

g. g ū 0GǪǪ

1. Ιωάννης Β. Σούλης, Αριστοτέλης Γ. Κονιδάρης
Runge-Quutta φύψύδύΰίαιRí ñÁεRÍ ύRÍíεθ ÁΕΰ Navier-Stokes δόαó úú ύáRύúέεñ áRÉτύúéñ
2. Retsinis E. And Demetriou J.
Experiments and computations in water flows within a smooth rectangular open channel velocity field structure
3. Νικόλαος Α. Πανόπουλος, Διονύσιος Π. Μάργαρης
ΥφύϊΔΑέάύέεθ ήέúδύύίΕήΕ δόθό ήύ ύÁRÁñ τύ εθÉτáύΕύύ ύφθó θήέεθó RύδÁüδύó Ró φύεEέεδύ ήέýRÉéñύθ τÁτύύóð Üáδý - ίύóðú
4. Α.Δ. Πάσσος, Ε.Π. Ρουμπέα, Α.Α. Μουζά, Σ.Β. Παράς
ΜύίáύΕ ύRÍ RύδýέEδεήύέήí ύΕó δόθó ύíñó ίύóύRíέεδύ εύΕ ύíñó τE-ίύóύRíέεδύ óÁδóú ήύ όσεáñίέó τ-ύÁRÁñ
5. S. Kakarantzas , B. Knaepen , M. Caby , L. Benos , I. Sarris and N. Pelekasis
Simulation of a lithium flow in an argon environment to determine an optimal nozzle configuration with respect to uniformity, stability and minimum turbulent fluctuations presence
6. Π. Παναγιώτου, Π. Καπαρός, Ν. Λαγόνπουλος, Β. Λυμπερόπουλος, Χ. Λυτροκάτης, Ο. Ρόζος, Φ. Σαββόπουλος, Χ. Σαλπινγίδου, Κ. Υάκινθος
ΓRύήέύáτíò τE-ύφύíñóRíέíĐó ύίύüδóú ύúδóRθτύúóð. Ξάúδóð II: φó ήέτíðό ήRύήέύáτíò εύΕ ήέýáύύήέóíñÁΕήΕ
7. Διονύσης Πέττας , Γιώργος Καραπέτσας , Ιωάννης Δημακόπουλος, Ιωάννης Τσαμόπουλος
ήδύτíέεθ ύíÁíοáE ύóáύέεέúó ÁΕΰ ύΕí ύεαδίθ ύíñó έíRüðύίüήέεδύ δýóüδύ üφñ ύφóφύüð ύÁRÁñ
8. Σούφλας, Κ., Πατεράκης, Γ., Δόγκας, Ε., Βούρος, Αν., Μηλιδώνης Κ., Κούτμος, Π
gíÁφóεíE εύΕ ύüýδìΔÁ ήóáüθτύúóð φDíöüήέó ύíüτáέE/εúóüθδó RύτEíñí ύεφθíφñ ήέýáύéRíύúRíέíĐó τÁτύúóð LPG-ύáδý
9. Δόγκας, Ε., Σούφλας, Κ., Πατεράκης, Γ., Καραβασίλης, Χ., Γεωργαντάς, Ι., Κούτμος, Π.
ΞύíáύΕ ύRÍ RύδýέEδεήύέήí ίύέúóóáüó εúóüθδó άúðáέEέñτíð τéñR ύφóúύφRüέó εύE φóðüđτíóRüέó ύóó φύüóóó RÉτύέóRύúüÁέέó

10. Παπαδόπουλος, Π., Δόγκας, Ε., Σούφλας, Κ., Πατεράκης, Γ., Κούτμος, Π.
gIÁφύδαιΕ Ετi-úοiOÏéεOÛ RÈτiέεOÛ τiÈRÛiέαιτOÛ ΑεÛ ÜÈi εÛúúÈ φύRÈOÛ τiÁτiÛúOð φOðφÛiOðO-ÛάεOÛ
11. Ευθυμίου Κωνσταντίνος, Πελεκάσης Νικόλαος
gφüεδúúÈ ÜτiOÏúαιτiÛúδiέéOÛ τiέεOðúοαιÛiúúO úÛ ÜεOðúúέéαO úέÛÛúOÛRαO éOÏiOÁ úÛ ÁúÈÜOÏéεü ÜOðRÈτiÛ
12. Νικολαΐδης και Ιωάννου
ÇáτiέúúÈ úέαÁúοαιÈ ÁiR éiÁúOð ÜÈO úOúúOðOÁúiOÛO ÌúúÈO ðOðO Poisseuille 2D
13. Δ. Μισηρλής, Ε.Δημητριάδης, Γ.Μαρτινόπουλος, Δ. Σαγρής και Κ.Δανίδ
ΗφOÏOÁéúúέéO τiOÏúúOðφOúéúÈ ðOðO εÛÈ τiúúúOúúÈO εÛðτiúúÈÛúO úOÏi úúεÛÈ φÛðÜáOÏiέεOÛ úοÁεúÏiOðRúέεOÛ ÈτiÈεOÛ úοÏiέεÛÈ
14. Κατούφα Μάγδα, Κεραμιώτης Χρήστος, Βουρλιωτάκης Γιώργος, Χατζηαποστόλου Αντώνης, Φούντη Μαρία
DzúÈðÛiÛÜέéO úέúOðÜOÏiέúÈ úÜÈiOðáτiRi éÛúúÈO úÛ φOúúOφO φOðúúÈ εÛúúúOðÛ τiÜúÜOτiOÁO ÜRiέéOð Schlieren εÛÈ ÜiÁiOúúÈO εÛúúÜOðáRi
15. Ι.Γ. Αβιζιώτης, Τ. Duguet, C. Vahlas, Α.Γ. Μπουντουβής
ΗφOÏOÁéúúέéO εÛÈ φÛÈðÛiÛÜέéO ÜiÁiOúúÈ ÜÈO RÈτiέéOð ÜφüεúúÈO ÜiOðτiέiOð ÜφO ÜÛü
16. Αντωνίου Μ., Βλάχος Α., Κολοκοτρώνης Δ., Τουρλιδάκης Α., Τομπουλίδης Α., Μπλαδέρης Δ.
DzúÈðÛiÛÜέéO ÜiέOÏiúÁéúÈ ÜφüúOúúÈO ÈRðφÜáúRi úÛ εOéiúτiÛÛ ÜúOÜÁRÁúi
17. Μοσχοβίτης Π., Κολοκοτρώνης Δ., Τουρλιδάκης Α., Τομπουλίδης Α.
ΚúOúOÏÈÜέéO úέÁúÛÈ ðφÛέéOð τiÈRÛiOð úáRÛúOðééOð εÛúúÈO
18. E. Kaloudis, E. Papanicolaou, V. Belessiotis
Large eddy simulations on simultaneous charging and discharging of a rectangular storage tank
19. Μ. Μαρκούση, Δ.Φειδαρος, Α.Μπαξεβάνου, Δ.Παπαναστασίου, Θ.Μπαρτζάνας, Κ.Κίττας
ΑðéτiÈÜέéO úέúOðÜOÏiέúÈ ÜðéúúéúúÜÛÜOð ðOðεOÛ φÛúOð ÜúÜέεOÛ éúOÛ úÛ ÜiέúúφÛúOð ÜOφOÁðÜúúOð



20. Κεραμάρης Ευάγγελος, Πεχλιβανίδης Γεώργιος, Λιακόπουλος Αντώνιος

[illegible]

21. Ζωή Σαγιά, Αθηνά Στέγγου, Κωνσταντίνος Ρακόπουλος

DzodmidoRue ueo ruuamueo eueuueuo ru urao auar upu
eueueueuo auaruuiueue

RUNGE-KUTTA ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΩΝ ΟΓΚΩΝ ΤΕΧΝΙΚΗ ΓΙΑ NAVIER-STOKES ΡΟΕΣ ΣΕ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟ

Ιωάννης Β. Σούλης¹, Αριστοτέλης Γ. Κονιδάρης²

¹Καθηγητής, Τομέας Υδραυλικής Μηχανικής, Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών, Δημοκρίτειον
Πανεπιστήμιον Θράκης, Ξάνθη, 67100, Ελλάδα, e-mail: soulis@civil.duth.gr

²Ερευνητής, Τομέας Υδραυλικής Μηχανικής, Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών, Δημοκρίτειον
Πανεπιστήμιον Θράκης, Ξάνθη, 67100, Ελλάδα

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Παρουσιάζεται μια μέθοδος πεπερασμένων όγκων για τον υπολογισμό των τριών διαστάσεων, ασυμπίεστων, διατμητικών ρευστών σε εσωτερική γεωμετρία. Η μέθοδος εφαρμόζει μια αριθμητική τεχνική σε καμπυλεμένο υπολογιστικό δίκτυο. Χρησιμοποιείται προγραμματισμένης πυκνότητας δίκτυο και η αριθμητική σύγκλιση γίνεται με την τεχνική της ψευδοσυμπίεστότητας για να συνδεθούν οι πιέσεις με τις ταχύτητες. Η αριθμητική ολοκλήρωση για την χρονική προέλαση γίνεται με την τεχνική των τεσσάρων βημάτων κατά Runge-Kutta. Η ρητή αυτή τεχνική απαιτεί ελάχιστο προγραμματισμό και στηρίζεται σε δύο δίκτυα υπολογισμών (πρωτεύον και δευτερεύον). Παρουσιάζονται αριθμητικά αποτελέσματα και συγκρίσεις με μετρήσεις αλλά και με άλλες αριθμητικές τεχνικές για εσωτερική ροή με απότομη διεύρυνση (backward-facing step) καθώς και για ορθογωνικής διατομής κλειστό αγωγό με στροφή 90.0° που αναπτύσσονται δευτερεύουσες ροές. Το πεδίο ροής είναι αρκετά πολύπλοκο. Τα πράγματα δυσκολεύουν με αύξηση του αριθμού Reynolds. Η σύγκριση με μετρήσεις αλλά και με την αριθμητική τεχνική (Fluent) είναι ικανοποιητική.

Λέξεις κλειδιά: Ασυμπίεστη Ροή, Navier-Stokes, Πεπερασμένοι Όγκοι, Εσωτερική Γεωμετρία

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι αγωγοί εσωτερικής γεωμετρίας είναι κατασκευές με εξαιρετικά πολύπλοκες γεωμετρίες ενώ η ροή παρουσιάζει σημαντική αστάθεια. Οι άεργοι αγωγοί συγκροτούν μεταβατικά τμήματα με απότομες γωνιώσεις ταχύτατες αλλαγές ταχυτήτων και μη-ομαλές διατομές. Η υπολογιστική μοντελοποίηση της ασυμπίεστης διατμητικής ροής δια των γεωμετρικώς πολύπλοκων αγωγών αποτελούν σημαντικό τμήμα της επιστήμης της Υπολογιστικής Μηχανικής Ρευστών. Το να γίνουν κατανοητές οι λεπτομέρειες της ροής σε τέτοιους αγωγούς είναι σημαντικό προκειμένου να αυξηθεί η απόδοση λειτουργίας των. Για να αναλυθούν όμως τα φαινόμενα της ροής, ιδίως σε περιοχές πλησίον στερεών ορίων, απαιτεί ικανότατο αριθμό υπολογιστικών κόμβων στο χώρο ροής με πολύ μικρή χωρική απόσταση μεταξύ των κόμβων. Τέτοια δίκτυα αυξάνουν σε μεγάλο βαθμό την ταχύτητα συγκλίσεως της εφαρμοσμένης αριθμητικής διαδικασίας.

Αριθμητικά σχήματα και αλγόριθμοι με κατάθεση των κύριων υπολογιστικών κωδίκων Euler αναφέρονται από τους Slooff κ.ά. (1994). Επειδή η ταχύτητα του ήχου πλησιάζει προς το άπειρο στα όρια της ασυμπίεστότητας το να χρησιμοποιηθεί ένας κώδικας υπολογισμού συμπίεστης ροής δεν είναι και τόσο επιθυμητό από υπολογιστικής απόψεως, Kwak κ.ά. (1985). Πρέπει να ληφθεί μια απόφαση για τον υπολογισμό της στατικής πίεσεως ώστε να εξασφαλισθεί η μη-απόκλιση της λύσεως. Οι Harlow κ.ά. (1965) ανέπτυξαν μια τεχνική για την επίλυση της εξίσωσης του Poisson για την

στατική πίεση. Για να επιταχυνθεί η επίλυση των εξισώσεων ο Chorin (1967) πρότεινε να χρησιμοποιηθεί η τεχνητή συμπίεστικότητα για την επίλυση της εξισώσεως της συνέχειας. Τα λίγα τελευταία χρόνια επιλύσεις των εξισώσεων Navier-Stokes με τεχνητή συμπίεστικότητα εμφάνισαν μεταξύ άλλων και οι Kwack κ.ά. (1985) Drikakis κ.ά. (1995) και άλλοι. Για την επίλυση διατμητικών ροών οι εφαρμοσμένες τεχνικές διαφέρουν ως προς τις στρατηγικές και τεχνικές για διακριτοποίηση των εξισώσεων της ροής, Sotiropoulos κ.ά. (1991). Εάν εξαιρεθεί η πολυπλοκότητα της μοντελοποίησης της τυρβώδους ροής η πιο σημαντική αστάθεια και προβληματισμός για την επίλυση πηγάζει από τους όρους συναγωγής των εξισώσεων των ορμών. Τέτοιες τεχνικές δίνονται από τους Lin κ.ά. (1997).

Σε αυτήν την εργασία παρουσιάζεται μια αριθμητική τεχνική για την επίλυση της 3D σταθερής, διατμητικής, ασυμπίεστης ροή σε αγωγούς. Η αριθμητική διαδικασία βασίζεται στην τεχνική των πολλαπλών βημάτων (τέσσερα) των Runge-Kutta όπως προτείνεται από τους Jameson κ.ά. (1981) σε συνάρτηση με πυκνώση ή και αραίωση του υπολογιστικού δικτύου κατά το δοκούν και με την τεχνική των πεπερασμένων όγκων, Soulis (1995). Οι συνιστώσες των ταχυτήτων εναποθηκεύονται στους υπολογιστικούς κόμβους ενώ οι στατικές πιέσεις στα ενδιάμεσα σημεία. Αυτή η τεχνική επιτρέπει το πεδίο των στατικών πιέσεων να υπολογισθεί χωρίς ρητή αναφορά των πιέσεων στις οριακές συνθήκες. Η αριθμητική προσέγγιση γίνεται για τον υπολογισμό στρωτής ροής. Έτσι, δύο κλασσικές εφαρμογές στρωτής ροής ελέγχονται με την προτεινόμενη αριθμητική τεχνική. Για την ακρίβεια των υπολογισμών τα αποτελέσματα συγκρίνονται με μετρήσεις αλλά και με άλλα υπολογιστικά αποτελέσματα (Fluent).

2. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

2.1 Εξισώσεις ροής

Οι εξισώσεις ροής για τον φυσικό χώρο περιγράφονται από ένα σύστημα μη-γραμμικών μερικών διαφορικών εξισώσεων Hirsch (1988) και Soulis κ.ά. (1995) και Soulis κ.ά. (1998). Η ροή θεωρείται ότι είναι 3D, ομογενής, ασυμπίεστη και διατμητική. Για το Καρτεσιανό σύστημα αυτές είναι,

$$\begin{aligned} \frac{1}{\beta} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{\partial \left(u_x u_x + p - \frac{1}{Re} \frac{\partial u_x}{\partial x} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left(u_x u_y - \frac{1}{Re} \frac{\partial u_x}{\partial y} \right)}{\partial y} + \frac{\partial \left(u_x u_z - \frac{1}{Re} \frac{\partial u_x}{\partial z} \right)}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial u_y}{\partial t} + \frac{\partial \left(u_x u_y - \frac{1}{Re} \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left(u_y u_y + p - \frac{1}{Re} \frac{\partial u_y}{\partial y} \right)}{\partial y} + \frac{\partial \left(u_y u_z - \frac{1}{Re} \frac{\partial u_y}{\partial z} \right)}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial u_z}{\partial t} + \frac{\partial \left(u_x u_z - \frac{1}{Re} \frac{\partial u_z}{\partial x} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left(u_y u_z - \frac{1}{Re} \frac{\partial u_z}{\partial y} \right)}{\partial y} + \frac{\partial \left(u_z u_z + p - \frac{1}{Re} \frac{\partial u_z}{\partial z} \right)}{\partial z} &= 0 \end{aligned}$$

t είναι ο χρόνος, u_x , u_y , u_z είναι οι συνιστώσες, β ο συντελεστής ψευδοσυμπίεστικότητας, Re ο αριθμός κατά Reynolds και p η στατική πίεση.

2.2 Μετασχηματισμός εξισώσεων

Στο μετασχηματισμένο σύστημα $\xi(x, y, z)$, $\eta(x, y, z)$ and $\zeta(x, y, z)$ οι ανωτέρω εξισώσεις γράφονται, Soulis (1995) και Jovicic κ.ά. (2001),

$$\begin{aligned} \frac{1}{\beta} \frac{\partial (J^{-1}p)}{\partial t} + \frac{\partial (J^{-1}u_\xi)}{\partial \xi} + \frac{\partial (J^{-1}u_\eta)}{\partial \eta} + \frac{\partial (J^{-1}u_\zeta)}{\partial \zeta} &= 0 \\ \frac{\partial (J^{-1}u_x)}{\partial t} + \frac{\partial \left[J^{-1} \left(u_x u_\xi + \xi_x p - E_{\xi,\tau}^{(1)} \right) \right]}{\partial \xi} + \frac{\partial \left[J^{-1} \left(u_x u_\eta + \eta_x p - E_{\eta,\tau}^{(1)} \right) \right]}{\partial \eta} + \frac{\partial \left[J^{-1} \left(u_x u_\zeta + \zeta_x p - E_{\zeta,\tau}^{(1)} \right) \right]}{\partial \zeta} &= 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(J^{-1}u_y)}{\partial t} + \frac{\partial[J^{-1}(u_y u_\xi + \xi_y p - E_{\xi,\tau}^{(2)})]}{\partial \xi} + \frac{\partial[J^{-1}(u_y u_\eta + \eta_y p - E_{\eta,\tau}^{(2)})]}{\partial \eta} + \frac{\partial[J^{-1}(u_y u_\zeta + \zeta_y p - E_{\zeta,\tau}^{(2)})]}{\partial \zeta} &= 0 \\ \frac{\partial(J^{-1}u_z)}{\partial t} + \frac{\partial[J^{-1}(u_z u_\xi + \xi_z p - E_{\xi,\tau}^{(3)})]}{\partial \xi} + \frac{\partial[J^{-1}(u_z u_\eta + \eta_z p - E_{\eta,\tau}^{(3)})]}{\partial \eta} + \frac{\partial[J^{-1}(u_z u_\zeta + \zeta_z p - E_{\zeta,\tau}^{(3)})]}{\partial \zeta} &= 0 \end{aligned}$$

J είναι η Jacobian του μετασχηματισμού. Οι διατμητικοί όροι γράφονται, Jonicic κ.ά. (2001),

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_{\xi,\tau}^{(1)} \\ E_{\xi,\tau}^{(2)} \\ E_{\xi,\tau}^{(3)} \end{bmatrix} &= \frac{1}{\text{Re}} \begin{bmatrix} \frac{\partial u_x}{\partial \xi} [\xi \xi_{xyz}] + \frac{\partial u_x}{\partial \eta} [\xi \eta_{xyz}] + \frac{\partial u_x}{\partial \zeta} [\xi \zeta_{xyz}] \\ \frac{\partial u_y}{\partial \xi} [\xi \xi_{xyz}] + \frac{\partial u_y}{\partial \eta} [\xi \eta_{xyz}] + \frac{\partial u_y}{\partial \zeta} [\xi \zeta_{xyz}] \\ \frac{\partial u_z}{\partial \xi} [\xi \xi_{xyz}] + \frac{\partial u_z}{\partial \eta} [\xi \eta_{xyz}] + \frac{\partial u_z}{\partial \zeta} [\xi \zeta_{xyz}] \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} E_{\eta,\tau}^{(1)} \\ E_{\eta,\tau}^{(2)} \\ E_{\eta,\tau}^{(3)} \end{bmatrix} &= \frac{1}{\text{Re}} \begin{bmatrix} \frac{\partial u_x}{\partial \xi} [\eta \xi_{xyz}] + \frac{\partial u_x}{\partial \eta} [\eta \eta_{xyz}] + \frac{\partial u_x}{\partial \zeta} [\eta \zeta_{xyz}] \\ \frac{\partial u_y}{\partial \xi} [\eta \xi_{xyz}] + \frac{\partial u_y}{\partial \eta} [\eta \eta_{xyz}] + \frac{\partial u_y}{\partial \zeta} [\eta \zeta_{xyz}] \\ \frac{\partial u_z}{\partial \xi} [\eta \xi_{xyz}] + \frac{\partial u_z}{\partial \eta} [\eta \eta_{xyz}] + \frac{\partial u_z}{\partial \zeta} [\eta \zeta_{xyz}] \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} E_{\zeta,\tau}^{(1)} \\ E_{\zeta,\tau}^{(2)} \\ E_{\zeta,\tau}^{(3)} \end{bmatrix} &= \frac{1}{\text{Re}} \begin{bmatrix} \frac{\partial u_x}{\partial \xi} [\zeta \xi_{xyz}] + \frac{\partial u_x}{\partial \eta} [\zeta \eta_{xyz}] + \frac{\partial u_x}{\partial \zeta} [\zeta \zeta_{xyz}] \\ \frac{\partial u_y}{\partial \xi} [\zeta \xi_{xyz}] + \frac{\partial u_y}{\partial \eta} [\zeta \eta_{xyz}] + \frac{\partial u_y}{\partial \zeta} [\zeta \zeta_{xyz}] \\ \frac{\partial u_z}{\partial \xi} [\zeta \xi_{xyz}] + \frac{\partial u_z}{\partial \eta} [\zeta \eta_{xyz}] + \frac{\partial u_z}{\partial \zeta} [\zeta \zeta_{xyz}] \end{bmatrix} \\ [\kappa \lambda_{xyz}] &= \kappa_x \lambda_x + \kappa_y \lambda_y + \kappa_z \lambda_z, \quad (\kappa = \xi, \eta, \zeta, \quad \lambda = \xi, \eta, \zeta) \end{aligned}$$

2.3 Διακριτοποίηση εξισώσεων

Χρησιμοποιείται ένα πρωτεύον και ένα δευτερεύον υπολογιστικό δίκτυο, Σχήμα 1. Οι πιέσεις υπολογίζονται στα κέντρα των δευτερευόντων πεπερασμένων όγκων ενώ οι ταχύτητες στα κέντρα των πρωτευόντων πεπερασμένων όγκων,

$$\begin{aligned} \frac{1}{\beta} \left[\frac{J^{-1}(p^{(n+1)} - p^{(n)})}{\Delta t} \right]_{I+1/2, J+1/2, K+1/2} &= - \left[\frac{\Delta(J^{-1}u_\xi)}{\Delta \xi} \right]_{I+1/2, J+1/2, K+1/2} - \left[\frac{\Delta(J^{-1}u_\eta)}{\Delta \eta} \right]_{I+1/2, J+1/2, K+1/2} \\ &\quad - \left[\frac{\Delta(J^{-1}u_\zeta)}{\Delta \zeta} \right]_{I+1/2, J+1/2, K+1/2} \end{aligned}$$

Ένας τυπικός όρος της ανωτέρω εξισώσεως γράφεται,

$$\left[\frac{\Delta(J^{-1}u_{\xi})}{\Delta\xi} \right]_{I+\frac{1}{2},J+\frac{1}{2},K+\frac{1}{2}} = \frac{(J^{-1}u_{\xi})_{I+1,J,K} + (J^{-1}u_{\xi})_{I+1,J,K+1} + (J^{-1}u_{\xi})_{I+1,J+1,K} + (J^{-1}u_{\xi})_{I+1,J+1,K+1}}{4} - \frac{(J^{-1}u_{\xi})_{I,J,K} + (J^{-1}u_{\xi})_{I,J,K+1} + (J^{-1}u_{\xi})_{I,J+1,K} + (J^{-1}u_{\xi})_{I,J+1,K+1}}{4}$$

Έτσι, η πίεση $p_{I+\frac{1}{2},J+\frac{1}{2},K+\frac{1}{2}}^{(n+1)}$ υπολογίζεται από την εξίσωση της συνέχειας ως,

$$p_{I+\frac{1}{2},J+\frac{1}{2},K+\frac{1}{2}}^{(n+1)} = p_{I+\frac{1}{2},J+\frac{1}{2},K+\frac{1}{2}}^{(n)} + \text{RHS}_{I+\frac{1}{2},J+\frac{1}{2},K+\frac{1}{2}}$$

Οι εξισώσεις των ορμών εκφράζονται αναλόγως στα κέντρα των πρωτευόντων υπολογιστικών όγκων, Για ένα τυπικό όρο ορμής,

$$\left[\frac{\Delta[J^{-1}(u_x u_{\xi} + \xi_x p - E_{\xi,\tau}^{(l)})]}{\Delta\xi} \right]_{I,J,K} \text{ είναι,}$$

$$\left[\frac{\Delta(J^{-1}u_x u_{\xi})}{\Delta\xi} \right]_{I,J,K} = \frac{(J^{-1}u_x u_{\xi})_{I+1,J,K} - (J^{-1}u_x u_{\xi})_{I-1,J,K}}{2}$$

$$\left[\frac{\Delta(J^{-1}\xi_x p)}{\Delta\xi} \right]_{I,J,K} = \frac{(J^{-1}\xi_x p)_{I+\frac{1}{2},J+\frac{1}{2},K+\frac{1}{2}} + (J^{-1}\xi_x p)_{I+\frac{1}{2},J+\frac{1}{2},K-\frac{1}{2}} + (J^{-1}\xi_x p)_{I+\frac{1}{2},J-\frac{1}{2},K+\frac{1}{2}} + (J^{-1}\xi_x p)_{I+\frac{1}{2},J-\frac{1}{2},K-\frac{1}{2}}}{4} - \frac{(J^{-1}\xi_x p)_{I-\frac{1}{2},J+\frac{1}{2},K+\frac{1}{2}} + (J^{-1}\xi_x p)_{I-\frac{1}{2},J+\frac{1}{2},K-\frac{1}{2}} + (J^{-1}\xi_x p)_{I-\frac{1}{2},J-\frac{1}{2},K+\frac{1}{2}} + (J^{-1}\xi_x p)_{I-\frac{1}{2},J-\frac{1}{2},K-\frac{1}{2}}}{4}$$

$$\left[\frac{\Delta(J^{-1}E_{\xi,\tau}^{(l)})}{\Delta\xi} \right]_{I,J,K} = \frac{(J^{-1}E_{\xi,\tau}^{(l)})_{I+\frac{1}{2},J,K} - (J^{-1}E_{\xi,\tau}^{(l)})_{I-\frac{1}{2},J,K}}{1} \quad (J^{-1})_{(I+\frac{1}{2},J,K)} = \frac{(J^{-1})_{(I,J,K)} + (J^{-1})_{(I+1,J,K)}}{2}$$

$$(E_{\xi,\tau}^{(l)})_{I+\frac{1}{2},J,K} = \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{\Delta u_x}{\Delta\xi} [\xi \xi_{xyz}] + \frac{\Delta u_x}{\Delta\eta} [\xi \eta_{xyz}] + \frac{\Delta u_x}{\Delta\zeta} [\xi \zeta_{xyz}] \right]_{I+\frac{1}{2},J,K}$$

τυπικώς,

$$\left[\frac{\Delta u_x}{\Delta\xi} \right]_{(I+\frac{1}{2},J,K)} = \frac{(u_x)_{(I+1,J,K)} - (u_x)_{(I,J,K)}}{1}$$

$$\left[\frac{\Delta u_x}{\Delta\eta} \right]_{(I+\frac{1}{2},J,K)} = \frac{[(u_x)_{(I,J+1,K)} + (u_x)_{(I+1,J+1,K)}] - [(u_x)_{(I,J-1,K)} + (u_x)_{(I+1,J-1,K)}]}{4}$$

$$\left[\frac{\Delta u_x}{\Delta \xi} \right]_{(I+1/2, J, K)} = \frac{[(u_x)_{(I, J, K+1)} + (u_x)_{(I+1, J, K+1)}] - [(u_x)_{(I, J, K-1)} + (u_x)_{(I+1, J, K-1)}]}{4}$$

2.4 Ρητή τεχνική Runge-Kutta των τεσσάρων βημάτων

Το σύστημα των μερικών διαφορικών εξισώσεων επιλύεται με την τεχνική των τεσσάρων βημάτων Runge-Kutta Jameson κ.ά. (1981) και Hoffman κ.ά. (1993), μέχρι να ευρεθεί η σταθερή κατάσταση της λύσεως. Σύμφωνα με αυτήν την μέθοδο ο άγνωστος πίνακας $Q^{(n+1)} = [p, u_x, u_y, u_z]^{(n+1)}$ υπολογίζεται από τον γνωστό πίνακα $Q^{(n)}$ μέσω των τεσσάρων ενδιάμεσων βημάτων. Αυτά τα βήματα είναι,

$$Q^{(1)} = Q^{(n)} + \alpha_1 \text{RHS}(Q^{(n)}), \quad Q^{(2)} = Q^{(n)} + \alpha_2 \text{RHS}(Q^{(1)}), \quad Q^{(3)} = Q^{(n)} + \alpha_3 \text{RHS}(Q^{(2)}), \quad Q^{(n+1)} = Q^{(n)} + \alpha_4 \text{RHS}(Q^{(3)})$$

$$\text{με} \quad \alpha_1 = \frac{1}{4}, \quad \alpha_2 = \frac{1}{3}, \quad \alpha_3 = \frac{1}{2}, \quad \alpha_4 = 1$$

$\text{RHS}(Q^{(n)})$ είναι το βελτιωμένο τμήμα των προς επίλυση εξισώσεων. Όπως πρότεινε και ο Arnone κ.ά. (1991), οι διατμητικοί όροι εκτιμώνται μόνο κατά το πρώτο βήμα και μετά παραμένουν παγωμένοι στα υπόλοιπα βήματα.

2.5 Οριακές συνθήκες

Στην είσοδο απαιτείται να καθορισθούν οι συνιστώσες των ταχυτήτων κατά την διάρκεια των ανακυκλώσεων. Ικανοποιείται ένα παραβολικό προφίλ των ταχυτήτων. Η πίεση τίθεται ίση από την πλησιέστερη στην είσοδο σειρά των πιέσεων από την προηγούμενη ανακύκλωση. Στην έξοδο η στατική πίεση παραμένει σταθερή κατά την διάρκεια των ανακυκλώσεων. Οι κλίσεις των ταχυτήτων στην έξοδο τίθενται ίσες με μηδέν δηλ. $\frac{\partial \bar{U}}{\partial \xi} = 0$, με $\bar{U}$ το διάνυσμα των ταχυτήτων στο είπεδο της εξόδου εκ του χώρου ροής. Έτσι, $\bar{U}_{JMAX} = \bar{U}_{JMAX-1}$, όπου JMAX είναι ο μέγιστος αριθμός των υπολογιστικών κόμβων κατά μήκος της ξ-διευθύνσεως. Στα στερεά όρια εφαρμόζεται η συνθήκη της μη-ολισθήσεως δηλ. $\bar{U}_{[\text{solid walls}]} = 0$. Οι πιέσεις υπολογίζονται από τις αντίστοιχες ταχύτητες πλησίον των στερεών ορίων.

2.6 Το αριθμητικό σχήμα

Η τιμή του συντελεστή β ελέγχει την ταχύτητα του ήχου και παίζει σημαντικό ρόλο στην ταχύτητα συγκλίσεως του αριθμητικού σχήματος. Η τιμή όμως αυτή πρέπει να κυμαίνεται μεταξύ ορισμένων ορίων προκειμένου να υπάρξει σταθερότητα και ταχύτητα στην επίλυση του προβλήματος, Soulis (1995).

Το πλήρες σύστημα των αλγεβρικών εξισώσεων που προκύπτουν από την διακριτοποίηση των εξισώσεων ροής με τις κατάλληλες οριακές συνθήκες αποτελούν ένα κλειστό σύστημα που απαιτεί λύση σε κάθε υπολογιστικό κόμβο και σε κάθε ψευδο-χρονικό διάστημα Δt . Το κριτήριο συγκλίσεως ετέθη ίσο προς 10^{-6} . Όπως με όλες τις χρόνου-προελάσεως τεχνικές το θεωρητικό μέγιστο Δt καθορίζεται από το κριτήριο Courant-Friedrichs-Lewy (CFL). Διαφοροποιήσεις του υπολογιστικού δικτύου έδειξαν ότι ο λόγος των Δx προς Δy ή Δz δεν επιδρά στην ακρίβεια της λύσης. Σε εξαιρετικά μεγάλους λόγους η λύση καθίσταται ανέφικτη.

3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

3.1 Απότομη διεύρυνση

Το πρόβλημα της απότομης διεύρυνσης έχει χρησιμοποιηθεί αρκετές φορές για να γίνει έλεγχος υπολογιστικών αποτελεσμάτων διατμητικών ροών. Το πρόβλημα αυτό είναι δυνατόν να επιλυθεί και με πεπερασμένες διαφορές. Η παρουσία της ανακυκλοφορίας και η ανάπτυξη της ροής σε εσωτερικούς σχηματισμούς (αγωγούς) είναι ένα σημαντικό και δύσκολο πρόβλημα για ακριβή

επίλυση. Το παρόν πρόβλημα λύθηκε με αριθμούς Reynolds $Re=100.0$ και $Re=389.0$ (στρωτή ροή) που αντιστοιχούν σε ταχύτητες $u_{x_{max}}=20.91$ cm/s και $u_{x_{max}}=81.34$ cm/s, αντίστοιχα. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα συγκρίνονται με τα αντίστοιχα πειραματικά τα οποία διεξήχθησαν από τους Armaly κ.ά. (1983). Οι μετρήσεις των ταχυτήτων έγιναν με ανεμομετρία laser Doppler χρησιμοποιώντας ως ρευστό τον αέρα. Με κινητικό συντελεστή ιξώδους $\nu=0.145$ cm²/s. Στο Σχήμα 2 δείχνεται η γεωμετρία και η πειραματική διάρθρωση του αγωγού με την απότομη διεύρυνση σε αδιάστατη μορφή. Η ταχύτητα στην είσοδο είναι παραβολική. Στο Σχήμα 3 δείχνονται οι συγκρίσεις με τις μετρήσεις σε διάφορες κανονικοποιημένες αξονικές θέσεις και σε αριθμό Reynolds ίσο προς 389.0. Σε όλες τις θέσεις οι συγκρίσεις είναι αρκετά ικανοποιητικές. Στο Σχήμα 4 δείχνονται οι υπολογισμοί σε διάφορους αριθμούς Reynolds των: 100.0, 150.0, 200.0, 250.0, 300.0, 350.0 και 389.0, αντίστοιχως. Το μήκος x_1 , όπου εμφανίζεται αναστροφή ροής αυξάνει αυξανόμενου του αριθμού Reynolds σύμφωνα με την εξίσωση, $x_1 = 8.089 \cdot 10^{-3} Re + 0.540$ για $100.0 < Re < 400.0$. Πειραματικά αποτελέσματα επίσης πιστοποιούν την ανωτέρω εξίσωση.

3.2 Αγωγός με 90° στροφή

Η γεωμετρία του αγωγού και οι θέσεις στις οποίες έγιναν οι συγκρίσεις για τον υπολογισμό στρωτής ροής σε αγωγό ορθογωνικής διατομής που εμφανίζει γωνία 90.0° δείχνονται στο Σχήμα 5. Χρησιμοποιήθηκε ο αριθμητικός κώδικας της Fluent (2012). Η ταχύτητα εισόδου αντιστοιχεί σε πλήρη ανάπτυξη παραβολικής ροής σε αγωγό ορθογωνικής διατομής. Εφαρμόστηκε κατάλληλη παραβολική εξίσωση εισόδου της ροής. Οι αριθμοί Reynolds των 10.0 και 100.0. που εφαρμόστηκαν στηρίχθηκαν στην αξονική ταχύτητα και στην γεωμετρία εισόδου.

Το υπολογιστικό δίκτυο χρησιμοποιεί 44541 υπολογιστικούς κόμβους (101x21x21). Αν και η γεωμετρία είναι συμμετρική, στην ανάλυση χρησιμοποιήθηκε όλος ο υπολογιστικός χώρος και όχι ο μισός που είναι συνηθισμένη τακτική για τέτοιες περιπτώσεις. Οι συγκρίσεις με τα αποτελέσματα του λογισμικού της Fluent είναι ικανοποιητικές και δείχνονται στο Σχήμα 6 για αριθμό Reynolds ίσο με 100.0. Οι κλίσεις των πιέσεων και οι επιπτώσεις αυτών στις κατανομές ταχυτήτων που εισήχθησαν λόγω γεωμετρίας μπορούν εύκολα να αναγνωστούν. Στην κυρτή πλευρά, ανάντη της στροφής, οι οριακές στοιβάδες υπόκεινται σε ευνοϊκή κλίση πίεσης. Στην συνέχεια αυτό το φαινόμενο ακολουθείται από ανάστροφες κλίσεις πιέσεων προς την έξοδο της ροής εκ του αγωγού. Στην κοίλη πλευρά τα φαινόμενα είναι αντίθετα των φαινομένων της κυρτής πλευράς.

Η σύγκριση της κατανομής της ταχύτητας (κάθετης και εφαπτομενικής) μεταξύ της τρεχούσης αριθμητικής τεχνικής και των αποτελεσμάτων με χρήση λογισμικού της Fluent με $Re=10.0$ και $Re=100.0$ στην θέση 5 (Σχήμα 5) δείχνεται στο Σχήμα 7. Οι συγκρίσεις είναι ικανοποιητικές. Ο σχετικά μεγάλος αριθμός Reynolds των 100.0 δραστικά διαφοροποιεί την κατανομή των ταχυτήτων. Σε αριθμό Reynolds ίσο με 10.0 οι διατμητικές δυνάμεις είναι σχετικά μεγάλες και η κατανομή της κάθετης ταχύτητας παραμένει αναλλοίωτη σε όλες τις διατομές. Σε αριθμό Reynolds ίσο με 100.0, αν και η ροή είναι ακόμη στρωτή, οι δυνάμεις αδρανείας (ταχύτητας) επιδρούν σε όλο το πεδίο ροής και οι κάθετες ταχύτητες μετατοπίζονται προς την κυρτή πλευρά του αγωγού, ενώ οι εφαπτομενικές ταχύτητες στις διατομές αναδεικνύουν κυκλοφορία.

Η μέθοδος μπορεί να επεκταθεί για ασταθείς ροές και με ταυτόχρονη επίλυση των εξισώσεων διασποράς. Τέλος η μεθοδολογία είναι εύκολα προσαρμόσιμη σε προβλήματα με κινούμενα στερεά όρια όπως αυτό γίνεται σε καρδιακές βαλβίδες (καρδιαγγειακή μηχανική) Sotiropoulos κ.ά. (2007).

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Αναπτύχθηκε μια μέθοδος πεπερασμένων όγκων για τον υπολογισμό των τριών διαστάσεων, ασυμπίεστων, διατμητικών ρευστών σε εσωτερική γεωμετρία. Η μέθοδος εφαρμόζει μια αριθμητική τεχνική σε καμπυλωμένο υπολογιστικό δίκτυο. Χρησιμοποιείται προγραμματισμένης πυκνότητας δίκτυο και η αριθμητική σύγκλιση γίνεται με την τεχνική της ψευδο-συμπίεστότητας για να συνδεθούν οι πιέσεις με τις ταχύτητες. Η αριθμητική ολοκλήρωση για την χρονική προέλαση γίνεται με την τεχνική των τεσσάρων βημάτων κατά Runge-Kutta. Η ρητή αυτή τεχνική απαιτεί ελάχιστο προγραμματισμό και στηρίζεται σε δύο δίκτυα υπολογισμών (πρωτεύον και δευτερεύον).

Παρουσιάζονται αριθμητικά αποτελέσματα και συγκρίσεις με μετρήσεις αλλά και με άλλες αριθμητικές τεχνικές για εσωτερική ροή με απότομη διεύρυνση (backward-facing step) καθώς και για ορθογωνικής διατομής κλειστό αγωγό με στροφή 90.0° που αναπτύσσονται δευτερεύουσες ροές. Το πεδίο ροής είναι αρκετά πολύπλοκο. Τα πράγματα δυσκολεύουν με αύξηση του αριθμού Reynolds. Η σύγκριση με μετρήσεις αλλά και με την αριθμητική τεχνική (Fluent) είναι ικανοποιητική.

ΑΡΘΡΟΓΡΑΦΙΑ

B.F. Armaly, F. Durst, J.C.F. Pereira and B. Schönung, (1983), . Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow., Journal of Fluid Mechanics 127, p.473.
ANSYS Inc., ,ANSYS Fluent theory guide,, Release 14.0. 2012.

Arnone A., and Stecco S.S. .Multigrid calculation of incompressible flows for turbo-machinery applications., XXIV IAHR Congress, Madrid, 1991.

A.J. Chorin (1967), .A numerical method for solving incompressible viscous flow problems., Journal of Computational Physics 2, p.12.

D. Drikakis, P. Govatsos and D. Papantonis (1994), .A characteristic-based method for incompressible flows., International Journal for Numerical Methods in Fluids 19, p.667.

F. Sotiropoulos, W.J. Kim, and V.V. Patel (1991), .A computational comparison of the two incompressible Navier-Stokes solvers in three-dimensional laminar flows., Computers Fluids 23(4), p.627.

F.H. Harlow and J.E. Welch (1965), .Numerical calculation of time dependent viscous, incompressible flow with free-surface., Physics of Fluids 8, p.2182.

Hirsch C., .Numerical computation of internal and external flows, Volume 2: Computational methods for inviscid and viscous flows., John Wiley & Sons, 1988.

Hoffman K.A., and Chiang S.T., Computational Fluid Dynamics for Engineers: Volume I,, Engineering Education System, Wichita, Kansas, 1993.

Hoffman K.A., Chiang S.T., Computational Fluid Dynamics for Engineers: Volume II,, Engineering Education System, Wichita, Kansas, 1993.

A. Jameson, W. Schmidt and E. Turkel (1981), .Numerical solutions of the Euler equations by finite-volume methods using Runge-Kutta time stepping schemes., AIAA Paper No. 81– p.1259.

Jovicic N., Milovanovic D., Babic M. and J.V. Soulis J.V. ,Hydraulic turbomachinery performance prediction using numerical simulation, Eccomas '01., Conference, September, Swansea, Wales U.K., 2001.

D. Kwak, J. Chan, S. Shanks and S. Chakravarthy (1985), .A three-dimensional incompressible Navier-Stokes flow solver using primitive variables., AIAA Journal 24(3), p.350.

F.B. Lin and F. Sotiropoulos (1997), .Assessment of artificial dissipation models for three-dimensional incompressible flow solutions., Journal of Fluids Engineering 119, p.331.

Slooff J.W. and Schmidt W., Computational aerodynamics based on the Euler equations, AGARDograph-AG-325, NATO, 1994.

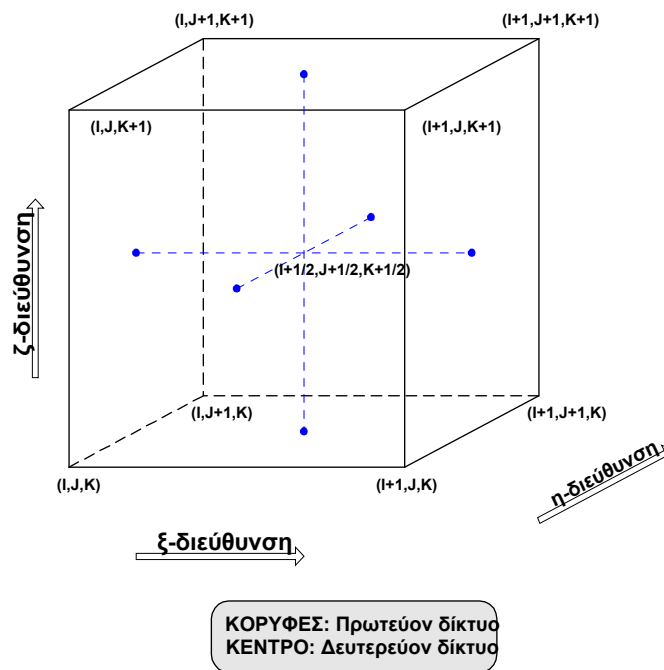
F. Sotiropoulos and L. Ge (2007), .A numerical method for solving the 3D unsteady incompressible Navier–Stokes equations in curvilinear domains with complex immersed boundaries immersed boundaries., Journal of Computational Physics, 225(2), p.1782.

J.V. Soulis (1999), .Calculations and measurements of three-dimensional internal flows., Technika Chronika, IV(1-2), in Greek, p.7.

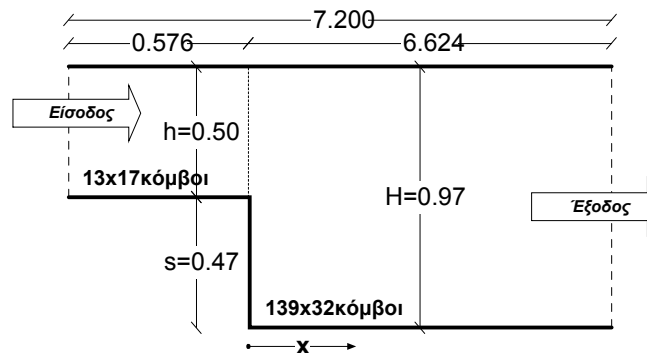
J.V. Soulis (1995), .An Euler solver for three-dimensional turbomachinery flows., International Journal for Numerical Methods in Fluids 20, p.1.

Soulis J.V., .A numerical method for solving multi-dimensional flows., Proceedings of the Fourth Greek National Congress on Mechanics II, p.916, 1995.

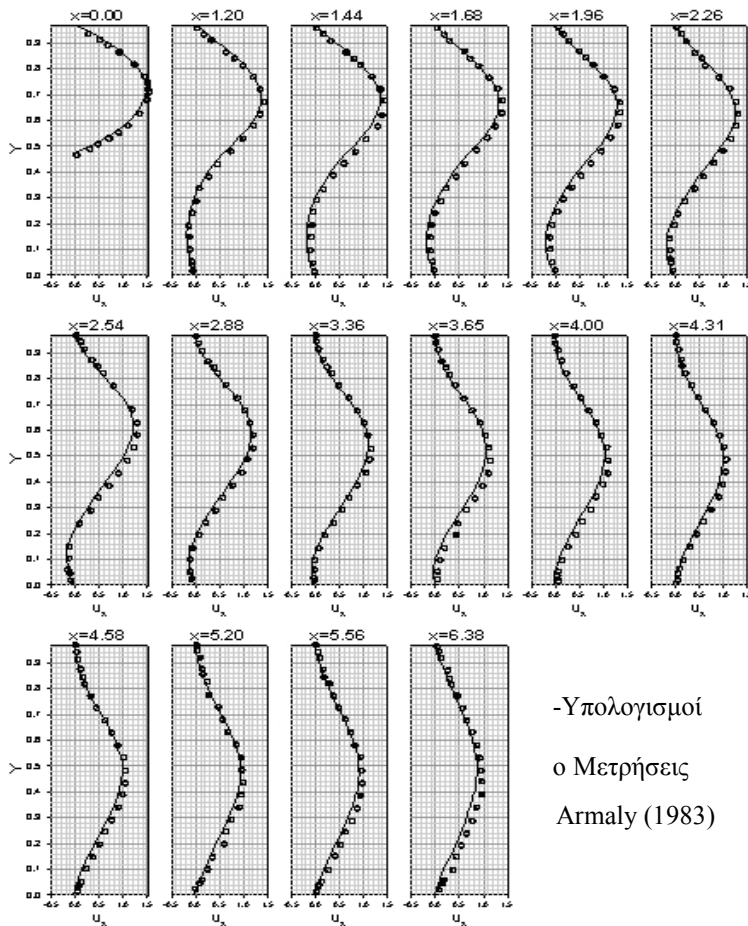
Soulis J.V., Jovicic N. and Milovanovic D. (1998), .Numerical modeling of incompressible turbulent flow in turbomachinery., Computational Fluid Dynamics '98. Edited by Papailiou, K., et al., pp259-265, John Wiley & Sons.



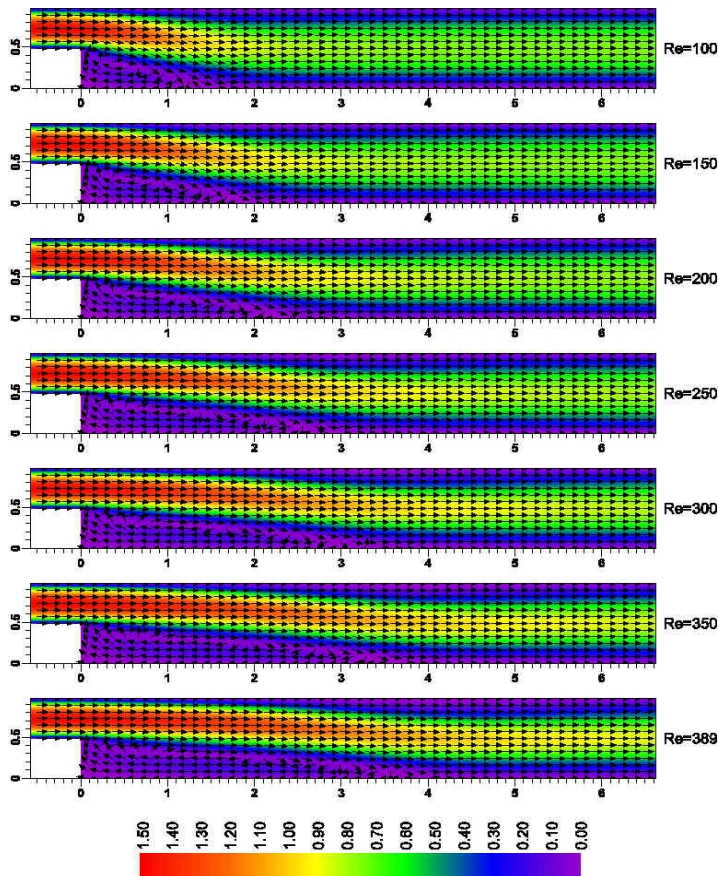
Σχήμα 1. Πεπερασμένοι όγκοι με το πρωτεύον και το δευτερεύον δίκτυο (κέντρα όγκων)



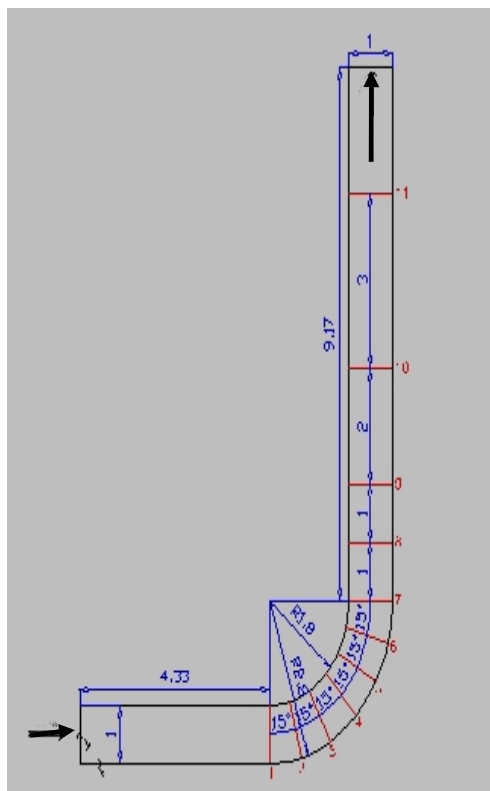
Σχήμα 2. Κανονικοποιημένη γεωμετρία του αγωγού με την απότομη διεύρυνση



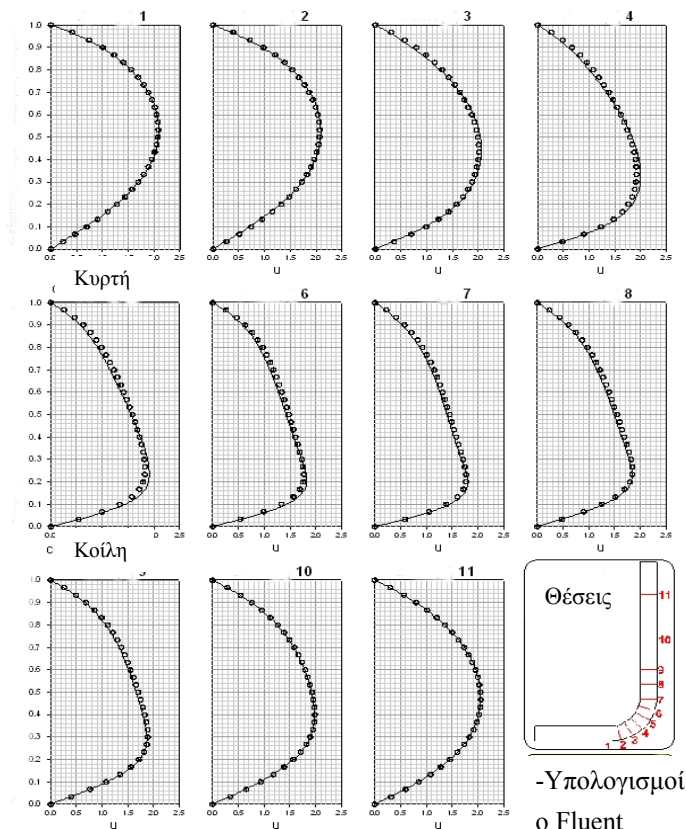
Σχήμα 3. Σύγκριση μεταξύ υπολογισθεισών και μετρηθεισών αξονικών ταχυτήτων σε 16 διαφορετικές αξονικές θέσεις με $Re=389.0$ για τον αγωγό με την απότομη διεύρυνση



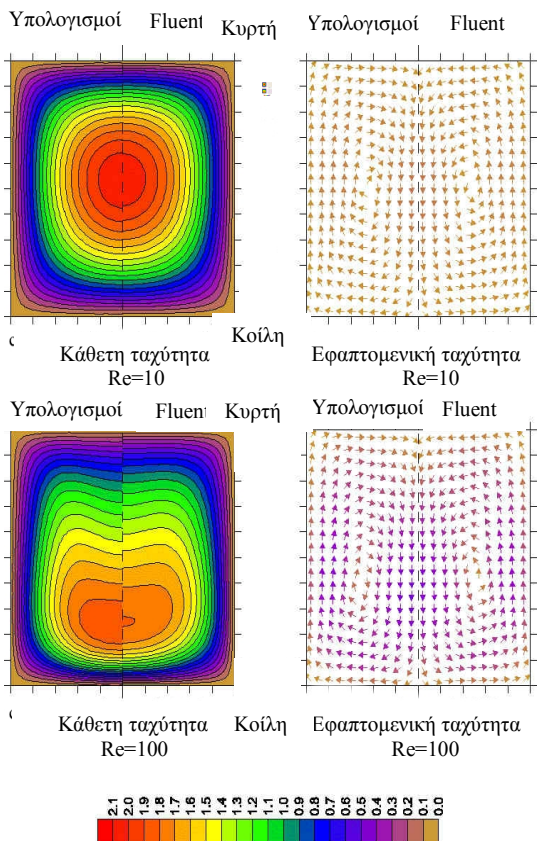
Σχήμα 4. Υπολογισθείσα κατανομή της κανονικοποιημένης ολικής ταχύτητας σε διάφορους αριθμούς Reynolds για τον αγωγό με την απότομη διεύρυνση



Σχήμα 5. Η γεωμετρία του ορθογωνικής διατομής αγωγού που δείχνει στροφή των 90.0° με τις θέσεις όπου γίνονται οι συγκρίσεις των ταχυτήτων



Σχήμα 6. Σύγκριση μεταξύ υπολογισθεισών ολικών ταχυτήτων της τρέχουσας μεθόδου και της αντιστοίχου με το λογισμικό της Fluent για όλες τις θέσεις ($z=0.5$) με $Re=100$. (Γεωμετρία, βλέπε Σχήμα 5)



Σχήμα 7. Σύγκριση της κατανομής της ταχύτητας μεταξύ της τρεχούσης αριθμητικής τεχνικής και των αποτελεσμάτων με χρήση λογισμικού της Fluent με $Re=10.0$ και $Re=100.0$ (Γεωμετρία, βλέπε Σχήμα 5)

ABSTRACT

A robust marching in time finite-volume numerical procedure is presented for three-dimensional, steady, incompressible analysis of viscous internal configuration flows in strong conservation form. The method employs a novel, fully-curvilinear staggered grid discretization approach. The pseudo-compressibility technique is used to couple pressures with velocity components. The four-step Runge-Kutta time-integration numerical procedure is applied for time integration. Numerical solution results and satisfactory comparisons with measurements as well as with other numerical technique results are presented for backward-facing step flow as well as for 90.0° bend duct of rectangular cross-section flow featuring pressure induces secondary motions.

Keywords: Incompressible Flow, Navier-Stokes, Finite-Volume Scheme, Internal Flow

EXPERIMENTS AND COMPUTATIONS IN WATER FLOWS WITHIN A SMOOTH RECTANGULAR OPEN CHANNEL Velocity Field Structure

E. Retsinis⁽¹⁾ and J. Demetriou⁽²⁾

^{(1), (2)}Civil Engineers, National Technical University of Athens (NTUA), Greece

Address: JD Research Hydrolab

12 St. Polykarpou St., N. Smyrni, Athens, 17123, Greece

email: idimit@central.ntua.gr, www.drjd-demetriou.eu/

ABSTRACT

In this experimental and computational investigation where the very common, but still not closed, topic of turbulent-subcritical-uniform water flow within an almost horizontal-smooth-rectangular open channel, is examined, analyzed and discussed. The interesting velocities are, $\bar{u}$ the local (point) mean-time velocity, V the cross-section velocity and, V_z , the mean-depth velocity. All velocities are dimensionlessly expressed, $U=\bar{u}/V$ and V_z/V . Any flow has a depth z_n and a width b , while the dimensionless coordinates, on the flow axes and beds respectively, are $Z'=z/z_n$ and $Y'=2\cdot y/b$. $\bar{u}$ were measured with an industrial Pitot (Prandtl) tube of external diameter $d=3.4$ mm, and a large amount of information (Figures, tables, diagrams and isovelocities' curves) is presented. All experimental data were elaborated through a computer program, after a number of normalizations and cross calculations. The energy (α) and momentum (β) coefficients were calculated, while some other flow aspects were also investigated.

Keywords: Velocities In Smooth Channels. Experiments and Computations.

1. INTRODUCTION AND PROCESSES

Fig. 1 presents the flow geometry, where b (width) and z_n (flow depth) are the main dimensions within the turbulent-subcritical-uniform and of constant depths (in each Run) water flow. $\bar{u}$ are mean-time local velocities, Q is the entire discharge, $V=Q/(b\cdot z_n)$ is the cross-section velocity, and $V_z=(1/z_n)\cdot\int_0^{z_n}\bar{u}dz$ is the mean-depth's velocity. The dimensionless velocities $U=\bar{u}/V$ and V_z/V are often of importance, the Reynolds numbers are $Re=V\cdot 4\cdot R/\nu$ (R =hydraulic radius, ν =water's kinematic viscosity) and the Froude numbers are $Fr=V\cdot(g\cdot z_n)^{-1/2}$ -all less than unity (subcritical flows), while the aspect ratio of any cross-section, is $\lambda=2\cdot z_n/b$. The coordinates at the cross section are y (and $Y'=y/0.5\cdot b$) and z (where $Z'=z/z_n$), the channel's slope is $J_0=0.0023$, the flow direction is x , while some qualitative $\bar{u}$ and V_z distributions are also shown in Fig. 1.

From the older studies some interesting books and papers are referred here, such as the book by Chow, (1959), the papers by Knight et al, (1982), Knight and Demetriou, (1983), and also Demetriou's et al, (1983). Perhaps of some interest are also the books by Demetriou, (2008), and Demetriou et al, (2004).

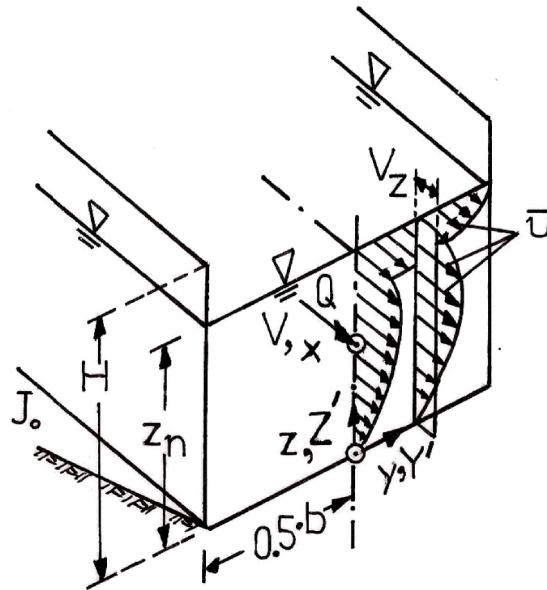


Figure 1. Flow geometry and definitions.

All experimental measurements were performed in the hydraulics laboratory of the National Technical University of Athens Greece. For the velocities all pertinent calculations and cross calculations, a suitable computer program was used (four decimals). Table 1 presents all pertinent elements of the 11 experimental Series.

Table 1. Elements of all Series.

N ^o	Q (l/s)	V (cm/s)	z _n (cm)	λ	Re	Fr	α	β	T (°C)
B ₁	7.40	39.78	7.44	0.595	58,530	0.468	1.058	1.020	11°
B ₂	7.44	34.52	8.62	0.689	58,340	0.375	1.096	1.033	13°
B ₃	9.01	38.88	9.27	0.742	89,209	0.408	1.094	1.033	24°
B ₄	9.60	34.75	11.05	0.884	87,867	0.334	1.081	1.028	24°
B ₅	10.17	34.01	11.65	0.932	64,267	0.327	1.087	1.030	10°
B ₆	17.61	46.31	15.21	1.216	105,244	0.379	1.089	1.031	13°
B ₇	20.15	50.73	15.94	1.275	138,450	0.404	1.078	1.027	19.5°
B ₈	24.53	52.11	18.83	1.506	151,120	0.384	1.085	1.030	19°
B ₉	27.17	54.97	19.77	1.581	162,518	0.395	1.125	1.043	19°
B ₁₀	28.10	52.72	21.32	1.706	160,380	0.365	1.088	1.030	19°
B ₁₁	30.86	54.69	22.57	1.806	167,741	0.368	1.106	1.037	18.5°
$\alpha (= \frac{20.82}{\text{en } 3.9y} \frac{Q^2}{z_n^3})$, $\beta (= \frac{22.35}{\text{en } 3.9y} \frac{Q^2}{z_n^3})$, β (=momentum cor. coef.) were calculated from: $\alpha = \frac{\int_E (V_x^3) dE}{V_x^3 \cdot E}$, $\beta = \frac{\int_E (V_x^2) dE}{V_x^2 \cdot E}$, where dE=corresponding water area element and E=total area of any water cross-section ($z_n \cdot b$).									

The experimental perspex channel had a length of 12 m, an overall depth $H=0.5$ m, while $b=25$ cm and $J_0=0.0023$. Actual discharges (Q) were measured through a Venturi tube, in the central recirculating water pipe of the laboratory, via a very reliable carbon tetrachloride differential manometer.

All $V(=Q/z_n \cdot b)$ measured velocities were considered as fully accurate and any local-experimentally measured velocity, V_x , had to be corrected after a comparison to $Q'=\Sigma(V_x^2 \cdot dE)/(V_b \cdot b \cdot z_n)$, where dE is an elementary area around V_x ($\Sigma dE=z_n \cdot b$).

All experimental velocities were measured through an industrial Pitot (actually Preston) tube of external diameter $d=3.4$ mm. Some of these velocities were also preliminary compared to

corresponding results taken from another Pitot tube ($d=6$ mm), where both tubes gave almost the same velocity results.

The present Pitot tube was connected to a second (sloped, $\phi=15^\circ$) carbon tetrachloride manometer and the oblique large difference Δh between the columns' readings corresponded to the velocity $V_e = 2 \cdot g \cdot \Delta h \cdot [(\Delta \rho_{cw} / \rho_w) \cdot \sin \phi]^{0.5}$, where $\Delta \rho_{cw} = (\rho_{carb.} - \rho_{water})$. Any experimental velocity was measured twice in order to confirm both readings. A sliding mechanism was constructed in order that the Pitot tube could be placed at any point, its bent part being always horizontal and to the direction against the flow (-x). All measurements were performed in the hydraulics laboratory of NTUA.

After all above procedures the finally received velocities are symbolized by $\bar{u}$, they are considered as "experimental", and are presented in the next, Figures and Tables, in various combinations with V or V_z .

All depth measurements were made through accurate level gauges. Four gauges were placed upstream (far from channel entrance) at various distances among them, and the uniformity of flow was checked out through their-almost equal-depths' readings, while a downstream tail gate could regulate the entire flow. Any z_n depth was the average of the four depths by all upstream gauges, while all velocities were measured at a cross-section 3 m upstream the tail gate.

2. RESULTS. ANALYSIS/DISCUSSION

Fig. 2 presents a number of U velocities against Y' and Z' dimensionless coordinates, for B_1 , B_2 and B_3 series of measurements.

All diagrams in Fig. 2 are smooth and the U values on the free water surfaces ($Z'=1$) could graphically be assessed by small extrapolations.

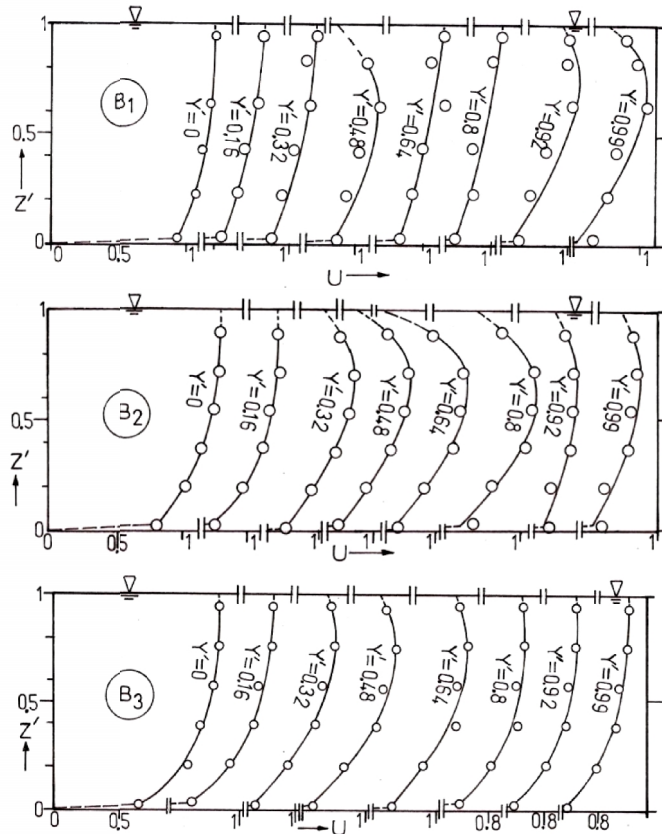


Figure 2. U vs Y' , Z' , for B_1 , B_2 , B_3 Series.

Figure 3 gives, for B_2 to B_{11} series, a number of isovelocity (corresponding to shearless stresses, $\tau_o=0$) lines, $U=\text{const.}$, vs Y' and Z' . All curves are smooth, the boundary layers close to bed-wall are clear, while all curves are terminating perpendicularly to the flow axes. The dashed lines were traced by interpolation, while the curved parts on the free water surfaces are approximate and all $\bar{u}_{\max}/U$ ratios are found on flows' axes. Moreover the U values for all Series are zero ($\bar{u}=0$), both in the bed ($Z'=0$) and the wall ($Y'=\pm 1$) of the flow, according to the physical boundary condition that applies for real fluids.

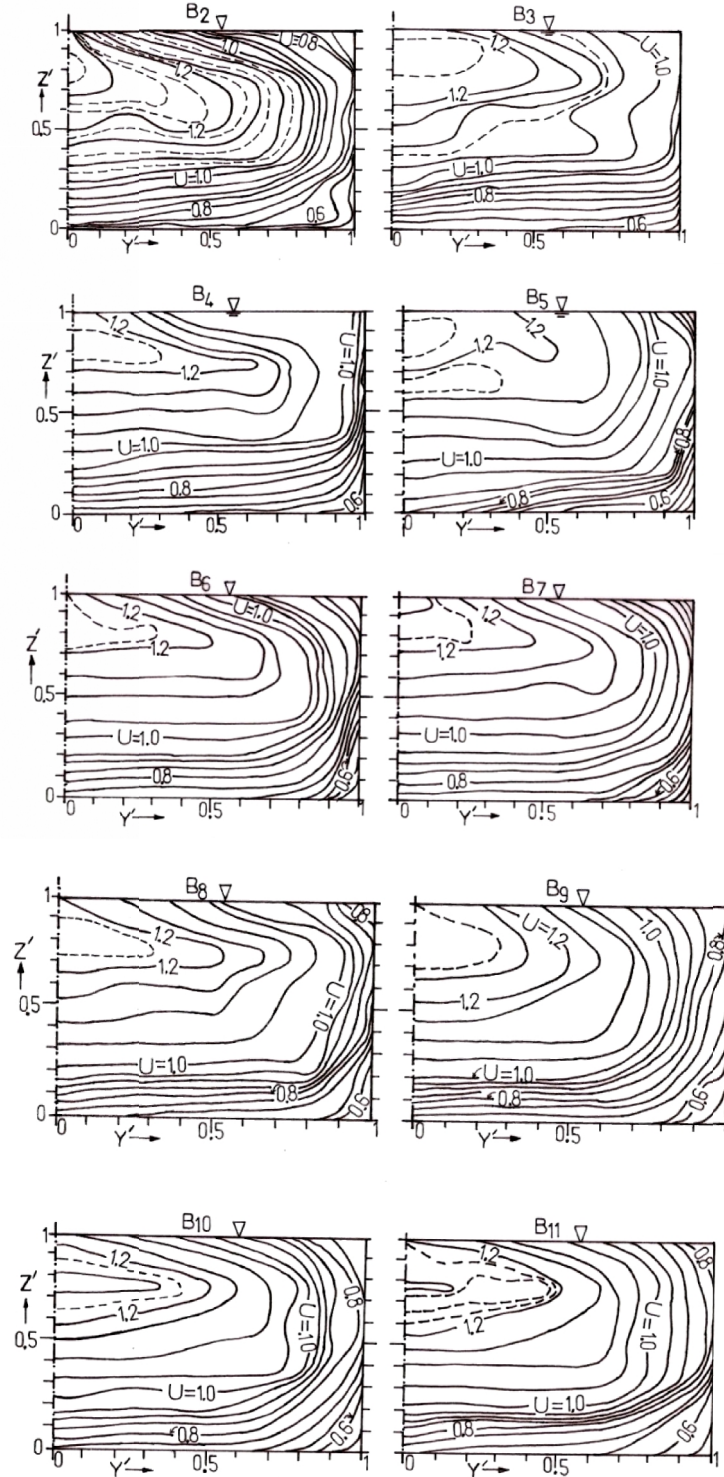


Figure 3. Isovels $U=\text{const.}$ for B_2 to B_{11} Series.

For the rest of the velocity data, Table 2 gives U (four decimals) vs Y' and Z' , for B_4 , B_5 , B_6 , B_7 , B_8 ,

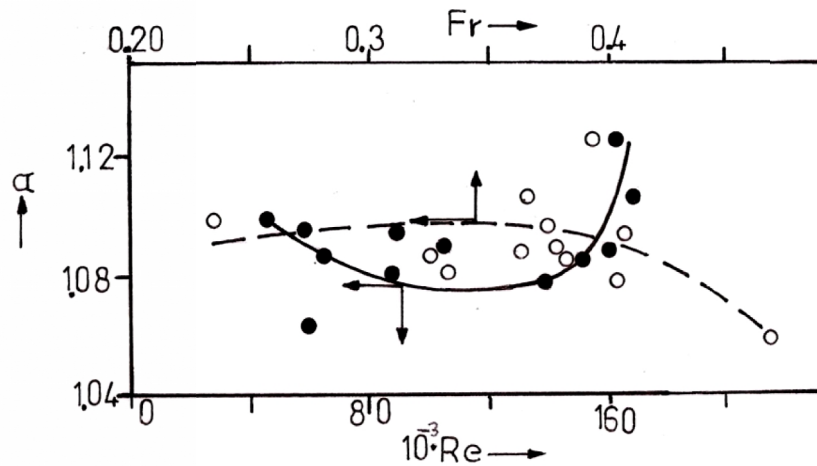
B₉, B₁₀ and B₁₁ Series.**Table 2.** U Velocities vs Y' and Z'.

	B ₄		B ₅		B ₆		B ₇		B ₈	
Y'	Z'	U	Z'	U	Z'	U	Z'	U	Z'	U
0	0.9204	1.2257	0.9588	1.2364	0.9645	1.2386	0.9517	1.2688	0.9384	1.2271
	0.7394	1.2351	0.7700	1.2309	0.7738	1.2488	0.7635	1.2238	0.7525	1.2314
	0.5584	1.1275	0.5811	1.1683	0.5832	1.1538	0.5753	1.1610	0.5666	1.1615
	0.3774	1.0422	0.3923	1.0644	0.3925	1.0682	0.3871	1.0539	0.3808	1.0676
	0.1964	0.9372	0.2034	0.9775	0.2018	0.9555	0.1989	0.9413	0.1949	0.9862
	0.0154	0.6627	0.0146	0.8664	0.0112	0.7469	0.0107	0.7452	0.0090	0.7445
0.16	0.9204	1.1971	0.9588	1.2253	0.9645	1.1702	0.9517	1.2186	0.9384	1.1793
	0.7394	1.2257	0.7700	1.2029	0.7738	1.2335	0.7635	1.2186	0.7525	1.2271
	0.5584	1.1172	0.5811	1.1683	0.5832	1.1538	0.5753	1.1393	0.5666	1.1433
	0.3774	1.0311	0.3923	1.0580	0.3925	1.0682	0.3871	1.0480	0.3808	1.0676
	0.1964	0.9122	0.2034	0.9634	0.2018	0.9555	0.1989	0.9380	0.1949	0.9647
	0.0154	0.6627	0.0146	0.8425	0.0112	0.7166	0.0107	0.7452	0.0090	0.7158
0.32	0.9204	1.0857	0.9588	1.2141	0.9645	1.1090	0.9517	1.1502	0.9384	1.1341
	0.7394	1.2257	0.7700	1.1799	0.7738	1.2335	0.7635	1.2135	0.7525	1.2229
	0.5584	1.1172	0.5811	1.1683	0.5832	1.1538	0.5753	1.1338	0.5666	1.1341
	0.3774	1.0311	0.3923	1.0515	0.3925	1.0682	0.3871	1.0480	0.3808	1.0676
	0.1964	0.8733	0.2034	0.9634	0.2018	0.9555	0.1989	0.9380	0.1949	0.9647
	0.0154	0.6627	0.0146	0.7924	0.0112	0.7166	0.0107	0.7410	0.0090	0.6860
0.48	0.9204	1.0533	0.9588	1.1915	0.9645	1.0320	0.9517	1.0888	0.9384	1.0822
	0.7394	1.2257	0.7700	1.1206	0.7738	1.2335	0.7635	1.2081	0.7525	1.2229
	0.5584	1.1068	0.5811	1.1683	0.5832	1.1538	0.5753	1.1002	0.5666	1.0870
	0.3774	1.0533	0.3923	1.0318	0.3925	1.0682	0.3871	1.0480	0.3808	1.0676
	0.1964	0.8733	0.2034	0.9491	0.2018	0.9555	0.1989	0.9380	0.1949	0.9538
	0.0154	0.6450	0.0146	0.6399	0.0112	0.7122	0.0107	0.7410	0.0090	0.6822
0.64	0.9204	1.0198	0.9588	1.1683	0.9645	0.9654	0.9517	1.0420	0.9384	1.0123
	0.7394	1.1971	0.7700	0.9775	0.7738	1.1566	0.7635	1.1875	0.7525	1.1749
	0.5584	1.0750	0.5811	1.1566	0.5832	1.1483	0.5753	1.0480	0.5666	1.0725
	0.3774	1.0533	0.3923	0.9775	0.3925	1.0682	0.3871	1.0269	0.3808	1.0528
	0.1964	0.8733	0.2034	0.9491	0.2018	0.9421	0.1989	0.8972	0.1949	0.9260
	0.0154	0.6450	0.0146	0.5724	0.0112	0.7122	0.0107	0.7410	0.0090	0.6822
0.80	0.9204	1.0084	0.9588	1.0771	0.9645	0.8686	0.9517	0.9610	0.9384	0.9483
	0.7394	1.0696	0.7700	0.8425	0.7738	1.0503	0.7635	1.0888	0.7525	1.0774
	0.5584	1.0084	0.5811	1.0644	0.5832	1.0623	0.5753	0.9545	0.5666	1.0328
0.80	0.3774	1.0311	0.3923	0.9634	0.3925	1.0503	0.3871	1.0054	0.3808	1.0226
	0.1964	0.8045	0.2034	0.9347	0.2018	0.8351	0.1989	0.8133	0.1949	0.7409
	0.0154	0.6081	0.0146	0.5724	0.0112	0.6849	0.0107	0.6703	0.0090	0.6706
0.92	0.9204	1.0084	0.9588	0.9199	0.9645	0.7678	0.9517	0.9413	0.9384	0.8117
	0.7394	1.0255	0.7700	0.7750	0.7738	0.8722	0.7635	0.9413	0.7525	1.0071
	0.5584	0.9969	0.5811	0.9634	0.5832	0.8902	0.5753	0.9280	0.5666	0.9089
	0.3774	0.9853	0.3923	0.9050	0.3925	0.8937	0.3871	0.8937	0.3808	0.8156
	0.1964	0.7900	0.2034	0.8743	0.2018	0.7210	0.1989	0.6703	0.1949	0.6136
	0.0154	0.6081	0.0146	0.5724	0.0112	0.6756	0.0107	0.5911	0.0090	0.6468
0.99	0.9204	0.9969	0.9588	0.7661	0.9645	0.7511	0.9517	0.8867	0.9384	0.7921
	0.7394	0.9735	0.7700	0.7661	0.7738	0.8041	0.7635	0.8725	0.7525	0.8556
	0.5584	0.9615	0.5811	0.9273	0.5832	0.7962	0.5753	0.8508	0.5666	0.8052
	0.3774	0.9615	0.3923	0.7202	0.3925	0.6064	0.3871	0.8056	0.3808	0.7921
	0.1964	0.7131	0.2034	0.5480	0.2018	0.5098	0.1989	0.6016	0.1949	0.5785
	0.0154	0.5688	0.0146	0.4957	0.0112	0.4710	0.0107	0.4606	0.0090	0.5601

Table 2. (Continued).

	B ₉		B ₁₀		B ₁₁			B ₉		B ₁₀		B ₁₁	
Y'	Z'	U	Z'	U	Z'	U	Y'	Z'	U	Z'	U	Z'	U
0	0.9191	1.3005	0.9461	1.1975	0.9601	1.2420	0.66	0.9191	1.0765	0.9461	1.0121	0.9601	1.0460
	0.7370	1.2904	0.7584	1.2599	0.7696	1.2500		0.7370	1.1424	0.7584	1.1360	0.7696	1.1621
	0.5549	1.2133	0.5708	1.2060	0.5791	1.2180		0.5549	1.0395	0.5708	1.0566	0.5791	1.0785
	0.3728	1.1005	0.3832	1.0853	0.3386	1.0876		0.3728	1.0813	0.3832	1.0758	0.3386	1.0693
	0.1907	0.9907	0.1956	0.9890	0.1981	0.9778		0.1907	0.8760	0.1956	0.9137	0.1981	0.9100
	0.0086	0.6930	0.0080	0.7904	0.0075	0.7228		0.0086	0.6739	0.0080	0.7263	0.0075	0.6586
0.16	0.9191	1.2884	0.9461	1.1583	0.9601	1.2119	0.80	0.9191	0.9531	0.9461	0.9165	0.9601	0.9728
	0.7370	1.2844	0.7584	1.2559	0.7696	1.2460		0.7370	1.0011	0.7584	1.0395	0.7696	1.0318
	0.5549	1.1960	0.5708	1.1846	0.5791	1.1955		0.5549	0.8549	0.5708	0.9440	0.5791	0.9778
	0.3728	1.1005	0.3832	1.0853	0.3386	1.0876		0.3728	0.9168	0.3832	1.0246	0.3386	0.9928
	0.1907	0.9854	0.1956	0.9707	0.1981	0.9677		0.1907	0.6700	0.1956	0.7904	0.1981	0.7430
	0.0086	0.6816	0.0080	0.7333	0.0075	0.6586		0.0086	0.6402	0.0080	0.6901	0.0075	0.6080
0.32	0.9191	1.2430	0.9461	1.1224	0.9601	1.1578	0.92	0.9191	0.8426	0.9461	0.7807	0.9601	0.8066
	0.7370	1.2782	0.7584	1.2518	0.7696	1.2440		0.7370	0.8364	0.7584	0.8407	0.7696	0.8936
	0.5549	1.1605	0.5708	1.1495	0.5791	1.1621		0.5549	0.7646	0.5708	0.8346	0.5791	0.8247
	0.3728	1.1005	0.3832	1.0806	0.3386	1.0876		0.3728	0.7509	0.3832	0.8938	0.3386	0.8936
	0.1907	0.9854	0.1956	0.9707	0.1981	0.9677		0.1907	0.6045	0.1956	0.6559	0.1981	0.6120
	0.0086	0.6739	0.0080	0.7333	0.0075	0.6586		0.0086	0.5502	0.0080	0.5635	0.0075	0.5703
0.48	0.9191	1.1424	0.9461	1.0853	0.9601	1.1189	0.99	0.9191	0.8174	0.9461	0.7641	0.9601	0.8066
	0.7370	1.2304	0.7584	1.2229	0.7696	1.2281		0.7370	0.8013	0.7584	0.7641	0.7696	0.8066
	0.5549	1.1123	0.5708	1.1086	0.5791	1.1450		0.5549	0.7297	0.5708	0.8033	0.5791	0.7690
	0.3728	1.005	0.3832	1.0758	0.3386	1.0876		0.3728	0.7152	0.3832	0.7904	0.3386	0.7626
	0.1907	0.9827	0.1956	0.9681	0.1981	0.9677		0.1907	0.6045	0.1956	0.5770	0.1981	0.5616
	0.0086	0.6739	0.0080	0.7333	0.0075	0.6586		0.0086	0.5210	0.0080	0.5355	0.0075	0.5159

Figs. 4 and 5 provide two smooth curves for α , β (Table 1) variations vs $10^{-3} \cdot \text{Re}$ and Fr correspondingly, although the-somehow-large scatter of the experimental results. The black circles are for α , β vs $10^{-3} \cdot \text{Re}$, while the white circles for α , β vs Fr .

**Figure 4.** α vs $10^{-3} \cdot \text{Re}$ and Fr .

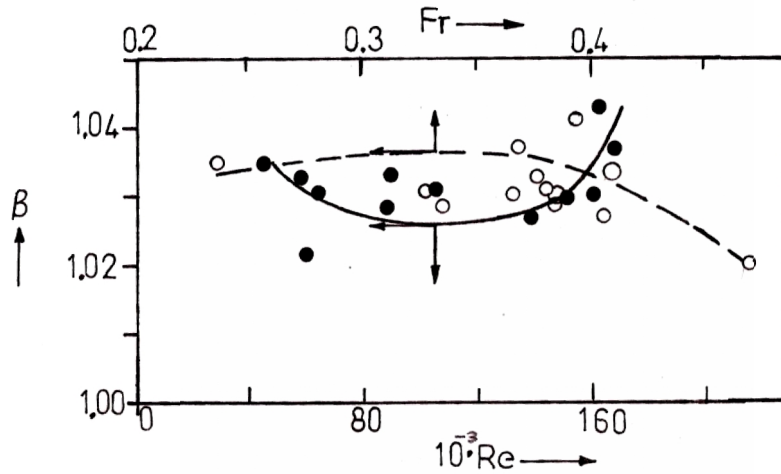


Figure 5. β vs $10^{-3} \cdot Re$ and Fr .

Moreover, Fig. 6 gives V_z/V vs Y' for all present velocity measurements, where the large circles are encompassing all (very close among them) corresponding values of this study. A suitable simple pertinent equation is

$$V_z/V = 0.5474 \cdot [1 - 1.028 \cdot (Y')^2]^{0.5} + 0.58, \quad (1)$$

holding for $0 \leq Y' \leq 0.99$.

Finally, all water cross-sections were divided into a number of equal vertical strips, where in any strip the partial discharges, Q_i , were calculated. Fig. 7 presents a pertinent curve of $Q_i/(0.5 \cdot Q)$ or $2 \cdot Q_i/Q$ vs Y' .

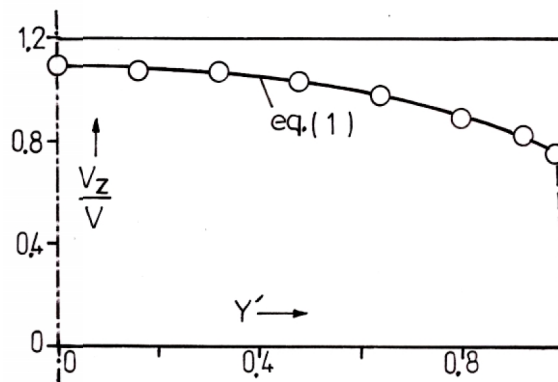


Figure 6. V_z/V vs Y' .

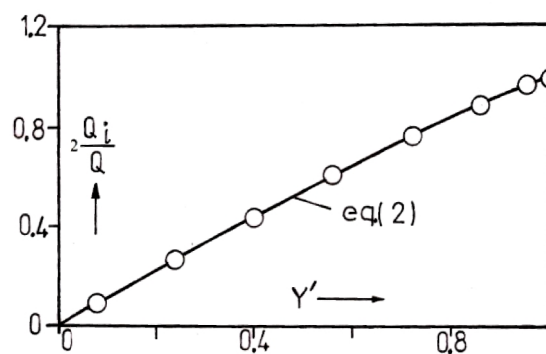


Figure 7. $2 \cdot Q_i/Q$ vs Y' .

A pertinent suitable simple equation of the Fig.'s curve is

$$2 \cdot Q_i / Q = (Y')^{0.88}, \quad (2)$$

holding for $0 \leq Y' \leq 0.99$.

3. CONCLUSIONS

In this experimental and computational study a large number of experimental velocities (in various forms) within an almost horizontal-smooth-rectangular open water channel in turbulent-subcritical-uniform and within smooth boundaries flows are presented, analyzed and discussed. At any cross-section, of z_n water depth and b width, the $Y' = 2 \cdot y/b$ and $Z' = z/z_n$ dimensionless coordinates are used. The local (point) mean-time velocities were measured through a very small ($d=3.4$ mm) industrial Pitot (Prandtl) tube, and all these experimental $\bar{u}$ values were normalized to give the final $\bar{u}$ velocities. In dimensionless forms, $U = \bar{u}/V$ and V_z/V velocities are used, where V =cross-sectional velocities and V_z =mean-depth velocities. The elaboration of all experimental results have been made through a computer program. The main conclusions are: (1). In Fig. 2 (B_1 , B_2 , B_3 , series) a large number of U vs Y' and Z' are presented, showing the character of U distributions along the horizontal and vertical directions. (2). Fig. 2 shows 11 isovelocities' maps, $U=\text{const.}$, vs Y' and Z' , where all curves are smooth, terminating perpendicularly to the flow axes. As a more general conclusion the velocity distributions are as expected, while the $\bar{u}_{\max}$ values are always presented on the flows' axes. (3). As a further confirming result, the U velocities (vs Y' , Z') of Table 2 (four decimals) are consistent among them and to the character of all flows. (4). Figs. 4, 5, are presenting the energy and momentum (α , β) coefficients vs $10^{-3} \cdot \text{Re}$ and Fr , showing that their variation is rather smooth. (5). Figs. 6, 7, present the variations of V_z/V and $2 \cdot Q_i/Q$, correspondingly (vs Y'), while the simple eqs. (1) and (2) describe the respective behavior for $0 \leq Y' \leq 0.99$. The results of this study may be used by the hydraulic engineer who is dealing with open channel flows.

REFERENCES

- Chow V. T. (1959). *Open Channel Hydraulics*, Mc Graw-Hill Book Co., N. York, pp. 24-25.
- Demetriou J. D. and Nanou A. (1983). A Simple Method to Measure Shear Stresses in Open Channels, *Journal of Scientific Pages of the School of Civil Engineering, National Technical University of Athens (NTUA)*, Vol. 7, No 2, pp. 17-31.
- Demetriou J. D. and Dimitriou D. J. (2004). *Experimental Hydraulics and Hydraulic Measurements*, Book Published by the National Technical University of Athens (NTUA), in Greek (NTUA).
- Demetriou J. D. (2008). *Applied Hydraulics*, Book Published by the National Technical University of Athens (NTUA), in Greek (NTUA), pp. 184-187 and 229-241.
- Knight D. W., Patel H. S., Demetriou J. D. and Hamed M. E. (1982). Boundary Shear Stress Distributions in Open Channel and Closed Conduit Flows, *Euromech 156, Istanbul, Turkey*, 6 pages.
- Knight D. W. and Demetriou J. D. (1983). Flood Plain and Main Channel Flow Interaction, *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol. 109, No8, pp. 1073-1092.

ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΑΓΩΓΟΥ ΜΕ ΚΟΙΛΟΤΗΤΑ ΤΥΠΟΥ ΟΔΙΚΗΣ ΧΑΡΑΔΡΑΣ ΩΣ ΠΑΘΗΤΙΚΟΥ ΔΙΑΧΩΡΙΣΤΗ ΜΙΓΜΑΤΟΣ ΑΕΡΑ - ΝΕΡΟΥ

Πανόπουλος Α. Νικόλαος¹, Μάργαρης Π. Διονύσιος²

¹Υποψήφιος Διδάκτωρ Μηχανολόγος Αεροναυπηγός Μηχανικός, Πανεπιστήμιο Πατρών

²Αναπληρωτής Καθηγητής, Πανεπιστήμιο Πατρών

Εργαστήριο Μηχανικής των Ρευστών και Εφαρμογών Αυτής,

Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών,

Πανεπιστήμιο Πατρών, Πάτρα, Ελλάδα

panopoulos@mech.upatras.gr , margaris@mech.upatras.gr

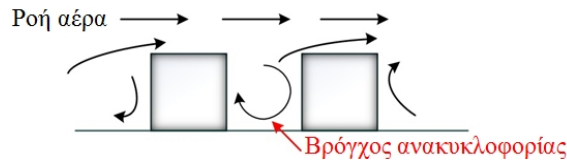
ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Σε πολλές εφαρμογές της Ρευστομηχανικής και πιο συγκεκριμένα σε κλάδους που ασχολούνται με πολυφασικές ροές, μελετάται ένας πρακτικός τρόπος ανάλυσης και διαχωρισμού διαφασικής ροής αέρα-νερού σε διαχωριστές. Στη βιομηχανία σε εφαρμογές πυρηνικών σταθμών παραγωγής ενέργειας ή σε εγκαταστάσεις εξόρυξης υδρογονανθράκων, η διαδικασία διαχωρισμού αποτελεί μια κύρια παράμετρο για το σύστημα μεταφοράς, καθώς επηρεάζει τη λειτουργία αντλιών και συμπιεστών. Επίσης σε υποθαλάσσιες εγκαταστάσεις η βελτίωση του βαθμού απόδοσης των διαχωριστών κρίνεται απαραίτητη. Είναι ιδιαίτερα σημαντικό οι διαχωριστές, εκτός από μεγάλο βαθμό απόδοσης, να αποτελούνται από τμήματα απλά και εύκολα συνδεόμενα μεταξύ τους για να εξασφαλίζεται εύκολη μεταχείριση, τοποθέτηση και συντήρηση. Με γνώμονα τη σπουδαιότητα της χρήσης απλών μη ενεργοβόρων συστημάτων, η παρούσα εργασία εξετάζει υπολογιστικά στο πρόγραμμα Ansys Fluent 14.5 την εφαρμογή του φαινομένου της οδικής χαράδρας ως μηχανισμού για τον παθητικό διαχωρισμό πολυφασικών μιγμάτων. Στην ουσία πρόκειται για θαλάμους που τοποθετούνται κατά μήκος απλού αγωγού μεταφοράς, όπως συμβαίνει και με τις εσοχές κατά μήκος ενός δρόμου όπου παρατηρείται η συγκέντρωση στερεών ουσιών και ρύπων. Ο διαχωρισμός του διαφασικού μίγματος αέρα-νερού γίνεται μόνο με τον έλεγχο της γεωμετρίας της κοιλότητας. Η απόδοση της εκάστοτε κοιλότητας ελέγχεται με εξόδους διαφόρων διαστάσεων στην κοιλότητα και παρουσιάζονται δισδιάστατα και τρισδιάστατα αποτελέσματα.

Λέξεις Κλειδιά: Πολυφασικές ροές, Διαχωριστές ροής, Οδική χαράδρα, Απόδοση

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η οδική χαράδρα (street canyon) είναι ο χώρος μεταξύ δύο διαδοχικών γεωμετριών – κτισμάτων σε μια αστική περιοχή. Σε αυτή την περιοχή έχει παρατηρηθεί η δημιουργία βρόγχου ανακυκλοφορίας αέρα, όταν υπάρχει ρεύμα αέρα κάθετο στη διεύθυνση της χαράδρας. Η εισχώρηση του αέρα και η σχεδόν κυκλική κίνησή του μέσα σε αυτή την κοιλότητα προκαλεί σε ορισμένες περιπτώσεις ανεπιθύμητα αποτελέσματα, με πιο χαρακτηριστικά τη συγκέντρωση αστικών ρύπων ή τη συσσώρευση στερεών σωμάτων σε εσοχές των οικοδομικών τετραγώνων (Nicholson 1975; Koutsourakis 2010). Η αρχή λειτουργίας του φαινομένου αυτού οδηγεί σε κίνηση του αέρα στη συγκεκριμένη γεωμετρία που δημιουργεί δυσάρεστα αποτελέσματα (Σχήμα 1).



Σχήμα 1: Μηχανισμός οδικής χαράδρας

Στη βιομηχανία και κυρίως στον κλάδο εξόρυξης πετρελαίου, οι διαχωριστές ροής είναι μια συνήθης συνιστώσα της εγκατάστασης. Μέχρι στιγμής στη βιβλιογραφία εξετάζονται οι διαχωριστές ροής τύπου T. Στις εφαρμογές εξόρυξης πετρελαίου οι διαχωριστές μιγμάτων είναι μεγάλοι σε όγκο με αποτέλεσμα να έχουν υψηλό κόστος κατασκευής καθώς πρέπει πολλές φορές να προσαρμοστούν σε ιδιαίτερες γεωμετρίες πάνω σε πλατφόρμες. Τα τελευταία χρόνια, έχουν γίνει προσπάθειες, ώστε να αναπτυχθεί ένα είδος διαχωριστών ροής που να είναι συμπαγείς και ταυτόχρονα να παρουσιάζει υψηλή απόδοση (Zheng et al., 2005). Ο στόχος αυτής της εργασίας είναι η διερεύνηση χρήσης της αρχής λειτουργίας του φαινομένου της οδικής χαράδρας ως μηχανισμού για τον παθητικό διαχωρισμό του αέρα από ένα διφασικό μίγμα νερού – αέρα. Στην ουσία πρόκειται για μια επέκταση του διαχωριστή T που χρησιμοποιείται στη μελέτη πολυφασικών ροών (Margaris, 2006). Στην εργασία αυτή εξετάζεται υπολογιστικά η συμπεριφορά του διφασικού μίγματος νερού – αέρα σε αγωγό τετραγωνικής διατομής στο μέσο του οποίου έχει τοποθετηθεί κοιλότητα τύπου οδικής χαράδρας (street canyon). Οι κοιλότητες τύπου street canyon κατατάσσονται σε τρεις κατηγορίες ανάλογα με το λόγο επιμήκους (Aspect Ratio), ο οποίος ορίζεται ως ο λόγος του ύψους H της κοιλότητας προς το πλάτος W της κοιλότητας ($AR = H/W$). Ανάλογα με την τιμή του AR η οδική χαράδρα κατατάσσεται σε μία από τις ακόλουθες κατηγορίες (Vardoulakis et al. 2003):

1. $AR \approx 1$ Κανονική (συμμετρική) οδική χαράδρα.
2. $AR > 1$ Βαθιά οδική χαράδρα.
3. $AR < 1$ Ρηχή οδική χαράδρα.

Πραγματοποιήθηκε υπολογιστική διερεύνηση με το υπολογιστικό πακέτο CFD Ansys Fluent 14.5 (Ansys Fluent User's Guide 2012). Πραγματοποιήθηκαν δισδιάστατες και τρισδιάστατες προσομοιώσεις για κάθε κατηγορία οδικής χαράδρας. Δεδομένα (ταχύτητες, πιέσεις κ.α.) πάρθηκαν από προηγούμενη πειραματική και υπολογιστική διερεύνηση πάνω στο ίδιο θέμα αλλά με διαφορετική υπολογιστική γεωμετρία (Panopoulos et al. 2014).

2. ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ

2.1. Υπολογιστικό πλέγμα

Το υπολογιστικό πλέγμα παίζει πολύ σημαντικό ρόλο στη σωστή επίλυση των εξισώσεων σε CFD προβλήματα καθώς καθορίζει το επίπεδο ανάλυσης του ροϊκού πεδίου. Για να εξασφαλισθεί λύση ανεξάρτητη του αριθμού κελιών, πραγματοποιήθηκε μελέτη ανεξαρτητοποίησης και το δισδιάστατο υπολογιστικό πλέγμα που επιλέχθηκε έχει 40,000 τετράπλευρα κελιά και για τις τρεις περιπτώσεις. Ομοίως το τρισδιάστατο υπολογιστικό πλέγμα αποτελείται από 300,000 εξάεδρα κελιά.

2.2. Διφασικό μοντέλο και μοντέλο ιξώδους

Το διφασικό μοντέλο Mixture επιλέχθηκε για την επίλυση του αριθμητικού πλέγματος στον CFD κώδικα Ansys Fluent 14.5. Πριν από την τελική επιλογή πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις για την επιλογή του μοντέλου ιξώδους. Με κριτήριο η τιμή της πειραματικής απόδοσης να είναι στο ίδιο εύρος τιμών με πειραματικές τιμές από δοκιμές στο εργαστήριο σε παλαιότερη εγκατάσταση (Panopoulos et al., 2014), επιλέχθηκε το μοντέλο Realizable k-ε (τα άλλα δύο που εξετάστηκαν είναι το Standard και το RNG k-ε). Οι οριακές συνθήκες που επιλέχθηκαν για την είσοδο νερού και αέρα είναι “είσοδοι ταχύτητας (m/s)” και οι έξοδοι ορίζονται ως “έξοδοι πίεσης”. Η πίεση λειτουργίας είναι 3atm και οι ταχύτητες εισόδου του νερού είναι 0.25m/s και 0.84 m/s του αέρα αντίστοιχα. Τα κριτήρια σύγκλισης ορίστηκαν σε $10e-5$ και το χρονικό βήμα $1e-4$ s.

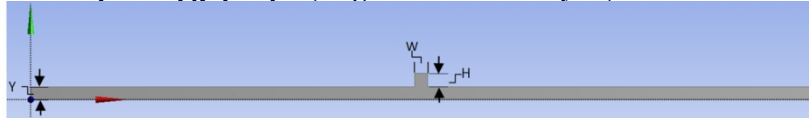
3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

3.1. Διανύσματα ταχύτητας και κλάσμα όγκου αέρα

Πραγματοποιήθηκε παραμετρική διερεύνηση για την εύρεση ενός κατάλληλου εύρους διαστάσεων εξόδου στην κοιλότητα τύπου οδικής χαράδρας σε αγωγό τετραγωνικής διατομής. Στο Σχήμα 2

παρουσιάζονται οι βασικές διαστάσεις του αγωγού στο επίπεδο (δισδιάστατα πειράματα) και τη σχέση μεταξύ του ύψους Y του αγωγού με το ύψος H της οδικής χαράδρας.

Γεωμετρία 1: Κανονική οδική χαράδρα (Regular Street Canyon)



Σχήμα 2: Κανονική οδική χαράδρα (AR = 1)

Ο ορισμός της Κανονικής (Συμμετρικής) Οδικής Χαράδρας ορίζει ότι ο λόγος του ύψους της κοιλάτητας προς το πλάτος της κοιλάτητας (Λόγος επιμήκους) πρέπει να είναι περίπου ίσος με τη μονάδα. Συνοπτικά ο λόγος επιμήκους θα συμβολίζεται και AR (Aspect Ratio) = H/W .

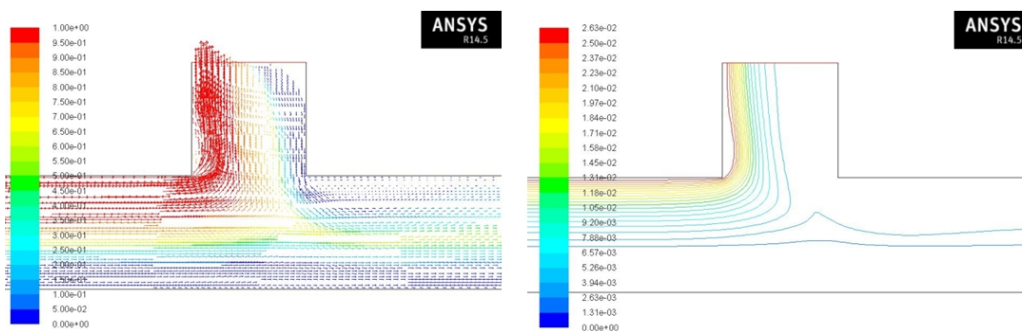
Στην παραπάνω περίπτωση οι διαστάσεις του αγωγού προκύπτουν από ήδη υπάρχουσα πειραματική εγκατάσταση. Συγκεκριμένα το συνολικό μήκος του αγωγού είναι 1500mm, το ύψος $Y = 25\text{mm}$ και το βάθος 55mm. Στην πειραματική γεωμετρία η κοιλάτητα είναι αποσπώμενη για να μπορούν να εξεταστούν πολλές εναλλακτικές κοιλάτητες. Σε αυτή την υπολογιστική περίπτωση οι διαστάσεις του street canyon είναι οι εξής: $H = W = 25\text{mm}$. Στο πείραμα εισάγεται μίγμα νερού – αέρα από την είσοδο ύψους Y στα αριστερά του αγωγού αφού προηγουμένως έχει πραγματοποιηθεί η μίξη των δύο φάσεων μέσω μείκτη T . Στη συνέχεια, παρατηρείται συγκέντρωση και ανακυκλοφορία αέρα στην γεωμετρία της οδικής χαράδρας που έχει τοποθετηθεί σε αυτή την περίπτωση στο μέσον του αγωγού. Όταν η ροή ομαλοποιηθεί και δεν υπάρχουν φαινόμενα που ποικίλουν με την πάροδο του χρόνου μετράται η απόδοση της εγκατάστασης, δηλαδή το ποσοστό του αέρα που εγκατέλειψε την εγκατάσταση από την έξοδο της κοιλάτητας προς τον αέρα που εισήχθηκε.

Ορίστηκαν οι ακόλουθες περιπτώσεις διερεύνησης για τη γεωμετρία με $AR = 1$.

- A. Η έξοδος της κοιλάτητας να είναι ίση με $W = 25\text{mm}$. Στην ουσία το πάνω μέρος της κοιλάτητας είναι ελεύθερο (χωρίς κάποιο καπάκι).
- B. Η έξοδος της κοιλάτητας να είναι ίση με $W = 15\text{mm}$. Η επιλογή των 15mm δεν είναι τυχαία, είναι ίδια διάμετρος με την οπή εξόδου της πειραματικής εγκατάστασης.

Περίπτωση A

Οπτική απεικόνιση από υπολογιστικό πακέτο Ansys Fluent 14.5. Το Σχήμα 3 απεικονίζει την έξοδο της κοιλάτητας τελείως ελεύθερη. Τα διανύσματα της φάσης του αέρα και οι ροϊκές γραμμές του αέρα παρουσιάζονται για την ορατοποίηση της κίνησης του αέρα.

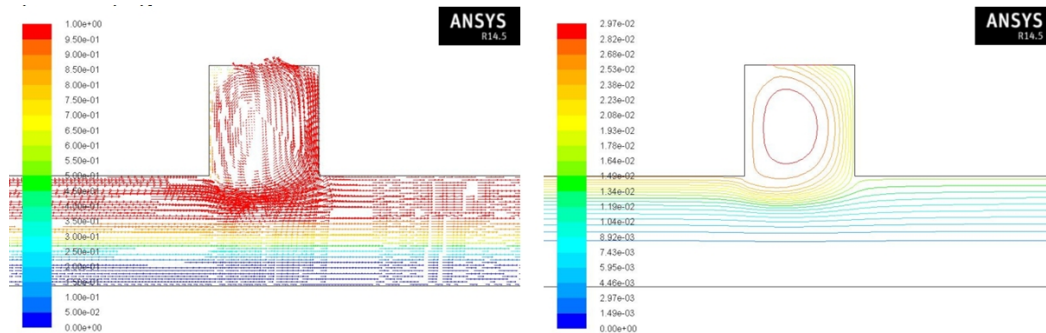


Σχήμα 3: Διανύσματα και ροϊκές γραμμές αέρα – Έξοδος κοιλάτητας: 25mm

Παρατηρείται ότι δεν πραγματοποιείται η συνηθισμένη ανακυκλοφορία αέρα μέσα στη γεωμετρία καθώς ο αέρας με το που εισέρχεται στην κοιλάτητα αποκτά μεγάλη ανοδική ταχύτητα προς την έξοδο στο αριστερό μέρος της κοιλάτητας. Επιπλέον, εισάγεται ατμοσφαιρικός αέρας στο δεξί τμήμα της κοιλάτητας από το περιβάλλον – μη επιθυμητό συμβάν στη συγκεκριμένη μελέτη.

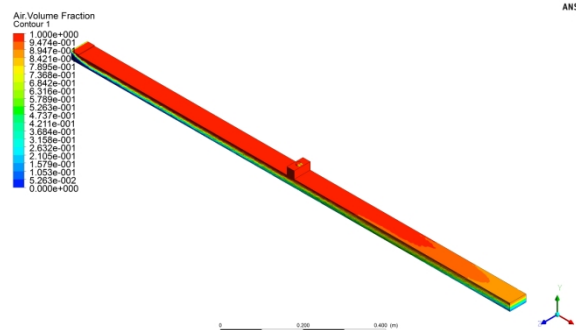
Περίπτωση Β

Στη δεύτερη διερεύνηση όπου η έξοδος της οδικής χαράδρας είναι 15mm τα αποτελέσματα ορατοποίησης δίνονται στο Σχήμα 4.

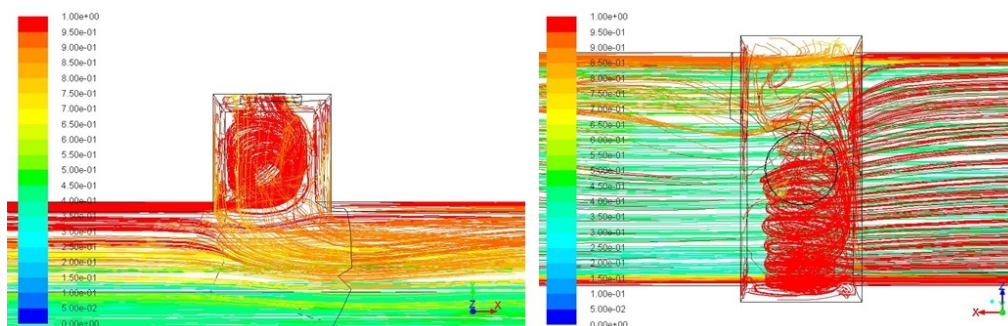


Σχήμα 4: Διανύσματα και ροϊκές γραμμές αέρα – Έξοδος κοιλότητας: 15mm

Σε αυτή την περίπτωση, όπου η έξοδος δεν ταυτίζεται 100% με το περιβάλλον παρατηρείται ότι η διαφορά πίεσης μέσα στην κοιλότητα δημιουργεί το χαρακτηριστικό βρόγχο ανακυκλοφορίας του αέρα. Το θετικό σε αυτή την περίπτωση είναι ότι δεν παρατηρείται καθόλου είσοδος αέρα από το περιβάλλον. Τέλος, η διαδρομή εξόδου του αέρα άλλαξε τελείως σε σχέση με την προηγούμενη περίπτωση Α. Ο αέρας ουσιαστικά τείνει να περιστραφεί μέσα στην κοιλότητα και είναι εμφανές ότι οι εξωτερικές ροϊκές γραμμές στο πάνω μέρος της κοιλότητας λόγω διαφορετικής πίεσης ωθούνται προς το εξωτερικό περιβάλλον και επιτυγχάνεται παθητικός διαχωρισμός των 2 φάσεων. Η απόδοση της γεωμετρίας σε αυτή την περίπτωση είναι 38 %. Από τα διςδιάστατα αποτελέσματα συμπεραίνεται ότι η περίπτωση που αξίζει περαιτέρω διερεύνηση είναι η “Β” και για αυτό το λόγο πραγματοποιήθηκε και τριςδιάστατη προσομοίωση ώστε να παρατηρηθούν και φαινόμενα ροής που τυχόν ευθύνονται λόγω της τρίτης διάστασης της γεωμετρίας. Στο Σχήμα 5 απεικονίζεται το κλάσμα όγκου του αέρα μέσα στη γεωμετρία και στο Σχήμα 6 οι ροϊκές γραμμές του αέρα.



Σχήμα 5: Κλάσμα όγκου σε τριςδιάστατη υπολογιστική γεωμετρία – AR = 1

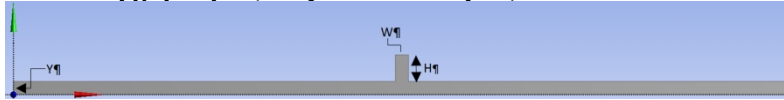


Σχήμα 6: Τριςδιάστατες ροϊκές γραμμές (Z άξονας – Y άξονας) – AR = 1

Το Σχήμα 6 με τις τριςδιάστατες ροϊκές γραμμές απεικονίζει το χαρακτηριστικό βρόγχο ανακυκλοφορίας. Στο δεξί τμήμα του Σχήματος 6 παρουσιάζονται οι ροϊκές γραμμές από τον άξονα Y και συμπεραίνεται ο λόγος που η απόδοση της γεωμετρίας στο 3D πείραμα βγαίνει μικρότερη. Ο

βρόγχος του αέρα δεν εκτείνεται ακριβώς κάτω από την κυκλική έξοδο και ο κύριος όγκος του βρίσκεται προς το εμπρός τοίχωμα της κοιλότητας. Η απόδοση σε αυτή την περίπτωση είναι ίση με 31%.

Γεωμετρία 2: Βαθιά οδική χαράδρα (Deep Street Canyon)



Σχήμα 7: Βαθιά οδική χαράδρα ($AR = 2$)

Σε αυτή την περίπτωση οι διαστάσεις της κοιλότητας είναι: $Y = 2H = 50\text{mm}$ και $W = H = 25\text{mm}$. Σαν αποτέλεσμα ο λόγος επιμήκους είναι $AR = 2$ (Σχήμα 7).

Ορίστηκαν οι ακόλουθες περιπτώσεις διερεύνησης για τη γεωμετρία με $AR = 2$.

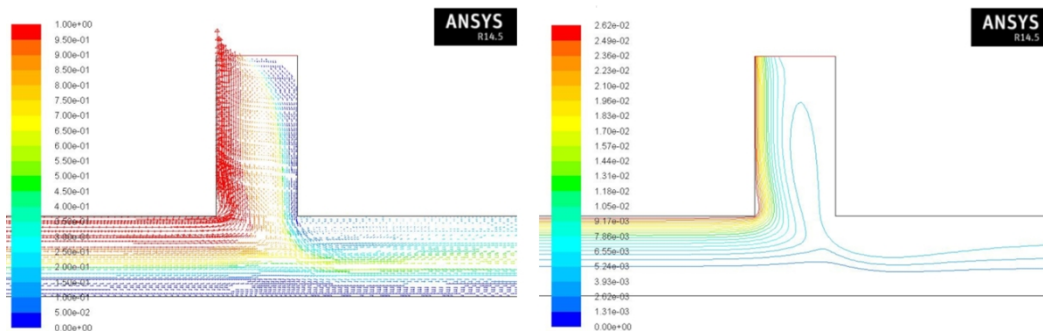
- Η έξοδος της κοιλότητας είναι ίση με το ύψος Y του αγωγού (25mm).
- Η έξοδος της κοιλότητας είναι 15mm.

