



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΠΑΤΡΩΝ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ
ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΗΛΕΚΤΡΟΤΕΧΝΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ

«ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΕΠΑΓΟΜΕΝΑ ΑΠΟ ΤΟ ΠΛΑΣΜΑ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΕΚΚΕΝΩΣΗΣ ΣΕ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΟ ΑΕΡΑ»

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΠΑΛΑΜΑΡΗΣ ΠΕΤΡΟΣ – ΓΕΩΡΓΙΟΣ (Α.Μ. 5183)
του ΕΥΑΓΓΕΛΟΥ

ΦΟΙΤΗΤΗ ΤΟΥ ΤΜΗΜΑΤΟΣ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ
ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ: ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ Ν. ΣΠΥΡΟΥ

ΑΡΙΘΜΟΣ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ:

ΠΑΤΡΑ, ΣΕΠΤΕΜΒΡΙΟΣ 2009



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΠΑΤΡΩΝ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ
ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΗΛΕΚΤΡΟΤΕΧΝΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ

ΠΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ

Πιστοποιείται ότι η διπλωματική εργασία με θέμα :

**«ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΕΠΑΓΟΜΕΝΑ ΑΠΟ ΤΟ ΠΛΑΣΜΑ
ΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΕΚΚΕΝΩΣΗΣ
ΣΕ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΟ ΑΕΡΑ»**

του φοιτητή
του τμήματος Ηλεκτρολόγων Μηχανικών
και Τεχνολογίας Υπολογιστών

ΠΑΛΑΜΑΡΗ ΠΕΤΡΟΥ - ΓΕΩΡΓΙΟΥ (Α.Μ. 5183)
του ΕΥΑΓΓΕΛΟΥ

παρουσιάστηκε δημόσια και εξετάσθηκε στο τμήμα Ηλεκτρολόγων
Μηχανικών και Τεχνολογίας Υπολογιστών στις

Ο Επιβλέπων

Ο Διευθυντής του Τομέα

.....
Ν. Σπύρου
Καθηγητής

.....
Α. Αλεξανδρίδης
Καθηγητής

Πάτρα, Σεπτέμβριος 2009

Πρόλογος

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στο εργαστήριο Ηλεκτροτεχνικών Υλικών του τμήματος Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Τεχνολογίας Υπολογιστών του Πανεπιστημίου Πατρών. Καθοριστικής σημασίας για την επιλογή της εργασίας αυτής ήταν το πολύπλοκο και τεράστιο ενδιαφέρον που παρουσιάζει το πεδίο αυτό καθώς επίσης η παρουσία του καθ. Σπύρου και διδ. Παπαγεωργίου στο εργαστήριο Ηλεκτροτεχνικών Υλικών. Από την θέση αυτή θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά:

Τον καθ. Νικόλαο Σπύρου για την ευκαιρία που μου έδωσε για να εργαστώ πάνω σε ένα σύνθετο και ενδιαφέρον θέμα, την συνεχή υποστήριξή του , τις πολύτιμες συμβουλές του και τον ενθουσιασμό που μου μετέδιδε καθ' όλη τη διάρκεια αυτής της προσπάθειας.

Τον διδ. Λυμπέρη Παπαγεωργίου για την συνεχή και ουσιαστική καθοδήγηση που συντέλεσαν αποφασιστικά για την ολοκλήρωση αυτού του έργου.

Τους δικούς μου ανθρώπους που με βοήθησαν και στήριξαν στην προσπάθειά μου.

Είθε το παρόν πόνημα να αποτελέσει βοήθημα για μελλοντικές διπλωματικές εργασίες συναδέλφων.

Εισαγωγή

“We are to admit no more causes of natural things than such as are both true and sufficient to explain their appearances....To this purpose the philosophers say that Nature does nothing in vain, and more is in vain when less will serve; for Nature is pleased with simplicity, and affects not the pomp of superfluous causes”

Isaac Newton, from Rule I, Book II of the *Principia*, 1687

Μια από τις πιο ενδιαφέρουσες και συναρπαστικές περιοχές της επιστήμης είναι αυτή που ασχολείται με τα φαινόμενα ηλεκτρικών εκκενώσεων σε αέρια. Η εργαστηριακή παραγωγή ηλεκτρικής εκκένωσης και πιο συγκεκριμένα ηλεκτρικού τόξου πραγματοποιήθηκε για πρώτη φορά από τον V.V. Petron το 1803 στη Ρωσική Ακαδημία Επιστημών ενώ η εκκένωση αίγλης ανακαλύφθηκε από τον Faraday το 1831. Στις αρχές του 20^{ου} αιώνα ο Townsend, μαθητής του J.J.Thomson και ιδρυτής της σχολής Φυσικής Ηλεκτρικών Εκκενώσεων, ανακαλύπτει τους νόμους που διέπουν τον ιονισμό και την ανάπτυξη της ηλεκτρικής εκκένωσης σε ομογενές ηλεκτρικό πεδίο. Το άρθρο του πάνω στην αγωγιμότητα των αερίων από την κίνηση των αρνητικά φορτισμένων ιόντων φιλοξενήθηκε στο περίφημο περιοδικό *Nature* τον Αύγουστο του 1900.

Ιονισμένα αέρια και το πλάσμα χρησιμοποιούνται σε ένα ολοένα και αυξανόμενο αριθμό από εφαρμογές στην επιστήμη του μηχανικού. Από διατάξεις όπως το spark plug, arc furnaces, thermonuclear fusion reactors και magneto-dynamic generators μέχρι και προσιτές προς το μέσο άνθρωπο εφαρμογές όπως τηλεοράσεις. Στην περιοχή της έρευνας, το πλάσμα ερευνάται ώστε να κατανοηθούν τα φαινόμενα της ιονόσφαιρας και τις συνέπειες ιονισμένων αερίων, coronas σε γραμμές μεταφοράς και antennas. Επίσης και σε περιβαλλοντικές εφαρμογές για την αφαίρεση στερεών ρύπων από τους βιομηχανικούς παραγόμενους ρύπους. Οι εφαρμογές του πλάσματος εξαρτώνται από την φαντασία των επιστημόνων.

Σε αντίθεση με άλλες αναπτυσσόμενες τεχνολογίες, οι εφαρμογές στην περιοχή αυτή απαιτούν στενή συνεργασία πολλών ειδικοτήτων της Επιστήμης. Έρευνες γίνονται που παντρεύουν την Φυσική, την Χημεία, την Ηλεκτρονική των Αερίων, την Ρευστο-μηχανική, την Θερμοδυναμική, την Θεωρία Πεπερασμένων Στοιχείων, την Τεχνολογία Υψηλών Τάσεων και την Ηλεκτροτεχνία. Επίσης, με την επιστράτευση νέων τεχνικών Προγραμματισμού και της νέας επεξεργαστικής δύναμης γίνονται προσπάθειες να διαφωτίσουν τα Φαινόμενα Ηλεκτρικών Εκκενώσεων Αερίων.

Η εργασία ξεκινά στο 1^ο Κεφάλαιο με την θεμελίωση βασικών εννοιών των

εκκενώσεων. Στη συνέχεια στο 2^ο Κεφάλαιο παρατίθενται οι κυριότερες ηλεκτρικές εκκενώσεις σε αέριο διάκενο. Ακολουθεί στο 3^ο Κεφάλαιο μια ιστορική αναδρομή του ηλεκτρικού ανέμου και μια εκτενής βιβλιογραφία πάνω στο θέμα αυτό καθώς και πρόσφατες εργασίες. Το θέμα της διπλωματικής εργασίας ήταν να παρουσιάσει μια δισδιάστατη μελέτη των ηλεκτρικών εκκενώσεων σε διάκενα με την χρήση υδροδυναμικών εξισώσεων, δίνοντας έμφαση α)στην δισδιάστατη εξομοίωση της «γένεσης» του streamer (κύμα ιονισμού) και της διάδοσής του σε διάκενο και β)την εξομοίωση του ηλεκτρικού ανέμου. Αναπτύχθηκαν δυο μοντέλα, ένα για τον streamer (μοντέλο Α) στο 4^ο Κεφάλαιο και ένα για τον ηλεκτρικό άνεμο (μοντέλο Β) στο 5^ο Κεφάλαιο. Παρατίθενται αποτελέσματα και συμπεράσματα πάνω στα χαρακτηριστικά του streamer (ταχύτητα, πεδίο κεφαλής, ...) και του ηλεκτρικού ανέμου (ταχύτητα) σε σχέση με πειραματικά και θεωρητικά αποτελέσματα. Στο μοντέλο Α έγιναν εξομοιώσεις για διαφορετικές αρχικές συνθήκες και οι τιμές της ταχύτητας διάδοσης του streamer που προέκυψαν συμφωνούν με την βιβλιογραφία. Με κάποιες παραδοχές οι οποίες απλοποιούν την μελέτη του ανέμου και δεν παρεκκλίνουν από την φυσική του φαινομένου καταφέραμε να αναπτύξουμε το μοντέλο Β υπολογίζοντας την ταχύτητά του που συμφωνεί με την βιβλιογραφία. Στο 6^ο Κεφάλαιο παρατίθενται τελικά συμπεράσματα και προτάσεις για μελλοντικές εργασίες. Αξίζει να αναφερθεί ότι η διπλωματική εργασία ανέδειξε τις δυνατότητες και αλλά και τις αδυναμίες του FlexPDE στην επίλυση δύσκολων διαφορικών εξισώσεων.

Περιεχόμενα

1 Βασικές Έννοιες	1
1.1 Εισαγωγή.....	1
1.2 Μηχανισμοί Κρούσεων	2
1.2.1 Ελαστικές Κρούσεις	2
1.2.2 Ανελαστικές Κρούσεις	3
1.3 Διαδικασίες Παραγωγής φορτισμένων σωματίων.....	3
1.3.1 Ηλεκτρονικός Πολλαπλασιασμός.....	4
1.3.2 Δευτερογενείς Διαδικασίες	5
1.4 Το Πλάσμα στη Φύση.....	5
1.4.1 Ορισμός του πλάσματος.....	9
1.4.2 Ο Ρόλος της Θερμοκρασίας στο Πλάσμα	10
1.4.3 Χαρακτηρισμός Πλάσματος : Θωράκιση Debye	10
1.4.4 Κριτήρια δημιουργίας Πλάσματος	11
1.5 Εφαρμογές	12
 2 Ηλεκτρικές Εκκενώσεις σε Αέρια	15
2.1 Εκκένωση Townsend.....	15
2.1.1 Ηλεκτρική Διάσπαση Αερίου Διακένου σε ομογενές ηλεκτρικό πεδίο .	16
2.2 Διαδικασίες / Μηχανισμοί Διάσπασης.....	18
2.2.1 Μηχανισμός τύπου Townsend.....	19
2.2.2 Μηχανισμός streamer	22

