

## ΕΝΟΤΗΤΑ ΕΡΓΑΣΙΑΣ 2. Παραλληλοποίηση των αριθμητικών μοντέλων της Ενότητας Εργασίας 1.

### 2.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στην παρούσα εργασία, μελετάται αριθμητικά η ταυτόχρονη μεταφορά ιζήματος κλίνης και σε αιώρηση μέσω παλλόμενης ροής υπεράνω πυθμένα με πτυχώσεις. Για τη ροή, επιλύονται οι εξισώσεις Navier-Stokes ασυμπίεστης ροής, οι οποίες διακριτοποιούνται μέσω σχήματος πεπερασμένων διαφορών σε έκκεντρο πλέγμα και σχήματος κλασματικού χρονοβήματος. Η μοντελοποίηση της επίδρασης της τύρβης έγινε με τη μέθοδο προσομοίωσης μεγάλων δινών, LES (Large Eddy Simulation), η οποία χρησιμοποιείται ευρέως για την προσομοίωση τυρβώδους ροής. Κατά την προσέγγιση αυτή οι δομές ροής διαχωρίζονται στις μεγάλες και μικρές δίνες. Οι μεγάλες δίνες επιλύονται ρητά, ενώ οι μικρές δίνες παραμετροποιούνται με τη χρήση ενός μοντέλου υποκλίμακας (SGS). Στην παρούσα μελέτη χρησιμοποιείται το μοντέλο που προτάθηκε από τον Smagorinsky (1963). Λαμβάνεται υπόψη τόσο μεταφορά ιζήματος κλίνης, όσο και ιζήματος σε αιώρηση. Για τη μεταφορά ιζήματος σε αιώρηση, επιλύεται η εξίσωση μεταγωγής-διάχυσης της συγκέντρωσης,  $C$ , του ιζήματος σε αιώρηση, ενώ η παροχή φορτίου κλίνης  $q_b$  εκφράζεται με την αδιάστατη μεταβλητή  $\Phi_b$ , η οποία υπολογίζεται από την ημι-εμπειρική σχέση των Engelund και Fredsøe (1976). Για την εισαγωγή του πυθμένα με πτυχώσεις στο υπολογιστικό πεδίο, το οποίο διακριτοποιείται με ένα δομημένο καρτεσιανό πλέγμα, χρησιμοποιείται η μέθοδος Εμβαπτισμένου Ορίου (MEO). Η μέθοδος εξηγείται λεπτομερώς από τον Balalas (2004). Το κύριο χαρακτηριστικό της εφαρμογής της MEO είναι ότι η επιφάνεια του πυθμένα δεν είναι ευθυγραμμισμένη με το πλέγμα και η εφαρμογή των οριακών συνθηκών γίνεται με την επιβολή κατάλληλων πρόσθετων όρων ορμής και μεταβολής συγκέντρωσης, στους κόμβους του υπολογιστικού πλέγματος πλησιέστερα στην επιφάνεια του πυθμένα (forcing points). Εξετάστηκαν τρεις τιμές παραμέτρου κινητικότητας,  $\psi = 4, 10, 40$ , οι οποίες καλύπτουν ένα μεγάλο εύρος πτυχώσεων.

### 2.2. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

#### 2.2.1. Υδροδυναμική

Οι εξισώσεις ροής που διέπουν το πρόβλημα είναι η εξίσωση της συνέχειας

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

και οι εξισώσεις Navier-Stokes

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + f_i \quad (2.2)$$

όπου  $u_i$  είναι οι συνιστώσες της ταχύτητας,  $t$  είναι ο χρόνος,  $x_i$  είναι οι οριζόντιες και κάθετες συντεταγμένες,  $p$  είναι η δυναμική πίεση και  $f_i$  είναι ένας όρος πηγής που σχετίζεται με την εφαρμογή της Μεθόδου Εμβαπτισμένου Ορίου για την επιβολή των οριακών συνθηκών στην βυθισμένη επιφάνεια του πυθμένα.  $Re = U_o \alpha_o / \nu$  είναι ο αριθμός Reynolds με βάση το εύρος ταλάντωσης  $\alpha_o = U_o / \omega$ , όπου  $U_o$  είναι η

μέγιστη ταχύτητα ροής,  $\omega = 2\pi / T$  είναι η γωνιακή συχνότητα,  $T$  είναι η περίοδος της παλλόμενης ροής και  $\nu$  είναι το κινηματικό ιξώδες του νερού.

### 2.2.2. Μεταφορά ιζήματος

Στην παρούσα εργασία, λαμβάνεται υπόψη τόσο μεταφορά ιζήματος κλίνης, όσο και ιζήματος σε αιώρηση. Η παροχή φορτίου κλίνης  $q_b$  εκφράζεται με την αδιάστατη μεταβλητή  $\Phi_b$ :

$$\Phi_b = \frac{q_b}{\sqrt{(S-1)gD_g^3}} \quad (2.3)$$

όπου  $S$  είναι η ειδική βαρύτητα του ιζήματος,  $g$  είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας και  $D_g$  είναι η διάμετρος κόκκου άμμου. Το  $\Phi_b$  υπολογίζεται από μια ημι-εμπειρική σχέση παρόμοια με τη σχέση των Engelund and Fredsøe (1976)

$$\Phi_b = \begin{cases} \frac{10\pi}{6} \left[ 1 + \left( \frac{1}{6} \frac{\pi\mu_d}{\theta - \theta_c} \right)^4 \right]^{-1/4} (\sqrt{|\theta|} - 0.7\sqrt{|\theta_c|}) & \text{for } |\theta| > |\theta_c| \\ 0 & \text{for } |\theta| \leq |\theta_c| \end{cases} \quad (2.4)$$

