



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΑΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ & ΣΤΡΟΒΙΛΟΜΗΧΑΝΩΝ

2^Η ΗΜΕΡΙΔΑ

ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΕΣ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΕΣ
ΣΤΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΡΟΗΣ ΡΕΥΣΤΩΝ ΣΤΗΝ ΕΛΛΑΔΑ



ΔΕΥΤΕΡΑ - 22 ΜΑΙΟΥ 2000
ΑΜΦΙΘΕΑΤΡΟ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ - ΠΕΔΙΟΝ ΑΡΕΩΣ ΒΟΛΟΣ

ΕΡΓ. ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ & ΣΤΡΟΒΙΛΟΜΗΧΑΝΩΝ



ΤΜ. ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΑΣ
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ

ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ



ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΥΠΗΡΕΣΙΑ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗΣ & ΠΛΗΡΟΦΟΡΗΣΗΣ
ΕΙΔΙΚΗ ΣΥΛΛΟΓΗ «ΓΚΡΙΖΑ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ»

Αριθ. Εισ.: 2897/1

Ημερ. Εισ.: 16-06-2000

Δωρεά:

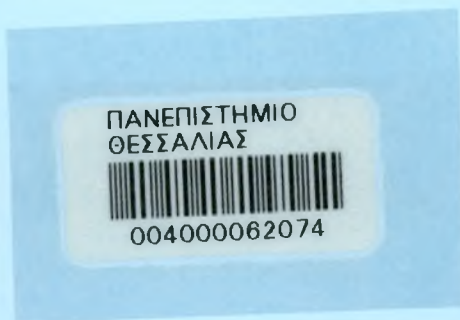
Ταξιθετικός Κωδικός: ΥΣ

620.106 4

ΕΡΕ



αρ εισ. 56241 *2/78



Δωρεά:

ΑΝΤΙ ΠΡΟΛΟΓΟΥ

Το Εργαστήριο Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών του τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας με ιδιαίτερη χαρά, φιλοξενεί εφέτος την Ημερίδα με θέμα *"Ερευνητικές Δραστηριότητες στα Φαινόμενα Ροής Ρευστών στην Ελλάδα"*. Η Ημερίδα αυτή είναι η δεύτερη της σειράς (η πρώτη έγινε στο ΕΜΠ τον Μάιο 1998) και έχει ως στόχο να φέρει σε επαφή τα μέλη της ελληνικής επιστημονικής κοινότητας που δραστηριοποιούνται ερευνητικά στην περιοχή των Ρευστών.

Στην πρόσκληση συμμετοχής στην Ημερίδα ανταποκρίθηκαν συνάδελφοι από σχεδόν όλα τα εργαστήρια με γνωστικά αντικείμενα συγγενή προς τα Ρευστά. Έτσι τα Πρακτικά περιλαμβάνουν (50) σύντομες ανακοινώσεις στις οποίες παρουσιάζονται η υπολογιστική ή πειραματική μεθοδολογία καθώς και τα αποτελέσματα ερευνητικών προσπαθειών στα βασικά φαινόμενα ροής ρευστών ή στην βελτιστοποίηση παραγωγικών διαδικασιών και προϊόντων.

Η ελληνική επιστημονική κοινότητα που δραστηριοποιείται στην περιοχή των Ρευστών έχει να επιδείξει αξιόλογα ερευνητικά επιτεύγματα με υψηλό επίπεδο πρωτοτυπίας που τυγχάνει διεθνούς αναγνώρισης. Με την διεξαγωγή αυτής της δεύτερης ημερίδας θα δοθεί η ευκαιρία να προσδιορισθούν οι ερευνητικές περιοχές αιχμής στα φαινόμενα της ροής των Ρευστών, να γίνει ενημέρωση των νέων ερευνητών καθώς και να τεθούν οι βάσεις για τον συντονισμό της έρευνας σε εθνικό επίπεδο, στα πλαίσια της γενικότερης προσπάθειας ανάπτυξης της χώρας μας. Κατά την διάρκεια της ημερίδας θα γίνει ανοικτή συζήτηση πάνω στα θέματα των ερευνητικών κατευθύνσεων και προτεραιοτήτων στην περιοχή των Ρευστών καθώς και στην διασύνδεση με την εκπαίδευση, τον σημαντικότερο ακαδημαϊκό μας στόχο.

Ως πρόεδρος της Οργανωτικής Επιτροπής ευχαριστώ τον καθηγητή του ΕΜΠ κ. Γ. Μπεργελέ για την πρότασή του να διεξαχθεί αυτή η ημερίδα στο ΠΘ, τον πρόεδρο του Τμήματος μας αναπληρωτή καθηγητή Β. Μποντόζογλου για την διάθεση των απαραίτητων υποδομών, τα μέλη της γραμματείας κκ. Γλ. Δούκα και Στ. Τσελεπή, καθώς και μέλη της ομάδας τεχνικής υποστήριξης κκ. Ν. Χολέβα, Ι. Σαρρή, Δ. Φείδαρο, Γ. Κούτλα και Α. Μπαξεβάνου. Τέλος, εκφράζω τις ευχαριστίες μου σε όλους τους συγγραφείς των εργασιών, η καλή ποιότητα των οποίων τίθεται στην κρίση των συμμετεχόντων σε αυτή την Ημερίδα.

Βόλος - 22 Μαΐου 2000

Καθ. Νικόλαος Βλάχος

Μέλη της Οργανωτικής Επιτροπής
Γεώργιος Μπεργελές, Καθηγητής ΕΜΠ
Σπύρος Βουτσινάς, Επικ. Καθηγ. ΕΜΠ
Δρ Ιωάννης Λεκάκης, Διδάσκων ΠΘ

Π Ε Ρ Ι Ε Χ Ο Μ Ε Ν Α

ΤΙΤΛΟΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

Σελ.

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΡΟΩΝ - ΡΟΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΡΕΥΣΤΟΔΥΝΑΜΙΚΗ-1

Προσομοίωση Ροών/ Ρευστών με μη Συνήθεις Μεθόδους: Συνεχής Περιγραφή με Μαθηματικά Ομοιώματα Χαμηλής Τάξης και Ατομική Περιγραφή με Μοριακή Δυναμική - Λιακόπουλος Α., Καρακασίδης Θ.	1
Ανάπτυξη Μοντέλων για Εφαρμογή Υπολογιστικής Ρευστομηχανικής σε Турβώδες Πλάσμα - Σαρρής Ι., Γκραίκος Α., Βλάχος Ν.	5
Προσομοίωση Υγρής και Αέριας Φάσης σε ΜΕΚ με τη Μέθοδο του Διαμερισμού του Χωρίου - Καλλίτσης Θ., Μπεργελές Γ.	9
Διερεύνηση Πεδίων Турβώδους Ροής με την Μέθοδο των Μεγάλων Δινών - Ιωάννου Γ., Μπεργελές Γ.	13
Προσομοίωση Καύσης σε Λέβητες Κονιοποιημένου Άνθρακα - Γκουντάνης Σ., Μπεργελές Γ.	17
Αριθμητική Διερεύνηση Ροής Ασυμπίεστου Ρευστού σε Αγωγό με Απότομη Διεύρυνση - Τουζόπουλος Δ., Μπεργελές Γ.	21
Stability and Nonlinear Dynamics of the Core-Annular Flow (CAF) in a Periodically Constricted Tube (PCT) - Κουρής Χ., Τσαμόπουλος Ι.	26
Δευτερογενείς Δυνάμεις Bjerkness και το Φαινόμενο των Ακουστικών Ρευμάτων - Πελεκάσης Ν., Γάκη Α., Δοϊνίκον Α., Τσαμόπουλος Ι.	33
Στρωματοποιημένη Διφασική Ροή Αερίου Συνοριακού Στρώματος Υγρού Υμένα πάνω από Στέρεια Επιφάνεια - Πελεκάσης Ν., Σμυρναίος Δ., Τσαμόπουλος Ι.	39

ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ & ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΛΕΤΕΣ ΡΟΩΝ -1

Ταυτόχρονη Μέτρηση των Τρισδιάστατων Πεδίων Ταχύτητας-Στροβιλότητας Турβώδους Γραμμικού Στροβίλου Άκρου Αεροπτερυγος - Λεμονής Γ., Πανίδης Θ., Παπαηλιού Δ.	45
Αλληλεπίδραση Φυσαλίδων με Τύρβη Πλέγματος-Αναπτυσσόμενη Ροή - Πανίδης Θ., Παπαηλιού Δ.	49
Πειραματική Μελέτη των Αλληλεπιδράσεων Σολιτονικών Κυμάτων σε Ιξώδη Ροή Υγρού Υμένα - Βλαχογιάννης Μ., Μποντόζογλου Β.	53
Πιστοποίηση Συστήματος PIV για Ροές Φυσικής Συναγωγής - Κατσαβός Ν., Λεκάκης Ι., Παππά Ι., Καλοβρέκτης Κ., Βλάχος Ν.	59
Ανάμιξη Турβωδών Ροών Κατάντη Πλεγμάτων με Μηδενική Κλίση της Μέσης Ταχύτητας - Κούβακας Ν., Λεκάκης Ι., Βλάχος Ν.	64

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΡΟΩΝ - ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΡΕΥΣΤΟΔΥΝΑΜΙΚΗ -2

Υπολογιστική Ρεολογία και Εφαρμογές της σε Διεργασίες Μορφοποίησης Μη-Νευτωνικών Ρευστών με τη Μέθοδο των Πεπερασμένων Στοιχείων - Μητσούλης Ευαγ.	69
Ερευνητικές Δραστηριότητες του Ε.Ν.Θ.Υ. σε Θέματα Υπολογιστικής Υδροδυναμικής Συνεκτικών Ροών - Τζαμπίρας Γ.	73
Προσομοίωση σε Η/Υ της Μη-Γραμμικής Εξέλιξης Ιξώδους Ροής Υγρού Υμένα - Μαλαματάρης Ν., Βλαχογιάννης Μ., Μποντόζογλου Β.	77
Αριθμητικά Πειράματα Έρπουσας Ροής Γύρω από Έδρασμένο Εμπόδιο - Πάζης Δ., Μαλαματάρης Ν.	82
Αριθμητική και Πειραματική Προσομοίωση Φαινομένων Διάβρωσης και Εναπόθεσης στον Πυθμένα Υδατορρευμάτων - Φαρσιρώτου Ευαγ., Δερμίσσης Β., Σούλης Ι.	86
Η Μέθοδος Lattice Boltzmann στην Υπολογιστική Ρευστομηχανική - Μαραγκουδάκης Σταυρ., Βαλουγεώργης Δ.	90
Υπολογισμός της Διασποράς Αδρανών Ρύπων σε Πολύπλοκες Αστικές Περιοχές - Μουσιόπουλος Ν., Θεοδωρίδης Γ., Τσώτας Μ., Sahm P.	93
Αστική Χαράδρα, Δομημένο Περιβάλλον και Εξοικονόμηση Ενέργειας - Παπαδόπουλος Α., Παπαγεωργίου Κ., Μουσιόπουλος Ν.	97

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΡΟΩΝ - ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΡΕΥΣΤΟΔΥΝΑΜΙΚΗ -3

Επίδραση του Στροβιλικού Απορεύματος στο Ροϊκό Πεδίο και στο Θόρυβο των Στροφείων Ελικοπτέρων - Σπυρόπουλος Α., Φραγκιάς Α., Μάργαρης Δ., Παπανίκας Δ.	105
Προσομοίωση Ροής και Χαρακτηριστικών Διαχωρισμού Σωματιδίων σε Δοχεία Καθίζησης - Κολαϊτής Δ., Ζαννής Γ., Φούντη Μ., Μακρής Π.	109
Μεταφορά Θερμότητας με Ακτινοβολία στην Προσομοίωση Φωτιάς - Ξενίδου Δ., Κεραμίδα Ε., Μπουντουβής Α., Μαρκάτος Ν.	114
Μεθοδολογία Πρόλεξης Πεδίου Ροής γύρω από Πτερύγιο Δρομέα Ανεμογεννήτριας - Μπέλεσης Μ., Ριζιώτης Β., Περιβολάρης Γ., Βουτσινάς Σπ.	118
Διδιάστατη Αεροελαστική Ανάλυση σε Αεροτομές Πτερυγίων Αιολικών Μηχανών - Μπαξεβάνου Κ., Ριζιώτης Β., Βουτσινάς Σπ., Βλάχος Ν., Χαβιαρόπουλος Π.	122
Αριθμητικό Μοντέλο Προσομοίωσης Διεργασιών Ασβεστοποιήτη - Φειδαρος Δ., Δριτσέλης Χ., Βλάχος Ν.	126
Διερεύνηση του Θερμοκηπιακού Μικροκλίματος με Αριθμητικές Μεθόδους - Μπαρτζάνας Θ., Κίπτας Κ.	130
Βελτίωση της Ανάμιξης Υαλομάζας με Θερμαινόμενο Ορθογώνιο Πρίσμα στον Πυθμένα της Λεκάνης Τήξης - Σαρρής Ι., Λεκάκης Ι., Βλάχος Ν.	134
Αριθμητικό Μοντέλο Προσομοίωσης Εναπόθεσης TiC με Δέσμη Laser: Επηρεασμός της Μορφής Εναπόθεσης ως Συνάρτηση της Μεταφοράς Μάζας - Κούτλας Γ., Βλάχος Ν.	138
Εκτίμηση Ρυπαντικής Δράσης Βιομηχανικής Καμινάδας με Τρισδιάστατο Αριθμητικό Μοντέλο - Φειδαρος Δ., Σαρρής Ι., Βλάχος Ν.	142

ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ & ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΛΕΤΕΣ ΡΟΩΝ -2

Μετρήσεις Τρισδιάστατου Πεδίου Ροής σε Πτερυγώσεις Στυροβιλομηχανών με χρήση Ανεμομετρίας Laser-Doppler - Μαθιουδάκης Κ.	146
Μέτρηση Κυμάτων στην Πειραματική Δεξαμενή με Φύλλο Laser και CCD κάμερες - Γρηγορόπουλος Γ.	150
Μετρήσεις Πίεσεων στον Πυθμένα Ταχυπλών Σκαφών - Γρηγορόπουλος Γ., Δαμάλα Δ.	154
Πειραματική και Υπολογιστική Διερεύνηση των Ταλαντώσεων Συστοιχίας Κυλίνδρων κατά τη Διεύθυνση της Ροής - Αναγνωστόπουλος Π., Σεϊτάνης Σ.	158
Θερμοκρασιακή Εξάρτηση των Ηλεκτρικών Χαρακτηριστικών σε Πηγές Ιόντων από Υγρά Μεταλλικά Κράμματα - Γκανέτσος Θ., Bischoff L., Teichert J., Ρόμπερτσον-Μαιρ Γ.	162

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΡΟΩΝ - ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΡΕΥΣΤΟΔΥΝΑΜΙΚΗ -4

Ανάπτυξη Μεθόδων Υπολογιστικής Ρευστοδυναμικής στο Εργαστήριο Θερμικών Στροβιλομηχανών του ΕΜΠ - Πολίτης Ε., Κουμπογιάννης Δ., Γιώτης Α., Λαμπρόπουλος Ν., Γεωργιάδης Α., Γιαννάκογλου Κ.	167
Ερευνητικές Δραστηριότητες στην Περιοχή του Βέλτιστου Σχεδιασμού Αεροδυναμικών Μορφών με Χρήση Εξελικτικών Αλγόριθμων, Τεχνητής Νοημοσύνης και Υπολογιστικής Ρευστοδυναμικής - Γιώτης Α., Πετροπούλου Σ., Πάππου Θ., Κουμπογιάννης Δ., Γιαννάκογλου Κ.	171
Ερευνητικές Δραστηριότητες Εργ.Υδραυλικής-ΑΠΘ σε Θέματα Турβωδών Ροών - Πρίνος Π.	175
Προσομοίωση Διεργασιών με Χρήση Εξωτερικών Υπορουτινών (User-Defined-Subroutines) σε Κώδικα CFD - Σοφιαλίδης Δ., Φαλτσή Ο., Καλδής Σ., Σκόδρας Γ., Σακελλαρόπουλος Γ.	179
Μελέτη & Μοντελοποίηση Турβωδών Φλογών με Προαναμιγμένα και μη Αντιδρώντα και Σταθεροποιημένων μέσω Στερεών Εμποδίων - Κούτμος Π., Παπαηλιού Δ.	183

ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ & ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΛΕΤΕΣ ΡΟΩΝ -3

Η Μετάπτωση Οριακού Στρώματος Συμπίεστης Ροής πάνω σε Επίπεδη Πλάκα και ο Συσχετισμός Πειραματικών Δεδομένων - Συμεωνίδης Γ.	189
Μεταφορά Ορμής και Θερμότητας Κατά την Αλληλεπίδραση Δύο Παραλλήλων Ροϊκών Δεσμών- Σταπουντζής Ερρ., Ευσταθίου Θ., Ιορδάνογλου Α.	193
Οι Χαρακτηριστικές Καμπύλες ως Αποτέλεσμα των Ροϊκών Φαινομένων στο Ενεργειακό Σύστημα των Πτερωτών Φυγοκεντρικών Αντλιών - Βλαχάκης Ν., Καλαμπόκας Δ., Μοσχούλης Ευαγ.	197
Ερευνητική Δραστηριότητα σε Φαινόμενα Ροής Ρευστών στο Εργαστήριο Λιμενικών Έργων ΕΜΠ - Μουτζούρης Κ., Αζοράκος Σ., Αναστασάκη Ε., Γιαντσή Θ., Γουλουμής Σ., Δανιήλ Α., Τσουκαλά Β.	201
Σχετικές με τη Μηχανική Ρευστών Δραστηριότητες του Εργαστηρίου Τεχνολογίας Σωματιδίων και Αερολυμάτων - Σκαπέρδας Ε., Κλαδοπούλου Ε., Παπαϊωάννου Ε., Μαχαιρίδου Γ., Καραδήμητρα Κ., Μαυροδειδής Η., Νικητίδης Μ., Κώστογλου Μ., Κωνσταντόπουλος Α.	207

ΠΕΡΙΛΗΨΕΙΣ

Μελέτη μη Μόνιμης Ροής σε Διακλάδωση 90ο με τη Μέθοδο PIV - Νικολαΐδης Ν., Μαθιουλάκης Δ.	211
Πειραματική Μελέτη Μη Μόνιμης Ροής σε Διακλάδωση με Χρήση LDV - Σχοινάς Δ., Μαθιουλάκης Δ.	212
Πειραματικό Υδραυλικό Μοντέλο για τη Μελέτη της Αντίωθσης με Ενδοαρτική Αντλία - Παπαϊωάννου Θ., Σταματελόπουλος Σ., Νανάς Ι., Τσαγγάρης Σ., Μαθιουλάκης Δ.	214
Πειραματική Μελέτη Ροής από Αξονοσυμμετρικό Σώμα υπό Μεγάλη Γωνία Πρόσπτωσης - Παντελάτος Δ., Μαθιουλάκης Δ.	215
Δραστηριότητες του Εργαστηρίου Μηχανικής Ρευστών & Ενέργειας - Τσάχαλης Δ.	216
Validation of Drying Simulation Algorithm of Fruits and Vegetables- Ghiaus A., Margaris D., Papanikas D.	218
Ο Σχεδιασμός ενός Μικρού Ακτινικού Συμπιεστού Κάνοντας Χρήση Κωδίκων Υπολογιστικής Ρευστομηχανικής - Σιέρος Γ., Παπαηλιού Κ.	219
Ερευνητική Δραστηριότητα στις Υδραυλικές Κατασκευές - Δημητρίου Ι.	220
Ερευνητική Δραστηριότητα στην Υδραυλική Συμπεριφορά των Περιβαλλοντικών Ροών - Δημητρίου Ι.	221
Ερευνητική Δραστηριότητα στην Υδραυλική των Ανοικτών Αγωγών - Δημητρίου Ι.	222
Ο Βασικός Μηχανισμός Δημιουργίας της Δίνης της Διάβασης σε Καμπύλους Αγωγούς - Γεωργίου Δ., Παπαβασιλόπουλος Β., Γκιουβέτσης Δ.	223

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΡΟΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΡΕΥΣΤΟΔΥΝΑΜΙΚΗ Ι

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΡΟΩΝ / ΡΕΥΣΤΩΝ ΜΕ ΜΗ ΣΥΝΗΘΕΙΣ ΜΕΘΟΔΟΥΣ : ΣΥΝΕΧΗΣ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΜΕ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΑ ΟΜΟΙΩΜΑΤΑ ΧΑΜΗΛΗΣ ΤΑΞΗΣ ΚΑΙ ΑΤΟΜΙΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΜΕ ΜΟΡΙΑΚΗ ΔΥΝΑΜΙΚΗ

Α. Λιακόπουλος, Θ. Καρακασίδης

Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, Πεδίον Άρεως, 38334 Βόλος

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στην παρούσα εργασία γίνεται παρουσίαση δύο μη συνήθων μεθόδων προσομοίωσης ρευστών/ροών. Στο πρώτο μέρος παρουσιάζεται η τεχνική των μοντέλων χαμηλής τάξης ενώ στο δεύτερο μέρος παρουσιάζεται σύντομα η μέθοδος της μοριακής δυναμικής.

Η κατασκευή μοντέλων χαμηλής τάξης για μεταβατικές και τυρβώδεις ροές με μετατροπή των σχετικών διαφορικών εξισώσεων με μερικές παραγώγους σε μικρά συστήματα συνήθων διαφορικών εξισώσεων έχει προκαλέσει σημαντικό ενδιαφέρον τα τελευταία χρόνια. Τα μοντέλα χαμηλής τάξης προσφέρουν μια συμπαγή περιγραφή της δυναμικής του συστήματος και μπορεί να χρησιμοποιηθούν στην σχεδίαση, προσομοίωση και δοκιμή συστημάτων ελέγχου ροής. Γενικά ο μετασχηματισμός διαφορικών εξισώσεων με μερικές παραγώγους σε ένα σύστημα συνήθων διαφορικών εξισώσεων μπορεί να επιτευχθεί με καλά θεμελιωμένες διαδικασίες. Η μέθοδος των σταθμιστικών υπολοίπων (weighted residuals) για παράδειγμα, έχει χρησιμοποιηθεί επιτυχώς σε συνδυασμό με διάφορες συναρτήσεις, όπως splines [1] ή τριγωνομετρικές συναρτήσεις και ορθογώνια πολυώνυμα [2]. Στην πράξη, η απείρων διαστάσεων παράσταση αποκόπτεται σε μια πεπερασμένη προσέγγιση n-διαστάσεων. Προκειμένου να εξασφαλισθεί ότι η δυναμική συμπεριφορά του παραγόμενου πεπερασμένου συστήματος αντιστοιχεί σε αυτήν του πλήρους προβλήματος η απαιτούμενη διάσταση n είναι εν γένει υψηλή. Για την ανάπτυξη χρήσιμων μοντέλων χαμηλής τάξης απαιτείται μια σημαντική μείωση του n. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί αναπτύσσοντας τις άγνωστες συναρτήσεις του προβλήματος με τη βοήθεια συναρτήσεων βάσης οι οποίες κατασκευάζονται ειδικά για κάθε ροή και που αντανακλούν την συμπεριφορά της ροής στην γειτονιά κάποιων τιμών των παραμέτρων ελέγχου (*Re*, *Gr* κλπ). Μια συστηματική διαδικασία κατασκευής βέλτιστων συναρτήσεων βάσης είναι η Proper Orthogonal Decomposition (POD). Η μέθοδος αυτή αναγνωρίζει τις πιο σημαντικές από ενεργειακή άποψη ιδιομορφές (eigenmodes) και επιτρέπει την συμπίεση αριθμητικών ή πειραματικών δεδομένων διατηρώντας έναν μικρό αριθμό ιδιομορφών οι οποίες περιέχουν το μέγιστο δυνατό ποσοστό 'ενέργειας' των διακυμάνσεων (fluctuations). Σε αυτή την εργασία παρουσιάζονται συνοπτικά αποτελέσματα για φυσική συναγωγή αέρα σε ορθογωνική κοιλότητα.

Η μοριακή δυναμική είναι μια μέθοδος που περιγράφει την ύλη σε ατομικό επίπεδο και έχει γνωρίσει μεγάλη πρόοδο τα τελευταία χρόνια με την αύξηση της ισχύος των υπολογιστικών συστημάτων. Σε αυτή την παρουσίαση θα γίνει μια συνοπτική αρχική αποτίμηση των δυνατοτήτων της μεθόδου μοριακής δυναμικής στην ατομική περιγραφή υγρών/ροών.

2. ΣΥΝΕΧΗ ΜΟΝΤΕΛΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ

2.1 Πλήρες Μοντέλο

Χρησιμοποιώντας κατάλληλες αδιάστατες μεταβλητές και την προσέγγιση του Boussinesq το πλήρες μαθηματικό μοντέλο παίρνει την μορφή

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \nabla P = \Theta \mathbf{j} + \frac{1}{\sqrt{Gr}} \nabla^2 \mathbf{v} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \Theta = \frac{1}{Pr \sqrt{Gr}} \nabla^2 \Theta \quad (3)$$

όπου $Pr = \nu/\alpha$ ο αριθμός Prandtl, $Gr = \beta g(T_2 - T_1)l^3 / \nu^2$ ο αριθμός του Grashof, ν το κινηματικό ιξώδες, α ο συντελεστής θερμικής διάχυσης, και \mathbf{j} το μοναδιαίο διάνυσμα στην κατακόρυφη κατεύθυνση y . Σε ένα ορθογώνιο σύστημα συντεταγμένων με αρχή στο μέσον του αριστερού κατακόρυφου τοίχου, οι οριακές συνθήκες είναι $\mathbf{V}=\mathbf{0}$ κατά μήκος των τοιχωμάτων, $\Theta=1$ στο $x=0$, $\Theta=0$ στο $x=1$ και $\partial \Theta / \partial y = 0$ στο $y=\pm A/2$, όπου A είναι ο λόγος ύψους/βάσης της κοιλότητας.

2.2 Κατασκευή μοντέλου χαμηλής τάξης

Για κάποιες τιμές (Pr_o , Gr_o) για τις οποίες τα πεδία ροής και θερμοκρασίας είναι αυτογενώς ταλαντευόμενα, αποθηκεύονται M “στιγμιότυπα” του κάθε πεδίου υπολογισμένα βάσει του πλήρους μοντέλου. Οι τιμές (Pr_o , Gr_o) αναφέρονται ως παράμετροι ή συνθήκες σχεδίασης. Τα χρονο-εξαρτώμενα πεδία ταχύτητας και θερμοκρασίας αναλύονται σε δύο μέρη : ένα μέσο όρο ως προς χρόνο $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{\Theta})$ και ένα χρονικά μεταβαλλόμενο (u', v', Θ') . Ακολουθώντας την διαδικασία των Liakopoulos *et al.* [3] κατασκευάζουμε τις εμπειρικές ιδιοσυναρτήσεις ϕ_k , $k=1, 2, \dots, M_1$ για το πεδίο ταχύτητας και ψ_k , $k=1, 2, \dots, M_2$ για το πεδίο θερμοκρασίας. Τα χρονικά μεταβαλλόμενα τμήματα του πεδίου ταχύτητας και θερμοκρασίας αναπτύσσονται συναρτήσεις των κανονικοποιημένων ιδιοσυναρτήσεων

$$\mathbf{V}' = \sum_{k=1}^{M_1} a_k(t) \phi_k(x, y) \quad (4)$$

$$\Theta' = \sum_{k=1}^{M_2} b_k(t) \psi_k(x, y) \quad (5)$$

Αντικαθιστώντας τις (4)-(5) στις εξισώσεις ορμής και ενέργειας (2)-(3) παίρνουμε ως αποτέλεσμα ένα σύστημα (M_1+M_2) μη γραμμικών συνήθων διαφορικών εξισώσεων για τους συντελεστές a_k , b_k της μορφής:

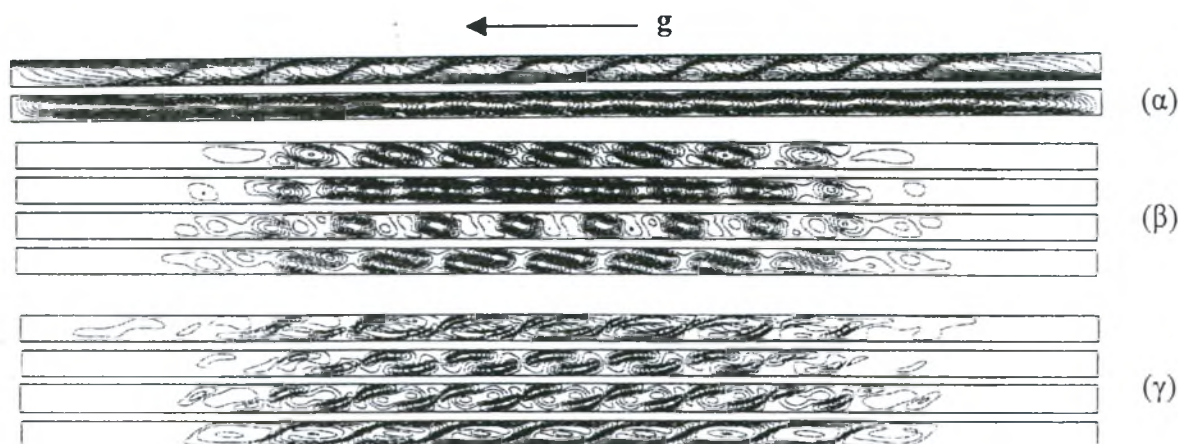
$$\frac{da_k}{dt} = A_k + \frac{1}{\sqrt{Gr}} B_k + C_{ki} a_i + \frac{1}{\sqrt{Gr}} D_{ki} a_i + E_{kij} a_i a_j + R_{ki} b_i \quad k = 1, 2, \dots, M_1 \quad (6)$$

$$\frac{db_k}{dt} = F_k + \frac{1}{Pr \sqrt{Gr}} G_k + H_{ki} a_i + \frac{1}{Pr \sqrt{Gr}} I_{ki} b_i + J_{kij} a_i b_j + K_{ki} b_i \quad k = 1, 2, \dots, M_2 \quad (7)$$

Οι ιδιοσυναρτήσεις της ταχύτητας είναι εκ κατασκευής μηδενικής απόκλισης (divergence-free) και κατά συνέπεια η εξίσωση της συνέχειας ικανοποιείται αυτομάτως.

2.3 Ανάλυση (Decomposition)

Η μέθοδος POD εφαρμόζεται σε 20 “στιγμιότυπα” ($M=20$) της ταλαντούμενης λύσης του πλήρους μοντέλου για $A=40$, σε συνθήκες σχεδίασης $Pr=Pr_o=0.71$ και $Gr=Gr_o=2.5 \times 10^4$. Τα “στιγμιότυπα” είναι ισαπέχοντα στο χρονικό διάστημα της περιόδου ταλάντωσης. Αντιπροσωπευτικές γραμμές ροής και ισοθερμικές καμπύλες παρουσιάζονται στο Σχήμα 1α. Η αθροιστική συνεισφορά των έξι πιο ενεργειακών ιδιομορφών στην “ενέργεια” των διακυμάνσεων της ροής και της θερμοκρασίας παρουσιάζονται στην 3^η και 5^η στήλη του πίνακα 1. Οι γραμμές ροής και οι ισοθερμικές καμπύλες για τις τέσσερις πιο ενεργειακές ιδιομορφές παρουσιάζονται στα σχήματα 1β-γ. Στις πιο ενεργειακές ιδιομορφές εμφανίζονται οργανωμένες χωρικά μορφές στο μεσαίο τμήμα της κοιλότητας όπου οι διακυμάνσεις (\mathbf{V}' , Θ') είναι πιο μεγάλες. Επιπλέον οι ιδιοσυναρτήσεις είναι κεντροσυμμετρικές.



Σχήμα 1 (α) χαρακτηριστικές στιγμιαίες γραμμές ροής και ισόθερμες (β) ιδιοσυναρτήσεις ταχύτητας (γραμμές ροής) (γ) ιδιοσυναρτήσεις θερμοκρασίας (ισόθερμες). Προσοχή, η ορθογωνική κοιλότητα παρουσιάζεται μετά από περιστροφή 90° κατά την φορά των δεικτών του ρολογιού.

Πίνακας 1 Ιδιοτιμές των πιο έξι ενεργειακών ιδιομορφών και η συνεισφορά τους στην συνολική ενέργεια διακύμανσης του πεδίου και θερμοκρασίας.

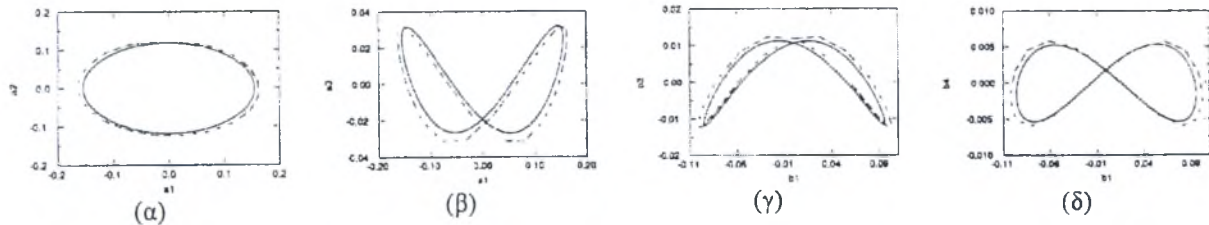
ιδιομορφή	Ιδιοτιμές ταχύτητας		Ιδιοτιμές θερμοκρασίας	
	Ιδιοτιμή	Αθροιστική Ενέργεια	Ιδιοτιμή	Αθροιστική Ενέργεια
1	0.61103	61.103	0.72516	72.516
2	0.35078	96.181	0.26079	98.595
3	0.02426	98.607	0.01140	99.735
4	0.01371	99.978	0.00245	99.980
5	0.136×10^{-3}	99.992	0.111×10^{-3}	99.991
6	0.068×10^{-3}	99.998	0.655×10^{-4}	99.998

2.4 Μοντέλο Χαμηλής Τάξης

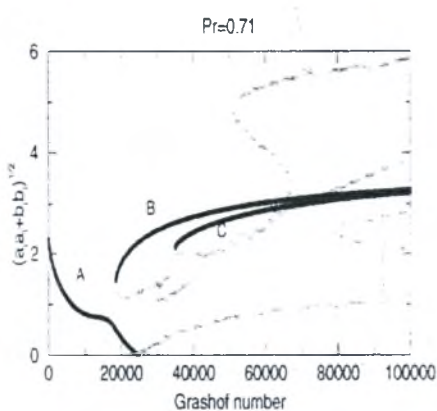
Το μοντέλο (6)-(7), με $M_1=M_2=4$ (8 συνήθεις διαφορικές εξισώσεις) μελετήθηκε λεπτομερώς. Σε συνθήκες σχεδίασης, το μοντέλο χαμηλής τάξης λύνεται με τη μέθοδο Runge-Kutta τέταρτης τάξεως. Υπό αυτές τις συνθήκες, η λύση αντιστοιχεί σε έναν οριακό κύκλο (limit cycle). Οι συχνότητες ταλάντωσης που προβλέπει το μοντέλο χαμηλής τάξης είναι σε άριστη συμφωνία με αυτές του πλήρους μοντέλου. Στο Σχήμα 2 παρουσιάζονται τροχιές των λύσεων ως προβολές στον χώρο των φάσεων (phase space). Οι συντελεστές της χρονικής ανάπτυξης όπως υπολογίζονται με βάση το μοντέλο χαμηλής τάξης παρουσιάζουν ταλαντώσεις ελαφρώς μικρότερου πλάτους από ότι αυτές που υπολογίζονται με άμεση προβολή των λύσεων του πλήρους μοντέλου πάνω στις εμπειρικές ιδιοσυναρτήσεις. Τα σημεία ισορροπίας (κρίσιμα σημεία, μόνιμες ροές) του μοντέλου χαμηλής τάξης προσδιορίζονται θέτοντας το δεξί μέλος των εξισώσεων (6)-(7) ίσο με μηδέν. Χρησιμοποιώντας την μέθοδο Newton-Raphson με τυχαίες αρχικές εκτιμήσεις για τις συνιστώσες της λύσης, αρκετοί κλάδοι σταθερών λύσεων βρίσκονται στο διάστημα $1 \leq Gr \leq 10^5$. Η ευστάθεια κάθε κρίσιμου σημείου προσδιορίζεται στην συνέχεια υπολογίζοντας τις ιδιοτιμές του συνδεδεμένου πραγματικού μη-συμμετρικού Ιακωβιανού πίνακα στο κρίσιμο σημείο. Σημεία ισορροπίας με μέτρο μικρότερο του 6 στο διάστημα $1 \leq Gr \leq 10^5$ παρουσιάζονται στο Σχήμα 3. Οι μαύρες γραμμές παριστάνουν ευσταθή σταθερά σημεία (stable fixed points) ενώ οι γκριζες αντιστοιχούν σε μη ευσταθή σταθερά σημεία του μοντέλου χαμηλής τάξης.

Μια συστηματική σύγκριση του πλήρους μοντέλου με το μοντέλο χαμηλής τάξης για $Pr \neq Pr_0$, $Gr \neq Gr_0$ είναι πέρα από τους σκοπούς της εργασίας. Η άμεση αριθμητική προσομοίωση (Direct Numerical Simulation) με βάση το πλήρες μοντέλο είναι απαγορευτικά ακριβή σε υπολογιστικό χρόνο. Φαινόμενα υστέρησης καθιστούν τον καθορισμό όλων των λύσεων για κάθε ζεύγος τιμών (Gr , Pr) πολύπλοκο. Όμως ακόμα και μακριά από τις συνθήκες σχεδίασης το Μοντέλο Χαμηλής Τάξης παρουσιάζει ιδιότητες που συμφωνούν ποιοτικά με αυτές του πλήρους μοντέλου. Για παράδειγμα, το μοντέλο χαμηλής τάξης προβλέπει μια μοναδική ευσταθή λύση για μικρές τιμές του Gr . Επιπρόσθετα, δείχνει την ύπαρξη μιας δεύτερης ευσταθούς σταθεράς λύσης πριν από την πρώτη

διακλάδωση κατά Hopf (Hopf bifurcation) σε συμφωνία με το γεγονός ότι για $A=40$ και $Pr=0.71$ η πρώτη αστάθεια της ροής που παρατηρείται πειραματικά είναι αστάθεια ανεξάρτητη του χρόνου (stationary instability). Για υψηλές τιμές του Gr το μοντέλο προβλέπει πολλαπλές ευσταθείς λύσεις, σε συμφωνία με την ύπαρξη πολλαπλών πολυκυβελικών λύσεων με διακριτό αριθμό κυβελών που σχηματίζονται στην ορθογωνική κοιλότητα.



Σχήμα 2. Τροχιές στον χώρο των φάσεων σε συνθήκες σχεδίασης. Συνεχής γραμμή : μοντέλο χαμηλής τάξης. Διακεκομμένη γραμμή : προβολή των 'στιγμιότυπων' στις εμπειρικές ιδιοσυναρτήσεις του προβλήματος.



Σχήμα 3. Σταθερά σημεία (fixed points) του μοντέλου χαμηλής τάξης. Μαύρες γραμμές: ευσταθή σταθερά σημεία. Γκριζες γραμμές : Ασταθή σταθερά σημεία.

2.5 Συμπεράσματα

Τα αποτελέσματα του μοντέλου χαμηλής τάξης όσον αφορά στην συχνότητα και πλάτος των διακυμάνσεων είναι σε καλή συμφωνία με το πλήρες μοντέλο για συνθήκες προσομοίωσης κοντά στις συνθήκες σχεδίασης. Το μοντέλο χαμηλής τάξης δεν αναμένεται να αναπαράγει όλες τις ιδιότητες των λύσεων του πλήρους μοντέλου, και η δυνατότητα να παράγει ορισμένες ιδιότητες της ροής περιορίζεται σε κάποιο διάστημα τιμών των παραμέτρων ελέγχου. Ο ακριβής καθορισμός του διαστήματος αυτού είναι πέρα από τον σκοπό αυτής της εργασίας αλλά τα αρχικά αποτελέσματα είναι ενθαρρυντικά.

3. Η ΜΕΘΟΔΟΣ ΜΟΡΙΑΚΗΣ ΔΥΝΑΜΙΚΗΣ

Η μοριακή δυναμική είναι επιτρέπει την προσομοίωση σε ατομικό επίπεδο και χρησιμοποιείται εκτεταμένα σε προσομοίωση στερεών [4] και υγρών [5]. Το υγρό αποτελείται από άτομα (τα οποία μπορεί να έχουν και τη μορφή μορίων) τα οποία αλληλεπιδρούν μέσω μιας συνάρτησης δυναμικού. Η μορφή της συνάρτησης εξαρτάται από την φύση του υγρού. Σε κάθε χρονική στιγμή επιλύονται οι εξισώσεις κίνησης των σωματιδίων και το αποτέλεσμα είναι η δειγματοληψία του χώρου των φάσεων. Είναι δυνατόν να συνδέσουμε πειραματικά μεγέθη με την κίνηση των ατόμων μέσω των εννοιών και μεθόδων της Στατιστικής Μηχανικής. Καθώς επιτρέπει την συλλογή στοιχείων που είναι και χρονικά συνδεδεμένα μεταξύ τους, η μέθοδος είναι κατάλληλη για την μελέτη δυναμικών ιδιοτήτων. Ιδιαίτερα είναι κατάλληλη για την μελέτη ιδιοτήτων μεταφοράς (μεταφορά ορμής, μεταφορά θερμότητας, διάχυση) και επιτρέπει την κατανόηση μηχανισμών που συχνά δεν είναι προσβάσιμοι από το πείραμα. Οι προσομοιώσεις μπορούν να πραγματοποιηθούν σε ελεγχόμενη θερμοκρασία αλλά και πίεση.

Αναφορές

1. Liakopoulos, A. & Hsu, C.C. "On a class of compressible laminar boundary-layer flows and the solution behaviour near separation", J. Fluid Mech. Vol. 149, pp. 339-353, 1984
2. Gottlieb, D. & Orszag, S. A., "Numerical analysis of spectral methods", Philadelphia, PA: Society for Industrial and Applied Mathematics, 1977
3. Liakopoulos, A. Blythe PA & Gunes H., "A reduced dynamical model of convective flows in tall laterally heated cavities", Proc. R. Soc. Lond. A Vol. 453, pp. 663-672, 1997.
4. Karakasidis T.E. & Meyer M., "Grain Boundary Diffusion in a NiO Tilt Grain Boundary : A Molecular Dynamics Study", Phys. Rev. B, Vol.55, pp 13853-13864 (1997).
5. Allen, M.P., Tildesley, T.J. "Computer Simulation of liquids", Clarendon Press, Oxford, 1987

ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΓΙΑ ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ ΣΕ ΤΥΡΒΩΔΕΣ ΠΛΑΣΜΑ

I. Ε. Σαρρής, Α. Π. Γκραίκος & Ν. Σ. Βλάχος

Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών*
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας - Πεδίον Άρεως, 383 34 Βόλος

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Παρουσιάζονται τα πρώτα αποτελέσματα της προσαρμογής του κώδικα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής DIAN3D σε προβλήματα μαγνητο-ρευστομηχανικής και η εφαρμογή σε ροή σε παράλληλες πλάκες. Η δραστηριότητα αυτή του ΕΡ&Σ εντάσσεται στο πλαίσιο της Ελληνικής συμμετοχής [Εθνικό Πρόγραμμα Ελεγχόμενης Θερμοπυρηνικής Σύντηξης] στο Ευρωπαϊκό Πρόγραμμα Σύντηξης.

ABSTRACT

The first results of the adaptation of DIAN3D CFD code to problems in MHD and their application to flow between parallel plates are presented. This work of the Laboratory of FM&T is part of the Greek research activities in the framework of the Association Euratom-Hellenic Republic for Fusion.

1. ΠΛΑΣΜΑ

Στην ανακοίνωση αυτή θα αναφερθούμε συνοπτικά σε μια νέα δραστηριότητα του Εργαστηρίου Ρ & Σ του ΠΘ, σε υπολογιστικά προβλήματα στον τομέα του πλάσματος. Αυτό το ερευνητικό έργο εντάσσεται στις δραστηριότητες της Ελληνικής Ερευνητικής Μονάδας που μετέχει στο Ευρωπαϊκό Πρόγραμμα Σύντηξης.

Με τον όρο *πλάσμα* εννοούμε εδώ ένα πλήρως ιονισμένο ρευστό το οποίο -μακροσκοπικά- είναι ουδέτερο [$n_e \approx n_i$]. Στον τομέα της ελεγχόμενης μαγνητικής σύντηξης ενδιαφέρει κυρίως η μελέτη φαινομένων, ειδικά της στρωτής ή τυρβώδους ροής, σε πεπερασμένες (τοροειδείς) γεωμετρίες και ισχυρό (εξωτερικό) μαγνητικό πεδίο. Έχουμε επομένως προβλήματα με οριακές συνθήκες και το ρευστό να επηρεάζεται από μαγνητικές δυνάμεις.

2. ΜΑΓΝΗΤΟ-ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ

Για την διερεύνηση πολλών προβλημάτων σε πειραματικές διατάξεις μαγνητικής σύντηξης, αρκεί το πλάσμα να θεωρηθεί ως συνεχές αγωγίμο ρευστό το οποίο αλληλεπιδρά με το μαγνητικό πεδίο. Οι εξισώσεις της *μαγνητο-ρευστομηχανικής* που διέπουν το σύστημα διατυπώνονται φαινομενολογικά ή είναι δυνατό να εξαχθούν με πιο ακριβή τρόπο από την κινητική θεωρία. Περιοριζόμαστε εδώ σε ένα ασυμπίεστο ρευστό και σε ταχύτητες (πολύ) μικρές σχετικά με την ταχύτητα διάδοσης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων. Το ρευστό

* Association EURATOM – Hellenic Republic

Για επικοινωνία: Τηλ.: (0421) 74094, Fax.: (0421) 74090, Email: fluids@mie.uth.gr

χαρακτηρίζεται από την εξίσωση των Navier-Stokes στην οποία προστίθεται η δύναμη Lorentz:

$$\rho \frac{D\bar{V}}{Dt} = -\nabla P + \frac{1}{Re} \Delta \bar{V} + R_h (\bar{B} \cdot \nabla) \bar{B} \quad (2.1)$$

$$\nabla \bar{V} = 0, \quad P = P + \frac{1}{2} |\bar{B}|^2 \quad (2.2)$$

Για το μαγνητικό πεδίο έχουμε την εξίσωση επαγωγής

$$\partial_t \bar{B} = (\bar{B} \cdot \nabla) \bar{V} - (\bar{V} \cdot \nabla) \bar{B} + \frac{1}{R_m} \Delta \bar{B} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \bar{B} = 0 \quad (2.4)$$

Οι εξισώσεις έχουν γραφεί σε αδιαστατη μορφή με παραμέτρους: τον αριθμό Reynolds $Re = \rho_o L_o V_o / \nu_o$, τον μαγνητικό αριθμό Reynolds $R_m = L_o V_o \sigma_m$, και τον αριθμό μαγνητικής πίεσης $R_h = B_o^2 / \mu \rho_o V_o^2$.

Το ερευνητικό πρόγραμμα του εργαστηρίου προβλέπει την προσαρμογή του υπολογιστικού κώδικα DIAN3D σε προβλήματα μαγνητο-ρευστοδυναμικής. Επίσης, έχει στόχο την ανάπτυξη μοντέλων με κυλινδρική, και εν συνεχεία τοροειδή, γεωμετρία για ροή με τύρβη. Η μέχρι τώρα εργασία αφορά την προσαρμογή του κώδικα, σε δύο βήματα, πρώτα στην επίδραση ενός μαγνητικού πεδίου στη ροή [Εξίσωση (2.1)] και, στη συνέχεια, τον προσδιορισμό μαγνητικού πεδίου συμβατού με την ροή [Εξίσωση (2.3)].

3. ΠΑΡΑΛΛΗΛΕΣ ΠΛΑΚΕΣ

Ένα από τα λίγα αναλυτικά επιλύσιμα προβλήματα είναι αυτό της μόνιμης (στρωτής) ροής σε παράλληλες πλάκες (απείρων διαστάσεων) με ομογενές εξωτερικό πεδίο, κάθετο προς τις πλάκες. Είναι το γνωστό πρόβλημα της ροής Poiseuille-Hartmann. Στην περίπτωση αυτή η ταχύτητα του ρευστού είναι, στη διεύθυνση του άξονα x , δηλ. $\bar{V} = \{v_x(y), 0, 0\}$, και το μαγνητικό πεδίο έχει συνιστώσες μόνο στους άξονες x και y , συγκεκριμένα $\bar{B} = \{b_x(y), 1, 0\}$. Ακόμη, η πίεση μεταβάλλεται γραμμικά στον άξονα x και σε αδιάστατα μεγέθη $\partial P / \partial x = -c Re^{-1}$.

Στην περίπτωση αυτή οι εξισώσεις (2.1) και (2.3) απλοποιούνται ως εξής:

$$0 = c + \frac{d^2 V_x}{dy^2} + Re R_h \frac{db_x}{dy} \quad (3.1)$$

$$0 = \frac{dV_x}{dy} + \frac{1}{R_m} \frac{d^2 b_x}{dy^2} \quad (3.2)$$

με οριακές συνθήκες:

$$V_x(y = \pm 1) = 0, \quad b_x(y = \pm 1) = 0 \quad (3.3)$$

Το ανωτέρω σύστημα εξισώσεων λύνεται εύκολα με αποτέλεσμα:

$$V_x(y) = R \frac{\text{ch}R - \text{ch}Ry}{R\text{ch}R - \text{sh}R}, \quad \left(\int_{-1}^1 V_x(x,y) dy = 2 \right) \quad (3.4)$$

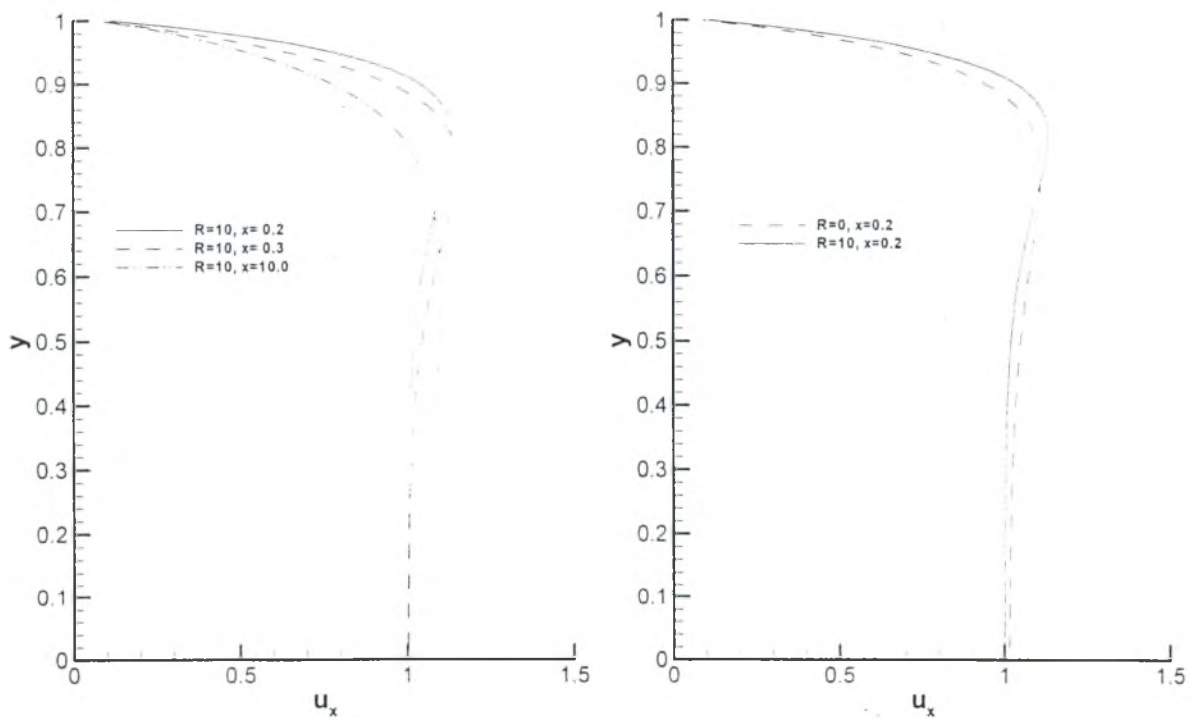
$$b_x(y) = \frac{\beta}{\text{Re} R_h} \left(-y + \frac{\text{sh}Ry}{\text{sh}R} \right), \quad \beta = \frac{R^2}{R \coth R - 1} \quad (3.5)$$

όπου $R = \sqrt{\text{Re} R_h R_m}$.

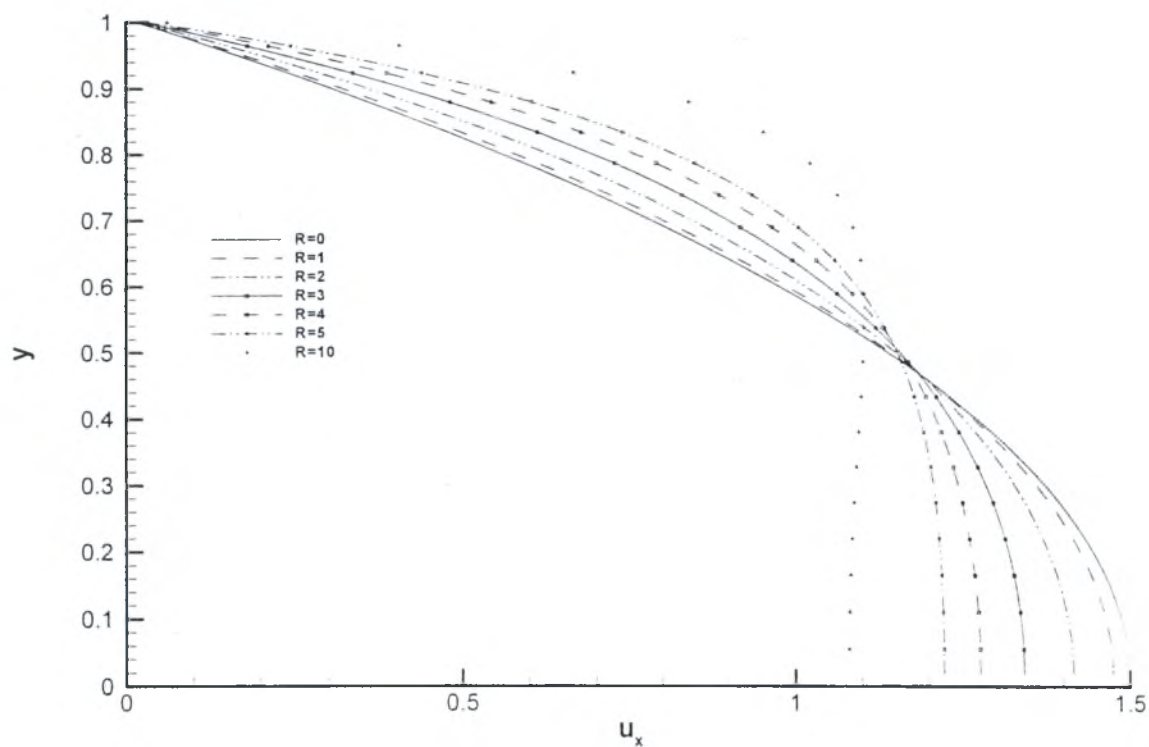
4. ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΕΣ ΠΛΑΚΕΣ

Εξετάζουμε, υπολογιστικά, το πρόβλημα Poiseuille-Hartmann για πεπερασμένες πλάκες ($0 \leq x \leq L$), θεωρώντας ότι η συνιστώσα $b_x(y)$ του μαγνητικού πεδίου δίδεται από την εξίσωση (3.5). Σημειώνουμε ότι το πρόβλημα δεν επιλύεται αναλυτικά διότι $\vec{V} = \{V_x(x,y), V_y(x,y), 0\}$ και κατά συνέπεια ο όρος $\vec{V} \cdot \nabla \vec{V}$ δεν μηδενίζεται. Όπως αναμένεται και επιβεβαιώνεται από τους υπολογισμούς, η συνιστώσα $V_y(x,y)$ είναι μικρή και ουσιαστικά αμελητέα. Επίσης για $x \gg 2$, δηλαδή με την ροή πλήρως αναπτυγμένη, η κατανομή $V_x(x,y)$ ταυτίζεται με αυτή που δίνεται από την εξίσωση (3.4).

Αποτελέσματα των υπολογισμών παρουσιάζονται στα διαγράμματα που ακολουθούν:



Σχήμα 1. Κατανομή ταχύτητας: (α) με ορισμένο μαγνητικό πεδίο σε διάφορες θέσεις, (β) σύγκριση με την κατανομή χωρίς μαγνητικό πεδίο.



Σχήμα 2. Κατανομή ταχύτητας για πλήρως αναπτυγμένη ροή με διάφορα μαγνητικά πεδία.

5. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] Dendy R. (Ed.), "Plasma Physics", Cambridge U. P., 1993.
- [2] Choundhuri A. R., "The Physics of Fluids and Plasmas", Cambridge U. P., 1998.
- [3] Dragoş L., "Magneto-Fluid Dynamics", Abacus Press, 1975.
- [4] Rajaram S., C. P. Yu, 'Development of magnetohydrodynamic flow in a parallel-plate channel in an inclined field', J. of Fluids Engineering, Vol. 105, pp. 71-75, 1983.
- [5] Agullo O., B. Knaepen and D. Carati, "Large eddy simulation for MHD", EPS Conf. On Controlled Fusion and Plasma Physics. 1999.

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΥΓΡΗΣ ΚΑΙ ΑΕΡΙΑΣ ΦΑΣΗΣ ΣΕ Μ.Ε.Κ. ΜΕ ΤΗΝ ΜΕΘΟΔΟ ΤΟΥ ΔΙΑΜΕΡΙΣΜΟΥ ΤΟΥ ΧΩΡΙΟΥ

Θ. Καλλίτσης^(*) και Γ. Μπεργελές^(**)
Εργαστήριο Αεροδυναμικής
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
Εθνικό Μετσόβειο Πολυτεχνείο

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην εργασία αυτή παρουσιάζονται η εφαρμογή της μεθόδου του διαχωρισμού του χωρίου σε διφασικές ροές και σε ροές με κινούμενα όρια. Για την προσομοίωση της αέριας φάσης το αρχικό αριθμητικό πλέγμα διαχωρίζεται σε καθορισμένο αριθμό υποπλεγμάτων και οι εξισώσεις Navier-Stokes επιλύονται παράλληλα και ταυτόχρονα σε κάθε ένα από αυτά με τη χρήση ισάριθμων εκτελέσιμων προγραμμάτων. Η απαραίτητη επικοινωνία μεταξύ των προγραμμάτων αυτών γίνεται με τη χρήση του λογισμικού PVM. Η προσομοίωση της υγρής φάσης γίνεται με τη μέθοδο των διακριτών πακέτων σταγόνων. Οι ρουτίνες τόσο της υγρής φάσης όσο και της μετακίνησης των ορίων του αριθμητικού πλέγματος αποτελούν ανεξάρτητα εκτελέσιμα προγράμματα. Η όλη μεθοδολογία αποσκοπεί στην μείωση του απαιτούμενου υπολογιστικού χρόνου και μνήμης ανά πρόγραμμα και επεξεργαστή.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η ραγδαία αύξηση της ισχύος που παρατηρείται την τελευταία δεκαετία στον τομέα των ηλεκτρονικών υπολογιστών μεταφράζεται κυρίως σε δύο επίπεδα: την αύξηση της ταχύτητας των επεξεργαστών και την αύξηση της υπολογιστικής μνήμης. Το πρώτο επίπεδο αναφέρεται στη μείωση του απαιτούμενου υπολογιστικού χρόνου για την εκτέλεση μια εφαρμογής ενώ το δεύτερο στην χρήση μεγαλύτερου πλήθους μεταβλητών και πυκνότερων αριθμητικών πλεγμάτων για καλύτερη προσομοίωση του φαινομένου. Ακόμα όμως και η ύπαρξη τέτοιων ισχυρών συστημάτων δεν σταματά τους ερευνητές να συνεχίζουν τις προσπάθειες για μεγαλύτερη μείωση χρόνου υπολογισμού και αύξησης απόδοσης των κωδικών τους. Έτσι, έχουν αναπτυχθεί σε υψηλό βαθμό αριθμητικές μεθοδολογίες για την επιτάχυνση της σύγκλισης. Μία από αυτές είναι η μεθοδολογία του διαμερισμού του χωρίου (*domain-decomposition* ή *multiblock method*) σύμφωνα με την οποία το αρχικό αριθμητικό πλέγμα που προσομοιώνει το φυσικό χώρο διαχωρίζεται σε καθορισμένο αριθμό υποπλεγμάτων πάνω στο καθένα επιλύονται ανεξάρτητα οι εξισώσεις. Επειδή προφανώς η διαδικασία επίλυσης σε κάθε υποχωρίο δεν μπορεί να είναι ανεξάρτητη από τα υπόλοιπα, απαιτείται η περιοδική ενημέρωση των οριακών συνθηκών μεταξύ των υποπλεγμάτων. Η μεθοδολογία αυτή σε συνδυασμό με την εφαρμογή της παράλληλης διαδικασίας οδηγεί σε πολύ ικανοποιητική επιτάχυνση σύγκλισης.

2. ΠΑΡΑΛΛΗΛΟΣ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΙΣΜΟΣ ΜΕ ΤΟ ΛΟΓΙΣΜΙΚΟ PVM

Το λογισμικό PVM (Parallel Virtual Machine), [1], παρέχει ένα ενιαίο πλαίσιο εργασίας μέσα στο οποίο μπορούν να αναπτυχθούν παράλληλοι κώδικες με άμεσο και αποδοτικό τρόπο, χρησιμοποιώντας και αξιοποιώντας με τον καλύτερο δυνατό τρόπο τον υπάρχοντα εξοπλισμό

(*) Υποψήφιος Διδάκτορας, (**) Καθηγητής

Ηρ. Πολυτεχνείου 9, 15773 Ζωγράφου, Αθήνα, Τ.Θ. 64070

Τηλ. 772-1058 – 772-1056, Fax. 772-1057, e-mail: bergeles@fluid.mech.ntua.gr

(*hardware*) των υπολογιστών. Το PVM καθιστά δυνατή τη σύνδεση μιας ομάδας υπολογιστών - όχι απαραίτητα συμβατών μεταξύ τους - π.χ. σύνδεση προσωπικών υπολογιστών (*PCs*) με σταθμούς εργασίας (*workstations*) - ώστε να συμπεριφέρονται σαν ένας εικονικός (*virtual*) ενιαίος παράλληλος υπολογιστής. Η σύνδεση των υπολογιστών γίνεται μεταφέροντας και διαμορφώνοντας κατάλληλα τα απαραίτητα δεδομένα. Το PVM αναλαμβάνει και ρυθμίζει το διάγραμμα συνεργασίας μεταξύ του δικτύου των υπολογιστών, είτε αυτοί είναι συμβατοί μεταξύ του είτε διαφορετικής αρχιτεκτονικής σχεδίασης επεξεργαστή.

Τα πλεονεκτήματα του προγραμματισμού με το λογισμικό PVM είναι κυρίως ότι:

- εκμεταλλεύεται την υπολογιστική ισχύ πολλών διαφορετικών υπολογιστών με αποτέλεσμα την εκτέλεση μεγάλων σε μέγεθος (σε απαίτηση μνήμης και χρόνου) εργασιών, τη στιγμή που από μόνος του ο καθένας υπολογιστής δεν θα ήταν δυνατόν να εκτελέσει την εργασία αυτή.
- ο κώδικας που έχει αναπτυχθεί με βάση το PVM μπορεί χωρίς καμία αλλαγή να μεταφερθεί σε οποιοδήποτε άλλο υπολογιστή ή σύστημα υπολογιστών

3. ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΚΩΔΙΚΩΝ ΑΕΡΙΑΣ ΚΑΙ ΥΓΡΗΣ ΦΑΣΗΣ

3.1. Αέρια (συνεχής) φάση

Η προσομοίωση της αέριας φάσης γίνεται με την επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes στην πλήρη μορφή τους. Ο κώδικας έχει την δυνατότητα να επιλύει τις εξισώσεις σε γενικά, μη ορθογώνια καμπυλόγραμμα πλέγματα. [2]. Για την διακριτοποίηση των εξισώσεων εφαρμόζεται η μέθοδος των πεπερασμένων όγκων με ομόθετη διάταξη υπολογιστικών κόμβων. Η επαναληπτική διαδικασία για τον υπολογισμό των χαρακτηριστικών της ροής βασίζεται στον αλγόριθμο SIMPLE ενώ η τύρβη προσομοιώνεται με το γνωστό μοντέλο των δύο εξισώσεων k-ε.

3.2. Υγρή (διακριτή) φάση

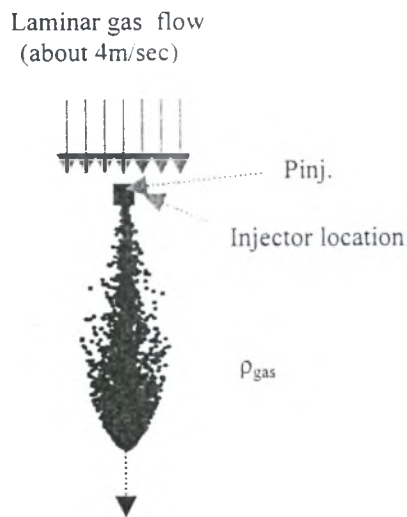
Η προσομοίωση της υγρής φάσης γίνεται με το μοντέλο των διακριτών σταγόνων (*discrete droplet model, DDM*). Σύμφωνα με αυτή τη μέθοδο το ψεκαζόμενο καυσίμο αντιπροσωπεύεται από “πακέτα σταγόνων” (*droplet parcels*), [3]. Καθε ένα από αυτά τα πακέτα σταγόνων περιέχει ένα μεγάλο πλήθος σταγόνων με ακριβώς τις ίδιες ιδιότητες (διάμετρο, ταχύτητα, πυκνότητα, μάζα, θερμοκρασία κλπ.). Θεωρείται ότι οι σταγόνες του ίδιου πακέτου δεν αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Για τις διάφορες φυσικές διεργασίες των σταγόνων (σταγονοποίηση, διάσπαση, συγκρούσεις κλπ.) χρησιμοποιούνται αντίστοιχα υπομοντέλα βασισμένα σε εμπειρικές σχέσεις. Η μεταβολή της μάζας, ορμής, και ενέργειας που υφίστανται τα πακέτα σταγόνων κατά την κίνησή τους στο χώρο λαμβάνεται υπόψη για την ενσωμάτωση των ποσοτήτων αυτών στους όρους πηγής των εξισώσεων της αέριας φάσης.

4. ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ

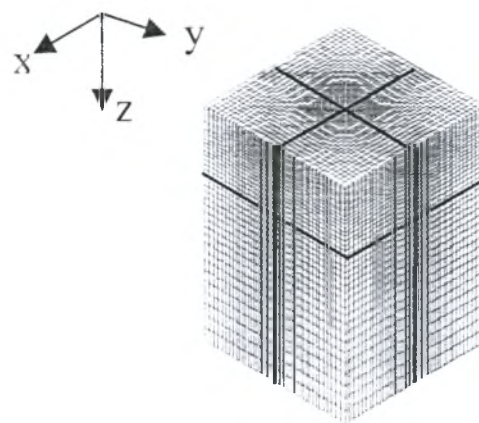
4.1. Προσομοίωση ψεκασμού καυσίμου

Αρχικά παρουσιάζεται η προσομοίωση ψεκασμού καυσίμου diesel σε συνθήκες υψηλής πίεσης ψεκασμού και σε περιβάλλον αέριο υψηλής πυκνότητας (Σχ.-1). Η πίεση ψεκασμού ήταν 900bar ενώ η πυκνότητα του το περιβάλλοντος αερίου (SF_6) ήταν $30\text{Kg}/\text{m}^3$.

Η προσομοίωση αρχικά έγινε με τη χρήση ενός ενιαίου πλέγματος. Στη συνέχεια το αρχικό πλέγμα διαχωρίστηκε σε 4 και 8 υποπλέγματα (Σχ.-2) και η προσομοίωση επαναλήφθηκε. Τα αποτελέσματα και σε όλες τις περιπτώσεις ήταν ταυτόσημα ενώ η μείωση του υπολογιστικού χρόνου ήταν ανάλογη του πλήθους των υποπλεγμάτων που χρησιμοποιήθηκαν.



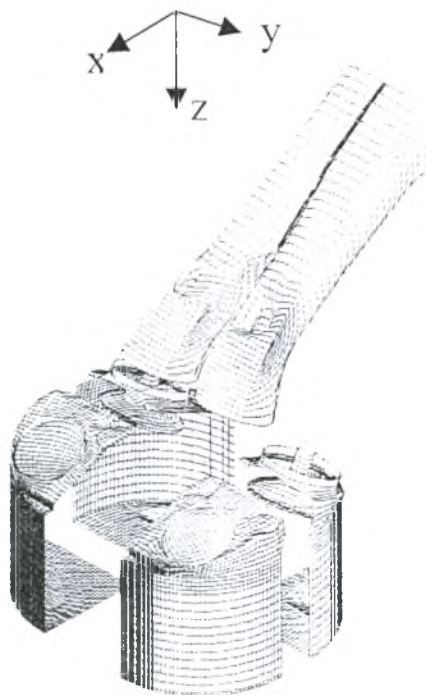
Σχ.1: Ψεκασμός καυσίμου



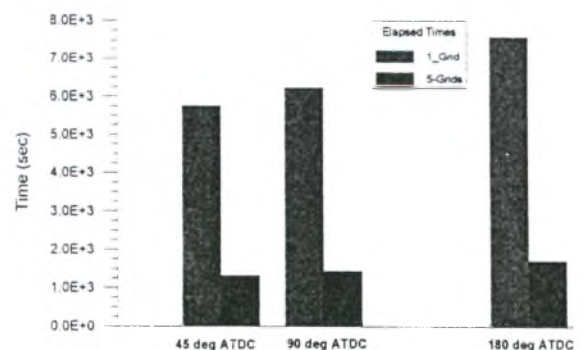
Σχ.2:Αριθμητικό πλέγμα

4.2. Προσομοίωση φάσεων εισαγωγής και συμπίεσης σε Μ.Ε.Κ.

Ως επόμενη εφαρμογή παρουσιάζεται η προσομοίωση της αέριας φάσης για την περίπτωση μη μόνιμης ροής σε Μηχανή Εσωτερικής Καύσης κατά την φάση εισαγωγής και συμπίεσης. Για την προσομοίωση της ροής κατασκευάστηκε γενικό καμπυλόγραμμο πλέγμα το οποίο στη συνέχεια διαχωρίστηκε σε 5 υποπλέγματα (Σχ.-3). Ο αριθμός των αριθμητικών κόμβων μεταβάλλεται από περίπου 55000 στο άνω νεκρό σημείο έως περίπου 100000 στο κάτω νεκρό σημείο. Οι υπορουτίνες για την δημιουργία και κατασκευή του αριθμητικού πλέγματος σε κάθε χρονική στιγμή ανεξαρτητοποιήθηκαν και αποτέλεσαν ξεχωριστό εκτελέσιμο πρόγραμμα. Από την σύγκριση των αποτελεσμάτων με χρήση 1 και 5 υποπλεγμάτων συμπεραίνεται ότι τα αποτελέσματα είναι ταυτόσημα ενώ επιτυγχάνεται σημαντική μείωση του υπολογιστικού χρόνου ανά επανάληψη (Σχ.-4).



Σχ.-3: Αριθμητικό πλέγμα της Μ.Ε.Κ.



Σχ.-4:Χρόνοι σύγκλισης

5. ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. Al Geist et al, "*PVM: Parallel Virtual Machine*", A User's Guide and Tutorial for Networked Parrallel Computing, 1991
2. Θεοδωρακάκος Α. "*Αριθμητική διερεύνηση των φάσεων εισαγωγής και συμπίεσης σε παλινδρομικές μηχανές εσωτερικής καύσης*", Διδακτορική Διατριβή, 1998
3. Ducowich J.K., "*A particle – fluid numerical model for liquid sprays*", J.Comput. Phys., Vol. 35, pp. 223-229, 1980

ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΠΕΔΙΩΝ ΤΥΡΒΩΔΟΥΣ ΡΟΗΣ ΜΕ ΤΗΝ ΜΕΘΟΔΟ ΤΩΝ ΜΕΓΑΛΩΝ ΔΙΝΩΝ

Γ. Ιωάννου^(*), Γ. Μπεργελές^(**)
Εργαστήριο Αεροδυναμικής
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
Εθνικό Μετσόβειο Πολυτεχνείο

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Ένα από τα πιο πολύπλοκα προβλήματα στην υπολογιστική ρευστομηχανική, και πιο συγκεκριμένα στην προσομοίωση των τυρβωδών πεδίων ροής, είναι η εύρεση ενός μαθηματικού μοντέλου για την μοντελοποίηση της τύρβης. Το ευρέως διαδεδομένο μοντέλο k-ε, έχει αποτύχει να προλέξει με μεγάλη ακρίβεια πολύπλοκες ροές, παρά το γεγονός ότι η ραγδαία εξέλιξη των ηλεκτρονικών υπολογιστών έχει αυξήσει τα επίπεδα ακρίβειας. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι το συγκεκριμένο μοντέλο χρησιμοποιεί αρκετά απλουστευμένες παραδοχές, όπως για παράδειγμα την ισοτροπία της τύρβης καθώς επίσης και την παραδοχή ότι ισχύει η υπόθεση Boussinesque για τις τάσεις Reynolds. Τις αδυναμίες αυτές, καθώς φαίνεται, έρχεται να καλύψει μια σχετικά νέα μέθοδος μοντελοποίησης της τυρβώδους ροής, η Προσομοίωση Μεγάλων Δινών.

1. ΒΑΣΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΚΑΙ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ

Η μέθοδος της Προσομοίωσης Μεγάλων Δινών βασίζεται στην χωρο-χρονική ολοκλήρωση των εξισώσεων Navier-Stokes. Η εφαρμογή ενός χωρικού φίλτρου (σε συνδυασμό με την προαναφερθείσα χωρο-χρονική ολοκλήρωση) οδηγεί σε εξισώσεις οι οποίες περιγράφουν τις μεγάλες κλίμακες του πεδίου όπως ακριβώς θα τις περιέγραφε και η απ'ευθείας επίλυση των εξισώσεων N-S, εξ'ού και το όνομα Προσομοίωση Μεγάλων Δινών. Οι υπόλοιπες κλίμακες που είναι μικρότερες από το εύρος του φίλτρου, ονομάζονται υποπλεγματικές κλίμακες, και χρειάζονται να μοντελοποιηθούν. Οι τάσεις αυτές λόγω της μικρής κλίμακας μπορεί να θεωρηθούν ισότροπες. Έτσι, υποθέτοντας ότι οι υποπλεγματικές τάσεις μπορούν να μοντελοποιηθούν με την εισαγωγή της ενεργούς συνεκτικότητας ($v = v_{\text{fluid}} + v_t$), υιοθετήθηκε η πρόταση του Smagorinsky (1963) που είναι:

$$v_t = (C_s \Delta)^2 |\overline{S}| = (C_s \Delta)^2 (2\overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij})^{1/2}$$

όπου C_s είναι η σταθερά Smagorinsky, Δ είναι το εύρος του φίλτρου, το οποίο για τριδιάστατες προσομοιώσεις δίνεται από την σχέση $(\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$. Τέλος η μεταβλητή S_{ij} είναι ο ρυθμός παραμόρφωσης των μεγάλων κλιμάκων και δίνεται από την σχέση:

$$\overline{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

(*) Υποψήφιος Διδάκτορας, (**) Καθηγητής

Ηρ. Πολυτεχνείου 9. Τ.Θ. 64070. 15773 Ζωγράφου, Αθήνα,

Τηλ. 772-1058 – 772-1056. Fax. 772-1057, e-mail: bergeles@fluid.mech.ntua.gr

Όπως είναι κατανοητό, οι βασικές παράμετροι που επηρεάζουν άμεσα τους υπολογισμούς είναι το εύρος του φίλτρου καθώς επίσης και το χρονικό βήμα. Έτσι χρειάζεται μεγάλη προσοχή ώστε να συνδυαστεί η ακρίβεια των αποτελεσμάτων με αποδεκτά επίπεδα υπολογιστικού χρόνου και φορτίου. Για τη προσομοίωση της παρούσας εργασίας οι απαιτήσεις υπολογιστικής μνήμης είναι 66 Mb.

2. ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΚΑΙ ΠΡΟΒΛΗΜΑ ΥΠΟ ΕΞΕΤΑΣΗ

Η μέθοδος της Προσομοίωσης Μεγάλων Δινών εφαρμόστηκε για την μόνιμη ροή στον αυλό εισαγωγής μηχανής εσωτερικής καύσης τύπου Ford Z-Tec 1.8 L. Οι αρχικές συνθήκες για την προσομοίωση συνοψίζονται στον παρακάτω πίνακα.

Άνοιγμα Βαλβίδων	0-10 mm
Πλέγμα	56x48x58
Ταχύτητα εισόδου	1.68 m/sec
Πυκνότητα	893.5 kg/m ³
Θερμοκρασία	298 K
Συνεκτικότητα	1.71E-06 kg/msec
Χρονικό Βήμα	1.0E-04 sec

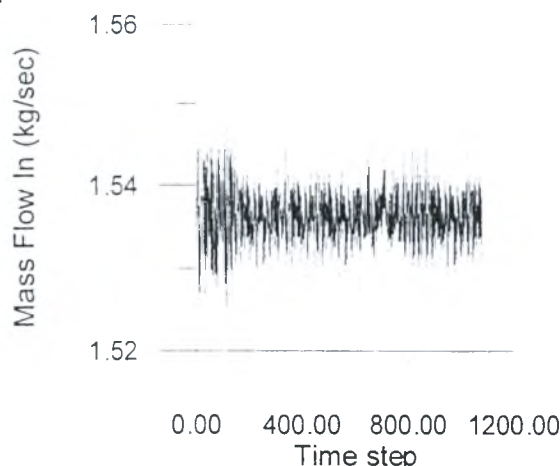


Σχήμα 1 Υπολογιστικό πλέγμα

Στο σχήμα 1 παρουσιάζεται το υπολογιστικό πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε κατά την διάρκεια της προσομοίωσης. Το βύθισμα των βαλβίδων είναι διαφορετικό, 0 mm και 10 mm αντίστοιχα.

Η επιλογή του χρονικού βήματος βασίζεται στην τιμή του αριθμού Courant ($C = \frac{U\Delta t}{\Delta x}$), όπου Δx είναι το μέγεθος ενός κελιού αναφοράς, U η ταχύτητα και Δt το χρονικό βήμα. Χρησιμοποιώντας την παραδοχή ότι η μέγιστη τιμή του αριθμού αυτού είναι 1, τότε υπολογίζεται ότι το μέγεθος του χρονικού βήματος πρέπει να είναι της τάξης του 2.0E-04 sec.

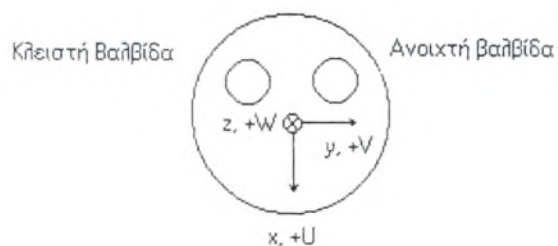
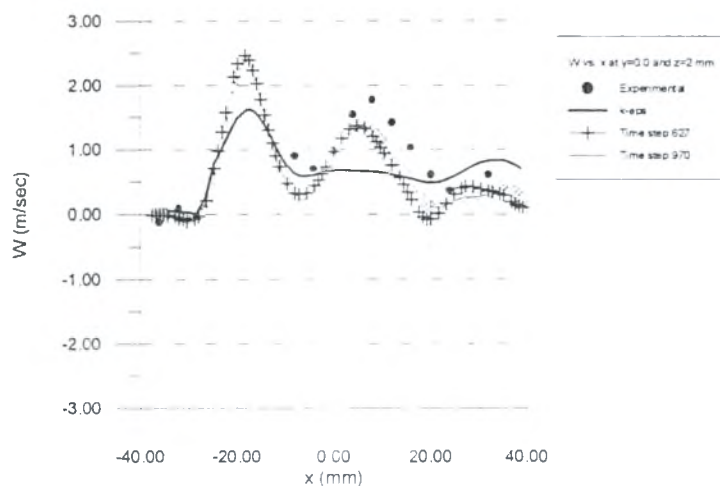
Για την προσομοίωση του αρχικού επιπέδου της τύρβης, χρησιμοποιήθηκε ένα είδος τυχαίας τυρβώδους διαταραχής. Αυτό επιτεύχθηκε με την εισαγωγή ενός τυχαίου αριθμού βασισμένο σε μια Gaussian κατανομή, έτσι ώστε η διαταραχή να είναι $\pm 10\%$ της αρχικής ταχύτητας. Στο σχήμα 2 παρουσιάζεται η μεταβολή της παροχής μάζας στην είσοδο κατά την διάρκεια 1000 χρονικών βημάτων.



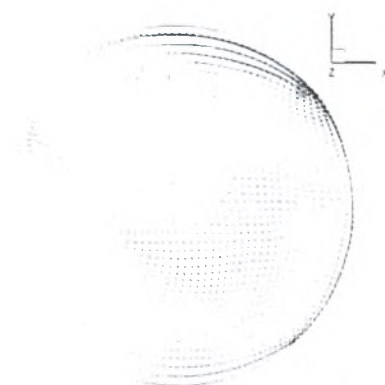
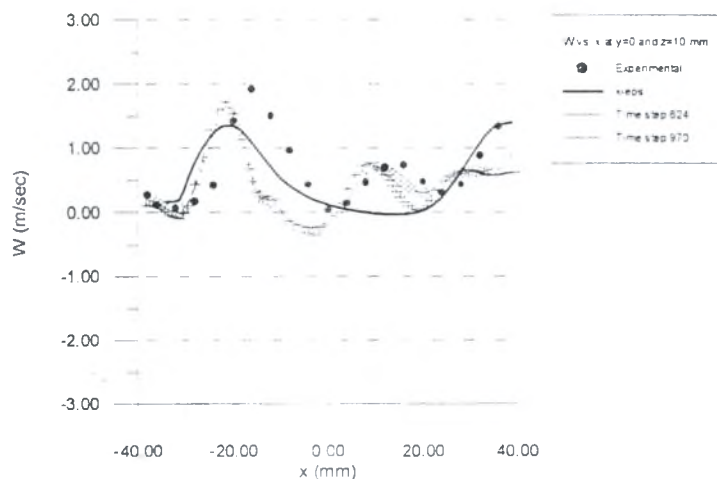
Σχήμα 2 Μεταβολή της παροχής μάζας εισόδου με τον χρόνο

3. ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΚΡΙΤΙΚΉ

Στα Σχήματα 3 και 4 παρουσιάζονται τα διανύσματα της W ταχύτητας στις θέσεις $Y=0$ και $Z=2$ και 10 mm αντίστοιχα.



Σχήμα 3 Διανομή W ταχύτητας στις θέσεις $Y=0$ και $Z=2$ mm

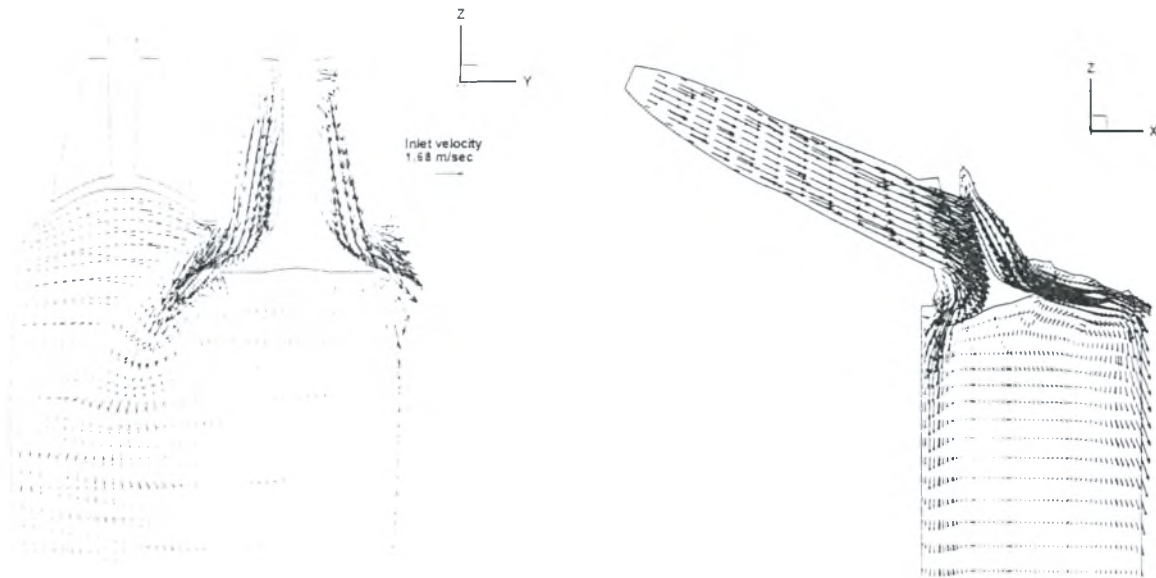


Σχήμα 4 Διανομή W ταχύτητας στις θέσεις $Y=0$ και $Z=10$ mm

Σχήμα 5: Πεδίο ταχύτητας στο $Z=10$ mm

Στο σχήμα 5 παρουσιάζεται το πεδίο ταχυτήτων στο επίπεδο $Z=10$ mm.

Τέλος στα σχήματα 6 και 7 παρουσιάζονται τα πεδία ταχυτήτων σε επίπεδο παράλληλο στον άξονα των βαλβίδων (Σχήμα 5) καθώς και στο $Y=17.6$ mm (Σχήμα 6).



Σχήματα 6 και 7: Πεδία ταχυτήτων σε επίπεδο παράλληλο στον άξονα των βαλβίδων και $Y=17.6$ mm αντίστοιχα.

Από τα έως τώρα αποτελέσματα, διαφαίνεται μια αρκετά καλή συμφωνία με τις πειραματικές μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν στην ίδια μηχανή από το Kings College London, σε αντίθεση με τις προλέξεις που προέκυψαν με την χρήση του μοντέλου k-ε. Παρόλα αυτά πρέπει να τονισθεί ότι τα αποτελέσματα αυτά μπορούν να χρησιμοποιηθούν μόνο ως ένδειξη, αφού η ροή, όπως φαίνεται και από την χρονική εξέλιξη της διανομής ταχυτήτων στα σχήματα, στις περισσότερες θέσεις του υπολογιστικού χωρίου δεν έχει ακόμα σταθεροποιηθεί. Η ένδειξη όμως αυτή επιβεβαιώνει το γεγονός ότι η μέθοδος της Προσομοίωσης Μεγάλων Δινών μπορεί να προλέξει με μεγαλύτερη ακρίβεια σύνθετες ροές. Τέλος αναφορά πρέπει να γίνει και στο γεγονός ότι η μέθοδος αυτή είναι αρκετά χρονοβόρος και δεν μπορεί, επί του παρόντος και με τις υπάρχουσες υπολογιστικές δυνατότητες, να υιοθετηθεί για αποτελέσματα παραγωγής.

4. ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. J.H. Ferziger: Recent Advances in Large Eddy Simulation, Engineering Turbulence, Modelling and Experiments 3 (G Bergeles and W. Rodi editors), 1996 Elsevier Science B.V. pg 163-175.
2. Δ. Μπούρης: Αριθμητική Διερεύνηση πεδίου ροής και επικαθήσεων σε εναλλάκτες Θερμότητας. Διδ. Διατριβή, Εργ. Αεροδυναμικής, Τομέας Ρευστών, Ε.Μ.Π., 1997.

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΚΑΥΣΗΣ ΣΕ ΛΕΒΗΤΕΣ ΚΟΝΙΟΠΟΙΗΜΕΝΟΥ ΑΝΘΡΑΚΑ

Σέργιος Γκουντάνης^(*), Γ. Μπεργελές^(**)

Εργαστήριο Αεροδυναμικής
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
Εθνικό Μετσόβειο Πολυτεχνείο

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η εξομοίωση του πεδίου ροής και της καύσης σε λέβητες κονιοποιημένου άνθρακα είναι ένα ευρύ πεδίο έρευνας καθώς περιλαμβάνει τον υπολογισμό μιας τυρβώδους ροής μαζί με τα φαινόμενα που προκύπτουν από την καύση, τον υπολογισμό της μεταφοράς θερμότητας προς τα τοιχώματα του λέβητα και την επίδραση της ακτινοβολίας της εστίας. Μέχρι πρόσφατα λόγω των μεγάλων υπολογιστικών απαιτήσεων η εξομοίωση γινόταν ως προς το μέσο χρονικά πεδίο (steady). Τώρα είναι εφικτός ο υπολογισμός του πεδίου ως χρονικά μεταβαλλόμενο δίνοντας μας έτσι περισσότερες πληροφορίες για το τι συμβαίνει μέσα στο λέβητα. Επίσης έγινε δυνατή και η επέκταση του υπολογισμού στο χώρο των υπερθερμαντήρων που βρίσκονται πάνω από την εστία.

ABSTRACT

An unsteady approach is made in order to calculate the velocity and temperature field inside a pulverized coal combustor. The unsteady Navier-Stokes equations are solved with the k-ε turbulence model on a cartesian grid with local grid refinement. The coal particles are represented with a Lagrangian approach which is modified to take advantage of the unsteady solution. This methodology provides more information in comparison with the steady solution but requires much more cpu time and computer memory. The upper section of the combustor which contains the superheater is also calculated. The heat exchange and the pressure drop inside the bundles is taken into consideration with the appropriate source terms in the equations.

1. ΧΡΟΝΙΚΑ ΜΕΤΑΒΑΛΛΟΜΕΝΟΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΚΑΥΣΗΣ

1.1 Περιγραφή

Επιλύονται οι εξισώσεις Navier-Stokes με το μοντέλλο τύρβης k-ε για μεταβαλλόμενο χρονικά πεδίο. Οι τροχιές των σωματιδίων του κονιοποιημένου άνθρακα μέσα στην εστία εξομοιώνεται κατά Lagrange. Μετά την επίλυση του πεδίου της αέριας φάσης μια σειρά από ομάδες (groups) σωματιδίων εισάγονται στο πεδίο από τους καυστήρες και κινούνται μέσα σε αυτό επηρεαζόμενα από τις ταχύτητες της ροής σε κάθε σημείο. Τα φαινόμενα που συμβαίνουν σε κάθε ένα από τις ομάδες σωματιδίων είναι η αποβολή των πτητικών, και η καύση του άνθρακα που περιέχουν μέχρι να μείνει μόνο η τέφρα. Σε κάθε σημείο του χώρου από το οποίο πέρασαν οι ομάδες αυτές υπολογίζουμε τη συνεισφορά τους στις τοπικές συγκεντρώσεις οξυγόνου, υγρασίας, μονοξειδίου του άνθρακα κ.τ.λ. και επιλύουμε το μοντέλο της καύσης. Η διαφορά της χρονικά μεταβαλλόμενης επίλυσης είναι ότι αντί να υπολογίζουμε την κίνηση των σωματιδίων στο μέσο χρονικά πεδίο, ο χρόνος είναι πλέον παράμετρος του υπολογισμού και υπολογίζουμε διαδοχικές «φωτογραφίες» του πεδίου ροής.

(*) Υποψήφιος Διδάκτορας, (**) Καθηγητής
Ηρ. Πολυτεχνείου 9, Τ.Θ. 64070,15773 Ζωγράφου, Αθήνα
Τηλ. 772-1058/1056, Fax. 772-1057, e-mail: bergeles@fluid.mech.ntua.gr

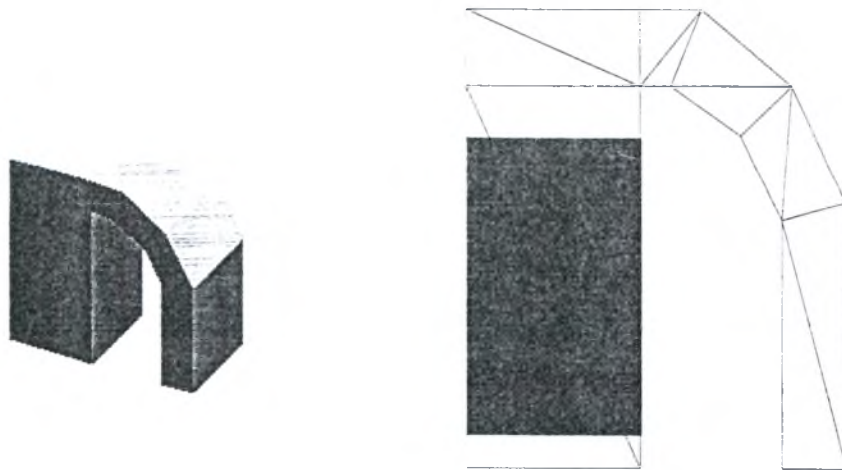
1.3 Συμπεράσματα

Η χρονικά μεταβαλλόμενη επίλυση της καύσης είναι πιο χρονοβόρα και πιο απαιτητική σε υπολογιστική ισχύ από μια χρονικά αμετάβλητη επίλυση αλλά δίνει χρήσιμες δυνατότητες και πληροφορίες για το πεδίο ροής μέσα στο λέβητα. Από την μελέτη των αποτελεσμάτων μπορούμε να πάρουμε πληροφορίες όπως την τάση των σωματιδίων να συγκεντρώνονται σε ορισμένα σημεία της εστίας και να εκτιμούμε την επίδραση τυχόν αλλαγών στο λέβητα π.χ. στη διάταξη των καυστήρων. Ο βαθμός απόδοσης καύσης και οι τροχιές των σωματιδίων υπολογίζονται πιο αναλυτικά γιατί το πεδίο ταχυτήτων ανανεώνεται συνεχώς. Για πρακτικές όμως εφαρμογές η επίλυση του μέσου χρονικά πεδίου παραμένει πιο εύχρηστη.

2. ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΩΝ ΥΠΕΡΘΕΡΜΑΝΤΗΡΩΝ

2.1 Περιγραφή

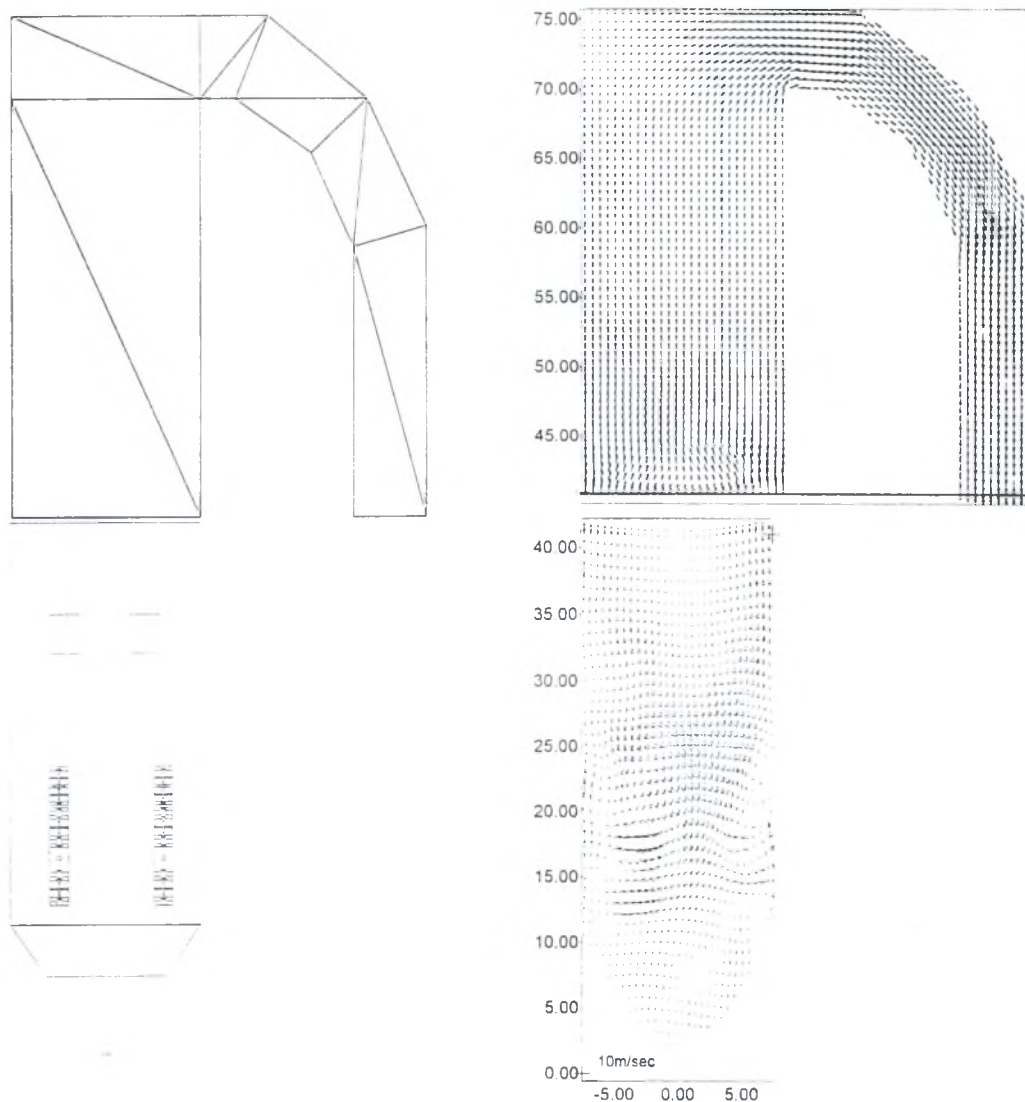
Από υπολογιστικής απόψεως ο υπολογισμός της λειτουργίας των υπερθερμαντήρων και αναθερμαντήρων που βρίσκονται πάνω από την εστία του λέβητα απαιτεί ένα πάρα πολύ πυκνό πλέγμα αν πρόκειται να αναπαρασταθούν με λεπτομέρεια όλες οι σειρές σωλήνων που βρίσκονται στο χωρίο καθιστώντας τον υπολογισμό αδύνατο προς στιγμήν. Ενώ ο κύριος αγωγός έχει ύψος περίπου 30 μέτρα, οι μικρότεροι των σωλήνων που υπάρχουν μέσα σε αυτόν έχουν διάμετρο της τάξης των εκατοστών και πολύ πυκνή διάταξη στο άνω σκέλος του. Η λύση στο πρόβλημα αυτό είναι η μαζική εξομοίωση της κάθε ομάδος σωλήνων (bundle) ως πορώδες μέσο. Θεωρούμε ότι τα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα σε αυτό είναι η απορόφηση ενέργειας (την παίρνει ο ατμός που διαρρέει τους σωλήνες) καθώς και η πτώση της πίεσης. Σαν δεδομένα χρειάζονται τα ποσά θερμότητας που η κάθε συστοιχία απορροφά καθώς και ο συντελεστής ζ της πτώσης πίεσης, στοιχεία που είναι γνωστά από τον κατασκευαστή της εγκατάστασης και από μετρήσεις. Επιπλέον δεδομένο είναι το προφίλ του πεδίου (ταχύτητες, θερμοκρασία) στην είσοδο του υπερθερμαντήρα που δίνεται από την επίλυση των διεργασιών καύσης στην εστία. Μπορούμε να δούμε το χωρίο του υπολογισμού και τη θέση του υπερθερμαντήρα μέσα σε αυτό.



Σχήμα 3 Η θέση του υπερθερμαντήρα

2.2 Αποτελέσματα

Στα επόμενα σχήματα βλέπουμε κατακόρυφη τομή της μονάδος στον άξονα συμμετρίας της ($y=0$) και διανύσματα ταχυτήτων για την εστία και για το τμήμα του υπερθερμαντήρα.



Σχήμα 4 Υπολογιστικό χωρίο και διανύσματα ταχυτήτων

2.3 Συμπεράσματα

Η εξομοίωση των υπερθερμαντήρων μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την εκτίμηση των διαβρώσεων στους σωλήνες. Συγκεκριμένα έχει βρεθεί ότι αν η ταχύτητα σε κάποιο σημείο ξεπερνά τα 8m/sec οι διαβρώσεις από τα διερχόμενα σωματίδια αυξάνουν σημαντικά. Η βασική πληροφορία που μπορούμε να πάρουμε είναι για την μέση ταχύτητα στην κάθε συστοιχία και όχι για την λεπτομερή αναπαράσταση του πεδίου ροής μέσα σε αυτή, η οποία όμως συσχετίζεται με την μέγιστη τοπική ταχύτητα με τη βοήθεια εμπειρικών σχέσεων.

3. ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. Αναγνωστόπουλος, Ι.Σ. 'Αριθμητική επίλυση εξισώσεων διατήρησης διαφασικής ροής σε αξονοσυμμετρικούς καυστήρες', 1991

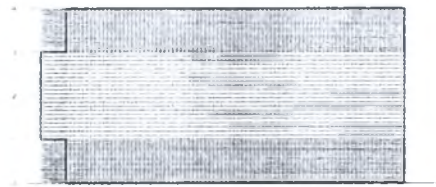
ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΡΟΗΣ ΑΣΥΜΠΙΕΣΤΟΥ ΡΕΥΣΤΟΥ ΣΕ ΑΓΩΓΟ ΜΕ ΑΠΟΤΟΜΗ ΔΙΕΥΡΥΝΣΗ

Δ.Τουζόπουλος και Γ.Μπεργελές
Εργαστήριο Αεροδυναμικής - Τομέας Ρευστών
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Ηρώων Πολυτεχνείου 9, 15773 Αθήνα

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η παρούσα έρευνα είναι το δεύτερο μέρος της αριθμητικής μελέτης του πεδίου ροής ασυμπίεστου ρευστού σε αγωγό επίπεδο συμμετρικό με απότομη διεύρυνση, με λόγο 2:1. Στο παρόν μέρος η ροή εξετάζεται ως χρονικά μεταβαλλόμενη σε περιοχή Re μέχρι 4200 και υπολογίζεται (για κάθε εξεταζόμενο αριθμό Re) η χρονική εξέλιξη της μέχρις ότου οι περιοχές αποκόλλησης και οι στροβιλισμοί φθάσουν στο τέλος του πεδίου ελέγχου. Στην εξεταζόμενη περιοχή Re , αυξανόμενου του χρόνου παρατηρείται ότι η μικρή περιοχή αποκόλλησης έχει σχεδόν σταθερό μήκος, η μεγάλη όμως περιοχή αποκόλλησης έχει μήκος αυξομειούμενο. Η μελέτη αξιολογεί διάφορα χαρακτηριστικά μεγέθη της ροής (ασυμμετρία, στροβυλότητα, παραγωγή εντροπίας).

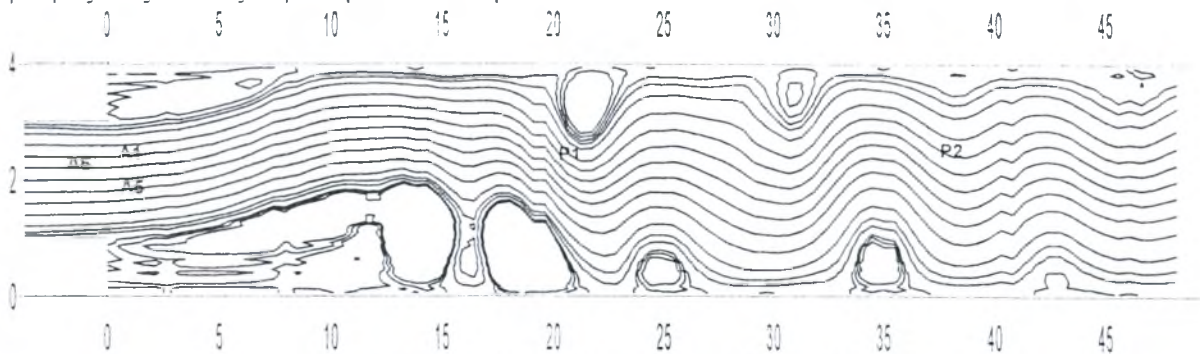
1. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ



ΣΧΗΜΑ 1α. Υπολογιστικό πλέγμα σε αγωγό με απότομη διεύρυνση

Οι υπολογισμοί γίνονται σε κανάλι που φαίνεται στο Σχ. 1α, το μήκος του διευρυνμένου τμήματος του οποίου είναι $50H$ (H =το ύψος του βήματος), και του τμήματος εισόδου $3.7H$, με πλέγμα 100×70 και κριτήριο σύγκλισης 0.1% . Ως σχήμα διακριτοποίησης χρησιμοποιήθηκε βασικά BSOU [7].

Η ροή εξετάζεται ως χρονικά μεταβαλλόμενη σε περιοχή $Re=1500-4200$. Οι υπολογισμοί γίνονται βήμα-βήμα (σταθερό και ίσο με $0.003s$). Για τη σύγκλιση σε κάθε βήμα απαιτήθηκαν αρκετές χιλιάδες επαναλήψεις, στα πρώτα χρονικά βήματα, δέκα δε στα τελευταία βήματα. Η ροή εξετάζεται ως στρωτή διδιάστατη.



ΣΧΗΜΑ 1β. Γενική μορφή του πεδίου ροής

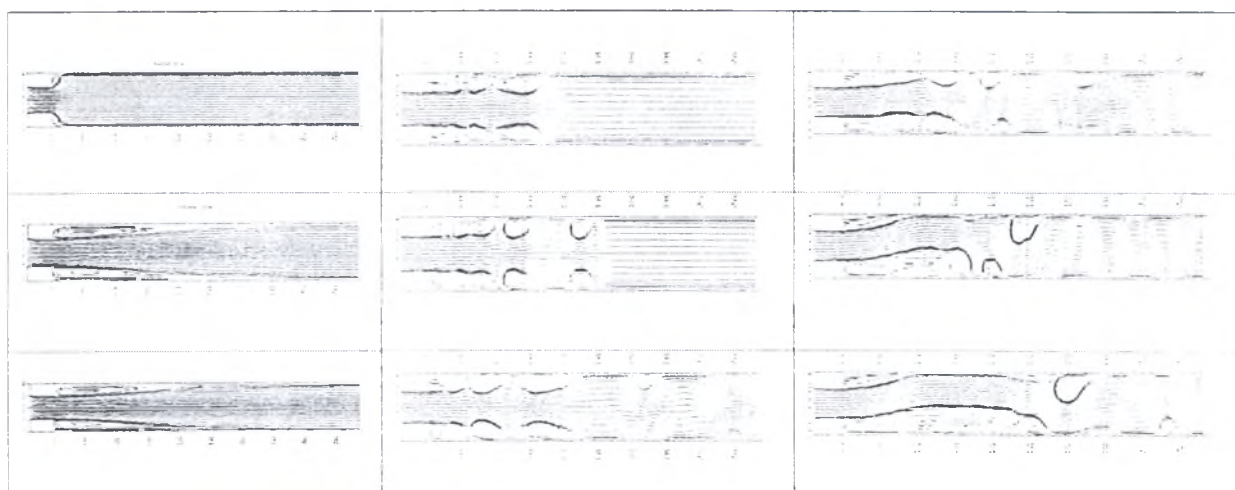
Στο Σχ. 1β φαίνεται η γενική μορφή του πεδίου ροής, καθώς και η θέση ορισμένων σημείων, στα οποία παρακολουθούμε τα χαρακτηριστικά της ροής.

2. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Η ροή με $Re=100, 200, 300$, που στην πρώτη φάση της έρευνας είχε μελετηθεί ως χρονικά ανεξάρτητη και προέκυψε συμμετρική με μήκος της περιοχής ανακυκλοφορίας $x/H=6.5, 10$ και 13.5 αντίστοιχα, εξετάστηκε ενταύθα ως χρονικά μεταβαλλόμενη και προέκυψε να έχει επίσης συμμετρική μορφή με μήκος της περιοχής ανακυκλοφορίας $x/H=6, 9.5$ & 13 αντίστοιχα. Υπάρχει δηλαδή ικανοποιητική συμφωνία. Φαίνεται λοιπόν ότι σε μικρούς Re το μήκος των περιοχών αποκόλλησης προκύπτει σχεδόν ίδιο, είτε η ροή εξετάζεται ως μόνιμη είτε ως χρονικά μεταβλητή. Σε μεγάλους Re η ροή προκύπτει ασύμμετρη με δύο διαφορετικού μήκους περιοχές αποκόλλησης. Η μικρή περιοχή αποκόλλησης έχει σχεδόν σταθερό μήκος, η μεγάλη όμως έχει μήκος έντονα αυξομειούμενο με τον χρόνο.

ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΤΗΣ ΡΟΗΣ

Η χρονική εξέλιξη της ροής, όταν ο Re διατηρείται σταθερός, φαίνεται στο Σχήμα 2, για 3 διαφορετικούς Re .



ΣΧΗΜΑ 2. Χρονική εξέλιξη της ροής για $Re=500(t=1, 28, 46s)$, $800(t=3, 15, 36)$, $3200(t=16, 26, 38s)$ αντίστοιχα

ΠΕΔΙΟ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ

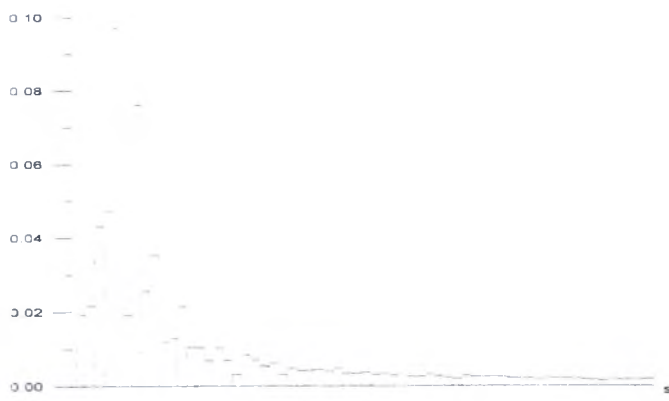
Για να μελετήσουμε το πεδίο ταχυτήτων, επιλέγουμε δύο σημεία P_1 και P_2 , (Σχ.1β), και καταγράφουμε σ'αυτά κάθε στιγμή τα χαρακτηριστικά της ροής (u, v, p). Στο Σχ.3 απεικονίζονται ενδεικτικά σε κάθε χρονική στιγμή οι αδιάστατες, ως προς την ταχύτητα εισόδου U , ταχύτητες $u/U, v/U$.



ΣΧΗΜΑ 3. Χρονική μεταβολή, ως προς τον χρόνο (s), της αδιάστατης ταχύτητας

Παρατηρούμε ότι στην αρχή η ταχύτητα v είναι μηδέν και η u μεταβάλλεται ελαφρώς αυξανόμενη, με αρχική τιμή την $U/2$. Μετά από κάποιο χρόνο, που εξαρτάται από τον Re , αμότερες οι ταχύτητες αρχίζουν να μεταβάλλονται με διακυμάνσεις, σαν να έφθασε στη θέση P_1 ένα κύμα διαταραχής.

Η διαταραχή διαδίδεται κατά μήκος του αγωγού με ταχύτητα αυξανόμενη με τον Re . Η αδιάστατη (ως προς την ταχύτητα εισόδου) όμως ταχύτητα έχει περίπου σταθερή τιμή μέχρι $Re=3000$ και ίση με 0.40 .



ΣΧΗΜΑ 4. Φάσμα των αρμονικών αδιάστατης ταχύτητα u/U

Η αδιάστατη ταχύτητα u/U στο εξεταζόμενο σημείο P_1 αναλύεται σε αρμονικές και προκύπτει το Σχήμα 4 ως το φάσμα των αρμονικών. Παρατηρείται συγκέντρωση αρμονικών στην περιοχή 1 Hz.

ΚΡΙΤΗΡΙΟ ΑΣΥΜΜΕΤΡΙΑΣ ΤΗΣ ΡΟΗΣ

Για τη μελέτη και το χαρακτηρισμό της ασυμμετρίας της ροής επιλέγουμε ως κριτήριο τη μέση τιμή, κατά μήκος του άξονα του αγωγού, εστω $\lambda_1(t)$, της κάθετης στον άξονα του αγωγού ταχύτητας v και τη μέση τιμή, έστω $\lambda(t)$, της απόλυτης ταχύτητας $|v|$ πάνω σ' αυτόν. Είναι φανερό ότι τα λ_1 , λ είναι μέτρα ασυμμετρίας της ροής.

Στο Σχ.5.1 δείχνεται σε σύστημα γραμμικών αξόνων η μεταβολή του λ_1 , καμπύλη (b), και του λ , καμπύλη (a), συναρτήσει του χρόνου, για κάποιο Re , και στο Σχ.5.2 η μεταβολή του λ , αλλά σε λογαριθμικό άξονα για το λ .



ΣΧΗΜΑ 5.1. Χρονική μεταβολή της μέσης ταχύτητας v



ΣΧΗΜΑ 5.2 Χρονική μεταβολή της μέσης ταχύτητας λ (λογαριθμικός άξονας y)

Από το Σχ. 5.1 διακρίνουμε εύκολα έναν χρόνο (t_1) μέχρι τον οποίο και το λ και το λ_1 έχουν τιμή μηδενική, δηλαδή η ταχύτητα πάνω στον άξονα του αγωγού είναι αξονική, και έναν άλλο (t_3), μέχρι τον οποίο το λ_1 εξακολουθεί να είναι μηδέν και το λ αυξάνει γραμμικά με τον χρόνο, δηλ. η κεντρική γραμμή ροής είναι κυματομορφή ως προς τον άξονα του αγωγού, η απόκλιση της όμως από αυτόν αυξάνει με τον χρόνο. Η αύξηση αυτή δεν συνεχίζεται για πολύ ακόμη.

Από το Σχ. 5.2 φαίνεται ευκρινώς ότι μετά από κάποιον άλλο χρόνο (t_2) το λ παύει να αυξάνει και κυμαίνεται περίξ μιας τιμής λ_0 . Μπορούμε δηλ. να θεωρήσουμε ότι μετά από μεγάλο χρόνο (t_2) η ασυμμετρία της ροής είναι κορεσμένη. Προκύπτει με περαιτέρω διερεύνηση ότι η αδιάστατη μέση απόλυτη ταχύτητα Λ_0 είναι σταθερή ($\Lambda = \frac{1}{U} \lambda(t) = \frac{1}{UL} \int_0^L |v| dx \Rightarrow 0.11$)

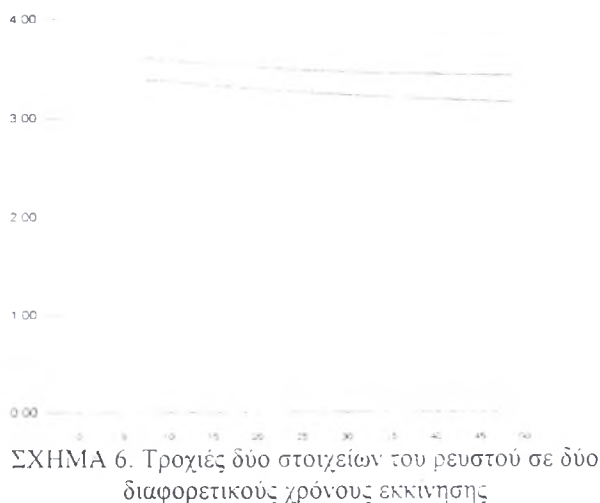
Από τα παραπάνω οδηγούμαστε στις εξής σκέψεις:

- Για ορισμένη σταθερή παροχή στον αγωγό (σταθερό Re), στην αρχή της ροής έχουμε συμμετρία και ο άξονας της δέσμης είναι ευθεία γραμμή ($\lambda = \lambda_1 = 0$).

- Κάποια στιγμή εμφανίζεται πάνω στον άξονα του αγωγού ταχύτητα κάθετη σ'αυτόν, που τείνει να διαταράξει τη συμμετρία. Η ροή τείνει όμως να διατηρήσει τη συμμετρία της, γιατί και η κεντρική γραμμή της δέσμης διατηρεί την κυματομορφή της ως προς τον άξονα του αγωγού. ($\lambda_1=0$, $\lambda=at$).
- Με την πάροδο του χρόνου αυξάνουν οι διαταραχές και η κεντρική γραμμή της δέσμης παύει να είναι συμμετρική. ($\lambda_1 \neq 0$, $\lambda=at$).
- Τέλος (μετά από αδιάστατο χρόνο $t/(H/U)=150$) η ασυμμετρία της δέσμης φθάνει σε κάποιο ανώτατο σημείο κορεσμού, όπου η αδιάστατη μέση απόλυτη ταχύτητα Λ_0 είναι σταθερή, ανεξάρτητη από την παροχή στον αγωγό, και ίση με 0.11 περίπου.

ΤΡΟΧΙΕΣ

Παρακολουθούμε τις τροχιές των στοιχείων του ρευστού, Σχήμα 6. τα οποία κάποια χρονική στιγμή $t=t_0$ βρίσκονται στις θέσεις $A_1(0, 2.45)$ και $A_6(-0.1, 2.45)$. βλ. Σχήμα 1β. μέχρις ότου τα στοιχεία φθάσουν στο τέλος του αγωγού.



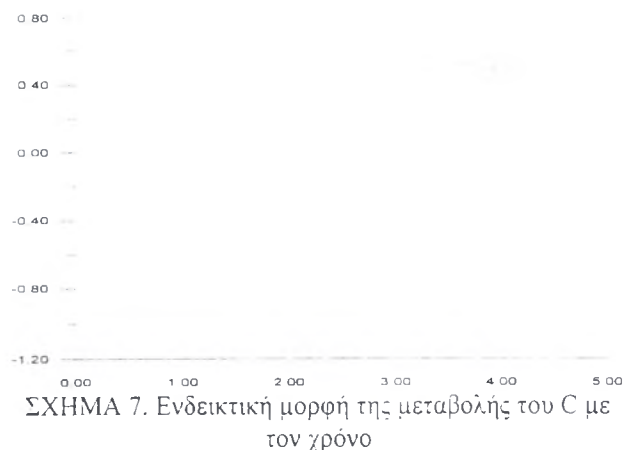
Τα στοιχεία αυτά δηλ. αρχικά βρίσκονται σε αδιάστατη απόσταση μεταξύ τους 0.1. Αν οι συντεταγμένες των στοιχείων κάθε στιγμή είναι $(X_1(t), Y_1(t))$ & $(X_6(t), Y_6(t))$, η απόσταση αυτών είναι

$$A = \sqrt{(X_1 - X_6)^2 + (Y_1 - Y_6)^2} = A(t), \text{ με } A(t_0)=0.1$$

Ορίζω το μέγεθος
$$C = \frac{1}{\Delta t} \ln \frac{A(t)}{A(t_0)}$$

Είναι $\Delta t = t - t_0$. Το πεδίο ροής υπολογίζεται σε χρονικά βήματα $\Delta t=0.003$.

Όταν το ένα από τα δύο στοιχεία που παρακολουθούμε φθάσει στο τέρμα του αγωγού, η τιμή του C έστω C_T . Ο C αποτελεί τον εκθέτη Lyapunov, ο οποίος δείχνει την ευαισθησία ενός δυναμικού συστήματος στις αρχικές συνθήκες, την ασυμπτωτική συμπεριφορά μιας διαταραχής και ορίζεται ως ο ασυμπτωτικός μέσος (χρονικός) ρυθμός απόκλισης ή σύγκλισης δύο τροχιών που βρίσκονταν αρχικά πολύ κοντά.



Αν ο C λαμβάνει τιμές θετικές, οι τροχιές αποκλίνουν εκθετικά και δεν υπάρχει δυνατότητα πρόβλεψης της συμπεριφοράς της ροής πέρα από ένα μικρό χρονικό διάστημα (χαοτικό σύστημα), ενώ αν λαμβάνει αρνητικές τιμές, οι τροχιές συγκλίνουν εκθετικά. Αν υπάρχουν θετικές και αρνητικές τιμές, οι τροχιές είναι εξαιρετικά πεπλεγμένες. Από τη μελέτη των τροχιών για διάφορους Re και διάφορες χρονικές στιγμές εκκίνησης t_0 προκύπτει ότι :

- Όταν οι τροχιές ξεκινούν όταν αρχίζει η ροή, οπότε το ρευστό συμπεριφέρεται ως ιδεατό, οι τροχιές των δύο σημείων είναι ίδιες. Ο C είναι σε όλο το μήκος της τροχιάς αρνητικός

και τείνει στην τιμή μηδέν. Η μορφή των τροχιών είναι ίδια, ανεξαρτήτως της τιμής του Re .

- Όταν οι τροχιές ξεκινούν μετά από κάποιο χρόνο $t_1 = f(Re)$, η μία τροχιά απομακρύνεται από την άλλη. Εξετάζοντας διάφορες περιπτώσεις, βρέθηκε ότι για :
 - $Re < 1800$ ο C_T είναι αρνητικός
 - $1800 < Re < 2400$ ο C_T μπορεί να είναι είτε αρνητικός είτε θετικός
 - $2400 < Re$ ο C_T είναι θετικός
- Ορίζουμε t_{10} το χρόνο στον οποίο η απόσταση A μεταξύ των σημείων A_1 και A_6 αποκτά τιμή 10-πλάσια της αρχικής. Προέκυψε ότι ο t_{10} εξαρτάται από τον Re , και μάλιστα μειούται αυξανόμενου του Re . Σημειώνεται ότι η μεταβολή της A με το χρόνο δεν είναι ομαλή, αλλά μπορεί να αυξομειούται, ανάλογα με τη στιγμιαία εκκίνησης t_0 . Η τάξη μεγέθους του t_{10} είναι $1-s$.



ΣΧΗΜΑ 8. Μεταβολή του αδιάστατου χρόνου T_{10} με τον Re

Αδιαστατοποιούμενος ο χρόνος αυτός με το μέγεθος H/U_{IN} δίνει $T_{10} = 25 - 65$. Στο παρακείμενο Σχήμα 8 απεικονίζεται ενδεικτικά η μεταβολή του αδιάστατου χρόνου T_{10} με τον Re .

3. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] F.BATTAGLIA, S.TAVERNER, A.KULKARNI, and C.MERKLE, *Bifurcation of low Reynolds Number Flows in Symmetric Channels*, *AIAA JOURNAL* Vol. 35, January 1997.
- [2] W. CHERDRON, F. DURST, & J.H. WHITELAW, *Asymmetric flows and instabilities in symmetric ducts with sudden expansions*, *J. Fluid Mech.* 84, 13, 1978
- [3] D.DRIKAKIS, *Study of compressible flow bifurcation phenomena in sudden expansions*. Computational Fluid Dynamics, 312-318, 1996.
- [4] R.M.FEARN, T.MULLIN and K.A.CLIFFE, *Nonlinear flow phenomena in a symmetric sudden expansion*, *J. Fluid Mech.*, 211, 595-608, 1990.
- [5] F.DURST, J.C.F. PEREIRA and C.TROPEA, *The plane symmetric sudden - expansion flow at low Reynolds numbers*, *J. Fluid Mech.*, 248, 567-581, 1993.
- [6] P. JOHN, *Plane sudden expansion flows and their stability*, *PhD thesis, U. London, 1984*
- [7] G.PAPADAKIS & G.BERGELES, *A locally modified second order upwind scheme for convection terms discretization*, *Int. J. Num. Mth. Heat Fluid Flow*, 5, 49-62, 1995.
- [8] S.V.PATANKAR & D.B.SPALDING, *A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three dimensional parabolic flows*, *Int. J. of Heat & Mass Transfer*, 15, 1787, 1972.
- [9] C. RHIE & W. CHOW, *Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation*, *AIAA Journal* 21, 1525-1532, 1985.
- [10] J. SERRIN, *Handbuch der Physik* 8(1), 253, 1959
- [11] I. J. SOBEY, *Observation of waves during oscillatory channel flow*, *J. Fluid Mech.* 151, 395, 1985
- [12] I.J.SOBEY and P.G.DRAZIN, *Bifurcations of two dimensional channel flows*, *J. Fluid Mech.*, 171, 263-287, 1986.
- [13] R. WILLE & H. FERNHOLZ, *Report on the first European Mechanics Colloquium on the Coanda effect*, *J. Fluid Mech.* 23, 801, 1965

STABILITY AND NONLINEAR DYNAMICS OF THE CORE-ANNULAR FLOW (CAF) IN A PERIODICALLY CONSTRICTED TUBE (PCT)

Charalampos Kouris & John Tsamopoulos

Laboratory of Computational Fluid Dynamics
Department of Chemical Engineering, University of Patras, Patras, GREECE
Tel.: (061)997-203, FAX: (061)993-255, email: tsamo@chemeng.upatras.gr

Abstract. Stability and nonlinear dynamics of the concentric two-phase flow of two immiscible fluids in a tube of sinusoidally varying cross section are studied. The model equations depend on six dimensionless parameters: the Reynolds, Weber and Froude numbers and the ratios of density, viscosity and volume of the two fluids. Two more dimensionless numbers describe the shape of the solid wall: the constriction ratio and the ratio of its maximum radius to its period. Every dependent variable is approximated with Chebyshev polynomials in the radial direction and Fourier modes in the axial direction. Arnoldi's algorithm is used to compute the unstable eigenvalues of the linearized equations of motion in both two- and three- dimensional disturbances. Extensive calculations for the dependence of the neutral stability boundaries on the various parameters are performed. 3D instabilities do not arise before the 2D ones. In most cases that the steady solution is found to become unstable it does so through a Hopf bifurcation. Time integration of the non-linear equations is performed using the 2nd order Adams-Moulton method. The time evolution of the core-annular flow (CAF), for such values of the dimensionless numbers that the steady solution becomes unstable, reveals that traveling waves bifurcate from the perfect CAF which, grow exponentially at first, but saturate as a result of nonlinear mechanisms.

1. Introduction

Concurrent two-phase flow arises in many important scientific and technological disciplines. For example, concurrent two-phase flow of hydrogen and hydrocarbons takes place through millimeter-scale, tortuous passages created by catalytic particles which promote reforming oil and its byproducts in certain trickle bed reactors. Kouris et al. (1998). In this application inertial, viscous and capillary forces are all comparable in magnitude and none can be neglected *a priori*, de Santos, Melli & Scriven, 1991. The flow in each tortuous path is often modeled by the flow in a PCT. In the last fifteen years, considerable effort has been undertaken in understanding the core-annular flow of two liquids, a technique used to facilitate the transport of viscous oil through a pipeline by lubricating it with a low-viscosity liquid such as water (Joseph et al. 1997). Finally, two fluids flow concurrently through corrugated and narrow passages in processes aimed at recovering oil from sedimentary rocks by injecting primarily water or steam. Different flow regimes arise in all these applications in which either one or both phases may be continuous or discontinuous and the flow may be steady, oscillatory or chaotic depending on the operating conditions. In this work we examine the stability and the time evolution of the perfect CAF inside a periodically constricted tube in an attempt to predict the operating conditions under which travelling waves arise as bifurcation of perfect CAF and signal the onset of different flow regimes.

Many theoretical studies of two-phase flow inside straight tubes or between parallel plates using standard methods of linear stability theory have been reported. First, Yih (1967) studied the stability of plane Couette flow of two layers separated by a planar interface with respect to long waves only. He found that this flow arrangement is unstable to long wave disturbances irrespective of the value of the Reynolds number. Hickox (1971) studied the stability of Poiseuille flow of two liquids when the less viscous fluid is centrally located, included effects of surface tension and gravity and showed that all such flows are unstable. Hooper and Boyd (1983) considered the stability of Couette flow of two fluids separated by a plane layer in an unbounded and infinite region. They found that the flow is always unstable to very short waves when surface tension is neglected. Furthermore, Yiantsios and Higgins (1988) studied the stability of plane Poiseuille flow of two superposed fluids identifying not only the modes reported by Yih (1967), but also shear modes which arise at a high Reynolds number and are associated with Tollmien-Schlichting short waves. Preziosi, Chen & Joseph (1989) studied the stability of CAF and found remarkable agreement between their results from linear stability theory and older experiments. Linear stability, in spite its limitations, has been quite successful in the past in accurately predicting, for example, the capillary instability of jets (Rayleigh, 1879), annular menisci (Tsamopoulos, et al., 1988) or instabilities in other single fluid flows, (Chandrasekhar, 1981). Papageorgiou, et al. (1990) developed an interface evolution equation for the CAF in straight tubes assuming that the deviation of the fluid interface from its initial value is small compared to the thickness of the annular fluid and that, in turn, is small compared to the radius of the pipe. Kerchman (1995) extended the analysis of Papageorgiou et al. (1990) by removing the constraint that the deviation of the interface from its initial value is quite small.

2. Problem Formulation

We examine the incompressible CAF of two Newtonian fluids in a pipe of circular cross-section whose radius, \hat{R}_2 , varies between R_{min} and R_{max} sinusoidally in the axial distance with wavelength L , fig. 1. The equation that governs the radial distance of the solid wall from the axis of symmetry is the following:

$$\hat{R}_2(\hat{z}) = \frac{R_{max} + R_{min}}{2} - \frac{R_{max} - R_{min}}{2} \cos\left(2\pi \frac{\hat{z}}{L}\right) \quad (2.1)$$

where, in general, ($\hat{\cdot}$) denotes dimensional quantities and N denotes the number of the repeated geometrical units that are considered to form a long enough section of the constricted tube.

The pipe axis is located at $\hat{r} = 0$. The core region, $0 \leq \hat{r} \leq \hat{R}_1(\hat{\theta}, \hat{z}, \hat{t})$, is occupied by the first liquid with viscosity and density $\hat{\mu}_1$ and $\hat{\rho}_1$, respectively, while the second liquid ($\hat{\mu}_2, \hat{\rho}_2$) is located in the surrounding annulus, $\hat{R}_1(\hat{\theta}, \hat{z}, \hat{t}) \leq \hat{r} \leq \hat{R}_2(\hat{z})$. The position vector of the common fluid/fluid interface is defined by:

$$\hat{\underline{R}}_1 = \underline{e}_r \hat{R}_1(\hat{\theta}, \hat{z}, \hat{t}) + \underline{e}_z \hat{z} \quad (2.2)$$

The corresponding components of the velocity vector of each fluid are denoted as:

$$\hat{\underline{U}}_i = (\hat{U}_i, \hat{V}_i, \hat{W}_i) = \underline{e}_r \hat{U}_i + \underline{e}_\theta \hat{V}_i + \underline{e}_z \hat{W}_i \quad (2.3)$$

where $(\hat{r}, \hat{\theta}, \hat{z})$ are the cylindrical coordinates. $(\underline{e}_r, \underline{e}_\theta, \underline{e}_z)$ are the corresponding unit vectors and \hat{t} denotes time. The equations that govern the motion of both fluids as well of the fluid/fluid interface, are the following:

$$\nabla \cdot \hat{\underline{U}}_i = 0 \quad (2.4)$$

$$\hat{\rho}_i \frac{D\hat{\underline{U}}_i}{Dt} = -\nabla \hat{P}_i + \nabla \cdot \hat{\underline{\tau}}_i + \hat{\rho}_i \underline{g} \quad (2.5)$$

$$\frac{D\hat{\underline{R}}_1}{Dt} = \hat{\underline{U}}_i(\hat{R}_1(\hat{\theta}, \hat{z}, \hat{t}), \hat{\theta}, \hat{z}, \hat{t}) \quad (2.6)$$

where $i=1$ for the core fluid and $i=2$ for the annular fluid.

Equations (2.4)-(2.6) have to be solved subject to the following boundary conditions:

(i) The velocity field is bounded at the axis of symmetry, zero at the tube wall and continuous at the fluid/fluid interface. At the same interface tangential and normal forces are balanced by capillarity:

$$\hat{\underline{U}}_1 \text{ finite on } \hat{r} = 0 \quad (2.7)$$

$$\hat{\underline{U}}_2 = \underline{0} \text{ on } \hat{r} = \hat{R}_2(\hat{z}) \quad (2.8)$$

$$\|\hat{\underline{U}}\| = \underline{0} \text{ on } \hat{r} = \hat{R}_1(\hat{\theta}, \hat{z}, \hat{t}) \quad (2.9)$$

$$(-\|\hat{P}\| - 2HT)\underline{n} + \|\hat{\underline{\tau}}\| \cdot \underline{n} = \underline{0} \text{ on } \hat{r} = \hat{R}_1(\hat{\theta}, \hat{z}, \hat{t}) \quad (2.10)$$

where $\hat{\underline{\tau}}_i = \hat{\mu}_i(\nabla \hat{\underline{U}}_i + \nabla \hat{\underline{U}}_i^T)$ is the extra stress tensor in each fluid, $2H \equiv -\nabla \cdot \underline{n}|_{r=\hat{R}_1}$ is twice the mean surface curvature of the fluid/fluid interface, T is the coefficient of the surface tension, $(\underline{n}, \underline{t})$ are the unit vectors normal and tangent to the surface $\hat{r} = \hat{R}_1(\hat{\theta}, \hat{z}, \hat{t})$ respectively, while the normal vector is directed from fluid 1 to fluid 2 and $\|\cdot\| \equiv (\cdot)_1 - (\cdot)_2$ denotes the jump of the bracketed quantity over $\hat{r} = \hat{R}_1(\hat{\theta}, \hat{z}, \hat{t})$.