2.3 Εκκένωση Αίγλης.....	24
2.3.1 Φαινομενολογική περιγραφή της Εκκένωσης Αίγλης.....	24
2.4 Ηλεκτρικές Εκκενώσεις τύπου Κορόνας	28
2.4.1 Εισαγωγή.....	28
2.4.2 Παράμετροι της Εκκένωσης	30
2.4.3 Είδη Κορόνας	31
2.4.4 Μελέτη της Θετικής Corona σε Διάκενα Γεωμετρίας Ακίδας – Πλάκας	32
2.5 Μετάβαση στο Ηλεκτρικό Τόξο	35
2.5.1 Ημιτελής Ηλεκτρικό Τόξο.....	35
2.5.2 Δευτερογενής streamer.....	36
2.5.3 Φαινόμενα που συνοδεύουν την Εκκένωση Κορόνας.....	38
2.5.4 Δυσκολίες.....	39
2.5.5 Εφαρμογές.....	40
 3 Ηλεκτρικός Άνεμος	 43
3.1 Η ιστορία του ηλεκτρικού ανέμου - Εισαγωγή.....	43
3.2 Οι Πρώτες Παρατηρήσεις	45
3.3 Ανακάλυψη του Ηλεκτρικού Ανέμου.....	46
3.4 Ανάπτυξη μιας Ποιοτικής Θεωρίας.....	48
3.5 Μεταγενέστερα Έργα.....	51
 4 Αριθμητικό Μοντέλο Α και Αποτελέσματα	 53
4.1 Εισαγωγή.....	53
4.2 Αρχές Διατήρησης.....	54
4.3 Μελέτη Ηλεκτρικής Εκκένωσης – Μοντέλο Α	56
4.3.1 Υδροδυναμικές Εξισώσεις – Εξίσωση Συνέχειας	56

4.3.1α Ταχύτητα Ολίσθησης	58
4.3.1β Διάχυση	59
4.3.1γ Συντελεστής Ιονισμού	60
4.3.2 Αρχικές Συνθήκες 50kV/cm - Αποτελέσματα.....	60
4.3.2α Συμπεράσματα - Παρατηρήσεις.....	75
4.3.3 Αρχικές Συνθήκες 30kV/cm - Αποτελέσματα.....	77
4.3.3α Συμπεράσματα - Παρατηρήσεις.....	91
4.3.3β Σύγκριση 50kV/cm - 30kV/cm.....	93
4.3.4 Αρχικές Συνθήκες 20kV/cm - Αποτελέσματα.....	95
4.3.4α Συμπεράσματα - Παρατηρήσεις.....	112
4.4. Συζήτηση - Σύγκριση αποτελεσμάτων 50, 30 και 20kV/cm	114
5 Αριθμητικό Μοντέλο Β και Αποτελέσματα	117
5.1 Εισαγωγή.....	117
5.2 Θεωρητική Μελέτη του Ηλεκτρικού Ανέμου – Μοντέλο Β.....	118
5.2.1 Εξίσωση Μετάδοσης της Ορμής	118
5.3 Αποτελέσματα.....	122
5.3.1 Συζήτηση - Συμπεράσματα.....	128
6 Συμπεράσματα – Προτάσεις για Μελλοντικές Εργασίες	133
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	139

Κεφάλαιο 1^ο

Βασικές Έννοιες

1.1 Εισαγωγή

Τα αέρια υπό κανονικές συνθήκες συμπεριφέρονται ως μονωτές και η αγωγιμότητα την οποία παρουσιάζουν οφείλεται σε εξωτερικά αίτια, όπως κοσμική ακτινοβολία η οποία παράγει στον αέρα περίπου $20 \text{ ιόντα}/\text{cm}^3 \text{ sec.}$ Ένα αέριο γίνεται αγωγός του ηλεκτρισμού όταν ελεύθερα φορτία όπως ιόντα, ηλεκτρόνια ή βαρέα φορτισμένα σωμάτια είναι παρόντα. Θετικά ιόντα είναι άτομα, μόρια ή ομάδα μορίων που έχουν χάσει ένα ή περισσότερα ηλεκτρόνια και συνεπώς είναι θετικά φορτισμένα. Τα αρνητικά ιόντα είναι παρόμοια σωματίδια με ένα παραπάνω ηλεκτρόνιο συνδεδεμένο. Τα αέρια μπορούν να μετατραπούν σε αγωγούς με την δημιουργία μιας ηλεκτρικής εκκένωσης. Υπάρχουν διάφοροι τύποι εκκενώσεων, αλλά όλοι χαρακτηρίζονται από την παρουσία ηλεκτρικών φορέων και ενός ηλεκτρικού πεδίου. Η ηλεκτρική εκκένωση δημιουργήθηκε πρώτη φορά από συνεχές ηλεκτρικό πεδίο. Στην συνέχεια με τον όρο ηλεκτρική εκκένωση εννοείται πάντα η παραγωγή πλάσματος με χρήση ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Έτσι το πλάσμα παράγεται από συνεχές, εναλλασσόμενο ή κρουστικό ηλεκτρικό πεδίο, δηλαδή από κάθε μορφή μεταφοράς της ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας[1.1].

Οι ηλεκτρονικοί φορείς που παράγονται από εξωτερική πηγή ακτινοβολίας (π.χ. δέσμη LASER) είναι δυνατόν κάτω από την επίδραση ενός υψηλού ηλεκτρικού πεδίου να πολλαπλασιαστούν και να προκαλέσουν την ροή ενός ισχυρού ρεύματος. Οι μηχανισμοί πολλαπλασιασμού των φορέων θα αναφερθούν παρακάτω. Η τιμή της εφαρμοζόμενης ισχυρής τάσης που οδηγεί στην μετάβαση από τη κατάσταση μόνωσης στην κατάσταση αγωγής λέγεται **τάση διάσπασης του αερίου**. Η τάση διάσπασης εξαρτάται από την φύση του αερίου.

Η ηλεκτρική διάσπαση ενός αερίου διακένου, είναι λοιπόν ένα φαινόμενο ραγδαίας μεταβολής της ηλεκτρικής αγωγιμότητας του αερίου, η οποία

προκαλείται από την εφαρμογή μιας κατάλληλης τάσης. Η μεταβολή αυτή, πολλών τάξεων μεγέθους γίνεται σε χρονικά διαστήματα (ns) έως (ms) ανάλογα με τις συνθήκες. Η διάσπαση προκύπτει από μια αλυσίδα ατομικών και μοριακών διαδικασιών κρούσεων όπου παράγονται φορτισμένα σωμάτια, τα οποία αυξάνουν γρήγορα (εφόσον η ενέργεια που τους παρέχεται από το ηλεκτρικό πεδίο είναι επαρκής) για να συντηρηθεί εκείνη η διαδικασία κρούσεων που προκαλεί σημαντική αύξηση του ρεύματος.

1.2 Μηχανισμοί Κρούσεων

Μέσα σε ένα αραιό ρευστό, όπως ένα αέριο σε χαμηλή πίεση, δύο άτομα ή μόρια μπορούν να πλησιάσουν το ένα πολύ κοντά στο άλλο, σε μία απόσταση της τάξης των εσωατομικών αποστάσεων ($\overset{O}{A}$). Παράγεται τότε ένα φαινόμενο αλληλεπίδρασης το οποίο λέγεται *δυναμική κρούση*. Διακρίνουμε δύο οικογένειες δυναμικών κρούσεων : τις ελαστικές και ανελαστικές. Οι βασικές υποθέσεις για την περιγραφή των κρούσεων είναι ότι τα σωμάτια θεωρούνται σκληρές σφαίρες και θεωρούμε ότι οι ταχύτητες των σωματιδίων είναι μικρότερες του φωτός ώστε να χρησιμοποιήσουμε κανόνες της Κλασικής Νευτώνειας Μηχανικής [1.2]. Κατά την κρούση, τα σωμάτια ανταλλάσσουν κινητική ή/και δυναμική ενέργεια.

1.2.1 Ελαστικές Κρούσεις

Κατά την κρούση διατηρούνται η ορμή και η κινητική ενέργεια. Η ορμή ανακατανέμεται μεταξύ των σωματιδίων και η ολική κινητική ενέργεια παραμένει αμετάβλητη. Η ελαστική κρούση πραγματοποιείται με τον ακόλουθο τρόπο :



Παράδειγμα : Οι κρούσεις που πραγματοποιούνται σε ουδέτερο αέριο στη θερμοκρασία του περιβάλλοντος θεωρούνται όλες ελαστικές.

Όταν τα συγκρουόμενα σωμάτια έχουν διαφορετικές μάζες, m και M αντίστοιχα, το κλάσμα της ενέργειας που μεταφέρεται κατά την κρούση από το σωματίο μάζας m στο σωματίο μάζας M , οποιαδήποτε και να είναι η γωνία που

σχηματίζουν τα διανύσματα των αντίστοιχων ταχυτήτων μετά την κρούση (γωνία απόκλισης), δίνεται από την ακόλουθη σχέση

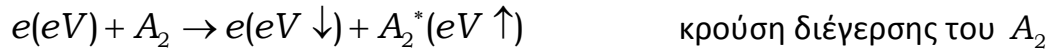
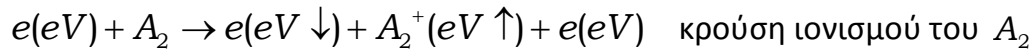
$$k = \frac{2mM}{(m+M)^2} \approx \frac{2m}{M} \quad (\text{αν } m \ll M)$$

Αυτό σημαίνει ότι τα βαριά σωματρία ανταλλάσσουν πολύ εύκολα την ενέργειά τους κατά την ελαστική κρούση ενώ όταν το μικρό σωματίο είναι ηλεκτρόνιο, το κλάσμα της μεταφερόμενης ενέργειας είναι πολύ ασθενές. Με άλλα λόγια για να μεταφερθεί στα μεγάλα σωματρία η συνολική ενέργεια του ηλεκτρονίου, πρέπει αυτό να πραγματοποιήσει πολύ μεγάλο αριθμό κρούσεων [1.3].

1.2.2 Ανελαστικές Κρούσεις

Στην περίπτωση αυτή η ορμή ανακατανέμεται μεταξύ των σωματιδίων ενώ κλάσμα της κινητικής ενέργειας E_k μετατρέπεται σε εσωτερική ενέργεια ενός ή περισσότερων σωματιδίων με $\Delta E_k < 0$.

Παράδειγμα :



Πρέπει να σημειωθεί ότι η ΔE_k οφείλει να είναι τουλάχιστον ίση με την εσωτερική ενέργεια του σωματίου A_2 . Στην κατηγορία αυτή ανήκουν, για παράδειγμα, οι αντιδράσεις ιονισμού και διέγερσης σωματιδίων.

1.3 Διαδικασίες παραγωγής φορτισμένων σωματιδίων

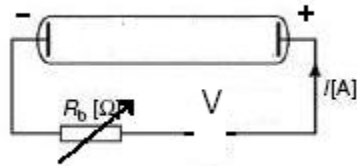
Η αγωγιμότητα ενός ιονισμένου αερίου είναι μια πολύπλοκη συνάρτηση του αριθμού των ιόντων και ηλεκτρονίων καθώς και των κινητικότητων τους. Επομένως είναι σημαντικό να γνωρίζουμε πώς ακριβώς παράγονται και χάνονται τα φορτισμένα σωματίδια μέσα σ' ένα αέριο που αποτελείται από ουδέτερα μόρια και άρα δεν είναι αγωγίμο.

Η διαδικασία απελευθέρωσης ενός ηλεκτρονίου από ένα σωματίο αερίου με την ταυτόχρονη παραγωγή ενός θετικού ιόντος ή αύξηση του φορτίου των θετικών ιόντων λέγεται ιονισμός[1.4], [1.5].

