



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΧΗΜΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

Δ.Π.Μ.Σ. "ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΜΗΧΑΝΙΚΗ"

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΚΑΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ
ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΒΑΘΜΙΔΑΣ ΑΠΟΣΤΑΚΤΙΚΗΣ ΣΤΗΛΗΣ**

ΠΥΡΓΑΚΗΣ ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΣ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ

Χ. Κυρανούδης

Αν. Καθηγητής Σχολής Χημικών Μηχανικών

Υπ' όψιν:

N. Μαρκάτος

Ομότιμος Καθηγητής Σχολής Χημικών Μηχανικών

ΑΘΗΝΑ

ΙΟΥΛΙΟΣ 2012

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Θα ήθελα να ευχαριστήσω το κ. Ν. Μαρκάτο τόσο για την ανάθεση της παρούσας διπλωματικής εργασίας όσο και για την ουσιαστική βοήθεια του καθ' όλη την εκπόνησή της. Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω το κ. Χ. Κυρανούδη που δέχτηκε την ανάληψη της επίβλεψης αυτής της εργασίας ύστερα από την συνταξιοδότηση του κ. Ν. Μαρκάτου.

Ακόμα θα ήθελα να ευχαριστήσω την κ. Θ. Ξενίδου για την βοήθειά της σε όλη τη διάρκεια της εργασίας μου καθώς επίσης τους συναδέλφους μου Μαρινέλα Τσακάλοβα, Κατερίνα Μουντράκη και Δέσποινα Καραδήμου που συνέβαλαν θετικά με τις συζητήσεις τους.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον αδερφό μου και τους γονείς μου που με στηρίζουν σε κάθε στιγμή της ζωής μου και των σπουδών μου.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα διπλωματική εργασία μελετάται το φαινόμενο της μη μόνιμης, τρισδιάστατης και διφασικής ροής νερού-αέρα σε μία διάτρητη βαθμίδα αποστακτικής στήλης μέσω της ανάπτυξης ενός μαθηματικού μοντέλου και της υπολογιστικής προσομοίωσης του φαινομένου με τη χρήση του υπολογιστικού κώδικα PHOENICS. Η ανάπτυξη και η μελέτη των παραμέτρων του μαθηματικού μοντέλου πραγματοποιήθηκε βάσει πειραματικών αποτελεσμάτων της βιβλιογραφίας, ενώ στη συνέχεια το μοντέλο χρησιμοποιήθηκε για την υπολογιστική προσομοίωση και μελέτη των παραμέτρων που επηρεάζουν το φαινόμενο.

Η μαθηματική μοντελοποίηση και υπολογιστική προσομοίωση πραγματοποιήθηκε βάσει της πειραματικής διάταξης και των συνθηκών λειτουργίας που μελετήθηκαν από τους Krishna και Ellenberger [1] ενώ τα αποτελέσματα συγκρίθηκαν με τις υπολογιστικές προσομοιώσεις τόσο αυτής της ομάδας όσο και άλλων της βιβλιογραφίας.

Έτσι σε πρώτη φάση, μελετήθηκαν οι παράμετροι της χρονικής και πλεγματικής ανεξαρτησίας του μαθηματικού μοντέλου καθώς επίσης η επιλογή του κατάλληλου μοντέλου για την περιγραφή της διφασικής αλληλεπίδρασης και ο απαιτούμενος χρόνος για την απόκτηση οιοει-μόνιμων συνθηκών του μη μόνιμου φαινομένου. Για την περιγραφή των δύο φάσεων έγινε χρήση της μεθόδου Euler-Euler, ενώ ως κύρια φάση που επηρεάζει την τύρβη επιλέχθηκε η αέρια. Από την ανάλυση αυτή επιλέχθηκε μικρότερο χρονικό βήμα και διπλάσια πυκνότερο ανεξάρτητο πλέγμα διαφόρισης από αυτά των Krishna και Ellenberger, ενώ πολύ καλύτερες συσχετίσεις με τα πειραματικά δίνει το μοντέλο διφασικής αλληλεπίδρασης που καθιστά το νερό ως συνεχή φάση με προσμίξεις και τις φυσαλίδες του αέρα ως διεσπαρμένη φάση με συγκεκριμένη διάμετρο. Ο χρόνος απόκτησης οιοει-μόνιμων συνθηκών υπολογίστηκε διπλάσιος από αυτόν των Krishna και Ellenberger.

Στη δεύτερη φάση, βάσει του καθορισμένου μαθηματικού μοντέλου της πρώτης φάσης, έγινε η μελέτη των κυρίαρχων σχεδιαστικών παραμέτρων, παροχής νερού και αέρα και ύψους του υδατοφράκτη της βαθμίδας, που καθορίζουν τη λειτουργία της διάτρητης βαθμίδας αποστακτικής στήλης. Σαν αποτέλεσμα, η υπολογιστική προσομοίωση της παρούσας διπλωματικής εργασίας δίνει πολύ καλύτερες προσεγγίσεις για την περιγραφή του φαινομένου σε σχέση με τις υπολογιστικές προσομοιώσεις της βιβλιογραφίας.

Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης, μέσω της ανάπτυξης ενός διαφορετικού, ολοκληρωμένου και αναλυτικού μαθηματικού μοντέλου, οδήγησαν σε συμπεράσματα και προτάσεις όσον αφορά την πρόρρηση και την βελτίωση της λειτουργίας μίας διάτρητης βαθμίδας. Κύρια σημεία είναι αυτά που σχετίζονται με την αποφυγή συνθηκών λειτουργίας που θα οδηγήσουν σε δυσλειτουργία της βαθμίδας και σχεδιαστικά χαρακτηριστικά που ρυθμίζουν την πτώση πίεσης και την κατανομή του μίγματος των δύο φάσεων σε όλον τον όγκο της βαθμίδας.

Τέλος, το μοντέλο αυτό μπορεί να προσεγγίσει και άλλα διφασικά μίγματα και να προβλέψει τα ρευστοδυναμικά χαρακτηριστικά, τις κατανομές των συστατικών και τις οριακές συνθήκες λειτουργίας μίας διάτρητης βαθμίδας καθώς επίσης μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη βελτιστοποίηση των σχεδιαστικών παραμέτρων του φαινομένου ανάλογα με το εκάστοτε πρόβλημα που αντιμετωπίζεται.

ABSTRACT

The present thesis presents a study of unsteady state, three-dimensional and two-phase flow of the system water-air in a sieve tray of a distillation column. The work consists of the development of a relevant mathematical model and the computational simulation of the phenomenon with the use of the Computational Fluid Dynamics (CFD) code PHOENICS. The development and the parametric studies of the mathematical model were based on literature experimental results, and used thereafter for the computational simulation and the study of the main parameters that control the phenomenon.

The mathematical formulation and simulation were based on the experimental setup and the operating conditions studied by Krishna and Ellenberger[1], while the results were compared with the computational results of that team as well as with other literature CFD simulations.

In the first section, the mathematical parameters of time- and grid- independency of the results as well as the selection of the appropriate model to describe the interphase interaction and the appropriate time to obtain quasi-steady state were studied. For the description of the two-phase system the Euler-Euler method was used, while the air was selected as being the main phase that controls turbulence. From that analysis, a smaller time step and a twice refined grid, than those of Krishna and Ellenberger, were selected while the implementation of the interphase model using water as a carrier phase with impurities and the bubbles of air as a dispersed phase with specific diameter gave better correlations with the experimental results. The time to obtain quasi-steady state was calculated as being double compared with the time of Krishna and Ellenberger.

In the second section, based on the specified mathematical model of the first section, the study of the predominant design parameters was conducted, i.e. water and air flowrate and height of the tray weir, which control the operability of the sieve tray of a distillation column. As a result, the computational simulation of this section gives much better correlations for the description of the phenomenon than the computational results found in literature.

The results of the simulation lead, through the development of a different, complete and robust mathematical model, to conclusions and proposals about the appropriate prediction and improvement of a sieve tray operation. The main points refer to avoiding operating conditions that lead to malfunction of the tray and to designing characteristics that control the pressure drop and the distribution of the two-phase mixture within the whole volume of the sieve tray.

Finally, this model is able to approach other two-phase systems too, and predict the fluid dynamic characteristics, the distributions of the components and the limiting operating conditions of a sieve tray while it is able to be used, too, for the improvement of the designing parameters of the phenomenon depending on the problem.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

| | |
|--|------------|
| ΠΕΡΙΛΗΨΗ | <i>ii</i> |
| ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ | <i>vi</i> |
| 1. ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ | 1 |
| 1.1. Στόχος και χρησιμότητα της εργασίας..... | 1 |
| 1.2. Εισαγωγή στη λειτουργία αποστακτικών στηλών..... | 2 |
| 1.2.1. Περιγραφή φαινομένου..... | 5 |
| 1.2.2. Παράμετροι φαινομένου..... | 8 |
| 1.3 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ..... | 16 |
| 1.3.1. Εισαγωγή στη Βιβλιογραφία..... | 16 |
| 1.3.2. Πειραματική Διάταξη..... | 18 |
| 1.3.3. Σχεδιασμός Πειραμάτων και Αποτελέσματα..... | 22 |
| 1.4 ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ..... | 26 |
| 1.4.1. Μαθηματικό Μοντέλο Προσέγγισης Διφασικής Ροής (Euler-Euler) ... | 26 |
| 1.4.2. Μοντέλο Τύρβης..... | 29 |
| 1.4.3. Οριακές συνθήκες μοντέλου..... | 32 |
| 1.4.4. Λογισμικό Υπολογιστικής προσομοίωσης PHOENICS..... | 34 |
| 1.4.4.1. Μέθοδος πεπερασμένων όγκων ελέγχου..... | 36 |
| 1.4.4.2. Σχήμα διαφορίσης..... | 37 |
| 1.4.4.3. Αλγόριθμοι SIMPLE και SIMPLEST..... | 38 |
| 1.4.4.4. Υποχαλάρωση και Κριτήρια σύγκλησης..... | 39 |
| 2. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ | 42 |
| 2.1 Παραμετρική ανάλυση μαθηματικού μοντέλου..... | 42 |
| 2.1.1. Χρονική Ανεξαρτησία..... | 46 |
| 2.1.2. Ανεξαρτησία πλέγματος..... | 52 |
| 2.1.3. Μοντέλο Διφασικής αλληλεπίδρασης..... | 59 |
| 2.1.4. Προσδιορισμός οιονεί-μόνιμων συνθηκών..... | 81 |
| 2.2. Παραμετρική ανάλυση φαινομένου..... | 85 |
| 2.3. Συμπεράσματα..... | 96 |
| 2.4. Προτάσεις..... | 100 |
| 3. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ | 102 |
| APPENDIX A | 105 |
| APPENDIX B | 118 |

1. ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

1.1. Στόχος και χρησιμότητα της εργασίας

Στην παρούσα διπλωματική εργασία μελετάται η διφασική ροή νερού-αέρα σε διάτρητη βαθμίδα αποστακτικής στήλης με τη χρήση του υπολογιστικού κώδικα PHOENICS. Στόχος της παρούσας εργασίας είναι:

1. η ανάπτυξη ενός αναλυτικού μαθηματικού μοντέλου για την περιγραφή του φαινομένου και
2. η χρήση του μοντέλου για την υπολογιστική προσομοίωση της διφασικής ροής και μελέτης των παραμέτρων που την επηρεάζουν.

Η χρήση αποστακτικών στηλών με βαθμίδες για την επίτευξη φυσικών διαχωρισμών υγρών μιγμάτων είναι πολύ συχνή στη βιομηχανία. Η υπόθεση, σε αρχικό επίπεδο προκαταρκτικού σχεδιασμού αποστακτικών στηλών, για χρήση ιδανικών βαθμίδων αφήνει αρκετά κενά στο τελικό στάδιο βιομηχανικού σχεδιασμού για τα χαρακτηριστικά που πρέπει να πληρούν οι βαθμίδες μίας αποστακτικής στήλης. Η ανάγκη για πρόβλεψη τέτοιων διεργασιών αποτελεί το κυρίαρχο κίνητρο για την ανάπτυξη υπολογιστικών ρευστοδυναμικών μοντέλων.

Μάλιστα, η πολυπλοκότητα και η αλληλεξάρτηση των σχεδιαστικών παραμέτρων μίας βαθμίδας αποτελούν βασικά χαρακτηριστικά που περιορίζουν τη ικανοποιητική λειτουργία μίας βαθμίδας σε συγκεκριμένες οριακές λειτουργικές συνθήκες. Η απλότητα στο σχεδιασμό και στη χρήση διάτρητων βαθμίδων σε αποστακτικές στήλες είναι που έχουν κινήσει το ενδιαφέρον της επιστημονικής κοινότητας τόσο σε πειραματικό όσο και υπολογιστικό επίπεδο προσομοίωσης. Επίσης, η μοντελοποίηση διφασικών ροών μεταξύ υγρής και αέριας φάσης και η ανάγκη προσαρμογής των μοντέλων διφασικής αλληλεπίδρασης στα εκάστοτε χαρακτηριστικά κάθε ροής αποτελούν επιπλέον προκλήσεις της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής.

Έτσι λοιπόν, βάσει των παραπάνω κινήτρων και προκλήσεων πραγματοποιείται στην παρούσα διπλωματική εργασία η ανάπτυξη μαθηματικού μοντέλου και υπολογιστικής

προσομοίωσης για τη μελέτη της διφασικής ροής σε διάτρητη βαθμίδα αποστακτικής στήλης.

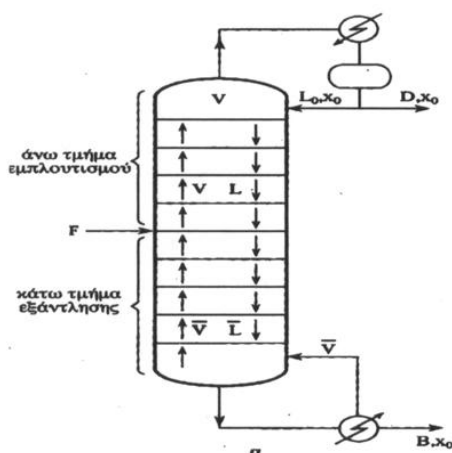
1.2. Εισαγωγή στη λειτουργία αποστακτικών στηλών

Στην παρούσα εργασία μελετάται ο τρόπος λειτουργίας μίας βαθμίδας αποστακτικής στήλης. Η αποδοτικότητα και η εύκολη λειτουργία και ρύθμιση των αποστακτικών στηλών για την επίτευξη φυσικών διαχωρισμών μιγμάτων είναι τα βασικά χαρακτηριστικά που την καθιστούν ένα πολύ χρήσιμο εργαλείο στο χώρο της χημικής βιομηχανίας.

Με τον όρο κλασματική απόσταξη (Fractional Distillation) ή απλώς απόσταξη καλείται η διεργασία διαχωρισμού ενός μίγματος σε στήλη επαφής ατμών-υγρού όπου οι ατμοί ρέουν κατ' αντιστροφή ως προς το υγρό και επιτυγχάνεται κατάλληλη επαφή και προσέγγιση ισορροπίας μεταξύ των δυο φάσεων, σε όλο το ύψος της στήλης. Η λειτουργία της βασίζεται στην διαφορά των πτητικοτήτων μεταξύ των συστατικών που θέλουμε να διαχωρίσουμε. Στο σύστημα αυτό, η συγκέντρωση των πτητικότερων συστατικών αυξάνεται προς την κατεύθυνση ροής των ατμών (προς τα πάνω) και το μίγμα των συστατικών διαχωρίζεται στα δυο κύρια προϊόντα, της κορυφής (πιο πτητικά συστατικά) και του πυθμένα (λιγότερο πτητικά ή μη πτητικά συστατικά).

Η επαφή ατμών-υγρού διεξάγεται συνήθως σε βαθμίδες ή αλλιώς στάδια όπου και έχουμε το σχηματισμό αποστακτικών στηλών με δίσκους. Σε ορισμένες περιπτώσεις η επαφή ατμών-υγρού δεν διεξάγεται σε στάδια-δίσκους (τμηματικά) αλλά σε συνεχή μορφή όπως σε πύργους αποστακτικών στηλών με πληρωτικά υλικά.

Ένας κλασικός σχηματισμός αποστακτικής στήλης με δίσκους παρουσιάζεται στο Σχήμα 1.

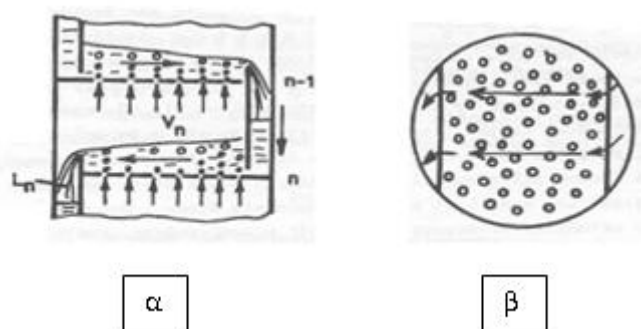


Σχήμα 1: Τυπική μορφή αποστακτικής στήλης

Η κλασματική απόσταξη σε βαθμίδες μπορεί να θεωρηθεί σαν μια σειρά απλών αποστάξεων ισορροπίας (flash διαχωρισμοί) όπου τα προϊόντα κάθε βαθμίδας είναι οι τροφοδοσίες των προσκείμενων (πάνω και κάτω) βαθμίδων. Συνολικά υπάρχουν τρία είδη βαθμίδων ισορροπίας υγρού-ατμών:

1. διάτρητες
2. με κάψες και
3. με βαλβίδες

Η ροή της υγρής και αέριας φάσης κατά μήκος μίας στήλης και η κάτοψη της βάσης μίας βαθμίδας της στήλης παρουσιάζονται στο Σχήμα 2 α και β αντίστοιχα.



Σχήμα 2: α) Πρόσοψη βαθμίδας - β) Κάτοψη κυλινδρικής βαθμίδας

Η πίεση λειτουργίας σε μία στήλη λαμβάνεται συνήθως ως σταθερή σε όλο το μήκος της. Στην πραγματικότητα όμως, έχουμε μικρή μεταβολή αυτής, από δίσκο σε δίσκο, λόγω της ροής των ατμών δια μέσου των δίσκων. Η πτώση πίεσης μεταξύ δύο δίσκων για διαχωρισμούς πετρελαιοειδών κυμαίνεται συνήθως στα 0,01 bar. Η ισορροπία ατμών-υγρού δε μεταβάλλεται σημαντικά από δίσκο σε δίσκο λόγω της μείωσης της πίεσης από κάτω προς τα πάνω. Στις στήλες, όμως, με μεγάλο αριθμό δίσκων (π.χ. άνω των 50), η συνολική πτώση πίεσης μεταξύ του πυθμένα και της κορυφής της στήλης είναι σημαντική και γι' αυτό λαμβάνεται υπόψη.

Η αρχή λειτουργίας μίας αποστακτικής στήλης είναι, όπως αναφέραμε προηγουμένως, η διαφορά πτητικότητας μεταξύ των προς διαχωρισμό συστατικών. Δηλαδή στην περίπτωση διαχωρισμού δύο συστατικών A και B, όπου το A έχει χαμηλότερο σημείο βρασμού (πιο πτητικό) από ότι το B (λιγότερο πτητικό) τότε θα παραλάβουμε προϊόν κορυφής εμπλουτισμένο στο πτητικότερο συστατικό A, ενώ το προϊόν του πυθμένα στο λιγότερο πτητικό συστατικό B. Αυτή λοιπόν η αύξηση της συγκέντρωσης του λιγότερο πτητικού από την κορυφή προς τον πυθμένα είναι που επιφέρει και την αντίστοιχη αύξηση της θερμοκρασίας κατά την ίδια κατεύθυνση. Όπως είναι φανερό, η επιλογή της πίεσης για την λειτουργία της στήλης, η οποία επηρεάζει τα σημεία βρασμού των συστατικών, θα καθορίσει και τα θερμοκρασιακά όρια λειτουργίας της στήλης.

Η επιλογή της πίεσης λειτουργίας μιας στήλης βασίζεται σε δεδομένα της ισορροπίας ατμών-υγρού και της οικονομικής λειτουργίας του συστήματος. Η πίεση πρέπει να είναι τέτοια ώστε:

- 1) να υφίσταται σημαντική διαφορά πτητικότητας μεταξύ των συστατικών του μίγματος - ώστε να είναι ευκολότερος ο διαχωρισμός,
- 2) να είναι δυνατή η υγροποίηση των ατμών στην κορυφή της στήλης - για την εσωτερική ανακυκλοφορία και βελτίωση της απόδοσης της στήλης,
- 3) να μην έχουμε υπερβολικά μεγάλους όγκους ατμών οι οποίοι απαιτούν μεγάλης διαμέτρου στήλες - που ενδεχομένως να οδηγήσει σε αύξηση της επικινδυνότητας, της δυσκολίας στην ρύθμιση, τη μείωση της απόδοσης και του κόστους του εξοπλισμού,
- 4) αποφυγή θερμοκρασιών που μπορεί να προκαλέσουν ανεπιθύμητα φαινόμενα - όπως πολυμερισμό ενώσεων ή αποικοδόμηση ενώσεων (thermal degradation) και
- 5) να συνάδουν με τις εκάστοτε ανάγκες βελτιστοποίησης και εξοικονόμησης ενέργειας υπό την οπτική πλευρά ενός συνόλου διεργασιών μίας βιομηχανικής εγκατάστασης.

Τα βασικότερα χαρακτηριστικά που καθορίζουν τη λειτουργία μίας αποστακτικής στήλης είναι:

1. Η ισορροπία ατμών-υγρού του συστήματος,
2. Ισοζύγια μάζας και ενέργειας (θερμότητας) και
3. Ο βαθμός απόδοσης.

Τα τρία αυτά βασικά χαρακτηριστικά μίας στήλης έχουν άμεσο αντίκτυπο στο φαινόμενο που λαμβάνει χώρα σε κάθε βαθμίδα της στήλης. Μάλιστα ο σχεδιασμός των επιμέρους τμημάτων μίας βαθμίδας μπορεί τόσο να ενισχύσει την αποτελεσματικότητα της στήλης έως και να την καταστήσει εντελώς μη λειτουργική, όπως θα εξηγήσουμε αναλυτικότερα παρακάτω.

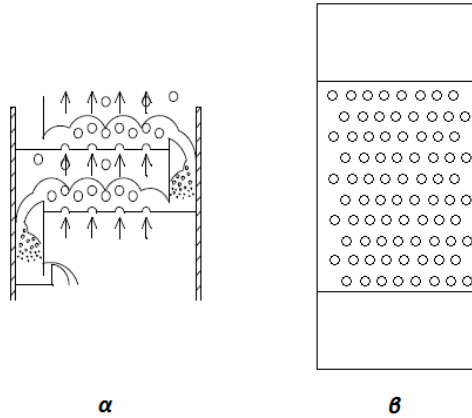
1.2.1 Περιγραφή φαινομένου

Το φαινόμενο που λαμβάνει χώρα μέσα σε μία βαθμίδα και επηρεάζεται κυρίως από τα φαινόμενα μεταφοράς μεταξύ της υγρής και αέριας φάσης είναι αυτό που καθορίζει και ρυθμίζει την αποτελεσματικότητα του διαχωρισμού όλης της στήλης.

Πιο συγκεκριμένα, μία βαθμίδα αποτελείται κυρίως από:

1. Μία είσοδο για την υγρή φάση
2. Μία είσοδο για την αέρια φάση
3. Μία έξοδο για την υγρή φάση
4. Μία έξοδο για την αέρια φάση

Κάθε μία από αυτές τις οδούς ορίζεται από εξαρτήματα των οποίων οι προδιαγραφές στην ουσία ρυθμίζουν τις ποσότητες που μπορεί να υποστηρίξει μία βαθμίδα για κάθε φάση. Οι περιοχές αυτές παρουσιάζονται αναλυτικότερα στο Σχήμα 3. Όπως φαίνεται και στο Σχήμα 3 μία βαθμίδα αποτελεί έναν κενό θάλαμο, στου οποίου την περίμετρο παρουσιάζονται οι αντίστοιχοι είσοδοι και έξοδοι, και μέσα στον οποίο έρχονται σε επαφή οι δύο φάσεις. Οι χώροι αυτοί κυρίως απαντώνται σε κυλινδρικές μορφές, εντούτοις στο επίπεδο μελέτης μικρής κλίμακας φαινομένων που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό της βαθμίδας μπορούμε να θεωρήσουμε και ορθογώνιες μορφές.

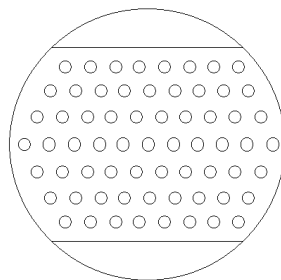


Σχήμα 3: α) Πρόσοψη συστήματος διάτρητων βαθμίδων και β) Κάτοψη ορθογώνιας βαθμίδας

Στην ουσία αποφεύγεται η χρήση ορθογώνιων βαθμίδων στην βιομηχανία λόγω ανάπτυξης έντονων τοπικών διαφορών πίεσης, συσσώρευσης και στασιμότητας συστατικών που ρέουν στις εσοχές των γωνιών. Αυτό είναι αποτέλεσμα της απότομης αλλαγής της διεύθυνσης της ταχύτητας και της όχι τόσο καλά ομοιόμορφης κατανομής της αέριας φάσης μέσα στην υγρή. Αντίθετα κυλινδρικά πλαϊνά τοιχώματα βοηθούν στην ομαλότερη μεταφορά των δύο φάσεων σε όλο τον όγκο του θαλάμου και ευνοείται η δημιουργία ενός πιο ομοιόμορφου μίγματος υγρού-ατμού.

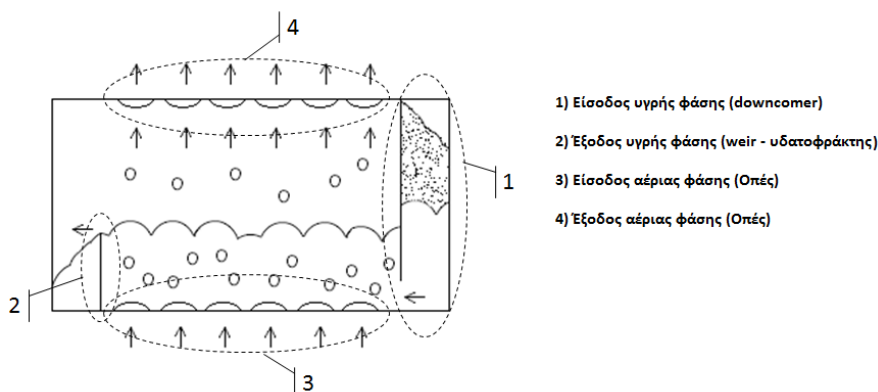
Στο Σχήμα 3 παρουσιάζονται τρεις διαδοχικές βαθμίδες για να γίνουν κατανοητά ο τρόπος με τον οποίο επαναλαμβάνονται οι βαθμίδες και το πώς αυτό συμβάλει στο να επικοινωνούν κάθε μία από αυτές με τις γειτονικές τους.

Στο Σχήμα 4 παρουσιάζεται η αντίστοιχη κάτοψη ενός κυλινδρικού δίσκου. Η πρόσοψη δεν περιλαμβάνεται αφού στην ουσία είναι ίδια με της ορθογώνιας βαθμίδας.



Σχήμα 4: Κάτοψη κυλινδρικής βαθμίδας

Όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.α η υγρή φάση ρέει προς τα κάτω λόγω βαρύτητας, ενώ η αέρια προς τα πάνω, δια μέσω της υγρής, λόγω μείωσης της πίεσης προς τα πάνω. Αναλυτικότερα, τα βασικά εξαρτήματα μίας βαθμίδας παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.



Σχήμα 5: Βασικές χαρακτηριστικές περιοχές μίας βαθμίδας

Έτσι λοιπόν, η υγρή φάση αφού καλύψει μέχρι ενός σημείου την περιοχή του downcomer, έτσι ώστε να είναι πλήρως καλυμμένη με υγρό η είσοδος του υγρού, ρέει κατά μήκος της βάσης της διάτρητης βαθμίδας μέχρι το σημείο του υδατοφράκτη. Ύστερα λοιπόν από την σωστή εκκίνηση της λειτουργίας της στήλης ο υδατοφράκτης έχει καλυφθεί πλήρως πάνω από τον οποίο και ρέει η υγρή φάση προς τον downcomer της επόμενης (από κάτω) βαθμίδας. Παράλληλα, η αέρια φάση περνώντας από τις οπές της βάσης της βαθμίδας εισέρχεται σε μορφή φυσαλίδων μέσα στην υγρή φάση όπου επιτυγχάνεται και η ανταλλαγή συστατικών μεταξύ των δύο φάσεων. Η αέρια φάση αφού διασχίσει τον όγκο του υγρού και εξέλθει από αυτόν οδηγείται στον κενό χώρο, πάνω από την ελεύθερη επιφάνεια του υγρού και στη συνέχεια περνάει στην από πάνω βαθμίδα μέσω των οπών της κορυφής του δίσκου.

Όπως είναι λογικό, ο κατάλληλος σχεδιασμός των τεσσάρων εξοπλισμών (1),(2),(3) και (4) (Σχήμα 5), είναι αυτός που καθορίζει τις παροχές των δύο φάσεων και κατ' επέκταση την επιφάνεια επαφής αυτών και τον χρόνο παραμονής τους σε κάθε βαθμίδα έτσι ώστε να έχουμε τον κατάλληλο χρόνο ανταλλαγής συστατικών μεταξύ τους. Αναλυτικότερη περιγραφή του εξοπλισμού και των φαινομένων που μπορούν να προκαλέσουν διαφορετικές προδιαγραφές αυτού παρουσιάζονται στο επόμενο κεφάλαιο.

1.2.2. Παράμετροι φαινομένου[39]

Οι βαθμίδες αποστακτικών στηλών μπορούν να αποτελούνται από οποιοδήποτε αριθμών οπών στη βάση τους. Το σύνολο των βαθμίδων μίας στήλης χρειάζεται να σχεδιαστούν βασισμένες στη συγκεκριμένη διεργασία και τις μηχανικές απαιτήσεις του διαχωρισμού για τον οποίο προορίζεται η συγκεκριμένη στήλη.

Βασικοί τύποι βαθμίδων είναι οι παρακάτω:

1. Πρότυπες βαθμίδες:
 - a. *Διάτρητες βαθμίδες – Sieve Trays (Σχήμα 6.a)*
 - b. *Σταθερής βαλβίδας βαθμίδες – Fixed Valve Trays (Σχήμα 6.b)*
 - c. *Κινούμενης βαλβίδας βαθμίδες – Moving Valve Trays (Σχήμα 6.c)*
 - d. *Βαθμίδες με κάψουλες φουσαλίδας – Bubble Cap Trays (Σχήμα 6.d)*

2. Υψηλής αποδοτικότητας:
 - a. *Διάτρητες βαθμίδες μεγάλων ταχυτήτων – Highspeed Sieve Trays (Σχήμα 6.e)*
 - b. *Βαθμίδες κυκλώνα δινών υψηλών ταχυτήτων – Highspeed Swirl Cyclone Trays (Σχήμα 6.f)*

Οι παραπάνω κατηγορίες παρουσιάζουν τα παρακάτω βασικά χαρακτηριστικά στον τρόπο λειτουργίας τους:

Διάτρητες βαθμίδες – Sieve Trays:

Αποτελούν βαθμίδες με ομοιόμορφη κατανομή κυκλικών οπών στην επιφάνεια της βάσης της. Τέτοιες βαθμίδες απατώνται συχνά στη βιομηχανία με οπές από 6mm έως 25mm με αυτές των 13mm – 19mm να αποτελούν τις συνηθέστερες σχεδιαστικές προδιαγραφές. Όπως είναι λογικό η ροή της αέριας φάσης διάμεσο της υγρής ρυθμίζεται από τον αριθμό και το μέγεθος (διάμετρο) των οπών. Για την αποτελεσματικότερη λειτουργία μίας στήλης, η ταχύτητα εισόδου της αέριας φάσης για δεδομένη κατανομή και διάμετρο οπών πρέπει να ισοσταθμίζει το ύψος της άνω επιφάνειας της υγρής καθώς επίσης να αποτρέπει την ροή του υγρού στη κάτω προσκείμενη βαθμίδα μέσω των οπών. Από την άλλη, υψηλές ταχύτητες εισόδου αερίου στις οπές μπορεί να οδηγήσει στη βίαιη συμπαράσυρση της υγρής φάσης προς την άνω προσκείμενη βαθμίδα.

Σταθερές βαλβίδας βαθμίδες – Fixed Valve Trays:

Οι βαθμίδες αυτές δημιουργούνται με προεκβολές της ενιαίας μεταλλικής βάσης του δίσκου προς το εσωτερικό της βαθμίδας. Η δημιουργία των προεκβολών αυτών στην ουσία σχηματίζει οπές με βαλβίδα, παράλληλη στη ροή του υγρού, συγκεκριμένου ύψους και μάλιστα μεγαλύτερης χωρητικότητας από ότι οι διάτρητες βαθμίδες

Κινούμενης βαλβίδας βαθμίδες – Moving Valve Trays:

Αυτές οι βαθμίδες αποτελούν διάτρητους δίσκους με κινούμενες βαλβίδες (πάνω από κάθε τρύπα), έτσι ώστε να ρυθμίζεται η διαθέσιμη ανοιχτή επιφάνεια εισόδου για διαφορετικές παροχές της αέριας φάσης. Οι βαλβίδες μπορούν να επικοινωνούν με τη βάση του δίσκου είτε με τη βοήθεια ράβδων ώστε να μην απομακρυνθούν προς τα πάνω από την πίεση του εισερχόμενου αερίου είτε εγκλωβισμένες σε κελιά προσαρμοσμένα στη βάση του δίσκου. Έτσι λοιπόν, για μικρές ταχύτητες εισόδου οι βαλβίδες είναι αρκετά κοντά στη βάση του δίσκου (σχεδόν κλειστές), ενώ όσο η ταχύτητα μεγαλώνει οι βαλβίδες ανυψώνονται και απομακρύνονται από τη βάση αυξάνοντας έτσι τη διαθέσιμη ελεύθερη επιφάνεια εισόδου. Η αποτελεσματικότητα τέτοιων στηλών εξαρτάται έντονα και από τα όρια πτώσης πίεσης κατά μήκος της στήλης.

Βαθμίδες με κάψουλες φυσαλίδας – Bubble Cap Trays:

Οι βαθμίδες αυτές αποτελούν κυλινδρικά ανυψωμένα κελιά σε σχήμα καμπάνας μέσα από τα οποία οι ατμοί περνούν στο εσωτερικό της βαθμίδας. Τα κελιά αυτά εκτρέπουν τους ατμούς εκτοξεύοντάς τους προς την υγρή φάση μέσω οπών στη βάση της κάψουλας ή οπουδήποτε αλλού στην επιφάνεια της κάψουλας.

Βαθμίδες κυκλώνων δινών:

Τέτοιες βαθμίδες παρουσιάζουν υψηλή απόδοση ιδιαίτερα σε στήλες μεγάλης κλίμακας και παρέχουν επιπλέον χωρητικότητα για τη διεργασία σχετικά εύκολα. Η ανάμιξη των φάσεων, φαινόμενα μεταφοράς και διαχωρισμός φάσεων προκαλούνται ταχύτατα μέσω δινών προσδίδοντας υψηλή απόδοση και χωρητικότητα στη βαθμίδα.

Standard Types



a) Sieve Trays



b) Fixed Valve Trays



c) Moving Valve Trays



d) Bubble Cap Trays

High Performance Types



e) Highspeed Sieve Trays



f) Highspeed Swirl Cyclone Trays

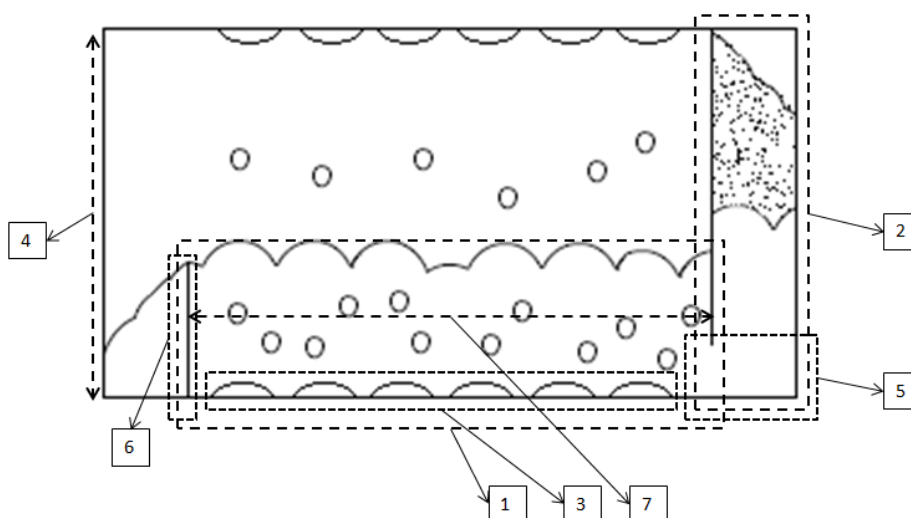
Σχήμα 6 (a-f): Διάφοροι τύποι βάσεων βαθμίδων αποστακτικών στηλών

Έτσι λοιπόν, υπάρχουν διάφοροι τύποι βαθμίδων αποστακτικών στηλών που χρησιμοποιούνται ανάλογα με το είδος της διεργασίας που αντιμετωπίζουμε και συγκεκριμένα με τα φυσικοχημικά χαρακτηριστικά των συστατικών που επιθυμούμε να διαχωρίσουμε. Εντούτοις, η επιλογή ενός «κατάλληλου» τύπου βαθμίδας δεν αρκεί για την ορθή λειτουργία μία βαθμίδας αλλά η ικανοποίηση ενός συνόλου ρεολογικών χαρακτηριστικών που στην ουσία αποτελούν και τις κύριες σχεδιαστικές παραμέτρους της βαθμίδας, οι οποίες παρατίθενται στη συνέχεια.

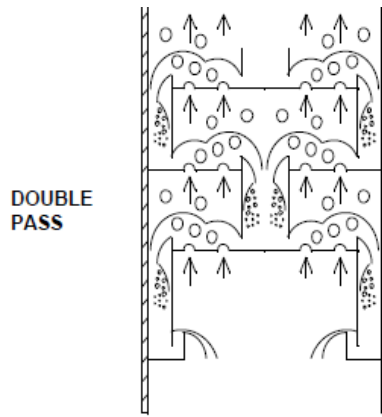
Οι κυριότερες σχεδιαστικές παράμετροι και η αναλυτική τους περιγραφή τους, όπως πραγματοποιείται στη συνέχεια, καθορίζουν την ορθή λειτουργία μίας βαθμίδας και είναι οι ακόλουθες:

1. **Ενεργός Περιοχή (ή Περιοχή φυσαλίδων) – Active Area (or Bubble Area)**
2. **Περιοχή μεταφοράς υγρής φάσης – Downcomer Area**
3. **Ανοιχτή επιφάνεια (ή επιφάνεια οπών) – Open Area (or Hole Area)**
4. **Απόσταση βαθμίδων – Tray Spacing**
5. **Είσοδος υγρής φάσης – Downcomer Clearance**
6. **Ύψος φράχτη εξόδου – Outlet Weir Height**
7. **Μήκος μονοπατιού ροής – Flow Path Length**
8. **Αριθμός μονοπατιών ροής – Number of Flow Paths**

Οι σχεδιαστικές παράμετροι παρουσιάζονται, αντιστοίχως, στο Σχήμα 7 και αναλυτικότερα είναι οι εξής:



Σχήμα 7 (1-7): Περιοχές και σχεδιαστικές προδιαγραφές διάτρητης βαθμίδας



Σχήμα 8 : Βαθμίδα διπλού περάσματος – Περίπτωση σχεδιαστικής παραμέτρου 8.

Ενεργός Περιοχή: Είναι η περιοχή μίας βαθμίδας, η οποία μπορεί να είναι απλώς διάτρητη ή επικαλυμμένη με βαλβίδες ή κάψουλες φυσαλίδας, στην οποία λαμβάνει χώρα η επαφή μεταξύ της υγρής και αέριας φάσης. Η χωρητικότητα της αέριας φάσης που μπορεί να διαχειριστεί μία βαθμίδα είναι ανάλογη της Ενεργούς Περιοχής.

Περιοχή μεταφοράς υγρής φάσης: Είναι η διαθέσιμη περιοχή για την μεταφορά της υγρής φάσης από μία βαθμίδα στην ακριβώς επόμενη βαθμίδα από κάτω. Μία πολύ σημαντική λειτουργία της περιοχής αυτής είναι η απομάκρυνση της αέριας φάσης από την υγρή, οδηγώντας κάθε μία από αυτές σε κάποια επόμενη βαθμίδα για περαιτέρω καθαρισμό. Έτσι λοιπόν, η διαστασιολόγηση της περιοχής αυτής καθορίζει το χρόνο παραμονής της υγρής φάσης στον «Downcomer» και επομένως και το χρόνο όπου οι δύο φάσεις είναι απομονωμένες η μία από την άλλη. Ασφαλώς, “downcomers” κάτω του κανονικού μεγέθους θα οδηγήσουν σε πλημμύρισμα της περιοχής αυτής.

Ανοιχτή επιφάνεια: είναι η συνολική διαθέσιμη επιφάνεια από την οποία οι ατμοί διαπερνούν από την μία βαθμίδα στην ακριβώς επόμενη προς τα πάνω βαθμίδα. Η επιφάνεια αυτή καθορίζεται επίσης από τον τύπο της βαθμίδας, όπως αναφέραμε παραπάνω, που επιλέγεται να χρησιμοποιηθεί. Αποτελεί μία κρίσιμη παράμετρο για την αποδοτική λειτουργία μίας βαθμίδας. Για δεδομένη τροφοδοσία στη στήλη, άρα και ογκομετρικές παροχές υγρής και αέριας φάσης από βαθμίδα σε βαθμίδα, μικρή ή μεγάλη ανοιχτή επιφάνεια θα οδηγήσει σε μεγάλες ή μικρές, αντίστοιχα, ταχύτητες εισόδου στις βαθμίδες με αποτέλεσμα στην πρώτη περίπτωση να έχουμε έντονη παράσυρση υγρού (καθώς και υψηλή πτώση πίεσης) ενώ στη δεύτερη σύρσιμο της υγρής φάσης μόλις πάνω από τις οπές ή ακόμα και πτώση αυτής στην επόμενη από κάτω βαθμίδα διαμέσου των

οπών. Η επίδραση της παραμέτρου αυτής στην πτώση πίεσης έχει αντίκτυπο και στη στήριξή της υγρής φάσης στη περιοχή του «downcomer».

Απόσταση βαθμίδων: Αποτελεί την κατακόρυφη απόσταση μεταξύ δύο γειτονικών βαθμίδων. Στην ουσία είναι το ύψος από τη βάση μίας βαθμίδας μέχρι την «οροφή» της, δηλαδή την βάση της επόμενης πάνω βαθμίδας. Αυτή η παράμετρος μπορεί να επηρεάσει τον τρόπο ψεκασμού της αέριας φάσης πριν την μεταφορά της υγρής καθώς επίσης και το διαθέσιμο όριο της άνω υγρής επιφάνειας στον «downcomer».

Είσοδος υγρής φάσης: Είναι η περιοχή κάτω από τον «downcomer» που επιτρέπει στο υγρό να εισέλθει στην ενεργό περιοχή, όπου και αναμιγνύεται με τους ατμούς. Αυτή η επιφάνεια εισόδου πρέπει να διαμορφώνεται κατάλληλα έτσι ώστε να επιτυγχάνεται η κατάλληλη κατανομή της υγρής φάσης κατά μήκος της βαθμίδας και να αποφεύγεται η υπερφόρτωση του «downcomer».

Ύψος φράχτη εξόδου: Ο φράχτης εξόδου χρησιμοποιείται για να διατηρεί την ελεύθερη υγρή επιφάνεια της βαθμίδας σε τέτοιο ύψος έτσι ώστε να οριοθετείται η κατανομή των ατμών στο εσωτερικό της ενεργούς περιοχής και να ρυθμίζεται παράλληλα ο χρόνος ταυτόχρονης παραμονής υγρής και αέριας φάσης σε κάθε βαθμίδα. Στην ουσία λειτουργεί συνεργατικά με την είσοδο της υγρής φάσης και καθορίζουν σε μεγάλο βαθμό την επαφή των δύο φάσεων και κατ' επέκταση την αποδοτικότητα διαχωρισμού της βαθμίδας και όλης της στήλης. Δεν πρέπει να ξεχνούμε ότι όσο πιο αποδοτικά λειτουργεί μία βαθμίδα τόσο λιγότερες βαθμίδες θα χρειαστούμε σε μία στήλη. Εντούτοις, ο κατάλληλος προσδιορισμός όλων των παραμέτρων αποτελεί μία διαδικασία βελτιστοποίησης της λειτουργίας της στήλης. Για αυτό το λόγο και σε μεγάλης κλίμακας μελέτη των αποστακτικών στηλών γίνεται η υπόθεση μεταχείρισης της διεργασίας με θεωρητικές, δηλαδή βέλτιστες, βαθμίδες.

Μήκος μονοπατιού ροής: Είναι η απόσταση μεταξύ της εισόδου της υγρής φάσης του φράχτη εξόδου και αποτελεί το μικρότερο μονοπάτι το οποίο μπορεί να διανύσει η υγρή φάση διασχίζοντας την ενεργό περιοχή. Η απόσταση αυτή είναι ιδιαίτερα σημαντική για την αποδοτικότητα της βαθμίδας καθώς καθορίζει τον χρόνο παραμονής της υγρής φάσης στην ενεργό περιοχή και συνεπώς τον χρόνο επαφής των δύο φάσεων και ανταλλαγής συστατικών μεταξύ τους.

Αριθμός μονοπατιών ροής: Σε μεγαλύτερης διαμέτρου βαθμίδες είναι δυνατόν να ενσωματωθούν πολλαπλοί «downcomer» (Σχήμα 8) με σκοπό τη μείωση της φόρτωσης σε υγρό κατά μήκος της ενεργού περιοχής. Έτσι μειώνεται παράλληλα και η φόρτωση του υδατοφράχτη και η ελεύθερη επιφάνεια της υγρής φάσης οδηγώντας αναλογικά σε μεγαλύτερη χωρητικότητα ατμών και μικρότερη πτώση πίεσης ανά βαθμίδα.

Ο καθορισμός των προδιαγραφών μίας βαθμίδας, όπως ορίστηκαν παραπάνω, ορίζει στην ουσία τις οριακές συνθήκες λειτουργίας της. Έτσι λοιπόν, το αποτελεσματικό και επιθυμητό πλαίσιο λειτουργίας καθώς και οι οριακές συνθήκες λειτουργίας μίας βαθμίδας παρουσιάζονται ποιοτικά στο Σχήμα 9. Οι οριακές συνθήκες λειτουργίας μίας βαθμίδας που οδηγούν σε μη επιθυμητή κατάσταση επαφής των δύο φάσεων περιγράφονται αναλυτικότερα και ορίζονται ως ακολούθως (για να αποφύγουμε την απόκλιση εννοιών των παρακάτω φαινομένων από την πραγματικότητα θα χρησιμοποιούνται με την αγγλική τους ορολογία):

Jet Flood: Αποτελεί το κριτήριο πρόβλεψης του σημείου εκείνου στο οποίο έχουμε έντονη μεταφορά υγρού λόγω έντονου ψεκασμού της αέριας φάσης μέσω των οπών και μπορεί να οδηγήσει σε ανάγκη επέκτασης της απόστασης μεταξύ των βαθμίδων.

Entrainment Limit: Σε αυτή την οριακή συνθήκη καταλήγουμε όταν πλέον η ταχύτητα της αέριας φάσης πάνω από την ελεύθερη υγρή επιφάνεια είναι αρκετή ώστε να συμπαρασύρει σταγόνες της υγρής φάσης στην πάνω βαθμίδα.

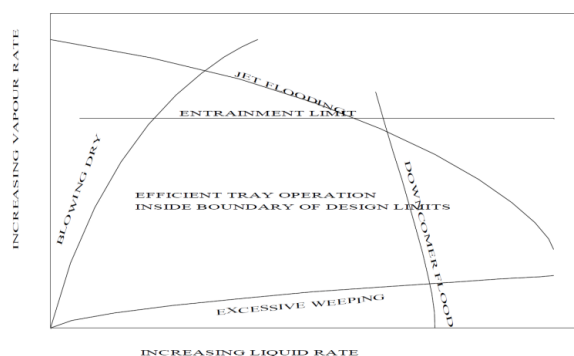
Weeping: Το φαινόμενο αυτό παρουσιάζεται όταν η ταχύτητα των ατμών είναι αρκετά μικρή ώστε να μην μπορεί να αποτρέψει την υγρή φάση να περάσει – να «δακρύσει» – μέσω των οπών προς την κάτω βαθμίδα. Οι περισσότερες βαθμίδες βαλβίδας ή διάτρητες συνήθως «δακρύζουν» σε συνήθεις λειτουργικές καταστάσεις. Εντούτοις, το δάκρυσμα αρχίζει να απασχολεί το σχεδιασμό μίας βαθμίδας όταν προκαλεί μείωση της αποτελεσματικότητας μίας βαθμίδας συνήθως κάτω του 10 – 20%.

Blowing Flood: Προκαλείται σε χαμηλές παροχές υγρού με αποτέλεσμα η κύρια λειτουργία της βαθμίδας να εκτείνεται στην περιοχή ψεκασμού οδηγώντας σε έντονη παράσυρση του υγρού στην από πάνω βαθμίδα, σε τέτοιο βαθμό που μπορεί να οδηγήσει τελείως στο στέγνωμα της.

Downcomer Flood: Το φαινόμενο αυτό παρουσιάζεται σε περιπτώσεις μεγάλων φορτίσεων σε υγρή φάση και μικρών «downcomers» αποτρέποντας έτσι την είσοδο ατμών στη βαθμίδα και απομονώνοντας τους στην κάτω βαθμίδα. Το φαινόμενο αυτό οφείλεται σε μεγάλες ταχύτητες είτε στους «downcomers» είτε στην είσοδο του υγρού.

Downcomer Back-up Flood: Το φαινόμενο αυτό παρουσιάζεται όταν η ελεύθερη υγρή επιφάνεια του υγρού στον «downcomer» επιστρέφει πίσω στην βαθμίδα λόγω πλημμυρίσματος. Το ύψος της ελεύθερης επιφάνειας της καθαρά υγρής φάσης στον «downcomer» αποτελεί μία ισορροπία μεταξύ της πτώσης πίεσης και της απολεσθείσας επιφάνειας κατά ύψος του «downcomer». Παρόλα αυτά καθίσταται αναγκαία η ύπαρξη ενός παράγοντα για τον υπολογισμό του πραγματικού ύψους του αεριοποιημένου υγρού μέσα στον «downcomer».

Tray Pressure Drop: Η πτώση πίεσης μίας βαθμίδας αποτελεί το άθροισμα της πτώσης πίεσης που οφείλεται στην αντίσταση της κίνησης των ατμών διαμέσου της ανοιχτής περιοχής (άνω της ελεύθερης υγρής επιφάνειας) και της ελεύθερης επιφάνειας της αμιγούς υγρής φάσης της βαθμίδας. Το ύψος της επιφάνειας αυτής εξαρτάται από το ύψος του υδατοφράκτη, όσο και των παροχών υγρού και αερίου και των φυσικοχημικών ιδιοτήτων τους, και έτσι η πτώση πίεσης μπορεί να μειωθεί αυξάνοντας τον αριθμό των μονοπατιών σε υψηλές παροχές υγρού.



Σχήμα 9: Ποιοτικά περιθώρια εμφάνισης οριακών φαινομένων ανάλογα με την επιλογή συνθηκών λειτουργίας της βαθμίδας

Μέσα σε αυτό το πλαίσιο όσον αφορά τα διάφορα τμήματα του εξοπλισμού και τις απαραίτητα τηρούμενες προδιαγραφές για αποφυγή ανεπιθύμητων φαινομένων διαμορφώνονται τα σχεδιαστικά όρια για την μελέτη της λειτουργίας μίας βαθμίδας αποστακτικής στήλης, όπως παρουσιάζεται στη συνέχεια.

1.3. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ

Σκοπός αυτής της εργασίας είναι η ανάπτυξη ενός υπολογιστικού μοντέλου για την πρόβλεψη της λειτουργίας διάτρητων βαθμίδων. Βαθμίδες οι οποίες είναι εύκολες στον σχεδιασμό και στην πρόβλεψη οριακών συνθηκών χωρίς πολύπλοκους μηχανισμούς μεταφοράς ατμών από μία βαθμίδα στην άλλη και μάλιστα βαθμίδες με μία είσοδο για την υγρή φάση.

Στη βιβλιογραφία συναντώνται ερευνητικές ομάδες, BENNETT², Stichlmair³, Colwell⁴, Hofhuis and Zuiderweg⁵, Grienberger and Hofmann⁶, Jakobsen⁷, Krishna *et al.*⁸, οι οποίες ασχολήθηκαν με την ανάπτυξη υπολογιστικών μοντέλων για την πρόρρηση των βαθμίδων, επαληθεύοντας τα υπολογιστικά αποτελέσματα με πειραματικά σε διατάξεις προσομοίωσης διάτρητων βαθμίδων. Στη συνέχεια παρουσιάζεται ο σχεδιασμός της πειραματικής διάταξης για την οποία αναπτύχθηκε, όπως θα αναφέρουμε σε επόμενο κεφάλαιο, η αναλυτική γεωμετρία και το μαθηματικό μοντέλο πρόβλεψης της διφασικής ροής υγρού-αερίου μέσα σε μία διάτρητη βαθμίδα.

1.3.1. Εισαγωγή στη Βιβλιογραφία

Η περιγραφή της υδροδυναμικής των διάτρητων βαθμίδων είναι μείζονος σημασίας στο βιομηχανικό σχεδιασμό φυσικών διαχωρισμών μεγάλης κλίμακας. Για δεδομένες συνθήκες λειτουργίας (παροχές ατμών και υγρού), γεωμετρία (διάμετρος στήλης, ύψος και μήκος υδατοφράκτη, διάμετρο οπών, ενεργός περιοχή και επιφάνεια «downcomer») και ιδιότητες συστατικών τα κυριότερα ερωτήματα που χρειάζεται να απαντηθούν είναι η πρόβλεψη της περιοχής με την κύρια ροή στη βαθμίδα, το liquid holdup, το καθαρό ύψος υγρού, η πυκνότητα του αφρίζοντος μίγματος (υγρή – αέρια φάση), η έκταση της διεπιφάνειας, η πτώση πίεσης ανά βαθμίδα, ο χρόνος παραμονής των δύο φάσεων στη βαθμίδα και οι συντελεστές μεταφοράς μάζας μεταξύ των δύο φάσεων. Υπάρχουν διάφορες δημοσιεύσεις, Kister⁹, Lockett¹⁰, Zuiderweg¹¹, οι οποίες όμως είναι κυρίως βασισμένες σε εμπειρικές προσεγγίσεις όσον αφορά αυτά τα φαινόμενα.

Εντούτοις, τα τελευταία χρόνια υπάρχει έντονο ακαδημαϊκό και βιομηχανικό ενδιαφέρον για την χρήση της Υπολογιστικής Ρευστοδυναμικής (Computational Fluid Dynamics – CFD)

και την μοντελοποίηση διφασικών ροών σε διάφορους εξοπλισμούς διεργασιών. Η χρήση υπολογιστικών μεθόδων, όπως Volume-of-Fluid (VOF), για την πρόβλεψη των χαρακτηριστικών των φυσαλίδων που κινούνται ανοδικά διασχίζοντας την υγρή φάση μπορούν να δώσουν σημαντικές πληροφορίες για την μοντελοποίηση τέτοιων διφασικών ροών. Τέτοιες μελέτες για την πρόβλεψη διαφόρων ρεολογικών παραμέτρων έχουν γίνει από διάφορες ομάδες, όπως οι Kuipers et al.¹², Syamlal and O'Brien¹³, van Wachem et al.¹⁴.

Για την μελέτη των διφασικών ροών είναι σημαντικό να καθοριστεί η μεθοδολογία προσέγγισης κάθε φάσης. Για τις ρευστές συνεχείς φάσεις γίνεται προσέγγιση κατά Euler (συνεχή αλληλοδιδύοντα ρευστά), ενώ για ασυνεχείς και διακριτές φάσεις, όπως σωματίδια ή ακόμα και φυσαλίδες (υπό περιπτώσεις), μπορεί να γίνει προσέγγιση κατά Lagrange. Στην περίπτωση των φυσαλίδων που μας απασχολούν στην κλίμακα του παρόντος φαινομένου που μελετάται η αέρια φάση μπορεί να προσεγγιστεί εξίσου με ασφάλεια με την μέθοδο Euler, θεωρώντας και τις δύο φάσεις συνεχείς και πως αναμιγνύονται και κινούνται μαζί στο χώρο επηρεάζοντας σε μεγάλο βαθμό η μία την κίνηση της άλλης. Έτσι μπορεί στην βιβλιογραφία να συναντούμε προσεγγίσεις τέτοιων ροών τόσο κατά Euler-Euler όσο και Euler-Lagrange, για κάθε φάση1-φάση2, αντίστοιχα. Σε επόμενο κεφάλαιο θα γίνει αναλυτική περιγραφή του Υπολογιστικού Μοντέλου και των Μεθόδων που χρησιμοποιήθηκαν για την περιγραφή της διφασικής ροής.