όπου  $\theta$  είναι η παράμετρος Shields και  $\theta_c$  είναι η κρίσιμη παράμετρος Shields, η οποία για ένα πυθμένα τοπικής κλίσης  $\tan\gamma$ , λαμβάνεται με την έκφραση των Fredsøe and Deigaard (1992). Η παράμετρος Shields και η κρίσιμη παράμετρος Shields ορίζονται ως:

$$\theta = \frac{\tau_b}{\rho(S-1)gD_g} \quad \text{και} \quad \theta_c = \frac{\theta_{co}}{\sqrt{1 + \tan^2\gamma}} \left( \text{sgn}(\theta) + \frac{\tan\gamma}{\mu_d} \right) \quad (2.5)$$

όπου  $\tau_b$  είναι η διατμητική τάση πυθμένα,  $\rho$  είναι η πυκνότητα του νερού,  $\theta_{co}$  είναι η κρίσιμη παράμετρος Shields για οριζόντιο πυθμένα και  $\mu_d$  ο συντελεστής δυναμικής τριβής. Εδώ, το  $\theta_{co}$  λαμβάνεται σύμφωνα με τον Van Rijn (1984), ως συνάρτηση του αδιάστατου μεγέθους κόκκου  $D_* = D_g[(S-1)g/\nu^2]^{1/3}$  με βάση το διάγραμμα Shields.

Η εξέλιξη του ιζήματος σε αιώρηση υπολογίζεται με την επίλυση της εξίσωσης μεταγωγής-διάχυσης για τη συγκέντρωση,  $C$ , του ιζήματος σε αιώρηση

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_j \frac{\partial c}{\partial x_j} = w_s \frac{\partial c}{\partial x_3} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{v_t}{\sigma_t} \frac{\partial c}{\partial x_j} \right) + f_c \quad (2.6)$$

όπου  $w_s$  είναι η ταχύτητα καθίζησης σύμφωνα με τον Van Rijn (1984) και  $f_c$  είναι ένας όρος πηγής που σχετίζεται με την εφαρμογή της Μεθόδου Εμβαπτισμένου Ορίου για την επιβολή των οριακών συνθηκών στην επιφάνεια του πυθμένα.

Η οριακή συνθήκη στον πυθμένα για την εξίσωση (2.6) ορίζεται με τη χρήση ενός μοντέλου φορτίου κλίνης το οποίο από φυσική άποψη αποτελεί το ιζήμα το οποίο είναι διαθέσιμο προς αιώρηση. Η συγκέντρωση του μείγματος ιζήματος-νερού στην κορυφή του στρώματος του φορτίου κλίνης είναι γνωστή ως συγκέντρωση αναφοράς.

### 2.3. ΣΧΗΜΑ ΚΛΑΣΜΑΤΙΚΟΥ ΧΡΟΝΟΒΗΜΑΤΟΣ

Οι εξισώσεις Navier-Stokes διακριτοποιούνται μέσω ενός χρονικά χωρισμένου σχήματος δύο σταδίων, όπου υπολογίζεται το ενδιάμεσο πεδίο ταχύτητας.

$$\frac{\hat{u}_i - u_i^n}{\Delta t} = \frac{3}{2}H(u_i^n) - \frac{1}{2}H(u_i^{n-1}) + \frac{\partial P^{n+1}}{\partial x_i} + f_i^{n+1} \quad (2.7)$$

όπου  $H$  είναι ένας χωρικός συντελεστής, ο οποίος συμπεριλαμβάνει τους όρους μεταγωγής και τους ιξώδεις όρους, βασιζόμενο σε ένα ρητό σχήμα Adams-Bashforth, και  $P$  είναι η δυναμική πίεση της εξωτερικής ροής. Η Εξ. (2.7) ισχύει σε ολόκληρο την υπολογιστικό πεδίο, το οποίο συμπεριλαμβάνει και την επιφάνεια των πτυχώσεων. Ο υπολογισμός της ταχύτητας στο επόμενο χρονοβήμα εκφράζεται από:

$$u_i^{n+1} = \hat{u}_i - \Delta t \frac{\partial \delta P}{\partial x_i} \quad (2.8)$$

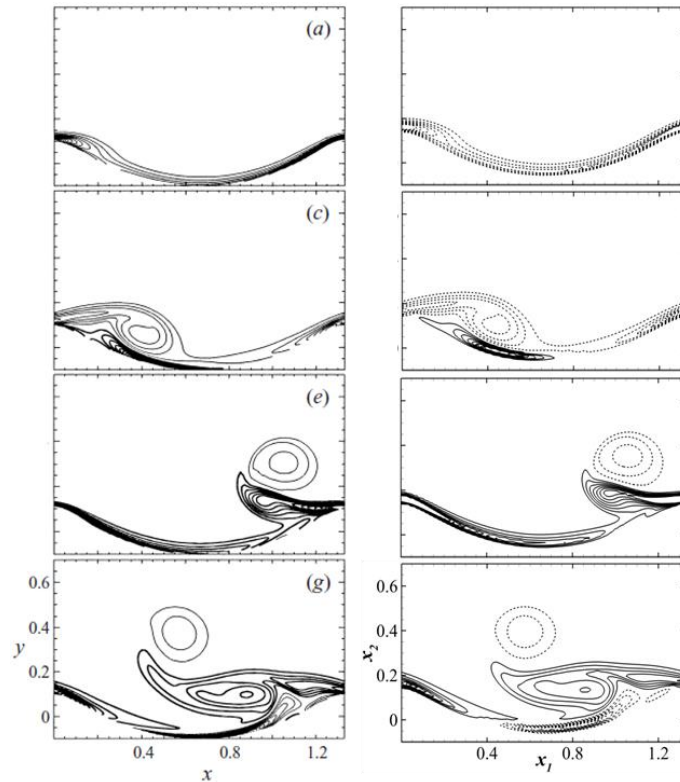
όπου η διόρθωση της δυναμικής πίεσης υπολογίζεται από την επίλυση της εξίσωσης Poisson:

$$\frac{\partial^2 \delta P}{\partial x_i \partial x_i} = -\frac{1}{\Delta t} \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_j} \quad (2.9)$$

