

**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΝΑΥΠΗΓΩΝ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ**

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

**Το πρόβλημα του squat για την ελκτικότητα σε ρηχά νερά**

**Ζαμπράκος Ευθύμιος  
nm97030**

**Επιβλέπων : Σπύρου Κώστας**

**Αθήνα 2006**

**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΝΑΥΠΗΓΩΝ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ**

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

**Το πρόβλημα του squat για την ελκτικότητα σε ρηχά νερά**

**Ζαμπράκος Ευθύμιος  
nm97030**

**Επιβλέπων : Σπύρου Κώστας**

**Αθήνα 2006**

## ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η διπλωματική εργασία ‘Το πρόβλημα του squat για την ελκτικότητα σε ρηγά νερά’ πραγματοποιήθηκε στη σχολή Ναυπηγών του ΕΜΠ από το καλοκαίρι του 2004 μέχρι το καλοκαίρι του 2006 και περιεργάζεται τον υπολογισμό της βύθισης και της διαγωγής για ένα πλοίο που κινείται σε στενό, ρηχό κανάλι σταθερού βάθους. Η επίβλεψη έγινε από τον καθηγητή κ. Κώστα Σπύρου τον οποίο ευχαριστώ θερμά για την απαραίτητη βοήθεια και καθοδήγηση που μου παρείχε μέχρι την ολοκλήρωση της εργασίας.

Ζαμπράκος Ευθύμιος

Αθήνα 2006

## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΡΟΛΟΓΟΣ	2
ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ	3
ΚΕΦΑΛΑΙΟ I : ΤΟ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ ΤΟΥ SQUAT ΚΑΙ Ο ΣΤΟΧΟΣ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ	5
ΚΕΦΑΛΑΙΟ II : ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ	8
ΚΕΦΑΛΑΙΟ III : ΟΙ ΕΜΠΕΙΡΙΚΕΣ ΣΧΕΣΕΙΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΡΟΒΛΕΨΗ ΤΟΥ SQUAT	14
3.1 Η σχέση του Huuska	14
3.2 Η σχέση του Barrass	15
3.3 Η σχέση των Fuhrer και Romisch	16
3.4 Η σχέση των Soukhomel και Zass	16
3.5 Η σχέση των Erguzlu και Hausser	17
3.6 Η σχέση του Millward	17
ΚΕΦΑΛΑΙΟ IV : ΣΤΑΘΕΡΟ SQUAT ΣΕ ΣΤΕΝΟ ΚΑΝΑΛΙ	19
4.1 Σχηματοποίηση του προβλήματος	19
4.2 Η μέθοδος ακινητοποιημένου πλοίου (fixed - ship method)	21
➤ Το ύψος ελεύθερης επιφάνειας $\zeta(x)$	21
➤ Η κυβική εξίσωση για την $\zeta(x)$	22
➤ Η βύθιση και η γωνία διαγωγής	25
➤ Η γραμμικοποιημένη λύση	28
➤ Πρώρα – πρύμα συμμετρικό πλοίο	29
4.3 Η μέθοδος ελεύθερου πλοίου (free – ship method)	30
➤ Πλοίο πρισματικής μορφής	34
➤ Πρώρα-πρύμα συμμετρικό πλοίο	35
➤ Γάστρα Marad L-Series	39
4.4 Η ύπαρξη της σταθερής ροής	42
➤ Η εξάρτηση των οριακών αριθμών $F_h$ από τους λόγους $S/S_0$ και $B/w$	45
➤ Ακινητοποιημένο πλοίο	47
➤ Πρισματικής μορφής πλοίο ελεύθερο να έχει squat	48

ΚΕΦΑΛΑΙΟ V : ΤΑ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΑ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ ΑΥΤΗΣ	49
5.1 Τα προγράμματα των εμπειρικών μεθόδων	49
5.2 Οι υπορουτίνες πλάτους και περιοχής εγκάρσιας τομής	49
5.3 Τα προγράμματα της μεθόδου ακινητοποιημένου πλοίου	50
5.4 Το πρόγραμμα υπολογισμού για την μέθοδο ελευθέρου πλοίου	51
5.5 Υπολογισμοί για τη γάστρα του Wigley	52
5.6 Υπολογισμοί για την γάστρα Marad L – Series	52
5.7 Η ημιεμπειρική μέθοδος του Dand	53
5.8 Οδηγίες για τη συμπλήρωση των δεδομένων εισόδου	54
5.9 Η λήψη των αποτελεσμάτων	57
ΚΕΦΑΛΑΙΟ VI : ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ – ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ –ΑΞΙΟΛΟΓΗΣΗ ΤΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ	58
6.1 Γάστρα του Wigley	58
6.2 Γάστρα Marad L – Series	62
6.3 Σύγκριση με τις εμπειρικές μεθόδους και την μέθοδο του Dand	67
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	71

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ Ι

## ΤΟ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ ΤΟΥ SQUAT ΚΑΙ Ο ΣΤΟΧΟΣ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

Στην εργασία αυτή θα γίνει μελέτη του φαινομένου του ‘squat’, δηλαδή της αύξησης του βυθίσματος και της γωνίας διαμήκους κλίσης, που προκαλούνται όταν το πλοίο πλέει σε ρηχά νερά. Κατά την πλεύση ενός πλοίου σε ρηχά νερά αυξάνεται η ταχύτητα της ροής κάτω από τη γάστρα με αποτέλεσμα, σύμφωνα με την εξίσωση του Bernoulli, να ελαττώνεται η πίεση του ρευστού πάνω στη γάστρα. Αυτό προκαλεί μια επιπλέον βύθιση του πλοίου καθώς και πρωραία συνήθως διαγωγή.

Μπορούμε να παρατηρήσουμε την ύπαρξη έντονου squat σ’ ένα πλοίο, καθώς όταν συμβαίνει το φαινόμενο αυτό μειώνονται οι στροφές της έλικας, η γάστρα ταλαντώνεται έντονα και δυσκολεύεται ο έλεγχος της πορείας του. Το squat επηρεάζεται κυρίως από την ταχύτητα του πλοίου και προσεγγιστικά είναι ανάλογο του τετραγώνου της, καθώς και από τους λόγους του βυθίσματος του πλοίου προς το βάθος του καναλιού και της επιφάνειας της μέσης τομής του πλοίου προς την επιφάνεια της εγκάρσιας τομής του καναλιού, με τους οποίους προσεγγιστικά πάντα, είναι ανάλογο. Η μορφή της γάστρας παίζει μικρότερο ρόλο και περισσότερο φαίνεται να επηρεάζονται τα πλοία με μεγάλο συντελεστή γάστρας  $c_B$  (full - form ships).

Αν αμεληθεί να ληφθεί υπόψη το φαινόμενο του squat, οι ελικτικές ικανότητες του πλοίου επηρεάζονται και υπάρχει σοβαρή πιθανότητα η πλώρη του να προσαράξει, όταν αυτό βρεθεί να ταξιδεύει σε ρηχά νερά, ενώ κανονικά θα υπήρχε επαρκής απόσταση από τον πυθμένα. Σε άλλες περιπτώσεις έχει αναφερθεί η είσοδος νερού στο πλοίο από την ανοιχτή πρωραία είσοδο με αποτέλεσμα την ανατροπή του. Αυτά, πέρα από τις υλικές ζημιές, μπορούν να

επιφέρουν την απώλεια της ζωής επιβατών κάτι που συνέβη στο ‘Herald of Free Enterprise’ το 1987, καθώς και ρύπανση της θάλασσας με διαρροή του μεταφερόμενου φορτίου.

Επιπλέον, τα τελευταία χρόνια η κατασκευή μεγαλύτερων πλοίων, κυρίως δεξαμενόπλοιων και φορτίου χύδην, έχει καταστήσει πολλές θάλασσες να θεωρούνται ρηχές γιατί το βάθος τους είναι πλέον συγκρίσιμο με το βύθισμα του πλοίου που σε αυτές τις περιπτώσεις ξεπερνάει τα 20 m. Κατά συνέπεια η επίδραση του squat, που για κάποιες θάλασσες άλλοτε θεωρούταν αμελητέα, τώρα πρέπει να ληφθεί υπόψη ακόμα και από τον αρχικό σχεδιασμό του πλοίου.

Η σωστή πρόβλεψη του squat συναρτήσκει του φορτίου που μεταφέρεται και των βασικών χαρακτηριστικών του πλοίου και της θάλασσας μας επιτρέπει να γνωρίζουμε εξ’ αρχής, πόσο πρέπει να ελαττωθεί η ταχύτητα ώστε η πλεύση να γίνει όχι μόνο με ασφάλεια, αλλά και χωρίς περιττή καθυστέρηση. Επίσης οι ναυτικοί κινητήρες έχουν κάποιο χαμηλότερο όριο ταχύτητας για τη λειτουργία τους, οπότε κατά την επιλογή του κινητήρα είναι απαραίτητη η γνώση της ταχύτητας που ενδέχεται να αποκτήσει το πλοίο για την αποφυγή του squat.

Στην μελέτη αυτή στοχεύουμε στον υπολογισμό της βύθισης και της γωνίας διαγωγής για πλεύση σε στενά κανάλια σταθερού βάθους. Η βύθιση υπολογίζεται για το μέσο του πλοίου, οπότε σε συνδυασμό με την γωνία διαγωγής μπορούμε να γνωρίζουμε την βύθιση εξ’ αιτίας του squat σε κάθε θέση κατά μήκος του πλοίου. Η πλεύση ενός πλοίου σε στενό ρηχό κανάλι θα μπορούσε πρακτικά να αντιπροσωπεύει ένα πράγματι στενό κανάλι όπως το κανάλι του Σουέζ, την πλεύση σ’ ένα ποτάμι ή την είσοδο του πλοίου σε λιμάνι.

Αρχικά πραγματοποιείται μια ιστορική αναδρομή για την καταγραφή και τις προσπάθειες επίλυσης του προβλήματος του squat ανά τον κόσμο. Μετά αναφέρονται οι διάφορες εμπειρικές σχέσεις που έχουν εξαχθεί από τις έρευνες και τα πειράματα που έχουν γίνει ως τώρα. Στην συνέχεια επικεντρωνόμαστε στην μελέτη των Tuck και Gourley που πραγματοποιήθηκε στο πανεπιστήμιο της Αδελαΐδας και παρέχει μια αναλυτική μέθοδο για την πρόβλεψη του squat. Ακολουθεί η περιγραφή των προγραμμάτων για τους ζητούμενους υπολογισμούς, που κατασκευάσαμε σε γλώσσα προγραμματισμού visual fortran 5 με σύγκριση και αξιολόγηση των αποτελεσμάτων, και τέλος βλέπουμε τα συμπεράσματα από την πραγματοποίηση της εργασίας αυτής.



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΙΙ

### ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ

Στο κεφάλαιο αυτό θα πραγματοποιηθεί μια ιστορική ανασκόπηση σχετικά με το πρόβλημα του squat και θα αναφερθούν οι προσπάθειες και οι μελέτες που έχουν γίνει μέχρι τώρα για την επίλυσή του. Το φαινόμενο του squat έχει παρατηρηθεί εδώ και αιώνες, κατά την πλεύση του πλοίου σε ρηχά νερά. Ωστόσο, αυτό που δεν έχει προσδιοριστεί επακριβώς είναι η εξάρτησή του από το βάθος του νερού και την ταχύτητα του πλοίου.

Οι πρώτες προσπάθειες που έγιναν να προσδιοριστεί το squat με μαθηματικό τρόπο πραγματοποιήθηκαν υποθέτοντας θάλασσα με απεριόριστο βάθος και χρησιμοποιώντας μεθόδους που είχαν αναπτυχθεί για την μελέτη των κυμάτων. Ο Havelock το 1939, υπολόγισε αναλυτικά τη βύθιση μιας ελλειπτικής γάστρας στις παραπάνω συνθήκες, αλλά η θεωρία του δεν χρησιμοποιήθηκε αρκετά καθώς δεν εξέταζε την πλεύση σε ρηχά νερά που ήταν και το πρόβλημα στην πράξη.

Το 1961, ο Constantine μελέτησε την πλεύση του πλοίου σε ρηχό, στενό κανάλι. Ισχυρίστηκε ότι η ροή γύρω από το πλοίο μπορεί να μελετηθεί με τον ίδιο τρόπο όπως η ροή σε μη στενό κανάλι, χρησιμοποιώντας μονοδιάστατη υδραυλική θεωρία. Θεώρησε το πλοίο στάσιμο και το νερό να περνά απ' αυτό, δηλαδή τη ροή συνήθως μόνιμη, και κατέληξε σε τρεις διαφορετικούς πιθανούς τύπους ροής.

Η πρώτη από αυτές αφορούσε τις χαμηλές ταχύτητες, όπου βρέθηκε η ροή να επιταχύνεται προκαλώντας πτώση της πίεσης κάτω από τη γάστρα και τη βύθιση – squat. Η δεύτερη αφορούσε μια περιοχή ταχυτήτων στην οποία δεν υπάρχει σταθερή ροή και δημιουργούνται κύματα ψηλά και απότομα (bores) που προπορεύονται του πλοίου. Η ροή αυτή εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά

του πλοίου και του καναλιού. Η τρίτη, σχετιζόταν με τις πιο μεγάλες ταχύτητες, όπου η ροή ξαναγίνεται σταθερή, αλλά τώρα επιβραδυνόμενη και το πλοίο αντί να βυθίζεται να ανασηκώνεται.

Στη συνέχεια ο Tuck το 1966, κάνοντας μερικές παραδοχές, μεταξύ των οποίων ήταν και πως το βάθος του νερού πρέπει να είναι μικρό σε σχέση με το μήκος του πλοίου, ανέπτυξε μια θεωρία για τον υπολογισμό του squat για λεπτόγραμμο πλοία που πλέουν σε ρηγά κανάλια. Η προσέγγιση αυτή οδήγησε σε τύπους που έδιναν τη βύθιση και τη διαγωγή εξαρτώμενες από το τετράγωνο της ταχύτητας του πλοίου. Για τις συνήθειες ταχύτητες που ταξιδεύουν τα πλοία τα αποτελέσματα ήταν αρκετά καλά και η θεωρία του Tuck εφαρμόστηκε εκτενώς μέσα στα επόμενα χρόνια. Το μόνο πρόβλημα που παρουσίαζε ήταν όταν η ταχύτητα του πλοίου πλησίαζε την φυσική ταχύτητα των κυματισμών σε ρηγά νερά όπου απείριζε τη βύθιση και τη διαγωγή.

Η αρχική θεωρία του Tuck, δεν περιλάμβανε περιορισμό για το πλάτος του καναλιού, αλλά τον επόμενο χρόνο την τροποποίησε ώστε να αφορά κανάλια περιορισμένου πλάτους. Το πλάτος του πλοίου παρέμεινε μικρό σε σχέση με το πλάτος του καναλιού και η τελική λύση βρέθηκε να προσεγγίζει την γραμμικοποιημένη εκδοχή της λύσης του Constantine στο όριο του στενού καναλιού. Επομένως η θεωρία του Tuck ήταν έγκυρη για κάθε πλάτος καναλιού συνδέοντας παράλληλα τη θεωρία αυτή με τη μονοδιάστατη θεωρία του Constantine.

Εντούτοις, παρέμενε το πρόβλημα με τον απειρισμό της βύθισης και της διαγωγής όταν η ταχύτητα του πλοίου πλησίαζε την ταχύτητα των κυμάτων σε ρηγά νερά. Σχετικά μ' αυτό ο Tuck με τον Taylor το 1970 βρήκαν το δυναμικό της ταχύτητας για πλοίο που κινείται σε θάλασσα περιορισμένου βάθους παραλείποντας όμως εντελώς την παραδοχή των ρηχών νερών. Τα προγράμματα υπολογισμού που εξήχθησαν ήταν αρκετά περίπλοκα και χρησιμοποιήθηκαν μόνο για κάποιες περιπτώσεις δοκιμών.

Το 1974 ο Tuck ανέπτυξε τη μονοδιάστατη θεωρία για στενά, ρηχά κανάλια στην οποία τα όρια της σταθερής ροής ήταν προσδιορισμένα με μεγαλύτερη ακρίβεια τόσο για πλοία πρισματικής μορφής ελεύθερα (free) να έχουν squat όσο και για ακινητοποιημένα (fixed) πλοία γενικού σχήματος.

Ωστόσο, ο τύπος για τον υπολογισμό της βύθισης που εξήχθη από τον Tuck το 1966, ήταν αρκετά περίπλοκος για χρήση στην πράξη, καθώς απαιτούσε τον υπολογισμό ενός διπλού ολοκληρώματος. Οι Tuck και Taylor παρατήρησαν το 1970, ότι για μεγάλη σειρά από διάφορα σχήματα γάστρας, το ολοκλήρωμα αυτό ήταν ανάλογο με το λόγο του εκτοπίσματος του πλοίου προς το τετράγωνο του μήκους του. Έτσι πέτυχαν την απλοποίησή του.

Την ορθότητα του απλοποιημένου τύπου των Tuck και Taylor, πιστοποίησε το 1974 ο Hoofft με την πραγματοποίηση πειραμάτων, αλλά ο Huuska το 1976, μετά από μια σειρά πειραμάτων σε διάφορα εργαστήρια κατέληξε στο συμπέρασμα ότι ο τύπος αυτός υποεκτιμά την βύθιση, κάτι που επιβεβαιώθηκε αργότερα από τον Millward το 1992, και πρότεινε την προσθήκη ενός συντελεστή διόρθωσης.

Έτσι, με τον Huuska ξεκινά η εμπειρική μέθοδος πρόβλεψης του squat. Από τότε έχουν γίνει πολλά πειράματα σε πολλούς τύπους πλοίων, έτσι ώστε να βρεθούν τύποι που θα συνδέουν το squat με τις βασικές διαστάσεις του πλοίου, την ταχύτητα του καθώς και με τα βασικά χαρακτηριστικά του καναλιού. Ο Huuska το 1976 και ο Millward το 1992 χρησιμοποίησαν την εξάρτηση της ταχύτητας έτσι όπως είχε βρεθεί από τον Tuck το 1966 αλλά με μικρότερη επιρροή από το σχήμα της γάστρας. Οι Eryuzlu και Hauser το 1978, ο Barrass το 1979 και ο Eryuzlu μόνος του το 1994 έδωσαν εμπειρικούς τύπους για τον υπολογισμό του squat με πολύ διαφορετική εξάρτηση στην ταχύτητα και στο λόγο βυθίσματος πλοίου προς βάθος καναλιού.

Έχει βρεθεί πως οι εμπειρικοί τύποι για συγκεκριμένες μορφές γάστρας, τύπου καναλιών και εύρους ταχύτητας δίνουν αρκετά καλά αποτελέσματα, αλλά δεν μπορούν να καλύψουν όλες τις περιπτώσεις όταν κάποιο μέγεθος, όπως ο συντελεστής γάστρας ή ο λόγος του βυθίσματος του πλοίου προς το βάθος του καναλιού ή ο λόγος του πλάτους του πλοίου προς το πλάτος του καναλιού ή η ταχύτητα του πλοίου δεν βρίσκεται μέσα στα όρια για τα οποία κατασκευάστηκαν οι τύποι.

Σχετικά με την κρίσιμη περιοχή, δηλαδή αυτήν που η ταχύτητα του πλοίου πλησιάζει την ταχύτητα των κυματισμών, τα πειράματα του Graff το 1964 έδειξαν ότι όταν ένα πλοίο πλέει σε ρηχά νερά η διαγωγή και η βύθιση επηρεάζονται καθώς η ταχύτητα του πλοίου πλησιάζει την ταχύτητα των κυματισμών σε ρηχά νερά και συγκεκριμένα η βύθιση φθάνει σε μια μέγιστη τιμή πριν πέσει απότομα στη συνέχεια. Οι Tuck και Taylor το 1970, ανέπτυξαν την θεωρία πεπερασμένου βάθους για ανοιχτά νερά η οποία έδινε το squat ως συνάρτηση της ταχύτητας. Οι Lea και Feldman το 1972, επικεντρώθηκαν στον υπολογισμό της βύθισης και της διαγωγής όταν το πλοίο έχει ακριβώς την ταχύτητα των κυματισμών σε ρηχά νερά. Το 1976 ο Mei ανέπτυξε μια παρόμοια θεωρία με αυτήν του Tuck για λεπτόγραμμα πλοία σε ανοιχτά νερά για τον υπολογισμό της αντίστασης των κυματισμών.

Οι Thews και Landweber είχαν παρατηρήσει το 1935 από πειράματα σε μοντέλα, ότι στην περίπτωση της κρίσιμης περιοχής για πλευση σε κανάλι η ροή έπαυε να είναι σταθερή και τα κύματα αναπαραγότουσαν μπροστά από το μοντέλο. Ο Huang το 1982, κατέληξε στο συμπέρασμα ότι τα κύματα αυτά είχαν την ίδια μορφή με τα κύματα μονών λόφων ικανών να ταξιδεύουν κατά μήκος του καναλιού αναλλοίωτοι. Η εκδοχή αυτή ήταν αρκετά πιο περίπλοκη από αυτήν του Constantine παρόλο που ο μηχανισμός που τα παρήγαγε ήταν ο ίδιος. Επίσης στην περίπτωση του Huang σε υψηλότερες ταχύτητες μέσα στην κρίσιμη περιοχή, σε αντίθεση με του Constantine, ο σχηματισμός των κυμάτων αυτών ήταν αδύνατος. Επιπλέον ο Huang το 1982 βρήκε ότι το πρώτο κύμα

που παραγόταν ήταν και το μεγαλύτερο και ο Ertekin το 1985 διαπίστωσε ότι τα μικρά κύματα αυτού του είδους μπορούσαν να σχηματιστούν σε ταχύτητες αρκετά μικρότερες από την κρίσιμη περιοχή. Παρατήρησαν πειραματικά ότι η παρεμπόδιση στην κίνηση του πλοίου κυμαίνεται σχεδόν περιοδικά καθώς παράγονται τα κύματα. Υποτέθηκε ότι το πλήθος των κυμάτων αυτών θα έτεινε σταδιακά στο μηδέν αν η ταχύτητα του πλοίου ήταν μικρότερη από την ταχύτητα των κυμάτων της ρηχής θάλασσας, κάτι που μέχρι τώρα δεν έχει απαντηθεί.

Οι Wu και Wu χρησιμοποιώντας εξισώσεις Boussinesq το 1982 γενίκευσαν την δυνατότητα της αναπαραγωγής διδιάστατων κυμάτων. Ο Ertekin το 1985 συνέκρινε τη μέθοδο αυτή με την αντίστοιχη του Naghdi από το 1978 και τις χρησιμοποίησε και τις δυο για να επιλύσει αριθμητικά το προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας του μοντέλου συναρτήσεως του χρόνου. Τελικά κατέληξε ότι και οι δυο μέθοδοι έδιναν solitons που το πλήθος τους μειωνόταν σταδιακά όταν η ταχύτητα του πλοίου ήταν μικρότερη από την ταχύτητα των κυμάτων.

Ο Wu το 1986 εξήγαγε μια εξίσωση τύπου Korteweg – De Vries μ' έναν όρο διέγερσης από τις εξισώσεις Boussinesq και την χρησιμοποίησε για τον υπολογισμό της εξέλιξης των solitons. Τέλος το 1987, οι Mei και Choi για να μελετήσουν τα solitons που παράγονται από την πλευση του πλοίου σε κανάλι χρησιμοποίησαν matched ασυμπτωτικές και τα αποτελέσματα που πήραν ήταν καλά σε σύγκριση με αυτά του Graff από το 1964.

Οι Naghdi P.M. και Rubin M.B. το 1984 προσδιόρισαν το squat και τη διαγωγή με μια μη γραμμική λύση των κινηματικών και των διαφορικών εξισώσεων της διδιάστατης κίνησης του ρευστού. Τα αποτελέσματα που έλαβαν ήταν ικανοποιητικά με τα πειραματικά δεδομένα που είχαν στη διάθεση τους.

Οι Jiang και Henn το 2003 χρησιμοποίησαν τις εξισώσεις Boussinesq για το πεδίο ροής πιο μακριά από το πλοίο και μια λεπτόγραμμη θεωρία για το πεδίο ροής κοντά στο πλοίο. Οι εξισώσεις ισορροπίας που χρησιμοποίησαν ήταν οι ίδιες με αυτές των Tuck και Gourley. Η μέθοδος τους έδωσε καλά αποτελέσματα για τη βύθιση και τη διαγωγή σε σύγκριση με τα αποτελέσματα των μοντέλων.

