

ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΨΥΧΡΟΥ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΠΙΕΣΗΣ ΣΤΗ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ ΡΟΗ: ΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΕΝΑΠΟΜΕΝΟΝΤΟΣ ΦΟΡΤΙΟΥ

Πολύκαρπος Κ. Παπαδόπουλος¹, Δημήτριος Αθανασόπουλος², Κυριάκος Σκλιάς²,
Παναγιώτης Σβάρνας², Παναγιώτης Βαφέας³

¹Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών, Ρίον 26504

²Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Τεχνολογίας Υπολογιστών, Πανεπιστήμιο Πατρών,
Ρίον 26504

³Τμήμα Χημικών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών, Ρίον 26504

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στο ψυχρό πλάσμα ατμοσφαιρικής πίεσης, τα εναπομένοντα φορτία που υφίστανται μετά τα κύματα ιονισμού παίζουν σημαντικό ρόλο στην επιτάχυνση του αερίου. Αυτή η εργασία παρουσιάζει ένα μοντέλο που συνδέει την κίνηση των εναπομενόντων φορτίων (ιόντων) υπό την επίδραση του τοπικού ηλεκτρικού πεδίου, με την αύξηση της ορμής του αερίου. Στο μοντέλο, τα ιόντα και τα ουδέτερα σωματίδια θεωρούνται ξεχωριστές φάσεις και οι εξισώσεις διατήρησής τους συνδέονται μέσω της ιοντικής πίεσης. Η πυκνότητα φορτίου ποσοτικοποιείται μέσω μιας προσέγγισης που θεωρεί στιγμιαία κύματα ιονισμού, με σκοπό να αποφευχθεί το υπερβολικό υπολογιστικό κόστος της επίλυσης της κινητικής του πλάσματος. Για την επαλήθευση του μοντέλου γίνονται συγκρίσεις με πειραματικά δεδομένα από δύο αντιδραστήρες πλάσματος. Η διαμόρφωση ηλεκτροδίων των αντιδραστήρων και οι ποικίλες παράμετροι (εφαρμοζόμενη τάση, ρυθμός ροής αερίου) επιλέγονται έτσι ώστε να καλύπτουν ένα ευρύ φάσμα διαφορετικών περιπτώσεων, προκειμένου να εκτιμηθεί η γενικότητα του μοντέλου. Οι συγκρίσεις αφορούν στο ροϊκό πεδίο του αερίου και στο μήκος καναλιού του ορατού πλάσματος.

Λέξεις Κλειδιά: πίδακας πλάσματος, αριθμητική προσομοίωση

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

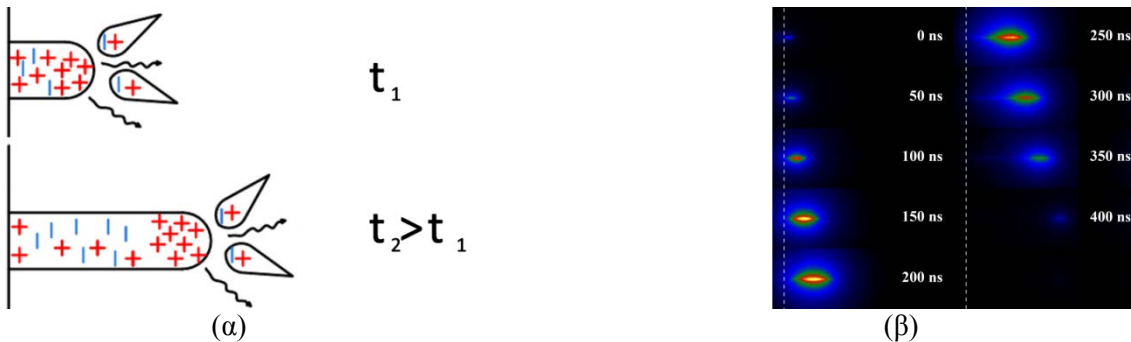
Τις τελευταίες δεκαετίες ένας μεγάλος αριθμός επιστημόνων ασχολείται με τη μελέτη συστημάτων Ψυχρού Πλάσματος Ατμοσφαιρικής Πίεσης λόγω των πολλών εφαρμογών που έχουν σε τεχνολογίες αιχμής στους τομείς της επιστήμης των υλικών, της αεροδυναμικής (Moreau, 2007), της βιοϊατρικής (Al-rawaf *et al.*, 2018) κλπ.

Οι αντιδραστήρες ψυχρού πλάσματος ατμοσφαιρικής πίεσης συνήθως περιλαμβάνουν έναν πίδακα ευγενούς αερίου ο οποίος εξέρχεται από ένα διηλεκτρικό σωλήνα στον περιβάλλοντα αέρα (Σχ.1). Το πλάσμα δημιουργείται όταν υποβάλλουμε το ευγενές αέριο (το οποίο συνήθως έχει υψηλό συντελεστή ιονισμού) μέσα στο σωλήνα σε ένα εναλλασσόμενο ηλεκτρικό πεδίο. Το πεδίο δημιουργείται μεταξύ δύο ηλεκτροδίων, ένα εκ των οποίων έχει υψηλή τάση, και το άλλο είναι γειωμένο. Σε ορισμένους αντιδραστήρες, χρησιμοποιείται μόνο το ηλεκτρόδιο υψηλής τάσης, ενώ το ρόλο της γείωσης παίζει ο περιβάλλον χώρος. Για να αποτραπεί το τόξο εκκένωσης, τα ηλεκτρόδια χωρίζονται από το διηλεκτρικό σωλήνα. Το εναλλασσόμενο πεδίο παράγει κύματα ιονισμού (Σχ.2(α)) που διαδίδονται κατά μήκος της διηλεκτρικής επιφάνειας ή εκτείνονται στον ατμοσφαιρικό αέρα με τη μορφή «σφαιρών πλάσματος» (Σχ.2(β)). Αυτά τα κύματα ιονισμού δημιουργούν και διατηρούν ένα περιβάλλον πλάσματος το οποίο περιέχει φορτισμένα σωματίδια, διεγερμένα είδη, ρίζες και φωτόνια,

