



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΑΤΜΟΚΙΝΗΤΗΡΩΝ ΚΑΙ ΛΕΒΗΤΩΝ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΤΗΣ
ΙΣΟΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΚΗΣ ΡΟΗΣ ΣΕ
ΡΕΥΣΤΟΠΟΙΗΜΕΝΗ ΚΛΙΝΗ ΑΝΑΚΥΚΛΟΦΟΡΙΑΣ

ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΣ ΑΤΣΟΝΙΟΣ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: Εμμανουήλ Κακαράς

Αθήνα, Φεβρουάριος 2010

Περιεχόμενα	i
Σύνοψη	ii
Κεφάλαιο 1^ο: Εισαγωγή	
1.1 Τι είναι οι ρευστοποιημένες κλίνες – εφαρμογές.....	1
1.2 CFB στην ηλεκτροπαραγωγή – σύγκριση με PF.....	2
Κεφάλαιο 2^ο: Βασικά μεγέθη ρευστοποίησης – Κατηγορίες κλινών	
2.1 Βασικά μεγέθη.....	6
2.1.1 διάμετρος σωματιδίων.....	6
2.1.2 κλάσμα όγκου.....	6
2.1.3 φαινόμενη ταχύτητα.....	7
2.1.4 ταχύτητα έναρξης ρευστοποίησης.....	7
2.1.5 τελική ταχύτητα.....	8
2.1.6 συντελεστής αποκατάστασης.....	9
2.1.7 συντελεστής ανακλαστικότητας.....	10
2.1.8 οπισθέλκουσα δύναμη.....	10
2.2 Κατηγορίες ρευστοποίησης.....	12
Κεφάλαιο 3^ο: Τι είναι το EMMS – γενικά	17
Κεφάλαιο 4^ο: Υπολογιστική επίλυση ροής – εξισώσεις	
4.1 Γενικά.....	23
4.2 Γεωμετρία – πλέγμα.....	24
4.3 Εξισώσεις – οριακές συνθήκες.....	25
4.4 Μεθοδολογία.....	28
4.5 Παραδοχές.....	31
Κεφάλαιο 5^ο: Παραμετρική διερεύνηση υπομοντέλων του υπολογιστικού κώδικα	32
5.1 Οπισθέλκουσα δύναμη – πυκνότητα πλέγματος.....	
5.1.1 Γενικά.....	33
5.1.2 Επίδραση χρονικού βήματος.....	47
5.1.3 Ανισότροπη οπισθέλκουσα.....	48
5.1.4 Εφαρμογή άλλων μεθόδων EMMS.....	54
5.2 Οριακές συνθήκες τοίχου.....	55
5.3 Συντελεστής αποκατάστασης.....	62
5.4 Επίδραση ομοιομορφίας πλέγματος.....	66
Κεφάλαιο 6^ο: Συμπεράσματα – μελλοντική εργασία	
6.1 Συμπεράσματα.....	73
6.2 Μελλοντική εργασία.....	76
Κεφάλαιο 7^ο: Βιβλιογραφία	78
Κεφάλαιο 8^ο: Συμβολισμοί	84
Κεφάλαιο 9^ο: Παράρτημα	86

ΣΥΝΟΨΗ

Στην εργασία αυτή γίνεται η τρισδιάστατη υπολογιστική προσομοίωση της ισοθερμοκρασιακής ροής συγκεκριμένης πιλοτικής μονάδας ρευστοποιημένης κλίνης ανακυκλοφορίας ισχύος 1.2MWth. Η συνεχόμενη αύξηση της παραγωγής ηλεκτρικής ισχύος σε παγκόσμιο επίπεδο σε συνδυασμό με οικονομικούς και περιβαλλοντικούς λόγους επιβάλλουν την κατασκευή αποδοτικότερων σταθμών παραγωγής. Ένα από τα είδη των νέων σχετικά τεχνολογιών είναι οι ρευστοποιημένες κλίνες ανακυκλοφορίας (circulating fluidized bed – CFB). Ειδικότερα, στις περιπτώσεις των μονάδων μεγάλου μεγέθους, η επιστήμη της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής (computational fluid dynamics - CFD) αποτελεί ένα σημαντικό εργαλείο για τη σχεδιάσή τους, καθώς οι ημιεμπειρικές σχέσεις υστερούν σε τέτοιας κλίμακας εφαρμογές. Έτσι, η επιστημονική κοινότητα έχει κατ' αρχήν στρέψει το ενδιαφέρον στην κατανόηση της ισοθερμοκρασιακής (ή «κρύας») ροής στην κλίνη, δηλαδή στην συμπεριφορά του αέρα και των στερεών που βρίσκονται μέσα σ' αυτήν από ρεολογικής άποψης. Ένα πολλά υποσχόμενο μοντέλο υπολογιστικής προσομοίωσης της κοκκώδους διασπαστικής ροής μέσα στην κλίνη είναι το EMMS (Energy-Minimization Multi-Scale) το οποίο βελτιώνει την εκτίμηση της οπισθέλκουσας δύναμης σε σχέση με τα υπάρχοντα μοντέλα. Το αποτέλεσμα της προσομοίωσης επηρεάζεται και από δευτερεύουσες παραμέτρους: Η επιλογή της οριακής συνθήκης τοίχου για τη στερεά φάση επηρεάζει το τελικό αποτέλεσμα και γι αυτό απαιτείται ιδιαίτερη προσοχή. Ο συντελεστής αποκατάστασης δε, επιλέγεται με εμπειρικό τρόπο και έχει μικρό μερίδιο στην διαμόρφωση των αποτελεσμάτων. Τέλος, η μορφή που θα έχει το υπολογιστικό πλέγμα σχετικά με την ομοιομορφία του μεγέθους των υπολογιστικών κελιών επηρεάζει κατά πολύ τη λύση. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν έδειξαν ότι το EMMS βελτιώνει τα αποτελέσματα συγκριτικά με το συμβατικό μοντέλο, και σε συνδυασμό με την παραμετρική διερεύνηση που έγινε παρέχονται σημαντικές πληροφορίες για την βέλτιστη μοντελοποίηση της ροής τόσο σε επίπεδο ακρίβειας της λύσης όσο και επίπεδο υπολογιστικού κόστους.

Ευχαριστίες:

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον καθηγητή κ. Εμμ. Κακαρά για τη δυνατότητα που μου έδωσε να ασχοληθώ με το αντικείμενο της υπολογιστικής προσομοίωσης των ρευστοποιημένων κλινών ανακυκλοφορίας στο πλαίσιο της εκπόνησης της διπλωματικής μου εργασίας. Θερμές ευχαριστίες και στον Δρ. κ. Σωτήριο Καρέλλα, στον υποψ. Διδάκτορα κ. Αριστείδη Νικολόπουλο καθώς και στον Δρ. κ. Νικόλαο Νικολόπουλο για την άψογη συνεργασία που είχαμε σε όλη τη διάρκεια της εκπόνησης.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1^ο:

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 Τι είναι οι ρευστοποιημένες κλίνες – εφαρμογές

Έστω ότι έχουμε ένα δοχείο που περιέχει ένα ποσό στερεών σωματιδίων και διοχετεύουμε μια παροχή υγρού ή αέρα από το κάτω μέρος αυτής. Η μετατροπή ενός στρώματος ακίνητων σωματιδίων σε στρώμα αιωρούμενων σωματιδίων υπό την επενέργεια ενός ρευστού ονομάζεται **ρευστοποίηση** [33]. Το στρώμα δε, των αιωρούμενων σωματιδίων ονομάζεται **ρευστοποιημένη κλίνη**. Το «ψευδο-ρευστό» συμπεριφέρεται σαν ρευστό μεγάλης πυκνότητας. Για την επιτυχημένη γρήγορη ρευστοποίηση σωματιδίων (fast fluidization regime) θεωρείται ως ευνοϊκότερη περιοχή κονιοποίησης των σωματιδίων αυτή των 50 έως 200 μm [72].

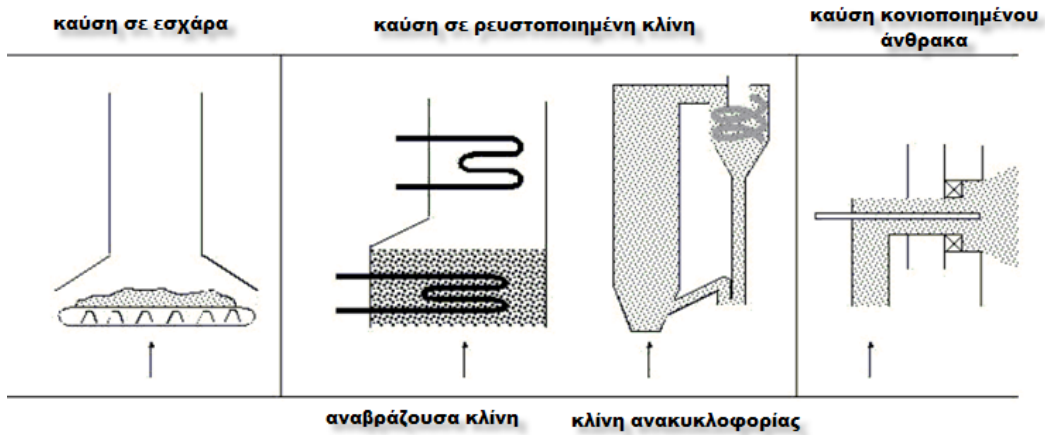
Κύριο χαρακτηριστικό των ρευστοποιημένων κλινών είναι η έντονη ανάμειξη των σωματιδίων με το ρευστό. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός ανομοιογενούς μείγματος το οποίο βοηθά στην καλή μεταφορά θερμότητας από το εσωτερικό της κλίνης στα τοιχώματα αλλά και στη θερμική ομοιομορφία, καθώς η θερμοχωρητικότητα ανά μονάδα όγκου ($\rho \cdot C_p$) είναι μεγάλη για τα σωματίδια, ώστε να μην εντοπίζονται θερμά σημεία (hot spots, ζώνες υψηλής θερμοκρασίας). Η θερμική ομοιογένεια αυτή μας επιτρέπει να πραγματοποιούμε καύση σε θερμοκρασία $T < 1200^\circ\text{C}$ (τυπική θερμοκρασία καύσης ενός συμβατικού λέβητα P.F.), δηλαδή στους 800-900°C. Άλλα βασικά χαρακτηριστικά είναι η ιδιαίτερα μεγάλη επιφάνεια επαφής ανά μονάδα όγκου της κλίνης μεταξύ ρευστού και στερεού, οι υψηλές σχετικές ταχύτητες μεταξύ ρευστού και αραιής στερεάς φάσης (ταχύτητα ολίσθησης, u_{slip}), οι συχνές συγκρούσεις των σωματιδίων μεταξύ τους και με τα τοιχώματα [76], και η πολύ υψηλής ποιότητας ανάμειξη.

Η πρώτη εμφάνιση ρευστοποιημένης κλίνης έγινε το 1922 όπου ο von Winkler σχεδίασε τον πρώτο αντιδραστήρα αεριοποίησης άνθρακα [76]. Τη δεκαετία του '40 σημειώθηκαν περισσότερες εφαρμογές των κλινών σε καταλυτική διάσπαση πετρελαίου ενώ παράλληλα ο σχεδιασμός αυτών βελτιώνεται χάρις της θεωρητικής και πειραματικής έρευνας που διεξήχθη. Τέλος στα μέσα της δεκαετίας του '60 κάνει την εμφάνισή της στην Löpnen η πρώτη εγκατάσταση βιομηχανικής κλίνης για καύση άνθρακα και αργότερα για πύρωση υδροξειδίου του αλουμινίου [76].

Παρόλο που είναι μια σχετικά νέα τεχνολογία, οι ρευστοποιημένες κλίνες βρίσκουν εφαρμογή σε αρκετές περιπτώσεις στη βιομηχανία όπου βασίζονται στην ρευστοποίηση στερεών σωματιδίων από αέρια [5],[72]. Τέτοιες είναι:

- ενεργειακή μετατροπή (ατμοπαραγωγή, αεριοποίηση, αποτέφρωση)
- φυσικές διεργασίες (ανάμειξη, θέρμανση/ξήρανση σωματιδίων)
- πέτρο-χημικές διεργασίες (καταλυτικές χημικές αντιδράσεις, διάσπαση-σύνθεση)
- μεταλλουργία (φρύξη, καθαρισμός αλουμινίου εν θερμώ, τσιμεντοβιομηχανία, επεξεργασία σιδήρου)
- χημική και φαρμακοβιομηχανία (φθαλικό ανυβρίδιο από ναφθαλίνη, αποσύνθεση εστέρα θειικού οξέος, γλωρίωση, παρασκευή μεθανίου, κ.α.)
- μεταφορά στερεών

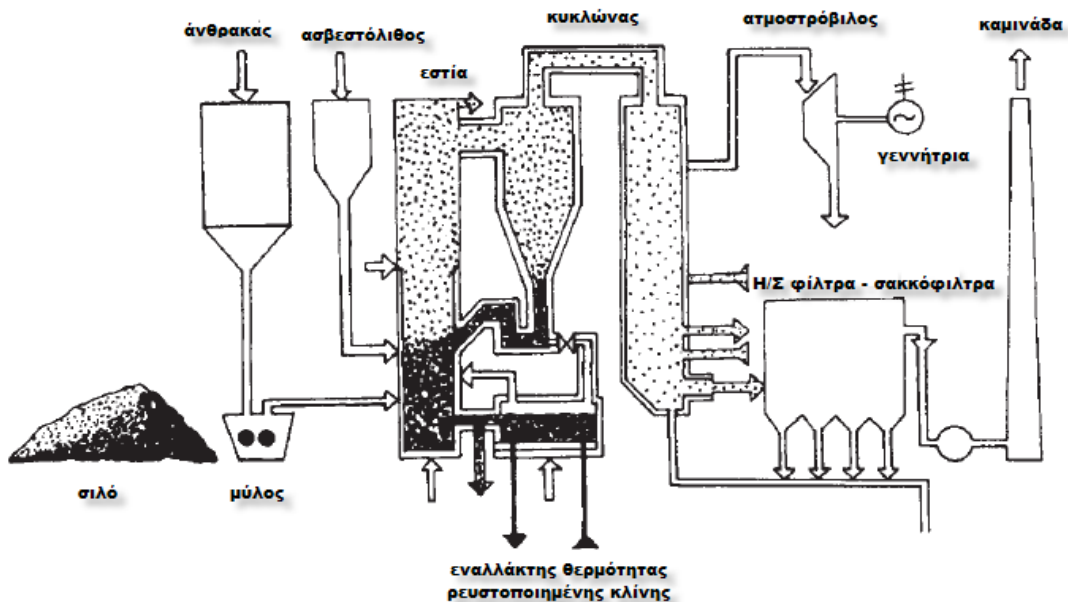
Μια από τις βασικές εφαρμογές, είναι αυτή της καύσης σε ρευστοποιημένες κλίνες καύσης (FBC, fluidized bed combustion) καθώς χρησιμοποιούνται ως εστίες για την ατμοπαραγωγή ενός θερμικού σταθμού ισχύος. Βασικά σχήματα των τύπων των συστημάτων καύσης αυτών εικονίζονται στο Σχήμα 1.1 [75]:



Σχήμα 1.1 Συστήματα καύσης σε για στερεά καύσιμα [75]

1.2 Οι ρευστοποιημένες κλίνες στην ηλεκτροπαραγωγή

Οι ρευστοποιημένες κλίνες για καύση (FBC) κεντρίζουν ολοένα και περισσότερο το ενδιαφέρον όσων εμπλέκονται στην εγκατάσταση θερμικών σταθμών για παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας λόγω των σημαντικών τους πλεονεκτημάτων έναντι των συμβατικών μονάδων ατμοπαραγωγής κονιορτοποιημένου καυσίμου (Pulverized Coal – PC). Τέτοια είναι,[31]:



Σχήμα 1.2 αναπαράσταση καύσης σε ρευστοποιημένη κλίνη με βοηθητικά συστήματα [45]

- ευελιξία στην χρήση καυσίμου (fuel flexibility)

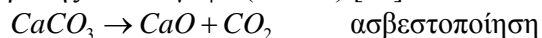
Ίσως αποτελεί το σημαντικότερο χαρακτηριστικό στο οποίο υπερτερούν οι ρευστοποιημένες κλίκες έναντι των συμβατικών καυστήρων και τις κάνουν ανταγωνιστικές στο χώρο της ηλεκτροπαραγωγής από θερμικούς σταθμούς. Ένας PC λέβητας ο οποίος είναι σχεδιασμένος να καίει καύσιμο με συγκεκριμένα χαρακτηριστικά (ποσοστό τέφρας, υγρασία, C,H, κτλ) έχει σημαντικές απώλειες στην καύση κάποιου άλλου καυσίμου ακόμα και του ίδιου είδους (γαιάνθρακας, λιθάνθρακας, βιομάζα, απορρίμματα, κ.α.) ή και καλύτερης ποιότητας. Αντιθέτως, οι CFB μπορούν να δεχθούν ένα μεγάλο εύρος διαφορετικών τύπων καυσίμου χωρίς να σημειώνονται μεγάλες αποκλίσεις στην απόδοση της καύσης. Αυτό οφείλεται στην πολύ καλή ανάμειξη των στερεών με τον αέρα χάριν των αεροδυναμικών συνθηκών που επικρατούν στην κλίνη. Επιπλέον, τα σωματίδια του καυσίμου δεν αποτελούν περισσότερο από το 1-3% των στερεών στην κλίνη. Έτσι, τα σωματίδια αυτά διαχέονται με ταχύτητα και κατανέμονται - καίγονται ομοιόμορφα στο εσωτερικό του λέβητα. Θεωρητικά, σε μια κλίνη μπορεί να καεί κάθε είδους καύσιμο, χωρίς την υποστήριξη βοηθητικού, καλύτερης ποιότητας καυσίμου, με την προϋπόθεση ότι η θερμογόνος ικανότητα αυτού να επαρκεί για να διατηρήσει την θερμοκρασία εντός της κλίνης πάνω από την θερμοκρασία ανάφλεξης. Έτσι, στις ρευστοποιημένες κλίκες είναι δυνατόν να γίνει μίξη καυσίμων χωρίς φυσικά να έχουμε σημαντική απώλεια στην απόδοση της καύσης [5]. Επίσης, είναι σημαντικό να τονισθεί ότι άπαξ και δημιουργηθεί η μονάδα η δυνατότητα εναλλαγής καυσίμου παραμένει μεγάλη [31].

- υψηλότατη απόδοση καύσης [5]:

Ο βαθμός απόδοσης της καύσης κυμαίνεται από 97,5 έως 99,5%. Οι παράγοντες που συμβάλλουν στην τιμή αυτή είναι η καλή ανάμειξη αερίου με στερεή φάση και ο υψηλός ρυθμός καύσης. Επίσης, εξ αιτίας του γεγονότος ότι σε μια ρευστοποιημένη κλίνη ανακυκλοφορίας τα σωματίδια επιστρέφουν μέσω του κυκλώνα ξανά στο λέβητα, τα σωματίδια καυσίμου δύσκολα αποφεύγουν την καύση (μόνο εάν διαφύγουν τελείως εκτός συστήματος κλίνης/ κυκλώνα/ ανακυκλοφορίας). Σημαντικό χαρακτηριστικό επίσης, είναι ότι ο βαθμός απόδοσης παραμένει κοντά στον βέλτιστο ακόμα κι όταν ο λέβητας εργάζεται υπό μερικό φορτίο (μέχρι και 50%), σε αντίθεση με τα PF που για λειτουργία σε μερικό φορτίο (partial load) ο βαθμός απόδοσης πέφτει σημαντικά [31].

- φυσική αποθείωση μέσα στην κλίνη [5],[70]:

Λόγω των χαμηλών θερμοκρασιών καύσης (800-900°C) και με την προσαγωγή ασβεστόλιθου (CaCO₃) είναι εφικτή η in situ δέσμευση του διοξειδίου του θείου (SO₂) μέσω της μετατροπής του σε γύψο (CaSO₄) [67]:



Αυτή η τεχνική είναι ιδιαίτερα αποδοτική σε σύγκριση με την εγκατάσταση μονάδων δευτερογενούς αποθείωσης. Ακόμα αξίζει να τονισθεί ότι λόγω της μεγάλης διάρκειας παραμονής των σωματιδίων στην κλίνη, δεν απαιτείται τεράστια ποσότητα ασβεστόλιθου, καθώς 2 φορές περίπου της αντίστοιχης στοιχειομετρικής είναι αρκετή ώστε να έχουμε ολοκληρωτική δέσμευση SO₂.

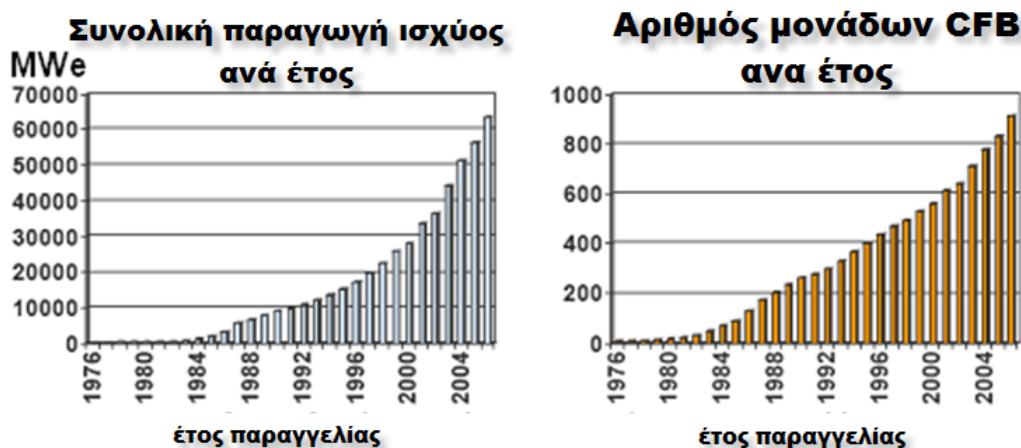
- χαμηλές εκπομπές οξειδίων του αζώτου NO_x [5],[70]:

Όπως αναφέραμε παραπάνω, η θερμοκρασία καύσης στην κλίνη είναι χαμηλότερη από αυτή σε ένα λέβητα κονιοποιημένου άνθρακα (1200-1500 °C) κάτι που σημαίνει ότι το άζωτο του αέρα δεν σχηματίζει θερμικά οξείδια του αζώτου, όπως συμβαίνει στους PC. Αυτό είναι ένα αρκετά σημαντικό πλεονέκτημα έναντι των συμβατικών τεχνολογιών όσον αφορά το θέμα των ρύπων.

Στα θετικά της τεχνολογίας των ρευστοποιημένων κλινών συγκαταλέγονται επίσης η μη παραγωγή τοξικών υγρών απόβλητων και η ασθενής μετάδοση θερμότητας μέσω ακτινοβολίας στις επιφάνειες συναλλαγής θερμότητας του λέβητα [31]. Επειδή, δεν εντοπίζονται σημεία υψηλής θερμοκρασίας (hot spot) και υψηλή ακτινοβολία στο θάλαμο καύσης, τα σωληνοτοιχώματα δεν καταπονούνται υπερβολικά. Έτσι, η διάρκεια ζωής τους είναι συγκριτικά αυξημένη σε σχέση με αυτούς των συμβατικών θαλάμων, γεγονός που επιτρέπει στη μονάδα να έχει υψηλή διαθεσιμότητα. Πρόκειται για μια οικονομικά ανταγωνιστική τεχνολογία λόγω της απλότητας κατασκευής, της ευελιξίας στον τύπο του καυσίμου και στο χαμηλό κόστος της αντιρρυπαντικής τεχνολογίας που απαιτείται [31].

Βέβαια, η τεχνολογία των ρευστοποιημένων κλινών ανακυκλοφορίας έχει και διάφορα μειονεκτήματα για τα οποία καταβάλλονται προσπάθειες να αντιμετωπισθούν. Τέτοια είναι τα προβλήματα λόγω διάβρωσης στις επιφάνειες συναλλαγής θερμότητας από τα σωματίδια που διαφεύγουν της κλίνης, οι υψηλές εκπομπές διοξειδίων του αζώτου (N_2O) (100-200 ppm) σε σχέση με αυτές ενός PC [4]. Ακόμα, το γεγονός ότι απαιτείται αρκετή ισχύ λόγω της εξαναγκασμένης κυκλοφορίας του αέρα στον αντιδραστήρα ο ολικός βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης μειώνεται σημαντικά, κάτι που δεν μπορεί να αποφευχθεί. Η διαφορά αυτή στον βαθμό απόδοσης εξαρτάται και από τον τύπο του καυσίμου, όπου μειώνεται στην περίπτωση χαμηλής ή μέτριας ποιότητας καυσίμου. Επιπλέον, η σχεδίαση υπερκρίσιμου κύκλου με μέση θερμοκρασία στους $850^{\circ}C$, το οποίο συμβάλλει στη μείωση διαβρώσεων λόγω υψηλών θερμοκρασιών, είναι ακόμα σε διερευνητικό στάδιο (στην Πολωνία θα λειτουργήσει η πρώτη μονάδα υπερκρίσιμου ατμού με ηλεκτρική ισχύ $460 MW_{el}$ η οποία βρίσκεται στο τελικό στάδιο κατασκευής [74]), τη στιγμή που οι συμβατικές μονάδες έχουν αναπτυχθεί αρκετά στον συγκεκριμένο τομέα. Τέλος, μπορεί η απόδοση καύσης κακής ποιότητας καυσίμων στις CFB να υπερσχύει έναντι αυτής των PC, όμως σε πολύ καλής ποιότητας καυσίμου συμβαίνει το αντίστροφο.

Παρά τις όποιες αδυναμίες που παρουσιάζουν οι ρευστοποιημένες κλίνες (CFB), τα κύρια χαρακτηριστικά τους τις κάνουν να είναι μια από τις πιο ανταγωνιστικές τεχνολογίες στη βιομηχανία ηλεκτροπαραγωγής. Τα παρακάτω διαγράμματα [31] υποδεικνύουν το διεθνώς αυξανόμενο ενδιαφέρον για την τεχνολογία αυτή

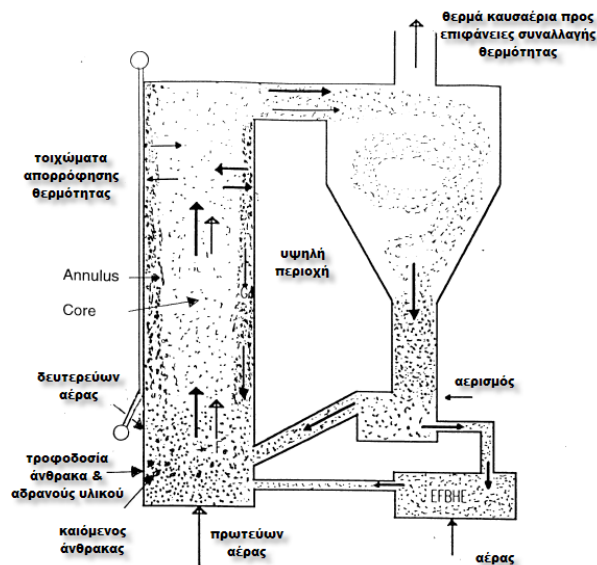


Σχήμα 1.3 ενδεικτικά διαγράμματα της αυξανόμενης ζήτησης των CFB ανά έτος [31]

Όμως παράλληλα με την αύξηση των παραπάνω μεγεθών αυξάνονται και οι απαιτήσεις για βέλτιστη απόδοση και ικανοποιητική λειτουργία, κάτι που δεν μπορεί να προκύψει με ημιεμπειρικά μοντέλα προσομοίωσης, ειδικά για εγκαταστάσεις

εκατοντάδων MW όπου δεν υπάρχει εμπειρία. Επίσης, μοιραία εμφανίζονται εκ νέου τεχνολογικά προβλήματα στο πλαίσιο του σχεδιασμού και της λειτουργίας των μονάδων. Η επιστήμη της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής (computational fluid dynamics, CFD) μπορεί να δώσει απαντήσεις σε αυτά με την εμβάθυνση στην ανάλυση της πολύπλοκης διαφασικής ροής στον θάλαμο καύσης. Πιο συγκεκριμένα, η μελέτη της αποδοτικότερης ανάμειξης (efficient mixing) των διαφόρων στερεών εντός της κλίνης είναι δυνατό να γίνει μόνο με τη βοήθεια της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής. Όμως, τα υπάρχοντα συμβατικά μοντέλα που εφαρμόζονται σήμερα έχουν αδυναμίες τόσο στην πρόβλεψη της οπισθέλκουσας δύναμης που ασκείται στα σωματίδια, η οποία επηρεάζει αρκετά την απόκλιση από την πραγματικότητα, όσο και το μεγάλο υπολογιστικό κόστος που έχει μια προσομοίωση με ακριβέστερα αποτελέσματα [43].

Μια σχετικά νέα τεχνική για τον ακριβέστερο υπολογισμό της οπισθέλκουσας δύναμης είναι το μοντέλο του EMMS που τελευταία βρίσκει αρκετή εφαρμογή και στον τομέα των CFB. Το μοντέλο αυτό βασίζεται στην πρόβλεψη των δομών (*clusters*) που σχηματίζονται κατά τη διάρκεια της ροής των σωματιδίων μεταξύ τους, ανεξάρτητα από το μέγεθος του πλέγματος και την επίδραση που έχουν αυτές στη εξαγωγή της συνολικής δύναμης για κάθε υπολογιστικό κελί. Έτσι απαλλασσόμαστε από την πύκνωση του υπολογιστικού πλέγματος του προβλήματός μας γεγονός που μας επιτρέπει να περιορίζουμε το υπολογιστικό κόστος χωρίς εκπτώσεις στην ακρίβεια των αποτελεσμάτων. Την εφαρμογή αυτού του μοντέλου και τη σύγκριση με τα αποτελέσματα που προκύπτουν από την συμβατική μέθοδο επιχειρούμε να κάνουμε σε αυτή την εργασία. Παράλληλα, αναλύουμε τα αποτελέσματα παραμετρικά για διάφορα μεγέθη της ρευστοδυναμικής του προβλήματος αυτού ώστε να σχηματισθεί τελικά μια εικόνα της βέλτιστης μοντελοποίησης μιας ρευστοποιημένης κλίνης ανακυκλοφορίας.



Σχήμα 1.4 Σχηματική απεικόνιση μονάδας CFBC

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2^ο:

ΒΑΣΙΚΑ ΜΕΓΕΘΗ ΡΕΥΣΤΟΠΟΙΗΣΗΣ – ΤΥΠΟΙ ΡΕΥΣΤΟΠΟΙΗΜΕΝΗΣ ΚΛΙΝΗΣ

2.1 ΒΑΣΙΚΑ ΜΕΓΕΘΗ:

2.1.1 διάμετρος σωματιδίων d_p :

Είναι φυσικό τα σωματίδια σε μια κλίνη να μην έχουν όλα την ίδια διάμετρο, γι' αυτό και είναι αναγκαία η εισαγωγή μιας μέσης τιμής \bar{d}_p . Επίσης εισάγονται οι έννοιες που περιγράφουν την κατανομή των διαμέτρων των σωματιδίων p και P . Η συνάρτηση P δηλώνει το ποσοστό των σωματιδίων που έχουν διάμετρο μικρότερη από d_p και με p δηλώνουμε το ποσοστό των σωματιδίων με διάμετρο μεταξύ d_p και $d_p + d(d_p)$. Η συσχέτιση των δυο αυτών ποσοτήτων γίνεται για μια διάμετρο d_{p1} :

$$p_1 = \left(\frac{dP}{d(d_p)} \right)_1 \quad \text{ή} \quad P_1 = \int_0^{d_{p1}} p d(d_p) \quad (2.1)$$

Η οποία γίνεται για διακριτοποιημένη κατανομή:

$$p_i = \left(\frac{\Delta P}{\Delta(d_p)} \right)_i \quad \text{ή} \quad P_i = \sum_1^i (p \Delta d_p)_i = \sum_1^i x_i \quad (2.2)$$

όπου x_i το κλάσμα του στερεού με μέγεθος i . Έτσι, μπορούμε να πούμε ότι:

$$d_p = \frac{1}{\sum_{\text{all } i} (x / d_p)_i} \quad (2.3)$$

Επίσης στην κοκκώδη ροή εισάγεται η έννοια της σφαιρικότητας των σωματιδίων που ορίζεται ως:

$$\phi = \left(\frac{\text{επιφάνεια σφαίρας}}{\text{επιφάνεια σωματιδίου}_{\text{στον ίδιο όγκο}}} \right) \quad (2.4)$$

Επομένως $\phi = 1$ για σφαίρες και $0 < \phi < 1$ για κάθε άλλο σχήμα σωματιδίου.

2.1.2 κλάσμα όγκου (volume fraction) ε_i :

Το κλάσμα κενού ε (voidage) ενός όγκου/χώρου που περιέχει σωματίδια ορίζεται ο λόγος του όγκου όπου απουσιάζει η στερεά φάση προς τον συνολικό όγκο:

$$\varepsilon_g = \frac{\text{όγκος αέρα}}{\text{συνολικός όγκος}} = \frac{V_g}{V} \quad (2.5)$$

Για να προσδιορισθεί η έναρξη της ρευστοποίησης ορίστηκε το ε_{mf} ως το κλάσμα κενού που αντιστοιχεί στην κατάσταση αυτή. Σε μια κλίνη ταχείας ρευστοποίησης μια τυπική τιμή του ε_g είναι 0,8 στο κάτω μέρος (bottom zone) και 0,99÷0,999 στο ανώτερο μέρος (freeboard). Σε μια αναβράζουσα κλίνη η τιμή αυτή είναι 0,6 ενώ

για μια σταθερή κλίνη 0.4. Αντίστοιχα, ορίζεται και το κλάσμα όγκου σωματιδίων που εκφράζει το ποσοστό κατ' όγκο της στερεάς φάσης σε ένα χώρο.

$$\varepsilon_s = \frac{\text{όγκος σωματιδίων}}{\text{συνολικός όγκος}} = \frac{V_s}{V} = 1 - \varepsilon_g \quad (2.6)$$

Η πυκνότητα της συγκέντρωσης των στερεών σε μια κλίνη περιορίζεται από μια μέγιστη τιμή (packing limit, ε_{\max}) η οποία είναι χαρακτηριστική για κάθε τύπο ρευστοποίησης.

2.1.3 φαινόμενη ταχύτητα (superficial velocity) u_o :

Η φαινόμενη ταχύτητα είναι ένα λογιστικό μέγεθος και είναι η ταχύτητα που θα είχε ο αέρας σε έναν όγκο εάν αυτός δεν περιείχε καθόλου σωματίδια ($\varepsilon_g=1$). Για μια δεδομένη παροχή όγκου \dot{V} σε μια επιφάνεια A , η φαινόμενη ταχύτητα είναι:

$$u_o = \frac{\dot{V}}{A} \quad (2.7)$$

Η πραγματική δε, ταχύτητα u είναι για την ίδια παροχή σε μικρότερη επιφάνεια ίση με $\varepsilon_g \cdot A < A$ και είναι:

$$u = \frac{\dot{V}}{\varepsilon_g A} \quad (2.8)$$

Είναι προφανές ότι για δεδομένη παροχή και υπολογιστικό όγκο (ή επιφάνεια A) $u_o < u$. Οι ταχύτητες της αέριας φάσης που λαμβάνουν χώρα στις μετρήσεις και τους υπολογισμούς στην εργασία αυτή είναι κανονικές ταχύτητες.

2.1.4 ταχύτητα έναρξης ρευστοποίησης u_{mf} :

Η ταχύτητα αυτή ονομάζεται ταχύτητα έναρξης ρευστοποίησης (u_{mf} , mf=minimum fluidization) γιατί δηλώνει την ελάχιστη ταχύτητα που απαιτείται για να αρχίσει μια μόνιμη κλίνη να ρευστοποιείται σχηματίζοντας την πρώτη φυσαλίδα. Η ταχύτητα αυτή, όπως ορίζεται και χρησιμοποιείται στις παρακάτω σχέσεις είναι φαινόμενη και όχι πραγματική. Ο αντίστοιχος αριθμός Reynolds των σωματιδίων είναι:

$$Re_{p,mf} = \frac{d_p \cdot u_{mf} \cdot \rho_g}{\mu_g} \quad (2.9)$$

Για τον υπολογιστικό καθορισμό της έναρξης της ρευστοποίησης έχουν προταθεί 2 εξισώσεις [33]. Ο πρώτος είναι και ο «κλασσικός» των Wen and Yu και ο δεύτερος από τον Fletcher. Σύμφωνα με τον δεύτερο [17], για σφαιρικούς αμμόδεις κόκκους (με $\varepsilon_{mf} < 0.48$ και συντελεστή σφαιρικότητας > 0.9)

$$\begin{aligned} Re_{mf} &= \frac{Ar}{1400 + 5\sqrt{Ar}} & Ar &\geq 1480 \\ Re_{mf} &= \frac{Ar}{1400} & Ar &< 1480 \end{aligned} \quad (2.10)$$

Ενώ για $\varepsilon_{mf} < 0.55$ και συντελεστή σφαιρικότητας 0.8 - 0.9:

$$\text{Re}_{mf} = \frac{Ar}{1170 + \sqrt{Ar}} \quad (2.11)$$

Τέλος για πολύ γωνιώδεις κόκκους (με μικρό συντελεστή σφαιρικότητας < 0.8):

$$\text{Re}_{mf} = \frac{Ar}{790 + 7\sqrt{Ar}} \quad (2.12)$$

με

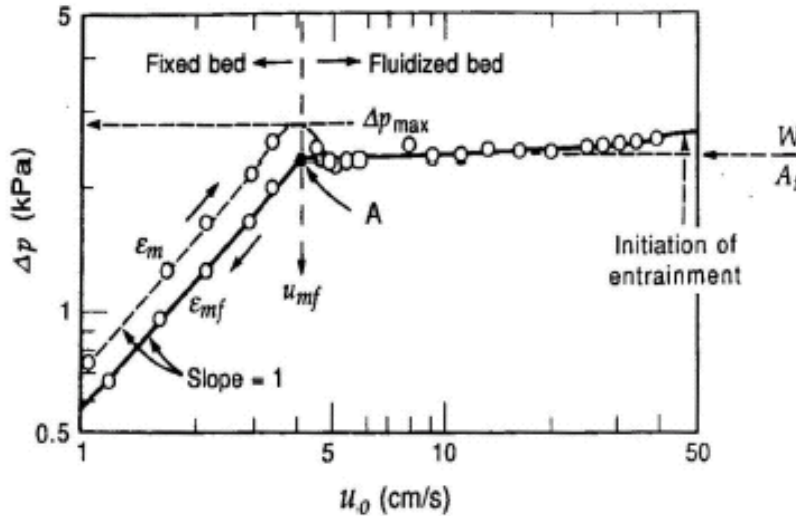
$$Ar = \frac{d_p^3 g \rho_g (\rho_s - \rho_g)}{\mu_g^2} \quad (2.13)$$

ο αριθμός του Αρχιμήδη. Τα αποτελέσματα σύμφωνα με αυτή την προσέγγιση είναι αρκετά ακριβή όταν πρόκειται για ατμοσφαιρικές συνθήκες ($p=1\text{atm}$, $T=25^\circ\text{C}$).