Επίσης, σε αντίθεση με την τρισδιάστατη προσέγγιση του φαινομένου της παρούσας εργασίας, έχουν γίνει προσπάθειες μελέτης (Fischer and Quarini¹⁵, Yu et al.¹⁶) του φαινομένου και σε δύο διαστάσεις με σκοπό να δοθεί περισσότερη προσοχή στην υδροδυναμική της διφασικής ροής κατά μήκος των μονοπατιών ροής, αγνοώντας τις «άναρχες» κατευθύνσεις της αέριας φάσης στη ενεργό περιοχή. Οι Fischer και Quarini¹⁵ ασχολήθηκαν με την μελέτη της τρισδιάστατης διφασικής ροής κάνοντας την υπόθεση σταθερού συντελεστή αντίστασης (drag coefficient) ίσο με 0.44, ο οποίος είναι κατάλληλος για την προσέγγιση ομοιόμορφης ροής φυσαλίδων. Εντούτοις, ένας τέτοιος συντελεστής δεν είναι κατάλληλος για την υδροδυναμική περιγραφή της λειτουργίας των βαθμίδων στην αφρώδη περιοχή (περιοχή της ελεύθερης, άνω, ενεργού περιοχής) και τις περιοχές ψεκασμού της αέριας φάσης εντός της βαθμίδας (περιοχές άνω των οπών).

Στη παρούσα εργασία θα μας απασχολήσει κυρίως η πειραματική και υπολογιστική προσέγγιση των KRISHNA, VAN BATEN, ELLENBERGER, HIGLER και TAYLOR¹ από την οποία

αντλούμε πειραματικά αποτελέσματα για την προσέγγιση της λειτουργίας διάτρητης βαθμίδας και σύγκριση με το Υπολογιστικό μοντέλο που αναπτύχθηκε στα πλαίσια αυτής της εργασίας. Βασισμένη στα πειραματικά αποτελέσματα της συγκεκριμένης βιβλιογραφίας και άλλες υπολογιστικές ομάδες οδηγήθηκαν στην ανάπτυξη υπολογιστικών μοντέλων για την προσομοίωση της τρισδιάστατης, διφασικής ροής κατά την Euler-Euler [2-5].

Στη παρούσα βιβλιογραφία γίνεται χρήση της πειραματικής διάταξης, όπως περιγράφεται στη συνέχεια, για πειράματα σε σύστημα νερό-αέρα για την μελέτη των κυρίων παραμέτρων της διφασικής ροής, όπως η επιφανειακή ταχύτητα του αερίου, η παροχή της υγρής φάσης και το ύψος του υδατοφράκτη. Παράλληλα αναπτύσσεται και υπολογιστικό μοντέλο για την προσομοίωση των πειραμάτων το οποίο μπορεί να προσομοιώσει τέτοια φαινόμενα και σε βιομηχανικό επίπεδο.

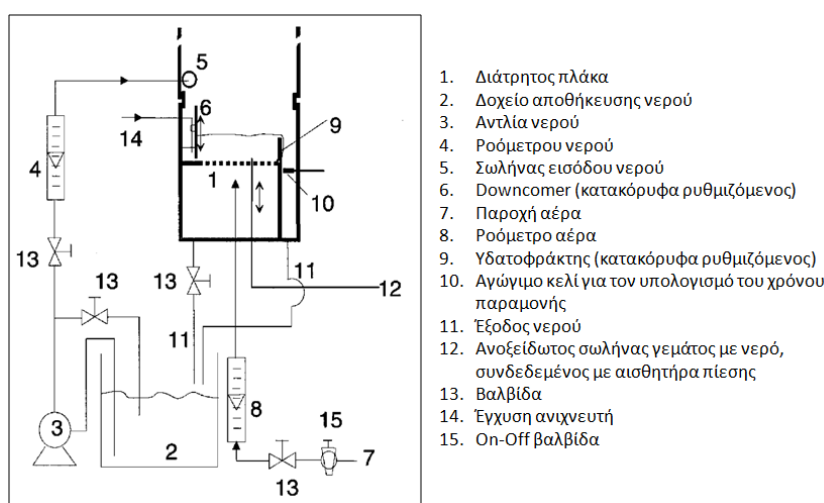
Όπως αναφέραμε προηγουμένως η πειραματική διαδικασία γίνεται σε σύστημα νερού-αέρα. Η παρούσα υπόθεση είναι αρκετή για την προκαταρκτική μελέτη των ρεολογικών χαρακτηριστικών της διφασικής ροής μέσα σε μία διάτρητη βαθμίδα. Αυτό αποτελεί την πρώτη πρόκληση του εγχειρήματος αυτής της διπλωματικής. Δηλαδή η μελέτη της επίδρασης των τριών κύριων προδιαγραφών της βαθμίδας (παροχές υγρής και αέριας φάσης και ύψος υδατοφράκτη) στην λειτουργία μίας διάτρητης βαθμίδας. Όπως αναφέραμε σε προηγούμενο κεφάλαιο ο εσφαλμένος σχεδιασμός των συγκεκριμένων προδιαγραφών μπορούν να οδηγήσουν σε συνθήκες μη λειτουργούσας βαθμίδας. Η δεύτερη πρόκληση αυτής της εργασίας είναι η ανάπτυξη ενός αναλυτικού (robust) CFD μοντέλου, με τη χρήση του Υπολογιστικού Προγράμματος Phoenics, για τον προσδιορισμό των παραμέτρων της διφασικής ροής με σκοπό την καλύτερη δυνατή προσέγγιση των πειραματικών αποτελεσμάτων που αντλούνται από την βιβλιογραφία, όσον αφορά τη λειτουργία της συγκεκριμένης πειραματικής διάταξης.

1.3.2. Πειραματική Διάταξη

Όπως αναφέραμε παραπάνω μία βαθμίδα αρχικά μπορεί να έχει είτε ορθογώνιο είτε κυλινδρικό σχήμα. Στη δική μας περίπτωση θα μας απασχολήσει μία σειρά πειραματικών αποτελεσμάτων [1], πάνω στα οποία βασίζονται πολλές ομάδες [2-5] ανάπτυξης τέτοιων υπολογιστικών μοντέλων, τα οποία θεωρούνται αξιόπιστα και αρκετά καλά

προσαρμοσμένα στη λειτουργία βιομηχανικού επιπέδου βαθμίδων. Η πειραματική διάταξη αναπτύχθηκε από τους Krishna και Ellenberger¹ και αποτελεί μία απλοποιημένη μορφή, χωρίς αυτό όμως να σημαίνει ότι ξεφεύγει από τα όρια των πραγματικών βαθμίδων, ικανή ώστε να μελετήσουμε την επίδραση των κύριων σχεδιαστικών προδιαγραφών, όπως αναφέρθηκαν παραπάνω, στη λειτουργία της βαθμίδας.

Στο ακόλουθο Σχήμα 10 παρουσιάζεται η πειραματική διάταξη με το αντίστοιχο υπόμνημα για κάθε τμήμα του εξοπλισμού που χρησιμοποιείται.



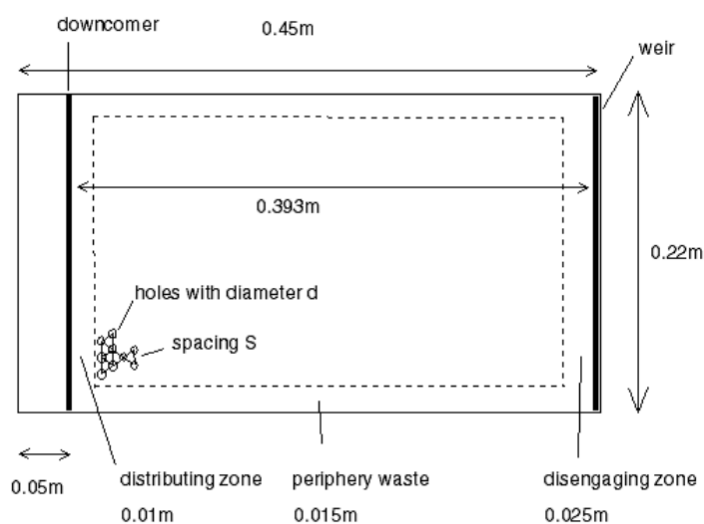
Σχήμα 10: Αναλυτική περιγραφή (και υπόμνημα) της πειραματικής διάταξης των Krishna και Ellenberger¹

Αναλυτικότερα, όπως φαίνεται από το Σχήμα 10, στη διάταξη γίνεται χρήση βαθμίδας ορθογώνιου σχήματος αντί κυλινδρικού. Πρέπει να πούμε ότι για μικρής κλίμακας διατάξεις τέτοιου τύπου δεν αναπτύσσονται, σε εμφανή βαθμό, φαινόμενα συσσώρευσης υλικών στα εσωτερικά σημεία των γωνιών έτσι ώστε να μπορούν να αποτελέσουν ανασταλτικό παράγοντα για τη διεκπεραίωση του φαινομένου.

Η ορθογώνια διάτρητη βαθμίδα, η οποία είναι κατασκευασμένη από πολυακρυλονιτρίλιο πάχους 10mm, έχει εγκάρσια διατομή 0.22m x 0.53m και συνολικό ύψος 1.25m.

Το κυρίως μέρος αποτελείται από τον downcomer (6), τον φράκτη (9) και τη διάτρητη βάση της βαθμίδας (13). Πάνω από τον downcomer είναι τοποθετημένος χαλυβδοσωλήνας 1mm, ο οποίος επικοινωνεί μέσω ενός πλαστικού σωλήνα με σύριγγα για παλμική είσοδο ιχνηθέτη (15). Ακριβώς κάτω από τον φράκτη (9) είναι τοποθετημένος συλλέκτης ιχνηθέτη

για την ανίχνευσή του. Ο φράκτης μπορεί να μετακινείται και να αλλάζει ύψος από 0.01m έως 0.1m. Ένα βαθμονομημένο ροόμετρο (8) χρησιμοποιείται για να ελέγχει τη ροή της αέριας φάσης (7), η οποία τροφοδοτείται στη διάτρητη βαθμίδα μέσω ενός χαλκοσωλήνα 0.025m. Τα περιθώρια της επιφανειακής ταχύτητας του αερίου είναι 0 έως 1.2 m/s. Το υγρό της δεξαμενής (2) τροφοδοτείται στο downcomer (6) μέσω φυγόκεντρου αντλίας. Η ροή της υγρής φάσης ελέγχεται από βαθμονομημένο ροόμετρο υγρών συστατικών (4). Οι οριακές παροχές που δοκιμάζονται είναι από 0 έως 0.0012 m³/s/m (παροχή υγρού ανά μήκος υδατοφράκτη. Η οριζόντια απόσταση μεταξύ του downcomer και του φράκτη είναι 0.39m. Ο διάτρητος δίσκος (13) είναι τοποθετημένος σε απόσταση 0.31m πάνω από τη βάση το δοχείου και είναι διάτρητος στη βάση του μεταξύ του downcomer εισόδου και του downcomer εξόδου (δηλαδή τον φράκτη) με οπές διαμέτρου 3, 4 και 5 χιλιοστών και ίσων αποστάσεων μεταξύ των κέντρων των οπών. Μία κάτοψη της διάτρητης βάσης παρουσιάζεται στο Σχήμα 11. Για κάθε τύπο διαμέτρου έχουμε και διαφορετική βάση η οποία προσαρμόζεται κάθε φορά ανά περίπτωση μελέτης. Επομένως υπάρχουν τρεις τύποι βαθμίδων, μία για κάθε διάμετρο.



Σχήμα 11: Διαστάσεις και σχήμα τοποθέτησης οπών στη βάση της διάτρητης βαθμίδας της πειραματικής διάταξης των Krishna και Ellenberger¹

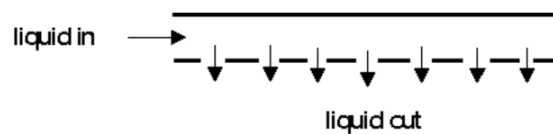
Επίσης θέλοντας να διατηρείται σταθερή η ενεργός επιφάνεια των οπών ($\sum(E_{\text{οπών}})/E_{\text{tot}}$) χρησιμοποιείται διαφορετικός αριθμός οπών σε κάθε τύπο βαθμίδας. Στον πίνακα 1 παρουσιάζονται τα χαρακτηριστικά κάθε τύπου βαθμίδας.

Πίνακας 1: Διαφορετικοί τύποι βαθμίδων που χρησιμοποιήθηκαν στην πειραματική διάταξη

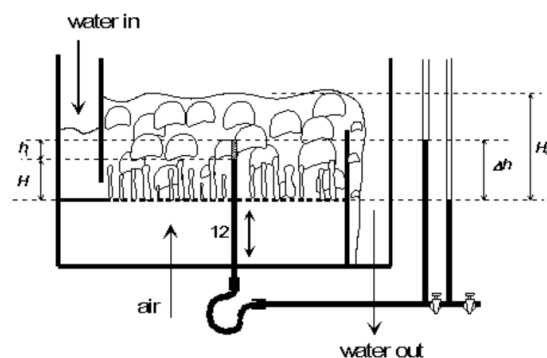
| hole diameter d (m) | pitch S (m) | number of holes | fractional hole area |
|---------------------|-------------|-----------------|----------------------|
| 0.003 | 0.0010 | 799 | 0.0653 |
| 0.004 | 0.0014 | 435 | 0.0632 |
| 0.005 | 0.0018 | 276 | 0.0627 |

Η είσοδος της υγρής τροφοδοσίας πραγματοποιείται από σωλήνα διαμέτρου 15mm, ο οποίος είναι τοποθετημένος πάνω από τον downcomer και κατανέμει το υγρό ομοιόμορφα πάνω από τον downcomer μέσω των 7 ίσων αποστάσεων οπών διαμέτρου 2mm, όπως φαίνεται στο Σχήμα 12.

Τέλος, ένας ανοξείδωτος, συμπληρωμένος με υγρό, σωλήνας (12), ο οποίος μετατοπίζεται κατακόρυφα, επικοινωνεί με αισθητήρα πίεσης ώστε να είναι μετράται η πίεση του υγρού στην ενεργό περιοχή πάνω από τον σωλήνα. Από τις μετρήσεις αυτές είναι εφικτός ο υπολογισμός του υγρού holdup (Σχήμα 13).

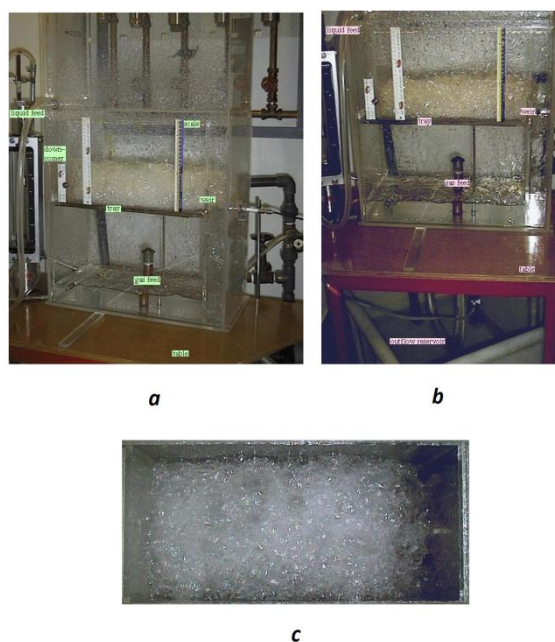


Σχήμα 12



Σχήμα 13: Σχηματική αναπαράσταση του συστήματος μέτρησης της πίεσης σε διάφορα σημεία της ενεργού περιοχής

Για να υπολογίσουμε το υγρό holdup ύψους H , ο σωλήνας εισέρχεται σε απόσταση H μέσα στο σύστημα. Το ύψος καθαρού υγρού (Clear Liquid Height) πάνω από ύψος H είναι ίσο με $h_l = \Delta h - H$. Το ύψος της διεσπαρμένης υγρής φάσης (παρασυρμένο μίγμα υγρής-αέριας φάσης λόγω ανοδικής εκπομπής αερίου από κάτω) πάνω από το ύψος H υπολογίζεται από το διεσπαρμένο ύψος H_d και H : $\Delta H = H_d - H$. Έτσι το liquid holdup μπορεί να υπολογιστεί από την ολοκλήρωση του Clear Liquid Height ως προς H : $\epsilon_{l,local} = \frac{\partial h_l}{\partial H}$. Φωτογραφίες της διάταξης που χρησιμοποιήθηκε παρουσιάζονται στο Σχήμα 14 από διάφορες όψεις.



Σχήμα 14: Διάφορες όψεις της πειραματικής διάταξης των Krishna και Ellenberger

1.3.3. Σχεδιασμός Πειραμάτων και Αποτελέσματα

Στην διάταξη της βιβλιογραφίας, όπως παρουσιάστηκε παραπάνω, διεξήχθησαν πειράματα για διαφορετικές συνθήκες λειτουργίας της βαθμίδας. Οι τρεις κύριες μεταβλητές των πειραμάτων είναι η ταχύτητα εισόδου του αέρα, η παροχή νερού και το ύψος του υδατοφράκτη. Συγκεκριμένα πραγματοποιήθηκαν πειράματα σε εύρος ταχυτήτων εισόδου αέρα από 0.5 έως 1.2 m/s. Η παροχή νερού, υπολογισμένη ανά μήκος φράκτη – Q_L/W , κυμαίνεται από $4 \cdot 10^{-4}$ έως $12 \cdot 10^{-4}$ m³ s⁻¹ m⁻¹, ενώ τα ύψη υδατοφράκτη που μελετήθηκαν είναι 60, 80, 90 και 100 mm.

Το κύριο μέγεθος που μετρήθηκε από την πειραματική διαδικασία είναι το Liquid Hold-Up (LHU) και κατά συνέπεια το Καθαρό ύψος της υγρής φάσης (Clear Liquid Height - CLH). Για κάθε περίπτωση των συνθηκών που μελετήθηκαν, μετρήθηκαν το Liquid Hold-Up (LHU) και έτσι προκύπτουν τα ακόλουθα διαγράμματα του LHU και CLH συναρτήσει της ταχύτητας εισόδου του αέρα, της υγρής παροχής και του ύψους του υδατοφράκτη. Ένα ακόμα μέγεθος που θα αναφερθεί στη συνέχεια είναι το ύψος διασποράς του νερού και αναφέρεται στο ύψος της οριζόντιας εγκάρσια διατομής της ενεργού περιοχής, μετρημένο από τον πυθμένα της διάτρητης βαθμίδας, στο οποίο ο μέσος όρος του LHU πέφτει κάτω από το 10%. Το CLH προσδιορίζεται πολλαπλασιάζοντας το συνολικό μέσο LHU με το ύψος του συστήματος. Το μέσο LHU υπολογίζεται διαιρώντας το CLH με το ύψος διασποράς του νερού. Έτσι προκύπτουν οι παρακάτω μετρήσεις.

Όπως φαίνεται από τα παρακάτω διαγράμματα (Σχήματα 15-17) βλέπουμε ότι το Καθαρό ύψος του νερού αυξάνεται όσο αυξάνεται η παροχή του νερού και το ύψος του υδατοφράκτη. Αυτό είναι απολύτως λογικό αφού και στις δύο περιπτώσεις αυξάνεται η ποσότητα του παραμένου υγρού στην ενεργό περιοχή. Αντίθετα, βλέπουμε ότι το καθαρό ύψος μειώνεται με την αύξηση της ταχύτητας εισόδου του αέρα, φαινόμενο το οποίο είναι λογικό αφού με αύξηση της ταχύτητας αυξάνεται και η παροχή του αέρα, άρα περισσότερος αέρας καταλαμβάνει το χώρο στο εσωτερικό της βαθμίδας μειώνοντας έτσι τον χρόνο και χώρο παραμονής του νερού και μειώνοντας συνεπακόλουθα το Liquid Hold-Up και το καθαρό ύψος του υγρού.

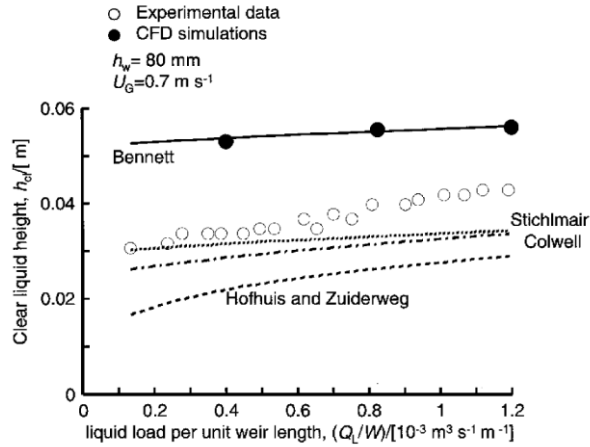
Παρόλα αυτά, αυτό που έχει τη μεγαλύτερη σημασία στα ακόλουθα διαγράμματα (Σχήματα 15-17) είναι ο προσδιορισμός της ποσότητας του νερού στο εσωτερικό της βαθμίδας γεγονός που συνυφαίνεται με τη διφασική ροή και τον χρόνο παραμονής κάθε φάσης στο εσωτερικό της βαθμίδας. Πιο συγκεκριμένα, θέλοντας να δημιουργήσουμε μία θεωρητική σύνδεση των πειραμάτων με τα υπολογιστικά αποτελέσματα μπορούμε να πούμε το εξής. Ανάλογα με τον τρόπο που προσδιορίζονται οι παράμετροι του Υπολογιστικού Μοντέλου έχουμε και διαφορετική ποιοτική και ποσοτική περιγραφή των αλληλεπιδράσεων των δύο φάσεων, ιδιαίτερα όσον αφορά την επίδραση των ταχυτήτων της κάθε φάσης από την άλλη. Το γεγονός αυτό έχει πρωτεύον αντίκτυπο στην επιτάχυνση ή επιβράδυνση της κάθε φάσης και προφανώς στον χρόνο παραμονής τους, και δευτερεύον ρόλο στις ροϊκές γραμμές που ακολουθούν. Έτσι λοιπόν, το Liquid Hold-Up και το καθαρό ύψος του νερού

αποτελούν ικανοποιητικά πρωταρχικά μεγέθη για την προσέγγιση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων με τα πειραματικά.

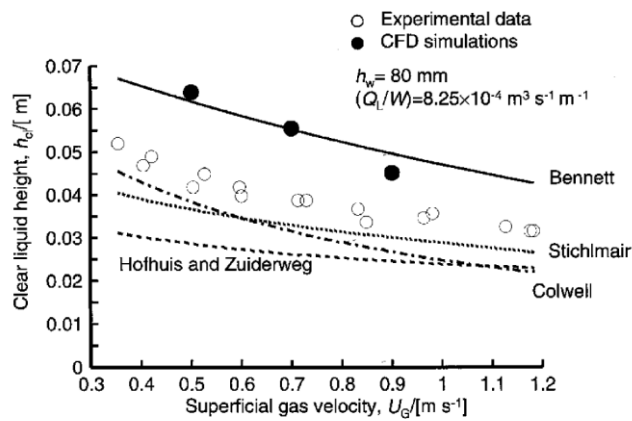
Στα Σχήματα 15-17, παρατηρούμε τόσο τα πειραματικά δεδομένα, όσο και τις συσχετίσεις των διαφόρων ομάδων [2-5] που προσπάθησαν να προσομοιώσουν τη παρούσα πειραματική διαδικασία. Αυτό που παρατηρούμε είναι ότι έχουμε αρκετά διαφορετικές προσεγγίσεις από κάθε μοντέλο. Έχουμε τόσο υποεκτιμήσεις όσο και υπερεκτιμήσεις της τάξης $\pm 30-40\%$ για τις πειραματικές μετρήσεις του καθαρού ύψους του νερού. Πιο συγκεκριμένα, όσον αφορά το βασικό πείραμα της ομάδας των Krishna και Ellenberger¹ με συνθήκες $U_g = 0.7$ m/s επιφανειακή ταχύτητα αέρα, $QL/W = 8.25 \cdot 10^{-4}$ m³ s⁻¹ m⁻¹ παροχή νερού ανά μήκος υδατοφράκτη και $h_w = 80$ mm ύψος υδατοφράκτη παρατηρούνται οι εξής αποκλίσεις ανά ομάδα που μελέτησε την συγκεκριμένη πειραματική διάταξη διάτρητης βαθμίδας. Όταν αλλάζει η τιμή μίας παραμέτρου σε κάθε πειραματική περίπτωση οι υπόλοιπες παράμετροι παραμένουν σταθερές. Οι τιμές για το CLH από τις υπολογιστικές προσομοιώσεις προκύπτουν από τους μέσους όρους του συνολικού Liquid Hold-Up εντός του υπολογιστικού χώρου και σε ένα ικανοποιητικό χρονικό διάστημα στο οποίο θεωρείται η απόκτηση μόνιμων συνθηκών.

Το πειραματικό CLH, για το βασικό πείραμα, είναι ίσο με 0.039 m, ενώ οι μεγαλύτερες αποκλίσεις των υπολογιστικών μοντέλων είναι της τάξης του -44% (0.056 m) και +33% (0.026 m) από τις ομάδες των Bennet² και Hofhuis⁵, αντίστοιχα, ενώ καλύτερες προσεγγίσεις είναι της τάξης του +18% (0.032 m) και +21% (0.031 m) που παρατηρούνται από τους Stichlmair³ και Colwell⁴, αντίστοιχα. Εντούτοις, πρέπει να σημειωθεί ότι διάφορες προσμίξεις και ιχνηθέτες στην επιφάνεια του νερού μπορεί να επηρεάζουν σημαντικά τα πειραματικά αποτελέσματα.

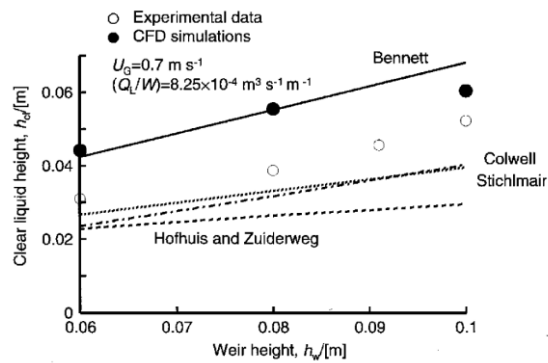
Οι αποκλίσεις κατά τον Bennet και του υπολογιστικού μοντέλου των Krishna και Ellenberger¹ (της χρησιμοποιούμενης βιβλιογραφίας) μπορούν να δικαιολογηθούν από το γεγονός ότι αγνοήθηκε η παρουσία προσμίξεων. Σε αντίθετη περίπτωση το Holdup του αέρα θα είχε αυξηθεί με ταυτόχρονη μείωση του καθαρού ύψους του υγρού. Όσον αφορά τις εντονότερες αποκλίσεις των υπολοίπων ομάδων, μία διαφορετική σχέση για την προσέγγιση της ταχύτητας ολίσθησης (slip velocity) και στο μοντέλο για την διεπιφανειακή αλληλεπίδραση των δύο φάσεων θα έδινε καλύτερη προσέγγιση με τα πειραματικά αποτελέσματα.



Σχήμα 15: Διάγραμμα ύψους Καθαρού Υγρού για διάφορες παροχές νερού προς μήκος υδατοφράκτη



Σχήμα 16 : Διάγραμμα ύψους Καθαρού Υγρού για διάφορες επιφανειακές ταχύτητες αέρα



Σχήμα 17: Διάγραμμα ύψους Καθαρού Υγρού για διάφορα ύψη του υδατοφράκτη της βαθμίδας

1.4. ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ

1.4.1. Μαθηματικό Μοντέλο Προσέγγισης Διφασικής Ροής (Euler-Euler)

Στην προσέγγιση Euler-Euler, παρακολουθείται η κινητική κατάσταση του πεδίου, σε κάποια θέση, χωρίς ουσιαστικά να ενδιαφέρει ποιο στοιχείο του ρευστού κατέχει τη θέση αυτή, σε κάθε χρονική στιγμή t . Η σωματιδιακή φάση θεωρείται συνεχής, υπό την προϋπόθεση ότι η συγκέντρωση αυτής υπερβαίνει μία ελάχιστη τιμή. Με αυτήν την θεώρηση το πεδίο ροής των φυσαλίδων υπολογίζεται όπως το πεδίο ροής του ρευστού. Συγκεκριμένα, οι εξισώσεις συνεχείας και ορμής επιλύονται και για τις δύο φάσεις, ενώ το μοντέλο τύρβης που χρησιμοποιείται τροποποιείται κατάλληλα προκειμένου να ληφθεί υπόψη η διαμόρφωση της τύρβης από την αέρια φάση. Σε μία τυπική προσέγγιση διφασικής ροής υγρού-αερίου, οι δύο φάσεις θεωρούνται δύο συνεχή μέσα, τα οποία αλληλοδιεισδύονται και κατανέμονται σε κάθε σημείο του χώρου βάσει μίας συγκέντρωσης κατ' όγκο της κάθε φάσης (κλάσμα κενού, R_i) (Φούντη, 2005).

Έτσι έχουμε: $R_1 + R_2 = 1$, όπου με 1 και 2 αριθμούνται οι δύο φάσεις, αέρια και υγρή, αντίστοιχα, όσον αφορά τη περίπτωση της παρούσας διπλωματικής εργασίας.

Τα φαινόμενα πολυφασικής ροής μπορούν να προσομοιωθούν στο χρησιμοποιούμενο λογισμικό PHOENICS με τέσσερις διαφορετικούς τρόπους [38]:

1. Συνεχή μέσα που το ένα διεισδύει στο άλλο σε κάθε σημείο του υπολογιστικού χωρίου θεωρώντας ξεχωριστές ιδιότητες (ταχύτητα, θερμοκρασία, πυκνότητα, κλάσμα όγκου κτλ) για κάθε φάση (μοντέλο IPSA).
2. Πολλαπλά αλληλοδιεισδύοντα συνεχή μέσα τα οποία έχουν τις ίδιες ιδιότητες (μοντέλο Algebraic-Slip).
3. Συνεχή μέσα μη-αλληλοδιαπερνώντα που χωρίζονται από μια ελεύθερη επιφάνεια (HOL, SEM και Particle-on-Surface).
4. Σωματιδιακή φάση για την οποία οι τροχιές των σωματιδίων υπολογίζονται καθώς κινούνται μέσα από συνεχές ρευστό (Lagrangian).

Για την αντιμετώπιση του παρόντος προβλήματος επιλέχθηκε η πρώτη μέθοδος επειδή η αέρια φάση είναι αρκετά πυκνή ώστε να θεωρηθεί συνεχής και ότι διεισδύει στην υγρή

δημιουργώντας μία ενιαία δομή των δύο φάσεων, χωρίς ανταλλαγή υλικού μεταξύ τους, όπου η κίνηση της μίας επηρεάζει την κίνηση της άλλης. Η μέθοδος IPSA (Inter-Phase-Slip-Algorithm) συνεπάγεται την επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes για κάθε φάση. Ο αλγόριθμος προσέγγισης κατά Euler και για τις δύο φάσεις ακολουθεί την πορεία που περιγράφεται παρακάτω:

1. Εκτίμηση των τιμών όλων των μεταβλητών.
2. Επίλυση των εξισώσεων συνεχείας και για τις δύο φάσεις, προκειμένου να υπολογιστούν τα κλάσματα όγκου.
3. Επίλυση των εξισώσεων διατήρησης ορμής, με στόχο τον υπολογισμό των πεδίων ταχυτήτων των δύο φάσεων.
4. Με βάση τα παραπάνω υπολογίζονται οι συντελεστές της εξίσωσης διόρθωσης της πίεσης, η οποία και επιλύεται ακολούθως.
5. Λαμβάνει χώρα διόρθωση του πεδίου πίεσης και ταχυτήτων.
6. Επιστροφή στο Βήμα (2) με νέες τιμές των μεταβλητών.
7. Επανάληψη των Βημάτων (2 έως 6) μέχρι την επίτευξη της σύγκλισης.

Για την κατάστρωση των μερικών διαφορικών εξισώσεων γίνονται οι παρακάτω παραδοχές:

1. Μη μόνιμη ροή
2. Τρισδιάστατη γεωμετρία και ροή
3. Η υγρή φάση προσομοιώνεται ως νερό στους 20 °C
4. Η αέρια φάση προσομοιώνεται ως αέρας στους 20 °C και 1 atm

Οι διαφορικές εξισώσεις που περιγράφουν την εξίσωση συνέχειας, ορμής, ενέργειας και διατήρησης των συστατικών μπορούν να εκφραστούν μέσα από τη Γενικευμένη Αρχή Διατήρησης:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \text{div}(\rho\vec{u}\phi + \Gamma\phi * \text{grad}(\phi)) = S\phi$$

Όπου ο πρώτος όρος ο μεταβατικός όρος (ρυθμός αύξησης της ποσότητας ϕ), ο δεύτερος ο όρος συναγωγής (καθαρός ρυθμός εκροής της ϕ), ο τρίτος ο όρος διάχυσης (ρυθμός αύξησης της ϕ λόγω διάχυσης και ο τελευταίος ο όρος πηγής (ρυθμός αύξησης της ϕ λόγω πηγών).

Γ συντελεστής Γφ είναι ο συντελεστής μεταφοράς για την ποσότητα φ. Έτσι, ανάλογα με την τιμή της ποσότητας φ έχουμε και την αντίστοιχη διαφορική εξίσωση όπως φαίνεται παρακάτω:

- Για φ=1, προκύπτει η εξίσωση συνεχείας.
- Για φ=u, προκύπτει η εξίσωση διατήρησης ορμής.
- Για φ=h, προκύπτει η εξίσωση διατήρησης Ενέργειας.
- Για φ=Yi, προκύπτει η εξίσωση διατήρησης των συστατικών.

Η εξίσωση συνεχείας περιγράφεται από την παρακάτω εξίσωση και περιέχει τα κλάσματα όγκου για κάθε φάση που λαμβάνει μέρος στο μελετώμενο φαινόμενο.

$$\frac{d(R_i r_i)}{dt} + \text{div}(R_i r_i V_i - G_{ri} \text{grad}(R_i)) = \rho_{ji}$$

όπου,

$$\text{Sum}(f_i) = 1$$

και όπου,

R_i = κλάσμα όγκου της φάσης i [m^3/m^3]

r_i = πυκνότητα της φάσης i [kg/m^3]

V_i = διάνυσμα ταχύτητας της φάσης i [m/s]

G_{ri} = συντελεστής διάχυσης της φάσης i [Ns/m^2]

ρ_{ij} = καθαρό ποσοστό μάζας που εισέρχεται στη φάση i από τη φάση j [$\text{kg}/\text{m}^3 \text{ s}$]

Οι εξισώσεις διατήρησης για κάθε μεταβλητή, f_i , της φάσης i, διαμορφώνονται ως εξής:

$$\frac{d(R_i r_i f_i)}{dt} + \text{div}(R_i r_i V_i f_i - r_i G_{fi} \text{grad}(f_i) - f_i G_r \text{grad}(r_i)) = S_i + S_{ip}$$

Όπου,

R_i = κλάσμα όγκου της φάσης i [m^3/m^3]

r_i = πυκνότητα της φάσης i [kg/m^3]

V_i = διάνυσμα ταχύτητας της φάσης i [m/s]

G_{fj} = συντελεστής εσωτερικής διάχυσης [Ns/m^2]

G_{rj} = συντελεστής διάχυσης της φάσης j [Ns/m^2]

S_i = ογκομετρικές πηγές εντός φάσης [$\text{kg } X_i / (\text{m}^3 \text{s})$]

S_{ip} = ογκομετρικές πηγές μεταξύ φάσεων [$\text{kg } X_i / (\text{m}^3 \text{s})$]

Ο πρώτος όρος αντιστοιχεί στον μεταβατικό όρο (transient), ο δεύτερος στον όρο συναγωγής, ο τρίτος στον όρο διάχυσης εσωτερικά, αλλά και μεταξύ των φάσεων. Οι όροι στο δεύτερο μέλος είναι οι όροι πηγής. Οι εσωτερικοί όροι διάχυσης αντιπροσωπεύουν τη μοριακή και τυρβώδη ανάμιξη εντός της φάσης. Ο όρος διάχυσης αντιπροσωπεύει τη μεταφορά της f που επέφερε η τυρβώδης διασπορά της φάσης.

Οι ολικόι συντελεστές Gf_j και Gr_j αποτελούν στην ουσία το άθροισμα της στρωτής και τυρβώδης μεταφοράς της μεταβλητής f και του κλάσματος όγκου κάθε φάσης j .

Έτσι έχουμε:

$Gf_j = \rho_j (enul / Prt_f + enut / Prt_f)$ και αντίστοιχα

$Gr_j = \rho_j (enul / Prt_R + enut / Prt_R)$

όπου $enul$ και $enut$, το στρωτό και τυρβώδες κινηματικό ιξώδες, αντίστοιχα και Prt ο αριθμός Prandl για την βαθμωτή μεταβλητή f και R , αντίστοιχα.

Τέλος, οι συντελεστές πηγών S_i και S_{ip} , περιγράφονται αντίστοιχα:

$S_i = -R_i \text{div} \rho + \rho_i R_i g$ (για την πίεση και την επιτάχυνση της βαρύτητας)

$S_{ip} = -FIP (u_i - u_j)$ (τον συντελεστή μεταφοράς ορμής από τη μία φάση στην άλλη), όπου:

$FIP =$ ο συντελεστής αναφοράς για τη μεταφορά ορμής από τη μία φάση στην άλλη (αναλυτικές πληροφορίες για αυτόν τον συντελεστή δίνονται σε επόμενο κεφάλαιο).

1.4.2. Μοντέλο Τύρβης [17,18]

Στο διφασικό μοντέλο IPSA του Phoenics, που χρησιμοποιήθηκε για την ανάπτυξη του υπολογιστικού μοντέλου και την επίλυσή του, οι τυρβώδεις τάσεις στις εξισώσεις ορμής περιγράφονται από το μοντέλο του Boussinesq. Το τυρβώδες ιξώδες υπολογίζεται από το μοντέλο τύρβης που είναι ενσωματωμένο στον Phoenics υπό την προϋπόθεση ότι η τύρβη αποτελεί κύριο χαρακτηριστικό της πρώτης φάσης (όπως θα την ορίσουμε στο μοντέλο μας), ενώ το ιξώδες ιδιότητα που αναφέρεται και στις δύο φάσεις.

Οι εξισώσεις μεταφοράς όλων των μεταβλητών, εκτός από τα κλάσματα όγκου, περιέχουν όρους διάχυσης οι οποίοι αντιπροσωπεύουν την μοριακή και τυρβώδη ανάμιξη των δύο φάσεων. Επίσης όλες οι εξισώσεις μεταφοράς περιέχουν όρους διάχυσης που προέρχονται από την εμφάνιση αυτών των όρων στις εξισώσεις των κλασμάτων όγκου. Αυτοί οι όροι αντιπροσωπεύουν την τυρβώδη μεταφορά των φάσεων βάσει συσχετίσεων μεταξύ των διακυμάνσεων των ταχυτήτων και των κλασμάτων όγκου. Σε περιπτώσεις διφασικών ροών όπου η μία φάση διακρίνεται εντόνως ως μη συνεχής και διεσπαρμένη φάση, όπως σε περιπτώσεις στερεών σωματιδίων ή μικρών διακριτών φυσαλίδων, επιλέγονται ως η 2^η – δευτερεύουσα φάση στην επίλυση των εξισώσεων. Παράλληλα, η άλλη φάση κύρια και συνεχής που φέρει την διεσπαρμένη 2^η φάση, ορίζεται ως πρώτη στην επίλυση των εξισώσεων. Για μη διεσπαρμένες ροές υγρού-αερίου ή υγρού/υγρού, μπορούμε να ορίσουμε σαν 1^η φάση αυτήν που παίζει κυρίαρχο ρόλο στην ανάπτυξη της τυρβώδους κατάστασης στο σύστημα. Στη δική μας περίπτωση, όπου η φάση του νερού θα μπορούσε να θεωρηθεί κύρια και συνεχής και θα μπορούσε να οριστεί ως 1^η, δεν ισχύει αυτή η υπόθεση.

Η «βίαιη» είσοδος και ροή της αέριας φάσης ($14000 < Re < 43000$) και η ομαλότερη είσοδος και ροή της υγρής ($400 < Re < 2500$) στο σύστημα καθιστούν την αέρια φάση κινητήριο μοχλό για την ανάπτυξη έντονης τύρβης συμπαρασύροντας μάλιστα την υγρή σε πολλά σημεία του χώρου με ταχύτητα έως και 12 φορές μεγαλύτερη. Έτσι σε αυτό το πλαίσιο ορίζουμε στις εξισώσεις μας ως πρώτη φάση της αέρια και δεύτερη την υγρή.

Εντούτοις, θα μπορούσαμε να αναιρέσουμε αυτή μας την υπόθεση εάν επιλέγαμε να ορίσουμε την αέρια φάση ως 2^η φάση και την υγρή 1^η φάση. Αυτή η περίπτωση, εάν και φαίνεται λογικά η σωστή, θα οδηγούσε σε εσφαλμένους υπολογισμούς αφού η τυρβώδης κατάσταση θα υπολογιζόταν με γνώμονα την υγρή φάση η οποία όμως, εάν κινούταν μόνη της στο σύστημα, θα είχε σχεδόν στρωτή ροή. Η περίπτωση αυτή, όπως θα σχολιαστεί και σε επόμενο κεφάλαιο, εξετάστηκε στην παρούσα διπλωματική και τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται όντως επιβεβαιώνουν το σφάλμα αυτής της υπόθεσης.

Έτσι λοιπόν, καθίσταται αναγκαία, στην μελέτη του συγκεκριμένου διφασικού μίγματος, η υπόθεση της πλούσιας αέριας και τυρβώδους φάσης ως 1^η στο σύστημα των εξισώσεων για την τύρβη, ενώ η υγρή και ομαλότερης ροής φάση ως 2^η. Να σημειώσουμε ότι το μοντέλο

τύρβης επιλύεται στο PHOENICS μόνο για την 1^η φάση και αυτό δικαιολογεί το γεγονός ότι αυτή η θέση ανήκει στην αέρια.

Δεδομένου ότι η τύρβη θεωρείται ιδιότητα της πρώτης φάσης τα μοντέλα των εξισώσεων μεταφοράς για την τυρβώδη κινητική ενέργεια k και του ρυθμού διασποράς της κινητικής ενέργειας ε, επιλύονται μόνο για τη φάση αυτή. Στη συνέχεια παρουσιάζεται το μοντέλο k-ε, κατάλληλα τροποποιημένο ώστε να περιγράφει το πρόβλημα που εξετάζεται.

Εξισώσεις διατήρησης της κινητικής ενέργειας της τύρβης k:

$$\frac{\partial(\rho_1 * R_1 * k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 * R_1 * u_{1i} * k)}{\partial x_i} = \rho_1 * R_1 * (Pk - \varepsilon) + \frac{\partial(\rho_1 * R_1 * (\nu\mu + \frac{\nu\mu}{\sigma k}) * \frac{\partial k}{\partial x_i})}{\partial x_i} + \frac{\partial(\rho_1 * (\frac{\nu\mu}{PTR(R_1)}) * k * \frac{\partial(R_1)}{\partial x_i})}{\partial x_i}$$

Εξίσωση διατήρησης του ρυθμού διάχυσης ε της κινητικής ενέργειας της τύρβης k:

$$\frac{\partial(\rho_1 * R_1 * \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 * R_1 * u_{1i} * \varepsilon)}{\partial x_i} = (\rho_1 * R_1 * \frac{\varepsilon}{k}) * (c_1 * Pk - c_2 * \varepsilon) + \frac{\partial(\rho_1 * R_1 * (\nu\mu + \frac{\nu\mu}{\sigma\varepsilon}) * \frac{\partial\varepsilon}{\partial x_i})}{\partial x_i} + \frac{\partial(\rho_1 * (\frac{\nu\mu}{PTR(R_1)}) * \varepsilon * \frac{\partial(R_1)}{\partial x_i})}{\partial x_i}$$

Όπου,

i, j = οι δείκτες που δηλώνουν τις τρεις κύριες κατευθύνσεις της ροής (κατά x, y και z).

u_{1i} = η συνιστώσα της ταχύτητας της 1^{ης} φάσης κατά την i κατεύθυνση

ρ₁ = η πυκνότητα της 1^{ης} φάσης

Ο τρόπος υπολογισμού του Drag Coefficient C_d καθορίζεται από το μοντέλο που θα επιλέξουμε και σχολιάζεται αναλυτικά στο κεφάλαιο "Μοντέλο διφασικής αλληλεπίδρασης". Το τυρβώδες ιξώδες υπολογίζεται από την σχέση:

$$\nu\mu = C\mu * \frac{k^2}{\varepsilon}$$

$$Pk = \nu\mu * \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) * \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$$

$$\varepsilon = Cd \frac{k^{3/2}}{L_{mix}}$$

Πίνακας 2: Σταθερές k-ε μοντέλου τύρβης

| $C\mu$ | σ_k | σ_ε | c_1 | c_2 | PRT(R1) |
|--------|------------|----------------------|-------|-------|---------|
| 0,009 | 1 | 1,314 | 1,44 | 1,92 | 1 |

1.4.3. Οριακές συνθήκες μοντέλου

Για τις συνιστώσες της ταχύτητας επιβάλλεται η συνθήκη μη ολίσθησης και μη διείδυσης. Τα τοιχώματα θεωρούνται ότι είναι αδιαβατικά και σταθερά, δηλαδή δεν έχουμε απώλειες θερμότητας από αυτά και δεν κινούνται.

Τέτοιες οριακές συνθήκες, Dirichlet ($u=0, v=0, w=0, k=0$ και $\varepsilon=0$) απαιτούν αρκετά πυκνά πλέγματα ώστε να καθίσταται δυνατή η αριθμητική επίλυση των πεδίων. Για το λόγω αυτό οι οριακές συνθήκες κοντά στον τοίχο περιγράφονται από τις συναρτήσεις τοίχου (Launder and Spalding, 1974¹⁹). Αυτές οι συναρτήσεις σχετίζουν τις συνθήκες τοίχου (π.χ. διατμητικές τάσεις στον τοίχο) με τις τιμές των εξαρτημένων μεταβλητών στον κόμβο του γειτονικού κελιού. Για τον κόμβο αυτό γίνεται η θεώρηση ότι δε βρίσκεται στο υπόστρωμα της τυρβώδους ροής, αλλά στην περιοχή όπου η ροή είναι τυρβώδης. Με την προσέγγιση αυτή, οι υπολογισμοί δε γίνονται έως τον τοίχο, ενώ αποφεύγεται ο υπολογισμός της επίδρασης των ιξωδών χαρακτηριστικών στο μοντέλο τύρβης.

Οι βασικές κατηγορίες συναρτήσεων τοίχου είναι (Launder and Spalding, 1974¹⁹).

1. Λογαριθμικές συναρτήσεις τοίχου ισορροπίας
2. Λογαριθμικές συναρτήσεις τοίχου μη-ισορροπίας

Στην παρούσα εργασία γίνεται χρήση των συναρτήσεων τοίχου της πρώτης κατηγορίας, οι οποίες περιγράφονται στη συνέχεια. Οι συναρτήσεις τοίχου ισορροπίας είναι κατάλληλες για οριακό στρώμα σε συνθήκες μη-ολίσθησης.

$$u^+ = \frac{U_r}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln(E y^+)$$

$$k = \frac{(u^*)^2}{C_\mu^{0.5}}$$

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{0.75} k^{1.5}}{ky}$$

όπου

$$u^* \text{ η ταχύτητα τριβής, } u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

U_r η απόλυτη τιμή της παράλληλης συνιστώσας της ταχύτητας στον πρώτο κόμβο μετά τον τοίχο.

y η απόσταση του πρώτου κόμβου από τον τοίχο

y^+ η αδιάστατη ακτινική απόσταση από τον τοίχο,

$$y^+ = \frac{u^+ y}{\nu}$$

C_μ η σταθερά ίση με 0,09 στο μοντέλο k-ε.

κ η σταθερά Von Karman, ίση με 0,41

E ο παράγοντας τραχύτητας (8,6 για λείες επιφάνειες)

Η σχέση $u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ αποτελεί το λογαριθμικό νόμο του τοίχου και πρέπει να χρησιμοποιείται

στην περιοχή $30 < y^+ < 130$. Η οριακή συνθήκη για το k υποθέτει ότι έχουμε τοπική ισορροπία ροής και για το λόγο αυτό είναι ακατάλληλη για ροές στις οποίες η διάχυση της κινητικής ενέργειας κοντά στον τοίχο είναι σημαντική.

Η συνάρτηση τοίχου εισάγεται στην εξίσωση διατήρησης της ορμής με την μορφή του όρου παραγωγής.

$$S_{mon} = \rho s \text{ abs}(U_r)(U_w - U)$$

Όπου,

ρ η πυκνότητα του ρευστού

s ο παράγοντας τριβής

U_w η τιμή της ταχύτητας στον τοίχο

U η τιμή της ταχύτητας μέσα στο κελί

U_r η απόλυτη τιμή της παράλληλης συνιστώσας της ταχύτητας στον πρώτο κόμβο μετά τον τοίχο

Ο παράγοντας τριβής δίνεται από τη σχέση:

$$s = \max(s_{turb}, s_{lam})$$
$$s_{lam} = \frac{1}{Re}$$
$$s_{turb} = \left(\frac{\kappa}{\ln(E Re \sqrt{s_{turb}})} \right)^2$$
$$Re = \frac{U_r y}{\nu}$$

όπου,

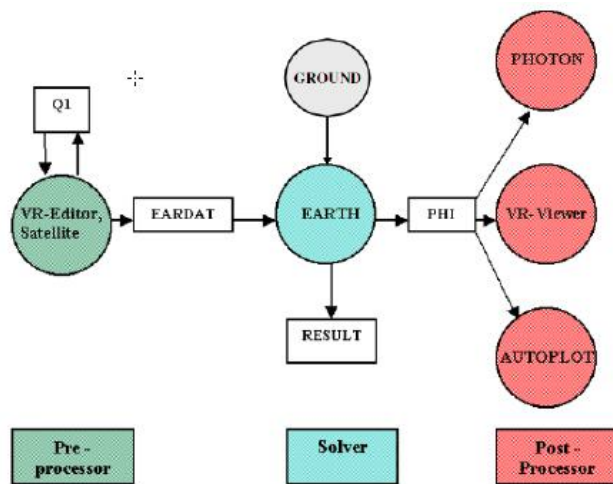
Pm η συνάρτηση αντίστασης του υποστρώματος για λείο τοίχο

Pr_t, Pr_b ο αριθμός Prandtl για στρωτή και τυρβώδη ροή, αντίστοιχα

1.4.4. Λογισμικό Υπολογιστικής προσομοίωσης PHOENICS [38]

Για την επίλυση του προβλήματος γίνεται χρήση του λογισμικού PHOENICS – Parabolic Hyperbolic or Elliptic Numerical Integration Code Series.

Η βασική δομή του χρησιμοποιούμενου λογισμικού φαίνεται στο Σχήμα 18. Η περιγραφή του προβλήματος εισάγεται στο λογισμικό, μέσω ενός αρχείου q1.txt, η συγγραφή του οποίου βασίζεται στη γλώσσα προγραμματισμού Fortran.



Σχήμα 18: Σχηματική αναπαράσταση της λειτουργίας υπολογιστικού κώδικα PHOENICS

Η ακολουθία των βημάτων που ακολουθείται από τον χρήστη παρουσιάζεται στο Σχήμα 19.



Σχήμα 19: Διαδικασία προσομοίωσης (Ξενίδου 2010⁴⁰)

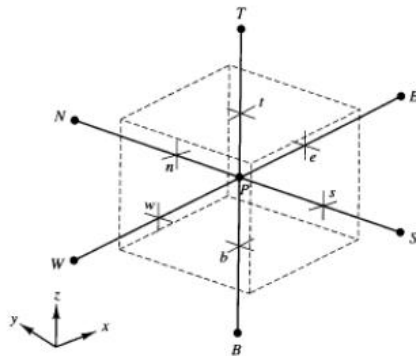
Ο κώδικας SATELLITE, μετά την επεξεργασία των εισαγόμενων δεδομένων, παράγει το αρχείο δεδομένων EARDAT (pre-processing) το οποίο διαβάζεται από τον κώδικα EARTH. Το πρόγραμμα EARTH (Solving) εκτελεί τους υπολογισμούς και δημιουργεί ένα αρχείο εξόδου (result), το οποίο μπορεί να διαβάσει ο χρήστης. Δημιουργείται, επίσης, ένα αρχείο αποτελεσμάτων PHI, το οποίο διαβάζεται από τον κώδικα PHOTON, VR Viewer και Autoplot (post-processing) ή τον EARTH όταν ξεκινά μία νέα σειρά υπολογισμών. Στο αρχείο PHI περιλαμβάνονται όλες εκείνες οι πληροφορίες, γεωμετρία και αποτελέσματα των μεταβλητών, για την τελική μελέτη των αποτελεσμάτων.

1.4.4.1. Μέθοδος πεπερασμένων όγκων ελέγχου

Οι εξισώσεις που παρουσιάστηκαν σε προηγούμενο κεφάλαιο επιλύονται σε ορθογώνιο πλέγμα με την μέθοδο των πεπερασμένων όγκων ελέγχου, η οποία περιλαμβάνει τρία στάδια:

1. Ολοκλήρωση των εξισώσεων διατήρησης του ρευστού πάνω σε όλους τους πεπερασμένους όγκους ελέγχου του χωρίου επίλυσης.
2. Η διακριτοποίηση περιλαμβάνει την αντικατάσταση των διαφόρων όρων της ολοκληρωτικής εξίσωσης με προσεγγίσεις πεπερασμένων διαφορών
3. Επίλυση των αλγεβρικών εξισώσεων με χρήση επαναληπτικής μεθόδου.

Οι διαφορικές εξισώσεις, λοιπόν, ολοκληρώθηκαν σε ένα στοιχειώδη όγκο ελέγχου (υπολογιστικό κελί), το οποίο περιλαμβάνει κάθε κόμβο του πλέγματος (Σχήμα 20).



Σχήμα 20: Υπολογιστικό κελί τριών διαστάσεων και οι γειτονικοί του κόμβοι (Versteeg & Malalasekera, 1996²⁰)

Η ολοκλήρωση σε ένα στοιχειώδη όγκο ελέγχου εκφράζεται σύμφωνα με το θεώρημα Gauss, ενώ το επιφανειακό ολοκλήρωμα προσεγγίζεται από το θεώρημα μέσης τιμής στο μέσο κάθε έδρας. Εφαρμόζοντας στη συνέχεια, ένα σχήμα διαφορών για τον υπολογισμό των επιφανειακών ροών, η αρχική διαφορική εξίσωση μετατρέπεται στην ακόλουθη:

$$(A_p - S_p)\Phi_p = A_E\Phi_E + A_W\Phi_W + A_N\Phi_N + A_S\Phi_S + S_U$$

Όπου,

$$A_p = A_E + A_W + A_N + A_S$$

Οι συντελεστές A_i της γενικής εξίσωσης μεταφοράς περιέχουν τους όρους μεταφοράς και διάχυσης της εξαρτημένης μεταβλητής ϕ . Στη γενική περίπτωση ο όρος πηγής S_ϕ είναι συνάρτηση της εξαρτημένης μεταβλητής ϕ . Έτσι, για το χειρισμό του, στην προηγούμενη εξίσωση ήταν απαραίτητη η γραμμικοποίηση του, σύμφωνα με τη σχέση:

$$S_\phi = S_U + S_P \Phi_P$$

Επαναλαμβάνοντας τη διαδικασία αυτή για όλους τους όγκους ελέγχου, προκύπτει ένα σύστημα αλγεβρικών εξισώσεων με αγνώστους τις τιμές της εξαρτημένης μεταβλητής στους βασικούς κόμβους του πλέγματος. Για την επίλυση του χρησιμοποιείται η μέθοδος Jacobi για τις συνιστώσες της ταχύτητας u , v και w και η μέθοδος του τρι-διαγώνιου πίνακα (TDMA) για όλες τις άλλες μεταβλητές.

1.4.4.2. Σχήμα διαφόρισης

Ο τρόπος με τον οποίο προσεγγίζονται αριθμητικά οι συντελεστές A_i της εξίσωσης διαφορικής εξίσωσης $(A_p - S_p)\Phi_p = A_E\Phi_E + A_W\Phi_W + A_N\Phi_N + A_S\Phi_S + S_U$ αντιστοιχεί στο σχήμα διαφορών που χρησιμοποιείται (ανάτη, κατάντη, κεντρική διαφόριση κλπ). Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιείται το ανάτη σχήμα διαφόρισης πρώτης τάξης (First Order Upwind – FOU). Σύμφωνα με αυτό, η τιμή της μεταβλητής ϕ στο όριο ισούται με την τιμή του ανάτη κόμβου:

$$\Phi_e = \begin{cases} \Phi_p, u_e > 0 \\ \Phi_E, u_e < 0 \end{cases}$$

Το σχήμα των ανάτη διαφορών έχει επικριθεί αλλά είναι μόνο η πύκνωση του ίδιου του πλέγματος που μπορεί να εντοπίσει την ψευδή διάχυση η οποία μπορεί να σχετίζεται από τα διάφορα σχήματα (Markatos & Pericleous, 1984²¹). Για το λόγο αυτό δόθηκε ιδιαίτερη προσοχή στην ανεξαρτησία της λύσης από το πλέγμα, όπως περιγράφεται αναλυτικά στο αντίστοιχο κεφάλαιο για την ανεξαρτησία του πλέγματος.

