991 κατά την διάρκεια μιας ελεγχόμενης δοκιμής έρματος.



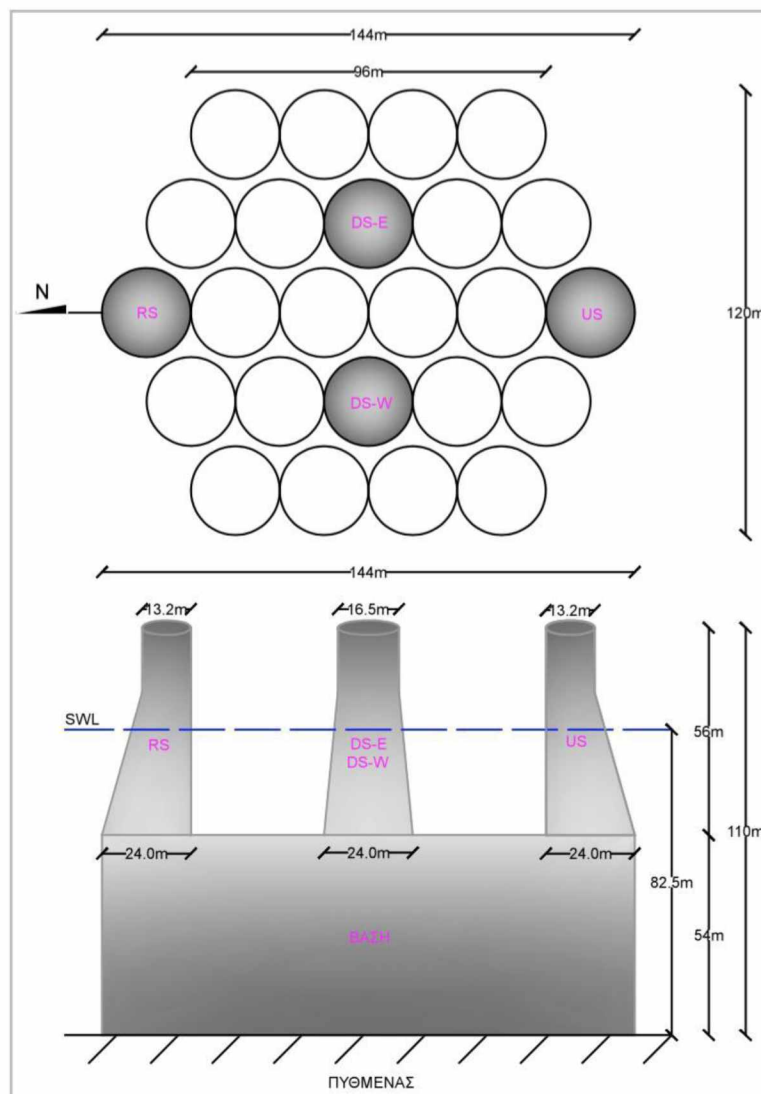
*Εικόνα 3.1 Η εξέδρα Sleipner A, Bernt Jakobsen (1994)*

Οι έρευνες που πραγματοποιήθηκαν στιγμάτισαν ένα τμήμα του κήτους με σημαντικές αδυναμίες που ήταν τα τοιχώματα των κυψελών της βάσης και η υποστήριξη που διέθεταν προς τις αρθρώσεις των κυψελών (τμήμα tri-cell). Η μη συντηρητική χρήση του κώδικα σκυροδέτησης και η ανακρίβεια στην μοντελοποίηση της μαθηματικής ανάλυσης των συνδέσμων του tri-cell οδήγησαν σε ελαττωματικό σχεδιασμό. Οι υπολογισμοί έδειξαν ότι την στιγμή της κατάρρευσης το ασκούμενο στην κατασκευή φορτίο άγγιζε τις δυσμενέστερες τιμές αντοχής της ενώ υπήρξε υποεκτίμηση των διατμητικών τάσεων κατά 47% με αποτέλεσμα ο σχεδιασμός να είναι ανεπαρκής.



**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Η εξέδρα σχεδιάστηκε ξανά μετά την καταστροφή της τον Ιούνιο του 1993 και η Sleipner A εγκαταστάθηκε με επιτυχία στο πεδίο φυσικού αερίου Sleipner East. Εδράζεται σε νερά ενδιάμεσου βάθους 82.5 μέτρων και το σύστημα που την θεμελιώνει αποτελείται από κυλίνδρους σκυροδέματος. Η βάση του κήτους αποτελείται από 24 κυλίνδρους με διάμετρο 24 μέτρων και ύψος 54 μέτρων έκαστος, ενώ χρησιμεύουν παράλληλα με την θεμελίωση και ως κιβώτια αποθήκευσης ορυκτών. Τα κιβώτια της κυψελωτής βάσης είναι στοιχισμένα το ένα δίπλα στο άλλο, καλύπτοντας έτσι μια έκταση με διάσταση που μεγιστοποιείται στα 144 μέτρα. Το κατάστρωμα της κατασκευής συνδέεται με την κυψελωτή της βάση μέσω τεσσάρων κολόνων μεταβλητής διατομής με διάμετρο βάσης 24 μέτρων και ύψος 56 μέτρων. Οι τέσσερις αυτές κολόνες ονομαστικά είναι η βόρεια (riser shaft-RS) και νότια κολόνα (utility shaft-US) που η διάμετρός τους αγγίζει τα 13.2 μέτρα στο μέγιστο ύψος τους και η ανατολική και δυτική κολόνα (drill shaft) DS-E και DS-W αντίστοιχα με διάμετρο 16.5 μέτρων στο μέγιστο (κοινό) τους ύψος. Τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της κατασκευής παρατίθενται στην εικόνα.



Εικόνα 3.2 Κάτοψη και όψη της Sleipner A GBS, Νίκη Κανάκη(2017)

#### 4 ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ

Η παρούσα εργασία αφορά σε μια υπαρκτή κατασκευή, συνεπώς οι συνθήκες του κυματικού πεδίου είναι προκαθορισμένες και παρατίθενται στον πίνακα παρακάτω. Οι γνωστές συνθήκες σχεδιασμού απαιτούν τον συνυπολογισμό τόσο του σημαντικού ύψους κύματος, εν προκειμένω  $H_s=17.2\text{m}$ , που αποτελεί το 33% των κυματικών υψών, όσο και το μέγιστο ύψος κύματος, εν προκειμένω  $H_{max} = 31.82\text{m}$  που είναι το ύψος σχεδιασμού και το οποίο σύμφωνα με τον κανονισμό DNV 2010<sup>[10]</sup> λαμβάνεται ίσο με  $H_{max}=1.85H_s$ . Η υψομετρική διαφορά μεταξύ της ελεύθερης επιφάνειας του νερού και του πυθμένα, δηλαδή το βάθος του νερού, είναι  $d = 82.5\text{m}$  ενώ η περίοδος κορυφής του φάσματος είναι ίση με  $T_p=16\text{s}$ .

Πίνακας 4-1: Περιβαλλοντικές συνθήκες κυματικού πεδίου (Swan C., Katsardi, V. (2012)).

Βάθος	$d=82.5\text{m}$
Φάσμα, $S_{nn}(f)$	JONSWAP
Περίοδος κορυφής	$T_p=16\text{s}$
Σημαντικό ύψος	$H_s=17.2\text{m}$
Μέγιστο ύψος κύματος (DNV 2010)	$H_{max}=31.82\text{m}$
Σχετική περίοδος κύματος (NewWave)	$T_{tt}=13.4\text{s}$
Παράμετρος κατευθυντικότητας (Mitsuyasu)	$s= 20, \infty$
Τυπική απόκλιση (Κανονική κατανομή)	$\sigma_\theta=18^\circ$
Συντελεστής μείωσης κινηματικών μεγεθών (Steady Waves)	$\Phi=0.953$

##### 4.1 ΤΟ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΦΑΣΜΑ JONSWAP

Η συνεχής μελέτη και ανάλυση της διασποράς κυματικής ενέργειας στο φάσμα συχνοτήτων ενός θαλάσσιου κυματικού πεδίου, οδήγησαν στην δημιουργία μιας ακολουθίας εμπειρικών κυματικών φασμάτων. Σχεδιαστικά τουλάχιστον, το φάσμα που εφαρμόζεται συχνότερα αντιπροσωπεύοντας το φασματικό σχήμα είναι το φάσμα JONSWAP. Οι Hasselmann et al. (1973), βάσει στοιχείων που συλλέχθηκαν σε Νορβηγικά νερά για το έργο Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), ανέπτυξαν το μοντέλο του φάσματος JONSWAP στο οποίο εισήγαγαν τον συντελεστή ενίσχυσης κορυφής φάσματος  $\gamma$  ώστε

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

να αναπαριστά την φορά του τοπικού ανέμου που επηρεάζει το κυματικό πεδίο (Knut Torsethaugen, 1993). συμπεράσματα στα οποία καταλήξαν σε αυτή την μελέτη είναι τα εξής <sup>[6]</sup>:

- Το σχήμα του φάσματος είναι απόρροια της ανταλλαγής μη γραμμικής ενέργειας της κεντρικής φασματικής περιοχής με τις κυματικές συνιστώσες. Ειδικότερα, η έντονη κορυφή και η απότομη πρόσοψή του προκύπτει από μία εξ ιδίων διαδικασία εξισορρόπησης αυτής της ενεργειακής αλληλεπίδρασης, ενόσω η μορφολογία της πρόσοψης μπορεί να αποδοθεί και στην μη γραμμική μεταφορά ενέργειας σε κυματισμούς υψηλών συχνοτήτων.
- Για μικρά μήκη αναπτύγματος περίπου το 80% ( $\pm 20$ ) της μεταφοράς ορμής ( $\tau$ ) από την ατμόσφαιρα υπαισέρχεται στις κύριες συνιστώσες του φάσματος σύμφωνα με μετρήσεις του F.W. Dombson [1971] ενώ περίπου το 5% απορροφάται από το κυματικό πεδίο από όπου και απομακρύνεται. Ό,τι απομένει μεταφέρεται με μη γραμμικές αλληλεπιδράσεις σε κυματισμούς υψηλών συχνοτήτων και διασκορπίζεται.
- Για μεγάλα μήκη αναπτύγματος η μεταφορά ορμής στο κυματικό πεδίο έγκειται όπως πριν στο 5% της συνολικής αλλά διαφέρει στις μη γραμμικές αλληλεπιδράσεις με τα κύματα υψηλών συχνοτήτων όπου και αποτελεί περίπου το 20% του  $\tau$ . Αν παραληφθούν οι μετρήσεις της ατμοσφαιρικής επιρροής στο πεδίο συμπεραίνεται ότι η φασματική ενέργεια ισορροπεί μεταξύ δύο οριακών περιπτώσεων: η ορμή που προέρχεται από την ατμόσφαιρα ( $\tau_w$ ) αντιστοιχεί στο 25% περίπου της συνολικής και εξαλείφεται δημιουργώντας μεγάλους κυματαριθμούς ή η  $\tau_w$  είναι της τάξης της  $\tau$  και εξαλείφεται μέσω της ανακατανομής της ενέργειας από τις διάφορες κυματικές αλληλεπιδράσεις.
- Η μείωση του λόγου  $\frac{\tau^{min}}{\tau}$  με την εφαρμογή του μήκους αναπτύγματος αντικατοπτρίζει μια μικρή αλλά συνεχή απόκλιση του όρου  $\alpha$  του JONSWAP από τα όσα προέβλεπαν οι μέχρι τότε πολυάριθμες μετρήσεις. Κάτι τέτοιο ίσως οφείλεται στους πολλούς περιορισμούς που απαιτεί η προσαρμογή στην σωστή κλίμακα (scaling) για την προσέγγιση του οριακού επιπέδου μεταξύ της ατμόσφαιρας και του νερού.

Σήμερα εφαρμόζεται σε μια πληθώρα υπεράκτιων τοποθεσιών προσαρμοσμένο στις εκάστοτε περιβαλλοντικές συνθήκες.

Ορίζεται ως:

$$S_{nn}(f) = \left( \frac{0.081g^2}{(2\pi)^4 f^5} \right) * \exp \left[ \left( -\frac{5}{4} \right) \left( \frac{f}{f_p} \right)^{-4} \right] * \gamma \exp \left[ -\frac{(f-f_p)^2}{2\sigma^2 f_p^2} \right] \quad \text{Εξίσωση 4.1}$$

$$\sigma = \begin{cases} 0.07 & \text{για } f \leq f_p \\ 0.09 & \text{για } f > f_p \end{cases} \quad \text{Εξίσωση 4.2}$$

όπου:

$f$ : η συχνότητα των συνιστωσών του φάσματος

$f_p$ : η συχνότητα μέγιστης φασματικής πυκνότητας ή συχνότητα κορυφής  $\left( \frac{1}{T_p} \right)$

## 4.2 ΤΟ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΦΑΣΜΑ TORSETHAUGEN

Στην παρούσα διπλωματική εργασία γίνεται ανασκόπηση μιας απλοποιημένης εκδοχής του φάσματος Torsethaugen που παρέθεσε στην δική της διπλωματική εργασία η Νίκη Κανάκη (2017) με σκοπό την σύγκρισή της με το φάσμα JONSWAP. Για την εφαρμογή της γίνεται η παραδοχή ότι το κυματικό πεδίο χωρίζεται σε δύο υποκατηγορίες με βάση την προέλευση της φασματικής κορυφής. Ο διαχωρισμός των υποκατηγοριών καθορίζεται από την σχέση μεταξύ της περιόδου κορυφής του αρχικού πεδίου  $T_p$ , και την αντίστοιχη της υπό μελέτη περιοχής  $T_{pf}$ . Τα αποτελέσματα του διαχωρισμού αυτού είναι ένα υποπεδίο που κυριαρχείται από το τοπικό πεδίο του ανέμου (wind dominated sea) με  $T_p \leq T_{pf}$  και ένα υποπεδίο που δημιουργείται από εισερχόμενους από άλλες περιοχές κυματισμούς στο υπό μελέτη κυματικό πεδίο (swell dominated sea) με  $T_p > T_{pf}$ . Το δεύτερο υποπεδίο χαρακτηρίζεται καλύτερα από μια κατανομή *Gauss*, η τυπική απόκλιση της οποίας παρουσιάζει καταλληλότερο φασματικό εύρος. Με στόχο την ταυτόχρονη παρουσία και των δύο αυτών υποπεδίων στο ίδιο φάσμα, διατυπώθηκε το φάσμα Torsethaugen από τους Torsethaugen και Haver (2004). Οι παρατηρήσεις που πραγματοποιήσαν τάχθηκαν σε ομάδες σύμφωνα με το σημαντικό ύψος κύματος  $H_s$  και την περίοδο κορυφής του φάσματος  $T_p$ . Ουσιαστικά πραγματοποιήθηκε ένα ευρύ φάσμα αποτελούμενο από συνδυασμούς των  $H_s$  και  $T_p$ . Το φάσμα αυτό πραγματοποιεί μια υπέρθεση των δύο φασματικών σχημάτων προσαρμόζοντας δύο μοντέλα σχήματος JONSWAP, σε ένα φασματικό σχήμα διπλής κορυφής ως:

$$S(f_j) = \sum_{j=1}^2 E_j S_{jn}(f_{jn}), \quad \text{Εξίσωση 4.3}$$

$$\text{με } E_j = \frac{1}{16} H_j^2 T_{pj}$$

όπου:

$f_{jn}$ : μη διαστασιοποιημένη συχνότητα

$n$ : συνιστώσες της ταχύτητας

$j = 1$ : το πρώτο θαλάσσιο σύστημα (αφορά το υποπεδίο που κυριαρχείται από εισερχόμενους κυματισμούς στο πεδίο και αντιπροσωπεύει την επιρροή του ανέμου)

$j = 2$ : το δεύτερο θαλάσσιο σύστημα (αφορά το υποπεδίο που κυριαρχείται από το εκάστοτε πεδίο του ανέμου της περιοχής και αντιπροσωπεύει την επιρροή των κυματισμών που υπεισέρχονται στο πεδίο)

Για το υποπεδίο που κυριαρχείται από το τοπικό πεδίο του ανέμου η κορυφή του αρχικού θαλάσσιου συστήματος δίνεται από τον τύπο:

$$S_{1n}(f_{1n}) = G_o A_\gamma f_{1n}^{-4} \exp\left(f_{1n}^{-4} \gamma \exp\left(\frac{1}{2\sigma^2}\right) (f_{1n}^{-1})^2\right) \quad \text{Εξίσωση 4.4}$$

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

με τις επιπλέον παραμέτρους:

$$H_1 = R_w H_s,$$

$$R_w = 0.3 \exp(2\epsilon_1)^2 + 0.7,$$

$$\epsilon_1 = \frac{T_{pf} - T_{p1}}{T_{pf} - T_1},$$

$$T_1 = 2HS^{\frac{1}{2}},$$

$$T_{pf} = 6.6HS^{\frac{1}{3}},$$

$$\gamma = 35Sp^{\frac{6}{7}},$$

$$S_p = \frac{\left(\frac{2\pi}{9.81}\right)H_1}{T_{p1}^2},$$

όπου  $T_{p1}$  είναι η περίοδος κορυφής του φάσματος στο αρχικό θαλάσσιο σύστημα και  $H_s$  είναι το χαρακτηριστικό ύψος κύματος. Το δεύτερο σύστημα δίνεται από τον τύπο:

$$S2n(f2n) = Gof2n^{-4} \exp(-f2n^{-4}) \quad \text{Εξίσωση 4.5}$$

με:

$$T_{p2} = T_{pf} + 2,$$

$$H_2 = \frac{H_s(1 - R_2w)1}{2},$$

$$\gamma = 1.$$

Και για τα δύο φασματικά σχήματα ισχύει:

$$Go = 3.26,$$

$$A\gamma = \frac{1+1.1[\ln(\gamma)]^{1.19}}{\gamma}$$

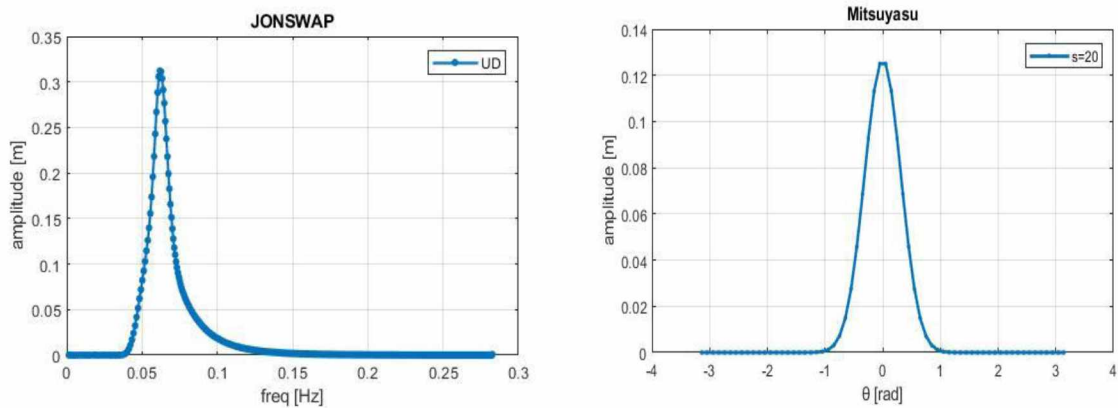
$$\text{και } \sigma = \begin{cases} 0.07 \text{ για } f_n \leq 1 \\ 0.09 \text{ για } f_n \geq 1 \end{cases}$$

και οι μη διαστασιοποιημένες συχνότητες είναι  $f_{1n} = fT_{p1}$  και  $f_{2n} = fT_{p2}$

#### 4.3 ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΟΤΗΤΑ ΤΟΥ ΚΥΜΑΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ

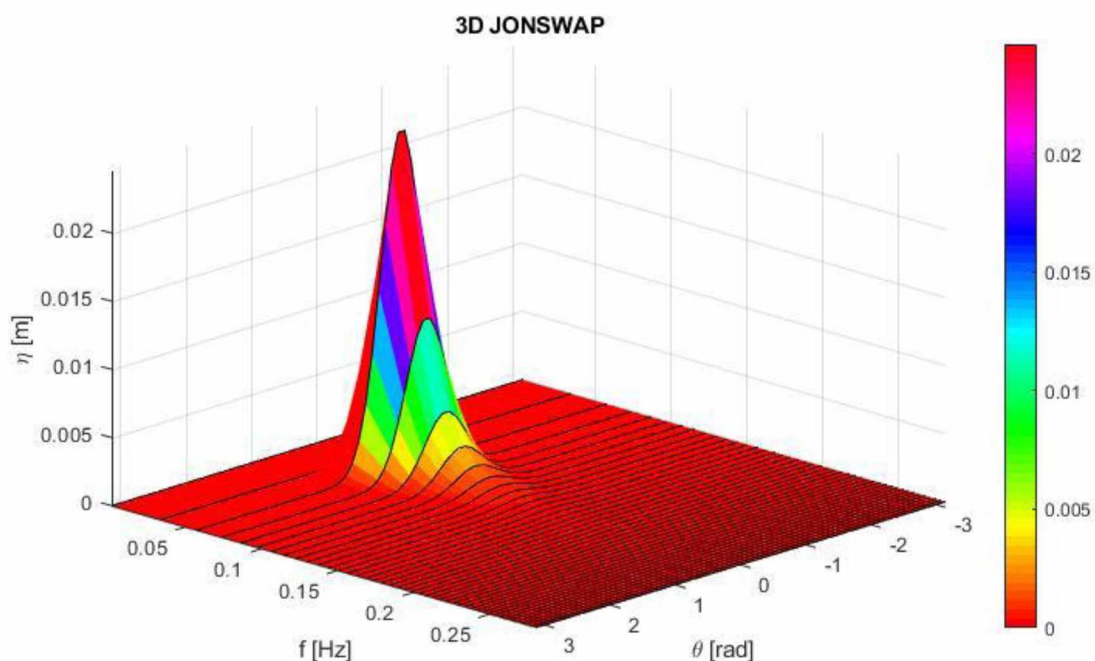
**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Η κατευθυντικότητα του κυματικού πεδίου προσεγγίστηκε κάνοντας χρήση της κατανομής Mitsuyasu. Για την μελέτη του μονοκατευθυντικού πεδίου η παράμετρος κατευθυντικότητας  $s$  επιλέχθηκε μεγάλη  $s \rightarrow \infty$ , ενώ για τους βραχυκύρφους κυματισμούς που αντιπροσωπεύουν το κατευθυντικό πεδίο επιλέχθηκε παράμετρος κατευθυντικότητας ίση με  $s = 20$  (ή  $\cos^{2s}(\theta)$ ). Η τιμή  $s = 20$  επιλέγεται σε αντιστοιχία με μια κανονική κατανομή τυπικής αποκλίσεως  $\sigma_\theta = 18^\circ$ .



Διαγράμματα 4.1

(α) Ενεργειακό φάσμα κατανομής σε συχνότητες (β). Ενεργειακό φάσμα κατανομής σε διευθύνσεις.



Διάγραμμα 4.2: Τρισδιάστατη απεικόνιση ενεργειακού φάσματος JONSWAP σε συχνότητες.

#### 4.4 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΤΩΝ ΔΥΟ ΤΥΠΩΝ ΦΑΣΜΑΤΩΝ

Για τις παρούσες συνθήκες ισχύουν οι συνθήκες που αφορούν και τα θαλάσσια πεδία που κυριαρχούνται από το τοπικό πεδίο του ανέμου. Με την εφαρμογή του χαρακτηριστικού ύψους κύματος και της αντίστοιχης περιόδου κορυφής στο φάσμα JONSWAP λήφθηκε η κατανομή ενέργειας του φασματικού πεδίου.

Αυτού του είδους φάσματα, όπως άλλωστε και το φάσμα Pierson-Moskowitz που είναι ειδική περίπτωση του JONSWAP σε συνθήκες πλήρους ανεπτυγμένης θάλασσας, είναι μονής κορυφής χαρακτηρίζοντας συνήθως καθαρές μορφές θάλασσας που κυριαρχείται από το τοπικό πεδίο του ανέμου. Οι Elzbieta Maria Bitner-Gregersen και Alessandro Toffoli σε μελέτη που παρουσίασαν σε διεθνές συνέδριο <sup>[8]</sup> αναφέρουν ότι με βάση πολλές μελέτες αυτά τα φάσματα είναι για πολύ περιορισμένες θαλάσσιες συνθήκες ανάπτυξης.