Από την άλλη, οι Wen και Yu προτείνουν [62]:

$$\text{Re}_{mf} = [C_1^2 + C_2 Ar]^{\frac{1}{2}} - C_1 \quad (2.14)$$

Για τραχεία σωματίδια: $C_1=28.7$ και $C_2=0.0494$,
και για λεία $C_1=33.7$ και $C_2=0.0408$.



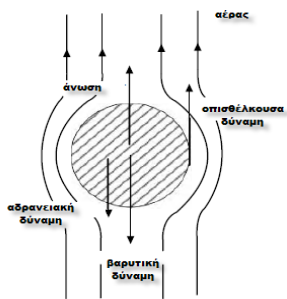
Σχήμα 2.1 Πτώση πίεσης ανά φαινόμενη ταχύτητα (για ομοιόμορφο μέγεθος κόκκων άμμου) [33]

2.1.5 τελική ταχύτητα (terminal velocity) u_t :

Μια άλλη χαρακτηριστική ταχύτητα είναι η τελική ταχύτητα. Ορίζεται ως η ταχύτητα που αποκτά ένα σωματίδιο όταν μηδενιστεί η συνισταμένη των δυνάμεων που ασκούνται κατά την καθοδική του πορεία. Σε ένα σωματίδιο ασκούνται τρεις δυνάμεις: το βάρος του και η δύναμη από το ρεύμα του αέρα που αναλύεται σε δυο κατακόρυφες συνιστώσες, την ανωστική δύναμη και την οπισθέλκουσα. Από την ισορροπία των δυνάμεων σε ένα σφαιρικό σωματίδιο έχουμε:

$$\left. \begin{aligned} m_p g &= m_p \frac{\rho_p}{\rho_g} g + C_D \frac{\pi d_p^2}{4} \rho_g \frac{u_t^2}{2} \\ m_p &= \rho_p V_p = \rho_p \frac{\pi d_p^3}{6} \end{aligned} \right\} \Rightarrow u_t = \sqrt{\frac{4}{3} \left(\frac{\rho_p}{\rho_g} - 1 \right) \frac{d_p g}{C_D}} \quad (2.15)$$

Για σφαιρικά σωματίδια, για απλοποίηση της παραπάνω σχέσης και ιδιαίτερα του συντελεστή οπισθέλκουσας C_D , έχουμε τις παρακάτω σχέσεις από όπου προκύπτει η τελική ταχύτητα ανάλογα από το είδος της ροής [5]:



Σχήμα 2.2 ασκούμενες δυνάμεις σε ένα σωματίδιο [5]

$$\begin{aligned} \frac{d_p u_t \rho_g}{\mu} &= \frac{Ar}{18}, & \text{Re} < 0,4 \\ \frac{d_p u_t \rho_g}{\mu} &= \left[\frac{Ar}{7,5} \right]^{0,666}, & 0,4 < \text{Re} < 500 \\ \frac{d_p u_t \rho_g}{\mu} &= \left[\frac{Ar}{0,33} \right]^{0,5}, & \text{Re} > 500 \end{aligned} \quad (2.16)$$

Όμως, επειδή δεν έχουμε απολύτως σφαιρικά σωματίδια, υπάρχει η χρήσιμη σχέση των Haider και Levenspiel [22] για την τελική ταχύτητα σε αδιάστατη μορφή:

$$u_t^* = \left[\frac{18}{(d_p^*)^2} + \frac{2.335 - 1.744\phi}{(d_p^*)^5} \right]^{-1} \quad 0.5 < \phi < 1 \quad (2.17)$$

με

$$u_t^* = u_t \left[\frac{\rho_g^2}{\mu(\rho_s - \rho_g)g} \right]^{\frac{1}{3}} \quad \text{και} \quad d_p^* = d_p \left[\frac{\rho_g(\rho_s - \rho_g)g}{\mu^2} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2.18)$$

Εμπειρικά, για την αδιάστατη διάμετρο:

$$\begin{aligned} d_p^* < 1 & \quad \text{για μικρά σωματίδια} \\ d_p^* > 100 & \quad \text{για μεγάλα σωματίδια} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Η τελική ταχύτητα είναι ένα αρκετά χρήσιμο μέγεθος για το σχεδιασμό μιας κλίνης καθώς απλουστεντικά, για ταχύτητες μεταξύ u_{mf} και u_t τα σωματίδια παραμένουν μέσα στην κλίνη ενώ για μεγαλύτερες από την τελική εξέρχονται από αυτήν και απαιτείται σύστημα ανακυκλοφορίας με τη βοήθεια κυκλώνα για την επαναφορά τους πίσω στον αντιδραστήρα.

2.1.6 συντελεστής αποκατάστασης (coefficient of restitution) e_{si} :

Ο συντελεστής αυτός αποτελεί ιδιότητα του υλικού των σωματιδίων και πειραματικά δεν θεωρείται σταθερός γιατί εξαρτάται τόσο από τις ιδιότητες του υλικού όσο και από την ταχύτητα κρούσης (προσέγγιση) και την σκληρότητα του υλικού [27]. Αν και εκφράζει την επίδραση της ανελαστικής συμπεριφοράς του υλικού και την απώλεια ενέργειας λόγω των κρούσεων, επιδρά στους υπολογισμούς σαν περιορισμός της ταχύτητας. Για παράδειγμα, για $e=0$ που υποδηλώνει πλαστική συμπεριφορά και δημιουργία συσσωματώματος, βάσει της αρχής διατήρησης της ορμής οι ταχύτητες των σωματιδίων μετά την κρούση θα πρέπει να είναι ίσες (αφού θα είναι ένα σώμα άρα δεν θα έχουμε εκφυγή). Αντίθετα, για $e=1$ η κρούση είναι τελείως ελαστική και έχουμε ανταλλαγή ορμής μεταξύ των σωμάτων. Γι αυτό, ένας εναλλακτικός ορισμός του συντελεστή είναι ο λόγος τελικής προς αρχική ταχύτητα, εν είδει περιορισμού του όρου της ταχύτητας [10].

$$e_{ss} = \frac{\text{ταχύτητα εκφυγής}}{\text{ταχύτητα προσέγγισης}} \quad (2.20)$$

Στους υπολογισμούς θα χρειαστεί ο συντελεστής αποκατάστασης e_{ss} μεταξύ κρούσεων σωματιδίων μεταξύ τους και ο αντίστοιχος e_{sw} για κρούσεις σωματιδίων με το τοίχωμα. Ειδικότερα ο δεύτερος συντελεστής, περιγράφει το ποσό της καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας από τις συγκρούσεις των σωματιδίων με τον τοίχο [1]. Μια τιμή κοντά στη μονάδα υπονοεί την πολύ χαμηλή καταστροφή της κοκκώδους ενέργειας στον τοίχο (ελαστικές κρούσεις με αυτόν) [1]. Επειδή η κοκκώδης ενέργεια (θερμοκρασία) εκφράζεται μέσω αλγεβρικής εξίσωσης στο πρόβλημα μας θα μας απασχολήσει μόνο ο e_{ss} .

2.1.7 συντελεστής ανακλαστικότητας (specularity coefficient) ϕ' :

Και ο συντελεστής αυτός έχει να κάνει με την ιδιότητα του υλικού των σωματιδίων και συγκεκριμένα με το κατά πόσο οι κρούσεις των σωματιδίων με το τοίχωμα είναι ελαστικές και έχουμε ολίσθηση ή ανελαστικές και έχουμε διάχυση και απώλεια ορμής κατά την επαπτομενική διεύθυνση του ορίου. Είναι φανερό ότι η σημασία του συντελεστή αυτού φαίνεται στις οριακές συνθήκες κατά πόσο δηλαδή η στερεά φάση ολισθαίνει ή όχι κατά την πτώση τους δίπλα στον τοίχο. Έτσι, για $\phi'=0$ (λείο τοίχωμα) έχουμε ελεύθερη ολίσθηση (free slip) δηλαδή το σωματίδιο (ή το cluster) ολισθαίνει χωρίς τριβή με το τοίχωμα, για $\phi'=1$ (τοίχωμα με τραχεία επιφάνεια) έχουμε τη μεταφορά σημαντικής ποσότητας της ορμής και για $0 < \phi' < 1$ έχουμε μια ενδιάμεση κατάσταση ανάλογα με την τιμή. Στη διεθνή βιβλιογραφία υπάρχει μια διάσταση απόψεων για τη φύση του $\phi'=1$. Άλλοι εκλαμβάνουν την συνθήκη αυτή ως πλήρη μεταφορά της ορμής και κατά συνέπεια μηδενισμό της ταχύτητας των στερεών (συνθήκη μη ολίσθησης) ενώ άλλοι ως μεταφορά μεγάλου μέρους της ορμής. Στην παρούσα εργασία έγινε η δεύτερη παραδοχή, καθώς είναι μαθηματικά πιο συνεπής με την διαφορική εξίσωση που θεμελιώνει την συνθήκη μερικής ολίσθησης (πρβ κεφάλαιο 5.2). Η ποσότητα αυτή χρησιμοποιείται στην έκφραση της οριακής συνθήκης επαπτομενικά του τοίχου και η τιμή της λαμβάνεται διαισθητικά κατά την κρίση του μελετητή καθώς δεν υπάρχουν πειραματικά δεδομένα για διάφορα υλικά στη διεθνή βιβλιογραφία.

2.1.8 οπισθέλκουσα δύναμη F_D :

Είναι η δύναμη που ασκείται σε ένα σώμα από ρεύμα ρευστού (αέρα) όταν αυτό εκτεθεί στο πεδίο ροής του. Η γενική μορφή της οπισθέλκουσας δύναμης ανά μονάδα όγκου είναι:

$$f_D = \beta(u_g - u_s) = \beta \cdot u_{slip}, \text{ σε N/m}^3 \quad (2.21)$$

Αρκετές σχέσεις υπάρχουν στη βιβλιογραφία για την περιγραφή του συντελεστή οπισθέλκουσας C_D και του συντελεστή εναλλαγής ορμής β για διφασική ροή που να ανταποκρίνονται στις συνθήκες μιας ρευστοποιημένης κλίνης ανακυκλοφορίας με πιο σημαντικές τις εξής:

▪ Οι Syamlal και O'Brien [50] προτείνουν τον εξής υπολογισμό του συντελεστή εναλλαγής ορμής β :

$$\beta = \frac{3}{4} C_D \frac{\varepsilon_s \varepsilon_g \rho_g}{v_{r,s}^2 d_s} \varepsilon_g^{-2.65} \left(\frac{\text{Re}}{v_{r,s}} \right) |v_s - v_g|$$

$$\mu\varepsilon: C_D = \left(0.63 + \frac{4.8}{\sqrt{\text{Re}_s / v_{r,s}}} \right)^2 \quad (2.22)$$

$$\text{και: } v_{r,s} = 0.5 \left(A - 0.06 \cdot \text{Re}_s + \sqrt{(0.06 \cdot \text{Re}_s)^2 + 0.12 \cdot \text{Re}_s \cdot (2 \cdot B - A) + A^2} \right)$$

$$\text{όπου: } A = \varepsilon_g^{4.14}, B = \begin{cases} P \cdot \varepsilon_g^{1.28}, & \varepsilon_g \leq 0.85 \\ \varepsilon_g^Q, & \varepsilon_g > 0.85 \end{cases} \quad (P \text{ και } Q \text{ σταθερές βασισμένες στην } u_{mf})$$

▪ Ο Arastoorpour [3] προτείνει το εξής:

$$\beta = \left(\frac{17.3}{\text{Re}} + 0.336 \right) \frac{\varepsilon_s \rho_g |v_s - v_g|}{d_s} \varepsilon_g^{-2.8}$$

$$\text{Re} = \frac{d_s \rho_g |v_s - v_g|}{\mu_g} \quad (2.23)$$

▪ Ο Gidaspow [21] συνδύασε τις σχέσεις των Ergun [15] και Wen end Yu [61] για πυκνή και αραιή ροή αντίστοιχα:

$$\beta = 150 \frac{\varepsilon_s^2 \mu_g}{\varepsilon_g d_s^2} + 1.75 \frac{\varepsilon_s \rho_g |v_s - v_g|}{d_s}, \quad \text{για } \varepsilon_g < 0.8 \quad [17]$$

$$\beta = \frac{3}{4} C_D \frac{\varepsilon_s \varepsilon_g \rho_g |v_s - v_g|}{d_s} \varepsilon_g^{-2.65}, \quad \text{για } \varepsilon_g > 0.8 \quad [18] \quad (2.24)$$

$$\mu\varepsilon: C_D = \frac{24}{\text{Re}} \cdot [1 + 0.15 \cdot \text{Re}^{0.687}] \quad \text{και} \quad \text{Re} = \frac{\varepsilon_g \rho_g d_s |v_s - v_g|}{\mu_g}$$

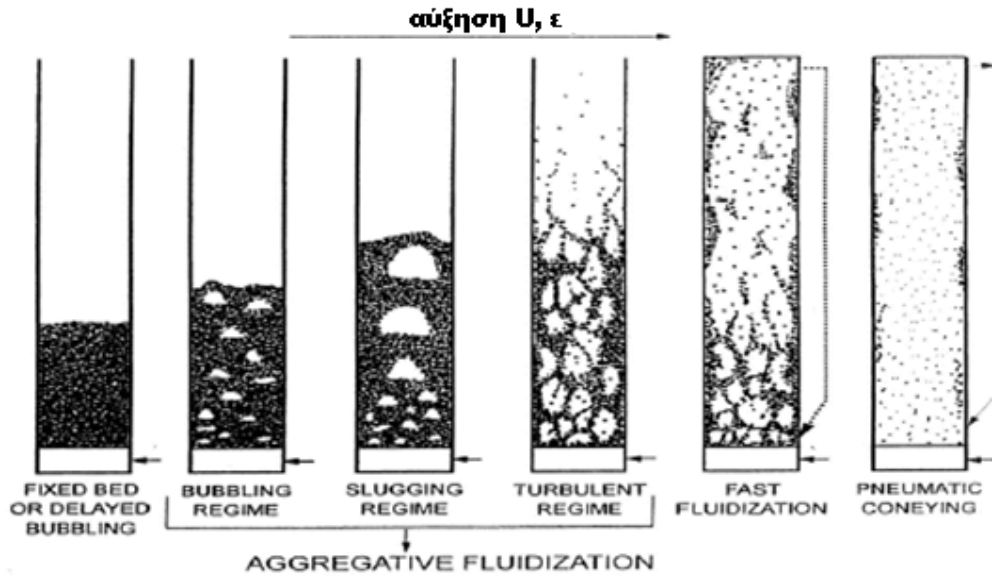
Η βασική παραδοχή που κάνουν όλα τα παραπάνω συμβατικά μοντέλα (με εξαίρεση το μοντέλο του Syamlal που προσπαθεί να εισάγει την ετερογένεια με βάσει τους ημι-εμπειρικούς συντελεστές P και Q) είναι ότι υπάρχει ομοιόμορφη κατανομή σε ένα υπολογιστικό κελί. Αυτό όμως αυτομάτως αμελεί την ύπαρξη συμπλεγμάτων σωματιδίων (clusters), με μέγεθος μικρότερο του υπολογιστικού κελιού, τα οποία όπως θα δούμε παρακάτω παίζουν σημαντικό ρόλο στην προσομοίωση και οδηγεί σε αποκλίσεις από τα πραγματικά αποτελέσματα.

▪ EMMS

Βασίζεται στην ενσωμάτωση της επίδρασης των συμπλεγμάτων σωματιδίων στη ροή. Το αποτέλεσμά του εμφανίζεται μέσω ενός συντελεστή ετερογένειας ο οποίος διορθώνει την τιμή του συντελεστή μεταφοράς ορμής όπως αυτός προκύπτει από την σχέση Wen και Yu [61].

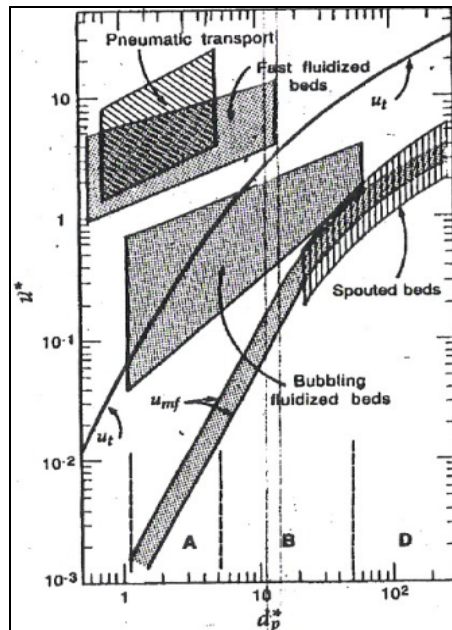
2.2 ΚΑΤΗΓΟΡΙΕΣ ΡΕΥΣΤΟΠΟΙΗΣΗΣ:

Ο τύπος της ρευστοποιημένης κλίνης εξαρτάται από την φαινόμενη ταχύτητα και το ποσοστό όγκου του ρευστού που διοχετεύεται στη μονάδα [33]:



Σχήμα 2.3 Σχηματικές απεικονίσεις των διάφορων βασικών κατηγοριών ρευστοποιημένης κλίνης [33]

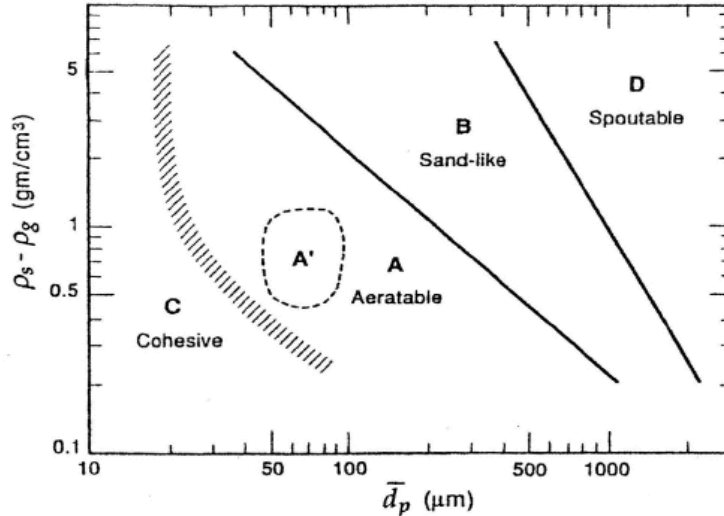
Καθώς η ταχύτητα των ρευστού αυξάνει, έχουμε την δημιουργία μόνιμης κλίνης (fixed bed), αναβράζουσας (bubbling fluidization), slugging fluidization, τυρβώδους ρευστοποίησης (turbulent fluidization), ταχείας ρευστοποίησης (fast fluidization) και πνευματικής μεταφοράς (pneumatic conveying). Ένα χρήσιμο σχήμα για να προσδιορίζουμε τον τύπο ρευστοποίησης με βάση τα αδιάστατα μεγέθη u^* και d_p^* είναι το κάτωθι:



Σχήμα 2.4 περιοχές ρευστοποίησης [33]

Μια επίσης κατηγοριοποίηση των ρευστοποιημένων κλινών καύσης είναι με βάση την πίεση λειτουργίας τους και διακρίνονται σε ατμοσφαιρικές (atmospheric systems, FBC) και υπό πίεση (pressurized systems, PFBC). Η βασική διαφορά των δυο αυτών κατηγοριών είναι ότι αυτές της δεύτερης κατηγορίας παράγουν καυσαέρια υψηλής ενθαλπίας τα οποία μπορούν να οδηγηθούν σε αεριοστρόβιλο δημιουργώντας ένα συνδυασμένο κύκλο υψηλής απόδοσης [75].

Πριν αναφερθούμε σε κάθε κατηγορία ρευστοποιημένης κλίνης ξεχωριστά θα κάνουμε μια σύντομη περιγραφή στην κατάταξη των σωματιδίων, όπως αυτή έγινε από τον Geldart [20]:



Σχήμα 2.5 Κατηγοριοποίηση σωματιδίων κατά Geldart [33]

Ομάδα C:

Είναι τα συνεκτικά και πολύ λεπτά σωματίδια. Έχουν μικρή διάμετρο και η ρευστοποίηση τους είναι δύσκολη. Μετά τη ρευστοποίηση δεν παρασύρονται αμέσως αλλά παραμένουν για ένα χρονικό διάστημα στην κλίνη. Τέτοια υλικά είναι το ταλκ και το αλεύρι.

Ομάδα A:

Χαρακτηρίζονται από μικρή πυκνότητα και μικρό μέγεθος (μέγιστη διάμετρος 1mm). Η ρευστοποίηση τους είναι εύκολη (δηλαδή δεν χρειάζεται μεγάλη ταχύτητα ρευστού, u_g) και σχηματίζουν φυσαλίδες (<10cm) σε υψηλότερες ταχύτητες, οι οποίες ανέρχονται γρηγορότερα από τον περιρέον αέριο. Τυπική εφαρμογή τους γίνεται στους FCC καταλύτες.

Ομάδα B:

Είναι οι κόκκοι που έχουν ομοιότητες με την άμμο. Χαρακτηρίζονται από καλή ρευστοποίηση, γρήγορη κίνηση των φυσαλίδων και το μεγάλο μέγεθος που αποκτούν αυτές κατά τη διάρκεια της αιώρησής των. Το μέγεθος των φυσαλίδων είναι ανεξάρτητο από τη μέση διάμετρο των σωματιδίων d_p , ενώ αυτό αυξάνεται γραμμικά της ποσότητας ($u_o - u_{mf}$) και καθ' ύψος της κλίνης [33].

Ομάδα D:

Και αυτά τα σωματίδια βοηθούν στο σχηματισμό φυσαλίδων, οι οποίες ενώνονται μεταξύ τους και γίνονται μεγαλύτερες, αλλά είναι πιο αργές από τον υπόλοιπο αέρα. Γι αυτό και τα σωματίδια αυτά είναι δύσκολο να ρευστοποιηθούν. Στην κατηγορία αυτή ανήκουν οι κόκκοι του καφέ, ο αεριοποιημένος άνθρακας, αποξηραμένα δημητριακά και μπιζέλια κτλ. Λόγω του μεγάλου τους μεγέθους δεν είναι επιθυμητά σε φυσικές και χημικές διεργασίες, αν και μερικές από αυτές όπως στην επεξεργασία

αγροτικών προϊόντων είναι αναπόφευκτη η ανάγκη ρευστοποίησης τέτοιων σωματιδίων.

Μόνιμη κλίση

Όσο η ταχύτητα του ρευστού είναι χαμηλή, τα σωματίδια παραμένουν ακίνητα, καθώς ο αέρας καταφέρνει να περνά από τα διάκενα. Η διάταξη αυτή ονομάζεται μόνιμη κλίση (fixed bed). Η πτώση πίεσης στην κλίση καθορίζεται από την σχέση του Ergun [15] :

$$\frac{\Delta p}{\ell} = 1.75 \frac{\rho_g u_o^2}{d_p} \cdot \frac{1 - \varepsilon_g}{\varepsilon_g^3} + 150 \frac{\mu_g u_o}{d_p^2} \frac{(1 - \varepsilon_g)^2}{\varepsilon_g^3} \quad (2.25)$$

Το ύψος της κλίνης ℓ παραμένει σταθερό ενώ η πτώση πίεσης μεταβάλλεται γραμμικά αυξανόμενης (σχήμα 2.1) της φαινόμενης ταχύτητας u_o μέχρι την u_{mf} [72].

Αναβράζουσα ρευστοποιημένη κλίση (BFB):

Στην περίπτωση αυτή, η ρευστοποιημένη κλίση παίρνει τη μορφή αναβράζοντος υγρού με σχηματισμό μεγάλων, ταχέως ανερχόμενων φυσαλίδων.

Η πρώτη φυσαλίδα εμφανίζεται όταν το ρευστό (αέρας συνήθως) αποκτήσει μια χαρακτηριστική ταχύτητα u_{mb} , η οποία μπορεί να εκτιμηθεί από τη σχέση [33]:

$$\frac{u_{mb}}{u_{mf}} = \frac{2300 \cdot \rho_g^{0.13} \cdot \mu^{0.52} \cdot e^{(0.72 P_{gs, \mu m})}}{d_p^{-0.8} \cdot (\rho_s - \rho_g)^{0.93}} \quad (2.26)$$

Από εμπειρία έχει διαπιστωθεί ότι $u_{mb} \approx 3u_{mf}$ [33].

Επειδή η πρόβλεψη και η περιγραφή του φαινομένου στις BFB είναι δύσκολη, έχουν εμφανισθεί πολλά μοντέλα γι' αυτό, με πιο αποτελεσματικό το K-L. Πρέπει να σημειωθεί ότι το μέγεθος των φυσαλίδων αποτελεί βασική παράμετρος και όποια μοντέλα δεν έχουν λάβει υπ' όψιν $d_p \neq \text{const}$ είναι ανεπαρκή.

Ρευστοποιημένες κλίνες ανακυκλοφορίας (CFB)

Στην κατηγορία αυτή ανήκουν όλα τα είδη των κλινών όπου τα σωματίδια αποκτούν ταχύτητα μεγαλύτερη από την ταχύτητα παράσυρσης και απομακρύνονται από τον αντιδραστήρα:

Τυρβώδη κλίση (TB)

Σ' αυτήν την κατηγορία ρευστοποιημένης κλίνης οι φυσαλίδες δεν είναι ευκρινείς, ενώ μεγαλώνει ο βαθμός ανατάραξης καθώς τα σωματίδια κινούνται πλέον βίαια. Το πυκνό τμήμα της κλίνης φθίνει έναντι της αραιής κλίνης.

Ταχέως ρευστοαιωρούμενη κλίση (FF) [33],[5]

Η κατηγορία κλινών αυτή χαρακτηρίζεται από τη δραματική αύξηση της παράσυρσης των σωματιδίων. Η ταχύτητα μετάβασης από τυρβώδη σε ταχεία ρευστοποιημένη κλίση υπολογίζεται από την εμπειρική σχέση του Bi κ.α.[8]:

$$u_{TB-FF} = 1.53 \sqrt{\frac{(\rho_s - \rho_g) \cdot g \cdot d_p}{\rho_g}} \quad (2.27)$$

Το ρευστοποιημένο αέριο έχει υψηλότερες ταχύτητες από την τελική των σωματιδίων [33], τα οποία συλλέγονται και επιστρέφουν στη βάση ώστε να εξασφαλιστεί όσο το δυνατόν η ομοιομορφία της θερμοκρασία στον αντιδραστήρα – λέβητα. Χαρακτηριστικά της ταχέως ρευστοποιημένης κλίνης είναι:

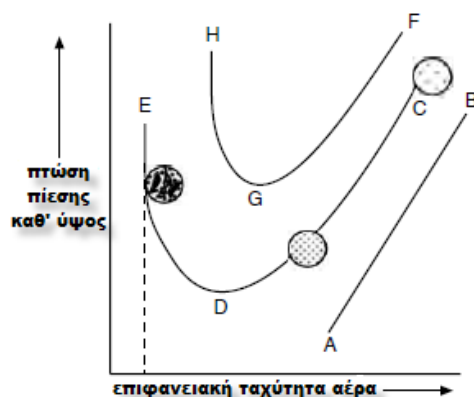
Η ανομοιόμορφη αιώρηση αραιής φάσης σωματιδίων και συμπλεγμάτων σωματιδίων (“clusters”) σε μια αραιή ανοδική ροή.

Η ταχύτητα ολίσθησης (u_{slip}), δηλαδή η αλγεβρική διαφορά της ταχύτητας του στερεού από αυτή του ρευστού είναι υψηλή και παρατηρείται δημιουργία και αποσύνθεση συμπλεγμάτων από σωματίδια ενώ παράλληλα έχουμε πολύ καλή ανάμειξη των δυο φάσεων.

Η δημιουργία συμπλεγμάτων δεν είναι ικανή αλλά αναγκαία συνθήκη για αυτόν τον τύπο ρευστοποίησης. Όταν η παροχή των σωματιδίων είναι μικρή έχουμε ομοιόμορφη διασπορά αυτών και κάθε σωματίδιο κινείται μόνο του.

Μηχανισμός σχηματισμού των συμπλεγμάτων: Όταν η ταχύτητα του αέρα είναι σταθερή και αυξηθεί η παροχή των σωματιδίων, η συγκέντρωση αυτών γίνεται τέτοια ώστε το ένα σωματίδιο να έρχεται πολύ κοντά με άλλο. Καθώς γίνει αυτό η οπισθέλκουσα από τον αέρα πέφτει και τα σωματίδια πέφτουν λόγω βαρύτητας και συναντούν κάποιο άλλο αιωρούμενο σωματίδιο. Το γεγονός ότι η δύναμη που δέχονται από το ρευστό είναι μικρότερη από το συνολικό τους βάρος διευκολύνει τη συνένωσή τους με άλλα σωματίδια και έτσι ξεκινά η γένεση ενός cluster [5].

Μετάβαση σε ταχέως ρευστοαιωρούμενη κλίνη: Ο μηχανισμός μετάβασης δεν είναι ακόμα πλήρως κατανοητός. Έστω ότι ο αέρας έχει μια ανοδική πορεία σε μια κατακόρυφη στήλη στην οποία η παροχή των στερεών είναι σταθερή έτσι ώστε η μεταφορά των σωματιδίων να γίνεται πνευματικά. Όταν μειωθεί η επιφανειακή ταχύτητα του αέρα χωρίς να μεταβληθεί αυτή των στερεών, η πτώση πίεσης ανά μονάδα ύψους της στήλης θα μειωθεί λόγω της μείωσης της δύναμης από τριβές του αέρα με τον τοίχο (C-D). Έτσι, μειούμενης της ταχύτητας του αέρα, η αιώρηση των σωματιδίων γίνεται ολοένα και πυκνότερη. Τότε, η οπισθέλκουσα μεταξύ αέρας και στερεάς φάσης θα είναι μεγαλύτερη από την πτώση πίεσης εγκάρσια της στήλης η οποία θα προκαλείται από την τριβή του αέρα με τον τοίχο και τα σωματίδια (οπισθέλκουσα). Υπό συνθήκες σταθερούς κατάστασης, η οπισθέλκουσα είναι ίση με το βάρος και τα σωματίδια αποκτούν την τελική ταχύτητα. Με συνεχόμενη μείωση της επιφανειακής ταχύτητας, η κλίνη γίνεται πυκνότερη και η πτώση πίεσης αρχίζει να αυξάνει (D-E). Το σημείο D σηματοδοτεί την έναρξη της ταχέως ρευστοαιώρησης από πνευματική μεταφορά. Εάν η ταχύτητα του αέρα μειωθεί κι άλλο, η συγκέντρωση των στερεών αυξάνεται μέχρι ένα σημείο κορεσμού, όπου ο αέρας αδυνατεί να μεταφέρει άλλο πια τα σωματίδια. Αυτά αρχίζουν να συσσωρεύονται, γεμίζοντας τη στήλη προκαλώντας μια κατακόρυφη αύξηση της πίεσης. Η κατάσταση που δημιουργείται (E) ονομάζεται choking. Από το σημείο αυτό και πέρα τα σωματίδια περνάνε σε μια κατάσταση κατακράτησης των στην κλίνη (captive state) και φυσικά χάνεται η ιδιότητα της ταχέως ρευστοποιημένης κλίνης, μεταβαίνοντας είτε σε τυρβώδη ή σε slugging bed.



Σχήμα 2.6 Σχηματική αναπαράσταση των μορφών μιας διφασικής ροής διαμέσου μιας κατακόρυφης στήλης [5]

Πνευματική μεταφορά (pneumatic convey, PC)

Στην περίπτωση αυτή, τέλος, η ταχύτητα είναι τόσο μεγάλη που δεν παρατηρείται ροή σωματιδίων προς τα κάτω. Χαρακτηρίζεται από καλή διασπορά των στερεών και δεν σχηματίζουν ζώνες ή τοιχώματα. Η μετάβαση σε PC γίνεται για ταχύτητα με τιμή που υπολογίζεται από τη σχέση των Bi & Fan [7]:

$$\frac{u_{FF-PC}}{\sqrt{g \cdot d_p}} = 21,6 \cdot \left(\frac{G_s}{\rho_g \cdot u_{FF-PC}} \right)^{0,542} \cdot (d_p^*)^{0,15} \quad (2.28)$$

Στον επόμενο πίνακα παρατίθενται συγκριτικά τα τυπικά χαρακτηριστικά του κάθε τύπου ρευστοποιημένης κλίνης [5]:

Ιδιότητα	Μόνιμη κλίνη	Ρευστοποιημένη κλίνη	Ταχεία ρευστοαιωρούμενη	Πνευματική μεταφορά
<i>εφαρμογή σε θαλάμους καύσης</i>	εσχάρα	αναβράζουσα ρευστοποιημένη κλίνη	ρευστοποιημένη κλίνη ανακυκλοφορίας	καύση κονιοποιημένου άνθρακα
<i>ταχύτητα αέρα στη ζώνη καύσης (m/s)</i>	1-3	0.5-2.5	4-6	15-30
<i>μέση διάμετρος σωματιδίων (mm)</i>	<300	0.03-3	0.05-0.5	0.02-0.08
U/U_t	0.01	0.3	2	40
<i>κίνηση στερεών</i>	στατική	πάνω-κάτω	κυρίως ανοδική, λίγα καθοδική	ανοδική
<i>ανάμειξη στερεών</i>	αμελητέα	σχεδόν τέλεια	σχεδόν τέλεια	μικρή
<i>συνολικό ϵ_g</i>	0.4-0.5	0.5-0.85	0.85-0.99	0.99-0.998
<i>κλίση θερμοκρασίας</i>	μεγάλη	πολύ μικρή	μικρή	σημαντική
<i>συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας μεταξύ κλίνης-τοιχώματος (W/m^2K)</i>	50-150	200-550	100-200	50-100

Πίνακας 2.1 Σύγκριση των κυριότερων διεργασιών αλληλεπίδρασης αερίου και στερεών με τα τυπικά χαρακτηριστικά τους

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4^ο :

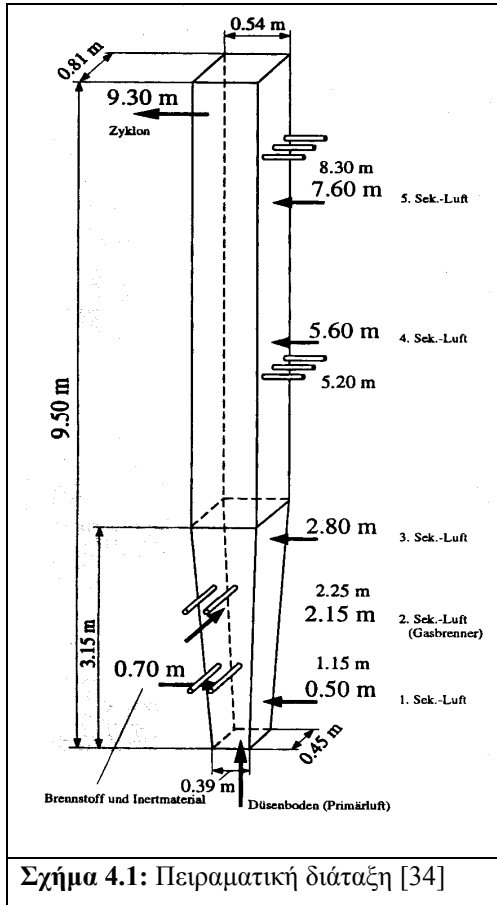
ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΕΣ ΤΕΧΝΙΚΕΣ

4.1 Αριθμητική περιγραφή των φάσεων

Για την περιγραφή της ροής των σωματιδίων υπάρχουν δυο κύριες μέθοδοι, κατά Lagrange και Euler. Η πρώτη βασίζεται στην παρακολούθηση σωματιδίου του ρευστού στο πεδίο ροής ενώ κατά τη δεύτερη μέθοδο εξετάζονται η μεταβολές των μεγεθών ενός ορισμένου χώρου/όγκου μέσα από τον οποίο διέρχεται το ρευστό. Όσον αφορά την αέρια φάση, το είδος της ροής είναι τέτοιο που δεν βοηθά μια προσέγγιση κατά Lagrange αφού μας απασχολεί κυρίως οι σχέσεις των ιδιοτήτων του αερίου στα διάφορα σημεία του χώρου αλλά και οι μεταβολές τους στο χρόνο [71]. Για την περιγραφή της κοκκώδους ροής έχουν αναπτυχθεί τρεις σχολές: Η μια μελετά την κίνηση κάθε σωματιδίου ξεχωριστά με εξισώσεις που διέπονται από την Κλασική Μηχανική (Direct Numerical Simulation - DNS) και είναι ιδιαίτερα χρήσιμη για την ανάπτυξη βασικής έρευνας στον τομέα της κοκκώδους ροής. Η δεύτερη κι αυτή θεωρεί κάθε σωματίδιο σαν αυτόνομο σώμα μέσα στο πεδίο ροής αλλά περιγράφει την ροή τους μέσω των εξισώσεων Lagrange, όπως πχ θα κάναμε για την περιγραφή της κίνησης μιας σταγόνας (Direct Particle Model – DPM). Η τρίτη θεωρεί την στερεά φάση σαν συνεχές σώμα, μιας και έχουμε να κάνουμε με ρευστοποίηση, και προσομοιώνει την ροή των σωματιδίων με εξισώσεις κατά Euler (Two Fluid Model - TFM). Είναι φανερό ότι οι δυο πρώτες παρουσιάζουν αρκετά πλεονεκτήματα όσον αφορά στην ακρίβεια των αποτελεσμάτων αφού μπορούν να προσομοιώσουν μικροσκοπικές δομές της ροής χωρίς να καταφύγουν σε πολλές παραδοχές για τις ιδιότητες των στερεών [53] και στην καλύτερη περιγραφή των αλληλεπιδράσεων των σωματιδίων μεταξύ τους. Όμως, στην κλίμακα ενός μεγάλου αντιδραστήρα ρευστοποιημένης κλίνης ανακυκλοφορίας ο οποίος περιέχει σωματίδια της τάξης των 10^{12} και εμφανίζεται μεγάλο ποσοστό όγκου αυτών, είναι σχεδόν αδύνατο να προσομοιωθεί η ροή, ακόμα και με τους πιο σύγχρονους και αποτελεσματικούς υπολογιστές. Επιπλέον, η μέθοδος DPM αδυνατεί να περιγράψει ικανοποιητικά την αλληλεπίδραση των σωματιδίων σε έναν όγκο ελέγχου και δεν ενδείκνυται για σχετικά πυκνές ροές σωματιδίων. Γι αυτό και τα δυο πρώτα μοντέλα έχουν περιοριστεί στην προσομοίωση διεργασιών με χαμηλή φόρτιση σε σωματίδια. Έτσι, το μεγαλύτερο ενδιαφέρον στρέφεται σε μια Euler-Euler προσέγγιση του φαινομένου με την όσο τον δυνατόν καλύτερη προσέγγιση των μηχανισμών σε μικροσκοπική κλίμακα, για μεγέθη που είναι μικρότερα από το μέγεθος ενός υπολογιστικού κελιού. Η προσέγγιση TFM αυτή έχει δυο βασικά μειονεκτήματα: Το πρώτο είναι ότι εξ αιτίας της φύσης του ροϊκού προβλήματος αυτού αναγκάζεται να επιλύσει τις εξισώσεις Navier Stokes για δυο «ρευστά» ταυτόχρονα και δύσκολα επιτυγχάνεται σύγκλιση. Ακόμα, εντός υπολογιστικού κελιού γίνεται η υπόθεση των ομοιόμορφων συνθηκών, πράγμα ανακριβές όπως δείξαμε σε προηγούμενα κεφάλαια.