1.4.4.3. Αλγόριθμοι SIMPLE και SIMPLEST

Για την εφαρμογή του αλγορίθμου SIMPLE των Patankar και Spalding (1972)¹⁹, χρησιμοποιείται η ιδέα του μετατοπισμένου πλέγματος, στο οποίο διαφέρουν οι υπολογιστικοί όγκοι για τις συνιστώσες της ταχύτητας u, v και w και για την πίεση. Συγκεκριμένα, θεωρείται ότι οι αντίστοιχοι όγκοι για τις u, v και w προκύπτουν από τα μέσα των εδρών του πλέγματος.

Για την επίλυση μίας ορισμένης μεταβλητής ϕ , απαιτείται μία εξίσωση όπου η ϕ να είναι ανεξάρτητη μεταβλητή. Οι u, v και w ικανοποιούν αυτήν την απαίτηση μέσω των εξισώσεων ορμής. Για την πίεση όμως δεν υπάρχει τέτοια εξίσωση. Υπάρχει μία επιπλέον εξίσωση, η εξίσωση συνεχείας, στην οποία όμως η πίεση δεν εμφανίζεται (Μαρκάτος & Ασημακόπουλος, 1996⁴²). Για το λόγο αυτό χρησιμοποιείται ο αλγόριθμος SIMPLEST, ο οποίος στηρίζεται στην εκτίμηση ενός πεδίου πίεσης P^* και στη διόρθωση αυτού μέχρι οι ταχύτητες που προκύπτουν να ικανοποιούν την εξίσωση συνεχείας και τις εξισώσεις ορμής.

Τα βήματα του αλγορίθμου είναι:

1. Εκτίμηση πεδίου πίεσης P^*
2. Επίλυση εξισώσεων ορμής για (u^*, v^* και w^*)
3. Επίλυση εξίσωσης διορθωμένης πίεσης
4. Υπολογισμός νέου πεδίου πίεσης από $P = P^* + P'$
5. Διόρθωση ταχυτήτων από τη σχέση: $uw = u'w + DU (P'w - P'P)$
6. Επίλυση της εξίσωσης θερμότητας και λοιπών βαθμωτών μεγεθών (όσα έχουν επιλεχθεί ότι μας ενδιαφέρουν για την μελέτη του εκάστοτε φαινομένου – εδώ π.χ. δεν επιλύεται η εξίσωση θερμότητας)
7. Επιστροφή στο Βήμα 1, θέσε $P^* = P$ και επανέλαβε μέχρι να επιτευχθεί σύγκλιση.

Ο αλγόριθμος SIMPLEST ακολουθείται για τις εξισώσεις ορμής. Η σημαντικότερη διαφορά μεταξύ αυτού και του ευρέως διαδεδομένου αλγορίθμου SIMPLE είναι ότι στον πρώτο οι συντελεστές της ορμής στο πεπερασμένο χωρίο περιλαμβάνουν μόνο συνεισφορές διάχυσης, οι όροι μεταφοράς προσθέτονται στο γραμμικοποιημένο όρο πηγής των εξισώσεων. Αυτό συνεπάγεται ότι απουσία διάχυσης, οι εξισώσεις ορμής επιλύονται με τη μέθοδο Jacobi σημείο προς σημείο, αντίθετα με τις δημοφιλείς μεθόδους ταυτόχρονης επίλυσης γραμμή προς γραμμή. Αυτή η ανάμικτη πρακτική (χρήση επίλυσης Jacobi για τους

όρους μεταφοράς και χρήση επίλυσης γραμμή προς γραμμή για τους όρους διάχυσης) έχει βρεθεί ότι επιταχύνει σημαντικά τη σύγκλιση (Markatos & Pericleous, 1984²¹).

1.4.4.4. Υποχαλάρωση και Κριτήρια σύγκλισης

Η μη γραμμικότητα των εξισώσεων μεταφοράς οδηγεί πολλές φορές σε απόκλιση της επαναληπτικής διαδικασίας, όταν οι αρχικές υποθετικές τιμές των μεταβλητών απέχουν σημαντικά από την τελική λύση. Σε αυτήν την περίπτωση η σύγκλιση εξασφαλίζεται με την εφαρμογή των συντελεστών υποχαλάρωσης. Υποθέτοντας ότι η λύση της βασικής

εξίσωσης: $(A_p - S_p)\Phi_p = A_E\Phi_E + A_w\Phi_w + A_N\Phi_N + A_S\Phi_S + S_U$ είναι η Φ_n και η τιμή της Φ στην αμέσως προηγούμενη επανάληψη ήταν η Φ_{n-1} , τότε ως νέα λύση στην τρέχουσα επανάληψη λαμβάνεται η:

$$\Phi_n = \omega \Phi_n + (1 - \omega)\Phi_{n-1}$$

όπου ω ο συντελεστής υποχαλάρωσης ($0 < \omega < 1$).

Η παραπάνω σχέση εφαρμόζεται πριν από τη λύση της βασικής εξίσωσης αντικαθιστώντας ως εξής:

$$A_p = A_p / \omega$$

$$S_\Phi = S_\Phi + (1 - \omega)A_p \Phi_{n-1}$$

Η πρώτη από τις εξισώσεις εξασφαλίζει πολλές φορές και την δυνατότητα επίλυσης του συστήματος των εξισώσεων καθώς ισχυροποιεί τη διαγώνιο, αφού $0 < \omega < 1$. Όσο μικρότερες είναι οι τιμές του ω τόσο πιο αργή είναι η σύγκλιση, καθώς Φ_n εξαρτάται από τη Φ_{n-1} . Εντούτοις, μικρές τιμές του ω εξασφαλίζουν σύγκλιση. Επομένως στην ουσία πληρώνουμε σε χρόνο επίλυσης την δυνατότητα το σύστημα των εξισώσεων να μπορεί να δώσει λύση. Ο συντελεστής υποχαλάρωσης μπορεί να είναι διαφορετικός για κάθε μεταβλητή. Ειδικά για την επίλυση της διορθωτικής εξίσωσης της πίεσης δεν έχει έννοια η εφαρμογή της προηγούμενων εξισώσεων αφού οι νέες πιέσεις προκύπτουν από την άμεση εφαρμογή της εξίσωσης υποχαλάρωσης.

$$P_n = \omega P_n + (1 - \omega)P_{n-1}$$

Ως λύση που έχει συγκλίνει ορίστηκε αυτή που για όλες τις εξαρτημένες μεταβλητές ισχύει το κριτήριο:

$$\max |\varphi^{n+1} - \varphi^n| \leq 10^{-3}$$

μεταξύ των επαναλήψεων n και n+1. Σε γενικές γραμμές τα κριτήρια σύγκλισης συνοψίζονται στα εξής:

$$\frac{\text{Υπόλοιπα Εξισώσεων}}{RESREF} < 1$$

1. Σταθεροποίηση σε πολύ πυκνά πλέγματα
2. Σταθεροποίηση των τιμών των μεταβλητών επίλυσης σε προεπιλεγμένο σημείο του πεδίου επίλυσης
3. “Κλείσιμο” συνολικών ισοζυγίων
4. Ρεαλιστική λύση

Ο επόμενος πίνακας παρουσιάζει τα υπόλοιπα αναφοράς που χρησιμοποιήθηκαν για κάθε εξεταζόμενη μεταβλητή:

Πίνακας 3: Σχέσεις υπολογισμού υπολοίπων αναφοράς για το κριτήριο σύγκλισης της επίλυσης

| Μεταβλητή | Υπολογισμός Υπολοίπων |
|-----------|---------------------------|
| P1 | $\rho_1 * U_1 * A^2$ |
| U1 | $\rho_1 * U_1^2 * A^2$ |
| U2 | $\rho_2 * U_2^2 * A^2$ |
| V1 | $\rho_1 * V_1^2 * A^2$ |
| V2 | $\rho_2 * V_2^2 * A^2$ |
| W1 | $\rho_1 * W_1^2 * A^2$ |
| W2 | $\rho_2 * W_2^2 * A^2$ |
| R1 | $\rho_1 * U_1 * A^2$ |
| R2 | $\rho_2 * U_2 * A^2$ |
| KE | $\rho_1 * U_1 * KE * A^2$ |
| EP | $\rho_1 * U_1 * EP * A^2$ |

Για βελτίωση της σύγκλισης του προβλήματος χρησιμοποιήθηκε υποχαλάρωση ψευδούς χρονικού βήματος (False dt under-relaxation, FALSDT) ή γραμμική υποχαλάρωση (Linear under-relaxation, LINRLX). Οι τιμές κυμαίνονται από 0.001 έως 1.000 ανάλογα με τη

μεταβλητή. Οι συντελεστές υποχαλάρωσης που χρησιμοποιήθηκαν παρουσιάζονται στον πίνακα που ακολουθεί και αναφέρονται στην κύρια περίπτωση μελέτης κατά τη διάρκεια αυτής της διπλωματικής εργασίας.

Πίνακας 4: Χρησιμοποιούμενοι Συντελεστές Υποχαλάρωσης

| Μεταβλητή | Τύπος χαλάρωσης | Συντελεστής Υποχαλάρωσης |
|-----------|-----------------|--------------------------|
| P1 | LINRLX | 0,9 |
| U1 | FALSDT | 0,9 |
| U2 | FALSDT | 0,9 |
| V1 | FALSDT | 0,9 |
| V2 | FALSDT | 0,9 |
| W1 | FALSDT | 0,9 |
| W2 | FALSDT | 0,9 |
| R1 | LINRLX | 0,9 |
| R2 | LINRLX | 0,9 |
| KE | LINRLX | 0,9 |
| EP | LINRLX | 0,9 |

2. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

2.1. Παραμετρική ανάλυση μαθηματικού μοντέλου

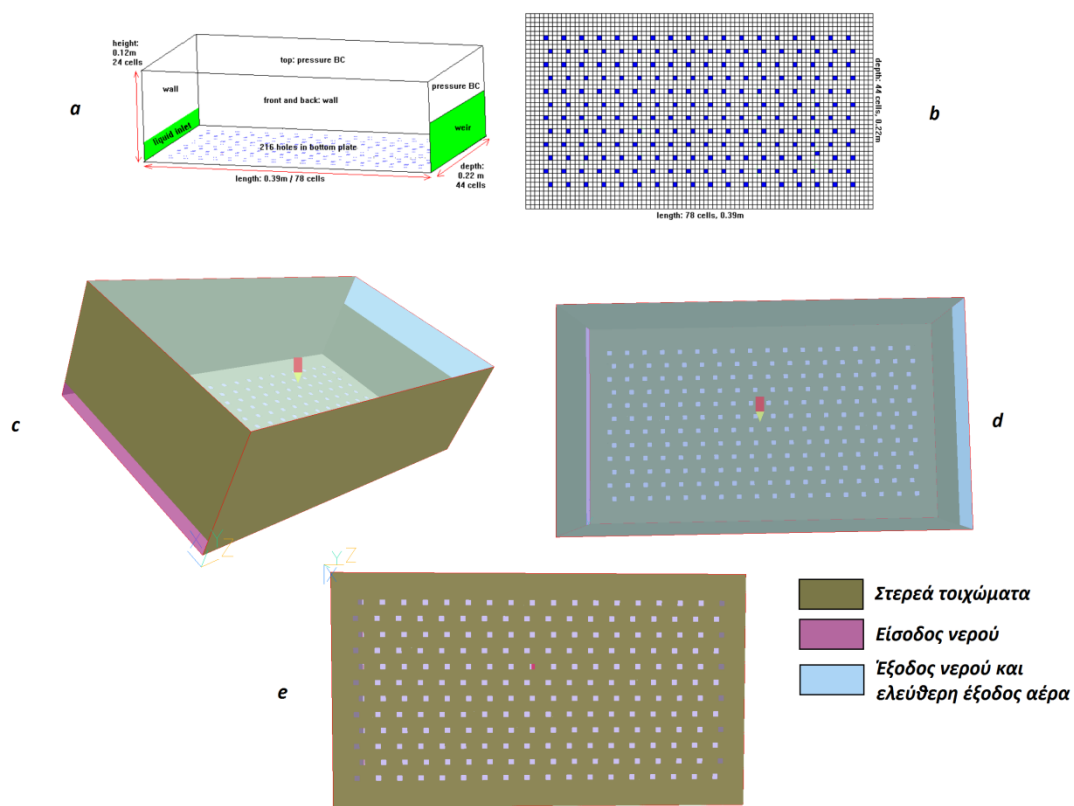
Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, τα τρία βασικά χαρακτηριστικά του φαινομένου, που αποτελούν κύριες προϋποθέσεις για τον σχεδιασμό του μαθηματικού μοντέλου είναι η μη μόνιμη ροή, στον τρισδιάστατο χώρο, του διφασικού μίγματος νερού-αέρα. Έτσι λοιπόν, τα τρία αυτά χαρακτηριστικά ως προς τον χρόνο, τον χώρο και την αλληλεπίδραση των δύο φάσεων αποτελούν καίριες υποθέσεις όσον αφορά την διακριτοποίηση και επίλυση των μαθηματικών εξισώσεων, που περιγράφηκαν παραπάνω. Σε αυτό το κεφάλαιο λοιπόν περιγράφονται οι ικανές και αναγκαίες υποθέσεις για τον τρόπο διακριτοποίησης του χρόνου και των τριών διαστάσεων του χώρου καθώς επίσης και των παραμέτρων που ρυθμίζουν τον τρόπο αλληλεπίδρασης των δύο φάσεων.

Έτσι λοιπόν, για την επίλυση των εξισώσεων πρέπει αρχικά να οριστούν κατάλληλα το ελάχιστο χρονικό βήμα διαφόρισης όσον αφορά την περιγραφή της μεταβατικής κατάστασης και οι ελάχιστες διαστάσεις των υπολογιστικών κελιών, στις τρεις διαστάσεις, όσον αφορά την μεταβίβαση της πληροφορίας μεταξύ δύο σημείων του χώρου. Για να γίνει αυτό, καθίσταται αναγκαία η μελέτη χρονικής ανεξαρτησίας και ανεξαρτησία του πλέγματος. Στη συνέχεια, γίνεται η μελέτη όσον αφορά τις εξισώσεις και των παραμέτρων τους που καθορίζουν τον τρόπο της διφασικής αλληλεπίδρασης, ενώ τέλος μελετάμε ο χρόνος απόκτησης οιονεί-μόνιμων συνθηκών.

Αρχικά μελετάται η χρονική ανεξαρτησία βάσει της οποίας σε επόμενο επίπεδο θα γίνει η μελέτη ανεξαρτησία του πλέγματος. Από τη βιβλιογραφία μπορούμε να αντλήσουμε έναν πρωταρχικό τρόπο διακριτοποίησης τόσο για τον χρόνο όσο και για τον χώρο. Έτσι λοιπόν, από τη μελέτη των Krishna και Ellenberger¹, που αποτελεί και την βασική βιβλιογραφία-κίνητρο για την παρούσα εργασία, αντλούμε σαν πληροφορίες ένα αρχικό χρονικό βήμα 0.002 sec και υπολογιστικό κελί 0.005 m για την κάθε διάσταση. Από το τελευταίο συμπεραίνεται ότι το πεδίο της ροής είναι δομημένο και ομοιόμορφο. Δηλαδή ο συνολικός υπολογιστικός χώρος είναι διαιρεμένος σε N αριθμό κυβικών κελιών (όπου N προφανώς ακέραιος) διαστάσεων 0.005 m.

Το φαινόμενο είναι μη μόνιμο επομένως εκτός από τον ορισμό του χρονικού βήματος πρέπει να οριστεί και η κατάσταση της πρώτης χρονικής στιγμής καθώς επίσης και η χρονική διάρκεια (οιονεί-μόνιμες συνθήκες) του φαινομένου για την οποία θα επιλυθούν οι εξισώσεις. Έτσι σε αυτό το σημείο θα καθορίσουμε τις οριακές συνθήκες της επίλυσης του μοντέλου.

Στο Σχήμα 21 παρουσιάζεται ο υπολογιστικός χώρος για τον οποίο θα μας απασχολήσει η ροή.



Σχήμα 21: Αναλυτική γεωμετρία του υπολογιστικού χώρου προσομοίωσης

Όπως παρατηρούμε στο Σχήμα 21 λαμβάνουμε μόνο τον χώρο εσωτερικά του downcomer και του υδατοφράκτη, δηλαδή μελετάμε την ενεργό περιοχή της βαθμίδας, εκεί όπου έχουμε την ταυτόχρονη είσοδο και των δύο φάσεων, νερού και αέρα, και την ανάμιξή τους. Η πάνω πλευρά της βαθμίδας, όπως μελετήθηκε και πειραματικά, είναι ελεύθερη προς το περιβάλλον, δηλαδή ο αέρας που έχει διαπεράσει όλο τον όγκο του νερού απομακρύνεται στην ατμόσφαιρα. Οι συνθήκες εισόδου και για τις δύο φάσεις είναι ίδιες με αυτές που μελετήθηκαν και πειραματικά και παρουσιάζονται στο Πίνακα 5.

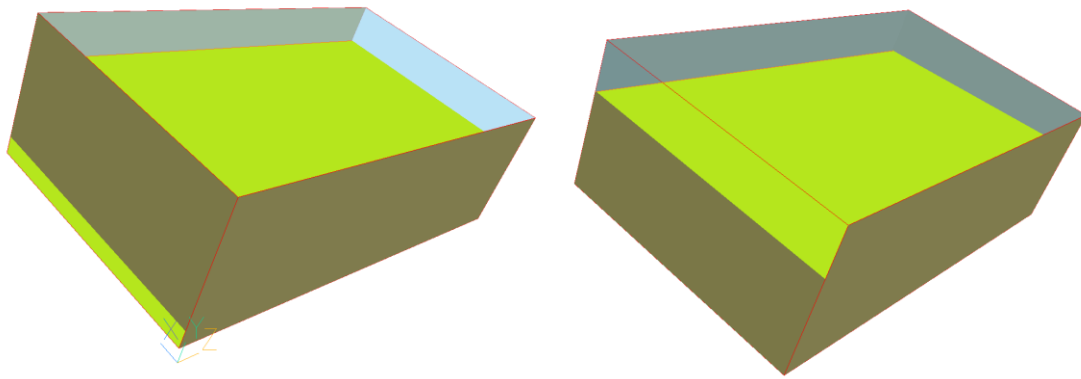
| Μεταβλητές | Μονάδες | Τιμή |
|-------------|------------------|--------|
| a | m | 0,39 |
| b | m | 0,22 |
| c | m | 0,12 |
| d | m | 0,08 |
| e | m | 0,015 |
| f | m | 0,005 |
| Uair | m/s | 0,7 |
| Uliq | m/s | 0,055 |
| Poulet | N/m ² | 101325 |
| Temperature | K | 293,15 |



Πίνακας 5 – Σχήμα 22: Χαρακτηριστικές διαστάσεις γεωμετρίας και Οριακές Συνθήκες

Στον Πίνακα 5 – Σχήμα 22 παρουσιάζονται οι συνθήκες της βασικής περίπτωσης που μελετήθηκε και βάσει της οποίας έγινε η χρονική και πλεγματική ανεξαρτησία και ο καθορισμός του μοντέλου διφασικής αλληλεπίδρασης. Αφού καθοριστεί πλήρως το μοντέλο τότε γίνεται και μελέτη του φαινομένου και για τις άλλες συνθήκες εισόδου οι οποίες μελετήθηκαν και πειραματικά. Πρέπει επίσης να αναφέρουμε ότι οι παροχές του νερού και του αέρα είναι συνεχείς και σταθερές από την χρονική στιγμή $t=0$ sec έως $t=t_{last}$ της επίλυσης.

Είναι ευνόητο ότι εάν οι τρύπες της βαθμίδας είναι κλειστές και είχαμε μόνο εισαγωγή νερού στη βαθμίδα τότε το νερό θα κάλυπτε όλον τον όγκο από τον πυθμένα μέχρι το ύψος του χείλους του υδατοφράκτη από τον οποίο και θα χύνεται προς τα έξω. Έτσι λοιπόν, γίνεται η υπόθεση ότι την χρονική στιγμή $t=0$ sec η βαθμίδα είναι γεμάτη με νερό μέχρι τον υδατοφράκτη, όπως παρουσιάζεται και στο Σχήμα 23.



Σχήμα 23: Περιοχή της γεωμετρίας γεμάτη με καθαρό νερό (Πράσινη περιοχή)

Στιγμιαία, λοιπόν, την χρονική στιγμή $t=0$ sec οι οπές στον πυθμένα της βαθμίδας ανοίγουν και ξεκινά η ταυτόχρονη είσοδος του νερού, από την είσοδο του downcomer, και του αέρα, από τις οπές. Η επίλυση των εξισώσεων επιλύεται για μεγάλο χρονικό διάστημα μέχρις ότου αποκτήσουμε οιονεί-μόνιμη κατάσταση.

Με τον όρο οιονεί-μόνιμη κατάσταση, έτσι όπως ορίζεται και από τους Krishna και Ellenberger¹, έχουμε όταν σταθεροποιηθεί το Liquid Hold-Up (LHU) στο εσωτερικό της ενεργού περιοχής. Συγκεκριμένα, λαμβάνονται ικανοποιητικά μεγάλα χρονικά διαστήματα, της τάξης του ενός δευτερολέπτου, για τον υπολογισμό του LHU σε διάφορες χρονικές στιγμές και επιλέγουμε τη παύση της επίλυσης όταν το ποσοστό της μεταβολής του LHU κανονικοποιημένο στη μονάδα του χρόνο (ανά 1 sec) είναι μικρότερο του 1%.

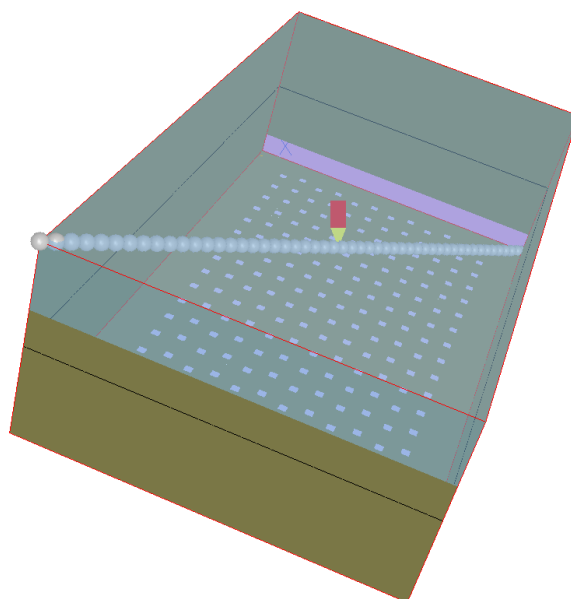
Στο πλαίσιο της μελέτης των Krishna και Ellenberger¹ ο χρόνος οιονεί-μόνιμης κατάστασης υπολογίζεται στα 6 δευτερόλεπτα, χωρίς όμως να αναφέρεται το κριτήριο επιλογής για την σταθεροποίηση του LHU. Στην παρούσα διπλωματική εργασία τη χρονική στιγμή $t=0$ sec θα έχουμε την μέγιστη δυνατή ποσότητα LHU και με την πάροδο του χρόνου αυτή θα μειώνεται αφού θα αντικαθίσταται από τον αέρα. Έτσι λοιπόν, αυτό που περιμένουμε είναι ότι το LHU θα ξεκινάει από την αρχική μέγιστη τιμή του και θα συγκλίνει ασυμπτωτικά στην τιμή της οιονεί-μόνιμης κατάστασης. Προφανώς το σύστημα θα χρειαστεί άπειρο χρόνο για να πιάσει αυτήν την τιμή και συνθήκες ισορροπίας. Για αυτό το λόγο επιλέχθηκε το κριτήριο σύγκλισης στο 1% του χρονικά κανονικοποιημένου ποσοστού μείωσης του LHU σε ικανοποιητικά μεγάλα χρονικά διαστήματα του ενός δευτερολέπτου. Βέβαια, πριν τη διαδικασία προσδιορισμού της οιονεί-μόνιμης κατάστασης, προηγήθηκε η μελέτη χρονικής ανεξαρτησίας, ανεξαρτησίας πλέγματος και διφασικής αλληλεπίδρασης. Για αυτές τις

μελέτες η επίλυση πραγματοποιήθηκε για αρκετά μεγάλη χρονική διάρκεια του φαινομένου (μέχρι 30 sec), για τις οποίες η τιμή του LHU έχει ασυμπτωτικά προσεγγίσει για αρκετά δευτερόλεπτα την τιμή του αντίστοιχου LHU της εκάστοτε επίλυσης, όπως θα επαληθευτεί και στην μελέτη οιονεί-μόνιμων συνθηκών.

2.1.1. Χρονική Ανεξαρτησία

Σε αυτό το σημείο έχοντας σαν δεδομένη τη διαστασιολόγηση των κυβικών κελιών (0.005 m) του δομημένου πεδίου, βάσει τη βιβλιογραφία των Krishna και Ellenberger¹, γίνεται η χρονική ανεξαρτησία για χρονικά βήματα 0,005 sec, 0.0025 sec και 0,00125 sec.

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα διαγράμματα κάθε μεταβλητής (P, R1, R2, u1, u2, v1, v2, w1 και w2, P=pressure, R κλάσματα όγκου, u, v, w οι ταχύτητες κατά x, y, z, αντίστοιχα, για τις φάσεις 1 και 2) ως προς την αντίστοιχη απόσταση πάνω σε μία σταθερή γραμμή του χώρου. Συγκεκριμένα επιλέχθηκε μία από τις διαγώνιους του ορθογωνίου παραλληλεπιπέδου που ξεκινάει από την μία κάτω γωνία (περιοχή εισόδου του νερού) μέχρι την πάνω αντιδιαμετρική γωνία (περιοχή εξόδου του αέρα). Η σταθερή γραμμή πάνω στην οποία λήφθηκαν οι τιμές φαίνεται στο Σχήμα 24.



Σχήμα 24: Διαγώνιος της γεωμετρίας (51 σημείων) για τη λήψη τιμών των μεταβλητών με σκοπό την μελέτη της χρονικής ανεξαρτησίας και της ανεξαρτησίας πλέγματος

Η παρούσα γραμμή επιλέγεται να ξεκινάει από την είσοδο του υγρού, να διασχίζει όλον τον κύριο όγκο της βαθμίδας και να τελειώνει προς την έξοδο του αέρα (και κοντά στην έξοδο του υγρού) ώστε να καλύπτει όσο περισσότερες πληροφορίες είναι δυνατό.

Στη συνέχεια παρουσιάζονται οι τιμές των μεταβλητών για 51 σημεία (ίσων αποστάσεων) πάνω στην διαγώνιο για κάθε χρονικό βήμα που χρησιμοποιήθηκε (0,005, 0,0025 και 0,00125 sec) καθώς επίσης και ο αντίστοιχος πίνακας των αποκλίσεων κάθε μεταβλητής πυκνώνοντας το βήμα του χρόνου.

Η μέθοδος για τον υπολογισμό των αποκλίσεων μεταξύ των χρονικών βημάτων είναι ίδια με αυτή που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό των αποκλίσεων και στην πύκνωση του πλέγματος όσον αφορά το μέγεθος των κελιών. Η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε αντλήθηκε από την βιβλιογραφία [22-25] και η κύρια ανάγκη για την εφαρμογή της προήλθε κυρίως από την δυσκολία διεξαγωγής της ανεξαρτησίας για το πλέγμα, όπως παρουσιάζεται στο επόμενο κεφάλαιο. Έτσι λοιπόν, έγινε χρήση αυτής της μεθόδου και για την χρονική ανεξαρτησία.

Ο Roache [22] πρότεινε τον δείκτη σύγκλησης πλέγματος (grid convergence index – GCI) ώστε να εκτιμήσει ποσοτικά το σφάλμα που προκαλείται κατά την αραιώση ενός πλέγματος για την επίλυση των διαφορικών εξισώσεων. Για την εφαρμογή της μεθόδου χρειάζονται οι τιμές των μεταβλητών που επιλύονται πάνω σε ένα σταθερό γεωμετρικό τόπο σημείων έτσι ώστε να συγκριθούν με αποτελέσματα των μεταβλητών πυκνώνοντας το πλέγμα επίλυσης και ποσοτικοποιώντας με μία τυποποιημένη διαδικασία το σφάλμα που προκαλείται σε αραιότερα πλέγματα. Μία τέτοια περίπτωση είναι και η πύκνωση του χρονικού βήμα επίλυσης του μη μεταβατικού όρου των εξισώσεων συνεχείας και ορμής.

Η σχέση που υπολογίζει τον δείκτη GCI είναι η ακόλουθη:

$$GCI = \frac{3|\varepsilon|}{r^p - 1}$$

Όπου,

$\varepsilon = (\phi_1 - \phi_2) / \phi_2$, η σχετική διαφορά μεταξύ δύο πλεγμάτων (1-αραιότερο, 2-πυκνότερο)
 ϕ_1 και ϕ_2 = οι τιμές των μεταβλητών σε μία συγκεκριμένη θέση για δύο διαφορετικά πλέγματα (1-αραιότερο, 2- πυκνότερο)

$r = H2/H1$, ο τρόπος αλλαγής του βήματος όπου $H1$ και $H2$ το μέγεθος πύκνωσης του πλέγματος (π.χ. $r=2$ για διπλασιασμό του βήματος – χρόνου ή χώρου) και $p = \eta$ τάξη της αριθμητικού σχεδίου (order of numerical scheme)

Από τον παραπάνω τύπο κατανοούμε ότι ο δείκτης GCI αποτελεί στην ουσία την πρόβλεψη της σχετικής διαφοράς πολλαπλασιασμένη με μία σταθερά. Για δεύτερης τάξης numerical scheme, δηλαδή για διπλασιασμό του βήματος επίλυσης ο δείκτης $GCI = |\epsilon|$.

Με τη εφαρμογή λοιπόν του δείκτη GCI για τα σταθερά σημεία της διαγωνίου σε κάθε χρονικό πλέγμα πραγματοποιείται η χρονική ανεξαρτησία. Εντούτοις, ένα πρόβλημα που έχουμε να αντιμετωπίσουμε στον υπολογισμό των αποκλίσεων κάποιων μεταβλητών, όπως οι ταχύτητες, είναι όταν κάποιες τιμές είναι αρκετά μικρές προκαλώντας έτσι μεγάλες και μη αντιπροσωπευτικές αποκλίσεις. Για την αποφυγή αυτού του προβλήματος γίνεται χρήση της κανονικοποιημένης μορφής για τον υπολογισμό της σχετικής διαφοράς ως εξής:

$$\epsilon(i) = \frac{\phi_1(i) - \phi_2(i)}{\frac{1}{n} \sqrt{\sum_{i=1}^n \phi_2(i)^2}}$$

Όπου ο δείκτης i συμβολίζει τον υπολογισμό του σχετικού σφάλματος στο σημείο i και n ο αριθμός των σημείων που επιλέχθηκαν για την μελέτη της ανεξαρτησίας.

Έτσι η τελική σχέση που προκύπτει για τον υπολογισμό του συνολικού σφάλματος μίας μεταβλητής κατά μήκος όλων των σημείων της διαγωνίου είναι η εξής:

$$GCI = \frac{3|\epsilon|}{r^p - 1} = \frac{3}{r^p - 1} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |\epsilon(i)| \Leftrightarrow$$

$$GCI = \frac{3}{r^p - 1} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{|\phi_1(i) - \phi_2(i)|}{\frac{1}{n} \sqrt{\sum_{i=1}^n \phi_2(i)^2}}$$

Εάν λοιπόν, η τιμή του δείκτη GCI μεταξύ δύο συνεχόμενων διαφορετικών πλεγμάτων πέσει κάτω του 10% τότε το πυκνότερο πλέγμα γίνεται αποδεκτό και η πύκνωση μπορεί να διακοπεί σε εκείνο το σημείο.

Για τον υπολογισμό των τιμών r και p ακολουθείται η ακόλουθη διαδικασία. Αρχικά, έχουμε μία σειρά πλεγμάτων με βήμα πύκνωσης $h_1 < h_2 < h_3$ και $r_{21} = h_2/h_1$, $r_{32} = h_3/h_2$. Ο υπολογισμός της τάξης p γίνεται με την ακόλουθη μέθοδο:

$$p = \frac{1}{\ln(r_{21})} |\ln|\varepsilon_{32}/\varepsilon_{21}| + q(p)|$$

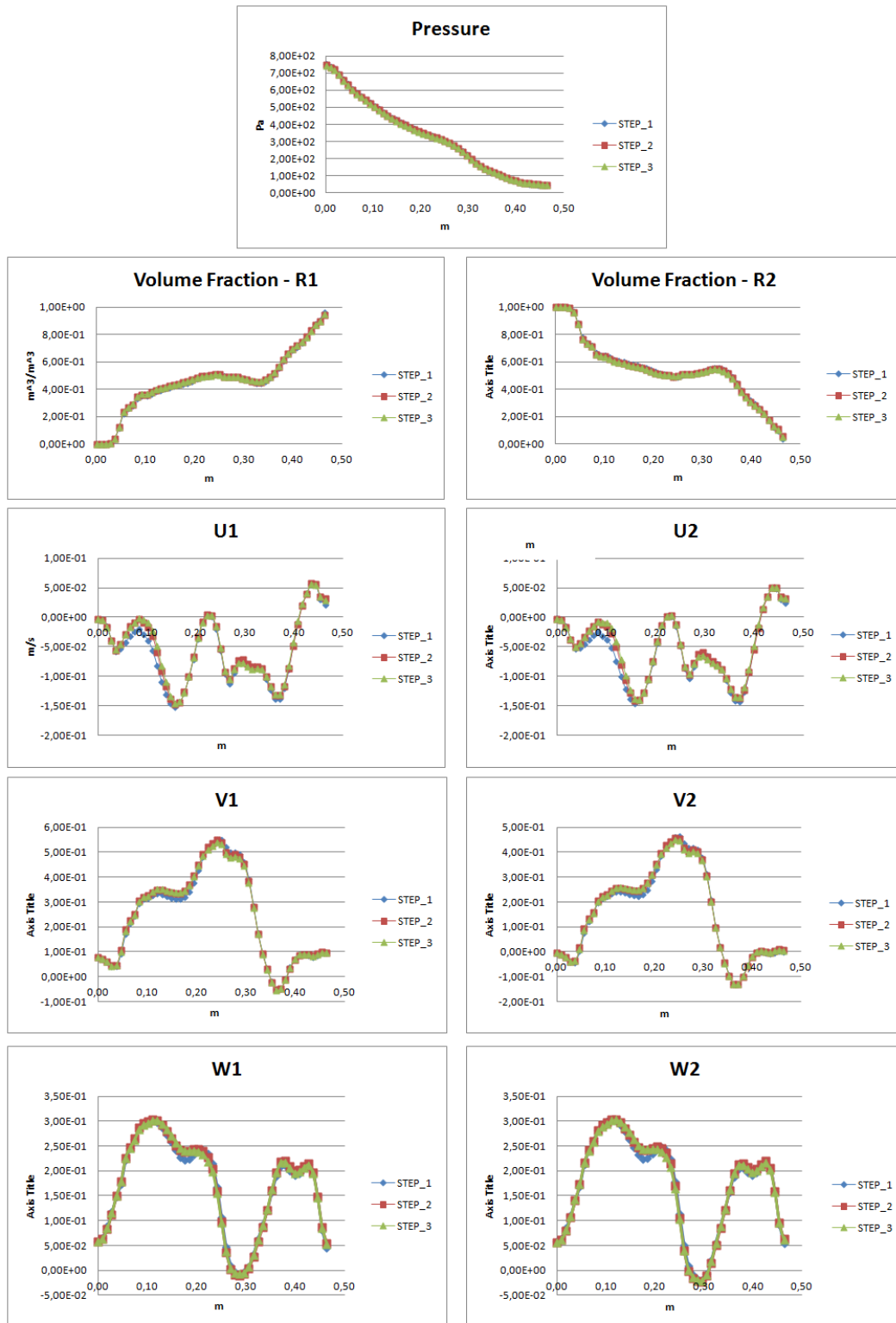
$$q(p) = \ln\left(\frac{r_{21}^p - s}{r_{32}^p - s}\right)$$

$$s = 1 \cdot \text{sgn}(\varepsilon_{32}/\varepsilon_{21})$$

Όπου $\varepsilon_{32} = \phi_3 - \phi_2$, $\varepsilon_{21} = \phi_2 - \phi_1$ και ϕ_i δείχνει την λύση της ϕ μεταβλητής στο i πλέγμα.

Το πολύ μεγάλο πλεονέκτημα αυτής της μεθόδου, σε αντίθεση με τον απλό υπολογισμό του μέσου συνολικού σφάλματος, είναι ότι λαμβάνει υπόψη και ποσοτικοποιεί το βαθμό της πύκνωσης και κανονικοποιεί έτσι το μέσο σχετικό σφάλμα. Αυτή η μέθοδος λοιπόν είναι ιδιαίτερα χρήσιμη σε περιπτώσεις όπου η πύκνωση δεν είναι σταθερή και μάλιστα σε τρισδιάστατα πλέγματα όπου στην ουσία μία διαδικασία διπλασιασμού επιφέρει στη ουσία πύκνωση $2^3 = 8$ -πλασιασμού στο πλέγμα, κάτι το οποίο δεν είναι εύκολα αποδεκτό από πλευρά χρόνου επίλυσης, όπως θα αναφέρουμε στο επόμενο κεφάλαιο. Στην περίπτωση της χρονικής ανεξαρτησίας αυτό δεν είναι πρόβλημα αφού το βήμα πύκνωσης του χρόνου είναι X_2 .

Στο πλαίσιο ανάλυσης της παραπάνω μεθόδου παρουσιάζονται τα διαγράμματα (Σχήμα 25) των μεταβλητών και ο σχετικός πίνακας (Πίνακας 6) με τις τιμές του δείκτη GCI για κάθε μεταβλητή μεταξύ δύο συνεχόμενα πυκνότερων πλεγμάτων.



Σχήμα 25: Διαγράμματα πίεσης, κλασμάτων όγκου και των τριών ταχυτήτων στις τρεις διευθύνσεις για κάθε φάση συναρτήσει της απόστασης πάνω στην διαγώνιο για χρήση τριών διαφορετικών χρονικών βημάτων 0,005 sec (STEP 1), 0.0025 sec (STEP 2) και 0.00125 sec (STEP 3)

Πίνακας 6: Τιμές των δεικτών GCI για κάθε περίπτωση πύκνωσης χρονικού βήματος

| Δείκτες GCI (%) για τις κύριες μεταβλητές σε διαδοχικά χρονικά βήματα | | | | | | | | | | |
|---|----------|------|------|------|------|------|------|------|------|---------|
| Time Step | Pressure | R1 | R2 | U1 | U2 | V1 | V2 | W1 | W2 | Average |
| 1-->2 | 2,92 | 0,80 | 0,69 | 7,66 | 9,21 | 4,33 | 5,56 | 4,76 | 4,40 | 4,48 |
| 2-->3 | 1,81 | 0,25 | 0,22 | 3,08 | 3,52 | 1,69 | 2,07 | 2,32 | 2,01 | 1,88 |

Από τα αποτελέσματα του Πίνακα 6 παρατηρούμε ότι όλες οι τιμές του δείκτη GCI για τα πλέγματα 0.005 sec και 0.0025 sec είναι κάτω του 10% και προφανώς για τα πλέγματα 0.0025 sec και 0.00125 sec ο δείκτης έχει ακόμα χαμηλότερες τιμές. Έτσι λοιπόν. **Καταλήγουμε στη επιλογή του χρονικού βήματος 0.0025 sec** για την διεξαγωγή των υπόλοιπων παραμετρικών μελετών που ακολουθούν στα επόμενα κεφάλαια.

Τέλος, να σημειώσουμε ότι το επιλεχθέν χρονικό βήμα είναι πολύ κοντά και στο βήμα που επιλέχθηκε από την πλευρά της κεντρικής βιβλιογραφίας (Krishna και Ellenberger¹) για την διεξαγωγή των δικών τους υπολογιστικών επιλύσεων του φαινομένου και είναι τα 0.002 sec.

2.1.2. Ανεξαρτησία πλέγματος

Αφού καθορίστηκε το κατάλληλο χρονικό βήμα στο προηγούμενο κεφάλαιο είναι εφικτό να γίνει η ανεξαρτησία του πλέγματος. Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, ο τρισδιάστατος χώρος διακριτοποιήθηκε με χρήση δομημένου πλέγματος.

Είναι σημαντικό σε αυτό το σημείο να αναφέρουμε ότι η μικρότερη διάσταση που παρουσιάζεται στη γεωμετρία του χωρίου είναι το μέγεθος των οπών της βαθμίδας. Συγκεκριμένα, στην προσομοίωση χρησιμοποιήθηκαν τετράγωνα οπές αντί κυκλικών καθώς η υπόθεση αυτή δεν επιφέρει κάποια ιδιαίτερη επίπτωση στα αποτελέσματα της προσομοίωσης λόγω της Eulerian προσέγγισης η οποία χρησιμοποιείται και για τις δύο φάσεις (Krishna και Ellenberger¹). Η συγκεκριμένη γεωμετρία που επιλέξαμε θα επέφερε επιπτώσεις στα αποτελέσματα στην περίπτωση όπου θα χρησιμοποιούσαμε τη μέθοδο Volume Of Fluid (VOF), η οποία χρησιμοποιείται για την εκ των προτέρων πρόβλεψη της ρευστοδυναμικής των φυσαλίδων (Krishna and van Baten²⁶).

Έτσι λοιπόν, βασιζόμενοι στη μικρότερη διάσταση της γεωμετρίας του χώρου (οπές 0.005 m) και θέλοντας το/α κελί/α να βρίσκονται στο εσωτερικό των οπών και όχι το αντίστροφο, η μέγιστη απόσταση από όπου ξεκινάει η ανεξαρτησία του πλέγματος είναι 0.005 m. Το αντίστροφο, δηλαδή πλευρά μεγαλύτερη των 0.005 m θα είχε σαν αποτέλεσμα οι οπές να βρίσκονται εντός του κελιού με αποτέλεσμα να χάνουμε στην ακρίβεια της περιγραφής της εισόδου του αέρα κατά την μεταφορά της πληροφορίας από το κέντρο του κελιού προς τα κέντρα των πλευρών του.

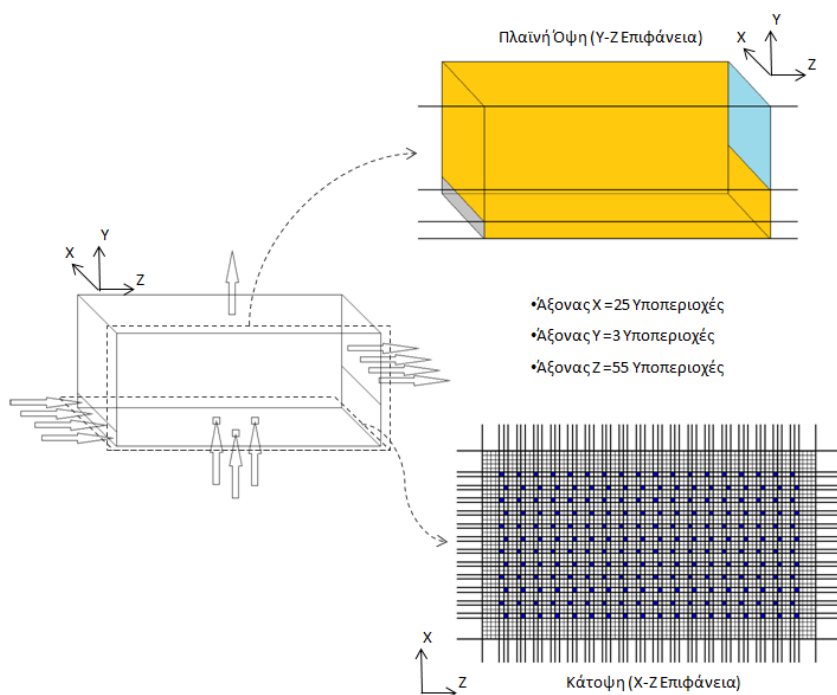
Επιπλέον, για την διακριτοποίηση του χώρου χρησιμοποιήθηκε το εξής τέχνασμα. Κατά τη διακριτοποίηση κάθε συνιστώσας σε τμήματα, έτσι ώστε να προκύπτουν πάντοτε ομοιόμορφοι κύβοι σε όλο τον όγκο του χώρου, προστέθηκε ένας παράγοντας F κατά τον οποίο δι/τρι/τετρα/(κοκ)-πλασιάζουμε τον αριθμό των τμημάτων που χωρίζουμε κάθε μία από τις τρεις διαστάσεις της ορθογώνιας βαθμίδας.

Πιο συγκεκριμένα, η βαθμίδα ορίζεται από ένα ορθογώνιο με διαστάσεις 0.39 X 0.22 X 0.12 m (μήκος X πλάτος X ύψος), άρα αντίστοιχα χωρίζεται σε 78 X 44 X 24 κελιά των 0.005 m (ανά πλευρά κάθε κελιού). Με τη χρήση του παράγοντα F, ο οποίος για F=1 δίνει τον αριθμό κελιών που μόλις αναφέρθηκε, για παράγοντα F=2 ή 3 ή 4 κοκ έχουμε δι/τρι/τετρα

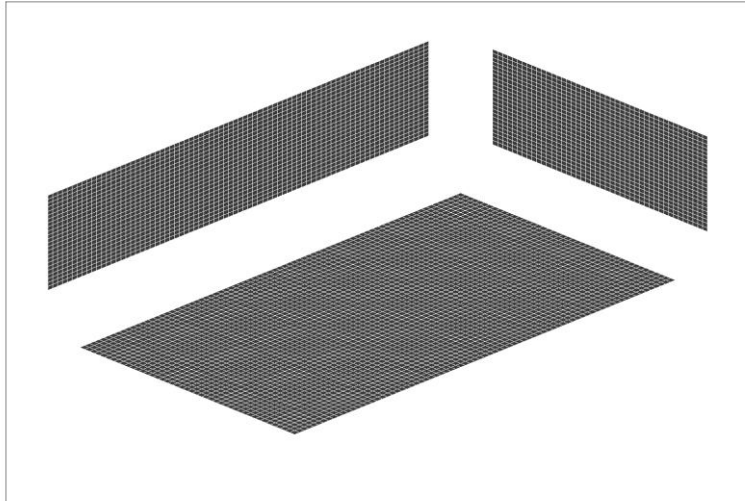
(κοκ)-πλασιασμό του αριθμού κελιών σε κάθε διάσταση με αποτέλεσμα να διαιρούμε το αρχικό μέγεθος (0.005 m) διά 2 ή 3 ή 4 κοκ. Έτσι λοιπόν με αυτό το τέχνασμα μπορούμε εύκολα να παίρνουμε πυκνότερα πλέγματα καθ' όλον τον χώρο.

Παρόλα αυτά όμως έχουμε να αντιμετωπίσουμε ένα ακόμα πρόβλημα. Μπορεί να έχουμε ορίσει τα μήκη κάθε κελιού, όμως χρειάζεται να καθορίσουμε-χρωματίσουμε τα κελιά στα οποία εφαρμόζονται οι οριακές συνθήκες εισόδου των δύο φάσεων και των συνθηκών μη ολίσθησης για τα τοιχώματα.

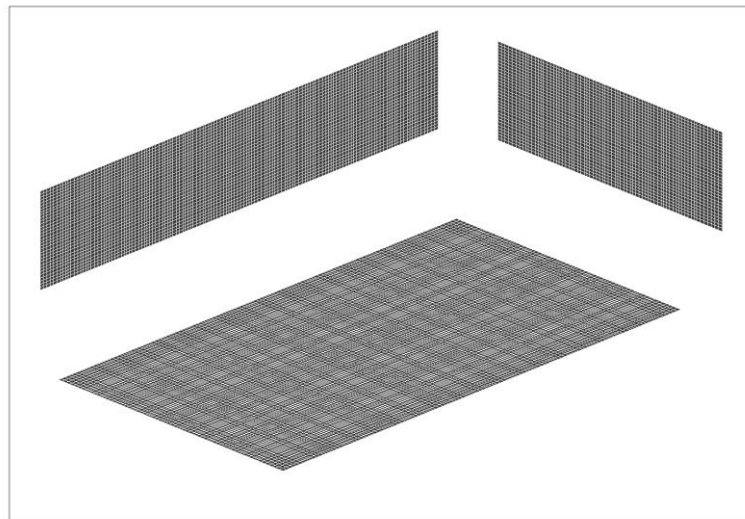
Αυτό επιτυγχάνεται με ένα επιπλέον τέχνασμα στον τρόπο διακριτοποίησης. Χωρίζουμε κάθε κατεύθυνση σε περιοχές οι οποίες χαρακτηρίζονται από τον το ίδιο τύπο οριακών συνθηκών. Στη συνέχεια, η διαίρεση στον αντίστοιχο αριθμό κελιών γίνεται στις περιοχές αυτές και όχι σε ολόκληρη την πλευρά της βαθμίδας. Η περιγραφή αυτή γίνεται πιο κατανοητή με τη βοήθεια του επόμενου Σχήματος 26. Το δομημένο πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε για την διακριτοποίηση του χώρου και τα επίπεδα πύκνωσης που μελετήθηκαν παρουσιάζονται στο Σχήμα 27.



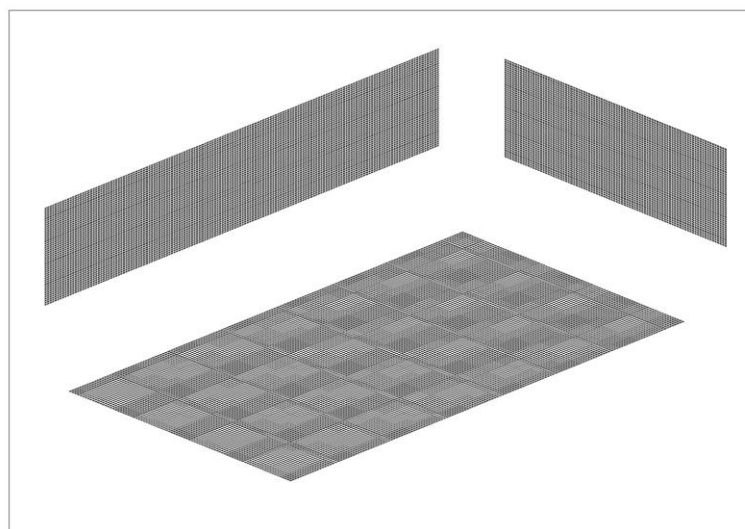
Σχήμα 26: Μέθοδος διαχωρισμού του χώρου σε υποπεριοχές σε κάθε διεύθυνση X-Y-Z.



A



B



C

Σχήμα 27: Υπολογιστικά πλέγματα στις τρεις επιφάνειες που περνούν από το κέντρο του χώρου ($X-Y-Z = 0,11-0,06-0,195$ m), X-Y, Y-Z και X-Z με: A) 82,368 κελιά, B) 306,720 κελιά και C) 658,944 κελιά

Στην συνέχεια μπορούμε με ασφάλεια να ορίσουμε τις οριακές συνθήκες όχι με αρίθμηση κελιών αλλά μέσω περιοχών. Αυτός ο τρόπος μας αποτρέπει από τη δημιουργία προβλημάτων κυρίως κατά την πύκνωση του πλέγματος. Δηλαδή αντί να ορίζουμε την είσοδο του αέρα π.χ. από το κελί “x” έως το κελί “y” (των οποίων η αρίθμηση θα αλλάξει κατά την πύκνωση), ορίζουμε στην ουσία την συνθήκη σε όλα τα κελία της αντίστοιχης περιοχής π.χ. περιοχής A, ενώ η συνθήκη της επόμενης περιοχής B θα αρχίσει από τον αριθμό κελιών της περιοχής A +1 κελί μέχρι το τέλος της περιοχής B.

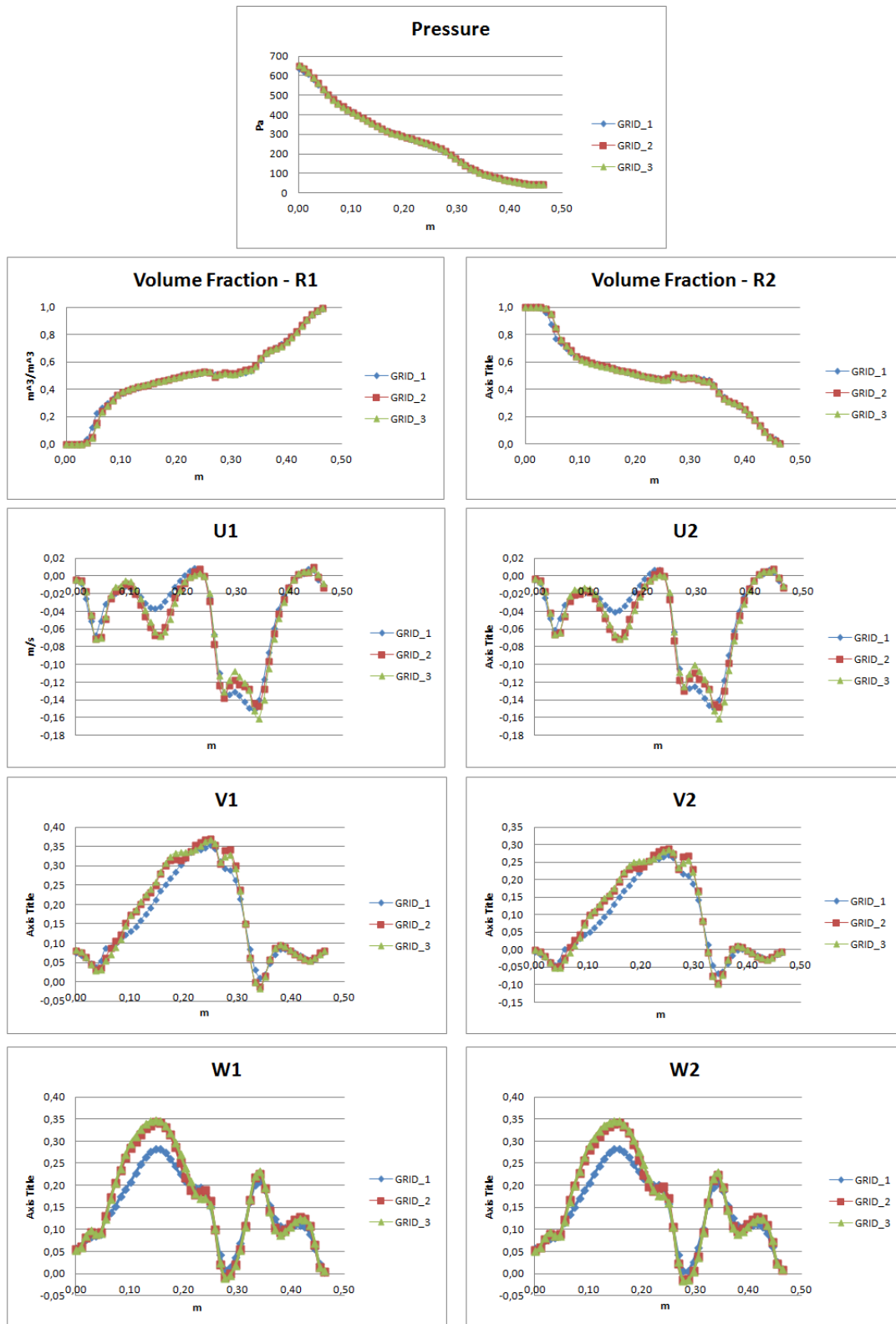
Το επόμενο πρόβλημα όμως που είχαμε να αντιμετωπίσουμε για την επίλυση των εξισώσεων στον τρισδιάστατο αυτό χώρο, από τιμές του συντελεστή $F=3$ και πάνω, ήταν ότι ο αριθμός των κελιών αυξάνονται τόσο πολύ ($F=1 \Rightarrow 82,368$ κελιά, $F=2 \Rightarrow 658,944$ κελιά ενώ $F=3 \Rightarrow 2,223,936$ κελιά) που πλέον ο υπολογιστικός χρόνος ανά επανάληψη σε κάθε χρονικό βήμα ξεκινούσε από τα 15 δευτερόλεπτα και πάνω (ενώ για $F=1$ ήταν λιγότερο από 1 sec και για $F=2$ ήταν κάτι παραπάνω από 4 sec). Μάλιστα, η αδυναμία στη σύγκλιση, του πολύ μεγάλου πλέον προβλήματος, οδήγησε στην ανάγκη για μείωση των συντελεστών χαλάρωσης στην τάξη του 0.1 (από 0.9 που ήταν για αραιότερα πλέγματα) με αποτέλεσμα να καθίσταται αναγκαία και η αύξηση των επαναλήψεων για κάθε χρονικό βήμα (από 25 που είχαμε για $F=1$ και $F=2$ οι επαναλήψεις για $F=3$ και πάνω έφταναν έως και 100 ανά χρονικό βήμα). Μάλιστα μιλάμε για χρονικά βήματα 0,0025 sec για συνολικό χρόνο μελέτης 30 sec. Ο υπολογιστικός χρόνος πλέον για την επίλυση μίας τέτοιας περίπτωσης αυξανόταν τόσο πολύ που έφτανε ακόμα και 30 ημέρες και πολύ παραπάνω. Έτσι λοιπόν, έγινε η προσπάθεια για δημιουργία ενός ενδιάμεσου πλέγματος, μεταξύ αριθμού κελιών για $F=1$ και $F=2$.