υπό συνθήκες ατμοσφαιρικής πίεσης και με ελάχιστη αύξηση της θερμοκρασίας. Το παραγόμενο πλάσμα μεταβάλλει επίσης τη ροή του αερίου, επιταχύνοντάς την προς την κατεύθυνση της διάδοσης του πλάσματος, δημιουργώντας ένα φαινόμενο παρόμοιο με τον «ιοντικό άνεμο» που συναντάται στις ηλεκτρικές εκκενώσεις τύπου «κορώνας». Ένα από τα χαρακτηριστικά των συστημάτων ψυχρού πλάσματος είναι ότι μπορούν να λειτουργούν με χαμηλά επίπεδα ισχύος, αποφεύγοντας έτσι τις υψηλές θερμοκρασίες.

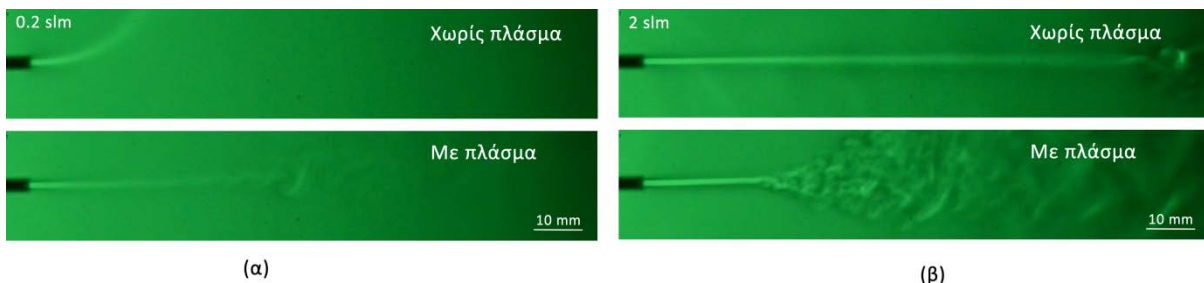


Σχήμα 1. Πίδακας ψυχρού πλάσματος ατμοσφαιρικής πίεσης.



Σχήμα 2. (α) Διάδοση κύματος ιονισμού. (β) Γραφική απεικόνιση της διάδοσης «σφαιρών πλάσματος» μέσα σε αέρα.

Στο Σχήμα 3 φαίνονται φωτογραφίες schlieren της ροής ηλίου, όταν αυτό εξέρχεται από το ακροφύσιο ενός αντιδραστήρα πλάσματος, πριν και μετά την έναυση του τελευταίου. Η πειραματική διάταξη αποτελείται από ένα μονό ηλεκτρόδιο το οποίο βρίσκεται εξωτερικά ενός τριχοειδούς διηλεκτρικού σωλήνα και το οποίο πολώνεται με ημιτονοειδή τάση $10kV_{pp}$ συχνότητας $10kHz$ (Svarnas et al., 2014). Η παροχή για την περίπτωση (α) είναι χαμηλή ($0.2slm$ -standard liters per minute), ώστε η ροή να καθορίζεται από την άνωση, όταν το πλάσμα δεν είναι ενεργοποιημένο (άνω μέρος της εικόνας (α)). Όταν το πλάσμα ενεργοποιηθεί (κάτω μέρος της εικόνας (α)) η επίδραση των ανωστικών δυνάμεων ατονεί και παρατηρείται «οριζοντιοποίηση» της ροής. Στην περίπτωση κατά την οποία η παροχή είναι μεγάλη (βλέπε (β) με $2slm$), η ροή είναι αρχικά στρωτή και μετατρέπεται σε τυρβώδη μετά από ένα αρχικό μήκος του καναλιού του ηλίου (άνω μέρος της εικόνας (β)). Μετά την ενεργοποίηση του πλάσματος, το σημείο μετάβασης στην τύρβη πλησιάζει στο ακροφύσιο και η ροή γίνεται τυρβώδης σε πολύ μικρότερη απόσταση.



Σχήμα 3. Σύγκριση των εικόνων schlieren με απενεργοποιημένο (άνω εικόνες) και ενεργοποιημένο (κάτω εικόνες) πλάσμα. Παροχές (α) $Q = 0.2slm$ (standard liters per minute) και (β) $Q = 2slm$. (Svarnas et al., 2014)