Όταν υπάρχουν ελεύθερα ηλεκτρόνια και προσκολλώνται σε ουδέτερα άτομα ή μόρια σχηματίζονται αρνητικά ιόντα. Δεν συμβαίνει σε όλα τα αέρια, αλλά σε ηλεκτραρνητικά αέρια τα οποία μας ενδιαφέρουν σε εκκενώσεις όπως η εκκένωση αίγλης. Η διαδικασία απελευθέρωσης ενός ηλεκτρονίου από ένα στερεό είναι γνωστή ως εκπομπή ηλεκτρονίου. Είναι σημαντική στην μελέτη της αγωγιμότητας των αερίων και του πλάσματος παρά το γεγονός ότι αφορά τις οριακές περιοχές της εκκένωσης που συνήθως είναι ηλεκτρόδια.

1.3.1 Ηλεκτρονικός Πολλαπλασιασμός

Το φαινόμενο του ηλεκτρονικού πολλαπλασιασμού οφείλεται στην αύξηση της πυκνότητας των αρχικών ηλεκτρονίων κατά τη διάρκεια της κίνησής τους μέσα στο επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο μέχρις ότου αποκτήσουν την απαιτούμενη ενέργεια για να ιονίσουν τα μόρια του αερίου[1.6]. Η διαδικασία αυτή συνεχίζεται με τα καινούρια ηλεκτρόνια που παράγονται, δημιουργείται έτσι μια στιβάδα, η οποία προκαλεί γρήγορη αύξηση του ρεύματος. Η ηλεκτρονική στιβάδα αποτελεί τον θεμελιώδη και πρωταρχικό μηχανισμό κάθε ηλεκτρικής εκκένωσης και μελετήθηκε συστηματικά από τον Raether και τους μαθητές του (1964) [1.7]. Το φαινόμενο περιγράφεται από ένα μακροσκοπικό συντελεστή α , ο οποίος παριστά τον αριθμό των ζευγών ιόντων – ηλεκτρονίων που δημιουργούνται από ένα ηλεκτρόνιο σε διάστημα 1 cm. Ο α ονομάζεται πρώτος συντελεστής Townsend προς τιμήν του.



Σχήμα 1 Διάταξη για την παραγωγή ηλεκτρικών εκκενώσεων

Θεωρούμε ένα στρώμα αερίου πάχους dx και μοναδιαίας επιφάνειας. Αν μέσα σ' αυτό το στρώμα κινούνται n_x ηλεκτρόνια στη διεύθυνση του πεδίου, δημιουργούν $an_x dx$

καινούρια ηλεκτρόνια, δηλαδή $dn = an_x dx$. Έτσι, αν η απόσταση μεταξύ των ηλεκτροδίων είναι d και στην κάθοδο έχουν παραχθεί n_0 ηλεκτρόνια, ο αριθμός nd των ηλεκτρονίων τα οποία συλλέγονται από την άνοδο όπου $x=d$ θα είναι $n_0 e^{ad}$. Μια τέτοια ομάδα ηλεκτρονίων ονομάζεται ηλεκτρονική στιβάδα [1.6]. Από τα προηγούμενα είναι προφανές ότι :

$$i = i_0 e^{ad} \quad \text{ή} \quad \ln\left(\frac{i}{i_0}\right) = ad \quad \text{Σχέση (1.1)}$$

Ο συντελεστής α εξαρτάται από το ηλεκτρικό πεδίο E , την πίεση p και τη φύση του αερίου. Έχει αποδειχθεί ότι για ένα συγκεκριμένο αέριο το $\frac{\alpha}{p}$ εξαρτάται μόνον από το λόγο $\frac{E}{p}$. Ο λόγος E/p ή E/N όπου N η πυκνότητα των ουδέτερων μορίων του αερίου, εκφράζει την μέση ενέργεια που αποκτά ένα ηλεκτρόνιο μεταξύ δυο διαδοχικών κρούσεων.

(*)(Περισσότερες πληροφορίες πάνω στη σημασία του λόγου E/p στα βιβλία *Φαινόμενα Ηλεκτρικών Εκκενώσεων σε Αέρια Ν. Σπυρου (Κεφ. 3^ο σελ.3.26)[1.1]* και *Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics E. Nasser (Κεφ. 6^ο - 7^ο)[1.5]*)

1.3.2 Δευτερογενείς Διαδικασίες

Εκπομπή δευτερογενών ηλεκτρονίων από τη κάθοδο λόγω βομβαρδισμού με θετικά ιόντα

Φωτοϊονισμός των μορίων του αερίου από φωτόνια που εκπέμπονται κατά τη διάρκεια επανασυνδέσεων ιόντων – ηλεκτρονίων

Εκπομπή δευτερογενών ηλεκτρονίων από την κάθοδο λόγω πρόσπτωσης φωτονίων σ' αυτή

Εκπομπή δευτερογενών ηλεκτρονίων από την κάθοδο λόγω πρόσπτωσης μετασταθών διεγερμένων ατόμων σ' αυτή.

1.4 Το Πλάσμα στην Φύση

Το 99% της ύλης στο σύμπαν είναι σε κατάσταση πλάσματος, δηλαδή σε ένα ηλεκτρισμένο αέριο με τα άτομά του αποσυνδεδεμένα (dissociated) σε θετικά ιόντα και αρνητικά ηλεκτρόνια. Η εκτίμηση αυτή ίσως δεν πολύ ακριβής, αλλά είναι απολύτως λογική λαμβάνοντας υπόψη ότι το εσωτερικό και οι ατμόσφαιρες των αστεριών, τα αέρια νεφελώματα (gaseous nebulae), και



μεγάλη ποσότητα του διαστρικού υδρογόνου είναι πλάσμα. Καθώς απομακρυνόμαστε από την ατμόσφαιρα της Γης, συναντάμε τις ζώνες ακτινοβολίας Van Allen και τον ηλιακό άνεμο που αποτελούνται από πλάσμα. Στην καθημερινότητά μας η επαφή μας με το πλάσμα συνοψίζεται με τα εξής παραδείγματα : η αστραπή του κεραυνού, η λάμψη στο Βόρειο σέλας, το αγωγίμο αέριο στις πινακίδες Νέου, τις τηλεοράσεις πλάσματος και στη μικρή ποσότητα ιονισμού στα καυσαέρια πυραύλων. Θα μπορούσαμε να πούμε ότι ζούμε στο 1% του σύμπαντος στο οποίο το πλάσμα δεν λαμβάνει χώρα φυσικά.



Την απάντηση μπορούμε να την βρούμε στην εξίσωση του Saha, η οποία μας πληροφορεί για τον ιονισμό που περιμένουμε να δούμε μέσα σ' ένα αέριο το οποίο βρίσκεται σε θερμική ισορροπία :

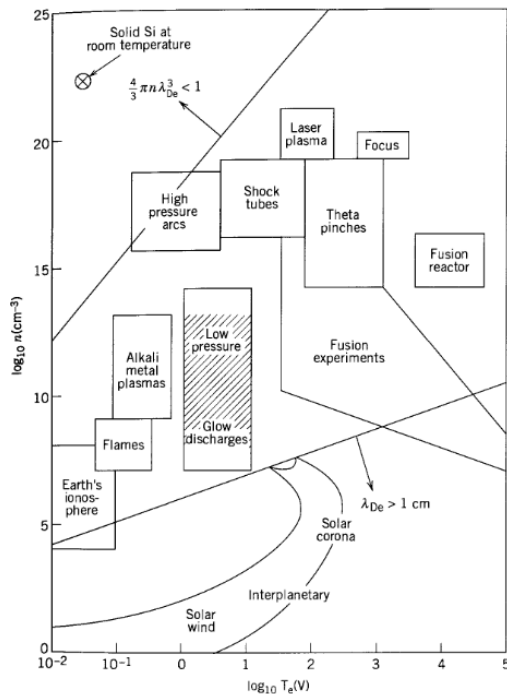
$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2.4 \times 10^{21} \frac{T^{3/2}}{n_i} e^{-U_i/KT} \quad (1.2)$$

Όπου n_i και n_n είναι η πυκνότητα (αριθμός ανά m^3) ιονισμένων ατόμων και ουδετέρων ατόμων αντίστοιχα, T η θερμοκρασία του αερίου σε $^{\circ}K$, K η σταθερά του Boltzmann, και U_i η ενέργεια ιονισμού του αερίου. (Ο αριθμός των ergs που απαιτείται για να αφαιρεθεί το εξώτατο ηλεκτρόνιο από ένα άτομο χρησιμοποιεί mks)

Για τον περιβάλλοντα αέρα σε θερμοκρασία δωματίου έχουμε $n_n \approx 3 \times 10^{25} m^{-3}$, $T \approx 300K$ και $U_i \approx 14.5eV$ (για το άζωτο), όπου $1eV = 1.6 \times 10^{-19} J$. Ο λόγος

$\frac{n_i}{n_i + n_n} \approx \frac{n_i}{n_n}$ που προβλέπει η εξίσωση (2) είναι υπερβολικά χαμηλός :

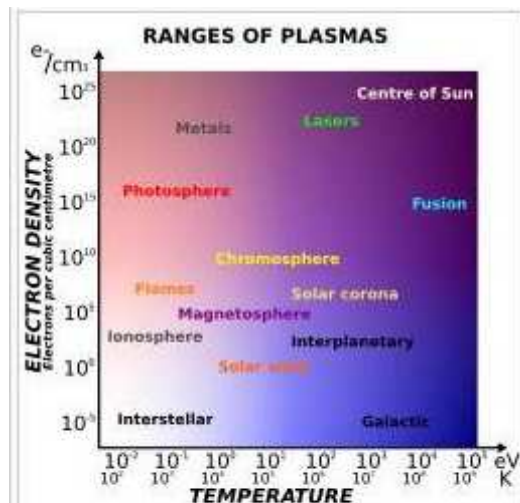
$$\frac{n_i}{n_n} = 10^{-122}$$



Καθώς αυξάνουμε την θερμοκρασία, ο βαθμός ιονισμού παραμένει χαμηλός μέχρι η U_i να είναι μερικά πολλαπλάσια του KT . Τότε ο λόγος της εξίσωσης (1.2) αυξάνει απότομα, και το αέριο είναι πλέον σε κατάσταση πλάσματος. Περαιτέρω αύξηση θερμοκρασίας αναγκάζει το n_n να είναι μικρότερο από το n_i και το πλάσμα τελικά ιονίζεται πλήρως [1.8]. Αξίζει να σημειωθεί η διαφοροποίηση του πλάσματος σε θερμό και ψυχρό. Ψυχρό πλάσμα είναι ένα ασθενώς ιονισμένο αέριο (π.χ. 1% των ατόμων του αερίου είναι ιονισμένα) στο οποίο η θερμοκρασία των

ηλεκτρονίων είναι πολύ υψηλότερη των ουδετέρων και των ιόντων. Τα ηλεκτρόνια στο ψυχρό πλάσμα μπορεί να έχουν θερμοκρασία μερικών δεκάδων χιλιάδων βαθμών κελσίου. Θερμό πλάσμα είναι ένα πλήρως ιονισμένο αέριο όπου τα βαρέα σωματίδια (ιόντα, ουδέτερα) με τα ηλεκτρόνια είναι σε θερμική ισορροπία, δηλαδή η θερμοκρασία των ιόντων και των ηλεκτρονίων είναι ίσες. Ο ήλιος είναι ένα παράδειγμα θερμού πλάσματος. Έτσι εξηγείται πώς το πλάσμα υπάρχει σε αστρικά σώματα με θερμοκρασίες εκατομμυρίων βαθμών και όχι στην Γή. Δεν θα μπορούσε να συνυπάρξει ζωή και πλάσμα, τουλάχιστον το πλάσμα στο οποίο αναφερόμαστε εδώ. Η φυσική ύπαρξη του πλάσματος σε υψηλές θερμοκρασίες είναι ο λόγος για τον οποίο καλείται η «τέταρτη κατάσταση της ύλης».