Σε πολλές περιπτώσεις ωστόσο, ειδικότερα τα μέτρια και μικρά μήκη αναπτύγματος είναι απόρροια περισσότερων από ένα κυματικά συστήματα και θα πρέπει να βασίζονται σε πιο σύνθετα φάσματα. Μάλιστα η συγκεκριμένη μελέτη παρουσιάζει την σύνθετη φασματική περιγραφή του Torsethaugen ως μια πολύ καλή περίπτωση φάσματος για περιπτώσεις που οι διαθέσιμες πληροφορίες δεν αποκαλύπτουν άμεσα το καταλληλότερο φάσμα διπλής κορυφής που θα μπορούσε να καλύψει το κυματικό πεδίο. Το μοντέλο αυτό όμως δεν έχει έως τώρα εφαρμοστεί επαρκώς εκτός της νορβηγικής υφαλοκρηπίδας. Σε πείραμα μάλιστα που διεξήχθη από τους Ewans et al (2006) με σκοπό να συγκριθεί το φάσμα Torsethaugen με ένα κατευθυντικό φάσμα που κατέγραψε ο σημαντήρας Datawell Wavec στην τοποθεσία Maui ανοιχτά της δυτικής ακτής της Νέας Ζηλανδίας φάνηκε πως το μοντέλο Torsethaugen να μην αναπαρήγαγε επαρκώς τα σημαντικά ύψη κύματος αλλά οι μέσες περίοδοι προβλέφθηκαν εκτενέστερες των μετρούμενων στο θαλάσσιο πεδίο.

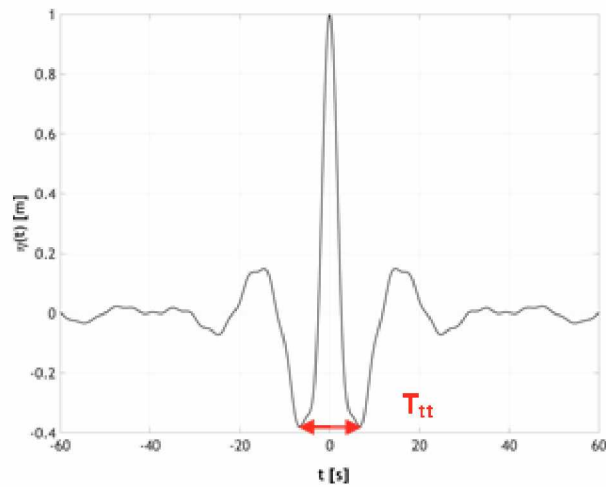
#### 4.5 MONTELO NEW WAVE

Οι Tromans et al.(1991) παρουσίασαν το γραμμικό μοντέλο NewWave το οποίο εισάγει στο πρόβλημα μια μορφική αναπαράσταση του πιο πιθανού κυματισμού μεγάλου μεγέθους, για μια γραμμική δηλαδή κατάσταση του πεδίου όπου η ανύψωση του κυματισμού βρίσκεται στην μέγιστη τιμή της  $\eta_{max}$ . Με σκοπό να περιγραφεί ο μεγάλος κυματισμός αυτός, συμπεριλαμβάνοντας και όλες τις διαφορετικές συχνότητες και φάσεις των κυματικών συνιστωσών, το μοντέλο χρησιμοποιεί την συνάρτηση αυτοσυσχέτισης. Η συνάρτηση αυτοσυσχέτισης δημιουργείται εφαρμόζοντας τον αντίστροφο γρήγορο μετασχηματισμό Fourier (Inverse FFT) στο εκάστοτε φάσμα. Στην πραγματικότητα δημιουργείται μια τεχνητή κατάσταση συντονισμού θέτοντας σε επαλληλία τις γραμμικές συνιστώσες με την υπόθεση ότι αυτές είναι συμφασικές ώστε να συντονίζονται. Στην συνέχεια ορίζεται μια περίοδος κύματος και αυτό μπορεί να συμβεί με του εξής τρόπους:

- Με την **περίοδο κορυφής φάσματος  $T_p$**
- Με την **σχετική περίοδο κύματος  $T_{tt}$**  που ορίζεται ως η χρονική απόσταση ανάμεσα στις διαδοχικές κοιλίες που συνορεύουν με την μέγιστη κορυφή.
- Με την **μέθοδο zero crossing** σύμφωνα με την οποία η περίοδος του κύματος είναι η χρονική απόσταση μεταξύ των διαδοχικών σημείων μηδενισμού της κυματικής ανύψωσης τόσο στις περιοχές που η μορφή της χρονοϊστορίας της είναι αύξουσα (**zero up-crossing**) όσο και σε αυτές που είναι φθίνουσα (**zero down-crossing**).

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

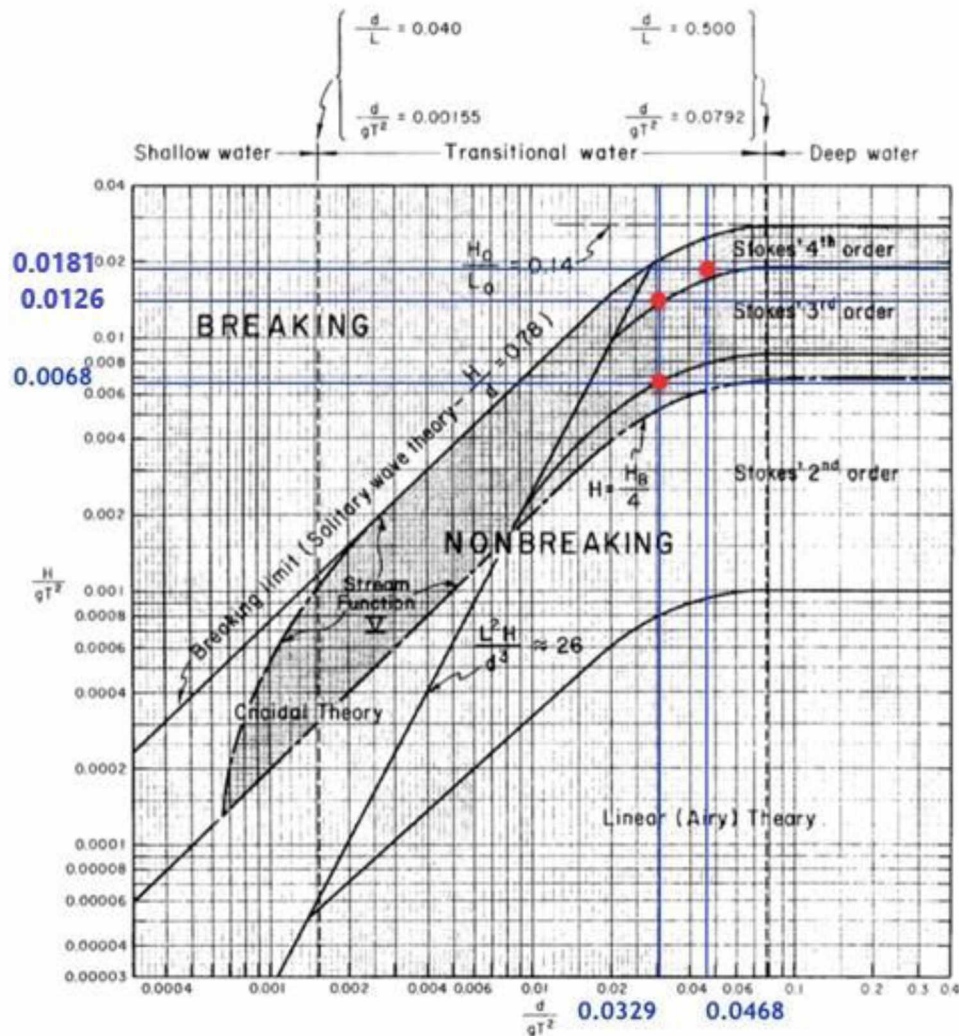
Σύμφωνα με τους Katsardi and Swan (2009) η σχετική περίοδος κύματος δίνει πιο ρεαλιστικά αποτελέσματα στο μοντέλο NewWave και ως εκ τούτου εφαρμόζεται και στην παρούσα εργασία με τιμή  $T_{tt} = 13.4s$ .



*Διάγραμμα 4.3 Μοντέλο NewWave σύμφωνα με τον φάσμα Torsethaugen. Συνάρτηση αυτό-συσχέτισης υποκείμενου φάσματος για μέγιστη ανύψωση επιφάνειας  $\eta_{max}=1m$ .*



#### 4.6 ΚΑΜΠΥΛΟΤΗΤΑ ΚΑΙ ΕΝΕΡΓΟ ΒΑΘΟΣ ΤΟΥ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΥ



Διάγραμμα 4.4 Όρια εγκυρότητας των κυματικών θεωριών, **Dean R.G.**, *Stream function representation of nonlinear ocean waves*, *Journal of Geophysical Research*, Vol.70, pp. 4561-4572, (1965), **Le Méhauté, B.**, *An introduction to hydrodynamics and water waves*, Springer-Verlag, Dusseldorf (1976).

Λαμβάνοντας υπόψη το αδιάστατο βάθος του νερού και το αδιάστατο ύψος του κυματισμού ελέγχθηκε η ορθότητα των μοντέλων που περιγράφουν τους κανονικούς κυματισμούς σύμφωνα με το διάγραμμα Dean (1970) & Le Méhauté (1976). Ο έλεγχος έγινε για τρεις περιπτώσεις συνδυασμών ύψους με την περίοδο του κύματος:

- ΚΥΜΑΤΙΚΟ ΓΕΓΟΝΟΣ 1:  $\{H_s, T_p\}$

$$\text{Αδιάστατο ύψος κύματος: } \frac{H}{gT^2} = \frac{17.2}{9,81 \cdot 16^2} = 0.0068$$

$$\text{Αδιάστατο βάθος νερού: } \frac{d}{gT^2} = \frac{82.5}{9,81 \cdot 16^2} = 0.0329$$

Για αυτό το κυματικό γεγονός υπάρχει ανάγκη τουλάχιστον 3<sup>ης</sup> τάξης όρων για την ορθή περιγραφή του πεδίου.

- ΚΥΜΑΤΙΚΟ ΦΕΦΟΝΟΣ 2:  $\{H_{max}, T_p\}$

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

$$\text{Αδιάστατο ύψος κύματος: } \frac{H}{gT^2} = \frac{34,4}{9,81 \cdot 16^2} = 0.0126$$

$$\text{Αδιάστατο βάθος νερού: } \frac{d}{gT^2} = \frac{82,5}{9,81 \cdot 16^2} = 0.0329 \text{ An}$$

- **ΚΥΜΑΤΙΚΟ ΓΕΓΟΝΟΣ 3: {Hmax, Ttt}**

$$\text{Αδιάστατο ύψος κύματος: } \frac{H}{gT^2} = \frac{34,4}{9,81 \cdot 16^2} = 0.0181$$

$$\text{Αδιάστατο βάθος νερού: } \frac{d}{gT^2} = \frac{82,5}{9,81 \cdot 16^2} = 0.0468$$

Για το 2<sup>ο</sup> και 3<sup>ο</sup> κυματικό γεγονός το πεδίο θα περιγραφεί ορθότερα αν συμπεριληφθούν όροι τουλάχιστον 4<sup>ης</sup> τάξης.

Πιο αναλυτικά, από τον τύπο της καμπυλότητας, που ορίζεται ως  $\varepsilon = H/\lambda$ , παρατηρείται ότι για μεγάλες τιμές αυτής αυξάνεται η ανάγκη ύπαρξης μη γραμμικών όρων στην περιγραφή του πεδίου. Διαχωρίζοντας σε δεύτερη φάση τους κυματισμούς σύμφωνα με το βάθος, πιο ασφαλές είναι να συνυπολογιστεί και το ενεργό βάθος που ορίζεται ως  $kd$  συμπεριλαμβάνοντας και το μήκος κύματος  $\lambda = 2\pi/k$ . Συγκεκριμένα σε ρηχά και ενδιάμεσου βάθους ύδατα ( $kd < 0.1\pi$  και  $0.1\pi < kd < \pi$  αντίστοιχα) η ανύψωση του κυματισμού επηρεάζεται από το ενεργό βάθος και ο τρόπος μεταφοράς της ενέργειας από την μεταβολή του βάθους. Σε βαθιά ύδατα ( $\pi < kd$ ), η ανύψωση του κυματισμού δεν εξαρτάται από το βάθος ενώ οι ανταλλαγές ενέργειας μεταξύ των σωματιδίων δεν επηρεάζονται πλέον από τον πυθμένα.

	Καμπυλότητα $H \cdot k/2$		Λόγος $H/d$
Κυματικό Γεγονός	<b>Airy</b>	<b>Fourier 18<sup>th</sup></b>	
<b>{H<sub>s</sub>, T<sub>p</sub>}</b>	0.151	0.148	0.209
<b>{H<sub>max</sub>, T<sub>p</sub>}</b>	0.280	0.258	0.417
<b>{H<sub>max</sub>, T<sub>tt</sub>}</b>	0.373	0.329	0.417

Πίνακας 4-2: Η καμπυλότητα του πεδίου

Από τον πίνακα παρατηρείται ότι κατά το πρώτο κυματικό γεγονός οι κυματισμοί δεν είναι ιδιαίτερος βραχυκόρυφοι, συνεπώς επαρκεί το γραμμικό μοντέλο. Παρόλα αυτά

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

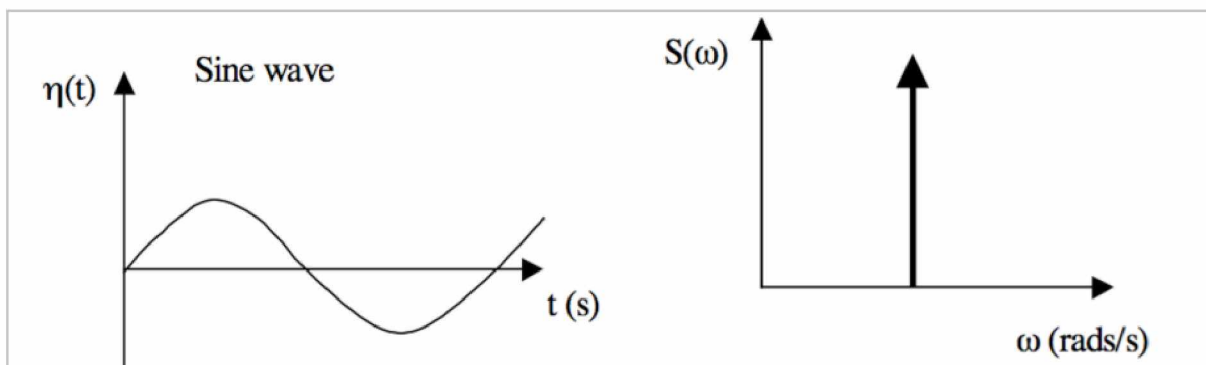
στα κυματικά γεγονότα που χρησιμοποιήθηκε το μέγιστο ύψος κύματος και ιδιαίτερα για τον κυματισμό υψηλής συχνότητας  $\{H_{\max}, T_H\}$  η καμπυλότητα προκύπτει αυξημένοι καθώς πλησιάζουμε στο όριο θραύσης. Αληθεύει ότι όσον αφορά σε μονοχρωματικούς κυματισμούς έχουμε όριο θραύσης  $ak < 0.44$ , ενώ μετατρέποντας το όριο θραύσης σε όρους βάθους, το όριο είναι  $\frac{H}{d} < 0,78$ .

Συνεπώς αν και μακριά από το όριο θραύσης, στην παρούσα διπλωματική εργασία οι απότομες κλίσεις απαιτούν **μη γραμμικά μοντέλα**. Το βάθος είναι  $d = 82.5m$ , το ενεργό βάθος είναι  $k_p d = 1.45$  και η περίοδος κορυφής φάσματος είναι  $T_p = 16s$ .

## 5 ΚΥΜΑΤΙΚΕΣ ΘΕΩΡΙΕΣ ΚΑΙ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

### 5.1 ΚΑΝΟΝΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ (STEADY WAVES)

Τα κυματικά μοντέλα που θεωρούνται μοντέλα κανονικών κυματισμών, χαρακτηρίζονται από περιοδικότητα. Διατηρούν δηλαδή, σε κάθε περίοδο, ίδια μορφή και ίδια χαρακτηριστικά. Για τον λόγο αυτό, παρά το γεγονός ότι δεν υπάρχει μόνιμη ροή, τους αποδόθηκε ο όρος ‘steady waves’. Οι αναλυτικές λύσεις που συνοδεύουν τους κυματισμούς αυτού του είδους συντελούνται από απλές εξισώσεις και πλήθος παραδοχών. Συνεπώς, η ενέργεια συσσωρεύεται γύρω από μια συχνότητα και μάλιστα εκείνη που αντιστοιχεί στο μέγιστο πλάτος του κυματισμού, ενώ το φάσμα σχηματίζεται από ένα σημείο στο πεδίο των συχνοτήτων.



5.1: Κυματική ανύψωση και φάσμα συχνοτήτων κανονικού κυματισμού, Airy (1870)

#### 5.1.1 ΚΥΜΑΤΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ AIRY- STOKES 1<sup>ΗΣ</sup> ΤΑΞΗΣ

Η κυματική θεωρία Airy (1870) ή αλλιώς γραμμική θεωρία των κυματισμών διατυπώθηκε για πρώτη φορά από τον George Biddel Airy τον 19<sup>ο</sup> αιώνα. Δίνει μια γραμμική περιγραφή της διάδοσης των κυμάτων βαρύτητας στην επιφάνεια ενός ομοιογενούς στρώματος ρευστού. Είναι το απλούστερο κυματικό μοντέλο και χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό των στοιχειωδών χαρακτηριστικών ενός κυματισμού βαρύτητας. Η θεωρία υποθέτει ότι το στρώμα ρευστού έχει άπειρο πλάτος και ότι η ροή του είναι εξετάζεται στις δύο διαστάσεις. Στηρίζεται στις εξής παραδοχές:

- Το ρευστό είναι ομοιογενές και ασυμπίεστο ( $\rho=ct$ ) ενώ η τάση στην επιφάνεια είναι σχεδόν μηδενική. Συνεπώς, ισχύει η **εξίσωση συνέχειας της μάζας** για ασυμπίεστο ρευστό:

$$\operatorname{div} \vec{U}(x, z, t) = 0 \Rightarrow \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \text{Εξίσωση 5.1}$$

όπου:

$\vec{U}(x, z, t) = (u, w)$  : αναπαριστά το διάνυσμα της ταχύτητας δύο διαστάσεων

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

- Η ροή είναι αστρόβιλη. Συνεπώς στη διεπιφάνεια αέρα-υγρού και στον πυθμένα απουσιάζουν οι διατμητικές τάσεις και ισχύει η σχέση της αστρόβιλης ροής:

$$\nabla \times \vec{U}(x, z, t) = \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad \text{Εξίσωση 5.2}$$

- Απαιτείται ιδανική κατάσταση ρευστού ( $\mu=0$ ) επειδή το οριακό στρώμα του πυθμένα ορίζεται πολύ μικρό. Κάνοντας χρήση των γενικών εξισώσεων κίνησης **Navier-Stokes** και έχοντας υποθέσει αστρόβιλη ροή, προκύπτει η εξίσωση **Bernoulli**:

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + \rho g z + \rho \frac{u^2 + w^2}{2} + p_o = c t \quad \text{Εξίσωση 5.3}$$

- Το εύρος του κυματισμού είναι πολύ πιο μικρό από το βάθος του νερού και το ίδιο ισχύει με το μήκος κύματος ( $a \ll d$  και  $a \ll \lambda$ ). Κατά συνέπεια η γραμμική θεωρία περιορίζεται σε κυματισμούς μικρού ύψους και κυρίως βαθέων και οριακά ρηχών υδάτων. Η θεωρία δεν εφαρμόζεται σε πολύ ρηχά ύδατα.

Τα χαρακτηριστικά του κυματικού πεδίου, το προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας, η ταχύτητα διάδοσης του κυματισμού και η κινηματική των σωματιδίων δηλαδή, υπολογίζονται με βάση την συνάρτηση δυναμικού  $\phi(x, z, t)$ . Όπως προαναφέρθηκε υπάρχει αστρόβιλη ροή, συνεπώς σε κάθε σημείο της ροής οι συνιστώσες της ταχύτητας στις διάφορες διευθύνσεις προκύπτουν μέσω του δυναμικού ροής:

$$\vec{U}(x, z, t) = \text{grad} \phi \Rightarrow u = \frac{\partial \phi}{\partial x} \text{ και } w = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad \text{Εξίσωση 5.4}$$

Σε επόμενη φάση, βάσει της παραδοχής της **συνέχειας της μάζας** (ασυμπίεστο ρευστό), προκύπτει η εξίσωση **Laplace**:

- σε όρους δυναμικού ροής:

$$\nabla^2 \phi = 0 \Rightarrow \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad \text{Εξίσωση 5.5}$$

- σε όρους ταχύτητας:

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

$$\nabla^2 u = 0 \Rightarrow \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \quad \text{Εξίσωση 5.6}$$

Για την διεκπεραίωση της μαθηματικής περιγραφής τόσο του πυθμένα όσο και του προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας εφαρμόζονται οι παρακάτω οριακές συνθήκες που γραμμικοποιούνται εύκολα με την αρχική υπόθεση των «μικρών» κυματισμών και την παράβλεψη των όρων ανώτερης τάξης. Η εφαρμογή τους πραγματοποιείται στην στάθμη ηρεμίας.

### **Κινηματική οριακή συνθήκη πυθμένα (Kinematic Bottom Boundary Condition)**

Με την οριακή αυτή συνθήκη (KBBC) ο πυθμένας θεωρείται οριζόντιος και αδιαπέρατος. Αυτό συνεπάγεται ότι ο πυθμένας δεν ανταλλάσσει ενέργεια με την ροή του ρευστού. Η μη διαπερατότητα του πυθμένα συνεπάγεται ότι δεν υπάρχει ροή που να διαπερνά τον πυθμένα άρα εκεί η κατακόρυφη ταχύτητα είναι μηδενική.

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \quad \text{στο } z = -d \quad \text{Εξίσωση 5.7}$$

### **Γραμμικοποιημένη κινηματική οριακή συνθήκη επιφανείας (Kinematic Free Surface Boundary Condition)**

Τα σωματίδια κατά την KFSBC δεν υπερβαίνουν την στάθμη της ελεύθερης επιφάνειας. Αυτό συνεπάγεται ότι η ταχύτητα ροής της ελεύθερης επιφάνειας οφείλει να είναι ίση με την ταχύτητα αυτής στην κατακόρυφη διεύθυνση.

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad \text{στο } z = \eta \quad \text{απαλοιφή μη γραμμικών όρων} \rightarrow \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad \text{στο } z = \eta$$

Εξίσωση 5.8

### **Δυναμική οριακή συνθήκη επιφανείας (Dynamic Free Surface Boundary Condition)**

Η πίεση στην ελεύθερη επιφάνεια είναι σταθερή με αποτέλεσμα να αγνοείται οποιαδήποτε αλληλεπίδραση της ροής με τον άνεμο. Κατά συνέπεια οι διαφορές της πίεσης των κυματικών κορυφών με αυτές των κοιλιών θεωρούνται αμελητέες. Με εφαρμογή της εξίσωσης Bernoulli προκύπτει:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + gz + \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right] = 0 \quad \text{στο } z = \eta \rightarrow \frac{\partial \varphi}{\partial t} + g\eta = 0 \quad \text{στο } z = \eta \quad \text{Εξίσωση 5.9}$$

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Με την καθιέρωση των ανωτέρω παραδοχών μπορούν πλέον να εφαρμοστούν αναλυτικές λύσεις περιοδικών κυματισμών οι οποίοι διατηρούν σταθερή την μορφή τους σε κάθε περίοδο.

Όσον αφορά στην συνάρτηση δυναμικού, αυτή προκύπτει ύστερα από συνδυασμό της εξίσωσης **Laplace** με την κινηματική συνθήκη του πυθμένα και την δυναμική συνθήκη επιφανείας όπου για δεδομένη συχνότητα  $\omega$  αυτή ορίζεται ως εξής:

$$\varphi(x, z, t) = \frac{\omega}{k} \alpha \frac{\cosh(k(z+d))}{\sinh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad \text{Εξίσωση 5.10}$$

ενώ όσον αφορά στο προφίλ της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας, που ουσιαστικά αποτελεί την αρμονική συνάρτηση της οριζόντιας απόστασης  $x$  με τον χρόνο  $t$ , αυτή προκύπτει με συνδυασμό της συνάρτησης **δυναμικού** και της δυναμικής συνθήκης επιφανείας ως εξής:

$$\eta(x, t) = a \cos(kx - \omega t) \quad \text{Εξίσωση 5.11}$$

με

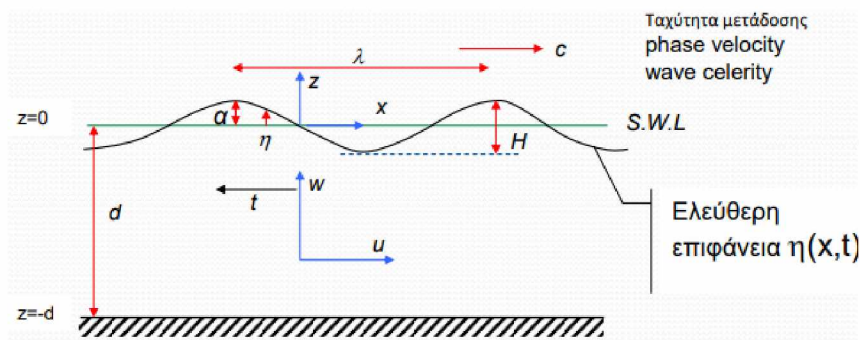
$\alpha$ : το εύρος του κυματισμού σε μέτρα (wave amplitude), δηλαδή η απόσταση από μια κορυφή ή κοιλία από την στάθμη ηρεμίας,

$\omega$ : την γωνιακή συχνότητα του κυματισμού σε ακτίνια ανά δευτερόλεπτο (angular frequency),

$k$ : τον αριθμό κυματισμού σε ακτίνια ανά μέτρο (angular wave number),

$d$ : το βάθος του κυματισμού σε μέτρα, δηλαδή η απόσταση από την ελεύθερη επιφάνεια έως τον πυθμένα.