(ii) In addition to the previous boundary conditions we should impose that the velocity field, the stress tensor of both fluids as well as the fluid/fluid interface are periodic functions in the axial direction with period the length of the computational domain, NL . It has been found that the length of the computational domain can greatly

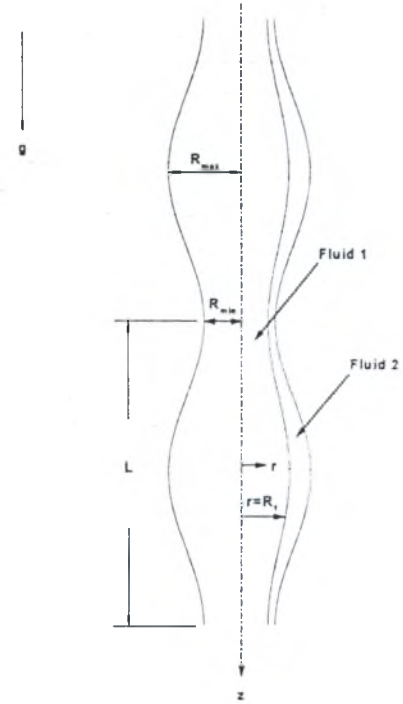


Figure 1: Schematic presentation of the flow geometry.

affect the stability of the two-phase flow depending on the wavelength of the critical disturbance, which in turn depends on the values of the dimensionless numbers Kouris & Tsamopoulos (2000a). More specifically, if the length of the actual critical mode were larger than the computational domain, then the associated steady state would appear to be stable. So care must be taken in order to minimize the effects of the periodic boundary conditions and this can be accomplished only by increasing the axial length of the domain, i.e. by considering as many repeated units of the geometry as computationally possible.

(iii) Finally, additional overall conditions must be set in order to complete the problem formulation. It was found that, when the volumetric flow-rates of both phases were separately set, unrealistic or non-converging results were obtained. On the contrary setting the volume of the core fluid as well as the total volumetric flow rate of both phases gave converged and realistic results. Next, the above equations (2.4)-(2.6) together with the boundary conditions (2.7)-(2.10) are made dimensionless. The radial coordinate has been made dimensionless by using the maximum radius of the tube R_{\max} , the axial coordinate by using the length $L/(2\pi)$, while the azimuthal one remains as is. The characteristic velocity in the axial direction, W_o , is chosen so as the total volumetric flow rate of both fluids equals unity, i.e:

$$W_o = \left(\int_0^{\hat{R}_1} \hat{r} \hat{W}_1 d\hat{r} + \int_{\hat{R}_1}^{\hat{R}_2} \hat{r} \hat{W}_2 d\hat{r} \right) / R_{\max}^2 \quad (2.11)$$

The characteristic velocities in the radial, U_o , and azimuthal, V_o , direction are related to W_o by:

$$U_o = V_o = \frac{2\pi R_{\max}}{L} W_o \quad (2.12)$$

The pressure as well as the components of the stress tensor in each fluid are made dimensionless by dividing them with $\hat{\rho}_1 W_o^2$, while time is scaled with $L/(2\pi W_o)$. When the streamfunction-vorticity formulation is used, the characteristic value of the streamfunction is $W_o R_{\max}^2$, while the characteristic value of the vorticity is W_o / R_{\max} . After introducing the above scales into eqs (2.1)-(2.10), the following seven dimensionless numbers appear: the constriction ratio $\alpha = R_{\min} / R_{\max}$, the aspect ratio $\Lambda = 2\pi R_{\max} / L$, the viscosity ratio $\mu = \hat{\mu}_2 / \hat{\mu}_1$, the density ratio $\rho = \hat{\rho}_2 / \hat{\rho}_1$, the Reynolds number $Re = (\Lambda W_o R_{\max} \hat{\rho}_1) / \hat{\mu}_1$, the inverse Weber number $W = T / (\hat{\rho}_1 W_o^2 R_{\max})$ and the inverse Froude number $F = g \hat{R}_{\max} / (\Lambda W_o^2)$.

3. Numerical Solution

A non-orthogonal transformation is performed $(r, z) \square (x_1, x_3)$ before applying the pseudo spectral method of solution (Kouris & Tsamopoulos 2000a, 2000b). Next, we approximate every dependent variable by Chebyshev polynomials in the x_1 -direction and Fourier modes in the x_3 -direction. The grid points in the x_1 -

direction are given by: $x_{1n} = \cos\left(\pi \frac{n-1}{N-1}\right)$, $1 \leq n \leq N$, while the grid points in the x_3 -direction are taken to be

equidistant $\left(x_{3l} = 2\pi \frac{l-1}{M}\right)$, $1 \leq l \leq M$, where $(M-1)/2$ is the highest number of Fourier modes which have

been used. The division by 2 is due to the fact that every Fourier mode includes both a sinus and a cosinus component while the -1 is due to the single (first) constant mode. So, every dependent variable is approximated as a sum of products of Chebyshev polynomials, C_i , and Fourier modes, F_j , i.e.:

$$f(x_1, x_3) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M a_{ij} C_i(x_1) F_j(x_3) \quad (3.1)$$

The derivatives of each function with respect to every variable is evaluated by differentiating term by term its spectral expansion. Finally the unknowns of the summation (3.1), a_{ij} , equal the number of the collocation points and they are evaluated by satisfying the differential equations at these points. It is worth noting here that this method is preferred because of its exponential rate of convergence with mesh refinement. The unstable eigenvalues of the linearized equations of motion of the two-phase flow in both two- and three- dimensional disturbances are computed using Arnoldi's algorithm. The time integration of the axisymmetric set of equations (2.4)-(2.6) together with the boundary conditions (2.7)-(2.10) is performed using the 2nd order Adams-Moulton method (Kouris & Tsamopoulos 2000c).

4. Results and Discussion

4.1 Stability Results

Fig. 2 shows the stability boundaries of CAF for the following values of the dimensionless numbers $\rho=1$, $W=5$, $\alpha=0.8$, $A=0.25\pi$, $N=5$ and shows the effect of the ratio of the core fluid volume to the total volume of the tube. These dimensionless numbers correspond to a sequence of 5 constrictions whose maximum radius is 0.125 times the length of each one and its minimum radius is 0.8 times its maximum one. It is clear that by increasing the volume occupied by the core fluid the stable region expands and, as a result, the flow becomes unstable at much larger values of the Reynolds number. Indeed, just a small increase in the volume ratio from 0.798 to just 0.859 causes a significant increase in the maximum allowed Re , from about 32 to 95, while the value of the viscosity ratio which maximizes this critical value of Re remains approximately the same, $\mu \sim 0.45$. On the other hand, decreasing the volume ratio shrinks the stable domain and eventually leads to its disappearance. Similarly, Hu & Joseph (1989) have found that decreasing the thickness of the lubricating fluid in the annulus stabilizes CAF in a straight tube. It can also be seen that the steady flow remains stable within a range of values for μ . The viscosity ratio in the upper side of each angle is always below unity and its maximum values increase slightly (from 0.7 to 0.8) with increasing V_i/V_T , which means that the computed steady flow is physically realizable only when the more viscous fluid is centrally located. On the other hand the viscosity ratio in the lower side of each angle decreases by about an order of magnitude and from We define the inverse Ohnesorge number $J = TR_{max} \hat{\rho}_1 A^2 / \hat{\mu}_1^2 = W Re^2$. The advantage of using this parameter for setting the interfacial tension is that it is independent of the velocity of the basic flow and it is determined only by the tube geometry and the properties of the two fluids, thus it characterizes the fluids. So, by keeping constant the Ohnesorge number instead of the inverse Weber number, W , we have constructed figure 3. In this we reexamine the effect of the volume ratio on the stability of CAF in an undulating tube and observe a characteristic that distinguishes it from the earlier stability diagram (fig. 2). Plainly, in this stability diagram (fig. 3) we identify neutral stability boundaries at small as well as at large Reynolds numbers. The stable domain now resembles triangle in $\log(\mu)$ versus $\log(Re)$ plots, with a top side (where the viscosity ratio tends to unity), a lower left, almost vertical side (where Re remains small) and a lower right side.

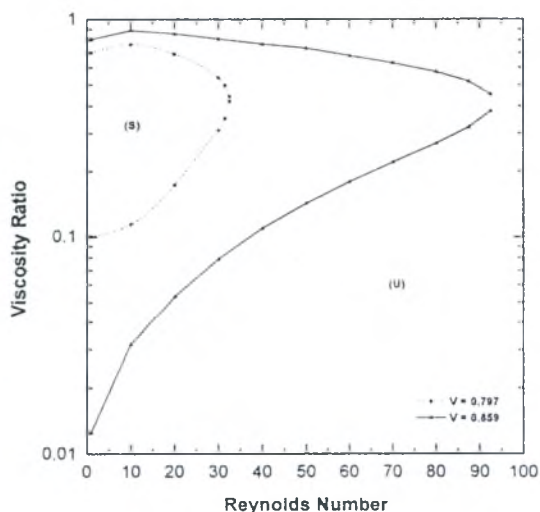


Figure 2. Effect of the volume ratio, V_i/V_T on the marginal stability curves as a function of the viscosity ratio and Reynolds number.

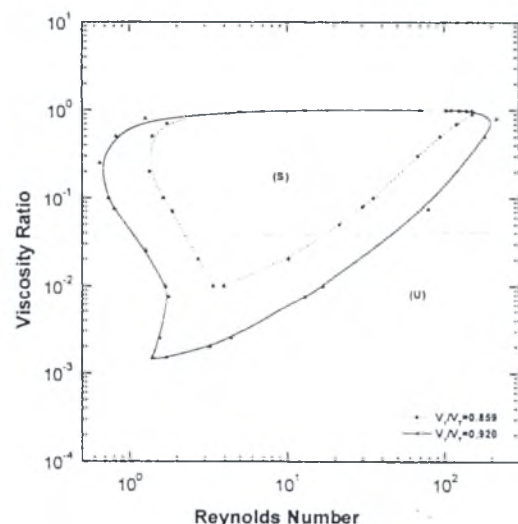


Figure 3. Effect of the volume fraction occupied by the core fluid on the marginal stability curves as a function of the viscosity ratio and Re .

Moreover, fig. 3 shows that by increasing the volume of the high-viscosity, inner fluid the stable region of CAF generally expands. This expansion is quite clear in the lower two sides of the neutral curve including both low and high Reynolds numbers, but not in most of its upper side. The instability, which is generated at most of the upper part of the curves in fig. 3, should not be associated with the viscosity difference as in this segment, $(1-\mu)$ is very close to zero. Between the remaining instability mechanisms, the action of the normal stresses or the inertia of both fluids, the second one should be associated with the outer fluid when it is the less viscous one, see Hu and Joseph (1989). However, if this is the instability mechanism, then the increase of the volume of the inner fluid

should modify them significantly, because increasing the volume of the inner fluid decreases the mass of the outer one and, thus, its ability to destabilize the flow through the Reynolds stresses. Since this is not observed, this mechanism should be excluded also and the instability should be attributed to capillarity. Indeed this conclusion is in accordance with our energy calculations. Having performed energy analysis, Kouris and Tsamopoulos (2000b), we conclude that the dominant mode of instability at the limit of small viscosity ratio is a combination of the action of the Reynolds stress and the stresses acting tangent to the interface. This result should be expected as when its viscosity gets so much smaller than that of the inner fluid, the effective Re of the outer fluid increases. Finally, the neutral stability curves at lower and higher Reynolds numbers and intermediate values of viscosity ratios are associated with viscosity stratification. Still one may wonder why at least in the left lower segment where Re is small (which necessitates large W values for a constant and large J) we do not observe capillary instability. Again we believe that capillarity is involved, but in a more subtle way: the “large” W values do perturb the base interface shape, but do not cause the instability which is driven by the higher shear exerted on the more wavy interface.

4.2 Dynamic Results

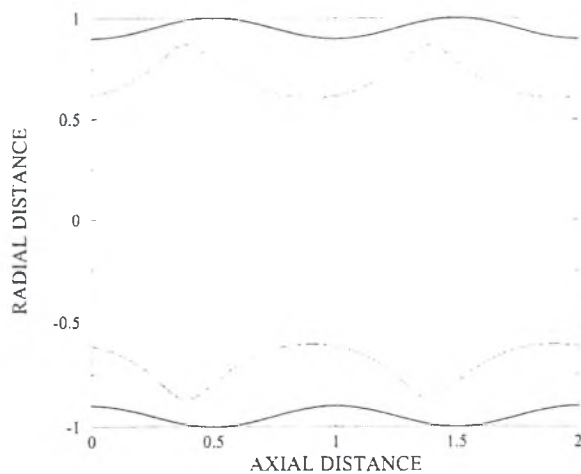
The dimensionless numbers that we use in our numerical experiments correspond to the case where oil flows in the core and water in the annulus. The physical properties of these two fluids as well as experimental results of the core-annular flow in a straight tube are reported by Bai, et al. (1992), Kouris & Tsamopoulos (2000c). We assume that the viscosity and the density of the oil are equal to $\hat{\mu}_1 = 6.01$ poise, $\hat{\rho}_1 = 0.905$ gr/cm³ respectively, the properties of the water are: $\hat{\mu}_2 = 0.01$ poise and $\hat{\rho}_2 = 0.995$ gr/cm³ while the surface tension parameter equals to $\hat{T} = 8.54$ dyn/cm. Using the above physical properties we compute the viscosity and the density ratio of the two fluids, which are found to be: $\mu=0.00166$ and $\rho=1.09945$ respectively while assuming that the acceleration of gravity equals to $g = 981$ cm/s² we compute the Galileo and the Ohnesorge number via the following relationships:

$$Ga = \left(\frac{\hat{\rho}_1}{\hat{\mu}_1} \right)^2 \hat{R}_2^3 g = 2.4028, J = \frac{\hat{\rho}_1 \hat{T} \hat{R}_2}{\hat{\mu}_1^2} = 0.102 \quad (4.1)$$

while the inverse Weber and the inverse Froude numbers can be computed by the following relations:

$$W = J \left(\frac{\Lambda}{Re} \right)^2, F = Ga \frac{1}{Re^2} \quad (4.2)$$

In figure 4 can be seen the steady interface as predicted by solving the time independent equations for the following values of the dimensionless numbers: $\alpha=0.9$, $\Lambda=1$, $N=1$, $Re=0.01$, $V=0.5532$ with the gravity opposing the direction of the imposed flow which is from left to right. The above dimensionless numbers result in an undulating tube which is composed of one constriction with its minimum radius only 0.9 times its maximum one while its length is about 6.28 times its maximum radius. It is apparent in figure 4 that although we have only slightly distorted the solid wall from being straight the steady interface exhibits a pronounced maximum at axial distance equal to 0.39 ($x_3=0.39$) while the interface varies between the values 0.605 and 0.868.



No	Unstable Eigenvalues
1	$0.5701 \cdot 10^1 \pm 0.2507 \cdot 10^2 \cdot i$
2	$0.2347 \cdot 10^1 \pm 0.5003 \cdot 10^2 \cdot i$

Table 1. Unstable eigenvalues for the following values of the dimensionless numbers: $\alpha=0.9$, $\Lambda=1$, $N=1$, $\mu=0.00166$, $\rho=1.09945$, $Re=0.01$, $W=0.102 \cdot 10^4$, $F=2.4028 \cdot 10^4$, $V=0.5532$

Figure 4: Steady fluid/fluid interface

In the case of a straight tube, using the same dimensionless values, the steady interface would be a straight line positioned at a radial distance equal to 0.7438. It is also interesting the fact that the steady interface appears to be non-symmetric with respect to the mid-plane ($x_3=0.5$) although the Reynolds number is quite small ($Re=0.01$). This shift is easily explained if we take into account that gravity acts from right to left and for this reason the maximum of the interface shifts in this direction. Having computed the streamlines of the steady flow for the above set of dimensionless numbers we conclude that back flow of water occurs due to gravity. Of course some portion of the water directly above the interface is flowing in the same direction as the core due to shear exerted by the core fluid, but on average back flow of water takes place. In table 1 can be seen the unstable eigenvalues predicted by the linear theory for the above case. Using now this steady state as initial condition without disturbing it at all, we have integrated the axisymmetric Navier-Stokes equations in time and the time evolution of the core flow rate i.e. the dimensionless core flow rate divided by the total flow rate which is imposed to be equal to unity, computed at the entrance of the tube can be seen in figure 5. The result that the oil flow rate ratio in figure 5 takes values larger than unity although we impose the total flow rate to be equal to unity is due to the fact that oil and water flow in opposite directions and this results in a positive volumetric flow rate of the oil and a negative volumetric flow rate of the water. As a result the oil flow rate is above unity so as to compensate for the negative flow rate of the water.

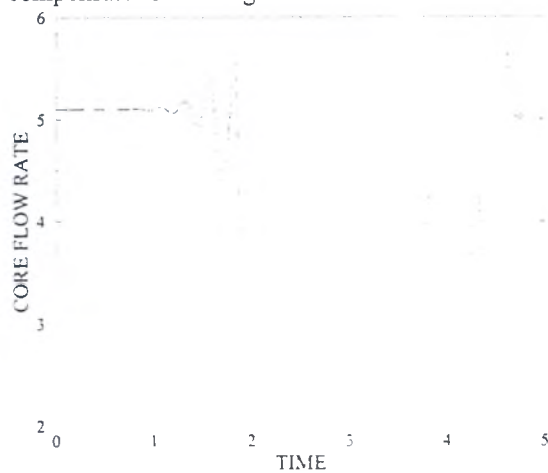


Figure 5: Time evolution of the core flow rate.

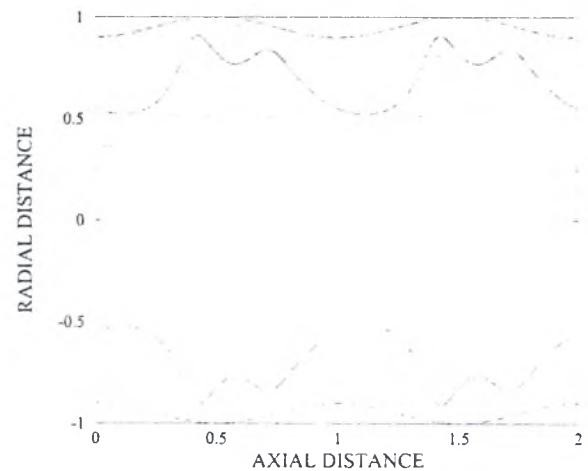


Figure 6: Snap shot of the interface at $t=4.103$.

Figure 5 makes apparent that the steady solution which is used as initial condition to the initial value problem is unstable, in agreement with the linear stability results. As a result the system departs from that state and after a short transient reaches a new oscillatory state. With the instability saturated for time greater than 2.5, we can see that the new regime leads to a considerable decrease in the oil flow rate as this was approximately 5.098 at $t=0$ while at later times it varies between the values 2.682 to 4.258 which means a decrease in its mean velocity. This deceleration of the oil is consistent with the wavy form of the oil/water interface in figure 6. Figure 6 shows the oil/water interface at $t=4.103$. It is worth noting that for a better presentation of the interface we have drawn it in two constricted tubes although our computational domain is composed only of one unit cell. We can see that at that time the oil flow rate is quite close to the time at which the flow rate in figure 5 attains its lower value. We can also see that now the interface appears to have two humps instead of one compared to the steady state while the interface variations are now much more pronounced compared to the steady solution as the interface maximum is located at $x_3=0.426$ with value 0.908 and the interface minimum is located at $x_3=0.119$ with value 0.521 and as a result the troughs of the interface are capable of dragging more water inside them in the direction at which the core flows and this results in the deceleration of both the oil and the water in absolute values. By using figure 5 we can compute the oscillation frequency which is found to be, before the abrupt transition from the linear to the non-linear regime, equal to 24.933 and after that 12.928. From these figures we can see that although the graphically computed linear frequency resembles quite well that using the linear theory (eigenvalue No 1), within an error 0.5% which can be attributed to its computation by graphical means, the non-linear frequency is about a half of the linear one. As a result the transition from the linear to the non-linear regime is followed by a considerable decrease in the velocity of the travelling wave.

5. Conclusions

The stability as well as the time evolution of the core-annular flow of two immiscible fluids in a periodically constricted tube has been studied. The governing equations are written either in the vorticity-streamfunction formulation for studying 2D flow and its stability or in the velocity-pressure formulation for

studying stability to 3D disturbances. Stability has been examined by generating neutral curves in μ versus Re plots. The mechanism creating it has been explored by calculating the various contributions to the linearized energy disturbance. It has been found that when W is kept constant the neutral curves resemble acute angles with their vertex at the large Re area, an upper side almost parallel and always below the $\mu=1$ line and a lower side in which both μ and Re vary considerably. At these boundaries a Hopf bifurcation from the steady base state takes place. A stability boundary at low Re does not arise in this case, because the eigenvalues, without changing sign, approach zero from within the stable domain at the same rate that Re does. Furthermore, a value of the viscosity ratio exists, always below unity that maximizes the range in Re for which the steady flow remains stable.

Similar stability calculations have been performed keeping constant the Ohnesorge number, J , which characterizes the two fluids. The major differences in the new results from those in the previous case are that: (1) a stability boundary arises even at low Re number and, thus, the stable domain resembles a triangle; (2) the two lower sides of this triangle may intersect each other at very small values of μ making the convergence of the computations more difficult and the related critical points have real eigenvalues and (3) instability is generated by capillarity or a combination of Reynolds stresses and capillarity when $\mu \geq 1$, whereas these mechanisms prevail for $\mu < 0.5$ when W is kept constant.

Finally by integrating in time the axisymmetric set of equations in the case of slow flow and a very viscous core fluid we have verified the temporal frequency obtained by the linear theory. Being in the non-linear regime the interface appears to have two humps instead of one initially, and as a result it is able to drag more water in the direction at which the oil flows. Consequently there is considerable decrease of the mean core volumetric flow rates of both water and oil in absolute values.

Acknowledgements

This work was partially supported under the EPET II program (Grant number 550) of the General Secretariat of Research and Technology of Greece and under the EPEAEK program (Grand number 51) of the Ministry of Education of Greece.

References

- Bai R., Chen, K. & Joseph, D.D., (1992) "Lubricated pipelining: stability of core-annular flow. Part V, Experiments and comparison with theory", *J. Fluid Mech.* **240**, 97-132.
- De Santos J. M., Melli T. R. and Scriven L. E. (1991) Mechanics of Gas-Liquid Flow in Packed-Bed Contactors. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **23**, 233-260.
- Chandrasekhar, S. Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, Dover, New York, (1981).
- Hickox C.E. (1971) Instability due to viscosity and density stratification in axisymmetric pipe flow. *Phys. Fluids*, **14**, 251-262.
- Hooper A. P. and Boyd W. G. C. (1983) Shear-Flow Instability at the Interface between Two Viscous Fluids. *J. Fluid Mech.* **128**, 507-528.
- Hu H. H. and Joseph D. D. (1989) Lubricated Pipelining: Stability of Core-Annular Flow. Part 2. *J. Fluid Mech.* **205**, 359-396.
- Joseph D., Bai R., Chen K. P. & Renardy Y. (1997) Core-Annular Flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **29**, 65-90.
- Kerchman V., (1995), Strongly nonlinear interfacial dynamics in core-annular flows. *J. Fluid Mech.*, **290**, 131-166.
- Kouris, Ch., Neophytides, St., Vayenas, C., and Tsamopoulos, J., (1998), Unsteady state operation of catalytic particles with constant and periodically changing degree of external wetting, *Chem. Eng. Sci.*, **53**(17), 3129-3142, (1998).
- Kouris, Ch. and Tsamopoulos. J., (2000a), Concentric core-annular flow in a constricted tube with slowly varying cross section, accepted for publication in *Chem. Eng. Sci.*
- Kouris, Ch. & Tsamopoulos, J. (2000b) Core-Annular Flow in a Periodically Constricted Tube, Submitted for publication in *J. Fluid Mech.*
- Kouris, Ch. & Tsamopoulos, J. (2000c), Dynamics of Axisymmetric Core-Annular flow in a Straight Tube: I. The More Viscous Fluid in the Core, Submitted for publication in *Phys. Fluids*.
- Papageorgiou D. T., Maldarelli C. & Rumschitzki D. S. (1990) Nonlinear Interfacial Stability of Core-Annular Film Flows. *Phys. Fluids* **A2** (3), 340-352.
- Preziosi, L., Chen K. and Joseph D. D. (1989) Lubricated Pipelining: Stability of Core-Annular Flow. *J. Fluid Mech.* **201**, 323-356.
- Rayleigh, Lord (1879), On the stability of jets, *Proc. Lond. Math. Soc.* **10**, 4-13,
- Tsamopoulos, J.A. Poslinski, A.J. & Ryan, M.E. (1988), Equilibrium shapes and stability of captive annular menisci, *J. Fluid Mech.* **197**, 523-549.
- Yiantsios S.G. & Higgins B.G. (1988) Linear Stability of Plane Poiseuille Flow of Two Superposed Fluids. *Phys. Fluids*, **31** (11), 3225-3238.
- Yih C.S. (1967) Instability due to viscosity stratification. *J. Fluid Mech.*, **27**, 337-352.

ΔΕΥΤΕΡΟΓΕΝΕΙΣ ΔΥΝΑΜΕΙΣ BJERKNES ΚΑΙ ΤΟ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ ΤΩΝ ΑΚΟΥΣΤΙΚΩΝ ΡΕΥΜΑΤΩΝ

Νικόλαος Α. Πελεκάσης¹, Αλεξάνδρα Γάκη², Alexander Doinikov³
& Ιωάννης Α. Τσαμόπουλος⁴

^{1,2,4}Εργαστήριο Υπολογιστικής Ρευστοδυναμικής
Τμήμα Χημικών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών, 26500 Πάτρα
Τηλ: ++3061-997203, Fax: ++3061-993255

³Institute of Nuclear Problems, Byelorussia State University, Minsk, BELARUS

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Οι φυσαλίδες που δημιουργούνται μέσα σε υγρό διάλυμα λόγω της επίδρασης ακουστικών διαταραχών συχνά δημιουργούν νηματώδεις δομές όπου κινούνται με μεγάλη ταχύτητα για μεγάλο χρονικό διάστημα χωρίς να σπάνε. Αυτές οι δομές λέγονται ακουστικά ρεύματα (acoustic streamers) και ο μηχανισμός δημιουργίας τους δεν είναι ακόμη κατανοητός. Στην παρούσα εργασία υπολογίσθηκαν αριθμητικά οι μεταφορικές ταχύτητες, σαν μέτρο των δευτερογενών δυνάμεων Bjerknes, δύο σφαιρικών φυσαλίδων οι οποίες αλληλεπιδρούν υπό την επίρεια ακουστικών διαταραχών μεγάλου πλάτους. Βρέθηκε ότι, για ορισμένα ζεύγη τιμών των αρχικών τους ακτίνων, καθώς η απόστασή τους μειώνεται η μεταξύ τους δύναμη αλλάζει πρόσημο και γίνεται απωστική από ελκτική σαν αποτέλεσμα μη γραμμικού συντονισμού. Αυτό αποτελεί μία πρώτη προσέγγιση του μηχανισμού δημιουργίας των ακουστικών ρευμάτων.

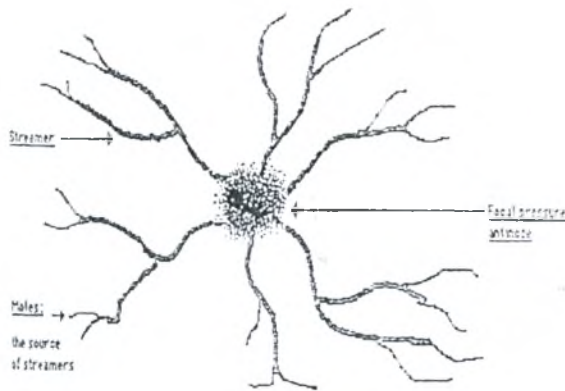
ABSTRACT

Cavitating bubbles in liquid solutions that are insonated at very high amplitude are often seen to form filamentary structures where each one of them is moving rapidly, while the distance between them remains constant and their shape spherical. These structures are called acoustic streamers and the mechanism of their formation is not fully understood. In the present study the translational velocities of two spherical air bubbles that are oscillating in water in response to a large disturbance in the static pressure field are calculated, as a direct measure of the secondary Bjerknes force between them. Thus, it was found that, for certain pairs of initial bubble radii, as the distance between the two bubbles decreases the interaction force, which is originally attractive, becomes repulsive as a result of nonlinear resonance. This constitutes a first step towards understanding the mechanism behind the formation of acoustic streamers.

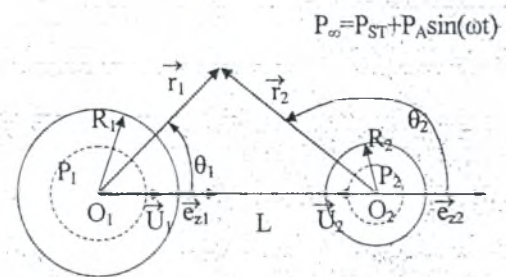
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η συμπεριφορά μεγάλων πληθυσμών φυσαλίδων μέσα σε υγρό διάλυμα υπό την επίδραση ακουστικών διαταραχών αποτελεί σημαντικό παράγοντα σε τεχνικές αποφυγής βλαβών λόγω σπηλαιώσης (cavitation), αλλά και σε διεργασίες διαχωρισμού υγρών-αερίων, Leighton (1994). Κεντρικό θέμα της δυναμικής αεριούχων υγρών αποτελούν τα φαινόμενα της συσσωμάτωσης και διάσπασης φυσαλίδων μιας και αυτά καθορίζουν την κατανομή μεγεθών των φυσαλίδων στο διάλυμα. Πειραματικές μελέτες σε διαλύματα αερίων όπου εφαρμόζονται ακουστικές διαταραχές έχουν πιστοποιήσει την εμφάνιση τέτοιων φαινομένων καθώς και την δημιουργία δομών μέσα στη μάζα του διαλύματος με τις φυσαλίδες είτε να συγκεντρώνονται

σε μία περιοχή του χώρου σε αποστάσεις ανάλογες της ακτίνας τους (bubble grapes), Kobelev et al. (1979), είτε να δημιουργούν νηματώδεις δομές όπου κάθε μία τους κινείται με μεγάλη ταχύτητα και σε σχετικά μεγάλη απόσταση, σε σχέση με την ακτίνα τους, από την επόμενη (acoustic streamers), Ohl et al. (1999), βλέπε και σχήμα 1. Πρόκειται για σχηματισμούς που διαρκούν αρκετά χωρίς να εμφανίζουν σπάσιμο ή συσσωμάτωση των φυσαλίδων. Η κατανόηση και ο έλεγχος της εμφάνισης τέτοιων ειδών οργάνωσης σε υγρά διαλύματα φυσαλίδων αποτελεί το πρώτο βήμα στην περαιτέρω χρήση υπερήχων για τεχνικές εφαρμογές.



Σχήμα 1: Σχηματικό διάγραμμα ακουστικού ρεύματος (Leighton 1994).



Σχήμα 2: Σχηματική αναπαράσταση της γεωμετρίας του υπό εξέταση πεδίου ροής.

Είναι αξιοσημείωτο ότι οι παραπάνω δύο δομές εμφανίζονται όταν η επιβαλλόμενη συχνότητα της ακουστικής διαταραχής, ω_f , διαφέρει σημαντικά από την χαρακτηριστική συχνότητα για ταλαντώσεις όγκου των φυσαλίδων που βρίσκονται στο διάλυμα, ω_0 , οπότε η κλασική θεωρία για την αλληλεπίδραση δύο φυσαλίδων, Bjerknes (1906), προβλέπει έλξη μεταξύ τους και τελικά συσσωμάτωση. Η περίπτωση των "bubble grapes" παρουσιάζεται όταν η συχνότητα ω_f είναι μεγαλύτερη της ω_0 και για σχετικά μικρές διαταραχές της πίεσης, $P_A \sim 0.1$ atm. Στην περίπτωση αυτή οι Doinikov & Zavrak (1995) βρήκαν ότι καθώς η απόσταση μεταξύ των φυσαλίδων μειώνεται η δύναμη μεταξύ τους γίνεται απωστική λόγω της πολλαπλής σκέδασης της διαταραχής.

Τα ακουστικά ρεύματα εμφανίζονται για πιο έντονες διαταραχές, $P_A \sim 1$ atm, και για σημαντικά μικρότερες τιμές της $\omega_f < \omega_0$. Ο μηχανισμός δημιουργίας τους δεν είναι ακόμη γνωστός. Οι Oguz & Prosperetti (1990) τον απέδωσαν στην εμφάνιση της δεύτερης αρμονικής, $2\omega_f$, της επιβαλλόμενης συχνότητας. Το αποτέλεσμα αυτό έχει βρεθεί και από τους Pelekasis & Tsamopoulos (1993) οι οποίοι όμως έχουν αγνοήσει την επίδραση του ιξώδους με αποτέλεσμα να προβλέπουν πάντα σπάσιμο των φυσαλίδων λόγω ταλαντώσεων σχήματος. Πιο πρόσφατα οι Mettin et al. (1997) βρήκαν, για μεγάλα πλάτη της ακουστικής διαταραχής, ότι η δύναμη αλληλεπίδρασης μεταξύ των φυσαλίδων είναι ελκτική εκτός από μία στενή περιοχή τιμών του ζεύγους (R_{10}, R_{20}) μακριά από την διαγώνιο, $R_{10} = R_{20}$. Όταν όμως η απόσταση μεταξύ τους μειώνεται αυτή η περιοχή τιμών μετατοπίζεται κοντύτερα προς την διαγώνιο. Αυτό αποδίδεται στην εμφάνιση μη γραμμικού συντονισμού που έχει σαν αποτέλεσμα την αντιστροφή του πρόσημου της μεταξύ τους δύναμης. Η παρούσα εργασία θα προσπαθήσει να διευρύνει την αξία του αποτελέσματος αυτού, το οποίο έχει βρεθεί για μία απλοποιημένη μορφή της δύναμης μεταξύ των φυσαλίδων, λαμβάνοντας πλήρως υπόψη την μη γραμμικότητα του προβλήματος καθώς και την επίδραση του ιξώδους, για φυσαλίδες μικρού μεγέθους σε σχέση με την απόστασή τους.

2. ΚΑΤΑΣΤΡΩΣΗ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Θα εξετάσουμε την δυναμική αλληλεπίδραση δύο φυσαλίδων μικρού μεγέθους συγκρινόμενες με την μεταξύ τους απόσταση έτσι ώστε η απόσβεση λόγω ιξώδους στην υγρή φάση να είναι σημαντική, $Re \sim 1$, σχήμα 2. Μας ενδιαφέρει το φαινόμενο των ακουστικών ρευμάτων και για αυτό θα επικεντρώσουμε σε υψηλές τιμές του αδιάστατου πλάτους, ε , των διαταραχών.

Αρχικά, το συνολικό πεδίο ταχυτήτων, \vec{U}' , αναλύεται σε ένα αστρόβιλο, \vec{U}'_p , και σε ένα στροβιλώδες μέρος, \vec{U}'_v (οι τόνοι συμβολίζουν μεγέθη που έχουν διάσταση). Το πρώτο περιγράφεται μέσω ενός βαθμωτού δυναμικού πεδίου, $\vec{U}'_p = \vec{\nabla} \Phi'$, το δεύτερο μέσω ενός διανυσματικού δυναμικού πεδίου, $\vec{U}'_v = \vec{\nabla} \times \vec{\Psi}'$, ενώ η ροή ξεκινά λόγω μίας ημιτονοειδούς μεταβολής της πίεσης στην κυρίως μάζα του νερού,

$$P'_\infty = P'_{st} + \varepsilon P'_{st} \sin(\omega_f t), \quad P'_A = \varepsilon P'_{st} \quad (1)$$

η οποία επίσης αναλύεται σε αστρόβιλο, P'_p , και στροβιλώδες, P'_v , μέρος ($P'_{st} = 1 \text{ atm}$ είναι η στατική πίεση στο νερό). Το αστρόβιλο πεδίο δυναμικού και το αντίστοιχο πεδίο πίεσεων περιγράφονται από τις εξισώσεις Laplace και Bernoulli σε συνδυασμό με την κινηματική εξίσωση στην επιφάνεια κάθε φυσαλίδας η οποία δίνει την θέση της διεπιφάνειας αερίου-υγρού σε κάθε χρονική στιγμή. Πρέπει να τονισθεί ότι λόγω της συμπιεστότητας του αέρα οι φυσαλίδες εκτελούν, πρωτίστως, ταλαντώσεις όγκου. Η μεταφορική κίνηση είναι επακόλουθο των μεταβολών της πίεσης στο νερό εξ αιτίας των ταλαντώσεων όγκου και σαν τέτοια είναι δευτερογενές φαινόμενο. Για τον ίδιο λόγο αγνοούνται οι μεταβολές σχήματος και οι δύο φυσαλίδες θεωρούνται σφαιρικές. Τέλος, συνοψίζοντας, το αστρόβιλο μέρος της ροής καθορίζεται από ταλαντώσεις όγκου, ακτινική κίνηση, ενώ το στροβιλώδες είναι υψηλότερης τάξης φαινόμενο και καθορίζεται από την μεταφορική κίνηση των φυσαλίδων, $|\vec{U}'_v| \ll |\vec{U}'_p|$.

Η ακτινική κίνηση των φυσαλίδων περιγράφεται από τις εξισώσεις Keller-Miksis (1980) διορθωμένες για να λάβουν υπόψη την αλληλεπίδραση μεταξύ τους μέχρι τάξης $O(R_{10}/L)$, (στα παρακάτω μεταβλητές χωρίς τόνους είναι αδιάστατες)

$$\left[-(I - M\dot{R}_i)R_i - 4\frac{M}{Re}\dot{R}_i - \frac{R_{10}}{L}\ddot{R}_{3-i}R_{3-i}^2 = \left(\frac{3}{2} - M\dot{R}_i\right)\dot{R}_i^2 + 2R_{3-i}\dot{R}_{3-i}^2\frac{R_{10}}{L} + \right. \\ \left. (I + M\dot{R}_i) \left[P_{st} + \varepsilon P_{st} \sin t + \frac{4}{Re}\frac{\dot{R}_i}{R_i} + 2Ca\frac{1}{R_i} - \left(P_{st} + 2Ca\frac{R_{10}}{R_{10}}\right)\frac{1}{R_i^{3\gamma}}\left(\frac{R_{10}}{R_{10}}\right)^{3\gamma} \right] \right] + \quad (2)$$

$$M \left[R_i \varepsilon P_{st} \cos t - \left(P_{st} + 2Ca\frac{R_{10}}{R_{10}}\right)(-3\gamma)\frac{\dot{R}_i}{R_i^{3\gamma}}\left(\frac{R_{10}}{R_{10}}\right)^{3\gamma} - \frac{4}{Re}\frac{\dot{R}_i^2}{R_i} - 2Ca\frac{\dot{R}_i}{R_i} \right]$$

$$R_i(t=0) = R_{10}, \quad \dot{R}_i(t) = 0, \quad i = 1, 2 \quad (3)$$

όπου η αρχική ακτίνα της αριστερής φυσαλίδας, R_{10} , έχει χρησιμοποιηθεί για την αδιαστατοποίηση των μηκών, $1/\omega_f$ για τον χρόνο και $\rho R_{10}^2 \omega_f$ για την πίεση. Οι αδιάστατοι

αριθμοί $Re = \frac{\rho R_{10}^2 \omega_f}{\mu}$, $Ca = \frac{\sigma}{\rho R_{10}^3 \omega_f^2}$, $M = \frac{R_{10} \omega_f}{C}$ είναι οι αριθμοί Reynolds, τριχοειδής,

και Mach, αντιστοίχως, ενώ γ είναι η αδιαβατική σταθερά.

Η εξίσωση που περιγράφει την μεταφορική κίνηση κάθε φυσαλίδας γραμμικοποιείται λόγω του ότι το στροβιλώδες μέρος της ταχύτητας είναι αρκετά μικρότερο από το αστρόβιλο.

Έτσι ορίζοντας την χαρακτηριστική ταχύτητα της μεταφορικής κίνησης ως $U_i = (R_{10}\omega_i)(R_{10}/L)^2$, αδιαστατοποιώντας την στροβιλώδη πίεση με την ποσότητα, $\rho U_i v / R_{10}$, και εισάγοντας ένα σφαιρικό σύστημα συντεταγμένων, r_i, θ_i, ϕ_i (σχήμα 2) που ακολουθεί την μεταφορική κίνηση των φουσαλίδων, η αστρόβιλη ταχύτητα στην επιφάνεια μίας φουσαλίδας

παίρνει την μορφή, $\vec{U}_{pi} = \frac{\dot{R}_i(t)R_i^2(t)}{r_i^2} \vec{e}_{ri}$, και η εξίσωση κίνησης που περιγράφει την

μεταφορική κίνηση απλουστεύεται σημαντικά. Λόγω δε της αξονικής συμμετρίας του προβλήματος και του σφαιρικού σχήματος των φουσαλίδων το διανυσματικό δυναμικό παίρνει την μορφή, $\vec{\Psi}_i = f_i(r_i, t) \sin \theta_i \vec{e}_{\phi_i}$, στο κινούμενο σύστημα συντεταγμένων. Τέλος εισάγοντας

την ποσότητα $G_i = f_i'' + \frac{2f_i'}{r_i} - \frac{2f_i}{r_i^2}$, η οποία αντιπροσωπεύει τον στροβιλισμό του πεδίου

ταχυτήτων, $\vec{\Omega}_i = \vec{\nabla} \times \vec{U}_{vi} = -\Delta \vec{\Psi}_i = -\vec{e}_{\phi_i} G_i \sin \theta_i$, και την συντεταγμένη, $\eta_i = r_i / R_i(t)$, η μεταφορική κίνηση περιγράφεται από τις κάτωθι εξισώσεις:

$$\frac{\partial G_i}{\partial t} = \frac{\dot{R}_i}{R_i} \left[G_i' \left(\eta_i - \frac{1}{\eta_i^2} \right) + \frac{G_i}{\eta_i^3} \right] + \frac{1}{Re} \frac{1}{R_i^2} \left[G_i'' + \frac{2}{\eta_i} G_i' - \frac{2G_i}{\eta_i^2} \right] \quad (4)$$

$$\eta_i \rightarrow \infty \quad G_i \rightarrow 0, \quad t = 0 \quad G_i = 0 \quad (5)$$

$$\eta_i = 1 \quad G_i + 2 \int_1^\infty G_i d\eta_i + \frac{3U_i}{R_i} \pm \frac{3R_{3-i}^2 \dot{R}_{3-i}}{R_i} = 0 \quad (6)$$

$$-R_i^2 \int_1^\infty \frac{\partial G_i}{\partial t} d\eta_i - \frac{R_i}{2} \dot{U}_i = \int_1^\infty 2R_i \dot{R}_i G_i d\eta_i + \frac{1}{Re} (-G_i + G_i') + \frac{3\dot{R}_i}{2} U_i \pm \frac{3}{2} \frac{d}{dt} (R_i R_{3-i}^2 \dot{R}_{3-i}) \quad (7)$$

όπου +, -, υποδηλώνουν όρους με διαφορετική μορφή για την αριστερή και την δεξιά φουσαλίδα, αντίστοιχα. Πιο πολλές λεπτομέρειες σχετικά με την μορφή των εξισώσεων που επιλύουν το ακτινικό και μεταφορικό μέρος της κίνησης των δύο φουσαλίδων δίδονται στο άρθρο των Gaki et al. (2000).

3. ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΕΠΙΛΥΣΗ

Το ακτινικό μέρος της κίνησης επιλύθηκε αριθμητικά με την βοήθεια της μεθόδου Runge-Kutta 4ης τάξης. Σε κάθε χρονικό βήμα 4 άγνωστες μεταβλητές επιλύονται ταυτόχρονα: η θέση της διεπιφάνειας, R_i , και η ταχύτητά της, \dot{R}_i , για κάθε φουσαλίδα. Λόγω των μεγάλων τιμών που χρησιμοποιήθηκαν για το πλάτος, ϵ , της διαταραχής η ακτινική ταχύτητα μπορεί να πάρει πολύ μεγάλες τιμές γεγονός που απαιτεί αρκετά μικρή τιμή του χρονικού βήματος προκειμένου να διατηρηθεί η ακρίβεια. Για τον λόγο αυτό και για να μην επιβαρυνθεί ο αλγόριθμος σε σημεία όπου οι μεταβολές είναι πιο αργές χρησιμοποιήθηκε μεταβλητό χρονικό βήμα με βάση το μέγεθος των κάθε φορά υπολογιζόμενων μεταβλητών, Gaki et al. (2000).

Η επίλυση του μεταφορικού μέρους της κίνησης απαιτεί διακριτοποίηση στην ακτινική διεύθυνση, η , επίσης. Επειδή απαιτείται προηγούμενη γνώση της ακτινικής κίνησης, τα δύο προβλήματα επιλύονται ταυτοχρόνως. Η ίδια μέθοδος Runge-Kutta χρησιμοποιείται για την χρονική ολοκλήρωση σε συνδυασμό με την μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων, με τα κυβικά πολυώνυμα τύπου splines σαν συναρτήσεις βάσεις, για την ακτινική διεύθυνση, η . Περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με την εφαρμογή αυτής της αριθμητικής μεθόδου για την επίλυση προβλημάτων δυναμικής φουσαλίδων δίνονται από τους Pelekasis et al. (1993). Στο

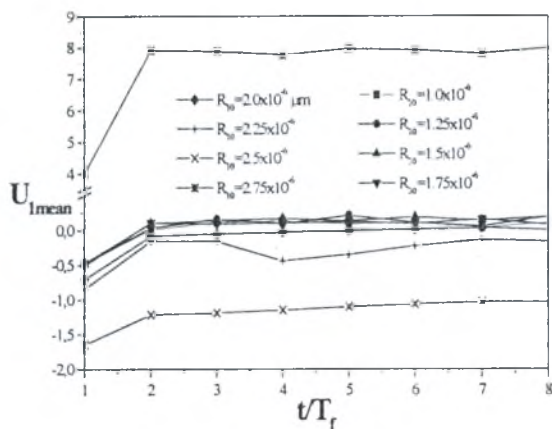
παρόν πρόβλημα 15-20 στοιχεία ήταν αρκετά για τον υπολογισμό της αγνώστων του προβλήματος με ακρίβεια 2-3 σημαντικών για τις τιμές των παραμέτρων που εξετάστηκαν.

4. ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

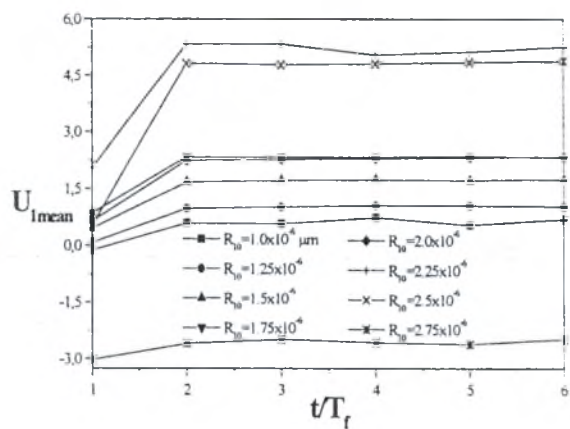
Αρχικά μελετήθηκε η αλληλεπίδραση δύο φυσαλίδων διαφορετικού και σχετικά μεγάλου μεγέθους, $R_{10}=100 \mu\text{m}$, $R_{20}=90 \mu\text{m}$, οι οποίες βρίσκονται σε μεγάλη απόσταση, $L \approx 5 \text{ cm}$, και υφίστανται την επίδραση ακουστικής διαταραχής συχνότητας $\omega_f=16.8 \text{ KHz}$ και σχετικά μεγάλου πλάτους, $\varepsilon \approx 0.5$. Αξίζει να σημειωθεί ότι η συχνότητα ω_f βρίσκεται εκτός του διαστήματος τιμών που καθορίζουν οι ιδιοσυχνότητες για ταλαντώσεις όγκου των δύο φυσαλίδων, $\omega_{10} \approx 33 \text{ KHz}$, $\omega_{20} \approx 36.5 \text{ KHz}$. Η περίπτωση αυτή εξετάστηκε στο παρελθόν από τους Oguz & Prosperetti (1990) σε μια προσπάθεια να ανιχνευθεί ο μηχανισμός σχηματισμού ακουστικών ρευμάτων. Σε συμφωνία με τους παραπάνω ερευνητές στην παρούσα εργασία βρέθηκε ότι καθώς το πλάτος της διαταραχής αυξάνεται από 0.1 σε 0.25 η μεταφορική δύναμη μεταξύ των δύο φυσαλίδων από ελκτική γίνεται απωστική. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι με την αύξηση της έντασης της διαταραχής ανώτερες αρμονικές της επιβαλλόμενης συχνότητας αποκτούν σημασία με πρώτη την $2\omega_f$ η οποία, για την συγκεκριμένη επιλογή μεγεθών των φυσαλίδων βρίσκεται μεταξύ των ω_{01} και ω_{02} και ως εκ τούτου, σύμφωνα και με την κλασική θεωρία, οι δύο φυσαλίδες απωθούνται. Όμως καθώς αυξάνεται περαιτέρω το πλάτος η παρούσα εργασία βρήκε ότι η δύναμη μεταξύ τους γίνεται ξανά ελκτική, λόγω της εμφάνισης ακόμη υψηλότερων αρμονικών, $3\omega_f$, $4\omega_f$. Συνεπώς η εμφάνιση ανώτερων αρμονικών δεν μπορεί να εξηγήσει τον σχηματισμό ακουστικών ρευμάτων, ιδιαιτέρως εάν ληφθεί υπόψη τα πολύ μεγάλα πλάτη διαταραχών, $\varepsilon \approx 1$, για τα οποία παρατηρούνται. Περισσότερες λεπτομέρειες δίνονται στο άρθρο των Gaki et al. (2000).

Σε επόμενη φάση εξετάστηκε η αλληλεπίδραση μεταξύ δύο φυσαλίδων αρκετά μικρότερου μεγέθους, $R_{10} \sim 10 \mu\text{m}$, υπό την παρουσία επιβαλλόμενης ακουστικής διαταραχής συχνότητας, $\omega_f=20 \text{ KHz}$, αρκετά μικρότερης της ιδιοσυχνότητάς τους, ω_{10} , και πολύ μεγάλου πλάτους, $\varepsilon \approx 1$. Η περίπτωση αυτή είναι αντιπροσωπευτικότερη των συνθηκών που επικρατούν σε πειράματα όπου παρατηρούνται ακουστικά ρεύματα, Ohl et al. (1999). Υπό αυτές τις συνθήκες οι Mettin et al. (1997) κατασκεύασαν σειρά διαγραμμάτων όπου δίνεται το πρόσημο της δύναμης μεταξύ των φυσαλίδων, ελκτική ή απωστική, για τα ζεύγη τιμών (R_{10} , R_{20}) όταν τα R_{10} βρίσκονται μεταξύ $1 \mu\text{m}$ και $10 \mu\text{m}$, και για διαφορετικές αποστάσεις μεταξύ τους, $0.1 \text{ mm} < L < 1 \text{ mm}$, και πλάτη διαταραχών της τάξεως του κατωφλίου Blake (Blake threshold) για έντονες ταλαντώσεις των φυσαλίδων, $\varepsilon \approx 1.2$. Αυτό κατέστη δυνατό λόγω της θεώρησης απλουστευμένης μορφής για την δύναμη μεταξύ των φυσαλίδων. Η παρούσα προσέγγιση είναι πληρέστερη, απαιτεί πιο χρονοβόρα αριθμητική επίλυση και ως εκ τούτου εξετάστηκαν συγκεκριμένα ζεύγη τιμών των αρχικών ακτίνων των φυσαλίδων.

Σε αυτά τα πλαίσια οι Mettin et al. (1997) βρήκαν ότι η δύναμη μεταξύ των δύο φυσαλίδων είναι ελκτική εκτός από μία στενή περιοχή τιμών του ζεύγους (R_{10} , R_{20}) τοποθετημένη συμμετρικά ως προς την διαγώνιο και σχετικά μακριά από αυτήν, σχήματα 3c, 3d στο αναφερόμενο άρθρο τους. Καθώς δε μειώνεται η απόσταση μεταξύ τους η περιοχή αυτή πλησιάζει προς την διαγώνιο γεγονός που υποδηλώνει την αντιστροφή πρόσημου της μεταξύ τους δύναμης, από ελκτική σε απωστική. Αυτή η συμπεριφορά αποδόθηκε στην εμφάνιση μη γραμμικού συντονισμού στην περιοχή τιμών όπου παρατηρείται η αλλαγή πρόσημου. Το γεγονός αυτό επαληθεύεται και από την παρούσα εργασία. Βρέθηκε, δηλαδή, ότι για δεδομένη την $R_{20}=4 \mu\text{m}$ η ακτινική κίνηση της αριστερής φυσαλίδας παρουσιάζει έντονο μέγιστο όταν $R_{10} \approx 2 \mu\text{m}$ ($\varepsilon=1.2$, $\omega_f=20 \text{ KHz}$). Μελετώντας την μεταφορική κίνηση των δύο φυσαλίδων καθώς μεταβάλλεται η R_{10} από $1 \mu\text{m}$ σε $2.75 \mu\text{m}$, και η απόσταση μεταξύ τους, L , μειώνεται από 1 mm σε 0.1 mm , επιβεβαιώθηκε μερικώς η συμπεριφορά που περιγράφηκε από τους Mettin et al. (1997), σχήματα 3, 4. Η μέση τιμή της μεταφορικής



Σχήμα 3: Χρονική εξέλιξη της μέσης τιμής της μεταφορικής ταχύτητας, $L=1$ mm.



Σχήμα 4: Χρονική εξέλιξη της μέσης τιμής της μεταφορικής ταχύτητας, $L=0.1$ mm.

ταχύτητας της αριστερής φυσαλίδας, σαν μέτρο της δύναμης μεταξύ των φυσαλίδων, υπολογίσθηκε για τις παραπάνω τιμές των παραμέτρων και βρέθηκε ότι, λόγω της επίδρασης του ιξώδους, πλησιάζει ασυμπτωτικά μία σταθερή τιμή (δυναμική μόνιμη κατάσταση με περίοδο $2\pi/\omega$). Το πρόσημο της τιμής αυτής μεταβάλλεται σύμφωνα με τις προβλέψεις των Mettin et al. (1997) καθώς μεταβάλλεται η ακτίνα R_{10} και η απόστασή τους. Όπως φαίνεται και από τα παραπάνω σχήματα, η αριθμητική επίλυση δεν συνεχίσθηκε για τιμές R_{10} μεγαλύτερες των $2.75 \mu\text{m}$ λόγω της εμφάνισης πολύ μεγάλων τιμών της στιγμιαίας μεταφορικής ταχύτητας, και κατ' επέκταση και της μέσης τιμής της, γεγονός που μειώνει την σημασία της λύσης μιας και η παρούσα προσέγγιση απαιτεί $|\vec{U}'_v| \ll |\vec{U}'_p|$. Ο μηχανισμός όμως που περιγράφηκε παραπάνω φαίνεται να είναι πιο κοντά στην εξήγηση του σχηματισμού ακουστικών ρευμάτων. Σε μελλοντική εργασία θα επεκταθεί η παρούσα προσέγγιση ώστε να επιτρέψει μικρότερες αποστάσεις και μεγαλύτερες μεταφορικές ταχύτητες των φυσαλίδων.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Bjerknes, V. F. K. Fields of Force Columbia University Press, 1906.
2. Doinikov, A. A. & Zavtrak, S. T. On the mutual interaction of two gas bubbles in a sound field"7 (8), Phys. Fluids 7 (8), 1923-1930, 1995.
3. Gaki, A., Pelekasis, N. A., Doinikov, A. & Tsamopoulos, J. A. Secondary Bjerknes forces between two spherical bubbles oscillating nonlinearly in a viscous fluid Submitted to the Physics Fluids, 2000.
4. Keller, J. B. & Miksis, M Bubble oscillations of large amplitude, J. Acoust. Soc. Am. **68**, 628-633, 1980
5. Kobelev, Y. A., Ostrovsky, L. A. & Sutin, A. M. Effect of self-clearing for acoustic waves in a liquid with gas bubbles Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **30**, 423-, 1979.
6. Leighton, T.G., The acoustic bubble, Academic Press, 1994.
7. Mettin, R., Akhatov, I., Parlitz, U., Ohl, C. D., & Lauterborn, W. Bjerknes forces between small cavitation bubbles in a strong acoustic field, Phys. Rev. E. **56**, 2924-2931, 1997.
8. Oguz, H. & Prosperetti, A. A generalization of the impulse and virial theorems with an application to bubble oscillations J. Fluid. Mech. **218**, 143-162, 1990.
9. Ohl, C. D., Kurz, T., Geisler, R., Lindau, O. & Lauterborn, W. "Bubble dynamics, shock waves and sonoluminescence" Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, **357**, 269-294, 1999.
10. Pelekasis N.A. & Tsamopoulos, J.A. Bjerknes forces between two bubbles Part I. Response to a step change in pressure, J. Fluid Mech. **254**, 467 – 499, 1993.

**ΣΤΡΩΜΑΤΟΠΟΙΗΜΕΝΗ ΔΙΦΑΣΙΚΗ ΡΟΗ
ΑΕΡΙΟΥ ΣΥΝΟΡΙΑΚΟΥ ΣΤΡΩΜΑΤΟΣ-ΥΓΡΟΥ ΥΜΕΝΑ
ΠΑΝΩ ΑΠΟ ΣΤΕΡΕΑ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ**

Ν. Α. Πελεκάσης¹, Δ. Ν. Σμυρναίος², Ι. Α. Τσαμόπουλος³

Εργαστήριο Υπολογιστικής Ρευστομηχανικής
Τμήμα Χημικών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών, 26500 Πάτρα
Τηλ: ++3061-997203, Fax: ++3061-993255

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η παρούσα εργασία μελετά την εξέλιξη της διεπιφάνειας film-αέρα σε μόνιμες συνθήκες και υπό συνθήκες βροχόπτωσης. Εξετάζονται οι περιπτώσεις επίπεδης πλάκας και ενός πτερυγίου αεροσκάφους. Έτσι βρίσκεται, για την περίπτωση πτερυγίου, ότι είναι δυνατόν με την αύξηση του ρυθμού βροχόπτωσης το σημείο αποκόλλησης της ροής να μεταφερθεί προς το ανάντι της ροής. Για μικρές τιμές του πάχους του film βρίσκεται αναλυτική λύση που προβλέπει την ανάπτυξη και κίνηση του υγρού film, λόγω της βροχόπτωσης και διάτμησης από το περιβάλλον αέριο ρεύμα. Χρησιμοποιώντας την ροή αυτή σαν βάση διεξάγεται γραμμική ανάλυση ευστάθειας η οποία προβλέπει την ανάπτυξη ασταθών κυματώσεων πάνω στην διεπιφάνεια αερίου-υγρού οι οποίες εμφανίζονται πριν την ενδεχόμενη αποκόλληση της ροής, και εικάζεται ότι ευθύνονται για την μειωμένη απόδοση των πτερυγίων.

ABSTRACT

The present study examines the evolution of an interface that is formed between a thin liquid film and the boundary layer of air under conditions of rainfall. In particular, the flow situations over a flat plate and a NACA-0008 airfoil are considered. Thus, it is found, for the case of an airfoil, that the point of flow separation can be transferred upstream as the rainfall rate increases. For a thin film, an analytical solution is found that predicts the growth rate and speed of the film due to rainfall and the shear from the surrounding gas. Using this flow field as the base flow linear stability analysis is performed that predicts the appearance of interfacial waves possibly before the onset of separation, a phenomenon which is conjectured to be responsible for the reduced hydrodynamic performance of airfoils in the presence of rainfall.

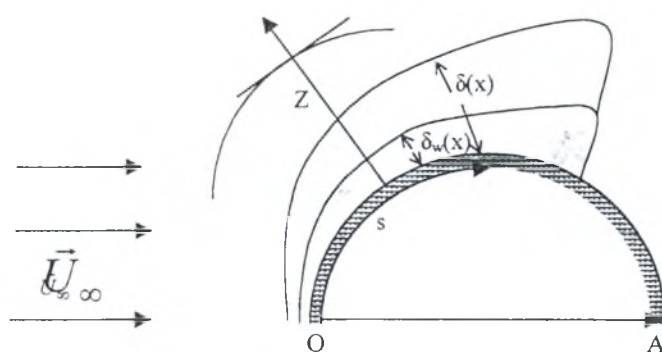
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η συμπεριφορά αεροσκαφών υπό συνθήκες έντονης βροχόπτωσης και διάτμησης λόγω ανέμου μελετάται με αυξανόμενο ενδιαφέρον τελευταία λόγω του αριθμού ατυχημάτων που συνέβησαν υπό παρόμοιες καιρικές συνθήκες. Τα περισσότερα από αυτά τα ατυχήματα συνέβησαν σε χαμηλό υψόμετρο όταν το αεροσκάφος ήταν στην διαδικασία της προσγείωσης ή απογείωσης. Εκτεταμένες πειραματικές μελέτες σε πτερύγια, με την βοήθεια εξομοιωτών βροχόπτωσης, που έχουν διεξαχθεί από την NASA, [1], δείχνουν ότι οι συντελεστές άνωσης και οπισθέλκουσας τείνουν να μειωθούν και να αυξηθούν, αντίστοιχα, καθώς αυξάνεται ο ρυθμός βροχόπτωσης. Πιστεύεται ότι μεταξύ των παραγόντων που επηρεάζουν την δυναμική της ροής, σημαντικό ρόλο στην μείωση της απόδοσης του πτερυγίου παίζει η αλληλεπίδραση μεταξύ του film και του συνοριακού στρώματος αέρα. Επίσης έχει βρεθεί ότι η παρουσία

υγρών που χρησιμοποιούνται για την προστασία του πτερυγίου από την δημιουργία πάγου (de/anti-icing fluids) κατά την απογείωση, επίσης μειώνει την απόδοση των πτερυγίων [2]. Παρόμοια διαμόρφωση του πεδίου ροής εμφανίζεται σε εναλλάκτες θερμότητας που λειτουργούν με κορεσμένο ατμό, [3].

Τα διάφορα χαρακτηριστικά του πεδίου ροής των παραπάνω διεργασιών, όπως η δημιουργία, η ροή και το ενδεχόμενο σπάσιμο του υγρού film, καθώς και η ανάπτυξη ή αποκόλληση του περιβάλλοντος συνοριακού στρώματος αέρα, εξετάζονται καλύτερα στα πλαίσια της θεωρίας της υδροδυναμικής ευστάθειας. Για τον σκοπό αυτό είναι χρήσιμο να εξαχθούν λύσεις των εξισώσεων ροής για μόνιμη κατάσταση, οι οποίες δίνουν μία πρώτη εικόνα της φυσικής του προβλήματος, και βάσει των οποίων θα διεξαχθεί ανάλυση ευστάθειας. Έτσι, υιοθετώντας ένα απλό μοντέλο για την ενσωμάτωση των σταγόνων βροχής στο υγρό film και εξετάζοντας διάφορες γεωμετρίες υπολογίζουμε την μεταβολή του πάχους του film με την απόσταση υπό την επίδραση της διάτμησης, της βαρύτητας και της πτώσης πίεσης. Κατόπιν, με βάση την υπολογισθείσα βασική ροή η γραμμική ανάλυση ευστάθειας επικεντρώνει στην διαφοροποίηση των αναπτυσσόμενων κυματώσεων σε συναγωγικού τύπου (convectively unstable) και σε απόλυτου τύπου (absolutely unstable). Τέλος, και χωρίς σημαντική υπολογιστική προσπάθεια γίνεται μία συστηματική σύγκριση της ταχύτητας ανάπτυξης των διαπιφανειακών κυματώσεων και των κυματώσεων Tollmien-Schlichting οι οποίες αναπτύσσονται στην κυρίως μάζα του συνοριακού στρώματος.

2. ΡΟΗ ΠΑΝΩ ΑΠΟ ΚΑΜΠΥΛΗ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ



Σχήμα 1: Σχηματικό διάγραμμα ροής πάνω από καμπύλη επιφάνεια.

Σαν πρώτη προσέγγιση, εξετάζεται στρωτή δισδιάστατη ροή πάνω από καμπύλη επιφάνεια της οποίας η ακτίνα καμπυλότητας είναι αρκετά μεγαλύτερη από το πάχος του συνοριακού στρώματος αέρα, Σχήμα 1. Ο αριθμός $Re = (\rho U_\infty L / \mu)$ της ροής του αερίου ρεύματος θεωρείται μεγάλος και η συγκέντρωση των σταγόνων της βροχής στον αέρα, ϕ_s , μικρή για να επηρεάσει την δυναμική του. Καθώς δε οι σταγόνες της βροχής προσκρούουν πάνω στην πλάκα συσσωματώνονται και σχηματίζουν ένα λεπτό film το οποίο ρέει υπό την επίδραση της διάτμησης από το συνοριακό στρώμα αέρα, της πτώσης πίεσης και της βαρύτητας. Υπό αυτές τις συνθήκες οι εξισώσεις που περιγράφουν το πεδίο ροής στην αέρια φάση παίρνουν την μορφή που έχουν οι εξισώσεις συνοριακού στρώματος πάνω από επίπεδη πλάκα, με την διαφορά ότι τώρα οι συντεταγμένες s και Z ορίζονται κατά μήκος και κάθετα στην καμπύλη επιφάνεια αντίστοιχα. Ταυτόχρονα οι εξισώσεις που περιγράφουν την κίνηση μέσα στο υγρό film παίρνουν την μορφή,

$$\left(\frac{u_f}{U_\infty}\right)^2 \frac{\rho_w}{\rho} \left(u \frac{\partial u}{\partial s} + v \frac{\partial u}{\partial Z}\right) = -\frac{\partial p}{\partial s} + \frac{gL}{U_\infty^2} \left(\frac{\rho_w}{\rho} - 1\right) \left(\sin\beta \frac{\partial s}{\partial x} - \cos\beta \frac{\partial s}{\partial y}\right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \frac{\mu_w u_f L}{H_f^2 \rho U_\infty^2} \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial s} = -U_p \frac{dU_p}{ds} \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\partial v}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

πάνω στην στερεή επιφάνεια, $z = 0$, οι συνοριακές συνθήκες είναι, $u=v=0$, (4)

ενώ πάνω στην διεπιφάνεια αερίου-υγρού, $z = H(s)$, $Z = \frac{H_f}{L Re^{-1/2}} H(s)$, ισχύει ότι,

$$U = u \frac{u_f}{U_\infty}, \quad V = v \frac{H_f}{L Re^{-1/2}} \frac{u_f}{U_\infty} \quad (5)$$

$$p = P, \quad \frac{\partial U}{\partial Z} = \frac{\mu_w u_f}{\mu U_\infty} \frac{L Re^{-1/2}}{H_f} \frac{\partial u}{\partial z} \quad (6)$$

$$(1 - \phi_s) \frac{u_f H_f}{L U_\infty} \left(\frac{dH}{ds} u - v \right) = \frac{\dot{r}}{U_\infty} \left(\cos \beta \frac{\partial z}{\partial y} - \sin \beta \frac{\partial z}{\partial x} \right) \quad (7)$$

Από το ισοζύγιο μάζας των σταγόνων της βροχής (Εξίσωση 7) καθώς και την ισορροπία διατμητικών τάσεων πάνω στην διεπιφάνεια (Εξίσωση 6) προκύπτει η ακόλουθη τάξη μεγέθους για το πάχος του film, H_f , και την ταχύτητα μεταφοράς του, u_f ,

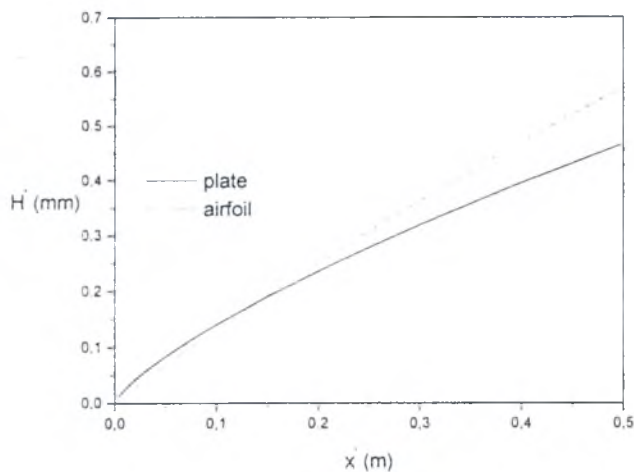
$$\frac{H_f}{L} = Re^{-1/4} \left(\frac{\mu_w}{\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{\dot{r}}{U_\infty} \right)^{1/2}, \quad \frac{u_f}{U_\infty} = \frac{\mu}{\mu_w} \frac{H_f}{L Re^{-1/2}} \quad (8)$$

όπου, L , το χαρακτηριστικό μήκος πάνω στην πλάκα (συνήθως σχετίζεται με την χορδή της επιφάνειας OA), U_∞ η ταχύτητα του αερίου ρεύματος, \dot{r} ο ρυθμός βροχόπτωσης, g η επιτάχυνση της βαρύτητας, U_p η λύση για δυναμική ροή μακριά από την επιφάνεια, β η γωνία μεταξύ της βαρύτητας και του ρεύματος αέρα \vec{U}_∞ , και ρ , μ , ρ_w , μ_w , η πυκνότητα και το ιξώδες στην αέρια και την υγρή φάση αντίστοιχα. Επίσης, s , z , είναι οι συντεταγμένες στην διεύθυνση της επιφάνειας και κάθετα σε αυτήν αδιαστατοποιημένες με τα L και H_f αντιστοίχως, Z είναι η συντεταγμένη κάθετα στην επιφάνεια μέσα στο συνοριακό στρώμα αδιαστατοποιημένη με $L Re^{-1/2}$, x , y , είναι οι καρτεσιανές συντεταγμένες στην κατεύθυνση του ρεύματος και κάθετα σε αυτό αδιαστατοποιημένες με το L , ενώ u , v , αντιπροσωπεύουν την ταχύτητα στην διεύθυνση της επιφάνειας και κάθετα σε αυτήν, αδιαστατοποιημένες με τα u_f και $u_f H_f / L$, αντιστοίχως, ενώ H συμβολίζει το πάχος του film, αδιαστατοποιημένο με το H_f . Η γωνία πρόσπτωσης του ρεύματος αέρα σε σχέση με την χορδή OA της στερεής επιφάνειας θεωρείται μηδέν σε πρώτη προσέγγιση, ενώ αγνοείται η επίδραση της επιφανειακής τάσης πάνω στην διεπιφάνεια. Τέλος υποτίθεται ότι οι σταγόνες της βροχής έχουν μικρή αδράνεια ώστε να ενσωματώνονται στο film με την οριακή τους ταχύτητα λόγω βαρύτητας. Οι ανωτέρω εξισώσεις επιλύονται αριθμητικά με την μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων.

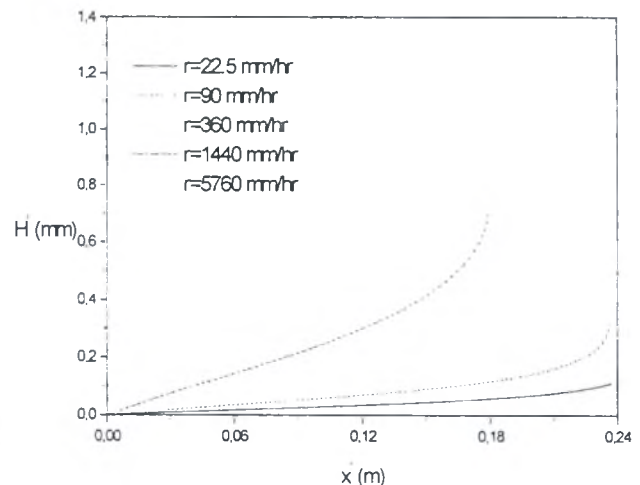
2.1 Ροή πάνω από επίπεδη πλάκα και πτερύγιο NACA-0008

Όταν η γεωμετρία είναι επίπεδη η βαρύτητα όπως και η πτώση πίεσης παύουν να επιδρούν στην ανάπτυξη του film με αποτέλεσμα την διαρκή αύξηση του πάχους του. Κοντά στην κορυφή της πλάκας το πάχος του film, $H \sim x^{3/4}$ σύμφωνα με ασυμπτωτική λύση [4], είναι αρκετά μικρότερο από το πάχος του συνοριακού στρώματος αέρα, $\delta \sim x^{1/2}$, ενώ καθώς η απόσταση από την κορυφή αυξάνει το πάχος του film αυξάνει γρηγορότερα από αυτό του συνοριακού στρώματος, κυρίως λόγω της σταδιακής μείωσης του ρυθμού διάτμησης, με αποτέλεσμα και τα δύο να γίνουν ίδιας τάξης μεγέθους. Η μόνιμη ροή όπως προβλέπεται στα παραπάνω για ροή πάνω από πλάκα αποτελεί την βασική κατάσταση πάνω στην οποία θα μελετηθεί η ευστάθεια του συστήματος, αρχικά για την περίπτωση που $H_f \ll L Re^{-1/2}$.

Όπως φαίνεται και από το Σχήμα 2 η ανάπτυξη του film στην περίπτωση ροής πάνω από πτερύγιο τύπου NACA-0008 δεν διαφέρει σημαντικά από αυτήν για ροή πάνω από πλάκα αν εξαιρέσει κανείς μία μικρή περιοχή στο κατάντι της ροής όπου διαφαίνεται το ενδεχόμενο αποκόλλησης λόγω της μεταβολής της εξωτερικής πίεσης. Σαν σημείο αποκόλλησης χαρακτηρίζεται το σημείο όπου μηδενίζεται η διάτμηση. Αυτό παρατηρείται πάντα πάνω στην στερεά επιφάνεια και η εμφάνισή του δηλώνει την ύπαρξη περιοχής ανακυκλοφορίας και, πιθανότατα, αποκόλλησης της ροής. Η απόσταση από την κορυφή όπου εμφανίζεται το σημείο αυτό χαρακτηρίζει την ευκολία με την οποία γίνεται η ροή πάνω από μία στερεά επιφάνεια. Στην περίπτωση του πτερυγίου παρατηρείται, Σχήμα 3, ότι με την αύξηση του ρυθμού βροχόπτωσης το σημείο αυτό αρχικά μεταφέρεται πλησιέστερα προς την κορυφή ενώ από μία κρίσιμη τιμή του τελευταίου και πάνω το film δρα λιπαντικά και το σημείο ανακυκλοφορίας ή αποκόλλησης απομακρύνεται από την κορυφή (περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά περιέχονται στο άρθρο [4] της βιβλιογραφίας).



Σχήμα 2: Εξέλιξη του πάχους του film για ροή πάνω από πλάκα και για πτερύγιο NACA-0008 ($U_\infty=35$ m/s, $L=0.7$ m, $\dot{r}=360$ mm.hr).



Σχήμα 3: Εξέλιξη του πάχους του film με αυξανόμενο ρυθμό βροχόπτωσης για ροή πάνω από πτερύγιο ($U_\infty=50$ m/s $L=0.3$ m)

3. ΑΝΑΛΥΣΗ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ

Το profile ταχυτήτων στην περιοχή κοντά στο σημείο αποκόλλησης αλλά και πριν εμφανιστεί αυτό εμφανίζει σημείο καμπής, [4], γεγονός που προμηνύει την εμφάνιση δινών, λόγω αστάθειας τύπου Rayleigh, πριν από το προβλεπόμενο σημείο σύμφωνα με την ανάλυση μόνιμης ροής. Το φαινόμενο είναι γνωστό και σχετικά καλά μελετημένο, ιδιαίτερα για μονοφασική ροή. Όμως πειραματικές μελέτες σε πτερύγια με την βοήθεια προσομοιωτών βροχόπτωσης δείχνουν ότι το film παρουσιάζει σημαντικές διακυμάνσεις ακόμα και πριν την μισή απόσταση από την κορυφή, σε σχέση με το μήκος χορδής L . Για τον λόγο αυτό και για να φανεί καλύτερα η επίδραση των διεπιφανειακών κυματώσεων διεξάγεται γραμμική ανάλυση ευστάθειας χρησιμοποιώντας τα γραμμικά profile ταχυτήτων που παρατηρούνται μέσα στο film και κοντά στην κορυφή.

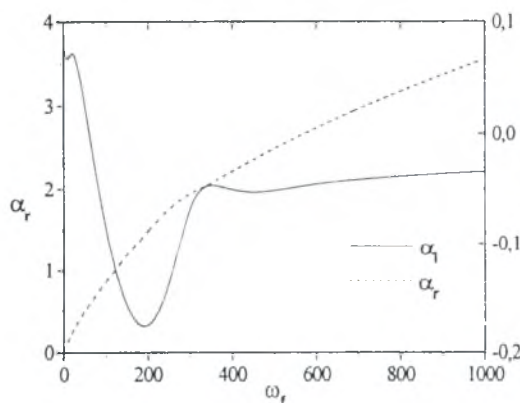
Είναι γνωστό ότι για ροή τύπου Blasius τα πιο ασταθή κύματα είναι τα Tollmien Schlichting με μήκος $\lambda=LRe^{-3/8}$, ενώ για ροή πάνω από εμπόδια, στην προκειμένη περίπτωση το υγρό film, το μικρότερο πάχος H_f που μπορεί να προκαλέσει αποκόλληση ροής είναι ίσο με το πάχος του ιξώδους υποστρώματος, $\lambda^{1/3}L^{2/3}Re^{-1/2}$, μέσα στο συνοριακό στρώμα αέρα, [5]. Ακολουθώντας την θεωρία τριπλής στοιβάδας ορίζουμε το χαρακτηριστικό μήκος L έτσι

ώστε $H_f = LRe^{-5/8}$ και μελετούμε διαταραχές με χαρακτηριστικό μήκος $LRe^{-3/8}$. Έτσι, η βασική ροή θεωρείται περίπου παράλληλη στην κλίμακα μηκών της διαταραχής γεγονός που απλοποιεί την ανάλυση. Συνεπώς οι επιτρεπόμενες διαταραχές είναι τοπικού χαρακτήρα με την έννοια ότι αναπτύσσονται σε μία γειτονιά γύρω από την συντεταγμένη x της κυρίως ροής η οποία είναι και παράμετρος της ανάλυσης. Επίσης, υποθέτουμε ότι είναι διαταραχές απειροελάχιστου πλάτους, σαν πρώτη προσέγγιση, με σκοπό να βρούμε τα μήκη κύματος και τις συχνότητες που κυριαρχούν στο πεδίο ροής. Ταυτόχρονα μας ενδιαφέρει να προσδιορίσουμε τον χαρακτήρα των διαταραχών που προκύπτουν και πιο συγκεκριμένα το κατά πόσον αναπτύσσονται στον χρόνο για δεδομένη τοποθεσία (absolutely unstable) ή στον χώρο για δεδομένη χρονική στιγμή (convectively unstable). Η μέθοδος που ακολουθείται για τον σκοπό αυτό θεωρεί τον κυματαριθμό $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$, και την ιδιοσυχνότητα $\omega = \omega_r + i\omega_i$, σαν μιγαδικές μεταβλητές και αναζητά αλγεβρικά σημεία διακλάδωσης της συνάρτησης $\alpha(\omega)$, [6].

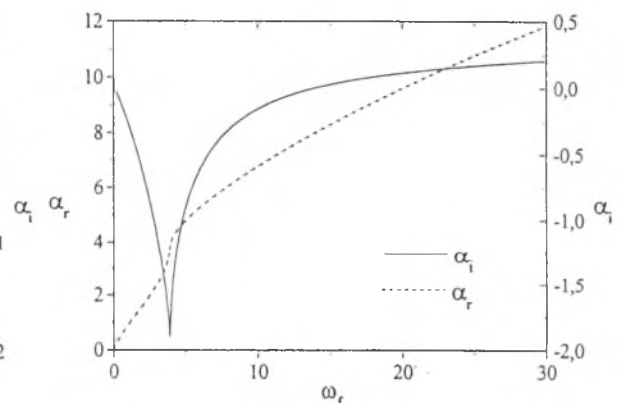
Με τον τρόπο αυτό βρέθηκαν δύο οικογένειες κυματώσεων. Η πρώτη αντιστοιχεί στα γνωστά κύματα τύπου Tollmien-Schlichting (TS) τα οποία αναπτύσσονται στην κυρίως μάζα του αερίου ρεύματος ενώ η δεύτερη σε κυματώσεις που αναπτύσσονται στην διεπιφάνεια των δύο ρευστών. Διαλέγοντας τιμές των φυσικών μεγεθών, $U_\infty = 40$ m/s, $L = 30$ cm και $\dot{r} = 100$ mm/hr, για το σύστημα αέρα νερού οι παράμετροι του προβλήματος παίρνουν τις τιμές,

$$\mu/\mu_w = 0.018, \quad \rho/\rho_w = 0.001, \quad Fr = \frac{u_f^2}{gH_f} = 30, \quad We = \frac{\sigma}{\rho u_f^2 H_f} \varepsilon^4 = 66 \quad (\text{οι αριθμοί } Fr \text{ και } We$$

εκφράζουν την επίδραση της βαρύτητας και της επιφανειακής τάσης στην δυναμική του συστήματος, αντιστοίχως). Υπό αυτές τις συνθήκες οι κυματώσεις (TS) καθώς και οι διεπιφανειακές κυματώσεις παρουσιάζουν αστάθεια συναγωγικού τύπου μέχρι αδιάστατο μήκος της βασικής ροής $x \approx 0.7$. Αυτό σημαίνει ότι εάν σε κάποια αδιάστατη απόσταση $x_0 < 0.7$ από την κορυφή επιβληθεί διαταραχή σταθερής συχνότητας ω_f , $\delta(x - x_0)e^{i\omega_f t}$, (signaling problem) [6], στην βασική ροή τότε, μετά την πάροδο αρκετού χρόνου, το πεδίο ροής θα εμφανίσει κυματώσεις που αναπτύσσονται στον χώρο με μήκος κύματος και ρυθμό ανάπτυξης, α_r , α_i , αντιστοίχως, οι οποίοι υπολογίζονται θεωρώντας πραγματικό $\omega = \omega_f$ και λύνοντας για μιγαδικό $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$ (Σχήμα 4α, β).



Σχήμα 4α: Κυματώσεις τύπου Tollmien-Schlichting, $x=0.6$, $Fr=30$, $We=66$.



Σχήμα 4β: Διεπιφανειακές κυματώσεις, $x=0.6$, $Fr=30$, $We=66$.

Όταν $x > 0.7$ οι διεπιφανειακές κυματώσεις γίνονται απολύτως ασταθείς (absolutely unstable) με αποτέλεσμα, όταν επιβληθεί σε κάποιο σημείο $x_0 \geq 0.7$ μία μικρή διαταραχή για μικρό χρονικό διάστημα, $\delta(x - x_0)\delta(t - t_0)$, να αναπτύσσονται στον χρόνο κυματώσεις με μήκος

κύματος και συχνότητα που δίδονται από την σχέση $\frac{\partial \omega}{\partial \alpha} = 0$ (και οι δύο μεταβλητές λαμβάνονται ως μιγαδικές), οι οποίες τελικά κυριαρχούν και καθορίζουν το πεδίο ροής. Αντιθέτως τα κύματα (TS) παραμένουν συναγωγικά ασταθή. Αυτή η συμπεριφορά ισχύει για το σύστημα αέρα-νερού και για το εύρος των τιμών των αριθμών Fr και We που εξετάστηκε. Περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά δίδονται στο άρθρο [7] της βιβλιογραφίας. Το αποτέλεσμα αυτό, σε αντίθεση με προηγούμενες μελέτες δείχνει την σημασία των διεπιφανειακών κυματώσεων στην ευστάθεια του συστήματος που εξετάζεται και αποτελεί έναυσμα για περαιτέρω μελέτη που θα λαμβάνει υπ' όψιν μη γραμμικά φαινόμενα καθώς και μεταβολές σε κλίμακα μήκους παρόμοια με αυτήν της βασικής ροής (global stability).

BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Cambell B. A. and Bezos M., Steady-state and transitional aerodynamic characteristics of a wing in simulated heavy rain. NASA Technical Paper 2932, (1989).
2. [van Hengst J., Flight test of the aerodynamic effects of type I and type ii ground de-/anti-icing fluids on the fokker 50 and fokker 100 aircraft. *AIAA* 91-0785, (1991).
3. Beckett P. and Poots G., Laminar film condensation in forced flows. *Q. J. Mech. Appl. Maths.* **25**, pp. 125-152 (1972).
4. Smirnaios, D. N., Pelekasis and Tsamopoulos, J. A., Boundary layer flow of air past solid surfaces in the presence of rainfall. Accepted in the *J. Fluid Mech.* (2000).
5. Smith F. T., Brighton P. W. M., Jackson P. S. and Hunt J. C. R., On boundary-layer flow past two-dimensional obstacles. *J. Fluid Mech.* **113**, pp. 123-152, (1981).
6. Huerre P. and Monkewitz P. A., Local and Global Instabilities in Spatially Developing Flows, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **22** pp. 473-537, (1990).
7. Pelekasis N. A. and Tsamopoulos J. A. Linear stability of a gas boundary layer flowing past a thin liquid film over a flat plate. Accepted in the *J. Fluid Mech.* (2000).

ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ & ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΛΕΤΕΣ ΡΟΩΝ -1

ΤΑΥΤΟΧΡΟΝΗ ΜΕΤΡΗΣΗ ΤΩΝ ΤΡΙΣΔΙΑΣΤΑΤΩΝ ΠΕΔΙΩΝ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ – ΣΤΡΟΒΙΛΟΤΗΤΑΣ ΤΥΡΒΩΔΟΥΣ ΓΡΑΜΜΙΚΟΥ ΣΤΡΟΒΙΛΟΥ ΑΚΡΟΥ ΑΕΡΟΠΤΕΡΥΓΟΣ

Γ. Λεμονής*, Θ. Πανίδης, Δ. Παπαηλιού

Εργαστήριο Τεχνικής Θερμοδυναμικής,
Τμήμα Μηχανολόγων & Αεροναυπηγών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών, 26500 Ρίο-Πάτρα
Τηλ. (061) 991 497, Fax (061) 997 271, papailiu@thermo.mech.upatras.gr

1. Εισαγωγή:

Στην παρούσα εργασία παρουσιάζονται αποτελέσματα πειραμάτων με αντικείμενο τη διερεύνηση της δομής και δυναμικής εξέλιξης τρισδιάστατου ροϊκού πεδίου και του αντίστοιχου πεδίου στροβιλότητας γραμμικού στροβίλου αναπτυσσόμενου από το άκρο αεροπτερυγός (wing-tip trailing vortex). Η έρευνα διεξάγεται στα πλαίσια προγράμματος χρηματοδοτούμενου από την Ευρωπαϊκή Κοινότητα (C-Wake, Aeronautics).

Η πειραματική μελέτη προβλέπει ταυτόχρονη μέτρηση των μέσων και στατιστικών χαρακτηριστικών των τυρβωδών πεδίων ταχύτητας-στροβιλότητας του γραμμικού στροβίλου. Οι μετρήσεις πραγματοποιούνται με την χρησιμοποίηση κατάλληλου μετρητικού καθετήρα πολλαπλών αισθητήρων θερμαινόμενου νήματος (multisensor hot-wire probe) που κατασκευάστηκε στο Εργαστήριο Τεχνικής Θερμοδυναμικής, διάταξης βαθμονόμησης των αισθητήρων καθώς και ανάπτυξης αλγορίθμων επεξεργασίας του λαμβανόμενου σήματος από τους αισθητήρες¹⁻⁵.

Το ερευνητικό πρόγραμμα βρίσκεται σε εξέλιξη και σκοπός της παρούσης ανακοίνωσης είναι να περιγραφεί το αντικείμενο και οι στόχοι της ερευνητικής προσπάθειας και να περιγραφούν η πειραματική διάταξη και η μετρητική τεχνική που εφαρμόζεται. Επίσης, αναφέρονται τα φυσικά μεγέθη που πρόκειται να μετρηθούν καθώς και η πληροφορία σχετικά με τη δομή του τυρβώδους πεδίου και τις φυσικές διαδικασίες που ελέγχουν την δυναμική του εξέλιξη που αναμένεται να αποκτηθεί από την αξιολόγηση των πειραματικών δεδομένων.

2. Περιγραφή της Ερευνητικής Προσπάθειας:

Το Εργαστήριο Τεχνικής Θερμοδυναμικής έχει κατά τα τελευταία είκοσι χρόνια αναπτύξει ερευνητικό ενδιαφέρον στη μελέτη της δομής και δυναμικής της τύρβης σε σχέση με τις διαδικασίες τυρβώδους μεταφοράς, όπως τυρβώδους μίξης, διάχυσης και εισροής (entrainment)⁶⁻¹⁴. Σαν αποτέλεσμα, η καθοριστικής σημασίας συμμετοχή της οργανωμένης και στοχαστικής στροβιλότητας στην γένεση, δυναμική και έλεγχο των διαδικασιών αυτών έχει αποτελέσει σημαντικό μέρος της ερευνητικής δραστηριότητας του εργαστηρίου.

* Ο Δρ. Γ. Λεμονής είναι σήμερα μέλος του επιστημονικού προσωπικού του ΚΑΠΕ

Φαινόμενα όπως η δομή και η δυναμική μεγάλης κλίμακος συνεκτικής στροβιλότητας, η τυρβώδης μεταφορά και έκταση (stretching) μέσης και διακυμαινόμενης στροβιλότητας καθώς και η αλληλεπίδραση στροβιλότητας – ρυθμού διάτμησης, ενδεικτική του δυναμικού ρόλου του ρυθμού τυρβώδους διάτμησης, αποτελούν πεδία έρευνας ιδιαίτερου ενδιαφέροντος εφόσον η γνώση τους θεωρείται θεμελιώδης στην κατανόηση της τύρβης και στην ανάπτυξη κατάλληλων μοντέλων της.

Ο τυρβώδης γραμμικός στρόβιλος αποτελεί μια απ' τις πιο κατάλληλες στροβιλώδεις δομές για τη μελέτη των φαινομένων που αναφέρθηκαν και επομένως μαζί με το ενδιαφέρον για την εξεύρεση τρόπων μείωσης της καταστροφικής επίδρασής του στην πτώση αεροσκαφών αποτελεί τους στόχους της παρούσας έρευνας¹⁵⁻¹⁹.

3. Πειραματική Διάταξη:

Τα πειράματα θα διεξαχθούν στην ανοικτού κυκλώματος, χαμηλής τύρβης (<0.5%) αεροσύραγμα του εργαστηρίου. Το τμήμα δοκιμών της αεροσύραγγος έχει διαστάσεις 50cm × 40cm × 300cm. Ο γραμμικός στρόβιλος παράγεται από διάταξη «διαφορικής πτέρυγας» που δημιουργεί ζεύγος στροβίλων της αυτής φοράς συνενομένων σε γραμμικό στρόβιλο.

4. Τεχνική Μετρήσεων – Μετρητική διάταξη:

Στο Εργαστήριο Τεχνικής Θερμοδυναμικής έχει κατασκευασθεί καθετήρας μέτρησης στροβιλότητας 12 αισθητήρων θερμαινόμενου σύρματος. Ο καθετήρας συνδέεται με σύστημα ανεμομέτρου θερμού νήματος 12 καναλιών (AN – 1003, A & A Lab System) κατάλληλα τροποποιημένου και συντονισμένου για την διεξαγωγή μετρήσεων στροβιλότητας. Ηλεκτρονικός Υπολογιστής Pentium/233 MHz συνοδευόμενος από AT-MIO-16EI acquisition board, ελλειπτικά φίλτρα υψηλής ακρίβειας καθώς και ενισχυτές sample-and-hold χρησιμοποιούνται για την απόκτηση των δεδομένων. Το σύστημα παρέχει τη δυνατότητα ταυτόχρονου sampling των δυναμικών εξόδου από τους πολλαπλούς αισθητήρες θερμού νήματος στον κατάλληλο ρυθμό για την μέτρηση της στροβιλότητας.

Η βαθμονόμηση του αισθητήρα γίνεται σε κατάλληλη διάταξη που σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε στο Εργαστήριο Τεχνικής Θερμοδυναμικής αποτελούμενη από φουσητήρα μεταβλητής παροχής συνδεδεμένο με ακροφύσιο που παρέχει κατάλληλης ποιότητας ροή. Το ακροφύσιο είναι τοποθετημένο σε διαξονικό κινητήρα βήματος οδηγούμενο από σύστημα οδοντωτών τροχών που επιτρέπει την περιστροφή σε διευθύνσεις «pitch» και «yaw». Το σύστημα ελέγχεται μέσω Η/Υ. Κατάλληλοι αλγόριθμοι επιτρέπουν τον ταυτόχρονο υπολογισμό των 3 μέσων και τυρβωδών συνιστωσών της ταχύτητας και των αντίστοιχων της στροβιλότητας.

5. Μετρήσεις:

Εκτός από τις μέσες τιμές της ταχύτητας και στροβιλότητας αναμένεται να μετρηθούν στατιστικές ποσότητες των δύο πεδίων όπως ένταση της τύρβης, PDF, skewness-flatness, συντελεστές συσχέτισης, φάσματα τύρβης καθώς και ορισμένοι όροι των εξισώσεων μεταφοράς τυρβώδους κινητικής ενέργειας και τυρβώδους στροβιλότητας.

6. Αναφορές:

1. B. Marasli, P. Nguyen, J. W. Wallace "A Calibration Technique for Multiple – Sensor Hot – Wire Probes and its Application to Vorticity Measurements in the Wake of a Circular Cylinder" *Experiments in Fluids*, vol. 15, pp. 209 – 218, 1993.
2. G. Lemonis, T. Dracos "A New Calibration and Data Reduction Method for Turbulence Measurements by Multi-hot-wire Probes" *Experiments in Fluids*, vol. 18, pp. 319 – 328, 1995.
3. G. Lemonis "The Geometrical Structure of the Vorticity Filed in a Turbulent Boundary Layer" *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Proceedings* vol. 3, pp. 1377, 1997.
4. P. Vukoslavcevic, J. M. Wallace, J – L. Balint "The Velocity and Vorticity Vector Fields of a Turbulent Boundary Layer" Part 1 "Simultaneous Measurement by Hot – Wire Anemometry" *JFM*, vol. 228, pp. 25 – 51, 1991.
5. J.- L. Balint, J. M. Wallace, P. Vukoslavcevic "The Velocity and Vorticity Vector Fields of a Turbulent Boundary Layer" Part 2 "Statistical Properties", *JFM*, vol. 228, pp. 53 – 86, 1991.
6. D. D. Papailiou, P. S. Lykoudis "Turbulent Vortex Streets and the Entrainment Mechanism of the Turbulent Wake" *J.F.M.* vol. 62, part 1, pp. 11 – 31, 1974.
7. D. G. Christakis, D. D. Papailiou "Dynamics of Large Structures in Turbulent Two Dimensional Wakes" *The Global Geometry of Turbulence*, Edited by T. Jimenez, Plenum Press, N.Y., 1991.
8. A. G. Bakrozis, D. D. Papailiou, P. Koutmos "A Study of the Turbulent Structure of a Two – Dimensional Diffusion Flame Formed Behind a Slender Bluff Body", *Combustion and Flame*, vol. 119, pp. 291, 306, 1999.
9. Th. Panidis, D. D. Papailiou "The Structure of Two – Phase Grid Turbulence in a Rectangular Channel: An Experimental Study" to appear in the *I. J. of Multiphase Flow*.
10. C. Mavridis, A. Bakrozis, P. Koutmos, D. Papailiou "Isothermal and Non – Premixed Turbulent Reacting Wake Flows Past a Two – Dimensional Square Cylinder" *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 17, pp. 90 – 99, 1998.
11. I. D. Kalogirou, D. D. Papailiou "Turbulent Kinetic Energy Budget of a Confined – Distorted Wake" *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Proceedings*, vol. 3, pp. 1547.
12. K. N. Saini, D. D. Papailiou "Large Scale Eddy Structure in a Turbulent Round Jet with Embedded Streamwise Vorticity" *Proceedings of Eurotherm Seminar 46*, Pisa, Italy, 1995.
13. J. A. Kourounis, D. D. Papailiou "Turbulent Boundary Layer – Wake Interaction Study – Progress in Fluid Flow Research", *Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA*, vol. 182, 1998.
14. I. D. Kalogirou, D. D. Papailiou "Structure of a Confined Turbulent Wake under Shear and Irrotational Strain" *IVTAM Symposium on Asymptotic Methods for Turbulent Shear Flows at High Re*, Kluver Ac. Pub., 1996.
15. W. J. Devenport, M. C. Rife, S. I. Liapis, C. J. Follin "The Structure and Development of a Wing – Tip Vortex" *JFM*, vol. 312, pp. 67 – 106, 1996.
16. W. R. C. Phillips, J.A.H. Graham "Reynolds – Stress Measurements in a Turbulent Trailing Vortex" *J.F.M.*, vol. 147, pp. 353 – 371, 1984.

17. P. R. Bandyopadhyay, D. J. Stead, R. L. Ash “Organized Nature of a Turbulent Trailing Vortex” *AIAA, J.* vol. 29, No 10, pp. 1627, 1991.
18. W. J. Devenport, C. M. Vogel, J. S. Zsoldos “Flow Structure Produced by the Interaction and Merger of a pair of Co-rotating Wing-tip Vortices” *JFM*, vol. 394, pp. 351 – 377, 1999.
19. W. J. Devenport, J. S. Zsoldos, C. M. Vogel “The Structure and Development of a Counter-rotating Wing-tip vortex pair” *JFM*, vol. 332, pp. 71 – 104, 1997.

ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΦΥΣΑΛΙΔΩΝ ΜΕ ΤΥΡΒΗ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ - ΑΝΑΠΤΥΣΣΟΜΕΝΗ ΡΟΗ

Θ. Πανίδης και Δ. Δ. Παπαηλιού

Εργαστήριο Τεχνικής Θερμοδυναμικής,
Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών, 265 00 Ρίο-Πάτρα
Τηλ. (061) 997 242, Fax (061) 997 271, panidis@mech.upatras.gr

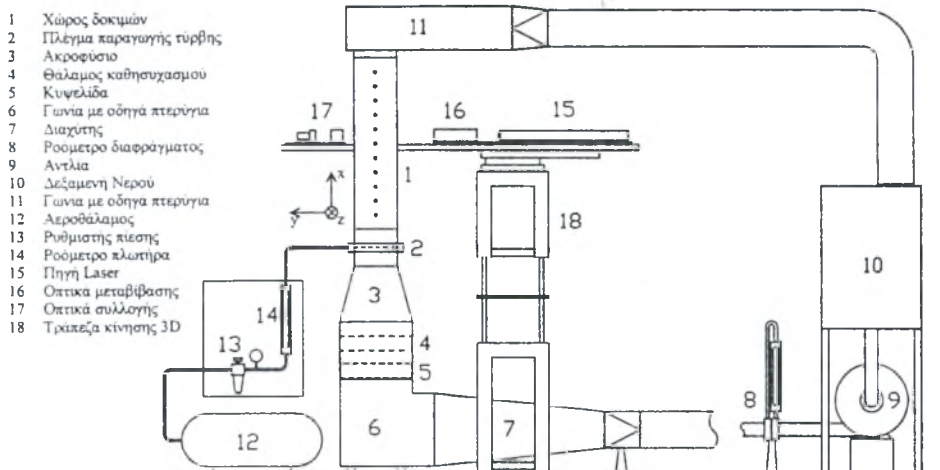
ΠΕΡΙΛΗΨΗ Μελετήθηκε πειραματικά η δυναμική συμπεριφορά αναπτυσσόμενης τύρβης πλέγματος σε ροή νερού φυσαλίδων αέρα. Παρουσιάζονται μετρήσεις της κατανομής του τοπικού κλάσματος κενού καθώς και της μέσης ταχύτητας και της έντασης της τύρβης στη διαμήκη διεύθυνση σε κατακόρυφο κανάλι τετραγωνικής διατομής. Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι οι κατανομές κοντά στην είσοδο του χώρου δοκιμών που υπαγορεύονται από τον τρόπο εισαγωγής των φυσαλίδων βαθμιαία μετατρέπονται, καθώς αυξάνει η απόσταση από την είσοδο, σε κατανομές που χαρακτηρίζονται από την συγκέντρωση των φυσαλίδων σε μία ενδιάμεση θέση μεταξύ του κέντρου της διατομής και του τοιχώματος και αυξημένη επίδραση του τοιχώματος στο ροϊκό πεδίο.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι ροές φυσαλίδων αποτελούν ένα ιδιαίτερα απαιτητικό τομέα επιστημονικής και τεχνολογικής διερεύνησης κατά τις τελευταίες δεκαετίες. Η κίνηση των φυσαλίδων μέσα σε ένα υγρό επηρεάζεται από πολλούς παράγοντες όπως η παραμόρφωση και οι ταλαντώσεις της επιφάνειας των φυσαλίδων, οι ανωστικές δυνάμεις και η αλληλεπίδραση των φυσαλίδων μεταξύ τους και με την ροή του συνεχούς. Το αποτέλεσμα είναι η ροή να κυριαρχείται από διαφορετικές κλίμακες και λόγω της αυξημένης τυχαιότητας που συνεπάγεται η παρουσία των φυσαλίδων, η θεωρητική ανάλυση της μέσης ροής καθίσταται ιδιαίτερα προβληματική.

Η υπάρχουσα υπολογιστική ισχύς και τα εργαλεία ανάλυσης επιτρέπουν την πρόλεξη λίγων, σχετικά απλών περιπτώσεων με πρακτικό ενδιαφέρον. Και παρά τις δυνατότητες των υπερ-υπολογιστών και την κατανόηση των πρωτογενών φαινομένων που επιτρέπουν μερικώς την διερεύνηση με «Άμεση Υπολογιστική Προσομοίωση» (Direct Numerical Simulation, DNS) σε απλές ροές, ο κύριος όγκος της πληροφορίας για περιπτώσεις που παρουσιάζουν θεωρητικό ή πρακτικό ενδιαφέρον προέρχεται από σωστά σχεδιασμένα, λεπτομερή πειράματα.

Ευάριθμοι ερευνητές έχουν παρουσιάσει πειραματικές μελέτες για διφασικές ροές υγρού αερίου με φυσαλίδες. Ο αριθμός των εργασιών αυξάνεται κατά τα τελευταία χρόνια καθώς οι μετρητικές διατάξεις βελτιώνονται και επιτρέπουν πληρέστερο έλεγχο των συνθηκών και των ιδιοτήτων της ροής, και η βαθμιαία ωρίμανση της κατανόησης μας δείχνουν ότι οι δυνατότητες θεωρητικής ανάλυσης και υπολογιστικής πρόλεξης θα φτάσουν σε ικανοποιητικό επίπεδο από άποψη εφαρμογών στις επόμενες δεκαετίες. Απαραίτητη για την αξιοποίηση των αποτελεσμάτων των πειραματικών εργασιών είναι η λεπτομερής καταγραφή των ιδιοτήτων της ροής και των αρχικών και οριακών συνθηκών ώστε να είναι δυνατή η



Σχήμα 1. Σχεδιάγραμμα της πειραματικής διάταξης

χρησιμοποίησή τους στην αξιολόγηση υπολογιστικών κωδίκων.

Οι περισσότερες εργασίες αναφέρονται σε ανοδικές ροές σε σωλήνες [1, 2, 3] και διερευνούν πρωτίστως την κατανομή της διάσπαρτης φάσης και τις κατανομές της μέσης ταχύτητας και των στατιστικών ιδιοτήτων (ένταση τύρβης κλπ.) του ροϊκού πεδίου της συνεχούς φάσης στη διατομή. Η μελέτη της αλληλεπίδρασης της ροής φυσαλίδων με τύρβη πλέγματος παρουσιάζεται με βάση τις αντίστοιχες ιδιότητες της ροής στις εργασίες [4, 5, 6] οι οποίες παρουσιάζουν επί μέρους διαφοροποιήσεις των αποτελεσμάτων τους. Από τα αποτελέσματα αυτά γίνεται φανερό ότι απαιτείται η μελέτη της ροής και σε προηγούμενα στάδια επειδή, το οιοεισό ισοτροπικό πεδίο που δημιουργείται λόγω του πλέγματος σε αποστάσεις μεγαλύτερες από 30 ανοίγματα πλέγματος στην μονοφασική ροή, στην διφασική ροή επηρεάζεται σωρευτικά από την παρουσία των φυσαλίδων στα στάδια διαμόρφωσής του. Στην παρούσα εργασία προγενέστερες μελέτες, που βρίσκονται σε εξέλιξη για μια δεκαετία περίπου στο Εργαστήριο Τεχνικής Θερμοδυναμικής, διευρύνονται με την παρακολούθηση της ροής σε διάφορες αποστάσεις από το πλέγμα, καθώς αυτή αναπτύσσεται. Παρουσιάζονται μετρήσεις της κατανομής του κλάσματος κενού καθώς επίσης της μέσης ταχύτητας και των στατιστικών ιδιοτήτων του ροϊκού πεδίου του συνεχούς μέσου.

2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΣΥΣΚΕΥΗ

Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν στο διφασικό κανάλι νερού του Εργαστηρίου Τεχνικής Θερμοδυναμικής που φαίνεται στο σχήμα 1. Η πειραματική διάταξη καθώς και οι τεχνικές μετρήσεων και αξιοποίησης των αποτελεσμάτων που χρησιμοποιήθηκαν παρουσιάζονται αναλυτικά στις εργασίες [6, 7, 8]. Ο χώρος δοκιμών έχει μήκος 1200 mm και τετραγωνική διατομή πλευράς $B = 300$ mm. Το πλέγμα είναι διεπίπεδο τετραγωνικού βρόγχου και είναι κατασκευασμένο από ορειχάλκινους σωλήνες εξωτερικής διαμέτρου 5 mm με άνοιγμα πλέγματος $M = 30$ mm. Στις διασταυρώσεις των σωλήνων βρίσκονται τοποθετημένες βελόνες σύριγγας με εσωτερική διάμετρο 0.2 mm για την εισαγωγή των φυσαλίδων.

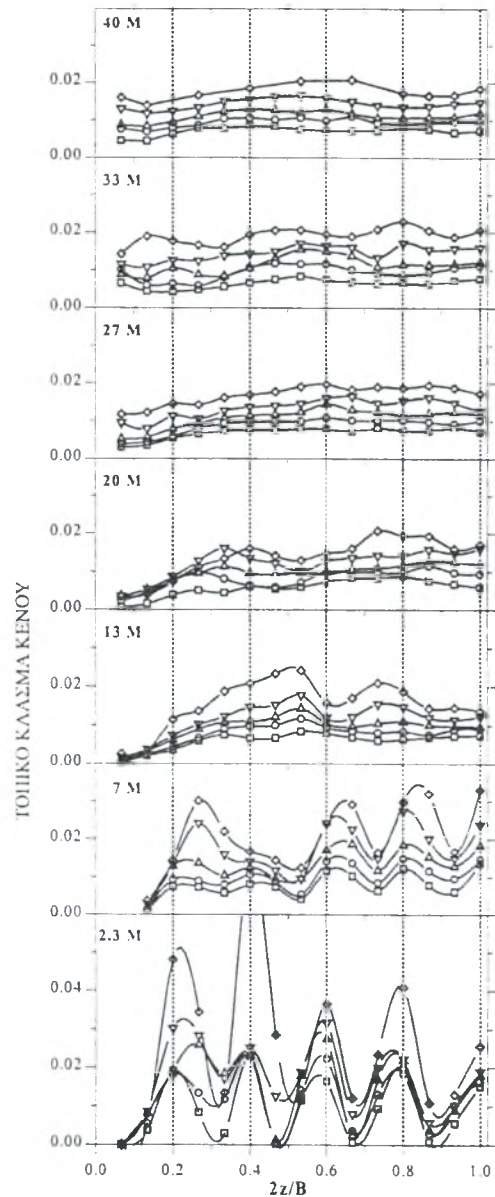
Η ταχύτητα του νερού μετριέται με ένα σύστημα ταχυμετρίας Laser Doppler (LDV) και το τοπικό κλάσμα κενού με ένα καθετήρα οπτικής ίνας. Η μέση διάμετρος των φυσαλίδων είναι 3 mm και η μέση ταχύτητα ολίσθησής τους σε χαμηλά κλάσματα κενού 250 mm/s. Ο αριθμός Reynolds που αντιστοιχεί για μονοφασική ροή στην παροχή νερού που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα είναι 7000 με βάση την διάσταση του ανοίγματος πλέγματος.

3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ - ΣΧΟΛΙΑ

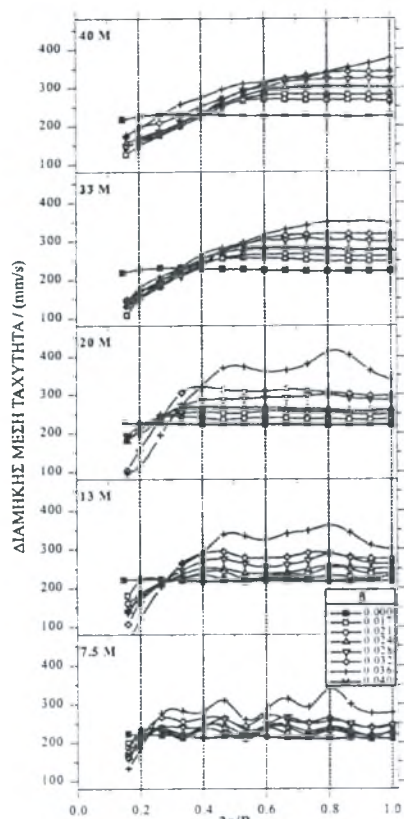
Η κατανομή του τοπικού κλάσματος κενού παρουσιάζεται στο σχήμα 2 συναρτήσει του ογκομετρικού λόγου ρυθμού ροής του αέρα, β , σε διάφορες αποστάσεις από το πλέγμα. Κοντά στο πλέγμα η κατανομή υπαγορεύεται από τις θέσεις εισαγωγής των φυσαλίδων με χαρακτηριστικές κορυφές στις αντίστοιχες θέσεις. Σε απόσταση 20 mm από το πλέγμα η κατανομή παρουσιάζει δύο περιοχές. Μία στο κεντρικό τμήμα του καναλιού όπου η επίδραση των θέσεων εισαγωγής είναι ακόμα εμφανής και μία δεύτερη κοντά στο τοίχωμα όπου παρατηρείται μία συγχώνευση των κορυφών αυτής της περιοχής. Σε μεγαλύτερες αποστάσεις από το πλέγμα και μέχρι το τέλος του πεδίου διερεύνησης παρατηρείται σταδιακά η δημιουργία μιας κατανομής με μία κορυφή.

Η ανάπτυξη του ροϊκού πεδίου της συνεχούς φάσης επηρεάζεται άμεσα από την κατανομή της διάσπαρτης φάσης, όπως φαίνεται από τις κατανομές της μέσης ταχύτητας και της έντασης της τύρβης στη διαμήκη διεύθυνση (σχήματα 3, 4). Η επίδραση της εισαγωγής των φυσαλίδων είναι και εδώ εμφανής έστω και σε μικρότερο βαθμό και με σταδιακή συγχώνευση των κορυφών η κατανομή παρουσιάζει μία κορυφή προς το τέλος του χώρου δοκιμών. Εκτιμάται ότι η μορφή αυτή της κατανομής από φυσική άποψη μπορεί να αποδοθεί είτε στο φαινόμενο Segre-Sielberberg [9] υπό την επίδραση της παραμορφωσιμότητας των φυσαλίδων και της άνωσης, είτε στην δράση των μεγάλων στροβίλων της ροής. Επίσης εμφανής είναι η σημαντική επίδραση του τοιχώματος η οποία εκτείνεται σε μεγαλύτερη περιοχή καθώς αυξάνεται το κλάσμα κενού και η απόσταση από το πλέγμα.

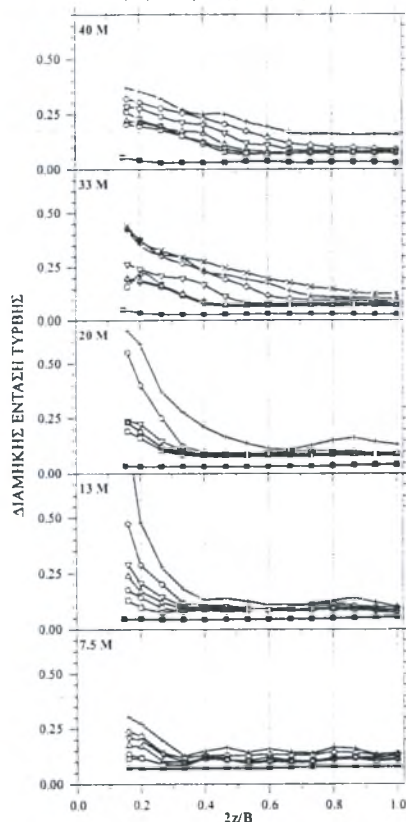
Συμπερασματικά επισημαίνεται ο διαχωρισμός της διατομής σε δύο περιοχές. Στο κέντρο του καναλιού η ροή φαίνεται να επηρεάζεται πρωτίστως από την παρουσία των φυσαλίδων και δευτερευόντως από την τύρβη λόγω πλέγματος. Στην περιοχή του τοιχώματος η ύπαρξη των φυσαλίδων επεκτείνει την επίδραση του ορίου σε ικανό βάθος μέσα στη ροή. Η αλληλεπίδραση των δυνάμεων αυξάνει την συγκέντρωση των φυσαλίδων σε μία ενδιάμεση περιοχή, τουλάχιστον στα όρια ανάπτυξης της ροής που αντιστοιχούν στο μήκος του χώρου δοκιμών.



Σχήμα 2. Κατανομή του τοπικού κλάσματος κενού (για συμβολα βλέπε σχήμα 3)



Σχήμα 3. Κατανομή της μέσης διαμίκους ταχύτητας



Σχήμα 4. Κατανομή της διαμίκους έντασης της τύρβης (συμβολα ως σχ. 3)

4. ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. Serizawa, A., Kataoka, I. & Michiyoshi, I., "Turbulence structure of air-water bubbly flow. Parts I-III", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 2, pp. 221-259, 1975.
2. Wang, S. K., Lee, S. J., Jones, O. C. Jr. & Lahey, R. T. Jr., "3-D turbulence structure and phase distribution measurements in bubbly two-phase flows" Int. J. Multiphase Flow, Vol 13, pp. 327-343, 1987.
3. Liu, T. J., "Investigation of the wall shear stress in vertical bubbly flow under different bubble size conditions" Int. J. Multiphase Flow, Vol. 23, pp. 1085-110, 1997.
4. Lance, M. & Bataille, J., "Turbulence in the liquid phase of a uniform bubbly air-water flow", J. Fluid Mech., Vol. 222, pp. 95-118, 1991.
5. Panidis, Th. & Papailiou, D. D., "The structure of water-air bubble grid turbulence in a square duct", Applied Scientific Research, Vol. 51, pp. 269-273, 1993.
6. Panidis Th. & Papailiou D. D., "The structure of two-phase grid turbulence in a rectangular channel: An experimental study", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 26 (8), pp. 1369-1400, 2000.
7. Panidis, Th. & Sommerfeld, M., "The Locus of Centres method for LDA and PDA measurements", Developments in Laser Techniques and Fluid Mechanics, (eds. Adrian, R. J. et al), Springer Verlag, pp. 203-220, 1997.
8. Panidis, Th., Feng, Z., Filis, G. & Panagiotopoulos, D., "Blockage of beams considerations for LDA and PDA measurements in dispersed two phase flows", in Multiphase Flow and Heat Transfer, 4th Int. Symp., (eds. Chen, Xue-jun et al.), Xi'an Jiaotong University Press, pp. 277-286, 1999.
9. Segre G. & Silberberg A., "Behaviour of macroscopic rigid spheres in Poiseuille flow, Parts 1-2", J. Fluid Mech., Vol. 14, pp. 115-157, 1962.

SUMMARY

The dynamic behaviour of a grid generated water - air bubble turbulent flow developing upwards in the vertical test section of a water channel has been investigated in relation to the nature of the interaction processes between the phases dominating the flow development. In this context, distributions of bubble local void fraction as well as mean and turbulence velocity statistics distributions have been measured at different stages of flow development along the test section. The obtained experimental evidence indicate that the influenced by the bubble injector geometry multipeak distribution measured above the grid, gradually changes to a single peak distribution pattern at a 40 diameters distance from the grid. The obtained flow pattern may be attributed to mechanisms such as the Segre - Sielberberg effect as modified by the presence of the deformable bubbles and the strong buoyancy effect, or the action of the large eddies present in the flow.

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΤΩΝ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΕΩΝ ΣΟΛΙΤΟΝΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ ΣΕ ΙΣΩΔΗ ΡΟΗ ΥΓΡΟΥ ΥΜΕΝΑ

Μ. Βλαχογιάννης & Β. Μποντόζογλου

*Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
Πεδίον Άρεως, 38334 Βόλος, e-mail: bont@mie.uth.gr*

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στη παρούσα εργασία παρουσιάζονται πειραματικά αποτελέσματα, χρησιμοποιώντας κατάλληλη οπτική τεχνική, της μη-μόνιμης εξέλιξης και αλληλεπίδρασης μεταξύ κυμάτων κατά τη ροή υγρού υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα. Τα κυριότερα μεταβατικά φαινόμενα που τεκμηριώθηκαν είναι: η συγχώνευση (coalescence) μεταξύ δύο σολιτονικών κυμάτων, η πειραματική επιβεβαίωση της ύπαρξης υπερυψωμένου υποστρώματος στην ουρά του σολιτονικού κύματος, η αστάθεια της ουράς (tail instability) του σολιτονικού κύματος καθώς και ο διαχωρισμός (splitting) ενός μεγάλου σε μέγεθος σολιτονικού κύματος σε μικρότερα.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η ροή υγρού υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα υπό την επίδραση της βαρύτητας αποτελεί ένα πρόβλημα με ευρύτατες εφαρμογές. Η κατανόηση της μη-γραμμικής εξέλιξης των ασταθών διαταραχών μελετάται τόσο υπολογιστικά-θεωρητικά (Trifonov & Tselodub 1991; Chang 1994) όσο και πειραματικά (Liu et al. 1993). Πρόσφατες πειραματικές μελέτες (Liu & Gollub, 1994) έχουν δείξει ότι η εξέλιξη των εξωτερικά επιβαλλόμενων διαταραχών εξαρτάται από τη συχνότητά τους. Χαμηλές συχνότητες ($f < 3$ Hz) προκαλούν την ανάπτυξη σολιτονικών κυμάτων που χαρακτηρίζονται από μία ασύμμετρη κορυφή της οποίας προηγούνται ρυτιδώσεις μικρού μήκους κύματος (capillary ripples-bow waves). Οι ίδιοι ερευνητές μελέτησαν την αλληλεπίδραση – και ειδικότερα τη συγχώνευση - μεταξύ ενός εξαιρετικά μεγάλου σολιτονικού κύματος με μικρότερα σολιτονικά ή περιοδικά κύματα που προηγούνται.

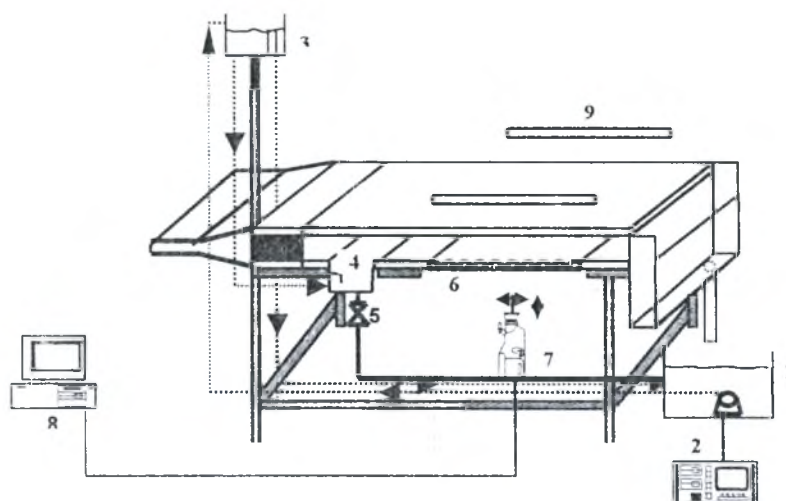
Ωστόσο, θεωρητικές μελέτες (Chang et al, 1995) βασισμένες σε αναλυτική ή υπολογιστική προσομοίωση της ροής υγρού υμένα σε κατακόρυφο επίπεδο τοίχωμα, προβλέπουν την ύπαρξη και άλλων φαινομένων, εκτός της συγχώνευσης. Ειδικότερα, προβλέπεται ο σχηματισμός ‘διπλών’ σολιτονικών κυμάτων (double-hump pulses) ως αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης δύο σολιτονικών κυμάτων που πλησιάζουν στο χώρο. Με βάση τη δυναμική θεωρία των σολιτονικών κυμάτων (Chang et al, 1995), προβλέφθηκε η ύπαρξη υπερυψωμένου υποστρώματος το οποίο έπεται του σολιτονικού κύματος και αποσβένει σταδιακά. Στόχος της παρούσας εργασίας είναι η πειραματική μελέτη των δυναμικών φαινομένων που λαμβάνουν χώρα κατά την αλληλεπίδραση σολιτονικών κυμάτων και η συσχέτισή τους με τα υπάρχοντα θεωρητικά-υπολογιστικά αποτελέσματα.

2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ

Η χρησιμοποιούμενη πειραματική διάταξη απεικονίζεται στο σχήμα 1. Τα βασικότερα τμήματα του καναλιού είναι κατασκευασμένα από Plexiglas και οι διαστάσεις του καναλιού είναι: πλάτος = 250mm και μήκος = 800mm. Ως υγρό χρησιμοποιήθηκε νερό ή διάλυμα νερού-γλυκερίνης (28% κ.β.) στο οποίο εισάγεται συγκεκριμένη ποσότητα χρωστικής ουσίας η οποία δεν επηρεάζει τις ιδιότητες του ρευστού. Η πειραματική τεχνική, γνωστή ως μέθοδος απεικόνισης με φθορισμό, στηρίζεται στο φθορισμό του διαλύματος –στο οποίο έχει εισαχθεί

η προαναφερθείσα χρωστική ουσία- κάτω από την επίδραση υπεριώδους φωτός. Με τη βοήθεια ειδικών οπτικών φίλτρων, τα οποία είναι τοποθετημένα σε ψηφιακή κάμερα υψηλής ανάλυσης (Sony XC-77/77CE, 576×768pixels, 8-bit), απομονώνεται το ορατό φως που εκλύεται από τον φθορίζοντα υμένα και καταγράφονται τα αποτελέσματα με τη μορφή εικόνων και με ρυθμό έως και 20εικόνες/δευτ. Χρησιμοποιώντας κατάλληλα λογισμικά προγράμματα (MATLAB) γίνεται η επεξεργασία των αποτελεσμάτων στηριζόμενη στην γραμμική σχέση (εξίσωση 1) που συνδέει την ένταση του εκπεμπόμενου φωτός και το τοπικό πάχος του υμένα.

$$I(x,y,t) = a(x,y) h(x,y,t) + b(x,y) \quad (1)$$



Σχήμα 1: Πειραματική διάταξη. 1.Δοχείο συλλογής 2.Αντλία 3.Δοχείο υπερχείλισης 4.Δοχείο υπερχείλισης υμένα 5.Ηλεκτροβαλβίδα 6.Τμήμα μετρήσεων 7. Ψηφιακή Κάμερα 8.Η/Υ & Framegrabber 9. Υπεριώδες φως

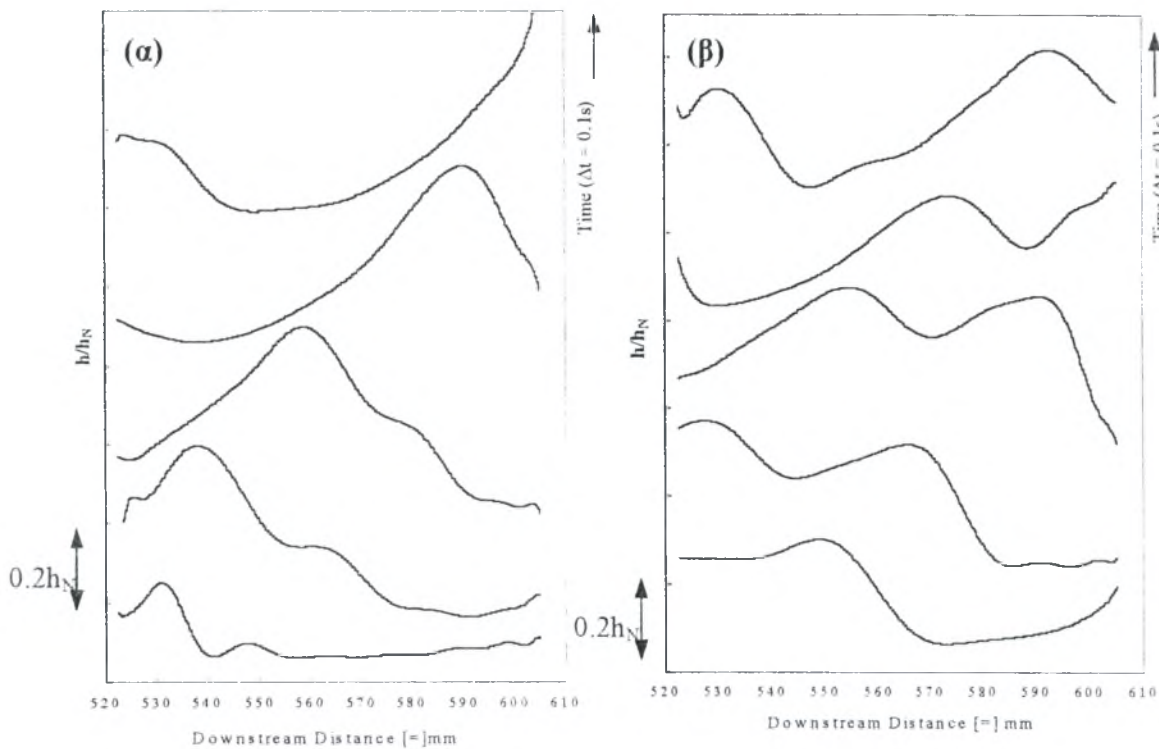
Η επίτευξη έντονης μη-γραμμικής διαταραχής πραγματοποιείται με τη βοήθεια μιας ηλεκτροβαλβίδας (ON/OFF) και την δημιουργία ενός υδραυλικού άλματος στην είσοδο του καναλιού. Έτσι, δίδεται η δυνατότητα δημιουργίας πολλαπλών σολιτονικών κυμάτων τα οποία κινούνται κατάντη της ροής με ταχύτητες ανάλογες του ύψους τους (Alekseenko et al. 1985).

3. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

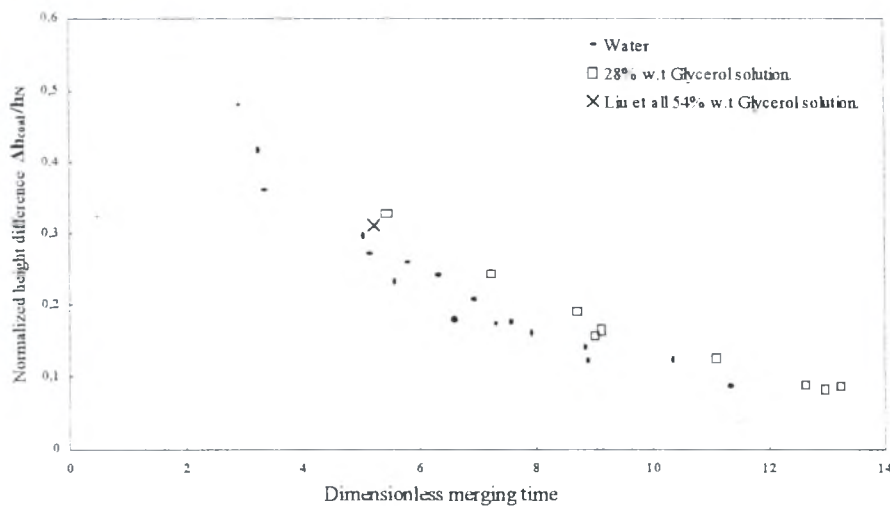
Με τη βοήθεια της προαναφερθείσας πειραματικής διαδικασίας είναι εφικτή η απεικόνιση της μορφής της ελεύθερης επιφάνειας συναρτήσει του χρόνου. Στο σχήμα 2 φαίνεται η χρονική εξέλιξη της μορφής της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα κατά τη συγχώνευση ή μη δύο σολιτονικών κυμάτων. Η συγχώνευση μεταξύ δύο κυμάτων πραγματοποιείται σε λιγότερο από 4 χρονικές στιγμές (0.4sec) ακόμα και στη περίπτωση όπου η διαφορά του ύψους μεταξύ των κυμάτων είναι η ελάχιστη δυνατή. Στο σχήμα 3 απεικονίζεται η αδιαστατοποιημένη διαφορά ύψους μεταξύ των προς συγχώνευση κυμάτων συναρτήσει του αδιάστατου χρόνου $ig \times \frac{2^{2/3}}{(3vWe)^{1/3}}$. Όπως φαίνεται, η πραγματοποίηση συγχώνευσης είναι αδύνατη στο όριο όπου $\Delta h_{\text{coal}} / h_N = 0.1$

Η αλληλεπίδραση μεταξύ των σολιτονικών κυμάτων είναι άμεση εξάρτηση των διαφόρων χαρακτηριστικών μεγεθών. Ήτοι h_b είναι το ύψος του υποστρώματος πίσω από το σολιτονικό κύμα, h_f το μέσο ύψος του υμένα μπροστά από το κύμα και h_N είναι το πάχος του υμένα κατά Nusselt. Το ύψος του υπόστρωματος στην ουρά του σολιτονικού κύματος έχει αποδειχθεί θεωρητικά ότι είναι μεγαλύτερο από το αντίστοιχο ύψος στο μπροστινό μέρος του κύματος. Η πειραματική επιβεβαίωση απεικονίζεται στο σχήμα 4. Η εξάρτηση του

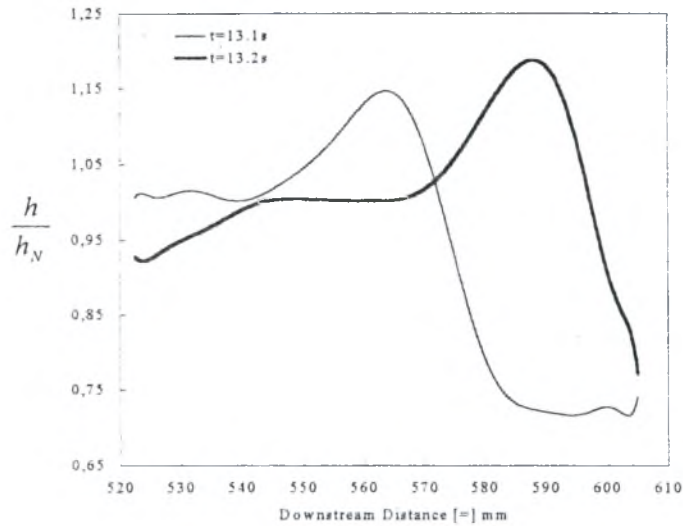
υποστρώματος από το ύψος του σολιτονικού κύματος απεικονίζεται στο σχήμα 5. Στα σολιτονικά κύματα με μεγαλύτερη ασυμμετρία και ύψος, το πίσω υπόστρωμα είναι μεγαλύτερο, ενώ με την αύξηση της κλίσης το μέγεθος του υποστρώματος μειώνεται. Η απόσβεση του υποστρώματος με το χρόνο, έχει προβλεφθεί θεωρητικά και επιβεβαιώνεται πειραματικά στο σχήμα 6. Μάλιστα φαίνεται ότι είναι εκθετική, ακολουθώντας την εξίσωση $\chi(t) \sim e^{-0.31t}$.



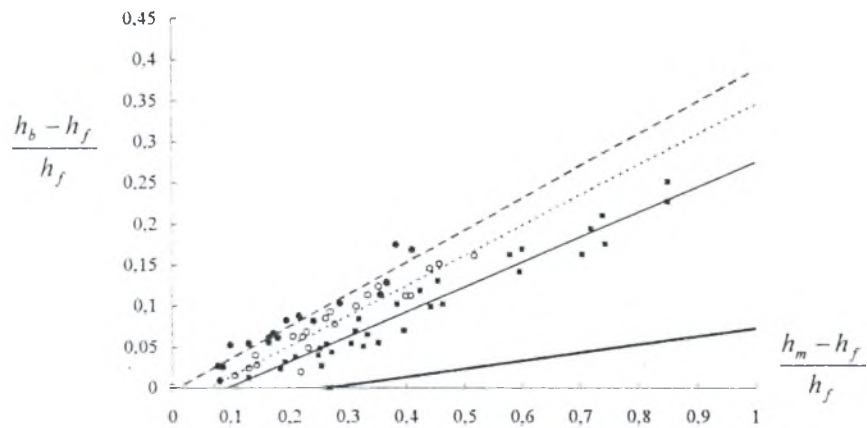
Σχήμα 2. Απεικόνιση δύο διαδοχικών διαδικασιών αλληλεπίδρασης μεταξύ σολιτονικών κυμάτων. (α) Συγχώνευση (coalescence) με $\Delta h = 0.22 h_N$ and (β) Δύο σολιτονικά κύματα παρόμοιου ύψους δεν συγχωνεύονται. $Re=50$, $Ka=1102$, $\varphi=7^\circ$.