Ας κάνουμε και μια μικρή αναφορά για την περίπτωση μη σταθερού βάθους. Το 1992 το QE2 προσάραξε στο Vineyard Sound στη Μασαχουσέτη, εξ' αιτίας του φαινομένου του squat προκαλώντας σοβαρή ζημιά. Στη συνέχεια έγινε μια προσπάθεια να υπολογιστεί το squat θεωρώντας σταθερό βάθος το μέσο όρο του βάθους, αφού δεν υπήρχαν διαθέσιμα προγράμματα για μη σταθερό βάθος. Για τα αποτελέσματα που προέκυψαν δεν είναι γνωστό αν υπερεκτιμούσαν ή υποεκτιμούσαν τη βύθιση. Για την περίπτωση του μη σταθερού βάθους έχουν γίνει πολύ λίγες προσπάθειες επίλυσης του προβλήματος με μαθηματικό τρόπο. Πειραματικά ασχολήθηκε ο Duffield το 1997 και οι Renilson και Hatch το 1998.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΙΙΙ

### ΟΙ ΕΜΠΕΙΡΙΚΕΣ ΣΧΕΣΕΙΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΡΟΒΛΕΨΗ ΤΟΥ SQUAT

Όπως έγινε κατανοητό από την εισαγωγή και την ιστορική αναδρομή το φαινόμενο του squat είναι κάτι που δεν πρέπει να αμεληθεί κατά την πλεύση του πλοίου σε ρηχά νερά. Για τον σκοπό αυτό έχουν γίνει τα τελευταία τριάντα περίπου χρόνια αρκετές μελέτες και πειράματα για την εξαγωγή χρήσιμων εξισώσεων, οι οποίες θα είναι σε θέση να δίνουν μια ικανοποιητική πρόβλεψη του squat συναρτήσει των κυρίων χαρακτηριστικών του πλοίου και του καναλιού. Στο κεφάλαιο αυτό θα αναφερθούν οι κυριότερες εμπειρικές σχέσεις που έχουν καταγραφεί ως τώρα, πριν ακολουθήσει μια πιο αναλυτική μελέτη του προβλήματος.

#### 3.1 Η σχέση του Huuska [4]

Η πρώτη εμπειρική εξίσωση για την πρόβλεψη του squat εξήχθη από τον Huuska το 1976 και ήταν βασισμένη σε προηγούμενες εργασίες του Guliev από το 1971. Η εξίσωση αυτή, η οποία δίνει το squat στην πλώρη του πλοίου, είναι :

$$S_b = 2.4 \frac{F_h^2}{L_{PP}^2 \sqrt{1 - F_h^2}} K \quad (3.1)$$

όπου :  $F_h = U/\sqrt{gh}$  είναι ο βαθυμετρικός αριθμός Froude, (από εδώ και ως εξής όταν λέμε αριθμό Froude θα εννοούμε τον βαθυμετρικό αριθμό Froude)  $U$  η ταχύτητα του πλοίου,  $g = 9.81 \text{ m/s}^2$  η επιτάχυνση της βαρύτητας,  $h$  το βάθος του νερού,  $L_{PP}$  το μήκος μεταξύ καθέτων,  $\nabla = C_b LBT$  ο όγκος εκτοπίσματος με  $C_b$  το συντελεστή γάστρας,  $L$  το ολικό μήκος στην ίσαλο,  $B$  το πλάτος και  $T$  το βύθισμα του πλοίου. Ο συντελεστής  $K_s$  ορίζεται ως εξής :

$$K_s = 7.45s_I \quad (3.2)$$

για  $s_I > 0.03$  και  $K_s = 1$  για  $s_I \leq 0.03$ . Το  $s_I$  στις τελευταίες σχέσεις είναι

ανάλογο με το λόγο  $A_s$  του εμβαδού της εγκάρσιας τομής του πλοίου στο μέσο του προς το εμβαδό της εγκάρσιας τομής του καναλιού, δηλαδή :

$$s_I = (A_s/A_{ch})K_I \quad (3.3).$$

Ο συντελεστής μέσης τομής θεωρήθηκε ίσος με 0.98, οπότε  $A_s = 0.98 B T$ . Για το συντελεστή  $K_I$  μπορούμε να πούμε ότι ποικίλει ανάλογα με το λόγο των παραπάνω περιοχών και το λόγο  $T/h$  και είναι ίσος με 1 για ανοικτή θάλασσα.

### 3.2 Η σχέση του Barrass [5]

Η δεύτερη εμπειρική εξίσωση δόθηκε από τον Barrass το 1981 και είναι:

$$S_{max} = \gamma C_b \left( \frac{A_s}{A_{ch} - A_s} \right)^{2/3} U^{2.08}$$

(3.4),

όπου  $\gamma = 1/30$ . Για ανοικτή θάλασσα θεωρούμε ένα συμβατικό πλάτος καναλιού :

$$b_{eff} = [7.7 + 45(I - C_{wl})^2] B \quad (3.5)$$

όπου  $C_{wl}$  είναι ο συντελεστής ισάλου επιφανείας, οπότε :

$$A_{ch} = b_{eff} h \quad (3.6)$$

Υπάρχουν και οι απλοποιημένες σχέσεις του Barrass :

$$S = k C_b \frac{U^2}{100} \quad (3.7)$$

που δίνει την μέγιστη βύθιση για κανάλια με τον συντελεστή  $k = 5.0583915 - 0.2569568 (h/T) - 1.0814519 (w/B) - 0.4883445 (h/T)^2 + 0.130685 (w/B)^2 + 0.1240496 (h/t)^3 - 0.0057542 (w/B)^3$  και :

$$S = C_b \frac{U^2}{100} \quad (3.8)$$

για ανοικτή θάλασσα. Για τις σχέσεις του Barrass η ταχύτητα είναι σε κόμβους και το squat σε μέτρα, ενώ η ισχύ τους είναι για κάθε τύπο πλοίου και για  $1.1 \leq h/T \leq 1.5$ .



### 3.3 Η σχέση των Fuhrer και Romisch [4]

Οι Fuhrer και Romisch εξήγαν το 1989 την παρακάτω σχέση για τον υπολογισμό του squat :

$$S = C_V C_F K_{\Delta T} T \quad (3.10).$$

Ο συντελεστής  $C_V$  ορίζεται ως εξής :

$$C_V = 8 \left( \frac{U}{U_{cr}} \right)^2 \left[ \left( \frac{U}{U_{cr}} - 0.5 \right)^4 + 0.0625 \right] \quad (3.11),$$

όπου η κρίσιμη ταχύτητα  $U_{cr}$  είναι :

$$U_{cr} = \frac{1}{80} \left( \frac{h}{T} \frac{L_{BP}}{B} \right)^{1/8} \sqrt{gh} \quad (3.12)$$

όταν  $3b < L_{BP}$ , όπου  $b$  το πλάτος του καναλιού στην ίσαλο,

$$U_{cr} = \frac{1}{80} \left( \frac{h}{T} \frac{L_{BP}}{B} \right)^{\beta} \sqrt{gh} \quad (3.13)$$

$$\text{με } \beta = 0.24 \left( \frac{L_{BP}}{b} \right)^{0.55} \quad \text{όταν } L_{BP} \leq 3b \text{ και } A_s/A_{ch} \leq 1/6$$

και όταν  $L_{BP} \leq 3b$  και  $1/6 \leq A_s/A_{ch}$ , τότε το  $\beta$  δίνεται στη δημοσίευση των Blaauw, H, G και van der Knaap, F.M.C : "Prediction of Squat of Ships Sailing in Restricted Water". Ο συντελεστής  $C_F$  είναι ίσος με τη μονάδα για το squat

στην πρύμνη και  $C_F = \left( \frac{10C_b B}{L_{BP}} \right)^2$  για το squat στην πλώρη. Τέλος ο συντελεστής

$K_{\Delta T}$  έχει οριστεί να είναι  $K_{\Delta T} = 0.155 \sqrt{\frac{h}{T}}$ . Η μέθοδος των Fuhrer και Romisch

εφαρμόζεται για κάθε τύπο πλοίου αλλά για βάθη τέτοια ώστε  $1.19 \leq h/T \leq 2.29$  και είναι αξιόπιστη όταν  $0.032 \leq A_s/A_{ch} \leq 0.430$ .

### 3.4 Η σχέση των Soukhomel και Zass [4]

Στη συνέχεια έχουμε τη σχέση των Soukhomel και Zass, η οποία προβλέπει το squat σε ανοιχτή θάλασσα. Η μέγιστη βύθιση  $s$ , η οποία για το πλοίο που εξέτασαν βρέθηκε στην πρύμνη, εξαρτάται από τους λόγους  $h/T$  και

$L_{BP}/B$ , καθώς και φυσικά από την ταχύτητα  $U$ . Συγκεκριμένα όταν  $h/T > 1.4$  τότε για  $3.5 \leq L_{BP}/B \leq 5.0$  είναι :

$$s = 0.278(L_{BP}/B)^{-1.11} U^2 (T/h)^{1/2} \quad (3.14),$$

για  $5.0 \leq L_{BP}/B \leq 7.0$  είναι :

$$s = 0.232(L_{BP}/B)^{-1.11} U^2 (T/h)^{1/2} \quad (3.15)$$

και για  $7.0 \leq L_{BP}/B \leq 9.0$  είναι :

$$s = 0.204(L_{BP}/B)^{-1.11} U^2 (T/h)^{1/2} \quad (3.16),$$

ενώ όταν  $h/T \leq 1.4$  τότε από τις παραπάνω σχέσεις παραλείπεται ο όρος  $(T/h)^{1/2}$ . Η ταχύτητα  $U$  δίνεται σε κόμβους και το squat σε μέτρα.

### 3.5 Η σχέση των Eryuzlu και Hausser [4]

Οι Eryuzlu και Hausser μετά από πειράματα σε πλοία τύπου VLCC κατάληξαν στην παρακάτω σχέση για την πρόβλεψη του squat στην πλώρη του πλοίου, όπου βρέθηκε πάντα μέγιστη και δίνεται από την εξίσωση :

$$s = 0.113B(T/h)^{0.27} F_h^{1.8} \quad (3.18).$$

Η σχέση αυτή ισχύει όταν  $1.08 < h/T < 2.78$  και  $31 < w/B < 42$ , όπου  $w$  το πλάτος της δεξαμενής και περισσότερο ανταποκρίνονται πλοία με υψηλό συντελεστή γάστρας  $C_B$ .

### 3.6 Η σχέση του Millward [4]

Τέλος, το 1989 ο Millward, μετά από μια σειρά πειραμάτων σε μοντέλα στο British Marine Technology, έδωσε τους παρακάτω τύπους για τον υπολογισμό του squat στο μέσο του πλοίου και στην πλώρη, οι οποίοι είναι

$$s_{mid} = \frac{(12.22C_B B/L_{BP} - 0.46)F_h^2}{1 - 0.9F_h} \quad (3.19)$$

και

$$s_b = \frac{(15.00C_B B/L_{BP} - 0.55)F_h^2}{1 - 0.9F_h} \quad (3.20)$$

αντίστοιχα. Οι τύποι αυτοί ισχύουν όταν  $1.25 < h/T < 6$  και  $A_m/A_c < 0.08$ .

Επιπλέον, υπάρχει και η ημιεμπειρική μέθοδος του **Dand** για την οποία γίνεται λόγος σε επόμενο κεφάλαιο, καθώς μοιάζει περισσότερο με την αναλυτική μέθοδο των Tuck και Gourley που θα παρουσιαστεί στη συνέχεια.

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ IV

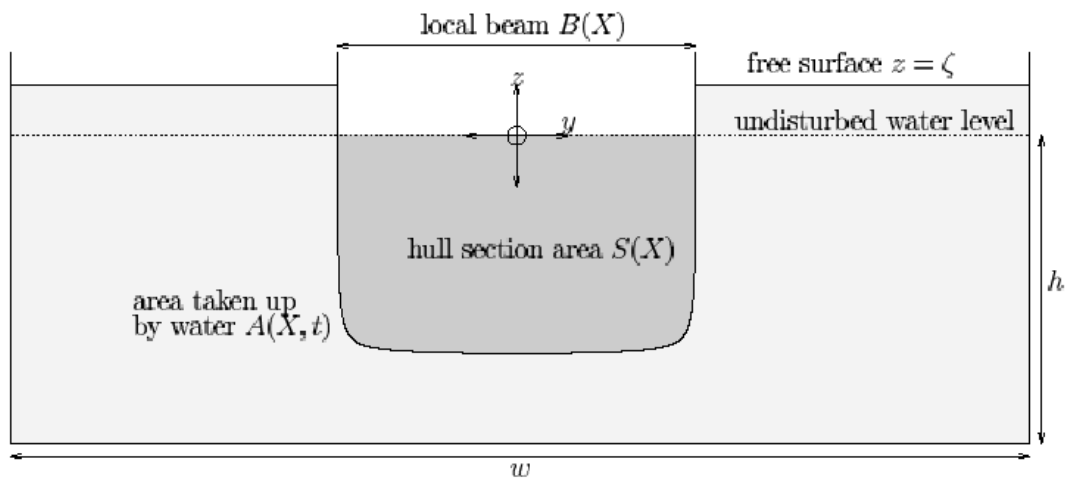
## ΣΤΑΘΕΡΟ SQUAT ΣΕ ΣΤΕΝΟ ΚΑΝΑΛΙ

Στο προηγούμενο κεφάλαιο είδαμε σε γενικές γραμμές τους εμπειρικούς τύπους που έχουν εξαχθεί ως τώρα για τον υπολογισμό του squat. Σ' αυτό το κεφάλαιο θα γίνει μια πιο αναλυτική προσέγγιση, με βάση κυρίως τις μελέτες των Tuck και Gourley. Τα σχήματα του κεφαλαίου αυτού έχουν παρθεί από τη διατριβή του Gourley [1], εκτός από αυτά που κατασκευάσαμε με χρήση του προγράμματος Rhinoceros.

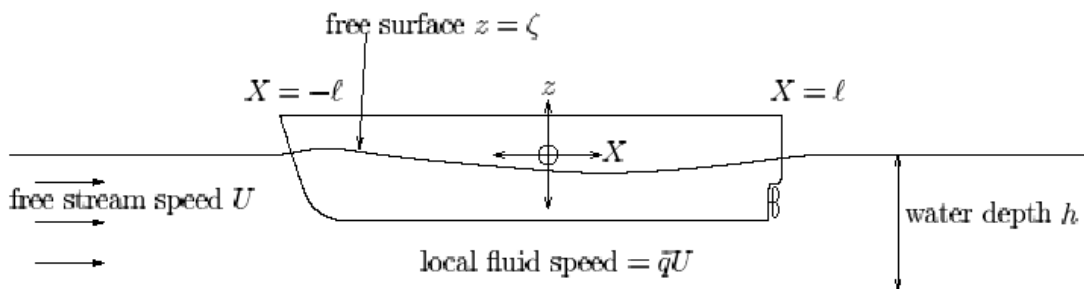
### 4.1 Σχηματοποίηση του προβλήματος

Για τη μελέτη του squat σε στενό ρηχό κανάλι θα θεωρήσουμε ένα κανάλι ορθογωνικού σχήματος με σταθερή εγκάρσια τομή κάτω από την ίσαλο. Το πλάτος του καναλιού  $w$  στην ίσαλο και το μέσο βάθος του καναλιού  $h$  θα θεωρηθούν μικρά σε σχέση με το μήκος του πλοίου  $L$  και η ροή θα θεωρηθεί σταθερή. Το πλοίο κινείται σ' ευθεία γραμμή κατά μήκος του άξονα του καναλιού και η κύρια συνιστώσα της ταχύτητας του ρευστού βρίσκεται στην διεύθυνση της κίνησης του πλοίου. Η αδιατάρακτη επιφάνεια του καναλιού κάτω από το νερό είναι  $S_0 = w \cdot h$ .

Θα χρησιμοποιήσουμε ένα σωματοπαγές σύστημα αναφοράς στο οποίο το πλοίο θα θεωρηθεί στάσιμο και θα υπάρχει ένα ελεύθερο ρεύμα που περνάει από το στάσιμο πλοίο έχοντας την ταχύτητα  $U$  που θα είχε κανονικά το πλοίο κατά την κίνησή του. Το σύστημα αυτό έχει οριστεί με το κέντρο του να είναι στο μέσο του πλοίου και τον άξονα  $x$  κατά μήκος του καναλιού. Το πλοίο έχει μήκος  $L = 2\ell$  με την πλώρη στο  $x = \ell$  και την πρύμνη στο  $x = -\ell$ . Αρκετά μακριά από το πλοίο υπάρχει το ρεύμα με την ταχύτητα  $U$  αλλά, κοντά στο πλοίο η ταχύτητα μεταβάλλεται κατά έναν παράγοντα  $q$ , εξ' αιτίας της παρουσίας του πλοίου. Αυτά παριστάνονται στα σχήματα 4.1 και 4.2



Σχήμα 4.1. Εγκάρσια τομή πλοίου σε κανάλι



Σχήμα 4.2. Σωματοπαγές σύστημα αναφοράς.

Η κατακόρυφη συνιστώσα είναι η  $z$ , η οποία έχει το κέντρο της στο ύψος της αδιατάρακτης ελεύθερης επιφάνειας. Η ελεύθερη επιφάνεια είναι στο  $z = \zeta$ , με  $\zeta \rightarrow 0$  πολύ μακριά από το πλοίο. Ας σημειωθεί ότι παρόλο που το σχήμα 4.1 έχει σχεδιασθεί με  $\zeta > 0$ , στην πράξη η ελεύθερη επιφάνεια κανονικά πέφτει εξ' αιτίας της παρουσίας του πλοίου, το οποίο σημαίνει ότι το  $\zeta$  είναι συνήθως αρνητικό.

Επιπλέον, ορίζουμε το τοπικό πλάτος του πλοίου  $B$  και τη τοπική εγκάρσια επιφάνεια  $S$  συναρτήσει του άξονα  $x$ . Η τρίτη χωρική συντεταγμένη μας, η εγκάρσια συντεταγμένη  $y$ , έχει το κέντρο της στη centerline του

πλοίου. Ωστόσο στην θεώρηση που κάνουμε η εγκάρσια συντεταγμένη  $y$  δεν μας χρειάζεται καθώς το ύψος της ελεύθερης επιφάνειας εξαρτάται μόνο από την θέση  $x$  κατά μήκος του πλοίου.

## 4.2 Η μέθοδος ακινητοποιημένου πλοίου (fixed - ship method)

### ➤ Το ύψος ελεύθερης επιφάνειας $\tilde{\zeta}(x)$

Ας θεωρήσουμε ένα πλοίο να βρίσκεται ακινητοποιημένο στην κατακόρυφη θέση ισορροπίας του καθόσον επιλύεται το πεδίο ροής, όπως παραστάθηκε στα σχήματα 4.1 και 4.2. Αυτό θα αποκαλείται προσέγγιση ‘ακινητοποιημένου πλοίου’. Για εφαρμογή της υδραυλικής θεωρίας απαιτούνται δύο εξισώσεις για την περιγραφή της ροής: η εξίσωση της συνέχειας και η εξίσωση Bernoulli. Η εξίσωση της συνέχειας για μονοδιάστατη υδραυλική θεωρία σταθερής ροής λαμβάνεται αν εξισώσουμε τη ροή κατά μήκος οποιασδήποτε εγκάρσιας τομής με τη ροή πολύ μακριά. Έτσι έχουμε :

$$\tilde{q}UA(x) = US_0 \quad (4.1).$$

Η επιφάνεια  $A(x)$  είναι η επιφάνεια εγκάρσιας τομής στην θέση  $x$  που καλύπτεται από το νερό και ισούται με την αδιατάρακτη επιφάνεια του καναλιού  $S_0$  αυξημένη κατά τη διαφορά εξ’ αιτίας της πτώσης ή της αύξησης της ελεύθερης επιφάνειας μείον την επιφάνεια εγκάρσιας τομής του πλοίου  $S$ . Από το σχήμα 4.1 μπορούμε να δούμε ότι η επιφάνεια αυτή είναι :

$$A(x) = S_0 - S + (w - B)\tilde{\zeta} \quad (4.2)$$

υποθέτοντας ότι οι πλευρές του πλοίου και του καναλιού είναι κάθετες στην ίσαλο.

Από τις εξισώσεις (4.1) και (4.2) λαμβάνουμε :

$$\tilde{q} \left[ I - \frac{S}{S_0} + \left( I - \frac{B}{w} \right) \tilde{\zeta} \right] = I \quad (4.3)$$

σε αδιάστατη μορφή. Εδώ ο λόγος  $S/S_0$  καλείται ‘συντελεστής παρεμπόδισης’ (blockage coefficient) ο  $B/w$  είναι η αναλογία πλάτους πλοίου / πλάτος καναλιού και ο  $\tilde{\zeta} = \zeta/h$  είναι η αδιάστατη ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας.

Η εξίσωση Bernoulli είναι :

$$\frac{P}{\rho} + gz + \frac{1}{2}|q|^2 = \text{constant} \quad (4.4)$$

για ασυμπιεστή και αστρόβιλη ροή, όπου  $P$  είναι η πίεση του ρευστού μετρημένη πλέον της ατμοσφαιρικής και  $q$  η ταχύτητα του ρευστού. Εφαρμόζοντας την εξίσωση του Bernoulli πάνω στην ελεύθερη επιφάνεια και εξισώνοντας την με την αντίστοιχη τιμή πολύ μακριά έχουμε

$$g\zeta + \frac{1}{2}(\tilde{q}U)^2 = \frac{1}{2}U^2 \quad (4.5)$$

και με χρήση του βαθυμετρικού αριθμού Froude  $F_h = \frac{U}{\sqrt{gh}}$  παίρνουμε :

$$\tilde{q}^2 + \frac{2\tilde{\zeta}}{F_h^2} = 1 \quad (4.6).$$

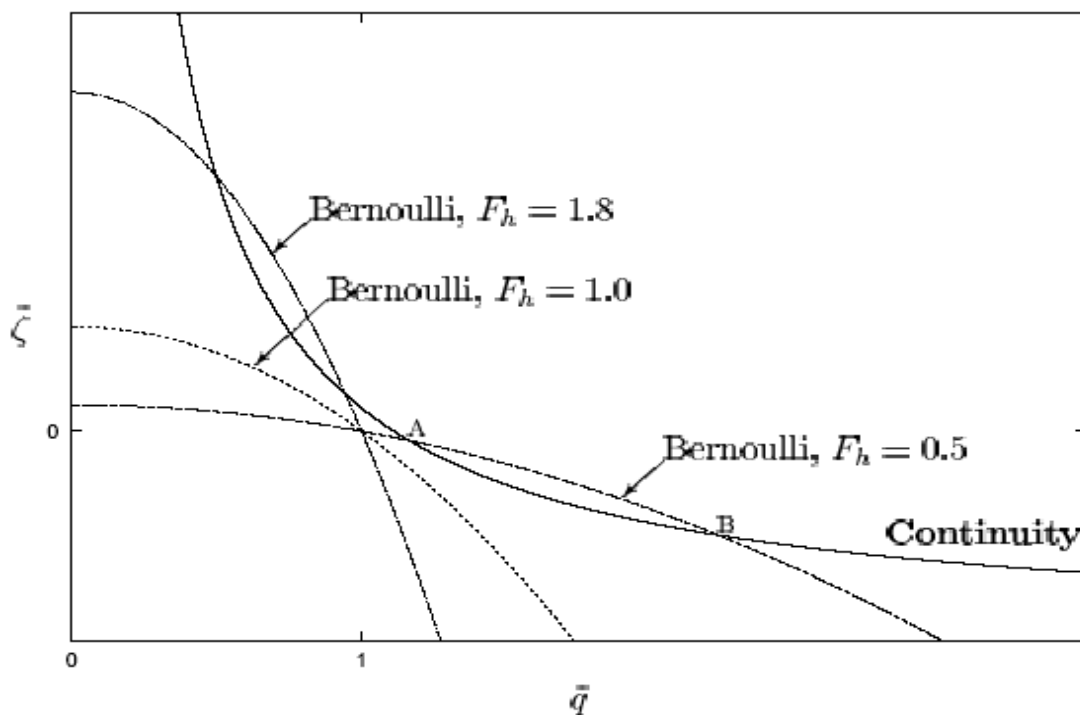
Από τις εξισώσεις (4.3) και (4.6) εξάγουμε την ακόλουθη κυβική εξίσωση για το αδιάστατο ύψος της ελεύθερης επιφάνειας  $\tilde{\zeta}$  :

$$\begin{aligned} & \frac{2}{F_h^2} \left(1 - \frac{B}{w}\right)^2 \tilde{\zeta}^3 + \left[ \frac{4}{F_h^2} \left(1 - \frac{S}{S_0}\right) \left(1 - \frac{B}{w}\right) - \left(1 - \frac{B}{w}\right)^2 \right] \tilde{\zeta}^2 \\ & + \left[ \frac{2}{F_h^2} \left(1 - \frac{S}{S_0}\right)^2 - 2 \left(1 - \frac{S}{S_0}\right) \left(1 - \frac{B}{w}\right) \right] \tilde{\zeta} - \left(1 - \frac{S}{S_0}\right)^2 + 1 = 0 \end{aligned} \quad (4.7)$$

➤ **Η κυβική εξίσωση για την  $\tilde{\zeta}(x)$**

Αν παραστήσουμε γραφικά την  $\zeta$  συναρτήσει του  $q$  για τις εξισώσεις (4.3) και (4.6) τότε βλέπουμε πως η εξίσωση Bernoulli ορίζει μια παραβολή με τα κοίλα στραμμένα προς τα κάτω, ενώ η εξίσωση της συνέχειας ορίζει μια

υπερβολή. Οι λύσεις της κυβικής εξίσωσης (4.7) δίνονται από την τομή των δύο καμπυλών. Υπάρχει σίγουρα μία λύση στο τρίτο τεταρτημόριο, αλλά δεν έχει φυσικό νόημα, οπότε θα μελετηθεί μονάχα το παραδεκτό κομμάτι που βρίσκεται στο πρώτο τεταρτημόριο, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.3, για τυπικές τιμές  $B/w = 0.15$  και  $S/S_0 = 0.10$  που έχουν επιλεγεί.