Χωρίς να δώσουμε έμφαση στην εξίσωση του Saha, αξίζει να επισημάνουμε τη φυσική του σημασία. Οι θερμικές ενέργειες των ατόμων σε ένα αέριο



Σχήμα Ταξινόμηση Πλάσματος για διάφορες Πυκνότητες ηλεκτρονίων και θερμοκρασίες

εκτείνονται σε μια ευρεία περιοχή και ένα άτομο ιονίζεται όταν τυχαία υποστεί μια κρούση τέτοιας ενέργειας ώστε να ελευθερωθεί ένα ηλεκτρόνιο. Σε ένα ψυχρό αέριο, τέτοιες ενεργειακές κρούσεις σπάνια συμβαίνουν καθώς ένα άτομο πρέπει να επιταχυνθεί σε πολύ μεγαλύτερη ενέργεια από την μέση ενέργεια από μια σειρά «επιθυμητών» κρούσεων. Ο εκθετικός όρος της σχέσης (1.2) εκφράζει την μείωση του αριθμού των γρήγορων ατόμων εκθετικά με τον όρο U_i / KT [1.9]. Μόλις ένα άτομο ιονιστεί, παραμένει φορτισμένο μέχρι να συναντήσει ένα ηλεκτρόνιο, τότε είναι πολύ πιθανό να επανασυνδεθεί με το ηλεκτρόνιο και να γίνει ουδέτερο ξανά. Ο ρυθμός επανασύνδεσης εξαρτάται καθαρά από την πυκνότητα των ηλεκτρονίων την οποία θεωρούμε ίση με n_i . Η ισορροπία της πυκνότητας ιόντων μειώνεται κατά n_i , γι' αυτό ο όρος n_i^{-1} βρίσκεται στο δεξιό μέλος της εξίσωσης (1.2). Το πλάσμα στο διαστρικό μέσο οφείλει την ύπαρξή του στην χαμηλή τιμή του n_i (περίπου 1 ανά cm^3) ήτοι ο χαμηλός ρυθμός επανασύνδεσης.

Τυπικές τιμές παραμέτρων πλάσματος: τάξη μεγέθους (OOM)		
Χαρακτηριστικό	Γήινα πλάσματα	Κοσμικά Πλάσματα
Μέγεθος σε μέτρα	10^{-6} m (πλάσμα εργαστηρίου) εως 10^2 m (κεραυνός) (~8 OOM)	10^{-6} m (spacecraft sheath) to 10^{25} m (διαστρικό νεφέλωμα) (~31 OOM)
Διάρκεια Ζωής σε δευτερόλεπτα	10^{-12} s (πλάσμα σε laser) εως 10^7 s (fluorescent lights) (~19 OOM)	10^1 s (solar flares) to 10^{17} s (διαγαλακτικό πλάσμα) (~16 OOM)
Πυκνότητα σε σωματίδια ανά κυβικό μέτρο	10^7 m ⁻³ εως 10^{32} m ⁻³ (inertial confinement plasma)	10^0 (i.e., 1) m ⁻³ (διαγαλακτικό μέσο) to 10^{30} m ⁻³ (πυρήνας άστρου)
Θερμοκρασία σε Kelvin	~0 K (μη – ουδέτερο κρυσταλλικό πλάσμα) εως 10^8 K (σύντηξη μαγνητική πλάσμα)	10^2 K (σέλας) to 10^7 K (πυρήνας ήλιου)
Μαγνητικά Πεδία σε Tesla	10^{-4} T (πλάσμα εργαστηρίου) to 10^3 T (παλμικό πλάσμα ισχύος)	10^{-12} T (διαγαλακτικό μέσο) to 10^{11} T (αστέρα neutron)

1.4.1 Ορισμός του πλάσματος

Πλάσμα είναι ένα ημιουδέτερο (quasineutral) αέριο φορτισμένων και ουδέτερων σωματιδίων το οποίο εκδηλώνει συλλογική συμπεριφορά / «collective behavior». Αρκεί να ορίσουμε τους όρους «quasineutral» και «collective behavior». Λέγοντας «quasineutral» εννοούμε ότι το αέριο μπορεί να θεωρηθεί μακροσκοπικά ουδέτερο ώστε να ισχύει $n_i \approx n_e \approx n$, όπου n_i πυκνότητα ιόντων και n_e πυκνότητα ηλεκτρονίων, αλλά όχι «τόσο» ουδέτερο ώστε οι σημαντικότερες ηλεκτρομαγνητικές δυνάμεις να μην υφίστανται [1.8], [1.9]. Ας θεωρήσουμε τις δυνάμεις που δράνε πάνω σ' ένα μόριο ατμοσφαιρικού αέρα. Δεν δρά κάποια ηλεκτρομαγνητική δύναμη πάνω στο ουδέτερο μόριο. Η δύναμη της βαρύτητας είναι αμελητέα. Το μόριο κινείται ανενόχλητο μέχρι να συγκρουστεί με άλλο μόριο και οι συγκρούσεις αυτές είναι υπεύθυνες για την κίνησή του.

Όταν μια μακροσκοπική δύναμη εφαρμόζεται σε ένα ουδέτερο αέριο όπως αυτή ενός μεγαφώνου που παράγει ηχητικά κύματα, μεταδίδεται στα μεμονωμένα (individual) άτομα με συγκρούσεις. Στο πλάσμα είναι πολύ διαφορετικά τα πράγματα αφού έχει φορτισμένα σωματίδια. Καθώς κινούνται αυτά τα φορτία, μπορούν να δημιουργήσουν τοπικές συγκεντρώσεις θετικού ή αρνητικού φορτίου το οποίο έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία ηλεκτρικών πεδίων. Η κίνηση φορτίων σημαίνει επίσης ρεύμα, και κατά συνέπεια μαγνητικά πεδία. Αυτά τα πεδία επηρεάζουν την κίνηση άλλων φορτισμένων σωματιδίων που βρίσκονται σε απόσταση.

Αν εξετάσουμε την επίδραση μεταξύ δυο ελαφρά φορτισμένων περιοχών πλάσματος απόστασης r , παρατηρούμε ότι η δύναμη Coulomb μεταξύ τους μειώνεται συναρτήσει $\frac{1}{r^2}$. Αλλά για δεδομένη στερεά γωνία ($\frac{\Delta r}{r} = \text{constant}$)

ο όγκος του πλάσματος B που μπορεί να επηρεάσει το πλάσμα A αυξάνει κατά r^3 . Επομένως, στοιχεία του πλάσματος ασκούν δύναμη το ένα πάνω στο άλλο ακόμα και σε μεγάλες αποστάσεις. Αυτή η μεγάλης εμβέλειας δύναμη Coulomb δίνει στο πλάσμα μια ευρεία κλίμακα δυνατών κινήσεων και εμπλουτίζει το πεδίο μελέτης της Φυσικής Πλάσματος. Τα πιο ενδιαφέροντα αποτελέσματα αφορούν τα «collisionless» πλάσματα στα οποία μεγάλης εμβέλειας

ηλεκτρομαγνητικές δυνάμεις είναι ισχυρότερες από αυτές που οφείλονται σε τοπικές κρούσεις σε σημείο να αμελούνται οι τελευταίες. Με τον όρο «collective behavior» εννοούμε κινήσεις που εξαρτώνται από τοπικές συνθήκες αλλά και από την κατάσταση του πλάσματος σε απομακρυσμένες περιοχές.

1.4.2 Ο Ρόλος της Θερμοκρασίας στο Πλάσμα

Πριν προχωρήσουμε οφείλουμε να επεκτείνουμε την φυσική μας αντίληψη της θερμοκρασίας. Ένα αέριο σε θερμική ισορροπία έχει σωματίδια όλων των ταχυτήτων, και η πιο πιθανή κατανομή αυτών των ταχυτήτων είναι γνωστή ως

κατανομή Maxwell. Η μέση κινητική ενέργεια είναι ίση με $E_{av} = \frac{3}{2}KT$. Δηλαδή

T και E_{av} είναι στενά συνδεδεμένα ώστε συχνά δίνεται η θερμοκρασία πλάσματος σε μονάδες ενέργειας. $KT = 1eV = 1.6 \times 10^{-19} J$,

$T = \frac{1.6 \times 10^{-19}}{1.38 \times 10^{-23}} = 11,600$, $1eV = 11,600^\circ K$. Δηλαδή με ένα 2eV πλάσμα

εννοούμε $KT=2eV$, ή $E_{av}=3eV$ στις 3 διαστάσεις.

Ένα πλάσμα μπορεί να έχει διάφορες θερμοκρασίες την ίδια χρονική στιγμή. Συχνά ιόντα και ηλεκτρόνια έχουν ξεχωριστές κατανομές Maxwell με διαφορετικές θερμοκρασίες T_i και T_e . Αυτό συμβαίνει καθώς ο ρυθμός κρούσεων ανάμεσα σε ιόντα ή ανάμεσα σε ηλεκτρόνια είναι μεγαλύτερος από τον ρυθμό κρούσεων μεταξύ ιόντος και ηλεκτρονίου. Τότε κάθε είδος μπορεί να έχει τη δική του θερμική ισορροπία αλλά το πλάσμα μπορεί να μην διαρκέσει αρκετά ώστε να εξισορροπήσουν οι δυο θερμοκρασίες [1.8], [1.9].

1.4.3 Χαρακτηρισμός Πλάσματος : Θωράκιση Debye

Το μήκος του Debye είναι μια σημαντική φυσική παράμετρος του πλάσματος. Προσδίδει ένα μέτρο της απόστασης για την οποία η επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου ενός φορτισμένου σωματιδίου είναι αισθητή από άλλα φορτισμένα σωματίδια μέσα στο πλάσμα. Τα φορτισμένα σωματίδια κατανέμονται με τέτοιο τρόπο ώστε να θωρακίζουν αποτελεσματικά οποιοδήποτε ηλεκτροστατικό πεδίο σε απόσταση ίση με αυτή του μήκους Debye.

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 K T}{n_e e^2} \right)^{1/2} \text{ (m)}, \text{ Σχέση (1.3)}$$

όπου T θερμοκρασία, και n_e πυκνότητα ηλεκτρονίων. Αυτή η θωράκιση από ηλεκτροστατικά πεδία είναι αποτέλεσμα της «collective behavior» / συλλογικής συμπεριφοράς των σωματιδίων του πλάσματος. Ο Debye πρώτος υπολόγισε το μήκος αυτό σε ένα ηλεκτρολύτη.

Τελικά, το μήκος του Debye δίνει τις διαστάσεις ενός ηλεκτροστατικού θώρακα (πέτασμα) ο οποίος θωρακίζει το πλάσμα από τοπικές ηλεκτρικές διαταραχές που δημιουργούνται από ένα σωματίο ελέγχου ή από ισοδύναμα φαινόμενα. Επομένως οποιαδήποτε απομάκρυνση από την κατάσταση ηλεκτρικής ισορροπίας του πλάσματος οφείλει να πραγματοποιείται μέσα σε διαστάσεις της τάξης λ_D [1.1], [1.8], [1.9]. Το μέγεθός του καθορίζεται από την απόσταση μέσα στην οποία εξισορροπούνται δυο ανταγωνιστικές δυνάμεις : η μια οφείλεται στην άτακτη θερμική κίνηση των σωματιδίων του πλάσματος η οποία τείνει να διαταράξει την ηλεκτρική μακροσκοπική ισορροπία και η άλλη ηλεκτροστατικής φύσης, η οποία τείνει να αποκαταστήσει την ηλεκτρική ισορροπία. Σε μια κλασσική ηλεκτρική εκκένωση το λ_D είναι της τάξης μερικών μm .