Ο τρόπος διακριτοποίησης έγινε με τέτοιο τρόπο έτσι ώστε να επιτυγχάνεται η βέλτιστη αναλογία των μηκών των πλευρών (aspect ratio) καθώς πλέον δεν θα έχουμε κυβικά κελιά αλλά ορθογώνια παραλληλεπίπεδα. Από την εφαρμογή αυτής της διακριτοποίησης προέκυψε ένα πλέγμα 306,720 κελιών με aspect ratio $0,003824/0,0025 = 1,5296/1$. Για ένα τέτοιο ενδιάμεσο πλέγμα προφανώς οι υπόλοιπες παράμετροι σύγκλισης δεν χρειάστηκε να αλλάξουν με αποτέλεσμα να έχουμε και επιτυχή σύγκλιση.

Όπως φαίνεται από τα παραπάνω, το γεγονός αδυναμίας πύκνωσης σχημάτων διακριτοποίησης που προκύπτουν από το δι/τρι/τετρα-πλασιασμό κελιών ανά διεύθυνση είναι αυτό που μας οδήγησε κυρίως στη χρήση της μεθόδου για τον υπολογισμό του δείκτη

GCI. Η μέθοδος εφαρμόζεται και στην ανεξαρτησία πλέγματος με τον ίδιο τρόπο που παρουσιάστηκε και στη χρονική ανεξαρτησία και μάλιστα ειδικά στην περίπτωση ασύμμετρης και μη σταθερού παράγοντα πύκνωσης μπορεί να δώσει πιο αντικειμενικά αποτελέσματα για την βελτίωση της πύκνωσης από ότι αν χρησιμοποιούσαμε απλά το μέσο σχετικό σφάλμα. Το κύριο αυτό πλεονέκτημα της μεθόδου, να λαμβάνει υπόψη τον βαθμό πύκνωσης και να κανονικοποιεί έτσι το μέσο σχετικό σφάλμα, είναι το κίνητρο για να εφαρμοστεί στην παρούσα μελέτη ανεξαρτησίας του πλέγματος.

Έτσι λοιπόν στη συνέχεια παρουσιάζονται τα διαγράμματα κάθε μεταβλητής σε κάθε σημείο της ίδιας διαγωνίου που μελετήθηκε και η χρονική ανεξαρτησία (από την κάτω δεξιά είσοδο του νερού έως την πάνω αριστερά έξοδο του αέρα) για κάθε περίπτωση μελετώμενου πλέγματος ενώ μετά συνοδεύονται από τον αντίστοιχο πίνακα με τις τιμές των δεικτών GCI για κάθε διαδικασία πύκνωσης. Οι μεταβλητές που παρουσιάζονται είναι οι ίδιες με αυτές που παρουσιάστηκαν και στην χρονική ανεξαρτησία (P , $R1$, $R2$, $u1$, $u2$, $v1$, $v2$, $w1$ και $w2$), ενώ με του χαρακτηρισμούς GRID 1, GRID 2 και GRID3 εννοούμε αντίστοιχα τα πλέγματα με αριθμό κελιών 82,368, 306,720 και 658,944. Οι αντίστοιχοι συντελεστές πύκνωσης είναι GRID 1 σε GRID 2 = 3.72 και GRID 2 σε GRID 3 = 2.15 .



Σχήμα 28: Διαγράμματα πίεσης, κλασμάτων όγκου και των τριών ταχυτήτων στις τρεις διευθύνσεις για κάθε φάση συναρτήσει της απόστασης πάνω στην διαγώνιο για χρήση τριών διαφορετικών υπολογιστικών πλεγμάτων 82,368 (GRID 1), 306,720 (GRID 2) και 658,944 (GRID 3) κελιών

Πίνακας 7: Τιμές δεικτών GCI για κάθε περίπτωση πύκνωσης του πλέγματος

| Δείκτες GCI (%) για τις κύριες μεταβλητές σε διαδοχικά πυκνώσεις του πλέγματος | | | | | | | | | | |
|--|----------|------|------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|
| Grid | Pressure | R1 | R2 | X-Vel_1 | X-Vel_2 | Y-Vel_1 | Y-Vel_2 | Z-Vel_1 | Z-Vel_2 | Average |
| 1-->2 | 0,67 | 1,32 | 0,28 | 11,76 | 9,22 | 5,39 | 6,98 | 6,29 | 5,54 | 5,27 |
| 2-->3 | 0,33 | 0,59 | 0,12 | 8,71 | 6,40 | 2,56 | 3,06 | 2,31 | 2,04 | 2,90 |

Από τα αποτελέσματα του Πίνακα 7 παρατηρούμε ότι οι μέσοι όροι των δεικτών GCI ανά περίπτωση πύκνωσης είναι κάτω του 10%, όμως για να θεωρηθεί αποδεκτή μία πύκνωση πρέπει όλοι δείκτες GCI κάθε μεταβλητής να είναι κάτω από 10%. Έτσι λοιπόν, καταλήγουμε στην επιλογή του GRID 3, με συντελεστή πύκνωσης του $F=2$ και αριθμό κελιών ίσο με 658,944 , για την διεξαγωγή των υπόλοιπων παραμετρικών μελετών που ακολουθούν στα επόμενα κεφάλαια.

Τέλος, να σημειώσουμε ότι αν και στην χρονική ανεξαρτησία βρήκαμε ότι το κατάλληλο χρονικό βήμα (0,0025) ήταν πολύ κοντά σε αυτό της βιβλιογραφίας (0,002) (Krishna και Ellenberger¹), εντούτοις για το ανεξάρτητο πλέγμα βρέθηκε ότι η ελάχιστη διάσταση του κελιού πρέπει να είναι κατά δύο φορές μικρότερη. Στη δική μας περίπτωση βρέθηκε ότι πρέπει να έχουμε κελιά 0,0025 mm ενώ στη βιβλιογραφία χρησιμοποιήθηκαν κελιά 0,005 mm.

2.1.3. Μοντέλο Διφασικής αλληλεπίδρασης

Όσον αφορά τη μέθοδο που ακολουθήθηκε για τον προσδιορισμό της διφασικής αλληλεπίδρασης, το λογισμικό Phoenics δίνει τη δυνατότητα περιγραφής της μεταφοράς ορμής μεταξύ των φάσεων μέσω διάφορων μοντέλων. Μάλιστα, περιέχει τόσο μία έτοιμη βιβλιοθήκη από έτοιμα μοντέλα ανάλογα με την περίπτωση της διφασικής ροής όσο και τη δυνατότητα για εισαγωγή κώδικα από τον ίδιο τον χρήστη.

Τα μοντέλα τα οποία ταιριάζουν με την δική μας περίπτωση διφασικής ροής, νερό-αέρας (και τα δύο ρευστά) και μελετήθηκαν, ώστε να προκύψουμε σε αυτό που περιγράφει καλύτερα την ροή, τόσο ποιοτικά όσο και ποσοτικά, επιλέχθηκαν με το ακόλουθο σκεπτικό.

Αρχικά, πρέπει να σημειώσουμε ότι το λογισμικό επιλύει τις εξισώσεις της τύρβης μόνο για την 1^η φάση. Αυτή η σύμβαση σημαίνει ότι όποια φάση ορίσουμε ως 1^η σε αυτή θα αναφέρεται και το μοντέλο της τύρβης k-ε το οποίο και επιλέχθηκε. Επαναλαμβάνουμε ότι σύμφωνα με τις συνθήκες εισόδου των δύο φάσεων υπολογίζονται αριθμοί Reynolds της τάξης 14000 έως 43000 για τον αέρα και 400 έως 2500 για το νερό. Υπό αυτές τις συνθήκες υποθέτουμε ότι η κύρια φάση η οποία και καθορίζει την τυρβώδη ροή μέσα στην ενεργό περιοχή της βαθμίδας είναι η αέρια για αυτό και επιλέγεται ως η 1^η φάση στην επίλυση των εξισώσεων. Έτσι έχουμε 1^η φάση τον αέρα και 2^η φάση το νερό και βάσει αυτήν την σύμβαση θα επιλεχθούν τα μοντέλα για τον υπολογισμό της διφασικής αλληλεπίδρασης.

Στο Phoenics τρία είναι τα μοντέλα τα οποία μπορούν να χρησιμοποιηθούν στην δική μας περίπτωση για την μελέτη του μίγματος νερού-αέρα. Η μεταβλητή, FIP, η οποία περιγράφει την αλληλεπίδραση των δύο φάσεων στην επιφάνεια επαφής τους είναι ο συντελεστής οπισθέλκουσας (Interphase Drag Coefficient). Τα διαθέσιμα μοντέλα για τον υπολογισμό αυτού του συντελεστή είναι τα ακόλουθα [32-37]:

Πρώτο Μοντέλο - CFIPS:

Το απλοποιημένο μοντέλο όπου ο FIP υπολογίζεται από την σχέση:

$$FIP = CFIPS * RHO1 * R1 * R2 * Vol ,$$

όπου:

CFIPS = συντελεστής που εισάγεται από τον χρήστη και αναφέρεται στο πόσο επηρεάζονται οι δύο φάσεις μεταξύ τους. Για CFIPS της τάξης $10 - 10^3$ οι δύο φάσεις δεν επηρεάζουν τόσο η μία την άλλη, ενώ για CFIPS της τάξης του 10^{10} οι δύο φάσεις θεωρούνται ότι κινούνται μαζί.

RHO1 = η πυκνότητα της 1^{ης} φάση η οποία επηρεάζει την αλληλεπίδραση. Εάν το CFIPS πάρει αρνητική τιμή τότε η αρχική εξίσωση είναι ίδιας μορφής μόνο που αντί για RHO1 θα έχουμε την πυκνότητας της 2^{ης} φάσης, RHO2, επιλέγοντας έτσι αυτή να είναι η κύρια φάση που επηρεάζει την αλληλεπίδραση. Η εξίσωση σε αυτή την περίπτωση θα είναι της μορφής:
 $FIP = |CFIPS| * RHO2 * R1 * R2 * Vol .$

Στην ουσία είναι σαν να ορίζουμε ποια φάση είναι η κύρια-συνεχής και ποια η διεσπαρμένη και ο συντελεστής οπισθέλκουσας υπολογίζεται βάσει την 1^η κύρια φάση.

R1 = το κλάσμα όγκου της 1^{ης} φάσης

R2 = το κλάσμα όγκου της 2^{ης} φάσης

Vol = ο ελεύθερος όγκος του κελιού

Ο συντελεστής οπισθέλκουσας στο μοντέλο αυτό υπολογίζεται από τον γενικό νόμο του Stokes:

$$Cd = 24 / Re$$

Όπου,

Re = ο αριθμός Reynolds, ο οποίος υπολογίζεται από τη σχέση:

$$Re = V_{slip} * D_p / \nu$$

Όπου,

V_{slip} = η απόλυτη διαφορά των δύο ταχυτήτων των δύο φάσεων

D_p = η διάμετρος της διεσπαρμένης φάσης – 2^{ης} φάσης

ENUL=το κινηματικό ιξώδες το οποίο υπολογίζεται από το μοντέλο της τύρβης, όπως αναφέραμε παραπάνω, από την εξίσωση: $\nu\mu = C\mu * \frac{k^2}{\varepsilon}$

Σημείωση: Αυτό που πρέπει να προσέξουμε είναι ότι οι εξισώσεις τύρβης θα υπολογίζονται για την πρώτη φάση, ενώ ο συντελεστής αλληλεπίδρασης μπορεί να υπολογίζεται, επιλέγοντας μέσω του CFIPS (θετικό ή αρνητικό), για την φάση που θεωρούμε κύρια. Δηλαδή στο ένα μοντέλο (θετικό CFIPS) η 1^η φάση θα είναι η κύρια και η 2^η φάση η διεσπαρμένη και στο άλλο μοντέλο (αρνητικό CFIPS) η 2^η φάση η κύρια και η 1^η φάση η διεσπαρμένη. Προφανώς και στις δύο περιπτώσεις ισχύει ότι η τύρβη θα υπολογίζεται για την 1^η φάση.

Δεύτερο Μοντέλο – GRND7:

$$FIP = 0.75 * Cd * RHO1 * R2! * R1! * Vol / Dp$$

Όπου,

Cd = Ο συντελεστής οπισθέλκουσας.

D_p = η διάμετρος της διεσπαρμένης φάσης – 2^{ης} φάσης

Σε αυτό το μοντέλο ισχύει ότι η κύρια φάση θα είναι η 1^η και διεσπαρμένη η 2^η. Σε αυτό το μοντέλο υπάρχουν επιπλέον οι εξής δυνατότητες. Πρώτον, μπορούμε να ορίσουμε τον τύπο της διεσπαρμένης φάσης από μία βιβλιοθήκη συστατικών αντιπροσωπευτικών για την μοντελοποίηση διφασικών ροών ρευστών. Η επιλογή αυτής της παραμέτρου γίνεται μέσω του συντελεστή CFIPD και συγκεκριμένα υπάρχουν οι εξής επιλογές:

CFIPD=4 : Συσχέτιση οπισθέλκουσας για παραμορφωμένη φυσαλίδα σε «βρώμικο νερό» (με προσμίξεις).

CFIPD=5: Συσχέτιση οπισθέλκουσας για σφαιρική φυσαλίδα σε «βρώμικο νερό» (με προσμίξεις).

CFIPD=6: Συσχέτιση οπισθέλκουσας για ελλειψοειδή φυσαλίδα σε «καθαρό νερό» (χωρίς προσμίξεις).

Επιπλέον, στην περίπτωση των CFIPD=4 και 6 χρειάζεται να δώσουμε και την τιμή της επιφανειακής τάσης του μίγματος μέσω της παραμέτρου CFIPC. Έτσι, για το μίγμα νερό-αέρα στους 20 βαθμού κελσίου έχουμε CFIPC=0,07286 N/m.

Ο συντελεστής οπισθέλκουσας υπολογίζεται ανά περίπτωσης ως εξής:

1. Όταν CFIPD=4 και 6 τότε:

$$Cd = 16/Re \text{ για } Re < 0.49$$

$$Cd = 20.68/Re^{0.643} \text{ για } 0.49 < Re < 100$$

$$Cd = 6.3/Re^{0.385} \text{ για } Re > 100,$$

2. Όταν CFIPD=5 τότε:

$$Cd = 6.3 / Re^{0.385}$$

3. Όταν CFIPD=6 τότε:

$$Cd = 0,622 / (1/Eo + 0,235 * RHOc / (RHOc - RHOd))$$

$$Eo = Re^4 * Mo / We^2$$

$$Mo = g \cdot 8 (RHOc - RHOd) * (RHOc * ENUL)^4 / (RHOc^2 * SIGMA^3)$$

$$Eo = g * Dp^2 * (RHOc - RHOd) / SIGMA$$

όπου,

RHOc = η πυκνότητα της συνεχής φάσης

RHOd = η πυκνότητα της διεσπαρμένης φάσης

Mo = Αριθμός Morton

We = Αριθμός Weber

g = επιτάχυνση της βαρύτητας

SIGMA = επιφανειακή τάση

Ο αριθμός Reynolds υπολογίζεται από την σχέση:

$$Re = V_{slip} * D_p / ENUL$$

Σε αυτό το Μοντέλο ως κύρια φάση θεωρείται η 1^η και ως διεσπαρμένη η 2^η. Επομένως, είναι λογικό ότι αυτό το μοντέλο δεν είναι σωστό να χρησιμοποιηθεί στην περίπτωση όπου σαν 1^η φάση ορίσαμε τον αέρα και 2^η το νερό διότι στην ουσία ορίζουμε διάμετρο για την διεσπαρμένη – 2^η φάση – που είναι το νερό και από φυσικής σημασίας είναι λάθος να ορίσουμε διάμετρο από την στιγμή που έχουμε αέρα μέσα σε νερό και όχι σταγονίδια μέσα σε αέρα. Εντούτοις, αυτό το μοντέλο θα είχε φυσική σημασία όσον αφορά την

μοντελοποίηση της κίνησης του αέρα πάνω από την ελεύθερη επιφάνεια του νερού διότι εκεί υπάρχει περίπτωση να έχουμε παράσυρση νερού από την ανοδική πορεία του αέρα σε μορφή σταγονιδίων. Βέβαια σε αυτήν την περίπτωση θα χάναμε από την ασφαλέστερη περιγραφή του φαινομένου στην ενεργό περιοχή του μίγματος αέρα-νερού. Παρόλα αυτά αναφέρεται αυτό το μοντέλο διότι εάν μελετούσαμε την όπου ορίζαμε 1^η φάση το νερό και 2^η φάση τον αέρα, τότε το συγκεκριμένο μοντέλο θα έχει φυσική σημασία για την εφαρμογή του.

Τρίτο μοντέλο – GRND8:

Σε αυτό το μοντέλο ισχύουν όλα όσα είπαμε για το GRND7 με την διαφορά ότι ως κύρια φάση θεωρείται η 2^η και διεσπαρμένη η 1^η. Υπό αυτές τις συνθήκες το μοντέλο αυτό θεωρείται κατάλληλο για εφαρμογή στην περίπτωση όπου έχουμε βασικά ορίσει 1^η τον αέρα και 2^η το νερό. Στην ανάποδη περίπτωση, 1^η νερό και 2^η αέρας, δεν είναι φυσικά σωστό να χρησιμοποιηθεί και τότε χρησιμοποιείται το GRND7, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως.

Έτσι λοιπόν βάσει των παραπάνω, δύο είναι οι κύριοι τύποι μοντέλων που θα μας απασχολήσουν. Το γενικό μοντέλο CFIPS και τα ειδικότερα μοντέλα GRND7 και GRND8. Έτσι λοιπόν, συνοψίζοντας, οι παράμετροι που πρέπει να καθοριστούν είναι οι ακόλουθοι:

1. Φάση 1^η και 2^η
2. Ο συντελεστής CFIPS
3. Ο τύπος της διεσπαρμένης φάσης και του νερού
4. Η διάμετρος φυσαλίδων

Στο πλαίσιο των υποψηφίων παραμέτρων γίνεται ο σχεδιασμός των ακόλουθων επιλύσεων του μαθηματικού μοντέλου τα οποία παρουσιάζονται στον ακόλουθο Πίνακα 8. Όσον αφορά, τον ορισμό της 1^{ης} και 2^{ης} φάσης θεωρούμε σαν βασική περίπτωση αυτήν όπου 1^η φάση είναι ο αέρας και 2^η το νερό. Επιπλέον πραγματοποιούνται κάποια επιπλέον τρεξίματα και για την αντίστροφη περίπτωση.

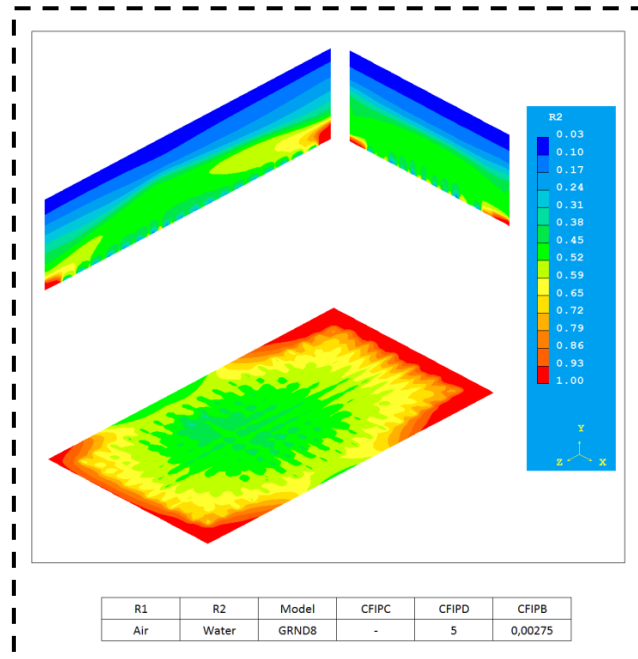
Πίνακας 8: Περιπτώσεις μοντέλων για την μελέτη της διφασικής αλληλεπίδρασης

| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-------|-------|-------|-----------|-------|---------|
| Air | Water | CFIPS | 1,00E+05 | - | - |
| Air | Water | CFIPS | 3,25E+05 | - | - |
| Air | Water | CFIPS | 5,50E+05 | - | - |
| Air | Water | CFIPS | 7,75E+05 | - | - |
| Air | Water | CFIPS | 1,00E+06 | - | - |
| Air | Water | CFIPS | -1,00E+04 | - | - |
| Air | Water | CFIPS | -1,00E+05 | - | - |
| Air | Water | GRND8 | - | 5 | 0,001 |
| Air | Water | GRND8 | - | 5 | 0,002 |
| Air | Water | GRND8 | - | 5 | 0,00225 |
| Air | Water | GRND8 | - | 5 | 0,0025 |
| Air | Water | GRND8 | - | 5 | 0,00275 |
| Air | Water | GRND8 | - | 5 | 0,003 |
| Air | Water | GRND8 | - | 5 | 0,004 |
| Air | Water | GRND8 | - | 5 | 0,005 |
| Air | Water | GRND8 | - | 6 | 0,001 |
| Air | Water | GRND8 | - | 6 | 0,003 |
| Air | Water | GRND8 | - | 6 | 0,004 |
| Air | Water | GRND8 | - | 6 | 0,005 |
| Water | Air | CFIPS | 1,00E+05 | - | - |
| Water | Air | CFIPS | -1,00E+05 | - | - |
| Water | Air | GRND7 | - | 5 | 0,001 |
| Water | Air | GRND7 | - | 5 | 0,003 |
| Water | Air | GRND7 | - | 6 | 0,001 |
| Water | Air | GRND7 | - | 6 | 0,003 |

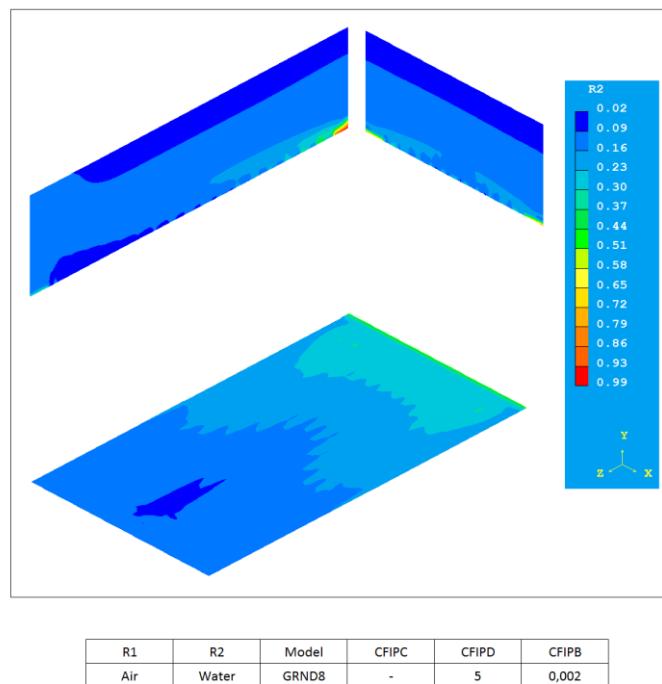
Στη συνέχεια (Σχήμα 29 και 30) παρουσιάζονται τα διαγράμματα ισογραμμών του κλάσματος όγκου της υγρής φάσης στις τρεις κύριες διευθύνσεις για δύο αντιπροσωπευτικές περιπτώσεις, έτσι ώστε να γίνει ένα πρώτο “screening” των ικανοποιητικών προφίλ του διφασικού μίγματος στο εσωτερικό της βαθμίδας. Συγκεκριμένα, παρουσιάζονται δύο τυπικές περιπτώσεις πολύ καλών και ανεπιτυχών αποτελεσμάτων, αντίστοιχα στα Σχήματα 29 και 30.

Επιπλέον, παρουσιάζεται στο Σχήμα 31 ένα διάγραμμα ισογραμμών όσον αφορά τα υπολογιστικά αποτελέσματα των Krishna και Ellenberger¹. Το συγκεκριμένο, και αναμενόμενο φαινομενικά, αποτελεί έναν χρήσιμο οδηγό για τον αποκλεισμό κάποιων

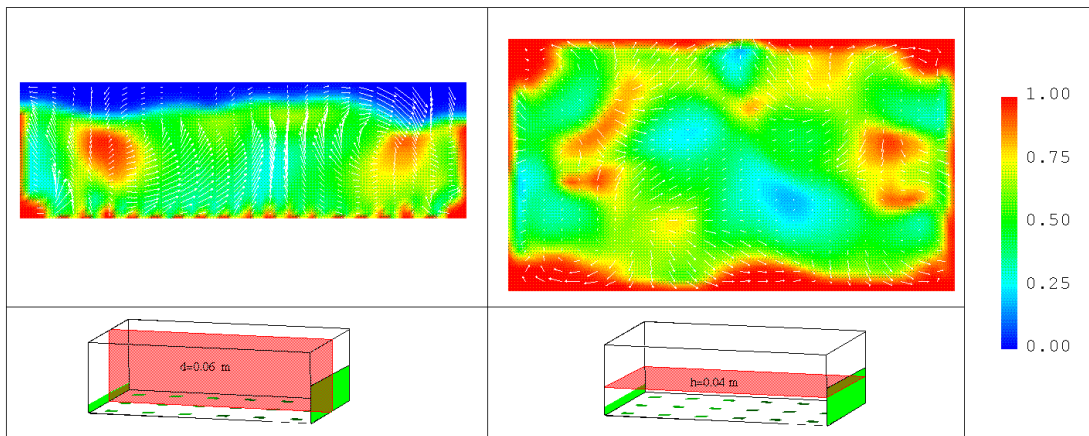
αποτελεσμάτων, για τα διάφορα μοντέλα που χρησιμοποιήσαμε, και δεν αποτελούν σωστή περιγραφή του φυσικού φαινομένου.



Σχήμα 29: Ισογραφήματα για το κλάσμα όγκου του νερού στις τρεις επιφάνειες που περνούν από το σημείο του χώρου (X-Y-Z = 0,11-0,02-0,195 m), X-Y, Y-Z και X-Z

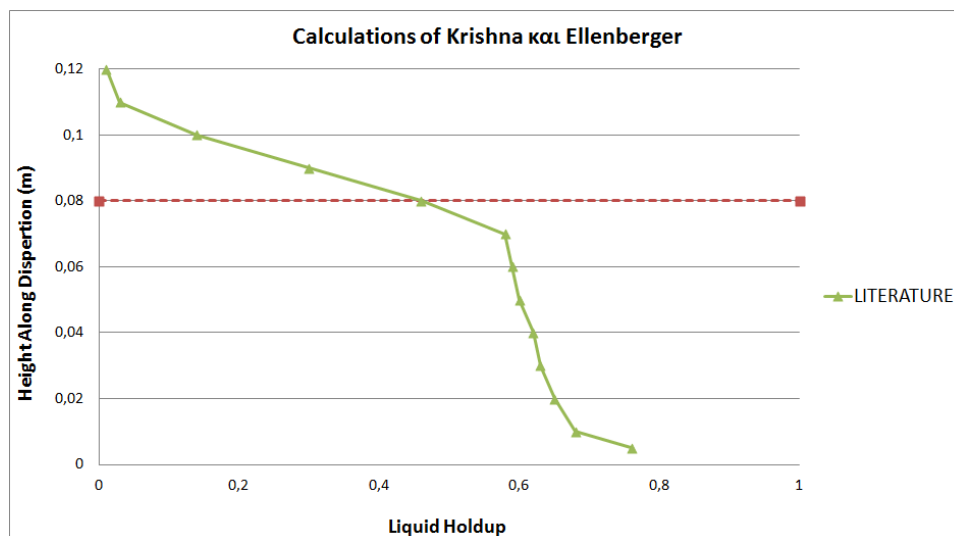


Σχήμα 30: Ισογραφήματα για το κλάσμα όγκου του νερού στις τρεις επιφάνειες που περνούν από το σημείο του χώρου (X-Y-Z = 0,11-0,02-0,195 m), X-Y, Y-Z και X-Z



Σχήμα 31: Ισογραφήματα κλάσματος όγκου του νερού από τα υπολογιστικά αποτελέσματα των Krishna και Ellenberger

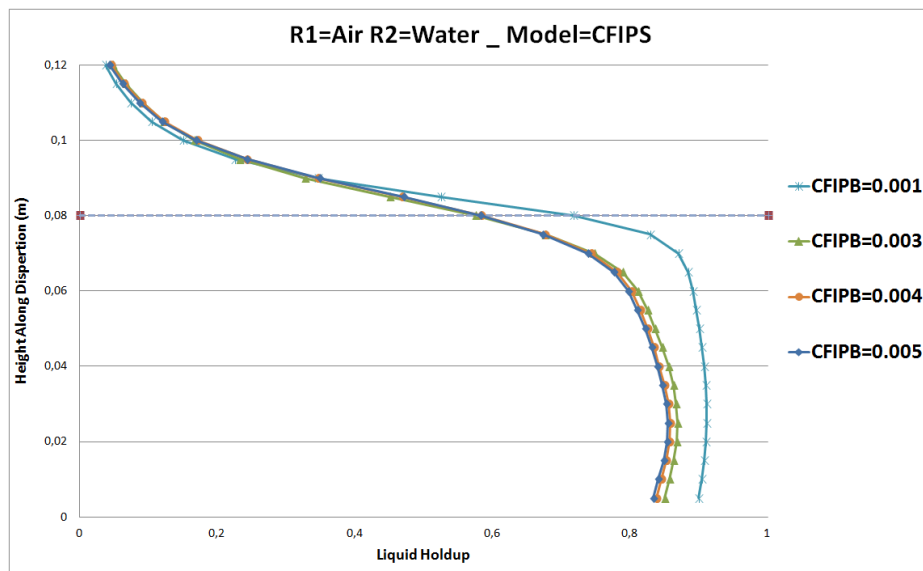
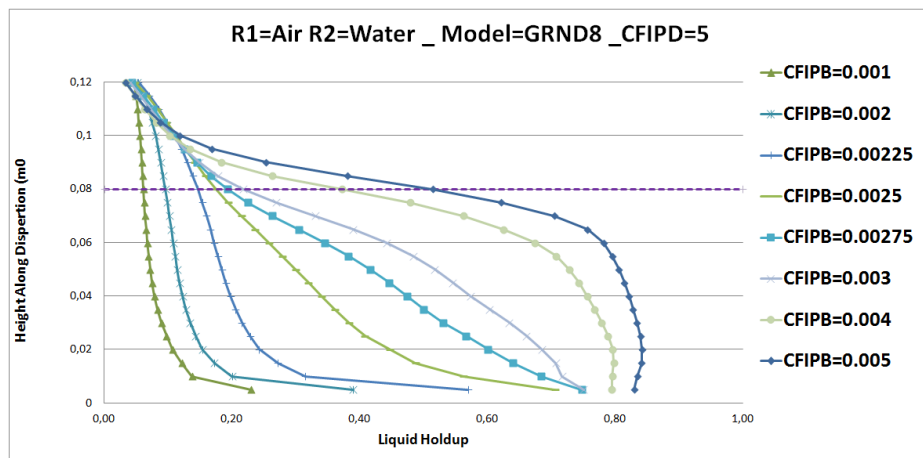
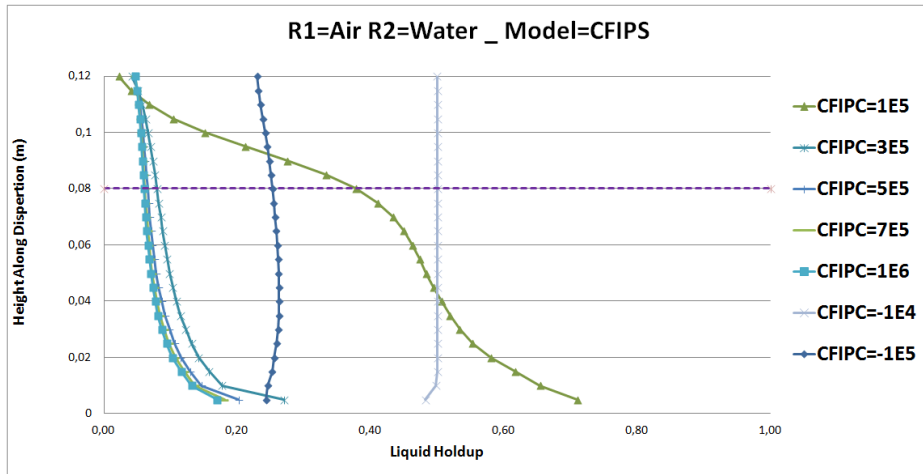
Εκτός από την εποπτική πλευρά των διαγραμμάτων ισογραμμών παρουσιάζονται επίσης στα επόμενα διαγράμματα (Σχήμα 33) τα διαγράμματα ύψους με το Liquid Hold Up. Πριν ακριβώς από τα σχήματα αυτά παρουσιάζονται στο Σχήμα 32 το αντίστοιχο διάγραμμα της υπολογιστικής προσομοίωσης των Krishna και Ellenberger¹. Τα διαγράμματα αυτά περιγράφουν το μέσο LHU όλων των κελιών που ανήκουν σε κάθε οριζόντια "φέτα" μεταξύ των κατακόρυφων διαστημάτων ύψους 0,01 m.

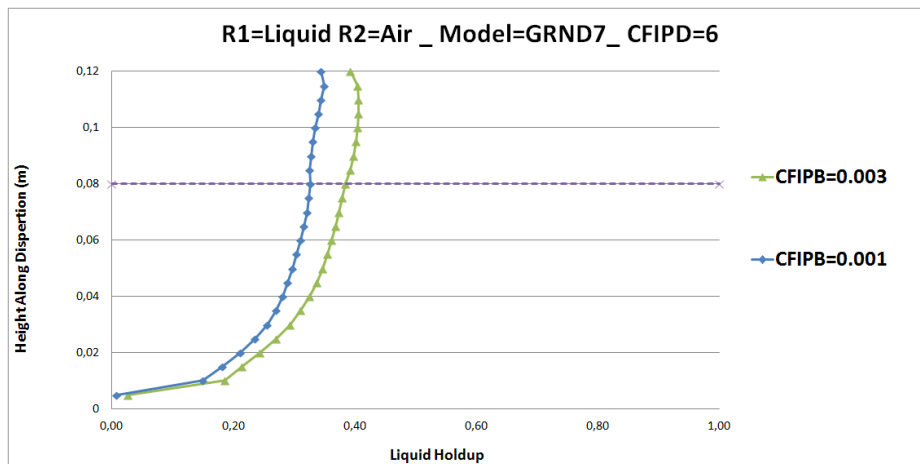
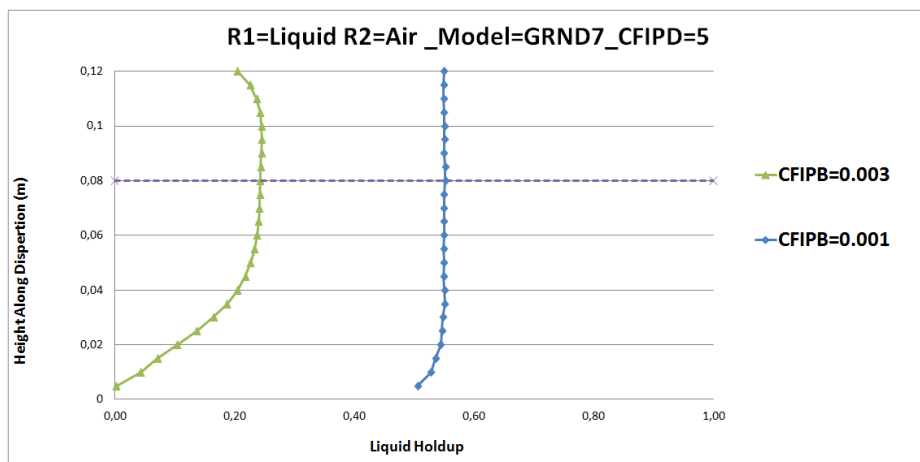
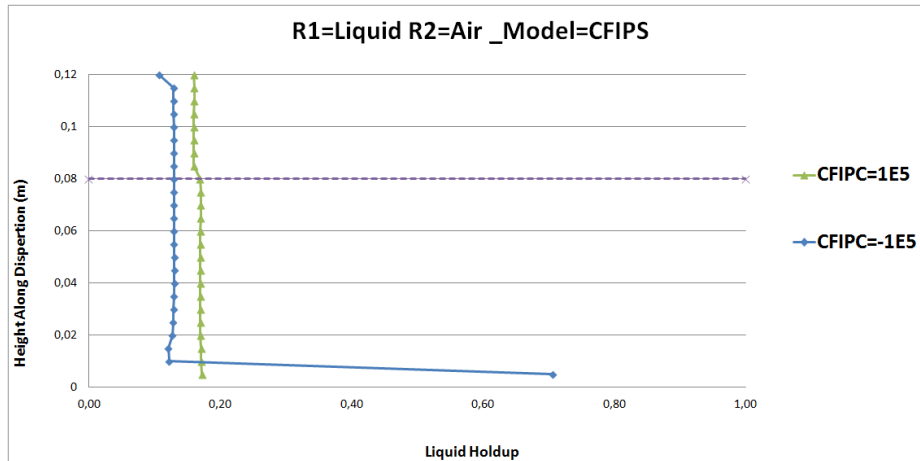


Σχήμα 32: Διάγραμμα του μέσου Liquid Hold-Up καθώς κινούμαστε από τον πυθμένα προς την επιφάνεια. Αναφέρονται στα υπολογιστικά αποτελέσματα των Krishna και Ellenberger.

Η οριζόντια διακεκομμένη γραμμή παρουσιάζει την οριζόντια εγκάρσια επιφάνεια στο ύψος του υδατοφράκτη πάνω από την οποία μπορεί να χύνεται προς τα έξω το νερό. Κάθε σημείο αποτελεί το Liquid Hold-Up όλων των οριζόντιων κελιών (σε κάθε ύψος κατά μήκος του άξονα Y) και σε όλη την έκταση της επιφάνειας X-Z. Η δομή της παραπάνω γραμμής ήταν αναμενόμενη και απόλυτα λογική. Σε χαμηλότερα ύψη έχουμε την μεγαλύτερη αναλογία σε νερό ενώ όσο ανεβαίνουμε προς τον υδατοφράκτη το LHU μειώνεται μέχρις ότου να φτάσουμε στην ελεύθερη επιφάνεια του νερού όπου και απομακρύνεται ο αέρας. Το ύψος της ελεύθερης επιφάνειας προφανώς θα βρίσκεται στο ύψος του υδατοφράκτη από όπου χύνεται το νερό όμως το γεγονός ότι το LHU δεν μειώνεται στο μηδέν (στο ύψος του υδατοφράκτη) είναι απολύτως λογικό αφού η επιφάνεια δεν είναι επίπεδη, δεδομένου ότι έχουμε μία έντονα αφρώδη επιφάνεια λόγω της εξόδου του αέρα. Από ένα σημείο και μετά πλέον έχουμε ελάχιστη ποσότητα νερού η οποία οφείλεται κυρίως σε παράσυρση σταγονιδίων νερού από την ανοδική κίνηση του αέρα.

Η παραπάνω δομή του Σχήματος 34 περιγράφει σωστά το φαινόμενο αναλογίας LHU με το ύψος και λαμβάνεται υπόψη εποπτικά. Αυτό σημαίνει ότι ακόμα και αν μία από τις επιλεχθείσες περιπτώσεις που μελετήθηκαν δίνει μικρή απώλεια από τα πειραματικά, όσον αφορά το LHU, όμως δεν παρουσιάζει ικανοποιητική κατανομή του νερού με το ύψος, όπως παρουσιάζεται στο σχήμα 34, τότε δεν θεωρείται σωστή. Στη συνέχεια παρουσιάζονται τα διαγράμματα LHU με το ύψος για κάθε περίπτωση που μελετήθηκε.





Σχήμα 33: Διαγράμματα του μέσου Liquid Hold-Up καθώς κινούμαστε από τον πυθμένα προς την επιφάνεια για κάθε περίπτωση που μελετήθηκε.

Τέλος, στους ακόλουθους πίνακες 9 και 10 παρατίθενται οι αποκλίσεις στον υπολογισμό του Clear Liquid Height (CLH) για κάθε περίπτωση από την πειραματική τιμή των πειραμάτων της βιβλιογραφίας.

Πίνακας 9: Αποτελέσματα των μοντέλων που μελετήθηκαν για την μεταφορά ορμής μεταξύ των φάσεων και μέσα σχετικά σφάλματα από την πειραματική τιμή. (Γενική περίπτωση όπου ο αέρας είναι η πρώτη φάση)

| R1=AIR _R2=LIQUID | | |
|--------------------------------|---------------------|------------------|
| Type of results | Clear Liquid Height | |
| <i>Experimental</i> | <i>0,039</i> | <i>Error (%)</i> |
| CFIPC=1E5 | 0,047 | 21,3 |
| CFIPC=3E5 | 0,012 | -68,6 |
| CFIPC=5E5 | 0,010 | -74,3 |
| CFIPC=7E5 | 0,009 | -76,0 |
| CFIPC=1E6 | 0,009 | -76,7 |
| CFIPC=-1E4 | 0,060 | 53,6 |
| CFIPC=-1E5 | 0,030 | -22,7 |
| GRND8 _ CFIPD=5 _CFIPB=0.001 | 0,010 | -75,3 |
| GRND8 _ CFIPD=5 _CFIPB=0.002 | 0,015 | -62,7 |
| GRND8 _ CFIPD=5 _CFIPB=0.00225 | 0,022 | -43,5 |
| GRND8 _ CFIPD=5 _CFIPB=0.0025 | 0,033 | -16,5 |
| GRND8 _ CFIPD=5 _CFIPB=0.00275 | 0,041 | 4,4 |
| GRND8 _ CFIPD=5 _CFIPB=0.003 | 0,047 | 19,8 |
| GRND8 _ CFIPD=5 _CFIPB=0.004 | 0,060 | 54,9 |
| GRND8 _ CFIPD=5 _CFIPB=0.005 | 0,068 | 74,7 |
| GRND8 _ CFIPD=6 _CFIPB=0.001 | 0,078 | 100,9 |
| GRND8 _ CFIPD=6 _CFIPB=0.003 | 0,073 | 86,0 |
| GRND8 _ CFIPD=6 _CFIPB=0.004 | 0,072 | 84,8 |
| GRND8 _ CFIPD=6 _CFIPB=0.005 | 0,072 | 83,9 |

Πίνακας 10: Αποτελέσματα των μοντέλων που μελετήθηκαν για την μεταφορά ορμής μεταξύ των φάσεων και μέσα σχετικά σφάλματα από την πειραματική τιμή. (Γενική περίπτωση όπου το νερό είναι η πρώτη φάση)

| R1=LIQUID _R2=AIR | | |
|-----------------------------|---------------------|------------------|
| Type of result | Clear Liquid Height | |
| <i>Experimental</i> | <i>0,039</i> | <i>Error (%)</i> |
| CFIPS=1E5 | 0,020 | -48,5 |
| CFIPS=-1E5 | 0,018 | -53,2 |
| GRND7 _CFIPD=5 _CFIPB=0.003 | 0,023 | -39,9 |
| GRND7 _CFIPD=5 _CFIPB=0.001 | 0,066 | 68,2 |
| GRND7 _CFIPD=6 _CFIPB=0.003 | 0,040 | 2,3 |
| GRND7 _CFIPD=6 _CFIPB=0.001 | 0,034 | -13,1 |

Έτσι λοιπόν, πρώτον με εποπτικούς γνώμονες τα ισογραφήματα και τα διαγράμματα LHU με το ύψος και δεύτερον το ποσοστό απόκλισης από το πειραματικά υπολογιζόμενο CLH για όλο τον όγκο της βαθμίδας, απορρίπτουμε αντίστοιχα πρώτον τις περιπτώσεις που δεν περιγράφουν κατάλληλα ποιοτικά το φαινόμενο και δεύτερον, από τις επικρατούσες περιπτώσεις, κρατούμε αυτές που δίνουν τις μικρότερες αποκλίσεις από το πειραματικό αποτέλεσμα.

Πρέπει να δοθεί προσοχή στο γεγονός ότι τα ισογραφήματα της βιβλιογραφίας αποτελούν στιγμιότυπα του μη μόνιμου φαινομένου. Μπορεί να έχει γίνει η υπόθεση, τόσο από τη βιβλιογραφία όσο και στην παρούσα διπλωματική, ότι πετύχαμε μόνιμες συνθήκες όταν το συνολικό LHU σταθεροποιείται αυτό όμως δεν σημαίνει ότι θα έχουμε σταθερή κατανομή του υγρού με το χρόνο καθ' όλον τον όγκο της βαθμίδας. Με άλλα λόγια θα έχουμε μεν παρόμοιες επαναλαμβανόμενες κινήσεις των δύο φάσεων μέσα στην ενεργό περιοχή με την πάροδο του χρόνου, θα έχουμε δε σταθερό LHU στη βαθμίδα. Αυτή η παρατήρηση γίνεται διότι τα στιγμιότυπα ανά περίπτωση δεν θα είναι ίδια με αυτά της βιβλιογραφίας. Εντούτοις, αυτό που μας ενδιαφέρει είναι να «μοιάζουν» στα όρια της κατανομής της υγρής φάσης που παρουσιάζει η βιβλιογραφία.

Είναι σημαντικό επιπλέον να γίνει ένα σχόλιο όσον αφορά την μορφή των φυσαλίδων που επιλέχθηκαν στις παραπάνω περιπτώσεις. Οι περιπτώσεις που επιλέχθηκαν είναι αυτές των σφαιρικών φυσαλίδων και των ελλειψοειδών, CFIPD=5 και CFIPD=6, αντίστοιχα. Η περίπτωση CFIPD=4 δεν μελετήθηκε αφού ναι μεν η περίπτωση νερού με προσμίξεις περιλαμβάνεται στην παράμετρο CFIPD=5, ενώ δε προτιμήθηκαν να χρησιμοποιηθούν ελλειψοειδείς παρά παραμορφωμένες φυσαλίδες, όπως θα εξηγήσουμε και στην συνέχεια, όσον αφορά την μορφή των φυσαλίδων για τα όρια διαμέτρων που μελετήθηκαν.

Παρουσιάζονται πολλές μελέτες στη βιβλιογραφία [27-30], τόσο πειραματικές όσο και υπολογιστικές, όσον αφορά την πρόρρηση του μεγέθους, της ταχύτητας και της μορφής των φυσαλίδων κατά την ανοδική τους πορεία μέσα σε υγρό. Τέτοιες μελέτες πρέπει να πούμε ότι πραγματοποιήθηκαν σε κατακόρυφους σωλήνες (Σχήμα 34) με ακίνητο νερό και προβολή φυσαλίδας ή φυσαλίδων από τον πυθμένα με σκοπό να μελετηθεί η ταχύτητα ανόδου λόγω άνωσης, η επίδραση της επιφανειακής τάσης μεταξύ υγρού-αέρα αλλά και αέρα-τοιχωμάτων καθώς επίσης και των ορίων που μπορούν να προκαλέσουν παραμόρφωση έως και σπάσιμο των φυσαλίδων σε μικρότερες. Μάλιστα έχουν προκύψει

αντίστοιχες σχέσεις που δίνουν την ταχύτητα ανόδου της φυσαλίδας συναρτήσει της διαμέτρου του σωλήνα και του μεγέθους της φυσαλίδας. Τέτοιες σχέσεις είναι οι ακόλουθες:

$$V_b = \sqrt{gd_b/2} SF$$

$$SF = 1 \quad \text{for } \frac{d_b}{D_T} < 0.125$$

$$SF = 1.13 \exp\left(-\frac{d_b}{D_T}\right) \quad \text{for } 0.125 < \frac{d_b}{D_T} < 0.6$$

$$SF = 0.496 \sqrt{D_T/d_b} \quad \text{for } \frac{d_b}{D_T} > 0.6$$

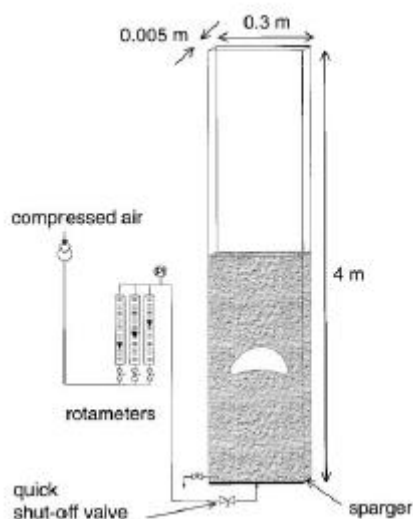
Όπου:

V_b = η ταχύτητα της φυσαλίδας

D_b = η διάμετρος της φυσαλίδας

D_T = η διάμετρος της στήλης

g = η επιτάχυνση της βαρύτητας

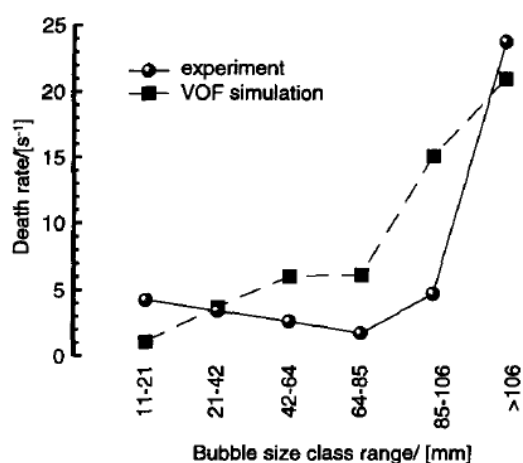


Σχήμα 34: Πειραματική διάταξη των R. Krishna *, J.M. van Baten, M.I. Urseanu, J. Ellenberger²⁸ για την μελέτη των ρευστοδυναμικών χαρακτηριστικών των φυσαλίδων.

Να θυμίσουμε σε αυτό το σημείο ότι στην παραμετρική μελέτη όσον αφορά τη διφασική αλληλεπίδραση έγινε χρήση φυσαλίδων από 1 mm έως 5 mm. Προφανώς δεν θεωρήσαμε μεγαλύτερες των 5 mm φυσαλίδες εφόσον η οπές δεν ξεπερνούν τα 5 mm και οι φυσαλίδες θα ξεκινήσουν σε σφαιρική σχεδόν μορφή και όχι πεπλατυσμένες προς τις γωνίες της οπής.

Σαν κατώτερο όριο σπασίματος των φυσαλίδων θεωρήσαμε το 1 mm κάτω από το οποίο δεν βρέθηκαν αναφορές στην βιβλιογραφία.

Μάλιστα, οι διάμετροι που χρησιμοποιήθηκαν αφορούν όλον το όγκο της βαθμίδας, δηλαδή υποθέσαμε ότι οι φυσαλίδες που εισέρχονται μέσα στην υγρή φάση θα είναι σταθερής διαμέτρου κάτι το οποίο μπορεί να επιβεβαιωθεί και από αναφορές της βιβλιογραφίας όπως φαίνεται και στο ακόλουθο διάγραμμα (Σχήμα 35).



Σχήμα 35: Διάγραμμα "θανάτου" φυσαλίδων ανάλογα με τη διάμετρο. R. Krishna and J.M. van Baten²⁷

Όπως παρατηρούμε δεν γίνεται αναφορά για σπάσιμο των φυσαλίδων σε μικρότερες για διαμέτρους κάτω των 11 mm, δηλαδή πολύ μεγαλύτερες από αυτές που υποτέθηκαν στη παραμετρική ανάλυση.

Επίσης, το γεγονός ότι λαμβάνουμε αρκετά καλύτερες κατανομές των δύο φάσεων στις περιπτώσεις των σφαιρικών φυσαλίδων (CFIPD=5) μπορεί να υποστηριχτεί και από το ακόλουθο διάγραμμα της βιβλιογραφίας (Σχήμα 36), όπου παρουσιάζονται ελλειψοειδείς (CFIPD=6) ή παραμορφωμένες φυσαλίδες (CFIPD=4) σε μεγαλύτερης διαμέτρου κυρίως φυσαλίδες. Το γεγονός αυτό στηρίζει το γεγονός ότι θεωρήσαμε ίδιας διαμέτρου φυσαλίδες, και όχι κατανομή διαμέτρων, αφού όσο μικρότερες είναι οι φυσαλίδες τόσο περισσότερο διατηρούν την «σφιχτή» σφαιρική δομή τους και δέχονται πιο ομοιόμορφα της εξωτερικές τάσεις στη περιφέρειά τους με αποτέλεσμα να μην έχουν την ίδια τάση να σπάσουν (ή να παραμορφωθούν), όπως οι μεγαλύτερες ελλειψοειδείς και παραμορφωμένες φυσαλίδες.

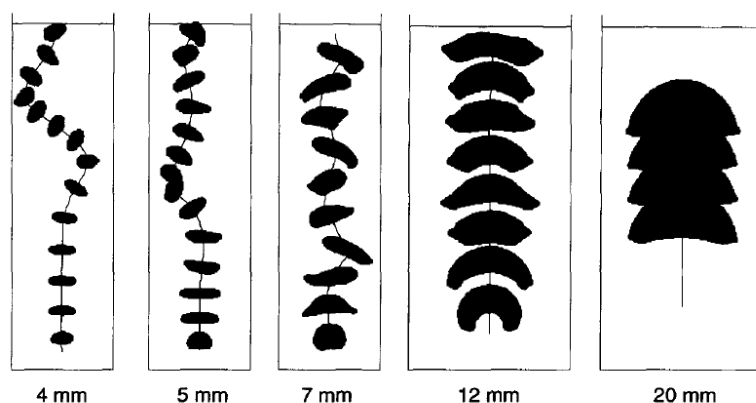


FIG. 2
Rise trajectories of bubbles of 4,5,7,12 and 20 mm diameter in a column of water.

Σχήμα 36: Σχηματικές αναπαραστάσεις φυσαλίδων κατά την ανοδική τους κίνηση για διάφορες μορφές και διαμέτρους. R. Krishna and J.M. van Baten²⁷

Έτσι λοιπόν, κάτω από το προαναφερθέν υπόβαθρο γίνεται αρχικά η επιλογή των σεναρίων που δίνουν την καλύτερη κατανομή των δύο φάσεων στα διαγράμματα των ισογραμμών γεγονός που ταυτοχρόνως οδηγεί και σε αποδεκτά προφίλ LHU συναρτήσεως του ύψους. Αυτό ισχύει διότι τα κύρια χαρακτηριστικά που λαμβάνονται υπόψη από εποπτική πλευρά είναι τα εξής:

1. Μεγαλύτερη αναλογία της υγρής φάσης στον πυθμένα
2. Μεγάλη και εμφανή βαθμίδα $dR1/dx$ και $dR1/dz$ μεταξύ των περιοχών του πυθμένα πάνω από τις οπές και των περασμάτων περιμετρικά των οπών από όπου περνάει η υγρή φάση
3. Συσσώρευση υγρού στον πυθμένα και στην περίμετρο της βαθμίδας όπου δεν υπάρχουν οπές
4. Κυρίως ποσοστά των αναμεμιγμένων φάσεων μεταξύ 30-70 και 70-30 % για τις R1-R2
5. Εμφανώς μικρότερα κλάσματα όγκου υγρής φάσης στο ύψος του υδατοφράκτη και
6. Τέλος, κλάσματα όγκου πολύ κοντά στο 0 % στην περιοχή πάνω από το ύψος του υδατοφράκτη όπου έχουμε την ελεύθερη απομάκρυνση του αέρα.

Οι 6 παραπάνω εποπτικοί κανόνες για τα διαγράμματα των ισογραμμών του κλάσματος όγκου του υγρού είναι φανερό ότι αποτελούν και τις απαραίτητες προϋποθέσεις ώστε να επαληθεύεται και το προφίλ του LHU συναρτήσεως του ύψους.

Έτσι λοιπόν, κοιτώντας τα παραπάνω δεδομένα σε κάθε περίπτωση καταλήγουμε στα ακόλουθα σχόλια ανά περίπτωση:

- R1=AIR και R2=LIQUID
 - CFIPS

Από τις περιπτώσεις του γενικού μοντέλου CFIPS και με μόνη παράμετρο τον συντελεστή CFIPS απορρίπτονται όλες οι περιπτώσεις και **γίνεται αποδεκτή μόνο αυτή για CFIPS=1e5**. Να σημειώσουμε ότι μικρότερες τιμές για το CFIPS δεν οδηγούσαν σε σύγκλιση. Μάλιστα, σε κάθε περίπτωση που υπήρχαν δυσκολίες σύγκλισης παρατηρούταν απόκλιση της επίλυσης κοντά στα χρονικά όρια της πρώτης απομάκρυνσης του αέρα από την επιφάνεια του νερού. Πρέπει να πούμε ότι μικρές τιμές του CFIPS (της τάξης του 1e1 έως 1e4) σημαίνουν ότι οι δύο φάσεις δεν επηρεάζονται ιδιαίτερα η μία από την άλλη ενώ μεγάλες τιμές του CFIP (της τάξης του 1e10) σημαίνουν ότι οι δύο φάσεις κινούνται σχεδόν μαζί, δηλαδή με την ίδια ταχύτητα. Έτσι λοιπόν, τιμές του CFIPS κάτω του 1e5 προκαλούν αδυναμία στην περιγραφή της απότομης αλλαγής της κλίσης για τις μεταβλητές των κλασμάτων όγκων. Επιπλέον δεν θα ήταν ιδιαίτερα χρήσιμη διότι όπως βλέπουμε και στο Πίνακα 29 μεταξύ των τιμών 1e5 και 3,25e5 έχουμε αλλαγή στο πρόσημο της απόκλισης από το πειραματικό LHU. Έτσι λοιπόν, δεν θα είχε νόημα να συνεχίσουμε για τιμές του $CFIPS < 1e5$ όπου θα έδιναν μεγαλύτερες αποκλίσεις.