Περίπτωση Α

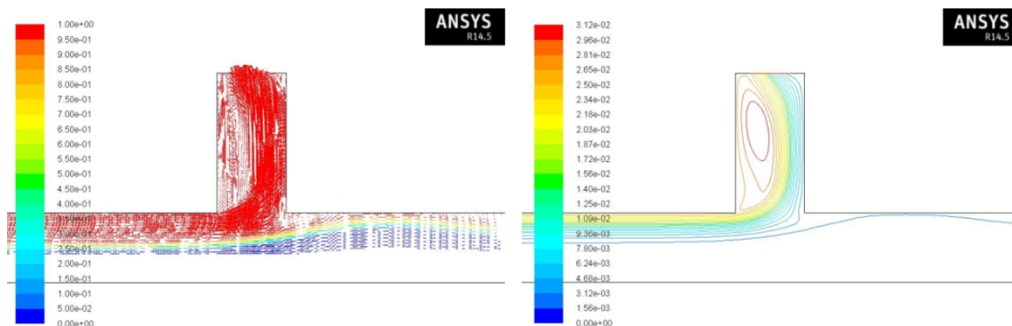
Στην πρώτη περίπτωση, η έξοδος της κοιλότητας είναι ίση με το ύψος του αγωγού, $W = 25\text{mm}$ (Σχήμα 8). Όπως και στις προηγούμενες περιπτώσεις όταν η έξοδος της κοιλότητας είναι τελείως ελεύθερη στο περιβάλλον ο αέρας εξέρχεται κατακόρυφα από την αριστερή πλευρά της κοιλότητας. Επιπλέον, και σε αυτή την περίπτωση, εισέρχεται ατμοσφαιρικός αέρας από τη δεξιά πλευρά της διατομής.

Περίπτωση Β

Όταν η έξοδος είναι ίση με την πειραματική ($W = 15\text{mm}$) παρατηρείται ότι μεγάλο ποσοστό του αέρα εισέρχεται κυρίως παράλληλα στη δεξιά επιφάνεια της κοιλότητας και εξέρχεται από την έξοδο. Επίσης στα αριστερά παρατηρείται και δημιουργία μικρού βρόγχου ανακυκλοφορίας αέρα. Επίσης, δεν εισέρχεται καθόλου αέρας από το περιβάλλον (Σχήμα 9). Τέλος, η απόδοση σε αυτή τη περίπτωση είναι 94%.



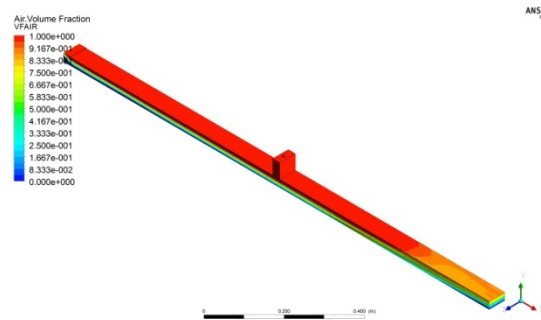
Σχήμα 8: Διανύσματα και ροϊκές γραμμές αέρα – Έξοδος κοιλότητας: 25mm



Σχήμα 9: Διανύσματα και ροϊκές γραμμές αέρα – Έξοδος κοιλότητας: 15mm

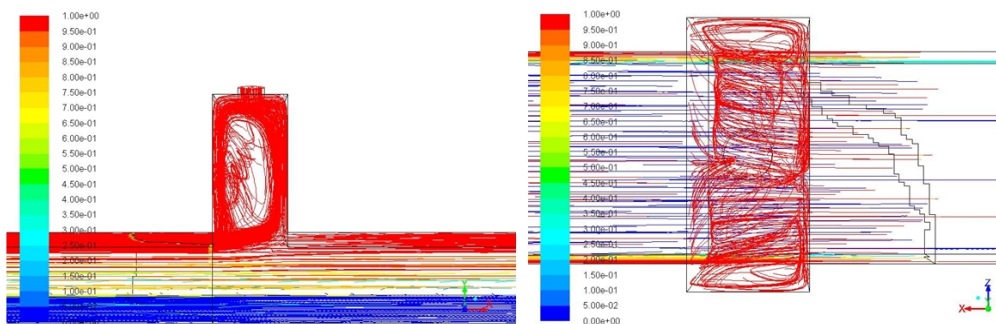
Και σε αυτή την περίπτωση πραγματοποιήθηκε τρισδιάστατη προσομοίωση με έξοδο στην κοιλότητα μια οπή διαμέτρου 15mm. Παρατηρείται η στρωματοποίηση των δύο φάσεων όταν ο αέρας έχει εξέλθει από την κύρια έξοδο της γεωμετρίας. Το κόκκινο χρώμα αντιστοιχεί σε έντονη ποσότητα αέρα

και το μπλε στη φάση του νερού (Σχήμα 10). Οι ροϊκές γραμμές δείχνουν καθαρά το βρόγχο ανακυκλοφορίας όπου σε αυτή την περίπτωση είναι κατανομημένος σε όλο το βάθος της γεωμετρίας (Σχήμα 11).



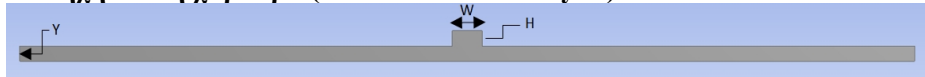
Σχήμα 10: Κλάσμα όγκου σε τρισδιάστατη υπολογιστική γεωμετρία – $AR = 2$

Τέλος, και σε αυτή την τρισδιάστατη προσομοίωση ο βαθμός απόδοσης είναι σημαντικά μικρότερος του αντίστοιχου δισδιάστατου και ισούται με 15%. Αυτή η σημαντική διαφορά στην ποσότητα εξόδου του αέρα οφείλεται στο ότι στην 2D περίπτωση ο αέρας που περιστρέφεται μέσα στην κοιλότητα συναντά στον Y άξονα την έξοδο και εξέρχεται. Στη 3D περίπτωση ο αέρας που περιστρέφεται μέσα στην κοιλότητα και δεν βρίσκεται στα νοητά όρια της εξόδου της κοιλότητας εγκλωβίζεται και περιστρέφεται μέσα στα όρια της οδικής χαράδρας.



Σχήμα 11: Τρισδιάστατες ροϊκές γραμμές (Z άξονας – Y άξονας) – $AR = 2$

Γεωμετρία 3: Ρηχή οδική χαράδρα (Shallow Street Canyon)



Σχήμα 12: Ρηχή οδική χαράδρα ($AR = 0,5$)

Σε αυτή την περίπτωση οι διαστάσεις της κοιλότητας είναι: $Y = H = 25\text{mm}$ και $W = 2Y = 50\text{mm}$ άρα ο λόγος επιμήκους είναι $AR = 0.5$ (Σχήμα 12).

Ορίστηκαν οι ακόλουθες περιπτώσεις διερεύνησης για τη γεωμετρία με $AR = 0.5$.

- A. Η έξοδος της κοιλότητας ίση με το διπλάσιο του ύψους του αγωγού $W = 2Y = 50\text{mm}$.
- B. Η έξοδος της κοιλότητας ίση με το ύψος Y του αγωγού $Y = 25\text{mm}$.
- Γ. Η έξοδος της κοιλότητας ίση με την πειραματική των 15mm .

Περίπτωση Α

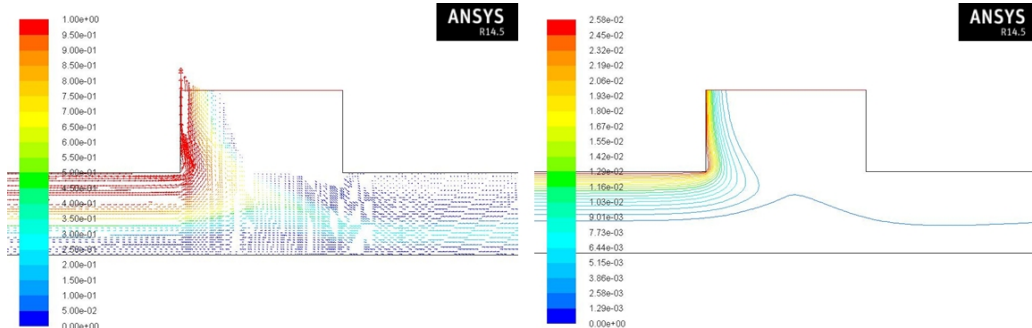
Όπως και στις προηγούμενες περιπτώσεις, όταν η έξοδος της κοιλότητας είναι τελείως ανοικτή, δεν επιτυγχάνεται ο στόχος της μελέτης καθώς ο αέρας εξέρχεται από τη γεωμετρία στο αριστερό άκρο και ταυτόχρονα εισέρχεται ατμοσφαιρικός αέρας (Σχήμα 13).

Περίπτωση Β

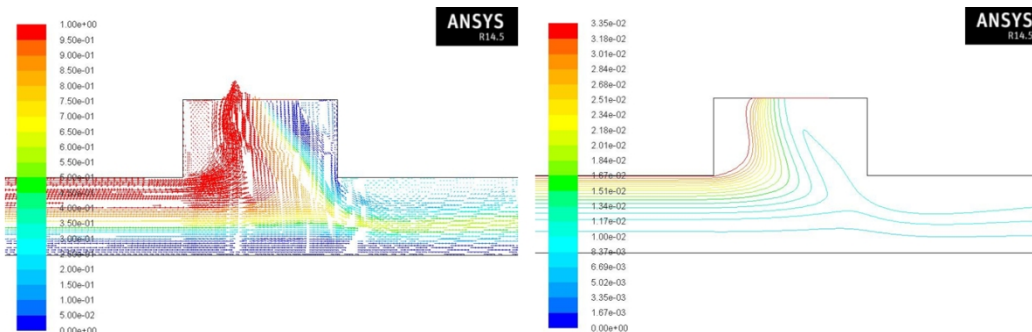
Η έξοδος της κοιλότητας είναι 25mm και δημιουργεί ικανοποιητική διαφορά πίεσης στην κοιλότητα ώστε ο αέρας να τείνει να περιστραφεί. Επιπλέον, παρατηρείται σχεδόν κατακόρυφη έξοδος του και ταυτόχρονη είσοδος ατμοσφαιρικού αέρα (Σχήμα 14).

Περίπτωση Γ

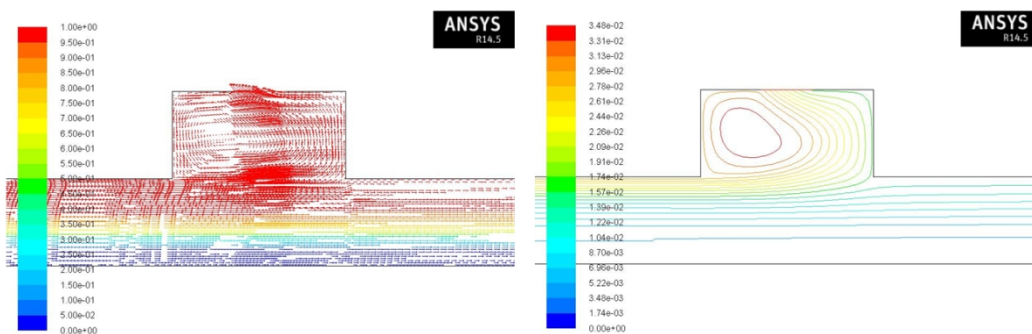
Στην περίπτωση όπου η έξοδος της κοιλότητας είναι 15mm μέσα στην κοιλότητα, δημιουργείται ο χαρακτηριστικός βρόγχος αέρα, όπως φαίνεται καθαρά και από τα διανύσματα ταχύτητας και από τις ροϊκές γραμμές του αέρα (Σχήμα 15). Επίσης δεν εισέρχεται ατμοσφαιρικός αέρας. Η απόδοση αυτής της δισδιάστατης προσομοίωσης είναι 53%.



Σχήμα 13: Διανύσματα και ροϊκές γραμμές αέρα – Έξοδος κοιλότητας: 50mm

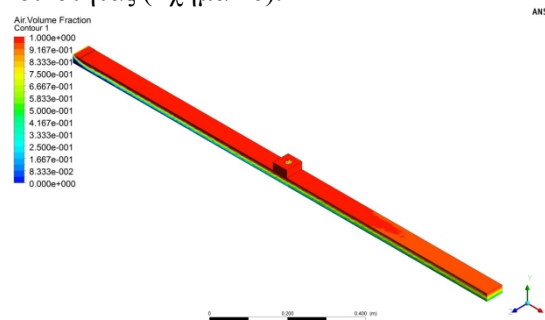


Σχήμα 14: Διανύσματα και ροϊκές γραμμές αέρα – Έξοδος κοιλότητας: 25mm



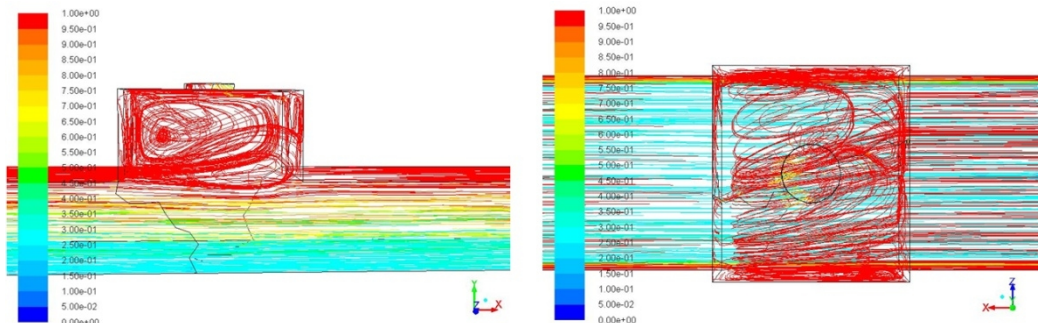
Σχήμα 15: Διανύσματα και ροϊκές γραμμές αέρα – Έξοδος κοιλότητας: 15mm

Το κλάσμα όγκου για την τρισδιάστατη προσομοίωση, όπως και στις προηγούμενες περιπτώσεις, δείχνει τη στρωματοποίηση μεταξύ των 2 φάσεων όταν ο αέρας εξέρχεται τόσο από την κύρια έξοδο όσο και από την έξοδο της κοιλότητας (Σχήμα 16).



Σχήμα 16: Κλάσμα όγκου σε τρισδιάστατη υπολογιστική γεωμετρία – AR = 0,5

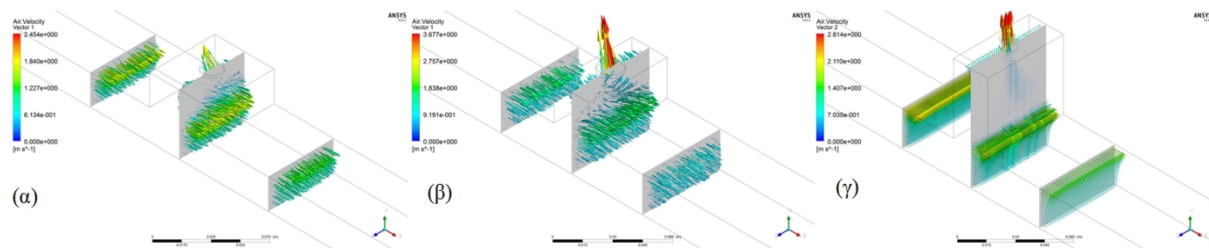
Οι ροϊκές γραμμές απεικονίζουν το χαρακτηριστικό βρόγχο ανακυκλοφορίας του αέρα (Σχήμα 17). Η απόκλιση στην τιμή της απόδοσης και σε αυτή την περίπτωση μεταξύ τρισδιάστατης και διςδιάστατης προσομοίωσης δικαιολογείται με την παρατήρηση των ροϊκών γραμμών στην κατακόρυφη διεύθυνση. Συγκεκριμένα, ο αέρας να μεν περιστρέφεται στο εσωτερικό της κοιλότητας αλλά δεν μπορεί να εξέλθει σε όλο το βάθος της κοιλότητας παρά μόνο στο σημείο εξόδου. Η απόδοση της 3D προσομοίωσης είναι 16%.



Σχήμα 17: Τρισδιάστατες ροϊκές γραμμές (Z άξονας – Y άξονας) – AR = 2

3.2. Τρισδιάστατα διανύσματα ταχύτητας

Στις τρισδιάστατες προσομοιώσεις ορίστηκαν 3 ορθογώνια επίπεδα, ένα πριν την κοιλότητα, ένα μετά την κοιλότητα ανά 100mm και ένα ακριβώς στο μέσον της γεωμετρίας. Όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 18 η τιμή της ταχύτητας του αέρα στο επίπεδο μετά την κοιλότητα είναι μικρότερη από ότι πριν εισέλθει σε αυτή (παρατήρηση μεγέθους διανυσμάτων και αριθμητικής κλίμακας με τη βοήθεια της παλέτας χρωμάτων). Επίσης, παρατηρείται ότι η ταχύτητα εξόδου του αέρα από την κυκλική διατομή είναι μεγαλύτερη στην κανονική οδική χαράδρα με λόγο επιμήκους $AR = 1$ ($U_{air-AR:1} = 3.67\text{m/s} > U_{air-AR:2} = 2.81\text{m/s} > U_{air-AR:0.5} = 2.45\text{m/s}$), καθώς επίσης και αναστροφή της φοράς των διανυσμάτων στο πάνω μέρος της κοιλότητας.



Σχήμα 18: Διανύσματα ταχύτητας πριν, στο μέσον και μετά από την κοιλότητα ((α): AR = 0.5, (b): AR = 1 και (γ): AR = 2))

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Υπολογιστικές προσομοιώσεις πραγματοποιήθηκαν για την παρατήρηση της ροϊκής συμπεριφοράς του διαφασικού μίγματος ανάλογα με την έξοδο που χρησιμοποιήθηκε στην κοιλότητα τύπου οδικής χαράδρας σε τρεις αγωγούς των οποίων η κοιλότητα ανήκει αντίστοιχα σε μια από τις βασικές κατηγορίες (ρηχή, κανονική και βαθιά). Για την πρώτη γεωμετρία με $AR = 1$ (κανονική οδική χαράδρα – Σχήμα 2) εξετάστηκαν δύο περιπτώσεις. Στην πρώτη, η έξοδος της κοιλότητας είναι ίση με την πάνω ακμή της κοιλότητας και ίση με το ύψος του αγωγού (25mm). Παρατηρείται έξοδος αέρα από το αριστερό τμήμα της κοιλότητας και είσοδος αέρα από το περιβάλλον. Η λύση αυτή συνεπώς απορρίπτεται. Στη δεύτερη περίπτωση, η έξοδος της κοιλότητας είναι ίση με 15mm. Παρατηρείται η δημιουργία βρόγχου ανακυκλοφορίας αέρα σχεδόν στο γεωμετρικό μέσο της χαράδρας και εξέρχεται μόνο αέρας. Η ίδια περίπτωση εξετάστηκε και σε 3D προσομοίωση και παρατηρήθηκε η δημιουργία βρόγχου ανακυκλοφορίας αέρα ο οποίος εκτείνεται στο βάθος Z του αγωγού γεγονός που δικαιολογεί και τη χαμηλότερη απόδοση σε σχέση με τη διςδιάστατη προσομοίωση. Η δεύτερη οδική χαράδρα που εξετάστηκε είναι η βαθιά, $AR = 2$ (Σχήμα 7). Δύο περιπτώσεις εξετάστηκαν και σε αυτή την περίπτωση. Αρχικά, η έξοδος της κοιλότητας είναι ίση με την πάνω ακμή της χαράδρας και ίση με το ύψος του αγωγού δηλαδή 25mm. Παρατηρήθηκε και σε αυτή την περίπτωση τόσο έξοδος αέρα όσο

και είσοδος ατμοσφαιρικού αέρα στην κοιλότητα. Η έξοδος αυτή απορρίπτεται και για τη βαθιά οδική χαράδρα. Η δεύτερη περίπτωση αφορά έξοδο μήκους 15mm σε 2D προσομοίωση και οπή διαμέτρου 15mm σε 3D προσομοίωση. Στη δισδιάστατη προσομοίωση παρατηρείται βρόγχος ανακυκλοφορίας στα αριστερά της κοιλότητας και έξοδος μόνο της επιθυμητής φάσης αέρα. Στην τρισδιάστατη προσομοίωση απεικονίζεται πιο ρεαλιστικά ο βρόγχος ανακυκλοφορίας αέρα που καλύπτει όλο το βάθος Z της κοιλότητας. Η τελευταία οδική χαράδρα που εξετάζεται είναι η ρηχή με $AR = 0.5$ (Σχήμα 12). Εξετάστηκαν 3 περιπτώσεις. Στην πρώτη η έξοδος της κοιλότητας είναι ίση με το διπλάσιο του ύψους του αγωγού, δηλαδή ίση με 50mm. Παρατηρείται κυρίως είσοδος ατμοσφαιρικού αέρα και μικρή ποσότητα εξερχόμενου αέρα. Απορρίπτεται και σε αυτή την περίπτωση η πλήρως ανοικτή έξοδος. Στη δεύτερη περίπτωση η έξοδος είναι ίση με το ύψος του αγωγού, ίση με 25mm. Και σε αυτή την περίπτωση παρατηρείται ταυτόχρονη έξοδος αέρα και είσοδος αέρα από το περιβάλλον. Ο αέρας δεν εγκλωβίζεται στην κοιλότητα και δεν δημιουργείται βρόγχος. Στην τελευταία περίπτωση, η έξοδος είναι ίση με 15mm. Όπως και στις προηγούμενες περιπτώσεις και εδώ αυτή η διαμόρφωση της γεωμετρίας είναι καλύτερη καθώς παρατηρείται τόσο έξοδος αέρα και όσο και σχηματισμός του ο χαρακτηριστικού βρόγχου. Τέλος, από την τρισδιάστατη προσομοίωση παρατηρήθηκε εξίσου έξοδος μόνο αέρα και η δημιουργία δύο βρόγχων, ενός έντονου στα αριστερά της κοιλότητας και ενός μικρότερου στη βάση της χαράδρας.

Από τις παραπάνω παρατηρήσεις προκύπτει ότι η καλύτερη διαμόρφωση της εξόδου είναι η οπή διαμέτρου 15mm. Επίσης, από την παρατήρηση των ροϊκών γραμμών αέρα στην τρισδιάστατη προσομοίωση αποδεικνύεται ότι η διάσταση του βάθους του αγωγού (άξονας Z) επηρεάζει την απόδοση οπότε οι μελλοντικές μελέτες θα αφορούν μόνο τρισδιάστατα μοντέλα. Επιπλέον, οι τρισδιάστατες τιμές απόδοσης είναι πιο κοντά στο εύρος τιμών πειραματικής μελέτης παλαιότερης εργασίας (Panopoulos et al. 2014). Τέλος, στον Πίνακα 1 παρουσιάζονται συνοπτικά οι τιμές της απόδοσης για τις τρισδιάστατες προσομοιώσεις για κάθε λόγο επιμήκους.

Πίνακας 1: Τιμές απόδοσης για 3-D προσομοιώσεις	
Diameter of canyon outlet = 15mm	
<i>Aspect Ratio</i>	<i>3-D Efficiency Values η (%)</i>
0.5	16
1	30
2	15

5. ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΕΣ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ

Η μελλοντική διερεύνηση της γεωμετρίας της οδικής χαράδρας ως μηχανισμού για τον παθητικό διαχωρισμό φάσεων περιλαμβάνει το σχεδιασμό και την κατασκευή νέας πειραματικής εγκατάστασης για μελέτη μιγμάτων τόσο σε οριζόντιο όσο και σε κατακόρυφο επίπεδο. Όσον αφορά τις υπολογιστικές προσομοιώσεις, εκτός των αντίστοιχων οριζόντιων και κατακόρυφων υπολογισμών που θα διεξαχθούν, παράλληλα με τα πειράματα, θα εξεταστούν η περίπτωση εξόδου της γεωμετρίας ως σχισμή, η τοποθέτηση περισσότερων κοιλοτήτων εν σειρά ή αντικριστά καθώς και η διερεύνηση με άλλα ρευστά, όπως θαλασσινό νερό και πετρέλαιο καθώς και περισσότερα πολυφασικά μοντέλα (VOF) και μοντέλα τύρβης (LES).

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- ANSYS FLUENT User's Guide, Release 14.5, 2012
 Koutsourakis N. (2010), .Flow and Pollutant Dispersion in Street Canyons: A Review., Tech. Chron. Sci. J. TCG, I, No 1.
 Margaris P. Dionissios. (2006), .T-junction separation modelling in gas-liquid two-phase flow., Chemical Engineering and Processing 46, pp. 150-158.
 Nicholson, S.E. (1975), .A pollution model for street-level air., Atmospheric Environment, Vol. 9, pp. 19 - 31.
 Panopoulos A. N., Margaris P. Dionissios, Kapetanakis K. Markos and Zagklis – Tyraskis K. Ernesto, .CFD simulation of street canyon phenomenon as gas-liquid two-phase flow separation mechanism.,

6th International Conference from “Scientific Computing to Computational Engineering”, Athens, July 2014.

Vardoulakis, Sotiris; Bernard E.A. Fisher, Koulis Pericleous, Norbert Gonzalez-Flesca (2003), .Modelling air quality in street canyons: a review., Atmospheric Environment 37, pp.155–182.

Zheng Zhi-chu, Zhou Yong et al. (2005), .Separation technique for oil-gas multiphase flow transportation in submarine pipeline., Journal of Experiments in Fluid, 19, pp.94-98.

COMPUTATIONAL STUDY OF PIPE WITH STREET CANYON CAVITIES AS AN AIR-WATER MIXTURE PATHETIC SEPARATOR

Panopoulos A. Nikolaos¹, Margaritis P. Dionissios²

¹PhD Student at Mechanical Engineering and Aeronautics Department, University of Patras

²Associate Professor, University of Patras

Fluid Mechanics Laboratory,

Mechanical Engineering and Aeronautics Department,

University of Patras, Patras, Greece

panopoulos@mech.upatras.gr , margaris@mech.upatras.gr

ABSTRACT

In many fluid mechanics applications and in particular in multiphase flow studies there is interest in a practical way to analyze and to separate an air-water mixture in separators. In industrial applications of nuclear reactors or hydrocarbon extraction the separation process is a main factor for the transmission system, as it affects the operation of pumps and compressors. Moreover in underwater installations the improvement of the efficiency of separation is necessary. It is also very important the separators to be constructed of easily connected simple parts to ensure easy handling, installation and maintenance. In view of the importance of using simple energy efficient systems, this study examines numerically with ANSYS Fluent 14.5 the application of the street canyon mechanism as a pathetic separator of multiphase mixtures. The geometry domain consists of a simple pipeline with cavities along its length just like the canyons along a street. In these areas solids and pollutants are concentrated. The separation of the two-phase air-water mixture is possible by controlling the dimensions of the cavity. The efficiency of the cavity is controlled by the outputs of various dimensions and there are exported two and three-dimensional contours of the desired values.

Keywords: Multiphase flows, Flow separators, Street canyon, Efficiency

STUDY OF THE FLOW CHARACTERISTICS OF A NEWTONIAN AND A NON-NEWTONIAN FLUID IN A HORIZONTAL MICROCHANNEL

A.D. Passos, PhD Student, *passos@auth.gr*

E-P. Roumpea, PhD Student, *eyangelia.roumpea.14@ucl.ac.uk*

A.A. Mouza, Assoc. Professor, *mouza@auth.gr*

S.V. Paras*, Professor, *paras@auth.gr*

Chemical Engineering Dept., Aristotle University of Thessaloniki

Abstract: In this work, the flow of two immiscible liquids in a glass microchannel, $I.D.=580\ \mu\text{m}$, was experimentally investigated. Various aqueous glycerol solutions containing xanthan gum were the non-Newtonian fluids, while kerosene was the Newtonian one. The flow rate of the non-Newtonian fluids varied from 50 to 200 $\mu\text{L}/\text{min}$, while the kerosene flow rate was kept constant. The two fluids were put in contact at a T-junction. Visual observations were made using a high speed CCD camera and data were collected by processing the corresponding video images. The flow pattern was slug flow irrespective of the fluid that initially filled the microchannel. The experimental results revealed that the length of the kerosene slugs decreases by increasing either the aqueous phase flow rate or its viscosity. Furthermore the non-Newtonian fluid results in smaller and more frequent slugs than the corresponding Newtonian one. Thus by rendering a fluid non-Newtonian the interfacial area increases and consequently the mass transport performance is enhanced. This observation is expected to aid to the optimal design of two-phase microreactors. More work is certainly needed to investigate the effect of all the design parameters on the characteristics of this kind of flow in microchannels.

Keywords: Two phase flow, microchannels, non-Newtonian, slug flow.

1. INTRODUCTION

Operations in microchannels have recently drawn worldwide interest due to their significant advantages. These devices, in comparison with conventional reactors, create higher surface to volume ratio, short transport path and in the same time they are relatively cheap and safe (Su et al., 2010; Boogar et al., 2013). Moreover, due to their small dimensions, the specific interfacial area of multiphase systems is increased, improving in this way, the mass and heat transfer rates between two immiscible phases (Desimoz et al., 2008). In order to evaluate potentials and prospects of this new and promising technology in chemical engineering, a detailed knowledge of transport processes in microchannels is necessary (Su et al., 2010).

Microfluidic processes of liquid-liquid systems occur in a wide range of applications in chemical and petroleum engineering such as nitration, extraction and emulsification. Liquid-liquid two-phase flow patterns are formed when two immiscible fluids are brought in contact at the junction of a microchannel. Different patterns can be obtained depending not only on operational conditions but also on the properties of the fluids and geometrical characteristics of the microchannel (Jovanovic et al., 2011). The main flow patterns reported are slug, drop, annular and parallel flow depending on the competition between the interfacial tension and the inertia forces. In particular, **slug flow** is extensively studied due to its

easily controllable hydrodynamics and its high mass transfer rate, which shows great potential for applications in various fields (Tsaoulidis et al, 2013). In this flow pattern, one liquid flows as a continuous phase while the other liquid (dispersed phase) flows in the form of slugs.

Due to their technological importance and applications in microreactors, a great number of studies have been conducted in liquid – liquid two-phase flow systems in microchannels (e.g. Talimi et al., 2012; Foroughi and Kawaji, 2011; Lovick and Angeli, 2004). For *Newtonian* systems, recently, Jovanovic et al. (2011) studied the effect of various operating conditions on the flow patterns and pressure drop and reported that the slug size depends on the slug velocity, the organic to aqueous flow rate ratio, the dynamic viscosity and the microchannel diameter.

Various investigators studied liquid-liquid two phase flow in T- and/or Y- microchannels. For example, Kashid and Agar (2007) reported that the capillary and Y-junction dimensions influence the slug size. Salim et al. (2008) studied the dependence of flow patterns and pressure drop on both the type of the fluid, which was initially filled the channel as well as the channel material, while Zhao et al. (2006) developed a flow pattern map divided into three zones depending on interfacial tension and inertia force. Dessimoz et al. (2008), who investigated the influence of fluid properties on the type of flow, developed a model based on the mean *Capillary* and *Reynolds* numbers for predicting the flow pattern. Finally, Tsaoulidis et al. (2013) have recently reported that the flow patterns of *Newtonian* liquid–liquid systems depend on the flow rate, the physical properties of both phases, the microchannel material and its wettability and the geometry of the mixing zone.

However, to the authors' best knowledge limited number of studies are available on liquid–liquid flow in small dimension conduits where one of the liquids exhibits *non-Newtonian* behavior (Boogar et al., 2013; Gu and Liow, 2011).

Our work is a *preliminary* report of a work concerning the experimental study of co-current horizontal flow of two immiscible fluids, namely a *Newtonian* liquid (organic phase) and a *non-Newtonian* (*shear thinning*) liquid (aqueous phase) in a circular glass microchannel. We aim to investigate the effect of the flow rate and the viscosity of the non-Newtonian fluid on the characteristics of this type of two-phase flow. In this initial stage the microchannel diameter and the flow rate and type of the organic phase were kept *constant*.

2. EXPERIMENTAL SETUP

The experiments were conducted in a cylindrical glass microchannel (*I.D.*=580 μm , 12 cm long). Three aqueous glycerol solutions containing xanthan gum were used as non-Newtonian (shear thinning) fluids, while kerosene was the Newtonian one. Xanthan gum is a polysaccharide that acts as rheology modifier and renders the fluid non-Newtonian. The compositions of all fluids used are presented in **Table 1**. Three Newtonian fluids, *i.e.* aqueous glycerol solutions (*G1*, *G2* and *G3*) were also used for reference and comparison. The relevant properties of all fluids employed were carefully measured and are summarized in **Table 2**.

The dynamic viscosity, μ , of the Newtonian solutions was measured by a *KPG Cannon-Fenske* (Shott®) viscometer, while for the non-Newtonian solutions a magnetic bearing rheometer (*AR-G2 TA Instruments*®) was used. The interfacial tension, σ , and the contact angle, ϕ , of the solutions were measured using a *KSV CAM*® 200 tensiometer.

A schematic of the experimental setup is shown in **Figure 1a**. It consists of two sections: the mixing zone and the flow visualization section. Using two syringe pumps (*Aladdin-1000WPI*), the two immiscible fluids entered through the two inlet arms that meet at a T-junction. The flow visualization section comprises a high speed *CCD* camera connected to a Nikon (*Eclipse LV150*) microscope and a light source for the illumination of the test section. Image processing software (*AxioVision Zeiss*®) was used for extracting information from the acquired video images. Moreover, using the available equipment, the experimental setup was moderated properly in order to perform velocity measurements with the micro-PIV technique (**Figure 1b**).

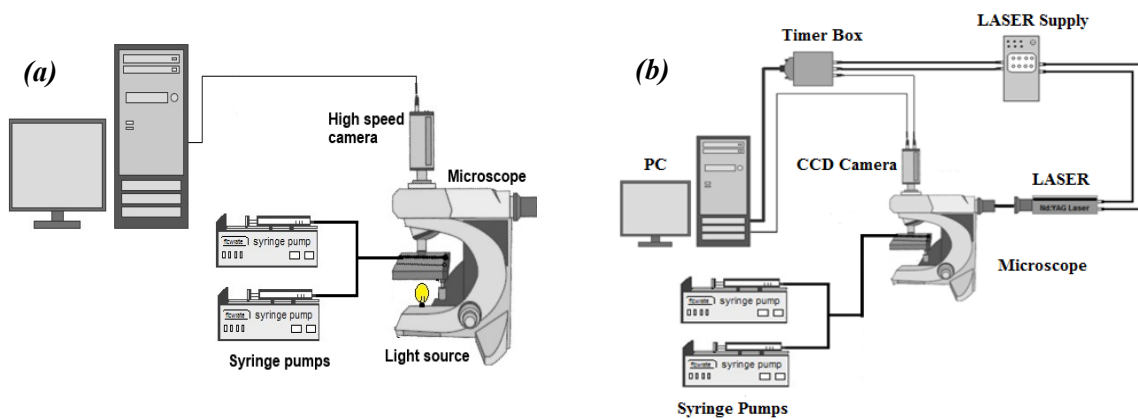
Table 1: Composition of the working fluids.

Fluid Index	Working fluids
G1	aqueous glycerol solution (30% w/w)
G1n	aqueous glycerol solution (30% w/w) + xanthan (0.035% w/v)
G2	aqueous glycerol solution (50% w/w)
G2n	aqueous glycerol solution (50% w/w) + xanthan (0.035% w/v)
G3	aqueous glycerol solution (70% w/w)
G3n	aqueous glycerol solution (70% w/w) + xanthan (0.035% w/v)
K	kerosene

Table 2: Properties of the working fluids ($T = 20^\circ\text{C}$).

Fluid Index	$\sigma_{A/K}$ (mN/m)	μ (cP)	ρ (kg/m ³)	ϕ (deg)
G1	29	2.8	1070	52
G1n	24	3.2*	1030	61
G2	28	7.5	1125	58
G2n	25	8.3*	1105	64
G3	29	22	1180	48
G3n	26	23.5*	1160	60
K	-	2.2	800	23

* the asymptotic value of viscosity .for the non-Newtonian liquids.

**Figure 1:** Experimental setup for: a) flow visualization and b) μ -PIV measurements.

Minute amounts of *Nigrosine* (a black dye) were diluted in the aqueous phase for better visualization of the flow. When steady state condition was established, the flow patterns were recorded at a frame rate of 600 fps and at distance 10 cm downstream the inlet junction. To eliminate image distortion caused by refraction due to the cylindrical walls, the microchannel was placed in a square cross-section *Plexiglas*[®] box filled with the aqueous solution of the corresponding experiment.

All runs were carried out at ambient temperature and pressure conditions (i.e. 20 C and 1 atm) and for a **constant** volumetric flow rate, namely 50 $\mu\text{L}/\text{min}$, of the organic phase, which initially filled the micro-channel, while the flow rate of the aqueous phase varied in the range of 50-200 $\mu\text{L}/\text{min}$. From the recorded videos we extracted information concerning the effect of the aqueous phase viscosity and flow rate on the flow patterns, the size and the frequency of slugs.

3. EXPERIMENTAL RESULTS

3.1 Flow patterns

Apart from the experiments we conducted using non-Newtonian aqueous phases, experiments were also performed using the corresponding Newtonian solutions, i.e. without adding xanthan gum. This permits us to investigate the effect of the non-Newtonian behavior on the flow patterns as well as to compare our results with published data.

For our experimental conditions the organic phase forms slugs irrespective of the flow rate or the phase that initially filled the tube, an observation that is in accordance with what is reported in the literature (Boogar et al., 2013). Initially we observed that for the same flow rate, when the aqueous phase is Newtonian, the slugs have a symmetrical shape, i.e. their front and back ends are circular arcs (**Figure 2a**). The slugs have a “bullet” shape when the aqueous phase is non-Newtonian (**Figure 2b**).

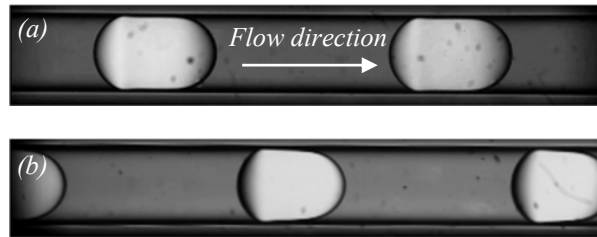


Figure 2: Typical slug shapes for: (a) Newtonian fluid G2
(b) non-Newtonian fluid G2n ($Q_A=120 \mu\text{L}/\text{min}$).

This fact is better illustrated in **Figure 3**, where the kerosene slugs are compared. It is obvious that, if all the other parameters are kept the same, the addition of a small amount of xanthan gum results in the formation of shorter “bullet” shape slugs (**Figure 3a** and **3b**). However it is interesting that Newtonian fluids with relatively high viscosity ($G3, \mu=22 \text{ cP}$) form also short “bullet” shape slugs (**Figure 3c**). This observation denotes that both the shape and the size of the slugs are dictated by the viscosity of the aqueous phase.

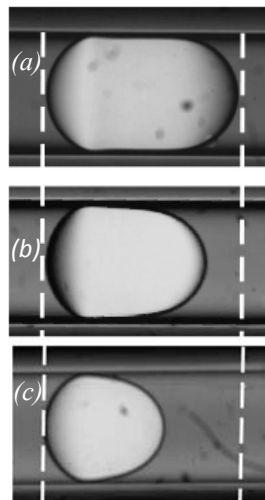


Figure 3: Effect of type of liquid on slug characteristics for: (a) Newtonian fluid G2,
(b) non-Newtonian fluid G2n, (c) Newtonian fluid G3. ($Q_A=120 \mu\text{L}/\text{min}$).

The shape of slugs in microchannels is controlled by the force balance between interfacial tension, viscous and inertial forces (Zhao et al., 2006). It is obvious that while the interfacial tension tends to reduce the interfacial area, the drag force which depends on the continuous phase viscosity, affects the total force that acts on the interface towards the flow direction.

3.2 Effect of flow rate on the slug size

The effect of flow rate on the slug size is illustrated in **Figure 4** for the *G2n*. Given that the kerosene flow rate is kept constant, the slug length depends only on the non-Newtonian liquid flow rate, i.e. by increasing the aqueous-phase flow rate the slug length decreases. Consequently the number of the produced slugs increases, i.e. the interfacial area increases, resulting in higher mass transfer rates. The same trend is observed during relevant experiments with Newtonian fluids performed in our Lab and is also confirmed by the work of Boogar et al. (2013).

From **Figure 4** we can also conclude that the shape of the slugs remains practically unaffected by the flow rate. This is also confirmed by the superposition of the images of slugs corresponding to different flow rates.

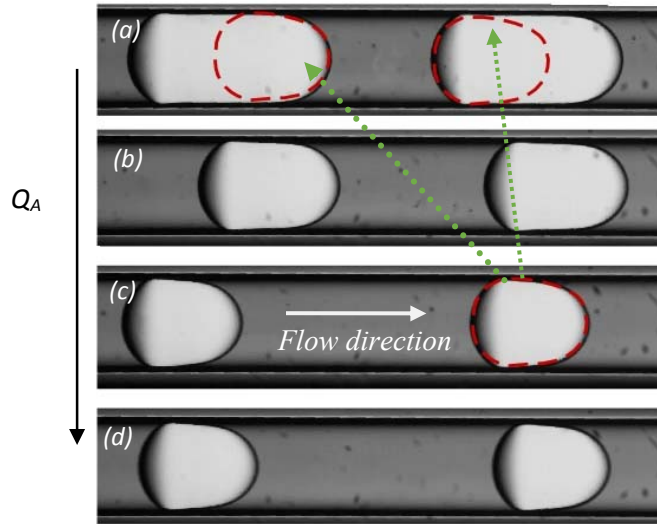


Figure 4: Effect of flow rate on the slug size for *G2n* and for Q_A ($\mu\text{L}/\text{min}$):
(a) 50, (b) 100, (c) 150, (d) 200.

3.3 Effect of viscosity on the slug size

The effect of viscosity on the slug size (length to width ratio, L/D) for all the Newtonian fluids tested as a function of the aqueous to kerosene flow rate ratio (Q_A/Q_K) is presented in **Figure 5a**. It is obvious that the slug size increases when the viscosity decreases. Also the slug size decreases with increasing flow rate. This trend is more pronounced in the relatively less viscous fluids.

In **Figure 5b** we compare the slug length (reduced with respect to the channel diameter) for a Newtonian fluid with the corresponding non-Newtonian one. Generally the slugs are shorter for the non-Newtonian case a fact that may be attributed to the higher viscosity of the liquid. **Figure 5b** presents the slug L/D ratio as a function of the flow rate ratio Q_A/Q_K of the two phases. The general trend is that the L/D ratio decreases with increasing viscosity. Moreover, the L/D ratio in all systems decreases with increasing aqueous solution flow rate, as it is also confirmed by Dessimoz et al. (2008) and Su et al. (2014).

However, for higher flow rates (i.e. higher shear rates) where the viscosity of the non-Newtonian fluid attains its asymptotic value (**Figure 6**) the two liquids (*G2* and *G2n* or *G1* and *G1n*) result in slugs with the same size.

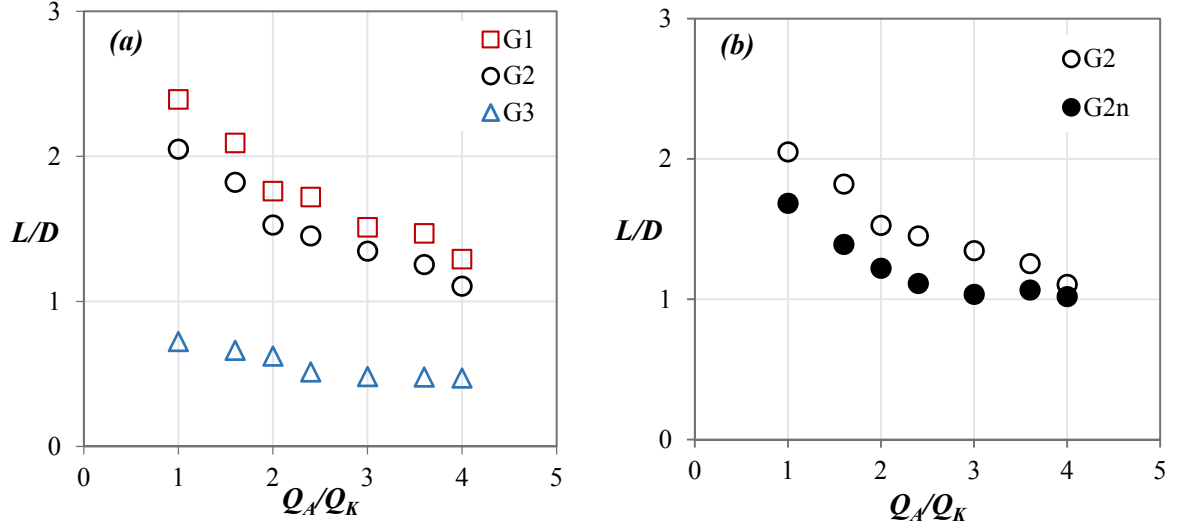


Figure 5: Effect of the aqueous-phase viscosity on the slug size: (a) non-Newtonian fluids and (b) non-Newtonian vs. Newtonian.

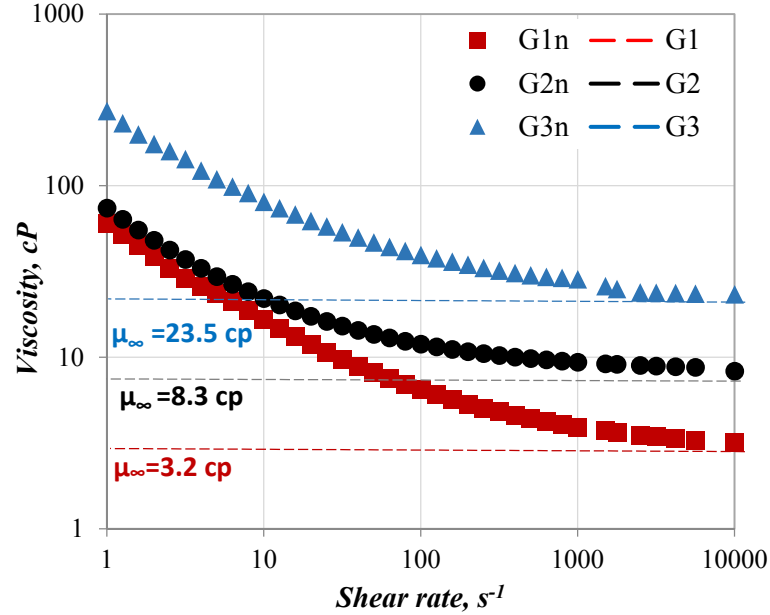


Figure 6: Viscosity vs shear rate for the fluids used.

Moreover, the L/D ratio of the kerosene slugs in both systems decreases with increasing aqueous-phase flow rate. An interesting observation is that for the $G2n$ case, after a critical point (i.e. $Q_A/Q_K=3$) the slug length remains practically constant (**Figure 5b**). This can be also observed in **Figure 4**. Thus for applications that have a given organic phase flow rate, a desired slug length can be achieved by choosing the appropriate aqueous phase flow rate.

The effect of the viscosity of the *non-Newtonian* continuous-phase on the size of the formed slugs is also examined. **Figure 7** shows that for the same flow rate the slug length decreases with increasing viscosity. As it has been already mentioned (**Figure 4**), the slug size of the *non-Newtonian* systems decrease with increasing aqueous-phase flow rate, as it can be depicted from **Figure 7**.

Figure 8 presents for the *non-Newtonian* fluids the effect of aqueous-phase viscosity on the size, the shape and the frequency of slugs. For a given flow rate of the aqueous-phase (i.e. $Q_A=100$ $\mu L/min$), the less viscous liquid $G1n$ forms relatively larger, more symmetrical and less frequent slugs than the $G2n$.

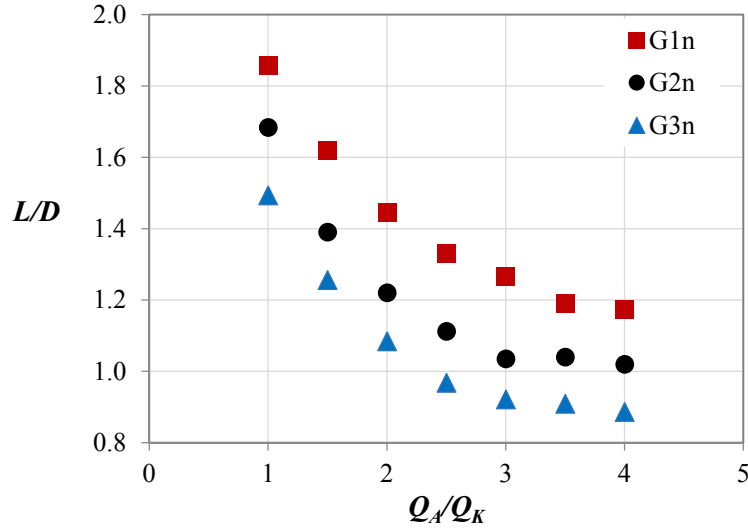


Figure 7: Effect of the non-Newtonian aqueous-phase viscosity on the slug size.

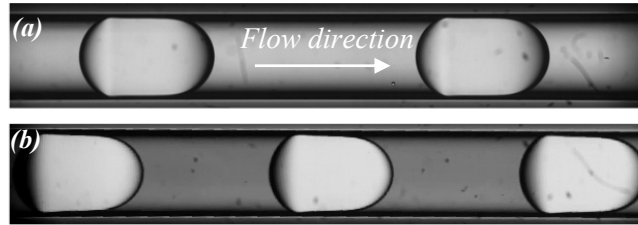


Figure 8: Effect of aqueous-phase viscosity on the size, shape and frequency of slugs for: (a) G1n, (b) G2n (non-Newtonian fluids, $Q_A = 100 \mu\text{L}/\text{min}$).

In **Figure 9** the effect of the aqueous phase viscosity on the frequency of the slugs is demonstrated. For the non-Newtonian G2n fluid and for the same flow rate the slug frequency increases and consequently the size of the slugs decreases compared with the G1n (**Figure 9a**). **Figure 9b** presents the frequency as a function of the aqueous flow rate of a Newtonian fluid and the corresponding non-Newtonian one (G2 and G2n). As it is expected, since the size of the slugs decreases with increasing viscosity, the higher viscosity results in higher slug frequency (a trend also observed in **Figure 2**).

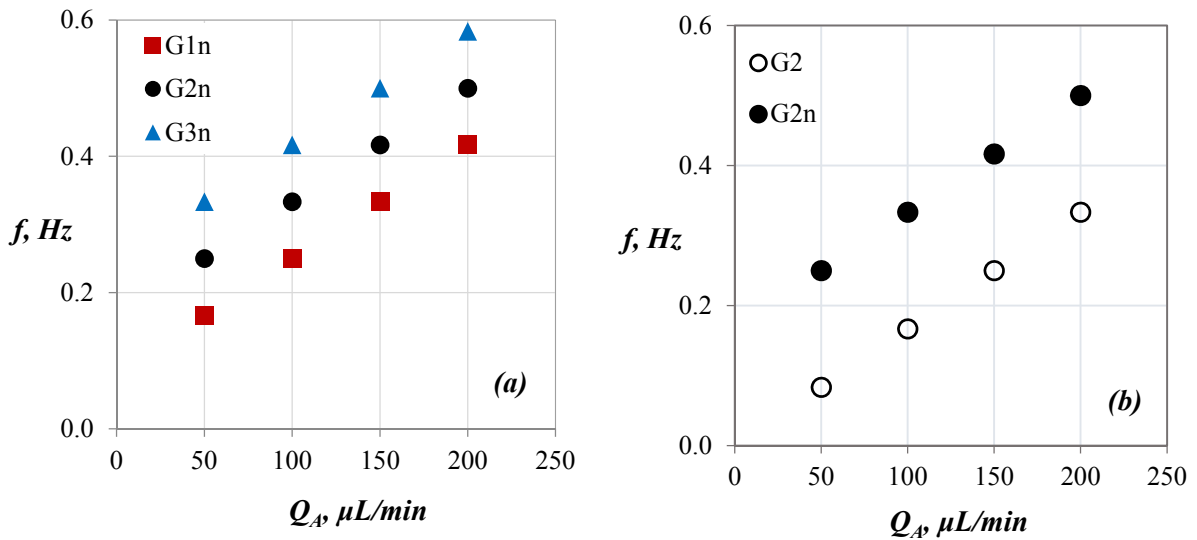


Figure 9: Effect of the aqueous-phase viscosity on the slug frequency: (a) non-Newtonian fluids and (b) non-Newtonian vs. Newtonian.

3.4 Velocity measurement of the non-Newtonian phase

We also performed preliminary velocity measurements of the non-Newtonian phase using the μ -PIV technique in order to study the fluid flow characteristics at the area between two successive kerosene slugs. A typical velocity measurement along the channel diameter, on the middle plane of the micro-channel, for the non-Newtonian *G3n* solution is presented in **Figure 10**. The velocity profile is parabolic, while negative velocity values were measured close to the channel walls, which according to Gruber (2001) indicate a secondary flow inside the microchannel (**Figure 11**).

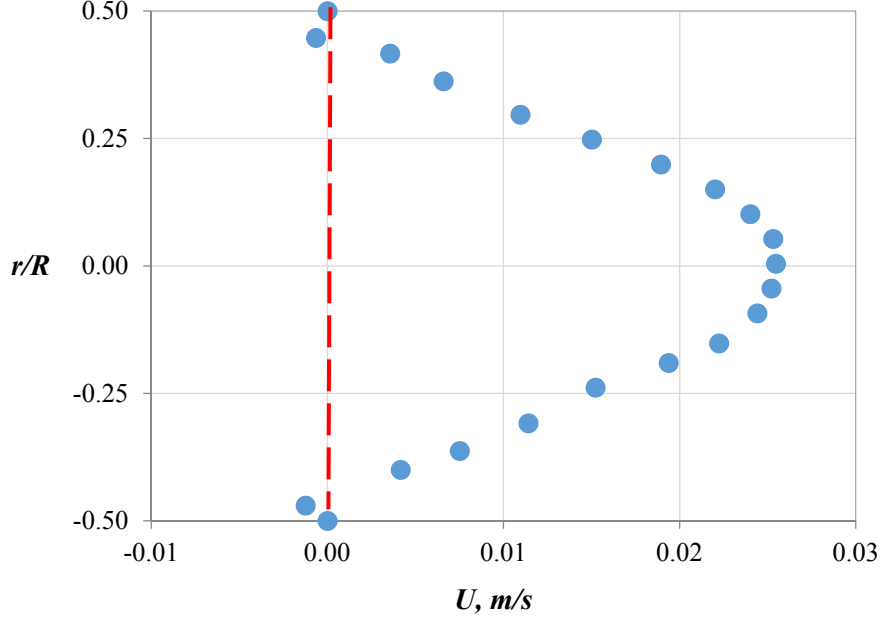


Figure 10: Typical velocity profile for the non-Newtonian solution *G3n* ($Q_A=200 \mu\text{L/min}$).

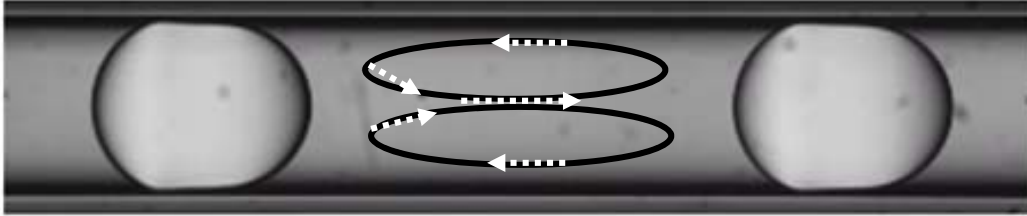


Figure 11: Recirculation between two neighboring kerosene slugs.

3.5 Liquid film investigation

One of the key characteristics of the slug flow pattern is the formation of a liquid film that separates the slugs from the channel walls, which is clearly shown in **Figure 12**, where the liquid film thickness is identified using both the high speed *CCD* camera (**Figure 12a**) and the μ -PIV technique (**Figure 12b**). The measurements reveal that when the non-Newtonian liquids are employed the film thickness increases with the viscosity of the liquid. Our experimental data are in very good agreement with the Bretherton correlation (Kashid et al., 2005) (**Figure 13**), which states that for Newtonian fluids the liquid film thickness is a function of the Capillary (*Ca*) number and the channel radius *R* (**Eq. 1**):

$$h = 1.34 \cdot R \cdot Ca^{2/3} \quad (1)$$

In conclusion, this theoretical correlation seems that it can predict the film thickness in slug flow micro-reactors even when they operate with non-Newtonian fluids.

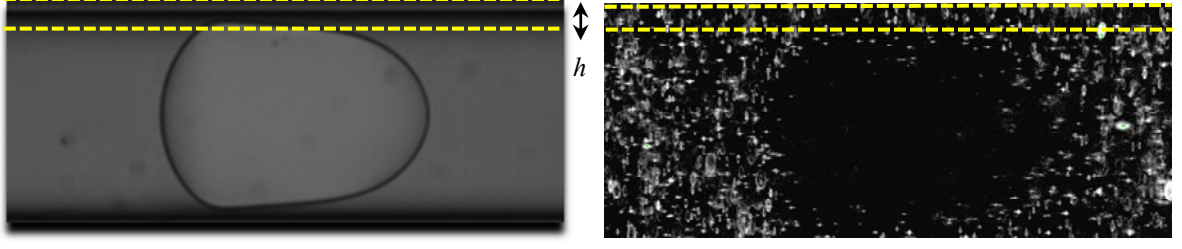


Figure 12: Typical images of the liquid film thickness for the non-Newtonian solution G3n and $Q_A=200 \mu\text{L/min}$ by: a) the high speed CCD camera and b) the μ -PIV technique.

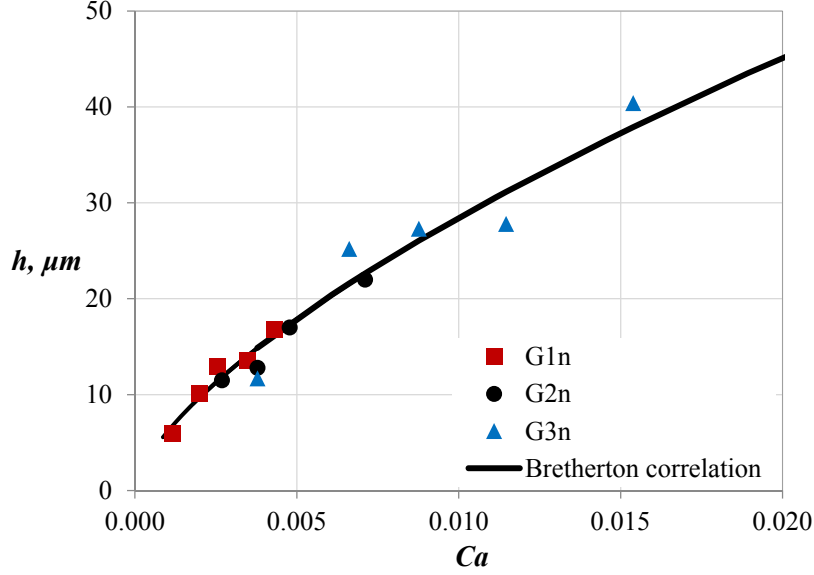


Figure 13: Comparison of the liquid film thickness data with the Bretherton correlation.

4. CONCLUSIONS

This study is the initial stage of a more extensive work that concerns the two-phase flow of an aqueous non-Newtonian and an organic liquid in microchannels. This quite complicated type of flow is affected by the properties of the two fluids, the geometry and the material of the conduit as well as the type of the mixing section and it has not been adequately studied. To simplify the problem in this initial stage we used a glass microchannel, a T-type mixing junction, only one flow rate of the organic Newtonian fluid (kerosene) and investigated the effect of the aqueous phase viscosity and flow rate on the shape, size and frequency of the formed slugs.

One flow pattern, namely slug flow, has been observed for all systems studied, irrespective of the fluid that initially fills the tube. In all cases, kerosene was the dispersed phase. From the experimental results, it can be extracted that:

- the non-Newtonian fluid results in smaller and more frequent slugs than the Newtonian one,
- the length of the kerosene slugs decreases by increasing either the flow rate or the viscosity of the non-Newtonian aqueous phase.

Consequently by rendering the aqueous phase non-Newtonian, i.e. by adding a small amount of xanthan gum, we can increase the interfacial area and enhance the mass transfer between the two phases. This observation might aid to the optimal design of two-phase equipment.

More work is needed and is currently in progress (i.e. measurement of the internal recirculation and the liquid film thickness, experimental data for different geometrical characteristics of the microchannel, different organic phase etc.) in order to investigate the effect of all the design parameters on the characteristics of this kind of micro flow.

Acknowledgements: The authors would like to thank the Lab technician *Mr. A. Lekkas* for the construction and installation of the experimental apparatus.

5. REFERENCES

- Boogar, R., Gheshlaghi, R., Mahdavi, M., 2013. The effects of viscosity, surface tension and flow rate on gasoil – water flow pattern in microchannels. *Korean J. Chem. Eng.*, **30**, 45–49.
- Dessimoz, A.L., Cavin, L., Renken, A., Kiwi- Minsker, L., 2008. Liquid-liquid two-phase flow patterns and mass transfer characteristics in rectangular glass microreactors. *Chem. Eng. Sci.* **63**, 4035–4044.
- Foroughi, H., Kawaji, M., 2011. Viscous oil – water flows in a microchannels initially saturated with oil: flow patterns and pressure drop characteristics. *Int. J. Multiphase Flow* **37**, 1147–1155.
- Gruber, R., 2001. Radial mass transfer enhancement in bubble train flow. Ph.D. Thesis, RWTH, Aachen, Germany.
- Gu, Z. and Liow J., 2011. Microdroplet formation in a T- junction with xanthan gum solutions. *CHEMECA Engineering a better world*. Sidney, Australia.
- Jovanovic, J., Zhou, W., Rebrov, E.V., Nijhuis, T.A., Hessel, V., Schouten, J.C., 2011. Liquid-liquid slug flow: hydrodynamics and pressure drop. *Chem. Eng. Sci.* **66**, 42–54.
- Kashid, M.N., Gerlach, I., Goetz, S., Franzke, J., Acker, J.F., Platte, F., Agar, D.W., Turek, S., 2005. Internal circulation within the liquid slugs of a liquid-liquid slug-flow capillary microreactor. *Ind. Eng. Chem. Res.* **44**, 5003–5010.
- Lovick, J., Angeli, P., 2004. Droplet size and velocity profiles in liquid-liquid horizontal flows. *Chem. Eng. J.* **59**, 3105–3115.
- Salim, A., Fourar, M., Pironon, J., Sausse, J., 2008. Oil–water two-phase flow in microchannels: flow patterns and pressure drop measurements. *Can. J. Chem. Eng.* **86**, 978–988.
- Su, Y., Chen G., Yuan, Q., 2014. Effect of viscosity on the hydrodynamics of liquid processes in microchannels. *Chem. Eng. Technol. J.* **37**, 1–9.
- Su, Y., Zhao, Y., Chen G., Yuan, Q., 2010. Liquid-liquid two–phase flow and mass transfer characteristics in packed microchannels. *Chem. Eng. J.* **65**, 3947 – 3956.
- Talimi, V., Muzychka, Y.S., Kocabiyik, S., 2012. A review on numerical studies of slug flow hydrodynamics and heat transfer in microtubes and microchannels. *Int. J. Multiphase Flow* **39**, 88–104.

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΡΟΗΣ ΛΙΘΙΟΥ ΣΕ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ ΑΡΓΟΥ ΓΙΑ ΤΟΝ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟ ΕΝΟΣ ΒΕΛΤΙΣΤΟΥ ΤΥΠΟΥ ΑΚΡΟΦΥΣΙΟΥ ΣΕ ΟΡΟΥΣ ΟΜΟΙΟΜΟΡΦΗΣ ΕΥΣΤΑΘΟΥΣ ΡΟΗΣ ΚΑΙ ΕΛΑΧΙΣΤΟΠΟΙΗΜΕΝΗΣ ΠΑΡΟΥΣΙΑΣ ΤΥΡΒΗΣ

Σ. Κακαράντζας^α, Β. Κναepen^β, Μ. Caby^β, Λ. Μπένος^α, Ι. Σαρρή^γ και Ν. Πελεκάσης^α

^α Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, Λεωφόρος Αθηνών, 38334, Βόλος, Ελλάδα

^β Statistical and Plasma Physics, Free University of Brussels, Campus de la Plaine, CP 231, Boulevard du Triomphe, 1050, Brussels, Belgium

^γ Τμήμα Ενεργειακής Τεχνολογίας, Τεχνολογικό Εκπαιδευτικό ίδρυμα Αθήνας, Αγ. Σποριδώνα 17, 12210, Αιγάλεω, Ελλάδα

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η μελέτη επιφανειακών ροών υγρού μετάλλου αποτελεί ένα από τα σημαντικά πεδία της έρευνας που πραγματοποιείται σε σχέση με την παραγωγή ενέργειας με χρήση της θερμοπυρηνικής σύντηξης και πιο συγκεκριμένα απαντάται στα έργα του International Fusion Materials Irradiation Facility (I.F.M.I.F.) και των λεγόμενων «υγρών τοίχων». Στο έργο του I.F.M.I.F. ο κύριος σκοπός είναι ο έλεγχος υποψηφίων υλικών προς χρήση σε καταστάσεις ακτινοβολίας παρόμοιες με αυτές που προβλέπεται να δημιουργηθούν στην μελλοντική μηχανή παραγωγής ενέργειας μέσω θερμοπυρηνικής σύντηξης. Πιο συγκεκριμένα μια έντονη πηγή νετρονίων προβλέπεται να παραχθεί με βομβαρδισμό ενός φιλμ ροής λιθίου από δυο δέσμες δευτερίου με ενεργειακή αξία της τάξης των 40MeV. Στην πηγή αυτή, η οποία θα προσομοιώνει το περιβάλλον ακτινοβολίας που προβλέπεται να δημιουργηθεί στον σχεδιαζόμενο αντιδραστήρα σύντηξης, θα υποβληθούν τα υποψήφια προς χρήση υλικά με σκοπό την αξιολόγησή τους.

Όσον αφορά το εγχείρημα των «υγρών τοίχων», η κεντρική ιδέα έχει να κάνει με την χρήση ροών λιθίου ελεύθερης επιφάνειας εναλλακτικά της χρήσης μετάλλων, ως υλικό σε απευθείας επαφή με το περιβάλλον πλάσματος που θα δεσπόζει στο χώρο πραγματοποίησης της θερμοπυρηνικής σύντηξης, κάτι που θα οδηγούσε σε πλεονεκτήματα όπως απαλλαγή από φαινόμενα διάβρωσης, μειωμένο κόστος κατασκευής και μεγαλύτερη λειτουργικότητα σε σχέση με τις δυνατότητες συντήρησης.

Η τροφοδοσία του λιθίου και στα δυο έργα, προβλέπεται μέσω της χρήσης ακροφυσίου. Η επιλογή ενός ακροφυσίου που θα μπορούσε να διασφαλίσει μια όσο το δυνατό πιο ευσταθής ροή είναι μια από τις ερευνητικές προτεραιότητες και αποτελεί το κίνητρο για την πραγματοποίηση της συγκεκριμένης εργασίας. Με βάση την βιβλιογραφία ακροφύσια με σχεδιασμό στηριζόμενο στο λεγόμενο προφίλ Shima, ευνοούν το σχηματισμό ευσταθών ροών. Βασισμένοι σε αυτό, στο παρόν άρθρο αξιολογούνται, μέσω της πραγματοποίησης αριθμητικών προσομοιώσεων, ένας αριθμός ακροφυσίων τέτοιου τύπου με σκοπό το προσδιορισμό του πλέον βέλτιστου με όρους ελαχιστοποίησης των διαταραχών ροής.

Λέξεις κλειδιά: Ροές ελεύθερης επιφάνειας, τύρβη, ακροφύσια Shima, υπολογιστική ρευστομηχανική.

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Τα τελευταία χρόνια αδιαμφισβήτητο γεγονός αποτελεί η τεράστια αύξηση των παγκόσμιων ενεργειακών αναγκών. Ανάμεσα στις διάφορες νέες προτάσεις για την επίτευξη παραγωγής ενέργειας, η θερμοπυρηνική σύντηξη αποτελεί μια από τις πιο υποσχόμενες επιλογές σε όρους επάρκειας, περιβαλλοντικής αποδοχής και προστασίας. Στο σχεδιασμό των αντιδραστήρων σύντηξης ένα από τα πλέον ενεργά επιστημονικά ενδιαφέροντα αποτελεί η κατασκευή υλικών τα οποία θα δύνανται να ανταπεξέλθουν στο πολύ ισχυρό περιβάλλον νετρονικής ακτινοβολίας που προβλέπεται να σχηματιστεί εσωτερικά του αντιδραστήρα.

Έχοντας ως κίνητρο την εξέταση υποψηφίων υλικών, η EURATOM και η Ιαπωνία αποφάσισαν το 2007, στο πλαίσιο μιας συμφωνίας ευρύτερης προσέγγισης (Broader Approach agreement) [1], το σχεδιασμό του International Fusion Materials Irradiation Facility (I.F.M.I.F.). Στο I.F.M.I.F. προβλέπεται η δημιουργία μιας έντονης νετρονικής πηγής, η οποία θα προσομοιώνει το περιβάλλον ακτινοβολίας του σχεδιαζόμενου αντιδραστήρα σύντηξης, μέσω βομβαρδισμού μιας στοχευμένης περιοχής σε μια ροή λιθίου, η οποία θα ρέει ελεύθερα σε ένα περιβάλλον αργού και πάνω σε ένα καμπύλο τοίχωμα, από δυο δέσμες δευτερίου με συνολική ενεργειακή τάξη των 40 MeV [2]. Πιο αναλυτικά, η συνολική κατασκευή της γεωμετρίας πάνω στην οποία θα ρέει το λίθιο, θα αποτελείται από ένα ομαλοποιητήρα (straightener) ο οποίος θα καταλήγει σε ένα ακροφύσιο, το οποίο με την σειρά του θα οδηγεί την ροή σε μια καμπυλόγραμμη πλάκα (concave shaped wall backplate) [2]. Ο ρόλος του ομαλοποιητήρα έγκειται στο να δημιουργήσει μια όσο το δυνατό πιο ομοιόμορφη ροή του λιθίου στην είσοδο του ακροφυσίου. Εκεί θα υπάρξει επιτάχυνση της ροής η οποία μετά την έξοδο του ακροφυσίου θα οδηγηθεί στην καμπυλόγραμμη πλάκα και θα ρέει ελεύθερα στο περιβάλλον αργού (επομένως μια διφασική ροή λιθίου/αργού θα λαμβάνει χώρα). Μια από τις βασικές προτεραιότητες, ώστε ο σχηματισμός της νετρονικής πηγής να είναι αρκούντως ομαλός και κατάλληλος ώστε να υποβληθούν σε αυτή τα υπονήφια υλικά και ταυτόχρονα να αποφευχθεί ο κίνδυνος υπερθέρμανσης του καμπύλου τοιχώματος, είναι ο περιορισμός των διαταραχών στην ελεύθερη ροή σε επίπεδα μικρότερα του 1mm [3,4]. Κρίσιμος παράγοντας για την ικανοποίηση αυτών των περιορισμών είναι ο σχεδιασμός του ακροφυσίου. Στην παρούσα φάση, το ακροφύσιο που προβλέπεται να χρησιμοποιηθεί στηρίζεται σχεδιαστικά στο λεγόμενο προφίλ Shima, το οποίο σύμφωνα με την βιβλιογραφία, ευνοεί την δημιουργία ροών με ελαχιστοποιημένες διαταραχές [3].

Παράλληλα και στο πλαίσιο των ερευνών που πραγματοποιούνται για τον όσο πιο λειτουργικό σχεδιασμό του χώρου του αντιδραστήρα σύντηξης, έμφαση έχει δοθεί τα τελευταία χρόνια στην εφαρμογή των λεγόμενων «υγρών τοίχων». Η συγκεκριμένη ιδέα βασίζεται στην χρήση ελεύθερων ροών υγρού μετάλλου σε άμεση επαφή με τον χώρο πλάσματος αντί μεταλλικών υλικών [5]. Μια τέτοια προσέγγιση θα μπορούσε να οδηγήσει σε διάφορα πλεονεκτήματα όπως εξαφάνιση των περιορισμών λόγω διάβρωσης, μεγαλύτερη ευκολία στις λειτουργίες συντήρησης και σημαντικά μικρότερο κόστος κατασκευής [6-9].

Όπως και στην περίπτωση του I.F.M.I.F. ένα από τα πεδία ενδιαφέροντος στο συγκεκριμένο εγχείρημα έγκειται στην επίτευξη όσο το δυνατό πιο ομοιόμορφης παροχής του υγρού μετάλλου εσωτερικά του αντιδραστήρα [10]. Επομένως η χρήση ακροφυσίων στηριζόμενα στο προφίλ Shima, μπορεί και εδώ να είναι η επιλογή. Σε αυτή την βάση, πραγματοποιήσαμε μια αριθμητική μελέτη εξετάζοντας πέντε διαφορετικά ακροφύσια αυτού του τύπου μέσω της προσομοίωσης διφασικής ροής λιθίου/αργού όμοια με αυτή που προβλέπεται να αναπτυχθεί στο I.F.M.I.F. διερευνώντας για την πλέον βέλτιστη λύση σε σχέση με τη ελαχιστοποίηση των διαταραχών ροής. Οι λεπτομέρειες σε σχέση με την γεωμετρία όπως και η φυσική ερμηνεία των αποτελεσμάτων παρουσιάζονται στα ακόλουθα κεφάλαια.

ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΕΙΣ ΓΕΩΜΕΤΡΙΩΝ ΚΑΙ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ

Πέντε διαφορετικά ακροφύσια ερευνώνται με το καθένα να χαρακτηρίζεται από μήκη εισόδου και εξόδου 100mm και 10mm αντίστοιχα (επομένως ένας λόγος μείωσης μηκών εισόδου/εξόδου λαμβάνει χώρα). Κάθε ακροφύσιο σχεδιάστηκε με βάση το προφίλ Shima το οποίο ορίζεται με την συνάρτηση $y(x)$ και εκφράζεται μέσω των σχέσεων

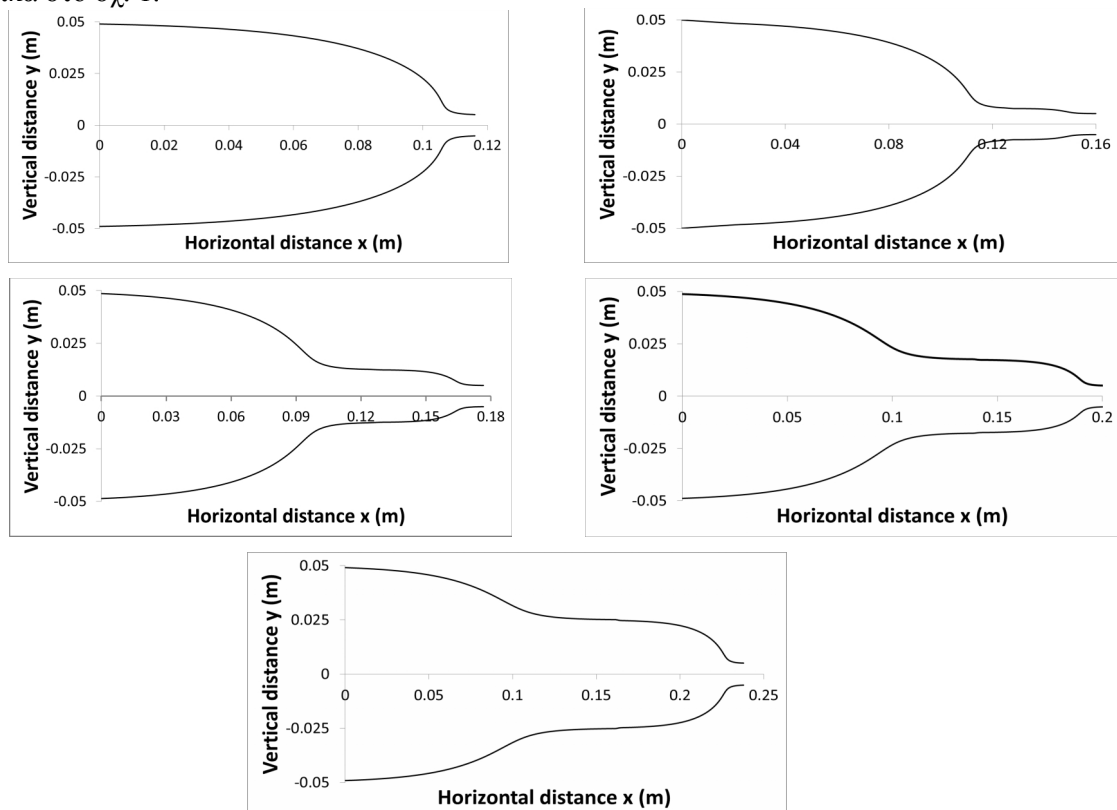
$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{2a \ln[2 \cos(t/2)] - 2b \ln[2 \sin(t/2)]}{\left[\sqrt{2b(a+b)} - (a+b) \right]} + \right] \text{ και } y(t) = \frac{b}{2} + \frac{1}{2\pi} \left[\frac{(a-b)t}{\left[\sqrt{2b(a+b)} - (a+b) \right]} + \right] \sin t$$

όπου $t \in [3.07, 0.035]$ και a, b συντελεστές όπου ορίζουν τα όρια στα οποία εφαρμόζονται οι σχέσεις [3].

Πιο αναλυτικά, το πρώτο ακροφύσιο υπό εξέταση στηρίζει το σχεδιασμό του στην εφαρμογή του προφίλ Shima δυο φορές. Μια μεταξύ των μηκών $a=100\text{mm}$ και $b=15\text{mm}$ και μια μεταξύ των μηκών $a=15\text{mm}$ και $b=10\text{mm}$ (από εδώ και πέρα και για χάριν συντομίας το συγκεκριμένο ακροφύσιο θα αποκαλείται στο κείμενο ως μοντέλο CS0015). Σημειώνεται ότι ένας τέτοιος τύπος ακροφυσίου είναι γνωστός στην βιβλιογραφία ως «double reducer nozzle» δηλ. ακροφύσιο διπλής μείωσης. Ανάλογα, τρία ακόμα όμοιου τύπου ακροφύσια σχεδιάστηκαν και εξετάστηκαν, τα ακόλουθα:

- Ακροφύσιο CS0025 - όρια εφαρμογής του προφίλ Shima: $a=100\text{mm}$ to $b=25\text{mm}$ και $a=25\text{mm}$ to $b=10\text{mm}$
- CS0035 - όρια εφαρμογής του προφίλ Shima: $a=100\text{mm}$ to $b=35\text{mm}$ και $a=35\text{mm}$ to $b=10\text{mm}$
- CS005 - όρια εφαρμογής του προφίλ Shima: $a=100\text{mm}$ to $b=50\text{mm}$ και $a=50\text{mm}$ to $b=10\text{mm}$

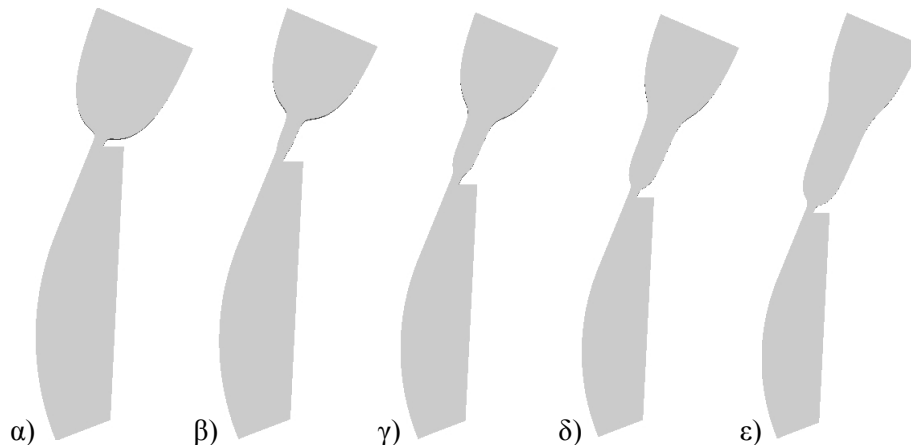
Τέλος, εξετάζεται και ένα ακόμα ακροφύσιο το οποίο όμως στηρίζεται στην εφαρμογή του προφίλ Shima μόνο μια φορά μεταξύ εισόδου και εξόδου, δηλ. $a=100\text{mm}$ και $b=10\text{mm}$, είναι επομένως ένα ακροφύσιο μονής μείωσης (θα αποκαλείται ως simple nozzle). Όλες οι περιπτώσεις παρουσιάζονται σχηματικά στο σχ. 1.



Σχ. 1 Τύποι ακροφυσίων. Από πάνω προς κάτω: Ακροφύσιο μονής μείωσης (simple nozzle) (επάνω αριστερά), ακροφύσιο CS0015 (επάνω δεξιά), ακροφύσιο CS0025 (μεσα αριστερά), ακροφύσιο CS0035 (μέσα δεξιά), ακροφύσιο CS005 (χαμηλά)

Κάθε ακροφύσιο ακολουθείται από ένα ευθύγραμμο τμήμα με μήκος 90mm και ένα καμπυλόγραμμο τοίχωμα ακτίνας 250mm και αζιμούθιας διάστασης 45° . Οι συγκεκριμένες διαστάσεις έχουν παρθεί

από την [3] όπου περιγράφονται ανάλογα πειραματικά αποτελέσματα διαφασικής ροής νερού/αέρα. Οι συνολικές γεωμετρίες υπό εξέταση παρουσιάζονται στο σχ. 2.

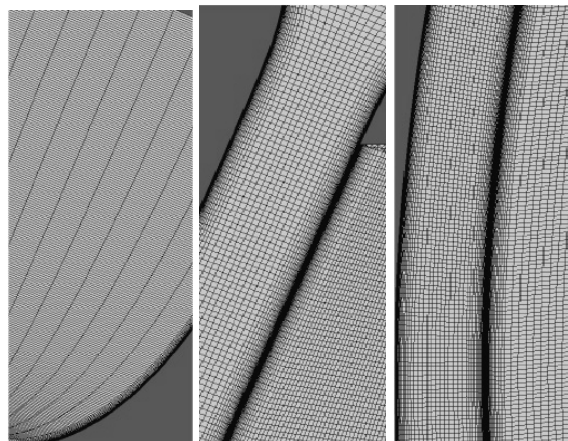


Σχ. 2 Γεωμετρίες υπό εξέταση. Από αριστερά προς τα δεξιά: χρήση του α) ακροφυσίου simple nozzle, β) του ακροφυσίου CS0015, γ) του ακροφυσίου CS0025, δ) του ακροφυσίου CS0035 και ε) του ακροφυσίου CS005.

ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΑ ΜΟΝΤΕΛΑ

Για την πραγματοποίηση των προσομοιώσεων χρησιμοποιήθηκε το πακέτο ανοικτού λογισμικού openFOAM [11], ένα σύνολο υπολογιστικών μοντέλων στηριζόμενο στην γλώσσα προγραμματισμού C++ και στη μεθοδολογία των πεπερασμένων όγκων, και πιο συγκεκριμένα ο επιλυτής ροών διεπιφάνειας interFOAM. Για τη χρονική διακριτοποίηση χρησιμοποιήθηκε ένα μικτό σχήμα βασισμένο στις μεθοδολογίες Euler και Crank Nicholson, για την χωρική διακριτοποίηση επιλέχθηκε ένα σχήμα κεντρικών διαφορών δεύτερης τάξης, ενώ για την προσομοίωση και απεικόνιση της διεπιφάνειας χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος Volume of Fluid (V.O.F.) [12].

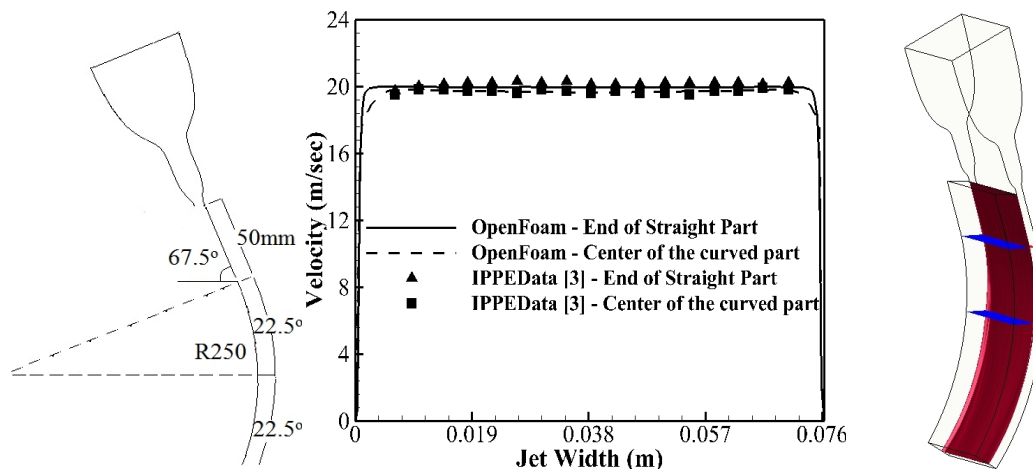
Σε ότι αφορά το υπολογιστικό πλέγμα, στα τοιχώματα αλλά και στην διεπιφάνεια επιλέχθηκε μήκος ίσο με $\Delta x = 5 \times 10^{-6}$ m το οποίο επεκτεινόταν στα γειτονικά στρώματα της γεωμετρίας έως και 8 υπολογιστικά κελιά, αυξάνοντας όμως το μέγεθός του ανά κελί με μια πολλαπλασιαστική σταθερά ίση με 1.2. Στο υπόλοιπο μέρος της γεωμετρίας το μήκος επιλέχθηκε ίσο με $\Delta x = 9 \times 10^{-4}$ m. Στο σχ. 3 απεικονίζεται το πλέγμα εσωτερικά του ακροφυσίου (αριστερά), κοντά στην έξοδο του ακροφυσίου (μέση) και στο κέντρο του καμπύλου τοιχώματος (δεξιά).



Σχ. 3 Πλέγμα εσωτερικά του ακροφυσίου (αριστερά), κοντά στην έξοδο του ακροφυσίου (μέση) και στο κέντρο του καμπύλου τοιχώματος (δεξιά)

Σε σχέση με την αξιοπιστία του επιλυτή, πραγματοποιήθηκαν συγκρίσεις του μοντέλου με δημοσιευμένα στην βιβλιογραφία πειραματικά δεδομένα [3] με πολύ καλή συγκρισιμότητα. Πιο αναλυτικά, εκτελέστηκε 3Δ προσομοίωση μιας διαφασικής ροής νερού/αέρα σε γεωμετρία αποτελούμενη από ένα ακροφύσιο διπλής μείωσης, το οποίο συνοδευόταν από ένα ευθύγραμμο τμήμα 50mm και ένα καμπύλο τοίχωμα ακτίνα 250mm και αποτελούμενη από πλάτος 76mm, σχ. 4 αριστερά.

Στην μεσαία εικόνα του σχ. 4 παρουσιάζεται σύγκριση του προφίλ ταχύτητας στο τέλος του ευθύγραμμου τμήματος και στο κέντρο του καμπύλου τοιχώματος (οι θέσεις απεικονίζονται στην δεξιά εικόνα του σχ. 4) μεταξύ του μοντέλου και των πειραματικών δεδομένων, με πολύ καλή ταύτιση επιβεβαιώνοντας την ικανότητα του υπολογιστικού μοντέλου.

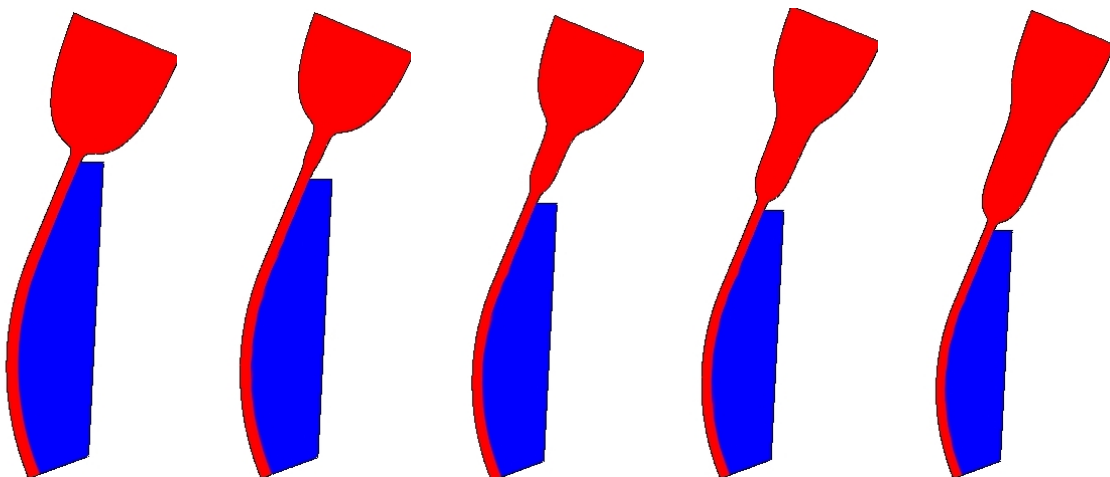


Σχ 4. Γεωμετρία (αριστερά), σύγκριση προφίλ ταχύτητας (μέση) στο τέλος του ευθύγραμμου τμήματος και στο κέντρο του καμπύλου τοιχώματος (δεξιά)

ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ

Λίθιο εισάγεται στην είσοδο του ακροφυσίου με ταχύτητα 1.5m/sec με την επιλογή της συγκεκριμένης τιμής να βασίζεται στην [13] όπου αναφέρεται ως ταχύτητα ικανή να καλύψει τις ανάγκες για αποτελεσματική απαγωγή θερμότητας σε μια τυπική διάταξη υγρών τοίχων. Παράλληλα, λαμβάνεται υπόψη η επίδραση της βαρύτητας στην κάθετη διεύθυνση με τιμή ίση με $9.81 \text{ m}^2/\text{sec}$.

Στο σχ. 5 απεικονίζονται στιγμιαίες 2Δ κατανομές της VOF συνάρτησης για όλες τις περιπτώσεις υπό μελέτη (το λίθιο απεικονίζεται με κόκκινο και το αργό με μπλε) τη χρονική στιγμή $t=15$. Παρατηρείται η εμφάνιση διαταραχών στην διεπιφάνεια η ένταση των οποίων είναι ανάλογη της επιλογής ακροφυσίου.

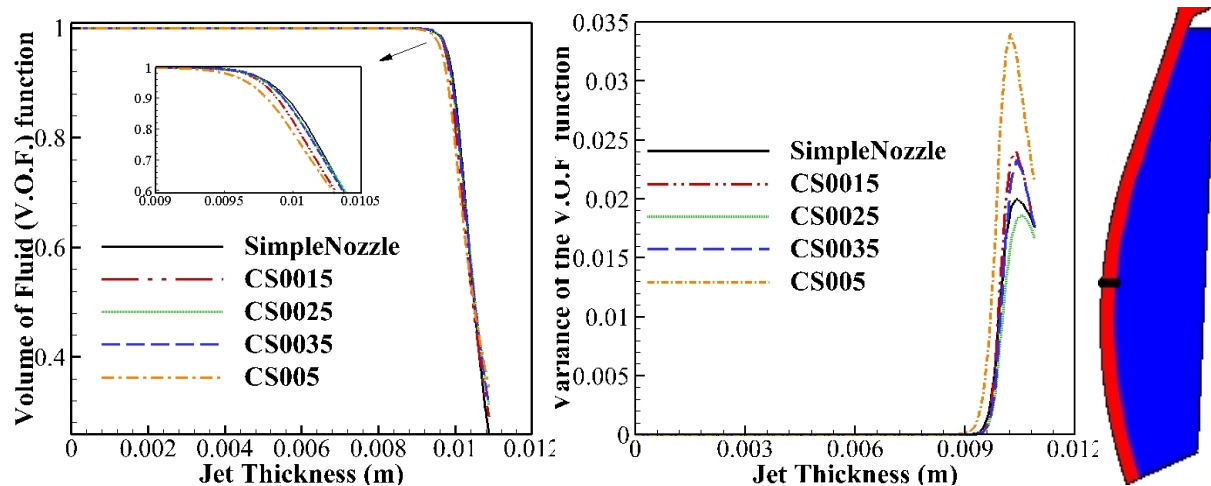


Σχ 5. 2D κατανομές της VOF συνάρτησης σε σχέση με την χρήση α) ακροφυσίου simple nozzle, β) του ακροφυσίου CS0015, γ) του ακροφυσίου CS0025, δ) του ακροφυσίου CS0035 και ε) του ακροφυσίου CS005.

Η παραπάνω συμπεριφορά περιγράφεται αναλυτικότερα στο σχ. 6 όπου παρουσιάζονται οι χρονικά μέσες κατανομές της συνάρτησης VOF (αριστερά) και των διακυμάνσεων της (μέση) στο κέντρο του καμπύλου τοιχώματος και κατά την οριζόντια διεύθυνση (η θέση απεικονίζεται με λεπτή μαύρη γραμμή στην δεξιά εικόνα) για όλες τις περιπτώσεις. Η τιμή $\text{VOF}=1$ αντιστοιχεί στην περίπτωση πλήρους κάλυψης του χώρου με λίθιο, η $0 < \text{VOF} < 1$ στην περιοχή της διεπιφάνειας και η $\text{VOF}=0$ στην περιοχή του αργού. Με βάση τα παραπάνω και ερμηνεύοντας την αριστερή εικόνα παρατηρείται ότι

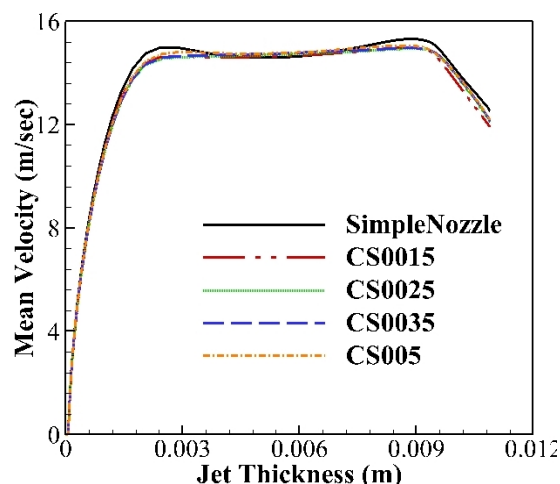
στην περίπτωση χρήσης του ακροφυσίου CS005 η περιοχή της διεπιφάνειας, όπως αυτή εκφράζεται από την μέση τιμή της VOF, εμφανίζεται σε μια απόσταση 9.3mm από το τοίχωμα. Συγκρίνοντας με το πάχος του λιθίου στην έξοδο του ακροφυσίου, το οποίο σε όλες τις γεωμετρίες είναι ίσο με 10mm, παρατηρείται μια μείωση σε αυτό ίση με 0.7mm. Η ίδια διαφορά στην περίπτωση που χρησιμοποιείται το ακροφύσιο μονής μείωσης (simple nozzle) είναι της τάξης του 0.4mm ενώ στις άλλες περιπτώσεις ακροφυσίων κυμαίνεται ανάμεσα στα δυο προαναφερθείσα όρια.

Ταυτόχρονα, παρατηρώντας την μεσαία εικόνα η οποία απεικονίζει τις διακυμάνσεις της VOF, διαπιστώνεται σε όλες τις περιπτώσεις η παρουσία διαταραχών στην θέση της διεπιφάνειας οι οποίες είναι μεγαλύτερης έντασης στην περίπτωση του ακροφυσίου CS005 και χαμηλότερης για τα ακροφύσια μονής μείωσης και CS0025.



Σχ. 6 Χρονικά μέσες κατανομές της συνάρτησης VOF (αριστερά) και των διακυμάνσεών της (μέση) στο κέντρο του καμπύλου τοιχώματος και κατά την οριζόντια διεύθυνση για όλες τις περιπτώσεις υπό μελέτη.

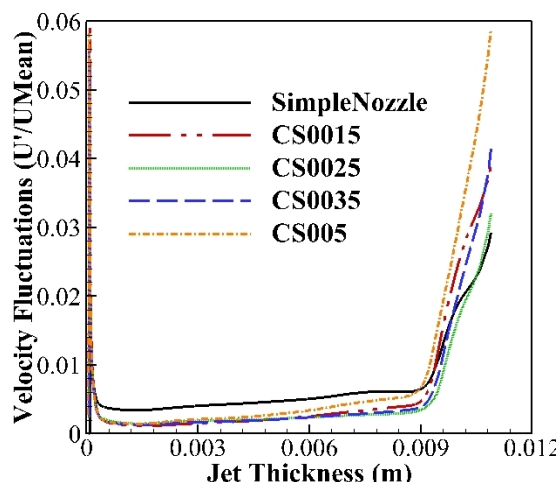
Στο Σχ. 7 παρατίθενται οι κατανομές της μέσης ταχύτητας, στην ίδια θέση με πριν, για όλες τις περιπτώσεις υπό μελέτη. Διαπιστώνεται πως η μέγιστη τιμή της, ανεξάρτητα ακροφυσίου, είναι κοντά στα 15m/sec ενώ δεν παρατηρούνται ιδιαίτερες διαφορές στη μορφή των κατανομών εκτός από την περίπτωση του ακροφυσίου μονής μείωσης όπου διαπιστώνεται η εμφάνιση ενός μικρού κύματος στο μέσο του προφίλ.



Σχ. 7 Χρονικά μέση κατανομή της ταχύτητας στο κέντρο του καμπύλου τοιχώματος και κατά την οριζόντια διεύθυνση για όλες τις περιπτώσεις υπό μελέτη.

Τέλος στο Σχ. 8 και στην ίδια θέση με προηγουμένως, απεικονίζονται οι χρονικά μέσες κατανομές των διαταραχών της ταχύτητας (κανονικοποιημένες με την χρονικά μέση συνιστώσα της ταχύτητας).

Παρατηρείται πως η μικρότερες τιμές εμφανίζονται με την χρήση των ακροφυσίων simple nozzle και CS0025, ενώ οι διαταραχές είναι πιο έντονες στην περίπτωση του ακροφυσίου CS005.



Σχ. 8 Χρονικά μέση κατανομή των διαταραχών της ταχύτητας στο κέντρο του καμπύλου τοιχώματος και κατά την οριζόντια διεύθυνση για όλες τις περιπτώσεις υπό μελέτη.

Σημειώνεται ότι στις προσομοιώσεις εφαρμόστηκε το κριτήριο Courant–Friedrichs–Lewy (C.F.L.) με αριθμό CFL ίσο με 0.5 ενώ επιλέχθηκαν θερμοδυναμικές ιδιότητες λιθίου και αργού σε πίεση 1atm και θερμοκρασίας 250° C με τα δεδομένα να λαμβάνονται από τις [3, 14], πιν. 1.

Φάσεις	Πυκνότητα (Kg/m ³)	Κινηματικό ιξώδες (m ² /sec)	Επιφανειακή τάση (N/m)
Λίθιο	509	0.97x10 ⁻⁶	0.399
Αργό	0.93	3.78x10 ⁻⁵	

Πιν. 1. Θερμοφυσικές ιδιότητες λιθίου και αργού σε πίεση 1atm και θερμοκρασία 250° C.

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Οι ροές ελεύθερης επιφάνειας υγρού μετάλλου αποτελούν αντικείμενο υπό μελέτη στην τρέχουσα έρευνα για παραγωγή ενέργειας από θερμοπυρηνική σύντηξη στα πλαίσια των εγχειρημάτων του I.F.M.I.F. και των «υγρών τοίχων». Στις συγκεκριμένες εφαρμογές το ρευστό προβλέπεται να τοποθετηθεί εσωτερικά του όγκου ενδιαφέροντος με την χρήση ειδικά σχεδιασμένων ακροφυσίων τα οποία θα εξασφαλίζουν μια όσο το δυνατό πιο ομοιόμορφη είσοδο ελαχιστοποιώντας τις διαταραχές και ενισχύοντας την ευστάθεια. Σύμφωνα με την βιβλιογραφία, ακροφύσια των οποίων ο σχεδιασμός έχει βασιστεί στο λεγόμενο προφίλ Shima ευνοούν την ικανοποίηση των παραπάνω προϋποθέσεων. Σε αυτό το πλαίσιο στην συγκεκριμένη εργασία, σχεδιάστηκαν πέντε διαφορετικά ακροφύσια τύπου και εξετάστηκαν με την προσομοίωση μιας δισδιάστατης ροής λιθίου/αργού όμοιας με αυτή που προβλέπεται να αναπτυχθεί στο I.F.M.I.F. Τα αποτελέσματα φανερώνουν μεγαλύτερη ευστάθεια ροής με την χρήση των μοντέλων simple nozzle και CS0025, με χειρότερα αποτελέσματα να προκύπτουν για την περίπτωση του CS005.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η συγκεκριμένη εργασία πραγματοποιήθηκε στο πλαίσιο συνεργασίας των οργανισμών EURATOM Hellenic Republic Association και EURATOM Belgian State Association και υποστηρίχθηκε από την Ευρωπαϊκή Ένωση στο πλαίσιο του προγράμματος ελεγχόμενης θερμοπυρηνικής σύντηξης. Το περιεχόμενο είναι απόλυτη ευθύνη των συγγραφέων και δεν εκφράζει απαραίτητα την Ευρωπαϊκή Επιτροπή και τις υπηρεσίες της.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Agreement between the European Atomic Energy Community and the Government of Japan for the Joint Implementation of the Broader Approach Activities in the Field of Fusion Energy Research, Official Journal of the European Union (2007), L 246/34.
2. Engineering Validation and Engineering Design Activities for the International Fusion Materials Irradiation Facility, PA-LF06 - Annex B: Technical Specification for the Engineering Design of the IFMIF Lithium Target Facility.
3. A. Leypunsky (2006), The thermal-hydraulic and technological investigations for validation of the project of lithium circulation loop and neutron lithium target for IFMIF, Inst. of Phys. & Power Eng. (IPPE), Final report.
4. S. Gordeev, V. Heinzel & R. Stieglitz (2011), Hydraulic numerical analyses of the IFMIF target performance, Fusion Eng. Des., 86, pp. 2545-2548.
5. V. Pericoli-Ridolfini et al. (2007), Edge properties with the liquid lithium limiter in FTU experiment and transport modelling, Plasma Phys. Cont. F., 49, S123-S135.
6. M. Narula et al. (2006), Exploring liquid metal plasma facing component (PFC) concepts - Liquid metal film flow behavior under fusion relevant magnetic fields, Fusion Eng. Des., 81, pp. 1543-1548.
7. N.B. Morley, S. Smolentsev, R. Munipalli (2004), Progress on the modeling of liquid metal, free surface, MHD flows for fusion liquid walls, Fusion Eng. Des., 72, pp. 3-34.
8. M.A. Abdou et al. (2001), On the exploration of innovative concepts for fusion chamber technology, Fusion Eng. Des., 54, pp. 181-247.
9. Z. Kawara et al. (2010), Investigation of liquid-film formation along first wall of laser-fusion reactor, Fusion Eng. Des., 85, pp. 2181-2186.
10. R. Gomes et al. (2008), Interaction of a liquid gallium jet with the Tokamak ISTTOK edge plasma, Fusion Eng. Des., 83, pp. 102-111.
11. <http://www.openfoam.com/features/parallelcomputing.php>.
12. OpenFOAM (2010), Programmers guide Version 1.7.1.
13. A.Y. Ying et al. (2000), Free surface heat transfer and innovative designs for thin and thick liquid walls, Fusion Eng. & Des., 49-50, pp. 397-406.
14. <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>

Simulation of a Lithium flow in an Argon environment to determine an optimal nozzle configuration with respect to uniformity, stability and minimum turbulent fluctuations presence

S. Kakarantzas ^a, B. Knaepen ^b, M. Caby ^b, L. Benos ^a, I. Sarris ^c and N. Pelekasis ^a

^a *Department of Mechanical Engineering, University of Thessaly, Athens Avenue, 38334, Volos, Greece*

^b *Statistical and Plasma Physics, Free University of Brussels, Campus de la Plaine, CP 231, Boulevard du Triomphe, 1050, Brussels, Belgium*

^c *Department of Energy Technology, Technological & Educational Institute of Athens, Ag. Spyridona 17, 12210, Egaleo, Greece*

ABSTRACT

Free surface flows are of great interest in fusion research, e.g. for I.F.M.I.F. or the liquid walls concepts. On one hand, in the I.F.M.I.F. project the main goal is to test candidate metallic materials in irradiation conditions similar to those found in a fusion reactor. More specifically, an intense neutron source will be produced by bombarding a liquid lithium target jet with two deuterium beams of 40 MeV. The source will then be used to test samples of the candidate materials. On the other hand, the so called "liquid walls" project is related to the use of liquid film free surface flows as plasma facing components (PFCs) as an alternative to metallic plasma facing materials. Such method could result in important advantages, i.e. minimizing of corrosion defects and faster maintenance.

In both concepts the feeding of the liquid film is envisioned to be provided by a nozzle. The retaining of the flow stability after the nozzle is of significant research interest. According to the literature, nozzles with profiles based on Shima's formulation favors such stability. In that context, we tested several single and double reducer nozzle modules, of such type, by simulating a two phase lithium/argon flow similar to the one expected in the I.F.M.I.F. lithium target assembly. The results show that the use of a single reducer nozzle favours stability and also that the efficiency of the double reducer nozzles depends on their reducing ratio.

Keywords: Free surface flows, turbulence, I.F.M.I.F., Shima nozzle, CFD

ACKNOWLEDGEMENTS

This work was performed in the framework of the EURATOM Hellenic Republic Association and the EURATOM Belgian State Association. It is supported by the European Union within the Fusion Program. The content of this publication is the sole responsibility of the authors and it does not necessarily represent the views of the Commission or its services.

ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΜΗ-ΕΠΑΝΔΡΩΜΕΝΟΥ ΕΛΑΦΡΟΥ ΑΕΡΟΧΗΜΑΤΟΣ. ΜΕΡΟΣ II: ΠΡΟΚΑΤΑΡΚΤΙΚΟΣ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΚΑΙ ΔΙΑΣΤΑΣΙΟΛΟΓΗΣΗ

**Π. Παναγιώτου, Π. Καπαρός, Ν. Λαγόπουλος, Β. Λυμπερόπουλος, Χ. Λυτροκάκης,
Ο. Ρόζος, Φ. Σαββόπουλος, Χ. Σαλπυγγίδου, Κ. Υάκινθος**
Εργαστήριο Μηχανικής Ρευστών και Στροβιλομηχανών
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πολυτεχνική Σχολή, ΑΠΘ
54124 Θεσσαλονίκη, email: kyak@auth.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στα πλαίσια της παρούσας εργασίας παρουσιάζεται η φάση της προκαταρκτικής σχεδίασης (preliminary design) ενός μη-επανδρωμένου αεροσκάφους (UAV), με έμφαση στο κομμάτι της αεροδυναμικής μελέτης. Η φάση αυτή έπεται της διαδικασίας του πρώιμου σχεδιασμού, από την οποία έχει ήδη προκύψει ένα αρχικό σχέδιο, έχουν επιλεγεί οι βασικές γεωμετρικές παράμετροι και έχουν εκτιμηθεί πρώτες τιμές, όσον αφορά το βάρος, την αεροδυναμική και τις επιδόσεις του αεροσκάφους, και περιλαμβάνει μια πιο λεπτομερή μελέτη του αεροχήματος. Ενδεικτικά, αναλύονται τα θέματα της ευστάθειας και του σχεδιασμού των επιφανειών ελέγχου, της μελέτης του συστήματος πρόωσης και της ψύξης του κινητήρα, ενώ αναπτύσσονται και τεχνικές αεροδυναμικής βελτιστοποίησης. Αναφορά γίνεται και στην εξομοίωση πτήσης του αεροχήματος που πραγματοποιήθηκε σε κατάλληλο λογισμικό, εισάγοντας σε αυτό όλες τις αεροδυναμικές παραμέτρους του μη-επανδρωμένου αεροχήματος, προκειμένου να αξιολογηθούν οι συντελεστές απόδοσης και ευστάθειας. Παρουσιάζονται οι υπολογισμοί που χρησιμοποιήθηκαν και αναλύεται η μεθοδολογία υπολογιστικής μοντελοποίησης (CFD) που ακολουθήθηκε. Τέλος, παρουσιάζεται το σύνολο των παραμέτρων του αεροσκάφους, όπως προέκυψαν από τους τελικούς υπολογισμούς της φάσης της αεροδυναμικής σχεδίασης.

Λέξεις Κλειδιά: Μη-επανδρωμένο-αεροσκάφος, UAV, προκαταρκτική σχεδίαση, CFD, αεροναυτική

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η διαδικασία της σχεδίασης ενός αεροσκάφους εκκινεί με την φάση του πρώιμου σχεδιασμού (conceptual design), κατά την οποία ουσιαστικά εκκινεί ο αεροδυναμικός σχεδιασμός, γίνεται η σύλληψη της ιδέας και μια πρώτη διαστασιολόγηση. Στα πλαίσια του προγράμματος του Hellenic Civil Unmanned Aerial Vehicle (HCUAV), παράλληλα με τη διαδικασία αεροδυναμικής σχεδίασης, αναπτύχθηκαν και αναλυτικά εργαλεία διαστασιολόγησης, με βάση τα οποία εκτιμήθηκαν και οι βασικές παράμετροι που αφορούν το βάρος, τη γεωμετρία και τις επιδόσεις του αεροσκάφους (Σαλπιδίου et al., 2014).

Επόμενο βήμα στη διαδικασία σχεδιασμού είναι η προκαταρκτική σχεδίαση (preliminary design). Οι βασικές σχεδιαστικές επιλογές έχουν ήδη γίνει, και η γενική διαμόρφωση του αεροσκάφους είχε καθοριστεί, ωστόσο, όσο ο σχεδιασμός προχωράει, πραγματοποιούνται παράλληλα και τροποποιήσεις στην εξωτερική γεωμετρία. Όπως αναφέρει και ο Raymer (2012), σε αυτή τη φάση εκκινούν παράλληλα και άλλες βασικές μελέτες, όπως είναι για παράδειγμα η δομική ανάλυση του αεροσκάφους. Στόχος αυτής της φάσης είναι ουσιαστικά η προετοιμασία για τη φάση λεπτομερούς σχεδίασης (detail design), και την παραγωγή και πλήρη ανάπτυξη του αεροσκάφους (full-scale development).

Στης παρούσα εργασία, παρουσιάζονται βήμα-προς-βήμα τα βασικά στάδια της αεροδυναμικής μελέτης που πραγματοποιήθηκαν στα πλαίσια της φάσης προκαταρκτικής σχεδίασης. Τέλος, παρουσιάζονται τα βασικά χαρακτηριστικά της γεωμετρίας και των επιδόσεων του HCUAV.

2. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΥ

Ο αεροδυναμική μελέτη του HCUAV στα πλαίσια της προκαταρκτικής φάσης σχεδίασης, που αποτελεί και το αντικείμενο αυτής της εργασίας, είχε πολλά επιμέρους σκέλη, το κάθε ένα από τα οποία αντιμετωπίστηκε ξεχωριστά. Όλα τα τμήματα του αεροσκάφους, όπως για παράδειγμα η πτέρυγα και η άτρακτος, διαστασιολογήθηκαν στην τελική τους μορφή, ενώ οι υπολογισμοί που αφορούν όλες τις παραμέτρους έγιναν πιο λεπτομερείς και συγκεκριμένοι και τα αποτελέσματά τους πιο αξιόπιστα. Επιπρόσθετα, σε αυτό το στάδιο και οι υπολογιστικές προσομοιώσεις πραγματοποιήθηκαν με μεγαλύτερη λεπτομέρεια. Όπως θα αναλυθεί παρακάτω, το ροϊκό πεδίο γύρω από το αεροσκάφος εξετάστηκε για μεγάλο εύρος γωνιών προσβολής, εξασφαλίζοντας την μοντελοποίηση των περισσότερων πτητικών συνθηκών, ενώ λήφθηκε υπόψη και η επίδραση της προπέλας.