Το σύστημα των διαφορικών εξισώσεων είναι υπερβολικό για τη στερεά και παραβολικό για την αέρια φάση [54]. Αυτό σημαίνει ότι για να είναι πλήρες διατυπωμένο το πρόβλημα της ροής θα πρέπει να γνωρίζουμε και ένα μέγεθος (πχ πίεση) του αέρα στην έξοδο. Το ίδιο δεν συμβαίνει και με τη σωματιδιακή φάση, καθώς η αρχική και οριακή συνθήκη στα τοιχώματα αρκούν.

4.2 Γεωμετρία - Πλέγμα



Σχήμα 4.1: Πειραματική διάταξη [34]

Ο αντιδραστήρας στον οποίο έγιναν οι μετρήσεις είναι μια πιλοτική εγκατάσταση ισχύος 1.2 MW_{th} και σχηματικά φαίνεται στο παρακάτω Σχήμα 4.1 και οι αντίστοιχες οριακές συνθήκες και λοιπά πειραματικά δεδομένα είναι αποτέλεσμα της εργασίας των Leithner et al.[34] τα οποία έλαβαν χώρα υπό ισοθερμοκρασιακές συνθήκες (T=825°C). Έχει συνολικό ύψος 9.5m και μέση εγκάρσια διατομή 0.4m². Πιο συγκεκριμένα, ο θάλαμος καύσης αποτελείται από δύο μέρη: Το χαμηλότερο τμήμα (χοάνη) έχει ύψος 3.15 m² και η εγκάρσια επιφάνεια του αυξάνεται γραμμικά από 0.39x0.45m² στο επίπεδο του διασκορπιστή (distributor plate) σε 0.54x0.81m² στο ανώτερο μέρος. Το ανώτερο τμήμα του θαλάμου έχει ύψος 6.35m περίπου και εγκάρσια επιφάνεια σταθερή και ίση με 0.54x0.81m². Το δευτερεύον μέρος του αέρα διοχετεύεται από 5 διατομές εισόδου ενώ το 86% της ποσότητας του αέρα ανήκει στο πρωτεύον ρεύμα. Στην παρούσα εργασία δεν περιλαμβάνεται στην μοντελοποίηση το σύστημα επιστροφής (κυκλώνας, σωλήνας καθόδου, L-valve), τόσο για λόγους απλότητας μιας και η προσθήκη δεν αποτελεί σημαντικότατο παράγοντα στα τελικά αποτελέσματα [6], όσο και γιατί μας ήταν άγνωστα η γεωμετρία και τα αντίστοιχα στοιχεία λειτουργίας στην περιοχή αυτή. Τέλος, για την έναρξη των υπολογισμών η συνολική ποσότητα της κλίνης θεωρήθηκε ως άγνωστο μέγεθος λόγω απουσίας πειραματικών δεδομένων. Τα στερεά σωματίδια είναι τύπου Geldart B, τέτοιου τύπου όπως και αυτά που χρησιμοποίησε και ο Wang κ.α. [57], αν και οι περισσότερες αριθμητικές μελέτες στη διεθνή βιβλιογραφία ([65],[54],[63],[59],[56]) αναφέρονται σε σωματίδια τύπου Geldart A.

Για την εξακρίβωση της επίδρασης της πυκνότητας πλέγματος χρησιμοποιήθηκε δυο πλέγματα διαφορετικής πυκνότητας. Και τα δυο είναι οριόδετα, δομημένα και τρισδιάστατα, όπου το κάθε κελί έχει μορφή εξαέδρου. Επίσης, στην συντριπτική τους πλειοψηφία τα υπολογιστικά κελιά είναι ορθοκανονικά. Αξίζει να τονισθεί ότι η χρησιμοποίηση δομημένου αντί μη δομημένου πλέγματος (τετράεδρων κελιών) είναι πιο δύσκολη διεργασία στην κατασκευή του (ειδικά στην περίπτωση της τοπικής πυκνώσεως), καθώς τόσο η διατήρηση της μορφής των ορθογώνιων παραλληλεπίπεδων όσο και η απαίτηση κάθε κόμβου να αποτελεί ακμή δυο ή τεσσάρων κελιών είναι μια επίπονη διεργασία. Όμως τα αποτελέσματα που

προκύπτουν από αυτό είναι ακριβέστερα. Το πλέγμα με τα λιγότερα κελιά (**αραιό πλέγμα**) αποτελείται από $9 \times 6 \times 106$ (5724) κελιά, ενώ αυτό με τα περισσότερα (**πυκνό πλέγμα**) από $18 \times 12 \times 211$ (45576) κελιά. Ο λόγος του μεγέθους του κελιού προς τη διάμετρο των σωματιδίων d_p είναι ένα ενδεικτικό μέγεθος της πυκνότητας ενός πλέγματος για διαφασικές ροές σε ρευστοποιημένες κλίνες ανακυκλοφορίας. Η επιλογή της αδιαστατοποίησης με τη διαμέτρου d_p γίνεται διότι το μέγεθος της πυκνής ροϊκής φάσης, δηλαδή των συμπλεγμάτων, είναι ανάλογο της διαμέτρου αυτών [69], [43]. Για το μεν αραιό πλέγμα η τιμή της ποσότητας αυτής είναι 330 ενώ για η αντίστοιχη για το πυκνό πλέγμα 165. Οι Ge et al. [19] υποθέτουν πως θεωρητικά η κατάλληλη τιμή αυτής της ποσότητας για μοντελοποίηση του πεδίου ροής με υψηλή ακρίβεια είναι 20. Αν θεωρητικά η παραπάνω προσέγγιση υιοθετηθεί για υψηλής ακρίβειας αποτελέσματα, για την εν λόγω μονάδα θα χρειαζόνταν 800Gb υπολογιστική μνήμη RAM και 10 χρόνια ακατάπαυστης λειτουργίας του υπολογιστικού επιλύτη.

4.3 Εξισώσεις – οριακές συνθήκες

Το πρόβλημα της ροής αποτελείται από 4 διαφορικές εξισώσεις με 4 αγνώστους, τις ταχύτητες των 2 φάσεων, την πίεση, και το κλάσμα όγκου της στερεής φάσης (ή αέριας φάσης μιας και $\varepsilon_g = 1 - \varepsilon_s$).

Εξίσωση συνέχειας για την αέρια και στερεή φάση αντίστοιχα:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_g \rho_g) + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \bar{u}_g) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_s \rho_s) + \nabla \cdot (\varepsilon_s \rho_s \bar{u}_s) = 0 \end{cases} \quad (4.1)$$

Εξίσωση ορμής για την αέρια και στερεή φάση αντίστοιχα:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_g \rho_g \bar{u}_g) + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \bar{u}_g \bar{u}_g) = -\varepsilon_g \nabla p + \nabla \cdot \bar{\tau}_g + \varepsilon_g \rho_g \bar{g} - \beta(\bar{u}_g - \bar{u}_s) \\ \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_s \rho_s \bar{u}_s) + \nabla \cdot (\varepsilon_s \rho_s \bar{u}_s \bar{u}_s) = -\varepsilon_s \nabla p - \nabla p_s + \nabla \cdot \bar{\tau}_s + \varepsilon_s \rho_s \bar{g} + \beta(\bar{u}_g - \bar{u}_s) \end{cases} \quad (4.2)$$

Στις παραπάνω εξισώσεις λαμβάνουν χώρα πέρα από τους χρονικούς όρους και τους όρους μεταφοράς της ορμής οι όροι της πτώσης πίεσης, οι τανυστές των τάσεων, της δύναμης από βαρύτητα, και η οπισθέλκουσα δύναμη. Η κοκκώδης θερμοκρασία προκύπτει αναλυτικά από την επίλυση της εξίσωσης της ενέργειας αν παραλειφθεί ο όρος μεταφοράς και διάχυσης. Θα μπορούσε η κοκκώδης θερμοκρασία να προέκυπτε μέσω διαφορικής εξίσωσης αλλά έχει αποδειχθεί ([9],[52]) ότι τα αποτελέσματα δεν έχουν μεγάλη απόκλιση. Γι' αυτό, προτιμάται να αποφεύγεται η εισαγωγή μιας ακόμα διαφορικής εξίσωσης που θα έκανε το πρόβλημα μας πολυπλοκότερο. Έτσι [52]:

$$0 = \left(-\rho_s \bar{I} + \bar{\tau}_s \right) : \nabla \bar{u}_s - \gamma_{\Theta_s} - 3\beta\Theta_s \quad (4.3)$$

όπου:

οι τανυστές των τάσεων για την αέρια και στερεά φάση είναι αντίστοιχα [78]:

$$\begin{cases} \bar{\tau}_g = \varepsilon_g \mu_g \left(\nabla \bar{u}_g + \nabla \bar{u}_g^T \right) - \left(\lambda_g - \frac{2}{3} \varepsilon_g \mu_g \right) \left(\nabla \cdot \bar{u}_g \right) \bar{I} \\ \bar{\tau}_s = \varepsilon_s \mu_s \left(\nabla \bar{u}_s + \nabla \bar{u}_s^T \right) - \left(\lambda_s - \frac{2}{3} \varepsilon_s \mu_s \right) \left(\nabla \cdot \bar{u}_s \right) \bar{I} \end{cases} \quad (4.4)$$

με δυναμική συνεκτικότητα του στερεού [79]:

$$\mu_s = \mu_{s,kin} + \mu_{s,col} + \mu_{s,fr} \quad (4.5)$$

όπου το κινηματικό και κρουστικό τμήμα προκύπτει κατά Syamlal–O’Brien [52]:

$$\mu_{s,kin} = \frac{\varepsilon_s \rho_s d_s \sqrt{\pi \Theta_s}}{6(3 - e_{ss})} \left[1 + \frac{2}{5} (1 + e_{ss}) (3e_{ss} - 1) \varepsilon_s g_0 \right] \quad (4.6)$$

$$\mu_{s,col} = \frac{4}{5} \varepsilon_s \rho_s d_s g_0 (1 + e_{ss}) \sqrt{\frac{\Theta_s}{\pi}} \quad (4.7)$$

όπου g_0 η ακτινική συνάρτηση της κατανομής του στερεού. Είναι ένας συντελεστής διόρθωσης της πιθανότητας κρούσης των σωματιδίων μεταξύ τους (Lun et al [38]):

$$g_0 = \frac{2 - \varepsilon_s}{2(1 - \varepsilon_s)^3} \quad (4.8)$$

ενώ το κομμάτι λόγω τριβής κατά Schaeffer [48]:

$$\mu_{s,fr} = \frac{p_s \sin \vartheta}{2\sqrt{I_{2D}}} \quad (4.9)$$

με ϑ τη γωνία της εσωτερικής τριβής και I_{2D} η δεύτερη αναλλοίωτη της απόκλισης του τανυστή των τάσεων. Η συνεκτικότητα του όγκου του στερεού (granular bulk viscosity) κατά Lun et al [38]:

$$\lambda_s = \frac{4}{3} \varepsilon_s \rho_s d_s g_{0,ss} (1 + e_{ss}) \left(\frac{\Theta_s}{\pi} \right)^{1/2} \quad (4.10a)$$

Η αντίστοιχη του αερίου είναι μηδέν:

$$\lambda_g = 0 \quad (4.10b)$$

Η πίεση στερεού κατά Lun et al [38]:

$$p_s = \varepsilon_s \rho_s \Theta_s + 2\rho_s (1 + e_{ss}) \varepsilon_s^2 g_0 \Theta_s \quad (4.11)$$

και η πίεση του στερεού λόγω τριβής κατά Based-ktgf (= kinetic theory granular flow) [13]:

$$p_{fr} = \varepsilon_s \rho_s \Theta_s \left\{ (1 + 4\varepsilon_s g_0) + \frac{1}{2} \left[(1 + e_{ss}) (1 - e_{ss} + 2\mu_{fr}) \right] \right\} \quad (4.12)$$

Ο συντελεστής καταστροφής ενέργειας λόγω κρούσεων των σωματιδίων μεταξύ τους:

$$\gamma_{\Theta_s} = \frac{12(1 - e_{ss}^2) g_0}{d_p \sqrt{\pi}} \rho_s \varepsilon_s^2 \Theta_s^{3/2} \quad (4.13)$$

Τέλος, ο συντελεστής τριβής μεταξύ της διεπιφάνειας των δύο φάσεων: Εκεί διαφέρουν τα δυο μοντέλα, αυτό του Gidaspow (κλασσικό μοντέλο) και αυτό του EMMS. Σύμφωνα με το πρώτο:

$$\beta = \begin{cases} \frac{3}{4} C_D \frac{\rho_g \varepsilon_g \varepsilon_s |\overline{u_g} - \overline{u_s}|}{d_p} \varepsilon_g^{-2.65}, & \varepsilon_s \leq 0.2 \\ 150 \frac{\varepsilon_s^2 \mu_g}{\varepsilon_g d_p^2} + 1.75 \frac{\rho_g \varepsilon_s |\overline{u_g} - \overline{u_s}|}{d_p}, & \varepsilon_s > 0.2 \end{cases} \quad (4.14)$$

με συντελεστή οπισθέλκουσας:

$$C_D = \begin{cases} (24/\text{Re})(1 + 0.15 \text{Re}^{0.687}), & \text{Re} < 1000 \\ 0.44, & \text{Re} \geq 1000 \end{cases}, \quad \text{Re} = \frac{\rho_g \varepsilon_g d_p |\overline{u_g} - \overline{u_s}|}{\mu_g} \quad (4.15)$$

ενώ από το μοντέλο του EMMS όπως αναπτύχθηκε στο εργαστήριο, ο συντελεστής β υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\beta = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho_g \varepsilon_g \varepsilon_s \left| \overline{u_g} - \overline{u_s} \right|}{d_p} \varepsilon_g^{-2.65} \cdot \frac{1}{H_d} \quad (4.16)$$

όπου ο συντελεστής ανομοιομορφίας H_d εκφράζει την ανομοιομορφία της κατανομής των στερεών σωματιδίων και ορίζεται από τη σχέση:

$$H_d = \frac{F_{Wen\&Yu}}{F_{EMMS}} = \frac{\frac{3}{4} C_D \frac{\rho_g \varepsilon_g \varepsilon_s \left| \overline{u_g} - \overline{u_s} \right| \left(\overline{u_g} - \overline{u_s} \right)}{d_p} \varepsilon_g^{-2.65}}{F_{EMMS}} \quad (4.17)$$

Περισσότερη αναφορά για τον συντελεστή β και τη φιλοσοφία των δυο αυτών μοντέλων έγινε σε προηγούμενα κεφάλαια.

διάμετρος σωματιδίων	260 μ m (Geldart B)
πυκνότητα σωματιδίων	2600 kg/m ³
πυκνότητα αέρα	0.3068 kg/m ³
δυναμική συνεκτικότητα αέρα	4.2277 10 ⁻⁵ kg/(ms)
συντελεστής επαναφοράς από συγκρούσεις μεταξύ σωματιδίων, e_{ss}	0.9
μέγιστο κλάσμα όγκου στερεών (Packing Limit)	0.63
Friction packing Limit	0.61
ελάχιστο κλάσμα όγκου ρευστοποίησης, ε_{mf}	0.55

Πίνακας 4.1: Βασικές ιδιότητες των δυο φάσεων

ΟΡΙΑΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ:

Οι βασικές οριακές συνθήκες της κύριας μοντελοποίησης της ροής παραθέτονται στον πίνακα:

Παροχή πρωτεύοντος ρεύματος αέρα	1.005 m ³ /s
Παροχή δευτερεύοντος ρεύματος αέρα (συνολικά)	0.164 m ³ /s
Παροχή ανακυκλοφορίας σωματιδίων	5.03 kg/sec
Στατική πίεση εξόδου	0 Pa
Οριακή συνθήκη τοίχου για την αέρια φάση	μη ολίσθηση

Πίνακας 4.2: Βασικές οριακές συνθήκες του προβλήματος

Η πίεση εξόδου λειτουργεί σαν πίεση αναφοράς. Εφόσον η ροή θεωρείται ασυμπίεστη, σημασία έχει η μεταβολή της πίεσης ΔP και όχι η τιμή της καθεαυτής. Η προσέγγιση της μη ολίσθησης για οριακή συνθήκη των στερεών στο τοίχωμα είναι η αρχική που κάναμε για τα πρώτα σενάρια. Όμως επίσης διερευνήθηκε και η εναλλακτική προσέγγιση της μερικής ολίσθησης.

Πιο αναλυτικά, για το κάθε μέρος που απαιτεί μια ορισμένη συνθήκη εισόδου:

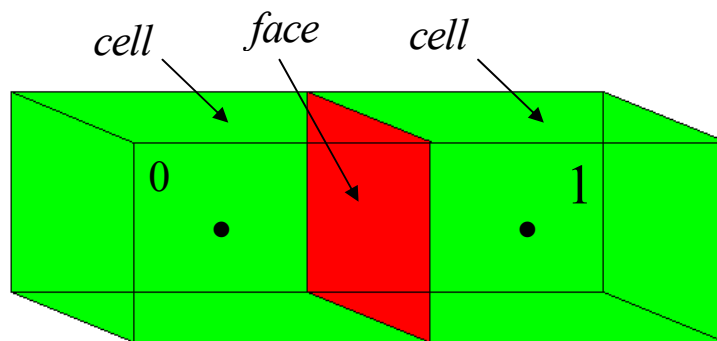
	z (m)	αέρια φάση	στερεά φάση
κάτω μέρος κλίσης	0.0	$ u_g =5.724$ m/s (πρωτεύων αέρας)	$\epsilon_s=0$
αγωγοί εισόδου δευτερεύοντος αέρα (και σωματιδίων στο z=0.7m)	0.5	$ u_g =12.743$ m/s	$\epsilon_s=0$
	0.7	$ u_g =5.287157$ m/s	$ u_s =5.287157$ m/s $\Theta_s=0.0001$ m ² /s ² $\epsilon_s=0.009145104$
	2.15	$ u_g =15.501$ m/s	$\epsilon_s=0$
	2.8	$ u_g =2.05$ m/s	$\epsilon_s=0$
	5.6	$ u_g =2.178$ m/s	$\epsilon_s=0$
	7.6	$ u_g =2.306$ m/s	$\epsilon_s=0$
οροφή	9.3	$ u_g =0$ m/s	$\epsilon_s=0$
παράπλευρα τοιχώματα	-	$ u_g =0$ m/s	διάφορες παραδοχές
αγωγός εξόδου	9.5	p=0 (για το μίγμα)	$\Theta_s=0.0001$ m ² /s ² $\epsilon_s=0.0012$ (κλάσμα όγκου όπισθεν ροής)

Πίνακας 4.3: Οι οριακές συνθήκες του προβλήματος αναλυτικά

4.4 Μεθοδολογία Επίλυσης:

Για την διατύπωση της κλίσης (gradient) ενός μεγέθους μιας επιφάνειας f (face) η οποία ανήκει στο κελί c0 και c1 εφαρμόζεται η μέθοδος Green – Gauss Cell Based όπου το εν λόγω μέγεθος ϕ προκύπτει από το ημίαθροισμα των αντίστοιχων τιμών των δύο κελιών:

$$\overline{\phi}_f = \frac{\phi_{c0} + \phi_{c1}}{2} \quad (4.18)$$



Σχήμα 4.2 γειτονικά υπολογιστικά κελιά

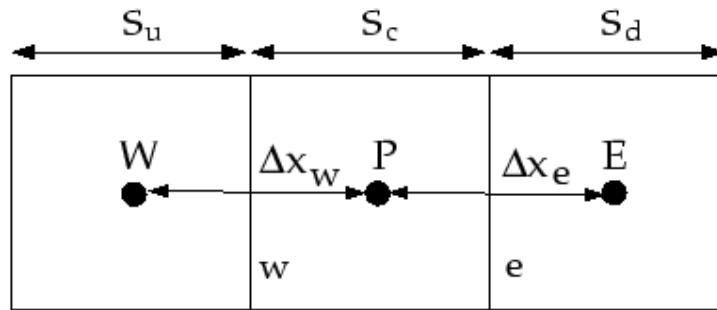
Οι όροι της κλίσης $\nabla\phi$ είναι χρήσιμοι για την διακριτοποίηση των όρων διάχυσης και μεταφοράς καθώς και των παραγώγων των ταχυτήτων σε μια επιφάνεια ενός υπολογιστικού κελιού [81]. Τέλος, η προαναφερθείσα μέθοδος είναι κατάλληλη για δομημένα πλέγματα.

Η διακριτοποίηση των όρων ορμής J σε μια επιφάνεια f κελιού γίνεται με τη μέθοδο της 3^{ης} τάξης MUSCL (Monotone Upstream-Centered Schemes for Conservation Laws). Είναι από τις ακριβέστερες προσεγγίσεις καθώς συνδυάζει την 2^{ης} τάξη πρόσω διαφόριση και κεντρική διαφόριση της μεταβλητής με τη χρήση ενός συντελεστή βαρύτητας θ . Η διακριτοποίηση λοιπόν, εκφράζεται από την παρακάτω διατύπωση [80]:

$$J_f = \theta J_{f,CD} + (1-\theta)J_{f,SOU} = \theta \left[\frac{1}{2}(J_0 + J_1) + \frac{1}{2}(\nabla J_0 \cdot \vec{r}_0 + \nabla J_1 \cdot \vec{r}_1) \right] + (1-\theta) \left[J_0 + \nabla J_0 \cdot \vec{r}_0 \right] \quad (4.19)$$

Για τον υπολογισμό του κλάσματος όγκου σε κάθε κελί εφαρμόστηκε η μέθοδος QUICK. Όταν η ροή είναι πχ μονοδιάστατη και προς τα δεξιά μιας δεύτερης τάξης προσέγγιση του υπολογισμού στο κελί e είναι η παρακάτω [80]:

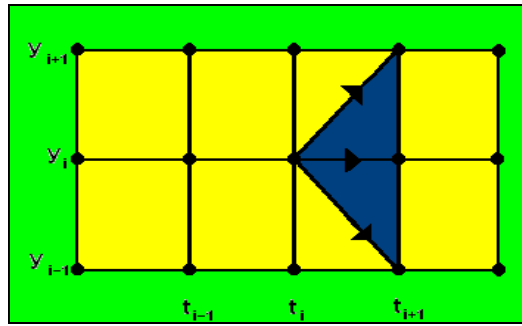
$$\varepsilon_e = \theta \left[\frac{S_d}{S_c + S_d} \varepsilon_P + \frac{S_c}{S_c + S_d} \varepsilon_E \right] + (1-\theta) \left[\frac{S_u + 2S_c}{S_u + S_c} \varepsilon_P - \frac{S_c}{S_u + S_c} \varepsilon_W \right] \quad (4.20)$$



Σχήμα 4.3 γειτονικά δισδιάστατα υπολογιστικά κελιά

Το θ (εξ. 4.19 & 4.20) είναι μια ποσότητα, η τιμή της οποίας εξαρτάται από την «φύση» της εκάστοτε λύσης ανά επανάληψη. Έτσι, αποφεύγει να πάρει τιμές τέτοιες ώστε να δημιουργεί νέα ακρότατα στη λύση (για τη διευκόλυνση της σύγκλισης). Ας σημειωθεί ότι εφόσον το υπολογιστικό πλέγμα είναι ορθοκανονικό, όλα τα παραπάνω σχήματα είναι μιας τάξης ανώτερα (π.χ., το QUICK έχει ακρίβεια 3^{ης} τάξης).

Για την χρονική διακριτοποίηση επιλέχθηκε πεπλεγμένο σχήμα πρώτης τάξης (1st order implicit). Ο λόγος ήταν ότι μπορεί η κάθε εξίσωση να περιέχει περισσότερους από ένα αγνώστους, γεγονός που επιβάλλει τη χρήση συστήματος εξισώσεων, αλλά είναι πιο ευσταθές, γεγονός που επιτρέπει τον ορισμό του χρονικού βήματος με σχετική «ασφάλεια» [68].



Σχήμα 4.4 Πεπλεγμένη μέθοδος χρονικής διακριτοποίησης πρώτης τάξης σε μονοδιάστατη ανάλυση

Στην επίλυση της ροής δεν εφαρμόστηκε κάποιο μοντέλο τύρβης. Κι αυτό γιατί έχει αποδειχθεί ότι η ύπαρξη της στερεάς φάσης ως δευτερεύουσας ροής μειώνει τον τυρβώδη χαρακτήρα της ροής του αέρα. Επίσης, η επίδραση της τύρβης είναι μικρή σε σχέση με αυτή του μοντέλου οπισθέλκουσας [57],[41]. Έτσι δεν κρίνεται αναγκαίο να προστεθούν οι εξισώσεις τύρβης στο σύστημα επίλυσης, κάτι το οποίο φυσικά θα αύξανε το υπολογιστικό κόστος σε κάθε περίπτωση.

Οι συντελεστές υποχαλάρωσης για τις διαφορικές εξισώσεις της ορμής και της συνέχειας ήταν αρκετά «συντηρητικοί» καθώς η τάση να διατηρηθεί το σφάλμα ανά επανάληψη κοντά στο κριτήριο σύγκλισης για κάθε μέγεθος (κυρίως αυτό της συνέχειας που κατά κανόνα αργεί να συγκλίνει περισσότερο) επιτάσσει για την μέση πίεση συντελεστή 0.2, για την εξίσωση της συνέχειας των δύο φάσεων κλάσμα όγκου 0.2 και για την ορμή 0.1. Περισσότερη επιρροή στο σφάλμα ανά επανάληψη είχε ο τελευταίος όπου ελάχιστη μεταβολή του αρκούσε στο να αυξηθεί η απόκλιση μια τάξη μεγέθους και περισσότερο. Αυτό είναι επακόλουθο της δυσκολίας σύγκλισης που παρουσιάζουν οι όροι της συνέχειας, καθώς κατά κανόνα το υπόλοιπο του ισοζυγίου μάζας καθυστερεί περισσότερο από όλα να πέσει κάτω από το επιθυμητό όριο σύγκλισης (εδώ, 10^{-3}).

Το χρονικό βήμα που επιλέχθηκε για κάθε περίπτωση κινούνταν στα πλαίσια της απαίτησης για ελαχιστοποίηση του σφάλματος ανά επανάληψη και της ανάγκης για ελαχιστοποίηση του υπολογιστικού χρόνου. Σύμφωνα με τους Ferziger & Peric (1999) [16] για να εξασφαλιστεί αριθμητική ακρίβεια και σταθερότητα, το χρονικό βήμα για χρονικά μεταβαλλόμενες ροές θα πρέπει να περιορίζεται από έναν αριθμό Courant C , ο οποίος είναι συνάρτηση της μικρότερης διάστασης υπολογιστικού κελιού που υπάρχει στο πλέγμα ΔZ_{\min} και της μεγαλύτερης (κατά μέτρο) στιγμιαίας ταχύτητας u_{\max} :

$$C = u_{\max} \frac{\Delta t}{\Delta Z_{\min}} \leq 1 \quad (4.21)$$

Η προσομοίωση της ροής και η λήψη των αποτελεσμάτων κάθε προβλήματος έγινε με το υπολογιστικό πακέτο Fluent 12.0.7. Η διαδικασία που ακολουθήθηκε ήταν η εξής: το υλικό διοχετεύεται με σταθερή παροχή στον αντιδραστήρα (5,03 kg/s) για να μπορεί να υποκατασταθεί η απουσία του συστήματος ανακυκλοφορίας. Να σημειωθεί ότι αν υπήρχε η δυνατότητα να συμπεριληφθεί και το σύστημα αυτό, η διαδικασία δεν θα ήταν τόσο ευαίσθητη και χρονοβόρα. Το υλικό που εξέρχεται από τον αντιδραστήρα είναι μια συνάρτηση ευθέως ανάλογη του υλικού στην κλίση, του πρωτεύοντος αέρα και της παροχής των σωματιδίων [33] (αύξηση ενός από τους 3 αυτούς παράγοντες οδηγεί σε αύξηση της παροχής των εξερχόμενων σωματιδίων). Σύμφωνα με τους Kunni και Levenspiel [33] η σταθερή παροχή στερεών σε συνδυασμό με τη σταθερή παροχή του πρωτεύοντος αέρα οδηγεί σε ισορροπία του

συνολικού υλικού στην κλίνη. Για να θεωρηθεί με ασφάλεια ότι ένα πρόβλημα ροής έχει επέλθει σε μια ευσταθή κατάσταση, η κάθε περίπτωση που εξετάζεται τρέχει για περίπου 100 δευτερόλεπτα πραγματικού χρόνου ροής. Τα χρονικά μέσα μεγέθη για να θεωρηθούν αντιπροσωπευτικά πάρθηκαν έπειτα από δειγματοληψία τιμών τρεξίματος 20 δευτερολέπτων [69],[32],[47] πραγματικού χρόνου ροής, αφότου φυσικά είχε επιτευχθεί η ισορροπία. Η χρονική περίοδος των 20 δευτερολέπτων προέκυψε από ανάλυση Fourier κατά της οποίας διερευνήθηκε η συχνότητα εμφάνισης των διαφόρων φαινομένων που επιδρούν στη ροή. Από την ανάλυση αυτή προέκυψε ότι το πιο αργό φαινόμενο έχει συχνότητα περίπου 0.07 Hz. Επομένως, για να θεωρείται έγκυρη η δειγματοληψία θα πρέπει αυτή να αποτελείται από μετρήσεις ροής διάρκειας τουλάχιστον 20 sec ώστε να συμπεριλαμβάνεται σε αυτές και τα πιο αργά φαινόμενα. Το διάστημα αυτό ποικίλει από εγκατάσταση σε εγκατάσταση καθώς π.χ. η S. Kallio [32] με παρόμοια ανάλυση έδειξε ότι για την εγκατάσταση που μελετούσε ο χρόνος δειγματοληψίας ήταν 15sec. Ως κριτήριο «ισορροπίας» θεωρείται η σταθεροποίηση της συνολικής ποσότητας των σωματιδίων μέσα στον αντιδραστήρα. Δηλαδή η μάζα της στερεάς φάσης στο λέβητα δεν θα πρέπει να αποκλίνει από μια μέση τιμή πάνω από 10-20 κιλά και να ταλαντώνεται γύρω από μια μέση τιμή.

4.5 Παραδοχές

Για την απλούστευση της διαδικασίας υπολογισμού της ροής ακολουθήθηκαν κάποιες παραδοχές.

- 1) Το σύστημα ανακυκλοφορίας δεν επηρεάζει τη ροή στην κλίνη εκτός από την προσαγωγή των σωματιδίων σε αυτή όπου θεωρείται ότι γίνεται με σταθερό ρυθμό [57], [69].
- 2) Η διάμετρος των σωματιδίων δεν ακολουθεί κάποια κατανομή και είναι ίση με τη μέση διάμετρο (σχ. 2.3).
- 3) Τα συμπλέγματα έχουν σφαιρικό μέγεθος.
- 4) Δεν λαμβάνεται υπόψη η ροή στα γειτονικά κελιά όσον αφορά στον προσδιορισμό του συντελεστή ετερογένειας από το μοντέλο EMMS.
- 5) Η κατανομή της σωματιδιακής φάσης σε κάθε κελί δεν εξαρτάται από την χρονική εξέλιξη της ροής αλλά η ετερογένεια προκύπτει από δυο παραμέτρους, την ταχύτητα ολίσθησης και το κλάσμα όγκου.
- 6) Τα τοιχώματα του αντιδραστήρα θεωρούνται επίπεδες επιφάνειες και όχι σωληνοτοιχώματα όπως είναι στην πραγματικότητα η πιλοτική διάταξη που μελετάται
- 7) Η ροή είναι ισοθερμοκρασιακή, δηλαδή η θερμοκρασία παραμένει σταθερή σε όλα τα μήκη και πλάτη του αντιδραστήρα.
- 8) Αμελείται η επίδραση της τύρβης.
- 9) Για τον υπολογισμό της κοκκώδους θερμοκρασίας αμελούνται οι όροι της μεταφοράς και της διάχυσης.
- 10) Ομοιόμορφο προφίλ ταχυτήτων των δυο φάσεων στους αγωγούς προσαγωγής.
- 11) Αμελείται οποιοσδήποτε μηχανισμός χημικής και μηχανικής καταπόνησης των σωματιδίων (attrition).
- 12) Αμελούνται δευτερεύουσες δυνάμεις (άνωση, άντωση, δύναμη από επιπρόσθετη μάζα, ηλεκτροστατικές δυνάμεις, δυνάμεις Van der Waals)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5^ο:**ΠΑΡΑΜΕΤΡΙΚΗ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΥΠΟΜΟΝΤΕΛΩΝ ΤΟΥ
ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟΥ ΚΩΔΙΚΑ**

Το κεφάλαιο αυτό παρατίθενται τα αποτελέσματα από κάθε υπολογιστικό τρέξιμο μετά την αξιολόγησή τους. Διερευνάται η επίδραση διαφόρων σημαντικών παραμέτρων που συνιστούν ένα υπολογιστικό πρόβλημα μοντελοποίησης της ροής μας ρευστοποιημένης κλίνης ανακυκλοφορίας, όπως το μοντέλο που υπολογίζει την οπισθέλκουσα δύναμη, η οριακή συνθήκη τοίχου για τη στερεά φάση, ο συντελεστής αποκατάστασης και η διάταξη του υπολογιστικού πλέγματος. Για την αποφυγή σύγχυσης, θεωρούμε κάθε υπολογιστικό τρέξιμο με τα χαρακτηριστικά που το διακρίνει ως ένα ξεχωριστό «σενάριο», τα οποία παρατίθενται στον παρακάτω πίνακα:

σενάριο	μοντέλο οπισθέλκουσας	οριακή συνθήκη τοίχου	συντ/στής αποκ/σης	πλέγμα	τοπική πύκνωση κελιών	χρονικό βήμα (msec)
I	Gidaspow	no slip	0,90	αραιό	-	1.0
II	EMMS/ισότροπο	no slip	0.90	αραιό	-	0.2
III	Gidaspow	no slip	0,90	πυκνό	-	0.33
IV	EMMS/ισότροπο	no slip	0.90	πυκνό	-	0.02
V	Gidaspow	no slip	0,90	αραιό	-	0.2
VI	EMMS/ανισότροπο	no slip	0.90	αραιό	-	0.33
VII	EMMS/ισότροπο	$\varphi'=0$	0,90	αραιό	-	0.2
VIII	EMMS/ισότροπο	$\varphi'=0.6$	0,90	αραιό	-	0.2
IX	EMMS/ισότροπο	$\varphi'=1$	0.90	αραιό	-	0.2
X	Gidaspow	$\varphi'=0.6$	0.90	αραιό	-	1.0
XI	EMMS/ισότροπο	no slip	0.80	αραιό	-	0.2
XII	EMMS/ισότροπο	no slip	0.99	αραιό	-	0.2
XIII	Gidaspow	no slip	0.90	μεσαίο	-	0.2
XIV	Gidaspow	no slip	0.90	μεσαίο	χαμηλά	0.5
XV	Gidaspow	no slip	0.90	μεσαίο	ψηλά	0.8
XVI	Gidaspow	no slip	0.90	μεσαίο	πλάγια	1.0

Πίνακας 5.1.1 Υπολογιστικά μοντέλα/σενάρια με τα βασικά χαρακτηριστικά τους

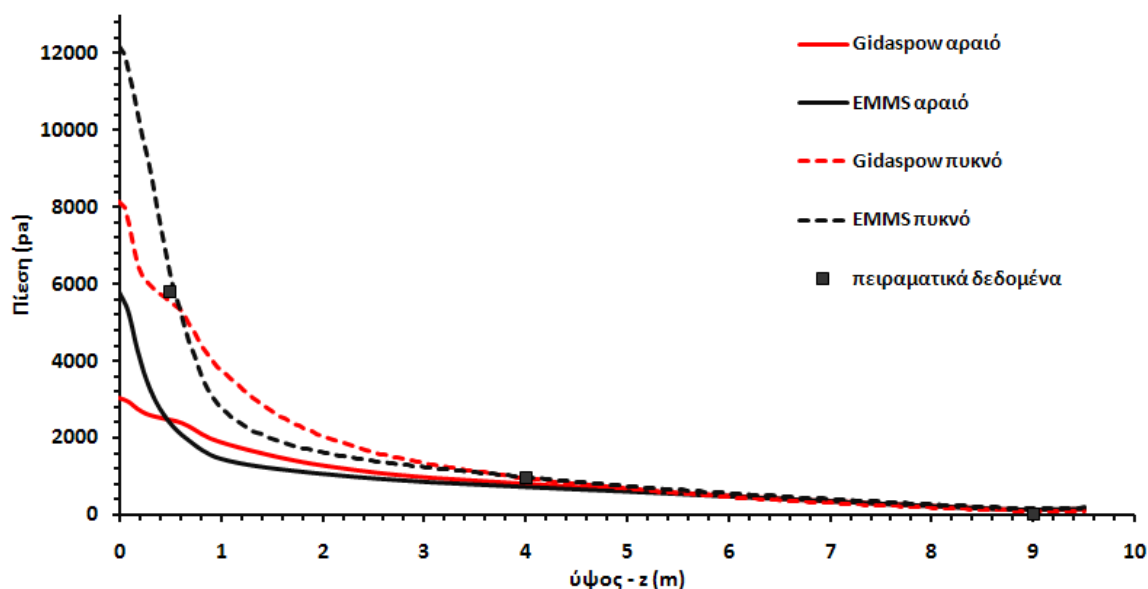
Για κάθε σενάριο ισχύουν οι ίδιες παράμετροι που αναφέρθηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο και ό, τι τροποποιείται είναι σημειωμένο στον παραπάνω πίνακα.

5.1 ΟΠΙΣΘΕΛΚΟΥΣΑ ΔΥΝΑΜΗ – ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ

5.1.1 Γενικά

Για την χρησιμοποίηση του συμβατικού μοντέλου οπισθέλκουσας (Gidaspow), το λογισμικό που χρησιμοποιήθηκε το συμπεριλαμβάνει στις πιθανές επιλογές του μοντέλου οπισθέλκουσας. Η προσέγγιση του EMMS, ενσωματώθηκε στο εμπορικό λογισμικό με τη χρήση κατάλληλου κώδικα (UDF User-Defined Function) της γλώσσας προγραμματισμού C. Το UDF αλληλεπιδρά με τον επιλύτη της ροής και επιστρέφει σε αυτόν τον συντελεστή συναλλαγής ορμής των δυο φάσεων. Σε πρώτη φάση, ο βασικός κορμός του κώδικα έγινε σύμφωνα με το παράδειγμα του UDF manual [18] για συντελεστή μεταφοράς ορμής, όπου η τελική τιμή του β είναι μια για κάθε κατεύθυνση και υπολογίζεται με βάση την ταχύτητα ολίσθησης στον άξονα z . Ο υπολογισμός του συντελεστή ετερογένειας H_d γίνεται μονοδιάστατα [73] και γίνεται η παραδοχή κατ' αρχήν ότι η κύρια διεύθυνση της ροής ως προς το σχηματισμό συμπλεγμάτων άρα και ως προς την τοπική ετερογένεια είναι η κατακόρυφη και οι άλλες δυο δεν επηρεάζουν το αποτέλεσμα σημαντικά.