Η διάδοση του κυματισμού στις δύο διαστάσεις σύμφωνα με την γραμμική θεωρία κανονικών κυματισμών **Airy** περιγράφεται στην εικόνα παρακάτω. Ο άξονας  $x$  αναπαριστά την υποθετική στάθμη ηρεμίας του ρευστού εν απουσία κυματισμού (Steal Water Level) με τυπική θετική φορά προς τα δεξιά ενώ ο άξονας  $z$  είναι κάθετος στον άξονα  $x$  με τυπική θετική φορά από την στάθμη ηρεμίας, όπου  $z = 0$ , και προς τα επάνω παίρνοντας τιμές από  $a$  έως  $-d$ .



Εικόνα 5.1 Προφίλ ελεύθερης επιφάνειας κατά AIRY, Β. Κατσαρδή, Εισαγωγή στη Γραμμική Θεωρία Κυματισμών, ΚΥΜΑΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ ΚΑΙ ΕΡΓΑ ΑΝΟΙΚΤΗΣ ΘΑΛΑΣΣΗΣ, e-class ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟΥ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ.

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Στην περίπτωση των κανονικών γραμμικών κυματισμών παρατηρείται ότι η στάθμη ηρεμίας ταυτίζεται με την μέση στάθμη των κυματισμών. Η απόσταση μεταξύ μιας κορυφής από μια κοιλία στην ίδια περίοδο ορίζει το ύψος κύματος  $H$  που συνεπώς, για κανονικούς γραμμικούς κυματισμούς, ισούται με το διπλάσιο του εύρους κύματος, δηλαδή  $H = 2a$ . Οι χωρικές παράμετροι του κυματισμού,  $\omega$  και  $k$ , συνδέονται με τις χρονικές, δηλαδή την περίοδο κύματος  $T$  και το μήκος κύματος  $\lambda$  ως εξής:

$$T = \frac{2\pi}{\omega}, [s] \text{ και } \lambda = \frac{2\pi}{k}, [m] \quad \text{Εξίσωση 5.12}$$

ενώ η ταχύτητα διάδοσης του κύματος ορίζεται ως το πηλίκο του μήκους κύματος προς τον χρόνο που χρειάζεται αυτό για να την διανύσει, δηλαδή προς την περίοδο του ως εξής:

$$c = \frac{\lambda}{T} \quad \text{Εξίσωση 5.13}$$

Κάθε αριθμός κύματος έχει δική του συχνότητα και ταχύτητα. Η εξίσωση διασποράς (linear dispersion relation) που προκύπτει μέσω της δυναμικής οριακής συνθήκης στην επιφάνεια, εκφράζει την διασπορά των συχνοτήτων αυτή ως εξής:

$$\omega^2 = gk \tanh(kd) \quad \text{Εξίσωση 5.14}$$

Παρακάτω παρουσιάζονται οι συνιστώσες της ταχύτητας για κάθε σωματίδιο στην οριζόντια και κατακόρυφη διεύθυνση  $u$  και  $w$  αντιστοίχως:

$$u(x, z, t) = \frac{a\omega \cosh(k(z+d))}{\sinh(kd)} \cos(kx - \omega t) \quad \text{Εξίσωση 5.15}$$

$$w(x, z, t) = a\omega \sinh(k(z+d)) \sinh(kd) \sin(kx - \omega t) \quad \text{Εξίσωση 5.16}$$

και οι συνιστώσες της επιτάχυνσης για κάθε σωματίδιο στην οριζόντια και κατακόρυφη διεύθυνση  $\alpha_x$  και  $\alpha_z$  αντιστοίχως:

$$\alpha_x(x, z, t) = \frac{u\partial u}{\partial x} + \frac{w\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial t} \quad \text{Εξίσωση 5.17}$$

$$\alpha_z(x, z, t) = \frac{u\partial w}{\partial x} + \frac{w\partial w}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial t} \quad \text{Εξίσωση 5.18}$$

Οι δύο πρώτοι όροι της εξίσωσης εκφράζουν τον ρυθμό μεταβολής της ταχύτητας στις διευθύνσεις σε σχέση με την θέση και συντελούν μαζί την συναγωγική επιτάχυνση η οποία περιλαμβάνει και όρους μεγαλύτερης τάξης. Με την αρχική παραδοχή της ύπαρξης μικρών κυματισμών όμως, αυτή παραλείπεται και απομένει ο τελευταίος όρος της εξίσωσης που συντελεί την τοπική επιτάχυνση. Οι συνιστώσες της επιτάχυνσης των σωματιδίων συνεπώς προκύπτουν:

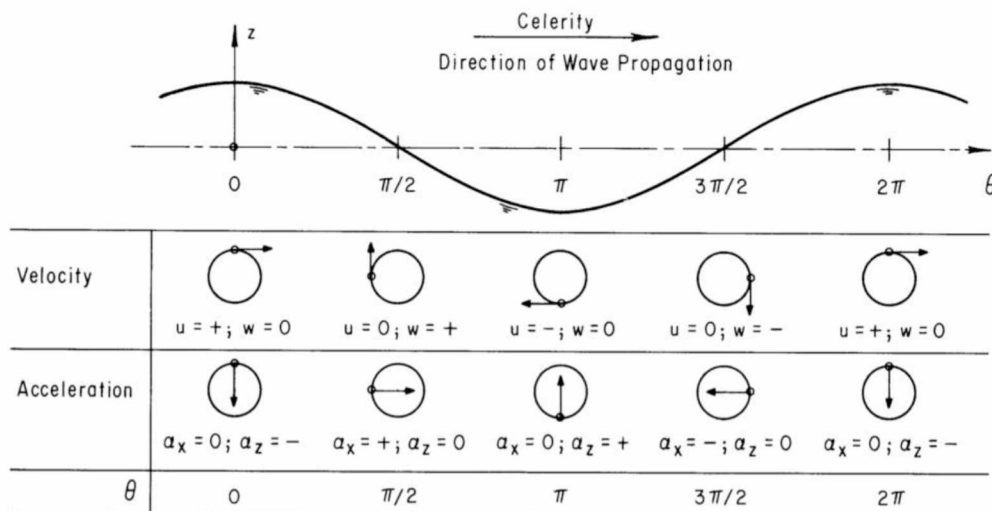
$$\alpha_x(x, z, t) = \frac{a\omega^2 \cosh(k(z+d))}{\sinh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad \text{Εξίσωση 5.19}$$



**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

$$a_z(x, z, t) = -\frac{a\omega^2 \sinh(k(z+d))}{\sinh(kd)} \cos(kx - \omega t)$$

Εξίσωση 5.20



Εικόνα 5.2 Local fluid velocities and accelerations, Shore Protection Manual VOLUME 1, DEPARTMENT OF THE ARMY, Waterways Experiment Station, Corps of Engineers, Coastal Engineering Research Center, 1984.

Όπως απεικονίζεται και παραπάνω, προκύπτουν συμφασικές η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας και η οριζόντια συνιστώσα της ταχύτητας ενώ αντιστοίχως οι συνιστώσες της κατακόρυφης ταχύτητας και της οριζόντιας επιτάχυνσης παρουσιάζουν διαφορά φάσης  $\pi/2$  με αυτές.

Με εισαγωγή της κατευθυντικότητας και εφαρμογή του συντελεστή  $\Phi$  οι τελικές τιμές των συνιστωσών της ταχύτητας και της επιτάχυνσης μειώνονται γραμμικά ως εξής:

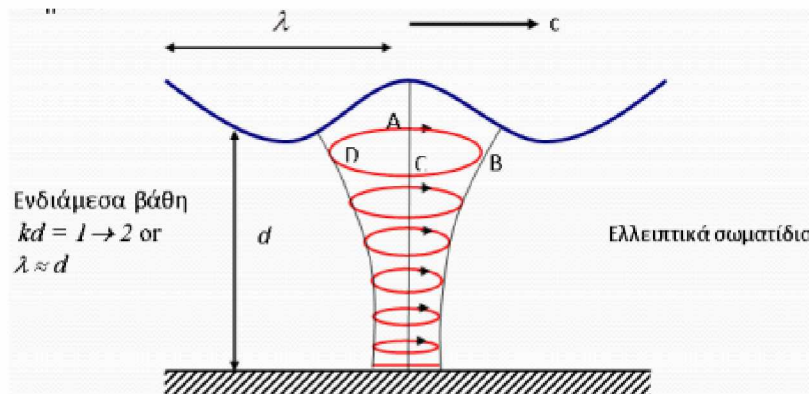
$$u\Phi = u \cdot \Phi \quad \text{και} \quad w\Phi = w \cdot \Phi \quad \text{Εξίσωση 5.21}$$

$$a_x\Phi = a_x \cdot \Phi \quad \text{και} \quad a_z\Phi = a_z \cdot \Phi \quad \text{Εξίσωση 5.22}$$

Η θετική φορά του προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας, όπως προαναφέρθηκε ορίζει την κίνηση του κυματισμού από αριστερά προς τα δεξιά. Η κίνηση αυτή εξαναγκάζει σε δεξιόστροφη κίνηση και τα σωματίδια του ρευστού κάτω από την επιφάνεια, τα οποία στην γραμμική θεωρία κανονικών κυματισμών Airy ακολουθούν τροχιακή κίνηση κλειστής καμπύλης. Σε βαθιά ύδατα η τροχιά είναι κυκλική ενώ σε ρηχά και ενδιάμεσου βάθους ύδατα η τροχιά είναι ελλειπτική. Και στα δύο είδη βάθους οι τροχιές, όπως και οι ταχύτητες των σωματιδίων, μεταβάλλονται με το βάθος, συγκεκριμένα μειώνονται, ενώ στα

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

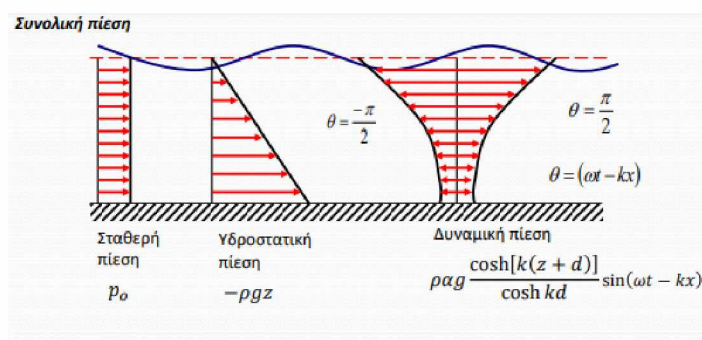
πεπερασμένα βάθη τείνουν παράλληλα να επιμηκύνονται. Η θεωρία δεν έχει εφαρμοστεί για πολύ ρηγά νερά.



Εικόνα 5.3 Απεικόνιση ελλειπτικών σωματιδίων, Β. Κατσαρδή, Εισαγωγή στη Γραμμική Θεωρία Κυματισμών, ΚΥΜΑΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ ΚΑΙ ΕΡΓΑ ΑΝΟΙΚΤΗΣ ΘΑΛΑΣΣΗΣ, e-class ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟΥ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ.

Κάνοντας λόγο για την κατανομή της πίεσης, από την εξίσωση **Bernoulli** και θεωρώντας τον όρο  $u$  αμελητέο (μαθηματικά ίσο με το μηδέν) σε σύγκριση με τον όρο  $u^2$  ο όρος  $\frac{\rho(u^2+w^2)}{2}$  παραλείπεται και μέσω της συνάρτησης δυναμικού προκύπτει η πίεση σε κάθε σημείο του κυματισμού ως εξής:

$$P(x, z, t) = p_0 - \rho g z + \rho a g \cosh\left(\frac{k(z+d)}{\cosh(kd)}\right) * \cos(kx - \omega t) \quad \text{Εξίσωση 5.23}$$



Εικόνα 5.4 Απεικόνιση της κατανομής της πίεσης, Β. Κατσαρδή, Εισαγωγή στη Γραμμική Θεωρία Κυματισμών, ΚΥΜΑΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ ΚΑΙ ΕΡΓΑ ΑΝΟΙΚΤΗΣ ΘΑΛΑΣΣΗΣ, e-class ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟΥ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ.

### 5.1.2 ΚΥΜΑΤΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ STOKES 2<sup>ΗΣ</sup> ΤΑΞΗΣ

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Με στόχο την ακριβέστερη προσομοίωση της μη γραμμικότητας που διέπει την πραγματική θάλασσα, ο Sir George Stokes (1847) συνέχισε την γραμμική θεωρία επεκτείνοντάς την σε μη γραμμικές λύσεις 2<sup>ης</sup> τάξης. Ως θεωρία αφορά σε κανονικούς κυματισμούς και εφαρμόζεται ακριβέστερα σε βαθιά ύδατα. Ο Stokes χρησιμοποίησε την **μέθοδο διαταραχών**, σύμφωνα με την οποία κάθε εξαρτημένη μεταβλητή εκφράζεται μέσω των σειρών Fourier με βασική παράμετρο αναπτύγματος την καμπυλότητα του κύματος. Η καμπυλότητα ορίζεται ως εξής:

$$\varepsilon = ak \quad \text{Εξίσωση 5.24}$$

όπου:

$a$ : το πλάτος του κυματισμού

$k$ : είναι ο κυματαριθμός

Όπως η γραμμική θεωρία γραμμικών κυματισμών και η θεωρία Stokes 2<sup>ης</sup> τάξης αναφέρεται σε δισδιάστατες ροές που φυσικά ικανοποιούν την εξίσωση συνέχειας της μάζας και τις εξισώσεις Laplace και Bernoulli. Έτσι κατά τα γνωστά το πεδίο ροής αναπαρίσταται από την εξίσωση δυναμικού  $\varphi(x, z, t)$  ενώ κατά συνέπεια οι συνιστώσες της ταχύτητας προκύπτουν ως  $\vec{U}(x, z, t) = \text{grad}\varphi$ . Οι οριακές συνθήκες του πυθμένα και της επιφάνειας που διέπουν την θεωρία παραμένουν οι ίδιες με διαφορά ότι κατά τον Stokes αυτές εφαρμόζονται στην επιφάνεια και οι όροι 2<sup>ης</sup> τάξης είναι τώρα πολύ σημαντικοί.

Η συνάρτηση δυναμικού ύστερα από εισαγωγή της εξίσωσης Laplace στην κινηματική οριακή συνθήκη πυθμένα και την δυναμική οριακή επιφανείας σχηματίζεται ως εξής:

$$\varphi(x, z, t) = \frac{\omega}{k} \alpha \frac{\cos(k(z+d))}{\sinh(kd)} \sin(\theta) + \alpha^2 \omega \frac{3\cosh(2k(z+d))}{8\sinh^4(kd)} \sin 2\theta \quad \text{Εξίσωση 5.25}$$

με :

$\theta = kx - \omega t$ : την φάση του κυματισμού σε ακτίνια.

Η εξίσωση της κυματικής ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας παρουσιάζεται συναρτήσει της οριζόντιας απόστασης των σωματιδίων και του χρόνου ενώ τώρα αποτελείται από δύο όρους  $\eta_1$  και  $\eta_2$ . Ο πρώτος όρος συμφωνεί με την γραμμική θεωρία κατά **Airy** και ο δεύτερος είναι ο μη γραμμικός ως εξής:

$$\eta_{Stokes\ 2nd}(x, t) = \eta_1 + \eta_2 = \frac{H \cos \theta}{2} + \frac{(H^2 k \cosh(kd))(2 + \cosh(2kd)) \cos(2\theta)}{16 \sinh^3 kd} \quad \text{Εξίσωση 5.26}$$

Η εξίσωση διασποράς παραμένει αναλλοίωτη ως εξής:

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

ενώ παρόμοια με την ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, οι σωματιδιακές ταχύτητες και οι τοπικές επιταχύνσεις τους αποτελούνται από έναν όρο 1<sup>ης</sup> τάξης και έναν 2<sup>ης</sup> ως εξής:

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

$$u(x, z, t) = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{H\omega \cosh(k(z+d))}{2\sinh(kd)} \cos\theta + \frac{3H2\omega k \cosh(2k(z+d))}{16\sinh^4(kd)} \cos(2\theta) \quad \text{Εξίσωση 5.27}$$

$$w(x, z, t) = \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{H\omega \sinh(k(z+d))}{2\sinh(kd)} \sin\theta + \frac{3H2\omega k \sinh(2k(z+d))}{16\sinh^4(kd)} \sin(2\theta) \quad \text{Εξίσωση 5.28}$$

$$ax(x, z, t) = \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{H\omega 2 \cosh(k(z+d))}{2\sinh(kd)} \sin\theta + \frac{6H2\omega 2k \cosh(2k(z+d))}{16\sinh^4(kd)} \sin(2\theta) \quad \text{Εξίσωση 5.29}$$

$$az(x, z, t) = \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{H\omega 2 \sinh(k(z+d))}{2\sinh(kd)} \cos\theta - \frac{6H2\omega 2k \sinh(2k(z+d))}{16\sinh^4(kd)} \cos(2\theta) \quad \text{Εξίσωση 5.30}$$

Οι τελικές τιμές τους ύστερα από εισαγωγή της κατευθυντικότητας θα είναι:

$$u\Phi = u \cdot \Phi \quad \text{και} \quad w\Phi = w \cdot \Phi \quad \text{Εξίσωση 5.31}$$

$$ax, \Phi = ax \cdot \Phi \quad \text{και} \quad az, \Phi = az \cdot \Phi \quad \text{Εξίσωση 5.32}$$

## 5.2 ΚΥΜΑΤΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ STOKES 5<sup>HS</sup> ΤΑΞΗΣ

Όσο μεγαλύτερος είναι ένας κυματισμός τόσο περισσότερο τείνει να γίνεται μη γραμμικός, γεγονός που μαθηματικά αποδίδεται με περισσότερους όρους και εκτενέστερες λύσεις του Stokes. Αναλυτικές λύσεις έως και 5<sup>ης</sup> τάξης παρουσίασε ο Fenton (1985) δημιουργώντας την κυματική θεωρία Stokes 5<sup>ης</sup> τάξης, όπως και ονόμασε τιμητικά. Σύμφωνα με την θεωρία Stokes 5<sup>ης</sup> σημαντικό ρόλο παίζει και η ταχύτητα ροής ή ο ρυθμός ροής της μάζας καθώς στην πραγματική θάλασσα τα κύματα προελαύνουν πάνω σε κάποια ήδη υπάρχουσα πεπερασμένη ροή που ανήκει στις περιβαλλοντικές συνθήκες του εκάστοτε κυματικού πεδίου. Κατά συνέπεια η ταχύτητα του κυματισμού επηρεάζεται από το ρεύμα και κρίνεται απαραίτητος ο συνυπολογισμός της ταχύτητάς του κατά τον υπολογισμό αυτής.

Κάνοντας και ο ίδιος χρήση των σειρών **Fourier**, ο **Fenton** χρησιμοποίησε ως παράμετρο αναπτύγματος την καμπυλότητα  $\varepsilon$  ( $\varepsilon = Hk/2$ ) ενώ εξέφρασε τους συντελεστές των σειρών συναρτήσει του ενεργού βάθους  $kd$ . Το σύστημα αναφοράς  $(x, y)$  σύμφωνα με το οποίο στήθηκε η λύση κινείται με την ταχύτητα του κύματος  $c$  ενώ ο κατακόρυφος άξονας μετράται από τον πυθμένα με θετική φορά προς τα επάνω με αποτέλεσμα να ισχύει:  $y = z + d$ ,  $\partial y = \partial z$ ,  $w = v$ . Το ρευστό θεωρείται ασυμπιεστο και η ροή αστρόβιλη.

Κάθε μεμονωμένος κυματισμός περιγράφεται από ελεύθερους αλλά και δεσμευμένους κυματισμούς ως άθροισμα πέντε πλέον αρμονικών, όχι απαραίτητα συμφασικών με τις προηγούμενες αφού κάθε κύμα έχει την δική του διαφορετική, από τα άλλα, κλίση. Το γεγονός αυτό καθιστά την θεωρία ακριβέστερη για βραχείς και όχι πολύ υψηλούς εν συγκρίσει με το βάθος κυματισμούς, δηλαδή πιο συμβατή σε βαθιά ύδατα. Κατά τον Hedges (1995) πιο συγκεκριμένα, ο αριθμός Ursell που ορίζεται ως εξής :

$$U_r = \frac{H/d}{(d/\lambda)^2} \quad \text{Εξίσωση 5.33}$$

είναι αυτός που καθορίζει τα όρια με βάση τα οποία είναι επιτρεπτή η θεωρία, της οποίας χρήση γίνεται μόνο εάν  $U_r < 40$ . Ειδάλλως πρέπει να εφαρμοστεί θεωρία **Cnoidal**.

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Η δυναμική οριακή συνθήκη επιφανείας μέσω της εξίσωσης Bernoulli οδηγεί στην σχέση:

$$R = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 \right] + g\eta \quad \text{Εξίσωση 5.34}$$

όπου:

R: είναι η θετική σταθερά του Bernoulli και ισχύει:

$$\frac{Rk}{g} = \frac{1}{2} C_0^2 + kd + \varepsilon^2 E_2 + \varepsilon^4 E_4 + O(\varepsilon^6)$$

όπου:

$C_0, E_2, E_4$  : είναι συντελεστές κατά Fenton

$O$ : είναι το σύμβολο τάξης μεγέθους **Landau** (ορίζει τον ρυθμό ανάπτυξης-τάξη μιας σειράς)

Για την ταχύτητα ροής  $c = \lambda/T$  ισχύει:

$$\vec{c} = \vec{u} + \vec{c}_E \quad \text{Εξίσωση 5.35}$$

όπου:

$\vec{u}$  : είναι η μέση οριζόντια ταχύτητα του νερού  $(\vec{u} \frac{k}{g})^{1/2} = C_0 + \varepsilon^2 C_2 + \varepsilon^4 C_4 + O(\varepsilon^6)$

$\vec{c}_E$  : είναι η μέση ταχύτητα ρευστού κατά Euler ως προς τον χρόνο

αν για κάποιο σύστημα αναφοράς ισχύει  $\vec{c}_E = 0$  τότε  $|\vec{c}| = |\vec{u}|$ .