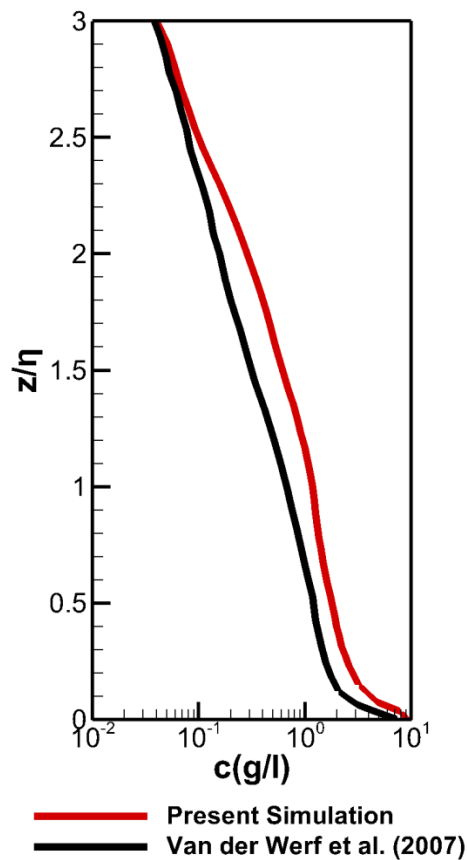
η οποία επιβάλλει την ικανοποίηση της εξίσωσης της συνέχειας για την ταχύτητα στο επόμενο χρονοβήμα

### 2.4. ΕΠΑΛΗΘΕΥΣΗ ΤΟΥ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ

Η επαλήθευση της ακρίβειας του αριθμητικού μοντέλου γίνεται μέσω της σύγκρισης των αποτελεσμάτων με αποτελέσματα προηγούμενων ερευνητών. Η επαλήθευση του πεδίου της ροής γίνεται με σύγκριση με τα αριθμητικά αποτελέσματα των Blondeaux και Vittori (1991) και των Scandura et al. (2000). Στο Σχήμα 2.1 παρουσιάζεται η χρονική εξέλιξη της εγκάρσιας στροβιλότητας κατά τη διάρκεια μιας περιόδου παλλόμενης ροής. Η επαλήθευση για τη μεταφορά του ιζήματος σε αιώρηση γίνεται μετά από σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα των Van der Werf et al. (2007), (Σχήμα 2.2). Στις συγκρίσεις παρατηρείται ικανοποιητική συμφωνία των αποτελεσμάτων.



**Σχήμα 2.1:** Χρονική εξέλιξη της εγκάρσιας στροβιλότητας ( $Lr = 1.333$ ,  $hr = 0.2$ ,  $Re = 1250$ ). Αριστερά παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των Scandura et al. (2000) και δεξιά της παρούσας εργασίας. (a)  $t = \pi/4$ , (c)  $t = 3\pi/4$ , (e)  $t = 5\pi/4$ , (g)  $t = 7\pi/4$



**Σχήμα 2.2:** Χρονική και χωρική μέση τιμή της συγκέντρωσης του ιζήματος σε αιώρηση.

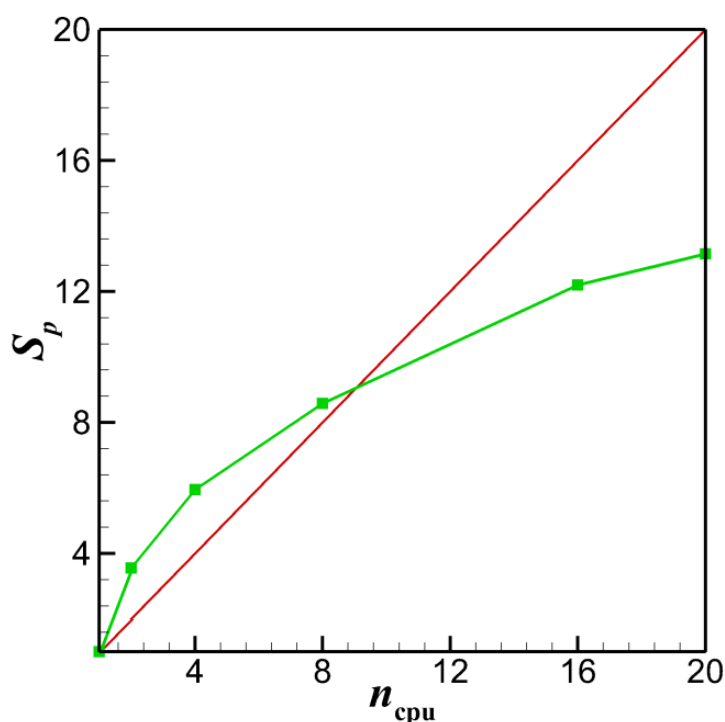
## 2.5. ΠΑΡΑΛΛΗΛΟΠΟΙΗΣΗ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΟΥ ΚΩΔΙΚΑ

Με την παραλληλοποίηση ενός σειριακού αριθμητικού κώδικα επιτυγχάνεται η ταυτόχρονη εκτέλεση τμημάτων του προγράμματος από πολλούς επεξεργαστές, με αποτέλεσμα τη σημαντική μείωση του υπολογιστικού χρόνου των προσομοιώσεων.

Η παραλληλοποίηση του κώδικα έγινε με τη χρήση της πλατφόρμας παράλληλου προγραμματισμού Open Multi-Processing (OpenMP) (Hermanns, 2002), η οποία δίνει στον χρήστη τη δυνατότητα να αναπτύξει παράλληλα προγράμματα για συστήματα μοιραζόμενης μνήμης, τα οποία είναι ανεξάρτητα από τη συγκεκριμένη αρχιτεκτονική και έχουν μεγάλη ικανότητα κλιμάκωσης. Η πλατφόρμα OpenMP, με τον τρόπο που αυτή χρησιμοποιείται στην παρούσα εργασία, ουσιαστικά αντιπροσωπεύει ένα σύνολο ειδικών οδηγιών προς το μεταγλωττιστή της FORTRAN, οι οποίες εισάγονται στα τμήματα του πηγαίου κώδικα που παρουσιάζουν τη δυνατότητα παραλληλοποίησης (π.χ. σε do loops), και ενεργοποιούν την παράλληλη εκτέλεση του συγκεκριμένου τμήματος. Σημειώνεται ότι, η δομή του αριθμητικού κώδικα που έχει αναπτυχθεί επιτρέπει την παραλληλοποίησή του, σχεδόν στο σύνολό του.