Εφόσον το μοντέλο του EMMS σε γενικές γραμμές υποεκτιμά την οπισθέλκουσα δύναμη σε σχέση με το συμβατικό μοντέλο (βλ. σχήμα 3.3) που δέχονται τα σωματίδια είναι φανερό ότι θα επιτρέπει περισσότερη μάζα στερεών μέσα στο λέβητα. Έτσι, για το μεν αραιό πλέγμα, το EMMS (σενάριο II) ισορρόπησε στα 170 kg ενώ το κλασικό μοντέλο του Gidaspow (σενάριο I) στα 110 kg. Αντίστοιχα στη μοντελοποίηση στο πυκνό πλέγμα, στη μεν περίπτωση του EMMS (σενάριο IV) η σύγκλιση ήταν στα 310 kg, ενώ το μοντέλο του Gidaspow (σενάριο III) στα 270 kg.



Σχήμα 5.1.1: προφίλ χρονικά μέσης στατικής πίεσης κατά τον κατακόρυφο άξονα

Η διαφοροποίηση αυτή στην συνολική ποσότητα της στερεάς φάσης στον αντιδραστήρα αντανακλάται στο προφίλ της χρονικά μέσης στατικής πίεσης στον άξονα z (καθ' ύψος της κλίνης) όπως φαίνεται και στο παραπάνω σχήμα. Το διάγραμμα αυτό, αποτελεί την μοναδική αυστηρή απόδειξη της βελτίωσης της ακρίβειας των αποτελεσμάτων με τη χρήση του μοντέλου EMMS καθώς οι 3 τιμές των πιέσεων είναι τα μοναδικά διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα για τη συγκεκριμένη μονάδα. Ιδιαίτερα στο σημείο $z=0.5\text{m}$ φαίνεται ότι τείνουν να προσεγγίσουν καλύτερα την πειραματική τιμή των 5800Pa. Μπορεί η εφαρμογή του μοντέλου EMMS στο αραιό πλέγμα να μην έχει την ακρίβεια του αντίστοιχου πυκνού αλλά δεν παύει να παρέχει βελτιωμένα αποτελέσματα όσον αφορά τη κατώτερη ζώνη (bottom zone).

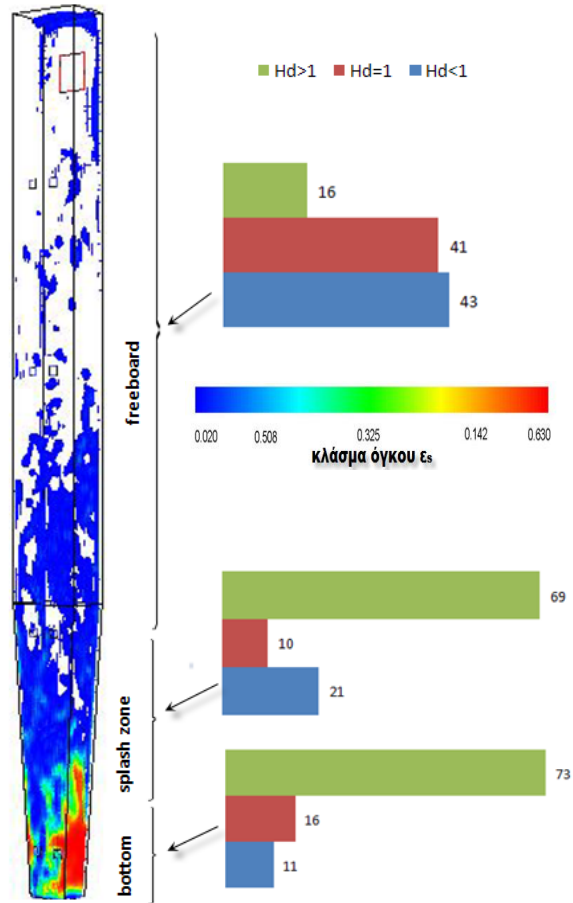
Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα με κριτήριο την πυκνότητα πλέγματος, παρατηρείται ότι τόσο το EMMS όσο και το Gidasprow ανταποκρίνονται στην αύξηση των κελιών με την βελτίωση των αποτελεσμάτων τους σε βαθμό που να προβλέπουν με αρκετή ακρίβεια την τιμή της μέσης πίεσης στο εν λόγω ύψος. Για το μεν κλασικό μοντέλο ήταν γνωστό από προηγούμενες αναλύσεις στο παρελθόν [69], αλλά η προσέγγιση αυτή για το σχετικά νέο μοντέλο του EMMS σε τρισδιάστατη ανάλυση έγινε πρώτη φορά. Ο προσδιορισμός του συντελεστή ετερογένειας κατά EMMS γίνεται μονοδιάστατα (στον άξονα z) και γίνονται αρκετές παραδοχές [73],[43] οι οποίες φυσικά έχουν κάποιο αντίκτυπο στην τρισδιάστατη ανάλυση. Επιπλέον, όσοι ερευνητές έκαναν χρήση του μοντέλου στις δύο διαστάσεις [57],[24] δεν ανέφεραν επίδραση της πυκνότητας πλέγματος στα αποτελέσματά τους.

Θα ήταν πολύ ενδιαφέρον αν ήταν γνωστή η τιμή της πίεσης στο κάτω μέρος της κλίνης ($z=0$), ώστε να προέκυπτε μια πληρέστερη εικόνα όσον αφορά στην ακρίβεια των δυο μοντέλων. Παρ' όλα αυτά, οι προλέξεις των μοντέλων μπορούν να συγκριθούν με αντίστοιχες τυπικές τιμές για το ποσοστό όγκου της σωματιδιακής φάσης που παρέχονται στη διεθνή βιβλιογραφία.

Αξίζει να σημειωθεί πως η αύξηση της πίεσης στο κάτω μέρος της κλίνης από το μοντέλο του EMMS είναι σε άμεση συνάρτηση με την ποσότητα των σωματιδίων στην κλίνη, αφού αύξηση της μάζας συνεπάγεται μεγαλύτερη δυσκολία στη διέλευση του αέρα για σταθερή παροχή, συνεπώς αύξηση της πτώσης πίεσης.

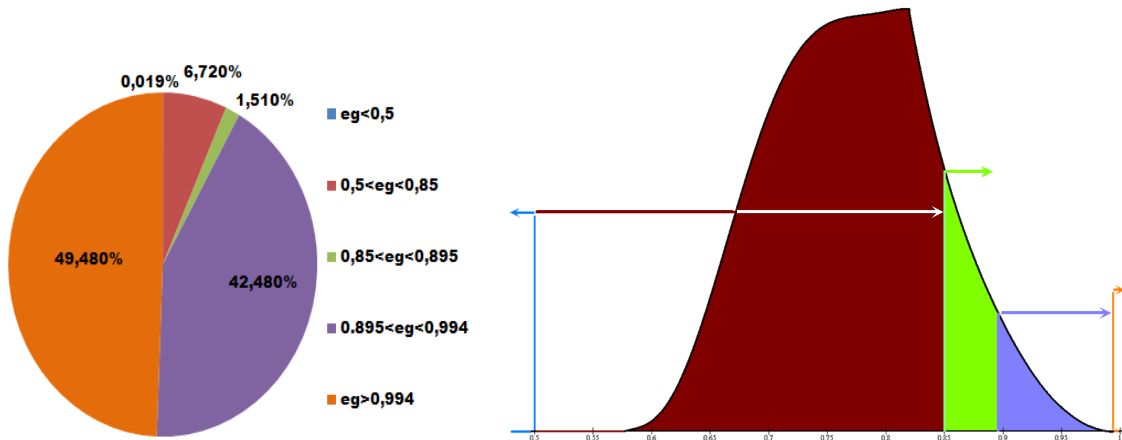
Είναι αρκετά σημαντικό να γνωρίζουμε την επίδραση που έχει η εφαρμογή της μεθόδου του EMMS στην κλίνη γενικότερα και το ποσοστό αυτής ανά περιοχές ώστε να είναι ασφαλής ο ισχυρισμός ότι κάθε διαφορά που παρατηρείται στην προσέγγιση της ροής από τα δυο μοντέλα οφείλεται σε αυτό. Το παρακάτω σχήμα 5.1.2 βοηθάει σε αυτή την προσέγγιση:

Το διπλανό διάγραμμα εκφράζει το ποσοστό επίδρασης του μοντέλου EMMS στην κλίνη ανά ποσοστό. Αφορά στην περίπτωση της προσομοίωσης στο πυκνό πλέγμα. Στο κάτω μέρος της κλίνης (bottom zone) επικρατεί το κομμάτι του EMMS που βοηθά στην κατακράτηση των σωματιδίων στον αντιδραστήρα καθώς στα 3/4 σχεδόν των κελιών έχουμε $H_d > 1$. Είναι κάτι αναμενόμενο αφού εμφανίζονται πολύ πυκνές φάσεις όπως δείχνει και η απεικόνιση της κατανομής των σωματιδίων στην κλίνη. Στην αμέσως ανώτερη περιοχή (splash zone) οι επιδράσεις φαίνονται ισότιμες αφού τα κελιά, τα σωματίδια των οποίων δέχονται μεγαλύτερη οπισθέλκουσα δύναμη είναι περίπου ίσα με αυτά στα οποία ασκούνται δυνάμεις κατά Gidasrow και με αυτά όπου δέχονται ισχνότερες δυνάμεις από τις προηγούμενες. Τέλος στο μεγαλύτερο τμήμα της κλίνης (freeboard), το μοντέλο του EMMS φαίνεται να έχει περιορισμένη επίδραση σε σχέση με το Gidasrow αφού παραπάνω από τα μισά κελιά είτε εφαρμόζεται η κατά Wen & Yu προσέγγιση της οπισθέλκουσας ή $F_{EMMS} > F_{Wen \& Yu}$. Όπως και να 'χει σ' αυτό το τμήμα της κλίνης, τα σωματίδια έχουν την τάση να απομακρυνθούν από τον λέβητα. Βέβαια, το core-annulus πρότυπο ροής έχει μεγάλη σημασία για το πόσο εύκολα φτάνουν τα σωματίδια στην έξοδο. Στο προαναφερθέν φαινόμενο έχει μεγάλη επίδραση ο σχηματισμός των συμπλεγμάτων αφού αποτελούν δομές που είναι δύσκολο να παρασυρθούν από τον αέρα. Είναι ενδεικτικό στο σχήμα 5.1.2 πως στις γωνίες του freeboard παρατηρούνται μεγάλα και μακρόστενα συμπλέγματα σωματιδίων.



Σχήμα 5.1.2 ποσοστό επίδρασης (%) του EMMS στις χαρακτηριστικές περιοχές της κλίνης

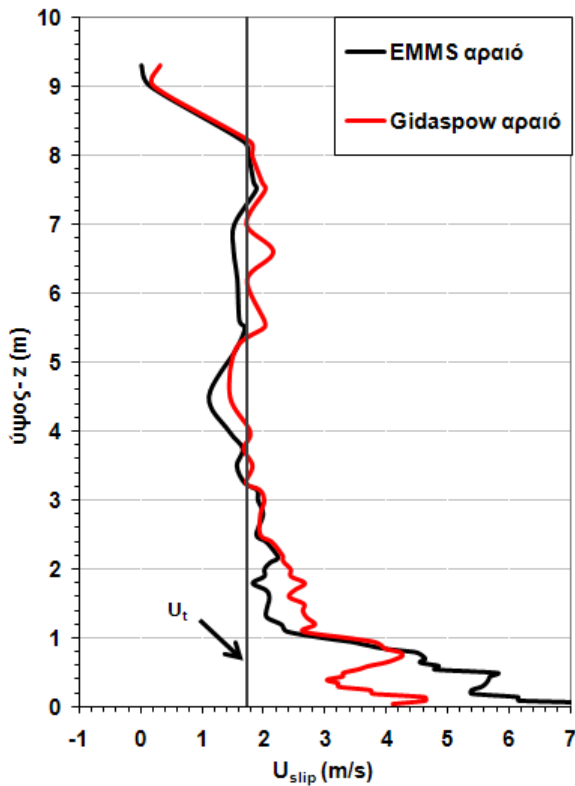
Επίσης στο ίδιο σχήμα φαίνεται και η σπουδαιότητα των φαινομένων στην έξοδο (exit effects [33]), των οποίων όμως η μελέτη ξεφεύγει από τα πεδία ενδιαφέροντος της παρούσας εργασίας.



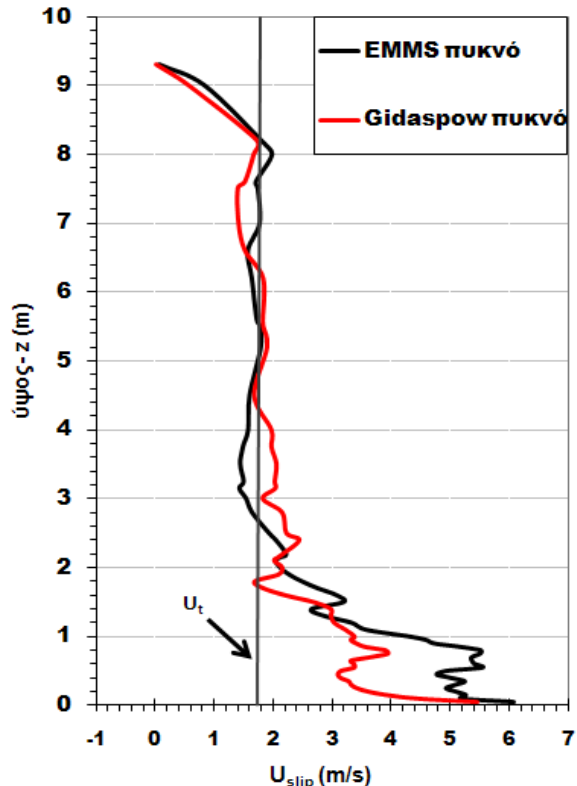
Σχήμα 5.1.3 κατά μέσο όρο ποσοστό επίδρασης του κάθε κλάδου πολυωνύμων του συντελεστή ετερογένειας (σενάριο IV)

Άλλο ένα ενδιαφέρον στατιστικό στοιχείο είναι αυτό που παρουσιάζεται στο Σχήμα 5.1.3. Δείχνει την κατανομή του ποσοστού όγκου με βάση τα υπολογιζόμενα κελιά. Με αυτόν τον τρόπο φαίνεται ποιος κλάδος που απαρτίζει κάθε καμπύλη του H_d καλείται περισσότερο από τον κώδικα UDF του Fluent (βλέπε Παράρτημα). Τα αποτελέσματα αφορούν το ίδιο σενάριο με πριν (IV). Αποδεικνύεται έτσι ότι το εύρος κλάσματος κενού που βρίσκει εφαρμογή η μέθοδος είναι επαρκές καθώς το ποσοστό εμφάνισης κλάσματος όγκου αέρα μικρότερο από 0,5 είναι ελάχιστο έως και μηδαμινό. Το εύρος τιμών του ε_g κατά το οποίο εμφανίζονται τέτοιες δομές συμπλεγμάτων ώστε να υποεκτιμά κατά πολύ την οπισθέλκουσα δύναμη είναι μικρό (κάτω από 10%). Εν τούτοις παίζει αποφασιστικό ρόλο στα αποτελέσματα κυρίως της χαμηλής περιοχής της κλίνης. Επίσης, σε ένα μεγάλο μέρος των υπολογιστικών κελιών τα οποία χαρακτηρίζονται από αραιή πυκνότητα σωματιδίων εμφανίζεται ετερογένεια στη ροή η οποία επιδρά στην οπισθέλκουσα άλλοτε υποεκτιμώντας την κι άλλοτε το αντίθετο. Σε αυτό εξαρτάται η ροϊκή κατάσταση (ταχύτητα ολίσθησης) γι' αυτό και δεν μπορεί να εξαχθεί με ασφάλεια για αυτήν την περιοχή με βάση το παραπάνω διάγραμμα. Τέλος, στις μισές των περιπτώσεων εφαρμόζεται η σχέση των Wen & Yu αφού η μέθοδος δεν προβλέπει ετερογένεια για πολύ αραιές φάσεις ($\varepsilon_g > 0,994$).

Ενδιαφέρον παρουσιάζει το παρακάτω σχήμα που απεικονίζει την επιφανειακά μέση κατανομή της ταχύτητας ολίσθησης. Σε κάθε σημείο καθ' ύψος της κλίνης η τιμή αντιπροσωπεύει την μέση τιμή της εγκάρσιας διατομής:



Σχήμα 5.1.4 τοπικά μέση, στιγμιαία ταχύτητα ολίσθησης καθ' ύψος της κλίνης (αραιό πλέγμα)

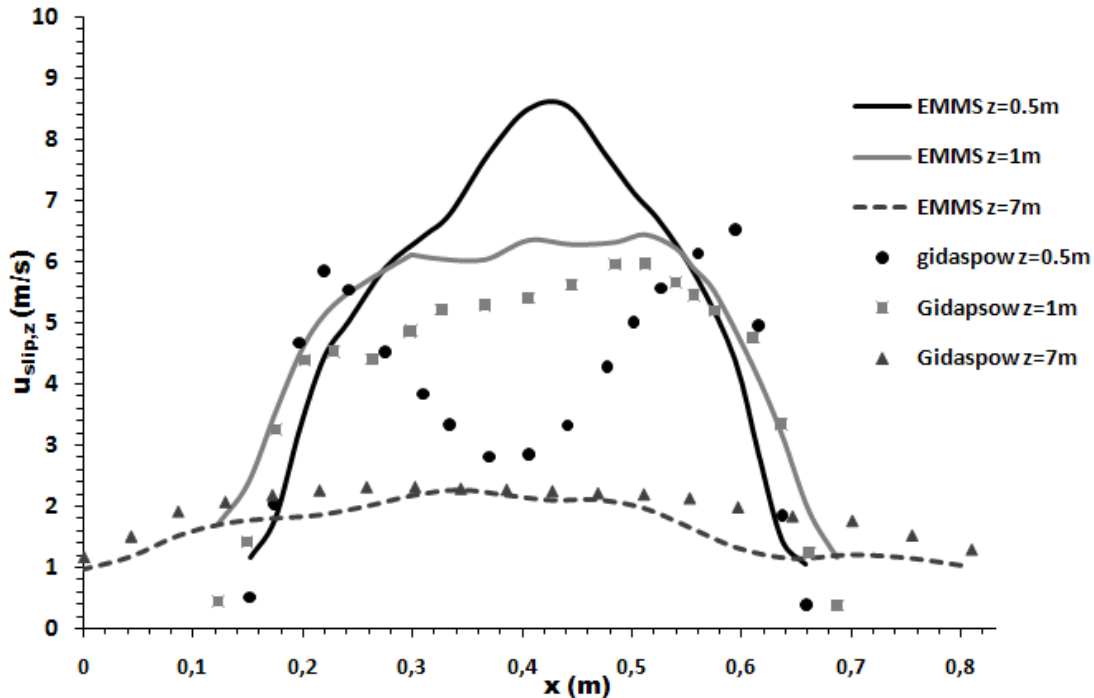


Σχήμα 5.1.5 τοπικά μέση, στιγμιαία ταχύτητα ολίσθησης καθ' ύψος της κλίνης (πυκνό πλέγμα)

Τα αποτελέσματα είναι από μια τυχαία χρονική στιγμή αλλά δίνουν μια αντιπροσωπευτική εικόνα. Παρατηρείται ότι η κατά EMMS ανάλυση προβλέπει υψηλότερη ταχύτητα ολίσθησης στο κάτω μέρος της κλίνης από ότι αυτή του Gidaspow. Το αντίστροφο συμβαίνει στο άνω μέρος της κλίνης που η ροή έχει διαμορφωθεί και η μέση ταχύτητα δεν μεταβάλλεται κατά πολύ, ειδικά στην περίπτωση των πυκνών πλεγμάτων. Έχει ενδιαφέρον η συσχέτιση της ταχύτητας ολίσθησης με την τελική ταχύτητα ($u_t=1,77$ m/s). Όπως αναφέρθηκε και πιο πάνω, η τελική ταχύτητα είναι η μέγιστη ταχύτητα ολίσθησης που μπορεί να εμφανίσει ένα μεμονωμένο σωματίδιο όταν αυτό κινείται υπό την επίδραση ενός ρεύματος αέρα και της βαρύτητας. Κάθε μεγαλύτερη από αυτή υπονοεί την ύπαρξη γειτονικών σωματιδίων που ορίζουν συγκεκριμένες δομές όπου λόγω γεωμετρίας αυτών καταφέρνουν και αποκτούν ταχύτητα ολίσθησης μεγαλύτερη της οριακής. Βέβαια τέτοιες ταχύτητες μπορεί να είναι αποτέλεσμα και μεταβατικών καταστάσεων. Επομένως στις γενικά αραιές δομές που υπάρχουν στο freeboard κατά κανόνα η ταχύτητα ολίσθησης δεν θα έπρεπε να υπερβαίνει την οριακή. Είναι σημαντική η παρατήρηση ότι τόσο στο αραιό όσο και στο πυκνό πλέγμα (σενάρια II & IV) το EMMS δεν παραβιάζει αυτόν τον περιορισμό. Δεδομένου της παραδοχής του μοντέλου του Gidaspow περί ομοιόμορφης ροής των σωματιδίων και παρατηρώντας ότι σε αρκετά σημεία η ταχύτητα ολίσθησης φαίνεται να υπερβαίνει την αντίστοιχη τελική, κατά μία έννοια το εν λόγω μοντέλο μειονεκτεί σε αυτό το ζήτημα. Ακόμα, οι καμπύλες του μοντέλου του EMMS καταλαμβάνουν

μεγαλύτερο εύρος τιμών, γεγονός που τις κάνουν να μεταβάλλονται απότομα σε μικρή περιοχή ύψους. Την εξήγηση των παραπάνω φαινομένων βοηθά το Σχήμα 5.1.6 καθώς και το σχήμα 3.8.

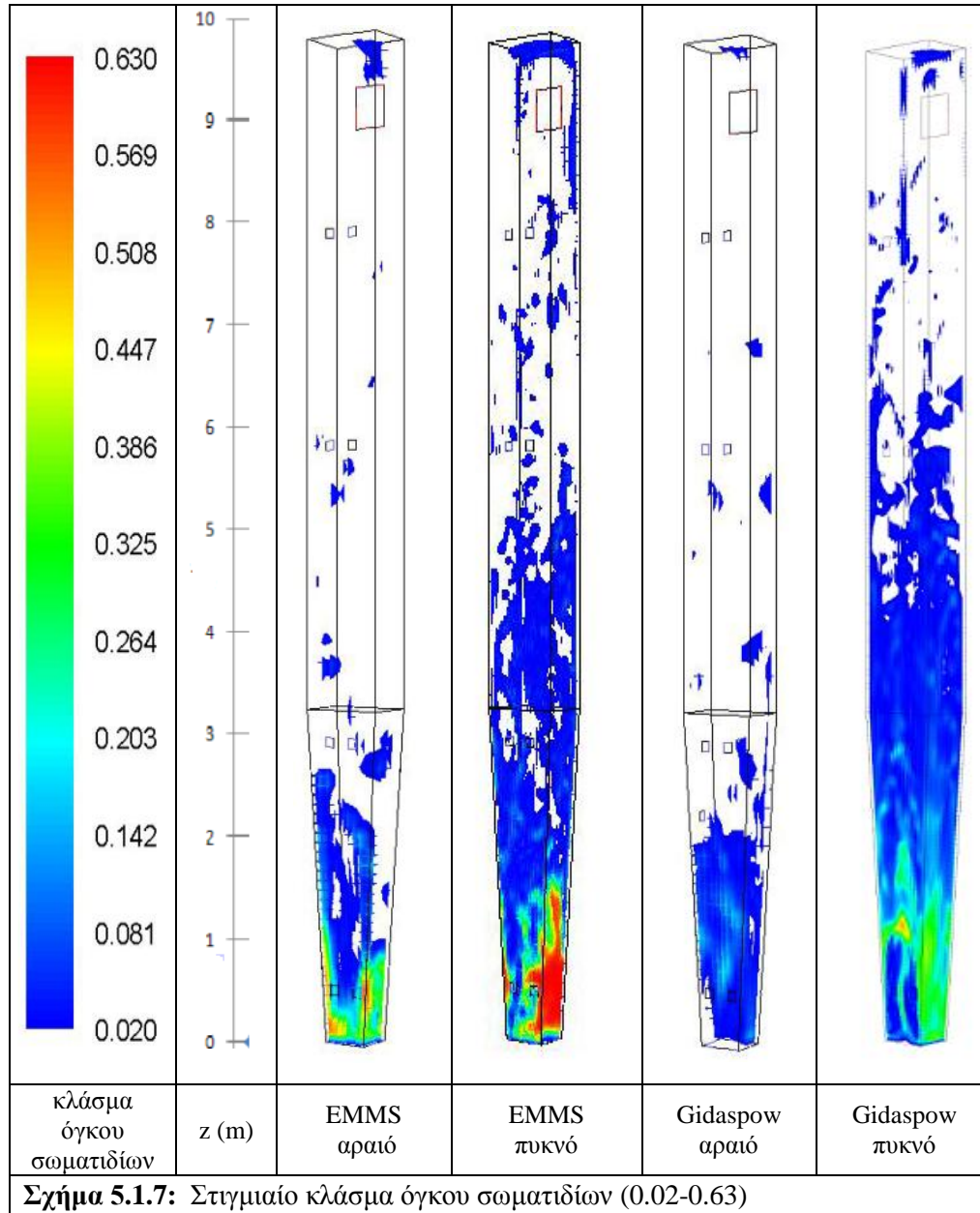
Μια καλύτερη εντύπωση του πώς μορφοποιείται στην οριζόντια διεύθυνση το προφίλ της ταχύτητας ολίσθησης σε διάφορα ύψη στην κλίνη από τα δυο μοντέλα φαίνεται στο επόμενο σχήμα:



Σχήμα 5.1.6 Χρονικά μέση ταχύτητα ολίσθησης κατά τον άξονα x σε διάφορα ύψη (πυκνό πλέγμα)

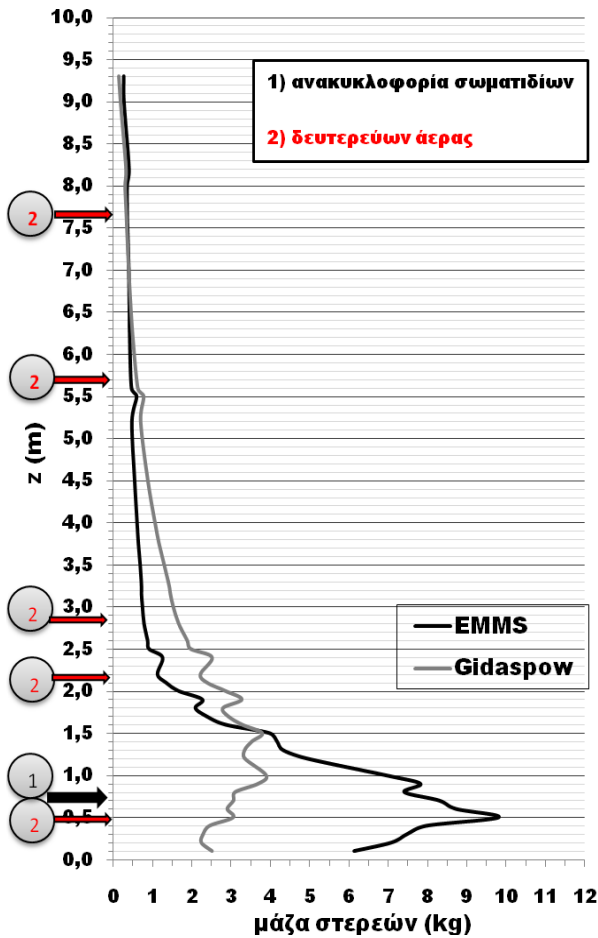
Και πάλι φαίνεται χαρακτηριστικά η διαφωνία των δυο μοντέλων στην πρόβλεψη της ταχύτητας στα χαμηλότερα επίπεδα. Η προσέγγιση της κατανομής της ταχύτητας από το μοντέλο του EMMS είναι ακριβέστερη, καθώς όπως σχολιάζουμε και παρακάτω λεπτομερέστερα, η ταχύτητα στο κέντρο της ροής είναι αρκετά υψηλή σε σχέση με τα άκρα, και όχι όπως αυτή μοντελοποιείται από το Gidaspow, ειδικά για $z=0,5m$. Η διαφορά στο προφίλ της ταχύτητας ολίσθησης εκεί εξηγείται με τη βοήθεια του σχήματος 5.1.10 (δεύτερη επίπεδη επιφάνεια από τα κάτω για το αντίστοιχο σενάριο). Η κατανομή της μάζας, που επηρεάζει με την σειρά της την ταχύτητα ολίσθησης οφείλεται στο γεγονός ότι στο συγκεκριμένο σημείο γίνεται η τροφοδοσία των στερεών και η εισαγωγή μέρους του δευτερεύοντος αέρα και κάθε μοντέλο προσομοιώνει διαφορετικά τα φαινόμενα ανάμειξης των δυο φάσεων εκεί. Στην περιοχή της splash zone ($z=1m$) όπου η ροή αρχίζει να αραιώνει, το κλασσικό μοντέλο δείχνει να μειώνει σταδιακά την απόκλιση των τιμών του από αυτές του EMMS. Αυτό οφείλεται στο ότι το κλάσμα όγκου των στερεών έχει μειωθεί αρκετά επομένως ο συντελεστής ετερογένειας δεν παρουσιάζει μεγάλες τιμές εκεί. Σε μεγαλύτερα ύψη, η ροή φαίνεται να διαμορφώνεται και η κλίση της ταχύτητας να μην παρουσιάζει μεγάλες τιμές. Και τα δυο μοντέλα δείχνουν να συμφωνούν σε αυτό, όπως δείχνει η ομοιότητα των καμπυλών για $z=7m$. Σημειώνεται ότι η κριτική των δυο προσεγγίσεων γίνεται με βάση τυπικές τιμές από τη διεθνή

βιβλιογραφία [33] και όχι με βάση τις αποκλίσεις των προσομοιώσεων από πειραματικά αποτελέσματα, που αν μη τι άλλο θα ήταν το βέλτιστο κριτήριο αξιολόγησης.



Στο παραπάνω Σχήμα 5.1.7 αναπαριστάται μια αντιπροσωπευτική απεικόνιση της κατανομής της στερεάς φάσης μέσα στην κλίνη όπως αυτή προβλέπεται από τα δυο μοντέλα για τις τέσσερις περιπτώσεις (I-IV). Το μοντέλο του EMMS χαρακτηρίζεται από την αυξημένη συγκέντρωση μάζας στο κάτω μέρος της κλίνης (bottom zone) και με λιγότερα σωματίδια στις άλλες δυο διακριτές περιοχές (splash zone και freeboard) σε σύγκριση με τα αντίστοιχα του μοντέλου του Gidaspow. Το κλασικό δε μοντέλο στο αραιό πλέγμα, δείχνει να κατανέμει σχεδόν ομοιόμορφα τη στερεά φάση μέσα στον

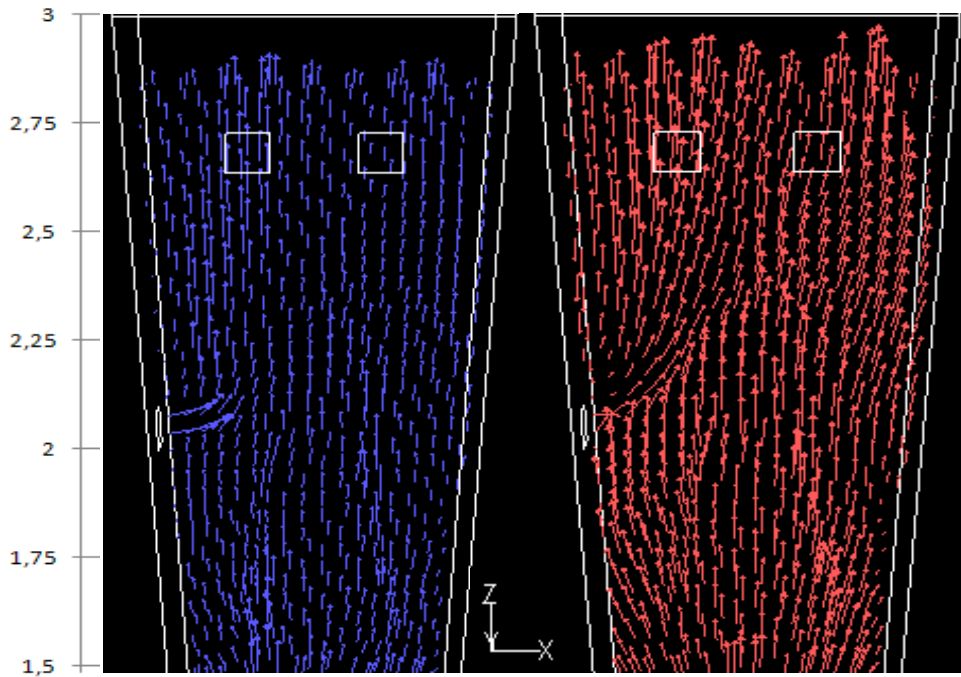
αντιδραστήρα γεγονός που αντικατοπτρίζεται στην αποτύπωση κάθε μεγέθους καθ' ύψος της κλίνης. Αυτό οφείλεται στην αδυναμία του μοντέλου να υπολογίσει με ακρίβεια τις πολύπλοκες δομές που αναπτύσσονται στην κλίνη με πιο έντονη παρουσία στο κάτω μέρος αυτής.



Σχήμα 5.1.8 Χρονικά μέση κατανομής μάζας σωματιδίων (πυκνό πλέγμα, σενάριο III & IV)

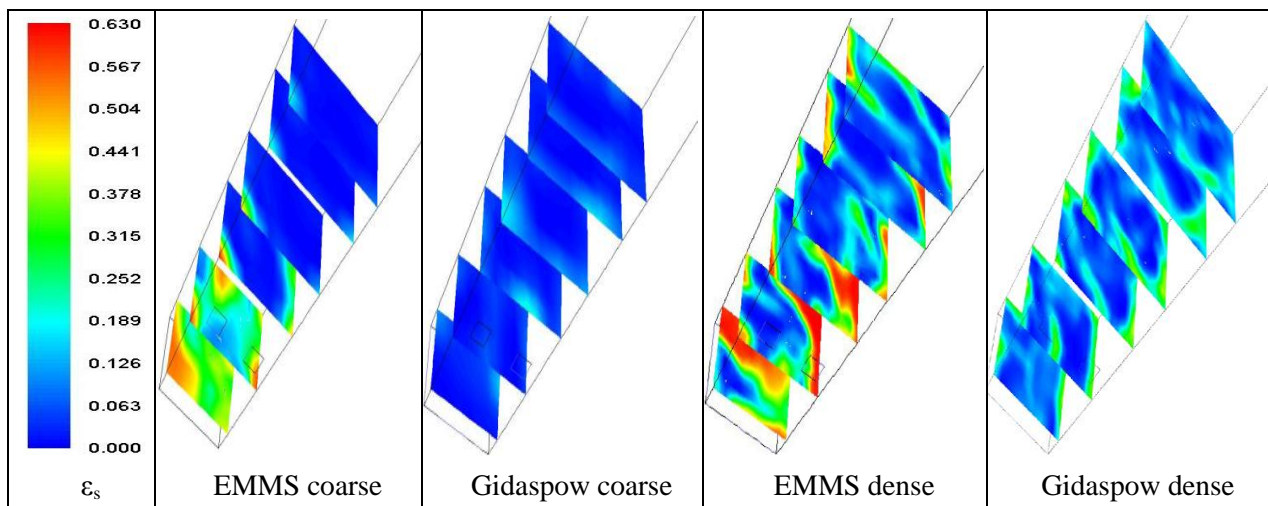
εμποδίζουν αυτά να κινηθούν με αποτέλεσμα να αυξάνεται η συγκέντρωσή τους λίγο κάτω από κάθε αγωγό εισόδου (εκεί όπου εμφανίζεται επιβράδυνση της ροής). Αυτό το φαινόμενο συμβαίνει σε όλες τις προσθήκες του δευτερεύοντος ρεύματος αέρα εκτός από τον ανώτερο αγωγό προσαγωγής όπου το φαινόμενο αυτό δεν είναι ευκρινές λόγω της πολύ χαμηλής ποσότητας στερεάς φάσης στην περιοχή αυτή.