Μια σφαίρα με ακτίνα το μήκος του Debye λέγεται σφαίρα του Debye. Κάθε σωματίο του πλάσματος έχει αμελητέα επίδραση πάνω στα σωματίδια που βρίσκονται έξω από την σφαίρα του Debye και αλληλεπιδρά με όλα τα σωματίδια που βρίσκονται στο εσωτερικό της. Ο αριθμός ηλεκτρονίων μέσα σε μια τέτοια

$$\text{σφαίρα δίνεται από : } N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 n_e = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{\varepsilon_0 K T}{n_e^{1/3} e^2} \right)^{3/2} \text{ Σχέση (1.4)}$$

1.4.4 Κριτήρια Δημιουργίας Πλάσματος

Μια απαραίτητη προϋπόθεση για την ύπαρξη του πλάσματος είναι οι φυσικές διαστάσεις του συστήματος ή της κυψέλης μέσα στην οποία παράγεται το πλάσμα να είναι μεγαλύτερες από το μήκος του Debye. Αλλιώς δεν υπάρχει αρκετός χώρος για το collective shielding effect να λάβει χώρα και η συλλογή φορτισμένων σωματιδίων δεν θα εκδηλώσουν συμπεριφορά πλάσματος. Αν θεωρήσουμε L την χαρακτηριστική διάσταση του πλάσματος τότε ένα πρώτο κριτήριο για τον ορισμό του πλάσματος είναι $L \gg \lambda_D$.

Η θεμελιώδης ιδιότητα του πλάσματος είναι η διατήρηση της μακροσκοπικής ηλεκτρικής ουδετερότητας. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα το πλάσμα να εκτελεί ηλεκτρονικές ταλαντώσεις οι οποίες είναι στάσιμες, διαμήκεις και ηλεκτροστατικές. Το μήκος Debye δίνει την τάξη μεγέθους των διαστάσεων της ζώνης μέσα στην οποία μπορούν να πραγματοποιούνται ηλεκτρονικές ταλαντώσεις. Φανερό είναι ότι για την δημιουργία αυτών των ταλαντώσεων, μέσα στην σφαίρα του Debye είναι απαραίτητο ο αριθμός των ηλεκτρονίων να είναι πολύ μεγάλος. Ένα δεύτερο κριτήριο στον ορισμό του πλάσματος είναι $n_e \lambda_D \gg 1$. Η συνθήκη αυτή είναι αναγκαία για να θεωρηθεί ότι τα φορτισμένα σωματρία μέσα στην σφαίρα βρίσκονται σε θερμοδυναμική ισορροπία και ακολουθούν το νόμο του Boltzmann.

Έχοντας δώσει δυο κριτήρια που πρέπει να πληροί ένα ιονισμένο αέριο ώστε να λέγεται πλάσμα, θα δώσουμε και ένα τρίτο που έχει να κάνει με κρούσεις. Σε ένα ασθενώς ιονισμένο αέριο αν τα φορτισμένα σωματρία συγκρούονται με τέτοια συχνότητα με ουδέτερα σωματρία ώστε η κίνησή τους να κυβερνάται από υδροδυναμικές δυνάμεις παρά από ηλεκτρομαγνητικές τότε δεν μπορεί να αποκαλεστεί πλάσμα. Αν ω η συχνότητα ταλάντωσης ενός τυπικού πλάσματος και τ ο μέσος χρόνος μεταξύ κρούσεων με ουδέτερα άτομα, τότε απαιτούμε ως τρίτο κριτήριο : $\omega \tau > 1$ ώστε το αέριο να θεωρηθεί ότι συμπεριφέρεται ως πλάσμα.

1.5 Εφαρμογές

Ηλεκτρικές εκκενώσεις

Οι πρώτοι που ασχολήθηκαν με το πλάσμα ήταν οι Langmuir και Tonks το 1920. Η έρευνά τους ξεκίνησε από την ανάγκη να αναπτυχθούν λυχνίες κενού τα οποία θα ήταν ικανά να μεταφέρουν υψηλά ρεύματα και άρα έπρεπε να περιέχουν ιονισμένα αέρια. Η έρευνα έγινε με ασθενώς ιονισμένες εκκενώσεις αίγλης και θετικές στήλες με $KT_e \approx 2eV$ και $10^{14} < n < 10^{18} m^{-3}$. (ασθενώς ιονισμένο πλάσμα : αλληλεπιδράσεις φορτισμένων και ουδέτερων κυριαρχούν εκείνες των Coulomb). Εδώ ανακαλύφθηκε το φαινόμενο της θωράκισης, το πέτασμα / (ασπίδα) / (sheath) που περικύκλωνε το ηλεκτρόδιο μπορούσε να φανεί ως μια σκοτεινή περιοχή. Εκκενώσεις αερίων συναντάμε πλέον σε ανορθωτές

υδραργύρου, θύρατρον υδρογόνου, ignitrons, spark gaps, συγκολλήσεις (welding arcs), πινακίδες νέου και φώτα φθορισμού και κεραυνούς.

Άλλες περιοχές εφαρμογής και έρευνας αποτελούν : η Ελεγχόμενη Θερμοπυρηνική σύντηξη (1952), Φυσική του Διαστήματος, Μοντέρνα Αστροφυσική, MHD μετατροπή ενέργειας, Στερεάς Κατάστασης Πλάσμα, Laser Αερίου. Περισσότερα πάνω στις εφαρμογές του ψυχρού πλάσματος θα βρείτε στα βιβλία Industrial Plasma Engineering Vol. I and II J.Reece Roth IOP publications [1.10].

Κεφάλαιο 2^ο

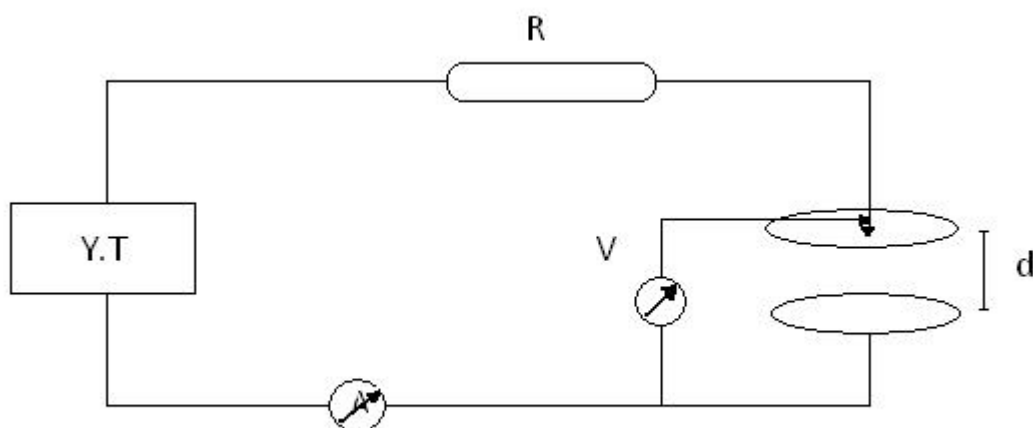
Ηλεκτρικές εκκενώσεις σε αέρια

2.1 Εκκένωση Townsend

Στον J.S.Townsend (1900,1920) [2.1] και τους μαθητές του οφείλονται οι πρώτες λεπτομερείς μελέτες σχετικά με την φύση των φορτισμένων σωματίων, ηλεκτρικών ιόντων και αρνητικών ιόντων. Παρά την έλλειψη ανεπτυγμένων τεχνικών και εξοπλισμού και την έλλειψη ακριβής γνώσης της εποχής πάνω στην φύση των ατόμων, ο Townsend και οι μαθητές του κατάφεραν να μάθουν πολλά πάνω στα φαινόμενα αερίων εκκενώσεων που προκύπτουν από κρούσεις και ιονισμό. Οι μελέτες αυτές επικεντρώθηκαν στην εξήγηση των θεμελιωδών διαδικασιών δημιουργίας και απώλειας φορτισμένων σωματιδίων και του πολλαπλασιασμού τους κάτω από ομογενές ηλεκτρικό πεδίο. Ο Townsend πρώτος εισήγαγε την έννοια της συμπεριφοράς ενός μέσου ηλεκτρονίου και μέσου ιόντος καθώς και του ηλεκτρικού πεδίου που τα συνοδεύει. Τα κυριότερα αποτελέσματα αυτών των μελετών εντοπίζονται στην θεμελίωση σχέσεων μεταξύ μεγεθών που περιγράφουν την συμπεριφορά της ηλεκτρικής εκκένωσης ανεξαρτήτως διαστάσεων. Θεωρώντας το πεδίο του φορτίου χώρου αμελητέο, η σχέση ηλεκτρονίων - πεδίου είναι απλή με αποτέλεσμα όλα τα χαρακτηριστικά μεγέθη να εξαρτώνται από την εφαρμοζόμενη τάση. Τα χαρακτηριστικά μεγέθη της εκκένωσης είναι : το ρεύμα που διαρρέει την εκκένωση, ο συντελεστής ιονισμού και η δραστικότητα του ιονισμού, η τάση διάσπασης η οποία εξαρτάται από το γινόμενο pds και από τη φύση του αερίου (νόμο του Paschen) και οι νόμοι ομοιότητας.

Περισσότερες πληροφορίες πάνω στο νόμο του Paschen και τους νόμους ομοιότητας στα βιβλία Φαινόμενα Ηλεκτρικών Εκκενώσεων Σε Αέρια Ν. Σπυρου [2.2], Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics E. Nasser [2.3].

Η κατανόηση της φυσικής σημασίας των παραπάνω εννοιών οδηγεί στην επέκτασή τους σε πολυπλοκότερες φυσικές καταστάσεις οι οποίες εξελίσσονται σε ανομοιογενή τοπικά ηλεκτρικά πεδία.



2.1.1 Ηλεκτρική διάσπαση αερίου διακένου σε ομογενές ηλεκτρικό πεδίο.