Σχήμα 4.3. Εξάρτηση του αδιάστατου ύψους ελεύθερης επιφάνειας και της αδιάστατης ταχύτητας του ρευστού για την εξίσωση του Bernoulli και την εξίσωση της συνέχειας.

Διακρίνουμε τις τρεις παρακάτω περιπτώσεις:

- i) Για χαμηλά  $F_h$ , π.χ.  $F_h = 0.5$ , υπάρχουν δυο σημεία τομής A και B, τα οποία και τα δύο έχουν  $\tilde{q} > 1$ . Το B αναπαριστά μια πολύ επιταχυνόμενη ροή που περνάει από το πλοίο ( $\tilde{q} \gg 1$ ), με μια πολύ μειωμένη ελεύθερη επιφάνεια ( $\tilde{\zeta} \ll 0$ ). Το A αναπαριστά μια ελαφρώς επιταχυνόμενη ροή με ελάχιστα μειωμένη ελεύθερη επιφάνεια. Προκειμένου να μελετήσουμε την ευστάθεια



καθεμιάς από αυτές τις λύσεις γράφουμε την εξίσωση του Bernoulli ως εξής:

$$\tilde{\zeta} + \frac{P_s}{\rho gh} = F_h^2 (1 - \tilde{q}^2) / 2 \quad (4.8),$$

όπου το  $P_s$  είναι η πίεση της ελεύθερης επιφάνειας. Η καμπύλη του Bernoulli αντιστοιχεί στην περίπτωση ισορροπίας όταν  $P_s = 0$ .

Ας θεωρήσουμε το σημείο τομής A και μια μικρή αύξηση στο ύψος της ελεύθερης επιφάνειας, με τη συνέχεια ακόμα να ικανοποιείται. Τότε από το σχήμα 4.3, βλέπουμε πως η εξίσωση της συνέχειας περνάει πάνω από την καμπύλη του Bernoulli. Επομένως παίρνουμε  $\tilde{\zeta} > F_h^2 (1 - \tilde{q}^2) / 2$  και από την (4.8)  $P_s < 0$ . Αυτή η πτώση στην πίεση θα επιτρέψει στην ατμοσφαιρική πίεση να οδηγήσει την ελεύθερη επιφάνεια πίσω στο ύψος της ισορροπίας. Ομοίως μια πτώση στο ύψος της ελεύθερης επιφάνειας θα δώσει  $P_s > 0$  και πάλι μια δύναμη επαναφοράς. Επομένως πρόκειται για ένα ευσταθές σημείο.

Κάνοντας το ίδιο και για το άλλο σημείο τομής B, φαίνεται ότι μια μικρή ανύψωση στην ελεύθερη επιφάνεια από τη θέση ισορροπίας της, θα δώσει μια θετική πίεση στην ελεύθερη επιφάνεια, οπότε θα προκληθεί επιπλέον ανύψωσή της και όχι επιστροφή στη θέση ισορροπίας. Ομοίως μια μικρή πτώση στο ύψος της ελεύθερης επιφάνειας, θα την κάνει να συνεχίζει να πέφτει. Επομένως μια τέτοια κατάσταση πολύ επιταχυνόμενης ροής, παρόλο που ικανοποιεί την εξίσωση της συνέχειας και του Bernoulli, είναι ασταθής.

Τα δυο σημεία τομής αντιστοιχούν σε μια ξαφνική μετάβαση από μια ροή με υψηλή ταχύτητα και χαμηλό ύψος ελεύθερης επιφάνειας (σημείο B), σε μια ροή με χαμηλή ταχύτητα και μεγαλύτερο ύψος ελεύθερης επιφάνειας (σημείο A). Παρόλο που και οι δυο κατευθύνσεις των ροών αυτών ικανοποιούν τις συνθήκες του Bernoulli και της συνέχειας, η δεύτερη μόνο απαντάται στην κατεύθυνση του ρεύματος. Η ευσταθής κατεύθυνση ροής μιας ελαφρώς επιταχυνόμενης ροής με ελάχιστα μειωμένη ελεύθερη επιφάνεια, η οποία

συναντάται σε χαμηλούς αριθμούς  $F_h$  είναι γνωστή ως ‘υποκρίσιμη’ (subcritical) ροή και είναι αυτή στην οποία ταξιδεύει πιο συχνά το πλοίο.

**ii)** Για ενδιάμεσες τιμές του  $F_h$  (π.χ.  $F_h = 1.0$ ) δεν υπάρχουν σημεία τομής. Αυτή είναι η ‘κρίσιμη’ περιοχή, στην οποία δεν υπάρχει σταθερή υδραυλική ροή. Η κατάσταση αυτή θα αναλυθεί παρακάτω, όπου θα βρεθούν οι οριακοί αριθμοί  $F_h$  μεταξύ των οποίων δεν υπάρχει σταθερή ροή.

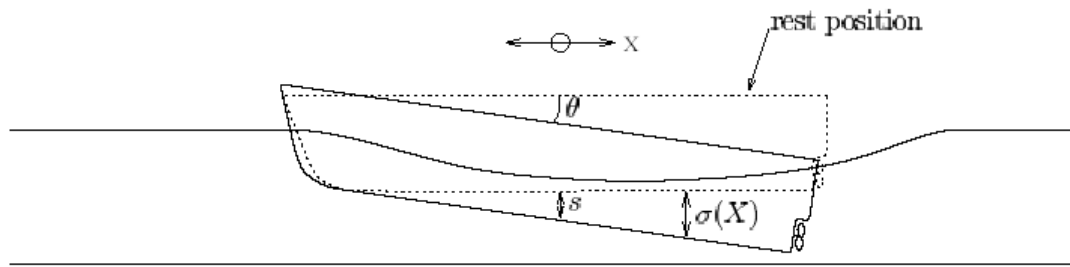
**iii)** Όταν το  $F_h$  είναι μεγάλο (π.χ.  $F_h = 1.8$ ) υπάρχουν πάλι δυο σημεία τομής, αλλά με  $\tilde{q} < 1$  και  $\tilde{\zeta} > 0$ . Όπως και πριν μόνο η λύση με την με την υψηλότερη ελεύθερη επιφάνεια και τη χαμηλότερη ταχύτητα είναι ευσταθής.

Αυτή η ‘υπερκρίσιμη’ (supercritical) ροή που περνάει από ένα πλοίο είναι επομένως δύσκολο να μοντελοποιηθεί χρησιμοποιώντας υδραυλική θεωρία. Σε κάθε περίπτωση, είναι με λιγότερο πρακτικό ενδιαφέρον σε σχέση με την υπόκρισιμη ροή για πλοία σε στενά κανάλια, καθώς για να υπάρξει σταθερή υπερκρίσιμη ροή κανονικά απαιτείται πολύ υψηλή ταχύτητα. Θα επικεντρωθούμε στην υπόκρισιμη ροή στο υπόλοιπο του κεφαλαίου αυτού.

### ➤ Η βύθιση και η γωνία διαγωγής

Η μέθοδος ακινητοποιημένου πλοίου για την πρόβλεψη του squat υποθέτει ότι η ροή  $\theta'$  αλλάζει αμελητέα όταν στο πλοίο επιτραπεί να έχει squat, κάτι που σημαίνει ότι το ύψος της ελεύθερης επιφάνειας μπορεί να υπολογιστεί με το πλοίο ακινητοποιημένο στην κατακόρυφη θέση ισορροπίας του. Αν το μέσο του πλοίου βυθιστεί κατά μια ποσότητα  $s$ , και το πλοίο αποκτήσει μια γωνία διαγωγής  $\theta$ , τότε το ακριβές βύθισμα για κάθε σημείο κατά μήκος του μήκους του πλοίου είναι :

$$\sigma(x) = s + x \tan(\theta) \quad (4.9).$$



Σχήμα 4.4. Βύθιση στο μέσο, γωνία διαγωγής και τοπική βύθιση.

Γνωρίζουμε ότι στην πράξη η γωνία διαγωγής είναι πολύ μικρή, οπότε μπορούμε να αμελήσουμε το αποτέλεσμα της περιστροφής περί τον εγκάρσιο άξονα, για την περιοχή εγκάρσιας τομής της γάστρας του πλοίου σε μια δοσμένη τιμή του  $x$ . Άρα, η βυθισμένη περιοχή εγκάρσιας τομής σε κάθε σημείο  $x$ , εξ' αιτίας της βύθισης του πλοίου δίνεται από  $B(x)\sigma(x)$  και ολοκληρώνοντας το πάνω στο μήκος του πλοίου παίρνουμε για τον εκτοπιζόμενο όγκο εξ' αιτίας της βύθισης του πλοίου  $\int B(x)\sigma(x)dx$ . Άρα η συνολική αύξηση στον εκτοπιζόμενο όγκο εξ' αιτίας της αλλαγής του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας και της βύθισης του πλοίου είναι :

$$\delta V = \int B(x)\zeta(x)dx + \int B(x)\sigma(x)dx \quad (4.10).$$

Ας θεωρήσουμε τώρα την ανωστική δύναμη  $Z$  σε ένα πλοίο που κινείται και δεν δύναται να έχει squat. Η δύναμη αυτή αποτελείται από τη βαρυτική, που είναι αρνητική συν την ανωστική συνιστώσα της δύναμης που εξαρτάται από την πίεση του ρευστού πάνω στη βρεχόμενη επιφάνεια της γάστρας. Από την αρχή του Αρχιμήδη η βαρυτική δύναμη είναι  $\rho g \Delta$ , όπου  $\Delta$  είναι ο όγκος του πλοίου κάτω από την ίσαλο όταν είναι ακίνητο. Επομένως έχουμε :

$$Z = -\rho g \Delta + \iint -P dS \hat{z} \quad (4.11),$$

όπου

$$P = \rho g(\zeta - z) \quad (4.12)$$

είναι η υδροστατική πίεση και το επιφανειακό ολοκλήρωμα υπολογίζεται πάνω στην βρεχόμενη επιφάνεια της γάστρας. Η  $dS$  είναι μια στοιχειώδης

επιφάνεια της επιφάνειας της γάστρας με κατεύθυνση προς τα έξω από την επιφάνεια της γάστρας και  $\hat{z}$  είναι το μοναδιαίο διάνυσμα στη θετική z-διεύθυνση.

Η ανωστική δύναμη  $Z$  της σχέσης (4.11) μπορεί να πάρει τη μορφή  $Z = -\rho \cdot g \cdot \Delta + \iiint -\nabla P \cdot z dV$  όπου  $dV$  είναι ο στοιχειώδης όγκος  $dx \cdot dy \cdot dz$ . Το χωρικό ολοκλήρωμα υπολογίζεται στο μέρος της γάστρας που βρίσκεται κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια. Αντικαθιστώντας την έκφραση (4.11) στο χωρικό ολοκλήρωμα, αυτό γίνεται :

$$Z = -\rho \cdot g \cdot \Delta + \iiint \rho \cdot g dV = \rho \cdot g \{ \text{όγκος εκτοπίσματος καθόσον κινείται } -\Delta \} \Rightarrow$$

$$Z = -\rho g \delta V \quad (4.13).$$

Από τη στιγμή που το πλοίο βρίσκεται ακινητοποιημένο κάθετα και η ελεύθερη επιφάνεια συνήθως μετατοπίζεται προς τα κάτω, ο όγκος εκτοπίσματος θα είναι λιγότερος από το υπόλοιπο εκτόπισμα, προκαλώντας στο πλοίο μια δύναμη προς τα κάτω. Η εξίσωση (4.13) σε συνδυασμό με την (4.10) μετατρέπεται στην :

$$Z = \rho \cdot g \int B(x) \cdot \{ \zeta(x) + \sigma(x) \} dx \quad (4.14).$$

Με όμοιο τρόπο βρίσκουμε ότι η ροπή διαμήκους κλίσης εξ' αιτίας της αλλαγής του ύψους της ελεύθερης επιφάνειας και της βύθισης του πλοίου είναι :

$$M = -\int X \cdot dZ \Rightarrow M = -\rho \cdot g \int x \cdot B(x) \cdot \{ \zeta(x) + \sigma(x) \} dx \quad (4.15).$$

Για το πλοίο που ισορροπεί,  $Z$  και  $M$  πρέπει και τα δυο να είναι μηδέν. Άρα πρέπει να ικανοποιούνται οι εξισώσεις :

$$\int B(x) \cdot \{ \zeta(x) + \sigma(x) \} \cdot dx = 0 \quad (4.16)$$

και

$$\int x B(x) \{ \zeta(x) + \sigma(x) \} \cdot dx = 0 \quad (4.17).$$

Η λύση των παραπάνω εξισώσεων μέσω της εξίσωσης (4.9) δίνει για τη βύθιση:

$$s = (I_w \cdot \int B(x) \cdot \zeta(x) dx - M_w \int x \cdot B(x) \cdot \zeta(x) dx) / (M_w^2 - A_w \cdot I_w) \quad (4.18)$$

και για τη διαγωγή :

$$\tan(\theta) = (A_w \cdot \int_{-\ell}^{\ell} x \cdot B(x) \cdot \zeta(x) dx - M_w \cdot \int_{-\ell}^{\ell} B(x) \cdot \zeta(x) dx) / (M_w^2 - A_w \cdot I_w) \quad (4.19).$$

Εδώ οι παράμετροι του πλοίου ορίζονται από τις σχέσεις :

$$A_w = \int_{-\ell}^{\ell} B(x) dx, \quad M_w = \int_{-\ell}^{\ell} x B(x) dx, \quad \text{και} \quad I_w = \int_{-\ell}^{\ell} x^2 B(x) dx.$$

### ➤ Η γραμμικοποιημένη λύση

Για εφαρμογή της υδραυλικής θεωρίας, είχαμε απαιτήσει το πλάτος και το βάθος του καναλιού να είναι μικρά σε σύγκριση με το μήκος του πλοίου. Αν επιπλέον ο συντελεστής παρεμπόδισης  $S/S_0$  και η αναλογία πλάτος πλοίου /πλάτος καναλιού  $B/w$  είναι και τα δυο μικρά τότε το πρόβλημα απλοποιείται. Κάτι τέτοιο μπορεί να ισχύει πρακτικά, για ένα λεπτόγραμμο πλοίο του οποίου το πλάτος και το βύθισμα είναι και τα δυο μικρά σε σχέση με το μήκος του. Στην περίπτωση αυτή υπάρχει μόνο μια μικρή διατάραξη στο ελεύθερο ρεύμα, οπότε όπως φαίνεται από τις εξισώσεις (4.3) και (4.6)  $\tilde{q} \rightarrow 1$  και  $\tilde{\zeta} \rightarrow 0$  καθώς  $S/S_0 \rightarrow 0$  και  $B/w \rightarrow 0$  αντίστοιχα.

Στην περίπτωση αυτή, αντί να χρησιμοποιήσουμε τον συντελεστή  $\tilde{q}$  για την ταχύτητα του ρευστού, εισάγουμε την ταχύτητα διατάραξης  $u$  του ελεύθερου ρεύματος στον άξονα  $x$ , οπότε η ταχύτητα του ρευστού που περνάει από το πλοίο στο σωματοπαγές σύστημα αναφοράς είναι  $U + u = \tilde{q} U$ . Τότε η εξίσωση της συνέχειας (4.3) παίρνει τη μορφή :

$$[1 + u/U] \cdot [1 - S/S_0 + (1 - B/w) \tilde{\zeta}] = 1 \quad (4.20)$$

και με τη γραμμικοποίηση η παραπάνω σχέση γίνεται :

$$u/U - S/S_0 + \tilde{\zeta} = 0 \quad (4.21).$$

Ας σημειωθεί ότι η τελευταία εξίσωση δεν απαιτεί τα τοιχώματα του πλοίου και του καναλιού να είναι κάθετα στην ίσαλο, ωστόσο δεν πρέπει να είναι υπερβολικά κεκλιμένα.

Η εξίσωση του Bernoulli γράφεται :

$(1 + u/U)^2 + 2\tilde{\zeta}/F_h^2 = 1$  και γραμμικοποιώντας λαμβάνουμε :

$$u/U + \tilde{\zeta}/F_h^2 = 0 \quad (4.22).$$

Οι εξισώσεις (4.21) και (4.22) αποτελούν ένα σύστημα από το οποίο παίρνουμε τη διατάραξη της ταχύτητας :

$$u = US/S_0(1 - F_h^2) \quad (4.23)$$

και το ύψος της ελεύθερης επιφάνειας :

$$\tilde{\zeta} = F_h^2 S/S_0(1 - F_h^2) \quad (4.24)$$

### ➤ Πρώρα – πρύμα συμμετρικό πλοίο

Ας θεωρήσουμε μια ειδική περίπτωση ενός πρώρα-πρύμα συμμετρικού πλοίου. Στην περίπτωση αυτή ισχύει  $M_w = 0$  και  $\theta = 0$  και οι εξισώσεις (4.18), (4.19) και (4.24) δίνουν :

$$s = \frac{1}{1 - F_h^2} \frac{U^2}{gS_0 A_w^{-\ell}} \int_0^\ell B(x)S(x)dx \quad (4.25)$$

Από την παραπάνω εξίσωση μπορούμε να διερευνήσουμε πως εξαρτάται η βύθιση από την ταχύτητα, τις διαστάσεις του πλοίου και του καναλιού. Στις περισσότερες καταστάσεις που συναντάμε στην πράξη το  $F_h$  είναι αρκετά μικρό, οπότε  $1/(1 - F_h^2) \rightarrow 1$  κάτι που σημαίνει ότι η βύθιση είναι περίπου αναλογική με το τετράγωνο της ταχύτητας του πλοίου. Όταν το  $F_h$  είναι μεγαλύτερο από το 1 η βύθιση είναι αρνητική δηλαδή το πλοίο ανυψώνεται στο νερό αντί να βυθίζεται. Το  $s$  είναι αντιστρόφως ανάλογο προς την  $S_0$ . Άρα υποδιπλασιάζοντας είτε το πλάτος είτε το μέσο βάθος του καναλιού η βύθιση θα διπλασιαστεί. Για ένα δεδομένο σχήμα του πλοίου, η βύθιση είναι αναλογική προς τη μέγιστη περιοχή  $S_{max}$  της γάστρας σε εγκάρσια τομή. Στρέφοντας το πλοίο διαμήκως δε θα μεταβληθεί η βύθιση. Διπλασιάζοντας το μέγεθος του πλοίου σ' όλες τις διαστάσεις, κρατώντας τα  $U$

και  $S_0$  σταθερά, θα τετραπλασιαστεί η  $S_{\max}$  και επομένως θα τετραπλασιαστεί και η βύθιση.

Η ιδιαιτερότητα που εμφανίζεται καθώς  $F_h \rightarrow 1$  είναι ένα αποτέλεσμα συντονισμού καθώς η ταχύτητα του πλοίου πλησιάζει την τιμή  $\sqrt{gh}$ , τη φυσική ταχύτητα των μονοδιάστατων κυματισμών σε ρηχά νερά. Αλλά η γραμμικοποιημένη θεωρία προβλέπει ότι κάθε κύμα μπορεί να ταξιδέψει αναλλοίωτο σ' αυτήν την ταχύτητα, οπότε δεν υπάρχει ουσιαστικά δύναμη επαναφοράς στην ελεύθερη επιφάνεια. Επομένως το πλοίο βυθίζεται απροσδιόριστα καθώς  $F_h \rightarrow 1$  από αριστερά, ή ανυψώνεται καθώς  $F_h \rightarrow 1$  από δεξιά. Αφού η κατάσταση αυτή δε συμβαίνει στην πράξη, η γραμμικοποιημένη λύση δεν είναι έγκυρη όταν το  $F_h$  είναι κοντά στο 1.

### 4.3 Η μέθοδος ελευθέρου πλοίου (free – ship method)

Μέχρι τώρα θεωρούσαμε ότι το πεδίο ροής θ' αλλάξει αμελητέα αν στο πλοίο επιτρεπόταν να έχει squat και κάναμε τους υπολογισμούς για το ύψος της ελεύθερης επιφάνειας θεωρώντας το πλοίο ακινητοποιημένο. Τώρα θα κάνουμε τους αντίστοιχους υπολογισμούς επιτρέποντας στο πλοίο να έχει squat – μέθοδος ελευθέρου πλοίου - και θα δούμε τι διαφοροποίηση υπάρχει. Ας επανέλθουμε στο σχήμα 4.4, όπου το πλοίο, το οποίο είναι γενικής μορφής, βρίσκεται στη θέση που έχει squat και η βρεχόμενη περιοχή της γάστρας σε εγκάρσια τομή αυξάνεται σημαντικά όταν το πλοίο βυθίζεται. Όταν μια εγκάρσια τομή της γάστρας πλάτους  $B(x)$  βυθιστεί κατά ένα παράγοντα  $\sigma(x)$ , η περιοχή αυτή αυξάνεται κατά έναν παράγοντα  $\sigma(x)B(x)$ . Άρα η εξίσωση (4.2) παίρνει τη μορφή :

$$A(x) = S_0 - (S + \sigma B) + (w - B)\zeta \quad (4.26)$$

και η (4.1) γίνεται :

$$\tilde{q} \left[ 1 - \frac{S}{S_0} - \tilde{\sigma} \frac{B}{w} + \left( 1 - \frac{B}{w} \right) \tilde{\zeta} \right] = 1,$$

(4.27) με  $\tilde{\sigma} = \sigma/h$ . Η εξίσωση Bernoulli (4.6) παραμένει αμετάβλητη.

Αν είναι γνωστή η  $\sigma(x)$ , η εξίσωση της συνέχειας (4.26) και η εξίσωση Bernoulli (4.6) αποτελούν ένα σύστημα δύο εξισώσεων η επίλυση του οποίου δίνει τα  $\tilde{\zeta}$  και  $\tilde{q}$  για κάθε τιμή του  $x$ . Συγκεκριμένα, απαλείφοντας το  $\tilde{q}$  παίρνουμε την ακόλουθη κυβική εξίσωση για το αδιάστατο ύψος της ελεύθερης επιφάνειας  $\tilde{\zeta}$ :

$$\begin{aligned} & \frac{2}{F_h} \left( 1 - \frac{B}{w} \right)^2 \tilde{\zeta}^3 + \left[ \frac{4}{F_h^2} \left( 1 - \frac{S}{S_0} - \tilde{\sigma} \frac{B}{w} \right) \left( 1 - \frac{B}{w} \right) - \left( 1 - \frac{B}{w} \right)^2 \right] \tilde{\zeta}^2 \\ & + \left[ \frac{2}{F_h^2} \left( 1 - \frac{S}{S_0} - \tilde{\sigma} \frac{B}{w} \right)^2 - 2 \left( 1 - \frac{S}{S_0} - \tilde{\sigma} \frac{B}{w} \right) \left( 1 - \frac{B}{w} \right) \right] \tilde{\zeta} - \left( 1 - \frac{S}{S_0} - \tilde{\sigma} \frac{B}{w} \right)^2 + 1 = 0. \end{aligned} \quad (4.28)$$

Η φύση των λύσεων αυτών και το κριτήριο επιλογής της σωστής λύσης είναι τα ίδια όπως στην περίπτωση της μεθόδου ακινητοποιημένου πλοίου.

Ωστόσο, το  $\tilde{\sigma}(x)$  δεν είναι γνωστό εκ των προτέρων. Οι δυο εξισώσεις που προσδιορίζουν τους δυο αγνώστους  $s, \theta$  είναι οι κάθετες εγκάρσιες και διαμήκειες ροπές των εξισώσεων ισορροπίας (4.16) και (4.17), από τις οποίες ελήφθησαν οι σχέσεις (4.18) και (4.19). Χρησιμοποιώντας τη σχέση (4.9), οι εξισώσεις (4.18), (4.19) και (4.28) αποτελούν ένα σύστημα τριών εξισώσεων για τους αγνώστους  $s, \theta$  και  $\tilde{\zeta}(x)$ , που επιλύεται με μια μέθοδο ολοκλήρωσης. Η μέθοδος που αναπτύσσεται από τον Gourley βασίζεται στη μέθοδο Newton που χρησιμοποιεί στις παραγώγους προσεγγίσεις τύπου τέμνουσας, και γενική περιγραφή της υπάρχει στον Broyden (1965).

Για ένα τυχαίο πλοίο, η συνάρτηση βύθισης  $\tilde{\sigma}(x)$  έχει δυο αγνώστους,  $s$  και  $\theta$ . Αυτοί μαζί με την  $\tilde{\zeta}(x)$ , την εξίσωση της ισορροπίας δυνάμεων, την



εξίσωση της ισορροπίας ροπών και την κυβική (4.28) για την  $\tilde{\zeta}(x)$  συνιστούν ένα σύστημα τριών εξισώσεων με τρεις αγνώστους. Ωστόσο, για κάθε ζευγάρι τιμών  $(s, \theta)$  μπορούμε να επιλύσουμε επακριβώς την (4.28) για την  $\tilde{\zeta}(x)$ . Επομένως, ουσιαστικά αρκεί να θεωρήσουμε ένα σύστημα δυο εξισώσεων με δυο αγνώστους με την  $\tilde{\zeta}(x)$  να είναι μια άγνωστη συνάρτηση των  $(s, \theta)$ .