Ως κριτήριο αξιολόγησης της παραλληλοποίησης επιλέγονται η επιτάχυνση (speedup),  $S_p$ , η οποία ορίζεται από το λόγο του μετρημένου χρόνου εκτέλεσης της σειριακής έκδοσης προς το χρόνο εκτέλεσης της παράλληλης έκδοσης του προγράμματος.

Στο Σχήμα 2.3 παρουσιάζεται η γραφική παράσταση της επιτάχυνσης,  $S_p$ , ως προς των αριθμό των επεξεργαστών  $n_{cpu}$ .



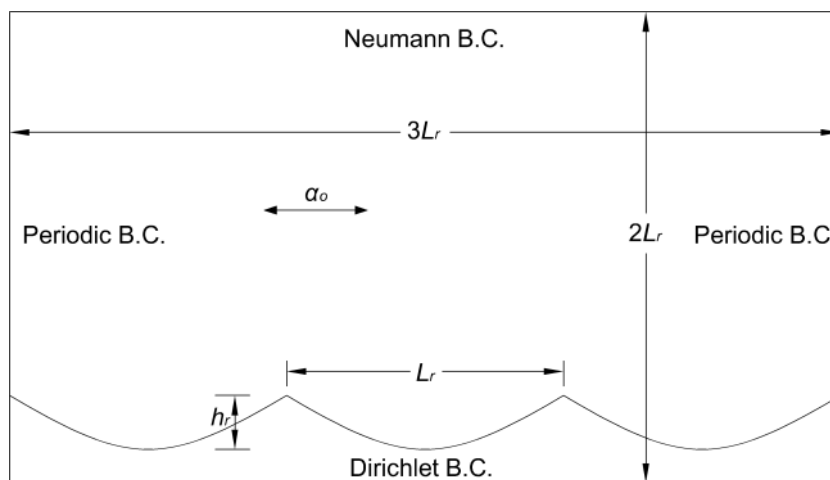
**Σχήμα 2.3:** Μεταβολή επιτάχυνσης παραλληλοποίησης,  $S_p$ , ως προς τον αριθμό των επεξεργαστών  $n_{cpu}$ . Η κόκκινη γραμμή αντιστοιχεί στην ιδανική επιτάχυνση.

Οι προσομοιώσεις πραγματοποιήθηκαν σε έναν προσωπικό υπολογιστή (desktop) με επεξεργαστή τεσσάρων πυρήνων, Intel<sup>(R)</sup> Core<sup>(TM)</sup> i7 και 16 GB μνήμης RAM, έναν εξυπηρετητή (Dell<sup>(TM)</sup> PowerEdge<sup>(TM)</sup> R815 - rack server) με τέσσερις επεξεργαστές οκτώ πυρήνων AMD Opteron<sup>(TM)</sup> 6128 και 512 GB μνήμης RAM και δύο εξυπηρετητές (Dell<sup>(TM)</sup> PowerEdge<sup>(TM)</sup> R815 - rack server) με τέσσερις επεξεργαστές

δεκαέξι πυρήνων AMD Opteron<sup>(TM)</sup> 6272 και 256 GB μνήμης RAM. Η ανάπτυξη και η εκτέλεση του κώδικα πραγματοποιήθηκε με χρήση του λογισμικού Intel<sup>(R)</sup> Visual Fortran Composer XE για λειτουργικό σύστημα Windows και της πλατφόρμας Intel<sup>(R)</sup> Parallel Studio XE για Linux. Επίσης πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις σε πόρους του Εθνικού Υπερ-υπολογιστικού συστήματος Aris του Εθνικού Δικτύου Έρευνας και Τεχνολογίας, το οποίο βασίζεται στην πλατφόρμα NeXtScale της IBM, διαθέτοντας επεξεργαστές της σειράς Intel® Xeon® E5-2680v2 processors, (Ivy Bridge) και προσφέροντας υπολογιστική ισχύ η οποία φτάνει τα 180 TFlops (τρισεκατομμύρια πράξεις κινητής υποδιαστολής ανά δευτερόλεπτο). Το σύστημα ARIS αποτελείται από 426 υπολογιστικούς κόμβους, με συνολικά 8520 πυρήνες επεξεργαστή (CPU cores), διασυνδεδεμένους μέσω ενός δικτύου Infiniband FDR. Σημειώνεται ότι λόγω της υπολογιστικής ισχύος του Υπερ-υπολογιστικού συστήματος Aris, η ταχύτητα προσομοίωσης η οποία επιτεύχθηκε ήταν τουλάχιστον πέντε (5) φορές μεγαλύτερη από την ταχύτητα στους εξυπηρετητές Dell<sup>(TM)</sup> PowerEdge<sup>(TM)</sup> R815.

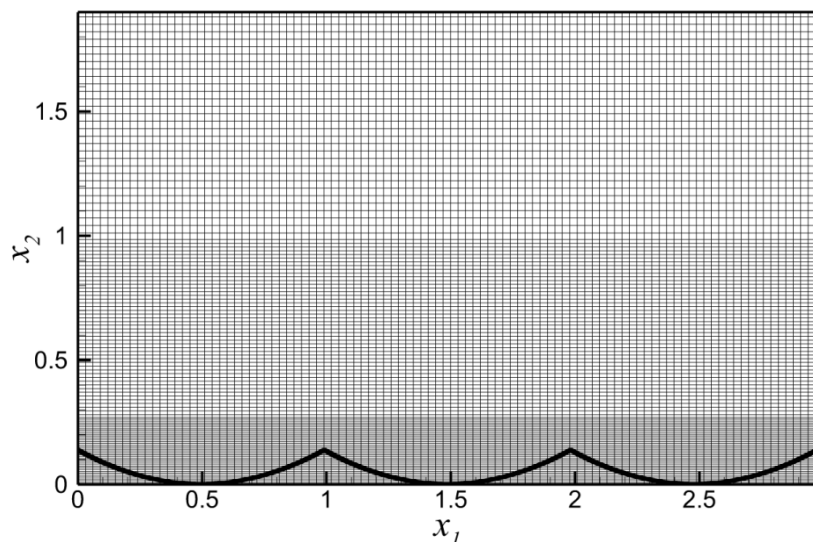
## 2.6. ΡΥΘΜΙΣΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ

Το υπολογιστικό πεδίο με το βυθισμένο όριο του πυθμένα παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.4. Το μήκος του υπολογιστικού πεδίου είναι ίσο με τρεις φορές το μήκος των πτυχώσεων, ενώ το ύψος του υπολογιστικού πεδίου είναι ίσο με δυο φορές το μήκος των πτυχώσεων.



**Σχήμα 2.4:** Απεικόνιση του υπολογιστικού πεδίου που χρησιμοποιείται στις προσομοιώσεις της παλλόμενης ροής πάνω από πτυχώσεις.

Σε ότι αφορά τη χωρική διακριτοποίηση του υπολογιστικού πεδίου, έγινε χρήση μεταβλητού πλέγματος στην κατακόρυφη διεύθυνση, με χρήση πολύ πυκνού πλέγματος στα σημεία ενδιαφέροντος. Έγινε χρήση της μεθόδου προσαρμογής του υπολογιστικού πλέγματος (Adaptive Mesh Refinement – AMR), σε οριζόντια επίπεδα, με πύκνωση πλησίον του πυθμένα (Σχήμα 2.5). Ο λόγος των διαστάσεων των κελιών του πλέγματος ( $\Delta x_1/\Delta x_2$ ) ισούται με 4 στο επίπεδο του πυθμένα, μέχρι το ύψος πεδίου ίσο με δύο φορές το ύψος των πτυχώσεων. Έπειτα το πλέγμα υπόκειται σε αραίωση και ο λόγος  $\Delta x_1/\Delta x_2$  ισούται με 2 μέχρι το μέσο του ύψους του υπολογιστικού πεδίου. Τέλος το πλέγμα υφίσταται περαιτέρω αραίωση μέχρι το άνω όριο του πεδίου, και ο λόγος  $\Delta x_1/\Delta x_2$  ισούται με 1. Η χρήση αυτής της μεθόδου γίνεται για τη μείωση του υπολογιστικού κόστους. Η μείωση των κελιών του υπολογιστικού πλέγματος η οποία επιτυγχάνεται ισούται με 55%.



**Σχήμα 2.5:** Χωρική διακριτοποίηση του υπολογιστικού πεδίου με χρήση μεταβλητού πλέγματος στην κατακόρυφη διεύθυνση (Παρουσίαση πλέγματος ανά πέντε κόμβους).

Η διάσταση των κελιών του πλέγματος στην οριζόντια διεύθυνση,  $\Delta x_1/\alpha_o$ , είναι ομοιόμορφη και ίση με 0.004, ενώ στην κατακόρυφη διεύθυνση,  $\Delta x_2/\alpha_o$ , μεταβάλλεται μεταξύ των τιμών 0.001, 0.002 και 0.004, από τον πυθμένα προς την επιφάνεια ( $\Delta x_1^+ < 5.6$  και  $\Delta x_2^+ < 1.4$ ).

Η ροή οδηγείται από μια ομοιόμορφη βαθμίδα πίεσης σε αριθμό Reynolds που κυμαίνεται από 5,000 έως 23,163. Εξετάστηκαν τρεις περιπτώσεις χαρακτηριστικών μεγεθών των πτυχώσεων, σύμφωνα με την αδιάστατη παράμετρο κινητικότητας,  $\psi$ , η οποία εκφράζει το λόγο της αδράνειας ενός σώματος προς τις βαρυτικές δυνάμεις και σύμφωνα με τον Nielsen (1992) εκφράζεται από τη σχέση

$$\psi = \frac{U_o^2}{(S-1)gD_g} \quad (2.10)$$

Τα χαρακτηριστικά μεγέθη των πτυχώσεων είναι η αναλογία του μήκους των πτυχώσεων προς το εύρος ταλάντωσης,  $L_r/\alpha_o$ , και η αναλογία του ύψους των πτυχώσεων προς το εύρος ταλάντωσης,  $h_r/\alpha_o$ . Τα μεγέθη αυτά υπολογίστηκαν σύμφωνα με τον Nielsen (1992) από τις σχέσεις (2.11), για τρεις διαφορετικές τιμές της παραμέτρου κινητικότητας, ( $\psi = 4, 10, 40$ ) και παρουσιάζονται παρακάτω (Πίνακας 2.1).

$$\frac{h_r}{\alpha_o} = 0.275 - 0.0022 \times \psi^{0.5} \quad \text{και} \quad \frac{L_r}{\alpha_o} = 2.2 - 0.345 \times \psi^{0.34} \quad (2.11)$$