Το επόμενο Σχήμα 5.1.8 συνδέεται άμεσα με το προηγούμενο καθώς αποτυπώνει την κατανομή της μάζας των σωματιδίων μέσα στον αντιδραστήρα σε μορφή διαγράμματος για τα δυο μοντέλα στην περίπτωση του πυκνού πλέγματος. Παράλληλα αποτυπώνονται τα σημεία εισόδου των παροχών των σωματιδίων και του δευτερεύοντος αέρα. Πέρα από τις διαπιστώσεις που έγιναν προηγουμένως περί της συσσώρευσης μάζας στο κάτω μέρος για το μοντέλο του EMMS και την (λίγο) περισσότερη ποσότητα στερεάς φάσης σε ανώτερα ύψη για το μοντέλο του Gidaspow, αξίζει να γίνει αναφορά στην επίδραση των αγωγών εισόδου των παροχών. Στην περίπτωση της εισόδου των στερεών (ειδικά στο σενάριο IV) φαίνεται να επηρεάζει την διαμόρφωση της κατανομής μάζας. Στην περίπτωση δε της εισαγωγής αέρα, και τα δυο μοντέλα εμφανίζουν την επίδραση αυτού χαμηλότερα από το ύψος των αγωγών με την αυξομείωση της ποσότητας των σωματιδίων. Αυτό όπως φαίνεται και στο Σχήμα 5.1.9 οφείλεται στο ότι το εισερχόμενο ρεύμα αέρα είναι κάθετο στην κύρια ροή των σωματιδίων και



Σχήμα 5.1.9 χρονικά μέσο ροϊκό πεδίο αέρα (αριστερά) και σωματιδίων (δεξιά) στην περιοχή γύρω από αγωγό εισόδου ($z: 1.5\div 3m$) (σενάριο IV)

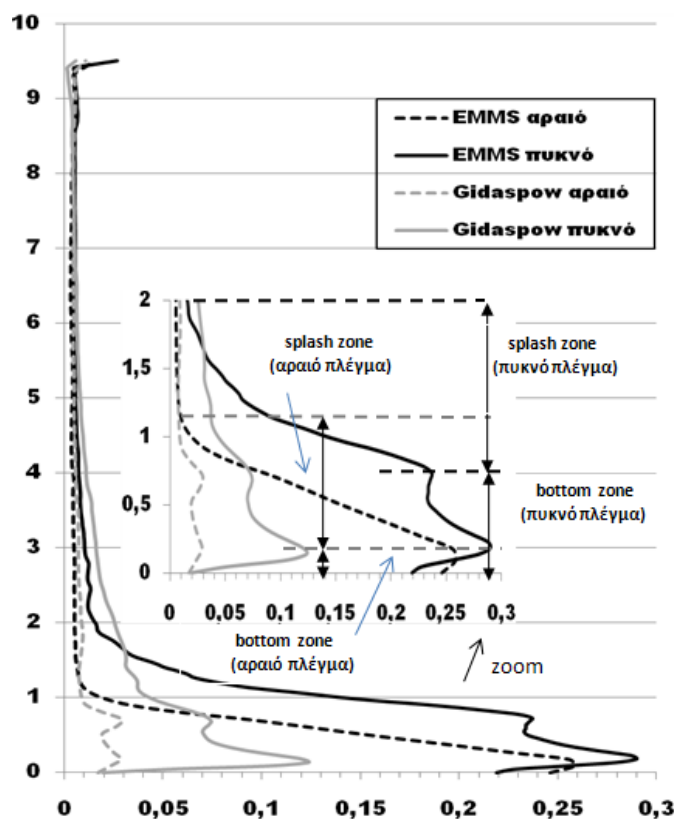
Μπορεί στις 2D αναλύσεις της ροής σε μια ρευστοποιημένη κλίνη ανακυκλοφορίας να μην απασχόλησε καθόλου η κατανομή της μάζας στον τρισδιάστατο χώρο και κυρίως στις χαμηλότερες περιοχές, αλλά στην τρισδιάστατη ανάλυση που ακολουθήθηκε είναι αρκετά σημαντικό να ξέρουμε πώς την προσομοιώνει το κάθε μοντέλο. Μια καλή απεικόνιση του αποτελέσματος που δίνουν τα δυο μοντέλα στα δυο διαφορετικής πυκνότητας πλέγματα φαίνεται στο επόμενο σχήμα:



Σχήμα 5.1.10 Στιγμαϊά κατανομή στερεών σε διάφορα ύψη της κλίνης

Σε όλα τα σχήματα η περισσότερη ποσότητα στερεών φαίνεται να βρίσκεται στα τοιχώματα του λέβητα. Αυτό οφείλεται στις μικρές κατά αλγεβρική τιμή της ταχύτητας του αέρα και κατ' επέκταση της ταχύτητας ολίσθησης κοντά στα τοιχώματα. Στην περίπτωση του μοντέλου του EMMS η παραπάνω διαπίστωση είναι εντονότερη καθώς όπως δείχθηκε και παραπάνω προβλέπει περισσότερη μάζα σωματιδίων στην κλίνη. Συγκρίνοντας με κριτήριο την πυκνότητα πλέγματος διαπιστώνεται ότι πέρα από περισσότερη προβλεπόμενη ποσότητα σωματιδίων, στην περίπτωση του πυκνού πλέγματος παρατηρείται και πυκνότερη συγκέντρωση αυτών. Είναι αναμενόμενο, καθώς στις περιπτώσεις όπου το κλάσμα όγκου στερεών αποκτά υψηλές τιμές ($0.10 \div 0.30$) η οπισθέλκουσα δύναμη υποεκτιμάται δραματικά. Όσο για την κατά Gidaspow μοντελοποίηση, η παραδοχή της ομοιόμορφης ροής των σωματιδίων κατά τον υπολογισμό της οπισθέλκουσας δύναμης οδηγεί σε μια αρκετά αραιή κάτω περιοχή, η οποία βελτιώνεται στην περίπτωση του πυκνότερου πλέγματος. Για να διαμορφωθεί μια συνολική εικόνα με κοινό εύρος τιμών κλάσματος όγκου, το αραιό πλέγμα δίνει την εντύπωση της ανυπαρξίας πυκνής σωματιδιακής φάσης, κάτι το οποίο αποδεικνύουν τα λίγα κιλά σωματιδίων. Μπορεί στα τοιχώματα η συγκέντρωση να φτάνει τιμές κοντά στα 0.30 που είναι τυπικές τιμές για μια ρευστοποιημένη κλίνη ανακυκλοφορίας [33] αλλά μόνο κατά τόπους.

Στο Σχήμα 5.1.11 αποτυπώνεται με περισσότερη ακρίβεια η χρονικά μέση κατανομή των σωματιδίων κατά μήκους του άξονα z, στο κέντρο της κλίνης. Το μοντέλο EMMS φαίνεται να επαληθεύει την S-shape (σχήμα «σίγμα τελικό») μορφή που περιγράφει το σχήμα της καμπύλης του κλάσματος όγκου των στερεών σε μια ρευστοποιημένη κλίνη ανακυκλοφορίας [33],[57],[60]. Το κλασσικό μοντέλο δείχνει να προβλέπει αυτή την μορφολογία αλλά μόνο στο πυκνό πλέγμα και σε μικρότερο βαθμό. Επίσης, όπως φαίνεται στη μεγεθυμένη εικόνα του διαγράμματος, τα πυκνά πλέγματα δείχνουν με αρκετή ομοιότητα μεταξύ τους τις τρεις διακριτές περιοχές της κλίνης με διαφορά στο εύρος των τιμών του ε_s στις χαμηλές περιοχές. Μικρότερη συνέπεια στον ακριβή ορισμό του S-shape έχει το EMMS στο αραιό πλέγμα, αλλά σε αντιπαραβολή με το αντίστοιχο του Gidaspow φαίνεται να έχει τάση προσέγγισης αυτού στις χαμηλές ζώνες. Έτσι, η πρόβλεψη της έκτασης κάθε ζώνης της κλίνης (bottom zone, splash zone και freeboard) είναι σε εξάρτηση με την πυκνότητα του πλέγματος, καθώς η αύξηση του αριθμού των κελιών αυξάνει το εύρος των δυο

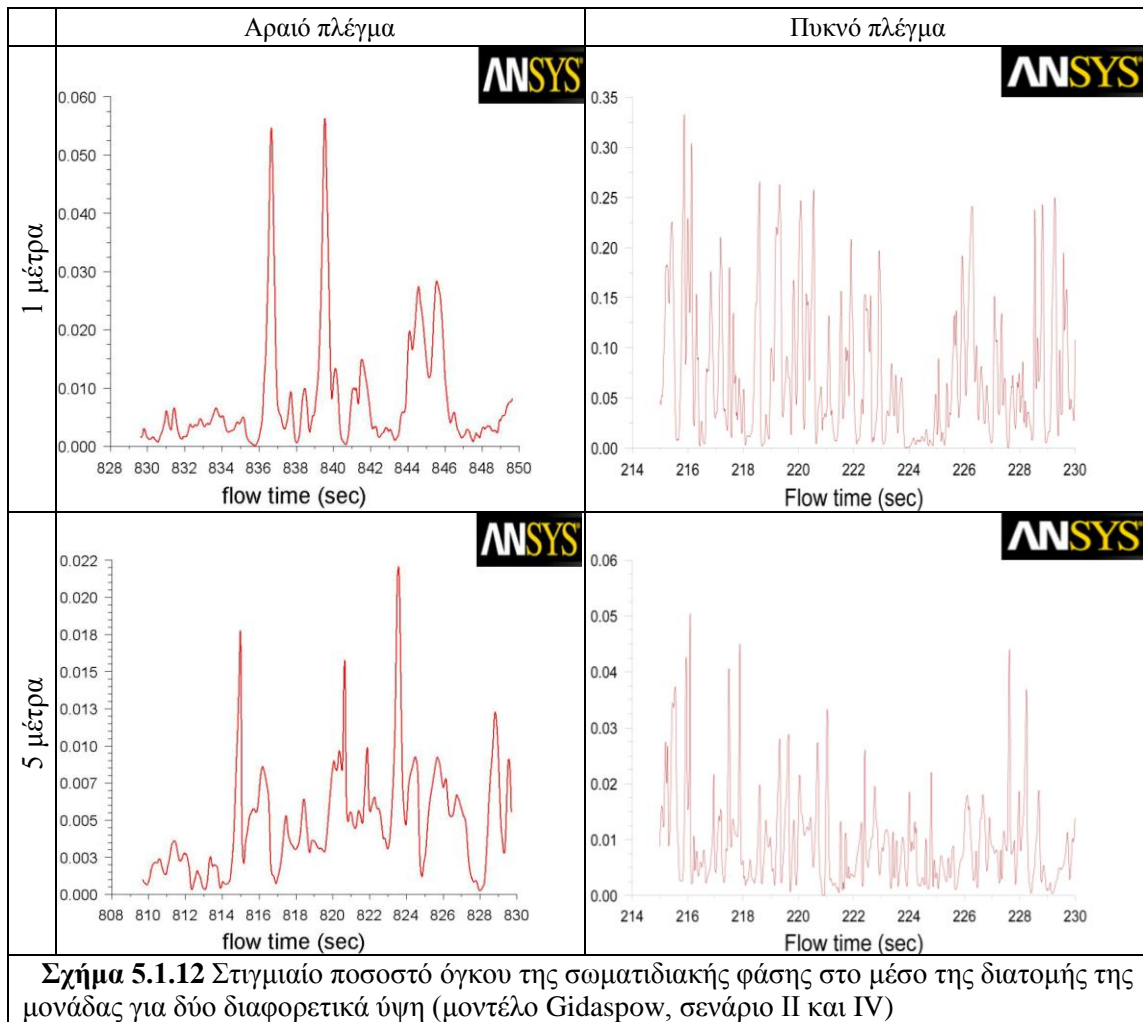


Σχήμα 5.1.11 Χρονικά μέσο κλάσμα όγκου στερεών στον άξονα z

πλέγμα, αλλά σε αντιπαραβολή με το αντίστοιχο του Gidaspow φαίνεται να έχει τάση προσέγγισης αυτού στις χαμηλές ζώνες. Έτσι, η πρόβλεψη της έκτασης κάθε ζώνης της κλίνης (bottom zone, splash zone και freeboard) είναι σε εξάρτηση με την πυκνότητα του πλέγματος, καθώς η αύξηση του αριθμού των κελιών αυξάνει το εύρος των δυο

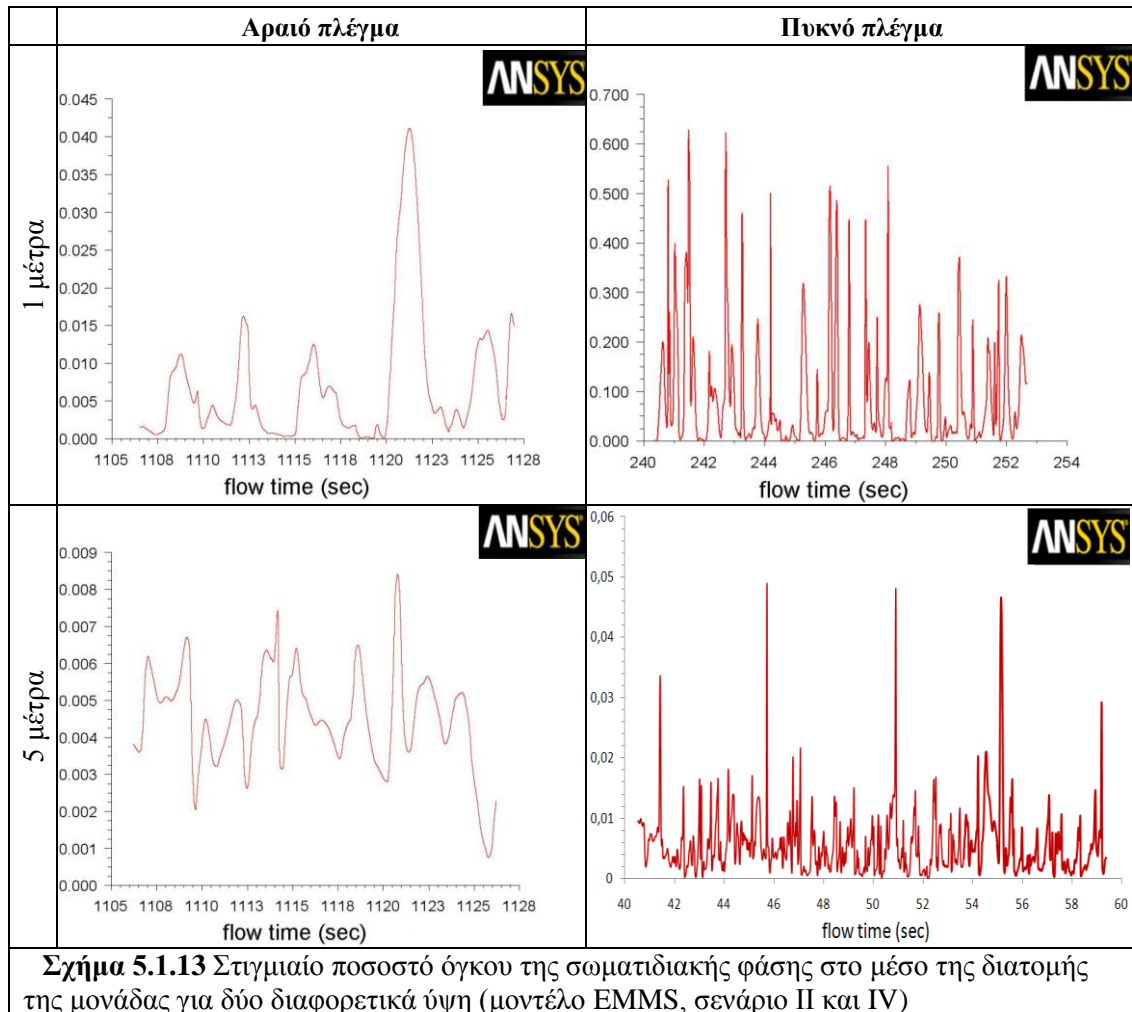
χαμηλότερων ζωνών έναντι της μεγάλης τρίτης ζώνης. Δηλαδή το ποσοστό που καταλαμβάνει η αραιή φάση ($\epsilon_g > 0,994$) στην κλίνη μειώνεται με την αύξηση της ακρίβειας του υπολογισμού της ροής που αποκρυσταλλώνεται από την αύξηση του αριθμού των κελιών καθώς σε αυτήν την περίπτωση προβλέπεται περισσότερη μάζα στην κλίνη. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι αυξάνοντας την ακρίβεια των υπολογισμών οι πολύπλοκοι μηχανισμοί της ροής στις περιοχές με πυκνή στερεά φάση προβλέπεται με περισσότερη ακρίβεια, γεγονός που εμποδίζει τρόπον τινά την άνοδο των σωματιδίων σε μεγαλύτερα ύψη.

Τέλος, μια ακόμα παράμετρος σύγκρισης των δύο μοντέλων είναι η ικανότητα «εντοπισμού» των δομών των συμπλεγμάτων κατά την διέλευση αυτών από ένα σημείο υπολογισμού. Για την ίδια πειραματική διάταξη, οι Νικολόπουλος κ.α. (2008) [69] παρουσίασαν τις χρονοσειρές του ποσοστού όγκου των σωματιδίων, για δύο σημεία που βρίσκονται πάνω στην ευθεία που διέρχεται από το μέσο της κάθε ορθογωνικής διατομής της κλίνης, σε ύψος 1 και 5 μέτρων αντίστοιχα κάνοντας χρήση του κλασσικού μοντέλου οπισθέλκουσας:



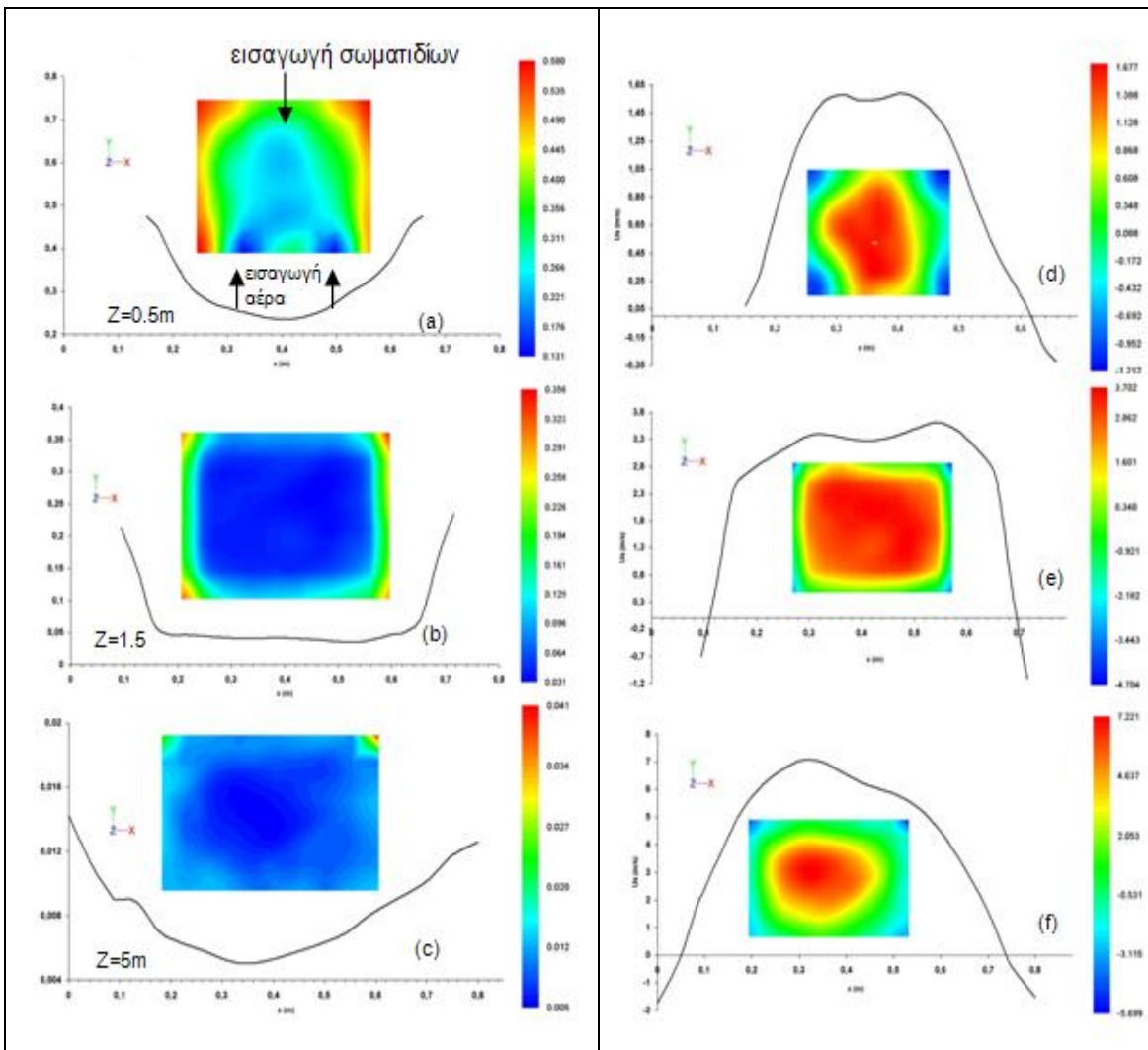
Σχήμα 5.1.12 Στιγμαίο ποσοστό όγκου της σωματιδιακής φάσης στο μέσο της διατομής της μονάδας για δύο διαφορετικά ύψη (μοντέλο Gidaspow, σενάριο II και IV)

Τα αντίστοιχα αποτελέσματα από τα ίδια σημεία αλλά εφαρμόζοντας το μοντέλο του EMMS εμφανίζονται στο επόμενο σχήμα:



Οι απότομες αυξήσεις του κλάσματος όγκου είναι ενδεικτικά μικρών αλλά πυκνών συμπλεγμάτων που διέρχονται από το εκάστοτε σημείο. Η αντίστοιχη εικόνα για το πυκνό πλέγμα είναι διαφορετική, δείγμα της βελτίωσης των αποτελεσμάτων με την πυκνωση του πλέγματος και σε αυτόν τον τομέα. Άλλη μια ένδειξη της ακριβέστερης προσομοίωσης της ροής με το πυκνό πλέγμα είναι η ικανότητα εντοπισμού μικρών διακυμάνσεων του ποσοστού όγκου, δείγμα της λεπτομερέστερης περιγραφής των φαινομένων που εξελίσσονται κατά τη διάρκεια της ροής.

Στο σημείο αυτό, γίνεται μια πιο ενδελεχή εξέταση στη ροή όπως αυτή προσομοιώνεται από το μοντέλο μας στο πυκνό πλέγμα, το οποίο έδειξε να έχει μεγαλύτερη ακρίβεια. Η κύρια ροή των σωματιδίων μέσα στην κλίνη ονομάζεται *core-annulus* από τις δυο κύριες κατευθύνσεις που έχουν αυτά. Η μια είναι ανοδική και παράλληλα στη διεύθυνση του άξονα z και γίνεται κυρίως από το κέντρο της κλίνης (πυρήνα). Η δεύτερη είναι καθοδική καθώς αυτά φτάσουν σε ένα από την κύρια ροή επιστρέφουν προς τα χαμηλότερα επίπεδα της κλίνης, από εξωτερική πλευρά της πρώτης κατεύθυνσης, κοντά στα τοιχώματα, σχηματίζοντας ένα δακτύλιο.

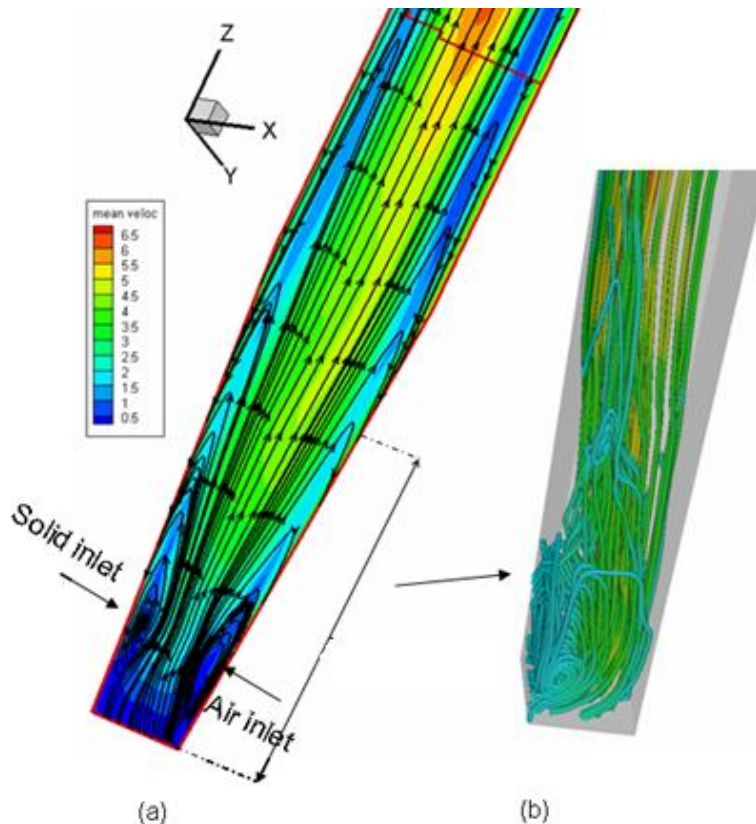


Σχήμα 5.1.14 Χρονικά μέσο κλάσμα όγκου στερεών σε αντιπροσωπευτικές οριζόντιες επιφάνειες για τις τρεις περιοχές: (a) $z=0.5\text{m}$ (bottom zone), (b) $z=1.5\text{m}$ (splash zone) και (c) $z=5\text{m}$ (freeboard zone).

Σχήμα 5.1.15 Χρονικά μέση κατά z ταχύτητα στερεών σε αντιπροσωπευτικές οριζόντιες επιφάνειες για τις τρεις περιοχές: (d) $z=0.5\text{m}$ (bottom zone), (e) $z=1.5\text{m}$ (splash zone) και (f) $z=5\text{m}$ (freeboard zone).

Η πρόβλεψη αυτής της μορφής ροής γίνεται ικανοποιητικά από το EMMS μοντέλο όπως φαίνεται στα Σχήματα 5.1.14 και 5.1.15 για το πυκνό πλέγμα. Η μορφή των καμπυλών αυτών έρχονται σε συμφωνία με τα αντίστοιχα των Zhang κ.α. (2008) [65], Wang κ.α. (2008) [58] και είναι αντιπροσωπευτικά της ροής σε μια ρευστοποιημένη κλίνη ανακυκλοφορίας. Πιο συγκεκριμένα, η συγκέντρωση της σωματιδιακής φάσης μειώνεται σχεδόν με παραβολικό τρόπο σε κάθε οριζόντια διατομή πλησιάζοντας το κέντρο του θαλάμου καύσης. Παράλληλα, όπως είναι φυσικό η μέση τιμή του ε_s μειώνεται κι αυτή σε αντίθεση με την αντίστοιχη κλίση των καμπυλών που στην annulus περιοχή αυξάνεται απότομα ειδικά στην splash zone ($z=1.5\text{m}$). Το αντίθετο συμβαίνει στα αντίστοιχα διαγράμματα για την κατακόρυφη συνιστώσα της ταχύτητας των σωματιδίων. Τα σωματίδια αποκτούν την μέγιστη κατά μήκος ταχύτητα όταν βρίσκονται στο κέντρο της κλίνης, ενώ κοντά στα τοιχώματα η ταχύτητα παίρνει αρνητικές τιμές, επιβεβαιώνοντας την κύρια διεύθυνση της annulus ροής. Η ανομοιογένεια που

παρατηρείται στις χρωματιστές δισδιάστατες απεικονίσεις των δυο χαρακτηριστικών μεγεθών στην bottom zone ($z=1\text{m}$) οφείλεται στην εισαγωγή των δυο φάσεων στο ύψος αυτό. Ενδιαφέρον τέλος έχει το γεγονός της συσσώρευσης της σωματιδιακής φάσης στις τέσσερις γωνίες του αντιδραστήρα με εντονότερη αυτή στην χαμηλή περιοχή, το οποίο οφείλεται στις πολύ χαμηλές τιμές της ταχύτητας των σωματιδίων εκεί. Έτσι, η κύρια ανακυκλοφορία των στερεών μέσα στην κλίνη περιγράφεται από τα παραπάνω διαγράμματα.



Σχήμα 5.1.16 (a) «Kidney vortex» κοντά στην περιοχή εισόδου και (b) τρισδιάστατες γραμμές ροής στην bottom zone της κλίνης.

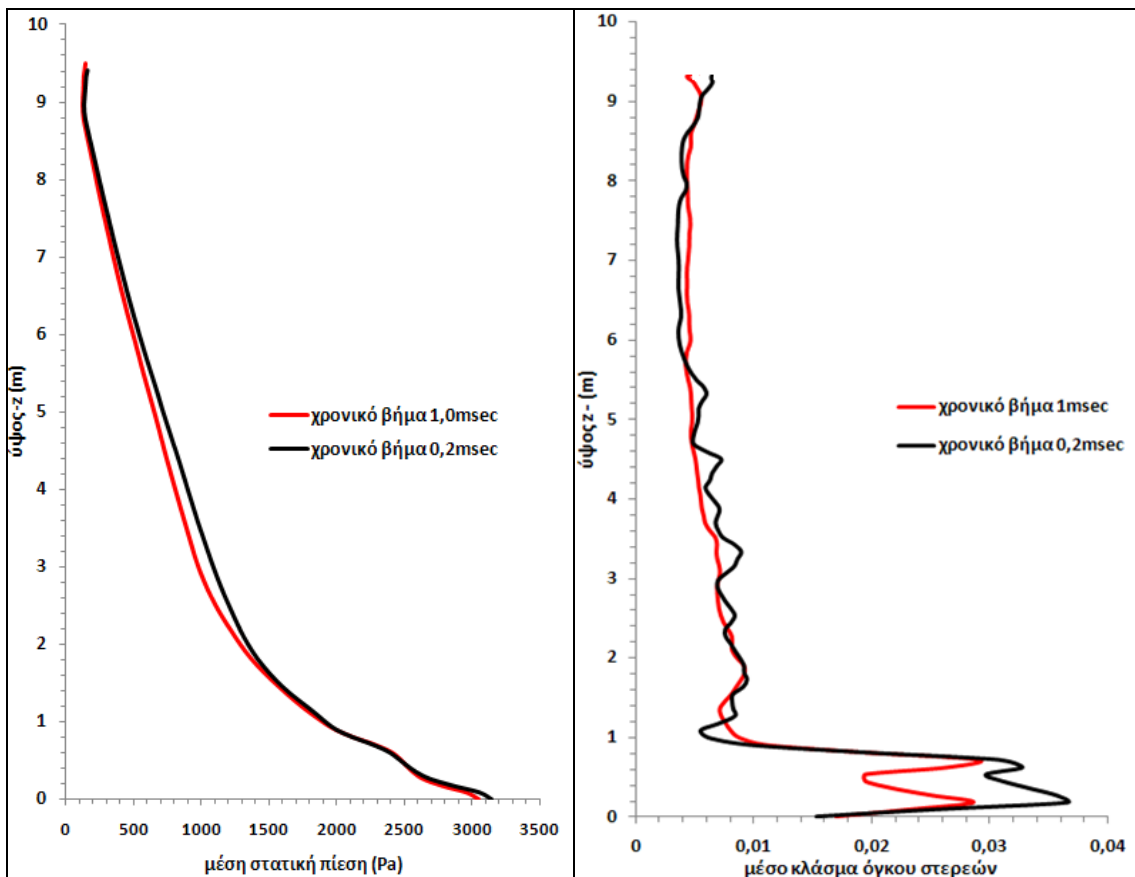
Όμως για την συγκεκριμένη διάταξη της κλίνης παρατηρήθηκε μια επιπλέον ανακυκλοφορία στο ύψος της εισόδου των σωματιδίων όπου αντιδιαμετρικά μπαίνει τμήμα του δευτερεύοντος αέρα. Στη διεθνή βιβλιογραφία, ο τύπος ανακυκλοφορίας αυτής κατά την οποία δημιουργούνται δυο δίνες κάθετες σε δυο αντίθετα ρεύματα (ίδιας διεύθυνσης και αντίθετης φοράς) ονομάζεται *kidney vortex*. Η σταδιακή αύξηση του annulus τμήματος εις βάρος του core τμήματος από τα ψηλότερα προς τα χαμηλότερα στρώματα έχει διαπιστωθεί στο παρελθόν πειραματικά [33]. Η επαλήθευση της πρόβλεψης αυτής από το μοντέλο γίνεται σε ικανοποιητικό βαθμό όπως φαίνεται και στο Σχήμα 5.1.16 [44]. Επιπλέον, παρατηρείται η εμφάνιση λαιμού στη ροή στο επίπεδο κάθετα στο σύστημα τροφοδοσίας. Εκεί εμφανίζεται τοπική αύξηση της ταχύτητας και των δυο φάσεων. Ο μηχανισμός αυτός παίζει σημαντικό ρόλο στην εισαγωγή, ανάμειξη και χρόνο παραμονής του καυσίμου στην κλίνη, κάτι που όπως αναφέρθηκε στο εισαγωγικό κεφάλαιο επηρεάζει τον βαθμό απόδοσης της καύσης. Ο σχηματισμός του λαιμού επηρεάζει και τη διάρκεια διατήρησης του αρχικού μεγέθους των σωματιδίων καθώς η τοπική αύξηση της ταχύτητας σε περιορισμένο χώρο επιφέρει την αύξηση της

τριβής μεταξύ τους και συνεπώς την επιτάχυνση της φθοράς των (attrition). Επομένως, είναι σημαντικό η μοντελοποίηση της ισοθερμοκρασιακής ροής να προβλέπει χαρακτηριστικά της ροής που θα παίξουν ιδιαίζοντα ρόλο στο επόμενο στάδιο μοντελοποίησης, αυτό της καύσης.

Να σημειωθεί ότι η κατανομή της στατικής πίεσης σε μια οριζόντια διατομή παραμένει σταθερή. Δηλαδή, η ύπαρξη της στερεάς φάσης στον αντιδραστήρα δεν επιδρά στην μεταβολή του μεγέθους αυτού κατά x και y και το προφίλ της $p(x)$ μοιάζει με αυτό της ροής μονοφασικού ρευστού σε ευθύγραμμο αγωγό.

5.1.2 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΧΡΟΝΙΚΟΥ ΒΗΜΑΤΟΣ

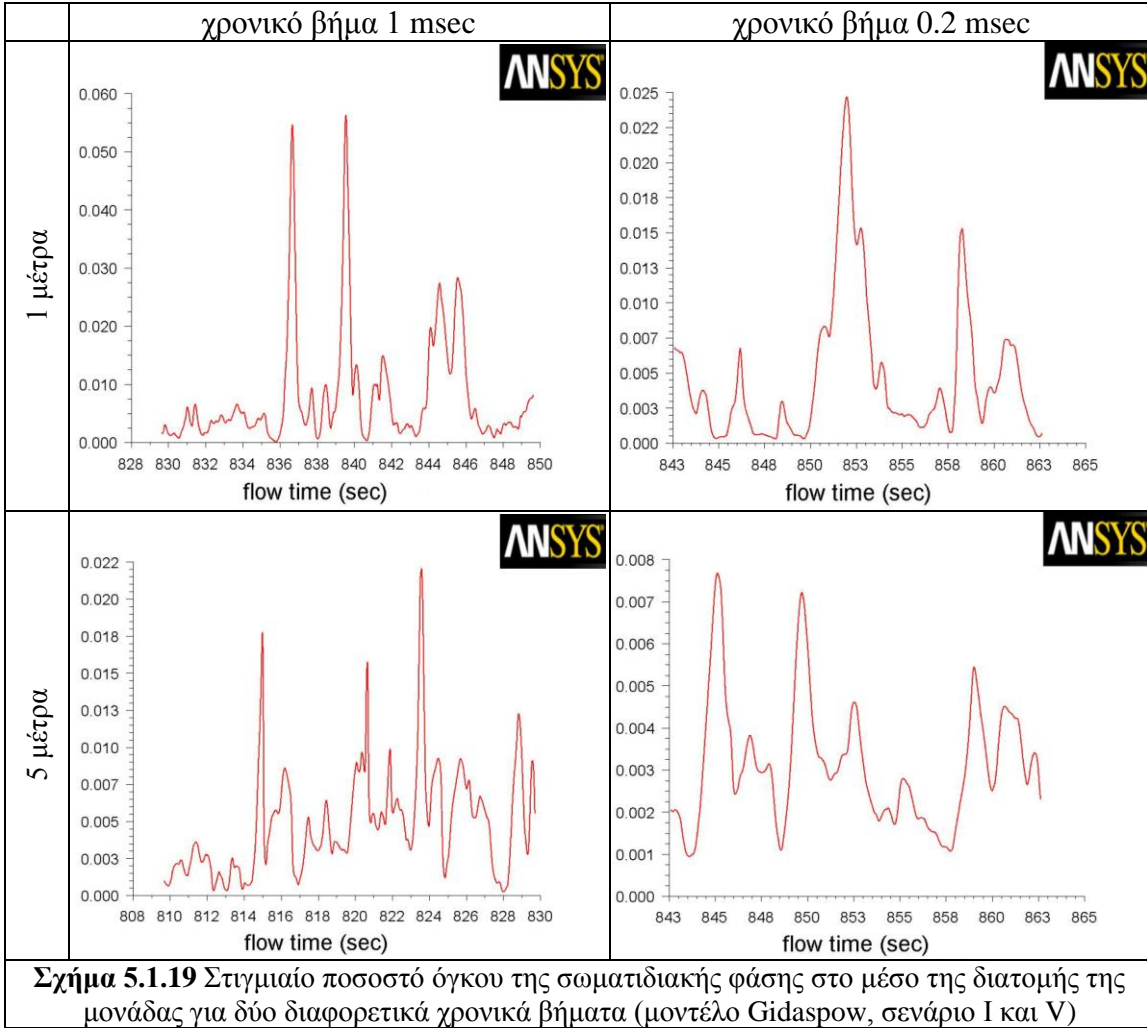
Στη συνέχεια διερευνάται η επίδραση που έχει το χρονικό βήμα διακριτοποίησης στην τελική μοντελοποίηση. Παραπάνω δείχθηκε πώς το EMMS οδήγησε σε καλύτερα αποτελέσματα στην μοντελοποίηση. Όμως, η μοντελοποίηση με αυτό έγινε με χρονικό βήμα υποπολλαπλάσιο (5 φορές μικρότερο) από το αντίστοιχο του σεναρίου I και III. Γι αυτό το λόγο, επιχειρήθηκε να υπολογιστεί η ροή στο αραιό πλέγμα με το κλασικό μοντέλο οπισθέλκουσας αλλά με το χρονικό βήμα που χρησιμοποιήθηκε στο σενάριο II, δηλαδή με $\Delta t=0.2\text{msec}$ (σενάριο V).



Σχήμα 5.1.17 χρονικά μέση στατική πίεση καθ' ύψος του άξονα z για δυο διαφορετικά χρονικά βήματα (μοντέλο Gidaspow)

Σχήμα 5.1.18 χρονικά μέσο κλάσμα όγκου καθ' ύψος του άξονα z για διαφορετικά χρονικά βήματα (μοντέλο Gidaspow)

Τα αποτελέσματα δεν έδειξαν κάποια διαφοροποίηση από το σενάριο I. Τα κιλά των στερεών παρέμειναν στα ίδια επίπεδα (110 κιλά) και όπως φαίνεται στα παραπάνω σχήματα, ούτε και βασικά μεγέθη της ροής (πίεση, κατανομή μάζας). Επίσης, η μείωση του χρονικού βήματος δεν εξασφαλίζει καλύτερη ικανότητα στην περιγραφή φαινομένων μικρής διάρκειας, εφόσον και στις δυο περιπτώσεις επιτυγχάνεται σύγκλιση ανά χρονική επανάληψη, όπως δείχνουν τα παρακάτω σχήματα:



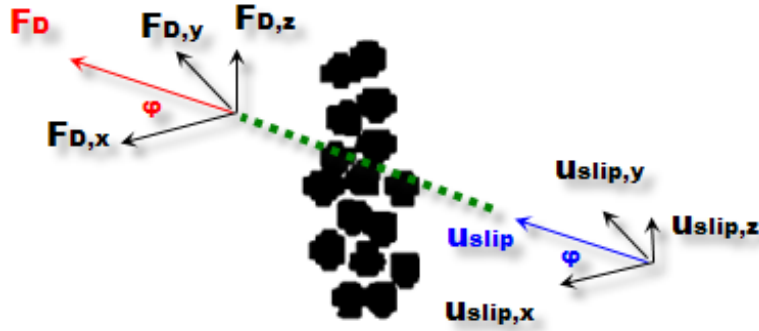
5.1.3 Ανισότροπη οπισθέλκουσα δύναμη:

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, ο τρόπος που υπολογίζεται ο βελτιωμένος κατά EMMS συντελεστής συναλλαγής ορμής σύμφωνα με το εγχειρίδιο του λογισμικού και όλη η διεθνής βιβλιογραφία που παρατέθηκε παραπάνω, για την σύνταξη UDF κάνει την παραδοχή της ισοτροπίας. Δηλαδή η υποεκτίμηση της οπισθέλκουσας δύναμης γίνεται στον ίδιο βαθμό και στις 3 διευθύνσεις. Αυτό υποδηλώνει και η έκφραση της σχέσης που δίνει το β :

$$\beta = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho_g \varepsilon_g \varepsilon_s \left| \overline{u_g - u_s} \right|}{d_p} \varepsilon_g^{-2.65} / H_d \quad (4.16)$$

όπου:

$$|\vec{u}_g - \vec{u}_s| = \sqrt{u_{slip,x}^2 + u_{slip,y}^2 + u_{slip,z}^2} \quad (5.1)$$



Σχήμα 5.1.20 Ισότροπη προσέγγιση της οπισθέλκουσας δύναμης

Όμως αυτή η παραδοχή είναι σχετικά αυθαίρετη, καθώς η κατανομή της σωματιδιακής φάσης σε ένα κελί δεν είναι ούτε ομοιόμορφη όπως αποδείχθηκε και παραπάνω, αλλά δεν υπάρχει και καμία ένδειξη πως είναι συμμετρική ως προς τις τρεις διευθύνσεις. Συνεπώς, ο συντελεστής οπισθέλκουσας C_D ενδέχεται να είναι διαφορετικός για κάθε διεύθυνση με αποτέλεσμα οι συνιστώσες της ταχύτητας ολίσθησης να μην προξενούν ανάλογες μεταξύ τους συνιστώσες της οπισθέλκουσας δύναμης, όπως αρχικά θεωρήθηκε.