Από την ομάδα αεροδυναμικής σχεδίασης, σε κάθε βήμα έπρεπε να λαμβάνονται υπόψη και όλα τα ζητήματα που σχετίζονται με την κατασκευή και τη λειτουργία του, ενώ σημαντικό ρόλο έπαιξε και ο παράγοντας του κόστους. Σε ορισμένα δε στάδια της μελέτης προκαταρκτικού σχεδιασμού υπήρχε συνεχής επικοινωνία και με τις υπόλοιπες ομάδες σχεδίασης, όπως για παράδειγμα με το τμήμα του δομικού σχεδιασμού, για πληροφορίες που αφορούσαν θέματα αντοχής, δυνατότητες κατασκευής, αλλά και βασικές, για τη διαδικασία αεροδυναμικής σχεδίασης, παραμέτρους (τιμές για βάρη κατασκευής και εξοπλισμού, κέντρα βάρους, και ροπές αδράνειας).

2.1 Επιλογή κινητήρα και σχεδιασμός ατράκτου

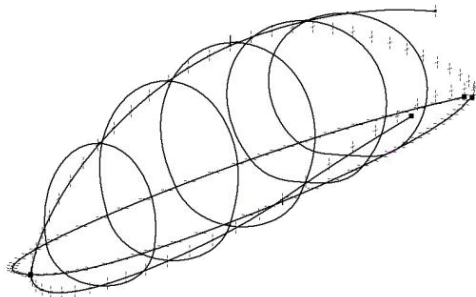
Η επιλογή του κινητήρα είναι ιδιαίτερα σημαντική, καθώς επηρεάζει άμεσα μια σειρά από παραμέτρους απόδοσης, όπως είναι για παράδειγμα η μέγιστη ταχύτητα και ο ρυθμός ανόδου. Από τους υπολογισμούς της πρώιμης σχεδίασης εκτιμήθηκε ότι η μέγιστη υποδύναμη που το HCUAV θα πρέπει να φέρει, προκειμένου να αντεπεξέλθει στις αρχικές απαιτήσεις, θα είναι περίπου ίση με 30 hp.

Στα πλαίσια της προκαταρκτικής σχεδίασης έγινε μια ενδελεχής έρευνα αγοράς όσον αφορά τους διαθέσιμους κινητήρες αντίστοιχης ισχύος, με βασικότερα κριτήρια, πέρα από την διαθέσιμη υποδύναμη, την αξιοπιστία του κατασκευαστή και το κόστος. Τελικά επιλέχθηκε το μοντέλο 305i της Zanzottera Technologies (“Zanzottera Technologies 305 LHT Engine,” 2011). Πρόκειται για έναν δίχρονο εμβολοφόρο, αερόψυκτο κινητήρα εσωτερικής καύσης, με μέγιστη διαθέσιμη υποδύναμη 25 hp. Η εταιρία αυτή προμηθεύει κινητήρες και για άλλα μη-επανδρωμένα αεροσκάφη που βρίσκονται

ήδη στην αγορά (“Aerostar Tactical UAS”), γεγονός που την καθιστά αξιόπιστη, ενώ το κόστος του είναι σε συμφωνία με τους προβλεπόμενους από το πρόγραμμα πόρους.

Για να ελεγχθεί/πιστοποιηθεί η επάρκεια του συγκεκριμένου μοντέλου ακολούθησε μια σειρά υπολογισμών (Anderson (1999), Raymer (2012)), οι οποίοι έδειξαν ότι ο κινητήρας ανταποκρίνεται στις περισσότερες συνθήκες λειτουργίας. Ωστόσο η μικρότερη από την εκτιμημένη μέγιστη ιπποδύναμη μετέβαλε προς το χειρότερο ορισμένες παραμέτρους απόδοσης. Συγκεκριμένα, η μέγιστη ταχύτητα και ο ρυθμός ανόδου του αεροχήματος μειώνονται, ενώ το μήκος διαδρόμου απογείωσης αυξάνεται. Οι μεταβολές αυτές κατέστησαν επιτακτική την αεροδυναμική βελτιστοποίηση του αεροσκάφους.

Όσον αφορά την άτρακτο του HCUAV, στα πλαίσια του προκαταρκτικού σχεδιασμού η εξωτερική γεωμετρία τροποποιήθηκε, λαμβάνοντας υπόψη τις διαστάσεις του κινητήρα αλλά και ορισμένα πιο αναλυτικά στοιχεία για τον ηλεκτρονικό εξοπλισμό. Βασικά χαρακτηριστικά της νέας σχεδίασης είναι ο μεγαλύτερος διαθέσιμος εσωτερικός χώρος για την τοποθέτηση του εξοπλισμού, η κατάλληλα διαμορφωμένη πίσω επιφάνεια προκειμένου να είναι δυνατή η στήριξη του κινητήρα, ενώ παράλληλα έγιναν οι απαραίτητες τροποποιήσεις ώστε να είναι δυνατή η σύνδεση όλων των απαραίτητων στοιχείων, όπως οι πτέρυγες και τα σκέλη προσγείωσης.



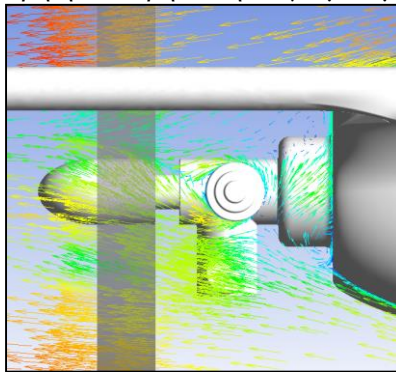
Σχήμα 1. Προσχέδιο της ατράκτου, όπου φαίνονται τα προφίλ των αεροτομών που την αποτελούν.

Σημειώνεται ότι για το σχεδιασμό της ατράκτου ακολουθήθηκε η ίδια φιλοσοφία σχεδιασμού που ορίστηκε κατά την πρώτη σχεδίαση: η εξωτερική γεωμετρία προκύπτει από συνδυασμό αεροτομών, προκειμένου να ελαχιστοποιηθεί η δύναμη αντίστασης.

Τέλος, στα πλαίσια αυτού του κεφαλαίου ανήκει και η μελέτη ψύξης του συστήματος πρόωσης. Δεδομένου του ότι ο κινητήρας που επιλέχθηκε είναι αερόψυκτος, δυο ήταν οι βασικές επιλογές που εξετάστηκαν για την τοποθέτησή του:

- Τοποθετημένος εσωτερικά της ατράκτου, με ειδικά σχεδιασμένους αεραγωγούς για ψύξη, και
- Άμεσα εκτεθειμένος στη ροή.

Τελικά επιλέχθηκε ως καταλληλότερη η δεύτερη λύση, λόγω μειωμένης πολυπλοκότητας.



Σχήμα 2. Απεικόνιση του ροϊκού πεδίου γύρω από τον κινητήρα.

Το ροϊκό πεδίο γύρω από τον κινητήρα εξετάστηκε χρησιμοποιώντας υπολογιστικές προσομοιώσεις (σχήμα 2), ενώ χρησιμοποιήθηκαν και αναλυτικές εξισώσεις, όπως είναι για παράδειγμα η σχέση 1, προκειμένου να πιστοποιηθεί η ψυκτική επάρκεια της διάταξης (Yoshida et al. (2006), Gibson).

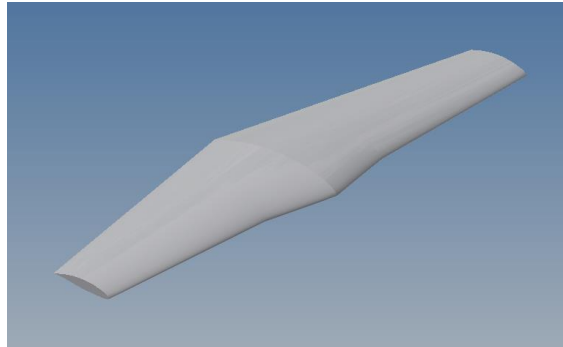
$$a = 241.7(0.0247 - 0.00148(h^{0.8}/p^{0.4}))u^{0.73} \quad (1)$$

Σημειώνεται ότι a είναι ο συντελεστής συναγωγής των πτερυγίων του κινητήρα, h και p αναφέρονται σε γεωμετρικά χαρακτηριστικά των πτερυγίων, και u είναι η ταχύτητα του αέρα.

Ένα βασικό συμπέρασμα που προέκυψε είναι, ότι σε τέτοιου είδους διατάξεις η ίδια η προπέλα συνεισφέρει καταλυτικά στην ψύξη του κινητήρα, καθώς εξαναγκάζει τον αέρα να ρέει γύρω από τους θερμούς κυλίνδρους, απάγοντας έτσι την απαραίτητη ποσότητα θερμότητας. Αυτό σημαίνει ότι μπορεί να αποφευχθεί η εγκατάσταση πρόσθετων διατάξεων, όπως για παράδειγμα αεραγωγών και ανεμιστήρων, που θα οδηγούσαν σε αύξηση της πολυπλοκότητας, του βάρους, αλλά και του κόστους της κατασκευής.

2.2 Σχεδιασμός πτέρυγας

Όπως και στην άτρακτο, έτσι και κατά τον σχεδιασμό της κύριας πτέρυγας, ακολουθήθηκε η ίδια φιλοσοφία με το πρώιμο σχέδιο. Έτσι, ο λόγος εγκλεισμού παρέμεινε πρακτικά αμετάβλητος, ενώ και οι γωνίες κλίσης, συστροφής και διέδρου παρέμειναν ως είχαν. Όσον αφορά την αεροτομή της κύριας πτέρυγας, η NLF(1)-1015 (Selig et al., 1995) παγιώθηκε ως επιλογή, αφού παρουσιάζει πολύ καλά αεροδυναμικά χαρακτηριστικά για τους αριθμούς Reynolds που εξετάζονται, αλλά και μεγάλο εσωτερικό χώρο, λόγω του σχετικά μεγάλου πάχους της ($t/c = 15\%$). Επίσης, η συνολική επιφάνεια έγινε μεγαλύτερη, ώστε να βελτιωθούν τα επιχειρησιακά χαρακτηριστικά του αεροχήματος. Τέλος, το εκπέτασμα, και κατά συνέπεια και το διάταμα μεγάλωσαν, με στόχο την καλύτερη αεροδυναμική απόδοση της πτέρυγας.



Σχήμα 3. 3D CAD απεικόνιση της κύριας πτέρυγας του HCUAV.

2.3 Σχεδιασμός ουραίου πτερυγίου και μελέτη ευστάθειας

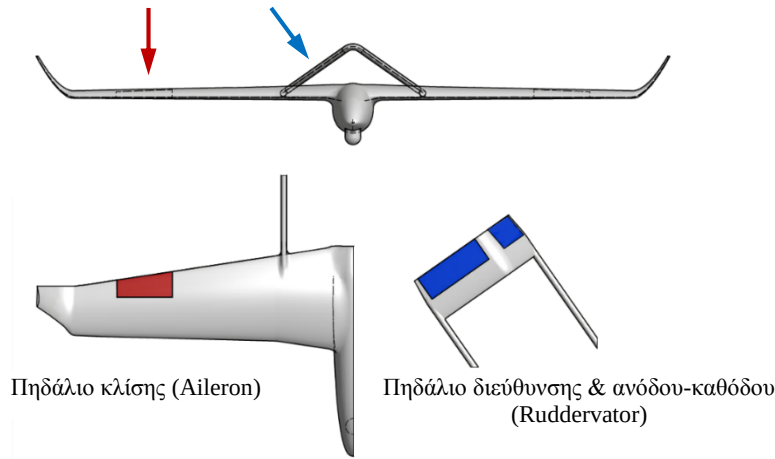
Το ουραίο πτερόγιο είναι το πιο σημαντικό τμήμα του αεροσκάφους, όσον αφορά την ευστάθεια ενός αεροχήματος. Η διαδικασία διαστασιολόγησής του αφορά ένα μεγάλο εύρος παραμέτρων, από το είδος της αεροτομής και το μήκος της χορδής, μέχρι το μήκος των πρόβολων στήριξης (booms). Η βασική φιλοσοφία είναι σε συμφωνία με το τελικό σχέδιο του πρώιμου σχεδιασμού, ωστόσο ορισμένες διαστάσεις άλλαξαν σημαντικά.

Τα βασικά μεγέθη που καθορίζουν τη διαμήκη ευστάθεια στη σχέση 2, όπου $C_{m_{cg}}$ είναι ο συντελεστής ροπής ως προς το κέντρο βάρους. Σε κάθε φάση της πτήσης πρέπει να εξασφαλίζεται ότι $C_{m_{cg}} = 0$, ενώ για να χαρακτηριστεί ένα αερόχημα ως ευσταθές πρέπει η αντίστοιχη κλίση να είναι αρνητική, δηλαδή $C_{m_a} < 0$.

$$C_{m_{cg}} = C_{m_0} + C_{m_a} a \begin{cases} C_{m_0} = C_{m_{0,w}} + C_{m_{0,f}} + \eta V_H C_{L_{a,t}} (\epsilon_0 + i_w - i_t) \\ C_{m_a} = C_{L_{a,w}} \left(\frac{X_{cg}}{\bar{c}} - \frac{X_{ac}}{\bar{c}} \right) + C_{m_{a,f}} - \eta V_H C_{L_{a,t}} \left(1 - \frac{d\epsilon}{da} \right) \end{cases} \quad (2)$$

Η γεωμετρία του ουραίου εξαρτάται αφενός από την τα χαρακτηριστικά της κύριας πτέρυγας, και αφετέρου από το κέντρο βάρους του αεροσκάφους. Έτσι, δεδομένου του ότι η γεωμετρία της κύριας πτέρυγας είχε καθοριστεί, τα χαρακτηριστικά του εξαρτιόνταν από την εξέλιξη της δομικής μελέτης. Κατά την προκαταρκτική σχεδίαση λοιπόν, το τμήμα αεροδυναμικού σχεδιασμού λάμβανε σε κάθε βήμα της δομικής μελέτης τα δεδομένα και προχωρούσε στις απαραίτητες τροποποιήσεις στη γεωμετρία του ουραίου περυγίου. Οι τροποποιήσεις αυτές δίνονταν με τη σειρά τους στην ομάδα δομικού σχεδιασμού, προ κειμένου να γίνουν οι αντίστοιχες αναλύσεις. Η τελική σχεδίαση ικανοποιούσε τόσο τις απαιτήσεις σε ευστάθεια και αεροδυναμικές επιδόσεις, όσο και τους δομικούς περιορισμούς.

Όσον αφορά τις επιφάνειες ελέγχου, ο σχεδιασμός πραγματοποιήθηκε με βάση τη μεθοδολογία που παρουσιάζεται από τον Sadraey (2013). Σημειώνεται ότι οι επιφάνειες ελέγχου που θα φέρει το αεροσκάφος χωρίζονται σε τρία είδη, ανάλογα με τη λειτουργία τους: τα πηδάλια κλίσης (ailerons), τα πηδάλια ανόδου-καθόδου (elevators) και τα πηδάλια διεύθυνσης (rudders). Από τη βιβλιογραφία καθορίζονται ορισμένες ακραίες καταστάσεις λειτουργίας, με βάση τις οποίες πραγματοποιείται και η διαστασιολόγηση. Έτσι, εξασφαλίζεται ο έλεγχος του αεροσκάφους για όλα τα σενάρια πτήσης. Για την διεκπεραίωση των απαραίτητων υπολογισμών δημιουργήθηκε ακόμα ένα υπολογιστικό εργαλείο, από όπου τελικά προέκυψαν οι γεωμετρίες που απεικονίζονται στο σχήμα 4.



Σχήμα 4. Σχηματική απεικόνιση των επιφανειών ελέγχου.

Σημειώνεται πως οι επιφάνειες ελέγχου της ουράς, δηλαδή τα πηδάλια ανόδου-καθόδου και διεύθυνσης, στην περίπτωση ουράς σχήματος αντεστραμμένου V, συνδυάζονται σε μία κοινή γεωμετρία (ruddervator). Το πηδάλιο αυτό διαστασιολογήθηκε λαμβάνοντας υπόψη το απαιτούμενο εμβαδό του μεγαλύτερου από τα δυο επιμέρους πηδάλια ελέγχου.

Επίσης, ένα ακόμα τμήμα της μελέτης ευστάθειας του HCUAV είναι και ο υπολογισμός των συντελεστών ευστάθειας (stability derivatives). Για το σκοπό αυτό, δημιουργήθηκε ένα ακόμα εργαλείο, στο οποίο έχουν συμπεριληφθεί μια σειρά αναλυτικών υπολογισμών (Roskam (1973), Roskam (2004)). Στη συνέχεια έγινε αντιπαραβολή των συντελεστών με προτεινόμενες από τη βιβλιογραφία τιμές και με αντίστοιχους συντελεστές και άλλων UAV, και όπου κρίθηκε απαραίτητο έγιναν οι κατάλληλες διορθώσεις στη γεωμετρία του αεροσκάφους. Οι συντελεστές αυτοί (C_i) παρουσιάζονται ενδεικτικά στις παρακάτω σχέσεις, με βάση τις οποίες υπολογίζονται η άντωση F_{lift} , η αντίσταση F_{drag} και η πλαϊνή δύναμη F_{side} που ασκούνται στο αερόχημα.

$$F_{lift} = \frac{1}{2} \rho V^2 S \left(C_{L\alpha} + C_{Lq} \frac{c}{2V} q + C_{L\delta e} \delta e \right) \quad (3)$$

$$F_{drag} = \frac{1}{2} \rho V^2 S \left(C_{D\alpha} + C_{Dq} \frac{c}{2V} q + C_{D\delta e} \delta e \right) \quad (4)$$

$$F_{side} = \frac{1}{2} \rho V^2 S \left(C_{Y_0} + C_{Y\beta} \beta + C_{Yp} \frac{b}{2V} p + C_{Yr} \frac{b}{2V} r + C_{Y\delta a} \delta a + C_{Y\delta r} \delta r \right) \quad (5)$$

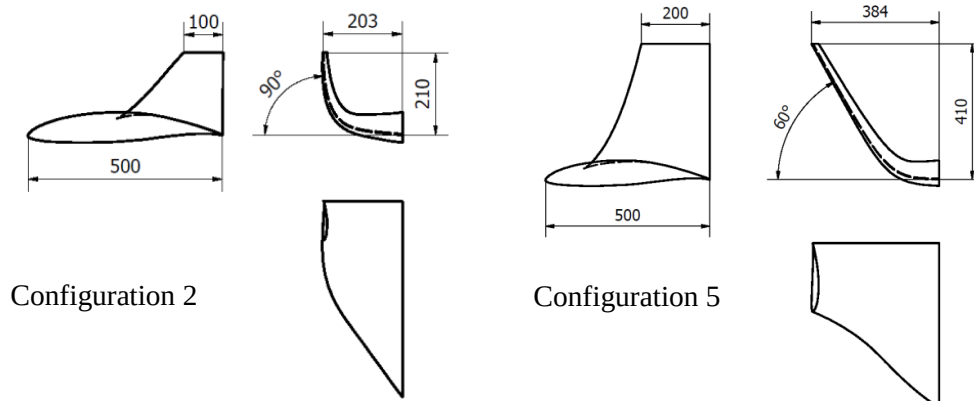
Τέλος, στα πλαίσια αυτού του κεφαλαίου, καταρτίστηκε και ένας εξομοιωτής πτήσης, βασισμένος σε ένα λογισμικό χαμηλού κόστους. Χρησιμοποιώντας ως οδηγό την αντίστοιχη βιβλιογραφία (Guillaume, 2010), δημιουργήθηκε ένα πτητικό μοντέλο του αεροσκάφους στον εξομοιωτή, στο οποίο δόθηκαν με τη μορφή παραμέτρων, όλα τα χαρακτηριστικά που αφορούν τη γεωμετρία, την αεροδυναμική, την ευστάθεια, την αντοχή, τον εξοπλισμό και το βάρος του HCUAV. Στη συνέχεια πραγματοποιήθηκε μια σειρά από «πτητικές δοκιμές», οι οποίες αποτέλεσαν ουσιαστικά και έναν πρώτο έλεγχο της συμπεριφοράς του αεροσκάφους.



Σχήμα 5. Στιγμιότυπο από τον εξομοιωτή πτήσης.

2.4 Αεροδυναμική βελτιστοποίηση

Στα τελευταία στάδια της σχεδίασης του HCUAV πραγματοποιήθηκε και μια διαδικασία που αφορούσε στην αεροδυναμική βελτιστοποίηση του αεροσκάφους. Βασικό κομμάτι αυτής της διαδικασίας ήταν η βελτιστοποίηση των φρακτών ακροπτερυγίου (winglets). Σύμφωνα με τη μεθοδολογία που αναπτύχθηκε, εξετάστηκε ένα μεγάλο εύρος από παραμέτρων που διέπουν τον σχεδιασμό των σύγχρονων ακροπτερυγίων (Panagiotou et al., 2014).



Σχήμα 6. Φράκτες ακροπτερυγίου: αρχικό σχέδιο (configuration 2), και βέλτιστο σχέδιο (configuration 5) που προέκυψε από τη διαδικασία αεροδυναμικής βελτιστοποίησης.

Αναπτύχθηκαν έτσι διαφορετικές σχεδιαστικές προτάσεις, και ακολούθησε η μεταξύ τους σύγκριση, που πραγματοποιήθηκε σε δυο φάσεις. Η πρώτη σύγκριση πραγματοποιήθηκε μεταξύ όλων των προτάσεων, μελετώντας την εξέλιξη της ροής, γύρω από την κύρια πτέρυγα. Χρησιμοποιώντας ως κριτήρια, μεταξύ άλλων, την αεροδυναμική αποδοτικότητα (aerodynamic efficiency) και τις συνθήκες απώλειας στήριξης, προέκυψε μια βέλτιστη γεωμετρία. Στη συνέχεια, εξετάστηκε το ροϊκό πεδίο γύρω από ολόκληρο το αεροσκάφος, πριν και μετά την εγκατάσταση του βελτιστοποιημένου ακροπτερυγίου, ώστε να ελεγχθεί η πτητική συμπεριφορά του νέου σχεδίου και να εξαχθούν τα αντίστοιχα συμπεράσματα. Σημειώνεται ότι, η εγκατάσταση του νέου ακροπτερυγίου, είχε ως αποτέλεσμα την αύξηση του συνολικού χρόνου πτήσης κατά 10%.

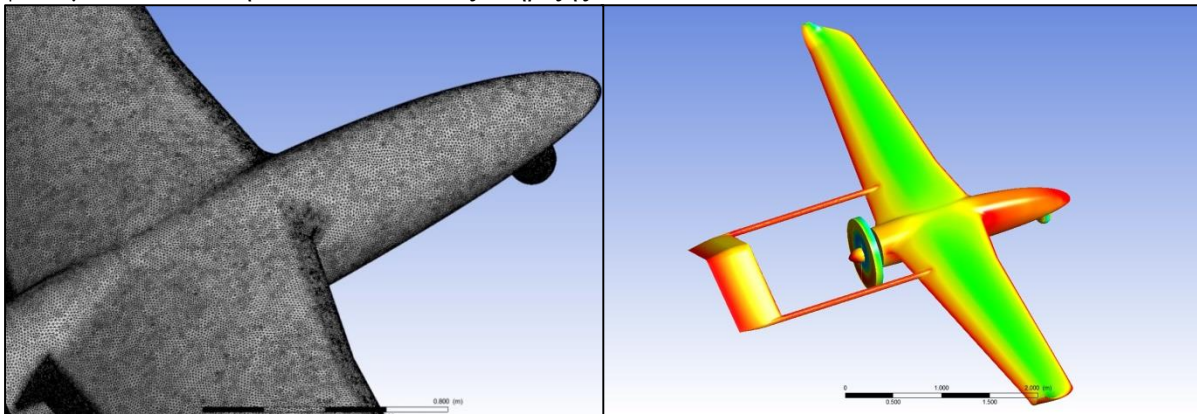
2.5 Μεθοδολογία υπολογιστικής ρευστομηχανικής

Μια λεπτομερής τρισδιάστατη αναπαράσταση του HCUAV σχεδιάστηκε σε λογισμικό CAD, και οι υπολογιστικές προσομοιώσεις πραγματοποιήθηκαν χρησιμοποιώντας τον επιλυτή *ANSYS® CFX*, n.d.. Το υπολογιστικό πλέγμα που δημιουργήθηκε γύρω από το αεροσκάφος, αποτελείται από περίπου 7,000,000 κόμβους, εξασφαλίζοντας ότι τα φαινόμενα ροής στην περιοχή κοντά στα τοιχώματα θα μοντελοποιηθούν με την απαραίτητη λεπτομέρεια. Η μοντελοποίηση έγινε, χρησιμοποιώντας τις Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) εξισώσεις, σε συνδυασμό με το μοντέλο τύρβης Spalart and Allmaras (1992). Για την πλειοψηφία των επιλύσεων, οι συνθήκες της ροής αντιστοιχούν στις συνθήκες του σταδίου επιτήρησης, δεδομένου ότι αυτό αποτελεί και το μεγαλύτερο κομμάτι της αποστολής του αεροχήματος. Όσον αφορά τις γωνίες προσβολής, εξετάστηκε ένα μεγάλο εύρος (από -8° μέχρι 27°), ώστε να συμπεριληφθούν όλα τα πιθανά σενάρια, συμπεριλαμβανομένης και της περιοχής απώλειας στήριξης. Ο αριθμός Reynolds υπολογίστηκε περίπου ίσος με $1.9 \cdot 10^6$, με βάση την μέση αεροδυναμική χορδή. Πραγματοποιήθηκαν επίσης και συμπληρωματικές προσομοιώσεις, που αφορούσαν κυρίως τις συνθήκες απογείωσης, ενώ μοντελοποιήθηκε και η ροή γύρω από τις επιφάνειες ελέγχου, ώστε να ελεγχθεί η λειτουργία και η επάρκειά τους σε ακραίες καταστάσεις (μέγιστες κλίσεις). Συνοψίζοντας, οι υπολογιστικές προσομοιώσεις χρησιμοποιήθηκαν παράλληλα με τις αναλυτικές μεθόδους για να πραγματοποιηθεί μια πλήρης μελέτη, που αφορά την αεροδυναμική, ευστάθεια και απόδοση.

Προκειμένου τα αποτελέσματα να είναι πιο κοντά στην πραγματικότητα, μοντελοποιήθηκε και η επίδραση της έλικας. Η μοντελοποίησή της με περιστρεφόμενα πτερύγια θα είχε ως αποτέλεσμα την αύξηση της πολυπλοκότητας του πλέγματος αλλά και του απαιτούμενου υπολογιστικού χρόνου. Για αυτό το λόγο, ο χώρος περιστροφής της έλικας αντικαταστάθηκε από μια ζώνη πίεσης με εμβαδό ίσο με την επιφάνεια που αυτή καταλαμβάνει κατά την περιστροφή της (A_{prop}). Για διαφορετικές συνθήκες πτήσης υπολογιζόταν κάθε φορά η απαραίτητη για την κίνηση του HCUAV ώση (T_{req}) και η απαιτούμενη διαφορά πίεσης (Δp_{prop}), ώστε να παραχθεί αυτή η ώση (σχέση 6). Ορίστηκε έτσι μια συνάρτηση βαθμονόμησης για την ζώνη πίεσης, η οποία λαμβάνεται υπόψη κατά τη διαδικασία κατάστρωσης της επίλυσης.

$$\Delta p_{prop} \cdot A_{prop} = T_{req} \quad (6)$$

Σημειώνεται ότι στη γραμμική περιοχή τα αποτελέσματα των υπολογιστικών προσομοιώσεων ήταν σε πολύ καλή συμφωνία (μέσο ποσοστιαίο σφάλμα κάτω από 5%) με τα αποτελέσματα των αναλυτικών μεθόδων του Roskam (2004). Ωστόσο, οι αναλυτικοί υπολογισμοί δεν μπορούν να προβλέψουν φαινόμενα αποκολλήσεων και απώλειας στήριξης.



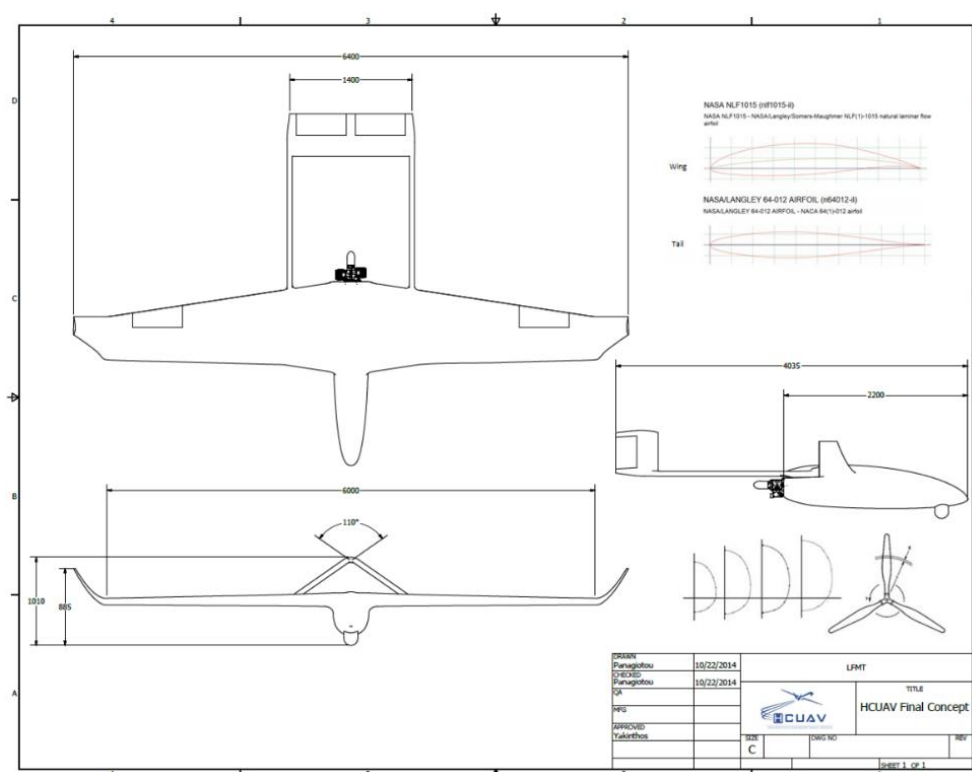
Σχήμα 7. Παραδείγματα υπολογιστικού πλέγματος και κατανομής πιέσεων στην επιφάνεια του HCUAV, όπως προκύπτουν από τις υπολογιστικές προσομοιώσεις.

3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Στον πίνακα 1 περιλαμβάνονται τα βασικά χαρακτηριστικά που αφορούν την απόδοση και τη γεωμετρία του HCUAV, στο σχήμα 8 παρουσιάζεται η εξωτερική γεωμετρία και οι βασικές διαστάσεις του αεροσκάφους, και το σχήμα 9 αποτελεί μια 3D απεικόνιση του σε λογισμικό CAD.

Χαρακτηριστικά ΗCUAV	
Βάρος απογείωσης	185 kg
Βάρος εξοπλισμού	35 kg
Βάρος καυσίμου	55 kg
Πτερυγικός φόρτος (W/S)	8.49
Πρόωση	Δίχρονη, δυο κυλίνδρων, 25 hp Μ.Ε.Κ.
Ταχύτητα πτήσης (cruise speed)	160 km/h
Ταχύτητα επιτήρησης (loiter speed)	140 km/h
Μέγιστη ταχύτητα (maximum speed)	190 km/h
Ελάχιστη ταχύτητα (stall speed)	70 km/h
Αυτονομία	> 11+ hours
Οροφή πτήσης	> 5000 m
Ρυθμός ανόδου	> 2.79 m/s (550 fpm)
Μήκος διαδρόμου απογείωσης	130 m

Πίνακας 1. Πίνακας χαρακτηριστικών του ΗCUAV

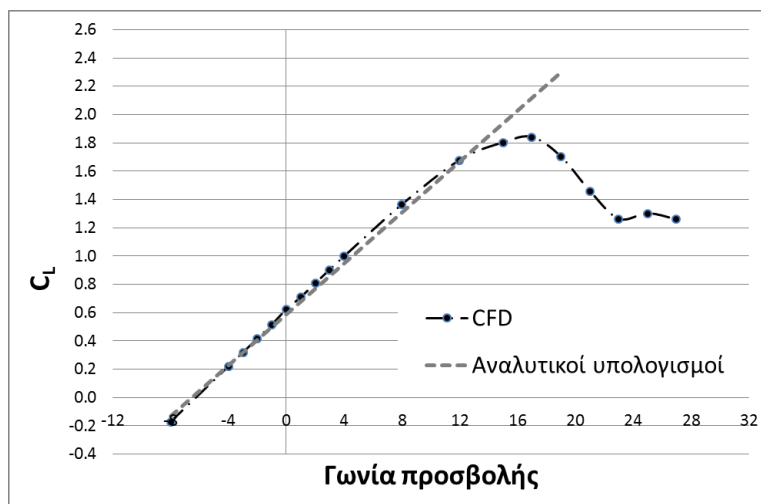


Σχήμα 8. Σχέδια τριών όψεων του αεροσκάφους.

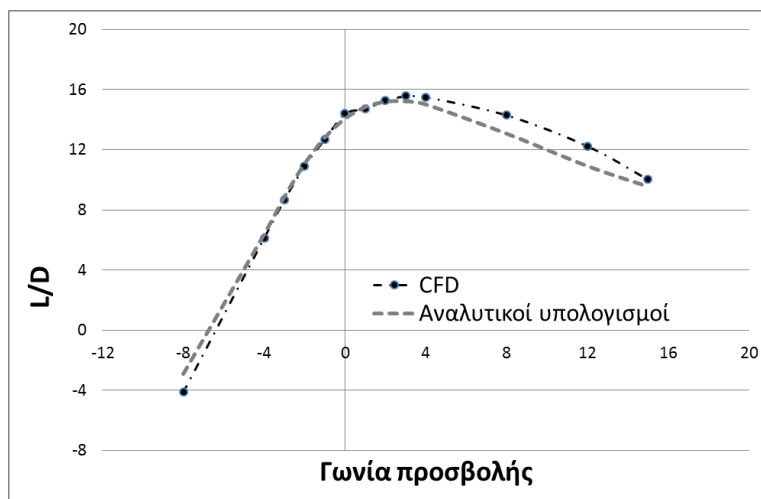


Σχήμα 9. Τρισδιάστατη απεικόνιση του ΗCUAV, κατά το τέλος των αεροδυναμικών αναλύσεων.

Τέλος, στα σχήματα 10 και 11 παρουσιάζονται οι αεροδυναμικοί συντελεστές άντωσης και αντίστασης.



Σχήμα 10. Συντελεστής άντωσης ως συνάρτηση της γωνίας προσβολής



Σχήμα 11. Λόγος άντωσης-αντίστασης του HCUAV για διάφορες γωνίες προσβολής.

Στα παρακάτω διαγράμματα γίνεται αντιπαράβολή των αποτελεσμάτων των υπολογιστικών προσομοιώσεων με αυτά των αναλυτικών υπολογισμών, όπου φαίνεται η ταύτιση των δυο μεθόδων, μέχρι και την εμφάνιση εκτεταμένων αποκολλήσεων, και την απώλεια στήριξης.

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Συνοψίζοντας, το HCUAV σχεδιάστηκε ως ένα αεροσκάφος μεσαίου ύψους πτήσης – μεγάλης αυτονομίας μη επανδρωμένο αεροσκάφος (MALE UAV) με στόχο να επιχειρεί στον ελληνικό εναέριο χώρο. Τα εργαλεία που αναπτύχθηκαν, τόσο στη φάση του πρώιμου, όσο και του προκαταρκτικού σχεδιασμού, δεν αναφέρονται αποκλειστικά στο συγκεκριμένο αερόχημα, αλλά μπορούν να χρησιμοποιηθούν και για τη διαστασιολόγηση και άλλων μη-επανδρωμένων αεροσκαφών.

Στη φάση προκαταρκτικής σχεδίασης μελετήθηκε και βελτιστοποιήθηκε κάθε τμήμα του αεροσκάφους, με βάση το σχέδιο που προέκυψε από την πρώιμη σχεδίαση. Εξετάστηκαν όλα τα κρίσιμα ζητήματα, όπως αυτά της ευστάθειας, της πρόωσης, και της αεροδυναμικής. Έμφαση δόθηκε στην αεροδυναμική βελτιστοποίηση της εξωτερικής γεωμετρίας, και ιδιαίτερα σε συνθήκες επιτήρησης, οι οποίες θα αποτελούν και το μεγαλύτερο, σε χρόνο, κομμάτι της αποστολής του. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα την βελτίωση του μέγιστου χρόνου επιτήρησης κατά περισσότερο από 30%, ως προς το χρόνο που ορίστηκε από τις αρχικές απαιτήσεις. Αντίθετα, έγινε συμβιβασμός ως προς το μέγεθος της μέγιστης ταχύτητας, καθώς λόγοι κόστους δεν επέτρεψαν την επιλογή ισχυρότερου κινητήρα.

Με την ολοκλήρωση της φάσης αυτής, ολοκληρώνεται και ο αεροδυναμικός σχεδιασμός. Οι υπόλοιποι φορείς όμως συνεχίζουν το έργο τους, για αυτό και είναι απαραίτητη η συνεχής αλληλεπίδραση, κυρίως για ανταλλαγή δεδομένων. Στόχος του όλου εγχειρήματος, είναι η ανάπτυξη ενός πλήρως λειτουργικού αεροσκάφους, εναρμονισμένου με τις διεθνείς προδιαγραφές, που θα έχει τη δυνατότητα να επιχειρεί πλήρως αυτοματοποιημένα.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η εργασία αποτελεί τμήμα του ερευνητικού προγράμματος 11ΣΥΝΕΡΓΑΣΙΑ_9_629 “Hellenic Civil Unmanned Air Vehicle - HCUAV”, που εντάσσεται στα πλαίσια του Εθνικού Στρατηγικού Πλαίσιο Αναφοράς (ΕΣΠΑ) και του Επιχειρησιακού Πρόγραμμα Ανταγωνιστικότητα & Επιχειρηματικότητα - ΣΥΝΕΡΓΑΣΙΑ 2011”. Το ερευνητικό αυτό πρόγραμμα χρηματοδοτείται από κοινού από Εθνικά και Κοινοτικά κονδύλια, 25% από το Υπουργείο Παιδείας και Θρησκευμάτων – Γενική Γραμματεία Έρευνας και Τεχνολογίας και 75% από την Ε.Ε. – Ευρωπαϊκά Κοινοτικά Κονδύλια.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Aerostar Tactical UAS, n.d.

Anderson, J.D., Aircraft performance and design, WCB/McGraw-Hill, Boston, Mass, 1999.

ANSYS® CFX, Release 14.0, ANSYS, Inc.

Gibson, A.H., The Air Cooling of Petrol Engines, in: Proceedings of the Institute of Automobile Engineers, n.d., p. 243– 275.

Guillaume, Y., Flight Dynamics in Microsoft Flight Simulator, An Analysis of the Aircraft Specific Input Parameters of FS2004 and FSX, v1.0, 2010.

Nelson, R., Flight Stability and Automatic Control, 2 edition. ed. McGraw-Hill Science/Engineering/Math, Boston, Mass, 1997.

Panagiotou, P., Kaparos, P., Yakinthos, K., Winglet design and optimization for a MALE UAV using CFD. Aerosp. Sci. Technol. 39, 2014, p. 190–205.

Raymer, D.P., Aircraft Design: A Conceptual Approach. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, VA., 2012.

Roskam, J., Methods for Estimating Stability and Control Derivatives of Conventional Subsonic Airplanes. The University of Kansas, 1973.

Roskam, J., Airplane Design. DARcorporation, Lawrence (Kansas), 2004.

Sadraey, M.H., Aircraft design: a systems engineering approach. Wiley, Chichester, 2013.

Selig, M.S., Maughmer, M.D., Somers, D.M., Natural-laminar-flow airfoil for general-aviation applications. J. Aircr. 32, 1995, p. 710–715.

Spalart, P.R., Allmaras, S.R., A one-equation turbulence model for aerodynamic flows, in: 30th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reno, NV, 1992, p. 5–21.

Yoshida, M., Ishihara, S., Murakami, Y., Nakashima, K., Yamamoto, M., Air-Cooling Effects of Fins on a Motorcycle Engine. JSME Int. J. Ser. B Fluids Therm. Eng. 49, 2006, p. 869–875.

Zanzottera Technologies 305 LHT Engine, 2011.

Σαλπιδίδου, Χ., Καπαρός, Π., Λαγόπουλος, Ν., Λυμπερόπουλος, Β., Λυτροκάκης, Χ., Παναγιώτου, Π., Ρόζος, Ο., Σαββόπουλος, Φ., Υάκινθος, Κ., Σχεδιασμός μη-επανδρωμένου ελαφρού αεροχήματος. Μέρος Ι: Πρώιμος σχεδιασμός και διαστασιολόγηση. in POH 2014, Αθήνα, 2014.

AERODYNAMIC DESIGN OF A MALE UAV. PART II: PRELIMINARY DESIGN PHASE

**P. Panagiotou, P. Kaparos, N. Lagopoulos, V. Lymperopoulos, H. Lytrokapis,
O. Rozos, F. Savvopoulos, C. Salpiggidou, K. Yakinthos**

Laboratory of Fluid Mechanics and Turbomachinery
Faculty of Mechanical Engineering, AUTH
54124 Thessaloniki, email: kyak@auth.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

The preliminary design phase of a Medium-Altitude-Long-Endurance Unmanned-Aerial-Vehicle (MALE UAV) is presented in this paper, emphasizing on the aerodynamic aspects of the study. The initial concept along with some basic parameters have already been defined during the conceptual design phase, and key values regarding the weight, the aerodynamics, and the performance of the airplane have been estimated. The preliminary design involves a more detailed study. Namely, the propulsion block study and optimized fuselage design, the optimized wing design, the stability and control study and optimized empennage design, and the winglet design optimization technique, are all included in this work. The development of a flight simulation, based on a low-cost software, is also discussed. The analytical calculations and methods are presented at each step of the study, whereas the CFD methodology is also shown in detail. Blueprints of the UAV concept at the end of the preliminary design phase as well as the main geometric, aerodynamic and performance parameters are presented and discussed.

ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΕΚΒΟΛΗ ΕΝΟΣ ΙΞΩΔΟΕΛΑΣΤΙΚΟΥ ΡΕΥΣΤΟΥ ΑΠΟ ΕΠΙΠΕΔΟ ΑΓΩΓΟ

Διονύσης Πέττας¹, Γιώργος Καραπέτσας², Ιωάννης Δημακόπουλος¹, Ιωάννης Τσαμόπουλος¹

¹Τμήμα Χημικών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών 26054 Πάτρα

² Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας 38334 Βόλος

e-mail: d.pettas@chemeng.upatras.gr, gkarapetsas@gmail.com, dimako@chemeng.upatras.gr,
tsamo@chemeng.upatras.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Κατά την εκβολή ιξωδοελαστικών ρευστών μπορεί να δημιουργηθούν αστάθειες οι οποίες είναι πολύ σημαντικές σε διάφορες βιομηχανικές εφαρμογές κατά τις οποίες λαμβάνει χώρα μορφοποίηση πολυμερών. Για την προσομοίωση αυτής της διεργασίας χρησιμοποιήσαμε τη μέθοδο των μικτών πεπερασμένων στοιχείων μαζί με μια ελλειπτική μέθοδο δημιουργίας του πλέγματος. Για την μοντελοποίηση της ιξωδοελαστικής συμπεριφοράς του ρευστού χρησιμοποιήσαμε το μοντέλο Phan-Thien-Tanner και για την επίλυση του χρησιμοποιήθηκε η τεχνική EVSS-G σε συνδυασμό με την μέθοδο SUPG για την διακριτοποίηση της καταστατικής εξίσωσης. Πραγματοποιήσαμε γραμμική ανάλυση ευστάθειας στην διδιάστατη αυτή ροή σύμφωνα με την οποία το σύστημα γίνεται ασταθές πάνω από μια κρίσιμη τιμή του αριθμού Wi όπου τα πεδία ταχύτητας, πίεσης και τάσεων αρχίζουν να αυξάνουν εκθετικά με το χρόνο με ή χωρίς σύγχρονη περιοδική μεταβολή. Η αστάθεια γεννάται σε μια περιοχή γύρω από το σημείο εκβολής που είναι και ιδιάζον σημείο για τη ροή και η διαταραχή εκτείνεται 2-5 ακτίνες μακριά από αυτό, ανάλογα το λόγο των τριχοειδών προς τις ιξώδεις δυνάμεις, αριθμός Ca , ενώ αφήνει το υπόλοιπο ρευστό σχεδόν αδιατάρακτο. Πραγματοποιούμε παραμετρική ανάλυση μεταβάλλοντας τον αριθμό Ca καθώς και τις σχετικές ρεολογικές παραμέτρους του καταστατικού μοντέλου των τάσεων προκειμένου να μελετήσουμε την επίδραση των παραμέτρων αυτών στην ευστάθεια της ροής κατά την εκβολή.

Λέξεις Κλειδιά: ευστάθεια, γραμμική ανάλυση, ιξωδοελαστικό μοντέλο, πεπερασμένα στοιχεία, ιδιοτιμή, εκβολή

1.ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η εκβολή ενός πολυμερικού ρευστού είναι μια ευρέως διαδεδομένη διεργασία στην βιομηχανία των πολυμερών. Τα περισσότερα πολυμερή που χρησιμοποιούνται στην βιομηχανία έχουν υψηλό μοριακό βάρος και συνήθως οι πολυμερικές αλυσίδες διαπλέκονται μεταξύ τους στο τήγμα σε μεγάλο βαθμό με αποτέλεσμα η συμπεριφορά τους να διαφέρει δραστικά από εκείνη των Νευτωνικών ρευστών. Κατά την διεργασία της εκβολής το ρευστό μόλις εξέρχεται από το καλούπι διογκώνεται και επιπλέον μετά από μια κρίσιμη τιμή της διατμητικής τάσης (γύρω στο 0.1 – 0.3 MPa) είναι δυνατόν να εμφανιστούν ποικίλες αστάθειες οι οποίες επηρεάζουν σημαντικά την ποιότητα του τελικού προϊόντος. Οι αστάθειες αυτές είναι ένα σημαντικό πρόβλημα για τη βιομηχανία και τα τελευταία 40 χρόνια έχουν μελετηθεί, κυρίως πειραματικά, από διάφορους ερευνητές, Cogswell (1977), Kalika & Denn, (1987), Kissi & Piau & Toussaint (1997), ωστόσο η κατανόηση των μηχανισμών που οδηγούν σε αστάθεια είναι μέχρι σήμερα ελλιπής. Πολύ πρόσφατα οι Karapetsas & Tsamopoulos (2013) παρουσίασαν μια θεωρητική μελέτη στην οποία πραγματοποίησαν γραμμική ανάλυση ευστάθειας του

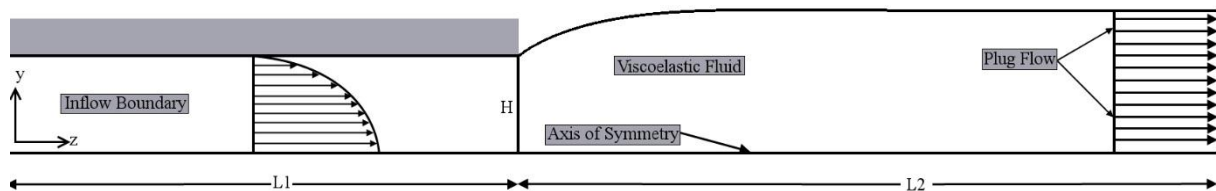
προβλήματος «stick-slip» (στο όριο δηλαδή που το ρευστό έχει πάρα πολύ μεγάλη επιφανειακή τάση που έχει ως αποτέλεσμα η επιφάνεια του εκβόλου να παραμένει επίπεδη) και έδειξαν ότι η ροή γίνεται ασταθής μετά από μια κρίσιμη τιμή του αριθμού Weissenberg. Στην παρούσα εργασία κάνουμε πληρέστερη ανάλυση του προβλήματος της ευστάθειας της εκβολής θεωρώντας ότι οι επιφανειακές δυνάμεις έχουν πεπερασμένη τιμή, επιτρέποντας έτσι την παραμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας του εκβόλου, και πραγματοποιούμε γραμμική ανάλυση ευστάθειας χρησιμοποιώντας την μέθοδο Arnoldi για τον υπολογισμό των ιδιοτιμών του γενικευμένου προβλήματος ιδιοτιμών.

2. ΚΑΤΑΣΤΡΩΣΗ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

2.1 Αδιαστατοποίηση εξισώσεων

Θεωρούμε την μόνιμη δισδιάστατη ροή εκβολής ενός ιξωδοελαστικού ρευστού στο οποίο η κινούσα δύναμη είναι η διαφορά πίεσης. Το ρευστό θεωρείται ασυμπίεστο με σταθερή πυκνότητα, ρ , και επιφανειακή τάση, σ , χρόνο χαλάρωσης, λ και ολικό ιξώδες μηδενικής διάτμησης $\mu = \mu_s + \mu_p$, όπου μ_s και μ_p είναι τα αντίστοιχα ιξώδη του διαλύτη και του πολυμερούς, αντίστοιχα. Στο σχήμα 2.1 φαίνεται το ήμισυ του χωρίου (μέχρι το επίπεδο συμμετρίας) που σχηματίζει η ροή σε μόνιμη κατάσταση. Το ιξωδοελαστικό ρευστό, αρχικά, ρέει μέσα στον επίπεδο αγωγό διατομής $2H$ και μήκους L_1 . Το πεδίο της ταχύτητας καθώς και το πεδίο της πίεσης αναδιατάσσεται καθώς το ρευστό εξέρχεται από τον αγωγό μέχρι που σε απόσταση L_2 από την έξοδο δημιουργείται εμβολική ροή.

Αδιαστατοποιούμε όλα τα μήκη με το μισό ύψος του αγωγού (H), και την ταχύτητα με την μέση ταχύτητα στην είσοδο του αγωγού, V , ενώ η πίεση και οι τάσεις αδιαστοποιούνται με τον ιξώδη τρόπο, $\tilde{\mu} \tilde{V} / \tilde{H}$. Οπότε οι αδιάστατοι αριθμοί που προκύπτουν είναι ο αριθμός Reynolds, τον οποίο στα πλαίσια της έρπουσας ροής τον θεωρούμε μηδέν, ο αριθμός Weissenber $Wi = \lambda V / H$, ο αριθμός τριχοειδών δυνάμεων $Ca = \mu V / \sigma$, ο λόγος του Νευτωνικού διαλύτη ως προς το συνολικό ιξώδες μηδενικής διάτμησης, $\beta = \mu_s / \mu$ και τους γεωμετρικούς λόγους αποστάσεων $l_1 = L_1 / H$ και $l_2 = L_2 / H$.



Σχήμα 2.1 Σχηματική απεικόνιση της ροής εκβολής από επίπεδο αγωγό. Στο σχήμα παρατηρούμε το σύστημα συντεταγμένων και τα διαστατικά μεγέθη του προβλήματος καθώς και την επιβολή συνοριακών συνθηκών στην είσοδο και στην έξοδο του χωρίου.

2.2 Μαθηματική Μοντελοποίηση

Η ροή διέπεται από την αρχή διατήρησης της ορμής και της μάζας, οι οποίες με την παραδοχή της έρπουσας ροής, παίρνουν την ακόλουθη μορφή:

$$\underline{\nabla} P - \underline{\nabla} \cdot \underline{\underline{\tau}} = 0, \quad (2.1.1)$$

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{v} = 0, \quad (2.1.2)$$

όπου $\underline{v}$ και P συμβολίζουμε το διανυσματικό πεδίο ταχύτητας και το βαθμωτό πεδίο πίεσης, αντίστοιχα και $\underline{\underline{\tau}}$ είναι ο τανυστής των τάσεων, τον οποίο τον διαχωρίζουμε σε έναν τανυστή με αμιγώς ιξώδη συμπεριφορά $2\beta \underline{\underline{\dot{\gamma}}}$ και έναν με ιξωδοελαστική συμπεριφορά $\underline{\underline{\tau_p}}$,

$$\underline{\underline{\tau}} = 2\beta\dot{\underline{\underline{\gamma}}} + \underline{\underline{\tau}}_p, \quad (2.1.3)$$

όπου $\dot{\underline{\underline{\gamma}}}$ είναι ο τανυστής ρυθμού διάτμησης και ορίζεται ως $\dot{\underline{\underline{\gamma}}} = \frac{1}{2}(\underline{\underline{\nabla}}\underline{\underline{v}} + \underline{\underline{\nabla}}\underline{\underline{v}}^T)$.

Για να λάβουμε υπόψη την ιξωδοελαστικότητα του υλικού μας χρησιμοποιούμε το μοντέλο Phan-Thien-Tanner (PTT) στην εκθετική του μορφή, Phan-Thien (1978),

$$\exp\left(\frac{\varepsilon}{1-\beta} \text{Wi} \text{trace}(\underline{\underline{\tau}}_p)\right) \underline{\underline{\tau}}_p + \text{Wi} \underline{\underline{\tau}}_p^\diamond - 2(1-\beta)\dot{\underline{\underline{\gamma}}} = 0, \quad (2.1.4)$$

όπου το « $\diamond$ » υποδηλώνει την άνω συναγόμενη Maxwell παράγωγο η οποία είναι:

$$\underline{\underline{\tau}}^\diamond = \frac{D\underline{\underline{\tau}}}{Dt} - [\underline{\underline{\tau}} \cdot \underline{\underline{\nabla}}\underline{\underline{v}}]^T - \underline{\underline{\tau}} \cdot \underline{\underline{\nabla}}\underline{\underline{v}}, \quad (2.1.5)$$

όπου $\underline{\underline{x}}$ μπορεί να είναι οποιοσδήποτε δεύτερης τάξης τανυστής.

Στο μοντέλο PTT οι ιδιότητες του ιξωδοελαστικού ρευστού καθορίζονται από την παράμετρο ε του μοντέλου. Αυτή η παράμετρος θέτει ένα άνω όριο στο εκτατικό ιξώδες, το οποίο αυξάνεται καθώς η παράμετρος μειώνεται, ενώ επηρεάζει και το διατμητικό ιξώδες και την ιξωδοελαστικότητα του υλικού.

2.3 Συνοριακές συνθήκες

Κατά μήκος της ελεύθερης επιφάνειας του ρευστού $l_1 < z \leq l_1 + l_2$, τα πεδία ταχύτητας και πίεσης ακολουθούν ένα τοπικό ισοζύγιο δυνάμεων μεταξύ των τριχοειδών δυνάμεων, των τάσεων και της πίεσης του περιβάλλοντος ρευστού. Χωρίς βλάβη της γενικότητας θεωρούμε ότι η πίεση του περιβάλλοντος ρευστού είναι ίση με μηδέν στην διεπιφάνεια (πίεση αναφοράς).

$$\underline{\underline{n}} \cdot (-P\underline{\underline{I}} + \underline{\underline{\tau}}) = \frac{2H_c}{Ca} \underline{\underline{n}} \quad (2.3.1)$$

όπου $\underline{\underline{n}}$ είναι το μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα στην ελεύθερη επιφάνεια και $2H_c$ είναι η μέση καμπυλότητα της, η οποία ορίζεται ως:

$$2H_c = -\underline{\underline{\nabla}}_s \cdot \underline{\underline{n}}, \quad \underline{\underline{\nabla}}_s = (\underline{\underline{I}} - \underline{\underline{n}}\underline{\underline{n}}) \cdot \underline{\underline{\nabla}} \quad (2.3.2)$$

Κατά μήκος της ελεύθερης επιφάνειας επιβάλλουμε την συνοριακή συνθήκη μη διείδυσης, δηλαδή η κάθετη στην επιφάνεια συνιστώσα της ταχύτητας πρέπει να είναι ίση με το μηδέν:

$$\underline{\underline{v}} \cdot \underline{\underline{n}} = 0 \quad (2.3.3)$$

Κατά μήκος του τοιχώματος ($y=1, 0 \leq z \leq l_1$), επιβάλλουμε την συνηθισμένη συνοριακή συνθήκη μη-ολίσθησης, μη διείδυσης,

$$\underline{\underline{v}} \cdot \underline{\underline{n}} = 0, \quad \underline{\underline{v}} \cdot \underline{\underline{t}} = 0 \quad (2.3.4)$$

όπου $\underline{\underline{n}}$ είναι το μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα και $\underline{\underline{t}}$ είναι το εφαπτόμενο διάνυσμα στο τοίχωμα. Στο επίπεδο συμμετρίας $y=0, l_1 \leq z \leq l_1 + l_2$ επιβάλλουμε τη συνθήκη συμμετρίας $\partial v_z / \partial y = 0$.

Συνοριακές συνθήκες πρέπει να τοποθετηθούν στην είσοδο και στην έξοδο της περιοχής επίλυσης της ροής. Στην έξοδο της ροής επιβάλλουμε ομοιόμορφο προφίλ ταχύτητας $dv_z / dz = 0$ σε συνδυασμό με την χρήση των Open Boundary Conditions (OBC), Papanastasiou, & Malamataris, & Ellwood (1992). Ενώ για $z=0$ και $0 \leq y \leq 1$ εκτός από το ισοζύγιο της ορμής σε πλήρως ανεπτυγμένη μορφή εφαρμόζουμε συνοριακές συνθήκες και για το πολυμερικό τμήμα των τάσεων. Ακολουθούμε προσέγγιση αντίστοιχη με εκείνη των Karapetsas & Tsamopoulos (2008, 2009, 2013), οι οποίοι

θεωρήσαν ότι στην είσοδο του αγωγού υπάρχει πλήρως ανεπτυγμένη ροή και έλυσαν τις εξισώσεις στην απλοποιημένη τους μορφή σε μια διάσταση.

3. ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΕΠΙΛΥΣΗ

3.1 Ελλειπτική γεννήτρια πλέγματος

Για την κατασκευή του πλέγματος μας η περιοχή που καταλαμβάνει το ρευστό (y, z) απεικονίζεται σε ένα υπολογιστικό χωρίο (ξ, η) , το οποίο επιλέγεται ως ο χώρος τον οποίο το ρευστό θα καταλάμβανε εάν παρέμενε απαραμόρφωτο. Σε αυτό το χωρίο δημιουργούμε ένα ομοιόμορφο πλέγμα με αλγεβρική μετατόπιση κόμβων προς την κρίσιμη περιοχή του ιδιάζοντος σημείου και διαμέσου της διαδικασίας απεικόνισης, το πλέγμα στο φυσικό χωρίο ακολουθεί τις διάφορες παραμορφώσεις της ροής. Αυτό επιτυγχάνεται με την επίλυση των εξισώσεων για την ελλειπτική γεννήτρια πλέγματος. Ο αναγνώστης που θέλει να εμβαθύνει στο θέμα για την μέθοδο αυτή μπορεί να συμβουλευθεί τις δημοσιεύσεις Dimakopoulos & Tsamopoulos (2003), Karapetsas & Tsamopoulos (2008).

3.2 Μέθοδος πεπερασμένων στοιχείων μεικτού τύπου

Προσεγγίζουμε την ταχύτητα και την θέση των κόμβων με Lagrangian συναρτήσεις βάσης 6 κόμβων, ϕ^i , και την πίεση καθώς και όλες τις τάσεις με συναρτήσεις βάσης 3 κόμβων. Έπειτα, εφαρμόζουμε τη μέθοδο Galerkin και κάνοντας χρήση του θεωρήματος της απόκλισης λαμβάνουμε την ασθενή μορφή των εξισώσεων διατήρησής ορμής και μάζας,

$$\int_{\Omega} -P \nabla \phi^i + \nabla \phi^i \cdot \underline{\underline{\Sigma}} + 2 \nabla \phi^i \cdot \underline{\underline{\chi}} J d\Omega + \int_{\partial\Omega} \underline{\underline{n}} \cdot (-P \underline{\underline{I}} + \underline{\underline{\tau}}) \phi^i Q d\Gamma = 0 \quad (3.2.1)$$

$$\int_{\Omega} \psi^i \nabla \cdot \underline{\underline{v}} J d\Omega = 0 \quad (3.2.2)$$

Όπου $d\Omega$ και $d\Gamma$ είναι ο διαφορικός όγκος και το διαφορικό επικαμπύλιο μήκος του χωρίου της ροής, ενώ J και Q είναι οι αντίστοιχοι Ιακωβιανοί πίνακες μετασχηματισμού από τον φυσικό χώρο στον υπολογιστικό. Παρόμοια, η ασθενής μορφή των εξισώσεων κατασκευής του πλέγματος είναι,

$$\int_{\Omega} (\varepsilon_1 S + (1 - \varepsilon_1)) \nabla \xi \cdot \nabla \phi^i J d\Omega = 0 \quad (3.2.3)$$

$$\int_{\Omega} \nabla \eta \cdot \nabla \phi^i J d\Omega = 0 \quad (3.2.4)$$

Η συνεχής προσέγγιση των παραγώγων των ταχυτήτων γίνεται με την βοήθεια των εξισώσεων:

$$\int_{\Omega} \psi^i (\underline{\underline{G}} - \nabla \underline{\underline{v}}) J d\Omega = 0 \quad (3.2.5)$$

Τέλος, λόγω του υπερβολικού χαρακτήρα του μοντέλου των πολυμερικών τάσεων είναι αναγκαία η χρήση της μεθόδου SUPG (Streamline Upwind Petrov Galerkin) η οποία προτάθηκε από τους Brooks & Hughes (1982):

$$\int_{\Omega} \left\{ Y(\underline{\underline{\tau}}_p) \underline{\underline{\Sigma}} + Wi \underline{\underline{\Sigma}} + 2Wi(1 - \beta) \underline{\underline{D}} - 2(1 - \beta) [1 - Y(\underline{\underline{\tau}}_p)] \underline{\underline{D}} \right\} \chi^i J d\Omega = 0 \quad (3.2.6)$$

Όπου η συνάρτηση βάρους χ^i σχηματίζονται από τον συνδυασμό των συναρτήσεων βάσης των πεπερασμένων στοιχείων σύμφωνα με την ακόλουθη σχέση,

$$\chi^i = \psi^i + \frac{h_{ch}}{|\underline{\underline{v}}|} \underline{\underline{v}} \cdot \nabla \psi^i \quad (3.2.7)$$

Όπου $|\underline{v}|$ είναι το μέτρο της μέσης ταχύτητας η οποία υπολογίζεται για κάθε στοιχείο και h_{ch} είναι το χαρακτηριστικό μήκος του στοιχείου.

4. ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑΣ

4.1 Διατύπωση

Οι παραπάνω εξισώσεις περιγράφουν τη ροή εκβολής ιξωδοελαστικού ρευστού στη μόνιμη κατάσταση. Με σκοπό την διερεύνηση της ευστάθειας της ροής εφαρμόζουμε την γραμμική ανάλυση ευστάθειας, θεωρώντας απειροελάχιστες διαστάσεις διαταραχές γύρω από την μόνιμη κατάσταση της ροής. Τα ανωτέρω εκφράζονται ως:

$$\begin{bmatrix} \underline{v}(\eta, \xi, t) \\ P(\eta, \xi, t) \\ \underline{G}(\eta, \xi, t) \\ \underline{\Sigma}(\eta, \xi, t) \\ \underline{x}(\eta, \xi, t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{v}_b(\eta, \xi) \\ P_b(\eta, \xi) \\ \underline{G}_b(\eta, \xi) \\ \underline{\Sigma}_b(\eta, \xi) \\ \underline{x}_b(\eta, \xi) \end{bmatrix} + \delta \begin{bmatrix} \underline{v}'(\eta, \xi) \\ P'(\eta, \xi) \\ \underline{G}'(\eta, \xi) \\ \underline{\Sigma}'(\eta, \xi) \\ \underline{x}'(\eta, \xi) \end{bmatrix} e^{-\lambda t}, \delta \rightarrow 0 \quad (4.1.1)$$

όπου $\underline{x} = [y(\eta, \xi, t), z(\eta, \xi, t)]$, $\underline{x}_b = [y_b(\eta, \xi, t), z_b(\eta, \xi, t)]$ and $\underline{x}' = [y'(\eta, \xi, t), z'(\eta, \xi, t)]$ και λ είναι ο όρος εκθετικής απόσβεσης/ενίσχυσης της διαταραχής. Οι πρώτοι όροι του δεξιού μέλους της σχέσης εκπροσωπούν την λύση στην μόνιμη κατάσταση ενώ οι δεύτεροι όροι εκπροσωπούν την διαταραχή στο σύστημα μας, ενώ παράλληλα υποθέτουμε ότι η γραμμική διαταραχή έχει εκθετική εξάρτηση από τον χρόνο.

Εισάγοντας τις παραπάνω σχέσεις στις εξισώσεις (3.1.1-7) και παραλείποντας όρους ανώτερους της δεύτερης τάξης προκύπτει το γενικευμένο πρόβλημα ιδιοτιμών, το οποίο είναι της μορφής:

$$\mathbf{J}\underline{w} = \lambda \mathbf{M}\underline{w} \quad (4.1.2)$$

όπου $\mathbf{J}$ και $\mathbf{M}$ είναι ο Ιακωβιανός πίνακας και ο πίνακας μάζας, αντίστοιχα, ενώ λ είναι οι ιδιοτιμές και $\underline{w}$ είναι τα αντίστοιχα ιδιοδιανύσματα.

4.2 Arnoldi Method

Η μέθοδος που χρησιμοποιούμε για τον υπολογισμό του γενικευμένου προβλήματος ιδιοτιμών είναι η μέθοδος Arnoldi η οποία μας επιτρέπει τον υπολογισμό μόνο των ιδιοτιμών που μας ενδιαφέρουν, Saad (1980,2011), Lehoucq R. B., Sorensen D. C., and Yang C 1998. Για να καθορίσουμε αν η ροή είναι ευσταθής ή ασταθής ενδιαφερόμαστε για τις ιδιοτιμές που έχουν το μικρότερο πραγματικό μέρος. Για τον λόγο αυτό εφαρμόζουμε τον μετασχηματισμό «μετατόπισης αντιστροφής» («shift-invert»), ο οποίος μετασχηματίζει το πρόβλημα στο ακόλουθο:

$$K\underline{w} = \nu \underline{w}, \text{ όπου } K = (A - sM)^{-1} \text{ και } \nu = \frac{1}{\lambda - s} \quad (4.1.3)$$

όπου s είναι ένα σημείο πάνω στο μιγαδικό επίπεδο και έτσι μπορούμε να υπολογίσουμε τις ιδιοτιμές με το μικρότερο μέτρο γύρω από το s . Η μέθοδος έχει εφαρμοστεί σε ποικίλες ροές στο παρελθόν από διάφορους ερευνητές με μεγάλη επιτυχία, αφού προσφέρει ακριβή και γρήγορα αποτελέσματα, π.χ. Christodoulou & Scriven (1988), Karapetsas & Tsamopoulos (2013).

5. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Έχοντας τη γνώση των φασματικών αποτελεσμάτων του προβλήματος «stick-slip» γενικευμένο για ιξωδοελαστικές ροές με την χρήση του μοντέλου Phan-Thien-Tanner, (Karapetsas & Tsamopoulos (2013)), ότι στο όριο που οι τριχοειδείς δυνάμεις τείνουν στο άπειρο η ροή εκβολής μπορεί να έχει μια

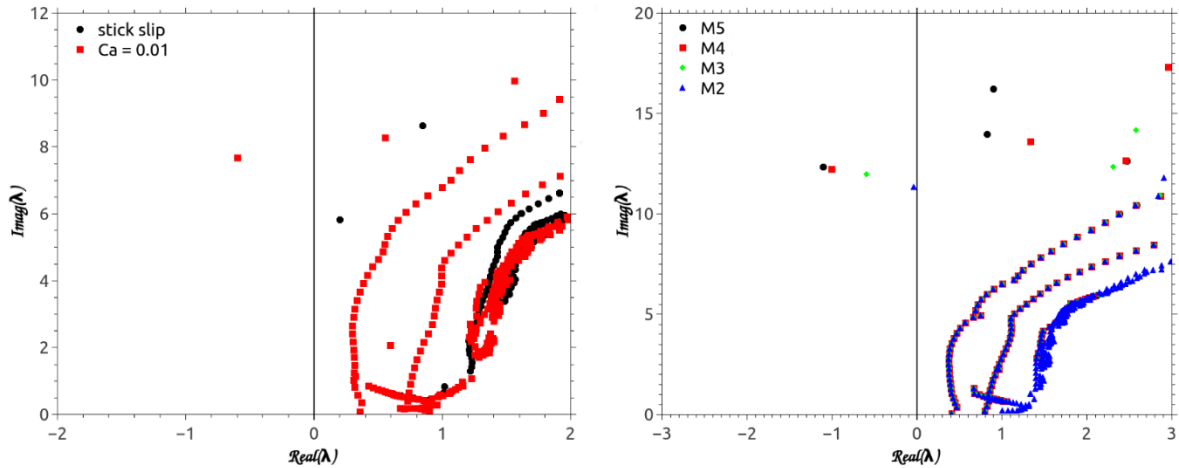
ασταθή ιδιοτιμή και ο κρίσιμος αριθμός Weissenberg εντοπίζεται για περίπου στο $Wi = 2.5$ για επίπεδο αγωγό. Στόχος της εργασίας αυτής είναι να διερευνήσουμε εάν η παρουσία της ιδιοτιμής αυτής υπάρχει και σε μεγαλύτερες τιμές του Ca . Στο σχήμα 5.1 αριστερά παρατηρούμε την σύγκριση του φάσματος της ροής «stick-slip» ($Ca = 0.0$) με την ροή εκβολής για μικρό αριθμό τριχοειδών δυνάμεων, $Ca = 0.01$, ο αριθμός Wi είναι ίσος με 2.0. Τα δύο φάσματα έρχονται σε καλή συμφωνία μεταξύ τους και ενώ η ροή εκβολής εμφανίζει ένα επιπλέον συνεχές κλάδο στο φάσμα, για τον οποίο πιστεύουμε ότι προέρχεται από την ταλάντωση της ελεύθερης επιφάνειας. Παρόλα αυτά, η ροή εκβολής εμφανίζει μια ιδιοτιμή η οποία γίνεται ασταθής με μικρότερο αριθμό Wi από το την ροή stick-slip.

Συνήθως κατά διαδικασία της γραμμικής ανάλυσης ευστάθειας δημιουργούνται μαζί με τις ιδιοτιμές της ροής κάποιες πλασματικές ιδιοτιμές, οι οποίες μπορεί να προέρχονται είτε από την ίδια την μέθοδο Arnoldi λόγω π.χ. έλλειψης ορθογωνιότητας μεταξύ των διανυσμάτων βάσης, είτε λόγω της διακριτοποίησης των πεπερασμένων στοιχείων, τα οποία προσεγγίζουν ένα συνεχές φυσικό πρόβλημα με διακριτά μαθηματικά. Για αυτό τον λόγο, είναι επιτακτική ανάγκη να διασφαλίσουμε ότι η ιδιοτιμή που παρατηρούμε να είναι ασταθής για $Ca = 0.01$ προέρχεται από την ροή και δεν είναι πλασματική. Για την πιστοποίηση του φάσματος ιδιοτιμών όπως έδειξαν οι Karapetsas & Tsamopoulos (2013) είναι σημαντικό να διεξαχθούν μια σειρά αριθμητικών υπολογισμών προκειμένου να διαπιστωθεί ότι οι ιδιοτιμές που μας ενδιαφέρουν συγκλίνουν με πύκνωση του πλέγματος. Τα πλέγματα καθώς και οι ιδιότητές τους (αριθμός στοιχείων σε κάθε κατεύθυνση, συνολικών αγνώστων, ελάχιστο μέγεθος στοιχείων κτλ.) που χρησιμοποιήθηκαν για το σκοπό αυτό παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα (Πίνακας 1). Ο αριθμός δίπλα στο γράμμα M υποδηλώνει τον αριθμό των επιπέδων τοπικής πύκνωσης που προσθέτουμε γύρω από αυτό το ιδιάζον σημείο που παρουσιάζεται στην έξοδο από τον αγωγό.

Mesh	No. of 1D elements in the (y, z) direction	No. of refinement levels	No. of triangular elements	No. of unknowns (base state)	No. of unknowns (stability analysis)	l_1	l_2	$\Delta z_{\min}$	$\frac{\Delta z_{\min}}{\Delta y_{\min}}$
M0	(40,250)	0	20000	265234	263118	10	25	7.4×10^{-3}	0.99
M1	(40,250)	1	21240	310100	307984	10	25	3.8×10^{-3}	0.98
M2	(40,250)	2	22803	373762	371598	10	25	1.8×10^{-3}	0.99
M3	(40,250)	3	22803	414818	412654	10	25	9.4×10^{-3}	1.03
M4	(40,250)	4	22803	428084	425920	10	25	4.7×10^{-4}	1.03
M5	(40,250)	5	22803	431526	429410	10	25	1.7×10^{-4}	1.03

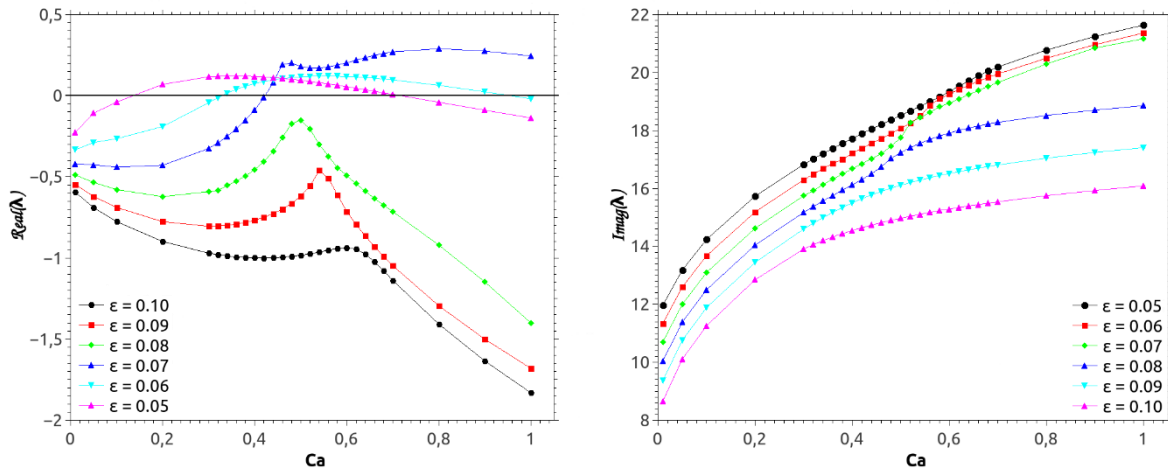
Πίνακας 5.1. Στον πίνακα αυτό παρατηρούμε τις ιδιότητες των πλεγμάτων κατηγορίας M .

Στο δεξιά μέρος του σχήματος 5.1 παρουσιάζουμε το φάσμα ιδιοτιμών για 4 διαφορετικά πλέγματα και παρατηρούμε ότι η πιο επικίνδυνη ιδιοτιμή (η ιδιοτιμή με το μικρότερο πραγματικό μέρος) συγκλίνει αυξάνοντας την διακριτοποίηση γύρω από το ιδιάζον σημείο. Παρακάτω, η ανάλυση θα συνεχιστεί χρησιμοποιώντας το πλέγμα M3.



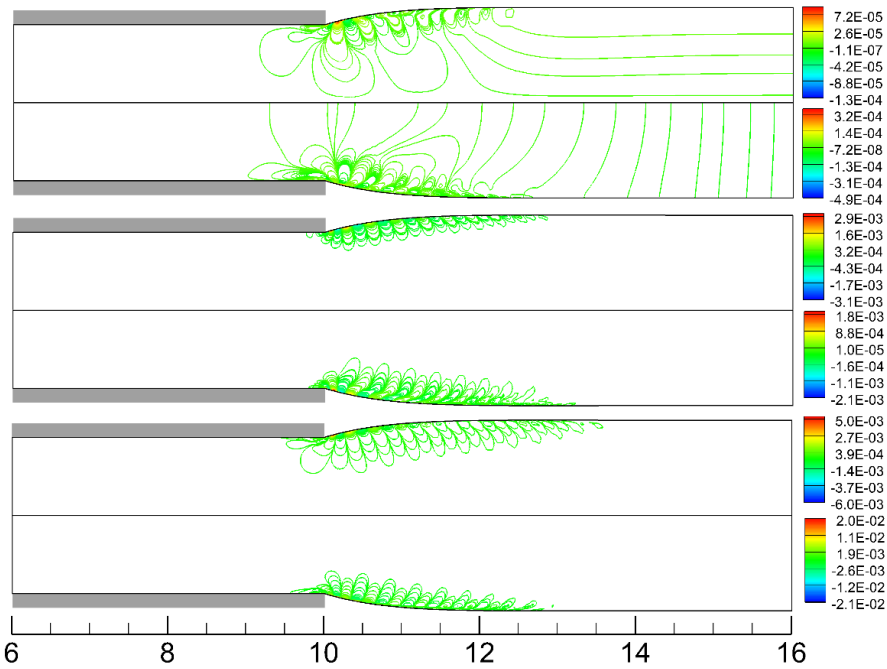
Σχήμα 5.1 Σύγκριση του φάσματος από την ροή «stick-slip» (αριστερά) με την ροή εκβολής για $Wi = 2.0$, $\varepsilon = 0.05$, $\beta = 0.0$, χρησιμοποιήθηκε το πλέγμα M3. Δεξιά, έλεγχος της ιδιοτιμής με σύγκλιση με το πλέγμα για $Wi = 2.0$, $Ca = 0.01$, $\varepsilon = 0.10$, $\beta = 0.0$.

Αφού εντοπίσαμε την κρίσιμη ιδιοτιμή του προβλήματος εκβολής κάνουμε παραμετρική ανάλυση για να παρατηρήσουμε πως μεταβάλλεται και κατά συνέπεια πως επηρεάζεται η ευστάθεια του συστήματός μας με αλλαγή του $Ca \in [0.01-1.0]$ και αλλαγή του $\varepsilon \in [0.01-1.0]$. Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι το πραγματικό μέρος μιας ιδιοτιμής είναι συσχετιζόμενο με την ενίσχυση ή την απόσβεση της διαταραχής που αντιστοιχεί στο ιδιοδιάνυσμα με τον χρόνο ενώ τον φανταστικό μέρος της ιδιοτιμής σχετίζεται με την συχνότητα της διαταραχής. Στο σχήμα 5.2 δεξιά παρατηρούμε ότι αυξάνοντας τον αριθμό Ca η διαταραχή γίνεται πιο υψίσυχη, καθώς η αύξηση του αριθμού αυτού σημαίνει μείωση της επίδρασης της επιφανειακής τάσης με αποτέλεσμα να επιτρέπονται διαταραχές μεγαλύτερης συχνότητας. Αξιοσημείωτη είναι η συμπεριφορά του πραγματικού μέρους της ιδιοτιμής, δηλαδή ο όρος απόσβεσης, όπου η συμπεριφορά είναι μη μονότονη και για μια περιοχή του αριθμού Ca εμφανίζεται το σύστημα να γίνεται ευσταθές (Σχήμα 5.2).



Σχήμα 5.2 Αριστερά, αλλαγή του πραγματικού μέρους της κρίσιμης ιδιοτιμής σε σχέση με το Ca , δεξιά αλλαγή του φανταστικού μέρους της ιδιοτιμής σε σχέση με το Ca .

Το γεγονός ότι η ιδιοτιμή, την στιγμή που έχουμε κρίσιμες συνθήκες είναι φανταστική, σηματοδοτεί την έναρξη μιας τοπικής διακλάδωσης Hopf κατά την οποία η λύση μας μετατρέπεται περιοδική στον χρόνο. Αυτό παρατηρείται στο παρακάτω σχήμα (Σχήμα 5.3) που όπου το ροϊκό πεδίο καθώς και το πεδίο πίεσης μετατρέπεται σε περιοδικό, ενώ διαφαίνεται ότι γεννιάται από το ιδιάζον σημείο στο τέλος τους αγωγού. Οι διαταραχές αφορούν μια κλειστή περιοχή γύρω από την ελεύθερη επιφάνεια ρευστού-αέρα.



Σχήμα 5.3 Χωρική παρουσίαση των συνιστωσών του ιδιοδιανύσματος από επίπεδο αγωγό. Παρατηρούμε τις ισοϋψείς

καμπύλες (α) v_y', v_z' (b) P', τ'_{yy} (c) τ'_{yz}, τ'_{zz} στο πάνω και στο κάτω μέρος του σχήματος αντίστοιχα $Wi = 2.0$, $Ca = 0.5$, $\epsilon = 0.05$, $\beta = 0.0$, $l_1 = 10$, $l_2 = 25$ (για σαφήνεια παρουσιάζουμε την περιοχή $6 \leq z \leq 16$). Η ιδιοτιμή που αναφερόμαστε είναι: $\lambda = -0.982 + i18.522$. Mesh M3 is used.

6. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Έγινε προσομοίωση της διεργασίας εκβολής ενός ιξωδοελαστικού ρευστού με πεπερασμένα στοιχεία χρησιμοποιώντας ταυτόχρονα την ελλειπτική μέθοδο κατασκευής του πλέγματος προκειμένου να υπολογίσουμε με ακρίβεια τη θέση της ελεύθερης επιφάνειας. Για την μοντελοποίηση της ιξωδοελαστικής συμπεριφοράς του ρευστού χρησιμοποιήσαμε το μοντέλο Phan-Thien-Tanner και το επιλύσαμε σε συνδυασμό με την τεχνική EVSS-G καθώς και με τη μέθοδο SUPG. Έγινε ανάλυση ευστάθειας της ροής εκβολής για επίπεδο αγωγό με την μέθοδο Arnoldi και παρατηρήσαμε την ιδιοτιμή η οποία αναγκάζει την ροή να γίνει περιοδική στον χρόνο και είναι ποιοτικά ίδια με αυτή που παρατήρησαν οι Karapetsas & Tsamopoulos (2013). Τα θεωρητικά πειράματα είναι σύμφωνα με την υπόθεση των Kissi & Piau & Toussaint (1997), δηλαδή ότι δεν είναι αναγκαία συνθήκη για την ύπαρξη της αστάθειας «δέρματος-καρχαρία» η παραβίαση της συνθήκης μη ολίσθησης, σε αντίθεση με τον Ramamurthy (1987) ο οποίος υποστήριζε ότι αυτού του είδους αστάθειες μπορούν να εξαφανιστούν αυξάνοντας της πρόσφυση μεταξύ του ρευστού και τοιχωμάτων. Τέλος, παρουσιάσαμε τη χωρική μορφή των συνιστωσών του ιδιοδιανύσματος στο οποίο φαίνεται καθαρά ότι η διαταραχή γεννάται γύρω από το ιδιάζον σημείο.

7. ΕΥΧΑΡΙΣΤΕΙΕΣ

Οι συγγραφείς θα ήθελαν να ευχαριστήσουν την οικονομική υποστήριξη του προγράμματος «Αριστεία» (FilcoMicra, αριθμός προγράμματος 1918), με την συγχρηματοδότηση της Ελλάδας και της Ευρωπαϊκής ένωσης.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Brooks A. N. and Hughes T. J. R., “Streamline upwind/Petrov-Galerkin formulations for convection dominated flows with particular emphasis on the incompressible Navier-Stokes equations,” *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* 32, (1982) 199
2. Christodoulou K.N., Scriven L.E. “Finding Leading Modes of a Viscous Free Surface Flow: An Asymmetric Generalized Eigenproblem”, (1988)
3. Dimakopoulos Y., Tsamopoulos J., A quasi-elliptic transformation for moving boundary problems with large anisotropic deformations, *J. Comp. Phys.* 192 (2003) 494–522.
4. El Kissi N., Piau J. M., Toussaint F., “Sharkskin and cracking of polymer melt extrudates”, *J. Non-Newt. Fluid Mech.* 68 (1997) 271-290
5. Karapetsas G., Tsamopoulos J., Steady extrusion of viscoelastic materials from an annular die, *J. Non Newt. Fluid Mech.* 154 (2008) 136152.
6. Karapetsas G., Tsamopoulos J., On the stick-slip flow from slit and cylindrical dies of a Phan-Thien and Tanner fluid model. I. steady state, *Physics of Fluids* 21 (12) (2009) 123101.
7. Karapetsas G., Tsamopoulos J., On the stick-slip flow from slit and cylindrical dies of a Phan-Thien and
8. Lehoucq R. B., Sorensen D. C., and Yang C., *ARPACK User’s Guide: Solution of Large Scale Eigenvalue Problems with Implicitly Restarted Arnoldi Methods* (SIAM, Philadelphia, PA, 1998).
9. Papanastasiou T.C., Malamataris N., Ellwood K., A new outflow boundary condition, *Int. J. Numer. Meth. Fluids* 14 (1992) 587–608.
10. Ramamurthy A.V., “Wall slip in viscous fluids and influence of the materials of construction” *J.Rheol.* 30, 337-357 (1986)
11. Phan-Thien N., A nonlinear network viscoelastic model, *Journal of Rheology* 22 (3) (1978) 259–283
12. Saad Y., “Variations of Arnoldi’s method for computing eigenelements of large unsymmetric matrices,” *Linear Algebr. Appl.* 34, 269–295 (1980).
13. Saad Y. “Numerical methods for large eigenvalue problems” (2011)

ABSTRACT

It is widely known that extrusion of viscoelastic materials may lead to various instabilities which are of major importance in applications, limiting the production rate and product quality. In order to address this significant problem and to the mechanism leading to these instabilities we examine the linear stability of the steady planar die swell problem for a viscoelastic fluid. For the simulation of this process the mixed finite element method is combined with a quasi-elliptic mesh generation scheme in order to capture the deformation of the free surface of the fluid. The viscoelastic behaviour of the fluid is modelled using the exponential Phan-Thien-Tanner (ePTT) constitutive equation. The elastic viscous stress splitting technique (EVSS-G) is used to separate the elastic and viscous contributions to the stress tensor together with a streamline upwind Petrov-Galerkin (SUPG) discretization of the constitutive equation. The generalized eigenvalue problem is solved using Arnoldi’s algorithm. We found that the flow becomes unstable as material elasticity exceeds a critical value due to a Hopf bifurcation suggesting that the flow becomes time-periodic. The corresponding eigenvectors indicate that the flow attains a spatially periodic structure, initiated at the die rim, extending for 2-6 gaps downstream, but is confined close to the surface of the extrudate, in agreement with the experiments. The critical conditions for instability depends on the capillary number, the fluid elastic, shear and extensional characteristics and the flow rate. . Instability is generated by the die-lip singularity causing strong extension of polymeric chains.

ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΚΑΙ ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΠΟΛΥΔΙΣΚΟΥ ΑΝΑΜΙΚΤΗ/ΚΑΥΣΤΗΡΑ ΧΑΜΗΛΩΝ ΕΚΠΟΜΠΩΝ ΔΙΑΣΤΡΩΜΑΤΩΜΕΝΟΥ ΜΙΓΜΑΤΟΣ LPG-ΑΕΡΑ

Σούφλας¹, Κ., Πατεράκης¹, Γ., Δόγκας¹, Ε., Βούρος³, Αν., Μηλιδώνης², Κ., Κούτμος¹, Π.

¹Εργαστήριο Τεχνικής Θερμοδυναμικής, Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών
Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών, Πάτρα, 26504

²Εργαστήριο Θερμοκινητήρων, Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών,
Πανεπιστήμιο Πατρών, Πάτρα, 26504

³ Εργαστήριο Θέρμανσης Ψύξης Κλιματισμού, Τμήμα Μηχανολογίας, Τεχνολογικό
Εκπαιδευτικό Ίδρυμα Δυτικής Ελλάδας, Πάτρα, 26334

Επικοινωνία: Σούφλας, Κ., souflaskonstantinos@gmail.com

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η παρούσα εργασία αξιοποιεί μεθοδολογίες καύσης μερικής προανάμιξης/διαστρωμάτωσης καυσίμου/αέρα σε μία προσπάθεια επίτευξης πτωχής λειτουργίας σε πρακτικές διατάξεις καυστήρων LPG-αέρα με σκοπό την βελτίωση της απόδοσης και των εκπομπών ρύπων. Για την μελέτη και βελτιστοποίηση των θερμοροϊκών διαμορφώσεων του συστήματος προηγήθηκε διερεύνηση με εξελιγμένες μεθόδους μέτρησης βασικών λειτουργικών μεγεθών (LDV, chemiluminescence) και αξιοποιήθηκε και σειρά παραμετρικών ρευστοθερμικών υπολογισμών (LES). Η τελικά διαμορφωμένη διάταξη καυστήρα εφαρμόστηκε με επιτυχία σε διάταξη φλογοσωλήνα εμπορικού λέβητα με βασικό στόχο την προσπάθεια μεταφοράς της θεμελιώδους έρευνας σε καθημερινές πρακτικές εφαρμογές.

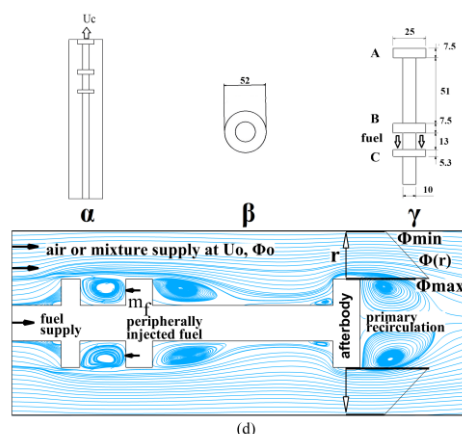
Λέξεις κλειδιά: διαστρωμάτωση μίγματος, προανάμιξη, φλόγες σταθεροποιημένες σε δίσκο, Προσομοίωση των Μεγάλων Δινών.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Ο έλεγχος και η επέκταση του περιθωρίου ευστάθειας σε ένα ευρύ φάσμα εφαρμογών καύσης χωρίς να θέτει σε κίνδυνο τα επίπεδα εκπομπών και τις απαιτήσεις ασφάλειας είναι ένα βασικό τεχνολογικό θέμα για το σχεδιασμό και την ανάπτυξη των σύγχρονων καυστήρων καθημερινής χρήσης, Bradley (2009), Cheng & Levinsky (2007). Η αξιοποίηση της πτωχής προαναμιγμένης καύσης έχει ήδη εκτενή εφαρμογή και έχει μελετηθεί ευρύτερα, προκειμένου σε κάποιο βαθμό να αντιμετωπιστεί το πρόβλημα των επιβλαβών εκπομπών NO_x και αιθάλης, Cheng & Levinsky (2007). Ωστόσο, η αναμενόμενη λειτουργία των μελλοντικών συστημάτων καύσης κάτω από αυξημένα φορτία, ρυθμούς μίξης και καύσης μπορεί να οδηγήσει σε επιπλοκές, όπως η ελλιπής ανάμειξη, τα χαμηλά ποσοστά αντιδραστικότητας, οι αστάθειες και τέλος η απώλεια στήριξης της φλόγας π.χ. Chaudhuri et

al. (2010), Andrews et al. (2009). Πρόσφατες τεχνολογίες καύσης βασιζόμενες στην αξιοποίηση μερικής προανάμιξης για την επίτευξη ελεγχόμενης διαστρωμάτωσης του μίγματος έχουν αναδειχθεί ως μεθοδολογίες κατάλληλες για την μείωση των ανωτέρω επιπτώσεων. Από την άλλη μεριά σε πρακτικά συστήματα, πιθανές ανομοιογένειες στα αντιδρώντα μπορούν να οδηγήσουν σε μη ελεγχόμενη ή και ανεπιθύμητη διαστρωμάτωση, π.χ. Andrews et al. (2009), Sweeney et al. (2012). Και στις δύο περιπτώσεις η αποτελεσματική διαχείριση και ο κατάλληλος έλεγχος των ανομοιομορφιών στην τοπική αναλογία καυσίμου-αέρα μέσα στον καυστήρα προσφέρει σημαντική λειτουργική ευελιξία και μπορεί να οδηγήσει σε αποφυγή ακραίων συμπεριφορών της λειτουργίας όπως συρρίκνωση των ορίων ευστάθειας της εκάστοτε διάταξης καυστήρα, Duwig et al. (2011). Στο πλαίσιο αυτό η καλύτερη κατανόηση των λεπτομερειών της τυρβώδους καύσης υπό πτωχό μίγμα καυσίμου-αέρα ή σε καταστάσεις κοντά στο όριο απόσβεσης είναι σημαντική στο πλαίσιο της διαστρωματωμένης λειτουργίας για να καταστεί δυνατή η εκτίμηση πρακτικών διατάξεων καυστήρων π.χ. Andrews et al. (2009), Muruganandamet et al. (2005). Στα ανωτέρω πλαίσια η παρούσα εργασία μελετά μια σειρά από φλόγες μερικής προανάμιξης, που σταθεροποιούνται στο απόρρευμα ενός συστήματος πολύδισκου αναμίκτη/φλογοσυγκρατητή (Σχ. 1). Η διαστρωμάτωση του σχετικού λόγου καυσίμου-αέρα του προσαγόμενου μίγματος στην ζώνη καύσης (Σχ. 1) καθορίζεται από τη σταδιακή προανάμιξη του καυσίμου, προπανίου ή LPG, με τον παροχετευμένο αέρα μέσω μιας διάταξης δυο επάλληλων αξονοσυμμετρικών κοιλοτήτων που σχηματίζονται από δύο εν σειρά συγκεντρικούς δίσκους ανάντι του φλογοσταθεροποιητικού δίσκου (Σχ. 1). Εδώ διεξήχθησαν μια σειρά από συστηματικές μετρήσεις του πεδίου των ταχυτήτων, των θερμοκρασιών, των εκπομπών ρύπων και της εκπεμπόμενης χημειοφωταύγειας εκ των διεγερμένων ριζικών OH^* και CH^* της φλογοζώνης, σε διαφορετικούς λόγους μίγματος καυσίμου-αέρα, Xiouris & Koutmos (2011). Ταυτόχρονα, χρησιμοποιήθηκε η υπολογιστική μεθοδολογία Προσομοίωσης των Μεγάλων Δινών (LES) προκειμένου να συμπληρωθεί η πειραματική διερεύνηση και να υποστηριχθεί η ερμηνεία της συμπεριφοράς των φλογών. Τα ενθαρρυντικά αποτελέσματα της ανωτέρω ερευνητικής εργασίας ενθάρρυναν μια προσπάθεια να μεταφερθεί και να εφαρμοσθεί η διαμόρφωση αυτή του συστήματος πραοαναμίκτη/καυστήρα σε μία πρακτική διάταξη καυστήρα/φλογοσωλήνα εμπορικού λέβητα. Σ' αυτή την διάταξη διεξήχθη μια σειρά από μετρήσεις έλεγχου και αξιολόγησης της συμπεριφοράς αυτού του συνδυασμένου συστήματος, όσον αφορά τα πεδία θερμοκρασιών, τις εκπομπές ρύπων και την απόδοση καύσης για μια σειρά από αντιπροσωπευτικές συνθήκες πρακτικής λειτουργίας. Αυτή η διερεύνηση κατέδειξε αφενός την δυνατότητα μεταφοράς της παρούσας ερευνητικής προσπάθειας σε εφαρμοσμένο επίπεδο αλλά και την σημασία της αλληλεπίδρασης της ερευνητικής διερεύνησης με την πρακτική εφαρμογή.

2.ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΕΙΣ ΦΛΟΓΩΝ ΠΟΥ ΜΕΛΕΤΗΘΗΚΑΝ ΚΑΙ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ



Σχήμα 1α,β,γ: Πειραματική εγκατάσταση

2.1 Περιγραφή πειραματικής εγκατάστασης

Η σήραγγα καύσης και η γεωμετρία του καυστήρα που μελετήθηκαν είναι παρόμοιες με εκείνες που αναφέρονται στους Xiouris & Koutmos (2012), και απεικονίζονται στα Σχ. 1α-γ. Η διάταξη της προανάμιξης και του καυστήρα εδράζεται εσωτερικά του κεντρικού σωλήνα και αποτελείται από τρεις αξονοσυμμετρικούς δίσκους, που διαμορφώνουν δύο επάλληλες κοιλοότητες, δηλ. τον δίσκο (C), ένα δίσκο έγχυσης καυσίμου (B) και τον φλογοσταθεροποιητή (A) (Σχ.1γ) όπου, εντός της πρωτεύουσας ανακυκλοφορίας σταθεροποιούνται, διαστρωματωμένες φλόγες. Στην προαναφερθείσα διάταξη μια

διαστρωματωμένη φλόγα προπανίου (ερευνητική διάταξη) ή LPG και αέρα (πρακτικό σύστημα) σταθεροποιείται για διάφορους σχετικούς λόγους καυσίμου-αέρα (K/A). Το καύσιμο παροχετεύεται μέσω του κεντρικού σωλήνα πάχους $D_p=0.01\text{m}$, Σχ. 1γ και εγχέεται στην πρώτη κοιλότητα του φλογοσταθεροποιητή μέσω μιας δακτυλιοειδούς σχισμής ενός χιλιοστού (Σχ. 1δ). Στην κοιλότητα αυτή λαμβάνει χώρα η αρχική μίξη των αντιδρώντων. Η δεύτερη κοιλότητα έχει σχεδιαστεί με τέτοιο τρόπο ώστε να αποτρέπει την οπισθοχώρηση της φλόγας και να προωθεί την ανάμιξη καυσίμου και αέρα. Ο αέρας παροχετεύεται μέσω του κεντρικού σωλήνα, διατομής $D_c=0.052\text{m}$. Ένα διάγραμμα με τις ροϊκές γραμμές που προέκυψαν από την προσομοίωση μαζί με την πιθανή τοπολογία του σχετικού λόγου καυσίμου-αέρα δείχνονται στο Σχ. 1δ. Ο λόγος απόφραξης (BR) στην έξοδο του καυστήρα είναι $BR = (D_b/D_c)^2 = 0.23$. Ο αριθμός Reynolds βασιζόμενος στην διατομή του σταθεροποιητικού δίσκου και στην ταχύτητα του κεντρικού ρεύματος αέρα παρέμενε σταθερός στα 8000 για τις εργαστηριακές φλόγες, ενώ για τις φλόγες πρακτικού ενδιαφέροντος στα 16500. Όλες οι ροές καυσίμου και αέρα ρυθμίζονται μέσω ηλεκτρονικών ροομέτρων Bronkhorst MV- 304/306 High-Tech ακρίβειας 1,35% FSD (απόκλισης πλήρους κλίμακας).

2.2 Διαμορφώσεις φλογών που μελετήθηκαν

Αρχικά η διάταξη του συστήματος προαναμικτή/καυστήρα μελετήθηκε υπό ισόθερμες συνθήκες για να εκτιμηθούν οι τοπολογίες των πεδίων ορμής που υποστηρίζουν τις αντιδρώσες ροές και για να ελεγχθεί το βασικό υπολογιστικό μοντέλο. Μέσες και διακυμαινόμενες θερμοκρασίες μετρήθηκαν σε όλο το πεδίο του απορρεύματος για μια σειρά από φλόγες εργαζόμενες με λόγους καυσίμου-αέρα που κυμαίνονται από στοιχειομετρικοί μέχρι και το όριο της συνολικής απόσβεσης. Εδώ συζητούνται οι φλόγες LS000, US000, BS000, όπου τα L-U-B(S000) υποδηλώνουν φλόγες στοιχειομετρικές έως πτωχές (L), πολύ-πτωχές (U) και κοντά στο όριο απόσβεσης (B) χωρίς στροβιλισμό (S=0.00). Αναλυτικά οι περιπτώσεις εργαστηριακών φλογών που μελετήθηκαν δίδονται στον Πίνακα 1.

Στην προσπάθεια να εφαρμοστεί η συγκεκριμένη ερευνητική διάταξη σε πρακτικούς φλογοσωλήνες καυστήρα-λέβητα μελετήθηκε μια σειρά από φλόγες, οι συνθήκες των οποίων δίδονται στον Πίνακα 2.

Case	$\delta(\%)$	Φ_{GLOBAL}	$E_c(\%)$	P (kW)	$P_R(\text{kW})$
Καταστάσεις διαστρωμάτωσης					
LS	51	0,285	91,62	9,28	8,50
US	24	0,234	78,7	7,62	6,00
BS	7	0,2	51,21	6,57	3,36

Πίνακας 1.

1. IS: κατάσταση αναφοράς, ισόθερμη ροή
2. $\delta(\%)$: ποσοστιαία απόσταση μίγματος από το σημείο απόσβεσης, όπου, $\delta=(m_{\text{Fuel}}-m_{\text{Fuel, LBO}})/m_{\text{Fuel, LBO}}(\%)$, ($m_{\text{Fuel, LBO}}$, ροή καυσίμου στην απόσβεση).
3. ταχύτητα κεντρικής παροχής αέρα, $U_c=4.87\text{ m/s}$ και $Re_{D_b}=8000$
5. Φ_{Global} : σχετικός λόγος K/A, βασιζόμενος στην παροχή μάζας του καυσίμου που εγχέεται και στην κεντρική παροχή αέρα.

Case	$\delta(\%)$	Φ_{GLOBAL}	$E_c(\%)$	P (kW)	P_R (kW)
Καταστάσεις διαστρωμάτωσης					
825 L/h	50	0,276	95,2	20,61	20,47
715 L/h	30	0,243	92,1	17,87	17,6
605 L/h	10	0,209	71,4	15,11	10,79

Πίνακας 2.

1. IS: κατάσταση αναφοράς, ισόθερμη ροή
2. $\delta(\%)$: ποσοστιαία απόσταση μίγματος από το σημείο απόσβεσης, όπου,
 $\delta = (m_{\text{Fuel}} - m_{\text{Fuel, LBO}}) / m_{\text{Fuel, LBO}} (\%)$, ($m_{\text{Fuel, LBO}}$, ροή καυσίμου στην απόσβεση).
3. ταχύτητα κεντρικής παροχής αέρα, $U_{pc} = 10 \text{ m/s}$ και $Re_{pDb} = 16500$
5. Φ_{Global} : σχετικός λόγος K/A, βασισμένος στην παροχή μάζας του καυσίμου που εγχέεται και στην κεντρική παροχή αέρα.

2.3 Πειραματικές μέθοδοι

Αρχικά μετρήθηκε το πεδίο ταχυτήτων εντός του απορρεύματος του σταθεροποιητικού δίσκου με χρήση Ανεμομετρίας Φάσης Doppler (PDA, Dantec®). Κατά αυτήν, η ταχύτητα των σταγονιδίων που χρησιμοποιούνται για σκέδαση καθορίζεται σύμφωνα με το μοντέλο των κροσσών συμβολής. Η συχνότητα της κάθε ριπής Doppler, (burst) είναι ευθέως ανάλογη προς την κάθετη συνιστώσα της ταχύτητας των σωματιδίων στο επίπεδο των κροσσών, Tropea et al. (2007).

Το οπτικό σύστημα συλλογής αποτελείται από ένα δυναμικό αναλυτή σωματιδίων (Particle Dynamic Analyzer) συνεργαζόμενο με επεξεργαστή σήματος (Burst Spectrum Analyzer). Τα οπτικά συλλογής και μεταφοράς (φακοί) καθώς και όλο το οπτικό σύστημα τοποθετήθηκε πάνω σε δικτύωμα προσαρμοσμένο σε τράπεζα μετακίνησης τριών διαστάσεων. Τα κύρια χαρακτηριστικά της οπτικής διάταξης δίνονται στον Πίνακα 3.

Οπτικό Μεταφοράς	Πηγή Laser He-Ne
Ισχύς πηγής Laser	20 mW
Μήκος κύματος δέσμης Laser	632.8 nm
Μετατόπιση Συχνότητας	40 MHz
Εστιακή απόσταση φακού μεταφοράς	250 mm
Οπτικό Συλλογής	PDA 57X10
Εστιακή απόσταση φακού συλλογής	310 mm
Τρόπος Σκέδασης	Διάθλαση
Γωνία Σκέδασης	70°

Πίνακας 3: Κύρια μέρη του οπτικού συστήματος μέτρησης

Εγκάρσια προφίλ της αξονικής συνιστώσας της μέσης ταχύτητας μετρήθηκαν κατά μήκος του απορρεύματος. Τα σταγονίδια σκέδασης για την μέτρηση της ροής παρήχθησαν μέσω νεφελοποιητή που χρησιμοποιεί διφασικό μίγμα νερού – γλυκερίνης, και αέρα.

Οι μετρήσεις των θερμοκρασιακών πεδίων ελήφθησαν με θερμοζεύγη Pt-Pt/10%Rh τύπου S, διαμέτρου 75 μm. Ένας κεραμικός βραχίονα 130mm με στέλεχος οριζόντιο προς τη ροή υποστήριζε την κεφαλή μέτρησης. Η έξοδος του σήματος από το θερμοζεύγος ενισχύεται κατά 500 φορές και οδηγείται σε κάρτα A/D. Το θερμοζεύγος δρα ως φίλτρο χαμηλής περατότητας λόγω αδρανείας της κεφαλής του και του μήκους των συρμάτων. Η σταθερά χρόνου απόκρισης του θερμοζεύγους είναι χαμηλή, τυπικά της τάξης των 50Hz, μεταβάλλεται από θέση σε θέση και εξαρτάται από την κόλληση της κεφαλής, την θερμοκρασία, την ταχύτητα του αερίου, τη δομή της φλόγας κλπ. Bakrozis et al (1999), Heitor (1986). Ανάπλωση μέρους του σήματος μέχρι και περίπου 50% μπορεί να γίνει χρησιμοποιώντας έναν αλγόριθμο FFT σύμφωνα με την εργασία των Bakrozis et al (1999).

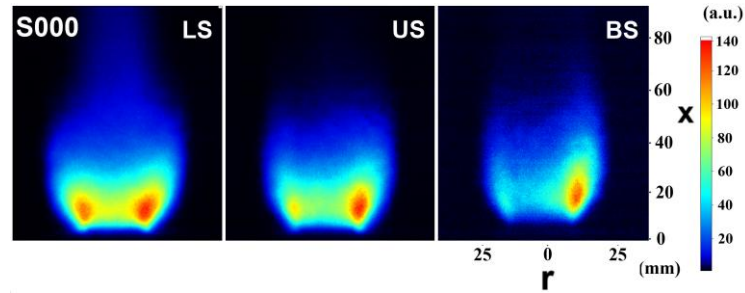
Οι μέσες θερμοκρασίες ελήφθησαν με χρήση της κάρτας DaqTemp 7A της Omega® με συχνότητα δειγματοληψίας 200Hz. Δεν έγινε διόρθωση για τις απώλειες ακτινοβολίας. Σύμφωνα με την μελέτη του Heitor (1986), για ανακυκλοφορούσες φλόγες προπανίου και ακάλυπτα σύρματα Θ/Ζ το λάθος λόγω ακτινοβολίας φθάνει μέχρι και 10% στους 1800K. Επίσης εκτιμήθηκαν οι συνολικές εκπομπές ρύπων των υπό μελέτη φλογών μέσω ανάλυσης καυσαερίων. Με την βοήθεια ενός χαλύβδινου ρύγχους δειγματοληψίας, τοποθετημένου είκοσι διαμέτρους κατάντι του καυστήρα, αναρροφάται δείγμα καυσαερίων που οδηγείται σε ένα αναλυτή καυσαερίων τύπου Kane-May KM9106 Quintox®. Ο αναλυτής Quintox αποτελείται από αναλυτές, O₂ (0%–25% εύρος, 0.1% ακρίβεια), CO (0%–10% εύρος, ακρίβεια 5% της τιμής), NOx (0–5000 ppm, 5 ppm ακρίβεια), C_xH_y και CO₂. Το δείγμα ψύχεται, ξηραίνεται και μεταφέρεται στον αναλυτή που αποδίδει ξηρές τιμές των ρύπων. Δείγματα ελήφθησαν σε εννέα ακτινικές (r) θέσεις εκατέρωθεν του άξονα συμμετρίας και σε τέσσερις περιφερειακές θέσεις (θ=90°). Η ανάλυση εκπομπών ρύπων παρέχει μέσους όρους σταθμισμένης μάζας όπως προτείνεται, Xiouris & Koutmos (2011). Κατά τον ίδιο τρόπο μετρήθηκαν και οι εκπομπές ρύπων από τον φλογοσωλήνα της πρακτικής διάταξης καυστήρα-λέβητα. Οι δείκτες εκπομπών των άκαυστων υδρογονανθράκων, CO, CO₂ και οι αντίστοιχες αποδόσεις καύσης παρατίθενται στο κεφάλαιο της παρουσίας των αποτελεσμάτων και υπολογίστηκαν από τις παρακάτω εξισώσεις.

$$EI_z = \left(\frac{[z]}{[CO] + [CO_2] + [C_xH_y]} \right) * \left(\frac{10^3 MW_z}{M_C + a * M_H} \right) \quad (1)$$

$$\eta_C = 1 - \left(\frac{EI_{UHC} + 0.232 * EI_{CO}}{1000} \right) \quad (2)$$

όπου το α εκφράζει το λόγο του υδρογόνου προς τον άνθρακα που εμπεριέχεται στο καύσιμο.

Τέλος στην περίπτωση της εργαστηριακής/ερευνητικής διάταξης προαναμίκτη/καυστήρα έγιναν και μετρήσεις χημειοφωταύγειας (Σχ. 2), καθότι τα ριζικά OH^* και CH^* θεωρούνται καλοί δείκτες για την τοπολογία του μετώπου της φλόγας Η απεικόνιση και η επεξεργασία των δεδομένων έγινε με το λογισμικό Davis 8.0 της LaVision®.

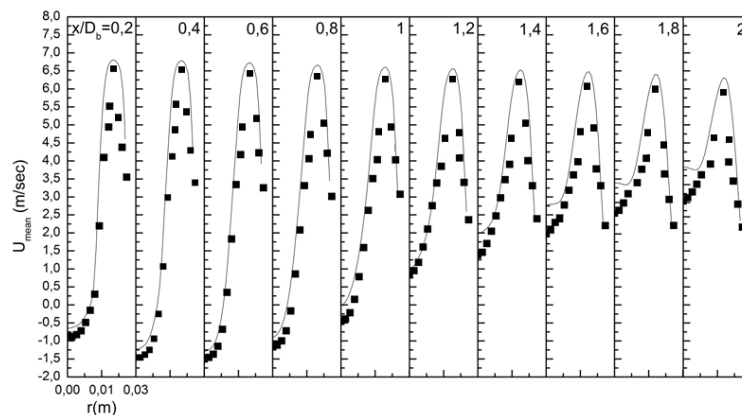


Σχήμα 2: Εκπομπές χημειοφωταύγειας.

Το φόντο, ελήφθη με το ίδιο χρόνο ολοκλήρωσης και αντίθεσης (gain) και αφαιρέθηκε από τις βασικές λήψεις, ενώ οι μέσοι όροι παρήχθησαν από 300 στιγμιαίες εικόνες. Ο λόγος του σήματος προς τον θόρυβο των στιγμιαίων εικόνων ήταν καλύτερος του 8:1 και ο χρόνος έκθεσης ήταν 2.1 ms. Η μέγιστη ανάλυση της κάμερας CCD ήταν 1626 x 1236 pixels. Ο χρόνος ενίσχυσης που χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις μας ήταν 100 μs με αντίθεση περίπου 70%.

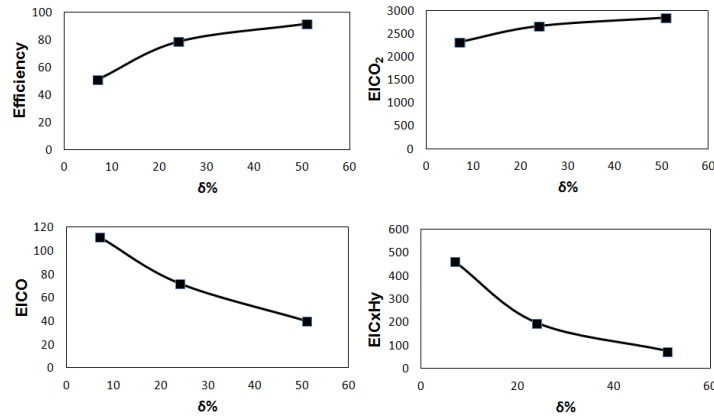
3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ

Καταρχάς διερευνήθηκε πειραματικά και υπολογιστικά η ροϊκή ανάπτυξη του απορρεύματος χωρίς καύση. Ενδεικτικά πειραματικά εγκάρσια προφίλ της μέσης αξονικής ταχύτητας συγκρίνονται με υπολογιστικά αποτελέσματα στο Σχ. 3 και υποδεικνύουν τον βαθμό επιτυχίας του υπολογιστικού μοντέλου. Κατ' αυτόν το τρόπο ενισχύεται η δυνατότητα και η χρησιμότητα προεκβολής της μοντελοποίησης και στην περίπτωση της πρακτικής διάταξης που συζητείται παρακάτω. Η ισόθερμη διερεύνηση βοήθησε επίσης και στην ανάπτυξη και στον σχεδιασμό της διάταξης των κοιλοτήτων προανάμιξης. Ο σωστός σχεδιασμός αυτών, ενισχύει την επιδιωκόμενη σταδιακή προανάμιξη Κ/Α και περιορίζει την πιθανότητα οπισθοχώρησης της φλόγας του απορρεύματος, ανάντι, εντός των κοιλοτήτων.