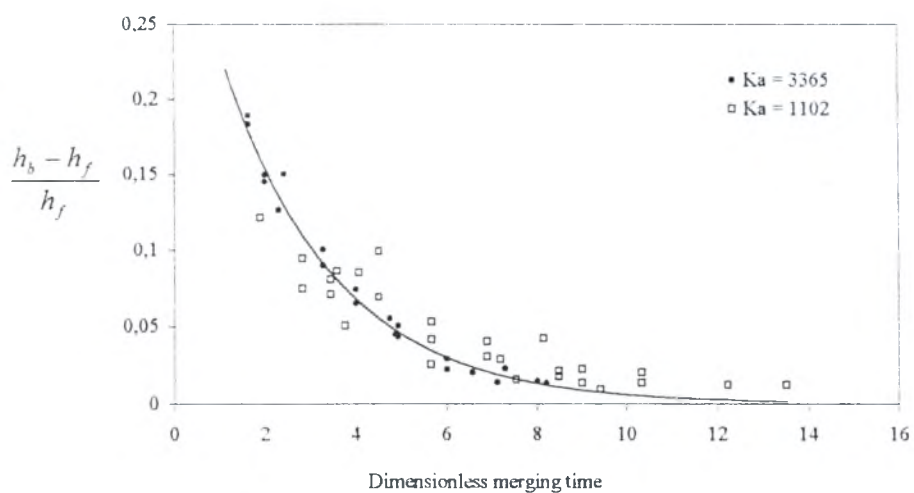
Σχήμα 3. Η διαφορά του ύψους μεταξύ δύο προς συγχώνευση σολιτονικών κυμάτων συναρτῆσει του αδιάστατου χρόνου



Σχήμα 4. Απεικόνιση ενός υπερυψωμένου υποστρώματος στην ουρά του σολιτονικού κύματος. $Re = 75$, $Ka = 1102$, $\varphi = 7^\circ$

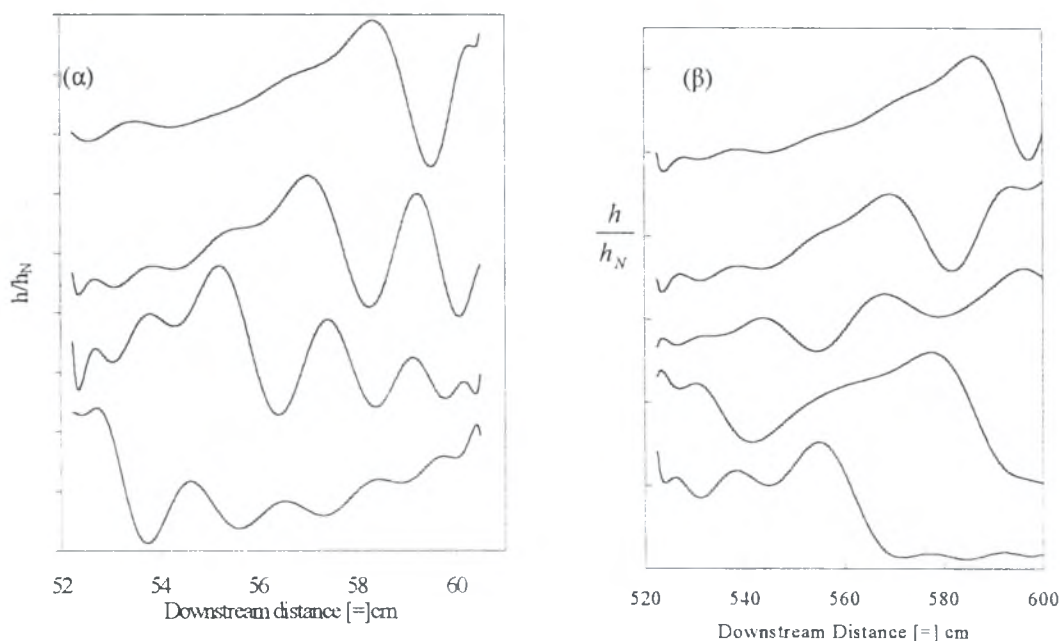


Σχήμα 5. Απεικόνιση της αδιάστατης διαφοράς του υποστρώματος $(h_b - h_f)/h_f$ συναρτήσει του αδιάστατου ύψους του κύματος $(h_m - h_f)/h_f$ για διεγερμένα σολιτονικά κύματα που προέρχονται από συγχώνευση.



Σχήμα 6. Η απόσβεση του υπερυψωμένου υποστρώματος, για διαλύματα νερού και νερού-γλυκ. 28%κ.β, συναρτήσει του αδιάστατου χρόνου ($\chi^{(t)} = 0.35 \cdot e^{-0.41t}$).

Η αστάθεια του υποστρώματος, ειδικά στη περίπτωση όπου το χρησιμοποιούμενο διάλυμα είναι το νερό (χαμηλό ιξώδες), οδηγεί στη δημιουργία νέων δομών. Η αστάθεια της ουράς του σολιτονικού κύματος εμφανίζεται μετά από τη διαδικασία συγχώνευσης, αποσβένει όταν δεν ακολουθεί κάποιο σολιτονικό κύμα και είναι η αιτία γέννησης ενός νέου κύματος στην αντίθετη περίπτωση (σχήμα7α). Στη περίπτωση παραγωγής σολιτονικού κύματος εξαιτίας διαδοχικών συγχωνεύσεων με μικρότερα κύματα (σολιτονικά ή μη), το υπόστρωμα είναι εξαιρετικά ασταθές. Αποτέλεσμα είναι ο διαχωρισμός (splitting) του αρχικού σολιτονικού κύματος σε ένα ή και περισσότερα (σχήμα7β).



Σχήμα 7. (α) Εξαιτίας της παραγόμενης αστάθειας της ουράς έχουμε τη γέννηση ενός νέου κύματος (β) Διαχωρισμός του σολιτονικού κύματος

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στόχος της παρούσας εργασίας είναι η εξέταση των δυναμικών φαινομένων που λαμβάνουν χώρα κατά την αλληλεπίδραση σολιτονικών κυμάτων. Εξετάστηκε η περίπτωση της συγχώνευσης και οριοθετήθηκαν οι συνθήκες πραγματοποίησής της. Επιβεβαιώθηκε πειραματικά η θεωρητική πρόβλεψη της ύπαρξης υπερυψωμένου υποστρώματος στην ουρά του σολιτονικού κύματος και βρέθηκε η εξάρτηση του ύψους του υποστρώματος από το ύψος του σολιτονικού κύματος. Η απόσβεση του υποστρώματος με τον χρόνο ακολουθεί έναν εκθετικό νόμο. Παρατηρήθηκε ένα είδος αστάθειας στην ουρά του σολιτονικού κύματος το οποίο οδηγεί στη γέννηση νέων κυμάτων. Τέλος, παρατηρήθηκε διαχωρισμός του πρωταρχικού σολιτονικού κύματος σε ένα ή περισσότερα σολιτονικά κύματα.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. CHANG, H.-C., 1994 Wave evolution on a falling film. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **26**, 103-136.
2. CHANG, H.-C., DEMEKHIN, E. A. & KALADIN, E. 1995 Interaction dynamics of solitary waves on a falling film. *J. Fluid Mech.* **294**, 123-154.
3. LIU, J., PAUL & J. D., GOLLUB, J. P. 1993 Measurements of the primary instabilities of film flow. *J. Fluid Mech.* **250**, 69-101.
4. LIU, J. & GOLLUB, J. P. 1994 Solitary wave dynamics of film flows. *Phys. Fluids* **6**, 1702-1712.
5. TRIFONOV, YU. YA. & TSVELODUB, O. YU. 1991 Nonlinear waves on the surface of a falling liquid film. Part 1. Waves of the first family and their stability. *J. Fluid Mech.* **229**, 531-554.
6. ALEKSEENKO, S. V., NAKORYAKOV, V. Y. & POKUSAEV, B. G. 1985 Wave formation on a vertical falling liquid film. *AIChE J.* **31**, 1446-1460

Abstract

Experimental results are reported on non-stationary evolution and interactions of waves forming on water and water-glycerol solutions flowing along an inclined plane. A nonlinear wave generation process leads to a large number of solitary humps with a wide variety of sizes. Coalescence -the inelastic interaction of solitary waves resulting in a single hump- is found to proceed at a time-scale correlated to the difference in height between the interacting waves. Transient phenomena accompanying coalescence are reported: The front-running ripples recede during coalescence, only to reappear when the new hump recovers its teardrop shape. The tail of the resulting solitary wave develops an elevated substrate relative to the front, which decays exponentially in time; both observations about the tail confirm theoretical predictions. In experiments with water, the elevated back substrate is unstable, yielding to a tail oscillation with wavelength similar to that of the front-running ripples.

ΠΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ PIV ΓΙΑ ΡΟΕΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΣΥΝΑΓΩΓΗΣ

Ν. Κατσαβός, Ι. Λεκάκης, Ι. Παππά, Κ. Καλοβρέκτης & Ν. Βλάχος

Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών

Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας

Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας - Πεδίον Άρεως, 383 34 Βόλος

Τηλ.: (0421) 74094, Fax.: (0421) 74090 Email: fluids@mie.uth.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην εργασία αυτή γίνεται πιστοποίηση του συστήματος Ταχυμετρίας Εικόνας Σωματιδίων (PIV) του Εργ. Ρ&Σ εξετάζοντας την ακρίβεια και την αξιοπιστία των αλγορίθμων επεξεργασίας εικόνων σε συνθετικές εικόνες ροών που επιδέχονται αναλυτική λύση και πειραματικά σε ροή με καθαρώς περιστροφική κίνηση. Επίσης γίνεται σύγκριση με τα αποτελέσματα των αλγορίθμων διαφόρων ερευνητικών ομάδων σε συγκεκριμένες συνθετικές εικόνες. Τέλος η μέθοδος εφαρμόζεται στη μελέτη του πεδίου ροής σε συνθήκες φυσικής συναγωγής γύρω από ένα ηλεκτρικά θερμαινόμενο κύλινδρο.

ABSTRACT

In the present study, the Particle Image Velocimetry (PIV) system of the LFM&T is validated by examining the accuracy and reliability of the image analysis algorithms in the processing of simulated synthetic images and experimental images of the flow in solid body rotation. Comparison is also made with the results of other research groups for specific synthetic images. Finally, the technique is applied to study the flow field of natural convection around a horizontal heated cylinder.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η Ταχυμετρία Εικόνας Σωματιδίων (PIV) είναι μία σχετικά νέα και ταχέως αναπτυσσόμενη τεχνική για την μέτρηση του ολικού πεδίου ταχύτητας μιας επίπεδης διατομής της ροής. Adrian (1991). Μικρά σωματίδια ανίχνευσης (της τάξης των μm) διασκορπίζονται στην ροή, περιοχή της οποίας φωτίζεται με μία επίπεδη δέσμη φωτός. Τα σωματίδια με δείκτη διάθλασης διαφορετικό από αυτόν του ρευστού σκεδαίνουν το προσπίπτον φως, η σκεδαζόμενη ακτινοβολία των οποίων συλλέγεται σε φωτογραφικό φιλμ ή ψηφιακή κάμερα. Διαδοχικές θέσεις των σωματιδίων ροής απεικονίζονται είτε σε δύο διαφορετικές εικόνες είτε σε μία εικόνα διπλής έκθεσης. Η τελευταία περίπτωση χρησιμοποιείται κυρίως με τη χρήση πηγής φωτισμού παλμικού laser. Η επεξεργασία των εικόνων για την εύρεση της μετατόπισης των σωματιδίων γίνεται με τη χρήση τεχνικών συσχέτισης (π.χ. correlation, neural networks, wavelets). Γνωρίζοντας τον χρόνο που μεσολαβεί μεταξύ των δύο απεικονίσεων της θέσης των σωματιδίων και τη μεγέθυνση της κάμερας υπολογίζεται η ταχύτητά τους:

$$\bar{u}(\bar{x},t) = \frac{\Delta \bar{x}(\bar{x},t)}{\Delta t}$$

Λεπτομέρειες για τις αρχές της μεθόδου, τα όρια και τους τρόπους εφαρμογής της καθώς και την ιστορική της εξέλιξη μπορούν να βρεθούν στα άρθρα ανασκόπησης Adrian (1991), Grant (1997) και στο βιβλίο των Raffel κ.α. (1998). Οι κυριότεροι παράγοντες που καθορίζουν την ακρίβεια και την αξιοπιστία της τεχνικής PIV είναι: το μέγεθος και είδος των σωματιδίων

ανίχνευσης, οι αλγόριθμοι επεξεργασίας των ψηφιακών εικόνων, η ισχύς της φωτεινής πηγής, και η ταχύτητα λήψης των εικόνων.

Η επιλογή των σωματιδίων ανίχνευσης εξαρτάται κύρια από το είδος της ροής, Melling (1997), Mei (1996). Βασική προϋπόθεση των προστιθεμένων σωματιδίων στην ροή είναι η πυκνότητά τους να είναι παραπλήσια με αυτή του ρευστού ώστε να ακολουθούν με αρκετή ακρίβεια την κίνησή του, Schmitt κ.α. (1995). Το δε μέγεθός τους πρέπει να είναι αρκετά μικρό ώστε να ακολουθούν τη ροή και αρκετά μεγάλο ώστε να σκεδάζουν ικανοποιητικά το φως. Πρέπει να επιλέγονται επίσης λαμβάνοντας υπό όψη την ένταση της φωτεινής πηγής, το φακό της κάμερας και τη μεγέθυνση του ειδώλου. Τέλος, πρέπει να μην είναι τοξικά και ο δείκτης διάθλασής τους να διαφέρει αρκετά από αυτόν του ρευστού, Adrian (1991). Η δυνατότητα των σωματιδίων ανίχνευσης να ακολουθούν τη ροή για μικρές διαφορές πυκνότητας ροής και σωματιδίων, εξετάζεται από τους Yagin κ.α. (1996).

Η ισχύς της φωτεινής πηγής που απαιτείται για την ικανοποιητική απεικόνιση των σωματιδίων ανίχνευσης εξαρτάται από το μέγεθος τους και το χρόνο έκθεσής τους, που είναι συνάρτηση της ταχύτητας των σωματιδίων, Adrian (1986), Stanislas and Monnier (1997), Lourenco & Krothapali (1987). Οι αλγόριθμοι επεξεργασίας των ψηφιακών εικόνων βασίζονται στις μεθόδους συσχέτισης, κυρίως αυτοσυσχέτιση για μια εικόνα διπλής ή πολλαπλής έκθεσης και ετεροσυσχέτιση για διαδοχικές εικόνες απλής έκθεσης. Η αξιοπιστία των αποτελεσμάτων που προκύπτουν από την χρήση των αλγορίθμων αυτών είναι αντικείμενο πολλών επιστημονικών εργασιών. Keane & Adrian (1990, 1993), Westerweel (1994), Jambunathan κ.α. (1995), Willert (1996), Gui & Merzkirch (1996).

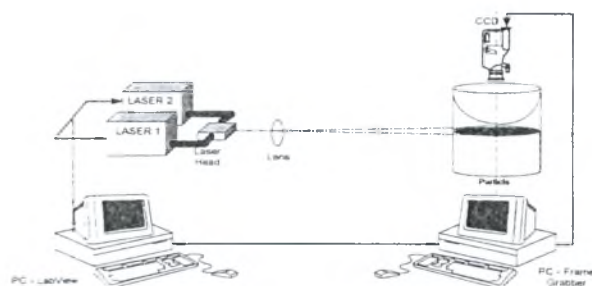
Φαινόμενα φυσικής συναγωγής με την χρήση της τεχνικής PIV έχουν μελετηθεί από τους Hiller (1993), Dahl κ.α. (1995), Miozzi & Querzoli (1996), Upton & Watt (1997).

Στην εργασία αυτή, το σύστημα PIV που αναπτύχθηκε στο Εργ. Ρ&Σ, εξετάζεται για την ακρίβεια και την αξιοπιστία των αλγορίθμων επεξεργασίας εικόνων σε συνθετικές εικόνες ροών που επιδέχονται αναλυτική λύση και πειραματικά σε ροή με καθαρώς περιστροφική κίνηση. Επίσης γίνεται σύγκριση με τα αποτελέσματα των αλγορίθμων διαφόρων ερευνητικών ομάδων σε συγκεκριμένες συνθετικές εικόνες. Τέλος η μέθοδος εφαρμόζεται στην μελέτη της στρωτής φυσικής συναγωγής γύρω από θερμαινόμενο κύλινδρο με σταθερή θερμοροή και σε θερμαινόμενη λωρίδα πάνω σε πρίσμα τοποθετημένο στο πυθμένα μιας ορθογώνιας λεκάνης. Η τελευταία περίπτωση σχετίζεται με τη λεκάνη τήξης παραγωγής γυαλιού.

2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

Το σύστημα PIV, Σχήμα 1, αποτελείται από τα στοιχεία: Διπλό παλμικό Nd-Yag laser mini-twins της Quantel, ενέργειας 30 mJ - Οπτική τράπεζα και σύστημα φακών, τρεις κυλινδρικοί (focal length 25, 44 and 50 mm) και δύο σφαιρικοί (focal length 356 and 487 mm) - Ψηφιακή κάμερα CID2250D, 512 x 512 pixels; Φακός-μάκρο Nikkor-55 mm - Κάρτα επεξεργασίας, αποθήκευσης και προβολής των εικόνων, Data Translation 3851 (frame processor) - Δύο υπολογιστές, 486/66 MHz. Pentium/133 MHz - Οθόνη υψηλής ανάλυσης, Sony 17". για την απεικόνιση των εικόνων - National Instruments PC-TIO-10 counter-timer board για συγχρονισμό με το παλμικό Laser - Λογισμικό το οποίο αποθηκεύει δύο διαδοχικές εικόνες και στην συνέχεια υπολογίζει τη μετατόπιση των σωματιδίων χρησιμοποιώντας την μέθοδο της ετεροσυσχέτισης μέσω FFT.

Το όλο σύστημα, δηλαδή τα δύο laser, η κάρτα λήψης, η κάρτα χρονισμού και η κάμερα ελέγχονται διαμέσου του λογισμικού LabVIEW.



Σχήμα 1: Διάταξη μέτρησης σε ροή με καθαρώς περιστροφική κίνηση.

3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ

Η επεξεργασία των εικόνων έγινε με βάση τον αλγόριθμο ετεροσυσχέτισης και παράθυρα παρατήρησης (interrogation windows) 32×32 και 64×64 pixels με επικάλυψη 50% για την ικανοποίηση του κριτηρίου δειγματοληψίας του Nyquist. Στα αποτελέσματα που παρατίθενται δεν έχει εφαρμοστεί κάποιος αλγόριθμος επικύρωσης (validation) ή ομαλοποίησης (smoothing). Ο αλγόριθμος FFT δίνει την θέση της κορυφής συσχέτισης σε ακέραια pixels. Για την βελτίωση της ακρίβειας και της διακριτικής ικανότητας του αλγόριθμου γίνεται καθορισμός της θέσης της κορυφής συσχέτισης με ακρίβεια μικρότερη του pixel, μετά από προσαρμογή μιας επιφάνειας Gauss στην επιφάνεια συσχέτισης και ακόλουθη παρεμβολή.

Στα πλαίσια της ανάπτυξης του συστήματος PIV και ελέγχου των προγραμμάτων επεξεργασίας εικόνων τα οποία υπολογίζουν την μετατόπιση των σωματιδίων, έγινε μία σειρά από μετρήσεις. Αρχικά μία συνθετική εικόνα τοποθετήθηκε σε ένα σύστημα μετατόπισης (isel) και μετατοπίστηκε παράλληλα με ακρίβεια της τάξης των $\mu\text{m/s}$ ως προς την ταχύτητα. Το σύστημα μετατόπισης ελεγχόταν από υπολογιστή ενώ η συνθετική εικόνα φωτιζόταν με μία απλή λάμπα αλογόνου. Η ταχύτητα στην κάθετη διεύθυνση αναφορικά με την κάμερα ήταν 1 cm/s και στην οριζόντια διεύθυνση μηδενική. Οι παράμετροι λήψης και τα αποτελέσματα της επεξεργασίας των εικόνων στην περίπτωση αυτή δίνονται στον Πίνακα 1. Ως οπτικό πεδίο ορίζεται η περιοχή την οποία βλέπει η κάμερα. Η μέση τιμή της κάθετης συνιστώσας (V) της ταχύτητας και το τετράγωνο της τυπικής απόκλισης επιλέχθηκαν για να δώσουν το μέτρο της ακρίβειας της πειραματικής μεθόδου.

Πίνακας-1: Παράμετροι λήψης και αποτελέσματα από συνθετική που μετατοπίστηκε παράλληλα

Οπτικό πεδίο	$83 \times 83 \text{ mm}^2$
Μέσο λήψης	CID 512×512 pixel
Φακός λήψης	$f = 55 \text{ mm}$, $f_\# = 8$
Μέθοδος λήψης	δύο εικόνες/απλής έκθεσης
Μέθοδος επεξεργασίας	Ετεροσυσχέτιση (CC)
Παράθυρα παρατήρησης	32×32 pixel
Ταχύτητα μετατόπισης	0.01 m/s
V_{mean}	0.00998 m/s
Variance(V)	$8.779 \cdot 10^{-3} (\text{m/s})^2$

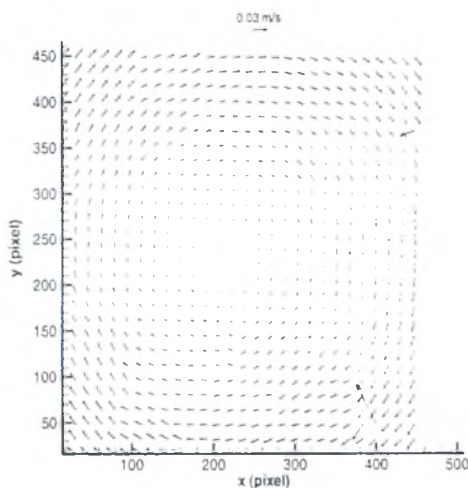
Πίνακας-2: Σύγκριση αποτελεσμάτων από διαφορετικές ερευνητικές ομάδες

ΟΜΑΔΑ	Window FFT	U_{mean} (m/s)	V_{mean} (m/s)	$\text{Var}(U)$ (m/s) ²	$\text{Var}(V)$ (m/s) ²
Π.Θ.	64×64	39.9081	29.9632	0.0551	0.0498
DLR	64×64	39.9829	30.0187	0.0142	0.0138
IMLF	64×64	40.019	30.0518	0.01477	0.0122
Madrid	64×64	40.047	30.1236	0.0155	0.0143
Rouen	64×64	39.9034	29.9506	0.0622	0.0544

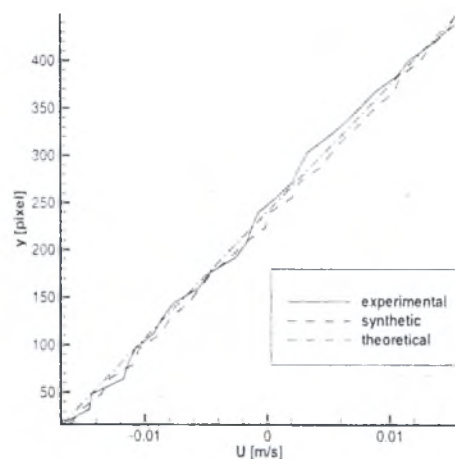
Για τον έλεγχο της ακρίβειας των αλγορίθμων επεξεργασίας εικόνων χρησιμοποιήθηκαν επίσης συνθετικές εικόνες από το διαδίκτυο PIVNET, οι οποίες αναπτύχθηκαν στο πρόγραμμα EUROPIV για την σύγκριση των αλγορίθμων διαφορετικών ερευνητικών ομάδων. Τα αποτελέσματα της επεξεργασίας ενός μεγάλου αριθμού από αυτές τις συνθετικές εικόνες συμφωνούν ικανοποιητικά με τα αποτελέσματα των άλλων ομάδων. Ενδεικτικά δίνονται στον Πίνακα 2 τα

αποτελέσματα της επεξεργασίας δύο εικόνων (<ftp://pivnet.sm.go.dlr.de/database/im09/t8>), που αναπαριστούν μία ελεύθερη ροή αέρα. Η μέθοδος επεξεργασίας των εικόνων αυτών είναι η ετεροσυσχέτιση, κοινή για όλες τις ομάδες, όπως και το μέγεθος του FFT-παράθυρου ενώ υπάρχει διαφορά ως προς την μέθοδο παρεμβολής που χρησιμοποιείται για την ευρεση της θέσης των σωματιδίων με ακρίβεια μικρότερη του pixel (subpixel accuracy).

Για την πιστοποίηση του συστήματος PIV σε πραγματικές συνθήκες, έγιναν μετρήσεις σε κυλινδρικό δοχείο με νερό, περιστρεφόμενο με σταθερή γωνιακή ταχύτητα, Σχήμα 1. Η συχνότητα περιστροφής του δοχείου μετρήθηκε με ένα αισθητήρα 0.01 Hz ακρίβειας, που προσαρμόστηκε στον άξονα περιστροφής του. Χρησιμοποιήθηκαν σωματίδια πολυστερίνης, πυκνότητας 1.024 gr/cm^3 και διαμέτρου 50 μm . Τα πειραματικό πεδίο ροής δίδεται στο Σχήμα 2 ενώ στο Σχήμα 3 γίνεται σύγκριση της πειραματικής κατανομής της u-συνιστώσας της ταχύτητας, κατά μήκος του y-άξονα, με αυτήν που προκύπτει όταν η δεύτερη εικόνα είναι αποτέλεσμα περιστροφής της πρώτης και με γωνία που αντιστοιχεί στην μετρηθείσα γωνιακή ταχύτητα (synthetic) και τέλος με την θεωρητική, $u = \omega r$. Η συμφωνία των κατανομών αυτών είναι αρκετά καλή. Οι μικρές αποκλίσεις οφείλονται κατά κύριο λόγο στην διακριτική ικανότητα ενός pixel (15 μm) με την οποία μπορεί να ορισθεί το κέντρο περιστροφής του δοχείου.



Σχήμα 2: Διανύσματα ταχύτητας από εικόνες σε καθαρώς περιστροφική κίνηση

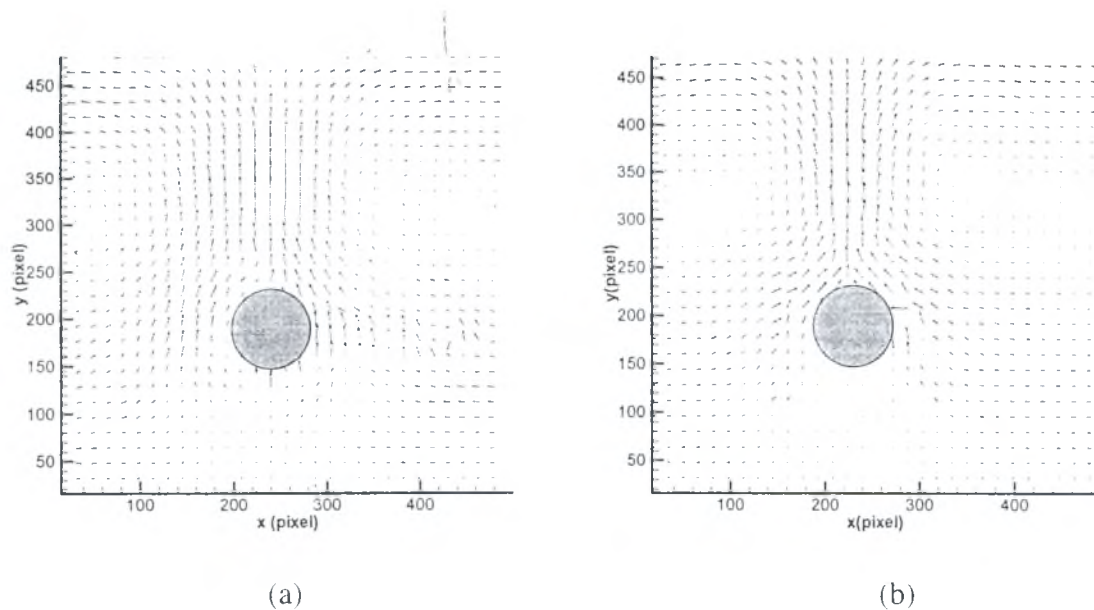


Σχήμα 3: Σύγκριση κατανομής οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας, $x = 224 \text{ pixel}$

Μετρήσεις φυσικής συναγωγής έγιναν και στην περίπτωση ενός ηλεκτρικά θερμαινόμενου κυλίνδρου $d = 6 \text{ mm}$, και $l/d = 30$ (line source) εμβαπτισμένου στο ρευστό υπό συνθήκες σταθεράς ηλεκτρικής ισχύος (θερμοροής). Σχήμα 4. Η περίπτωση αυτή επιδέχεται αναλυτική λύση, Burmeister (1993), και γίνεται σύγκριση των αναλυτικών και πειραματικών αποτελεσμάτων.

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ & ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ

Το σύστημα PIV που αναπτύχθηκε στο Εργ. Ρεστομηχανικής & Στροβιλομηχανών δίνει αξιόπιστα αποτελέσματα για μία σειρά από χαρακτηριστικές περιπτώσεις ροών, όπως περιστροφική κίνηση και φυσική συναγωγή γύρω από οριζόντιο θερμαινόμενο κύλινδρο.



Σχήμα 4: Διαγράμματα ταχύτητας σε φυσική συναγωγή γύρω από θερμαινόμενο κύλινδρο: (a) $Ra=1.29 \times 10^5$, (b) $Ra=1.29 \times 10^6$.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] Adrian, R.J., 1991. Particle-Imaging techniques for experimental fluid mechanics, *An. Rev. Fluid Mech.*, 23, 261-304
- [2] Adrian, R.J., 1986, Multi-point optical measurements of simultaneous vectors in unsteady flow - a review. *Int. J. Heat & Fluid Flow*, 7, 127-145.
- [3] Burmeister, L.C., *Convective Heat Transfer*, 2nd Ed., John Wiley, 1993, pp403-406.
- [4] Dahl, J., Hermansson, R., Tiberg, S.E. and Veber, P., 1995, Use of video-based particle image velocimetry technique for studies of velocity fields in water heat storage vessel, *Exper. Fluids*, 18, 383-388
- [5] Grant, I., 1997, Particle image velocimetry: a review, *Proc. Instn Mech Engrs Part C*, 211, 55-76.
- [6] Gui, L.C. and Merzkirch, W., 1996. A method of tracking ensembles of particle images. *Exp. Fluids*, 21, 465-468
- [7] Hiller, W.J., Koch, S. and Kowalewski, T.A., 1993, Onset of natural convection in a cube. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 36, 3251-3263.
- [8] Jambunathan, K., Ju, X.Y., Dobbins, B.N., and Ashforth-Frost, S., 1995. An improved cross correlation technique for particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, 6, 507-514
- [9] Keane, R.D. and Adrian, R.J., 1992. Theory of cross-correlation analysis of PIV images, *Appl. Sci. Res.* 49, 191-215
- [10] Keane, R.D. and Adrian, R.J., 1990. Optimization of particle image velocimeters. Part I: Double pulsed systems, *Meas. Sci. Technol.*, 1, 1202-1215.
- [11] Keane, R.D. and Adrian, R.J., 1990. Optimization of particle image velocimeters. Part I: Double pulsed systems, *Meas. Sci. Technol.*, 1, 1202-1215.
- [12] Lourenco, L. and Krothapalli, A., 1987, The role of photographic parameters in laser Speckle or particle image displacement velocimetry, *Exper. Fluids*, 5, 29-32
- [13] Mei, R., 1996, Velocity fidelity of tracer particles, *Exper. in Fluids*, 22, 1-13.
- [14] Melling, A., 1997. Tracer particles and seeding for particle image velocimetry, *Meas. Sci. Technol.*, 8, 1406-1416.
- [15] Miozzi, M. and Querzoli, G., 1996. PIV and POD analysis of the instability in a quasi two-dimensional convective flow, *Applied Scientific Research*, 56, 221-242
- [16] Raffel, M., Willert, C. and Kompenhans, J., *Particle Image Velocimetry*, Springer, 1998
- [17] Schmitt, T., Koster, J.N., and Hamacher, H., 1995, Particle design for displacement tracking velocimetry, *Meas. Sci. Technol.*, 6, 682-689
- [18] Stanislas, M., and Monnier, J.C., 1997, Practical aspects of image recording in particle image velocimetry, *Meas. Sci. Technol.*, 8, 1417-1426.
- [19] Upton, T.D. and Watt, D.W., 1997. Experimental study of transient natural convection in an inclined rectangular enclosure, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40, 2679-2690
- [20] Westerweel, J., 1994, Efficient detection of spurious vectors in particle image velocimetry data, *Exp. Fluids*, 16, 236-247
- [21] Willert, C., 1996, The fully digital evaluation of photographic PIV recordings, *Applied Sci. Research*, 56, 79-102
- [22] Yarin, A.L., Kowalewski, T.A., Hiller, W.J. and Koch, S., 1996, Distribution of particles suspended in convective flow in differentially heated cavity. *Phys. Fluids*, 8(5), 1130-1139

ΑΝΑΜΙΞΗ ΤΥΡΒΩΔΩΝ ΡΟΩΝ ΚΑΤΑΝΤΗ ΠΛΕΓΜΑΤΩΝ ΜΕ ΜΗΔΕΝΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΤΗΣ ΜΕΣΗΣ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ

Ν. Κούβακας, Ι. Λεκάκης & Ν. Βλάχος
Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας - Πεδίον Άρεως, 383 34 Βόλος

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η αλληλεπίδραση μεταξύ δύο μεγεθών τυρβωδών δινών μελετάται πειραματικά σε συνθήκες μηδενικής κλίσης της μέσης ταχύτητας. Η ροή, ένα τυρβώδες στρώμα ανάμιξης, υλοποιείται με χρήση δύο διαφορετικών μεγεθών πλεγμάτων, ένα σε κάθε πλευρά της ροής. Επειδή δεν υπάρχει κλίση της μέσης ταχύτητας, δεν έχουμε παραγωγή τύρβης οπότε η ανάμιξη προκαλείται αποκλειστικά από τις διακυμάνσεις των πεδίων ταχύτητας και πίεσης. Στην παρούσα μελέτη, περιγράφονται τα αποτελέσματα για ένα σύμμεκτο (composite) πλέγμα με λόγο ανοιγμάτων (mesh) 2:1.

ABSTRACT

The interaction of two energy-containing turbulence scales is studied in the absence of mean velocity gradient. The flow, a turbulence mixing layer, is achieved using a composite grid with a larger mesh spacing on one side of the grid than the other. Since there is no mean shear, there is no turbulence production and thus spreading is caused solely by the fluctuating pressure and velocity fields. In the present study measurements are reported only for one composite grid with mesh ratio 2:1.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η τύρβη αποτελείται από ένα πολύπλοκο φάσμα δινών που αλληλεπιδρούν. Παρότι η κατανόηση των αλληλεπιδράσεων αυτών των δινών είναι ακόμα φτωχή, έχει σημειωθεί επιτυχία στη μοντελοποίηση των γενικών χαρακτηριστικών απλών τυρβωδών ροών όπως δέσμες και στρώματα ανάμιξης, αναγνωρίζοντας ότι υπάρχουν δίνες από ενεργειακής απόψεως ενός και μοναδικού κυρίαρχου μεγέθους που ουσιαστικά επηρεάζουν τις ροές. Γιαυτό το λόγο, οι παραπάνω τυρβώδεις ροές μπορούν να υπολογιστούν αξιόπιστα. Παρόλα αυτά, πολλές τυρβώδεις ροές αποτελούνται από παραπάνω από ενός μεγέθους κυρίαρχες δίνες με αποτέλεσμα αυτές οι ροές να είναι δύσκολο να μοντελοποιηθούν ή να προβλεφθούν χωρίς λεπτομερή κατανόηση και μελέτη των διαφόρων φαινομένων που λαμβάνουν χώρα. Απλή υπέρθεση λύσεων διαφορετικών προβλημάτων δεν φέρνει επιτυχή αποτελέσματα εξαιτίας της μη γραμμικότητας των αλληλεπιδράσεων.

Η παρούσα εργασία έχει ως σκοπό την κατανόηση της αλληλεπίδρασης δύο μεγεθών κυρίαρχων δινών σε συνθήκες μηδενικής κλίσης της μέσης ταχύτητας. Η ροή, ένα τυρβώδες στρώμα ανάμιξης μεταξύ δυο φθινουσών τυρβωδών ροών με διακριτά μεγέθη δινών, υλοποιείται με τη χρήση δύο διαφορετικών μεγεθών πλεγμάτων, ένα σε κάθε πλευρά της ροής, Σχήμα 1. Κρατώντας σταθερό το λόγο της ανοικτής προς τη συνολική επιφάνεια των πλεγμάτων που χρησιμοποιούνται, η μέση ταχύτητα διατηρείται ουσιαστικά σταθερή κατά μήκος ολόκληρης της ροής.

Επικοινωνία: Τηλ.: (0421) 74068. Fax.: (0421) 74090 Email: fluids@mie.uth.gr

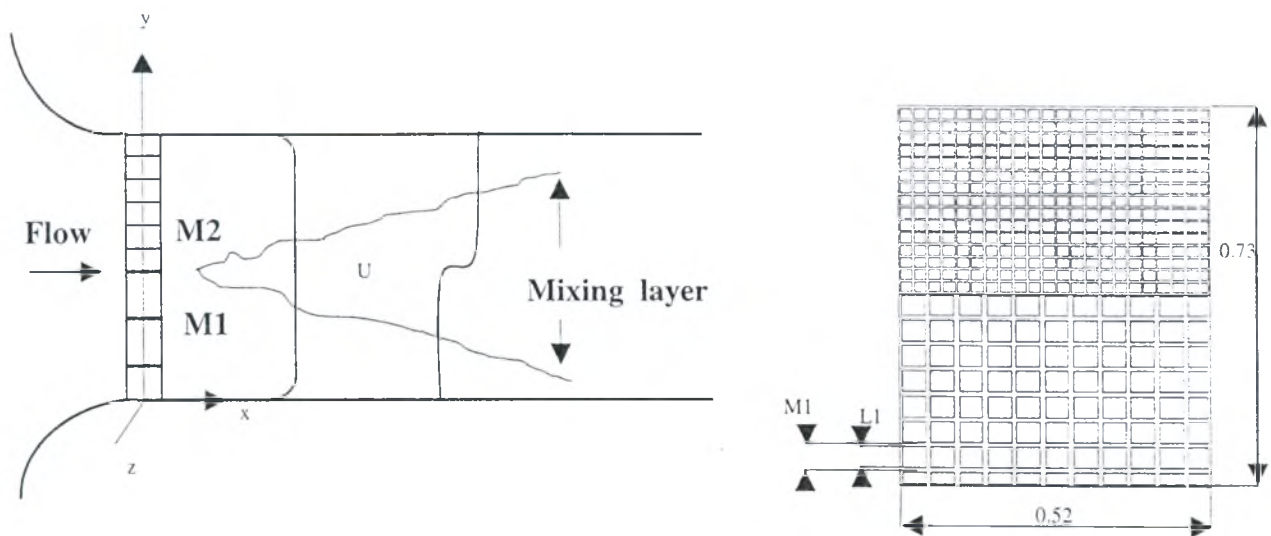
Έτσι, αφού δεν υπάρχει μέση διάτμηση, δεν υπάρχει παραγωγή τύρβης οπότε η ανάμιξη προκαλείται αποκλειστικά από τις διακυμάνσεις των πεδίων ταχύτητας και πίεσης. Επομένως, η ροή αυτή παρουσιάζεται σαν ιδανική περίπτωση για την λεπτομερή μελέτη και κατανόηση της δυναμικής των δινών. Παρόλα αυτά, λόγω κυρίως της δυσκολίας που παρουσιάζεται στη δημιουργία της, υπάρχει ένας πολύ περιορισμένος αριθμός εργασιών της ροής αυτής, πειραματικά από τους Veeravalli & Warhaft (1987, 1989) και Gilbert (1980) και υπολογιστικά από τους Pope & Haworth (1987).

Η παρούσα εργασία, σε εξέλιξη, είναι πολύ κοντά με αυτήν των Veeravalli & Warhaft (1989), με τις εξής διαφορές: (α) στην παρούσα εργασία χρησιμοποιούνται διδιάστατα πλέγματα που δημιουργούν περισσότερο ομογενείς ροές συγκρινόμενες με τα μονοδιάστατα πλέγματα από παράλληλους κυλίνδρους των Veeravalli & Warhaft (1989), (β) υπάρχει μεγαλύτερη ομοιομορφία του πεδίου μέσης ταχύτητας και επομένως μικρότερο ρυθμό παραγωγής τυρβώδους ενέργειας, και (γ) μεγαλύτερο ύψος της αεροσύραγγας, 0.73m, έναντι 0.4m. Το τελευταίο επιτρέπει την ανάπτυξη του στρώματος ανάμιξης για μεγαλύτερες αποστάσεις στην κατεύθυνση ροής πριν από την αλληλεπίδρασή του με τα τοιχώματα της αεροσήραγγας και επομένως καθίσταται δυνατή η εξέταση πιθανής ασυμπτωτικής συμπεριφοράς ομοιότητας του στρώματος ανάμιξης,

3. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

Η δημιουργία του στρώματος ανάμιξης έγινε στην αεροσήραγγα του Εργ. Ρ&Σ, Σχήμα 1, η οποία είναι ανοικτού κυκλώματος με αναρρόφηση, με τμήμα δοκιμών 2.51x0.52x0.73m, και έντασης τύρβης κάτω του 0.5%. Η μεγάλη δυσκολία για την δημιουργία της ροής αυτής έγκειται στην επιλογή και κατασκευή των πλεγμάτων έτσι ώστε να προκαλούν την ίδια πτώση πίεσης για όλο το εύρος των ταχυτήτων του πειράματος. Έτσι, κατασκευάστηκε μία σειρά από διαφορετικά πλέγματα όπου μετά από εκτεταμένες μετρήσεις επιλέγησαν τρία, Πίνακας 1 & Σχήμα 2, των οποίων η διαφορά πτώσης πίεσης σε συνάρτηση της ταχύτητας ροής δίδεται στο Σχήμα 3. Οι συνδυασμοί των πλεγμάτων του πίνακα τοποθετήθηκαν 15cm από την είσοδο του τμήματος δοκιμών της αεροσήραγγας.

Για τις μετρήσεις χρησιμοποιήθηκε ανεμόμετρο θερμού σύρματος δύο καναλιών (Dantec, StreamLine 90N10). Το σύστημα δειγματοληψίας και επεξεργασίας σημάτων περιλαμβάνει δύο Η/Υ με Α/Δ κάρτες National Instruments PCI-MIO16E-1 και Data Translation DT2838 και λογισμικό των Lekakis et al. (1994).



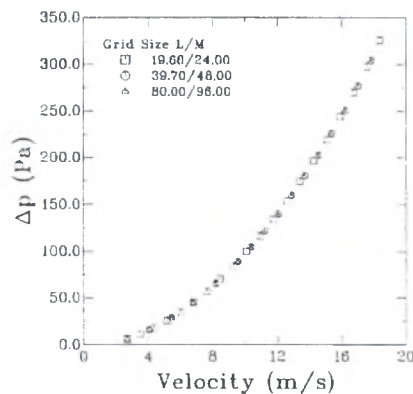
Σχήμα 1. Δημιουργία στρώματος ανάμιξης με μηδενική κλίση της μέσης ταχύτητας με την χρήση συμμετρικών πλεγμάτων



Σχήμα 2 Κατασκευή πλεγμάτων

Πίνακας 1 Μεγέθη Πλεγμάτων

a/a	L	M
1	80.00	96.00
2	39.70	48.00
3	19.66	24.00



Σχήμα 3 Διάγραμμα πτώσης πίεσης σε σχέση με την ταχύτητα

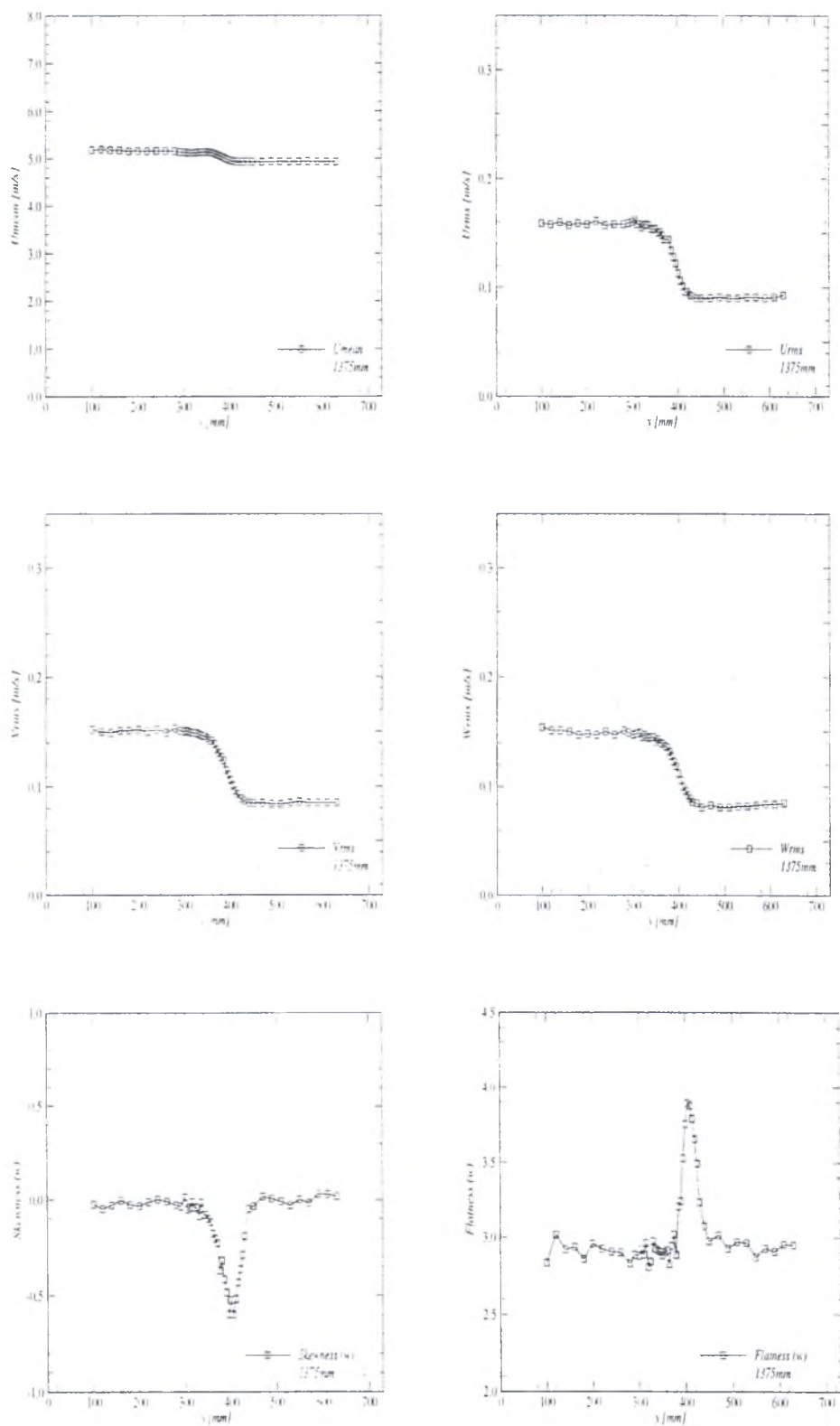
4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Μετρήσεις των κατανομών των στατιστικών ροπών της τύρβης μέχρι και τετάρτης τάξεως στο στρώμα ανάμιξης έγιναν με την χρήση αισθητηρίου συστήματος δύο θερμοινομένων επιφανειών TSI 1241-20 που επιτρέπει την ταυτόχρονη μέτρηση δύο συνιστωσών της ταχύτητας λαμβάνοντας κάθε φορά 8192 δείγματα με ρυθμό 300Hz. Το ζεύγος πλεγμάτων που χρησιμοποιήθηκε είναι (19.66/24 και 39.7/48). Μετρήσεις έγιναν κατά μήκος του κατακόρυφου επιπέδου συμμετρίας της αεροσήραγγας και για αποστάσεις από τα πλέγματα 635mm, 905mm, 1125mm και 1375mm, Κούβακας (1999). Ενδεικτικές κατανομές των στατιστικών μεγεθών στο στρώμα ανάμιξης για την απόσταση των 1375mm από τα πλέγματα δίδεται στο Σχήμα 4. Εκτενείς μετρήσεις έγιναν και για το φάσμα της ταχύτητας στην κατεύθυνση ροής, Κούβακας (1999).

Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι η κατανομή της μέσης ταχύτητας στην κατεύθυνση της ροής, αν και ομοιόμορφη στην περιοχή κάθε πλέγματος, παρουσιάζει μια μικρή διαφορά μεταξύ των δύο περιοχών της τάξεως του 4%. Σε ό,τι αφορά τις μέσες τιμές τις ταχύτητας στις κατευθύνσεις y και z παρατηρούμε ότι αυτές είναι σχεδόν μηδενικές. Η rms τιμή των τριών συνιστωσών της ταχύτητας ακολουθεί φθίνουσα μεταβολή με την απόσταση από το πλέγμα, για σταθερό ύψος (y), χαρακτηριστική μιας ισοτροπικής ροής (power law decay). Οι τιμές της ασυμμετρίας κατανομής και της κυρτότητας των διακυμάνσεων των ταχυτήτων έξω από το στρώμα ανάμιξης προσεγγίζουν τις θεωρητικές τιμές για ισοτροπική τύρβη 0 και 3, αντίστοιχα ενώ αντίθετα μέσα στο στρώμα ανάμιξης η τύρβη παύει να είναι ισοτροπική.

5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Σε αυτό το πείραμα μελετήθηκε η εξάρτηση των στατιστικών και φασματικών χαρακτηριστικών στο στρώμα ανάμιξης κατόπιν των πλεγμάτων.



Σχήμα 4 Ενδεικτικές κατανομές των στατιστικών μεγεθών της τύρβης στο στρώμα ανάμιξης.

Τα αποτελέσματα των μετρήσεων δείχνουν ότι το στρώμα ανάμιξης μηδενικής κλίσης της μέσης ταχύτητας είναι καλύτερης ποιότητας από αυτά στην διεθνή βιβλιογραφία, το οποίο επιδέχεται περαιτέρω βελτίωση.

6. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] George W K, The Decay of Homogeneous Isotropic Turbulence, *Phys. Fluids A* 4(7), July 1992
- [2] Gilbert, B., 1980 Diffusion mixing in grid turbulence without mean shear, *J. Fluid Mech.*, 100, 349-365.
- [3] Κούβακας, Ν., 1999 Στρώμα ανάμιξης τυρβωδών ροών κατάντη πλεγμάτων με μηδενική κλίση της μέσης ταχύτητας, Διπλωματική, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας.
- [4] Lekakis I, Diorinos M, Unger T and Land S, Data Acquisition and Management System (DAMS) for Hot-Wire Measurements – A Users Guide, 1994
- [5] Mohamed M S and LaRue J C. The Decay Power Law in Grid generated turbulence, *J. Fluid Mech.* (1990), vol. 219, pp. 195-214
- [6] Pope S B and Haworth D C. 1987 The mixing layer between turbulent fields of Different Scales, In *Turbulent Shear Flows 5* (ed. L.T.S. Bradbury et al.), 44-53.
- [7] Veeravalli, S., and Warhaft. Z.. 1989 The shearless turbulence mixing layer, *J. Fluid Mech.*, 20, pp. 191-229.
- [8] Veeravalli, S., and Warhaft. Z.. 1987 The interaction of two distinct turbulent velocity scales in the absence of mean shear, In *Turbulent Shear Flows 5* (ed. L.T.S. Bradbury et al.), 31-43.

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΡΟΩΝ- ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΡΕΥΣΤΟΔΥΝΑΜΙΚΗ -2

ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΡΕΟΛΟΓΙΑ ΚΑΙ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΤΗΣ ΣΕ ΔΙΕΡΓΑΣΙΕΣ ΜΟΡΦΟΠΟΙΗΣΗΣ ΜΗ-ΝΕΥΤΩΝΙΚΩΝ ΡΕΥΣΤΩΝ ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΤΩΝ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ

Ευάγγελος Μητσούλης

Τομέας Μεταλλουργίας και Τεχνολογίας Υλικών
Τμήμα Μηχανικών Μεταλλείων - Μεταλλουργών
Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Ζωγράφου 157 80 Αθήνα

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η επιστήμη της ρεολογίας αφορά την παραμόρφωση και ροή των υλικών. Διάφορα υλικά υπακούουν διάφορους ρεολογικούς νόμους. Τα πολυμερή (πλαστικά) παρουσιάζουν σύνθετη ρεολογική συμπεριφορά λόγω φαινομένων *ψευδοπλαστικών* (διατμητική λέπτυνση) και *ιξωδοελαστικών* (χρόνοι χαλάρωσης). Άλλα υλικά παρουσιάζουν φαινόμενα *ιξωδοπλαστικά* (τάσεις διαρροής). Η ρεολογική συμπεριφορά ευρίσκεται με μετρήσεις κυρίως του ιξώδους για διαφορετικές θερμοκρασίες και ρυθμούς διάτμησης. Τα ρεολογικά δεδομένα χρησιμοποιούνται ακολούθως στη χρήση μαθηματικών μοντέλων για την ανάλυση και συμπεριφορά των πολυμερών σε διεργασίες μορφοποίησης, όπως η εκβολή, η επικάλυψη καλωδίων με πλαστικό, η χύτευση, κλπ.

Η παρούσα εργασία παρουσιάζει τα βασικά ρεολογικά μοντέλα που χρησιμοποιούνται ευρέως σήμερα στην ανάλυση των διεργασιών μορφοποίησης, και δίνονται παραδείγματα χρήσης τους για την ανάλυση και σχεδιασμό διεργασιών μορφοποίησης πλαστικών και σύνθετων υλικών.

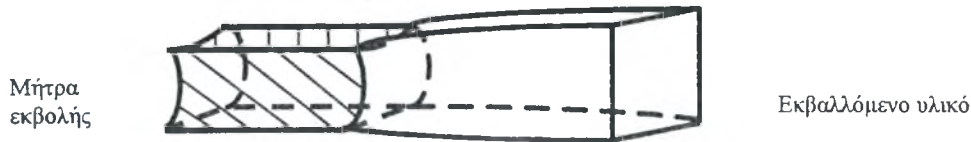
ABSTRACT

The science of rheology deals with the flow and deformation of materials. Different materials obey different rheological laws. Rheology aims at finding the laws obeyed by various materials and at measuring their rheological properties. Polymers (plastics) exhibit a complex rheological behavior due to *pseudoplastic* (shear-thinning) and *viscoelastic* (relaxation) phenomena. Other materials exhibit *viscoplastic* behavior (yield stress). The rheological behavior is determined mainly by measuring the viscosity for different temperatures and shear rates. Rheological data are then used in mathematical models for the analysis and design in polymer and materials processing operations, such as extrusion, wire coating, casting, etc.

The present work outlines the basic rheological models that are used today in the analysis of processing operations, and presents examples of such an analysis and its use in design for several cases of polymer and materials processing.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στη μορφοποίηση των διαφόρων υλικών και κυρίως των πολυμερών, η διεργασία της εκβολής χρησιμοποιείται ευρύτατα για την παραγωγή προϊόντων με διάφορα σχήματα. Η μορφή των σχημάτων αυτών εξαρτάται από το σχεδιασμό της μήτρας εκβολής, όπου το εκβαλλόμενο υλικό ρέει υπό πίεση στην ατμόσφαιρα. Επειδή τα διάφορα υλικά αλλάζουν τύπο ροής, από διατμητική ροή μέσα στα τοιχώματα της μήτρας σε ελεύθερη ροή στην ατμόσφαιρα, αποκτούν ελεύθερη επιφάνεια και διογκώνονται ή συστέλλονται κατά την έξοδό τους, ανάλογα με το υλικό (δηλ. τη ρεολογία) και τις συνθήκες εκβολής (βλ. Σχήμα 1).



Σχήμα 1. Σχηματική παράσταση εκβαλλόμενου υλικού από μήτρα εκβολής.

Στα προβλήματα αυτά το ζητούμενο συνήθως είναι η απάντηση στις εξής δύο ερωτήσεις:

1. Δεδομένης της γεωμετρίας της μήτρας εκβολής, ποιό είναι το σχήμα του προϊόντος;
2. Δεδομένης της γεωμετρίας του προϊόντος, ποιό είναι το σχήμα της μήτρας εκβολής;

2. ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ

Η ροή των υλικών ακολουθεί τις γνωστές εξισώσεις Navier-Stokes στον τριδιάστατο χώρο. Θεωρούμε συγκεκριμένα διεργασίες κάτω από ισοθερμοκρασιακές συνθήκες μόνιμης κατάστασης και έρπουσας ροής ($Re \approx 0$). Στην περίπτωση αυτή οι εξισώσεις διατήρησης της μάζας, ορμής, και ενέργειας γράφονται ως [1]:

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

$$0 = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}, \quad (2)$$

$$\rho c_p \mathbf{v} \cdot \nabla T = k \nabla^2 T + \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{v}, \quad (3)$$

όπου \mathbf{v} είναι η ταχύτητα, p η πίεση, T η θερμοκρασία και $\boldsymbol{\tau}$ οι τάσεις.

Για την επίλυση του συστήματος χρειάζεται επιπλέον μια ρεολογική καταστατική εξίσωση που να συνδέει τις τάσεις με τις ταχύτητες και τις παραγώγους των ταχυτήτων (ρυθμούς παραμόρφωσης). Διαφορετικά υλικά υπακούουν διαφορετικές εξισώσεις.

(α) Στην περίπτωση Νευτωνικών υλικών η ρεολογική καταστατική εξίσωση είναι:

$$\boldsymbol{\tau} = \mu \dot{\boldsymbol{\gamma}}, \quad (4)$$

όπου μ είναι το σταθερό ιξώδες και $\dot{\boldsymbol{\gamma}} = \nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T$ είναι ο τανυστής των ρυθμών παραμόρφωσης.

(β) Στην περίπτωση ψευδοπλαστικών υλικών (διατμητικής λέπτυνσης), μια σχετικά απλή ρεολογική καταστατική εξίσωση έχει προταθεί από τον Carreau [1]:

$$\boldsymbol{\tau} = \eta(\dot{\boldsymbol{\gamma}}) \dot{\boldsymbol{\gamma}}, \quad (5)$$

όπου η είναι το φαινομενικό ιξώδες και δίνεται από τη σχέση:

$$\eta = \eta_0 \left[1 + (\lambda |\dot{\boldsymbol{\gamma}}|)^2 \right]^{\frac{n-1}{2}}, \quad (6)$$

όπου η_0 είναι το σταθερό ιξώδες για μηδενικούς ρυθμούς διάτμησης, λ είναι μια χρονική παράμετρος του υλικού (s), και n είναι ο δείκτης ρεολογικής συμπεριφοράς (αδιάστατος, $1 > n > 0$). Για $n=1$, το μοντέλο Carreau δίνει το Νευτωνικό μοντέλο, ενώ καθώς το $n \rightarrow 0$, τόσο περισσότερο μη-Νευτωνικός γίνεται ο χαρακτήρας του ρευστού.

(γ) Στην περίπτωση ιξωδοπλαστικών υλικών (Bingham) με όριο διαρροής, ο Παπαναστασίου [3] πρότείνει να ισχύει η παραπάνω ρεολογική εξίσωση (5) του γενικευμένου Νευτωνικού ρευστού, αλλά με τον εξής τύπο για το φαινόμενο ιξώδες η :

$$\eta = \left[\mu + \frac{\tau_y [1 - \exp(-m |\dot{\boldsymbol{\gamma}}|)]}{|\dot{\boldsymbol{\gamma}}|} \right], \quad (7)$$

όπου τ_y είναι το όριο διαρροής, $|\dot{\boldsymbol{\gamma}}|$ είναι το μέτρο του τανυστή των ρυθμών παραμόρφωσης, και m είναι μια χρονική σταθερά για την ανάπτυξη των τάσεων. Όταν $m = 0$, η εξ. (7) δίνει το

Νευτωνικό ιξώδες μ , ενώ όταν $m \rightarrow +\infty$ (ή αντίστοιχα ένας μεγάλος αριθμός, π.χ. $m > 200$), η εξ. (7) δίνει το κλασικό μοντέλο *Bingham*.

(δ) Στην περίπτωση ελαφρώς ιξωδοελαστικών υλικών, όπως π.χ. πολυμερικά διαλύματα και τήγματα σε αργές ροές, μια σχετικά απλή ρεολογική καταστατική εξίσωση είναι το μοντέλο *Criminalle-Ericksen-Filbey* ή *CEF* [1]

$$\tau = \eta(\dot{\gamma})\dot{\gamma} + \left(\frac{1}{2}\Psi_1 + \Psi_2\right)\{\dot{\gamma} \cdot \dot{\gamma}\} - \frac{1}{2}\Psi_1 \frac{\mathcal{D}\dot{\gamma}}{\mathcal{D}t} \quad (8)$$

όπου Ψ_1 και Ψ_2 είναι οι συντελεστές των πρώτων και δεύτερων διαφορών τάσεων αντίστοιχα, και μπορούν να είναι συναρτήσεις του $|\dot{\gamma}|$. Ισχύει ο εξής ορισμός για την παράγωγο:

$$\frac{\mathcal{D}\dot{\gamma}}{\mathcal{D}t} = \frac{\partial \dot{\gamma}}{\partial t} + \nu \cdot \nabla \dot{\gamma} - (\nabla \nu)^T \cdot \dot{\gamma} - \dot{\gamma} \cdot (\nabla \nu) \quad (9)$$

Όλες οι υλικές συναρτήσεις η , Ψ_1 και Ψ_2 μπορούν να προσαρμοστούν σε πειραματικά δεδομένα. Όταν έχουν σταθερές τιμές, τότε το μοντέλο *CEF* απλοποιείται στο *μοντέλο δεύτερης τάξης*, για το οποίο υπάρχουν αναλυτικές επιλύσεις σε απλές περιπτώσεις ροής [1].

Για μη-ισοθερμοκρασιακές ροές, το ιξώδες και οι λοιπές υλικές συναρτήσεις σχετίζονται με τη θερμοκρασία μέσω μιας εκθετικής κατά Arrhenius σχέσης, δηλ.

$$\eta = \eta_0 \exp \left[\frac{E}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right], \quad (10)$$

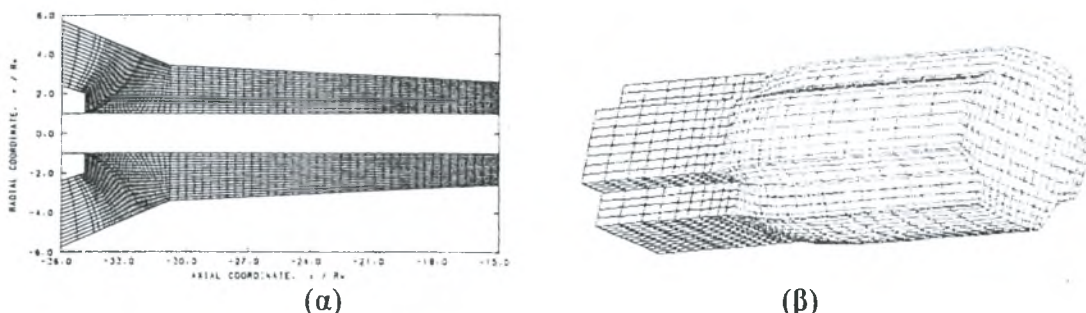
όπου το ιξώδες η σε θερμοκρασία T σχετίζεται με το ιξώδες η_0 σε θερμοκρασία αναφοράς T_0 μέσω της ενέργειας ενεργοποίησης E και της παγκοσμίου σταθεράς των ιδανικών αερίων R .

ΜΕΘΟΔΟΣ ΕΠΙΛΥΣΗΣ

Η επίλυση των παραπάνω εξισώσεων διατήρησης και ρεολογικών καταστατικών εξισώσεων γίνεται με την αριθμητική μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων. Οι διαφορικές εξισώσεις γράφονται σε ολοκληρωτική μορφή κατά Galerkin και ολοκληρώνονται σε κάθε πεπερασμένο στοιχείο στα οποία είναι διακριτοποιημένο το πεδίο ροής.

Για τη γενική περίπτωση τριδιάστατου πεδίου ροής χρησιμοποιούνται ως πεπερασμένα στοιχεία εξαέδρα (bricks) με 28 κόμβους (3 σε κάθε πλευρά). Οι πρωτογενείς μεταβλητές προς επίλυση είναι οι τρεις ταχύτητες (u-v-w), η πίεση (p), η θερμοκρασία (T) και οι συντεταγμένες της ελεύθερης επιφάνειας (h) (διατύπωση u-v-w-p-T-h) [3]. Χρησιμοποιούνται πολυώνυμα 2ου βαθμού για τις ταχύτητες, τη θερμοκρασία και την ελεύθερη επιφάνεια, και 1ου βαθμού για την πίεση. Τα υπόλοιπα που σχηματίζονται από τις εξισώσεις ζυγίζονται με τα πολυώνυμα των μεταβλητών και οδηγούν σε ένα σύστημα μη-γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων. Αυτό επιλύεται επαναληπτικά με τη μέθοδο Newton-Raphson, που επιδεικνύει τετραγωνική σύγκλιση με 5-6 επαναλήψεις στην ακρίβεια του H/Y.

Τυπικά παραδείγματα πλεγμάτων πεπερασμένων στοιχείων δίνονται στο Σχήμα 2 για την περίπτωση γεωμετρίας μητρών εκβολής: (α) επικάλυψης καλωδίων και (β) τριδιάστατου σταυροειδούς αγωγού. Το τριδιάστατο πλέγμα δείχνει επίσης την παραμόρφωση που έχει επέλθει στην ελεύθερη επιφάνεια μετά την επίτευξη επίλυσης του συστήματος.

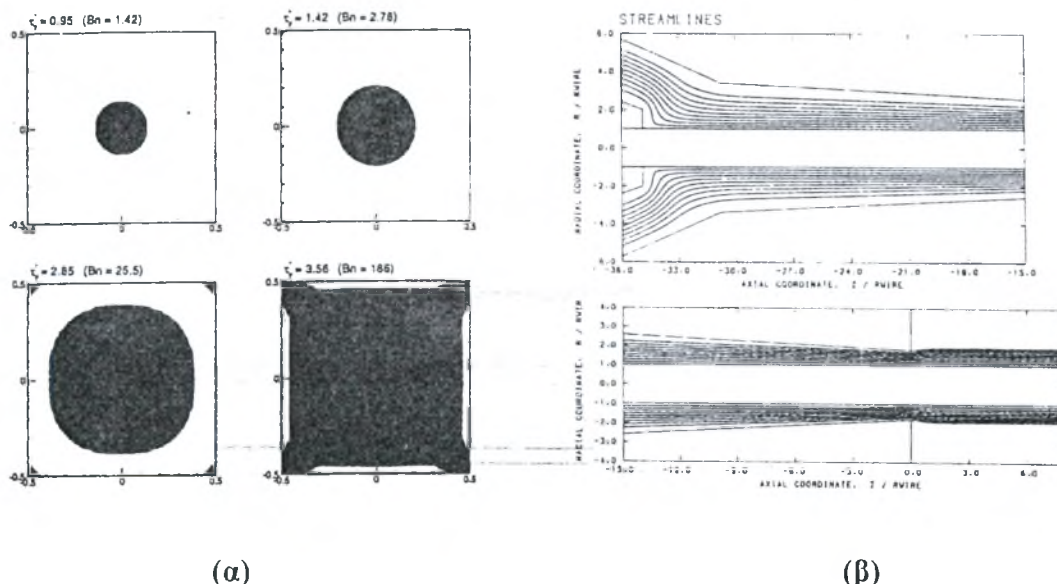


Σχήμα 2. Πλέγματα πεπερασμένων στοιχείων για διαφορετικές γεωμετρίες μητρών εκβολής. (α) κυλινδρική μήτρα επικάλυψης καλωδίων, (β) τριδιάστατη σταυροειδής μήτρα.

ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ

Παρατίθενται τυπικά παραδείγματα από την επίλυση προβλημάτων σε διαφορετικές γεωμετρίες και για διαφορετικά υλικά. Για τα ιξωδοπλαστικά υλικά *Bingham*, η επίλυση γίνεται παραμετρικά σε συνάρτηση του αδιάστατου αριθμού Bingham $Bn = \tau_y R_h / \mu U$, όπου R_h είναι η υδραυλική ακτίνα του αγωγού και U είναι η μέση ταχύτητα του εκβαλλόμενου υλικού [4]. Όταν $Bn = 0$, έχουμε το Νευτώνικό ρευστό, ενώ όταν $Bn \rightarrow +\infty$, έχουμε το πλαστικό υλικό Bingham, που ρέει εμβολικά χωρίς να παραμορφώνεται. Τα αποτελέσματα από την επίλυση για ορθογώνιο αγωγό με τετραγωνική διατομή δίνονται στο Σχήμα 3(α), όπου με μαύρο σκιασμένο αποδίδονται οι εμβολικές περιοχές μη-παραμόρφωσης. Παρατηρείται ότι η σκίαση αυξάνεται με την αύξηση του Bn , και τελικά όλο το υλικό ρέει εμβολικά.

Για τα ψευδοπλαστικά ρευστά *Carreau* (δηλ. για ψευδοπλαστικά ρευστά διατμητικής λέπτυνσης), η επίλυση του προβλήματος ροής για τυπικό τήγμα πολυαιθυλενίου χαμηλής πυκνότητας (LDPE) σε δακτυλική μήτρα εκβολής για επικάλυψη καλωδίων δείχνει ότι υπάρχει στρωτή ροή χωρίς στροβίλους μέσα και έξω από τη μήτρα, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3(β). Αυτό συνεπάγεται ότι ο σχεδιασμός της μήτρας είναι κατάλληλος, γεγονός που έχει επιβεβαιωθεί και πειραματικά [5].



Σχήμα 3. (α) Ροή ιξωδοπλαστικού υλικού Bingham σε εκβολή από ορθογώνιο αγωγό [4]. (β) Ροή ψευδοπλαστικού υλικού με το μοντέλο Carreau σε εκβολή από δακτυλική μήτρα για επικάλυψη καλωδίων [5].

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η υπολογιστική ρεολογία δίνει τη δυνατότητα επίλυσης προβλημάτων για υλικά που δεν ακολουθούν το Νευτώνικό νόμο για το ιξώδες. Κατάλληλα ρεολογικά μοντέλα ιξώδη, ιξωδοπλαστικά, ιξωδοελαστικά, και ψευδοπλαστικά, χρησιμοποιούνται στις εξισώσεις διατήρησης Navier-Stokes για την αντικατάσταση των μη-Νευτώνικών τάσεων. Υπολογισμοί σε διεργασίες μη-Νευτώνικών ρευστών γίνονται με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων, η οποία είναι ιδιαίτερα κατάλληλη για προβλήματα με ελεύθερες επιφάνειες. Τυπικά αποτελέσματα δείχνουν τις δυνατότητες επίλυσης σε διάφορες γεωμετρίες και για διάφορα υλικά. Παρόμοιοι υπολογισμοί μπορούν εύκολα να γίνουν και για άλλες περιπτώσεις γεωμετρίας, όπως και η επίλυση του αντίστροφου προβλήματος (ερώτηση 2 στην εισαγωγή). Αυτό αποτελεί θέμα περαιτέρω έρευνας που διεξάγεται από το συγγραφέα.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. Bird R.B., R.C. Armstrong & O. Hassager, "Dynamics of Polymeric Liquids", Wiley, New York, 1987.
2. Papanastasiou T.C., J. Rheol., Vol. 31, pp. 385-404, 1987.
3. Karagiannis A., A.N. Hrymak & J. Vlachopoulos, AIChE. J., Vol. 34, pp. 2088-2094, 1988.
4. Pham, T.V. & E. Mitsoulis, Can. J. Chem. Eng., Vol. 76, pp. 120-125, 1998.
5. Mitsoulis E., R. Wagner & F.L. Heng, Polym. Eng. Sci., Vol. 28, pp. 291-310, 1988.

ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΕΣ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΕΣ ΤΟΥ Ε.Ν.Θ.Υ. ΣΕ ΘΕΜΑΤΑ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ ΣΥΝΕΚΤΙΚΩΝ ΡΟΩΝ

Γ. Τζαμπίρας

Τμήμα Ναυπηγών Μηχανολόγων Μηχανικών ΕΜΠ
Ηρώων Πολυτεχνείου 9, Ζωγράφος 15773, Αθήνα
e-mail : tzab@fluid.mech.ntua.gr

1. Εισαγωγή

Ο σκοπός της εργασίας είναι να παρουσιάσει δύο βασικά ερευνητικά θέματα υπολογιστικής ρευστομηχανικής, με τα οποία ασχολείται το Εργαστήριο Ναυτικής και Θαλάσσιας Υδροδυναμικής (ΕΝΘΥ) του τμήματος Ναυπηγών Μηχανολόγων του ΕΜΠ από τις αρχές του 1998. Το πρώτο αναφέρεται σε υπολογισμούς πεδίων ροής με ελεύθερη επιφάνεια γύρω από πλοία και το δεύτερο σε πεδία ροής γύρω από ανεμογεννήτριες.

Η πρόλεξη της υδροδυναμικής αντίστασης ταχύπλοων πλοίων που δημιουργούν έντονους κυματισμούς είναι ένα από τα πιο πολύπλοκα προβλήματα της υδροδυναμικής, καθώς η ελεύθερη επιφάνεια τους αποτελεί ένα άγνωστο σύνορο. Το σύνορο αυτό πρέπει να προσδιοριστεί, έτσι ώστε να ικανοποιεί ταυτόχρονα την δυναμική (σταθερή πίεση) και την κινηματική συνθήκη (μη εισχώρηση ρευστού) και επιβάλλει μία επαναληπτική και σημαντικά χρονοβόρα διαδικασία. Μέχρι σήμερα έχουν αναπτυχθεί διεθνώς αρκετά επιτυχείς μεθοδολογίες που έχουν εφαρμοστεί σε πρότυπα απλοποιημένων μορφών πλοίων. Ένας από τους βασικούς στόχους της εν εξελίξει έρευνας στο ΕΜΠ είναι η ανάπτυξη κώδικα που θα προλέγει το πεδίο ροής και σε κλίμακα πλοίου λαμβάνοντας υπόψη και την επίδραση της έλικας.

Το δεύτερο από τα προβλήματα που μελετώνται, δηλαδή η μελέτη του πεδίου ροής σε ανεμογεννήτριες, διεξάγεται σε συνεργασία με την ερευνητική ομάδα αιολικής ενέργειας του Τομέα Ρευστών του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών του ΕΜΠ στα πλαίσια του ευρωπαϊκού προγράμματος VISCEL.

2. Περιγραφή των μεθοδολογιών και αποτελέσματα

2.1 Ροή γύρω από πλοίο

Η τυρβώδης ροή γύρω από πραγματικό πλοίο που κινείται σε πολύ υψηλούς αριθμούς Reynolds ($\sim 10^9$) περιγράφεται από τις εξισώσεις ορμής Navier-Stokes και από την εξίσωση της συνέχειας. Επειδή είναι αδύνατη η απευθείας αριθμητική επίλυση αυτών των εξισώσεων εισάγονται πάντοτε διάφορα μοντέλα τύρβης που καταλήγουν στις γνωστές εξισώσεις Reynolds. Στην μεθοδολογία που αναπτύχθηκε στο ΕΝΘΥ χρησιμοποιείται το κλασικό μοντέλο τύρβης k-ε με συναρτήσεις τοίχου. Οι διακριτοποιημένες εξισώσεις μεταφοράς λύνονται με τη μέθοδο των όγκων ελέγχου, σε ένα καμπυλόγραμμο μη-ορθογώνιο πλέγμα που αποτελείται από κάθετες τομές στον διαμήκη άξονα συμμετρίας του πλοίου. Το βασικό χαρακτηριστικό της μεθόδου είναι ότι τα πεδιακά μεγέθη αναφέρονται σε διαδοχικά ορθογώνια καμπυλόγραμμα συστήματα συντεταγμένων [1]. Για δεδομένη ελεύθερη επιφάνεια το πεδίο πιέσεων συνυπολογίζεται με τις συνιστώσες της ταχύτητας ακολουθώντας ένα γενικευμένο αλγόριθμο τύπου SIMPLE [2].

Η ελεύθερη επιφάνεια των κυματισμών υπολογίζεται με μία Lagrangian-Eulerian επαναληπτική

διαδικασία. Αν υποθέσουμε ότι σε ένα ενδιάμεσο βήμα αποτελεί ένα γνωστό σύνορο, οι εξισώσεις μεταφοράς λύνονται κάτω από αυτό με δεδομένη τη γνωστή (ατμοσφαιρική) πίεση στην επιφάνεια. Με αυτόν τον τρόπο επιβάλλεται μία συνθήκη τύπου Dirichlet που, σε συνδυασμό με την μέθοδο διόρθωσης πίεσης που εφαρμόζεται, δημιουργεί ένα έλλειμμα μάζας στους αντίστοιχους συνοριακούς όγκους. Το έλλειμμα αυτό αντιστοιχεί σε μη μηδενική κάθετη ταχύτητα στο ελεύθερο σύνορο που οδηγεί σε ένα νέο προσδιορισμό της επιφάνειας ακολουθώντας το διάνυσμα της ταχύτητας κατά Lagrange [3]. Η διαδικασία συγκλίνει όταν η επιφάνεια παραμένει πρακτικά αμετακίνητη για ένα ορισμένο αριθμό διαδοχικών βημάτων.

Ο κώδικας που αναπτύχθηκε εφαρμόστηκε για τον υπολογισμό του πεδίου ροής γύρω από ένα λεπτόγραμμα πρότυπο πλοίου μήκους 3 μέτρων, για το οποίο έγιναν μετρήσεις της γεωμετρίας των κυματισμών σε διάφορες ταχύτητες [4]. Αρχικά θεωρήθηκε δεδομένη η πειραματική ελεύθερη επιφάνεια οπότε, με γνωστό σύνορο, υπολογίστηκε η υδροδυναμική αντίσταση του σώματος λύνοντας τις εξισώσεις Reynolds σε ένα μόνο βήμα. Η συγκρίσεις των υπολογισμένων αντιστάσεων με τις πειραματικές βρέθηκαν πολύ ικανοποιητικές και το μέγιστο σφάλμα, για όλο το φάσμα των ταχυτήτων που εξετάστηκαν, ήταν κάτω του 4%. Στη συνέχεια, εφαρμόστηκε ο αλγόριθμος υπολογισμού της άγνωστης επιφάνειας, όπως περιγράφεται στην προηγούμενη παράγραφο, για τον αριθμό Froude=0.35. Χρησιμοποιήθηκε πλέγμα 240x55x80 κόμβων, όπου ο πρώτος αριθμός συμβολίζει τις εγκάρσιες τομές (επίπεδα), ο δεύτερος την περιφερειακή διαμέριση και ο τρίτος τους κόμβους κατά την κάθετη διεύθυνση στην επιφάνεια του σώματος. Χρειάστηκαν 1300 επαναληπτικά βήματα για να σταθεροποιηθεί η ελεύθερη επιφάνεια, ενώ σε κάθε βήμα οι εξισώσεις μεταφοράς λύνονταν 10 φορές. Η υπολογισμένη ελεύθερη επιφάνεια, σχήμα 1, είναι σε αρκετά καλή συμφωνία με τις μετρήσεις και η συνολική αντίσταση του προτύπου υπολογίστηκε 5% περίπου μικρότερη από την αντίστοιχη πειραματική.

Η έρευνα συνεχίζεται με την εφαρμογή της μεθόδου σε όλη την περιοχή των ταχυτήτων που εξετάστηκαν πειραματικά ώστε να εξαχθούν χρήσιμα συμπεράσματα σχετικά με τη σύγκλιση και την ακρίβεια της.

2.2 Ροές γύρω από ανεμογεννήτριες

Η μελέτη του τυρβώδους πεδίου ροής γύρω από ανεμογεννήτριες, που τοπολογικά είναι όμοιο με το πεδίο ροής γύρω από ναυτικές έλικες, είναι ιδιαίτερα ενδιαφέρουσα, όχι μόνο γιατί σχετίζεται άμεσα με την τεχνολογία της αιολικής ενέργειας αλλά γιατί επίσης αποτελεί ένα σύνθετο πρόβλημα υπολογιστικής ρευστομηχανικής. Εκτός από την άμεση εξάρτηση του από το μοντέλο τύρβης, εισάγει και σημαντικές δυσκολίες γεωμετρικής αναπαράστασης που οι συμβατικοί κώδικες δομημένων πλεγμάτων συχνά δεν είναι σε θέση να αντιμετωπίσουν.

Για να εφαρμοστεί η εμπειρία πάνω σε θέματα αριθμητικής επίλυσης τριδιάστατων πεδίων που αναπτύχθηκε στο ENΘΥ, αποφασίστηκε η χρησιμοποίηση της μεθόδου των υπο-πεδίων (multi-blocks) [5]. Το πεδίο ροής γύρω από την ανεμογεννήτρια υποδιαιρείται σε ένα υπο-πεδίο που περιβάλλει το πτερύγιο και σε ένα δεύτερο που καλύπτει όλο τον χώρο πριν και μετά την ανεμογεννήτρια και περιλαμβάνει και το πρώτο, σχήμα 2. Το πρώτο υπο-πεδίο καλύπτεται από ένα ορθογώνιο καμπυλόγραμμο πλέγμα τύπου C και το δεύτερο από ένα κεκλιμένο κυλινδρικό πλέγμα. Οι εξισώσεις μεταφοράς (Reynolds) επιλύονται διαδοχικά στα δύο υπο-πεδία μέχρι να επιτευχθεί σύγκλιση. Στη διαδικασία αυτή απαιτείται επαναληπτικός υπολογισμός συνοριακών συνθηκών στα εξωτερικά ή εσωτερικά όρια των αντιστοιχών πλεγμάτων, τα οποία βρίσκονται μέσα στα υπο-πεδία. Ο προσδιορισμός των συνθηκών Dirichlet βασίζεται είτε σε γραμμική παρεμβολή είτε σε πολώνυμα παρεμβολής 2ου βαθμού.

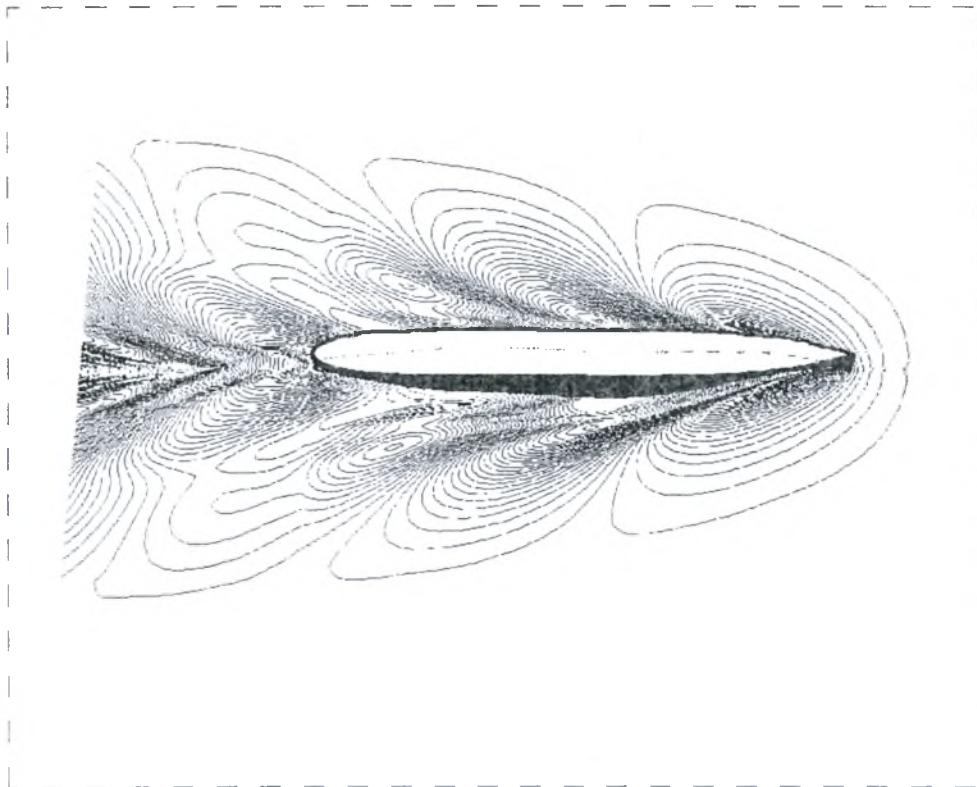
Ανάλογα με τη σχέση στροφών-ταχύτητας ανέμου, η ροή γύρω από τα πτερύγια της

ανεμογεννήτριας μπορεί να είναι μερικώς ή πλήρως αποκολλημένη. Επομένως, σε σχέση με το μοντέλο τύρβης, πρέπει τουλάχιστον να αποφευχθεί η χρησιμοποίηση λογαριθμικών συναρτήσεων τοίχου. Για να αντιμετωπιστεί αυτό το πρόβλημα, εφαρμόζεται ένα διζωνικό μοντέλο τύρβης ισότροπης συνεκτικότητας που σε αποκολλημένες ροές έχει δείξει αρκετά ικανοποιητική συμπεριφορά [6]. Οι εξισώσεις ορμής λύνονται μέχρι το στερεό σύνορο (μέσα στο στρωτό οριακό υπόστρωμα) και η τυρβώδης συνεκτικότητα υπολογίζεται με ένα απλό μοντέλο μήκους μείζωως μίας εξίσωσης. Στην εξωτερική ζώνη εφαρμόζεται κανονικά το κλασικό μοντέλο δύο εξισώσεων $k-\epsilon$.

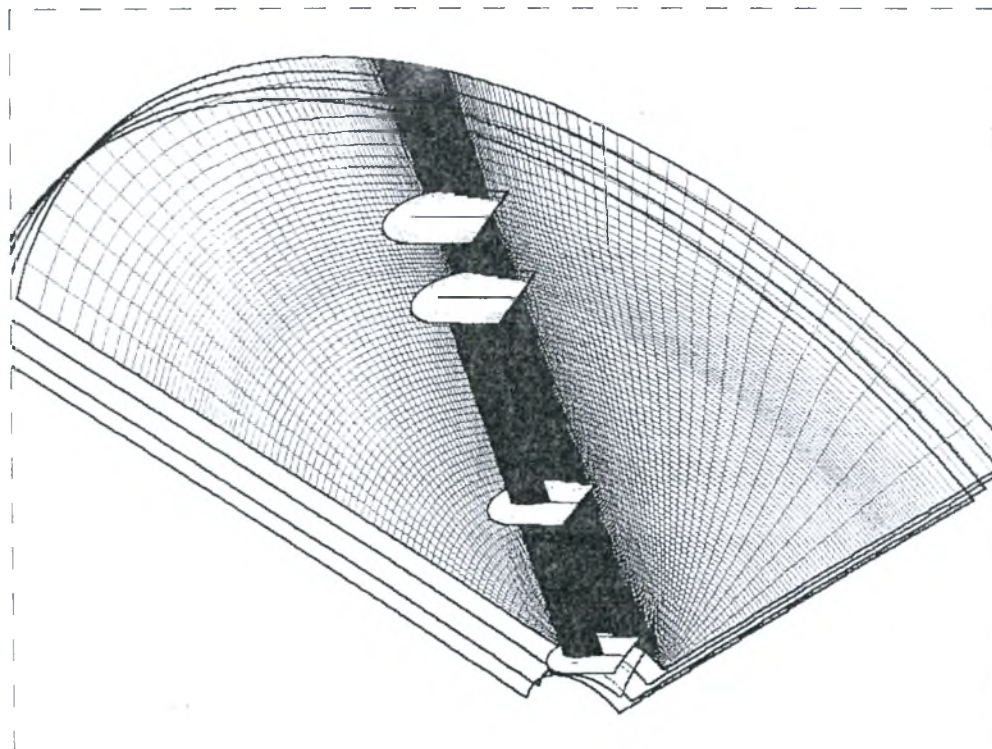
Μέχρι σήμερα η μέθοδος εφαρμόστηκε σε δύο μοντέλα ανεμογεννητριών με και χωρίς συστροφή πτερυγίων. Η έρευνα επικεντρώθηκε αρχικά στη μελέτη σύγκλισης του προβλήματος και στην σύγκριση των αποτελεσμάτων με διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα. Σε ότι αφορά τη σύγκλιση, διαπιστώθηκε ότι ο απαιτούμενος υπολογιστικός χρόνος εξαρτάται από τη φύση του προβλήματος. Για χαμηλές ταχύτητες προσπίπτοντος ανέμου η ροή είναι μερικώς αποκολλημένη στην πλευρά υποπίεσης και χρειάζονται περίπου 10 εναλλαγές υπολογισμών μεταξύ των υποπεδίων για να συγκλίνει η μέθοδος, ενώ σε κάθε επιμέρους υπολογισμό επιβάλλονται περίπου 130 εσωτερικές επαναλήψεις. Στις υψηλές όμως ταχύτητες πλήρους αποκόλλησης, ο αριθμός των εναλλαγών πλησιάζει τις 30 και, δεδομένου ότι και τα πλέγματα σε αυτές τις περιπτώσεις είναι πυκνότερα (5.000.000 κόμβοι!), το υπολογιστικό κόστος αυξάνει δραματικά. Είναι όμως αξιοσημείωτο ότι προλέγονται με αρκετά καλή ακρίβεια τα βασικά χαρακτηριστικά του πεδίου, όπως π. χ. το πεδίο επιφανειακών πιέσεων και ποιοτικά η καμπύλη ισχύος. Η έρευνα συνεχίζεται με την μελέτη της επίδρασης διαφόρων μοντέλων τύρβης καθώς και της δυνατότητας ασφαλούς πρόβλεψης της ισχύος.

Αναφορές

1. G.D. Tzabiras. "Numerical evaluation of Reynolds scale effects on the resistance and propulsion characteristics of ships", Advances in Fluid Mech. series. Special volume: Flows at large Reynolds numbers, ed. H. Schmitt, CMEM pub., 1997, pp. 251-290
2. G. D. Tzabiras. "*Resistance and Self Propulsion Numerical Experiments on two Tankers at Model and Full Scale*", Ship Technology Research. 40, February 1993. pp. 20-38
3. G.D. Tzabiras. "*A Numerical Investigation of 2D, Steady Free Surface Flows*", Int. J. for Numerical Methods in Fluids, 25, 1997, pp. 567-598.
4. D.A Garofallidis, G.D. Tzabiras and T.A. Loukakis "*Experimental Determination of the Wave Surface around a Ship Model Moving at Constant Speed in Calm Water*" Proc. Computational Methods and Experimental Measurements VIII (CMEM-97), Rhodes. Greece. 1997
5. G. D. Tzabiras. "*Viscous Flow Calculations past A Yacht Hull*" , First Numerical Towing Tank Symposium. Hamburg, 1998
6. G.D.Tzabiras and A.C Prifti "*Viscous Flow Computations past a Traditional Fishing Vessel*" 2nd Nat. Conf. on Computational Mechanics 96, Chania, Crete. 1996



Σχήμα 1 : Υπολογισμός ελεύθερης επιφάνειας σε πρότυπο πλοίου



Σχήμα 2 : Πλέγμα γύρω από ανεμογεννήτρια

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΣΕ Η/Υ ΤΗΣ ΜΗ-ΓΡΑΜΜΙΚΗΣ ΕΞΕΛΙΞΗΣ ΙΞΩΔΟΥΣ ΡΟΗΣ ΥΓΡΟΥ ΥΜΕΝΑ

N. Μαλαματάρης, M. Βλαχογιάννης & B. Μποντόζογλου
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
Πεδίον Άρεως, 38334 Βόλος, e-mail: bont@mie.uth.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Υπολογιστικός κώδικας πεπερασμένων στοιχείων χρησιμοποιείται για την προσομοίωση της ροής υγρού υμένα με επιβαλλόμενες διαταραχές στην είσοδο. Αναπαρίσταται πλήρως η συναγωγική εξέλιξη των διαταραχών –από την εκθετική ενίσχυση στην είσοδο έως την έντονα μη-γραμμική, τελική μορφή στην έξοδο του πεδίου ροής– και επιτυγχάνεται ποσοτική συμφωνία με ανεξάρτητες μετρήσεις για ευρύ φάσμα συχνοτήτων της διαταραχής.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η ροή υγρού υμένα σε κεκλιμένο τοίχωμα υπό την επίδραση της βαρύτητας αποτελεί κλασικό ρευστομηχανικό πρόβλημα. Η ανάλυση της γραμμικής ευστάθειας της ροής έχει απασχολήσει σημαντικές εργασίες τις τελευταίες τέσσερις δεκαετίες (Benjamin 1957; Yih 1963) και μπορεί να θεωρηθεί σε μεγάλο βαθμό ως λυμένο πρόβλημα. Αντίθετα, η κατανόηση της μη-γραμμικής εξέλιξης των ασταθών διαταραχών είναι ακόμη ελλιπής και το φαινόμενο μελετάται εντατικά τόσο υπολογιστικά-θεωρητικά (Trifonov & Tsveldub 1991; Chang 1994) όσο και πειραματικά (Liu et al. 1993).

Πειραματικές μελέτες έχουν πρόσφατα δείξει (Liu & Gollub, 1994) ότι η εξέλιξη εξωτερικά επιβαλλόμενων διαταραχών εξαρτάται από τη συχνότητά τους. Υψηλές συχνότητες ($f > 6$ Hz) οδηγούν σε κορεσμένα περιοδικά κύματα ενώ χαμηλές συχνότητες ($f < 3$ Hz) προκαλούν την ανάπτυξη σολιτονικών κυμάτων που χαρακτηρίζονται από μία μεγάλη, ασύμμετρη κορυφή της οποίας προηγούνται ρυτιδώσεις μικρού μήκους κύματος (capillary ripples). Τα σολιτονικά κύματα αποτελούν και την τελική κατάληξη της ροής με φυσικές διαταραχές, όπου προκύπτουν διαμέσου διαφόρων μη-γραμμικών ασταθειών (sub-harmonic, side-band).

Οι θεωρητικές μελέτες βασίζονται σε απλοποιημένες εκδοχές των βασικών εξισώσεων ροής, που εκμεταλλεύονται τη διαφορά χαρακτηριστικού μήκους στην κατεύθυνση ροής και στην κατεύθυνση την κάθετη προς το τοίχωμα (Benney 1966). Οι διαθέσιμες υπολογιστικές μελέτες της πλήρους εξίσωσης Navier-Stokes είναι ολιγάριθμες και συνήθως χρησιμοποιούν περιοδικές συνοριακές συνθήκες (Ho & Patera 1990; Salamon et al. 1994). Με τον τρόπο αυτό μπορούν να αναζητήσουν μόνο την τελική μορφή των περιοδικών διαταραχών και αδυνατούν να περιγράψουν την χωρο-χρονική εξέλιξη που προηγείται. Αντίθετα, η παρούσα εργασία επιτυγχάνει –από όσο γνωρίζουμε για πρώτη φορά– την προσομοίωση ολόκληρου του φαινομένου από την αρχική ενίσχυση της διαταραχής ως την τελική ανάπτυξη της έντονα μη-γραμμικής μορφής.

2. ΣΥΝΟΨΗ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑΣ

Η περιγραφή του προβλήματος συνίσταται στη διδιάστατη εξίσωση Navier-Stokes σε συνδυασμό με την εξίσωση συνέχειας. Οι συνοριακές συνθήκες επιβάλλουν το μηδενισμό των ταχυτήτων πάνω στο τοίχωμα και την ικανοποίηση της κινηματικής συνθήκης και της ισορροπίας δυνάμεων στην ελεύθερη επιφάνεια. Το υγρό έχει τις φυσικές ιδιότητες

διαλύματος 54% κ.β. γλυκερίνης σε νερό και η ροή είναι σε κλίση 6.4°. $Re=29$ και $We=35$ με βάση το πάχος υμένα, h , και την ταχύτητα, u_s , στην ελεύθερη επιφάνεια ($Re=u_s h/\nu$, $We=\sigma/(\rho u_s^2 h)$). Οι τιμές των παραμέτρων έχουν ληφθεί από το πείραμα των Liu & Gollub (1994), ώστε να είναι δυνατή ποσοτική σύγκριση.

Οι εξισώσεις επιλύονται με τη μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων κατά Galerkin. Οι συνιστώσες της ταχύτητας αναπτύσσονται με βάση δι-διωνυμικές συναρτήσεις βάσης και η πίεση με δι-γραμμικές. Η κατάστροψη παρόμοιου προβλήματος και η υπολογιστική μεθοδολογία έχουν παρουσιαστεί αναλυτικά αλλού (Malamataris & Papanastasiou 1991)

Ιδιαιτερότητα παρουσιάζει ο χειρισμός του συνόρου της εξόδου, όπου αντί για την επιβολή αυθαίρετης συνωριακής συνθήκης απαιτείται η ικανοποίηση των βασικών εξισώσεων (Renardy 1997). Με τον τρόπο αυτό εξασφαλίζεται η ομαλή έξοδος των κυμάτων από το υπολογιστικό πεδίο και αποτρέπονται προβλήματα ανάκλασης. Επίσης, ο κώδικας διαμορφώθηκε έτσι ώστε να επιτρέπει επιβολή διαταραχών επιθυμητής μορφής στην είσοδο του υπολογιστικού πεδίου. Οι βασική διαταραχή που χρησιμοποιείται συνίσταται στην ημιτονοειδή μεταβολή της θέσης της ελεύθερης επιφάνειας στην είσοδο σύμφωνα με την εξίσωση

$$h(0,t) = h_N + a \sin(2\pi ft) \quad (1)$$

Το πλάτος της μεταβολής είναι διαθέσιμο για την διαφοροποίηση της έντασης της διαταραχής, ενώ η συχνότητα αποτελεί τη βασική παράμετρο που θα μελετήσουμε. Η διαταραχή μεταδίδεται κατάντη της ροής και ταυτόχρονα εξελίσσεται (συναγωγική αστάθεια) με τον τρόπο που θα καθορίσει το σύστημα των εξισώσεων και συνωριακών συνθηκών.

3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

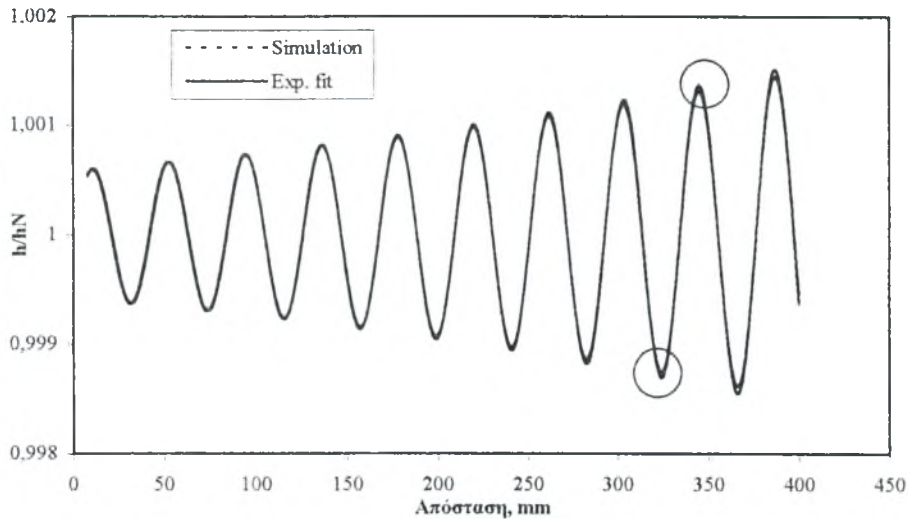
3.1 Υπολογισμοί γραμμικής ευστάθειας

Επιβεβαίωση της αξιοπιστίας του υπολογιστικού κώδικα γίνεται με την εκπόνηση υπολογιστικής μελέτης γραμμικής ευστάθειας. Για το σκοπό αυτό επιβάλλεται διαταραχή πολύ μικρού πλάτους (0,2% του πάχους του υμένα). Η εξέλιξη της διαταραχής είναι πάντα εκθετική ως προς το μήκος κατάντη της ροής, σε συμφωνία με τη θεωρητική μορφή (Σχήμα 1). Ο αρχικός ρυθμός ενίσχυσης ή απόσβεσης και η φασική ταχύτητα του κύματος συγκρίνονται –στα Σχήματα 2α και 2β αντίστοιχα– με την προσεγγιστική λύση της εξίσωσης ευστάθειας Orr-Sommerfeld από τους Goren et al. (1970) και τις μετρήσεις των Liu et al. (1993). Η συμφωνία είναι και ποσοτικά ικανοποιητική.

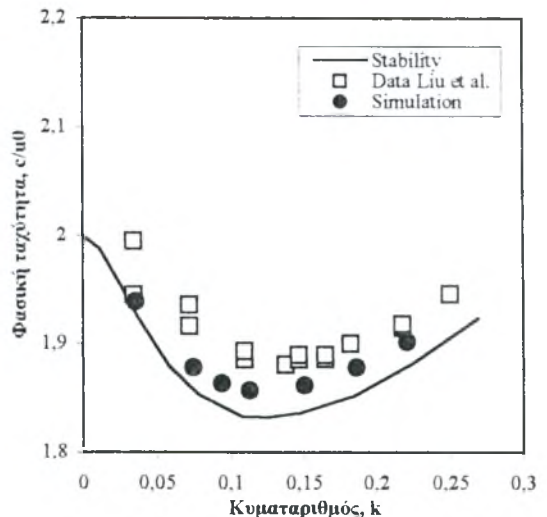
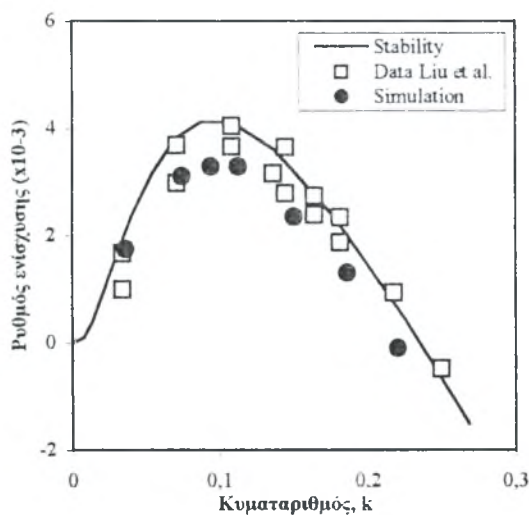
3.2 Χωρο-χρονική εξέλιξη διαταραχών

Η μη-γραμμική εξέλιξη μελετάται με την επιβολή διαταραχών μεγαλύτερης έντασης (2% του πάχους του υμένα), ώστε να μειωθεί η διάρκεια της γραμμικής περιοχής. Δοκιμάζονται δύο διαφορετικές συχνότητες 4,5 Hz και 1,5 Hz. Το αποτέλεσμα για την υψηλή συχνότητα (Σχήμα 3α) δείχνει το σχηματισμό μιας δευτερεύουσας κορυφής που κινείται με μεγαλύτερη φασική ταχύτητα από την πρωτεύουσα κορυφή και τείνει να αποτελέσει πρόδρομο των ρυτιδώσεων των σολιτονικών κυμάτων που παρατηρούνται σε χαμηλότερες συχνότητες. Μετρήσεις των Liu & Gollub (1994) για την ίδια συχνότητα φαίνεται στο Σχήμα 3β και βρίσκονται σε εντυπωσιακή συμφωνία με τα υπολογιστικά μας αποτελέσματα.

Τέλος, στο Σχήμα 4α φαίνονται τα αποτελέσματα της προσομοίωσης για συχνότητα διαταραχής 1,5 Hz. Παρατηρείται μια σταδιακή εξέλιξη από την ημιτονοειδή διαταραχή, σε σχηματισμό ασύμμετρων κορυφών και τέλος στη δημιουργία κανονικών σολιτονικών κυμάτων. Τα τελευταία χαρακτηρίζονται από την ασύμμετρη πρωτεύουσα κορυφή με τις ρυτιδώσεις που προηγούνται, ενώ μεταξύ διαδοχικών κορυφών παρεμβάλλεται διάστημα αδιατάρακτου υποστρώματος. Η εξέλιξη είναι καθαρά χωρική και –μετά τα πρώτα κύματα



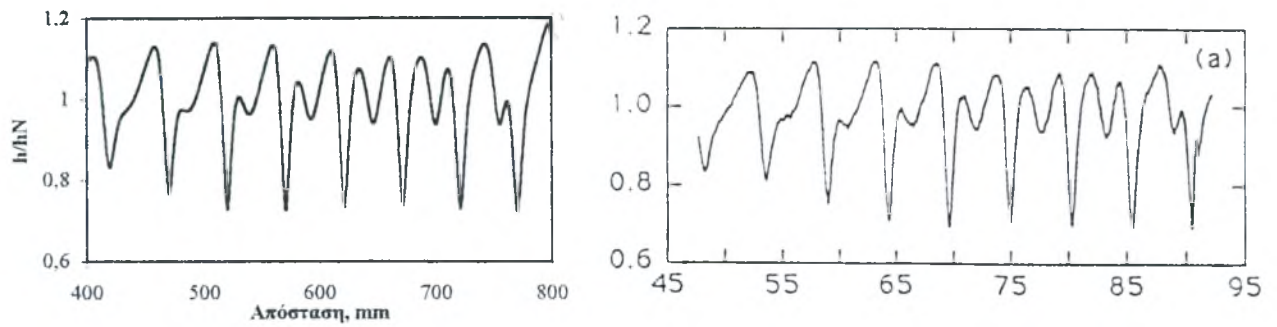
Σχήμα 1: Η μορφή της διεπιφάνειας για μια μικρής έντασης διαταραχή στην είσοδο (----) και η απόλυτη ταύτιση της έως ορισμένο μήκος με συνάρτηση (---) της μορφής $e^{\lambda x} e^{ik(x-ct)}$



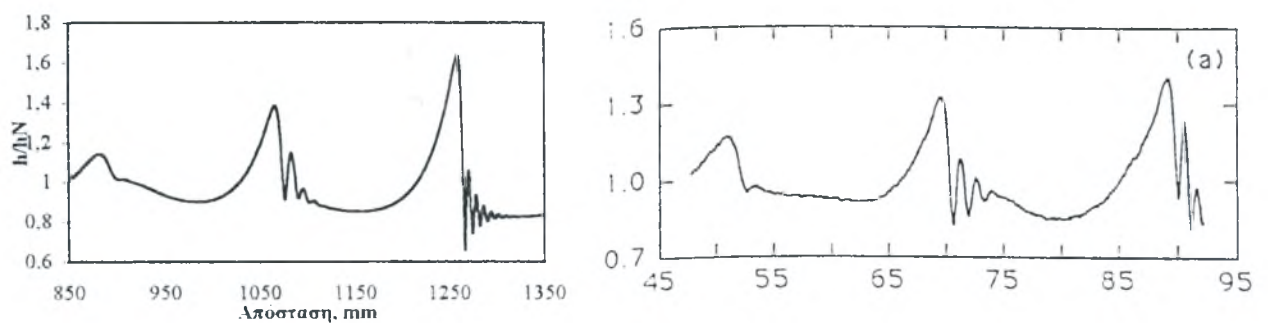
Σχήμα 2α,β: Σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων γραμμικής ευστάθειας (●) με την προσεγγιστική λύση των Goren et al. (-) και τις μετρήσεις των Liu et al. (□). Παρουσιάζονται ο ρυθμός ενίσχυσης (α) και η φασική ταχύτητα (β).

που παρουσιάζουν κάποια μεταβατικά φαινόμενα– παρατηρείται σε κάθε θέση η διέλευση διαδοχικών κυμάτων της ίδιας ακριβώς μορφής. Αποτελέσματα μετρήσεων των Liu & Gollub (1994) για την ίδια συχνότητα απεικονίζονται στο Σχήμα 4β, και βρίσκονται και πάλι σε απόλυτη συμφωνία με την προσομοίωση.

Αναφορικά με τη σύγκριση υπολογισμών και πειραμάτων, σημειώνουμε ότι η μόνη ποσοτική διαφοροποίηση είναι το ακριβές μήκος από την είσοδο όπου παρατηρείται το αντίστοιχο στάδιο εξέλιξης (για παράδειγμα, σολιτονικά κύματα αναπτύσσονται πλήρως σε απόσταση 90 cm από την είσοδο στο πείραμα και σε απόσταση 125 cm στον υπολογισμό). Η διαφορά αυτή οφείλεται αποκλειστικά στην ένταση της αρχικής διαταραχής. Αυξομείωση του πλάτους της αρχικής διαταραχής της προσομοίωσης οδηγεί αντίστοιχα σε ταχύτερη ή βραδύτερη ανάπτυξη και πλήρη συμφωνία με τα πειράματα.



Σχήμα 3α,β: Παράθεση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων εξέλιξης διαταραχής συχνότητας 4.5 Hz και των μετρήσεων των Liu & Gollub (1994) με επιβολή της ίδιας συχνότητας.



Σχήμα 4α,β: Παράθεση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων εξέλιξης διαταραχής συχνότητας 1,5 Hz και των μετρήσεων των Liu & Gollub (1994) με επιβολή της ίδιας συχνότητας.

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Διαθέσιμος κώδικας υπολογιστικής ρευστοδυναμικής –κατάλληλος για την περιγραφή φαινομένων ροής με ελεύθερες επιφάνειες– χρησιμοποιήθηκε για την προσομοίωση της ροής υγρού υμένα σε συνθήκες παρόμοιες με πραγματικών πειραμάτων. Παρατηρήθηκε εντυπωσιακή συμφωνία με ανεξάρτητες μετρήσεις για ολόκληρο το φάσμα εξέλιξης των κυμάτων, από τις ημιτονοειδείς διαταραχές στην είσοδο ως την τελική, έντονα μη-γραμμική μορφή στην έξοδο του πεδίου ροής. Σημειώνεται ότι –σύμφωνα με όσα γνωρίζουμε– είναι η πρώτη φορά που επιτυγχάνεται η αναπαραγωγή της χωρο-χρονικής εξέλιξης της ροής υγρού υμένα με αριθμητική επίλυση των πλήρων εξισώσεων Navier-Stokes.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- BENJAMIN, T. B. 1957 Wave formation in laminar flow down an inclined plane. *J. Fluid Mech.* **2**, 554-574.
- BENNEY, D. J. 1966 Long waves on liquid films. *J. Math. Phys.* **45**, 150-155
- CHANG, H.-C., 1994 Wave evolution on a falling film. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **26**, 103-136.
- HO, L.-W. & PATERA, A. T. 1990 A Legendre spectral element method for simulation of unsteady incompressible viscous free-surface flows. *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.* **80**, 355-366.
- LIU, J., PAUL & J. D., GOLLUB, J. P. 1993 Measurements of the primary instabilities of film flow. *J. Fluid Mech.* **250**, 69-101.
- LIU, J. & GOLLUB, J. P. 1994 Solitary wave dynamics of film flows. *Phys. Fluids* **6**, 1702-1712.

- MALAMATARIS, N. T. & PAPANASTASIOU, T. C. 1991 Unsteady free surface flows on truncated domains. *Ind. Engng. Chem. Res.* **30**, 2210-2219.
- RENARDY, M. 1997 Imposing "no" boundary condition at outflow: Why does it work? *Int. J. Numer. Methods Fluids* **24**, 413-420.
- SALAMON, T. R., ARMSTRONG, R. C. & BROWN, R. A. 1994 Traveling waves on inclined films: Numerical analysis by the finite-element method. *Phys. Fluids* **6**, 2202-2220.
- TRIFONOV, YU. YA. & TSVELODUB, O. YU. 1991 Nonlinear waves on the surface of a falling liquid film. Part 1. Waves of the first family and their stability. *J. Fluid Mech.* **229**, 531-554.
- YIH, C.-S. 1963 Stability of liquid flow down an inclined plane. *Phys. Fluids* **6**, 321-334.

ABSTRACT

A finite-element code is used to simulate liquid film flow with imposed inlet disturbances of a constant frequency. The evolution of the convective instability is fully recovered in the computations. Initially, the disturbance grows exponentially with fetch. Both the phase velocity and the growth rate are in the range bracketed by experiments and linear analysis. Quantitative agreement with independent experiments over the entire evolution field is reported. Of particular interest are the nonlinear phenomena leading to solitary waves at low to medium frequencies.

ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΑ ΠΕΙΡΑΜΑΤΑ ΕΡΠΟΥΣΑΣ ΡΟΗΣ ΓΥΡΩ ΑΠΟ ΕΔΡΑΣΜΕΝΟ ΕΜΠΟΔΙΟ

Δ. Π. Πάζης & Ν. Α. Μαλαματάρης
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η έρπουσα ροή γύρω από εδρασμένο εμπόδιο μεταβαλλόμενου πάχους και κλίσεως μελετάται με την μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων. Για οριζοντίως εδρασμένο εμπόδιο παρατηρούνται συνθήκες ροής backward facing step όταν το πάχος του εμποδίου είναι μεγαλύτερο του $4L$ (L : ύψος εμποδίου). Το μήκος ανακυκλοφορίας μεταβάλλεται εκθετικά όταν το πάχος του εμποδίου από πολύ λεπτό ($0.01L$) καταλήγει στα $4L$. Για κεκλιμένο εμπόδιο 75° και πάχους $0.01L$ το αριθμητικό πείραμα προβλέπει τις ίδιες τάσεις με τα εργαστηριακά αποτελέσματα.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Παρ' όλο που υπάρχουν εκτενείς εργαστηριακές πειραματικές εργασίες για τις έρπουσες ροές (πχ S. Taneda 1979), η μελέτη αυτών με μεθόδους της Υπολογιστικής Ρευστομηχανικής δεν έχουν τύχει ανάλογης προσοχής. Συνήθως η δραστηριότητα περιορίζεται στην δοκιμή κατά πόσο μία υπολογιστική μέθοδος αναπαράγει τα εργαστηριακά πειράματα στα ποιοτικά του χαρακτηριστικά (πχ Leone & Gresho 1981, Higdon 1985), αποφεύγοντας ποσοτικές συγκρίσεις. Τα τελευταία 10 χρόνια έχει ατονίσει η ενασχόληση της επιστημονικής κοινότητας μ' αυτά τα προβλήματα παρ' όλο που η εξέλιξη της υπολογιστικής ισχύος επιτρέπει τον ακριβέστερο δυνατό υπολογισμό τέτοιων ροών (πχ Φράγκος κ.α 1997) και κατά συνέπεια την βαθύτερη κατανόηση των ροϊκών φαινομένων. Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιείται η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων για την επίλυση δι-διάστατων εξισώσεων Navier-Stokes για Νευτωνικά ρευστά. Δίδονται υπολογιστικά αποτελέσματα για την μελέτη της έρπουσας ροής γύρω από εδρασμένο εμπόδιο μεταβαλλόμενου πάχους και γωνίας κλίσεως. Γίνεται, τέλος, σύγκριση των αποτελεσμάτων με διαθέσιμες εργαστηριακές μετρήσεις.

2. ΔΙΕΠΟΥΣΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ & ΟΡΙΑΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ

Το ροϊκό πεδίο όπου λαμβάνει χώρα η προς μελέτη ροή απεικονίζεται στο σχήμα 1. Το νευτωνικό ρευστό ρέει ομοιόμορφα προς την είσοδο της αεροσήραγγας. Η είσοδος είναι κατάλληλα διαμορφωμένη, ώστε να μην διαταράσσεται η ροή κατά την πρόσκρουση στα τοιχώματα της αεροσήραγγας. Το δε ύψος αυτής, H , είναι δέκα φορές μεγαλύτερο από το ύψος του εμποδίου, L , ώστε η ροή γύρω από εδρασμένο εμπόδιο να είναι ανεπηρέαστη από την οροφή. Οι αδιάστατες εξισώσεις Navier-Stokes σε μόνιμη κατάσταση γι' αυτό το πρόβλημα είναι:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (2)$$

Τηλέφωνα: 0321-27307 & 031-781463
E-mail: di_pa@hotmail.com & nikolaos@eng.auth.gr

όπου: $Re = \frac{\rho u L}{\mu}$ με L το μήκος του εμποδίου, μ ιξώδες του ρευστού, ρ πυκνότητα του

ρευστού και u μέση ταχύτητα ($u = \frac{Q}{L}$, Q : παροχή).

Οι οριακές συνθήκες του προβλήματος είναι:

στην είσοδο: $x=-3, 0 \leq y \leq 10 \quad u=1, v=0 \quad (3)$

$10 \leq y \leq 13 \quad u=v=0 \quad (4)$

$-3 \leq y \leq 0 \quad u=v=0 \quad (5)$

στην οροφή: $-3 \leq x \leq 20, y=10 \quad u=v=0 \quad (6)$

στο δάπεδο: $-3 \leq x \leq 20, y=0 \quad u=v=0 \quad (7)$

γύρω από το εμπόδιο: $u=v=0 \quad (8)$

στην έξοδο: ελεύθερη οριακή συνθήκη.

Σύμφωνα με τις εξισώσεις (4)-(8) ισχύει η οριακή συνθήκη μη ολισθήσεως. Στην είσοδο επιβάλλεται με την εξίσωση (3) η παροχή και στην έξοδο εφαρμόζεται η ελεύθερη οριακή συνθήκη, η οποία επιτρέπει την εξέλιξη των φαινομένων στην έξοδο χωρίς διαταραχές (Renardy 1997)

3. ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ ΤΩΝ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ.

Η επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes μαζί με τις οριακές συνθήκες του προβλήματος επιτυγχάνεται με την μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων. Το υπολογιστικό πεδίο διακριτοποιείται σε πεπερασμένα στοιχεία και οι άγνωστες μεταβλητές (ταχύτητες u, v , πίεση p) αναπτύσσονται στις πολυωνμικές συναρτήσεις βάσεως Galerkin (τετραγωνικές για την ταχύτητα, γραμμικές για την πίεση). Οι εξισώσεις (1) και (2) ζυγίζονται από τις συναρτήσεις βάσεως και ύστερα από την εφαρμογή του θεωρήματος της αποκλίσεως στην εξ.(2) καταλήγουμε:

$$R_c^i = \int_V \nabla \cdot u \psi^i dV \quad (9)$$

$$R_M^i = \int_V [u \cdot \nabla u \cdot \phi^i - (-pI + \frac{1}{Re} [\nabla u + (\nabla u)^T]) \nabla \phi^i] dV - \int_S n \cdot (-pI + \frac{1}{Re} [\nabla u + (\nabla u)^T]) \phi^i dS \quad (10)$$

Οι εξισώσεις (9)-(10) είναι μη-γραμμικές και επιλύονται με την μέθοδο Newton-Raphson. Το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα χρησιμοποιείται μόνο στους κόμβους της εξόδου. Σε όλους τους άλλους συνοριακούς κόμβους η εξίσωση (10) αντικαθίσταται από τις εξ.(3)-(8).

4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ – ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην περίπτωση του οριζοντίως εδρασμένου εμποδίου λεπτού πάχους (φράκτης, fence) τα αποτελέσματα υπό μορφή γραμμών ροής συγκρίνονται μ' αυτά του εργαστηριακού πειράματος στο σχ.2, όπου η συμφωνία ανάμεσα στα δύο είναι προφανής. Όσο αυξάνει το πάχος του εμποδίου, τόσο το μήκος ανακυκλοφορίας της ροής ελαττώνεται εκθετικά και για πλάτος $4L$ παρατηρείται η δημιουργία ροϊκών συνθηκών του backward facing step. Σε όλες τις περιπτώσεις η ροή ανάντη και κατόντη του εμποδίου είναι συμμετρική. Στο Σχήμα 3 απεικονίζεται αυτή η μεταβολή του μήκους ανακυκλοφορίας συναρτήσει του πλάτους του εμποδίου. Όταν το εδρασμένο εμπόδιο σχηματίζει κλίση με την οριζόντιο, τότε η συμμετρία στην ροή καταστρέφεται. Ο στρόβιλος ανακυκλοφορίας ανάντη του εμποδίου είναι μικρότερος απ' ότι στην συμμετρική ροή, ενώ αντίθετα ο στρόβιλος κατόντη είναι μεγαλύτερος. Για κλίση 75° ως προς την οριζόντιο, το αριθμητικό πείραμα συγκρίνεται με το εργαστηριακό στο Σχήμα 4 και παρατηρείται ικανοποιητική συμφωνία. Μάλιστα, στο αριθμητικό πείραμα είναι εμφανέστατος και ένας δεύτερος μικρότερος στρόβιλος κατόντη του εμποδίου, που στην φωτογραφία του εργαστηριακού πειράματος δεν αποτυπώνεται. Εν

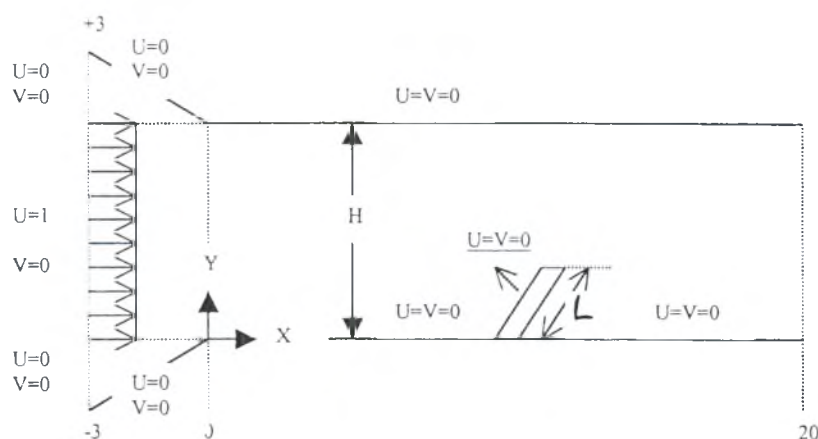
κατακλείδι, οι έρπουσες ροές δύναται να περιγραφούν με μεγάλη ακρίβεια όταν οι διέπουσες εξισώσεις επιλύονται με την μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων. Έτσι επιτρέπουν μια πλήρη μελέτη των ροϊκών φαινομένων που πρόκειται να συζητηθεί σε εκτενέστερο άρθρο των συγγραφέων που είναι σε προετοιμασία.

5. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

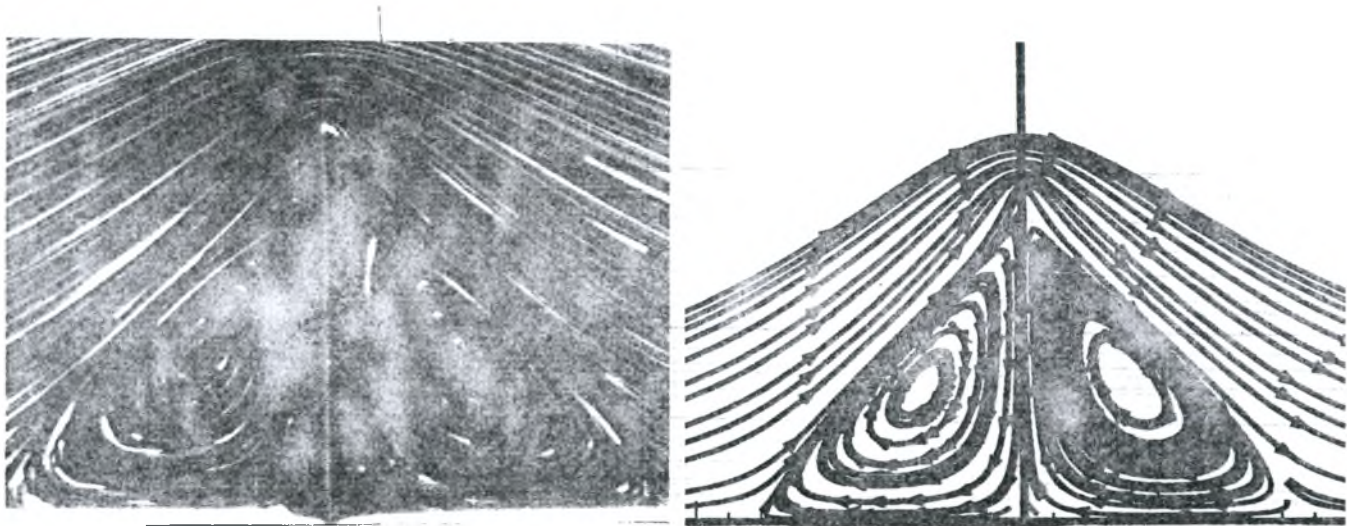
1. J. M. Leone and P. M. Gresho, 'Finite element simulation of steady, two-dimensional, viscous incompressible flow over a step', *J. Comput. Phys.*, **41**, 167-191 (1981).
2. S. Taneda, 'Visualization of separating Stokes flows', *J. Phys. Soc. Jpn.*, **46**, 1935-1942 (1979)
3. V. P. Fragos, 'Computer-aided analysis of flow over a surface mounted obstacle', *M. Sc. Thesis.*, Aristotle University of Thessaloniki, 1995
4. M. Renardy, 'Imposing "No" Boundary Condition at Outflow: Why Does it Work?', *Int. J. numer. Methods fluids*, **24**, 413-417 (1977)
5. Jonathan J. L. Higdon, 'Stokes flow in arbitrary two-dimensional domains: shear flow over ridges and cavities', *J. Fluid Mech.* (1985), vol.159, pp.195-226

6. ABSTRACT

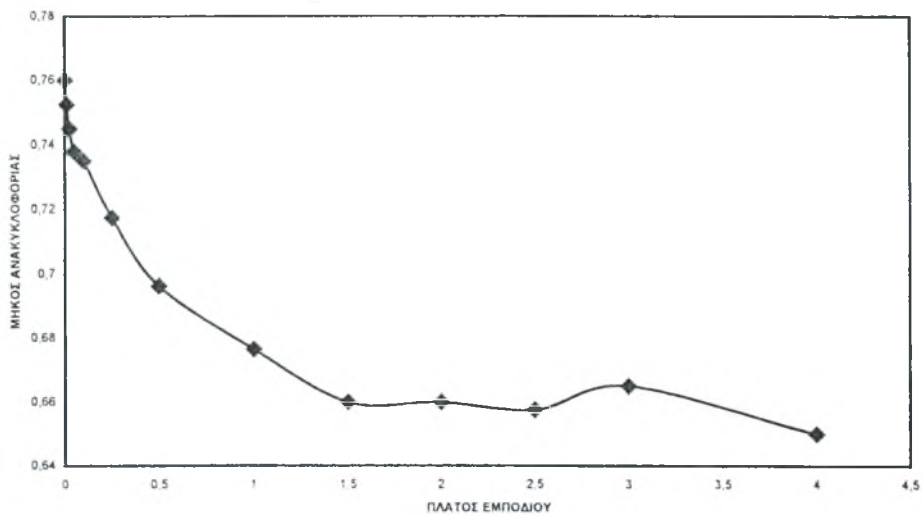
Creeping flow is studied with the Galerkin finite element method in the case of flow around a horizontal and an inclined fence. In both cases, the numerical experiments are in agreement with laboratory experimental data. In the case of the horizontal fence a care study is carried out by varying its width. It is shown, that at a width to height ratio of 4:1 the flow condition of the backward facing step are attained.



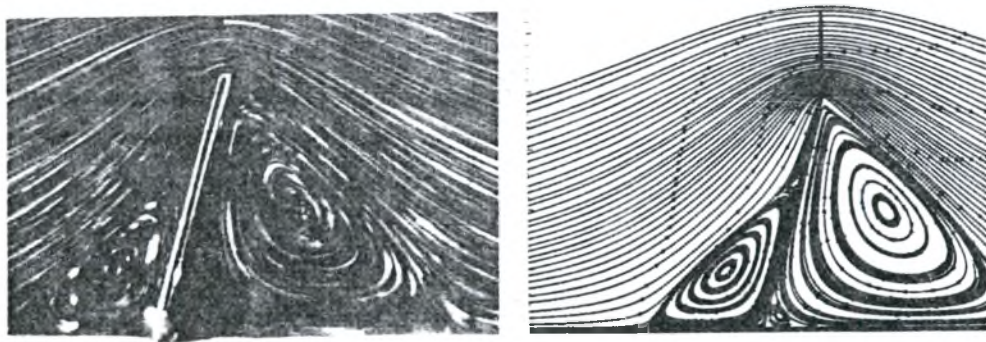
Σχήμα 1. Ροϊκό πεδίο και οριακές συνθήκες.



Σχήμα 2. Σύγκριση ροϊκών γραμμών μεταξύ εργαστηριακού και αριθμητικού πειράματος για τη ροή γύρω από κάθετο φράκτη.



Σχήμα 3. Μεταβολή του μήκους ανακυκλοφορίας ως προς το πλάτος οριζοντίως εδρασμένου εμποδίου.



Σχήμα 4. Σύγκριση ροϊκών γραμμών μεταξύ εργαστηριακού και αριθμητικού πειράματος για τη ροή γύρω από φράκτη κλίσεως 75° .

**ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΚΑΙ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ
ΔΙΑΒΡΩΣΗΣ ΚΑΙ ΕΝΑΠΟΘΕΣΗΣ ΣΤΟΝ ΠΥΘΜΕΝΑ ΥΔΑΤΟΡΡΕΥΜΑΤΩΝ**

Ευαγγελία Δ. Φαρσιρώτου

Δρ Πολιτικός Μηχανικός Αριστοτελείου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης,
MSc Υδραυλικής Μηχανικής Δ.Π.Θ.,
Δ/ση Δημοσίων Έργων Περιφέρειας Θεσσαλίας, Καλλιθέας 7 και Τζαβέλα, 41101 Λάρισα,
τηλ: 041-530053, fax: 041-530296, e-mail: lfars@yahoo.com

Βασίλειος Δ. Δερμίσσης

Καθηγητής Τμήματος Πολιτικών Μηχανικών,
Τομέας Υδραυλικής & Τεχνικής Περιβάλλοντος,
Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, 54006 Θεσσαλονίκη,
τηλ: 031-995691, fax: 031-995664, e-mail: vdermiss@civil.auth.gr

Ιωάννης Β. Σούλης

Αναπληρωτής Καθηγητής Τμήματος Πολιτικών Μηχανικών,
Τομέας Υδραυλικών Έργων,
Δημοκρίτειο Πανεπιστήμιο Θράκης, 67100 Ξόνθη,
τηλ: 0541-79617, fax: 0541-20275, e-mail: soulis@xanthi.cc.duth.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Το αντικείμενο της παρούσης ερευνητικής εργασίας εμπίπτει στην περιοχή της Μηχανικής των Ποταμών και συγκεκριμένα στη διερεύνηση των συνθηκών που προκαλούν διάβρωση και εναπόθεση στον πυθμένα φυσικών υδατορρευμάτων. Βασικός σκοπός της παρούσας ερευνητικής εργασίας είναι η αριθμητική και η πειραματική διερεύνηση φαινομένων στερεομεταφοράς στην περιοχή του πυθμένα υδατορρευμάτων, κυρίως λόγω της παρουσίας διαφόρων τεχνικών έργων στη ροή. Αναπτύχθηκε ένα διδιάστατο αριθμητικό μοντέλο προσομοίωσης της ελεύθερης επιφάνειας και της εξέλιξης της στάθμης του πυθμένα υδατορρευμάτων βασιζόμενο στην τεχνική των πεπερασμένων όγκων. Τα αριθμητικά αποτελέσματα συγκρίθηκαν ικανοποιητικά με αντίστοιχες πειραματικές μετρήσεις.

ABSTRACT

River engineering is the scientific area where the subject of the current research work is applied. Aggradation and degradation in alluvial channels is studied. The main purpose of this study is the numerical and experimental investigation of sediment transport in the bottom of alluvial channels due to the presence of different constructions. A two-dimensional hydrodynamic model which simulates the free-surface flow in open channels and the bed level variation is developed using a finite – volume scheme. The computed results are satisfactorily compared with the experimental results.

1. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Η αξιόπιστη αριθμητική προσομοίωση της στερεομεταφοράς και της εξέλιξης της στάθμης του πυθμένα φυσικών υδατορρευμάτων, κατά τη διάρκεια μη μόνιμης ροής, έχει πολύ μεγάλη σημασία σε πολλές υδραυλικές και άλλου είδους μελέτες. Καθώς, η αναλυτική επίλυση των μερικών διαφορικών εξισώσεων, που περιγράφουν την κίνηση του καθαρού νερού και των φερτών υλών είναι δύσκολο να επιτευχθεί και επειδή η πλειονότητα των πρακτικών προβλημάτων της ρευστομηχανικής δεν έχουν γνωστές αναλυτικές λύσεις, η υπολογιστική υδραυλική αποτελεί εναλλακτικό μέσο έρευνας. Επίσης, το πρόβλημα της διάβρωσης στην περιοχή διαφόρων τεχνικών έργων και γενικότερα της στερεομεταφοράς μελετήθηκε εκτεταμένα από πολλούς ερευνητές τόσο με κατάλληλες εργαστηριακές μετρήσεις όσο και με μετρήσεις στο πεδίο. Εντούτοις, λόγω της πολυπλοκότητας του αντικειμένου δεν υπάρχει μια μοναδική διαθέσιμη εμπειρική σχέση προσδιορισμού της εξέλιξης της στάθμης του πυθμένα.

2. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

Για την προσομοίωση της μεταβολής του πυθμένα φυσικών υδατορρευμάτων αναπτύχθηκε ένα διδιάστατο αριθμητικό μοντέλο, μη μόνιμης, ιξώδους ροής, το οποίο επιλύει ταυτόχρονα και σε κάθε χρονικό βήμα τις εξισώσεις του καθαρού νερού (εξισώσεις Navier-Stokes) με την στερεομεταφορική εξίσωση [1]. Παράλληλα, για τον έλεγχο της αξιοπιστίας και της ακρίβειας του προτεινόμενου αριθμητικού μοντέλου προσομοιάστηκε εργαστηριακά η εξέλιξη του πυθμένα σε ευθύγραμμο αγωγό με ακρόβαθρο τραπεζοειδούς διατομής τοποθετημένο στο αριστερό κατά τη διεύθυνση της ροής στερεό τοίχωμα του αγωγού.