Ο κυματαριθμός  $k$  υπολογίζεται από την **μη γραμμική πλέον εξίσωση διασποράς** η οποία μέσω της δυναμικής οριακής συνθήκης επιφανείας προκύπτει ως:

$$\sqrt{\frac{k}{g}} C_E - \frac{2\pi}{T\sqrt{gk}} + C_0(kd) + \varepsilon^2 C_2(kd) + \varepsilon^4 C_4(kd) = 0 \quad \text{Εξίσωση 5.36}$$

Η περιγραφή των χαρακτηριστικών του κυματικού πεδίου γίνεται εφικτή κάνοντας χρήση της εξίσωσης δυναμικού αφού έχει υπολογιστεί και ο κυματαριθμός. Για κάθε μια από τις συχνότητες  $\omega$ , η συνάρτηση δυναμικού, έπειτα από συνδυασμούς των εξισώσεων **Laplace**, της δυναμικής συνθήκης επιφανείας και της κινηματικής συνθήκης πυθμένα, προκύπτει ως:

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

$$\varphi(x, y, t) = -ux + C_0 \left(\frac{g}{k^3}\right)^{1/2} \sum_{i=1}^5 \varepsilon^i \sum_{j=1}^5 A_{ij} \cosh(jky) \sin(jkx) \quad \text{Εξίσωση 5.37}$$

όπου:

$g$ : είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας σε  $[m/s^2]$

$A_{ij}$  : οι συντελεστές κατά **Fenton**

Το προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας προκύπτει από το άθροισμα πέντε πλέον όρων ως εξής:

$$k \cdot \eta_{stokes5th}(x, y, t) = kd + \sum_{i=1}^5 \varepsilon^i \sum_{j=1}^5 B_{ij} \cos(jkx) \quad \text{Εξίσωση 5.38}$$

όπου:

$B_{ij}$  : είναι οι συντελεστές κατά **Fenton**

ενώ όσον αφορά στα σωματίδια, οι ταχύτητες και τοπικές επιταχύνσεις τους εκφράζονται με την βοήθεια της συνάρτησης δυναμικού ως εξής:

$$u(x, y, t) = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = -\bar{u} + C_0 \left(\frac{g}{k^3}\right)^{1/2} \sum_{i=1}^5 \varepsilon^i \sum_{j=1}^5 A_{ij} \cosh(jky) \cos(jkx) \cdot jk \quad \text{Εξίσωση 5.39}$$

$$v(x, y, t) = \frac{\partial \varphi}{\partial y} = C_0 \left(\frac{g}{k^3}\right)^{1/2} \sum_{i=1}^5 \varepsilon^i \sum_{j=1}^5 A_{ij} \sinh(jky) \sin(jkx) \cdot jk \quad \text{Εξίσωση 5.40}$$

$$\alpha_x(x, y, t) = \frac{\partial u}{\partial t} = C_0 \left(\frac{g}{k^3}\right)^{1/2} \sum_{i=1}^5 \varepsilon^i \sum_{j=1}^5 A_{ij} \cosh(jky) \sin(jkx) \cdot j^2 k \omega \quad \text{Εξίσωση 5.41}$$

$$\alpha_y(x, y, t) = \frac{\partial v}{\partial t} = -C_0 \left(\frac{g}{k^3}\right)^{1/2} \sum_{i=1}^5 \varepsilon^i \sum_{j=1}^5 A_{ij} \sinh(jky) \cos(jkx) \cdot j^2 k \omega \quad \text{Εξίσωση 5.42}$$

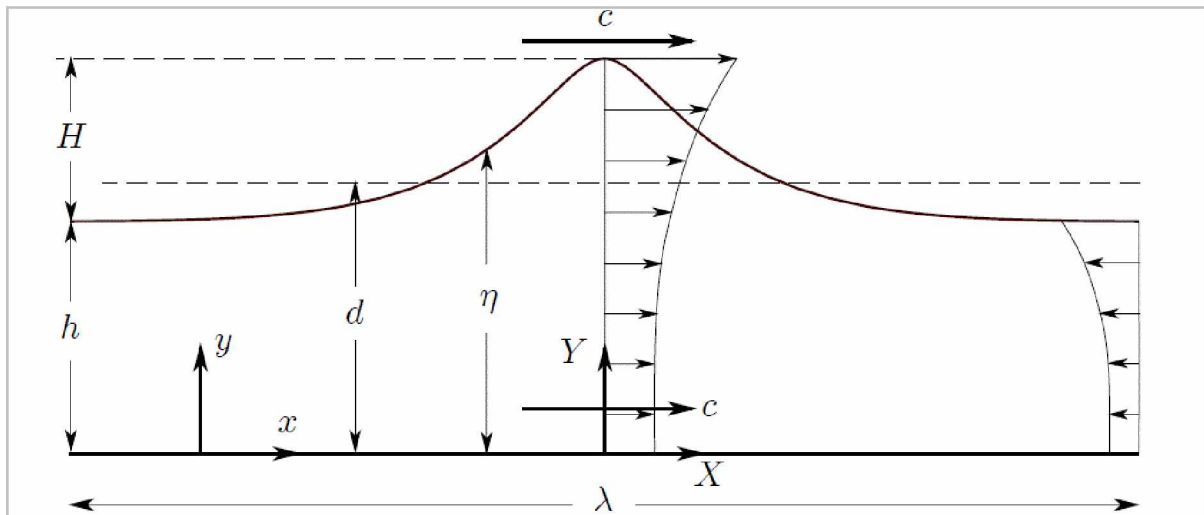
και ύστερα από εφαρμογή του μειωτικού συντελεστή  $\Phi$  προκύπτει:

$$u_\varphi = u \cdot \Phi \quad \text{και} \quad v_\varphi = v \cdot \Phi \quad \text{Εξίσωση 5.43}$$

$$\alpha_{x,\varphi} = \alpha_x \cdot \Phi \quad \text{και} \quad \alpha_{y,\varphi} = \alpha_y \cdot \Phi \quad \text{Εξίσωση 5.44}$$

Η πίεση κατά **Fenton** και ικανοποιώντας την εξίσωση **Bernoulli** προκύπτει ως εξής:

$$\frac{P(x,y,t)}{\rho} = R - gY - \frac{[(u-c)^2 + v^2]}{2} \quad \text{Εξίσωση 5.45}$$



Εικόνα 5.5 Προφίλ ελεύθερης επιφάνειας κατά Stokes 5<sup>th</sup>, Fenton, J.D.(1985).

Σύμφωνα με την παραπάνω απεικόνιση η συνάρτηση δυναμικού και οι εξισώσεις ταχυτήτων και επιταχύνσεων των σωματιδίων μπορούν να οριστούν σε ένα σύστημα συντεταγμένων  $(X, Y)$  σταθερό σε σχέση με τον χρόνο για το οποίο ισχύει:  $X = x + ct$  και  $Y = y$ . Έτσι προκύπτει:

$$\varphi(X, Y, t) = (\bar{c} - \bar{u})X + c_0 \left(\frac{g}{k^3}\right)^{1/2} \sum_{i=1}^5 \varepsilon^i \sum_{j=1}^5 A_{ij} \cosh(jkY) \sin(jk(X - ct)) \quad \text{Εξίσωση 5.46}$$

$$U = \frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad \text{και} \quad V = \frac{\partial \varphi}{\partial y} \quad \text{Εξίσωση 5.47}$$

$$A_x = \frac{\partial U}{\partial t} \quad \text{και} \quad A_y = \frac{\partial V}{\partial t} \quad \text{Εξίσωση 5.48}$$

### 5.2.1 ΚΥΜΑΤΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ FOURIER 18<sup>HS</sup> ΤΑΞΗΣ

Ο Dean (1965) ανέπτυξε το μοντέλο Fourier 18<sup>ης</sup> τάξης που πρόκειται για ανάπτυξη της ροϊκής συνάρτησης σε σειρές Fourier. Αποτελεί ένα μοντέλο κανονικών κυματισμών που λειτουργεί για δύο περιπτώσεις: είτε για δεδομένο ύψος κυματισμού, περίοδο και βάθος ( $H, t, d$ ) είτε για κάποια δεδομένη χρονοσειρά του προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας ( $\eta(t)$ ). Όπως διακρίνεται στο διάγραμμα Dean & Le Méhauté :

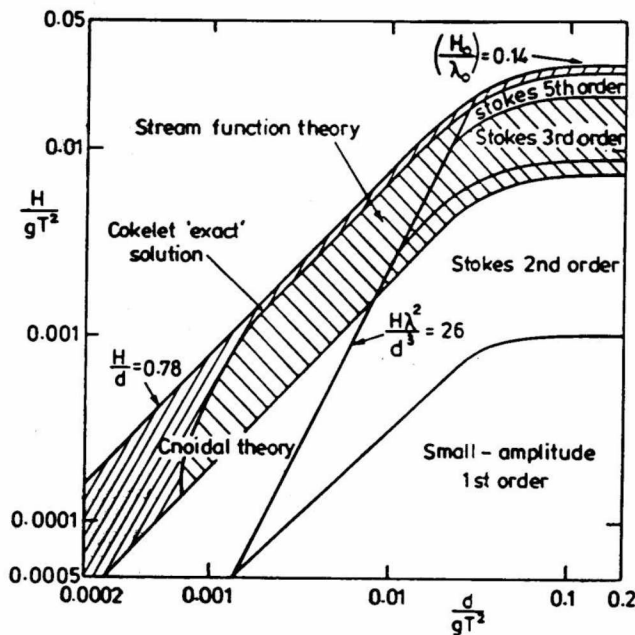


Figure 1. Limits of validity of various wave theories (after Dean, 1970, and Le Mehaute, 1976).

Εικόνα 5.6 Όρια εγκυρότητας των κυματικών θεωριών, Dean and Le Méhauté.

το μοντέλο εφαρμόζεται σε ευρύ φάσμα βαθών και ακριβολογεί κυρίως για ρηχά και ενδιάμεσου βάθους ύδατα. Συγκεκριμένα, αν το ύψος του κυματισμού είναι μεγαλύτερο από το 50% του ύψους θραύσης του κυματισμού, η μέθοδος **Fourier 18<sup>ns</sup>** δίνει ακριβέστερα αποτελέσματα από την θεωρία του **Airy**. Η ροϊκή συνάρτηση χρησιμοποιείται σε δύο διαστάσεις και ικανοποιεί την εξίσωση **Laplace**:

$$u + U = \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad \text{και} \quad w = -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad U: \text{ταχύτητα ρεύματος, αν υπάρχει} \quad \text{Εξίσωση 5.49}$$

$$\nabla^2 \psi(x, z) = 0 \quad \text{Εξίσωση 5.50}$$

Καθώς το μοντέλο αφορά σε κανονικούς κυματισμούς ισχύουν τα εξής:

### Κινηματική οριακή συνθήκη πυθμένα (Kinematic Bottom Boundary Condition)

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = w = 0 \quad \text{στο } z = -d \quad \text{Εξίσωση 5.51}$$



### **Κινηματική οριακή συνθήκη επιφανείας (Kinematic Free Surface Boundary Condition)**

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + (u + U) \frac{\partial \eta}{\partial x} = w \quad \text{στο } z = \eta \quad \text{Εξίσωση 5.52}$$

### **Δυναμική οριακή συνθήκη επιφανείας (Dynamic Free Surface Boundary Condition)**

Με εφαρμογή της εξίσωσης Bernoulli προκύπτει:

$$\frac{p(x)}{\rho g} + \frac{1}{2g} [(u + U)^2 + w^2] + \eta - \frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0, \quad \text{στο } z = \eta \quad \text{Εξίσωση 5.53}$$

όπου  $p(x)$  = σταθερή, έστω ατμοσφαιρική πίεση.

Οι εξισώσεις 5.55 και 5.56 μπορούν να απλοποιηθούν στις μορφές:

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{w}{u+U-c} \quad \text{Εξίσωση 5.54}$$

και

$$\frac{p(x)}{\rho g} + \frac{1}{2g} [(u + U)^2 + w^2] + \eta = \text{σταθ.} = Q \quad \text{Εξίσωση 5.55}$$

με την παραδοχή ότι η ταχύτητα του κυματισμού είναι  $c$  και η ταχύτητα των σωματιδίων του κυματισμού κατά την οριζόντια διεύθυνση ορίζεται ως :  $u + U - c$  ενώ κατά την οριζόντια παραμένει ανεπηρέαστη.

Με βάση τα παραπάνω η ροϊκή συνάρτηση παίρνει την μορφή:

$$\psi(x, z) = \left(\frac{L}{T} - U\right)z + \sum_{n=4,6,8}^{N-1} \sinh(n-2) \frac{\pi}{L} (d+z) \left( X(n) \cos(n-2) \frac{\pi}{L} x + X(n+1) \sin(n-2) \frac{\pi}{L} x \right)$$

Εξίσωση 5.56

με:

$N$ : να είναι η τάξη της θεωρίας, εν προκειμένω  $N = 18$

$X_n$ : είναι συντελεστές οι οποίοι προσδιορίζονται, ύστερα από προσαρμογή στις οριακές συνθήκες επιφανείας, με την μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων

$L$ : είναι το μήκος κύματος.

Το προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας προκύπτει από την δυναμική συνθήκη επιφανείας εισάγοντας σε αυτήν την ροϊκή συνάρτηση ως εξής:

$$\eta = \frac{\psi(x, z = \eta)}{\frac{L}{T} - U} - \frac{1}{\frac{L}{T} - U} \sum_{n=4,6,8}^{N-1} \sinh(n-2) \frac{\pi}{L} (d+z) \left( X(n) \cos(n-2) \frac{\pi}{L} x + X(n+1) \sin(n-2) \frac{\pi}{L} x \right)$$

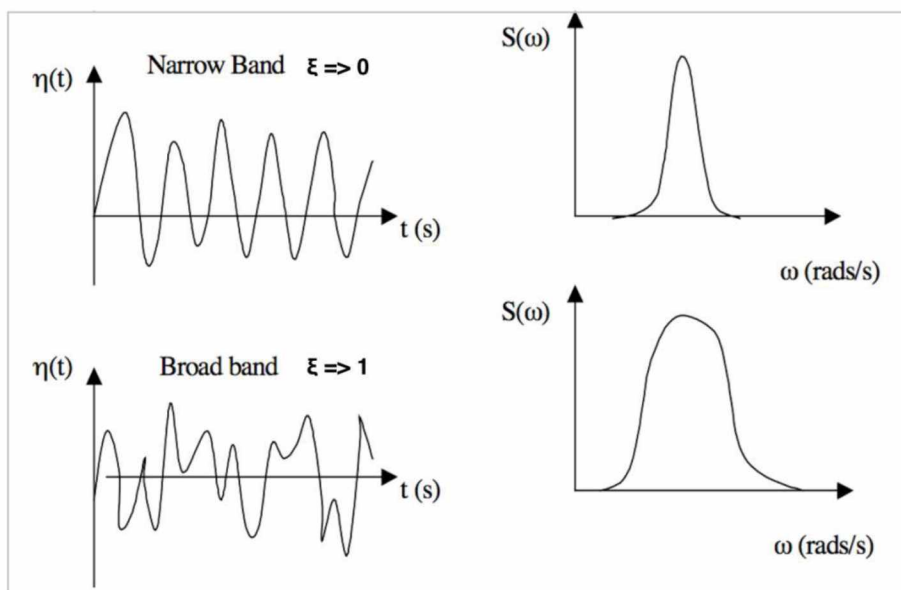
### Εξίσωση 5.57

Επισημαίνεται ότι εφόσον η ελεύθερη επιφάνεια είναι μια γραμμή ροής, η τιμή της ροϊκής συνάρτησης σε αυτήν ( $\psi(x, z = \eta)$ ) είναι σταθερή.

Τέλος, όσον αφορά στις τοπικές επιταχύνσεις των σωματιδίων, αυτές προκύπτουν κατά τα γνωστά ως:  $a_x = \frac{\partial u}{\partial t}$  και  $a_z = \frac{\partial w}{\partial t}$ , ενώ είναι εφικτή η εφαρμογή του μειωτικού συντελεστή  $\Phi$  για κυματισμούς κατευθυντικούς στις τελικές τιμές των σωματιδιακών ταχυτήτων και επιταχύνσεων.

### 5.3 ΤΥΧΑΙΟΙ-ΜΗ ΚΑΝΟΝΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ (RANDOM WAVES)

Τα μη κανονικά κυματικά μοντέλα διαμορφώνονται με βάση την διασπορά της ενέργειας σε κάποιο φάσμα πλέον συχνοτήτων και όχι πια στην μια και μοναδική συχνότητα του μέγιστου εύρους του κυματισμού όπως συμβαίνει στους κανονικούς κυματισμούς που προαναφέρθηκαν. Αυτό συμβαίνει καθώς οι μη κανονικοί κυματισμοί αντιστοιχούν στους τυχαίους κυματισμούς που διέπουν την πραγματική θάλασσα, οι οποίοι φέρουν διαφορετικές συχνότητες μεταξύ τους. Προκύπτει δηλαδή ένα εύρος τιμών συχνοτήτων οι οποίες αντιστοιχούν σε διαφορετικά πλάτη κυματισμών.



5.2: Κυματική ανύψωση και φάσμα συχνοτήτων μη κανονικού κυματισμού, Gibson, R. & Swan, C., *The evolution of large ocean waves: the role of local and rapid spectral changes. Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 2007

Από την παραπάνω εικόνα διαπιστώνεται ότι όσο πιο μικρό εύρος διαφορετικών τιμών παρουσιάζει το διάγραμμα της ελεύθερης επιφάνειας τόσο πιο στενό προκύπτει το φάσμα των συχνοτήτων. Λόγω της μη κανονικότητας που χαρακτηρίζει το πραγματικό κυματικό πεδίο, η μορφή των κυματισμών αλλάζει σε σχέση με τον χρόνο διατηρώντας όμως τα χαρακτηριστικά τους. Η περιγραφή των κυματισμών γίνεται πλέον στις τρεις διαστάσεις συμπεριλαμβάνοντας την κατευθυντικότητα ως αυτή ορίζεται από τους πραγματικούς κυματισμούς.

### 5.3.1 ΘΕΩΡΙΑ ΤΥΧΑΙΩΝ ΓΡΑΜΜΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ (Linear Random Wave Theory)

Η θεωρία τυχαίων γραμμικών κυματισμών εισάγει στους υπολογισμούς των κυματικών παραμέτρων την μη κανονικότητα των κυματισμών της πραγματικής θάλασσας. Η πραγματική θάλασσα περιγράφεται και από ελεύθερες γραμμικές συνιστώσες που στις ως τώρα αναλυμένες μεθόδους παραλείφθηκαν χάριν ευκολίας. Η μη μονιμότητα αυτή της πραγματικής θάλασσας περιγράφεται ικανοποιητικά από την θεωρία τυχαίων γραμμικών κυματισμών καθώς αυτή συμπεριλαμβάνει την διακύμανση της ελεύθερης επιφάνειας με βάση το πεδίο των συχνοτήτων.

Η LRWT βασίζεται σε μια τυχαία κατάσταση του κυματικού πεδίου. Η τυχαία αυτή κατάσταση διέπεται από πολύ περισσότερους από έναν ελεύθερους κυματισμούς με διαφορετικές συχνότητες, πλάτη και φάσεις. Γίνεται η παραδοχή ότι αναπτύσσονται στα θετικά του άξονα  $x$ , κάθετα δηλαδή στον άξονα  $z$  που μετράται από την στάθμη ηρεμίας με θετικές τιμές πάνω από αυτήν. Τόσο η κίνηση της ελεύθερης επιφάνειας όσο και οι σχέσεις που αποδίδουν την κινηματική των σωματιδίων σε αυτή την θεωρία υπολογίζονται ως το γραμμικό άθροισμα των αντίστοιχων μεγεθών κάθε συνιστώσας του πεδίου συχνοτήτων.

Βάσει των παραπάνω προκύπτουν οι εξισώσεις του δυναμικού της ταχύτητας και της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας ως εξής:

$$\varphi(x, y, z, t) = \sum_{i=1}^n \frac{\text{bicosh}[ki(d+z)]}{\text{cosh}(kid)} \sin(kix - \omega_i t + \varepsilon_i)$$

$$\eta(x, y, z, t) = \frac{1}{g} \Sigma = \text{bi} \omega_i \cos(kix - \omega_i t + \varepsilon_i)$$

Όπου

$b_i$ : συντελεστές του εύρους κύματος με  $b_i = \frac{a_i \omega_i}{g}$

$k_i$ : διάνυσμα κυματαριθμού με βάση την διεύθυνση των κυματισμών  $\theta_i$  ως

$$(k_{ix}, k_{iy}) = (|k_i| \cos \theta_i, |k_i| \sin \theta_i)$$

$\varepsilon_i$ : η φάση των κυματικών συνιστωσών

Με την εξίσωση γραμμικής διασποράς (linear dispersion relation) συνδέεται η εκάστοτε κυματική συχνότητα  $\omega_i$  με τον αντίστοιχο κυματαριθμό  $\vec{k}_i$

$$\omega_i^2 = g |\vec{k}_i| \tanh(|\vec{k}_i| d), \quad 1 < i \leq N,$$

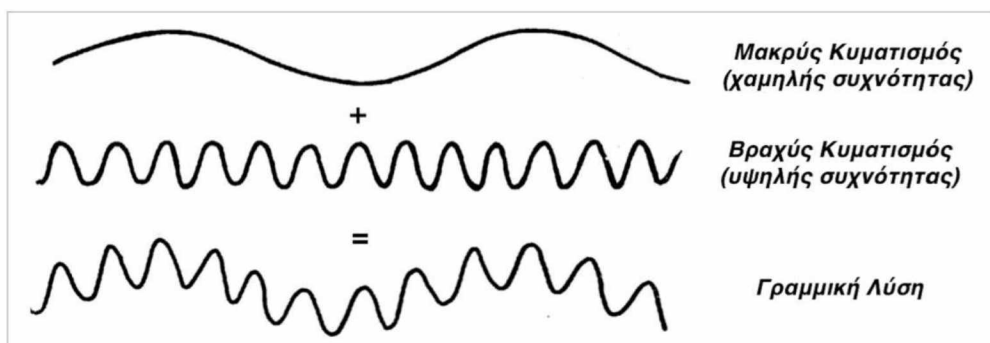
ενώ στην συνέχεια από την εξίσωση δυναμικού υπολογίζονται και οι σωματιδιακές συνιστώσες της ταχύτητας και της επιτάχυνσης σε οριζόντια και κατακόρυφη διεύθυνση.

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

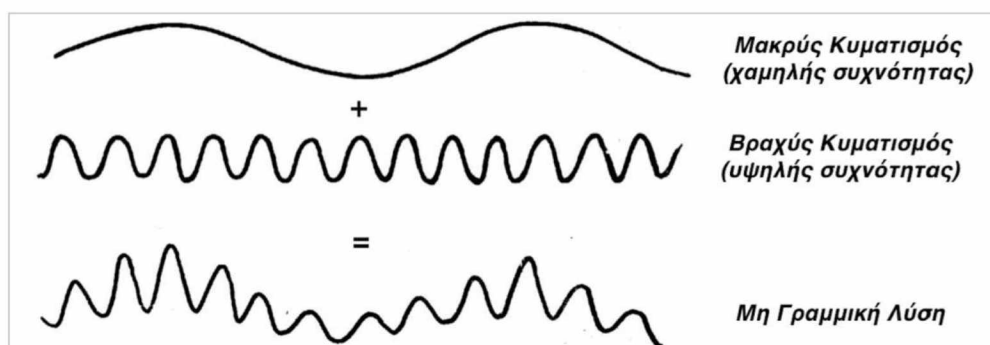
Οι εξισώσεις αυτές ως έχουν είναι καταλληλότερες για μονοκατευθυντικά κύματα. Ωστόσο η απλότητα που χαρακτηρίζει τις γραμμικές λύσεις διευκολύνει και την εισαγωγή της κατευθυντικότητας στην λύση αυτή. Για να συμβεί αυτό αρκεί να αντικατασταθεί στις παραπάνω εξισώσεις ο όρος  $kix$  με τον όρο  $(k_i^x x + k_i^y y)$  με  $k_i = [(k_{ix})^2 + (k_{iy})^2]^{\frac{1}{2}}$ . Σε αυτή την λύση οι όροι  $k_i^x$  και  $k_i^y$  αναπαριστούν τις συνιστώσες  $x$ ,  $y$  του κυματαριθμού για κάθε μια από τις συνιστώσες της συχνότητας.

Στην παρούσα διπλωματική εργασία η φασματική ανάλυση προέκυψε με την εφαρμογή του φάσματος **JONSWAP** ενώ η κατευθυντικότητα εισήχθη με την εφαρμογή του φάσματος **Mitsuyasu**, δίνοντας στην λύση μια μορφή στον χώρο.

Η Jannicke Sara Martina Roos (2011) στην εργασία της “Wave-structure interaction. The effective prediction of wave-in-deck loads” αναφέρει ωστόσο πως η μέθοδος αγνοεί οποιονδήποτε μη γραμμικό όρο, παρόλο που οδηγεί σε απλοποιημένα μαθηματικά μοντέλα, παραμερίζει τους ακραίες φύσης μεγάλους κυματισμούς που καθεδρικά είναι μη γραμμικοί, παρουσιάζοντας έτσι ελλιπή αποτελέσματα. Συγκεκριμένα, το γραμμικό άθροισμα των συνιστωσών κατά τον υπολογισμό της κινηματικής για τα σωματίδια της επιφάνειας οδηγεί στην λεγόμενη **μόλυνση λόγω υψηλών συχνοτήτων**. Η «μόλυνση» αυτή συμβαίνει λόγω της άθροισης συνιστωσών υψηλής συχνότητας σε συνιστώσες χαμηλότερης με αποτέλεσμα την υπερεκτίμηση των μέγιστων τιμών οριζόντιας ταχύτητας και επιτάχυνσης δηλαδή των επιφανειακών.



Εικόνα 5.7 Longuet- Higgings (1960)



Εικόνα 5.8 Longuet- Higgings (1960)

Από τις εικόνες παρατηρείται ότι το γραμμικό άθροισμα ενός κυματισμού υψηλής συχνότητας με έναν χαμηλής δεν μπορεί να συμβεί χωρίς σφάλμα. Ο μακρύτερος κυματισμός, δηλαδή αυτός με την

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

χαμηλότερη συχνότητα σε κάθε περίπτωση παραμένει ανεπηρέαστος. Ο βραχύτερος όμως κυματισμός, ο υψηλής συχνότητας δηλαδή, στην πραγματική θάλασσα – όπου το άθροισμα μεταξύ των κυματισμών είναι ακατάστατο και προφανώς μη γραμμικό-, έχει υψηλότερες και βραχύτερες κορυφές καθώς επίσης ρηχότερες και μακρύτερες κοιλίες από τον κυματισμό χαμηλής συχνότητας.

Το φαινόμενο της υπερεκτίμησης πρώτα διόρθωσε η σχέση του **Wheeler** ή αλλιώς **Wheeler stretching**. Η εμπειρική σχέση του Wheeler εισάγει τον παράγοντα τεντώματος στις συντεταγμένες του κυματισμού κάθετα στον οριζόντιο άξονα. Χρησιμοποιεί δηλαδή στον τύπο των ταχυτήτων ένα διορθωμένο μεταβαλλόμενο βάθος  $z^*$  αντί του βάθους  $z$  το οποίο υπολογίζεται ως εξής:

$$z^* = \frac{z - \eta(t)}{1 + \frac{\eta(t)}{d}}$$

Η εμπειρική προσέγγιση του **Wheeler** παρόλο που δεν ικανοποιεί την εξίσωση συνέχειας της μάζας επιδιορθώνει αποτελεσματικά το φαινόμενο **high frequency contamination** και συνεπώς διορθώνει επαρκώς την **LRWT**.