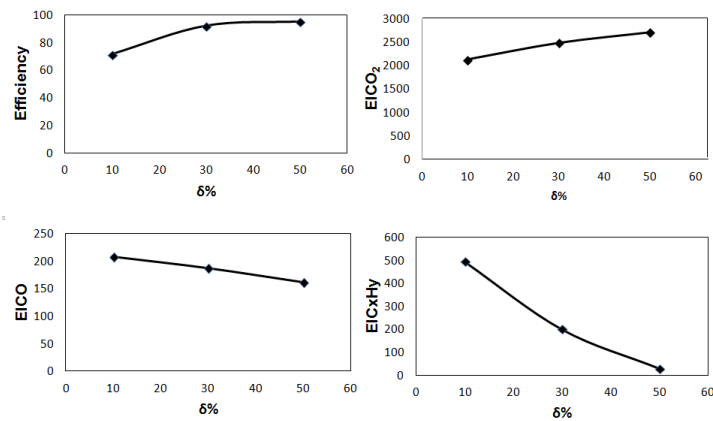


Σχήμα 3: Ακτινικές κατανομές του πεδίου ταχυτήτων στο απόρρευμα κατά το διαμήκη άξονα του καυστήρα, σε ισόθερμο πεδίο χωρίς στροβιλισμό.

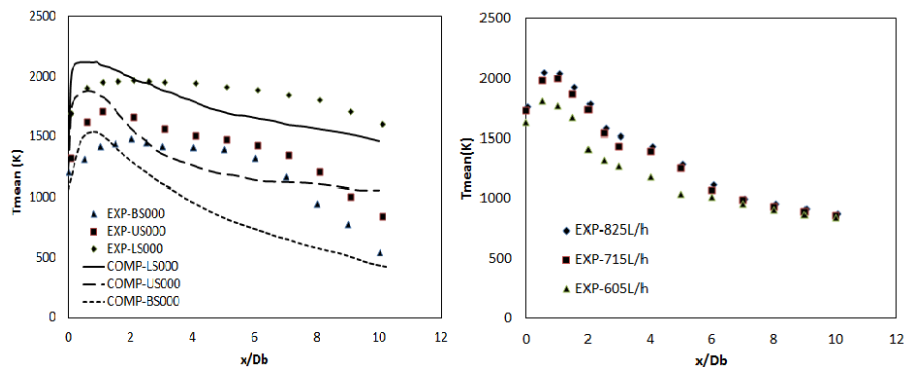
Στη συνέχεια παρατίθενται οι κατανομές των δεικτών εκπομπών (Emission Index), οι αποδόσεις της καύσης (Combustion Efficiency) καθώς και οι θερμοκρασιακές κατανομές κατά μήκος του άξονα συμμετρίας του καυστήρα τόσο για τις εργαστηριακές όσο και για τις φλόγες πρακτικού ενδιαφέροντος.



Σχήμα 4: Δείκτες εκπομπών και απόδοση καύσης για διαφορετικούς σχετικούς λόγους Κ/Α για τις περιπτώσεις των εργαστηριακών φλογών.



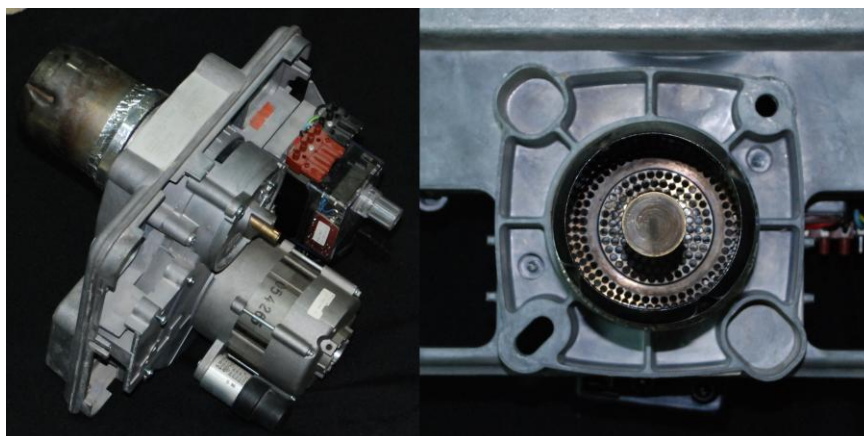
Σχήμα 5: Δείκτες εκπομπών και απόδοση καύσης για διαφορετικούς σχετικούς λόγους Κ/Α για τις περιπτώσεις των φλογών πρακτικού ενδιαφέροντος.



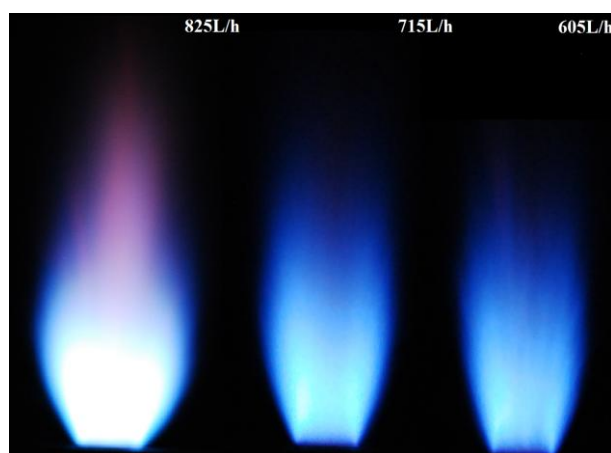
Σχήμα 6: Μέσες υπολογιστικές και πειραματικές θερμοκρασιακές κατανομές για τις εργαστηριακές (αριστερά) και πρακτικές (δεξιά) φλόγες που μελετήθηκαν.

Από τις ανωτέρω συγκρίσεις συνάγεται ότι η μεταφορά των στοιχείων της ερευνητικής προσπάθειας στην πρακτική διάταξη προήγαγε ένα σύστημα καύσης που λειτουργεί με σαφώς βελτιωμένη απόδοση και ιδιαίτερα χαμηλές εκπομπές, όπως υποδεικνύεται και από τις συγκρίσεις των Σχ. 4, 5. Επιπλέον φαίνεται ότι οι καλές ιδιότητες του ερευνητικού συστήματος διατηρηθήκαν και στην μεταφορά και εφαρμογή του στην πρακτική εγκατάσταση, Σχ. 6.

Τέλος στο Σχ. 7 παρατίθεται μια φωτογραφική απεικόνιση της προσαρμογής του καυστήρα που εξελίχθηκε στο Εργαστήριο Τεχνικής Θερμοδυναμικής σε εμπορικό καυστήρα LPG και στο Σχ. 8 μια σειρά από τις διάφορες φλόγες που μπορούν να διαμορφωθούν στον εν λόγω καυστήρα.



Σχήμα 7: Μετατροπή εμπορικού καυστήρα LPG



Σχήμα 8: Απεικόνιση γκάμας φλογών στον τροποποιημένο εμπορικό καυστήρα/φλογοσωλήνα.

4. ΣΥΝΟΨΗ

Μία συνδυασμένη πειραματική και υπολογιστική μεθοδολογία εξέτασε τη συμπεριφορά μερικώς προαναμεμιγμένων φλογών σε εγκαταστάσεις ερευνητικού και πρακτικού ενδιαφέροντος. Μελετήθηκαν οι θερμοκρασιακές κατανομές, οι εκπομπές ρύπων και η απόδοση καύσης καθώς και η κατανομή των εκπεμπόμενων ριζικών χημειοφωταύγειας στις εργαστηριακές φλόγες προκειμένου να εκτιμηθεί η χρήση της συγκεκριμένης διάταξης σε εμπορικού τύπου εφαρμογές. Το ισόθερμο ροϊκό πεδίο στο απόρρευμα των καπναερίων της συγκεκριμένης διάταξης αναδεικνύει το μήκος της περιοχής ανακυκλοφορίας, η οποία ευθύνεται για την σταθεροποίηση των φλογών. Η υπολογιστική προσομοίωση του ισόθερμου ροϊκού πεδίου χρησιμοποιείται για την κατανόηση των περιοχών ανακυκλοφορίας εντός των κοιλοτήτων του καυστήρα οι οποίες, όπως προαναφέρθηκε, ευθύνονται για την μίξη των αντιδρώντων πριν την περιοχή καύσης. Ακόμη διερευνήθηκαν τα όρια απόσβεσης των φλογών αυτών και η τοπολογία του μετώπου της φλόγας σε καταστάσεις λειτουργίας κοντά στα όρια απόσβεσης με αξιοποίηση των εκπομπών χημειοφωταύγειας. Παρατηρούμε πως οι δείκτες εκπομπών του CO_2 και C_xH_y παρουσιάζουν όμοιες κατανομές και τιμές ανεξάρτητα από τον αριθμό Re και για τις δύο περιπτώσεις φλογών. Από την άλλη πλευρά οι δείκτες εκπομπών του CO παρουσιάζουν μια αυξητική τάση για τις φλόγες πρακτικού ενδιαφέροντος συγκριτικά με τις αντίστοιχες ερευνητικές. Αυτό πιθανώς οφείλεται στο γεγονός ότι ο συγκεκριμένος καυστήρας έχει σχεδιαστεί για βέλτιστη λειτουργία μίξης σε χαμηλότερους αριθμούς Re. Άρα στις συγκεκριμένες οριακές συνθήκες των πρακτικών φλογών η συγκριτικά "χειρότερη" προανάμιξη οδηγεί σε υψηλότερες εκπομπές CO. Αντικείμενο περαιτέρω διερεύνησης θα αποτελέσουν τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του καυστήρα για βέλτιστη λειτουργία σε πεδία ταχυτήτων 10m/sec και άνω. Συμπερασματικά η παρούσα πειραματική διερεύνηση αναδεικνύει τα προτερήματα των μερικώς προαναμεμιγμένων/διαστρωματομένων φλογών LPG-αέρα καθώς και την δυνατότητα εφαρμογής των εξελιγμένων, ερευνητικών μεθοδολογιών καύσης σε πρακτικές εφαρμογές καθημερινής χρήσης.

Ευχαριστίες

Αυτή η εργασία υποστηρίχθηκε από την Επιτροπή Ερευνών του Πανεπιστημίου Πατρών. Η συμβολή του μηχανουργείου του Πανεπιστημίου Πατρών συνετέλεσε στην κατασκευή της πειραματικής διάταξης και αναγνωρίζεται με ευγνωμοσύνη.

5. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Andrews G.E., Ahmed N.T., Phylaktou R., et al. (2009), .Weak extinction in low NO_x gas turbine combustion., *Combust. Fuels Emis.* 2, p.623–638.
- Bakrozis A.G., Papailiou, D. and Koutmos, P. (1999), .A study of the turbulent structure of a 2-D diffusion flame formed behind a slender bluff-body. *Combust. and Flame*, 119. p.291–306.
- Bradley D. (2009), .Combustion and the design of future engine fuels., *Proc. Inst. Mech. Eng. C Mech. Eng. Sci.* 223, p.2751–2765.
- Chaudhuri S., Kostka S., Renfro M.W., .Cetegen B.M. (2010), Blowoff dynamics of bluff body stabilized turbulent premixed flames., *Combust. Flame* 157, p.790–802.
- Cheng R.K., Levinsky H., (2007), .Lean premixed burners, in: Derek Dunn-Rankin (Ed.), *Lean Combustion: Technology and Control.*, Academic Press, p.161–177.
- Duwig C., Nogenmyr K.J., Chan C.K., et al. (2011), .Large Eddy Simulations of a piloted lean premix jet flame using finite-rate chemistry., *Combust. Theor. Model.* 15, p.537–568.
- Heitor D.F.G. (1986), .Experiments in turbulent reacting flows' PhD Thesis., University of London.
- Kalantari D., Tropea C. (2007), .Spray impact onto flat and rigid walls: Empirical characterization and modelling *International Journal of Multiphase Flow.*, Volume 33, 5, p.525–544
- Muruganandam T.M., Nair S., Scarborough D., et al. (2005), .Active control of lean blowout for turbine engine combustors., *J. Prop. Power* 21, p.807–814.
- Sweeney M.S., Hochgreb S., Dunn M.J., Barlow R.S., (2012), .The structure of turbulent stratified and premixed methane/air flames II: swirling flows., *Combust. Flame* 159, p.2912–2929.
- Xiouris C., Koutmos P. (2012), .Fluid dynamics modelling of a stratified disk burner in swirl co-flow., *Appl. Therm.*, p.60–70.
- Xiouris C., Koutmos P. (2011), .An experimental investigation of the interaction of swirl flow with partially premixed disk stabilized propane flames., *Exp. Therm. Fluid Sci.* 35, p.1055–1066.

DEVELOPEMENT AND APPLICATION OF A MULTI-CAVITY, LOW EMISSIONS PREMIXER/BURNER CONFIGURATION WITH STRATIFIED LPG-AIR MIXTURE

ABSTRACT

The present work utilizes partially premixed/stratified fuel-air combustion methodologies in an attempt to achieve lean stable operating conditions in an LPG-air burner in order to improve its performance and pollutant emissions. To study and optimize the thermofluid parameters of the combustion configuration advanced measurement techniques have been employed (LDV, chemiluminescence) while a series of parametric computations (LES) provided better understanding of the burner capabilities. The finally developed burner arrangement was successfully modified to operate in a flame tube of a commercial boiler with the main objective to transfer the fundamental research effort into everyday practical applications.

ΜΕΛΕΤΗ ΤΩΝ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΩΝ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΚΑΥΣΤΗΡΑ ΣΤΡΟΒΙΛΙΣΜΟΥ ΜΕΣΩ ΑΠΟΤΥΠΩΣΗΣ ΚΑΙ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ ΤΩΝ ΠΕΔΙΩΝ ΧΗΜΕΙΟΦΩΤΑΥΓΕΙΑΣ

Δόγκας, Ε., Σούφλας, Κ., Πατεράκης, Γ., Καραβασίλης, Χ., Γεωργαντάς, Ι., Κούτμος, Π.
Εργαστήριο Τεχνικής Θερμοδυναμικής, Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών,
Πανεπιστήμιο Πατρών, Πάτρα, 26504.

Επικοινωνία: Δόγκας, Ε., lefterisdogas@gmail.com

ΠΕΡΙΛΗΨΗ. Μελετάται η λειτουργική συμπεριφορά στροβιλιζόμενων φλογών μερικής προανάμιξης, μέσω μετρήσεων και υπολογισμών της χημειοφωταύγειας των διεγερμένων ριζικών OH^* και CH^* . Οι μετρήσεις λαμβάνονται με κάμερα CCD συζευγμένη με ενισχυτή των εκπεμπόμενων φωτονίων εκ των ριζικών και συγκρίνονται με αντίστοιχους υπολογισμούς με τη μέθοδο της Προσομοίωσης των Μεγάλων Δινών (LES). Ο βασικός θερμοροϊκός υπολογισμός χρησιμοποιεί ημι-συνολικό μηχανισμό οξείδωσης του προπανίου ενώ για τον υπολογισμό των διεγερμένων ριζικών διεξάγεται μετ-επεξεργασία μέσω σύζευξης μηχανισμού χημικό-κινητικής παραγωγής των OH^* και CH^* . Οι συγκρίσεις των αποτελεσμάτων για φλόγες σε ένα ευρύ φάσμα συνθηκών υποδεικνύουν ότι η χημειοφωταύγεια μπορεί να αποτελέσει εργαλείο ανάλυσης και διάγνωσης της λειτουργικής συμπεριφοράς συστημάτων καύσης.

Λέξεις κλειδιά: στροβιλιζόμενο αντιδρών απόρρευμα δίσκου, χημειοφωταύγεια OH^* και CH^* , Προσομοίωση των Μεγάλων Δινών.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η ανάγκη περιστολής των εκπεμπόμενων ρύπων από τα σύγχρονα συστήματα καύσης έχει δώσει ιδιαίτερη ώθηση στη ανάπτυξη και εισαγωγή καινοτόμων διατάξεων καύσης στις διαδικασίες παραγωγής ενέργειας και πρόωσης. Η ανάπτυξη και εφαρμογή αυτών των καινοτόμων εφαρμογών απαιτεί βέλτιστο έλεγχο του μίγματος και των διεργασιών εντός του θαλάμου καύσης (Nori & Seitzman, 2009· Baleester et al., 2010· Guyot et al., 2010· Karagiannaki et al., 2014). Πρόσφατα η μελέτη της χημειοφωταύγειας (X/Φ) εκ φυσικώς διεγερμένων συστατικών όπως π.χ. τα OH^* , CH^* έχει αναδειχθεί σε πολύτιμο διαγνωστικό εργαλείο όσον αφορά τα χαρακτηριστικά της τυρβώδους καύσης (Orain & Hardalupas, 2010· Wasle et al., 2007· Lauer & Sattelmayer, 2009· Kathrotia et al., 2010). Η δυνατότητα μιας ποσοτικής και ποιοτικής ερμηνείας αυτών των δεδομένων σε απλές αλλά και πολύπλοκες διατάξεις αποτελεί μία εν εξελίξει ερευνητική προσπάθεια με στόχο την διεύρυνση της αξιοπιστίας της X/Φ ως εργαλείο περιγραφής και ελέγχου της λειτουργίας των πρακτικών διατάξεων φλογών (Panoutsos et al., 2009· Lauer & Sattelmayer, 2009). Κατά συνέπεια οι πειραματικές και υπολογιστικές μελέτες χημειοφωταύγειας (X/Φ) σε διαφορετικές γεωμετρικές, ροϊκές, θερμικές και χημικό-κινητικές διαμορφώσεις απλών και πρακτικών φλογών προσφέρουν πολύτιμα δεδομένα για τον έλεγχο και την πιστοποίηση των μεθοδολογιών μέτρησης και υπολογισμού μέσω προτεινόμενων μηχανισμών χημικό-κινητικής παράγωγης των διεγερμένων ριζικών OH^* και CH^* (π.χ. Nori & Seitzman, 2009· Panoutsos et al., 2009· Guethe et al., 2012).

Ο λόγος απόφραξης (BR) στο επίπεδο εξόδου του σταθεροποιητικού δίσκου (C) ήταν $BR = (D_B/D_C)^2 = 0.23$. Ο αριθμός Reynolds, με βάση τη διάμετρο του δίσκου ($D_b = 0.025$ m) και την ταχύτητα παροχής του κεντρικού ρεύματος αέρα (U_C) ήταν 8000.

Οι φλόγες που μελετήθηκαν ήταν στοιχειομετρικές έως πτωχές (LS), πολύ πτωχές (US) και κοντά στο όριο απόσβεσης (BS), υπό διαφορετικούς στροβιλισμούς (πχ. LS-0.00/0.65/1.00 για στροβιλισμούς $S=0.00/0.65/1.00$). Χρησιμοποιήθηκαν διαφορετικές διαστρωμάτωσεις με ακτινικές βαθμίδες του σχετικού λόγου καυσίμου-αέρα $\Phi_{min} \approx 0.30/0.10$ and $\Phi_{max} \approx 0.95/0.45$, σε μια προσπάθεια κατανόησης των μεταβολών των OH^* και CH^* στο μέτωπο της φλόγας σε ένα ευρύ φάσμα λειτουργίας.

2.2 Πειραματική μεθοδολογία

Οι μετρήσεις του πεδίου ταχυτήτων ελήφθησαν με ανεμομετρία LASER μιας διάστασης με σύστημα της Dantec[®]. Το σύστημα αποτελείται από ένα laser 30 mW He-Ne, τα οπτικά μετάδοσης και λήψης της Dantec[®] (PDA 57X10) και η επεξεργασία των φιλτραρισμένων σημάτων Doppler, έγινε από έναν αναλυτή συχνότητας σήματος (PDA 58N50). Οι μέσες και οι στατιστικές τιμές προέκυψαν από χρονοσειρές 20000 δεδομένων.

Μετρήσεις των μέσων και διακυμαινόμενων θερμοκρασιών ελήφθησαν με θερμοζεύγη Pt-Pt/10%Rh τύπου S διαμέτρου 25 - 75- μ m. Η έξοδος του σήματος από το θερμοζεύγος ενισχύεται 500 φορές και οδηγείται σε μια κάρτα DaqTemp 7A. Το θερμοζεύγος δρα ως φίλτρο χαμηλής περατότητας λόγω αδρανείας του υλικού της κεφαλής του και του μήκους των συρμάτων. Η σταθερά χρόνου απόκρισης του θερμοζεύγους είναι χαμηλή τυπικά της τάξης των 50Hz, μεταβάλλεται από θέση σε θέση και εξαρτάται από την κόλληση της κεφαλής, την θερμοκρασία, την ταχύτητα του αερίου, τη δομή της φλόγας κλπ. Ανάπλαση μέρους του σήματος, μέχρι και περίπου 50%, μπορεί να γίνει χρησιμοποιώντας έναν αλγόριθμο FFT σύμφωνα με την εργασία των (Xiouris & Koutmos, 2012). Μέσες και διακυμαινόμενες θερμοκρασίες ελήφθησαν με χρήση της κάρτας DaqTemp 7A της Omega, σε κάθε σημείο μέτρησης, με εύρος συχνότητας δειγματοληψίας 500 Hz-1 KHz.

Οι μετρήσεις χημειοφωταύγειας (Σχήμα 2) των ριζικών OH^* και CH^* θεωρούνται καλοί δείκτες για το μέτωπο της φλόγας, επειδή π.χ. το ηλεκτρονικά διεγερμένο ριζικό του OH^* υπάρχει μόνο στο μέτωπο της φλόγας. Η απεικόνιση (τεχνική line-of-sight) και η επεξεργασία των δεδομένων έγινε με σύστημα της LaVision[®] και το λογισμικό Davis 8.0[®]. Το φόντο, ελήφθη με τον ίδιο χρόνο ολοκλήρωσης και αντίθεσης (gain) και αφαιρέθηκε από τις βασικές λήψεις. Μέσοι όροι παρήχθησαν από 300 στιγμιαίες εικόνες ο δε λόγος του σήματος προς τον θόρυβο των στιγμιαίων εικόνων ήταν καλύτερος του 8:1 και ο χρόνος έκθεσης ήταν 2.1 ms. Η μέγιστη ανάλυση της CCD κάμερας ήταν 1626 x 1236 pixels. Ο χρόνος ενίσχυσης που χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις μας ήταν 100 μ s με αντίθεση περίπου 70%. Από τις εν τω βάθει του πεδίου μετρήσεις του συστήματος παρήχθησαν διδιάστατες απεικονίσεις μέσω χρήσης μετασχηματισμού αποσυνέλιξης τριών σημείων κατά Abel. Αυτό επιτρέπει μια πιο άμεση σύγκριση με τις 2D κατανομές των μέσων τιμών OH^* του αξονοσυμμετρικού πεδίου των προσομοιώσεων.

Επίσης, κατά περίπτωση, εκτιμήθηκαν και οι εκπομπές ρύπων μέσω δειγματοληψίας και ανάλυσης καυσαερίων με την χρήση ενός αναλυτή τύπου Kane-May KM9106 Quintox. Ο αναλυτής Quintox αποτελείται από ένα αναλυτή O_2 (0%–25% εύρος, 0.1% ακρίβεια), έναν αναλυτή CO (0%–10% εύρος, ακρίβεια 5% της τιμής), έναν αναλυτή NO_x (0–5000 ppm, 5 ppm ακρίβεια), $CxHy$ και CO_2 . Το δείγμα ψύχεται και μεταφέρεται στον αναλυτή που αποδίδει «ξηρές» τιμές των ρύπων.

3. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

3.1 Αεροδυναμικό μοντέλο

Το εμπορικό πακέτο Ansys 14[®], ANSYS Inc. επιλέχθηκε για τον υπολογισμό των φλογών για να αξιοποιηθεί η ευελιξία του στην πύκνωση της πλεγματοποίησης περίπλοκων περιοχών όπως οι επάλληλες κοιλότητες και η σχισμή έγχυσης του καυσίμου του 1mm. Το μοντέλο της Προσομοίωσης

των Μεγάλων Δινών (LES) χρησιμοποιήθηκε ως καταλληλότερο για την περιγραφή των μελετώμενων θερμοροϊκών διατάξεων.

Οι ροϊκές παράμετροι F εκφράζονται ως συνδυασμός των πλεγματικών ή αναλυόμενων υπό του πλέγματος ποσοτήτων $\tilde{F}$ και των υπο-πλεγματικών ποσοτήτων F' μέσω λήψης του μέσου κατά Favre, $\tilde{F} = \overline{\rho F} / \bar{\rho}$. Οι εξισώσεις που περιγράφουν τις πλεγματικές-αναλυόμενες ποσότητες είναι (Xiouris & Koutmos, 2012):

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \tilde{\sigma}_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} + (\bar{\rho} - \rho_\infty) g_i \quad (1)$$

(ρ , μ , T και u είναι η πυκνότητα, το ιξώδες, η θερμοκρασία και η ταχύτητα του αερίου και $i=1, 2$ για ένα Καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων (x, y)). $\bar{p} = \bar{\rho} R_u \tilde{T} \sum_i Y_i / M_i$, όπου Y_i , M_i , R_u είναι το κλάσμα μάζας του κάθε συστατικού, το μοριακό βάρος του συστατικού και η παγκόσμια σταθερά των αερίων. $\tilde{\sigma}_{ij} = \mu (\tilde{S}_{ij} - 2/3 \tilde{S}_{kk} \delta_{ij})$, τ_{ij} είναι οι υποπλεγματικές διατμητικές τάσεις και $\tilde{S}_{ij}$ είναι ο πλεγματικός τανυστής των τάσεων Reynolds. Οι υποπλεγματικές διατμητικές τάσεις τ_{ij} μοντελοποιούνται ως: $\tau_{ij} = -\bar{\rho} \overline{u'_i u'_j} = \mu_{t,ij} (\tilde{S}_{ij} - (2/3) \tilde{S}_{kk} \delta_{ij}) - (2/3) \bar{\rho} \tilde{k}_s \delta_{ij}$. Το υποπλεγματικό ιξώδες υπολογίζεται μέσω του τανυστή των διατάσεων, $\tilde{S}_{ij}$: $\mu_{t,ij} = \tilde{\rho} (C_s \Delta)^2 (2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{1/2}$, με την τυρβώδη κλίμακα μήκους να εκτιμάται ως: $L_t = \Delta = \sqrt{\Delta x_i \Delta y_i \Delta z_i}$, όπου Δ είναι το μήκος του πλεγματικού φίλτρου.

Το C_s εδώ μοντελοποιείται μέσω της δυναμικής μεθόδου (C_s μεταξύ 0 και 0.23). Χρησιμοποιήθηκε επίσης ένας χρονο-εξαρτώμενος αλγόριθμος SIMPLE, για την σύζευξη των πεδίων ταχύτητας και πίεσης. Το μεταβλητό χρονικό βήμα που υιοθετήθηκε διατήρησε ένα μέγιστο αριθμό Courant, μεταξύ 0.3 και 0.45.

3.2 Μοντέλο καύσης

Για την αλληλεπίδραση τύρβης και χημείας χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο τυρβώδους καύσης TFM (Thickened Flame Model), ενώ υιοθετήθηκε ο κάτωθι ημι-συνολικός μηχανισμός 14 συστατικών για την περιγραφή της οξειδωσης του προπανίου,

Αριθμός	Αντίδραση	Αριθμός	Αντίδραση
1	<chem>C3H8+2H=>C3H6+2H2</chem>	14	<chem>H2+OH<=>H2O+H</chem>
2	<chem>C3H8+O=>C3H6+OH+H</chem>	15	<chem>H+O2<=>OH+O</chem>
3	<chem>C3H8+OH=>C3H6+H2O+H</chem>	16	<chem>O+H2<=>OH+H</chem>
4	<chem>C3H8(+M)=>CH3+H+C2H4(+M)</chem>	17	<chem>H+OH<=>H2O</chem>
5	<chem>C2H4+OH+O2=>CH3+CO+H2O+O</chem>	18	<chem>O+H2O<=>2OH</chem>
6	<chem>C2H4+O=>CH3+CO+H</chem>	19	<chem>2H+M<=>H2+M</chem>
7	<chem>C2H4+2H=>C2H2+2H2</chem>	20	<chem>2O+M<=>O2+M</chem>
8	<chem>CH3+O=>CO+H2+H</chem>	21	<chem>C3H6+OH=>CH3+C2H2+H2O</chem>
9	<chem>CH3+O2=>CO+H+H2O</chem>	22	<chem>C3H6+H=>CH3+C2H2+H2</chem>
10	<chem>2CH3(+M)=>C2H4+2H(+M)</chem>	23	<chem>C2H4+O+O2=>CH3+CO2+OH</chem>
11	<chem>C2H2+OH<=>CH3+CO</chem>	24	<chem>C3H8+H=>CH3+C2H4+H2</chem>
12	<chem>C2H2+2O<=>2CO+2H</chem>	25	<chem>C3H8+O=>CH3+C2H4+OH</chem>
13	<chem>CO+OH<=>CO2+H</chem>	26	<chem>C3H8+OH=>CH3+C2H4+H2O</chem>

Αυτός ο μηχανισμός αποτελεί επέκταση του μηχανισμού που παρουσιάζεται από τους Karagiannaki Ch. et al. (2014) συμπεριλαμβάνοντας τώρα απευθείας επίλυση των ριζικών H , O και OH , όπως και του C_2H_2 . Έτσι διευκολύνεται η προσαρμογή του πρόσθετου μοντέλου X/Φ που περιγράφεται παρακάτω αλλά και καθίστανται πιο άμεσες οι συγκρίσεις με τα πειραματικά δεδομένα X/Φ για τα OH^* και CH^* και έχει βαθμονομηθεί και ρυθμιστεί ώστε να αναπαράγει την ταχύτητα διάδοσης της στρωτής φλόγας για το πτωχό τμήμα του εύρους του Φ ($0.55 < \Phi < 1.1$). Στην παρούσα μεθοδολογία

όλα τα χημικά συστατικά επιλύονται όμως είναι πιθανό ότι τα ενδιάμεσα ριζικά με τις μικρότερες κλίμακες χρόνου δεν επιλύονται με αρκετή ακρίβεια στο πλαίσιο του χρησιμοποιούμενου πλέγματος και πεπερασμένου χρόνου. Ο υπολογισμός των μέσων όρων παραγωγής των συστατικών, μέσω των ρυθμών χημικής αντίδρασης, επιτυγχάνεται με την βοήθεια του αλγορίθμου ISAT.

3.3 Μοντέλο χημειοφωταύγειας

Τα επίπεδα έντασης της χημειοφωταύγειας των OH^* και CH^* υπολογίστηκαν από καθιερωμένους χημικό-κινητικούς μηχανισμούς (π.χ. Panoutsos et al., 2009· Nori & Seitzman, 2009), μετά από επεξεργασία των αποτελεσμάτων της βασικής προσομοίωσης (ΠΜΔ). Ελλείποντα συστατικά όπως π.χ. τα CH και C_2H υπολογίστηκαν από συνολικές αλγεβρικές εκφράσεις προερχόμενες από υποθέσεις ημι-μονιμότητας (global, quasi-steady) σύμφωνα με βιβλιογραφικά δεδομένα. Τα δε διεγερμένα ριζικά OH^* και CH^* έχουν πολύ μικρές συγκεντρώσεις λόγω της χαμηλών επιπέδων παραγωγής και κατανάλωσης τους και υπολογίστηκαν επίσης από συνολικές αλγεβρικές εκφράσεις μέσω υποθέσεων ημι-μονιμότητας (πχ. Nori and Seitzman, 2009). Το ριζικό OH^* π.χ. υπολογίζεται από την σχέση:

$$[\text{OH}^*] = (k_{R_{CL}1}[\text{CH}][\text{O}_2] + k_{R_{CL}2}[\text{H}][\text{O}][\text{M}]) / \left(\sum_{j=1}^{j=10} k_{Qj}[\text{M}_j] + A_c \right) \quad (2)$$

Οι παράμετροι των αντιδράσεων που χρησιμοποιήθηκαν δίδονται στον Πίνακα 1.

Πίνακας 1. Χημικό-κινητικές παράμετροι της παραγωγής των OH^* και CH^* . Οι συντελεστές εκπομπής (A_c) για το CH^* και το OH^* είναι 1.85×10^6 και $1.4 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$. Οι ρυθμοί αντίδρασης εκφράζονται ως $k = A \exp T^b$ ($-E/RT$) σε μονάδες cal, mol, cm, s.

No.	Reaction	A	b	Ea(cal)	Ref.
$R_{CL}1$	$\text{CH} + \text{O}_2 \leftrightarrow \text{OH}^* + \text{CO}$	1.173×10^{14}	-0.4	4150	Nori and Seitzman, (2009)
$R_{CL}2$	$\text{H} + \text{O} + \text{M} \leftrightarrow \text{OH}^* + \text{M}$	6×10^{14}	0.0	6940	
Q1	$\text{OH}^* + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{OH} + \text{H}_2\text{O}$	5.92×10^{12}	0.5	-861	Tamura et al., (1998)
Q2	$\text{OH}^* + \text{CO}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{CO}_2$	2.75×10^{12}	0.5	-968	
Q3	$\text{OH}^* + \text{CO} \rightarrow \text{OH} + \text{CO}$	3.23×10^{12}	0.5	-787	
Q4	$\text{OH}^* + \text{H}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{H}_2$	2.95×10^{12}	0.5	-444	
Q5	$\text{OH}^* + \text{O}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2$	2.10×10^{12}	0.5	-482	
Q6	$\text{OH}^* + \text{OH} \rightarrow \text{OH} + \text{OH}$	1.50×10^{12}	0.5	0.0	
Q7	$\text{OH}^* + \text{H} \rightarrow \text{OH} + \text{H}$	1.50×10^{12}	0.5	0.0	
Q8	$\text{OH}^* + \text{O} \rightarrow \text{OH} + \text{O}$	1.50×10^{12}	0.5	0.0	
Q9	$\text{OH}^* + \text{N}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{N}_2$	1.08×10^{11}	0.5	-1238	
Q10	$\text{OH}^* + \text{CH}_4 \rightarrow \text{OH} + \text{CH}_4$	3.36×10^{12}	0.5	-635	
$R_{CL}3$	$\text{C}_2\text{H} + \text{O} \leftrightarrow \text{CH}^* + \text{CO}$	1.08×10^{13}	0.0	0.0	Devriendt et al., (1996)
$R_{CL}4$	$\text{C}_2\text{H} + \text{O}_2 \leftrightarrow \text{CH}^* + \text{CO}_2$	2.17×10^{10}	0.0	0.0	Devriendt et al., (1996)
Q1	$\text{CH}^* + \text{H}_2\text{O} \leftrightarrow \text{CH} + \text{H}_2\text{O}$	5.3×10^{13}	0.0	0.0	Tamura et al., (1998)
Q2	$\text{CH}^* + \text{CO}_2 \leftrightarrow \text{CH} + \text{CO}_2$	2.41×10^{-1}	4.3	-1694	
Q3	$\text{CH}^* + \text{CO} \leftrightarrow \text{CH} + \text{CO}$	2.44×10^{12}	0.5	0.0	
Q4	$\text{CH}^* + \text{H}_2 \leftrightarrow \text{CH} + \text{H}_2$	1.47×10^{14}	0.0	1361	
Q5	$\text{CH}^* + \text{O}_2 \leftrightarrow \text{CH} + \text{O}_2$	2.48×10^6	2.14	-1720	
Q6	$\text{CH}^* + \text{N}_2 \leftrightarrow \text{CH} + \text{N}_2$	3.03×10^2	3.4	-381	
Q7	$\text{CH}^* + \text{CH}_4 \rightarrow \text{CH} + \text{CH}_4$	1.73×10^{13}	0.0	167	

Για να καταστούν συγκρίσιμες οι μετρήσεις με τους υπολογισμούς της χημειοφωταύγειας ακολουθήθηκε η μεθοδολογία των Nori and Seitzman (2009). Δηλαδή ελήφθησαν υπόψη όλες οι παράμετροι που σχετίζονται με το σύστημα αναγνώρισης του σήματος, την γεωμετρία του και αυτήν της φλόγας, την οπτική διάταξη λήψης, την δεκτικότητα του συστήματος μέτρησης και τον χρόνο

έκθεσης στην κάμερα. Οι επιδράσεις όλων αυτών των παραμέτρων συμπεριλήφθηκαν μέσω μιας σταθεράς, η οποία πολλαπλασίασε όλα τα υπολογιστικά αποτελέσματα. Προηγουμένως τα αποτελέσματα των υπολογισμών (σε $\text{mole photons cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, i.e. $i_{\text{OH}^*} = A_C [\text{OH}^*]$) ολοκληρώθηκαν κατά το πάχος του μετώπου της φλόγας, L_F , για να εκτιμηθεί η ένταση εκπομπής I_{OH^*}

($I_{\text{OH}^*} = \int_0^{L_F} i_{\text{OH}^*} dx$), η οποία και συνδέθηκε με την ολική εκπομπή φωτονίων, P_{OH^*} λαμβάνοντας

υπόψη και την επιφάνεια εκπομπής της κάθε φλόγας ($P_{\text{OH}^*} = I_{\text{OH}^*} A_{\text{flame}}$). Τελικά τα αποτελέσματα της χημειοφωταύγειας αδιαστατοποιήθηκαν με την παροχή καυσίμου.

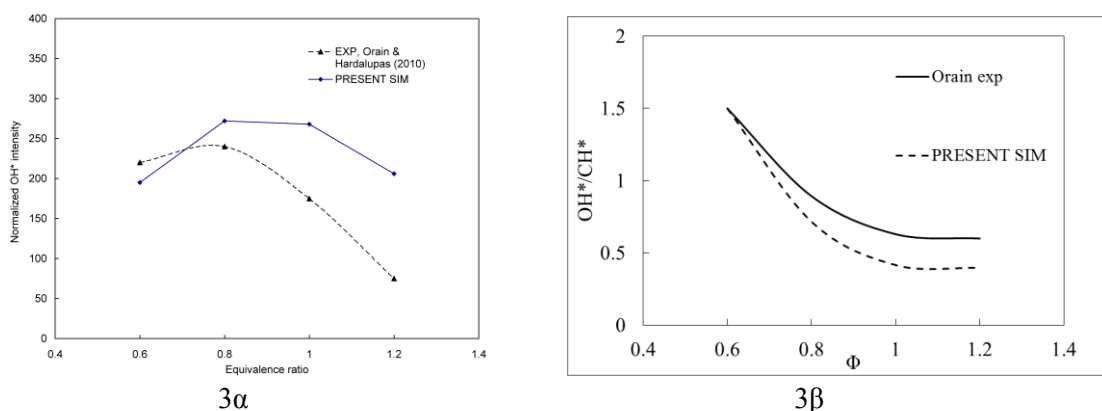
3.4 Αριθμητικές μέθοδοι, οριακές συνθήκες και πλέγματα.

Κατά την πλεγματοποίηση του βασικού ρευστοθερμικού υπολογισμού δόθηκε έμφαση στην περιοχή της έγχυσης καυσίμου, στις κοιλότητες, στα τοιχώματα και στις πλευρές των δίσκων και στην περιοχή σταθεροποίησης του μετώπου της φλόγας και χρησιμοποιήθηκαν υβριδικά πλέγματα μεταξύ 0.6 και 1.1 Mcells για τους βασικούς υπολογισμούς. Εφαρμόστηκαν οριακές συνθήκες μη-ολίσθησης με πυκνωση πλησίον των τοιχωμάτων του δίσκου, ενώ ο νόμος του τοιχώματος εφαρμόστηκε οπουδήποτε αλλού. Οι συνθήκες εισόδου ελήφθησαν από μετρήσεις ανάντι της φλόγας και μια συνθήκη συναγωγής εφαρμόστηκε στην έξοδο. Οι παράλληλοι υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν σε 24 επεξεργαστές των 3.0GHz (2 XEON 5660) και 24 επεξεργαστές των 3.8GHz (4 i7). Ένας κύκλος χρόνου της μέσης ροής ($\tau = D_b/U_c = 5 \times 10^{-3} \text{ s}$) διήρκεσε περίπου 1.7 CPU ώρες.

4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Παρουσιάζονται αποτελέσματα για μια σειρά τυρβωδών, διαστρωματωμένων, στροβιλιζόμενων ή μη φλογών, σε ένα εύρος φλογών με μίγματα από στοιχειομετρικά έως πτωχά (LS), πολύ πτωχά (US) και κοντά στο όριο απόσβεσης (BS), υπό διαφορετικούς στροβιλισμούς (π.χ. LS-0.00/0.65/1.00 για αντίστοιχους στροβιλισμούς $S=0.00/0.65/1.00$). Μέσω σύγχρονης σύγκρισης με τα αποτελέσματα της υπολογιζόμενης X/Φ των OH^* και CH^* γίνεται μια προσπάθεια κατανόησης των μεταβολών των χαρακτηριστικών του μετώπου της φλόγας.

Η συμπεριφορά του βασικού μοντέλου έχει διερευνηθεί σε μια σειρά από εργασίες (Karagiannaki Ch. et al., 2014; Xiouris & Koutmos, 2012). Η πιστοποίηση της μεθοδολογίας υπολογισμού της X/Φ μέσω της πρόσθετης μετ-επεξεργασίας/μοντελοποίησης, αρχικά διεξήχθη μέσω συγκρίσεων των αποτελεσμάτων του σύνθετου αυτού μοντέλου X/Φ , με αποτελέσματα από στρωτές φλόγες προπανίου. Προς τούτο αξιοποιήθηκαν οι μετρήσεις των Orain & Hardalupas (2004) σε διάταξη αντίρροπων δεσμών προπανίου.



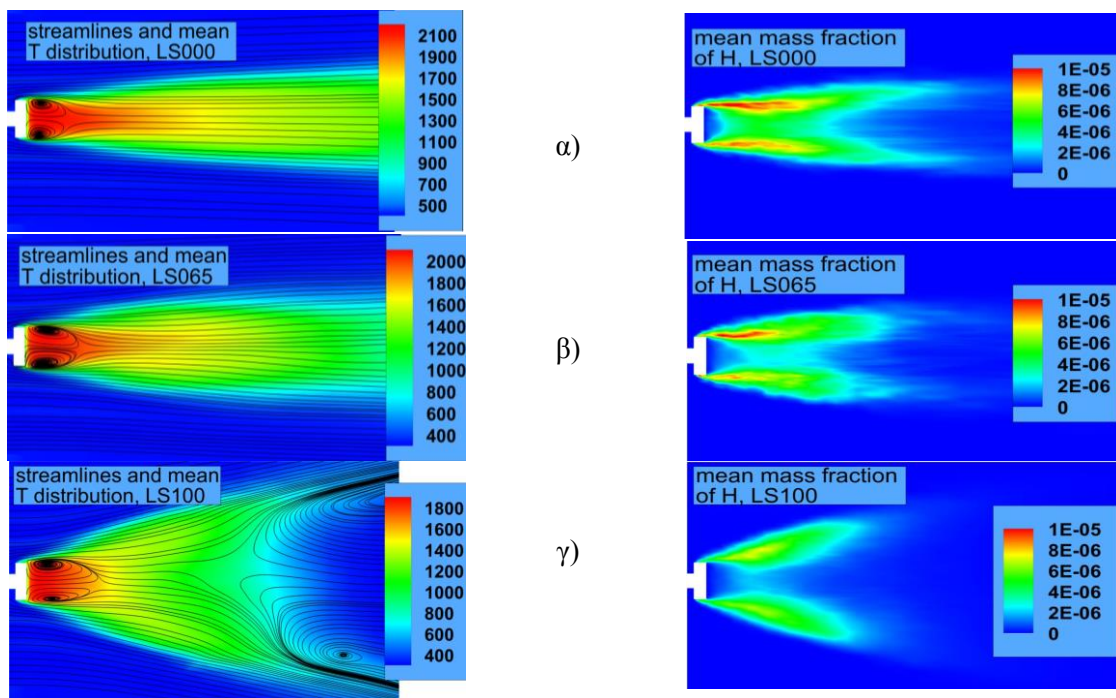
Σχήμα 3. Συγκρίσεις υπολογισμών και πειραματικών αποτελεσμάτων για, α) OH^* και, β) λόγο $\text{OH}^* / \text{CH}^*$ σε φλόγες αντίρροπων δεσμών.

Στο Σχήμα 3α παρουσιάζονται ενδεικτικά αποτελέσματα συγκρίσεων για την X/Φ του OH^* σε ένα εύρος λόγων καυσίμου-αέρα και διαφαίνεται ότι το παρόν μοντέλο υπερεκτιμά τα πειραματικά

δεδομένα ιδιαίτερα στην περιοχή των πλουσίων μιγμάτων. Παρ' όλα αυτά ο λόγος OH^*/CH^* που είναι σημαντική παράμετρος διάγνωσης χαρακτηριστικών λειτουργίας φλογών συγκρίνεται με πειραματικά δεδομένα στο Σχ. 3β και φαίνεται να αναπαράγεται με περισσότερη ακρίβεια.

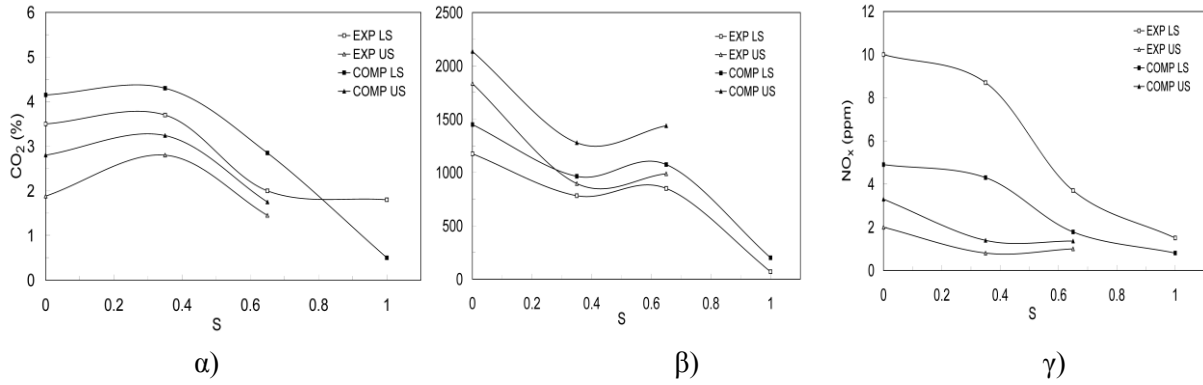
Στην συνέχεια δίδονται αποτελέσματα για τα τοπολογικά χαρακτηριστικά των πεδίων X/Φ του τυρβώδους αντιδρώντος απορρεύματος των διαστρωματωμένων φλογών υπό διαφορετικές εγχύσεις και στροβιλισμούς. Υπολογισμοί της X/Φ σε τριδιάστατα ροϊκά πεδία με απευθείας επίλυση χημείας, με χρήση μιας πολύπλοκης πολυβηματικής χημικό-κινητικής βιβλιοθήκης απαιτεί υπολογιστική ισχύ και μνήμη σχεδόν απαγορευτική για τα σημερινά δεδομένα και οπωσδήποτε για υπολογισμούς ρουτίνας (Wasle et al., 2007· Lauer & Sattelmayer, 2009). Η έμμεση χρήση ημι-συνολικών μηχανισμών για την βασική ροή και η μετ-επεξεργασία των αποτελεσμάτων για την εξαγωγή της X/Φ αναδεικνύεται ως μια ελκυστική εναλλακτική λύση μιας και υπάρχει πληθώρα πειραματικών δεδομένων X/Φ (Guethé et al., 2012). Αυτή είναι και η μεθοδολογία που ακολουθείται εδώ δοκιμαστικά.

Στα Σχήματα 4α, β, γ, παρουσιάζονται ροϊκά ίχνη, θερμοκρασιακά πεδία και συνολικές κατανομές διαφόρων ριζικών που προσδιορίζουν ικανοποιητικά την περιοχή του μετώπου της φλόγας για στοιχειομετρικές φλόγες και υπό διαφορετικές εντάσεις στροβιλισμού.



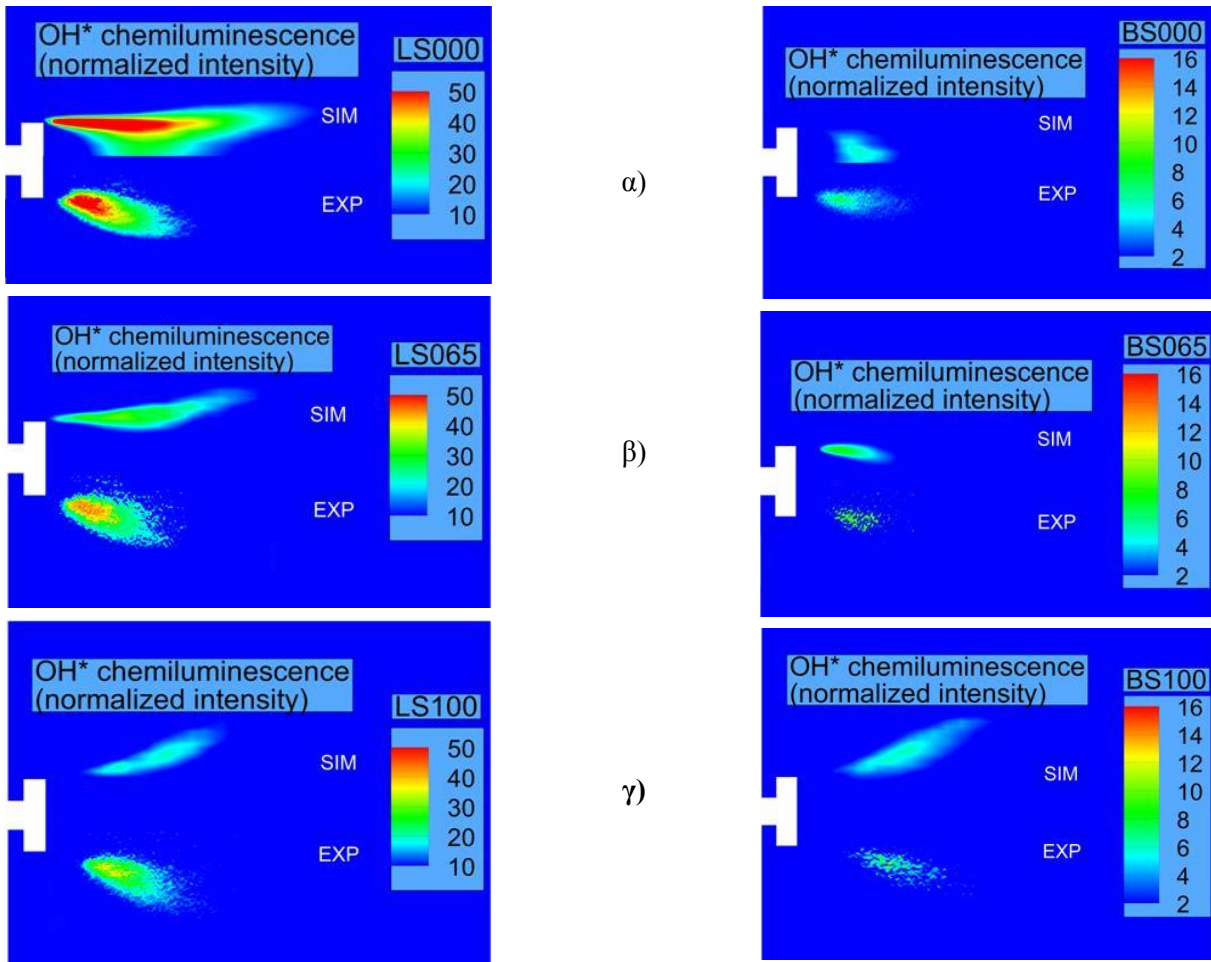
Σχήματα 4α, β, γ: Ροϊκά ίχνη, θερμοκρασιακά πεδία και τοπολογίες του μετώπου της φλόγας όπως διαγράφονται εκ των κατανομών του ριζικού H

Στα Σχήματα 5α, β, γ παρατίθενται πειραματικές κατανομές με τα γενικά χαρακτηριστικά των βασικών εκπεμπόμενων συνολικών ρύπων στη απαγωγή καυσαερίων κατάντι της πειραματικής διάταξης, για ένα μεγάλο εύρος λειτουργίας του υπό μελέτη καυστήρα. Οι συγκρίσεις με τα αποτελέσματα του βασικού υπολογιστικού μοντέλου υποδεικνύουν την δυνατότητα του να παρακολουθήσει, κατ' ελάχιστον τις τάσεις συμπεριφοράς των πειραματικών διεργασιών. Αυτό περαιτέρω υποδεικνύει ότι το μοντέλο που αναπτύχθηκε για τους υπολογισμούς της X/Φ μέσω μετ-επεξεργασίας των αποτελεσμάτων του βασικού μοντέλου εδράζεται σε αξιόπιστο υπόστρωμα θερμοροϊκών δεδομένων.



Σχήματα 5α, β, γ: Γενικά χαρακτηριστικά των βασικών εκπεμπόμενων συνολικών ρύπων.

Στα Σχήματα 6α, β, γ, δ παρουσιάζονται συγκρίσεις επεξεργασμένων μετρήσεων των τοπολογιών των απεικονίσεων της χημειοφωταύγειας με αντίστοιχους υπολογισμούς για μια σειρά από θερμοροϊκές διαμορφώσεις αντιδρώντων απορρευμάτων, υπό διαφορετικές εγχύσεις καυσίμου και εντάσεις στροβιλισμού. Ιδιαίτερης σημασίας για το σχεδιασμό και την ανάπτυξη συστημάτων καύσης είναι η ικανοποιητική αναπαραγωγή της τάσης συμπεριφοράς της χωρικής διασποράς της Χ/Φ καθώς μειώνεται το καύσιμο και η φλόγα προσεγγίζει το πτωχό όριο απόσβεσης (BS φλόγες). Κατ' ανάλογο τρόπο και η ικανοποιητική αναπαραγωγή των επιπτώσεων του στροβιλισμού παρομοίως συνιστά μια συνεπή απόδοση του συνολικού μοντέλου σε ένα εύρος συνθηκών λειτουργίας.



Σχήματα 6α, β, γ: Συγκρίσεις μετρήσεων και υπολογισμών χημειοφωταύγειας για διαφορετικές εγχύσεις καυσίμου και εντάσεις στροβιλισμού.

5. ΣΥΝΟΨΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Διεξήχθησαν πειράματα και υπολογισμοί της ροής, της ανάμιξης και της καύσης σε στρωματοποιημένες φλόγες, σταθεροποιημένες σε σύστημα πολύδισκου αναμίκτη/σταθεροποιητικού δίσκου. Στην διάταξη αυτή οι φλόγες αλληλεπιδρούν επίσης με ένα συρρέον πεδίο στροβιλισμού. Η παρούσα παραμετρική μελέτη περιελάμβανε μια σειρά από στοιχειομετρίες, πτωχές και οριακές φλόγες υπό διαφορετικές εντάσεις στροβιλισμού.

Οι μετρήσεις της χημειοφωταύγειας που λήφθηκαν με κάμερα CCD συζευγμένη με μονάδα ενίσχυσης φωτονίων συγκρίθηκαν με πεδία της χημειοφωταύγειας του OH^* και του CH^* που υπολογίστηκαν με μετ-επεξεργασία των βασικών υπολογιστικών αποτελεσμάτων. Οι υπολογισμοί X/Φ παρήχθησαν από τα αποτελέσματα μιας βασικής επιλύμενης χημείας 14-συστατικών χρησιμοποιώντας καθιερωμένα, χημικό-κινητικά μοντέλα, από την διεθνή βιβλιογραφία, για την παράγωγή και κατανάλωση των διεγερμένων OH^* και CH^* . Λαμβάνοντας υπόψη τις αβεβαιότητες που υπεισέρχονται, η συμφωνία μεταξύ των πειραμάτων και των προσομοιώσεων μπορεί να θεωρείται αρκετά ικανοποιητική. Αυτές οι συγκρίσεις είναι χρήσιμες για την εξέταση των τοπολογιών της φλόγας και παρέχουν χρήσιμες πληροφορίες για τον μηχανισμό αγκίστρωσης της αιχμής του μετώπου της φλόγας.

Περαιτέρω μελέτες για την εξέταση της ευρύτερης χρησιμότητας της ποιοτικής σχέσης μεταξύ των εκπεμπόμενων OH^* και CH^* με τις ιδιότητες του μετώπου αντίδρασης και της διαγνωστικής του αξίας ως μέτρο των σημαντικών αποκλίσεων κατά την οριακή λειτουργία του συστήματος, απαιτούν περισσότερες διερευνήσεις και συγκρίσεις σε ένα εύρος γεωμετριών και συγκεντρώσεων.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Ballester J. and Garcí'a-Armingol T. (2010), .Diagnostic techniques for the monitoring and control of practical flames., Prog. Energy Combust. Sci. 36, p.375–411.
- Guethé F., Guyot D., Singla G., Noiray N. and Schuermans B. (2012), .Chemiluminescence as diagnostic tool in the development of gasturbines., Appl Phys B 107, p.619–636.
- Guyot D., Guethé F., Schuermans B., Lacarelle A. and Paschereit C. O., . CH^*/OH^* chemiluminescence response of an atmospheric premixed flame under varying operating conditions., Proc. of ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea and Air, Glasgow, UK., June 2010.
- Karagiannaki, Ch., Dogkas, E., Paterakis, G., Souflas, K., Psarakis, E. Z., Vasileiou, P., and Koutmos, P. (2014), .A comparison of the characteristics of disk stabilized lean propane flames operated under premixed or stratified inlet mixture conditions., Exp. Therm. Fluid Sci. 59, p. 264–274.
- Kathrotia T., Fikri M., Bozkurt M., Hartmann M., Riedel U. and Schulz C. (2010), .Study of the $\text{H}+\text{O}+\text{M}$ reaction forming OH^* : Kinetics of OH^* chemiluminescence in hydrogen combustion systems., Combust. Flame 157, p.1261-1273.
- Lauer M. and Sattelmayer T., .On the adequacy of chemiluminescence as a measure for heat release in turbulent flames with mixture gradients., Proc. ASME Turbo Expo, Orlando, June 2009.
- Nori V. N. and Seitzman J. M. (2009), . CH^* chemiluminescence modelling for combustion diagnostics., Proc. Combust. Inst. 32, p. 895-903.
- Orain M. and Hardalupas Y. (2010), .Effect of fuel type on equivalence ratio measurements using chemiluminescence in premixed flames., Comptes Rendus Mecanique 338, p. 241-254.
- Panoutsos C.S., Hardalupas Y. and Taylor A.M.K.P. (2009), .Numerical evaluation of equivalence ratio measurement using OH^* and CH^* chemiluminescence in premixed and non-premixed methane–air flames., Combust. Flame 156, p. 273-291.
- Wäslé J., Winkler A., Lauer M. and Sattelmayer T. ,Combustion Noise Modeling using Chemiluminescence Data as Indicator for the Heat Release Distribution., 3rd European Combustion Meeting, 2007.
- Xiouris C. and Koutmos P. (2012), .Fluid dynamics modeling of a stratified disk burner in swirl co-flow., Appl. Therm. Eng. 35, p. 60-70.

**EVALUATION OF A STRATIFIED DISK BURNER IN SWIRL CO-FLOW
THROUGH MEASUREMENTS AND SIMULATIONS OF THE OH* AND CH*
CHEMILUMINESCENCE FIELDS**

SUMMARY. Measurements of OH* and CH* chemiluminescence in partially premixed flames stabilized in an axisymmetric, double cavity, C₃H₈-air, premixer/disk interacting with a swirl co-flow are obtained with a CCD camera coupled to an intensifying unit under a range of lean conditions. Parametric Large Eddy Simulations employing a 14-step global mechanism for C₃H₈-air and validated kinetic schemes for obtaining the emissions of the excited OH*, CH* through a post-processing step were successfully compared with experiments. The work highlights the diagnostic value of chemiluminescence in studying complex combustion systems.

ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΧΗΜΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΩΝ ΓΙΑ ΤΗΝ ΚΑΥΣΗ ΠΤΩΧΩΝ ΜΙΓΜΑΤΩΝ ΠΡΟΠΑΝΙΟΥ-ΑΕΡΑ

Παπαδόπουλος, Π., Δόγκας, Ε., Σούφλας, Κ., Πατεράκης, Γ., Κούτμος, Π.
Εργαστήριο Τεχνικής Θερμοδυναμικής, Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών,
Πανεπιστήμιο Πατρών, Πάτρα, 26504

Επικοινωνία: Παπαδόπουλος Π., p.papadopoulos@des.upatras.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ. Η εργασία παρουσιάζει την ανάπτυξη δυο σύντομων σκελετικών χημικών μηχανισμών, 21 και 18-συστατικών, για την περιγραφή της καύσης πτωχού μίγματος C_3H_8 /αέρα σε ατμοσφαιρική πίεση. Η προσπάθεια αποσκοπεί στην δημιουργία μηχανισμών μεσαίου μεγέθους με βαθμό πολυπλοκότητας και αριθμό συστατικών ενδιάμεσα στους λεπτομερείς μηχανισμούς και στους συνολικούς μηχανισμούς των 3-4 βημάτων. Στόχος είναι η δυνατότητα αξιοποίησης αυτού του μηχανισμού σε τριδιάστατους υπολογισμούς τυρβωδών φλογών πολλαπλής κλίμακας. Για την παραγωγή των δύο προτεινόμενων σχημάτων χρησιμοποιούνται μεθοδολογίες ανάλυσης ευαισθησίας αντιδράσεων (sensitivity analysis), ημι-μόνιμων προσεγγίσεων (QSSA) και ολοκληρωμένης χημείας (ICC). Η βαθμονόμηση των παραμέτρων των μηχανισμών αυτών γίνεται μέσω σύγκρισης των αποτελεσμάτων τους με αυτά εκτενών λεπτομερών και σκελετικών μηχανισμών σε μια σειρά υπολογισμών των ιδιοτήτων 0D αντιδραστήρων και 1D και 2D στρωτών φλογών με την χρήση των λογισμικών CANTERA και laminarSMOKE.

Λέξεις κλειδιά: χημικό-κινητικοί μηχανισμοί, καύση προπανίου, στρωτές φλόγες

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι υπολογιστικές ρευστοθερμικές μεθοδολογίες αποτελούν σημαντικά εργαλεία στην διαδικασία ανάπτυξης και βελτιστοποίησης των διεργασιών και των συστημάτων καύσης. Η εκμετάλλευση λεπτομερών χημικο-κινητικών μηχανισμών (XKM) και θερμικών ιδιοτήτων και παραμέτρων σε μεθοδολογίες μοντελοποίησης πολλαπλής κλίμακας, πρακτικής εμβέλειας, περιορίζεται όμως σημαντικά λόγω υπερβολικών απαιτήσεων του χρόνου επεξεργασίας και της μνήμης του υπολογιστή (Haworth et al., 2000· Lu and Law, 2008). Συγκεκριμένα για τα περισσότερα πρακτικά καύσιμα υπάρχει ένα κενό στη ύπαρξη μικρού μεγέθους διαχειρίσιμων XKM, μεταξύ των πολύ εκτενών XKM με δεκάδες συστατικά (πχ. UCSD C1-C3, 2005· USC C1-C4· Wang H. et al., 2007), και των συνολικών σχημάτων που περιλαμβάνουν μόλις 3-4 συστατικά (πχ. Bedat et al., 1999· Kennel et al., 1995· Leung et al., 1995· Jones & Lindstedt, 1985· Trevino et al., 2008). Η παρούσα εργασία προσπαθεί να αντιμετωπίσει αυτή την έλλειψη για ένα πρακτικό καύσιμο το προπάνιο που αποτελεί και καύσιμο-μοντέλο για τις πιο πολύπλοκες παραφίνες.

Οι λεπτομερείς και εκτενείς μηχανισμοί που περιγράφουν την οξείδωση των υδρογονανθράκων είναι συνήθως δομημένοι με ιεραρχικό τρόπο. Η χημεία των H_2 , O_2 και CO είναι στην βάση και συμπληρώνεται από ένα βελτιστοποιημένο σύστημα των στοιχειωδών αντιδράσεων οξείδωσης των πλέον πολύπλοκων συστατικών π.χ. C_4H_{10} , C_3H_8 κλπ. (πχ. Qin et al., 2000). Για παράδειγμα, όσον αφορά το προπάνιο έχει προταθεί ένα εκτενές χημικό-κινητικό σύστημα 39 συστατικών και 177

αντιδράσεων, που αναφέρεται ως UCSD C₁-C₃ (Petrova & Williams, 2006) και συμπεριφέρεται ικανοποιητικά για σχετικούς λογούς καυσίμου-αέρα (Φ) έως 3, πιέσεις έως 50 atm και θερμοκρασίες μεγαλύτερες των 1000K. Ένα ιδιαίτερα εκτενές σύστημα που περιλαμβάνει 111 συστατικά και 784 αντιδράσεις, ενσωματώνει πρόσφατα δεδομένα για τη θερμοδυναμική, κινητική και τις ιδιότητες μεταφοράς, και περιγράφει πολύ ικανοποιητικά την, υψηλής θερμοκρασίας (>1000K), οξείδωση υδρογονανθράκων αλυσίδας H₂/CO/C₁-C₄ έχει προταθεί από τους (Wang H. et al, 2007· USC C₁-C₄).

Από την άλλη μεριά για την οξείδωση του προπανίου σε υψηλές θερμοκρασίες (>1000K) έχουν προταθεί κατά καιρούς και συντομότεροι, λιγότερο λεπτομερείς (πχ. Qin et al., 2000· Curran et al., 2004) ή εκτενείς, σκελετικοί μηχανισμοί (πχ. Petrova & Williams, 2006) και συνολικά ή ημι-συνολικά σχήματα (πχ. Leung et al., 1993· Leung & Lindstedt, 1995· Marazioti & Koutmos, 2002· Prince et al., 2008· Gokulakrishnan et al., 2012).

Η παρούσα εργασία επικεντρώνεται στην ανάπτυξη, σύντομων σκελετικών σχημάτων, 21 και 18-συστατικών, για την περιγραφή της καύσης πτωχού μίγματος C₃H₈/αέρα σε ατμοσφαιρική πίεση. Οι μηχανισμοί αυτοί σχεδιάστηκαν ώστε να περιέχουν βασικά συστατικά αλλά και ριζικά απαραίτητα για την αξιοποίηση τους στην περιγραφή σημαντικών φυσικών διεργασιών φλογών όπως, η εκπομπή χημειοφωταύγειας και η έναυση ή η απόσβεση φλόγας (Prince et al., 2008· Gokulakrishnan et al., 2012· Lu & Law, 2008). Η περιορισμένη έκτασή τους, τους καθιστά κατάλληλους για αξιοποίηση σε τριδιάστατους υπολογισμούς τυρβωδών αντιδρώσων διεργασιών πολλαπλής κλίμακας.

Στην παρούσα διαδικασία μείωσης του αριθμού των συμμετεχόντων συστατικών και αντιδράσεων χρησιμοποιούνται μεθοδολογίες ανάλυσης ευαισθησίας αντιδράσεων (sensitivity analysis) και ημι-μόνιμων προσεγγίσεων (Quasi Stationary-State Approximations, (QSSA)· Qin et al., 2000· Curran et al., 2004). Μια λεπτομερής χημική βιβλιοθήκη (UCSD C₁-C₃· Petrova & Williams, 2006) ελαττώνεται σε ένα XKM 21 συστατικών με προϋπόθεση περιορισμού την εφαρμογή του σε πτωχές φλόγες C₃H₈/αέρα ($\Phi=0.5-1.1$, $P=1\text{ atm}$). Στην συνέχεια μέσω αναγνώρισης σημαντικών ρυθμών αντιδράσεων και συστατικών και διατηρώντας ένα περιορισμένο αριθμό συστατικών (Integrated Combustion Chemistry (ICC)· Bedat et al., 1999) παρήχθη ένας περαιτέρω ελαττωμένος μηχανισμός 18 συστατικών. Εδώ οι ρυθμοί ορισμένων συνολικών βημάτων του μηχανισμού των 18-συστατικών λαμβάνονται κυρίως από τους αντίστοιχους στοιχειώδεις των εξαιρούμενων ενδιάμεσων αντιδράσεων ή συστατικών της αρχικής βιβλιοθήκης χωρίς την χρήση αλγεβρικών αθροισμάτων ή εσωτερικών επαναλήψεων για να μειωθεί η δυσκαμψία και να αυξηθεί η ταχύτητα επεξεργασίας. Η βαθμονόμηση των δυο σχημάτων και των παραμέτρων τους αναφέρεται κυρίως σε τροποποίηση επιλεγμένων προ-εκθετικών σταθερών για την επίτευξη της μικρότερης δυνατής αλλοίωσης της συμπεριφοράς τους σε σχέση με τον βασικό XKM. Επίσης περιλαμβάνει υπολογισμούς στρωτών φλογών C₃H₈/αέρα, διαστάσεων 0D, 1D και 2D, αντίρροπων δεσμών, διαστρωματωμένων και συρρεουσών δεσμών με ή χωρίς ανύψωση φλόγας, χρησιμοποιώντας τα λογισμικά ανοιχτού κώδικα CANTERA (Goodwin et al., 2014) and laminarSMOKE (Cuoci et al., 2014). Τα αποτελέσματα αυτά συγκρίνονται με αυτά των αρχικών μηχανισμών, ενώ ταυτόχρονα αξιοποιούνται και υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα. Ένα μέρος των αρχικών υπολογισμών και συγκρίσεων από την αξιολόγηση των δυο μηχανισμών σε ένα εύρος συνθηκών παρουσιάζεται και συζητείται κατωτέρω.

2. ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ ΕΛΑΤΤΩΣΗΣ ΚΑΙ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΤΩΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΩΝ

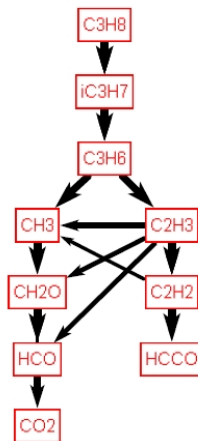
Ο αρχικός μηχανισμός που χρησιμοποιήθηκε ήταν ο UCSD C₁-C₃ (Petrova & Williams, 2006). Η συνολική διεργασία ελάττωσης στόχευσε στην διαμόρφωση ενός μηχανισμού κατάλληλου για ατμοσφαιρικές φλόγες προπανίου-αέρα πτωχού μίγματος ($\Phi=0.55-1.1$). Στα πλαίσια της διαδικασίας μείωσης του αριθμού των συμμετεχόντων συστατικών και αντιδράσεων χρησιμοποιήθηκε μεθοδολογία ανάλυσης ευαισθησίας αντιδράσεων (sensitivity analysis, Lu and Law, 2008) και ημι-μόνιμων προσεγγίσεων (Quasi Stationary-State Approximations, QSSA) (Qin et al., 2000· Curran et al., 2004). Η λεπτομερής χημικό-κινητική βιβλιοθήκη των Petrova & Williams (2006), UCSD C₁-C₃, αποτελούμενη από 39 συστατικά και 177 αντιδράσεις ελαττώθηκε σε ένα XKM 21 συστατικών και 77 αντιδράσεων διατηρώντας αντιδράσεις που παραμένουν σημαντικές για την εφαρμογή του μηχανισμού σε πτωχές ατμοσφαιρικές φλόγες C₃H₈/αέρα ($\Phi=0.5-1.1$, $P=1\text{ atm}$). Τα κριτήρια που εφαρμόστηκαν είχαν στόχο την επίτευξη μιας αβεβαιότητας της τάξης του 6-8% στη αναπαραγωγή

βασικών παραμέτρων στρωτών προαναμιγμένων φλογών, όπως πχ. της ταχύτητας διάδοσης του μετώπου στρωτής φλόγας, S_L , σε σύγκριση με τον αρχικό μηχανισμό ή και με πρόσφατες πειραματικές κατανομές της (πχ. Park et al., 2011). Στην συνέχεια μέσω αναγνώρισης της σχετικής σημαντικότητας των συμμετεχόντων ρυθμών, αντιδράσεων και συστατικών και διατηρώντας ένα επιλεγμένο αριθμό σημαντικών συστατικών (Integrated Combustion Chemistry (ICC): Bedat et al., 1999) παρήχθη ένας περαιτέρω ελαττωμένος μηχανισμός των 18 συστατικών και 49 αντιδράσεων. Ο μηχανισμός των 21 συστατικών περιγράφεται συνοπτικά σε αναφορά με τον αρχικό μηχανισμό, UCSD C₁-C₃ (Petrova & Williams, 2006) στον Πινάκα 1.

Πίνακας 1. Ο παρών μηχανισμός των 21 συστατικών είναι αυτός των Petrova & Williams (2008), που παρατίθεται στον Πινάκα 1 της ανωτέρω εργασίας, όπου εδώ έχουν εξαιρεθεί οι κάτωθι αντιδράσεις.

10, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 32, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64, 65, 66, 67, 68, 69, 70, 71, 72, 73, 74, 75, 76, 77, 78, 79, 80, 81, 82, 83, 84, 85, 89, 90, 92, 93, 95, 101, 103, 104, 105, 106, 107, 108, 109, 110, 111, 112, 113, 114, 115, 116, 117, 118, 119, 120, 121, 122, 123, 124, 125, 126, 127, 128, 129, 130, 131, 132, 133, 134, 135, 136, 137, 138, 139, 140, 141, 142, 143, 144, 145, 146, 147, 148, 149, 150, 151, 152, 153, 154, 155, 156, 157, 160, 161, 170, 171, 172, 175

Τα δυο σημαντικά στοιχεία της αλυσίδας C₂ ήτοι τα C₂H₃ και C₂H₂, δεν θεωρούνται σε μόνιμη κατάσταση για να επιτευχθεί ένας ακριβέστερος προσδιορισμός της ασετιλίνης που αποτελεί ένα συστατικό σημαντικό για τα ημι-συνολικά σχήματα υπολογισμού της χημειοφωταύγειας (chemiluminescence) και της αιθάλης (soot). Μέσω της εφαρμογής της προσέγγισης QSSA και της αξιοποίησης αναλύσεων ευαισθησίας (sensitivity analysis) για μια σειρά εμπλεκόμενους ρυθμούς και αντιδράσεις, τα συστατικά CH₂, CH₂*, HCCO, CH₂CO, CH₂CHO, aC₃H₅, CH₃CHCH απαλείφθηκαν από τον αρχικό μηχανισμό για να διαμορφωθεί το σχήμα των 21 συστατικών (Πινάκας 1). Η κύρια αλυσίδα αντιδράσεων για την αρχική κατανάλωση του καυσίμου και τους επόμενους κλάδους που οδηγούν στην τελική παραγωγή των CO και CO₂ παρουσιάζεται στο Σχήμα 1.



Σχήμα 1. Η κύρια αλυσίδα αντιδράσεων για την αρχική κατανάλωση του καυσίμου και τους επόμενους κλάδους που οδηγούν στην τελική παραγωγή των CO και CO₂.

Στον μηχανισμό των 21 συστατικών το προπάνιο αντιδρά με τα ριζικά H, O, και OH και το μοριακό οξυγόνο για να σχηματίσει τα ισομερή κανονικό- και ισο-προπύλιο (n-C₃H₇, i-C₃H₇) τα οποία κατόπιν καταναλώνονται γοργά σε σχέση με τους ρυθμούς κατανάλωσης του κυρίου καυσίμου. Αυτές οι δυο αλυσίδες είναι περίπου της ίδιας βαρύτητας ενώ η κατανάλωση προπανίου μέσω του O₂ διατηρείται για την οξείδωση σε υψηλότερες θερμοκρασίες. Τα ισομερή n-C₃H₇, i-C₃H₇ στην συνέχεια παράγουν συνολικά δευτερεύοντα καύσιμα, όπως προπένιο (C₃H₆), αιθυλένιο (C₂H₄), όπως επίσης και μεθύλιο (CH₃), υδρογόνο, νερό, υπεροξείδιο, HO₂, μονοξείδιο, CO και διοξείδιο, CO₂ μέσα από αντιδράσεις

με τα ριζικά H, OH, HCO και το O₂. Το αιθυλένιο, C₂H₄, ακολουθεί την αλυσίδα C₂ και μετασχηματίζεται προς C₂H₃, ενώ η αλυσίδα C₃ επίσης οδηγεί, μέσω των aC₃H₅ και C₃H₄, στην συνέχεια στην αλυσίδα C₂. Η οδός αυτή όμως θεωρείται μικρότερης σημασίας για την παρούσα αντιμετώπιση πτωχών φλογών και αγνοείται και εδώ και στην παρακάτω προσπάθεια περαιτέρω μείωσης του μηχανισμού των 21 συστατικών προς το σχήμα των 18 συστατικών και 49 αντιδράσεων.

Οι αντιδράσεις κατανάλωσης του προπενίου και του αιθυλενίου είναι σχετικά αργές σε σύγκριση με την παραγωγή τους μέσω αποσύνθεσης του αρχικού καυσίμου και αυτό σε μεγάλο βαθμό ερμηνεύει τα υψηλά ποσοστά συγκεντρώσεων των C₃H₆ και C₂H₄ που ανιχνεύονται σε στοιχειομετρικές αλλά και πτωχές φλόγες προπανίου. Αυτές οι αντιδράσεις κατανάλωσης των C₃H₆ και C₂H₄ παράγουν C₂H₃ και C₂H₂ τα οποία στην συνέχεια αντιδρούν με ριζικά H, O, OH and HCO για να παράξουν φορμαλδεΐδη (CH₂O), και ριζικό φορμύλιο (HCO), περαιτέρω δε CO, CO₂ και νερό.

Επιπλέον, όλα τα σημαντικά βήματα στην παραγωγή και κατανάλωση των CH₂O and HCO μαζί με τις πιο σημαντικές αντιδράσεις του χημικό-κινητικού συστήματος υδρογόνου/οξυγόνου διατηρηθήκαν στο σχήμα των 21 συστατικών (Πίνακας 1). Η βαθμονόμηση της ακρίβειας του σχήματος αυτού περιλάμβανε ρύθμιση των προ-εκθετικών παραγόντων μερικών εκ των στοιχειωδών αντιδράσεων ή και των ελαχίστων ημι-συνολικών αντιδράσεων που πρόεκυψαν από συγχωνεύσεις άλλων στοιχειωδών κατά την διαδικασία της ελάττωσης. Η βαθμονόμηση των παραμέτρων των δυο σχημάτων στόχευε στην ακριβέστερη αναπαραγωγή των αποτελεσμάτων του μηχανισμού UCSD C₁-C₃, αλλά επίσης και των διαθέσιμων πειραματικών δεδομένων, όπως περιγράφεται στο επόμενο Κεφάλαιο.

Σε μια δεύτερη φάση περαιτέρω μείωσης των συμμετεχόντων συστατικών τα ισομερή n-C₃H₇, i-C₃H₇ θεωρήθηκαν σε μόνιμη κατάσταση (steady-state) και οι αντιδράσεις τους με τα ριζικά H, O, OH και το O₂ συγχωνεύθηκαν με τις αντίστοιχες αντιδράσεις παραγωγής τους από το αρχικό καύσιμο. Π.χ. οι αντιδράσεις C₃H₈+H $\rightleftharpoons$ NC₃H₇+H₂ και nC₃H₇+H $\rightleftharpoons$ C₃H₆+H₂ συνδυάστηκαν σε μια ημι-συνολική αντίδραση, C₃H₈+2H $\rightleftharpoons$ C₃H₆+2H₂. Παρόμοια συγχωνεύθηκαν και οι υπόλοιπες αρχικές αντιδράσεις μετασχηματισμού του βασικού καυσίμου μέσω των ριζικών H, O, OH και του O₂ απ' ευθείας προς C₃H₆ (Πίνακας 1, στην εργασία Petrova & Williams, 2008). Αυτή η προσέγγιση θεωρήθηκε αποδεκτή εκ των αρχικών περιορισμών εμβέλειας του σχήματος μόνο για πτωχές φλόγες και εκ των αποτελεσμάτων της βαθμονόμησης και της αξιολόγησης του μηχανισμού. Επίσης ως ημι-συνολικοί ρυθμοί των συνδυασμένων αντιδράσεων διατηρήθηκαν αυτοί των αρχικών αντιδράσεων αλλά τροποποιήθηκαν κατάλληλα (μέσω μικρών μεταβολών των προεκθετικών παραγόντων) στα πλαίσια της συνολικής βαθμονόμησης για την ακριβέστερη αναπαραγωγή των επιλεγμένων στόχων (πειραμάτων και υπολογισμών) στην διαδικασία αξιολόγησης του μηχανισμού. Παρόμοια προσέγγιση ακολουθήθηκε και για την συγχώνευση των αντιδράσεων HCCO+O $\rightleftharpoons$ 2CO+H, C₂H₂+O $\rightleftharpoons$ HCCO+H στη ημι-συνολική αντίδραση C₂H₂+2O $\rightleftharpoons$ 2CO+2H.

Οι παραγόμενοι μηχανισμοί οφείλουν να αναπαράγουν αποτελέσματα όσον το δυνατόν πιο κοντά με αυτά του αρχικού μηχανισμού αλλά και με τα πειραματικά δεδομένα εφόσον αυτά υπάρχουν.

3. ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ ΑΞΙΟΛΟΓΗΣΗΣ ΚΑΙ ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗΣ ΤΩΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΩΝ

Κατά την διαδικασία βαθμονόμησης και αξιολόγησης των μηχανισμών των 21 και 18 συστατικών έγινε προσπάθεια για την όσον το δυνατόν ακριβέστερη αναπαραγωγή των αποτελεσμάτων του μηχανισμού UCSD C₁-C₃, αλλά και πειραματικών δεδομένων όπου αυτά υπήρχαν, σε μια σειρά από υπολογισμούς βασικών χαρακτηριστικών 0D αντιδραστών και διαφορετικών διαμορφώσεων στρωτών φλογών.

Κατ' αρχήν οι μηχανισμοί αξιολογήθηκαν στα πλαίσια υπολογισμού καταστάσεων χημικού ισοζυγίου και των χρόνων καθυστέρησης αυτανάφλεξης σε 0D αντιδραστές (πειραματικά δεδομένα αναφερόμενα στο Holton, 2008 και στην βάση δεδομένων του μηχανισμού UCSD C₁-C₃) για διαφορετικές συνθέσεις και αρχικές θερμοκρασίες. Κατόπιν διεξήχθησαν υπολογισμοί της ταχύτητας διάδοσης του μετώπου μονοδιάστατης στρωτής φλόγας (έγιναν συγκρίσεις με τα πειραματικά δεδομένα των Park et al., 2011) και φλογών αντίρροπων δεσμών πλήρως και μερικώς

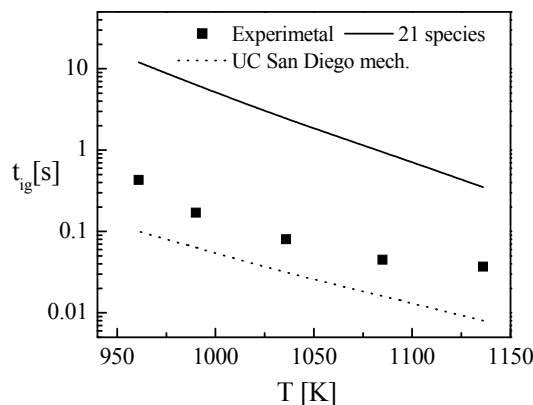
προαναμιγμένων (δεδομένα των Cheng et al., 2006) υπό διαφορετικές εντάσεις και συνθέσεις μίγματος. Το πακέτο CANTERA (Goodwin, 2014), το οποίο έχει αναπτυχθεί για υπολογισμό προβλημάτων χημικής κινητικής, θερμοδυναμικής και ιδιοτήτων μεταφοράς αξιοποιήθηκε κατάλληλα γι' αυτούς τους παραμετρικούς υπολογισμούς.

Οι υπολογισμοί των διδιάστατων, ανυψωμένων ή μη φλογών, συρρεουσών δεσμών με και χωρίς προθέρμανση διεξήχθησαν με το πακέτο laminarSMOKE, έναν κώδικα επίλυσης πολυδιάστατων προβλημάτων στρωτών φλογών με δυνατότητα υιοθέτησης εκτενούς χημικής κινητικής (Cuoci et al., 2014). Αυτό το πακέτο εφαρμόστηκε επίσης και για μεμονωμένους υπολογισμούς στα μονοδιάστατα προβλήματα φλογών αντίρροπων δεσμών για να συγκριθεί η συμπεριφορά των διαφορετικών αυτών μεθοδολογιών επίλυσης για τα αντιδρώντα χημικό-κινητικά προβλήματα που αντιμετωπίστηκαν στα πλαίσια της εργασίας αυτής. Το πακέτο laminarSMOKE βασίζεται επάνω στην πλατφόρμα του «ανοικτού» κώδικα OpenFOAM για την επίλυση των βασικών εξισώσεων διατήρησης ορμής, ενέργειας και συστατικών αλλά ταυτόχρονα υιοθετεί εξελιγμένες μεθοδολογίες χειρισμού και επίλυσης δύσκαμπτων πολυβηματικών χημικό-κινητικών μηχανισμών, ΧΚΜ. Η συμπεριφορά του έχει αξιολογηθεί σε μια σειρά υπολογισμών πολύπλοκων φλογών με διαφορετικά καύσιμα και βιβλιοθήκες ΧΚΜ (Cuoci et al., 2014). Και τα δυο ανωτέρω υπολογιστικά πακέτα λαμβάνουν τις αναγκαίες ιδιότητες μεταφοράς και τα θερμοδυναμικά δεδομένα σε μορφή CHEMKIN.

4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΕΛΕΓΧΟΥ ΚΑΙ ΠΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗΣ ΤΩΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΩΝ

Οι χρόνοι καθυστέρησης αυτανάφλεξης εξαρτώνται έντονα από τις χημικό-κινητικές διεργασίες και συνεπώς αποτελούν κατάλληλες ποσότητες για την πιστοποίηση χημικό-κινητικών σχημάτων. Λόγω της υψηλής αντιδραστικότητας του προπανίου με ριζικά, οι συγκεντρώσεις τους παραμένουν γενικά χαμηλές. Η καθυστέρηση αυτανάφλεξης του προπανίου αντιστοιχεί στην πλήρη κατανάλωση του και συνεπώς εξαρτάται έντονα από την συγκέντρωση αυτών των ριζικών. Η επαρκής αναπαραγωγή των ριζικών είναι λοιπόν θεμελιώδης προϋπόθεση στην αναπαραγωγή των χρόνων αυτανάφλεξης και αυτό αποτελεί γενικώς ένα αυστηρό κριτήριο επιτυχίας ενός μηχανισμού. Στο πακέτο CANTERA ο χρόνος αυτανάφλεξης ορίζεται ως η περίοδος μεταξύ της ολοκλήρωσης της ανάμιξης και του θερμικού διαδρόμου για ανάπτυξη μέγιστης βαθμίδας της θερμοκρασίας ή του όγκου εκτόνωσης των προϊόντων.

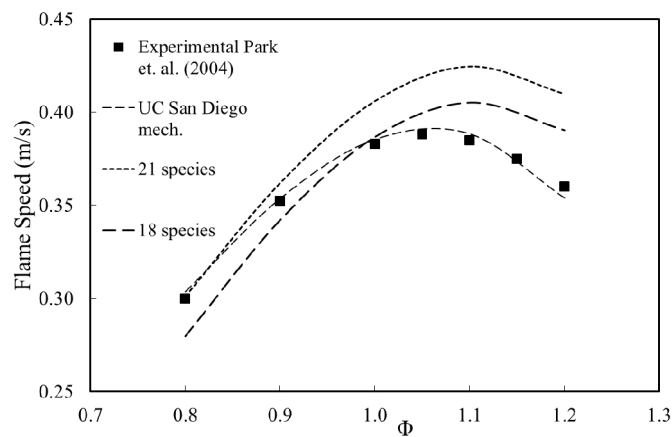
Στο Σχήμα 2 παρατίθενται αποτελέσματα χρόνων αυτανάφλεξης ως συνάρτηση της θερμοκρασίας για σχετικό λόγο καυσίμου αέρα $\Phi=1$. Αποτελέσματα από το σχήμα των 21 συστατικών συγκρίνονται με αυτά του UCSD C_1 - C_3 και με πειραματικά δεδομένα των Holton (2008) και Qin (1998). Παρότι οι χρόνοι υπερεκτιμούνται από τον ελαττωμένο μηχανισμό οι τάσεις συμπεριφοράς ακολουθούνται πιστά από τον μηχανισμό των 21 συστατικών. Να σημειωθεί βέβαια ότι αποκλίσεις με υποεκτίμηση των πειραματικών δεδομένων παρουσιάζει και ο αρχικός εκτενής μηχανισμός.



Σχήμα 2. Υπολογισμοί των χρόνων αυτανάφλεξης ως συνάρτηση της θερμοκρασίας.

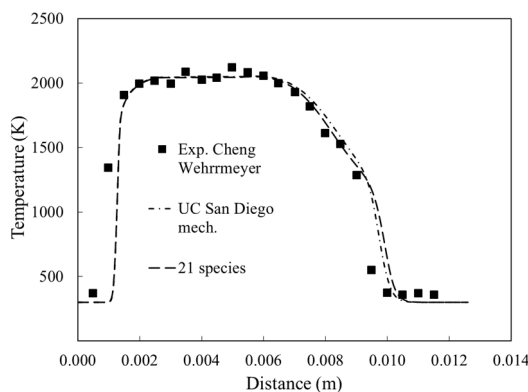
Είναι γενικώς αποδεκτό (Prince et al., 2008) ότι απαιτούνται τουλάχιστον δέκα αντιδράσεις και τα βασικά ριζικά για μια αξιόπιστη αναπαραγωγή του χρόνου αυτανάφλεξης. Ο μηχανισμός των 18 συστατικών παρουσίασε ακόμη λιγότερο ικανοποιητική ακρίβεια, η οποία μπορεί να εξηγηθεί εν μέρει από την απόκλιση που παρουσίασε και στα βασικά ριζικά H, O, OH, και η οποία κατ' επέκταση οδήγησε σε απόκλιση και στους χρόνους αυτανάφλεξης.

Η ταχύτητα διάδοσης του μετώπου της μονοδιάστατης στρωτής φλόγας αποτελεί ένα ακόμη σημαντικό κριτήριο της σχετικής απόδοσης των μηχανισμών και εδώ το S_L υπολογίστηκε μέσω του CANTERA για διαφορετικά Φ για κάθε έναν διαφορετικό μηχανισμό. Οι συγκρίσεις παρουσιάζονται στο Σχήμα 3 μαζί με πειραματικά δεδομένα (Park et al., 2011). Τα αποτελέσματα του σχήματος των 21 συστατικών παρουσιάζουν ικανοποιητική σύγκλιση με αυτά του UCSD C_1-C_3 , αλλά και με τα πειραματικά μέχρι περίπου $\Phi=1.05$ κάτι αναμενόμενο καθώς αυτό το σχήμα αναπτύχθηκε για πτωχές φλόγες. Το σχήμα των 18 συστατικών εδώ παρουσίασε και αυτό εξίσου καλή σύγκλιση παρά τις όποιες αποκλίσεις παρατηρήθηκαν στους χρόνους αυτανάφλεξης.

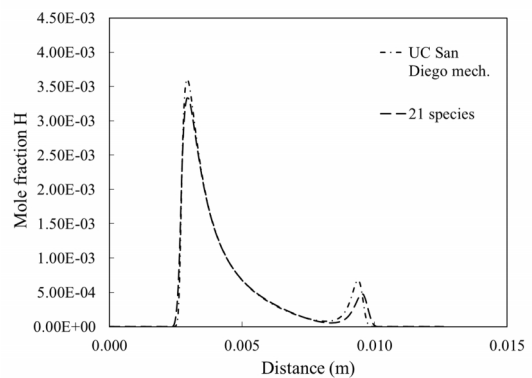


Σχήμα 3. Συγκρίσεις υπολογισμών και πειραματικών δεδομένων για την ταχύτητα διάδοσης του μετώπου της μονοδιάστατης στρωτής φλόγας

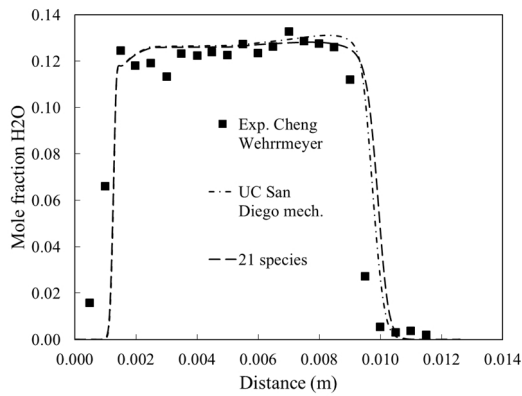
Κατόπιν τα δυο πακέτα CANTERA and laminarSMOKE αξιοποιήθηκαν για τον έλεγχο της συμπεριφοράς του σχήματος των 21-συστατικών στις μερικώς προαναμιγμένες φλόγες αντίρροπων δεσμών που έχουν μελετηθεί εκτενώς, πειραματικά (μετρήσεις με laser) και υπολογιστικά από τους Cheng et al. (2006). Στην διαμόρφωση αυτή μελετώνται φλόγες δύο αντίρροπων δεσμών με μίγματα C_3H_8 -αέρα, διαφορετικών Φ , από την μια πλευρά και προϊόντα καύσης πτωχού μίγματος ($\Phi=0.28$) H_2 -αέρα από την άλλη. Αυτές οι φλόγες αποτελούν έναν αυστηρό έλεγχο για οποιονδήποτε μηχανισμό.



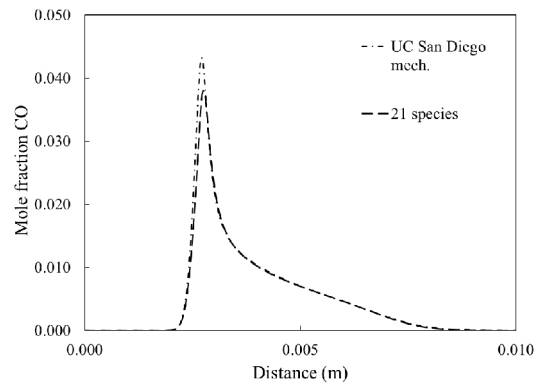
α)



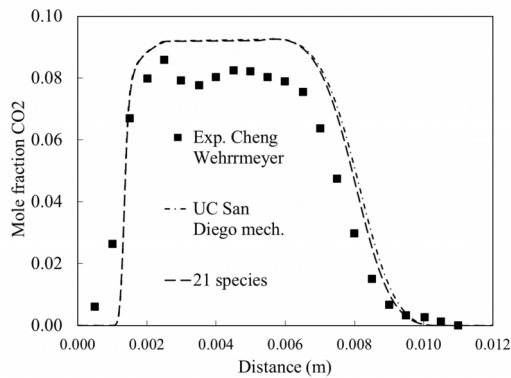
β)



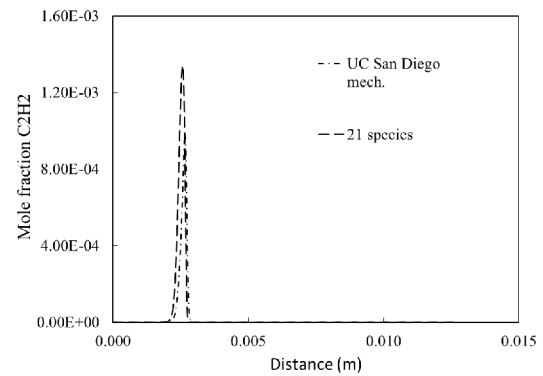
γ)



δ)



ε)

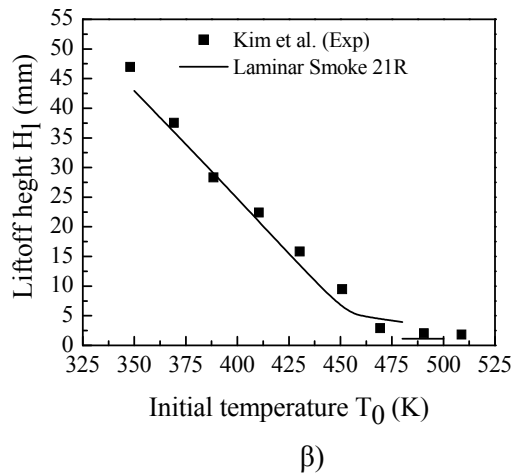
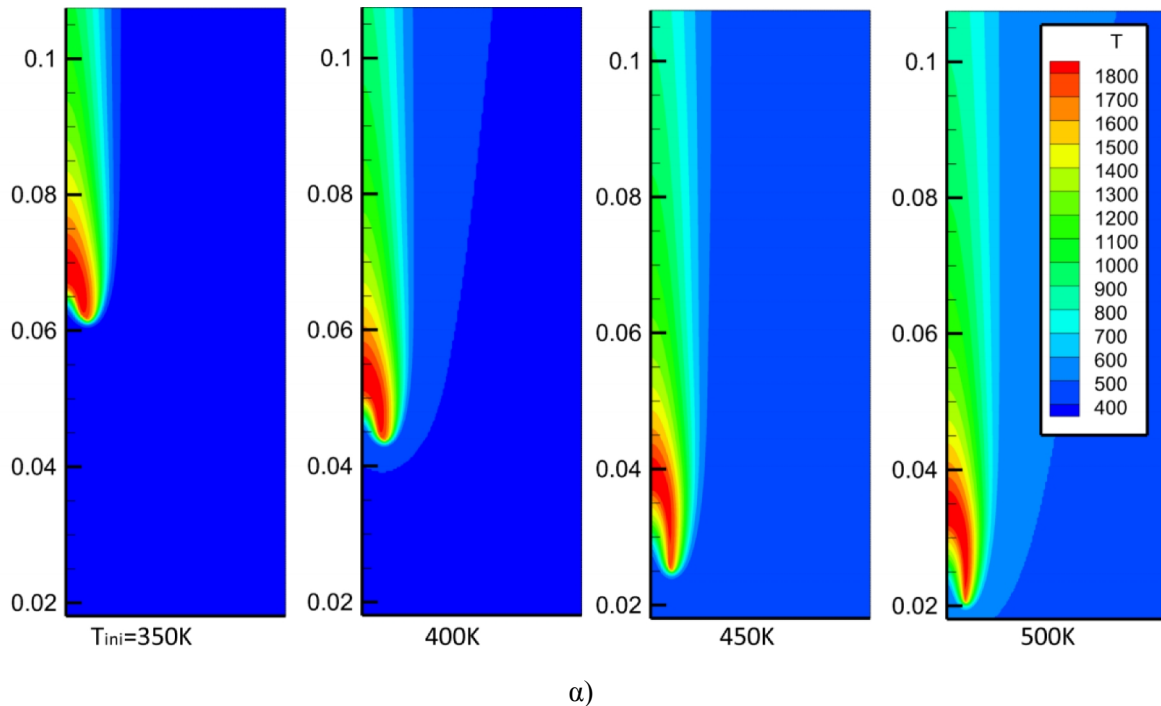


ζ)

Σχήμα 4α, β, γ, δ, ε, ζ. Κατανομές της θερμοκρασίας και του γραμμομοριακού κλάσματος βασικών στοιχείων και ριζικών για τις μερικώς προαναμιγμένες φλόγες αντίρροπων δεσμών.

Αποτελέσματα από τους δυο κώδικες CANTERA και laminarSMOKE και από του δυο μηχανισμούς συγκρίθηκαν κατά περίπτωση με τα πειραματικά δεδομένα και κατεδείχθη ότι οι δυο υπολογιστικοί κώδικες παρουσίασαν παρεμφερή συμπεριφορά. Στο Σχήμα 4 παρατηρείται μια πολύ καλή σύγκλιση του μηχανισμού των 21 συστατικών με τα αποτελέσματα της πολυπληθέστερης βιβλιοθήκης για διαφορετικά συστατικά.

Τέλος στα Σχήματα 5α,β παρατίθεται ένα δείγμα από τους υπολογισμούς για την συρρέουσα δακτυλιοειδούς τύπου δέσμη. Η εσωτερική δέσμη αποτελείται από μίγμα προπανίου και αζώτου και η εξωτερική δακτυλιοειδής δέσμη από αέρα. Εδώ μελετάται η σχετική ανύψωση της διαμορφούμενης φλόγας από το χείλος αγκίστρωσης του σωλήνα αναλογικά με την μεταβολή της προθέρμανσης και στα δυο ρεύματα. Αυτό αποτελεί ένα διδιάστατο πολύπλοκο και πρακτικό πρόβλημα το οποίο μπορεί να διατυπωθεί με χρήσιμο και εφαρμοσμένο τρόπο και υπό συνθήκες τυρβώδους ροής. Οι τοπολογίες του θερμοκρασιακού πεδίου για διάφορες προθερμάνσεις παρουσιάζονται στο Σχήμα 5α ενώ η απόσταση ανύψωσης συγκρίνεται στο Σχήμα 5β με αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα. Τα αποτελέσματα αυτά πιστοποιούν την αξιόπιστη συμπεριφορά του μηχανισμού των 21 συστατικών καθώς το παρόν πρόβλημα, της ανύψωσης φλόγας αποτελεί μια διεργασία δύσκολη όσον αφορά την ακριβή υπολογιστική αναπαραγωγή της.



Σχήμα 5. α) Υπολογισμοί τοπολογιών θερμοκρασιακών κατανομών με τον κώδικα laminarSMOKE, και β) σύγκριση υπολογισμών και μετρήσεων της μεταβολής του μήκους ανύψωσης, συναρτήσει της προθέρμανσης, σε διαμόρφωση συρρεουσών δακτυλιοειδών δεσμών.

5. ΣΥΝΟΨΗ

Στην εργασία αυτή παρουσιάστηκε μια μεθοδολογική προσπάθεια για την ανάπτυξη μειωμένων ημι-σκελετικών χημικο-κινητικών μηχανισμών για την περιγραφή των χαρακτηριστικών προαναμιγμένων φλογών προπανίου, πτωχού μίγματος σε ατμοσφαιρική πίεση. Η εργασία ξεκίνησε από μια αρχική χημικό-κινητική βιβλιοθήκη 39 συστατικών και 177 αντιδράσεων και κατέληξε σε ένα μηχανισμό 21 συστατικών και 77 αντιδράσεων μέσω χρησιμοποίησης ανάλυσης ευαισθησίας αντιδράσεων και συστατικών και μεθοδολογιών προσέγγισης ημι-μόνιμης κατάστασης συστατικών για την μείωση του αριθμού των αρχικών συστατικών και αντιδράσεων. Η ακρίβεια των ελαττωμένων σχημάτων ελέγχθηκε και πιστοποιήθηκε μέσω υπολογισμών σημαντικών παραμέτρων σε 0D αντιδραστήρες και στρωτών φλογών μιας και δυο διαστάσεων, με διαφορετική πολυπλοκότητα. Η συμπεριφορά του μηχανισμού των 21 συστατικών κατεδείχθη ικανοποιητική για ένα εύρος συγκρίσεων που

διεξήχθησαν σε σχέση με τα αποτελέσματα του πολυπληθέστερου μηχανισμού αλλά και με τα πειραματικά δεδομένα. Περαιτέρω βαθμονόμηση, ανάπτυξη και πιστοποίηση του μηχανισμού, ίσως εισάγοντας επιπρόσθετα συστατικά και/ή αντιδράσεις, θα μπορούσε να αυξήσει την εμβέλεια του σε μεγαλύτερο εύρος σχετικών λόγων καύσιμου-αέρα και πιέσεων αλλά και συνθηκών όπως η περίπτωση της οξυγονωμένης καύσης.

REDUCED KINETIC MECHANISMS FOR LEAN PROPANE-AIR FLAMES

SUMMARY. The present work describes the on-going development of a short semi-skeletal chemical kinetic mechanism for the combustion of a commonly used fuel of both fundamental and practical importance, propane. The overall effort here is devoted to bridge the gap between the detailed mechanisms involving hundred of species and the global ones involving only a few species by formulating intermediate-sized reaction mechanisms that can be used in multi-scale Computational Fluid Dynamics simulations of complex and practical reacting systems. Reduction of a large detailed mechanism by sensitivity analyses is followed by a methodology of Quasi Stationary State Approximations (QSSA) and then by an Integrated Combustion Chemistry (ICC) approach to produce mechanisms containing 21 and 18 species. Tuning the mechanism parameters involved exploratory computations of a range of 0D, 1D and 2D laminar flames by using CANTERA and laminarSMOKE.

REFERENCES

- Bedat, B., Egolfopoulos, F.N. and Poinso, T. (1999), .Direct Numerical Simulations of heat release and NOX formation in turbulent non-premixed flames., *Combust. and Flame* 119, p.69-83.
- Cheng Z., Pitz R. W. and Wehrmeyer J. A. (2006), .Lean and ultra-lean stretched propane-air counterflow flames., *Combust. Flame* 145, p.647-662.
- Cuoci A., Frassoldati A., Faravelli T. and Ranzi E. (2013), .A computational tool for the detailed kinetic modeling of laminar flames: Application to C_2H_4/CH_4 coflow flames., *Combust. Flame* 160, p. 870-886. <http://www.opensmoke.polimi.it/>
- Gokulakrishnan, P., Bikkani R, S. Klassen M.S. and. Roby R.J, Kiel B.V., Influence of Turbulence-Chemistry Interaction in Blow-out Predictions of Bluff-Body Stabilized Flames”, 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition 5 – 8, Orlando, Florida, January 2009.
- Goodwin D. G., Moffat H. K., and Speth R. L. (2014), .Cantera: An object-oriented software toolkit for chemical kinetics, thermodynamics, and transport processes., <http://www.cantera.org>, Version 2.1.2.
- Haworth D.C., Blint R.J., Cuenot B. and Poinso T.J. (2000), .Numerical simulation of turbulent propane-air combustion with nonhomogeneous reactants., *Combust. Flame* 121, p.395-417.
- Holton, M.M., “Autoignition delay time measurements for natural gas fuel components and their mixtures” MSc. Thesis, University of Maryland, 2008.
- Kennel C., Mauss F. and Peters N. (1993), .In Peters, N. and Rogg, B. (Eds.) *Reduced Kinetic Mechanisms for Applications in Combustion Systems*, Lecture Notes in Physics Monographs, Springer 15, p.123-141.
- Kim K.N., Won S.H. and Chung S.H. (2007), .Characteristics of laminar lifted flames in coflow jets with initial temperature variation., *Proc. Combust. Inst.* 31, p.947-954.
- Lee B. J., Cha M. S. and Chung S. H. (1997), .Characteristics of Laminar Lifted Flames in a Partially Premixed Jet, *Combust. Sci. Technol.* 127:1-6, p.55-70.
- Leung, K.M., Lindstedt, R.P. and Jones, W.P. (1993), .In Peters, N. and Rogg, B. (Eds.) *Reduced Kinetic Mechanisms for Applications in Combustion Systems*, Lecture Notes in Physics Monographs, Springer 15, p.259-283.
- Lu T. and Law C. K. (2006), .Linear time reduction of large kinetic mechanisms with directed relation graph: n-Heptane and iso-octane., *Combust. Flame* 144, p.24-36.
- Marazioti, P. E., and Koutmos, P., .A Reduced Multi-Step Chemistry Scheme for the Oxidation of Propane Suitable for use into Complex Reactive Flow Calculations., *Flow* 2002, Patras, Greece, 2002.

- Park O., Veloo P. S., Liu N. and Egolfopoulos F. N. (2011), .Combustion characteristics of alternative gaseous fuels., Proc. Comb. Inst. 33, p.887-894.
- Petrova, M. V., and Williams, F. A. (2006), .A Small Detailed Chemical-Kinetic Mechanism for Hydrocarbon Combustion., Combust. Flame 144, p.526-544.
- Prince J.C., Trevino C. and Williams F.A. (2008), .Reduced Kinetic Mechanism for High-Temperature Propane Ignition., Int. J. Chem. Kinet. 40, p.721-729.
- Qin, Z, Lissianski, V. V., Yang, H., Gardiner, W.C., Davis, S.G., and Wang, H. (2000), .Combustion Chemistry of Propane: A Case Study of Detailed Reaction Mechanism Optimization, Proc. Comb. Inst. 28, p.1663-1669.
- UCSD C1-C3 mech., Chemical-Kinetic Mechanisms for Combustion Applications, MAE), Un. of California, San Diego, <http://combustion.ucsd.edu>. (consulted in 21 June 2014).
- Wang, H. et al (2007), .USC Mech Version II. High-Temperature Combustion Reaction Model of H₂/CO/C₁-C₄ Compounds, http://ignis.usc.edu/USC_Mech_II.htm. (consulted in 21 September 2014)
- Wehrmeyer J.A., Cheng Z., Mosbacher D.M., Pitz R.W. and Osborne R. (2002), .Opposed jet flames of lean or rich premixed propane-air reactants versus hot products., Combust. Flame 128, p.232–241.

ΑΠΟΚΡΙΣΗ ΑΞΟΝΟΣΥΜΜΕΤΡΙΚΗΣ ΜΙΚΡΟΦΥΣΑΛΙΔΑΣ ΣΕ ΑΚΟΥΣΤΙΚΕΣ ΔΙΑΤΑΡΑΧΕΣ ΚΟΝΤΑ ΣΕ ΓΕΙΤΟΝΙΚΟ ΤΟΙΧΩΜΑ

Ευθυμίου Κωνσταντίνος^{1,α}, Πελεκάσης Νικόλαος^{2,α}

¹Υποψήφιος Διδάκτωρ, ²Καθηγητής

^αΕργαστήριο Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών,
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας,
Πεδίον Άρεως, 38334, Βόλος

E-mails: konefthim@mie.uth.gr, pel@mie.uth.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Διεξάγονται προσομοιώσεις αλληλεπίδρασης φυσαλίδας με ελαστικό περίβλημα με γειτονικό τοίχωμα, παρουσία ακουστικών διαταραχών. Γίνεται υπόθεση αξονικής συμμετρίας, θεωρώντας ελαστικό λεπτότοιχο κέλυφος για τη φυσαλίδα και επιβάλλοντας είτε βηματική, είτε ημιτονοειδή αλλαγή του πεδίου πίεσης του περιβάλλοντος ρευστού. Μελετάται η επίδραση της απόστασης μεταξύ φυσαλίδας και τοιχώματος, καθώς επίσης και του πλάτους της εξωτερικής διαταραχής, στις ταλαντώσεις και στον τρόπο κατάρρευσης της μικροφυσαλίδας. Οι προσομοιώσεις έδειξαν ότι η ύπαρξη του κελύφους δρα σταθεροποιητικά αποτρέποντας τη δημιουργία jet, είτε πρόκειται για βηματική, είτε για ημιτονοειδή αλλαγή της πίεσης του περιβάλλοντος ρευστού. Πιο συγκεκριμένα, για την περίπτωση βηματικής αλλαγής της πίεσης, η φυσαλίδα αρχικά ταλαντώνεται με τη φυσική της συχνότητα, καθώς πλησιάζει στο τοίχωμα. Το ιξώδες του κελύφους δρα ως μηχανισμός απόσβεσης αποσβένοντας τελικά τις ταλαντώσεις. Ωστόσο, η μεταφορική κίνηση της φυσαλίδας διατηρείται λόγω αδράνειας. Η φυσαλίδα διατηρεί το σφαιρικό της σχήμα υπό συμπίεση και, για ικανή συμπίεση, παρουσιάζει τελικά λυγισμό καθώς πλησιάζει στο τοίχωμα και παραμορφώνεται στο πίσω μέρος της, χωρίς να δείχνει σημάδια δημιουργίας jet. Στα τελευταία στάδια της προσομοίωσης παρατηρείται δημιουργία περιοχών πολύ μεγάλης καμπυλότητας κατά τη διάρκεια της συμπίεσης, στις οποίες η κινητική ενέργεια μετατρέπεται σε καμπτική, εκφράζοντας έτσι την αντίσταση του κελύφους σε λυγισμό, οδηγώντας τοπικά σε σχηματισμό κωνικής γωνίας. Για την περίπτωση ημιτονοειδούς αλλαγής της πίεσης, η φυσαλίδα πλησιάζει σημαντικά το τοίχωμα ταλαντούμενη με τη συχνότητα της εξωτερικής διαταραχής επιδεικνύοντας παραμορφώσεις σχήματος κυρίως στη φάση συμπίεσης, λόγω αρμονικού συντονισμού. Οι παραμορφώσεις αυτές έχουν συγκεκριμένο προσανατολισμό, ο οποίος είναι κάθετος ως προς το τοίχωμα. Καθώς το πλάτος διαταραχής αυξάνει, η εμφάνιση αρμονικού συντονισμού και η επακόλουθη παραμόρφωση του κελύφους επιταχύνονται, με αποτέλεσμα την εμφάνιση περιοχών μεγάλης καμπυλότητας παρόμοιων με την περίπτωση βηματικής αλλαγής της πίεσης.