Σε αυτή την εργασία, διαμορφώνουμε ένα φυσικό μοντέλο βασισμένο στα φορτία (ιόντα) που εναπομένουν μετά την ολοκλήρωση του κύματος ιονισμού και κινούνται υπό την επίδραση του τοπικού πεδίου, όπως στην περίπτωση του «ηλεκτρικού ανέμου». Η πυκνότητα του εναπομένου φορτίου εκτιμάται θεωρώντας ότι τα κύματα ιονισμού είναι στιγμιαία γεγονότα, ώστε να μην επιλυθεί η διάδοσή τους μέσω κινητικής θεωρίας του πλάσματος, προκειμένου να αποφευχθεί το υπερβολικό υπολογιστικό κόστος. Το μοντέλο εναπομένου φορτίου εφαρμόζεται σε δύο διαφορετικές διαμορφώσεις αντιδραστήρων ψυχρού πλάσματος ατμοσφαιρικής πίεσης, οι οποίες έχουν δημιουργηθεί από την ερευνητική μας ομάδα, προκειμένου να εκτιμηθεί η ικανότητά του να περιγράφει τα βασικά χαρακτηριστικά του συστήματος ροής αερίου-πλάσματος, όπως το ροϊκό πεδίο του ηλίου και το μήκος του ορατού πίδακα πλάσματος. Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι η ιοντική πίεση που παράγεται από τα εναπομένοντα φορτία μπορεί να αυξήσει την ταχύτητα του αερίου έτσι ώστε να προκληθεί μετάβαση σε τύρβη και να μετατραπεί το κάθετο κανάλι ηλίου σε οριζόντιο.

2. ΜΟΝΤΕΛΟ ΕΝΑΠΟΜΕΝΟΝΤΟΣ ΦΟΡΤΙΟΥ

Η βασική ιδέα αυτού του μοντέλου είναι ότι μετά τον τερματισμό κάθε κύματος ιονισμού, υπάρχει μία πυκνότητα εναπομένου φορτίου που επηρεάζει το πεδίο ροής, μέχρι να αποκατασταθεί η ουδετερότητα του συστήματος. Αυτή η έννοια δεν παραβιάζει την ουδετερότητα του πλάσματος, καθώς αυτή η διαδικασία λαμβάνει χώρα μετά τον τερματισμό του κύματος ιονισμού.

Για να ληφθεί υπόψη στο μοντέλο το εναπομένον φορτίο και για να εξεταστεί η επίδρασή του στη ροή του αερίου, είναι απαραίτητο να ενσωματωθούν οι κύριοι μηχανισμοί που δρουν στο ψυχρό πλάσμα οι οποίοι έχουν διαφορετικές χρονικές κλίμακες: χρονική κλίμακα του κύματος ιονισμού ($\sim ns$), της κίνησης των ιόντων ($\sim \mu s$) και της ροής αερίου ($\sim ms$). Ωστόσο, η λεπτομερής προσομοίωση της εξέλιξης κάθε μεμονωμένου κύματος ιονισμού θα απαιτούσε να ληφθεί υπόψη μια χρονική κλίμακα της τάξης του ns , καθιστώντας υπερβολικό το υπολογιστικό κόστος της προσομοίωσης της ρευστοδυναμικής ροής. Έτσι, στην εργασία αυτή, ακολουθούμε μια μακροσκοπική προσέγγιση σε σχέση με κάθε κύμα ιονισμού. Με αυτή την προσέγγιση δεν προσομοιώνεται η κίνηση των ηλεκτρονίων ή η διάδοση των κυμάτων ιονισμού, αλλά θεωρείται ότι το φαινόμενο αυτό είναι στιγμιαίο. Μετά τον τερματισμό κάθε κύματος ιονισμού, μειώνεται η πυκνότητα των ηλεκτρονίων, αφού αυτά εκκενώνονται γρήγορα από το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο, λόγω της μικρής τους μάζας. Ως αποτέλεσμα, δημιουργείται πυκνότητα εναπομένων ιόντων στη διαδρομή του κύματος ιονισμού, τα οποία διαχέονται στο περιβάλλον αέριο υπό την επίδραση του τοπικού ηλεκτρικού πεδίου. Αυτή η διαδικασία διάχυσης είναι πιο αργή από την κίνηση ηλεκτρονίων, αλλά ταχύτερη από τη ροή του αερίου και διαρκεί μερικά μs . Σύμφωνα με το μοντέλο εναπομένου φορτίου, η διάχυση ιόντων είναι υπεύθυνη για την επιτάχυνση του αερίου κατά μήκος του πίδακα ψυχρού πλάσματος.

2.1 Πυκνότητα εναπομένου φορτίου

Η πυκνότητα εναπομένου φορτίου ύστερα από κάθε κύμα ιονισμού μπορεί να υπολογιστεί από την εξίσωση διατήρησης του φορτίου ρ_q

$$\frac{\partial \rho_q}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_i = 0 \quad (1)$$

όπου \mathbf{J}_i είναι η πυκνότητα του ρεύματος ιόντων, η οποία εκφράζεται μέσα από τη σχέση (Medlin, Fletcher and Morrow, 1998)

$$\mathbf{J}_i = \rho_q \mu_i \mathbf{E} + \rho_q \mathbf{v} - D_i \nabla \rho_q$$

όπου μ_i είναι η κινητικότητα των ιόντων ηλίου, \mathbf{v} είναι η ταχύτητα του αερίου, D_i είναι ο συντελεστής διάχυσης των ιόντων και \mathbf{E} είναι το τοπικό ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται από την εφαρμοζόμενη τάση και το φορτίο ρ_q . Το \mathbf{E} ορίζεται ως

$$\mathbf{E} = -\nabla V \quad (3)$$

όπου V είναι το ηλεκτρικό δυναμικό. Το V μπορεί να υπολογιστεί από την ακόλουθη εξίσωση Poisson

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho_q}{\epsilon_0} \quad (4)$$