Γι' αυτό και είναι ενδιαφέρον να μελετηθεί η περίπτωση του ανισότροπου μοντέλου οπισθέλκουσας. Ο συντελεστής συναλλαγής ορμής για κάθε διεύθυνση υπολογίζεται χωριστά με την μορφή όρου πηγής στην εξίσωση ορμής που ισοδυναμεί με την οπισθέλκουσα δύναμη ανά μονάδα όγκου (N/m^3). Επίσης αντικαθίσταται ο όρος της συνισταμένης της ταχύτητας ολίσθησης με την συνιστώσα για την αντίστοιχη κατεύθυνση ο οποίος εισέρχεται στον υπολογισμό του αριθμού Re και κατά συνέπεια του C_D και του β . Έτσι για στη διεύθυνση i ($i=x,y,z$) είναι:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_g \rho_g \vec{u}_g) + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \vec{u}_g \vec{u}_g) = -\varepsilon_g \nabla p + \nabla \cdot \overline{\overline{\tau}}_g + \varepsilon_g \rho_g \vec{g} + S_{drag,g} \\ \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_s \rho_s \vec{u}_s) + \nabla \cdot (\varepsilon_s \rho_s \vec{u}_s \vec{u}_s) = -\varepsilon_s \nabla p - \nabla p_s + \nabla \cdot \overline{\overline{\tau}}_s + \varepsilon_s \rho_s \vec{g} + S_{drag,s} \end{cases} \quad (5.2)$$

με

$$\begin{cases} S_{drag,g} = -\beta_i (u_{g,i} - u_{s,i}) \\ S_{drag,s} = \beta_i (u_{g,i} - u_{s,i}) \end{cases} \quad (5.3)$$

και

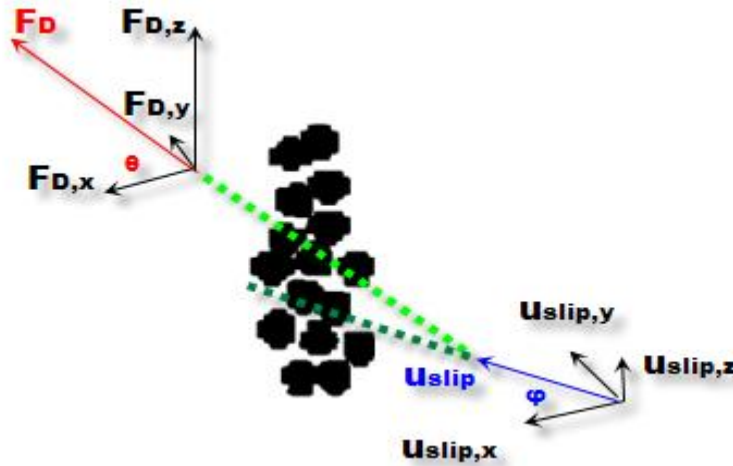
$$Re_i = \frac{\rho_g \varepsilon_g d_p |u_{g,i} - u_{s,i}|}{\mu_g} \quad (5.4)$$

όπου έχουμε διαφορετική για τιμή και για τον συντελεστή οπισθέλκουσας:

$$C_{D,i} = \begin{cases} (24/Re_i) (1 + 0.15 Re_i^{0.687}), & Re_i < 1000 \\ 0.44, & Re_i \geq 1000 \end{cases} \quad (5.5)$$

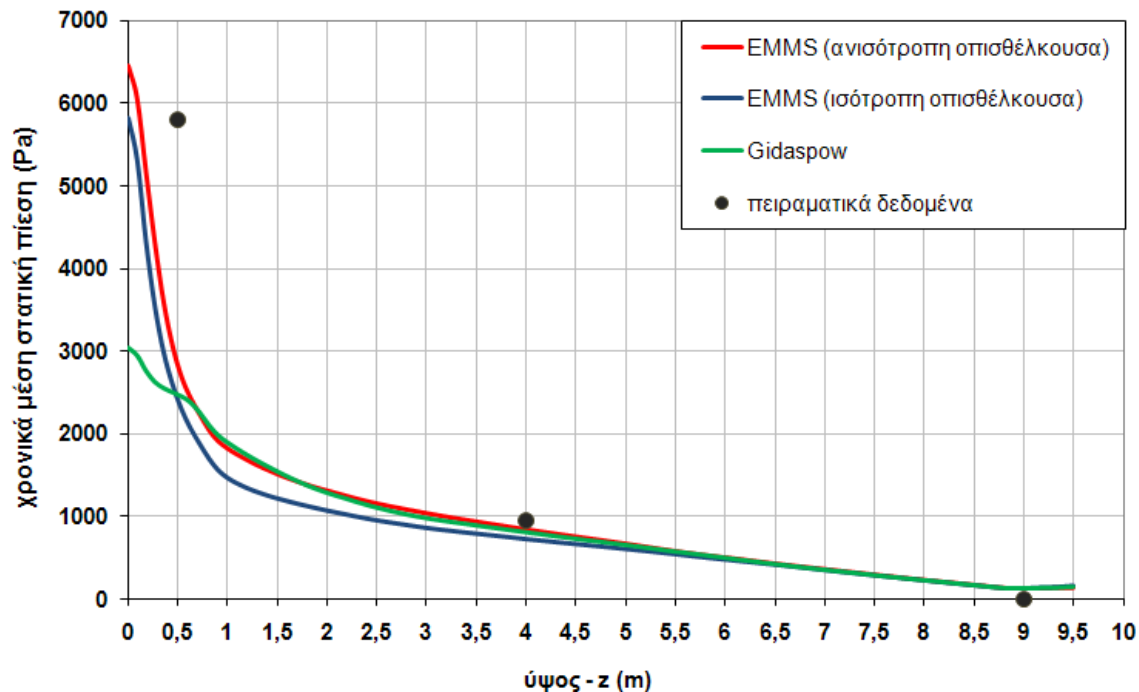
Έτσι, για τη μεν κατακόρυφη διεύθυνση εφαρμόζουμε το μοντέλο του EMMS, ενώ για τις δυο οριζόντιες εφαρμόζεται το μοντέλο του Wen & Yu:

$$\beta_i = \begin{cases} \frac{3}{4} C_{D,i} \frac{\rho_g \varepsilon_g \varepsilon_s |u_{g,i} - u_{s,i}|}{d_p} \varepsilon_g^{-2.65} / H_d, & i=z \\ \frac{3}{4} C_{D,i} \frac{\rho_g \varepsilon_g \varepsilon_s |u_{g,i} - u_{s,i}|}{d_p} \varepsilon_g^{-2.65}, & i=x,y \end{cases} \quad (5.6)$$



Σχήμα 5.1.21 Ανισότροπη προσέγγιση της οπισθέλκουσας δύναμης

Τα αποτελέσματα που προέκυψαν ήταν κατά τι βελτιωμένα σε σχέση με αυτά που εμφανίσθηκαν στην περίπτωση της παραδοχής της ισοτροπίας. Η μεθοδολογία εφαρμόστηκε στο αραιό πλέγμα. Συγκεκριμένα, το προφίλ της πίεσης βελτιώθηκε αισθητά, ιδιαίτερα στην χαμηλή περιοχή, όπου τόσο αυξήθηκε στο κάτω μέρος κατά 0,5 kPa περίπου όσο και στο $z=0.5\text{m}$ όπου φαίνεται να προσεγγίζει περισσότερο το σημείο του πειραματικού δεδομένου. Στο ανώτερο μέρος της κλίνης παρατηρείται μια ελαφρά βελτίωση κοντά στο πειραματικό δεδομένο στα $z=4\text{m}$. Είναι αξιοπρόσεκτο το γεγονός ότι στην splash zone και στην freeboard περιοχή σχεδόν ταυτίζεται με το προφίλ του Gidaspow.

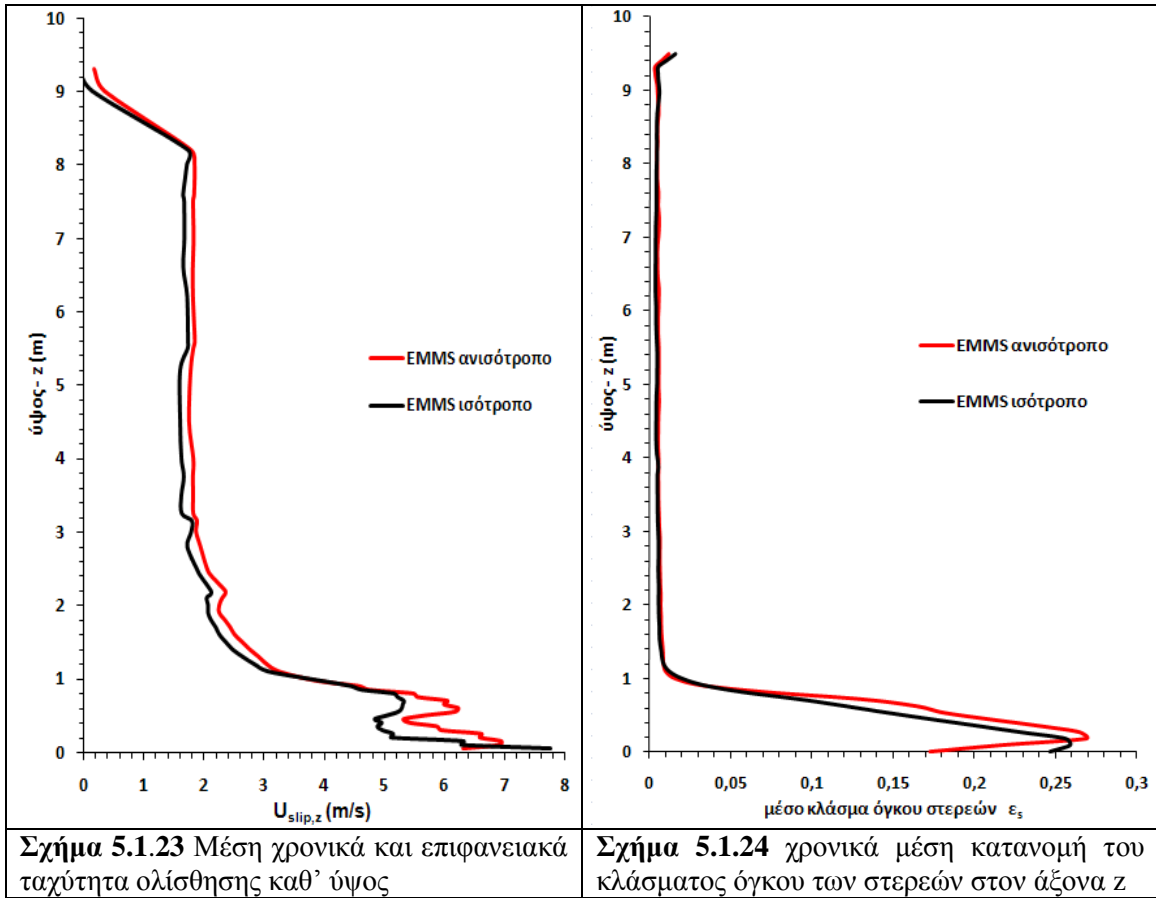


Σχήμα 5.1.22 Συγκριτικό διάγραμμα της μέσης χρονικά στατικής πίεσης καθ' ύψος της κλίνης

Ενδιαφέρον παρουσιάζουν τα δυο επόμενα σχήματα που δείχνουν την διαφοροποίηση των δυο προσεγγίσεων των EMMS σε επίπεδο της ταχύτητας ολίσθησης κατά z και της κατανομής του κλάσματος όγκου της σωματιδιακής φάσης.

Παρατηρείται ότι η απεμπλοκή των οριζόντιων κατευθύνσεων από την υποεκτίμηση της οπισθέλκουσας δύναμης επιδρά και στην κατακόρυφη με την ελαφρά αύξηση της ταχύτητας ολίσθησης κατά z (βλέπε Σχήμα 5.1.22). Οι δυο χαμηλές ζώνες είναι περιοχές που τα σωματίδια αναπτύσσουν υψηλές ταχύτητες κατά x και y και η διεύθυνση της συνισταμένης ταχύτητας ολίσθησης εμφανίζει αρκετή απόκλιση από την κατακόρυφη. Αυτό έχει ως συνέπεια της μείωσης της ταχύτητας των σωματιδίων στον κατακόρυφο άξονα $u_{s,z}$ και επομένως την αύξηση της αντίστοιχης συνιστώσας της ταχύτητας ολίσθησης. Εφόσον, λοιπόν μειώνεται το μέτρο της οπισθέλκουσας δύναμης

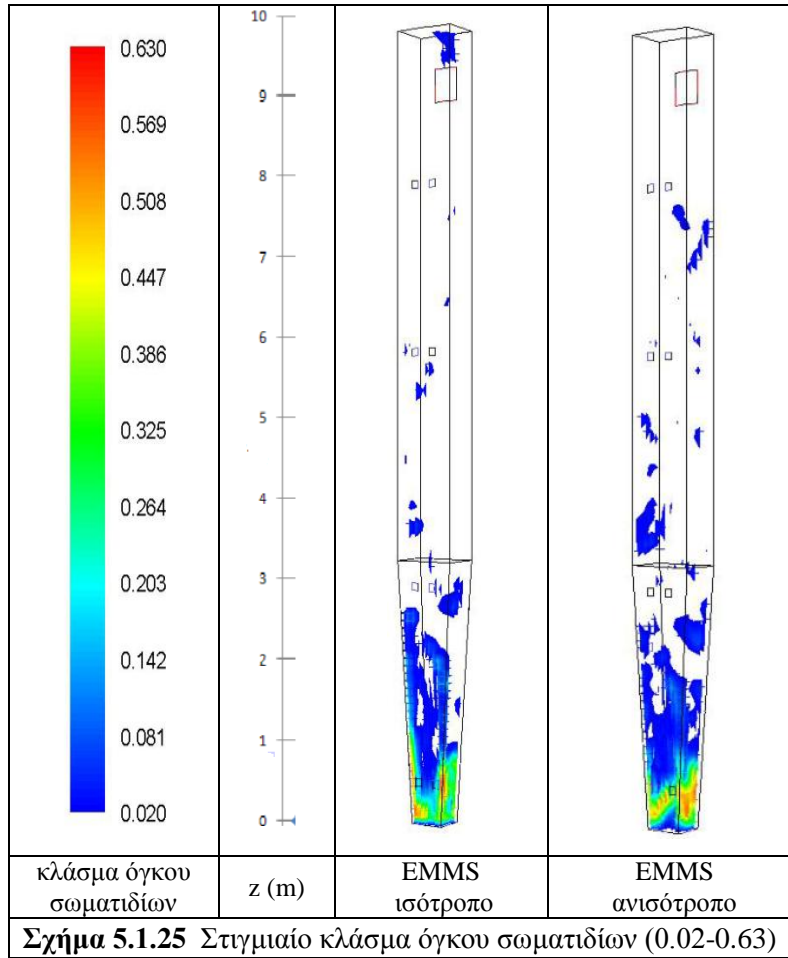
($u_{slip} = \sqrt{u_{slip,x}^2 + u_{slip,y}^2 + u_{slip,z}^2} > u_{slip,z}$) είναι επόμενο να αυξάνεται η συνολική ποσότητα των στερεών στην κλίνη. Αυτό υποδεικνύει και το Σχήμα 5.1.23. Επίσης παρατηρείται βελτίωση της S-shape μορφής της καμπύλης στην bottom zone σε βαθμό που να προσεγγίζει περισσότερο αυτή που προκύπτει από το πυκνό πλέγμα.



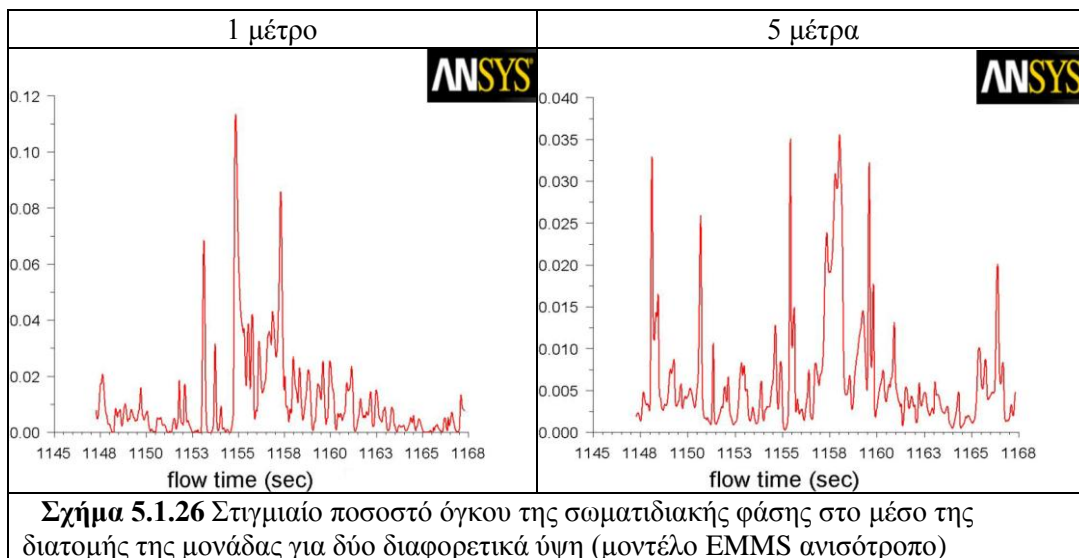
Σχήμα 5.1.23 Μέση χρονικά και επιφανειακά ταχύτητα ολίσθησης καθ' ύψος

Σχήμα 5.1.24 χρονικά μέση κατανομή του κλάσματος όγκου των στερεών στον άξονα z

Μια ευκρινέστερη άποψη για το πώς κατανέμεται η μάζα από τα δύο μοντέλα φαίνεται στο επόμενο σχήμα. Το πυκνό μέρος (bottom και splash zone) στην περίπτωση του ανισότροπου EMMS είναι πιο συμπαγές στο κέντρο του σε αντίθεση με το ισότροπο, που όπως σχολιάστηκε παραπάνω, συγκεντρώνει την περισσότερη μάζα κοντά στα άκρα. Η εικόνα στην ανώτερη περιοχή της κλίνης παρουσιάζει αρκετές ομοιότητες και στις δυο περιπτώσεις.



Τέλος, η ανισότροπη προσέγγιση του υπολογισμού της οπισθέλκουσας δύναμης εμφανίζει συγκριτικό πλεονέκτημα έναντι της προηγούμενης όσον αφορά στη μείωση του υπολογιστικού χρόνου. Το χρονικό βήμα διπλασιάστηκε (0,0004s έναντι 0,0002s προηγουμένως), αφού η ανισότροπη προσέγγιση οδήγησε σε πιο ευσταθές αριθμητικά μοντέλο. Στην ισότροπη προσέγγιση της ροής, η υποεκτίμηση της οπισθέλκουσας σε κάθε διεύθυνση γίνεται με παράγοντες και από τις τρεις διευθύνσεις (u_{slip}) ενώ επίσης, ο υπολογισμός της F_D κατά x και y εξαρτάται από τον συντελεστή ετερογένειας που προκύπτει αποκλειστικά κατά z . Τέλος, είναι ενδιαφέρον το ότι αυξήθηκε η ευαισθησία στην μεταβολή της σωματιδιακής φάσης σε κάθε υπολογιστικό όγκο πράγμα που δείχνει την ικανότητα πρόβλεψης περισσότερων και πιο λεπτομερών φαινομένων στη ροή. Αυτό δείχνει το επόμενο σχήμα που, συγκρίνοντας το με το αντίστοιχο Σχήμα 5.1.13 είναι φανερή η αύξησης της ικανότητας πρόβλεψης των διερχόμενων συμπλεγμάτων (clusters) από κάθε κελί:

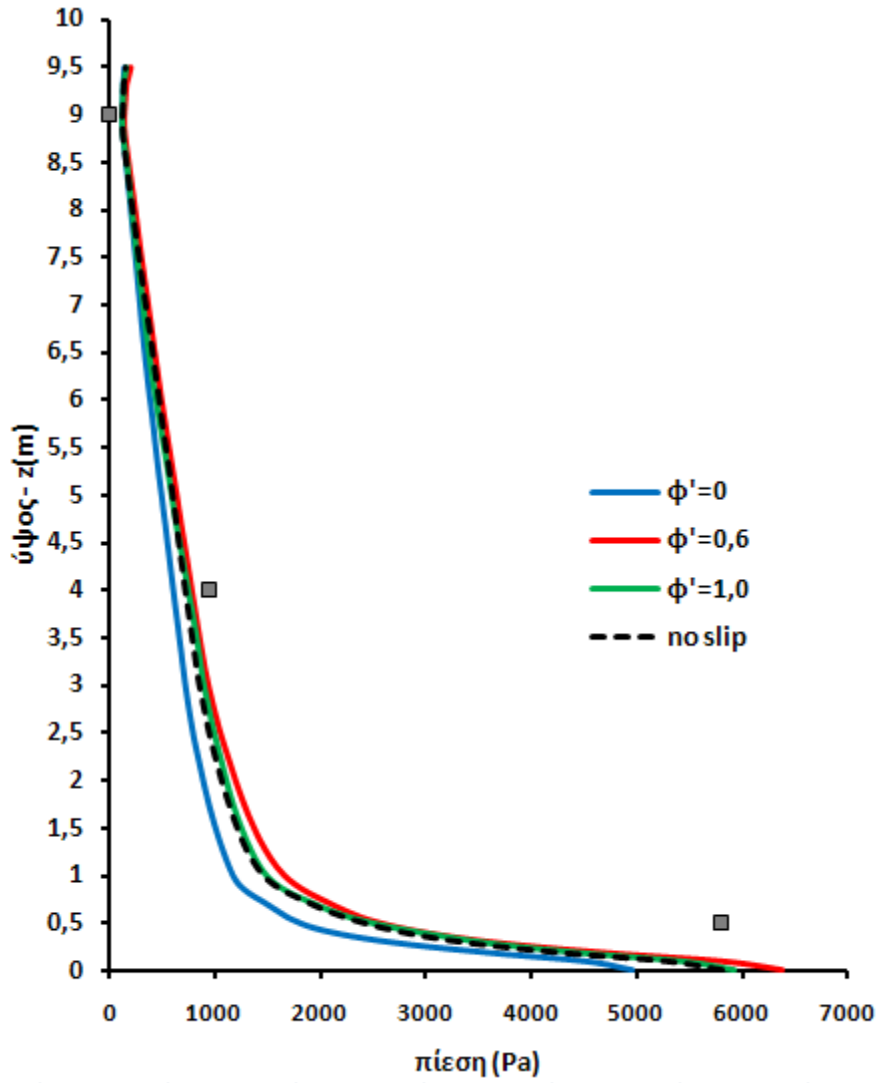


Η προσέγγιση της ανομοιομορφίας της οπισθέλκουσας δύναμης χρειάζεται περισσότερη μελέτη στο μέλλον τόσο για την μορφή των όρων πηγής στις οριζόντιες διευθύνσεις, καθώς και εκεί εμφανίζεται ετερογένεια οπότε δεν ισχύει επακριβώς το μοντέλο των Wen και Yu αλλά και στην μορφή της παραγώγου του όρου πηγής dS που αφορά την ικανότητα σύγκλισης του προβλήματος ανά χρονικό βήμα και επανάληψη.

5.1.4 Εφαρμογή άλλων μεθόδων EMMS

Στην προσπάθεια να βρεθεί ένα μοντέλο που να δίνει με ικανοποιητική ακρίβεια την τιμή της οπισθέλκουσας δύναμης για κάθε συνδυασμό κλάσματος όγκου και ταχύτητας ολίσθησης επιχειρήθηκε η εφαρμογή του μοντέλου του Wang κ.α. (2008) [57] στην υπόψη μονάδα.

Στην περίπτωση αυτή δεν βελτιώθηκαν τα αποτελέσματα σε σχέση με αυτά που έδωσε το μοντέλο Gidasprow γιατί για πυκνές ροές ($\epsilon_g < 0.80$) εφαρμόζονταν το μοντέλο του Ergun και στο μεγαλύτερο τμήμα της κλίνης που επικρατεί αραιή ροή ($\epsilon_g > 0.96$) αυτό των Wen & Yu ($H_d=1$). Με τα όσα σχολιάστηκαν παραπάνω, κάτω από αυτές τις συνθήκες ήταν αναμενόμενο τα κιλά της στερεάς φάσης να παραμείνουν κοντά στα 110kg και να μην υπάρξει σημαντική αλλαγή στο προφίλ της πίεσης. Να σημειωθεί ότι η μελέτη κατά Wang κ.α. [57] έγινε με σωματίδια τύπου Geldart B, όπως και η εν λόγω μελέτη αλλά σε δισδιάστατη προσομοίωση. Αποδεικνύεται έτσι ότι το EMMS προς το παρόν δεν έχει έναν γενικευτικό χαρακτήρα, καθώς για την εφαρμογή του σε διαφορετική μονάδα απαιτείται η αναπροσαρμογή των πολυωνύμων του συντελεστή ετερογένειας.



5.2.2

μ

μ

μ no-slip,

μ

μ

μ

μ

μ

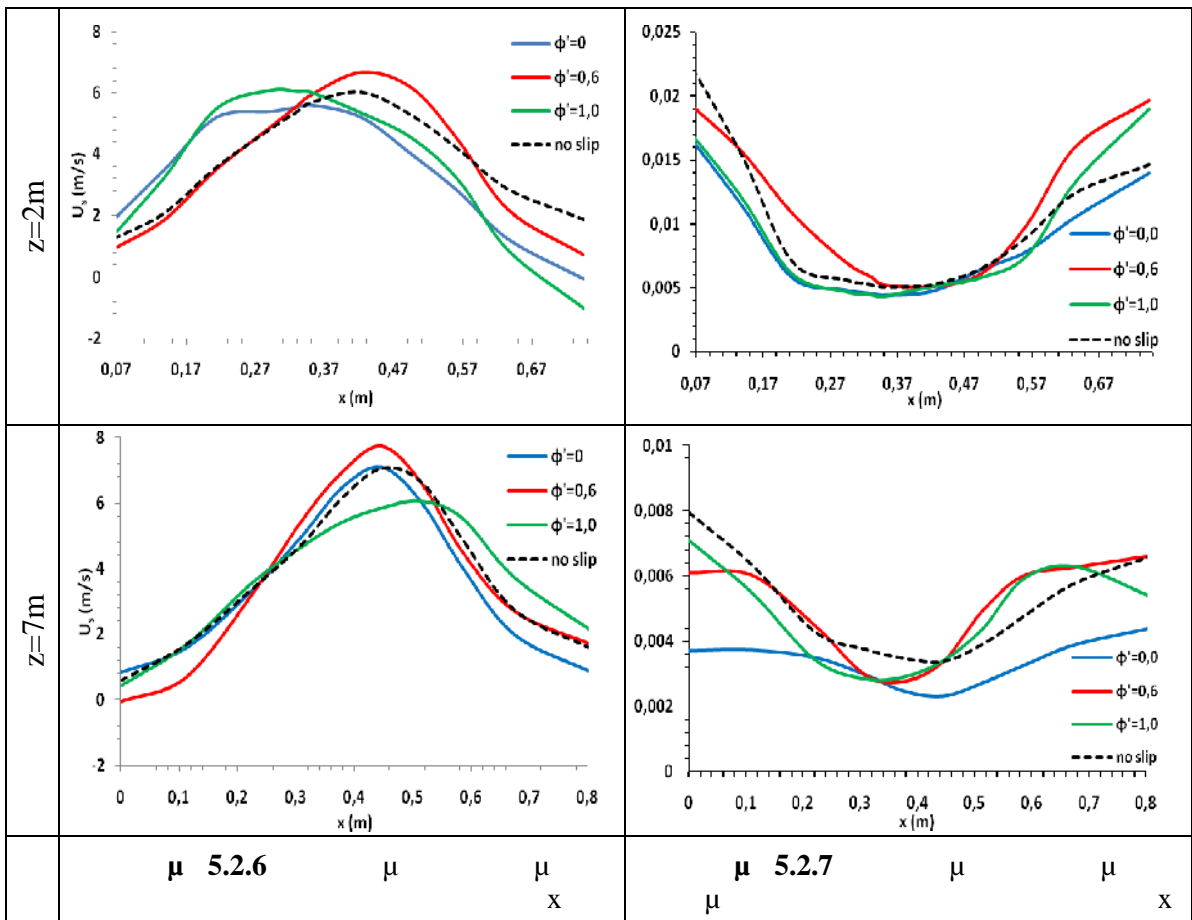
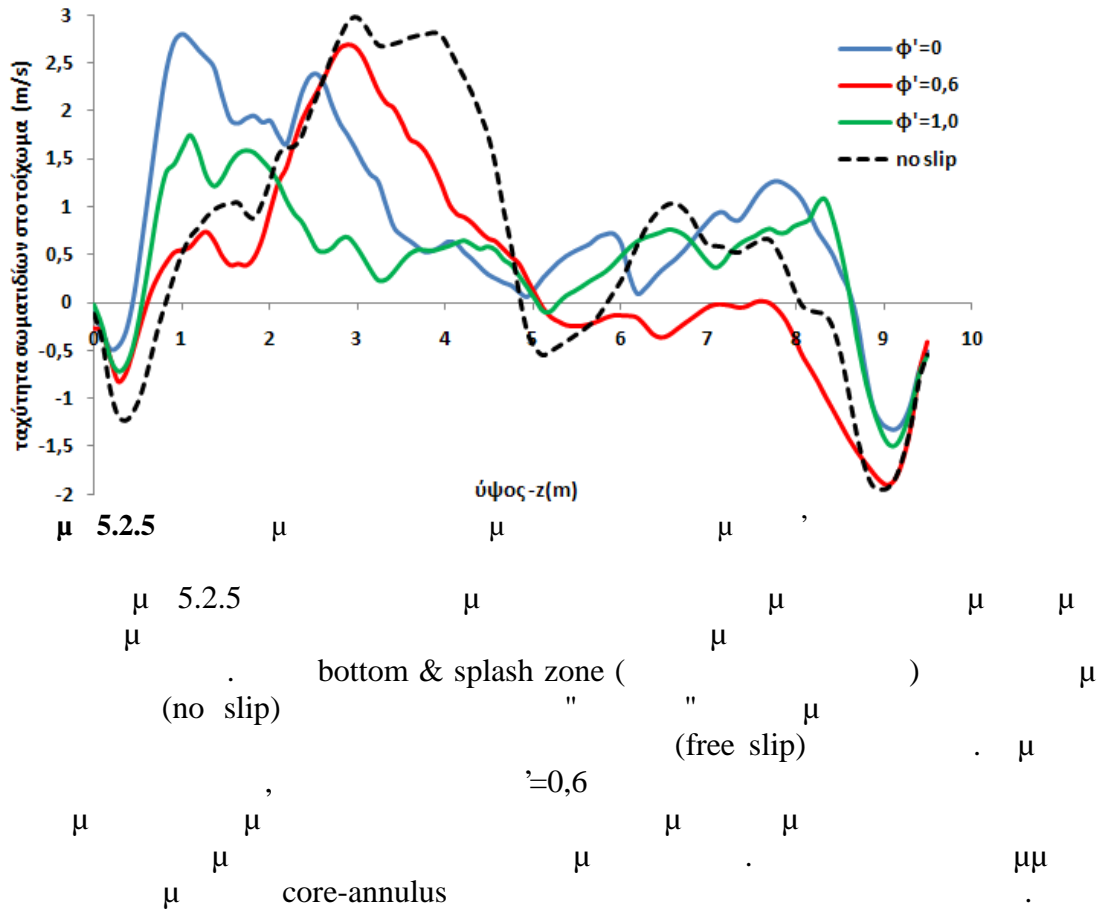
μ

μ

2

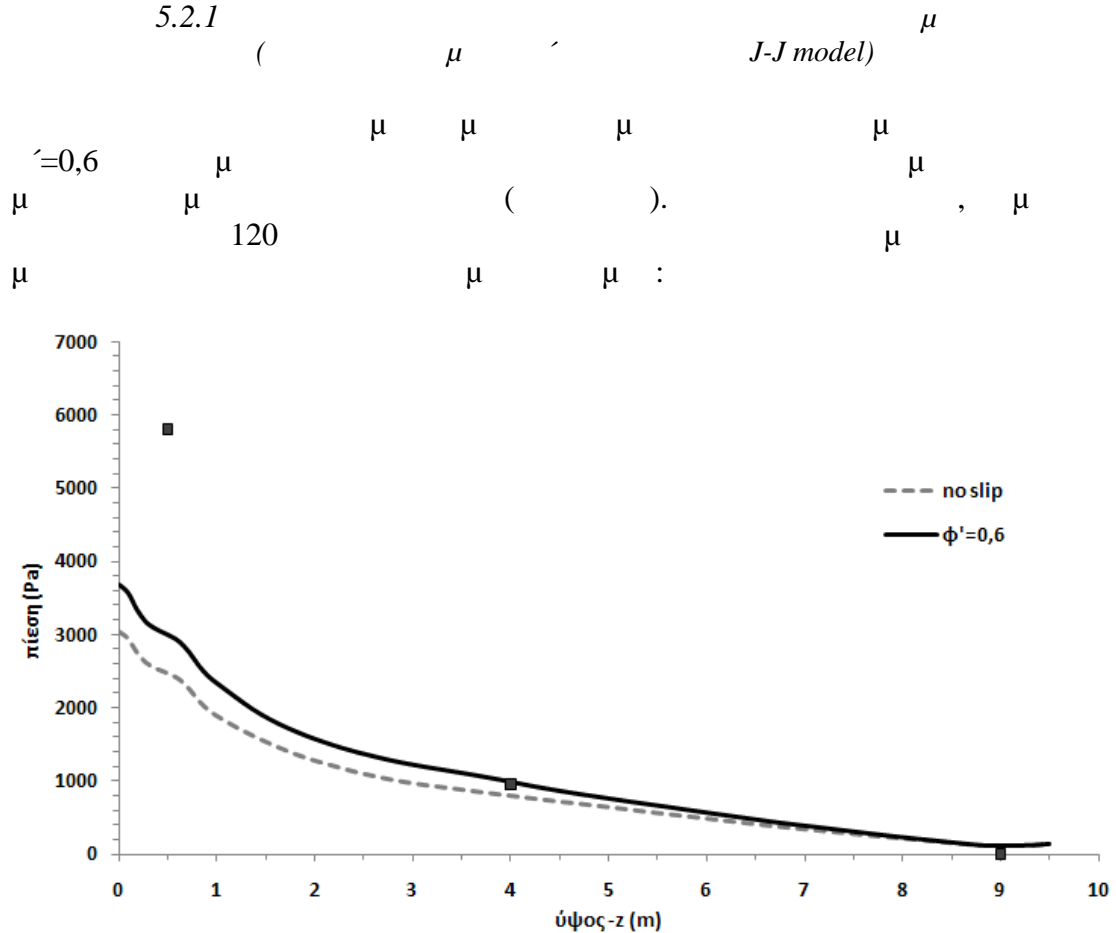
μ

μ

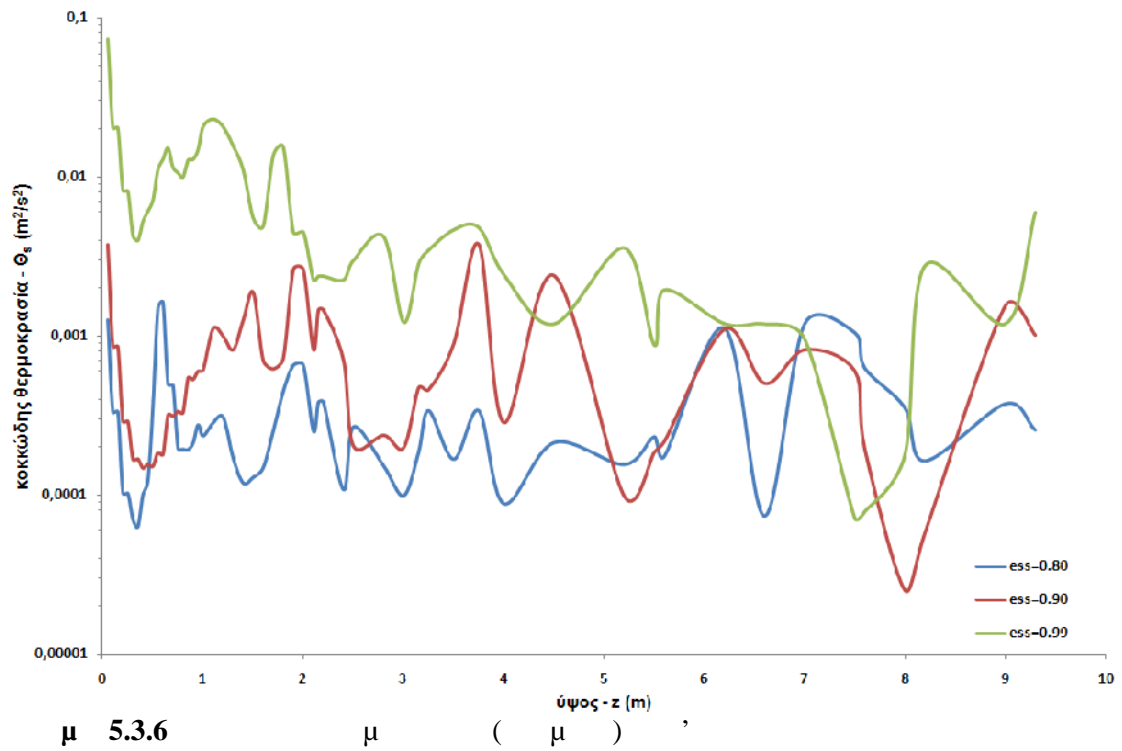


Tsuo (1990) [54]	CFB -2D	μ (J-J model)
Benyahia (2000) [6]	CFB -2D	$\phi'=0,6$
Mathiesen (2000) [40]	CFB -2D	no slip
Zhang (2001) [64]	CFB -3D	free slip (J-J model)
Wachem (2001) [55]	BFB -2D	$\phi'=0,6$
Yang (2003) [63]	CFB -2D	μ (J-J model)
Ibsen (2004) [28]	CFB -2D	no slip
Jiradilok (2006) [29]	TF -2D	$\phi'=0,6$
Du (2006) [14]	SB -2D	no slip
Lu (2007) [36]	MIP -2D	no slip
Wang (2007) [59]	CFB -2D	μ (J-J model)
Wang (2008) [58]	CFB -2D	$\phi'=1$
Shuyan (2008) [49]	CFB -2D	$\phi'=1$
Wang (2008) [57]	CFB -2D	free slip (J-J model)
Zhang (2008) [65]	CFB -3D	$\phi'=0,6$
Almuttahir (2008) [2]	CFB -2D	$\phi'=0,6$
Almuttahir (2008) [1]	HDCFB -2D	$\phi'=0, 0,5, 1,0$
Lu (2009) [37]	CFB -2D	$\phi'=0, 0,5, 1,0$

5.2.1



Gidaspow



5.3.6

5.3.6

Figure 5.3.6 shows the fluctuations of the temperature variance Θ_s (in m^2/s^2) versus the vertical distance z (in m) for three different turbulence models: $\mu_{\text{ess}}=0.80$ (blue), $\mu_{\text{ess}}=0.90$ (red), and $\mu_{\text{css}}=0.99$ (green). The y-axis is logarithmic, ranging from 0.00001 to 0.1 . The x-axis ranges from 0 to 10 m . The fluctuations are highly oscillatory, with the $\mu_{\text{css}}=0.99$ model showing the highest variance, peaking near 0.1 at $z=0$ and around 0.05 at $z=4$. The $\mu_{\text{ess}}=0.90$ model peaks around 0.005 , and the $\mu_{\text{ess}}=0.80$ model peaks around 0.001 . All series show oscillatory behavior between $z=0$ and $z=10$.

$$0 = \left(-p_s \bar{I} + \bar{\tau}_s\right) : \nabla \bar{u}_s - \gamma_{\Theta_s} - 3\beta \Theta_s \quad (4.3)$$

$$\frac{3}{2} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho_s \varepsilon_s \Theta_s) + \nabla \cdot (\rho_s \varepsilon_s \bar{u}_s \Theta_s) \right] = \left(-p_s \bar{I} + \bar{\tau}_s\right) : \nabla \bar{u}_s + \nabla \cdot (k_{\Theta_s} \nabla \Theta_s) - \gamma_{\Theta_s} - 3\beta \Theta_s \quad (5.1)$$

The term k_{Θ_s} is defined as follows (Du et al., 2006) [14], for the freeboard region (from the bottom of the splash zone to the top of the freeboard):

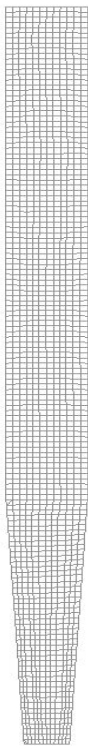
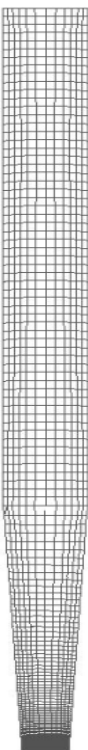
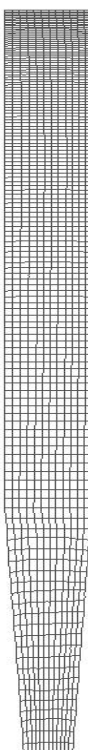
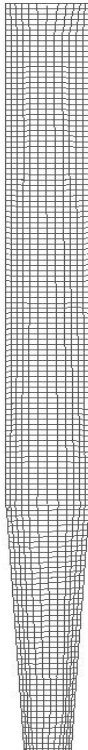
$$k_{\Theta_s} = \frac{\mu_{\text{eff}} \Theta_s}{\text{...}}$$

where μ_{eff} is the effective viscosity, and the other terms represent the turbulent diffusion coefficient. The expression for k_{Θ_s} is highly dependent on the model coefficients and the local flow conditions.