2.1 Αριθμητική προσομοίωση φαινομένων στερεομεταφοράς σε υδατορρεύματα

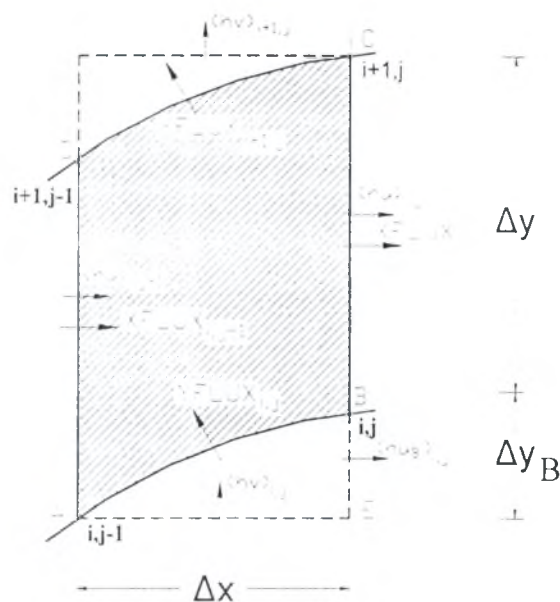
Για την αριθμητική προσομοίωση χρησιμοποιείται η μέθοδος των πεπερασμένων όγκων εφαρμόζοντας ρητό υπολογιστικό σχήμα [1,3]. Το πεδίο ροής χωρίζεται σε πεπερασμένο αριθμό όγκων, στους οποίους διακριτοποιούνται οι εξισώσεις και στη συνέχεια υπολογίζονται όλες οι μεταβλητές σε κάθε κόμβο του πλέγματος. Για τη χρονική αύξηση Δt και για έναν όγκο ελέγχου, μοναδιαίου ύψους (σχήμα 1), οι βασικές εξισώσεις, παίρνουν τη μορφή:

$$-\Delta h = [\Delta(hu)\Delta y + \Delta(hv)\Delta x] \frac{\Delta t}{\Delta x \Delta y} \quad (1)$$

$$-\Delta(hu) = \left[\Delta \left(gh^2/2 + hu^2 \right) \Delta y + \Delta(huv)\Delta x \right] \frac{\Delta t}{\Delta x \Delta y} + gh(S_{0x} + S_{fx})\Delta t - \left\{ \begin{array}{l} \Delta [2.0 v_t \Delta(hu)\Delta y] \frac{\Delta x}{\Delta x \Delta x} + \\ \Delta [v_t \Delta(hu)\Delta x + v_t \Delta(hv)\Delta y] \frac{\Delta x}{\Delta x \Delta y} \end{array} \right\} \frac{\Delta t}{\Delta x \Delta y} \quad (2)$$

$$-\Delta(hv) = \left[\Delta \left(gh^2/2 + hv^2 \right) \Delta x + \Delta(huv)\Delta y \right] \frac{\Delta t}{\Delta x \Delta y} + gh(S_{0y} + S_{fy})\Delta t - \left\{ \begin{array}{l} \Delta [2.0 v_t \Delta(hv)\Delta x] \frac{\Delta y}{\Delta y \Delta y} + \\ \Delta [v_t \Delta(hu)\Delta x + v_t \Delta(hv)\Delta y] \frac{\Delta y}{\Delta x \Delta y} \end{array} \right\} \frac{\Delta t}{\Delta x \Delta y} \quad (3)$$

$$-\Delta[(1-p)z_b] = [\Delta(q_{sx})\Delta y + \Delta(q_{sy})\Delta x] \frac{\Delta t}{\Delta x \Delta y} \quad (4)$$



Σχήμα 1: Τυπικός πεπερασμένος όγκος.

Για την εξίσωση συνέχειας του νερού, οι αντίστοιχοι όροι $(XFLUX)_{i,j}$ και $(YFLUX)_{i,j}$ είναι :

$$(XFLUX)_{i,j} = \left[\frac{(hu)_{i+1,j} + (hu)_{i,j}}{2} \right] \Delta y \quad (5)$$

$$(YFLUX)_{i,j} = \left[\frac{(hv)_{i,j-1} + (hv)_{i,j}}{2} \right] \Delta x - \left[\frac{(hu)_{i,j-1} + (hu)_{i,j}}{2} \right] \Delta y_B \quad (6)$$

$$\text{Ισχύει: } \Delta(hu) = (XFLUX)_{i,j} - (XFLUX)_{i,j-1} \text{ και } \Delta(hv) = (YFLUX)_{i+1,j} - (YFLUX)_{i,j} \quad (7)$$

Οι αντίστοιχοι όροι $(XFLUX)_{i,j}$ και $(YFLUX)_{i,j}$ για τις υπόλοιπες βασικές εξισώσεις της ροής ορίζονται με παρόμοια διαδικασία. Οι εμπειρικές εξισώσεις υπολογισμού της στερεοπαροχής του πυθμένα που εφαρμόστηκαν είναι των Soni et al. (1980), των Engelund και Hansen (1967), των Ackers και White (1973), του Brownlie (1983), του Smart (1984), των Meyer-Peter and Muller (1948) και του Van Rijn (1984) [2,4].

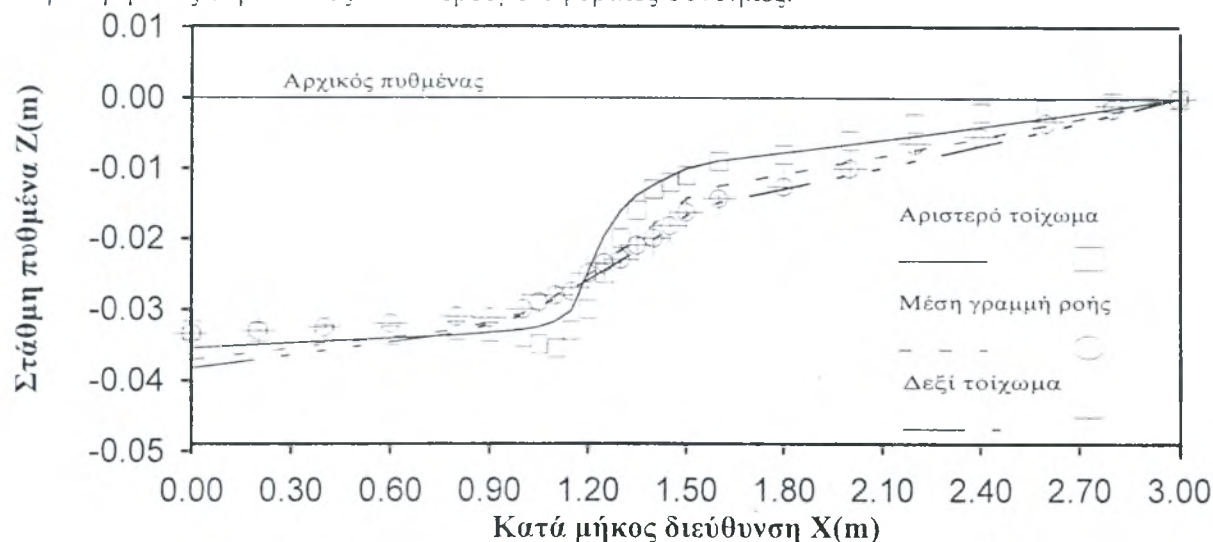
2.2 Πειραματική προσομοίωση της διάβρωσης γύρω από ακρόβαθρο γέφυρας

Στο εργαστήριο του τομέα Υδραυλικής και Τεχνικής Περιβάλλοντος του τμήματος Πολιτικών Μηχανικών του Α.Π.Θ. πραγματοποιήθηκε σειρά πειραμάτων με σκοπό την προσομοίωση της διάβρωσης στην περιοχή ακρόβαθρου τραπεζοειδούς διατομής, για διάφορες συνθήκες ροής [1]. Η περιοχή μελέτης στον εργαστηριακό αγωγό περιορίστηκε σε 3.00m μήκος κατά τη διεύθυνση της ροής και 1.50m κατά την εγκάρσια διεύθυνση. Το τραπεζοειδές ομοίωμα τοποθετήθηκε σε απόσταση 1.00m από την είσοδο, με μήκος προβολής, κάθετα στη διεύθυνση της ροής, ίσο με 0.20m, έχοντας διαστάσεις μικρής και μεγάλης πλευράς του τραπεζίου ίσες με 0.10 και 0.50m, αντίστοιχα. Ο πυθμένας του αγωγού διαστρώθηκε ομοιόμορφα με κοκκώδες υλικό ειδικού βάρους $1.32t/m^3$.

3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Στο σχήμα 2 δίνονται παράλληλα με τις πειραματικές τιμές και οι αντίστοιχες υπολογιστικές τιμές της στάθμης του πυθμένα σε ολόκληρο τον υπό μελέτη εργαστηριακό αγωγό, κατά μήκος τριών βασικών γραμμών ροής, για εισερχόμενη παροχή ίση με $0.05m^3/sec$, βάθος ροής ίσο με 0.08m και διάρκεια ροής ίση με 900secs. Από την ανάλυση των αποτελεσμάτων προκύπτει ότι: α) η μέγιστη τιμή της διάβρωσης παρατηρείται στη μέση της ανάντη κεκλιμένης πλευράς του εμποδίου, β) η επίδραση του ακρόβαθρου, κατά την εγκάρσια

διεύθυνση, εκτείνεται σε μικρή απόσταση, περίπου ίση με το ήμισυ πλάτους του και γ) η εμπειρική εξίσωση των Engelund και Hansen (1967) προσομοιάζει ικανοποιητικότερα τις συγκεκριμένες υδραυλικές και στερεομεταφορικές συνθήκες.



Σχήμα 2: Σύγκριση πειραματικών και υπολογιστικών τιμών της στάθμης του πυθμένα.

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ

Συμπερασματικά αναφέρεται ότι από τη συγκεκριμένη έρευνα επιτεύχθηκαν οι εξής στόχοι: α) Αναπτύχθηκε ένα πρωτότυπο και αξιόπιστο διδιάστατο αριθμητικό μοντέλο προσομοίωσης της μεταβολής του πυθμένα και της ελεύθερης ροής σε φυσικά υδατορρέυματα, με δυνατότητα πολλαπλής εφαρμογής. β) Δημιουργήθηκε υπόβαθρο πειραματικής διερεύνησης φαινομένων στερεομεταφοράς στην ποτάμια υδραυλική και γ) Με βάση τις πειραματικές μετρήσεις προσεγγίστηκε η μέγιστη διάβρωση σε ακρόβαθρο τραπεζοειδούς διατομής συναρτήσει του χρόνου ροής, των παραμέτρων της ροής (ταχύτητα και βάθος ροής) και των φερτών υλών που εύκολα προσδιορίζονται στο πεδίο. Επισημαίνεται, ότι με το σοβαρό επιστημονικό υπόβαθρο που έχει αναπτυχθεί, ως συνέπεια της προαναφερθείσας ερευνητικής δραστηριότητας, υπάρχει δυνατότητα επέκτασης της έρευνας στον τομέα της ποτάμιας υδραυλικής ως εξής: α) Μπορούν να χρησιμοποιηθούν έτοιμα μονοδιάστατα αριθμητικά μοντέλα προσδιορισμού της εξέλιξης του πυθμένα σε περιπτώσεις ευθύγραμμων υδατορρευμάτων, χωρίς εμπόδια στη ροή, τα οποία θα συγκριθούν με το διδιάστατο αριθμητικό μοντέλο. β) Μπορεί να εφαρμοστεί έτοιμο τρισδιάστατο πρόγραμμα καθώς και να αναπτυχθεί του παρόν αριθμητικό μοντέλο σε τρεις διαστάσεις, για την αξιόπιστη προσομοίωση της ροής στην περιοχή γύρω από τεχνικά έργα και γ) Στον τομέα της πειραματικής έρευνας υπάρχει δυνατότητα προσομοίωσης ακρόβαθρων και μεσόβαθρων διαφόρων διατάσεων και γεωμετρικών σχημάτων ώστε να διεξαχθούν αξιόπιστες εμπειρικές σχέσεις προσέγγισης των διαβρώσεων.

5. ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. Φαρσιρώτου, Ε.Δ., "Αριθμητική και Πειραματική Μελέτη Φαινομένων Διάβρωσης σε Υδατορρέυματα", Διδακτορική διατριβή υποβληθείσα στην Πολυτεχνική Σχολή του Α.Π.Θ., 2000
2. Simons, D.B. and Senturk, F. "Sediment Transport Technology Water and Sediment Dynamics", Water Resources Publications, Colorado, USA, 1992.
3. Soulis, J.V., "Multiple grid solution of the open channel flow equations using a marching finite-volume method", Advances in water Resources, Vol. 14, pp. 203-214, 1992
4. Yang, C.T., "Sediment Transport Theory and Practice", McGraw-Hill, 1996.

Η ΜΕΘΟΔΟΣ LATTICE BOLTZMANN ΣΤΗΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ

Σ. Μαραγκουδάκης και Δ. Βαλουγεώργης

Εργαστήριο Η/Υ
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
38334, Βόλος
E-mail: stmarag@mie.uth.gr, diva@mie.uth.gr

Η μέθοδος Lattice Boltzmann αποτελεί ένα εναλλακτικό και πολλά υποσχόμενο αριθμητικό σχήμα για την προσομοίωση προβλημάτων ροής και μοντελοποίηση της φυσικής των ρευστών. Σε αντίθεση με τα κλασσικά αριθμητικά σχήματα που βασίζονται στη διακριτοποίηση των μακροσκοπικών εξισώσεων διατήρησης μάζας, ορμής και ενέργειας, η μέθοδος Lattice Boltzmann βασίζεται στην εξίσωση Boltzmann και σε απλοποιημένα κινητικά μοντέλα που περιγράφουν την συνάρτηση κατανομής των σωματιδίων. Επομένως, η λύση του προβλήματος δεν εξαρτάται από τον μικρόκοσμο των σωματιδίων όπως συμβαίνει στη κλασσική προσομοίωση της δυναμικής των σωματιδίων. Η μέθοδος λειτουργεί σε μεσοσκοπικό επίπεδο, ενώ ο τελικός στόχος είναι ο υπολογισμός των μακροσκοπικών μεγεθών. Ο κινητικός χαρακτήρας της μεθόδου Lattice Boltzmann εισάγει μερικά ενδιαφέροντα χαρακτηριστικά. Για παράδειγμα ο όρος μεταφοράς είναι γραμμικός ενώ η πίεση υπολογίζεται από την καταστατική εξίσωση των αερίων. Η διακριτοποίηση στο πεδίο των ταχυτήτων είναι πεπερασμένη, ενώ στην εξίσωση Boltzmann το πεδίο ταχυτήτων είναι πλήρες και συνεχές. Τα μακροσκοπικά μεγέθη προκύπτουν από την συνάρτηση κατανομής των σωματιδίων με απλούς αλγεβρικούς υπολογισμούς.

Η πλέον συνήθης μέθοδος Lattice Boltzmann, είναι αυτή που βασίζεται στο γνωστό κινητικό μοντέλο BGK και περιγράφεται από την εξίσωση

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i, t + 1) = f_i(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\tau} [f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{(0)}(\mathbf{x}, t)], \quad (1)$$

όπου η $f_i(\mathbf{x}, t)$ είναι η συνάρτηση κατανομής των σωματιδίων και εκφράζει την πιθανότητα ένα σωματίδιο να βρίσκεται στον κόμβο \mathbf{x} και χρόνο t με ταχύτητα \mathbf{e}_i , η $f_i^{(0)}(\mathbf{x}, t)$ είναι μία γνωστή κατανομή σωματιδίων σε κατάσταση ισορροπίας και τ είναι ο χρόνος χαλάρωσης που ελέγχει το ρυθμό προσέγγισης στη κατάσταση ισορροπίας. Οι διακριτές ταχύτητες \mathbf{e}_i , $i=0,1,\dots,M$, καθορίζουν τις πιθανές διευθύνσεις μετακίνησης των σωματιδίων. Συνήθως η μέθοδος εφαρμόζεται σε τριγωνικό ή τετραγωνικό πλέγμα ταχυτήτων όπου $M=7$ και $M=9$ αντίστοιχα.

Σε κάθε χρονική στιγμή επιλύεται η εξίσωση (1) και καθορίζεται η νέα θέση των σωματιδίων. Η μετακίνηση αυτή εξαρτάται από την διαδικασία μεταφοράς όπου κάθε σωματίδιο μετακινείται στο γειτονικό κόμβο στην κατεύθυνση της ταχύτητάς του και από την διαδικασία των συγκρούσεων όπου όταν ένα σωματίδιο φθάνει σε ένα κόμβο και συγκρούεται με ένα άλλο σωματίδιο που βρίσκεται εκεί ανταλλάσσουν

κατεύθυνση και ταχύτητα σύμφωνα με το κινητικό μοντέλο. Τα μακροσκοπικά μεγέθη προκύπτουν από τις σχέσεις

$$\rho = \sum_{i=1}^M f_i \text{ και } \rho \mathbf{u} = \sum_{i=1}^M f_i \mathbf{e}_i. \quad (2)$$

Σημειώνεται ότι εφαρμόζοντας τις αναλοιώτες του ολοκληρώματος των σωματιδιακών συγκρούσεων και μετά από κατάλληλη μαθηματική επεξεργασία της εξίσωσης (1), προκύπτουν οι εξισώσεις Navier Stokes για ασυμπίεστο ρευστό.

Όπως προαναφέρθηκε το ενδιαφέρον για τη νέα μέθοδο είναι μεγάλο λόγω της απλότητάς της, λόγω του ότι είναι πλήρως παραλληλοποιήσιμη και λόγω των δυνατοτήτων της να επιλύει πολύπλοκα ροϊκά πεδία. Ένα τμήμα της γενικής προσπάθειας σχετίζεται με τη λεπτομερή ποσοτική ανάλυση της μεθόδου και την καθιέρωση ενός θεωρητικού υποβάθρου. Είναι γνωστό στους χρήστες της μεθόδου ότι συχνά εγείρονται προβλήματα αστάθειας, ενώ η εφαρμογή κατάλληλων οριακών συνθηκών είναι υπό ανάπτυξη. Ένας σημαντικός αριθμός αναλυτικών λύσεων Lattice Boltzmann έχει ήδη αναπτυχθεί για βασικές μονοδιάστατες ροές. Οι λύσεις αυτές ενώ αποδεικνύουν τις δυνατότητες της μεθόδου είναι σχετικά απλές, ώστε να βοηθήσουν συστηματικά στην έρεση γενικών κανόνων σε σχέση με την ευστάθεια και ακρίβεια που θα πρέπει να αναμένουμε από την μέθοδο. Αναλυτικές λύσεις σε πιο πολύπλοκες δισδιάστατες ροές είναι αναγκαίες. Επιπλέον η περαιτέρω απευθείας αριθμητική εφαρμογή της μεθόδου σε τρισδιάστατες ροές με πολύπλοκα φυσικά όρια είναι εξίσου αναγκαία. Η μέθοδος ήδη εφαρμόζεται πιλοτικά σε προβλήματα προσομοίωσης κλασσικής ρευστομηχανικής, τύρβης, πολυφασικών ροών με σωματίδια, μεταφοράς θερμότητας και ροών με χημικές αντιδράσεις.

Με βάση τα παραπάνω στο εργαστήριο H/Y του TMMB του ΠΘ έχει ξεκινήσει μια συστηματική προσπάθεια εφαρμογής και περαιτέρω ανάπτυξης της μεθόδου Lattice Boltzmann. Τα κλασσικά προβλήματα ροής Couette και Poiseuille έχουν επιλυθεί αναλυτικά και αριθμητικά. Εφαρμόζοντας την εξίσωση (1) και αξιοποιώντας τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά των ροών αυτών, προκύπτουν αναλυτικές εκφράσεις για την συνάρτηση κατανομής των σωματιδίων. Αποδεικνύεται ότι, η μέθοδος είναι δεύτερης τάξης μόνο εάν εφαρμοσθούν κατάλληλες οριακές συνθήκες για την συνάρτηση f_i που να εξασφαλίζουν τις γνωστές μακροσκοπικές οριακές συνθήκες μη ολίσθησης. Από την αριθμητική επίλυση των βασικών αυτών ροών συνάγονται οι πρώτες ενδείξεις σχετικά με απαιτούμενο χρόνο υπολογισμού, ταχύτητα σύγκλισης και κριτήρια ευστάθειας.

Παράλληλα έχει αναπτυχθεί ένας κωδικός εφαρμογής της μεθόδου Lattice Boltzmann που επιλύει ικανοποιητικά το κλασσικό πρόβλημα ροής σε ορθογωνική κοιλότητα. Γίνεται λεπτομερή σύγκριση των αποτελεσμάτων με υπάρχοντα αξιόπιστα αποτελέσματα. Η σύγκριση αυτή πέρα από τα πεδία ταχυτήτων επεκτείνεται στην γεωμετρία της κύριας και δευτερευουσών δινών, στην πίεση και στις διατμηματικές τάσεις στα τοιχώματα για διαφορετικούς αριθμούς Re. Οι σημαντικοί παράγοντες που επηρεάζουν την ευστάθεια και σύγκλιση της μεθόδου είναι οι οριακές συνθήκες, το μέγεθος του πλέγματος, το εύρος των παραμέτρων και το σφάλμα συμπίεστικότητας. Επέκταση του αλγόριθμου σε τρισδιάστατες γεωμετρίες θεωρείται ιδιαίτερα ενδιαφέρονσα.

Επίσης εξετάζεται η αναλυτική λύση του δισδιάστατου πλήρως ανεπτυγμένου πεδίου ροής σε αγωγό ορθογωνικής διατομής με ένα τρισδιάστατο μοντέλο 15 ταχυτήτων. Η αναλυτική λύση του προβλήματος αυτού θα βοηθήσει σημαντικά στον προσδιορισμό βέλτιστων οριακών συνθηκών για την συνάρτηση κατανομής.

References

- 1) Shiyi Chen and Gary D. Doolen, "*Lattice Boltzmann Method for Fluid Flows*", *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 30, 329-64, 1998.

ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ ΑΔΡΑΝΩΝ ΡΥΠΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΠΛΟΚΕΣ ΑΣΤΙΚΕΣ ΠΕΡΙΟΧΕΣ

Ν. Μουσιόπουλος, Γ. Θεοδωρίδης, Μ. Τσώτας και P. Sahm

Εργαστήριο Μετάδοσης Θερμότητας και Περιβαλλοντικής Μηχανικής, Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης,
54006 Θεσσαλονίκη, Τηλ. (031) 996011, Fax.: (031) 996012

1. ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στη παρούσα εργασία χρησιμοποιείται το μοντέλο υπολογιστικής ρευστομηχανικής CFX-TASCflow για προσομοίωση των πεδίων ανέμου και συγκεντρώσεων αερίου ρύπου σε πολύπλοκο αστικό συγκρότημα. Για την επίλυση των εξισώσεων μεταφοράς, χρησιμοποιείται πεπλεγμένο αριθμητικό σχήμα δευτέρου βαθμού ακρίβειας σε μη μετατοπισμένα καμπυλόγραμμα πλέγματα. Οι διακριτοποιημένες εξισώσεις επιλύονται με τη βοήθεια αλγεβρικής μεθόδου πολλαπλών πλεγμάτων. Ως μοντέλο τύρβης υιοθετείται το μοντέλο k-ε. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα συγκρίνονται με τα αντίστοιχα πειραματικά για διάφορες γωνίες ανέμου και παρατηρείται ικανοποιητική συμφωνία. Σημαντικό ρόλο στη διαμόρφωση των τρισδιάστατων πεδίων ανέμου στην αστική χαράδρα παίζουν οι παράπλευροι δρόμοι. Προσομοιώσεις σε γεωμετρική κλίμακα 1/200 καταδεικνύουν την αμελητέα επίδραση του αριθμού Reynolds.

2. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η μελέτη της διασποράς των αερίων ρύπων σε αστικές περιοχές με χρήση κατάλληλων υπολογιστικών προτύπων -μοντέλων διασποράς- έχει πρόσφατα προσελκύσει το ενδιαφέρον των ερευνητών λόγω της πολυπλοκότητας των σχετικών φαινομένων αλλά και του μικρού κόστους της απαιτούμενης υποδομής. Τα μοντέλα αυτά στηρίζονται στην αριθμητική επίλυση των διαφορικών εξισώσεων μεταφοράς με τη βοήθεια Η/Υ. Σκοπός της παρούσας εργασίας είναι ο υπολογισμός της διασποράς αδρανούς αερίου ρύπου που εκπέμπεται από οχήματα σε πολύπλοκο αστικό συγκρότημα. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα συγκρίνονται με τα αντίστοιχα πειραματικά των Liedke et al. (1998).

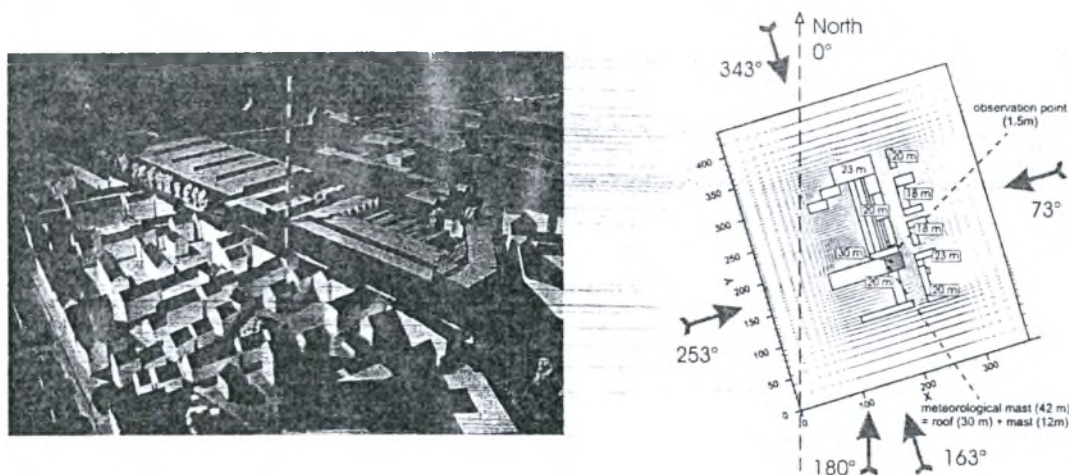
3. ΤΟ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ CFX-TASCflow

Το μοντέλο υπολογιστικής ρευστομηχανικής CFX-TASCflow που χρησιμοποιείται στην παρούσα εργασία εφαρμόζει την μέθοδο των πεπερασμένων όγκων βασισμένη στη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων. Οι εξισώσεις μεταφοράς σε ισχυρά συντηρητική μορφή διακριτοποιούνται με χρήση πλήρως πεπλεγμένου (fully implicit) σχήματος δευτέρου βαθμού ακρίβειας. Περιγραφή της αριθμητικής μεθόδου γίνεται από τον Raw (1994) και Raw et al. (1989). Ως μοντέλο τύρβης χρησιμοποιείται το μοντέλο δύο εξισώσεων k-ε με συναρτήσεις τοιχώματος (wall functions) για την ανάλυση των απότομων κλίσεων που επικρατούν μέσα στο στρωτό υπόστρωμα (Launder and Spalding, 1974).

4. ΓΕΩΜΕΤΡΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΚΑΙ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΤΗΣ ΜΕΛΕΤΩΜΕΝΗΣ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗΣ

Η περιοχή που μελετάται είναι το πολεοδομικό συγκρότημα της οδού Goettinger στην πόλη του Ανοβέρου. Ο δρόμος αυτός αποτελείται από τέσσερις λωρίδες κυκλοφορίας με συνολικό ημερήσιο φόρτο 30000 αυτοκ/ημέρα. Σε σημείο του δρόμου υπάρχει όργανο μέτρησης της συγκέντρωσης ρύπων ενώ η περίπτωση αυτή έχει μελετηθεί πειραματικά από τους Liedke et al. (1998) σε αεροσήραγγα (βλ. Σχήμα 1, αριστερά). Στο σχήμα 1 (δεξιά) απεικονίζεται μια κάτοψη της περιοχής όπου διακρίνονται τα διαφορετικά ύψη των κτιρίων καθώς και οι ακριβείς θέσεις των σημείων μέτρησης. Οι σχετικές συγκεντρώσεις C^* υπολογίζονται από τις απόλυτες συγκεντρώσεις C , την συνολική ένταση των πηγών Q , την ταχύτητα αναφοράς $u_{ref}=10\text{m/s}$ στο ύψος 100m , το μήκος των πηγών L και μια κλίμακα μήκους $H_{scal}=20\text{m}$ σύμφωνα με τη σχέση: $C^*=(C u_{ref} H_{scal})/(Q/L)$.

Για τη διακριτοποίηση των εξισώσεων μεταφοράς χρησιμοποιήθηκε αριθμητικό πλέγμα $59 \times 72 \times 24$ κόμβων. Το προσομοιωμένο ατμοσφαιρικό στρώμα στην είσοδο του πεδίου περιγράφεται από το λογαριθμικό νόμο $u/u_*=(1/\kappa)\ln(z/z_0)$ όπου $\kappa=0,4$, $u_*=0,5263\text{m/sec}$ και $z_0=0,05\text{m}$. Η κινητική ενέργεια της τύρβης στην είσοδο δίνεται από τη σχέση: $k = u_*^2/\sqrt{c_\mu}$ με $c_\mu=0,09$ ενώ ο ρυθμός σκέδασης της τύρβης περιγράφεται από τη σχέση: $\varepsilon = u_*^3/(kz)$.



Σχήμα 1. Απεικόνιση του γεωμετρικού μοντέλου προσομοίωσης αεροσήραγγας (αριστερά). Κάτοψη της περιοχής προσομοίωσης (δεξιά) όπου διακρίνονται τα διαφορετικά ύψη των κτιρίων και τα σημεία μέτρησης.

5. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Για την ανάλυση της ευαισθησίας του μοντέλου CFX-TASCflow πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις: α) με το σχήμα παρεμβολής σταθμισμένων μαζών (Mass Weighted Scheme) καθώς και το ακριβέστερο (2ου βαθμού) καθαρά γραμμικό σχήμα (Pure Linear Profile Scheme), και β) με το μοντέλο τύρβης $k-\varepsilon$ καθώς και την RNG παραλλαγή του. Επιπρόσθετα, πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις σε γεωμετρική κλίμακα $1/200$ για την μελέτη της επίδρασης του αριθμού Reynolds. Για όλες τις παραπάνω περιπτώσεις τα αποτελέσματα είναι πρακτικώς ταυτόσημα, γεγονός που καταδεικνύει αφενός την ικανοποιητική πυκνότητα πλέγματος και αφετέρου την αμελητέα επίδραση του αριθμού Reynolds.

Στο σχήμα 2 (αριστερά) παρουσιάζεται το ροϊκό πεδίο για την περίπτωση γωνίας ανέμου 0° (B άνεμος) και για επίπεδο σταθερού ύψους $z=4,5\text{m}$ από την επιφάνεια του εδάφους. Η γωνία που σχηματίζεται ανάμεσα στη διεύθυνση του ανέμου και τον παράλληλο στην αστική χαράδρα

άξονα είναι σχετικά μικρή και ίση με 17° . Θα αναμενόταν λοιπόν καναλοποίηση της ροής μέσα στη χαράδρα. Αντίθετα, εξαιτίας της ροής αέρα από τους παράπλευρους δρόμους παρατηρείται η δημιουργία έντονων περιοχών ανακυκλοφορίας στις οποίες εντοπίζονται οι μέγιστες συγκεντρώσεις αερίου ρύπου (βλ. Σχήμα 2, δεξιά). Υψηλές συγκεντρώσεις αερίου ρύπου διακρίνονται όπως αναμένεται και στο νότιο τμήμα της αστικής χαράδρας.

Στο σχήμα 3 παρουσιάζονται οι συγκρίσεις ανάμεσα στα πειραματικά και υπολογιστικά αποτελέσματα για τις παραμέτρους της ροής u , v , w και k στη θέση του ανεμομέτρου, για ύψη από 30m έως 240m και για γωνίες ανέμου 0° (αριστερά) και 200° (δεξιά) αντίστοιχα. Για τις συνιστώσες της ταχύτητας u και v παρατηρείται ταύτιση πειραματικών και υπολογιστικών αποτελεσμάτων. Η συνιστώσα της ταχύτητας w , η οποία σημειωτέον λαμβάνει πολύ μικρές τιμές ($|w| < 0,2\text{m/s}$), υπερεκτιμάται από το μοντέλο και για τις δύο γωνίες ανέμου αλλά και για την πλειονότητα των περιπτώσεων που μελετήθηκαν. Όσον αφορά την κινητική ενέργεια της τύρβης, διακρίνεται μια καλή συμφωνία των πειραματικών και υπολογιστικών αποτελεσμάτων ιδίως σε μεγάλα ύψη, εκτός της περιοχής της οροφής όπου γενικά υποεκτιμάται.

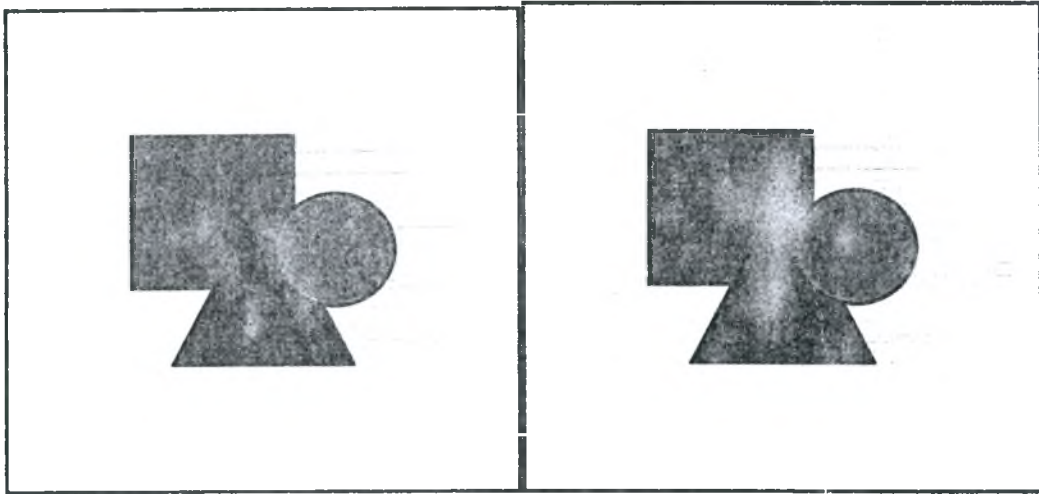
Στο σχήμα 4 παρουσιάζονται τα υπολογιστικά αποτελέσματα του μοντέλου CFX-TASCflow για τις σχετικές συγκεντρώσεις του αερίου ρύπου στο σημείο μέτρησης και συγκρίνονται με τις αντίστοιχες πειραματικές τιμές (Liedke et al., 1998) και τις πραγματικές μετρήσεις (NLÖ, 1993). Σε γενικές γραμμές το μοντέλο αναπαριστά την γενική ποιοτική τάση της συγκέντρωσης του αερίου ρύπου. Για εύρος γωνιών από 0° έως 80° παρουσιάζεται μείωση στη συγκέντρωση του ρύπου (με εξαίρεση την περίπτωση των 40° όπου το μοντέλο εμφανίζει αύξηση της συγκέντρωσης) και υπερεκτίμηση των αποτελεσμάτων του μοντέλου. Για γωνίες μεγαλύτερες των 80° διακρίνεται μια σταδιακή αύξηση της τιμής της συγκέντρωσης που είναι σύμφωνη με τα πειραματικά αποτελέσματα. Για γωνίες ανέμου από 220° έως 280° η τιμή της συγκέντρωσης λαμβάνει υψηλές τιμές με μέγιστη αυτή για γωνία ανέμου 280° . Οι όποιες αποκλίσεις μεταξύ πειραματικών και υπολογιστικών αποτελεσμάτων δικαιολογούνται και από την μικρή απόσταση μετρητικού οργάνου-πηγής.

6. ΓΕΝΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

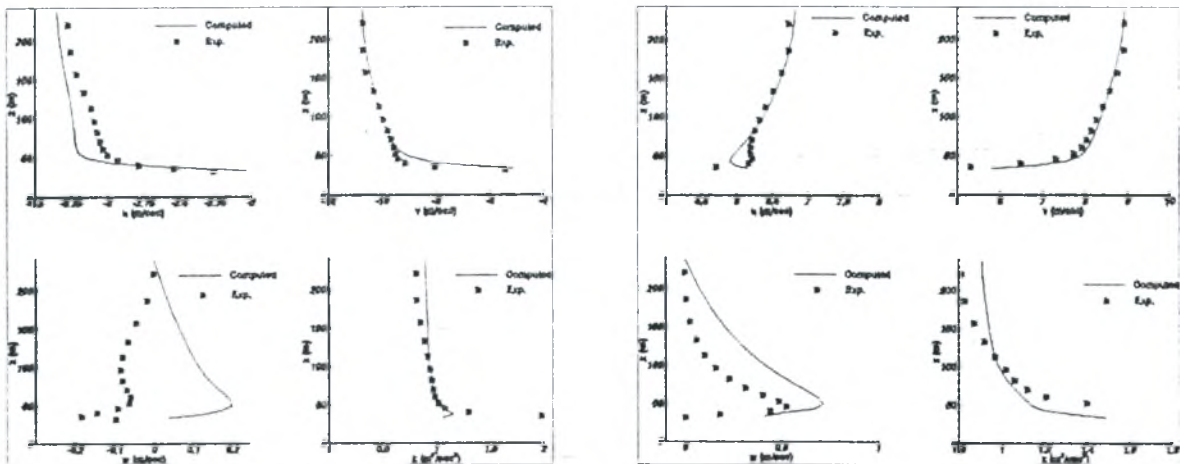
Για τον έλεγχο της αξιοπιστίας του μοντέλου υπολογιστικής ρευστομηχανικής CFX-TASCflow στον υπολογισμό της διασποράς αδρανών ρύπων σε πολύπλοκες αστικές περιοχές πραγματοποιήθηκε προσομοίωση της διασποράς στο πολεοδομικό συγκρότημα της οδού Goettinger στην πόλη του Ανοβέρου. Τα υπάρχοντα πειραματικά αποτελέσματα κατέστησαν δυνατό τον έλεγχο της αξιοπιστίας του μοντέλου, το οποίο εμφανίζει ικανοποιητική ακρίβεια και σε κλίμακες μεγαλύτερες από αυτές για τις οποίες σχεδιάστηκε.

7. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

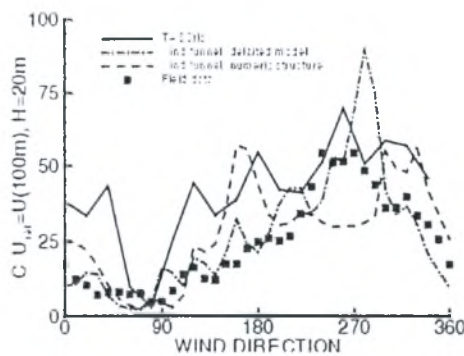
1. Launder B.E. and Spalding D.B., "The numerical Computations of Turbulent Flows", Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 3, pp. 269-289, 1974.
2. Liedke, J., Leidl, B. and Schatzmann, M., 1998, "Car exhaust dispersion in a street canyon - Wind tunnel data for validating numerical dispersion models", 2nd East European Conference on Wind Engineering (EECWE), Prague, 7-11 September, 1998.
3. NLÖ, "Lufthygienisches Überwachungssystem Niedersachsen - Luftschadstoffbelastungen in Straßenschluchten", edited by Niedersächsisches Landesamt für Ökologie, D-30449 Hannover, Germany, 1993.
4. Raw M.J., "A coupled algebraic multigrid method for the 3D Navier-Stokes equations", Proceedings of the 10th GAMM-Seminar Kiel, January 14-16, 1994.
5. Raw M.J., Galpin P.F. and Hutchinson B.R., "A co-located finite-volume method for solving the Navier-Stokes equations for incompressible and compressible flows in turbomachinery: Results and applications", Canadian aeronautics and space journal. Vol. 35, pp. 189-196, 1989.



Σχήμα 2. Απεικόνιση του ροϊκού πεδίου (αριστερά) και του πεδίου συγκεντρώσεων (δεξιά) για γωνία ανέμου 0° και για επίπεδο σταθερού ύψους 4,5m από την επιφάνεια του εδάφους



Σχήμα 3. Σύγκριση πειραματικών και υπολογιστικών αποτελεσμάτων των συνιστωσών της ταχύτητας u , v , w και της τυρβώδους κινητικής ενέργειας k στο σημείο του ανεμομέτρου και για γωνία ανέμου 0° (αριστερά) και 200° (δεξιά).



Σχήμα 4. Σύγκριση υπολογιστικών και πειραματικών αποτελεσμάτων για τις σχετικές συγκεντρώσεις των αερίων ρύπων στο σημείο μέτρησης.

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΡΟΩΝ – ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΡΕΥΣΤΟΔΥΝΑΜΙΚΗ –3

Αστική χαράδρα, δομημένο περιβάλλον και εξοικονόμηση ενέργειας

Αγίς Μ. Παπαδόπουλος Κωνσταντίνος Π. Παπαγεωργίου Νικόλαος Μουσιόπουλος

Εργαστήριο Μετάδοσης Θερμότητας και Περιβαλλοντικής Μηχανικής,
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πολυτεχνική Σχολή,
Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Θυρίδα 483, 54006 Θεσσαλονίκη
Τηλ. (031) 996015 Fax. (031) 996012 E-Mail: agis@vergina.eng.auth.gr

SUMMARY

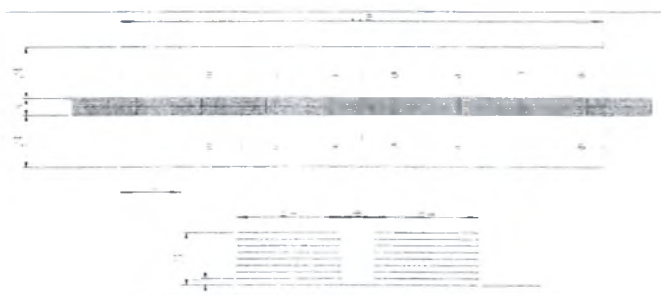
The effect of the microclimatic conditions on the buildings' thermal loads has become obvious during the past years. Elements such as urban street canyons and «heat islands» lead to temperature and humidity conditions, which vary in proportion to the climatic data, that is being measured at the meteorological stations, which are located usually in the suburbs of most European cities. Also the building's usage affects the existing conditions. The installation of air condition systems emits heat, which on a micro scale level enforces the «heat island» phenomenon. What is being done here is an effort to approach and simulate the urban street canyon phenomenon, using different types of software, in order to study the flow and energy conditions of it.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

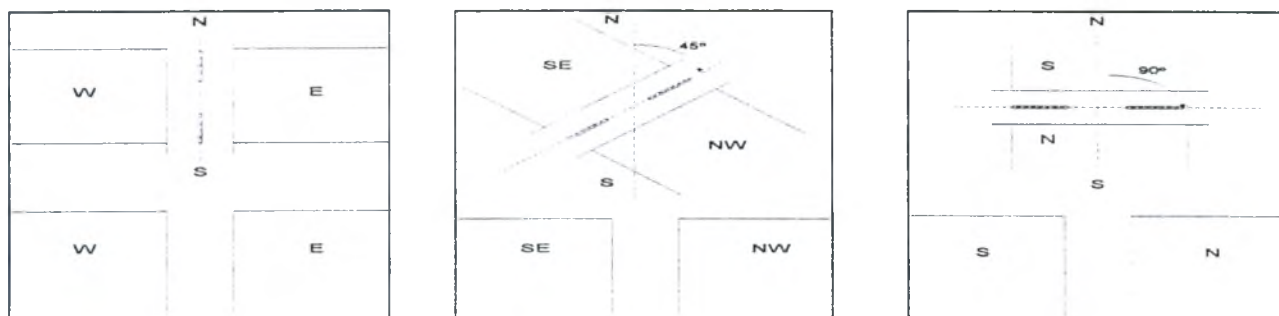
Η επίδραση των συνθηκών μικροκλίματος στα θερμικά φορτία των κτιρίων έχει γίνει εμφανής τα τελευταία χρόνια. Στοιχεία όπως οι αστικές χαράδρες και οι νησίδες θερμότητας οδηγούν, μεταξύ άλλων, σε συνθήκες θερμοκρασίας και υγρασίας που ποικίλουν ανάλογα με τα κλιματικά δεδομένα που μετρώνται στους μετεωρολογικούς σταθμούς, οι οποίοι βρίσκονται συνήθως στα προάστια των περισσότερων ευρωπαϊκών πόλεων. Επίσης η λειτουργία των κτιρίων επηρεάζει τις επικρατούσες συνθήκες. Η τοποθέτηση συσκευών κλιματισμού οδηγεί στην εκπομπή θερμότητας, η οποία σε επίπεδο μικροκλίμακας ενισχύει το φαινόμενο της νησίδας θερμότητας. Εδώ γίνεται μια προσπάθεια προσέγγισης και μοντελοποίησης του φαινομένου της αστικής χαράδρας, με τη χρήση διαφορετικών λογισμικών, τα οποία χρησιμοποιούνται για την έρευνα της ροϊκής και της ενεργειακής κατάστασης του φαινομένου.

2. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΑΣΤΙΚΗΣ ΧΑΡΑΔΡΑΣ

Αστική χαράδρα καλείται ο χώρος, ο οποίος δημιουργείται από την παρουσία κτιρίων, κάποιου ύψους, στις πλευρές ενός δρόμου. Ο λόγος ύψους κτιρίου προς πλάτος δρόμου (H/W) μπορεί να ποικίλει. Τα όρια ανάμεσα στα κτίρια λαμβάνονται ως αδιαβατικά. Το μοντέλο της έρευνας παρουσιάζεται στο σχήμα 1. Παράλληλα ερευνώνται οι συνθήκες για τρεις προσανατολισμούς, 0, 45 και 90 μοιρών σε σχέση με το Βορά (σχήμα 2).



Σχήμα 1: Σχηματική παράσταση αστικής χαράδρας



Σχήμα 2: Διάταξη αστικής χαράδρας όπου η σχηματιζόμενη γωνία του άξονα βορρά-νότου(N-S) με τον άξονα του δρόμου είναι 0, 45 και 90 μοίρες.

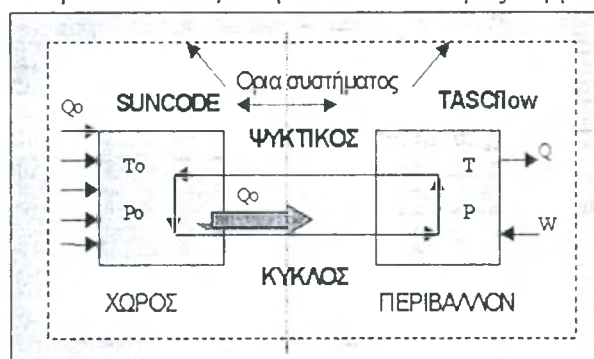
3. ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΕΙΔΙΚΕΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ

Το φαινόμενο που ερευνήθηκε έχει ενδιαφέρον τόσο από την άποψη της ρευστομηχανικής, όσο και από την άποψη της μετάδοσης θερμότητας, με συνεκτίμηση της λειτουργίας των κλιματιστικών συσκευών. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκαν τα λογισμικά CFX-TASCflow® και SUNCODE PC®. Το πρώτο χρησιμοποιείται για τη ρευστομηχανική ανάλυση του χώρου της αστικής χαράδρας, ενώ το δεύτερο για την ανάλυση της μετάδοσης θερμότητας, ανάμεσα στο κτίριο και το περιβάλλον της αστικής χαράδρας.

Το CFX-TASCflow® βασίζεται κατ' εξοχήν στο μαθηματικό μοντέλο τύρβης «k-ε», το οποίο χρησιμοποιείται ευρέως στη μελέτη παρόμοιων φαινομένων. Οι οριακές συνθήκες που χρησιμοποιούνται είναι οι θερμοκρασίες των εξωτερικών τοίχων, η ταχύτητα εξόδου και η θερμοκρασία του αέρα από τις συσκευές κλιματισμού.

Το SUNCODE PC® βασίζεται στη μετάδοση θερμότητας ανάμεσα στον εσωτερικό χώρο και τον εξωτερικό χώρο, λαμβάνοντας υπόψη τις απαιτήσεις άνεσης του χώρου και τις εξωτερικές συνθήκες που θέτονται από το χρήστη ή χαρακτηρίζουν τον εξωτερικό χώρο. Επίσης λαμβάνει υπόψη του τη μορφολογία και τη δομή του κτιρίου, με βάση την αρχιτεκτονική περιγραφή του και τα χρησιμοποιηθέντα δομικά στοιχεία.

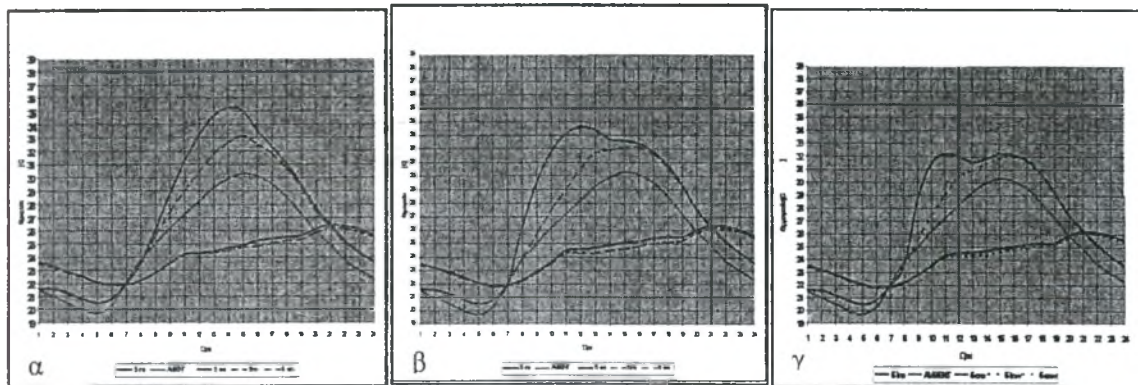
Η σύνδεση των δύο αυτών λογισμικών έγινε σε επίπεδο αποτελεσμάτων, μεταφέροντας δηλαδή τα αποτελέσματα του ενός στα αρχικά δεδομένα του άλλου, (σχήμα 3). Με αυτόν τον τρόπο υπολογίστηκαν οι κατανομές θερμοκρασίας των κτιρίων.



Σχήμα 3. Σχηματική παράσταση της λειτουργικής σύνδεσης των λογισμικών

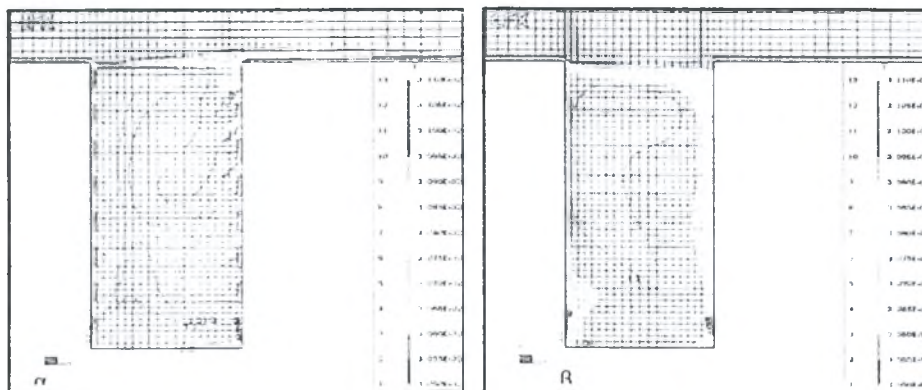
4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Οι μορφές των κατανομών, που προέκυψαν, είναι χαρακτηριστικές για κάθε προσανατολισμό, ανάλογα με τον όροφο και την ώρα όπως φαίνεται στα σχήματα 4 α,β,γ.



Σχήμα 4: Κατανομή θερμοκρασιών για: α) Βόρειο και Νότιο τοίχο, β) Βορειοδυτικό και Νοτιοανατολικό τοίχο, γ) Ανατολικό και δυτικό τοίχο

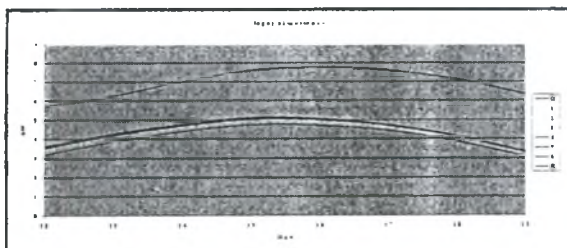
Οι μεταβολές της θερμοκρασίας, όμως, δεν υφίστανται μόνο κατά τη διάρκεια της ημέρας, αλλά και στιγμιαία, μεταβαλλόμενες ανά όροφο όπως φαίνεται στο σχήμα 5 α, β



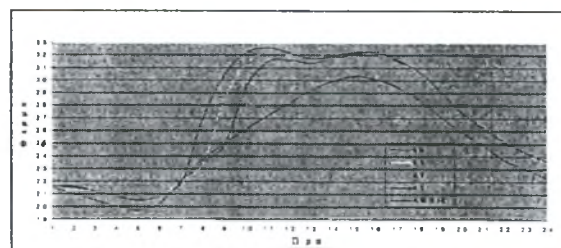
Σχήμα 5: Κατανομή θερμοκρασιών σε δύο επίπεδα α) $\kappa=1$ και β) $\kappa=8$

Αυτές οι κατανομές θερμοκρασίας έχουν ως αποτέλεσμα τη διαφοροποίηση της κατανάλωσης ενέργειας για κλιματισμό ανά όροφο, όπως φαίνεται στο σχήμα 6, γεγονός που διαφοροποιεί και τις απαιτήσεις των συστημάτων που πρέπει να εγκατασταθούν σε κάθε ένα.

Εκτός από τον προσανατολισμό, η μεταβολή του πλάτους του δρόμου είναι ένας εξίσου σημαντικός παράγοντας διαμόρφωσης τις δυναμικής της ενεργειακής συμπεριφοράς στην αστική χαράδρα. Με μεταβολή του πλάτους από 8 σε 12, 15 και 17m., κρατώντας σταθερό το ύψος του κτιρίου παρατηρείται ότι μετατοπίζεται η κατανομή της θερμοκρασίας προς υψηλότερες θερμοκρασίες (σχήμα 7).



Εικόνα 6: Μεταβολή κλιματιστικής ισχύος ανά



Εικόνα 7 Κατανομές θερμοκρασίας με μεταβολή του πλάτους δρόμου

Παρατηρώντας τις κατανομές θερμοκρασίες, ανάλογα με τον προσανατολισμό του κτιρίου ή το πλάτος του δρόμου, αλλάζει και η ώρα την οποία εμφανίζεται η υψηλότερη θερμοκρασία

και η τιμή αυτής. Αυτό έχει σαν συνέπεια η αιχμή της ζήτησης λειτουργίας των κλιματιστικών να μετατοπίζεται ανάλογα.

Γνωρίζοντας τον προσανατολισμό μπορεί να γίνει ορθολογικότερη χρήση των κλιματιστικών, επειδή η λειτουργία τους συνεπάγεται σημαντική κατανάλωση ενέργειας. Είναι ακόμη χαρακτηριστικό ότι τα κτίρια, τα προσανατολισμένα στον άξονα Β-Ν είναι αυτά που έχουν τη σημαντικά μεγαλύτερη ανάγκη για ψύξη.

Τα αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν αποτελούν την πρώτη προσέγγιση που γίνεται για την περιοχή της Θεσσαλονίκης. Η δόμηση στην πόλη είναι πυκνή και αρκετά άναρχη, με αποτέλεσμα να παρουσιάζονται αστικές χαράδρες με ενδιαφέροντα γεωμετρικά χαρακτηριστικά, τα οποία μπορούν να μελετηθούν με βάση τα όσα συνοπτικά παρουσιάζονται σε αυτήν την εργασία.

5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η σπουδαιότητα του φαινομένου γίνεται αντιληπτή απ' όσα μελετήθηκαν, σε συνδυασμό με τον τρόπο δόμησης των πόλεων που ζούμε αλλά και τη συνεχή αύξηση του αριθμού των εγκατεστημένων κλιματιστικών συσκευών. Προκύπτει επομένως ότι το φαινόμενο αυτό συμβάλλει στην αύξηση των θερμοκρασιών μέσα στις πόλεις και καθιστά ακόμη πιο επιτακτική την ανάγκη κλιματισμού των κτιρίων. Όπως, όμως, είναι γνωστό η κάλυψη κάθε ανάγκης έχει και το κόστος της. Έτσι η παραπάνω ανάγκη οδηγεί σε αύξηση της ζήτησης σε ηλεκτρική ενέργεια, εξέλιξη που μετατοπίζει το πρόβλημα στην παραγωγή φορτίων αιχμής και την μεταφορά τους μέσα από ένα, ούτως ή άλλως επιβαρημένο, δίκτυο την καλοκαιρινή περίοδο.

Η μελέτη του φαινομένου της αστικής χαράδρας και της νησίδας θερμότητας απαιτεί μια συνολική αξιολόγηση, που να συνεκτιμά συγχρόνως ως παραμέτρους τον τόπο, τον προσανατολισμό και την μεταβολή του πλάτους της χαράδρας, αλλά και το είδος και την ενεργειακή συμπεριφορά των κτιρίων. Στόχος της έρευνας του φαινομένου πρέπει να είναι η δημιουργία κανόνων χωροταξίας, σχεδιασμού και κατασκευής κτιρίων με τελικό στόχο την εξοικονόμηση και τη σωστή διαχείριση της ενέργειας, αλλά και τη διασφάλιση ικανοποιητικών συνθηκών θερμικής άνεσης για τους χρήστες.

6. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Nakamura Y. and Oke T. R. (1988) Wind, temperature and stability conditions in an east-west oriented urban canyon. *Atmospheric Environment* 22, 2691-2700.
2. Johnson W.B., Ludwig F.L., Dabberdt W.F. and Allen R.J., «An Urban Diffusion Simulation 1. Model for Carbon Monoxide», *J. of the Air Pollution Control Association*, 1973, Vol. 23, No. 6, pp. 490-498.
3. Hunt J.C.R., Abell C.J., Peterka J.A. and Woo H., «Kinematical Studies of the Flows Around Free or Surface-Mounted Obstacles; Applying Topology to Flow Visualisation», *J. Fluid Mech.*, 1978, Vol. 86, pp. 179-200.
4. Martinuzzi R., *Experimentelle Untersuchung der Umstroemung Wandgebundener, Rechteckiter, Prismatischer Hindernisse*, Dissertation, Universitaet Erlangen-Nuernberg, 1992.
5. Κωνσταντίνος Π. Παπαγεωργίου και Σπυρίδων Α. Λυσσούδης, Υπολογισμός των ροϊκών και θερμοκρασιακών πεδίων σε αστικές χαράδρες με συνεκτίμηση των θερμικών φορτίων συσκευών κλιματισμού, 2000

ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΣΧΗΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΜΕΓΕΘΟΥΣ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΑΛΙΔΩΝ ΣΤΗΝ ΑΠΟΔΟΣΗ ΤΗΣ ΥΔΡΟΠΝΕΥΜΑΤΙΚΗΣ ΑΝΤΛΙΑΣ (AIR-LIFT PUMP)

Δ. Π. Μάργαρης, Επίκ. Καθηγητής, Δ. Γ. Παπανίκας, Καθηγητής
Εργ. Μηχανικής των Ρευστών και Εφαρμογών Αυτής
Τμήμα Μηχανολόγων & Αεροναυπηγών Μηχανικών
Πανεπιστήμιο Πατρών – Πάτρα 265 00

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Αντικείμενο της παρούσας εργασίας είναι η πρόβλεψη και η βελτιστοποίηση της λειτουργίας μιας υδροπνευματικής αντλίας, και ειδικότερα ο προσδιορισμός της επίδρασης του σχήματος και του μεγέθους των σωματιδίων και των φυσαλίδων στο βαθμό απόδοσης της αντλίας. Κατά την αριθμητική προσομοίωση, η τριφασική ροή αέρα-νερού-σωματιδίων περιγράφεται με ένα σύστημα διαφορικών εξισώσεων, που προκύπτουν από τις θεμελιώδεις εξισώσεις διατήρησης της μάζας και της ορμής, οδηγώντας έτσι σε ένα πιο γενικό μαθηματικό μοντέλο που μπορεί να εφαρμοστεί σε ένα μεγάλο εύρος εγκαταστάσεων. Η επίδραση του σχήματος και του μεγέθους των σωματιδίων και των φυσαλίδων προκύπτει από τη χρήση διαφορετικών σχέσεων υπολογισμού του συντελεστή αντίστασης καθώς και από τις διαφορετικές αρχικές τιμές της διαμέτρου αυτών. Ο αλγόριθμος επίλυσης έχει δομηθεί σε έναν εύχρηστο υπολογιστικό κώδικα, που αποτελεί ένα πολύ χρήσιμο εργαλείο για το βέλτιστο σχεδιασμό υδροπνευματικών αντλιών.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η μέθοδος της υδροπνευματικής άντλησης είναι γνωστή από τα τέλη του 18^{ου} αιώνα. Έχει χρησιμοποιηθεί για την άντληση νερού, οξειδωτικών υγρών, στερεών και σχετικά πρόσφατα για τη μεταφορά ραδιενεργών ρευστών σε εγκαταστάσεις ανακύκλωσης πυρηνικών καυσίμων. Η αρχή λειτουργίας της στηρίζεται στην έγχυση συμπιεσμένου αερίου, συνήθως αέρα, στον αγωγό μεταφοράς προκαλώντας έτσι τη βαθμιαία ανύψωση υγρών ή μιγμάτων υγρών και στερεών.

Από τη σύγκριση με άλλες υδραυλικές μεθόδους φαίνεται καθαρά ότι η υδροπνευματική αντλία είναι ένα απλό και στιβαρό σύστημα με αξιόπιστη λειτουργία που απαιτεί ελάχιστη συντήρηση. Τα πλεονεκτήματα αυτά είχαν σαν αποτέλεσμα να ασχοληθούν πολλοί ερευνητές με την υδροπνευματική αντλία και να προτείνουν αρκετά εμπειρικά μοντέλα για το σχεδιασμό και την ικανοποιητική λειτουργία της αντλίας αυτής. Μία συστηματική ανασκόπηση των εφαρμογών της υδροπνευματικής αντλίας παρουσίασε ο Chaziteodorou [1]. Οι Weber and Dedegil [2], Weber et al. [3] και Weber [4] παρουσίασαν ένα υπολογιστικό μοντέλο για την ανύψωση στερεών αιωρημάτων. Ο Dedegil [5] παρουσίασε τις αρχές της υδροπνευματικής τεχνικής και οι Bernard and Fitremann [6] παρουσίασαν ένα μοντέλο για τη μη-μόνιμη κατακόρυφη τριφασική ροή που εμφανίζεται κατά την άντληση στερεών σωματιδίων. Την τεχνολογία των μεθόδων της τεχνητής ανύψωσης παρουσίασε ο Brown [7] σε μία σειρά τεσσάρων τόμων, όπου παραθέτει θεμελιώδεις αρχές και τεχνικά στοιχεία απαραίτητα για το σχεδιασμό εγκαταστάσεων υδροπνευματικών αντλιών.

Μία γενικευμένη ανάλυση της τριφασικής ροής και ένα μοντέλο σχεδιασμού υδροπνευματικών αντλιών, κατάλληλο για την άντληση υγρών ή μιγμάτων υγρών και στερεών, παρουσιάστηκε από τους Margaritis and Papanikas [8]. Η μεθοδολογία αυτή περιγράφεται εν

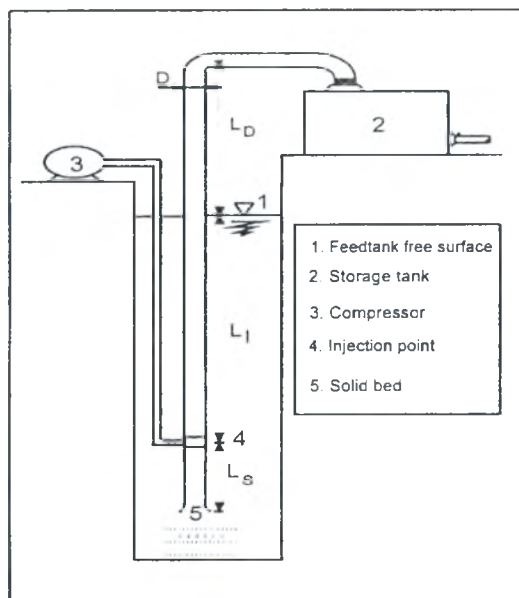
Επικοινωνία: Τηλ. 061-997193, Fax Τηλ. 061-997202, e-mail: margaritis@mech.upatras.gr

συντομία στην παρούσα εργασία και εξετάζεται επιπλέον η επίδραση του σχήματος και του μεγέθους των σωματιδίων και των φυσαλίδων στο βαθμό απόδοσης της αντλίας με στόχο τη βελτιστοποίηση του σχεδιασμού και της λειτουργίας των υδροπνευματικών αντλιών.

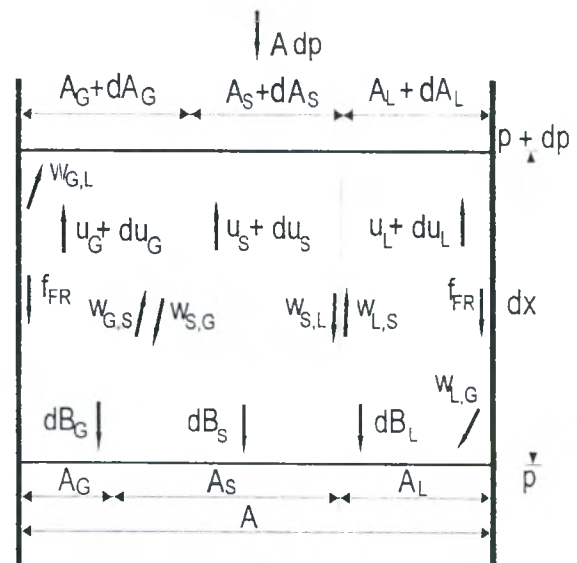
2. ΦΥΣΙΚΟΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΥ AIR-LIFT PUMP

Η υδροπνευματική αντλία αποτελείται από δύο κατακόρυφους αγωγούς, εκ των οποίων ο ένας χρησιμοποιείται για την άντληση των ρευστών και ο άλλος για την έγχυση της αέριας φάσης. Ο κύριος αγωγός χωρίζεται σε τρία τμήματα, όπως φαίνεται στο Σχήμα 1. Το πρώτο τμήμα L_S είναι το μήκος αναρρόφησης από τον πυθμένα μέχρι το σημείο έγχυσης, το δεύτερο τμήμα L_I είναι από το βάθος έγχυσης μέχρι την ελεύθερη επιφάνεια του υγρού στο δοχείο τροφοδότησης και το τρίτο τμήμα L_D είναι το μήκος κατάθλιψης από την ελεύθερη επιφάνεια μέχρι την έξοδο του αγωγού.

Σε μια υδροπνευματική αντλία το υγρό βρίσκεται καταρχήν σε ισορροπία μέσα στον αγωγό λόγω των πιέσεων που επικρατούν. Η μείωση του βάρους της υγρής στήλης, που προκαλείται από την έγχυση της αέριας φάσης, εξαναγκάζει το υγρό να κινηθεί προς τα άνω για να αποκατασταθεί πάλι η ίδια στατική ισορροπία. Με τον τρόπο αυτό, και ρυθμίζοντας ανάλογα την παροχή της αέριας φάσης, μπορούμε να πετύχουμε την άντληση συγκεκριμένης ποσότητας υγρού. Αν στην είσοδο του αγωγού υπάρχουν στερεά σωματίδια, αυτά θα παρασυρθούν από το υγρό και θα κινηθούν προς τα πάνω, εφόσον η ταχύτητα του υγρού είναι μεγαλύτερη από την ταχύτητα ελεύθερης πτώσης των σωματιδίων.



Σχήμα 1. Εγκατάσταση υδροπνευματικής αντλίας



Σχήμα 2. Δυνάμεις που ενεργούν στο στοιχειώδη όγκο

Από την ισορροπία των πιέσεων, έχουμε:

$$p_0 + \rho_L g(L_S + L_I) = p_n + \Delta p_{Tot} \quad (1)$$

όπου Δp_{Tot} η συνολική πτώση πίεσης λόγω τριβών, επιτάχυνσης και πεδιακών δυνάμεων, η οποία υπολογίζεται στα διάφορα τμήματα του αγωγού από τις σχέσεις:

$$\Delta p_S = \int_0^{L_S} \frac{dp}{dx} dx = \Delta p_{\Delta x} L_S \quad \Delta p_{I,D} = \sum_1^K \left(\frac{\Delta p}{\Delta x} \right)_K \Delta x, \quad K = \frac{L_I + L_D}{\Delta x} \quad (2)$$

Ο βαθμός απόδοσης της αντλίας, σαν συνάρτηση της ωφέλιμης προς την καταναλισκόμενη ισχύ, δίνεται από τη σχέση $\eta = N_G / N_C$, όπου:

$$N_C = \int_{p_0}^{p_1} \frac{M_G}{\rho_G} dp = M_G R T \ln \left(\frac{p_1}{p_0} \right) \quad N_G = C M_s g \left((L_s + L_l) \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho_l} \right) + L_D \right) + (1 - C) g L_D M_L \quad (3)$$

3. ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΛΥΣΗ ΤΗΣ ΤΡΙΦΑΣΙΚΗΣ ΡΟΗΣ ΑΕΡΙΩΝ-ΥΓΡΩΝ-ΣΤΕΡΕΩΝ

Για το σχεδιασμό της airlift pump γίνεται αριθμητική λύση των διαφορικών εξισώσεων κίνησης των φάσεων, λόγω της εκτόνωσης της αέριας φάσης, η οποία επιβάλλει το βηματικό αυτόν τρόπο υπολογισμού της βαθμίδας πίεσης. Το συνολικό σύστημα των διαφορικών εξισώσεων, το οποίο λύνεται με τη μέθοδο Runge-Kutta 4^{ης} τάξης, είναι το εξής:

Εξίσωση ορμής

$$-\frac{dp}{dx} = \sum_{i=1}^3 \left(\rho_i a_i g + \rho_i a_i u_i \frac{du_i}{dx} + \left(\frac{dp}{dx} \right)_{FR,i} \right) \quad (4)$$

Εξίσωση συνέχειας

$$u_i \rho_i \frac{da_i}{dx} + u_i a_i \frac{d\rho_i}{dx} + \rho_i a_i \frac{du_i}{dx} = 0 \quad \text{όπου} \quad \frac{d\rho_1}{dx} = \frac{d\rho_3}{dx} = 0 \quad \text{και} \quad \sum_{i=1}^3 \frac{da_i}{dx} = 0 \quad (5)$$

Απόλυτες και σχετικές ταχύτητες της στερεής και αέριας φάσης

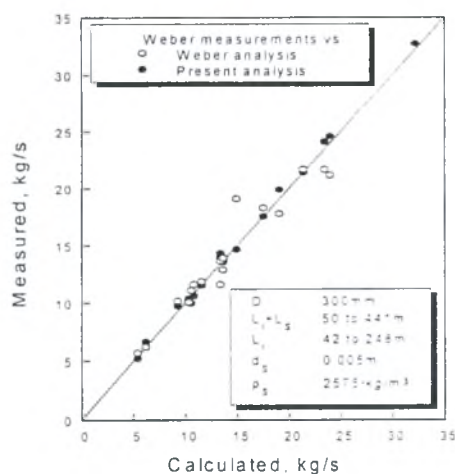
$$\frac{du_{i,r}}{dx} = \frac{du_3}{dx} + (-1)^i \frac{du_{i,r}}{dx} \quad \frac{du_{1,r}}{dx} = \left(\frac{4 d_1 g}{3 C_{D,1}} \left(\frac{\rho_1}{\rho_3} - 1 \right) \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{2a_3} \frac{da_3}{dx} \quad (6)$$

$$\frac{du_{2,r}}{dx} = C_1 \left(C_2 \left(Z^{-1} \frac{dZ}{dp} - \rho^{-1} \right) \right) \frac{dp}{dx} + \left(\frac{\rho_3 - \rho_2}{4\rho_3 a_3^2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{da_3}{dx} \quad (7)$$

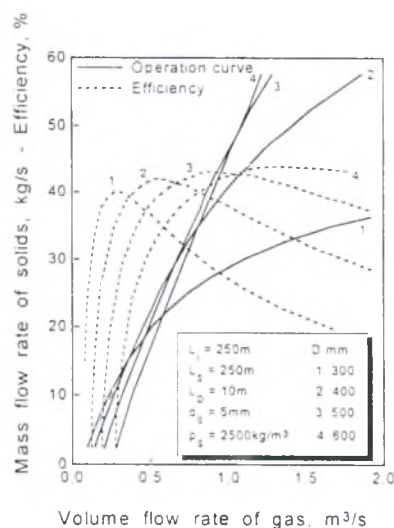
$$\text{όπου} \quad C_1 = \left(\frac{4 d_{2,0} g a_3}{3 C_{D,2}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \frac{Z}{Z_0} \right)^{\frac{1}{6}} \quad \text{και} \quad C_2 = \frac{1}{6} \frac{\rho_3 + 2\rho_2}{(2\rho_3 - \rho_2)^{\frac{1}{2}}} \quad (8)$$

Εκτόνωση της αέριας φάσης

$$\frac{dZ}{dx} = \left(\frac{dp}{dx} - \frac{\rho}{\rho_2} \frac{d\rho_2}{dx} \right) \frac{Z}{\rho} \quad (9)$$



Σχήμα 3. Σύγκριση πειραματικών και θεωρητικών τιμών παροχής μάζας των σωματιδίων



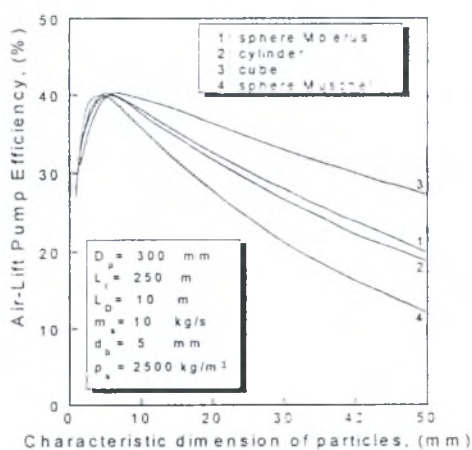
Σχήμα 4. Επίδραση της διαμέτρου του αγωγού στο βαθμό απόδοσης της αντλίας

4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΧΟΛΙΑ

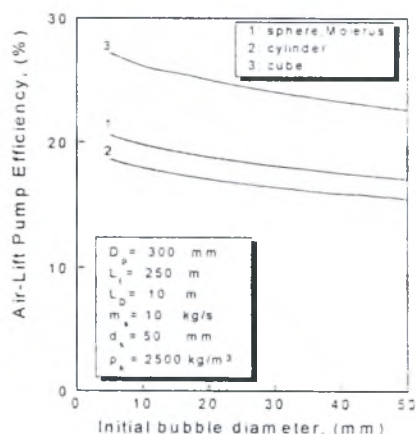
Τα αποτελέσματα φαίνονται στα επόμενα διαγράμματα, όπου στο Σχήμα 3 γίνεται η πιστοποίηση του μαθηματικού μοντέλου, με σύγκριση των υπολογισθέντων τιμών με αντίστοιχες πειραματικές, ενώ στο Σχήμα 4 δίνονται χαρακτηριστικές καμπύλες λειτουργίας της υδροπνευματικής αντλίας και φαίνεται η επίδραση της διαμέτρου του αγωγού στη συμπεριφορά αυτής. Η επίδραση του μεγέθους και του σχήματος των σωματιδίων παρουσιάζεται στο Σχήμα 5, με τη χρήση διαφόρων σχέσεων υπολογισμού του συντελεστή αντίστασης των σωματιδίων, ενώ στο Σχήμα 6 παρουσιάζεται η επίδραση της αρχικής διαμέτρου των φυσαλίδων, στο σημείο έγχυσης, στο βαθμό απόδοσης της υδροπνευματικής αντλίας.

5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η υπολογιστική διαδικασία που αναπτύχθηκε, έχει δομηθεί σε έναν εύχρηστο υπολογιστικό κώδικα, **ALMA**, που αποτελεί ένα πολύ χρήσιμο εργαλείο για το βέλτιστο σχεδιασμό εγκαταστάσεων υδροπνευματικών αντλιών. Συγκεκριμένα ο κώδικας δίνει τη δυνατότητα της παραμετρικής διερεύνησης, ώστε τελικά για τις καθοριζόμενες ποσότητες άντλησης των σωματιδίων να υπολογίζονται οι βέλτιστες τιμές της διαμέτρου του κύριου αγωγού, του βάθους έγχυσης, του μεγέθους των σωματιδίων και της αρχικής διαμέτρου των φυσαλίδων στο σημείο έγχυσης, με στόχο πάντοτε τη μείωση της ενεργειακής κατανάλωσης.



Σχήμα 5. Επίδραση του μεγέθους των σωματιδίων στο βαθμό απόδοσης της αντλίας



Σχήμα 6. Επίδραση αρχικής διαμέτρου ουσάλιδων στο βαθμό απόδοσης της αντλίας

6. REFERENCES

1. Chaziteodorou, G., 1977, «*Fundamentals of Oceanic Mining*», Dr. Riederer-Verlag, Stuttgart.
2. Weber, M., and Dedegil, Y., 1976, «*Transport of solids according to the airlift principle*». Fourth Intl Conference on the Hydraulic Transport of Solids in Pipes, May 18-21, Alberta, Canada, paper H1.
3. Weber, M., Dedegil, Y., and Feldle, G., 1978, «*New experimental results regarding extreme operating conditions in air lifting and vertical transport of solids according to the jet lift principle and its applicability to deep-sea mining*», Fifth International Conference on the Hydraulic Transport of Solids in Pipes, May 8-11, Hanover, Germany, paper F7.
4. Weber, M., 1982, «*Vertical Hydraulic conveying of solids by airlift*», J. Pipelines, pp.137-152.
5. Dedegil, Y., 1986, «*Principles of airlift techniques*». Encycl. of Fluid Mechanics, pp.383-397.
6. Bernard, J. and Fitremann, J. M., 1987, «*Gas-liquid-solid transient vertical flow. The gas lifting of polymetallic nodules.*» 3rd International Conference on Multi-Phase Flow.
7. Brown, K. E., 1977-1984. «*The Technology of Artificial Lift Methods*», Pennwell Publ. Co.,
8. Margaris, D.P. - Papanikas, D.G., 1997, «*A Generalized Gas-Liquid-Solid Three-Phase Flow Analysis for Airlift Pump Design*», Trans. of the ASME, JFE, Vol. 119, No 4, pp. 995-1002.

ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΟΥ ΣΤΡΟΒΙΛΙΚΟΥ ΑΠΟΡΕΥΜΑΤΟΣ ΣΤΟ ΡΟΪΚΟ ΠΕΔΙΟ ΚΑΙ ΣΤΟ ΘΟΡΥΒΟ ΤΩΝ ΣΤΡΟΦΕΙΩΝ ΕΛΙΚΟΠΤΕΡΩΝ

Α.Ι. Σπυρόπουλος*, Α.Π. Φραγκιάς*, Δ.Π. Μάργαρης#, Δ.Γ. Παπανίκας†

Εργ. Μηχανικής Ρευστών

Τμ. Μηχανολόγων & Αεροναυπηγών Μηχανικών

Πανεπιστήμιο Πατρών - Ρίο, 26500, Πάτρα

τηλ.: 061 997193, fax: 061 997202, e-mail: spyrop@mech.upatras.gr

*Καθηγητής, #Επικ. Καθηγητής, †Διπλ. Μηχαν. Μηχ.,

ABSTRACT

This paper presents a combined methodology consisting of rotor aerodynamic and aeroacoustic computation modules. Aerodynamic calculations utilise the Vortex Element Method for the description of free vortex wake, which determines the rotor flowfield. The mathematical model discretizes the wake into vortex elements. The induced velocity is calculated for the distorted wake geometry, by means of the Biot-Savart law, integrated in closed form over each of these elements. Bound circulation variations and unsteady blade airloading are computed as a result of the nonuniform induced downwash. Wake roll up process, vortex core modelling, vorticity dissipation are incorporated in the numerical modelling of aerodynamic computations. Computed blade loading variations are used as the basis of loading noise predictions. Aeroacoustic analysis concentrates on helicopter rotor noise prediction in time domain. The formulation is based on the Ffowcs-Williams and Hawkings (FW-H) equation modelling. Thickness and loading noise are computed by integrating monopole and dipole sources over the blade surface at subsonic tip speeds.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Σκοπός της εργασίας αυτής είναι ο υπολογισμός των μη μόνιμων αεροδυναμικών φορτίων που αναπτύσσονται στα πτερύγια των στροφείων ελικοπτέρων και ο συνακόλουθα παραγόμενος αεροδυναμικός θόρυβος. Για την υπολογιστική προσομοίωση του στροβιλικού απορεύματος και του επαγόμενου κατωρεύματος (downwash) στο επίπεδο του στροφείου χρησιμοποιείται η Μέθοδος των Στροβιλικών Στοιχείων. Οι υπολογισμοί βασίζονται στη θεώρηση ελεύθερα κινούμενου απορεύματος. Με την ακριβή πρόλεξη του κατωρεύματος υπολογίζεται η γωνία προσβολής κατά μήκος των πτερυγίων και επομένως τα αεροδυναμικά φορτία που υφίστανται σε κάθε αεροτομή. Αεροδυναμικά φαινόμενα που λαμβάνονται υπόψη στη διαμόρφωση των αεροφορτίων του στροφείου, είναι η ανάπτυξη του στροβιλικού πυρήνα, η διαδικασία της συστροφής του απορεύματος (wake roll up) και η καταστροφή της στροβιλότητας εξαιτίας της τριβής. Η μοντελοποίηση του αεροακουστικού προβλήματος γίνεται βάση της εξίσωσης των Ffowcs-Williams και Hawkings. Η επίλυσή της για τις περιπτώσεις του θορύβου εξαιτίας του πάχους της αεροτομής (thickness noise) και εξαιτίας της μεταβολής της επιφανειακής πτερυγικής πίεσης (loading noise), γίνεται με την ολοκλήρωση μονοπολικών και διπολικών πηγών αντίστοιχα στην επιφάνεια των πτερυγίων. Με τον τρόπο αυτό υπολογίζεται η μεταβολή της συνολικής ακουστικής πίεσης καθώς και η συνολική ηχητική ένταση (sound pressure level) για διάφορες θέσεις παρατηρητή.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η αυξανόμενη ανάγκη για τον σχεδιασμό αποδοτικότερων αεροδυναμικά στροφείων καθώς και για μείωση του αεροδυναμικού θορύβου των σύγχρονων ελικοπτέρων έχει

οδηγήσει τις προσπάθειες για ακριβέστερο υπολογισμό του χρονικά μεταβαλλόμενου ροϊκού πεδίου στα πτερύγια των στροφείων. Διάφορα φυσικομαθηματικά μοντέλα έχουν αναπτυχθεί για την εξομοίωση σημαντικών αεροδυναμικών φαινομένων στο ροϊκό πεδίο των πτερυγίων και στο απόρευμά τους. Η χρονική μεταβολή των αεροφορτίων και επομένως η καταπόνηση των πτερυγίων εξαρτώνται άμεσα από το πεδίο που επάγουν στο στροφείο ως κατώρευμα οι στρόβιλοι του απορεύματος και επηρεάζεται σημαντικά από την γεωμετρία αυτών των στροβιλικών σχηματισμών. Ο αεροδυναμικός θόρυβος προέρχεται από την κίνηση των πτερυγίων, την χρονική μεταβολή των ροϊκών μεγεθών του στροφείου καθώς και από την αλληλεπίδραση των πτερυγίων με το ροϊκό πεδίο του απορεύματος.

Οι πρώτες προσεγγιστικές προσπάθειες για την μοντελοποίηση του επαγόμενου στο στροφείο κατωρεύματος [1], και η αναλυτική μέθοδος των Mangler-Squire, είναι χρήσιμες μόνο για ειδικές απλοποιημένες περιπτώσεις. Καλύτερη προσέγγιση αποτελούν οι θεωρήσεις της στερεοποιημένης (rigid wake) ή της ημι-στερεοποιημένης γεωμετρίας των στροβίλων του απορεύματος και μπορούν να χρησιμοποιηθούν, όταν δίδονται εμπειρικές παράμετροι .

Στην εργασία αυτή ο υπολογισμός του κατωρεύματος γίνεται με την εφαρμογή της Μεθόδου των Στροβιλικών Στοιχείων (ΜΣΣ). Η βασική αρχή της ΜΣΣ είναι παρόμοια με αυτές των κλασικών στροβιλικών μεθόδων που χρησιμοποιούνται για την ανάλυση του οριακού στρώματος και άλλων στροβιλωδών ροών όπως έχουν εφαρμοστεί από τον Chorin [2], Leonard [3] και άλλους ερευνητές.

Η διακριτοποίηση των στροβιλωδών ροών σε στοιχειώδη στροβιλικά νημάτια ή/και στροβιλικές επιφάνειες είναι μια ευρέως εφαρμοσμένη τεχνική. Πρόσφατη έρευνα τόσο ακαδημαϊκή όσο και της NASA έχει επιβεβαιώσει την εφαρμογή της σε ροές που αφορούν στροφεία και προπέλες [4]. Μια αναλυτική ανασκόπηση τόσο των πρόσφατων εξελίξεων όσο και ερευνητικών δραστηριοτήτων στο πεδίο αυτό δίνεται στην βιβλιογραφία [5].

2. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Το ροϊκό πεδίο στο απόρευμα του στροφείου των ελικοπτέρων είναι χρονικά μεταβαλλόμενο και αποτελείται από αλληλεπιδρούντα στροβιλικά ροϊκά πεδία που προκαλούνται από την στροβιλότητα που παράγεται πίσω από τα πτερύγια κατά την περιστροφή τους. Πίσω από το άκρο εκφυγής κάθε πτερυγίου δημιουργείται ένα λεπτό στρώμα ρευστού με απότομη βαθμίδα ταχύτητας και επομένως υψηλής στροβιλότητας. Η κατανομή της κυκλοφορίας στο στρώμα αυτό προκύπτει από την κατανομή της δεσμευμένης κυκλοφορίας του πτερυγίου (bound circulation) για μια δεδομένη αζιμουθιακή θέση, όπως επιβάλλει η αρχή διατήρησης της κυκλοφορίας. Στην περιοχή του ακροπτερυγίου όπου η κλίση της δεσμευμένης κυκλοφορίας είναι μεγάλη, το στρώμα αυτό "συστρέφεται" γύρω από τον στρόβιλο του ακροπτερυγίου. Στο υπόλοιπο μήκος του εκπετάσματος παραμένει σε στρωματοποιημένη μορφή λόγω της ομαλής κλίσης της δεσμευμένης κυκλοφορίας σε αυτή την περιοχή του πτερυγίου. Τόσο ο ακροστρόβιλος όσο και το εσωτερικό στρωματοποιημένο απόρευμα αναπτύσσονται σε ελικοειδή γεωμετρία λόγω της περιστροφής των πτερυγίων και της πρόωσης του στροφείου. ενώ τα ροϊκά τους πεδία αλληλεπιδρούν μεταξύ τους επάγοντας ταχύτητα το ένα στο άλλο. Η παραμόρφωση της αρχικής ελικοειδούς γεωμετρίας τους, εξαιτίας αυτών των αλληλεπιδράσεων, καταστρέφει την συμμετρία του απορεύματος και είναι υπεύθυνη για την μη ισοκατανεμημένη κατακόρυφη ταχύτητα (ή αλλιώς κατώρευμα) που συνολικά επάγεται στο επίπεδο του στροφείου από το απόρευμα του, πράγμα που είναι η βασική αιτία για τα έντονα μεταβαλλόμενα αεροφορτία που δέχονται τα πτερύγια.

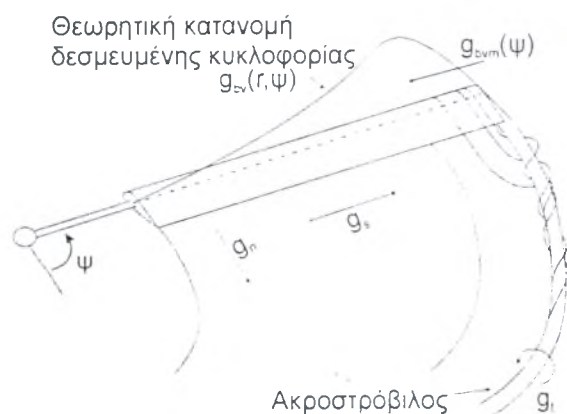
Η πολυπλοκότητα του ροϊκού πεδίου και η τυχαία κίνηση των στροβίλων κάνουν τον

ακριβή υπολογισμό της κατανομής του επαγόμενου κατωρέματος εξαιρετικά δύσκολο. Επιπρόσθετα οι φυσικοί μηχανισμοί ορισμένων φαινομένων που παρατηρούνται στην περιοχή του απορεύματος και του στροφείου δεν έχουν κατανοηθεί πλήρως. Τέτοια φαινόμενα είναι η εξέλιξη με το χρόνο του ιξώδους πυρήνα των στροβίλων, η καταστροφή της κυκλοφορίας τους λόγω της τριβής καθώς και η απότομη αύξηση της πυρηνικής διαμέτρου που παρατηρείται σε περίπτωση αλληλεπιδράσεων των στροβίλων με τα πτερύγια του στροφείου (Blade Vortex Interactions, BVI).

Το περιοδικά (ανά περιστροφή) μεταβαλλόμενο ροϊκό πεδίο του πτερυγίου είναι και η γεννησιουργός αιτία του έντονου αεροδυναμικού θορύβου των ελικοπτέρων. Ο συνολικά εκπεμπόμενος θόρυβος αποτελείται από επιμέρους συνιστώσες που οφείλονται στην κίνηση του πτερυγίου ως στερεού σώματος μέσα σε ρευστό (thickness noise), στην περιοδικά μεταβαλλόμενη πίεση στην επιφάνεια του πτερυγίου (loading noise), στην αλληλεπίδραση των πτερυγίων με τους στροβίλους του απορεύματος (BVI noise), σε διχηθικά ή υπερηχητικά ροϊκά πεδία που μπορεί να προκύψουν σε περιοχές του πτερυγίου αναλόγως τις ροϊκές συνθήκες (quadropole noise). Με αυτή την έννοια, ο ρεαλιστικός υπολογισμός των ροϊκών μεγεθών του απορεύματος του στροφείου, είναι η βάση για τον καθορισμό του ροϊκού πεδίου γύρω από τα πτερύγια και την πρόλεξη των αεροδυναμικών φορτίων των πτερυγίων. Έτσι η μοντελοποίηση των φαινομένων του απορεύματος αποτυπώνεται και στον υπολογισμό του εκπεμπόμενου αεροδυναμικά θορύβου.

3. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

Το φυσικομαθηματικό μοντέλο που χρησιμοποιείται για την εξομοίωση του απορεύματος, διαχωρίζει τη στροβιλότητα που δημιουργείται πίσω από κάθε πτερύγιο σε δύο συνιστώσες. Την "ακολουθούσα" στροβιλότητα (trailing vorticity) με προσανατολισμό παράλληλο στην τοπική ροϊκή ταχύτητα (βλ. σχήμα 1) και κυκλοφορία g_n που οφείλεται στις μεταβολές της δεσμευμένης κυκλοφορίας κατά μήκος του εκπετάσματος και την αζιμουθιακά μεταβαλλόμενη στροβιλότητα (shed vorticity) προσανατολισμένη ακτινικά με αντίστοιχη κυκλοφορία την g_s , η οποία δημιουργείται από την αζιμουθιακή μεταβολή της δεσμευμένης



Σχήμα 1 Φυσικομαθηματικό μοντέλο

κυκλοφορίας. Επιπλέον ο συγκεντρωμένος ακροστρόβιλος με κυκλοφορία ίση και αντίθετη με αυτή της ακολουθούσας στροβιλότητας είναι το κυρίαρχο στοιχείο του απορεύματος. Με τη ΜΣΣ οι στροβιλικοί αυτοί σχηματισμοί εξομοιώνονται με ευθύγραμμα ή καμπύλα στροβιλικά τμήματα και επιφανειακά στροβιλικά στοιχεία. Με την ολοκλήρωση του νόμου των Biot-Savart σε καθένα απ' αυτά υπολογίζεται το πεδίο ταχυτήτων που επάγουν στην περιοχή του απορεύματος αλλά και στο επίπεδο του στροφείου. Καθένα από αυτά τα στοιχεία μπορεί να κινείται ελεύθερα στο χώρο κάτω από την επίδραση του ροϊκού πεδίου των υπολοίπων αλλά και του δικού του, καθώς η κυκλοφορία του εξασθενεί με το χρόνο λόγω της τριβής του ρευστού. Με δεδομένο το επαγόμενο κατώρευμα στο επίπεδο του στροφείου, οι δυνάμεις στο πτερύγιο υπολογίζονται με συνδυασμό των μεθόδων της φέρουσας γραμμής και της φέρουσας επιφάνειας.

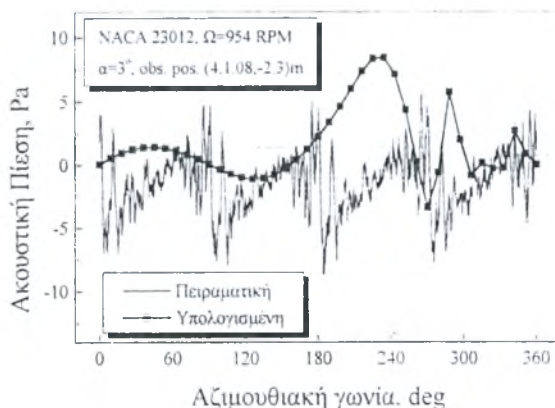
Ειδική μέριμνα λαμβάνεται για το μοντέλο της κατανομής της κυκλοφορίας στον πυρήνα του στροβίλου όπου εφαρμόζονται τα αποτελέσματα πειραματικών εργασιών [6]. Οι

επιδράσεις των φαινομένων BVI στο κατώρευμα του στροφείου υπολογίζονται χρησιμοποιώντας μια απλουστευμένη μέθοδο φέρουσας επιφάνειας και λαμβάνοντας υπόψη την απότομη αύξηση της ακτίνας του ακροστροβίλου μετά από τέτοια φαινόμενα. Τέλος η υπολογισμένη κατανομή των αεροφορτίων του περυγίου είναι η βάση για τους αεροακουστικούς υπολογισμούς.

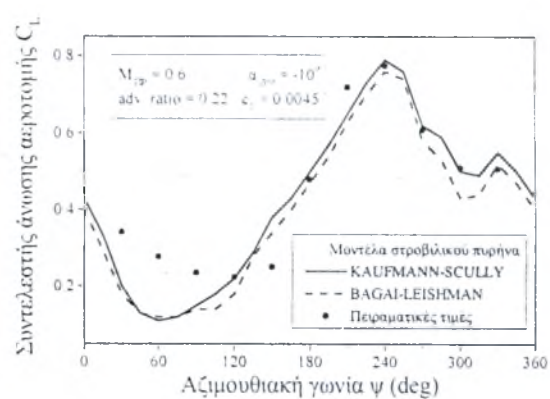
Το πρόβλημα του αεροδυναμικού θορύβου μοντελοποιείται βάση της μεθόδου του ακουστικού ανάλογου του Lighthill όπως επεκτάθηκε από τους Ffowes-Williams και Hawkings (FW-H). Η συνολική ακουστική πίεση υπολογίζεται σαν επαλληλία δύο συνιστωσών. Η πρώτη αντιπροσωπεύει το θόρυβο εξαιτίας του πάχους του περυγίου και η δεύτερη το θόρυβο εξαιτίας της περιοδικά μεταβαλλόμενης πίεσης στην επιφάνειά του. Η ολοκλήρωση μονοπολικών και διπολικών πηγών αντίστοιχα γίνεται βάση των δεδομένων που προκύπτουν από την αεροδυναμική ανάλυση του στροφείου.

4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Ενδεικτικά αποτελέσματα της υπολογιστικής διαδικασίας που περιγράφηκε δίνονται στις εικόνες 1 και 2. Τα πειραματικά δεδομένα που παρουσιάζονται σε συγκρίσεις με τα υπολογιστικά αποτελέσματα αναφέρονται σε πειράματα που διεξήχθησαν στην Γερμανο-Ολλανδική ανηχοϊκή αεροσήραγγα (DNW) κατά την διάρκεια Ευρωπαϊκών ερευνητικών προγραμμάτων για την αεροδυναμική και αεροακουστική των ελικοπτέρων [7].



Εικόνα 1 Υπολογισμένη και πειραματική ακουστική πίεση για στροφέιο τύπου BO 105 σε αρ. Mach ακροπτερυγίου $M_T=0.60$



Εικόνα 2 Υπολογισμένα και πειραματικά αεροφορτία για στροφέιο τύπου BO 105 σε ακτινική θέση $r/R=0.75$

5. ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. Stepniewski, W.Z. & Keys N., "Rotary wing aerodynamics", Dover, N.Y. 1984.
2. Chorin, A.J., "Computational Fluid Mechanics" Academic Press. 1989.
3. Leonard, T., "Computing three dimensional incompressible flows with vortex elements", Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 17, pp. 523-559.
4. Quackenbush, T.R., Wachspress, D.A. & Boschitsch, A.H., "Rotor aerodynamic loads computation using a constant vorticity contour free wake model", AIAA J. Aircraft, Vol. 32, No. 5, Sep.-Oct. 1995.
5. "Aerodynamics of rotorcraft", Course at von Karman Institute in Brussels, AGARD R-781, Apr 1990.
6. Leisman, G.J., Baker, A. & Coyne, A., "Measurements of rotor tip vortices using three-component laser doppler velocimetry", Journal. of Amer. Helic. Soc., Vol. 41, No. 4, Oct. 1996
7. Spletstoesser, W.R., Niesl, G., Cenedese, F., Nitti, F. & Papanikas, D.G., "Experimental Results of the European HELINOISE Aeroacoustic Rotor Test", J. Amer. Helic. Soc., Vol. 40, No. 2, April 1995.

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΡΟΗΣ ΚΑΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΩΝ ΔΙΑΧΩΡΙΣΜΟΥ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ ΣΕ ΔΟΧΕΙΑ ΚΑΘΙΖΗΣΗΣ

Δ.Κολαϊτίης⁽¹⁾, Γ. Ζαννής⁽¹⁾, Μ. Φούντη^{(1)*}, Π. Μακρής⁽²⁾

¹⁾ Εργ. Καύσης & Διφασικών Μειγμάτων, Τομέας Θερμότητας

²⁾ Εργ. Στοιχείων Μηχανών, Τομ. Μηχ/γικών Κατασκευών & Αυτ. Ελέγχου

Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Ηρώων Πολυτεχνείου 9, Πολυτεχνειούπολη - Ζωγράφου, 15780 Αθήνα

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Παρουσιάζεται υπολογιστική προσομοίωση της διφασικής ροής αερίου-στερεών σωματιδίων σε βιομηχανικό δοχείο καθίζησης. Χρησιμοποιείται ο κώδικας 2PHASE για τη πρόλεξη του πεδίου ροής και των τροχιών των σωματιδίων με σκοπό τον προσδιορισμό των σημαντικότερων λειτουργικών παραμέτρων του, καθώς και την βελτιστοποίηση του σχεδιασμού του.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

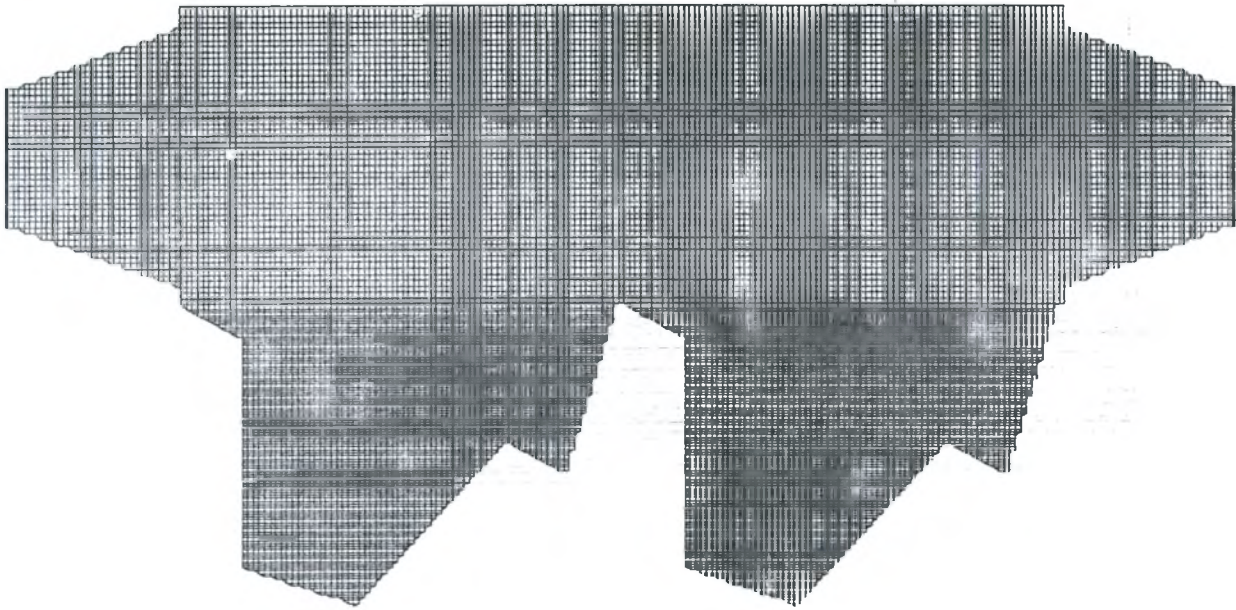
Σε συστήματα πνευματικής αερομεταφοράς, τα οποία χρησιμοποιούνται ευρέως στη βιομηχανία για τη μεταφορά κονιοδών υλικών, οι κόκκοι του υλικού βρίσκονται σε αιώρηση, “παρασυρόμενοι” από ρεύμα αερίου, το οποίο κινείται εντός κλειστού αγωγού. Για τον διαχωρισμό των στερεών κόκκων του υλικού από το ρεύμα των αερίων, χρησιμοποιείται ποικιλία συσκευών συλλογής σωματιδίων, ανάλογα με τις απαιτήσεις της εκάστοτε εφαρμογής. Σημαντικά κριτήρια στην επιλογή μεθόδου διαχωρισμού είναι το μέγεθος και οι ιδιότητες των προς συγκράτηση κόκκων. Για την συγκράτηση μεγάλων και “βαρέων” σωματιδίων, χρησιμοποιούνται συνήθως δοχεία καθίζησης και κυκλωνικοί διαχωριστές, ενώ για μικρότερα και “ελαφρύτερα” σωματίδια, ενδείκνυται η χρήση σακκόφιλτρων ή ηλεκτροστατικών φίλτρων.

Κατά τη διέλευση ενός διφασικού μείγματος από ένα δοχείο καθίζησης, η ταχύτητα του ρευστού μειώνεται κατά τρόπο τέτοιο, ώστε τα σωματίδια, κινούμενα κατά κύριο λόγο υπό την επίδραση του πεδίου βαρύτητας, να εγκαταλείπουν την κύρια ροή, “καθίζανοντας” στον πυθμένα του δοχείου, ενώ το ρευστό εξέρχεται από την άνω πλευρά του. Βασικά πλεονεκτήματα των δοχείων καθίζησης είναι η φθηνή και απλή κατασκευή τους και η χαμηλή πτώση πίεσης που επιβάλλουν στο ρεύμα των αερίων. Σημαντικότερο μειονέκτημα τους εντοπίζεται στην μειωμένη ικανότητα διαχωρισμού σωματιδίων μικρότερων των 200μm.

Σκοπός της παρούσας εργασίας, είναι η υπολογιστική προσομοίωση του πεδίου ροής σε ένα δοχείο καθίζησης, με στόχο την βελτιστοποίηση του σχεδιασμού του, προκειμένου να καλύπτει τις απαιτήσεις συγκεκριμένης βιομηχανικής εφαρμογής διαχωρισμού των “μεγάλων” σωματιδίων από ένα ρεύμα πνευματικής αερομεταφοράς κόκκων διογκωμένου περλίτη. Οι αριθμητικοί υπολογισμοί έγιναν με σκοπό τον προσδιορισμό των βασικότερων λειτουργικών χαρακτηριστικών του δοχείου και την παραμετρική μελέτη αυτών, στοχεύοντας στην βελτιστοποίηση της λειτουργικής συμπεριφοράς του.

* τηλ. 01-772 3605, fax. 01-772 3663, e-mail: mfou@central.ntua.gr





Σχήμα 1 : Υπολογιστικό πλέγμα

2. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Ο αρχικός σχεδιασμός του δοχείου καθίζησης, έγινε με χρήση εμπειρικών σχέσεων, ακολουθώντας την “κλασική” μέθοδο που χρησιμοποιείται από την βιομηχανία για εγκαταστάσεις αυτού του είδους. Συγκεκριμένα, έγινε υπολογισμός της οριακής ταχύτητας πτώσης των προς συγκράτηση σωματιδίων βάσει της οποίας υπολογίστηκαν οι διαστάσεις του δοχείου καθίζησης, ώστε τα σωματίδια με μέγεθος μεγαλύτερο της ελάχιστης επιθυμητής διαμέτρου, να καθιζάνουν στον πυθμένα του. Ένα από τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά που έπρεπε να ληφθεί σοβαρά υπόψη κατά το σχεδιασμό του δοχείου, ήταν ο (εκ της προϋπάρχουσας εγκατάστασης) γεωμετρικός περιορισμός, ο οποίος “επέβαλε” τον σχεδιασμό της κατασκευής κατά τρόπον τέτοιο, ώστε η κύρια ροή να ακολουθεί μια κατεύθυνση, η οποία σχημάτιζε γωνία 21° με το οριζόντιο επίπεδο.

Με βάση τις γεωμετρικές διαστάσεις του δοχείου που προέκυψαν από την παραπάνω διαδικασία, κατασκευάστηκε το υπολογιστικό πλέγμα (Σχήμα 1), του οποίου οι πλεγματικές γραμμές είναι “στραμμένες” κατά 21° ως προς το οριζόντιο επίπεδο, προκειμένου να έχουν διεύθυνση παράλληλη με αυτή της κύριας ροής, με σκοπό την αποφυγή προβλημάτων αριθμητικής διάχυσης. Το πλέγμα, 224×151 πλεγματικών γραμμών, είναι ορθογώνιο, καρτεσιανό, μη-ομοιόμορφο. Στην κατώτερη πλευρά του δοχείου έγινε τοπική πύκνωση του πλέγματος, προκειμένου να επιτευχθεί μεγαλύτερη ακρίβεια στον υπολογισμό των δημιουργούμενων, λόγω των “κλειστών” πυθμένων του δοχείου, ζωνών ανακυκλοφορίας.

Με τη χρήση προγράμματος προ-επεξεργασίας, έγινε δυνατή η “απομόνωση” των κελιών (όγκων ελέγχου) τα οποία αντιπροσωπεύουν το στερεό όριο της ροής, με αποτέλεσμα η επίλυση των εξισώσεων να περιορίζεται μόνο στα “ενεργά” κελιά στο εσωτερικό του δοχείου καθίζησης. Για την επίλυση του πεδίου ροής της συνεχούς φάσης, τα κεκλιμένα τοιχώματα της ροής προσομοιώθηκαν ως “κλιμακωτά”, ενώ για την ρεαλιστικότερη και ακριβέστερη προσομοίωση των συγκρούσεων των σωματιδίων με τα τοιχώματα, ελήφθη υπόψη η πραγματική κεκλιμένη γεωμετρία της ροής.

Το πεδίο υπολογισμού θεωρείται διδιάστατο (με απέραντο πλάτος κατά την $3^{\text{η}}$ διάσταση) και οι οριακές συνθήκες (Πίνακας 1) προέρχονται από μετρήσεις που έγιναν στην βιομηχανική εγκατάσταση. Για τον υπολογισμό των τροχιών των σωματιδίων του περλίτη θεωρείται ότι αυτά είναι πολυδιάσπαρτα και η διάμετρος τους επιλέγεται τυχαία από κατανομή

μεγέθους με συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας η οποία προσεγγίστηκε με βάσει την πειραματική κοκκομετρική ανάλυση δειγμάτων διογκωμένου περλίτη. Τα σωματίδια εισέρχονται στο πεδίο ροής από 20 διακριτές προκαθορισμένες θέσεις εκκίνησης κατά μήκος της εισόδου του δοχείου καθίζησης. Από κάθε θέση εκκίνησης “εκτοξεύονται” 100 “υπολογιστικά” σωματίδια, σε κάθε ένα εκ των οποίων αντιστοιχεί μία ομάδα σωματιδίων με κοινή διάμετρο.

Κατά την επίλυση της εξίσωσης κίνησης των σωματιδίων, ελέγχεται η θέση αυτών στο πεδίο ροής. Όταν τα σωματίδια, συγκρουσθούν με κάποια εκ των δυο “εξόδων” του πυθμένα του δοχείου καθίζησης ο κώδικας “σταματά” να τα παρακολουθεί, θεωρώντας ότι αυτά έχουν συγκρατηθεί.

Πίνακας 1: Χαρακτηριστικά μεγέθη πεδίου ροής (πειραματικές μετρήσεις)

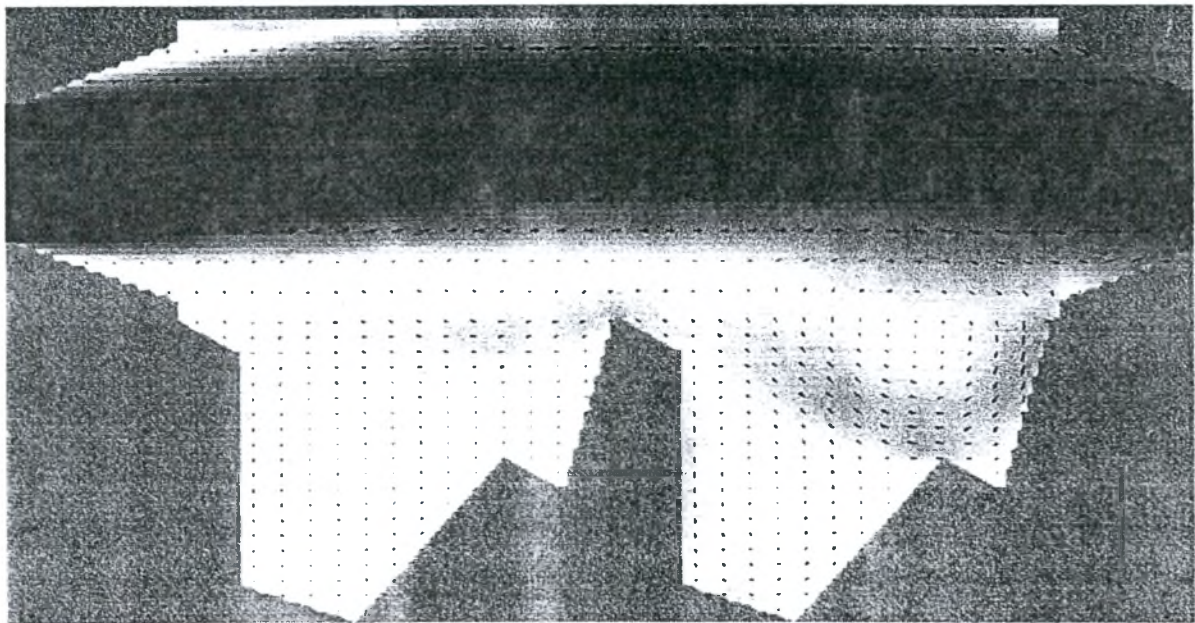
Φάση	Αέριο	Σωματίδια
Σύνθεση	Αέρας	Διογκωμένος περλίτης
Μέση ταχύτητα εισόδου	5.184 m/s	4.15 m/s
Παροχή μάζας	0.79 kg/s	0.1553 kg/s
Πυκνότητα	1 kg/m ³	100 kg/m ³
Χρόνος αντίδρασης	-	(κόκκος διαμέτρου 1mm) 0.28 sec

3. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

Για την πρόλεξη των χαρακτηριστικών διαχωρισμού των σωματιδίων στο δοχείο καθίζησης βαρυντικού διαχωρισμού, χρησιμοποιείται ο κώδικας 2PHASE, ο οποίος αναπτύχθηκε στο εργαστήριο Καύσης και Διφασικών Μειγμάτων του ΕΜΠ (Κλίπφελ, 1999). Οι εξισώσεις μεταφοράς της συνεχούς φάσης επιλύονται με την μεθοδολογία Euler ενώ η κίνηση των σωματιδίων προσομοιώνεται με την μεθοδολογία Lagrange. Επιλύονται οι εξισώσεις Navier-Stokes με την παραδοχή μόνιμης, ασυμπίεστης, τυρβώδους, ισοθερμοκρασιακής ροής, χρησιμοποιώντας τροποποιημένη έκδοση (Sung et al., 1990), του κλασικού μοντέλου διάχυσης της κινητικής ενέργειας της τύρβης k-ε (Launder and Spalding, 1974) για την περιγραφή των τάσεων Reynolds. Το σύστημα εξισώσεων διακριτοποιείται με τη μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών και με τη βοήθεια μετατοπισμένου (staggered) υπολογιστικού πλέγματος. Επιλύεται αριθμητικά ακολουθώντας τον επαναληπτικό αλγόριθμο SIMPLE (Patankar, 1980).

Οι τροχιές των σωματιδίων μέσα στο πεδίο ροής του συνεχούς μέσου υπολογίζονται με επίλυση της στιγμιαίας εξίσωσης κίνησης τους (προσέγγιση Lagrange). Οι δυνάμεις που επιδρούν σε κάθε σωματίδιο θεωρείται ότι είναι η αεροδυναμική αντίσταση, η δύναμη βαρύτητας και η άνοση Saffman. Για την προσομοίωση του τυρβώδους διασκορπισμού των σωματιδίων χρησιμοποιείται το στοχαστικό μοντέλο των Gosman and Ioannides (1981), σύμφωνα με το οποίο το τυρβώδες πεδίο ταχυτήτων του ρευστού, αναπαρίσταται από μια γεννήτρια τυχαίων αριθμών.

Η ανταλλαγή ορμής μεταξύ των δύο φάσεων προσομοιώνεται με την εισαγωγή χρονικά μέσων όρων πηγών ορμής στις εξισώσεις διατήρησης ορμής του ρευστού, με τη χρήση της μεθόδου Particle-Source-In-Cell (PSI-Cell) των Crowe et al. (1977). Η διαμόρφωση της τύρβης λόγω της παρουσίας των σωματιδίων λαμβάνεται υπόψη με την εισαγωγή όρων πηγών στις εξισώσεις του μοντέλου τύρβης k-ε. Για την μοντελοποίηση της σύγκρουσης των σωματιδίων με τα τοιχώματα του δοχείου, χρησιμοποιείται το μοντέλο των Matsumoto & Saito (1970), το οποίο διακρίνει εάν η σύγκρουση συνοδεύεται και από ολίσθηση του σωματιδίου ή όχι.

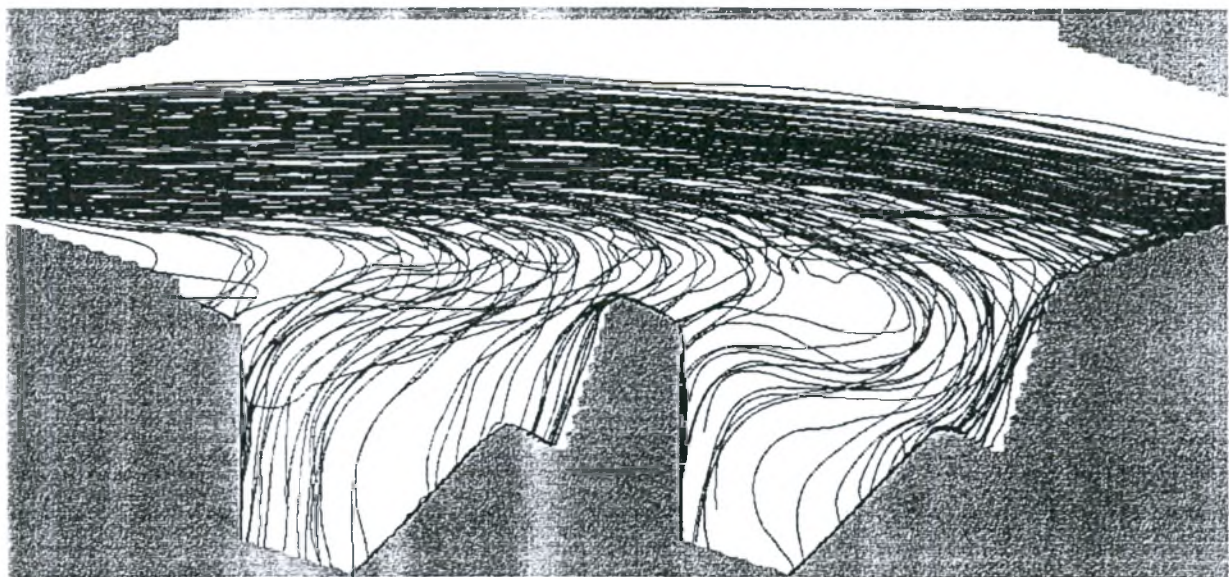


Σχήμα 2: Διανυσματικό διάγραμμα ταχυτήτων και ισούψεις καμπύλες μέτρου ταχύτητας της αέριας φάσης

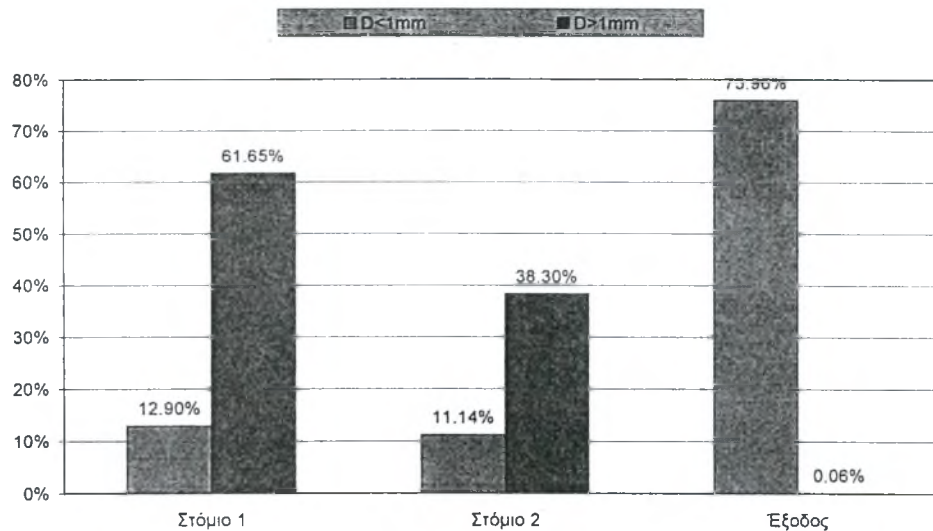
4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Στο Σχήμα 2 απεικονίζεται διανυσματικά η κατανομή των ταχυτήτων της συνεχούς φάσης εντός του δοχείου καθίζησης. Παρατηρείται ότι η κύρια ροή στο άνω μέρος του δοχείου επηρεάζεται ελάχιστα από την πολύπλοκη γεωμετρία ενώ στην κάτω πλευρά σχηματίζονται δυο “ήπιες” ζώνες ανακυκλοφορίας. Στο Σχήμα 3 παρουσιάζονται χαρακτηριστικές τροχιές σωματιδίων. Είναι εμφανές ότι το ρεύμα αέρα αδυνατεί να παρασύρει τα σωματίδια λόγω των μικρών ταχυτήτων του συνεχούς μέσου στο εσωτερικό του δοχείου καθίζησης. Ιδιαίτερα, όσα σωματίδια “εκκινούν” πλησιέστερα στην κάτω πλευρά του δοχείου, καθιζάνουν στον πυθμένα υπό την επίδραση του πεδίου βαρύτητας

Το δοχείο καθίζησης συγκρατεί τη συντριπτική πλειονότητα (99.94%) των σωματιδίων με διάμετρο άνω του 1 mm, ενώ ένα μεγάλο ποσοστό (75.96%) των σωματιδίων διαμέτρου μικρότερης του 1 mm εξέρχονται από το δοχείο, παρασυρόμενα από τα ρεύμα αέρα (Σχήμα 4).



Σχήμα 3: Τροχιές σωματιδίων εντός του δοχείου καθίζησης



Σχήμα 4: Κοκκομετρική κατανομή σωματιδίων σε κάθε "έξοδο" του δοχείου καθίζησης

5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Σχεδιάστηκε δοχείο καθίζησης βαρυντικού διαχωρισμού στερεών σωματιδίων το οποίο είναι ικανό να "συγκρατεί" κόκκους διαμέτρου άνω του 1 mm, ενώ οι μικρότεροι εξέρχονται από τη συσκευή, αιωρούμενοι σε ρεύμα αερομεταφοράς. Επιλέχθηκε η χρήση ενός δοχείου καθίζησης λόγω του σχετικά μεγάλου εύρους μεγέθους των προς συγκράτηση σωματιδίων (μέσης διαμέτρου 1 ως 6 mm) και της ευθραυστότητας του υλικού.

Τα υπολογιστικά αποτελέσματα χρησιμοποιήθηκαν για τη βελτίωση του σχεδιασμού και των χαρακτηριστικών συγκράτησης του δοχείου καθίζησης και πρόκειται να επαληθευθούν με πειραματικά δεδομένα από την βιομηχανική εγκατάσταση.

6. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Crowe, C., Sharma, M., & Stock, D., "The Particle-Source-In Cell (PSI-CELL) Model for gas-droplet flows", J. Fluids Engng, 99, 325, 1977.

Gosman, A. & Ioannides, E., "Aspects of computer simulation of liquid-fueled combustors", J. Energy, 7, 482, 1983.

Launder, B. & Spalding, D., "The numerical computations of turbulent flows", Comp. Meth. Appl. Mech. and Eng., 3, 269, 1974.

Matsumoto, S. & Saito, S., "Monte Carlo simulation of horizontal pneumatic conveying based on the rough wall model", J. Chem. Engng. Japan, 3, 223, 1970.

Patankar, S., "Numerical Heat Transfer And Fluid Flow", Hemisphere Publis. Co., 1980.

Sung, H., Jang, H., & Cho, C., "Curvature depended two-equation model for recirculating flows, Proc of Intern. Symposium on Engineering Turbulence Model. and Measurements", 33, 1990.

Κλίφφελ, Α., "Ανάπτυξη Υπολογιστικών Εργαλείων Προσομοίωσης Διφασικών Ροών Και Καύσης Με Στόχο Την Βελτιστοποίηση Βιομηχανικών Διεργασιών. Εφαρμογή Και Εμβάθυνση Στη Διεργασία Διόγκωσης Πετρίτη", Διδακτορική διατριβή, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Τομέας Θερμότητας, 1999.

ΜΕΤΑΦΟΡΑ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΜΕ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ ΣΤΗΝ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΦΩΤΙΑΣ

Δ. Ξενίδου, Ε. Κεραμίδα, Α. Μπουντουβής, Ν. Μαρκάτος
Μονάδα Υπολογιστικής Ρευστοδυναμικής
Τμήμα Χημικών Μηχανικών, Ε.Μ.Π.

Περίληψη

Περιγράφεται η εφαρμογή και η αξιολόγηση του μοντέλου ακτινοβολίας ‘διακριτής μεταφοράς’ σε μία περίπτωση πυρκαγιάς σε κτίριο. Αρχικά γίνεται θεωρητική προσέγγιση του μοντέλου με βάση τα αποτελέσματα προηγούμενων ερευνητών που συλλέχθηκαν από την βιβλιογραφία, και στη συνέχεια ακολουθεί η αξιολόγηση του, με εφαρμογή και έλεγχο με πειραματικά δεδομένα.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι περισσότερες από τις καινοτομίες στο τομέα της περιγραφής της μεταφοράς θερμότητας με ακτινοβολία έχουν γίνει στον τομέα της καύσης. Στον τομέα των πυρκαγιών, που είναι και ένας σχετικά νέος τομέας έρευνας στην υπολογιστική ρευστοδυναμική, πολλές παράμετροι του προβλήματος είναι ακόμα υπό διερεύνηση. Μέχρι πρόσφατα η μεταφορά θερμότητας με ακτινοβολία στην προσομοίωση πυρκαγιών δεν λαμβάνονταν υπόψη, λόγω του μεγάλου υπολογιστικού χρόνου, των πολύπλοκων μαθηματικών, και της δυσκολίας ως προς την εύρεση των απαιτούμενων οπτικών ιδιοτήτων του συστήματος (Keramida *et al.*, 2000). Όμως μετρήσεις σε πειράματα απέδειξαν ότι ο μηχανισμός αυτός είναι σημαντικός, και δεν πρέπει να αμελείται από τους υπολογισμούς. Αν και το φαινόμενο της καύσης είναι κοινό σε ένα θάλαμο καύσης ή σε μία φωτιά, παρ’ όλα αυτά οι δύο περιπτώσεις παρουσιάζουν διαφορές, τόσο ως προς τις φυσικές διεργασίες, όσο και ως προς τις κλίμακες του χώρου και του χρόνου που εξελίσσονται τα διάφορα φαινόμενα. Αυτή η παρατήρηση οδηγεί στο συμπέρασμα ότι όταν ένα μοντέλο ακτινοβολίας, που έχει αναπτυχθεί για ένα θάλαμο καύσης, εφαρμοστεί σε μία φωτιά, είναι πιθανόν η απόδοση του να διαφέρει. Γι’ αυτό το λόγο απαιτείται διερεύνηση της καταλληλότητας ενός μοντέλου ακτινοβολίας και αιτιολόγηση πριν εφαρμοστεί στην προσομοίωση φωτιάς.

2. ΑΞΙΟΛΟΓΗΣΗ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΔΙΑΚΡΙΤΗΣ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ

Στην παρούσα εργασία εξετάζεται η απόδοση ενός νέου σχετικά μοντέλου ακτινοβολίας, του μοντέλου *διακριτής μεταφοράς* (*discrete transfer*) των Lockwood και Shah (1981), σε μία περίπτωση πυρκαγιάς σε κλειστό χώρο. Το μοντέλο αξιολογείται με βάση τα εξής κριτήρια: ακρίβεια αποτελεσμάτων, ευκολία εφαρμογής, οικονομία υπολογιστικού χρόνου. Το μοντέλο αυτό έχει τα εξής πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα:

Πλεονεκτήματα.

- Περιγράφει με ακρίβεια τη φυσική του προβλήματος, χρησιμοποιώντας σχετικά απλά μαθηματικά.

- Έχει την δυνατότητα να δώσει οποιοδήποτε βαθμό ακρίβειας αυξάνοντας απλώς τον αριθμό των ακτινών που ξεκινούν από κάθε επιφάνεια, καθώς και τον αριθμό των ζωνών στις οποίες χωρίζεται το πεδίο, αυξάνοντας φυσικά το υπολογιστικό κόστος.

Μειονεκτήματα.

- Απαιτεί ιδιαίτερη διαδικασία για να περιγράψει τη γεωμετρία του προβλήματος.
- Απαιτεί προσεκτική διαίρεση του συστήματος σε ζώνες, προκειμένου να αποφευχθούν σφάλματα στους υπολογισμούς.

2.1 Πρακτική σύγκριση - Έλεγχος με πειραματικά αποτελέσματα

Το μοντέλο εφαρμόστηκε στην προσομοίωση μίας σειράς από πειράματα που πραγματοποιήθηκαν σε ένα δωμάτιο διαστάσεων 2.8×2.8×2.18 m, με μία κεντρική πόρτα ύψους 1.83 m και πλάτους και 0.74 m (σχήμα 1) (Steckler *et al.*, 1982). Για την προσομοίωση της παραπάνω περίπτωσης χρησιμοποιήθηκε ένα τριδιάστατο μαθηματικό μοντέλο το οποίο αποτελείται από τις μερικές διαφορικές εξισώσεις που περιγράφουν την διατήρηση της ορμής, της ενέργειας, και της μάζας, σε συνδυασμό με τις δύο εξισώσεις του μοντέλου τύρβης k-ε. Όλοι οι υπολογισμοί έγιναν με το σχήμα διακριτοποίησης των πεπερασμένων όγκων.

3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Στο σχήμα 2 απεικονίζεται η διαμόρφωση του πεδίου της θερμοκρασίας μέσα στο δωμάτιο, όπου διακρίνεται η δημιουργία ενός πλούμιου θερμότητας το οποίο κινείται ανωστικά, βρίσκοντας διέξοδο από το πάνω μέρος της πόρτας. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να δημιουργείται ένα ισχυρό, κρύο ρεύμα αέρα προς το εσωτερικό του δωματίου, από το κάτω μισό μέρος της πόρτας το οποίο 'σπρώχνει' το πλούμιο της φωτιάς, μετατοπίζοντας το ελαφρώς προς τον πίσω τοίχο του δωματίου.

Στα σχήματα 3-5 απεικονίζονται οι κατανομές των θερμοκρασιών, σε διάφορα σημεία του δωματίου, για διάφορες θέσεις της φωτιάς, με ισχύ 62.9 kW. Στα σχήματα αυτά συγκρίνονται οι υπολογισμένες τιμές — με και χωρίς ακτινοβολία — και οι πειραματικές μετρήσεις. Παρατηρείται ότι στις περιπτώσεις όπου η ακτινοβολία δεν λαμβάνεται υπόψη, η θερμοκρασία στο ανώτερο αέριο στρώμα του δωματίου υπερεκτιμάται κατά μέσο όρο περίπου 25%.

Η πτώση της μέσης θερμοκρασίας στο ανώτερο αέριο στρώμα με την ακτινοβολία είναι σημαντική (περίπου 50 K), ενώ γίνεται πιο έντονη όταν η φωτιά είναι στην γωνία του δωματίου (σχήμα 5). Αυτό συμβαίνει γιατί η θερμοκρασία του ανώτερου στρώματος είναι μεγαλύτερη όταν η φωτιά είναι δίπλα στο τοίχο, με αποτέλεσμα η επίδραση της ακτινοβολίας να είναι εντονότερη. Αποδεικνύεται έτσι, ότι το φαινόμενο της θέρμανσης των αερίων μαζών στο οριζόντιο επίπεδο της φωτιάς περιγράφεται καλύτερα όταν λαμβάνεται υπόψη η ακτινοβολία για την μεταφορά θερμότητας. Αντίθετα, όταν η συναγωγή θεωρείται ως ο μόνος μηχανισμός μεταφοράς θερμότητας στο σύστημα, τότε το φαινόμενο αυτό δεν συσχετίζεται επαρκώς, διότι τότε η θερμότητα που απελευθερώνεται από τη φωτιά ακολουθεί την ανωστική κίνηση των ζεστών αερίων και συσσωρεύεται κοντά στην οροφή του δωματίου. Από την ακτινοβολία επηρεάζεται επίσης και το ύψος της 'ουδέτερης ζώνης', δηλαδή το οριζόντιο επίπεδο στην πόρτα όπου η ταχύτητα είναι μηδέν, καθώς μετατίθεται κατά περίπου 3% ψηλότερα.

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Τα αποτελέσματα επιβεβαιώνουν ότι η επίδραση της ακτινοβολίας είναι σημαντική στον υπολογισμό του πεδίου θερμοκρασίας, ακόμα και σε μικρές φωτιές. Οι αναλύσεις που αμελούν αυτόν τον μηχανισμό μεταφοράς θερμότητας υποεκτιμούν το φαινόμενο της θέρμανσης του αέρα και των τοίχων, κυρίως στο κάτω μέρος του δωματίου, και υπερεκτιμούν τη θερμοκρασία στο ανώτερο στρώμα των αερίων.

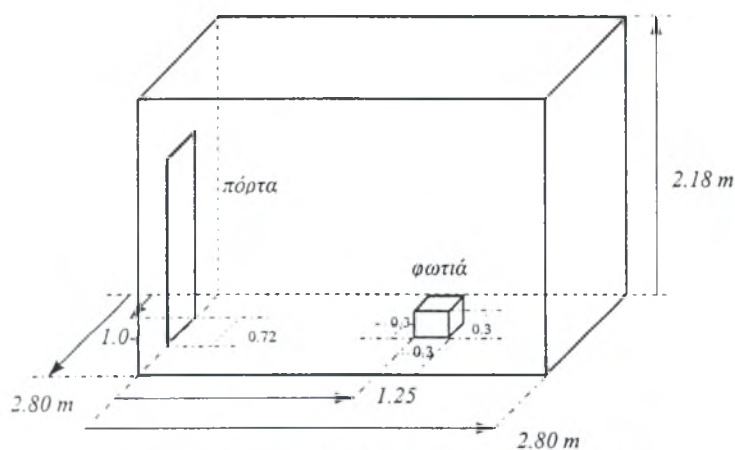
Το μοντέλο διακριτής μεταφοράς αποδείχθηκε ακριβές για την εφαρμογή που εξετάζεται, ανεξάρτητα από το μέγεθος της φωτιάς. Παρ' όλα αυτά, μερικά σημαντικά μειονεκτήματα που διαπιστώθηκαν κατά την εφαρμογή του μοντέλου είναι: (α) η δυσκολία ενσωμάτωσης του σε γενικούς κώδικες υπολογιστικής ρευστοδυναμικής, (β) η εξάρτηση της ακρίβειας του από την διαίρεση της γεωμετρίας του συστήματος σε ζώνες, και (γ) το σημαντικό υπολογιστικό κόστος από το οποίο συνοδεύεται.

5. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

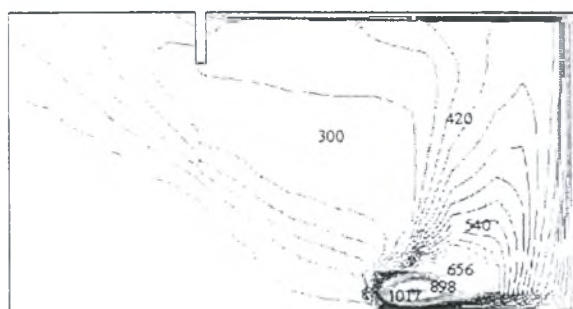
Keramida, E. P., Liakos, H. H., Founti, M. A., Boudouvis A. G., and Markatos, N. C. Radiative heat transfer in natural gas-fired furnaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43 (10), 1801-1809 (2000).