2.2 Ιοντική πίεση

Τα εναπομένοντα φορτία (ιόντα) κινούνται υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου \mathbf{E} . Η ταχύτητά τους δίνεται από τη σχέση (Raizer, 1997)

$$\mathbf{v}_{id} = \mu_i \mathbf{E} \quad (5)$$

Αρα η εξίσωση διατήρησης της ορμής των ιόντων γράφεται (Pai, 1977)

$$\frac{\partial(\rho_i \mathbf{v}_{id})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{v}_{id} \mathbf{v}_{id}) = -\nabla p_i \quad (6)$$

όπου ρ_i είναι η πυκνότητα των ιόντων, που συνδέεται με την πυκνότητα φορτίου ρ_q μέσω της σχέσης

$$\rho_i = \frac{\rho_q M_{He}}{e N_A} \quad (7)$$

όπου M_{He} είναι η ατομική μάζα του ηλίου και N_A ο αριθμός του Avogadro.

2.3 Ρευστοδυναμική ροή

Για την προσομοίωση της ροής του αερίου θεωρούμε ένα μείγμα δύο αερίων, ηλίου και αέρα (Pai, 1977; Brennen, 2005). Οι εξισώσεις για τη διατήρηση της μάζας του μείγματος, της ορμής και της ενέργειας επιλύονται χρησιμοποιώντας τις μέσες τιμές για την ταχύτητα, την πυκνότητα, την πίεση και την ενθαλπία του μείγματος αερίου. Η εξίσωση διατήρησης της μάζας του μείγματος γράφεται

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (8)$$

όπου ρ είναι η πυκνότητα του μείγματος και \mathbf{v} η ταχύτητα του ρευστού.

Η επίδραση του πλάσματος ενσωματώνεται στο μοντέλο μέσω της εξίσωσης διατήρησης της ορμής, αντιμετωπίζοντας τα ιόντα ως χωριστή φάση από το μείγμα αερίων. Συγκεκριμένα, η εξίσωση διατήρησης ορμής για την αέρια φάση εκφράζεται ως εξής (Milioli and Milioli, 2010)

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p_t + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot \left[\mu_{\text{eff}} \left(\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v}) \mathbf{I} \right) \right] \quad (9)$$

όπου p είναι η πίεση του μείγματος αερίων, \mathbf{g} η επιτάχυνση της βαρύτητας και μ_{eff} το δυναμικό ιξώδες. Η ολική πίεση των δύο φάσεων p_t συνδέεται με την πίεση του μείγματος p και την ιοντική πίεση p_i μέσω της σχέσης

$$p_t = p + p_i \quad (10)$$

Η ιοντική πίεση μπορεί να βρεθεί από την εξίσωση διατήρησης της ορμής των ιόντων

$$\frac{\partial(\rho_i \mathbf{v}_{id})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{v}_{id} \mathbf{v}_{id}) = -\nabla p_i \quad (11)$$

όπου \mathbf{v}_{id} είναι η ταχύτητα των ιόντων και ρ_i η πυκνότητά τους.

Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (9) την ολική πίεση από τη σχέση (10) και χρησιμοποιώντας την ιοντική πίεση από τη σχέση (11), λαμβάνουμε την τελική μορφή της εξίσωσης διατήρησης της ορμής του αερίου

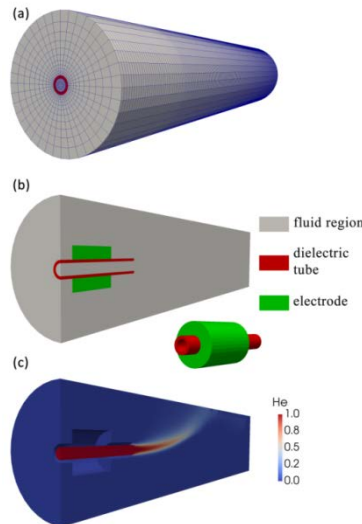
$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \frac{\partial(\rho_i \mathbf{v}_{id})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{v}_{id} \mathbf{v}_{id}) + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot \left[\mu_{\text{eff}} \left(\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v}) \mathbf{I} \right) \right] \quad (12)$$

Τέλος, η εξίσωση μεταφοράς για το ήλιο και η εξίσωση ενέργειας, λαμβάνοντας υπόψη τη συμβολή της φάσης ιόντων, είναι

$$\frac{\partial(\rho Y)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} Y + \rho_i \mathbf{v}_{id} Y) = \nabla \cdot (D_{\text{eff}} \nabla Y) \quad (13)$$

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} h + \rho_i \mathbf{v}_{id} h) = \nabla \cdot (\alpha_{\text{eff}} \nabla Y) \quad (14)$$

όπου D_{eff} είναι ο συντελεστής διάχυσης του ήλιου στον αέρα ή το αντίθετο, Y το κλάσμα μάζας ήλιου, α_{eff} η θερμική αγωγιμότητα και h η ενθαλπία.



Σχήμα 4. (α) Υπολογιστικό χωρίο και πλέγμα. (β) Τομή του χωρίου, με τις αντίστοιχες περιοχές. Τρισδιάστατη απεικόνιση του συστήματος «διηλεκτρικού σωλήνα-ηλεκτροδίου», στο ένθετο σχήμα. (γ) Περιοχή του ρευστού, που δείχνει την κατανομή κλάσματος μάζας ήλιου με παροχή 3slm, όταν το πλάσμα είναι ανενεργό.

3. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΕΦΑΡΜΟΓΗ

Το υπολογιστικό χωρίο αποτελείται από την περιοχή ρευστού, δηλαδή την περιοχή εντός του διηλεκτρικού σωλήνα, το χώρο του αέρα που περιβάλλει τον αντιδραστήρα πλάσματος, και τις δύο περιοχές με στερεά υλικά, δηλαδή το εξωτερικό ηλεκτρόδιο και το διηλεκτρικό σωλήνα (Σχ.4). Ο βασικός λόγος αυτής της προσέγγισης είναι η εξίσωση Poisson για το ηλεκτρικό δυναμικό (Εξ.(4)), που πρέπει να λυθεί με συζευγμένο τρόπο στις ζώνες του ρευστού και του διηλεκτρικού σωλήνα. Η σύζευξη επιτυγχάνεται με την επίλυση του δυναμικού χωριστά σε κάθε ζώνη, χρησιμοποιώντας συζευγμένες οριακές συνθήκες στην διεπιφάνεια αερίου-διηλεκτρικού. Ωστόσο, το δυναμικό στην περιοχή του ρευστού επηρεάζει το δυναμικό στο διηλεκτρικό σωλήνα και το αντίστροφο, οπότε είναι απαραίτητο να εκτελεστεί μια εσωτερική επανάληψη σε κάθε βήμα του χρόνου. Μια περιγραφή αυτής της διαδικασίας και των συζευγμένων οριακών συνθηκών, που εκφράζουν τη συνέχεια του ηλεκτρικού πεδίου στη διεπαφή, μπορεί να βρεθεί στην εργασία των (Abdollahzadeh, Pascoa and Oliveira, 2016).

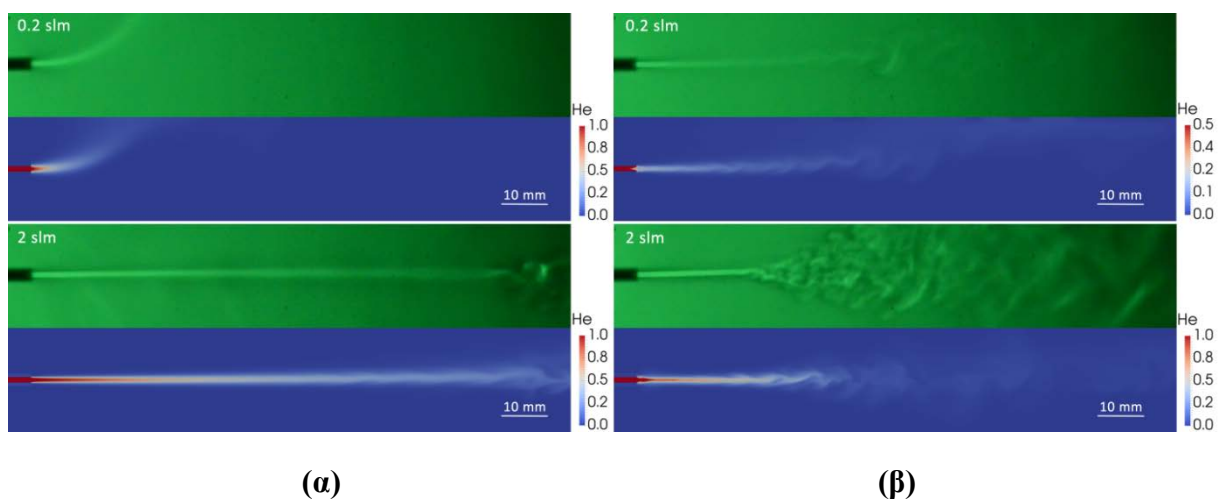
Η εφαρμογή του μοντέλου γίνεται με το πακέτο ανοιχτού κώδικα OpenFOAM (Weller *et al.*, 1998), ενώ το πλέγμα είναι τρισδιάστατο, τύπου πεταλούδας. Οι διαστάσεις του χωρίου και η διαμόρφωση των περιοχών προσαρμόζονται στη γεωμετρία καθενός από τους δύο αντιδραστήρες που προσομοιώνονται. Για την προσομοίωση της τυρβώδους ροής, επιλέξαμε την προσέγγιση Large Eddy Simulation.

4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Τα αποτελέσματα αφορούν στην αξιολόγηση του μοντέλου σε σχέση με τα κύρια μακροσκοπικά χαρακτηριστικά του συστήματος ροής αερίου-πλάσματος. Για το σκοπό αυτό, συγκρίνουμε φωτογραφίες schlieren της ρευστοδυναμικής ροής με αριθμητικές προσομοιώσεις, για να εκτιμήσουμε την ικανότητα του μοντέλου να συλλάβει τη μεταβολή του ροϊκού πεδίου μετά την έναυση του πλάσματος. Επιπλέον, συγκρίνουμε τις εικόνες του ορατού πλάσματος με τις κατανομές της πυκνότητας φορτίου, ώστε να διερευνηθεί η σύνδεσή τους. Όλα αυτά τα χαρακτηριστικά μπορούν να παρατηρηθούν πιο άμεσα σε οριζόντιους πίδακες πλάσματος, όπου η οριζοντιοποίηση της ροής που προκαλείται από το πλάσμα λειτουργεί ως δείκτης της πίεσης που ασκείται στο αέριο. Για το λόγο αυτό, επιλέξαμε να προσομοιώσουμε αριθμητικά δύο οριζόντιους αντιδραστήρες πλάσματος, οι οποίοι έχουν δημιουργηθεί από την ερευνητική μας ομάδα, με διαφορετικές διαμορφώσεις ηλεκτροδίων.