Η εκκένωση Townsend πραγματοποιείται σε συνθήκες ομογενούς ηλεκτρικού πεδίου. Χρησιμοποιούμε την πειραματική διάταξη 2.1 η οποία αποτελείται από ένα τροφοδοτικό υψηλής τάσης (YT), ένα βολτόμετρο, ένα αμπερόμετρο και δυο επίπεδα ηλεκτρόδια, βυθισμένο σε ένα αέριο πίεσης p . Όταν συνεχής τάση **Σχήμα 2.1** πειραματική διάταξη

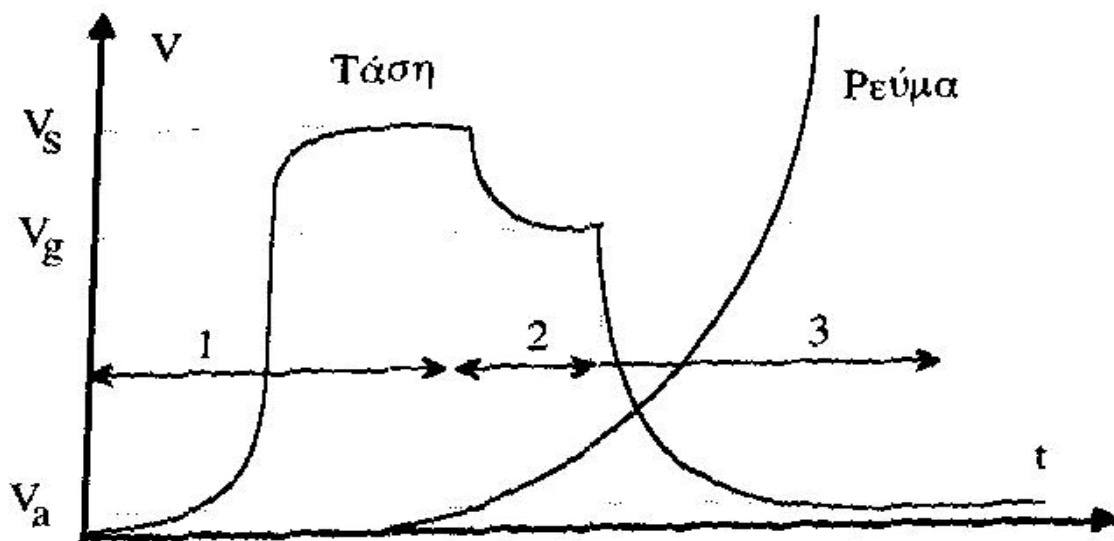
εφαρμόζεται μεταξύ των ηλεκτροδίων σχ. 2.1 το αέριο συμπεριφέρεται σαν μονωτής μέχρις ότου η τάση ξεπεράσει μια ορισμένη τιμή η οποία καλείται στατική τάση διάσπασης V_s .

Το αέριο είναι μονωτής για μερικά Volt κάτω από την τιμή V_s ενώ για μερικά Volt πάνω από V_s είναι αγωγός. Στην κατάσταση αγωγιμότητας διαπιστώνεται διέλευση ενός πολύ ισχυρού ρεύματος (σπινθήρας ή τόξο), εάν φυσικά η πηγή τάσης έχει αυτή την δυνατότητα.

Μόλις πραγματοποιηθεί η διάσπαση του διακένου, παρατηρείται έντονη θέρμανση των ηλεκτροδίων και το διάκενο βραχυκυκλώνεται.

Κατασκευάζοντας το διάγραμμα Τάση – Χρόνος κατά την διάρκεια της εκκένωσης μπορούμε να διακρίνουμε τις διάφορες θεμελιώδεις διαδικασίες (ηλεκτρονικές, ατομικές ή ιοντικές) που εμφανίζονται μέσα στο αέριο καθώς και στις επιφάνειες των ηλεκτροδίων.

Αρχικά θεωρούμε την χρονική ανάπτυξη του ιονισμού που είναι υπεύθυνος για την μετάβαση του αερίου από την μονωτική κατάσταση στην αγωγή. Κατασκευάζουμε το ακόλουθο διάγραμμα (σχ.2.2)



Σχήμα 2.2 Χαρακτηριστική Καμπύλη Τάση - Χρόνος

Στην φάση (1) σχήμα 2.2 έχουμε ύψωση της τάσης στα άκρα των ηλεκτροδίων μέχρι την τιμή $V=V_s$. Σε αυτή τη περίπτωση το οφειλόμενο στην ηλεκτρική πηγή πεδίο παραμένει ανεπηρέαστο των διαταραχών που εισάγουν τα φορτία χώρου.

Στην φάση (2), εξ' αιτίας της εμφάνισης του ηλεκτρικού ρεύματος, η τάση ελαττώνεται δημιουργώντας μια φωτεινή εκκένωση η οποία καλείται **εκκένωση αίγλης** (Glow discharge, θα συζητηθεί στην ενότητα 2.3) όπου η συντήρησή της επιβάλλει τον σχηματισμό και ανάπτυξη της καθοδικής περιοχής. Η καθοδική περιοχή είναι η «μητέρα» όλων των εκκενώσεων [2.26]. Τα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα μέσα στην εκκένωση αίγλης, επειδή η πίεση είναι χαμηλή, διαρκούν επαρκώς ώστε χρονικά να διαχωρίζονται καλά και να ανιχνεύονται ανάλογα. Στις χαμηλές πιέσεις όπου ο πολλαπλασιασμός των ηλεκτρονίων είναι ασθενής και οι διαδικασίες παραγωγής και απώλειας φορτισμένων φορέων είναι σχετικά αργές συμβαίνουν μέσω του μηχανισμού ανάπτυξης ηλεκτρονικής στιβάδας.

Στην συνέχεια η τάση ελαττώνεται πάλι μέχρι την τιμή της τάσης του ηλεκτρικού τόξου (φάση 3), εάν η εκπομπή πεδίου ή η θερμοϊοντική εκπομπή (φαινόμενο Schottky) στην κάθοδο είναι επαρκής.

Η πυκνότητα ρεύματος που παράγεται είναι πολύ ισχυρή : μπορεί να εισάγει από μόνη της φαινόμενα ιονισμού (ιονισμός Saha, θερμοϊοντική εκπομπή από μια θερμή περιοχή της καθόδου, εντατικοποίηση του φορτίου χώρου κύρια στην κάθοδο) και να προκαλέσει εξάτμιση μέρους του υλικού της καθόδου.

Ο τρόπος ανάπτυξης του ιονισμού επιτρέπει την δημιουργία του βραχυκυκλώματος χρησιμοποιώντας μόνο μερικά εναρκτήρια ηλεκτρόνια τα οποία είναι υπεύθυνα για την έναρξη της εκκένωσης.

2.2 Διαδικασίες / Μηχανισμοί διάσπασης

Διακρίνουμε δυο τύπους μηχανισμούς διάσπασης τους οποίους προσπαθούμε να επεξηγήσουμε βασιζόμενοι σε θεμελιώδεις φυσικούς μηχανισμούς :

Ένα αργό μηχανισμό , τον μηχανισμό Townsend ή γένεσης ο οποίος χρειάζεται ένα μεγάλο αριθμό ηλεκτρονικών στιβάδων με διαδόχους για να οδηγήσει στην διάσπαση. Αυτός ο μηχανισμός λέγεται αργός γιατί ο χρόνος σχηματισμού του είναι πολύ μεγαλύτερος από τον χρόνο παραμονής των ηλεκτρονίων μέσα στο διάκενο.

Ένα γρήγορο μηχανισμό, ο οποίος αναπτύσσεται σε χρόνους μικρότερους από τον χρόνο παραμονής των ηλεκτρονίων και ο οποίος οδηγεί στην διάσπαση με τη βοήθεια μιας μόνο στιβάδας, περνώντας από μια ενδιάμεση φάση η οποία καλείται φάση streamer. Στην φάση streamer τον κύριο ρόλο ιονισμού κατέχει η περιοχή που βρίσκεται πλησίον της κεφαλής της στιβάδας. Αυτός ο μηχανισμός παρατηρείται όταν το γινόμενο $pd > 150 \text{ torr.cm}$.

Ο διαχωρισμός στηρίζεται στους διαφορετικούς χρόνους που χαρακτηρίζουν τον κάθε μηχανισμό διάσπασης, χωρίς να αποκλείεται η δυνατότητα διάσπασης από ένα συνδυασμό μηχανισμών. (π.χ. ξεκινά με Townsend και καταλήγει με streamer)

2.2.1 Μηχανισμός τύπου Townsend

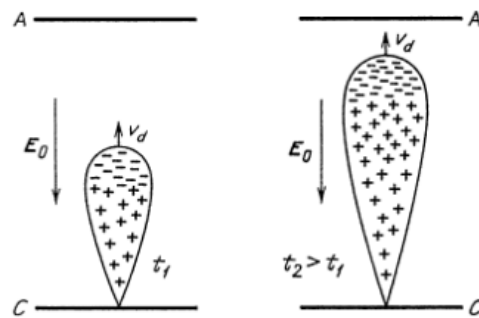
Η διάσπαση που πραγματοποιείται με τον μηχανισμό αυτό απαιτεί τη δημιουργία μεγάλου αριθμού ηλεκτρονικών στιβάδων με διαδόχους [2.1], [2.2], [2.3], [2.4], [2.5]. Η διαδικασία αυτή για να ολοκληρωθεί απαιτεί ένα σχετικά μεγάλο χρόνο ο οποίος είναι μεγαλύτερος από τον χρόνο παραμονής των ηλεκτρονίων μέσα στο διάκενο.

Σχήμα 2.2 Κατανομή φορτίου

σε μια ηλεκτρονική στιβάδα

Διακρίνουμε τρία στάδια εξέλιξης αυτού του μηχανισμού :

Ανάπτυξη της πρώτης στιβάδας. Εάν η στιβάδα αυτή δεν έχει αρκετή ενίσχυση ώστε να δημιουργήσει διαδόχους, μόλις τα φορτία της περισυλλεγούν από τα ηλεκτρόδια διακόπτεται κάθε δραστηριότητα.



Στην περίπτωση που η αρχική στιβάδα έχει αρκετή ενίσχυση, λόγω δευτερογενών φαινομένων δημιουργούνται μ ($\mu = \gamma e^{ad} - 1$) διαδόχες στιβάδες, οι οποίες χωρίζονται μεταξύ τους από ένα μέσο χρονικό διάστημα T_g . Αυτό το διάστημα εξαρτάται από το είδος των δευτερογενών διαδικασιών που συμβαίνουν στο διάκενο. Ανάλογα με την τιμή του μ , η ακολουθία στιβάδων

μπορεί να οδηγήσει σε μια μη αυτοσυντηρούμενη ($\mu < 1$) ή μια αυτοσυντηρούμενη ($\mu > 1$) εκκένωση.

Σε διάκενα της τάξης του cm και σε γεωμετρία πλάκα – πλάκα η ταχύτητα ολίσθησης των ιόντων (θετικών) είναι της τάξης των 10^5 cm/sec ενώ των ηλεκτρονίων είναι της τάξης 10^7 cm/sec . Τα ιόντα λοιπόν μπορούν να θεωρούνται ακίνητα σχετικά προς τα ηλεκτρόνια. Η συσσώρευση ιόντων μέσα στο διάκενο σχηματίζει ένα φορτίο χώρου το οποίο παραμορφώνει την ομογενή κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου. Αξίζει να υπενθυμίσουμε ότι για την θεμελίωση της θεωρίας της εκκένωσης Townsend, το φορτίο χώρου θεωρήθηκε αμελητέο.

Οι διαδικασίες ιονισμού πραγματοποιούνται υπό την επίδραση του τοπικού πεδίου, το οποίο είναι συνάρτηση της θέσης μέσα στο διάκενο. Κατά συνέπεια, ο όρος e^{ad} γίνεται $e^{\int a(x,t)dx}$ οπότε ο συντελεστής μ είναι πλέον συνάρτηση του χρόνου : $\mu(t) = \gamma(e^{\int a(x,t)dx} - 1)$. Μετά από ένα ορισμένο χρονικό διάστημα ο μ είναι δυνατόν να πάρει πολύ μεγάλες τιμές, οπότε οδηγούμαστε στη διάσπαση.