Επίσης, οι αρνητικοί συντελεστές CFIP (αλλαγή της διεσπαρμένης φάσης – R2) δίνουν και μη αποδεκτά προφίλ LHU με το ύψος.

- GRND8

Για τις περιπτώσεις του μοντέλο GRND8 γίνονται αποδεκτές οι ακόλουθες περιπτώσεις:

- **CFIPD=5 (σφαιρικές φυσαλίδες) για διαμέτρους:**
 - **CFIPB=0.00275, 0.003, 0.004, 0.005**
- **CFIPD=6 (ελλειψοειδείς φυσαλίδες) για διαμέτρους:**
 - **CFIPB=0.001, 0.003, 0.004, 0.005**

Οι υπόλοιπες περιπτώσεις αν και δίνουν ικανοποιητικά προφίλ LHU με το ύψος δεν γίνονται αποδεκτές διότι δεν δίνουν τα κατάλληλα όρια κλασμάτων όγκου για τις δύο φάσεις στην κύρια ενεργό περιοχή.

- R1=LIQUID και R2=AIR
 - CFIPS και GRND7

Για την περίπτωση, όπου σαν κύρια φάση που επιδρά στην τυρβώδη κατάσταση του μίγματος θεωρείται το νερό και δεύτερη ο αέρας, έχουμε πλήρη αποτυχία περιγραφής τόσο σε εποπτικό επίπεδο ισογραμμών και σε προφίλ LHU με το ύψος όσο και περιθώρια κατανομής των κλασμάτων όγκου καθ' όλον τον όγκο της βαθμίδας. **Έτσι δεν γίνεται καμία περίπτωση αποδεκτή.** Αυτό που πρέπει να προσέξουμε είναι ότι αν και κάποιες από αυτές τις περιπτώσεις (GNRD7_CFIPD=6_CFIPB=0.001 και 0,003) δίνουν μικρές αποκλίσεις από το συνολικό CLH της τάξης 2.3 και -13.1 % δεν γίνονται δεκτές διότι ο τρόπος κατανομής του συνολικού LHU αδυνατεί πλήρως να περιγράψει τη φυσική κατάσταση του συστήματος. Επομένως, εάν επιλέγαμε μονοδιάστατα τις αποκλίσεις θα οδηγούμασταν σε λάθος επιλογές.

Πριν φτάσουμε στο τελικό στάδιο της επιλογής κατάλληλου μοντέλου καθίσταται αναγκαίο να αναφέρουμε τις προσεγγιστικές σχέσεις και υποθέσεις της βιβλιογραφίας όσον αφορά το σχεδιασμό της διφασικής αλληλεπίδρασης.

Στην υπολογιστική διαδικασία της βιβλιογραφίας (Krishna και Ellenberger¹) ο συντελεστής για την διφασική (υγρό-αέρα) ανταλλαγή ορμής υπολογίζεται από την σχέση:

$$\mathbf{M}_{LG} = \frac{3}{4} \rho_L \frac{\varepsilon_G}{d_G} C_D (\mathbf{u}_G - \mathbf{u}_L) |\mathbf{u}_G - \mathbf{u}_L|$$

Όπου,

ρ_i = Η πυκνότητα της i φάσης

C_d = Συντελεστής οπισθέλκουσας

u_i = Η ταχύτητα της i φάσης και

D_g = η διάμετρος της φυσαλίδας

Επιπλέον ο συντελεστής οπισθέλκουσας υπολογίζεται από την σχέση του Krishna et al³¹:

$$C_D = \frac{4}{3} \frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L} g d_G \frac{1}{V_{slip}^2}$$

Με αυτό τον τρόπο αντικαθιστώντας στην σχέση για τον υπολογισμό του $M_{i,g}$ ο συντελεστής της διφασικής αλληλεπίδρασης αποδεσμεύεται από την διάμετρο των φυσαλίδων και εξαρτάται κυρίως από την ταχύτητα ολίσθησης και τα κλάσματα όγκου κάθε φάσης. Επιπλέον, για τον υπολογισμό της ταχύτητας ολίσθησης γίνεται η υπόθεση ότι μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση:

$$V_{slip} = U_G/\varepsilon_G,$$

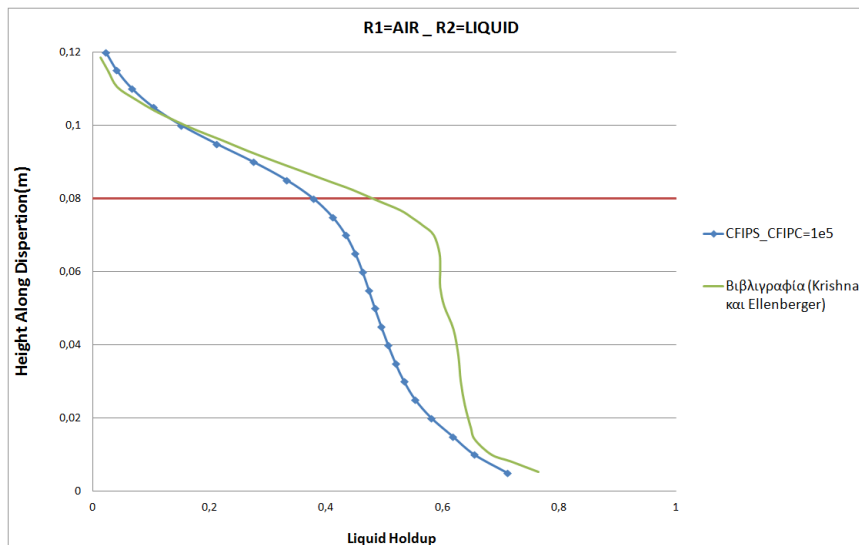
ενώ για τον υπολογισμό του κλάσματος του αέρα, της προαναφερθείσας σχέσης, γίνεται η προσέγγιση κατά Bennet²:

$$\varepsilon_L^B = \exp\left[-12.55\left(u_s \sqrt{\frac{\rho_{gas}}{\rho_{liq} - \rho_{gas}}}\right)^{0.91}\right]; \quad \varepsilon_G^B = 1 - \varepsilon_L^B$$

Έτσι προκύπτει η σχέση:

$$\mathbf{M}_{L,G} = \varepsilon_G \varepsilon_L (\rho_L - \rho_G) g \frac{1}{(U_G/\varepsilon_G^B)^2} \frac{1}{\varepsilon_L^B} (\mathbf{u}_G - \mathbf{u}_L) |\mathbf{u}_G - \mathbf{u}_L|$$

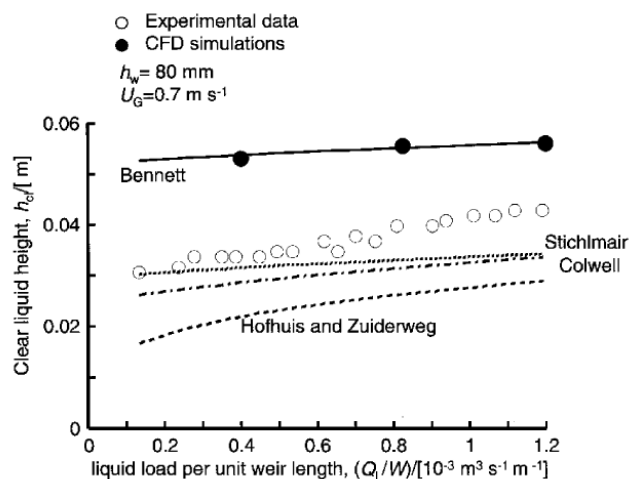
Έτσι λοιπόν, ένα τέτοιο μοντέλο που δεν λαμβάνει υπόψη του τον τύπο και τη διάμετρο των φυσαλίδων μπορούμε να πούμε ότι θα ταίριαζε περισσότερο στην φύση του γενικού μας μοντέλου CFIPS παρά στα μοντέλα GNRD7 και GRND8. Μάλιστα, γίνεται η ίδια υπόθεση για τον υπολογισμό του συντελεστή οπισθέλκουσας, όπως στο γενικό CFIPS μοντέλο, ο οποίος υπολογίζεται από μία και μόνο συσχέτιση μεταξύ Cd και Re, ενώ στα μοντέλα GRND7 και GRND8 γίνεται χρήση διαφορετικών συσχετίσεων Cd και Re ανάλογα με τα εύρη του αριθμού Re. Για τους παραπάνω λόγους είναι λογικό τα προφίλ LHU με το ύψος της βιβλιογραφίας και του CFIPS μοντέλου να μοιάζουν αρκετά (Σχήμα 37).



Σχήμα 37: Σύγκριση του κατακόρυφου προφίλ του LHU μεταξύ υπολογιστικού μοντέλου των Krishna και Ellenberger και του γενικού μοντέλου CFIPS (για CFIPS=1E5)

Μάλιστα, η βιβλιογραφία έχει απόκλιση από το πείραμα κατά 44% περίπου, ενώ το μοντέλο CFIPS αρκετά λιγότερο 21%.

Στις συσχετίσεις της βιβλιογραφίας, όσον αφορά τα μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν για την μεταφορά ορμής από τη μία φάση στην άλλη, αυτές των Colwell και Stichlmair (Σχήμα 38) ταιριάζουν καλύτερα στα πειραματικά αποτελέσματα. Εντούτοις, το κύριο πρόβλημα σε αυτά τα πειράματα ήταν ότι βρέθηκαν μικρές ποσότητες προσμίξεων και επιφανειακών συστατικών τα οποία επηρεάζουν σε μεγάλο βαθμό τα πειραματικά αποτελέσματα. Οι συσχετίσεις του Bennet και οι υπολογισμοί της βιβλιογραφίας [1] στο παρόν σύστημα δείχνουν μία καλή υπερεκτιμημένη προσέγγιση. Εάν όμως αυτή η προσαύξηση καταστέλλεται από την παρουσία των προσμίξεων, τότε το Hold-Up του αερίου θα αυξανόταν με ταυτόχρονη μείωση του Liquid Hold-Up [1].

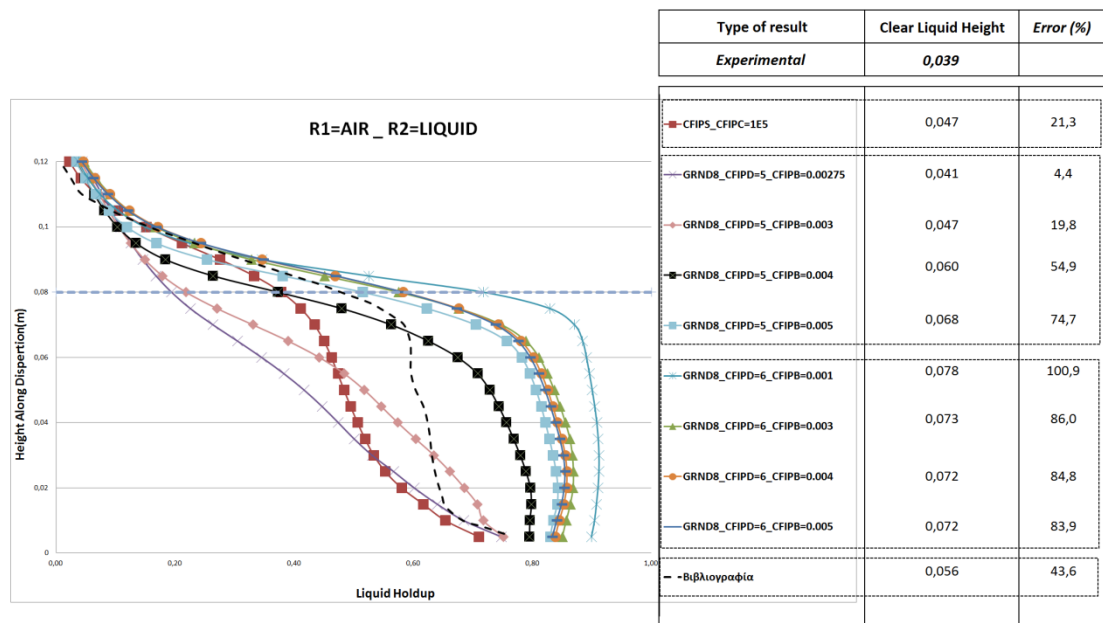


Σχήμα 38: Διάγραμμα του καθαρού ύψους νερού (LHU * Height) ανάλογα με την παροχή νερού προς το μήκος του υδατοφράκτη, όπου "CFD simulations" τα υπολογιστικά αποτελέσματα των Krishna και Ellenberger.

Πρέπει ακόμα να αναφερθεί μία ακόμα παράμετρος που μπορεί να προκαλεί μικρές αποκλίσεις μεταξύ αυτής της διπλωματικής και της βιβλιογραφίας. Δεν πρέπει να ξεχνούμε ότι μεν γίνεται χρήση παρόμοιου χρονικού βήματος ολοκλήρωσης των διαφορικών εξισώσεων (0,0025 sec διπλωματικής και 0,002 sec βιβλιογραφίας), όμως έχουμε χρήση πλέγματος αρκετά πυκνότερο από αυτό της βιβλιογραφίας. Η απόκλιση αυτή για πλέγμα 0,005 mm και 0,0025 mm δεν ξεπερνάει το 1,5% για την εκτίμηση του CLH στην βαθμίδα.

Έτσι λοιπόν, η χρήση του μοντέλου GRND8 και CFIPD=5, δηλαδή σφαιρική φυσαλίδα σε «βρώμικο νερό» (με προσμίξεις), προσφέρει πολλά πλεονεκτήματα στην προσέγγιση των συγκεκριμένων πειραμάτων, γι' αυτό επομένως και λαμβάνουμε αρκετά καλύτερες προσεγγίσεις του LHU-ύψος και αρκετά μικρές αποκλίσεις από το CLH.

Στο ακόλουθο σχήμα και πίνακα (Σχήμα 39) παρουσιάζονται συνολικά τα αποτελέσματα των περιπτώσεων που έγιναν αποδεκτές, όπως σχολιάστηκε προηγουμένως.



Σχήμα 39: Συνολικό διάγραμμα LHU-Height of dispersion για τις καλύτερες περιπτώσεις μοντέλων διφασικής αλληλεπίδρασης που μελετήθηκαν.

Είναι φανερό ότι το μοντέλο GRND8 με CFIPD=6, δηλαδή ελλειψοειδείς φυσαλίδες σε «καθαρό νερό» (χωρίς προσμίξεις) έδωσε τις μεγαλύτερες αποκλίσεις, ενώ το CFIPD=5 έδωσε τις καλύτερες προσεγγίσεις. Πρέπει να σημειώσουμε ότι η μόνη διαφορά μεταξύ των περιπτώσεων GRND8 και ίδια διάμετρο φυσαλίδας όμως διαφορετικά CFIPD είναι η φυσική μορφή της φυσαλίδας και της ποιότητας του νερού (με προσμίξεις ή όχι). Από την άλλη το γενικευμένο μοντέλο CFIPS το οποίο παρουσιάζει αρκετές υποθέσεις όσον αφορά τον υπολογισμό του συντελεστή οπισθέλκουσας δεν δίνει τόσο καλή απόκλιση όπως το μοντέλο GRND8. Τέλος, τις καλύτερες προσεγγίσεις βλέπουμε στο μοντέλο GRND8 στο οποίο οι περιπτώσεις για 4 και 5 mm μπορούν να αποκλεισθούν πρώτον για τις μεγάλες τους αποκλίσεις (πάνω από 50%) καθώς και για τη μορφή του προφίλ όσον αφορά τα ύψη κοντά στον πυθμένα. Ο λόγος της επιφάνειας των μονοπατιών νερού στον πυθμένα προς την επιφάνεια των οπών είναι σχεδόν 15 γεγονός που σημαίνει ότι αναμένουμε να έχουμε μεγαλύτερα κλάσματα όγκου νερού συνολικά στα κελιά που καλύπτουν τον πυθμένα, παρά την χαοτική και έντονη διάχυση των φυσαλίδων προς κάθε κατεύθυνση ακριβώς πάνω από τις οπές. Δεν πρέπει να ξεχνούμε ακόμα ότι και στα κελιά πάνω από τις οπές δεν έχουμε 100% αέρα αλλά μίγμα και των δύο φάσεων (αφού οι φυσαλίδες δεν καλύπτουν πλήρως κάθε κελί) καθώς επίσης ότι τα μονοπάτια νερού στην περίμετρο της βαθμίδας (καλύπτει το 33% της συνολικής επιφάνειας) έχουμε πλήρη κάλυψη από το συνεχές μέσο-νερό-με κλάσματα όγκου νερού στο 100%.

Έτσι λοιπόν, ύστερα από τον αποκλεισμό των παραπάνω περιπτώσεων παρέμειναν μόνο οι δύο περιπτώσεις μοντέλου GNRD8, με CFIPD=5 και διαμέτρους φυσαλίδας 0,00275 και 0,003 mm, με αντίστοιχες αποκλίσεις 4.4 και 19.8 % από τα πειραματικά αποτελέσματα. Οι λόγοι που επιλέγουμε τελικώς το μοντέλο με διάμετρο φυσαλίδων 0,00275 mm είναι πρώτον η μικρότερη απόκλιση από τα πειραματικά αλλά και η καλύτερη προσέγγιση του LHU σε ύψη κοντά στον πυθμένα.

Το τελικό μοντέλο για τον υπολογισμό του συντελεστή αναφοράς για την μεταφορά ορμής μεταξύ των δύο φάσεων είναι **το GRND8, με CFIPD=5 (σφαιρική φυσαλίδα σε «βρώμικο νερό» με προσμίξεις) και διάμετρο φυσαλίδας CFIPB=0.00275 mm.**

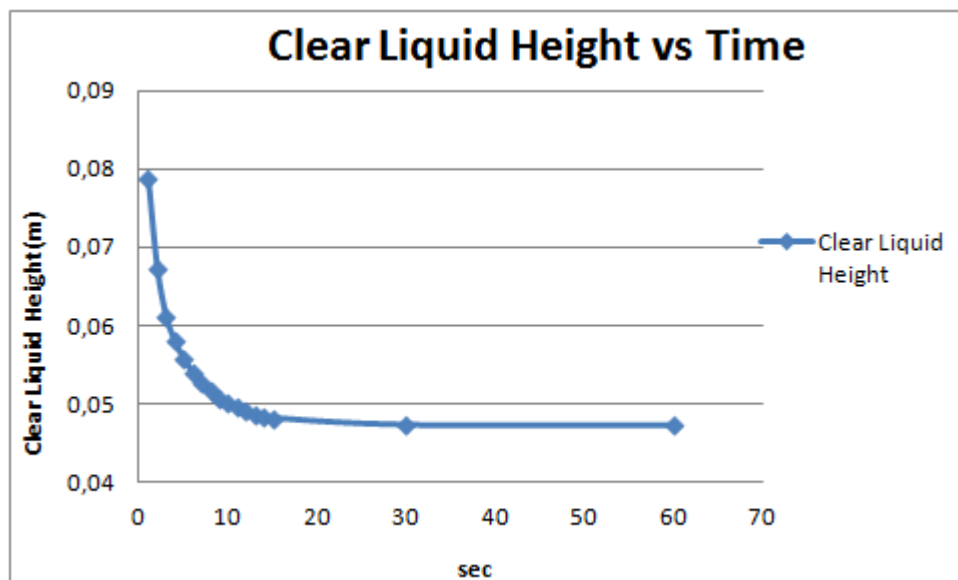
2.1.4. Προσδιορισμός οιονεί-μόνιμων συνθηκών

Ύστερα από τον προσδιορισμό του κατάλληλου χρονικού βήματος, του πλέγματος επίλυσης και της διφασικής αλληλεπίδρασης, η τελευταία παράμετρος που χρειάζονταν να καθοριστεί για τον προσδιορισμό του φαινομένου είναι ο χρόνος απόκτησης μόνιμων συνθηκών από τη στιγμή εκκίνησης. Πιο συγκεκριμένα αυτό που χαρακτηρίζουμε στη μελέτη της παρούσας διπλωματικής ως μόνιμες συνθήκες είναι στην ουσία η σταθεροποίηση του LHU, δηλαδή η ποσότητα νερού, και κατ' επέκταση του αέρα, που διαχειρίζεται η βαθμίδα. Μάλιστα αυτές τις συνθήκες θα ήταν καλύτερο να τις χαρακτηρίσουμε ως οιονεί-μόνιμες συνθήκες καθώς δεν αναφέρονται ακριβώς στην σταθεροποίηση ενός συστήματος από την οπτική πλευρά απόλυτα επαναλαμβανόμενων κινήσεων.

Λόγω των χαοτικών καταστάσεων που επικρατούν σε ένα τέτοιο σύστημα είναι σχεδόν απίθανο να παρουσιάζονται επαναλαμβανόμενες κινήσεις και καταστάσεις καθ' όλη την μάζα αυτού. Έτσι λοιπόν, στοχεύουμε την επιλογή για τον τερματισμό της διάρκειας επίλυσης του μαθηματικού μοντέλου εκείνη την χρονική στιγμή όπου πλέον έχουμε σταθεροποίηση του LHU, βάσει των συνθηκών λειτουργίας της βαθμίδας (ταχύτητα εισόδου αέρα και νερού και ύψος υδατοφράκτη), και η βαθμίδα πλέον υποστηρίζει για αυτήν την ποσότητα νερού συγκεκριμένη επιφάνεια επαφής των δύο φάσεων, γεγονός που είναι και το μείζονος σημασίας για την μελέτη του παρόντος φαινομένου.

Όπως έχει αναφερθεί προηγουμένως για τις αρχικές συνθήκες λειτουργίας της βαθμίδα, το νερό στην ουσία ξεκινάει από την μέγιστη δυνατή ποσότητα που μπορεί να υποστηρίξει η βαθμίδα αφού είναι γεμάτη με νερό μέχρι το ύψος του υδατοφράκτη. Την χρονική στιγμή 0 sec οι οπές επιτρέπουν την είσοδο του αέρα, η είσοδος νερού ξεκινάει και ταυτοχρόνως η ενεργός περιοχή αρχίζει να συμπληρώνεται από αέρα και να απομακρύνεται το νερό μέχρις ότου οι ποσότητες και των δύο συστατικών σταθεροποιηθούν και οι βαθμίδα λειτουργεί καθ' αυτές τις ποσότητες. Είναι λοιπόν λογικό, το LHU, και αντίστοιχα το CLH, να αρχίζει από την μεγαλύτερη αρχική ποσότητα πλήρωσης της ενεργού περιοχής και να συγκλίνει ασυμπτωτικά στην ευθεία με τιμή την πραγματική τιμή οιονεί-μόνιμων συνθηκών. Προφανώς για την απόκτηση ενός τέτοιου συστήματος ισορροπίας θα χρειαζόταν άπειρος χρόνος για αυτό το λόγο η πορεία της σύγκλισης μελετάται σε ικανοποιητικά μεγάλα χρονικά διαστήματα, διάρκειας του ενός δευτερολέπτου, όπως πραγματοποιήθηκε και στην βιβλιογραφία, και το σχετικό σφάλμα μεταξύ δύο τιμών σε διαδοχικά χρονικά διαστήματα κανονικοποιείται ως προς το ελάχιστο αυτό χρονικό διάστημα. Να θυμίσουμε ότι η συγκεκριμένη επιλογή χρονικού βήματος επαληθεύεται και από την τάξη του χρόνου απόκτησης οιονεί-μόνιμων συνθηκών της βιβλιογραφίας ο οποίος είναι τα 6 sec.

Έτσι λοιπόν, στο πλαίσιο της παρούσας ανάλυσης παρουσιάζεται το διάγραμμα της πορείας του CLH με την πάροδο του χρόνου στο Σχήμα 40.



Σχήμα 40: Πορεία σύγκλισης του Clear Liquid Height με την πάροδο του χρόνου επίλυσης του φαινομένου

Ο πίνακας των αντίστοιχων τιμών που συνθέτουν το διάγραμμα του Σχήματος 40 παρουσιάζονται στον Πίνακα 11.

Πίνακας 11: Τιμές του καθαρού ύψους του νερού για διάφορα χρονικά διαστήματα σε συνολική διάρκεια υπολογιστικής επίλυσης μέχρι και 60 sec εξέλιξης του φαινομένου

| Time (sec) | Clear Liquid Height |
|------------|---------------------|
| 1 | 0,0788 |
| 2 | 0,0674 |
| 3 | 0,0612 |
| 4 | 0,0580 |
| 5 | 0,0558 |
| 6 | 0,0540 |
| 7 | 0,0526 |
| 8 | 0,0516 |
| 9 | 0,0507 |
| 10 | 0,0500 |
| 11 | 0,0495 |
| 12 | 0,0491 |
| 13 | 0,0487 |
| 14 | 0,0484 |
| 15 | 0,0482 |
| 30 | 0,0473 |
| 60 | 0,0472 |

Για τις τιμές που παρουσιάζονται στον Πίνακα 11 θεωρήσαμε ότι έχουμε απόκτηση οιοειμόνιμων συνθηκών τη χρονική στιγμή όπου το σχετικό σφάλμα μεταξύ δύο τιμών κανονικοποιημένο στο χρονικά διάστημα που υπολογίζεται είναι κάτω του 1%. Ο λόγος της κανονικοποίησης είναι σημαντικός έτσι ώστε να μειώσουμε την επίδραση που έχει η επιλογή του χρονικού βήματος στην τελική μας επιλογή. Η σχέση που περιγράφει αυτή την διαδικασία είναι η εξής:

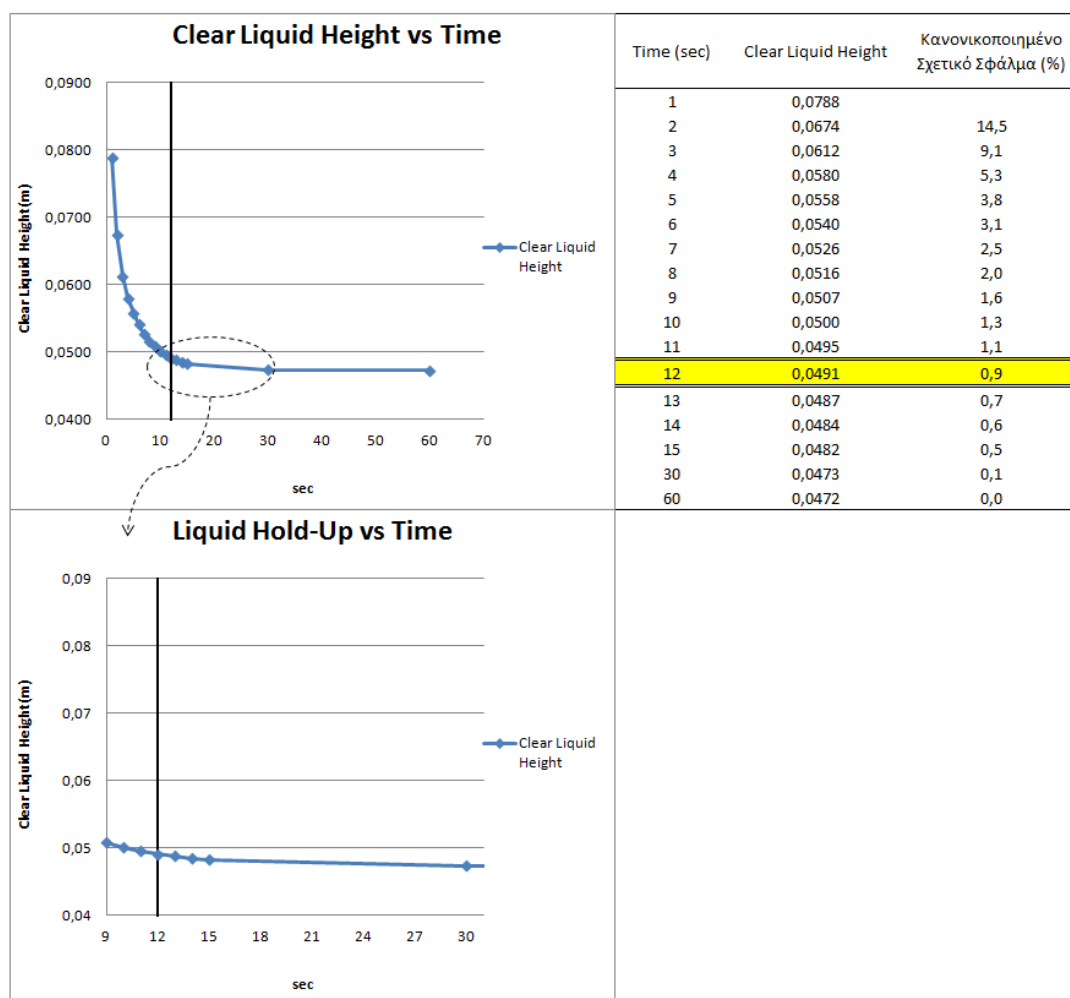
$$\frac{[CLH(i) - CLH(i + 1)]}{CLH(i)} * 100\% * \frac{1}{\Delta t(i \rightarrow i + 1)} \leq 1\%$$

Αυτή η διαδικασία, από μία άλλη οπτική γωνία, μπορεί να ερμηνευτεί και ως η μείωση της κλίσης (ασυμπτωτική πορεία σύγκλισης) της καμπύλης του LHU κανονικοποιημένη στο μέγεθος και την τάξη του CLH. Δηλαδή με αναδιατύπωση των όρων της παραπάνω σχέσης ως:

$$\frac{[CLH(i) - CLH(i + 1)]}{\Delta t(i \rightarrow i + 1)} * 100\% * \frac{1}{CLH(i)} \leq 1\%$$

Ο στόχος αυτής της σχέσης είναι στην ουσία να περιγράψει το γεγονός ότι η καμπύλη έχει αρχίσει να κινείται ασυμπτωτικά (ή σχεδόν πάνω σε μία ευθεία με κλίση να τείνει προς το μηδέν) με ένα επαρκές και λογικό περιθώριο σφάλματος του 1%.

Έτσι λοιπόν από την παραπάνω διαδικασία καταλήγουμε στο γεγονός ότι το φαινόμενο που μελετήθηκε υπό συγκεκριμένες αρχικές συνθήκες καταλήγει σε σταθεροποίηση του CLH και **απόκτησης οιοει-μόνιμων συνθηκών στα 12 sec**. Τα αποτελέσματα αυτής της διαδικασίας παρουσιάζονται στο ακόλουθο συγκεντρωτικό διάγραμμα και πίνακα του Σχήματος 41.



Σχήμα 41: Πορεία σύγκλισης του CLH με την πάροδο του χρόνου και επιλογή της χρονικής στιγμής απόκτησης οιοει-μόνιμων συνθηκών

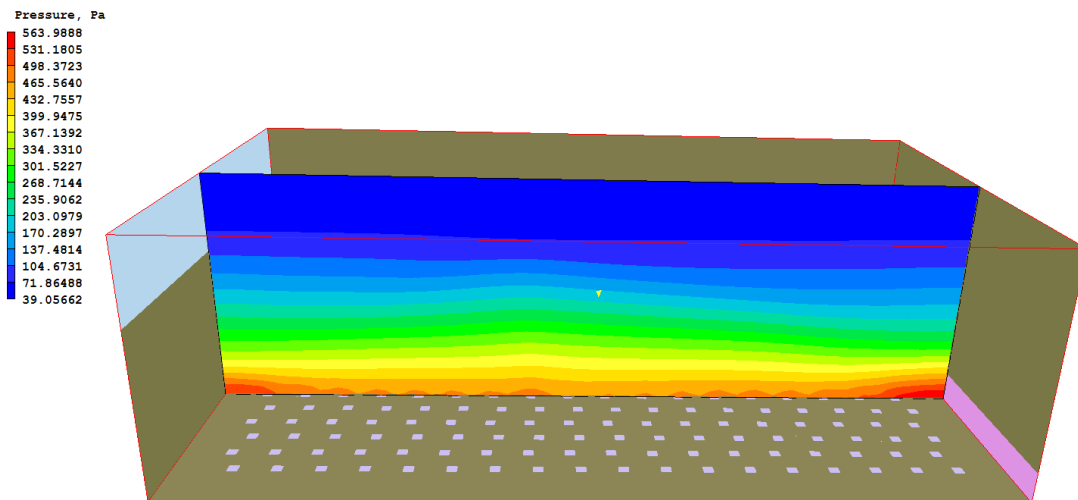
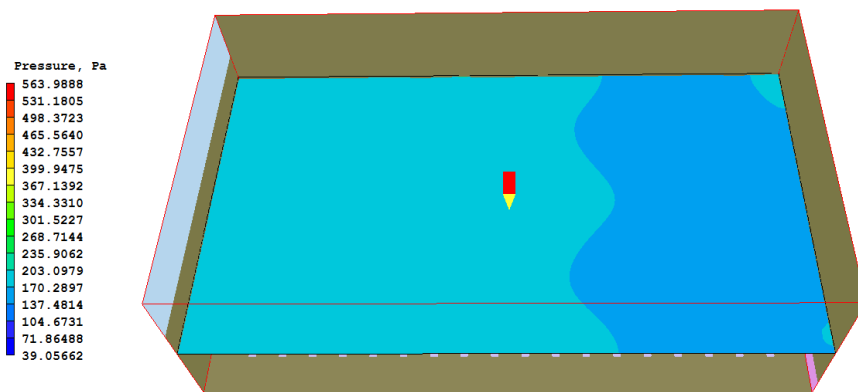
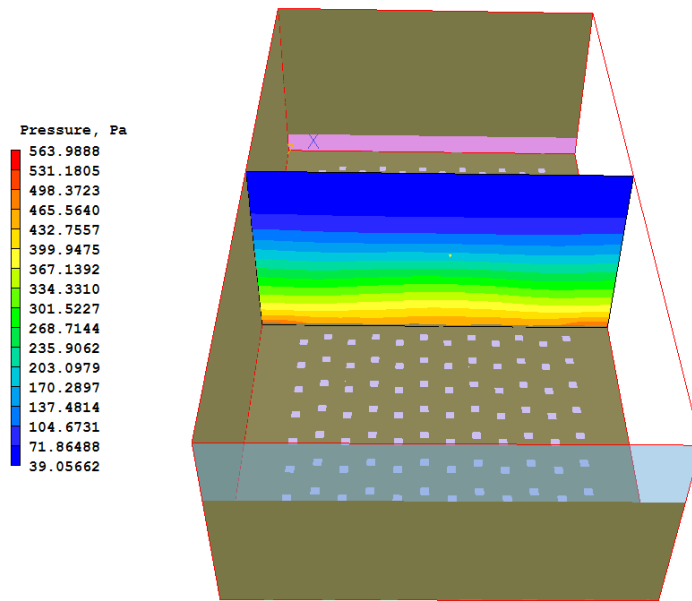
2.2. Παραμετρική ανάλυση φαινομένου

Αφού ολοκληρώθηκε η μελέτη για τον προσδιορισμό των παραμέτρων του Υπολογιστικού μοντέλου καθίσταται δυνατή η πραγματοποίηση παραμετρικής μελέτης του φαινομένου και για άλλες συνθήκες εισόδου της υγρής και αέριας φάσης καθώς επίσης και του ύψους του υδατοφράκτη.

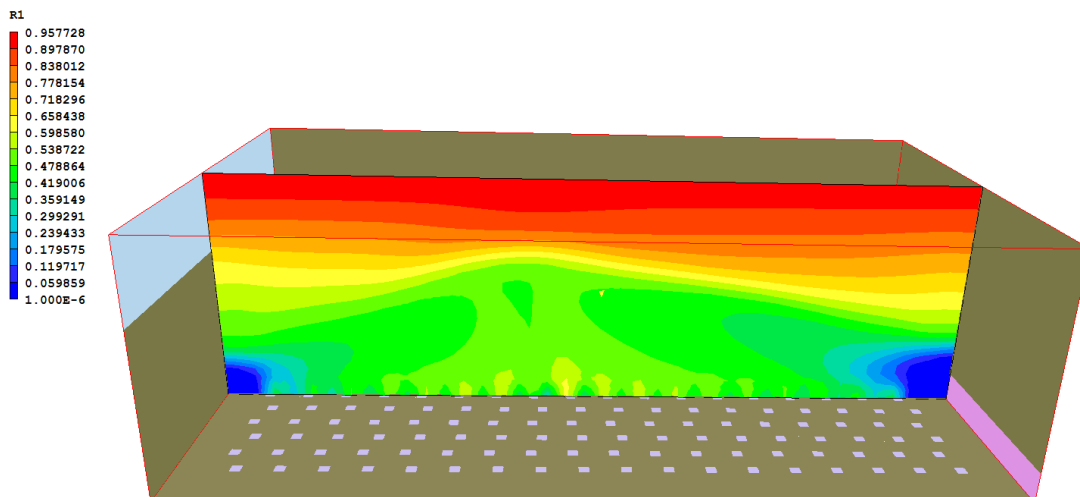
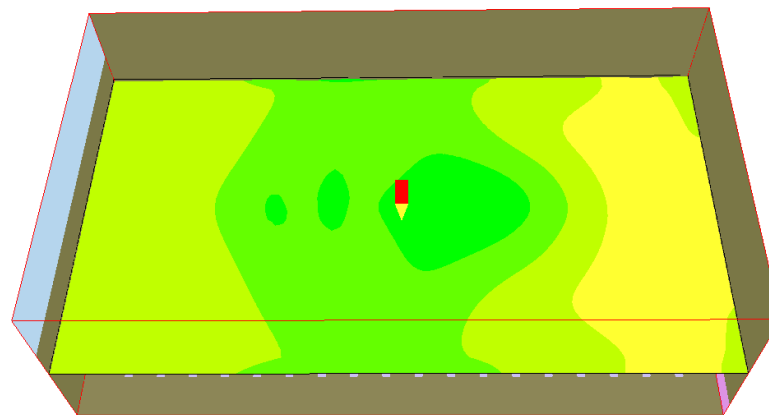
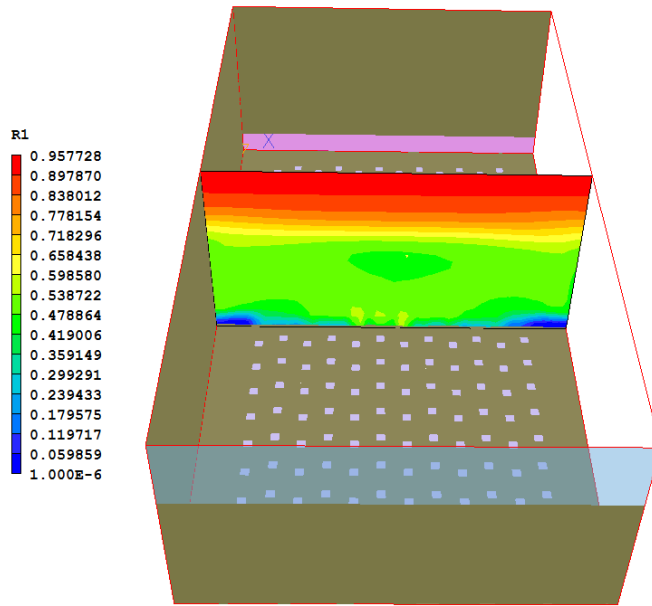
Όπως αναφέραμε προηγουμένως, η βασική περίπτωση για την οποία μελετήθηκε το πρόβλημα είναι 0.7 m/s είσοδος αέρα, 0.055 m/s είσοδος νερού (ή αλλιώς $Q_i/W = 8.25 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$) και 80 mm ύψος υδατοφράκτη. Βάσει αυτών των συνθηκών υπολογίστηκε το ελάχιστο χρονικό βήμα ολοκλήρωσης των διαφορικών εξισώσεων (0.0025 sec), το ανεξάρτητο πλέγμα επίλυσης (0.0025 mm), το μοντέλο μεταφοράς ορμής μεταξύ των δύο φάσεων (σφαιρικές φυσαλίδες διαμέτρου 0,00275 mm σε νερό με προσμίξεις) καθώς και ο χρόνος απόκτησης οιονεί-μόνιμων συνθηκών (12 sec).

Στο πλαίσιο λοιπόν προσδιορισμού του προβλήματος μας μπορούμε στη συνέχεια να παρουσιάσουμε τα διαγράμματα ισογραμμών των υπολογισμένων μεταβλητών και των διανυσμάτων των ταχυτήτων. Έτσι μπορούμε να σχηματίσουμε πλέον μία ολοκληρωμένη άποψη για την κίνηση του διφασικού μίγματος στην ενεργό περιοχή της βαθμίδας, στην άνω περιοχή της, όπου έχουμε την απομάκρυνση του αέρα, καθώς επίσης και για την πτώση πίεσης που υφίσταται, μία παράμετρος ιδιαίτερα σημαντική για τον σχεδιασμό αποστακτικών στηλών, μιας και η πτώση πίεσης ανά βαθμίδα καθορίζει αρκετά τα άνω και κάτω θερμοκρασιακά όρια καθώς και τα περιθώρια ασφάλειας της στήλης.

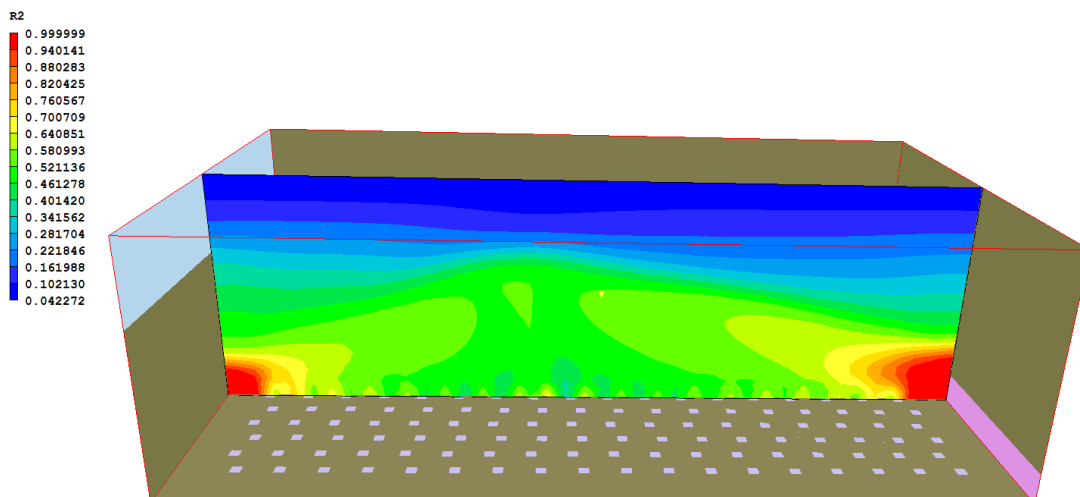
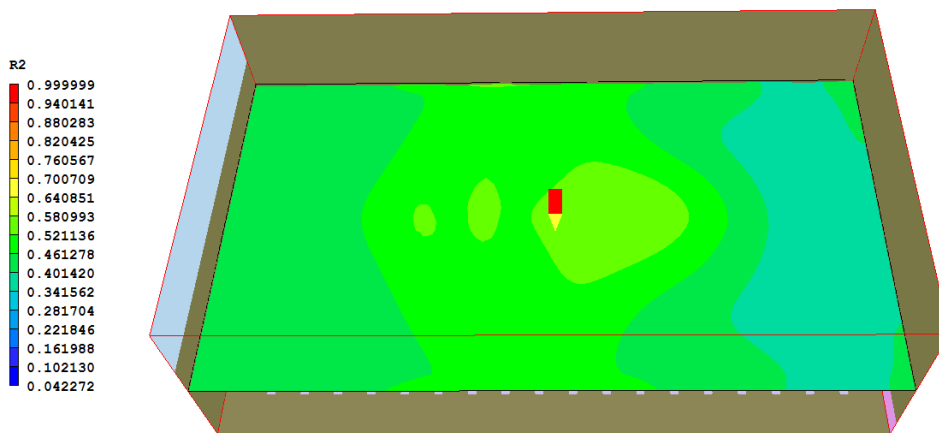
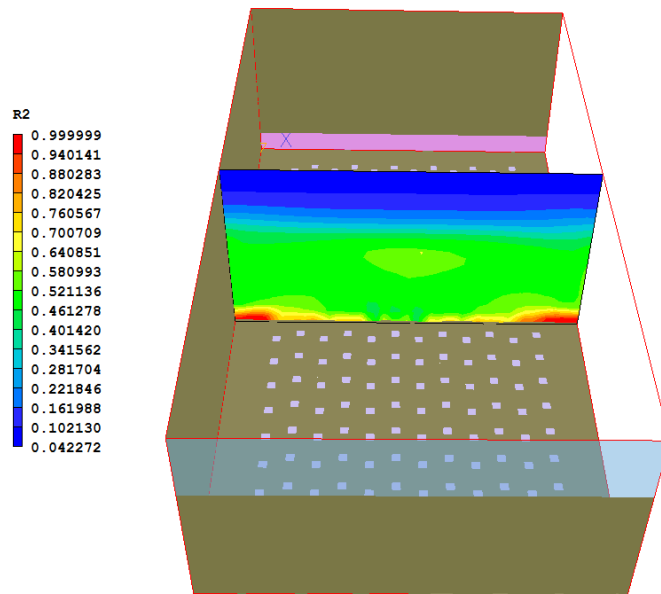
Στα ακόλουθα Σχήματα 42 έως 46 παρουσιάζονται τα διαγράμματα των υπολογισμένων μεταβλητών και τα διανύσματα των ταχυτήτων για την μελέτη της βασικής περίπτωσης ($Q_i/W = 8.25 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, $U_g=0.7 \text{ m/s}$ και $h_w=0.080 \text{ m}$). Τα διαγράμματα για όλες τις μεταβλητές παρουσιάζονται αναλυτικά στο APPENDIX B.



Σχήμα 42: Ισογραφήματα της πίεσης στη βαθμίδα στις τρεις διευθύνσεις του χώρου

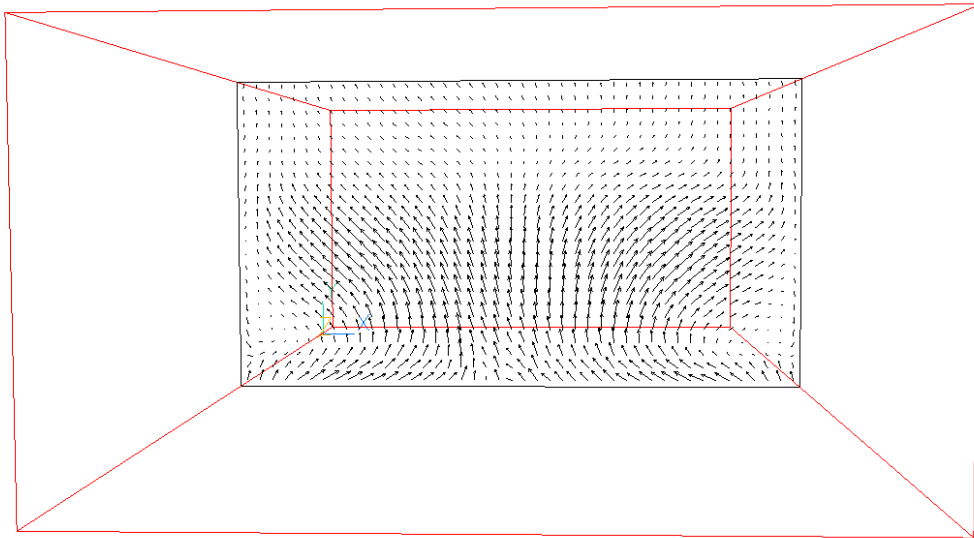


Σχήμα 43: Ισογραφήματα του κλάσματος όγκου του αέρα στη βαθμίδα στις τρεις διευθύνσεις του χώρου

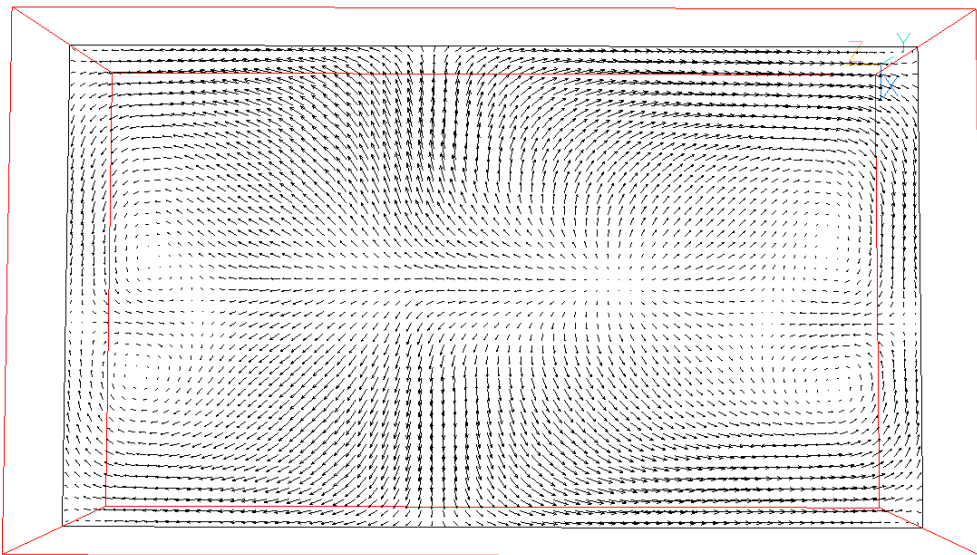


Σχήμα 44: Ισογραφήματα του κλάσματος όγκου του νερού στη βαθμίδα στις τρεις διευθύνσεις του χώρου

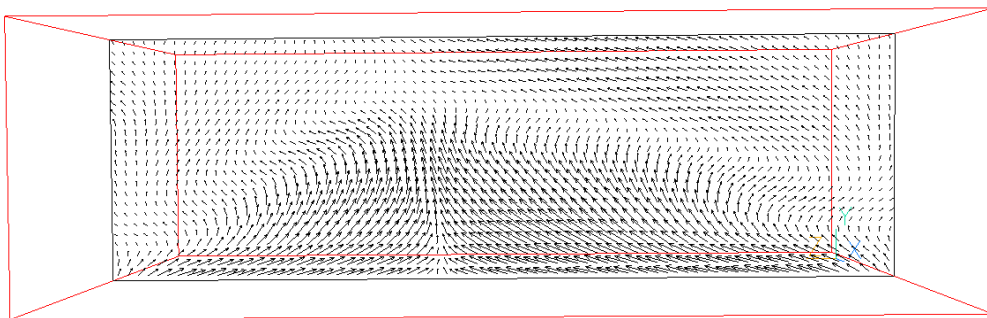
Phase 1 vectors



Phase 1 vectors

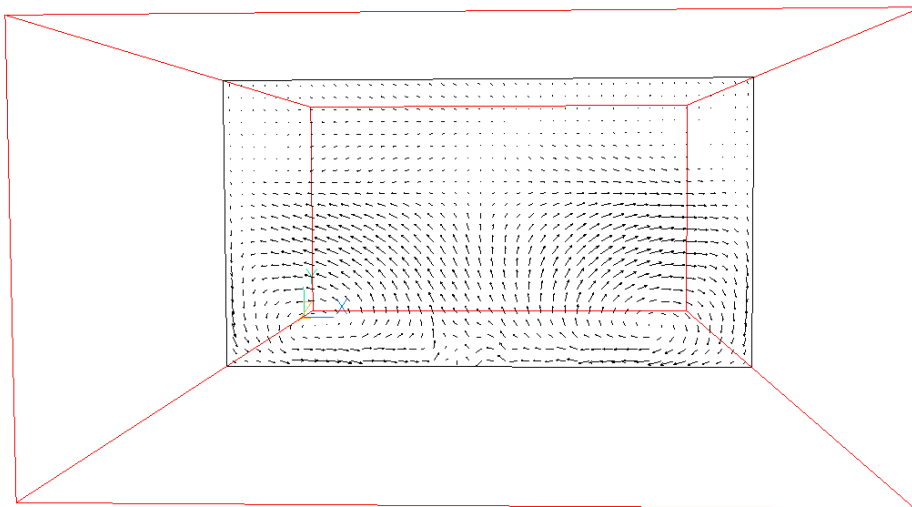


Phase 1 vectors

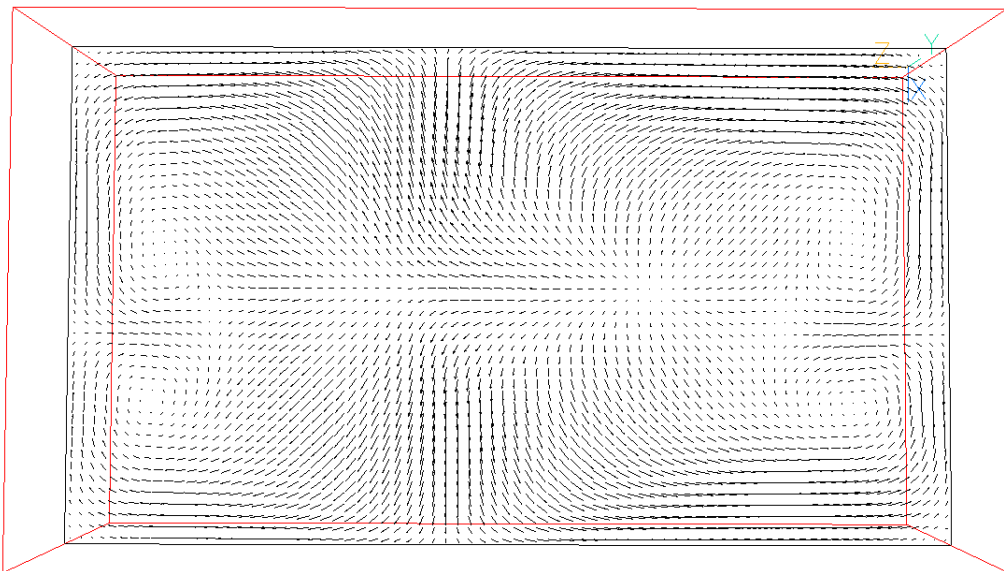


Σχήμα 45: Διανύσματα της ταχύτητας του αέρα στη βαθμίδα στις τρεις διευθύνσεις του χώρου

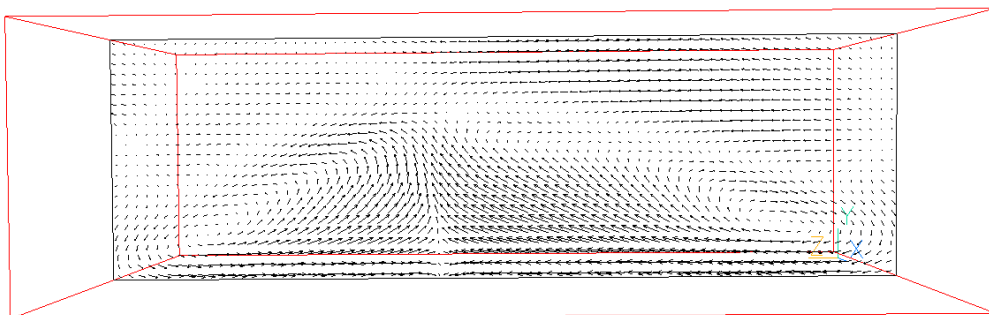
Phase 2 vectors



Phase 2 vectors



Phase 2 vectors



Σχήμα 46: Διανύσματα της ταχύτητας του νερού στη βαθμίδα στις τρεις διευθύνσεις του χώρου

Τα σημεία που πρέπει κυρίως να σχολιάσουμε, όσον αφορά τα ισογραφήματα της πίεσης, των κλασμάτων όγκου και των διανυσμάτων ταχύτητας (οι υπόλοιπες μεταβλητές παρουσιάζονται στο APPENDIX B) είναι τα εξής:

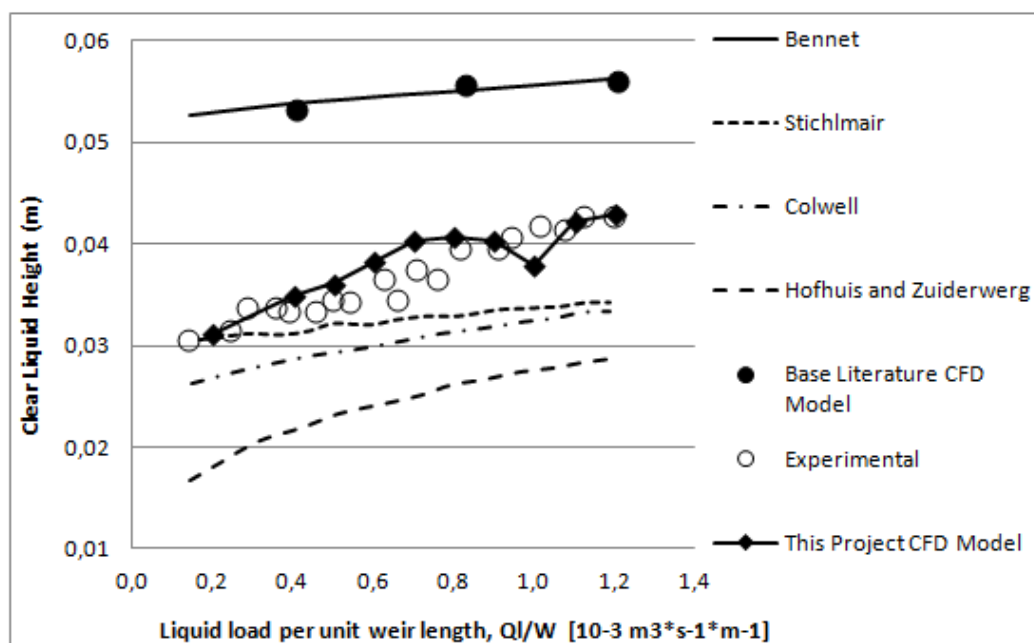
1. Η έκτασης της πτώσης πίεσης $39 - 564 \text{ [Pa]} = -0,00525 \text{ [bar]}$ είναι μία πολύ καλή προσέγγιση της πτώσης πίεσης για διάτρητες βαθμίδες που συναντώνται και στον βιομηχανικό σχεδιασμό (-0,01 έως -0,001 bar). Το γεγονός ότι η πίεση μειώνεται όσο αυξάνεται το ύψος είναι λογικό επακόλουθο αφού όντως έχουμε ελεύθερη ροή ατμών από κάτω προς τα πάνω (κατεύθυνση προς μικρότερες πιέσεις).
2. Έχουμε κυρίως συγκέντρωση των δύο φάσεων προς τον κεντρικό χώρο της ενεργούς περιοχής (40 έως 60% για τις R1-R2 και 60-40% για τις R1-R2, αντίστοιχα).
3. Στα περιμετρικά άκρα έχουμε συγκέντρωση του νερού, λόγω των ελεύθερων μονοπατιών νερού, ενώ άνω της ενεργούς περιοχής έχουμε συγκέντρωση αέρα, λόγω του ύψους του υδατοφράκτη και της ελεύθερης απομάκρυνσής του.
4. Τέλος, περιοχές ανακυκλοφοριών των δύο φάσεων πάνω από τις περιφερειακές οπές του πυθμένα λόγω των τοιχωμάτων όπου παρουσιάζεται ανάκλαση του μίγματος και επιστροφή προς τον κεντρικό χώρο.