4.1 Αντιδραστήρας πλάσματος με μονό εξωτερικό ηλεκτρόδιο

Ο πρώτος αντιδραστήρας πλάσματος αποτελείται από ένα σωλήνα αλούμινας και ένα μόνο εξωτερικό ηλεκτρόδιο, στο οποίο εφαρμόζεται ημιτονοειδής υψηλή τάση $20kV_{pp}$ με συχνότητα $10kHz$. Ο αντιδραστήρας τροφοδοτείται με ήλιο, με παροχή που μπορεί να κυμαίνεται από $0.05slm$ έως $2slm$. Περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με τον αντιδραστήρα, συμπεριλαμβανομένων των διαστάσεών του, δίνονται στη εργασία (Papadopoulos *et al.*, 2014). Η παροχές Q που έχουμε προσομοιώσει σε αυτή την εργασία είναι $0.2slm$ και $2slm$. Η πρώτη παροχή είναι χαμηλή, ώστε να δημιουργείται ροή που κυριαρχείται από την άνωση, όταν το πλάσμα είναι απενεργοποιημένο. Η φωτογραφία schlieren που το επαληθεύει, φαίνεται στο άνω μέρος του Σχ.5(α) (πράσινη εικόνα) μαζί με τα αντίστοιχα αποτελέσματα προσομοίωσης του κλάσματος μάζας ηλίου (μπλε εικόνα). Μετά την έναυση του πλάσματος, το ροϊκό πεδίο αλλάζει. Η δύναμη της άνωσης εξουδετερώνεται από την επίδραση του πλάσματος, που δημιουργεί ένα οριζόντιο πίδακα, με μια περιοχή στρωτής ροής κοντά στο στόμιο, ακολουθούμενη από μια τυρβώδη περιοχή. Η σύγκριση της φωτογραφίας Schlieren με τα αποτελέσματα προσομοίωσης φαίνεται στο άνω μέρος του Σχ.5(β). Μπορούμε να δούμε ότι το μοντέλο εναπομένοντος φορτίου, παράγει έναν οριζόντιο πίδακα που γίνεται τυρβώδης περίπου στην ίδια θέση με τις πειραματικές φωτογραφίες. Επιπλέον, τα αποτελέσματα της προσομοίωσης δείχνουν ότι η ισχυρή επίδραση του πλάσματος δημιουργεί έντονη ανάμειξη μεταξύ του ηλίου και του περιβάλλοντος αέρα, ακόμη και κοντά στο στόμιο. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα το κλάσμα μάζας να είναι μικρότερο της μονάδας στο ακροφύσιο του αντιδραστήρα και αυτό πιθανώς επηρεάζει τις ιδιότητες του πλάσματος.



Σχήμα 5. Σύγκριση των εικόνων Schlieren (πράσινες εικόνες) με το αριθμητικό κλάσμα μάζας ηλίου (μπλε εικόνες). (α) Παροχές $Q = 0.2slm$ και $Q = 2slm$, με απενεργοποιημένο πλάσμα (β) Παροχές $Q = 0.2slm$ και $Q = 2slm$, με ενεργοποιημένο το πλάσμα.

Η άλλη περίπτωση που προσομοιώσαμε για τον πρώτο αντιδραστήρα πλάσματος, αντιστοιχεί σε υψηλό ρυθμό ροής $Q = 2slm$. Αποτελείται από στρωτή ροή που εκτείνεται μέχρι $0.1m$ από το ακροφύσιο του διηλεκτρικού σωλήνα, ενώ μετά η ροή γίνεται τυρβώδης (Σχ.5 (α), κάτω μέρος). Η έναυση του πλάσματος έχει ως αποτέλεσμα η τυρβώδης περιοχή να μεταφέρεται πιο κοντά στο στόμιο, σε απόσταση περίπου $0.025m$ (Σχ.5(b), κάτω μέρος). Οι αριθμητικές προσομοιώσεις είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τις εικόνες schlieren.

Η συσχέτιση μεταξύ του ορατού πλάσματος και της πυκνότητας φορτίου που δημιουργείται από κάθε κύμα ιονισμού απεικονίζεται στα σχήματα 6(a) και (b), που αντιστοιχούν σε $Q = 0.2slm$ και $2slm$, αντίστοιχα. Σε κάθε εικόνα, το επάνω μέρος είναι μια φωτογραφία του ορατού πλάσματος που εξέρχεται από το διηλεκτρικό σωλήνα και το κάτω δείχνει την πυκνότητα φορτίου. Η χρωματική κλίμακα των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης έχει ρυθμιστεί ώστε να ταιριάζει με τις φωτογραφίες. Παρατηρείται ότι η πυκνότητα φορτίου που παράγεται από τα κύματα ιονισμού είναι ένας καλός δείκτης του μήκους του ορατού πλάσματος. Αξίζει να σημειωθεί ότι τόσο στις πειραματικές εικόνες όσο και στις προσομοιώσεις, το κανάλι πλάσματος για τη χαμηλή ροή $Q = 0.2slm$ είναι λεπτό κοντά στο στόμιο και δεν εκτείνεται σε ολόκληρη την εγκάρσια διατομή του διηλεκτρικού σωλήνα. Αυτό πιθανότατα οφείλεται στην έντονη ανάμειξη μεταξύ του ηλίου και του περιβάλλοντος αέρα μέσα στο στόμιο, όπως αναφέρθηκε παραπάνω.