5.4 Επίδραση ομοιομορφίας πλέγματος

Ένα κομμάτι της ρευστοδυναμικής ανάλυσης σχετίζεται με την επίδραση του πλέγματος. Ως γνωστόν, η υπολογιστική επίλυση γίνεται αριθμητικά και βασικός παράγοντας στην ακρίβεια του αποτελέσματος είναι ο αριθμός των κόμβων του πλέγματος. Κατά κανόνα, όσο πιο πυκνό είναι ένα πλέγμα, τόσο πιο ακριβή αποτελέσματα δίνει. Όμως παράλληλα, όσο πυκνότερο είναι, τόσοι περισσότεροι υπολογισμούς κάνει ανά επανάληψη ή ανά χρονικό βήμα και επομένως τόσο πιο χρονοβόρο είναι. Έτσι είναι πολύ σημαντική η εύρεση ενός βέλτιστου αριθμού κόμβων και ταυτόχρονα η κατάλληλη διάταξή τους στο υπολογιστικό πλέγμα.

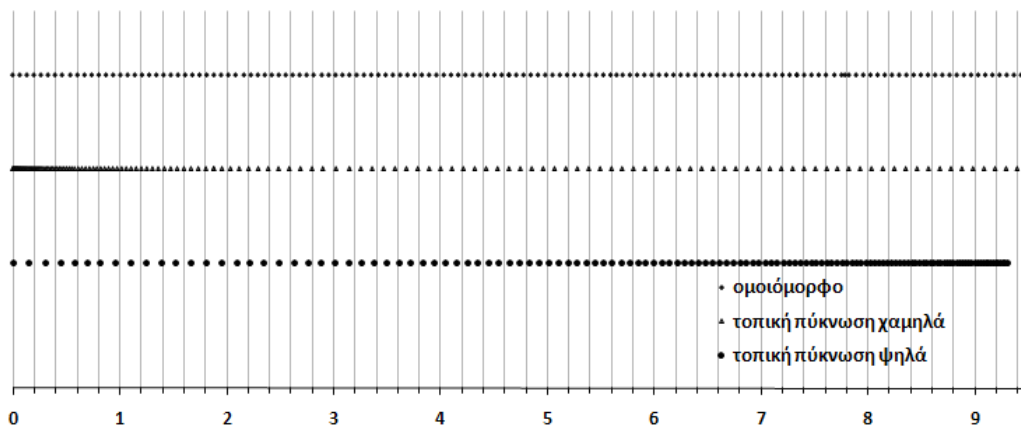
Για να εξακριβωθεί ποια είναι η κατάλληλη διαμόρφωση των υπολογιστικών κελιών εξετάστηκαν τέσσερα διαφορετικά πλέγματα και αναπτύχθηκαν τα αντίστοιχα σενάρια ροής.

			
ομοιόμορφο	τοπική πύκνωση χαμηλά και πλάγια	τοπική πύκνωση ψηλά	τοπική πύκνωση πλάγια
σενάριο XIII	σενάριο XIV	σενάριο XV	σενάριο XVI
Σχήμα 5.4.1 σχηματική διάταξη της τομής των πλεγμάτων, ίσων κελιών και διαφορετικής κατανομής			

Όλα τα πλέγματα αποτελούνται από 13536 κελιά. Το πρώτο πλέγμα αποτελείται από ίδιου όγκου κελιά («ομοιόμορφο πλέγμα») και αντιστοιχεί στο σενάριο XIII. Στο σενάριο XIV χρησιμοποιήθηκε πλέγμα με έμφαση πύκνωσης στη χαμηλή ζώνη και παράλληλη πύκνωση κοντά στον τοίχο («τοπική πύκνωση χαμηλά») τονίζοντας τις περιοχές με μεγαλύτερη συγκέντρωση στερεών. Αντίθετα, το σενάριο XV έτρεξε σε πλέγμα με περισσότερα υπολογιστικά κελιά στην freeboard από ότι οποιοδήποτε άλλο πλέγμα («τοπική πύκνωση ψηλά») με ομοιόμορφη διάταξη των κόμβων στις οριζόντιες διευθύνσεις. Τέλος, στο σενάριο XVI, χρησιμοποιήθηκε η ίδια κατανομή

των κόμβων όπως στο ομοιόμορφο πλέγμα για την κατακόρυφη διεύθυνση και η τοπική πύκνωση στα πλάγια που εφαρμόστηκε στο σενάριο XIV. Στις περιπτώσεις που χρησιμοποιήθηκε τοπική πύκνωση κελιών σε κάποια περιοχή, λήφθηκε υπόψη ο περιορισμός στον λόγο πύκνωσης, δηλαδή η απόσταση του ενός κόμβου από τον επόμενο (aspect ratio) να είναι μεταξύ του 83% και του 120% της απόστασής του από τον προηγούμενο. Έτσι, τα υπολογιστικά πλέγματα σε τομή έχουν την εξής μορφή που φαίνεται στο παραπάνω σχήμα.

Το μέγεθος που έχουν τα κελιά διαδοχικά στα πλέγματα πάνω στον άξονα z, φαίνεται πιο καθαρά στο επόμενο σχήμα, όπου παρουσιάζεται η κατανομή των κέντρων των κελιών στο κέντρο του αντιδραστήρα. Το ομοιόμορφο και το πλέγμα με τοπική πύκνωση στα πλάγια ταυτίζονται σε αυτό το σχήμα.



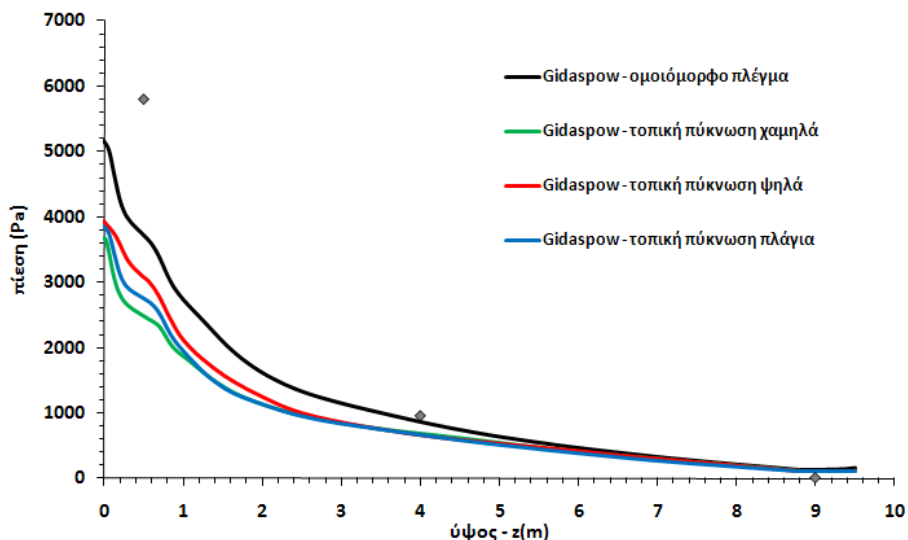
Σχήμα 5.4.2 κατανομή των κέντρων των κελιών στον άξονα z για τα δυο πλέγματα

Έτσι, αν θεωρήσουμε ότι οι διακριτές ζώνες των τριών βασικών περιοχών της κλίνης (bottom zone, splash zone και freeboard) καταλαμβάνουν τις περιοχές όπως προέκυψαν από την ανάλυση του σεναρίου IV στο πυκνό πλέγμα, τότε μπορεί να εκτιμηθεί η πυκνότητα του πλέγματος (αριθμός κελιών κατ' όγκο) σε κάθε ζώνη για τα τέσσερα πλέγματα:

	bottom zone	splash zone	freeboard
ομοιόμορφο πλέγμα	6,8	5,0	3,3
τοπική πύκνωση χαμηλά	25,3	5,6	2,1
τοπική πύκνωση ψηλά	3,2	2,5	3,8
τοπική πύκνωση πλάγια	6,8	5,0	3,3

Πίνακας 5.4.1 αριθμός κελιών ανά dm^3 στις τρεις κύριες ζώνες της κλίνης

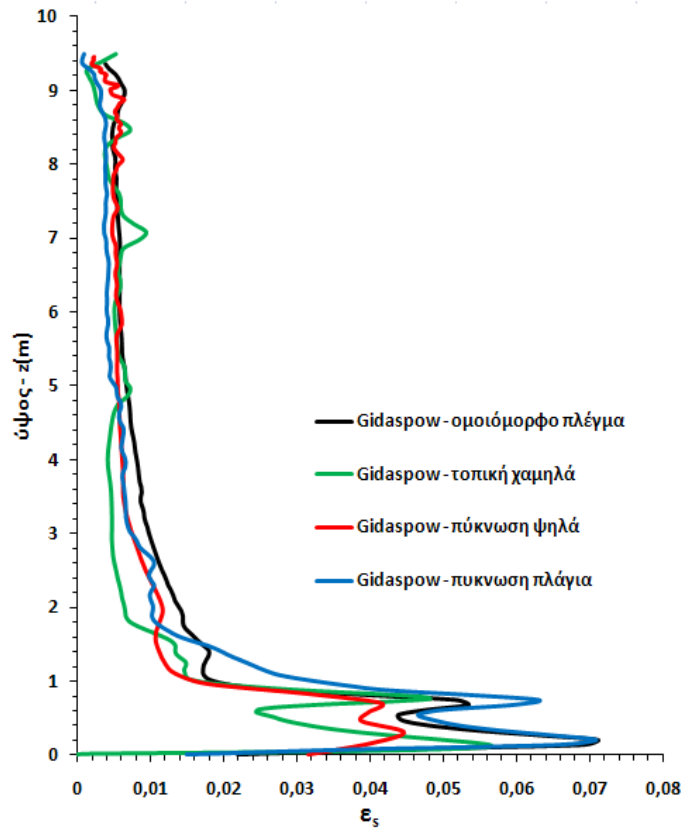
Η προσομοίωση της ροής έγινε με μοντέλο οπισθέλκουσας αυτό του Gidaspow. Τα ανομοιόμορφα πλέγματα (σενάρια XIV, XV και XVI) παρουσίασαν ευκολότερη σύγκλιση ανά χρονικό βήμα (0.5, 0.8 και 1.0 msec αντίστοιχα) σε σχέση με το ομοιόμορφο (0,2 msec). Τα αποτελέσματα έδειξαν την ξεκάθαρη υπεροχή του ομοιόμορφου πλέγματος σε ακρίβεια έναντι των υπολοίπων, καθώς το μεν σενάριο XIII ισορρόπησε στα 170 kg, στο σενάριο XIV στα 130 kg και τα υπόλοιπα δυο (σενάριο XV και XVI) στα 140kg. Η υπεροχή σε ακρίβεια του ομοιόμορφου πλέγματος έναντι αυτών με την τοπική πύκνωση αποκρυσταλλώνεται και στο προφίλ της μέσης χρονικά στατικής πίεσης στον κατακόρυφο άξονα. Παρατηρείται καλύτερη αποτύπωση της πίεσης σε όλο το ύψος, τόσο χαμηλά όσο και ψηλά:



Σχήμα 5.4.3 Χρονικά μέση στατική πίεση για διαφορετικής πύκνωσης υπολογιστικού πλέγματος

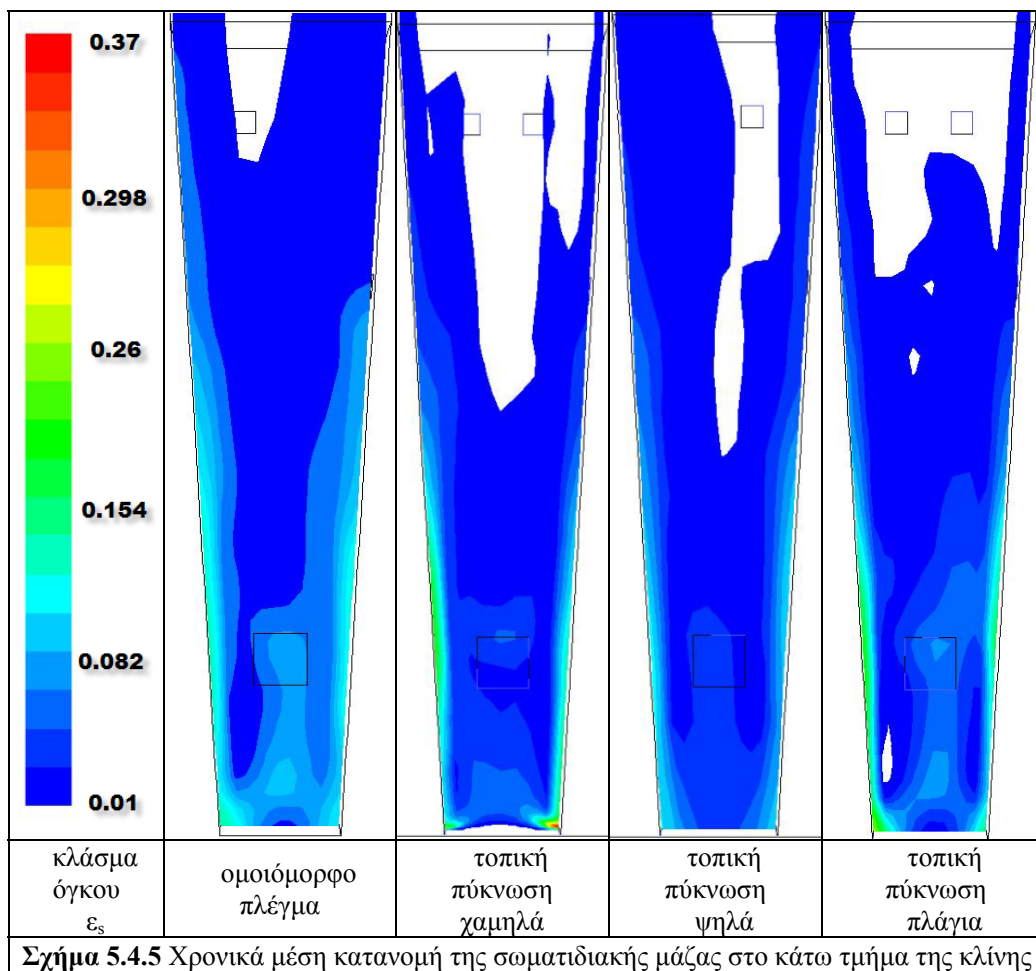
Παρά τον μεγαλύτερο αριθμό κελιών και τον μικρότερο όγκο που καταλαμβάνουν αυτά στη χαμηλή ζώνη στο ανομοιόμορφο πλέγμα με την τοπική χαμηλά, η πτώση πίεσης που προλέγει υστερεί σε σχέση με όλα τα υπόλοιπα σενάρια στην περιοχή αυτή. Ακόμα και η τοπική πύκνωση στα πλάγια προκάλεσε αρκετή διαφορά σε σχέση με τα αποτελέσματα του ομοιόμορφου πλέγματος. Διαπιστώνεται ότι στην περίπτωση της μοντελοποίησης της οπισθέλκουσας δύναμης με το κλασσικό μοντέλο του Gidasrow, η αύξηση της πυκνότητας σε κάποιες περιοχές της κλίνης εις βάρος κάποιων άλλων, δεν οδηγεί σε ακριβέστερα αποτελέσματα.

Το ίδιο συμπέρασμα προκύπτει και από την παρακάτω απεικόνιση της κατανομής του κλάσματος όγκου των στερεών στην κλίνη. Το πλέγμα με πύκνωση στα πλάγια έχει χαμηλότερες τιμές από το ομοιόμορφο στα ανώτερα στρώματα της κλίνης γεγονός που αυξάνει την σημασία της κεντρικής περιοχής της κλίνης που για τις ανάγκες της πύκνωσης είχε σχετικά μεγάλα υπολογιστικά κελιά στο σενάριο αυτό. Για την ίδια περιοχή, για $z > 5\text{m}$ τα αποτελέσματα του πλέγματος που εμφανίζει αραιή κατανομή των κελιών εκεί είναι αρκετά κοντά με αυτά του πλέγματος που επιλέχθηκε να πυκνωθεί τοπικά στην ανώτερη περιοχή. Συνεπώς, ούτε η τοπική πύκνωση ψηλά δεν έδωσε διαφορετικά αποτελέσματα από τα υπόλοιπα στην περιοχή αυτή, πράγμα αναμενόμενο, καθώς από το κεφάλαιο 5.1 δεν παρατηρήθηκε μεγάλη απόκλιση τιμών μεταξύ των δυο διαφορετικής πυκνότητας πλεγμάτων στην εν λόγω περιοχή. Η μεγάλη διαφοροποίηση του κάθε σεναρίου εντοπίζεται κυρίως στα χαμηλότερα επίπεδα του αντιδραστήρα.

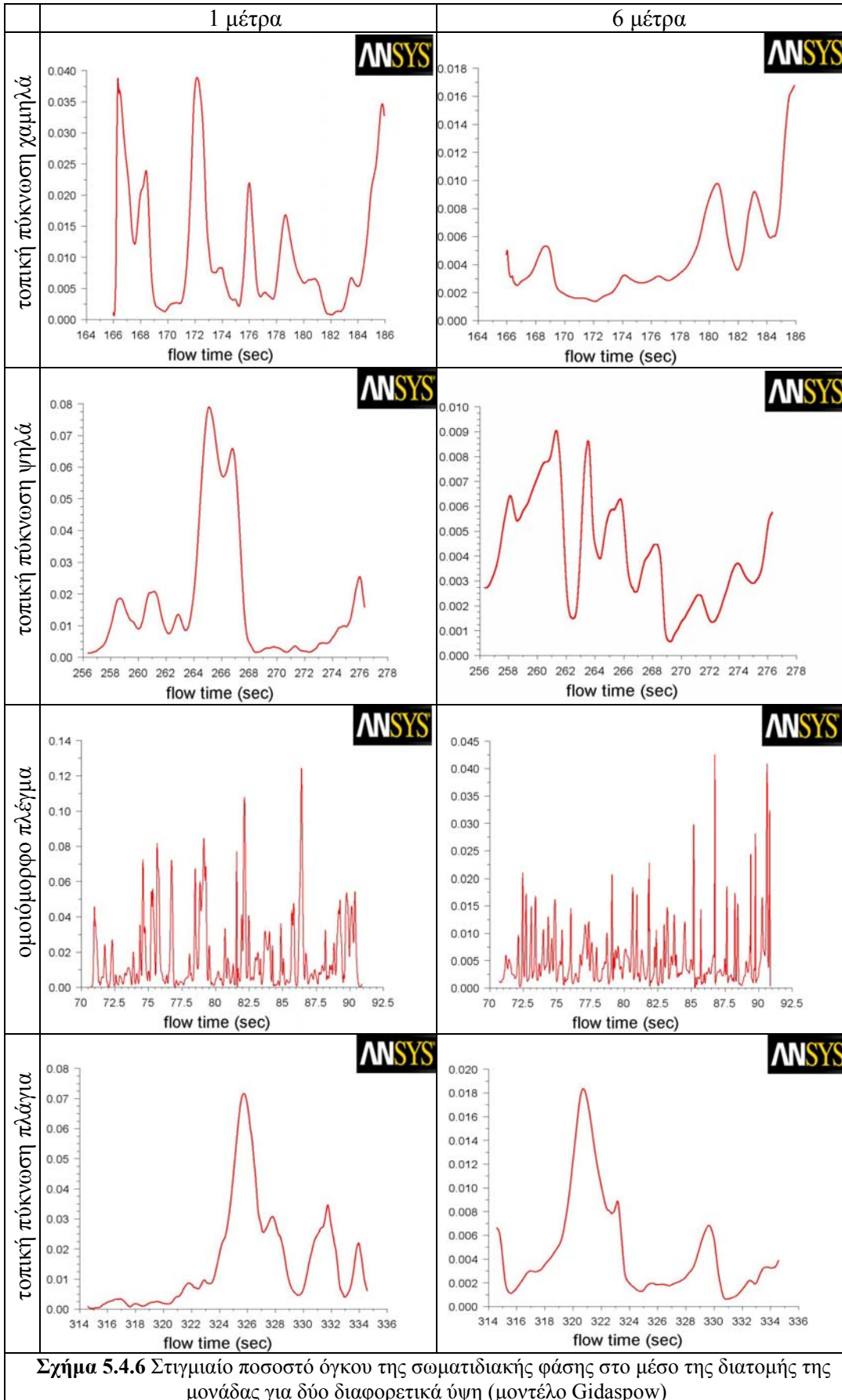


Σχήμα 5.4.4 χρονικά μέσο κλάσμα όγκου στερεών στην κλίνη

Πιο ευκρινή εικόνα για το τι προσομοιώνει το κάθε σενάριο στο κάτω μέρος της κλίνης εμφανίζει το παρακάτω σχήμα. Το ομοιόμορφο πλέγμα δείχνει να έχει περισσότερη και πιο ομοιόμορφη κατανομή της μάζας στην περιοχή αυτή. Το πλέγμα με πύκνωση στα πλάγια εμφανίζει μεγάλες κλίσεις στην κατανομή κατά x αποτέλεσμα της ανομοιομορφίας στην διάταξη των κόμβων του πλέγματος στην κατεύθυνση αυτή. Τα υψηλά ποσοστά κλάσματος όγκου (0,20-0,37) για το επίπεδο της προσομοίωσης με μοντέλο Gidaspow εμφανίζονται σε μικρές περιοχές στην κλίνη κυρίως στην γωνία στο κάτω μέρος αλλά και στα τοιχώματα. Αυτό είναι απόρροια των πολύ μικρών υπολογιστικών κελιών της περιοχής που λόγω υψηλής ακρίβειας στον υπολογισμό της οπισθέλκουσας σε συνδυασμό με τις υψηλές τιμές του ε_s προκύπτει μικρή τιμή για την οπισθέλκουσα με αποτέλεσμα να συσσωρεύεται μάζα αυτές τις περιοχές. Εκ του αποτελέσματος, οι περιοχές αυτές είναι αρκετά μικρές ώστε να επιφέρουν την συσσώρευση αρκετής μάζας σωματιδίων στην κλίνη καθώς το υπόλοιπο μέρος δείχνει αρκετά αραιό.



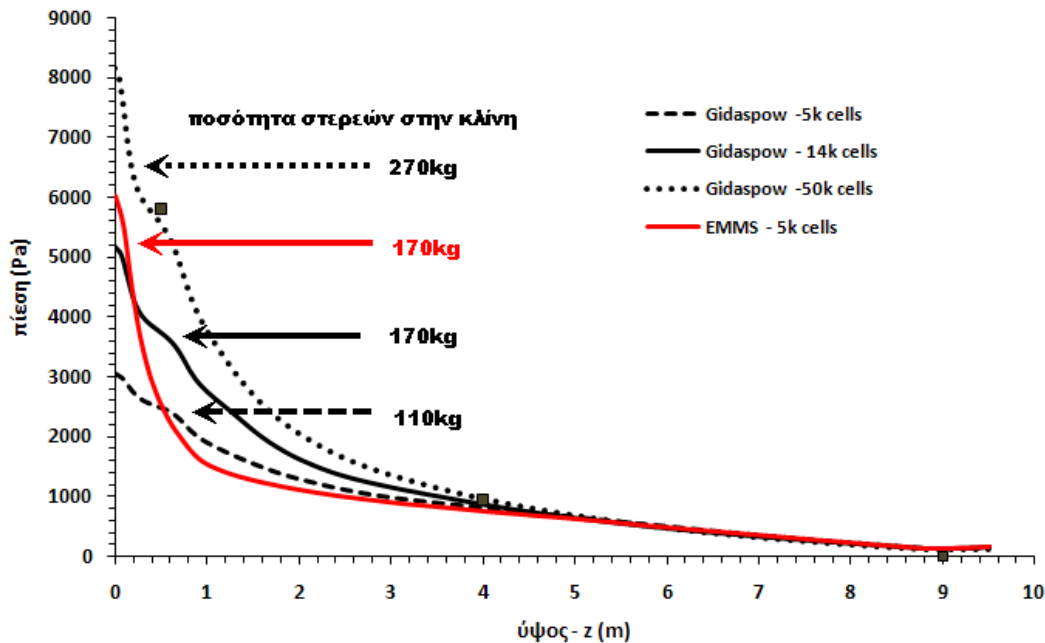
Η διακύμανση του κλάσματος όγκου από δυο σημεία στην κλίνη για κάθε ένα από τα σενάρια εικονίζεται στην επόμενη σελίδα. Είναι και πάλι εμφανής η υπεροχή του ομοιόμορφου πλέγματος στην πρόβλεψη των διερχόμενων συμπλεγμάτων από τα δυο σημεία. Η διαφοροποίηση αυτή οφείλεται καθαρά στον ομοιόμορφο χαρακτήρα του πλέγματος καθώς ούτε η αύξηση των υπολογιστικών κελιών στις δυο περιοχές από τα αντίστοιχα πλέγματα ούτε και το μικρό χρονικό βήμα δείχθηκε (βλ. Κεφάλαιο 5.1.2) να επιδρούν στο αποτέλεσμα. Ακόμα και η αναδιάταξη των κόμβων του πλέγματος για τις ανάγκες της τοπικής πυκνωσης στα πλάγια, κάτι που δεν άλλαξε την μια εκ των τριών διαστάσεων των κελιών, επέφερε σημαντική μείωση στην ικανότητα εντοπισμού μικρών διακυμάνσεων του ποσοστού όγκου στερεών.



Παρατήρηση:

Η ποσότητα της σωματιδιακής φάσης στην οποία ισορρόπησε το «μεσαίο» πλέγμα με ομοιόμορφη κατανομή κελιών με το κλασσικό μοντέλο οπισθέλκουσας είναι η ίδια με το σενάριο II (μοντέλο EMMS σε αραιό πλέγμα). Δηλαδή, χρειάστηκε ο τριπλασιασμός του αριθμού των υπολογιστικών κελιών του πλέγματος ώστε το μοντέλο Gidaspow να προλέξει τα ίδια κιλά σωματιδίων στην κλίνη με αυτό του EMMS.

Παρόλα αυτά, το προφίλ της πίεσης των δυο περιπτώσεων παρουσιάζει κάποιες διαφορές:



Σχήμα 5.4.7 Προφίλ της μέσης πίεσης για τα σενάρια I,II,III,XIII (EMMS αραιό & Gidaspow διαφορετικής πυκνότητας πλέγματα) με ένδειξη των κιλών που ισορρόπησαν

Η πίεση στο χαμηλότερο επίπεδο της κλίνης ($z=0$) είναι υψηλότερη για την περίπτωση του EMMS, ενώ στα $z=0.5m$, το κλασσικό μοντέλο είναι ακριβέστερο στην προσέγγιση του πειραματικού δεδομένου. Σίγουρα, τα αποτελέσματα στο σενάριο XIII είναι εμφανώς βελτιωμένα από αυτά του σεναρίου I (Gidaspow σε αραιό πλέγμα) και της ίδιας τάξης ακρίβειας με αυτά του σεναρίου II. Ο λόγος των όγκων των υπολογιστικών κελιών των δυο αυτών πλεγμάτων είναι:

$$\frac{V_{\text{μεσαίο}}}{V_{\text{αραιό}}} = \frac{6,75^3}{9^3} \approx 0,42$$

Εξάγεται, έτσι το συμπέρασμα, ότι στο συγκεκριμένο επίπεδο ακρίβειας της λύσης της ροής απαιτείται κάτι παραπάνω από τον υποδιπλασιασμό του όγκου του υπολογιστικού κελιού ώστε η παραδοχή της ομοιόμορφης ροής να μην επιφέρει σημαντική απόκλιση στα αποτελέσματα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6^ο:**ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ –
ΠΡΟΤΕΙΝΟΜΕΝΗ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ****6.1 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ:**

Στην παρούσα εργασία αναπτύχθηκε η τρισδιάστατη προσομοίωση της ισοθερμοκρασιακής ροής σε μια ρευστοποιημένη κλίνη ανακυκλοφορίας και διερευνήθηκε η επίδραση σημαντικών παραμέτρων της ροής. Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζονται συνοπτικά οι διαφορετικές προσεγγίσεις για διάφορα χαρακτηριστικά του υπολογιστικού μοντέλου καθώς και η πρόλεξη των κιλών της σωματιδιακής φάσης:

a/a	μοντέλο οπισθέλκουσας	οριακή συνθήκη τοίχου	συντ/στής αποκ/σης	πλέγμα	τοπική πύκνωση κελιών	χρονικό βήμα (msec)	κιλά
I	Gidaspow	no slip	0,90	αραιό	-	1,0	110
II	EMMS/ισότροπο	no slip	0.90	αραιό	-	0,2	170
III	Gidaspow	no slip	0,90	πυκνό	-	0,33	270
IV	EMMS/ισότροπο	no slip	0.90	πυκνό	-	0,02	310
V	Gidaspow	no slip	0,90	αραιό	-	0,2	100
VI	EMMS/ ανισότροπο	no slip	0.90	αραιό	-	0,4	180
VII	EMMS/ισότροπο	$\phi'=0$	0,90	αραιό	-	0,2	150
VIII	EMMS/ισότροπο	$\phi'=0,6$	0,90	αραιό	-	0,2	180
IX	EMMS/ισότροπο	$\phi'=1$	0.90	αραιό	-	0,2	170
X	Gidaspow	$\phi'=0,6$	0,90	αραιό	-	1,0	120
XI	EMMS/ισότροπο	no slip	0.80	αραιό	-	0,2	170
XII	EMMS/ισότροπο	no slip	0.99	αραιό	-	0,2	170
XIII	Gidaspow	no slip	0.90	μεσαίο	-	0.2	170
XIV	Gidaspow	no slip	0.90	μεσαίο	χαμηλά	0,4	130
XV	Gidaspow	no slip	0.90	μεσαίο	ψηλά	0.8	140
XVI	Gidaspow	no slip	0.90	μεσαίο	πλάγια	1.0	140

Πίνακας 6.1: Συγκεντρωτικά αποτελέσματα των σεναρίων που μελετήθηκαν

Εξετάζοντας την επίδραση του μοντέλου οπισθέλκουσας, διαπιστώθηκε ότι το EMMS επιβεβαίωσε τα βελτιωμένα αποτελέσματα που δίνει σε σχέση με τα κλασσικά μοντέλα οπισθέλκουσας, όπως αυτά παρουσιάστηκαν στη διεθνή βιβλιογραφία ([65],[57],[63],[24]). Πιο συγκεκριμένα, βασικά μεγέθη της ροής σε CFB όπως το προφίλ της πίεσης, η κατανομή της μάζας και η ποσότητα της σωματιδιακής φάσης στην κλίνη είχαν καλύτερη σύγκλιση με τα αντίστοιχα αποτελέσματα σε πραγματικό/πειραματικό επίπεδο, σε αραιά πλέγματα. Αυτό είναι αρκετά ελπιδοφόρο, καθώς με μικρό υπολογιστικό κόστος μπορούμε να έχουμε μια κατ' αρχήν ικανοποιητική αντίληψη της ροής και των στοιχείων που την αποτελούν. Έτσι, έγινε μια προσπάθεια χαρτογράφησης της επιρροής του EMMS καθ' ύψος της κλίνης και διαπιστώθηκε ότι κάθε περιοχή παίζει ρόλο στην τελική διαμόρφωση των αποτελεσμάτων. Ήταν έκδηλη η καταλυτική παρουσία του μοντέλου στο χαμηλό τμήμα αυτής, όπου εμφανίζονται η πυκνότερες φάσεις της ροής. Αλλά και στα

υψηλότερα τμήματα, το EMMS φάνηκε να λειτουργεί αντίστροφα από ότι στα χαμηλότερα όσον αφορά την διόρθωση της τιμής της οπισθέλκουσας δύναμης.

Ακόμα, διερευνήθηκε πιο διεξοδικά η ροή στην κλίνη όπως αυτή προκύπτει από την εφαρμογή του μοντέλου EMMS με την παρακολούθηση της συμπεριφοράς βασικών μεγεθών της ροής στις τρεις κατευθύνσεις. Τα προφίλ της κατανομής των στερεών και της ταχύτητας ολίσθησης στην κλίνη έρχονται σε συμφωνία με αντίστοιχα αρκετών μελετών στο παρελθόν [24],[40],[65],[57]. Επίσης, διαπιστώθηκε η ικανότητα του μοντέλου να προσομοιώνει με ακρίβεια το core-annulus πρότυπο ροής, το οποίο εμφανίζεται και έχει παρατηρηθεί σε πραγματικές διατάξεις [5],[33].

Με την προσομοίωση της ροής σε τρία διαφορετικής πυκνότητας πλέγματα, διαπιστώθηκε ότι τόσο το κλασσικό μοντέλο που ήταν ήδη γνωστό στη διεθνή βιβλιογραφία, όσο και το EMMS, βελτιώνουν την ακρίβεια των αποτελεσμάτων με την αύξηση του αριθμού των υπολογιστικών κελιών. Ως αντίτιμο σε αυτό είναι η αύξηση του υπολογιστικού κόστους.

Ο υπολογισμός της ροής στο αραιό πλέγμα εφαρμόζοντας το κλασσικό μοντέλο με κατά 5 φορές μικρότερο χρονικό βήμα δεν έδωσε διαφορετικά αποτελέσματα. Αυτό, αφενός επιβεβαίωσε ότι το επιλεχθέν κριτήριο σύγκλισης είναι κατάλληλο ώστε να μην υπάρχει απόκλιση αποτελεσμάτων για το ίδιο πρόβλημα, παρά την μικρότερη διακριτοποίηση του χρόνου που κατά κανόνα επιφέρει μεγαλύτερη ακρίβεια. Αφετέρου δε, επειδή το χρονικό αυτό βήμα είναι ίσο με αυτό στην περίπτωση με EMMS στο ίδιας πυκνότητας πλέγμα, ανέδειξε την σημασία της σωστής μοντελοποίησης της οπισθέλκουσας δύναμης και απέδειξε πως όντως το EMMS επιφέρει βελτιωμένα αποτελέσματα.

Στην εργασία αυτή έγινε μια πρώτη προσέγγιση της απεμπλοκής του μοντέλου του EMMS από τις δυο οριζόντιες κατευθύνσεις. Τα αποτελέσματα εμφανίστηκαν ελαφρώς βελτιωμένα, τόσο στο προφίλ μεγεθών όπως η πίεση, και η κατανομή μάζας όσο και στην συνολική ποσότητα των σωματιδίων στην κλίνη. Ένα άλλο πλεονέκτημα που παρουσίασε η μέθοδος αυτή ήταν η αύξηση του χρονικού βήματος που συνεπάγεται την μείωση του υπολογιστικού κόστους. Η βασική παραδοχή της ανισοτροπίας στον υπολογισμό της οπισθέλκουσας δύναμης έχει λογική βάση μειώνοντας των αριθμό των παραδοχών που θέτονται για την εφαρμογή της μεθόδου και εκ του αποτελέσματος αποδεικνύεται ότι προσεγγίζει καλύτερα τη ροή. Όλα αυτά συναινούν στο να λαμβάνεται υπόψη σε μελλοντικές εφαρμογές της μεθόδου EMMS.