**Πίνακας 2.1:** Χαρακτηριστικά μεγέθη των πτυχώσεων υπολογισμένα ανάλογα με την παράμετρο κινητικότητας  $\psi$ .

$\psi$	$L_r/\alpha_o$	$h_r/\alpha_o$
4	1.66	0.230
10	1.46	0.200
40	0.99	0.135

## 2.7. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

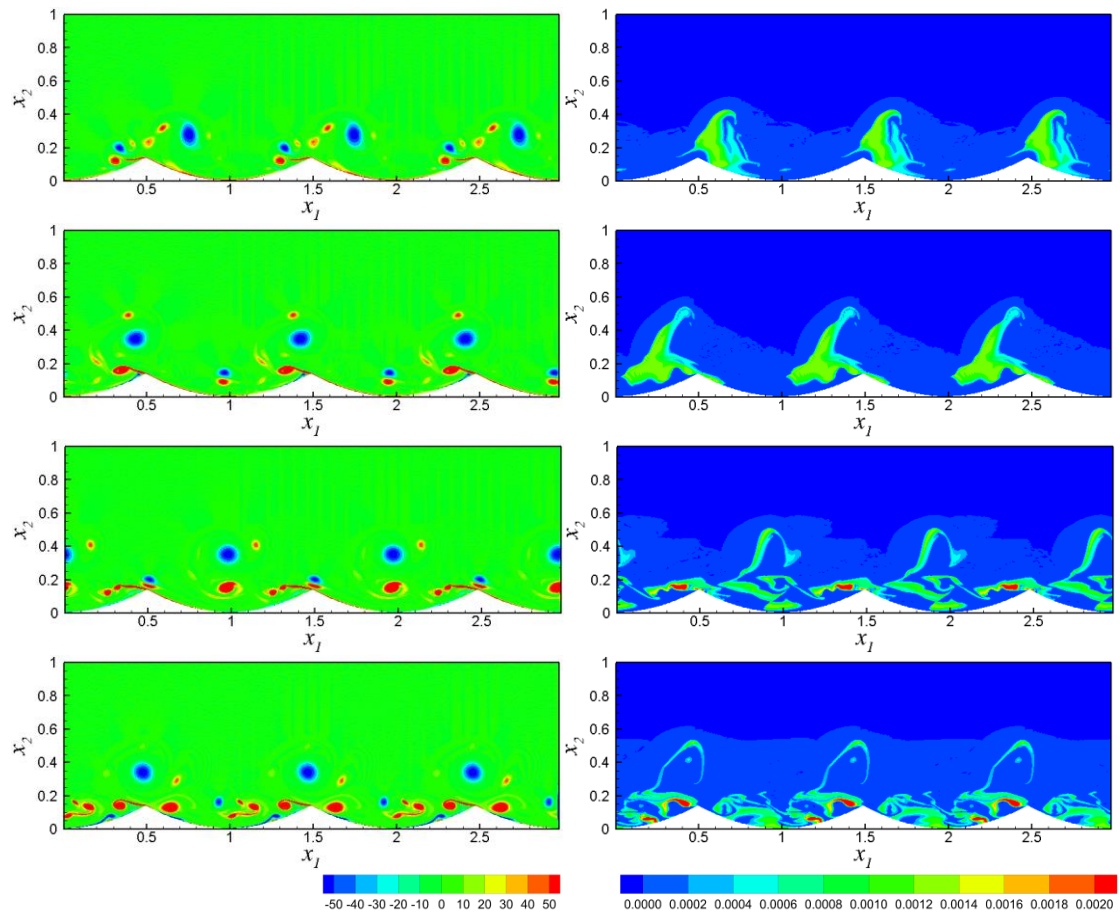
Παρουσιάζονται αποτελέσματα συνδυασμένων προσομοιώσεων παλλόμενης ροής και μεταφοράς ιζήματος (κλίνης και σε αιώρηση) για ίζημα με διάμετρο κόκκου  $D_g/a_o$  ίση με  $2 \times 10^{-3}$ . Το ρευστό και το ίζημα στην αρχή των προσομοιώσεων βρίσκονται σε ηρεμία. Οι παλλόμενες ροές χαρακτηρίζονται από την αποκόλληση της ροής στις κορυφές των πτυχώσεων και ανάπτυξη συνεκτικών στροβίλων, οι οποίοι δημιουργούνται στην υπήνεμη πλευρά των πτυχώσεων, λόγω των αιχμηρών κορυφών τους, κατά τη διάρκεια μιας ημι-περιόδου.

Στο Σχήμα 2.6 παρουσιάζονται ισοϋψείς του πεδίου της στροβιλότητας και της συγκέντρωσης του ιζήματος σε αιώρηση για την περίπτωση παραμέτρου κινητικότητας,  $\psi = 40$ . Αρχικά, το ίζημα κλίνης τίθεται σε κίνηση και γίνεται διαθέσιμο για αιώρηση στις κορυφές των πτυχώσεων, όπου η διατμητική τάση του πυθμένα είναι υψηλή. Μεταξύ των αλλαγών κατεύθυνσης της ροής, δημιουργούνται στρόβιλοι στην υπήνεμη πλευρά των πτυχώσεων. Η ανύψωση του αιωρούμενου ιζήματος συσχετίζεται με το επίπεδο ανύψωσης των στροβίλων της ροής. Στην αναστροφή της κατεύθυνσης της ροής, οι στρόβιλοι που έχουν δημιουργηθεί στην υπήνεμη πλευρά εκτινάσσονται προς την κατεύθυνση της ροής και προκαλούν την εκτίναξη ενός νέφους αιωρούμενου ιζήματος. Τα αποτελέσματα αυτά είναι σε συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα του Sleath (1982) και τα αριθμητικά αποτελέσματα των Zedler and Street (2006).

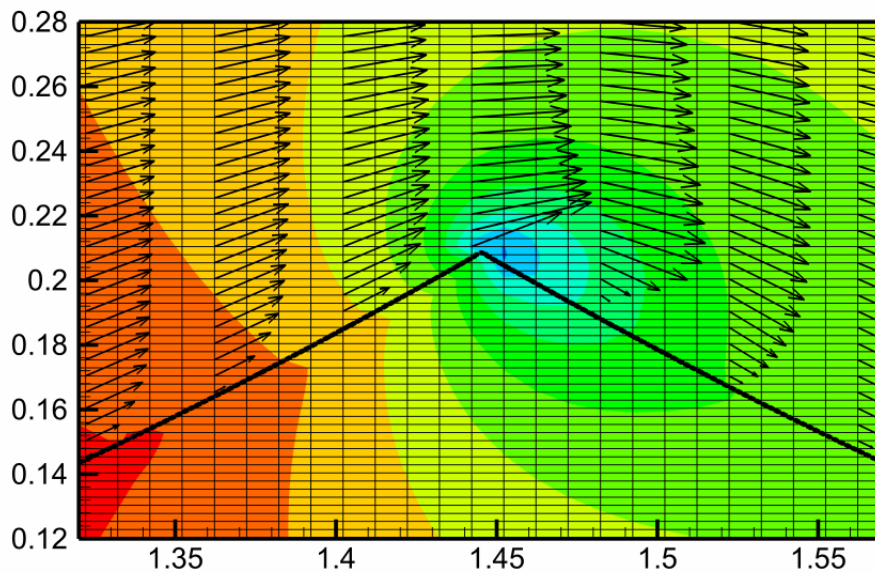
Στο Σχήμα 2.7 παρουσιάζεται το πεδίο πίεσης και ταχύτητας υπεράνω της κορυφής της πτύχωσης. Η ικανοποίηση των οριακών συνθηκών και η δημιουργία οριακού στρώματος κοντά στο τοίχωμα επιτυγχάνεται με χρήση της Μεθόδου Εμβαπτισμένου Ορίου. Στο Σχήμα 2.8 παρατηρείται εμφάνιση αποκόλλησης της ροής στην κορυφή της πτύχωσης και δημιουργίας στροβίλου στην υπήνεμη πλευρά της πτύχωσης.