Lockwood, F. C., Shah, N. G., A new radiation solution method for incorporation in general combustion prediction procedures, *Proceedings of the Eighteenth Symposium (Inter.) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1405-1416 (1981).

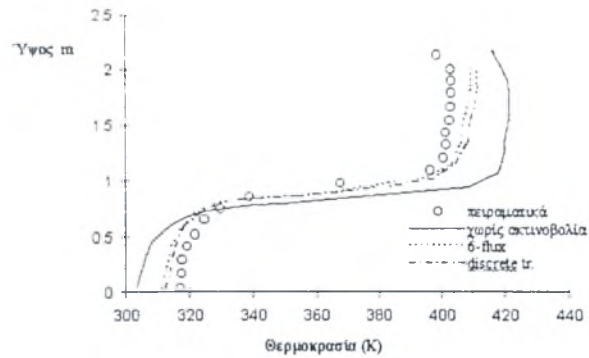
Steckler, K. D., Quintiere, J. G., Rinkinen, W. J., Flow induced by fire in a compartment, U. S. Dept. of Commerce, NBSIR 82-2520 (1982).



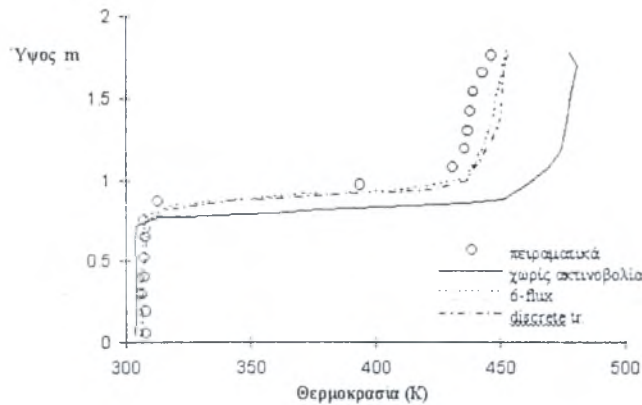
Σχήμα 1. Η γεωμετρία του πειράματος Steckler



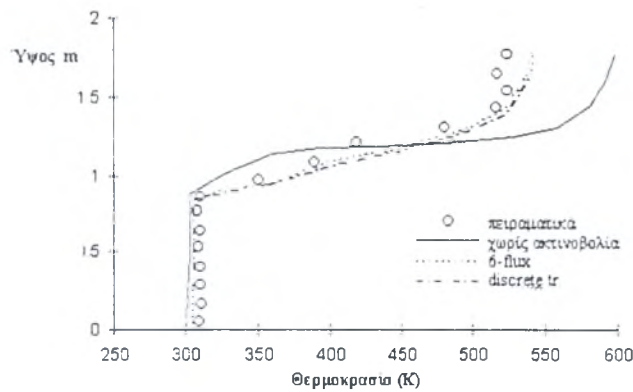
Σχήμα 2. Διάγραμμα ισοθερμοκρασιακών καμπύλων (K), στο μεσαίο επίπεδο του δωματίου, xy



Σχήμα 3. Υπολογισμένες και πειραματικές κατανομές θερμοκρασίας στην γωνία του δωματίου. Η φωτιά βρίσκεται στο κέντρο και το πλάτος της πόρτας είναι 0.74 m



Σχήμα 4. Υπολογισμένες και πειραματικές κατανομές θερμοκρασίας καθ' ύψος του κεντρικού άξονα της πόρτας. Η φωτιά βρίσκεται στο κέντρο και το πλάτος της πόρτας είναι 0.24 m



Σχήμα 5. Υπολογισμένες και πειραματικές κατανομές θερμοκρασίας καθ' ύψος του κεντρικού άξονα της πόρτας. Η φωτιά βρίσκεται στην γωνία και το πλάτος της πόρτας είναι 0.24 m

ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΠΡΟΛΕΞΗΣ ΠΕΔΙΟΥ ΡΟΗΣ ΓΥΡΩ ΑΠΟ ΠΤΕΡΥΓΙΟ ΔΡΟΜΕΑ ΑΝΕΜΟΓΕΝΝΗΤΡΙΑΣ

Μιχάλης Μπέλεσης, Βασίλης Ριζιώτης,
Γιάννης Περιβολάρης, Σπύρος Βουτσινάς

Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Τομέας Ρευστών
Τηλ. 772-1096, Fax 772-1057, e-mail:aiolos@fluid.mech.ntua.gr

Summary The prediction of the power curve of stall regulated wind turbines is still an open problem for CFD. The flow over the blade develops as a combination of strong wake effects, pronounced 3D effects in the boundary layer and massive separation which starts at the hub and is extended towards the tip as the wind speed increases. In order to tackle the problem a hybrid method is proposed based on domain decomposition techniques. In the far field, a 3D free-wake vortex method is applied which provides the necessary boundary conditions in the near-field where a finite volume solver of the turbulent flow equations is used. Comparisons with measurements are considered encouraging for the perspectives of the method.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η πρόλεξη της καμπύλης ισχύος αιολικών μηχανών σταθερού βήματος, παρά το εξαιρετικό τεχνολογικό ενδιαφέρον που παρουσιάζει, παραμένει αντικείμενο ανοικτό ακόμα και για τις πιο εξελιγμένες μεθόδους υπολογιστικής ρευστομηχανικής. Ο συνδυασμός από τη μία του τρισδιάστατου χαρακτήρα της ροής με κυρίαρχη την συνεισφορά των φυγόκεντρων δυνάμεων, των δυνάμεων Coriolis και των σημαντικών επιδράσεων του ομόρρου λόγω περιστροφής και από την άλλη της εμφάνισης εκτεταμένης αποκόλλησης, τοποθετούν το όλο εγχείρημα σε μία από τις πιο δύσκολες κατηγορίες τυρβωδών ροών. Οι προσπάθειες που έχουν γίνει μέχρι σήμερα από το RISOE και τη NASA/NREL βασίζονται στην συνολική επίλυση της ροής με διαφορικές μεθόδους τύπου πεπερασμένων όγκων. Στη περίπτωση αυτή το υπολογιστικό χωρίο επεκτείνεται τόσο ανάντι όσο και κατάντι του δρομέα καλύπτοντας περιοχή αρκετών ακτίνων. Βασικό μειονέκτημα μιας τέτοιας προσέγγισης είναι το μέγεθος του απαιτούμενου πλέγματος και συνακόλουθα του υπολογιστικού χρόνου. Μια τεχνική μείωσης του υπολογιστικού κόστους είναι η εισαγωγή πολλαπλών χωρίων (multi-block techniques). Τη τεχνική αυτή ακολουθεί η μέθοδος της NASA/NREL. Για να κρατηθεί ο υπολογιστικός χρόνος σε λογικά επίπεδα, το πλέγμα αναγκαστικά θα είναι αραιό στη περιοχή του ομόρρου οπότε λόγω αριθμητικής διάχυσης, οι επιδράσεις του ομόρρου θα υποεκτιμώνται. Σε μία προσπάθεια συντονισμένης αντιμετώπισης του θέματος στα πλαίσια συνεργασίας των τμημάτων Ναυπηγών και Μηχανολόγων του ΕΜΠ, δύο διαφορετικές μεθοδολογίες αναπτύχθηκαν παράλληλα. Η μία αφορά στην συνολική προσέγγιση της ροής με διαφορική μέθοδο, που βασίζεται στη τεχνική πολλαπλών χωρίων με αλληλοκαλυπτόμενα πλέγματα τύπου chimera (σχετική εργασία παρουσιάζεται στη ημερίδα από τον Γ.Τζαμπίρα) και μία υβριδική που βασίζεται στη τεχνική διαχωρισμού (domain decomposition method) που παρουσιάζεται στη παρούσα εργασία.

2. ΓΕΝΙΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ

Το πεδίο ροής διαχωρίζεται σε δύο περιοχές: την *κοντινή* στο στερεό τοίχωμα όπου τα συνεκτικά φαινόμενα θεωρούνται κυρίαρχα, και την *μακρινή* ή τη περιοχή του ομόρρου που κυριαρχείται από την μεταφορά της στροβιλότητας που απελευθερώνεται από τα πτερύγια. Στη κοντινή περιοχή εφαρμόζεται μία μέθοδος πεπερασμένων όγκων, ενώ στη περιοχή του ομόρρου μία μέθοδος στοιχείων στροβιλότητας. Το ενδιαφέρον ενός τέτοιου διαχωρισμού έγκειται στη επιλογή της καλύτερης μεθόδου ανά περιοχή.

Η μεγάλη έκταση της περιοχής του ομόρρου αποκλείει τη χρήση διαφορικών Eulerian μεθόδων. Η αναγκαστική επιλογή αραιού πλέγματος – εάν υιοθετηθεί μία τέτοια μέθοδος – έχει σαν συνέπεια την εισαγωγή σημαντικής αριθμητικής διάχυσης με αποτέλεσμα την αφύσικα γρήγορη διαχύση της ελεύθερης στροβιλότητας του ομόρρου. Ο καθοριστικός ρόλος της στροβιλότητας στη διαμόρφωση των φορτίων στο δρομέα συνεπάγεται σε μια τέτοια επιλογή, την κακή πρόλεξη της απόδοσης του δρομέα. Αντίθετα, οι στροβιλές μεθοδολογίες, χαρακτηρίζονται από ελάχιστη αριθμητική διάχυση κάτι που οφείλεται αφ' ενός στον υλικό τρόπο περιγραφής της ροής και στην εγγενή τους δυνατότητα να προσαρμόζονται στις φυσικές κλίμακες της ροής. Από αυτή την άποψη είναι αποδοτικότερες των κλασικών διαφορικών μεθόδων. Οι στροβιλές μεθοδολογίες όμως πάσχουν στην σωστή ικανοποίηση των συνεκτικών συνοριακών συνθηκών. Αυτό οφείλεται στο ότι χρησιμοποιούν την ίδια τη στροβιλότητα για την περιγραφή του πεδίου ροής. Συνεπώς για την ικανοποίηση της συνθήκης μη-ολίσθησης θα απαιτείτο η παραγωγή στροβιλότητας καθ' όλη την έκταση του συνόρου κάτι που γρήγορα θα εξαντλούσε και τα πλέον πλούσια υπολογιστικά διαθέσιμα. Εκτός αυτού ένα άλλο σημαντικό μειονέκτημα των στροβιλών μεθόδων είναι ότι σχεδόν όλη η τεχνογνωσία προτύπων τύρβης αναφέρεται στη περιγραφή της ροής με την ταχύτητα και όχι με τη στροβιλότητα. Συνεπώς στο μακρινό τμήμα προτιμιέες είναι οι στροβιλές μεθοδολογίες, ενώ στο κοντινό τμήμα του πεδίου ροής σαφώς προτιμιέες είναι οι διαφορικές μεθοδολογίες.

Στη μεθοδολογία που αναπτύχθηκε, οι υπολογισμοί στο κοντινό τμήμα¹ του πεδίου ροής, βασίζονται στη μέθοδο των πεπερασμένων όγκων όπου γίνεται χρήση δομημένου πλέγματος και επιλύονται οι εξισώσεις του ασυμπίεστου ρευστού σύμφωνα με την ευρέως διαδεδομένη τεχνική διόρθωσης της πίεσης. Το πεδίο ροής είναι τρισδιάστατο, μόνιμο και τυρβώδες. Οι εξισώσεις είναι γραμμένες σε ορθογώνιο καμπυλόγραμμο σύστημα στις δύο τους διαστάσεις (στα παράλληλα με τους νομείς του πτερυγίου επίπεδα) και γενικευμένο καμπυλόγραμμο κατά την τρίτη διάσταση (κατά την ακτίνα του πτερυγίου). Ο συνδυασμός αυτός επιλέχθηκε γιατί συνδυάζει στον καλύτερο δυνατό βαθμό την πλήρη γεωμετρική αναπαράσταση ενός πτερυγίου δρομέα με αριθμητικές διευκολύνσεις για την συγκεκριμένη μέθοδο που χρησιμοποιείται όπως η προσέγγιση στο τοίχωμα, η δυνατότητα πύκνωσης γύρω από την ακμή προσπτώσης, ο μειωμένος αριθμός πράξεων ακριβώς λόγω της ορθογωνιότητας στις δύο διαστάσεις κ.α. Επίσης, οι εξισώσεις είναι γραμμένες σε σχετικό σύστημα γεγονός που διευκολύνει στη γραφή τους παρά το γεγονός ότι κατ' αυτόν τον τρόπο εμφανίζονται στην εξίσωση της ορμής οι δυνάμεις Coriolis.

Οι υπολογισμοί γίνονται στο αεροδυναμικό κομμάτι του πτερυγίου, δηλαδή δεν συμμετέχει στον υπολογισμό το τμήμα του πτερυγίου το πολύ γειτονικό στην πλύμη (έως περίπου τα 3/10 της ακτίνας). Αυτό γιατί κατ' αρχήν υπάρχουν αριθμητικού τύπου δυσκολίες σε εκείνη την περιοχή (έντονη μη μονιμότητα λόγω της αλληλεπίδρασης με την άτρακτο της μηχανής και των μεγάλων γωνιών πρόσπτωσης, έντονα μεταβαλλόμενη γεωμετρία που δημιουργεί δυσκολίες στην κατασκευή πλέγματος), κατά δεύτερον είναι το τμήμα του πτερυγίου που δεν συνεισφέρει σημαντικά στην παραγόμενη ισχύ και κατά τρίτον χρησιμοποιούνται στο πέρας του αποκοπόμενου τμήματος οριακές συνθήκες που έχουν αποδειχθεί ότι ανταποκρίνονται καλά στη φυσική της ροής σε εκείνη τη θέση και άρα δεν αλλοιώνουν την ποιότητα των υπολογισμών στο αεροδυναμικό κομμάτι.

¹ Το τμήμα αυτό καλύπτει μία κυλινδρική επιφάνεια τύπου C που το σύνορό της εκτείνεται από την επιφάνεια του πτερυγίου που βρίσκεται χοντρικά στο μέσον της, κατά τάξη μεγέθους πέντε περίπου χορδές πλύμης.

2.1 Συνοριακές συνθήκες. Ένα μεγάλο ερωτηματικό σχετικά με την επίδοση τέτοιου τύπου υπολογισμών σχετίζεται με τις συνοριακές συνθήκες που χρησιμοποιούνται στο εξωτερικό περίγραμμα του πλέγματος. Στην παρούσα εργασία εισάγονται συνθήκες Dirichlet για όλες τις συνιστώσες της ταχύτητας που επιλέχθηκαν ως εξής:

Θεωρώντας ένα πλέγμα τύπου κυλινδρικού C, στη κυλινδρική του επιφάνεια, που σε κάθε περίπτωση βρίσκεται εκτός οριακών στρωμάτων, χρησιμοποιούνται οι προλέξεις όπως προκύπτουν από τη εφαρμογή της μεθόδου στοιχείων στροβιλότητας για την ίδια γεωμετρία δρομέα. Με το τρόπο αυτό εφοδιάζεται η ροή στο κοντινό τμήμα, με την επίδραση των άλλων πτερυγίων και κυρίως με εκείνη του συνολικού τριδιάστατου ομόρρου. Στο σημείο αυτό έγκειται και η σύζευξη των δύο μεθοδολογιών.

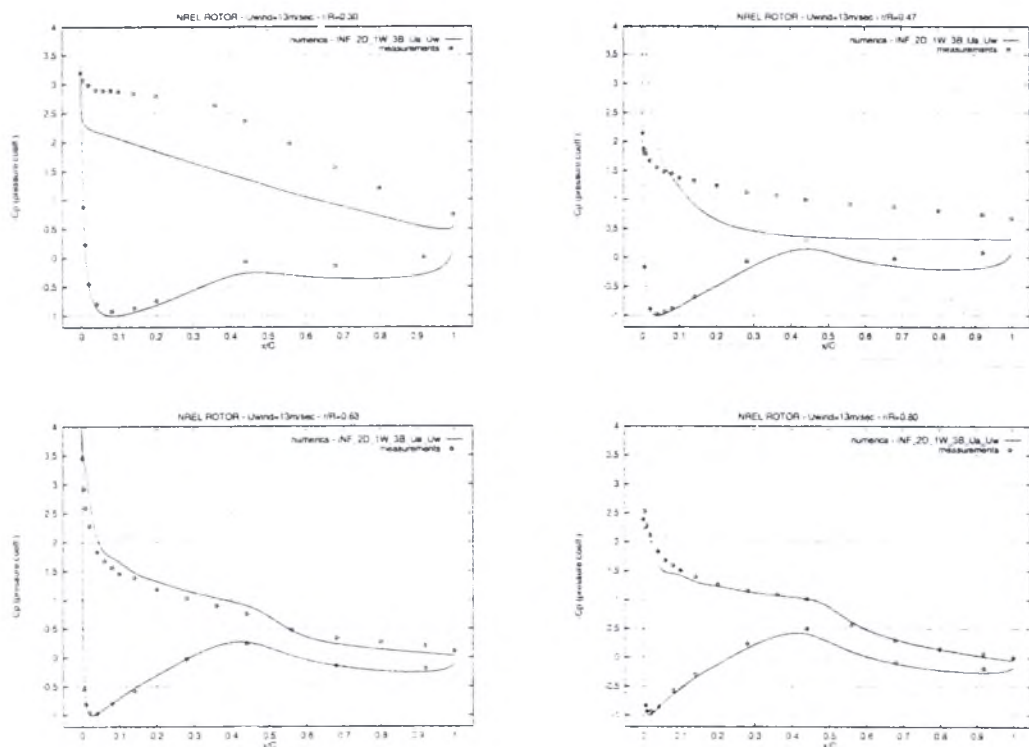
Στην βάση του πτερυγίου, και με αυτό εννοείται ο νομέας από τον οποίο εκκινούν οι υπολογισμοί, εισάγεται το πεδίο ροής όπως προλέγεται από ένα ψευδο-τριδιάστατο συνεκτικό (rotational quasi-3D) υπολογισμό. Συγκεκριμένα επιλύεται η ροή πρακτικά σε έναν περιστρεφόμενο νομέα στο σχετικό σύστημα, όπου κατά την ακτινική κατεύθυνση όλες οι παράγωγες μηδενίζονται εκτός από την παράγωγο της πίεσης οι τιμές της οποίας στις διάφορες θέσεις προκύπτουν από την υπόθεση διατήρησης της ολικής πίεσης. Έχει αποδειχθεί ότι οι υποθέσεις αυτές ισχύουν για μικρές ακτινικές θέσεις.

2.2 Η αντιμετώπιση της τύρβης. Για την αντιμετώπιση της τύρβης χρησιμοποιείται το άμεσης προσέγγισης στο τοίχωμα πρότυπο τύρβης μίας εξίσωσης Spalart-Allmaras, κατάλληλο για αεροδυναμικούς υπολογισμούς το οποίο έχει αποδειχθεί να έχει συνολικά πολύ καλές σχετικές επιδόσεις αναφορικά πάντα με την πρόλεξη του πεδίου σε αποκολλημένες περιοχές. Η ροή υποτίθεται στο τμήμα υποπίεσης πλήρως τυρβώδης, και στο τμήμα πίεσης του πτερυγίου, ελεύθερης μετάβασης. Η προκειμένη υπόθεση είναι αρκετά ρεαλιστική στις πραγματικές "λερωμένες" μηχανές και για σημαντικές ταχύτητες ανέμου όπως είναι αυτές στις οποίες έγιναν και οι υπολογισμοί.

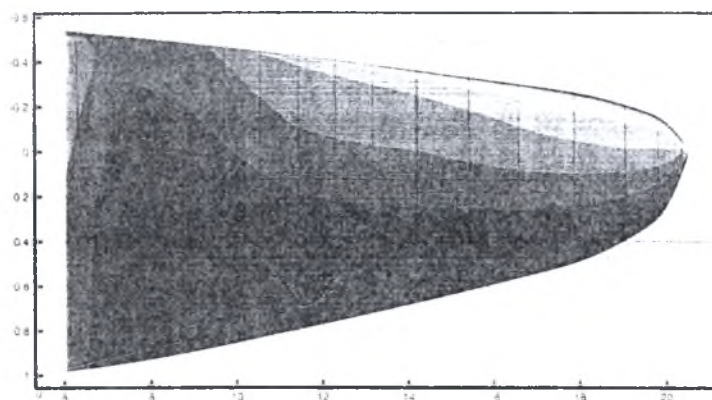
3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Στό σχήμα 1, παρουσιάζονται κατανομές του συντελεστή πίεσης σε διάφορες ακτινικές θέσεις στο πτερύγιο μιας μικρής μηχανής ακτίνας $R = 5.029\text{m}$ που στρέφεται με γωνιακή ταχύτητα $\Omega = 72\text{RPM}$. Γιά τη μηχανή αυτή υπάρχουν πειραματικά δεδομένα από μετρήσεις πλήρους κλίμακας που διενήργησε το NREL στις ΗΠΑ και οι οποίες παρατίθενται επίσης. Στα συγκεκριμένα αποτελέσματα, η ταχύτητα του ανέμου είναι $U_w = 13\text{m/sec}$. Η επιτυχία των προλέξεων βελτιώνεται προχωρώντας προς το ακροπτερύγιο. Κάτι τέτοιο είναι μάλλον αναμενόμενο αφού σε ταχύτητες ανέμου όπως η εξεταζόμενη, οι γωνίες πρόσπτωσης που "βλέπει" το πτερύγιο στο μέσα τμήμα του είναι ιδιαίτερα υψηλές. Προκύπτουν λοιπόν υπολογιστικές δυσκολίες μιας και η ροή και μη μόνιμα συμπεριφέρεται αλλά και γιατί οι αεροτομές λειτουργούν πέραν της γωνίας μέγιστου συντελεστή άνωσης όπου τα πρότυπα τύρβης παρουσιάζουν υψηλό ποσοστό αβεβαιότητας.

Στο σχήμα 2, παρουσιάζονται οι επιφανειακές γραμμές ροής για την πλευρά υποπίεσης του πτερυγίου LM19.1, ακτίνας $R = 20.5\text{m}$ και γωνιακής ταχύτητας $\Omega = 27.1\text{RPM}$. Η ταχύτητα του ανέμου είναι $U_w = 12\text{m/sec}$. Παρατηρείται ιδιαίτερα εκτεταμένη περιοχή αποκόλλησης καθώς και μια διαφορετικότητα στη ροή στο ακροπτερύγιο σε σχέση με το υπόλοιπο τμήμα που αντιστοιχεί στη γνωστή αναδίπλωση του φύλλου στροβιλότητας. Θα πρέπει να αναφερθεί ακόμα ότι για αυτή την περίπτωση όπου υπάρχουν πειραματικές μετρήσεις στην ισχύ που παράγει η μηχανή, η πρόλεξη για το αντίστοιχο μέγεθος είναι ενθαρρυντική. Συγκεκριμένα, η μετρούμενη ισχύς είναι 450KW , ενώ η προλέξιμη 440KW .



Σχήμα 1: Κατανομές συντελεστή πίεσης για διάφορες ακτινικές θέσεις της μηχανής NREL.



Σχήμα 2: Επιφανειακή κατανομή πίεσης για την πλευρά υποπίεσης του πτερυγίου LM19.1 και γραμμές ροής. Στο άνω αριστερό άκρο βρίσκεται η εσωτερική ακμή πρόσπτωσης. Οι αποστάσεις είναι όλες σε μέτρα.

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΟΙ ΣΤΟΧΟΙ

Από τις μέχρι τώρα συγκρίσεις προκύπτει ότι οι προλέξεις είναι συνεπείς προς τη βασική φυσική και ποσοτικά ικανοποιητικές. Παρ' όλα αυτά εκκρεμεί η σωστή πρόλεξη της ισχύος σε μεγάλες ταχύτητες ανέμου πέραν της ονομαστικής. Σημειωτέον ότι αυτό είναι κοινό μειονέκτημα όλων των μέχρι σήμερα προσπαθειών διεθνώς. Υπάρχουν πολλά επιμέρους σημεία που θα πρέπει να διερευνηθούν περαιτέρω. Ενδεικτικά αναφέρονται: (α) η αδυναμία του προτύπου τύρβης να προλέξει ροές με εκτεταμένη αποκόλληση, (β) η απουσία προτύπου μετάβασης που κατά ορισμένους ευθύνεται για την μείωση της υποπίεσης στην περιοχή της ακμής πρόσπτωσης ειδικά σε μεγάλες γωνίες πρόσπτωσης και, (γ) στο γεγονός ότι οι στροβιλοί υπολογισμοί στο μακρινό τμήμα της ροής δεν λαμβάνουν υπ' όψη την αποκόλληση.

ΔΙΔΙΑΣΤΑΤΗ ΑΕΡΟΕΛΑΣΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΕ ΑΕΡΟΤΟΜΕΣ ΠΤΕΡΥΓΙΩΝ ΑΙΟΛΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΩΝ

Κ.Μπαξεβάνου⁽¹⁾, Β.Ριζιώτης⁽²⁾, Ν.Βλάχος⁽¹⁾, Σ.Βουτσινάς⁽²⁾, Π.Χαβιαρόπουλος⁽³⁾

(1) Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας, Τηλ: (30-421) 74085,
e_mail: fluids@mie.uth.gr

(2) ΕΜΠ, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Τηλ: (301) 7721096, e_mail: aiolos@fluid.mech.ntua.gr

(3) Κεντρο Ανανεώσιμων Πηγών Ενέργειας Τηλ: (301) 6039900, e_mail: tchaviar@cres.gr

Summary

The numerical prediction of the aeroelastic stability of typical blade sections subjected to combined bending and torsional deformation is considered. The structural part is modeled by concentrated degrees of freedom, whereas the aerodynamic part is modeled by an unsteady viscous-inviscid strong interaction method. The flow model accounts for separation by means of a double vortex emission: one from the trailing edge and one from the separation point as predicted by the boundary layer. Results are presented for the classical flutter case.

1. Εισαγωγή

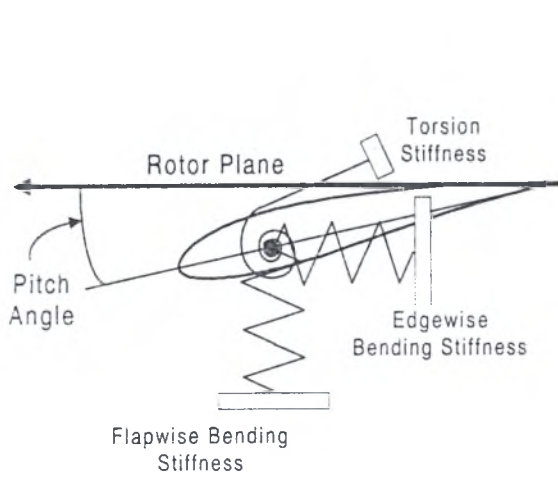
Η αεροελαστική ανάλυση πτερυγίων αιολικών μηχανών, αποτελεί κεντρικό ζήτημα κατά τη σχεδίασή τους. Αυτό επιβεβαιώθηκε πρόσφατα από μία σειρά παραδείγματα αστοχιών σε πτερύγια νεότερης γενιάς 19 μέτρων όπου παρατηρήθηκε η εμφάνιση ταλαντώσεων περιστροφής (edgewise vibrations). Το γεγονός ότι τα πτερύγια αυτά ανήκουν στην ηγέτιδα κατασκευάστρια εταιρεία, προσδίδει στο θέμα ιδιαίτερη σημασία. Με αφορμή το γεγονός αυτό, ανακινήθηκε το ζήτημα της αεροελαστικής ευστάθειας ειδικά σε καταστάσεις απώλειας στήριξης και χαμηλής δομικής απόσβεσης. Με βάση μη-μόνιμη γραμμικοποιημένη αεροελαστική θεωρία, αναλύθηκε το ζήτημα επιβεβαιώνοντας ότι για κάποιες σχεδιαστικές επιλογές, είναι δυνατόν να υπάρξουν προβλήματα αεροελαστικής αστάθειας. Μάλιστα υποδεικνύεται ότι η αστάθεια ευνοείται με τη μείωση της μάζας, τη μείωση της δυσκαμψίας (ή ισοδύναμα με τη μείωση των ιδιοσυχνοτήτων), τη μείωση του πάχους των αεροτομών καθώς και την επιλογή αρνητικών γωνιών βήματος. Είναι αξιοσημείωτο ότι καθώς το μέγεθος των πτερυγίων αυξάνει είναι υποχρεωτικό το αναλογικό βάρος των πτερυγίων να μειώνεται. Επίσης για τη μείωση κοπωτικών φωτιών, υπάρχει η τάση να προχωρούμε προς λιγότερο δύσκαμπτα πτερύγια. Τέλος καθώς τα μεγέθη των σύγχρονων αιολικών μηχανών βαίνουν αυξανόμενα, οι παραδοσιακές μηχανές με έλεγχο ισχύος βασισμένο στην απώλεια στήριξης, αποκτούν πέραν του παθητικού ελέγχου και ενεργητικό που βασίζεται στην αλλαγή βήματος προς αρνητικές τιμές (active stall). Όλα τα παραπάνω καθιστούν τη με μεγαλύτερη λεπτομέρεια ανάλυση του προβλήματος επιβεβλημένη.

Στη κατεύθυνση αυτή είναι ανάγκη να χρησιμοποιηθούν συνεκτικές μεθοδολογίες. Αυτές θα μπορούσαν να χωριστούν σε δύο κατηγορίες: τις καθαρά υπολογιστικές που βασίζονται σε μεθόδους πεπερασμένων όγκων και λύνουν τις μέσες τυρβώδεις εξισώσεις και σε μεθόδους ολοκληρωτικές που βασίζονται στη θεωρία του οριακού στρώματος [1-3]. Στη παρούσα εργασία χρησιμοποιείται μία τέτοια μεθοδολογία που βασίζεται στην ισχυρή σύζευξη μη-συνεκτικής και συνεκτικής ροής όπως την εισήγαγε ο Drela [3] και επεκτάθηκε στην [4]. Αποτελέσματα παρουσιάζονται σε τυπικές περιπτώσεις κλασσικής πτερύγισης (classical flutter=συνδυασμός flapwise bending-torsion) και πτερύγισης με αποκόλληση (stall flutter= συνδυασμός flap-edgewise bending) για δεδομένα που αντιστοιχούν σε πτερύγια αεροτομών.

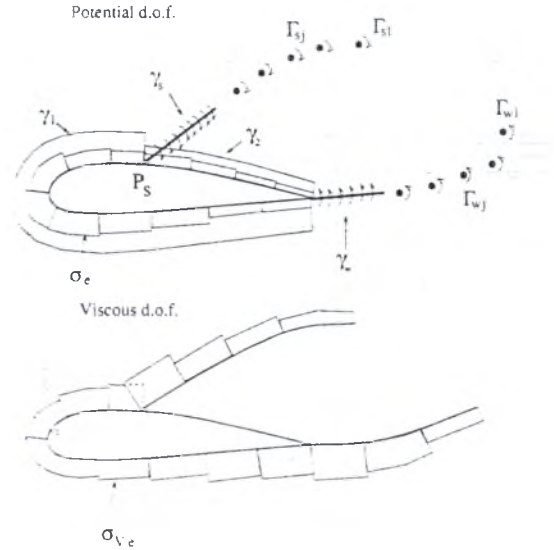
2. Περιγραφή του προβλήματος και της μεθόδου

Το αεροελαστικό πρόβλημα αντιμετωπίζεται ως διδιάστατο πρόβλημα. Αυτό σημαίνει ότι σε μία θέση του πτερυγίου, αποκόπτεται η αντίστοιχη αεροτομή που πλέον θεωρείται ότι βρίσκεται σε ομοίμορφη

ροή όπως ορίζεται από το τρίγωνο ταχυτήτων. Η ελαστικότητα των πτερυγίων εισάγεται ως σύστημα τριών συγκεντρωμένων δυσκαμψιών όπως φαίνεται στο σχήμα 1.



Σχήμα 1: Το αεροελαστικό πρότυπο για τυπική τομή πτερυγίου ανεμογεννήτριας



Σχήμα 2: Διατύπωση του αεροδυναμικού προβλήματος

Για το ρευστομηχανικό μέρος του προβλήματος θεωρούμε τη ροή κατά βάση μη-συνεκτική με εξαίρεση τη περιοχή του οριακού στρώματος καθώς και των στρωμάτων διάτμησης που σχηματίζονται στον ομόρρου. Για ρευστό ασυμπίεστο, είναι δυνατόν με τη βοήθεια του διαχωρισμού Helmholtz να αναπαρασταθεί το μη-μόνιμο πεδίο ροής με τη βοήθεια διανομών πηγών και επιφανειακής στροβιλότητας (διανομή δινών). Πηγές κατανομονται στην επιφάνεια της αεροτομής ενώ επιφανειακή στροβιλότητα κατανέμεται στην αεροτομή και τον ομόρρου. Στη γενική περίπτωση ο ομόρρους θα απαρτίζεται από δύο μέρη: το φύλλο στροβιλότητας της ακμής φυγής και εκείνο της αποκόλλησης (βλ. Σχήμα 2) [5]. Το μη-συνεκτικό αυτό μέρος του πεδίου ταχύτητας συμπληρώνεται από συνεκτική διόρθωση που βασικά αντιστοιχεί στη διαδικασία μετατόπισης που εισάγει η ύπαρξη οριακού στρώματος και στρωμάτων διάτμησης στον ομόρρου. Η διόρθωση αυτή εισάγεται με τη βοήθεια κατανομής πηγών στο προσκολλημένο κομμάτι της ροής καθώς επίσης και στους δύο ομόρρους. Αν

$$\bar{u}_e(\bar{x}; t) = \bar{U}_\infty(t) + \bar{u}_i(\bar{x}; t) + \bar{u}(\bar{x}; t) \quad (1)$$

είναι η ισοδύναμη συνολική ταχύτητα, όπου where \bar{U}_∞ , \bar{u}_i και \bar{u} συμβολίζουν την επ' άπειρο ταχύτητα, τη μη-συνεκτική ταχύτητα και τη συνεκτική διόρθωση αντίστοιχα,

$$\bar{u}_i(\bar{x}; t) = \sum_j \sigma_j(t) \int_{S_j} \frac{\bar{r}}{2\pi r^2} dS + \sum_{a=1,2} \gamma_a \int_{S_a} \frac{\bar{k} \times \bar{r}}{2\pi r^2} dS + \sum_{a=W,S} \gamma_a(t) \int_{S_a} \frac{\bar{k} \times \bar{r}}{2\pi r^2} dS + \sum_{i=1,n} \Gamma_{ai} \frac{\bar{k} \times \bar{r}}{2\pi r^2} \quad (2)$$

$$\bar{u}(\bar{x}; t) = \sum_j w_j(t) \int_{S_j} \frac{\bar{r}}{2\pi r^2} dS - \sum_j u_{r,j}(t) \int_{S_j} \frac{\bar{k} \times \bar{r}}{2\pi r^2} dS + \sum_{a=W,S} \sum_j [w_{a,j}](t) \int_{S_a} \frac{\bar{r}}{2\pi r^2} dS \quad (3)$$

Η (3) αποτελεί ολοκληρωτική εξίσωση για τη συνεκτική διόρθωση \bar{u} με διέγερση τους όρους w και $[w]$ που υπολογίζονται από την εξίσωση της συνέχειας στο οριακό στρώμα και τα στρώματα διάτμησης:

$$w = \frac{d}{ds}(u_e \delta^*) = \frac{dm}{ds}. \text{ Η (1) χρησιμοποιείται για την επαλήθευση της συνθήκης μη-εισχώρησης καθώς και}$$

στις συνθήκες Kutta που προσδιορίζουν την αποβαλλόμενη στροβιλότητα. Το σύστημα των εξισώσεων

που προκύπτουν από τις (1) και (2) με αγνώστους τα $\sigma_j \gamma^*$ συμπληρώνεται από τις εξισώσεις οριακού στρώματος καθώς και τις αντίστοιχες των στρωμάτων διάτμησης. Αυτές είναι η εξίσωση ελλείματος ορμής και ελλείματος κινητικής ενέργειας καθώς και μία τρίτη που στο μέν στρωτό μέρος προσδιορίζει το σημείο μετάβασης με βάση το e^N πρότυπο, ενώ στο τυρβώδες μέρος “κλείνει” το σύστημα ως προς την τύρβη. Επιπλέον άγνωστοι είναι τα πάχη ορμής και μετατόπισης. Το πλήρες σύστημα λύνεται ως μη-γραμμικό σύστημα επαναληπτικά με τη μέθοδο Newton-Ramphson κάτι που επιτρέπει την επέκταση των υπολογισμών και σε αποκολλημένες ροές [3].

Όσον αφορά στην αεροελαστική σύζευξη, αυτή εισάγεται στον μεν αεροδυναμικό μέρος των υπολογισμών στη συνθήκη μη-εισχώρησης μέσω των ταχυτήτων παραμόρφωσης, στο δε ελαστικό στα εξωτερικά φορτία που υπολογίζονται από την ολοκλήρωση των πιέσεων και των διατμητικών τάσεων. Ο σχετικός αλγόριθμος είναι βηματικός στο χρόνο και βασίζεται στο σχήμα Newmark. Σε κάθε χρονικό βήμα το αεροδυναμικό και ελαστικό μέρος λύνονται επαναληπτικά μέχρι συγκλίσεως.

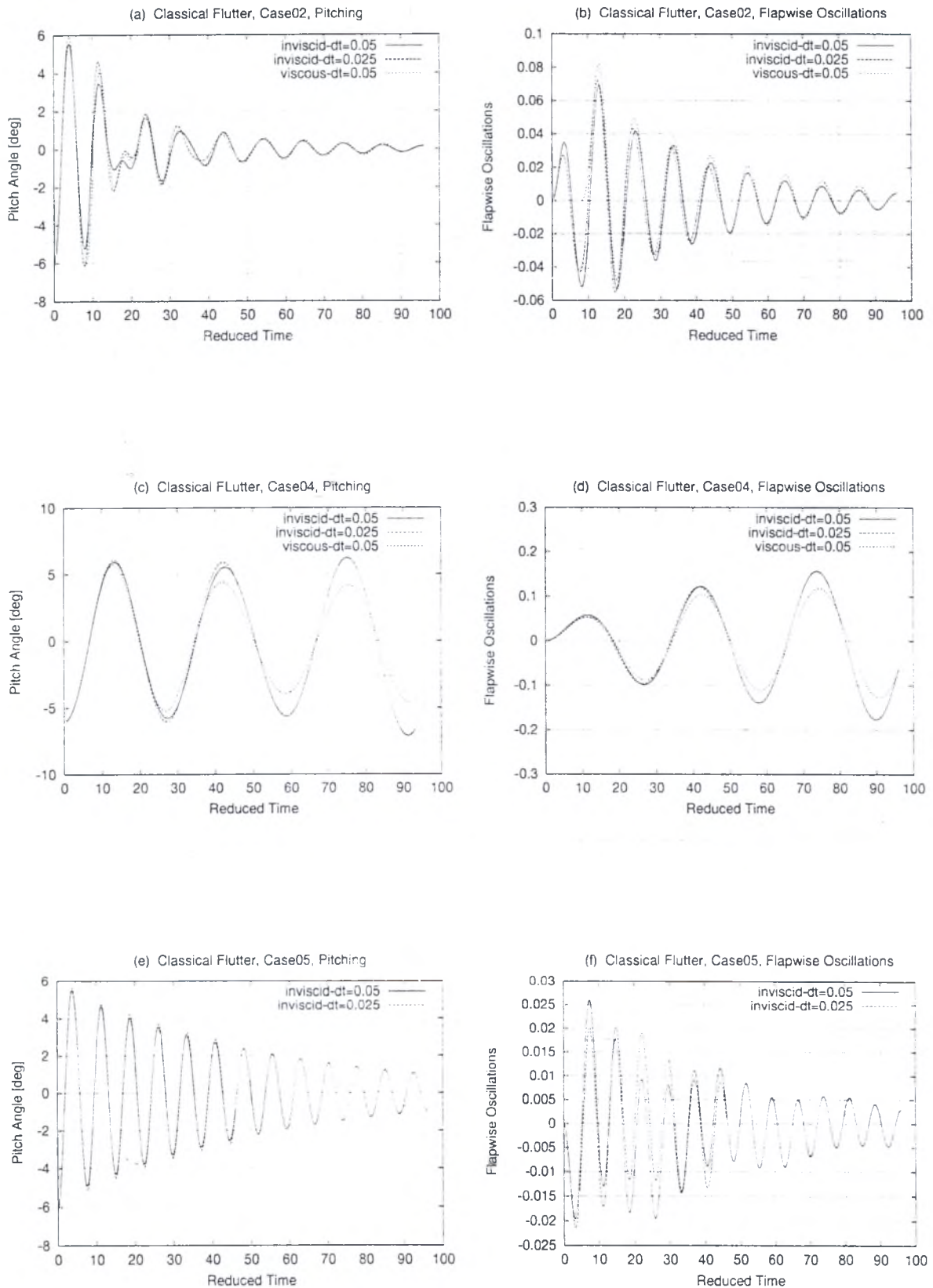
3. Τυπικά αποτελέσματα

Στο σχήμα 3 παρατίθενται χρονοσειρές ελαστικών παραμορφώσεων στη περίπτωση συζευξης πτερύγησης-στρέψης που αντιστοιχεί σε μετακίνηση κάθετη στη κατεύθυνση της ροής και σε στροφή (δηλαδή αλλαγή βήματος). Εξετάζονται περιπτώσεις αμιγώς μη-συνεκτικής ανάλυσης με δύο διαφορετικά χρονικά βήματα καθώς επίσης και συνεκτικοί υπολογισμοί. Από τις περιπτώσεις αυτές οι 02 και 05 προκύπτουν ευσταθείς, ενώ η 04 προκύπτει ασταθής. Η γραμμική θεωρία προλέγει ως ασταθή και τη περίπτωση 02 [6]. Όπως υποδεικνύουν όμως αμιγώς συνεκτικοί υπολογισμοί με χρήση πλεγματοειδών μεθόδων [7], η περίπτωση 02 προλέγεται ευσταθής όπως και εδώ. Υπάρχει καλή συμφωνία με τους συνεκτικούς υπολογισμούς. Βέβαια η σχέση υπολογιστικών χρόνων της παρούσας μεθόδου και των αμιγώς συνεκτικών υπολογισμών είναι της τάξεως του 10. Δυστυχώς οι περιορισμοί στην έκταση του κειμένου δεν επιτρέπουν λεπτομερέστερη παρουσίαση.

Η περίπτωση πτερύγησης με αποκόλληση όπου συζευγνυται η αξονική και περιφερειακή παραμόρφωση εξετάστηκε επίσης. Η σχετική εργασία βρίσκεται σε ακόμα σε εξέλιξη. Η βασικότερη δυσκολία στη περίπτωση αυτή εντοπίζεται στην υποεκτίμηση της αντίστασης κάτι που έχει σαν αποτέλεσμα να οδηγεί σε ευσταθείς λύσεις παρά την αντίθετη υπόδειξη που δίνουν οι αμιγώς συνεκτικοί υπολογισμοί.

4. Βιβλιογραφία

1. Lock, R.C. and Williams, B.R., 1987, “Viscous-Inviscid Interactions in External Aerodynamics”, Prog. Aerospace Sci, vol. 24, pp 51-171
2. LeBalleur, 1981, “Strong Matching Method for Computing Transonic Viscous Flows including Wakes and Separations. Lifting Airfoils”, Rec. Aerospatiale no. 1981-3
3. Drela, M. and Giles, M., 1987, “Viscous-Inviscid Analysis of Transonic and Low Reynolds Number Airfoils”, AIAA journal, Vol 25 No 10
4. Voutsinas, S.G. and Riziotis V.A., 1999, “A Viscous-Inviscid Interaction Model for Dynamic Stall Simulations on Airfoils”, AIAA paper 99-0038
5. Voutsinas, S.G. and Riziotis V.A., 1996, “Vortex Particle Modeling of Stall on Rotors. Application to Wind Turbines”, Proceedings of the Fluids Engineering Division Summer Meeting, ASME, San Diego
6. P. Chaviaropoulos, "Flap Lead-leg Aeroelastic Stability of W/T Blade Sections", Journal Wind Energy, in press, 1999.
7. P. Chaviaropoulos, "VISCEL project", Intermediate progress report 2000.



Σχήμα 3: Χρονοσειρές ελαστικών παραμορφώσεων σε περιπτώσεις συνδυασμού περύγισης-στρέψης.

ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ ΔΙΕΡΓΑΣΙΩΝ ΑΣΒΕΣΤΟΠΟΙΗΤΗ

Δ. Κ. Φείδαρος, Χρ. Δριτσέλης και Ν. Σ. Βλάχος
Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα εργασία επιχειρείται η προσομοίωση των φαινομένων μεταφοράς και των φυσικοχημικών διεργασιών που λαμβάνουν χώρα σε ασβεστοποιητή παραγωγής τσιμέντου. Το αριθμητικό μοντέλο βασίζεται στην επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes κατά Euler για την αέρια φάση και στο σχήμα Langrange για την περιγραφή της δυναμικής των σωματιδίων. Οι φυσικοχημικές διεργασίες διακρίνονται στην καύση σωματιδίων κάρβουνου και στην ισχυρά ενδόθερμη αντίδραση ασβεστοποίησης των σωματίδια φαρίνας (78% CaCO₃, 13% SiO₂ κα). Η προσομοίωση έγινε με τον εμπορικό κώδικα Fluent. Υπολογίζονται τα πεδία ροής, θερμοκρασιών και συγκεντρώσεων για την αέρια φάση όπως και οι τροχιές και η επίδραση της διακριτής φάσης στις διεργασίες καύσεις και ασβεστοποίησης. Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης επιτρέπουν εκτιμήσεις για την εξαγωγή συμπερασμάτων για την βελτιστοποίηση της παρούσας διάταξης.

ABSTRACT

In the present paper is attempted a simulation of transport phenomena and physico-chemical processes which are taking part into an industrial precalciner for cement production. The numerical model is based on the solution of the Navier Stokes equations in an Eulerian frame and for the discrete-particle phase in a Langrangean one. The physico-chemical processes are distinguished in coal combustion and in a strongly endothermous reaction of calcination of the raw material (78% CaCO₃, 13% SiO₂ etc). The simulation was performed by the commercial CFD code Fluent. The turbulence influence was simulated by the two-equation k-ε model. The distributions of the flow, temperature and concentrations of the reactants and products as well as the particle's trajectories and their contribution into the gas phase are calculated. The simulation results allow estimations to be made and conclusion to be drawn for the optimization of the present disposition.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

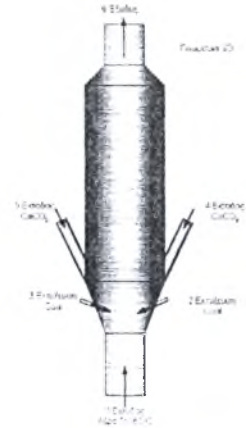
Ο ασβεστοποιητής είναι μια διάταξη, που αποτελεί μια πρόσφατη καινοτομία στην αλυσίδα διεργασιών (διεργασίες έψησης) για την παραγωγή τσιμέντου. Η διάταξη αυτή ουσιαστικά λειτουργεί ως ένας πρόσθετος κυκλώνας, όπου εκεί εισέρχονται η προθερμασμένη φαρίνα, το καύσιμο (κάρβουνο) και ο θερμός τριτογενής αέρας. Η ενέργεια που παράγεται από την καύση προκαλεί την ασβεστοποίηση της φαρίνας, δηλαδή την θερμική διάσπαση του CaCO₃ σε CaO και CO₂ κατά την αντίδραση: $CaCO_3 \xrightarrow{1100K} CaO + CO_2 + 178KJ / mol$.

Ο υψηλός διαμερισμός των υλικών και η καλή ανάμιξη που προκύπτει από το ρεύμα του θερμού αέρα, επιτυγχάνει ομοιόμορφα και γρήγορα τις αντιδράσεις καύσης και ασβεστοποίησης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η ασβεστοποίηση να πραγματοποιείται σχεδόν εξ ολοκλήρου μέσα στην διάταξη, παρά το γεγονός της σύντομης παραμονής των σωματιδίων φαρίνας εντός της. Τα αέρια και μη προϊόντα οδηγούνται στον κυκλώνα τροφοδοσίας του

ΠΚ. Τα βασικά πλεονεκτήματα του ασβεστοποιητή παρουσιάζονται ως οφέλη στον ΠΚ γιατί διπλασιάζεται η δυναμικότητα του, μειώνεται το εσωτερικό θερμικό φορτίο, επιμηκύνεται η ζωή της εσωτερικής του επένδυσης και ελαττώνονται δραστικά οι εκπομπές NO_x.

2. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Η γεωμετρία του προβλήματος φαίνεται στο Σχήμα 1, όπου η είσοδος του τριτογενούς αέρα γίνεται από την κάτω είσοδο (T=863°C) διαμέτρου 2.6m. Η είσοδος του καυσίμου γίνεται από δύο κεκλιμένα ακροφύσια 2,3 (T=60°C) διαμέτρου 200mm, ενώ η σαρίνα εισέρχεται από τους προσαγωγούς 4,5 (T=750°C) που εμφανίζουν διάμετρο 600mm. Τέλος τα ασβεστοποιημένα προϊόντα και τα απαέρια της καύσης ανέρχονται και διαφεύγουν από την έξοδο (6) διαμέτρου 4.3m. Όλη η διάταξη εμφανίζει ύψος 35m και μέγιστη διάμετρο 6.6m καταλαμβάνοντας όγκο περίπου 850m³.



Σχήμα 1 Γεωμετρία

3. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

Οι μέσης χρονικής στιγμής (time-averaged) θεμελιώδεις εξισώσεις Navier-Stokes για την μεταφορά της ορμής της αέριας φάσης μπορούν να εκφραστούν στην παρακάτω γενική μορφή σε ένα σύστημα αναφοράς κατά Euler [13-18]:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho U \Phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V \Phi) - \frac{\partial}{\partial z}(\rho W \Phi) = \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x}) - \frac{\partial}{\partial y}(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z}(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial z}) + S^\Phi \quad (1)$$

Στην παραπάνω εξίσωση U, V, W είναι οι ταχύτητες στην x-, y- και z-κατεύθυνση, αντίστοιχα. Η εξαρτημένη μεταβλητή, Φ, απεικονίζει τις τρεις συνιστώσες ταχύτητας, την ενθαλπία και την κινητική ενέργεια και σκέδαση της τύρβης, Γ_Φ είναι ο συντελεστής μεταφοράς, S^Φ ο πηγαίος όρος.

Για την προσομοίωση της τροχιάς των σωματιδίων χρησιμοποιείται η προσέγγιση Lagrange όπου το υπολογιστικό 'σωματίδιο' μπορεί να απεικονίζει ένα φυσικό σωματίδιο ή έναν αριθμό από ισομεγέθη σωματίδια. Στο σύστημα αναφοράς κατά Lagrange όπου οι συντεταγμένες μετακινούνται με τα σωματίδια, οι εξισώσεις της κίνησης κάθε υπολογιστικού σωματιδίου δίνονται από μια συνήθη διαφορική εξίσωση:

$$\frac{dU_p}{dt} = F_D(U - U_p) + g_i \frac{(\rho_p - \rho)}{\rho_p} + F_i \quad (2)$$

όπου U και U_p είναι η ταχύτητα του αερίου και σωματιδίου, αντίστοιχα, g_i η επιτάχυνση της βαρύτητας, ενώ ο συντελεστής οπισθέλκουσας του σωματιδίου προκύπτει από την σχέση:

$$C_D = a_1 + \frac{a_2}{Re} + \frac{a_3}{Re^2} \quad (3)$$

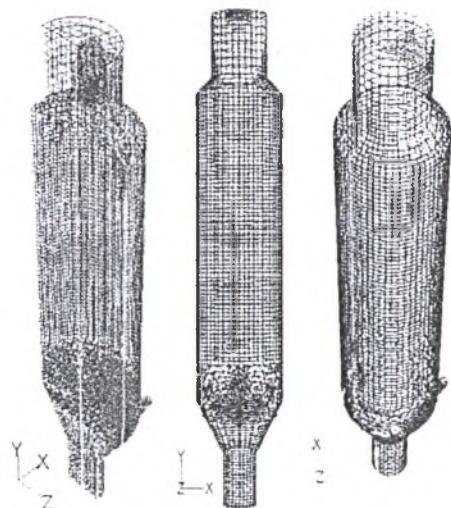
όπου, ο αριθμός Reynolds, Re, βασίζεται στην ταχύτητα ολίσθησης του σωματιδίου και οι a₁, a₂ και a₃ είναι σταθεροί συντελεστές. Για τον υπολογισμό των συγκεντρώσεων χρησιμοποιείται η προσέγγιση του κλάσματος ανάμιξης κάνοντας χρήση της συνάρτησης της πυκνότητας πιθανότητας (PDF approach). Για την προσομοίωση της ακτινοβολίας το μοντέλο P1, λόγω των πλεονεκτημάτων που προσφέρει (χαμηλές υπολογιστικές απαιτήσεις και εύκολη εφαρμογή σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες).

4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ

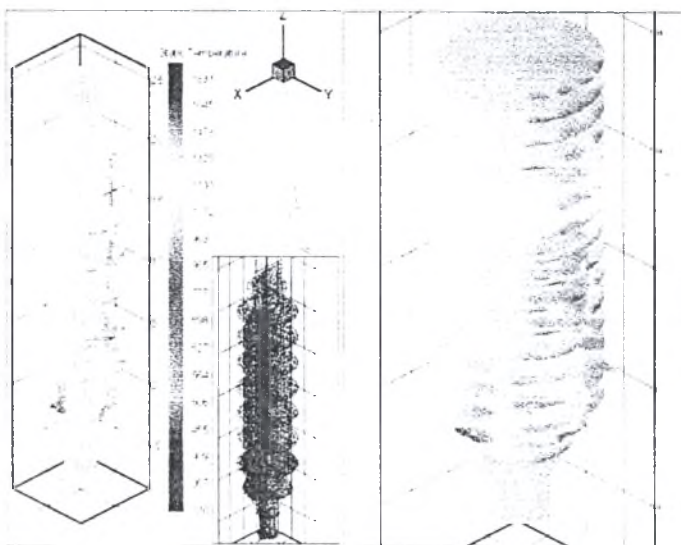
Το υπολογιστικό πεδίο αποτελείται από ένα υβριδικό πλέγμα που συγκροτείται από 33552 κελιά (Σχήμα 2). Λόγω της συμμετρίας, η επίλυση γίνεται στο μισό υπολογιστικό πεδίο, θεωρώντας ως επίπεδο συμμετρίας την κεντρική κατακόρυφη τομή της διάταξης. Κατά την προσομοίωση υπολογίστηκαν τα πεδία ροής, θερμοκρασιών και συγκεντρώσεων για την αέρια και σωματιδιακή φάση. Η κοκκομετρία των σωματιδίων φαρίνας ακολουθούσε την

κατανομή Rossin-Rammler με μέση τιμή $d=16.6\mu\text{m}$ και συντελεστή ομοιομορφίας $n=0.822$, ενώ η αντίστοιχη του καυσίμου είχε μέση τιμή $d=34.5\mu\text{m}$ και $n=1.248$. Η κινητική της πυρόλυσης του κάρβουνου προσομοιώθηκε με το μοντέλο δύο ανταγωνιστικών ρυθμών (Kobayshi), ενώ η καύση του στερεού υπολείμματος άνθρακα από το μοντέλο περιορισμένου ρυθμού διάχυσης διπλού στρώματος. Η κινητική της ασβεστοποίησης αντιμετωπίστηκε σύμφωνα με το μοντέλο συγκρινόμενου σωματιδίου μη αντιδράσαντος πυρήνα.

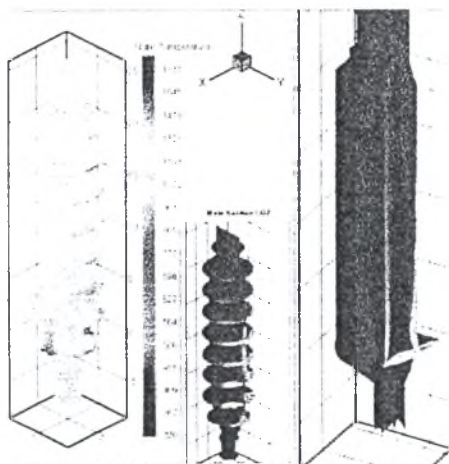
Οι ταχύτητες εισόδου του τριτογενούς αέρα ήταν 24m/s , η αντίστοιχη του κάρβουνου ήταν 11.5m/s και αυτή της φαρίνας περίπου 1.5m/s . Η προσαγωγή του κάρβουνου γίνεται πνευματικά και ενώ η είσοδος της φαρίνας γίνεται με τη βαρύτητα.



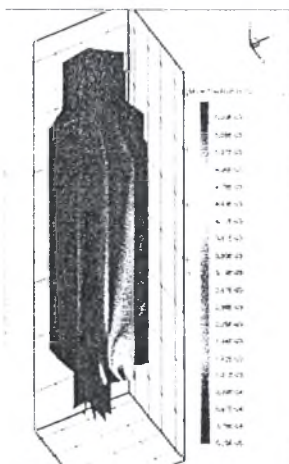
Σχήμα 2 Υπολογιστικά πλέγματα προσομοίωσης (μισό πεδίο και αντεστραμμένο είδωλο)



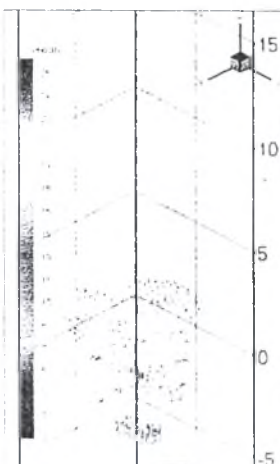
Σχήμα 3 Κατανομή θερμοκρασιακού πεδίου σε κάθετες και κατακόρυφες τομές



Σχήμα 4 Κατανομή θερμοκρασιών (Αριστερά) και συγκεντρώσεων CO_2 (Δεξιά)

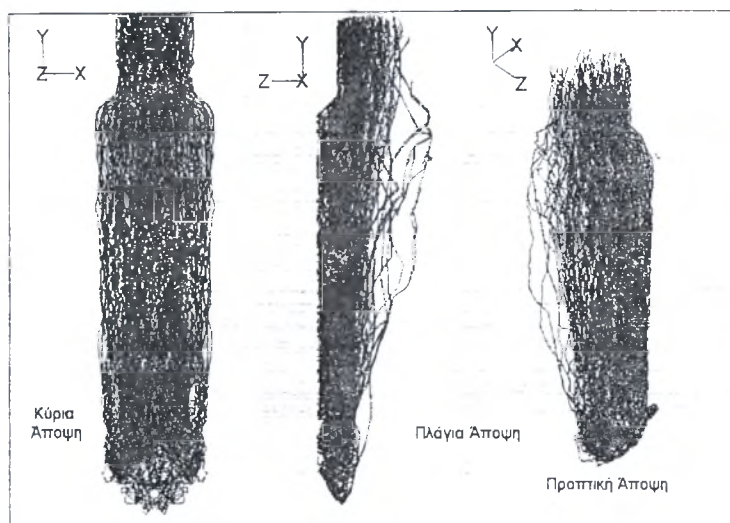


Σχήμα 5 Κατανομή συγκεντρώσεων H_2O

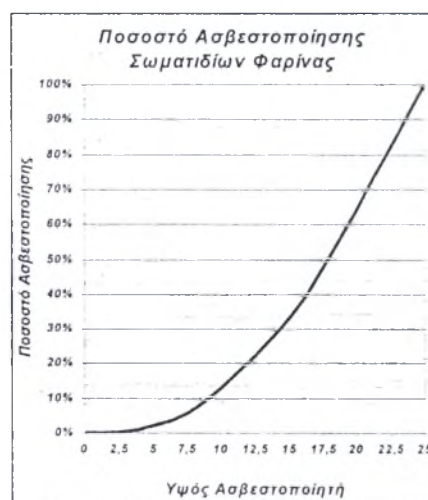


Σχήμα 6 Διανύσματα ταχυτήτων

Όπως φαίνεται στα Σχήματα 3&4 η θερμοκρασία αποκτά τις υψηλότερες τιμές λίγο μετά την είσοδο του καυσίμου κατά την φάση της πυρόλυσης. Στον χώρο που συναντούνται τα σωματίδια της φαρίνας και αυτά του κάρβουνου παρατηρείται μεγάλη συγκέντρωση CO_2 . (Σχήματα 4&5) γεγονός που υποδηλώνει ασβεστοποίηση της φαρίνας. Η ταχύτητα ασβεστοποίησης εξαρτάται αντιστρόφως ανάλογα από την μερική πίεση του CO_2 . Στο Σχήμα 6 παρατηρείται ότι η ταχύτητα ροής ανακόπτεται βίαια από την μεγάλη μαζική παροχή της φαρίνας και του κάρβουνου που παρουσιάζουν την κύρια διεύθυνση εισόδου τους κάθετη σε αυτή της αέριας φάσης. Στο Σχήμα 7 διακρίνονται οι τροχιές των σωματιδίων φαρίνας.



Σχήμα 7 Τροχιές σωματιδίων φαρίνας



Σχήμα 8 Ποσοστό ασβεστοποιημένης φαρίνας καθ' ύψος της διάταξης

Με κόκκινο χρώμα εμφανίζεται ο γεωμετρικός χώρος όπου σημειώνεται ασβεστοποίηση, ενώ στο Σχήμα 8 δίνεται η πορεία ασβεστοποίησης από το σημείο εισόδου των σωματιδίων φαρίνας έως την έξοδο του από την διάταξη.

5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Από τα αποτελέσματα προκύπτουν τα εξής γενικά συμπεράσματα:

- Έγιναν υπολογισμοί του πεδίου ταχυτήτων, θερμοκρασιών, συγκεντρώσεων της αέριας -συνεχούς φάσης καθώς και της τροχιάς των ενεργών στις φυσικοχημικές διεργασίες σωματιδίων, μέσα στον ασβεστοποιητή.
- Οι υπολογισμοί βασίστηκαν σε τρισδιάστατο αριθμητικό μοντέλο τύπου Euler-Lagrange.
- Οι υψηλότερες θερμοκρασίες σημειώνονται κατά την πυρόλυση του κάρβουνου λίγα εκατοστά μετά την είσοδο του.
- Η έντονη παραγωγή CO₂ κοντά στην είσοδο της φαρίνας, προκαλεί πεδία υψηλών συγκεντρώσεων, με αποτέλεσμα να προκύπτει υψηλή μερική πίεση CO₂ που περιορίζει περαιτέρω την ασβεστοποίηση.
- Η ασβεστοποίηση της φαρίνας ολοκληρώνεται σε ποσοστό 95 με 97% μέσα στο ασβεστοποιητή σε ύψος 23 μέτρων από τα σημεία εισόδου της.
- Το παρόν αριθμητικό μοντέλο μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως αποτελεσματικό εργαλείο για την κατανόηση των διεργασιών και την βελτιστοποίηση τους στην συγκεκριμένη διάταξη.

Η εργασία αυτή έγινε στα πλαίσια του ερευνητικού έργου ΕΠΕΤ-II/96ΣΥΝ121 "Μοντελοποίηση και Έλεγχος Διεργασιών Ασβεστοποιητή για την Παραγωγή Τσιμέντου" που συγχρηματοδοτήθηκε από ΓΓΕΤ & ΑΓΕΤ 'Ηρακλής'.

6. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. 'Walter H. Duda: Cement Data Book Volume 1-International Process engineering in the Cement Industry', BAUVERLAG GMBH, 1985
2. 'Προσομοίωση λειτουργίας του προασβεστοποιητή', Ε.Κολυφέτης, Διπλωματική Εργασία, ΤΜΧ ΕΜΠ, Αθήνα 1986
3. 'Theory and numerical modeling of turbulent gas particle flows and combustion', Lixing Zhou, Science Press, 1995
4. 'Calcination of pulverized limestone particles under furnace injection conditions', N. Hu & A. W. Scaroni, Fuel, pp. 177-186. Vol. 75, 1996
5. 'Modeling coal combustion in a rotary cement kiln', I. E. Sarris, O. Giannopoulos, D. Feidas & N. S. Vlachos, 3rd National Congress on Computational Mechanics, Volos, 24-26 June 1999

ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΤΟΥ ΘΕΡΜΟΚΗΠΙΑΚΟΥ ΜΙΚΡΟΚΛΙΜΑΤΟΣ ΜΕ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΥΣ

Μπαρτζάνας Θωμάς και Κίττας Κων/νος
Εργαστήριο Γεωργικών Κατασκευών και Ελέγχου Περιβάλλοντος,
Τμήμα Γεωπονίας Φυτικής και Ζωικής Παραγωγής,
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας,

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η διερεύνηση του εσωτερικού μικροκλίματος του θερμοκηπίου είναι ιδιαίτερα πολύπλοκο πρόβλημα, λόγω των πολλών παραμέτρων που εμπλέκονται στην διαμόρφωση του. Το θερμοκηπιακό μικροκλίμα όπως αυτό δημιουργείται από τις αλληλεπιδράσεις της καλλιέργειας και του μηχανολογικού του εξοπλισμού (συστήματα θέρμανσης-αερισμού) απαιτεί την διερεύνηση των διαφορετικών πεδίων στο εσωτερικό του. Οι εξισώσεις που περιγράφουν τα πεδία αυτά δίνουν μια αναπαράσταση στον χώρο και στον χρόνο των διαφόρων εξαρτημένων μεταβλητών (θερμοκρασία, υγρασία, συγκέντρωση CO₂ κ.λ.π) αλλά λόγω της μη γραμμικότητάς τους δεν μπορούν να λυθούν αναλυτικά. Λύνονται όμως αριθμητικά με την βοήθεια κωδικών υπολογιστικής ρευστοδυναμικής (CFD). Στην εργασία αυτή παρουσιάζονται ορισμένα αποτελέσματα από την χρήση ενός κώδικα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής, για την διερεύνηση της κίνησης του αέρα στο εσωτερικό του θερμοκηπίου, όπως αυτή δημιουργείται λόγω διαφοράς των πιέσεων στα ανοίγματα αερισμού.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι περισσότερες προσπάθειες μοντελοποίησης του θερμοκηπιακού μικροκλίματος υιοθετούσαν την παραδοχή του ενιαίου μικροκλίματος στο εσωτερικό του θερμοκηπίου (Perfectly-Stirred-Tank approach). Έτσι σε όλα τα μοντέλα προσομοίωσης των φαινομένων μεταφοράς και μάζας λαμβάνονταν μία ενιαία θερμοκρασία και ταχύτητα του αέρα ενώ γενικά η καλλιέργεια θεωρούνταν ως ένα ενιαίο ομογενές μεγάλο φύλλο (big-leaf).

Η πρόσφατη πρόοδος στην μοντελοποίηση των ροών στο εσωτερικό του θερμοκηπίου με τεχνικές υπολογιστικής ρευστοδυναμικής (Mistriotis et al,1997 Haxaire,1999, (Boulard et al, 1999), καθώς και με την χρήση τρισδιάστατων ηχητικών ανεμομέτρων, (Wang 1998, Boulard, 2000), επέτρεψε την διερεύνηση της ετερογένειας του θερμοκηπιακού μικροκλίματος και έδωσε στους ερευνητές την δυνατότητα εξέτασης διαφορετικών παραμέτρων που επηρεάζουν το μικροκλίμα του θερμοκηπίου. Η χρήση των αριθμητικών μεθόδων εφαρμόστηκε με επιτυχία για την διερεύνηση της κατανομής του αέρα σε κλειστό θερμοκήπιο (Boulard et al, 1999) καθώς και σε φυσικά αεριζόμενα θερμοκήπια (Mistriotis et al, 1997 Haxaire 1999). Η επαλήθευση των υπολογιστικών προσομοιώσεων με αντίστοιχες πειραματικές αποδεικνύει την αξιοπιστία της μεθόδου. Στην εργασία αυτή παρουσιάζονται ορισμένα αποτελέσματα από την εφαρμογή ενός κώδικα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής για την διερεύνηση του φυσικού αερισμού των θερμοκηπίων. Τα αποτελέσματα αναφέρονται σε τούνελ θερμοκήπιο με συνεχόμενα πλαϊνά ανοίγματα αερισμού.

2. ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΜΑ

Η αριθμητική μέθοδος επιτρέπει τον υπολογισμό του πεδίου ταχύτητας μιας ροής λύνοντας αριθμητικά τις αντίστοιχες εξισώσεις μεταφοράς. Η εξίσωση που περιγράφει τα φαινόμενα μεταφοράς στις τρεις διαστάσεις έχει την εξής μορφή:

$$\frac{\partial(U\Phi)}{\partial x} + \frac{\partial(V\Phi)}{\partial y} + \frac{\partial(W\Phi)}{\partial z} = \Gamma \nabla^2 \Phi + S_\Phi \quad (1)$$

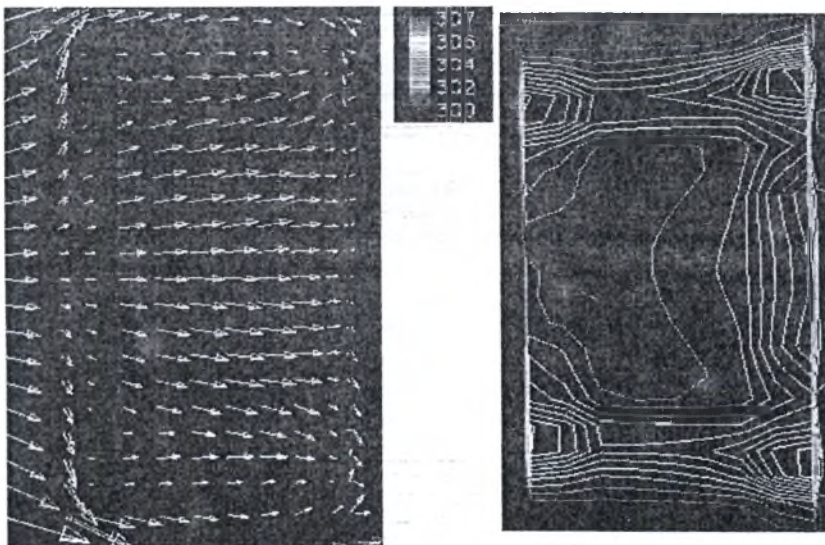
όπου U , V , W είναι οι χρονικά μέσες ταχύτητες, Φ η εξαρτημένη μεταβλητή η οποία απεικονίζει τα διάφορα μέσα μεγέθη, όπως τρεις συνιστώσες ταχύτητας, ενέργεια, πίεση υδρατμών κ.τ.λ., Γ είναι ο συντελεστής μεταφοράς, και S_Φ ο πηγαίος όρος. Η μοντελοποίηση της τύρβης γίνεται από το μοντέλο δύο εξισώσεων k - ϵ (Launder and Spalding 1974). Στις εφαρμογές που αναφέρονται στην συνέχεια χρησιμοποιήθηκε ο εμπορικός κώδικας υπολογιστικής ρευστοδυναμικής CFD2000. Για την διακριτοποίηση των διαφορικών εξισώσεων χρησιμοποιείται η μέθοδος των πεπερασμένων όγκων ενώ ο αλγόριθμος επίλυσης που χρησιμοποιείται για την επίλυση των διαφορικών εξισώσεων είναι ο PISO (Issa 1985).

3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Σκοπός των προσομοιώσεων του φυσικού αερισμού ήταν η διερεύνηση της θέσης και μεγέθους των ανοιγμάτων αερισμού στην κατανομή της θερμοκρασίας αλλά και της κίνησης του αέρα στο εσωτερικό του θερμοκηπίου. Για την γεωμετρία χρησιμοποιήθηκε ανομοιόμορφο αριθμητικό πλέγμα, με πολλά κελιά συγκεντρωμένα κοντά στα τοιχώματα του θερμοκηπίου. Η συναγωγή στο εσωτερικό του θερμοκηπίου ήταν ή αποτέλεσμα του εξωτερικού αέρα ή λόγω θερμοκρασιακών διαφορών, σύμφωνα με την υπόθεση Boussinesq. Οι πλευρές του θερμοκηπίου θεωρήθηκαν αδιαβατικές ενώ η οροφή και το εσωτερικό έδαφος του θερμοκηπίου προσομοιώθηκαν ως επιφάνειες σταθερής θερμοροής, αφού τόσο η οροφή όσο και το έδαφος απορροφούν ένα μέρος της εισερχόμενης ηλιακής ακτινοβολίας και το επανεκπέμπουν με την μορφή αισθητής θερμότητας.. Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στην συνέχεια αφορούν τοξωτό θερμοκήπιο με συνεχή ανοίγματα αερισμού τοποθετημένα στο μέσο των πλευρών του και ταχύτητα $u=2$ m/s κάθετη στα ανοίγματα αερισμού.

Οι εικόνες 1α, 1β παρουσιάζουν την κατανομή των διανυσμάτων της ταχύτητας του αέρα και την κατανομή της θερμοκρασίας σε οριζόντιο πλάνο 0.5m από το έδαφος του θερμοκηπίου. Όπως φαίνεται ο εισερχόμενος αέρας κινείται αρχικά προς το απέναντι άνοιγμα αερισμού ενώ όσο απομακρυνόμαστε από το μέσο του θερμοκηπίου το μέτρο της ταχύτητας μειώνεται με συνέπεια τα άκρα του θερμοκηπίου να είναι θερμότερα. Θερμότερο είναι επίσης όπως φαίνεται και από την εικόνα 1β, το τμήμα του θερμοκηπίου που βρίσκεται στην απένε-

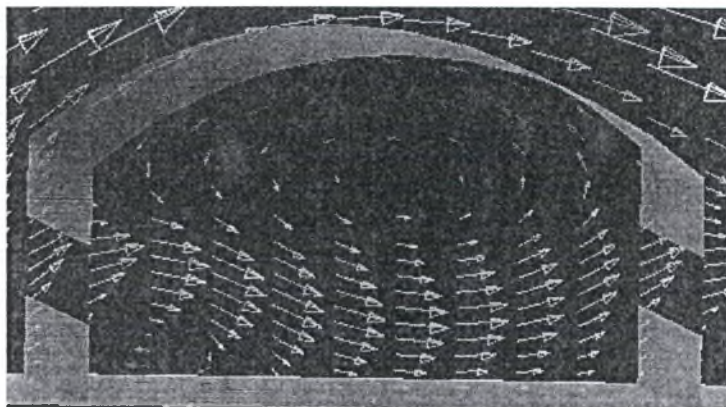
μη πλευρά.. Η εικόνα (2) παρουσιάζει τα διανύσματα ταχύτητας του αέρα σε κάθετο πλάνο στο μέσο του θερμοκηπίου, όπου φαίνεται πώς η ταχύτητα του αέρα είναι σημαντικά μικρότερη στις περιοχές κοντά στην οροφή και στο έδαφος του θερμοκηπίου.



Εικόνα 1α. Διανύσματα ταχύτητας του αέρα σε οριζόντιο πλάνο στο μέσο του ανοίγματος αερισμού

Εικόνα 1α. Ισοθερμοκρασιακές καμπύλες σε οριζόντιο πλάνο στο μέσο του ανοίγματος αερισμού

Τα αποτελέσματα αυτά είναι σύμφωνα με παρόμοια πειραματικά σε τούνελ θερμοκήπιο με πλαϊνά ανοίγματα αερισμού, όπου και εκεί διαπιστώθηκε ότι ο αέρας εισέρχεται από την προσήνεμη πλευρά του θερμοκηπίου με θερμοκρασία κοντά στην θερμοκρασία του εξωτερικού περιβάλλοντος και εξέρχεται από το απέναντι άνοιγμα πιο θερμός και με μειωμένη ταχύτητα. (Boulard et al, 2000)



Εικόνα 2. Διανύσματα ταχύτητας του αέρα σε κάθετο πλάνο στο μέσο του θερμοκηπίου.

Η τυρβώδης κινητική ενέργεια εμφανίζεται κυρίως στα ανοίγματα αερισμού ενώ σε κάθετο πλάνο η τιμή της μειώνεται προς την οροφή και το έδαφος του θερμοκηπίου (εικόνα 3).



Εικόνα 3 Τυρβώδης κινητική ενέργεια (m^2/sec^2).

4. ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΚΑΛΛΙΕΡΓΕΙΑΣ.

Η παρουσία της καλλιέργειας στο εσωτερικό του θερμοκηπίου αποτελεί ένα φυσικό εμπόδιο στην κίνηση και κυκλοφορία του αέρα στο θερμοκήπιο. Η ροή διαμέσου της καλλιέργειας μοντελοποιείται ως ροή διαμέσου πορώδους επιφάνειας σύμφωνα με την εξίσωση του Forchheimer.

$$\partial p / \partial x = (K/\mu)u + \rho (Y/K^{0.5}) u^2 \quad (2)$$

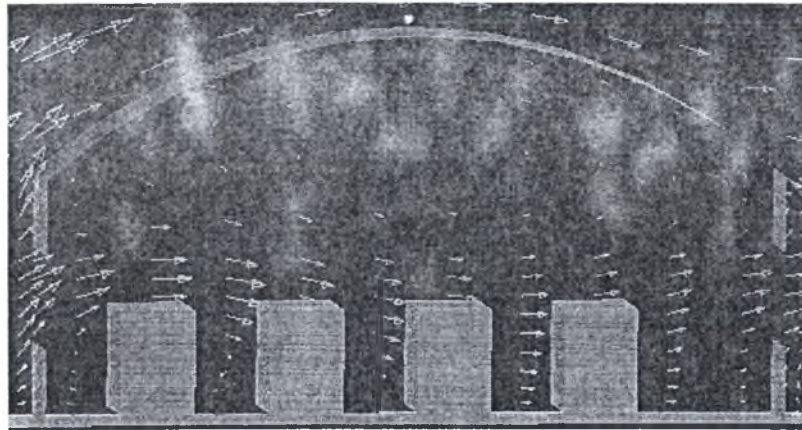
η οποία συνδέει την πτώση πίεσης κατά μήκος μιας πορώδους επιφάνειας ($\partial p / \partial x$) με την ταχύτητα του ρευστού (u) και την εξίσωση η οποία περιγράφει την πτώση πίεση κατά μήκος μιας καλλιέργειας έχει την μορφή

$$\Delta p / \Delta x = C_D LAI \rho u^2 \quad (3)$$

όπου LAI η φυλλική επιφάνεια της καλλιέργειας.

Στην εικόνα (3) που ακολουθεί παρουσιάζονται τα διανύσματα της ταχύτητας του αέρα στο ίδιο θερμοκήπιο αλλά με την παρουσία καλλιέργειας. Η καλλιέργεια έχει τοποθετηθεί σε τέσσερις σειρές, ισαπέχουσες μεταξύ τους, όπως είναι και η συνήθης πρακτική στον χώρο των θερμοκηπιακών καλλιεργειών. Οι τιμές των συντελεστών που χρησιμοποιήθηκαν στην προσομοίωση ήταν $K=0.395$ και $Y=0.2$. Οι τιμές αυτές αντιστοιχούν σε καλλιέργεια τομάτας με δείκτη φυλλικής επιφάνειας $LAI=4$. (Haxaire, 1999). Στην εικόνα (3) φαίνεται ότι η κίνη-

ση του αέρα ακολουθεί την ίδια πορεία, όπως και σε θερμοκήπιο χωρίς καλλιέργεια, με μειωμένες όμως τιμές.



Εικόνα 3. Διανύσματα της ταχύτητας του αέρα με την επίδραση της καλλιέργειας

5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην εργασία αυτή παρουσιάστηκαν ορισμένα αποτελέσματα από την χρήση ενός κώδικα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής για την διερεύνηση του φυσικού αερισμού των θερμοκηπίων. Εξετάστηκε η περίπτωση ενός τούνελ θερμοκηπίου με συνεχή πλαϊνά ανοίγματα αερισμού. Η κίνηση του αέρα στο εσωτερικό του θερμοκηπίου χαρακτηρίζεται από ένα έντονο ρεύμα αέρα στο κέντρο του, η ένταση του οποίου όμως μειώνεται προς τα άκρα του. Η ετερογένεια της κατανομής της θερμοκρασίας στο εσωτερικό του θερμοκηπίου μας επιτρέπει να την χρησιμοποιήσουμε ως δείκτη για τον χαρακτηρισμό της ροής του αέρα. Έτσι ο αέρας μπορεί να χαρακτηριστεί ψυχρός στο προσήνεμο άνοιγμα, ιδιαίτερα τυρβώδης, πιο θερμός με μειωμένη ένταση και λιγότερο τυρβώδης κατά την έξοδο του από το θερμοκήπιο. Οι κώδικες υπολογιστικής ρευστοδυναμικής μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την βελτίωση του σχεδιασμού των ανοιγμάτων αερισμού, έτσι ώστε να υπάρχει πιο ομοιόμορφη κατανομή του αέρα στο εσωτερικό του θερμοκηπίου. Κάτι τέτοιο θα οδηγήσει στην μείωση της ετερογένειας στην κατανομή της θερμοκρασίας.

6. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Boulard T., Haxaire R., Lamrani M.A., Roy J.C., Jaffrin A. Characterization and modelling of the air fluxes intuced by natural ventilation in a greenhouse. *Journal of Agric. Eng.Res.* 74,135-144, 1999.
2. Boulard T., Wang S., Haxaire R. Mean and turbulent air flows and microclimate patterns in an empty greenhouse tunnel. *Agric.& Forest Met.*100:169-181,2000.
3. Haxaire R. Caracterisation et modelisation des ecoulements d'air dans une serre. Ph.D Thesis, 149p.,2000.
4. Launder B.E and Spaiding D.B. The numerical computation of turbulent flows. *Comp. Methods in Appl. Mech &Engng.* 3,269, 1974.
5. Mistriotis A., Bot G.A., Picuno P., Scarascia Mugnozza G. Analysis of the efficiency of greenhouse ventilation with computanional fluid dynamics
6. *Agric.& Forest Met.* 85: 317-328, 1997.
7. Wang S.. Measurement and modelling of natural ventilation in a large venlo-type greenhouse. Ph.D Thesis 193pp , 1998.

ΒΕΛΤΙΩΣΗ ΤΗΣ ΑΝΑΜΙΞΗΣ ΥΑΛΟΜΑΖΑΣ ΜΕ ΘΕΡΜΑΙΝΟΜΕΝΟ ΟΡΘΟΓΩΝΙΟ ΠΡΙΣΜΑ ΣΤΟΝ ΠΥΘΜΕΝΑ ΤΗΣ ΛΕΚΑΝΗΣ ΤΗΞΗΣ

Ι. Ε. Σαρρής, Ι. Λεκάκης και Ν. Βλάχος
Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας - Πεδίον Άρεως, 383 34 Βόλος

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Γίνεται χρήση υπολογιστικής ρευστοδυναμικής για την μελέτη της βελτίωσης της ανάμιξης υαλομάζας με την τοποθέτηση θερμαινόμενης λωρίδας πάνω σε ορθογώνιο πρίσμα στον πυθμένα της λεκάνης τήξης. Παρουσιάζεται μία παραμετρική μελέτη της επίδρασης της θερμοροής της λωρίδας και του ύψους του πρίσματος πάνω στο πεδίο ροής. Τα πρώτα αποτελέσματα δείχνουν αύξηση των ταχυτήτων της υαλομάζας με την θερμοροή μέχρι και δύο τάξεις μεγέθους στην περιοχή της λωρίδας για μηδενικό ύψος πρίσματος, ενώ η αύξηση του ύψους του πρίσματος προκαλεί μείωση της επίδρασης αυτής.

ABSTRACT

Computational fluid dynamics is used to study the optimization of glass melt mixing by the placement of a heated strip on top of an orthogonal prism at the bottom of the melting tank. A parametric study of the influence of strip heat flux and prism height on the flow field is presented. The first results show an increase of glass melt velocities with heat flux up to two orders of magnitude in the region of the hot strip for zero prism height, while increasing the prism height causes a reduction of this influence.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

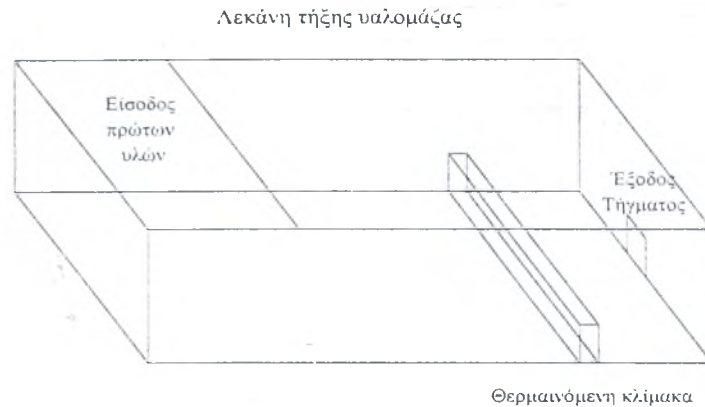
Η τήξη της υαλομάζας είναι μία σύνθετη θερμοχημική διαδικασία που επηρεάζεται από πολλούς φυσικούς και χημικούς μηχανισμούς. Στην πλειονότητά τους οι βιομηχανικές λεκάνες τήξης γυαλιού, θερμαίνονται κυρίως με καυστήρες τοποθετημένους υπεράνω της λεκάνης τήξης. Το σημαντικότερο πρόβλημα στην ανάμιξη της υαλομάζας στην λεκάνη τήξης είναι ο τρόπος θέρμανσης από πάνω που κατά κύριο λόγο αντιστέκεται στην κίνηση του τήγματος καθώς είναι γνωστό ότι ένα ρευστό μέσα σε τετραγωνική κοιλότητα με υψηλή θερμοκρασία στην επιφάνεια και κρύο πυθμένα διαστρωματώνεται και ηρεμεί.

Η βελτιστοποίηση του συστήματος θέρμανσης είναι πολύ σημαντική για την καλύτερη ανάμιξη της υαλομάζας. Η προθέρμανση των πρώτων υλών, η προσθήκη ηλεκτρικής ενέργειας, η καύση με καθαρό οξυγόνο, η αναθέρμανση του αέρα της καύσης και η διοχέτευση φουσαλίδων αέρα [1] είναι τα πιο διαδεδομένα συστήματα για την βελτίωση της θέρμανσης. Η εμπειρία έχει δείξει ότι η θέρμανση με ηλεκτρισμό είναι η πιο ολοκληρωμένη τεχνική, αλλά το κόστος είναι σχεδόν απαγορευτικό. Στην τεχνική της διοχέτευσης φουσαλίδων αέρα, πεπιεσμένος αέρας εκχύνεται από τον πυθμένα της λεκάνης βοηθώντας το τήγμα να επιταχυνθεί και να αναμιχθεί. Το μεγαλύτερο μειονέκτημα αυτής της μεθόδου είναι ότι μέρος του αέρα διαλύεται στο τήγμα δημιουργώντας διάφορες δυσλειτουργίες.

Η ιδέα των θερμαινόμενων λωρίδων στον πυθμένα της υαλομεταλλικής λεκάνης κάθετα στον διαμήκη άξονα συμμετρίας, Σχήμα 1, προτάθηκε από τον Plumat [2] ο οποίος περιέγραψε

Για επικοινωνία: Τηλ.: (0421) 74094, Fax.: (0421) 74090, Email: fluids@mie.uth.gr

μια λεκάνη τήξης που θερμαίνεται από σειρές παρόμοιων θερμαινόμενων λωρίδων τοποθετημένων στα δεξιά και αριστερά πρισμάτων. Η παρούσα εργασία είναι μέρος της προσπάθειας για μαθηματική προσομοίωση της ροής σε λεκάνη τήξης γυαλιού [3-4] και έχει στόχο τον υπολογισμό του τρισδιάστατου ροϊκού και θερμοκρασιακού πεδίου που δημιουργείται από την τοποθέτηση μιας θερμαινόμενης λωρίδας πάνω σε πρίσμα στον πυθμένα της λεκάνης τήξης. Μελετάται η επίδραση διαφορετικών θερμοροών για μηδενικό ύψος πρισματος, καθώς και η επίδραση του ύψους του πρισματος.



Σχήμα 1. Σκαρίφημα υαλοουργικής λεκάνης τήξης όπου φαίνεται η θέση του πρισματος

2. ΚΑΤΑΣΤΡΩΣΗ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Η λεκάνη τήξης που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα προσομοίωση έχει διαστάσεις 7x3x1m. Στον Πίνακα 1, φαίνονται οι φυσικές ιδιότητες της υαλομάζας που χρησιμοποιήθηκαν, η θερμική αγωγιμότητα εμπεριέχει το μοντέλο διάχυσης θερμικής ακτινοβολίας του Rosseland [5]. Η επίδραση της βαρύτητας υπολογίζεται με επέκταση της γνωστής προσέγγισης Boussinesq.

Πίνακας 1. Φυσικές ιδιότητες υαλομάζας

Συντελεστής ιξώδους:	$\eta = -1.58 + 4332/(T - 248)$, ($T - ^\circ\text{C}$, $\eta - \text{dPas}$)
Πυκνότητα:	$\rho = 2300 \text{ kgm}^{-3}$
Συντελεστής θερμ. αγωγιμότητας:	$k = k_0 + k_1\theta + k_2\theta^2 + k_3\theta^3$ σε $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
Συντελεστής ειδικής θερμότητας:	$C_p = 1300 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$
Συντελεστής θερμικής διαστολής:	$\beta = 6 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$

Οι φυσικές ιδιότητες, η γεωμετρία και οι οριακές συνθήκες της λεκάνης τήξης είναι ταυτόσημες με αυτές που αναφέρονται στην εργασία [6], ενώ προστέθηκε το μοντέλο διάχυσης της θερμικής ακτινοβολίας. Οι τοίχοι της λεκάνης απάγουν θερμότητα με ρυθμό 2 kWm^{-2} . Η θερμοκρασία στην επιφάνεια αρχίζει από 1200°C , αυξάνει γραμμικά μέχρι τους 1300°C στα 2m, αυξάνει επίσης μέχρι τους 1500°C στα 5m και στο τέλος μειώνεται γραμμικά μέχρι τους 1450°C . Στα πρώτα 2m, η οριακή συνθήκη στην επιφάνεια είναι της μη ολίσθησης για την προσομοίωση του στρώματος άμμου των πρώτων υλών που καλύπτει το τήγμα. Όλη η επάνω πλευρά του πρισματος πλάτους 0.088m έχει σταθερή ροή θερμότητας με τιμές 0.1, 0.5, 1, 2, 5, 10, 20, 30, 40 και 50 kWm^{-2} , ενώ τα πλαϊνά του τοιχώματα θεωρούνται αδιαβατικά. Τα φαινόμενα αλληλεπίδρασης ηλεκτρισμού με το γυαλί δεν λαμβάνονται υπ' όψιν. Η θερμοροή των 10 kWm^{-2} επιλέχθηκε να χρησιμοποιηθεί για την μελέτη της επίδρασης του ύψους πρισματος στο πεδίο ροής του τήγματος, αρχίζοντας με μηδενικό ύψος (για την περίπτωση που η λωρίδα τοποθετείται στον πυθμένα) και αυξάνοντας διαδοχικά κατά 0.05m μέχρι του μεγίστου ύψους των 0.45m. Για καθορισμό της αξιοπιστίας του παρόντος μοντέλου, έγινε σύγκριση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης της ροής του τήγματος γυαλιού με τις αντίστοιχες της εργασίας [6], με πολύ καλά αποτελέσματα.

3. ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ

Το μοντέλο CFD που χρησιμοποιείται βασίζεται στην επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes για μόνιμη ροή με τη μέθοδο των πεπερασμένων όγκων [7]. Οι εξισώσεις της μεταφοράς ορμής και ενέργειας στην υαλομάζα εκφράζονται με την γενική μορφή:

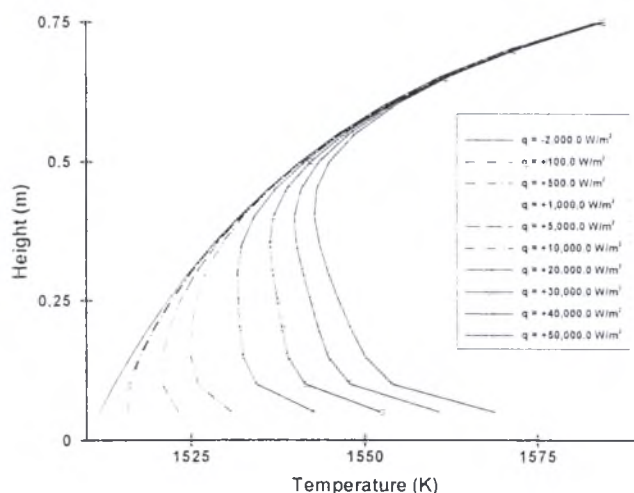
$$\text{div}(\rho \bar{V} \Phi) = \text{div}(\Gamma_{\Phi} \text{grad} \Phi) + S_{\Phi} \quad (1)$$

όπου, \bar{V} είναι το διάνυσμα της ταχύτητας, Φ η γενικευμένη εξαρτημένη μεταβλητή που αντιπροσωπεύει τις τρεις συνιστώσες της ταχύτητας και την ενθαλπία, και S_{Φ} ο πηγαίος όρος.

Η προσομοίωση έγινε με χρήση του κώδικα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής DIAN3D, που αναπτύσσεται στο Εργ. Ρ&Σ του ΠΘ. Το σχήμα διακριτοποίησης των όρων συναγωγής που εφαρμόστηκε είναι ο 'εκθετικός νόμος'. Για την επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος SIMPLE σε συνδυασμό με τον αλγόριθμο TDMA, Patankar [8]. Το υπολογιστικό πλέγμα είναι μετατοπισμένο (staggered) και το κριτήριο σύγκλισης ήταν 10^{-5} . Για κάναβο $43 \times 20 \times 15$ κατά το μήκος, ύψος και πλάτος της λεκάνης, αντίστοιχα, απαιτούνται περίπου 25.000 επαναλήψεις που αντιστοιχούν σε 8 ώρες σε ένα υπολογιστή Pentium III-575MHz.

4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Η κατανομή της θερμοκρασίας πάνω από τη θερμαινόμενη λωρίδα φαίνεται στο Σχήμα 2 όπου η μέγιστη αύξηση της θερμοκρασίας, λόγω της παρουσίας της λωρίδας, είναι περίπου 160°C . Σε ύψος μικρότερο από 0.75m σταματά η επίδραση της λωρίδας στην κατανομή της θερμοκρασίας, κυρίως λόγω του μικρού μεγέθους της.



Σχήμα 2. Κατανομή θερμοκρασίας πάνω από την θερμαινόμενη λωρίδα

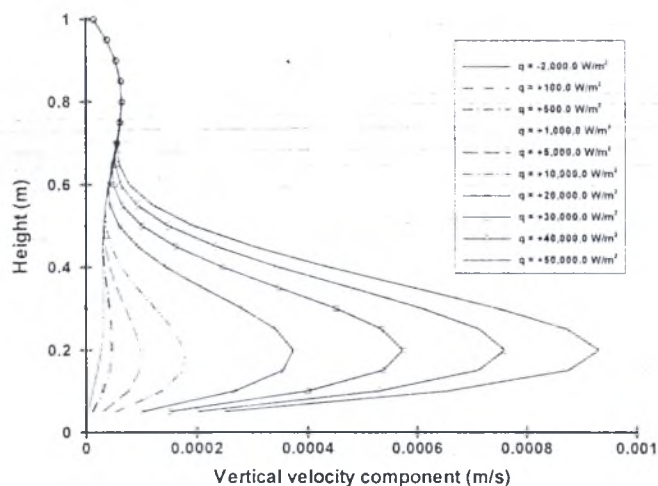
Η φαινομενικά μικρή θερμαινόμενη λωρίδα μπορεί να επηρεάσει σε μεγάλο ποσοστό το πεδίο ταχυτήτων όπως φαίνεται στο Σχήμα 3. Έτσι, ενώ η περιοχή πάνω από την λωρίδα είναι ανενεργή, με την εισαγωγή της λωρίδας προκαλείται αύξηση της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας από 10^{-5} ms^{-1} σε 10^{-3} ms^{-1} για θερμοροή 50 kWm^{-2} , δηλαδή αύξηση περίπου δύο τάξεων μεγέθους. Η αύξηση της ταχύτητας σταματά σε ύψος περίπου 0.75m, αφού δεν μεταβάλλεται το θερμοκρασιακό πεδίο.

Τέλος, στο Σχήμα 4 φαίνεται ότι η αύξηση του ύψους του πρίσματος έχει ως αποτέλεσμα μόνο μικρή τοπική αύξηση των ταχυτήτων. Αυτό δείχνει ότι το ύψος του πρίσματος δεν μπορεί να επιλεγεί ανεξάρτητα από την θέση στην οποία θα τοποθετηθεί..

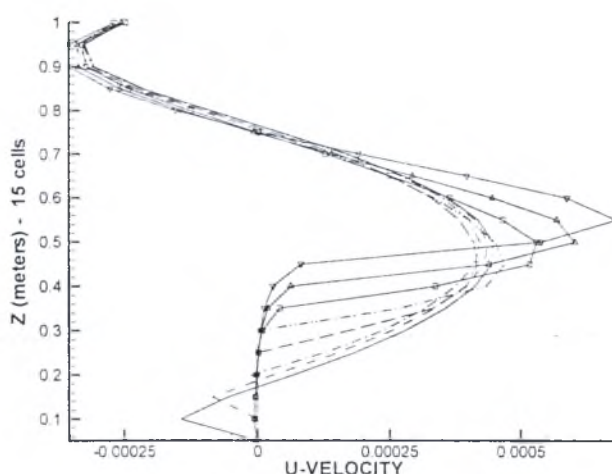
5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η επιλογή της θέσης και του ύψους του πρίσματος καθώς και της θερμοροής είναι άρρηκτα συνδεδεμένα με τον τύπο της λεκάνης τήξης καθώς και τον τρόπο που αυτή θερμαίνεται στην

επιφάνεια. Τα αποτελέσματα δείχνουν αύξηση περισσότερο από δύο τάξεις μεγέθους των ταχυτήτων του γυαλιού, γεγονός το οποίο είναι πολύ σημαντικό για την ανάμιξη της υαλομάζας και την ποιότητα του τελικού προϊόντος.



Σχήμα 3. Κατανομή κατακόρυφων ταχυτήτων πάνω από την θερμαινόμενη λωρίδα



Σχήμα 4. Κατανομή οριζόντιων ταχυτήτων για διάφορα ύψη πρίσματος

6. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] Ungan A. & R. Viskanta, "Effect of Air Bubbling on Circulation and Heat Transfer in a Glass-Melting Tank", J. American Ceramic Society, Vol. 69, pp. 382-391, 1986.
- [2] Plumet E., "Development and perspectives of furnaces for glass melting", J. Non-Crystalline Solids, Vol. 26, pp. 179-261, 1977.
- [3] Σαρρής, Ι. "Τρισδιάστατη Προσομοίωση Τήξης και Ροής Γυαλιού", Διδακτορική διατριβή (υπό προετοιμασία), Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών, Παν. Θεσσαλίας.
 - [4] Sarris I., N. Katsavos, I. Lekakis & N.S. Vlachos, "Modeling the influence of combustion on glass melt flow", 6th Nat'l Conf. of the Solar Technology Institute, Volos, 3-5 Nov. 1999
- [5] Jian W. & Z. Zhihao, "Investigation into glass tank geometries by means of a mathematical model", Glass Science and Technology, Vol. 65, pp. 1-8, 1992.
- [6] Muschick, W. & E. Muysenberg, "Round robin for glass tank models", Glass Science and Technology, Vol. 71, pp. 153-156, 1998.
 - [6] Βλάχος, Ν., Ι. Σαρρής & Δ. Φείδαρος, Ο. Γιαννόπουλος, "Κώδικας Υπολογιστικής Ρευστοδυναμικής DIAN3D - Μαθηματική και Θεωρητική Ανάλυση", Εργ. Ρ&Σ, ΠΘ
- [7] Patankar S.V., "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere, Washington DC, 1980

ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ ΕΝΑΠΟΘΕΣΗΣ TiC ΜΕ ΔΕΣΜΗ LASER: ΕΠΗΡΕΑΣΜΟΣ ΤΗΣ ΜΟΡΦΗΣ ΕΝΑΠΟΘΕΣΗΣ ΩΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΤΗΣ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΜΑΖΑΣ

Γ. Ν. Κούτλας και Ν. Σ. Βλάχος
Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα εργασία παρουσιάζεται ένα αριθμητικό μοντέλο με την βοήθεια του οποίου γίνεται προσομοίωση εναπόθεσης Καρβιδίου του Τιτανίου (*TiC*) πάνω στον ανθρακοχάλυβα *AISI 1060*. Η εναπόθεση γίνεται με την μέθοδο της χημικής εναπόθεσης ατμών με την δέσμη laser (*LCVD*). Το αριθμητικό μοντέλο για τον υπολογισμό του πεδίου ροής πάνω από το υπόστρωμα, βασίζεται στην επίλυση των εξισώσεων *Navier-Stokes* για αέρια συνεχή φάση, ενώ για τον υπολογισμό του θερμοκρασιακού πεδίου στο υπόστρωμα λύνεται η εξίσωση της ενέργειας. Με τον παρόν αριθμητικό μοντέλο δίνεται η δυνατότητα υπολογισμού όλων των κύριων παραμέτρων της διεργασίας *LCVD*, όπως είναι το πεδίο ροής το θερμοκρασιακό πεδίο, το πεδίο συγκεντρώσεων αντιδρώντων-προϊόντων, το πάχος εναπόθεσης κ.α. Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης δίνουν την δυνατότητα κατανόησης και βελτιστοποίησης της *LCVD* διεργασίας.

ABSTRACT

This paper presents a numerical model, which is used to simulate the deposition of *Titanium Carbide (TiC)* upon the *AISI 1060* carbon steel. The deposition process is achieved using the *LCVD* technique. For the fluid flow calculations above the substrate the *Navier-Stokes* equations are used, while the energy equation is solved for the temperature profile in the substrate. The present numerical model provides an opportunity to calculate the important parameters concerning the *LCVD* process, such as the fluid flow distribution, temperature profiles, concentrations of reactants products, deposit height etc. The simulation results allow conclusions to be drawn, in order to understand and optimize the *LCVD* process.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η χημική εναπόθεση ατμών με την χρήση δέσμης laser (*Laser Chemical Vapor Deposition - LCVD*) είναι μια από τις μεθόδους που χρησιμοποιούνται για την παραγωγή λεπτών επικαλύψεων διαφόρων στερεών υλικών. Πραγματοποιείται με την εναπόθεση μιας ή περισσότερων στερεών φάσεων στην επιφάνεια ενός θερμαινόμενου υποστρώματος με την βοήθεια μιας ετερογενούς χημικής αντίδρασης μεταξύ του υποστρώματος και της τροφοδοτούμενης αέριας φάσης. Συγκρινόμενη με άλλες μεθόδους (*sputtering, evaporation* κλπ) η μέθοδος *LCVD* παρουσιάζει πολλά πλεονεκτήματα όπως μικροκρυσταλλική δομή, καλή κάλυψη υψομετρικών διαφορών, ακρίβεια στην ποσότητα εναποτιθέμενου υλικού και επιλεκτικότητα κάλυψης του υποστρώματος.

Η χημεία και ο μηχανισμός εναπόθεσης της μεθόδου *LCVD* δεν είναι πάντα εύκολα ελεγχόμενος. Έτσι, παρόλο που αυτή η μέθοδος είναι αποδοτική, είναι σχετικά δύσκολο να βελτιστοποιηθεί σε σχέση με την σύσταση, την μορφολογία της επιφάνειας κλπ. Γι' αυτό το

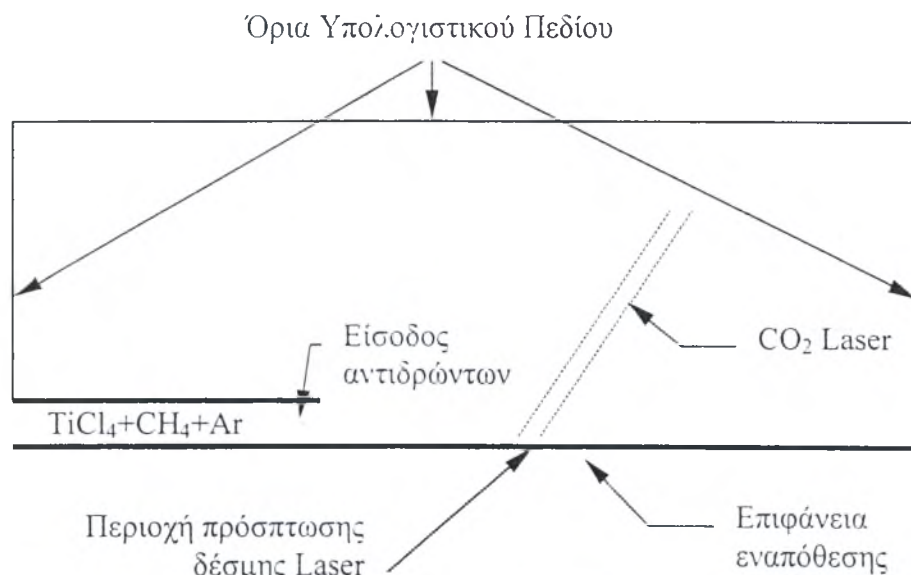
λόγο απαιτούνται πολλά πειράματα για να καθοριστούν οι βέλτιστες συνθήκες λειτουργίας όπως π.χ. η θερμοκρασία εναπόθεσης, η ολική και μερική πίεση, η χημική σύσταση, η ποσότητα αντιδρώντων αερίων κ.α.

Ένα παράδειγμα επικάλυψης με την μέθοδο της χημικής εναπόθεσης ατμών είναι το καρβίδιο του τιτανίου (TiC) το οποίο χρησιμοποιείται συχνά σαν επικάλυψη μιας ή πολλαπλών επιστρώσεων σε υπόστρωμα χάλυβα, έτσι ώστε να αυξηθεί η αντίσταση σε φθορά, σε διάβρωση και στην οξείδωση σε υψηλές θερμοκρασίες, αντίστοιχα. Το TiC είναι ένα πυρίμαχο υλικό [1] το οποίο συνδυάζει ιδιότητες κεραμικών, όπως υψηλό σημείο τήξης ($3067^{\circ}C$), υψηλή σκληρότητα ($2800HV$), θερμική και χημική σταθερότητα, αντίσταση στην φθορά και την διάβρωση και συγκεκριμένες μεταλλικές ιδιότητες, όπως χαμηλό συντελεστή τριβής, υψηλή θερμική και ηλεκτρική αγωγιμότητα. Επομένως, μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν προστατευτική επικάλυψη κατά της θερμικής, χημικής και μηχανικής φθοράς. Τυπικές εφαρμογές αυτών των επικαλύψεων είναι σε εργαλεία κοπής και διαμόρφωσης, σε δοχεία που περιέχουν τηγμένα μέταλλα όπου απαιτείται υψηλή αντίσταση σε διάβρωση. Χρησιμοποιείται επίσης σαν θερμικό εμπόδιο στην διάχυση και στις χημικές αντιδράσεις καθώς επίσης και σαν εμπόδιο στην διάχυση σε ημιαγωγούς.

Στην παρούσα εργασία για τον σχηματισμό του TiC χρησιμοποιείται αέριο μίγμα $TiCl_4/CH_4/Ar$ [2,3] σε ένα εύρος θερμοκρασιών από $850^{\circ}C$ έως $1500^{\circ}C$. Το υπόστρωμα πάνω στο οποίο πραγματοποιείται η εναπόθεση είναι ο χάλυβας $AISI 1060$.

2. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Η γεωμετρία του προβλήματος φαίνεται στο *Σχήμα 1*, ενώ τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά παρουσιάζονται στον *Πίνακα 1*.



Σχήμα 1. Γεωμετρία προβλήματος

Πίνακας 1. Γεωμετρικά χαρακτηριστικά της “γεωμετρίας”

	Διαστάσεις (mm)
Μήκος Υπολ. Πεδίου x-διεύθυνση	120 mm
Μήκος Υπολ. Πεδίου y-διεύθυνση	60 mm
Διάμετρος Ακροφυσίου	4,3 mm
Διάμετρος Laser	9 mm
Μήκος Ακροφυσίου	40 mm
Μήκος Υποστρώματος	80 mm
Γραμμές Πλέγματος x-διεύθυνση	120
Γραμμές Πλέγματος y-διεύθυνση	60

Βασικές παράμετροι του προβλήματος που εξετάζονται είναι η ταχύτητα εισόδου και η κατά βάρος χημική σύνθεση των αντιδρώντων. Το εύρος της ταχύτητας εισόδου κυμαίνεται από 0,0894 έως 10 m/sec. Ο σχηματισμός του καρβιδίου του τιτανίου δίνεται από την παρακάτω χημική αντίδραση.



Η προσομοίωση γίνεται σε δύο διαστάσεις, ενώ οι υπόλοιπες οριακές συνθήκες και μεγέθη παρουσιάζονται σε προηγούμενες εργασίες [4,5]. Σκοπός της προσομοίωσης είναι ο υπολογισμός χαρακτηριστικών μεγεθών, όπως το πεδίο ταχυτήτων, το θερμοκρασιακό πεδίο, οι συγκεντρώσεις αντιδρώντων/προϊόντων, ο ρυθμός αντίδρασης κ.α., με σκοπό την κατανόηση του μηχανισμού ελέγχου της διεργασίας εναπόθεσης καθώς και η βελτιστοποίησή της.

3. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

Για την επίλυση του παραπάνω προβλήματος χρησιμοποιούνται οι θεμελιώδεις εξισώσεις *Navier-Stokes*, οι οποίες μπορούν να εκφραστούν στην παρακάτω γενική μορφή.

$$\frac{\partial \rho \Phi_i}{\partial t} + \text{div}(\rho \Phi_i \mathbf{u}) = \text{div}(\Gamma_{\Phi_i, \text{eff}} \text{grad } \Phi_i) + S_{\Phi_i} \quad (2)$$

Στην παραπάνω εξίσωση η εξαρτημένη μεταβλητή, Φ , απεικονίζει τις συνιστώσες της ταχύτητας, την ενθαλπία και τις συγκεντρώσεις των αντιδρώντων/προϊόντων. Ο όρος $\Gamma_{\Phi_i, \text{eff}}$ είναι ο συντελεστής μεταφοράς και S_{Φ_i} ο πηγαίος όρος.

Ο ρυθμός της αντίδρασης υπολογίζεται από την παρακάτω γενική σχέση:

$$R_{\text{αντ}} = k(T)[\text{TiCl}_4][\text{CH}_4] \quad (3)$$

Όπου, $[\text{TiCl}_4]$ και $[\text{CH}_4]$ είναι οι αντίστοιχες συγκεντρώσεις των αντιδρώντων και $k(T)$ είναι συντελεστής του ρυθμού αντίδρασης. Για τον υπολογισμό του $k(T)$, εμφανίζονται στην βιβλιογραφία διάφορες σχέσεις ανάλογα με τις συνθήκες της εκάστοτε διεργασίας [6]. Οι επικρατούσα σχέση φαίνεται να είναι αυτή του *Arrhenius*:

$$k(T) = k_0 \exp(-E/RT) \quad (4)$$

Όπου E η ενέργεια ενεργοποίησης της αντίδρασης (*ενέργεια Gibbs*), R η παγκόσμια σταθερά των αερίων, T η τοπική θερμοκρασία και k_0 σταθερά.

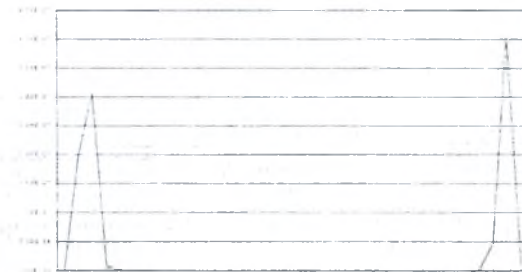
4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ

Ενδεικτικά αποτελέσματα για διαφορετικές ταχύτητες αλλά για την ίδια χημική σύσταση δίνονται στα *Σχήματα 2-5*. Η κατά mole χημική σύνθεση για το αέριο μίγμα $\text{Ar}/\text{TiCl}_4/\text{CH}_4$ είναι 0,369:0,322:0,309, αντίστοιχα. Αναλυτικότερα, στα *Σχήματα 2 & 4* φαίνονται οι

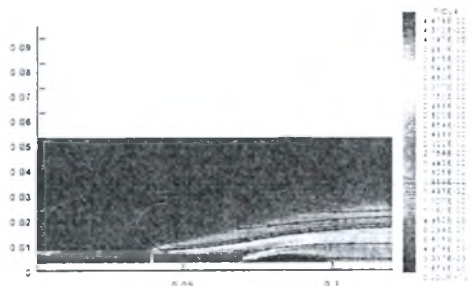
ροϊκές γραμμές καθώς και η συγκέντρωση του $TiCl_4$. Στα Σχήματα 3 & 5 φαίνεται το πάχος εναπόθεσης του TiC για διαφορετικές ταχύτητες εισόδου αλλά για την ίδια χημική σύσταση. Ο επηρεασμός της ταχύτητας στο πάχος και στην μορφή του πάχους της εναπόθεσης, όπως εύκολα διαπιστώνεται, είναι καθοριστική.



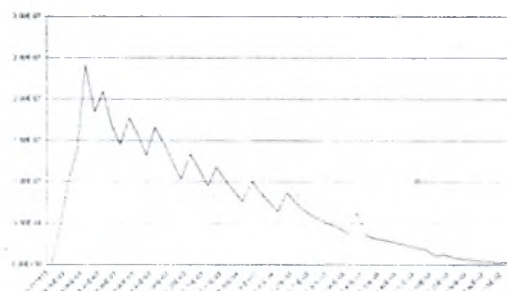
Σχήμα 2. Συγκέντρωση $TiCl_4$ (kg/m^3) – Ταχύτητα 0,0894 m/sec



Σχήμα 3. Προφίλ του πάχους εναπόθεσης του TiC (m) - Ταχύτητα 0,0894 m/sec



Σχήμα 4. Συγκέντρωση $TiCl_4$ (kg/m^3) – Ταχύτητα 5 m/sec



Σχήμα 5. Προφίλ του πάχους εναπόθεσης του TiC (m) - Ταχύτητα 5 m/sec

5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Γενικότερα αυτό που παρατηρείται είναι η μεγάλη επίδραση του πεδίου ροής από την θερμοκρασία και ειδικότερα στις χαμηλές ταχύτητες. Είναι φανερό ότι σε πολύ χαμηλές ταχύτητες κοντά στην πηγή θερμότητας δημιουργούνται φαινόμενα φυσικής-μεικτής συναγωγής. Αυτό σημαίνει ότι η δύναμη της βαρύτητας παίζει καθοριστικό ρόλο στο υπολογισμό του πεδίου ροής και άρα θα ήταν λάθος η παράλειψη αυτού του όρου από τις εξισώσεις *Navier-Stokes*. Όσον αφορά το ποσό του *Καρβιδίου του Τιτανίου (TiC)* που παράγεται, καθώς και το πάχος της εναπόθεσης αυξάνεται με την αύξηση της ταχύτητας.

Βιβλιογραφία

- [1] Holleck, H., J. Vac. Sci. Technol., Vol 6, pp. 2661-2669, 1986.
- [2] Goto, T., C-Y. Guo, H. Takeya and T. Hirai, J. Mater. Sci., Vol 27 (1), pp. 233-239, 1992.
- [3] Delblanc, A. Bauer and J.-O. Carlsson, J. Phys. IV, Vol 1 (C2), pp. 641-648, 1991.
- [4] Koutlas, G. N. and N. S. Vlachos, 4th ECCOMAS Computational Fluid Dynamics Conference, Athens, 7-11 Sept. 1998.
- [5] Κούτλας Ν.Γ. & Ν.Σ. Βλάχος, "ΕΠΕΤ II/170 - LaserMat", Αναφορά Α! Εξαμήνου 1998.
- [6] Laidler, K.J., "Chemical Kinetics". Harper & Row, New York, 1987.

ΕΚΤΙΜΗΣΗ ΡΥΠΑΝΤΙΚΗΣ ΔΡΑΣΗΣ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ ΚΑΜΙΝΑΔΑΣ ΜΕ ΤΡΙΣΔΙΑΣΤΑΤΟ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ

Δ. Κ. Φείδαρος, Ι. Ε. Σαρρής και Ν. Σ. Βλάχος

Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
Πεδίον Άρεως – 383 34 Βόλος

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Παρουσιάζεται μία αριθμητική προσομοίωση της διασποράς και εναπόθεσης αερίων και σωματιδιακών ρύπων στην ατμόσφαιρα από βιομηχανική καμινάδα. Το αριθμητικό μοντέλο βασίζεται στην επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes κατά Euler για την αέρια φάση και στο σχήμα Lagrange για την περιγραφή της δυναμικής των σωματιδίων. Το τυρβώδες ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα θεωρείται ουδέτερο και οι ρύποι χημικά αδρανείς. Υπολογίζονται οι κατανομές θερμοκρασιών και συγκεντρώσεων των αερίων ρύπων καθώς και οι τροχιές των σωματιδιακών ρυπαντών σε τρισδιάστατο υπολογιστικό πεδίο. Τα αποτελέσματα επιτρέπουν συγκρίσεις και αποτελούν εργαλείο εξαγωγής συμπερασμάτων για την διασπορά και εναπόθεση ρύπων από σημειακές πηγές.

ABSTRACT

A numerical simulation of the dispersion and deposition of gaseous and particulate pollutants in the atmosphere from an industrial chimney is presented using a numerical model which is based on the solution of the Navier-Stokes equations in an Eulerian frame and a Lagrangean description of particle dynamics. The turbulent boundary layer of the atmosphere is considered neutral and the pollutants chemically inactive. The distribution of temperature and concentration of the gaseous pollutants as well as the trajectories of the particles are calculated. The results allow comparisons to be made and conclusions to be drawn for the dispersion and deposition of pollutants from spot sources.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

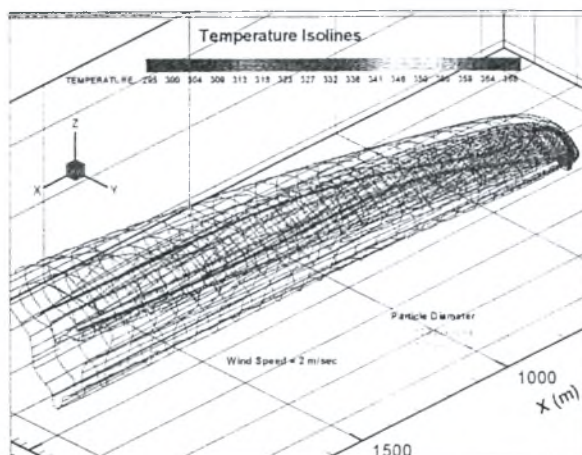
Η ύπαρξη αξιόπιστων και εύχρηστων εργαλείων πρόβλεψης των επεισοδίων ρύπανσης από εκπομπές αερίων και στερεών ρυπαντών στην ατμόσφαιρα είναι βασική προϋπόθεση για την σωστή διαχείρισή τους [1-2]. Ο περιορισμός των βιομηχανικών εκπομπών που προέρχονται από διεργασίες καύσης και η εξοικονόμηση ενέργειας απαιτούν την κατανόηση των μηχανισμών που επηρεάζουν την καύση καθώς και την σύσταση και ποιότητα των καυσαερίων και σωματιδίων που εκλύονται στην ατμόσφαιρα. Ανάλογα με το είδος και την ποσότητα των παραγόμενων προϊόντων (π.χ. μεταλλουργικές βιομηχανίες, σταθμοί παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας, και οχήματα με μηχανές εσωτερικής καύσης), οι κλίβανοι καύσης μπορεί να είναι ελάσσονες ή μείζονες εστίες ρύπανσης [2-5]. Σε κανονικές συνθήκες, οι ρυθμοί εκπομπής σωματιδίων και οξειδίων του αζώτου από την καύση τυπικού καυσίμου εξαρτώνται περισσότερο από την θερμοκρασία και τις μερικές συγκεντρώσεις συγκεκριμένων αερίων (κυρίως CO & CO₂), ενώ οι εκπομπές των οξειδίων του θείου επηρεάζονται από την καύση και την περιεκτικότητα σε θείο [2-5].

Επικοινωνία: Τηλ. 0421-74094, Fax. 74090, email: fluids@mie.uth.gr, website: http://atlas.mie.uth.gr

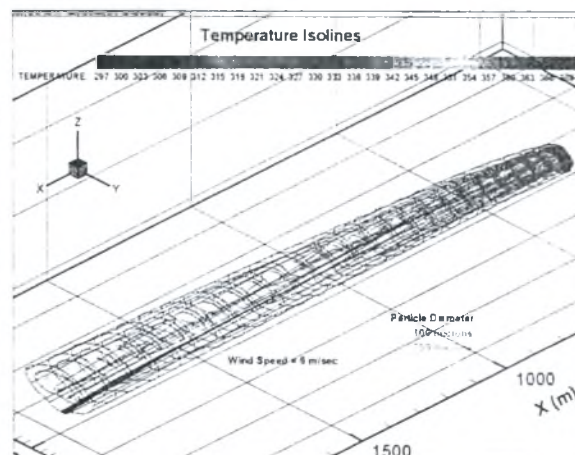
για σωματίδια Na_2SO_4 διαμέτρου 100, 700 και 1300 μm ενώ τα καυσαέρια που προσομοιώνονται είναι CO και SO_2 . Οι υπολογισμοί ολοκληρώνονται σε 2000 επαναλήψεις περίπου, απαιτώντας 2 ώρες σε υπολογιστή PC Pentium II 400 MHz. Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης παρουσιάζονται και συζητούνται παρακάτω.

Στα Σχήματα 2 και 3 παρουσιάζονται οι ισοθερμοκρασιακές καμπύλες που σχηματίζει το θερμό ρεύμα καυσαερίων καθώς εξέρχεται από την καμινάδα και διαχέεται στην ατμόσφαιρα. Στα Σχήματα 4 και 5 εμφανίζονται οι ισοσυγκεντρωσιακές καμπύλες του CO , όπως αυτές διαμορφώνονται από την διάχυση και διασπορά των ρύπων κατάντη της καμινάδας. Από τα σχήματα προκύπτει παρόμοια εξέλιξη για το πεδίο θερμοκρασιών και συγκεντρώσεων, όπως αναμένεται. Στα ίδια σχήματα φαίνονται επίσης και οι τροχιές των τριών μεγεθών σωματιδίων.

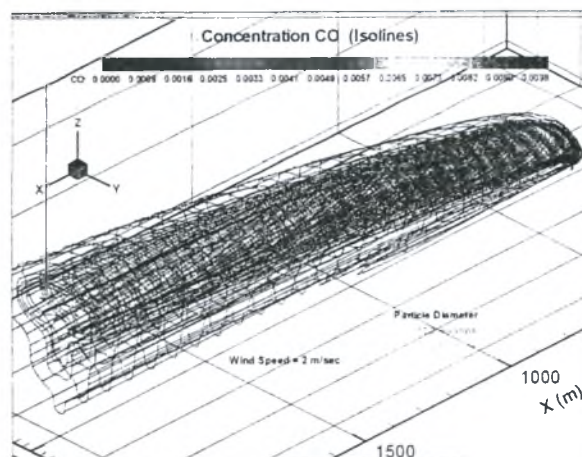
Στα Σχήματα 6 και 7 εικονίζεται η διασπορά ρύπων SO_2 σε κάτοψη στο οριζόντιο επίπεδο 75m πάνω από το έδαφος καθώς και οι προβολές των τροχιών των σωματιδίων. Τα μεγαλύτερα σωματίδια παρεκκλίνουν, περισσότερο από το επίπεδο συμμετρίας, ενώ τα μικρότερα ακολουθούν σχεδόν παράλληλη τροχιά με αυτό. Η διασπορά αερίων ρύπων εμφανίζεται μεγαλύτερη στην εγκάρσια διεύθυνση ροής σε μικρότερη ταχύτητα ανέμου.



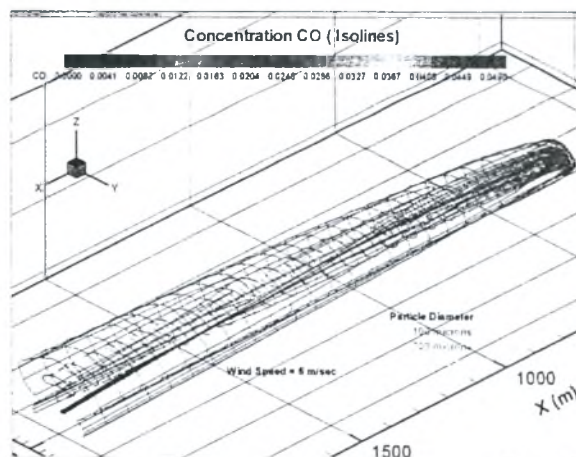
Σχήμα 2 Ανάπτυξη θερμοκρασιακού πεδίου των αέριων ρύπων (άνεμος 2m/s)



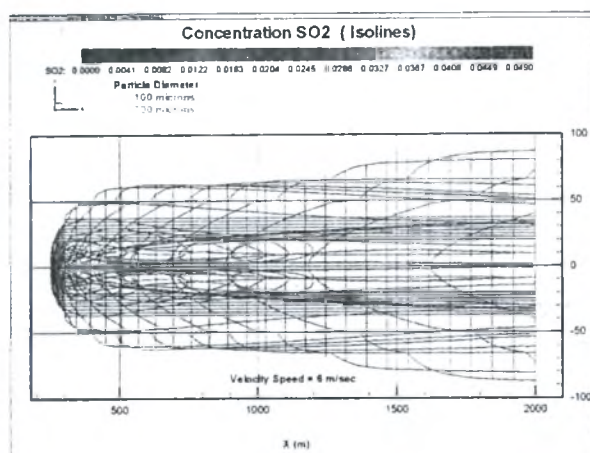
Σχήμα 3 Ανάπτυξη θερμοκρασιακού πεδίου των αέριων ρύπων (άνεμος 6m/s)



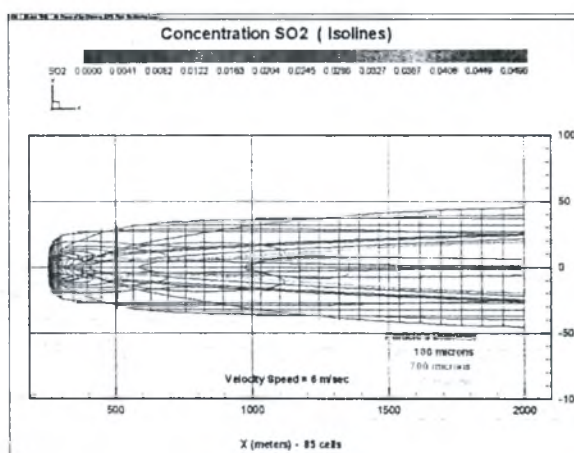
Σχήμα 4 Ανάπτυξη κατανομών συγκεντρώσεων του CO (άνεμος 2m/s)



Σχήμα 5 Ανάπτυξη κατανομών συγκεντρώσεων του CO (άνεμος 6m/s)



Σχήμα 6 Κάτοψη ισοσυγκεντρωσιακών του SO₂ (ύψος 75m, άνεμος 2m/sec)



Σχήμα 7 Κάτοψη ισοσυγκεντρωσιακών του SO₂ (ύψος 75m, άνεμος 6m/sec)

5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Από τα παραπάνω αποτελέσματα προκύπτουν τα εξής γενικά συμπεράσματα:

- Έγιναν υπολογισμοί του πεδίου ταχυτήτων, θερμοκρασιών, συγκεντρώσεων των αερίων ρύπων καθώς και της τροχιάς σωματιδιακών ρύπων που εκπέμπονται από καμινάδα τυπικής βιομηχανίας.
- Οι υπολογισμοί βασίστηκαν σε τρισδιάστατο μαθηματικό μοντέλο τύπου Euler-Lagrange σε μορφή κώδικα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής.
- Η αυξημένη ταχύτητα του ανέμου, έχει σαν αποτέλεσμα χαμηλότερα ύψη διαφυγής και μικρότερο εύρος διασποράς.
- Ενώ όλα τα σωματίδια διαφεύγουν από το παρόν τρισδιάστατο πεδίο, αντίστοιχοι υπολογισμοί σε διδιάστατες γεωμετρίες έδειξαν ότι τα μεγαλύτερα σωματίδια εναποτίθενται στην περιοχή κατάντη της καμινάδας.
- Το παρόν αριθμητικό μοντέλο μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως διαγνωστικό εργαλείο για την μελέτη της ρυπογόνου συμπεριφοράς βιομηχανικών καμινάδων.

Η εργασία αυτή έγινε στα πλαίσια του ερευνητικού έργου ΕΠΕΤ-II/296 "Βελτίωση Ποιότητας & Παραγωγικότητας της Ελληνικής Βιομηχανίας Γυαλιού" που χρηματοδοτήθηκε από τη ΓΓΕΤ.

6. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Ζερεφός, Χ., "Μαθήματα φυσικής της ατμόσφαιρας και φυσικής του περιβάλλοντος", ΑΠΘ, 1984.
2. Ryder, E. C. Taylor & K. B. Tanner, "Pollutant emissions from glass furnaces", Glass Technology, Vol. 21, No 4. 1980.
3. Χατζηγιάννης, Κ., Δ. Σαρηγιάννης, Ε. Μπίλλα, Θ. Τσούτσος & Α. Κουκίος, "Μαθηματικά μοντέλα ροής ρύπων: αρχές-περιορισμοί-εφαρμογές", 1^ο Συνέδριο Περιβαλλοντικής Επιστήμης & Τεχνολογίας, Τόμ. Β, σελ. 53-63, Σεπτ. 1989.
4. Feidas, D. K., I.E. Sarris & N. S. Vlachos, "Modeling the dispersion and deposition of gas and solid atmospheric pollutants", 6th Conf. Environmental Science & Technology, Samos-Greece, 28 Aug. - 2 Sep. 1999
5. Φειδαρος, Δ. Κ., "Μαθηματική προσομοίωση εναπόθεσης και διασποράς ρύπων", Διπλωματική Εργασία, Τμ. Μηχ/γων Μηχ. Βιομηχανίας, Παν/μιο Θεσσαλίας, 1997.
6. Lixing, Z., "Theory and numerical modeling of turbulent gas-particle flows and combustion", Dept. Engng. Mechanics, Tsinghua Univ., Science Press, 1993.
7. Hrenya, C. M. & J. M. Sinclair, "Effects of particle-phase turbulence in gas-solid flows", *AIChE Journal*, Vol. 43, pp. 853-869, 1997.

ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ & ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΛΕΤΕΣ ΡΟΩΝ -2

ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΤΡΙΣΔΙΑΣΤΑΤΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΡΟΗΣ ΣΕ ΠΤΕΡΥΓΩΣΕΙΣ ΣΤΡΟΒΙΛΟΜΗΧΑΝΩΝ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΑΝΕΜΟΜΕΤΡΙΑΣ LASER-DOPPLER

Κ. Μαθιουδάκης

Εργαστήριο Θερμικών Στροβιλομηχανών, Τομέας Ρευστών,
Τμήμα Μηχανολόγων, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο,
Ηρώων Πολυτεχνείου 9, Πολυτεχνειούπολη, Ζωγράφου 15773
E-mail: kmathiou@central.ntua.gr

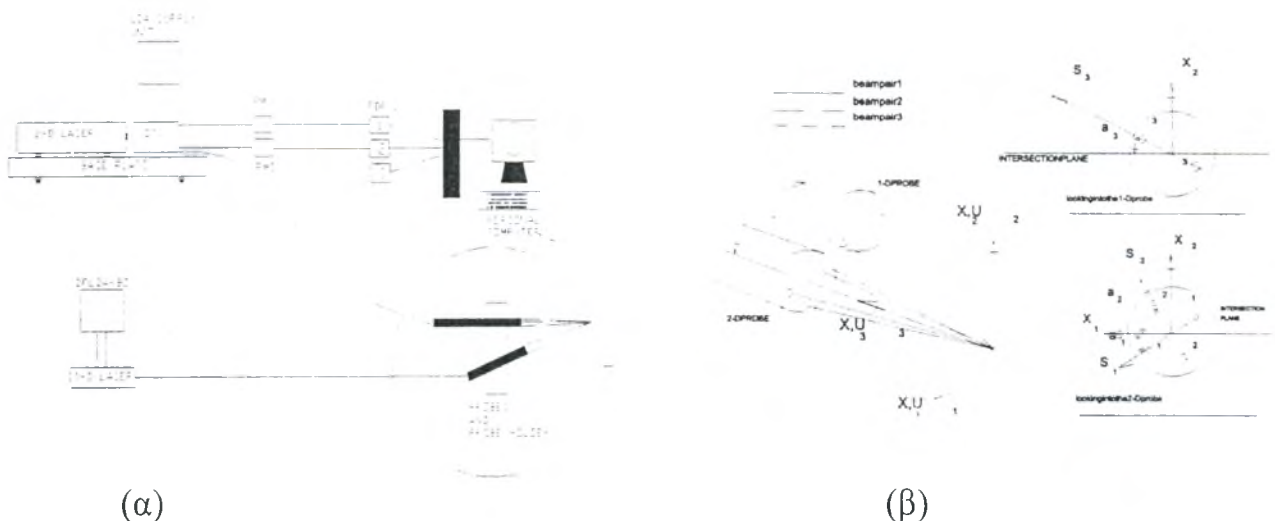
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η γνώση του πεδίου ροής στο εσωτερικό πτερυγώσεων στροβιλομηχανών είναι απαραίτητη για να γίνει δυνατή η βελτίωση της σχεδίασης και κατ' ακολουθία των επιδόσεων τους. Η μέτρηση του πεδίου ροής αφ' ενός παρέχει πρωτογενώς την πληροφορία αυτή και αφ' ετέρου παρέχει δεδομένα για την πιστοποίηση υπολογιστικών εργαλείων που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για το σκοπό αυτό. Η μετρητική μέθοδος με χρήση ανεμομετρίας Laser-Doppler είναι μία από τις ισχυρότερες που μπορούν να εφαρμοστούν για τέτοιες μετρήσεις, μια που παρέχει δυνατότητα πρόσβασης στις ιδιόμορφες γεωμετρίες των πτερυγώσεων στροβιλομηχανών ενώ δεν απαιτεί την εισχώρηση αισθητήρα που θα διατάρασσε το πεδίο ροής.