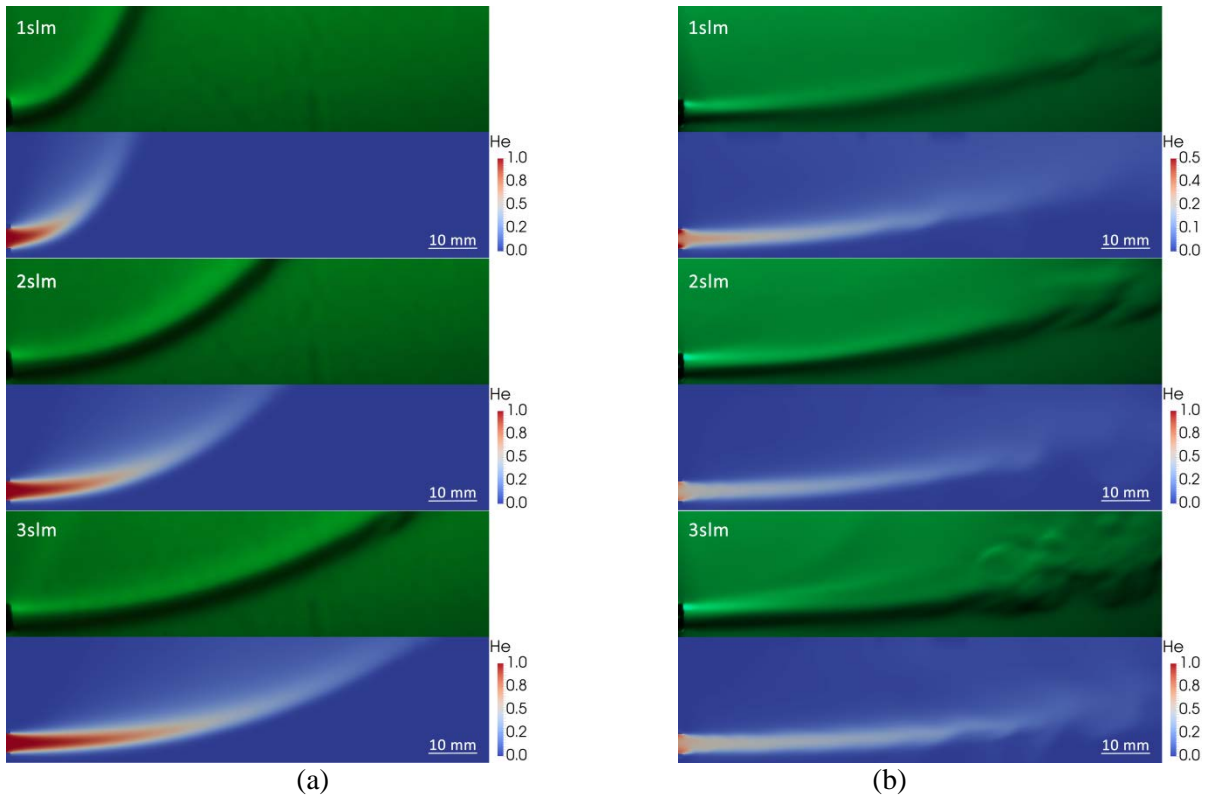


Σχήμα 6. Σύγκριση των πειραματικών εικόνων του ορατού πλάσματος (άνω τμήμα κάθε εικόνας) με τις αριθμητικές κατανομές πυκνότητας φορτίου που δημιουργούνται από κάθε κύμα ιονισμού (κάτω τμήμα), για τις παροχές (α) $Q = 0.2slm$ και (β) $Q = 2slm$.

4.2 Αντιδραστήρας πλάσματος με διπλό εξωτερικό ηλεκτρόδιο

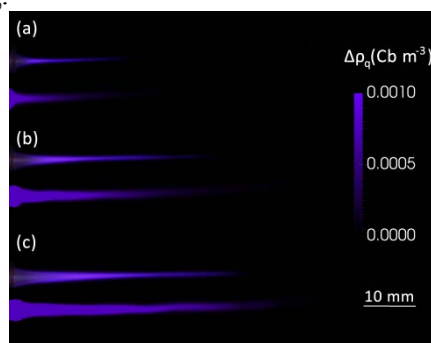
Ο αντιδραστήρας πλάσματος στην περίπτωση αυτή αποτελείται από δύο δακτυλιοειδή ηλεκτρόδια που είναι τοποθετημένα γύρω από ένα σωλήνα χαλαζία (quartz). Η εφαρμοζόμενη τάση είναι ημιτονοειδής με πλάτος $13kV_{pp}$ και συχνότητα $10kHz$. Στο Σχ. 7(a) γίνεται σύγκριση των εικόνων schlieren (πράσινες εικόνες) με τα αποτελέσματα προσομοίωσης (κλάσμα μάζας ηλίου - μπλε εικόνες) για ρυθμούς ροής $Q = 1slm, 2slm$ και $3slm$. Ο αυξανόμενος ρυθμός ροής εξαλείφει την επίδραση της ανωστικής δύναμης και βαθμιαία κάμπτεται το κανάλι του ηλίου προς τον οριζόντιο άξονα. Η ταχύτητα είναι σχετικά χαμηλή και στις τρεις περιπτώσεις, οπότε η ροή παραμένει στρωτή.