Λέξεις Κλειδιά: Contrast Agent, Bubble Wall Interaction, Boundary Element Method

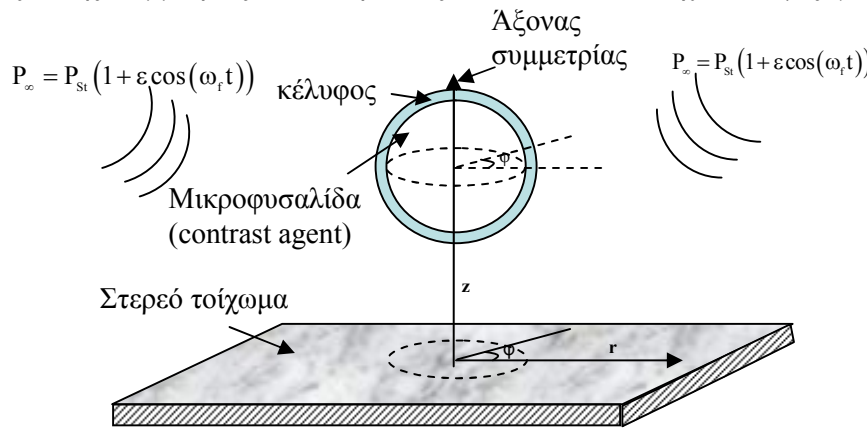
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Γίνονται προσομοιώσεις, με χρήση συνοριακών στοιχείων, της αλληλεπίδρασης μικροφυσαλίδας με ελαστικό περίβλημα (Contrast Agent ή CA) με γειτονικό τοίχωμα παρουσία ακουστικών διαταραχών. Γίνεται υπόθεση αξονικής συμμετρίας θεωρώντας ελαστικό λεπτότοιχο κέλυφος για τη φυσαλίδα. Μελετάται η επίδραση της απόστασης μεταξύ φυσαλίδας και τοιχώματος, καθώς επίσης και του πλάτους της εξωτερικής διαταραχής, στις ταλαντώσεις και στον τρόπο κατάρρευσης της μικροφυσαλίδας. Για το ελαστικό περίβλημα (πάχος ~1nm), λαμβάνονται υπ' όψιν δύο καταστατικοί

νόμοι: Mooney-Rivlin (ψευδοπλαστικό υλικό) και Skalak (διασταλτικό υλικό). Το ιξώδες του κελύφους παρέχει τον κύριο μηχανισμό απόσβεσης, ενώ γίνεται θεώρηση δυναμικής ροής για το περιβάλλον ρευστό. Το κάθετο και εφαπτομενικό ισοζύγιο δυνάμεων στη διεπιφάνεια περιλαμβάνει τη σύζευξη της δυναμικής υπερπίεσης με τις εφελκυστικές και καμπτικές ελαστικές τάσεις μαζί με την ιξώδη απόσβεση στο κέλυφος. Κύριος στόχος της παρούσας εργασίας είναι η μελέτη της συμπεριφοράς της μικροφουσαλίδας κοντά σε γειτονική επιφάνεια και η διερεύνηση ενδεχόμενης έναρξης ταλαντώσεων σχήματος της πρώτης ή δημιουργίας υγρής δέσμης υψηλής ταχύτητας «jet» που μπορεί να επηρεάσει την ακουστική της υπογραφή ή ακόμα και να προκαλέσει ζημιά στη γειτονική επιφάνεια.

2. ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΚΑΙ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΕΠΙΛΥΣΗΣ

Αναπτύχθηκε αριθμητική μεθοδολογία συννοριακών στοιχείων για την επίλυση της αλληλεπίδρασης μικροφουσαλίδας με ελαστικό περιβλήμα τύπου (Contrast Agent) με στερεό τοίχωμα, διατηρώντας την υπόθεση της αξονικής συμμετρίας και θεωρώντας ελαστικό λεπτότοιχο κέλυφος για τη φουσαλίδα (Σχήμα 1).



Σχήμα 1: Σχηματικό διάγραμμα πεδίου ροής και αλληλεπίδρασης

Για το σκοπό αυτό γίνεται διακριτοποίηση του κελύφους της μικροφουσαλίδας και του γειτονικού τοιχώματος. Εδώ αξίζει να σημειωθεί ότι η υπάρχουσα σχετική βιβλιογραφία δε λαμβάνει υπ' όψιν την ελαστικότητα [Klaseboer & Khoo (2004)] ή την αντίσταση σε κάμψη [Qin & Ferrara (2006)] του κελύφους. Στην παρούσα εργασία θεωρούμε το γειτονικό τοίχωμα στερεό και άκαμπτο, ότι έχει άπειρο μήκος σε σχέση με την ακτίνα της φουσαλίδας και γίνεται εξέταση του βέλτιστου αριθμού στοιχείων ώστε να ανακτηθεί με ακρίβεια η συμπεριφορά του δυναμικού ταχύτητας για μεγάλες αποστάσεις [Wang et al. (1996)], [Boulton-Stone & Blake (1993)]. Στην περίπτωση αυτή η ολοκληρωτική εξίσωση σε κυλινδρικές συντεταγμένες γράφεται:

$$\begin{aligned} \Phi(r_0, z_0, t) = & \int_{S_b} \frac{\partial \Phi}{\partial n}(r, z, t) G(r_0, z_0, r, z) dS_b - \int_{S_b} [\Phi(r, z, t) - \Phi(r_0, z_0, t)] \frac{\partial G}{\partial n}(r_0, z_0, r, z) dS_b + \\ & + \int_{S_w} \frac{\partial \Phi}{\partial n}(r, z, t) G(r_0, z_0, r, z) dS_w - \int_{S_w} \Phi(r, z, t) \frac{\partial G}{\partial n}(r_0, z_0, r, z) dS_w \end{aligned} \quad (1)$$

Στην παραπάνω σχέση S_b και S_w συμβολίζουν τις διεπιφάνειες της μικροφουσαλίδας και του τοιχώματος, αντίστοιχα, με το περιβάλλον ρευστό. Επιπλέον έχει θεωρηθεί ότι το πεδιακό σημείο (r_0, z_0) βρίσκεται στην επιφάνεια της μικροφουσαλίδας, ώστε να εξομαλυνθεί η ολοκλήρωση του πυρήνα διπλής στοιβάδας, $\partial G / \partial n$, της ιδιόμορφης λύσης πάνω στην εν λόγω επιφάνεια S_b . Ανάλογη διαδικασία χρησιμοποιείται και για την περίπτωση που το πεδιακό σημείο βρεθεί στη διεπιφάνεια του τοιχώματος S_w .

Στην περίπτωση στερεού τοιχώματος, η συνιστώσα της ταχύτητας που είναι κάθετη σε αυτό μηδενίζεται. Πιο συγκεκριμένα, μηδενική κάθετη ταχύτητα επιτυγχάνεται με τη θεώρηση

πανομοιότυπης αξονοσυμμετρικής φυσαλίδας τοποθετημένης συμμετρικά ως προς την αρχική (Σχήμα 2). Έτσι, αντί του συστήματος φυσαλίδα – τοίχωμα έχουμε το σύστημα φυσαλίδα – φυσαλίδα.

και του εφαπτομενικού ισοζυγίου δυνάμεων στη διεπιφάνεια:

$$\Delta F_t = 0 \Rightarrow \frac{\partial \tau_{ss}}{\partial s} + \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial s} (\tau_{ss} - \tau_{\phi\phi}) + k_s \cdot q = 0, \text{ όπου } q = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial s} \left[\frac{\partial}{\partial \sigma} (\sigma \cdot m_s) - m_\phi \right] \quad (5)$$

Για τον υπολογισμό του δυναμικού της ταχύτητας στη διεπιφάνεια της μικροφυσαλίδας έχουμε τη δυναμική συνθήκη, η οποία προκύπτει από το συνδυασμό της εξίσωσης Bernoulli μεταξύ απείρου και διεπιφάνειας της μικροφυσαλίδας και του ισοζυγίου των κάθετων δυνάμεων:

$$\frac{D\Phi}{Dt} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial s} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)^2 \right] + P_\infty - P_G + \frac{2 \cdot k_m}{We} + \Delta F_n, \quad (6)$$

όπου Φ : το δυναμικό της ταχύτητας, P_∞ : η πίεση πολύ μακριά από τη φυσαλίδα («στο άπειρο»), P_G : η πίεση του αερίου εντός της φυσαλίδας, k_m : η μέση καμπυλότητα, We : ο αριθμός Weber και

$\Delta F_n = k_s \tau_s + k_\phi \tau_\phi - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial s} (r \cdot q)$: η κάθετη συνιστώσα των ελαστικών τάσεων που αναπτύσσονται

στο κέλυφος της μικροφυσαλίδας. Ο υπολογισμός της κάθετης συνιστώσας της ταχύτητας στη διεπιφάνεια γίνεται μέσω της ολοκληρωτικής εξίσωσης (2).

Τέλος, στον υπάρχοντα κώδικα έγινε προσθήκη υπορουτίνας για τη δημιουργία ανομοιόμορφου πλέγματος πυκνώνοντας στις περιοχές μεγάλης καμπυλότητας. Ο λόγος αυτής της προσθήκης είναι για να καταστεί δυνατή η συνέχιση της προσομοίωσης της φυσαλίδας σε προχωρημένα στάδια κίνησής της και να διερευνηθεί ο μηχανισμός κατάρρευσής της. Η επανατοποθέτηση των κόμβων στο πλέγμα γίνεται με τέτοιο τρόπο, ώστε να ελαχιστοποιείται η τιμή του ολοκληρώματος [Thompson,

Warsi & Mastin (1985)]: $\int_0^1 (1 + d | -2H |) S_\xi d\xi$, όπου d: παράμετρος που καθορίζει τη συγκέντρωση

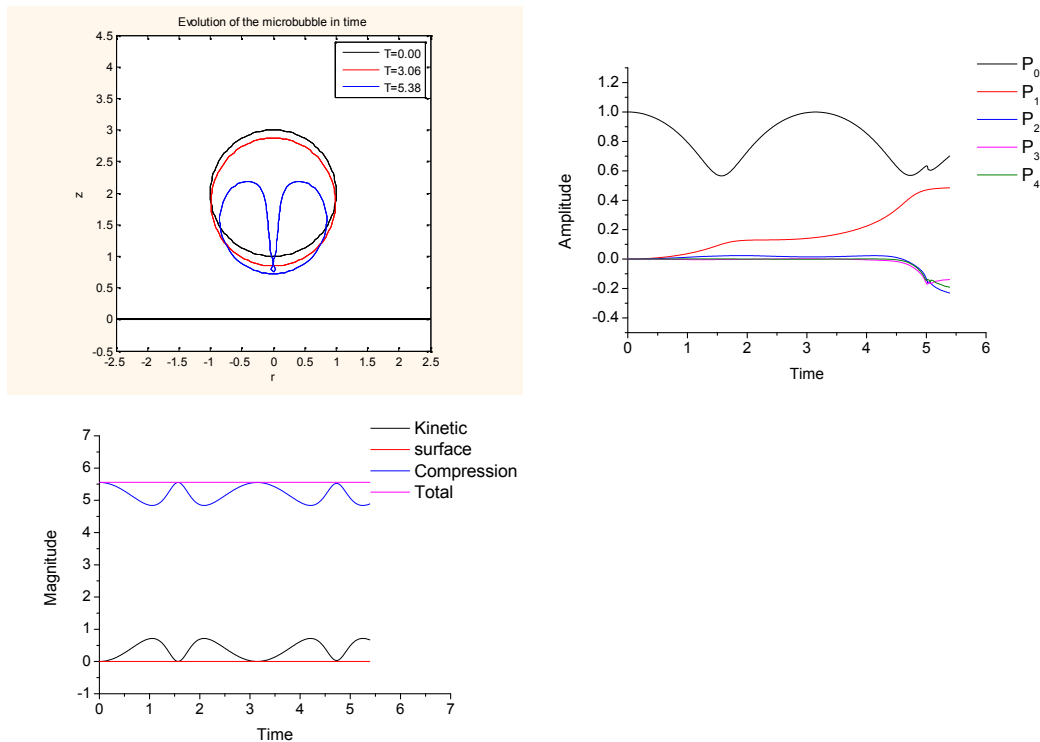
των κόμβων σε περιοχές μεγάλης καμπυλότητας. Για μικρότερες τιμές αυτής της παραμέτρου δίνεται λιγότερη έμφαση στις περιοχές μεγάλης καμπυλότητας. Για d=0, είναι η περίπτωση ισοκαταμεμημένου πλέγματος κατά την οποία οι κόμβοι ισαπέχουν μεταξύ τους. Επίσης, για τον όρο

S_ξ ισχύει [Dimakopoulos & Tsamopoulos (2003)]: $S_\xi = (w_1 r_\xi + w_2 r^2 \theta_\xi^2)^{\frac{1}{2}}$ με $w_1 + w_2 = 2$.

Προκειμένου να πιστοποιηθεί η αξιοπιστία του κώδικα, διεξήχθησαν αριθμητικές προσομοιώσεις αλληλεπίδρασης φυσαλίδας χωρίς περίβλημα με γειτονικό στερεό τοίχωμα, ούτως ώστε να ανακτηθεί η συμπεριφορά της πρώτης σύμφωνα με τη διεθνή βιβλιογραφία [Blake et al. (1986)]. Πράγματι, οι προσομοιώσεις δείχνουν ότι η φυσαλίδα καθώς πλησιάζει στο τοίχωμα, λόγω της επίδρασης δευτερογενών δυνάμεων Bjerknes, εμφανίζει υγρή δέσμη υψηλής ταχύτητας «jet» στο τμήμα της διεπιφάνειάς της με το περιβάλλον ρευστό μακριά από το τοίχωμα. Το jet διασχίζει τη φυσαλίδα κατά μήκος του άξονα συμμετρίας της, δημιουργώντας τελικά φυσαλίδα τοροειδούς σχήματος (σχήμα 3).

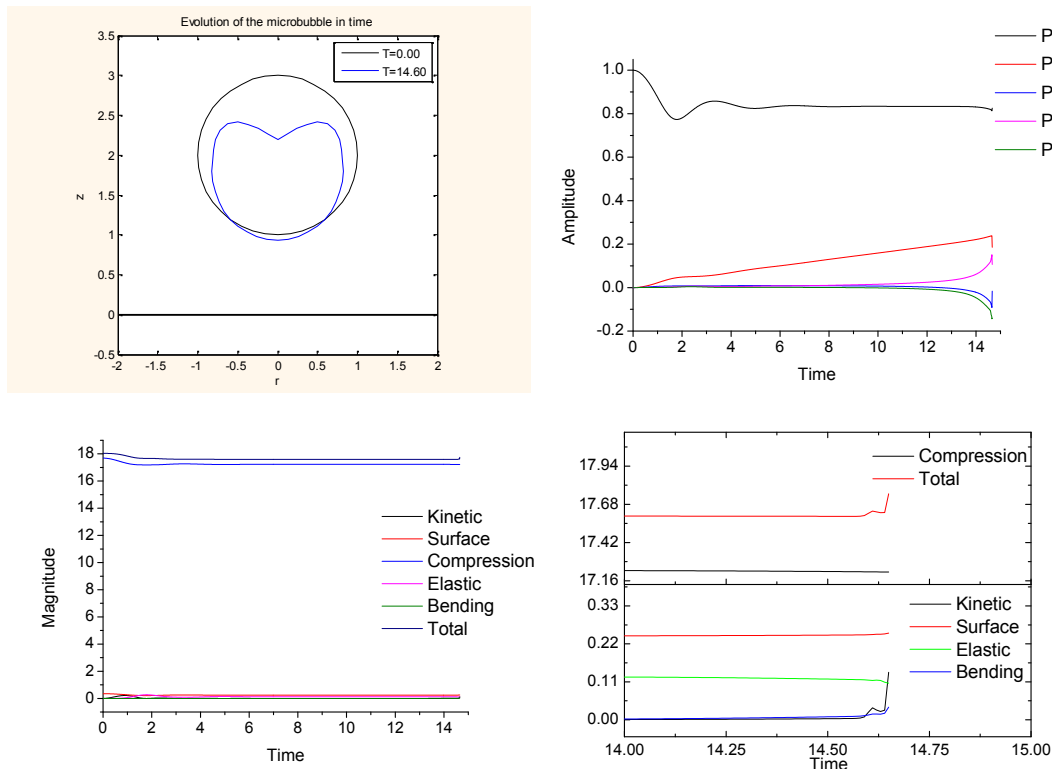
3. ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

Διεξήχθησαν αντίστοιχες προσομοιώσεις αλληλεπίδρασης μικροφυσαλίδας με ελαστικό περίβλημα με γειτονικό τοίχωμα, επιβάλλοντας βηματική ή ημιτονοειδή αλλαγή της πίεσης στο περιβάλλον ρευστό. Και στις δύο περιπτώσεις παρατηρείται προσέγγιση της φυσαλίδας προς το τοίχωμα ανεξαρτήτως πλάτους διαταραχής και απόστασης μεταξύ τους. Στις πολύ μεγάλες αποστάσεις μετατόπιση υπάρχει, αλλά είναι πρακτικά αμελητέα. Επιπλέον, για σταθερό πλάτος διαταραχής παρατηρείται ότι καθώς η αρχική απόσταση φυσαλίδας – τοιχώματος μειώνεται, η έλξη της πρώτης γίνεται εντονότερη. Δηλαδή η ταχύτητα προσέγγισης της φυσαλίδας προς το τοίχωμα είναι μεγαλύτερη. Αυτό οφείλεται στην παρουσία του γειτονικού τοιχώματος. Όσο εγγύτερα βρίσκεται η φυσαλίδα στο τοίχωμα, τόσο μεγαλύτερη είναι η επίδραση του τελευταίου στη συμπεριφορά της πρώτης. Για μεγαλύτερα πλάτη διαταραχής τα παραπάνω φαινόμενα εντείνονται λόγω της μεγαλύτερης πρόσδοσης ενέργειας στη φυσαλίδα.



Σχήμα 3: Διάγραμμα σχήματος ελεύθερης μικροφυσαλίδας (πάνω αριστερά) στην αρχική χρονική στιγμή (μαύρη) και προς το τέλος της προσομοίωσης [(κόκκινη – διαστολή), (μπλε – σχήμα στην τελική χρονική στιγμή της προσομοίωσης)]. Στο πάνω δεξιά σχήμα απεικονίζεται η χρονική εξέλιξη των ιδιομορφών που αντιστοιχούν στο πάνω αριστερά σχήμα. Επίσης, διάγραμμα χρονικής εξέλιξης της κατανομής των ενεργειών στη φυσαλίδα (κάτω αριστερά)

Πιο συγκεκριμένα, για την περίπτωση βηματικής αλλαγής της πίεσης η φυσαλίδα αρχικά ταλαντώνεται με τη φυσική της συχνότητα, καθώς πλησιάζει στο τοίχωμα. Το ιξώδες του κελύφους δρα ως μηχανισμός απόσβεσης αποσβένοντας τελικά τις ταλαντώσεις. Κατά τη διάρκεια των ταλαντώσεων όγκου, όπως αυτές αποτυπώνονται μέσω της χρονομεταβολής της ακτινικής ιδιομορφής P_0 , τροφοδοτείται με ενέργεια η ιδιομορφή $P_1 = \cos\theta$, η οποία εκφράζει τη μετατόπιση του κέντρου μάζας της φυσαλίδας και κατά συνέπεια την προσέγγισή της προς το τοίχωμα. Με το τέλος των ταλαντώσεων ο P_1 συνεχίζει να αυξάνεται με γραμμικό τρόπο, ήτοι η φυσαλίδα κινείται πλέον με σταθερή ταχύτητα λόγω αδράνειας. Η ταχύτητα αυτή δε μπορεί να ανακοπεί, λόγω της απουσίας των ιξωδών δυνάμεων του περιβάλλοντος ρευστού (ιδανικό ρευστό). Η φυσαλίδα διατηρεί το σφαιρικό της σχήμα υπό συμπίεση και, για ικανή συμπίεση, παρουσιάζει τελικά λυγισμό καθώς πλησιάζει στο τοίχωμα και παραμορφώνεται στο πίσω μέρος της, χωρίς να δείχνει σημάδια δημιουργίας jet (σχήμα 4). Στα τελευταία στάδια της προσομοίωσης παρατηρείται δημιουργία περιοχών πολύ μεγάλης καμπυλότητας κατά τη διάρκεια της συμπίεσης, στις οποίες η κινητική ενέργεια μετατρέπεται σε καμπτική, εκφράζοντας έτσι την αντίσταση του κελύφους σε λυγισμό, οδηγώντας τοπικά σε σχηματισμό κωνικής γωνίας προκαλώντας τον τερματισμό της προσομοίωσης (Σχήμα 4). Για την αντιμετώπιση αυτού του φαινομένου, καθώς και για την ακριβή διερεύνηση του μηχανισμού κατάρρευσης της φυσαλίδας γίνεται προσπάθεια προσομοίωσης με δημιουργία ανομοιομορφου πλέγματος, πυκνώνοντας στις περιοχές μεγάλης καμπυλότητας.

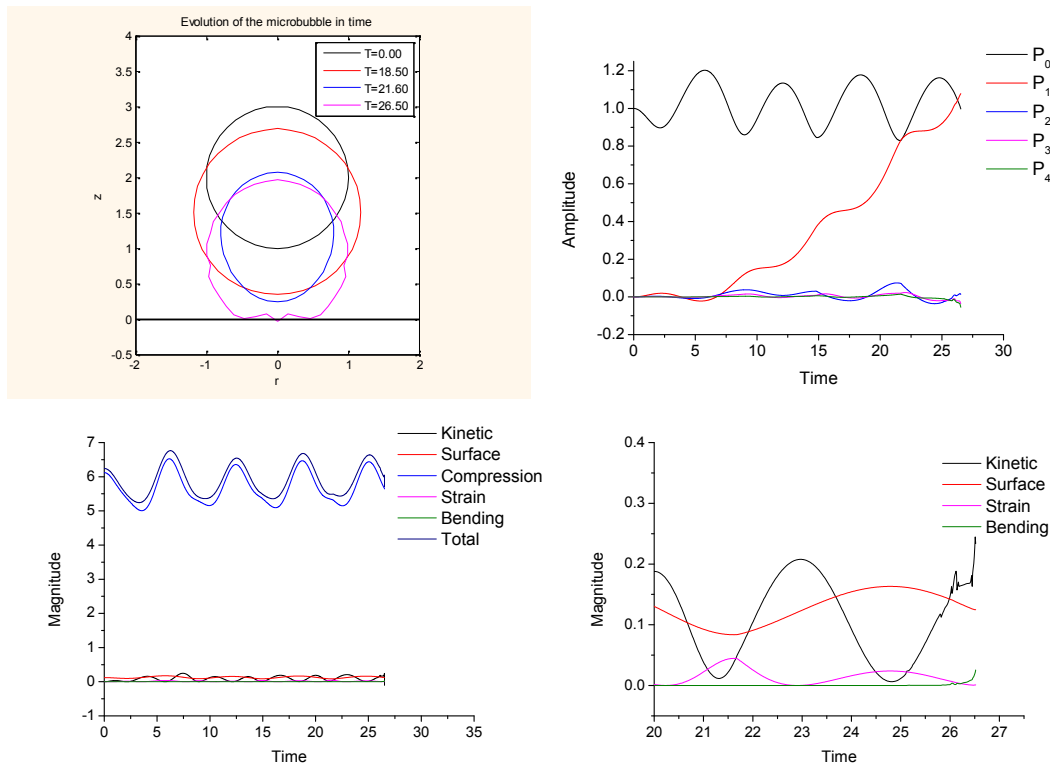


Σχήμα 4: Διάγραμμα σχήματος μικροφυσαλίδας CA (πάνω αριστερά) στην αρχική χρονική στιγμή (μαύρη) και προς το τέλος της προσομοίωσης (μπλε – σχήμα στην τελική χρονική στιγμή της προσομοίωσης). Στο πάνω δεξιά σχήμα απεικονίζεται η χρονική εξέλιξη των ιδιομορφών που αντιστοιχούν στο πάνω αριστερά σχήμα. Επίσης, διάγραμμα χρονικής εξέλιξης της κατανομής των ενεργειών στη φυσαλίδα (κάτω αριστερά) και λεπτομερέστερα στα τελευταία στάδια της προσομοίωσης (κάτω δεξιά)

Για την περίπτωση ημιτονοειδούς αλλαγής της πίεσης, η φυσαλίδα πλησιάζει σημαντικά το τοίχωμα ταλαντούμενη με τη συχνότητα της εξωτερικής διαταραχής επιδεικνύοντας παραμορφώσεις σχήματος κυρίως στη φάση συμπίεσης, λόγω αρμονικού συντονισμού (σχήμα 5) [Tsigliffis & Pelekasis (2013)]. Οι παραμορφώσεις αυτές έχουν συγκεκριμένο προσανατολισμό, ο οποίος είναι κάθετος ως προς το τοίχωμα. Η παραπάνω συμπεριφορά έχει παρατηρηθεί σε πειράματα μικροφυσαλίδων σε επαφή με στερεό τοίχωμα [Vos et al. (2008)]. Καθώς το πλάτος διαταραχής αυξάνει, η εμφάνιση αρμονικού συντονισμού και η επακόλουθη παραμόρφωση του κελύφους επιταχύνονται, με αποτέλεσμα την εμφάνιση περιοχών μεγάλης καμπυλότητας παρόμοιων με αυτήν του σχήματος (4).

Τέλος, από τη σύγκριση των γραφημάτων της μικροφυσαλίδας με ελαστικό περίβλημα και των αντιστοιχών της ελεύθερης φυσαλίδας, για βηματική αλλαγή της πίεσης παρατηρείται ότι το ιξώδες της μεμβράνης δρα ως μηχανισμός απόσβεσης των ταλαντώσεων. Συνεπώς, η μικροφυσαλίδα έχει μόνο μεταφορική ταχύτητα με κατεύθυνση προς το τοίχωμα. Στην ελεύθερη φυσαλίδα δεν υπάρχει τέτοιος μηχανισμός με αποτέλεσμα τη διαρκή ταλάντωσή της και την τελική της κατάρρευση, είτε με δημιουργία μικρής φυσαλίδας στην πλευρά μακριά από το τοίχωμα, είτε με δημιουργία αιχμηρής εσοχής (jet) στη διεπιφάνειά της. Ο συνδυασμός της ύπαρξης ροής ανακοπής με την εμφάνιση jet έχει καταδειχθεί σε κλασσικές μελέτες κατάρρευσης φυσαλίδων [Blake et. al. (1997)], [John et al. (1999)]. Στην περίπτωση όμως της φυσαλίδας με ελαστικότητα η φυσαλίδα δεν καταρρέει με την ίδια ευκολία αλλά λόγω της ελαστικότητας του κελύφους η παραμόρφωσή της εμφανίζεται μέσω ιδιομορφών υψηλότερης τάξης. Αυτό είναι αποτέλεσμα των καμπτικών βαθμών ελευθερίας που αποτρέπουν την περαιτέρω επιμήκυνση στην περιοχή του jet τροφοδοτώντας ιδιομορφές ανώτερης τάξης (Σχήμα 4 και 5). Επίσης, για βηματική αλλαγή της πίεσης, στις φυσαλίδες με εξωτερικό περίβλημα η συνολική ενέργεια ελαττώνεται όσο διαρκούν οι ταλαντώσεις όγκου τους, λόγω σκέδασης ενέργειας που οφείλεται στο διασταλτικό ιξώδες του περιβλήματος (Σχήμα 4). Αντιθέτως, στις φυσαλίδες χωρίς περίβλημα η συνολική ενέργεια διατηρείται (Σχήμα 3). Στην περίπτωση της ημιτονοειδούς αλλαγής

της πίεσης η συνολική ενέργεια ταλαντώνεται με περίοδο ίση με αυτή της εξωτερικής διαταραχής (Σχήμα 5).



Σχήμα 5: Διάγραμμα σχήματος μικροφουσαλίδας CA (πάνω αριστερά) στην αρχική χρονική στιγμή (μαύρη) και προς το τέλος της προσομοίωσης [(κόκκινη – διαστολή), (μπλε – συστολή), (μωβ – σχήμα στην τελική χρονική στιγμή της προσομοίωσης)]. Στο πάνω δεξιά σχήμα απεικονίζεται η χρονική εξέλιξη των ιδιομορφών που αντιστοιχούν στο πάνω αριστερά σχήμα. Επίσης, διάγραμμα χρονικής εξέλιξης της κατανομής των ενεργειών στη φουσαλίδα (κάτω αριστερά) και λεπτομερέστερα στα τελευταία στάδια της προσομοίωσης (κάτω δεξιά)

4. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Blake J. R., Taib B. B. and Doherty G., Transient cavities near boundaries, part 1. Rigid Boundary, J. Fluid Mech. **170**, 479-497, 1986.

Blake, J. R., Hooton, M. C., Robinson, P. B. & Tong, R. P., Collapsing cavities, toroidal bubbles and jet impact, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A **355**, 537-550, 1997.

Boulton-Stone J. M. and J. R. Blake J. R., Gas bubbles bursting at a free surface, J. Fl. Mech., **254**, 437-466, 1993.

Dimakopoulos Y. and Tsamopoulos J., A quasi-elliptic transformation for moving boundary problems with large anisotropic deformations, J. comp. Physics, **192**, 494-522, 2003.

John R. Blake, Giles S. Keen, Robert P. Tong and Miles Wilson, Acoustic cavitation: the fluid dynamics of non-spherical bubbles Phil. Trans. R. Soc. Lond. A **357**, 251-267, 1999.

Klaseboer E. & Khoo B. C., An oscillating bubble near an elastic material, J. Ap. Phys., **96**(10), 5808-5818, 2004.

Qin S. P. & Ferrara K. W., Acoustic response of compliant microvessels containing ultrasound contrast agents, *Phys. Med. Biol.* **51**, 5065–88, 2006.

Tsigliffis K. and Pelekasis N. A., Simulations of insonated contrast agents: Saturation and transient break-up, *Phys. Fluids*, **25**, 032109, 2013.

Vos H., Dollet B., Bosch J. G., Versluis M. and de Jong N., Nonspherical vibrations of microbubbles in contact with a wall – a pilot study at low mechanical index, *Ultr. In Med. & Biol.*, vol. **34**(4), pp. 685-688, 2008.

Wang Q.X., Yeo K.S., Khoo B.C. and Lam K. Y., Strong interaction between a buoyancy bubble and a free surface, *Theoretical and computational fluid dynamics*, **8**, 73-88, 1996.

RESPONSE OF AN AXISYMMETRIC MICROBUBBLE SUBJECT TO ACOUSTIC DISTURBANCES NEAR A RIGID BOUNDARY

ABSTRACT

Simulations of interaction between microbubble with elastic integument and a nearby boundary in the presence of acoustic disturbances are conducted. Axial symmetry is assumed considering thin elastic shell walled microbubble and step or sinusoidal change of the pressure field is imposed. The effect of distance between bubble and wall as well as the effect of amplitude of the acoustic disturbance in bubble's oscillations and in collapse mechanism are studied. Simulations showed that the shell acts as a stabilizer preventing the generation of jet for both changes of the pressure field. More specifically, in the case of step change in pressure, the bubble initially oscillates with its natural frequency approaching the wall. The shell viscosity damps those oscillations. However, the translational motion of the bubble is maintained due to inertia. The bubble maintains its spherical shape under compression and ultimately presents buckling as it approaches the wall and it deforms in its aft region without showing signs of jet generation. In the last stages of the simulation regions of very large curvature are created during compression, in which the kinetic energy is converted to bending, thereby expressing the resistance of the shell, resulting in formation of conical angle locally. In the case of sinusoidal change of the pressure, the bubble significantly approaches the wall and it oscillates with the frequency of the external disturbance exhibiting shape deformations mainly in the compression phase due to harmonic resonance. These deformations have a specific orientation, which is perpendicular to the wall. As the disturbance amplitude increases the appearance of the harmonic resonance and subsequent deformation of the shell are accelerated resulting in high-curvature regions similar to the case of step change of the pressure field.

ΒΕΛΤΙΣΤΗ ΔΙΕΓΕΡΣΗ ΑΝΩ ΚΛΑΔΟΥ ΤΗΣ ΔΕΥΤΕΡΟΓΕΝΟΥΣ ΛΥΣΗΣ ΡΟΗΣ POISEUILLE 2D

Μάριος-Ανδρέας Νικολαΐδης* και Πέτρος Ιωάννου

Τμήμα Φυσικής, Εθνικό & Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών, Αθήνα

* e-mail: mnikolaidis@phys.uoa.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Διαταραχές που εμφανίζουν μεταβατική αύξηση αποτελούν έναν αποτελεσματικό τρόπο για να μεταφερθεί ενέργεια από μια μέση ροή στις διαταραχές και για να έχουμε μετάβαση στην τυρβώδη κατάσταση. Εξετάζουμε στην περίπτωση μιας ροής Poiseuille 2D σε αριθμό $Re=4000$ εάν οι μη γραμμικές βέλτιστες διαταραχές αποτελούν τις καταλληλότερες αρχικές συνθήκες για να καταλήξουν στη ζώνη ημι-ισορροπίας και συν τω χρόνω στην χρονοεξαρτώμενη ευσταθή λύση της ροής στις δύο διαστάσεις. Ο προσδιορισμός των μη γραμμικών διαταραχών γίνεται με μεθόδους συζυγούς βελτιστοποίησης. Συμπεραίνουμε ότι σε 2 διαστάσεις οι μη γραμμικές βέλτιστες διαταραχές δεν αποφέρουν σημαντική βελτίωση της απόδοσης και δεν ακολουθούν μια διαφορετική διαδικασία διέγερσης του άνω κλάδου της δευτερογενούς λύσης.

Λέξεις κλειδιά: μετάβαση στην τυρβώδη κατάσταση, μη γραμμική βελτιστοποίηση

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Γνωρίζουμε πως μια ροή Poiseuille 2D αποκτά δευτερογενείς λύσεις καθώς αυξάνεται ο αριθμός Re , χωρίς απαραίτητα να είναι γραμμικά ασταθής. Η αστάθεια των δευτερογενών λύσεων σε 3 διαστάσεις αποτελεί έναν γενικότερο μηχανισμό για την μετάβαση στην τυρβώδη κατάσταση. Η αρχική υλοποίηση του μηχανισμού από τους [Orszag and Patera \(1980\)](#) προέβλεπε την χρήση ιδιοκαταστάσεων του τελεστή Orr-Sommerfeld (OS) με ενέργεια που ξεπερνούσε το κατώφλι το οποίο είχε ταυτοποιηθεί από τους [Zahn et al. \(1974\)](#) ως ο ασταθής κάτω κλάδος της λύσης (Lower Branch-LB) με την προσθήκη μιας μικρής τρις-διάστατης διαταραχής. Ένας πιο αποδοτικός τρόπος για να ξεπεραστεί αυτό το κατώφλι προτάθηκε από τους [Butler and Farrell \(1994\)](#), με την χρήση γραμμικών βέλτιστων διαταραχών (Optimals-OP), οι οποίες εκμεταλλεύονται τη μη κανονικότητα του γραμμικού τελεστή για να επιτύχουν μεταβατική αύξηση της ενέργειας.

Σχετικά πρόσφατα νέες τεχνικές για τον υπολογισμό μη γραμμικών βέλτιστων διαταραχών (Non-Linear Optimals-NLOP) έχουν εντοπίσει αρκετά διαφορετικά αποτελέσματα σε σχέση με τα OP σε κάποιες τριςδιάστατες ροές ([Pringle et al. \(2012\)](#), [Cherubini et al. \(2011\)](#)). Θα εφαρμόσουμε αυτές τις τεχνικές σε μια ροή Poiseuille 2D για να εξετάσουμε εάν τα NLOP χρειάζονται σημαντικά χαμηλότερη αρχική ενέργεια σε σχέση με τα OP για να μεταβούν στη ζώνη ημι-ισορροπίας ανάμεσα στους 2 κλάδους της δευτερογενούς λύσης. Επιπλέον θα επαναλάβουμε την ίδια ανάλυση για τις περιορισμένες Navier-Stokes εξισώσεις όπου η μη γραμμικότητα διατηρείται μόνο στις αλληλεπιδράσεις ανάμεσα στη μέση ροή και στα κύματα κατά τη διεύθυνση της ροής.

2. ΤΟΠΟΘΕΤΗΣΗ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Ορίζουμε την ενέργεια διαταραχών ως το ολοκλήρωμα $E(T) = \iint \frac{1}{2} \vec{u}' \cdot \vec{u}'|_T dx dy$, όπου το $\vec{u}'$ υπολογίζεται από την διαφορά του πεδίου ταχυτήτων με την ομαλή ροή Poiseuille U . Η ποσότητα που θέλουμε να μεγιστοποιήσουμε είναι ο λόγος της τελικής προς την αρχική ενέργεια, δηλαδή το συναρτησοειδές $\tilde{G}(\vec{u}'(T), \vec{u}'(0)) = \frac{E(T)}{E(0)}$. Οι περιορισμοί που διέπουν τη μεγιστοποίηση επιβάλλονται με την χρήση πολλαπλασιαστών Lagrange, δηλαδή εξέλιξη με βάση τις ασυμπίεστες Navier-Stokes και αρχική ενέργεια διαταραχών E_0 . Τελικά το επαυξημένο συναρτησοειδές γράφεται ως εξής:

$$G(\vec{u}', \vec{\lambda}, b, c) = \tilde{G} - \int_0^T \int_{-1}^1 \int_0^{\frac{2\pi}{a}} b^\dagger (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}') dx dy dt - c(E'(0) - E_0) - \int_0^T \int_{-1}^1 \int_0^{\frac{2\pi}{a}} \vec{\lambda}^\dagger \left[\partial_t \vec{u}' + U \partial_x \vec{u}' + v \partial_y U \hat{x} + (\vec{u}' \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}' + \vec{\nabla} p' - \frac{1}{Re} \Delta \vec{u}' \right] dx dy dt$$

Το RNL σύστημα περιγράφει μια απλούστερη εικόνα, στην οποία η μέση ροή εξελίσσεται με βάση το NL αλλά οι διαταραχές ακολουθούν την γραμμική δυναμική. Για τον υπολογισμό στο RNL σύστημα θα αντικαταστήσουμε τον μη γραμμικό όρο με τη μέση τιμή του ως προς τη διεύθυνση της ροής, $(\vec{u}' \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}' \rightarrow \langle (\vec{u}' \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}' \rangle = \int_0^{\frac{2\pi}{a}} (\vec{u}' \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}' dx$.

Οι μεταβολές αυτού του συναρτησοειδούς σε σχέση με τις κανονικές μεταβλητές εξάγουν τις συζυγείς (adjoint) εξισώσεις και τις αντίστοιχες συνοριακές και αρχικές συνθήκες.

$$\vec{\lambda}(x, y, T) = \vec{u}'(x, y, T), \quad \vec{\lambda}(0, y, t) = \vec{\lambda}\left(\frac{2\pi}{1.25}, y, t\right), \quad \vec{\lambda}(x, \pm 1, t) = 0 \quad (1)$$

$$\partial_t \vec{\lambda} = -U \partial_x \vec{\lambda} + \lambda_1 \partial_y U \hat{y} - (\vec{u}' \cdot \vec{\nabla}) \vec{\lambda} - u'_i \nabla \lambda_i - \frac{1}{Re} \nabla^2 \vec{\lambda} - \vec{\nabla} b \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\lambda} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial G}{\partial \vec{u}_0} = \vec{\lambda}(x, y, 0) - c \vec{u}'(x, y, 0) \quad (4)$$

Η συναρτησιακή παράγωγος (εξ.4) δεν μπορεί εν γένει να μηδενιστεί άμεσα (διαφορετικά θα ήμασταν ήδη σε κάποιο ακρότατο), και χρησιμοποιείται για να μεταβάλλουμε την αρχική συνθήκη $\vec{u}'(x, y, 0)$ με βάση μια μέθοδο συζυγούς βελτιστοποίησης όπως περιγράφεται από τους [Cherubini and De Palma \(2013\)](#). Επιλέγουμε μόνο περιοδικές διαταραχές έτσι ώστε να διατηρήσουμε την αρχική ροή μάζας και τη συνολική ενέργεια του συστήματος. Οι ενέργειες των διαταραχών κανονικοποιούνται με βάση την ενέργεια της ομαλής ροής $E_b = \iint \frac{1}{2} U^2 dx dy$.

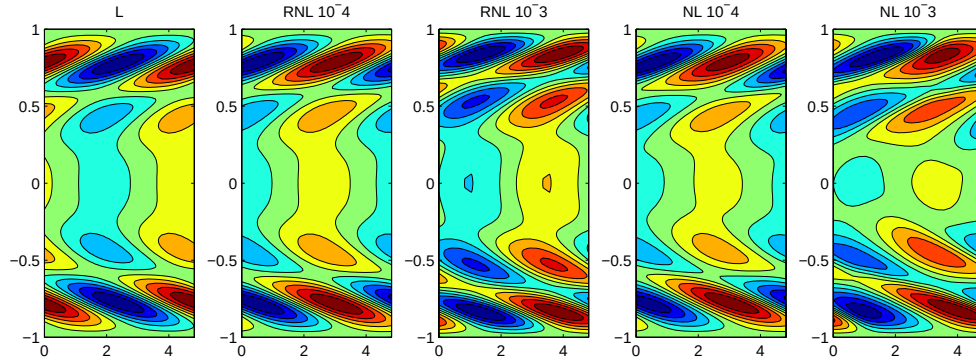
Οι Navier-Stokes και οι συζυγείς εξισώσεις επιλύονται αριθμητικά σε ένα περιοδικό χωρίο $[2 \times \frac{2\pi}{a}]$, $a = 1.25$, με διακριτοποίηση 197 σημείων στο y και 24 στο x . Επιλέγουμε την αναπαράσταση vorticity-streamfunction ($\omega - \psi$) και για τις δυο εξισώσεις. Για τις Navier-Stokes επιβάλλουμε μια σταθερή βαθμίδα πίεσης στην περιοδική διεύθυνση $\hat{x}$ της ροής.

Για να επιβεβαιώσουμε την ακρίβεια του αριθμητικού κώδικα ολοκληρώνουμε καταστάσεις OS στην γραμμική περιοχή για την παραπάνω και για διαφορετικές διατάξεις και επίσης ελέγχουμε την δυνατότητα μετάβασης στην ζώνη ημι-ισορροπίας και την ευσταθή λύση (UB). Ο αλγόριθμος βελτιστοποίησης ελέγχεται με βάση τα γραμμικά αποτελέσματα. Για τη συνέχεια θα περιοριστούμε στο αρχικό χωρίο και σε αριθμό $Re = 4000$ όπου και έχουμε δεδομένα από προηγούμενες μελέτες σχετικά με τη μετάβαση στο UB.

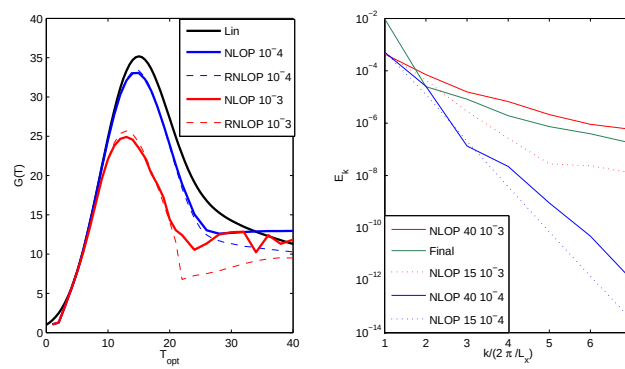
3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

3.1 Μη γραμμικές βέλτιστες διαταραχές

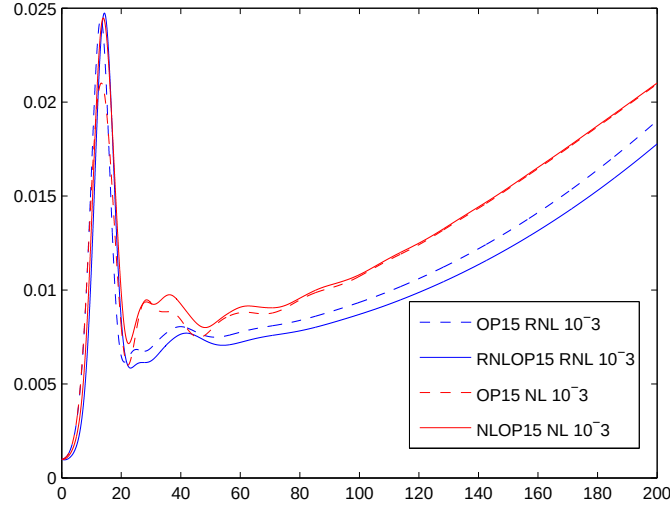
Εισάγουμε ως αρχικό πεδίο u_0 ένα OP το οποίο κανονικοποιούμε στην εκάστοτε ενέργεια E_0 και υπο-



Σχήμα 1: Optimals για τις 2 περιπτώσεις (RNL, NL) κανονικοποιημένα στην ενέργεια της ομαλής ροής και γραμμικό optimal (L) χρόνου $T = 15$.



Σχήμα 2: Διάγραμμα βέλτιστης ανάπτυξης (αριστερά) και ενέργεια στις κυματικές καταστάσεις για διάφορα optimals και την τελική κυματική λύση (δεξιά)



Σχήμα 3: Εξέλιξη σε RNL και NL των optimals $T = 15$

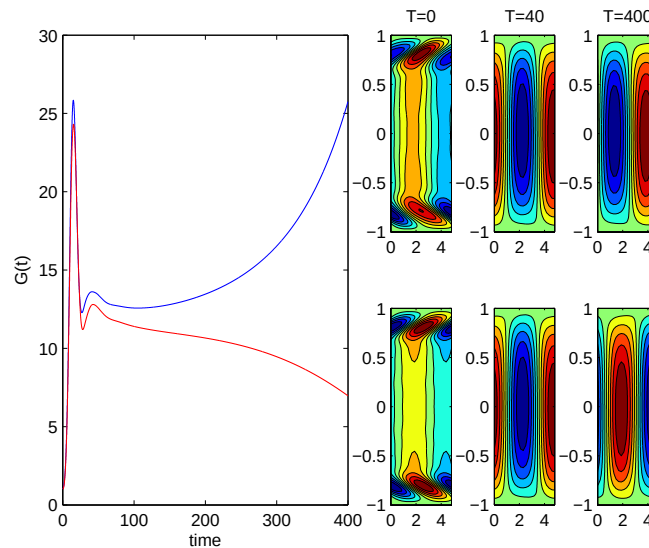
λογίζουμε την ανάπτυξη για διαφορετικούς χρόνους T . Στο σχ. 2 συγκρίνουμε την βέλτιστη ανάπτυξη στην γραμμική περιοχή με αυτές των NL και RNL συστημάτων. Η πιο σημαντική αλληλεπίδραση για την δραστική μείωση της ανάπτυξης είναι αυτή της μέσης ροής και των διαταραχών, η οποία είναι η μόνη μη γραμμική που διατηρείται στην περίπτωση του RNL. Οι αλληλεπιδράσεις ανάμεσα στα κύματα επιφέρουν μια επιπλέον μικρή μείωση. Τα αντίστοιχα RNLOP αποτελούνται από κύματα ενός κυματαριθμού, ενώ τα NLOP καταλαμβάνουν όλο το διαθέσιμο φάσμα σχ. 2, με το πλάτος του κάθε κύματος να εξαρτάται από την αρχική ενέργεια E_0 και τον χρόνο T . Η δομή του OP δεν αλλάζει σημαντικά και στις 2 περιπτώσεις (σχ. 1).

3.2 Εξέλιξη των optimals χρόνου $T = 15$

Το επόμενο βήμα είναι να συγκρίνουμε την εξέλιξη των optimals της κάθε δυναμικής με το αντίστοιχο γραμμικό. Όπως έδειξαν οι Butler και Farell, OP με ενέργεια μιας τάξης μεγέθους μικρότερη από τις OS καταστάσεις που χρησιμοποίησαν οι Orszag και Patera καταφέρνουν να ξεπεράσουν το κατώφλι της LB λύσης καταλήγοντας στην ζώνη ημι-ισορροπίας και στην συνέχεια εξελίσσονται στην χρονοεξαρτώμενη ευσταθή λύση (Upper Branch). Θα εξετάσουμε την περίπτωση του $T = 15$ OP με ενέργεια $E_0 = 10^{-3} E_b$. Στο σχ. 3 βλέπουμε την εξέλιξη των διαφορετικών καταστάσεων. Αν και τα NLOP, RNLOP χρόνου $T = 15$ εμφανίζουν μεγαλύτερη ανάπτυξη για τη συγκεκριμένη χρονική στιγμή από τα γραμμικά, η μετέπειτα εξέλιξή τους δεν αποτελεί βελτίωση ως προς τα OP (μάλιστα στην περίπτωση του RNL το RNLOP έχει μικρότερη ανάπτυξη). Κατά την εξέλιξη του RNL οι διαταραχές παραμένουν μονοχρωματικές. Μπορεί μάλιστα να δειχθεί ότι η RNL και η NL δυναμική είναι ισοδύναμες στην περίπτωση που περιοριστούμε στην αλληλεπίδραση ενός κύματος με την μέση ροή. Από αυτή την παρατήρηση είναι εύκολο να εντοπίσουμε το αντίστοιχο ενεργειακό κατώφλι και για το RNL σύστημα. Επίσης επιβεβαιώνουμε και την αναμενόμενη διαφορά στην ενέργεια της RNL UB λύσης από την NL.

3.3 Ελάχιστη ενέργεια μετάβασης

Εξετάζουμε στη συνέχεια εάν τα NLOP μειώνουν την ελαχιστη ενέργεια που χρειάζεται για να περάσουμε στην αυτοσυντηρούμενη περιοχή της NL περίπτωσης. Καθώς είδαμε τα NLOP σχετικά μικρών χρόνων ($T < 20$) δεν εξασφαλίζουν μια καλύτερη μετάβαση στη ζώνη ημι-ισορροπίας, για αυτό θα χρησιμοποιήσουμε NLOP (και OP) που αντιστοιχούν σε χρόνο $T = 40$. Αρχικά αναζητούμε OP που να επιστρέφουν στην ομαλή ροή αλλά να πλησιάζουν αρκετά κοντά στην απαιτούμενη ενέργεια για τη μετάβαση. Εντοπίζουμε μια τέτοια ενέργεια, $E_0 = 1.3 \cdot 10^{-4} E_b$, για την οποία και πραγματοποιούμε τη μη γραμμική βελτιστοποίηση. Στο σχ. 4 βλέπουμε το NLOP να εξελίσσεται τελικά προς την UB λύση της ροής. Οι δομές των διαταραχών και εδώ δεν διαφέρουν σημαντικά.



Σχήμα 4: Σύγκριση NL (μπλέ, πάνω σειρά στιγμιότυπων) και γραμμικού (κόκκινο, κάτω σειρά) optimal χρόνου $T = 40$ και αρχικής ενέργειας $E_0 = 1.3 \cdot 10^{-4}$ σε μη γραμμική ολοκλήρωση.

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η εφαρμογή της μη-γραμμικής βελτιστοποίησης για τα optimals 2 διαστάσεων στην ροή Poiseuille δεν αποτέλεσε σημαντική βελτίωση σε σχέση με τα OP, και δεν εντοπίσαμε κάποιο καινούργιο NLOP το οποίο να μεταβάλλει τις βέλτιστες δομές. Από τα παραπάνω φαίνεται ότι η πιο σημαντική διεργασία που διαφοροποιεί τα γραμμικά αποτελέσματα είναι η μεταβολή της μέσης ροής κατά την διάρκεια της μεταβατικής αύξησης (εώς $T = 20$). Μια παρατήρηση που μπορούμε να κάνουμε είναι πως OP και NLOP θα συμφωνούν όλο και περισσότερο καθώς πλησιάζουμε την γραμμικά ασταθή περιοχή, λόγω της μείωσης στην ενέργεια κατωφλίου.

Αναφορές

- K. M. Butler and B. F. Farrell, “Nonlinear equilibration of two-dimensional optimal perturbations in viscous shear flow” *Phys. Fluids* **6**, 2011–2019 (1994).
- S. Cherubini and B. De Palma, “Nonlinear optimal perturbations in a Couette flow: bursting and transition” *J.Fluid Mech.* **716**, 251–279 (2013).
- S. Cherubini, B. De Palma, J. C. Robinet, and A. Bottaro, “The minimal seed of turbulent transition in the boundary layer” *J.Fluid Mech.* **689**, 221–253 (2011).
- S. A. Orszag and A. T. Patera, “Subcritical transition to turbulence in plane channel flows” *Phys.Rev.Lett.* **45**, 989–993 (1980).
- C. C.T. Pringle, A. P. Willis and R. R. Kerswell, “Minimal seeds for shear flow turbulence: using nonlinear transient growth to touch the edge of chaos” *J.Fluid Mech.* **702**, 415–443 (2012).
- Z. P. Zahn, J. Toomre, E. A. Spiegel, and D. O. Gough, “Nonlinear cellular motions in Poiseuille channel flow” *J.Fluid Mech.* **64**, 319–345 (1974).

OPTIMAL EXCITATION OF THE UPPER BRANCH SOLUTION IN 2D POISEUILLE FLOW

Marios-Andreas Nikolaidis* and Petros Ioannou

Department of Physics, National and Kapodistrian University of Athens, Athens

* e-mail: pjioannou@phys.uoa.gr

ABSTRACT

Transiently growing disturbances are an efficient way to gain energy from a mean velocity profile and trigger transition. In the case of a 2D Poiseuille flow at $Re = 4000$ we are interested in determining whether the nonlinear optimal disturbances are the most efficient initial conditions for reaching the zone of quasi-equilibria and eventually exciting the upper branch solution of the flow. We conclude that in two dimensions nonlinear optimals do not result in a significant improvement of energy growth and do not produce an alternative path for the excitation of the upper-branch solution.

Keywords: transition to turbulence, non-linear optimization

Υπολογιστική μοντελοποίηση ροής και μετάδοσης θερμότητας στον δέκτη παραβολικού συγκεντρωτικού ηλιακού συλλέκτη

Δ. Μισσηρλής¹, Ε. Δημητριάδης², Γ. Μαρτινόπουλος², Δ. Σαγής¹ και Κ. Δαυίδ¹
¹Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών ΤΕ, Τ.Ε.Ι. Κεντρικής Μακεδονίας, Σέρρες
²Διεθνές Πανεπιστήμιο Ελλάδος, School of Science and Technology
e-mail: dmissirlis@teiser.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

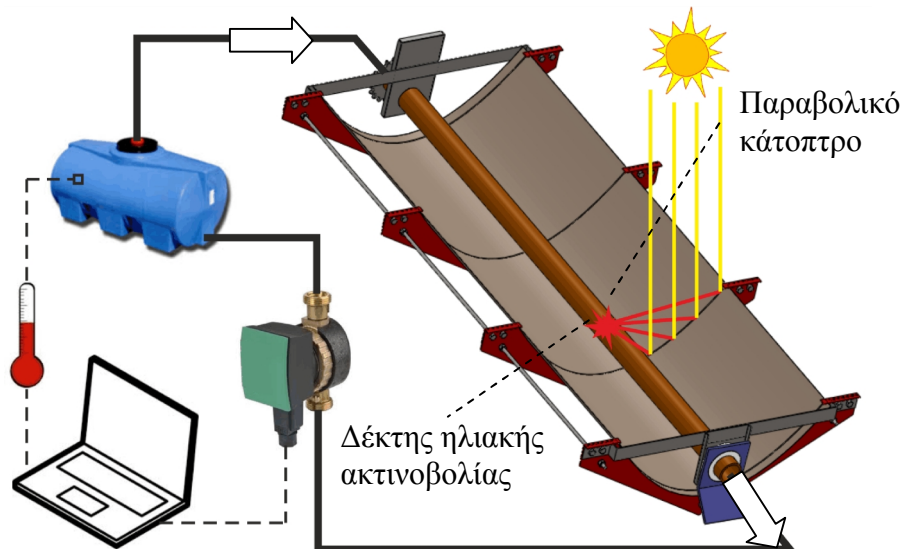
Στην παρούσα εργασία μελετήθηκε ένας εργαστηριακής κλίμακας παραβολικός ηλιακός συλλέκτης στον οποίο το παραβολικό κάτοπτρο συγκεντρώνει την ηλιακή ακτινοβολία σε γραμμικό δέκτη, μέσα στον οποίο κυκλοφορεί το ρευστό μεταφοράς θερμότητας (νερό). Η γεωμετρία του δέκτη του ηλιακού συλλέκτη μοντελοποιήθηκε με τη χρήση των λογισμικών υπολογιστικής ρευστομηχανικής (CFD) Ansys CFX και Open Foam. Η επίλυση πραγματοποιήθηκε με τη χρήση του μοντέλου τύρβης Shear Stress Transport (SST) και τα υπολογιστικά αποτελέσματα συγκρίθηκαν σε σχέση με αντίστοιχες πειραματικές συσχετίσεις της διεθνούς βιβλιογραφίας. Από την ανάλυση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων διερευνήθηκε η αλληλεπίδραση του ροϊκού και του θερμοκρασιακού πεδίου και εντοπίστηκαν προβληματικά σημεία στη σχεδίαση του δέκτη τα οποία επιδέχονται βελτιστοποίησης μέσω του επανασχεδιασμού της γεωμετρίας του δέκτη με τελικό σκοπό την αύξηση του βαθμού απόδοσής του.

Λέξεις Κλειδιά: Υπολογιστική ρευστομηχανική, Μετάδοση θερμότητας, Ηλιακός συλλέκτης

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι επίπεδοι ηλιακοί συλλέκτες αποτελούν μια ώριμη τεχνολογία η οποία χρησιμοποιείται ευρύτατα για την παραγωγή θερμότητας σε θερμοκρασιακά πεδία μέχρι 140°C. Για την επίτευξη μεγαλύτερων θερμοκρασιακών πεδίων είναι απαραίτητη η χρήση συγκεντρωτικών συστημάτων, με τους παραβολικούς ηλιακούς συλλέκτης (τύπου σκάφης) να αποτελούν τη συνηθέστερη λύση. Στους παραβολικούς συλλέκτες, τα τελευταία χρόνια η έρευνα επικεντρώνεται στην καλύτερη κατανόηση της λειτουργίας του δέκτη/απορροφητή, με τελικό στόχο τη βελτιστοποίηση της σχεδίασής του και την αύξηση της θερμικής τους απόδοσης. Προς την κατεύθυνση αυτή σημαντικό ρόλο διαδραματίζει η σε βάθος κατανόηση της αλληλεπίδρασης του ροϊκού και του θερμοκρασιακού πεδίου του, καθώς η συνεισφορά τους στον μηχανισμό μετάφοράς θερμότητας είναι καθοριστική. Για την επίτευξη του στόχου αυτού, κρίσιμη παράμετρο αποτελεί η χρήση κατάλληλων υπολογιστικών εργαλείων και μοντέλων αξιόπιστης ακρίβειας με τα οποία θα πραγματοποιηθεί η βελτιστοποίηση της απόδοσης του συλλέκτη.

Για το σκοπό αυτό, στα πλαίσια της παρούσας εργασίας μελετήθηκε ένας εργαστηριακής κλίμακας παραβολικός ηλιακός συλλέκτης στον οποίο το παραβολικό κάτοπτρο συγκεντρώνει την ηλιακή ακτινοβολία σε γραμμικό δέκτη, μέσα στον οποίο κυκλοφορεί το ρευστό μεταφοράς θερμότητας, στην προκειμένη περίπτωση νερό, που παρουσιάζεται στο σχήμα 1.

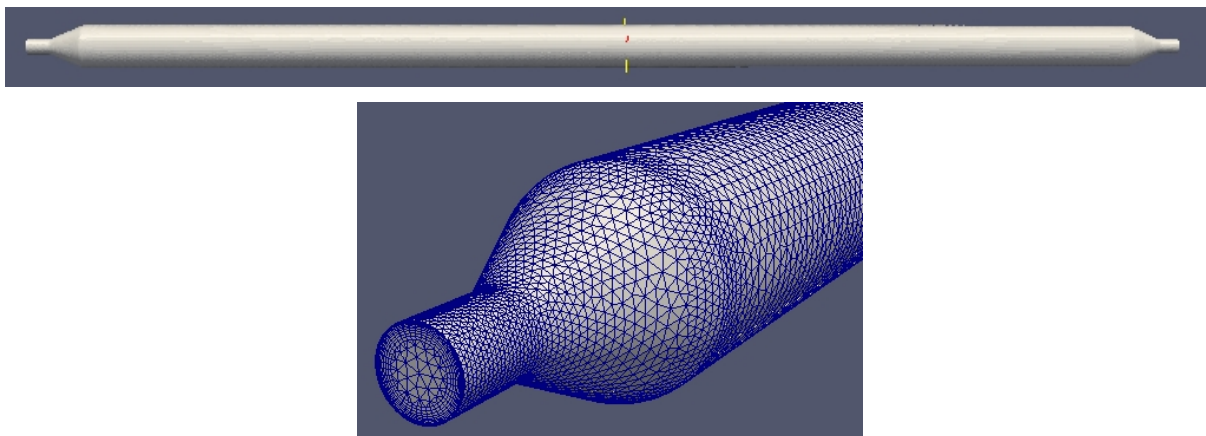


Σχήμα 1. Πρότυπος συλλέκτης ηλιακής ακτινοβολίας με χρήση παραβολικού κατόπτρου

Στην παρούσα εργασία, έμφαση δόθηκε στη μελέτη του πεδίου ροής και θερμοκρασίας στο εσωτερικό του γραμμικού δέκτη του ηλιακού συλλέκτη, καθώς το τμήμα αυτό αποτελεί τον πυρήνα του συστήματος. Για το σκοπό αυτό η γεωμετρία του δέκτη του ηλιακού συλλέκτη μοντελοποιήθηκε με τη χρήση των λογισμικών υπολογιστικής ρευστομηχανικής (CFD) Ansys CFX και Open Foam. Η επίλυση πραγματοποιήθηκε με τη χρήση του μοντέλου τύρβης Shear Stress Transport (SST) και τα υπολογιστικά αποτελέσματα ελέγχθηκαν ως προς την ακρίβειά τους σε σχέση με αντίστοιχες πειραματικές συσχετίσεις της διεθνούς βιβλιογραφίας. Παράλληλα, έγινε εξαγωγή συσχετίσεων του αριθμού Nusselt για τη μεταφορά θερμότητας και υπολογισμός του συντελεστή μεταφοράς θερμότητας συναρτήσει των συνθηκών στο πεδίο ροής και θερμοκρασίας μέσα στον ηλιακό συλλέκτη.

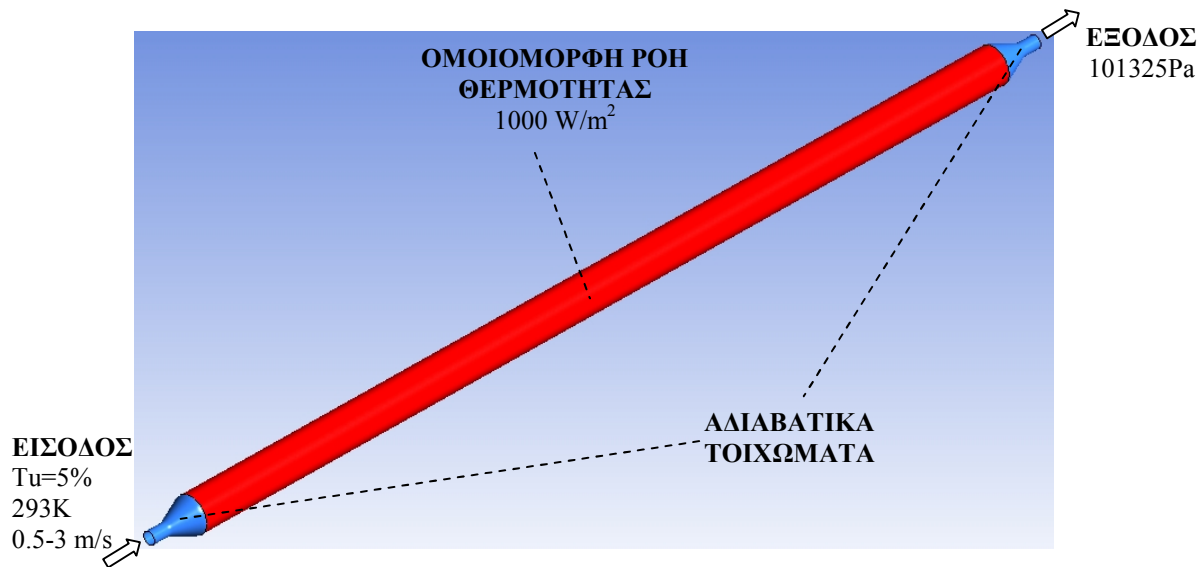
2. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΠΕΔΙΟΥ ΡΟΗΣ ΚΑΙ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ

Για τη μοντελοποίηση του πεδίου ροής και της μετάδοσης θερμότητας στον γραμμικό δέκτη του ηλιακού συλλέκτη δημιουργήθηκε κατάλληλο υπολογιστικό μοντέλο που παρουσιάζεται στο σχήμα 2. Κατά τη δημιουργία του υπολογιστικού πλέγματος δόθηκε ιδιαίτερη προσοχή στις περιοχές των τοιχωμάτων έτσι ώστε να διασφαλιστεί ότι το πλέγμα θα ήταν κατάλληλο για επίλυση με Low-Reynolds μοντέλο τύρβης ($y^+ < 1$)



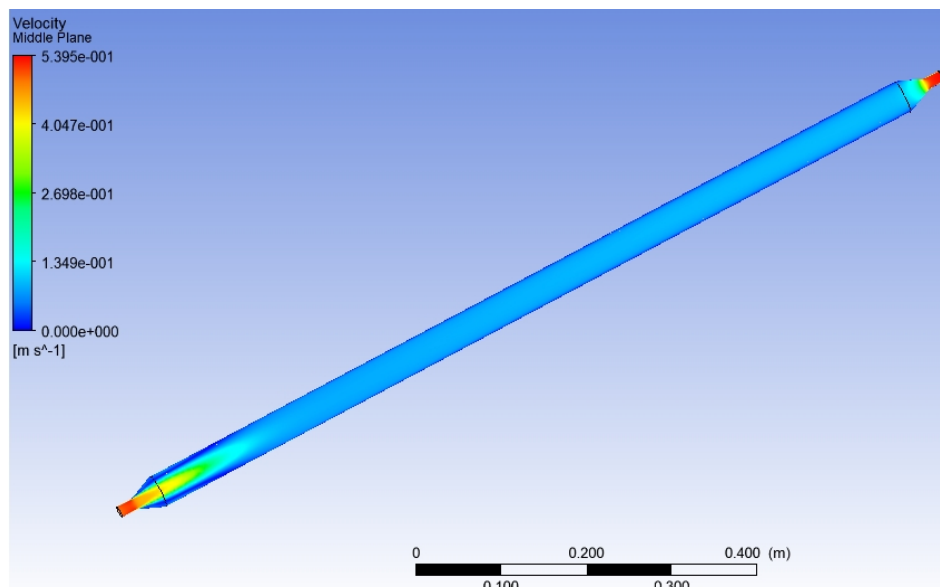
Σχήμα 2. Γεωμετρία και υπολογιστικό πλέγμα του γραμμικού δέκτη του ηλιακού συλλέκτη

Οι οριακές συνθήκες που χρησιμοποιήθηκαν για την υπολογιστική μοντελοποίηση παρουσιάζονται στο σχήμα 3. Στην είσοδο του υπολογιστικού χώρου καθορίστηκε η ταχύτητα του ρευστού (από 0.5 έως 3 m/s) η ένταση της τύρβης (5%) και η τιμή της θερμοκρασίας (293K) ενώ στην έξοδο καθορίστηκε η τιμή της στατικής πίεσης (101325 Pa). Σε ότι αφορά τις θερμοκρασιακές συνθήκες στα τοιχώματα του γραμμικού δέκτη, στο τμήμα εισόδου και εξόδου χρησιμοποιήθηκε αδιαβατική συνθήκη στα τοιχώματα (καθώς στα τμήματα αυτά δεν εστιάζει η ηλιακή ακτινοβολία) ενώ στο κεντρικό τμήμα (στο οποίο γίνεται η εστίαση της ηλιακής ακτινοβολίας και η πρόσδοση θερμότητας) εφαρμόστηκε θερμική συνθήκη ομοιόμορφης ροής θερμότητας ίση με 1000 W/m^2 . Το πεδίο ροής επιλύθηκε ως μόνιμο με εργαζόμενο μέσο νερό με τιμή ειδικής θερμοχωρητικότητας υπό σταθερή πίεση ίση με 4181.7 J/kgK και πυκνότητας 997 kg/m^3 . Το πεδίο ροής μοντελοποιήθηκε ως τυρβώδες καθώς ο αριθμός Reynolds στην είσοδο του αγωγού λάμβανε τιμές από 7000 έως 42000 (ενώ στο θερμαινόμενο τμήμα τιμές από 2450 έως 14700), με χρήση του μοντέλου τύρβης Shear Stress Transport (SST), Menter (1994), στους κώδικες CFD Ansys CFX και Open Foam (επιλυτής: buoyantBoussinesqSimpleFoam).

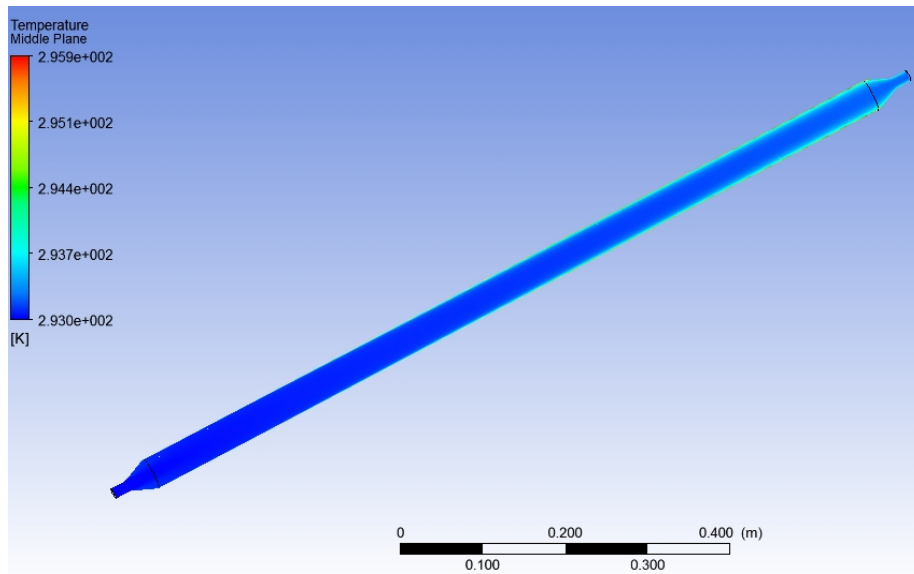


Σχήμα 3. Οριακές συνθήκες

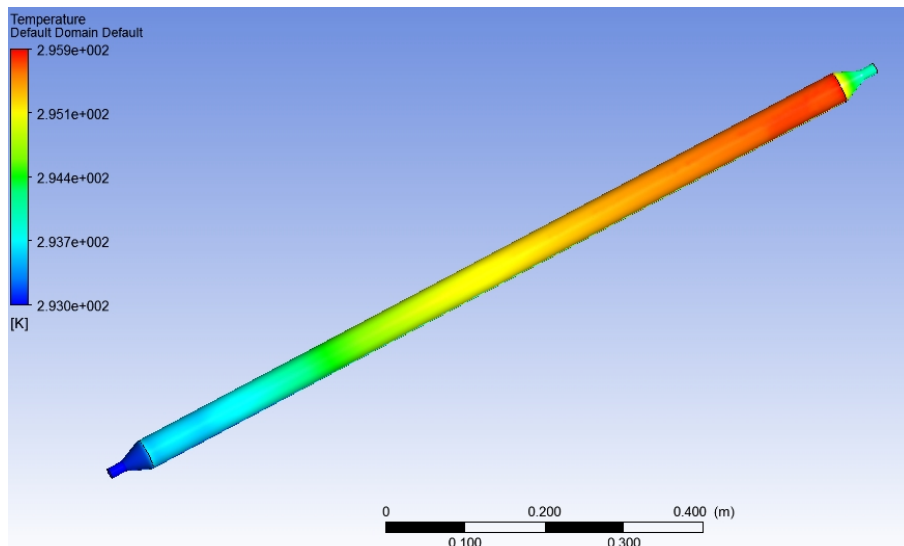
Τυπικές εικόνες του πεδίου ροής και θερμοκρασίας παρουσιάζονται στα σχήματα 4 έως 9 όπου είναι φανερό ότι οι επιλύσεις και με τους δύο υπολογιστικούς κώδικες παρουσιάζονται πανομοιότυπες.



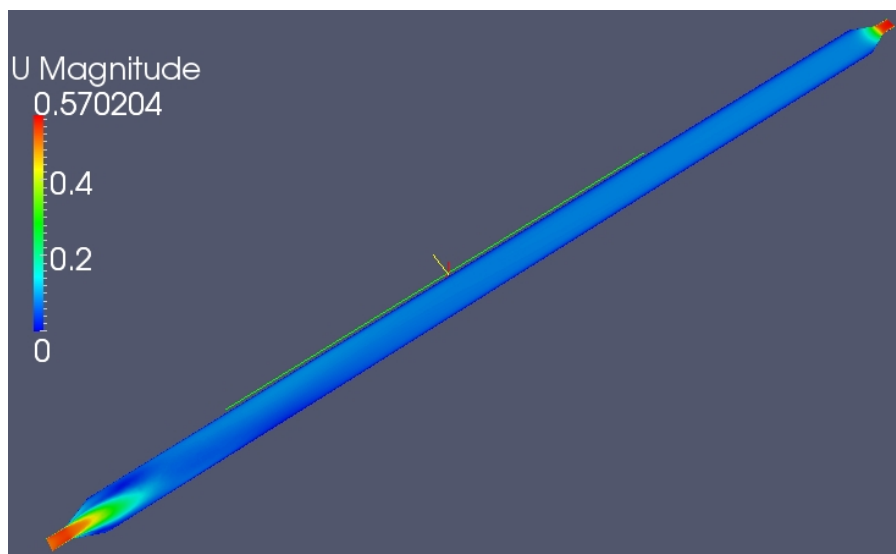
Σχήμα 4. Κατανομή ταχύτητας για ταχύτητα εισόδου 0.5m/s (Ansys CFX)



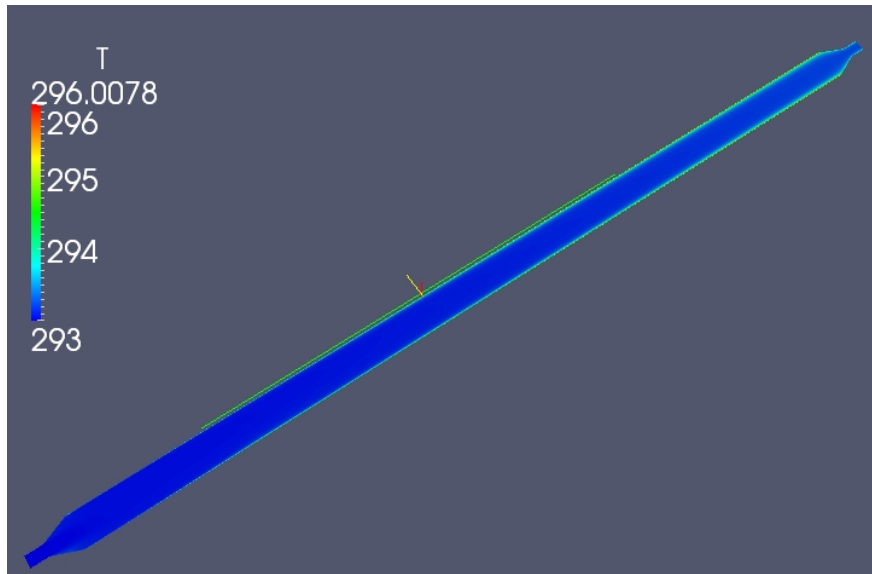
Σχήμα 5. Κατανομή θερμοκρασίας για ταχύτητα εισόδου 0.5m/s (Ansys CFX)



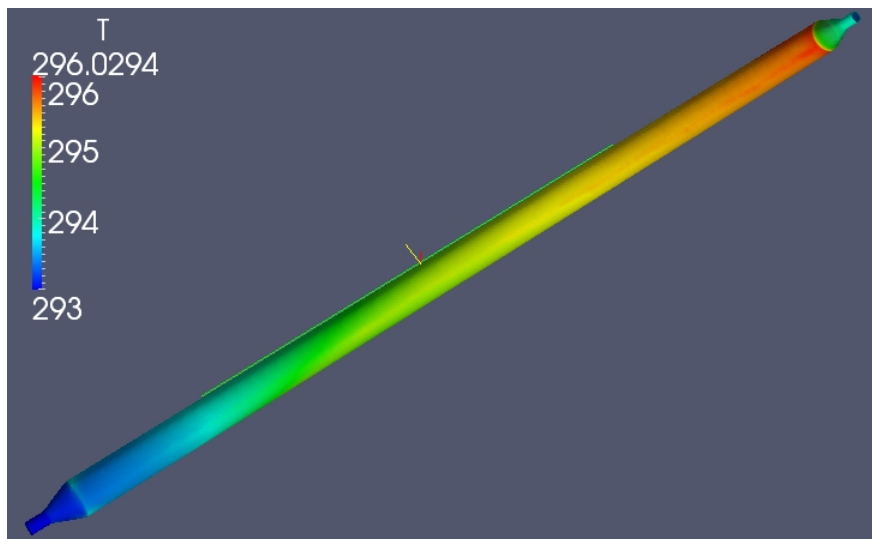
Σχήμα 6. Κατανομή θερμοκρασίας στο τοίχωμα για ταχύτητα εισόδου 0.5m/s (Ansys CFX)



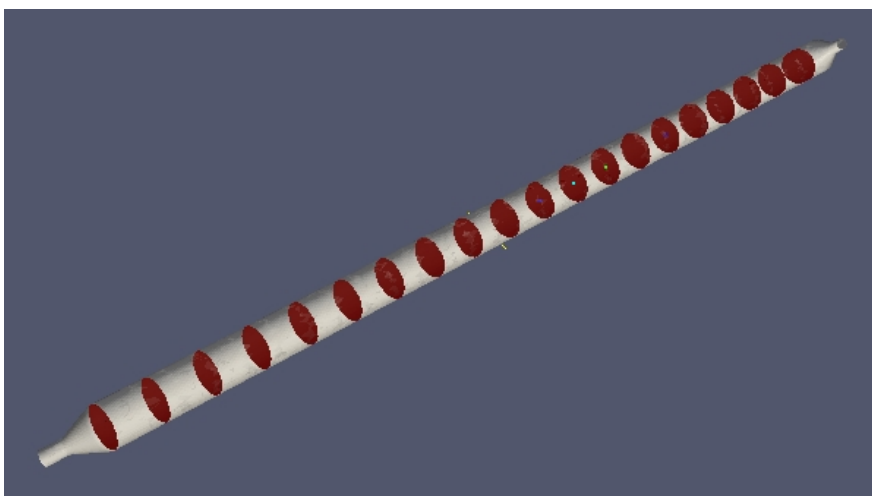
Σχήμα 7. Κατανομή ταχύτητας για ταχύτητα εισόδου 0.5m/s (Open Foam)



Σχήμα 8. Κατανομή θερμοκρασίας για ταχύτητα εισόδου 0.5m/s (Open Foam)



Σχήμα 9. Κατανομή θερμοκρασίας στο τοίχωμα για ταχύτητα εισόδου 0.5m/s (Open Foam)



Σχήμα 10. Τομές στο εσωτερικό του συλλέκτη που χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό του τοπικού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας

Στη συνέχεια, πραγματοποιήθηκε υπολογισμός του τοπικού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας στο εσωτερικό του γραμμικού δέκτη του συλλέκτη. Για το σκοπό αυτό δημιουργήθηκαν κάθετες τομές στο εσωτερικό του γραμμικού δέκτη, όπως παρουσιάζονται στο σχήμα 10, και υπολογίστηκε ο τοπικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας εφαρμόζοντας σε κάθε θέση την εξίσωση μετάδοσης θερμότητας λόγω συναγωγής μεταξύ της τοπικής θερμοκρασίας του τοιχώματος και της τοπικής μέσης θερμοκρασίας του ρευστού, εξίσωση 1.

$$\dot{q} = h_{local} (T_s - T_m) \quad [\text{Εξ.1}]$$

όπου

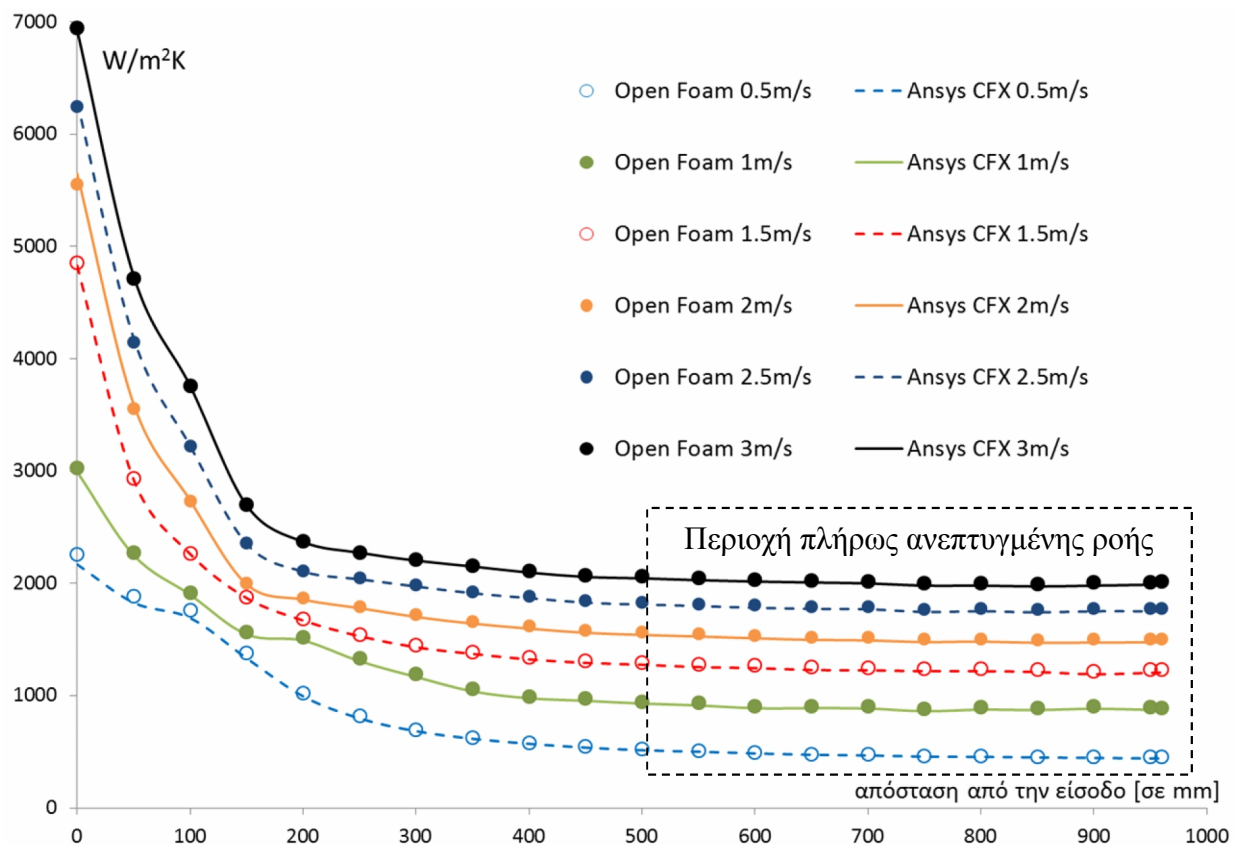
$\dot{q}$...η ροή θερμότητας ανά μονάδα επιφάνειας [W/m^2]

h_{local} ...ο τοπικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας [$\text{W/m}^2\text{K}$]

T_s ...η τοπική θερμοκρασία τοιχώματος [K]

T_m ...η τοπική μέση θερμοκρασία του ρευστού [K]

Τα υπολογιστικά αποτελέσματα παρουσιάζονται στο σχήμα 11 όπου φαίνεται η ταύτιση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων του Ansys CFX με τα αντίστοιχα του Open Foam (διαφορά μικρότερη του 1%). Επίσης, είναι εμφανές ότι σε όλες τις περιπτώσεις η ροή καταλήγει να είναι πλήρως ανεπτυγμένη, με το μήκος της περιοχής θερμικής εισόδου να είναι περίπου ίσο με 10 φορές το μήκος της διαμέτρου του θερμαινόμενου τμήματος του γραμμικού δέκτη του ηλιακού συλλέκτη.



Σχήμα 11. Μεταβολή του τοπικού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας στο εσωτερικό του συλλέκτη

Στη συνέχεια οι τιμές του τοπικού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας που αντιστοιχούν στην περιοχή πλήρως ανεπτυγμένης ροής χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό της τιμής του αντίστοιχου αριθμού Nusselt και οι τιμές συγκρίθηκαν με αντίστοιχες συσχετίσεις που παρουσιάζονται στη διεθνή βιβλιογραφία, εξισώσεις 2, 3 και 4.

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad \text{Dittus-Boelter (1930)} \quad [\text{Εξ.2}]$$

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{1/3} \quad \text{Colburn (1933)} \quad [\text{Εξ.3}]$$

$$Nu = \frac{(f/8) Re Pr}{1.07 + 12.7(f/8)^{0.5} (Pr^{2/3} - 1)} \quad \text{Petukhov (1970)} \quad [\text{Εξ.4}]$$

όπου

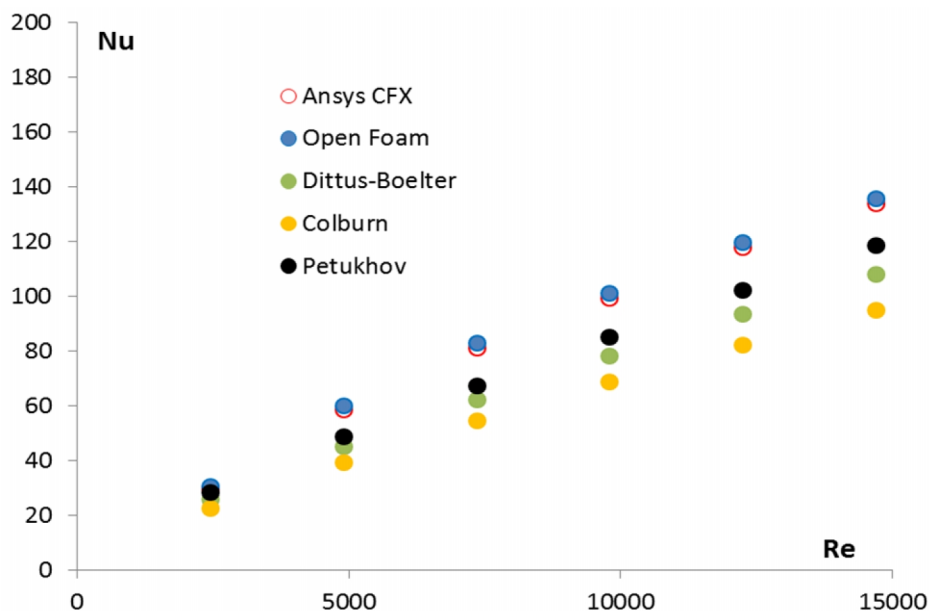
Nu ...ο αριθμός Nusselt

Re ...ο αριθμός Reynolds

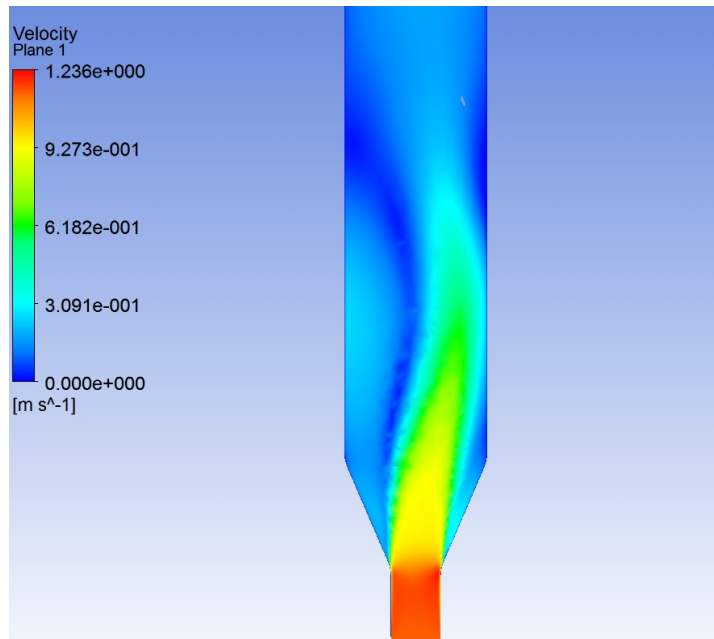
Pr ...ο αριθμός Prandtl

f ...ο συντελεστής απωλειών πίεσης για λείους αγωγούς

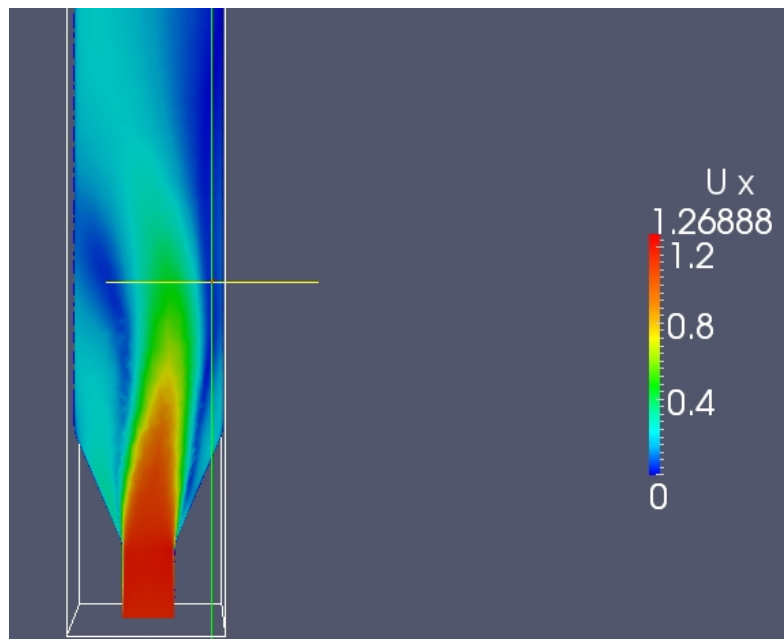
Τα συγκριτικά αποτελέσματα παρουσιάζονται στο σχήμα 12 όπου φαίνεται ότι η σχέση του Petukhov παρουσιάζει την καλύτερη συμφωνία σε σχέση με τις τιμές των υπολογιστικών αποτελεσμάτων. Στο σημείο αυτό πρέπει να αναφερθεί ότι και οι τρεις συσχετίσεις της διεθνούς βιβλιογραφίας αναφέρονται σε ροή στο εσωτερικό αγωγού στον οποίο η ροή εισέρχεται ομοιόμορφα, χωρίς οι συσχετίσεις αυτές να λαμβάνουν υπόψη τους την ανάπτυξη και εμφάνιση περιοχών ανακυκλοφορίας της ροής στο εσωτερικό του αγωγού. Στην υπό εξέταση γεωμετρία, όπως παρουσιάζεται στα σχήματα 13 και 14, στη ροή στην είσοδο του θερμαινόμενου τμήματος του αγωγού εμφανίζεται μια σημαντική σε έκταση περιοχή ανακυκλοφορίας η οποία επηρεάζει και το μηχανισμό μετάδοσης θερμότητας στο εσωτερικό του συλλέκτη καθώς η ροή δεν είναι πλέον μόνιμη αλλά εμφανίζονται σημάδια μη μονιμότητάς της τα οποία ενισχύονται όσο η ταχύτητα εισόδου αυξάνεται. Η ανακυκλοφορία αυτή εμφανίζεται ως αποτέλεσμα μιας μη βέλτιστης σχεδίασης του τμήματος εισόδου του γραμμικού δέκτη του συλλέκτη (με αποτέλεσμα αυξημένες απώλειες πίεσης κατά τη λειτουργία) και σε επόμενα στάδια σχεδίασης θα αποτελέσει αντικείμενο βελτιστοποίησης.



Σχήμα 12. Σύγκριση αριθμού Nusselt μεταξύ υπολογιστικών αποτελεσμάτων και συσχετίσεων βιβλιογραφίας



Σχήμα 13. Υπολογιστική επίλυση του πεδίου ροής στην είσοδο για ταχύτητα 1 m/s (Ansys CFX)



Σχήμα 14. Υπολογιστική επίλυση του πεδίου ροής στην είσοδο για ταχύτητα 1 m/s (Open Foam)

3. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην παρούσα εργασία πραγματοποιήθηκε υπολογιστική μοντελοποίηση και διερεύνηση του πεδίου ροής και μετάδοσης θερμότητας στο εσωτερικό του γραμμικού δέκτη ενός ηλιακού συλλέκτη με τη χρήση των λογισμικών υπολογιστικής ρευστομηχανικής (CFD) Ansys CFX και Open Foam (επιλυτής: buoyantBoussinesqSimpleFoam) και χρησιμοποίηση του μοντέλου τύρβης Shear Stress Transport (SST). Τα υπολογιστικά αποτελέσματα παρουσιάσαν συγκρίθηκαν με αντίστοιχες πειραματικές συσχετίσεις της διεθνούς βιβλιογραφίας (Dittus-Boelter, Colburn και Petukhov) από όπου φάνηκε ότι η σχέση του Petukhov παρουσίαζε την πιο ικανοποιητική συμφωνία με τα αποτελέσματα τόσο του Ansys CFX όσο και του Open foam. Παράλληλα, διερευνήθηκε η αλληλεπίδραση του ροϊκού και του θερμοκρασιακού πεδίου και εντοπίστηκαν προβληματικά σημεία στη σχεδίαση της εισόδου του γραμμικού δέκτη του ηλιακού συλλέκτη τα οποία επιδέχονται βελτιστοποίησης και αποτελούν αντικείμενο μελλοντικής ερευνητικής δραστηριότητας.

Βιβλιογραφία:

Colburn A.P. (1933), Transactions of the AIChE 26, p.174.

Dittus F.W. and Boelter L.M.K.(1930), University of California Publications on Engineering 2, p.433

Menter, F.R., (1994), Two–Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, AIAA Journal, 32(8): 1598-1605.

Petukhov B.S. (1970), Heat Transfer and Friction in Turbulent Pipe Flow with Variable Physical Properties, In advances in Heat Transfer, eds. T.F.Irvine and J.P. Hartnett, Vol.6. New York: Academic Press

ENGLISH ABSTRACT

Computational modeling of the flow field and heat transfer inside the receiver of a parabolic solar collector

D. Misirlis¹, E.Dimitriadis², G.Martinopoulos², D. Sagris¹ and K.David¹

¹Department of Mechanical Engineering, T.E.I. of Central Macedonia, Serres

²International Hellenic University, School of Science and Technology
e-mail:dmissirlis@teiser.gr

ABSTRACT

At the present work the investigation of the flow field and heat transfer development inside the receiver of a solar collector was performed using computational fluid dynamics (CFD). The computations were performed with the use of Ansys CFX και Open Foam CFD software. For the turbulence modelling, the Shear Stress Transport (SST) model was applied and the computational results were compared in relation to selected correlations presented in international literature. The analysis of the computational results provided useful information about the interaction of the flow field with the heat transfer mechanism. In addition, problematic regions in the overall collector design were detected which can be optimized in future designs.

Key words: Computational Fluid Dynamics, Heat transfer, Solar Collector

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΚΑΥΣΗΣ ΣΕ ΠΡΟΤΥΠΟ ΠΟΡΩΔΗ ΚΑΥΣΤΗΡΑ ΜΕ ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΕΧΝΙΚΗΣ SCHLIEREN ΚΑΙ ΑΝΑΛΥΣΗΣ ΚΑΥΣΑΕΡΙΩΝ

Κατούφα Μάγδα¹, Κεραμιώτης Χρήστος^{1,*}, Βουρλιωτάκης Γιώργος¹,
Χατζηαποστόλου Αντώνης², Φούντη Μαρία¹,

¹Εργαστήριο Ετερογενών Μειγμάτων και Συστημάτων Καύσης,

Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών, ΕΜΠ

²Εργαστήριο Μηχανών Εσωτερικής Καύσης, Τμήμα Μηχανικών Ενεργειακής Τεχνολογίας ΤΕ,
ΤΕΙ Αθήνας

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η ανάπτυξη και εφαρμογή πειραματικών διαγνωστικών μεθόδων στα συστήματα καύσης είναι αναγκαία για τη βελτιστοποίηση των υπαρχόντων και το σχεδιασμό νέων καινοτόμων τεχνολογιών καύσης. Σκοπός της εργασίας είναι η ανάπτυξη και εφαρμογή της τεχνικής Schlieren και του συστήματος συνεχούς ανάλυσης καυσασερίων σε πρότυπο πορώδη καυστήρα ορθογωνικής διατομής και δύο στρωμάτων. Η μέθοδος Schlieren εφαρμόστηκε, αρχικά, σε ένα φλογίδιο διάχυσης και έναν καυστήρα Bunsen και στη συνέχεια, στον πορώδη καυστήρα αφού του αφαιρέθηκε το δεύτερο στρώμα κεραμικού υλικού. Η μέθοδος αποδείχθηκε ιδιαίτερα αποδοτική καθώς τα αποτελέσματα παρείχαν σημαντικές ποιοτικές πληροφορίες για τη δομή κάθε φλόγας. Στο δεύτερο σκέλος της εργασίας μελετήθηκε η συμπεριφορά του πορώδους καυστήρα κατά τη λειτουργία του με αέρια συμβατικά και εναλλακτικά καύσιμα, που αποτελούσαν μίγματα CH_4 , CO , H_2 και CO_2 σε διαφορετικές αναλογίες. Η μελέτη αφορά θερμοκρασιακά επίπεδα και εκπομπές ρύπων και πραγματοποιήθηκε για διαφορετικές συνθήκες στοιχειομετρίας και θερμικής ισχύος. Με αυτόν τον τρόπο προσδιορίστηκε η περιοχή ευσταθούς λειτουργίας του καυστήρα και εξετάστηκε η επίδραση της προσθήκης CO_2 στο ρεύμα καυσίμου καθώς και η παρουσία των συστατικών CO/H_2 στο καύσιμο μίγμα. Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι ο καυστήρας παράγει χαμηλές εκπομπές NO_x και CO για τα υπό μελέτη μίγματα καυσίμων παρουσιάζοντας επίσης υψηλό βαθμό απόδοσης ακτινοβολίας.

Λέξεις Κλειδιά:

Πορώδης καυστήρας, Schlieren, ανάλυση καυσασερίων, βαθμός απόδοσης ακτινοβολίας

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Παρά την αυξημένη διεύρυνση των ανανεώσιμων πηγών ενέργειας, η διαθεσιμότητα και το κόστος των συμβατικών καυσίμων υπαγορεύουν τη βελτιστοποίηση των υφιστάμενων τεχνολογιών καύσης. Επομένως, η αποδοτικότητα και η αξιοπιστία των σύγχρονων συστημάτων καύσης πρέπει να βελτιωθούν ώστε να διασφαλίσουν τη βιώσιμη χρήση τόσο των ορυκτών όσο και των εναλλακτικών καυσίμων με ταυτόχρονα μειωμένο περιβαλλοντικό αποτύπωμα (Demirbas, 2005). Η διαγνωστική αποτελεί σημαντικό εργαλείο για την επίτευξη αυτού του στόχου. Οι λεπτομερείς μετρήσεις χημικών ειδών, θερμοκρασιών, ροϊκών πεδίων και σωματιδίων παρέχουν τις αναγκαίες πληροφορίες για τις διεργασίες που λαμβάνουν χώρα κατά την καύση. Επομένως, η εφαρμογή πειραματικών

διαγνωστικών μεθόδων σε φαινόμενα καύσης είναι αναπόσπαστο κομμάτι του σχεδιασμού και της ανάπτυξης νέων και καθαρότερων τεχνολογιών.

Σήμερα, νέες ιδέες που χρησιμοποιούν την περίσσεια της ανανεώσιμης ηλεκτρικής ενέργειας για την παραγωγή συνθετικών καυσίμων, κερδίζουν έδαφος έναντι των παραδοσιακών τεχνικών. Για παράδειγμα, οι διεργασίες που πραγματοποιούνται κατά τη μετατροπή ενέργειας σε αέριο (power to gas) επιτρέπουν την αποθήκευση της ενέργειας και παρέχουν καύσιμα ελεύθερα διοξειδίου του άνθρακα μέσω της υπάρχουσας υποδομής (Jensen *et al.*, 2007). Τέτοιες διεργασίες μπορεί να περιλαμβάνουν ροές μεθανίου, υδρογόνου, μονοξειδίου και διοξειδίου του άνθρακα. Τα καύσιμα αυτά είναι, επίσης, βασικά συστατικά σε διαδικασίες αεριοποίησης του ορυκτού άνθρακα και της βιομάζας. Παρουσιάζει, λοιπόν, ιδιαίτερο ενδιαφέρον η διερεύνηση της αποδοτικότητας καυσίμων που αποτελούν αέρια μίγματα των παραπάνω συστατικών. Επιπλέον, ο συνδυασμός της ανάκτησης των θερμικών απωλειών στις παραπάνω βιομηχανικές θερμικές διεργασίες δύναται να οδηγήσει σε σημαντική βελτίωση του συνολικού βαθμού απόδοσης (Mößbauer *et al.*, 1999; Xie *et al.*, 2009). Οι πορώδεις καυστήρες χαρακτηρίζονται από μεγάλη προσαρμοστικότητα στις συνθήκες λειτουργίας κι έχουν χρησιμοποιηθεί, μεταξύ των άλλων εφαρμογών τους, και για την αξιοποίηση παραπροϊόντων βασικών διεργασιών, (Mujeebu *et al.*, 2009). Παρόλ'αυτά, οι κανονισμοί αναφορικά με την ποιότητα του αέρα απαιτούν ολοένα περισσότερο τη μείωση των εκπομπών ρύπων σε χαμηλότερα επίπεδα, αξιοποιώντας υψηλής απόδοσης καυστήρες. Ωστόσο, ενώ οι χαμηλές θερμοκρασίες της φλόγας ευνοούν τη μείωση των NO_x , ταυτόχρονα αποτρέπουν την πλήρη οξείδωση του καυσίμου, με αποτέλεσμα αυξημένα επίπεδα άκαυστων υδρογονανθράκων καθώς και CO. Πρακτικά, ο στόχος είναι να ανταποκρίνονται οι εκπομπές στα όρια που επιβάλλει η νομοθεσία, επιλέγοντας τον κατάλληλο τύπο καυστήρα και ελέγχοντας το σημείο λειτουργίας του.

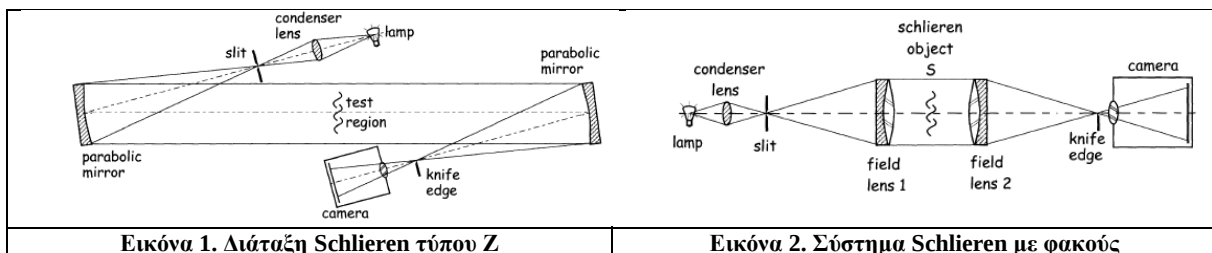
Η καύση μέσα σε πορώδες μέσο παρουσιάζει χαμηλά επίπεδα ρύπων, αυξημένες ταχύτητες καύσης και διευρυμένα όρια αναφλεξιμότητας σε ένα ευρύ φάσμα σταθερής λειτουργίας παρέχοντας τη δυνατότητα να καίει επί τόπου το CO (Howell *et al.*, 1996). Στην παρούσα εργασία μελετήθηκε η εφαρμογή δύο διαγνωστικών μεθόδων, μιας οπτικής-μη παρεμβατικής και μιας συμβατικής τεχνικής, σε πορώδη καυστήρα, αδρανούς μέσου, δύο στρωμάτων. Αρχικά, κατασκευάστηκε ένα σύστημα Schlieren το οποίο εφαρμόστηκε σε διαφορετικά συστήματα καύσης βαθμωτής πολυπλοκότητας με τελικό αντικείμενο μελέτης τον πορώδη καυστήρα. Επιπλέον, χρησιμοποιήθηκε ένα σύστημα συνεχούς ανάλυσης καυσαερίων, για τη μέτρηση των εκπομπών ρύπων κατά τη λειτουργία του πορώδους καυστήρα με συμβατικά και εναλλακτικά αέρια καύσιμα που αποτελούσαν μίγματα φυσικού αερίου, βιοαερίου και συνθετικού αερίου.

2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ

2.1 Διατάξεις Schlieren

Η μέθοδος Schlieren εφαρμόστηκε σε συστήματα καύσης βαθμωτής πολυπλοκότητας με τελικό αντικείμενο μελέτης τον πορώδη καυστήρα. Δημιουργήθηκαν δύο διαφορετικά είδη διατάξεων Schlieren, βασισμένα στο θεωρητικό υπόβαθρο που παρέχεται από εκτενή βιβλιογραφία, όπως αυτή αναφέρεται στο Settles (2006). Συγκεκριμένα κατασκευάστηκε ένα σύστημα Schlieren τύπου Z με κάτοπτρα και ένα σύστημα Schlieren με φακούς και εκτεταμένη πηγή φωτός. Χαρακτηριστικά σκαριφήματα αυτών φαίνονται στην Εικόνα 1 και την Εικόνα 2 αντίστοιχα. Τα δύο είδη διατάξεων χρησιμοποιήθηκαν αρχικά για την απεικόνιση ενός φλογιδίου διάχυσης από φιάλη υγραερίου οικιακής χρήσης προτού εφαρμοστούν σε πολυπλοκότερα συστήματα. Για την επίτευξη της καλύτερης απεικόνιση της φλόγας, καθένα από τα δύο συστήματα Schlieren υλοποιήθηκε επανειλημμένα με διαφορετικά χαρακτηριστικά, ήτοι, διαφορετικές πηγές φωτός, διαφορετικό οπτικό και φωτογραφικό εξοπλισμό και αλλαγή των αποστάσεων μεταξύ των στοιχείων της διάταξης. Η καλύτερη αποτύπωση του φαινομένου Schlieren στο φλογίδιο διάχυσης έγινε με μια διάταξη τύπου Z. Ωστόσο, κατασκευαστικοί περιορισμοί δεν επέτρεπαν την εφαρμογή της συγκεκριμένης διάταξης στις φλόγες των καυστήρων που μελετήθηκαν στη συνέχεια. Έτσι, η φλόγα από τον καυστήρα προανάμιξης τύπου Bunsen και τα φλογίδια του πορώδους καυστήρα απεικονίστηκαν με το σύστημα Schlieren που αποτελούνταν από φακούς.

Ένα σύστημα Schlieren τύπου Z αποτελείται από μία πηγή φωτός (σημειακή ή εκτεταμένη), ένα συγκεντρωτικό φακό, μία ίριδα ή μια σχισμή (slit), ένα ζεύγος όμοιων κατόπτρων αντιθέτως στραμμένων κατά μικρή γωνία από τον άξονά τους, την ακμή ενός μαχαιριού και ένα επίπεδο προβολής της εικόνας, το οποίο μπορεί να είναι ένα ημιδιαφανές χαρτί ή το εστιακό επίπεδο μιας φωτογραφικής μηχανής. Η δέσμη του φωτός ξεκινά από την πηγή, συλλέγεται από τον συγκεντρωτικό φακό και συγκεντρώνεται στην εστία του πρώτου κατόπτρου. Από εκεί μέσω της ίριδας (ή της σχισμής) καταλήγει στην επιφάνεια του κατόπτρου. Στη συνέχεια, η δέσμη γίνεται παράλληλη στην περιοχή μεταξύ των δύο κατόπτρων, η οποία είναι και η υπό μελέτη περιοχή. Καθώς το φως διέρχεται παράλληλα μέσα από τη φλόγα, λόγω διαφοράς πυκνότητας, και άρα δείκτη διάθλασης, εκτρέπεται από την ευθύγραμμη πορεία του. Οι μετατοπίσεις αυτές των ακτίνων αποτυπώνονται σε ένα επίπεδο προβολής ως φωτεινές και σκοτεινές περιοχές. Βασικό ρόλο στην απεικόνιση του φαινομένου έχει η ακμή του μαχαιριού η οποία, τοποθετημένη στην εστία του δεύτερου κατόπτρου, αυξάνει την ευαισθησία.



Ο εξοπλισμός που χρησιμοποιήθηκε στα συστήματα Schlieren τύπου Z που δημιουργήθηκαν στα πλαίσια της εργασίας είναι ο ακόλουθος: ως πηγές φωτός χρησιμοποιήθηκαν μία λάμπα αλογόνου ισχύος 60 W και ένα LED ισχύος 1 W με το αντίστοιχο τροφοδοτικό ισχύος, διπλός αχρωματικός συγκεντρωτικός φακός διαμέτρου 25 mm και εστιακής απόστασης 30 mm, ίριδα, δύο ζεύγη κατόπτρων, εκ των οποίων το ένα αποτελούνταν από σφαιρικά κάτοπτρα διαμέτρου 6 ιντσών (152 mm) και εστιακής απόστασης 12 ιντσών (304,8 mm), και το άλλο ζεύγος από παραβολικά κάτοπτρα διαμέτρου 8 ιντσών (203 mm) και εστιακής απόστασης 1200 mm, ακμή μαχαιριού και ένα ημιδιαφανές χαρτί ως επίπεδο προβολής. Ο φωτογραφικός εξοπλισμός που χρησιμοποιήθηκε ήταν ποικίλος (διαφορετικού τύπου ημι-επαγγελματικές και επαγγελματικές ψηφιακές φωτογραφικές μηχανές με φακούς εύρους εστιακής απόστασης από 12-50 mm έως και 70-200 mm). Άλλοτε η φωτογραφική μηχανή κατέγραφε απευθείας την εικόνα στο εστιακό της επίπεδο και άλλοτε χρησίμευε για να αποτυπώνει την εικόνα που δημιουργούνταν πάνω στο ημιδιαφανές χαρτί.

Στην περίπτωση του συστήματος Schlieren με φακούς, το φαινόμενο αποτυπώνεται με τον ίδιο τρόπο που αναφέρθηκε και στην περίπτωση των κατόπτρων με τη διαφορά ότι η πορεία που ακολουθεί το φως είναι ευθύγραμμη και η περιοχή παράλληλης δέσμης δημιουργείται μεταξύ δύο συγκλινόντων φακών ίδιας διαμέτρου. Έτσι τα συστήματα με φακούς που υλοποιήθηκαν για τις ανάγκες της εργασίας αποτελούνταν από: έναν λαμπτήρα αλογόνου ισχύος 60 W, ως εκτεταμένη πηγή φωτός, με το αντίστοιχο τροφοδοτικό ισχύος, έναν συγκεντρωτικό φακό διπλό αχρωματικό διαμέτρου 25 mm και εστιακής απόστασης $f = 30$ mm, μια ορθογωνική σχισμή ρυθμιζόμενων διαστάσεων, δύο συγκλινόντες φακούς ίδιας διαμέτρου 75 mm για τη δημιουργία του πεδίου Schlieren (δηλαδή της παράλληλης δέσμης φωτός) εκ των οποίων ο ένας είχε εστιακή απόσταση 300 mm και ο άλλος 150 mm, η ακμή ενός μαχαιριού, ένα ημιδιαφανές χαρτί ως επίπεδο προβολής και ο φωτογραφικός εξοπλισμός που αναφέρθηκε παραπάνω. Να σημειωθεί ότι στην περίπτωση των διατάξεων με φακούς η φωτογραφική μηχανή χρησιμοποιούνταν μόνο για να αιχμαλωτίσει την εικόνα που αποτυπωνόταν πάνω στο ημιδιαφανές χαρτί.