Οι μηχανισμοί λοιπόν, που οδηγούν στην διάσπαση και έχουν ασθενή ηλεκτρονική στιβάδα χωρίς την σημαντική παραμόρφωση του εξασκούμενου ηλεκτρικού πεδίου, καλούνται μηχανισμοί γένεσης ή Townsend.

Παρατηρήσεις

Σε γενικές γραμμές η θεωρία του Townsend δίνει μια ικανοποιητική περιγραφή των βασικών μηχανισμών που κυβερνούν την ηλεκτρική εκκένωση. Υιοθετώντας την θεωρία αυτή είναι δυνατόν να εξαχθούν ενδιαφέροντα συμπεράσματα για τον συντελεστή α/p χρησιμοποιώντας χωρική ανάλυση της εκκένωσης. (Βλέπε **Φαινόμενα Ηλεκτρικών Εκκενώσεων σε Αέρια** Ν. Σπυρου Πανεπιστημιακές Εκδόσεις 2000 [2.2], **Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics** E. Nasser Willey – Interscience 1971 [2.3])

Παρ' όλα αυτά, σε μερικές περιπτώσεις, η επεξήγηση και ανάλυση των πειραματικών αποτελεσμάτων σύμφωνα με την θεωρία του Townsend μπορεί να οδηγήσει σε αποτελέσματα των οποίων η διασπορά δεν εξηγείται μόνο από πειραματικές διαφορές (καθαρότητα αερίου, φύση και κατάσταση επιφάνειας

ηλεκτροδίων, κτλ). Χρειάζεται, στις περιπτώσεις αυτές, να διερευνηθεί η περιοχή ισχύος αυτής της θεωρίας έστω και αν το φορτίο χώρου απουσιάζει πλήρως.

Η θεωρία Townsend είναι ισχυρή μόνον όταν η μέση ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι ανεξάρτητη της θέσης τους. Η κατάσταση όμως αυτή δεν ισχύει στην κάθοδο, όπου τα εξαγόμενα από το μέταλλο ηλεκτρόνια έχουν μια μέση ενέργεια διαφορετική από αυτή που προσδίδεται στα ηλεκτρόνια από το ηλεκτρικό πεδίο. *Για να αποκατασταθεί η ισορροπία είναι απαραίτητο να συμβεί ένας καθορισμένος αριθμός κρούσεων σε μια απόσταση d_0 από την κάθοδο.*

Ο ρόλος της δευτερογενούς εκπομπής, η οποία οφείλεται σε ιόντα, είναι αμφίβολος αφού η διάρκεια του μηχανισμού διάσπασης είναι συχνά τόσο μικρή ώστε τα ιόντα δεν διαθέτουν κατάλληλο χρόνο για να φτάσουν στην κάθοδο και να παράγουν δευτερογενή εκπομπή.

Επίσης συζητήσιμος είναι και ο ρόλος του φωτοιονισμού που προκαλείται από φωτοεκπομπή αφού η πραγματοποίησή του, συνήθως απαιτεί χρονικές σταθερές μεγαλύτερες από το χρόνο που χρειάζονται τα ηλεκτρόνια για να διασχίσουν το διάκενο (1cm). *Χαρακτηριστικό παράδειγμα της ανεξαρτησίας του μηχανισμού διάσπασης από τα καθοδικά φαινόμενα είναι αυτό της εκκένωσης ακίδας – πλάκας σε $pds > 150 \text{ torr.cm}$ [2.2]. Ένα άλλο χαρακτηριστικό παράδειγμα είναι επίσης ο κεραυνός.*

Όταν το E/p γίνεται ισχυρό, η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων γίνεται πολύ μεγαλύτερη από την ταχύτητα της хаοτικής θερμικής κίνησης των ηλεκτρονίων και το ενεργειακό κέρδος μεταξύ δύο κρούσεων είναι μεγαλύτερο από την ενέργεια που χάνεται κατά την κρούση. Στην περίπτωση αυτή, η παρουσία των γρήγορων ηλεκτρονίων που εμφανίζονται στην εκκένωση προκαλεί αποκλίσεις από την θεωρία του Townsend. Αυτό συμβαίνει επειδή τότε η συνάρτηση κατανομής των ηλεκτρονικών ταχυτήτων παύει να είναι στατική και οι προϋποθέσεις της θεωρίας του Townsend παύουν να ισχύουν.

Για μεγάλες τιμές του E/p η διασπορά των ηλεκτρονίων μετά από κρούσεις με ουδέτερα σωμάτια γίνεται κυρίαρχη και η υπόθεση της ισορροπίας η οποία είναι ισχυρή για χαμηλές τιμές E/p παύει να ισχύει. (*) Αυτή η κατάσταση παρουσιάζεται και γίνεται ολοένα και πιο σπουδαία όσο πλησιάζουμε προς την αριστερή πλευρά της καμπύλης του Paschen . (**)Μετά από μία τιμή του

γινόμενου pd το $E_s/p=V_s/pd$ αυξάνει και η θεωρία του Townsend αδυνατεί να εξηγήσει το μηχανισμό διάσπασης. Τα πειραματικά αποτελέσματα που αφορούν στην περιοχή αυτή της καμπύλης μέχρι και σήμερα είναι πολύ λίγα. Η ύπαρξη ενός ελαχίστου για την V_s αντιστοιχεί σε ένα ελάχιστο για το γινόμενο pd , γεγονός που περιορίζει την έκταση της περιοχής μελέτης του E/p σε ομογενές πεδίο. Αυτό συμβαίνει επειδή μόλις φτάσουμε το ελάχιστο δυναμικό διάσπασης, παρατηρείται διάσπαση κατά προτίμηση στην περιοχή αυτή.

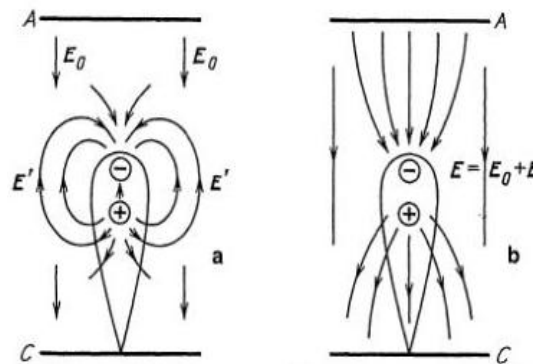
(*)(Περισσότερες πληροφορίες πάνω στη σημασία του λόγου E/p στα βιβλία Σπυρου (Κεφ. 3^ο σελ.3.26) [2.2] και Nasser (Κεφ. 6^ο - 7^ο) [2.3])

(**)(Περισσότερες πληροφορίες πάνω στη καμπύλη του Paschen στα βιβλία Σπύρου(Κεφ. 3^ο σελ.3.21[2.1]), Nasser (Κεφ. 8^ο σελ. 245) [2.3] και A.Von Engel Ionized Gases (Κεφ. 7^ο σελ.195)[2.6])

2.2.2 Μηχανισμός streamer

Οι αδυναμίες του μηχανισμού Townsend, δηλαδή η αποτυχία να εξηγήσει και να προβλέψει πολλές πειραματικές μετρήσεις του χρόνου σχηματισμού (τάξης 10^{-8} sec) και η αδυναμία του να λάβει υπόψη την επίδραση του εναπομείναντος φορτίου χώρου από τις διαδοχικές στιβάδες οδήγησαν στην εισαγωγή του μηχανισμού streamer.

Ο μηχανισμός του streamer προτάθηκε αρχικά από τους Meek, Loeb (1940) [2.7] και Raether (1939) [2.9] ώστε να εξηγήσει την ηλεκτρική διάσπαση σε υπερτάσεις σε συνθήκες ατμοσφαιρικής πίεσης. Προέβλεπε ότι, όταν μια ηλεκτρονική στιβάδα πολλαπλασιαστεί αρκετά και φτάσει σε ένα κρίσιμο μέγεθος τότε είναι σε θέση να θωρακιστεί μερικώς από το εφαρμοζόμενο πεδίο και να διαδοθεί με διαφορετικό τρόπο.

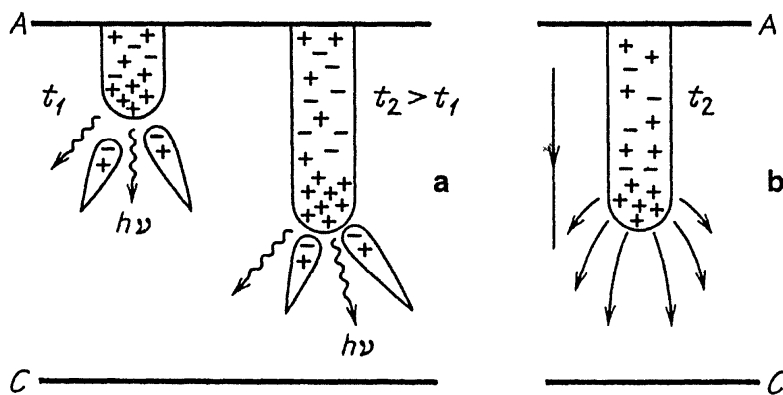


Σχήμα Ηλεκτρικά πεδία σε διάκενο με στιβάδες
α) E_0 εξωτερικό πεδίο, E' πεδίο φορτίου χώρου
β) Προκύπτων πεδίο $E=E_0+E'$

Η στιβάδα αυτή ονομάζεται «κρίσιμη» και λαμβάνει χώρα όταν το πλήθος των ηλεκτρονίων φτάσει την τιμή 10^{-8} . Σε περίπτωση που η αρχική ενίσχυση της

πυκνότητας μπορεί να δημιουργήσει μια κατάσταση αυτοθωράκισης, η φάση ανάπτυξης της στιβάδας παρακάμπτεται και η μη γραμμική φάση φορτίου χώρου, streamer, ξεκινά άμεσα.

Ουσιαστικά ο streamer είναι ένα κύμα ιονισμού. Είναι φαινόμενο πρόδρομος μιας ηλεκτρικής διάσπασης και διαδίδεται με ταχύτητα που σε πολλές περιπτώσεις υπερβαίνει την ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων κατά μια τάξη μεγέθους [2.8]. Εμφανίζεται σε σχετικά μεγάλες πιέσεις ($>200\text{Torr}$) σε ομογενή διάκενα, ενώ σε ανομοιογενή διάκενα εμφανίζεται και σε χαμηλότερες πιέσεις. Δομικά μπορεί να θεωρηθεί ως ένα νηματοειδές κανάλι πλάσματος εκτός θερμοδυναμικής ισορροπίας, σχετικά ασθενούς ιονισμού, το οποίο επεκτείνεται πολύ γρήγορα. Αποτελείται από μια οδεύουσα κεφαλή στην οποία εντοπίζεται η μέγιστη τιμή του πεδίου φορτίου χώρου και από ένα συνακόλουθο θωρακισμένο κανάλι αυξημένης αγωγιμότητας το οποίο συνδέει το ηλεκτρόδιο με την κεφαλή. Προκειμένου να διαδοθεί χρειάζεται εμπρός της κεφαλής του την ύπαρξη ηλεκτρονίων τα οποία ανάλογα με το είδος του streamer, θετικός ή αρνητικός, θα επιταχυνθούν εντός της κεφαλής ή έξω από αυτή αντίστοιχα. Η κίνηση αυτή των ηλεκτρονίων είναι καθοριστικής σημασίας, αφού στο πέρασμά τους, δημιουργούν φορτίο χώρου ικανό να συντηρήσει την υψηλή πεδιακή ένταση της κεφαλής και έτσι την περαιτέρω διάδοση. Ένας θετικός streamer διαδίδεται ως εξής :



Σχήμα 2.4 Καθοδικός streamer. α) Ο καθοδικός streamer σε δυο διαδοχικές στιγμές t_1 , t_2 . Οι δευτερογενείς στιβάδες κινούμενες προς την κεφαλή καθώς και τα φωτόνια που δημιουργούν τα εναρκτήρια ηλεκτρόνια των στιβάδων. β) οι γραμμές των δυνάμεων του πεδίου πλησίον της κεφαλής του streamer [2.4].