Βάλε ένα παράδειγμα από τη δουλειά σου εδώ που δείχνει τη βελτίωση μέσω του streatching

### 5.3.2 ΠΛΗΡΩΣ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΥΧΑΙΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ (BST)

Σύμφωνα με τους Bateman et al. (2001) η κατευθυντικότητα ενός κυματικού πεδίου επηρεάζει καθοριστικά τα χαρακτηριστικά ενός πλήρως μη γραμμικού κυματικού γεγονότος. Οι μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν για την ολοκλήρωση της έρευνάς τους, παρόλο που η συχνότητα και οι κατευθυντικές κατανομές που υιοθετήθηκαν υπήρξαν απλοποιημένες σε σύγκριση με αυτές της πραγματικής θάλασσας, οδήγησαν σε τρία σημαντικά συμπεράσματα:

- Αν για μια δεδομένη κατανομή συχνοτήτων διατηρηθεί σταθερό το γραμμικό άθροισμα του πλάτους των κυματικών συνιστωσών, με μια αύξηση της κατευθυντικής εξάπλωσης (spread), παρατηρείται μειωμένη μη γραμμικότητα στα ακραία κυματικά γεγονότα και μικρότερη ασυμμετρία μεταξύ κορυφής και κοιλίας. Κατά συνέπεια προκύπτουν μικρότερες μέγιστες τιμές ανύψωσης των κορυφών του κυματισμού.
- Αντίστροφα, αν αυξηθούν τα πλάτη των κυματικών συνιστωσών μέχρι την τιμή που αντιστοιχεί σε θραύση του κυματισμού, μια αύξηση του spread οδηγεί σε μεγαλύτερες μέγιστες οριακές τιμές της ανύψωσης των κορυφών του κυματισμού.
- Γειτονικά σε κάποιο ακραίο κυματικό γεγονός, οι τοπικές μη γραμμικότητες παράγουν καινούργιες και μη αναμενόμενες κυματικές συνιστώσες υψηλής συχνότητας, πολύ διαφορετικές από τις καθιερωμένες συνιστώσες του αθροίσματος συχνοτήτων του μοντέλου δεύτερης τάξης. Μάλιστα φαίνεται ότι πολλή από αυτή την υψηλής συχνότητας ενέργεια διαχέεται ελεύθερα όπως επίσης και σε αυτό το ακραίο κυματικό γεγονός το spread του κυματισμού παίζει καθοριστικό ρόλο στο προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας.

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Όσον αφορά στις εξισώσεις στις οποίες βασίζεται το πλήρως μη γραμμικό μοντέλο τυχαίων κυματισμών, αυτές πρέπει να ικανοποιούν τις εξισώσεις που αντιπροσωπεύουν το τρισδιάστατο μοντέλο της ελεύθερης επιφάνειας ενός πεδίου ροής. Για την αστρόβιλη ροή μπορεί να οριστεί το δυναμικό της ταχύτητας ως  $\varphi = (x, y, z, t)$  όπου  $t$  είναι ο χρόνος και  $(x, y, z)$  οι Καρτεσιανές συντεταγμένες με το  $x$  να ορίζει τον οριζόντιο άξονα και το  $z$  τον κατακόρυφο με θετική φορά προς τα επάνω. Το διάνυσμα της ταχύτητας ορίζεται ως:  $u = (u, v, w)$ , με  $u = \nabla\varphi$  όπου  $\nabla = (\partial x, \partial y, \partial z)$  ενώ αν το ρευστό είναι ασυμπιεστο με σεβασμό στην διατήρηση συνέχειας της μάζας εφαρμόζεται  $\nabla u = 0$  όπου με την εισαγωγή του δυναμικού  $\varphi$  με βάση την εξίσωση Laplace γίνεται:  $\nabla\varphi^2 = 0$ .

Το πεδίο  $(D\eta)$  του ρευστού, στο οποίο εφαρμόζεται η συγκεκριμένη θεωρία, οριοθετείται από τον πυθμένα να ορίζεται στο  $z = -d$  και την ελεύθερη επιφάνεια να καθορίζεται από την εξίσωση  $z = \eta(x, y, t)$ . Με βάση αυτά τα όρια οι εξισώσεις που εφαρμόζονται είναι οι εξής:

$$\varphi_z = 0 \qquad \text{Εξίσωση 5.58}$$

$$\text{στο } z = -d$$

που επισημαίνει ότι ο πυθμένας είναι αδιαπέρατος σύμφωνα με την **οριακή συνθήκη πυθμένα** και

$$\varphi_t + \frac{1}{2} |\nabla\varphi|^2 + g\eta = 0$$

$$\eta_t + \eta_x\varphi_x + \eta_y\varphi_y + \varphi_z = 0$$

*Εξισώσεις 5.59*

$$\text{στο } z = \eta(x, y, t)$$

που ορίζουν το δυναμικό και το κινηματικό προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας με σεβασμό στην **κινηματική και δυναμική οριακή συνθήκη στην επιφάνεια** ενώ σε αυτές βασίζονται όλες οι εξισώσεις χρονοϊστορίας. Συγκεκριμένα αν είναι δοσμένη η αναπαράσταση της κυματικής ανύψωσης  $\eta$  και του δυναμικού  $\varphi$  και οι κατευθύνσεις  $x, y, z$  είναι καθορισμένες, η λύση μπορεί να βρεθεί και να εφαρμοστεί επιτυχώς σε χρόνο βήματος  $t = t_0 + \Delta t$  ακόμη και για μακροχρόνιες κυματικές μετρήσεις πεδίου.

Το μοντέλο BST σχηματίζει το πρόβλημα στην επιφάνεια  $\eta$  και  $\varphi_{z=\eta}$ . Αυτό έχει ως πλεονεκτήματα την κατευθυντική μείωση του πεδίου και την εισαγωγή των γρήγορων μετασχηματισμών Fourier κάνοντας χρήση των όρων Fourier στις εξισώσεις της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας  $\eta$  και του δυναμικού  $\varphi$  με την απαραίτητη εισαγωγή του operator **Dirichlet-Neumann** για τον απαιτητικό υπολογισμό του  $\varphi_z$  ..

#### 5.4 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΥΜΑΤΙΚΩΝ ΘΕΩΡΙΩΝ

Με βάση τις προαναφερθείσες θεωρίες του κεφαλαίου υπολογίστηκαν τα κυματικά μεγέθη που πλαισιώνουν την παρούσα κατασκευή. Επισημαίνεται ότι τα μέλη της κατασκευής είναι κατακόρυφα παρουσιάζοντας μικρές κλίσεις εν συγκρίσει με το κυματικό ύψος, συνεπώς τα κατακόρυφα φορτία δεν ασκούν επιρροή πάνω σε αυτή και αγνοούνται.

Με σκοπό την συγκριτική παράθεση διαγραμμάτων και την επιλογή της ακριβέστερης μεθόδου υπολογισμού των κυματικών μεγεθών, οι υπολογισμοί των κανονικών κυματισμών έγιναν για τρεις συνδυασμούς ύψους κύματος και περιόδου κύματος που διακρίνονται σε τρία κυματικά γεγονότα σύμφωνα με την διπλωματική εργασία της Νίκης Κανάκη (2017) ως εξής:

**Κυματικό γεγονός 1:**  $\{H_s, T_p\} = \{17.2, 16\}$

**Κυματικό γεγονός 2:**  $\{H_{max}, T_p\} = \{31.82, 16\}$

**Κυματικό γεγονός 3:**  $\{H_{max}, T_{tt}\} = \{31.82, 13.4\}$

Ομοίως όσον αφορά στους τυχαίους κυματισμούς, τα μεγέθη της κινηματικής εκτιμήθηκαν για το χαρακτηριστικό αλλά και για το σχεδιαστικό ύψος κύματος ( $H_s, H_{max}$ ) αντίστοιχα. Για την εισαγωγή της κατευθυντικότητας (φάσμα Mitsuyasu) χρησιμοποιήθηκε παράμετρος κατευθυντικότητας  $s = 20$  και  $s \rightarrow \infty$  για κατευθυντικό και μονοκατευθυντικό πεδίο αντίστοιχα. Τα κυματικά γεγονότα σε αυτή την περίπτωση είναι:

**Κυματικό γεγονός 1:**  $\{H_s, s = 20\}$

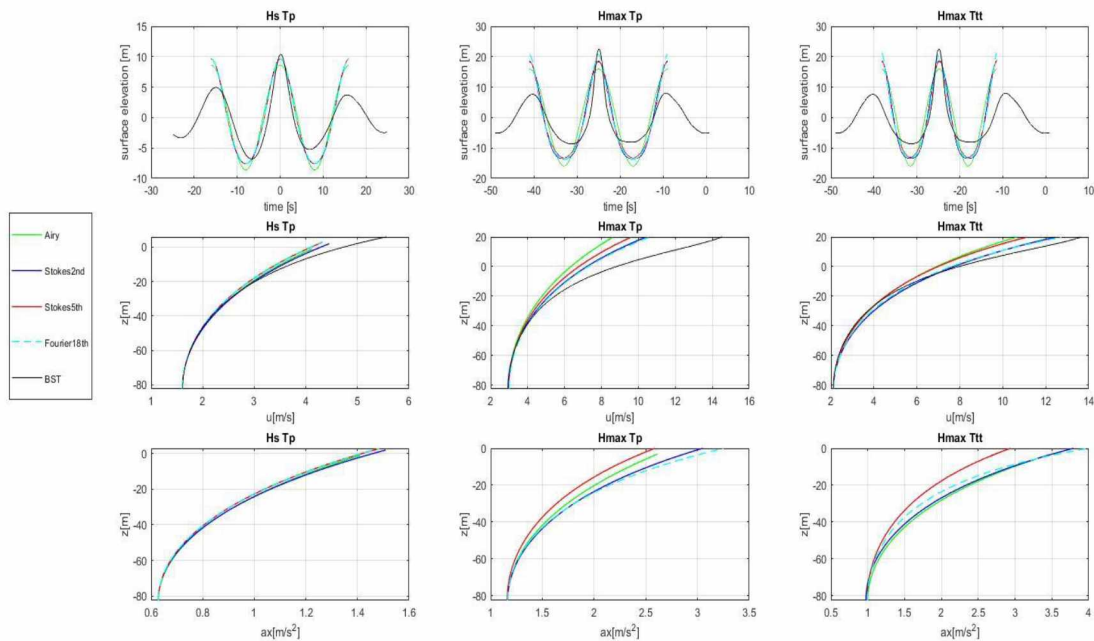
**Κυματικό γεγονός 2:**  $\{H_{max}, s = 20\}$

**Κυματικό γεγονός 3:**  $\{H_s, s \rightarrow \infty\}$

**Κυματικό γεγονός 4:**  $\{H_{max}, s \rightarrow \infty\}$

Για τις μονοχρωματικές θεωρίες τα αποτελέσματα παρουσιάζονται για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς καθώς οι θεωρίες είναι ως επί το πλείστον διδιάστατες. Παρόλα αυτά εφαρμόστηκε σε αυτούς μειωτικός συντελεστής  $\Phi=0.953$  με σκοπό την γραμμική μείωσή τους και την σύγκρισή τους με τις κατευθυντικές λύσεις.

### 5.4.1 ΚΑΝΟΝΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ



*Διάγραμμα 5.1 Συγκριτική απεικόνιση της κινηματικής των σωματιδίων όλων των κυματικών γεγονότων και όλων των κυματικών θεωριών κανονικών κυματισμών έναντι του μοντέλου BST.*

Από το Διάγραμμα 5.1 γίνεται φανερό ότι για ύψος κύματος  $H_s$  οι μονοχρωματικές θεωρίες περιγράφουν ικανοποιητικά την κινηματική των σωματιδίων στην στήλη του νερού. Ωστόσο υποεκτιμούν την ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας και την κινηματική των σωματιδίων στην κορυφή. Αυτό οφείλεται στην λανθασμένη περιγραφή του πεδίου από μονοχρωματικούς κυματισμούς καθώς αυτό στην πραγματικότητα είναι τυχαίο και μη μονοχρωματικό. Σε γενικές γραμμές όμως το σημαντικό ύψος κύματος ως μερικώς μη γραμμικό δίνει σχετικά καλά αποτελέσματα έναντι της περιγραφής του πραγματικού κυματισμού από το μοντέλο BST. Όσον αφορά στο ύψος σχεδιασμού  $H_{max}$  αντιθέτως, ειδικότερα περιγραφόμενο από την περίοδο κορυφής του φάσματος  $T_p$ , οι κανονικοί κυματισμοί αρχίζουν να απομακρύνονται αρκετά από το μοντέλο BST και υποεκτιμούν τις ταχύτητες σε όλη την στήλη νερού. Όμως υπάρχει καλύτερη περιγραφή όταν αυτό περιγράφεται από την σχετική περίοδο κύματος  $T_{tt}$ . Δυστυχώς η χρονική απόσταση αυτή δεν είναι γνωστή εξ αρχής και για να γνωστοποιηθεί έπρεπε πρώτα να γίνουν οι υπολογισμοί για την γραμμική θεωρία τυχαίων κυματισμών LRWT.

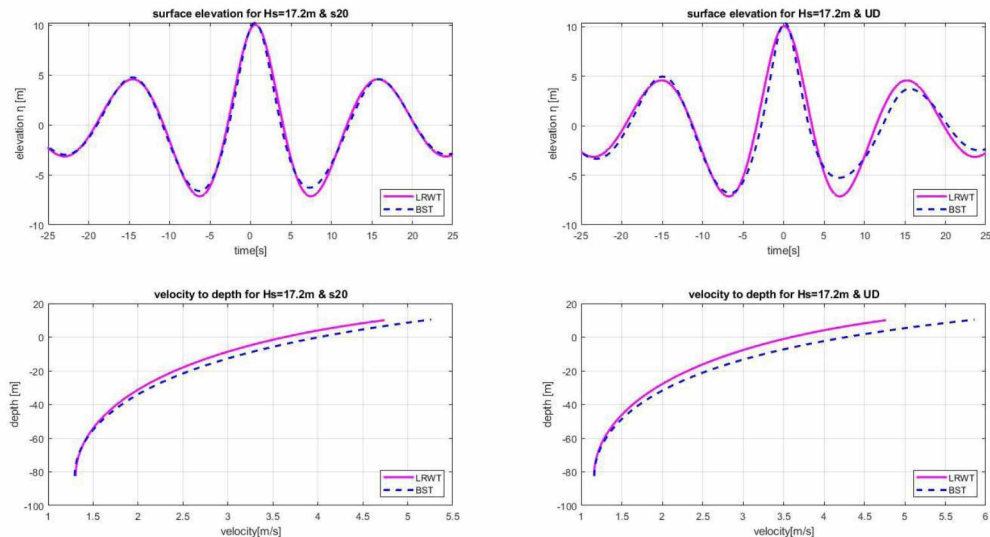
### 5.4.2 ΜΗ ΚΑΝΟΝΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ

Η απεικόνιση πλέον της κυματικής ανύψωσης έχει την μορφή που διαφαίνεται παρακάτω και αυτό συμβαίνει λόγω της εφαρμογής του γραμμικού μοντέλου NewWave. Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως το μοντέλο προάγει την αναπαράσταση ενός μεγάλου κυματισμού που είναι πιθανό να συμβεί προκύπτοντας από συντονισμό των συνιστωσών του για  $x = y = 0m$  και  $t = 0s$ .

Η χρονοϊστορία της ανύψωσης της επιφάνειας του κυματισμού και οι ταχύτητες κατά το βάθος υπολογίστηκαν τόσο με βάση την θεωρία LRWT όσο και με βάση το πλήρως μη γραμμικό μοντέλο BST για τις περιπτώσεις ύψους κύματος  $H_s = 17.2m$ ,  $H_{max} = 31.82m$ . Οι υπολογισμοί αυτοί έγιναν για μονοκατευθυντικούς και κατευθυντικούς κυματισμούς.

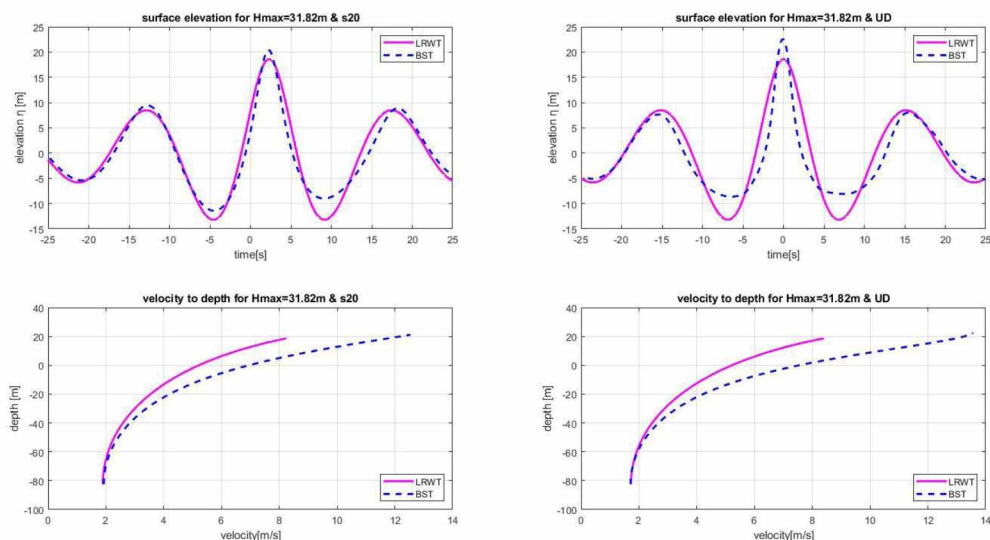


**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».



Διάγραμμα 5.2 Συγκριτική απεικόνιση της μη γραμμικότητας για ύψος κύματος  $H_s$  και τα κυματικά μοντέλα LRWT και BST.

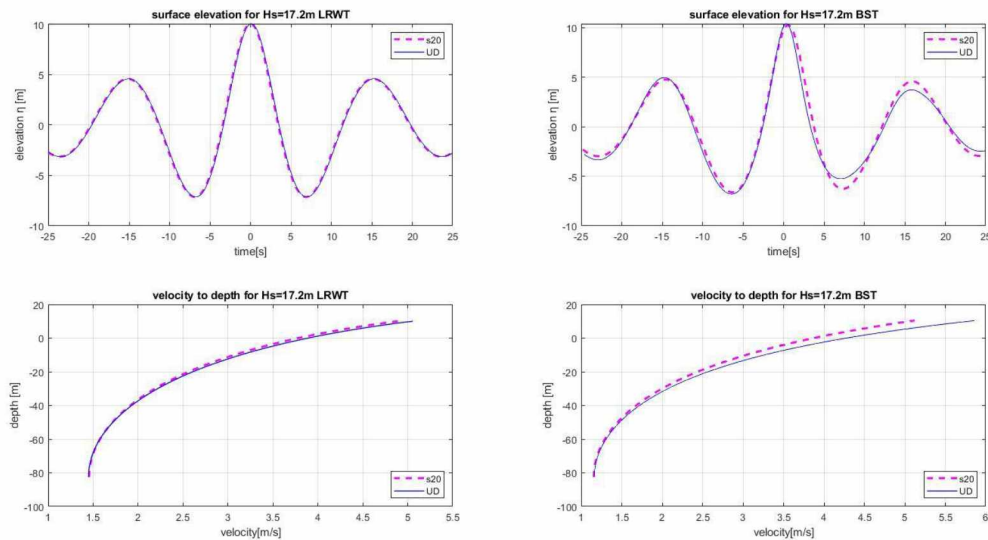
Από το Διάγραμμα 5.2 για κατευθυντικούς κυματισμούς επιβεβαιώνεται ότι το σημαντικό ύψος κύματος δεν είναι πολύ μη γραμμικό όσον αφορά στην επιφάνεια, όμως υποεκτιμά την ταχύτητα καθ' όλη την στήλη νερού. Όμως όταν το κύμα έρχεται μόνο από μια κατεύθυνση (UD) η μη γραμμικότητά του αυξάνεται και βλέπουμε ότι το γραμμικό μοντέλο (LRWT) δεν επαρκεί για την περιγραφή του. Αυτό συμβαίνει επειδή οι διάφορες συχνότητες αλληλοεπιδρούν μεταξύ τους περισσότερο από ότι αν ερχόταν από διαφορετικές κατευθύνσεις (wave-wave interactions) προκαλώντας έτσι ακόμα μεγαλύτερη υποεκτίμηση στον υπολογισμό των ταχυτήτων. Σε αυτό το σημείο γίνεται φανερή η σπουδαιότητα της κατευθυντικότητας η οποία δεν γίνεται να μην ληφθεί υπόψη. Τέλος παρατηρείται ότι η γραμμική λύση δίνει χειρότερα αποτελέσματα στους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς.



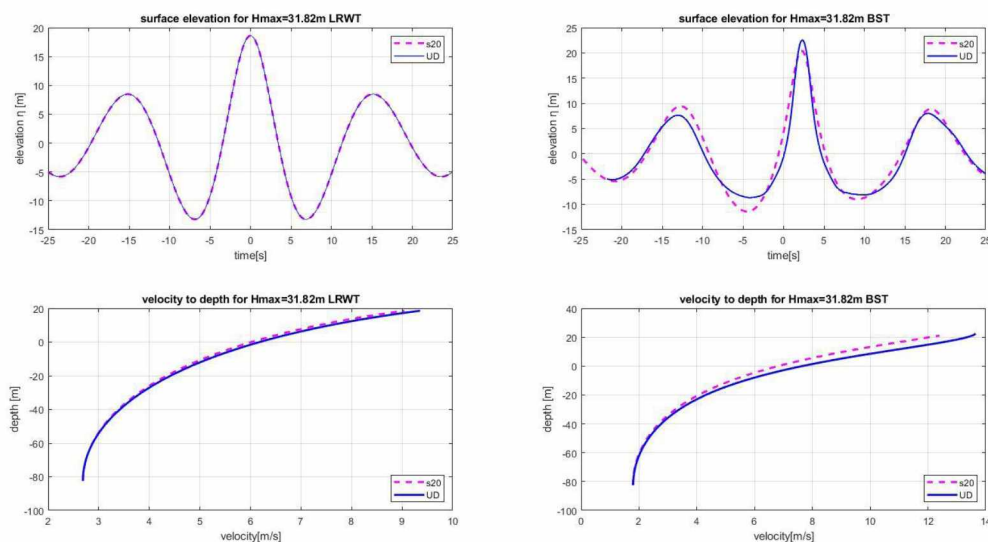
Διάγραμμα 5.3: Συγκριτική απεικόνιση της μη γραμμικότητας για ύψος κύματος  $H_{max}$  και τα κυματικά μοντέλα LRWT και BST.

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Στο Διάγραμμα 5.3 γίνεται φανερό ότι η επίδραση της μη γραμμικότητας είναι καταλυτική. Παρ' όλο που η απεικόνιση της ελεύθερης επιφάνειας από το γραμμικό μοντέλο είναι εν μέρει ικανοποιητική, η περιγραφή της κινηματικής των σωματιδίων από ένα γραμμικό μοντέλο είναι ανεπαρκής. Πράγματι η γραμμική θεωρία LRWT υποεκτιμά την ταχύτητα κατά 35%. Παρατηρήθηκε επίσης ότι και στις δύο περιπτώσεις ο πραγματικός κυματισμός (BST) εμφανίζει μεγαλύτερες κλίσεις (καμπυλότητα-wave steepness) και αυτό οδηγεί σε πολύ μεγαλύτερες επιταχύνσεις. Συνεπώς αναμένονται και πολύ μεγάλες φορτίσεις.



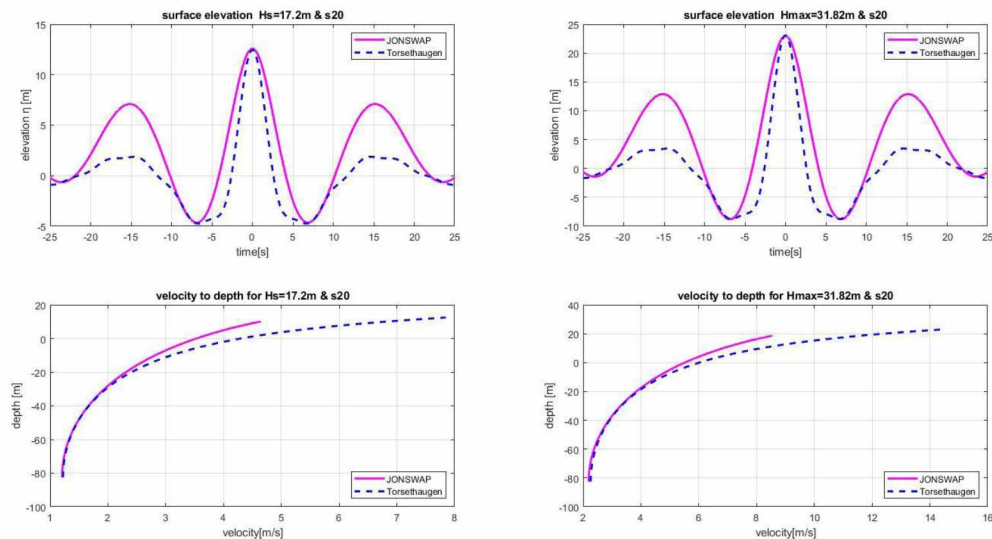
Διάγραμμα 5.4: Συγκριτική απεικόνιση της κατευθυντικότητας για ύψος κύματος  $H_s$  και τις κυματικές θεωρίες LRWT και BST.