Ύστερα από την παρουσίαση των αποτελεσμάτων της βασικής περίπτωσης, προχωρούμε στην μελέτη και άλλων συνθηκών λειτουργίας της βαθμίδας με σκοπό να δούμε τη συμπεριφορά της βαθμίδας σε διαφορετικές συνθήκες λειτουργίας. Στον Πίνακα 12 παρουσιάζονται οι οριακές συνθήκες της παραμετρικής ανάλυσης κάθε περίπτωσης, όπου στην πρώτη στήλη έχουμε την υπό μελέτη μεταβλητή, στην δεύτερη στήλη την τιμή της μεταβλητής και στην τρίτη στήλη την τιμή του Liquid Hold-Up που υπολογίστηκε σε κάθε περίπτωση. Πρέπει να σημειωθεί ότι σε κάθε περίπτωση όπου αλλάζει η τιμή μίας μεταβλητής (QI/W , U_g και h_w) οι υπόλοιπες μεταβλητές παραμένουν ίδιες βάσει της βασικής περίπτωσης, όπως αναφέρθηκε παραπάνω. Από αυτήν την παραμετρική μελέτη του φαινομένου παρουσιάζονται στα επόμενα Σχήματα 47, 48 και 49 τα αποτελέσματα του CFD μοντέλου της βασικής βιβλιογραφίας, οι πειραματικές τιμές, οι συσχετίσεις άλλων CFD αποτελεσμάτων της βιβλιογραφίας καθώς και τα αποτελέσματα του CFD μοντέλου αυτής της διπλωματικής εργασίας. Έτσι μπορούμε να έχουμε μία συνολική άποψη όσο αφορά των

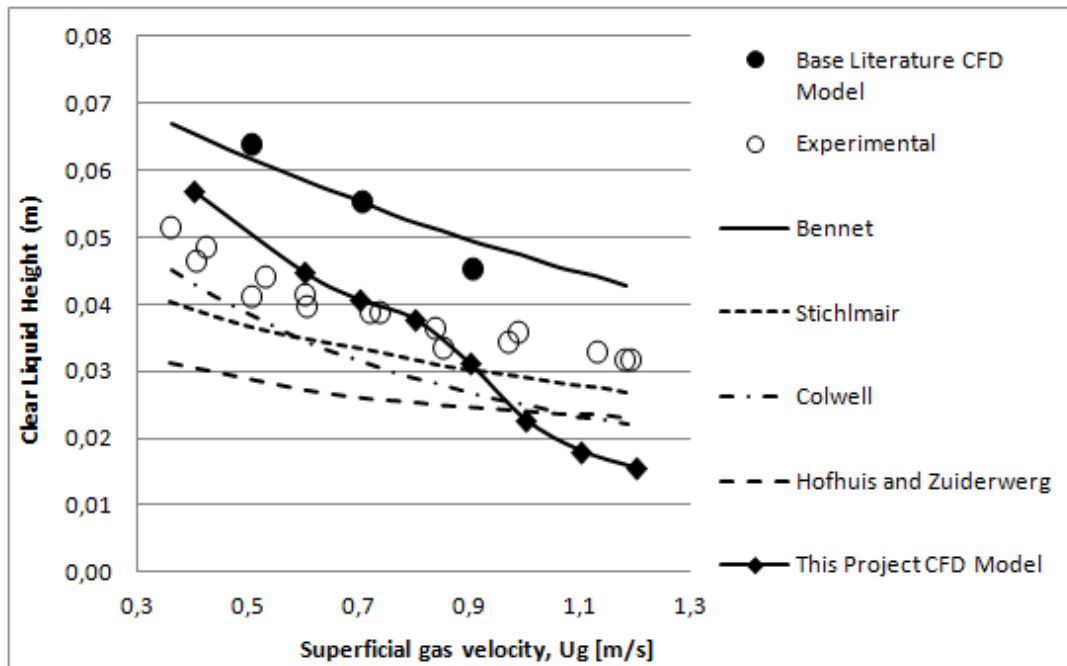
προσπαθειών που έχουν πραγματοποιηθεί για την πρόβλεψη της λειτουργίας μίας διάτρητης βαθμίδας αποστακτικής στήλης.

Πίνακας 12: Οριακές συνθήκες παραμετρικής ανάλυσης του φαινομένου

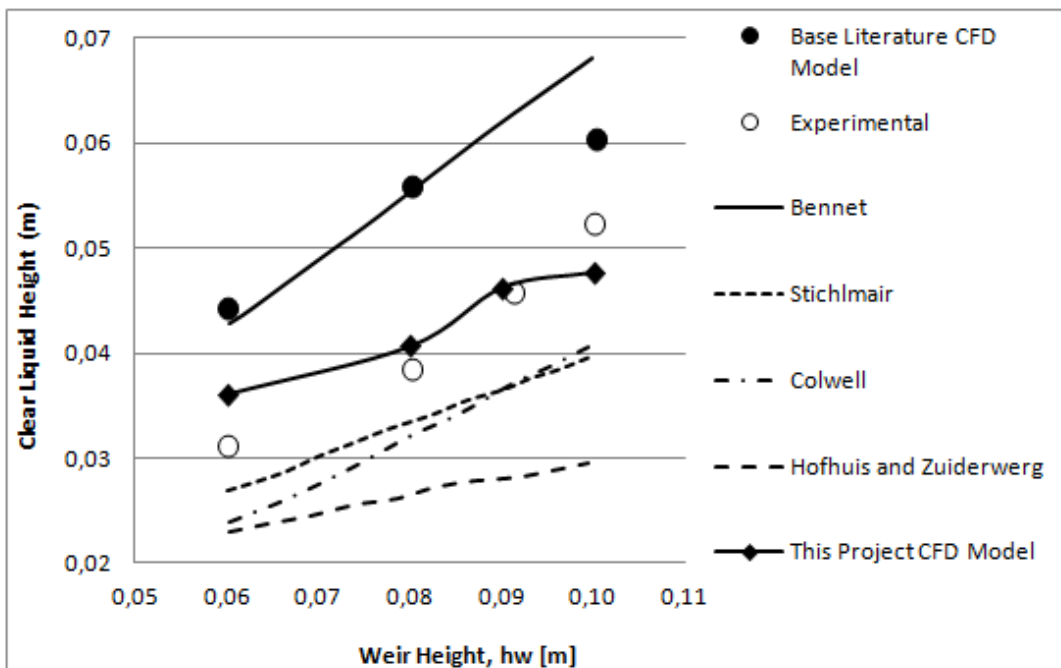
| Variable | Value | Liquid Hold-Up |
|--|-------|----------------|
| Liquid load per unit weir length, Ql/W [10 ⁻³ m ³ *s ⁻¹ *m ⁻¹] | 0,2 | 0,0312 |
| | 0,4 | 0,0349 |
| | 0,5 | 0,0361 |
| | 0,6 | 0,0382 |
| | 0,7 | 0,0403 |
| | 0,8 | 0,0407 |
| | 0,9 | 0,0403 |
| | 1 | 0,0378 |
| | 1,1 | 0,0421 |
| | 1,2 | 0,0429 |
| Superficial gas velocity, U_g [m/s] | 0,4 | 0,0570 |
| | 0,6 | 0,0448 |
| | 0,7 | 0,0407 |
| | 0,8 | 0,0378 |
| | 0,9 | 0,0311 |
| | 1 | 0,0228 |
| | 1,1 | 0,0181 |
| | 1,2 | 0,0155 |
| Weir Height, h_w [m] | 0,06 | 0,0361 |
| | 0,08 | 0,0407 |
| | 0,09 | 0,0463 |
| | 0,1 | 0,0477 |



Σχήμα 47: Διάγραμμα του CLH με την παροχή νερού/μήκος υδατοφράκτη, με τις πειραματικές και υπολογιστικές τιμές της βιβλιογραφίας και αυτής της διπλωματικής εργασίας



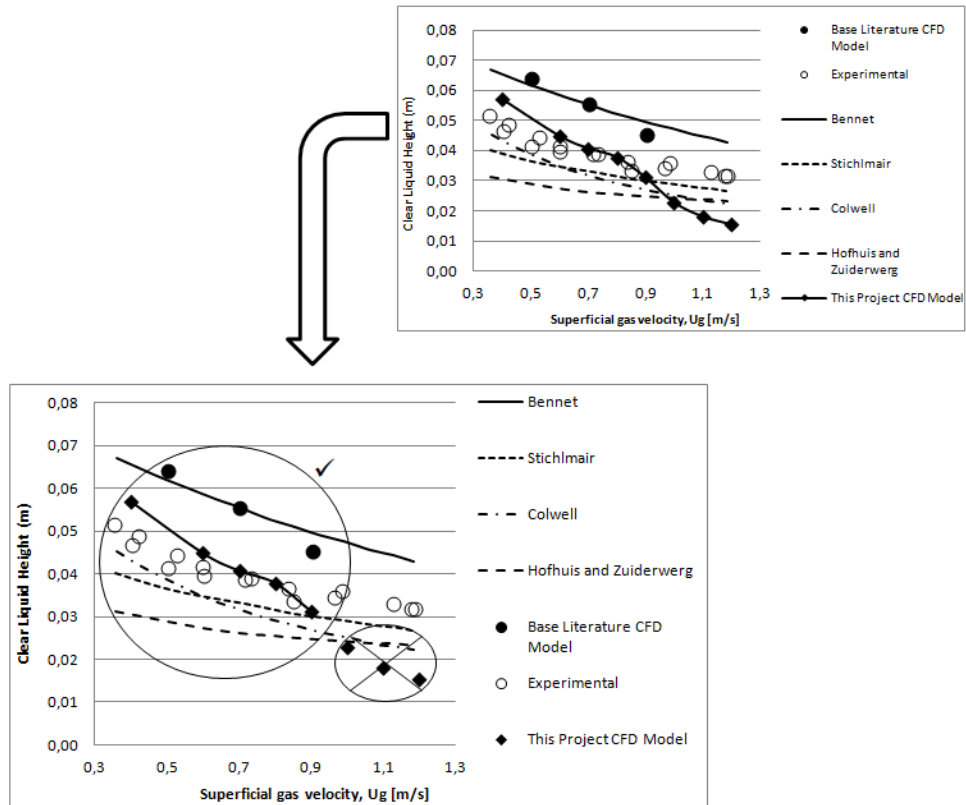
Σχήμα 48: Διάγραμμα του CLH με την επιφανειακή ταχύτητα του αέρα, με τις πειραματικές και υπολογιστικές τιμές της βιβλιογραφίας και αυτής της διπλωματικής εργασίας



Σχήμα 49: Διάγραμμα του CLH με το ύψος του υδατοφράκτη, με τις πειραματικές και υπολογιστικές τιμές της βιβλιογραφίας και αυτής της διπλωματικής εργασίας

Στα παραπάνω διαγράμματα παρατηρούμε τον τρόπο επίδρασης της παροχής νερού (Σχήμα 47), αέρα (Σχήμα 48) και του ύψους του υδατοφράκτη (Σχήμα 49), αντίστοιχα. Πρέπει αρχικά να παρατηρήσουμε, όσον αφορά τις καμπύλες της βιβλιογραφίας, ότι δεν αναφέρονται σε αποτελέσματα των CFD Μοντέλων αποκλειστικά στις συνθήκες λειτουργίας που παρουσιάζουμε στην παρούσα διπλωματική εργασία, διότι στην ουσία αποτελούν συσχετίσεις που έχουν προκύψει από επιλύσεις σε κοντινές συνθήκες λειτουργίας, γι' αυτό το λόγο και δεν παρουσιάζονται στη βιβλιογραφία τα σημεία από τα οποία προκύπτουν οι καμπύλες αυτές. Αποτελούν, δηλαδή, παρεμβολές ή προεκβολές των αποτελεσμάτων τους. Έτσι, εκεί που πρέπει να δώσουμε την μεγαλύτερη σημασία είναι μεταξύ των συσχετίσεων που προκύπτουν από το μοντέλο της διπλωματικής εργασίας σε σχέση με τα πειραματικά και του μοντέλου της κύριας βιβλιογραφίας.

Έτσι λοιπόν, αυτό που κυρίως παρατηρούμε είναι ότι όσον αφορά την παροχή νερού (Σχήμα 47) και το ύψος του υδατοφράκτη (Σχήμα 49) έχουμε σχεδόν άριστη επαφή με τα πειραματικά αποτελέσματα, με μέσο σχετικό σφάλμα με τις πειραματικές τιμές μόλις 3,8 % και 7,9 %, αντίστοιχα, και μάλιστα πολύ καλύτερη από όλα τα άλλα μοντέλα. Συγκεκριμένα, τα αποτελέσματα του Stichlmair³ έδειξαν την επόμενη καλύτερη προσέγγιση με μέσο σχετικό σφάλμα 11,9% και 17,1%, αντίστοιχα, ενώ των Krishna και Ellenberger¹ είναι αρκετά μεγαλύτερο στο 43,7 και 34,5 %, αντίστοιχα. Στην περίπτωση της παροχής αέρα έχουμε και εκεί πολύ καλή επαφή με τα πειραματικά, 27,8 %, μόνο που σε μεγαλύτερες ταχύτητες εισόδου παρουσιάζονται κάποιες αποκλίσεις. Τα αποτελέσματα των Krishna και Ellenberger παρουσιάζουν απόκλιση 43,2%, ενώ του Stichlmair 20,2%. Να αναφέρουμε ότι για αυτές τις ταχύτητες, όπου έχουμε κάποιες αποκλίσεις από τα πειραματικά, δεν παρουσιάζονται αποτελέσματα από τους Krishna και Ellenberger. Έτσι λοιπόν αν απομονώσουμε τα αποτελέσματα αυτά (Σχήμα 50) για τις πιο ακραίες ταχύτητες εισόδου του αέρα θα παρατηρούσαμε ότι προκύπτουν πολύ ικανοποιητικές συσχετίσεις και για αυτή την μεταβλητή.



Σχήμα 50: Διάγραμμα του CLH με την επιφανειακή ταχύτητα του αέρα, με τις πειραματικές και υπολογιστικές τιμές της βιβλιογραφίας και αυτής της διπλωματικής εργασίας

2.3. Συμπεράσματα

Στην παρούσα διπλωματική εργασία πραγματοποιήθηκε η μαθηματική μοντελοποίηση και υπολογιστική προσομοίωση μίας διάτρητης βαθμίδας αποστακτικής στήλης. Η γεωμετρία, ο σχεδιασμός του μαθηματικού μοντέλου και η επίλυσή του βασίστηκε στην ύπαρξη πειραμάτων που διεξήχθησαν για έναν τέτοιο τύπο βαθμίδας. Για την μελέτη του φυσικού φαινομένου έγινε χρήση νερού (υγρή φάση) και αέρα (αέρια φάση) τόσο στην πειραματική διαδικασία όσο και στο μοντέλο που αναπτύχθηκε. Ο σχεδιασμός και η επίλυση του μαθηματικού μοντέλου προσομοίωσης του φαινομένου πραγματοποιήθηκε στο λογισμικό PHOENICS της εταιρίας CHAM³⁸.

Σε πρώτη φάση πραγματοποιήθηκε η μελέτη για τον καθορισμό των παραμέτρων του μαθηματικού μοντέλου προσομοίωσης. Συγκεκριμένα, διεξήχθησαν η ανεξαρτησία του χρονικού βήματος και του πλέγματος επίλυσης των διαφορικών εξισώσεων, η επιλογή του μοντέλου που περιγράφει την διφασική αλληλεπίδραση, ενώ στη συνέχεια καθορίστηκε ο χρόνος απόκτησης οιονεί-μόνιμων συνθηκών. Η σύγκριση των αποτελεσμάτων αυτών με τα πειραματικά αποτελέσματα (σε ποσοτικό και ποιοτικό επίπεδο) οδήγησε στον καθορισμό των βασικών παραμέτρων του μαθηματικού μοντέλου. Έτσι λοιπόν, επιλέχθηκαν η χρήση χρονικού βήματος ολοκλήρωσης 0.0025 sec, η χρήση δομημένου πλέγματος με aspect ratio 1 και μήκος ανά πλευρά 0.0025 mm, η χρήση αναλυτικού μοντέλου μεταφοράς ορμής μεταξύ των δύο φάσεων σε νερό με προσμίξεις και διάμετρο φυσαλίδων 0.00275 mm και τέλος απόκτηση οιονεί-μόνιμων συνθηκών σε 12 sec από την αρχή του φαινομένου.

Σε δεύτερη φάση πραγματοποιήθηκε η μελέτη όσον αφορά τις τρεις κύριες παραμέτρους που επηρεάζουν το φαινόμενο. Αυτές είναι η παροχή νερού, η παροχή αέρα και το ύψος του υδατοφράκτη. Το μαθηματικό μοντέλο, όπως καθορίστηκε στην πρώτη φάση αυτής της διπλωματικής, χρησιμοποιήθηκε για την υπολογιστική προσομοίωση του φαινομένου σε διαφορετικές συνθήκες λειτουργίας της διάτρητης βαθμίδας όσον αφορά τις τρεις κύριες παραμέτρους του φαινομένου. Η ανάλυση αυτή έδωσε πολύ καλά αποτελέσματα σε σχέση με τα πειραματικά και μάλιστα αρκετά καλύτερα από ότι τα αποτελέσματα άλλων υπολογιστικών προσομοιώσεων της βιβλιογραφίας.

Έτσι λοιπόν, προκύπτουν τα εξής συμπεράσματα όσον αφορά την διεξαγωγή της μαθηματικής μοντελοποίησης (πρώτη φάση) και της υπολογιστικής προσομοίωσης (δεύτερη φάση).

Όσον αφορά, τη μαθηματική μοντελοποίηση υπολογίστηκε ότι καθίσταται δυνατή η χρήση μεγαλύτερου χρονικού βήματος, 1.25 φορές μεγαλύτερο από της βιβλιογραφίας, για την διακριτοποίηση του μεταβατικού όρου των διαφορικών εξισώσεων. Το γεγονός αυτό σημαίνει ότι ο συνολικός χρόνος επίλυσης για ίδια χρονικά περιθώρια μπορεί στη δική μας περίπτωση να είναι γρηγορότερος κατά 1.25 φορές από ότι της βιβλιογραφίας των Krishna και Ellenberger. Εντούτοις, αυτό το πλεονέκτημα αναιρείται από την ανάγκη για χρήση κατά δύο φορές πυκνότερου πλέγματος (ή καλύτερα $2^3=8$ φορές πυκνότερο, λόγω 3-D διαστάσεων) για την διακριτοποίηση του χώρου. Τα αποτελέσματα της ανεξαρτησίας πλέγματος φανερώνουν ότι το πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε από τους Krishna και Ellenberger δεν επαρκεί για την λήψη πλεγματικά ανεξάρτητων αποτελεσμάτων. Το γεγονός αυτό τετραπλασιάζει σχεδόν τη διάρκεια επίλυσης, πάντα αναφερόμενοι σε ίδια χρονικά περιθώρια.

Παρόλα αυτά το σημαντικότερο συμπέρασμα που προκύπτει όσον αφορά τη μαθηματική μοντελοποίηση είναι το μοντέλο μεταφοράς της ορμής μεταξύ των δύο φάσεων. Το πρόβλημα που αντιμετωπιζόταν από τους Krishna και Ellenberger όσον αφορά την παρουσία προσμίξεων στο νερό αναιρέθηκε στην παρούσα διπλωματική με τη χρήση μοντέλου του PHOENICS που περιλάμβανε μία τέτοια παράμετρο, όχι βέβαια στην αντικειμενική έκταση που μπορεί να είχε στη πειραματική διαδικασία, όμως αρκετά ικανοποιητική ώστε να επηρεάζει τη μεταφορά ορμής διαμέσου της επιφανειακής τριβής μεταξύ νερού και αέρα. Αυτό φαίνεται από τη σύγκριση ίδιων μοντέλων με μόνη διαφορά την ύπαρξη καθαρού νερού (απόκλιση CLH 86%) και νερού με προσμίξεις (απόκλιση CLH 9.8%). Από αυτή την υπόθεση καταφέραμε τον προσδιορισμό ενός μοντέλου που έδωσε τα καλύτερα αποτελέσματα από όλες τις άλλες υπολογιστικές ομάδες σε σχέση με τα πειραματικά. Η μοναδική περιοχή όπου παρουσιάστηκαν οι μεγαλύτερες αποκλίσεις είναι αυτή των μεγάλων ταχυτήτων εισόδου του αέρα. Εντούτοις, ούτε η βασική βιβλιογραφία δίνει αποτελέσματα για εκείνη την περιοχή. Ο λόγος των αποκλίσεων αυτών μπορεί εύκολα να δικαιολογηθεί από την υπόθεση που έχει γίνει όσον αφορά το μέγεθος (διάμετρο) και τη μορφή των φουσαλίδων (σφαιρικές).

Όσον αφορά, την υπολογιστική προσομοίωση έχουμε να παρατηρήσουμε τα εξής αποτελέσματα για την πρόρρηση της διφασικής ροής.

Αρχικά παρατηρείται έντονη συσσώρευση νερού στην περιφέρεια της βαθμίδας όπου έχουμε απουσία οπών και ελεύθερα μονοπάτια νερού καθώς επίσης μία επιπλέον πτώση πίεσης πάνω από αυτές τις περιοχές. Παράλληλα, παρουσιάζονται ανακυκλοφορίες κοντά στα περιφερειακά τοιχώματα της βαθμίδας σε κάθε εγκάρσια επιφάνεια και των τριών διαστάσεων του χώρου. Τόσο οι ανακυκλοφορίες αυτές όσο και η πτώση πίεσης περιφερειακά στον πυθμένα οφείλονται στην απότομη αλλαγή κλίσης που οφείλεται η ταχύτητα του κάθε ρευστού όταν συναντάει τα οριζόντια τοιχώματα της βαθμίδας. Το γεγονός επίσης ότι δεν έχουμε πλήρη κάλυψη της επιφάνειας από το δομημένο σύστημα οπών, αφήνοντας κενά τα περιφερειακά μονοπάτια νερού δημιουργεί έντονη βαθμίδα αλλαγής φάσης ($dR1/dz$, $dR1/dx$ όπου $R2=1-R1$) με αποτέλεσμα να εμποδίζεται η πλήρης ανάμιξη των δύο φάσεων σε όλων τον όγκο της βαθμίδας, αν και θέλουμε στην ενεργό περιοχή να έχουμε την μεγαλύτερη δυνατή επιφάνεια επαφής των δύο φάσεων.

Όσον αφορά την πτώση πίεσης παρατηρούμε δύο χαρακτηριστικές περιοχές. Την πρώτη, από τον πυθμένα της βαθμίδας έως την αφρώδη περιοχή και την δεύτερη, από την αφρώδη περιοχή έως την οροφή της στήλης. Η κύρια πτώση πίεσης της βαθμίδας παρουσιάζεται στην πρώτη περιοχή όπου έχουμε τη διέλευση του αέρα μέσω του νερού. Η αντίσταση που συναντά ο αέρας από το νερό κατά την ανοδική του πορεία είναι ο λόγος που παρουσιάζεται πτώση πίεσης και μάλιστα με σταθερή βαθμίδα και μόνο ως προς τον κατακόρυφο άξονα. Στη δεύτερη περιοχή όπου έχουμε την ελεύθερη απομάκρυνση του αέρα η βαθμίδα πτώση πίεσης είναι 10 φορές μικρότερη από την πτώση πίεσης που συναντάται στην ενεργό περιοχή. Αυτό το γεγονός μας δίνει την σημαντική πληροφορία ότι στην ουσία αυτό που παίζει ρυθμιστικό παράγοντα στην έκταση της πτώσης πίεσης μίας βαθμίδας είναι κατά πρώτον η ρύθμιση του ύψους του υδατοφράκτη και κατά δεύτερον η ρύθμιση της επιφανειακής ταχύτητας της αέριας φάσης, μέσω του αριθμού και τη διάμετρο των οπών.

Επιπροσθέτως, αυτό που πρέπει να παρατηρήσουμε είναι τα κλάσματα όγκου του νερού στην περιοχή άνω της αφρώδους περιοχής και μάλιστα κοντά στην οριζόντια επιφάνεια της οροφής, όπου παρατηρούμε κλάσματα όγκου του νερού από 2 έως 5 %. Αυτό σημαίνει ότι έχουμε μικρή έξοδο νερού από την οροφή. Το φαινόμενο αυτό είναι όντως λογικό να

συμβαίνει, και στην πραγματικότητα, κάτι όμως δεν υπολογίστηκε στα πειράματα, σε περιπτώσεις όπου η ταχύτητα του αέρα είναι μεγάλη ή/και το ύψος του υδατοφράκτη και το συνολικό ύψος της βαθμίδας είναι μικρό. Σε αυτήν την περίπτωση είναι λογικό να έχουμε έντονη συμπαράσυρση σταγονιδίων νερού από την βίαη άνοδο του αέρα προς την πάνω βαθμίδα και μάλιστα το φαινόμενο αυτό θα ενισχύεται όταν το ύψος της ενεργού περιοχής είναι μικρό και η οροφή όχι αρκετά ψηλά ώστε να επιστρέψουν τα σταγονίδια πίσω στο νερό λόγω βαρύτητας. Το φαινόμενο αυτό δεν παρουσιάζει μεγάλη ανησυχία στη λειτουργία της βαθμίδας, όταν όμως πάρει μεγαλύτερες διαστάσεις είναι ανεπιθύμητο και οδηγεί σε δυσλειτουργία της βαθμίδας. Στην παρούσα περίπτωση δεν δημιουργεί προβλήματα στην εξέλιξη του φαινομένου και επίσης μπορεί να οφείλεται σε κάποιες υποθέσεις που έχουν γίνει όσον αφορά τη διφασική αλληλεπίδραση.

Πιο συγκεκριμένα τα μικρά αυτά ποσοστά νερού (2 έως 5 %) που απομακρύνονται από την οροφή ενδεχομένως να αποδίδονται στα μεγέθη των φυσαλίδων που χρησιμοποιήθηκαν. Συγκεκριμένα, στο κεφάλαιο μελέτης της διφασικής αλληλεπίδρασης, παρατηρούμε ότι όσο μεγαλύτερες φυσαλίδες χρησιμοποιούνται, τόσο μειώνεται το ποσοστό νερού στην κορυφή της βαθμίδας. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι μικρότερης διαμέτρου φυσαλίδες, άρα και επιφάνειας επαφής, επιβραδύνονται λιγότερο από την επαφή τους με το νερό και επακόλουθα παρασέρνουν εντονότερα νερό κατά την απομάκρυνσή τους από την αφρώδη περιοχή.

Τέλος, αυτό που πρέπει να σημειώσουμε είναι οι μεγάλες συγκεντρώσεις νερού στα κελιά που βρίσκονται πάνω από τις οπές. Το φαινόμενο αυτό μπορεί να οδηγήσει σε φαινόμενα δακρύσματος, όπως έχει αναφερθεί παραπάνω, αν και στη δική μας περίπτωση η πίεση του αέρα στις οπές, και το μέγεθος αυτών, επαρκεί για να εμποδίσει ένα τέτοιο φαινόμενο. Εντούτοις, σε περίπτωση πολύ μικρών επιφανειακών ταχυτήτων αέρα το φαινόμενο του δακρύσματος μπορεί να παρουσιαστεί. Βέβαια στην περίπτωση διάτρητων βαθμίδων το φαινόμενο αυτό δικαιολογείται και μόνο σε μεγάλη έκταση μπορεί να δημιουργήσει στέγνωμα της βαθμίδας. Παρόλα αυτά πρέπει να σημειωθεί η αποτροπή από πολύ μικρές ταχύτητες αέρα ή/και μεγάλες οπές, ώστε να μην παρουσιαστούν τέτοια φαινόμενα δυσλειτουργίας της βαθμίδας.

2.4. Προτάσεις

Οι κύριες προτάσεις που μπορούμε να κάνουμε όσον αφορά τη βελτίωση της διεξαγωγής του φαινομένου είναι οι εξής.

Πρώτον, η χρήση κυλινδρικών περιφερειακών τοιχωμάτων θα έχει σαν αποτέλεσμα την μείωση της έντασης των ανακυκλοφοριών που παρουσιάζονται, ενώ επίσης θα έχουμε πιο ομοιόμορφες βαθμίδες πτώσης πίεσης και ομαλότερες αλλαγές στην κλίση των ταχυτήτων κάθε φάσης.

Δεύτερον, το γεγονός συγκέντρωσης ομοιόμορφου διφασικού μίγματος προς την κεντρική περιοχή της βαθμίδας μας οδηγεί στη ανάγκη για πύκνωση των οπών προς την περιφέρεια. Ταυτοχρόνως, η κάλυψη των περιφερειακών μονοπατιών νερού με οπές θα οδηγήσει σε αύξηση της επιφάνειας επαφής των δύο φάσεων.

Τρίτον, καθίσταται αναγκαία η βελτιστοποίηση των κύριων παραμέτρων του φαινομένου, παροχή υγρού, παροχή αέρα και ύψος υδατοφράκτη ανάλογα με τις εκάστοτε φυσικοχημικές ιδιότητες των συστατικών που θέλουμε να διαχωρίσουμε και η μελέτη σε μεγαλύτερα εύρη τιμών αυτών των παραμέτρων με σκοπό προφανώς την αποφυγή ακραίων συνθηκών λειτουργίας που θα οδηγήσουν σε μία δυσλειτουργική βαθμίδα.

Τέταρτον, σίγουρα ένα αναλυτικότερο μοντέλο κλιμακούμενων διαμέτρων των φυσαλίδων, καθώς διασχίζουμε τη βαθμίδα προς τα πάνω, θα ήταν η καλύτερη λύση όσον αφορά τον καθορισμό της μεταφοράς ορμής μεταξύ των δύο φάσεων. Η διαμόρφωση του μοντέλου μάλιστα έτσι ώστε οι διάμετροι και η μορφές των φυσαλίδων να προσαρμόζονται ανάλογα με την σχετική ταχύτητα μεταξύ νερού και αέρα θα ήταν μία λύση ώστε να περιγράψουμε και λειτουργίες σε μεγαλύτερες επιφανειακές ταχύτητες εισόδου του αέρα. Αυτό θα μπορούσε να πραγματοποιηθεί και μέσω προκαταρκτικών μελετών για την ρευστοδυναμική των βαθμίδων με μεθόδους όπως αυτή του Volume-Of-Fluid (VOF). Μέσω αυτής της μεθόδου μπορούμε να καθορίσουμε βασικά χαρακτηριστικά μεμονωμένων φυσαλίδων όπως η μορφολογία τους, η πορεία και η ταχύτητα ανόδου τους.

Τέλος, θα ήταν κατάλληλο να πραγματοποιηθεί μία αναλυτικότερη παραμετρική μελέτη του φαινομένου και για άλλες σχεδιαστικές προδιαγραφές, όπως πυκνότητα και διάμετρος οπών, άλλες μορφές οπών και βαθμίδων, σε επαρκώς μεγάλα εύρη ώστε να βρεθούν και να αποτραπούν συνθήκες λειτουργίας που θα οδηγήσουν σε δυσλειτουργία της βαθμίδας.

3. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. R. KRISHNA (FELLOW), J. M. VAN BATEN, J. ELLENBERGER, A. P. HIGLER and R. TAYLOR, "CFD SIMULATIONS OF SIEVE TRAY HYDRODYNAMICS", Trans IChemE, Vol 77, Part A, October 1999
2. D. L. BENNETT, RAKESH AGRAWAL, and P. J. COOK, "New Pressure Drop Correlation for Sieve Tray Distillation Columns", AIChE Journal, 1983
3. Stichlmair, J., 1978, Grundlagen der Dimensionierung des Gas/Flüssigkeit-Kontaktapparates odenkolonnen, Reprint, (VerlagChemie, Weinheim).
4. Colwell, C. J., 1979, Clear liquid height and froth densities on sieve trays. Ind Eng Chem Proc Des Dev, 20: 298 –307.
5. Hofhuis, P. A. M. and Zuiderweg, F. J., 1979, Sieve plates: dispersion density and flow regimes. IChemE Symp Series No 56, pp. 2.2/1– 2.2/26.
6. Grienberger, J and Hofmann, H., 1992, Investigations and modelling of bubble columns, Chem Eng Sci, 47: 2215 –2220.
7. Jakobsen, H. A., 1993, On the modelling and simulation of bubble column reactors using a two-fluid model, Dr Ing Thesis, (The University of Trondheim, The Norwegian Institute of Technology, Department of Chemical Engineering, Trondheim).
8. Krishna, R., Van Baten, J. M. and Ellenberger, J., 1998, Scale effects in fluidized multiphase reactors, Powder Technol, 100: 137 –146.
9. Kister, H. Z., 1992, Distillation Design, (McGraw-Hill, New York).
10. Lockett, M. J., 1986, Distillation Tray Fundamentals, (Cambridge University Press).
11. Zuiderweg, F. J., 1982, Sieve trays. A view on the state of the art, Chem Eng Sci, 37: 1441– 1464.
12. Kuipers, J. A. M., van Duijn, K. J., van Beckum, F. P. H. and Van Swaaij, W. P. M., 1992, A numerical model of gas-fluidized beds, Chem Eng Sci, 47: 1913 –1924
13. Syamlal, M. and O'Brien, T. J., 1989, Computer simulation of bubbles in a fluidized bed. AIChE Symp Series No. 270, 85: pp. 22– 31.
14. Van Wachem, B. G. M., Schouten, J. C., Krishna, R. and Van den Bleek, C. M., 1998, Eulerian simulations of bubbling behaviour in gassolid fluidized beds, Comput Chem Eng, 22: S299– S306.
15. Fischer, C. H. and Quarini, G. L., 1998, Three-dimensional heterogeneous modelling of distillation tray hydraulics, Paper presented at the AIChE annual meeting, 15-20 November 1998, Miami Beach, USA.

16. Yu, K. T., Yan, X. G., You, X. Y., Liu, F. S. and Liu, C. J., 1998, Computational fluid-dynamics and experimental verification of twophase two-dimensional flow on a sieve column tray. Paper presented at the Working Party meeting on Distillation, Absorption and Extraction, EFChE, Cagliari, 5-7 October 1998.
17. H.F.Svendsen, H.A.Jakobsen & R.Torvik, 'Local flow structures in internal-loop and bubble-column reactors', Chem.Eng.Sci., Vol.47, No.13-14, pp3297-3304, (1992).
18. M.Lopez de Bertodano, S.J.Lee, R.T.Lahey & D.A.Drew, 'The prediction of 2-phase turbulence and phase distribution phenomena using a Reynolds stress model', ASME J.Fluids Engng., Vol.112, p107, (1990).
19. Launder, B. E. and Spalding, D. B., (1974), "The numerical computation of turbulent flows", Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 3(2): 269-289
20. H.K. Versteeg & W. Malalasekera, "An introduction to Computational Fluid Dynamics", Longman 1996
21. N. C. Markatos & K. A. Pericleous, "Laminar and turbulent natural convection in an enclosed cavity", International Journal of Mass Transfer, Vol 27, No 5, pp 755-772, 1984
22. P. J. Roache, "QUANTIFICATION OF UNCERTAINTY IN COMPUTATIONAL FLUID DYNAMICS", Annu. Rev. Fluid. Mech. 1997. 29:123-60
23. Haidong Wang, Zhiqiang (John) Zhai, " Analyzing grid independency and numerical viscosity of computational fluid dynamics for indoor environment applications", [Building and Environment 52 \(2012\) 107e118](#)
24. Mohamed Sukri Mat Ali , Con J. DOOLAN and Vincent WHEATLEY, " GRID CONVERGENCE STUDY FOR A TWO-DIMENSIONAL SIMULATION OF FLOW AROUND A SQUARE CYLINDER AT A LOW REYNOLDS NUMBER", Seventh International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries CSIRO, Melbourne, Australia 9-11 December 2009
25. ASME, " Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications", Journal of Fluids Engineering, JULY 2008, Vol. 130, Copyright © 2008 by ASME
26. Krishna, R. and Van Baten, J. M., 1999, Simulating the motion of gas bubbles in a liquid, Nature, 398: 208.
27. R. Krishna and J.M. van Baten, "RISE CHARACTERISTICS OF GAS BUBBLES IN A 2D RECTANGULAR COLUMN: VOF SIMULATIONS VS EXPERIMENTS", PERGAMON

28. R. Krishna, J.M. van Baten, M.I. Urseanu, J. Ellenberger, "Rise velocity of single circular-cap bubbles in two-dimensional beds of powders and liquids", *Chemical Engineering and Processing* 39 (1999)
29. R. Krishna, M.I. Urseanu, J.M. van Baten and J. Ellenberger, "WALL EFFECTS ON THE RISE OF SINGLE GAS BUBBLES IN LIQUIDS", PERGAMON
30. R. Krishna, M.I. Urseanu, J.M. van Baten, J. Ellenberger, "Influence of scale on the hydrodynamics of bubble columns operating in the churn-turbulent regime: experiments vs. Eulerian simulations", *Chemical Engineering Science* 54 (1999)
31. Krishna, R., Urseanu, M. I., Van Baten, J. M. and Ellenberger, J., 1999, Rise velocity of a swarm of large gas bubbles in liquids, *Chem Eng Sci*, 54: 171– 183.
32. R.Clift, J.R.Grace and M.E.Weber, 'Bubbles, drops and particles', Academic Press, (1978).
33. G.B.Wallis, 'The terminal speed of single drops or bubbles in an infinite medium', *Int.J.Multiphase Flow*, Vol.1, p491, (1974).
34. G.Hetsroni, 'Handbook of multiphase systems', Hemisphere Publishing Corporation, (1982).
35. J.T.Kuo and G.B.Wallis, 'Flow of bubbles through nozzles', *Int. J.Multiphase Flow*, Vol.14, No.5, p547, (1988).
36. M.Ishii and N.Zuber, 'Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particulate flows', *AIChE Journal*, Vol.25, No.5, p843, (1979).
37. P.B.Whalley, 'Boiling, condensation and gas-liquid flow', Clarendon Press, Oxford, (1990).
38. CHAM LTD, London, 1981, www.cham.co.uk
39. HAT International, "Tray Specification", AlphaTRAY Design sheet, www.hatltd.com

Ελληνική βιβλιογραφία:

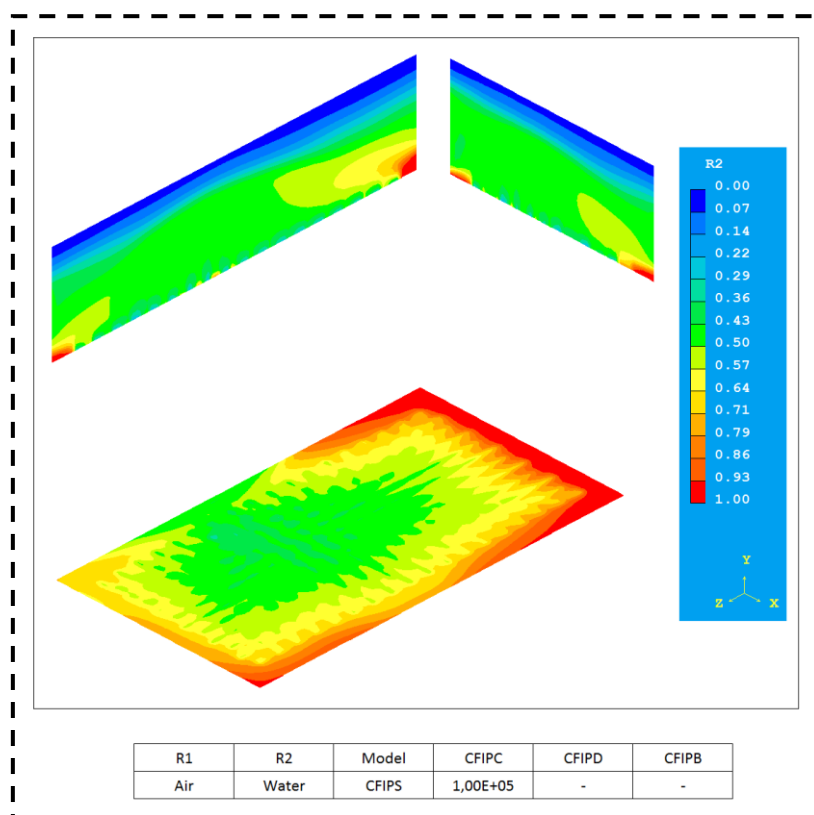
40. Θ.Χ.Ξενίδου, "Το λογισμικό PHOENICS - Σημειώσεις Μαθήματος", ΕΜΠ, Αθήνα 2010,
41. Μ. Φούντη, "Υπολογιστικές μέθοδοι σε πολυφασικά - πολυσυστατικά - αντιδρώντα συστήματα: Μοντελοποίηση διφασικών ρών ρευστού-στερεού", Αθήνα, 2005.
42. Ν. Χ. Μαρκάτος & Δ.Α. Ασημακόπουλος, "Υπολογιστική Ρευστοδυναμική", Παπασωτηρίου, Αθήνα 1996.

APPENDIX A

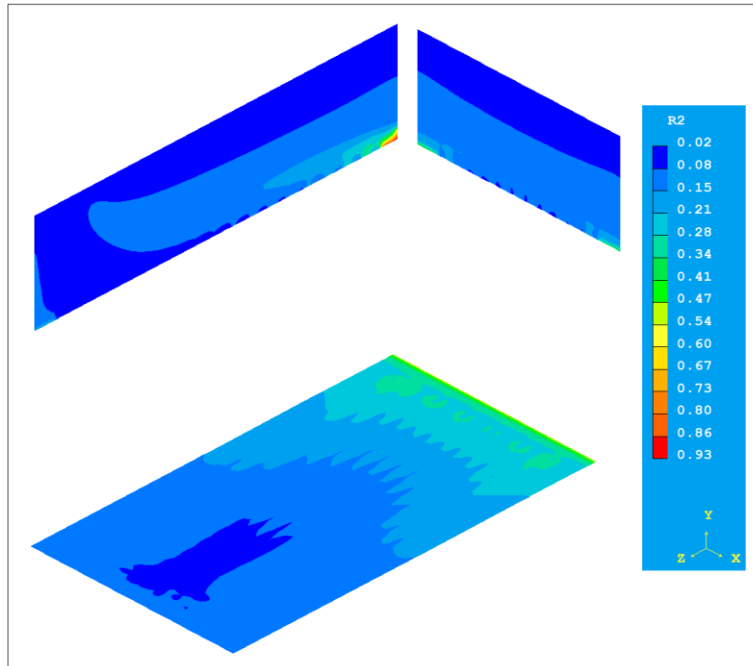
Στα ακόλουθα σχήματα παρουσιάζονται τα ισογραφήματα της φάσης του νερού για όλες τις περιπτώσεις των μοντέλων μεταφοράς ορμής μεταξύ των δύο φάσεων που χρησιμοποιήθηκαν. Κάθε ισογράφημα ακολουθείται από σχετικό πίνακα που αναγράφει τον τύπο του εκάστοτε μοντέλου και τις τιμές των παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν.

Κάθε Σχήμα αποτελείται από τρία ισογραφήματα καθένα από τα οποία αναφέρεται στις επιφάνειες προς κάθε διεύθυνση. Το πάνω αριστερά είναι το Y-Z στην μέση της πλευράς κατά $X=0.11$, το πάνω δεξιά είναι το Y-X στην μέση της πλευράς κατά $Z=0.195$ και το κάτω είναι το X-Z σε ύψος κοντά στην β' ση της βαθμίδας $Y=0,02$.

Περιγεγραμμένα με διακεκομμένες γραμμές είναι τα σχήματα που στην πρώτη φάση "screening" τον καλύτερων ισογραφημάτων γίνονται δεκτά, όπως αναφέρεται στο κεφάλαιο 2.1.3 .

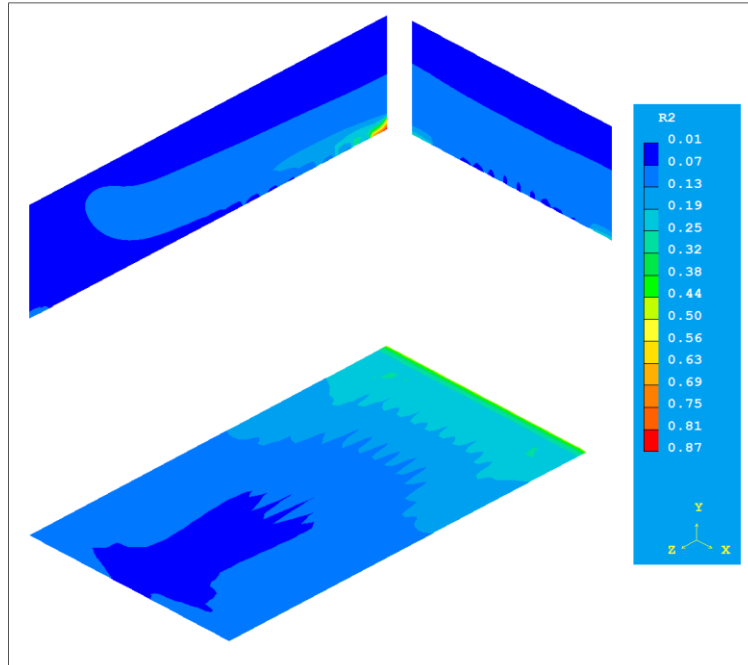


Σχήμα 51



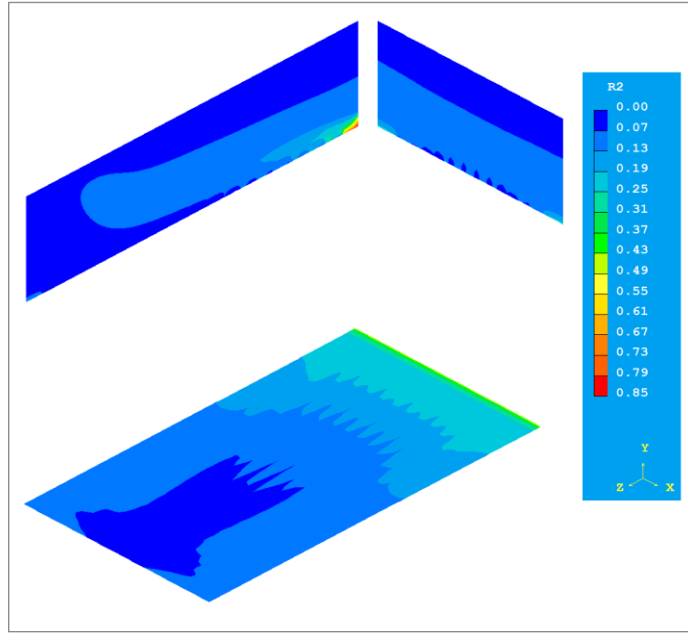
| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-----|-------|-------|----------|-------|-------|
| Air | Water | CFIPS | 3,25E+05 | - | - |

Σχήμα 52



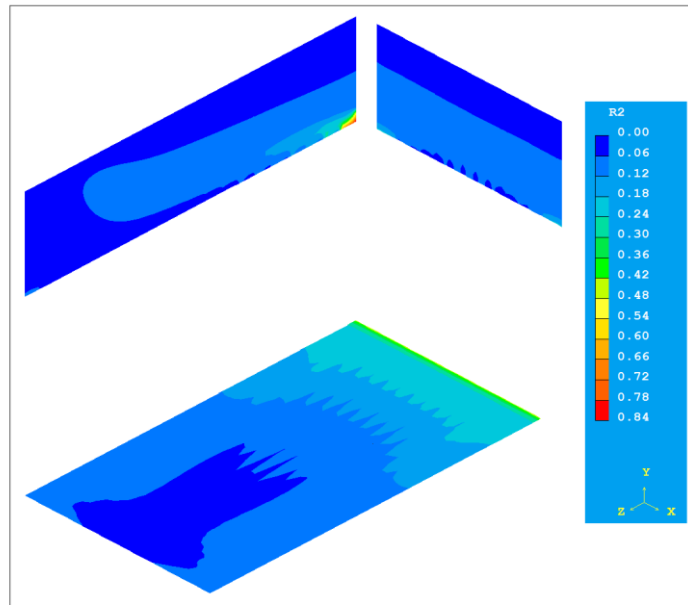
| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-----|-------|-------|----------|-------|-------|
| Air | Water | CFIPS | 5,50E+05 | - | - |

Σχήμα 53



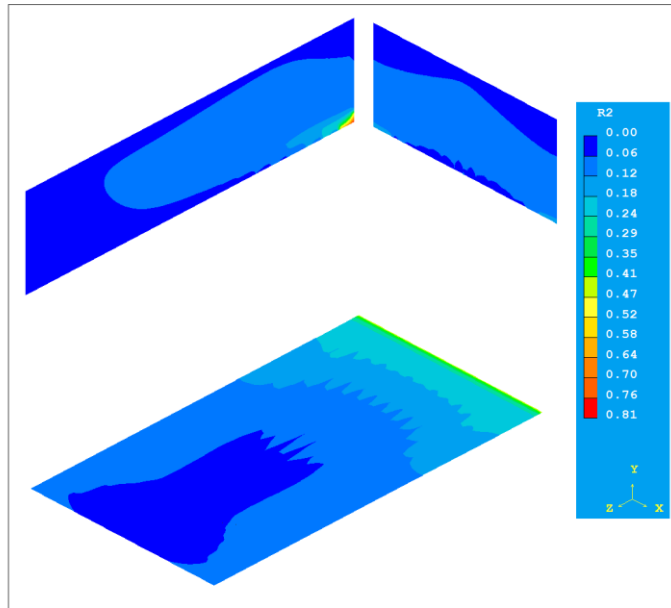
| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-----|-------|-------|----------|-------|-------|
| Air | Water | CFIPS | 7,75E+05 | - | - |

Σχήμα 54



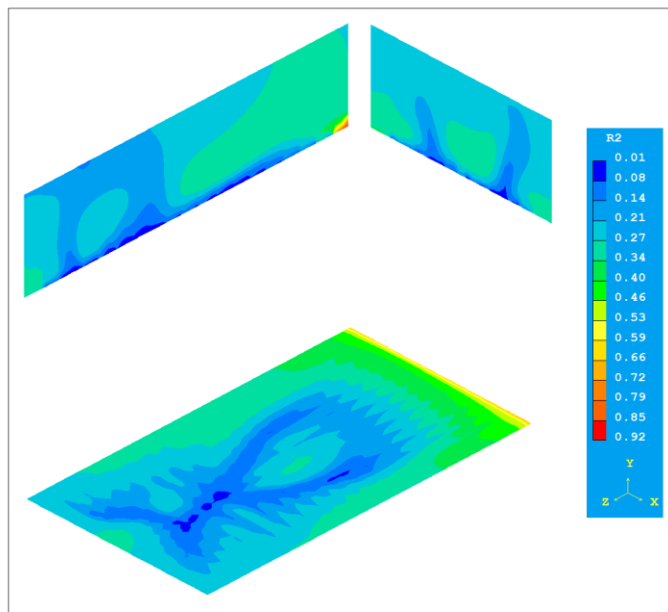
| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-----|-------|-------|----------|-------|-------|
| Air | Water | CFIPS | 1,00E+06 | - | - |

Σχήμα 55



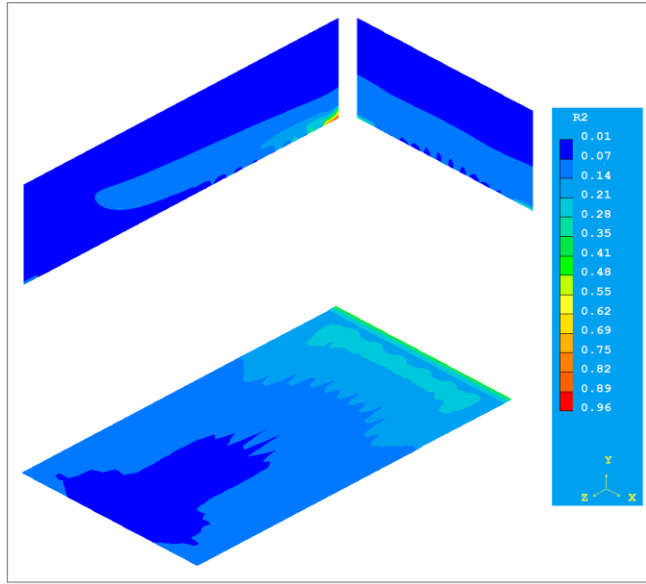
| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-----|-------|-------|-----------|-------|-------|
| Air | Water | CFIPS | -1,00E+04 | - | - |

Σχήμα 56



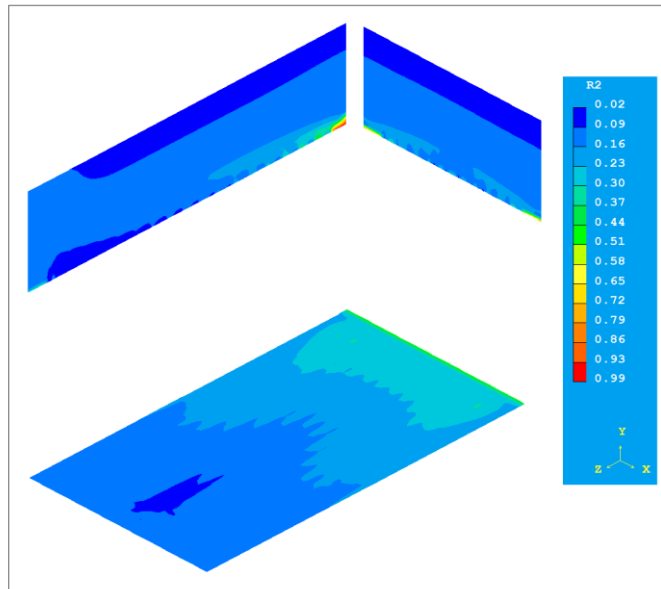
| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-----|-------|-------|-----------|-------|-------|
| Air | Water | CFIPS | -1,00E+05 | - | - |

Σχήμα 57



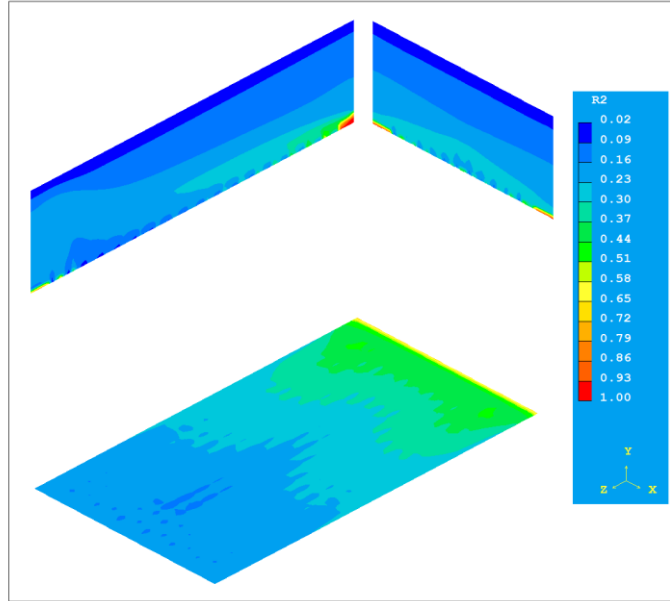
| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-----|-------|-------|-------|-------|-------|
| Air | Water | GRND8 | - | 5 | 0,001 |