2.2 Πειραματική διάταξη συστήματος συνεχούς ανάλυσης καυσασερίων

Το σύστημα συνεχούς ανάλυσης καυσασερίων αποτελεί συμβατική τεχνική ιδιαίτερα αξιόπιστη για τη διαγνωστική των φαινομένων καύσης. Η πειραματική διάταξη στην οποία πραγματοποιήθηκαν οι μετρήσεις αποτελούνταν από έναν πρότυπο καυστήρα προανάμιξης πορώδους αδρανούς μέσου ο οποίος ήταν προσαρμοσμένος σε ένα σύστημα που επέτρεπε την κατακόρυφη και πλάγια μετατόπισή του. Ο συγκεκριμένος καυστήρας έχει μελετηθεί στο παρελθόν και έχουν αναλυθεί τα

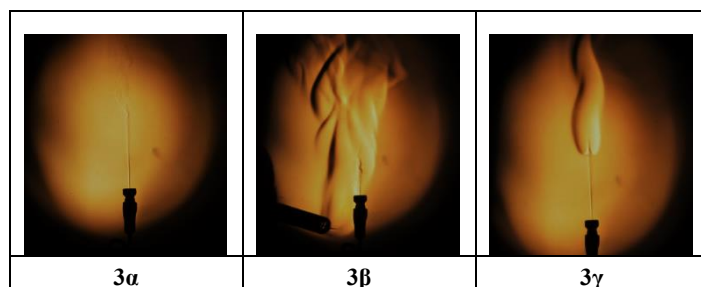
κατασκευαστικά και γεωμετρικά χαρακτηριστικά του (Keramiotis *et al.*, 2013; Stelzner *et al.*, 2014). Συνοπτικά αναφέρεται ότι είναι ορθογωνικής διατομής διαστάσεων 185x135mm και έχει δύο περιοχές. Η πρώτη περιοχή, κατασκευασμένη από οξείδιο του αλουμινίου (Al_2O_3), αποτελείται από οπές 1 mm κατανεμημένες ανά 5 mm. Η δεύτερη περιοχή είναι κατασκευασμένη από καρβίδιο του πυριτίου (SiSiC) και είναι μια αμιγώς πορώδης δομή κατανομής 10 ppi, στην οποία λαμβάνει χώρα η καύση. Καθ' ύψος, στην κατεύθυνση της διάδοσης της φλόγας, οι δύο περιοχές έχουν μήκος 15 mm και 20 mm αντίστοιχα. Ο καυστήρας τροφοδοτούνταν με μίγμα αέρα και καυσίμου, οι ογκομετρικές παροχές των οποίων ρυθμίζονταν από ψηφιακά παροχόμετρα (Bronkhorst MFCs) συνολικής χωρητικότητας 1600 slpm για τον αέρα και 120 slpm για τη ροή του καυσίμου. Τα ρεύματα του αέρα και του καυσίμου αναμιγνύονται σε μια απόσταση μεγαλύτερη των 40 διαμέτρων ανάντη του καυστήρα και στη συνέχεια το μίγμα διοχετεύεται στην είσοδο αυτού. Η δειγματοληψία γινόταν απευθείας στην έξοδο των καυσαερίων με έναν δειγματολήπτη (probe) από οξείδιο του αργιλίου (Al_2O_3) τοποθετημένο στο κέντρο του καυστήρα. Έχει αποδειχθεί (Keramiotis *et al.*, 2013) ότι οι θερμοκρασίες και οι συγκεντρώσεις των καυσαερίων για τον συγκεκριμένο καυστήρα είναι ίδιες σε όλη την επιφάνειά του, επομένως η επιλογή του κέντρου του καυστήρα ως θέση για το άκρο της γραμμής δειγματοληψίας είναι αντιπροσωπευτική της συμπεριφοράς του σε οποιοδήποτε σημείο στην επιφάνειά του. Η γραμμή δειγματοληψίας οδηγούσε το δείγμα των καυσαερίων στο σύστημα συνεχούς ανάλυσης καυσαερίων αφού πρώτα περνούσε από μια υδατοπαγίδα για συμπύκνωση και αφαίρεση του νερού. Δηλαδή, η μέτρηση των καυσαερίων έγινε επί ξηρώ.

Το σύστημα συνεχούς ανάλυσης καυσαερίων που χρησιμοποιήθηκε αποτελούνταν από έναν υπέρυθρο φασματοσκοπικό ανιχνευτή (ABB Uras26) για την ανίχνευση του CO σε ένα εύρος από 0 έως 10000 ppm και του CO_2 σε εύρος από 0 έως 25% (vol.) με 2% εύρος σφάλματος πλήρους κλίμακας. Επίσης, περιείχε έναν υπεριώδη φασματοσκοπικό ανιχνευτή (ABB Limas11) για την ανίχνευση NO και NO_2 σε μια κλίμακα από 0 έως 1000 ppm με 2% εύρος σφάλματος πλήρους κλίμακας. Τέλος, για τη μέτρηση της συγκέντρωσης του O_2 διέθετε ένα ηλεκτροχημικό κελίο. Στο ίδιο σημείο με το δειγματολήπτη ήταν τοποθετημένο και ένα κεραμικά μονωμένο θερμοστοιχείο τύπου S για τη μέτρηση της θερμοκρασίας των καυσαερίων. Η θερμοκρασία της πορώδους επιφάνειας του καυστήρα καταγραφόταν ταυτόχρονα από μια θερμοκάμερα (FLIR PM 595) τοποθετημένη κάθετα και σε απόσταση 1 m πάνω από την επιφάνεια του καυστήρα.

3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

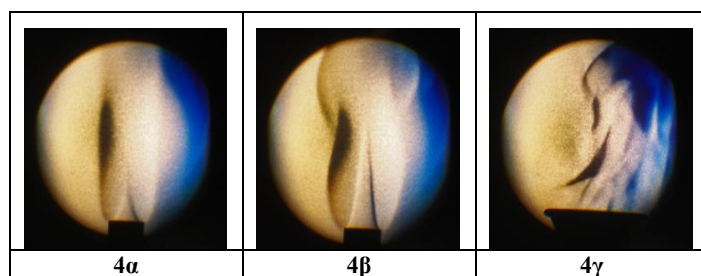
3.1 Μέθοδος Schlieren

Η εφαρμογή της μεθόδου Schlieren απέδωσε με λεπτομέρεια τη δομή των φλογών που μελετήθηκαν. Όπως αναφέρθηκε, υλοποιήθηκαν δύο είδη διατάξεων: η διάταξη τύπου Z και η διάταξη με φακούς για την συνδυαστική απεικόνιση τόσο ενός φλογιδίου διάχυσης όσο και φλογών καυστήρων Bunsen και πορώδους αδρανούς μέσου. Παρακάτω παρουσιάζονται τα διαφορετικά είδη φλογών από τα τρία συστήματα καύσης για τις περιπτώσεις των διατάξεων όπου το φαινόμενο αποτυπώθηκε με μεγαλύτερη ακρίβεια, παρόλο που τα στιγμιότυπα που αιχμαλωτίστηκαν ήταν πολυάριθμα. Στην Εικόνα 3 παρουσιάζονται στιγμιότυπα που προέκυψαν από το σύστημα Schlieren τύπου Z με τα κάτωπλευρα διαμέτρου 8', πηγή φωτός τη λάμπα αλογόνου (60 W) και φωτογράφιση απευθείας στο εστιακό επίπεδο της φωτογραφικής μηχανής που ήταν η NIKON D700 με φακό 70-200mm.



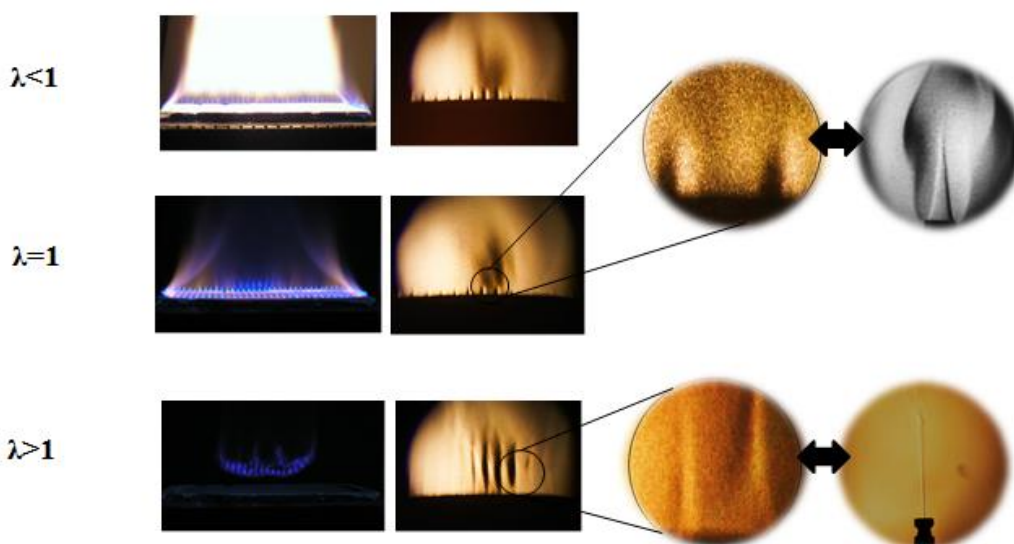
Εικόνα 3. Φωτογραφίες Schlieren που αιχμαλωτίστηκαν με τη διάταξη τύπου Z για το φλογίδιο διάχυσης.

Στην Εικόνα 3α διακρίνεται η δέσμη του άκαυστου αερίου που εξέρχεται από το ακροφύσιο της φιάλης υγραερίου και διασκορπίζεται στον αέρα. Το φαινόμενο αποτυπώνεται λόγω διαφοράς στην πυκνότητα υγραερίου και αέρα. Στην επόμενη εικόνα, γίνεται έναυση του υγραερίου από μια πιλοτική φλόγα (αναπτύρα). Η φλόγα του υγραερίου είναι φλόγα διάχυσης γι' αυτό και διακρίνεται εμφανώς η δέσμη του άκαυστου αερίου πριν αυτό αναμιχθεί με τον αέρα καεί στη ζώνη της καύσης. Καταγράφονται, επίσης, με ανάλυση οι ροές των καυσαερίων πάνω από κάθε φλόγα και η τυρβώδης ανάμιξή τους με τον αέρα που τις περιβάλλει. Τέλος, η Εικόνα 3γ αποτυπώνει τη φλόγα ανασηκωμένη, γεγονός που προκαλείται από την αύξηση της ροής του καυσίμου. Παρατηρήθηκε μάλιστα ότι η φλόγα αυτή ήταν πολύ ευαίσθητη στα ηχητικά κύματα καθώς μετατοπιζόταν στιγμιαία με τον ήχο που παρήγαγε το κλείστρο της μηχανής κατά τη λήψη της φωτογραφίας.



Εικόνα 4. Φωτογραφίες Schlieren της φλόγας του καυστήρα Bunsen

Τα στιγμιότυπα που παρουσιάζονται στην Εικόνα 4 αφορούν τον καυστήρα Bunsen και αιχμαλωτίστηκαν με το σύστημα Schlieren με φακούς και τη φωτογραφική μηχανή Olympus OMD EM-5 με φακό 12-50 mm. Οι τρεις εικόνες αντιστοιχούν σε διαφορετικές συνθήκες στοιχειομετρίας. Από αριστερά προς τα δεξιά μειώνεται η τιμή του λόγου αέρα καύσης καταλήγοντας στην τρίτη φωτογραφία όπου διακόπτεται τελείως η παροχή του αέρα και από τη βάση του καυστήρα διοχετεύεται μόνο καύσιμο. Επομένως, οι Εικόνα 4α και Εικόνα 4β αποτυπώνουν φλόγες προανάμιξης ενώ η Εικόνα 4γ φλόγα διάχυσης. Στις περιπτώσεις των φλογών προανάμιξης διακρίνεται ο εσωτερικός κώνος της φλόγας προανάμιξης και η φλόγα διάχυσης που τον περιβάλλει, όπως περιγράφεται και στη βιβλιογραφία (Turns, 2000). Μάλιστα, τέτοιες φωτογραφίες είναι ιδιαίτερα χρήσιμες καθώς μετρώντας την εσωτερική γωνία του κώνου μπορεί να υπολογιστεί η στρωτή ταχύτητα καύσης (laminar burning velocity- S_L).



Πίνακας 1. Στιγμιότυπα ορατής φλόγας και φαινομένων Schlieren για τον πορώδη καυστήρα κατά τη λειτουργία του χωρίς το 2^ο πορώδες στρώμα

Στον Πίνακα 1 παρουσιάζονται τα στιγμιότυπα που αφορούν τον πορώδη καυστήρα άνευ του 2^{ου} στρώματος. Στη δεύτερη στήλη αποτυπώνεται η ορατή φλόγα ενώ οι φωτογραφίες της τρίτης στήλης αιχμαλωτίστηκαν με το σύστημα Schlieren με φακούς και φωτογραφική μηχανή Olympus OMD EM5

με φακό 12-50 mm. Οι εικόνες αντιστοιχούν σε διαφορετικές συνθήκες στοιχειομετρίας. Στην περίπτωση πλούσιου μίγματος, στην επιφάνεια του καυστήρα διακρίνονται οι μικρές φλόγες προανάμιξης αλλά το βασικό χαρακτηριστικό είναι ότι εμφανίζεται έντονη φλόγα διάχυσης η οποία φτάνει σε μεγάλο ύψος κατάντη του καυστήρα και ακτινοβολεί. Σε αυτή την περίπτωση η λειτουργία του καυστήρα είναι σταθερή και δεν επηρεάζεται από εισερχόμενο αέρα περιμετρικά. Εξετάζοντας την περίπτωση στοιχειομετρικής καύσης, το φαινόμενο της διάχυσης μειώνεται σε μεγάλο βαθμό. Παρατηρούνται οι μικρές μπλε φλόγες προανάμιξης που εξέρχονται από τις οπές του πρώτου στρώματος του καυστήρα και κατανέμονται ομοιόμορφα στην επιφάνειά του. Η ομοιόμορφη κατανομή των φλογών οφείλεται στην ομοιόμορφη προσαγωγή του μίγματος καυσίμου-αέρα στην ανάντη πλευρά του πορώδους στρώματος. Τέλος, για $\lambda > 1$, είναι εμφανής η ασταθής λειτουργία του καυστήρα. Οι μικρές φλόγες προανάμιξης επηρεάζονται πολύ από τον εισερχόμενο αέρα περιμετρικά του καυστήρα. Οι περιφερειακές φλόγες σβήνουν, οι υπόλοιπες τείνουν να συγκεντρωθούν στο κέντρο του καυστήρα και αποκολλώνται από την επιφάνειά του. Οι φωτογραφίες Schlieren, στις περιπτώσεις πλούσιου και στοιχειομετρικού μίγματος, αποτυπώνουν τα φλογίδια προανάμιξης, που είναι κατανομημένα στην επιφάνεια του καυστήρα. Όταν οι φλόγες αποκολλώνται, για $\lambda > 1$, αυτό που απεικονίζει το φαινόμενο Schlieren είναι οι δέσμες άκαυστου προαναμεμιγμένου καυσίμου-αέρα που εξέρχονται από τις οπές της πορώδους επιφάνειας.

3.2 Χαρακτηρισμός πορώδους καυστήρα συναρτήσει θερμοκρασιών και εκπομπών ρύπων

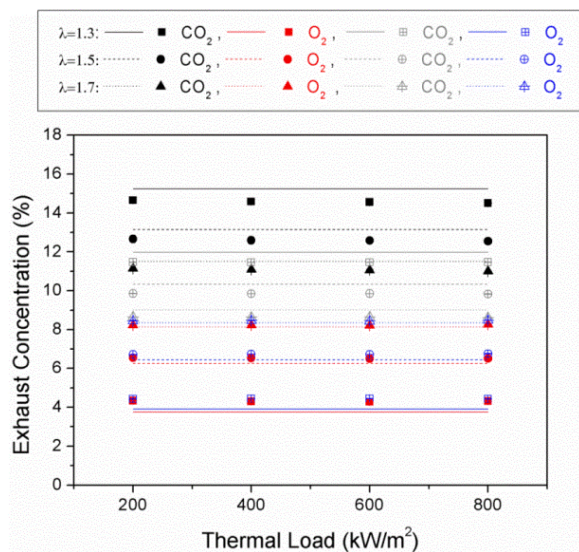
Υπό τη σκοπιά της αναζήτησης νέων εναλλακτικών καυσίμων με μειωμένες εκπομπές ρύπων, η τεχνική αυτή εφαρμόστηκε σε δύο καύσιμα που περιείχαν σε διαφορετικές αναλογίες μεθάνιο (CH_4), μονοξείδιο (CO) και διοξείδιο του άνθρακα (CO_2) και υδρογόνο (H_2). Πιο συγκεκριμένα, αρχικά, το καύσιμο που χρησιμοποιήθηκε αποτελούνταν από 38% CH_4 , 26% CO , 16% H_2 και 20% CO_2 και αναφέρεται ως καύσιμο Α. Στη συνέχεια, μελετήθηκε ένα διαφορετικό μίγμα αυτών των αερίων που περιείχε 47% CH_4 , 33% CO και 20% H_2 και αναφέρεται ως καύσιμο Β (Πίνακας 2).

Καύσιμο	CH_4	CO	H_2	CO_2
Καύσιμο Α	38%	26%	16%	20%
Καύσιμο Β	47%	33%	20%	0
Καύσιμο Γ	28%	20%	12%	40%
Βιοαέριο	60%	0	0	40%
Μεθάνιο	100%	0	0	0

Πίνακας 2

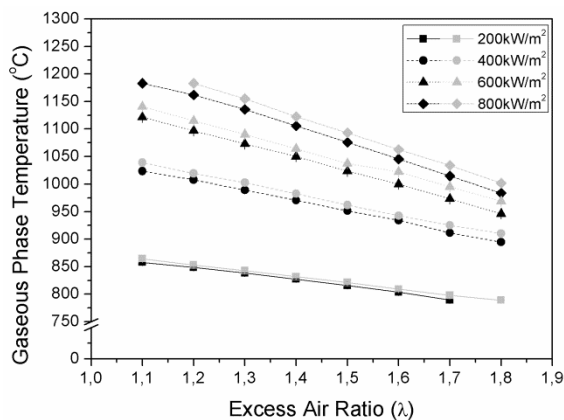
Οι αναλογίες αυτές επιλέχθηκαν έτσι ώστε το καύσιμο Α να προσομοιάζει ένα περίπου ισομοριακό μίγμα συνθετικού αερίου (τυπικής σύστασης $\text{CO}/\text{H}_2=3/2$) και βιοαερίου (τυπικής σύστασης $\text{CH}_4/\text{CO}_2=3/2$). Αντίστοιχα, το καύσιμο Β προσομοιάζει ισομοριακό μίγμα φυσικού αερίου, το οποίο αποτελείται κυρίως από CH_4 , και συνθετικού αερίου τυπικής σύστασης $\text{CO}/\text{H}_2=3/2$. Πιο συγκεκριμένα, χρησιμοποιήθηκε μια φιάλη που περιείχε εξ' αρχής το μίγμα 47% CH_4 , 33% CO , 20% H_2 για την τροφοδότηση του καυστήρα με το καύσιμο Β και στη συνέχεια αναμίχθηκε μία ροή καυσίμου από τη φιάλη αυτή με άλλη ροή καυσίμου από φιάλη που περιείχε 100% CO_2 για τη λειτουργία του καυστήρα με το καύσιμο Α. Με τον τρόπο αυτό μελετήθηκε η επίδραση που είχε η προσθήκη CO_2 στο ρεύμα καυσίμου στα θερμοκρασιακά επίπεδα και τις εκπομπές καυσαερίων. Η μελέτη αυτή έγινε συναρτήσει του λόγου αέρα καύσης και του ονομαστικού θερμικού φορτίου. Συγκεκριμένα, έγιναν μετρήσεις για τιμές του λόγου αέρα καύσης $1.1 \leq \lambda \leq 1.8$ και του θερμικού φορτίου 200 kW/m^2 - 800 kW/m^2 . Τέλος, προκειμένου να μελετηθεί η επίδραση της σύστασης του καυσίμου στη συμπεριφορά του καυστήρα ως προς την ακτινοβολία, αυτός τροφοδοτήθηκε με τρίτο μίγμα αερίων (θα αναφέρεται ως καύσιμο Γ) που περιείχε 40% CO_2 και 60% από το μίγμα της φιάλης με το καύσιμο Β, για $\lambda=1.2$ και εύρος θερμικής ισχύος 200 kW/m^2 - 800 kW/m^2 .

Στο Διάγραμμα 1 φαίνονται με σύμβολα οι συγκεντρώσεις O_2 και CO_2 που μετρήθηκαν και για τα δύο καύσιμα για τρεις τιμές του λόγου αέρα καύσης ($\lambda=1.3$, 1.5 και 1.7) και εύρος θερμικής ισχύος 200 kW/m^2 - 800 kW/m^2 , ενώ με γραμμές παριστάνονται οι αντίστοιχες θεωρητικές τιμές.

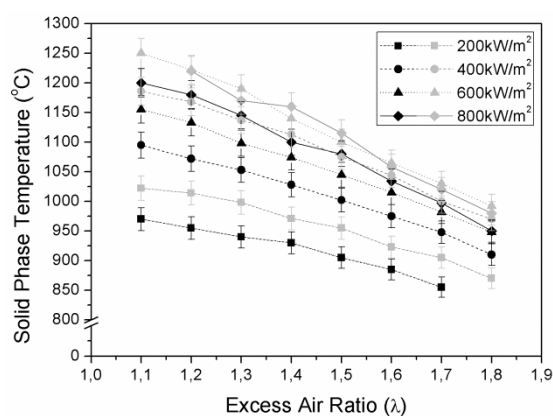


Διάγραμμα 1. Επί ξηρώ συγκεντρώσεις O_2 και CO_2 σε συνάρτηση με το θερμικό φορτίο για διάφορες τιμές του λόγου αέρα καύσης και για δύο διαφορετικά καύσιμα: μαύρο-κόκκινο χρώμα για το καύσιμο A και γκρι-μπλε για το καύσιμο B

διαγράμματα. Ωστόσο, η προσθήκη του CO_2 στη ροή του καυσίμου, δεν επηρεάζει και τις δύο θερμοκρασίες το ίδιο. Η διαφορά στις τιμές της θερμοκρασίας του καυστήρα ανάμεσα στα δύο καύσιμα φτάνει τους $100^\circ C$ για τις ίδιες συνθήκες λειτουργίας, δηλαδή η προσθήκη CO_2 στο ρεύμα του καυσίμου επιδρά στη θερμοκρασία του καυστήρα με τον ίδιο τρόπο που επιδρά και η αύξηση του θερμικού φορτίου. Αντιθέτως, οι θερμοκρασίες των καυσαερίων επηρεάζονται κυρίως από το θερμικό φορτίο παρά από τη σύσταση του καυσίμου, καθώς μεταξύ των δύο καυσίμων οι θερμοκρασίες εμφανίζουν διαφορές της τάξεως του 5% περίπου για τις ίδιες συνθήκες λειτουργίας.



Διάγραμμα 2. Θερμοκρασίες καυσαερίων και επιφάνειας του καυστήρα για τα καύσιμα A (μαύρο) και B (γκρι)



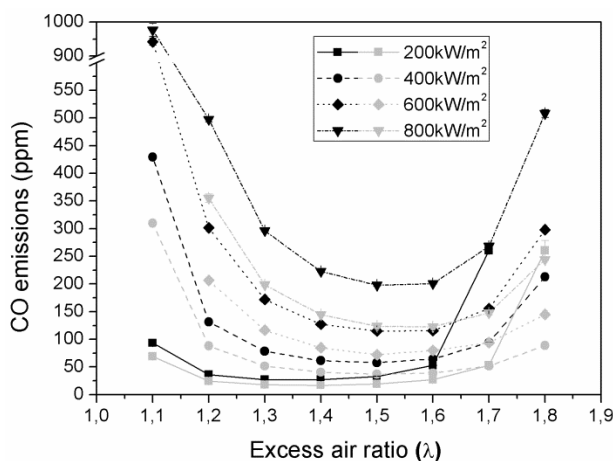
Διάγραμμα 3

Οι τιμές των εκπομπών CO (Διάγραμμα 4) για το καύσιμο A που περιέχει CO_2 είναι συστηματικά υψηλότερες από τις αντίστοιχες του καυσίμου B για το ίδιο θερμικό φορτίο. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η προσθήκη CO_2 στο ρεύμα καυσίμου αυξάνει την εισερχόμενη παροχή στον καυστήρα και άρα αυξάνει την ταχύτητα της ροής με αποτέλεσμα να μειώνεται ο χρόνος παραμονής των αντιδρώντων στη ζώνη της καύσης. Έτσι, το CO δεν προλαβαίνει να οξειδωθεί περαιτέρω και παραμένει σε υψηλά επίπεδα. Ωστόσο, παρόλο που η οξείδωση του CO ολοκληρώνεται κυρίως μέσα στο πορώδες μέσο, οι μετρηθείσες τιμές που παρουσιάζονται εδώ αναμένεται να μειωθούν κι άλλο όσο τα καυσαέρια απομακρύνονται από την έξοδο του καυστήρα, καθώς οι υψηλές θερμοκρασίες και η μεγάλη ακτινοβολία ευνοούν τη μετατροπή του CO σε CO_2 (Keramiotis *et al.*, 2012). Πιο συγκεκριμένα, σε τιμές του λόγου αέρα καύσης $1.2 \leq \lambda \leq 1.7$ η διαφορά μεταξύ των εκπομπών για τα δύο καύσιμα είναι περίπου 30% για τα αντίστοιχα θερμικά φορτία. Γενικά, και για τα δύο καύσιμα, σε

Παρατηρείται ότι και στις δύο περιπτώσεις καυσίμων τα αποτελέσματα των μετρήσεων συμφωνούν με τα αντίστοιχα θεωρητικά (η διαφορά τους είναι μικρότερη από 5%) γεγονός που αποδεικνύει ότι οι συνθήκες καύσης που επικρατούν στον πορώδη καυστήρα είναι ιδανικές και προσεγγίζουν συνθήκες τέλει καύσης. Η θερμοκρασία των καυσαερίων, που μετρήθηκε με το θερμοστοιχείο, και η θερμοκρασία της πορώδους επιφάνειας του καυστήρα, που μετρήθηκε με τη θερμοκάμερα, φαίνονται στα Διάγραμμα 2 και Διάγραμμα 3. Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι τόσο τα καυσαέρια όσο και η επιφάνεια του καυστήρα φτάνουν τα θερμοκρασιακά επίπεδα των $1200^\circ C$ κοντά στη στοιχειομετρική περιοχή. Η αύξηση του θερμικού φορτίου έχει ως αποτέλεσμα υψηλότερες θερμοκρασίες ενώ η αύξηση του λόγου αέρα καύσης οδηγεί στο αντίθετο αποτέλεσμα. Το καύσιμο που περιέχει CO_2 (μαύρες καμπύλες) εμφανίζει υψηλότερες θερμοκρασίες και στα δύο

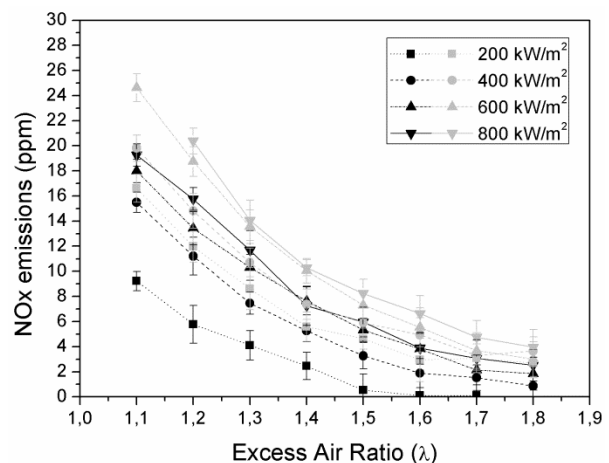
εύρος του λόγου αέρα καύσης $1.4 \leq \lambda \leq 1.6$ οι εκπομπές του CO είναι συστηματικά μειωμένες και δεν εμφανίζουν μεγάλες διακυμάνσεις. Αυτό το εύρος είναι η περιοχή ευσταθούς λειτουργίας του πορώδους καυστήρα και οι εκπομπές φτάνουν έως τα 300 ppm. Μάλιστα στα 200 kW/m² τα επίπεδα CO μειώνονται πολύ και παραμένουν κάτω από τα 30 ppm και στις δύο περιπτώσεις καυσίμων.

Το Διάγραμμα 5 παρουσιάζει τις εκπομπές οξειδίων του αζώτου για τα καύσιμα Α και Β. Παρατηρείται ότι σε χαμηλά θερμικά φορτία, π.χ. στα 200 kW/m², η παρουσία του CO₂ στη ροή του καυσίμου μειώνει τα επίπεδα NO_x περίπου κατά 40%, ενώ καθώς αυξάνεται το θερμικό φορτίο, το μίγμα με το CO₂ παράγει περίπου 20-25% χαμηλότερες τιμές NO_x. Να σημειωθεί ότι ακόμα και στη δυσμενέστερη περίπτωση, από άποψη εκπομπών, λειτουργίας του καυστήρα οι εκπομπές NO_x δεν ξεπερνούν τα 25 ppm, τιμή που είναι χαμηλή. Στην περιοχή ευσταθούς λειτουργίας, για $1.4 \leq \lambda \leq 1.6$, οι τιμές κυμαίνονται έως 10 ppm, σε κάθε περίπτωση. Οι τιμές αυτές συμφωνούν με προηγούμενες μελέτες που έχουν γίνει στον ίδιο καυστήρα κατά τη λειτουργία του με LPG (Keramiotis *et al.*, 2012) ή βιοαέριο (Keramiotis and Founti, 2013) όπου κι εκεί οι εκπομπές NO_x δεν ξεπερνούσαν τα 25 ppm. Επομένως, η τεχνολογία του πορώδους καυστήρα φαίνεται να είναι ιδιαίτερα επωφελής ως προς τις χαμηλές εκπομπές NO_x. Έχει αποδειχθεί, μάλιστα (Keramiotis *et al.*, 2012) ότι οι τιμές των παραγόμενων NO_x εμφανίζουν ένα άνω όριο όσο και αν αυξηθεί το θερμικό φορτίο. Δηλαδή φτάνουν σε μια μέγιστη τιμή για ένα συγκεκριμένο περιεχόμενο αέρα και δεν επηρεάζονται περαιτέρω από τα επίπεδα θερμικής ισχύος, γεγονός το οποίο επιβεβαιώνεται και από την παρούσα μελέτη αφού μεταξύ των φορτίων 600 kW/m² και 800 kW/m² η αύξηση των εκπομπών είναι αμελητέα.



Διάγραμμα 4

Εκπομπές ρύπων για το καύσιμο Α (μαύρο) και Β (γκρι)



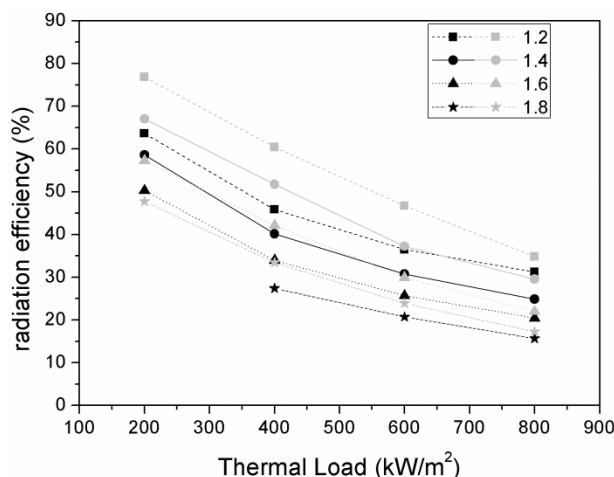
Διάγραμμα 5

Τέλος, με δεδομένη τη θερμοκρασία της επιφάνειας του καυστήρα, υπολογίστηκε ο βαθμός απόδοσης ακτινοβολίας της επιφάνειας του καυστήρα, από τη σχέση $n_{rad} = \frac{\varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_{IR}^4 - T_{\infty}^4)}{V \cdot H_u}$ (Francisco *et al.*, 2010).

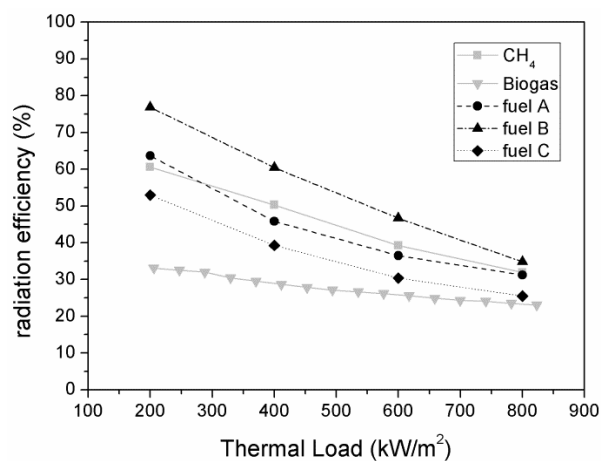
Τα αποτελέσματα απεικονίζονται στο Διάγραμμα 6 συγκριτικά για τα καύσιμα Α και Β και στο Διάγραμμα 7 συγκριτικά για διαφορετικά καύσιμα. Συγκρίνοντας τα καύσιμα Α και Β σημειώνεται ότι η προσθήκη CO₂ στο ρεύμα καυσίμου μειώνει το βαθμό απόδοσης ακτινοβολίας αφού μειώνει και τη θερμοκρασία της επιφάνειας του καυστήρα. Η επίδραση της σύστασης του καυσίμου είναι μεγαλύτερη σε συνθήκες καύσης κοντά στη στοιχειομετρία καθώς για $\lambda=1.1$ ή $\lambda=1.2$ ο βαθμός n_{rad} διαφέρει κατά 20% ανάμεσα στα δύο καύσιμα ενώ για $\lambda=1.8$ η διαφορά τους είναι στο 15%.

Από το Διάγραμμα 7 παρατηρείται ότι το καύσιμο Α που προσομοιάζει μίγμα βιοαερίου και συνθετικού αερίου έχει το διπλάσιο βαθμό απόδοσης ακτινοβολίας σε σχέση με το βιοαέριο. Αυτό οφείλεται στο ότι στην περίπτωση του μίγματος Α, το περιεχόμενο CO/H₂ υποκαθιστά σε μεγάλο βαθμό το CO₂ σε σχέση με το βιοαέριο, με αποτέλεσμα οι θερμοκρασίες να είναι μεγαλύτερες και άρα να εκπέμπει περισσότερη ακτινοβολία. Συγκρίνοντας το καύσιμο Γ με το βιοαέριο, τα οποία περιέχουν το ίδιο ποσοστό CO₂, παρατηρείται ότι, σε χαμηλά θερμικά φορτία το καύσιμο Γ έχει έως και 40% μεγαλύτερο βαθμό απόδοσης ακτινοβολίας ενώ σε υψηλότερα θερμικά φορτία η διαφορά μεταξύ των δύο βαθμών είναι μικρότερη από 25%. Τη διαφορά αυτή προκαλεί η προσθήκη των CO

και H_2 στο ρεύμα καυσίμου που αντικαθιστά τη μισή ποσότητα του μεθανίου συγκριτικά με το βιοαέριο. Τα καύσιμα Α και Γ είναι μίγματα των ίδιων αερίων αλλά με διαφορετικές αναλογίες. Η μεγαλύτερη περιεκτικότητα του Γ σε CO_2 , το οποίο αραιώνει το μίγμα, έχει άμεση επίδραση στο βαθμό απόδοσης ακτινοβολίας, αφού από το διάγραμμα φαίνεται να τον μειώνει κατά 10% περίπου. Επίσης, η επίδραση του CO_2 ως αραιωτικό συστατικό φαίνεται και συγκρίνοντας το καθαρό μεθάνιο με το βιοαέριο. Το μεθάνιο παρουσιάζει σχεδόν διπλάσιο βαθμό απόδοσης ακτινοβολίας σε σχέση με το βιοαέριο. Τέλος, το καύσιμο που εμφανίζει με μεγάλη διαφορά τον υψηλότερο βαθμό είναι το καύσιμο Β που δεν περιέχει καθόλου CO_2 αλλά περιέχει το μεγαλύτερο ποσοστό σε H_2 . Οι τιμές του βαθμού απόδοσης ακτινοβολίας γι' αυτό το καύσιμο κυμαίνονται από 40% για υψηλά θερμικά φορτία έως και 80% για τα 200 kW/m^2 .



Διάγραμμα 6. Βαθμός απόδοσης ακτινοβολίας για τα καύσιμα Α (μαύρο) και Β (γκρι)



Διάγραμμα 7. Βαθμός απόδοσης ακτινοβολίας για διαφορετικά καύσιμα και $\lambda=1,2$

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην παρούσα εργασία μελετήθηκαν και εφαρμόστηκαν δύο διαφορετικές μέθοδοι διαγνωστικής των φαινομένων καύσης, η μέθοδος Schlieren και η μέθοδος συνεχούς ανάλυσης καυσασερίων. Η πρώτη εφαρμόστηκε για την απεικόνιση των φλογών τριών συστημάτων διαφορετικής πολυπλοκότητας: μιας φλόγας διάχυσης, της φλόγας προανάμιξης ενός καυστήρα Bunsen και της φλόγας στο εσωτερικό ενός πορώδους καυστήρα. Η δεύτερη εφαρμόστηκε για τη μελέτη της συμπεριφοράς ενός πορώδους καυστήρα κατά τη λειτουργία του με αέρια εναλλακτικά καύσιμα.

Η τεχνική Schlieren χρησιμοποιήθηκε για την ποιοτική μελέτη της δομής της κάθε φλόγας. Στην περίπτωση της φλόγας διάχυσης, από τις φωτογραφίες που ελήφθησαν διακρίνονταν οι ξεχωριστές ροές των αντιδρώντων, δηλαδή η δέσμη του άκαυστου αερίου που εξέρχεται από το ακροφύσιο και αναμιγνύεται με την εισερχόμενη στη φλόγα ροή του αέρα. Στον καυστήρα Bunsen αποτυπώθηκε λεπτομερώς η χαρακτηριστική φλόγα προανάμιξης κωνικής μορφής η οποία περιβαλλόταν από δευτερεύουσα φλόγα διάχυσης. Η περαιτέρω μελέτη της φλόγας αυτής θα επέτρεπε τον υπολογισμό της στρωτής ταχύτητας καύσης για το δεδομένο μίγμα καυσίμου/αέρα. Τέλος, επειδή ο πορώδης καυστήρας δεσμεύει τη φλόγα στο εσωτερικό του, αφαιρέθηκε το ένα εκ των δύο στρωμάτων κεραμικού υλικού από τα οποία αποτελείται, για να είναι εμφανείς οι μικρές φλόγες προανάμιξης που δημιουργούνται. Παράλληλα με τις εικόνες Schlieren καταγράφηκαν και φωτογραφίες των μικρών αυτών ορατών φλογών για διαφορετικές συνθήκες στοιχειομετρίας. Παρατηρήθηκε ότι η λειτουργία του καυστήρα χωρίς το δεύτερο πορώδες στρώμα εξαρτάται σημαντικά από το λόγο αέρα/καυσίμου (λ) και ότι η λειτουργία του γινόταν ασταθής σε περιπτώσεις φτωχού μίγματος. Συγκεκριμένα, σε περιπτώσεις πλούσιου ή στοιχειομετρικού μίγματος υπήρχε ομοιομορφία στην κατανομή των μικρών φλογών πάνω στην επιφάνεια του καυστήρα, ενώ στα πολύ φτωχά μίγματα τα φλογίδια ανασηκώνονταν κι επηρεάζονταν από την είσοδο του περιβάλλοντος αέρα περιμετρικά του καυστήρα.

Στο δεύτερο σκέλος της εργασίας, ο πορώδης καυστήρας τέθηκε σε λειτουργία με τα δύο στρώματα κεραμικών υλικών διευρύνοντας την περιοχή ευσταθούς λειτουργίας σε περιοχές υποστοιχειομετρικής καύσης. Συγκεκριμένα, διερευνήθηκε η λειτουργία του με εναλλακτικά καύσιμα που αποτελούσαν μίγματα CH_4 , CO , H_2 , CO_2 σε διαφορετικές αναλογίες. Η αραίωση του καυσίμου με CO_2 είχε ως αποτέλεσμα ελαφρώς χαμηλότερες θερμοκρασίες και άρα λιγότερες εκπομπές NO_x σε σχέση με το καύσιμο που δεν περιείχε CO_2 . Όμως, παράλληλα, η παρουσία του CO_2 στο ρεύμα καυσίμου είχε ως συνέπεια μικρότερο χρόνο παραμονής των αντιδρώντων μέσα στον καυστήρα και άρα αυξημένες εκπομπές CO . Επίσης, η παρουσία των συστατικών CO/H_2 σε όλες τις περιπτώσεις που μελετήθηκαν αποδείχθηκε επωφελής καθώς είχε ως αποτέλεσμα μεγάλους βαθμούς απόδοσης ακτινοβολίας.

Ο χαρακτηρισμός του πορώδους καυστήρα έδειξε ότι έχει την ικανότητα να λειτουργεί με οποιοδήποτε μίγμα καυσίμων, χαμηλής θερμογόνου δύναμης, διατηρώντας χαμηλά τα επίπεδα εκπομπών στην περιοχή ευσταθούς λειτουργίας του, δηλαδή για $1.4 \leq \lambda \leq 1.6$, για κάθε περίπτωση θερμικής ισχύος 200- 800 kW/m^2 που μελετήθηκε. Πιο συγκεκριμένα οι εκπομπές NO_x κινούνται σε πολύ χαμηλά επίπεδα καθώς δεν ξεπερνούν τα 25 ppm ενώ το CO παραμένει κάτω από τα 300 ppm σε κάθε περίπτωση και κάτω από τα 30 ppm σε χαμηλά θερμικά φορτία. Τέλος, τα κατασκευαστικά χαρακτηριστικά και ο σχεδιασμός του καυστήρα επιτρέπουν υψηλούς βαθμούς απόδοσης ακτινοβολίας ανεξαρτήτως καυσίμου.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Οι συγγραφείς αναγνωρίζουν την οικονομική υποστήριξη του προγράμματος της Ε.Ε. HELMETH (FCH JU 2013-1 – 621210).

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Demirbas A. Potential applications of renewable energy sources, biomass combustion problems in boiler power systems and combustion related environmental issues. Prog Energ Combust 2005;31(2):171–192.
- Francisco Jr. R. W., Rua F., Costa M., Catapan R. C., Oliveira A. A. M., On the Combustion of Hydrogen-Rich Gaseous Fuels with Low Calorific Value in a Porous Burner, Energy Fuels 2010; 24: 880–887.
- Howell JR, Hall MJ, Ellzey JL. Combustion of hydrocarbon fuels within porous inert media. Prog Energ Combust 1996;22(2):121–145.
- Jensen SH, Larsen PH, Mogensen M. Hydrogen and synthetic fuel production from renewable energy sources. Int J Hydrogen Energ 2007;32(15):3253–3257.
- Keramiotis Ch, Founti MA. An experimental investigation of stability and operation on a biogas fueled porous burner. Fuel 2013;103:278–284.
- Keramiotis Ch, Stelzner B, Trimis D, Founti M. Porous burners for low-emission combustion: An experimental investigation. Energy 2012;45(1):213–219.
- Mößbauer S, Pickenäcker O, Trimis D. Application of the porous burner technology in energy- and heat-engineering. In: Proceedings of the 5th international conference on technologies combustion for a clean environment (Clean Air V), Lisbon, 1999. p. 519–23.
- Mujeebu MA, Abdullah MZ, Bakar MZA, Mohamad AA, Abdullah MK. Applications of porous media combustion technology - A review. Appl Energ 2009;86(9):1365–1375.
- Settles G. S., Shlieren & Shadowgraph techniques, Visualizing phenomena in transparent media Springer, 2006.
- Stelzner B, Keramiotis Ch, Voß S, Founti MA, Trimis D. Analysis of the flame structure for lean methane-air combustion in porous inert media by resolving the hydroxyl radical, accepted at the “Proceedings of the Combustion Institute” (2014), DOI: 10.1016/j.proci.2014.06.151.
- Turns S. R., An Introduction to Combustion, Concepts and Applications, Mc Graw Hill, 2000.
- Xie M-Z, Shi J-R, Deng Y-B, Liu H, Zhou L, Xu Y-N. Experimental and numerical investigation on performance of a porous medium burner with reciprocating flow. Fuel 2009;88(1):206–213.

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF COMBUSTION PROCESSES IN A POROUS BURNER BY MEANS OF SCHLIEREN TECHNIQUE AND CONTINUOUS GAS ANALYSIS

ABSTRACT

The development and implementation of experimental diagnostic techniques on combustion processes are necessary for the optimization of the existing combustion technologies and the design of new innovative ones. The present paper aims at the development and implementation of a Schlieren system and a continuous gas analysis system on a porous burner of a two layer, flat, rectangular geometry. Specifically, two different Schlieren setups were constructed: a lens type and a Z-type 2-mirror system. These setups were implemented in different combustion systems of increasing complexity. A simple diffusion flame, a premixed flame from a Bunsen burner and, finally, a flame from a porous burner were illustrated. Especially for the latter case, the second porous matrix was removed to allow better optical access. The Schlieren method was proved extremely efficient given that the results showed significant qualitative information on the flame structure. In the second part of the work, exhaust measurements of pollutant levels were realized using a continuous gas analysis system. In addition, temperature measurements were obtained by a thermocouple and a thermal (IR) camera. These measurements were taken when the porous burner operated on conventional and alternative fuels, which comprised mixtures of CH₄, CO, H₂, CO₂ in different ratios. The investigation was realized for air-fuel ratios in the range $1.1 \leq \lambda \leq 1.8$, and different thermal loads ranging from 200 to 800 kW/m². In this way, the stability range of the porous burner was defined. Furthermore, the impact of CO₂ addition on the fuel stream and the presence of CO/H₂ in the fuel mixture were studied. The results indicated that the burner exhibits very low NO_x and CO emissions in each fuel mixture and presents increased radiation efficiency.

Keywords:

Porous burner, Schlieren, emission gas analysis, radiation efficiency

ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΚΑΙ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΗΣ ΧΗΜΙΚΗΣ ΑΠΟΘΕΣΗΣ ΑΛΟΥΜΙΝΙΟΥ ΑΠΟ ΑΤΜΟ

Ι.Γ. Αβιζιώτης^{1,2}, T. Duguet², C. Vahlas², Α.Γ. Μπουντουβής¹

¹ Σχολή Χημικών Μηχανικών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, 15780, Αθήνα

² CIRIMAT, CNRS — Université de Toulouse, 4 allée Emile Monso, BP-44362, 31030 Toulouse Cedex 4, France

javiziot@chemeng.ntua.gr,

thomas.duguet@ensiacet.fr,

constantin.vahlas@ensiacet.fr,

boudouvis@chemeng.ntua.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Σε αυτή την εργασία μελετάται η διεργασία της χημικής απόθεσης από ατμό (ΧΑΑ) αλουμινίου (Al). Πραγματοποιείται σειρά πειραμάτων και με βάση αυτά προσομοιώνεται η ΧΑΑ Al, σε μακροσκοπικό επίπεδο, δηλαδή στο συνεχές μέσο και στη χωρική κλίμακα του αντιδραστήρα, με σκοπό να αναπτυχθεί ένα υπολογιστικό μοντέλο που να μπορεί να προβλέπει με ακρίβεια την πειραματική διεργασία.

Η προσομοίωση βασίζεται σε μαθηματικό μοντέλο 3-διαστάσεων που περιλαμβάνει τις μερικές διαφορικές εξισώσεις διατήρησης μάζας, ορμής, ενέργειας και χημικών συστατικών, και ρεαλιστικές συνοριακές συνθήκες, ενώ για την επίλυση χρησιμοποιείται ο κώδικας Fluent. Οι κύριες αντιδράσεις της διεργασίας είναι μία αέριας φάσης και μία επιφανειακή, για τις οποίες χρησιμοποιείται πρώτης τάξης Arrhenius κινητική. Πραγματοποιούνται προσομοιώσεις σε διαφορετικές θερμοκρασίες υποστρώματος για να κατασκευαστεί το διάγραμμα Arrhenius της διεργασίας, που παρουσιάζει το ρυθμό απόθεσης συναρτήσει της αντίστροφης θερμοκρασίας. Σε αυτό, σε χαμηλές θερμοκρασίες, ελέγχων μηχανισμός είναι η αντίδραση, ενώ σε υψηλότερες, ελέγχων μηχανισμός είναι η διάχυση. Οι απαιτούμενες, για την κινητική Arrhenius, κινητικές παράμετροι προσδιορίζονται με βάση τις πειραματικές μετρήσεις. Η σύγκριση των θεωρητικών προβλέψεων που προκύπτουν από την υπολογιστική ανάλυση με τις πειραματικές μετρήσεις είναι ικανοποιητική.

Λέξεις Κλειδιά: Χημική Απόθεση από Ατμό, Αλουμίνιο, Υπολογιστικές Προσομοιώσεις, μηχανισμός κινητικής

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η απόθεση αλουμινίου (Al) από την αέρια φάση έχει ως αποτέλεσμα την παραγωγή λεπτών υμενίων (films) με πλεονεκτικές ιδιότητες για στοχευμένες εφαρμογές, όπως υψηλή ηλεκτρική αγωγιμότητα, επαρκώς ομοιόμορφη κάλυψη πολύπλοκων επιφανειών και αντίσταση στη διάχυση ηλεκτρονίων [Xenidou et al. (2010), Xiong et al. (2012)]. Η χημική απόθεση από ατμό (ΧΑΑ-Chemical Vapor Deposition) αποτελεί την πιο κοινή μέθοδο παραγωγής υμενίων αλουμινίου καθώς εξασφαλίζει την ανάπτυξη υμενίων με επιφάνειες με ευέλικτη μικροδομή και ρυθμούς απόθεσης. Μολονότι η ΧΑΑ είναι ουσιαστικά μια επιφανειακή χημική διεργασία, τα φαινόμενα μεταφοράς που ενυπάρχουν σε αυτήν είναι πολύπλοκα και γι' αυτό ο ακριβής έλεγχός της απαιτεί το συνδυασμό ποικίλων παραγόντων, όπως της ροής ρευστών, της μεταφοράς θερμότητας και των κινητικών μηχανισμών των χημικών αντιδράσεων που πραγματοποιούνται [Hitchman and Jensen (1993), Kleijn (2000)].

Για την παραγωγή λεπτών μεταλλικών υμενίων με τη διεργασία της ΧΑΑ χρησιμοποιούνται πρόδρομες ενώσεις (precursors) από τις οποίες προέρχεται το υλικό που πρόκειται να αποτεθεί. Στη

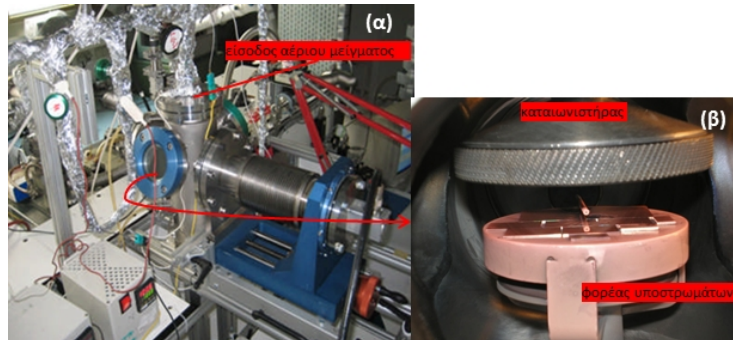
συγκεκριμένη εργασία χρησιμοποιείται η ένωση διμεθυλεθυλαμιδική αλάνη (dimethylethylamine alane-DMEAA) ως πρόδρομη ένωση του Al, λόγω των ελκυστικών ιδιοτήτων της, όπως η σχετικά υψηλή τάση ατμών σε θερμοκρασία δωματίου σε συνδυασμό με την προτίμηση για χαμηλές θερμοκρασίες απόθεσης [Yun et al. (1998), Yun et al. (1998)]. Επιπλέον, η απουσία δεσμών αλουμινίου-άνθρακα στο μόριο της πρόδρομης ένωσης έχει ως αποτέλεσμα την παραγωγή καθαρών υμενίων Al, προσφέροντας τη δυνατότητα συναπόθεσης με άλλα στοιχεία, όπως ο σίδηρος και ο χαλκός [Duguet et al. (2012)], για την παραγωγή υλικών με ενισχυμένες ιδιότητες.

Η διεργασία της XAA του Al από την πρόδρομη ένωση DMEAA, έχει μελετηθεί εκτενώς πειραματικά [Han et al. (1994), Yun et al. (1998), Jang et al. (1998)] και υπολογιστικά [Xenidou et al. (2007), Xenidou et al. (2010)] και έχουν προταθεί πιθανά μονοπάτια αντιδράσεων, που περιλαμβάνουν τη διατύπωση της τάξης της κινητικής καθώς επίσης και των κινητικών παραμέτρων που διέπουν τη διεργασία. Για την απόθεση Al από την πρόδρομη ένωση DMEAA, έχουν προταθεί μία ογκομετρική και μία επιφανειακή αντίδραση. Η παρούσα εργασία συνδυάζει ένα πειραματικό και ένα υπολογιστικό μέρος και σκοπός της είναι η ανάπτυξη ενός υπολογιστικού μοντέλου, το οποίο θα είναι προσαρμοσμένο στα πειραματικά δεδομένα και συνεπώς με την υπάρχουσα βιβλιογραφία και θα μπορεί να προβλέπει με ικανοποιητική ακρίβεια τον πειραματικά μετρούμενο ρυθμό απόθεσης.

Η δομή της εργασίας είναι η ακόλουθη: Αρχικά παρουσιάζεται η πειραματική ενότητα και στη συνέχεια το μοντέλο στο οποίο βασίζεται η υπολογιστική ανάλυση. Ακολουθεί η παράθεση και συζήτηση των πειραματικών και των υπολογιστικών αποτελεσμάτων και τελικώς τα συμπεράσματα.

2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

Τα πειράματα απόθεσης Al πραγματοποιούνται σε έναν κατακόρυφο, κυλινδρικό, στάσιμης ροής και θερμών τοιχωμάτων αντιδραστήρα XAA, που φαίνεται στο Σχ. 1α. Για τα πειράματα χρησιμοποιούνται υποστρώματα πυριτίου, τα οποία καθαρίζονται με βάση ένα πρωτόκολλο που έχει περιγραφεί σε προηγούμενη εργασία [Aviziotis et al. (2013)] και ζυγίζονται πριν και μετά το πείραμα για να καθοριστεί ο ρυθμός απόθεσης με βάση τη διαφορά μάζας. Τα υποστρώματα τοποθετούνται στον αντιδραστήρα οριζόντια, πάνω σε έναν φορέα που θερμαίνεται στο κάτω μέρος του, ενώ από πάνω του υπάρχει ένας καταϊωνιστήρας (showerhead) για ομογενοποίηση της ροής (Σχ. 1β).



Σχ. 1: (α) Η πειραματική διάταξη του αντιδραστήρα. (β) Εικόνα από το εσωτερικό του αντιδραστήρα.

Η πρόδρομη ένωση βρίσκεται σε υγρή μορφή και διατηρείται στους 3°C, ενώ θερμαίνεται στους 7°C για τη διεξαγωγή των πειραμάτων. Σε αυτή τη θερμοκρασία, το DMEAA έχει μερική πίεση ίση με 0.7 torr [Xenidou et al. (2010)], η οποία εξασφαλίζει την αποφυγή διάσπασης της πρόδρομης ένωσης [Matsushashi et al. (1999)]. Τα πειράματα διεξάγονται υπό σταθερές συνθήκες πίεσης και ροής αερίων και η παράμετρος που μεταβάλλεται είναι η θερμοκρασία. Η πίεση του αντιδραστήρα είναι $P_{reactor} = 10 \text{ torr}$ και το μείγμα στην είσοδο αποτελείται από άζωτο ως φέρον αέριο (carrier gas) με ρυθμό ροής $Q_{N_2, carrier} = 25 \text{ sccm}$, άζωτο ως αέριο αραίωσης (dilution gas) με ρυθμό ροής $Q_{N_2, dilution} = 305 \text{ sccm}$ και από την πρόδρομη ένωση. Για τον υπολογισμό της ροής της πρόδρομης ένωσης χρησιμοποιείται η παρακάτω εξίσωση [Hersee and Ballingall (1990)]:

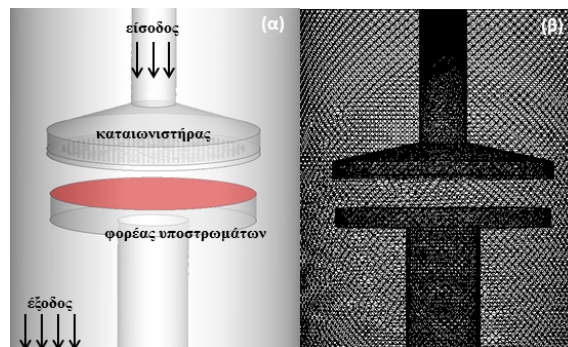
$$Q_{DMEAA} = Q_{N_2, carrier} \frac{P_{sat}(T_{sat})}{P_{reactor} - P_{sat}(T_{sat})} \quad (1)$$

όπου $P_{sat}(T_{sat})$ είναι η πίεση κορεσμού της πρόδρομης ένωσης στη θερμοκρασία εξάτμισης. Η Εξ. 1 δίνει το μέγιστο ρυθμό ροής της πρόδρομης ένωσης, $Q_{DMEAA} = 2 \text{ sccm}$. Με βάση την υπολογιστική ανάλυση που διεξάγεται και τη σύγκριση των αποτελεσμάτων της με τις αντίστοιχες πειραματικές μετρήσεις, στο σύστημα που παρουσιάζεται φαίνεται ότι ο ρυθμός ροής της πρόδρομης ένωσης δεν είναι ο μέγιστος, αλλά μικρότερος και συγκεκριμένα $Q_{DMEAA} = 1.85 \text{ sccm}$. Στα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στην Ενότητα 4, φαίνονται τα αποτελέσματα της υπολογιστικής ανάλυσης με τους δύο διαφορετικούς ρυθμούς ροής της πρόδρομης ένωσης.

Διεξάγονται δέκα, ανεξάρτητα μεταξύ τους πειράματα απόθεσης σε διαφορετικές θερμοκρασίες υποστρώματος, T_s , στο εύρος 139°C - 241°C , ενώ τοποθετούνται 3 υποστρώματα σε διαφορετικές θέσεις του φορέα, για κάθε θερμοκρασία. Ο χρόνος απόθεσης είναι 1 ώρα και συμπεριλαμβάνει και το χρόνο επώασης (incubation time). Ο χρόνος επώασης είναι ο χρόνος που απαιτείται για να ξεκινήσει η διεργασία απόθεσης και μετρείται πειραματικά με οπτική παρατήρηση, με βάση την αλλαγή χρώματος του υποστρώματος πυριτίου από γυαλιστερό γκρι σε μεταλλικό ασημί. Ο καθορισμός του χρόνου επώασης είναι σημαντικός γιατί παρέχει τον καθαρό ρυθμό απόθεσης που υπολογίζεται από τη διαφορά μάζας σε σχέση με τον καθαρό χρόνο απόθεσης (1 ώρα-χρόνος επώασης). Στον καθορισμό του χρόνου επώασης γίνεται η παραδοχή ότι είναι ο ίδιος για όλα τα δείγματα, ανεξάρτητα από τη θέση τους στο φορέα.

3. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ

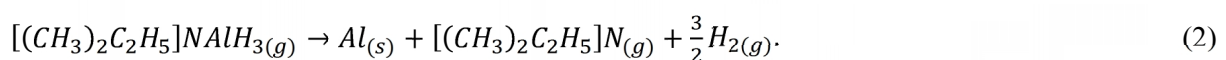
Με στόχο την κατανόηση των μηχανισμών που διέπουν την απόθεση υμενίων Al και την εύρεση των κινητικών παραμέτρων που αντιστοιχούν στην πειραματική διεργασία, κατασκευάζεται ένα υπολογιστικό μοντέλο του αντιδραστήρα 3-διαστάσεων (Σχ. 2), βασισμένο στις κυρίαρχες εξισώσεις που διέπουν τα φαινόμενα μεταφοράς και τις χημικές αντιδράσεις που συμβαίνουν στη διεργασία της ΧΑΑ. Έτσι, οι εξισώσεις συνέχειας, ορμής, ενέργειας και μεταφοράς χημικών συστατικών, επανξιμένες με ρεαλιστικές συνοριακές συνθήκες, διακριτοποιούνται και επιλύονται με το εμπορικό λογισμικό υπολογιστικής ρευστομηχανικής, Ansys/Fluent [Cheimarios et al. (2010), Deen (1998)].



Σχ. 2: (α) Το μοντέλο του αντιδραστήρα και (β) διακριτοποίηση του υπολογιστικού χωρίου.

3.1 Κινητική επιφανειακής αντίδρασης

Σύμφωνα με τον [Yun et al. (1998)], η επιφανειακή αντίδραση που πραγματοποιείται στη ΧΑΑ του Al μπορεί να συμπτυχθεί στην ακόλουθη εξίσωση:



Η κινητική της αντίδρασης είναι πρώτης τάξης Arrhenius $R_{sur} = k_{0,sur} \exp\left(-\frac{E_{a,sur}}{RT}\right) C_{DMEAA,sur}$ με ενέργεια ενεργοποίησης $E_{a,sur} = 1.9682 \times 10^7 \text{ J/kmol}$, όπως υπολογίζεται από την κλίση της καμπύλης για την περιοχή όπου ελέγχων μηχανισμός είναι η αντίδραση, στο διάγραμμα Arrhenius (βλ. Ενότητα 4). Η τιμή της ενέργειας ενεργοποίησης που υπολογίζεται με βάση τις συγκεκριμένες πειραματικές μετρήσεις είναι παρόμοια με αυτή που έχει παρατηρηθεί στον [Jang et al. (1998)]. Για

την προσαρμογή (fitting) του προεκθετικού συντελεστή $k_{0,sur}$ στις πειραματικές μετρήσεις κατά μήκος της ακτίνας του φορέα, για κάθε θερμοκρασία, αρχικά διεξάγονται προσομοιώσεις που περιλαμβάνουν μόνο την επιφανειακή αντίδραση. Με αυτόν τον τρόπο, υπολογίζεται $k_{0,sur} = 5.8579 \text{ m/s}$. Η ποσότητα $C_{DMEAA,sur}$, είναι η συγκέντρωση της πρόδρομης ένωσης, σε kmol/cm^3 , στην αέρια φάση του αντιδραστήρα, πάνω ακριβώς από την επιφάνεια του υποστρώματος. Σε υπολογιστικούς όρους, είναι η συγκέντρωση του συστατικού, στην επιφάνεια του συνοριακού κελιού του διακριτοποιημένου υποστρώματος.

3.2 Κινητική ογκομετρικής αντίδρασης

Πειράματα XAA από την πρόδρομη ένωση DMEAA με επί τόπου FTIR ανάλυση [Yun et al. J. Vac Sci. Technol. (1998)], έχουν δείξει ότι στην αέρια φάση η πρόδρομη ένωση διασπάται σε διμεθυλεθυλαμίνη (DMEA) και αλάνη (AlH_3), σύμφωνα με το σχήμα:



Η κινητική της αντίδρασης είναι μια πρώτης τάξης Arrhenius $R_{gas} = k_{0,gas} \exp\left(-\frac{E_{a,gas}}{RT}\right) C_{DMEAA,gas}$ με ενέργεια ενεργοποίησης $E_{a,gas} = 4 \times 10^7 \text{ J/kmol}$. Ο προεκθετικός συντελεστής $k_{0,gas}$ έχει προσαρμοστεί στις πειραματικές μετρήσεις κατά μήκος της ακτίνας του φορέα, για κάθε θερμοκρασία και είναι $k_{0,sur} = 738610 \text{ m/s}$. Η ποσότητα $C_{DMEAA,gas}$, είναι η συγκέντρωση της πρόδρομης ένωσης στην αέρια φάση, στον κύριο όγκο του αντιδραστήρα μετρούμενη σε kmol/cm^3 .

3.3 Ιδιότητες συστατικών και συνοριακές συνθήκες

Οι ιδιότητες του μείγματος και των συστατικών που το αποτελούν υπολογίζονται όπως στο [Cheimarios et al. (2010)]. Οι παράμετροι σ και ε του δυναμικού Lennard-Jones (LJ), που απαιτούνται για τον καθορισμό των ιδιοτήτων του μείγματος στην αέρια φάση – το σ σχετίζεται με το μέγεθος των μορίων και το ε/k με την ισχύ της αμοιβαίας έλξης των μορίων – υπολογίζονται με βάση τη group contribution theory [Reid et al. (1977)] και φαίνονται στον Πίνακα 1, για τα στοιχεία DMEAA, DMEA και AlH_3 (βλ. χημικές αντιδράσεις στις ενότητες 3.1 και 3.2).

Πίνακας 1: Παράμετροι LJ των στοιχείων DMEAA, DMEA, AlH_3 .

	σ (Å)	$\frac{\varepsilon}{k}$ (K)
DMEAA	6.3946	294.36
DMEA	5.66987	268.51
AlH_3	4.3859	355.17

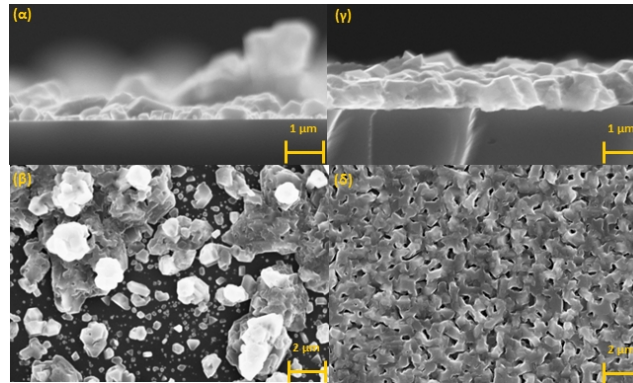
Σε ότι αφορά τις συνοριακές συνθήκες, για την ταχύτητα στην είσοδο του αντιδραστήρα επιβάλλεται συνθήκη σταθερού μαζικού ρυθμού ροής ίσου με $6.4437 \times 10^{-6} \text{ kg/s}$ και $6.4332 \times 10^{-6} \text{ kg/s}$, αντίστοιχα για τις περιπτώσεις που συζητούνται στην Ενότητα 2. Σε όλα τα τοιχώματα του αντιδραστήρα επιβάλλεται η συνθήκη μη ολίσθησης. Οι τιμές της θερμοκρασίας τίθενται όπως υπαγορεύεται από την πειραματική διαδικασία, ενώ η πίεση είναι 1333 Pa που αντιστοιχεί στην $P_{reactor} = 10 \text{ torr}$. Τα κλάσματα μάζας που εισέρχονται στον αντιδραστήρα είναι $y_{DMEAA} = 0.02184$ και $y_{DMEA} = 0.02023$ $y_{N_{2,1}} = 0.97816$ και $y_{N_{2,2}} = 0.97977$ (για ρυθμούς ροής της πρόδρομης ένωσης ίσους με 2 και 1.85 sccm , αντίστοιχα). Στον κυρίως όγκο του αντιδραστήρα πραγματοποιείται η αντίδραση αέριας φάσης, ενώ στην επιφάνεια του υποστρώματος η επιφανειακή αντίδραση. Στην έξοδο χρησιμοποιείται μια τυπική συνοριακή συνθήκη και επιβάλλεται μια συνολική διόρθωση του ισοζυγίου μάζας [Ansys/Fluent (2009)]. Τέλος, έχει πραγματοποιηθεί μελέτη εξάρτησης της λύσης από το πλέγμα, ώστε τα αποτελέσματα που προκύπτουν από την υπολογιστική ανάλυση να είναι ανεξάρτητα από αυτό.

4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΥΤΗΣΗ

4.1 Εξάρτηση μορφολογίας υμενίων και χρόνου επώασης από τη θερμοκρασία

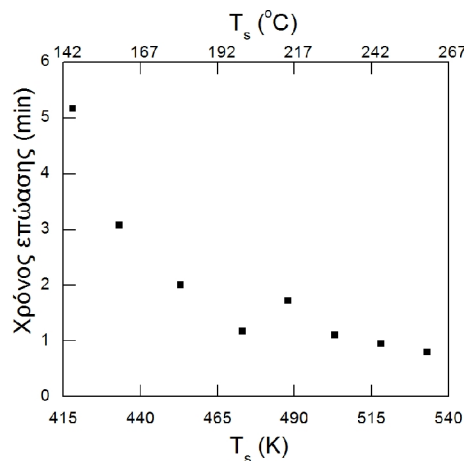
Η θερμοκρασία του υποστρώματος στις διεργασίες XAA έχει κυρίαρχο ρόλο. Στο Σχ. 3 παρουσιάζονται εικόνες από ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης (SEM) της επιφάνειας και της τομής

υμενίων Al που έχουν αποτεθεί στις θερμοκρασίες 139°C (Σχ. 3 (α) και (β)) και 198°C (Σχ. 3 (γ) και (δ)). Φαίνεται ότι στη χαμηλή θερμοκρασία παρότι ο ρυθμός απόθεσης είναι μετρήσιμος δεν υπάρχει συνεχές υμένιο, παρά μόνο διασκορπισμένοι κρύσταλλοι αλουμινίου στην επιφάνεια του υποστρώματος. Από την τομή του υμενίου γι' αυτή τη θερμοκρασία διαπιστώνεται ότι δεν υπάρχει ομοιομορφία του πάχους κατά μήκος του υποστρώματος. Αντίθετα, στους 198°C το υμένιο παρουσιάζεται πλήρως αναπτυγμένο και συνεχές ενώ και η ομοιομορφία του πάχους είναι πολύ καλύτερη απ' ό,τι σε χαμηλότερη θερμοκρασία.



Σχ. 3: Εικόνες από το ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης της (α) τομής και (β) της επιφάνειας υμενίου Al που έχει αποτεθεί στους 139°C και (γ) τομής και (δ) της επιφάνειας υμενίου Al που έχει αποτεθεί στους 198°C.

Στο Σχ. 4 παρουσιάζεται η εξάρτηση του χρόνου επώασης από τη θερμοκρασία. Σημαντικός χρόνος επώασης παρατηρείται σε χαμηλές θερμοκρασίες απόθεσης, ο οποίος είναι περίπου 5 λεπτά. Ο χρόνος αυτός μειώνεται σχεδόν γραμμικά σε 48 δευτερόλεπτα σε θερμοκρασία 241°C και σταθεροποιείται σε αυτή την τιμή για υψηλότερες θερμοκρασίες. Η συμπεριφορά αυτή μπορεί να αποδοθεί στη διαφοροποίηση του συντελεστή προσκόλλησης σε σχέση με τη θερμοκρασία και στους πυρήνες υμενίου που έχουν ήδη σχηματιστεί στην επιφάνεια ή στην εκρόφιση προσροφημένων [Kajikawa et al. (2004)]. Παρόμοια συμπεριφορά του χρόνου επώασης έχει παρατηρηθεί στη ΧΑΑ του πυριτίου [Kajikawa et al. (2005)] και του χαλκού [Aviziotis et al. (2013)], ενώ παρόμοιες τιμές σε σχέση με τη θερμοκρασία έχουν παρατηρηθεί στη ΧΑΑ αλουμινίου σε υποστρώματα πυριτίου και οξείδιο του πυριτίου [Kim et al. (1996), Jang et al. (1998)].

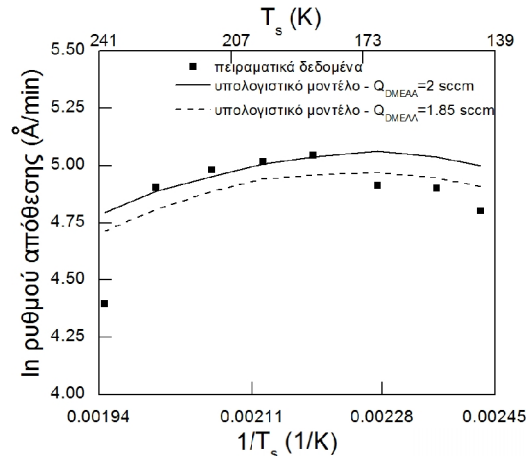


Σχ. 4: Ο χρόνος επώασης συναρτήσει της θερμοκρασίας υποστρώματος, T_s .

4.2 Ρυθμός απόθεσης

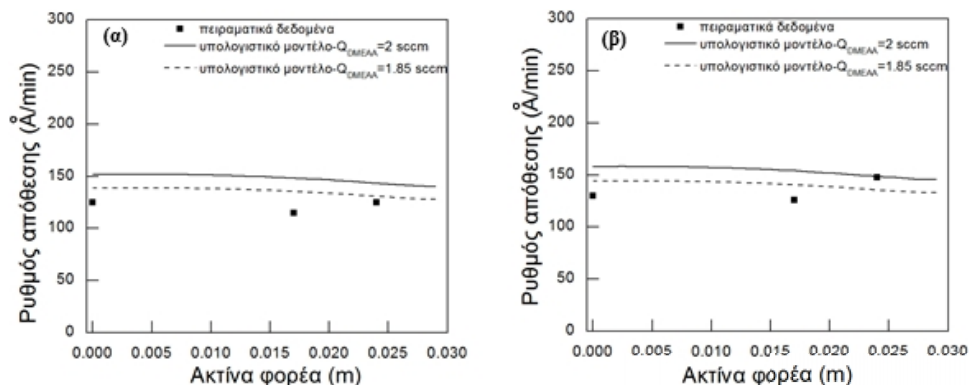
Το Σχ. 5 δείχνει το διάγραμμα Arrhenius της διεργασίας – ο ρυθμός απόθεσης συναρτήσει της αντίστροφης θερμοκρασίας υποστρώματος – που αποτελείται από τις πειραματικές μετρήσεις και τα αποτελέσματα της υπολογιστικής ανάλυσης. Τα τελευταία έχουν προκύψει λαμβάνοντας υπόψη δύο διαφορετικούς ρυθμούς ροής της πρόδρομης ένωσης στην είσοδο του αντιδραστήρα. Τα μαύρα

τετράγωνα αναπαριστούν τις πειραματικές μετρήσεις που έχουν προκύψει από τη διαφορά μάζας και αφορούν το ρυθμό απόθεσης του υποστρώματος που βρίσκεται στην άκρη του φορέα (24 mm). Η συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στο υπολογιστικό μοντέλο που χρησιμοποιεί ρυθμό ροής της πρόδρομης ένωσης $Q_{DMEAA} = 2 \text{ sccm}$, στην είσοδο του αντιδραστήρα, ενώ η διακεκομμένη γραμμή στο υπολογιστικό μοντέλο με ρυθμό ροής $Q_{DMEAA} = 1.85 \text{ sccm}$. Η συμφωνία μεταξύ των πειραματικών μετρήσεων και του υπολογιστικού μοντέλου με $Q_{DMEAA} = 2 \text{ sccm}$, είναι ικανοποιητική στο θερμοκρασιακό εύρος όπου ελέγχων μηχανισμός είναι η διάχυση, αλλά στις χαμηλότερες θερμοκρασίες το υπολογιστικό μοντέλο υπερεκτιμά το ρυθμό απόθεσης (βλ. συζήτηση στο Σχ. 6).



Σχ. 5: Διάγραμμα Arrhenius-ρυθμός απόθεσης συναρτήσει της αντίστροφης θερμοκρασίας υποστρώματος, T_s -της ΧΑΑ του Al. Τα μαύρα τετράγωνα αντιστοιχούν στις πειραματικές μετρήσεις, η συνεχής γραμμή στο υπολογιστικό μοντέλο με $Q_{DMEAA} = 2 \text{ sccm}$ και η διακεκομμένη γραμμή στο υπολογιστικό μοντέλο με $Q_{DMEAA} = 1.85 \text{ sccm}$.

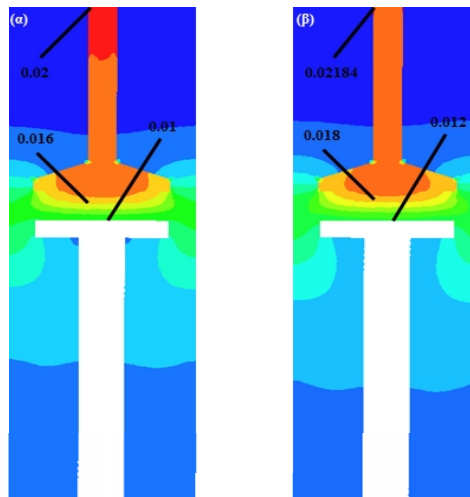
Στο Σχ. 6, παρουσιάζεται ο ρυθμός απόθεσης κατά μήκος της ακτίνας του φορέα που έχει προκύψει από την υπολογιστική ανάλυση και από τα πειραματικά δεδομένα, για τις θερμοκρασίες των 139°C (Σχ. 6α) και 151°C (Σχ. 6β). Και στα δύο σχήματα είναι φανερό ότι το υπολογιστικό μοντέλο που χρησιμοποιεί ρυθμό ροής $Q_{DMEAA} = 2 \text{ sccm}$ υπερεκτιμά το ρυθμό απόθεσης, ενώ όταν χρησιμοποιείται ρυθμός ροής $Q_{DMEAA} = 1.85 \text{ sccm}$ η υπολογιστική ανάλυση προσεγγίζει με ικανοποιητική ακρίβεια τις πειραματικές μετρήσεις.



Σχ. 6: Ρυθμός απόθεσης συναρτήσει της ακτινικής απόστασης στο φορέα για τη θερμοκρασία (α) 139°C και (β) 151°C . Και στα δύο σχήματα τα μαύρα τετράγωνα αντιστοιχούν στις πειραματικές μετρήσεις, η συνεχής γραμμή στο υπολογιστικό μοντέλο με $Q_{DMEAA} = 2 \text{ sccm}$ και η διακεκομμένη γραμμή στο υπολογιστικό μοντέλο με $Q_{DMEAA} = 1.85 \text{ sccm}$.

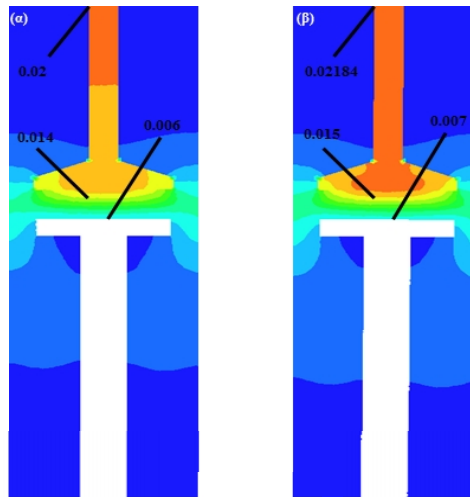
Η διαφοροποίηση στο ρυθμό ροής στην είσοδο του αντιδραστήρα συνδέεται με την ποσότητα της πρόδρομης ένωσης που φτάνει στο υπόστρωμα και είναι διαθέσιμη για την επιφανειακή αντίδραση. Στην περιοχή χαμηλών θερμοκρασιών, ελέγχων μηχανισμός είναι η αντίδραση (reaction-limited regime) η οποία καθορίζει το ρυθμό απόθεσης του υμενίου, ανεξάρτητα από την ποσότητα της

πρόδρομης ένωσης που φτάνει στην επιφάνεια του υποστρώματος. Η ΧΑΑ, όμως, είναι μια πολύπλοκη διεργασία και το τελικό αποτέλεσμά της (αποτιθέμενο υμένιο) αποτελεί συνδυασμό των κινητικών μηχανισμών αντίδρασης και των φαινομένων μεταφοράς (ροής ρευστών), και τα τελευταία μπορεί να παίζουν σημαντικό ρόλο ακόμα και στην περιοχή όπου ελέγχων μηχανισμός είναι η αντίδραση. Στο Σχ. 7, παρουσιάζεται η κατανομή του κλάσματος μάζας της πρόδρομης ένωσης στον αντιδραστήρα για τους δύο διαφορετικούς αρχικούς ρυθμούς ροής της πρόδρομης ένωσης, σε θερμοκρασία 151°C. Παρατηρείται ότι όταν $Q_{DMEAA} = 2 \text{ sccm}$, η ποσότητα τη πρόδρομης ένωσης που φτάνει στην επιφάνεια του υποστρώματος είναι μεγαλύτερη σε σχέση με την αντίστοιχη για $Q_{DMEAA} = 1.85 \text{ sccm}$, κάτι που οδηγεί σε υπερεκτίμηση του ρυθμού απόθεσης στην πρώτη περίπτωση.



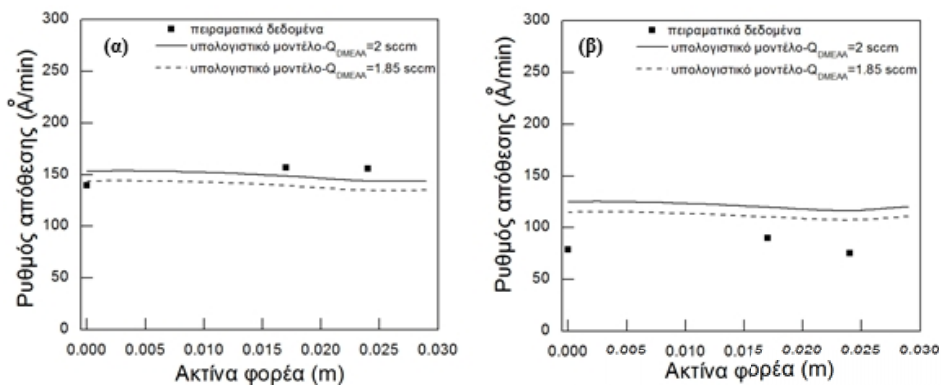
Σχ. 7: Η κατανομή του κλάσματος μάζας της πρόδρομης ένωσης στον αντιδραστήρα για αρχική ροή (α) $Q_{DMEAA} = 2 \text{ sccm}$ και (β) $Q_{DMEAA} = 1.85 \text{ sccm}$, σε θερμοκρασία 151°C.

Με βάση τις πειραματικές μετρήσεις του διαγράμματος Arrhenius, στο θερμοκρασιακό εύρος 184°C – 241°C παρατηρείται κορεσμός στο ρυθμό απόθεσης – δεν αυξάνεται με την αύξηση της θερμοκρασίας. Γι' αυτό το συγκεκριμένο εύρος χαρακτηρίζεται ως περιοχή όπου ελέγχων μηχανισμός είναι η διάχυση (diffusion-limited regime). Όπως φαίνεται στο Σχ. 5, σε αυτή την περιοχή και οι δύο υπολογιστικές προσεγγίσεις προβλέπουν ικανοποιητικά τον πειραματικά μετρούμενο ρυθμό απόθεσης. Αυτό συμβαίνει γιατί η πρόδρομη ένωση του Al που χρησιμοποιείται, σε θερμοκρασίες υψηλότερες από 180°C, διασπάται σε πολύ υψηλό ποσοστό στην αέρια φάση [Xenidou et al. (2010)], με αποτέλεσμα η διαφοροποίηση στο ρυθμό ροής της που επιβάλλεται στην είσοδο του αντιδραστήρα να είναι δευτερεύουσας σημασίας (Σχ. 8). Στο τελευταίο σημείο του διαγράμματος Arrhenius (241°C), ο ρυθμός απόθεσης παρουσιάζει δραματική μείωση, κάτι που οφείλεται στη διάσπαση της πρόδρομης ένωσης στην αέρια φάση σε ποσοστό 98% [Xenidou et al. (2010)], και δεν μπορεί να προβλεφθεί ικανοποιητικά από το υπολογιστικό μοντέλο.



Σχ. 8: Η κατανομή του κλάσματος μάζας της πρόδρομης ένωσης στον αντιδραστήρα για αρχική ροή
(α) $Q_{DMEAA} = 2 \text{ sccm}$ και (β) $Q_{DMEAA} = 1.85 \text{ sccm}$, σε θερμοκρασία 198°C .

Το Σχ. 9, παρουσιάζει το ρυθμό απόθεσης συναρτήσει της ακτίνας του φορέα για τις θερμοκρασίες 198°C (Σχ. 9α) και 241°C (Σχ. 9β), της περιοχής όπου ελέγχων μηχανισμός είναι η διάχυση. Φαίνεται ότι το υπολογιστικό μοντέλο προβλέπει ικανοποιητικά το ρυθμό απόθεσης στους 198°C , ενώ στους 241°C τον υπερεκτιμά μην μπορώντας να προβλέψει το πολύ υψηλό ποσοστό διάσπασης της πρόδρομης ένωσης στην αέρια φάση.



Σχ. 9: Ρυθμός απόθεσης συναρτήσει της ακτινικής απόστασης στο φορέα για τη θερμοκρασία (α) 198°C και (β) 241°C . Και στα δύο σχήματα τα μαύρα τετράγωνα αντιστοιχούν στις πειραματικές μετρήσεις, η συνεχής γραμμή στο υπολογιστικό μοντέλο με $Q_{DMEAA} = 2 \text{ sccm}$ και η διακεκομμένη γραμμή στο υπολογιστικό μοντέλο με $Q_{DMEAA} = 1.85 \text{ sccm}$.

5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στη συγκεκριμένη εργασία αναπτύσσεται ένα υπολογιστικό μοντέλο για τη ΧΑΑ του Al από την πρόδρομη ένωση DMEAA, με βάση πειραματικές μετρήσεις. Μέσω της υπολογιστικής ανάλυσης που διεξάγεται, υπολογίζονται οι τιμές των κινητικών παραμέτρων των αντιδράσεων που πραγματοποιούνται κατά τη διεργασία και προσδιορίζεται ο πραγματικός ρυθμός ροής της πρόδρομης ένωσης στην είσοδο του αντιδραστήρα, που διαφέρει από το μέγιστο. Η υπολογιστική ανάλυση φανερώνει, επίσης, ότι η ΧΑΑ είναι μια πολύπλοκη διεργασία που συνδυάζει χημικές αντιδράσεις με φαινόμενα μεταφοράς, σε όλο το θερμοκρασιακό της εύρος και το μακροσκοπικό υπολογιστικό μοντέλο που αναπτύσσεται προβλέπει με ικανοποιητική ακρίβεια τις πειραματικές μετρήσεις.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η συγκεκριμένη εργασία υλοποιήθηκε στα πλαίσια της διδακτορικής διατριβής του ΙΓΑ που εκπονείται από κοινού μεταξύ της Σχολής Χημικών Μηχανικών του ΕΜΠ και του εργαστηρίου CIRIMAT του École Nationale Supérieure des Ingénieurs en Arts Chimiques et Technologiques (ENSIACET) του Institut National Polytechnique de Toulouse, Université de Toulouse. Η έρευνα υποστηρίζεται από το Ίδρυμα Κρατικών Υποτροφιών (ΙΚΥ-Αριστεία SIEMENS), μέσω υποτροφίας στον ΙΓΑ.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Ansys/Fluent v12.1sp1. Documentation, ANSYS Inc., 2009.

Aviziotis, I.G., Cheimarios N., Vahlas C., Boudouvis A.G. (2013). Experimental and computational investigation of chemical vapor deposition of Cu from Cu amidinate., *Surf. Coat. Technol.* 230, p273.

Cheimarios N., Kokkoris G., Boudouvis A.G. (2010). Multiscale modeling in chemical vapor deposition processes: Coupling reactor scale with feature scale computations. *Chem. Eng. Sci.* 65, p.5018.

Deen W.M., *Analysis of Transport Phenomena*, 2nd Ed., Oxford University Press, Oxford, 1998.

Duguet T., Senocq F., Aloui L., Haidara F., Samélor D., Mangelinck D., Vahlas V. (2012). Monitoring microstructure and phase transitions in thin films by high-temperature resistivity measurements. *Surf. Interface Anal.* 44, p.1162.

Han J., Jensen K.F., Senzaki Y. and Gladfelter W.L. (1994). Pyrolytic laser assisted chemical vapor deposition of Al from dimethylethylamine alane: Characterization and a new twostep writing process. *Appl. Phys. Lett.* 64, p.425.

Hersee S.D., Ballingall J.N. (1990). The operation of metalorganic bubblers at reduced pressure. *J. Vac. Sci. Technol. A* 8, p.800.

Hitchman M.L. and Jensen K.F., *Chemical Vapor Deposition: Principles and Applications*, Academic Press, London, 1993.

Jang T.W., Moon W., Baek J.T. and Ahn B.T. (1998). Effect of temperature and substrate on the growth behaviors of chemical vapor deposited Al films with dimethylethylamine alane source. *Thin Solid Films* 333, p.137.

Kajikawa Y., Noda S. (2005). Growth mode during initial stage of chemical vapor deposition. *Appl. Surf. Sci.* 245, p.281.

Kajikawa Y., Tsuchiya T., Noda S., Komiyama H. (2004). Incubation Time during Chemical Vapor Deposition of Si onto SiO₂ from Silane. *Chem. Vap. Depos.* 10, p.128.

Kim B-Y., Li X. and Rhee S-W. (1996). Microstructure and deposition rate of aluminum thin films from chemical vapor deposition with dimethylethylamine alane. *Appl. Phys. Lett.* 68, p.3567.

Kleijn C.R. (2000). Computational modeling of transport phenomena and detailed chemistry in chemical vapor deposition – a benchmark solution. *Thin Solid Films* 365, p.294.

Matsushashi H., Lee C-H., Nishimura T., Masu K. and Tsubouchi K. (1999). Superiority of DMAH to DMEAA for al CVD technology. *Mater. Sci. Semicond. Process.* 2, p.303.

Reid R.C., Prausnitz J.M., Sherwood T.K., The Properties of Gases and Liquids, 3rd Ed., McGRAW-HILL, New York, 1977.

Yun J-H., Kim B-Y. and Rhee S-W. (1998). Metal-organic chemical vapor deposition of aluminum from dimethylethylamine alane. Thin Solid Films 312, p.259.

Yun J-H., Park M-Y. and Rhee S-W. (1998). Fourier transform infrared diagnostics of gas phase reactions in the metalorganic chemical vapor deposition of aluminum from dimethylethylamine alane. J. Vac. Sci. Technol. A 16, p.419.

Yun J-H. and Rhee S-W. (1998). Effect of carrier gas on metal-organic chemical vapour deposition of aluminium from dimethylethylamine alane. J. Mater. Sci.: Mater. Electron. 9, p.1.

Xenidou T.C., Boudouvis A.G., Markatos N.C., Samélor D., Senocq F., PrudHomme N., Vahlas C. (2007). An experimental and computational analysis of a MOCVD process for the growth of Al films using DMEAA. Surf. Coat. Technol. 201, p.8868.

Xenidou T.C., PrudHomme N., Vahlas C., Markatos N.C. and Boudouvis A.G. (2010). Reaction and Transport Interplay in Al MOCVD Investigated Through Experiments and Computational Fluid Dynamic Analysis. J. Electrochem. Soc. 157, p.D633.

Xiong Y-Q., Li X-C., Chen Q., Lei W-W., Zhao Q., Shang L-J., Liu Z-W., Wang Z-D. and Yang L-Z. (2012). Characteristics and properties of metal aluminum thin films prepared by electron cyclotron resonance plasma-assisted atomic layer deposition technology. Chin. Phys. B 212, p.078105-1.

EXPERIMENTAL AND COMPUTATIONAL INVESTIGATION OF THE CHEMICAL VAPOR DEPOSITION OF ALUMINUM

Abstract

This work is an investigation of the Chemical Vapor Deposition (CVD) of Aluminum (Al) from the precursor DMEAA. Experiments are performed and based on them the CVD of Al is simulated, at the macroscopic level, i.e., with continuum mechanics at the scale of the reactor in order to develop a predictive computational model for the experimental process.

The computational analysis consists of a 3D mathematical model, which includes the partial differential equations of mass, momentum, energy and species transport conservation along with realistic boundary conditions. For the solution of these equation, the commercial computational fluid dynamics software Fluent is used. There are two reactions occurring during CVD of Al from DMEAA, a volumetric one a surface. For these reactions a first-order Arrhenius kinetics schemes is implemented. Simulations are performed in different substrate temperatures in order to construct the Arrhenius plot of the process which shows the deposition rate in function of the inverse substrate temperature. In this plot, the low temperature regime is controlled by the reaction and it is called reaction-limited regime, whereas at higher temperature diffusion dominates the process and the region is the diffusion-limited regime. The kinetic parameters needed for the modelling the process are calculated based on the experimental measurements. Comparison between experimental data and results obtained from the computational model shows good agreement.

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΑΞΙΟΛΟΓΗΣΗ ΑΠΟΔΟΣΗΣ ΗΧΟΠΑΓΙΔΩΝ ΣΕ ΚΥΚΛΩΜΑΤΑ ΑΕΡΑΓΩΓΩΝ

Αντωνίου Μ.¹, Βλάχος Α.¹, Κολοκοτρώνης Δ.¹, Τουρλιδάκης Α.¹, Τομπουλίδης Α.¹, Μπιλαδέρης Δ.²

¹ Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πολυτεχνική Σχολή, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας

² Αερογραμμή Α.Ε.

Email: dkolokotronis@uowm.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η παρούσα πειραματική μελέτη, αποτελεί μια ερευνητική δραστηριότητα επικεντρωμένη στην απόσβεση του αεροδυναμικού θορύβου εντός αεραγωγών, τοποθετημένους σε διάφορες εγκαταστάσεις κλιματισμού ή εξαερισμού. Η απόσβεση επιτυγχάνεται με ηχοπαγίδες, διατάξεις αποτελούμενες από παράλληλες πλάκες ηχοαπορροφητικών υλικών. Καθώς αέρας διέρχεται μέσα από αυτές, ο θόρυβος εξαιτίας της διάτμησης και της τυρβώδους ροής αποσβένεται σε μεγάλο βαθμό. Η μελέτη περιορίστηκε στο ηχητικό φάσμα 50Hz έως 10.000Hz, το οποίο είναι αντιληπτό από τον άνθρωπο.

Τέθηκαν ως στόχοι η σχεδίαση και η κατασκευή της πειραματικής διάταξης σύμφωνα με τα διεθνή πρότυπα ISO7235 και ISO5136 και ακολούθως να μετρηθεί η ηχοαπόσβεση, η πτώση πίεσης που προκαλείται από την τοποθέτηση συγκεκριμένης γεωμετρίας ηχοπαγίδων στο δίκτυο αεραγωγών καθώς και ο αεροδυναμικός θόρυβος που γεννάται από αυτές σε ένα εύρος ταχυτήτων ροής που χρησιμοποιείται πρακτικά σε δίκτυα αεραγωγών. Οι μετρήσεις διεξήχθησαν όπως ορίζουν τα παραπάνω πρότυπα, με παρουσία και απουσία ροής. Λόγω αυτού κατασκευάστηκαν δύο κυκλικοί αγωγοί μετρήσεων που περιέχουν τις ιδιοκατασκευές τοποθέτησης των μετρητικών οργάνων, (μικρόφωνο και μανόμετρο).

Μετά την καταγραφή και επεξεργασία των δεδομένων προέκυψε το συμπέρασμα ότι παρουσιάζεται υψηλότερη απόσβεση στις μεσαίες συχνότητες ενώ στις ακραίες είναι μειωμένη. Η πτώση πίεσης είναι ανάλογη της ταχύτητας ροής και τέλος ο αναγεννώμενος ήχος, σε συγκεκριμένες συχνότητες, είναι παρόμοιος, για δεδομένες ταχύτητες ροής, σε όλες τις ηχοπαγίδες που εξετάστηκαν.

Λέξεις Κλειδιά: ηχοπαγίδες, ηχοαπόσβεση, αεροδυναμικός θόρυβος, πτώση πίεσης, ISO 7235, ISO 5136

1. Εισαγωγή

1.1. Γενικές έννοιες

Γενικά ο ήχος και πιο συγκεκριμένα το ηχητικό κύμα μπορεί να οριστεί ως ένα διαμήκες μηχανικό κύμα, προερχόμενο από δονήσεις υλικών ή αντικειμένων, που διαδίδεται μέσω μεταβολής της πίεσης του ελαστικού μέσου. Στην έννοια του ήχου περιλαμβάνονται όλα τα ηχητικά κύματα ακόμη και αυτά που δε γίνονται αντιληπτά από τον άνθρωπο και γι' αυτό ονομάζονται είτε υπόηχοι είτε υπέρηχοι (Πίνακας 1). Κάθε διαμήκες κύμα διαδίδεται με πύκνωμα και αραιώμα των σημείων του μέσου, μέσα στο οποίο διαδίδεται. Η ταλάντωση του μέσου γίνεται παράλληλα με την ταχύτητα ταλάντωσης των υλικών σημείων και η ταχύτητα του κύματος είναι επίσης παράλληλη με αυτή τη διεύθυνση [Κεραμιδάς (2003), Walker (2011)].

Κύματα	Συχνότητες
Υποηχητικά	$16\text{Hz} > f$
Ηχητικά	$16\text{Hz} < f < 20000\text{Hz}$
Υπερηχητικά	$f > 20000\text{Hz}$

Πίνακας 1: Όρια συχνοτήτων ηχητικών κυμάτων

1.2. Ηχοαπόσβεση

Η απορρόφηση του ήχου είναι σημαντική για την ακουστική των χώρων και επιτυγχάνεται συνήθως με δυο κατηγορίες υλικών, τους παθητικούς και τους ενεργητικούς απορροφητές. Οι δύο προαναφερθείσες κατηγορίες σχετίζονται με το μηχανισμό απορρόφησης που λειτουργούν τα υλικά αυτά. Παρακάτω παρατίθενται κάποια υλικά εκ των οποίων τα τέσσερα πρώτα ανήκουν στην πρώτη κατηγορία ενώ το πέμπτο στη δεύτερη [Σκαρλάτος(1998), Τζεκάκης (1982), Kelly (1993), Everest & Pohlmann (2001)]

1. Πορώδη απορροφητικά υλικά
2. Απορροφητικά τύπου μεμβράνης
3. Συντονιστές
4. Διάτρητες επιφάνειες
5. Ηλεκτρονικοί απορροφητές

Στα πορώδη απορροφητικά υλικά καθώς και στα τύπου μεμβράνης, η απορρόφηση του ήχου επιτυγχάνεται με τη βοήθεια των δυνάμεων τριβής που μετατρέπουν την ηχητική ενέργεια σε θερμότητα. Ο συντονιστής (ή συνηχητής) και η διάτρητη επιφάνεια, στην πραγματικότητα είναι μία κοιλότητα στο υλικό και όταν ο ήχος προσπίπτει στο στόμιο της κοιλότητας διεγείρει τον αέρα που βρίσκεται στο συντονιστή και η απώλεια ενέργειας οφείλεται και πάλι στις αποσβέσεις των ταλαντώσεων. Οι ηλεκτρονικοί απορροφητές που ονομάζονται και ενεργητικοί απορροφητές έχουν σαν αρχή λειτουργίας την ακύρωση του ήχου με εκπομπή άλλου ήχου με αντίθεση φάσης προς τον αρχικό.

Στην παρούσα μελέτη έγινε χρήση ηχοπαγίδων από πορώδη απορροφητικά υλικά και στόχοι ήταν να σχεδιαστεί και να υλοποιηθεί πειραματική διάταξη μέτρησης σύμφωνη με τα διεθνή πρότυπα ISO 7235 και ISO 5136, να μετρηθεί η ηχοαπόσβεση συγκεκριμένης γεωμετρίας ηχοπαγίδων, να μετρηθεί η πρόσθετη πτώση πίεσης που προκαλείται και να μετρηθεί ο αεροδυναμικός θόρυβος που προκαλείται από την παρουσία των συγκεκριμένων ηχοπαγίδων σε ένα εύρος ταχυτήτων ροής. Κίνητρο αυτής της εργασίας είναι η αισθητή μείωση του ήχου από κλιματιστικές εγκαταστάσεις, εγκαταστάσεις εξαερισμού καθώς και βιομηχανικές εφαρμογές για λόγους υγείας. Στη συνέχεια του κειμένου θα αναλυθούν οι τρόποι διεξαγωγής των μετρήσεων και επεξεργασίας των δεδομένων. Ακολουθούν τα αποτελέσματα και τα συμπεράσματα της εργασίας.

2. Μεθοδολογία

2.1. Θεωρητικό υπόβαθρο

Τα πρότυπα που προαναφέρθηκαν απαιτούν τη μέτρηση της ισχύος του ήχου τόσο για την ηχοαπόσβεση όσο και για τον ήχο που «γεννά» η ηχοπαγίδα». Το παραπάνω μέγεθος προκύπτει από την εξής σχέση:

$$L_W = \overline{L_P} + \left(10 \log \frac{S}{S_{ref}} - 10 \log \frac{\rho c}{(\rho c)_{ref}} \right) \quad (1)$$

L_W :	στάθμη ισχύος του ήχου	$S = \frac{\pi d^2}{4}$ είναι η επιφάνεια της διατομή του
L_P :	στάθμη πίεσης ήχου	κυλινδρικού αεραγωγού σε m^2
S :	επιφάνεια	d : διάμετρος κυλινδρικού αγωγού
S_{ref} :	επιφάνεια αναφοράς	$S_{ref} = 1m^2$
		$(\rho c)_{ref} = 400 \text{ Rayls}$

Στην παρούσα εργασία όπου οι μετρήσεις της στάθμης πίεσης ήχου γίνονται σε διακριτές θέσεις, η ισοδύναμη στάθμη πίεσης ήχου $\overline{L_P}$, σε decibel, για κάθε ζώνη συχνοτήτων, υπολογίζεται σύμφωνα με την σχέση:

$$\overline{L_P} = 10 \log \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n 10^{0.1 L_{Pi}} \right] \quad (2)$$

L_P :	στάθμη πίεσης ήχου
n :	πλήθος θέσεων μέτρησης
L_{Pi} :	η στιγμιαία ισοδύναμη στάθμη πίεσης ήχου, στις θέσεις μέτρησης

Σύμφωνα με το πρότυπο ISO 7235 απαιτείται ο υπολογισμός του συντελεστής πτώσης πίεσης ζ σύμφωνα με τις ακόλουθες μαθηματικές σχέσεις:

$$\zeta = \frac{\Delta p_s}{p_{d1}} + 1 - \left(\frac{S_1}{S_2} \right)^2 \quad (3)$$

$$p_{d1} = \frac{\rho}{2} \left(\frac{q_V}{S_1} \right)^2 \quad (4)$$

$$q_V = \frac{q_m}{\rho} \quad (5)$$

q_m :	παροχή μάζας σε kg/s	p_{d1} : δυναμική πίεση κυκλικού αγωγού
q_V :	παροχή όγκου σε m^3	Δp_s : πτώση πίεσης που προκαλεί η
ρ :	πυκνότητα του αέρα kg / m^3	ηχοπαγίδα
S_2 :	διατομή ηχοπαγίδας	ζ : συντελεστής πτώσης πίεσης
S_1 :	διατομή κυκλικού αγωγού	

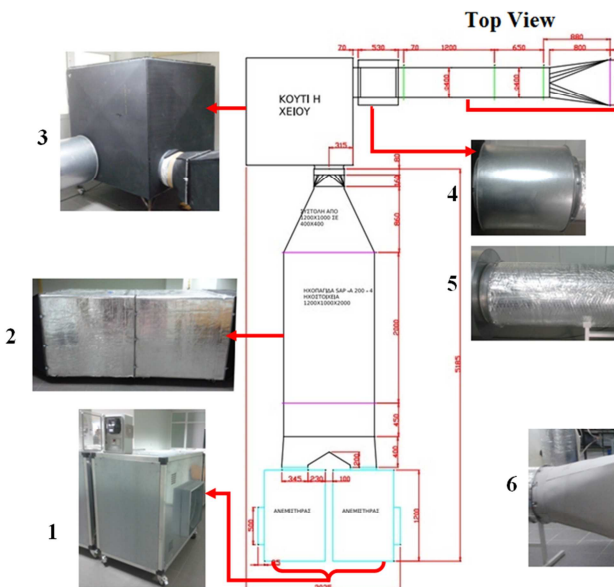
2.2. Πειραματική διάταξη

Για να μπορέσουν να διεξαχθούν οι μετρήσεις ηχοαπόσβεσης, πτώσης πίεσης και ήχου που γεννιέται από την ηχοπαγίδα χρειάστηκε να κατασκευαστεί μια πειραματική διάταξη σύμφωνα με τα διεθνή πρότυπα ISO 7235 και ISO 5136. Σύμφωνα με αυτά τα πρότυπα δύο είναι οι τρόποι που μπορούν να διεξαχθούν οι μετρήσεις. Ο πρώτος είναι με χρήση θαλάμου αντήχησης, ενώ ο δεύτερος είναι με χρήση ανηχοϊκής σήραγγας. Λόγω έλλειψης θαλάμου αντήχησης οι μετρήσεις λήφθηκαν με τη χρήση ανηχοϊκής σήραγγας που κατασκευάστηκε σύμφωνα με το διεθνές πρότυπο ISO 5136. Η αναλυτική μεθοδολογία υπολογισμού των διαστάσεων στα τμήματα της διάταξης περιγράφεται στα δύο προαναφερθέντα πρότυπα. Εδώ αξίζει να επισημανθεί ότι τα εκάστοτε τμήματα αεραγωγών και

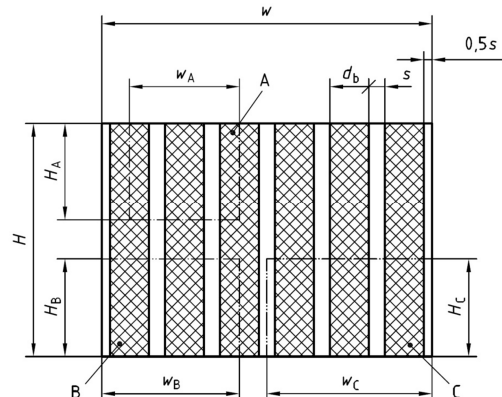
εξαρτημάτων που περιγράφονται είναι υπολογισμένα για μέγιστη διαγώνιο των υπό δοκιμή ηχοπαγίδων ίση με 0.78m και μήκος ηχοπαγίδας 1.50m. Επίσης οι αεραγωγοί που χρησιμοποιήθηκαν είναι κυκλικής διατομής διότι επιβάλλεται από το διεθνές πρότυπο ISO 5136 για την περίπτωση της ανηχοϊκής σήραγγας. Η επιλογή της διαμέτρου των κυκλικών αγωγών έγινε με σκοπό να είναι κοντά στις διαστάσεις δοκιμασμένης ανηχοϊκής σήραγγας και για λόγους διαθέσιμου χώρου στα εργαστήρια του Τμήματος, οπότε έγινε η επιλογή για αεραγωγούς διαμέτρου 0.4m [ISO 7235 (2011), ISO 5136 (2003)]

Αναφορικά τα τμήματα της διάταξης είναι τα παρακάτω τα οποία διακρίνονται και στο σχήμα 1:

1. Ανεμιστήρας
2. Ηχοπαγίδα ανεμιστήρα
3. Κιβώτιο τοποθέτησης ηχείου
4. Modal φίλτρο
5. Αγωγός κυκλικής διατομής ομαλοποίησης της ροής
6. Ηχοπαγίδα με ενσωματωμένα τα τμήματα μετάβασης (διαστολή και συστολή)
7. Κυκλικός αγωγός μετρήσεων χωρίς ροή
8. Κυκλικός αγωγός μετρήσεων με ροή
9. Ανηχοϊκή σήραγγα



Σχήμα 1: Τμήματα πειραματικής διάταξης



Σχήμα 2α: Σχηματική απεικόνιση μιας πρότυπης ηχοπαγίδας και οι τρεις πιθανοί τρόποι τομής της {ISO7235 (2011)}



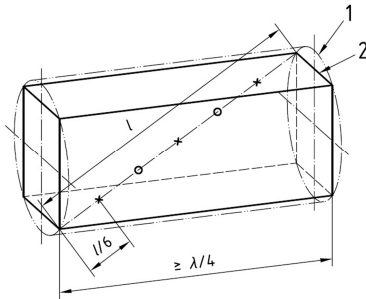
Σχήμα 2β: Ηχοπαγίδα τομής τύπου A περιλαμβάνει δύο ηχοστοιχεία με ολόκληρο διάκενο ανάμεσα τους και μισό ανάμεσα στα τοιχώματα

2.3. Διεξαγωγή Μετρήσεων

2.3.1. Μεθοδολογία μέτρησης ηχοαπόσβεσης

Η μέτρηση της ηχοαπόσβεσης επιτυγχάνεται σε συνθήκες απουσίας ροής. Κατά τις μετρήσεις χωρίς ροή το μικρόφωνο τοποθετήθηκε σε πέντε σημεία (τρία βασικά και δύο δευτερεύοντα), με τη χρήση ειδικής ιδιοκατασκευής, κατά μήκος της διαγωνίου η οποία ξεκινάει στο κάτω μέρος του κυκλικού αγωγού μετρήσεων (Σχήμα 1, κατασκευή 7) και καταλήγει στο επάνω, κατάντη της ηχοπαγίδας, ενώ τυχαίος ήχος παραγόταν ανάντη της ηχοπαγίδας από γεννήτρια θορύβου και ηχείο. Λαμβάνονταν οι μετρήσεις του ηχητικού σήματος των πέντε θέσεων, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2, όταν στην διάταξη

είναι τοποθετημένη μια ηχοπαγίδα. Ομοίως λαμβάνονταν μετρήσεις του ηχητικού σήματος των πέντε θέσεων όταν στην διάταξη είναι τοποθετημένος ο κενός αγωγός όμοιων γεωμετρικών χαρακτηριστικών με την ηχοπαγίδα. Τέλος η ηχοαπόσβεση που επιτυγχάνονταν με την ηχοπαγίδα υπολογιζόταν αφαιρώντας από το μέσο όρο των σταθμών πίεσης ήχου, όταν στην διάταξη μας ήταν τοποθετημένος ο κενός αγωγός, το μέσο όρο των σταθμών πίεσης ήχου όταν στην διάταξη μας ήταν τοποθετημένη η ηχοπαγίδα.



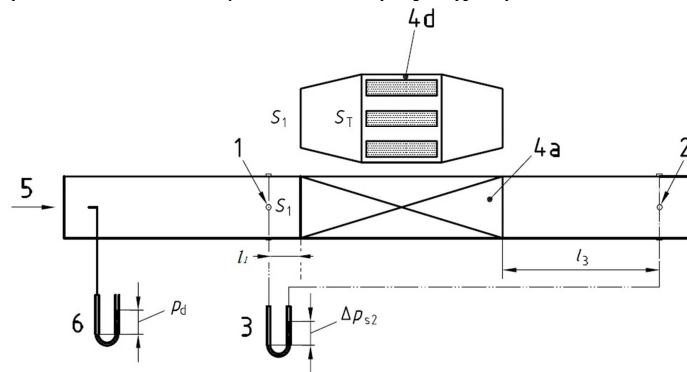
Επεξήγηση σχήματος:

1. Κυκλικής διατομής αεραγωγός
2. Ορθογωνικής διατομής αεραγωγός
- × Βασικές θέσεις τοποθέτησης μικροφώνου
- Επιπρόσθετες θέσεις τοποθέτησης μικροφώνου

Σχήμα 3: Σημεία τοποθέτησης μικροφώνων για μετρήσεις χωρίς ροή {ISO7235 (2011)}

2.3.2. Μεθοδολογία μέτρησης πτώσης πίεσης

Η πτώση της στατικής πίεσης που προκαλείται κατά τη χρήση της ηχοπαγίδας μετρήθηκε μέσα στους αγωγούς της διάταξης. Οι μετρήσεις λαμβάνονταν για ταχύτητες 4,6,8,10,12,14 και 16 m/s στο διάκενο της ηχοπαγίδας. Για την επαλήθευση της επιθυμητής ταχύτητας λαμβάνονταν μετρήσεις από ροόμετρο στο σημείο 6 όπως διακρίνεται στο σχήμα 4. Καταγράψαμε τις μετρήσεις της διαφοράς πίεσης που παρουσιάζονταν όταν στην διάταξη μας ήταν τοποθετημένη η ηχοπαγίδα καθώς και με την απουσία αυτής σε όλο το εύρος παροχών στα σημεία που επιδεικνύονται στο σχήμα 4. Έτσι λοιπόν έχοντας τις τιμές για την πτώση πίεσης με τα ηχοστοιχεία και χωρίς αυτά, με μια απλή αφαίρεση μπορεί να υπολογιστεί η πτώση πίεσης που δημιουργεί η ηχοπαγίδα (συγκεκριμένα τα ηχοστοιχεία). Αφαιρείται λοιπόν από τη διαφορά πίεσης που είχε καταγραφεί με την παρουσία ηχοστοιχείων η διαφορά πίεσης με την απουσία αυτών για όλο το εύρος ταχυτήτων.