Στα πλαίσια της παραμετρικής διερεύνησης της μοντελοποίησης της ροής σε μια ρευστοποιημένης κλίνης ανακυκλοφορίας μελετήθηκε η επίδραση της οριακής συνθήκης στο τοίχωμα για την στερεά φάση. Συγκρίθηκαν τα αποτελέσματα από περιπτώσεις που ορίστηκε συνθήκη μη ολίσθησης και συνθήκη μερικής. Για την δεύτερη συνθήκη ελέγχθηκαν για τρεις χαρακτηριστικές τιμές του συντελεστή ανακλαστικότητας. Στην περίπτωση της ελεύθερης ολίσθησης η κλίνη ισορρόπησε στα λιγότερα κιλά (150kg) και συνεπώς τα αποτελέσματα παρουσίασαν την λιγότερη ακρίβεια. Η άλλη περίπτωση όπου τέθηκε $\phi=1$ εμφάνισε αποτελέσματα σχετικά κοντά με αυτά την no-slip συνθήκης, πράγμα που αποδόθηκε στην ομοιότητα των δυο αυτών συνθηκών. Η μεγαλύτερη ακρίβεια παρατηρήθηκε στην ενδιάμεση κατάσταση για $\phi=0.6$, όπου και η συνολική μάζα των στερεών αυξήθηκε αλλά και εμφάνισε ένα πιο βελτιωμένο προφίλ πίεσης. Επίσης, τα διαγράμματα της μέσης ταχύτητας και κλάσματος όγκου των στερεών έδειξε ότι η εν λόγω συνθήκη αποτύπωσε καλύτερα την core-annulus ροή. Η αποτελεσματικότητα της συνθήκης για $\phi=0,6$ είναι ανεξάρτητη από τις παραμέτρους του προβλήματος γεγονός που αποδεικνύεται από τη βελτίωση των αποτελεσμάτων τόσο σε συνδυασμό με το EMMS όσο και με το μοντέλο Gidaspow.

Επιπλέον, μελετήθηκε η επίδραση του συντελεστή αποκατάστασης των σωματιδίων στην ροή. Για τις τρεις τιμές που έγινε η διερεύνηση (0.80, 0.90 και 0.99) δεν

παρατηρήθηκε κάποια σημαντική διαφοροποίηση στα αποτελέσματα. Προκύπτει δηλαδή το συμπέρασμα ότι ο συντελεστής αυτός δεν επηρεάζει σημαντικά τα αποτελέσματα, ακόμα και για $e_s=0.80$ που θεωρείται μια ακραία τιμή. Εξάιρεση αποτελεί η κατανομή της κοκκώδους θερμοκρασίας που, όπως αναμένονταν φάνηκε περισσότερο η εξάρτηση του μεγέθους αυτού από τον συντελεστή. Πιο συγκεκριμένα, αύξηση του συντελεστή συνεπάγεται αύξηση της κοκκώδους θερμοκρασίας. Σύμφωνα με τις μελέτες που υπάρχουν στην διεθνή βιβλιογραφία, προκύπτει ότι στην περίπτωση της μοντελοποίησης με σωματίδια τύπου Geldart A προτείνεται η τιμή 0,99 για τον συντελεστή αποκατάστασης, ενώ για τύπου Geldart B η τιμή 0,90.

Τέλος, για το μοντέλο του Gidasrow διερευνήθηκε ποια διάταξη του υπολογιστικού πλέγματος επιφέρει ακριβέστερα αποτελέσματα. Χρησιμοποιήθηκαν τέσσερα υπολογιστικά πλέγματα ίδιου αριθμού κελιών συνολικά: ένα πλέγμα με σταθερό μέγεθος κελιού σε όλο το χώρο της κλίνης και άλλα τρία με πυκνωση κελιών στο κάτω μέρος, στο άνω και στα πλάγια, αντίστοιχα. Διαπιστώθηκε η καθολική υπεροχή στην ακρίβεια των αποτελεσμάτων του ομοιόμορφου πλέγματος έναντι των άλλων. Το αποτέλεσμα υποδηλώνει ότι κάθε περιοχή στην κλίνη θεωρείται εξίσου σημαντική με τις υπόλοιπες ανεξάρτητα της συγκέντρωσης μάζας που εμφανίζει. Σε συνδυασμό με τα συμπεράσματα που έγιναν παραπάνω σχετικά με την πυκνότητα των κελιών, προκύπτει ότι για μοντελοποίηση με κλασσικό μοντέλο οπισθέλκουσας, χωρίς να ληφθεί υπόψη το υπολογιστικό κόστος, το βέλτιστο πλέγμα είναι το πυκνότερο και το όσο το δυνατόν πιο ομοιόμορφο στις τρεις του διαστάσεις.

Εξετάζοντας από τεχνοκρατικής σκοπιάς τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας, προκύπτει το συμπέρασμα ότι το EMMS εμφανίζει συγκριτικό πλεονέκτημα όσον αφορά στην εφαρμογή του σε βιομηχανικό επίπεδο. Εφόσον δείχθηκε ότι παρουσιάζει είναι 2.5 φορές ακριβέστερο από τα κλασσικά μοντέλα οπισθέλκουσας (για να επιφέρει τα ίδια αποτελέσματα το μοντέλο του Gidasrow με αυτά του EMMS πρέπει να πυκνωθεί το υπάρχον πλέγμα 2μισι φορές), τότε μπορεί να γίνει η παρακάτω υπόθεση: Αν πχ ένας φορέας διαθέτει το απαιτούμενο δυναμικό σε H/Y (υπολογιστική ισχύς, μνήμη, κτλ) για την μοντελοποίηση της ροής σε ρευστοποιημένη κλίνη ανακυκλοφορίας 50MW με μοντέλο Gidasrow, το EMMS παρέχει τη δυνατότητα προσομοίωσης μονάδας 125MW. Η παραπάνω διαπίστωση μαζί με την προοπτική περαιτέρω βελτίωσης του μοντέλου στο μέλλον δίνει μεγαλύτερη ώθηση στην μοντελοποίηση μονάδων CFB αρκετών MW και κατ' επέκταση στην ανάπτυξη της εν λόγω τεχνολογίας στη βιομηχανία της ηλεκτροπαραγωγής.

6.2 ΠΡΟΤΕΙΝΟΜΕΝΗ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ:

Το πεδίο έρευνας στην υπολογιστική επίλυση της ροής σε μια ρευστοποιημένη κλίνη ανακυκλοφορίας βρίσκεται σε αρχικό στάδιο ακόμα σε σχέση με τους θαλάμους καύσης κονιοποιημένου καυσίμου. Γενικά, το μεγαλύτερο πρόβλημα εντοπίστηκε στον πολυδιαστατικό χαρακτήρα της διφασικής ροής που επικρατεί σε συνθήκες ρευστοποίησης [73], [59]. Μοντέλα EMMS όπως αυτό που αναπτύχθηκε από τον Παπαφωτίου [73] και ενσωματώθηκε σε κώδικα υπολογιστικής ρευστομηχανικής στην παρούσα εργασία προσπαθούν να αντιμετωπίσουν το προαναφερθέν πρόβλημα. Από την παρούσα εργασία αλλά και από αντίστοιχη δουλειά διεθνώς [60],[65],[57],[63] έχει φανεί πως τέτοια μοντέλα βελτιώνουν αισθητά την ακρίβεια του υπολογιστικού μοντέλου αλλά περεταίρω βελτίωση και θεμελίωση του θεωρητικού υπόβαθρου του μοντέλου φαίνεται πως είναι εφικτή και πρέπει να κινηθεί προς δύο κατευθύνσεις.

Το πρώτο είναι η κατανόηση της πολύπλοκης διφασικής ισοθερμοκρασιακής ροής. Χρήσιμο εργαλείο όπως αποδείχθηκε σε αυτή την εργασία είναι το μοντέλο του EMMS. Όμως επειδή είναι μια σχετικά νέα μεθοδολογία έχει κάποιες αδυναμίες οι οποίες περιορίζουν την αποδοτικότητα της μεθόδου και πρέπει να βελτιωθούν. Έτσι, θα ήταν χρήσιμο να εξεταστεί η ανεξαρτησία πλέγματος συναρτήσεως του μοντέλου, μέχρι δηλαδή ποιο σημείο πυκνώσεως του υπολογιστικού πλέγματος, το EMMS εμφανίζει βελτιωμένα αποτελέσματα.

Επειδή από το φύση του το EMMS σχεδιάστηκε για να εφαρμόζεται σε πλέγματα που δεν επιφέρουν μεγάλο υπολογιστικό κόστος, κρίνεται αναγκαίο να γίνει μια πιο ενδελεχή μελέτη στους θεμελιώδεις μηχανισμούς που διέπουν την διφασική ροή. Αυτό θα βοηθήσει στην καλύτερη κατανόηση στον σχηματισμό και αποδόμηση των συμπλεγμάτων, καθώς και στην μορφολογία της πυκνής φάσης (clusters) η οποία επιδρά στο μέγεθος (διάμετρο) και στα αεροδυναμικά της χαρακτηριστικά (συντελεστής οπισθέλκουσας). Σε αυτή την προσπάθεια, θα βοηθούσε πολύ η μετάβαση από την μονοδιάστατη (αυτή που χρησιμοποιήθηκε στην εργασία αυτή) στην τρισδιάστατη προσέγγιση της μεθόδου όπου η ανισοτροπία του συντελεστή οπισθέλκουσας που ενδεχομένως να υπάρχει να θεμελιωθεί με μαθηματικά.

Στο τρίτο κεφάλαιο αναφέραμε ότι σύμφωνα με το μοντέλο EMMS που εφαρμόστηκε στην παρούσα εργασία, οι περιοχές όπου παρατηρείται γεινίαση μεμονωμένων σωματιδίων μεταξύ τους ενσωματώνονται στην πυκνή φάση για τον υπολογισμό του συντελεστή ετερογένειας. Οι συγκεκριμένες περιοχές θα μπορούσαν να εξεταστούν πιο λεπτομερώς με μια πιο ακριβή μέθοδο όπως είναι το DNS και η επίδρασή τους να συμπεριλαμβάνονταν ξεχωριστά στον συνολικό υπολογισμό της οπισθέλκουσας.

Όπως είδαμε το μοντέλο του EMMS έχει αρκετά πλεονεκτήματα που το καθιστούν αρκετά ανταγωνιστικό για την μοντελοποίηση της οπισθέλκουσας δύναμης. Η ανταγωνιστικότητα της μεθόδου του όμως έναντι των άλλων κλασσικών μοντέλων θα εδραιωθεί ολοκληρωτικά αν βελτιωθούν άλλες δυο πτυχές στις οποίες υστερεί. Η μία είναι η αύξηση του χρονικού βήματος, χωρίς φυσικά να παραβιάζει τον περιορισμό του αριθμού Courant. Αυτό θα επιφέρει αποτελέσματα με ακόμα μικρότερο υπολογιστικό κόστος.

Το δεύτερο μέτωπο βελτίωσης της μεθόδου έχει να κάνει με την καθολικότητα της μεθόδου. Μέχρι στιγμής όπως είδαμε, κάθε μέθοδος εφαρμόζεται επιτυχώς σε συγκεκριμένες συνθήκες λειτουργίας (τύπος σωματιδίων, παροχή πρωτεύοντος αέρα, γεωμετρία κτλ) χωρίς να έχει τα ανάλογα αποτελέσματα σε άλλες μονάδες (κεφάλαιο 5.1.4). Είναι φυσικό να μην απαιτείται η εκ νέου θεμελίωση του μοντέλου. Θα πρέπει σε πρώτη φάση η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε στην εργασία αυτή να εφαρμοστεί

και σε άλλη μονάδα η οποία να έχει κατά προτίμηση περισσότερα πειραματικά δεδομένα ώστε να επαληθευτεί η ακρίβεια των αποτελεσμάτων που προκύπτουν για άλλα μεγέθη πέραν της στατικής πίεσης. Ίσως αυτός να είναι κι ένας τρόπος για να περιορισθεί σε ένα βαθμό η αγνόηση της χρονικής εξέλιξης του φαινομένου της δημιουργίας και καταστροφής των συμπλεγμάτων σωματιδίων από το EMMS. Με άλλα λόγια ο συντελεστής ετερογένειας είναι συνάρτηση μόνο δυο μεταβλητών, του ε_g και u_{slip} , χωρίς να λαμβάνει υπόψη την χρονική εξέλιξη των clusters και να μειώνεται έτσι η ακρίβεια της λύσης. Με την υιοθέτηση αυτής της μεθοδολογίας αποτύπωσης του μοντέλου στην μαθηματική θεμελίωση του προβλήματος θα μπορούν να προκύπτουν περισσότερες από δυο διαφορετικές τιμές του συντελεστή ετερογένειας ανάλογα με την καλύτερη πρόβλεψη της διάταξης της πυκνής και αραιής φάσης των σωματιδίων σε ένα κελί, πράγμα απολύτως επιθυμητό.

Μια ακόμα προτεινόμενη ενασχόληση σχετικά με το μοντέλο EMMS είναι η εύρεση εναλλακτικών τρόπων αλληλεπίδρασης και ενσωμάτωσής του στην υπολογιστική επίλυση. Ήδη στην εργασία αυτή εξετάστηκε η ενσωμάτωσή του μέσω του μοντέλου οπισθέλκουσας και η τροποποίηση του κλασσικού τύπου μέσω του συντελεστή ετερογένειας και η εισαγωγή του μέσω έξτρα όρου πηγής στην εξίσωση ορμής και είδαμε την διαφορά των αποτελεσμάτων. Ένας τρίτος τρόπος είναι η εισαγωγή μιας επιπλέον διαφορικής εξίσωσης (User Defined Scalars) η οποία θα έχει ως μεταβλητή το κλάσμα όγκου της πυκνής φάσης σε ένα υπολογιστικό κελί και μέσω κατάλληλων όρων πηγής και καταστροφής αυτών θα μπορούμε να ελέγξουμε με περισσότερη ακρίβεια τους μηχανισμούς σε κλίμακα μικρότερης αυτής του κελιού. Αυτό φυσικά προϋποθέτει αρκετό μαθηματικό υπόβαθρο και ιδιαίτερη προσοχή στην διατύπωση των εξισώσεων αλλά και των οριακών συνθηκών.

Επίσης, για να έχουμε μια καλύτερη εποπτεία του πώς συμπεριφέρεται το μοντέλο σε συνθήκες όσο το δυνατόν πιο κοντά στις πραγματικές, θα ήταν χρήσιμο να εφαρμόζονταν σε ολόκληρη εγκατάσταση, συμπεριλαμβανομένου και του συστήματος ανακυκλοφορίας (full loop model). Εμπειρικά, αναμένουμε η κλίνη να ισορροπήσει πιο σύντομα, καθώς η ροή στο τμήμα καθόδου επηρεάζει τις παροχές εισόδου και εξόδου του αντιδραστήρα σε βαθμό που να οδηγούμαστε γρηγορότερα σε κατάσταση ισορροπίας.

Το δεύτερο επίπεδο το οποίο έπεται του προηγούμενου είναι η βαθύτερη κατανόηση των μηχανισμών της καύσης σε μια ρευστοποιημένη κλίνη ανακυκλοφορίας ώστε η μοντελοποίηση μιας τέτοιας μονάδας να θεωρείται ολοκληρωμένη [61]. Ενδιαφέρον θα αποτελούσε ο συνδυασμός του μοντέλου του EMMS με την επίλυση αντιδράσεων όπως καύση, αποθείωση κτλ για μιας πρώτης τάξης παρατήρησης του πώς οι δύο αυτές μοντελοποιήσεις μπορούν να συνυπάρξουν. Εξ' αιτίας της πρόβλεψης των συμπλεγμάτων από το EMMS είναι πιθανό να επηρεάζονται οι ρυθμοί αντίδρασης αφού μέρος των αντιδρώντων θα συμμετέχουν στον σχηματισμό τέτοιων δομών.

Στον τομέα της πειραματικής έρευνας, θα ήταν πολύ χρήσιμο να μπορούσαμε να γνωρίζουμε την ακριβή τιμή του συντελεστή ανακλαστικότητας ϕ' που τόσο επιδρά στα τελικά αποτελέσματα για τα διάφορα υλικά και μεγέθη των σωματιδίων που χρησιμοποιούνται, είτε σε πιλοτικές ή σε βιομηχανικές μονάδες.

7 :

- [1] Adnan Almuttahir, Fariborz Taghipour, Computational fluid dynamics of high density circulating fluidized bed riser: Study of modeling parameters, *Powder Technology* 185 (2008) 11–23
- [2] Almuttahir Adnan, Taghipour Fariborz, Computational fluid dynamics of a circulating fluidized bed under various fluidization conditions, *Chemical Engineering Science* 63 (2008) 1696 – 1709
- [3] Arastoopour H., Pakdel P., Adewumi M., Hydrodynamic analysis of dilute gas–solids flow in a vertical pipe, *Powder Technol.* 62 (1990) 163–170
- [4] Basu P., "Combustion of coal in circulating fluidized-bed boilers: a review". *Chemical Engineering Science*, Volume 54, Number 22, pp. 5547 - 5557(11), November 1999
- [5] Basu P., "Combustion and gasification in fluidized-beds". Taylor & Francis Group, LLC,2006.
- [6] Benyahia S., Arastoopour H., Knowlton T.M., Massah H., Simulation of particles and gas flow behavior in the riser section of a circulating fluidized bed using the kinetic theory approach for the particulate phase, *Powder Technology* 112 (2000) 24–33
- [7] Bi H. T. and Fan L. S., AICHE Annual Meeting, Los Angeles, 17 (1991)
- [8] Bi H. T., Grace J. R. & Zhu, J. X. Regime transitions affecting gas-solids suspensions and fluidized beds. *Chem. Engng Res. Des.* 73, 1995, 154-161
- [9] Boemer, A., Qi, H., Renz, U., Vasquez, S., Boysan, F., Eulerian computation of fluidized bed hydrodynamics - a comparison of physical models. In: Proceedings of the 13th International Conference on FBC, Orlando, USA, 1995, pp. 775–786
- [10] Brach Raymond M. - Rigid body collisions *Journal of Applied Mechanics* MARCH 1989, Vol. 56133
- [11] Chalermssinsuwan B., Piumsomboon P., Gidaspow D., "Kinetic theory based computation of PRSI riser Part I-Estimate of mass transfer coefficient". *Chemical Engineering Science*, Volume 64, Issue 6, Pages 1195-1211(17), 16 March 2009
- [12] Chen J.C., "Experiments that address phenomenological issues in fast fluidization". *Chemical Engineering Science*, Volume 54, Issue 22, Pages 5529-539(11), November 1999
- [13] Ding J. and Gidaspow D., A Bubbling Fluidization Model Using Kinetic Theory of Granular Flow. *AICHE J.*, 36(4):523-538, 1990simulation

- [14] Du Wei, Bao Xiaojun, Xu Jian, Wei Weisheng, Computational fluid dynamics (CFD) modeling of spouted bed: Influence of frictional stress, maximum packing limit and coefficient of restitution of particles, *Chemical Engineering Science* 61 (2006) 4558 – 4570
- [15] Ergun S., Fluid flow through packed columns, *Chemical Engineering Progress* 48 (1952), pp. 89–94
- [16] Ferziger J. and Peric M., *Computational Methods for Fluid Dynamics*, Springer, Berlin, Heidelberg (1999) pp. 31–35
- [17] Fletcher J. V., Deo M. D. and Hanson F. V., Re-examination of minimum fluidization velocity correlations applied to Group B sands and coked sands, *Powder Technology*, 69 (1992) 147-155
- [18] Fluent UDF manual, February 200, 4.101–4.102
- [19] Ge W., Wang W., Dong W., Wang J., Lu B., Xiong Q. and Li J., Meso-scale structure-A challenge of computational fluid dynamics for circulating fluidized bed risers in 9th International Conference on Circulating Fluidized Beds (2008)
- [20] Geldart D., Types of gas fluidization, *Powder technology* 7, 285-292, (1973)
- [21] Gidaspow D., *Multiphase flow and fluidization*, Academic Press, New York (1994)
- [22] Haider . and Levenspiel O., *Powder Technology*, 53, 27 (1989)
- [23] Harris A.T., Davidson J.F., Thorpe R.B., "The prediction of particle cluster properties in the near wall region of a vertical riser". *Powder Technology*, Volume 127, Issue 2, Pages 128-143(16), 16 October 2002
- [24] Hartge E.U., Ratschow L., Wischniewski R., Werther J., 2009, CFD-simulation of a circulating fluidized bed riser, *Particuology* 7, 283–296
- [25] Helland Eivind, Occelli Rene, Tadriss Lounes, Computational study of fluctuating motions and cluster structures in gas–particle flows, *International Journal of Multiphase Flow* 28 (2002) 199–223
- [26] Huilin Lu, Yurong He, Wentie Liu, Ding Jianmin, Gidaspow Dimitri, Bouillard Jacques, Computer simulations of gas–solid flow in spouted beds using kinetic–frictional stress model of granular flow, *Chemical Engineering Science* 59 (2004) 865 – 878
- [27] Hussainova, I., Kubarsepp, J., Shcheglov, I., 1999, Investigation of impact of solid particles against hardmetal and cement targets. *Tribology International* 32, 337–344.
- [28] Ibsen C.H., Helland E., Hjertager B.H., Solberg T., Tadriss L., Occelli R., Comparison of multifluid and discrete particle modeling in numerical predictions of gas particle flow in circulating fluidized beds, *Powder Technology* 149 (2004) 29– 41

- [29] Jiradilok Veeraya, Gidaspow Dimitri, Damronglerd Somsak, Koves William J., Mostofi Reza, Kinetic theory based CFD simulation of turbulent fluidization of FCC particles in a riser, *Chemical Engineering Science* 61 (2006) 5544 – 5559
- [30] Johnson P.C., Jackson R., Frictional – collisional constitutive relations for granular materials, with application to plane shearing, *J. Fluid Mech.* 176, 1987 67–93
- [31] Kakaras E., Grammelis P., Panopoulos K., Nikolopoulos A., “CFB applications in the coal sector – The experience with Greek lignite”, 13 March 2009, Athens, Greece
- [32] Kallio S., Characteristics of gas and solids mixing in a CFB determined from 3D CFD simulations, in 19th International conference on Fluidized bed Combustion, Austria, May, 2006.
- [33] Kunii D., Levenspiel O., *Fluidization Engineering*, Second Edition, (1990)
- [34] Leithner R., Müller H., Müller J., Schlutz A., Vorckrodt S., Wang J., Papageorgiou N., Kakaras E., Ntouros Z., Carvalho M., Azevedo J. and Saraiva P., Minimization of the Formation of Air Pollutants in the CAFBC by Using European Fuels and Additives (1993), 19-31
- [35] Liu Huanpeng, Lu Huilin, Numerical study on the cluster flow behavior in the riser of circulating fluidized beds, *Chemical Engineering Journal* 150 (2009) 374–384
- [36] Lu Bona, Wang Wei, Li Jinghai, Wang Xianghui, Gao Shiqiu, Lu Weimin, Xu Youhao, Long Jun, Multi-scale CFD simulation of gas–solid flow in MIP reactors with a structure-dependent drag model, *Chemical Engineering Science* 62 (2007) 5487 – 5494
- [37] Lu Bona, Wang Wei, Li Jinghai, Searching for a mesh-independent sub-grid model for CFD simulation of gas–solid riser flows, *Chemical Engineering Science* 64 (2009) 3437 – 3447
- [38] Lun C.K.K., Savage S.B., Jeffrey D.J. and Chepuriniy N., Kinetic theories for granular flow: inelastic particles in Couette flow and slightly inelastic particles in a general flowfield, *J. Fluid Mech.* 140 (1984), pp. 223-256
- [39] Ma Jingsen, Ge Wei, Xiong Qingang, Wang Junwu, Li Jinghai, Direct numerical simulation of particle clustering in gas–solid flow with a macro-scale particle method, *Chemical Engineering Science* 64 (2009) 43 – 51
- [40] Mathiesen V., Solberg T., Hjertager B.H., An experimental and computational study of multiphase flow behavior in a circulating fluidized bed, *International Journal of Multiphase Flow* 26 (2000) 387-419
- [41] Nikolopoulos A., Rampidis I., Nikolopoulos N., Grammelis P., and Kakaras E., Numerical investigation of 3-D transient combustion flow in a 1.2MWth pilot plant, 20th International conference on Fluidized bed Combustion, China, May, 2009

- [42] Nikolopoulos A., Papafotiou D., Atsonios K., Nikolopoulos N., Grammelis P., and Kakaras E., "Numerical analysis of an isothermal Flow modeling of a 1.2 MWth CFBC. EMMS development, application and numerical grid effect investigation in Efficient and clean coal technologies conference in Moscow", October 2009. Article in press
- [43] Nikolopoulos A., Papafotiou D., Nikolopoulos N., Grammelis P., and Kakaras E., An advanced EMMS scheme for the prediction of the drag coefficient acting on solid particles under a 1.2 MWth CFBC isothermal flow-Part I, Numerical Formulation, (under review paper).
- [44] Nikolopoulos A., Atsonios K., Nikolopoulos N., Grammelis P., and Kakaras E., An advanced EMMS scheme for the prediction of the drag coefficient acting on solid particles under a 1.2 MWth CFBC isothermal flow-Part II, Numerical Implementation, (under review paper).
- [45] Oka Simeon N., Fluidized Bed Combustion, Marcel Dekker, 2004, pp 22
- [46] Perrot Pierre, *A to Z of Thermodynamics*, Oxford University Press, (1998)
- [47] Rampidis I., Nikolopoulos A., Koukouzas N., Grammelis P. and Kakaras E., Optimization of Computational Performance and Accuracy in 3-D Transient CFD Model for CFB Hydrodynamics Predictions, in 5th International conference on Numerical Analysis and Applied Mathematics, Greece, September 2007
- [48] Schaeffer D.G., 1987, Instability in the evaluations describing incompressible granular flow. *Journal of Differential Equations* 66, 19–50
- [49] Shuyan Wang, Zhiheng Shen, Huilin Lu, Long Yu, Wentie Liu, Yonlong Ding, Numerical predictions of flow behavior and cluster size of particles in riser with particle rotation model and cluster-based approach, *Chemical Engineering Science* 63 (2008) 4116 – 4125
- [50] Syamlal M., Brien T. O., Derivation of a drag coefficient from velocity–voidage correlation, U.S. Dept. of Energy, Office of Fossil Energy, National Energy Technology Laboratory, Morgantown, West Virginia, April, 1987
- [51] Syamlal M. and O'Brien T.J., Simulation of granular layer inversion in liquid fluidized beds, *Int. J. Multiphase Flow* Vol. 14, No. 4, pp. 473-481, 1988
- [52] Syamlal, M., Rogers W., and O'Brien T. J., ‘Mfix Documentation Theory Guide,’ U.S. Dept. of Energy, Office of Fossil Energy, Tech. Note (1993)
- [53] Tsuji Y., Kawaguchi T. and Tanaka T., Discrete particle simulation of two-dimensional fluidized bed, *Powder Technology* 77 (1993) 79-87
- [54] Tsuo Y., Gidaspow D., Computation of Flow Patterns in Circulating Fluidized Beds, *AIChE Journal*, vol. 36 No 6 (1990) 885-896
- [55] van Wachem B. G. M., Schouten J. C., and van den Bleek C. M., Krishna R., Sinclair J. L., Comparative Analysis of CFD Models of Dense Gas – Solid Systems, *AIChE Journal* May 2001 Vol. 47, No. 5, 1035-1031

- [56] Wang, J., High-resolution Eulerian simulation of RMS of solid volume fraction fluctuation and particle clustering characteristics in a CFB riser. *Chemical Engineering Science*, 63(13), 2008 , . 3341 - 3347(7)
- [57] Wang J., Ge W., Li. J., Eulerian simulation of heterogeneous gas–solid flows in CFB risers: EMMS-based sub-grid scale model with a revised cluster description, *Chemical Engineering Science*, vol.63, (2008), 1553 – 1571.
- [58] Wang, S., Shen, Z., Lu, H., Yu, L., Liu, W., Ding, Y., 2008, Numerical predictions of flow behavior and cluster size of particles in riser with particle rotation model and cluster-based approach, *Chemical Engineering Science*, 63(16), 4116-4125
- [59] Wang W., Li, J., Simulation of gas–solid two-phase flow by a multi-scale CFD approach-Extension of the EMMS model to the sub-grid level, *Chemical Engineering Science* 62 (1-2), 2007, 208-231
- [60] Wang Wei, Lu Bona, Zhang Nan, Shi Zhansheng, Li Jinghai, A review of multiscale CFD for gas–solid CFB modeling, *International Journal of Multiphase Flow* (2009), Article in Press
- [61] Wen C.-Y. and Yu Y.H., *Mechanics of fluidization, Chemical Engineering Progress Symposium Series* 62 (1966), pp. 100–111
- [62] Wen C.Y. and Yu Y.H., A generalized method for predicting the minimum fluidization velocity, *AIChE J.*, 12, 610 (1966)
- [63] Yang N., Wang W., Ge W., Li J., CFD simulation of concurrent-up gas–solid flow in circulating fluidized beds with structure-dependent drag coefficient, *Chemical Engineering Journal* 96 (2003) 71–80
- [64] Zhang D.Z., VanderHeyden W.B, 2001, High-resolution three-dimensional simulation of a circulating fluidized bed, *Powder Technology* 116, 133–141
- [65] Zhang N., Lu B., Wang W., J. Li, Virtual experimentation through 3D full-loop simulation of a circulating fluidized bed, *Particuology* 6 (2008) 529-539
- [66] Zou B., Li H., Xia Y., Ma X., "Cluster structure in a circulating fluidized bed". *Powder technology*, Volume 78, Number 2, 173-178(6), 1994
- [67] .. μ – μ , μ , μ
2008, 27-29
- [68] , μ , μ ,
2006, 230-233
- [69] .. μ .. μμ .. μ., μ
μ μ μ , 2008, μ 2008

- [70] .. μ – μ , μ , 512-521
- [71] .. , ' , μ , .67-70 (2002)
- [72] . .. , ' , μ , .436-443 (2002)
- [73] μ , μ S μ μ
CFD μ μ μ
« μ , (2009) »
- [74]http://www.fwc.com/publications/tech_papers/files/TP_CFB_03_02.pdf?DIRNAME=GlobalPowerGroup\&SUBMIT=Go
- [75] http://en.wikipedia.org/wiki/Circulated_fluidized_bed_combustion
- [76] http://en.wikipedia.org/wiki/Fluidized_bed
- [77]http://hpce.iitm.ac.in/website/Manuals/Fluent_6.3/fluent6.3/help/html/ug/node898.htm#155070
- [78]http://hpce.iitm.ac.in/website/Manuals/Fluent_6.3/fluent6.3/help/html/ug/node903.htm#eq-eulerm-p-stress-strain-tensor
- [79]http://hpce.iitm.ac.in/website/Manuals/Fluent_6.3/fluent6.3/help/html/ug/node907.htm#eq-eulerm-p-fs-gran-viscosity
- [80]http://hpce.iitm.ac.in/website/Manuals/Fluent_6.3/fluent6.3/help/html/ug/node992.htm#170006
- [81]http://hpce.iitm.ac.in/website/Manuals/Fluent_6.3/fluent6.3/help/html/ug/node994.htm#170060

8 :

<hr/>	
	μ
	<hr/>
	, (m ²)
Ar	μ μ , (-)
C	μ Courant, (-)
C _D	μ , (-)
d _p	μ μ , (μm)
e _{si}	μ , (-)
F _D (f _D)	μ () (Nt, Nt/m ³)
G	Gibbs, (J)
G _s	μ , (kg/s/m ³)
g	(m/sec ²)
g ₀	μ , (-)
d	μ , (-)
I _{2D}	μ , (s ⁻²)
J	μ , (kg·m/s)
k _{Θ_s}	μ , (kg/m/s)
	μ , (m)
m	μ , (kg)
n	μ , (-)
N _f	μ μ () , (Nt)
st	μ μ μ , (W/kg)
p	μ , (Pa)
Re	μ Reynolds (-)
S	μ , (J)
S _{drag}	μ , (Nt/m ³)
t	μ , (sec)
U	μ , (J)
u _i	μ μ i (m/s)
u _o	μ , (m/s)
u*	μ μ μ , (-)
u _{m_f}	μ , (m/s)
u _{slip}	μ , (m/s)
u _t	μ , (m/s)
u _s	μ μ , (m/s)
V	μ , (m ³)
x	μ , (m)
y	μ , (m)
z	μ , (m)
<hr/>	
	μ
	<hr/>
	μ , (kg/m ³ /s)
γ _{Θ_s}	μ , (kg/m/s ³)

		μ		μ		$, (-)$
	μ	$, (-)$				
s		μ	$, (m^2/s^2)$			
ρ			$(-)$			
		(kg/m^3)				
i				$i, (kg/m/s)$		
μ	μ		$, (kg/m/s)$			
		(Pa)				
		$, (Pa)$				
ϕ		μ	$(-)$			
ϕ			$(-)$			

col		μ		
D				
fr	μ			
FF-PC	μ		μ	μ
g				
kin		μ	μ	
mb	μ			
mf				
s				
p		μ		
TB-FF	μ			
z				

μ

BFB	Bubble Fluidized Bed
CFB	Circulating Fluidized Bed
CFD	Computational Fluid Dynamics
DNS	Direct Numerical Simulation
DPM	Direct Particle Model
EMMS	Energy-Minimization Multi-Scale
FBC	Fluidized Bed Combustion
FCC	Fluidized Catalyst Cracking
HDCFB	High Density Circulating Fluidized Bed
J-J	Johnson & Jackson
MPI	Maximizing Iso-Paraffins
PC (. 1)	Pulverized Coal
PC (. 2)	Pneumatic Convey
PF	Pulverized Fuel
PFBC	Pressurized Fluidized Bed Combustion
TB	Turbulence Bed
SB	Spouted Bed
TFM	Two Fluid Model
UDF	User-Defined Function

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 9^ο:**ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ****Παράρτημα 1:**

Στους επόμενους πίνακες παρατίθενται οι συντελεστές των πολυωνύμων από τα οποία προκύπτει ο συντελεστής ετερογένειας για διάφορες τιμές της ταχύτητας ολίσθησης, όπως αυτά υπολογίστηκαν από τον Παπαφωτίου [73]:

$$H_d|_{u_{slip,i}} = \sum_{j=0}^N \alpha_j \cdot \varepsilon_g^j, \quad N=4 \text{ ή } 6$$

u_{slip} (m/sec)	a_4	a_3	a_2	a_1	a_0
0,25	-7,2285865E-07	4,4148324E-05	-1,2517749E-03	-1,0689637E-02	1,5661038E+00
0,5	-4,8304840E-07	2,5903834E-05	-7,9682493E-04	-1,4379131E-02	1,3911629E+00
0,75	-3,5022928E-07	1,6103485E-05	-5,5957890E-04	-1,6239937E-02	1,2922834E+00
1	-3,2899139E-07	1,4891460E-05	-5,3374470E-04	-1,6365219E-02	1,2224516E+00
1,25	-3,2195360E-07	1,4679890E-05	-5,3132193E-04	-1,6316651E-02	1,1697115E+00
1,5	-2,8055608E-07	1,1756109E-05	-4,6215096E-04	-1,6829059E-02	1,1288251E+00
1,75	-2,0449813E-07	6,4072665E-06	-3,3999871E-04	-1,7735407E-02	1,0959466E+00
2	-2,5418946E-07	1,0132099E-05	-4,2536917E-04	-1,7041335E-02	1,0657287E+00
2,25	-2,3522333E-07	8,8535184E-06	-3,9570994E-04	-1,7243526E-02	1,0410380E+00
2,5	-2,1894148E-07	7,7696580E-06	-3,7078902E-04	-1,7408939E-02	1,0194146E+00
2,75	-2,0674910E-07	6,9810215E-06	-3,5282400E-04	-1,7520820E-02	1,0002028E+00
3	-3,1523062E-07	1,5878124E-05	-5,8097578E-04	-1,5520984E-02	9,7911011E-01
3.5	-1,8919125E-07	5,9453939E-06	-3,2929626E-04	-1,7630918E-02	9,5313922E-01
4	-3,2774650E-07	1,7246867E-05	-6,1687519E-04	-1,5119816E-02	9,2350404E-01

Περιοχή Α (ε_s : 0,95 – ε_{max})

u_{slip} (m/sec)	a_4	a_3	a_2	a_1	a_0
0,25	1311784,2	-4778692,8	6545668,6	-3998722	920033,78
0,5	851985,29	-3103107,1	4249682,9	-2595596,9	597082,64
0,75	667352,83	-2430443,1	3328201,7	-2032616,1	467541,32
1	564214,28	-2054684,6	2813454,5	-1718132,7	395179,55
1,25	497143,68	-1810326	2478704,7	-1513614,6	348119,58
1,5	449462,02	-1636609,1	2240730,6	-1368224,2	314665,43
1,75	413549,78	-1505771,4	2061496,8	-1258721,3	289468,99
2	385367,94	-1403097,8	1920844,9	-1172790,3	269696,42
2,25	362564,97	-1320020,8	1807038,6	-1103260,6	253697,81
2,5	343671,23	-1251186,3	1712743	-1045651,1	240442,02
2,75	327717,3	-1193062,3	1633120	-997005,82	229248,9
3	314035,84	-1143217,6	1564838,7	-955289,82	219650,22
3.5	291714,45	-1061896	1453438,2	-887230,78	203990,17
4	274197,09	-998076,85	1366014,5	-833820,41	191700,78

Περιοχή Β (ε_s : 0,82 – 0,95)

u_{slip} (m/sec)	a_6	a_5	a_4	a_3	a_2	a_1	a_0
0,25	-74533660	316320910	-556391070	519038360	-270777140	74892881	-8579615,9
0,5	-48153910	204400030	-359592340	335513860	-175068210	48431022	-5549350,7
0,75	-37642910	159804860	-281176930	262387360	-136932340	37887138	-4341930,4
1	-31777572	134920030	-237420160	221582270	-115652530	32003747	-3668214,4
1,25	-26352396	111812090	-196587280	183273570	-95529388	26392411	-3019250,4
1,5	-25256180	107252140	-188770550	176215320	-91994308	25462973	-2919246,8
1,75	-23226491	98641385	-173630900	162098360	-84633221	23428091	-2686268,9
2	-21618243	91818066	-161632920	150909660	-78798275	21814841	-2501530,5
2,25	-20324792	86330662	-151984680	141912960	-74106946	20517935	-2353039
2,5	-19253423	81785481	-143993200	134461270	-70221334	19443791	-2230055,8
2,75	-18348984	77948530	-137247050	128170890	-66941330	18537080	-2126245,1
3	-17573520	74658777	-131463060	122777740	-64129218	17759727	-2037246,7
3.5	-74533660	316320910	-556391070	519038360	-270777140	74892881	-8579615,9
4	-48153910	204400030	-359592340	335513860	-175068210	48431022	-5549350,7

Περιοχή C (ε_s : 0,50 – 0,82)