Παρακάτω δίνεται μια σύντομη περιγραφή ενός συστήματος μέτρησης τριών συνιστωσών ταχύτητας (3D-LDA) ειδικά ανεπτυγμένου για μετρήσεις σε πτερυγώσεις στροβιλομηχανών, της χρήσης του και των μέτρων που λαμβάνονται για να καταστεί δυνατή η λήψη των μετρήσεων καθώς και δειγματοληπτικών αποτελεσμάτων από μετρήσεις σε πτερυγώσεις αξονικών συμπιεστών. Αποτελέσματα μετρητικών εργασιών που έχουν πραγματοποιηθεί στην περιοχή αυτή στο Εργαστήριο Θερμικών Στροβιλομηχανών του ΕΜΠ έχουν παρουσιαστεί λεπτομερέστερα στις αναφορές [1-7].

2. ΜΕΤΡΗΤΙΚΟ ΣΥΣΤΗΜΑ

Το μετρητικό σύστημα αποτελείται από δύο οπτικές διατάξεις που τροφοδοτούνται από δύο διαφορετικές πηγές Laser και είναι τοποθετημένες όπως φαίνεται στο Σχήμα 1.



Σχήμα 1 : (α) Διάταξη του μετρητικού συστήματος 3D-LDA, (β) Μετρούμενες συνιστώσες ταχύτητας.

Η μια διάταξη εκπέμπει δύο ζεύγη ακτινών μήκους κύματος 488 και 514.5 nm τροφοδοτούμενη από ένα Laser ιόντων Αργού, και χρησιμοποιείται για μέτρηση δύο ορθογωνίων συνιστωσών ταχύτητας. Η δεύτερη διάταξη εκπέμπει ένα ζεύγος ακτινών μήκους κύματος 860 nm τροφοδοτείται από δίοδο Laser, και μετρά μια τρίτη συνιστώσα ταχύτητας, κεκλιμένη ως προς το επίπεδο των δύο συνιστωσών που μετρούνται με την προηγούμενη διάταξη. Με κατάλληλο γεωμετρικό μετασχηματισμό παράγεται η τρίτη ορθογώνια συνιστώσα της ταχύτητας. Για περισσότερα στοιχεία βλ. [2,5].

3. ΜΕΤΡΗΤΙΚΗ ΤΕΧΝΙΚΗ

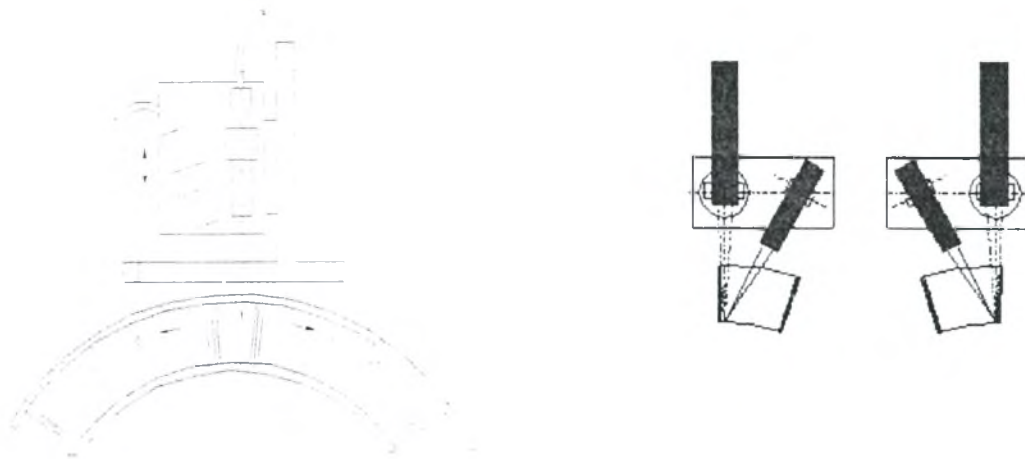
Για την λήψη των τιμών ταχύτητας τα σήματα από τους οπτικούς δέκτες των οπτικών διατάξεων τροφοδοτούνται σε αναλυτές Fourier, που δίνουν την συχνότητα Doppler από την οποία προκύπτει η αντίστοιχη συνιστώσα της ταχύτητας. Χρησιμοποιείται ένας αναλυτής ανά ζεύγος ακτινών (και συνεπώς και συνιστώσα ταχύτητας). Και οι τρεις αναλυτές είναι συνδεδεμένοι με προσωπικό υπολογιστή που ελέγχει τη λειτουργία τους και συλλέγει τα δεδομένα των μετρήσεων.

Πριν χρησιμοποιηθεί το μετρητικό σύστημα για λήψη μετρήσεων σε πτερυγώσεις γίνεται πιστοποίηση των δυνατοτήτων μέτρησης που παρέχει με μέτρηση σε ροή γνωστών χαρακτηριστικών, όπως για παράδειγμα η ροή σε ελεύθερη δέσμη. Σχετικά αποτελέσματα έχουν παρουσιαστεί στις εργασίες [2,5,7].

Η χρησιμοποίηση τώρα της μετρητικής διάταξης για μετρήσεις σε περιφερειακές πτερυγώσεις και μάλιστα με μεγάλες σχετικά ταχύτητες ροής, απαιτεί την επίλυση μιας σειράς ειδικών προβλημάτων που σχετίζονται με γεωμετρία και ροή αυτού του είδους. Το πρώτο θέμα που τίθεται είναι η χρησιμοποίηση διαφανών παραθύρων για οπτική πρόσβαση στη ροή. Είναι απαραίτητο να μελετηθεί η διαταραχή που εισάγουν λόγω διάθλασης των ακτινών. Μια τέτοια λεπτομερής μελέτη έχει γίνει στις εργασίες [1,3], με κύριο συμπέρασμα το ότι το πάχος των παραθύρων θα πρέπει να είναι μικρότερο ενός ορίου για να είναι αποδεκτά μικρού μεγέθους η διαταραχή λόγω διάθλασης. Ένα δεύτερο θέμα είναι η εισαγωγή των σωματιδίων στη ροή. Στην εργασία [4] διαπιστώθηκε ότι τοπική εισαγωγή σωματιδίων με σωληνίσκο σε μικρή απόσταση ανάντη της θέσης μέτρησης εισάγει απaráδεκτα μεγάλες διαταραχές στη ροή. Έτσι, η εισαγωγή σωματιδίων πρέπει να γίνει μακριά ανάντη. Ένα τρίτο θέμα είναι η αντιμετώπιση επικαθίσεων σωματιδίων στο διαφανές παράθυρο οπτικής πρόσβασης. Η αντιμετώπιση του προβλήματος αυτού γίνεται με ειδική σχεδίαση του παραθύρου πρόσβασης που αφ' ενός μεν μειώνει την συγκέντρωση επικαθίσεων, εμποδίζοντας ουσιαστικά επικαθίσεις ανάντη να μετακινηθούν προς το παράθυρο αλλά και επιτρέποντας την πλύση της εσωτερικής επιφάνειας του παραθύρου κατά τη διάρκεια πειράματος, χωρίς να είναι απαραίτητη η διακοπή λειτουργίας. Περισσότερα έχουν παρουσιαστεί στην εργασία [5].

4. ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΣΕ ΠΕΡΙΦΕΡΕΙΑΚΗ ΠΤΕΡΥΓΩΣΗ ΣΥΜΠΙΕΣΤΗ

Το 3D-LDA σύστημα που περιγράφηκε παραπάνω χρησιμοποιήθηκε για μέτρηση του πεδίου ροής σε περιφερειακή πτερυγωση συμπίεστη με αριθμό Mach εισόδου $M=0,7$. Η σχετική εγκατάσταση δοκιμών έχει περιγραφεί στην εργασία [4]. Οι τρόποι τοποθέτησης και η οπτική πρόσβαση φαίνονται στο σχήμα 2.



Σχήμα 2: Τοποθέτηση του συστήματος οπτικών αισθητήρων για μετρήσεις σε περιφερειακή πτερύγωση συμπιεστή.

Πραγματοποιείται σάρωση του πεδίου ροής σε τρεις κατευθύνσεις στο χώρο. Το οπτικό σύστημα κινείται αξονικά και ακτινικά ως προς την περιφερειακή πτερύγωση ενώ η περιφερειακή μετακίνηση πετυχαίνεται με κίνηση της πτερύγωσης.

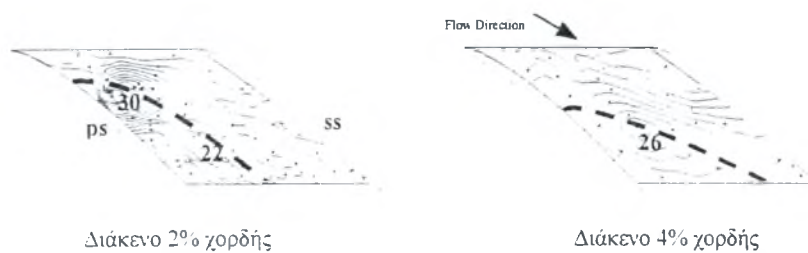
Με χρήση του συστήματος έγιναν εκτενείς μετρήσεις του πεδίου ροής κυρίως για να μελετηθεί η επίδραση του μεγέθους του ακτινικού διακένου στο πεδίο ροής καθώς και η ύπαρξη σχετικής κίνησης του τοιχώματος ως προς τα πτερύγια.

Μια εικόνα του πεδίου ροής που αποκαλύπτει την ύπαρξη του "στροβίλου ακτινικού διακένου" φαίνεται στο σχήμα 3. Τέτοια αποτελέσματα επιτρέπουν την εύρεση της μορφής και θέσης του στροβίλου ακτινικού διάκένου και μάλιστα επιτρέπουν τη μελέτη της εξάρτησης των χαρακτηριστικών του από το μέγεθος του διακένου.



Σχήμα 3: Διανύσματα προβολής ταχύτητας στον άξονα του στροβίλου ακτινικού διακένου πτερύγωσης αξονικού συμπιεστή.

Ένα άλλο παράδειγμα μετρητικού αποτελέσματος φαίνεται στο σχήμα 4 όπου παρουσιάζονται οι κατανομές της RMS ταχύτητας σε ένα επίπεδο κοντά στο εσωτερικό τοίχωμα της περιφερειακής ταχύτητας. Στο σχήμα έχει χαραχθεί και η γραμμή που χαρακτηρίζει τον πυρήνα του στροβίλου. Φαίνεται η διαφορετική μορφή του στροβίλου για δύο τιμές ακτινικού διακένου, καθώς και το ότι ο στροβίλος είναι περιοχή με μεγάλες διαταραχές ταχύτητας.



Σχήμα 4: Κατανομές RMS ταχύτητας στην περιοχή μεταξύ πτερυγίων σε επιφάνεια 6.25% του ύψους από το εσωτερικό τοίχωμα

Περισσότερα αποτελέσματα μετρήσεων με την τεχνική 3-D LDA έχουν παρουσιαστεί στις εργασίες [2,5,6,7].

5. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. DOUKELIS A., FOUNTI M., MATHIOUDAKIS K., PAPAILIOU K.: "A general procedure for calculating and correcting the displacement of Laser beams passing through plane and cylindrical windows using three component Laser Doppler anemometry for turbomachinery applications". 7th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, July 1994.

2. DOUKELIS A., FOUNTI M., MATHIOUDAKIS K., PAPAILIOU K.: "A Three Component Laser Doppler Anemometer for Measurements in a Turbomachinery Annulus", EURO THERM 46, Pisa, Italy, 3-4 July 1995

3. DOUKELIS A., FOUNTI M., MATHIOUDAKIS K., PAPAILIOU K.: "Evaluation of Beam Refraction Effects in a 3-D LDA System for Turbomachinery Applications", *Measurement Science and Technology*, Vol. 7, No 6, June 1996, pp 922-931.

4. K. MATHIOUDAKIS, K. PAPAILIOU, N. NERIS, C. BONHOMMET, G. ALBRAND, U. WENGER: « An annular Cascade Facility for Studying Tip Clearance Effects in High Speed Flows», XIII ISABE, Sept. 8-12, 1997, Chattanooga, Tennessee, USA.

5. A. DOUKELIS, K. MATHIOUDAKIS, M. FOUNTI, K. PAPAILIOU: « 3-D LDA Measurements in an Annular cascade for studying tip Clearance Effects», AGARD 90th PEP symposium on Advanced Non-intrusive Instrumentation for Propulsion Engines, Brussels, Belgium, Oct 20-24, 1997.

6. A. DOUKELIS, K. MATHIOUDAKIS, K. PAPAILIOU, Investigation Of The 3-D Flow Structure In A High-Speed Annular Compressor Cascade For Tip Clearance Effects. Paper 98-GT-039, 43rd ASME International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition, June 2-5, 1998, Stockholm, Sweden.

7. SYMEONIDES G., Zafirakis V., Mathioudakis K., A 3D LDA Technique for the measurement of turbulent quantities in Complex Turbomachinery flows. Demonstration in an Axisymmetric Jet. 22nd International Congress of Aeronautical Sciences, ICAS 2000, Harrogate, UK, Aug 27 – Sept 1, 2000.

ΜΕΤΡΗΣΗ ΚΥΜΑΤΩΝ ΣΤΗΝ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΕΞΑΜΕΝΗ ΜΕ ΦΥΛΛΟ LASER ΚΑΙ CCD ΚΑΜΕΡΕΣ

Γ. Γρηγορόπουλος

Εργαστήριο Ναυτικής και Θαλάσσιας Υδροδυναμικής
Τμήμα Μηχανολόγων Ναυπηγών Μηχανικών
Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο

SUMMARY

A system for the measurement of the model wave profile in towing tanks is described in this presentation. The system consists of a unit on the bottom of the tank, generating a lateral transverse underwater laser sheet and optical devices to measure transverse cuts of the wave pattern during the passing by of a ship model. The principle of the measurement consists in visualising the cut of the free surface by means of the sheet and in recording this cut at successive times by means of video cameras coupled with image acquisition and processing systems. The described system enables the derivation of the actual (experimental) free surface around a towed model by one or two runs. Thus, it is significantly superior to traditional methods, which use grid of needles or servo-needles and require hundreds of runs in order to reach to a reliable representation of the free surface around models, and more accurate.

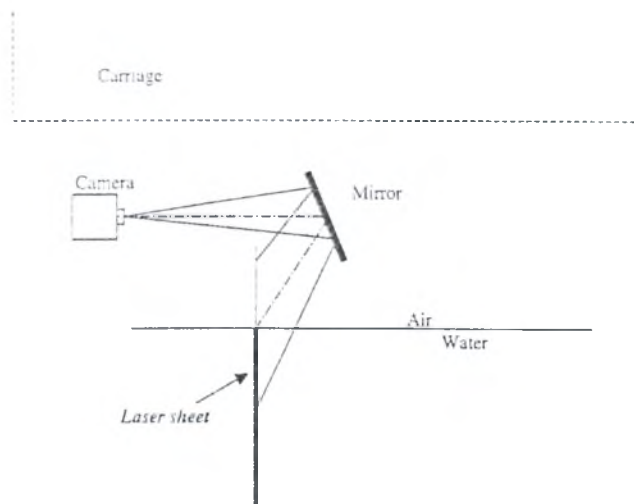
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Συνήθως, οι εξισώσεις συνεκτικής ροής Navier-Stokes επιλύονται για ένα μέσο αριθμό Reynolds (RANS) σε ένα πεδίο ροής που περικλείεται από τον πυθμένα, τη βρεχόμενη επιφάνεια του πλοίου και την αδιατάρακτη ελεύθερη επιφάνεια αντί της πραγματικής που προκύπτει από τους κυματισμούς που δημιουργεί το πλοίο κατά την πλεύση του. Η πρακτική αυτή υπαγορεύεται από το γεγονός ότι είναι πολύ δυσχερές η μέτρηση της επιφάνειας αυτής σε φυσική κλίμακα, ενώ και η μέτρησή της στην περίπτωση προτύπου του πλοίου υπό κλίμακα στην Πειραματική Δεξαμενή είναι πολύ χρονοβόρα (Γαροφαλλίδης, 1997). Στην τελευταία εργασία χρησιμοποιήθηκε μετρητικά ύψους κύματος σε συνδυασμό με πλέγμα βελονών (needles) που ρυθμίζονταν κατάλληλα ώστε να αγγίζουν την ελεύθερη επιφάνεια και φωτογράφιση με κατάλληλα βαθμονομημένες ταινίες επί της γάστρας. Σε κάθε σετ δύο ή τριών μετρήσεων αποτυπωνόταν η ελεύθερη επιφάνεια σε μια εγκάρσια τομή του προτύπου. Δεδομένου ότι απαιτούνται 50-60 εγκάρσιες τομές σε μήκος τριπλάσιο περίπου του μήκους του προτύπου, προκύπτει ότι απαιτούνται περί τις 200 δοκιμές για την καταγραφή της ελεύθερης επιφάνειας. Δεδομένου ότι το πρότυπο είναι συμμετρικό, η διαδικασία εφαρμόζεται από την μια πλευρά μόνο.

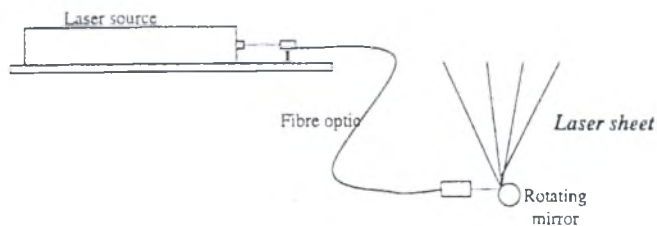
Η προτεινόμενη μέθοδος, που περιγράφεται στη συνέχεια, επιτρέπει την ταχεία και ακριβή αποτύπωση της ελεύθερης επιφάνειας με δύο μόνο διαδοχικές δοκιμές. Η μέθοδος βασίζεται στο φωτισμό μιας εγκάρσιας τομής της διαταραγμένης ελεύθερης επιφάνειας με ένα φύλλο laser το οποίο παράγεται σε στεγανό κιβώτιο, στον πυθμένα της δεξαμενής. Η εγκάρσια τομή καταγράφεται από ψηφιακές κάμερες CCD που είναι εγκάρσια τοποθετημένες μέσω καθρέφτη. Το σύστημα είναι ακίνητο σε μια θέση κατά μήκος της δεξαμενής. Οι κάμερες καταγράφουν διαδοχικές τομές της ελεύθερης επιφάνειας καθώς το πρότυπο διέρχεται από τη θέση αυτή της δεξαμενής.

2. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ

Η αρχή λειτουργίας του συστήματος φαίνεται στο Σχήμα 1 που παριστά μια πλευρική όψη της δεξαμενής στην περιοχή όπου τοποθετείται το σύστημα. Στο Σχήμα 2 παρουσιάζεται η αρχή παραγωγής του φύλλου laser. Η ακτίνα laser με μήκος κύματος 514.4 nm οδηγείται με οπτική ίνα στον πυθμένα της Πειραματικής Δεξαμενής εντός στεγανού κιβωτίου. Η ίνα προσπίπτει σε περιστρεφόμενο καθρέφτη και δημιουργεί το φύλλο laser. Το τελευταίο φωτίζει την ελεύθερη επιφάνεια της δεξαμενής στο μισό πλάτος της (Σχήμα 3). Απαιτείται πηγή laser Argon-Ion 5 W που να προσφέρει ισχύ 2 W σε μήκος κύματος 514.4 nm για το βάθος της δεξαμενής του ΕΜΠ που είναι περίπου τρία μέτρα. Η απόκλιση της δέσμης δεν πρέπει να ξεπερνά το 0.5 mrad στο παραπάνω μήκος κύματος. Η οπτική ίνα έχει μήκος περί τα 10 m και διάμετρο 50 μ . Η απόκλιση σ' αυτή δεν υπερβαίνει το 1 mrad. Ο περιστρεφόμενος καθρέφτης είναι διαμέτρου 80 mm, έχει 12 πλευρές πλάτους 12 mm και περιστρέφεται με 300 rpm. Πριν την πρόσπτωσή της στον καθρέφτη η δέσμη διέρχεται από οπτικό σύστημα ρύθμισης της κατακόρυφης θέσης της.



Σχήμα 1: Αρχή λειτουργίας του συστήματος

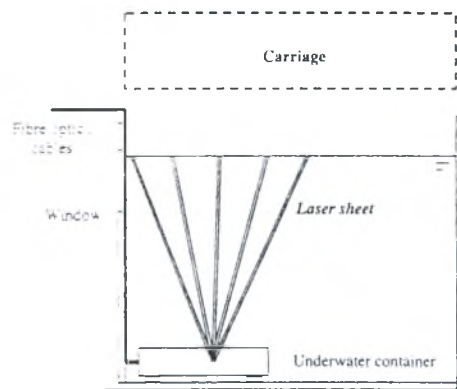


Σχήμα 2: Το τμήμα του συστήματος για τη δημιουργία του φύλλου laser.

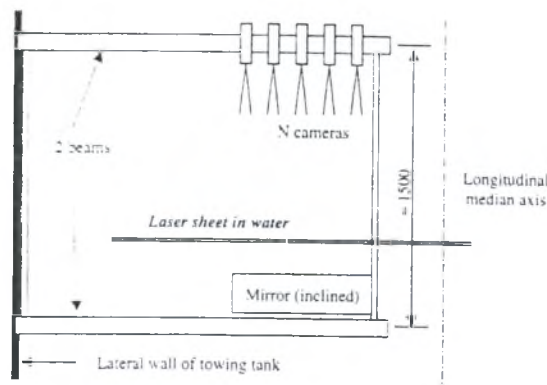
Η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας καταγράφεται από τέσσερις κάμερες όπως φαίνεται στην κάτοψη της διάταξης που δίνεται στο Σχήμα 4. Το πλάτος του οπτικού πεδίου της κάθε κάμερας είναι 220 mm, ενώ προβλέπεται μικρή επικάλυψη των οπτικών πεδίων γειτονικών καμερών. Έτσι, το πλάτος του οπτικού πεδίου των τεσσάρων καμερών είναι περίπου 800 mm. Δεδομένου ότι το ημιπλάτος της Πειραματικής Δεξαμενής του ΕΜΠ είναι 2280 mm απαιτούνται τρεις διαδοχικές διελεύσεις του προτύπου για την καταγραφή των κυμάτων στο ημιπλάτος της δεξαμενής. Οι κάμερες θα τοποθετηθούν σε σταθερές θέσεις επί βαγονέτου που θα ολισθαίνει επί της μιας πλευράς του πλαισίου του Σχήματος 4.

Οι κάμερες επιτρέπουν καταγραφή 60 πλαισίων/sec με ανάλυση 692*504 pixels. Λόγω της υψηλής συχνότητας δειγματοληψίας, η ανάλυση σε φυσικό χρόνο είναι αδύνατη. Οι εικόνες αποθηκεύονται στη μνήμη RAM του Η/Υ σε 484 γραμμές των 320 σημείων η καθεμία που αναλύονται εκ των υστέρων. Για καταγραφή 3 sec αποθηκεύονται 180 εικόνες συνολικά.

Οι κάμερες είναι τοποθετημένες σε απόσταση 1500 mm από τη φωτιζόμενη τομή, επιλογή που επιτρέπει ύψος πεδίου 200 mm και μέγεθος πεδίου $dZ = 0.8 \text{ mm/pixel}$. Η σχετική αοριστία στη μέτρηση είναι $\pm dZ / 2$.



Σχήμα 3: Εγκάρσια τομή της δεξαμενής στην περιοχή δημιουργίας του φύλλου laser.



Σχήμα 4: Κάτοψη της μετρητικής διάταξης για N κάμερες.

Οι προσωπικοί Η/Υ είναι συνδεδεμένοι σε τοπικό δίκτυο και χρησιμοποιούν λειτουργικό σύστημα WINDOWS NT. Ομοίως, οι κάμερες είναι συνδεδεμένες με μία εξ αυτών σαν κύρια (master) και τις άλλες δευτερεύουσες (slave), ώστε να επιτυγχάνεται ταυτόχρονη λήψη εικόνων.

3. ΣΥΖΗΤΗΣΗ

Το σύστημα που περιγράφηκε στα προηγούμενα, επιτρέπει την ταχεία και ακριβή καταγραφή της ελεύθερης επιφάνειας γύρω από ρυμουλκούμενο πρότυπο. Οι κυματισμοί που δημιουργεί το πρότυπο αντιστοιχούν σε αυτούς που αναπτύσσονται γύρω από το πλοίο, όταν πλέει σε ταχύτητα που αντιστοιχεί στον ίδιο αριθμό Froude $Fn = V/\sqrt{gL}$, όπου V η ταχύτητα, g η επιτάχυνση της βαρύτητας και L το μήκος στην ίσαλο πλευσης. Επομένως, τα πειραματικά αποτελέσματα μπορούν να χρησιμοποιηθούν και για την ανάλυση του συνεκτικού πεδίου ροής γύρω από το πλοίο σε φυσικό μέγεθος, όπου ο αριθμός Reynolds παίρνει υψηλές τιμές. Η παραπάνω ανάλυση είναι απαραίτητη για τη λήψη αξιόπιστων αποτελεσμάτων, για την εκτίμηση της αντίστασης τριβής και τον προσδιορισμό του πεδίου ταχυτήτων στην περιοχή της πρύμνης.

Επίσης, τα πειραματικά αποτελέσματα χρησιμοποιούνται για τον έλεγχο της αξιοπιστίας γραμμικών και μη-γραμμικών μεθόδων ανάλυσης του πεδίου ροής με την υπόθεση μη-συνεκτικού ρευστού (potential theories), που δίνουν ικανοποιητικά αποτελέσματα στο πρωαίο τμήμα του πλοίου.

4. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Borleteau, J.P. and Corrigan, Ph. (1999). Ship wave profile measurement: Pre-design study. *Report Sirehna 99/10-M/P/R11*, October.
2. Corrigan, Ph., L'Hostis, C. and Pageaud, B. (2000). Ship wave profile measurement: Image acquisition and processing system, User Manual, Version 1.0. *Report Sirehna 99/10-M/P/MAN1-V1.0*, May.
3. Γαροφαλλίδη, Γ. (1997), Ανάπτυξη μεθόδου υπολογισμού της ολικής αντίστασης πλοίων, Διδακτορική διατριβή, Τμήμα Ναυπηγών Μηχανολόγων Μηχ. ΕΜΠ, Σεπτέμβριος.

ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΠΙΕΣΕΩΝ ΣΤΟΝ ΠΥΘΜΕΝΑ ΤΑΧΥΠΛΟΩΝ ΣΚΑΦΩΝ

Γ. Γρηγορόπουλος και Δ. Δαμάλα
Εργαστήριο Ναυτικής και Θαλάσσιας Υδροδυναμικής
Τμήμα Μηχανολόγων Ναυπηγών Μηχανικών
Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο

SUMMARY

The knowledge of the pressures on the bottom of vessels sailing at high speeds is essential for the design bottom plate and its scantlings. However, only few experimental results of full or model scale tests can be found in the open literature. The scarcity of data is partly due to the complexity of the measurements. This kind of data is valuable for validating the proposed analytical methods and for providing background to the rules issued by the classification societies. Two methods are presented in this paper to measure the pressure distribution on the bottom of fast ships. In the former, membrane-type strain gauge pressure sensors are fitted on a grid of points on the bottom of the vessel, while in the latter, Pitot-tubes are connected to digital pressure transducer through a 48-channel fluid switch wafer. Both methods are currently tested in the Towing Tank of the Laboratory for Ship and Marine Hydrodynamics.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Τα τελευταία χρόνια η σχεδίαση και κατασκευή ταχύπλοων σκαφών, επαγγελματικών και αναψυχής, παρουσιάζει σημαντική ανάπτυξη. Τα σκάφη αυτά κατασκευάζονται συνήθως από ενισχυμένο πλαστικό, που παρουσιάζει υψηλή αντοχή σε συνδυασμό με χαμηλό ειδικό βάρος. Η σύνθετη, όμως, δομή του υλικού αυτού δυσχεραίνει τον προσδιορισμό κριτηρίων σχεδίασης. Οργανισμοί όπως οι νηογνώμονες είναι επιφορτισμένοι με την έκδοση κανονισμών που καθοδηγούν τους σχεδιαστές των σκαφών και εξασφαλίζουν την αξιοπιστία πλεύσης και λειτουργίας των σκαφών αυτών (αντοχή, δυναμική ευστάθεια). Οι κανονισμοί αυτοί βασίζονται στο προσδιορισμό των φορτίων που καταπονούν την κατασκευή.

Παρά τη σημασία τους, περιορισμένες αναφορές στην ανοικτή βιβλιογραφία αναφέρονται σε αποτελέσματα μετρήσεων πιέσεων στον πυθμένα ταχυπλόων σκαφών ή προτύπων υπό κλίμακα. Στην παρούσα εργασία παρουσιάζονται δύο μέθοδοι που αξιοποιούν τη σύγχρονη τεχνολογία για την απλοποίηση των μετρήσεων. Ο μία από τις μεθόδους βασίζεται στην τοποθέτηση αισθητήρων πίεσης με μεμβράνη που συνεργάζονται με φορητά όργανα ρεύματος / μπαταρίας για την τροφοδοσία του αισθητήρα, την ενίσχυση, το φιλτράρισμα και τη δειγματοληψία του σήματος. Στην άλλη μέθοδο χρησιμοποιούνται σωλήνες Pitot που συνδέονται μέσω συστήματος σάρωσης σωλήνων με ψηφιακό μανόμετρο που συνεργάζεται με τα παραπάνω φορητά όργανα. Οι μέθοδοι αυτές ήδη εφαρμόζονται στην Πειραματική Δεξαμενή του Εργαστηρίου Ναυτικής και Θαλάσσιας Υδροδυναμικής (ΕΝΘΥ) του ΕΜΠ επί προτύπων ταχυπλόων σκαφών με διπλή ακμή, ενώ σύντομα θα χρησιμοποιηθούν για τη μέτρηση της κατανομής των πιέσεων στον πυθμένα φουσκωτών σκαφών.

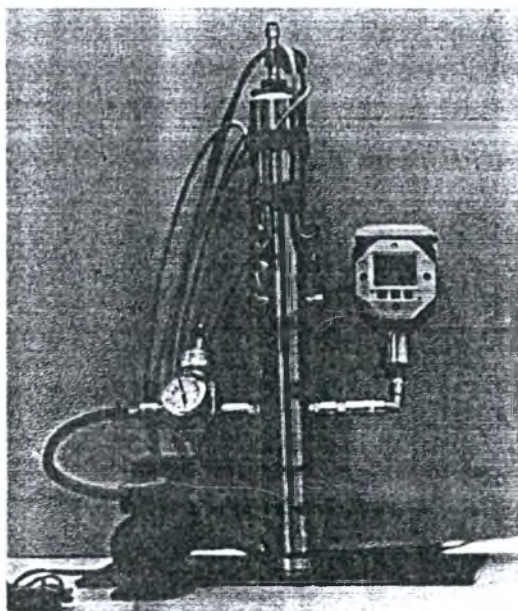
2. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΩΝ ΑΙΣΘΗΤΗΡΩΝ ΚΑΙ ΤΗΣ ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗΣ ΤΟΥΣ

Οι αισθητήρες πίεσης που χρησιμοποιήθηκαν αποτελούνται από ένα δίσκο διαμέτρου 6 mm και πάχους 0.6 mm. Στο πίσω μέρος της επιφάνειας που ασκείται η πίεση είναι συγκολλημένα επιταχυνσιόμετρα τα οποία με τη σειρά τους συνδέονται με μια γέφυρα Wheatstone. Είναι φανερό ότι το σήμα που λαμβάνουμε είναι κάποια τάση η οποία πρέπει να μετατραπεί με τη

βοήθεια μιας γραμμικής συνάρτησης μεταφοράς σε μονάδες πίεσης. Η επιφάνεια του αισθητήρα τοποθετείται στον πυθμένα του προτύπου, αφού αυτό διατηρηθεί πρώτα εσωτερικά, ώστε ο άξονας του δίσκου του αισθητήρα να είναι κάθετος στην εξωτερική επιφάνεια της γάστρας. Ακολουθεί δειγματοληψία του σήματος που προέρχεται από τους αισθητήρες μετά το φιλτράρισμά του και αποθήκευσή του στον ένα φορητό Η/Υ για περαιτέρω ανάλυση. Εναλλακτικά, χρησιμοποιούνται αισθητήρες σε σχήμα "φακής" που τα καλώδια τους προσκολλούνται στην εξωτερική επιφάνεια του σκάφους, αποφεύγοντας τη διάτρηση του πυθμένα.

Η πρωτοτυπία των δύο εναλλακτικών μεθόδων έγκειται στην αξιοποίηση των φορητών οργάνων τροφοδοσίας / επεξεργασίας / δειγματοληψίας του σήματος που απέκτησε πρόσφατα το ΕΝΘΥ τα οποία, επιπλέον, επιτρέπουν δειγματοληψία με συχνότητα μέχρι 10 KHz.

Για τη βαθμονόμηση των μικροσκοπικών αισθητήρων πίεσης με μεμβράνη απαιτήθηκε η κατασκευή ιδιοσυσκευής βαθμονόμησης, η οποία φαίνεται στη Φωτογραφία 1. Η διάταξη αποτελείται από έναν κυλινδρικό σωλήνα εσωτερικής διαμέτρου 50 mm, πάχους 10 mm και ύψους 50 cm. Πάνω στο σωλήνα έχουν προσαρτηθεί οι αισθητήρες, οι οποίοι βρίσκονται μέσα σε ειδικά διαμορφωμένες βάσεις. Με το τρόπο αυτό η επιφάνεια του αισθητήρα βρίσκεται στον κενό χώρο του κυλίνδρου εκτεθειμένη στην πίεση του αέρα που υπάρχει εκεί. Επίσης στο σωλήνα έχουν τοποθετηθεί ένα μανόμετρο με ακριβεία 0.02 bar, ένας ρυθμιστής πίεσης και μια βαλβίδα εξαερισμού. Η είσοδος του πεπιεσμένου αέρα στον μεταλλικό σωλήνα, πραγματοποιείται δια μέσου του ρυθμιστή πίεσης, ο οποίος δεν επιτρέπει την είσοδο αέρα πάνω από 3 bar (για λόγους ασφάλειας της διάταξης). Από το μανόμετρο διαβάζουμε την ένδειξη της πίεσης και στον Η/Υ καταγράφονται οι αριθμητικές τιμές του ηλεκτρονικού σήματος του κάθε αισθητήρα.



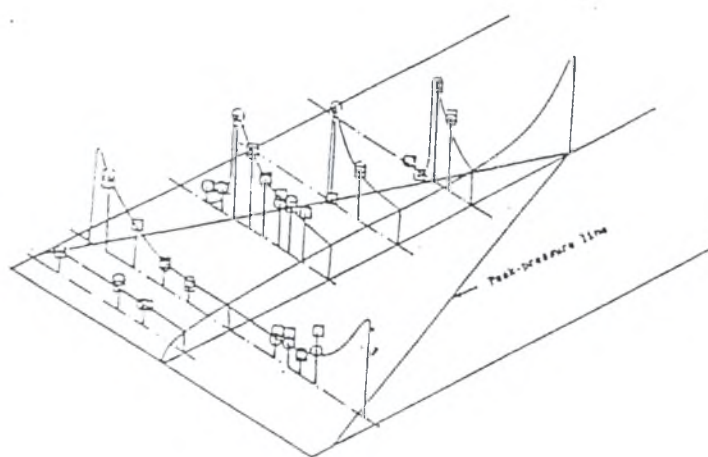
Φωτογραφία 1: Διάταξη βαθμονόμησης αισθητήρων πίεσης

Η βαθμονόμηση της διάταξης με τους σωλήνες Pitot γίνεται το συνήθη τρόπο με το ύψος στήλης νερού αφού προηγηθεί εξαέρωση των σωλήνων.

Οι σωλήνες Pitot βαθμονομούνται για πιέσεις μέχρι 0.5 bar και χρησιμοποιούνται στις περιοχές του πυθμένα όπου αναμένονται χαμηλές πιέσεις. Αντίθετα οι αισθητήρες μεμβράνης βαθμονομούνται για πιέσεις μέχρι 5 bar στην περίπτωση των ταχυπλών φουσκωτών.

3. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ ΚΑΙ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

Το πρότυπο που χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις αντιστοιχεί σε ολισθακάτο με διπλή ακμή και έχει μήκος 2.3 m. Η μέγιστη ταχύτητα δοκιμών είναι 5.2 m/sec (περίπου 10 kn). Στα σκάφη αυτού του τύπου όταν οδηγούνται σε μεγάλες ταχύτητες, πέραν εκείνων όπου συμπεριφέρονται ως γάστρες εκτοπίσματος, αναπτύσσονται θετικές υδροδυναμικές πιέσεις σε μια μικρή περιοχή του πυθμένα κοντά στη γραμμή ανακοπής (stagnation line). Μια τυπική κατανομή των πιέσεων κατά μήκος του πυθμένα φαίνεται στο Σχήμα 1. Πρώραθεν της γραμμής ανακοπής ευρίσκεται η περιοχή πλευρικού αφρού, ενώ πρύμνηθεν είναι η βρεχόμενη επιφάνεια του πυθμένα.



Σχήμα 1. Κατανομή των πιέσεων στον πυθμένα ολισθακάτων με ακμή

Όπως προκύπτει από το Σχήμα 1, απαιτείται πυκνή διάταξη αισθητήρων για να επιτύχουμε την ανίχνευση της μέγιστης πίεσης που αναπτύσσεται, λαμβάνοντας υπόψη και το γεγονός ότι η γραμμή ανακοπής μετακινείται ανάλογα με την ταχύτητα του σκάφους, τη φόρτωσή του και τη γεωμετρία του πυθμένα του. Για τις ανάγκες της δοκιμαστικής εφαρμογής της μεθόδου, τοποθετήθηκαν έξι αισθητήρες στον πυθμένα του προτύπου σε θέσεις τέτοιες, ώστε να βρίσκονται μέσα στην περιοχή ανακοπής και σε σημεία όπου αναπτύσσονται έντονες πιέσεις. Δύο από αυτούς τοποθετήθηκαν στο διαμήκη άξονα συμμετρίας του προτύπου και σε αποστάσεις από το ακραίο πρυμναίο σημείο $0.50 L_{BP}$ (L_{BP} = το μήκος της ισάλου του προτύπου) και $0.65 L_{BP}$. τρεις αισθητήρες σε διαμήκεις αποστάσεις $0.50 L_{BP}$, $0.65 L_{BP}$ και $0.80 L_{BP}$ και κατά το εγκάρσιο σε απόσταση $B/4$ από το διαμήκη άξονα (B = το τοπικό πλάτος του πυθμένα). Ο έκτος αισθητήρας τοποθετήθηκε σε απόσταση $0.65 L_{BP}$ κατά το διαμήκες και σχεδόν πάνω στην ακμή κατά το εγκάρσιο.

Το πρότυπο προσδέθηκε στο δυναμόμετρο του φορείου της Πειραματικής Δεξαμενής του ΕΝΘΥ και ελήφθησαν μετρήσεις σε ακινησία και με το πρότυπο σε κίνηση. Η τελική τιμή της πίεσης προκύπτει από τη διαφορά των δύο παραπάνω ενδείξεων μετά την απαραίτητη αναγωγή, μέσω των συναρτήσεων μεταφοράς, σε μονάδες πίεσης. Τα πειράματα βρίσκονται σε εξέλιξη και μια πρώτη ένδειξη μας επιτρέπει να πούμε ότι οι αναπτυσσόμενες πιέσεις σε ήρεμο νερό δεν ξεπερνούν τα 0.03 bar σε ταχύτητα 5 m/sec, αντιστοιχούσα σε αριθμό $Fn = 1.0$.

4. ΣΥΖΗΤΗΣΗ - ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Μέχρι σήμερα πολύ περιορισμένα πειραματικά αποτελέσματα για τη μέτρηση της κατανομής των πιέσεων τόσο για συμβατικά πλοία ή πρότυπα πλοίων (Γαροφαλλίδης, 1997), όσο και για ταχύπλοα (Codega και Lewis, 1987) ή πρότυπα ταχυπλόων (Kapryan και Boyt, 1959) έχουν παρουσιαστεί. Στην τελευταία μάλιστα εργασία στην προσπάθεια μέτρησης υψηλών πιέσεων σε πρότυπα ολισθακάτων χρησιμοποιήθηκε πλέγμα 100 αισθητήρων πίεσης στήλης υδραργύρου, των οποίων οι ενδείξεις καταγράφοντας φωτογραφικά.

Η σημασία των αποτελεσμάτων αυτών είναι μεγάλη τόσο για τη σχεδίαση των κατασκευαστικών στοιχείων του πυθμένα ολισθακάτων (Heller και Jasper, 1960) όσο και για τη δυναμική ευστάθειά τους (Codega και Lewis, 1987).

5. ΕΥΧΑΡΙΣΤΗΡΙΟ

Οι συγγραφείς αισθάνονται την υποχρέωση να ευχαριστήσουν τους κ Διονύσιο Συνετό, Ηλεκτρονικό, για την επινόηση της διάταξης βαθμονόμησης και την προετοιμασία των πειραμάτων, τον κ. Γ. Μαργαρώνη για την κατασκευή της διάταξης και τους κ. Φ. Κασάπη Ναυπηγό και Γ. Τραχανά Ηλεκτρολόγο / Ηλεκτρονικό για την εκτέλεση των πειραμάτων.

6. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Codega, L. and Lewis, J. (1987). A case study of dynamic instability in a planning craft, *Marine Technology, Vol.24, No.2*, April.
2. Γαροφαλλίδης, Γ. (1997). Ανάπτυξη μεθόδου υπολογισμού της ολικής αντίστασης πλοίων, Διδακτορική διατριβή, Τμήμα Ναυπηγών Μηχανολόγων Μηχ. ΕΜΠ, Σεπτέμβριος.
3. Heller, S.R. and Jasper, N.H. (1960). On the structural design of planning craft, *Transactions RINA*, July 1960
4. Kapryan, W. and Boyt, G. M. (1959). Hydrodynamic pressure distributions obtained during a planning investigation of five prismatic surfaces, National Advisory Committee for Aeronautics, September.

**ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΚΑΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ
ΤΩΝ ΤΑΛΑΝΤΩΣΕΩΝ ΣΥΣΤΟΙΧΙΑΣ ΚΥΛΙΝΔΡΩΝ
ΚΑΤΑ ΤΗ ΔΙΕΥΘΥΝΣΗ ΤΗΣ ΡΟΗΣ**

Π. Αναγνωστόπουλος και Σ. Σεϊτάνης
Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης
Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών
Τομέας Υδραυλικής και Τεχνικής Περιβάλλοντος
Θεσσαλονίκη 54006
Tel/FAX: 031-995675, FAX: 031-995658
email: anagnost@civil.auth.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Αντικείμενο της παρούσας εργασίας είναι η διερεύνηση των ταλαντώσεων μιας συστοιχίας κυλίνδρων κατά τη διεύθυνση της ροής, για αριθμούς Reynolds μεταξύ 700 και 1250. Η διάταξη αποτελείται από δύο συστοιχίες κυλίνδρων, η μία από τις οποίες είναι ακίνητη και αποτελείται από τέσσερες κυλίνδρους, ενώ η άλλη περιλαμβάνει τρεις κυλίνδρους και στηρίζεται ελαστικά. Όλοι οι κύλινδροι της ελαστικά στηριζόμενης συστοιχίας ταλαντώνονται ταυτόχρονα. κάτω από την επίδραση της διαμήκου υδροδυναμικής δύναμης. Η μελέτη περιλαμβάνει εργαστηριακή διερεύνηση σε υδροσήραγγα και αριθμητική επίλυση με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων, σε παρόμοιες συνθήκες. Από την εργαστηριακή διερεύνηση προκύπτει η απόκριση της ταλαντούμενης συστοιχίας, ενώ από την αριθμητική διερεύνηση, εκτός από την απόκριση, υπολογίζονται οι υδροδυναμικές δυνάμεις και η μορφή του πεδίου ροής.

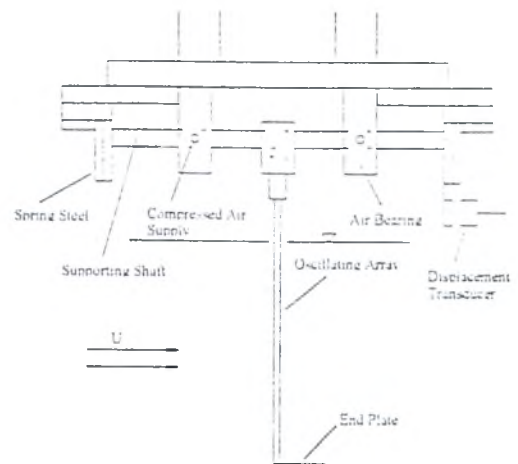
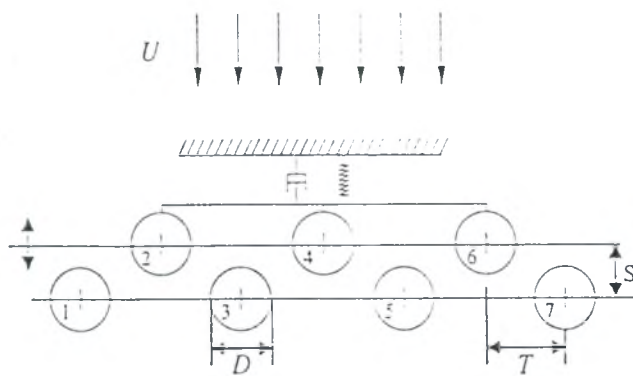
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η ροή γύρω από συστοιχίες κυλίνδρων είναι μεγάλου ενδιαφέροντος επειδή σχετίζεται με διάφορες εφαρμογές, όπως οι εναλλάκτες θερμότητας, οι πυρηνικοί αντιδραστήρες κ.λ.π. Κάτω από ορισμένες συνθήκες είναι δυνατόν να προκληθούν στους κυλίνδρους ταλαντώσεις, με καταστροφικά πολλές φορές αποτελέσματα. Σχετικά φαινόμενα περιγράφονται στις εργασίες των Weaver & Fitzpatrick [1], Moretti [2], Blevins [3], και Price [4]. Αριθμητικές επιλύσεις ροής γύρω από συστοιχίες κυλίνδρων που περιλαμβάνουν ταλαντώσεις ενός ή περισσότερων κυλίνδρων έχουν παρουσιασθεί από τους Marn & Catton [5] και Kassera & Strohmeier [6].

Στην παρούσα εργασία θεωρούνται δύο εναλλασσόμενες σειρές κυλίνδρων, η μία από τις οποίες είναι ακίνητη και αποτελείται από τέσσερες κυλίνδρους, ενώ η άλλη περιλαμβάνει τρεις κυλίνδρους και στηρίζεται ελαστικά, κατά τέτοιο τρόπο ώστε όλοι οι κύλινδροι της κινούμενης συστοιχίας να ταλαντώνονται ταυτόχρονα. Οι αριθμοί Reynolds που εξετάστηκαν ήταν μεταξύ 700 και 1250. Αντικείμενο της μελέτης είναι η μέτρηση της απόκρισης των κυλίνδρων της κινούμενης συστοιχίας, και ο αριθμητικός υπολογισμός του φαινομένου σε παρόμοιες συνθήκες. Τα πειράματα έγιναν σε υδροσήραγγα, ενώ για την αριθμητική επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes στη μορφή όπου η ροϊκή συνάρτηση και η στροβιλότητα αποτελούν τους αγνώστους, χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων.

2. Η ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΑΚΗ ΜΕΛΕΤΗ

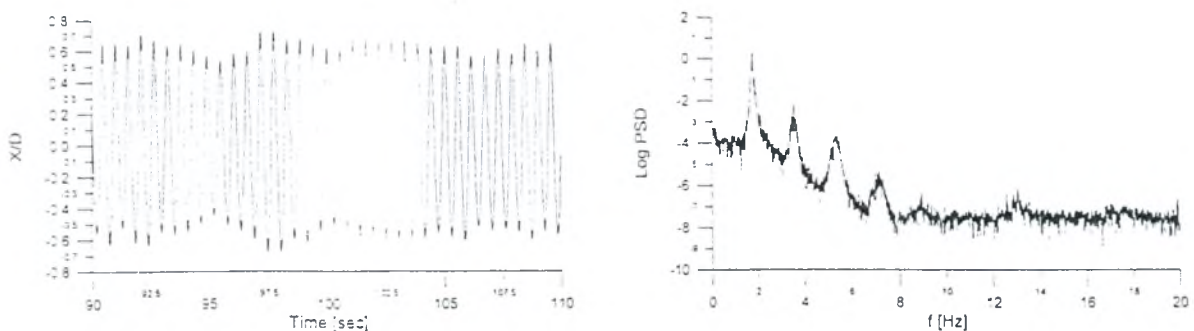
Για την εργαστηριακή μελέτη χρησιμοποιήθηκαν δύο εναλλασσόμενες σειρές κυλίνδρων, όπως φαίνεται στο σχήμα 1. Τα πειράματα έγιναν σε υδροσήραγγα, διατομής 61cm x 68cm.



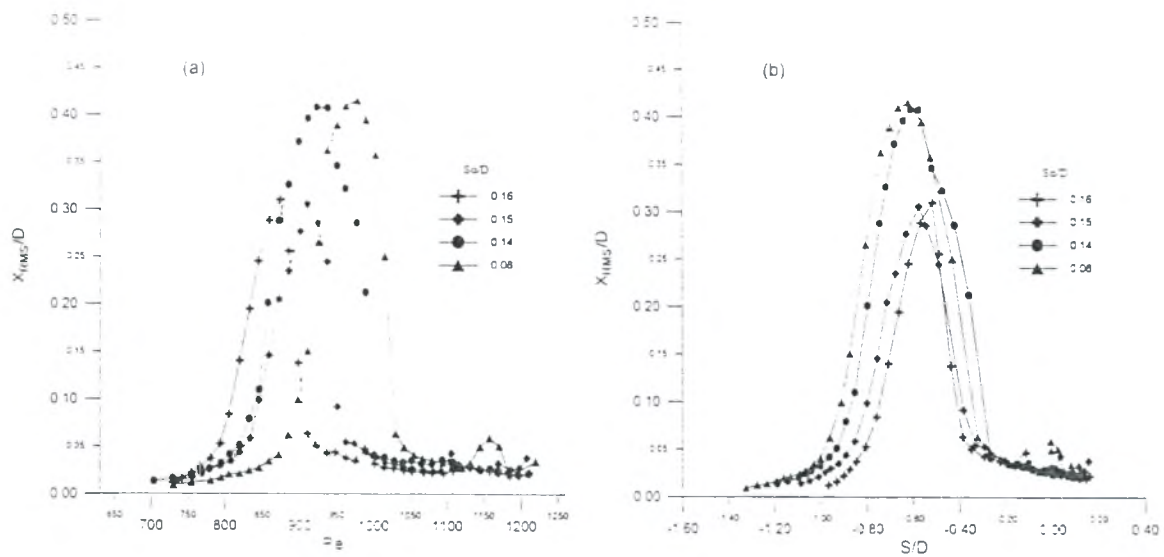
Σχήμα 1. Οι δύο σειρές κυλίνδρων.
Οι κύλινδροι 1, 3, 5 και 7 παραμένουν σταθεροί,
ενώ η συστοιχία των κυλίνδρων 2, 4 και 6
στηρίζεται ελαστικά.

Η διάμετρος των κυλίνδρων, D , ήταν ίση με 3 mm, η απόσταση μεταξύ των κυλίνδρων ίση με $1.5D$, ενώ το βυθισμένο μήκος τους ήταν ίσο με $55D$. Για να εξασφαλισθεί η συγχρονισμένη κίνηση των κυλίνδρων 2, 4 και 6, αναρτήθηκαν σε ένα κυλινδρικό στήριγμα όπως φαίνεται στο σχήμα 2, το οποίο στηρίχθηκε σε δύο ελαστικά χαλύβδινα ελάσματα. Η σταθερά των ελατηρίων, k , ήταν ίση με 31.5 N/m , η ιδιοσυχνότητα της κινούμενης συστοιχίας 2.8 Hz , ενώ ο λόγος απόσβεσης, ζ , ίσος με $5.56 \cdot 10^{-3}$. Η απόκριση της κινούμενης συστοιχίας μετρήθηκε με ηλεκτρονικό όργανο, από τη μεταβολή της χωρητικότητας.

Τα πειράματα άρχισαν όταν η ταχύτητα ροής ήταν μέγιστη, και η θέση της κινούμενης σειράς ήταν αρχικά κατάντη της ακίνητης, σε μία απόσταση S_0 . Ακολούθως η ταχύτητα ροής μειωνόταν σταδιακά, με αποτέλεσμα η μέση θέση ταλάντωσης της κινούμενης συστοιχίας να ευρίσκεται ανάντη της ακίνητης. Εκτελέστηκαν τέσσερες σειρές πειραμάτων, για τιμές του λόγου S_0/D ίσες με 0.16, 0.15, 0.14 και 0.08. Για κάθε τιμή της ταχύτητας ροής καταγράφηκε η απόκριση της ταλαντούμενης συστοιχίας και υπολογίσθηκαν οι τιμές των X_{RMS} καθώς και το μέσο πλάτος ταλάντωσης. Μία χαρακτηριστική περίπτωση απεικονίζεται στο σχήμα 3. Παρατηρούμε ότι το πλάτος ταλάντωσης δεν παραμένει απόλυτως σταθερό σε διαδοχικούς κύκλους, ενώ η κύρια συχνότητα ταλάντωσης είναι μικρότερη από την ιδιοσυχνότητα της σειράς στον αέρα. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων συνοψίζονται στο σχήμα 4. Παρατηρούμε ότι για τον ίδιο αριθμό Reynolds οι τιμές των X_{RMS} εξαρτώνται από τον λόγο S_0/D . Μεγαλύτερες τιμές απόκρισης παρατηρούνται για μικρότερες τιμές του λόγου S_0/D , ενώ η ταχύτητα ροής για την οποία η X_{RMS} γίνεται μέγιστη αυξάνει, όσο μειώνονται οι τιμές του S_0/D .



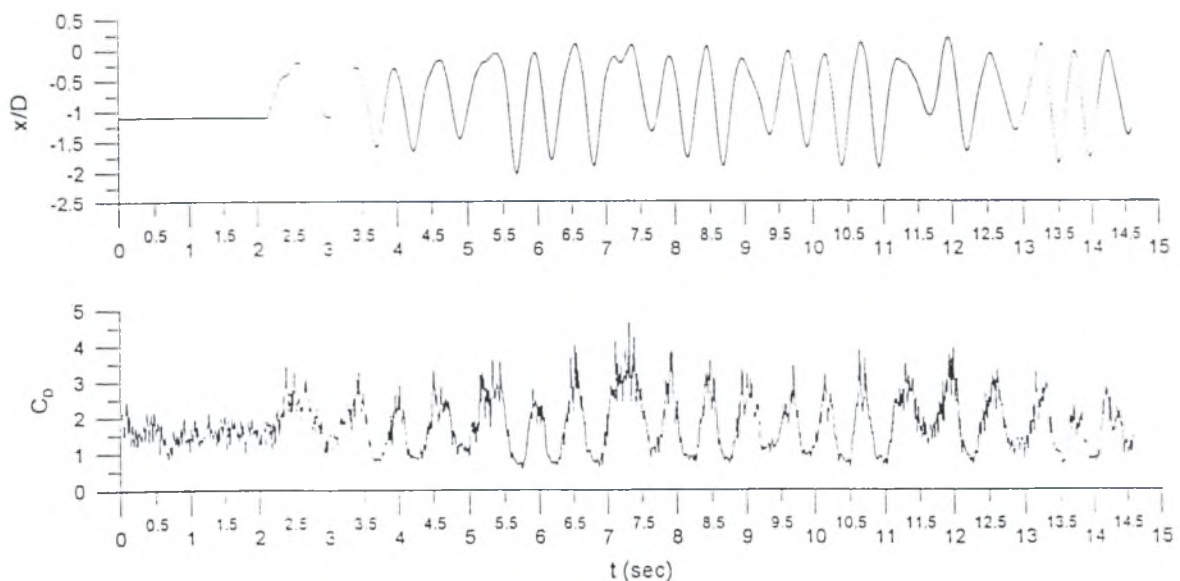
Σχήμα 3. Χρονική ιστορία και φασματική ισχύς της ταλάντωσης ($S_0/D=0.08$, $S/D=-0.61$, $A/D=0.627$).



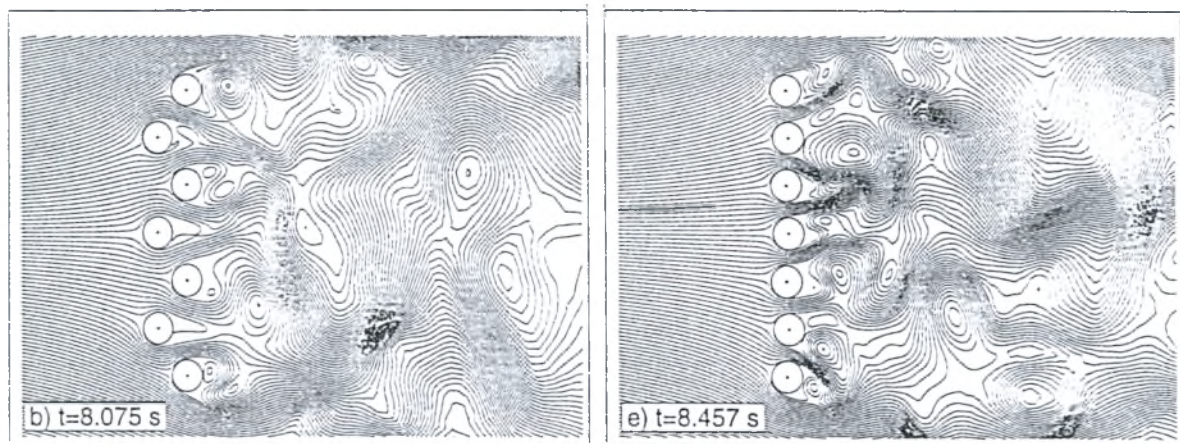
Σχήμα 4. Μεταβολή του X_{RMS} , συναρτήσει του αριθμού Reynolds (a) και της απόστασης S/D (b).

3. Η ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ

Εκτός από την εργαστηριακή μελέτη που αναφέρθηκε, έγινε και αριθμητική προσομοίωση του φαινομένου σε παρόμοιες συνθήκες. Αντίθετα με το πείραμα, ο υπολογισμός εκτελέστηκε για αρχικά ακίνητη την ελαστικά στηριζόμενη σειρά για κάθε τιμή της ταχύτητας. Κατ' αυτόν τον τρόπο μειώθηκε σημαντικά ο χρόνος υπολογισμού, δεν έγινε όμως δυνατό να μελετηθούν τα φαινόμενα υστέρησης. Για την αριθμητική επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes, χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων. Η εφαρμογή έγινε σε μη δομημένο υπολογιστικό πλέγμα, αποτελούμενο από τριγωνικά στοιχεία τριών κόμβων. Η χρονική ιστορία της μετατόπισης της κινούμενης σειράς και του συντελεστή της διαμήκου υδροδυναμικής δύναμης που εξασκείται στον κύλινδρο 4 για αριθμό Reynolds ίσο με 850, απεικονίζονται στο



Σχήμα 5. Απόκριση της συστοιχίας και συντελεστής διαμήκου δύναμης στον κύλινδρο 4, για $Re=850$. Η θέση $x=0$ αντιστοιχεί στα κέντρα των κυλίνδρων της ακίνητης συστοιχίας.



Σχήμα 6. Γραμμές ροής σε δύο χαρακτηριστικές στιγμές ενός κύκλου, για $Re=850$.

σχήμα 5. Οι κύλινδροι της κινούμενης σειράς κινούνται κατάντη, έως ότου τα κέντρα τους ευθυγραμμιστούν περίπου με αυτά των κυλίνδρων της ακίνητης συστοιχίας. Αμέσως μετά την ευθυγράμμιση η διαμήκης υδροδυναμική δύναμη μειώνεται απότομα, με αποτέλεσμα η κινούμενη σειρά να μετακινηθεί ανάντη.

Οι γραμμές ροής σε δύο χαρακτηριστικές στιγμές κατά τη διάρκεια ενός κύκλου απεικονίζονται στο σχήμα 6. Παρατηρούμε ότι, στο σχήμα 6(e) όπου η κινούμενη σειρά ευρίσκεται ελαφρά κατάντη της ακίνητης, το κατώρευμα (wake) πίσω από τους κύλινδρους της είναι πλατύτερο σε σχέση με το σχήμα 6(b), στο οποίο η κινούμενη σειρά βρίσκεται ανάντη. Η απότομη αύξηση του πλάτους του κατωρέυματος προκαλεί δραστική μείωση της διαμήκου υδροδυναμικής δύναμης, η οποία συντελεί στην επαναφορά της σειράς ανάντη.

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑ

Από την παρούσα διερεύνηση προέκυψε ότι στην ελαστικά στηριζόμενη συστοιχία προκαλούνται ταλαντώσεις γύρω από μία μέση θέση ανάντη της ακίνητης, το απώτερο σημείο των οποίων συμπίπτει προσεγγιστικά με τα κέντρα των κυλίνδρων της ακίνητης σειράς. Το πλάτος των ταλαντώσεων εξαρτάται από τον αριθμό Reynolds και την αρχική θέση άφεσης της συστοιχίας. Η αριθμητική επίλυση έδειξε ότι η απότομη αύξηση του πλάτους του κατωρέυματος που παρατηρείται αμέσως μετά την ευθυγράμμιση, προκαλεί απότομη μείωση της διαμήκου υδροδυναμικής δύναμης, η οποία συντελεί στην επαναφορά της συστοιχίας ανάντη.

5. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Weaver, D. S & Fitzpatrick, J. A., "A review of cross-flow induced vibrations in heat exchanger tube arrays", J. Fluids and Structures, Vol. 2, pp. 73-93, 1988.
2. Moretti, P. M., "Flow-induced vibrations in arrays of cylinders", Annual Review of Fluid Mech.. Vol. 25, pp. 99-114, 1993.
3. Blevins, R. D., "Flow-Induced Vibration", 2nd Ed., Krieger, 1994.
4. Price, S. J., "A review of theoretical models for fluidelastic instability of cylinder arrays in cross-flow", J. Fluids and Structures, Vol. 9, pp. 463-518, 1995.
5. Marn, J & Catton, I., "Analysis of flow induced vibration using the vorticity transport equation", ASME. J. Fluids Eng., Vol. 115, pp. 485-492, 1993.
6. Kassera, V. & Strohmeier, K., "Simulation of tube bundle vibrations induced by cross flow", J. Fluids and Structures, Vol. 11, pp. 909-928, 1997.

ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΚΗ ΕΞΑΡΤΗΣΗ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΩΝ ΣΕ ΠΗΓΕΣ ΙΟΝΤΩΝ ΑΠΟ ΥΓΡΑ ΜΕΤΑΛΛΙΚΑ ΚΡΑΜΜΑΤΑ

Θ. Γκανέτσος¹, L. Bischoff², J. Teichert², Γ.Α. Ρόμπερτσον-Μαιρ³

1. Σχολή Ικάρων, ΣΜ.Α.ΕΚ., Έδρα Ηλεκτρονικής, Δεκέλεια
2. Forschungszentrum Rossendorf, Institute of Ion Beam Physics and Material Research, P.O.Box 510119, D-01314 Dresden, Germany
3. Ε.Κ.Π, Τμήμα Φυσικής, Τομέας Φυσικής Στερεάς Κατάστασης, Πανεπιστημιούπολις Ζωγράφου, GR 15784, Αθήνα, Ελλάδα

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Σαν απαίτηση του γεγονότος ότι μεγάλος όγκος έρευνας έχει εξαχθεί στην περιοχή των Πηγών Ιόντων από Υγρά Μεταλλικά Κράματα, δημοσιεύουμε ορισμένα ασυνήθιστα αποτελέσματα όσον αφορά την εξάρτηση ηλεκτρικών χαρακτηριστικών από την θερμοκρασία. Στην παρούσα εργασία θα μελετήσουμε δύο πηγές ιόντων από υγρά μεταλλικά κράματα των $\text{Co}_{36}\text{Nd}_{64}$ και $\text{Au}_{77}\text{Ge}_{14}\text{Si}_9$. Η συμπεριφορά της πρώτης πηγής ήταν όπως αναμενόταν από το θεωρητικό μοντέλο ενώ της δεύτερης παρουσίασε μία ασυνήθιστη συμπεριφορά σε συνάρτηση με την θερμοκρασία. Η συμπεριφορά της δεύτερης πηγής $\text{Au}_{77}\text{Ge}_{14}\text{Si}_9$ εξηγήθηκε με βάση την ανώμαλη εξάρτηση του συντελεστή επιφανειακής τάσης με την θερμοκρασία.

ABSTRACT

In spite of the fact that a great deal of research has been carried out on Liquid Metal Ion Sources (LMISs), surprisingly few results exist on the temperature dependence of their electric characteristics. In this article we study two Liquid Metal Alloy Ion Sources (LMAISs), namely $\text{Co}_{36}\text{Nd}_{64}$ and $\text{Au}_{77}\text{Ge}_{14}\text{Si}_9$. While the results of the former alloy were as expected, the latter displayed an entirely different dependence of its electric characteristics on temperature. The unusual results of the $\text{Au}_{77}\text{Ge}_{14}\text{Si}_9$ LMAIS are explained in terms of the abnormal behaviour of its surface tension coefficient with temperature.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι εστιασμένες δέσμες ιόντων (Focused Ion Beam) οι οποίες χρησιμοποιούν πηγές ιόντων από υγρά μέταλλα (Liquid Metal Ion Sources) έχουν μεγάλη σημασία στην βιομηχανία της Μικροηλεκτρονικής. Η ιοντική εμφύτευση απουσία μάσκας είναι μία από τις σημαντικότερες εφαρμογές της μεθόδου. Τα πλεονεκτήματα είναι η δυνατότητα για ποικίλες δόσεις και ενέργειες, στο ίδιο κύκλωμα ακόμη και στην ίδια μικροδομή. Άλλες εφαρμογές είναι οι ακόλουθες : α) Secondary Ion Mass Spectroscopy (SIMS), β) Scanning Ion Microscopy (SIM) και γ) Ion Beam Lithography (IBL). [1]

Στην παρούσα εργασία μελετάμε την συμπεριφορά με την θερμοκρασία πηγών ιόντων από υγρά μεταλλικά κράματα (LMAIS). [2] Η χρησιμότητα αυτών των κραμάτων συνίσταται στο γεγονός ότι δεν είναι δυνατή η παραγωγή ιόντων από ορισμένα μέταλλα σε απλή μορφή, παρά μόνο με την μορφή αυτών των κραμάτων. (π.χ. σημείο τήξης)

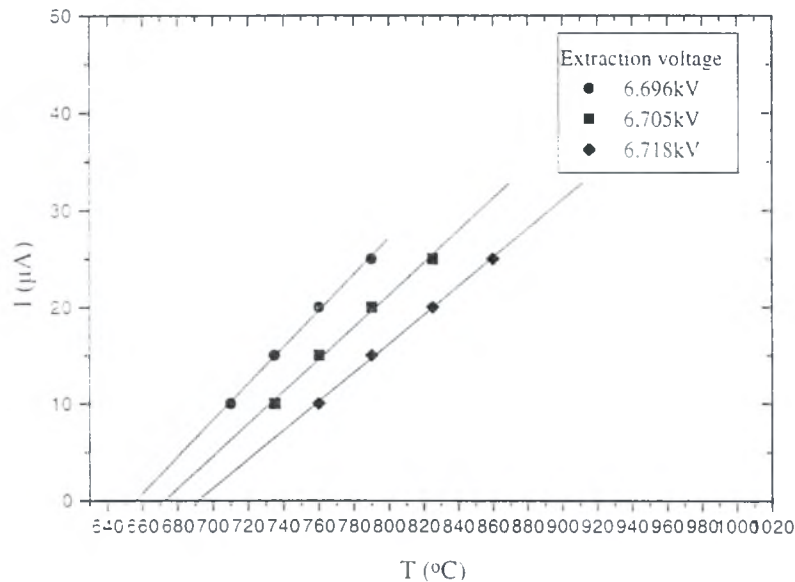
Για επικοινωνία: Γ.Α.Ρόμπερτσον-Μαιρ Αν.Καθ. ΕΚΠ (tganeis@internet.gr) Θ.Γκανέτσος Υπ.Διδ. ΕΚΠ Φυσικός

Η λειτουργία των LMIS βασίζεται στον σχηματισμό ενός υγρού μεταλλικού κώνου. Κοντά στην κορυφή του δημιουργείται ένας πίδακας από τον οποίο εξέρχονται τα ιόντα εκπεμπόμενα από το πεδίο. Ο υγρός μεταλλικός κώνος σχηματίζεται είτε στην κορυφή βελόνης που καλύπτεται από το υγρό μεταλλικό κράμα [3], είτε σε τριχοειδή αγγεία (σωλήνες) γεμάτους από το υγρό [4]

2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

Αυτή η εργασία αναφέρεται στην θερμοκρασιακή εξάρτηση των ηλεκτρικών ιδιοτήτων από δύο (τύπου βελόνης) πηγές LMAIS, $\text{Co}_{36}\text{Nd}_{64}$ και $\text{Au}_{77}\text{Ge}_{14}\text{Si}_9$.

Στο Σχήμα 1 βλέπουμε την εξάρτηση από την θερμοκρασία του ρεύματος, για διαφορετικές τιμές του V_0 (extraction voltage), για την πηγή CoNd. Οι καμπύλες όπως φαίνεται είναι εντελώς παράλληλες.

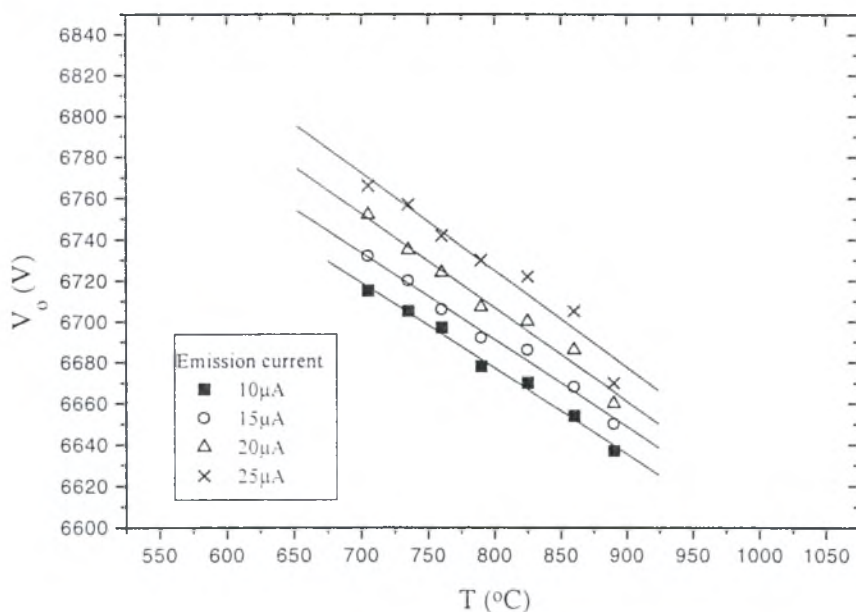


Σχήμα 1. Το ρεύμα σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας (T), για διαφορετικές τιμές των τάσεων V_0 (extraction voltages), πηγή CoNd.

Το Σχήμα 2 εμφανίζει την θερμοκρασιακή εξάρτηση της τάσης (extraction voltage) για διαφορετικά ρεύματα, πάλι για την ίδια πηγή. Οι καμπύλες είναι ευθείες γραμμές με αρνητική κλίση και παράλληλες μεταξύ τους.

Όπως θα δούμε πιο κάτω, όλες αυτές οι εξαρτήσεις ήταν αναμενόμενες για ένα υγρό μέταλλο του οποίου ο συντελεστής επιφανειακής τάσης παρουσιάζει την συνηθισμένη πτώση με την θερμοκρασία (T). [5]

$$\gamma = \gamma(T) = \gamma_m - g(T - T_m) \quad (1)$$



Σχήμα 2. Η τάση V_o (extraction voltage) σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας (T), για διαφορετικές τιμές ρευμάτων, πηγή CoNd .

Σε τέτοιες περιπτώσεις, το ρεύμα I σε θερμοκρασία T ισούται με [6]:

$$I(T) = I_m + \left[\frac{\sigma_m g}{2\gamma_m} \right] (T - T_m) \quad (2)$$

όπου T_m είναι το σημείο τήξης του μετάλλου, I_m και γ_m είναι αντίστοιχα το ρεύμα και ο συντελεστής επιφανειακής τάσης στην ίδια θερμοκρασία. Οι εξισώσεις που ισχύουν είναι :

$$\sigma_m \equiv 3\pi \cdot (2q/m)^{1/2} R\gamma_m \cos\varphi / V_{oxm}^{1/2} \quad (3)$$

και [7], [8]

$$I_m = \sigma_m (V_o / V_{oxm} - 1) \quad (4)$$

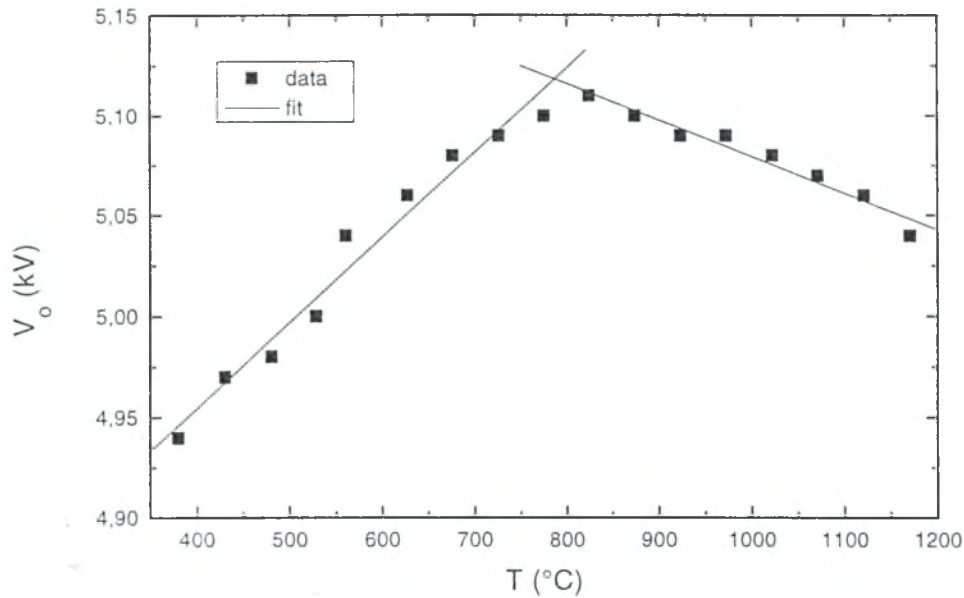
όπου, q/m είναι ο λόγος φορτίο προς μάζα για τα ιόντα, R η ακτίνα της βάσης του κώνου, φ είναι 90° μείον την γωνία βάσης του κώνου, συνήθως λαμβάνεται ως 49.3° μετά από υπολογισμούς του Taylor [9], και τελικά V_{oxm} είναι η τιμή της τάσης (extinction voltage) στην θερμοκρασία T_m .

Η εξίσωση (4) εφαρμόζεται για πηγές που εκπέμπουν μόνο ενός τύπου ιόντα, αλλά ισχύει προσεγγιστικά και για πηγές που εκπέμπουν πολλαπλά ιόντα. [9] (π.χ., LMAISs). Η εξίσωση (2) δηλώνει ότι οι καμπύλες I - T για διαφορετικές τιμές τάσης (extraction voltage), V_o , θα είναι παράλληλες (Σχήμα 2), με κλίση $\sigma_m g / (2\gamma_m)$.

3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ

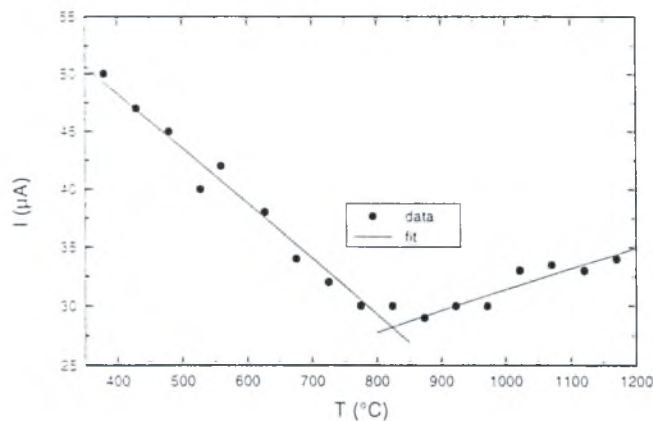
Οι εξισώσεις (1) και (4) μπορούν να συνδυασθούν και να λάβουν την τελική μορφή:

$$V_o = V_o(T) = V_{oxm} \left[\left(1 + \frac{I}{\sigma_m} + \frac{g}{2\gamma_m} T_m \right) - \frac{g}{2\gamma_m} T \right] \quad (5)$$



Σχήμα 3. Τιμές τάσης V_0 (Extraction voltage) σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας (T), για ρεύμα 10μΑ, της πηγής AuGeSi . (οι ευθείες γραμμές δηλώνουν τις περιοχές με $g < 0$ και $g > 0$).

Αντίθετα με ότι αναμενόταν (σχήμα 3), το V_0 αυξάνει με την θερμοκρασία, που υποδηλώνει μία αντίστοιχη αύξηση στην επιφανειακή τάση. Περίπου στους 850°C υπάρχει μία αναστροφή και το V_0 αρχίζει να μειώνεται και όμοια μειώνεται η επιφανειακή τάση. (βλέπε εξισώσεις (5) για $g > 0$ και $g < 0$). Ομοίως αρχικά διαπιστώνουμε μία μείωση στο ρεύμα σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας, η οποία ακολουθείται από μία αντιστροφή και μετάβαση στην ομαλή συμπεριφορά. Η αντιστροφή συμβαίνει (ελάχιστο της καμπύλης στο σχήμα 4) ξανά στους 850°C (βλέπε εξίσωση (2), για $g < 0$ και $g > 0$).



Σχήμα 4. Τιμές ρεύματος (I) σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας (T), για $V_0=5.22\text{kV}$, πηγή AuGeSi . (οι ευθείες γραμμές όπως και στο σχήμα 3)

Αυτή η ασυνήθιστη συμπεριφορά της επιφανειακής τάσης με την θερμοκρασία έχει ήδη παρατηρηθεί σε άλλα μέταλλα, όπως χαλκός, ψευδάργυρος και κοβάλτιο.[11] Η αυξητική τάση στο αρχικό τμήμα του σχήματος 3, είναι συνέπεια της υπάρχουσας τάξης στην δομή του υλικού, τα πρώτα στρώματα του οποίου είναι κρυσταλλικά. Σε υψηλές θερμοκρασίες, η τάξη αυτή καταστρέφεται. Έτσι η συμπεριφορά της πηγής γίνεται ομαλή και το γ αποκτά ξανά την τυπική μείωση με την θερμοκρασία [11].

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην παρούσα εργασία εξετάστηκαν πηγές ιόντων από υγρά μεταλλικά κράματα. Η εξήγηση των ηλεκτρικών τους ιδιοτήτων σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας έγινε με βάση τα υπάρχοντα θεωρητικά μοντέλα. Η ανώμαλη συμπεριφορά της δεύτερης πηγής εξηγήθηκε με την εξάρτηση του συντελεστή επιφανειακής τάσης από την θερμοκρασία.

Αναφορές

1. Prewett P.D. and Mair G.L.R., "Focused Ion Beams from Liquid Metal Ion Sources", Research Studies Press, Taunton, Somerset, UK., 1991.
2. Ganetsos Th., Tsamakidis D., Mair G.L.R., Teichert J., Bischoff L., Aidinis C., Les Edit. De Phys., Vol. 8, pp. 109-112. 1998.
3. Clampitt R. and Jefferies D.K., Nucl. Instrum. and Meth., Vol. 149, pp.739. 1978.
4. Krohn V.E. and Ringo G.R., Appl. Phys. Lett., Vol. 27. pp. 479. 1975.
5. Smithell's Metals Reference, 5th ed., Butterworth, London. 1976.
6. Mair G.L.R., J.Phys. D: Appl.Phys., Vol. 25, pp. 1284. 1992.
7. Mair G.L.R., J.Phys. D: Appl.Phys., Vol. 17, pp. 2323, 1984.
8. Mair G.L.R., Vacuum, Vol. 36, pp. 847, 1986.
9. Taylor G.I., Proc.Roy.Soc.(London), Vol. A280, pp. 313, 1964.
10. Hesse K., Bischoff L. and Teichert J., J.Phys. D: Appl.Phys., Vol. 27, pp. 427. 1994.
11. Croxton C.A., "Statistical Mechanics of the Liquid Surface", John Wiley and Sons, Chichester (USA), pp.161, 1980.

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΡΟΩΝ – ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΡΕΥΣΤΟΔΥΝΑΜΙΚΗ –4

ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΜΕΘΟΔΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΡΕΥΣΤΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ ΣΤΟ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΘΕΡΜΙΚΩΝ ΣΤΡΟΒΙΛΟΜΗΧΑΝΩΝ ΤΟΥ ΕΜΠ

Ε. Σ. Πολίτης*, Δ. Κουμπογιάννης*, Α. Γιώτης°, Ν. Λαμπρόπουλος°, Α. Γεωργιάδης°,
Κ. Χ. Γιαννάκογλου†

Εργαστήριο Θερμικών Στροβιλομηχανών,
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π.
Τ.Θ. 64069, Αθήνα 157 10
Τηλ. (1)-772.16.36, Fax (1)-772.3789
kgianna@central.ntua.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Το κείμενο αυτό καταγράφει ερευνητικές δραστηριότητες στην περιοχή της ανάπτυξης μεθόδων και λογισμικού για την αριθμητική επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes, όπως αναπτύσσονται από μια Ερευνητική Ομάδα του Εργαστηρίου Θερμικών Στροβιλομηχανών του ΕΜΠ (ΕΘΣ/ΕΜΠ). Γίνεται αναφορά σε μεθοδολογίες για συμπιεστές και ασυμπίεστες ροές, στη χρήση δομημένων και μη-δομημένων πλεγμάτων με ή χωρίς προσαρμογή, μοντέλων τύρβης και πολυεπεξεργασίας.

1. ΛΟΓΙΣΜΙΚΟ ΕΠΙΛΥΣΗΣ ΒΑΣΙΣΜΕΝΟ ΣΤΗΝ ΤΕΧΝΙΚΗ ΔΙΟΡΘΩΣΗΣ ΠΙΕΣΗΣ

Η πρώτη κατηγορία μεθόδων και λογισμικού στην οποία γίνεται αναφορά καλύπτει πρωταρχικά ασυμπίεστες ροές ή ροές χαμηλών αριθμών Mach μέσω δομημένων πλεγμάτων [1,2,3]. Βασίζεται στην τεχνική διόρθωσης πίεσης και και πλέον καλύπτει χρονικά μόνιμες ροές για ένα μεγάλο εύρος αριθμών Mach, από ασυμπίεστες μέχρι και διηχητικές. Η μέθοδος αυτή φέρει το ακρωνύμιο **ELISA** (Elliptic Implicit Solution Algorithm) και βασίζεται σε ταχείς ελλειπτικούς επιλύτες. Για την επιτάχυνση του αλγορίθμου σε επίπεδο σύγκλισης η επίλυση της εξίσωσης διόρθωσης πίεσης ενισχύεται με τη συνδυασμένη χρήση της μεθόδου της προσεγγιστικής παραγοντοποίησης και περιορισμούς ελαχιστοποίησης υπολοίπου σε υποχώρους Krylov που φέρουν τα χαρακτηριστικά του αλγορίθμου GMRES. Η επέκταση του αλγορίθμου στη διηχητική περιοχή πραγματοποιείται με τη χρήση σχήματος ανάντι διαφορισμένης πυκνότητας, η οποία χρησιμοποιείται στην κατά το διαχωρισμό του διανύσματος της ροής της ορμής στα παράγωγα μεγέθη του. Ο αλγόριθμος ενσωματώνει αρκετά μοντέλα τύρβης δύο εξισώσεων και έχει επαρκώς πιστοποιηθεί σε ακίνητες και περιστρεφόμενες πτερυγώσεις στροβιλομηχανών.

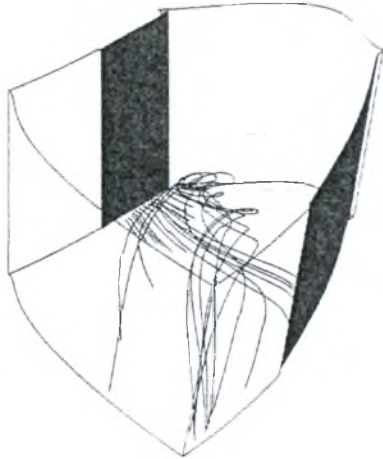
Το λογισμικό αυτό δημιουργήθηκε, αρχικά τουλάχιστον, για την ανάλυση του πεδίου ροής σε σταθερές ή κινητές, τριδιάστατες πτερυγώσεις στροβιλομηχανών με την παρουσία ακτινικού διακένου. Για το σκοπό αυτό, το πεδίο ροής χωρίζεται σε δύο συμπληρωματικά υποχωρία, τα οποία επιλύονται σειριακά με επικοινωνία των μεγεθών της ροής στην κοινή επιφάνεια/όριο τους. Το πρώτο υποχωρίο καλύπτει το κυρίως τμήμα της πτερυγώσεως μέχρι το ύψος του ακροπτερυγίου, ενώ το δεύτερο διακρίτοποιεί το χώρο του ακτινικού διακένου. Η μέθοδος έχει επίσης αντιμετωπίσει με επιτυχία τη μοντελοποίηση βαθμίδων στροβιλομηχανών, στη βάση μιας χαλαρής εμπλοκής των δύο πτερυγώσεων της. Η σύζευξη αυτή πραγματοποιείται μέσω της ανταλλαγής περιφερειακά μέσω των τιμών για τα μεγέθη της

* Δρ. Ερευνητής

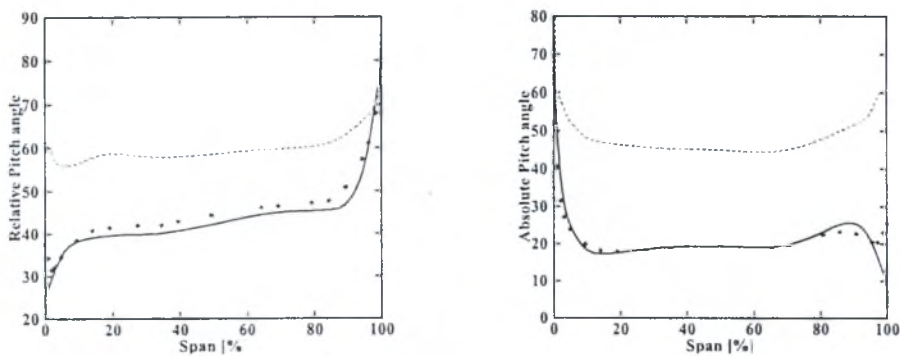
° Υποψήφιος Διδάκτορας

† Επ. Καθηγητής ΕΜΠ

ροής στο επίπεδο εξόδου της πρώτης περίπτωσης. Με τον τρόπο αυτό γίνεται αξιοποίηση ενός ταχύτατου λογισμικού επίλυσης της ροής σε μία πτερύγωση, χωρίς να είναι αναγκαία η χρήση δαπανηρών μεθόδων επίλυσης χρονικά μη-μόνιμων εξισώσεων ροής. Στο δίπλα σχήμα παρουσιάζεται η δημιουργία και εξέλιξη του στροβίλου του ακτινικού διακένου σε μια σταθερή πτερύγωση αξονικού συμπιεστή στον οποίο πραγματοποιούνται μετρήσεις στο ΕΘΣ/ΕΜΠ. Σε επόμενο σχήμα παρουσιάζονται ενδεικτικές ακτινικές διανομές της γωνίας της ροής στην περιφερειακή κατεύθυνση (στο σύστημα αναφοράς που σχετίζεται με την εκάστοτε πτερύγωση) στην έξοδο από την περιστρεφόμενη (αριστερά) και την ακίνητη (δεξιά) πτερύγωση της τρίτης βαθμίδας ενός αξονικού συμπιεστή, ο οποίος έχει αναλυθεί πειραματικά στο Πανεπιστήμιο Cranfield.



Πρόσφατα, η μέθοδος υπολογισμού επεκτάθηκε σε μη-δομημένα πλέγματα με στόχο να μπορεί να καλύψει και περιπτώσεις ροής σε πολύπλοκες γεωμετρίες, οι οποίες δε μπορούν να διακριτοποιηθούν με δομημένα πλέγματα [4]. Η ευελιξία που προσφέρουν τέτοιου είδους πλέγματα, σε συνδυασμό



με την ανάπτυξη στο ΕΘΣ/ΕΜΠ μεθόδων γένεσής τους προσφέρουν ένα ευρύ πεδίο εφαρμογής της μεθόδου. Έτσι, επαναδιατυπώθηκε η τεχνική της διόρθωσης πίεσης για μη-δομημένα πλέγματα με έμφαση στην εξάλειψη ενδεχόμενων απεμπλοκών των πεδίων πίεσης και ταχύτητας. Αυτή η δράση που συνεχίζεται την εποχή αυτή, έρχεται να καλύψει ένα κενό στη σχετική βιβλιογραφία όπου έχουν παρουσιασθεί εργασίες που αναφέρονται κυρίως σε ψευδο-μη-δομημένα πλέγματα !

2. ΛΟΓΙΣΜΙΚΟ ΕΠΙΛΥΣΗΣ ΒΑΣΙΣΜΕΝΟ ΣΕ ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΧΡΟΝΟΠΡΟΕΛΑΣΗΣ

Η δεύτερη μέθοδος [5,6,7] βασίζεται στην τεχνική της χρονο-προέλασης για συμπιεστό ρευστό και χρησιμοποιεί μη-δομημένα πλέγματα (τριγωνικών στοιχείων για 2Δ και τετραεδρικών στοιχείων για 3Δ πλέγματα), λόγω της ευελιξίας που παρέχουν για τη μοντελοποίηση πολύπλοκων γεωμετριών. Η αριθμητική μέθοδος υιοθετεί την τεχνική των πεπερασμένων όγκων και χρησιμοποιεί ανάντι σχήματα διακριτοποίησης για τη διακριτοποίηση των μη-συνεκτικών όρων.

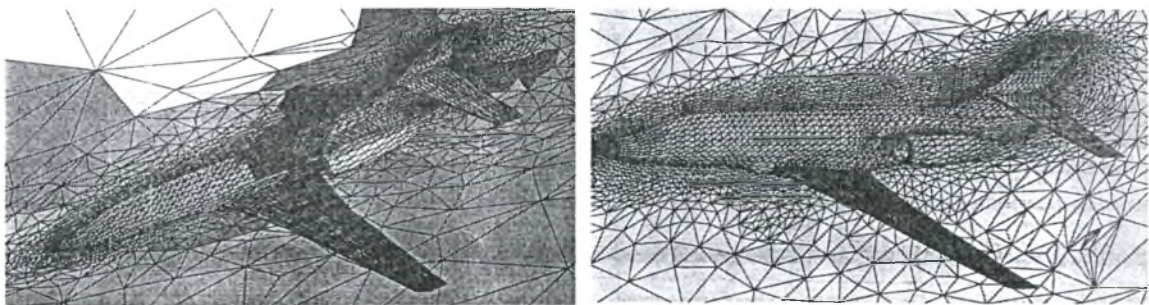
Βασικό συστατικό του λογισμικού επίλυσης αποτελεί η δυνατότητα αυτόματης προσαρμογής του πλέγματος στην υπό εξέλιξη λύση. Αυτή υλοποιείται μέσω της δημιουργίας νέων πλεγματικών στοιχείων σύμφωνα με κατάλληλα διατυπωμένα κριτήρια ανίχνευσης των φυσικών χαρακτηριστικών της ροής.

Το παραπάνω λογισμικό διαθέτει μία πληθώρα μοντέλων τύρβης κατάλληλα εφαρμοσμένων για μη-δομημένα πλέγματα. Πέρα από τις όποιες δυσκολίες διαχείρισης, η εφαρμογή τους απαιτεί τη χρήση πολύ πυκνών πλεγμάτων κατά την κάθετη στο στερεό τοίχωμα διεύθυνση, με πολύ μεγάλο λόγο επιμήκους. Σε τέτοια πλέγματα, οι πολύ

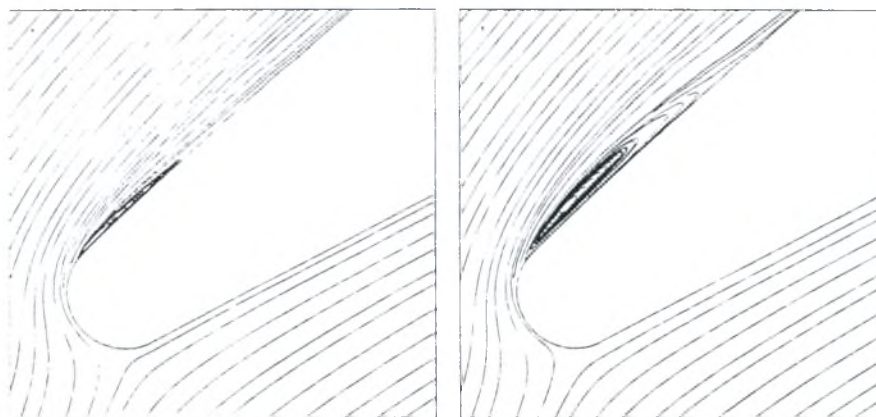
πεπλατυσμένες ή στρεβλές κυψέλες ελέγχου που δημιουργούνται τοπικά έχουν ως αποτέλεσμα τη δραστική μείωση της ακρίβειας του υπολογισμού των εξισώσεων μέσης ροής. Η μέθοδος, ως αποτέλεσμα σχετικής ερευνητικής προσπάθειας, διαθέτει τα κατάλληλα εργαλεία (εναλλακτικοί τρόποι ορισμού των κυψελών αναφοράς, τρόποι υπολογισμού των κλίσεων των μεταβλητών σε συνδυασμό με συναρτήσεις περιορισμού) για την ακριβή επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes σε κάθε ποιότητας πλέγματα.

Η μείωση του χρόνου επίλυσης επιτυγχάνεται μέσω πολυεπεξεργασίας σε συστήματα διανεμημένης μνήμης με την τεχνική των πολλαπλών υποχωριών. Για το σκοπό αυτό έχει αναπτυχθεί ένα ταχύτατο λογισμικό διαμέρισης μη-δομημένων πλεγμάτων σε υποχωρία που βασίζεται στη χρήση γενετικών αλγορίθμων και μιας πρωτότυπης διατύπωσης του προβλήματος [8]. Κατά την εφαρμογή του αλγορίθμου προσαρμογής του πλέγματος στη λύση σε συνδυασμό με την πολυεπεξεργασία, δημιουργείται ανισοκατανομή φορτίου μεταξύ των επεξεργαστών. Αυτή αντιμετωπίζεται με τη δυναμική ή στατική επαναδιαμέριση του πλέγματος σε υποχωρία μετά από κάθε φάση προσαρμογής.

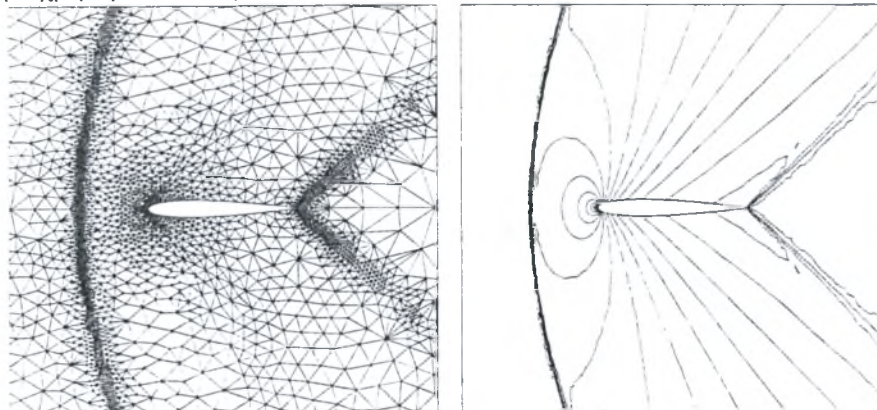
Ακολουθούν ενδεικτικά αποτελέσματα υπολογισμών σε τρεις περιπτώσεις. Στην πρώτη περίπτωση, παρουσιάζεται η διαμέριση του πλέγματος σε υποχωρία και οι περιοχές σταθερού αριθμού Mach που υπολογίστηκαν για τη ροή γύρω από (μισό) αεροσκάφος με χρήση μη-δομημένων πλεγμάτων τετραεδρικών στοιχείων.



Στη δεύτερη περίπτωση, παρουσιάζονται οι γραμμές ροής στην περιοχή κοντά στην ακμή πρόσπτωσης του πτερυγίου ενός συμπιεστή ελεγχόμενης διάχυσης, όπως προέκυψαν από τη χρήση δύο διαφορετικών μοντέλων τύρβης ($k-\epsilon$ Chien αριστερά και Launder-Sharma δεξιά) κατά την επίλυση σε μη-δομημένο πλέγμα τριγωνικών στοιχείων. Τα δύο μοντέλα προλέγουν την (πειραματικά επιβεβαιωμένη) ύπαρξη στρωτής φυσσαλίδας αποκόλλησης, δίνοντας όμως το καθένα διαφορετικό μέγεθος γι' αυτήν.



Τέλος, στην τρίτη περίπτωση, παρουσιάζεται το πλέγμα και οι γραμμές ίσου αριθμού Mach που προέκυψαν από την επίλυση υπερηχητικής ατρίβους ροής γύρω από μεμονωμένη αεροτομή με χρήση του αλγορίθμου προσαρμογής του πλέγματος στη λύση.



Οι τρέχουσες ερευνητικές δραστηριότητες στην κατεύθυνση περαιτέρω ανάπτυξης του λογισμικού επίλυσης σε μη-δομημένα πλέγματα αφορούν: (α) στην πλήρη επέκταση του λογισμικού επίλυσης στην περίπτωση 3Δ περιστρεφόμενων περιφερειακών πτερυγώσεων στροβιλομηχανών, (β) στη δυνατότητα επίλυσης μη-μόνιμων πεδίων ροής που δημιουργεί η αλληλεπίδραση κινητής-ακίνητης πτερυγώσης με χρήση της θεωρίας κεκλιμένων επιπέδων και (γ) στην εισαγωγή της τεχνικής πολυπλέγματος για την αλγοριθμική επιτάχυνση της επίλυσης τόσο σε 2Δ όσο και 3Δ προβλήματα και επιπλέον σε συνδυασμό με την πολυεπεξεργασία.

3. ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. K.C. GIANNAKOGLU and E.S. POLITIS, 'A Pressure Correction Scheme Using Coupled Momentum Equations', Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals, Vol. 32, pp. 419-435, 1997.
2. E.S. POLITIS, K.C. GIANNAKOGLU and K.D. PAPAILIOU, 'High-Speed Flow in an Annular Cascade with Tip-Clearance: Numerical Investigation', ASME Paper 98-GT-247, 43rd ASME Gas Turbine & Aeroengine Congress and Exhibition, Stockholm, June 2-5, 1998.
3. Ε. Σ. ΠΟΛΙΤΗΣ, 1998, 'Ανάπτυξη Μεθόδου Επίλυσης των Εξισώσεων Navier-Stokes για την Ανάλυση της Ροής σε Πτερυγώσεις Στροβιλομηχανών με ή χωρίς Ακτινικό Διάκενο', Διδακτορική Διατριβή, Εργαστήριο Θερμικών Στροβιλομηχανών, Τομέας Ρευστών, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο.
4. Ν. ΛΑΜΠΡΟΠΟΥΛΟΣ, 1998, 'Διατύπωση Τεχνικής Διόρθωσης Πίεσης και Προγραμματισμός Σχετικού Λογισμικού για την Αριθμητική Επίλυση Ασυμπίεστων Ροών σε Μη-Δομημένα Πλέγματα. Εφαρμογή στις Στροβιλομηχανές,' Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο.
5. D.G. KOUBOGIANNIS, L.C. POUSSOULIDIS, D.V. ROVAS and K.C. GIANNAKOGLU, 'Solution of Flow Problems Using Unstructured Grids on Distributed Memory Platforms', Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 160, pp. 89-100, 1998.
6. D.G. KOUBOGIANNIS and K.C. GIANNAKOGLU, 'Implementation and Assessment of Low-Reynolds Turbulence Models for Airfoil Flows on Unstructured Grids', accepted for presentation in ECCOMAS2000, Barcelona, Sept. 2000.
7. Δ. Γ. ΚΟΥΜΠΟΓΙΑΝΝΗΣ, 1998, 'Αριθμητική Επίλυση των Εξισώσεων Navier-Stokes με χρήση μη-δομημένων πλεγμάτων σε περιβάλλον παράλληλης επεξεργασίας', Διδακτορική Διατριβή, Εργαστήριο Θερμικών Στροβιλομηχανών, Τομέας Ρευστών, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο.
8. A.P. GIOTIS, K.C. GIANNAKOGLU, B. MANTEL and J. PERIAUX: 'Efficient Partitioning Methods for 3-D Unstructured Grids Using Genetic Algorithms', EUROGEN 99, Evolutionary Algorithms in Engineering and Computer Science, May 1999.

ΠΡΟΣΦΑΤΕΣ ΚΑΙ ΤΡΕΧΟΥΣΕΣ ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΕΣ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΕΣ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ ΤΟΥ ΒΕΛΤΙΣΤΟΥ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΥ ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΩΝ ΜΟΡΦΩΝ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΕΞΕΛΙΚΤΙΚΩΝ ΑΛΓΟΡΙΘΜΩΝ, ΤΕΧΝΗΤΗΣ ΝΟΗΜΟΣΥΝΗΣ ΚΑΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΡΕΥΣΤΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ.

Α. Γιώτης^ο, Σ. Πετροπούλου^ο, Θ. Πάππου^{*}, Δ. Κουμπογιάννης^{*}, Κ.Χ. Γιαννάκογλου⁺
Εργαστήριο Θερμικών Στροβιλομηχανών,
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π.
Τ.Θ. 64069, Αθήνα 157 10
Τηλ. (1)-772.16.36, Fax (1)-772.3789
kgianna@central.ntua.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Το κείμενο αυτό καταγράφει ερευνητικές δραστηριότητες στην περιοχή της αντίστροφης σχεδίασης και βελτιστοποίησης αεροτομών όπως αναπτύσσονται, με βάση στοχαστικές και αιτιοκρατικές μεθόδους από μία Ερευνητική Ομάδα του Εργαστηρίου Θερμικών Στροβιλομηχανών του ΕΜΠ (ΕΘΣ/ΕΜΠ). Έμφαση δίνεται κυρίως σε μία νέα, πολύ αποδοτική μέθοδο που βασίζεται σε γενετικούς αλγόριθμους και τεχνητά νευρωνικά δίκτυα ενώ συζητούνται και οι τρέχουσες-μελλοντικές ερευνητικές δραστηριότητες.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Ένα σημαντικό και επίκαιρο πρόβλημα σε επιστημονικές περιοχές που άπτονται της Μηχανικής των Ρευστών (οι Θερμικές Στροβιλομηχανές είναι μια από αυτές) είναι η βελτιστοποίηση αεροδυναμικών μορφών με κριτήρια την αεροδυναμική ή και τη δομική συμπεριφορά τους. Ενδεικτικό παράδειγμα είναι ο επανασχεδιασμός αεροτομής με στόχο να ελαχιστοποιηθεί η έλκυσά της, ενώ θα διατηρείται η άνωσή της και θα ικανοποιούνται γεωμετρικοί περιορισμοί. Σε τέτοια προβλήματα, η Υπολογιστική Ρευστοδυναμική (ΥΡΔ, Computational Fluid Dynamics, CFD) διαδραματίζει κεντρικό ρόλο, αφού με τεχνικές ΥΡΔ αξιολογούνται πολύπλοκες γεωμετρίες χωρίς υψηλού κόστους πειράματα.

Οι σχετικές δραστηριότητες της Ερευνητικής μας Ομάδας χρονολογούνται περίπου από το 1997 και βασίστηκαν σε υπάρχοντες κώδικες ΥΡΔ (κώδικες γένεσης αριθμητικών πλεγμάτων και κώδικες αριθμητικής ανάλυσης ροϊκών πεδίων). Οι κώδικες αυτοί αφορούν συμπίεστες ή ασυμπίεστες ροές, χρησιμοποιούν διάφορους τύπους πλεγμάτων, επιδέχονται ενδεχόμενα πολυεπεξεργασία και όλοι αναπτύχθηκαν στο ΕΘΣ/ΕΜΠ και πιστοποιήθηκαν επαρκώς σε μεγάλο αριθμό προβλημάτων (βλ. άλλο σχετικό κείμενο).

2. ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ – ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗ ΣΧΕΔΙΑΣΗ ΜΕΣΩ ΓΕΝΕΤΙΚΩΝ ΑΛΓΟΡΙΘΜΩΝ ΚΑΙ ΤΕΧΝΗΤΩΝ ΝΕΥΡΩΝΙΚΩΝ ΔΙΚΤΥΩΝ

Οι βασικές μέχρι τώρα δραστηριότητες της Ομάδας βασίζονται σε στοχαστικές προσεγγίσεις και την τεχνητή νοημοσύνη. Κύριο εργαλείο βελτιστοποίησης είναι οι Εξελικτικοί Αλγόριθμοι (ΕΑ) και κυρίως οι Γενετικοί Αλγόριθμοι (ΓΑ). Η ταυτόχρονη χρήση Τεχνητών Νευρωνικών Δικτύων (ΤΝΔ), με ένα νέο σχήμα εμπλοκής τους στη διαδικασία βελτιστοποίησης και κύριο στόχο τη μείωση του υπολογιστικού κόστους σε επιτρεπτά επίπεδα ώστε να διευκολυνθεί η υιοθέτηση της μεθόδου για βιομηχανική χρήση, είναι ένα

^ο Υποψήφιος Διδάκτορας

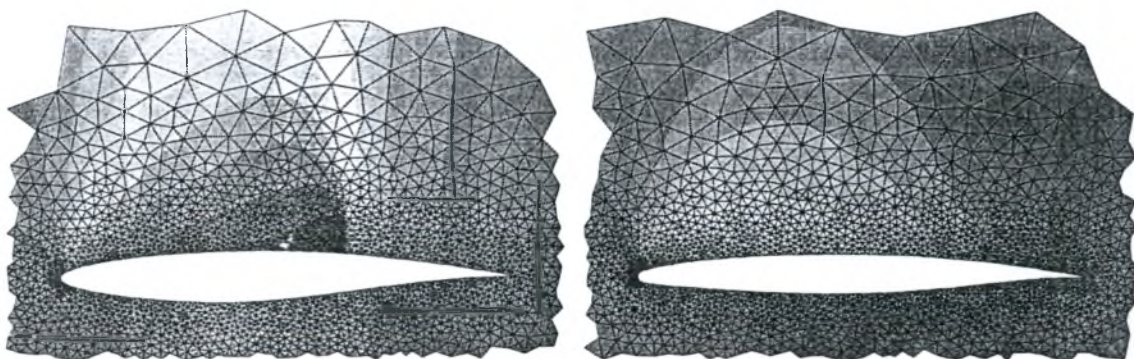
^{*} Δρ. Ερευνητήτρια

⁺ Επ. Καθηγήτης ΕΜΠ

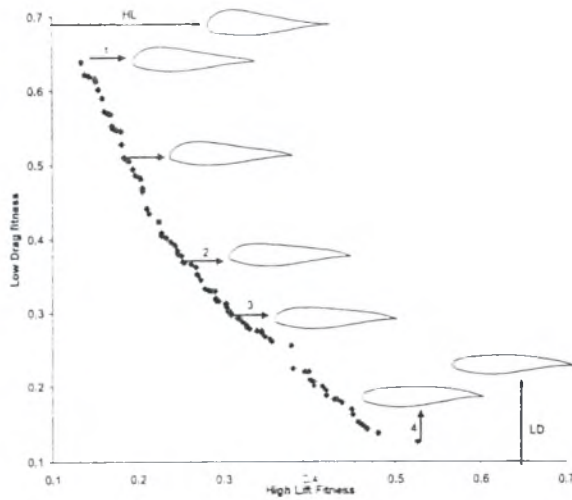
από τα πιο πρόσφατα επιτεύγματα της Ομάδας μας. Οι ΓΑ βασίζονται στην ιδέα της βιολογικής εξέλιξης των πληθυσμών και επιλέχθηκαν λόγω της ικανότητάς τους να εντοπίζουν την πραγματικά βέλτιστη λύση σε προβλήματα όπου απαιτείται αρκετή επένδυση για να αναπτυχθεί ανταγωνιστική μέθοδος αριθμητικής βελτιστοποίησης, και παρόλα αυτά η τελευταία κινδυνεύει πάντα να εγκλωβιστεί σε τοπικά ακρότατα. Στο λογισμικό βελτιστοποίησης μέσω ΓΑ που αναπτύχθηκε, οι υποψήφιες λύσεις κωδικοποιούνται και βαθμολογούνται ως προς την καταλληλότητά τους μέσω τεχνικών ΥΡΔ. Όμως, η βελτιστοποίηση αποκλειστικά μέσω ΓΑ είναι χρονοβόρα αφού οι αλληπάλληλες αξιολογήσεις υποψηφίων λύσεων μέσω λογισμικού ΥΡΔ (επιλύτες εξισώσεων Euler, Navier-Stokes, ενδεχόμενα ολοκληρωματικές μέθοδοι υπολογισμού οριακών στρωμάτων, κλπ) έχουν υψηλό κόστος.

Η νέα μέθοδος που αναπτύχθηκε στην Ομάδα μας, αναφορές [1] ως [6], μειώνει σημαντικά το κόστος χρησιμοποιώντας Τεχνητά Νευρωνικά Δίκτυα (ΤΝΔ). Ο ρόλος τους είναι να εκπαιδευτούν κατά τη διάρκεια της γενετικής εξέλιξης ώστε στη συνέχεια να συσχετίζουν ανέξοδα, αλλά με ικανοποιητική ακρίβεια, τις υποψήφιες λύσεις και τις αντίστοιχες τιμές καταλληλότητας. Συγκεκριμένα, σε κάθε γενιά του ΓΑ, ένα δυναμικά εκπαιδευόμενο ΤΝΔ πραγματοποιεί μια μη-ακριβή (προσεγγιστική) προ-εκτίμηση της καταλληλότητας των μελών του πληθυσμού, ώστε ο χρονοβόρος επιλύτης της ΥΡΔ να χρησιμοποιηθεί για την ακριβή εκτίμηση της καταλληλότητας των πιο κατάλληλων μόνο από αυτά τα μέλη. Η τεχνική επεκτείνεται και σε προβλήματα βελτιστοποίησης πολλαπλών στόχων (multi-objective optimization), όπου ο ΓΑ εμπλουτίζεται με τεχνικές από τη Θεωρία Παιγνίων, όπως είναι οι Συνεργατικές Στρατηγικές (Cooperative Strategies) ή η Ισορροπία κατά Pareto (Pareto Equilibrium). Μια τέτοια μέθοδος παρέχει ένα σύνολο-μέτωπο μη-κυριαρχούμενων βέλτιστων λύσεων (μέτωπο Pareto), αντί μιας μοναδικής βέλτιστης λύσης. Η συνδυασμένη χρήση ΓΑ και ΤΝΔ, με το σχήμα που έχει αναπτυχθεί επιτρέπει μείωση του χρόνου σχεδίασης περίπου στο ένα τέταρτο αυτού που χρειάζεται ένας τυπικός ΓΑ. Για περαιτέρω μείωση χρησιμοποιείται ένα δίκτυο διασυνδεδεμένων προσωπικών υπολογιστών, δηλ. η παράλληλη επεξεργασία. Κάθε υπολογιστής αναλαμβάνει, ταυτόχρονα με τους άλλους, την αξιολόγηση μιας υποψηφίας λύσης. Η επικοινωνία μεταξύ των υπολογιστών πραγματοποιείται από το πρωτόκολλο ανταλλαγής μηνυμάτων PVM και ο χρόνος που απαιτείται διαιρείται περίπου με τον αριθμό των επεξεργαστών.

Ακολουθούν δύο ενδεικτικά παραδείγματα βελτιστοποίησης. Το πρώτο αφορά τη μείωση της οπισθέλκουσας (C_D) της αεροτομής RAE2822 σε ατριβείς συνθήκες ροής ($M_\infty = 0.75$, $\alpha_m = 3.19^\circ$) με ταυτόχρονη διατήρηση του αρχικού συντελεστή άνωσης. Κάθε υποψήφια αεροτομή παραμετροποιείται με χρήση καμπυλών Bezier και κυκλικών τόξων. Στο παρακάτω σχήμα παρουσιάζεται η αρχική αεροτομή (αριστερά, με την παρουσία ισχυρού κρουστικού κύματος στην πλευρά υποπίεσης) και η βέλτιστη υπολογισθείσα (δεξιά, το κύμα κρούσης έχει εξαφανισθεί και έτσι μειώθηκε αισθητά η επαγόμενη οπισθέλκουσα).



Ένα δεύτερο παράδειγμα είναι η σχεδίαση μία αεροτομής με προ-καθορισμένες κατανομές πίεσης κατά μήκος των τοιχωμάτων της σε δύο διαφορετικά σημεία λειτουργίας. Οι

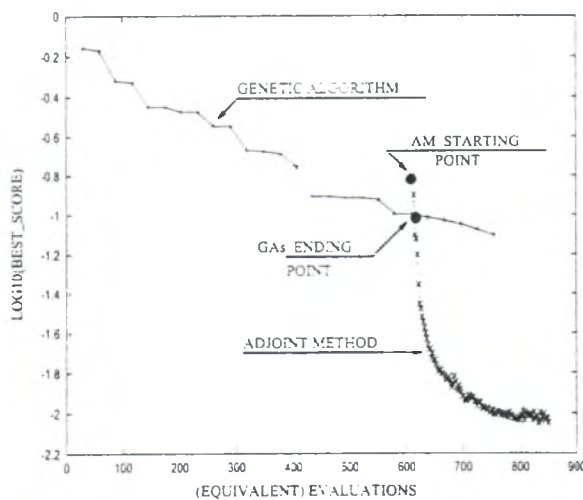


κατανομές αυτές καθορίζονται από μία δεδομένη υποηχητική αεροτομή υψηλής άωσης ($Ma=0.2$, $Re=5000000$, $\alpha=10.8^\circ$) και από μία διηχητική αεροτομή μικρής οπισθέλκουσας ($Ma=0.77$, $Re=10000000$, $\alpha=1.0^\circ$). Η ροή θεωρείται συνεκτική. Στο παραπάνω πρόβλημα αναγνωρίζονται δύο στόχοι - επίτευξη δύο κατανομών πίεσης σε διαφορετικές συνθήκες ροής - συνεπώς υπολογίζεται το βέλτιστο κατά Pareto μέτωπο λύσεων. Αυτό παρουσιάζεται στο δίπλα σχήμα, μαζί με τις δύο δεδομένες αεροτομές (στα άκρα) και πέντε βέλτιστες υποψήφιες αεροτομές από το σύνολο των λύσεων που υπολογίστηκαν.

Το σχετικό λογισμικό φέρεται με την κωδική ονομασία *G.A.T.O.* (*Genetic Algorithm Tool for Optimization*) και μπορεί εύκολα να συνεργαστεί με οποιοδήποτε επιλύτη ροικού πεδίου. Η ανάπτυξή του βασίστηκε σε χρηματοδότηση της Γαλλικής Εταιρείας Dassault Aviation και σε Ερευνητικά Προγράμματα χρηματοδοτούμενα από την Ε.Ε. και τη Γ.Γ.Ε.Τ.

3. ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΜΕΣΩ ΤΗΣ ΣΥΖΥΓΟΥΣ ΜΕΘΟΔΟΥ

Πρόσφατα στις δραστηριότητες της Ομάδας μας προστέθηκε και η ανάπτυξη ενός κώδικα/λογισμικού βασισμένου σε αιτιοκρατικά σχήματα βελτιστοποίησης, [7]. Η μέθοδος που χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό των κλίσεων είναι η επίλυση ενός συζυγούς (adjoint) συστήματος εξισώσεων, για δομημένα και μη-δομημένα πλέγματα, που γραμμικοποιεί τη συσχέτιση μεταξύ συνάρτησης καταλληλότητας και παραμέτρων ελέγχου. Δυστυχώς οι μέθοδοι αυτές ενέχουν τον κίνδυνο εντοπισμού τοπικού ακρότατου, αντί του ολικού. Αυτός ο κίνδυνος μπορεί να αποφευχθεί αν το σημείο εκκίνησης της διαδικασίας



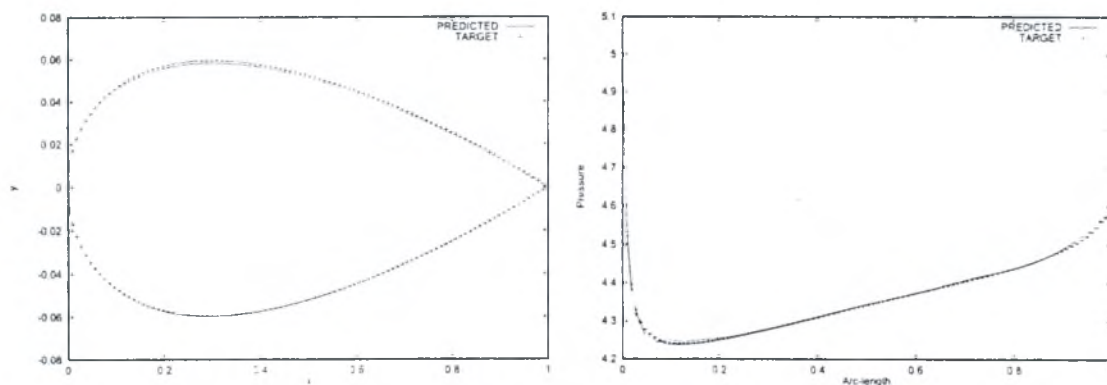
είναι κοντά στην βέλτιστη λύση. Γι' αυτό τον σκοπό αναπτύχθηκε μια υβριδική μέθοδος με χρήση ΓΑ και της Συζυγούς Μεθόδου (ΣΜ) κατά την οποία η βελτιστοποίηση αρχικά χρησιμοποιεί ΓΑ, για καλύτερη ανίχνευση του χώρου λύσεων, και την οποία μετά διαδέχεται η ΣΜ, για την καλύτερη αξιοποίηση της τρέχουσας λύσης, δηλ. ταχύτερη σύγκλιση. Με αυτό τον τρόπο εκμεταλλευόμαστε την πολύ καλή συμπεριφορά της ΣΜ όταν η αρχική λύση είναι κοντά στη βέλτιστη. Ένα ενδεικτικό παράδειγμα είναι η αντίστροφη σχεδίαση μιας Αεροτομής NACA12, με προκαθορισμένη κατανομή πίεσης. Η

σύγκλιση της υβριδικής μεθόδου φαίνεται στο δίπλα σχήμα, με 20 γενιές ΓΑ και μετά χρήση της ΣΜ. Η προκύπτουσα αεροτομή και η σχετική κατανομή πίεσης φαίνονται στο τελευταίο σχήμα.

4. ΤΡΕΧΟΥΣΕΣ ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΕΣ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΕΣ

Την περίοδο αυτή, οι ερευνητικές δραστηριότητες της Ομάδας εντοπίζονται στις παρακάτω περιοχές:

- (α) Συνέχιση της πιστοποίησης του λογισμικού βελτιστοποίησης σε προβλήματα που ενδιαφέρουν τη βιομηχανία.
- (β) Εμπλουτισμός του με τεχνικές ασαφούς λογικής ώστε να επιλέγει αυτόματα τις βέλτιστες στρατηγικές παραμέτρους και να εξασφαλίζει βέλτιστη σύγκλιση.
- (γ) Επέκταση του λογισμικού για τη βελτιστοποίηση τριδιάστατων αεροδυναμικών σωμάτων, όπου το μοναδικό πρόβλημα που πρέπει να επιλυθεί είναι αυτό της παραμετροποίησης των επιφανειών τους.
- (δ) Προγραμματισμός και επέκταση της Συζυγούς Μεθόδου, ώστε να καλύπτει συνεκτικές και διηχητικές ροές, στο πρότυπο των αριθμητικών σχημάτων που διέπουν τον επίλυση του ευθέως προβλήματος. Σχετικές δοκιμές και πιστοποίηση.



5. ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. K.C. GIANNAKOGLU: 'A Design Method for Turbine Blades using Genetic Algorithms on Parallel Computers', Proceedings of the 4th European Computational Fluid Dynamics Conference, ECCOMAS, Athens, Vol. 1, pp. 354-359, Sept. 7-11, 1998.
2. A.P. GIOTIS and K.C. GIANNAKOGLU: 'Single- and Multi-Objective Airfoil Design Using Genetic Algorithms and Artificial Intelligence', EUROGEN 99, Evolutionary Algorithms in Engineering and Computer Science, May 1999.
3. K.C. GIANNAKOGLU: 'Designing Turbomachinery Blades Using Evolutionary Methods', ASME Paper presented at the 44th ASME Gas Turbine & Aeroengine Congress, Indianapolis, IN, USA, June 7-10, 1999.
4. A.P. GIOTIS, K.C. GIANNAKOGLU and J. PERIAUX: 'A Reduced-Cost Multi-Objective Optimization Method Based on the Pareto Front Technique, Neural Networks and PVM', accepted for presentation in ECCOMAS2000, Barcelona, Sept. 2000.
5. K.C. GIANNAKOGLU: 'Acceleration of Genetic Algorithms Using Artificial Neural Networks – Theoretical Background', von Karman Institute Lectures Series on 'Genetic Algorithms for Optimization in Aeronautics and Turbomachinery', May 15-19, 2000.
6. K.C. GIANNAKOGLU and A.P. GIOTIS: 'Acceleration of Genetic Algorithms Using Artificial Neural Networks – Application of the Method', von Karman Institute Lectures Series on 'Genetic Algorithms for Optimization in Aeronautics and Turbomachinery', May 15-19, 2000.
7. K.C. GIANNAKOGLU, T.I. PAPPOU, A.P. GIOTIS and D.G. KOUBOGIANNIS, 'A Parallel Inverse-Design Algorithm in Aeronautics Based on Genetic Algorithms and the Adjoint Method', accepted for presentation in ECCOMAS2000, Barcelona, Sept. 2000.

ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΕΣ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΕΣ ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟΥ ΥΔΡΑΥΛΙΚΗΣ-ΑΠΘ ΣΕ ΘΕΜΑΤΑ ΤΥΡΒΩΔΩΝ ΡΟΩΝ

Π. Πρίνος, Αν. Καθηγητής
Εργ. Υδραυλικής-Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών
Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης
Θεσσαλονίκη 54006
e-mail: prinosp@civil.auth.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην εργασία αυτή παρουσιάζονται οι πρόσφατες ερευνητικές δραστηριότητες του εργαστηρίου Υδραυλικής του τμήματος Πολιτικών Μηχανικών του Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης (ΑΠΘ) σε θέματα τυρβωδών ροών. Γίνεται αναφορά σε θέματα όπως (α) Ανάπτυξη και εφαρμογή μοντέλων τύρβης (β) Υπολογιστική προσομοίωση τυρβωδών υδραυλικών ροών και (γ) Πειραματική προσομοίωση τυρβωδών ροών με ελεύθερη επιφάνεια και παρουσιάζονται τα κύρια ερευνητικά αποτελέσματα.

SUMMARY

Recent research activities of the Hydraulics laboratory of the Department of Civil Engineering of Aristotle University of Thessaloniki related to turbulent flows are presented below. Such activities include (a) the development and application of turbulence models in hydraulics (b) the numerical simulation of turbulent flows and (c) Laboratory investigation of turbulent free surface flows. Main results are presented and analysed.

1. ΓΕΝΙΚΑ

Το εργαστήριο Υδραυλικής αποτελεί το μοναδικό αναγνωρισμένο εργαστήριο του Τομέα Υδραυλικής και Τεχνικής Περιβάλλοντος (ΤΥΤΠ) του τμήματος Πολιτικών Μηχανικών του ΑΠΘ. Το επιστημονικό προσωπικό του ΤΥΤΠ καλύπτει ερευνητικά όλα τα αντικείμενα που σχετίζονται με την τεχνολογία του νερού και χωρίζεται στις παρακάτω ομάδες ανάλογα με το ερευνητικό και διδακτικό αντικείμενο (α) Μηχανική Ρευστών και Υδραυλική (β) Υδάτινοι Πόροι και Υπόγειες ροές (γ) Ακτομηχανική και Θαλάσσια Υδραυλική και (δ) Περιβαλλοντική Τεχνολογία.

Στις επόμενες παραγράφους θα γίνει αναφορά των ερευνητικών δραστηριοτήτων σε θέματα τυρβωδών ροών όπως (α) Ανάπτυξη και εφαρμογή μοντέλων τύρβης (β) Υπολογιστική προσομοίωση τυρβωδών υδραυλικών ροών και (γ) Πειραματική προσομοίωση τυρβωδών ροών με ελεύθερη επιφάνεια

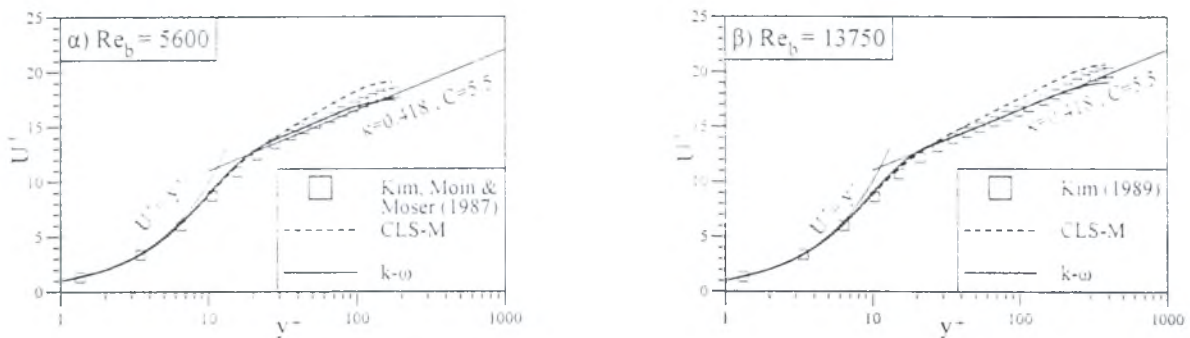
2. ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΚΑΙ ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΤΥΡΒΗΣ

Η έρευνα για την ανάπτυξη μοντέλων τύρβης και την εφαρμογή τους στη προσομοίωση τυρβωδών ροών στην υδραυλική εστιάζεται σε μη-γραμμικά μοντέλα χαμηλού αριθμού Reynolds του τύπου k-ε ή k-ω. Τα μοντέλα τύπου k-ε βασίζονται στο μοντέλο του UMIST και έχουν τροποποιηθεί και βελτιστοποιηθεί με σκοπό την καλύτερη επίδοση τους στην αριθμητική προσομοίωση των υπο διερεύνηση ροών (1). Τα μοντέλα αυτά χρησιμοποιούν μια μη-γραμμική σχέση για την περιγραφή των τάσεων Reynolds η οποία εξαρτάται από την στροβιλότητα και παραμόρφωση της ροής. Επίσης η προσομοίωση της μείωσης της τύρβης στο στρωτό υπόστρωμα στερεών τοιχωμάτων επιτυγχάνεται με τη χρήση εμπειρικών συναρτήσεων όπως επίσης και με την εισαγωγή της σκέδασης της τύρβης που προκαλείται

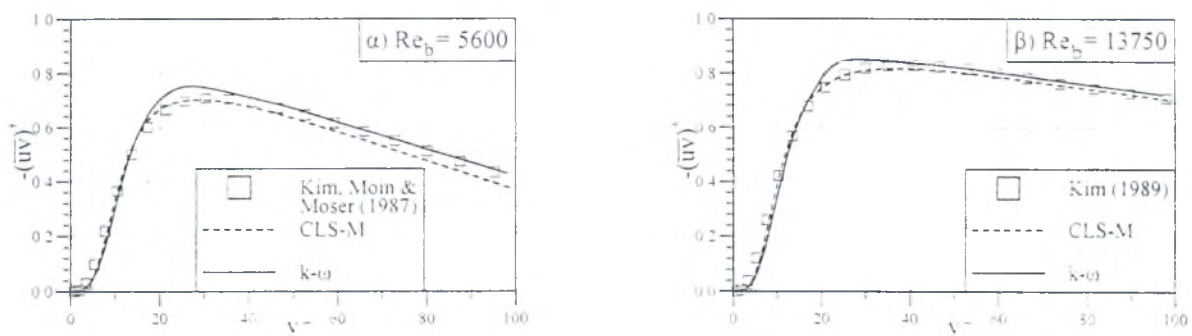
από τον ρυθμό παραμόρφωσης της ροής. Η βελτιστοποίηση έγινε με τον καθορισμό συντελεστών και συναρτήσεων του μοντέλου που δεν είναι σταθερές (όπως στο αρχικό μοντέλο) αλλά εξαρτώνται από την μέση παραμόρφωση της ροής.

Το μη-γραμμικό μοντέλο $k-\omega$ (2) που αναπτύχθηκε και εφαρμόστηκε σε διάφορες ροές έχει τα παρακάτω χαρακτηριστικά : (α) Ο ορος εγκάρσιας διάχυσης που εμφανίζεται στην ακριβή εξίσωση για το ω συμπεριλαμβάνεται στο μοντέλο αυτό σε αντίθεση με προηγούμενα μοντέλα που δεν συμπεριλαμβάνουν τον ορο αυτό (β) Οι συντελεστές της μη-γραμμικής σχέσης τάσης -παραμόρφωσης , που χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό των τάσεων Reynolds, μεταβάλλονται και εξαρτώνται από την μέση παραμόρφωση της ροής (γ) Η τάση και η παραμόρφωση της ροής χρησιμοποιούνται για τη περιγραφή της σκέδασης της τύρβης κοντά σε στερεά τοιχώματα, σε αντίθεση με προηγούμενα μοντέλα που χρησιμοποιούν εμπειρικές συναρτήσεις. Το μοντέλο, μετά τη βαθμονόμηση του, έχει εφαρμοσθεί σε απλές ομοιογενείς ροές, λεία και τραχεία πλήρως αναπτυγμένη σε αγωγό και πλήρως αναπτυγμένη ροή σε αγωγό τετραγωνικής διατομής με πολύ ικανοποιητικά αποτελέσματα.

Στα σχήματα 1 και 2 παρουσιάζονται ο λογαριθμικός νόμος του τοιχώματος και η κατανομή της διατμητικής τάσης σε πλήρως αναπτυγμένη τυρβώδη ροή σε αγωγό όπως έχουν υπολογισθεί από το μοντέλο $k-\omega$ και σε σύγκριση με 'αριθμητικά πειράματα' άμεσης προσομοίωσης και αποτελέσματα ενός μη γραμμικού μοντέλου $k-\epsilon$ (CLS-M). Όπως φαίνεται η συμφωνία είναι ικανοποιητική.