Επεξήγηση σχεδίου:

1. Μέτρηση στατικής πίεσης ανάντη της ηχοπαγίδας
2. Μέτρηση στατικής πίεσης κατόντη της ηχοπαγίδας
3. Μανόμετρο
4. Αγωγός που αντικαθιστάται (ηχοπαγίδα)
- 4d. Ηχοπαγίδα με ενσωματωμένα τα μεταβατικά τμήματα
5. Διεύθυνση της ροής
6. Μέτρηση της ταχύτητας ροής

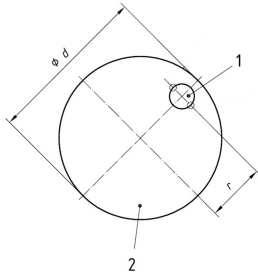
- l_1 : απόσταση μέτρησης στατικής πίεσης ανάντη της ηχοπαγίδας
 l_3 : απόσταση μέτρησης στατικής πίεσης κατόντη της ηχοπαγίδας
 S_1 : Διατομή κυκλικού αγωγού
 S_T : Διατομή ηχοπαγίδας
 Δp_{s2} : Διαφορά στατικής πίεσης πριν και μετά την ηχοπαγίδα
 p_d : Δυναμική πίεση

Σχήμα 4: Σχηματική απεικόνιση σημείων τοποθέτησης μανομέτρων {ISO7235 (2011)}

Εφόσον βρεθεί η πτώση πίεσης όπως αναλύεται παραπάνω υπολογιζόταν ο συντελεστής πτώσης πίεσης (ζ) όπως το πρότυπο ορίζει σύμφωνα με τη σχέση (3).

2.3.3. Μεθοδολογία μέτρησης αναγεννώμενου ήχου

Ο ήχος που γεννάται κατά την χρήση της ηχοπαγίδας μετράται όταν υπάρχει ροή εντός των αγωγών της διάταξης, όπου η παροχή όγκου ρυθμίζονταν από ανεμιστήρα με τη χρήση μετατροπέα inverter. Ο κυκλικός αγωγός μετρήσεων με ροή (Σχήμα 1, κατασκευή 8) διέθετε ράβδο με περιστρεφόμενο τμήμα όπου τοποθετούνταν το μικρόφωνο για να καλύψει τις τρεις θέσεις μετρήσεων κατανεμημένες ισο-περιφερειακά στον αγωγό, δηλαδή σε θέσεις 120° μεταξύ τους, όπως ορίζει το ISO 5136 (Σχήμα 5).



Επεξήγηση σχεδίου:

1. Μικρόφωνο
2. Αεραγωγός

Σχήμα 5: Σημεία τοποθέτησης μικροφώνων για μετρήσεις με ροή {ISO5136 (2003)}

Αφού καταγράφηκαν οι μετρήσεις του επιπέδου πίεσης ήχου στις τρεις θέσεις όταν στην πειραματική διάταξη ήταν τοποθετημένη η ηχοπαγίδα, για να υπολογιστεί ο ήχος που γεννάται χρησιμοποιούνται οι σχέσεις (1) και (2). Επίσης καταγράφονταν η ένταση ήχου του περιβάλλοντος (background noise) που επικρατούσε εντός της διάταξης χωρίς ροή με κενό αγωγό στη θέση της ηχοπαγίδας. Για να υπολογιστεί ο αναγεννώμενος ήχος (ο ελάχιστος θόρυβος που μπορεί να υπάρξει με την χρήση της ηχοπαγίδας για τις εκάστοτε ροές) αφαιρείται από την ένταση του ήχου (L_W) η οποία καταγράφηκε όντας η ηχοπαγίδα στην διάταξη, η ένταση του ήχου (L_W) του περιβάλλοντος. Αυτό έγινε για όλες τις ταχύτητες ροής σε ολόκληρο το φάσμα συχνοτήτων. Είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι τα αποτελέσματα για τον ήχο που γεννά η ηχοπαγίδα αναφέρονται για την επιφάνεια της υπό δοκιμή ηχοπαγίδας. Εάν απαιτείται να μετατραπεί σε επιφάνεια 1m^2 , σύμφωνα με το πρότυπο ISO 7235 πρέπει να χρησιμοποιηθεί ο παρακάτω τύπος:

$$L_{W,flow,sil} = L_{W,flow,test} + 10 \log(S_0/S_T) \text{ dB} \quad (6)$$

$L_{W,flow,sil}$:	στάθμη ισχύος του ήχου για την ηχοπαγίδα 1m^2
$L_{W,flow,test}$:	στάθμη ισχύος του ήχου για την υπό δοκιμή ηχοπαγίδα
S_0 :	1m^2
S_T :	επιφάνεια της εξεταζόμενης ηχοπαγίδας σε m^2

3. Αποτελέσματα – Σύγκριση αποτελεσμάτων

3.1. Πειραματικά αποτελέσματα ηχοπαγίδων δύο ηχοστοιχείων πλάτους 200mm μήκους 1000mm

Συχνότητα (Hz)	Ηχοαπόσβεση [dB] για ηχοπαγίδες με δύο ηχοστοιχεία πλάτους 200mm μήκους 1000mm για διαφορετικό διάκενο μεταξύ των ηχοστοιχείων S					
	60	80	100	120	140	160
63	-0.58	-0.26	4.2	8.62	2.24	-2.04
125	13.9	12.72	9.2	8.76	8.52	5.66
250	26.86	22.1	20.02	17.7	16.76	15.7
500	33.72	29.36	23.5	20.7	18.56	17.54
1000	35.46	33.28	28.06	25.98	24.3	20
2000	31.66	24.84	15.18	15.9	11.9	10.18
4000	20.52	14.44	12.02	9.94	13.34	7.4
8000	9.1	13.24	11.74	7.76	9.38	6.66

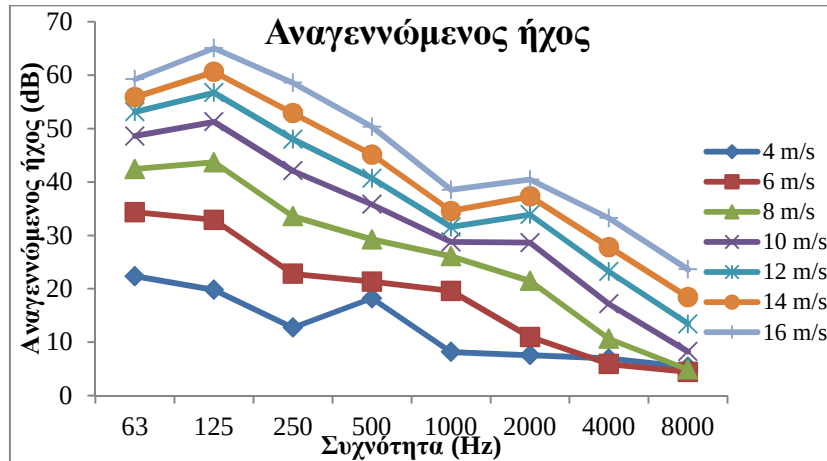
Πίνακας 2: Συγκεντρωτικά αποτελέσματα ηχοαπόσβεσης

U _f (m/s)	Πτώση πίεσης [Pa] για ηχοπαγίδες με δύο ηχοστοιχεία πλάτους 200mm μήκους 1000mm για διαφορετικό διάκενο μεταξύ των ηχοστοιχείων S					
	60	80	100	120	140	160
4	6	6	5	4	3	2
6	17	18	13	11	9	7
8	35	27	23	21	18	16
10	53	46	37	32	29	24
12	86	66	50	46	38	39
14	113	88	61	64	58	48
16	142	113	87	84	68	67

Πίνακας 3: Συγκεντρωτικά αποτελέσματα πτώσης πίεσης

Συντελεστής πτώσης πίεσης για ηχοπαγίδες με δύο ηχοστοιχεία πλάτους 200mm μήκους 1000mm					
U _f (m/s)	Q (m ³ /h)	Δp _t (Pa)	q _v (m ³ /s)	p _{d1} (Pa)	ζ
4	1002.24	6	846.4865	26889485	0.826573
6	1503.36	17	1269.73	60501342	0.826573
8	2004.48	35	1692.973	1.08E+08	0.826573
10	2505.6	53	2116.216	1.68E+08	0.826573
12	3006.72	86	2539.459	2.42E+08	0.826573
14	3507.84	113	2962.703	3.29E+08	0.826573
16	4008.96	142	3385.946	4.3E+08	0.826573

Πίνακας 4: Συγκεντρωτικά αποτελέσματα συντελεστή πτώσης πίεσης



Διάγραμμα 1: Συγκεντρωτικό διάγραμμα αποτελεσμάτων αναγεννώμενου ήχου για όλο το πλήθος ηχοπαγίδων στις οποίες λάβαμε μετρήσεις ανηγμένα σε διατομή 1m².

Όπως φαίνεται στον Πίνακα 2, στα 63Hz για διάκενο 60mm, 80mm και 160mm οι τιμές είναι αρνητικές, καθώς κατά την διάρκεια των μετρήσεων παρατηρήθηκε συντονισμός της όλης διάταξης όταν εκπέμπονταν ήχοι στη συγκεκριμένη συχνότητα. Επίσης παρατηρήθηκε μέγιστη ηχοαπόσβεση στα 1000Hz. Διακρίνεται στον Πίνακα 4 ότι ο συντελεστής ζ παραμένει ίδιος σε όλες τις ταχύτητες ροής, όπως είναι λογικό καθώς ο βασικός παράγοντας που το επηρεάζει είναι η μεταβολή της διατομής. Η πτώση πίεσης αυξάνεται καθώς αυξάνεται η ταχύτητα ροής σε όλες τις ηχοπαγίδες. Ο αναγεννώμενος ήχος (Διάγραμμα 1) μειώνεται καθώς αυξάνεται η συχνότητα, σε δεδομένη ταχύτητα ροής. Επίσης ο αναγεννώμενος ήχος αυξάνεται για σταθερή συχνότητα με την αύξηση της ταχύτητας. Αξίζει να σημειωθεί ότι όλες οι ηχοπαγίδες που μελετήθηκαν, ανεξαρτήτως διακένου μεταξύ ηχοστοιχείων, έδωσαν σχεδόν παραπλήσια αποτελέσματα για τον αναγεννώμενο ήχο για αυτό και παρουσιάζονται τα συγκεκριμένα αποτελέσματα συγκεντρωτικά στο Διάγραμμα 1.

4. Συμπεράσματα – Προτάσεις

Αρχικά μελετώντας και εφαρμόζοντας τα διεθνή πρότυπα ISO 7235 και ISO 5136 σχεδιάστηκε και στη συνέχεια κατασκευάστηκε από την εταιρεία ΑΕΡΟΓΡΑΜΜΗ Α.Ε., η απαραίτητη διάταξη για τη διεξαγωγή των μετρήσεων. Στη συνέχεια μελετήθηκαν πέντε ηχοπαγίδες, με διαφορετικά γεωμετρικά χαρακτηριστικά η καθεμία, ως προς την ηχοαπόσβεση, την πτώση πίεσης (καθώς και τον συντελεστή της πτώσης αυτής) και τον αναγεννώμενο ήχο που παράγει η κάθε ηχοπαγίδα.

Έχοντας ολοκληρώσει τις μετρήσεις, έγινε επεξεργασία των αποτελεσμάτων όπως ορίζουν τα διεθνή πρότυπα και προέκυψαν χρήσιμα μεγέθη που ενδιαφέρουν για κάθε ηχοπαγίδα. Γενικά αυτό που παρατηρήθηκε στις ηχοπαγίδες που μελετήθηκαν είναι ότι στις πολύ χαμηλές συχνότητες δεν απόσβεναν ήχο καθώς κατά την διάρκεια των μετρήσεων παρατηρήθηκε συντονισμός της όλης διάταξης όταν εκπέμπονταν τέτοιοι ήχοι.

Επιπλέον, όλες οι ηχοπαγίδες παρουσιάζουν μεγαλύτερη απόσβεση στις μεσαίες συχνότητες (250Hz έως 2000Hz με μέγιστη στα 1000Hz) ενώ μικρότερη στις πολύ χαμηλές (63Hz και 125Hz) και πολύ υψηλές (4000Hz και 8000Hz). Η αύξηση του διακένου της ηχοπαγίδας επιφέρει μείωση στις τιμές της ηχοαπόσβεσης. Συνεχίζοντας με την πτώση πίεσης προέκυψαν δυο πολύ λογικά και αναμενόμενα συμπεράσματα. Η αύξηση στην ταχύτητα ροής αυξάνει την πτώση πίεσης, ενώ η αύξηση του διακένου μεταξύ των ηχοστοιχείων μειώνει την πτώση πίεσης. Όπως διακρίνεται στην σχέση (3) και στον Πίνακα 4 ο συντελεστής πτώσης πίεσης επηρεάζεται από τη μεταβολή της διατομής. Τέλος για τον αναγεννώμενο ήχο μπορούμε να πούμε πως ήταν σχεδόν παρόμοιος σε όλες τις ηχοπαγίδες που μετρήθηκαν.

Θα είχε ενδιαφέρον να μελετηθούν ηχοπαγίδες μεγαλύτερου μήκους ώστε να μπορούν να εξαχθούν συμπεράσματα για την επιρροή του μήκους. Ακόμη μια παρέμβαση στις ηχοπαγίδες, για τη βελτιστοποίηση της ροής γύρω από αυτήν, θα ήταν ο σχεδιασμός ηχοστοιχείων με αεροδυναμικό προφίλ. Τέλος η μοντελοποίηση της διάταξης και των ηχοπαγίδων θα ήταν χρήσιμη με σκοπό να εξάγονται αποτελέσματα άμεσα συγκρίσιμα με τα αντίστοιχα πειραματικά.

Συμπερασματικά θα πρέπει να τονιστεί η σημασία της έρευνας στον τομέα αυτό, καθώς οι απαιτήσεις για μείωση του θορύβου για λόγους υγείας ολοένα και αυξάνονται.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Θα θέλαμε να ευχαριστήσουμε την εταιρεία ΑΕΡΟΓΡΑΜΜΗ Α.Ε. για την κατασκευή της πειραματικής διάταξης και τη χρηματοδότηση της δουλειάς που παρουσιάστηκε.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Everest F. A. & Pohlmann K. C., “Master Handbook of Acoustics”, Fifth Edition, Copyright © 2009, McGraw-Hill Inc., 2001

ISO 5136, “Acoustics - Determination of sound power radiated into a duct by fans and other air-moving devices - In-ductmethod”, Second edition, 2003-04-01.

ISO 7235, “Acoustics - Laboratory measurement procedures for ducted silencers and air-terminal units - Insertion loss, flow noise and total pressure loss”, 3η Έκδοση, 2011-07-12.

Kelly S. G., “Fundamentals of Mechanical Vibrations”, McGraw-Hill Inc., 1993.

Möser M., “Engineering Acoustic: an introduction to Noise Control”, 2nd Edition, translated by S. Zimmermann and R. Ellis, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009

Walker J., “Fundamentals of Physics”, 9th Edition, Copyright © 2011, Halliday & Resnick, 2011

Κεραμιδάς Γ. Κ., “Σημειώσεις Ακουτικής”, Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Τμήμα Μηχανικών Διαχείρισης Ενεργειακών Πόρων Κοζάνης, 2003.

Σκαρλάτος Δ., “Εφαρμοσμένη Ακουστική”, Εκδόσεις ΙΩΝ, 1998.

Τζεκάκης Ε. “Ηχοαπορροφητικά Υλικά”, Θεσσαλονίκη, 1982

EXPERIMENTAL PERFORMANCE EVALUATION OF DUCTED SILENCERS

ABSTRACT

The present paper presents a project related to acoustics and more specifically to air-generated noise attenuation inside ducts. It is addressed to a variety of applications, for example air conditioning installations, ventilation installations as well as industrial installations using air flowing ducts. Ducted silencers are modules with parallel-baffles constructed by sound absorbing materials. While the air flows through them, the noise, caused by shear stresses and turbulence motion reduces significantly. In this study we focused on sound waves within the 50Hz to 10.000 Hz frequency range, which can be perceived by human ears.

Our initial aim is to design and manufacture the experimental setup for laboratory measurement procedures according to international standards ISO 7235 and ISO 5136. Second, to measure sound absorption for specific geometry ducted silencers, and define the pressure drop and air-regenerated noise due to the presence of such silencers, in a velocity range similar to the one used in practical air duct networks

The measurements were conducted according to international standards ISO 7235 and ISO 5136 with and without air flow. During the measurements with air flow, the volume flow rate was adjusted to the required values using an inverter. The microphone was placed at three radial positions distributed equally on a circumference mounted in the duct, in the measuring plane. On the other hand, during the measurements without air flow, the microphone was placed into five different positions, equally spaced on a diagonal line, beginning from the bottom surface of the test duct and ending to the upper surface of the same duct. While measuring without air flow, random noise signals were produced by a speaker using a random noise generator. We used two different test ducts with different microphone positions, one for measurements with flow and one for measurements without flow.

The main conclusions of our measurements can be summarised as follows:

1. **Sound absorption**
 - *Silencers present higher absorption levels at midrange frequencies and lower absorption at very low and very high frequencies*
 - *Sound absorption decreases by increasing the silencers' airway*
2. **Pressure drop**
 - *Pressure drop increases by increasing the flow velocity*
 - *Pressure drop decreases by increasing the silencers' airway*
3. **Air-regenerated noise**
 - *Almost similar for all silencers measured*
 - *Air-regenerated noise increases by increasing the silencers' cross section*

Key words: silencers, sound absorption, pressure drop, air-regenerated noise, ISO 7235, ISO 5136

ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΟΠΤΙΚΗΣ ΜΗΧΑΝΗΣ ΕΣΩΤΕΡΙΚΗΣ ΚΑΥΣΗΣ

Μοσχοβίτης Π., Κολοκοτρώνης Δ., Τομπουλίδης Α., Τουρλιδάκης Α.
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πολυτεχνική Σχολή, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας
Email:dkolokotronis@uowmgr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα εργασία παρουσιάζεται μία νέα ερευνητική δραστηριότητα του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας. Στόχος ήταν η δημιουργία μιας ερευνητικής διάταξης οπτικού κινητήρα στην οποία θα υπάρχει η δυνατότητα μελέτης της φλόγας θέτοντας διαφορετικές παραμέτρους καύσης και χρησιμοποιώντας διαφορετικά είδη καυσίμου. Η κύρια διάταξη αποτελείται από ένα δυναμόμετρο και έναν οπτικό ερευνητικό κινητήρα ανάφλεξης με σπινθηριστή (SI), ο οποίος μπορεί να λειτουργήσει με οπτικά προσβάσιμο κύλινδρο ώστε να μελετηθεί η φλόγα. Το δυναμόμετρο έχει την δυνατότητα να μετρήσει τη ροπή και τις στροφές του κινητήρα και από αυτά το σύστημα αυτοματισμού εξάγει μεγέθη όπως τη μέση πραγματική πίεση Braking Mean Effective Pressure (BMEP). Στη διάταξη παρέχεται η δυνατότητα για δύο τρόπους έγχυσης του καυσίμου όπου μπορεί να είναι είτε έμμεσος ψεκασμός Port Fuel Injection (PFI) είτε άμεσος ψεκασμός Gasoline Direct Injection (GDI). Οι μετρήσεις αναφοράς έχουν γίνει με ισοοκτάνιο αλλά με τις κατάλληλες ρυθμίσεις μπορούν να μελετηθούν και άλλα καύσιμα. Η οπτική μελέτη γίνεται με χρήση κάμερας υψηλής ευκρίνειας. Πέρα από τις οπτικές μετρήσεις υπάρχει και η δυνατότητα μέτρησης καυσαερίων με αναλυτές που διατίθενται στο Τμήμα. Είναι χρήσιμο να αναφερθεί ότι μελλοντικά η μελέτη της φλόγας μπορεί να περιλαμβάνει τεχνικές όπως Laser Induced Fluorescence (LIF), Particle Image Velocimetry (PIV) κ.α.

Λέξεις Κλειδιά: Οπτική Μηχανή Εσωτερικής Καύσης, Καύση, Αναλυτής καυσαερίων, ισοοκτάνιο, GDI, PFI, BMEP.

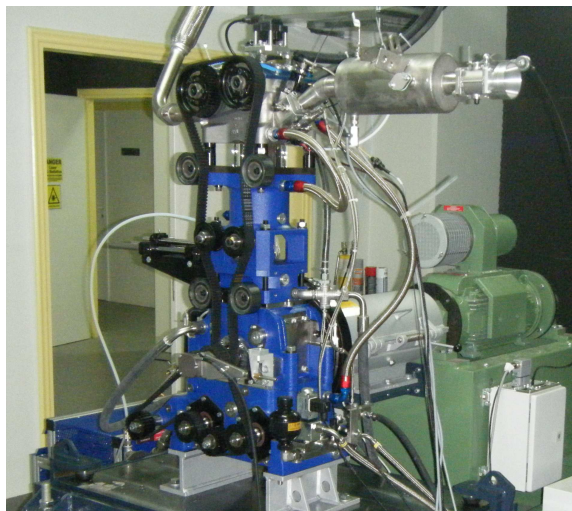
1. ΕΓΚΑΤΑΣΤΑΣΕΙΣ ΟΠΤΙΚΟΥ ΚΙΝΗΤΗΡΑ ΚΑΙ ΔΥΝΑΜΟΜΕΤΡΟΥ

1.1. Πειραματικός εξοπλισμός

1.1.1 Πειραματική μηχανή εσωτερικής καύσης

Πρόκειται για έναν οπτικό ερευνητικό κινητήρα ανάφλεξης με σπινθηριστή (SI) της εταιρείας AVL, ο οποίος μπορεί να λειτουργήσει με οπτικά προσβάσιμο κύλινδρο ώστε να μελετηθεί η φλόγα, θέτοντας διαφορετικές παραμέτρους καύσης (εικόνα 1). Ο συγκεκριμένος κινητήρας έχει διάμετρο πιστονιού 82 mm και διαδρομή πιστονιού 90 mm οπότε έχουμε σαν αποτέλεσμα έναν υποτετράγωνο κινητήρα με συνολική ογκομεταβολή 0,475 l. Έχει τη δυνατότητα δύο διαφορετικών τρόπων έγχυσης καυσίμου. Ο ένας είναι ο άμεσος ψεκασμός GDI (Gasoline Direct Injection) όπου ο εγχυτήρας βρίσκεται μέσα στον θάλαμο καύσης, ο οποίος χρησιμοποιείται για βενζίνη και ισοοκτάνιο ενώ ο δεύτερος είναι ο PFI (Port Fuel Injection) όπου ο εγχυτήρας έμμεσου ψεκασμού είναι τοποθετημένος στην εισαγωγή ακριβώς πριν τη βαλβίδα εισαγωγής με τον οποίο μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε ισοοκτάνιο, αλλά και διαφορετικά ήδη καυσίμου όπως μεθάνιο, υδρογόνο κ.ά. χρησιμοποιώντας πάντα τον κατάλληλο εγχυτήρα για το κάθε καύσιμο. Είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι κατά τη λειτουργία της διάταξης με

το γυάλινο κύλινδρο, για να μην ξεπεραστούν τα όρια του κινητήρα, η πίεση στο χώρο καύσης δεν πρέπει να υπερβεί τα 40 bar και τις 3000 rpm λόγω κινδύνου θραύσης του γυαλιού.



Εικόνα 1: Δυναμόμετρο - οπτική Μ.Ε.Κ.



Εικόνα 2: Βάση δυναμόμετρου

1.1.2 Δυναμόμετρο και υποσυστήματα που το αποτελούν

Το δυναμόμετρο είναι της εταιρίας DSG και είναι από τα σημαντικότερα τμήματα της διάταξης, διότι με τη χρήση του παρέχεται η δυνατότητα να ληφθούν πολλές σημαντικές πληροφορίες για τη λειτουργία του κινητήρα. Με το δυναμόμετρο μπορούμε να μετρήσουμε τη ροπή και τις στροφές του κινητήρα και από αυτά το σύστημα αυτοματισμού εξάγει μεγέθη όπως το Braking Mean Effective Pressure (BMEP). Εκτός από τον κύριο ηλεκτρικό κινητήρα (εικόνα 2) που υπάρχει περιλαμβάνονται και πολλές άλλες βοηθητικές μονάδες. Αυτές είναι το pedestal box, power module, enclosure box, throttle actuator, engine service box, transducer box και το unico drive cabinet.

Αναλυτικά, το throttle actuator σε συνεργασία με το power module enclosure box δίνει σήμα στην πεταλούδα και μπορούμε από το δωμάτιο ελέγχου να ρυθμίζουμε πόσο τοις εκατό θέλουμε να την ανοίξουμε, ρυθμίζοντας την παροχή αέρα στον κινητήρα. Στο engine service box είναι συνδεδεμένη η μπαταρία και παρέχεται ηλεκτρικό ρεύμα στον σπινθηριστή και στους εγχυτήρες καυσίμου GDI και PFI καθώς και στις βοηθητικές ηλεκτροβάνες για τον αέρα και το νερό ψύξης. Είναι πολύ σημαντική και η χρήση του transducer box στο οποίο συνδέονται οι αισθητήρες πίεσης και τα θερμοζεύγη που υπάρχουν στον κινητήρα και παρέχουν πληροφορίες για τις συνθήκες λειτουργίας του κινητήρα. Το unico drive cabinet περιέχει την κύρια μονάδα με τα inverter και τους πυκνωτές όπου γίνεται η διαχείριση του ρεύματος που παρέχεται στον ηλεκτροκινητήρα του δυναμόμετρου ή διοχετεύεται πίσω στο δίκτυο αυτό που παράγεται κατά τη διάρκεια λειτουργίας της οπτικής μηχανής με καύση. Για να λειτουργήσουν όλες οι βοηθητικές μονάδες του δυναμόμετρου συνδέονται με το pedestal box στο οποίο υπάρχει και ο κεντρικός υπολογιστής. Μέσω αυτού μεταφέρονται όλα τα στοιχεία που συλλέγονται από το δυναμόμετρο, αλλά ταυτόχρονα δίνονται και εντολές για διάφορες παραμέτρους λειτουργίας.

1.1.3 Αναλυτής καυσαερίων

Ο αναλυτής καυσαερίων είναι της εταιρείας HORIBA. Ο συγκεκριμένος αναλυτής είναι ο MEXA-7000 series που αποτελείται από δύο τμήματα το Main cabinet και το NO/NO_x analyzer CLA-720MA. Η κύρια λειτουργία του αναλυτή βασίζεται στη σύγκριση συγκεκριμένων αερίων αναφοράς με το προς ανάλυση δείγμα των καυσαερίων που εισάγεται. Με τον αναλυτή είναι συνδεδεμένες φιάλες με O₂, CO, CO₂, H₂, N₂, ενώ το Όζον, που χρησιμοποιείται για τις μετρήσεις NO_x το παρασκευάζει η ίδια η μονάδα του αναλυτή NO/NO_x.



Εικόνα 3: Main cabinet MEXA-7000 series



Εικόνα 4: NO/NO_x analyzer CLA-720MA

1.2 Παράμετροι που μεταβάλλονται

Μερικές από τις δυνατότητες μεταβολής παραμέτρων στη συγκεκριμένη διάταξη περιλαμβάνουν τον τρόπο έγχυσης του καυσίμου, όπως προαναφέρθηκε. Μπορούμε να έχουμε Port Fuel Injection (PFI) ή Gasoline Direct Injection (GDI) ή και ταυτόχρονα και τα δύο. Επίσης από τη μονάδα χρονισμού της μηχανής ETU (Engine Timing Unit) μπορεί να ρυθμιστεί το πότε επιθυμούμε να ξεκινήσει η έγχυση και για πόσο χρονικό διάστημα ή μέχρι ποιες μοίρες του στροφαλοφόρου θα ψεκάζει ο εγχυτήρας. Στον άμεσο ψεκασμό παρέχεται η δυνατότητα για πολλαπλές εγχύσεις. Ακόμα μπορεί να επιλεγεί την επιθυμητή πίεση ψεκασμού του εγχυτήρα. Στο PFI τα όρια είναι 0-4 bar, ενώ στο GDI 0-150 bar. Υπάρχει και η δυνατότητα ρύθμισης του χρονισμού έναυσης του σπινθηριστή. Εκτός από τις δυνατότητες αυτές της ETU, μπορούμε να αλλάξουμε τον χρονισμό των εκκεντροφόρων αφού είναι ξεχωριστοί, ένας για τις βαλβίδες εισαγωγής και ένας για τις βαλβίδες εξαγωγής, και να μεταβάλουμε και την συμπίεση του κινητήρα, μέσα βέβαια στα όρια που ορίζει ο κατασκευαστής. Είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι είναι δυνατό να αντικατασταθεί ο γυάλινος κύλινδρος και το πιστόνι με μεταλλικά, αν χρειαστεί να ληφθούν κάποιες μετρήσεις με ακραίες παραμέτρους ή να δοκιμαστεί κάποιο διαφορετικό καύσιμο. Έτσι προστατεύονται τα οπτικά μέρη του κινητήρα, ώστε να μην υπάρξει θραύση στο γυαλί, και αν επιβεβαιωθεί ότι όλα τα σημεία λειτουργίας βρίσκονται εντός των ορίων που καθορίζει ο κατασκευαστής της μηχανής, οι μετρήσεις επαναλαμβάνονται με τα γυάλινα τμήματα.

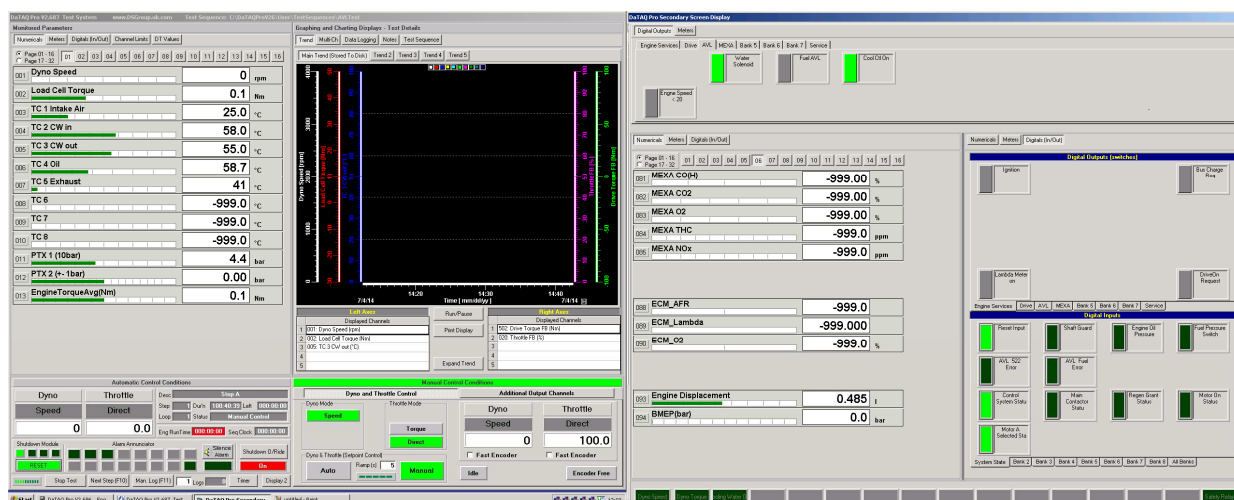
1.3 Δυνατότητες Μετρήσεων

Στη συγκεκριμένη διάταξη μπορούμε με το δυναμόμετρο να μετρήσουμε τη ροπή και τις στροφές του κινητήρα και από αυτά το σύστημα αυτοματισμού εξάγει μεγέθη όπως το BMEP. Επίσης είναι εγκατεστημένος αισθητήρας λάμδα, που παρέχει την ποιότητα του μίγματος που εισάγεται στον κινητήρα, και θερμοζεύγη με τα οποία μετράται η θερμοκρασία αέρα στην εισαγωγή, καυσαερίων στην εξαγωγή, λαδιού και νερού στην είσοδο και στην έξοδο του κινητήρα. Τέλος υπάρχουν αισθητήρες πίεσης στην εισαγωγή του αέρα ώστε να μπορεί να μετρηθεί η διαφορά πίεσης που δημιουργεί η πεταλούδα, ο αισθητήρας πίεσης στο κύκλωμα λαδιών και ο αισθητήρας πίεσης μέσα στον χώρο καύσης ώστε να μπορούν να ελεγχθούν ανά πάσα στιγμή κατά την λειτουργία του οπτικού κινητήρα οι μέγιστες πιέσεις που αναπτύσσονται μέσα στον κύλινδρο. Από την πίεση μέσα στον χώρο καύσης γνωρίζοντας και από τον AVL crank angle encoder 365C τις ακριβείς μοίρες του στροφαλοφόρου άξονα σε κάθε σημείο, δίνεται η δυνατότητα να εξαχθεί το συνολικό IMEP (Indicated Mean Effective Pressure) με μεγάλη ακρίβεια, ιδίως αν χρησιμοποιείται ως δεδομένο ο μέσος όρος μέγιστης πίεσης από αρκετούς κύκλους καύσης. Είναι αρκετά σημαντικό, όταν λειτουργεί

η διάταξη με το γυάλινο κύλινδρο, για να μην ξεπερνιούνται τα όρια του κινητήρα, να μην υπερβαίνεται η πίεση των 40 bar, λόγω κινδύνου θραύσης του γυαλιού.

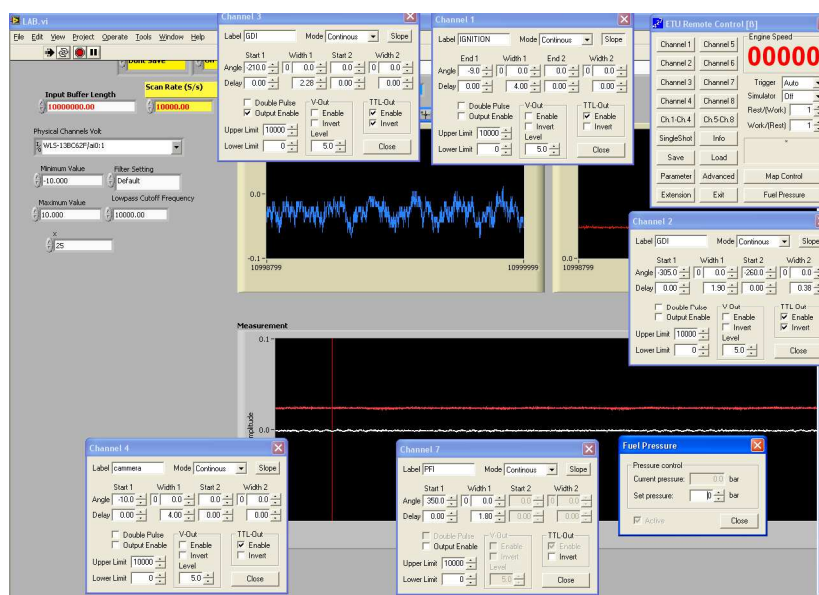
1.4 Οθόνες ενδείξεων λειτουργίας και ελέγχου.

Κατά την διάρκεια λειτουργίας παρακολουθούμε 3 οθόνες. Οι δυο οθόνες (εικόνα 5) είναι από τον κεντρικό υπολογιστή της DSG όπου μπορούμε να δούμε όλες τις θερμοκρασίες, πιέσεις, στροφές κινητήρα και συνολικά διαγράμματα με όλα τα στοιχεία που καταγράφονται μέσα στο σύστημα. Στην δεξιά οθόνη εμφανίζονται οι ενδείξεις από τον αναλυτή καυσασερίων, τον αισθητήρα λ και την ένδειξη της BMEP. Ακόμα υπάρχουν φωτεινές ενδείξεις με πράσινο χρώμα από αρκετά παράλληλα συστήματα του δυναμομέτρου που πληροφορούν ότι είναι ενεργοποιημένα, όπως είναι η μονάδα ψύξης, οι αντλίες βενζίνης, κ.α. Ακόμη δίνεται η δυνατότητα να προστεθεί ότι άλλο θεωρείται σημαντικό για την ασφαλή λειτουργία της διάταξης.



Εικόνα 5 : Οθόνες πληροφόρησης και εντολών του δυναμομέτρου της DSG

Στην ακόλουθη οθόνη (εικόνα 6) εμφανίζεται η ένδειξη από τον αισθητήρα πίεσης στον χώρο καύσης στο επάνω διάγραμμα και το ηλεκτρικό ρεύμα που δέχεται ο σπινθηριστής στο κάτω. Τα μικρά παράθυρα που είναι ανοιχτά γύρω από τα διαγράμματα αφορούν την μονάδα ETU (Engine Timing Unit) του κινητήρα όπου το καθένα είναι ένα κανάλι που μπορεί να ρυθμίσει οποιαδήποτε σχετική ενέργεια ξεχωριστά. Ελέγχεται η ανάφλεξη, το GDI όπου μπορούμε να έχουμε μέχρι και τετραπλό ψεκασμό, το PFI, η πίεση καυσίμου και επιπλέον υπάρχουν και κάποια κενά κανάλια που μπορούν να αξιοποιηθούν για να λαμβάνουν σήμα άλλες συσκευές όπως στην περίπτωση μας η high speed Camera που είναι επιθυμητό να ξεκινήσει την καταγραφή εικόνων λίγο πριν την έναρξη της καύσης.



Εικόνα 6: Διάγραμμα αισθητήρα πίεσης κυλινδροκεφαλής - πλατφόρμα λειτουργίας ETU

2. ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΣΕ ΔΙΑΦΟΡΑ ΣΗΜΕΙΑ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ

Στις μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν στην πειραματική διάταξη, εξετάστηκαν επτά σημεία λειτουργίας σε τρία διαφορετικά φάσματα στροφών στις 1000 rpm, 1500 rpm και 2000 rpm (πίνακας 1). Οι μετρήσεις έγιναν μόνο με χρήση του άμεσου ψεκασμού. Στα συγκεκριμένα σημεία λειτουργίας είχαμε ως σημεία αναφοράς τις στροφές του κινητήρα και την πτώση πίεσης στην εισαγωγή που την ρυθμίζονταν με το άνοιγμα της πεταλούδας. Μας ενδιέφερε να έχουμε στοιχειομετρικό μίγμα παρακολουθώντας την ένδειξη του αισθητήρα Λ , και ρυθμίζοντάς την όσο πιο κοντά στο 1, μεταβάλλοντας τη διάρκεια ψεκασμού του εγχυτήρα.

RPM	1000	1000	1500	1500	2000	2000	2000_double
P_{intake} [mbar]	-400	-80	-380	-100	-370	-200	-200

Πίνακας 1: Σημεία λειτουργίας του κινητήρα που μελετηθήκαν

Μετά την επεξεργασία των δεδομένων που λήφθηκαν από το δυναμόμετρο και τον αισθητήρα πίεσης, δημιουργήθηκαν διαγράμματα πίεσης-γωνίας στροφαλοφόρου άξονα από 15 κύκλους λειτουργίας σε κάθε περίπτωση. Έτσι βρέθηκε ο μέσος όρος της μέγιστης πίεσης και δημιουργήθηκε διάγραμμα του μέσου ίχνους πίεσης. Στην συνέχεια εξάγαμε και την IMEP του κάθε σημείου λειτουργίας. Αυτό έγινε εφικτό δημιουργώντας έναν πίνακα με την μέση τιμή της πίεσης των 15 κύκλων, από της -360° έως τις 360° , σχεδόν σε κάθε μοίρα που μεταβαλλόταν ο στρόφαλος (στις 1000rpm κάθε 0.6° , στις 1500rpm κάθε 0.9° , στις 2000 κάθε 1.2°). Ακόμη είναι γνωστή η μεταβολή του όγκου του κυλίνδρου στις ίδιες μοίρες από τον κατασκευαστή. Έτσι διαιρώντας το άθροισμα των έργων με τον συνολικό όγκο του κυλίνδρου που είναι 0.000475 m^3 προκύπτει η Μέση Ενδεικνυόμενη Πίεση, Indicated Mean Effective Pressure (IMEP).

$$P_i = \frac{P_i + P_{i-1}}{2}, \Delta V_i = V_i - V_{i-1}, IMEP = \frac{\sum_{-360^\circ}^{360^\circ} (P_i * \Delta V_i)}{0.475 * 10^{-3}}$$

2.1 Αποτελέσματα για 1000rpm με πίεση εισαγωγής -400mbar

Στην πρώτη μέτρηση η μηχανή περιστρέφεται με 1000 rpm και αντιστοιχεί σε μικρό φορτίο με $P_{\text{intake}} = -400 \text{ mbar}$. Για να επιτευχθεί στοιχειομετρική καύση οι ρυθμίσεις της ETU περιγράφονται παρακάτω στον πίνακα 2.

RPM	P intake [mbar]	SA	SOI_1	DOI_1	LAMBDA
1000	-400	-13	-280	1.52	1

Πίνακας 2: ρυθμίσεις ETU για 1000 RPM και $P_{\text{intake}} = -400 \text{ mbar}$

SA: spark advance, προπορεία σπινθήρα

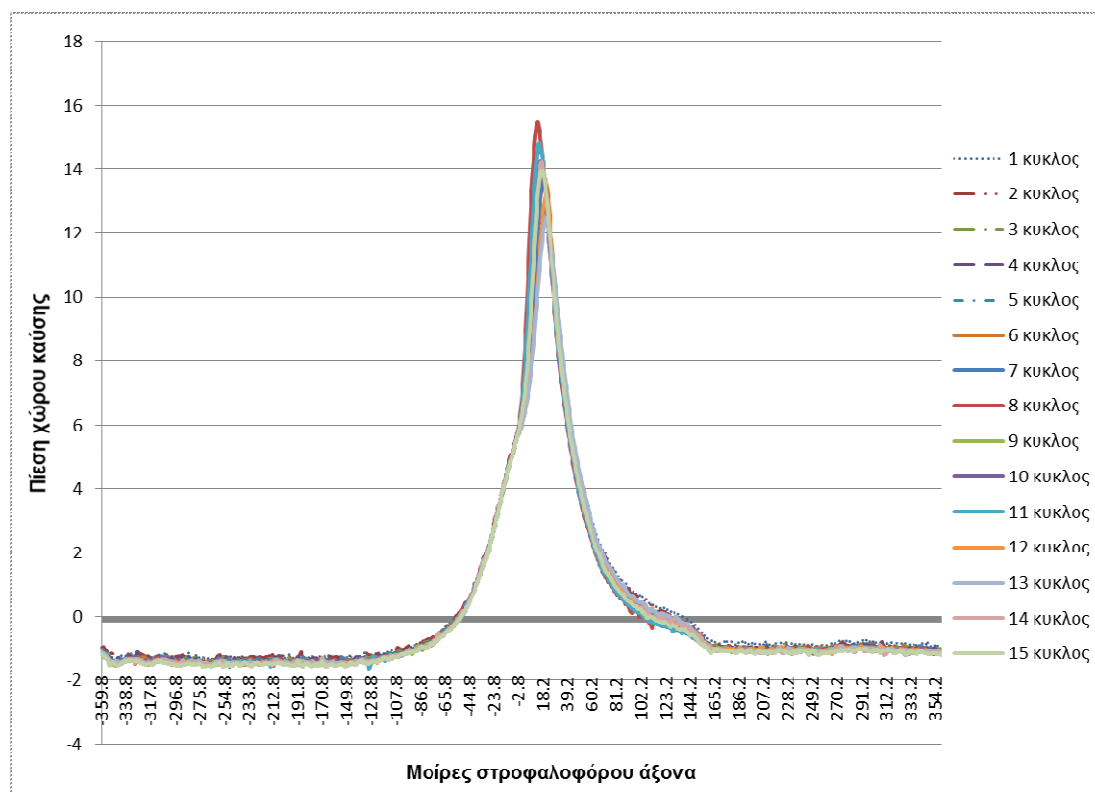
SOI: start of injection, γωνία στροφαλοφόρου που ξεκινάει η έγχυση

DOI: duration of injection, διάρκεια έγχυσης καυσίμου

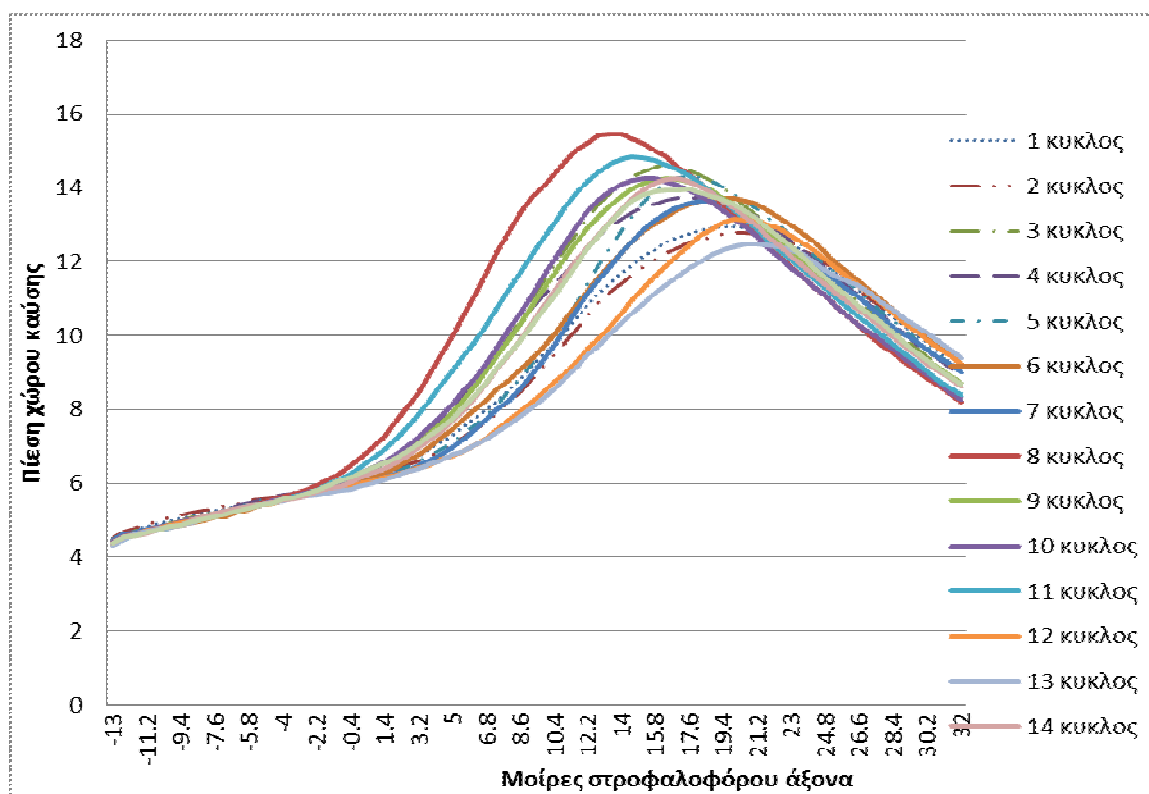
LAMBDA: ένδειξη του αισθητήρα Λ για την αναλογία αέρα-καυσίμου

Σε αυτές τις ρυθμίσεις υπήρχε προπορεία σπινθήρα -13° , γωνία στροφάλου που πραγματοποιείται η έγχυση -280° , χρόνος έγχυσης 1,52 ms.

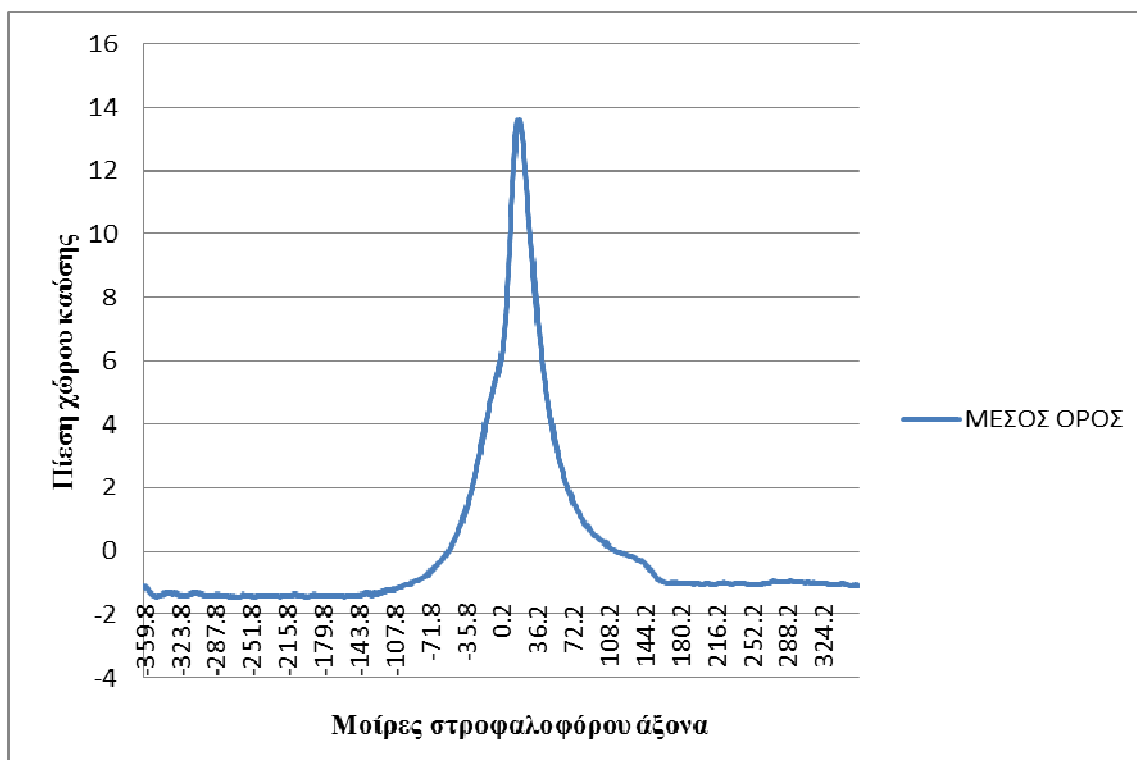
Στα παρακάτω διαγράμματα (Διαγράμματα 1,2 και 3) τα οποία παρουσιάζονται μόνο στην πρώτη περίπτωση άλλα είναι διαθέσιμα και για όλα τα υπόλοιπα σημεία λειτουργίας μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι σε κάθε κύκλο υπάρχουν και κάποιες μικρές διαφορές στην καύση και αντίστοιχα και στην μέγιστη πίεση όπως φαίνεται πιο καθαρά και στο διάγραμμα 2 που είναι εστιασμένο στην περιοχή της καύσης. Αυτές οι διαφορές ονομάζονται κυκλικές μεταβολές της καύσης και οφείλονται κυρίως στην διαφορετική ποιότητα μίγματος από κύκλο σε κύκλο κοντά στο σπινθηριστή. Έτσι παίρνουμε τον μέσο όρο για κάθε τιμή του στροφαλοφόρου άξονα και στους 15 κύκλους και δημιουργείται το διάγραμμα 3, που σε αυτές τις συνθήκες λειτουργίας έχουμε μέση τιμή $P_{\text{max}} = 13.888 \text{ bar}$, στις 18.5° του στροφαλοφόρου άξονα.



Διαγράμμα 1: Γραφός πίεσης για 15 κύκλους καύσης από -360° έως 360°



Διάγραμμα 2: Ίχνος πίεσης από 15 κύκλους στο σημείο της καύσης από -13° έως 32°



Διαγραμμα 3: Μέσο ίχνος πίεσης των 15 κύκλων από -360° έως 360° .

Εκτός από τον υπολογισμό του IMEP από τα στοιχεία που μας εξάγει το δυναμόμετρο καταγράφεται η μέγιστη ροπή καθώς και το μέγιστο BMEP.

TORQUE [Nm]	BMEP [bar]	IMEP [bar]	P _{max} [bar]
1.5	0.3	1.8389	13.888

Πίνακας 3: Αποτελέσματα ροπής, BMEP, IMEP και μέγιστης πίεσης**2.2 Αποτελέσματα για 1000rpm με πίεση εισαγωγής -80mbar**

Στην δεύτερη μέτρηση, διατηρούνται οι 1000 rpm και αυξάνεται το φορτίο ανοίγοντας περισσότερο την πεταλούδα ώστε η πίεση εισαγωγής να είναι ίση με $P_{\text{intake}} = -80 \text{ mbar}$. Για να επιτευχθεί καύση με στοιχειομετρική αντίδραση οι ρυθμίσεις της ETU είναι οι ακόλουθες:

RPM	P intake [mbar]	SA	SOI_1	DOI_1	LAMBDA
1000	-80	-10	-280	2,76	1

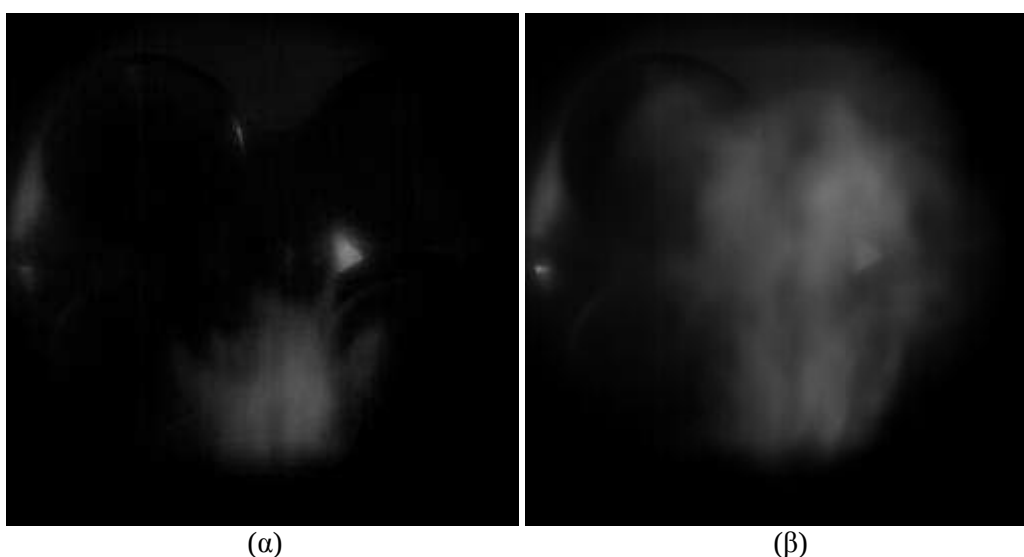
Πίνακας 4: Ρυθμίσεις ETU για 1000 RPM και $P_{\text{intake}} = -80 \text{ mbar}$

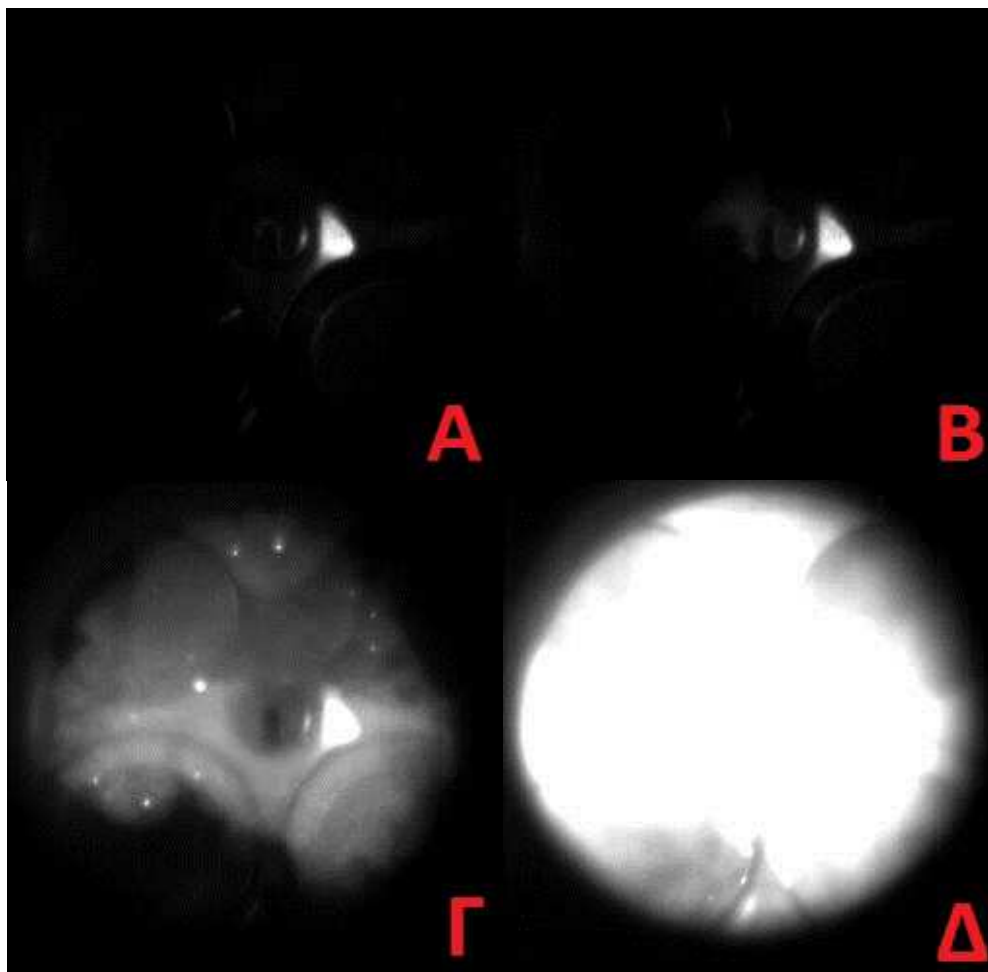
Η προπορεία έναυσης μειώθηκε στις -10° έτσι ώστε λόγω αύξησης του φορτίου να μην υπερβούν τα όρια λειτουργίας του κινητήρα διότι είναι αναμενόμενη η αύξηση της πίεσης στον χώρο καύσης. Η γωνία του στροφάλοφору άξονα που γίνεται η έγχυση διατηρείται στις -280° , και ο χρόνος έγχυσης αυξάνεται από 1,52 ms σε 2,76 ms διότι έχει αυξηθεί σε μεγάλο βαθμό η ποσότητα αέρα που μπήκε στον χώρο καύσης. Έγινε επεξεργασία των δεδομένων και τα αποτελέσματα είναι τα ακόλουθα:

TORQUE [Nm]	BMEP [bar]	IMEP [bar]	P _{max} [bar]
6.7	1.8	3.2541	25.133

Πίνακας 5: Αποτελέσματα ροπής, και IMEP και P_{max} .

Σε αυτό το σημείο λειτουργίας θα παρουσιαστούν και κάποιες ενδεικτικές φωτογραφίες από έναν κύκλο κατά την διάρκεια της καύσης, οι οποίες θα αφορούν στην έγχυση του καυσίμου καθώς και στην έναυση και στη διάρκεια της καύσης. Οι φωτογραφίες καταγράφηκαν με κάμερα υψηλής ταχύτητας απεικόνισης (30 kHz) που διαθέτει το Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας.

**Εικόνα 7:** (α) Αρχή της έγχυσης ($-277,6^\circ$) (β) εξέλιξη της έγχυσης ($-267,6^\circ$) .



Εικόνα 8: Α) Έναρξη φλόγας στις -10° , Β) Πρώτα στάδια εξάπλωσης της φλόγας στις $-1,2^\circ$, Γ) Ενδιάμεσο στάδιο στις $10,8^\circ$, Δ) Κοντά στην ολοκλήρωση της καύσης, στις $25,2^\circ$

2.3 Υπόλοιπες μετρήσεις

Με με τον ίδιο τρόπο που μελετήθηκαν και τα προηγούμενα σημεία λειτουργίας πραγματοποιήθηκε και η μελέτη υπόλοιπων 5 σημείων. Ο πίνακας 6 περιλαμβάνει τις ρυθμίσεις για όλα τα σημεία λειτουργίας που μελετήθηκαν. Αξίζει να σημειωθεί ότι στην τελευταία περίπτωση η μηχανή λειτουργεί με ίδιο αριθμό στροφών και πίεση εισαγωγής αλλά προγραμματίστηκε η ETU έτσι ώστε να γίνεται διπλή έγχυση καυσίμου, με αποτέλεσμα να αυξάνεται η IMEP.

RPM	P _{INTAKE}	SA	SOI_1	DOI_1	SOI_2	DOI_2
[-]	[mbar]	[°CA]	[°CA]	[ms]	[°CA]	[ms]
1000	-400	-13	-280	1.52	-	-
1000	-80	-10	-280	2.76	-	-
1500	-380	-14	-280	1.68	-	-
1500	-100	-14	-280	2.66	-	-
2000	-370	-15	-290	1.74	-	-
2000	-200	-8	-300	2.28	-	-
2000	-200	-9	-305	1.90	-260	0.38

Πίνακας 6: Παράμετροι ETU για στοιχειομετρική καύση

Μετά τη διεκπεραίωση των μετρήσεων, αναλύθηκαν όλα τα δεδομένα και έγιναν τα απαραίτητα διαγράμματα και υπολογισμοί. Στον πίνακα 7 αναφέρονται σε κάθε σημείο λειτουργίας η μέγιστη

πίεση που μετρήθηκε και σε ποιο σημείο του στροφαλοφόρου άξονα μετά το άνω νεκρό σημείο εμφανίστηκε, η ροπή και η IMEP.

RPM	P_{INTAKE}	P_{MAX}	point P_{MAX}	Torque	BMEP	IMEP
[-]	[mbar]	[bar]	[°]	[Nm]	[bar]	[bar]
1000	-400	16.889	18.5	1.5	0.3	1.8389
1000	-80	25.133	16.8	6.7	1.8	3.2541
1500	-380	15.761	18.2	2.7	0.8	2.5787
1500	-100	24.256	17.8	10	2.6	4.2230
2000	-370	18.647	15.4	5	0.3	2.8614
2000	-200	19.329	23.4	11	1.9	4.2921
2000_d	-200	17.884	24.9	10	2	4.3568

Πίνακας 7: Αποτελέσματα μετρήσεων από όλα τα σημεία λειτουργίας

Με τη χρήση του αναλυτή καυσαερίων έγινε ανάλυση καυσαερίων κατά τη διάρκεια των μετρήσεων στον ερευνητικό κινητήρα και τα αποτελέσματα των εκπομπών ρύπων παρουσιάζονται στον πίνακα 8.

RPM	P_{INTAKE}	CO	CO₂	O₂	THC	NO_x
[-]	[mbar]	[%]	[%]	[%]	[ppm]	[ppm]
1000	-400	1.01346	10.5915	4.40386	245.055	594.155
1000	-80	1.18401	11.0255	3.62921	237.371	35.2885
1500	-380	0.74097	11.2250	3.78276	245.118	650.598
1500	-100	1.41162	10.8189	3.76667	245.139	650.579
2000	-370	1.44804	11.4025	2.83366	218.994	198.33
2000	-200	1.51475	11.1013	3.20013	203.286	167.658
2000_d	-200	1.35851	11.1700	3.30972	245.205	650.517

Πίνακας 8: Αποτελέσματα ανάλυσης καυσαερίων

3. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Συμπερασματικά παρουσιάστηκαν οι δυνατότητες του Εργαστηρίου Μηχανών Εσωτερικής Καύσης του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας, που περιλαμβάνει διάταξη δυναμομέτρου-οπτικού κινητήρα με δυνατότητα αλλαγής των παραμέτρων καύσης καθώς και άλλων λειτουργικών παραμέτρων της μηχανής. Επίσης υπάρχει η δυνατότητα μέτρησης της συγκέντρωσης των καυσαερίων καθώς και δυνατότητα, λόγω της οπτικής πρόσβασης στο χώρο καύσης, εφαρμογής οπτικών μεθόδων όπως είναι το LIF και το PIV για τη μελέτη της καύσης και της ροής μέσα στον κινητήρα.

ΕΓΧΕΙΡΙΔΙΑ ΧΡΗΣΗΣ ΚΑΙ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗΣ ΕΞΟΠΛΙΣΜΟΥ

Manual AVL , Page 5 / 13 of technical description AVL SCRE 5405

Dynamometer Services Group (DSG) Limited., DaTAQ Pro V2.687.- User manual, May 2014, p.252

Manual HORIBA Ltd ,NO/NO_x analyzer CLA-720MA ,2nd edition published in August 2001, p.39

Manual HORIBA Ltd ,MEXA-7000 MAINTENANCE ,4th edition published in April 2002, p.108

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Θα θέλαμε να ευχαριστήσουμε την Περιφέρεια Δυτικής Μακεδονίας που χρηματοδότησε την προμήθεια του εργαστηριακού εξοπλισμού για την πραγματοποίηση των πειραμάτων που παρουσιάστηκαν.

ABSTRACT

This paper presents a research activity of the Department of Mechanical Engineering of the University of Western Macedonia in the area of Internal Combustion Engines. The aim of this research activity was the creation of a research optical engine setup where tuning different combustion parameters, using different kinds of fuel, is possible. The main setup consists of a dynamometer manufactured by DSG company and a spark ignition (SI) optical research engine manufactured by AVL, which has optical accessible cylinder and piston crown. This feature makes in-cylinder flame studies possible. These studies may include techniques such as Laser Induced Fluorescence (LIF), Particle Image Velocimetry (PIV) etc., which in combination with the quantities measured by the dynamometer can provide accurate experimental data and useful information on the operation of internal combustion engines in different operation points changing various combustion parameters. Apart from the above, spray and mixing process studies, using optical methods, can be performed.

Some of the parameters that can be changed in this particular optical engine include the mode of fuel injection which may be Port Fuel Injection (PFI) and / or Gasoline Direct Injection (GDI). Also the ETU (Engine Timing Unit) can adjust the desired fuel injection start point and its duration. Moreover, in direct injection mode, we can have multiple injections. The injection pressure can also be tuned in PFI from 0 to 4 bar, while in GDI from 0 to 150 bar. The possibility of setting the timing of the spark is also offered. Apart from the above, we can change the valve timing, as we have two different camshafts for the intake and exhaust valves and we can also change the compression ratio within the specified limits set by the manufacturer. It should be noted that we can replace the glass cylinder and piston with steel parts, if we need to take measurements with extreme parameters or to test a different fuel. This is done to protect the optical parts of the engine, so as not to break the glass, and if verified that all operating points are within the limits specified by the manufacturer, we can make the measurements with the glass parts.

In this arrangement, it is possible to measure the torque and engine speed with the dynamometer, while the automation system calculates quantities as the Braking Mean Effective Pressure (BMEP). There is a lambda sensor installed, which provides information about the quality of the mixture introduced into the engine, and thermocouples which measure the air temperature in the intake port, the exhaust gases temperature, the outlet temperature of the lubricating oil, and the water inlet and outlet temperatures. Finally there is a pressure sensor at the intake manifold to record the pressure difference induced by the throttle, a pressure sensor in the lubricating oil circuit and an in-cylinder pressure sensor. It is quite important when the arrangement is operated with the glass parts, not to exceed the maximum pressure of 40 bar, due to the risk of glass breakage.

Finally, apart from the optical measurements and the dynamometer and automation system measurements, emissions analysis is possible with the analyzers that the department of Mechanical Engineering of the University of Western Macedonia has.

LARGE EDDY SIMULATIONS ON SIMULTANEOUS CHARGING AND DISCHARGING OF A RECTANGULAR STORAGE TANK

E. Kaloudis^a, E. Papanicolaou^b, V. Belessiotis^c

Solar and other Energy Systems Laboratory, NCSR “Demokritos”, Athens, Greece

^a Research associate, skaloudis@ipta.demokritos.gr

^b Researcher A’, elpapa@ipta.demokritos.gr

^c Laboratory director, beles@ipta.demokritos.gr

ABSTRACT

The Large Eddy Simulation (LES) approach is used to investigate numerically the flow and temperature fields arising during the simultaneous charging and discharging process of a rectangular water tank used for thermal energy storage. Three different charging-discharging conditions are considered depending on the flow rate of the load (discharging) circuit. An in-house LES code was employed using the Smagorinsky subgrid-scale model. The detailed simulation results were used to analyze the mixing mechanisms and quantify the efficiency of the process using appropriate factors, such as the discharge efficiency, the thermocline thickness and the volumetric entropy generation rate.

Keywords: Large eddy simulation, thermal storage

1. INTRODUCTION

Thermal energy storage provides a valuable means of extending heating or cooling capacity in applications where a mismatch in timing of energy transfer rate between energy supply and demand is present. Storage of solar thermal energy in sensible form is a very common practice, particularly with water as the storage medium. It is customary to store water heated to low or medium temperatures (normally below 100°C) in cylindrical or rectangular tanks. The dynamic processes of storing and retrieving the stored energy are called charging and discharging respectively. In order to properly design storage systems that achieve the best storage efficiency, numerical simulation (CFD models) or experimental methods are used, whose results may then be analyzed in terms of several performance indicators. Each of the two aforementioned processes has been alone the subject of investigation in previous studies in the literature (Mo & Miyatake, 1996), (Papanicolaou & Belessiotis, 2009), (Chung et al., 2008), however for the simultaneous action of both and their interaction with a thermocline which is typically present in such tanks (see Fig. 1a), very limited studies are encountered and most of them are experimental (Mawire et al. 2013), (Palacios et al., 2012).

A typical example of an energy system with a water storage tank can be seen in Fig. 1a, where the tank is charged with hot water from a thermal energy production system (e.g. solar collector) and another system (load) uses the stored energy. The main design objective for these processes (charging and discharging) is always the same, i.e. achieving reduced mixing levels at the storage. In many real life applications the flow inside the tanks is turbulent and special care should be taken in selecting the most suitable method for turbulence modeling used in CFD simulations. Most of the relevant numerical studies presented so far, have adopted the Reynolds-Averaged Navier–Stokes approach (Oliveski et al., 2003), (Papanicolaou & Belessiotis, 2009) etc.. For the present study the LES

approach has been selected, since this method can provide more accurate instantaneous results for the flow field (Kaloudis et al., 2013, 2014), allowing for better analysis and characterization of the mixing mechanisms. Kaloudis et al. (2013, 2014) have presented numerical results for the development of each of the charging and discharging processes separately, for selected scenarios based on the main parameters for each process typical of practical applications. This will also be pursued here, this time for the combined problem. More specifically, after the tank has been charged for a time representing a certain percentage of the fill time (i.e., the time needed to replace one full tank volume of water), here chosen as 20%, the load circuit (see Fig. 1a) is activated (i.e., the discharging process initiated) while the charging process is still ongoing. For this purpose, cold water (20 °C) enters the tank through a linear diffuser located at the lower part of the right wall and exits from a similar diffuser located on the upper part of the same wall. Different flow rates were used (1.5-4.5 m³/h) for the load circuit and the respective flow and temperature fields are computed in order to evaluate their impact in the mixing process for the tank configuration schematically depicted in Fig. 1b.

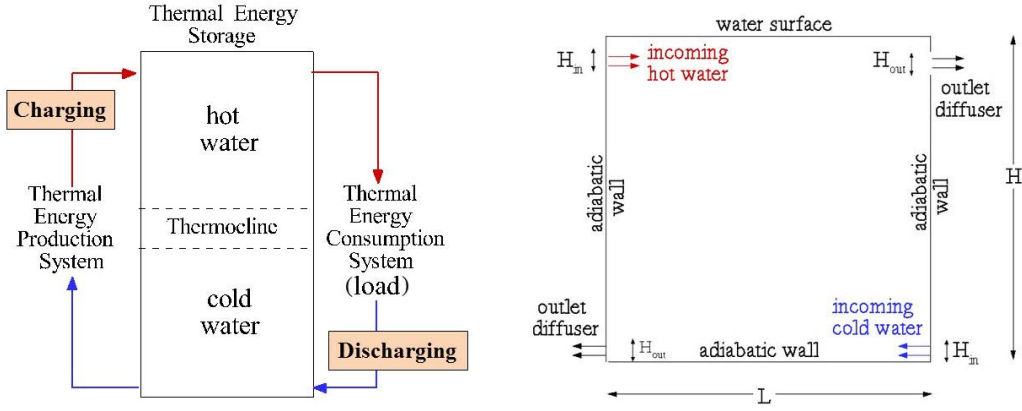


Figure 1: (a) A typical thermal system with a thermal energy storage and (b) the tank configuration

2. NUMERICAL METHOD

2.1 Large eddy simulation method

For mixed convection problems such as the present one, whereby incoming/outgoing forced flows interact with buoyancy forces in the tank, the space filtered equations of motion and energy under Boussinesq's assumption lead to the following non-dimensional Navier–Stokes and energy equations:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}^d}{\partial x_j} + \frac{Gr}{\text{Re}^2} \bar{\theta} \delta_{iY} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{\theta}}{\partial x_j} = \frac{1}{\text{Re Pr}} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (3)$$

where “ $\bar{\cdot}$ ” denotes spatially filtered variables and δ_{iY} is Kronecker's delta. These equations have been non-dimensionalized using the height of the tank H as the characteristic length scale, the inlet velocity u_{in} as the characteristic velocity and the ratio H/u_{in} as the characteristic time scale. The hot inlet temperature of the tank T_h and the cold inlet water temperature T_c are used to define the dimensionless temperature as $\theta = (T - T_c)/(T_h - T_c)$. The Reynolds and Grashoff dimensionless numbers are calculated according to $\text{Re} = u_{in} H_{in} / \nu$ and $Gr = g\beta(T_h - T_c)L^3 / \nu^2$, where ν is the kinematic viscosity, and $L \times H \times W$ are the tank's dimensions.

The effect of the subgrid-scales on the unresolved quantities are accounted for by the subgrid-scale terms, τ_{ij}^d and q_j which are modeled through an eddy viscosity model, first proposed by Smagorinsky

(1963): $\tau_{ij}^d = -2\nu_t \bar{S}_{ij}$ and $q_j = -\frac{\nu_t}{\text{Pr}_t} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j}$. The subgrid eddy viscosity is computed from

$$\nu_t = f_m (C_s \bar{\Delta})^2 \sqrt{\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}, \text{ where } \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \bar{\Delta} = \sqrt[3]{\Delta_x \Delta_y \Delta_z} \text{ is a grid related filter width,}$$

C_s the Smagorinsky constant and $f_m = \left(1 - \exp(-n^+ / 25)^A\right)^B$ is a damping function used to recover the correct asymptotic behavior closed to solid boundaries.

2.2 Computational code

The in-house developed numerical code used for the computations implements the finite volume method to solve the spatially filtered Navier–Stokes equations on a Cartesian, non-staggered, cell centered configuration. Using the SIMPLE algorithm and the momentum-interpolation approach, a Poisson equation is derived for the pressure correction, solved by the iterative solver CGSTAB (conjugate gradient stabilized) (Ferziger & Peric, 2002). The spatial terms of the momentum equations were discretized with a second-order accurate, central finite difference scheme, while the temperature equation was discretized using the higher order scheme Hybrid Linear Parabolic Approximation (HLP) (Zhu, 1991). The discretization in time is made by an implicit, three-time-level stepping. The LES method was adopted and the Smagorinsky model was implemented as the SGS turbulence model. The computational code has been validated in a series of relevant mixed convection cases (Kaloudis et al., 2014) where it was found that the best values for the Smagorinsky model parameters were $C_s=0.1$, $A=2$, $B=4$, $\text{Pr}_t=0.4$.

2.3 Computational domain – Boundary conditions

The actual dimensions of the cubic water tank considered for the process are $2\text{m} \times 2\text{m} \times 2\text{m}$. For the present study, the 3-D computational domain used (in dimensionless units) was $1 \times 1 \times 0.5$. In the spanwise direction the domain is truncated at half the width of the tank and periodic boundary conditions were imposed. A computational grid of $123 \times 178 \times 52$ nodes was found sufficient for this configuration in relevant grid independence study (Kaloudis et al., 2014). The grid employed node-clustering close to the inlet and outlet regions and 10 nodes across the inlet and outlet slots of the diffusers were considered.

Adiabatic temperature boundary conditions were considered along all solid boundaries of the computational domain and the water surface (see Fig. 1b). Along the z-direction periodic boundary conditions were imposed. This choice was based on the fact that the present configuration with linear diffusers extending along the entire depth of the tank in the z-direction results to a nominally two-dimensional geometry. The extent of the computational domain along the z-direction is only directed by the need to capture all important turbulent scales of motion without distorting them. For the flow variables, non-slip conditions are imposed on the tank walls and zero-shear at the free-surface of the water. At the inlet slots, the velocity profile was considered uniform. At the outlet slots, the convective

boundary condition (Ferziger & Peric, 2002) was imposed, namely: $\frac{\partial \phi}{\partial t} + u_c \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$ where the

variable ϕ stands for any of the u , v , w components of velocity and u_c is the convection speed velocity computed by the flow rate at the outlet. For the temperature, the normal derivative was set to zero at those locations.

2.4 Operational modes (scenarios)

For the charging process, hot water ($T_h=50^\circ\text{C}$, $\theta_h=1$) enters the tank through the linear diffuser (slot height $H_{in} = 0.02\text{ m}$) located at the top of the left vertical wall, with its center at $y = 1.91\text{ m}$, and exits the tank from an identical diffuser at the lower part of the same wall, with its center at $y = 0.01\text{ m}$ respectively (Papanicolaou & Belessiotis, 2009). The flow rate is set to $3\text{ m}^3/\text{h}$. For the discharging process, cold water ($T_c=20^\circ\text{C}$, $\theta_c=0$) enters the tank through a similar diffuser located at the lower part of the right vertical wall and exits the tank from the top of the same wall. The inlet temperature of the

water was constant in time. The initial temperature distribution in the tank was constant ($T_c=20$ °C, $\theta_c=0$). For the aforementioned flow rate, inlet and initial temperatures the resulting dimensionless numbers that characterize the flow are: Reynolds (Re)=79600, Grashof (Gr)= 1.558×10^{12} , Prandtl (Pr)=4.8.

For the first time period ($0 < t < 20$), only the thermal energy production system is active, charging the tank with hot water (line Q_{ch} in Fig. 2). At $t = t_d = 20$, the thermal energy consumption system begins to operate simultaneously, drawing off hot water from the tank. Three different cases relative to different discharging flow rates of the load circuit were simulated (Fig. 2). The flow rates selected were 1.5, 3.0 and 4.5 m³/h (dimensionless values of $Q_{disch}=0.5, 1.0$ and 1.5) for cases 1, 2 and 3 respectively. The duration of discharge in each case is adjusted so that the same amount of water is drawn-off, equal to 1.6 m³ (0.2 dimensionless).

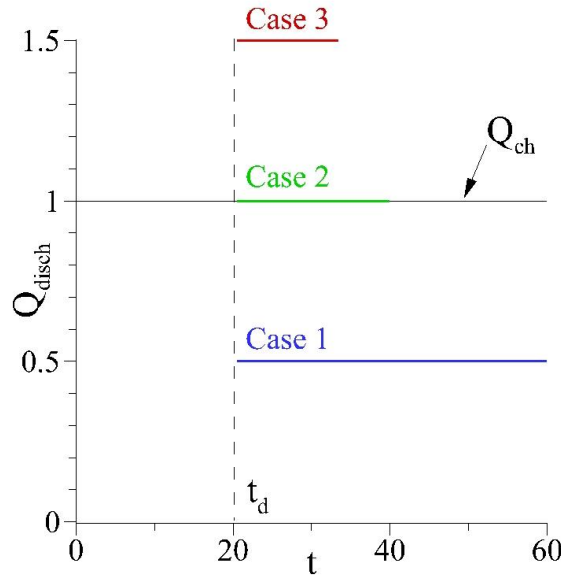


Figure 2: The three different discharging cases considered, defined by three different flow rates (Q_{disch}) shown relative to the fixed charging flow rate (Q_{ch}).

3. RESULTS

3.1 Instantaneous flow and temperature fields

The results from the LES code for temperature and flow fields are shown in Fig. 3. Two different time instants were chosen from the early stages of the process ($t < 20$), where the only circuit in operation is the charging one. The main flow patterns for this period have been described in detail in an earlier study by the authors (Kaloudis et al., 2013). Initially ($t=5$), near the top free-surface region, the incoming hot water stream is rapidly deflected upwards, from the inlet to the top due to the strong buoyancy forces caused by the large temperature difference prevailing initially. It then moves horizontally, parallel to the free surface generating a free shear layer. Once this shear layer reaches the opposite wall, it turns backwards, folds, and forms a second shear layer against the free shear layer of the incoming water which moves in the opposite direction. This backward movement is always restricted within the hot top region which occupies gradually increasing portions of the tank as charging continues ($t=20$). The dashed lines represent iso-lines of $\theta=0.5$ which are, thus, an indicator of the thermocline movement. For example, in Fig. 3 at $t=20$ the iso-line is located at $Y=0.796$. Below the thermocline, the flow motions are very weak at this time interval.

Subsequent to $t=20$, the thermal energy consumption (load) circuit starts to draw hot water from the upper layer of the tank. In Figs. 4, 5 and 6 the instantaneous temperature and flow fields are presented for Cases 1, 2 and 3 respectively. Comparing the thermocline movement ($\theta=0.5$) for each case (Table 1) and in accordance to ratio Q_{ch}/Q_{disch} , it is found that for Case 1 the thermocline moves downwards with a velocity equal to 0.005 (half the velocity of the first time interval $t=0-20$). In Case 2, with $Q_{disch}=Q_{ch}$, the thermocline, as expected, does not change its vertical position at any time and the amount of hot and cold water in the tank remains constant. On the contrary, in Case 3 the thermocline moves upwards, in fact, with a velocity magnitude which equals that of Case 1.

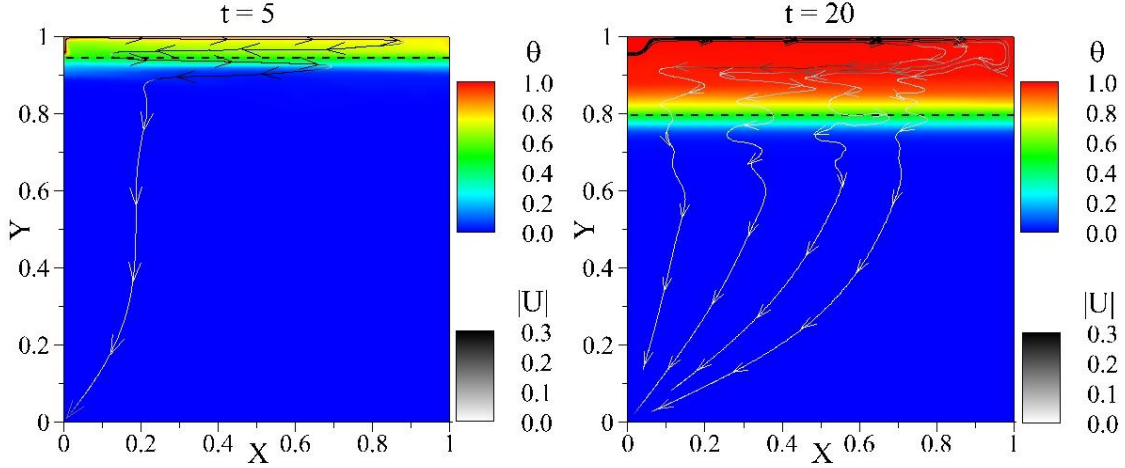


Figure 3: Instantaneous temperature and flow fields, averaged along the spanwise direction, at dimensionless times $t=5, 20$ (charging only).

Table 1: Thermocline movement for all cases

Case	Q_{disch}	t	volume drawn-off	Y position of $\theta = 0.5$	ΔY	Velocity
-	0	20	-	0.796	-	-0.010
1	$0.5 Q_{ch}$	60	20	0.597	0.199	-0.005
2	$1.0 Q_{ch}$	40	20	0.797	-0.001	-0.000
3	$1.5 Q_{ch}$	33.33	20	0.864	-0.068	0.005

As far as the flow field is concerned and by comparing the form of the streamlines among Figs. 4, 5 and 6, some common characteristics for all cases may be observed. Firstly, there is a direct flow movement between the left inlet and the right outlet at the top region of the tank, as well as between the right inlet and the left outlet at the bottom. Their main difference is the velocity magnitude, which has larger values as Q_{disch} increases. Another similarity is the existence of a large vortex located at the bottom cold region of the tank. The vortex has its upper boundary at the thermocline region and its velocity magnitude increases for the cases with the larger Q_{disch} values.

The major differences in the flow movements, between cases 1-3, mostly arise in the hot isothermal region at the top of the tank. As mentioned above, in Case 1 the discharging rate equals to half of the charging rate and the dimensionless time duration of the process is $\Delta t=40$. Since $Q_{ch}>Q_{disch}$, hot water occupies increasing portions of the tank and the original meandering motion gradually leads to the formation of a large vortex (Fig. 4). This vortex starts to develop at the top right corner of the cavity ($t=30$), within the gradually growing hotter region above the thermocline, occupying most of the isothermal core reaching its maximum at $t=60$.

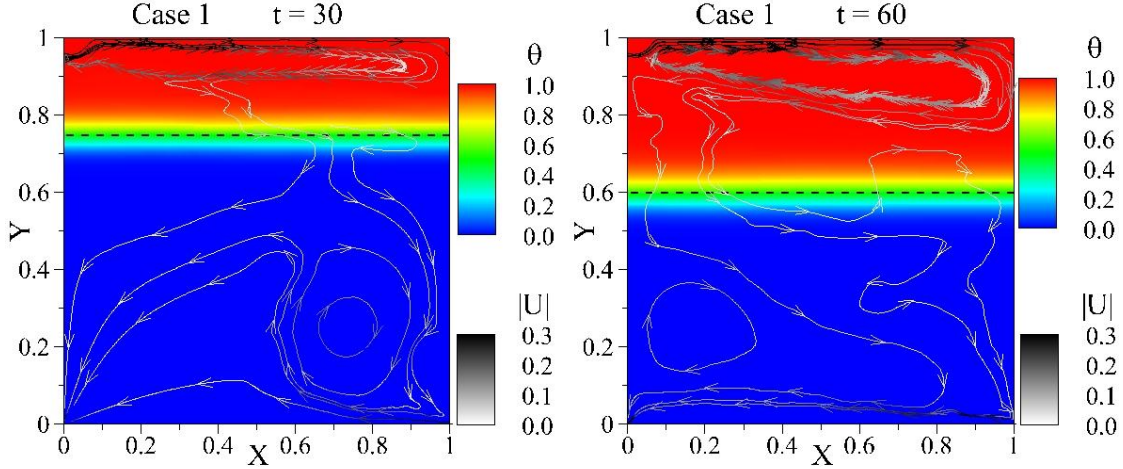


Figure 4: Instantaneous temperature fields, averaged along the spanwise direction, at dimensionless times $t=30, 60$ for Case 1 ($Q_{\text{disch}} = 0.5 Q_{\text{ch}}$).

On the contrary, in Case 2 the aforementioned hot region does not change its size (Fig. 5), thus no vortex is created at the top right corner of the cavity. However, two recirculation regions are shown to develop, a weaker one in the thermocline region and a stronger and larger one underneath it. In Case 3 (Fig. 6), the upward movement of the thermocline suppresses any vortices that were present above it earlier ($t=27.5$), leaving only an almost horizontal through-flow between the left inlet and the right outlet. Below the thermocline, large-scale recirculation is also observed in this case. This is induced by a relatively strong, isothermal jet issuing at the bottom right inlet. This jet is deflected upwards after hitting the bottom of the left wall and its upward movement is limited by the thermal gradient across the thermocline.

In summary, based on the above analysis, intense flow activity is observed only within the isothermal regions of the fluid, which (as will be explained further in the next section) affects significantly the thermal mixing.

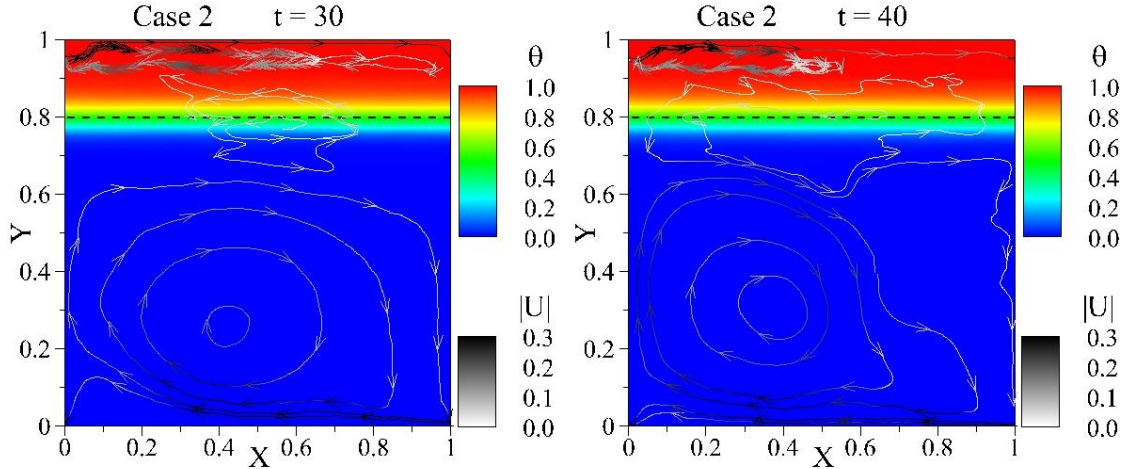


Figure 5: Instantaneous temperature and flow fields, averaged along the spanwise direction, at dimensionless times $t=30, 60$ for Case 2 ($Q_{\text{disch}} = 1.0 Q_{\text{ch}}$).

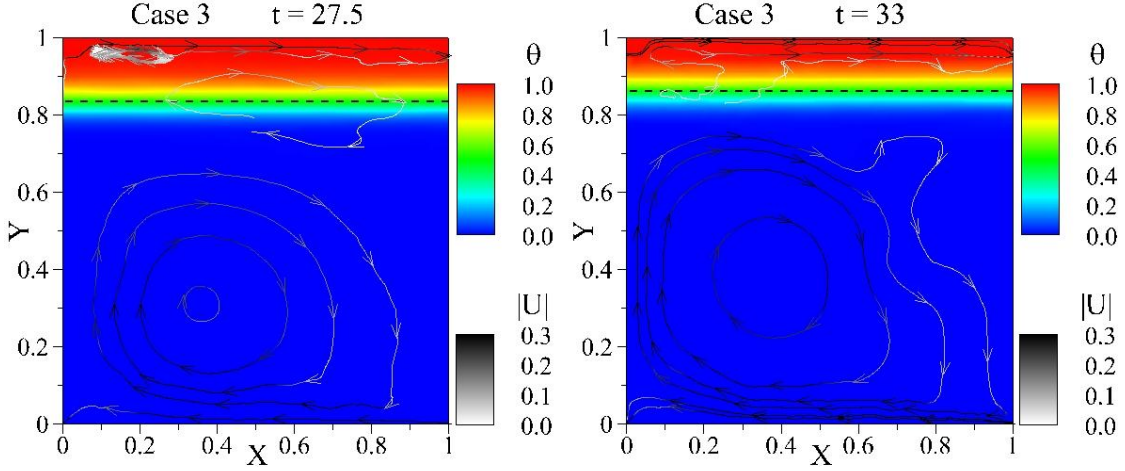


Figure 6: Instantaneous temperature and flow fields, averaged along the spanwise direction, at dimensionless times $t=30, 60$ for Case 3 ($Q_{disch} = 1.5 Q_{ch}$).

3.2 Thermal mixing

In order to characterize thermal stratification in storage tanks a number of different criteria and performance indicators have been proposed (Haller et al., 2009). For the present study the mixing characterization criteria that have been selected as the most appropriate ones are the discharge efficiency (η), the dimensionless thermocline thickness (δ) and the dimensionless volumetric entropy generation rate ($\dot{S}_g^m$).

3.2.1 Discharge efficiency

Based on the first law of thermodynamics, a method to quantify the efficiency of the discharging process during the simultaneous operation of the charging circuit is to calculate the fraction of energy drawn off from the tank to the amount of energy that is provided for the same time period, thus:

$$\eta = \frac{\int_0^{t_f} \dot{m} C_p (T_{out} - T_c) dt}{\int_0^{t_f} \dot{m} C_p (T_h - T_c) dt} \quad (4)$$

According to the above equation, the values of $\eta\%$ for each case 1,2,3 are 99.7%, 99.5% 98.2% respectively (see also Table 2). The values of $\eta\%$ are very high (close to 100%), which is a result of the linear diffusers used. Kaloudis et al. (2013, 2014) have already found that the linear inlet configuration of the tank produce little mixing during charging or discharging process. Even though a slight decrease in $\eta\%$ values is observed as Q_{disch} decreases, in overall the discharge efficiency stays unaffected. Nevertheless, further analysis should be conducted in order to characterize the energy content of the tank at the final moment of each case. This information will be useful since it will also affect the energy efficiency outcome of a following draw-off process.

Table 2: Results for energy efficiency ($\eta\%$), thermocline thickness (δ) and cumulative entropy generation ($S_{g,cum}$) for all cases

Case	Q_{disch}	Fr_{disch}	t	$\eta\%$	δ	$\delta\%$ increase	$S_{g,cum} \times 10^4$	$S_{g,cum}\%$ increase
-	0	0	20	-	0.0969	-	2.03	-
1	$0.5 Q_{ch}$	0.032	60	99.7%	0.1131	16.7%	2.48	22.4%
2	$1.0 Q_{ch}$	0.064	40	99.5%	0.1051	8.5%	2.33	14.9%
3	$1.5 Q_{ch}$	0.096	33.33	98.2%	0.1026	5.8%	2.25	11.2%

3.2.2 Thermocline thickness

The degree of stratification within a storage tank is most commonly quantified by means of temperature gradient and thickness of the thermocline that separates the hot and cold regions within the storage (Dincer & Rosen, 2010). The dimensionless thermocline thickness (δ) can then be defined as the distance between the locus where $\theta = 90\% \theta_h$ and $\theta = 10\% \theta_h$, where θ_h is the highest temperature in the tank. Increased values of δ indicate enhanced thermal mixing in the tank, with $\delta=1$ as the upper limit which is equivalent to a fully mixed state. In Fig. 7a, the time evolution of δ is presented for all cases. As expected, the activation of the charging circuit on homogeneous tank, causes an increase on δ values which reach a maximum at $t=7.5$. After that time instant an isothermal, high-temperature ($\theta > 0.9$) layer is starting to form, cancelling the direct mixing of the incoming hot water, causing δ to decrease. At $t=11$ the entire thermocline is located under the inlet diffuser ($Y=0.95$) and diffusion is the main mixing mechanism. At the start of the simultaneous charging-discharging process ($t=t_d=20$) the thermocline thickness equals to 0.0969. At the final moment of each case ($t=60, 40, 33.33$) δ equals to $\delta_{Case1}=0.1131$, $\delta_{Case2}=0.1051$, $\delta_{Case3}=0.1026$ (see also Table 2). These values are equivalent to a 16.7%, 8.5%, 5.8% increase of δ at $t=20$. It is clear that lower values of Q_{disch} , combined with longer charging duration, increase the thermal mixing in the tank which is manifested as an increase in thermocline thickness.

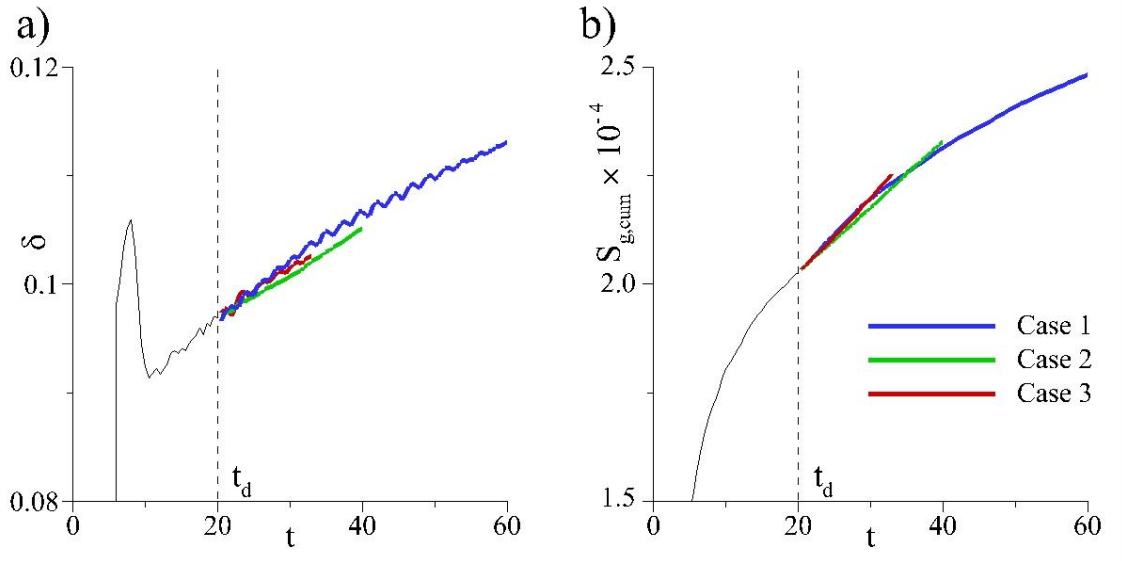


Figure 7: Time evolution of the thermocline thickness (δ) for all cases (a), time evolution of the cumulative entropy generation ($S_{g,cum}$) for all cases (b)

3.2.3 Entropy generation

Another index that assists in quantifying the temporal and spatial mixing in the tank is the volumetric entropy generation rate $\dot{S}_g'''$. Entropy production characterizes the energy conversion of thermofluid processes, particularly regarding the irreversible degradation of thermal and mechanical energy into internal energy. According to Ji and Homan (2006) $\dot{S}_g'''$ in its dimensionless form can be evaluated from the following equation:

$$\dot{S}_g''' = \frac{\theta_o^2}{\text{Re Pr}} \left(1 + \nu_t \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \right) \frac{\nabla \theta^2}{(1 + \theta_o \theta)^2} + \frac{E_c}{\text{Re}} (1 + \nu_t) \frac{\Phi}{1 + \theta_o \theta} \quad (5)$$

Where Φ is the dissipation function, $E_c = u_{in}^2 / C_p T_c$ is the Eckert number and $\theta_o = \Delta T / T_c$ is the temperature difference ratio. The first term in Eq. (5) represents the entropy generation due to thermal diffusion, whereas the second term is the entropy generation due to viscous effects. The cumulative

entropy generation ($S_{g,cum}$) within a fluid volume Ω over a specific period of time can be evaluated from the following integral:

$$S_{g,cum}(t) = \int_0^t \frac{1}{\Omega} \iiint \dot{S}_g d\Omega dt \quad (6)$$

In Fig. 7b the temporal variation $S_{g,cum}$ is presented for all cases representing the total amount of energy degradation to internal energy. As expected, a constant increase of $S_{g,cum}$ is observed both during the charging process ($0 < t < 20$) as well as in the simultaneous charging and discharging periods (Cases 1, 2, 3). At the start of the simultaneous charging-discharging process ($t=20$) $S_{g,cum}$ equals to 2.03×10^{-4} . The values at the final moment of all cases ($t=60, 40, 33.33$) may be found in Table 2. These values are equivalent to a 22.4%, 14.9%, 11.2% increase relative to the value of $S_{g,cum}$ at $t=20$. In a similar fashion to the δ behavior, lower values of Q_{disch} , combined with longer charging duration, increase the thermal mixing in the tank as manifested in terms of increased entropy generation as well.

4. CONCLUSIONS

The use of LES for simulating the simultaneous process of charging and discharging a storage tank provided detail information about the transient temperature and flow fields. In particular, Figs. 3-6 show that there are two distinct regions with the most intense flow motions, the top hot and bottom cold isothermal regions. The thermocline region operates as a barrier between the top and the bottom flow fields, constraining the thermal mixing. The reason for this phenomenon is the high Grashof ($\sim 10^{12}$) number, leading to the development of large vertical temperature gradients that prevent the development of undesirable large-scale flow motion created by the incoming fluid.

The above analysis explains the high discharge energy efficiency for all cases. Even though the lowest Q_{disch} values (Case 1) exhibit better discharge energy efficiency, they cause a degradation of the remaining energy content in the tank compared to cases with larger Q_{disch} values. This statement is supported by the calculations of both thermocline thickness and entropy generation, where a direct link between higher Q_{disch} values and reduce mixing exists. As a consequence, lower Q_{disch} values will produce lower energy efficiencies in any subsequent draw-offs of the tank hot water.

REFERENCES

- Chung, J., Cho, S., Tae, C., Yoo, H. (2008). The effect of diffuser configuration on thermal stratification in a rectangular storage tank. *Renewable Energy* 33 (10), 2236–2245.
- Consul, R., Rodriguez, I., Perez-Segarra, C. and Soria, M. (2004). Virtual prototyping of storage tanks by means of three-dimensional CFD and heat transfer numerical simulations, *Sol. Energy* 77, 179–191.
- Dincer, A., Rosen, M. (2010) *Thermal Energy Storage, Systems and Applications*, John Wiley and Sons.
- Ferziger, J., Peric, M. (2002). *Computational Methods for Fluid Dynamics*, Springer.
- Haller, M., Cruickshank, C., Streicher, W., Harrison, S., Andersen, E., Furbo, S. (2009). Methods to determine stratification efficiency of thermal energy storage processes review and theoretical comparison. *Solar Energy* 83 (10), 1847–1860.
- Ji, Y., Homan, K. (2006). Transition from gravity- to inertia-dominated behavior computed for the turbulent stably-stratified filling of an open enclosure, *Int. J. Heat Fluid Flow* 27, 490–501.
- Kaloudis, E., Grigoriadis, D., Papanicolaou, E., Panidis, T. (2014). LES of thermocline flow phenomena and mixing during discharging of an initially homogeneous or stratified storage tank. *Eur. J. Mech. B/Fluids* 48, 94–114.

- Kaloudis, E., Grigoriadis, D., Papanicolaou, E., Panidis, T. (2013). LES of turbulent mixed convection in the charging of a rectangular thermal storage tank, *Int. J. Heat Fluid Flow* 44, 776–791.
- Mawire, A., Taole, S.H. and Van den Heetkamp, R.R.J. (2013). Experimental investigation on simultaneous charging and discharging of an oil storage tank, *Energy Conv. and Manag.* 65, 245-254.
- Mo, Y., Miyatake, O. (1996). Numerical analysis of the transient turbulent flow field in a thermally stratified thermal storage water tank. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications* 30 (7), 649–667.
- Oliveski, R.D.C., Krenzinger, A., Vielmo, H., (2003). Comparison between models for the simulation of hot water storage tanks. *Solar Energy* 75 (2), 121–134.
- Palacios, E., Admiraal, D.M., Marcos, J.D., Izquierdo, M. (2012). Experimental analysis of solar thermal storage in a water tank with open side inlets, *Applied Energy* 89 (1), 401-412.
- Papanicolaou, E., Belessiotis, V. (2009). Transient development of flow and temperature fields in an underground thermal storage tank under various charging modes. *Solar Energy* 83 (8), 1161–1176
- Smagorinsky, J.(1963). General circulation experiments with the primitive equations, *Mon. Weather Rev.* 91, 99–164.
- Zhu, J. (1991). A low-diffusive and oscillation-free convection scheme, *Commun. Appl. Numer. Methods* 7 (1991) 225–232.

ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΤΡΙΔΙΑΣΤΑΤΟΥ ΡΟΪΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΑΣΤΙΚΟΥ ΙΣΤΟΥ ΣΕ ΑΝΙΣΟΠΕΔΕΣ ΤΟΠΟΓΡΑΦΙΕΣ

Μ. Μαρκούση^{*1}, Δ. Φεΐδαρος¹, Α. Μπαζεβάνου¹, Δ. Παπαναστασίου¹, Θ. Μπαρτζάνας¹, Κ. Κίττας²

^{1*}Ινστιτούτο Έρευνας Τεχνολογίας & Ανάπτυξης Θεσσαλίας, Εθνικό Κέντρο Έρευνας και Τεχνολογικής Ανάπτυξης, Δημητριάδος 95 & Παύλου Μελά, Βόλος, ΤΚ 38333,

E-mail: mmarkousi@ireteth.certh.gr

² Τμήμα Γεωπονίας, Φυτικής Παραγωγής & Αγροτικού Περιβάλλοντος, Σχολή Γεωπονικών Επιστημών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα εργασία μελετώνται με τη βοήθεια της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής τα φαινόμενα μεταφοράς που αναπτύσσονται μέσα σε περιοχή μικρού αστικού ιστού, λαμβάνοντας υπόψη και τη μορφολογία ανάγλυφου μιας ανισόπεδης περιοχής. Ειδικότερα εξετάζονται δύο βασικές περιπτώσεις ανάγλυφου, που επηρεάζουν μεσοσκοπικά την υπερκείμενη ροή της περιοχής, σε συνδυασμό με δύο μοντέλα τυρβώδους μεταφοράς που παρουσιάζουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον. Η μια περίπτωση ανάγλυφου αφορά το λεκανοπέδιο και η άλλη το οροπέδιο. Τα εξεταζόμενα μοντέλα τύρβης είναι τα standard k-ε και RSM. Το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα θεωρήθηκε μέσου ύψους, ενώ ότι αφορά το ύψος τραχύτητας εδάφους εξετάστηκαν δύο περιπτώσεις, το αστικό κέντρο και τα προάστια για ταχύτητα ανέμου 6 m/s σε ύψος μετεωρολογικού ιστού 10m. Από την επεξεργασία των αποτελεσμάτων προέκυψαν παρατηρήσεις για την δυνατότητα των συγκεκριμένων μοντέλων τύρβης να προσομοιώνουν τη ροή του ανέμου στο λεκανοπέδιο και το οροπέδιο. Οι παρατηρήσεις αυτές μπορούν να αξιοποιηθούν στη μελέτη και διαχείριση των προβλημάτων που αφορούν το αστικό μικροκλίμα, όπως η αστική θερμική νησίδα, το αστικό πράσινο και η ρύπανση του αστικού περιβάλλοντος.

Λέξεις Κλειδιά: Υπολογιστική Ρευστοδυναμική, Τυρβώδης Ροή, Ανισόπεδη τοπογραφία, Αστική περιοχή

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Τα μεγάλα αστικά κέντρα μπορεί να συγκεντρώνουν την οικονομική, πολιτική και πολιτιστική ανάπτυξη μιας ευρύτερης γεωγραφικά περιοχής, παρουσιάζουν όμως και τις υψηλότερες τοπικές θερμοκρασίες καθώς και τα σοβαρότερα επεισόδια ρύπανσης. Η αστική θερμική νησίδα είναι το φαινόμενο κατά το οποίο η θερμοκρασία στο κέντρο μιας αστικής περιοχής είναι υψηλότερη σε σχέση με τη θερμοκρασία που καταγράφεται στα περίχωρά αυτής. Η αυξημένη αποθήκευση θερμότητας στα διάφορα υλικά (π.χ. μπετόν, ασφάλτος), η αυξημένη παραγωγή θερμότητας από ανθρωπογενείς δραστηριότητες και η έλλειψη πρασίνου που παρατηρούνται στο κέντρο μιας αστικής περιοχής σε σχέση με τα προάστια της αποτελούν σημαντικούς παράγοντες που συντελούν στην εμφάνιση του φαινομένου (Oke 1982). Επίδραση επίσης προκαλούν διάφοροι μετεωρολογικοί παράγοντες, η τοπογραφία, η μορφολογία και το μέγεθος της αστικής περιοχής (Papanastasiou & Kittas 2012). Η δημιουργία αστικής θερμικής νησίδας έχει πολλές και πολύπλευρες συνέπειες, μεταξύ των οποίων συμπεριλαμβάνονται επιδράσεις στο κλίμα, στην υγεία των κατοίκων και στην κατανάλωση της ενέργειας. Επίσης, η αστική θερμική νησίδα σε συνδυασμό με την ύπαρξη ρυπογόνων βιομηχανιών στις παρυφές της πόλης και την ενδεχομένως ιδιόζουσα τοπογραφία της ευρύτερης περιοχής, όπως για παράδειγμα τη γειτνίαση με βουνά και λοφοσειρές, συντελεί σε επεισόδια ρύπανσης, ευνοώντας τη μεταφορά ρύπων από τις παρυφές της προς το κέντρο της.

Μέχρι στιγμής, έχει πραγματοποιηθεί ένας μεγάλος αριθμός μελετών που διερευνούν τα φαινόμενα μεταφοράς που αναπτύσσονται εντός των αστικών περιοχών. Αυτές οι μελέτες είναι μικρής και μεγάλης κλίμακας και αφορούν πειραματικές και αριθμητικές προσεγγίσεις. Καθώς όμως οι πειραματικές μετρήσεις είναι δύσκολο να γίνονται συχνά εξαιτίας του υψηλού κόστους, οι μελέτες με τη χρήση της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής είναι ιδιαίτερα διαδεδομένες διότι αποτελούν ένα οικονομικό εργαλείο με μεγάλη αναλυτική ακρίβεια. Το εργαλείο αυτό είναι ιδιαίτερα ευέλικτο δίνοντας τη δυνατότητα να μελετηθεί ολόκληρο ή τμήμα του αστικού ιστού (Hang et al. 2009b; Hong

& Lin 2014; Skote et al. 2005) καθώς και λεπτομέρειες αυτού, όπως αποτελούν οι αστικές χαράδρες (Gromke et al. 2008; Koutsourakis et al. 2012; Wang & Mu 2010). Ενώ υπάρχουν μελέτες που πραγματοποιήθηκαν για να προσφέρουν καθοδήγηση για την ορθή πρόβλεψη του ροϊκού πεδίου στις πόλεις (Yoshie et al. 2007) και στη φυσική τοπογραφία (Abdi & Bitsuamlak 2012; Rasouli & Hangan 2013), λίγες φαίνεται να υπάρχουν για τον συνδυασμό αυτών των δύο (Luo & Li 2011).

Η παρούσα εργασία με την βοήθεια της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής, μελετά τα φαινόμενα μεταφοράς που αναπτύσσονται σε περιοχή μικρού αστικού ιστού, εξαιτίας της ιδιάζουσας τοπολογίας στην οποία βρίσκεται. Οι τοπολογίες που εξετάζονται είναι δύο, αυτή του λεκανοπεδίου και αυτή του οροπεδίου. Οι αριθμητικές προσομοιώσεις εκτελούνται με τον εμπορικό κώδικα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής ANSYS FLUENT 14.5. Τα μοντέλα τύρβης που επιλέγονται να μελετηθούν είναι τα standard k-ε και το RSM, καθώς είναι τα πιο διαδεδομένα για αντίστοιχες περιπτώσεις ροών. Στην εργασία (Gromke et al., 2008) χρησιμοποιήθηκαν τα δύο μοντέλα αυτά για να μελετήσουν τη ροή και τη διασπορά ρύπων προερχόμενα από τη κυκλοφορία των αυτοκινήτων σε μια αστική χαράδρα με δένδροφύτευση στη μέση του δρόμου. Τα αποτελέσματα έδειξαν, μετά την επικύρωσή τους με δεδομένα από μετρήσεις σε αεροσήραγγα, καλύτερη επίδοση του μοντέλου RSM σε σχέση με το k-ε, παρόλο που και τα δύο υποεκτίμησαν το πεδίο των ταχυτήτων μέσα στην αστική χαράδρα.

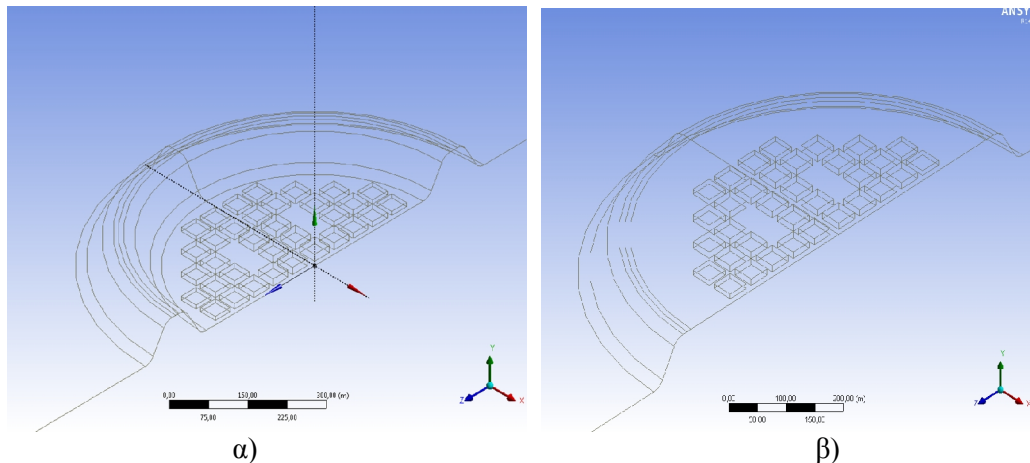
Ο σκοπός της εργασίας αυτής είναι η μελέτη της επιρροής της τοπογραφίας του μικρού αστικού ιστού στον φυσικό αερισμό του. Για το λόγο αυτό εξετάστηκε η δυνατότητα των συγκεκριμένων μοντέλων τύρβης να προσομοιώνουν τη ροή του ανέμου στο λεκανοπέδιο και το οροπέδιο, αλλά και σε διαφορετικό ύψος τραχύτητας. Τα αποτελέσματα της εργασίας αυτής μπορεί να συμβάλλουν στην μελέτη του αερισμού αστικών κέντρων που βρίσκονται σε ιδιάζουσες τοπογραφίες, κάτι που ανταποκρίνεται περισσότερο στην πραγματικότητα της ελληνικής επικράτειας.

2. ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΕΣ ΡΥΘΜΙΣΕΙΣ ΚΑΙ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΙΣ

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται η αριθμητική μέθοδος και οι υπολογιστικές ρυθμίσεις που χρησιμοποιήθηκαν για να ολοκληρωθεί η μελέτη.

2.1 Γεωμετρία και υπολογιστικό πλέγμα

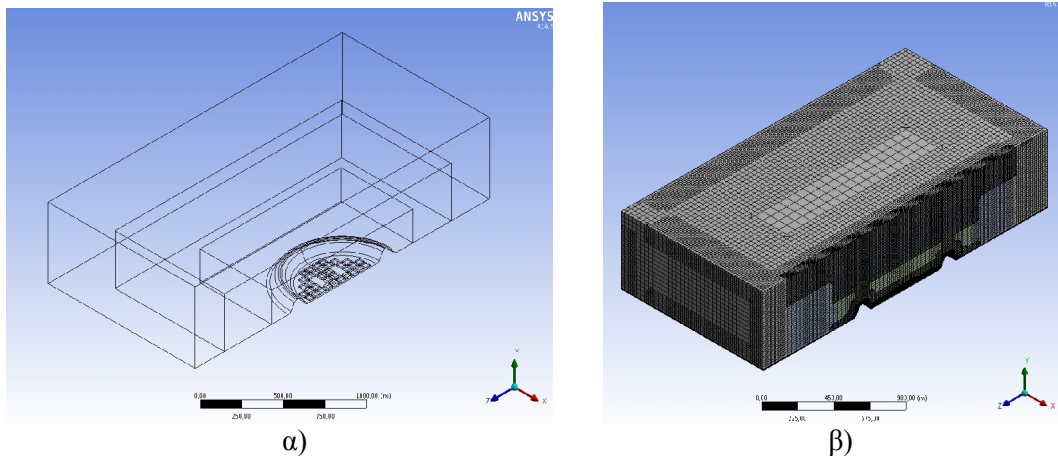
Καθώς η γεωμετρία και η ροή είναι συμμετρική για λόγους υπολογιστικής οικονομίας, αυτή σχεδιάστηκε μισή και για τις δύο τοπολογίες. Ο μικρός αστικός ιστός, ο οποίος είναι ίδιος και στις δύο περιπτώσεις, εκτείνεται σε εμβαδό 134598,98 m² και αποτελείται από 34 οικοδομικά τετράγωνα διαστάσεως 40x40 m², με δύο ενδιάμεσες πλατείες διαστάσεων 92x40 m². Ο δρόμος στη συμμετρία της γεωμετρίας έχει 20 m πλάτος και όλοι υπόλοιποι εσωτερικοί δρόμοι 12 m. Τέλος, το ύψος των κτιρίων είναι 9 m περιφερειακά του οικισμού, 12 m στο ενδιάμεσο και 16 m στον πυρήνα του οικισμού. Ο αστικός ιστός έχει τοποθετηθεί σε δύο διαφορετικές τοπογραφίες, αυτού του λεκανοπεδίου και του οροπεδίου. Τα χαρακτηριστικά τους είναι κοινά: ακτίνα των 375 m, ύψος των 75 μέτρων και κλίση 60°. Στην Εικόνα 1 φαίνεται ο αστικός ιστός και η τελική γεωμετρία των δύο περιπτώσεων. Αναλυτικότερα, στην Εικόνα 1α φαίνεται το λεκανοπέδιο μέσα στο οποίο είναι ο οικισμός και στην Εικόνα 1β φαίνεται το οροπέδιο πάνω στο οποίο βρίσκεται ο οικισμός.



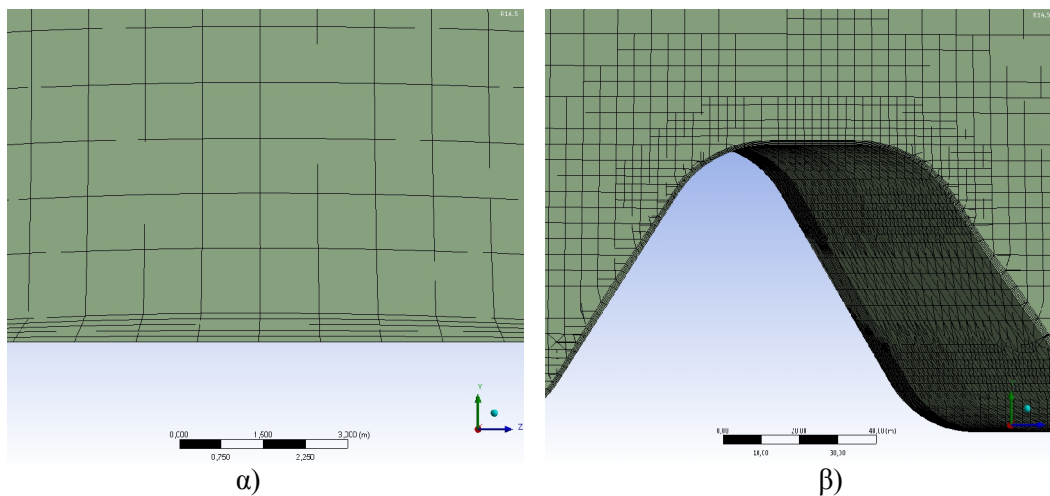
Εικόνα 1: Απεικόνιση του μικρού αστικού ιστού α) μέσα σε λεκανοπέδιο, αριστερά και β) επάνω σε οροπέδιο δεξιά.

Ο υπολογιστικός όγκος, ο οποίος περικλείει τη τοπογραφία, έχει ληφθεί αρκετά μεγάλος ώστε να είναι δυνατή η πλήρης ανάπτυξη της κατανομής εισόδου και η ικανοποίηση των οριακών συνθηκών στη έξοδο. Οι διαστάσεις του υπολογιστικού πεδίου είναι 2500x1250x600 m και έχει χωρισθεί σε 2 ενδιάμεσους μικρότερους όγκους. Οι ενδιάμεσοι όγκοι κατασκευάστηκαν για λόγους εφαρμογής συναρτήσεων πύκνωσης του πλέγματος στους αστικούς ιστούς.

Για τη δημιουργία υπολογιστικού πλέγματος, στην παρούσα μελέτη επιλέχθηκε η αυτοματοποιημένη μέθοδος δημιουργίας πλέγματος, ολόκληρου του μοντέλου, ως ενιαία διαδικασία, με την παραγωγή κυρίως εξαεδρικών κελιών σε καρτεσιανή διάταξη (Cutcell). Εφαρμόστηκε πύκνωση κελιών σε όλες τις περιοχές όπου αναμένεται η ανταλλαγή της ορμής και των βαθμωτών ποσοτήτων να είναι μεγαλύτερες σε σχέση με την υπόλοιπη ροή. Η πύκνωση των κελιών κοντά στα τοιχώματα έγινε με τον αλγόριθμο λόγου μετάβασης (Smooth Transition) ο οποίος καθορίζει τον ρυθμό με τον οποίο αναπτύσσονται τα γειτονικά κελιά. Τελικά το υπολογιστικό πλέγμα που δημιουργήθηκε αποτελείται γύρω στα 2.5×10^6 κελιά, τα οποία είναι κυρίως εξαεδρικά, για όλες τις περιπτώσεις μελέτης, με μέση τιμή ορθογωνικής ποιότητας 0,9. Ο υπολογιστικός όγκος και το υπολογιστικό πλέγμα φαίνονται στις Εικόνες 2α και 2β αντίστοιχα. Οι λεπτομέρειες του πλέγματος στις Εικόνες 3α και 3β.



Εικόνα 2: Ο υπολογιστικός όγκος του πεδίου ροής 2α) και το υπολογιστικό πλέγμα 2β).



Εικόνα 3: Το υπολογιστικό πλέγμα και η πύκνωση των κελιών ενδιάμεσα σε δύο οικοδομικά τετράγωνα α) και στη περιοχή του λόφου β).

2.2 Παραμετρική ανάλυση

Πραγματοποιούνται αριθμητικές προσομοιώσεις στον χώρο των τριών διαστάσεων για τη διερεύνηση της συμπεριφοράς του ανέμου μέσα σε περιοχή μικρού αστικού ιστού. Εξετάζονται δυο περιπτώσεις μορφολογίας ανάγλυφου της γενικότερης περιοχής. Η μία αφορά το λεκανοπέδιο και η άλλη το οροπέδιο. Για την κάθε περίπτωση γίνεται παραμετρική ανάλυση σχετικά α) με τα μοντέλα τύρβης που χρησιμοποιούνται για την επίλυση της τυρβώδους ροής β) με το ύψος τραχύτητας του εδάφους. Τα υπό μελέτη μοντέλα τύρβης είναι τα standard k-ε και RSM. Το πεδίο θεωρείται αστικό και το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα θεωρείται ύψους $\delta=600$ m, τιμή που παρουσιάζεται αργά το πρωί και αργά το απόγευμα, ενώ ότι αφορά το ύψος τραχύτητας εδάφους εξετάζονται δύο περιπτώσεις, το αστικό κέντρο και τα προάστια για ταχύτητα ανέμου 6 m/s στο ύψος των 10m στην κανονική κατεύθυνση (Troen & Petersen 1989). Τα σενάρια φαίνονται αναλυτικά στον πίνακα 2.1.

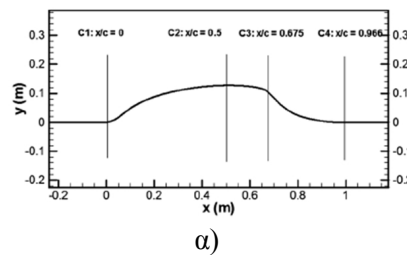
Πίνακας 2.1: Τα σενάρια των προσομοιώσεων.

α/α	Τοπολογία	Μοντέλο Τύρβης	Z_0
1	Λεκανοπέδιο	standard k-ε	1
2			0.4
3		RSM	1
4			0.4
5	Οροπέδιο	standard k-ε	1
6			0.4
7		RSM	1
8			0.4

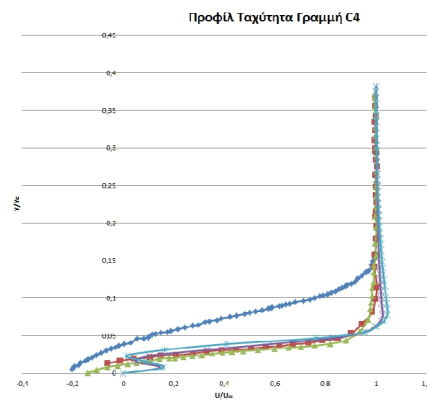
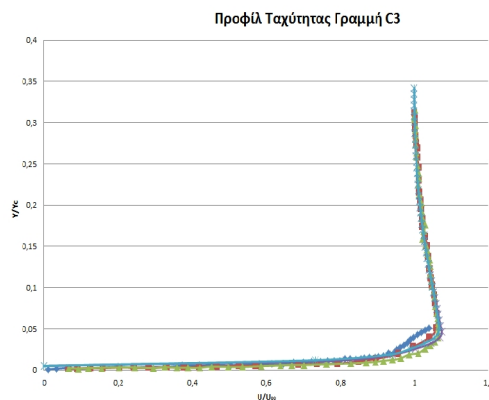
2.3 Πιστοποίηση μοντέλων τύρβης

Κατάλληλο για τον έλεγχο της συμπεριφοράς των μοντέλων τύρβης, έχει θεωρηθεί και το μοντέλο NASA hump (Εικόνα 4α). Σύμφωνα με το μοντέλο, γύρω από την ανεξάρτητη διδιάστατη γεωμετρία που ορίζει, η ροή του ρευστού εμφανίζει φαινόμενα πρόσκρουσης, αποκόλλησης και επανακόλλησης.

Οι Rasouli και Hangan (2013) προσομοίωσαν την ροή σε μια σύνθετη τοπογραφία και χρησιμοποίησαν το μοντέλο NASA hump για την επιλογή του καταλληλότερου μοντέλου τύρβης, το οποίο αξιολογήθηκε και με πειραματικές μετρήσεις. Το μοντέλο NASA hump, παρουσιάζει αρκετές ομοιότητες με την υπό εξέταση τοπολογία, και η διδιάστατη προσομοίωση του επιλέχθηκε προς αναπαραγωγή. Τα αποτελέσματα συγκρίθηκαν με τις κατανομές ταχυτήτων της εργασίας Rasouli και Hangan (2013), προκειμένου να πιστοποιηθεί η εγκυρότητα των προς χρήση μοντέλων τύρβης της παρούσας εργασίας (Εικόνα 4β,4γ).



α)



β) γ)
Εικόνα 4: Η γεωμετρία του μοντέλου NASA hump α) και τα προφίλ ταχυτήτων των μοντέλων τύρβης SST k-ω και RSM στις γραμμές ελέγχου C3 β) και C4 γ)

2.4 Μοντέλα τύρβης και οριακές συνθήκες

Για την επίλυση της τυρβώδους ροής επιλέγονται δύο διαφορετικά μοντέλα, το standard k-ε, το οποίο δέχεται ότι η τύρβη είναι ισοτροπική και το μοντέλο RSM, το οποίο υπολογίζει τον τανυστή Reynolds χρησιμοποιώντας τις διαφορικές εξισώσεις μεταφοράς και με τον τρόπο αυτό υπολογίζει τόσο τις οριζόντιες όσο και τις κάθετες διακυμάνσεις της τύρβης. Το μοντέλο τύρβης RSM χρησιμοποιεί ως αρχικές συνθήκες τα αποτελέσματα από μια αρχική προσομοίωση της ροής με το μοντέλο standard k-ε. Και τα δύο μοντέλα αυτά συνδυάστηκαν με τη χρήση συναρτήσεων τοιχώματος standard wall functions.

Το έδαφος και οι τοίχοι των οικοδομικών τετραγώνων προσομοιώνονται με την οριακή συνθήκη τοιχώματος, η οποία επιβάλλει συνθήκες μη-ολίσθησης και μη-εισροής. Στις πλαϊνές επιφάνειες του υπολογιστικού πεδίου τέθηκε η συνθήκη της συμμετρίας. Στην έξοδο του υπολογιστικού πεδίου, η κλίση της πίεσης θεωρείται μηδενική. Στην είσοδο και στο πάνω όριο του υπολογιστικού πεδίου θεωρούνται συνθήκες εισόδου, με γνωστή τη πίεση, τη ταχύτητα, τη τυρβώδη κινητική ενέργεια, τη διάχυση της τυρβώδους κινητικής ενέργειας και των εντάσεων Reynolds. Η τιμή τους υπολογίζεται συναρτήσει των χαρακτηριστικών του πεδίου στο οποίο βρίσκεται ο μικρός οικισμός, δηλαδή του ύψους τραχύτητας z_0 , της ταχύτητας του ανέμου αδιατάρακτου πεδίου σε ύψος 50 m, $U_z = 50$, και του ύψους πάνω από το έδαφος z . Συγκεκριμένα η καθ' ύψος μεταβολή της ταχύτητας στον άξονα x , U δίνεται από την σχέση (1). Όπου u^* η ταχύτητα τριβής, $\kappa=0,4$ η σταθερά Von Kármán και a , ο εκθέτης της εκθετικής μεταβολής το οποίο δίνεται από τη σχέση (2). (Μπεργελές 1995)

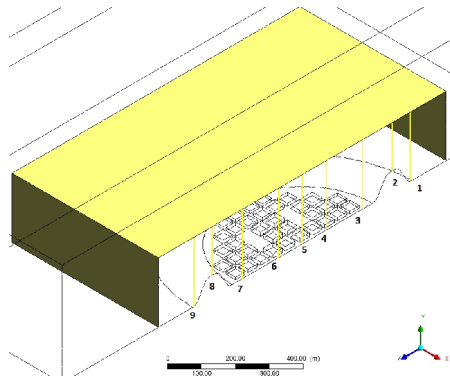
$$z \geq 11 \quad U = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad \text{και} \quad z < 11 \quad U = U_{(z=50)} \left(\frac{z}{50}\right)^{1/a} \quad (1) \quad a = -\ln(z_0 / 15.25) \quad (2)$$

Η καθ' ύψος μεταβολή των χαρακτηριστικών τύρβης δίνεται από τις σχέσεις (3), (4) και (5). Όπου δ , το τυπικό πάχος του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος. (Ahmad et al. 2005)

$$k = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \left(1 - \frac{z}{\delta}\right), \quad C_\mu = 0.09 \quad (3) \quad \varepsilon = \frac{u_*^3}{\kappa z} \left(1 - \frac{z}{\delta}\right) \quad (4) \quad \overline{u_i^2} = \frac{2}{3} k, \quad \overline{u_i u_j} = 0 \quad (5)$$

3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ- ΣΥΖΗΤΗΣΗ

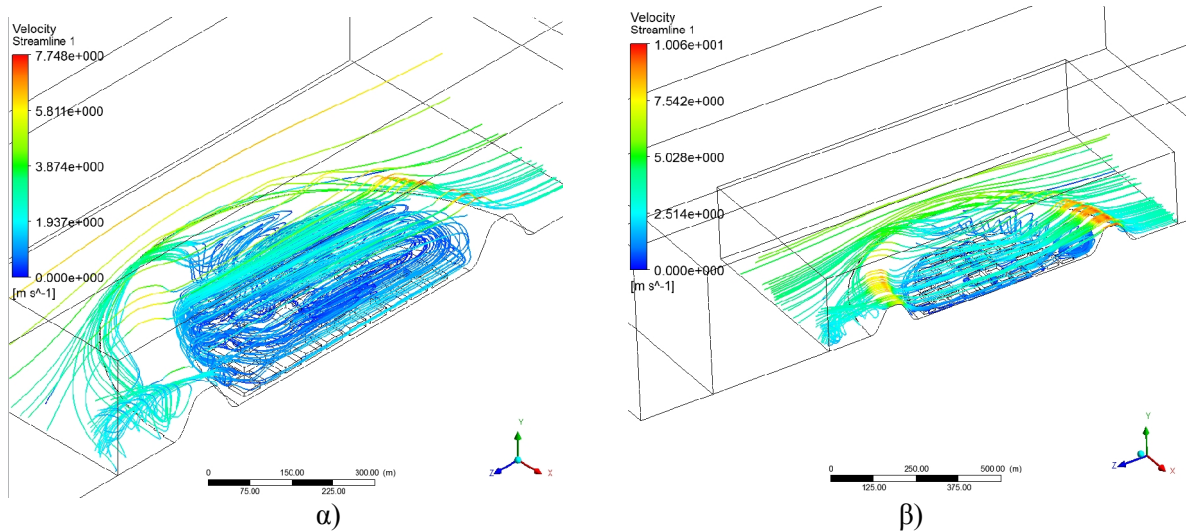
Οι παράμετροι που εξετάζονται είναι αυτοί των γραμμών ροής και του πεδίου των ταχυτήτων. Για την παρουσίαση των αποτελεσμάτων χρησιμοποιούνται όγκοι ελέγχου και γραμμές ελέγχου. Ως όγκος ελέγχου ορίζεται ο μικρός όγκος που περιβάλλει τον μικρό αστικό ιστό ενώ οι γραμμές ελέγχου επιλέγονται σε συγκεκριμένα σημεία της τοπογραφίας, τα οποία θεωρούνται αντιπροσωπευτικά για τη ροή του ανέμου. Αυτά βρίσκονται στους πρόποδες του λόφου, στην κορυφή του και μέσα στον οικισμό. Έτσι προκύπτουν συνολικά εννέα γραμμές ελέγχου, εντός του όγκου ελέγχου που επιλέχθηκε παραπάνω, στο επίπεδο συμμετρίας του πεδίου ροής. Ο όγκος ελέγχου και οι γραμμές ελέγχου φαίνονται στην εικόνα 5. Οι αντίστοιχες γραμμές, στα ίδια σημεία ελέγχθηκαν και στη τοπολογία του οροπεδίου.



Εικόνα 5: Ο όγκος ελέγχου και οι γραμμές

ελέγχου του υπολογιστικού πεδίου ροής.

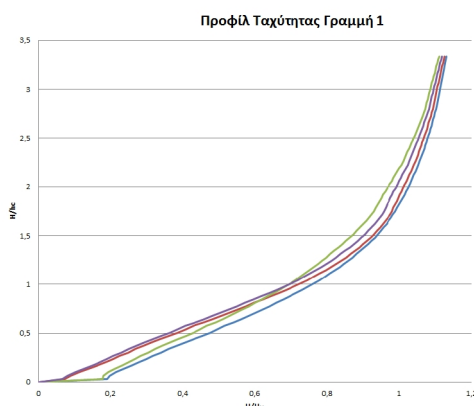
Τα αποτελέσματα των γραμμών ροής για τα δύο διαφορετικά μοντέλα τύρβης κυρίως στη τοπολογία του λεκανοπεδίου παρουσιάζουν σημαντικές διαφορές. Ενώ το μοντέλο τύρβης standard k-ε φαίνεται να δημιουργεί μια μεγάλη ανακυκλοφορία η οποία εκτείνεται καθ' όλο το μήκος του λεκανοπεδίου και σε όλη την έκταση του οικισμού (Εικόνα 6α), το μοντέλο τύρβης RSM περιορίζει σημαντικά αυτή την ανακυκλοφορία στην αρχή του οικισμού και αφήνει τη ροή να συνεχίσει απρόσκοπτα μέσα στο λεκανοπέδιο (Εικόνα 6β). Αντίθετα τα αποτελέσματα των γραμμών ροής στην τοπολογία του οροπεδίου παρουσιάζουν παρόμοια μορφή χωρίς σημαντικές διαφορές.



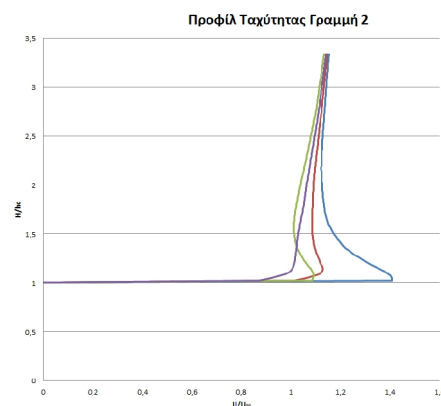
Εικόνα 6: Οι γραμμές ροής στον όγκο ελέγχου με το μοντέλο τύρβης standard k-ε α) και με το μοντέλο RSM β) για ύψος τραχύτητας $z_0=0.4$.

Σύμφωνα με την κατηγοριοποίηση του πεδίου ροής στις αστικές χαράδρες που έγινε στην εργασία Oke (1988), όταν η αναλογία διαστάσεων ύψους εμποδίου προς πλάτος χαράδρας είναι μικρή ($H/W < 0.3$), όπως συμβαίνει και στην περίπτωση του λεκανοπεδίου, τότε τα πεδία ροής που δημιουργούνται εξαιτίας των εμποδίων δεν αλληλεπιδρούν και οδηγούν σε μια ανεξάρτητη ροή που κυριαρχείται από την τραχύτητα του εδάφους (isolated roughness flow). Στην ροή αυτή, σε τοπικό επίπεδο, ο ρυθμός παραγωγής κινητικής ενέργειας είναι αρκετά μικρότερος από τον ρυθμό καταστροφής της, κάτι το οποίο μειονεκτεί να προβλέψει το μοντέλο standard k-ε, στο οποίο οι δύο ρυθμοί αυτοί θεωρούνται ανάλογοι.

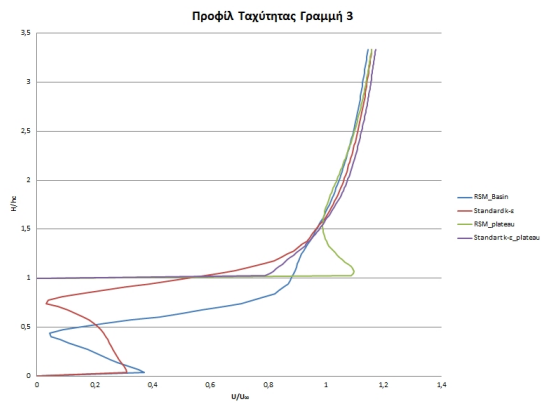
Τα προφίλ των ταχυτήτων στις επιλεγθείσες γραμμές ελέγχου φαίνονται στις Εικόνες 7 έως 15. Η περίπτωση μελέτης αυτής αφορά το λεκανοπέδιο και το οροπέδιο με ύψος τραχύτητας $z_0 = 0.4$ m. Μέγιστη ταχύτητα εισόδου $U_{00} = 6$ m/s και ύψος αναφοράς το ύψος του λόφου $h_c = 75$ m.



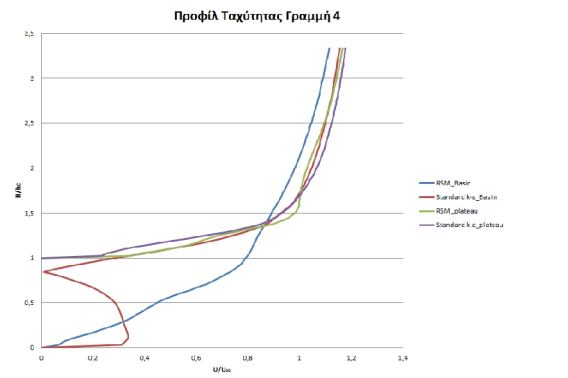
Εικόνα 7: Προφίλ ταχύτητας στη γραμμή 1.



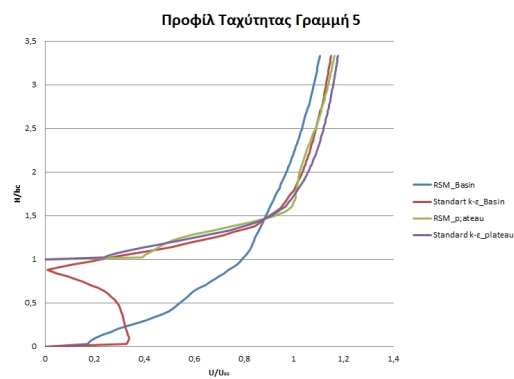
Εικόνα 8: Προφίλ ταχύτητας στη γραμμή 2.



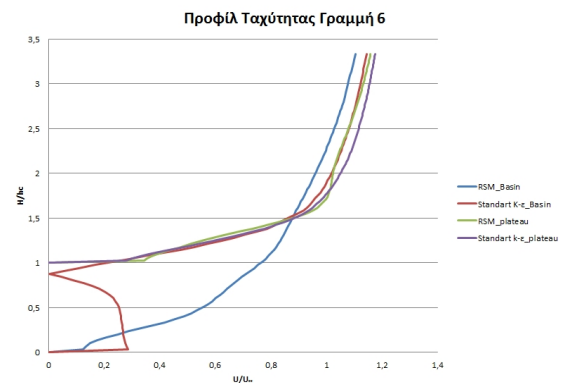
Εικόνα 9: Προφίλ ταχύτητας στη γραμμή 3.



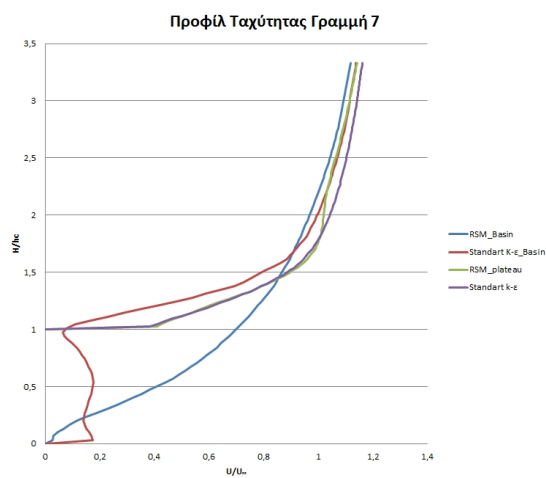
Εικόνα 10: Προφίλ ταχύτητας στη γραμμή 4.



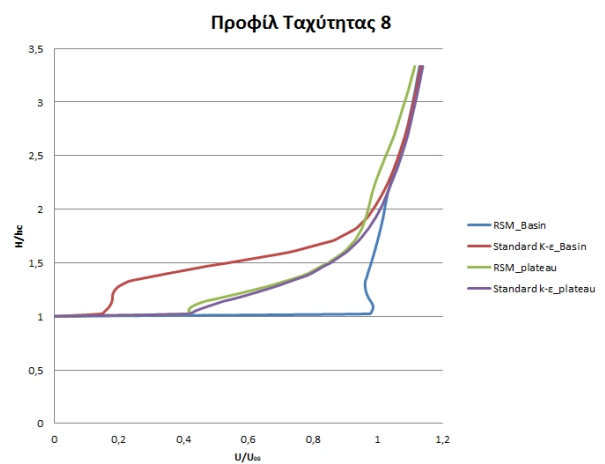
Εικόνα 11: Προφίλ ταχύτητας στη γραμμή 5.



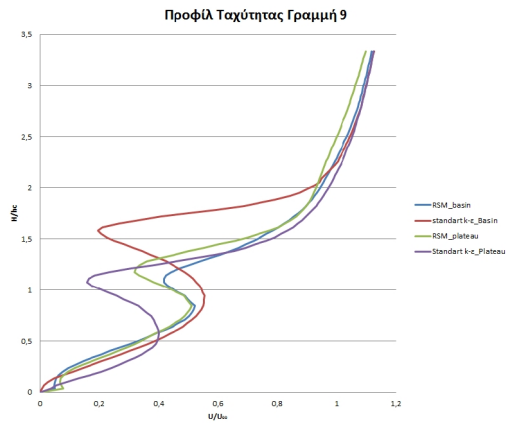
Εικόνα 12: Προφίλ ταχύτητας στη γραμμή 6.



Εικόνα 13: Προφίλ ταχύτητας στη γραμμή 7.



Εικόνα 14: Προφίλ ταχύτητας στη γραμμή 8.



Εικόνα 15: Προφίλ ταχύτητας στη γραμμή 9

Από τα παραπάνω διαγράμματα, όσον αφορά το λεκανοπέδιο, είναι φανερό ότι τα προφίλ των ταχυτήτων στις γραμμές 1,2,3 που βρίσκονται αντίστοιχα πριν, επάνω και ακριβώς μετά τον πρώτο λόφο που συναντά η ροή του ανέμου, είναι παρόμοια και για τα δύο μοντέλα τύρβης. Κάτι που συμβαίνει μετά, μόνο, στην γραμμή 9 η οποία βρίσκεται πίσω ακριβώς του δεύτερου λόφου που συναντά η ροή. Στο ενδιάμεσο, τα προφίλ διαφέρουν σημαντικά κάτι το οποίο ήδη φάνηκε και από τις γραμμές ροής στην Εικόνα 6. Η κινητική ενέργεια που προβλέπει το μοντέλο RSM είναι μεγαλύτερη. Αντιθέτως στο οροπέδιο τα δύο μοντέλα τύρβης έχουν ως αποτέλεσμα παρόμοια προφίλ ταχυτήτων σε όλες τις γραμμές ελέγχου.

4.ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Δημιουργήθηκε ένα υπολογιστικό μοντέλο για την πρόγνωση του ροϊκού πεδίου σε μικρούς αστικούς οικισμούς που βρίσκονται σε ανισόπεδες τοπογραφίες όπως αυτού του λεκανοπεδίου και του οροπεδίου. Έγινε σύγκριση των δύο μόντελων τύρβης (standard k-ε και RSM) και εξετάστηκε η δυνατότητα τους να προσομοιώνουν τη ροή του ανέμου στις δύο αυτές διαφορετικές γεωμετρίες αλλά και σε διαφορετικό ύψος τραχύτητας. Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι τα δύο αυτά μοντέλα τύρβης, σε ότι αφορά στη τοπολογία έδειξαν σημαντικές διαφορές στην περίπτωση του λεκανοπεδίου, σε αντίθεση με τη περίπτωση του οροπεδίου, όπου είχαν την ίδια συμπεριφορά. Το διαφορετικό ύψος τραχύτητας z_0 δεν φαίνεται να διαφοροποιεί τα αποτελέσματα των μοντέλων τύρβης.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Μπεργελές Γ., (1995) Ανεμοκινητήρες, Εκδότης: Συμεών
- Ahmad K., Khare M., Chaudhry K.K. (2005), .Wind tunnel simulation studies on dispersion at urban street canyon and intersections-a review. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics., 95: 697-717
- Asbi D. & Bitsuamlak G. (2014), .Wind flow simulations on idealized and real complex terrain using various turbulence models., Advances in Engineering Software 75: 30-41
- Gromke C., Buccolieri R., Sabatino D.S. and B.Ruck. (2008), .Dispersion study in a street canyon with tree planting by means of wind tunnel and numerical investigations-Evaluation of CFD data with experimental data., Atmospheric Environment 42:8640-8650
- Hang J., Sandberg M., Li Y. (2009b), .Effect of urban morphology on wind condition in idealized city models., Atmospheric Environment 43:869-78.
- Hong B. and Borong L. (2015), .Numerical studies of the outdoor wind environment and thermal comfort at pedestrian level in housing blocks with different building layout patterns and trees arrangement., Atmospheric Environment 43: 869-878
- Koutsourakis N., Bartzis J., Markatos M. (2012), .Evaluation of Reynolds stress, k-ε and RNG k-ε turbulence models in street canyon flows using various experimental datasets., Environmental Fluid Mechanics 12:379-403

- Luo Z. & Li Y. (2011), .Passive urban ventilation by combined buoyancy-driven slope flow and wall flow: Parametric CFD studies on idealized city models., *Atmospheric Environment* 45: 5946-5956
- Oke TR (1982), .The energetic basis of the urban heat island., *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 108:1–24
- Oke, T.R (1988), .Street design and urban canopy layer climate., *Energy and Buildings* 11:103–113.
- Papanastasiou D. & Kittas C. (2012), .Maximum urban heat island intensity in a medium sized coastal Mediterranean city. *Theoretical and Applied Climatology* 107, 407 – 416.
- Rasouli A. & Hangan H. (2013), .Microscale Computational Fluid Dynamics Simulation for Wind Mapping Over Complex Topographic Terrains., *Journal of Solar Energy Engineering.*, 135: 041005-1
- Skote M., Sandberg M., Westerberg U. (2005), .Numerical and experimental studies of wind environment in an urban morphology., *Atmospheric Environment* 39:6147–58.
- Troen, I., & Petersen E.L. (1989), .European Wind Atlas., Commission of the European Communities, Directorate – General for Science, Research and Dev., Brussels, Belgium
- Wang P. and Mu H. (2010), . Numerical simulation of pollutant flow and dispersion in different street layouts., *Int. J. Environmental Studies* 67:155–167
- Yoshie R., Mochida A., Tominaga Y., Kataoka H., Harimoto K., Nozu T., Shirasawa T. (2007), .Cooperative project for CFD prediction of pedestrian wind environment in the Architectural Institute of Japan., *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics.*, 95:1551-1578

NUMERICAL SIMULATIONS OF 3D FLOW FIELD OVER URBAN AREAS LOCATED IN UNEVEN TERRAIN

M. Markousi¹, D.Fidaros¹, A.Baxevanou¹, D.Papanastasiou¹, T.Bartzanas¹, C.Kittas²

¹ Institute for Research & Technology of Thessaly, Centre for Research & Technology Hellas,
Dimitriadou 95& P.Mela, Volos, 38333, Greece
E-mail: mmarkousi@ireteth.certh.gr

²University of Thessaly, Department of Agriculture, Crop Production and Agricultural Environment,
Fytokou St., N. Ionia, 38446, Greece

ABSTRACT

This study aims to address the flow patterns that are being developed in urban areas which are located in complex terrains by the use of computational fluid dynamics. Two different topologies in conjunction with two different RANS turbulence models are being investigated. The first topology is a basin-like area and the second one is a plateau. The turbulence models to be examined are the standard k-ε and the RSM. Regarding the terrain roughness height two cases are examined, the urban and the suburban area. The atmospheric boundary layer is considered of medium height and the wind speed is 6 m/s at 10 m height in the direction normal. The outcomes of this research are about the ability of those turbulence models to simulate the wind flow in the basin-like area and the plateau. This information can be used for further study of problems related to urban microclimate, such as urban heat island and pollution of urban air.

Keywords: CFD, Turbulent Flow, Uneven Terrain, Urban Area

ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΕΣ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΕΣ ΤΩΝ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΠΟΛΙΤΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ Τ.Ε ΤΟΥ ΑΛΕΞΑΝΔΡΕΙΟΥ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΟΥ ΙΔΡΥΜΑΤΟΣ ΘΕΣΣΑΛΟΝΙΚΗΣ ΚΑΙ ΠΟΛΙΤΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΤΟΥ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟΥ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ

Κεραμάρης Ευάγγελος¹, Πεχλιβανίδης Γεώργιος², Λιακόπουλος Αντώνιος³

¹Λέκτορας, Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, Πεδίον Άρεως, 38334,
Βόλος, email : ekeramaris@civ.uth.gr

²Καθηγητής, Τμήμα Πολιτικών Τ.Ε., Αλεξάνδρειο Τεχνολογικό Ίδρυμα Θεσσαλονίκης, Σίνδος
57400, Θεσσαλονίκη, email : gpexliva@cie.teithe.gr

³Καθηγητής, Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, Πεδίον Άρεως, 38334,
Βόλος, email : aliakop@civ.uth.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Τα χαρακτηριστικά της τυρβώδους ροής σε ανοικτό κανάλι μελετώνται πειραματικά με τη βοήθεια μιας συσκευής 2D-PIV (Particle Image Velocimetry). Πραγματοποιήθηκαν πειράματα σε δύο διαφορετικούς τύπους διαπερατού πυθμένα ανοικτών αγωγών : α) μετάβαση από πυθμένα με βλάστηση σε πυθμένα με χαλίκια και αντίστροφα (24 πειράματα) και β) πυθμένας χωρισμένος στη μέση με βλάστηση και χαλίκια (27 πειράματα). Διατηρήθηκε και στους δύο τύπους (βλάστηση και χαλίκια) το ίδιο ύψος διαπερατού πυθμένα ($h = 2$ cm) και το ίδιο πορώδες ($\epsilon = 0.80$). Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε οριζόντιο κανάλι : α) 6.5 m μήκους, 7.5 cm πλάτους και 25 cm ύψους (Εργαστήριο Υδραυλικής του Τμήματος Πολιτικών Μηχανικών Τ.Ε του Αλεξάνδρειου Τεχνολογικού Ιδρύματος Θεσσαλονίκης) και β) 5 m μήκους, 10 cm ύψους και 27.5 cm πλάτους (Εργαστήριο Υδρομηχανικής και Περιβαλλοντικής Τεχνικής του Τμήματος Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας).

Τα αποτελέσματα στην πρώτη περίπτωση έδειξαν ότι η επίδραση στα τυρβώδη χαρακτηριστικά της μετάβασης από τη βλάστηση στα χαλίκια είναι διαφορετική συγκρινόμενη με αυτή της μετάβασης από τα χαλίκια στη βλάστηση και στη δεύτερη περίπτωση ότι η παρουσία πυθμένα χωρισμένου στη μέση με βλάστηση και χαλίκια επηρεάζει σημαντικά την κατανομή των ταχυτήτων σε σχέση με έναν απλό διαπερατό πυθμένα (βλάστηση ή χαλίκια).

ΛΕΞΕΙΣ-ΚΛΕΙΔΙΑ : Τυρβώδης Ροή, Particle Image Velocimetry, Πειραματική Ανάλυση, Διαπερατός Πυθμένας, Κατανομή Ταχυτήτων

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η επίδραση της τυρβώδους ροής στην κατανομή των ταχυτήτων σε ένα ανοικτό αγωγό με μετάβαση από έναν διαπερατό σε έναν άλλο διαφορετικό διαπερατό πυθμένα ή με χωρισμένο στη μέση αδιαπέρατο και διαπερατό πυθμένα έχει ιδιαίτερη σημασία. Στη φύση παρατηρείται μια αύξηση της βλάστησης σε ποτάμια και ανοικτούς αγωγούς σε μικρή και μεγάλη κλίμακα. Η παρουσία διαπερατού πυθμένα σε ανοικτούς αγωγούς έχει σαν αποτέλεσμα τη μεταβολή του βάθους ροής και της κατανομής των ταχυτήτων. Οι μεταβολές αυτές είναι μεγαλύτερες σε περιπτώσεις που ο διαπερατός

αυτός πυθμένας είναι χωρισμένος στη μέση με βλάστηση και χαλίκια. Επίσης η παρουσία διαφορετικού διαπερατού πυθμένα (π.χ. βλάστησης και χαλικιών) έχει μεγάλη επίδραση στα τυρβώδη χαρακτηριστικά της ροής.

Αρχικά οι Beavers and Joseph (1967), χρησιμοποίησαν πορώδες με μεγάλη διαπερατότητα και στρωτή ροή και κατέληξαν σε μία εμπειρική οριακή συνθήκη για την ταχύτητα ολίσθησης στη διεπιφάνεια. Διαπίστωσαν αύξηση της μάζας της ροής πάνω από τον διαπερατό πυθμένα σε σχέση με τη ροή ρευστού πάνω από αδιαπέρατο πυθμένα.

Η μελέτη της τυρβώδους ροής κοντά σε διαπερατό τοίχωμα (πορώδη πυθμένα) είναι μάλλον περιορισμένη αφού υπάρχουν επιπλέον δυσκολίες στη περίπτωση αυτή λόγω των τυρβωδών διακυμάνσεων. Η πρώτη ουσιαστικά πλήρης μελέτη γύρω από την τυρβώδη ροή και τα χαρακτηριστικά της έγιναν από τους Mendoza and Zhou (1992) και Zhou and Mendoza (1993) αφού ήταν οι πρώτοι που παρουσίασαν αναλυτικά αποτελέσματα για τα χαρακτηριστικά της τυρβώδους ροής πάνω από πορώδη πυθμένα και την κατανομή της ταχύτητας μέσα στο πορώδη πυθμένα αντίστοιχα.

Στην εργασία των Prinos, Sofialidis and Keramaris (2003) παρουσιάστηκαν αποτελέσματα (πειραματικά και υπολογιστικά) για την τυρβώδη ροή πάνω και μέσα σε πορώδες μέσο. Η προσομοίωση του τελευταίου έγινε με συστοιχία ράβδων. Πρόσφατα οι de Lemos and Silva (2006) χρησιμοποίησαν τις μακροσκοπικές εξισώσεις Reynolds και ένα μακροσκοπικό μοντέλο τύρβης k-ε για τον υπολογισμό της τυρβώδους ροής πάνω από πορώδες μέσο υψηλής διαπερατότητας.

Οι Bigillon et al. (2006) ερεύνησαν πειραματικά τα τυρβώδη χαρακτηριστικά σε ροή σε ανοικτό κανάλι με τραχύ πυθμένα. Οι κατακόρυφες κατανομές ταχυτήτων, οι τυρβώδεις εντάσεις και η τυρβώδης κινητική ενέργεια ερευνήθηκαν με τη χρήση ενός Particle Image Velocimetry (PIV). Τα αποτελέσματα συγκρίθηκαν με αυτά πάνω από λείο πυθμένα. Κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι η τεχνική του P.I.V μπορεί να εφαρμοστεί ανεπιφύλακτα και με μεγάλη επιτυχία. Οι Agelin-Chaab and Tachie (2006) πραγματοποίησαν πειράματα σε ανοικτό κανάλι για την μελέτη της ροής πάνω από ημισφαιρικές ράβδους που τοποθετήθηκαν κάθετα και εγκάρσια στη ροή. Μια σειρά από ράβδους τοποθετήθηκαν η μία δίπλα στην άλλη καλύπτοντας όλο το μήκος του καναλιού. Οι μετρήσεις των ταχυτήτων μέσα και πάνω από τις ράβδους έγιναν με τη χρήση του P.I.V. Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι οι κάθετες ημισφαιρικές ράβδοι έχουν μικρότερη αντίσταση στη ροή σε σχέση με τις εγκάρσιες ημισφαιρικές ράβδους.

Οι Κεραμάρης και Πρίνος (2009) μελέτησαν πειραματικά τα χαρακτηριστικά τυρβώδους ροής σε ανοικτό κανάλι με πορώδη πυθμένα. Οι μετρήσεις της ταχύτητας πραγματοποιήθηκαν με τη χρησιμοποίηση ανεμομετρίας θερμού φίλμ (hot-film anemometry). Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι οι ταχύτητες πάνω από τον πορώδη πυθμένα είναι πολύ μικρότερες σε σχέση με τις αντίστοιχες σε ροή πάνω από αδιαπέρατο πυθμένα. Αυτό οφείλεται στις τυρβώδεις διατμητικές τάσεις και στη διείδυση της τύρβης από την περιοχή του ρευστού στην πορώδη περιοχή η οποία μειώνει τις μέσες ταχύτητες πάνω από τη πορώδη περιοχή.

Οι Wang et al. (2011) ερεύνησαν πειραματικά την επίδραση της τραχύτητας στη δομή της ροής σε πορώδη πυθμένα (ακατέργαστο χαλίκι) με την χρήση του Particle Image Velocimetry (PIV). Τα τρία βασικά στοιχεία που ήθελαν να μελετήσουν ήταν : α) η διερεύνηση της κατανομής των μέσων ταχυτήτων της ροής β) ο υπολογισμός της αντίστασης της ροής και γ) η περιγραφή του ορίου επίδρασης της τραχύτητας. Τα πειραματικά αποτελέσματα έδειξαν ότι η αντίσταση της ροής μπορεί να δηλωθεί είτε με τον αριθμό Froude είτε με τον αριθμό Reynolds.

Οι Pechlivanidis et al. (2012) διερεύνησαν πειραματικά τα τυρβώδη χαρακτηριστικά της ροής σε ανοικτό κανάλι με τη χρήση του Particle Image Velocimetry (PIV). Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι η ταχύτητα πάνω από την περιοχή της βλάστησης είναι συνάρτηση του ύψους της βλάστησης και του συνολικού βάθους ροής, καθώς η ταχύτητα ελαττώνεται με την αύξηση της βλάστησης. Επίσης οι ταχύτητες πάνω από τη βλάστηση είναι σημαντικά μειωμένες σε σχέση με τις ταχύτητες πάνω από

αδιαπέρατο πυθμένα, γεγονός που οφείλεται στη διεύθυνση ροής στη βλάστηση που μειώνει τις ταχύτητες στην περιοχή πάνω από τη βλάστηση.

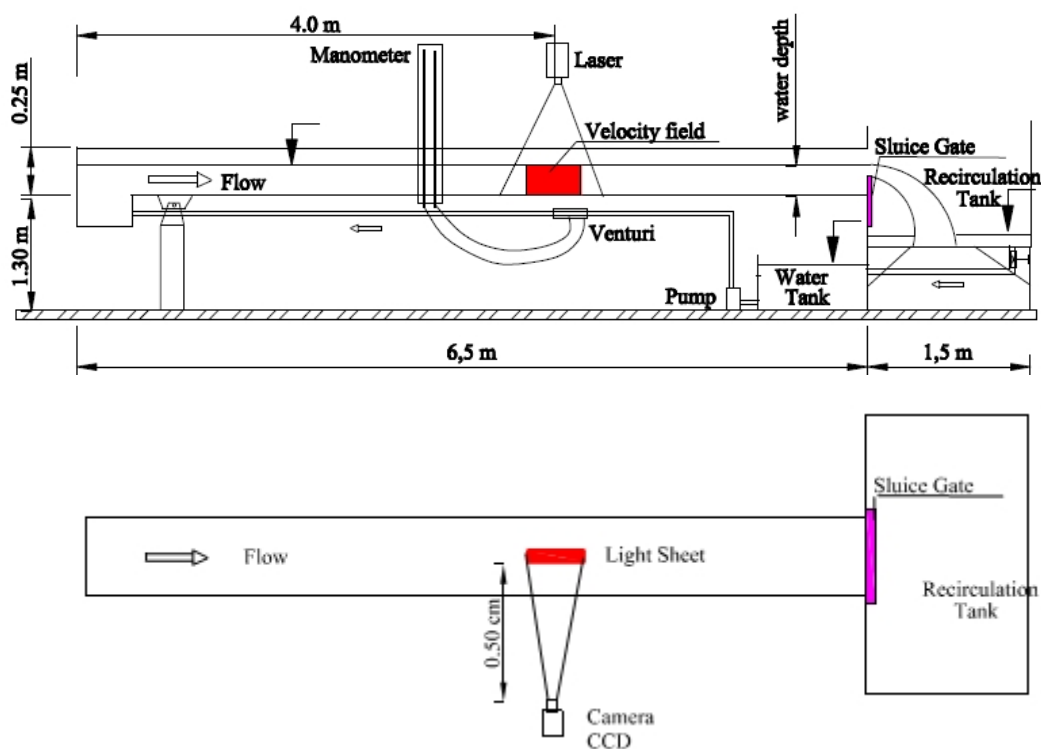
Το πλάτος του καναλιών και στις δύο περιπτώσεις είναι μικρό (7.5 cm και 10 cm) αλλά αυτό δεν επηρεάζει το μέγεθος των ταχυτήτων. Οι Keramaris et al. (2013) πραγματοποίησαν πειράματα για τη διερεύνηση τα επίδρασης των πλευρικών τοιχωμάτων στο προφίλ ταχυτήτων σε ανοικτό κανάλι με πλάτος 7.5 cm. Τα αποτελέσματα από αυτά τα πειράματα έδειξαν ότι τα πλευρικά τοιχώματα επηρεάζουν τις ταχύτητες μόνο σε απόσταση 0.4 cm από το τοίχωμα. Αυτό το αποτέλεσμα δείχνει ότι τα τοιχώματα δεν επηρεάζουν τις στιγμιαίες ταχύτητες στην κεντρική περιοχή του καναλιού στην οποία πραγματοποιούνται συνήθως οι μετρήσεις των ταχυτήτων. Η επίδραση των πλευρικών τοιχωμάτων στο υπόλοιπο μέρος του καναλιού είναι αμελητέα.

Η εργασία αυτή παρουσιάζει τις πειραματικές δραστηριότητες του Εργαστηρίου Υδραυλικής του Τμήματος Πολιτικών Μηχανικών Τ.Ε του Αλεξάνδρειου Τεχνολογικού Ιδρύματος Θεσσαλονίκης, σε συνεργασία με το Εργαστήριο Υδρομηχανικής και Περιβαλλοντικής Τεχνικής του Τμήματος Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας σε ότι αφορά σύγχρονες μεθόδους μέτρησης ροής ρευστών. Τα χαρακτηριστικά της τυρβώδους ροής μελετήθηκαν πειραματικά με τη βοήθεια μιας συσκευής 2D-PIV (Particle Image Velocimetry). Πραγματοποιήθηκαν πειράματα σε δύο διαφορετικούς τύπους διαπερατού πυθμένα ανοικτών αγωγών : α) μετάβαση από πυθμένα με βλάστηση σε πυθμένα με χαλίκια και αντίστροφα και β) πυθμένας χωρισμένος στη μέση με βλάστηση και χαλίκια. Τα αποτελέσματα στην πρώτη περίπτωση έδειξαν ότι η επίδραση στα τυρβώδη χαρακτηριστικά της μετάβασης από τη βλάστηση στα χαλίκια είναι διαφορετική συγκρινόμενη με αυτή της μετάβασης από τα χαλίκια στη βλάστηση και στη δεύτερη περίπτωση ότι η παρουσία πυθμένα χωρισμένου στη μέση με βλάστηση και χαλίκια επηρεάζει σημαντικά την κατανομή των ταχυτήτων σε σχέση με έναν απλό διαπερατό πυθμένα (βλάστηση ή χαλίκια).

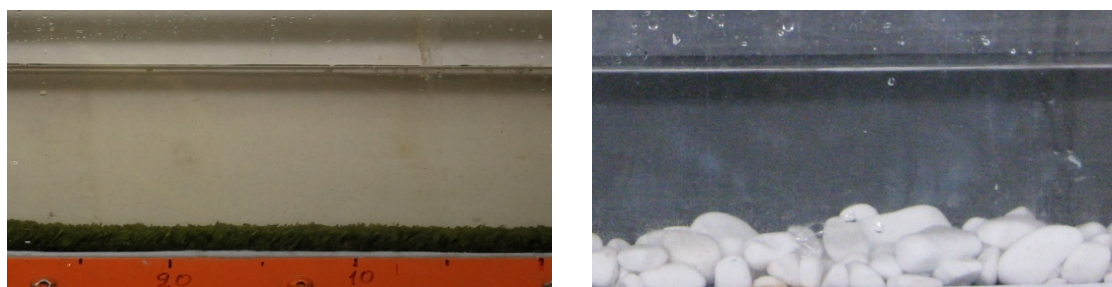
2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ – ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ

Τα χαρακτηριστικά της τυρβώδους ροής μελετώνται πειραματικά με τη βοήθεια μιας συσκευής 2D-PIV (Particle Image Velocimetry). Πραγματοποιήθηκαν πειράματα σε δύο διαφορετικούς τύπους διαπερατού πυθμένα ανοικτών αγωγών : α) μετάβαση από πυθμένα με βλάστηση σε πυθμένα με χαλίκια και αντίστροφα (24 πειράματα) και β) πυθμένας χωρισμένος στη μέση με βλάστηση και χαλίκια (27 πειράματα). Διατηρήθηκε και στους δύο τύπους (βλάστηση και χαλίκια) το ίδιο ύψος διαπερατού πυθμένα ($h = 2$ cm) και το ίδιο πορώδες ($\varepsilon = 0.80$). Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε οριζόντιο κανάλι : α) 6.5 m μήκους, 7.5 cm πλάτους και 25 cm ύψους (Εργαστήριο Υδραυλικής του Τμήματος Πολιτικών Μηχανικών Τ.Ε του Αλεξάνδρειου Τεχνολογικού Ιδρύματος Θεσσαλονίκης) και β) 5 m μήκους, 10 cm ύψους και 27.5 cm πλάτους (Εργαστήριο Υδρομηχανικής και Περιβαλλοντικής Τεχνικής του Τμήματος Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας).

Στην πρώτη περίπτωση (μετάβαση από πυθμένα με βλάστηση σε πυθμένα με χαλίκια και αντίστροφα) η ταχύτητα μετρήθηκε πάνω από τον διαπερατό πυθμένα για δύο διαφορετικές παροχές ($Q=0.735$ και 0.970 lt/s) και για τρία διαφορετικά βάθη ροής πάνω από τον διαπερατό πυθμένα (4, 7 και 10 cm). Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε τέσσερις διαφορετικές θέσεις στο κανάλι (πάνω από τη βλάστηση, στο σημείο μετάβασης από τη βλάστηση στα χαλίκια, πάνω από τα χαλίκια και στο σημείο μετάβασης από τα χαλίκια στη βλάστηση). Στη δεύτερη περίπτωση (πυθμένας χωρισμένος στη μέση με βλάστηση και χαλίκια) η ταχύτητα μετρήθηκε : α) στο μέσον του καναλιού πάνω από τη διεπιφάνεια βλάστησης – χαλικιών, β) πάνω από τη βλάστηση και γ) πάνω από τα χαλίκια, για τρεις διαφορετικές παροχές ($Q = 0.735, 0.845$ και 0.970 lt/s) και για τρία διαφορετικά βάθη ροής πάνω από τον διαπερατό πυθμένα ($h = 4, 7$ και 10 cm). Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε απεικονίζεται στο σχήμα 1. Η μορφολογία του πορώδη πυθμένα απεικονίζεται στη φωτογραφία 1.



Σχήμα 1. Πειραματική Διάταξη



Φωτογραφία 1. α) Βλάστηση και β) Χαλίκια

Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε οριζόντιο κανάλι. Οι μετρήσεις της ταχύτητας σε διδιάστατο επίπεδο έγιναν με τη βοήθεια συσκευής Particle Image Velocimetry (σχήμα 1). Η συσκευή αυτή διαθέτει το laser από το οποίο εκπέμπονται δύο ακτίνες που δημιουργούνται από δύο μονάδες laser που βρίσκονται στην ίδια διάταξη και εξέρχονται από τον ίδιο σφαιρικό φακό. Ο χρόνος μεταξύ των δύο ακτινών μπορεί να ρυθμιστεί από 200 nsec μέχρι περίπου 5 sec. Μετά τον σφαιρικό φακό τοποθετείται και ένας ημικυλινδρικός φακός. Ο τελευταίος μετατρέπει την ακτίνα σε επίπεδη δέσμη (light sheet) πάχους στην περιοχή μέτρησης 1 mm. Τα αιωρούμενα σωματίδια που υπάρχουν και στο πιο καθαρό νερό που είναι διαστάσεων της τάξεως των 10 μm φωτίζονται από την δέσμη του laser. Τα σωματίδια φωτογραφίζονται με κάμερα. Η κάμερα CCD (charge coupled device) τύπου TSI PowerView Plus 1660 x 1200 px² (2M-pixel) 12-bit ελέγχεται από ένα συγχρονιστή (synchronizer) που ελέγχεται μέσω υπολογιστή. Από τις δύο δέσμες φωτός λαμβάνεται ένα ζεύγος φωτογραφιών Α και Β σε χρονικό διάστημα που καθορίζεται ανάλογα με την μέση τιμή της ταχύτητας. Στα εν λόγω πειράματα το χρονικό διάστημα ήταν 1.5 msec. Κάθε φωτογραφία χωριζόταν με το λογισμικό (insight 3G) σε μικρές περιοχές με διαστάσεις 32pixel x 32 pixel (2^{10} pixel) (interrogation spot), για τα πειράματα σε mm ήταν 2.5 mm x 2.5 mm. Σε κάθε τέτοια περιοχή προσδιοριζόταν οι μετατοπίσεις Δx και Δy λαμβάνοντας την συνέλιξη (convolution) των αντιστοίχων εικόνων των περιοχών. Για τον

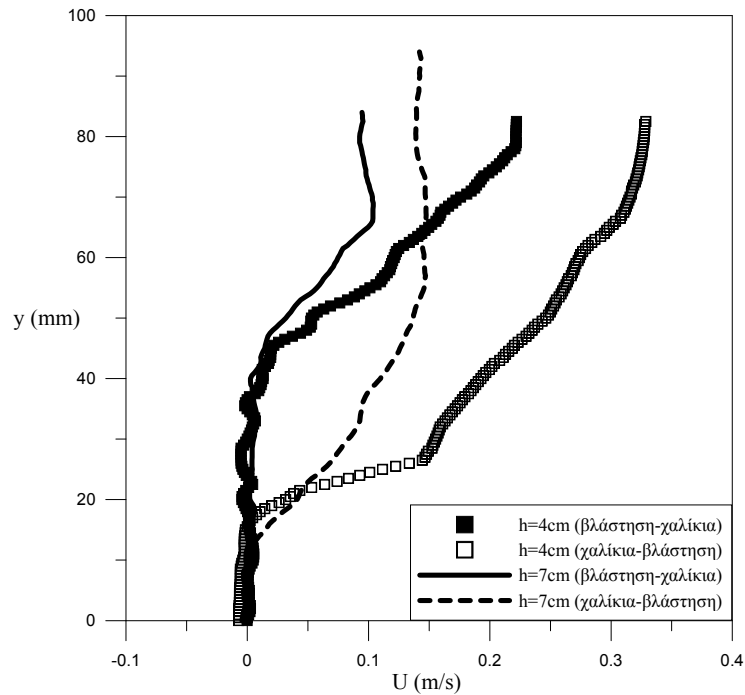
προσδιορισμό της συνέλιξης γινόταν χρήση της FFT (Fast Fourier Transform). Οι δύο περιοχές ελέγχου από κάθε εικόνα A και B ήταν ένα ζεύγος πινάκων 32x32 με τιμές αντίστοιχες των φωτεινών εντάσεων των pixel. Η θέση της μεγίστης τιμής της συνέλιξης προσδιόριζε στατιστικά τις μετακινήσεις Δx και Δy . Δεδομένου και του χρόνου λήψης των δύο φωτογραφιών προσδιοριζόταν οι ταχύτητες u και v , δηλαδή η οριζόντια και κατακόρυφη συνιστώσα. Με τον τρόπο αυτό προσδιοριζόταν στην περιοχή μέτρησης περίπου 7227 ταχύτητες σε μέτρο και κατεύθυνση. Λήφθηκαν 500 ζεύγη φωτογραφιών για κάθε πείραμα. Μετά από επεξεργασία των εικόνων υπολογιζόταν οι μέσες ταχύτητες (U_{mean}) για κάθε ζεύγος φωτογραφιών. Η όλη επεξεργασία υπολογισμού γινόταν με τη βοήθεια του προγράμματος Matlab.

Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν σε απόσταση 4 m από την είσοδο του καναλιού. Η απόσταση αυτή είναι ικανή ώστε η ροή να θεωρηθεί πλήρως αναπτυγμένη όπως αποδεικνύεται και από τα πειράματα. Η πλήρης ανάπτυξη της ροής αποτιμήθηκε συγκρίνοντας τις κατανομές των ταχυτήτων πάνω σε δύο κατακόρυφες τομές σε απόσταση 60 cm. Η ομοιομορφία της ροής ελέγχθηκε μετρώντας το βάθος ροής με τη βοήθεια κανόνων τοποθετημένων ανά 0.5 m.

Το επιθυμητό βάθος ροής ελεγχόταν με τη βοήθεια ορθογωνικού εκχειλιστή που βρισκόταν στην έξοδο του καναλιού. Το λάθος στο μετρούμενο βάθος ροής ήταν της τάξης του ± 0.1 mm. Η παροχή μετρήθηκε με την βοήθεια Venturi που ήταν τοποθετημένος στον καταθλιπτικό αγωγό της αντλίας, η οποία παρείχε το ανακυκλούμενο νερό στο κανάλι.

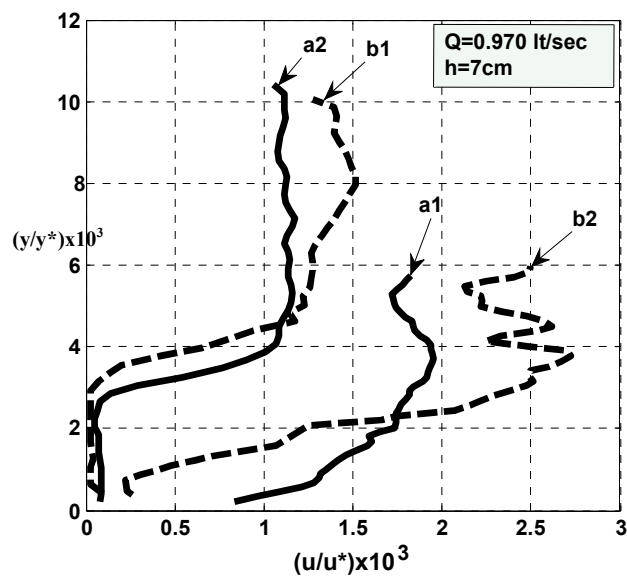
3. ΑΝΑΛΥΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

Στο σχήμα 2 απεικονίζεται η επίδραση στην κατανομή των ταχυτήτων της μετάβασης από τη βλάστηση σε χαλίκια και αντίστροφα. Οι ταχύτητες μετρήθηκαν στην περιοχή μετάβασης αρχικά από βλάστηση σε χαλίκια και στη συνέχεια από χαλίκια σε βλάστηση. Στην περιοχή μετάβασης παρατηρήθηκε σημαντική μείωση των ταχυτήτων σε σχέση με αυτές πάνω από διαπερατό πυθμένα (βλάστηση ή χαλίκια). Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η μετάβαση από έναν διαπερατό πυθμένα σε έναν άλλο διαφορετικό διαπερατό πυθμένα επηρεάζει την κατανομή των ταχυτήτων επειδή υπάρχει αρκετή ανάμιξη η οποία αυξάνει τα τυρβώδη χαρακτηριστικά της ροής και μειώνει τις ταχύτητες. Επίσης οι ταχύτητες στο σημείο μετάβασης από τα χαλίκια στη βλάστηση είναι σημαντικά μεγαλύτερες σε σύγκριση με αυτές στο σημείο μετάβασης από βλάστηση σε χαλίκια. Αυτό οφείλεται στη μεγαλύτερη διείσδυση της ροής στη περίπτωση της βλάστησης που έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση των ταχυτήτων.



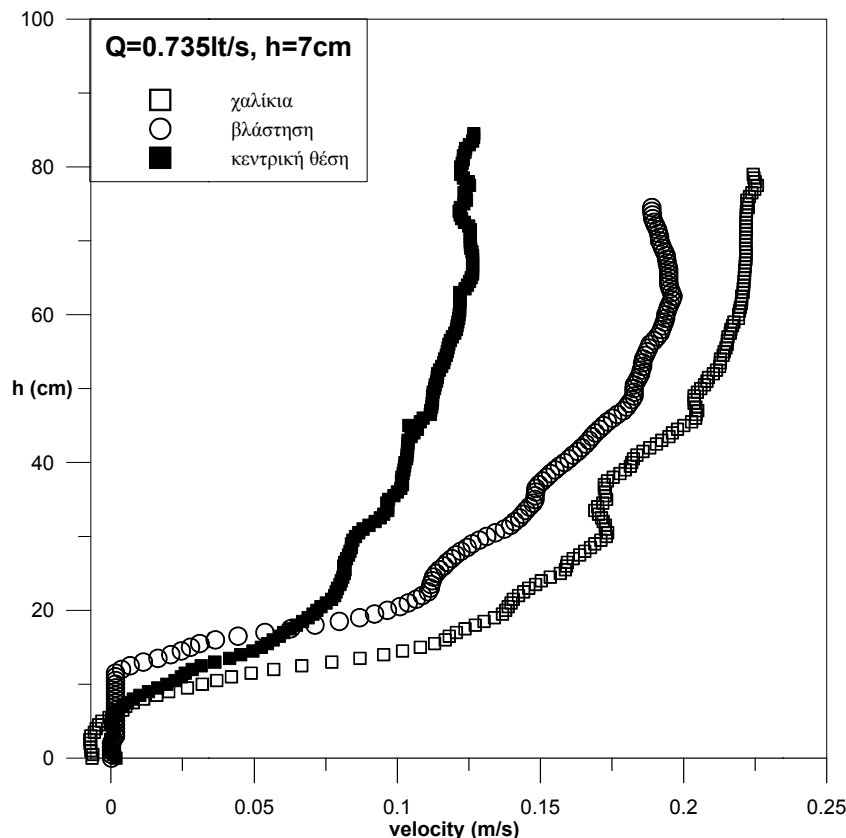
Σχήμα 2. Επίδραση της μετάβασης από βλάστηση σε χαλίκια και αντίστροφα στην κατανομή ταχυτήτων.

Στο σχήμα 3 απεικονίζονται τα αδιάστατα προφίλ ταχυτήτων για βάθος ροής $h = 7 \text{ cm}$ και παροχή $Q = 0.970 \text{ l/s}$. Για μετάβαση από χαλίκια (προφίλ a_1) σε βλάστηση (προφίλ a_2) παρατηρείται μια μείωση της μέσης αδιάστατης τιμής της ταχύτητας με ταυτόχρονη αύξηση του βάθους ροής. Το ίδιο αποτέλεσμα παρατηρείται από μετάβαση από βλάστηση (προφίλ b_1) σε χαλίκια (προφίλ b_2). Τα προφίλ ταχυτήτων (β) είναι καλύτερα από τα προφίλ (α) επειδή στα προφίλ (α) η παρουσία της βλάστησης μετά τα χαλίκια μειώνει σημαντικά τη μέση ταχύτητα της ροής.



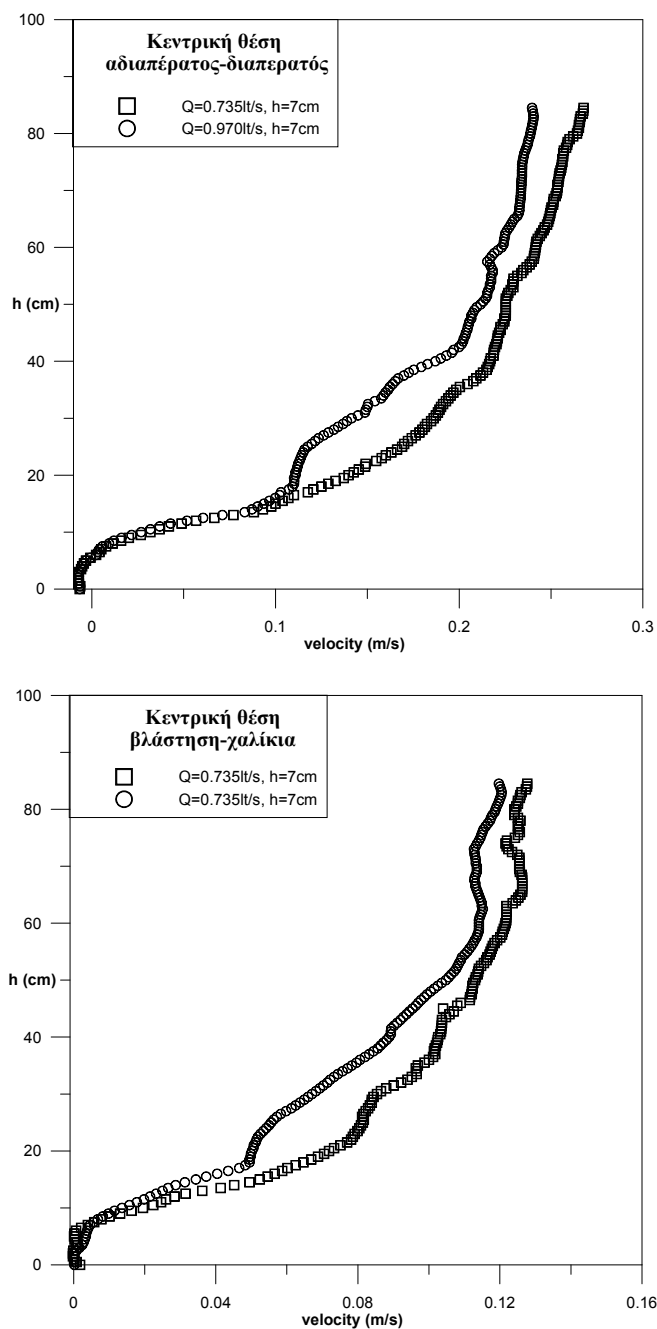
Σχήμα 3. Αδιάστατα προφίλ ταχυτήτων

Το σχήμα 4 απεικονίζει τα προφίλ ταχυτήτων για τρεις διαφορετικές θέσεις : α) στην κεντρική θέση των 3.75 cm πάνω από τη διεπιφάνεια βλάστησης-χαλικιών, β) πάνω από τη βλάστηση και γ) πάνω από τα χαλίκια για το ίδιο βάθος ροής $h = 7$ cm και για την ίδια παροχή $Q = 0.970$ lt/s. Όπως φαίνεται από το σχήμα η παρουσία ή παρούσα πυθμένα χωρισμένου στη μέση με βλάστηση και χαλίκια επηρεάζει σημαντικά την κατανομή των ταχυτήτων σε σύγκριση με απλό διαπερατό πυθμένα (βλάστηση ή χαλίκια). Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η παρουσία των χαλικιών στον χωρισμένο στη μέση πυθμένα μειώνει την ταχύτητα της ροής, σε σχέση με τον πυθμένα από βλάστηση ή από χαλίκια, λόγω της μεγάλης τραχύτητας η οποία παρατηρείται κοντά στην επιφάνεια χαλικιών-βλάστησης. Αυτό το γεγονός αυξάνει την τύρβη και μειώνει σημαντικά την μέση ταχύτητα.



Σχήμα 4. Προφίλ ταχυτήτων για την ίδια παροχή $Q = 0.970$ lt/s και το ίδιο βάθος ροής $h = 7$ cm

Στο σχήμα 5 απεικονίζονται τα προφίλ ταχυτήτων στην κεντρική θέση του καναλιού στα 3.75 cm από τα πλευρικά τοιχώματά του αρχικά για χωρισμένο στη μέση αδιαπερατό-διαπερατό πυθμένα και στη συνέχεια για πυθμένα χωρισμένο στη μέση βλάστηση-χαλίκια. Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι στην κεντρική θέση των 3.75 cm η παρουσία του χωρισμένου στη μέση πυθμένα βλάστησης και χαλικιών επηρεάζει τις τιμές της κατανομής των ταχυτήτων με διαφορετικό τρόπο σε σύγκριση με την περίπτωση χωρισμένου στη μέση αδιαπερατού-διαπερατού πυθμένα. Υπάρχουν σημαντικές διαφορές στην κατανομή των ταχυτήτων με παρόμοια πειράματα από τους Keramaris et al. (2014) για χωρισμένο στη μέση αδιαπερατό-διαπερατό πυθμένα. Οι μέσες ταχύτητες στην κεντρική θέση των 3.75 cm στο σχήμα 5α (χωρισμένος στη μέση αδιαπερατός-διαπερατός πυθμένας) είναι πολύ μεγαλύτερες σε σχέση με αυτές στο σχήμα 5β (πυθμένας χωρισμένος στη μέση βλάστηση-χαλίκια). Αυτό οφείλεται στο γεγονός της υψηλής ανάμιξης και της μεγαλύτερης ανάπτυξης της τύρβης στη δεύτερη περίπτωση λόγω της παρουσίας των χαλικιών στον χωρισμένο στη μέση πυθμένα. Η παρουσία των χαλικιών μειώνει σημαντικά την ταχύτητα ροής σε σύγκριση με την πρώτη περίπτωση (χωρισμένος στη μέση αδιαπερατός-διαπερατός πυθμένας).



Σχήμα 5. Προφίλ ταχυτήτων στην κεντρική θέση για : α) χωρισμένο στη μέση αδιαπέρατο-διαπερατό πυθμένα και β) χωρισμένο στη μέση βλάστηση-χαλίκια

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην εργασία αυτή παρουσιάζονται οι πειραματικές δραστηριότητες του Εργαστηρίου Υδραυλικής του Τμήματος Πολιτικών Μηχανικών Τ.Ε του Αλεξάνδρειου Τεχνολογικού Ιδρύματος Θεσσαλονίκης, σε συνεργασία με το Εργαστήριο Υδρομηχανικής και Περιβαλλοντικής Τεχνικής του Τμήματος Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας σε ότι αφορά σύγχρονες μεθόδους μέτρησης ροής ρευστών. Πραγματοποιήθηκαν πειράματα σε δύο διαφορετικούς τύπους διαπερατού πυθμένα ανοικτών αγωγών : α) μετάβαση από πυθμένα με βλάστηση σε πυθμένα με χαλίκια και αντίστροφα

και β) πυθμένας χωρισμένος στη μέση με βλάστηση και χαλίκια. Τα κύρια συμπεράσματα αυτών των ερευνών είναι τα ακόλουθα :

- Στην πρώτη περίπτωση (μετάβαση από πυθμένα με βλάστηση σε πυθμένα με χαλίκια και αντίστροφα) οι ταχύτητες πάνω από τον πυθμένα με χαλίκια είναι μεγαλύτερες σε σχέση με τις αντίστοιχες ταχύτητες για ροή πάνω από βλάστηση. Αυτό οφείλεται στο γεγονός της μεγαλύτερης διείσδυσης της ροής στην περίπτωση της βλάστησης η οποία και μειώνει αισθητά τις ταχύτητες πάνω από τον διαπερατό πυθμένα. Επίσης η επίδραση στα τυρβώδη χαρακτηριστικά της μετάβασης από τη βλάστηση στα χαλίκια είναι διαφορετική συγκρινόμενη με αυτή της μετάβασης από τα χαλίκια στη βλάστηση. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η παρουσία των χαλικιών αυξάνει τα τυρβώδη χαρακτηριστικά της ροής σε σύγκριση με τη βλάστηση, γεγονός που οφείλεται στη μεγαλύτερη τραχύτητα που παρατηρείται κοντά στη διεπιφάνεια χαλικιών – νερού, εξαιτίας της παρουσίας των χαλικιών και αυτό αυξάνει την τύρβη.
- Στη δεύτερη περίπτωση (πυθμένας χωρισμένος στη μέση με βλάστηση και χαλίκια) η παρουσία πυθμένα χωρισμένου στη μέση με βλάστηση και χαλίκια επηρεάζει σημαντικά την κατανομή των ταχυτήτων σε σχέση με έναν απλό διαπερατό πυθμένα (βλάστηση ή χαλίκια). Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η παρουσία των χαλικιών σε πυθμένα χωρισμένο στη μέση με βλάστηση και χαλίκια, μειώνει τη μέση ταχύτητα της ροής σε σχέση με τον απλό διαπερατό πυθμένα (βλάστηση ή χαλίκια), που οφείλεται στη μεγάλη τραχύτητα που παρατηρείται στη διεπιφάνεια χαλικιών – βλάστησης. Το γεγονός αυτό αυξάνει τη τύρβη και μειώνει την ταχύτητα.

ΑΝΑΓΝΩΡΙΣΗ

Η παρούσα έρευνα υλοποιείται στο πλαίσιο του Επιχειρησιακού Προγράμματος "Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση" και συγχρηματοδοτείται από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο) και από εθνικούς πόρους.



ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Agelin-Chaab, M., and Tachie, M. F., (2006). Open channel turbulent flow over hemispherical ribs. Int. J. Heat Fluid Flow, 27(6), 1010–1027.
- Beavers, G. S., & Joseph, D., D., (1967). Boundary Conditions at a Naturally Permeable Wall, J. Fluid Mech., 30(1), 197–207.
- Bigillon, F., Nino, Y. and Garcia, M., (2006). Measurements of turbulence characteristics in an open-channel flow over a transitionally-rough bed using particle image velocimetry. Experiments in Fluids, 41(6), 857-867.

de Lemos M.J.S. and Silva R.A., 2006. Turbulent flow over a layer of a highly permeable medium simulated with a diffusion-jump model for the interface, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 49, 546-556.

Κεραμάρης, Ε. και Πρίνος, Π., (2009). Μετρήσεις Τυρβώδους Ροής σε Ανοικτό Αγωγό με Ανεμομετρία Θερμού Φιλμ, *Υδροτεχνικά*, 18-19: 3-20.

Keramaris, E., Pechlivanidis, G., Pechlivanidis, I., Samaras, G. (2013). The impact of lateral walls on the velocity profile in an open channel using the PIV method, 13th International Conference on Environmental Science and Technology (CEST 2013), Athens, Greece.

Keramaris, E., Pechlivanidis, G., Pechlivanidis, I., (2014). Effects of a half-separated (impermeable and permeable) bed on the velocity distribution in open channels, *Protection and Restoration of the Environment XII International Conference*, Skiahtos, Greece.

Mendoza, C., Zhou, D., 1992. Effects of porous bed on turbulent stream flow above bed, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, vol.118, 1222-1239.

Pechlivanidis, G., Keramaris, E., Pechlivanidis, I. (2012). Measurements of turbulent characteristics in an open channel using PIV (Particle Image Velocimetry), *Global Nest Journal*, Volume 14 (3), 378-385.

Prinos, P., Sofialidis D., Keramaris E., 2003. Turbulent flow over and within a porous bed, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, vol. 129, 720-733.

Wang, X., Sun, Y., Lu, W. and Wang, X., (2011). Experimental Study of the Effects of Roughness on the Flow Structure in a Gravel-bed Channel Using PIV. *J. Hydraul. Eng.*, 16, 710.

Zhou, D., and Mendoza, C., 1993. Flow through porous bed of Turbulent Stream, *Journal of Engineering Mechanics*, ASCE, vol.119, 365-383.

RESEARCH ACTIVITIES OF THE DEPARTMENT OF CIVIL INFRASTRUCTURE ENGINEERING OF ALEXANDER TECHNOLOGICAL EDUCATIONAL INSTITUTE OF THESSALONIKI AND OF THE DEPARTMENT OF CIVIL ENGINEERING OF UNIVERSITY OF THESSALY

Keramaris Evangelos¹, Pechlivanidis George², Liakopoulos Antonios³

¹Lecturer, Department of Civil Engineering, University of Thessaly, Pedion Areos, 38334, Volos,
email : ekeramaris@civ.uth.gr

²Professor, Department of Civil Infrastructure Engineering of Alexander Technological
Educational Institute of Thessaloniki, Sindos, 57400, Thessaloniki, email : gpexliva@cie.teithe.gr

³Professor, Department of Civil Engineering, University of Thessaly, Pedion Areos, 38334,
Volos, email : aliakop@civ.uth.gr

ABSTRACT

The characteristics of turbulent flow in an open channel with the use of a 2D-PIV (Particle Image Velocimetry) are investigated experimentally. Experiments were conducted for two different types of permeable bed : a) transition from vegetation to gravel bed and vice versa (24 experiments) and b) half-separated gravel and vegetated bed (27 experiments). The two types of permeable bed (vegetation and gravel bed) have the same height ($h = 2$ cm) and the same porosity ($\epsilon = 0.80$). The experiments were performed in horizontal channel : a) of 6.5m long, 7.5cm wide and 25cm deep (Laboratory of Hydraulics of the Department of Civil Infrastructure Engineering of Alexander Technological Educational Institute of Thessaloniki)) and b) of 5m long, 10 cm wide and 27.5 cm deep (Laboratory of Hydromechanics and Environmental Engineering of the Department of Civil Engineering of University of Thessaly).

The results in the first case show that the influence on the turbulent characteristics of transition from vegetation to gravel bed is different in comparison with the influence from gravel bed to vegetation and in the second case the presence of half-separated gravel and vegetated bed influence significantly the velocity distribution in comparison with a simple permeable bed (vegetation or gravel bed).

KEYWORDS : Turbulent Flow, Particle Image Velocimetry, Experimental Analysis, Permeable Bed, Velocity Distribution

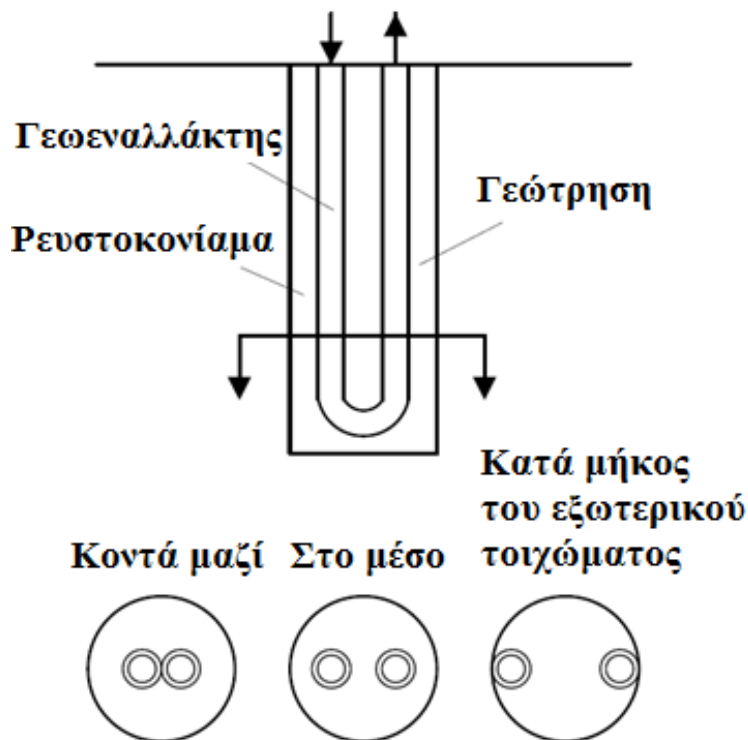
Προσομοίωση της μετάδοσης θερμότητας με αγωγή γύρω από κατακόρυφο γεωεναλλάκτη

Ζωή Σαγιά, Αθηνά Στέγγου, Κωνσταντίνος Ρακόπουλος
Εργαστήριο Μεταφοράς Θερμότητας, Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών
Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο

1. Εισαγωγή

Εξετάζεται η αγωγή θερμότητας γύρω από κατακόρυφους γεωεναλλάκτες σχήματος U. Οι σωλήνες τοποθετούνται σε μια κατακόρυφη γεώτρηση στο έδαφος η οποία πληρούται με μείγμα ρευστοκονιάματος ώστε να εξασφαλιστεί η σταθερότητα της κατασκευής, να κλείσουν οι πιθανές ρωγμές που δημιουργούνται κατά τη δημιουργία της και να ενισχυθεί ο ρυθμός μετάδοσης θερμότητας μεταξύ του εργαζόμενου μέσου και του εδάφους (βλ. Σχ. 1).

Ο σκοπός της μελέτης είναι να εκτιμήσει την επίδραση των παραγόντων που επηρεάζουν τη μετάδοση θερμότητας με αγωγή στο γεωεναλλάκτη μέσω αναλυτικών σχέσεων και μιας δισδιάστατης αριθμητικής προσομοίωσης. Σε όλες τις περιπτώσεις έχουν θεωρηθεί μόνιμες συνθήκες.



Σχ. 1. Κατακόρυφος γεωεναλλάκτης και διαμορφώσεις.

2. Περιγραφή μοντελοποίησης γεωεναλλάκτη

Εξετάζεται η περίπτωση απλού γεωεναλλάκτη σχήματος U ο οποίος τοποθετείται σε γεώτρηση όπως φαίνεται στο Σχ. 1. Θεωρούνται τρεις διαμορφώσεις των σωλήνων του γεωεναλλάκτη, οι οποίες μεταβάλλουν την απόσταση των κέντρων των σωλήνων s . Αυτές είναι: διαμόρφωση κοντά μαζί στην οποία οι εξωτερικές διαμέτροι των σωλήνων d_o είναι σε επαφή στο κέντρο της γεώτρησης, διαμόρφωση στο μέσο στην οποία κάθε σωλήνας τοποθετείται σε ίση απόσταση ανάμεσα στο κέντρο και το τοίχωμα της γεώτρησης και διαμόρφωση κατά μήκος του εξωτερικού τοιχώματος στην οποία οι εξωτερικές διαμέτροι των σωλήνων είναι σε επαφή με το τοίχωμα της γεώτρησης. Οι σωλήνες έχουν πρότυπη ονομαστική διάμετρο 25.4 mm, η οποία αντιστοιχεί σε εξωτερική διάμετρο 33.4 mm. Η εσωτερική διάμετρος τους μεταβάλλεται σύμφωνα με τον πρότυπο λόγο διαστάσεων (Standard Dimension Ratio (SDR)) [1]. Αυτός ορίζεται ως ο λόγος της εξωτερικής διαμέτρου σωλήνα d_o προς το πάχος του s_p και γράφεται ως εξής:

$$SDR = \frac{d_o}{s_p} . \quad (1)$$

Εξετάζονται οι περιπτώσεις για SDR9, SDR11 και SDR17. Η διάμετρος της γεώτρησης d_b μεταβάλλεται από 90 mm σε 190 mm με βήμα 20 mm. Οκτώ είδη μειγμάτων ρευστοκονιαμάτων [2] μελετώνται που το καθένα έχει διαφορετική τιμή θερμικής αγωγιμότητας.

Για τις παραπάνω παραμέτρους εφαρμόζονται οι ακόλουθες τρεις αναλυτικές σχέσεις που προσδιορίζουν την τιμή της θερμικής αντίστασης της γεώτρησης R_b :

$$\triangleright R_b = \frac{1}{2\pi k_g} \ln \left(\frac{d_b}{d_p \sqrt{n}} \right) \quad (2)$$

όπου k_g είναι η θερμική αγωγιμότητα του ρευστοκονιάματος και n ο αριθμός των σωλήνων στη γεώτρηση (2 σωλήνες στην παρούσα μελέτη), κατά τους Shonder and Beck [3, 4].

$$\triangleright R_b = \frac{1}{2\pi k_g} \ln \left(\frac{d_b}{d_p} \sqrt{\frac{d_p}{s}} \right) \quad (3)$$

κατά τους Gu and O'Neal [5].

$$\Rightarrow R_b = \frac{1}{\beta_o \left(\frac{d_b}{d_p} \right)^{\beta_i} k_g} \quad (4)$$

κατά τον Remund [6]. Οι συντελεστές β_o και β_i προέρχονται από πειραματικά δεδομένα τα οποία προέκυψαν με χρήση διαφορετικών ειδών ρευστοκονιαμάτων και δίνονται στον Πίνακα 1

Πίνακας 1. Συντελεστές της Εξ. (4) [6]

Διαμόρφωση	β_o	β_i
Κοντά μαζί	20.10	-0.9447
Στο μέσο	17.44	-0.6052
Κατά μήκος του εξωτερικού τοιχώματος	21.91	-0.3796

Επίσης, υπολογίζονται οι τιμές της θερμικής αντίστασης της γεώτρησης για τις ίδιες παραμέτρους μέσω του λογισμικού GLD 2009 [2], το οποίο χρησιμοποιείται ευρύτατα για τη διαστασιολόγηση γεωεναλλακτών διεθνώς.

Ακόμα, πραγματοποιείται δισδιάστατη προσομοίωση με χρήση πεπερασμένων στοιχείων μέσω του Heat Transfer Module του COMSOL Multiphysics 4.0a [7]. Θεωρείται ένα τετράγωνο πεδίο, με ακμή 5.5 m, τεσσάρων γεωεναλλακτών οι οποίοι είναι κεντραρισμένοι στις κορυφές του. Πρόκειται για απλούς γεωεναλλάκτες σχήματος U που πλαισιώνονται από το άπειρο έδαφος.

Το άπειρο έδαφος μοντελοποιείται ως κύκλος ακτίνας 20 m που έχει κέντρο το κέντρο του πεδίου των γεωεναλλακτών. Κάθε γεώτρηση έχει διάμετρο 110 mm, μια τιμή που είναι περίπου στο μέσο του εύρους της d_b που εξετάζεται. Οι σωλήνες ονομαστικής διαμέτρου 25.4 mm διαστασιολογούνται κατά SDR9, SDR11 και SDR17. Ο γεωεναλλάκτης προσομοιώνεται θεωρώντας μια δισδιάστατη τομή κάθετη στο μήκος του σε ένα μέσο βάθος στο οποίο υποτίθεται ότι η θερμοκρασία του εδάφους και οι θερμοκρασίες του ρευστού τόσο στο ρεύμα ανόδου T_u όσο και στο ρεύμα καθόδου T_d έχουν σταθεροποιηθεί σε συγκεκριμένες τιμές. Η βασική εξίσωση μετάδοσης θερμότητας για την αγωγή [7-9] είναι:

$$\nabla(-k_g \nabla T) = Q + q_s T \quad (5)$$

όπου Q αντιπροσωπεύει την ύπαρξη θερμικής καταβόθρας ή πηγής και q_s το συντελεστή παραγωγής ή απορρόφησης. Στην παρούσα προσομοίωση, τα Q και q_s είναι μηδέν.

Οι παράμετροι της προσομοίωσης με το COMSOL παρουσιάζονται στον Πίνακα 2 και αποτελούν τυπικές τιμές προσομοιώσεων γεωεναλλακτών [10, 11].

Η αντίσταση της γεώτρησης υπολογίζεται από την Εξ. (6) [12, 13]:

$$R_b = \frac{T_m - T_b}{q}, \quad T_m = \frac{T_u + T_d}{2} \quad (6)$$

όπου T_b είναι η θερμοκρασία στο τοίχωμα της γεώτρησης και q το αλγεβρικό άθροισμα της συνολικής ροής θερμότητας και από τους δύο σωλήνες στην περιφέρεια της γεώτρησης.

Πίνακας 2. Παράμετροι προσομοίωσης με το COMSOL

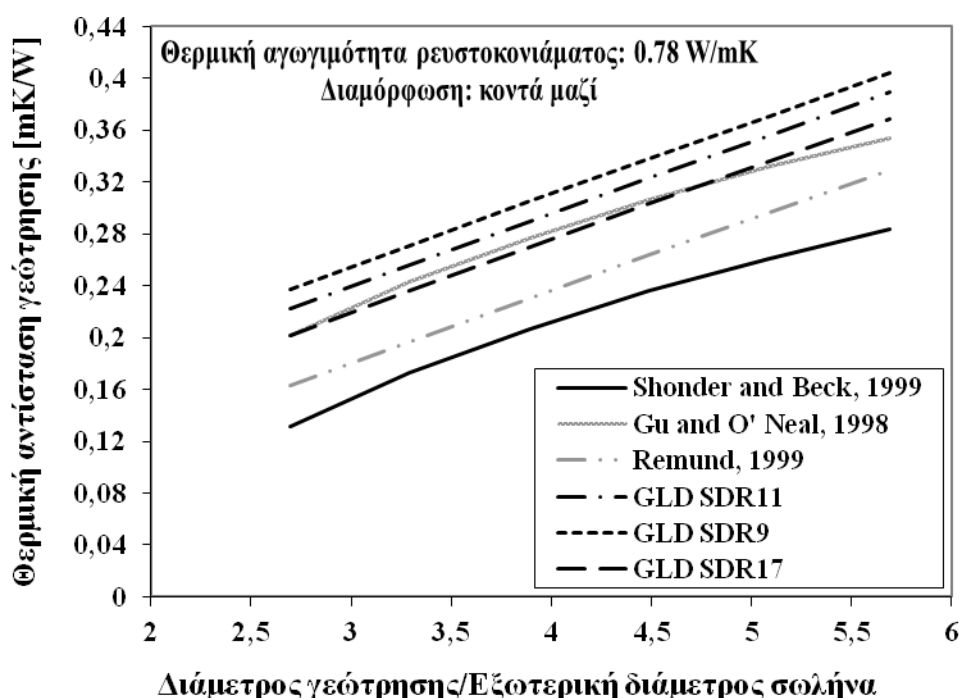
Παράμετρος και σύμβολο	Τιμή
Άπειρο έδαφος	
Θερμική αγωγιμότητα k_{gr}	2.420 W/m K
Ειδική θερμότητα $c_{p,gr}$	840 J/kg K
Πυκνότητα ρ_{gr}	2800 kg/m ³
Ρευστοκονίαμα	
Θερμική αγωγιμότητα k_g	0.78 W/m K
Ειδική θερμότητα $c_{p,g}$	1600 J/kg K
Πυκνότητα ρ_g	1000 kg/m ³

Πίνακας 2 (συνέχεια)	
Παράμετρος και σύμβολο	Τιμή
Σωλήνες υψηλής πυκνότητας πολυαιθυλενίου	
Θερμική αγωγιμότητα k_p	0.4 W/m K
Ειδική θερμότητα $c_{p,p}$	2300 J/kg K
Πυκνότητα ρ_p	940 kg/m ³
Συνθήκες λειτουργίας	
Αδιατάρακτη θερμοκρασία εδάφους T_{gr}	18 °C
Θερμοκρασία ρεύματος ανόδου σε λειτουργία θέρμανσης $T_{u,h}$	17 °C
Θερμοκρασία ρεύματος καθόδου σε λειτουργία θέρμανσης $T_{d,h}$	14 °C
Θερμοκρασία ρεύματος ανόδου σε λειτουργία ψύξης $T_{u,c}$	30 °C
Θερμοκρασία ρεύματος καθόδου σε λειτουργία ψύξης $T_{d,c}$	33 °C

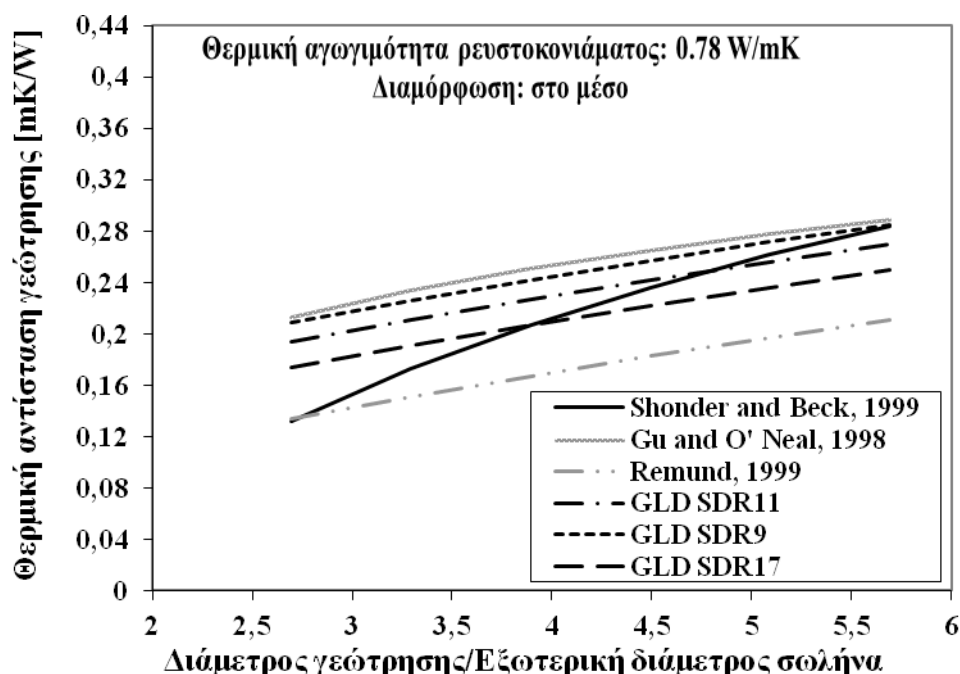
3. Κύρια αποτελέσματα και συμπεράσματα

Τα Σχ. 2, 3, 4 δημιουργούνται υπολογίζοντας τις τιμές της θερμικής αντίστασης της γεώτρησης μέσω των Εξ. (2), (3), (4) και του λογισμικού GLD για τις τρεις διαμορφώσεις σωλήνων. Είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι η θερμική αντίσταση της γεώτρησης που υπολογίζεται από την Εξ. (2) δεν εξαρτάται από την απόσταση μεταξύ των σωλήνων του γεωεναλλάκτη. Η θερμική αντίσταση της γεώτρησης απεικονίζεται ως προς τον αδιάστατο λόγο της διαμέτρου της γεώτρησης προς την εξωτερική διάμετρο του σωλήνα, ο οποίος λόγος υπάρχει ως όρος σε όλες τις εξισώσεις.

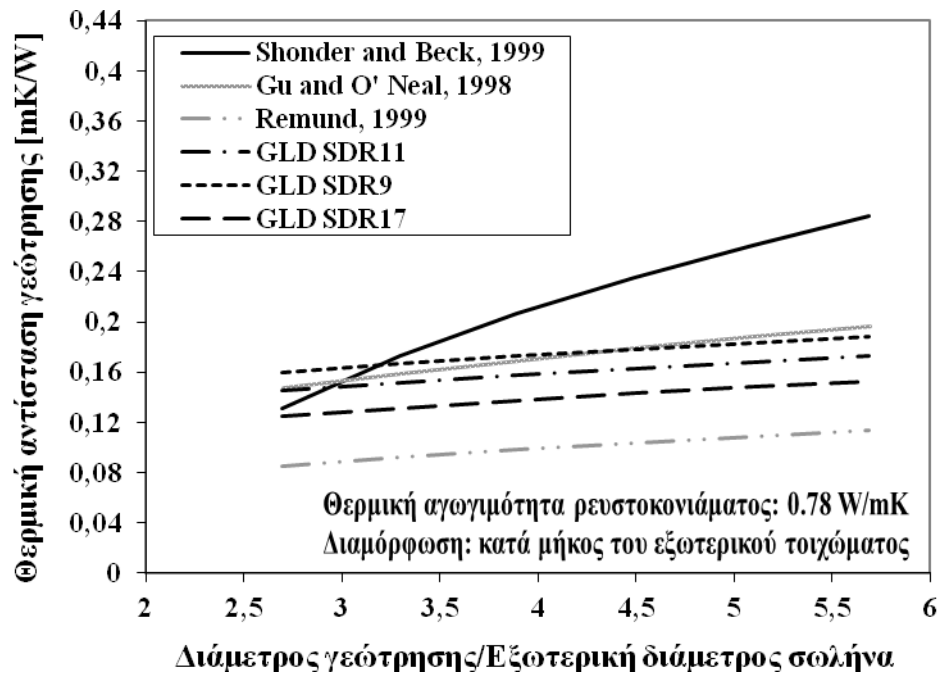
Είναι φανερό ότι οι τιμές της θερμικής αντίστασης της γεώτρησης που υπολογίζονται από το GLD είναι μεταξύ των τιμών που προέκυψαν από τις αναλυτικές προσεγγίσεις εκτός από αυτές που αναφέρονται στη διαμόρφωση κοντά μαζί και οι οποίες είναι λίγο υπερεκτιμημένες. Αυτό συμβαίνει πιθανώς λόγω του μικρού κενού που θέτει το GLD στους σωλήνες του γεωεναλλάκτη σχήματος U όταν ο χρήστης επιλέγει τη διαμόρφωση κοντά μαζί. Το κενό αυτό είναι 3 mm.



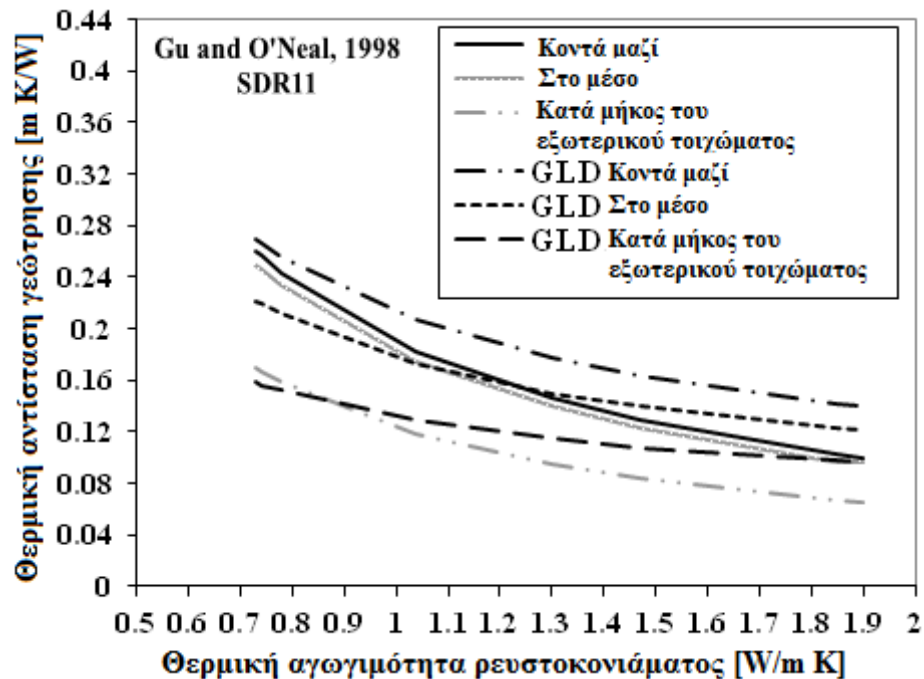
Σχ. 2. Μεταβολή της θερμικής αντίστασης της γεώτρησης ως προς τον αδιάστατο λόγο της Διαμέτρου γεώτρησης προς την Εξωτερική διάμετρο σωλήνα, για διαμόρφωση κοντά μαζί.



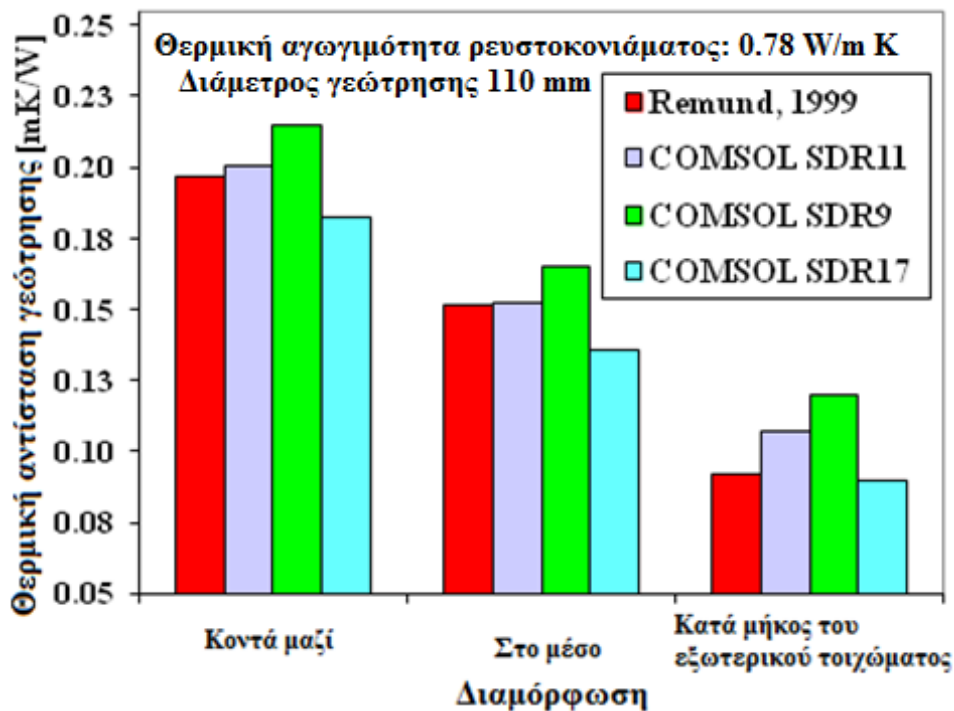
Σχ. 3. Μεταβολή της θερμικής αντίστασης της γεώτρησης ως προς τον αδιάστατο λόγο της Διαμέτρου γεώτρησης προς την Εξωτερική διάμετρο σωλήνα, για διαμόρφωση στο μέσο.



Σχ. 4. Μεταβολή της θερμικής αντίστασης της γεώτρησης ως προς τον αδιάστατο λόγο της Διαμέτρου γεώτρησης προς την Εξωτερική διάμετρο σωλήνα, για διαμόρφωση κατά μήκος του εξωτερικού τοιχώματος.



Σχ. 5. Μεταβολή της θερμικής αντίστασης της γεώτρησης σε σχέση με τη θερμική αγωγιμότητα του ρευστοκονιάματος.



Σχ. 6. Θερμική αντίσταση γεώτρησης με ρευστοκονίαμα θερμικής αγωγιμότητας 0.78 W/m K για τρεις διαμορφώσεις.

Στο Σχ. 5 απεικονίζεται η μεταβολή της θερμικής αντίστασης της γεώτρησης σε σχέση με τη θερμική αγωγιμότητα του ρευστοκονιάματος για τα οκτώ μείγματα που μελετήθηκαν και για σωλήνες SDR11. Οι τιμές που υπολογίζονται με το λογισμικό GLD βρίσκονται σε αποδεκτή συμφωνία με αυτές που προκύπτουν από την προσέγγιση Gu and O'Neal (βλ. Εξ. 3). Το ίδιο ισχύει και για σωλήνες διαστάσεων σύμφωνα με το SDR9 και SDR17.

Στο Σχ. 6 παρουσιάζονται οι τιμές της θερμικής αντίστασης της γεώτρησης που υπολογίζονται με το COMSOL και συγκρίνονται με αυτές που υπολογίζονται από την Εξ. (4) για τις τρεις διαμορφώσεις και για ρευστοκονίαμα θερμικής αγωγιμότητας 0.78 W/m K. Η προσέγγιση του Remund για την τιμή της θερμικής αντίστασης της γεώτρησης βρίσκεται σε ικανοποιητική συμφωνία με τις τιμές του COMSOL παρά το γεγονός ότι αυτή αγνοεί τη θερμική αντίσταση του υλικού του σωλήνα και λαμβάνει υπόψη της μόνο την αντίσταση του ρευστοκονιάματος και το σχήμα. Στη μελέτη περίπτωσης της παρούσας ενότητας η θερμική αντίσταση της γεώτρησης είναι ίδια για το χειμώνα και το καλοκαίρι.

Η μελέτη της θερμικής αντίστασης της γεώτρησης καταλήγει σε τρία κοινά συμπεράσματα ανεξάρτητα από το είδος της μεθόδου που χρησιμοποιήθηκε. Πρώτον, η αντίσταση μειώνεται καθώς η απόσταση των σωλήνων του γεωεναλλάκτη αυξάνεται. Δεύτερον, η αύξηση της τιμής της θερμικής αγωγιμότητας του ρευστοκονιάματος οδηγεί σε μείωση της τιμής της αντίστασης. Το εύρος των τιμών της θερμικής αγωγιμότητας που μελετήθηκε

έφθασε τα 1.9 W/m K με στόχο να τονίσει τη σύγχρονη τάση να χρησιμοποιούνται θερμικά ενισχυμένα ρευστοκονιάματα (δηλ. ρευστοκονιάματα με αγωγιμότητα μεγαλύτερη από 1.5 W/m K). Τρίτον, το λεπτότερο τοίχωμα σωλήνα επιτρέπει μεγαλύτερο ρυθμό μετάδοσης της θερμότητας μεταξύ του ρευστού που κυκλοφορεί στο γεωεναλλάκτη και του εδάφους. Η μικρότερη δυνατή τιμή αντίστασης για τη γεώτρηση είναι επιθυμητή ώστε να έχουμε υψηλή απόδοση κατά τη λειτουργία του γεωεναλλάκτη. Η ακριβής τιμή της αντίστασης αυτής βρίσκεται πειραματικά για κάθε εγκατάσταση. Εντούτοις, οι υπάρχουσες αναλυτικές σχέσεις και τα λογισμικά μπορούν να δώσουν ικανοποιητικές προσεγγίσεις.

4. Ορολογία

d_b	διάμετρος γεώτρησης (mm)
d_i	εσωτερική διάμετρος σωλήνα (mm)
d_o	εξωτερική διάμετρος σωλήνα (mm)
k_g	θερμική αγωγιμότητα ρευστοκονιάματος (W/m K)
n	αριθμός σωλήνων στη γεώτρηση
Q	ένταση θερμικής καταβόθρας ή πηγής (W/m^3)
q	αλγεβρικό άθροισμα της συνολικής ροής θερμότητας των δύο σωλήνων (W/m)
q_s	συντελεστής παραγωγής ή απορρόφησης στην περιφέρεια της γεώτρησης ($\text{W/m}^3 \text{ K}$)
R_b	θερμική αντίσταση γεώτρησης (m K/W)
s	απόσταση των κέντρων των σωλήνων (mm)
s_p	πάχος τοιχώματος σωλήνα (mm)
T_b	θερμοκρασία τοιχώματος γεώτρησης ($^{\circ}\text{C}$)
T_d	θερμοκρασία ρεύματος καθόδου ($^{\circ}\text{C}$)
T_{gr}	αδιατάρακτη θερμοκρασία εδάφους ($^{\circ}\text{C}$)
T_u	θερμοκρασία ρεύματος ανόδου ($^{\circ}\text{C}$)
β_o, β_i	συντελεστές της Εξ. (4)

5. Βιβλιογραφία

- [1] Engineering Toolbox. <http://www.engineeringtoolbox.com> (accessed November 8, 2010).
- [2] Gaia Geothermal. Ground Loop Design Software, GLD **2009**.
- [3] Shonder, J.A.; Beck, J.V. Determining effective soil formation thermal properties from field data using a parameter estimation technique. *ASHRAE Transactions*, **1999**, *105*, 458–466.
- [4] Shonder, J.A.; Beck, J.V. Field test of a new method for determining soil formation thermal conductivity and borehole resistance. *ASHRAE Transactions*, **2000**, *106*, 843–850.
- [5] Gu, Y.; O’Neal, D.L. Development of an equivalent diameter expression for vertical U-tubes used in ground-coupled heat pumps. *ASHRAE Transactions*, **1998**, *104*, 347–355.
- [6] Remund, C.P. Borehole thermal resistance: laboratory and field studies. *ASHRAE Transactions*, **1999**, *105*, 439–445.
- [7] COMSOL Multiphysics, v. 4.0a, Heat Transfer Module, **2010**.
- [8] Holman, J.P. *Heat Transfer*, 9th ed., McGraw Hill Companies Inc.: New York, **2002**.
- [9] Ρακόπουλος, Κ.Δ. *Μεταφορά Θερμότητας και Μάζας II*, Εκδόσεις Πλαίσιο: Αθήνα, **1985**.
- [10] Chua, K.J.; Chou, S.K.; Yang, W.M. Advances in heat pump systems: A review. *Applied Energy*, **2010**, *87*, 3611-3624.
- [11] Banks, D. *An Introduction to Thermogeology: Ground Source Heating and Cooling*, Blackwell Publishing, **2008**.
- [12] Eskilson, P.; Claesson, J. Simulation model for thermally interacting heat extraction boreholes. *Numerical Heat Transfer*, **1988**, *13*, 149–165.
- [13] Acuña, J.; Palm, B. *Local Conduction Heat Transfer in U-pipe Borehole Heat Exchangers*, Excerpt from the Proceedings of the COMSOL Conference 2009, Milan, Italy, October 14-16, 2009.