Οι εξισώσεις ισορροπίας δυνάμεων και ροπών μπορούν να γραφούν με όρους των παρακάτω συναρτήσεων :

$$f(s, \theta) = \int_{-\ell}^{\ell} B(x) \left\{ \tilde{\zeta}(x) + \frac{s}{h} + \frac{x}{h} \tan \theta \right\} dx \quad (4.29)$$

και

$$m(s, \theta) = \int_{-\ell}^{\ell} xB(x) \left\{ \tilde{\zeta}(x) + \frac{s}{h} + \frac{x}{h} \tan \theta \right\} dx \quad (4.30),$$

εκ των οποίων και οι δύο απαιτούμε να είναι μηδέν στην ισορροπία. Στις εξισώσεις (4.29) και (4.30), η  $\tilde{\zeta}(x)$  βρέθηκε με όρους των  $(s, \theta)$  χρησιμοποιώντας τη μέθοδο ολοκλήρωσης κατά Newton για να λύσουμε την (4.28). Η σωστή λύση επιλέγεται με τον ίδιο τρόπο όπως περιγράφηκε προηγουμένως.

Έστω ότι η σωστή λύση για τα  $(s, \theta)$  είναι η  $(\bar{s}, \bar{\theta})$ , και κάνουμε μια εκτίμηση  $(s_0, \theta_0)$ . Μια προσέγγιση από τη σειρά Taylor ορίζει ότι

$$f(s_0, \theta_0) + \frac{\partial f}{\partial s} (\bar{s} - s_0) + \frac{\partial f}{\partial \theta} (\bar{\theta} - \theta_0) \approx f(\bar{s}, \bar{\theta}) = 0 \quad (4.31)$$

$$m(s_0, \theta_0) + \frac{\partial m}{\partial s} (\bar{s} - s_0) + \frac{\partial m}{\partial \theta} (\bar{\theta} - \theta_0) \approx m(\bar{s}, \bar{\theta}) = 0 \quad (4.32)$$

όπου όλες οι παράγωγοι είναι στο  $(s_0, \theta_0)$ . Αν μπορέσουμε να προσεγγίσουμε τις παραγώγους στις εξισώσεις (4.31) και (4.32), μπορούμε να λύσουμε για το  $(\bar{s}, \bar{\theta})$  και παίρνουμε :

$$\bar{s} \approx s_0 + \frac{f(s_0, \theta_0) \frac{\partial m}{\partial \theta} - m(s_0, \theta_0) \frac{\partial f}{\partial \theta}}{\frac{\partial f}{\partial \theta} \frac{\partial m}{\partial s} - \frac{\partial m}{\partial \theta} \frac{\partial f}{\partial s}} \quad (4.33)$$

$$\bar{\theta} \approx \theta_0 + \frac{f(s_0, \theta_0) \frac{\partial m}{\partial s} - m(s_0, \theta_0) \frac{\partial f}{\partial s}}{\frac{\partial f}{\partial s} \frac{\partial m}{\partial \theta} - \frac{\partial m}{\partial s} \frac{\partial f}{\partial \theta}} \quad (4.34)$$

Για τον υπολογισμό των παραγώγων στις εξισώσεις (4.33) και (4.34) χρειαζόμαστε άλλα δυο σημεία  $(s_1, \theta_1), (s_2, \theta_2)$  και τις τιμές των συναρτήσεων για  $f(s, \theta)$  και  $m(s, \theta)$ . Χρησιμοποιώντας παρόμοιες εκφράσεις με τις (4.31) και (4.32) μπορούμε να γράψουμε :

$$f(s_1, \theta_1) \approx f(s_0, \theta_0) + \frac{\partial f}{\partial s}(s_1 - s_0) + \frac{\partial f}{\partial \theta}(\theta_1 - \theta_0) \quad (4.35)$$

και

$$f(s_2, \theta_2) \approx f(s_0, \theta_0) + \frac{\partial f}{\partial s}(s_2 - s_0) + \frac{\partial f}{\partial \theta}(\theta_2 - \theta_0) \quad (4.36)$$

και ομοίως για τη συνάρτηση  $m(s, \theta)$  με τις παραγώγους να υπολογίζονται πάλι στο  $(s_0, \theta_0)$ .

Τώρα μπορούμε να λύσουμε το σύστημα των εξισώσεων (4.35) και (4.36) για τις μερικές παραγώγους, αφού όλες οι άλλες ποσότητες είναι γνωστές. Έτσι έχουμε :

$$\frac{\partial f}{\partial s} \approx \frac{(\theta_2 - \theta_0)[f(s_1, \theta_1) - f(s_0, \theta_0)] - (\theta_1 - \theta_0)[f(s_2, \theta_2) - f(s_0, \theta_0)]}{(\theta_2 - \theta_0)(s_1 - s_0) - (\theta_1 - \theta_0)(s_2 - s_0)} \quad (4.37)$$

και

$$\frac{\partial f}{\partial \theta} \approx \frac{(s_2 - s_0)[f(\theta_1, s_1) - f(\theta_0, s_0)] - (s_1 - s_0)[f(\theta_2, s_2) - f(\theta_0, s_0)]}{(s_2 - s_0)(\theta_1 - \theta_0) - (s_1 - s_0)(\theta_2 - \theta_0)} \quad (4.38)$$

με όμοιες εκφράσεις για την  $m(s, \theta)$ .

Οι παράγωγοι αυτοί τότε μπορούν να αντικατασταθούν στις (4.33) και (4.34) για το  $(\bar{s}, \bar{\theta})$ . Άραξ και βρέθηκε η καινούρια προσέγγιση από τις εξισώσεις (4.33) και (4.34), η διαδικασία μπορεί να επαναληφθεί χρησιμοποιώντας αυτό το καινούριο σημείο  $(s, \theta)$  και δυο από τα προηγούμενα

σημεία. Για να αποφασίσουμε ποιο από τα προηγούμενα σημεία θα απορρίψουμε, χρησιμοποιούμε εδώ το κριτήριο λάθους  $|f(s_j, \theta_\xi)| + |m(s_j, \theta_\xi)|$ , και απορρίπτουμε το ζευγάρι των τιμών  $(s, \theta)$  με το μεγαλύτερο λάθος. Μια ικανοποιητική λύση επιτυγχάνεται όταν το λάθος γίνει μικρότερο από μια προκαθορισμένη τιμή.

Παρακάτω θα εξεταστούν κάποιες περιπτώσεις για διάφορες μορφές πλοίων.

### ➤ Πλοίο πρισματικής μορφής

Όσον αφορά την περίπτωση πλοίου πρισματικής μορφής που δύναται να έχει squat, τα  $B(x)$  και  $S(x)$  είναι σταθερά κατά μήκος ολόκληρου του πλοίου, που αντιστοιχεί σ' ένα πλοίο σταθερής εγκάρσιας τομής με μια απότομη πλώρη και πρύμνη. Παρόλο που οι υποθέσεις της υδραυλικής θεωρίας παραβιάζονται κοντά στην πλώρη και την πρύμνη, που είναι απότομες η υδραυλική θεωρία είναι έγκυρη μόνο για όλο το υπόλοιπο πλοίο, οπότε η βύθιση και η διαγωγή, επηρεάζονται αμελητέα.

Με τα  $B(x)$  και  $S(x)$  σταθερά, η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας  $\zeta(x)$  είναι επίσης σταθερή κατά μήκος ολόκληρου του πλοίου με κάποια ασυνέχεια στην πλώρη και στην πρύμνη. Σύμφωνα με την αρχή του Αρχιμήδη το πλοίο θα βυθιστεί κατά την ίδια ποσότητα με την ελεύθερη επιφάνεια, δηλαδή η ίσαλος πάντα παραμένει στο ίδιο επίπεδο σε σχέση με το πλοίο.

Επομένως :

$$\sigma = -\zeta \quad (4.39)$$

κάτι που απλοποιεί πολύ τη λύση. Η εξίσωση (4.26) για την  $A(x)$  μετατρέπεται τώρα σε :

$$A(x) = S_0 - S + w\zeta \quad (4.40)$$

Ας σημειωθεί ότι στην περίπτωση αυτή το πλάτος του πλοίου δεν προκαλεί καμιά επιρροή στα υδροδυναμικά, οπότε για περαιτέρω απλοποίηση μπορεί να θεωρηθεί μηδενικό.

Από τα παραπάνω λαμβάνουμε για την  $\tilde{\zeta}(x)$  την εξίσωση :

$$\frac{2}{F_h^2} \tilde{\zeta}^3 + \left[ \frac{4}{F_h^2} \left(1 - \frac{s}{s_0}\right) - 1 \right] \tilde{\zeta}^2 + \left[ \frac{2}{F_h^2} \left(1 - \frac{s}{s_0}\right)^2 - 2 \left(1 - \frac{s}{s_0}\right) \right] \tilde{\zeta} - \left(1 - \frac{s}{s_0}\right)^2 + 1 = 0 \quad (4.41),$$

ενώ η βύθιση  $\sigma$ , η οποία είναι σταθερή κατά μήκους ολόκληρου του πλοίου, βρίσκεται από την (4.39).

### ➤ Πρώρα-πρύμα συμμετρικό πλοίο

Για ένα πρώρα-πρύμα συμμετρικό πλοίο, η υδραυλική θεωρία προβλέπει μηδενική γωνία διαγωγής ( $\theta = 0$ ) αν υπάρχει μια σταθερή λύση. Επομένως το  $\tilde{\sigma}$  είναι σταθερό κατά τον άξονα  $x$ , και απαιτούμε μόνο την εξίσωση ισορροπίας των δυνάμεων επιπρόσθετα στην κυβική εξίσωση (4.28) για την  $\tilde{\zeta}(x)$ . Ενώ για το πρισματικής μορφής πλοίο απλά θεωρήθηκε η βύθιση ίση με τη σταθερή μείωση της ελεύθερης επιφάνειας, για ένα πρώρα - πρύμα συμμετρικό πλοίο η βύθιση είναι ένας ζυγισμένος μέσος όρος της μείωσης της ελεύθερης επιφάνειας.

Ως ένα παράδειγμα ενός πρώρα - πρύμα συμμετρικού πλοίου, ας θεωρήσουμε τη γάστρα του Wigley. Αυτή ορίζεται να έχει σταθερό βύθισμα, με μια παραβολική επιφάνεια ισάλου και παραβολικές εγκάρσιες τομές. Το τοπικό της πλάτος και οι καμπύλες της περιοχής της τομής ικανοποιούν αντίστοιχα τις σχέσεις :

$$B(x) = B_{max} \left(1 - x^2 / \ell^2\right) \quad (4.42)$$

και :

$$S(x) = 2TB(x)/3 \quad (4.43)$$

όπου  $B_{max}$  είναι το μέγιστο πλάτος και  $T$  το βύθισμα.

Για τη γάστρα του Wigley μπορούμε να υπολογίσουμε τους συντελεστές μορφής  $c_{WL}$ ,  $c_M$  και  $c_B$ . Είναι

$$A_w = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} B(x) dx \Rightarrow A_w = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} B_{\max} \left( 1 - \frac{4x^2}{L^2} \right) dx \Rightarrow A_w = \frac{2LB_{\max}}{3}$$

$$c_{WL} = \frac{A_w}{LB_{\max}} \Rightarrow c_{WL} = \frac{\frac{2LB_{\max}}{3}}{LB_{\max}} \Rightarrow c_{WL} = \frac{2}{3}$$

$$c_M = \frac{S(0)}{TB(0)} \Rightarrow c_M = \frac{\frac{2TB(0)}{3}}{TB(0)} \Rightarrow c_M = \frac{2}{3}$$

$$\nabla = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} S(x) dx \Rightarrow \nabla = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{2TB(x)}{3} dx \Rightarrow \nabla = \frac{2T}{3} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} B(x) dx \Rightarrow \nabla = \frac{2T}{3} \frac{2LB_{\max}}{3} \Rightarrow$$

$$\nabla = \frac{4TLB_{\max}}{9}, \quad c_B = \frac{\nabla}{TLB_{\max}} \Rightarrow c_B = \frac{\frac{4TLB_{\max}}{9}}{TLB_{\max}} \Rightarrow c_B = \frac{4}{9}.$$

Επιπλέον, η γάστρα του Wigley έχει παραβολικές εγκάρσιες τομές, δηλαδή είναι της μορφής  $z = f(y) = ay^2 + by + c$  με  $0 \leq y \leq \frac{B}{2}$  και  $0 \leq z \leq T$ .

Πρέπει ι)  $f(0) = 0 \Rightarrow c = 0$

ιι)  $f'(0) = 0 \Rightarrow b = 0$

$$\text{ιιι) } \int_0^{\frac{B}{2}} ay^2 dy = \frac{BT}{2} - \frac{1}{2} \frac{2BT}{3} \Rightarrow \frac{aB^3}{24} = \frac{BT}{6} \Rightarrow a = \frac{4T}{B^2}$$

Επομένως  $z = \frac{4T}{B^2} y^2 \Rightarrow y = \frac{B}{2} \sqrt{\frac{z}{T}}$ . Αλλά  $B = B(x) = B_{\max} \left( 1 - \frac{4x^2}{L^2} \right)$ , οπότε

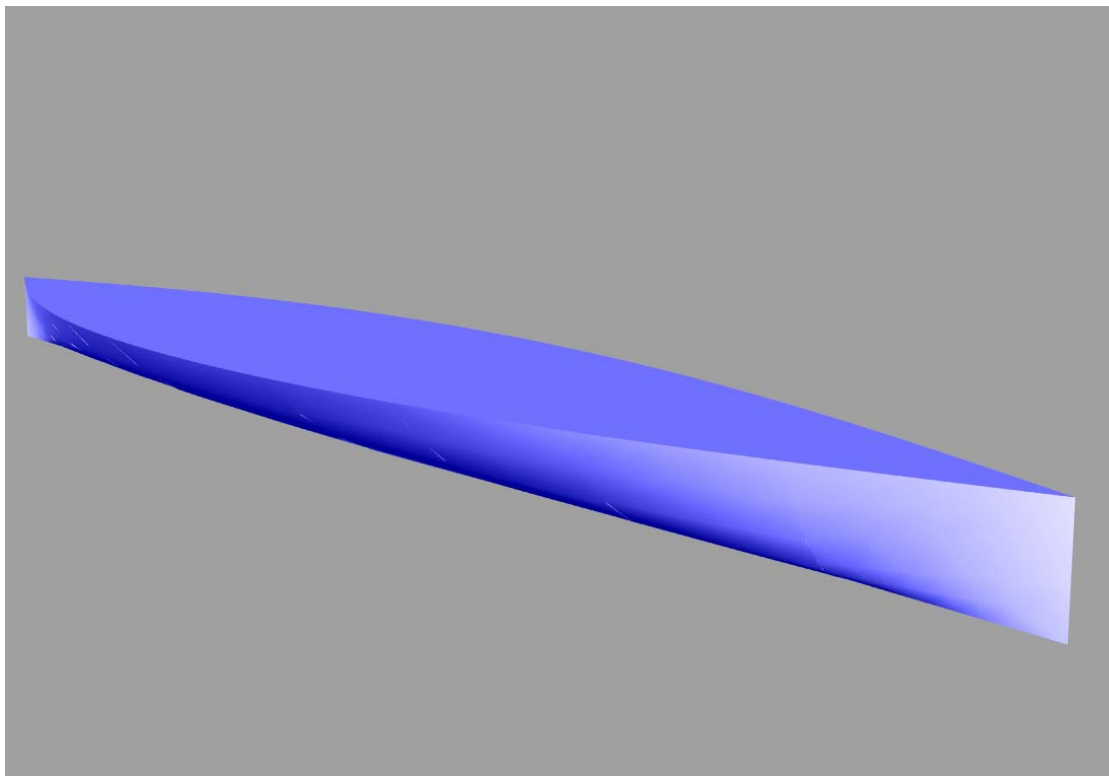
$y = \frac{B_{\max}}{2} \left( 1 - \frac{4x^2}{L^2} \right) \sqrt{\frac{z}{T}}$ . Από την τελευταία εξίσωση μπορούμε να βρούμε τα

σημεία που περιγράφουν την γάστρα του Wigley, για διάφορους νομείς

$(-\frac{L}{2} \leq x \leq \frac{L}{2})$  και ισάλους  $(0 \leq z \leq T)$  από την τρόπιδα μέχρι το βύθισμα, (καθώς δεν έχουμε πληροφορίες για το κοίλο) και στη συνέχεια με εφαρμογή του προγράμματος Rhinoceros λαμβάνουμε τη γάστρα του Wigley.

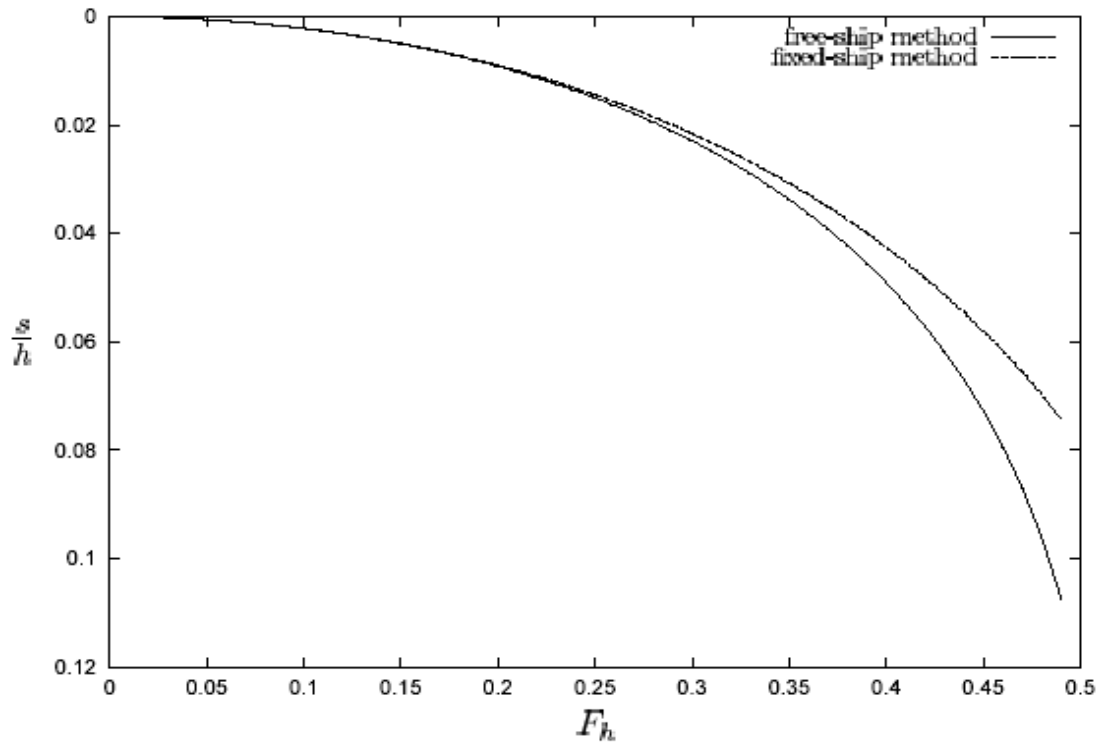
Ημιπλάτη κατά μήκος και καθ' ύψος για τη γάστρα του Wigley

	-100	-80	-60	-40	-20	0	20	40	60	80	100
0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
0.100	0.000	0.759	1.349	1.771	2.024	2.108	2.024	1.771	1.349	0.759	0.000
0.200	0.000	1.073	1.908	2.504	2.862	2.981	2.862	2.504	1.908	1.073	0.000
0.500	0.000	1.697	3.017	3.960	4.525	4.714	4.525	3.960	3.017	1.697	0.000
1.000	0.000	2.400	4.267	5.600	6.400	6.667	6.400	5.600	4.267	2.400	0.000
2.000	0.000	3.394	6.034	7.920	9.051	9.428	9.051	7.920	6.034	3.394	0.000
3.000	0.000	4.157	7.390	9.699	11.085	11.547	11.085	9.699	7.390	4.157	0.000
4.000	0.000	4.800	8.533	11.200	12.800	13.333	12.800	11.200	8.533	4.800	0.000
5.000	0.000	5.367	9.541	12.522	14.311	14.907	14.311	12.522	9.541	5.367	0.000
6.000	0.000	5.879	10.451	13.717	15.677	16.330	15.677	13.717	10.451	5.879	0.000
7.000	0.000	6.350	11.289	14.816	16.933	17.638	16.933	14.816	11.289	6.350	0.000
7.500	0.000	6.573	11.685	15.336	17.527	18.257	17.527	15.336	11.685	6.573	0.000
9.000	0.000	7.200	12.800	16.800	19.200	20.000	19.200	16.800	12.800	7.200	0.000



Σχήμα 4.5 Η γάστρα του Wigley από την τρόπιδα μέχρι το βύθισμα όπως προέκυψε από το πρόγραμμα Rhinoceros.

Για τη μέθοδο του Gourley οι παρακάτω καμπύλες για την μέθοδο ακινητοποιημένου πλοίου και τη μέθοδο ελευθέρου πλοίου χαράχθηκαν με  $L = 2\ell = 200 \text{ m}$ ,  $B_{\max} = 40 \text{ m}$ ,  $T = 9 \text{ m}$ ,  $w = 100 \text{ m}$  και  $h = 12 \text{ m}$ , οπότε  $B_{\max}/w = 0.4$  και ο μέγιστος συντελεστής παρεμπόδισης είναι  $S_{\max}/S_0 = \frac{2}{3} \frac{TB_{\max}}{wh} = 0.2$ .



Σχήμα 4.6. Αδιάστατη βύθιση στο μέσο συναρτήσει του  $F_h$  για γάστρα του Wigley με  $B_{\max}/w = 0.4$  και  $S/S_0 = 0.2$ .

Το παραπάνω διάγραμμα δίνει την αδιάστατη βύθιση  $s/h$  της γάστρας του Wigley ως μια συνάρτηση του  $F_h$ . Το εύρος του επιλεγμένου  $F_h$  είναι από 0 μέχρι 0.49, που είναι και το ανώτερο όριο της σταθερής υποκρίσιμης ροής για αυτό το πλοίο και το κανάλι. Όπως μπορεί να διακρίνει κανείς η μέθοδος ακινητοποιημένου πλοίου παρέχει μια καλή προσέγγιση όταν ο  $F_h$  είναι μικρός, κάτι που είναι εξάλλου αναμενόμενο γιατί η  $\zeta$  και η  $\sigma$  είναι επίσης μικρές και η ροή δεν έχει επηρεαστεί σημαντικά επιτρέποντας στο πλοίο να έχει squat.

Ωστόσο, για μεγαλύτερους αριθμούς  $F_h$ , υπάρχει μια σημαντική αύξηση στη βύθιση για την free – ship μέθοδο σε σχέση με αυτήν που

προβλέφθηκε χρησιμοποιώντας την fixed-ship μέθοδο. Αυτό συμβαίνει γιατί η βύθιση είναι αρκετά μεγάλη ώστε να επηρεάσει σημαντικά τη ροή. Συγκεκριμένα, η βύθιση του πλοίου αυξάνει την περιοχή της τομής της γάστρας, προκαλώντας μεγαλύτερη μείωση της ελεύθερης επιφάνειας απ' ό,τι το ακινητοποιημένο πλοίο και δίνοντας μια μεγαλύτερη προβλεπόμενη βύθιση. Σε μεγαλύτερους αριθμούς  $F_h$  η απόκλιση γίνεται ακόμα πιο μεγάλη, όπως φαίνεται και από το διάγραμμα.

### ➤ Γάστρα Marad L-Series

Ας θεωρήσουμε τώρα μια γάστρα Marad L-Series [8] ίδιου μήκους, βυθίσματος και μέγιστου πλάτους όπως η γάστρα Wigley, να ταξιδεύει κατά μήκος του ίδιου καναλιού. Αυτό το πλοίο είναι περισσότερο πρισματικό, οπότε ο μέγιστος συντελεστής παρεμπόδισης, είναι  $S_{\max}/S_0 = 0.297$  ( $c_m = 0.994$ ). Εξ' αιτίας του μεγαλύτερου συντελεστή παρεμπόδισης, η βύθιση τώρα είναι μεγαλύτερη από τη βύθιση της γάστρας του Wigley για δοσμένο αριθμό  $F_h$ , ενώ το ανώτερο όριο της σταθερής υποκρίσιμης ροής είναι πιο μικρό και είναι  $F_h = 0.38$ .