Στα επόμενα σχήματα παρουσιάζονται αποτελέσματα συγκρίσεων για τις διαφορετικές τιμές της παραμέτρου κινητικότητας,  $\psi$ . Στο Σχήμα 2.9 παρουσιάζονται τα πεδία στροβιλότητας και συγκέντρωσης του ιζήματος σε αιώρηση και στο Σχήμα 2.10 η κατανομή του αδιάστατου ρυθμού μεταφοράς φορτίου κλίνης μεταξύ δύο κορυφών πτυχώσεων. Η ανύψωση του αιωρούμενου ιζήματος, όπως επίσης και οι τιμές του φορτίου κλίνης, αυξάνονται όσο αυξάνει η τιμή της παραμέτρου κινητικότητας.

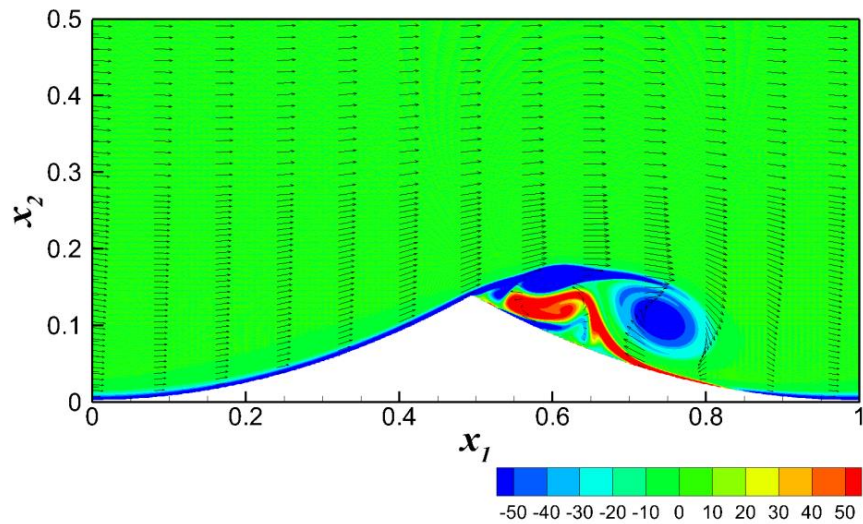




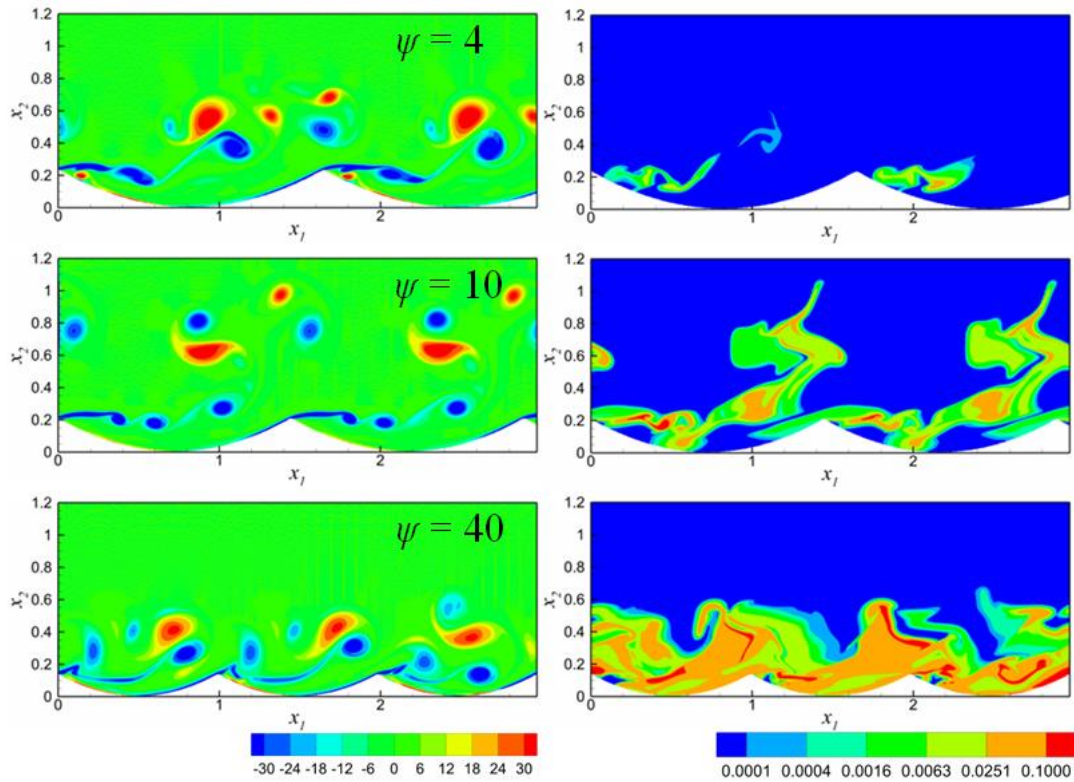
**Σχήμα 2.6:** Ισοϋψείς του πεδίου της στροβιλότητας και της συγκέντρωσης του ιζήματος σε αιώρηση ανά  $T/16$  από πάνω προς τα κάτω ( $Re = 23163$ ,  $9T/16 \leq t \leq 12T/16$ ,  $\psi = 40$ ).