Σχήμα 58



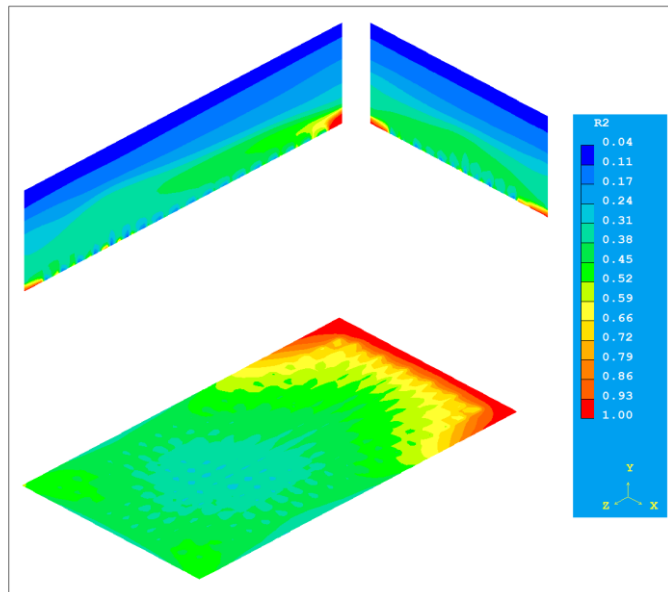
| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-----|-------|-------|-------|-------|-------|
| Air | Water | GRND8 | - | 5 | 0,002 |

Σχήμα 59



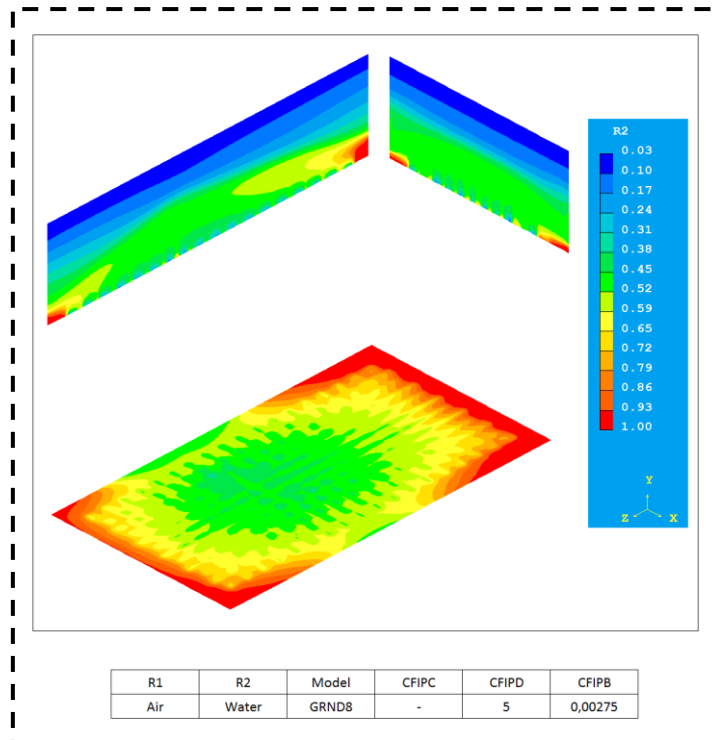
| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-----|-------|-------|-------|-------|---------|
| Air | Water | GRND8 | - | 5 | 0,00225 |

Σχήμα 60

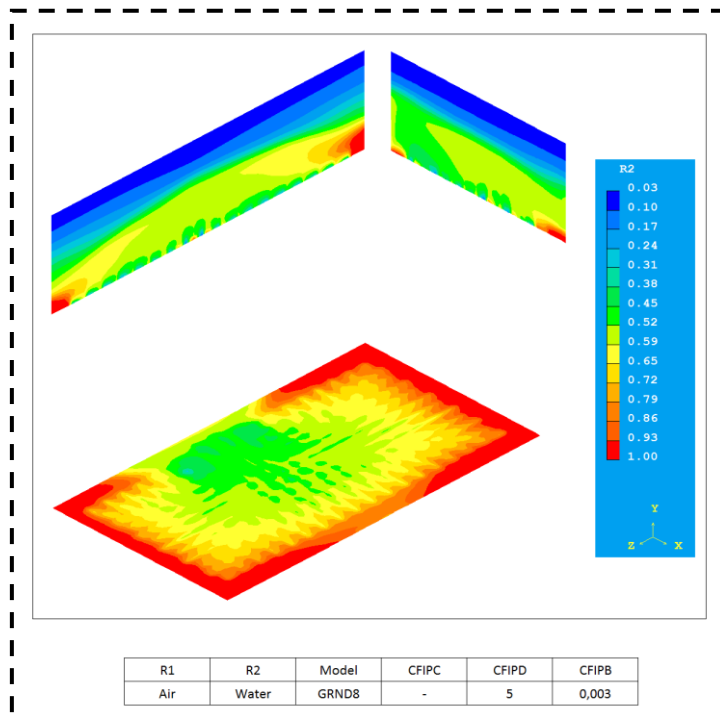


| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-----|-------|-------|-------|-------|--------|
| Air | Water | GRND8 | - | 5 | 0,0025 |

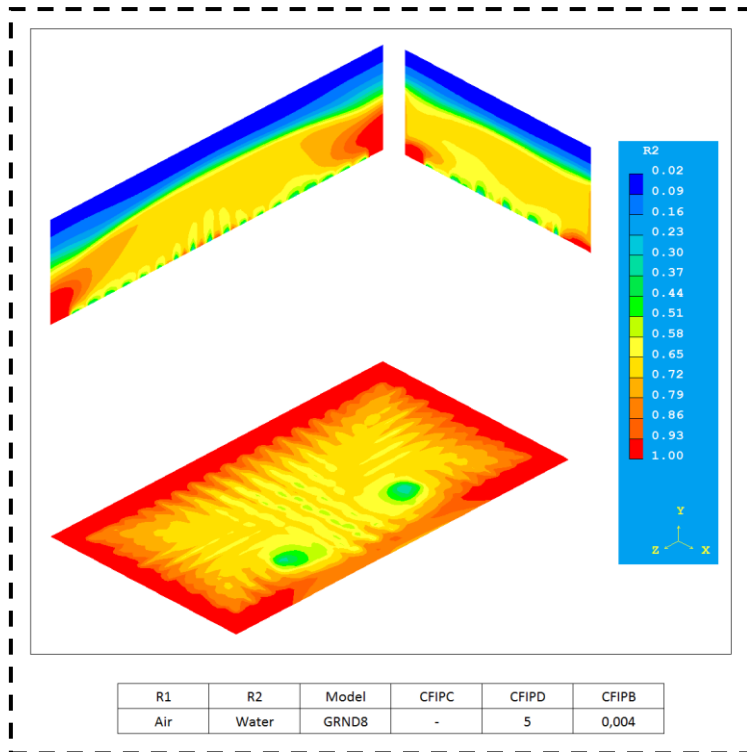
Σχήμα 61



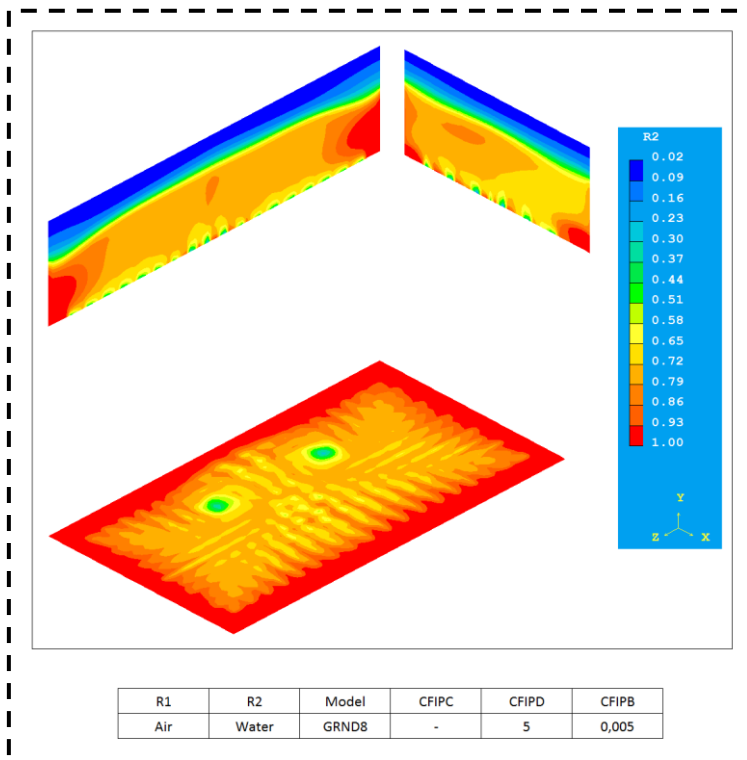
Σχήμα 62



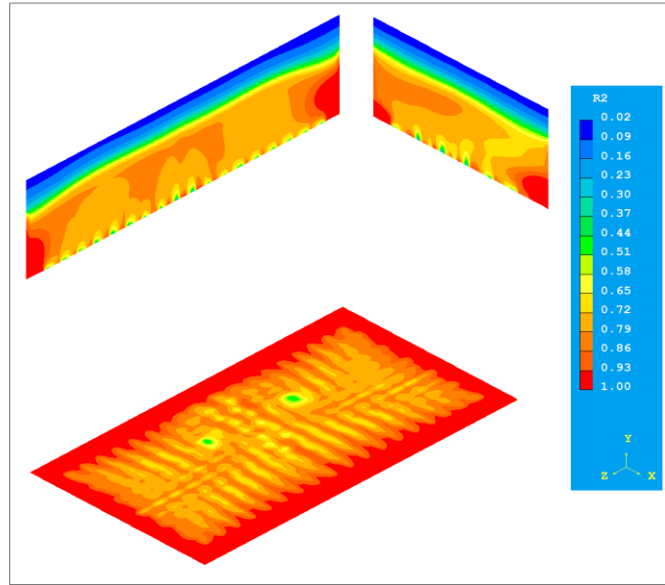
Σχήμα 63



Σχήμα 64

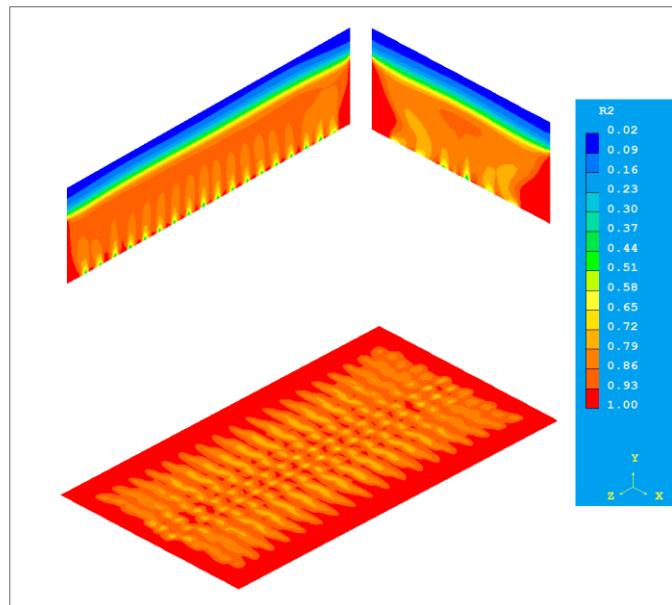


Σχήμα 65



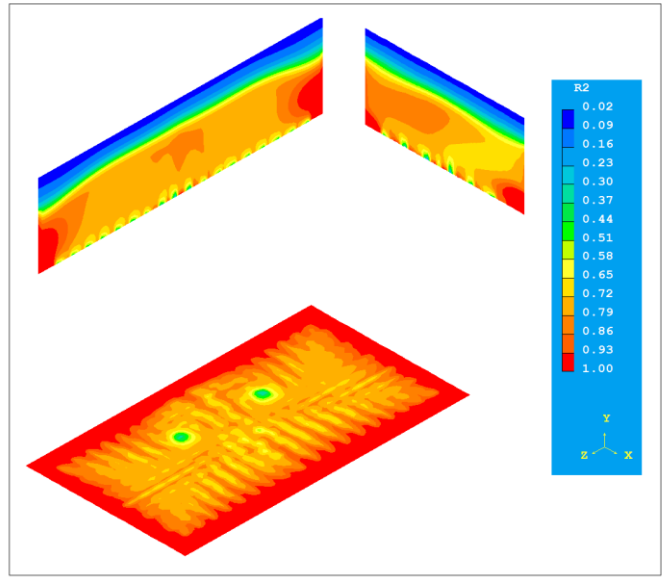
| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-----|-------|-------|-------|-------|-------|
| Air | Water | GRND8 | - | 6 | 0,001 |

Σχήμα 66



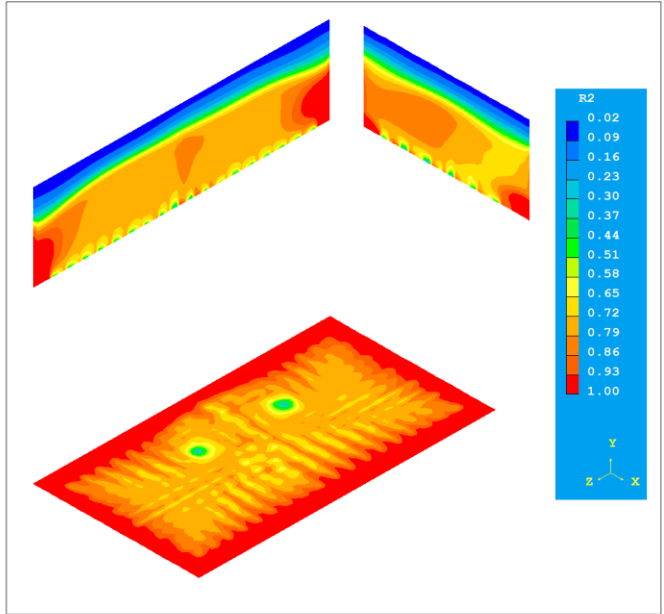
| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-----|-------|-------|-------|-------|-------|
| Air | Water | GRND8 | - | 6 | 0,003 |

Σχήμα 67



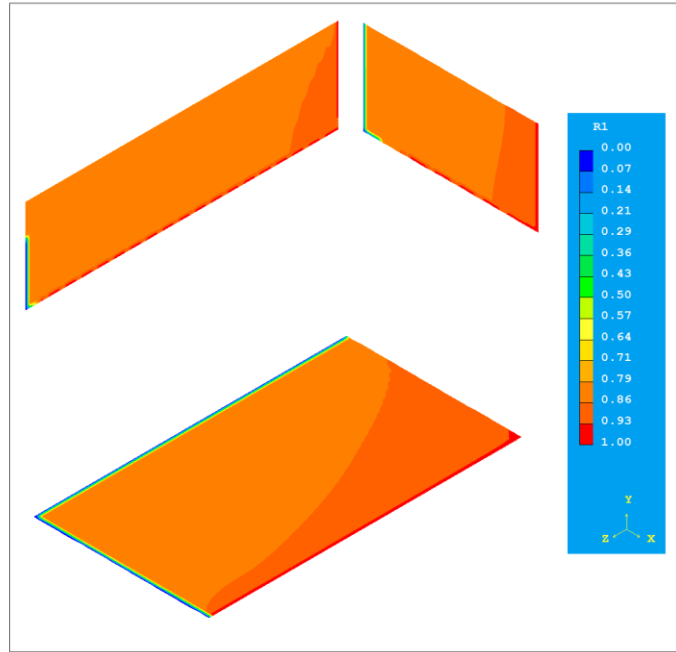
| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-----|-------|-------|-------|-------|-------|
| Air | Water | GRND8 | - | 6 | 0,004 |

Σχήμα 68



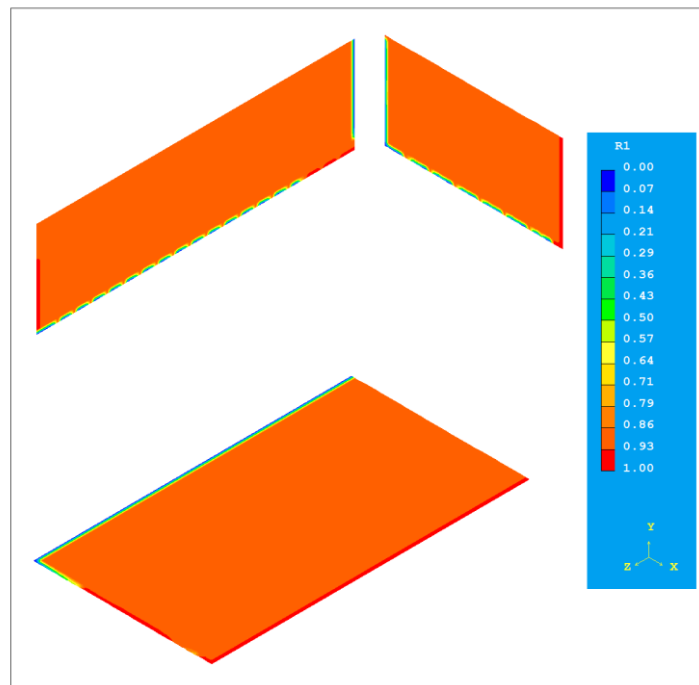
| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-----|-------|-------|-------|-------|-------|
| Air | Water | GRND8 | - | 6 | 0,005 |

Σχήμα 69



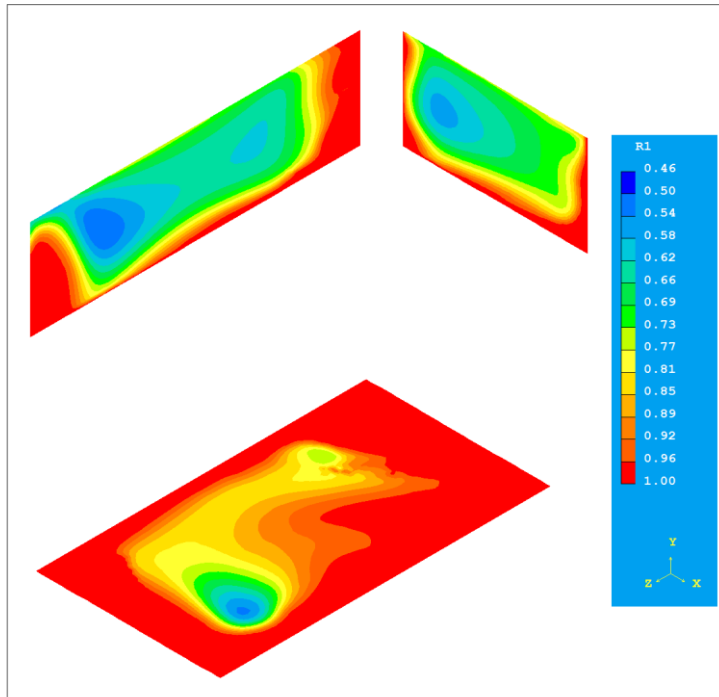
| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-------|-----|-------|----------|-------|-------|
| Water | Air | CFIPS | 1,00E+05 | - | - |

Σχήμα 70



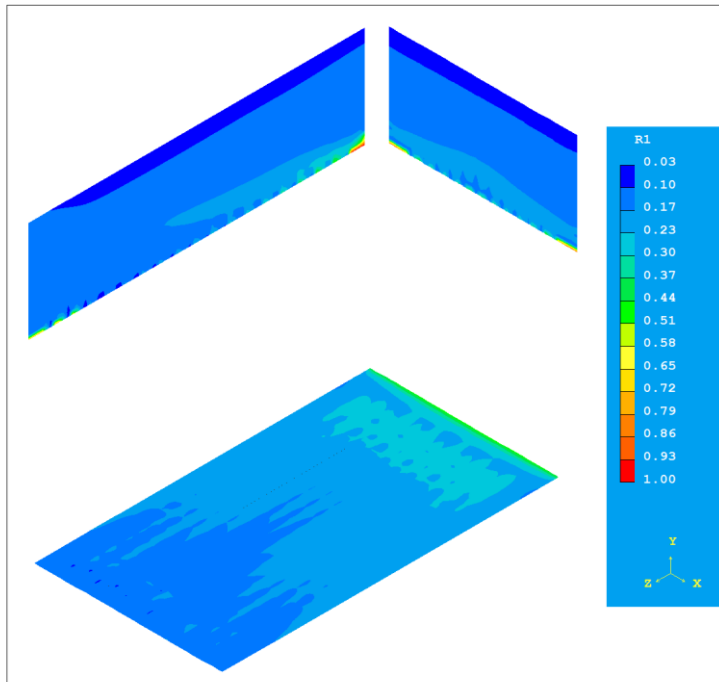
| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-------|-----|-------|-----------|-------|-------|
| Water | Air | CFIPS | -1,00E+05 | - | - |

Σχήμα 71



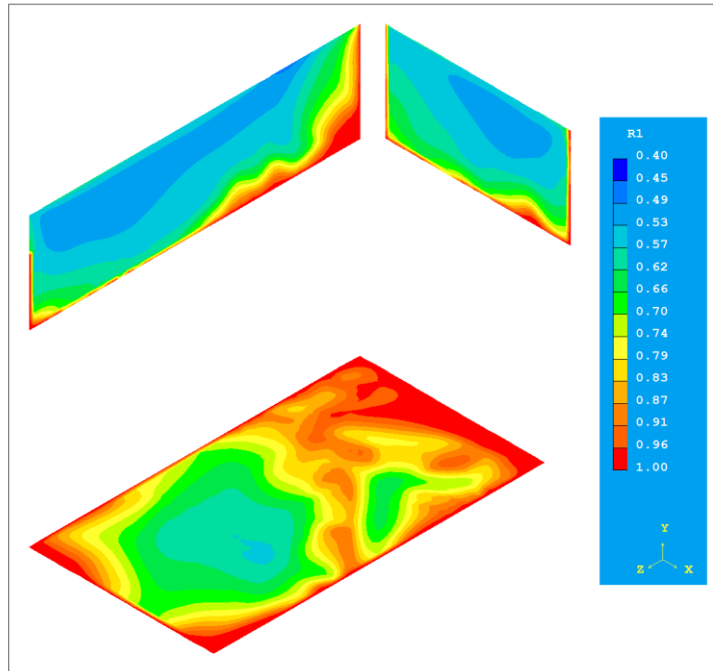
| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-------|-----|-------|-------|-------|-------|
| Water | Air | GRND7 | - | 5 | 0,001 |

Σχήμα 72



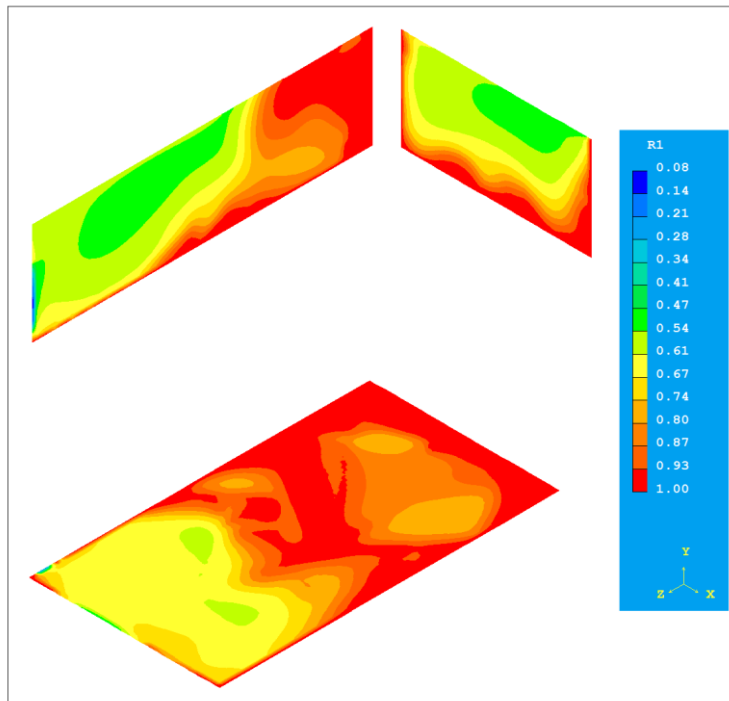
| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-------|-----|-------|-------|-------|-------|
| Water | Air | GRND7 | - | 5 | 0,003 |

Σχήμα 73



| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-------|-----|-------|-------|-------|-------|
| Water | Air | GRND7 | - | 6 | 0,001 |

Σχήμα 74



| R1 | R2 | Model | CFIPC | CFIPD | CFIPB |
|-------|-----|-------|-------|-------|-------|
| Water | Air | GRND7 | - | 6 | 0,003 |

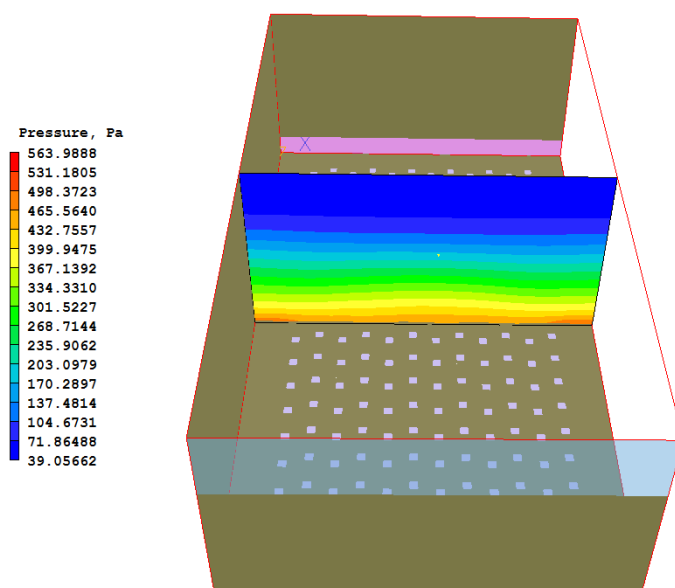
Σχήμα 75

APPENDIX B

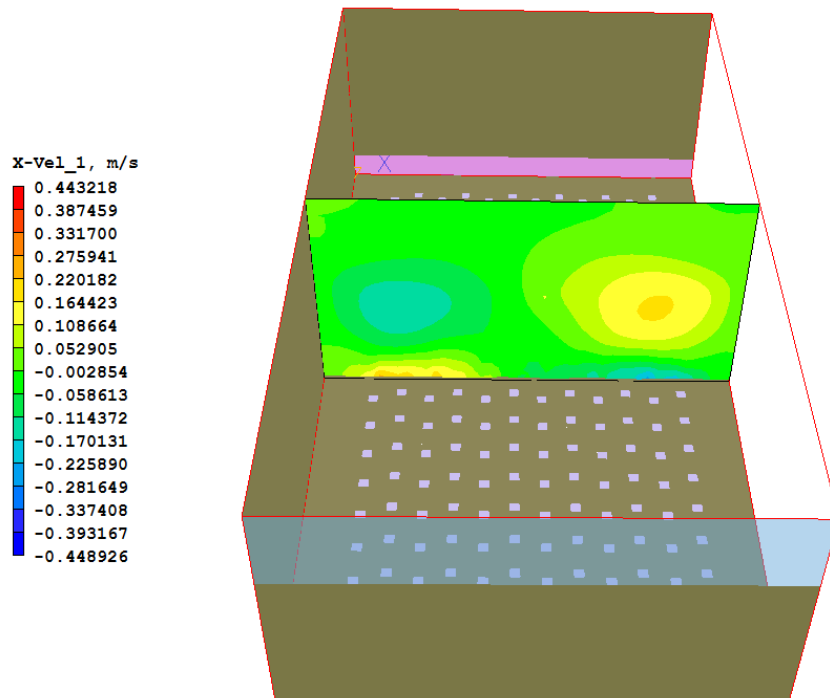
Στο παράρτημα αυτό παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από την επίλυση του ολοκληρωμένου μοντέλου για την βασική περίπτωση.

Παρουσιάζονται όλες οι τιμές των μεταβλητών με τη σειρά Pressure, U1, U2, V1, V2, W1, W2, R1, R2, KE, EP, ENUT, VEL1, VEL2, όπου U,V,W οι ταχύτητες στις τρεις κατευθύνσεις X,Y,Z για τις φάσεις 1 (αέρα) και 2 (νερό), KE και EP οι τιμές των μεταβλητών k και ϵ του k - ϵ μοντέλου τύρβης, ENUT, τυρβώδες ιξώδες και VEL1, VEL2 οι συνολικές ταχύτητες της 1 και 2 φάσης, αντίστοιχα. Οι μεταβλητές παρουσιάζονται με τη σειρά για τις επιφάνειες X-Y (Σχήματα 76-89), για Z=0,195, X-Z(Σχήματα 90-103), για Y=0,06 και Y-Z(Σχήματα 104-117), για X=0.11. Μετά τα ισογράφηματα παρουσιάζονται τα διανύσματα ταχύτητας (Σχήματα 118-129) κάθε φάσης (πάνω στο αντίστοιχο ισογράφημά της) σε κύριες επιφάνειες της ροής. Οι επιφάνειες X-Y, X-Z και Y-Z που παρουσιάζονται τα διανύσματα βρίσκονται στις ίδιες θέσεις, όπως αναφέρεται παραπάνω.

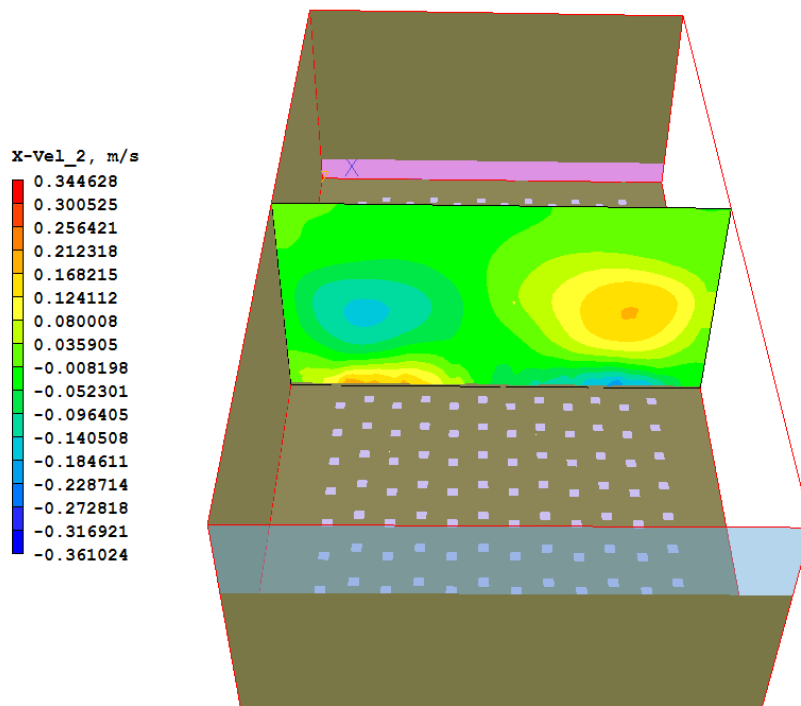
Τέλος, έχουμε τα διαγράμματα πίεσης, στον κατακόρυφο άξονα που περνάει από τον κέντρο της γεωμετρίας, X=0.11 m, Z=0.195 m και Y=0 έως 0.12 m, και κλασμάτων όγκου για το υγρό και τον αέρα στον οριζόντιο άξονα, στις συντεταγμένες, X=0 έως 0,22, Y=0,04 και Z=0.195 m.



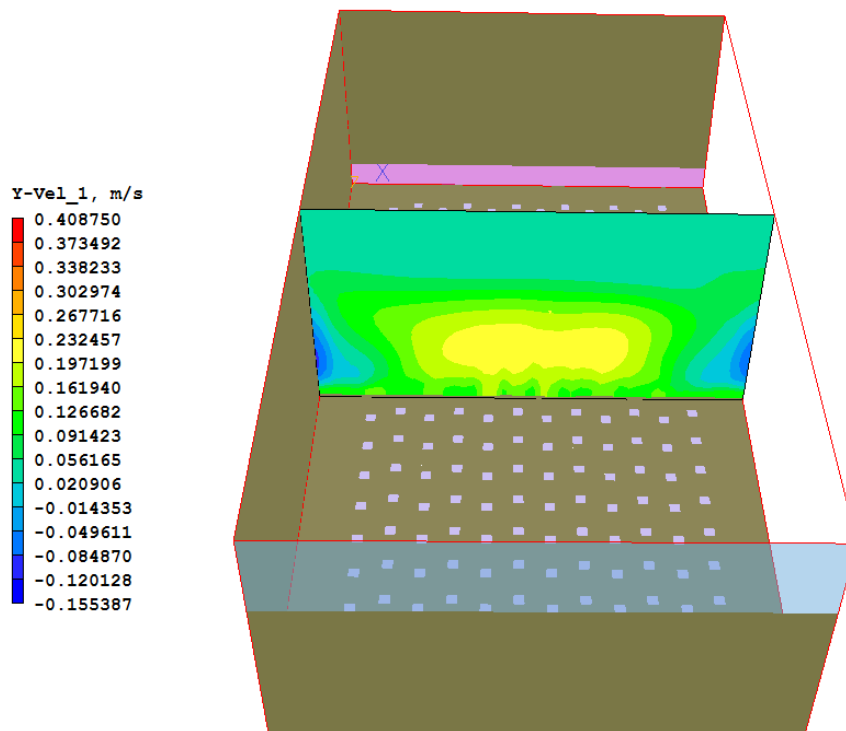
Σχήμα 76



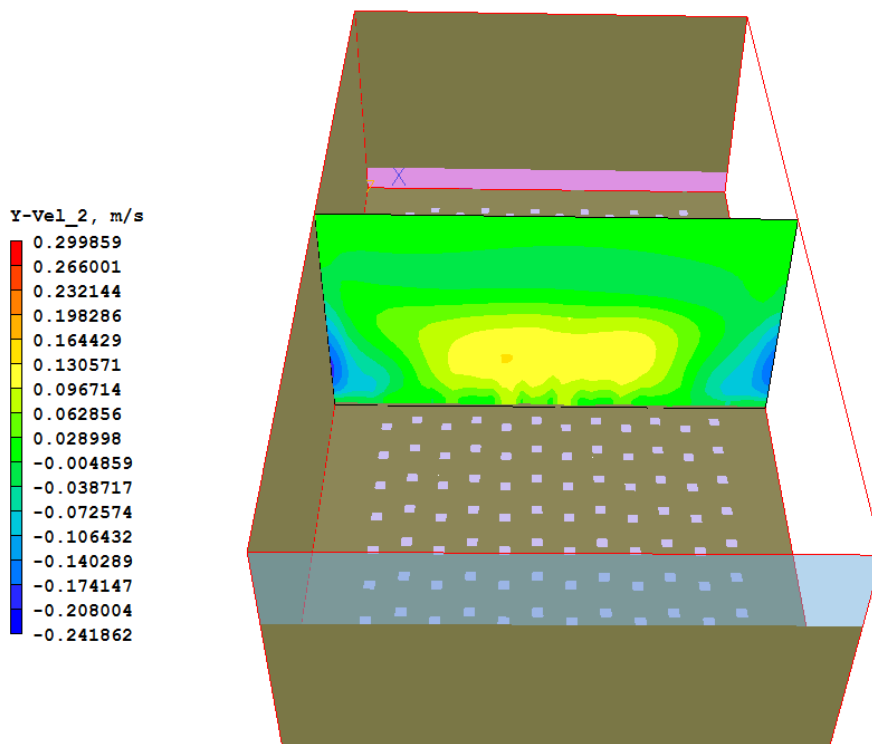
Σχήμα 77



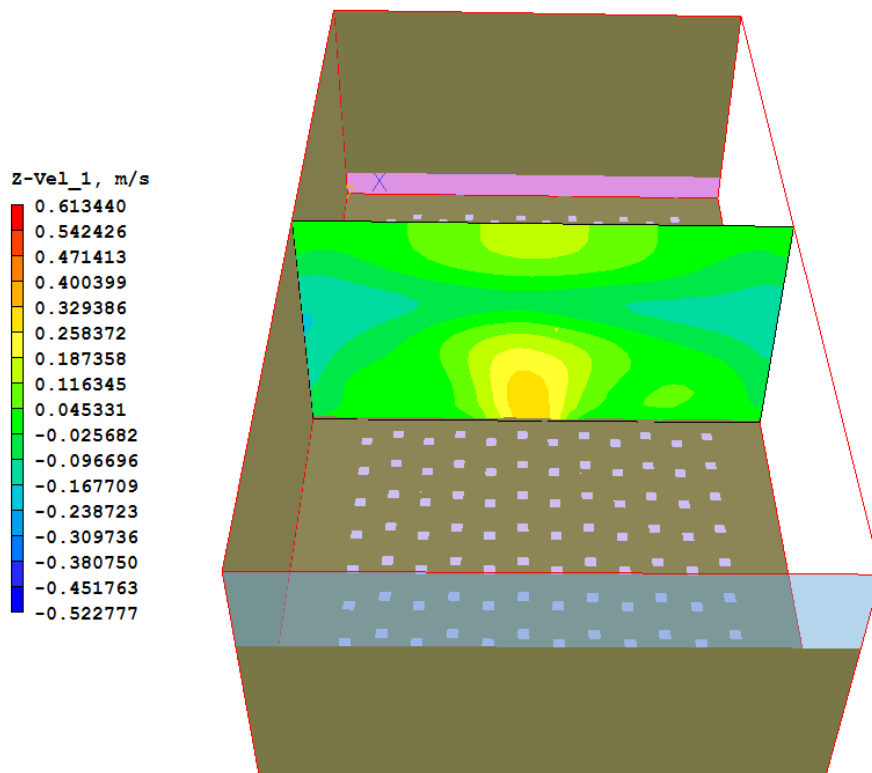
Σχήμα 78



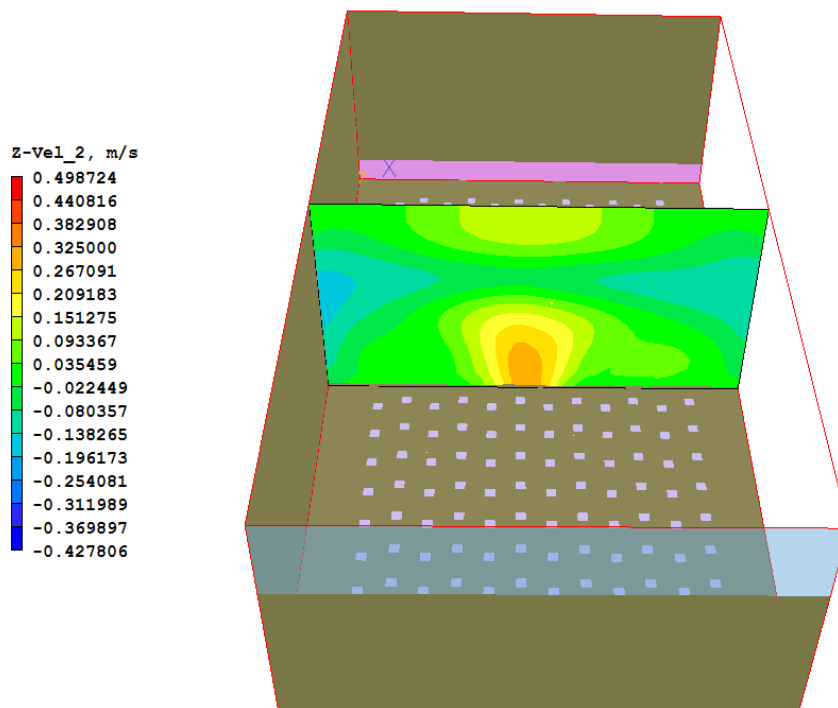
Σχήμα 79



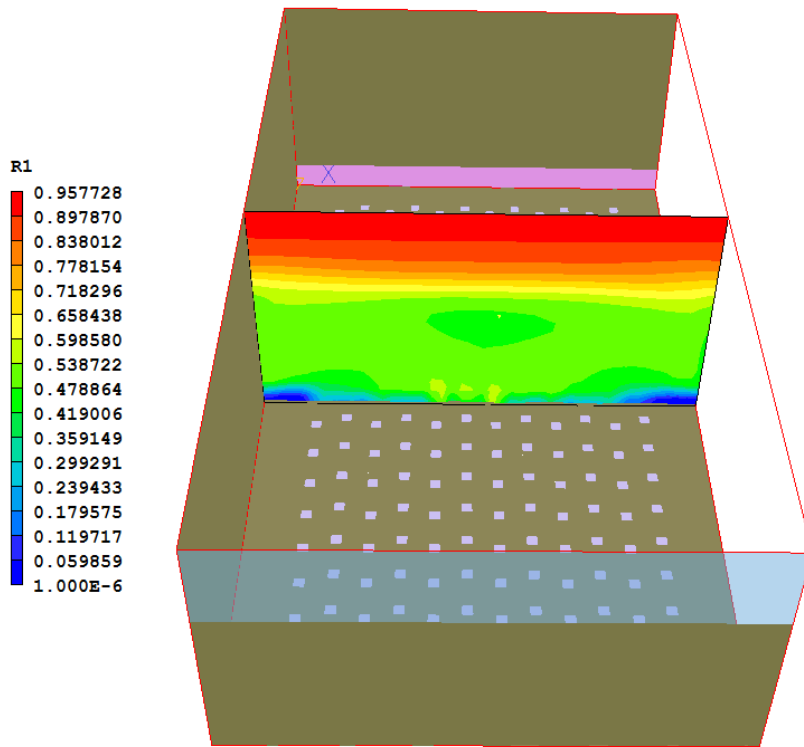
Σχήμα 80



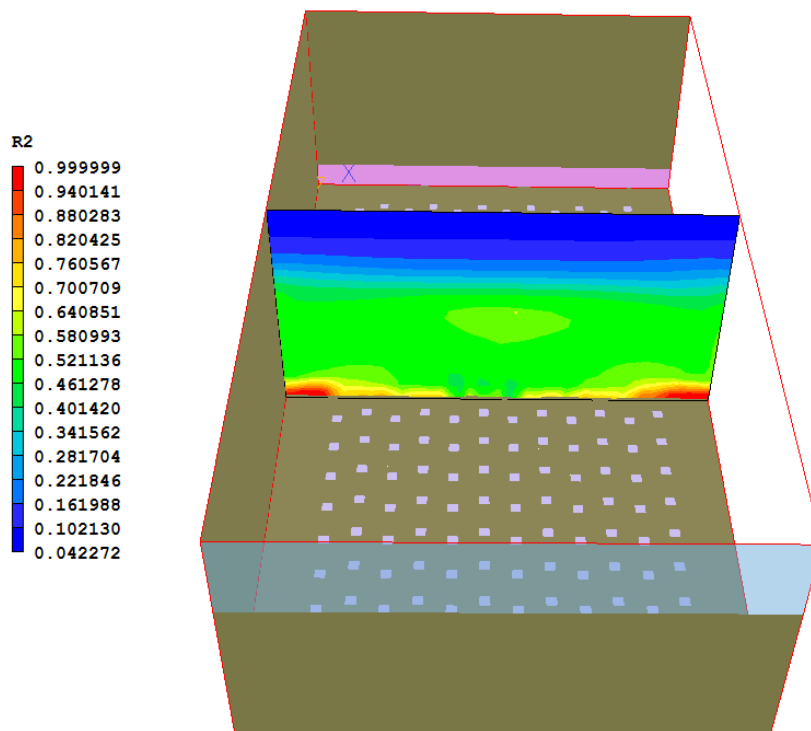
Σχήμα 81



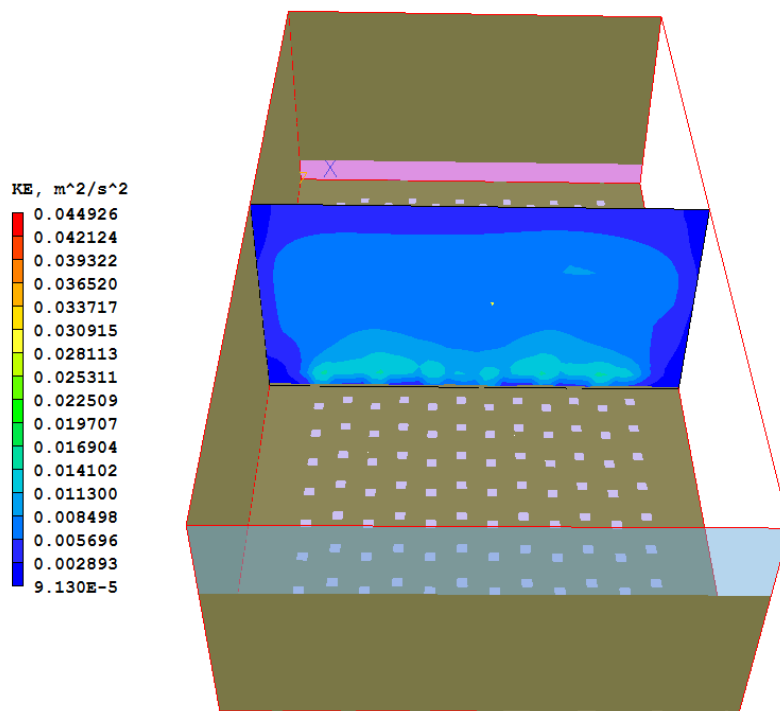
Σχήμα 82



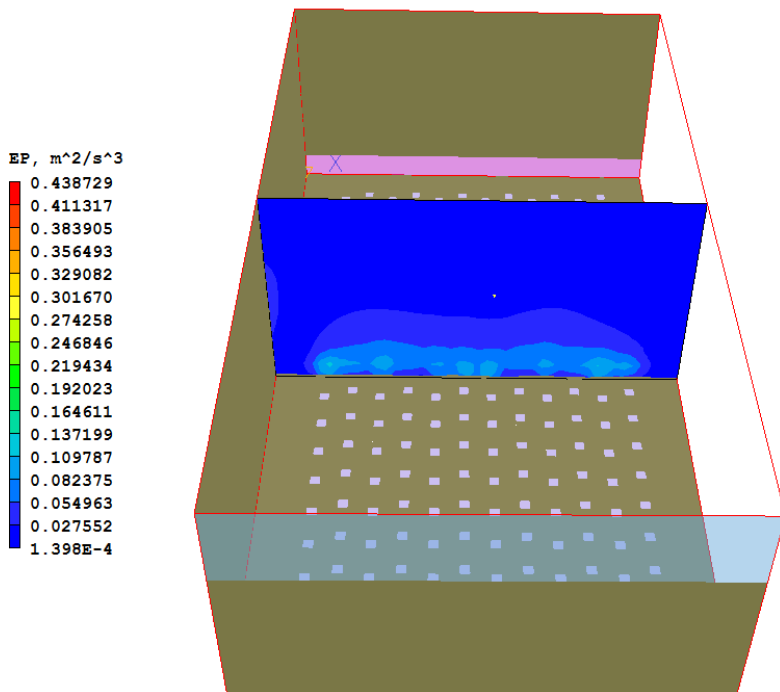
Σχήμα 83



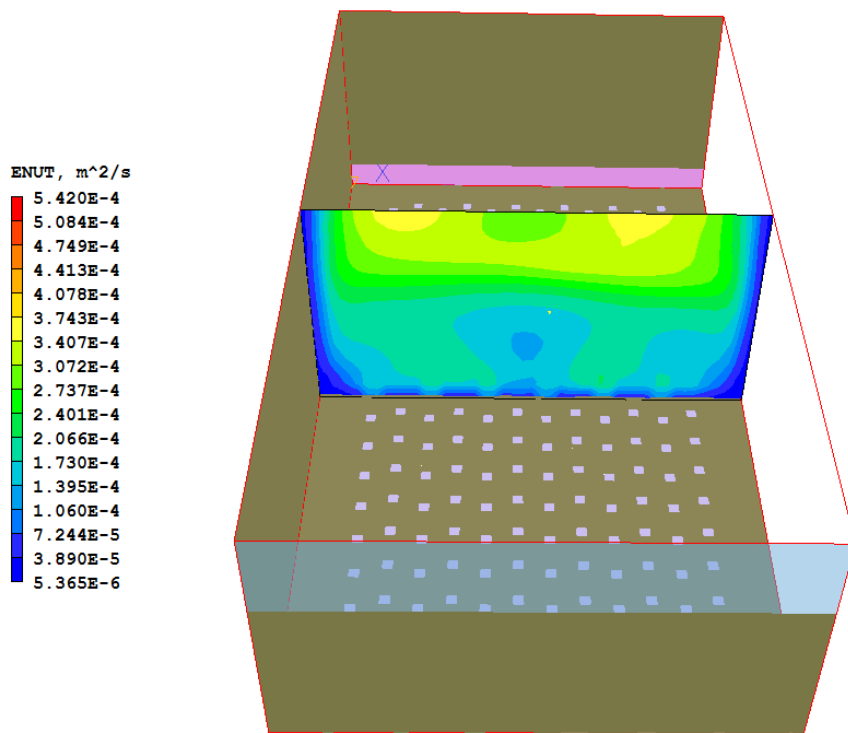
Σχήμα 84



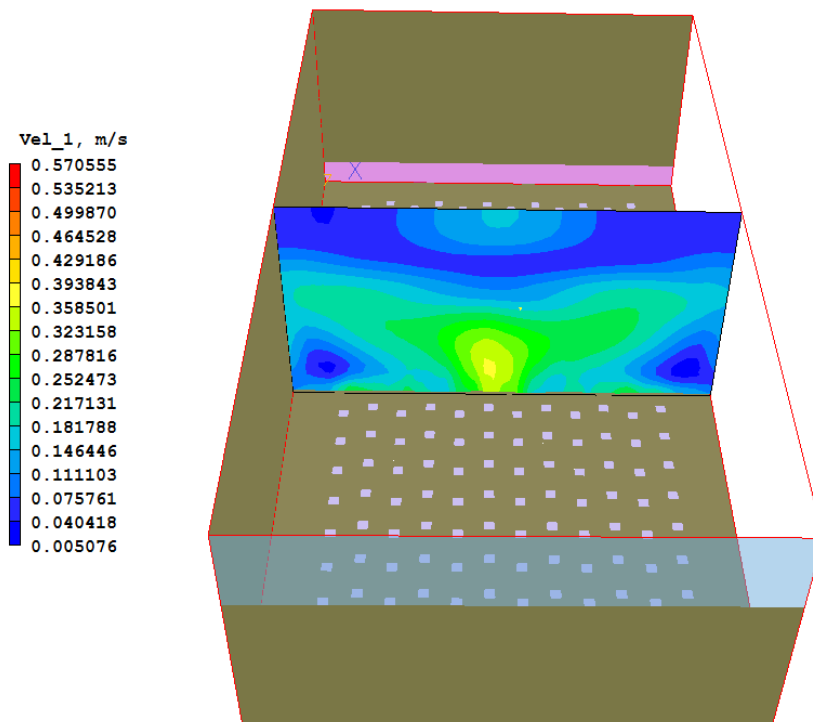
Σχήμα 85



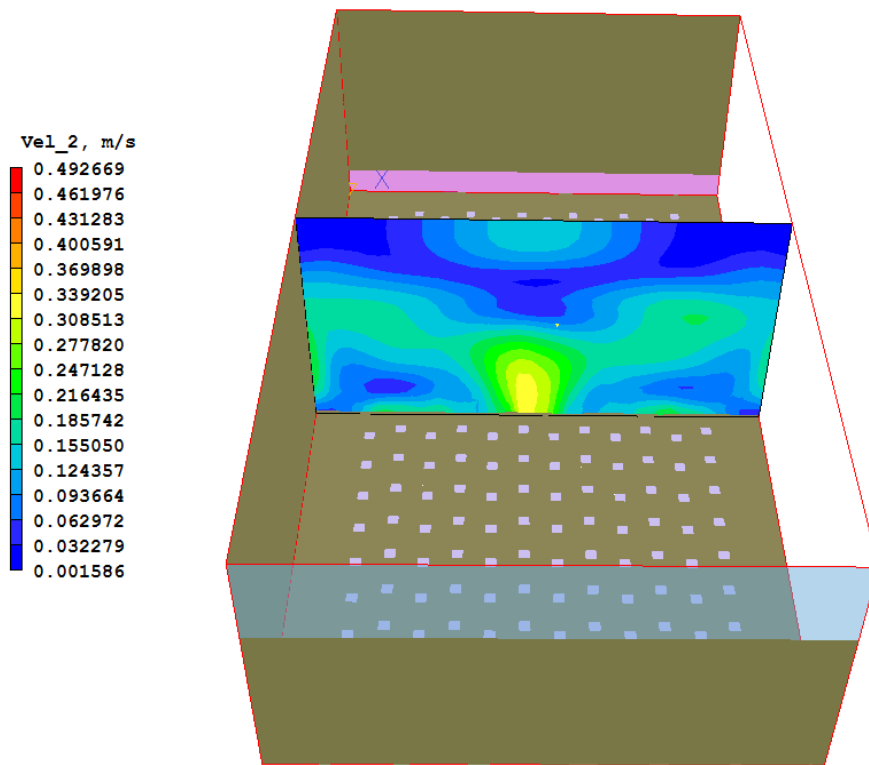
Σχήμα 86



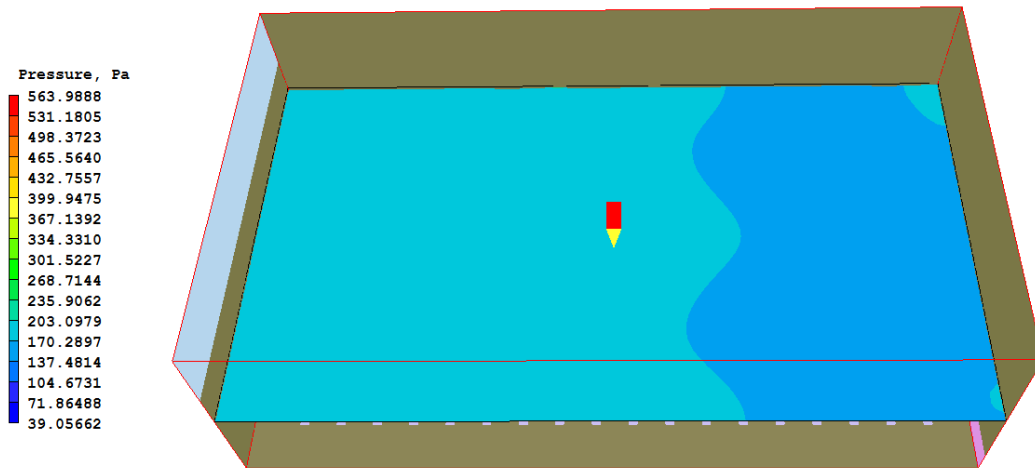
Σχήμα 87



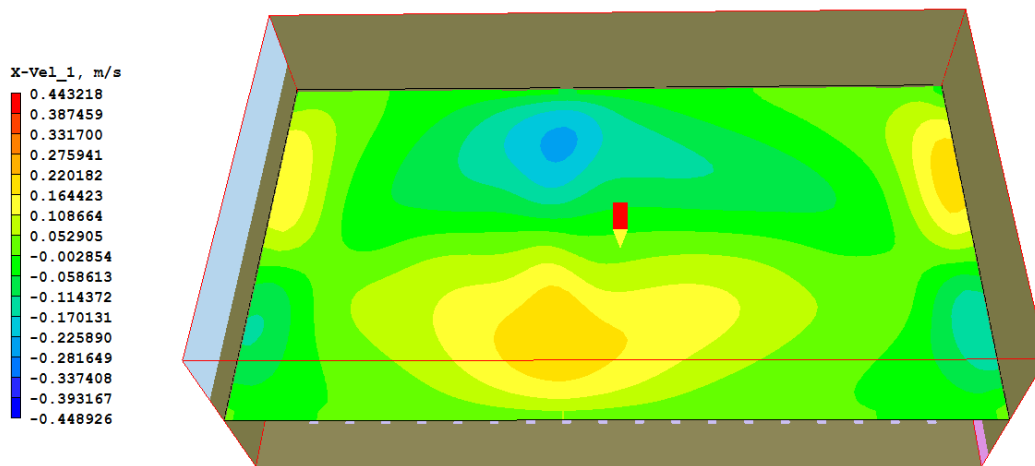
Σχήμα 88



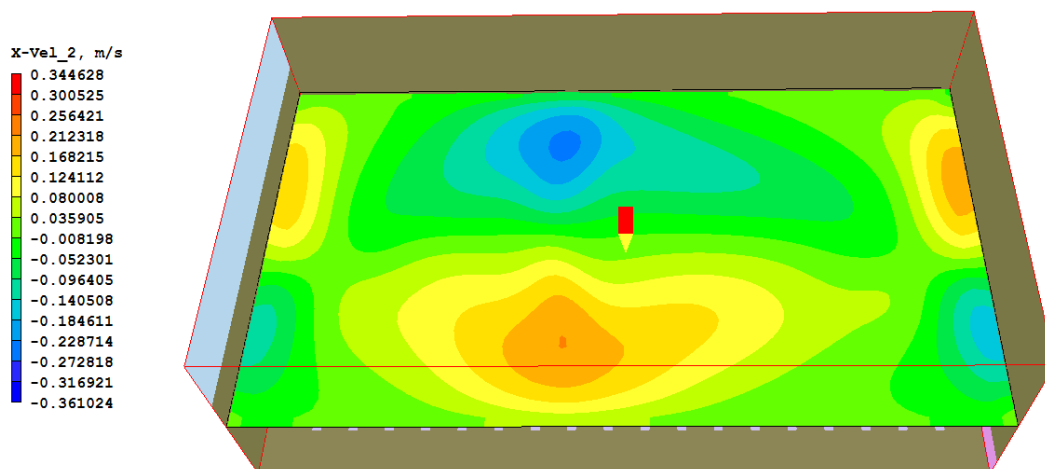
Σχήμα 89



Σχήμα 90



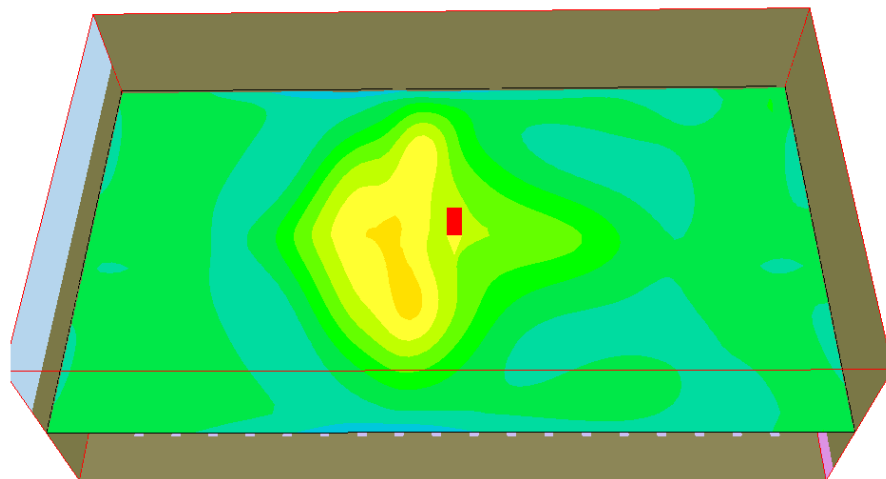
Σχήμα 91



Σχήμα 92

Y-Vel_1, m/s

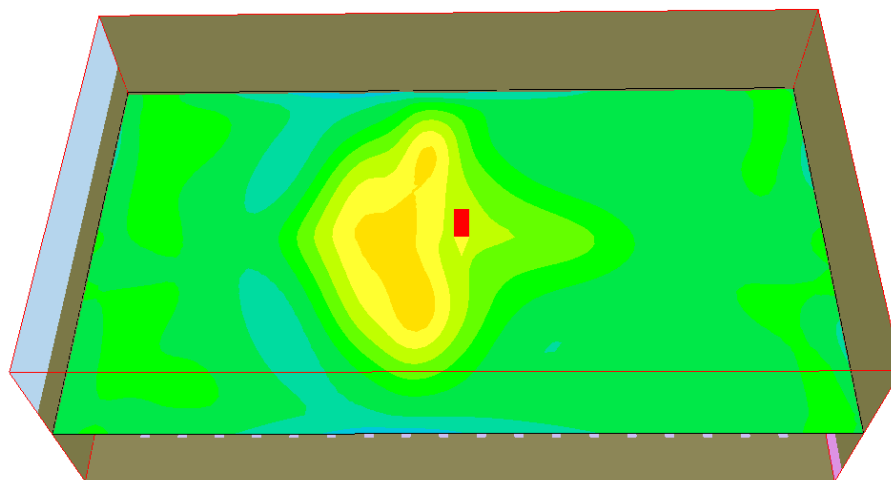
| |
|-----------|
| 0.408750 |
| 0.373492 |
| 0.338233 |
| 0.302974 |
| 0.267716 |
| 0.232457 |
| 0.197199 |
| 0.161940 |
| 0.126682 |
| 0.091423 |
| 0.056165 |
| 0.020906 |
| -0.014353 |
| -0.049611 |
| -0.084870 |
| -0.120128 |
| -0.155387 |