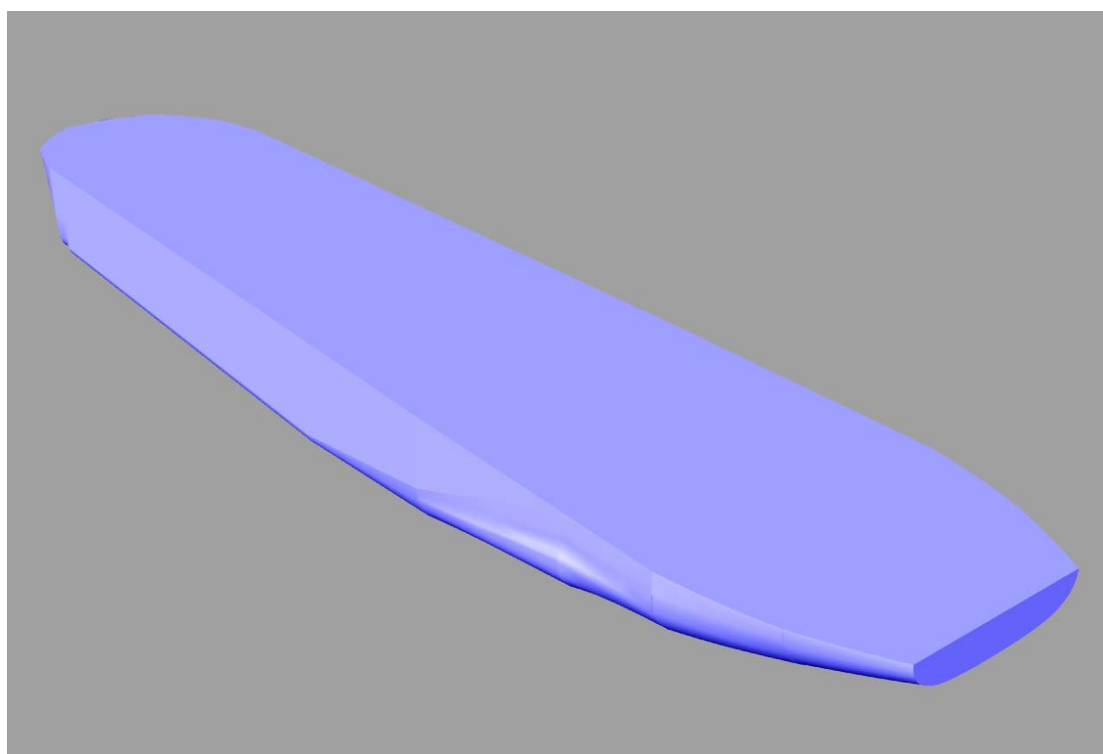
Η γάστρα αυτή έχει  $c_B = 0.850$ ,  $c_M = 0.994$  και  $c_{WL} = 0.966$ . Τα σημεία που περιγράφουν την μορφή της γάστρας Marad L – Series, προέκυψαν για τις τιμές  $L = 200m$ ,  $B_{\max} = 40m$ ,  $T = 9m$  και  $D = 13.5m$  από το βιβλίο του Roseman [8] για μερικούς νομείς και ισάλους. Το πλάτος στην ίσαλο πλευσης είναι σταθερό για  $-73.48m \leq x \leq 76.00m$ , ενώ το παράλληλο τμήμα είναι για  $-20.60m \leq x \leq 68.00m$ . Ύστερα, με το πρόγραμμα Rhinoceros κατασκευάσαμε την μορφή της γάστρας που απεικονίζεται στο σχήμα 4.7.

#### Ημιπλάτη κατά μήκος και καθ' ύψος για τη γάστρα Marad L - Series

	-109.93	-100.00	-86.77	-73.48	-47.07	-20.60	0.00	68.00	76.00	86.67	98.67
0.00			0.034	1.200	5.066	17.458	17.458	17.458	13.279	5.958	
0.45			0.924	4.016	12.566	19.084	19.084	19.084	17.000	9.966	



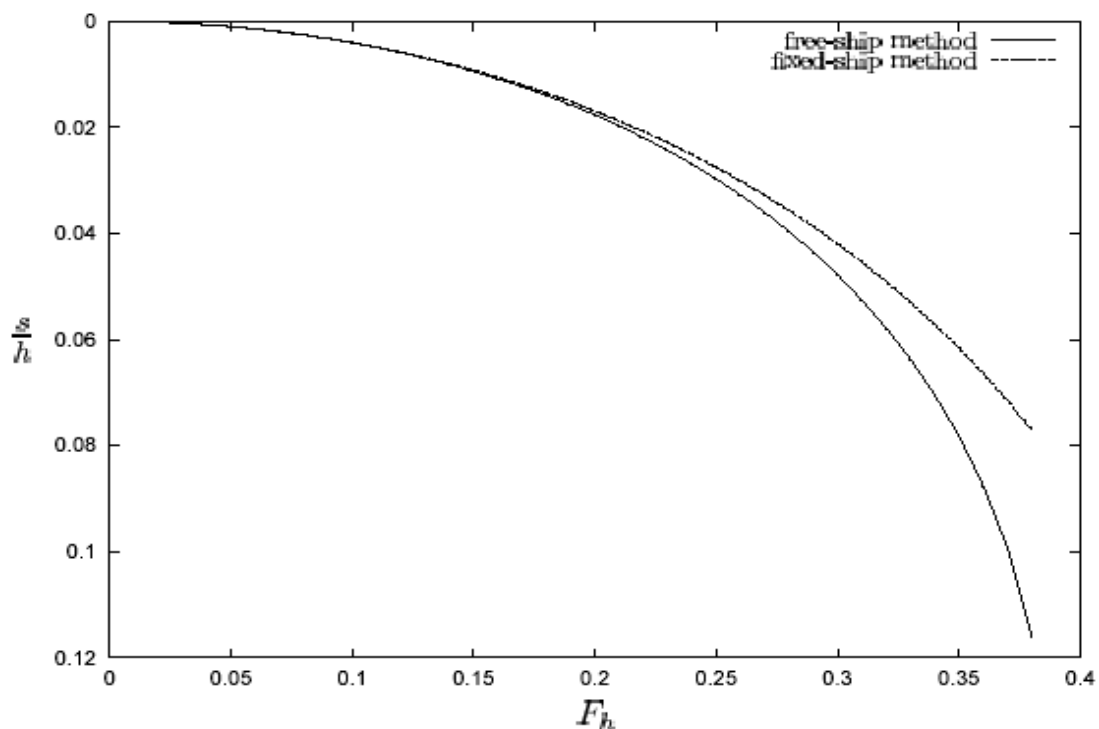
0.90			1.316	5.266	16.058	19.624	19.624	19.624	17.967	11.334	1.058
1.35			1.560	6.358	17.558	19.916	19.916	19.916	18.467	12.358	1.984
1.80			1.758	7.442	18.424	20.000	20.000	20.000	18.796	13.150	2.624
2.25			1.908	8.574	18.934	20.000	20.000	20.000	18.983	13.766	3.150
2.70			2.034	9.792	19.284	20.000	20.000	20.000	19.108	14.208	3.534
3.15			2.166	11.250	19.542	20.000	20.000	20.000	18.709	14.566	3.858
3.60			2.324	12.908	19.708	20.000	20.000	20.000	19.292	14.874	4.092
4.05			2.624	14.550	19.834	20.000	20.000	20.000	19.354	15.116	4.316
4.50			3.366	16.000	19.874	20.000	20.000	20.000	19.404	15.324	4.500
4.95			5.124	17.112	19.934	20.000	20.000	20.000	19.437	15.516	4.674
5.40			9.000	17.970	20.000	20.000	20.000	20.000	19.467	15.666	4.824
5.85			12.266	18.654	20.000	20.000	20.000	20.000	19.507	15.808	4.974
6.30			14.574	19.146	20.000	20.000	20.000	20.000	19.557	15.934	5.092
6.75			16.066	19.512	20.000	20.000	20.000	20.000	19.602	16.066	5.234
7.20			17.074	19.724	20.000	20.000	20.000	20.000	19.647	16.174	5.374
7.65		5.466	17.800	19.840	20.000	20.000	20.000	20.000	19.707	16.292	5.484
8.10		9.966	18.316	19.916	20.000	20.000	20.000	20.000	19.764	16.392	5.592
8.55		12.250	18.660	19.950	20.000	20.000	20.000	20.000	19.833	16.500	5.700
9.00		13.558	18.950	20.000	20.000	20.000	20.000	20.000	20.000	16.592	5.834
9.90	6.474	15.050	19.250	19.501	20.000	20.000	20.000	20.000	20.000	16.758	6.058
10.80	9.642	15.842	19.408	19.606	20.000	20.000	20.000	20.000	20.000	16.924	6.374
11.70	10.934	16.234	19.434	19.623	20.000	20.000	20.000	20.000	20.000	17.066	6.766
12.60	11.484	16.408	19.434	19.623	20.000	20.000	20.000	20.000	20.000	17.200	7.258
13.50	11.550	16.424	19.434	19.623	20.000	20.000	20.000	20.000	20.000	17.316	7.900



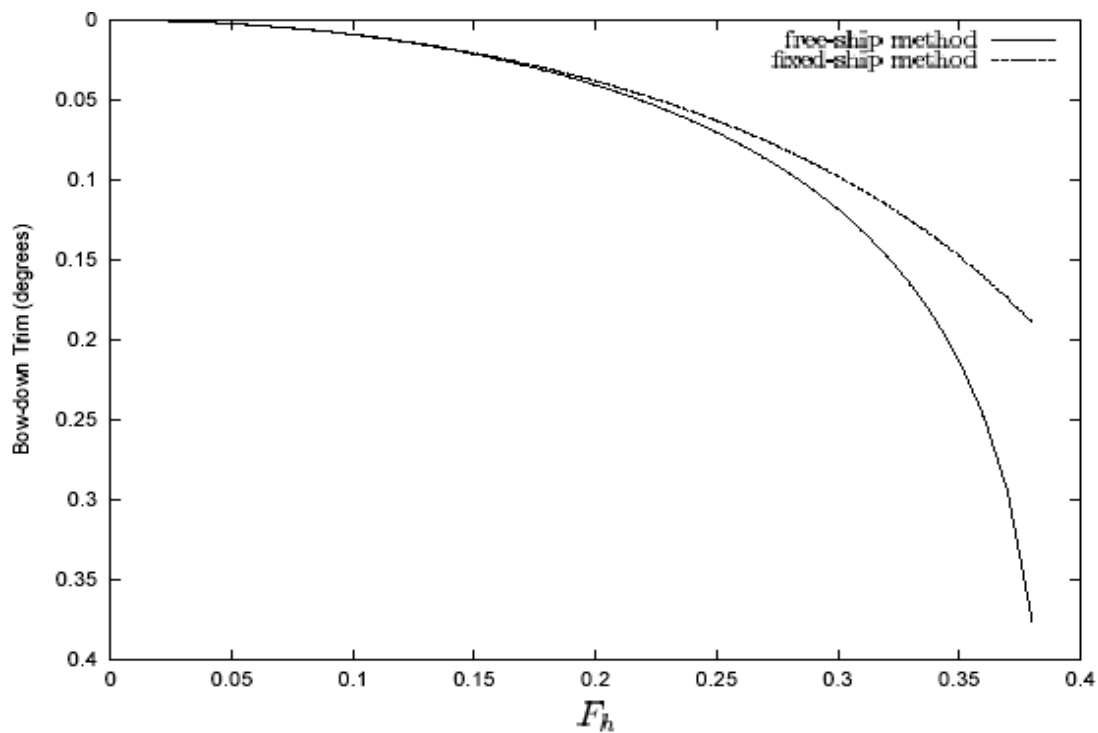
*Σχήμα 4.7 Η γάστρα της Marad L – Series από την τρόπιδα μέχρι το κούλο όπως προέκυψε από το πρόγραμμα Rhinoceros.*

Σχετικά με το squat, όπως φαίνεται από το σχήμα 4.8 παρατηρούμε ξανά ότι η μέθοδος ακινητοποιημένου πλοίου υποεκτιμά πολύ τη βύθιση για μεγαλύτερους αριθμούς  $F_h$ . Στο σχήμα 4.9 έχει παρασταθεί η γωνία διαγωγής της γάστρας Marad συναρτήσει του  $F_h$ . Επειδή η  $S(x)$  είναι μεγαλύτερη κοντά στην πλώρη από ότι στην πρύμνη για το πλοίο αυτό, η διαγωγή είναι έμπρομη. Όπως βλέπουμε η διαγωγή του ελεύθερου πλοίου αυξάνει σημαντικά από την πρόβλεψη του ακινητοποιημένου πλοίου όταν επιτρέψουμε στο πλοίο να έχει squat και το σφάλμα είναι μεγάλο.

Σε επόμενο κεφάλαιο θα συγκριθούν τα αποτελέσματα της μεθόδου του Gourley με αυτά που εξήχθησαν από τα προγράμματα που κατασκευάσαμε σε γλώσσα προγραμματισμού visual fortran 5 και θα γίνουν τα αντίστοιχα διαγράμματα για τη γάστρα του Wigley και τη γάστρα Marad L-Series.



Σχήμα 4.8. Αδιάστατη βύθιση στο μέσο συναρτήσει του  $F_h$  για γάστρα Marad L – Series με  $B_{\max} / w = 0.4$  και  $S / S_o = 0.2$ .



Σχήμα 4.9. Γωνία διαμήκους κλίσης συναρτήσει του  $F_h$  για γάστρα Marad L – Series με  $B_{\max} / w = 0.4$  και  $S / S_o = 0.2$ .

#### 4.4 Η ύπαρξη της σταθερής ροής

Κατά την εύρεση της σωστής λύσης για την ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας στη μέθοδο ακινητοποιημένου πλοίου, βρήκαμε ότι δε θα υπάρχει σταθερή λύση σε μια ‘κρίσιμη’ περιοχή γύρω από  $F_h = 1$ . Στην κρίσιμη αυτή περιοχή, δε θα υπάρχει παραδεκτή σταθερή υδραυλική θεωρία για την οποία οι συνθήκες της συνέχειας και του Bernoulli μπορούν να ικανοποιηθούν ταυτόχρονα. Θα υπολογίσουμε τους ‘οριακούς’ αυτούς αριθμούς  $F_h$ ,  $F_{\text{lim}}^-$  και  $F_{\text{lim}}^+$ , έτσι ώστε να μην υπάρχει σταθερή υδραυλική θεωρία όταν  $F_{\text{lim}}^- < F_h < F_{\text{lim}}^+$ . Όπως με τη βύθιση και τη διαγωγή, οι τιμές των  $F_{\text{lim}}^-$  και  $F_{\text{lim}}^+$  μεταβάλλονται όταν επιτρέψουμε στο πλοίο να έχει squat.

Ας θεωρήσουμε τη γενική περίπτωση ενός πλοίου που δύναται να έχει squat. Από την εξίσωση της συνέχειας και την εξίσωση του Bernoulli, προκύπτουν οι εξισώσεις:

$$\tilde{\zeta} = \frac{I}{I - \frac{B}{w}} \left( \frac{I}{q} - I + \frac{S}{S_0} + \tilde{\sigma} \frac{B}{w} \right)$$

(4.44) και :

$$\tilde{\zeta} = \frac{F_h^2}{2} (I - \tilde{q}^2) \quad (4.45)$$

Όπως είδαμε στην εύρεση της σωστής λύσης για την  $\zeta(x)$  τόσο για μικρούς όσο και για μεγάλους αριθμούς  $F_h$ , οι καμπύλες της συνέχειας και του Bernoulli είχαν δύο σημεία τομής, ενώ για ενδιάμεσους αριθμούς  $F_h$  δεν υπάρχουν σημεία τομής, δηλαδή δεν υπάρχει σταθερή λύση. Επομένως τα όρια της κρίσιμης περιοχής θα εμφανιστούν σ' εκείνους τους αριθμούς  $F_h$  για τους οποίους οι καμπύλες της συνέχειας και του Bernoulli εφάπτονται μεταξύ τους. Αυτό συμβαίνει όταν εξισωθούν οι παράγωγοι  $d\tilde{\zeta}/d\tilde{q}$  των παραπάνω καμπυλών, οπότε :

$$-\frac{1}{\tilde{q}^2 \left(1 - \frac{B}{w}\right)} = -F_h^2 \tilde{q} \quad (4.46)$$

και από το σύστημα των (4.44) και (4.45) παίρνουμε

$$\frac{1}{1 - \frac{B}{w}} \left( \frac{1}{\tilde{q}} - 1 + \frac{S}{S_0} + \tilde{\sigma} \frac{B}{w} \right) = \frac{F_h^2}{2} (I - \tilde{q}^2) \quad (4.47)$$

Από τις εξισώσεις (4.46) και (4.47) παίρνουμε την παρακάτω υπερβατική εξίσωση που δίνει τους οριακούς αριθμούς  $F_h$  :

$$3 \left[ F_h^2 \left( I - \frac{B}{w} \right) \right]^{\frac{1}{3}} - F_h^2 \left( I - \frac{B}{w} \right) = 2 \left( I - \frac{S}{S_0} - \tilde{\sigma} \frac{B}{w} \right) \quad (4.48)$$

Για παράδειγμα, με τις παραμέτρους του σχήματος 4.3 ( $S/S_0 = 0.1$ ,  $B/w = 0.15$  και  $\tilde{\sigma} = 0$ ) παίρνουμε τις δύο λύσεις  $F_{lim}^- = 0.6755$  και  $F_{lim}^+ = 1.5125$ , κάτι που φαίνεται στο σχήμα 4.10, όπου έχουν απεικονιστεί οι καμπύλες του Bernoulli μαζί με την εξίσωση της συνέχειας για καθέναν από

αυτούς τους αριθμούς  $F_h$ , και όπως βλέπουμε οι καμπύλες της συνέχειας και του Bernoulli γίνονται εφαπτόμενες μεταξύ τους σ' αυτούς τους οριακούς αριθμούς Froude.

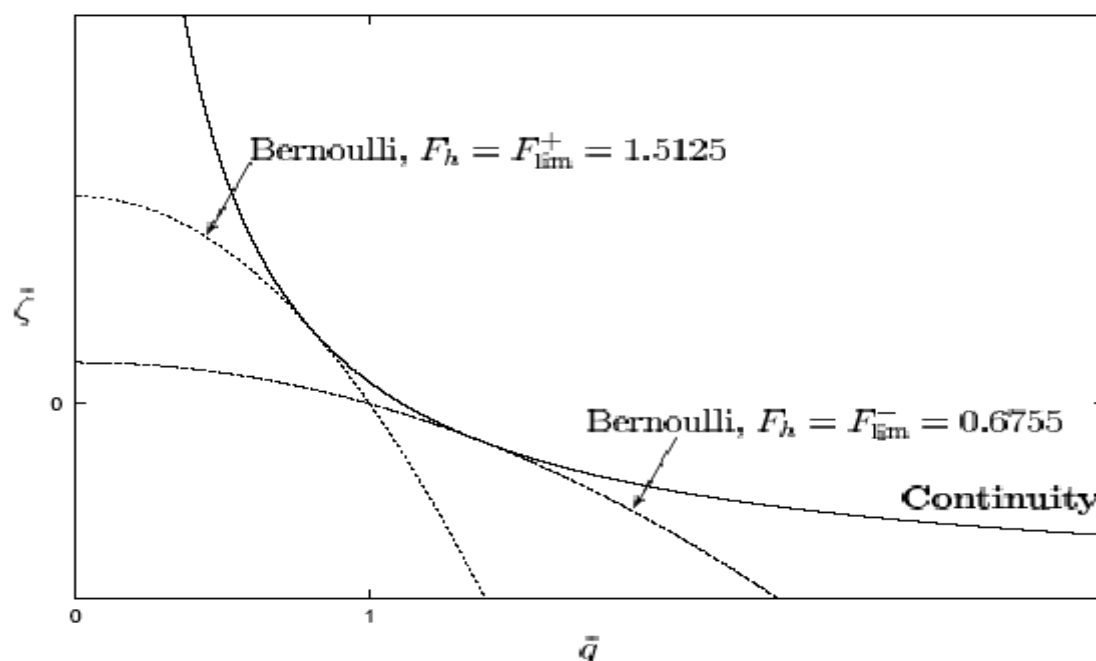
Πρέπει όμως να σημειωθεί ότι οι παραπάνω λύσεις βρέθηκαν τοπικά, για συγκεκριμένο σταθμό  $x$  κατά μήκος του πλοίου. Σε διαφορετική θέση  $x$  θα υπάρχουν διαφορετικές τιμές  $B(x)$  και  $S(x)$  οπότε και διαφορετικοί οριακοί αριθμοί  $F_h$ . Επομένως για να υπάρχει σταθερή ροή κατά μήκος ολόκληρου του πλοίου οι οριακοί αριθμοί  $F_h$  θα πρέπει να δίνονται από τις σχέσεις :

$$F_{\text{lim}}^- = \min_x F^-(x) \quad (4.49)$$

και :

$$F_{\text{lim}}^+ = \max_x F^+(x) \quad (4.50)$$

όπου  $F^-(x)$  και  $F^+(x)$  είναι οι λύσεις της εξίσωσης (4.48). Οι οριακές αυτές τιμές μπορούν να εμφανιστούν οπουδήποτε κατά μήκος του πλοίου, παρόλο που συνήθως εμφανίζονται στην εγκάρσια τομή του πλοίου με τη μεγαλύτερη περιοχή.



Σχήμα 4.10. Εξάρτηση του αδιάστατου ύψους ελεύθερης επιφάνειας και της αδιάστατης ταχύτητας του ρευστού για την εξίσωση του Bernoulli και την εξίσωση της συνέχειας στους οριακούς αριθμούς  $F_h$ .

➤ **Η εξάρτηση των οριακών αριθμών  $F_h$  από τους λόγους  $S/S_0$  και  $B/w$**

Ας εξετάσουμε πως επηρεάζονται οι τοπικοί οριακοί αριθμοί  $F_h$ , και κατά συνέπεια και οι ακραίες τιμές τους, από το συντελεστή παρεμπόδισης  $S/S_0$  και το λόγο πλάτους πλοίου προς πλάτος καναλιού. Αν αυξηθεί ο λόγος  $S/S_0$  τότε ο  $F^-$  μειώνεται ενώ ο  $F^+$  αυξάνεται, δηλαδή είναι πιο δύσκολο να υπάρχει σταθερή ροή, αφού το διάστημα μέσα στο οποίο δεν υπάρχει σταθερή ροή γίνεται πιο μεγάλο.

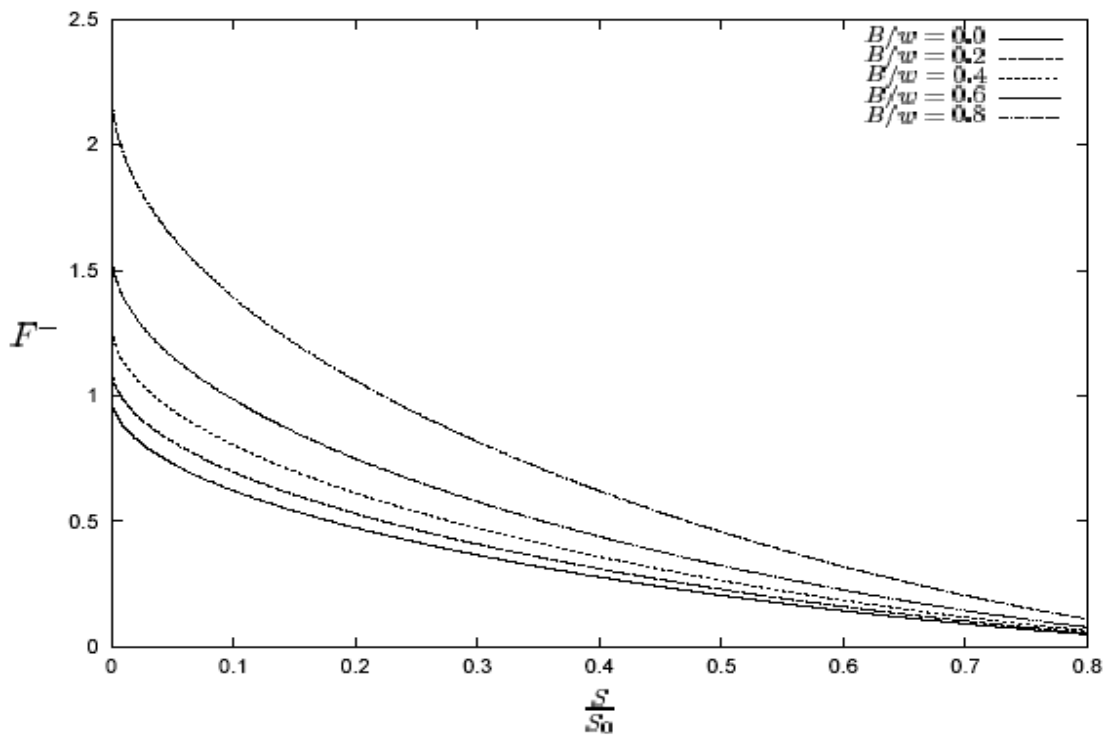
Αν γράψουμε τις (4.49) και (4.50) στη μορφή :

$$F^- = \frac{I}{\sqrt{I - \frac{B}{w}}} G^- \left( \frac{S}{S_0} \right) \quad (4.51)$$

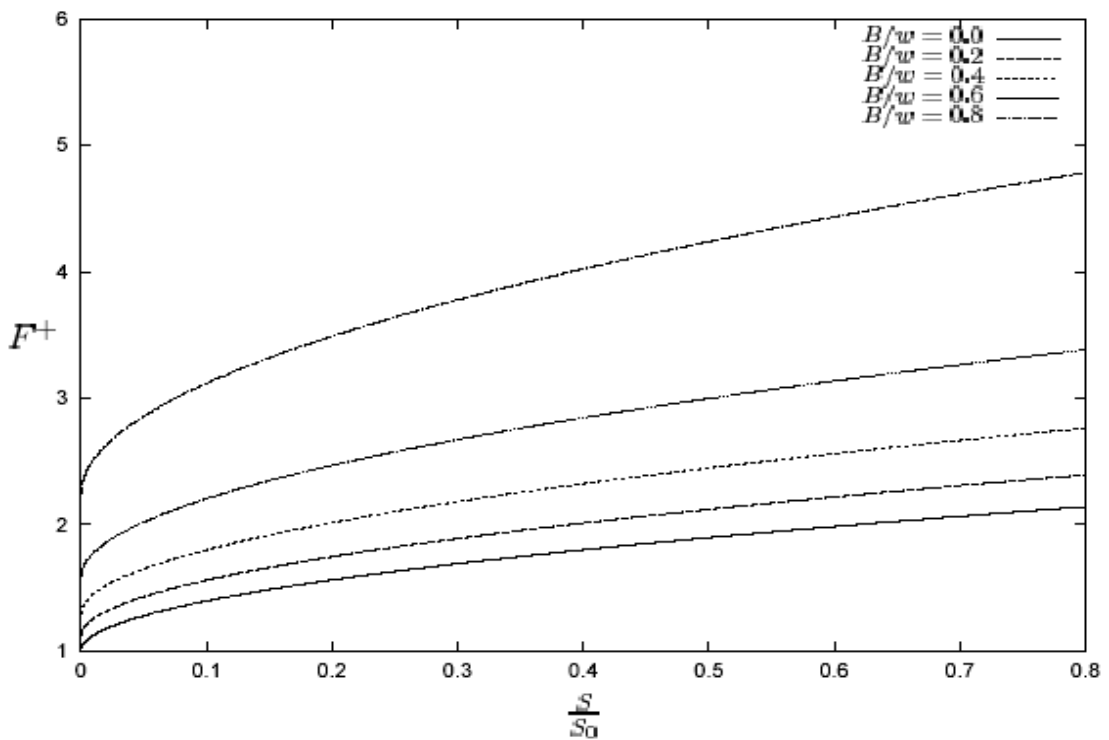
και :

$$F^+ = \frac{I}{\sqrt{I - \frac{B}{w}}} G^+ \left( \frac{S}{S_0} \right) \quad (4.52)$$

για κάποιες συναρτήσεις  $G^-, G^+$  φαίνεται πως αύξηση του λόγου  $B/w$ , με σταθερό το λόγο  $S/S_0$ , θα προκαλέσει αύξηση των οριακών αριθμών  $F_h$  κατά ένα παράγοντα  $I/\sqrt{I - \frac{B}{w}}$ . Ας σημειωθεί ότι το  $F^-$  μειώνεται με το  $S/S_0$ , αλλά αυξάνεται με το  $B/w$ . Τα παραπάνω έχουν παρασταθεί στα σχήματα 4.11 και 4.12 για ένα εύρος συντελεστών παρεμπόδισης και λόγων πλάτους πλοίου προς πλάτος καναλιού.