Σχήμα 1: Λογαριθμικός νόμος του τοιχώματος

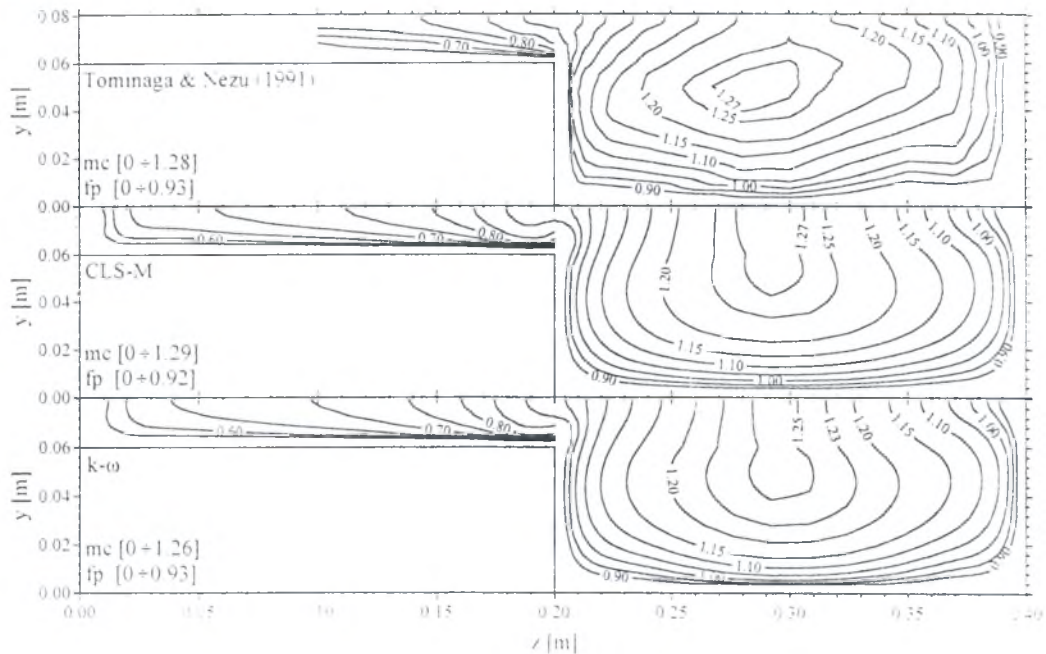


Σχήμα 2: Κατανομή της διατμητικής τάσης

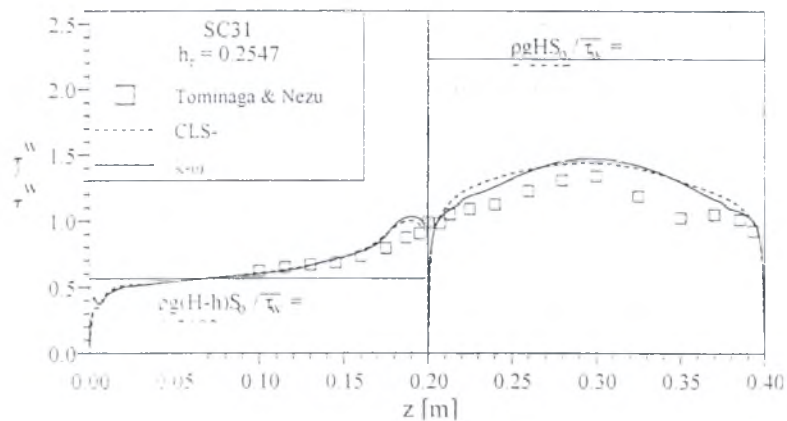
3. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΤΥΡΒΩΔΩΝ ΡΟΩΝ

Ο υπολογισμός των τυρβωδών ροών βασίζεται σε κώδικες πεπερασμένων ογκών που επιλύουν τις εξισώσεις Reynolds σε δύο ή τρεις διαστάσεις σε συνάρτηση με τα μοντέλα που αναφέρθηκαν προηγούμενα. Τα τελευταία χρόνια έχει δοθεί έμφαση στις παρακάτω ροές (α) Πλήρως αναπτυγμένη τριδιάστατη ροή σε ανοικτό αγωγό σύνθετης διατομής (3) (β) "Διαταραγμένες" διδιάστατες ροές σε ανοικτούς ή κλειστούς αγωγούς. Η "διαταραχή" μπορεί να οφείλεται στην αναρόφηση ρευστού από τον πυθμένα του αγωγού, στη διαφορετική

τραχύτητα του πάνω και κάτω τοιχώματος η στο πορώδες (5). Αποτελέσματα από την προσομοίωση τυρβώδους ροής σε ανοικτό αγωγό σύνθετης διατομής με μη-γραμμικά μοντέλα τύπου k-ε (CLS-M) και k-ω φαίνονται στα σχήματα 3 και 4 μαζί με πειραματικά δεδομένα άλλων ερευνητών.



Σχήμα 3: Ισοώνειες της κύριας ταχύτητας, (U/U_b)



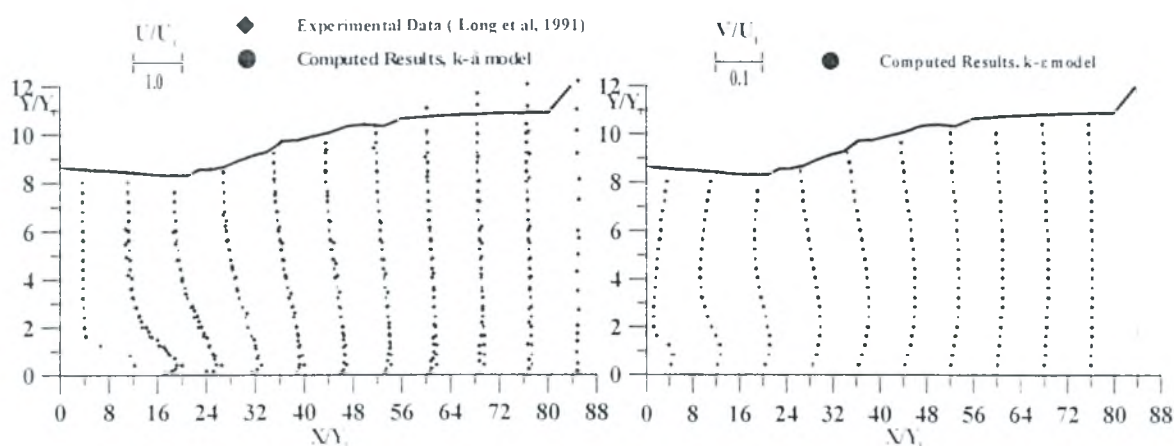
Σχήμα 4: Μεταβολή της διατμητικής τάσης του τοιχώματος, τ_w , στην εγκάρσια διεύθυνση

Πρόσφατα υπάρχει μια εντονη ερευνητική δραστηριότητα στη προσομοίωση τυρβωδών ροών με εντονα μεταβαλλόμενη ελεύθερη επιφάνεια (υδραυλικό άλμα, θραυόμενοι κυματισμοί, αλληλεπίδραση κυματισμών και κατασκευής (κυματοθραύστη). Σε τέτοιες ροές, εκτός από την επίλυση των προηγούμενων εξισώσεων χρησιμοποιείται και μια μέθοδος για τον “εντοπισμό” της ελεύθερης επιφάνειας. Χρησιμοποιείται η μέθοδος VOF (Volume Of Fluid) για τον υπολογισμό της θέσης της ελεύθερης επιφάνειας (4). Στο σχήμα 5 παρουσιάζονται υπολογιστικά αποτελέσματα με τη μέθοδο VOF για τη περίπτωση του βυθισμένου υδραυλικού αλματος και συγκρίνονται ικανοποιητικά με πειραματικές μετρήσεις.

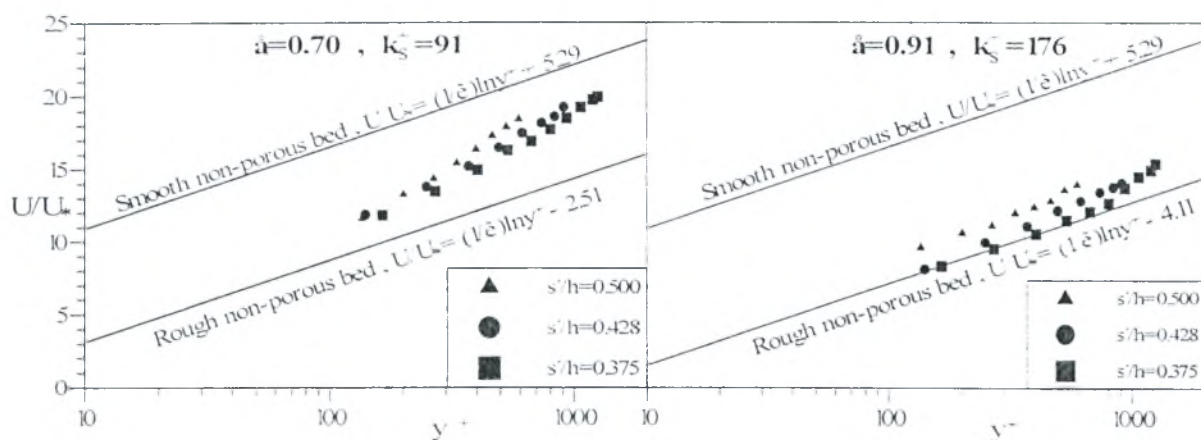
4. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΤΥΡΒΩΔΩΝ ΡΟΩΝ

Εργαστηριακές μετρήσεις τυρβωδών ροών σε ανοικτούς αγωγούς διεξάγονται σε δύο εργαστηριακά κανάλια χρησιμοποιώντας κλασικές μετρητικές τεχνικές (Ανεμομετρία Laser-

Doppler η θερμού φίλμ) για την μέτρηση μέσων και τυρβωδών χαρακτηριστικών. Διερευνώνται πειραματικά ροές παρόμοιες με αυτές των υπολογιστικών προσομοιώσεων (επίδραση της αναρόφησης ρευστού από τον πυθμένα). Ιδιαίτερη εμφαση δίνεται στη φασματική ανάλυση των μετρήσεων και στη αναγνώριση συνεκτικών δομών σε τέτοιες ροές. Επίσης διεπιφανειακά φαινόμενα κοντά στη διεπιφάνεια νερού και πορώδους εξετάζονται πειραματικά σε ανοικτό αγωγό με πορώδη πυθμένα (5). Μετρήσεις της ταχύτητας ροής πάνω από διαπερατό πυθμένα με ανεμομετρία hot-film φαίνονται στο σχήμα 6.



Σχήμα 5: Μεταβολή των ταχυτήτων U και V και της ελεύθερης επιφάνειας σε βυθισμένο υδραυλικό αίμα



Σχήμα 6: Κατανομή της ταχύτητας τυρβώδους ροής πάνω από διαπερατό πυθμένα

5. ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. Sofialidis and P. Prinos. "Compound open channel flow modeling with non-linear low- Re $k-\epsilon$ models", J. of Hydraulic Eng., ASCE, vol. 124, no. 3, pp. 253-262, 1998.
2. D. Sofialidis and P. Prinos. "Development of a non-linear strain-sensitive $k-\omega$ turbulence model". Proc. of 11th Symposium on Turbulent shear flows, vol. 2, pp. 89 - 94, 1997.
3. D. Sofialidis and P. Prinos, "Turbulent flow in open channels with smooth and rough flood plains", J. of Hydraulic Research, IAHR, vol. 37, no. 5, pp. 615-640, 1999.
4. F. Ma and P. Prinos. "Characteristics of a submerged hydraulic jump near a gate", Proc. of XXVIII IAHR Congress. (available in CD-ROM), Graz, Austria, 1999.
5. P. Prinos and E. Keramaris. "Characteristics of turbulent flow over a porous bed", Proc. Of 3rd Int. Conf. on Hydroscience and Engineering (available in CD-ROM), Cottbus/Berlin, 1998.

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΔΙΕΡΓΑΣΙΩΝ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΕΞΩΤΕΡΙΚΩΝ ΥΠΟΡΟΥΤΙΝΩΝ (USER-DEFINED-SUBROUTINES) ΣΕ ΚΩΔΙΚΑ CFD

Σοφιαλίδης Δημήτριος & Φαλτσή Ουρανία
ENERVAC-FLUTEC Ε.Π.Ε., Σωκράτους 8, Θέρμη, 57001 Θεσσαλονίκη,
Τηλ.: (031) 465013, Fax: (031) 465056, E-mail: flutec@flutec.gr

Καλδής Σωτήριος, Σκόδρας Γεώργιος & Σακελλαρόπουλος Γεώργιος,
Τμήμα Χημικών Μηχανικών, Α.Π.Θ., Τ.Θ. 1520, 54006 Θεσσαλονίκη,
Τηλ.: (031) 996271, Fax: (031) 996168, E-mail: sakel@vergina.eng.auth.gr

ABSTRACT

Two chemical processes involving fluid flow were investigated with a CFD code. In the main body of the code appropriate user-defined subroutines were incorporated for the complete description of the processes. In such a way, the flow field calculations are performed together with the simulation of additional phenomena in problems where the effect of fluid dynamics is significant for the process. The separation of a binary gas mixture with membranes and the coal gasification inside a slag reactor were modeled with this approach.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στην παρούσα εργασία παρουσιάζεται η μοντελοποίηση δύο βιομηχανικών διεργασιών με ροή ρευστών. Για την προσομοίωση τους χρησιμοποιήθηκε κώδικας υπολογιστικής ρευστοδυναμικής [1] (Computational Fluid Dynamics, CFD) με "ανοικτή" δομή, επιτρέποντας τη σύνδεση εξωτερικών υπορουτινών (User-Defined-Subroutines, UDS). Οι τελευταίες δημιουργούνται από τον χρήστη για την ακριβέστερη περιγραφή του εκάστοτε προβλήματος. Οι υπορουτίνες δημιουργήθηκαν σε γλώσσα FORTRAN και ενοποιήθηκαν (compiled & linked) με τον βασικό κώδικα.

2. ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΔΙΕΡΓΑΣΙΩΝ

2.1 Διαχωρισμός Διμερούς Μίγματος Αερίων με Μεμβράνες

2.1.1 Περιγραφή της Διεργασίας

Η πρώτη εφαρμογή αφορά στο διαχωρισμό ενός διμερούς μίγματος αερίων μέσω της ροής του σε έναν διαχωριστή μεμβρανών. Ο διαχωριστής είναι ένα κυλινδρικό δοχείο με μία δεσμίδα χιλιάδων μεμβρανών σε μορφή κοίλων ινών (hollow fibers). Οι μεμβράνες είναι τοποθετημένες κατά μήκος του διαχωριστή και είναι πακτωμένες στο ένα τους άκρο, ενώ είναι ανοικτές στο άλλο. Το μίγμα διαρρέει κατά μήκος το διαχωριστή εξωτερικά των μεμβρανών ανάμεσα στα κενά που δημιουργούνται από τη συσσώρευσή τους. Ανάλογα με το υλικό των μεμβρανών, το οποίο έχει διαφορετική διαπερατότητα στα δύο αέρια, το ένα αέριο απορροφάται σε μεγαλύτερο βαθμό από το άλλο. Το διήθημα (permeate) ρέει εντός των μεμβρανών και λαμβάνεται από το ανοικτό τους άκρο, ενώ το υπόλειμμα (residue) εξέρχεται από την έξοδο της συσκευής. Ως αποτέλεσμα, το διήθημα είναι αυξημένης, σχετικά με την αρχική, περιεκτικότητας στο πιο διαπερατό αέριο, ενώ το υπόλειμμα στο λιγότερο διαπερατό.

2.1.2 Μεθοδολογία - Εξισώσεις

Για την περιγραφή της διεργασίας ενσωματώθηκαν UDS που περιγράφουν τη μεταφορά μάζας των δύο αερίων μέσα από τα τοιχώματα των μεμβρανών (δύο εξισώσεις) [2]:

$$\frac{d(U_r X_{r,i})}{dz} = -\pi D_o N \left(\frac{Q_i}{\ell} \right) (P X_{r,i} - p X_{p,i}) \quad (1)$$

όπου $i=1$ για το περισσότερο και $i=2$ για το λιγότερο διαπερατό αέριο, z =συντεταγμένη κατά μήκος του διαχωριστή, οι δείκτες r και p συμβολίζουν το υπόλειμμα και το διήθημα, αντίστοιχα, X =μοριακό κλάσμα, U_r =μοριακή παροχή εκτός μεμβρανών (mol/s), $D_o=300\mu\text{m}$ =εξωτερική διάμετρος μεμβρανών, N =αριθμός μεμβρανών, Q_i =διαπερατότητα του αερίου i (mol/m/s/Pa), $\ell=10^{-7}\text{m}$ =πάχος μεμβρανών, P και p =πίεση (Pa) εκτός και εντός μεμβρανών.

Η εσωτερική πίεση, p , περιγράφεται από τη σχέση για ροή Hagen-Poiseuille και υπολογίζεται σε μία UDS:

$$\frac{dp^2}{dz} = \frac{-256RT\mu U_p}{\pi D_i^4 N} \quad (2)$$

όπου $R=8314.5$ (Pa m³/kmol/K)=σταθερά ιδανικών αερίων, T =θερμοκρασία (K). μ =δυναμικό ιξώδες αερίου μίγματος (Pa s), U_p =μοριακή παροχή εντός μεμβρανών (mol/s), $D_i=150\mu\text{m}$ =εσωτερική διάμετρος μεμβρανών.

Η ροή εκτός μεμβρανών επιλύεται από τις βασικές ρουτίνες του κώδικα (Navier-Stokes και ενέργειας), με τη διαφορά ότι, μέσω των UDS, υπολογίζεται η τοπική απορρόφηση μάζας (εξισώσεις (1)) για τα δύο αέρια η οποία εμφανίζεται ως όρος καταβόθρας (sink term). Η εξωτερική πίεση, P , υπολογίζεται από τη βασική δομή του κώδικα, ενώ η εσωτερική πίεση, p , από την εξίσωση (2), χωρίς να επιλύεται η εσωτερική ροή.

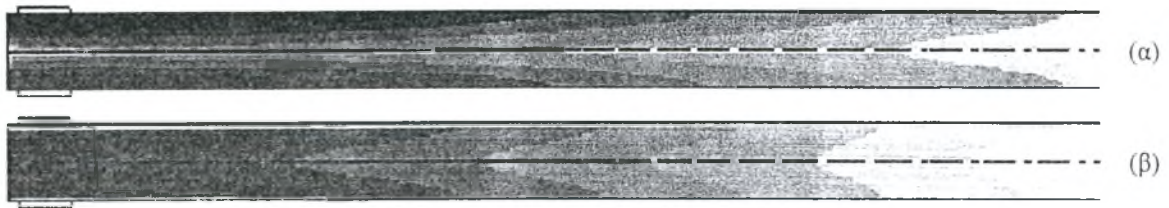
Οι μεμβράνες επιφέρουν σημαντική πτώση πίεσης στην εξωτερική ροή. Έτσι, χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο πορώδους μέσου του βασικού κώδικα. Από τα αποτελέσματα αποδείχθηκε ότι η ροή είναι στρωτή, λόγω των πολύ μικρών διάκενων μεταξύ των μεμβρανών και για το λόγο αυτό δεν επιλύθηκαν οι εξισώσεις τύρβης του βασικού κώδικα.

2.1.3 Αποτελέσματα

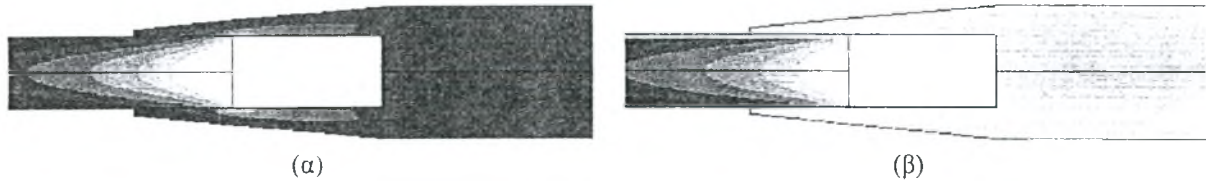
Συνολικά επιλύθηκαν οκτώ περιπτώσεις για δύο μοριακές παροχές, 3.64×10^{-4} και 9.09×10^{-5} (kmol/s), και τέσσερις τιμές της πίεσης λειτουργίας, 50, 30, 10 και 5 (bar). Το αέριο μίγμα αποτελούνταν από N_2 και CO_2 σύστασης 21.71% κ.μ. σε CO_2 . Το διαπερατό αέριο είναι το CO_2 , καθώς ο λόγος των διαπερατοτήτων ($Q_{\text{CO}_2}/Q_{\text{N}_2}$) για το συγκεκριμένο υλικό της μεμβράνης είναι 50.

Η ακριβής αναπαράσταση της γεωμετρικής μορφής του διαχωριστή (αξονοσυμμετρική δισδιάστατη γεωμετρία) με τον CFD κώδικα επέτρεψε την προσομοίωση όλων των ροϊκών χαρακτηριστικών (οριακή στοιβάδα στο κέλυφος του διαχωριστή, πτώση πίεσης λόγω της παρουσίας των μεμβρανών, καμπυλότητα ροϊκών γραμμών στην είσοδο και έξοδο, κ.λπ.). Στα Σχήματα 1 και 2, για παροχή 9.09×10^{-5} και πίεση 10 (bar), δίνεται η κατανομή του κλάσματος μάζας του CO_2 στην είσοδο και έξοδο του διαχωριστή, αντίστοιχα. Η είσοδος του μίγματος γίνεται ακτινικά από την περιμετρική διαμόρφωση που φαίνεται στο Σχήμα 1. Στην περιοχή της εισόδου η απορρόφηση του CO_2 είναι πολύ έντονη ιδιαίτερα κοντά στο κέλυφος του διαχωριστή. Στο μέσο του διαχωριστή (το τμήμα που μεσολαβεί μεταξύ εισόδου και εξόδου το οποίο παραλείπεται από τα Σχήματα) η ροή αναπτύσσεται με μηδενικές ακτινικές κλίσεις ενώ κοντά στην έξοδο παρουσιάζει πάλι δισδιάστατες κατανομές (Σχ. 2).

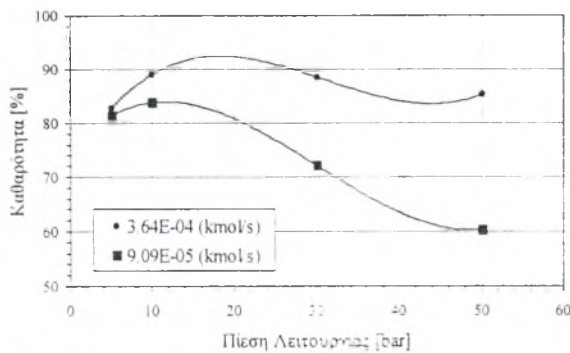
Τα υπολογιστικά αποτελέσματα συγκρίθηκαν με επιτυχία με διαθέσιμες μετρήσεις και αριθμητικά αποτελέσματα ενός μονοδιάστατου μοντέλου, [2], το οποίο επιλύει τις εξισώσεις (1) και (2). Βρέθηκε ότι η περιεκτικότητα του διηθήματος στο πλέον διαπερατό αέριο (καθαρότητα) παρουσιάζει ένα τοπικό μέγιστο σε μέτριες τιμές της πίεσης λειτουργίας, 10÷20bar (Σχήμα 3), ενώ η απόδοση της διεργασίας (απορροφημένη προς αρχική ποσότητα του CO_2) αυξάνει μονοτονικά με την πίεση (Σχήμα 4).



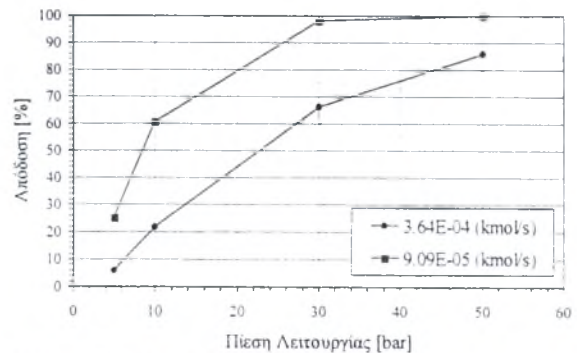
Σχήμα 1. Κλάσμα μάζας του διαπερατού αερίου στην εισόδου του διαχωριστή. α) Εξωτερικά και β) εσωτερικά των μεμβρανών. (μέγιστο-ελάχιστο: σκούρο-ανοικτό, α) $0.217 \div 0.164$ και β) $0.845 \div 0.793$)



Σχήμα 2. Κλάσμα μάζας του διαπερατού αερίου στην έξοδο του διαχωριστή. α) Εξωτερικά και β) εσωτερικά των μεμβρανών. (μέγιστο-ελάχιστο: σκούρο-ανοικτό, α) $0.106 \div 0.089$ και β) $0.657 \div 0.584$)



Σχήμα 3. Καθαρότητα του διηθημάτος.



Σχήμα 4. Απόδοση της διεργασίας.

2.2 Εξαερίωση Άνθρακα σε Αντιδραστήρα Τήγματος Οξειδίων

2.2.1 Περιγραφή της Διεργασίας

Σε αντίθεση με την πρώτη διεργασία, η έρευνα της παρούσας δεν έχει ολοκληρωθεί ακόμη και τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται είναι ενδεικτικά. Πρόκειται για την εξαερίωση άνθρακα σε μορφή κόκκων μέσα σε αντιδραστήρα τήγματος οξειδίων. Ο άνθρακας εγχύεται μαζί με N_2 και υποστοιχειομετρική ποσότητα O_2 μέσα σε τήγμα οξειδίων ($CaO-MgO-SiO_2-Al_2O_3$). Το τήγμα έχει υψηλή θερμοκρασία ($1450^\circ C$) και όταν ο άνθρακας εισέλθει αρχίζει η απελευθέρωση των πτητικών στοιχείων (κυρίως CH_4 και ανθρακικά οξείδια). Η αποπτητικοποίηση διαρκεί λίγο και ακολουθεί η καύση του άνθρακα και οι αντιδράσεις εξαερίωσης (μεταξύ του άνθρακα και των προϊόντων της καύσης του), ενώ ταυτόχρονα καίονται τα πτητικά (CH_4 , CO , κ.λπ.). Η τεχνική αυτή παράγει "καθαρό" καύσιμο (CO και H_2), μέσω της παρακράτησης ανεπιθύμητων ενώσεων (NO_x και S) και ιπτάμενης τέφρας από το τήγμα. Τα αέρια παράγωγα οδηγούνται για καύση στον κυρίως αντιδραστήρα.

2.2.2 Μεθοδολογία - Εξισώσεις

Η μοντελοποίηση της διεργασίας, έγινε με το μοντέλο διεσπαρμένης φάσης (Dispersed Phase Model) που περιέχεται στο βασικό κώδικα [1] και βασίζεται στη θεωρία Langrange. Το αρχικό μίγμα (άνθρακας, N_2 , O_2) θεωρείται ως αέρια φάση μορφής σφαιρικών φυσαλίδων με κατάλληλα χαρακτηριστικά (πυκνότητα, διάμετρος, ταχύτητα, παροχή μάζας, κ.λπ.) στο στόμιο του ακροφυσίου εισόδου. Οι φυσαλίδες εναλλάσσουν ορμή, μάζα (απόθεση τέφρας και θείου) και θερμότητα με την κύρια φάση (τήγμα) κατά τη διαδρομή τους μέσα στον αντιδραστήρα. Η ταχύτητα, η διάμετρος, η θερμοκρασία, η πυκνότητα και η περιεκτικότητά τους υπολογίζεται σε κάθε θέση της τροχιάς τους η οποία δίνεται από τις σχέσεις:

$$\frac{dU_{p,i}}{dt} = \frac{3\mu Re C_D}{4\rho_p D_p^2} (U_i - U_{p,i}) + g_i \frac{(\rho_p - \rho)}{\rho_p} + F_i \quad \text{και} \quad \frac{dx_i}{dt} = U_{p,i} \quad (3)$$

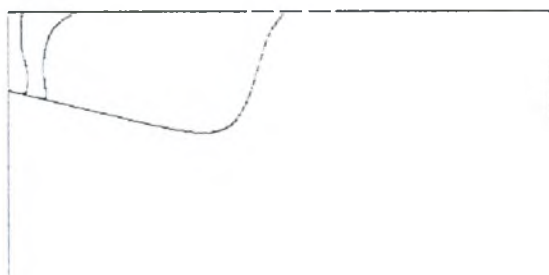
όπου $x_i = x, y$ & z (για $i=1, 2$ & 3 , αντίστοιχα), t =χρόνος, U & U_p =ταχύτητα (m/s), ρ & ρ_p =πυκνότητα (kg/m^3) της κύριας φάσης και των φυσαλίδων, αντίστοιχα, D_p =διάμετρος (m) των φυσαλίδων, μ =δυναμικό ιξώδες (Pa s) της κύριας φάσης, g =επιτάχυνση (m^2/s) της βαρύτητας και F =άλλες δυνάμεις που επιδρούν στις φυσαλίδες ("virtual mass", κλίσης πίεσης ή και δυνάμεις που προγραμματίζει ο χρήστης με UDF). Ο αριθμός Reynolds, Re , ορίζεται από τη διαφορική ταχύτητα των δύο φάσεων, την πυκνότητα και το ιξώδες της κύριας φάσης.

Στον βασικό κώδικα, ο συντελεστής οπισθέλκουσας, C_D , δίνεται από τη γνωστή συσχέτιση με τον Re για ροή γύρω από σφαίρα. Στην παρούσα μελέτη ο C_D υπολογίζεται από μία UDF ώστε να λαμβάνεται υπόψη η απόσταση μεταξύ διαδοχικών φυσαλίδων, σε περιοχές όπου τα ροϊκά τους πεδία αλληλεπιδρούν. Η νέα σχέση, $C_D=f(Re, \text{απόσταση})$, δημιουργήθηκε από δεκάδες ανεξάρτητες προσομοιώσεις του βασικού κώδικα.

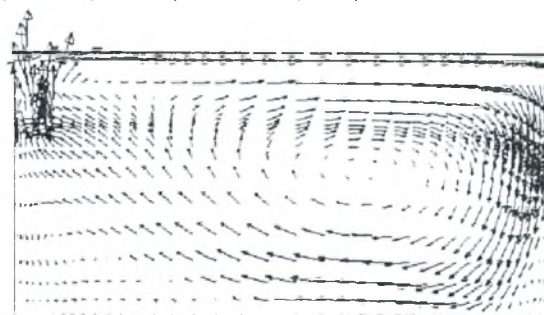
Η χημεία της διεργασίας περιγράφεται συνολικά από μία κινητική αντίδραση για την παραγωγή των αερίων από τον στερεό άνθρακα, καθώς και την αντίστοιχη εκλυόμενη ενέργεια (η οποία διατηρεί το τήγμα σε υψηλή θερμοκρασία). UDS χρησιμοποιήθηκαν για τη μοντελοποίηση της αλλαγής φάσης του στερεού άνθρακα σε αέρια προϊόντα (που καθορίζει τον όγκο και τη διάμετρο των φυσαλίδων και κατά συνέπεια τους C_D , Re και Nu). Ο κώδικας επιβάλλει, μέσω της δομής των UDS που διαθέτει στον χρήστη, η εναλλαγή μάζας, ορμής και θερμότητας που υπολογίζονται για την διεσπαρμένη φάση να εισάγονται αυτόματα στις εξισώσεις μεταφοράς της κύριας φάσης ως κατάλληλοι όροι πηγής ή καταβόθρας.

2.2.3 Αποτελέσματα

Η εναλλαγή ορμής μεταξύ των φάσεων φαίνεται στα Σχήματα 5 και 6. Η διεσπαρμένη φάση εισέρχεται στον αντιδραστήρα με τη μορφή τριών εγχύσεων στο ίδιο σημείο με τα ίδια χαρακτηριστικά, εκτός της αρχικής διαμέτρου των φυσαλίδων (0.005, 0.01 και 0.05m). Οι μεγαλύτερες φυσαλίδες διανύουν μεγαλύτερη απόσταση μέσα στο τήγμα (Σχήμα 5). Η άνωση όμως, οδηγεί όλες τις φυσαλίδες τελικά στην ελεύθερη επιφάνεια του τήγατος, όπου και διαφεύγουν. Το αντίστοιχο πεδίο ταχυτήτων της κύριας φάσης δίνεται στο Σχήμα 6, το οποίο συντηρείται αποκλειστικά από την εναλλαγή ορμής με τη δευτερεύουσα φάση.



Σχήμα 5. Τροχιές της διεσπαρμένης φάσης.



Σχήμα 6. Πεδίο ταχυτήτων της κύριας φάσης.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Οι παραπάνω ερευνητικές δραστηριότητες χρηματοδοτήθηκαν από τα προγράμματα 7220-ED 082 και 7220-ED/092 της European Coal and Steel Community της Ευρωπαϊκής Ένωσης.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- [1] "FLUENT User's Guide", Release 4.4, FLUENT Inc., August 1996.
- [2] Kaldis, S. P., Kapantaidakis, G. C., Papadopoulos, T. I., & Sakellaropoulos, G. P., "Simulation of Binary Gas Separation in Hollow Fiber Asymmetric Membranes by Orthogonal Collocation", Journal of Membrane Science. Vol. 142, pp. 43-59, 1998.

**ΜΕΛΕΤΗ ΚΑΙ ΜΟΝΤΕΛΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΥΡΒΩΔΩΝ ΦΛΟΓΩΝ ΜΕ
ΠΡΟΑΝΑΜΕΜΙΓΜΕΝΑ ΚΑΙ ΜΗ ΑΝΤΙΔΡΩΝΤΑ ΚΑΙ ΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΜΕΝΩΝ
ΜΕΣΩ ΣΤΕΡΕΩΝ ΕΜΠΟΔΙΩΝ**

Π. Κούτμος και Δ. Παπαηλιού
Εργ. Τεχνικής Θερμοδυναμικής
Τμ. Μηχανολόγων & Αεροναυπηγών Μηχανικών
Πανεπιστήμιο Πατρών - Ρίο. 26500. Πάτρα

Επικοινωνία: τηλ.: 061 991497, fax: 061 997271, e-mail: papailiu@thermo.mech.upatras.gr

LARGE EDDY SIMULATIONS OF SLENDER BLUFF-BODY DIFFUSION FLAMES

KOUTMOS, P. AND PAPAILIOU, D.

1. GENERAL REMARKS

- Bluff-body flame stabilization is of fundamental and practical importance in turbulent combustion. Fuel injection within a recirculation region establishes strong turbulence/chemistry interactions over a useful range of mixture fraction values and turbulent scales making this configuration suitable for validation studies of currently used turbulent combustion modeling procedures.
- The influence of large scale vortex structures and flow unsteadiness on bluff-body flame stabilization has been well recognized particularly for the low Fuel-Air Velocity Ratio regime operation as encountered in practice. Prediction methods are therefore required capable of representing dynamic flow interactions so that the more adequate description of the aerodynamic field allow for a better appraisal of currently used combustion models.

2. COMPUTATIONAL PROCEDURE

- In the present work 2D LES were undertaken of turbulent isothermal and non-premixed reacting wake flows formed by planar fuel (or air)-jet injection into the wake formation region of a confined 2D square cylinder.
- The SGS motions are modeled by solving an equation for the SGS kinetic energy and employing a variable eddy-viscosity coefficient (e.g. $\nu_t = C_k(x,y,t) \sqrt{k_{SGS}} l_\Delta$) obtained by relating resolved and modeled normal stress tensors.
- A partial equilibrium/two-scalar exponential PDF combustion model is utilized for the reacting flows. Statistical independence of the joint PDF scalars is relaxed by solving the appropriate SGS moment equations (3 additional equations).
- The QUICKEST scheme was used for the solution of the equation set and the procedure involves the correction of the

provisional velocity field by introducing a pressure correction variable obtained from the solution of a Poisson equation.

- Meshes of 147x111 and 187x151 were used together with advective (wave) conditions at the outlet. On a HP 735 Risc System run times were 4 hrs per shedding cycle for the isothermal flow and about 100 hrs for a complete reacting simulation.
- Comparisons between simulations and measurements indicated the ability of the method to reproduce the experimental variations for a range of Fuel (or Air) - Air Velocity Ratios and two Re numbers of 8520 and 14285. The model resolved properly important large scale structure effects in the hot and cold wakes and proved clearly superior to standard $k-\epsilon/\beta$ -PDF procedures. Further details may be found in the following References:

KOUTMOS, P., MAVRIDIS, C. AND PAPAILIOU, D. (1996)
"A study of turbulent diffusion flames formed by planar fuel injection into the wake formation region of a slender square cylinder"
26th INT. SYMPOSIUM ON COMBUSTION, THE COMBUSTION INSTITUTE, NAPLES, ITALY, JULY 28-AUGUST 2

KOUTMOS P., MAVRIDIS, C. AND PAPAILIOU, D. (1996)
"A computational study of turbulent isothermal and non-premixed reacting wake flows past a 2D square cylinder"
3rd ENGINEERING TURBULENCE MODELLING AND MEASUREMENTS CONFERENCE, CRETE, GREECE, MAY 27-29

KOUTMOS, P. MAVRIDIS, C. AND PAPAILIOU, D. (1996)
"An investigation of square cylinder wake flows with and without jet injection into the recirculation region"
2nd ECCOMAS (EUROPEAN COMMUNITY ON COMPUTATIONAL METHODS IN APPLIED SCIENCES) CONFERENCE, PARIS, FRANCE, SEPTEMBER 9-13

MODEL DETAILS

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{p} \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad , \quad \frac{\partial \bar{p} \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{p} \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\sigma}_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} + (\bar{p} - p_\infty) g_i$$

$$\tau_{ij} = -\bar{p} \overline{u_i u_j} = \mu_t (\bar{S}_{ij} - \frac{2}{3} \bar{S}_{kk} \delta_{ij}) - \frac{2}{3} \bar{p} \bar{k}_s \delta_{ij}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{p} \bar{k}_s}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{p} \bar{u}_j \bar{k}_s)}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \bar{k}_s}{\partial x_j} \right] - \bar{p} \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{1}{\bar{p}^2} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \\ &\quad - \frac{\rho_\infty \mu_t}{\bar{p}^2 \sigma_k} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} g_i - \bar{p} C_\epsilon \frac{\bar{k}_s^{3/2}}{l_\Delta} \quad (\sigma_k = 1.0) \end{aligned}$$

$$v_t = C_k l_\Delta \sqrt{\bar{k}_s} \cdot l_\Delta = \min(C_\epsilon y, \Delta) \text{ and } \Delta = \sqrt{\Delta x \Delta y} .$$

$$C_k = 0.5(C_{ku} + C_{kv})$$

$$C_{ku} = \frac{1}{\Delta} \frac{\sqrt{\bar{k}_s}}{(\partial \bar{u} / \partial x - 2/3 \nabla \cdot \bar{u}_i)} \left[\frac{\bar{R}_{uu}}{k_r} + \frac{2}{3} \right] , \quad C_{kv} = \frac{1}{\Delta} \frac{\sqrt{\bar{k}_s}}{(\partial \bar{v} / \partial y - 2/3 \nabla \cdot \bar{u}_i)} \left[\frac{\bar{R}_{vv}}{k_r} + \frac{2}{3} \right]$$

$$0.09 \leq C_k \leq 0.6, \quad R_{uu, vv}$$



$$\begin{aligned} \frac{\partial (\bar{p} \bar{f})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{p} \bar{u}_j \bar{f}) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{p} D + \frac{\mu_t}{S_{c1}} \right) \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_j} \right] \\ \frac{\partial (\bar{p} \bar{Y}_{\text{CO}_2})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{p} \bar{u}_j \bar{Y}_{\text{CO}_2}) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{p} D + \frac{\mu_t}{S_{c1}} \right) \frac{\partial \bar{Y}_{\text{CO}_2}}{\partial x_j} \right] + \bar{p} \bar{r}_{\text{CO}_2} \end{aligned}$$

$$f^* = f + Y_{\text{CO}_2} / Y_{\text{CO}_2, \text{air}}, \quad Y_{\text{CO}_2}^* = Y_{\text{CO}_2} / (f \cdot Y_{\text{CO}_2, \text{fuel}})$$

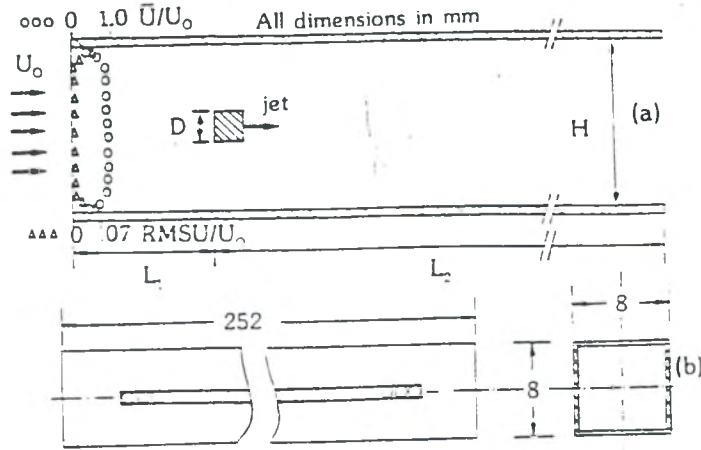
where $Y_{\text{CO}_2, \text{fuel}} = 3M_{\text{CO}_2} / M_{\text{C}_3\text{H}_8}$, $Y_{\text{CO}_2, \text{air}} = M_{\text{CO}_2} / (M_{\text{O}_2} + M_{\text{N}_2} / 0.259)$.

The PDF is of the form: $P(f^*, Y_{\text{CO}_2}^*) = \exp[a_1 + a_2 f^* + a_3 Y_{\text{CO}_2}^* + a_4 f^{*2} + a_5 Y_{\text{CO}_2}^{*2} + a_6 f^* Y_{\text{CO}_2}^*]$

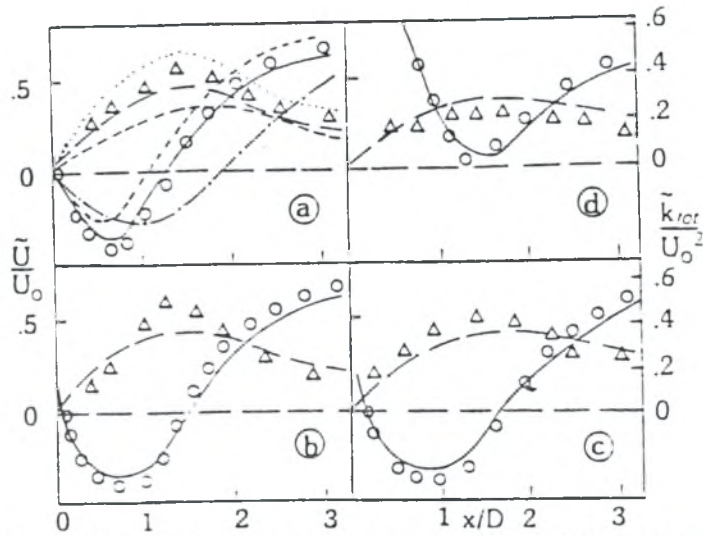
$$\begin{aligned} \overline{f^{i2}}, \quad \overline{Y_{\text{CO}_2}^{i2}}, \quad \overline{f^i Y_{\text{CO}_2}^i} \\ \frac{\partial (\bar{p} \overline{X^i Z^i})}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{p} \bar{u}_j \overline{X^i Z^i})}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{p} D + \frac{\mu_t}{S_{c1}} \right) \frac{\partial \overline{X^i Z^i}}{\partial x_j} \right] + 2 \frac{\mu_t}{S_{c1}} \left[\frac{\partial \bar{X} \partial \bar{Z}}{\partial x_i \partial x_i} \right] - \\ &\quad - 2.0 \bar{p} \frac{\sqrt{\bar{k}_s}}{l_\Delta} \overline{X^i Z^i} + \overline{X^i S_Z} + \overline{Z^i S_X} \end{aligned}$$

$$\text{for } \bar{X} = \bar{f} \cdot \text{or} \cdot \bar{Y}_{\text{CO}_2} \text{ and } \bar{Z} = \bar{f} \cdot \text{or} \cdot \bar{Y}_{\text{CO}_2} . \quad \bar{r}_{\text{CO}_2} = 1/\bar{p} \int \int r_{\text{CO}_2} J \cdot \rho P(f^*, Y_{\text{CO}_2}^*) df^* dY_{\text{CO}_2}^*$$

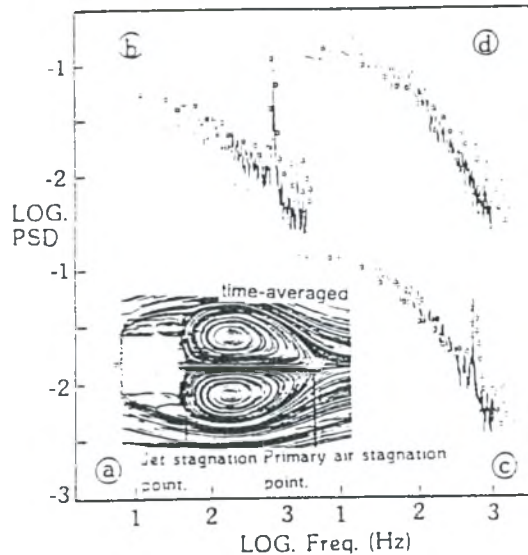
SAMPLE RESULTS



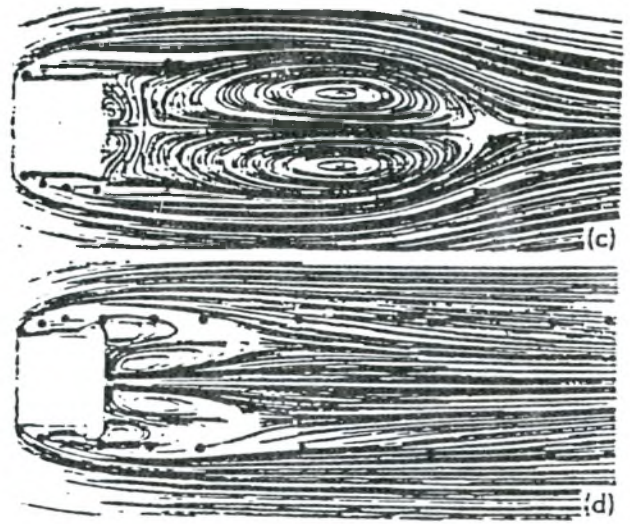
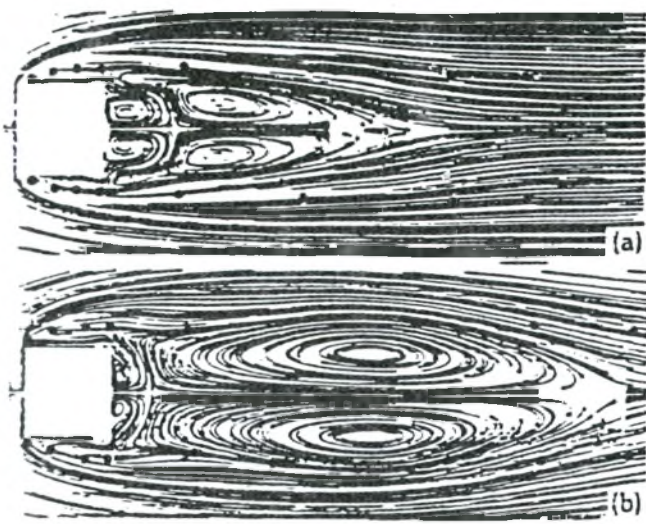
a) Flow configuration, geometry of test section and inlet conditions; \circ : mean axial velocity ; Δ axial turbulence intensity, b) Square cylinder model with fuel injection system ; injection hole diameter : 1mm ; discharge coefficient : 0.62.



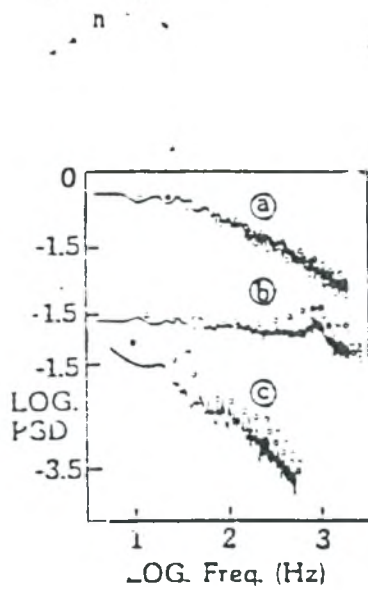
Time-averaged distributions along symmetry plane for air-injected isothermal wake at $Re=8520$: axial velocity : \circ exp, — LES, — standard k- ϵ , - - - LES without SGS model ; fluctuating energy : Δ exp, — LES, — standard k- ϵ , ··· LES without SGS model ; (fuel) jet to air-approach velocity injection ratios. a : 0, b : 0.235, c : 0.53, d : 1.54. (Only the U and V stresses are included in all turbulent energy profiles).



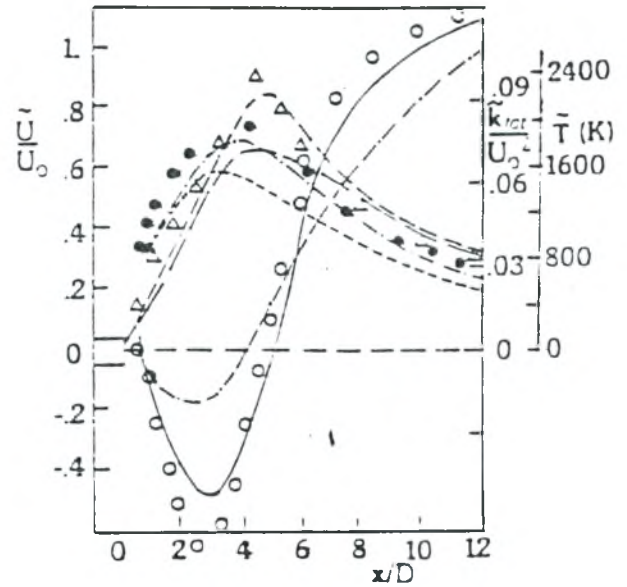
Isothermal air-injected wake results, $Re=8520$: a) Simulated streakline plot, $IR=0.4$ and unnormalized U velocity power spectra at $(x/D, y/D)=(3, 0)$ for various



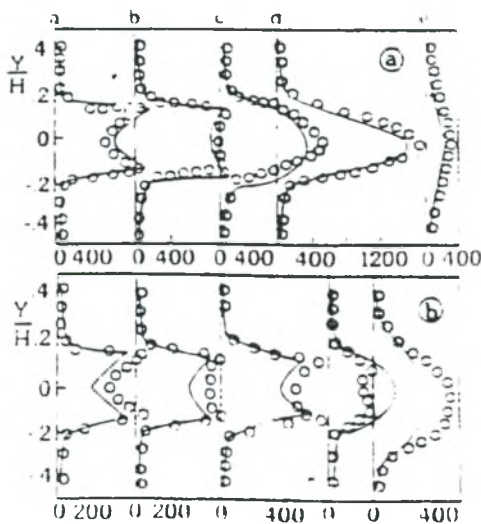
Simulated time-averaged streakline plots for reacting wake : a) $k-\epsilon/\beta$ -PDF computations. $FAVR=0.375$, $Re=14285$; b) LES, $FAVR=0.375$, $Re=14285$; c) LES, $FAVR=0.631$, $Re=8520$; d) LES, $FAVR=1.2$, $Re=8520$; dots indicate stoichiometric mixture fraction contour.



Normalized power spectra on the symmetry plane for reacting wake at $FAVR=0.631$, $Re=8520$: a) axial velocity, $x/D=4$, b) radial velocity, $x/D=15$, c) temperature, $x/D=22$: — exp. o LES.



Time-averaged distributions along symmetry plane for $FAVR=0.631$, $Re=8520$: axial velocity : o exp. — LES; — standard k- ϵ computation ; fluctuation energy : Δ exp. — LES, — standard k- ϵ computation ; temperature : — LES, — standard k- ϵ computation.



Time-averaged temperature profile comparisons through the reacting wake for $FAVR=0.631$, $Re=8520$: a) mean, b) RMS : o exp. — LES, stations a : 0.5, b : 1.0, c : 1.5, d : 4, e : 15.

ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ & ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΛΕΤΕΣ ΡΟΩΝ –3

Η ΜΕΤΑΠΤΩΣΗ ΟΡΙΑΚΟΥ ΣΤΡΩΜΑΤΟΣ ΣΥΜΠΙΕΣΤΗΣ ΡΟΗΣ ΠΑΝΩ ΣΕ ΕΠΙΠΕΔΗ ΠΛΑΚΑ ΚΑΙ Ο ΣΥΣΧΕΤΙΣΜΟΣ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

Γεώργιος Α. Συμεωνίδης

Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας*, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Πεδίον Άρεως – 383 34 Βόλος

& Τομέας Μελετών Αεροσκαφών, Ελληνική Αεροπορική Βιομηχανία

Τανάγρα – Βοιωτία

Τηλ. 0262-52234, fax 0262-52290, τηλ. / fax 01-8992296

e-mail gsimeoni@ath.forthnet.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η παρούσα εργασία αναφέρεται στη μετάπτωση οριακού στρώματος που αναπτύσσεται πάνω σε επίπεδη πλάκα σε υπερηχητικές συνθήκες ροής. Εξέταση πειραματικών μετρήσεων μεταφοράς θερμότητας με τη μέθοδο της υπέρυθρης θερμογραφίας αναδεικνύει τη σημαντικότητα του πάχους και ομοιομορφίας του χείλους προσβολής στο φαινόμενο της μετάπτωσης σε τύρβη. Αυτές οι παρατηρήσεις έχουν αποτελέσει έναυσμα για τη συγκέντρωση πληθώρας πειραματικών δεδομένων μετάπτωσης οριακού στρώματος και την απόπειρα συσχετισμού τους με χαρακτηριστικές παραμέτρους που περιλαμβάνουν στοιχεία του χείλους προσβολής. Προκαταρκτικά αποτελέσματα δείχνουν εμμέσως ότι το φαινόμενο της μετάπτωσης εξαρτάται από την κατανομή της πίεσης κατά μήκος της επίπεδης πλάκας όπως αυτή επηρεάζεται από το αμβλύ (ή μη) χείλος προσβολής και την αλληλεπίδραση του συνεκτικού αναπτυσσόμενου οριακού στρώματος με την εξωτερική ιδανική ροή. Διαχωρίζονται δύο ζώνες συσχετισμού των δεδομένων ανάλογα με την επικράτηση του χείλους προσβολής ή της ανάπτυξης του οριακού στρώματος στη διαμόρφωση της κατανομής πίεσης.

ABSTRACT

The present paper discusses ongoing research / data analysis on flat plate boundary layer transition in supersonic/hypersonic flow conditions. Examination of experimental infrared thermography data illustrates the importance of the leading edge thickness and uniformity on the transition process. Such observations have triggered the collection of a wide range of experimental data on supersonic boundary layer transition and the attempt to correlate them with characteristic parameters including leading edge thickness. Preliminary results indicate indirectly a strong dependence of transition on the pressure distribution as this is determined from the combined effects of leading edge thickness and boundary layer growth / viscous interaction. In fact, two distinct correlation zones are established, depending on whether the pressure distribution is dominated by the leading edge thickness or viscous interaction.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η μετάπτωση στρωτής ροής σε τυρβώδη παραμένει ένα από τα βασικά ερευνητικά θέματα στη μηχανική των ρευστών. Το φαινόμενο έχει δριμύτατες επιπτώσεις στην αεροδυναμική απόδοση και, σε υψηλές ταχύτητες, στη μεταφορά θερμότητας προς αεροδυναμικές επιφάνειες, πράγμα που το καθιστά ιδιαίτερα κρίσιμο στο σχεδιασμό αεροσκαφών. Παράλληλα, η πληθώρα των παραμέτρων που φαίνεται να επηρεάζουν τη μετάπτωση στρωτής ροής σε τυρβώδη και ο ελλειπής, μέχρι σήμερα, προσδιορισμός τους επιβάλλουν ανυπέρβλητες δυσκολίες στη μοντελοποίηση του φαινομένου. Η δε επίδραση εξωγενών και, συχνά, μη προσδιορισίμων παραγόντων (π.χ. αρχικές διαταραχές, θόρυβος, κλπ.) περιορίζει

τη συνδρομή πειραματικών μελετών σε αεροσήραγγα καθώς εμφανίζονται σημαντικές διαφορές μεταξύ μετρήσεων σε αεροσήραγγα και σε ελεύθερη πτήση. Εν γένει σήμερα δεν υφίσταται μεθοδολογία πρόβλεψης του φαινομένου που να μπορεί να εφαρμοσθεί με αξιοπιστία στον αεροθερμοδυναμικό σχεδιασμό.

Η κύρια παράμετρος που χαρακτηρίζει τη μετάπτωση της ροής σε τυρβώδη είναι ο αριθμός Reynolds. Έχει όμως τεκμηριωθεί στη βιβλιογραφία μία υπολειπόμενη επίδραση του ανηγμένου αριθμού Reynolds (ανά μονάδα χαρακτηριστικού μήκους, unit Reynolds number), η οποία φέρεται να προκύπτει κυρίως από την επίδραση του μεγέθους του θορύβου/αρχικών διαταραχών στην αεροσήραγγα. Άλλες παράμετροι που επηρεάζουν το φαινόμενο είναι ο αριθμός Mach και η γεωμετρία του σώματος (πάχος χείλους προσβολής, τραχύτητα επιφάνειας, γωνίες προσβολής και βέλους).

2. ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ ΣΤΟ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ ΤΗΣ ΜΕΤΑΠΤΩΣΗΣ

Το πρόβλημα συσχετισμού δεδομένων και πρόβλεψης του φαινομένου της μετάπτωσης διαφαίνεται καθαρά στο (κλασικό πλέον) Σχ. 1 [1], όπου συνοψίζονται μετρήσεις του αριθμού Reynolds κατά τη μετάπτωση του οριακού στρώματος σε κώνους συναρτήσεως του αριθμού Mach. Τα σημεία παρουσιάζουν δεδομένα εν πτήσει, ενώ η καμπύλη δίνει τη μέση μεταβολή μετρήσεων σε αεροσήραγγες (που επίσης επιδεικνύουν υπερβολικά μεγάλες διαφορές μεταξύ τους). Με αναφορά στο Σχ. 1, λοιπόν, συνάγονται τα ακόλουθα: α) μόνοι οι αριθμοί Reynolds και Mach δεν χαρακτηρίζουν επαρκώς το φαινόμενο της μετάπτωσης β) υφίσταται μία έντονη διαφοροποίηση μεταξύ του φαινομένου της μετάπτωσης σε αεροσήραγγα και εν πτήσει, η οποία αποδίδεται κυρίως στην παρουσία υψηλών επιπέδων θορύβου σε αεροσήραγγες. Φυσικά η εικόνα του Σχ. 1 είναι ιδιαίτερα απαισιόδοξη όσον αφορά την πρόβλεψη του φαινομένου.

Η εκτενέστατη βιβλιογραφία στη μελέτη του φαινομένου της μετάπτωσης ευλόγως έχει ασχοληθεί και με την επίδραση του χείλους προσβολής και έχουν γίνει απόπειρες συσχετισμού του αριθμού Reynolds κατά τη μετάπτωση με τον αριθμό Reynolds βασισμένο στο πάχος του χείλους προσβολής [2]. Τέτοιες απόπειρες συσχετισμού έχουν τύχει περιορισμένης επιτυχίας, ενώ μελέτες όπως [3], [4] αναδεικνύουν μία σαφή υπολειπόμενη επίδραση του ανηγμένου αριθμού Reynolds (ανά μονάδα χαρακτηριστικού μήκους), ο οποίος φέρεται να χαρακτηρίζει το μέγεθος του θορύβου στην εκάστοτε αεροσήραγγα (Σχ. 2) .

Πιο πρόσφατα, μελέτες του συγγραφέα στο Ινστιτούτο Δυναμικής Ρευστών von Karman [5] ανέδειξαν τη σημαντική επιρροή όχι μόνο του πάχους αλλά και του βαθμού ομοιομορφίας / κανονικότητας του χείλους προσβολής στη μετάπτωση οριακού στρώματος πάνω σε επίπεδη πλάκα, ακόμη και όταν το χείλος προσβολής ήταν θεωρητικά απειροστού πάχους. Επισημαίνεται ακόμη ότι η επίδραση του ανηγμένου αριθμού Reynolds ήταν μικρή σε σχέση με την επίδραση της γεωμετρίας του χείλους προσβολής. Στο Σχ. 3 παρουσιάζεται μία σειρά θερμογραφημάτων σε διαφορετικές επίπεδες πλάκες με μέσο πάχος του χείλους προσβολής μεταξύ 25 και 50 μm . Στα θερμογραφήματα αυτά φαίνεται καθαρά η κατά πλάτος ανομοιομορφία της ζώνης μετάπτωσης, η οποία μάλιστα συσχετίζεται με την κατανομή πάχους του ακανόνιστου χείλους προσβολής που διαγράφεται στο αριστερό μέρος του σχήματος για κάθε περίπτωση.

3. ΣΥΣΧΕΤΙΣΜΟΣ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ ΜΕΤΑΠΤΩΣΗΣ

Σε συνέχεια των ανωτέρω παρατηρήσεων, εκπονήθηκε εκτενής βιβλιογραφική έρευνα [6] με στόχο τη συλλογή, ανάλυση και συσχετισμό πειραματικών δεδομένων που αφορούν τη μετάπτωση οριακού στρώματος σε επίπεδη πλάκα μέσα σε συμπίεστη υπερηχητική ροή. Τα δεδομένα που συγκεντρώθηκαν καλύπτουν το εύρος μεταξύ Mach 2 και 7, ανηγμένου αριθμού Reynolds από 7,5 έως και 100 εκατομμύρια ανά μέτρο, και πάχους του χείλους προσβολής μεταξύ 2,5 μm και 2 mm. Σχετικά με την ομοιομορφία του χείλους προσβολής

δεν γίνεται ιδιαίτερη μνεία στη βιβλιογραφία - είναι λογικό όμως να υποθέσουμε ότι μεταξύ των αποτελεσμάτων που εξετάζονται η όποια ανομοιομορφία του χείλους προσβολής υπεισέρχεται κυρίως σε περιπτώσεις με λεπτό χείλος. Σημειώνεται επίσης ότι μέρος της απόκλισης που παρατηρείται στις απόπειρες συσχετισμού δεδομένων, οφείλεται σε διαφορετικές μεθόδους ανίχνευσης της μετάπτωσης στην τύρβη οι οποίες εντοπίζουν διαφορετικά σημεία στο μήκος εξέλιξης του φαινομένου.

Στο Σχ. 4α παρουσιάζεται το σύνολο των πειραματικών αποτελεσμάτων που συγκεντρώθηκαν υπό τη μορφή αριθμού Reynolds κατά τη μετάπτωση σε συνάρτηση με τον αριθμό Reynolds βασισμένο στο πάχος του χείλους προσβολής, όπου παρατηρείται η γνώριμη σημαντική διασπορά των δεδομένων. Συνεκτίμηση της επίδρασης του αριθμού Mach στο Σχ. 4β συστηματοποιεί εν μέρει τη διασπορά των μετρήσεων (με παράμετρο το πάχος του χείλους προσβολής), αφήνοντας όμως ερωτηματικά για υπολειπόμενη επίδραση του ανηγμένου αριθμού Reynolds.

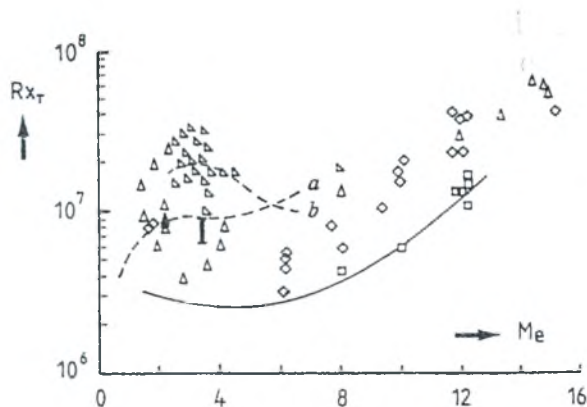
Λεπτομερέστερη αξιολόγηση των δεδομένων επέτρεψε το διαχωρισμό τους σε δύο κατηγορίες: α) μία που αντιστοιχεί κυρίως σε λεπτά χείλη προσβολής της επίπεδης πλάκας και η κατανομή πίεσης κυριαρχείται από την ανάπτυξη του οριακού στρώματος, και β) μία όπου η κατανομή πίεσης στο μήκος της επίπεδης πλάκας, και ειδικότερα στην περιοχή μετάπτωσης, κυριαρχείται από το πάχος του χείλους προσβολής. Κατόπιν αυτού του διαχωρισμού, επιτεύχθηκε πολύ καλύτερος συσχετισμός των δεδομένων, όπως φαίνεται στο Σχ. 5 για την πρώτη κατηγορία και στη μορφή του Σχ. 6 για τη δεύτερη κατηγορία.

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

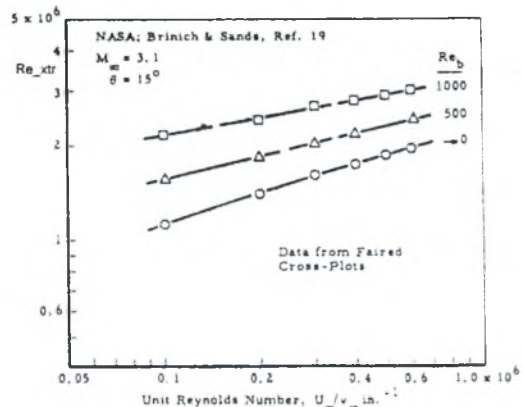
Οι μέχρι σήμερα προσπάθειες συσχετισμού δεδομένων μετάπτωσης υποδεικνύουν την κατανομή πίεσης σε επίπεδη πλάκα ως σημαντικό παράγοντα που επηρεάζει όχι μόνο την περιοχή στην οποία λαμβάνει χώρα η μετάπτωση, αλλά και τις παραμέτρους που χαρακτηρίζουν το φαινόμενο: α) στην περίπτωση επικράτησης της συνεκτικής αλληλεπίδρασης στην κατανομή πίεσης, το φαινόμενο χαρακτηρίζεται καλύτερα από τον αριθμό Reynolds κατά τη μετάπτωση που φαίνεται να εξαρτάται σημαντικά από τον ανηγμένο αριθμό Reynolds (ενδεχομένως ως εκφραστή του επιπέδου αρχικών διαταραχών / θορύβου στην επερχόμενη ροή), β) στην περίπτωση επικράτησης του πάχους χείλους προσβολής στην κατανομή πίεσης, η χαρακτηριστική παράμετρος του φαινομένου φαίνεται να είναι γεωμετρική, εξαρτάται δε από τον αριθμό Reynolds βασισμένο στο πάχος του χείλους προσβολής. Και στις δύο περιπτώσεις, ο αριθμός Mach παίζει σημαντικό ρόλο.

5. ΑΝΑΦΟΡΕΣ

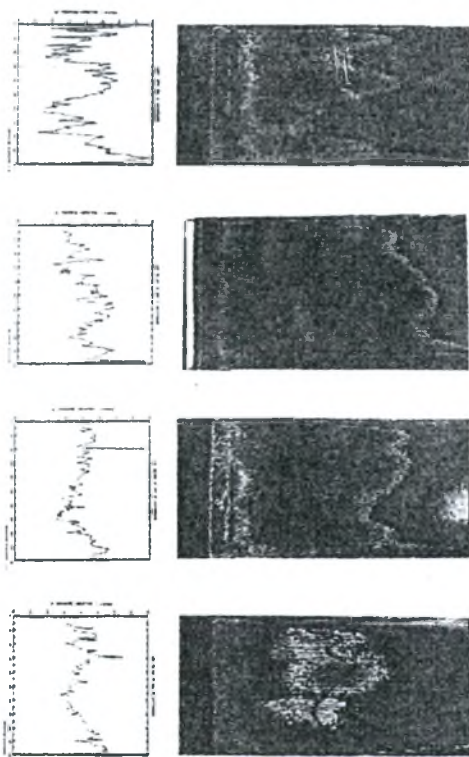
1. Reshotko, E., "Hypersonic Stability and Transition", Workshop on Hypersonic Flows for Reentry Problems, Antibes, France, Jan. 22-26, 1990.
2. Softley, E.J., Graber, B.C. & Zempel, R.C., "Experimental Observation of Transition of the Hypersonic Boundary Layer", AIAA Journal, Vol. 7, pp. 257-263, 1969.
3. Heffner, K. & Arnal, D., "Leading Edge Bluntness Effect on Laminar-Turbulent Boundary Layer Transition on a Flat Plate at Mach 7", CERT-ONERA, RT-93/5618.98, 1994.
4. Potter, J.L. & Whitfield, J.D., "Effects of Unit Reynolds Number, Nose Bluntness, and Roughness on Boundary Layer Transition", AEDC-TR-60-5, 1960.
5. Simeonides, G., "Hypersonic Shock Wave Boundary Layer Interactions over Compression Corners", Ph.D. Thesis, von Karman Inst./Univ. Bristol, 1992.
6. Simeonides, G., "Leading Edge Bluntness Effects on Flat Plate Boundary Layer Transition -Compilation of High Speed Experimental Data", ESA-ESTEC Doc.YPA/1881/GS, 1996.



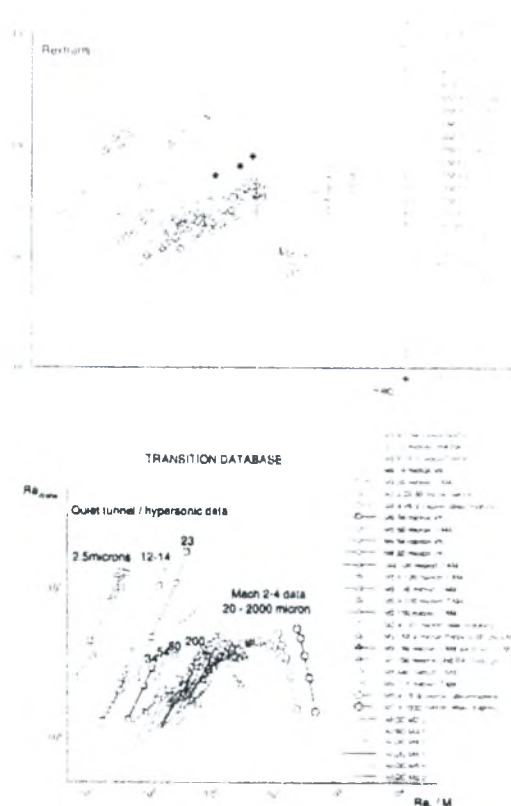
Σχ. 1 Δεδομένα μετάπτωσης οριακού στρώματος σε κώνους (σημεία: δεδομένα πήξης ---:μέση καμπύλη μετρήσεων σε αεροσήραγγα)



Σχ. 2 Επίδραση ανηγμένου αριθμού Reynolds



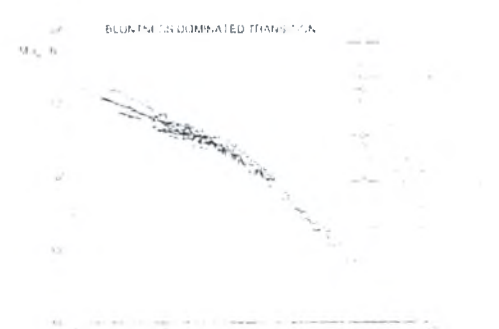
Σχ.3 Επίδραση ανομοιομορφίας χείλους προσβολής (υπερύθρα θερμογραφήματα)



Σχ. 4 Συσχετισμός αριθμού Reynolds κατά τη μετάπτωση με τον αριθμό Reynolds χείλους προσβολής και τον αριθμό Mach



Σχ. 5 Συσχετισμός δεδομένων μετάπτωσης για περιπτώσεις επικράτησης συνεκτικής αλληλεπίδρασης στην ανάπτυξη της κατανομής πίεσης



Σχ. 6 Συσχετισμός δεδομένων μετάπτωσης για επικράτησης πάχους χείλους προσβολής στην κατανομή πίεσης

ΜΕΤΑΦΟΡΑ ΟΡΜΗΣ ΚΑΙ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΔΥΟ ΠΑΡΑΛΛΗΛΩΝ ΡΟΪΚΩΝ ΔΕΣΜΩΝ

Ε. Σταπουντζής, Θ. Ευσταθίου, Α. Ιορδάνογλου

Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης
Θεσσαλονίκη 540 06
Τηλ..Fax: 031 996033, email : erikos@eng.auth.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Εγιναν μετρήσεις των πεδίων ταχυτήτων και θερμοκρασιών δύο παράλληλων αξονοσυμμετρικών δεσμών. Ευρέθηκε ότι οι περιοχές αυτοδιατήρησης επηρεάζονται από την απόσταση των δεσμών, τις σχετικές ταχύτητες των δεσμών και την ύπαρξη ή όχι εξωτερικής διέγερσης των δεσμών.

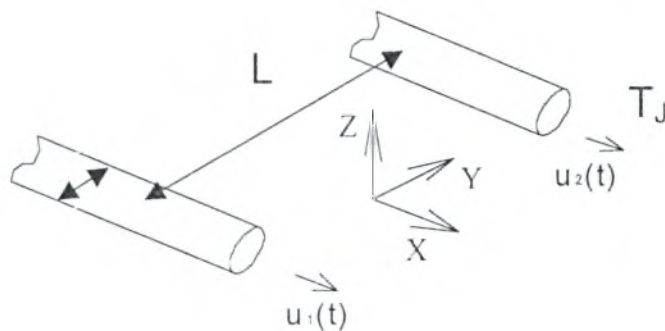
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι ροές πολλαπλών δεσμών απαντώνται σε διάφορες εφαρμογές, όπως σε θαλάμους καύσης στροβιλοκινητήρων, βιομηχανικούς καυστήρες, χημικούς αντιδραστήρες όπως επίσης στα συστήματα αύξησης ώσης αεροσκαφών τύπου VTOL/STOL και σε εξειδικευμένα ροϊκά συστήματα κίνησης και μείωσης θορύβου. Οι αρχικές προσπάθειες αφορούσαν διδιάστατες παράλληλες δέσμες [1], [2], [3], [4]. Ευρέθηκαν τρεις περιοχές κατά την αξονική διεύθυνση: Η περιοχή σύγκλισης με πίεση μικρότερη εκείνης του περιβάλλοντος στο μέσο των δεσμών, η περιοχή αλληλεπίδρασης όπου οι δέσμες συναντώνται και η πίεση αυξάνει και η περιοχή της τελικής συγχώνευσης όπου οι δέσμες εμφανίζονται ως μια δέσμη με χαρακτηριστικά απλής, μονής δέσμης. Διατάξεις τρισδιάστατων δεσμών μελετήθηκαν από διάφορους ερευνητές π.χ. [5], [6], [7], [8], [9], [10]. Τα ευρήματα είναι ανάλογα με εκείνων για διδιάστατες δέσμες. Εκτός από την τριδιάστατη υφή των δεσμών, ιδιαίτερο ρόλο στην εξέλιξη του φαινομένου παίζει και η γεωμετρική διάταξη στον χώρο [7], η οποία καθορίζει και τις μικροκλίμακες της τύρβης. Σε τέτοιες διατάξεις, μαζί με την χαρακτηριστική συχνότητα των (απομονωμένων) δεσμών που αντιστοιχεί σε αριθμούς Strouhal $Sz \geq 0.2$ υπάρχουν και αστάθειες χαμηλής συχνότητας της τάξης του 0.01S. Αυτές αποδίδονται στην ταλάντωση του χώρου σύμπτωσης των δεσμών και παίζουν ρόλο στην εισροή ρευστού από το περιβάλλον και την μετέπειτα ανάμειξη. Στην παρούσα πειραματική εργασία εξετάζεται η αλληλεπίδραση δυο αξονοσυμμετρικών κυκλικών ροϊκών δεσμών που προκύπτουν από πλήρως ανεπτυγμένη ροή σε σωλήνες με αριθμούς $Re = U_j D / \nu$ από 12000 έως 35000. Ο σκοπός ήταν να διερευνηθεί πώς επηρεάζεται η μεταφορά ορμής και θερμότητας υπό την επίδραση των εξής κυρίως παραγόντων: α) Της απόστασης των δυο δεσμών, β) του λόγου ταχυτήτων των δυο δεσμών, γ) της περιοδικής διέγερσης των δυο δεσμών.

2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΤΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

Η διάταξη των δεσμών αέρα και οι σχετικοί συμβολισμοί φαίνονται στο Σχ. 1. Η απόσταση L των δεσμών ήταν $2D$, $4D$ και $8D$ όπου D η διάμετρος της δέσμης στο στόμιο εκροής των σωλήνων. Ο λόγος ταχυτήτων $R = U_{j1} / U_{j2}$ στην μόνιμη ροή κυμαίνονταν από 1.0 έως 20.0, όπου U_{j1} , U_{j2} ήταν οι μέγιστες ταχύτητες των δεσμών στην έξοδο των σωλήνων. Για την περιοδική διέγερση των δυο δεσμών χρησιμοποιήθηκε ένας περιστρεφόμενος δίσκος με περιφερειακή σχισμή που επέτρεπε την δίοδο ή την απόφραξη του αέρα των σωλήνων [8].

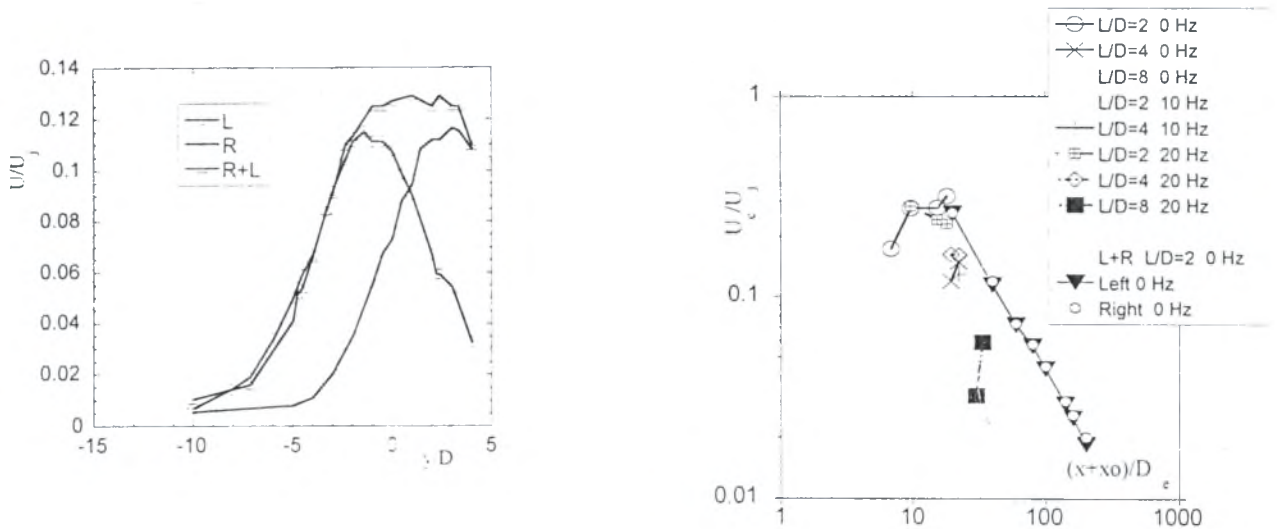
Στην παρούσα εργασία η διαφορά φάσης μεταξύ των ταχυτήτων U_{j1} και U_{j2} ήταν 180° οι δε συχνότητες περιοδικής διέγερσης μέχρι 20 Hz, της τάξης μεγέθους της χαμηλής συχνότητας ασταθειών. Στα πειράματα με μετάδοση θερμότητας μία ή και οι δύο δέσμες αέρα θερμάνθηκαν μέχρι $T_j=100^\circ\text{C}$ (θερμοκρασία στο στόμιο εκροής) και εξετάστηκε η μετέπειτα ανάμιξή τους. Για τη μέτρηση ταχυτήτων χρησιμοποιήθηκε θερμό σύρμα, για δε των θερμοκρασιών “ψυχρό” σύρμα και θερμοστοιχεία. Η φασματική ανάλυση των δεδομένων έγινε με FFT.



Σχ. 1. Διάταξη παράλληλων διεγερόμενων δεσμών με θέρμανση

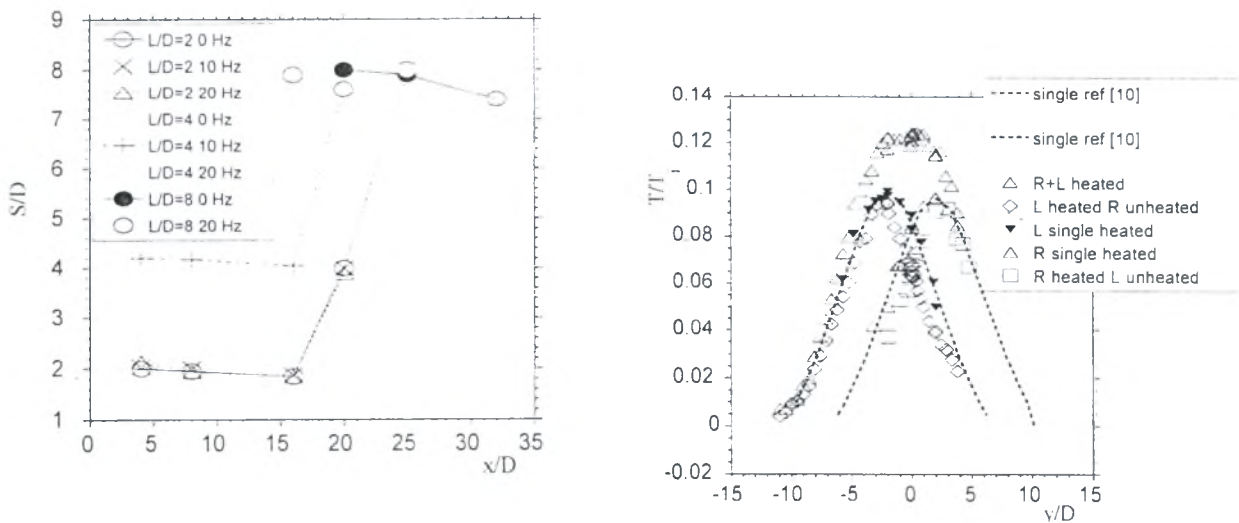
Στο Σχ. 2 παρουσιάζεται η εγκάρσια (διεύθυνση y) διανομή μέσων ταχυτήτων για κάθε μία απομονωμένη δέσμη (L =μόνο αριστερή, R =μόνο δεξιά) και για τον συνδυασμό τους ($L+R$) στη θέση $x=40D$ από το στόμιο εκροής και όταν η απόσταση των δεσμών $L=4D$. Οι δέσμες είναι χρονικά μόνιμες δηλαδή χωρίς διέγερση, $f=0$. Στην επιλεγείσα θέση τα χαρακτηριστικά εκάστης δέσμης έχουν εξαφανισθεί και η διανομή ταχύτητας της συνδυασμένης λειτουργίας εμφανίζεται σαν τέτοια μιας απλής δέσμης. Κατά μία έννοια, ένας παρατηρητής στη θέση $x/D=40$ δεν μπορεί να αντιληφθεί ότι η επερχόμενη ροή προέρχεται από δύο ξεχωριστές πηγές ούτε από τη γνώση της διανομής μέσων ταχυτήτων U ή εντάσεων τύρβης u_{RMS} , η οποία είναι επίσης ομαλοποιημένη. Ανάντι της θέσης $x/D=40$ οι διανομές ταχυτήτων παρουσιάζουν περισσότερα στοιχεία που υπενθυμίζουν την προέλευσή τους, όπως π.χ. διπλά μέγιστα ταχυτήτων κατά μήκος των αξονικών γραμμών των δύο στομιών εκροής. Μπορεί να λεχθεί λοιπόν ότι στη θέση αυτή έχει γίνει σχετικά καλή ανάμειξη των ορμών των δύο δεσμών κρίνοντας και από το Σχ. 3 όπου φαίνεται η εξέλιξη της μέσης ταχύτητας στην κεντρική αξονική γραμμή μεταξύ των δεσμών ($y=0, z=0$). Παρατηρείται ότι μετά από κάποια θέση x_0/D , που εξαρτάται από την παράμετρο L/D , η πτώση της κεντρικής ταχύτητας U_c ακολουθεί τον γνωστό εκθετικό νόμο $\sim 1/x$ των ελεύθερων δεσμών, γεγονός που υποδεικνύει την ύπαρξη περιοχής αυτοδιατήρησης και άρα σχετικά καλής ανάμειξης. Τα πειραματικά δεδομένα έχουν αδιαστασιοποιηθεί με τη μέγιστη ταχύτητα εκροής μίας εκ των δεσμών $U_{j1}=U_{j2}=U_j$, με την ισοδύναμη διάμετρο εξόδου $D_e = \sqrt{2}D$ και την απόσταση x_0 “φανταστικής αρχής” (virtual origin) που ετέθη ίση με $L/\tan 10^\circ$. Το x_0 είναι κατά προσέγγιση η θέση που θα γινόταν η πρώτη συνάντηση των δύο δεσμών. Το ποσοστό της ανάμειξης βαθμωτών μεγεθών όπως η θερμότητα θα μπορεί να κριθεί θερμαίνοντας τη μία δέσμη και διατηρώντας κρύα την άλλη. Το Σχ. 2 δείχνει επίσης ότι η συνδυασμένη δέσμη ($L+R$) δεν εξέρχεται των ορίων κάθε μίας δέσμης (L ή R) πράγμα που οδηγεί στην υπόθεση ότι οι δέσμες έλκονται μεταξύ των [4]. Όπως αναμενόταν, η

περιοχή αλληλεπίδρασης πλησιάζει προς τα ανάντι καθώς η απόσταση των δεσμών L/D μειώνεται. Το Σχ. 3 υποδηλώνει αυτό το γεγονός, καθώς π.χ. η περιοχή αυτοδιατήρησης για την περίπτωση $L/D=8$ παρουσιάζεται αργότερα από εκείνη της περίπτωσης $L/D=2$.



Σχ. 2 Διανομή U , $x/D=40$, $L/D=4$, $R=1$ Σχ. 3 Ταχύτητα U στο κέντρο των δεσμών

Όπως δείχνει το Σχ. 3 η επίδραση της συχνότητας f είναι εμφανέστερη για μεγάλες σχετικά αποστάσεις L/D (σύγκριση αποτελεσμάτων για 20 Hz και 0 Hz $L/D=8$). Από ότι δηλώνουν τα πειραματικά δεδομένα, η περιοδική διέγερση οδηγεί σε υψηλότερες μέσες ταχύτητες στην κεντρική περιοχή των δεσμών και σε ενωρίτερη επίτευξη αυτοδιατήρησης δηλ. σε μικρότερες αποστάσεις x/D . Όταν οι ταχύτητες εξόδου είναι ανισες, παρατηρούνται υψηλότερες ταχύτητες στην κεντρική γραμμή των δεσμών. Η αδύνατη δέσμη τείνει να απορροφηθεί από την ισχυρότερη. Το ολικό εύρος b της ισχυρής δέσμης (περιοχή $\pm y_{1/2}$ όπου η μέση ταχύτητα γίνεται $1/2 U_c$) αυξάνεται ταχύτερα από εκείνο των απομονωμένων δεσμών. Το εύρος της αδύνατης δέσμης παραμένει μικρό έως την τελική της απορρόφηση.



Σχ.4 Απόσταση θέσεων U_{max}

Σχ. 5 Διανομή μέσων θερμοκρασιών

Ταυτόχρονα παρουσιάζεται η τάση σύγκλισης των δεσμών, και μάλιστα περισσότερο όταν υπάρχει διέγερση. Το Σχ. 5 δείχνει τις εγκάρσιες κατανομές των θερμοκρασιών με συνδυασμένη θέρμανση. Για λειτουργία L ή R οι διανομές θερμοκρασιών είναι μη συμμετρικές και μετατοπισμένες προς τα έξω της κεντρικής γραμμής δηλώνει ίσως ασθενέστερη ανάμειξη θερμότητας από ότι ορμής στη συγκεκριμένη θέση $x/D=40$.

3. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η ανάμειξη ορμής εμφανίζεται εντονότερη από την ανάμειξη της θερμότητας. Αύξηση της απόστασης των δεσμών επιφέρει καθυστέρηση της περιοχής όπου συντελείται καλή ανάμειξη. Περιοδική διέγερση οδηγεί σε ενωρίτερη επίτευξη αυτοδιατήρησης ιδιαίτερα όταν η απόστασή τους είναι μεγάλη. Σε περίπτωση διαφορετικών ταχυτήτων η ισχυρότερη δέσμη παρουσιάζει μεγαλύτερη διασπορά.

4. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] Miller D.R., Comings E.W., Journ. Fl. Mech., vol. 7, p. 237, (1960).
- [2] Tanaka E., Bull. Jap. Soc. Mech. Eng., vol. 13, No 56, p. 272, (1970).
- [3] Masters G.F., AIAA Journ., vol. 15, p. 1756, (1977).
- [4] Elbana H., Sabbagh J.A., AIAA Journ., vol. 25, p.12, (1987).
- [5] Baines W.D., Keffer J.F., Proc. IUTAM Symp., vol. 18B, p. 289, Frenkiel F.N. (Ed.), Academic Press 1974.
- [6] Stapountzis H., Westerweel J., Bessem J.M., Westendorp A.E., Nieuwstadt F.T.M., App. Sci. Res., vol. 49, p. 245, (1992).
- [7] Villermaux E., Hopfinger E.J., Journ. Fl. Mech., vol. 263, p. 63, (1994).
- [8] Ευσταθίου Θ., Ιορδάνογλου Α., Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων, Ενεργειακός Τομέας, 1999.
- [9] Warhaft Z., Journ. Fl. Mech., vol. 144, p.363, 1984
- [10] Dowling D.R., Dimotakis P., Journ. Fl. Mech. Vol. 218, p 109, (1990)

ΟΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΕΣ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΩΣ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑ ΤΩΝ ΡΟΙΚΩΝ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΣΤΟ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΣΥΣΤΗΜΑ ΤΩΝ ΠΤΕΡΩΤΩΝ ΦΥΓΟΚΕΝΤΡΙΚΩΝ ΑΝΤΛΙΩΝ

Ν. Βλαχάκης, Δ. Καλαμπόκας, Ε. Μοσχούλης
Εργ. Μηχανικής Ρευστών & Υδραυλικών Ρευστοδυναμικών Μηχανών
Τμήμα Μηχανολογίας, ΤΕΙ Χαλκίδας
34400 Ψαχνά Ευβοίας
Τηλ. 0228-99664, e-mail : mc97658@central.ntua.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Το τμήμα μας έχει αναπτύξει μια ομάδα ημιεμπειρικών σχέσεων με σκοπό την εκτίμηση των χαρακτηριστικών καμπύλων φυγοκεντρικών αντλιών. Για να επιτύχουμε το παραπάνω σκοπό χρησιμοποιήσαμε ένα μικρό πλήθος γεωμετρικών δεδομένων της αντλίας. Τα αποτελέσματα αυτής της εργασίας ,δείχνουν ότι είναι δυνατόν να προσδιοριστούν άμεσα οι χαρακτηριστικές φυγόκεντρων αντλιών χωρίς να είναι αναγκαία η ανάπτυξη πολύπλοκων μαθηματικών μοντέλων. Επιπρόσθετα λαμβάνονται υπ' όψιν όλες εκείνες οι παράμετροι, συμπεριλαμβανομένων αυτών της αντλητικής εγκατάστασης , που διαμορφώνουν την συμπεριφορά της αντλίας. Επιτυγχάνεται έτσι μια αξιόπιστη προσέγγιση των βασικών χαρακτηριστικών καμπύλων της αντλίας πριν ακόμα αυτή σχεδιαστεί. Οι ημιεμπειρικές αυτές σχέσεις παρουσιάζουν ικανοποιητική προσέγγιση στα διαθέσιμα νομογραφήματα του εμπορίου.

ABSTRACT

Our section's laboratory has developed a group of semiempiric equations in order to estimate the characteristic curves ($H - Q$, $n - Q$, $P - Q$, $NPSHr - Q$) of a centrifugal pump. To achieve the above purpose a few geometrical pump's data are being used. The results of the present study prove that a direct estimation of centrifugal pumps' characteristics can be accomplished without using complex mathematical models. Further more all the basic parameters that form the pump's behavior , including pumping plant's parameters , are taking under consideration. So we can achieve a very good approach of a pump's basic characteristic curves , before designing the pump. These semiempiric equations provide satisfactory approximation to the available characteristic curves of commercial centrifugal pumps.

ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΗΜΙΕΜΠΕΙΡΙΚΩΝ ΣΧΕΣΕΩΝ

Ακολουθεί μια σύντομη διερεύνηση των ημιεμπειρικών σχέσεων και η παρουσίαση των μαθηματικών τους εκφράσεων.

ΜΑΝΟΜΕΤΡΙΚΟ ΥΨΟΣ ΑΝΤΛΙΑΣ

Το μανομετρικό ύψος της αντλίας εξαρτάται από την περιφερειακή ταχύτητα της περωτής και επειδή αυτή είναι $u_2 = \pi \cdot D_2 \cdot n$ στον τύπο μπαίνουν οι όροι του αριθμού στροφών της αντλίας και της ακριβής διαμέτρου της περωτής D_{2x} . Ο όρος $\sin(\pi/2 \cdot \xi)$ χρησιμοποιείται προκειμένου το ημιεμπειρικό μοντέλο να προσαρμοστεί στην πραγματική χαρακτηριστική $H = f(Q)$ της αντλίας.

*Καθ. Δρ. Νικόλαος Βλαχάκης, μέλος ΤΕΕ (Τηλ. 01-6529224, 01-6544418)
Δημήτριος Καλαμπόκας, Πτυχιούχος Μηχ. Μηχανικός, Σπουδαστής τμ. Μηχανολογων ΕΜΠ
Ευάγγελος Μοσχούλης, Πτυχιούχος Μηχ. Μηχανικός, Σπουδαστής τμ. Μηχανολογων ΕΜΠ*

Ο συντελεστής ξ παίρνει τιμές από 0 έως 1 και εκφράζει το πηλίκο της κάθε φορά αντλούμενης παροχής προς την μέγιστη. Οι πραγματικές χαρακτηριστικές των αντλιών κατασκευάζονται στις δικές μας ημιεμπειρικές σχέσεις, με τον εμπλουτισμό του μεγέθους d_p του σωλήνα κατάθλιψης που δεν εμφανίζεται άμεσα σε κλασσικούς θεωρητικούς τύπους.

Άρα για $Q = 0$ (στραγγαλισμός) έχουμε $H_{\max} = 0,6 \cdot \left[\left(\frac{n(\text{rpm})}{60} \cdot D_{2X} \right)^2 \right]$ ενώ για $Q = Q_{\max}$ έχουμε $H = 0$.

ΒΑΘΜΟΣ ΑΠΟΔΟΣΗΣ

Ο βαθμός απόδοσης της αντλίας εξαρτάται κάθε φορά από τα λειτουργικά σημεία της αντλίας. Ενδεικτικό των σημείων αυτών είναι ο αδιάστατος συντελεστής ξ . Ο λόγος D_{2X}/D_2 εκφράζει την σχέση που πρέπει να διέπει τους βαθμούς απόδοσης ίδιας κατηγορίας αντλιών, ενώ το b_2 αντιπροσωπεύει την ιδιομορφία της γεωμετρικής 'προσωπικότητας' της αντλίας όσον αφορά την γεωμετρία της.

ΚΡΙΣΙΜΟ ΥΨΟΣ ΣΠΗΛΛΑΙΩΣΗΣ

Το NPSH εξαρτάται από το εκάστοτε σημείο λειτουργίας της αντλίας και μπορεί να δοθεί ως συνάρτηση των n, Q .

- Οι εκθέτες που παρουσιάζονται στους τύπους εκφράζουν πειραματικά τον βαθμό λειτουργικότητας της αντλίας σε όλο το φάσμα παροχής της (πεδίο δοκιμών της), έτσι ώστε να επιτυγχάνεται ο βέλτιστος βαθμός απόδοσης από το εφικτό NPSH.

ΜΑΝΟΜΕΤΡΙΚΟ ΥΨΟΣ ΑΝΤΛΙΑΣ

$$H(m) = 0,6 \cdot \left[\left(\frac{n(\text{rpm})}{60} \cdot D_{2X}(m) \right)^2 \right] \cdot \left[\cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \xi\right) \right]^{0,2}$$

ΒΑΘΜΟΣ ΑΠΟΔΟΣΗΣ ΑΝΤΛΙΑΣ

$$\eta = 3,6 \cdot \xi \cdot (1 - \xi) \cdot \left[0,95 \cdot \left(\frac{D_{2X}(m)}{D(m)} \right)^{0,5} \right] \cdot (b_2(m) \cdot 10)^{0,1}$$

ΚΡΙΣΙΜΟ ΥΨΟΣ ΣΠΗΛΛΑΙΩΣΗΣ ΑΝΤΛΙΑΣ

$$NPSH(m) = 0,075 \cdot \left[\left(\frac{n(\text{rpm})}{60 \cdot 0,35} \right) \cdot \left(\frac{Q(m^3/h)}{3600} \right)^{0,5} \right]^{1,3} \cdot \left(\frac{D_2(m)}{D_{2r}(m)} \right)^3$$

ΑΔΙΑΣΤΑΤΟΣ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΠΑΡΟΧΗΣ ξ

$$\xi = \frac{Q(m^3/h)}{5 \cdot d_p(m) \cdot b_2(m) \cdot \frac{n(\text{rpm})}{60} \cdot D_{2X}(m)}$$

ΙΣΧΥΣ ΚΙΝΗΤΗΡΑ ΑΝΤΛΙΑΣ

$$N(\text{Watt}) = \frac{\rho(\text{kg/m}^3) \cdot g(\text{m/s}^2) \cdot Q(m^3/h) \cdot H(m)}{\eta}$$

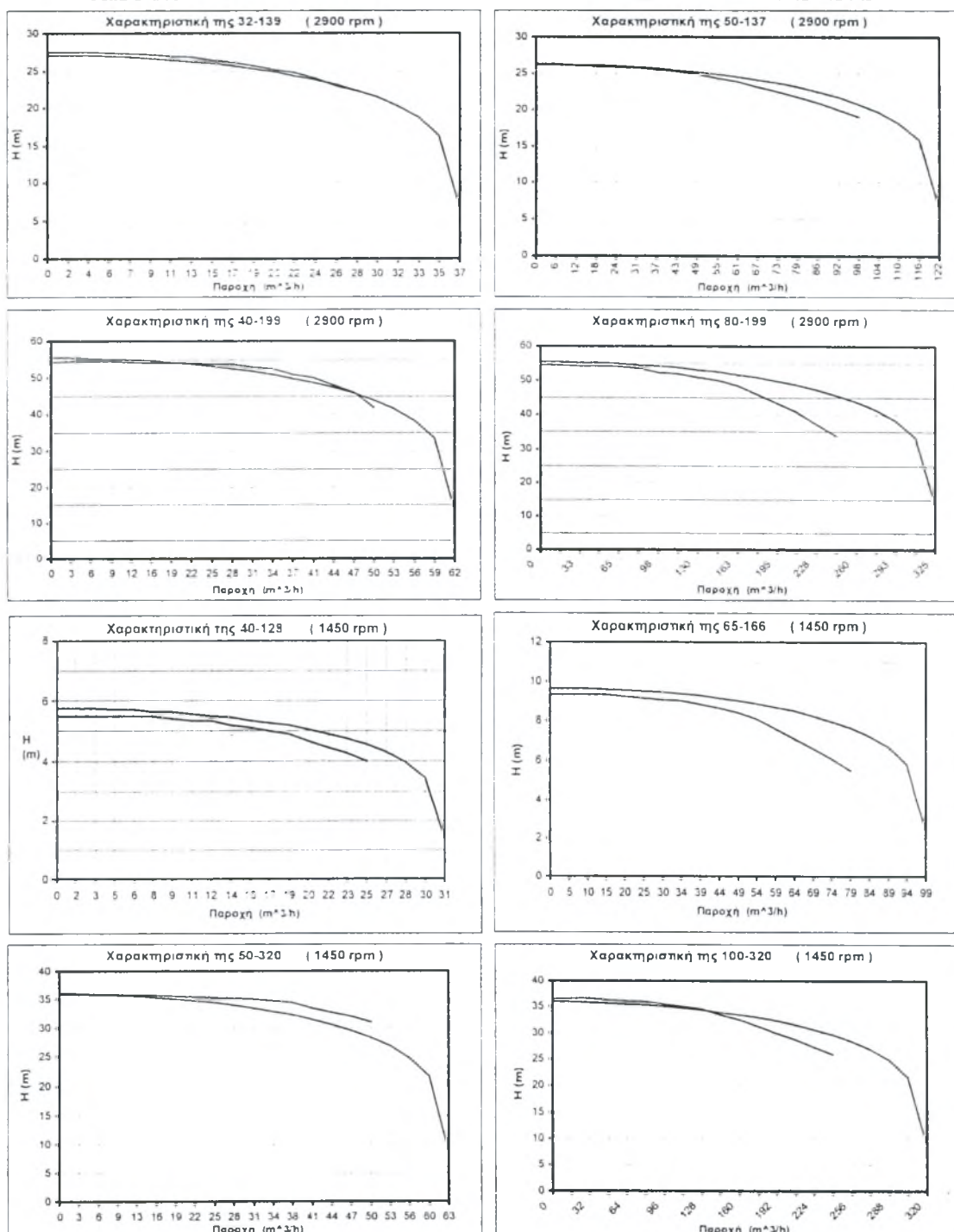
ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗ

Οι παραπάνω τύποι όπως φαίνεται από τα διαγράμματα που ακολουθούν, χρησιμοποιούνται για να προσδιοριστεί η συμπεριφορά της αντλίας στην λειτουργική περιοχή της μέχρι του σημείου του μέγιστου βαθμού απόδοσης.

Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι οι χαρακτηριστικές των τυποποιημένων μορφών των αντλιών του εμπορίου, σε κάθε περίπτωση, δεν είναι δυνατόν να προέρχονται από το κλασικό παραβολοειδές προφίλ που εξαγγέλλει η συμβατική θεωρία της εξίσωσης EULER.

Έτσι δικαιολογείται η αυξανόμενη απόκλιση που παρουσιάζεται σε περιοχές λειτουργίας δεξιότερα του κανονικού σημείου, το οποίο γίνεται πιο εμφανές με την εφαρμογή των σχέσεων σε αντλίες όχι καθαρά ακτινικής ροής.

ΑΠΟΤΕΛΕΜΑΤΑ ΕΦΑΡΜΟΓΗΣ ΤΩΝ ΗΜΙΕΜΠΕΙΡΙΚΩΝ ΣΧΕΣΕΩΝ



Σύγκριση των ημιεμπειρικών σχέσεων (κόκκινη καμπύλη) με τα διαθέσιμα δημοσιευμένα νομογραφήματα (μαύρη καμπύλη) των τυποποιημένων αντλιών εμπορίου της σειράς Meganorm[®]/Megablock[®] KSB, για λειτουργία στις 2900 και 1450 rpm.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. ΑΘΑΝΑΣΙΑΔΗΣ, Κ.: Υδροδυναμικές Μηχανές, Φοίβος 1984.
2. ΑΚΡΙΤΙΔΗΣ, Κ.: Αντλίες, Θεσσαλονίκη 1979.
3. AUSLAENDER, J.: Zur Bestimmung der Hauptabmessungen von Kreiselpumpen. Zeitschrift Konstruktion, 10. Jahrgang (1958), S. 407/410.
4. BOHL, W.: Stroemungsmaschinen I+II, Vogel-Verlag 1998.
5. BOLTE, W.: Zur Optimierung von Radialpumpen. Reihe 7, Nr. 46(1978) der Fortschritt - Berichte der VDI-Zeitschriften. VDI-Verlag, Dusseldorf.
6. BOLTE, W.: Ein Verfahren zur Abschätzung der Hauptabmessungen und des Wirkungsgrades von Kreiselpumpen. Zeitschrift Brennstoff-Warme-Kraft, 1971, Nr. 11, S. 467 ff.
7. ENGELBERG, F.: Auslegen radialer Pumpenstufen nach Wirkungsgrad und Kavitation. Zeitschrift Maschinenmarkt, 82 Jahrgang (1976), S. 100 ff.
8. FISTER, W.: Fluidenergiemaschinen Springer Verlag Berlin Heidelberg New York Tokyo 1984.
9. GRABOW, G.: Ermittlung der hydraulischen Abmessungen der Laufräder für Kreiselpumpen und Kreisverdichter. Zeitschrift Konstruktion, 13. Jahrgang (1961), Seite 234/237.
10. ΚΑΛΑΜΠΟΚΑΣ, Δ. – ΜΟΣΧΟΥΛΗΣ, Ε.: Συμβολή στην εκτίμηση του προσδιορισμού χαρακτηριστικής φυγοκεντρικής αντλίας ακτινικού τύπου από την γεωμετρία της πτερωτής και σύγκριση ρευστοδυναμικών παραμέτρων και νομογραφημάτων από εργαστηριακά δεδομένα του δοκιμαστήριου. Διπλωματική Εργασία, Εργαστήριο Υδροδυναμικών Μηχανών TEI-X 1997.
11. ΚΑΛΛΗ, Φ.: Ρεαλισμός στη κατασκευή. Διαγνωστική πρακτική στη επιλογή φυγοκεντρικής αντλίας ακτινικού & αξονικού τύπου. Υδροστρόβιλοι Pelton & Francis. Διπλωματική Εργασία. Εργαστήριο Υδροδυναμικών Μηχανών TEI-X 1999
12. K.S.B . Χαρακτηριστικές καμπύλες λειτουργίας
13. MENNY, K.: Stromungsmaschinen B.G. Teubner Stuttgart, 1985
14. ΟΙΚΟΝΟΜΟΥ, Α.: Αντλιοστάσια. Υδραυλικές και ηλεκτρομηχανολογικές εφαρμογές. Εκδόσεις Ρέκος, Θεσσαλονίκη 1997. ISBN 960-358-085-6
15. ΠΑΠΑΝΙΚΑΣ, Δ.: Ρευστοδυναμικές Μηχανές, Εκδόσεις Πανεπιστημίου Πατρών, Πάτρα 1994
16. ΠΑΠΑΝΤΩΝΑΤΟΣ, Απώλειες σε ακτινικά και αξονικά διάκενα φυγοκεντρικών αντλιών. Διπλωματική Εργασία TEI-X.
17. ΠΑΠΑΝΤΩΝΗΣ, Δ.Ε. : Υδροδυναμικές Μηχανές, Αντλίες - Υδροστρόβιλοι, Εκδόσεις Συμείων - Έκδοση 2^η, ISBN 960-7346-39-4.
18. ΠΑΠΑΝΤΩΝΗΣ, Δ.Ε. : Μελέτη και χάραξη φυγόκεντρων και αξονικών αντλιών – Μικρά υδροηλεκτρικά έργα (Σημειώσεις του Μαθήματος Υδροδυναμικές Μηχανές II). Εκδόσεις Ε.Μ.Π. ΑΘΗΝΑ 1993
19. ΠΑΠΑΝΤΩΝΗΣ, Δ.Ε. : Υδροδυναμικές Εγκαταστάσεις - Υδραυλικό Πλήγμα, Εκδ. Συμείων Αθήνα 1998, ISBN 960-7888-12-X.
20. PFLEIDERER, C. : Vorausbestimmung der kennlinien schnellaufiger kreiselpumpen. Berlin: VDI-Verlag 1938
21. PFLEIDERER - PETERMANN.: Stroemungsmaschinen Springer - Verlag 1996.
22. PEKRUN, M.: Abmessungskennzahlen und Einheitsschnittbilder von Kreiselpumpen. KSB - Technische Berichte Nr. 3. 1961
23. PEKRUN, M.: Wirkungsgrade und Verlustzahlen bei Kreiselpumpen. Vortragsveroeffentlichung, heft 157. Haus der technik, Essen. Vulkanverlag, 1968
24. PEKRUN, M.: Floerkemeier, K.-H.: Vergleichende Untersuchungen uber Spiralgehaeuse von kreiselpumpen mit radialen und tangentialen druckstutzen. Referat, gehalten auf der VDMA-Pumpentagung in Karlsruhe, September 1978.
25. PROTIC, Z.: PETKOVIC, Z.: Einfluß der Größe des Laufraddurchmessers auf die optimalen Kennzahlen der radialen langsamlaufenden Kreiselpumpen. Vortrag auf der VDMA - Pumpentagung, Karlsruhe 1978.
26. RUTSCHI, K.: Messung und Drehzahlumrechnung des NPSH - Wertes bei Kreiselpumpen. Schweizer Ingenieur und Architekt 98 (1980), Heft 39, S. 971/974
27. ΣΟΥΛΗ, Ι.Β.: Υδραυλικά Στροβιλομηχανά, Εκδόσεις Αϊβάζης - Ζουμπούλης, Θεσσαλονίκη
28. SIGLOCH H.: Stromungsmaschinen Hanser - Verlag 1984.
29. VLACHAKIS, N. : Vergleich zweier Geschwindigkeitsansätze für die radiale Spaltstroemung in Bezug auf das Drehmoment der rotierenden Scheibe. Universitaetsreport, Kalsruhe 1975.
30. WAGNER, W. : Kreiselpumpen und Kreiselpumpenanlagen, Vogel - Verlag 1994.

ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΑ ΣΕ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΡΟΗΣ ΡΕΥΣΤΩΝ ΣΤΟ ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΛΙΜΕΝΙΚΩΝ ΕΡΓΩΝ ΕΜΠ

Κ.Ι. Μουτζούρης⁽¹⁾, Σ. Αζοράκος⁽²⁾, Ε. Αναστασάκη⁽³⁾,
Θ. Γιαντσή⁽³⁾, Σ. Γουλουμής⁽³⁾, Α. Δανιήλ⁽⁴⁾, Β. Τσουκαλά⁽³⁾

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Το Εργαστήριο Λιμενικών Εργων Ε.Μ.Π. (Ε.Λ.Ε) εκτελεί βασική και εφαρμοσμένη έρευνα σε θέματα ροής στην θαλάσσια μάζα και την παράκτια ζώνη σχετιζόμενα με τον σχεδιασμό, κατασκευή και παρακολούθηση έργων στο θαλάσσιο περιβάλλον αρμοδιότητας Πολιτικού Μηχανικού. Διαθέτει δύο τρισδιάστατες δεξαμενές διαστάσεων 24.0m*26.3m*1.3m και 27.7m*35.2m*0.9m εξοπλισμένες με συστήματα γενέσεως τυχαίων κυματισμών, μία δεξαμενή διαστάσεων 27.0m*6.0m*1.2m με κυματογεννήτρια ημιτονοειδών κυματισμών και διώρυγα διαστάσεων 27.0m*0.6m*1.6m με κυματογεννήτρια ημιτονοειδών κυματισμών. Επίσης διαθέτει διάφορα συστήματα μετρήσεως ροών στη φύση.

Στην παρούσα εισήγηση παρουσιάζονται συνοπτικώς τέσσερες σχετικές ερευνητικές δραστηριότητες του Ε.Λ.Ε.

2. ΚΥΜΑΤΙΚΗ ΡΟΗ

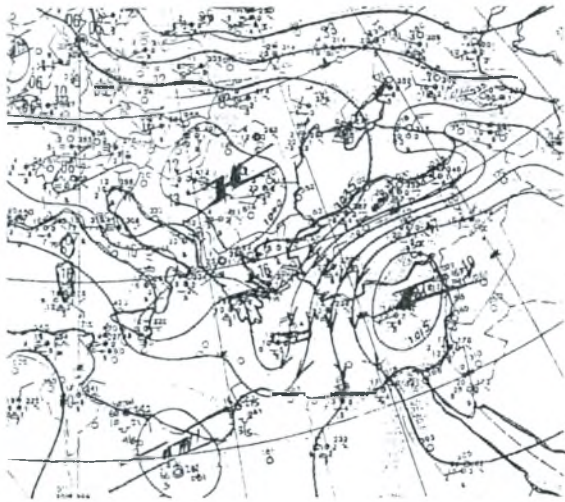
Το κυματικό κλίμα μιας περιοχής καθορίζει σε μεγάλο βαθμό περιβαλλοντικές παραμέτρους καθώς και φυσικές διεργασίες που σχετίζονται με την ροή ενέργειας. Όλες οι κατασκευές στην παράκτια ζώνη υπόκεινται στην επίδραση των θαλασσιών κυμάτων. Η αλληλεπίδραση των κατασκευών και των κυμάτων είναι ένα σύνθετο φαινόμενο που επηρεάζει σε μεγάλο βαθμό την όλη παράκτια ισορροπία.

Το Ε.Λ.Ε. έχει εκπονήσει πολλά προγράμματα μετρήσεως των χαρακτηριστικών των θαλασσιών κυμάτων σε διάφορες περιοχές της Ελλάδος με ανάθεση από διάφορους δημόσιους φορείς. Για την μέτρηση του ύψους και της περιόδου των κυμάτων χρησιμοποιούνται τελευταίας τεχνολογίας πλωτήρες, οι οποίοι ποντίζονται σε επιλεγμένες θαλάσσιες περιοχές. Οι πλωτήρες είναι εξοπλισμένοι με επιταχυνσιόμετρα για την διαπίστωση της μετακίνησης της ελεύθερης επιφάνειας της θάλασσας.

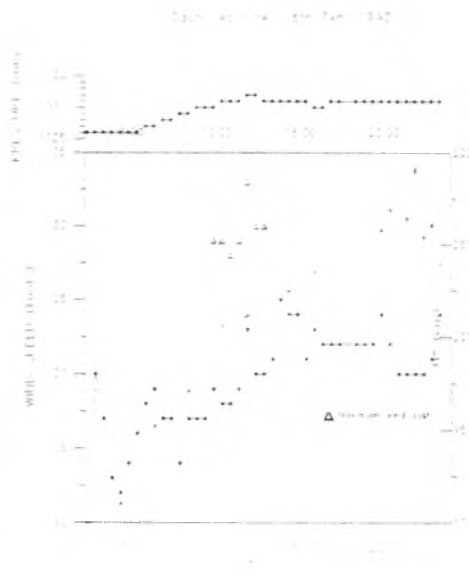
Η συσχέτιση του ύψους των καταμετρημένων κυμάτων με την αντίστοιχη ταχύτητα πνοής του ανέμου απεικονίζει την διαδικασία ανάπτυξης των κυματισμών και δίνει στοιχεία για τον μηχανισμό μεταφοράς ενέργειας από τον αέρα στην θάλασσα.

Η ανάλυση της συσχέτισης του ύψους κύματος με κλιματικά στοιχεία (ταχύτητα ανέμου, μεταβολή της ατμοσφαιρικής πίεσης), έδειξε πρόσφατα ότι η γεωμορφολογία της λεκάνης του Αιγαίου Πελάγους επιδρά σημαντικά στην πνοή των ανέμων που προέρχονται από βόρειες διευθύνσεις, προκαλώντας υψηλά κύματα στα βόρεια παράλια της Κρήτης, τα οποία δεν προβλέπονται από μοντέλα πρόγνωσης που χρησιμοποιούνται ευρέως.

⁽¹⁾ Καθηγητής, Διευθυντής Ε.Λ.Ε., ⁽²⁾ Λέκτορας Ε.Λ.Ε., ⁽³⁾ Πολιτικός Μηχανικός Ε.Μ.Π., Ερευνητικός Συνεργάτης Ε.Λ.Ε., ⁽⁴⁾ Δρ Μηχανικός, Ερευνητικός Συνεργάτης Ε.Λ.Ε.



Σχ. 1 Συνδυασμός βαρομετρικών συστημάτων 8/2/93 στις 12:00 UTC στην Ανατ. Μεσόγειο που προκαλεί την ισχυρούς βορειάδες στο Αιγαίο Πέλαγος.



Σχ. 2 Χρονοσειρά ταχύτητας ανέμου, ύψους κύματος και ατμοσφαιρικής πίεσης κατά το επεισόδιο της 08.02.1993.

Οι βόρειοι άνεμοι καθώς προκαλούνται από την έντονη βαρομετρική βαθμίδα στην Β-Α Μεσόγειο, (Σχ. 1) πνέουν με μέτρια ένταση πάνω από την Μαύρη Θάλασσα και εισέρχονται στην λεκάνη του Αιγαίου Πελάγους, όπου συμπιέζονται μεταξύ των ορεινών όγκων της Στερεάς Ελλάδος και της Μικράς Ασίας.

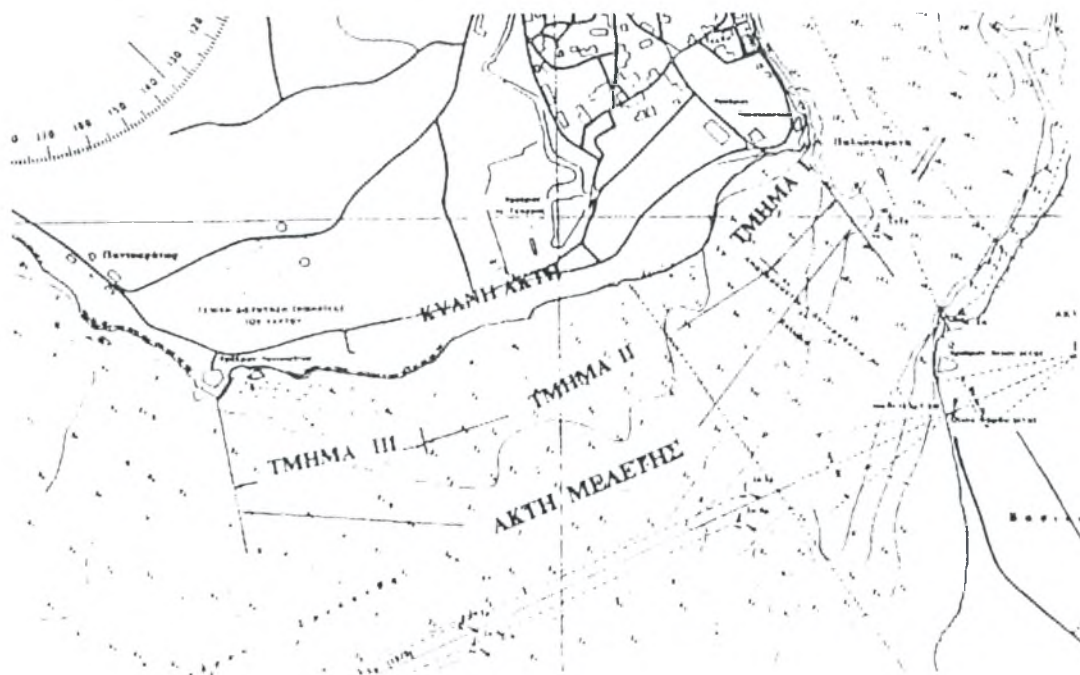
Λόγω του φαινομένου Bernoulli οι άνεμοι αναπτύσσουν υψηλή ταχύτητα πνοής και γίνονται πολύ ισχυροί, ιδιαίτερα όταν πνέουν μεταξύ των νησιών του Αιγαίου με αποτέλεσμα την γρήγορη ανάπτυξη υψηλών κυμάτων τα οποία προελαύνουν προς το νότιο Αιγαίο Σχ. 2.

3. ΡΟΗ ΘΑΛΑΣΣΙΑΣ ΜΑΖΑΣ

Στις παράκτιες περιοχές τα ρεύματα σε συνδυασμό με τα κύματα είναι οι βασικοί παράγοντες που επιρρεάζουν τις φυσικές διεργασίες. Η ταχύτητα με την οποία κινείται η θαλάσσια μάζα επιδρά τόσο στις θάλασσες και παράκτιες κατασκευές, όσο και στην κίνηση των στερεών σωματιδίων της επιφάνειας του πυθμένα με αποτέλεσμα την μεταβολή της. Η γνώση της ταχύτητας και διεύθυνσης της κινήσεως του θαλάσσιου νερού είναι κρίσιμο μέγεθος για την διαστασιολόγηση των παράκτιων έργων.

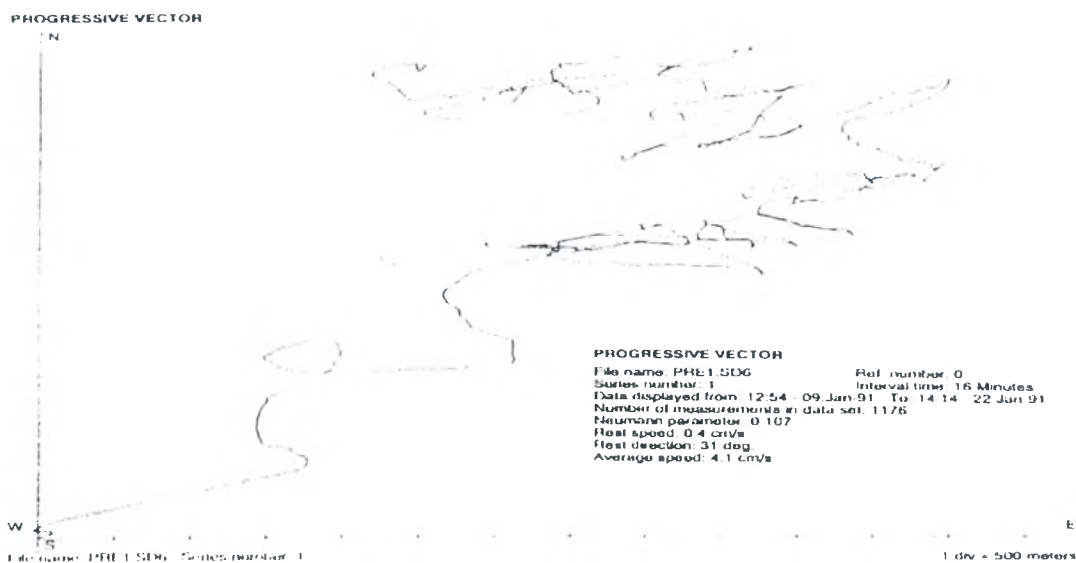
Το Ε.Λ.Ε. ασχολείται με την καταγραφή και ανάλυση των θαλασσίων ρευμάτων και έχει εκπονήσει πληθώρα ερευνητικών προγραμμάτων με αντικείμενο την μέτρηση των θαλασσίων ρευμάτων σε παράκτιες περιοχές. Για τον σκοπό αυτό χρησιμοποιούνται αυτογραφικά ρευματομέτρα, τα οποία καταγράφουν την ταχύτητα και την διεύθυνση του θαλάσσιου ύδατος. Στην συνέχεια τα στοιχεία αυτά επεξεργάζονται στατιστικά και συσχετίζονται με άλλα φυσικά μεγέθη (όπως μετρήσεις κυμάτων, ανέμου) έτσι ώστε προκύπτουν χρήσιμα συμπεράσματα για τον σωστό σχεδιασμό των έργων.

Χαρακτηριστική περίπτωση στον Ελλαδικό χώρο η περιοχή της Κυανής Ακτής Πρέβαζας. (βλ. Σχήμα 3).



Σχήμα 3. Περιοχή Κυανής Ακτής Πρέβεζας

Στην περιοχή αυτή που βρίσκεται στο βόρειο τμήμα του διαύλου της Πρέβεζας τα ρεύματα είναι σημαντικά και επηρεάζουν δραστικά την κίνηση όχι μόνον των υδάτων αλλά και των στερεών σωματιδίων με αποτέλεσμα την διάβρωση της ακτής. Έχουν καταγραφεί αρκετά υψηλές τιμές ταχύτητας ρεύματος κοντά στον πυθμένα, μέχρι και 68cm/sec. Στο Σχήμα 4 φαίνεται το διαδοχικό άνυσμα ταχυτήτων των καταγραφέντων ρευμάτων κατά το χρονικό διάστημα από 9.1.1991 έως 22.1.1991.



Σχήμα 4. Άνυσμα διαδοχικών ταχυτήτων ρευμάτων

4. ΡΟΗ ΙΖΗΜΑΤΟΣ ΣΤΗ ΘΑΛΑΣΣΙΑ ΖΩΝΗ

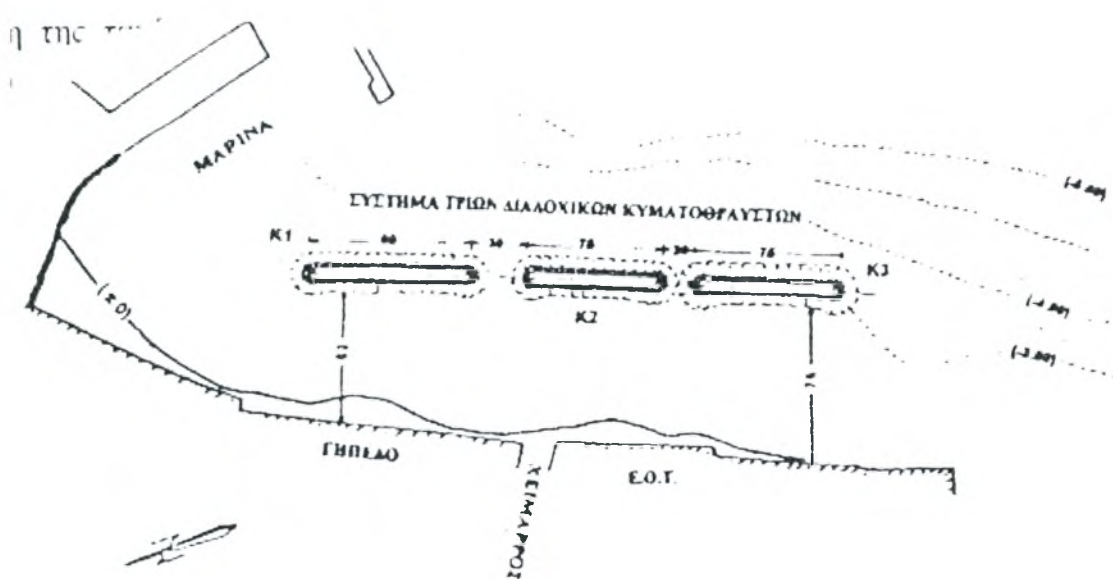
Σύμφωνα με τον D.W. Johnson «... ακτή είναι μία εναπόθεση υλικών, που διέρχονται είτε κάθετα, είτε παράλληλα στην ακτογραμμή...». Κατά συνέπεια, *κάθε έργο στην παράκτια ζώνη μεταβάλλει την φυσική παράκτια ροή των ιζημάτων*. Σε ακτές με στερεομεταφορά μικρή ή μηδενική, οι συνέπειες κατά πάσα πιθανότητα θα είναι περιορισμένες. Σε περιοχές με υψηλή στερεομεταφορά κατά μία κυρίαρχη φορά ροής, η διακοπή της διακινήσεως δημιουργεί διάβρωση στα κατάντη του έργου και απόθεση στα ανάντη.

Θαλάσσιοι διαβρωτικοί μηχανισμοί εμφανίστηκαν στην ακτή Αγ. Νικολάου Λασιθίου Κρήτης ως συνέπεια της κατασκευής ενός προσήνεμου μώλου σε διεύθυνση Α-Δ και ενός υπήνεμου μώλου στην παρακείμενη μαρίνα Αγ. Νικολάου. Μετά την κατασκευή (1991-2) παρατηρήθηκε πλήρης διάβρωση της αμμώδους παραλίας μήκους 250m με ταυτόχρονη μεταφορά και απόθεση ιζήματος παρά τον υπήνεμο μώλο του λιμένα.

Η αυξημένη κυματική δράση στην ακτή έθετε σε αώρηση το υπάρχον ιζημα και εν συνεχεία το μετέφερε κυρίως προς τα βόρεια. Τα υπάρχοντα ρεύματα μετέφεραν ιζημα προς τα νότια, όπως παρατηρήθηκε και σε μικρό ποσοστό των συνολικά εμφανιζομένων κυμάτων στην περιοχή. Η συνολική κυρίαρχη ροή ιζήματος εμφανίστηκε προς τα βόρεια.

Οι διαπιστώσεις (Ε.Λ.Ε. – 1992) ότι η ροή κυματικής ενέργειας γινόταν κατά μήκος της ακτής προς τα βόρεια και προς τα νότια και η πρόσπτωση των υψηλότερων κυμάτων γινόταν σχεδόν κάθετα στην ακτή καθώς επίσης και ότι η ροή των ρευμάτων γινόταν κατά μήκος της ακτής, ήταν καθοριστικές στην επιλογή συστήματος κυματοθραυστών για την προστασία ακτής Αγ. Νικολάου από έντονη διάβρωση.

Κατασκευάστηκε λοιπόν ένα σύστημα τριών διαδοχικών κυματοθραυστών *παράλληλα* και σε απόσταση από την ακτή, προκειμένου να προστατεύσει την ακτογραμμή από την προσπίπτουσα κυματική ενέργεια και να προσφέρει την δυνατότητα ανάπλασης και εμπλουτισμού της ακτής (βλ. επόμενο Σχ. 5).

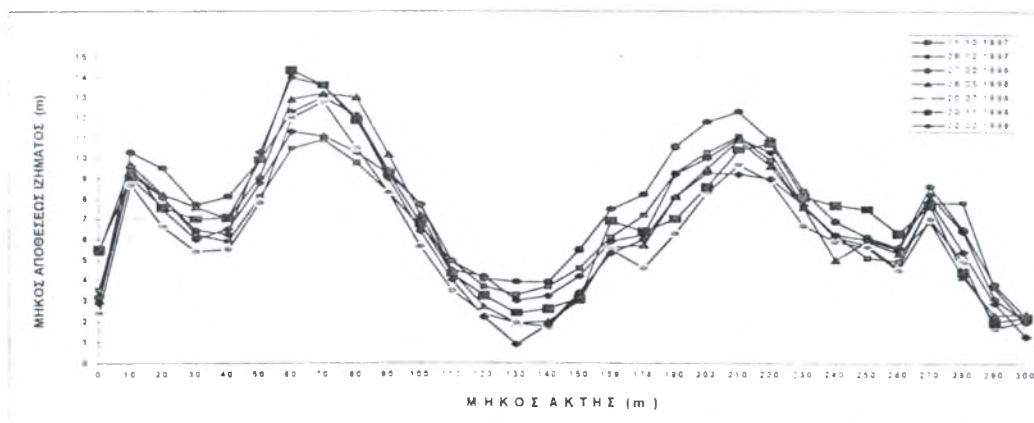


Σχ. 5 - Απόκριση ακτής Αγ. Νικολάου στην κατασκευή συστήματος κυματοθραυστών

Οι κυματοθραύστες απέκοψαν σημαντικό μέρος της προσπίπτουσας κυματικής ενέργειας, το οποίο προκαλούσε την διάβρωση της ακτής. Η μειωμένη προσπίπτουσα ενέργεια λόγω του

έργου σε απόσταση από την ακτογραμμή, οδήγησε σε απόθεση ιζημάτων στη ζώνη σκιάς των κυματοθραυστών, εξαιτίας απουσίας δυνάμεων παρασύρσεως. Στην περίπτωση των κυματοθραυστών η μείωση ταχύτητας ροής στην περιοχή σκιάς των έργων οφείλεται στην περίθλαση κυματισμών. Η μορφή αποθέσεως ιζήματος μεταξύ του κυματοθραύστη και της ακτής είναι πολύ χαρακτηριστική και ονομάζεται **απόθεση ιζήματος κωδωνοειδούς μορφής** (ή διεθνώς **salient**).

Προκειμένου να ερευνηθεί η λειτουργική απόδοση των κυματοθραυστών έγιναν συνεχείς αποτυπώσεις ακτογραμμής ένα χρόνο περίπου μετά την κατασκευή του τρίτου κυματοθραύστη (1997). Συγκεκριμένα, η απόκριση της ακτής Αγ. Νικολάου στην κατασκευή του συστήματος διαδοχικών κυματοθραυστών είναι ο σχηματισμός δύο διαδοχικών αποθέσεων ιζήματος κωδωνοειδούς μορφής μεγάλου μήκους της τάξεως των 12m. Στο τμήμα της υπό προστασία ακτής όπισθεν των διακένων μεταξύ των κυματοθραυστών σημειώνεται έλλειμμα σε προσάμμωση. Η χαρακτηριστική αυτή μορφή της ακτογραμμής Αγ. Νικολάου όπισθεν των κυματοθραυστών έχει **σταθεροποιηθεί**. Παρά τις όποιες εποχικές διακυμάνσεις, η μέση τιμή της επιφάνειας μεταξύ του τοιχίου και της ακτογραμμής είναι της τάξεως των 2000m².



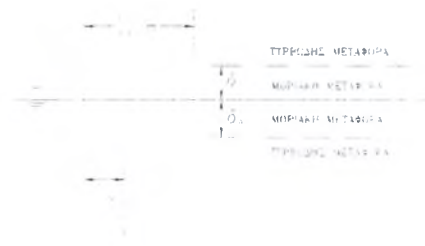
Σχ. 6 - Χρονική εξέλιξη ακτογραμμής Αγ. Νικολάου όπισθεν συστήματος τριών κυματοθραυστών

5. ΔΙΕΙΣΔΥΣΗ ΟΞΥΓΟΝΟΥ

Για το οξυγόνο όπως και για τα περισσότερα αέρια, η επιφάνεια της θάλασσας και κυρίως ένα επιφανειακό στρώμα ~100 μm είναι η “περιοχή” στην οποία συντελείται η ανταλλαγή των αερίων μεταξύ νερού και ατμόσφαιρας. Εξαιτίας του μικρού πάχους αυτού του επιφανειακού στρώματος η μελέτη των φυσικών και χημικών διαδικασιών που επηρεάζουν την ανταλλαγή αερίων καθίσταται ιδιαίτερα δύσκολη. Η μελέτη της μεταφοράς του οξυγόνου διαμέσω της διεπιφάνειας αέρα-νερού είναι ιδιαίτερα σημαντική αφού η τιμή της συγκέντρωσης του διαλυμένου οξυγόνου σε ένα αποδέκτη αποτελεί σημαντικό δείκτη ποιότητας και κριτήριο απαγόρευσης συγκεκριμένων χρήσεων, όταν αυτή είναι κάτω από κάποια όρια. Η διείδυση του οξυγόνου είναι ένα σύνθετο φαινόμενο, το οποίο απαιτεί τη γνώση των μηχανισμών της μοριακής ροής, της δυναμικής των κυμάτων. Η καθαρή ροή του οξυγόνου διαμέσω της διεπιφάνειας αέρα - νερού μπορεί να περιγραφεί από το νόμο του Fick:

$$J = - \frac{\partial C}{\partial z} \Big|_{z=0}$$

όπου J είναι η καθαρή ροή της ουσίας ανά μονάδα επιφάνειας, C η συγκέντρωση του οξυγόνου και z η απόσταση από τη διεπιφάνεια. Η καθαρή ροή είναι ίση με μηδέν όταν ο λόγος της συγκέντρωσης της ουσίας στον αέρα προς τη συγκέντρωσή της στο νερό είναι ίση με την αδιάστατη σταθερά του σταθερά του Henry ($H' = C_a/C_w$) όπου C_a και C_w η συγκέντρωση της οξυγόνου στον αέρα και στο νερό αντίστοιχα.



Σχ. 7 - Μεταβολή της συγκέντρωσης στη διεπιφάνεια αέρα νερού

Η ταχύτητα εισόδου του οξυγόνου στο νερό, έχει σχέση με την μεταφορά μάζας των αερίων σε ένα διαφασικό μέσο που στην περίπτωση της οξυγόνωσης είναι ο αέρας της ατμόσφαιρας και το νερό και είναι ανάλογη με τη διαφορά μεταξύ της υπάρχουσας συγκέντρωσης και της συγκέντρωσης ισορροπίας του οξυγόνου στο υδατικό διάλυμα. Η σχέση αυτή περιγράφεται από την εξίσωση :

$$\frac{dC}{dt} = K_2 (C_s - C)$$

όπου K_2 σταθερά αναλογίας γνωστή ως σταθερά επαναερισμού, C και C_s είναι η συγκέντρωση και η συγκέντρωση κορεσμού του οξυγόνου αντίστοιχα.