Η επίδραση του πλάσματος στο ροϊκό πεδίο φαίνεται στο Σχήμα 7(b). Μία πρώτη διαφορά σε σχέση με τη ροή χωρίς πλάσμα είναι ότι το κανάλι ήλιου προσεγγίζει τον οριζόντιο άξονα, ακόμη και για τη χαμηλότερη παροχή $1slm$. Επιπλέον, η καμπυλότητα του καναλιού είναι περίπου σταθερή για όλους τους ρυθμούς ροής. Η κύρια διαφορά μεταξύ των τριών περιπτώσεων με πλάσμα αφορά στη μετάβαση σε τύρβη. Συγκεκριμένα, για το ρυθμό ροής $Q = 1slm$ η ροή είναι εξ ολοκλήρου στρωτή, ενώ για $Q = 2slm$ εμφανίζεται μετάβαση σε τυρβώδη κατάσταση, αρκετά μακριά όμως από το ακροφύσιο. Για την υψηλότερη παροχή $Q = 3slm$, η ροή γίνεται πλήρως τυρβώδης μετά από μια αρχική στρωτή περιοχή. Σημειώνεται ότι στην περίπτωση του χαμηλότερου ρυθμού ροής $Q = 1slm$, η επίδραση του πλάσματος είναι αρκετά ισχυρή ώστε να προκαλέσει εκτεταμένη ανάμειξη ηλίου-αέρα, ακόμη και στο ακροφύσιο.



Σχήμα 7. Σύγκριση εικόνων *schlieren* (πράσινες εικόνες) με το αριθμητικό κλάσμα μάζας ηλίου (μπλε εικόνες). (α) Ρυθμοί ροής $Q = 1slm, 2slm$ και $3slm$, χωρίς πλάσμα. (β) Ρυθμοί ροής $Q = 1slm, 2slm$ και $3slm$, με ενεργοποιημένο πλάσμα.

Στο σχήμα 8 γίνεται σύγκριση μεταξύ του ορατού πλάσματος (άνω τμήμα κάθε εικόνας) και της κατανομής της πυκνότητας των φορτίων (κάτω τμήμα κάθε εικόνας). Το μήκος του καναλιού πλάσματος αυξάνεται με το ρυθμό ροής, λόγω της εντονότερης διείδυσης του πίδακα ηλίου μέσα στον αέρα. Σε ό,τι αφορά στα αποτελέσματα προσομοίωσης, φαίνεται ότι η εκτίμηση του μήκους καναλιού με βάση το φορτίο είναι σε συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα. Σημειώνεται ότι ο χρωματικός χάρτης της κλίμακας πυκνότητας φορτίου έχει ρυθμιστεί ώστε να ταιριάζει με τα χρώματα του ορατού πλάσματος.



Σχήμα 8. Σύγκριση των πειραματικών εικόνων του ορατού πλάσματος (άνω τμήμα κάθε εικόνας) με κατανομή πυκνότητας φορτίου που δημιουργείται από κάθε κύμα ιονισμού (κάτω τμήμα κάθε εικόνας) για ρυθμούς ροής (α) $Q = 1slm$, (β) $Q = 2slm$ και (γ) $Q = 3slm$.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Abdollahzadeh, M., Pascoa, J. C. and Oliveira, P. J. (2016) ‘Implementation of the classical plasma-fluid model for simulation of dielectric barrier discharge (DBD) actuators in OpenFOAM’, *Computers and Fluids*. Elsevier Ltd, 128, pp. 77–90. doi: 10.1016/j.compfluid.2016.01.012.

- Al-rawaf, A. F. *et al.* (2018) ‘Studying the non-thermal plasma jet characteristics and application on bacterial decontamination’, *Journal of Theoretical and Applied Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 12(1), pp. 45–51. doi: 10.1007/s40094-018-0279-y.
- Brennen, C. E. (2005) ‘Fundamentals of multiphase flows. 2005’.
- Medlin, A. J., Fletcher, C. A. J. and Morrow, R. (1998) ‘pseudotransient approach to steady state solution of electricfield-space charge coupled problems’, *J. Electrostat.*, 43, pp. 39–60.
- Milioli, C. C. and Milioli, F. E. (2010) ‘On the accuracy of two-fluid model predictions for a particular gas-solid riser flow’, *Applied Mathematical Modelling*. Elsevier Inc., 34(3), pp. 684–696. doi: 10.1016/j.apm.2009.06.010.
- Moreau, E. (2007) ‘Airflow control by non-thermal plasma actuators’, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40(3), pp. 605–636. doi: 10.1088/0022-3727/40/3/S01.
- Pai, S.-I. (1977) *Two-Phase Flows*. 1st edn. Edited by K. Oswatitsch. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag. doi: 10.1007/978-3-322-86348-5.
- Papadopoulos, P. K. *et al.* (2014) ‘Interpretation of the gas flow field modification induced by guided streamer (‘plasma bullet’) propagation’, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 47(42). doi: 10.1088/0022-3727/47/42/425203.
- Raizer, I. P. (Iŭrii P. (1997) *Gas discharge physics*. Springer.
- Svarnas, P. *et al.* (2014) ‘Influence of atmospheric pressure guided streamers (Plasma Bullets) on the working gas pattern in air’, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 42(10), pp. 2430–2431. doi: 10.1109/TPS.2014.2322098.
- Weller, H. G. *et al.* (1998) ‘A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques’, *Computers in Physics*, 12(6), p. 620. doi: 10.1063/1.168744.