Σχήμα 4.11. Τοπικός οριακός αριθμός  $F_h$  για σταθερή υποκρίσιμη ροή γύρω από ακινητοποιημένο πλοίο συναρτήσει του συντελεστή παρεμπόδισης.



Σχήμα 4.12. Τοπικός οριακός αριθμός  $F_h$  για σταθερή υπερκρίσιμη ροή γύρω από ακινητοποιημένο πλοίο συναρτήσει του συντελεστή παρεμπόδισης.

Από το σχήμα 4.11 βλέπουμε πως μπορεί να έχουμε  $F^- > 1$ , κάτι που είναι πιθανό να ισχύει για ένα πρισματικό πλοίο, και μάλιστα κατά μήκος ολόκληρου του πλοίου, τότε θα είναι  $F^-_{lim} > 1$ . Για το λόγο αυτό, ένα ακινητοποιημένο πρισματικό πλοίο μικρού βυθίσματος και μεγάλου πλάτους μπορεί να διατηρήσει σταθερή ροή, σύμφωνα με την υδραυλική θεωρία, σε αριθμούς  $F_h$  μέχρι και παραπάνω από 1. Ωστόσο, αυτό δεν ισχύει στην πράξη, καθώς οι παραδοχές για μονοδιάστατη ροή παραβιάζονται σε μια απότομη πλώρη ή πρύμνη και η υδραυλική θεωρία δεν είναι έγκυρη

Επίσης, εξ' αιτίας της αντιθετικής εξάρτησης του  $F^-$  από το  $S$  και το  $B$ , η 'κρίσιμη τομή' του πλοίου, όπου  $F^-_{lim} = F^-$ , δε χρειάζεται απαραίτητα να είναι η τομή με τη μεγαλύτερη περιοχή, δηλαδή θα μπορούσε να εμφανιστεί οπουδήποτε κατά μήκος του πλοίου, ακόμα και άκρα. Για παράδειγμα, μια τομή με μικρό συντελεστή παρεμπόδισης αλλά μεγάλο λόγο πλάτος πλοίου / πλάτος καναλιού μπορεί να έχει  $F^- > 1$ , επομένως αν το πλοίο έχει απότομη πλώρη ή πρύμνη, πρέπει να έχει  $F^- = 1$  στα άκρα (γιατί  $F^- \rightarrow 1$  καθώς τα  $S, B \rightarrow 0$ ). Επομένως στην περίπτωση αυτή το πλοίο διατηρεί σταθερή ροή σε αριθμούς  $F_h$  μέχρι 1, όταν τα άκρα υπαγορεύουν το ξεκίνημα μη σταθερή ροής.

Τέλος, το σημείο όπου ο  $F^-$  ελαχιστοποιείται δε θα είναι γενικά το ίδιο σημείο όπου ο  $F^+$  μεγιστοποιείται, δηλαδή, η κρίσιμη τομή που καθορίζει τον  $F^-_{lim}$  δε θα είναι πάντα η ίδια κρίσιμη τομή που καθορίζει τον  $F^+_{lim}$ .

### ➤ Ακινητοποιημένο πλοίο

Για ένα ακινητοποιημένο πλοίο, χρειάζεται μόνο να θεωρήσουμε την ειδική περίπτωση της εξίσωσης (4.48) στην οποία  $\tilde{\sigma} = 0$ . Στην περίπτωση αυτή οι οριακοί αριθμοί  $F_h$  είναι οι λύσεις της εξίσωσης

$$3 \left[ F_h^2 \left( I - \frac{B}{w} \right) \right]^{\frac{1}{3}} - F_h^2 \left( I - \frac{B}{w} \right) = 2 \left( I - \frac{S}{S_0} \right) \quad (4.53).$$



➤ **Πρισματικής μορφής πλοίο ελεύθερο να έχει squat**

Όπως αναφέρθηκε σε προηγούμενη παράγραφο οι υδραυλικές εξισώσεις για ένα πρισματικό πλοίο που δύναται να έχει squat μπορούν να προκύψουν θέτοντας  $B = 0$  στις γενικές υδραυλικές εξισώσεις ελευθέρου πλοίου. Αν θέσουμε  $B = 0$  στην εξίσωση (4.48), βρίσκουμε ότι οι οριακοί αριθμοί  $F_h$  ικανοποιούν την εξίσωση :

$$3F_h^{2/3} - F_h^2 = 2\left(1 - \frac{S}{S_0}\right) \quad (4.54)$$

και αφού ο λόγος  $S/S_0$  είναι σταθερός κατά μήκος ολόκληρου του πλοίου δε χρειάζεται εύρεση ακραίων τιμών.

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ V

## ΤΑ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΑ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ ΑΥΤΗΣ

Για όλες τις περιπτώσεις που αναφέρθηκαν μέχρι τώρα, δηλαδή υπολογισμός του squat μέσω εμπειρικών μεθόδων, και αναλυτικός υπολογισμός για στενά κανάλια αναπτύχθηκαν τα αντίστοιχα προγράμματα που δίνουν το squat συναρτήσει των βασικών μεγεθών του πλοίου και του καναλιού. Όλοι οι κώδικες έγιναν σε γλώσσα προγραμματισμού Fortran 90 στην έκδοση Visual Fortran 5 και όπου χρειάστηκε έγινε χρήση των numerical libraries. Ακολουθεί η περιγραφή της κατασκευής των προγραμμάτων.

### 5.1 Τα προγράμματα των εμπειρικών μεθόδων

Στα προγράμματα των εμπειρικών μεθόδων δεν απαιτείται τίποτα το ιδιαίτερο παρά μια εισαγωγή των βασικών παραμέτρων για το πλοίο και το κανάλι, όπως μήκος, πλάτος βύθισμα, συντελεστής γάστρας και μέσης τομής, ταχύτητα πλοίου και πλάτος και βάθος καναλιού. Στη συνέχεια με τη βοήθεια των εξισώσεων που αναφέρθηκαν στο τρίτο κεφάλαιο πραγματοποιείται ο υπολογισμός του squat. Το πρόγραμμα αφήνεται να τρέξει και για τις περιπτώσεις που κάποια από τις παραμέτρους είναι εκτός ορίων και δίνει το σχετικό μήνυμα.

### 5.2 Οι υπορουτίνες πλάτους και περιοχής εγκάρσιας τομής

Για τους επόμενους κώδικες χρειάστηκε να έχουμε συναρτήσεις που να δίνουν το πλάτος και την περιοχή της εγκάρσιας τομής σε κάθε θέση κατά μήκος του πλοίου. Οι συναρτήσεις αυτές οι οποίες είναι τρικλαδικές ( πρύμνη, παράλληλο τμήμα και πλώρη) προέκυψαν με εισαγωγή δεδομένων πλάτους και περιοχής εγκάρσιας τομής για ορισμένους νομείς του πλοίου, όχι απαραίτητα τους ίδιους, και με την εφαπτομενικότητα να εξασφαλίζεται στα σημεία αρχής

και τέλους του παράλληλου τμήματος (μηδενική κλίση). Οι συναρτήσεις για την πρύμνη και την πλώρη, είναι πολυωνυμικές, οι συντελεστές των οποίων προκύπτουν από την επίλυση συστήματος εξισώσεων με κλήση του υποπρογράμματος `peqnf` της βιβλιοθήκης προγραμμάτων της `fortran`. Αφού λοιπόν βρεθούν οι συναρτήσεις πλάτους και περιοχής εγκάρσιας τομής χρησιμοποιούνται συνέχεια ως υπορουτίνες (`subroutines`) στα επόμενα προγράμματα.

### 5.3 Τα προγράμματα της μεθόδου ακινητοποιημένου πλοίου

Για τη μέθοδο ακινητοποιημένου πλοίου πραγματοποιήθηκε πρόγραμμα τόσο για την μη γραμμικοποιημένη όσο και για την γραμμικοποιημένη λύση. Για τα προγράμματα αυτά απαιτείται η εισαγωγή μόνο του μήκους του πλοίου του πλάτους και βάθους του καναλιού. Ύστερα υπολογίζεται το εμβαδόν της ισάλου, η ροπή διαμήκους κλίσης και η δεύτερη ροπή επιφανείας περί τον εγκάρσιο άξονα στο μέσο νομέα.

Για τη γραμμικοποιημένη λύση υπολογίζεται στη συνέχεια το ύψος της ελεύθερης επιφάνειας και μετά το `squat` στο μέσο του πλοίου και η γωνία διαμήκους κλίσης από τις σχέσεις που αναφέρθηκαν στο τέταρτο κεφάλαιο. Όπως και στις εμπειρικές, έτσι και εδώ δεν έχει εξασφαλιστεί η ύπαρξη σταθερής ροής κάτι που μπορεί να πραγματοποιηθεί με τη μη γραμμικοποιημένη λύση.

Για τη μη γραμμικοποιημένη λύση καλείται η `zreal` από τις βιβλιοθήκες της `fortran` και βρίσκονται τα όρια μεταξύ των οποίων δεν υπάρχει σταθερή ροή, ενδεχόμενη απουσία της οποίας καθιστά μη έγκυρη την συνέχεια της επίλυσης του προβλήματος, όπως έχει αναφερθεί στο προηγούμενο κεφάλαιο. Αν υπάρχει σταθερή ροή τότε υπολογίζεται το ύψος ελεύθερης επιφάνειας με χρήση της `zreal`, και μετά το `squat` στο μέσο του πλοίου και η γωνία διαμήκους κλίσης.

Οι υπορουτίνες πλάτους και περιοχής εγκάρσιας τομής που είχαν βρεθεί προηγουμένως χρησιμοποιούνται και στις δυο περιπτώσεις, και επιπλέον για τη γραμμικοποιημένη λύση κατασκευάζεται υπορουτίνα για το ύψος της ελεύθερης επιφάνειας ενώ για τη μη γραμμικοποιημένη λύση κατασκευάζονται υπορουτίνες για το ύψος της ελεύθερης επιφάνειας και για την εύρεση των ορίων σταθερής ροής.

#### **5.4 Το πρόγραμμα υπολογισμού για την μέθοδο ελευθέρου πλοίου**

Όπως και πριν, έτσι και τώρα αρχικά εισάγεται το μήκος του πλοίου το πλάτος και το βάθος του καναλιού και υπολογίζεται το εμβαδόν της ισάλου, η ροπή διαμήκου κλίσης και η δεύτερη ροπή επιφανείας περί τον εγκάρσιο άξονα στο μέσο νομέα. Στη συνέχεια καλούνται οι υπορουτίνες πλάτους και περιοχής εγκάρσιας τομής και υπολογίζεται το πλάτος και η περιοχή σε 51 θέσεις (έγιναν 50 ισοδιαμερίσεις του μήκους του πλοίου) κατά μήκος του πλοίου. Η χρήση του υποπρογράμματος `peqnf` επιλύει εδώ το σύστημα, άγνωστοι του οποίου είναι τα ύψη της ελεύθερης επιφάνειας στις παραπάνω θέσεις, το `squat` στο μέσο του πλοίου και η γωνία διαμήκου κλίσης.

Τα εξαγόμενα αποτελέσματα όμως θα πρέπει να ελεγχθούν ως προς την ύπαρξη σταθερής ροής, κάτι που γίνεται μέσω της εξίσωσης (4.48) που δίνει τα όρια της σταθερής ροής. Συγκεκριμένα για κάθε ζεύγος τιμών βύθισης και διαγωγής που προκύπτει εξετάζεται αν ο μικρότερος (εφόσον ασχολούμαστε με την υποκρίσιμη ροή) αριθμός Froude που προκύπτει μέσω της εξίσωσης που δίνει τα όρια της σταθερής ροής είναι μεγαλύτερος από τον αριθμό Froude για τον οποίο υπολογίστηκε η βύθιση και η διαγωγή. Ξεκινάμε από μικρές ταχύτητες και αυξάνουμε σταδιακά την ταχύτητα μέχρι ο μικρότερος αριθμός Froude που προκύπτει από την λύση της εξίσωσης (4.48) για τα όρια της σταθερής ροής, ξεπεράσει τον αριθμό Froude για τον οποίο υπολογίστηκε η βύθιση και η διαγωγή. Αυτό το κάνουμε για πολλές θέσεις κατά μήκος του πλοίου και βρίσκουμε τον  $F_h$ .

Επιπλέον έχουμε παρατηρήσει ότι όταν η ροή παύει να είναι σταθερή η γωνία διαμήκους κλίσης έχοντας φτάσει σ' ένα μέγιστο αρχίζει να πέφτει. Η μικρότερη τιμή από αυτήν που είχαμε βρει προηγουμένως και από αυτήν με την αλλαγή της μονοτονίας της γωνίας δίνει το όριο της σταθερής υποκρίσιμης ροής. Το ανώτερο όριο πάνω από το οποίο έχουμε σταθερή υπερκρίσιμη ροή δεν μας ενδιαφέρει άμεσα, αλλά μπορεί να βρεθεί με παρόμοιο τρόπο.

### **5.5 Υπολογισμοί για τη γάστρα του Wigley**

Για τα παραπάνω προγράμματα κρίθηκε σκόπιμο να συγκριθούν τα αποτελέσματα που δίνουν, με τα αντίστοιχα των προγραμμάτων της μεθόδου που παρουσιάστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Έτσι για τη γάστρα του Wigley που αναφέρθηκε στο τέταρτο κεφάλαιο ακολουθείται η ίδια διαδικασία για την κατασκευή των προγραμμάτων της γραμμικοποιημένης και μη γραμμικοποιημένης λύσης ακινητοποιημένου πλοίου καθώς και για την κατασκευή του προγράμματος της μεθόδου ελευθέρου πλοίου, όπως περιγράφηκε στις παραγράφους 5.3 και 5.4 έχοντας παράλληλα πιο απλοποιημένο τρόπο για τον υπολογισμό του πλάτους και της περιοχής εγκάρσιας τομής, όπως φαίνεται και από τις αντίστοιχες εξισώσεις που δίνουν τα μεγέθη αυτά.

### **5.6 Υπολογισμοί για την γάστρα Marad L – Series**

Για την γάστρα Marad L – Series τα εμβαδά των εγκαρσίων τομών προκύπτουν με τη μέθοδο Simpson από τις καθ' ύψος τιμές που δίνονται για ενδιάμεσες ισάλους σε διάφορους σταθμούς κατά μήκος του πλοίου. Όπου χρειάζεται γίνεται γραμμική παρεμβολή. Εν συνεχεία εφαρμόζεται η ίδια μέθοδος όπως στις παραγράφους 5.3 και 5.4.

## 5.7 Η ημιεμπειρική μέθοδος του Dand

Εκτός από τις παραπάνω μεθόδους, υπάρχει και η ημιεμπειρική μέθοδος του Dand για ακινητοποιημένο πλοίο. Αυτή βασίζεται στην υπόθεση ότι μπορούμε να αμελήσουμε τον όρο  $B(x) \cdot \zeta(x)$  από την εξίσωση της συνέχειας οπότε αυτή θα είναι :

$$U \cdot S_0 = U_1(x) \cdot [S_0 + w\zeta(x) - S(x)] \quad (5.1)$$

όπου  $U_1(x) = U + u(x)$  με  $u(x)$  την διατάραξη της ταχύτητας κατά μήκος του άξονα  $x$ . Από την εξίσωση του Bernoulli παίρνουμε :

$$\frac{1}{2}U^2 = \frac{1}{2}U_1^2(x) + g \cdot \zeta(x) \quad (5.2)$$

Από τις εξισώσεις (5.1) και (5.2) προκύπτει η εξίσωση :

$$\frac{F_h^2}{2} \left[ \frac{U_1(x)}{U} \right]^3 - \left[ 1 - m(x) + \frac{F_h^2}{2} \right] \cdot \frac{U_1(x)}{U} + 1 = 0 \quad (5.3)$$

Από την σχέση (5.2) προκύπτει η εξίσωση της ελεύθερης επιφάνειας :

$$\zeta(x) = \frac{-F_h^2 \cdot u(x) \cdot h}{U} \cdot \left[ 1 + \frac{u(x)}{2 \cdot U} \right] \quad (5.4)$$

Όπως αποδείχτηκε από τον Dand το 1972 η βύθιση στο μέσο του πλοίου και η γωνία διαμήκουσ κλίσης μπορούν να δοθούν από τις σχέσεις :

$$s = \frac{\int \zeta(x) B(x) dx}{\int B(x) dx} \quad (5.5)$$

$$t = \frac{\int \zeta(x) B(x) x dx}{\int B(x) x^2 dx} \quad (5.6)$$

Εδώ οι ροπές που εμφανίζονται στα ολοκληρώματα είναι όχι ως προς το μέσο του πλοίου, αλλά ως προς το κέντρο πλευστότητας οπότε οι συναρτήσεις του πλάτους και του εμβαδού εγκάρσιας τομής έχουν τροποποιηθεί ανάλογα. Επίσης στα αποτελέσματα του προγράμματος που κατασκευάσαμε παρατηρούμε πως από κάποια τιμή της ταχύτητας και μετά είτε η βύθιση είτε η διαγωγή παρουσιάζει αυξομειώσεις γεγονός που σηματοδοτεί το τελείωμα της

σταθερής ροής. Στην μέθοδο του Dand το όριο της σταθερής υποκρίσιμης ροής προκύπτει λίγο χαμηλότερο από ότι στην μέθοδο ελευθέρου πλοίου.

Για όλους τους κώδικες πραγματοποιείται έλεγχος για το αν σε κάποια ταχύτητα η πλώρη του πλοίου θα προσκρούσει στον πυθμένα. Επιπλέον, εισάγουμε και το κοίλο του πλοίου για να μπορούμε να ελέγξουμε αν βυθιστεί η πλώρη του.

## 5.8 Οδηγίες για τη συμπλήρωση των δεδομένων εισόδου

Για το τρέξιμο των προγραμμάτων απαιτείται για καθένα από αυτά να δημιουργηθεί ένα αρχείο της μορφής .dat από το οποίο το πρόγραμμα θα πάρει τα απαιτούμενα δεδομένα από τον χρήστη για την εκτέλεση του. Θα αναφερθεί ο τρόπος συμπλήρωσης του αρχείου αυτού για κάθε πρόγραμμα, αφού πρώτα επεξηγηθούν οι συμβολισμοί των μεγεθών.

L:	μήκος του πλοίου μεταξύ καθέτων (m)
Loa:	ολικό μήκος πλοίου (m)
B:	πλάτος του πλοίου (m)
cb:	συντελεστής γάστρας πλοίου
cm:	συντελεστής μέσης τομής πλοίου
cwl:	συντελεστής ισάλου επιφανείας πλοίου
Ts:	βύθισμα σχεδίασης πλοίου (m)
becon:	πλάτος του πλοίου στο παράλληλο τμήμα (m)
arcon:	σταθερή περιοχή εγκάρσιας τομής (m <sup>2</sup> )
De:	κοίλο πλοίο (m)
w:	πλάτος του καναλιού (m)
h:	βάθος του καναλιού (m)
s:	βύθιση στο μέσο του πλοίου εξ' αιτίας του squat (m)
t:	γωνία διαμήκους κλίσης εξ' αιτίας του squat (deg)
So:	εμβαδόν εγκάρσιας τομής καναλιού (m <sup>2</sup> )

Fh:	βαθυμετρικός αριθμός Froude
g:	επιτάχυνση της βαρύτητας ( $m/s^2$ )
U:	ταχύτητα του πλοίου ( $m/s$ )
Ukn:	ταχύτητα του πλοίου (kn)
nn:	$Ukn \cdot 100$
Aw:	εμβαδόν ισάλου πλευσης ( $m^2$ )
Mw:	πρώτη ροπή επιφανείας
Iw:	δεύτερη ροπή επιφανείας ( $m^4$ )
lcf:	διαμήκης θέση του κέντρου πλευστότητας (m)
clcf:	συντελεστής που καθορίζει την διαμήκη θέση του κέντρου πλευστότητας
t1:	πλάτος στην πρυμναία κάθετο (m)
t2:	πλάτος στη θέση $-L/2+L \cdot 0.05$ (m)
t3:	πλάτος στη θέση $-L/2+L \cdot 0.10$ (m)
t4:	πλάτος στο παράλληλο τμήμα (m)
t5:	πλάτος στη θέση $-L/2+L \cdot 0.90$ (m)
t6:	πλάτος στη θέση $-L/2+L \cdot 0.95$ (m)
t7:	πλάτος στην προραία κάθετο (m)
t8:	θέση αρχής σταθερού πλάτους στην ίσαλο (m)
t9:	θέση τέλους σταθερού πλάτους στην ίσαλο (m)
tt1:	εμβαδόν εγκάρσιας τομής στην πρυμναία κάθετο ( $m^2$ )
tt2:	εμβαδόν εγκάρσιας τομής στην θέση $-L/2+L \cdot 0.05$ ( $m^2$ )
tt3:	εμβαδόν εγκάρσιας τομής στην θέση $-L/2+L \cdot 0.10$ ( $m^2$ )
tt4:	εμβαδόν εγκάρσιας τομής στην θέση $-L/2+L \cdot 0.20$ ( $m^2$ )
tt5:	σταθερή περιοχή εγκάρσιας τομής ( $m^2$ )
tt6:	εμβαδόν εγκάρσιας τομής στην θέση $-L/2+L \cdot 0.90$ ( $m^2$ )
tt7:	εμβαδόν εγκάρσιας τομής στην θέση $-L/2+L \cdot 0.95$ ( $m^2$ )
tt8:	εμβαδόν εγκάρσιας τομής στην θέση $-L/2+L \cdot 0.975$ ( $m^2$ )
tt9:	εμβαδόν εγκάρσιας τομής στην προραία κάθετο ( $m^2$ )
tt10:	θέση αρχής σταθερής περιοχής εγκάρσιας τομής ( $m^2$ )
tt11:	θέση τέλους σταθερής περιοχής εγκάρσιας τομής ( $m^2$ )
hb00:	λόγος του πλάτους του πλοίου στην πρύμνη προς το μέγιστο πλάτος



hb05: λόγος του πλάτους του πλοίου στην  $-L/2+L\cdot 0.05$  προς το μέγιστο πλάτος  
hb10: λόγος του πλάτους του πλοίου στην  $-L/2+L\cdot 0.10$  προς το μέγιστο πλάτος  
hb90: λόγος του πλάτους του πλοίου στην  $-L/2+L\cdot 0.90$  προς το μέγιστο πλάτος  
hb95: λόγος του πλάτους στην θέση  $-L/2+L\cdot 0.95$  προς το μέγιστο πλάτος  
hb100: λόγος του πλάτους του πλοίου στην πλώρη προς το μέγιστο πλάτος  
hbb: συντελεστής που καθορίζει την αρχή του σταθερού πλάτους στην ίσαλο  
hba: συντελεστής που καθορίζει την αρχή της σταθερής εγκάρσιας τομής  
heb: συντελεστής που καθορίζει το τέλος του σταθερού πλάτους στην ίσαλο  
hea: συντελεστής που καθορίζει το τέλος της σταθερής εγκάρσιας τομής

(Ισχύει : B=becon, t4=becon, tt5=arcon)

Όλες οι αποστάσεις αναφέρονται ως προς την μέση τομή.