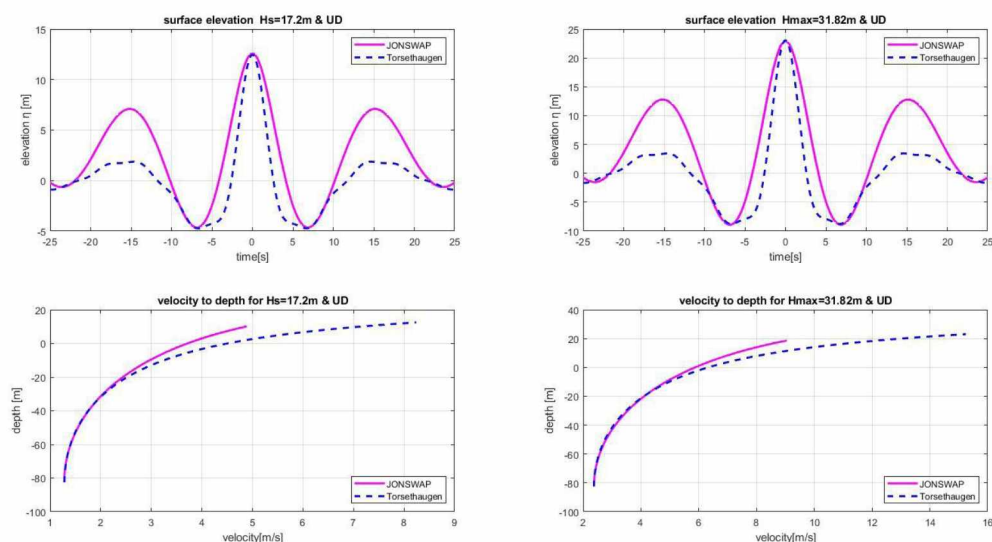
Διάγραμμα 5.5: Συγκριτική απεικόνιση της κατευθυντικότητας για ύψος κύματος  $H_{max}$  και τις κυματικές θεωρίες LRWT και BST.

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Στα Διαγράμματα 5.4 και 5.5 επιβεβαιώνονται με λεπτομέρεια η επιρροή της κατευθυντικότητας εστιάζοντας στις δύο κυματικές θεωρίες ξεχωριστά για το σημαντικό και το σχεδιαστικό ύψος κύματος αντίστοιχα. Όσον αφορά στο σημαντικό ύψος κύματος (Διάγραμμα 5.4), η περιγραφή της κινηματικής των σωματιδίων είναι ικανοποιητική ασχέτως κατευθυντικότητας και αυτό οφείλεται στον μειωτικό συντελεστή  $\Phi = 0.953$  που εφαρμόστηκε στο γραμμικό μοντέλο με σκοπό την σύγκριση με το πλήρως μη γραμμικό. Όσον αφορά στο σχεδιαστικό ύψος κύματος, στο πλήρως μη γραμμικό μοντέλο παρατηρείται μεγάλη υποεκτίμηση των ταχυτήτων στην επιφάνεια αν δεν ληφθεί υπόψη η κατευθυντικότητα.



Διάγραμμα 5.6: Συγκριτική απεικόνιση των φασμάτων συχνότητας JONSWAP και Torsethaugen για τα κυματικά γεγονότα  $\{H_s, s=20\}$  και  $\{H_{max}, s=20\}$  με βάση την κυματική θεωρία LRWT.



Διάγραμμα 5.7: Συγκριτική απεικόνιση των φασμάτων συχνότητας JONSWAP και Torsethaugen για τα κυματικά γεγονότα  $\{H_s, UD\}$  και  $\{H_{max}, UD\}$  με βάση την κυματική θεωρία LRWT.

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Σε αυτό το σημείο αξίζει να σημειωθεί ότι στόχος στην διαμόρφωση των δύο φασμάτων είναι να εμφανίζουν ίδια τιμή στο μέγιστο ύψος και για αυτό εφαρμόστηκε scaling στην παρούσα διπλωματική εργασία και αυτό συμβαίνει γιατί ξεκινάμε την περιγραφή ενός κυματισμού με δεδομένο το σημαντικό ύψος κύματος και άμεσα υπολογιζόμενο το ύψος σχεδιασμού με βάση τον κανονισμό, αναλόγως τις περιβαλλοντικές συνθήκες του πεδίου.

Εν συνεχεία, παρατηρείται στο Διάγραμμα 5.7 ότι οι κλίσεις με βάση το φάσμα Torsethaugen είναι μεγαλύτερες συνεπώς και αναμένονται μεγαλύτερες φορτίσεις. Οι κορυφές γειτονικά της μέγιστης κορυφής είναι αρκετά αυξημένες με βάση το φάσμα JONSWAP, γεγονός που μπορεί να οδηγήσει σε οπτικά μικρότερες διαφορές στα διαγράμματα των φορτίσεων όπου θα συγκριθούν τα δύο φάσματα.

## 6 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΙ ΦΟΡΤΙΣΕΩΝ

### 6.1 ΕΞΙΣΩΣΗ MORISON

Η υπό μελέτη κατασκευή αποτελείται από δομικά μέλη μικρής διαμέτρου. Ως εκ τούτου οι κυματικές φορτίσεις που ασκούνται σε αυτά μπορούν να υπολογιστούν με την εξίσωση του Morison (Morison et al., 1950):

$$F = C_D \frac{1}{2} \rho u |u| D + C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{\partial u}{\partial t} \quad \text{Εξίσωση 6.1}$$

όπου:

$F$ : είναι η δύναμη ανά μονάδα μήκους [ $Nm^{-1}$ ]

$C_D$ : είναι ο συντελεστής συρτικής δύναμης [-]

$C_M$ : είναι ο συντελεστής αδρανειακής δύναμης [-]

$\rho$ : είναι η πυκνότητα του ρευστού [ $kgm^{-3}$ ]

$D$ : είναι η διάμετρος του κυλίνδρου [ $m$ ]

$u$ : είναι η οριζόντια ταχύτητα των σωματιδίων [ $m/s$ ]

Για να γίνει χρήση της εξίσωσης του Morison απαραίτητη προϋπόθεση είναι να υποθεθεί ότι το μέλος δεν επηρεάζει σε μεγάλο βαθμό την ροή, γεγονός που καθορίζεται από τον λόγο του χαρακτηριστικού μήκους του μέλους προς το μήκος του κυματισμού  $\frac{D}{\lambda}$  που πρέπει να είναι μικρότερος του 0.2.

Παρατηρώντας την εξίσωση 6.1 φαίνεται να αποτελείται από δύο όρους οι οποίοι μάλιστα συντελούν στην διαμόρφωση της συνολικής δύναμης με διαφορετικό βαθμό επιρροής. Την συρτική ή οπισθέλκουσα δύναμη (drag force FD) αποτελεί ο πρώτος όρος της εξίσωσης που εξαρτάται από την ταχύτητα των σωματιδίων. Είναι η δύναμη που δημιουργείται από την διαφορά πίεσης ανάντη και κατόντη του μέλους εξαιτίας της ύπαρξης ιζώδους, ορίζοντας ουσιαστικά τον βαθμό «αποκόλλησης» της ροής από το μέλος. Ο δεύτερος όρος εν συνεχεία, αποτελεί την αδρανειακή δύναμη (inertia force FM) που εξαρτάται από την επιτάχυνση των σωματιδίων του ρευστού και οφείλεται στο γεγονός ότι η κατανομή της πίεσης δεν έχει σταθερή συμπεριφορά. Λαμβάνεται υπόψη σε κάθε περίπτωση ροής αλλά αναλαμβάνει κυρίαρχο ρόλο κυρίως υπό την ύπαρξη μικρών ταχυτήτων. Οι προαναφερθείσες συνιστώσες της ολικής δύναμης παρουσιάζουν μεταξύ τους διαφορά φάσης  $\pi/2$  και επηρεάζονται από κοινού από την πυκνότητα του νερού και την επιφάνεια στην οποία αυτό προσπίπτει.

Όπως προαναφέρθηκε τόσο η συρτική όσο και η αδρανειακή συνιστώσα έχουν μοναδικό βαθμό συμβολής στην διαμόρφωση της συνολικής δύναμης και αυτός καθορίζεται από τους συντελεστές της συρτικής (CD) και της αδρανειακής (CM) δύναμης αντιστοίχως. Οι συντελεστές αυτοί εξαρτώνται από τις εξής αδιάστατες παραμέτρους:

$$CD = CD(Re, KC, \Delta)$$

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

$$CM = CM(Re, KC, \Delta)$$

όπου:

$Re$  : ο αριθμός **Reynolds**

$KC$ : ο αριθμός **Keulegan-Carpenter**

$\Delta$ : η τραχύτητα του μέλους

Ο αριθμός **Reynolds** καθορίζεται από τον τύπο:

$$Re = \frac{UD}{\nu} = \frac{\text{inertia forces}}{\text{viscous forces}} \quad \text{Εξίσωση 6.2}$$

όπου:

$U$ : είναι η μέγιστη οριζόντια ταχύτητα των σωματιδίων του κύματος [m/s]

$D$ : είναι το χαρακτηριστικό μήκος του μέλους, εν προκειμένω η διάμετρος [m]

$\nu$  : είναι το κινηματικό ιξώδες του ρευστού [ $m^2/s$ ]

και αναλόγως την τιμή του γίνεται αντιληπτή η φύση του φορτίου. Συγκεκριμένα, για μεγάλο αριθμό **Re** ο χαρακτήρας του φορτίου τείνει να είναι αδρανειακός.

Αντιστοίχως, ο αριθμός **Keulegan-Carpenter (KC)** καθορίζεται από τον τύπο:

$$KC = \frac{UT}{D} \quad \text{Εξίσωση 6.3}$$

$U$ : είναι η μέγιστη οριζόντια ταχύτητα των σωματιδίων του κύματος [m/s]

$T$ : είναι η περίοδος του κυματισμού [s]

$D$ : είναι το χαρακτηριστικό μήκος του μέλους, εν προκειμένω η διάμετρος [m]

Ύστερα από εμπειρικές μετρήσεις αποδείχτηκε ότι ο μικρός αριθμός **KC** ( $KC < 5$ ) σημαίνουν μικρή ταχύτητα ροής εν συγκρίσει με το χαρακτηριστικό μήκος του μέλους, δηλαδή κυρίαρχες είναι οι αδρανειακές δυνάμεις ενώ ο μεγάλος αριθμός **KC** ( $KC > 20$ ) σημαίνει ότι η ταχύτητα ροής είναι αρκετά σημαντική για να παραλειφθεί συνεπώς κυρίαρχες είναι οι συρτικές δυνάμεις. Για αριθμό **KC** ενδιάμεσα από τις προαναφερθείσες τιμές οι δύο δυνάμεις θεωρούνται πολύ σημαντικές.

Η τραχύτητα του στερεού μέλους, εν προκειμένω του κυλίνδρου, ορίζεται από τον τύπο:

$$\Delta = \frac{k}{D} \quad \text{Εξίσωση 6.4}$$

όπου:

$k$ : είναι το ύψος της τραχύτητας και εξαρτάται από το υλικό κατασκευής [m]

$D$ : είναι το χαρακτηριστικό μήκος του μέλους, εν προκειμένω η διάμετρος [m]

## 6.2 ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΗ ΚΥΜΑΤΙΚΩΝ ΦΟΡΤΙΣΕΩΝ ΣΤΗΝ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ

Η προσέγγιση των κυματικών φορτίσεων που ασκούνται στην Sleipner A για διεύθυνση διάδοσης  $90^\circ$  ως προς τον Βορρά.

### 6.2.1 ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΤΩΝ ΦΟΡΤΙΣΕΩΝ ΣΤΙΣ ΚΟΛΟΝΕΣ

Εξετάζοντας τα κριτήρια που απαιτούνται για να γίνει η χρήση της εξίσωσης του Morison, χρησιμοποιήθηκε ως κρίσιμη διάμετρος η μέγιστη διάμετρος των κυλίνδρων που βρίσκεται στην βάση τους. Ο λόγος της μέγιστης διαμέτρου προς το μήκος κύματος προέκυψε  $D_{col\_max}/\lambda \ll 0.2$  συνεπώς η χρήση της εξίσωσης είναι εφικτή. Εν συνεχεία, με βάση τον κανονισμό DNV (2010) και για την περίπτωση κυκλικής διατομής κυλίνδρων από σκυρόδεμα έγινε ο υπολογισμός των συντελεστών τόσο της συρτικής όσο και της αδρανειακής δύναμης. Για όλες τις κυματικές θεωρίες και τα κυματικά γεγονότα λήφθηκε υπόψη η διάμετρος στο μέγιστο ύψος κάθε κυλίνδρου. Συγκεκριμένα η βόρεια και νότια κολόνα έχουν διάμετρο  $DRS, US = 13.2m$  ενώ η ανατολική και η δυτική έχουν διάμετρο  $D_{DS-E, DS-W} = 16.5m$ . Στην πραγματικότητα θα υπήρχε μεγαλύτερη ακρίβεια αν ο υπολογισμός των παραμέτρων αυτών διαφοροποιούνταν σε σχέση με το βάθος, ωστόσο για την απόλυτη τήρηση της μεθοδολογίας της N. Κανάκη για την ορθή σύγκριση των αποτελεσμάτων των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen, χρησιμοποιήθηκαν οι προαναφερθείσες διαμέτροι. Η επιλογή αυτών οφείλεται στο γεγονός ότι εκεί εμφανίζονται οι δυσμενέστερες τιμές των σωματιδιακών ταχυτήτων και επιταχύνσεων. Παρατηρήθηκε μεγάλος αριθμός Reynolds, σε κάθε περίπτωση  $Re > 10^6$ , ενώ οι κύλινδροι σχεδόν λείοι με τραχύτητα  $\Delta R_{S, US} = 2.3 \cdot 10^{-4}$  και  $\Delta_{DS-E, DS-W} = 1.8 \cdot 10^{-4}$  για ύψος τραχύτητας σκυροδέματος  $k_{concrete} = 3 \cdot 10^{-3}m$ . Ο αριθμός KC και οι συντελεστές  $C_D$  και  $C_M$  υπολογισμένοι με βάση τον κανονισμό DNV (2010) είναι οι εξής:

*Πίνακας 6-1 Αριθμός KC και συντελεστές  $C_d$   $C_m$  για κάθε κυματική θεωρία και κάθε κυματικό γεγονός.*

Κυματική θεωρία	Κυματικό γεγονός	KC		$C_D$		$C_M$	
		RS,US	DS-E,W	RS,US	DS-E,W	RS,US	DS-E,W
Airy	{Hs, Tp}	5.245	<b>4.196</b>	0.480	0.386	1.901	1.947
	{Hmax, Tp}	12.074	9.659	0.721	0.769	1.601	1.707
	{Hmax, Ttt}	12.622	10.098	0.721	0.800	1.577	1.688
Stokes 2nd	{Hs, Tp}	5.69	4.552	0.512	0.411	1.882	1.932
	{Hmax, Tp}	15.060	12.048	0.721	0.702	1.529	1.602
	{Hmax, Ttt}	15.093	12.075	0.721	0.702	1.529	1.601
Stokes 5th	{Hs, Tp}	5.517	4.414	0.499	0.401	1.889	1.938
	{Hmax, Tp}	13.653	10.922	0.721	0.858	1.531	1.651

Fourier 18th	{Hmax, Ttt}	13.501	10.801	0.721	0.849	1.538	1.657
	{Hs, Tp}	5.517	4.413	0.499	0.401	1.889	1.938
	{Hmax, Tp}	13.665	10.932	0.721	0.858	1.531	1.651
	{Hmax, Ttt}	13.763	11.010	0.721	0.864	1.529	1.648
LRWT	{Hs, s=20}	7.966	6.373	0.676	0.538	1.782	1.852
	{Hmax, s=20}	15.932	12.745	0.721	0.702	1.529	1.571
	{Hs, s→∞}	8.364	6.691	0.705	0.561	1.764	1.838
	{Hmax, s→∞}	<b>16.728</b>	13.383	0.721	0.702	1.529	1.548
BST	{Hs, s=20}	7.966	6.373	0.676	0.538	1.782	1.852
	{Hmax, s=20}	15.932	12.745	0.721	0.702	1.529	1.571
	{Hs, s→∞}	8.364	6.691	0.705	0.561	1.764	1.838
	{Hmax, s→∞}	<b>16.728</b>	13.383	0.721	0.702	1.529	1.548

Ο υπολογισμός της μέγιστης δύναμης που ασκείται στην κατασκευή λόγω των κυματισμών πραγματοποιήθηκε με μια μεθοδολογία που συμπεριλαμβάνει την μεταβαλλόμενη διάμετρο των κυλίνδρων αυτής. Με βάση εάν τρισδιάστατο σύστημα αξόνων ( $x, y, z$ ) ορίστηκαν οι άξονες ως εξής:

$x$ : είναι ο άξονας της διεύθυνσης διάδοσης του κυματισμού

$y$ : είναι ο κάθετος στον  $x$  άξονας

$z$ : είναι ο κάθετος στο επίπεδο  $xy$  άξονας με θετικά φορά προς τα επάνω και αφετηρία την στάθμη ηρεμίας

ενώ η αρχή των αξόνων τοποθετήθηκε στο κέντρο βάρους της κολόνας για τις τιμές της μέγιστης διαμέτρου στην βάση. Οι κολόνες χωρίστηκαν σε τέσσερα τμήματα:

**τμήμα 1-2:** μέσω των σημείων **1** ( $x_1, y_1, z_1$ ) και **2** ( $x_2, y_2, z_2$ )

**τμήμα 2-3:** μέσω των σημείων **2** ( $x_2, y_2, z_2$ ) και **3** ( $x_3, y_3, z_3$ )

**τμήμα 3-4:** μέσω των σημείων **3** ( $x_3, y_3, z_3$ ) και **4** ( $x_4, y_4, z_4$ )

**τμήμα 4-5:** μέσω των σημείων **4** ( $x_4, y_4, z_4$ ) και **5** ( $x_5, y_5, z_5$ ).

Το σημείο στο οποίο η ελεύθερη επιφάνεια του κυματισμού διαβρέχει κάθε χρονική στιγμή την κολόνα ορίζεται ως σημείο **1** ( $x_1, y_1, z_1$ ) για το οποίο ισχύει:

$$\eta(x_1(t), y_1(t), t) = fcol$$

*Εξίσωση 6.5*

συνεπώς αυτό είναι μεταβλητό με τον χρόνο και η  $fcol$  αποτελεί την εξίσωση της επιφάνειας που προσπίπτει σε κάθε κολόνα, εξαρτώμενη από τα  $x, y$ . Εν συνεχεία, η εξίσωση 6.5 υποβάλλεται σε μια διαδικασία επανάληψης με βήμα  $\Delta t$ . Στόχος της επαναληπτικής αυτής διαδικασίας είναι η εύρεση της τετμημένης του σημείου **1** ( $x_1(t)$ ) για κάθε μια από τις κολόνες. Αντιστοίχως προκύπτει και η εύρεση της ανύψωσης της επιφάνειας του κυματισμού σε κάθε χρονική στιγμή ( $z_1(t)$ ). Για την εύρεση των συντεταγμένων  $z$  των υπόλοιπων σημείων, θεωρήθηκαν συγκεκριμένα τμήματα ίσου βάθους κατά μήκος των κολόνων και με σταθερό σημείο την τιμή της συντεταγμένης  $z_1$  της εκάστοτε χρονικής στιγμής. Η τετμημένη  $x$  καθενός από αυτά τα σημεία υπολογίζεται έπειτα με την εξίσωση κάθε κολόνας. Η



**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

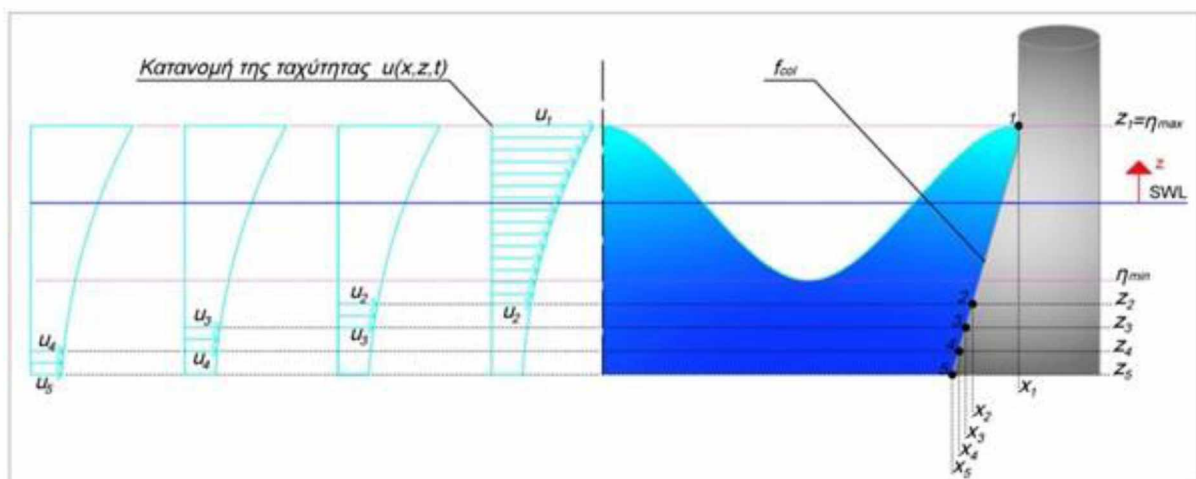
τεταγμένη  $y$  για κάθε σημείο υπολογίστηκε μέσω της διαμέτρου των κολόνων η οποία υπολογίζεται ως εξής:

$$D(z)_{col} = \begin{cases} \frac{D_{down}-D_{up}}{z_{down}-z_{up}} + D_{up}, & z \leq z_{up} \\ D_{up}, & z \geq z_{up} \end{cases} \quad \text{Εξίσωση 6.6}$$

Πίνακας 6-2 Μέγιστες και ελάχιστες διαμέτροι κολόνων (Katsardi and Swan 2012)

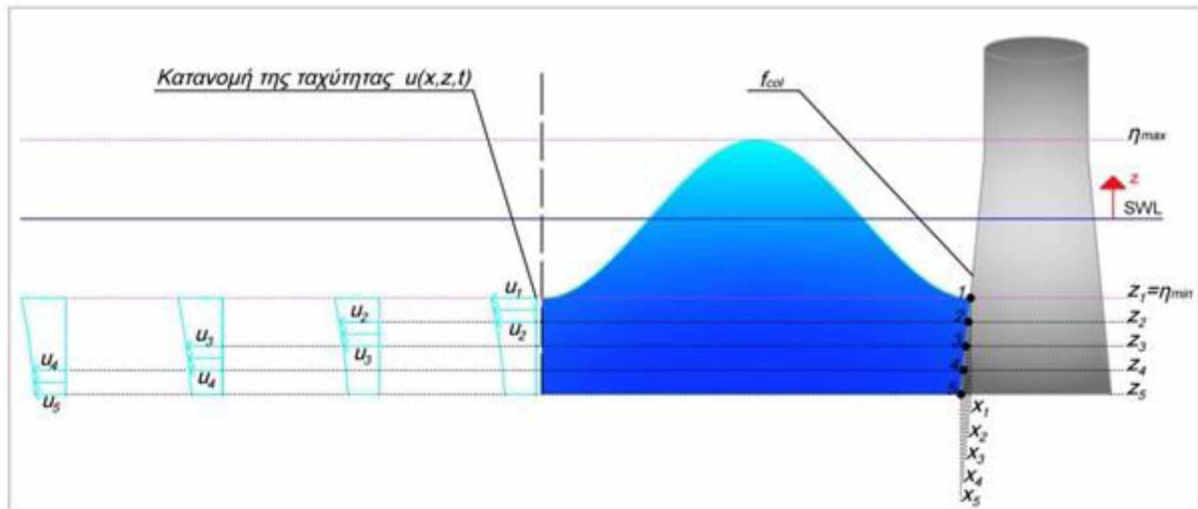
Κολόνα	Μέγιστη διάμετρος $D_{up}$ [m] ( $z_{up}=10\text{m}$ )	Ελάχιστη διάμετρος $D_{down}$ [m] ( $z_{down}=28.5\text{m}$ )
RS, US	13.2	24
DS-W, DS-E	16.5	24

Οι εικόνες 6.2 και 6.3 αποτυπώνουν λεπτομερώς το σύστημα αξόνων που θεωρήθηκε για τον εντοπισμό των συντεταγμένων των τμημάτων 1-2, 2-3, 3-4 και 4-5.