Σχήμα 93

Y-Vel_2, m/s

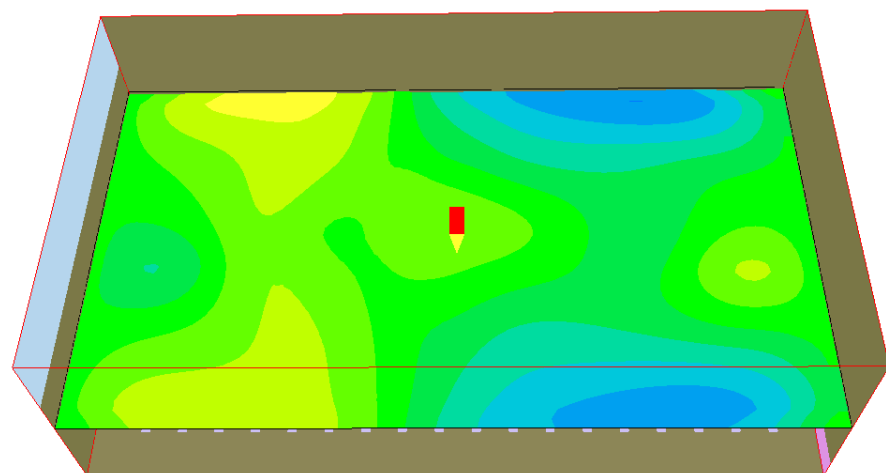
| |
|-----------|
| 0.299859 |
| 0.266001 |
| 0.232144 |
| 0.198286 |
| 0.164429 |
| 0.130571 |
| 0.096714 |
| 0.062856 |
| 0.028998 |
| -0.004859 |
| -0.038717 |
| -0.072574 |
| -0.106432 |
| -0.140289 |
| -0.174147 |
| -0.208004 |
| -0.241862 |



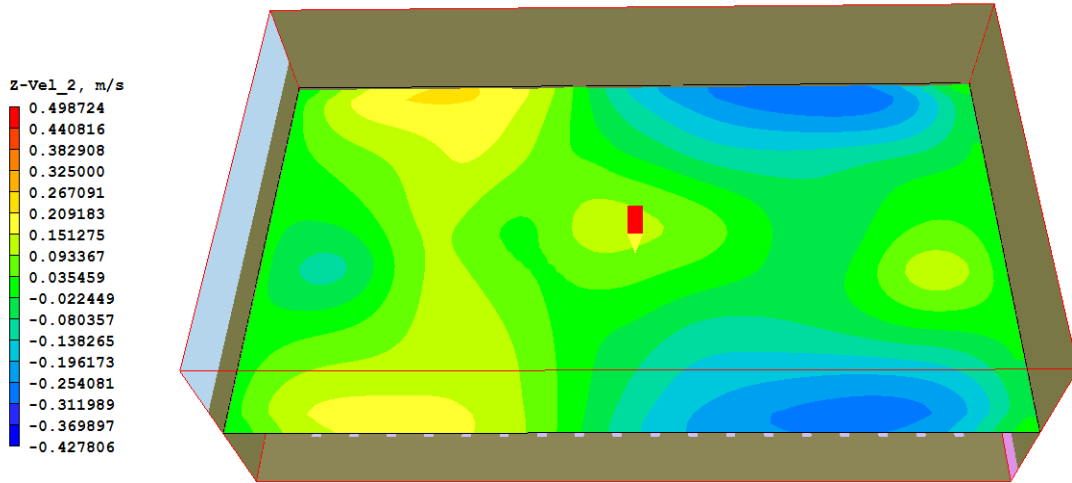
Σχήμα 94

Z-Vel_1, m/s

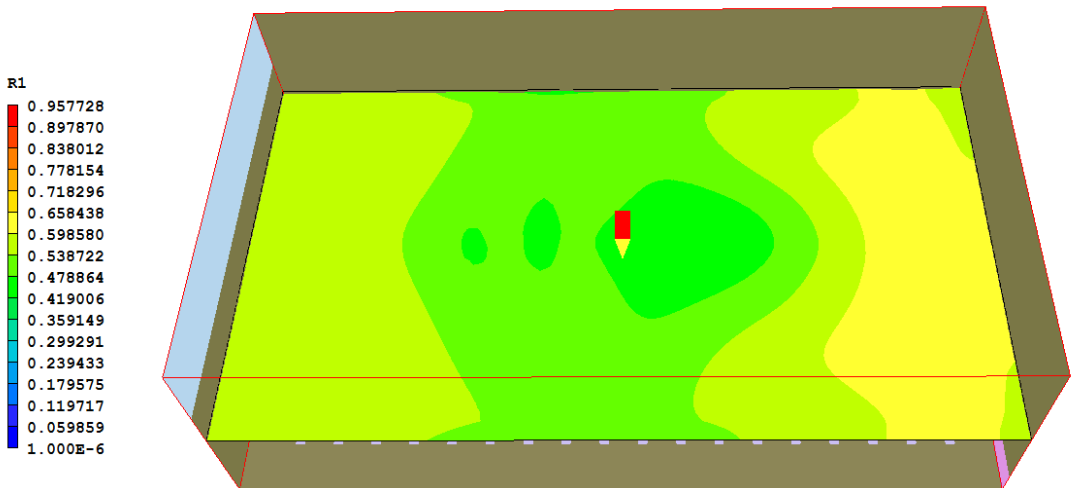
| |
|-----------|
| 0.613440 |
| 0.542426 |
| 0.471413 |
| 0.400399 |
| 0.329386 |
| 0.258372 |
| 0.187358 |
| 0.116345 |
| 0.045331 |
| -0.025682 |
| -0.096696 |
| -0.167709 |
| -0.238723 |
| -0.309736 |
| -0.380750 |
| -0.451763 |
| -0.522777 |



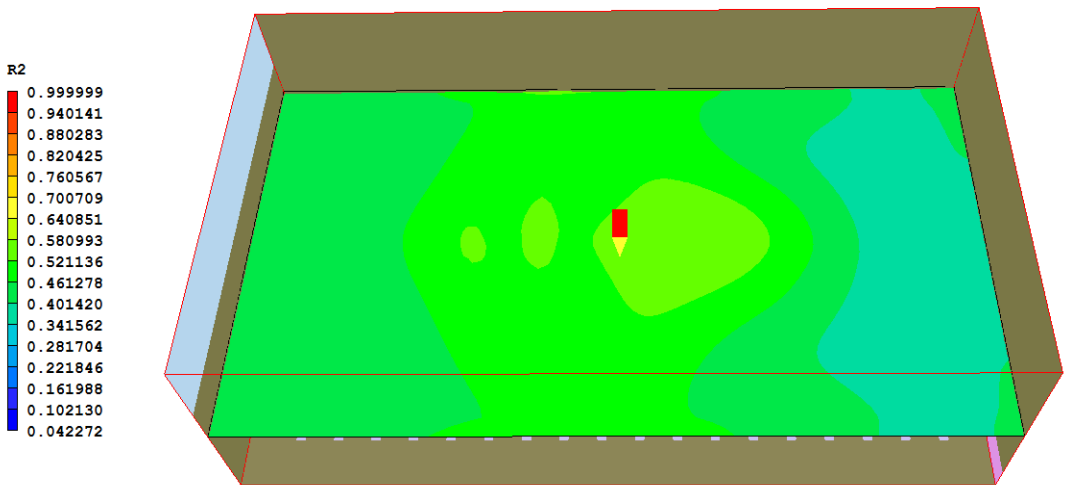
Σχήμα 95



Σχήμα 96



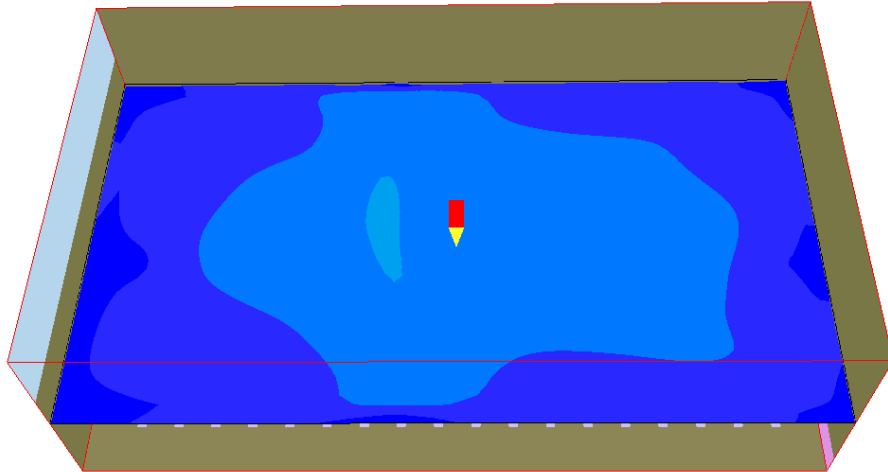
Σχήμα 97



Σχήμα 98

KE, m²/s²

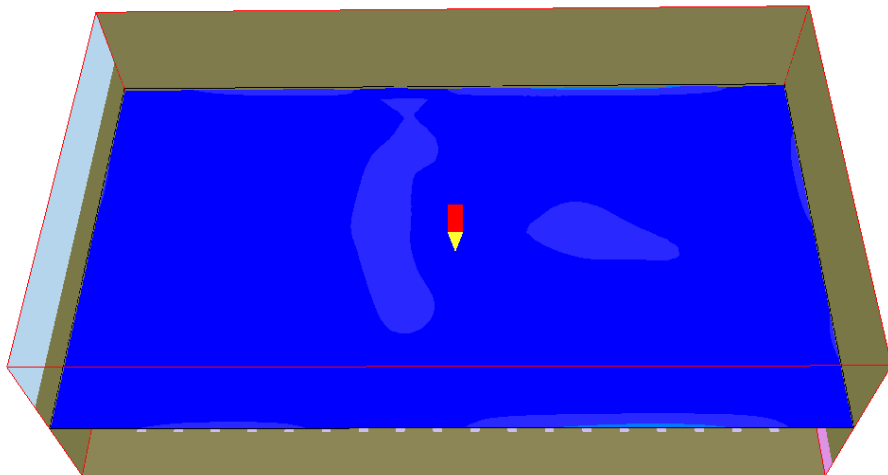
| |
|----------|
| 0.044926 |
| 0.042124 |
| 0.039322 |
| 0.036520 |
| 0.033717 |
| 0.030915 |
| 0.028113 |
| 0.025311 |
| 0.022509 |
| 0.019707 |
| 0.016904 |
| 0.014102 |
| 0.011300 |
| 0.008498 |
| 0.005696 |
| 0.002893 |
| 9.130E-5 |



Σχήμα 99

EP, m²/s³

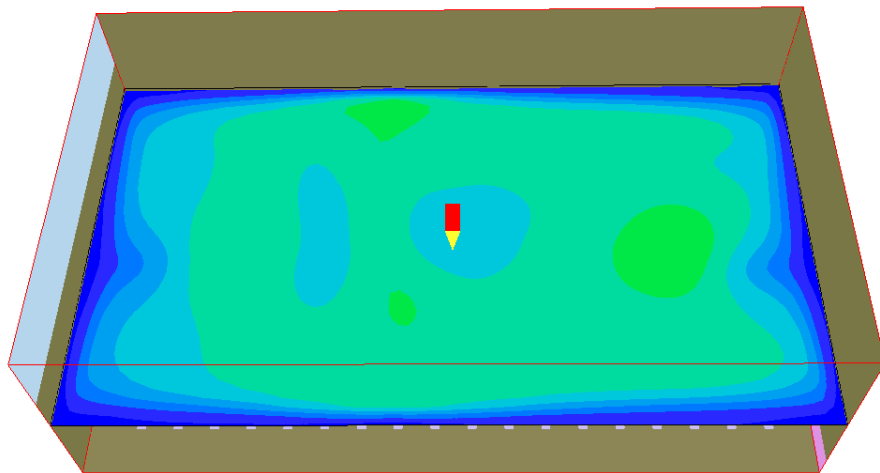
| |
|----------|
| 0.438729 |
| 0.411317 |
| 0.383905 |
| 0.356493 |
| 0.329082 |
| 0.301670 |
| 0.274258 |
| 0.246846 |
| 0.219434 |
| 0.192023 |
| 0.164611 |
| 0.137199 |
| 0.109787 |
| 0.082375 |
| 0.054963 |
| 0.027552 |
| 1.398E-4 |



Σχήμα 100

ENUT, m²/s

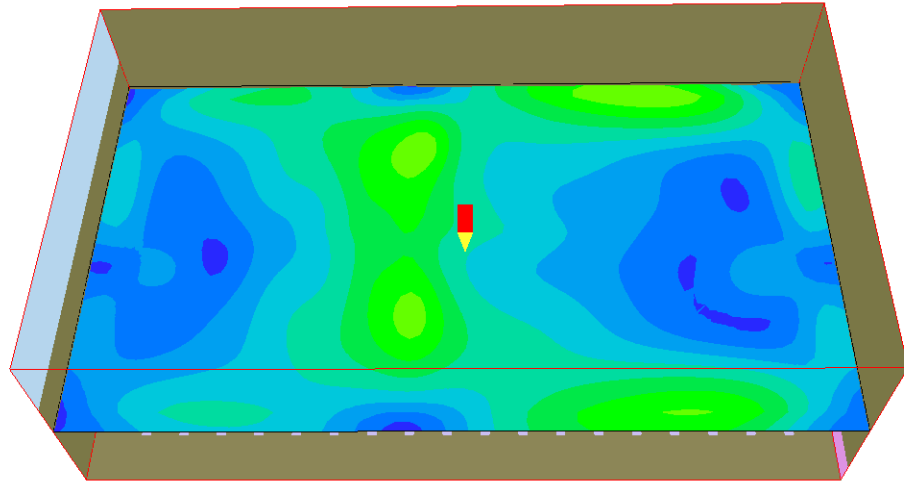
| |
|----------|
| 5.420E-4 |
| 5.084E-4 |
| 4.749E-4 |
| 4.413E-4 |
| 4.078E-4 |
| 3.743E-4 |
| 3.407E-4 |
| 3.072E-4 |
| 2.737E-4 |
| 2.401E-4 |
| 2.066E-4 |
| 1.730E-4 |
| 1.395E-4 |
| 1.060E-4 |
| 7.244E-5 |
| 3.890E-5 |
| 5.365E-6 |



Σχήμα 101

Vel_1, m/s

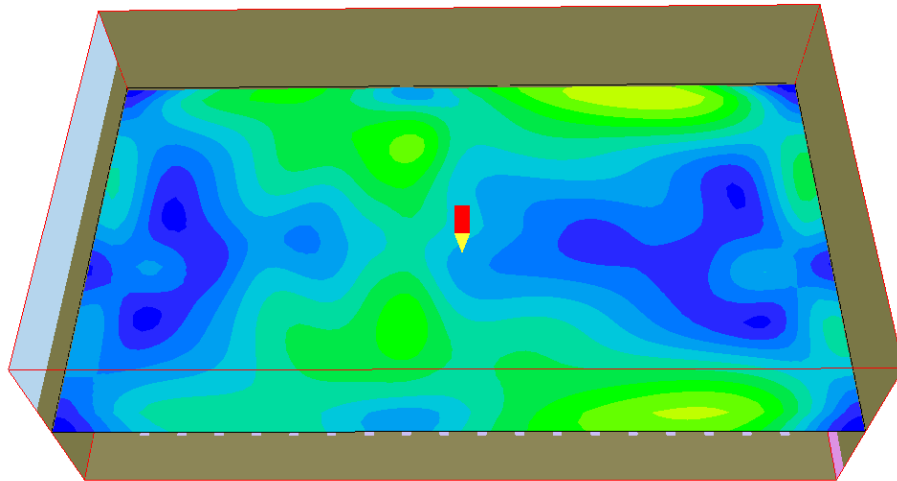
| |
|----------|
| 0.570555 |
| 0.535213 |
| 0.499870 |
| 0.464528 |
| 0.429186 |
| 0.393843 |
| 0.358501 |
| 0.323158 |
| 0.287816 |
| 0.252473 |
| 0.217131 |
| 0.181788 |
| 0.146446 |
| 0.111103 |
| 0.075761 |
| 0.040418 |
| 0.005076 |



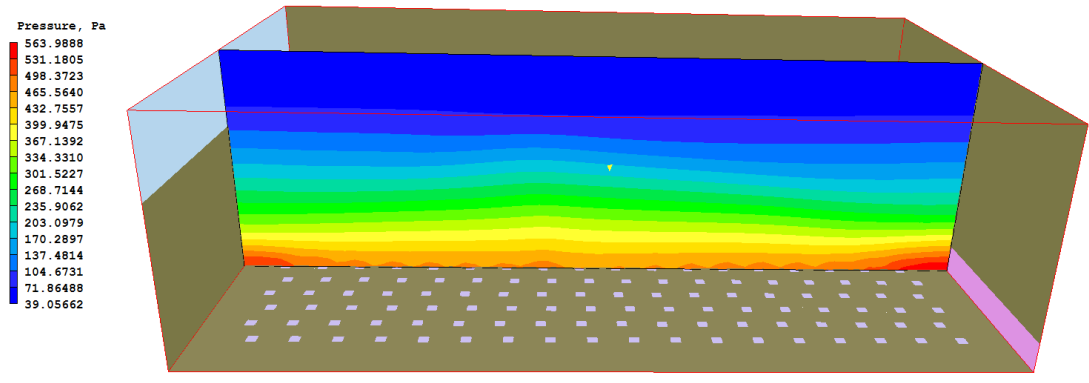
Σχήμα 102

Vel_2, m/s

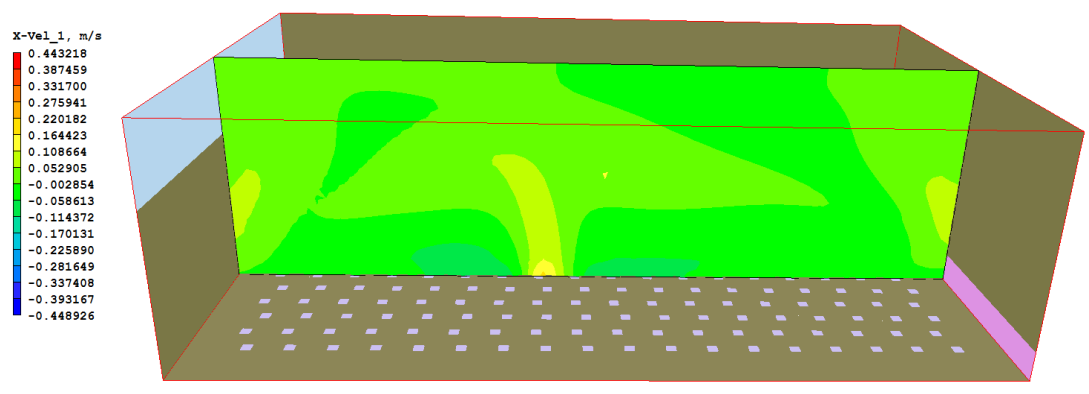
| |
|----------|
| 0.492669 |
| 0.461976 |
| 0.431283 |
| 0.400591 |
| 0.369898 |
| 0.339205 |
| 0.308513 |
| 0.277820 |
| 0.247128 |
| 0.216435 |
| 0.185742 |
| 0.155050 |
| 0.124357 |
| 0.093664 |
| 0.062972 |
| 0.032279 |
| 0.001586 |



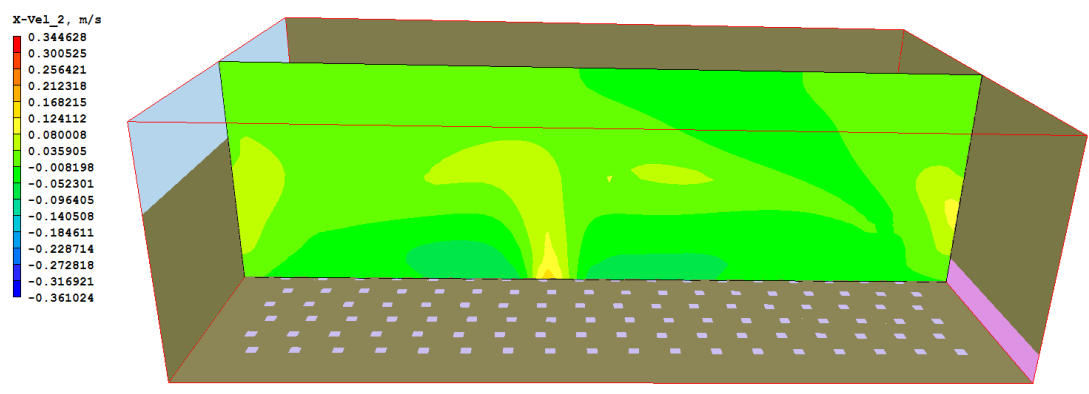
Σχήμα 103



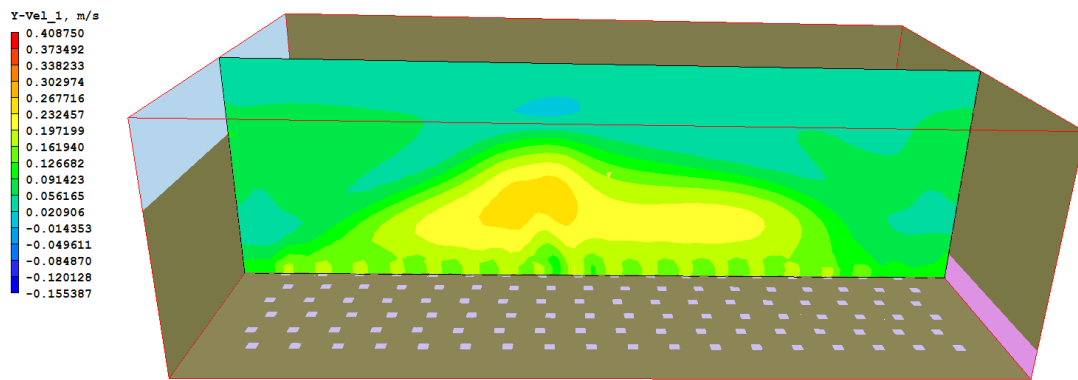
Σχήμα 104



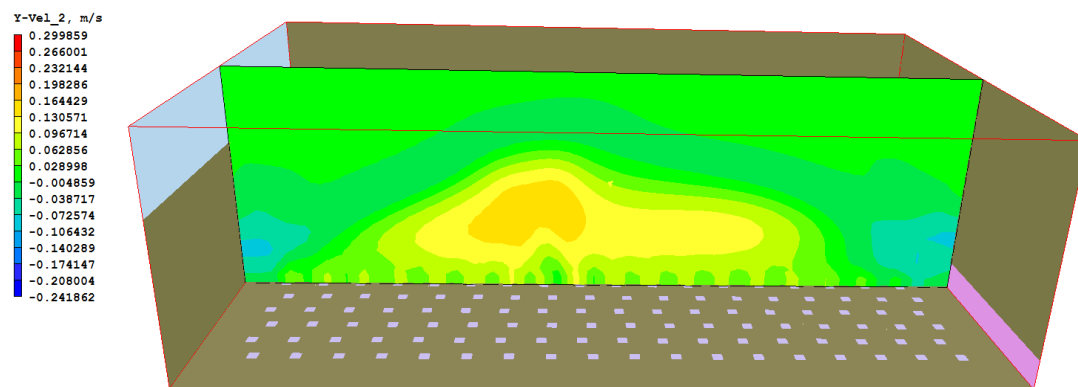
Σχήμα 105



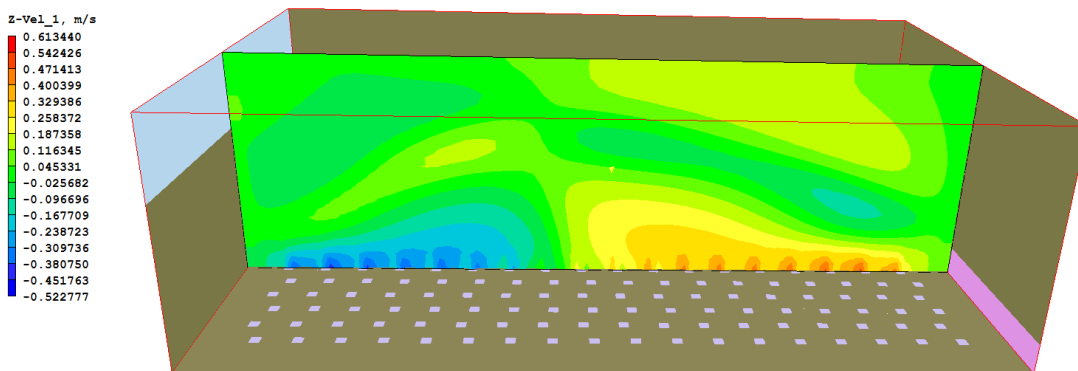
Σχήμα 106



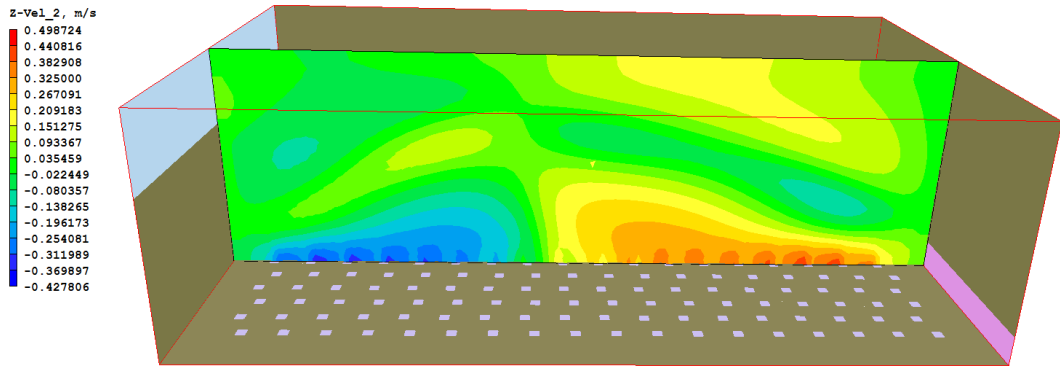
Σχήμα 107



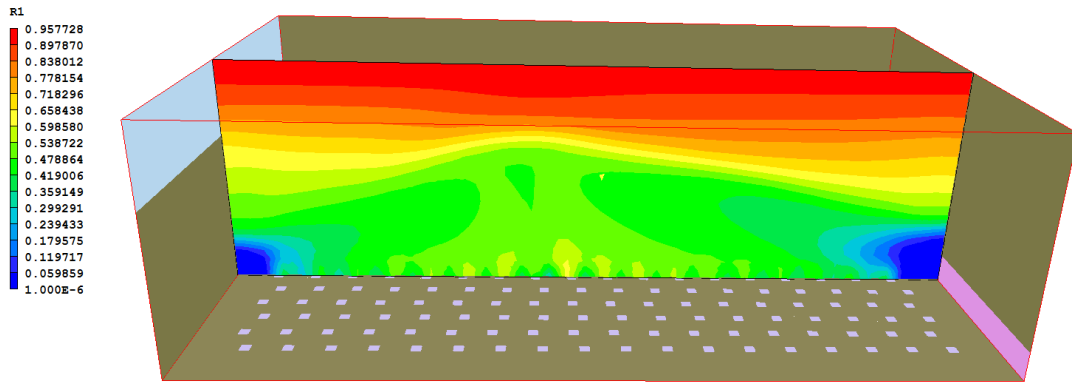
Σχήμα 108



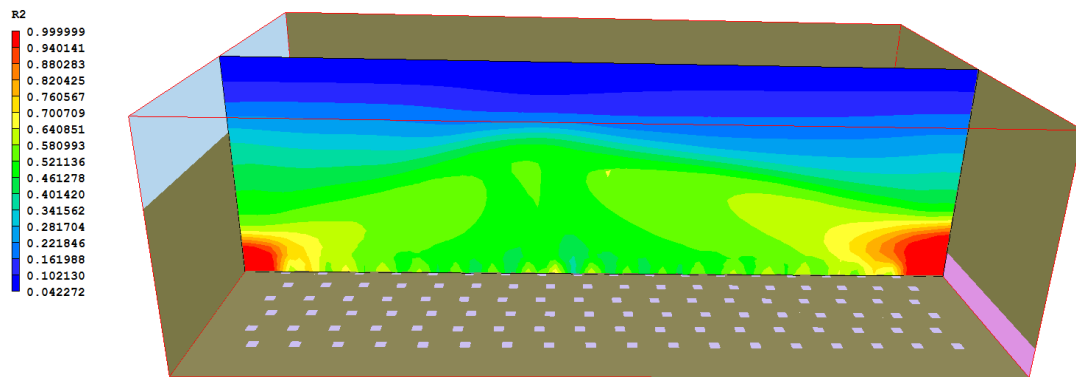
Σχήμα 109



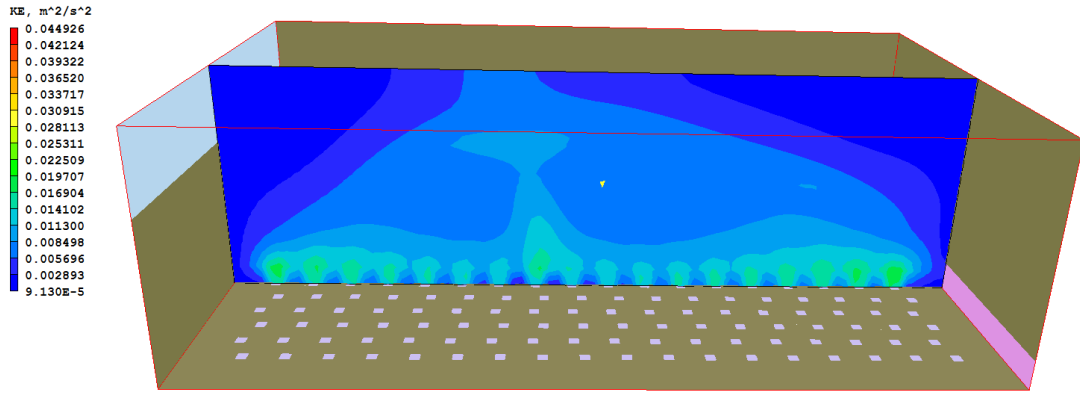
Σχήμα 110



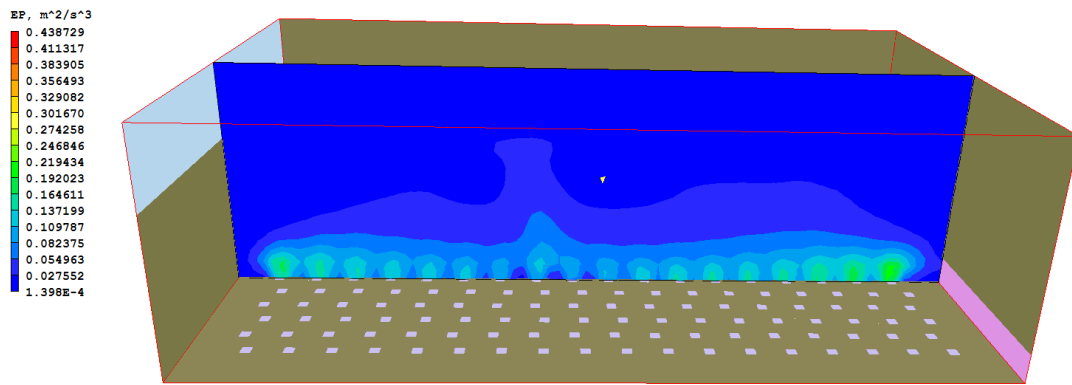
Σχήμα 111



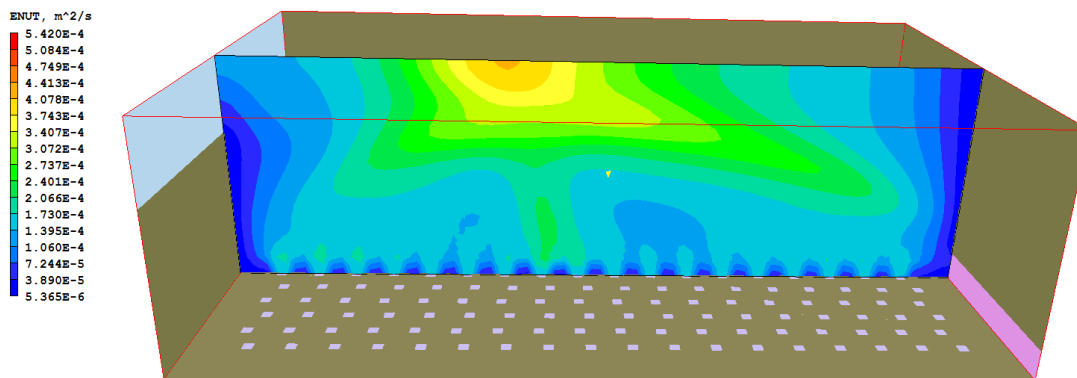
Σχήμα 112



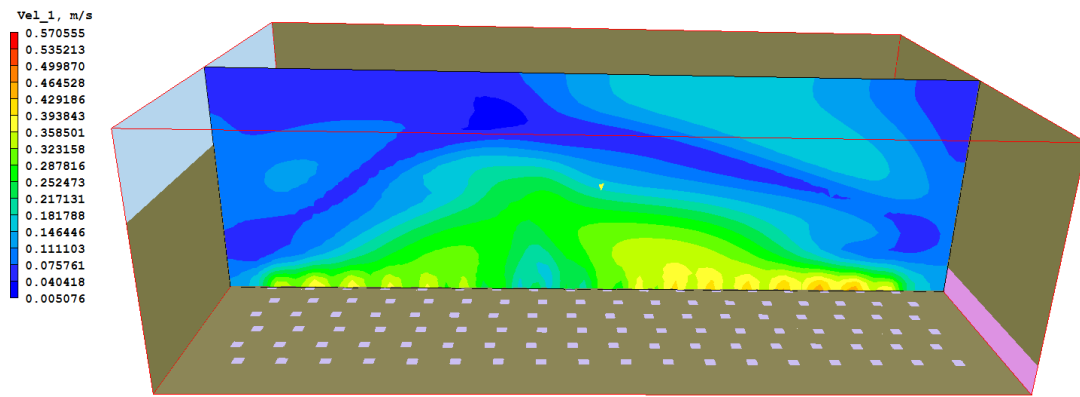
Σχήμα 113



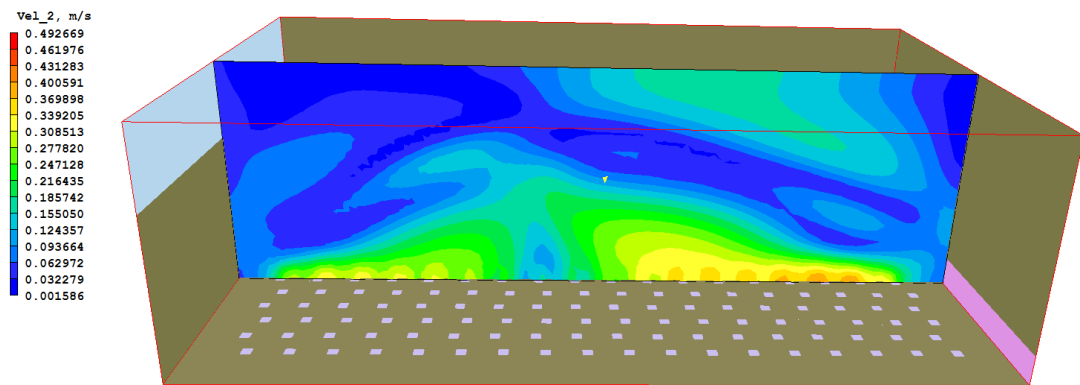
Σχήμα 114



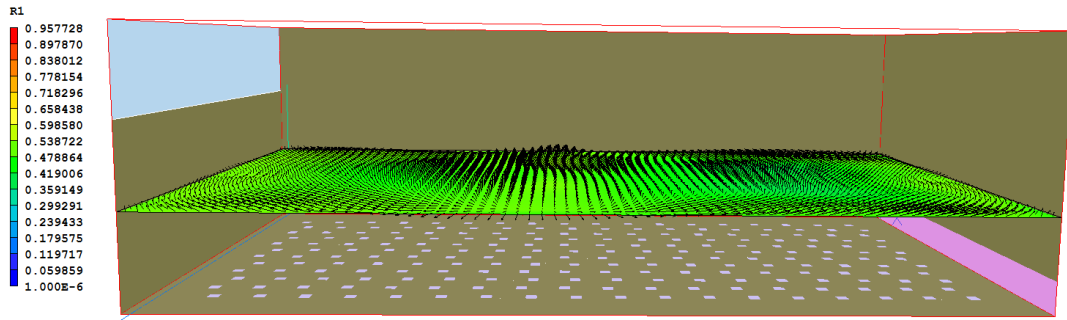
Σχήμα 115



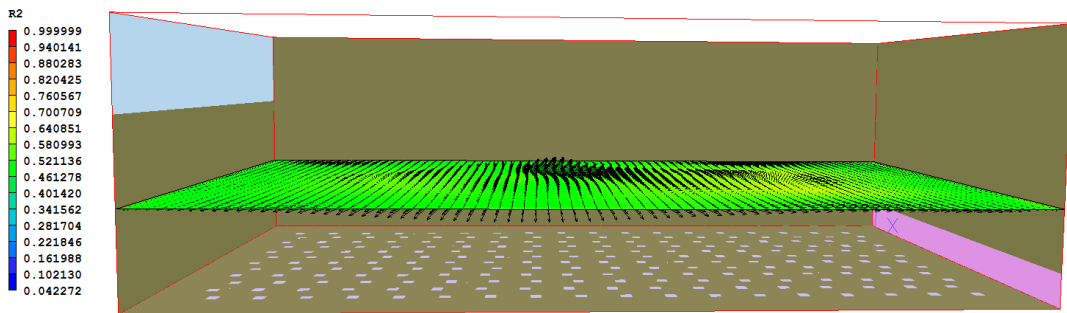
Σχήμα 116



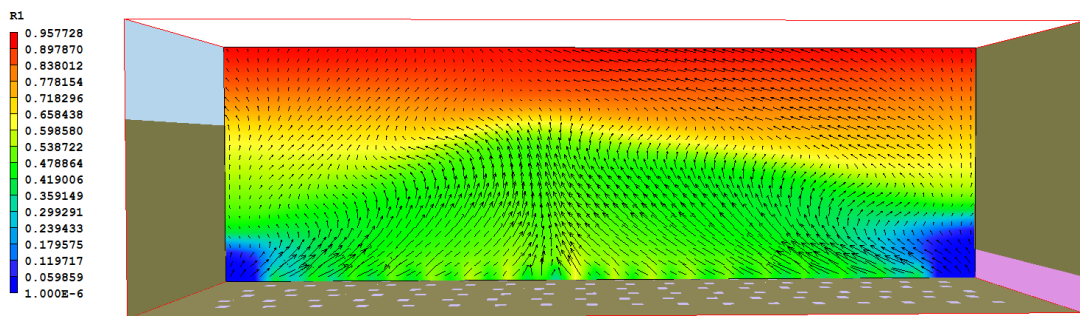
Σχήμα 117



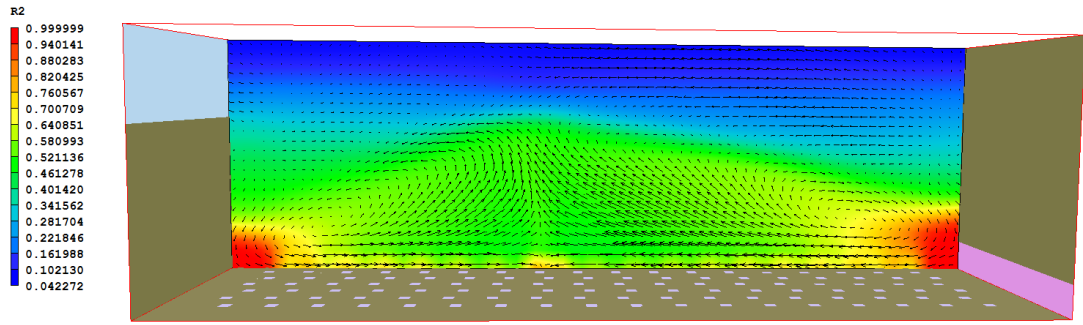
Σχήμα 118



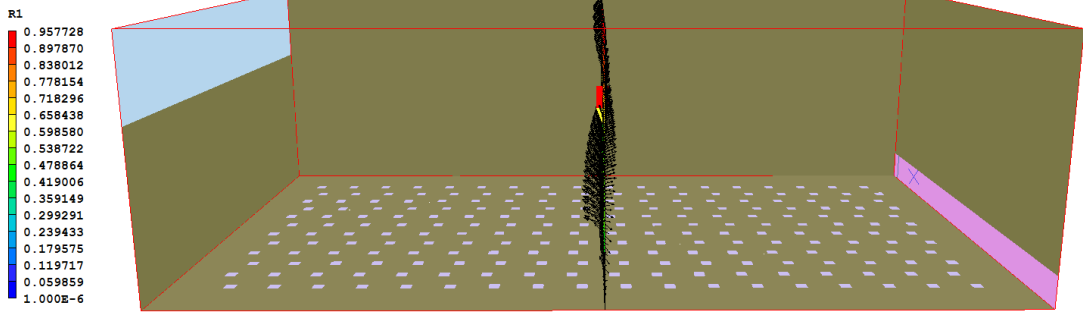
Σχήμα 119



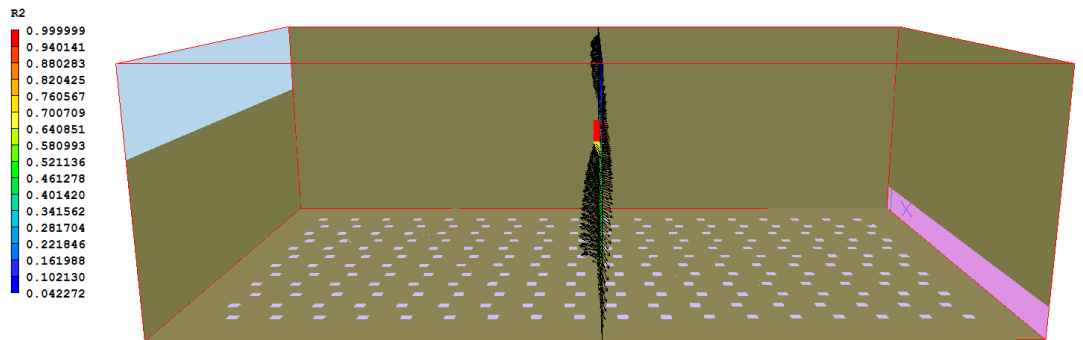
Σχήμα 120



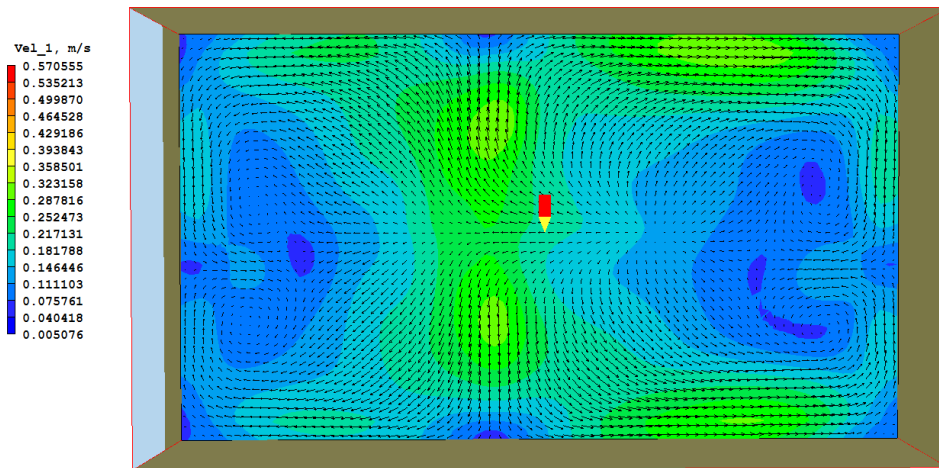
Σχήμα 121



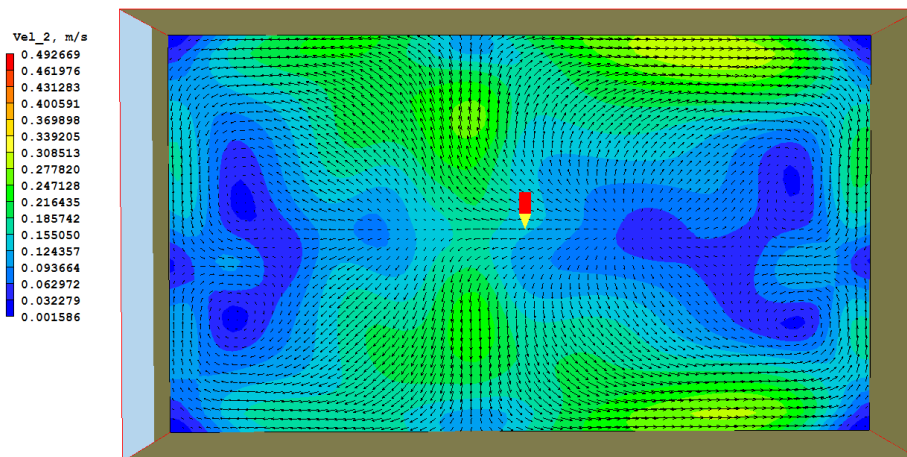
Σχήμα 122



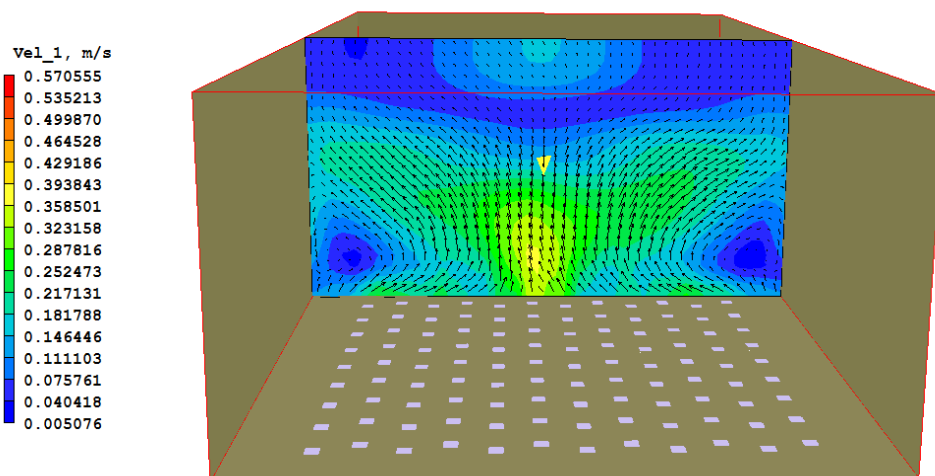
Σχήμα 123



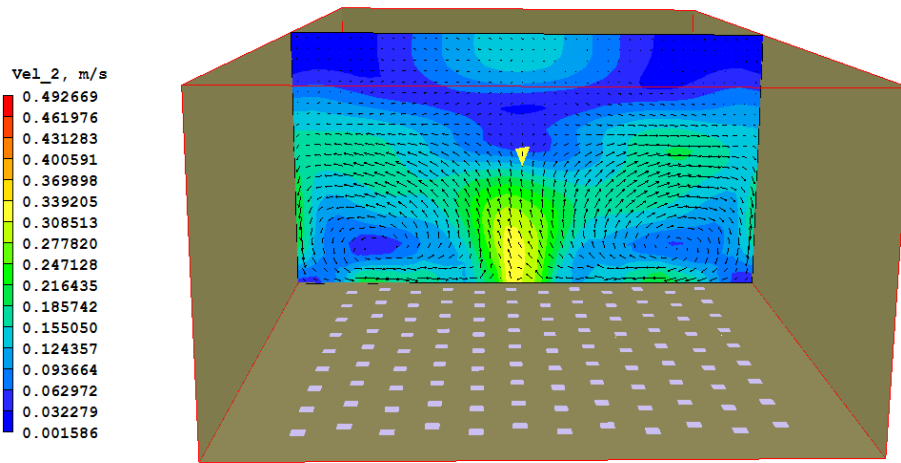
Σχήμα 124



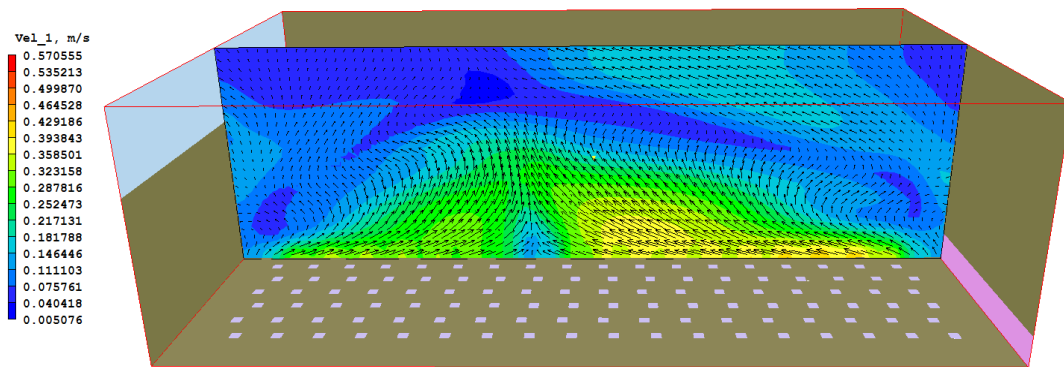
Σχήμα 125



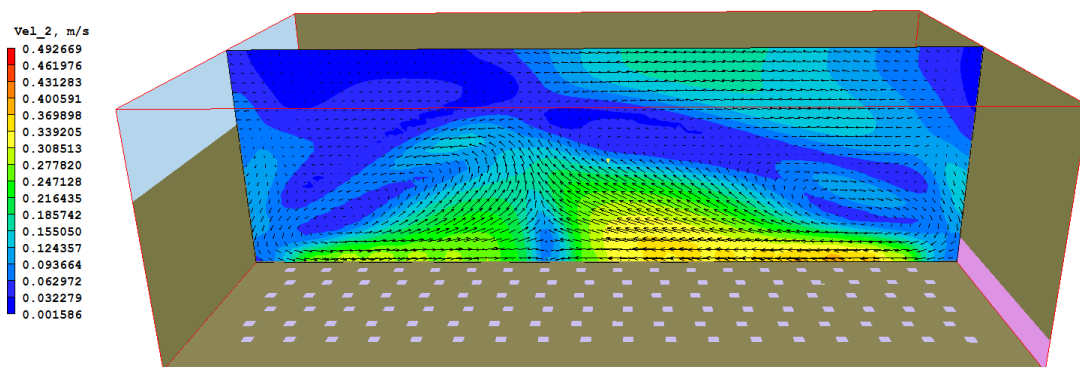
Σχήμα 126



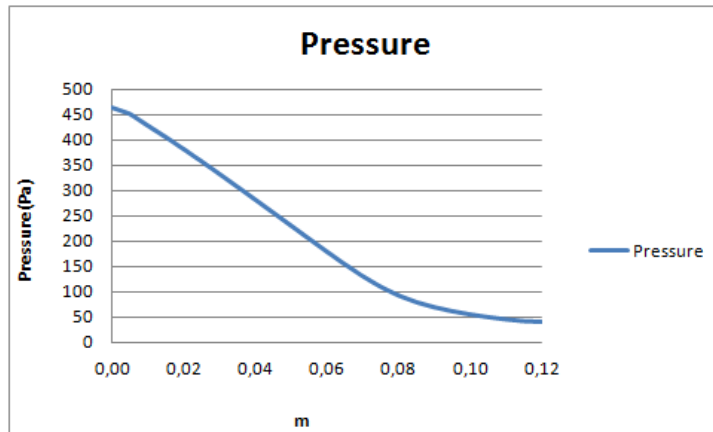
Σχήμα 127



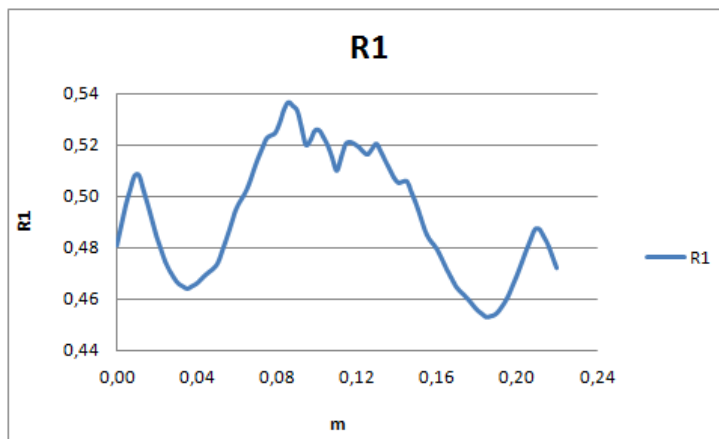
Σχήμα 128



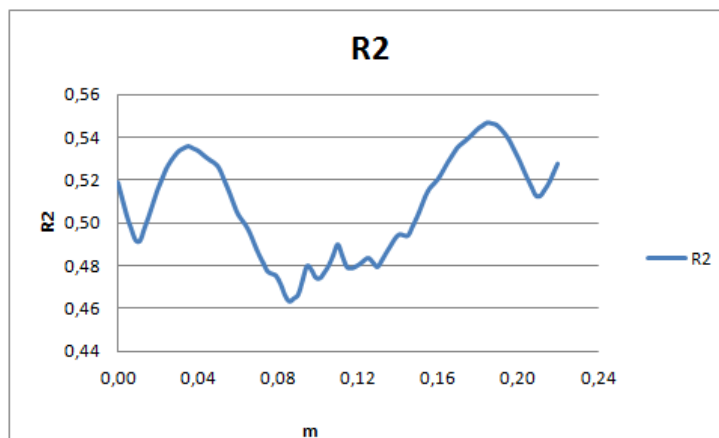
Σχήμα 129



Σχήμα 130



Σχήμα 131



Σχήμα 132