Έτσι η συμπλήρωση του αρχείου .dat για ένα τυχαίο πλοίο γενικού σχήματος πραγματοποιείται ως εξής :

L,w,h,Ts,becon,arcon,De  
t8,t9,tt10,tt11,nn  
t1,t2,t3,t4,t5,t6,t7  
tt1,tt2,tt3,tt4,tt5,tt6,tt7,tt8,tt9

Για τη γάστρα του Wigley το αρχείο θα πρέπει να είναι της μορφής :

L,w,h,Ts,becon,De,nn

ενώ για τη γάστρα Marad L-Series θα έχουμε :

L,w,h,Ts,becon,De,nn  
hbb,hba,heb,hea,cm,cb,clcf  
hb00,hb05,hb10,hb90,hb95,hb100  
J2  
J4  
J6  
J8

J10

J12

J14

J16

Οι πίνακες J2, J4, J6, J8, J10, J12, J14 και J16 είναι 21 στοιχείων και περιέχουν τις τιμές καθ' ύψος για ενδιάμεσες υποδιαιρέσεις της ισάλου πλεύσης και έχουν προκύψει με γραμμική παρεμβολή από το βιβλίο του Roseman [8], από όπου προέκυψαν και οι συντελεστές hbb,hba,heb,hea,cm,cb,hb00,hb05,hb10,hb90,hb95 και hb100. Προφανώς βάζοντας τις κατάλληλες τιμές μπορούμε να υπολογίσουμε το squat για κάθε τύπο γάστρας της σειράς Marad.

Τέλος για τους εμπειρικούς τύπους το αρχείο θα είναι:

L,w,h,Ts,B,cb,cwl,cm,Loa

## 5.9 Η λήψη των αποτελεσμάτων

Τα αποτελέσματα λαμβάνονται και αυτά σε μορφή αρχείου .dat το οποίο περιέχει μια σύνοψη με τα κύρια στοιχεία του πλοίου και του καναλιού και με τα εξαγόμενα αποτελέσματα, δηλαδή τους συντελεστές των πολυωνυμικών εξισώσεων για το πλάτος και την περιοχή της εγκάρσιας τομής, τη βύθιση στο μέσο εξ' αιτίας του squat, το λόγο της βύθισης αυτής προς το βύθισμα του πλοίου και την γωνία διαμήκους κλίσης που προκαλείται από το squat ανά εκατοστό κόμβου με τον αντίστοιχο αριθμό Froude. Επίσης, όπου έχουν βρεθεί δίνονται και τα όρια της σταθερής ροής.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ VI

### ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ – ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ – ΑΞΙΟΛΟΓΗΣΗ ΤΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα αποτελέσματα και δίνονται τα διαγράμματα για τη βύθιση στο μέσο και τη γωνία διαμήκους κλίσης σύμφωνα με τα προγράμματα που κατασκευάσαμε. Αυτό το κάνουμε τόσο για τη γάστρα του Wigley όσο και για τη γάστρα Marad L – Series. Συγκρίνεται η μέθοδος ακινητοποιημένου πλοίου με τη μέθοδο ελευθέρου πλοίου για τα προγράμματα μας, αλλά και τα αποτελέσματα που πήραμε με τα αποτελέσματα του Gourley για τις μεθόδους αυτές.

Στη συνέχεια συγκρίνουμε τα παραπάνω αποτελέσματα με την ημιεμπειρική μέθοδο του Dand που περιγράφηκε στην παράγραφο 5.7 καθώς και με τις εμπειρικές μεθόδους, οι εξισώσεις των οποίων δίνονται στο τρίτο κεφάλαιο, κατασκευάζοντας τα αντίστοιχα διαγράμματα.

#### 6.1 Γάστρα του Wigley

Για τη γάστρα του Wigley προέκυψαν τα παρακάτω αποτελέσματα από το τρέξιμο του προγράμματος για την μη γραμμικοποιημένη λύση της μεθόδου ακινητοποιημένου πλοίου.

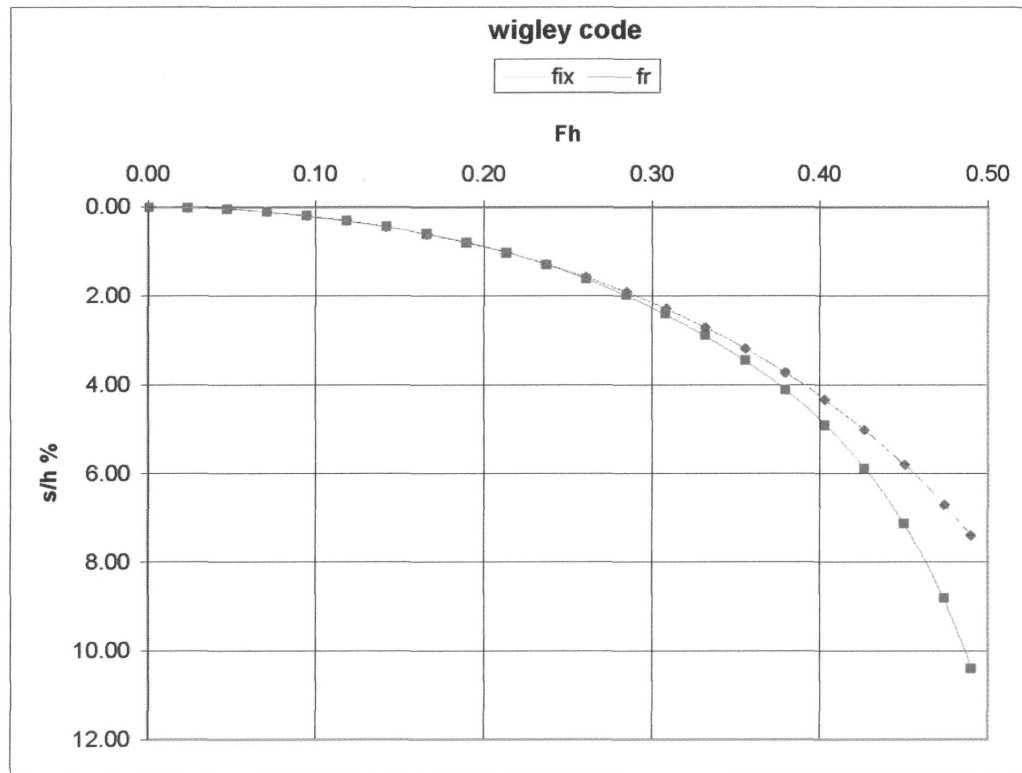
Fh	sqmid/h%	cor(deg)	sqmax/h%	Fh	sqmid/h %	cor(deg)	sqmax/h %
0.000	0.000	0.000	0.000	0.261	1.580	0.000	1.580
0.024	0.012	0.000	0.012	0.284	1.913	0.000	1.913
0.047	0.048	0.000	0.048	0.308	2.289	0.000	2.289
0.071	0.109	0.000	0.109	0.332	2.712	0.000	2.712
0.095	0.194	0.000	0.194	0.356	3.188	0.000	3.188
0.119	0.305	0.000	0.305	0.379	3.725	0.000	3.725
0.142	0.443	0.000	0.443	0.403	4.332	0.000	4.332
0.166	0.608	0.000	0.608	0.427	5.020	0.000	5.020

0.190	0.802	0.000	0.802	0.450	5.806	0.000	5.806
0.213	1.028	0.000	1.028	0.474	6.712	0.000	6.712
0.237	1.286	0.000	1.286	0.490	7.389	0.000	7.389

Για τη μέθοδο ελευθέρου πλοίου πήραμε :

Fh	sqmid/h %	cor(deg)	sqmax/h %	Fh	sqmid/h %	cor(deg)	sqmax/h %
0.000	0.000	0.000	0.000	0.261	1.621	0.000	1.621
0.024	0.012	0.000	0.012	0.284	1.983	0.000	1.983
0.047	0.047	0.000	0.047	0.308	2.402	0.000	2.402
0.071	0.107	0.000	0.107	0.332	2.887	0.000	2.887
0.095	0.192	0.000	0.192	0.356	3.454	0.000	3.454
0.119	0.302	0.000	0.302	0.379	4.121	0.000	4.121
0.142	0.440	0.000	0.440	0.403	4.919	0.000	4.919
0.166	0.607	0.000	0.607	0.427	5.895	0.000	5.895
0.190	0.805	0.000	0.805	0.450	7.132	0.000	7.132
0.213	1.037	0.000	1.037	0.474	8.809	0.000	8.809
0.237	1.308	0.000	1.308	0.490	10.379	0.000	10.379

και χαράξαμε το παρακάτω διάγραμμα

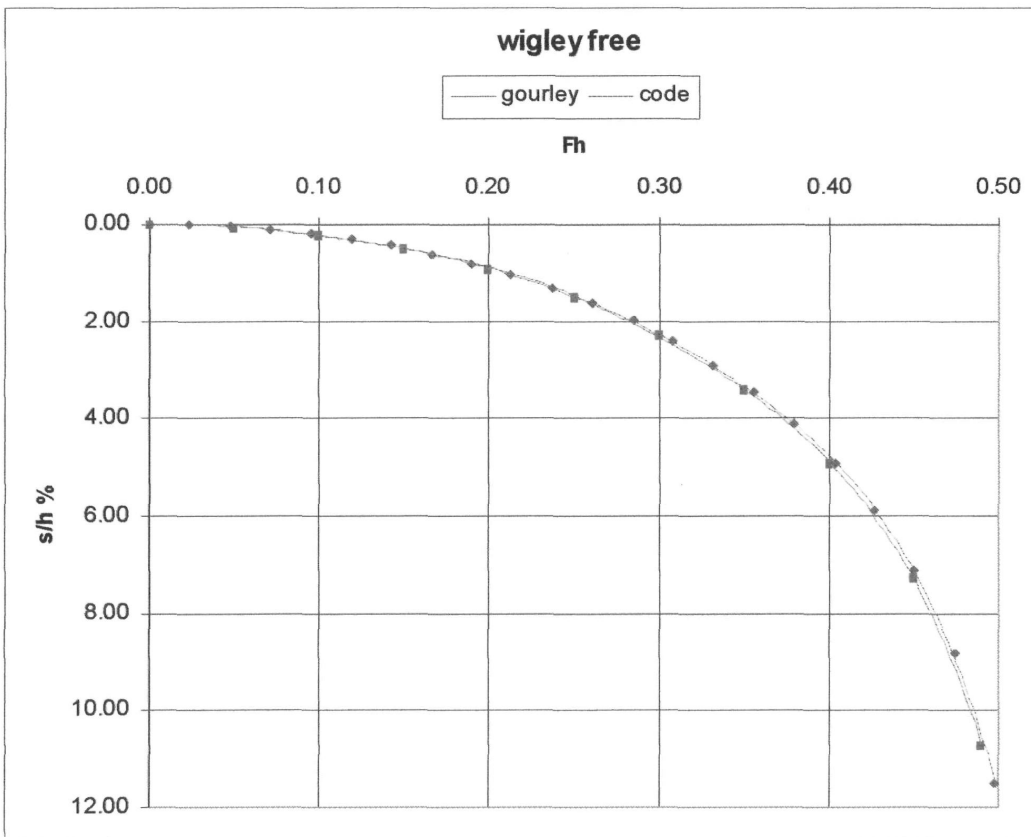
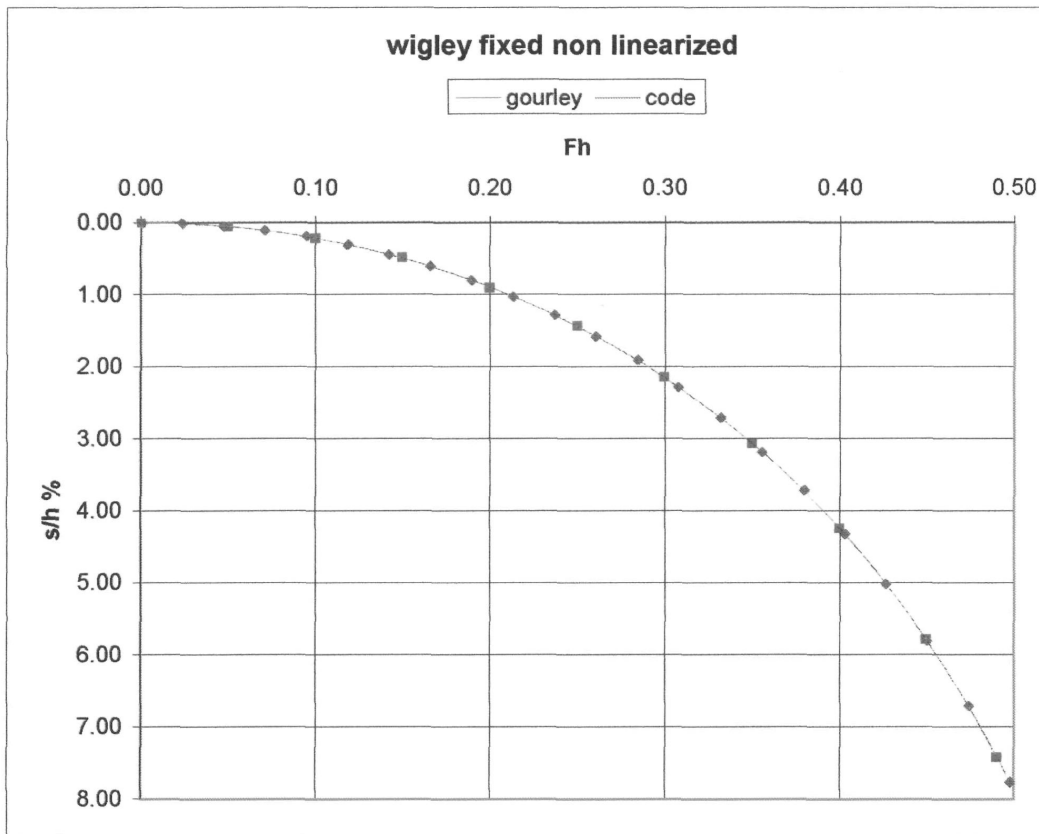


και παρατηρούμε πως όπως και στα αποτελέσματα του Gourley η μέθοδος ακινητοποιημένου πλοίου υποεκτιμά τη βύθιση σε σχέση με την μέθοδο ελευθέρου πλοίου για τις μεγαλύτερες τιμές της ταχύτητας. Η γωνία διαμήκους κλίσης προέκυψε μηδενική για κάθε τιμή της ταχύτητας όπως και στην μελέτη του Gourley.

Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα αυτά με εκείνα του Gourley κατασκευάσαμε και τα παρακάτω γραφήματα. Για τη σύγκριση με τις καμπύλες του Gourley σε κοινό διάγραμμα, μετρήθηκαν σημεία πάνω σ' αυτές που βρίσκονται στο τέταρτο κεφάλαιο. Τα σημεία αυτά παρατίθενται στους παρακάτω πίνακες και χρησιμοποιούνται συχνά παρακάτω.

Wigley fixed non linearized gourley				Wigley free gourley			
Fh	sqmid/h %	cor(deg)	sqmax/h %	Fh	sqmid/h %	cor(deg)	sqmax/h %
0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
0.050	0.059	0.000	0.059	0.050	0.059	0.000	0.059
0.100	0.216	0.000	0.216	0.100	0.216	0.000	0.216
0.150	0.484	0.000	0.484	0.150	0.484	0.000	0.484
0.200	0.909	0.000	0.909	0.200	0.916	0.000	0.916
0.250	1.439	0.000	1.439	0.250	1.504	0.000	1.504
0.300	2.151	0.000	2.151	0.300	2.295	0.000	2.295
0.350	3.074	0.000	3.074	0.350	3.401	0.000	3.401
0.400	4.251	0.000	4.251	0.400	4.905	0.000	4.905
0.450	5.787	0.000	5.787	0.450	7.292	0.000	7.292
0.490	7.422	0.000	7.422	0.490	10.725	0.000	10.725

Όπως φαίνεται από τα γραφήματα τα αποτελέσματα που μας έδωσαν οι κώδικες που κατασκευάσαμε είναι πολύ καλά. Το όριο της σταθερής υποκρίσιμης ροής βρέθηκε στην τιμή 0.51 (κοντά στην τιμή 0.49 της μελέτης του Gourley).



## 6.2 Γάστρα Marad L – Series

Τα αντίστοιχα αποτελέσματα και γραφήματα από τα προγράμματά μας που αφορούν τη βύθιση στο μέσο για τη γάστρα Marad L – Series έχουν ως εξής για ακινητοποιημένο πλοίο :

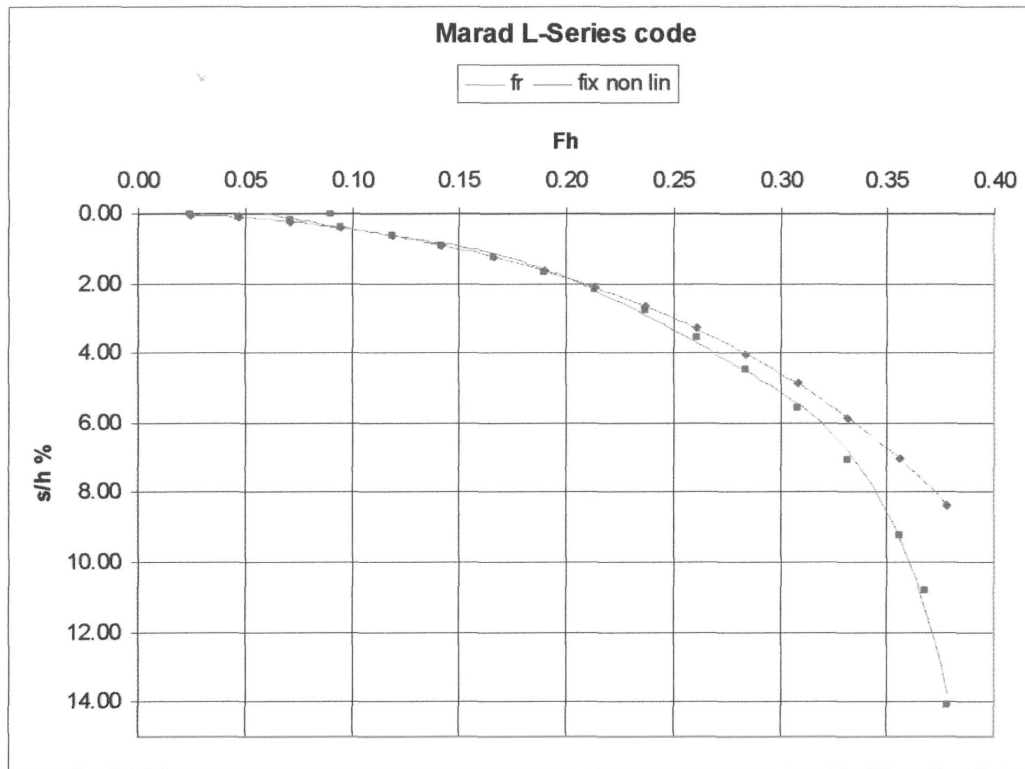
Fh	sqmid/h %	cor(deg)	sqmax/h %	Fh	sqmid/h %	cor(deg)	sqmax/h %
0.000	0.000	0.000	0.000	0.213	2.109	0.038	2.176
0.024	0.024	0.000	0.025	0.237	2.658	0.049	2.743
0.047	0.097	0.002	0.099	0.261	3.293	0.061	3.399
0.071	0.218	0.004	0.225	0.284	4.027	0.075	4.158
0.095	0.390	0.007	0.403	0.308	4.877	0.092	5.038
0.119	0.615	0.011	0.634	0.332	5.866	0.113	6.063
0.142	0.895	0.016	0.923	0.356	7.027	0.137	7.267
0.166	1.235	0.022	1.273	0.378	8.349	0.167	8.641
0.190	1.637	0.029	1.689				

και για ελεύθερο πλοίο :

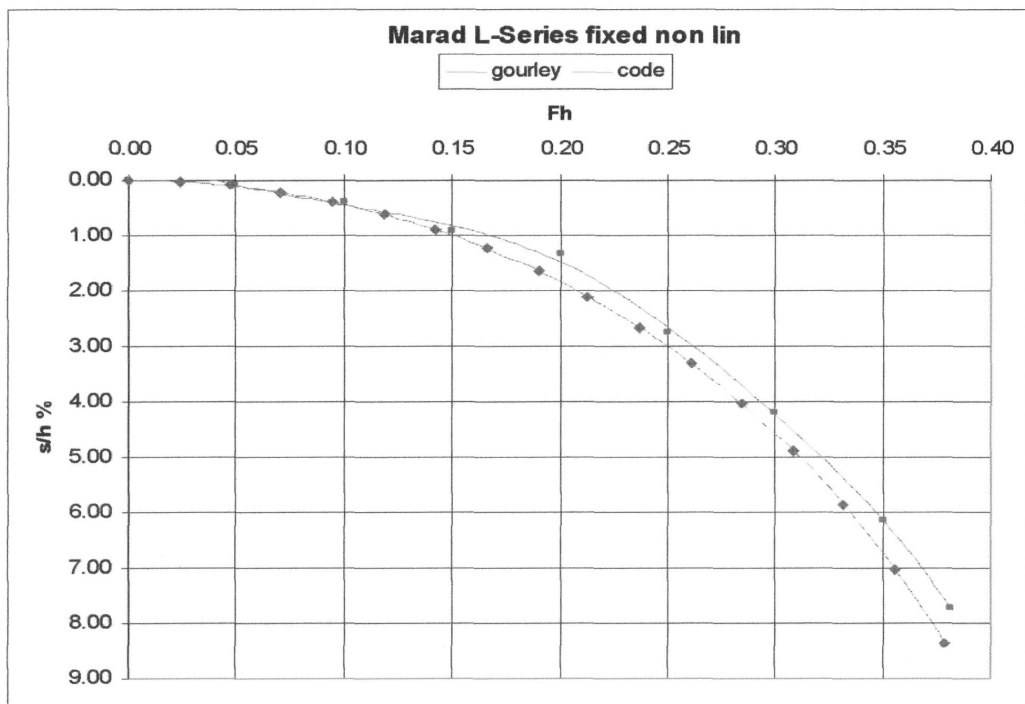
Fh	sqmid/h %	cor(deg)	sqmax/h %	Fh	sqmid/h %	cor(deg)	sqmax/h %
0.090	0.001	0.000	0.001	0.213	2.187	0.040	2.258
0.024	0.024	0.000	0.024	0.237	2.803	0.052	2.895
0.047	0.095	0.002	0.098	0.261	3.546	0.068	3.665
0.071	0.215	0.004	0.222	0.284	4.455	0.088	4.608
0.095	0.387	0.007	0.399	0.308	5.593	0.114	5.792
0.119	0.613	0.011	0.632	0.332	7.078	0.153	7.345
0.142	0.898	0.016	0.926	0.356	9.213	0.219	9.596
0.166	1.250	0.022	1.289	0.367	10.827	0.282	11.320
0.190	1.675	0.030	1.728	0.378	14.089	0.479	14.925

Τα σημεία που μετρήθηκαν από τα γραφήματα του Gourley είναι :

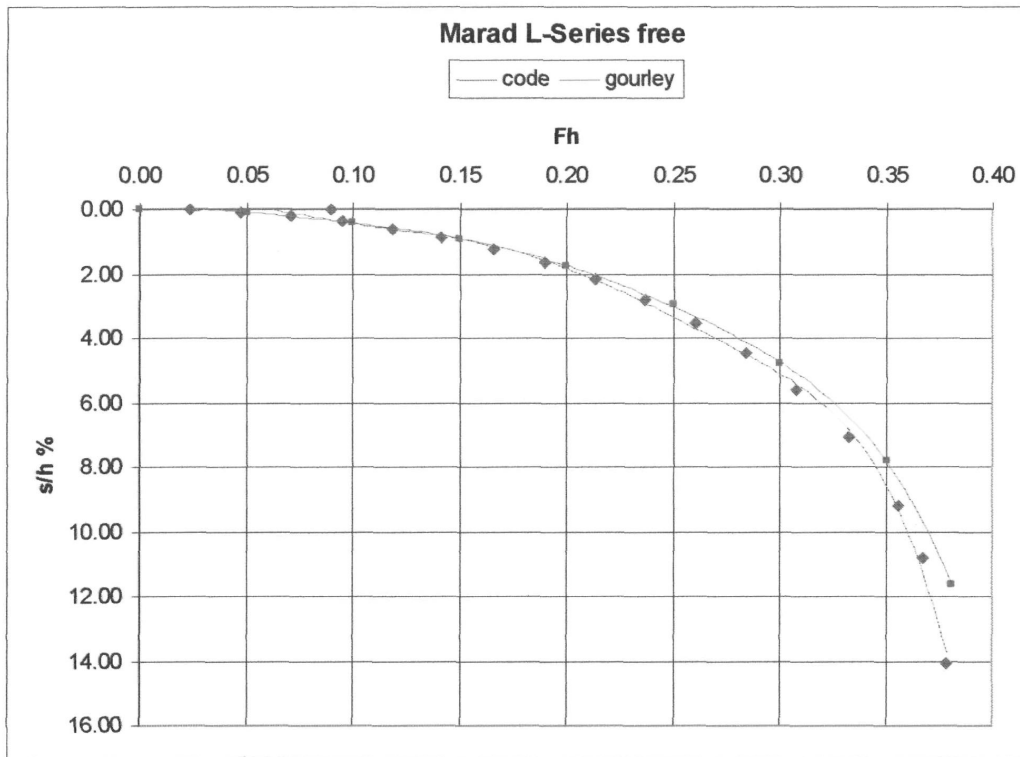
Marad L – Series fixed non linearized gourley				Marad L – Series free gourley			
Fh	sqmid/h %	cor(deg)	sqmax/h %	Fh	sqmid/h %	cor(deg)	sqmax/h %
0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
0.050	0.092	0.001	0.094	0.050	0.092	0.001	0.094
0.100	0.392	0.009	0.408	0.100	0.392	0.009	0.408
0.150	0.922	0.021	0.959	0.150	0.925	0.021	0.962
0.200	1.347	0.039	1.415	0.200	1.762	0.041	1.834
0.250	2.747	0.063	2.857	0.250	2.975	0.070	3.097
0.300	4.185	0.098	4.356	0.300	4.774	0.119	4.982
0.350	6.147	0.148	6.405	0.350	7.782	0.213	8.154
0.381	7.717	0.205	8.075	0.381	11.640	0.376	12.296



Όμοια με την μελέτη του Gourley, έτσι και παραπάνω γράφημα η μέθοδος ακινητοποιημένου πλοίου υποεκτιμά τη βύθιση στις μεγαλύτερες ταχύτητες.