Εικόνα 6.1 Βόρεια (RS) και Νότια (US) κολόνα κατά την μέγιστη ανύψωση.

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».



Εικόνα 6.2 Ανατολική (DS-E) και δυτική (DS-W) κολόνα κατά την μέγιστη ανύψωση.

Η ταχύτητα κάθε τμήματος θεωρήθηκε ως το εμβαδόν τραπεζίου του εκάστοτε τμήματος γνωρίζοντας τις κατακόρυφες κατανομές της ταχύτητας και της επιτάχυνσης με το βάθος για όλες τις θέσεις  $x$  και τις χρονικές στιγμές  $t$ . Η βάση κάθε τραπεζίου αντιστοιχεί στην ταχύτητα των σημείων που υπολογίστηκαν ήδη ενώ το ύψος του αντιστοιχεί στην διαφορά βάθους των σημείων αυτών. Αντιστοίχως υπολογίστηκαν οι επιταχύνσεις των τμημάτων. Για κάθε ένα τμήμα επίσης, υπολογίστηκαν οι μέσες διαμέτροι τους:

$$\text{τμήμα 1-2: } \frac{D_1+D_2}{2}, \text{ τμήμα 2-3: } \frac{D_2+D_3}{2}, \text{ τμήμα 3-4: } \frac{D_3+D_4}{2}, \text{ τμήμα 4-5: } \frac{D_4+D_5}{2}$$

η οποία χρησιμοποιήθηκε στην εξίσωση του **Morison** ως εξής:

$$F_{col} = C_D \frac{1}{2} \rho \sum_{i=1}^4 \left[ \frac{(u_i|u_i|+u_{i+1}|u_{i+1}|)(z_i-z_{i+1})}{2} \cdot \frac{D_i+D_{i+1}}{2} \right] + C_M \rho \frac{\pi}{4} \sum_{i=1}^4 \left[ \frac{\left( \frac{\partial u}{\partial t(i)} + \frac{\partial u}{\partial t(i+1)} \right) (z_i-z_{i+1})}{2} \cdot \left( \frac{D_i+D_{i+1}}{2} \right)^2 \right]$$

Εξίσωση 6.7

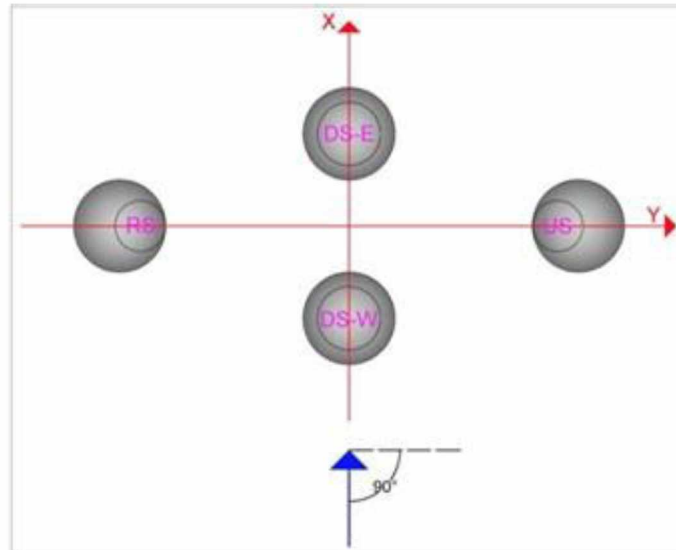
Αξίζει να σημειωθεί το γεγονός ότι η δυναμική φύση της φόρτισης επιτρέπει την εμφάνιση τόσο θετικών όσο και αρνητικών τιμών αυτής. Όμως οι αρνητικές τιμές αγνοούνται καθώς η εξίσωση που χρησιμοποιήθηκε (Morison) περιλαμβάνει την εκτίμηση δυνάμεων που δέχεται το μέτωπο έκαστης κολόνας με αποτέλεσμα οι αρνητικές τιμές να χάνουν το φυσικό τους νόημα.

Η προαναφερθείσα μεθοδολογία έλαβε χώρα σε όλες τις κυματικές θεωρίες που μελετήθηκαν στην παρούσα διπλωματική εργασία ενώ για τις μη γραμμικές θεωρίες οι υπολογισμοί ήταν επιπρόσθετα μονοκατευθυντικής αλλά και κατευθυντικής φύσης. Υπήρξε πραγματοποίηση διερεύνησης των περιπτώσεων διάδοσης του κυματισμού αποσκοπώντας στην εύρεση της μέγιστης συνολικής δύναμης που δέχεται η κατασκευή αλλά και την χρονική στιγμή στην οποία εκείνη εμφανίζεται.

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

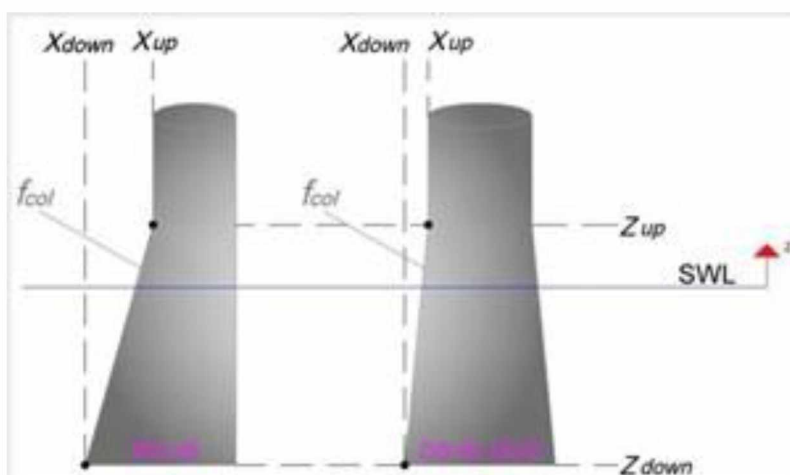
- **ΔΙΕΥΘΥΝΣΗ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΚΥΜΑΤΟΣ 90 ΠΡΟΣ ΤΟΝ ΒΟΡΡΑ**

Εφαρμόζοντας το καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων ως αναφέρθηκε προηγουμένως, λήφθηκε υπόψη η εμφάνιση της μέγιστης ανύψωσης του κύματος  $\eta(x = 0, y = 0, t = 0)$  στο κέντρο βάρους της κατασκευής:



Εικόνα 6.3 Σύστημα συντεταγμένων για διεύθυνση διάδοσης  $90^\circ$  ως προς τον Βορρά.

Όπως προαναφέρθηκε, σύμφωνα με την μεθοδολογία της Ν. Κανάκη (2017) υπήρξε χρονικό βήμα  $\Delta t = 0.1s$  με βάση το οποίο για κάθε χρονική στιγμή πραγματοποιήθηκε υπολογισμός της συνολικής δύναμης που ασκείται σε κάθε μια εκ των κολόνων και εν τέλει αθροιστικά στο σύστημα και των τεσσάρων. Συνεπώς προέκυψε το μέγιστο συνολικό φορτίο που ασκείται σε αυτές καθώς και η χρονική στιγμή εμφάνισής του.



Εικόνα 6.4 Απεικόνιση των τετμημένων κάθε κολόνας για διεύθυνση διάδοσης κύματος  $90^\circ$  ως προς τον Βορρά.

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Πίνακας 6-3 Συντεταγμένες σημείων 'up' και 'down' κάθε κολόνας (Κανάκη 2017).

Κολόνα	$x_{up}$ ( $z_{up}=10\text{m}$ )	$x_{down}$ ( $z_{down}=-28.5\text{m}$ )
RS	-6.6	-12
US	-6.6	-12
DS-W	-32.25	-36
DS-E	15.75	12

Η εξίσωση κάθε κολόνας  $f_{col} = x(z)$  και η τεταγμένη των σημείων για την συγκεκριμένη διεύθυνση διάδοσης του κυματισμού υπολογίστηκαν ως εξής:

$$f_{col} = x(z) = \begin{cases} \frac{x_{down}-x_{up}}{z_{down}-z_{up}}(z - z_{up}) + x_{up}, & z \leq z_{up} \\ x_{up}, & z \geq z_{up} \end{cases} \quad \text{Εξίσωση 6.8}$$

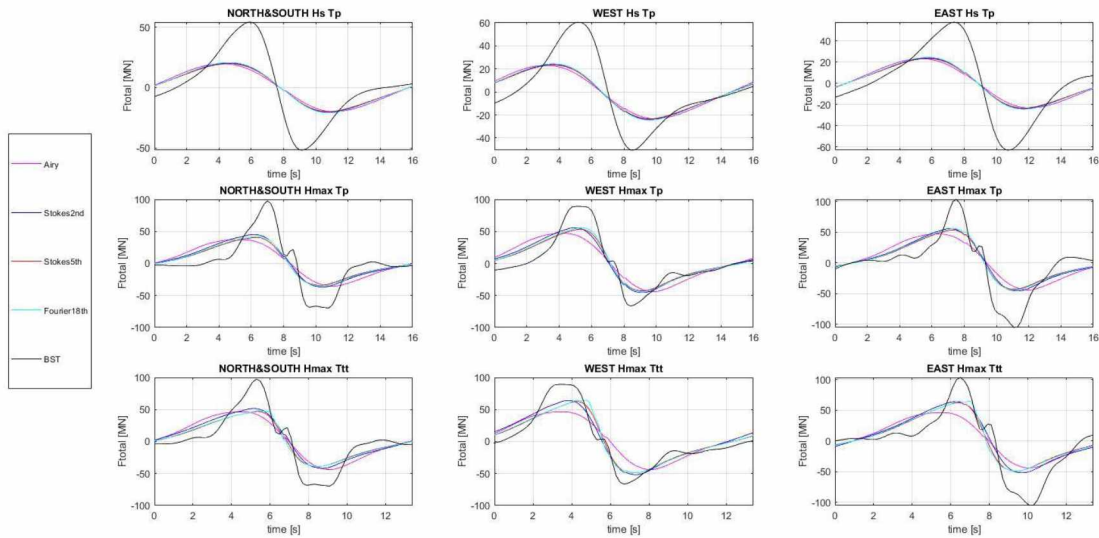
$$y_{RS}(z) = -(48 + \frac{D_{RS,US}(z)}{2}), \quad y_{US}(z) = -(48 + \frac{D_{RS,US}(z)}{2}), \quad y_{DS-W,DS-E}(z) = 0$$

Εξίσωση 6.9

Αξιοσημείωτο σε αυτό το σημείο είναι ότι λόγω συμμετρίας της κατασκευής όσον αφορά στις κολόνες, η κατανομή των ταχυτήτων και των επιταχύνσεων συμπίπτουν με την μονοκατευθυντική ροή. Συγκεκριμένα, η βόρεια και νότια κολόνα φέρουν ίδια γεωμετρικά χαρακτηριστικά συνεπώς αρκεί ο υπολογισμός των φορτίσεων σε μία εξ αυτών.

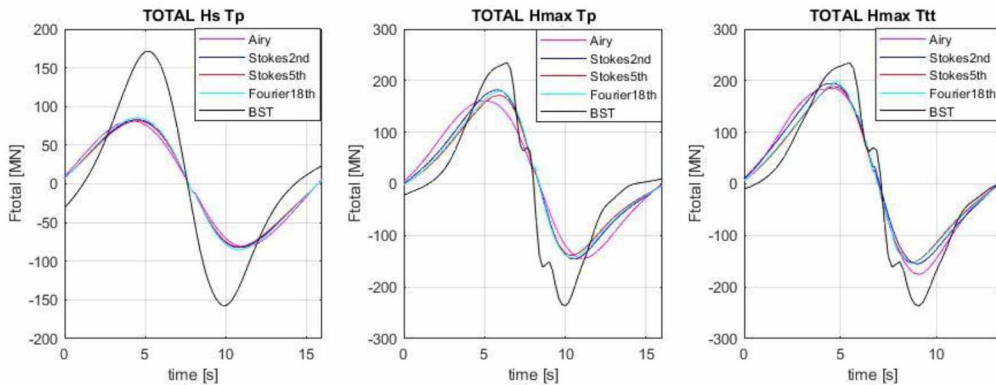
### 6.3 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΥΜΑΤΙΚΩΝ ΦΟΡΤΙΣΕΩΝ ΣΤΟΥΣ ΠΟΔΕΣ

#### 6.3.1 ΚΑΝΟΝΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ



Διάγραμμα 6.1 Συγκριτική απεικόνιση κυματικών φορτίσεων κανονικών κυματισμών έναντι μοντέλου BST για κάθε κυματικό γεγονός και σε κάθε ένα από τα σημεία 1,2,3,4 και 5 για κάθε κολόνα.

Στο Διάγραμμα 6.1 παρατηρούμε ότι, όπως αναμενόταν λόγω των μελών μεγάλης διαμέτρου, κυρίαρχες είναι οι αδρανειακές δυνάμεις. Η χρονοϊστορία της φόρτισης για όλες τις μονοχρωματικές θεωρίες οι οποίες έχουν πολύ μικρές διαφορές μεταξύ τους υποεκτιμούν 100% την φόρτιση σε σύγκριση με το πλήρως μη γραμμικό μοντέλο.

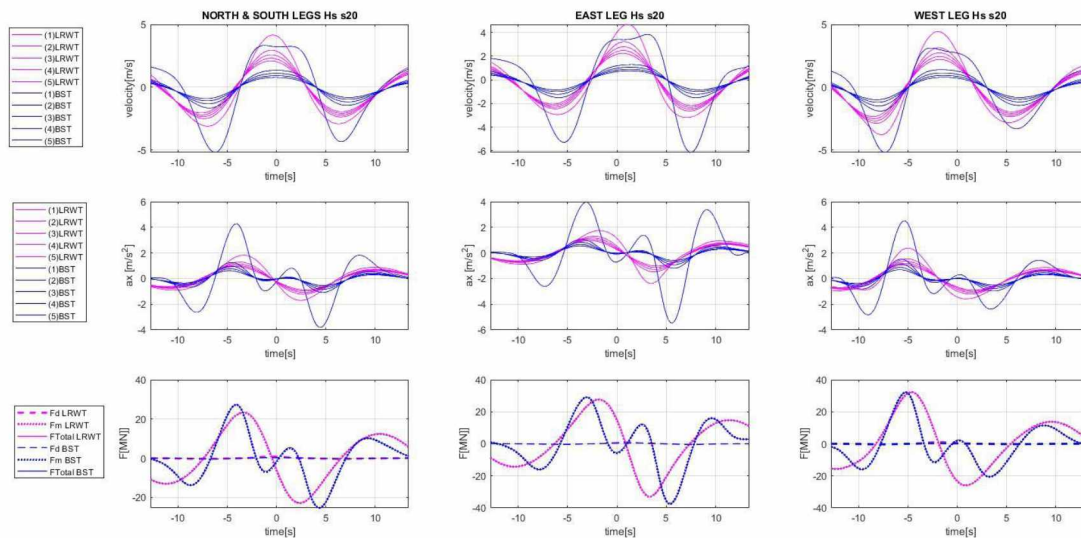


Διάγραμμα 6.2 Συγκριτική απεικόνιση της συνολικής φόρτισης των κανονικών κυματισμών έναντι μοντέλου BST για κάθε κυματικό γεγονός και σε κάθε κολόνα.

Όσον αφορά στην συνολική φόρτιση παρατηρούνται πολύ πιο διορθωμένα αποτελέσματα στο γεγονός {Hmax, Ttt}.

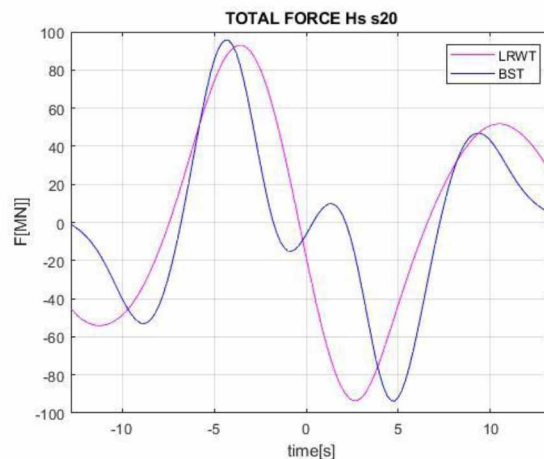
**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

### 6.3.2 ΜΗ ΚΑΝΟΝΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ



Διάγραμμα 6.3 Συγκριτική απεικόνιση των ταχυτήτων, επιταχύνσεων και φορτίσεων σε κάθε ένα από τα σημεία 1,2,3,4 και 5 κάθε κολόνας για τις κυματικές θεωρίες LRWT και BST με χρήση του φάσματος JONSWAP για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος  $H_s$ .

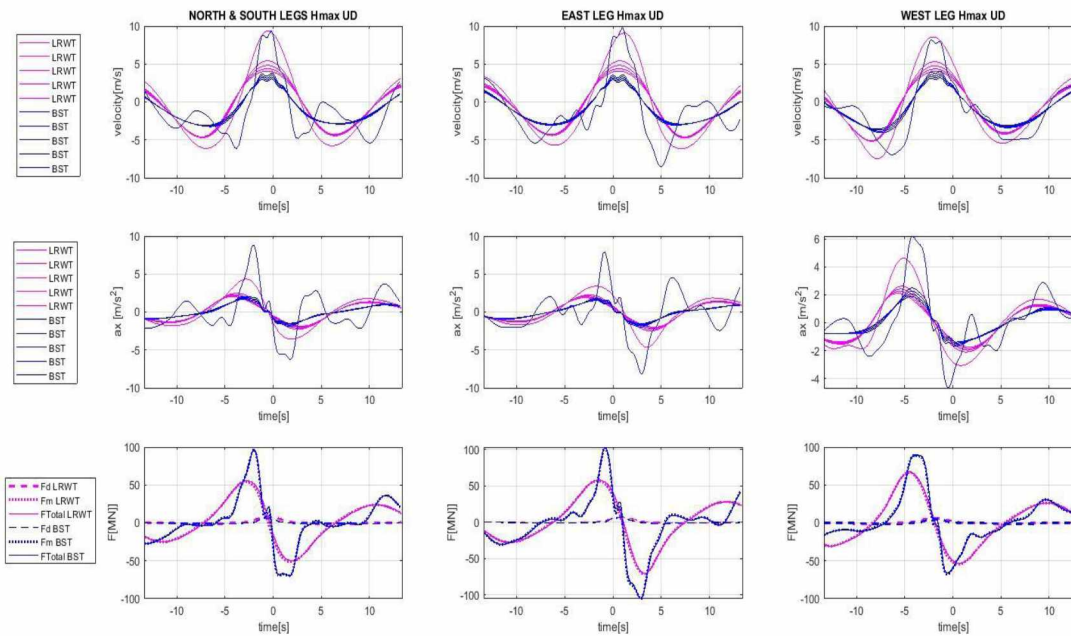
Το μοντέλο BST ως πιο μη γραμμικό παρουσιάζει αύξηση των φορτίσεων, γεγονός αναμενόμενο λόγω ύπαρξης μεγαλύτερων κλίσεων όπως παρατηρείται και προηγουμένως.



Διάγραμμα 6.4 Συγκριτική απεικόνιση της συνολικής φόρτισης για τις κυματικές θεωρίες LRWT και BST με χρήση του φάσματος JONSWAP για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος  $H_s$ .

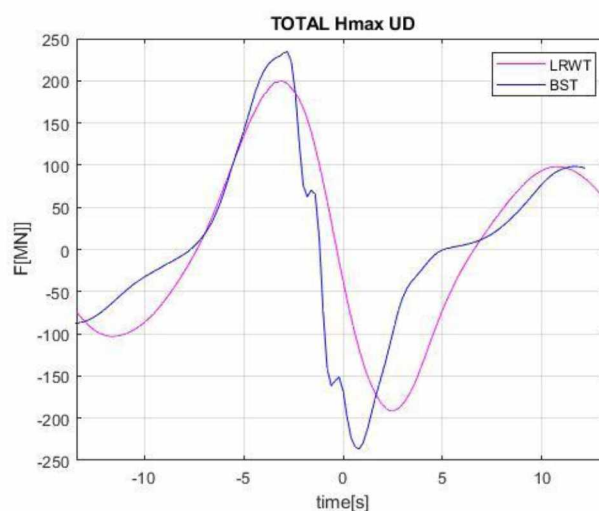
Η εντονότερη μη γραμμικότητα του BST αποδίδεται και στην συνολική φόρτιση.

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».



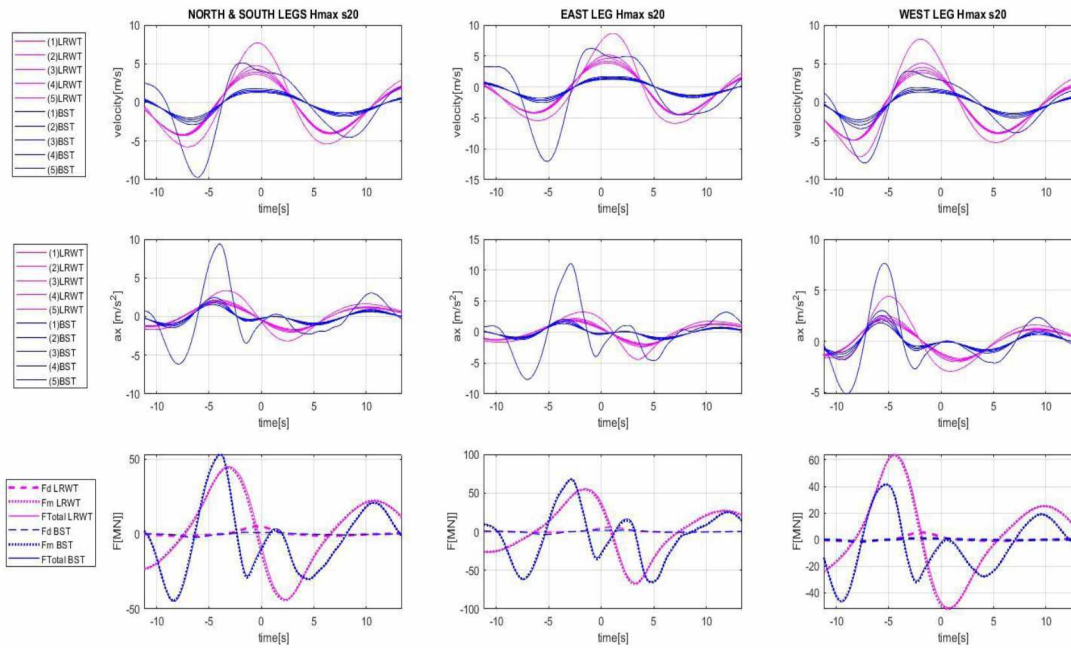
Διάγραμμα 6.5 Συγκριτική απεικόνιση των ταχυτήτων, επιταχύνσεων και φορτίσεων σε κάθε ένα από τα σημεία 1,2,3,4 και 5 κάθε κολόνας για τις κυματικές θεωρίες LRWT και BST με χρήση του φάσματος JONSWAP για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος  $H_{max}$ .

Στο Διάγραμμα 6.5 παρατηρούνται έντονες μη γραμμικότητες από το ύψος σχεδιασμού που ήταν αναμενόμενο καθώς αποτελεί ένα αρκετά μη γραμμικό γεγονός και συγκεκριμένα λίγο πριν την θραύση. Μάλιστα, δεν είναι πλέον ούτε απόλυτα focused σαν γεγονός και αυτό αποδίδεται τόσο στους πόδες όσο και συνολικά στην κατασκευή.



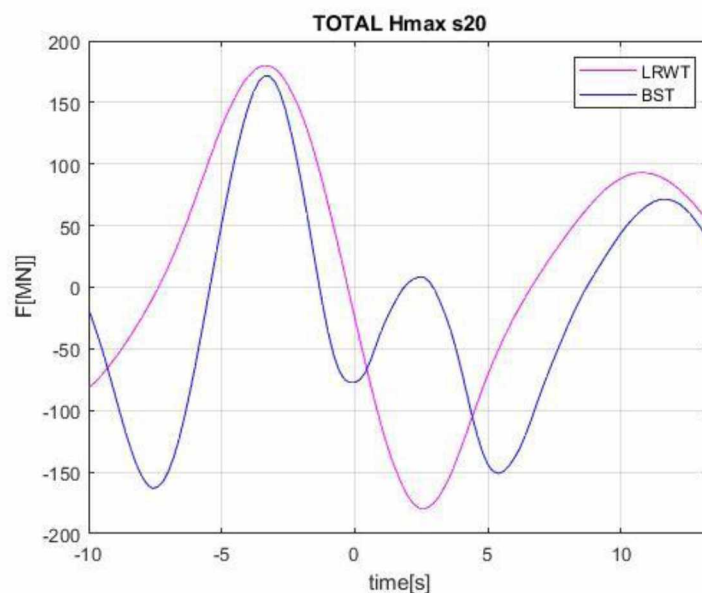
Διάγραμμα 6.6 Συγκριτική απεικόνιση της συνολικής φόρτισης για τις κυματικές θεωρίες LRWT και BST με χρήση του φάσματος JONSWAP για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος  $H_{max}$ .