Στο *E.A.E* ερευνάται τα τελευταία χρόνια πειραματικά και θεωρητικά η διείδυση οξυγόνου στην περιοχή θραύσης των κυμάτων σε ακτές και κοντά σε θαλάσσιες κατασκευές με στόχο τον συσχετισμό του συντελεστή οξυγόνωσης με κυματικές παραμέτρους. Η ερευνητική ομάδα του ΕΛΕ, έχει να παρουσιάσει σημαντικό αριθμό εργαστηριακών μετρήσεων στο θέμα της οξυγόνωσης του θαλάσσιου νερού υπό την δράση κυμάτων σε εγκαταστάσεις μικρής και μεγάλης κλίμακας κατά την τελευταία δεκαετία. Επίσης έχουν αναπτυχθεί μοντέλα που περιγράφουν το μηχανισμό της διείδυσης οξυγόνου. Πρόσφατα στο εργαστήριο Λιμενικών έργων οργανώνονται μετρήσεις πεδίου για συλλογή στοιχείων ποιότητας νερού σε λιμενολεκάνες.

ΣΧΕΤΙΚΕΣ ΜΕ ΤΗ ΜΗΧΑΝΙΚΗ ΡΕΥΣΤΩΝ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΕΣ ΤΟΥ ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟΥ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ ΚΑΙ ΑΕΡΟΛΥΜΑΤΩΝ

Ε. Σκαπέρδας, Ε. Κλαδοπούλου, Ε. Παπαϊωάννου, Γ. Μαχαιρίδου, Κ. Καραδημήτρα, Η. Μανροειδής, Μ. Νικητίδης, Μ. Κώστογλου και Α. Γ. Κωνσταντόπουλος

*Εθνικό Κέντρο Έρευνας και Τεχνολογικής Ανάπτυξης
Ινστιτούτο Τεχνικής Χημικών Διεργασιών
ΤΘ 361 57001 Θέρμη Θεσσαλονίκη*

Οι τρέχουσες δραστηριότητες του Εργαστηρίου Τεχνολογίας Σωματιδίων και Αερολυμάτων εστιάζονται στην πειραματική και θεωρητική μελέτη :

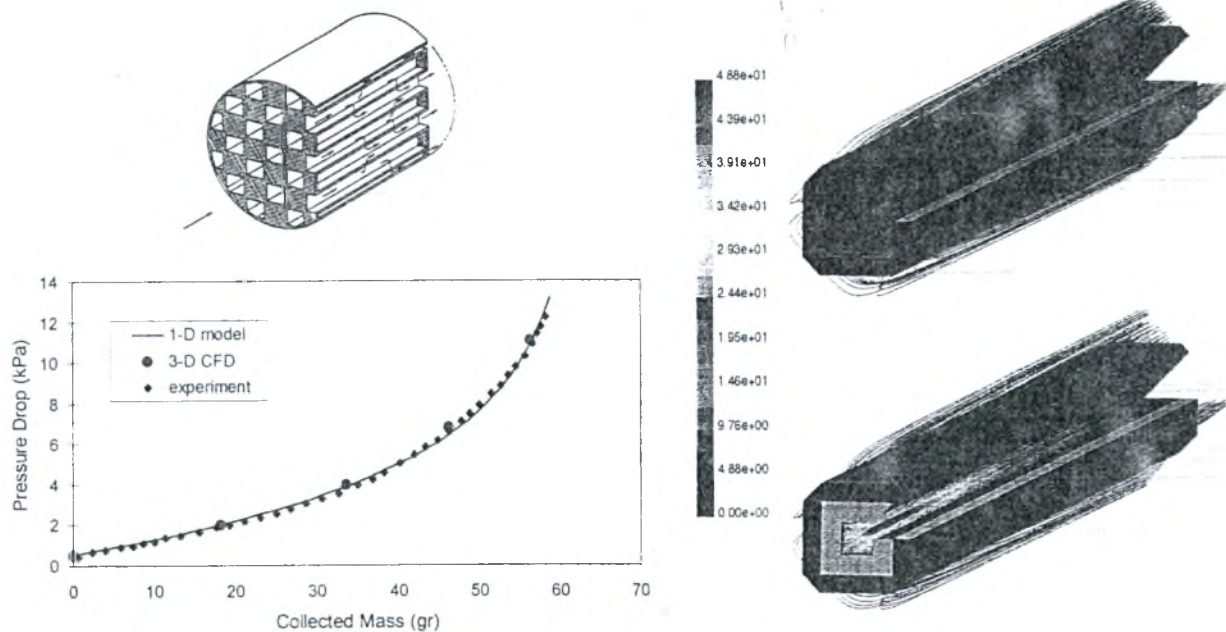
- Συστημάτων κεραμικών φίλτρων, μεμβρανών και καταλυτικών μετατροπέων για την απομάκρυνση σωματιδίων και αερίων ρύπων από καυσαέρια κινητών και σταθερών πηγών
- Αισθητήρων μέτρησης σωματιδίων σε αέρια ρεύματα
- Σύνθεσης νανοσωματιδίων με τεχνικές αερολυμάτων

Οι δραστηριότητες μας που σχετίζονται με τη Μηχανική Ρευστών στις ανωτέρω περιοχές παρουσιάζονται μέσα από τα εξής επί μέρους πρότυπα προβλήματα:

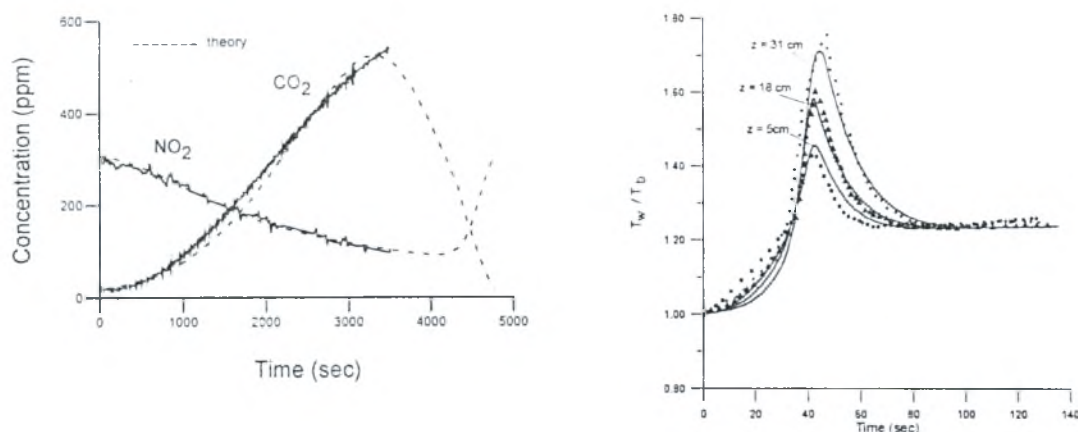
1. Υπολογιστική και πειραματική μελέτη κεραμικών φίλτρων αιθάλης κινητήρων Diesel

Η σύγχρονη τεχνολογία αντιμετώπισης σωματιδιακών εκπομπών αιθάλης βασίζεται στην χρήση φίλτρων στα οποία η συλλεγόμενη αιθάλη οξειδώνεται περιοδικά (διεργασία αναγέννησης φίλτρου) ώστε να αποφεύγεται η δημιουργία απαγορευτικών επιπέδων αντίθλιψης στον κινητήρα. Πρόσφατα έχει αναπτυχθεί μία ολοκληρωμένη προσέγγιση [1-4] που βασίζεται σε πειράματα εργαστηριακής και πραγματικής κλίμακας, υπολογιστικές προσομοιώσεις καθώς επίσης και σε αναλυτικές θεωρήσεις, έχοντας σαν αποτέλεσμα την παραγωγή ειδικού λογισμικού για τον βέλτιστο σχεδιασμό συστημάτων ελέγχου εκπομπών αιθάλης (Σχήμα 1 και 2). Στα επι μέρους φαινόμενα και διεργασίες τα οποία έχουν μελετηθεί περιλαμβάνονται: η διήθηση σωματιδίων αιθάλης σε μη-μόνιμες συνθήκες, η εξέλιξη της πτώσης πίεσης του φίλτρου συναρτήσει της ποσότητας της συλλεγόμενης αιθάλης, η θερμική και καταλυτική οξείδωση της αιθάλης παρουσία προσθέτων καυσίμου ή καταλυτικών επικαλύψεων, ο ρόλος του διοξειδίου του αζώτου (NO_2) και άλλων δραστικών ουσιών στην οξείδωση της αιθάλης, και η γήρανση των φίλτρων λόγω της συσσωρευόμενης τέφρας μετά από πολλαπλές αναγεννήσεις.

Επικοινωνία: Τηλ. (031) 498192, Fax (031) 498190, E-mail: agk@alexandros.cperi.forth.gr
<http://comelius.cperi.forth.gr>



Σχήμα 1. Διάγραμμα πτώσης πίεσης φίλτρου ως προς την συλλεγόμενη μάζα αιθάλης (αριστερά) και προσομοίωση της ροής σε ένα καθαρό και ένα φορτωμένο με αιθάλη κανάλι του φίλτρου – γραμμές ροής χρωματισμένες με βάση το μέγεθος της ταχύτητας (δεξιά).



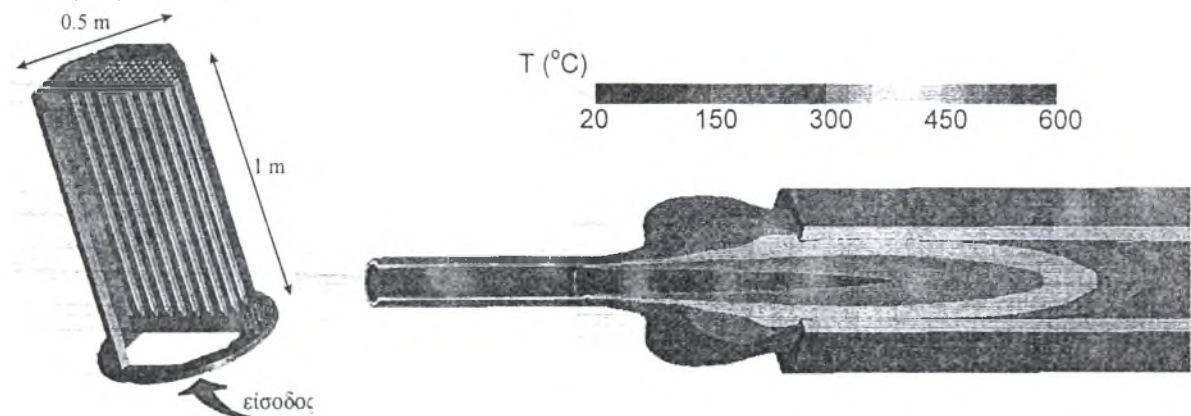
Σχήμα 2. Προϊόντα αναγέννησης καταλυτικού φίλτρου αιθάλης με προσθήκη διοξειδίου του αζώτου (NO₂). (δεξιά) και εξέλιξη θερμοκρασιών φίλτρου κατά την διάρκεια της αναγέννησης. Σύγκριση πειραματικών [4, 5] και θεωρητικών αποτελεσμάτων [1, 4]

2. Σχεδιασμός φίλτρου σωματιδίων για τον καθαρισμό θερμών αερίων

Ένα νέο, συμπαγές και οικονομικά αποδοτικό φίλτρο έχει σχεδιασθεί και βρίσκεται στο στάδιο της κατασκευής, για τον καθαρισμό θερμών αερίων, ώστε να αντιμετωπιστούν τα προβλήματα που παρουσιάζουν τα ήδη υπάρχοντα συστήματα, τα οποία αποτελούνται από διακριτά κεραμικά στοιχεία τύπου candle [6].

Το φίλτρο έχει κυψελωτή δομή που προκύπτει από την συναρμογή διακριτών στοιχείων (καναλιών) κατασκευασμένων από προηγμένα κεραμικά υλικά, όπως καρβίδιο του πυριτίου (SiC). Τα κανάλια έχουν τετραγωνική διατομή και τα άκρα τους εναλλάξ σφραγισμένα ώστε να επιτυγχάνεται εγκάρσια ροή διήθησης (Σχήμα 3). Ο καθαρισμός επιτυγχάνεται με πίδακα αερίου ανάστροφης ροής (jet back pulsing) (Σχήμα 3). Το σύστημα έχει προσομοιωθεί

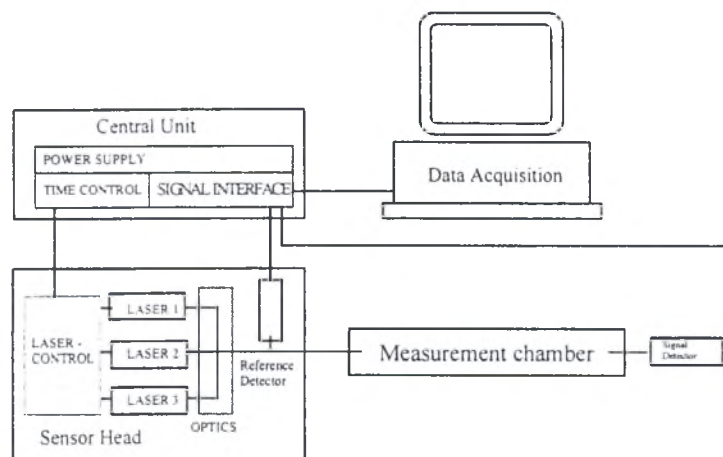
υπολογιστικά και βελτιστοποιηθεί για συνθήκες συνεχούς και ανάστροφης (κατά τον καθαρισμό) ροής, χρησιμοποιώντας τεχνικές υπολογιστικής ρευστοδυναμικής [7].



Σχήμα 3. Μοντέλο συναρμολογημένου κυψελωτού φίλτρου (αριστερά) και ισοθερμοκρασιακές καμπύλες κατά το πρώτο στάδιο του παλμού καθαρισμού (ψυχρό ρεύμα) (δεξιά).

3. Μέτρηση σωματιδίων σε πραγματικό χρόνο

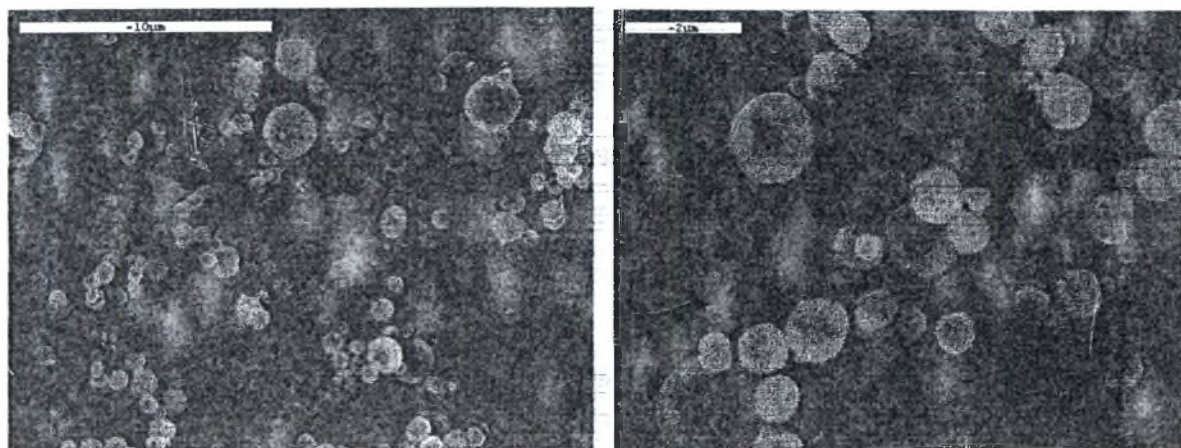
Με σκοπό την ανάπτυξη και χρήση ενός αισθητήρα χαμηλού κόστους, βιομηχανικού τύπου για την μέτρηση σωματιδίων σε ρεύματα καυσαερίων, εφαρμόζονται οπτικές τεχνικές πολυκυματικής απόσβεσης και σκέδασης. Η βελτιστοποίηση του θαλάμου μέτρησης του αισθητήρα έχει πραγματοποιηθεί με προσομοιώσεις υπολογιστικής ρευστοδυναμικής, για να αποφευχθούν ανεπιθύμητα φαινόμενα επικαθήσεων σωματιδίων στα τοιχώματα και στα παράθυρα του θαλάμου. Προκαταρκτικές μετρήσεις στην εξάτμιση κινητήρων δείχνουν ότι ο αισθητήρας έχει την ικανότητα in-situ παρακολούθησης τόσο της συγκέντρωσης όσο και του μέσου μεγέθους των σωματιδίων της αιθάλης.



Σχήμα 4. Σχηματικό διάγραμμα αισθητήρα σωματιδίων.

4. Σύνθεση καταλυτικών σωματιδίων και επικάλυψη υποστρωμάτων με τεχνικές αερολυμάτων

Για την παραγωγή καταλυτικών σωματιδίων χρησιμοποιούμε τεχνικές spray pyrolysis. Με χρήση εκνεφωτή υπερήχων παράγονται σταγονίδια μέσου μεγέθους 4 μm από διάλυμα κατάλληλων πρόδρομων ενώσεων και τροφοδοτούνται σε αντιδραστήρα αερολυμάτων υψηλής θερμοκρασίας. Το μέγεθος των παραγωμένων στερεών σωματιδίων (Σχήμα 5) καθορίζεται από τη συγκέντρωση των προδρόμων ενώσεων στο αρχικό διάλυμα και τις συνθήκες της αντίδρασης. Η επικάλυψη των υποστρωμάτων γίνεται in-situ με επικάλυψη των σωματιδίων από την αέρια φάση. Εναλλακτικά τα σωματίδια μπορούν να συλλεχθούν για περαιτέρω αναλύσεις.



Σχήμα 5. Καταλυτικά σωματίδια παρασκευασθέντα με την τεχνική spray pyrolysis.

BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Konstandopoulos, A.G., and Kostoglou, M. (1999) "Periodically Reversed Flow Regeneration of Diesel Particulate Traps", *SAE Tech. Paper* 1999-01-0469.
2. Konstandopoulos, A. G., Skaperdas, E., Warren, J. and Allanson, R. (1999) "Optimized Filter Design and Selection Criteria for Continuously Regenerating Diesel Particulate Traps", *SAE Tech. Paper* 1999-01-0468.
3. Konstandopoulos A.G., Kostoglou M., Skaperdas E., Papaioannou E., Zarvalis D. and Kladopoulou E. (2000) "Fundamental Studies of Diesel Particulate Filters: Transient Loading, Regeneration and Aging". *SAE Tech. Paper* 2000-01-1016.
4. Konstandopoulos, A.G. and Kostoglou, M. (2000) "Reciprocating Flow Regeneration of Soot Filters", *Comb. and Flame* 121 (3) pp.488-500.
5. Tan, J. C Opris, C. N., Baumgard, K. J. and Johnson, J. H., (1996) " A Study of the Regeneration Process in Diesel Particulate Traps Using a Copper Fuel Additive" *SAE Tech. Paper* 960136.
6. Alvin, M. (1996) "Advanced Ceramic Materials for Use in High-Temperature Particulate Removal Systems" *Ind. Eng. Chem. Res.*, 35, pp. 3384-3398.
7. Konstandopoulos, A. G., Macheridou, G., Skaperdas, E., Stobbe P., Johannesen, L. and Hoej J. (1999) "The Design of a Novel Hot Gas Filter Unit", *Proc. 4th Int. Conf. on Gas Cleaning at High Temperatures*, September, 22-24, Karlsruhe. Germany (Kasper, G., Ed.), IVMM/U. Karlsruhe, p.442-454. ISBN 3-9805-220-1-6.

ΠΕΡΙΛΗΨΕΙΣ

ΜΕΛΕΤΗ ΜΗ ΜΟΝΙΜΗΣ ΡΟΗΣ ΣΕ ΔΙΑΚΛΑΔΩΣΗ 90° ΜΕ ΤΗΝ ΜΕΘΟΔΟ PIV

Ν. Μ. ΝΙΚΟΛΑΪΔΗΣ ΚΑΙ Δ. Σ. ΜΑΘΙΟΥΛΑΚΗΣ

Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Τομέας Ρευστών, Εθνικό Μετσόβειο Πολυτεχνείο.

Εισαγωγή.

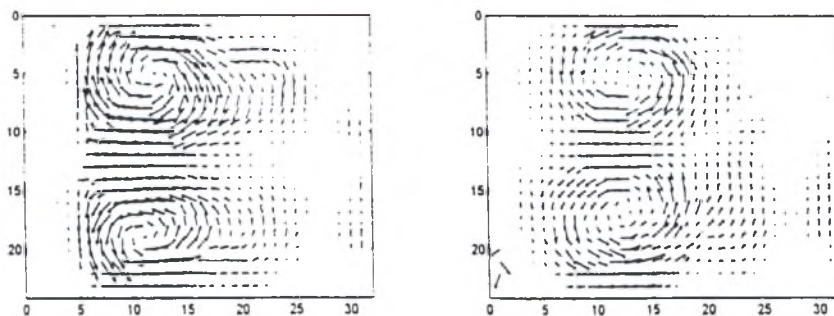
Η πλειονότητα των πειραματικών μεθόδων που εφαρμόστηκαν στο πρόσφατο παρελθόν για την μελέτη της ροής σε γεωμετρίες με διακλαδώσεις, στηρίζονταν στην μέτρηση ταχυτήτων από σημείο σε σημείο στο πεδίο ροής. Ωστόσο αυτή η προσέγγιση δεν ήταν επαρκής για την εκτενή μελέτη φαινομένων ροής όπως ο σχηματισμός και η διάχυση δινών, καθώς επίσης και για την εμφάνιση δευτερευουσών δινών που πιθανά αναπτύσσονται σε διακλαδώσεις. Το πλεονέκτημα της μεθόδου PIV έγκειται στο γεγονός ότι παρέχεται η ταυτόχρονη μέτρηση ταχυτήτων σε μεγάλο αριθμό σημείων που ανήκουν στο προς διερεύνηση πεδίο ροής. Με τον τρόπο αυτό η λεπτομερής μελέτη πολύπλοκων ροών είναι εφικτή, ειδικά στην παρούσα περίπτωση της μη μόνιμης ροής.

Μέθοδοι - Υλικά.

Το μοντέλο από plexiglas που χρησιμοποιήθηκε ήταν τετραγωνικής διατομής και διαστάσεων 40X40mm². Το μοντέλο τοποθετήθηκε κατά τροπο ανεστραμμένου-T. Δύο δεξαμενές νερού τοποθετήθηκαν σε συγκεκριμένη υψομετρική διαφορά για να επιτευχθεί η παροχή στο υδραυλικό βρόγχο. Οι συνθήκες μη μονιμότητας προκλήθηκαν από μία στρεφόμενη σφαιρική βαλβίδα της οποίας η περίοδος περιστροφής ελέγχονταν μέσω ενός ηλεκτρονικού υπολογιστή ενώ η παροχή σε κάθε κλάδο μετρήθηκε από δύο ηλεκτρομαγνητικά παροχόμετρα. Όπως αναφέρθηκε η μέθοδος που εφαρμόστηκε ήταν η PIV. Για την εφαρμογή της μεθόδου αυτής χρησιμοποιήθηκε ένα Ar-Ion Laser 300mV, μία CCD video κάμερα ταχύτητας 25 καρέ ανά δευτερόλεπτο καθώς επίσης ένα video εγγραφής και δύο ψηφιοποιητές εικόνας. Η μελέτη εστιάστηκε στην ποσοτικοποίηση της αξονικής και δευτερεύουσας ροής.

Αποτελέσματα.

Οι αριθμοί Reynolds που μελετήθηκαν ήταν από 0-1100 ενώ η παράμετρος Womersley κυμάνθηκε από 5-14. Αντιπροσωπευτικά σχήματα δείχνουν το πεδίο ροής αξονικά στην προέκταση του πατρικού κλάδου στο μέσο επίπεδο, παράλληλα στο επίπεδο της διακλάδωσης, κατά την διάρκεια της αρχικής επιτάχυνσης και τελικής επιβράδυνσης (σχήμα 2,3). Η μελέτη της δευτερεύουσας ροής φανέρωσε την ύπαρξη δύο κυρίων δινών των οποίων τα χαρακτηριστικά ήταν εξαρτούμενα από την χρονική στιγμή εντός της περιόδου (σχήμα 1).



Σχήμα 1

ΜΕΛΕΤΗ ΜΗ ΜΟΝΙΜΗΣ ΡΟΗΣ ΣΕ ΔΙΑΚΛΑΔΩΣΗ 90° ΜΕ ΤΗΝ ΜΕΘΟΔΟ PIV

Ν. Μ. Νικολαΐδης και Δ. Σ. Μαθιουλάκης

Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Τομέας Ρευστών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Ηρώων Πολυτεχνείου 9, 15710 Ζωγράφου. Τηλ: 7721028-20,
e-mail: mathew@fluid.mech.ntua.gr

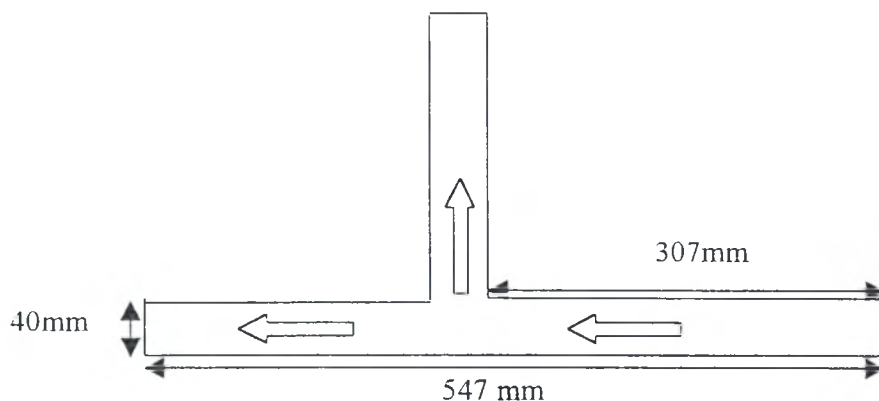
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι γεωμετρίες με διακλαδώσεις έχουν αποτελέσει αντικείμενο έρευνας διότι η κατανόηση των πολύπλοκων φαινομένων ροής που αναπτύσσονται σε αυτές συναντώνται σε πολλές μηχανολογικές (υδραυλικά δίκτυα) και αιμοδυναμικές εφαρμογές (κυκλοφορικό σύστημα) [1,2]. Η κατασκευή ενός απλού μοντέλου που χρησιμοποιήθηκε στη μελέτη αυτή έγινε με σκοπό την εξαγωγή γενικών συμπερασμάτων που θα αποτελέσουν την βάση για πιο ειδικές εφαρμογές. Η πλειονότητα των πειραματικών μεθόδων που εφαρμόστηκαν στο πρόσφατο παρελθόν για την μελέτη της ροής σε γεωμετρίες με διακλαδώσεις, στηρίζονταν στην μέτρηση ταχυτήτων από σημείο σε σημείο στο πεδίο ροής. Ωστόσο αυτή η προσέγγιση δεν ήταν επαρκής για την εκτενή μελέτη φαινομένων ροής όπως ο σχηματισμός, η κίνηση και η διάχυση δινών, καθώς επίσης και για την εμφάνιση δευτερευουσών δινών που αναπτύσσονται σε διακλαδώσεις. Το πλεονέκτημα της μεθόδου PIV έγκειται στο γεγονός ότι δίνεται η δυνατότητα ταυτόχρονης μέτρησης ταχυτήτων σε μεγάλο αριθμό σημείων που ανήκουν στο προς διερεύνηση πεδίο ροής. Με τον τρόπο αυτό η λεπτομερής μελέτη πολύπλοκων ροών είναι εοικτή, ειδικά στην παρούσα περίπτωση της μη μόνιμης ροής

2. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

2.1 Μοντέλο – Υδραυλικός Βρόγχος

Το μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε ήταν τετραγωνικής διατομής διαστάσεων 40X40 mm² και κατασκευάστηκε από διαφανές Plexiglas. Οι λεπτομερείς διαστάσεις του διακλαδούμενου αγωγού φαίνονται παρακάτω στο σχήμα 1. Το μοντέλο τοποθετήθηκε κατά τρόπο ανεστραμμένου-Τ (σχ 1).



Σχήμα 1 (Διαστάσεις μοντέλου)

Δύο δεξαμενές νερού τοποθετήθηκαν σε συγκεκριμένη υψομετρική διαφορά για να επιτευχθεί η παροχή στο υδραυλικό βρόγχο. Οι συνθήκες μη μονιμότητας προκλήθηκαν από μία στρεφόμενη σφαιρική βαλβίδα της οποίας η περίοδος περιστροφής ελέγχονταν μέσω ηλεκτρονικού υπολογιστή ενώ η παροχή του κάθε κλάδου μετρήθηκε με τη βοήθεια ηλεκτρομαγνητικού παροχομέτρου.

2.2 Η Μέθοδος PIV

2.2.1 Βασικές Αρχές

Η μέθοδος PIV (Particle Image Velocimetry) είναι πειραματική τεχνική που εφαρμόζεται για την στιγμιαία δισδιάστατη μέτρηση ταχυτήτων σε τρισδιάστατα πεδία ροής εφαρμόζοντας μεθόδους οπτικών απεικονίσεων. Οι μέθοδοι αυτές στηρίζονται στην καταγραφή της κίνησης μικρών ομάδων σωματιδίων σε μια φωτισμένη περιοχή της ροής. Η τεχνική PIV μετράει μέσω της στατιστικής μεθόδου της ετεροσυσχέτισης το πεδίο μετατοπίσεων των σωματιδίων για χρονικό διάστημα 40 msec. και στη συνέχεια υπολογίζει το πεδίο ταχυτήτων διαιρώντας τις προαναφερόμενες μετατοπίσεις με το χρόνο αυτό.

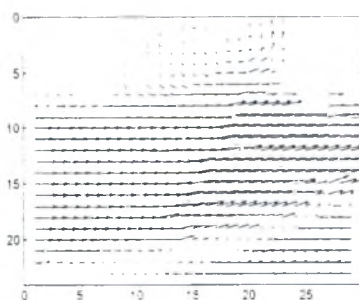
2.2.2 Συστατικά Εξαρτήματα PIV

Για την εφαρμογή της μεθόδου αυτής χρησιμοποιήθηκε ένα Ar-Ion Laser ισχύος 300mV, μία CCD video κάμερα με ταχύτητα 25 εικόνες ανά δευτερόλεπτο καθώς επίσης ένα video εγγραφέας και δύο ψηφιοποιητές εικόνας. Εκ των δύο ψηφιοποιητών, ο ένας χρησιμοποιήθηκε για την ψηφιοποίηση εικόνων κατεγραμμένων σε βιντεοταινία και ο άλλος για την καταγραφή της εικόνας εκκίνησης μέσω μηχανισμού trigger. Η μελέτη εστιάστηκε στην ποσοτικοποίηση της αξονικής και δευτερεύουσας ροής.

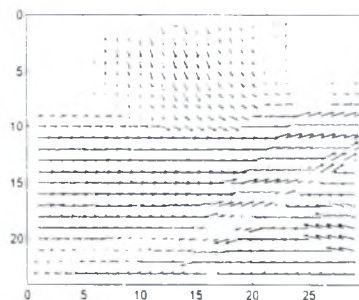
3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ – ΣΥΖΗΤΗΣΗ

3.1 Αξονική Ροή

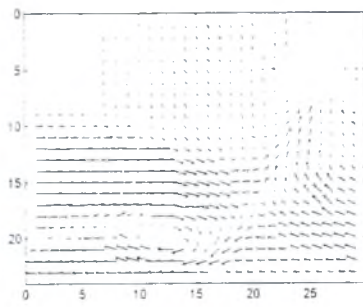
Η μελέτη περιελάμβανε την ποσοτικοποίηση της αξονικής και της δευτερεύουσας ροής. Στην περίπτωση της αξονικής ροής μελετήθηκαν τρεις περιπτώσεις συνολικής παροχής $Q_1=0.8$ lit/min, $Q_2=1.5$ lit/min. και $Q_3=2$ lit/min ενώ κάθε μια περίπτωση παροχής μελετήθηκε για τρεις διαφορετικές τιμές περιόδου $T_1=27$ sec, $T_2=87$ sec και $T_3=11$ sec. Οι αριθμοί Reynolds που προέκυψαν ήταν για τις τρεις τιμές παροχών αντίστοιχα: $Re_{max}/Re_{mean}=290/145$, $Re_{max}/Re_{mean}=545/273$, $Re_{max}/Re_{mean}=727/364$ ενώ οι αριθμοί Womersley για τις τρεις τιμές περιόδων ήταν $\alpha_1=9$, $\alpha_2=5$ και $\alpha_3=14$. Αντιπροσωπευτικά σχήματα δείχνουν το πεδίο ροής αξονικά στην προέκταση του πατρικού κλάδου στο μέσο επίπεδο, παράλληλο στο επίπεδο της διακλάδωσης, κατά την φάση της επιβράδυνσης (σχ. 2,3,4) όπου η ροή αποκολλάται από τον πυθμένα και κατά την έναρξη της επιτάχυνσης όπου επανακολλάται (σχ. 5).



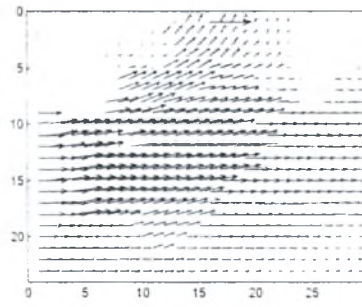
Σχήμα 2



Σχήμα 3



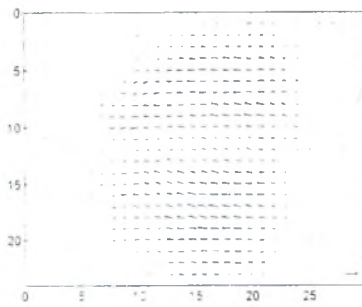
Σχήμα 4



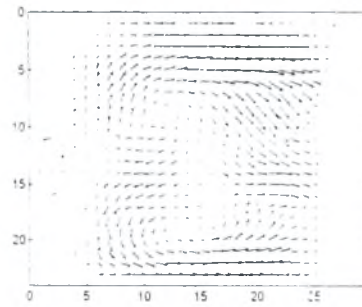
Σχήμα 5

3.2 Δευτερεύουσα Ροή

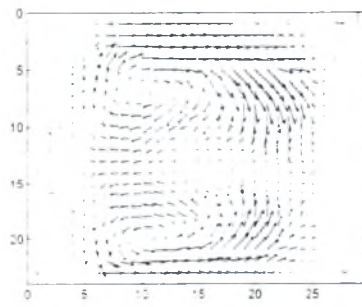
Στην περίπτωση της δευτερεύουσας ροής οι τιμές της παραμέτρου Womersley δεν άλλαξαν ενώ των παροχών ήταν: $Q_1=0.8$ lit/min με $Re_{max}/Re_{mean}=290/145$, $Q_2=1.0$ lit/min με $Re_{max}/Re_{mean}=364/182$, και $Q_3=1.5$ lit/min έχοντας $Re_{max}/Re_{mean}=545/273$. Στα σχήματα παρακάτω φαίνεται η δευτερεύουσα ροή με $Q_1=0.8$ lit/min και $T=88$ sec στο θυγατρικό κλάδο και σε ύψος 20mm από το σημείο τομής του πατρικού με τον θυγατρικό κλάδο για 4 διαφορετικές χρονικές στιγμές δηλαδή στην αρχή της επιτάχυνσης (σχ. 6), τέλος επιτάχυνσης (σχ 7), αρχή επιβράδυνσης (σχ 8) και τέλος επιβράδυνσης (σχ 9).



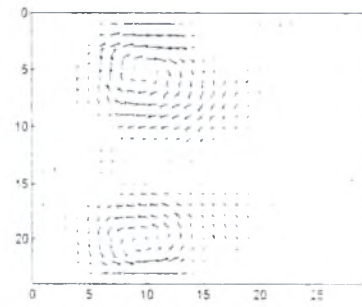
Σχήμα 6



Σχήμα 7



Σχήμα 8



Σχήμα 9

3.3 Συζήτηση

Όπως φαίνεται από τα σχήματα 2,3,4 η αποκόλληση της ροής στην προέκταση του πατρικού κλάδου, λαμβάνει χώρα κατά την διάρκεια της επιβραδυνσης. Στη φάση αυτή εμφανίζεται αρχικά ένα φύλλο διάτμησης (σχ 2) το οποίο για το συγκεκριμένο αριθμό Re και Womersley είναι ασταθές (σχ 3) οδηγώντας στη δημιουργία δίνης κοντά στον πυθμένα του μοντέλου (σχ 4). Η έναρξη της επιτάχυνσης (σχ 5) σηματοδοτεί την 'καταστροφή' της προαναφερόμενης δίνης και την επανακόλληση της ροής. Ωστόσο σε περιπτώσεις με χαμηλότερων Re 's δεν παρατηρήθηκε αντίστοιχος σχηματισμός δίνης.

Στη περίπτωση της δευτερεύουσας ροής, η έναρξη της επιτάχυνσης (σχ 6), δεν συνοδεύτηκε από την παρουσία δινών για αυτόν τον αριθμό Re και Womersley. Η 'γέννηση' όμως των δινών αυτών εμφανίζεται λίγο πριν το πέρας της φάσης της επιτάχυνσης (σχ 7). Όπως φαίνεται (σχ 8) η σαφής διαμόρφωση των δινών λαμβάνει χώρα κατά την έναρξη της επιβράδυνσης, ενώ κατά τη λήξη της (σχ 8) τα κέντρα των δινών αυτών έχουν μετατοπιστεί προς τα εκ διαμέτρου αντίθετα τοιχώματα του θυγατρικού κλάδου ενώ ταυτόχρονα το πεδίο ταχύτητας έχει εξασθενήσει αισθητά.

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η συνολική εξέταση των αποτελεσμάτων που προέκυψαν από τη μελέτη αυτή, οδήγησε σε μία σειρά συμπερασμάτων που αφορούν τα φαινόμενα ροής αλλά και τη μέθοδο που χρησιμοποιήθηκε. Στη περίπτωση της αζονικής ροής η αποκόλληση από τον πυθμένα συμβαίνει κατά την διάρκεια της επιβράδυνσης. Κατά την επιβράδυνση, η αστάθεια του φύλλου διάτμησης καθώς και η εν συνεχεία εμφάνιση δινών είναι εντονότερη καθώς αυξάνει ο αριθμός Re και αυξάνει η παράμετρος Womersley.

Η δευτερεύουσα ροή χαρακτηρίζεται από την ύπαρξη δύο δινών αντίθετης κυκλοφορίας. Σε περιπτώσεις όπου η παράμετρος Womersley αυξάνει ($\alpha=9$, $\alpha=15$) η φάση της επιτάχυνσης χαρακτηρίζεται από την ασθενή εμφάνιση δύο δινών που όμως καταστρέφονται σχεδόν ακαριαία λίγο μετά την λήξη της επιτάχυνσης. Δύο νέες δίνες διαμορφώνονται τελικά στην διάρκεια της επιβράδυνσης αποκτώντας σταθερό σχήμα και εξασθενούν σταδιακά μέχρι το τέλος της περιόδου. Αντίθετα στην περίπτωση χαμηλού Womersley ($\alpha=5$) η παραγωγή, η ανάπτυξη και η τελική τους διαμόρφωση ακολουθούν ομαλά την εξέλιξη της περιόδου χωρίς να συμβαίνει το φαινόμενο ακαριαίας καταστροφή τους.

5. ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. P. E. Hughes and T. V. How (1994) Pulsatile Velocity Distribution and Wall Shear Rate Measurement Using Pulsed Doppler Ultrasound, J. Biomech. Vol. 27, pp. 103-110.
2. Δ.Σ. Μαθιουλάκης, Δ. Πάππου, Σ. Τσαγγάρης (1997) An Experimental and Numerical Study of a 90° Bifurcation, Fluid Dynamics Research, Vol. 19, pp. 1-26

ΜΕΛΕΤΗ ΜΗ ΜΟΝΙΜΗΣ ΡΟΗΣ ΣΕ ΔΙΑΚΛΑΔΩΣΗ 90° ΜΕ ΤΗΝ ΜΕΘΟΔΟ LDA

Δ. Σχοινιάς και Δ. Σ. Μαθιουλάκης

Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Τομέας Ρευστών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο

Ηρώων Πολυτεχνείου 9, 15710 Ζωγράφου.

Τηλ: 7721028, fax:7721057, e-mail: mathew@fluid.mech.ntua.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

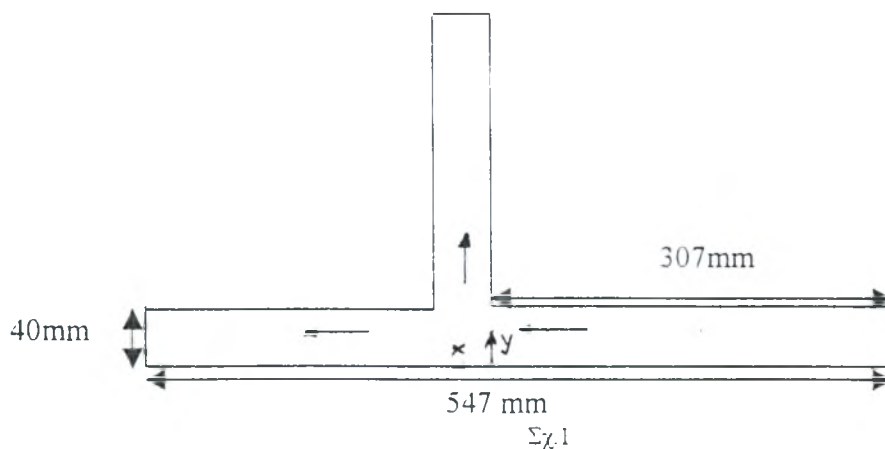
Εγινε μελέτη του πεδίου μη μόνιμης ροής σε διακλάδωση 90 μοιρών, αγωγών τετραγωνικής διατομής, με χρήση LDA. Ο αριθμός Re μεταβαλλόταν περιοδικώς από 0 μέχρι 1200, ο αριθμός Womersley ήταν σταθερός και ίσος με 8.76 και οι παροχές των δυο κλάδων ίσες. Μετρήσεις της αξονικής ταχύτητας σε μεγάλο πλήθος σημείων κατέδειξαν μεταξύ των άλλων την χρονική μεταβολή των αποκολλημένων περιοχών στους δυο κλάδους και την πολυπλοκότητα του τρισδιάστατου αυτού πεδίου ροής.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η μελέτη του πεδίου ροής σε διακλαδώσεις αγωγών παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον κυρίως λόγω της πολυπλοκότητάς του, αλλά και από ιατρικής πλευράς λόγω της εμφάνισης σε διακλαδώσεις αρτηριών της αρτηριοσκλήρωσης, ασθένειας που παρουσιάζεται σε μεγάλο τμήμα του πληθυσμού των Δυτικών χωρών. Κίνητρο για την παρούσα εργασία υπήρξε η έλλειψη επαρκών πειραματικών δεδομένων στη διεθνή βιβλιογραφία για την περιγραφή ενός καθαρά τρισδιάστατου πεδίου, όπως αυτό της διακλάδωσης αγωγών. Πρέπει να τονιστεί ότι οι υπάρχουσες δημοσιευμένες εργασίες περιλαμβάνουν στην πλειονότητά τους δυο προφίλ ταχύτητας σε κάθε διατομή του αγωγού, ανεπαρκή για την περιγραφή αυτής της ροής. Επίσης, για την κατανόηση των φαινομένων αποφασίστηκε η χρήση ενός απλού μοντέλου διακλάδωσης (με αγωγούς τετραγωνικής διατομής) και ενός συστήματος LDA για τη μέτρηση του πεδίου ταχυτήτων.

2. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

Το μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε ήταν τετραγωνικής διατομής διαστάσεων 40X40 mm² από διαφανές Plexiglas (βλ.σχ.1).



Η ροή του ρευστού (νερό) μέσω του μοντέλου έγινε με τη βοήθεια της βαρύτητας ενώ για να προκληθεί χρονικά μεταβαλλόμενη κλίση πίεσης τοποθετήθηκε μια σφαιρική βάνα κατάντι αυτού, κινούμενη με τη βοήθεια βηματικού κινητήρα. Ο έλεγχος του κινητήρα (διάρκεια και αριθμός παλμών) έγινε μέσω Η/Υ και επομένως και ο έλεγχος των αριθμών Reynolds και Womersley. Οι παροχές των δυο κλάδων ήταν πρακτικώς ίσες, ο αριθμός Re μεταβαλλόταν χρονικώς από 0 έως 1200 και ο αριθμός Womersley σταθερός και ίσος με 8.76. Η μέτρηση της αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας και στους δυο κλάδους έγινε με διάταξη LDA μιας συνιστώσας εμπρόσθιας σκέδασης περιλαμβάνοντας διάταξη Bragg-cell για την καταγραφή του προσήμου της ταχύτητας. Εν φάσει μετρήσεις έγιναν με τη βοήθεια φωτοδίοδου η οποία σηματοδοτούσε την έναρξη της περιόδου και της αντίστοιχης καταγραφής δεδομένων στον Η/Υ μέσω Α-D μετατροπέα.

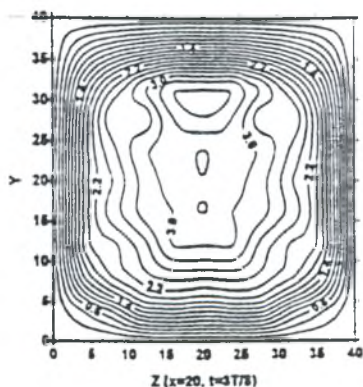
3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Μετρήσεις ελήφθησαν στην είσοδο του μοντέλου, στην προέκτασή του (οριζόντιος κλάδος) και στον κλάδο 90 μοιρών (κατακόρυφος κλάδος). Το σύστημα συντεταγμένων που φαίνεται στο σχ.1 έχει την αρχή του στον πυθμένα του μοντέλου ($y=0$) και στην αρχή της διακλάδωσης ($x=0$).

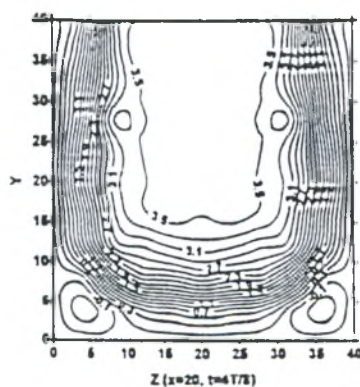
3.1 Οριζόντιος κλάδος

Κατά τις τρεις φάσεις της περιοδικής μεταβολής της ροής δηλ. κατά την επιτάχυνση, μέγιστη τιμή και επιβράδυνση παρατηρήθηκαν τα εξής:

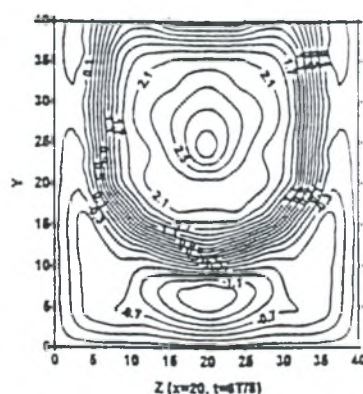
- α) Κατά την επιτάχυνση η ροή είναι προσκολλημένη (βλ.σχ.2)
- β) Κατά την μέγιστη τιμή της παροχής η ροή αποκολλάται από τις δύο γωνίες της διατομής (απέναντι από τον άλλο αγωγό) στη θέση $x=20\text{mm}$ (βλ.σχ.3)
- γ) Κατά την επιβράδυνση, η αποκολλημένη περιοχή στο μεσοεπίπεδο ($z=20\text{mm}$, παράλληλο προς το επίπεδο της διακλάδωσης) διευρύνεται κατά την κατεύθυνση της ροής ενώ προς τα δυο ακραία επίπεδα υπάρχει η τάση επανακόλλησης ($z=0$ και $z=40\text{mm}$) (βλ.σχ.4,5).
- δ) Εμφανίζονται διαταραχές στην ταχύτητα κατά την φάση επιτάχυνσης (βλ.σχ.6), οφειλόμενες στην έγχυση και κίνηση δινών που λαμβάνει χώρα κατά την φάση αυτή



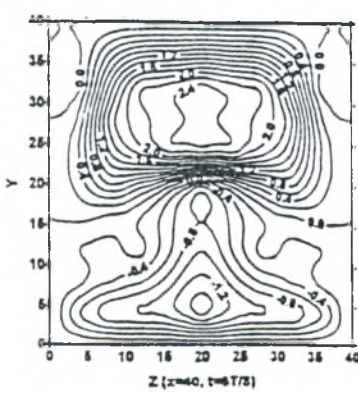
Σχ.2



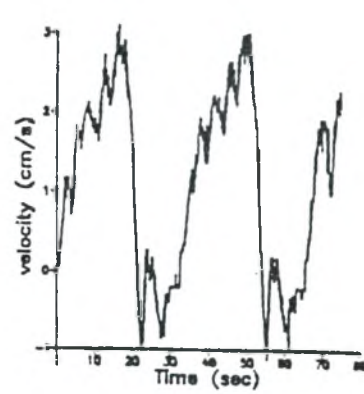
Σχ.3



Σχ.4



Σχ.5



Σχ.6

3.2 Κατακόρυφος κλάδος

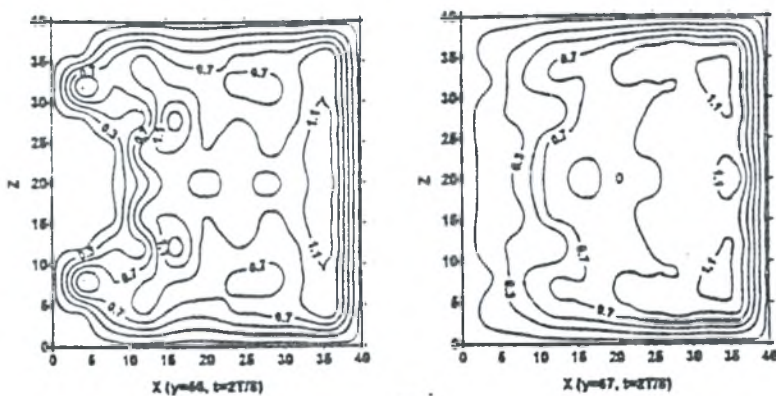
Λόγω της οξείας ακμής του κλάδου αυτού η ροή αποκολλάται από αυτήν, σχηματίζοντας μια περιοχή ανακυκλοφορίας της οποίας η έκταση αυξομειώνεται κατά τη διάρκεια μιας περιόδου. Σχετικά με τις τρεις φάσεις της περιόδου που αναφέρθηκαν στην προηγούμενη παράγραφο παρατηρήθηκαν τα εξής:

α) Κατά την φάση της επιτάχυνσης, η αποκολλημένη περιοχή περιορίζεται κοντά στην οξεία ακμή και επιπλέον εξαλείφεται σε διάστημα μισής διαμέτρου κατά την κατεύθυνση της ροής (βλ.σχ.7). Επιπλέον το μέγιστο της ταχύτητας βρίσκεται στην πλευρά, απέναντι από την ακμή της διακλάδωσης ($x=40\text{mm}$)

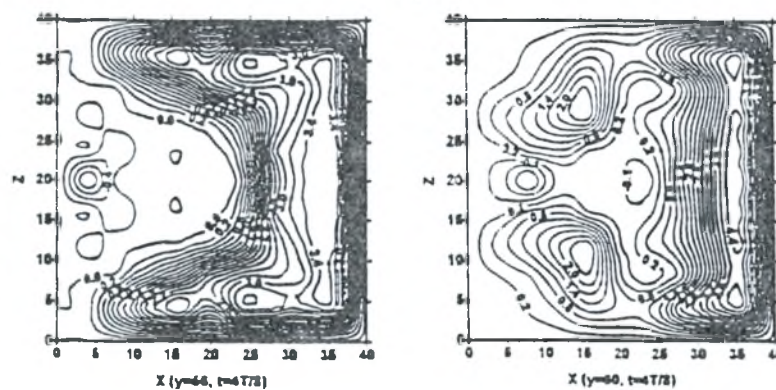
β) Κατά τη μέγιστη τιμή της παροχής, οι μεγαλύτερες τιμές της ταχύτητας εμφανίζονται κατά μήκος των τριών πλευρών της διατομής, εμφανίζοντας η ροή σαφή τάση επανακόλλησης εκκινώντας από τις δυο απέναντι πλευρές ($z=0$ και $z=40\text{mm}$) (βλ.σχ.8)

γ) Κατά την επιβράδυνση, οι μεγαλύτερες τιμές της ταχύτητας εμφανίζονται στις δυο πλευρές της διατομής ($z=0$ και $z=40\text{mm}$) και όχι στην πλευρά $x=40\text{mm}$, όπου ευρίσκετο κατά τη φάση της επιτάχυνσης (βλ.σχ.9)

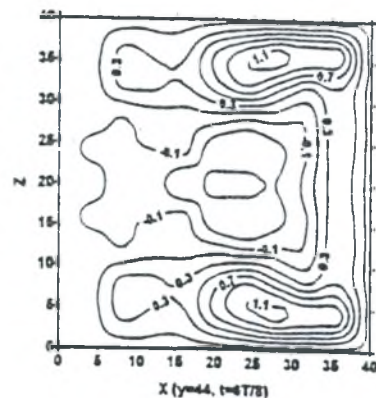
δ) Οι διαταραχές της ταχύτητας είναι έντονες κατά την επιβράδυνση της ροής, πιθανώς λόγω της ενίσχυσης της δευτερεύουσας ροής κατά την φάση αυτή (βλ.σχ.10).



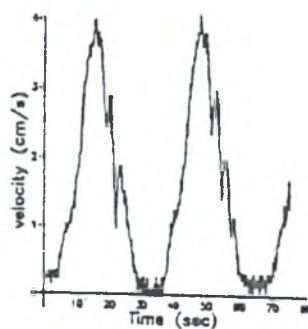
Σχ.7



Σχ.8



Σχ.9



Σχ.10

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η μέτρηση της κύριας συνιστώσας της ταχύτητας στην περιοχή της διακλάδωσης δυο αγωγών υπό συνθήκες χρονικά μεταβαλλόμενης κλίσης πίεσης και σε όλο το εύρος των διατομών των αγωγών παρουσίασε την πολυπλοκότητα του πεδίου ροής. Χαρακτηριστικά στοιχεία της ροής αυτής ήταν η ταχύτερη ανταπόκριση του ρευστού στην επιβαλλόμενη χρονική μεταβολή της πίεσης σε περιοχές κοντά στα στερεά όρια του αγωγού, η τάση αποκόλλησης και επανακόλλησης της ροής στις ίδιες περιοχές, η αστάθεια της ροής στην προέκταση του αγωγού εισόδου κατά τη φάση της επιτάχυνσης, και η αστάθεια της ροής στον άλλο κλάδο κατά τη φάση της επιβράδυνσης.

Πειραματική μελέτη μη μόνιμης ροής σε διακλάδωση με χρήση LDV

Δ.Σχοινάς και Δ.Σ. Μαθιουλάκης
Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
Τομέας Ρευστών

Εισαγωγή

Το πεδίο ροής σε μια διακλάδωση αγωγών αποτελεί μια ενδιαφέρουσα περίπτωση λόγω της πολυπλοκότητάς της, παρουσιάζοντας αποκολλημένες περιοχές και σημαντικές ταχύτητες δευτερεύουσας ροής. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν από βιοιατρικής πλευράς οι διακλαδώσεις αρτηριών δεδομένου ότι ιατρικές παρατηρήσεις έχουν καταγράψει τις περιοχές αυτές ως περιοχές εμφάνισης αρτηριοσκλήρωσης, η οποία αποτελεί βασική αιτία επιβάρυνσης της λειτουργίας του κυκλοφορικού συστήματος του ανθρώπου.

Σκοπός της εργασίας αυτής ήταν η λεπτομερής καταγραφή της αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας του ρευστού σαρώνοντας ολόκληρη την διατομή του αγωγού χρησιμοποιώντας τη τεχνική Laser Doppler, κάτι που λείπει από τη διεθνή βιβλιογραφία, λαμβάνοντας υπόψιν ότι οι περισσότερες σχετικές εργασίες παρουσιάζουν μόνον δυο κατανομές ταχύτητας ανά διατομή.

Μέθοδος και Μοντέλο

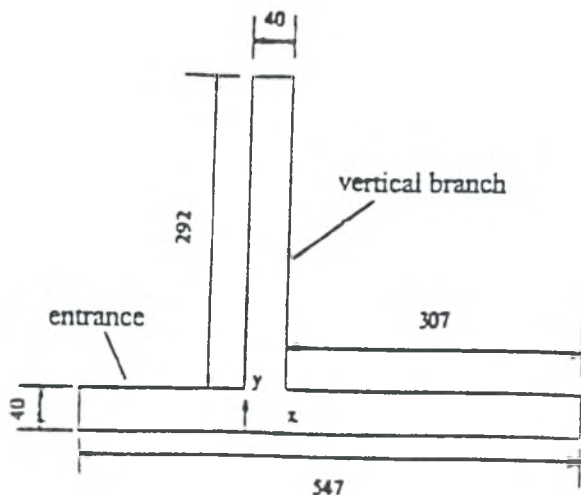
Χρησιμοποιήθηκε ένα μοντέλο σχήματος T κατασκευασμένο από plexiglas με αγωγούς τετραγωνικής διατομής (40mmx40mm) μέσω του οποίου η ροή (νερό) διακλαδούτο όπως στο σχήμα (Σχ.1), στο οποίο δείχνεται και το σύστημα αξόνων (x,y). Η αξονική συνιστώσα της ταχύτητας και στους δυο κλάδους μετρήθηκε με σύστημα Laser Doppler μιας συνιστώσας (Laser He-Ne, διάταξη Bragg-cell για προσδιορισμό της φοράς της ταχύτητας, απαριθμητής για εύρεση της συχνότητας Doppler και αναλογικός-ψηφιακός μετατροπέας για την καταγραφή και περαιτέρω ανάλυση της ταχύτητας από H/Y). Η μη-μονιμότητα της ροής προκλήθηκε από σφαιρική βαλβίδα η οποία περιοδικώς άνοιγε και έκλινε. Η κίνηση της βαλβίδας γινόταν μέσω βηματικού κινητήρα ο οποίος ελέγχεται από H/Y. Ο αριθμός Reynolds μεταβαλλόταν περιοδικώς από τη μηδενική τιμή έως 1200 ενώ ο αριθμός Womersley ήταν σταθερός και ίσος με 8.76.

Αποτελέσματα –Συμπεράσματα

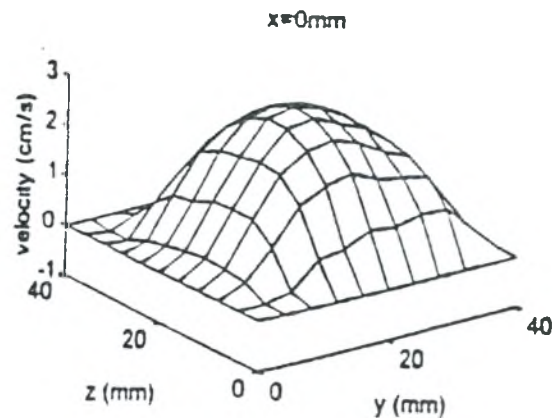
Μερικά συμπεράσματα που προέκυψαν από τη μελέτη αυτή αναφέρονται επιγραμματικά:
Α) Η αποκόλληση της ροής στην προέκταση του αγωγού εισόδου της διακλάδωσης ξεκινά από τον πυθμένα ($y=0$) και συγκεκριμένα από τις δυο γωνίες ($z=0, y=0$ και $z=40\text{mm}, y=0$). Αυτό φαίνεται στο σχ.2 όπου δείχνονται οι μέσες τιμές της ταχύτητας. Η επανακόλληση της ροής στον ίδιο κλάδο λαμβάνει χώρα κατά την κατεύθυνση της ροής από τα τοιχώματα $z=0$ και $z=40\text{mm}$ και σε ύψος ίσο με το μέσον του αγωγού ($y=20\text{mm}$), (βλ.σχ.3). Στον ίδιο κλάδο το ρευστό κοντά στον πυθμένα ($y=0$) παρουσιάζει προπορεία αναφορικά με την επιβαλλόμενη χρονική μεταβολή της κλίσης της πίεσης σε σχέση με την περιοχή κοντά στην οροφή ($y=40\text{mm}$) (βλ.σχ.4). Στο σχ.4 παρουσιάζεται η χρονική

στιγμή εμφάνισης του μεγίστου της ταχύτητας υπο μορφή γωνίας, θεωρώντας ότι μια περίοδος είναι ίση με 360 μοίρες.

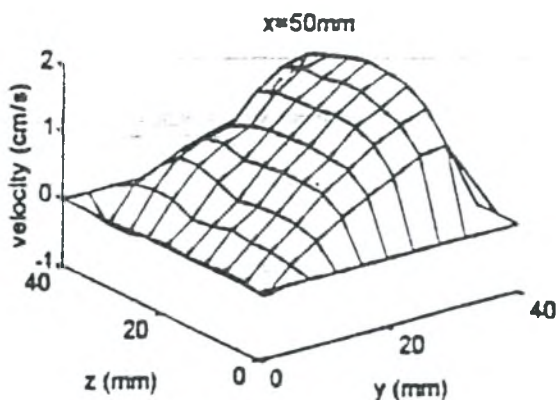
B) Η ροή στον κλάδο που σχηματίζει 90 μοίρες ως προς τον αγωγό εισόδου της διακλάδωσης αποκολλάται από την ακμή $x=0$ ωθώντας το ρευστό στις υπόλοιπες τρεις πλευρές του κλάδου αυτού. Εν φάσει κατανομές της ταχύτητας δείχνονται στο σχ.5 για 8 χρονικές στιγμές της περιόδου, της οποίας η έναρξη ταυτίζεται με την έναρξη επιτάχυνσης της ροής.



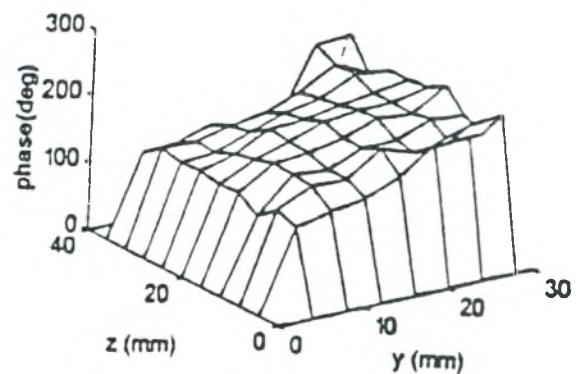
Σχ.1



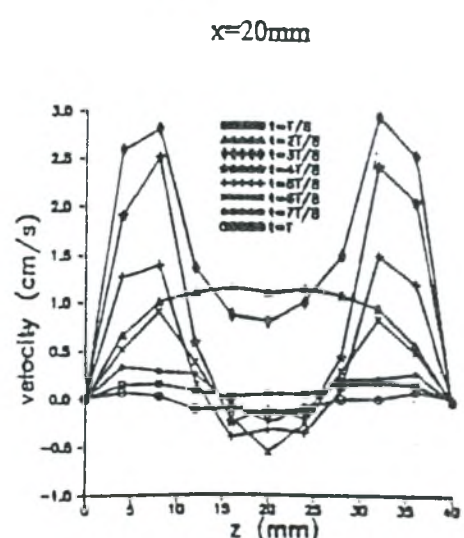
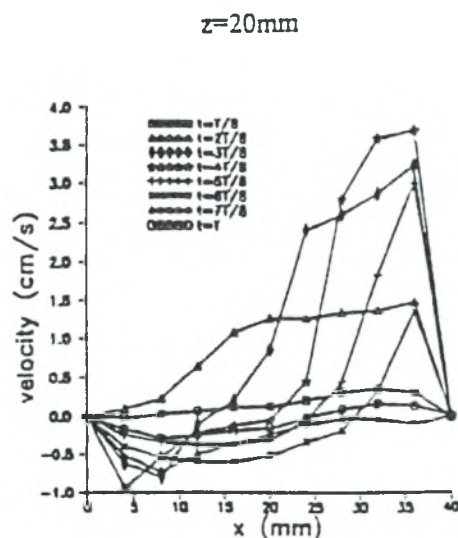
Σχ.2



Σχ.3



Σχ.4



Πειραματικό υδραυλικό μοντέλο για τη μελέτη της αντίωθης με ενδοαορτική αντλία

Παπαϊωάννου Θ. *, Σταματελόπουλος Σ. *, Νανάς Ι. *, Τσαγγάρης Σ. **, Μαθιουλάκης Δ. **

* Θεραπευτική Κλινική – Νοσ. “Αλεξάνδρα”, Ιατρική Σχολή Πανεπιστημίου Αθηνών

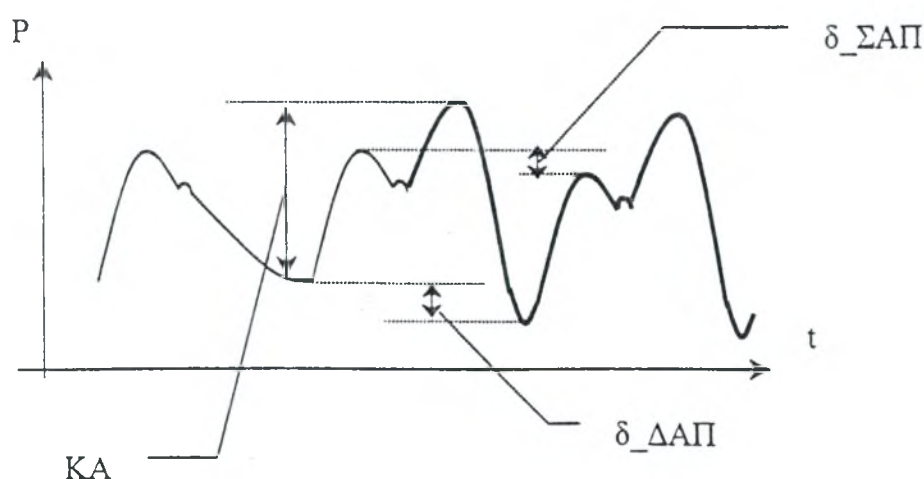
** Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Τομέας Ρευστών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο

Εισαγωγή

Η ενδοαορτική αντλία αντίωθης αποτελεί μία από της πιο διαδεδομένες και εύχρηστες μεθόδους μηχανικής υποβοήθησης του καρδιαγγειακού συστήματος. Η βασικότερη από τις ενδείξεις εφαρμογής της είναι η περίπτωση της καρδιογενούς καταπληξίας, λόγω οξέως εμφράγματος του μυοκαρδίου. Παρόλη την εξέλιξη και πρόοδο της μεθόδου, μετά την ανακάλυψη και πρώτη πειραματική εφαρμογή της (Σ. Μουλόπουλος και συν 1962), εξακολουθούν να υπάρχουν περιορισμοί σε ορισμένες περιπτώσεις. (Σταματελόπουλος και συν 1996). Για τη μελέτη τεχνητών οργάνων όπως η ενδοαορτική αντλία, έχουν κατασκευαστεί πειραματικά μοντέλα του κυκλοφορικού συστήματος, τα οποία επιτρέπουν τη μεταβολή και ρύθμιση μεμονωμένων παραμέτρων του καρδιαγγειακού συστήματος με ιδιαίτερη ευκολία (N. Westerhof et al 1971). Σκοπός της παρούσας μελέτης ήταν η κατασκευή ενός πειραματικού συστήματος προσομοίωσης της συστηματικής κυκλοφορίας, προκειμένου να μελετηθεί η επίδραση διαφόρων καρδιαγγειακών παραμέτρων στην απόδοση της ενδοαορτικής αντλίας.

Βασικές αρχές αντίωθης με ενδοαορτική αντλία

Ο ενδοαορτικός αεροθάλαμος τοποθετείται στην κατιούσα αορτή και λειτουργεί παράλληλα με την καρδιακή λειτουργία. Εκπτύσσεται κατά τη διαστολή και συρρικνώνεται λίγο πριν την έναρξη της επόμενης συστολής. Η περιοδική έκπτυξη και συρρίκνωση του αεροθαλάμου έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση της διαστολικής πίεσης (Κύμα Αντίωθης ΚΑ), τη μείωση της συστολικής και τελοδιαστολικής αορτικής πίεσης ($\delta_{\Sigma\text{ΑΠ}}$ και $\delta_{\Delta\text{ΑΠ}}$) και την αύξηση της μέσης παροχής. Οι προκαλούμενες μεταβολές στην αορτική κυματομορφή της πίεσης απεικονίζονται στο σχήμα που ακολουθεί.



Σχήμα 1: Κυματομορφή πίεσης με και χωρίς ΕΑΑ

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟ ΥΔΡΑΥΛΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΓΙΑ ΤΗ ΜΕΛΕΤΗ ΤΗΣ ΑΝΤΙΩΘΗΣΗΣ ΜΕ ΕΝΔΟΑΟΡΤΙΚΗ ΑΝΤΛΙΑ

Θεόδωρος Παπαϊωάννου*, Σταμάτιος Σταματελόπουλος*, Ιωάννης Νανάς*,
Σωκράτης Τσαγγάρης** και Δημήτριος Μαθιουλάκης**

* Θεραπευτική Κλινική – Νοσ. “Αλεξάνδρα”, Ιατρική Σχολή Πανεπιστημίου Αθηνών

** Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Τομέας Ρευστών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο

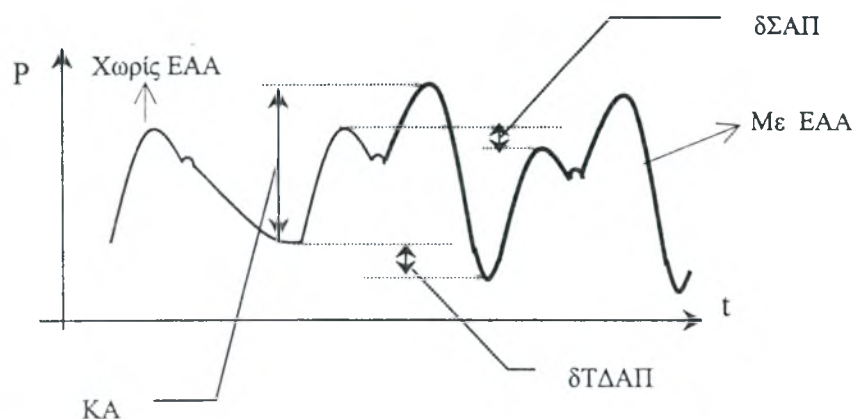
Ηρώων Πολυτεχνείου 9, Ζωγράφου, 15 780 Αθήνα, τηλ: (01) 772 1028

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η ενδοαορτική αντλία αντίωθησης αποτελεί μία από της πιο διαδεδομένες και εύχρηστες μεθόδους μηχανικής υποβοήθησης του καρδιαγγειακού συστήματος. Η βασικότερη από τις ενδείξεις εφαρμογής της είναι η περίπτωση της καρδιογενούς καταπληξίας, λόγω οξέως εμφράγματος του μυοκαρδίου. Παρόλη την εξέλιξη και πρόοδο της μεθόδου, μετά την ανακάλυψη και πρώτη πειραματική εφαρμογή της (Σ. Μουλόπουλος και συν. 1962), εξακολουθούν να υπάρχουν περιορισμοί σε ορισμένες περιπτώσεις, όπως η μη αποτελεσματικότητα της μεθόδου σε ασθενείς με συστολική πίεση μικρότερη των 60 με 70 mmHg (Σταματελόπουλος και συν. 1996). Για τη μελέτη τεχνητών οργάνων, όπως η ενδοαορτική αντλία, έχουν κατασκευαστεί πειραματικά μοντέλα του κυκλοφορικού συστήματος, τα οποία επιτρέπουν τη μεταβολή και ρύθμιση μεμονωμένων παραμέτρων του καρδιαγγειακού συστήματος με ιδιαίτερη ευκολία (N. Westerhof και συν. 1971). Σκοπός της παρούσας μελέτης ήταν η κατασκευή ενός πειραματικού συστήματος προσομοίωσης της συστηματικής κυκλοφορίας, προκειμένου να μελετηθεί η επίδραση διαφόρων καρδιαγγειακών παραμέτρων στην απόδοση της ενδοαορτικής αντλίας.

1.1 Βασικές αρχές αντίωθησης με ενδοαορτική αντλία

Ένας ενδοαορτικός αεροθάλαμος τοποθετείται στην κατιούσα αορτή και λειτουργεί σε συγχρονισμό με την καρδιακή λειτουργία. Εκπύσσεται κατά τη διαστολή και συρρικνώνεται λίγο πριν την έναρξη της επόμενης συστολής. Η περιοδική έκπτυξη και συρρίκνωση του αεροθαλάμου έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση της διαστολικής πίεσης (Κύμα Αντίωθησης ΚΑ), τη μείωση της συστολικής και τελοδιαστολικής αορτικής πίεσης (δΣΑΠ και δΔΑΠ) και την αύξηση της μέσης παροχής. Οι προκαλούμενες μεταβολές στην αορτική κυματομορφή της πίεσης απεικονίζονται στο σχήμα που ακολουθεί. Οι μεταβολές αυτές που προκαλούνται στην αορτική πίεση επηρεάζουν άμεσα την καρδιακή λειτουργία. Πιο συγκεκριμένα, η ροή του αίματος στα στεφανιαία αγγεία βελτιώνεται, λόγω της αύξησης της διαστολικής πίεσης και επίσης μειώνεται η κατανάλωση οξυγόνου από το μυοκάρδιο, εξαιτίας της μείωσης του μεταφορτίου (τελοδιαστολική αορτική πίεση). Η απόδοση της ενδοαορτικής αντλίας καθορίζεται από διάφορες καρδιαγγειακές παραμέτρους. Οι βασικότερες από αυτές είναι η καρδιακή συχνότητα, η αορτική πίεση, ο όγκος παλμού της αριστεράς κοιλίας, οι περιφερικές αντιστάσεις και η αορτική ενδοτικότητα (Hooshang Bolooki 1998). Η επίδραση της αορτικής ενδοτικότητας στην απόδοση της ΕΑΑ, δεν έχει διερευνηθεί εκτενώς μέχρι σήμερα και αποτελεί το βασικότερο στόχο της παρούσας μελέτης.



Σχήμα 1: Κυματομορφή αορτικής πίεσης με και χωρίς ΕΑΑ

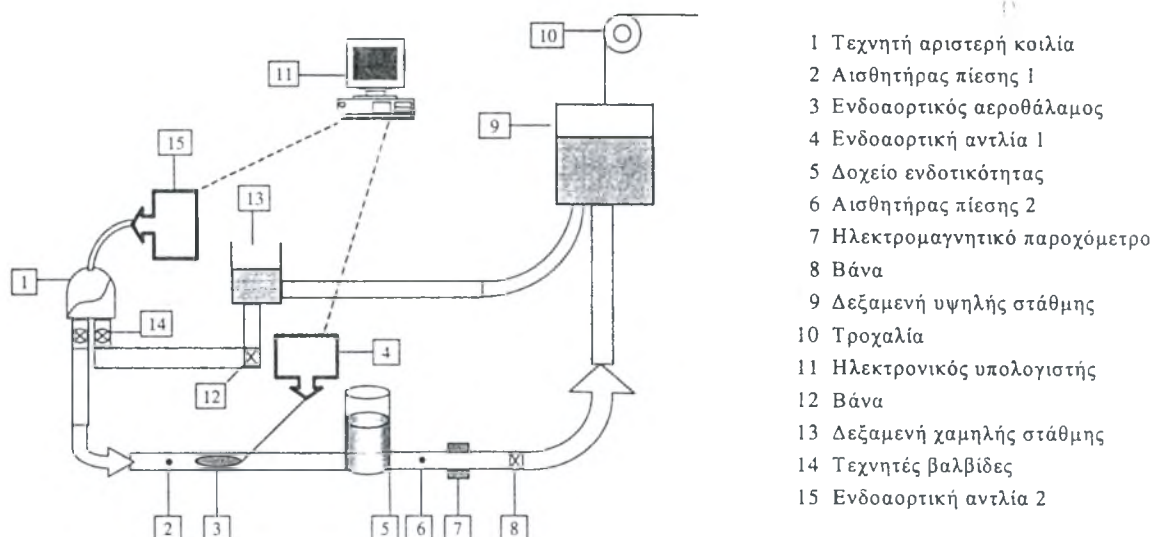
2. ΜΕΘΟΔΟΣ

2.1 Προσομοίωση συστηματικής κυκλοφορίας – Όργανα - Εξοπλισμός

Για τους σκοπούς της μελέτης κατασκευάστηκε ένα υδραυλικό μοντέλο τύπου Windkessel. Το μοντέλο αυτό απεικονίζεται στο σχήμα 2. Η καρδιακή λειτουργία και η παλμική αρτηριακή ροή προσομοιάστηκαν με τη χρησιμοποίηση μιας τεχνητής “αριστερής καρδιάς” (αντλία μεμβράνης). Η λειτουργία της ρυθμιζόταν με ενδοαορτική αντλία (Datascop, System 82). Με κατάλληλες ρυθμίσεις της αντλίας αυτής επιτυγχάνονταν ρυθμίσεις της συχνότητας, του όγκου παλμού, της διάρκειας εξώθησης (συστολή) και της διάρκειας πληρώσεως (διαστολή) της τεχνητής καρδιάς. Για την προσομοίωση της αρτηριακής ενδοτικότητας χρησιμοποιήθηκε ένα κλειστό δοχείο, το οποίο περιείχε νερό και αέρα. Ο όγκος του αέρα εντός του δοχείου ήταν ρυθμιζόμενος και ανάλογος της “ενδοτικότητας” του υδραυλικού συστήματος (C. Bowles και συν. 1991). Μια ανοιχτή δεξαμενή μεταβαλλόμενης στάθμης χρησιμοποιήθηκε για τη ρύθμιση των πιέσεων, χωρίς να παρεμβαίνουμε στη λειτουργία της αντλίας μεμβράνης. Στο σύστημα αυτό τοποθετήθηκε αεροθάλαμος (μπαλόνη) όγκου 40 cc (Datascop), η λειτουργία του οποίου ήταν συγχρονισμένη με τη λειτουργία της αντλίας μεμβράνης μέσω ηλεκτρονικού υπολογιστή. Η έκπτυξη και συρρίκνωση του αεροθαλάμου επιτυγχάνονταν μέσω δεύτερης ενδοαορτικής αντλίας (Datascop, System 97). Για τις μετρήσεις των πιέσεων και της παροχής χρησιμοποιήθηκαν αισθητήρες πίεσης (Millar) και ένα ηλεκτρομαγνητικό παροχόμετρο (Carolina). Τόσο οι δύο ενδοαορτικές αντλίες, όσο και τα μετρητικά όργανα ήταν συνδεδεμένα και συγχρονισμένα μεταξύ τους με κατάλληλες ηλεκτρικές συνδέσεις. Προσομοιώθηκαν δύο περιπτώσεις αορτικής ροής. (A) Μια περίπτωση με υψηλή και (B) μια με χαμηλή ενδοτικότητα. Εν συνεχεία, έγινε καταγραφή των κυματομορφών πίεσης και παροχής, με και χωρίς τη λειτουργία της ενδοαορτικής αντλίας. Επίσης, μελετήθηκαν διάφορες περιπτώσεις συγχρονισμού της ΕΑΑ με τον “καρδιακό” κύκλο. Οι περιπτώσεις αυτές αφορούσαν κυρίως στη χρονική στιγμή έναρξης της έκπτυξης του αεροθαλάμου.

2.1.1 Δείκτες Αιμοδυναμικής Απόδοσης Ενδοαορτικής Αντλίας

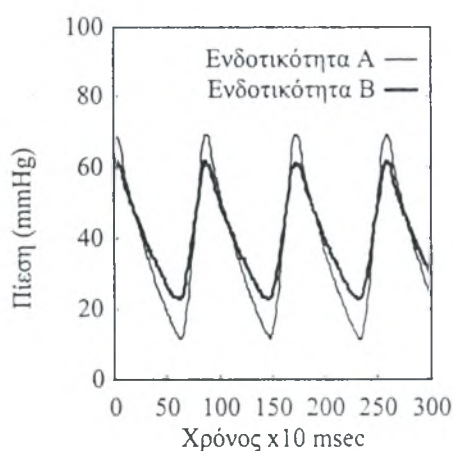
Για την περιγραφή της απόδοσης της ΕΑΑ χρησιμοποιήθηκαν οι ακόλουθοι δείκτες: 1) Η μείωση της συστολικής (δΣΑΠ) και τελοδιαστολικής αορτικής πίεσης (δΤΔΑΠ), 2) Η μέγιστη αύξηση της διαστολικής πίεσης εκφρασμένης σαν ποσοστό της διαστολικής πίεσης χωρίς ΕΑΑ (ΚΑ) και 3) Η μεταβολή της μέσης παροχής.



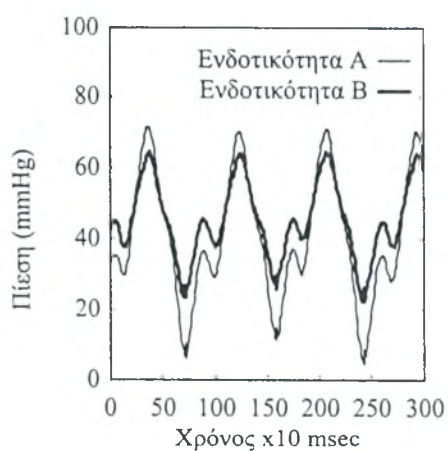
Σχήμα 2: Σχηματική παράσταση πειραματικής διάταξης

3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Οι κυματομορφές της πίεσης για τις δυο περιπτώσεις ενδοτικότητας που μελετήθηκαν καταγράφονται στα διαγράμματα που ακολουθούν, με και χωρίς τη λειτουργία της ΕΑΑ.



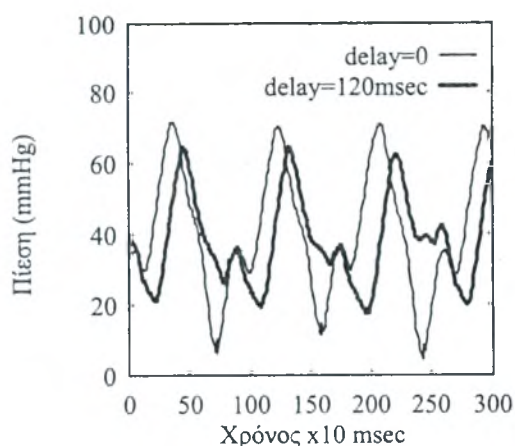
Σχήμα 3: Χρονική μεταβολή πίεσης χωρίς ΕΑΑ (Α) χαμηλή και (Β) υψηλή ενδοτικότητα



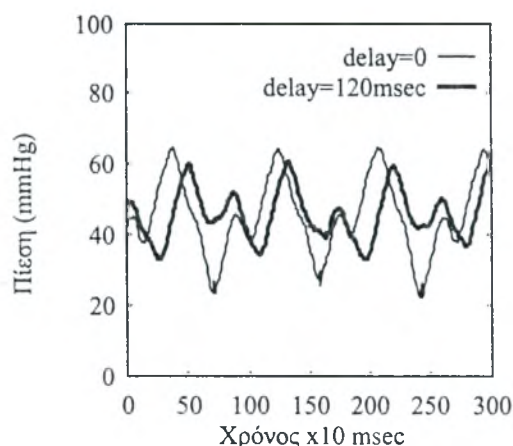
Σχήμα 4: Επίδραση της ενδοτικότητας στην απόδοση της ΕΑΑ

Αύξηση της ενδοτικότητας κατά 50% (από 0.8 ml/mmHg σε 1.2 ml/mmHg) οδήγησε σε μείωση της επίδρασης της ΕΑΑ στην αορτική πίεση, προκαλώντας μείωση των δεικτών απόδοσης δΣΑΠ, δΤΔΑΠ και ΚΑ, ενώ δε μεταβλήθηκε σημαντικά η μέση παροχή.

Όσον αφορά στο συγχρονισμό της ΕΑΑ μελετήθηκαν δύο περιπτώσεις. Στην πρώτη περίπτωση, η έναρξη της έκπτυξης του αεροθαλάμου γίνονταν τη στιγμή του κλεισίματος της τεχνητής αορτικής βαλβίδας της τεχνητής καρδιάς και στη δεύτερη περίπτωση 120 msec αργότερα. Οι κυματομορφές της πίεσης για τις δύο αυτές περιπτώσεις απεικονίζονται στα διαγράμματα που ακολουθούν.



Σχήμα 5: Επίδραση διαφορετικού συγχρονισμού στην απόδοση της ΕΑΑ (περίπτωση Α)



Σχήμα 6: Επίδραση διαφορετικού συγχρονισμού στην απόδοση της ΕΑΑ (περίπτωση Β)

Και στις δύο περιπτώσεις (Α και Β) η καθυστερημένη έναρξη της έκπτυξης του αεροθαλάμου είχε ως αποτέλεσμα τη μείωση της απόδοσης της αντλίας. Δηλαδή, μικρότερη μείωση της τελοδιαστολικής πίεσης και μικρότερη αύξηση της διαστολικής πίεσης. Η εύρεση του βέλτιστου συγχρονισμού της ΕΑΑ, για διάφορες συνθήκες πιέσεων, συχνοτήτων και ενδοτικότητας καθίσταται αρκετά δύσκολη, λόγω περιορισμών του υπάρχοντος συστήματος. Οι μικρές διαφορές στη συχνότητα των δύο ενδοαορτικών αντλιών, η μη γραμμικότητα των υδραυλικών αντιστάσεων και το σχετικά μεγάλο μήκος του υδραυλικού κυκλώματος είναι θέματα υπό διερεύνηση και αντιμετώπιση.

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η αυξημένη αορτική ενδοτικότητα δρα δυσμενώς στην αιμοδυναμική απόδοση της ενδοαορτικής αντλίας, όπως υποδεικνύουν τα πειραματικά δεδομένα της παρούσας μελέτης. Συνεπώς, κατά την έκπτυξη του αεροθαλάμου, τα αορτικά τοιχώματα διατείνονται με αποτέλεσμα η αύξηση της διαστολικής πίεσης να είναι περιορισμένη. Το ίδιο ισχύει και κατά τη συρρίκνωση του αεροθαλάμου, κατά την οποία τα τοιχώματα της αορτής ακολουθούν την κίνηση του αεροθαλάμου, περιορίζοντας τη μείωση της τελοδιαστολικής αορτικής πίεσης. Επίσης, η ιδανικότερη χρονική στιγμή για την έναρξη της έκπτυξης του αεροθαλάμου είναι η στιγμή που κλείνει η αορτική βαλβίδα.

5. ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. Bolooki Hooshang, "Clinical Application of the Intra-Aortic Balloon Pump" 3rd Ed, Miami 1998.
2. Bowles C, Shah S, Nishimura K, Clark C, Cumming D, Pattison C, Pepper J and Yacoub M, "Development of Mock Circulation Models for Assessment of Counterpulsation Systems", Cardiovascular Research 1991, 25: 901-908.
3. Mouloupoulos SD, Topaz SR, Kolf W. "Diastolic balloon pumping (with carbon dioxide) in the aorta: mechanical assistance to the failing circulation". Am Heart J.1962, 63: 669-75.
4. Stamatelopoulos St, Nanas J, Saridakis N, Zakopoulos N, Lyropoulos S, Makrakis G, Liberidis A, Mouloupoulos S, "Treating Severe Cardiogenic Shock By Large Counterpulsation Volumes", Society of Thoracic Surgeons 1996, 62: 1110-1117.
5. Westerhof N, Elzinga G and Sipkema P. "An artificial arterial system for pumping hearts". J Appl Physiol 1971, 31:778-781.

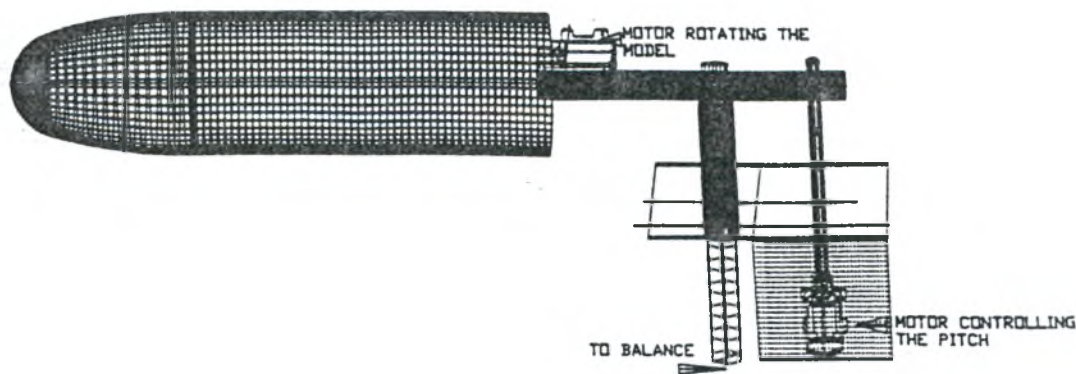
Πειραματική μελέτη ροής γύρω από αξονοσυμμετρικό σώμα υπό μεγάλη γωνία πρόσπτωσης

Δ.Κ.Παντελάτος και Δ.Σ.Μαθιουλάκης
Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
Τομέας Ρευστών

Μεγάλο πλήθος δημοσιεύσεων αναφέρεται στη διεθνή βιβλιογραφία στη πρόλεξη και πειραματική μελέτη της ροής γύρω από αξονοσυμμετρικά σώματα. Το ενδιαφέρον οφείλεται κυρίως στην πολυπλοκότητα του πεδίου ροής αλλά και στο χαρακτηριστικό φαινόμενο εμφάνισης πλευρικής δύναμης σε αξονοσυμμετρικά σώματα με οξύ ρύγχος ευρισκόμενα υπό μεγάλη γωνία πρόσπτωσης. Η εμφανιζόμενη αυτή ασυμμετρία σένα τελείως συμμετρικό σώμα δεν έχει ακόμη ερμηνευθεί επαρκώς, ενώ η κατανόησή της θα προσφέρει λύσεις ελέγχου της κίνησης αυτών των σωμάτων. Στα πλαίσια της εργασίας αυτής επελέγη ένα αξονοσυμμετρικό σώμα με ημισφαιρικό ρύγχος δεδομένης της έλλειψης πειραματικών ή θεωρητικών δεδομένων στην περιοχή αυτή και ιδιαίτερα σε μεγάλες γωνίες πρόσπτωσης.

Μοντέλο και Μεθοδολογία

Το μοντέλο κατασκευάστηκε από αλουμίνιο (διαμέτρου βάσης 127mm), με μήκος ρύγχους 150 mm και συνολικό μήκος 500 mm (βλ.σχ.). Ο υπολογισμός των ασκούμενων στο σώμα δυνάμεων και ροπών αποφασίστηκε να βασιστεί στη μέτρηση της κατανομής της πίεσης στην επιφάνεια του σώματος. Παράλληλα ο ζυγός των έξι συνιστωσών της μεγάλης αεροδυναμικής σήραγγας του Εργαστηρίου Αεροδυναμικής όπου έγινε η διεξαγωγή των πειραμάτων προσέφερε μια επιπλέον επιβεβαίωση των αποτελεσμάτων ολοκλήρωσης των πιέσεων σε όλη την επιφάνεια του μοντέλου. Λόγω του πεπερασμένου αριθμού των θυρών (48) μιας βαλβίδας σαρωσέως πίεσης (scanning valve) που ήταν διαθέσιμη αλλά και στην προσπάθεια να περιοριστεί η επίδραση των οπών στατικής πίεσης στη ροή κοντά στο σώμα ανοίχθηκαν οπές κατά μήκος μιας γενέτειρας του σώματος καθώς και περιμετρικά σε τρεις τομές στην περιοχή του ρύγχους. Οι περιμετρικές οπές ανοίχθηκαν για την καταγραφή των τυχόν ασυμμετριών οι οποίες θα ήταν δυνατόν να παρατηρηθούν σε μεγάλες γωνίες πρόσπτωσης ή λόγω ατελειών του μοντέλου. Η μέτρηση της πίεσης σε όλη την επιφάνεια του σώματος επετεύχθη δίνοντας την δυνατότητα περιστροφής του γύρω από τον διαμήκη άξονά του μέσω ηλεκτροκινητήρα (βλ.σχ.). Σχετικά με την αλλαγή της γωνίας πρόσπτωσης (pitching) αυτή ρυθμιζέτο μέσω άλλου ηλεκτροκινητήρα ενώ η γωνία προσανατολισμού (yaw) δια περιστροφής του στελέχους του ζυγού στο οποίο το μοντέλο στηριζέτο.



Σχ. Διάταξη μοντέλου-στήριξης

Πειραματική μελέτη ροής γύρω από αξονοσυμμετρικό σώμα υπό μεγάλη γωνία πρόσπτωσης

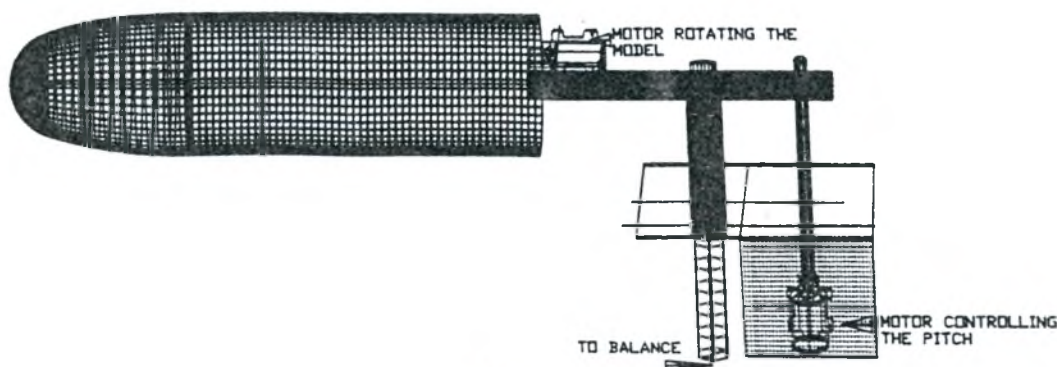
Δ.Παντελάτος και Δ.Σ.Μαθιουλάκης
Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
Τομέας Ρευστών

Εισαγωγή

Μεγάλο πλήθος δημοσιεύσεων αναφέρεται στη διεθνή βιβλιογραφία (π.χ βλ.1,2) στη πρόλεξη και πειραματική μελέτη της ροής γύρω από αξονοσυμμετρικά σώματα. Το ενδιαφέρον οφείλεται κυρίως στην πολυπλοκότητα του πεδίου ροής αλλά και στο χαρακτηριστικό φαινόμενο εμφάνισης πλευρικής δύναμης σε αξονοσυμμετρικά σώματα με οξύ ρύγχος ευρισκόμενα υπό μεγάλη γωνία πρόσπτωσης. Η εμφανιζόμενη αυτή ασυμμετρία σένα τελείως συμμετρικό σώμα δεν έχει ακόμη ερμηνευθεί επαρκώς, ενώ η κατανόησή της θα προσφέρει λύσεις ελέγχου της κίνησης αυτών των σωμάτων. Στα πλαίσια της εργασίας αυτής επελέγη ένα αξονοσυμμετρικό σώμα με ημισφαιρικό ρύγχος δεδομένης της έλλειψης πειραματικών ή θεωρητικών δεδομένων στην περιοχή αυτή και ιδιαίτερα σε μεγάλες γωνίες πρόσπτωσης.

Μοντέλο και Μεθοδολογία

Το μοντέλο κατασκευάστηκε από αλουμίνιο (διαμέτρου βάσης $d=127\text{mm}$), με μήκος ρύγχους 150mm και συνολικό μήκος 500mm (βλ.σχ.1). Ο υπολογισμός των ασκούμενων στο σώμα δυνάμεων και ροπών αποφασίστηκε να βασιστεί στη μέτρηση της κατανομής της πίεσης στην επιφάνεια του σώματος. Παράλληλα ο ζυγός των έξι συνιστωσών της μεγάλης αεροδυναμικής σήραγγας του Εργαστηρίου Αεροδυναμικής όπου έγινε η διεξαγωγή των πειραμάτων προσφέρει μια επιβεβαίωση των αποτελεσμάτων ολοκλήρωσης των πιέσεων σε όλη την επιφάνεια του μοντέλου. Λόγω του πεπερασμένου αριθμού των θυρών (48) μιας βαλβίδας σαρώσεως πίεσης (scanning valve) που ήταν διαθέσιμη αλλά και στην προσπάθεια να περιοριστεί η επίδραση των οπών στατικής πίεσης στη ροή κοντά στο σώμα, ανοίχθηκαν οπές κατά μήκος μιας γενέτειρας του σώματος καθώς και περιμετρικά σε τέσσερις τομές στην περιοχή του ρύγχους. Οι περιμετρικές οπές ανοίχθηκαν για την καταγραφή των τυχόν ασυμμετριών οι οποίες θα ήταν δυνατόν να παρατηρηθούν σε μεγάλες γωνίες πρόσπτωσης. Η μέτρηση της πίεσης σε όλη την επιφάνεια του σώματος επετεύχθη δίνοντας την δυνατότητα περιστροφής του γύρω από τον διαμήκη άξονά του μέσω ηλεκτροκινητήρα (βλ.σχ.1). Σχετικά με την αλλαγή της γωνίας πρόνευσης (pitching) αυτή ρυθμιζέτο μέσω άλλου ηλεκτροκινητήρα (βλ.σχ.1) ενώ η γωνία προσανατολισμού (yaw) δια περιστροφής του στελέχους του ζυγού στο οποίο το μοντέλο στηρίζετο.

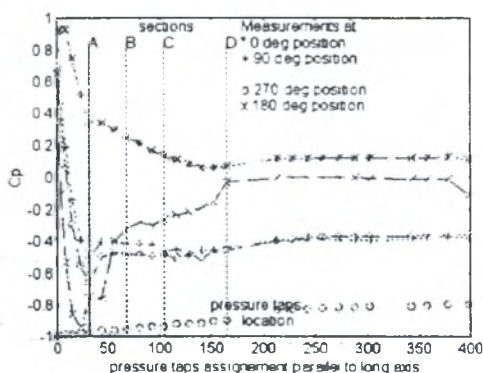


Σχ.1

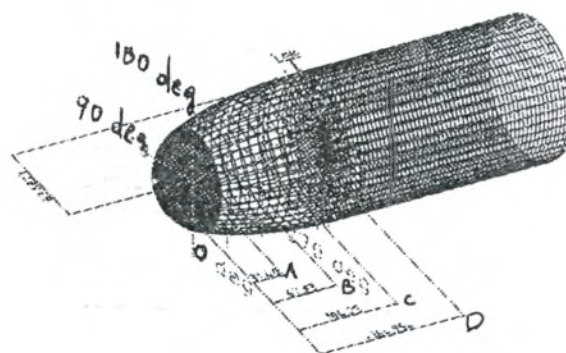
Η δυναμική πίεση της ελεύθερης ροής μετράτο μέσα σωλήνα Prandtl ανάντι του μοντέλου μέσα μανόμετρο Furness. Η στατική πίεση της ελεύθερης ροής οδηγείτο ταυτόχρονα από τον Prandtl στο μετρητικό της πίεσης για τη μέτρηση από αυτό της διαφοράς της στατικής πίεσης μιας τυχαίας οπής από εκείνη της ελεύθερης ροής. Επίσης, για τον περιορισμό του σφάλματος drift του μετρητικού, η πίεση της ελεύθερης ροής οδηγείτο σε μια από τις 48 εισόδους του μετρητικού, ώστε μετά το τέλος κάθε ομάδας μετρήσεων να προσδιορίζεται το drift και να γίνεται η αντίστοιχη διόρθωση όλων των πιέσεων. Η εύρεση της μέσης χρονικά τιμής της πίεσης έγινε με τη βοήθεια αναλογικού-ψηφιακού μετατροπέα ο οποίος ψηφιοποιούσε την έξοδο του μετρητικού πίεσης. Η κατανομή της πίεσης σε ολόκληρη την επιφάνεια του σώματος έγινε στρέφοντάς το γύρω από τον διαμήκη του άξονα με βήματα των 30 μοιρών.

Αποτελέσματα

Η κατανομή της στατικής πίεσης στην επιφάνεια του μοντέλου για δυο γωνίες πρόσπτωσης (pitching) 20 και 40 μοιρών και αριθμό $Re=180000$, παρουσιάζεται στα παρακάτω διαγράμματα. Στο σχ.2 δείχνεται η κατανομή του συντελεστή c_p κατά μήκος τεσσάρων γενετείρων για γωνία 20 μοιρών. Η κάθε μια από τις τέσσερις καμπύλες του σχήματος χαρακτηρίζεται από τη γωνία αζιμουθίου $\varphi=0,90,180,270$ εκ των οποίων η $\varphi=0$ βρίσκεται στην πλευρά υψηλών πιέσεων ενώ η $\varphi=180$, στην ακριβώς αντιδιαμετρική της θέση (βλ. σχ.3).

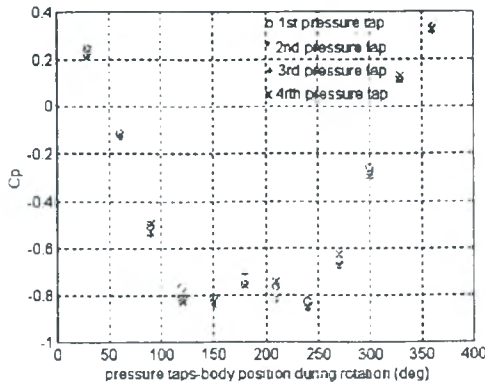


Σχ.2

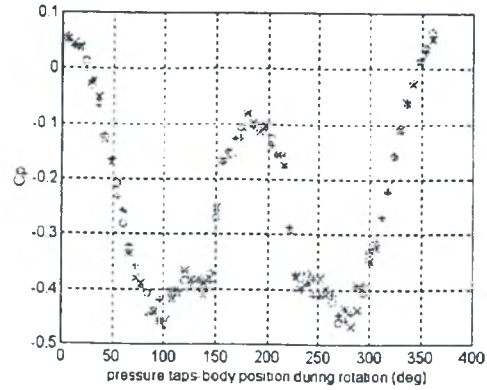


Σχ.3

Στο σχ.2 φαίνονται, όπως εξάλλου αναμένετο, έντονες κλίσεις πίεσης στο ρύγχος του σώματος όπου οι ακτίνες καμπυλότητας της επιφάνειας είναι μικρές, και ιδιαίτερα κατά μήκος της γενέτειρας $\varphi=180$. Οι κατανομές κατά μήκος των $\varphi=90$ και 180 εμφανίζουν κάποιες διαφορές στην ίδια περιοχή, υποδηλώνοντας αντίστοιχα ασυμμετρία κατά την περίμετρο τομών κάθετων στον διαμήκη άξονα του μοντέλου. Αυτό μπορεί να διαπιστωθεί καλύτερα από την κατανομή της πίεσης στη τομή A (σε απόσταση περίπου $D/4$ κατάντι από το μέτωπο του σώματος) όπου π.χ οι τιμές του c_p στις συμμετρικές θέσεις 30 και 330 όπως 60 και 300 διαφέρουν (βλ. σχ.4). Στο ίδιο σχήμα παρατηρούμε ότι η πίεση μετά την ελάχιστη τιμή της (περί τις 120 μοίρες) δεν ανακτάται, φανερώνοντας ότι στην περιοχή αυτή η ροή είναι αποκολλημένη. Είναι ενδιαφέρον ότι στη διατομή D όπου τελειώνει το ρύγχος, η κατανομή πίεσης (βλ. σχ.5) παρουσιάζει ένα πλατό μεταξύ 120 και 150 μοιρών αλλά στη συνέχεια αυξάνει ραγδαία μέχρι τις 180 μοίρες, που σημαίνει ότι μετά την αποκόλληση της ροής αυτή επανακολλάται. Κάτι αντίστοιχο συμβαίνει μεταξύ 220 και 260 μοιρών. Επομένως, πρέπει να υπάρχουν σε δυο περίπου συμμετρικές θέσεις από μια φυσαλίδες στη διατομή αυτή.

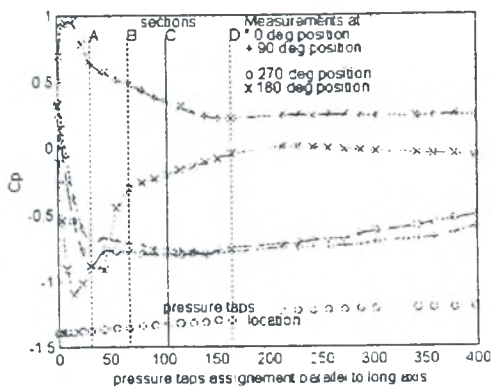


Σχ.4

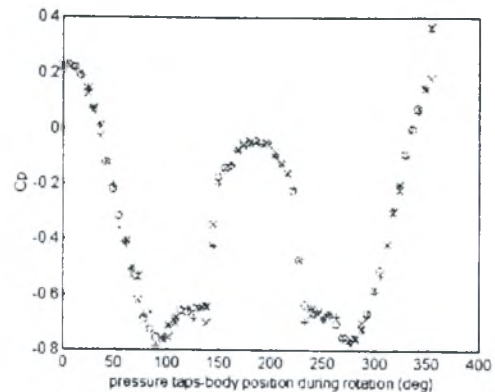


Σχ.5

Αντίστοιχες παρατηρήσεις μπορούν να γίνουν και για την μεγαλύτερη γωνία πρόσπτωσης δηλ των 40 μοιρών (βλ.σχ.6, 7) με βασικότερη διαφορά από την προηγούμενη περίπτωση οι χαμηλότερες τιμές της πίεσης στο ρύγχος.



Σχ.6



Σχ.7

Συμπεράσματα

Οι μετρήσεις της στατικής πίεσης γύρω από ένα αξονοσυμμετρικό σώμα με σφαιρικό ρύγχος για μεγάλες γωνίες πρόσπτωσης παρουσίασαν κάποιες ασυμμετρίες κάτι που συμβαίνει σε σώματα με οξύ ρύγχος καθώς και πλατό, υποδηλώνοντας την παρουσία περιοχών αποκόλλησης της ροής (φουσαλίδων).

Αναφορές

- P.J.Lamont "Pressures around an inclined ogive cylinder with laminar, transitional or turbulent separation", AIAA Journal, vol.20, No.11, p1492-1499, 1982.
 S.C.Luo, T.Lim "Flow field around ogive-elliptic tip cylinder at high angle of attack" AIAA Journal, vol.36, No.10, pp.1778-1787, 1998.

ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΕΣ ΤΟΥ ΕΡΓ. ΜΗΧΑΝΙΚΗΣ ΡΕΥΣΤΩΝ & ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ

Δημοσθένης Τσάχαλης
Εργ. Μηχανικής Ρευστών & Ενέργειας
Τμήμα Χημικών Μηχανικών
Πανεπιστήμιο Πατρών

1. Μοντελοποίηση της ηχομονωτικής ιδιότητας θερμομονωτικών υλικών

Λόγω της ευρείας χρήσης που γνωρίζουν τα πορώδη υλικά σε πολλές βιομηχανικές εφαρμογές, οι ιδιότητές τους έχουν αποτελέσει το αντικείμενο πολλών μελετών. Μια τέτοια βιομηχανική εφαρμογή συναντάται στον τομέα των αεροσκαφών. Εκεί η βασική αποστολή των πορώδων υλικών είναι η θερμική μόνωση των αεροπλάνων. Ωστόσο τα ίδια υλικά μπορούν να χρησιμοποιηθούν και ως ηχοαπορροφητικά υλικά, καθώς η κίνηση του παλλόμενου αέρα, που τα διαπερνά, περιορίζεται λόγω της τριβής με τις ίνες από τις οποίες αποτελούνται.

Στην πλειονότητα των μελετών τα πορώδη υλικά προσομοιάζονται ως άκαμπτα ασυμπίεστα υλικά, δηλαδή ως υλικά χωρίς ελαστικότητα. Από μερικούς ερευνητές έγινε μια προσπάθεια να περιληφθούν οι επιδράσεις της ελαστικότητας, σύμφωνα με την οποία η ελαστικότητα περιγράφεται με αδρανειακούς όρους. Μια επέκταση αυτής της εργασίας έλαβε χώρα αργότερα, όταν ερευνήθηκε η επίδραση ενός μερικώς εύκαμπτου (limp) υλικού σε ένα διπλό τοίχωμα. Στη συνέχεια έγιναν κάποιες προσπάθειες για την εξαγωγή ενός μοντέλου για την περιγραφή των πλήρως ελαστικών υλικών, και διεξάχθηκε η σύγκριση ανάμεσα στα μοντέλα του πλήρως και του μερικώς εύκαμπτου υλικού. Τα αποτελέσματα των δυο μοντέλων βρέθηκαν ότι είναι σε καλή συμφωνία.

Η εργασία που παρουσιάζεται υιοθετεί τη θεώρηση «αραιά κατανεμημένων, άκαμπτων ινών σταθερής διαμέτρου και κατά στρώματα» (LSPDRF), και μελετά σε θεωρητική βάση την αντίσταση στη (στρωτή) ροή και τον παράγοντα εξασθένησης που παρουσιάζουν τέτοια υλικά στη μετάδοση του ήχου. Η ανάλυση της συμπεριφοράς τέτοιων υλικών γίνεται με βάση το μοντέλο του Stokes με τις βελτιώσεις του Oseen, και καταλήγει σε αποτελέσματα που έρχονται σε καλή συμφωνία με το πείραμα. Στη συνέχεια εξετάζεται η δυναμική της ροής γύρω από μια κυλινδρική ίνα, που οφείλεται σε ένα οδεύον κύμα, που οδηγεί στη μοντελοποίηση της ταλαντούμενης ροής σαν μια ημισταθερή (quasi-steady) ροή. Βάσει των νέων αυτών ευρημάτων, το αρχικό μοντέλο πρόβλεψης της αντίστασης στη ροή επεκτείνεται και τα θεωρητικά αποτελέσματα έρχονται σε ικανοποιητική σύγκλιση με τα πειραματικά.

2. Μοντέλο υπολογισμού της ηχητικής πίεσης στο εσωτερικό αεροσκάφους

Σκοπός της εργασίας που παρουσιάζεται, είναι η δημιουργία ενός μοντέλου περιγραφής και πρόβλεψης των επιπέδων ηχητικής πίεσης στο εσωτερικό ενός αεροσκάφους, λόγω της παρουσίας ηχητικών πηγών. Η ανάγκη της μελέτης συνίσταται στο να κατανοήσουμε την πειραματική εφαρμογή της μεθόδου της ενεργού μείωσης θορύβου και να μπορέσουμε να προβλέψουμε την αποτελεσματικότητα της μεθόδου.

Το μοντέλο που δημιουργήθηκε, προσομοιάζοντας την γεωμετρία της ατράκτου με αυτή του κύκλου και της έλλειψης, καταλήγει στην εξίσωση:

$$\nabla^2 \mathbf{P} + k^2 \mathbf{P} = \sum_{m=1}^N D_{im} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{0m})$$

που αναφέρεται στην κατανομή της πίεσης λόγω της παρουσίας, εντός του πεδίου διάδοσης, N πηγών, και συνοδεύεται από κατάλληλες συνοριακές συνθήκες.

Η ανωτέρω εξίσωση λύνεται για μία πηγή, μέσω αναλυτικών μεθόδων και μέσω αριθμητικής προσομοίωσης. Η λύση της εξίσωσης αυτής ταυτίζεται με την έννοια της συνάρτησης Green και εφαρμόζεται σε δύο γεωμετρίες, κυκλική και ελλειπτική. Η μεν πρώτη θεωρούμενη επιλύεται αριθμητικά, ενώ για την ανεύρεση λύσης για την ελλειπτική γεωμετρία, όπως και την επιβεβαίωση της μοναδικότητας της αναλυτικής λύσης, χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων. Τα αποτελέσματα που προκύπτουν και για τις δύο γεωμετρίες, έρχονται σε καλή συμφωνία με την θεωρία.

VALIDATION OF DRYING SIMULATION ALGORITHM OF FRUITS AND VEGETABLES

Adrian-Gabriel V. GHIAUS, *Dr.-Eng*
Dionissios P. MARGARIS, *Assisl-Prof., Dr.-Eng.*
Demetrios G. PAPANIKAS, *Prof., Dr.-Ing.*

Fluid Mechanics Laboratory
Department of Mechanical Engineering and Aeronautics
UNIVERSITY OF PATRAS, EL-265 00 RIO-PATRAS

ABSTRACT

This paper presents the validation of the algorithm used by a new dynamic numerical code "DrySAC", in regard to convective drying of grapes and carrots. Most fruits and vegetables are thermolabile and shrinkable products with high degree of moisture content. The simultaneous (and often coupled and multiphase) transfer of heat, mass and momentum in unsteady state conditions gives to the drying process a complex character which can be mathematically expressed by the system of governing partial differential equations. Numerical approximation is the only tool to solve these equations in connection to initial and dynamic boundary conditions. Conventional drying models take into account only the process itself and, many times, assume constant average process parameters and product properties. In contrast with these models, "DrySAC" considers both, the total drying system as an operation unit in which different processes influence one another, and time and space dependent variation for drying air parameters and product properties. Moreover, the product shrinkage is taken into account during the whole unsteady state drying process. Finally, the simulation code was used to predict the optimum operation conditions of a 5-ton capacity industrial dryer for which, minimum drying time and minimum energy consumption were achieved. The predicted values were compared with measurements taken in-situ, and the results have showed good agreement.

Ο ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΕΝΟΣ ΜΙΚΡΟΥ ΑΚΤΙΝΙΚΟΥ ΣΥΜΠΙΕΣΤΟΥ ΚΑΝΟΝΤΑΣ ΧΡΗΣΗ ΚΩΔΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ

Γ. Σιέρος, Επιστ. Συνεργατής, Κ. Δ. Παπαηλιού, Καθηγητής,
Εργαστήριο Θερμικών Στροβιλομηχανών
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Οι επιδόσεις μικρού μεγέθους στροβιλομηχανών που προορίζονται είτε για να εξυπηρετήσουν μικρού μεγέθους αεριοστροβίλους, είτε για υπερπλήρωση, είτε ακόμα για άλλου είδους εφαρμογές, όπως ο κλιματισμός μεγάλης κλίμακας, είναι πολύ περιορισμένες σε σχέση με εκείνες που επιτυγχάνονται στους αεροπορικούς στροβιλοαντιδραστήρες. Για μικρούς ακτινικούς συμπιεστές, ο ισεντροπικός βαθμός απόδοσης κυμαίνεται στα επίπεδα του $0.78 \div 0.79$ στις συνήθεις περιπτώσεις και φθάνει σε εξαιρετικές περιπτώσεις το 0.81. Οι λόγοι είναι πολλοί. Η μικρή τιμή του αριθμού Reynolds, το σημαντικό ακτινικό διάκενο, απαιτητό για τα μικρά μεγέθη, το μεγάλο ποσοστό επί του συνόλου των απωλειών που κατέχουν οι δευτερεύουσες απώλειες και η μεγάλη σχετική τραχύτητα είναι μερικοί από αυτούς. Επιπλέον, η ισχυρή δύναμη Coriolis που παρουσιάζεται στις περιπτώσεις μικρού μεγέθους, καθώς και το γεγονός ότι ο σχεδιασμός του συμπιεστή γίνεται μέσω διαδικασίας ομοιότητας από υπάρχοντες καλά σχεδιασμένους μεγάλου μεγέθους συμπιεστές, έχουν αρνητική επίπτωση στις επιδόσεις του μικρού μεγέθους συμπιεστή.

Στην εργασία που προτείνεται γίνεται μία προσπάθεια να ακολουθηθεί μια άλλη μεθοδολογία, η οποία απευθύνεται στο μέγεθος της συνιστώσας που σχεδιάζεται, λαμβάνοντας υπόψη όσο περισσότερο γίνεται τις προαναφερθείσες ιδιαιτερότητες που συνοδεύουν το μικρό μέγεθος, και ιδιαίτερα τον Reynolds και την Coriolis.

Βασικός στόχος της παρούσας προσέγγισης είναι να πραγματοποιηθεί η σχεδίαση, έτσι ώστε τόσο η κινητή όσο και η σταθερή πτερύγωση να μην υποφέρουν από αποκόλληση της ροής. Η προσέγγιση αυτή έχει σαν αποτέλεσμα τη μείωση της φόρτισης της κινητής πτερύγωσης, αλλά τη δημιουργία ροής στην έξοδο της με περιορισμένη ανομοιομορφία. Η κατάσταση αυτή έχει ευεργετικές επιπτώσεις στη λειτουργικότητα του επιβραδυντή που ακολουθεί, αλλά και απαιτήσεις, διότι είναι περισσότερο φορτισμένος.

Η εργασία περιγράφει συγκεκριμένη σχεδίαση ακτινικού συμπιεστή λόγου πίεσης 4:1 και παροχής 1.6 kg/s χρησιμοποιώντας μοντέρνες μεθόδους υπολογιστικής ρευστομηχανικής. Η τελική επιδίωξη να μην υπάρξει αποκόλληση πραγματοποιήθηκε. Επιπλέον, η χρήση των μεθόδων υπολογισμού έδειξε ότι ήταν δυνατό να τροποποιηθεί η γεωμετρία ούτως ώστε να επιτευχθούν καλή αεροδυναμική συμπεριφορά των πτερυγώσεων και να αποφευχθούν λάθη σχεδίασης. Ο συμπιεστής κατασκευάστηκε και τοποθετήθηκε στο δοκιμαστήριο του Εργαστηρίου.

Έγιναν προκαταρκτικές δοκιμές οι οποίες έδειξαν ότι ο ισεντροπικός βαθμός απόδοσης της βαθμίδας είναι μεγαλύτερος του 0.84. Οι λεπτομερείς μετρήσεις θα έχουν ολοκληρωθεί στο τέλος Μαΐου 2000. Ήδη, όμως, το επίπεδο της απόδοσης που επιτεύχθηκε δείχνει ότι η προσέγγιση που ακολουθήθηκε παρουσιάζει πλεονεκτήματα σε σχέση με την σημερινή πρακτική.

ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΑ
στις
ΥΔΡΑΥΛΙΚΕΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΕΣ

Ι. Δ. ΔΗΜΗΤΡΙΟΥ
Αναπλ. Καθ. ΕΜΠ – Τμήμα Πολ. Μηχανικών
Τομέας ΥΠΥΘΕ
Εργαστήριο Εφαρμοσμένης Υδραυλικής

Στο Εργ. Εφαρμ. Υδραυλικής του ΕΜΠ έχει αναπτυχθεί από τον συγγραφέα (αλλά και σε συνεργασία με άλλους ερευνητές) απομακρού χρόνου (άνω των 25 ετών) βασική έρευνα στις Υδραυλικές κατασκευές, κυρίως με πειραματικές μεθόδους. Τα περισσότερα από τα αποτελέσματα της συγκεκριμένης ομάδας ερευνών έχουν δημοσιευτεί σε άρθρα ή συνέδρια.

A! Πρώ του 1990

Μετρήσεις διαφόρων μεγεθών σε υπερχειλιστές ευρείας στέψης, πλευρικούς υπερχειλιστές διαφόρων μορφών σε κυκλικούς αγωγούς, μετρήσεις στο υδραυλικό άλμα, καθώς και σε κλειστούς αγωγούς πεσης, ή σε περιστρεφόμενες ροές (στρόβιλος).

B! Μετά το 1990

Μετρήσεις σε ειδικούς υπερχειλιστές (π.χ. Cump), σε (υροφράγματα υπο γωνία, καθώς και υπεράνω χαμηλών διαφραγμάτων.

Σε όλες τις περιπτώσεις επεξητείτο η ερμηνεία της συμπεριφοράς της ροής και οι επεκτάσεις των φαινομένων σε τεχνικές εφαρμογές, με βάση τον πολύ σημαντικό όγκο των συγκεντρωθέντων στοιχείων, πιστεύεται δε ότι όλα τα θέματα είχαν σημαντικά στοιχεία πρωτοτυπίας.

ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΑ
στην
ΥΔΡΑΥΛΙΚΗ ΤΩΝ ΑΝΟΙΚΤΩΝ ΑΓΩΓΩΝ

Ι. Δ. ΔΗΜΗΤΡΙΟΥ
Αναπλ. Καθ. ΕΜΠ – Τμήμα Πολ. Μηχανικών
Τομέας ΥΠΥΘΕ
Εργαστήριο Εφαρμοσμένης Υδραυλικής

Στο Εργ. Εφαρμ. Υδραυλικής του ΕΜΠ έχει αναπτυχθεί από τον συγγραφέα (αλλά και σε συνεργασία με άλλους ερευνητές) απομακρού χρόνου (άνω των 25 ετών) βασική έρευνα στην Υδραυλική των Ανοικτων Αγωγών, κυρίως με πειραματικές μεθόδους. Τα περισσότερα από τα αποτελέσματα της συγκεκριμένης ομάδας ερευνών έχουν δημοσιευτεί σε άρθρα ή συνέδρια.

Α' Πρo του 1990

Μετρήσεις τοπικών ταχυτήτων, συρτικών τάσεων, και λυττων μεγεθών, σε αγωγούς ορθογωνικής/κυκλικής/σίνθητης συμμετρικής διατομής, με λεία ή τραχέα τοιχώματα, σε μόνιμες (ή μη μόνιμες) σινηθήκες ομοιομορφής ή ανομοιομορφής ροής.

Β' Μετα το 1990

Ροές σε αγωγούς σίνθητης – μη συμμετρικής διατομής

Ροές σε αγωγούς διαφορικής τραχιότητας (προσδιορισμός της μεταβολής του n Manning)

Ροές σε σωληνες αποχετευσης (προσδιορισμός της μεταβολής του n , Manning)

Σε όλες τις περιπτώσεις επεξητείτο η ερμηνεία της συμπεριφοράς της ροής και οι επεκτάσεις των φαινομένων σε τεχνικές εφαρμογές, με βάση τον πολύ σημαντικό όγκο των συγκεντρωθέντων στοιχείων, πιστεύεται **δε** ότι όλα τα θέματα είχαν σημαντικά στοιχεία πρωτοτυπίας.

**Ο ΒΑΣΙΚΟΣ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΣ ΔΗΜΙΟΥΡΓΙΑΣ
ΤΗΣ ΔΙΝΗΣ ΤΗΣ ΔΙΑΒΑΣΗΣ
ΣΕ ΚΑΜΠΥΛΟΥΣ ΑΓΩΓΟΥΣ**



**ΔΗΜΟΣ Π. ΓΕΩΡΓΙΟΥ
ΒΑΣ. ΠΑΠΑΒΑΣΙΛΟΠΟΥΛΟΣ
ΔΙΑΜ. ΓΚΙΟΥΒΕΤΣΗΣ**

**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΤΗΣ ΠΑΤΡΑΣ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΚΑΙ ΑΕΡΟΝΑΥΠΗΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΘΕΡΜΟΚΙΝΗΤΗΡΩΝ**

26500 ΠΑΤΡΑ

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η παρούσα μελέτη αναλύει τον μηχανισμό μέσα από τον οποίο δημιουργείται η δίνη της διάβασης σε ένα καμπύλο αγωγό και καταλήγει στο συμπέρασμα ότι αυτός είναι ανάλογος της πρόσκρουσης μιας ροϊκής δέσμης σε μια ορθή γωνία. Τα πειραματικά αποτελέσματα συγκρίνονται με θεωρητικούς υπολογισμούς του πεδίου ροής σε πρόσκρουση μιας δέσμης ιδανικού (μη ιξώδους) ρευστού. Τα αποτελέσματα δείχνουν όντως μια σημαντική ομοιότητα. Η ομοιότητα αυτή δείχνει και την διαδικασία μέσα από την οποία μπορεί να ελεγχθεί το φαινόμενο.

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η δίνη της διάβασης (Passage Vortex) σε έναν καμπύλο αγωγό (ή μια πτερύγωση στροβιλομηχανής) δημιουργεί συνήθως την πλέον σημαντική μορφή δευτερογενούς ροής (Secondary Flow) και τον βασικότερο μηχανισμό απωλειών ολικής πίεσης. Επιπλέον, δημιουργεί πεδίο ροής που ενισχύει δραματικά τον συντελεστή μετάδοσης θερμότητας στο πλαϊνό τοίχωμα (Endwall) του αγωγού. Το φαινόμενο έχει μελετηθεί ιδιαίτερα εκτεταμένα στα τελευταία 20 χρόνια και είναι γνωστό ότι οφείλεται στην ανισότητα που δημιουργείται μεταξύ

των φυγοκεντρικών δυνάμεων και της ακτινικής βαθμίδας στατικής πίεσης στο οριακό στρώμα του πλαϊνού τοιχώματος. Όσο στρίβει η ροή, τόσο πιο έντονη η παρουσία της δίνης, η οποία αποκολλάται από το πλαϊνό τοίχωμα και αναρριχάται στο τοίχωμα της επιφάνειας επιτάχυνσης (suction surface) του αγωγού (ή του πτερυγίου) (ΣΧ. 1).

Μέχρι σήμερα δεν έχει προταθεί μέθοδος σημαντικής μείωσης των επιπλοκών από αυτή την δίνη. Ένας από τους λόγους είναι και η έλλειψη σαφούς γνώσης του μηχανισμού της ροής που δημιουργεί την δίνη. Η παρούσα μελέτη προσπαθεί να δώσει μια απάντηση στο ερώτημα αυτό, μελετώντας την δημιουργία της δίνης στα πρώτα στάδια. Η μελέτη συνδέει τα πειραματικά αποτελέσματα για το δευτερογενές πεδίο ροής σε έναν καμπύλο αγωγό (με τετραγωνική διατομή) με τις θεωρητικές προβλέψεις για το πεδίο ροής στην πρόσκρουση δέσμης μη ιξώδους ρευστού σε γωνία 90° .

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ

Τα πειράματα έγιναν σε καμπύλο αγωγό με εγκάρσια διατομή $140 \times 140 \text{ mm}^2$ και (μέση) ακτίνα καμπυλότητας 420 mm. Η στροφή του αγωγού ήταν 90° και ο αέρας εξέρχονταν κατευθείαν στην ατμόσφαιρα, χωρίς να προστεθεί τμήμα ευθυγράμμισης της ροής. Με άλλα λόγια, ο αγωγός προσομοιάζει σε πτερύγωγη στροβιλομηχανής και όχι σε καμπύλη αγωγού. Οι μετρήσεις έγιναν με την βοήθεια Πιτόμετρου 5 κεφαλών και μετρήθηκε το όλο διάνυσμα ταχύτητας, η στατική και η ολική πίεση σε 12 ακτινικά επίπεδα (μεταξύ των 0° και των 90°). Το πλέγμα μετρήσεων ήταν εξαιρετικά μεγάλο (2592 σημεία), περίπου 10 φορές μεγαλύτερο από άλλες συναφείς μελέτες.

Τα αποτελέσματα για το δευτερογενές πεδίο ταχυτήτων σε δύο επίπεδα (στις 20° και τις 30°) δίνονται στο Σχ. 2. Στα επίπεδα αυτά η δίνη δεν έχει ακόμη εμφανιστεί σαφώς αλλά έχει αρχίσει η αναρρίχηση του οριακού στρώματος στο επίπεδο επιτάχυνσης. Είναι προφανές ότι στο τελευταίο η ροή δεν προσκολλάται πάνω στο επίπεδο αλλά οι ροϊκές γραμμές λίγο πάνω από την γωνία αρχίζουν να κάμπτονται προς το απέναντι τοίχωμα συμπίεσης (pressure side wall). Αν ο μηχανισμός που δημιουργούσε την δευτερογενή ροή ήταν το φαινόμενο της γωνιακής ροής (corner flow), τότε θα έπρεπε οι

δευτερογενείς ροϊκές γραμμές να είναι παράλληλες με το τοίχωμα επιτάχυνσης (suction side wall).

ΤΟ ΠΕΔΙΟ ΡΟΗΣ ΣΤΗΝ ΠΡΟΣΚΡΟΥΣΗ ΔΕΣΜΗΣ ΣΕ ΓΩΝΙΑ

Στο Σχ. 3 δίνεται η μορφή των ροϊκών γραμμών για την περίπτωση πρόσκρουσης δέσμης μη ιξώδους ρευστού σε ορθή γωνία 90°. Το πεδίο αποτελεί την λύση της εξίσωσης

$$\nabla^2 \Psi = 0 \quad (1)$$

για το συγκεκριμένο πεδίο. Η παράμετρος Ψ και τα μήκη x και y είναι σε αδιάστατη μορφή, δηλ.

$$\Psi = \frac{\Psi^*}{\rho U \delta} \quad (2)$$

και

$$x = \frac{x^*}{\delta} \quad (3)$$

όπου Ψ^* είναι η συνάρτηση των ροϊκών γραμμών, δ είναι το πλάτος της δέσμης και U είναι η ταχύτητα της δέσμης. Τα πειραματικά αποτελέσματα έδωσαν τιμή της παραμέτρου $\Psi=0.25$ στο άκρο της δέσμης και μήκος από το σημείο έγχυσης της δέσμης μέχρι την κόγχη της γωνίας ίσο με 4 έως 5 δ .

Η σύγκριση μεταξύ των Σχημάτων 2 και 3 είναι πολύ θετική προς το συμπέρασμα ότι ο βασικός μηχανισμός για την δίνη της διάβασης είναι όντως η πρόσκρουση της δέσμης και όχι η γωνιακή ροή. Η δέσμη δίνει ροή που γυρίζει απότομα προς τα πίσω δημιουργώντας μια μικρή περιοχή ενός επιπέδου δίνης (vortex sheet). Όταν το επίπεδο αυτό γίνει παράλληλο με το τοίχωμα επιτάχυνσης δημιουργεί την δίνη της διάβασης (που προφανώς δεν είναι σημακή δίνη αλλά δينو – επίπεδο).

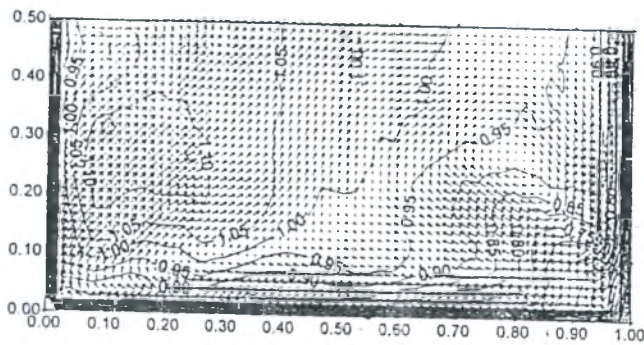
ΣΥΜΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η σύγκριση των πειραματικών δεδομένων με την θεωρητική εκτίμηση του πεδίου ροής στην πρόσκρουση δέσμης μη ιξώδους ρευστού σε ορθή γωνία αποδεικνύει ότι ο βασικός μηχανισμός δημιουργίας της δένης της διάβασης είναι η πρώτη.

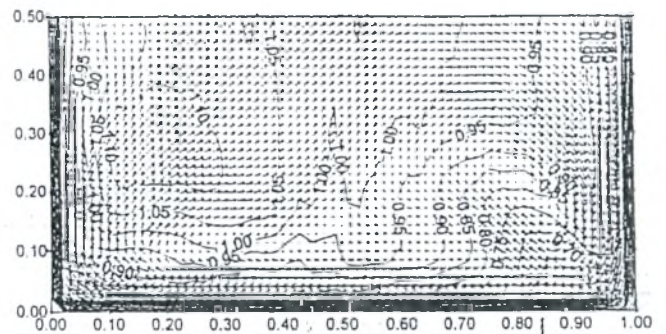


ΣΧΗΜΑ 1 Η ΔΙΝΗ ΤΗΣ ΔΙΑΒΑΣΗΣ

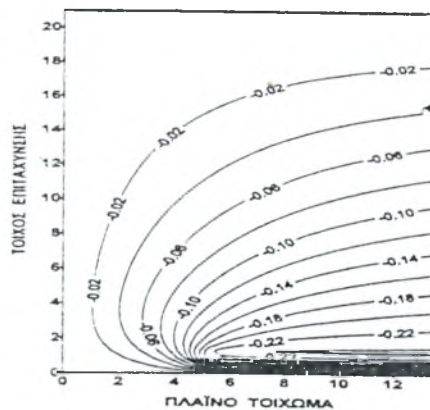
(U/U₀) AND SECONDARY VELOCITY VECTORS FOR THE ANGLE = 20



(U/U₀) AND SECONDARY VELOCITY VECTORS FOR THE ANGLE = 30



ΣΧΗΜΑ 2 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΔΕΥΤΕΡΟΓΕΝΟΥΣ ΡΟΗΣ ΣΕ ΚΑΜΠΥΛΟ ΑΓΩΓΟ (ΑΚΤΙΝΙΚΑ ΕΠΙΠΕΔΑ 20° και 30°)



ΣΧΗΜΑ 3 ΟΙ ΡΟΪΚΕΣ ΓΡΑΜΜΕΣ ΣΤΗΝ ΠΡΟΣΚΡΟΥΣΗ ΔΕΣΜΗΣ ΣΕ ΟΡΘΗ ΓΩΝΙΑ



αρ.ειδ. 620.1064
56241* L/PA ΕΓΕ

ΣΥΓΓΡΑΦΕΑΣ

ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΕΣ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΕΣ 2η

ΤΙΤΛΟΣ

ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΡΩΗΣ ΡΕΥΣΤΩΝ - ..

ΛΗΞΗ

ΟΝΟΜΑΤΕΠΩΝΥΜΟ ΔΑΝΕΙΖΟΜΕΝΟΥ

20-10-2000 ΤΑΤΑΡΙΔΟΥ ΑΓΓΕΛΙΚΗ

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ



ειδ. 74234-5