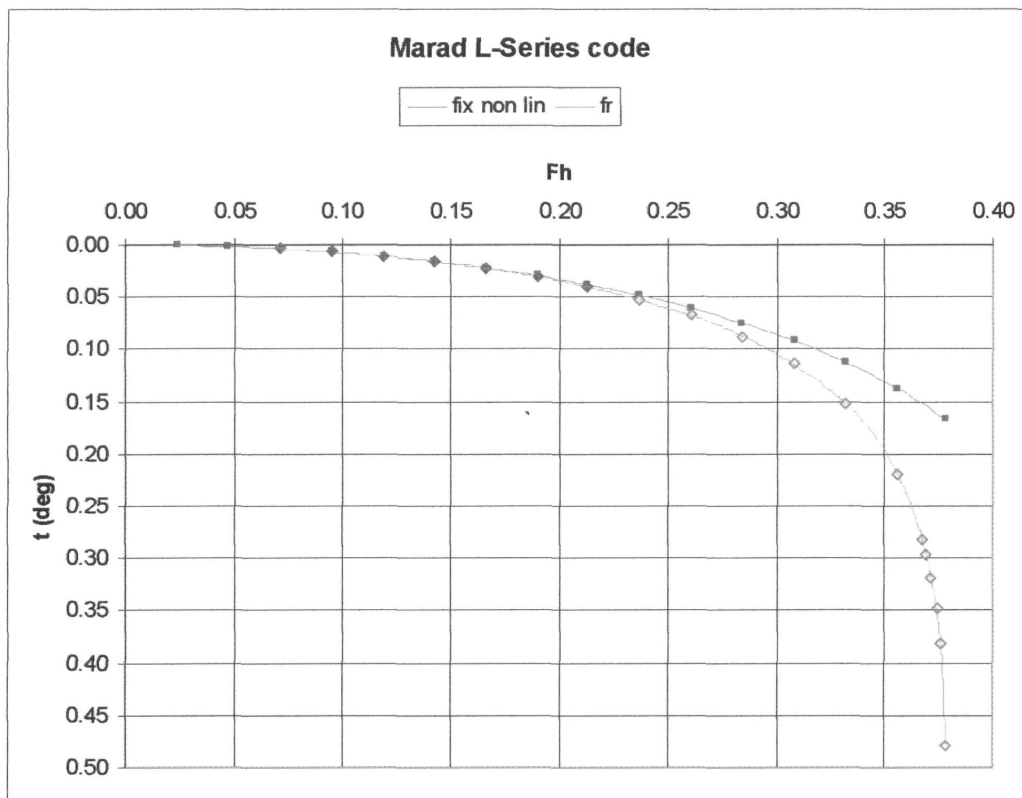




Από τις καμπύλες των δύο τελευταίων διαγραμμάτων φαίνεται πως τα αποτελέσματα που πήραμε από τους κώδικες που κατασκευάσαμε είναι καλά, ωστόσο δεν ταυτίζονται με εκείνα της μελέτης του Gourley.

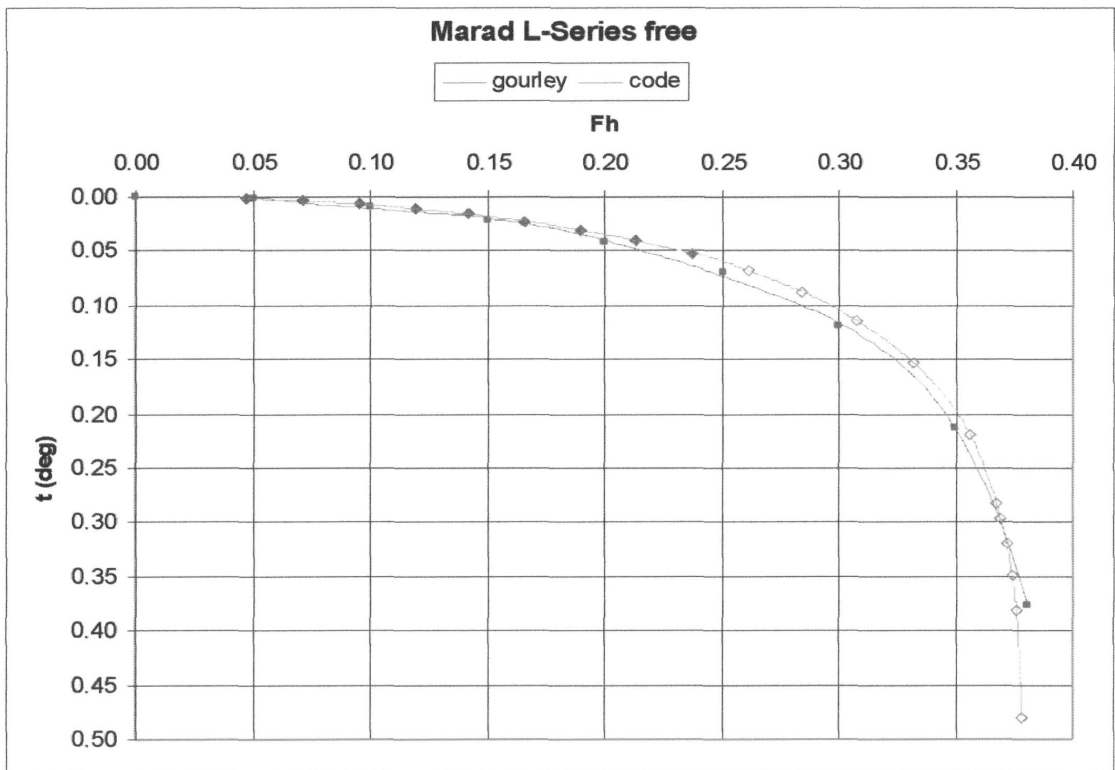
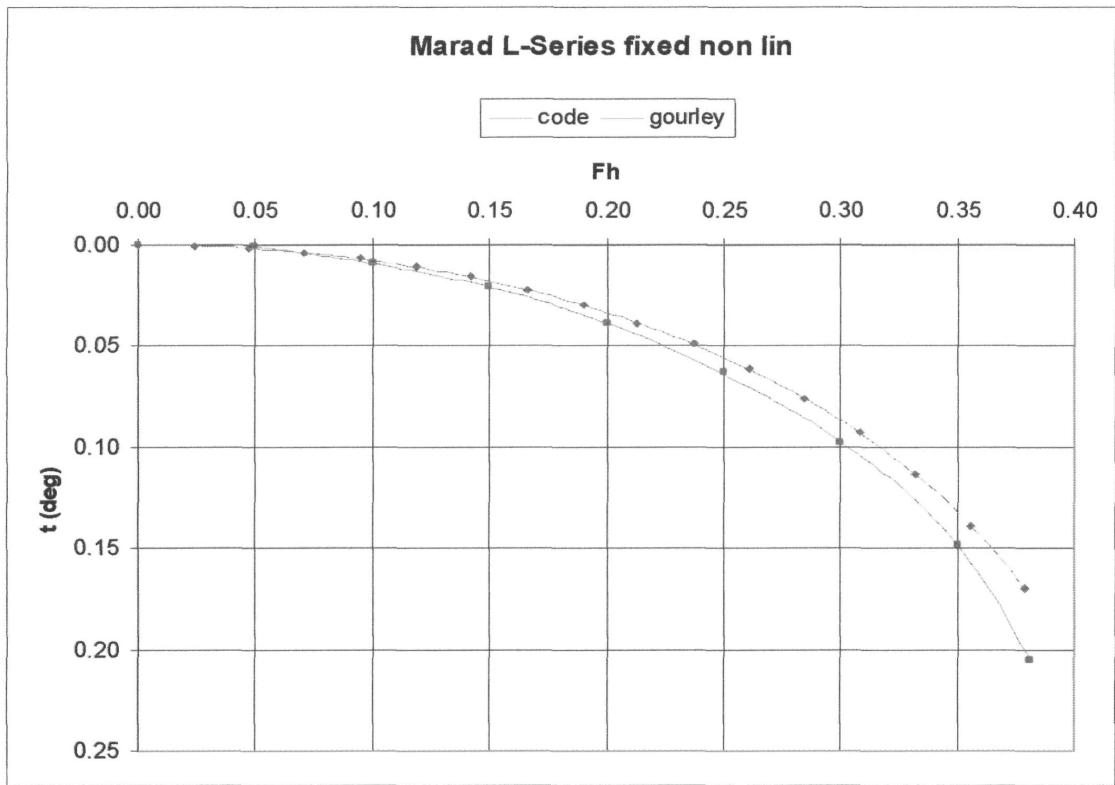
Το όριο της σταθερής ροής βρέθηκε σχεδόν ίσο με εκείνο του Gourley, δηλαδή στην τιμή βαθυμετρικού αριθμού Froude ίση με 0.38.

Για την γάστρα Marad L – Series όμως η γωνία διαμήκους κλίσης δεν είναι μηδενική, οπότε πρέπει να χαράξουμε και τα αντίστοιχα γραφήματα για την διαγωγή. Έτσι έχουμε και τα παρακάτω και διαγράμματα



όπου και εδώ παρουσιάζεται η ίδια ομοιότητα με το αντίστοιχο διάγραμμα του Gourley, δηλαδή γωνία διαμήκους κλίσης που προκαλείται από το squat υποεκτιμάται με τη μέθοδο ακινητοποιημένου πλοίου.

Η σύγκριση με τα αντίστοιχα διαγράμματα της μελέτης που εξετάσαμε δίνει τα παρακάτω διαγράμματα τα οποία δείχνουν σχετικά καλά αποτελέσματα για τα αποτελέσματα που πήραμε από τα προγράμματα με μια μικρή απόκλιση από τα αντίστοιχα του Gourley.

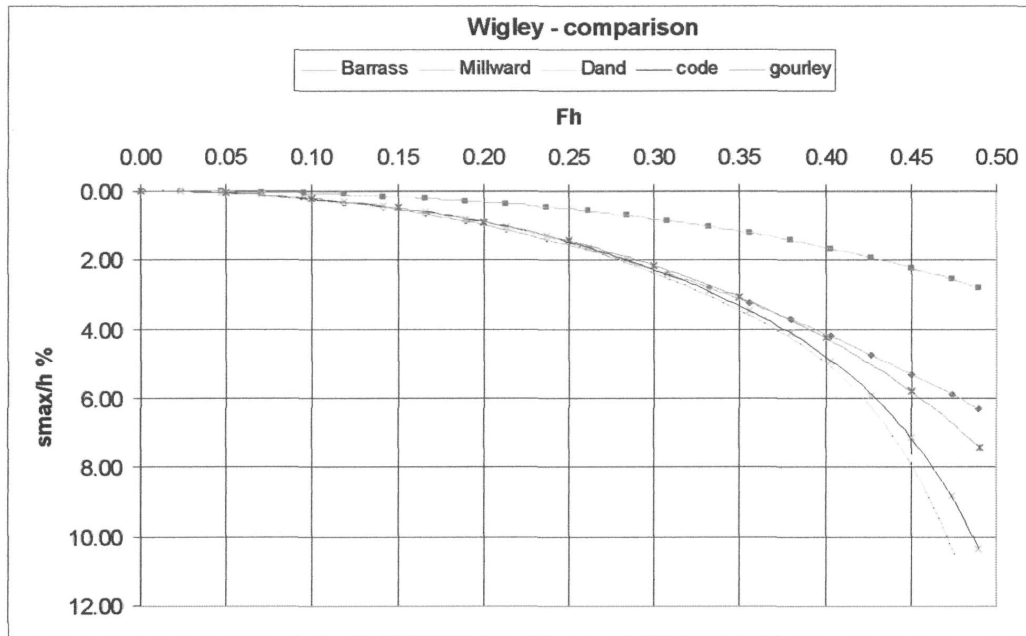


### 6.3 Σύγκριση με τις εμπειρικές μεθόδους και την μέθοδο του Dand

Από τις εμπειρικές μεθόδους επιλέχθηκε αυτή του Millward και αυτή του Barrass, για τις οποίες έχουμε επαρκή στοιχεία για να τις εφαρμόσουμε, καθώς και η ημιεμπειρική μέθοδος του Dand. Θα τις εφαρμόσουμε για τη γάστρα του Wigley και για τη γάστρα Marad L – Series μέχρι το όριο της σταθερής υποκρίσιμης ροής και θα τις συγκρίνουμε με τη μέθοδο ελευθέρου πλοίου. Οι εμπειρική μέθοδος από τον Barrass δίνει το μέγιστο squat το οποίο εμφανίζεται στην πλώρη, οπότε για την σύγκριση θα πρέπει να κατασκευάσουμε έναν πίνακα στον οποίο να φαίνεται η βύθιση στην πλώρη για την μέθοδο ελευθέρου πλοίου. Αυτό είναι εφικτό καθώς έχουμε τη βύθιση στο μέσο και τη γωνία διαμήκους κλίσης.

Για τη μέθοδο του Dand στη γάστρα της Marad χρειάζεται να έχουμε την διαμήκη θέση του κέντρου πλευστότητας η οποία θεωρήθηκε  $l_{cf} = -0.01 \cdot L$  (από τον μέσο νομέα). Για τη γάστρα του Wigley είναι  $l_{cf} = 0$ . Έτσι έχουμε τους παρακάτω πίνακες με τις αντίστοιχες καμπύλες πρώτα για τη γάστρα του Wigley και στη συνέχεια για τη γάστρα της Marad.

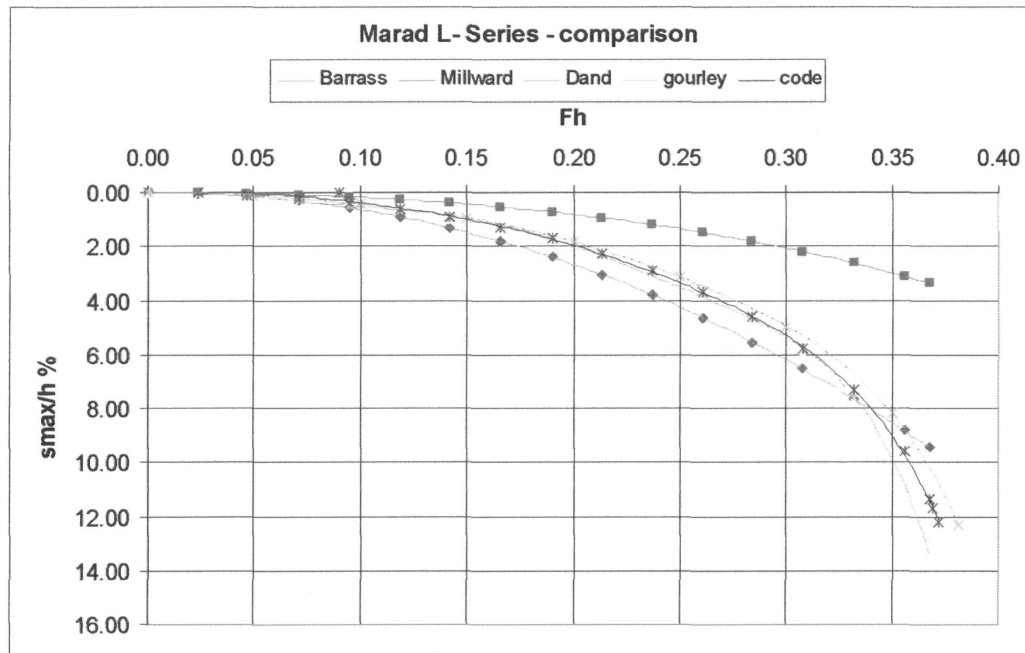
Fh	Barrass	Millward	sqmax/h %	Dand	Fh	Barrass	Millward	sqmax/h %	Dand
0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.261	1.699	0.580	1.621	1.663
0.024	0.012	0.004	0.012	0.012	0.284	2.035	0.710	1.983	2.038
0.047	0.049	0.015	0.047	0.048	0.308	2.404	0.858	2.402	2.474
0.071	0.114	0.035	0.107	0.110	0.332	2.805	1.025	2.887	2.989
0.095	0.207	0.064	0.192	0.196	0.356	3.238	1.214	3.454	3.588
0.119	0.329	0.103	0.302	0.309	0.379	3.703	1.426	4.121	4.301
0.142	0.481	0.151	0.440	0.449	0.403	4.201	1.664	4.919	5.167
0.166	0.663	0.211	0.607	0.620	0.427	4.731	1.930	5.895	6.261
0.190	0.876	0.283	0.805	0.823	0.450	5.294	2.227	7.132	7.741
0.213	1.119	0.368	1.037	1.062	0.474	5.890	2.560	8.809	10.647
0.237	1.393	0.466	1.308	1.340	0.490	6.302	2.800	10.379	



Παρατηρούμε ότι η μέθοδος του Millward στη συγκεκριμένη περίπτωση αποκλίνει από τις άλλες μεθόδους, αλλά πρέπει να σημειωθεί ότι εφαρμόστηκε ενώ ήταν εκτός ορίων.

Για τη γάστρα της Marad L - Series :

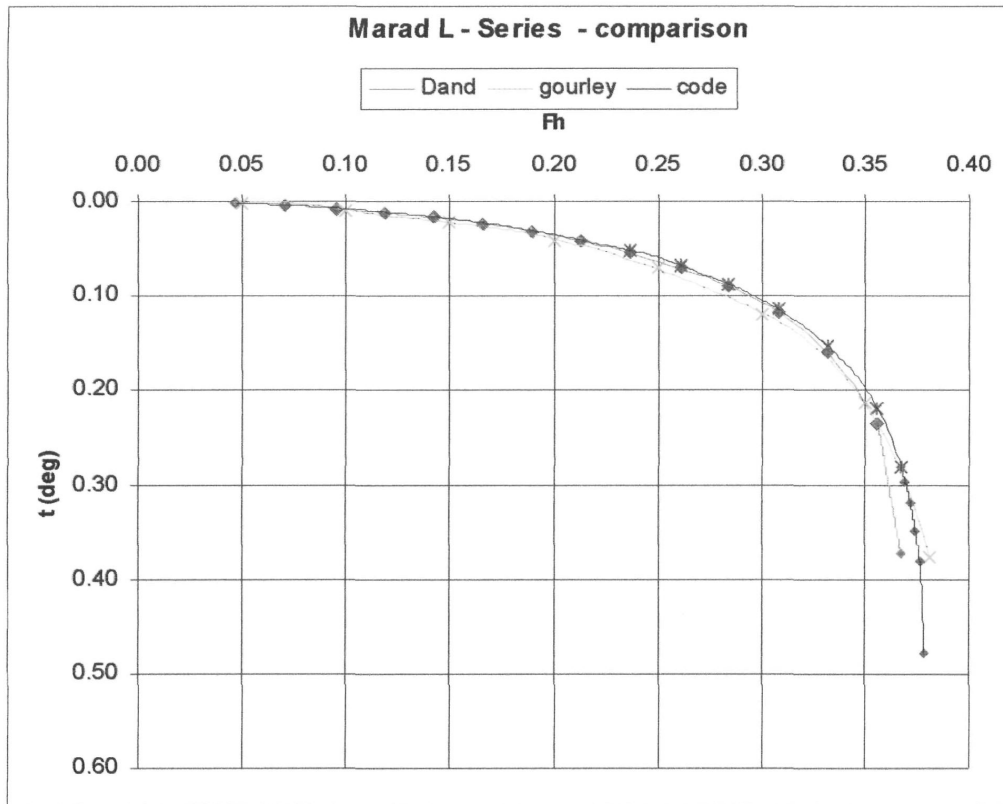
Fh	Barrass	Millward	sqmax/h %	Dand	Fh	Barrass	Millward	sqmax/h %	Dand
0.000	0.000	0.000	0.001	0.000	0.213	3.048	0.939	2.258	2.300
0.024	0.032	0.010	0.024	0.025	0.237	3.795	1.191	2.895	2.960
0.047	0.133	0.039	0.098	0.100	0.261	4.627	1.481	3.665	3.753
0.071	0.310	0.090	0.222	0.226	0.284	5.545	1.813	4.608	4.734
0.095	0.564	0.164	0.399	0.405	0.308	6.549	2.191	5.792	5.984
0.119	0.897	0.262	0.632	0.642	0.332	7.640	2.618	7.345	7.675
0.142	1.311	0.387	0.926	0.941	0.356	8.819	3.100	9.596	10.322
0.166	1.807	0.540	1.289	1.310	0.367	9.442	3.363	11.320	13.741
0.190	2.386	0.723	1.728	1.759	0.378	10.010	3.612	14.925	



Στο παραπάνω γράφημα φαίνεται να αποκλίνει η μέθοδος του Millward αλλά όπως και πριν εφαρμόσαμε την μέθοδο αυτή παρόλο που δεν ικανοποιούταν η απαίτηση για το λόγο της περιοχής της μέσης τομής προς την περιοχή της τομής του καναλιού.

Σχετικά με το όριο της σταθερής ροής η μέθοδος του Dand δίνει για την γάστρα του Wigley τιμή του  $F_h$  περίπου ίση με 0.48 (κοντά στην 0.49 του Gourley) και για τη γάστρα Marad L – Series περίπου ίση με 0.37 (κοντά στην 0.38 του Gourley).

Επιπλέον πρέπει να αναφέρουμε πως η μέθοδος του Dand δίνει μηδενική διαγωγή για την πρόρα – πρύμα συμμετρική γάστρα Wigley, ενώ για τη γάστρα της Marad έχουμε το παρακάτω γράφημα που συγκρίνει την γωνία εγκάρσιας κλίσης της μεθόδου ελευθέρου πλοίου με την γωνία εγκάρσιας κλίσης του Dand. Τα αποτελέσματα για τη γωνία διαμήκους κλίσης φαίνονται αρκετά ικανοποιητικά.



Ας σημειωθεί τέλος, ότι δεν κατασκευάσαμε καμπύλες που να αφορούν την γραμμικοποιημένη λύση της μεθόδου ακινητοποιημένου πλοίου γιατί παρατηρήσαμε πως τα αποτελέσματα της ήταν αρκετά χαμηλά.

## **ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ**

- [1] GOURLEY, T.P. 2000. The University of Adelaide. ‘Mathematical and Computational Techniques for Predicting the Squat of Ships’.
- [2] MILLWARD, A 1990. Marine Technology, Vol. 27, No. 1, Jan. 1990, pp.10 – 19. ‘A Preliminary Design Method for the Prediction of Squat in Shallow Water’.
- [3] DAND, I.W. & FERGUSON, A.M. 1973. The Royal Institution of Naval Architects, Vol. 115, pp. 237 - 255. ‘The Squat of Full Ships in Shallow Water’.
- [4] MILLWARD, A 1990. Marine Technology, Vol. 27, No. 1, Jan. 1990, pp.10 – 19. ‘A Preliminary Design Method for the Prediction of Squat in Shallow Water’.
- [5] HELMORE, P.J. 2005. THE NAVAL ARCHITECT JULY/AUGUST 2005. ‘Determination of coefficient K for prediction of ship squat’.
- [6] NAGHDI, P.M. & RUBIN, M.B. 1984. Journal of Ship Research, Vol. 28, No. 2 June 1984, pp. 107 – 117. ‘On the Squat of a Ship’.
- [7] JIANG & HENN 2003. The Nippon Foundation Library. Conference Proceedings Vol. I, II, III.
- [8] ROSEMAN D.P. 1987 THE MARAD SYSTEMATICS SERIES. The Society of Naval Architects and Marine Engineers.
- [9] ΣΠΥΡΟΥ, Κ. 2002. ‘Ελικτικές Ικανότητες Πλοίων’. ΕΜΠ. Σχολή Ναυπηγών Μηχανολόγων Μηχανικών.