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».



Διάγραμμα 6.7 Συγκριτική απεικόνιση των ταχυτήτων, επιταχύνσεων και φορτίσεων σε κάθε κολόνα της κυματικής θεωρίας LRWT έναντι του μοντέλου BST για κατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος  $H_{max}$ .

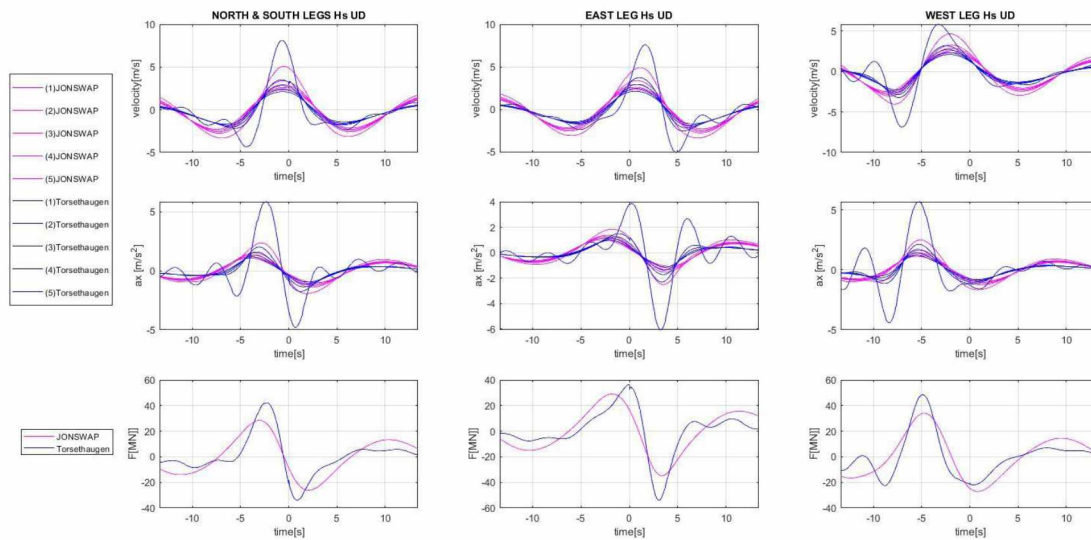
Στους κατευθυντικούς κυματισμούς δεν παρατηρούνται οι ανωμαλίες που συναντώνται στους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς. Η κατευθυντικότητα μειώνει αρκετά την μη γραμμικότητα και μάλιστα σε κάποια πόδια το μοντέλο BST παρουσιάζει μικρότερες φορτίσεις, γεγονός που αποδίδεται και στην συνολική φόρτιση.



Διάγραμμα 6.8 Συγκριτική απεικόνιση της συνολικής φόρτισης της κυματικής θεωρίας LRWT έναντι του μοντέλου BST για κατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος  $H_{max}$ .

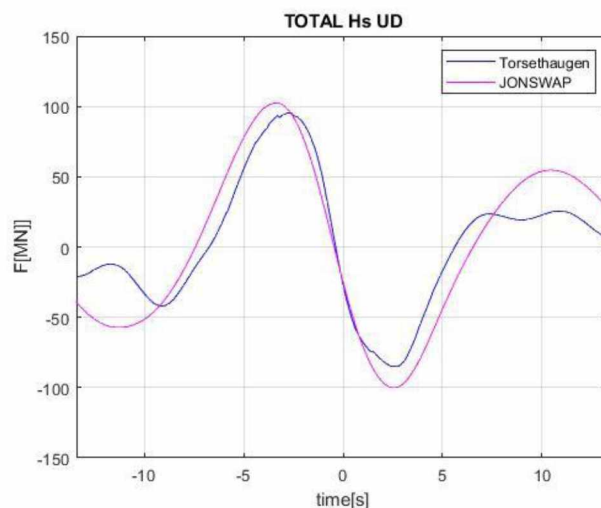


**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».



Διάγραμμα 6.9 Απεικόνιση των ταχυτήτων, επιταχύνσεων και φορτίσεων σε κάθε ένα από τα σημεία 1,2,3,4 και 5, για κάθε κολόνα, για την κυματική θεωρία LRWT με σύγκριση των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος Hs.

Σε αυτό το σημείο παρατηρείται ότι οι ταχύτητες επηρεάζονται ανάλογα με το φάσμα. Αυτό συμβαίνει γιατί υπάρχει διαφορετική κατανομή της ενέργειας στις διάφορες συνιστώσες των συχνοτήτων. Επομένως γίνεται λήψη διαφορετικών αποτελεσμάτων στον υπολογισμό των ταχυτήτων και των επιταχύνσεων. Στο Διάγραμμα 6.10 μάλιστα όπου απεικονίζεται η συνολική φόρτιση, το φάσμα JONSWAP παρουσιάζει μεγαλύτερες φορτίσεις στους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς.

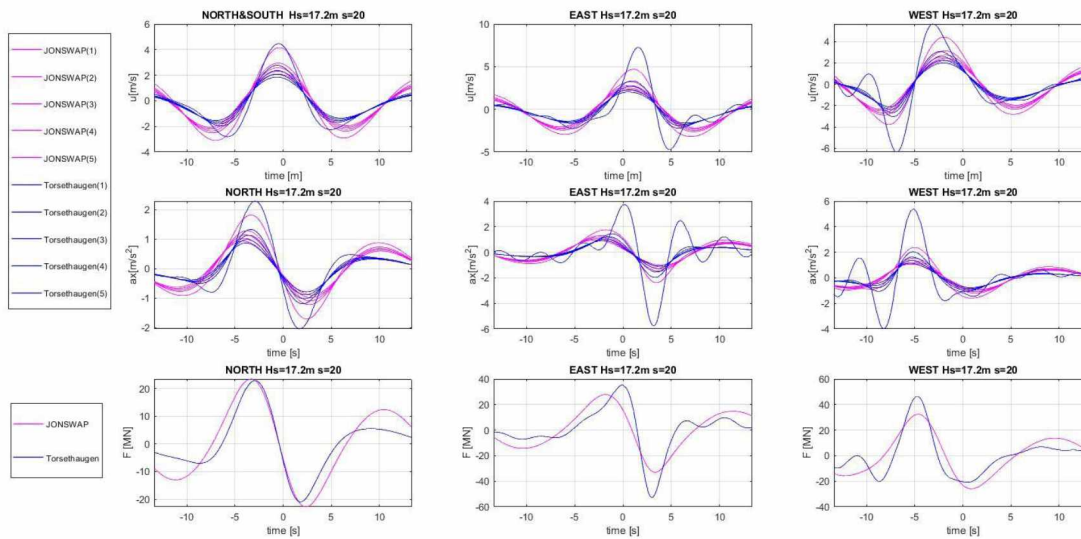


Διάγραμμα 6.10 Απεικόνιση της συνολικής φόρτισης για την κυματική θεωρία LRWT με σύγκριση των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος Hs.

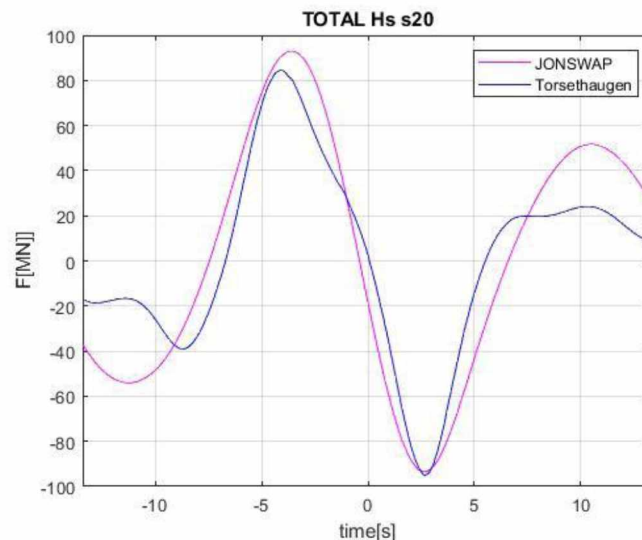
Έπειτα, όσον αφορά στους κατευθυντικούς κυματισμούς και το Διάγραμμα 6.11, παρατηρείται καλύτερη αλληλεπίδραση των συχνοτήτων καθώς οι κυματισμοί έρχονται από περισσότερες κατευθύνσεις.

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Συγκεκριμένα στους πόδες οι φορτίσεις είναι σχεδόν ίδιες. Όμως στην συνολική φόρτιση, Διάγραμμα 6.12, το φάσμα Torsethaugen δίνει χαμηλότερες τιμές.



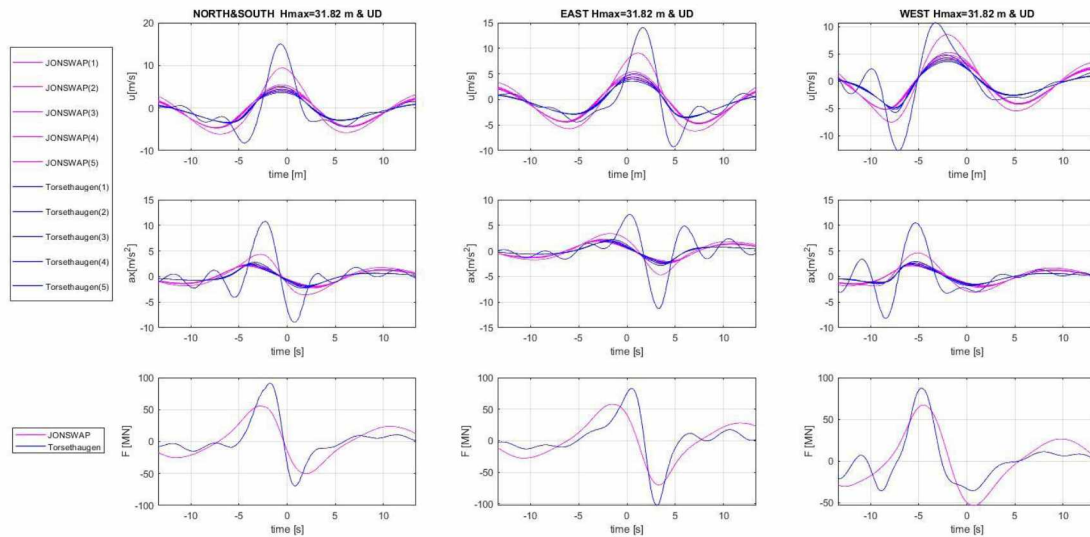
Διάγραμμα 6.11 Απεικόνιση των ταχυτήτων, επιταχύνσεων και φορτίσεων σε κάθε ένα από τα σημεία 1,2,3,4 και 5, για κάθε κολώνα, για την κυματική θεωρία LRWT με σύγκριση των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για κατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος  $H_s$ .



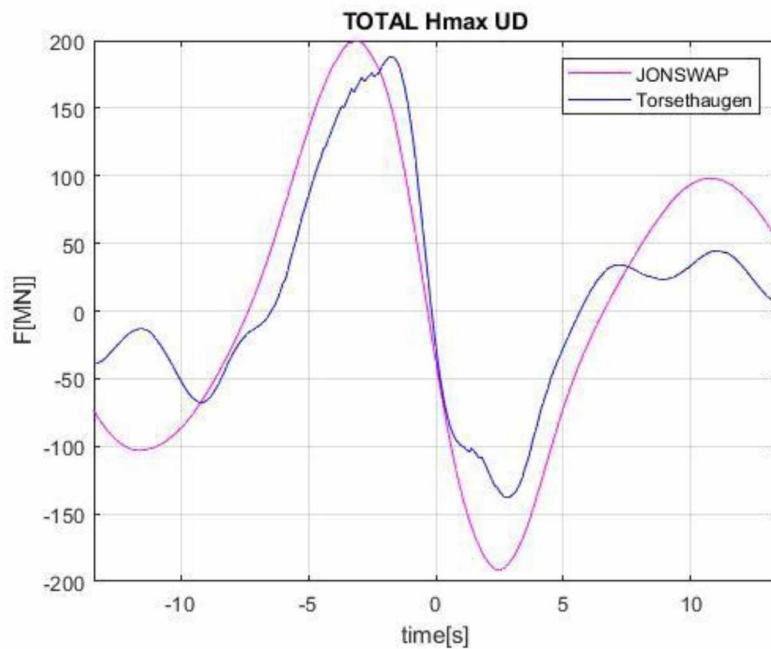
Διάγραμμα 6.12 Απεικόνιση της συνολικής φόρτισης για την κυματική θεωρία LRWT με σύγκριση των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για κατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος  $H_s$ .

Αντίστοιχα το ύψος σχεδιασμού δίνει παρόμοια αποτελέσματα στους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς, Διάγραμμα 6.13, όσον αφορά στους πόδες ενώ η συνολική φόρτιση, Διάγραμμα 14, παρουσιάζει και πάλι πιο συντηρητικά αποτελέσματα μέσω του φάσματος JONSWAP.

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».



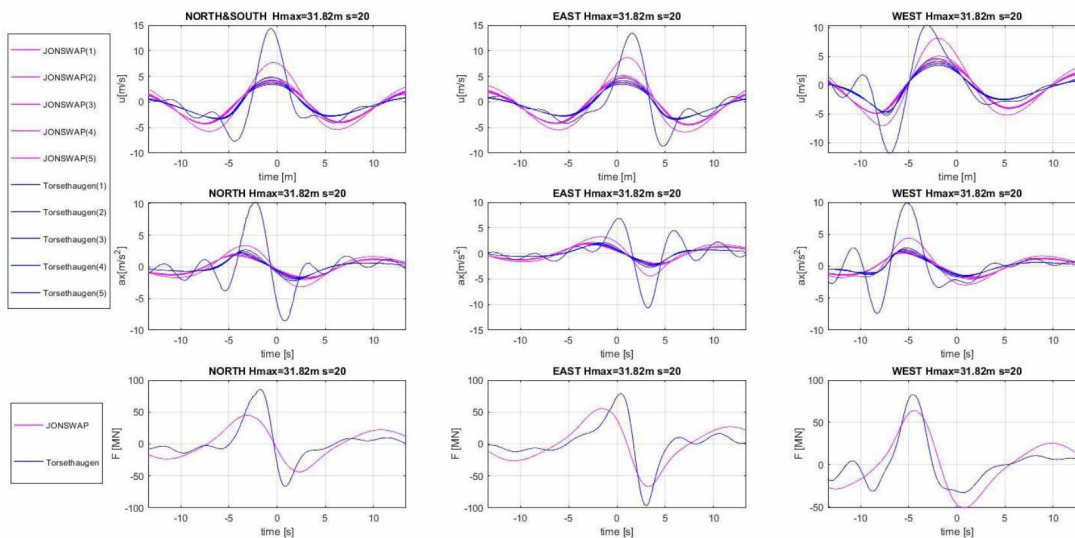
Διάγραμμα 6.13 Απεικόνιση των ταχυτήτων, επιταχύνσεων και φορτίσεων σε κάθε ένα από τα σημεία 1,2,3,4 και 5, για κάθε κολώνα, για την κυματική θεωρία LRWT με σύγκριση των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος Hmax.



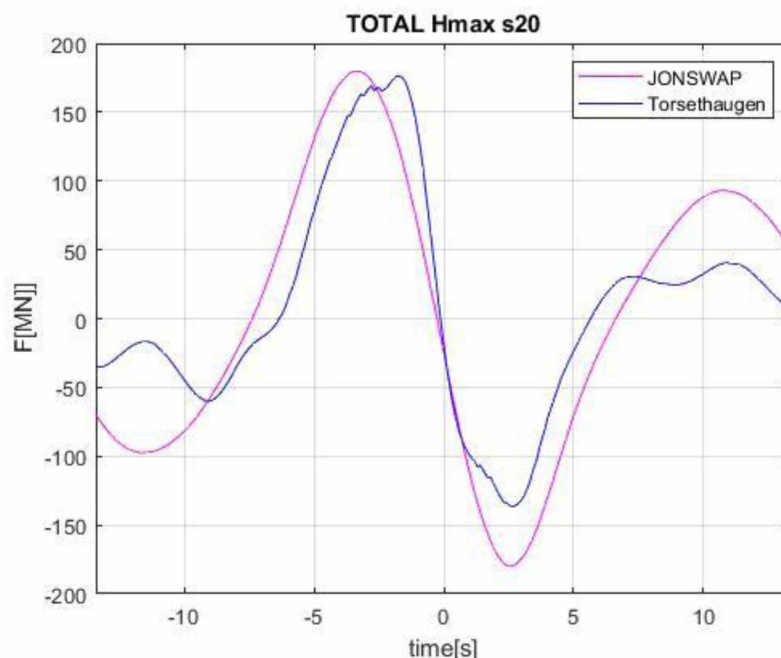
Διάγραμμα 6.14 Απεικόνιση της συνολικής φόρτισης για την κυματική θεωρία LRWT με σύγκριση των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος Hmax.

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Τέλος, όσον αφορά το ύψος σχεδιασμού για κατευθυντικούς κυματισμούς, παρόλο που εν μέρει παρατηρούνται ελαφρώς πιο διορθωμένα αποτελέσματα στους πόδες, Διάγραμμα 6.15, η συνολική φόρτιση εξακολουθεί να καταλήγει χαμηλότερη κατά Torsethaugen.



Διάγραμμα 6.15 Απεικόνιση των ταχυτήτων, επιταχύνσεων και φορτίσεων σε κάθε ένα από τα σημεία 1,2,3,4 και 5, για κάθε κολώνα, για την κυματική θεωρία LRWT με σύγκριση των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για κατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος  $H_{max}$ .



Διάγραμμα 6.16 Απεικόνιση της συνολικής φόρτισης για την κυματική θεωρία LRWT με σύγκριση των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για κατευθυντικούς κυματισμούς και ύψος κύματος  $H_{max}$ .

## 7 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

---

Καταληκτικά συμπεραίνεται ότι:

- Το φάσμα Torsethaugen είναι πιο συντηρητικό από το φάσμα JONSWAP όσον αφορά στους πόδες της κατασκευής ξεχωριστά, καθώς εμφανίζει μεγαλύτερες φορτίσεις. Αυτό συμβαίνει επειδή το εστιασμένο κυματικό γεγονός έχει μεγαλύτερες κλίσεις συνεπώς οδηγεί σε μεγαλύτερες επιταχύνσεις των σωματιδίων τοπικά.
- Η χρήση του φάσματος Torsethaugen ήταν η ορθή για την συγκεκριμένη κατασκευή καθώς προειδοποιεί για υψηλές φορτίσεις τουλάχιστον στους πόδες.
- Στην συνολική φόρτιση υπερισχύσει το φάσμα JONSWAP καθώς οι γειτονικές κορυφές της μέγιστης κορυφής είναι καθολικά μεγαλύτερες κατά JONSWAP στο focused event και αυτό αποδίδεται στο σύνολο.
- Για την περιγραφή των κυματισμών κρίνεται απαραίτητη η χρήση ενός μοντέλου φασματικού, μη γραμμικού και κατευθυντικού
- Όλα τα παραπάνω δεν ισχύουν πάντα. Πρέπει να λαμβάνονται λεπτομερώς υπόψη οι περιβαλλοντικές συνθήκες του κυματικού πεδίου

## 8 ΑΝΑΦΟΡΕΣ

---

Bateman WJD, Swan C, Taylor PH. (2003). On the calculation of the water particle kinematics arising in a directionally spread wavefield. *J Comput Phys*, 186:70-92.

Bateman, W. J. D., Swan, C., & Taylor, P. H. (2001). On the Efficient Numerical Simulation of Directionally Spread Surface Water Waves. *Journal of Computational Physics*, 174(1), 277–305. doi:10.1006/jcph.2001.6906

Bernt Jakobsen (1994) The Sleipner accident and its causes. *Engineering Failure Analysis*, Vol.1, No.3 pp.193-199,1994

Dean R.G., Stream function representation of nonlinear ocean waves, *Journal of Geophysical Research*, Vol.70, pp. 4561-4572, (1965), Le Méhauté, B., *An introduction to hydrodynamics and water waves*, Springer-Verlag, Dusseldorf (1976).

Dean, R.G. (1965). Stream function representation of nonlinear ocean waves. *Journal of Geophysical Research*, Vol.70, pp. 4561-4572.

DNV (2000). DNV classification notes, environmental conditions and environmental loads, no. 30.5. Technical Report, DNV.

E.T.R. Dean (2010) *Offshore geotechnical engineering: Principles and practice*. ICE Virtual Library.

Elzbieta Maria Bitner-Gregersen, Alessandro Toffoli, “Uncertainties of Wind Sea and Swell Prediction From the Torsethaugen Spectrum” January 2009, DOI: 10.1115/OMAE2009-80261, Conference: ASME 2009 28th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering.

Ewans, K.C, Bitner-Gregersen, E. M. and Guedes Soares, C. (2006a). Estimation of Wind-Sea and Swell Components in a Bimodal Sea State. *J. Offshore Mech. Arct. Eng.*, 128:4, 265-270.

F. Antonio de O. Falcao, Wave energy utilization: A review of the technologies, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* (2010), doi: 10.1016/j.rser.2009.11.003

F. Antonio de O. Falcao, Wave energy utilization: A review of the technologies, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* (2010), doi: 10.1016/j.rser.2009.11.003).

Fenton, J.D., A fifth order Stokes’ theory for steady waves, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, (1985).

H. Diaz, C. Guedes Soares, Review of the current status, technology and future trends of offshore wind farms, *Ocean Engineering* (2020), doi: 10.1016/j.oceaneng.2020.107381

J. R. Morison, M. P. O'Brien, J. W. Johnson, S. A. Schaaf, *The force exerted by unbroken surface waves on piles*, University of California, Berkeley California (1950).

Jannicke Sara Martina Roos, Wave- structure interaction. The effective prediction of wave- in- deck loads., Thesis submitted for the degree of Doctor of Philosophy and for the Diploma of Imperial College London, 2011.

Jennifer J. Silver, Noella J. Gray, Lisa M. Campbell, Luke W. Fairbanks, Rebecca L. Gruby, Blue Economy and Competing Discourses in International Oceans Governance, First Published April 21, 2015 Research Article, <https://doi.org/10.1177/10704965155580797>

K. Hasselmann, T. P. Barnett, E. Bouws, H. Carlson, D. E. Cartwright, K. Enke, J. A. Ewing, H. Gienapp, Wave Growth and Swell Decay during the Joint North Sea Wave Project, Deutsches Hydrographisches Institut, Hamburg· 1973

Knut Torsethagen, Two peak wave spectrum model, January 1993.

Le Méhauté, B., An introduction to hydrodynamics and water waves, Springer-Verlag, Düsseldorf (1976).

M. Lopez, V. Ramos, P. Rosa-Santos, F. Taveira-Pinto, Effects if the PTO inclination of the performance of the CECO wave energy converter, Marine Structures (2018) doi: 10.1016/j.marstruc.2018.06.016

M. Vieira, G. Maciel, E. Henriques, L. Reis, A new proposal for an offshore wind foundation for transitional waters, Marine Structures (2019), doi: 10.1016/j.marstruc.2019.102657

M.S. Longuet-Higgins, R.W. Stewart, Changes in the form of short gravity waves on long waves and tidal currents, 1960.

Oh, K.Y., Nam, W., Ryu, M.S., Kim, J.Y., Epureanu, B.I., 2018. A review of foundations of offshore wind energy convertors: current status and future perspectives. Renew. Sustain. Energy Rev. 88, 16–36. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2018.02.005>. Orsted, 2017. Walney Extension Offshore Wind Farm.)

Sadeq M. Alfakih1, Tian De, Syed Jawad Ali Shah, Aneeq And Khuram Hayat, Simulation model of single structured tower hybrid wind and tidal energy cultivation based on Yemen’s south west coast, 2019

Swan C., Katsardi, V. (2012). Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS. Imperial College, London.

Wheeler, J.D., Method for calculating forces produced by irregular waves, Journal of Petroleum Technology, (1970).

Y. I. Chu, C. M. Wang, J.C. Park, P. F. Lader, Review of cage and containment tank designs of offshore fish farming, Aquaculture (2020), doi: 10.1016/j.aquaculture.2020.734928

Y. I. Chu, C. M. Wang, J.C. Park, P. F. Lader, Review of cage and containment tank designs of offshore fish farming, Aquaculture (2020), doi: 10.1016/j.aquaculture.2020.734928

**Διπλωματική Εργασία:** «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού».

Yasser E. Mostafa, M. Hesham El Naggar, Response of fixed offshore platforms to wave and current loading including soil- structure interaction, Soil Dynamics and Earthquake Engineering 24 (2004) 357-368

Νίκη Κανάκη, Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους, Διπλωματική εργασία προπτυχιακών σπουδών, Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας, 2017.