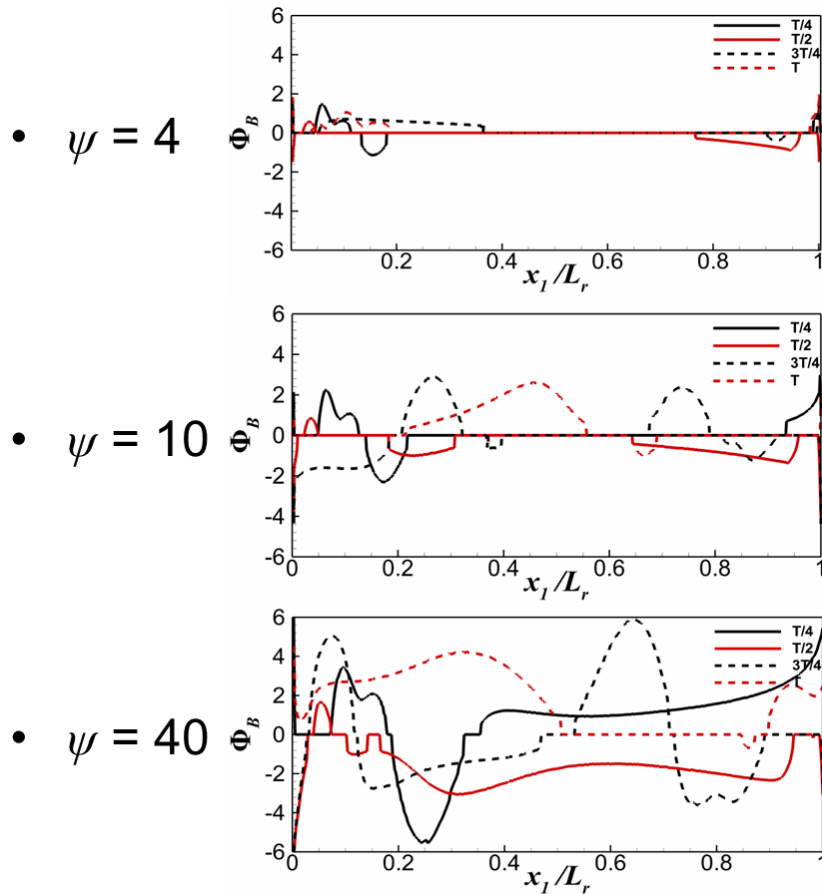
**Σχήμα 2.7:** Πεδίο πίεσης και ταχύτητας υπεράνω της κορυφής της πτύχωσης. Η ικανοποίηση των οριακών συνθηκών επιτυγχάνεται.



**Σχήμα 2.8:** Πεδίο στροβιλότητας ( $Re = 23163$ ,  $t = T/4$ ). Εμφάνιση αποκόλλησης της ροής στην κορυφή της πτύχωσης και δημιουργίας στροβίλου στην υπήνεμη πλευρά της πτύχωσης.



**Σχήμα 2.9 :** Πεδίο στροβιλότητας (αριστερά) και συγκέντρωσης του ιζήματος σε αιώρηση (δεξιά) για τις διαφορετικές τιμές της παραμέτρου κινητικότητας,  $\psi$ . ( $Re = 5000$ ,  $t = 5T/4$ ,  $\psi = 4, 10, 40$ ).



**Σχήμα 2.10:** Κατανομή του αδιάστατου ρυθμού μεταφοράς φορτίου κλίνης μεταξύ δύο κορυφών πτυχώσεων ανά  $T/4$  ( $Re = 23163$ ,  $0 \leq t \leq T$ ,  $\psi = 4, 10, 40$ )

#### ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. Balaras, E. (2004). "Modeling complex boundaries using an external force field on fixed Cartesian grids in large-eddy simulations", *Computers & Fluids*, Vol. 33, 375-404.
2. Blondeaux, P., and Vittori, G. (1991). "Vorticity dynamics in an oscillatory flow over a rippled bed", *J. Fluid Mech.*, 226, 257-289.
3. Engelund, F., and Fredsøe, J. (1976). "A sediment transport model for straight alluvial channels", *Nordic Hydrology*, 7: 293-306.
4. Fredsøe J., and Deigaard R. (1992). "Mechanics of coastal sediment transport," *World Scientific*, Singapore.
5. Hermanns, M. (2002), "Parallel programming in Fortran 95 using OpenMP", Universidad Politecnica de Madrid, Spain, [www.openmp.org](http://www.openmp.org).
6. Nielsen P. (1992). *Coastal Bottom Boundary Layers and Sediment Transport*. World Scientific, 324pp
7. Scandura P., Vittori G., and Blondeaux P. (2000). "Three-dimensional oscillatory flow over steep ripples", *J. Fluid Mech.*, 412, 355-378.
8. Sleath, J. (1982). "The suspension of sand by waves", *Journal of Hydraulic Research*, 20(5), 439-452.
9. Smagorinsky, J. (1963). "General circulation experiments with the primitive equations I. The basic experiment," *Mon. Weather Rev.*, 91(3), 99-165.
10. Van der Werf, J. J., J. S. Doucette, T. O'Donoghue, and J. S. Ribberink (2007), "Detailed measurements of velocities and suspended sand concentrations over full-scale ripples in regular oscillatory flow", *J. Geophys. Res.*, 112, F02012.
11. Van Rijn L.C. (1984). "Sediment transport, Part I: Bed load transport," *J. Hydraul. Eng.*, 454 110 (10), 1431-1456.
12. Zedler, E. A., and Street, R. L. (2006). "Sediment transport over ripples in oscillatory flow", *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, 132(2), 1-14.