από το φορτίο χώρου της κεφαλής του αποκλίνει ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο, του οποίου η ένταση μειώνεται περίπου αντιστρόφως ανάλογα με το τετράγωνο της απόστασης από αυτή [2.10] Δευτερογενή ηλεκτρόνια τα οποία έχουν δημιουργηθεί από φωτοιονισμό και βρίσκονται σε κοντινή απόσταση επιταχύνονται εντός του καναλιού. Στην πορεία τους πολλαπλασιάζονται ραγδαία και φθάνοντας στην κεφαλή εξουδετερώνουν το εκεί υπάρχον θετικό φορτίο χώρου. Ωστόσο στο πέρασμά τους μέσω ιονίζουσων κρούσεων αφήνουν πίσω τους θετικά ιόντα που στην ουσία αποτελούν τη νέα μετατοπισμένη κεφαλή του streamer. Έτσι επαναλαμβάνεται η παραπάνω διαδικασία η εκκένωση προχωρά σταδιακά. Παρόμοια διαδίδεται και ο αρνητικός streamer μόνο που στην περίπτωση του ηλεκτρόνια επιταχύνονται έξω από το κανάλι μιας και το φορτίο χώρου της κεφαλής είναι αρνητικό.

2.3 Εκκένωση Αίγλης

Ο όρος Εκκένωση Αίγλης αναφέρεται σε μια κατηγορία φαινομένων που αναπτύσσονται όταν το ρεύμα που διαρρέει γίνεται σημαντικό ($>10\mu A$), δηλαδή όταν το κύριο χαρακτηριστικό της εκκένωσης είναι η έντονη παραμόρφωση του ηλεκτρικού πεδίου που προκαλείται από το φορτίο χώρου που συσσωρεύεται στο διάκενο. Η αγωγιμότητα του διακένου παρουσιάζει τότε σχετική αύξηση και η εξέλιξη της εκκένωσης ελέγχεται κύρια από την κατανομή φορτίου χώρου. Αρχικά, ο όρος περιοριζόταν μόνο στις ηλεκτρικές εκκενώσεις που δημιουργούνται με ψυχρές καθόδους παρά το γεγονός ότι τελικά ένα μεγάλο πλήθος φαινομένων δεν επηρεάζεται από την κατάσταση της καθόδου.

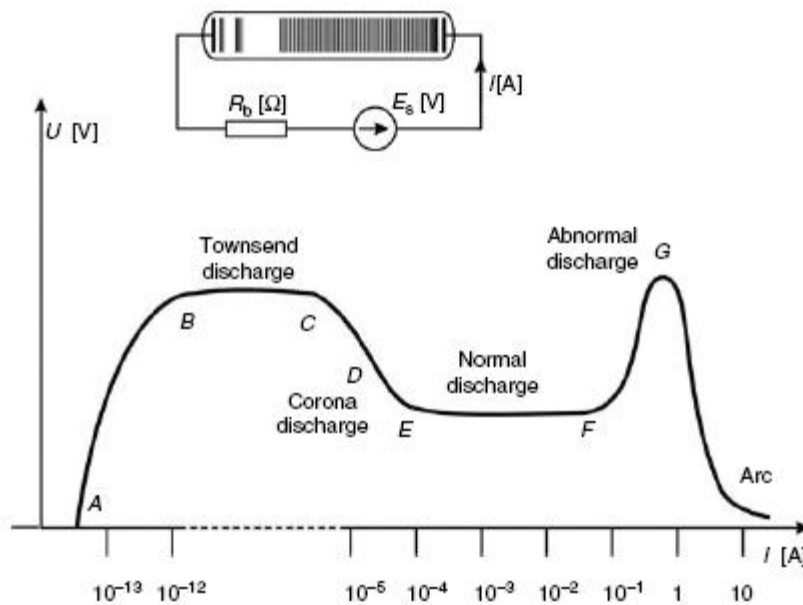
Μέσα στην εκκένωση αίγλης ο βαθμός ιονισμού είναι ασθενής μέχρι μέσος και υπάρχει μια ισορροπία που επιτρέπει τον ορισμό μιας ηλεκτρονικής θερμοκρασίας πολύ υψηλότερης απ' αυτήν των ουδετέρων σωματίων και των ιόντων.

2.3.1 Φαινομενολογική περιγραφή της Εκκένωσης Αίγλης

Θεωρούμε ένα κυλινδρικό γυάλινο σωλήνα στο εσωτερικό του οποίου υπάρχουν 2 παράλληλα και επίπεδα ηλεκτρόδια σε απόσταση αισθητά μεγαλύτερη από τις

χαρακτηριστικές διαστάσεις τους. Μέσα στο σωλήνα εισάγεται ένα αέριο σε χαμηλή πίεση (1 Torr). Τα ηλεκτρόδια συνδέονται με μια πηγή συνεχούς ρεύματος όπως φαίνεται στο σχήμα 2.5. Με κατάλληλα όργανα μέτρησης ρεύματος και τάσης είναι δυνατόν να κατασκευασθεί η χαρακτηριστική καμπύλη τάσης ρεύματος ($V - I$) σε μια ευρεία περιοχή των I και V .

Στην πραγματικότητα δεν υπάρχουν όργανα μέτρησης που να επιτρέπουν την μέτρηση ρευμάτων που μεταβάλλονται μέσα στο διάστημα ($10^{-18} \text{ A} - 100^{\text{A}}$). Έτσι η χάραξη της χαρακτηριστικής $V - I$ πραγματοποιείται με υπέρθεση των διαφόρων ζωνών της. Η χαρακτηριστική $V - I$ μιας τέτοιας διάταξης δίνεται στο σχήμα 2.5 .



Σχήμα 2.5 α) Διάταξη της εκκένωσης. β) Χαρακτηριστική καμπύλη τάσεως ρεύματος της εκκένωσης αίγλης[2.11].

Αυξάνοντας συνεχώς την τάση, παρατηρούνται αρχικά σποραδικοί παλμοί, κατόπιν διαπιστώνεται ότι το ηλεκτρικό ρεύμα αυξάνει σχεδόν γραμμικά και στη συνέχεια σταθεροποιείται περιοχή (BC). Η περιοχή BC, όπου το ηλεκτρικό ρεύμα είναι ανάλογο του ρεύματος που δημιουργείται από τον φωτισμό της καθόδου σε μια ακτινοβολία, λέγεται **Εκκένωση Townsend**. Η Εκκένωση διακόπτεται όταν παύει η εξωτερική αιτία η οποία παρέχει τα ηλεκτρόνια. Σε αυτήν την περίπτωση έχουμε την **μη αυτόνομη εκκένωση** [2.2].

Εάν συνεχισθεί ο φωτισμός της καθόδου και αυξηθεί η τάση, το ρεύμα σταθεροποιείται εκ νέου όταν η συνθήκη ανανέωσης των φορέων έχει επιτευχθεί. Αυτή η εκκένωση λέγεται **αυτόνομη** διότι έστω και αν διακοπεί η δράση της εξωτερικής πηγής δημιουργίας εναρκτήριων ηλεκτρονίων, η διαδικασία πολλαπλασιασμού των ηλεκτρικών φορέων συνεχίζεται. Σε όλη την περιοχή ABC, τα φαινόμενα φορτίου χώρου είναι αμελητέα και η κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου εξαρτάται από την πηγή τάσης (τροφοδοσία) και από την γεωμετρική μορφή των ηλεκτροδίων. Το εκπεμπόμενο φως είναι ασθενές και για το λόγο αυτό καλούμε αυτήν την εκκένωση **σκοτεινή**.

Όταν η συνθήκη ανανέωσης επιτευχθεί, ασθενής αύξηση της τάσης, προκαλεί μια ισχυρή αύξηση του ρεύματος (η μεταβλητή αντίσταση του σχήματος 2.5 πρέπει να προσαρμοσθεί κατάλληλα). Τότε ο ρόλος του φορτίου χώρου γίνεται σημαντικός δημιουργώντας τις κατάλληλες συνθήκες για ένα πιο αποτελεσματικό ιονισμό του αερίου. Αυτό οδηγεί σε μια σημαντική πτώση τάσης η οποία είναι αναγκαία για την διατήρηση της εκκένωσης. Το ηλεκτρικό ρεύμα είναι ισχυρό και δεν εξαρτάται πλέον μόνο από την εξωτερική αντίσταση αλλά από την ίδια την ηλεκτρική εκκένωση. Αυτή εξαρτάται από την φύση του αερίου και από την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου.

Στην ζώνη CD η παρουσία του φορτίου χώρου γίνεται αισθητή και ένα φαινόμενο **κορώνας** μπορεί να εμφανισθεί. Η εκκένωση που αντιστοιχεί στην ζώνη CDEFG λέγεται **Εκκένωση Αίγλης**. Σε κατάλληλες πειραματικές συνθήκες η ζώνη ABC μπορεί να εξαφανισθεί (έντονος φωτισμός της καθόδου).

Μεταξύ της Φωτεινής και της Σκοτεινής εκκένωσης παρατηρείται μια ζώνη μετάβασης τη οποία καλούμε **Υποκανονική εκκένωση Αίγλης**, η οποία αντιστοιχεί στην ζώνη DE του σχήματος 2.5. Περαιτέρω αύξηση της τάσης τροφοδοσίας προκαλεί αύξηση του ρεύματος όχι όμως και της τάσης που μετριέται στα άκρα του διακένου. Η τάση μένει σταθερή για μια μεταβολή του ρεύματος δυο μέχρι τρεις τάξεις μεγέθους (10^{-4} έως $10^{-1} A$). Η ζώνη αυτή αντιστοιχεί στην **Κανονική Φωτεινή Εκκένωση Αίγλης**. Στην περίπτωση αυτή η εκκένωση καλύπτει μόνον ένα μικρό μέρος της επιφάνειας της καθόδου. Το εμβαδόν του μέρους αυτού είναι ανάλογο του ρεύματος έτσι ώστε η πυκνότητα ρεύματος να μένει σταθερή. Όταν η κάθοδος είναι πλήρως καλυμμένη από την

εκκένωση, τότε η αύξηση του ρεύματος πραγματοποιείται μόνον από τη αύξηση της τάσης και εκκένωση (περιοχή FG) καλείται **Μη Κανονική Εκκένωση Αίγλης**.

Στην συνέχεια, περαιτέρω αύξηση του ρεύματος ακολουθείται από ένα μέγιστο της τάσης ακολουθούμενο από απότομη πτώση. Η περίπτωση αυτή αντιστοιχεί στην **Εκκένωση Τόξου** μέσα στην οποία λαμβάνουν φαινόμενα όπως : Θέρμανση του αερίου, Θέρμανση της καθόδου η οποία οδηγεί σε θερμοηλεκτρονική εκπομπή, Φαινόμενο Schottky κι εκπομπή πεδίου.

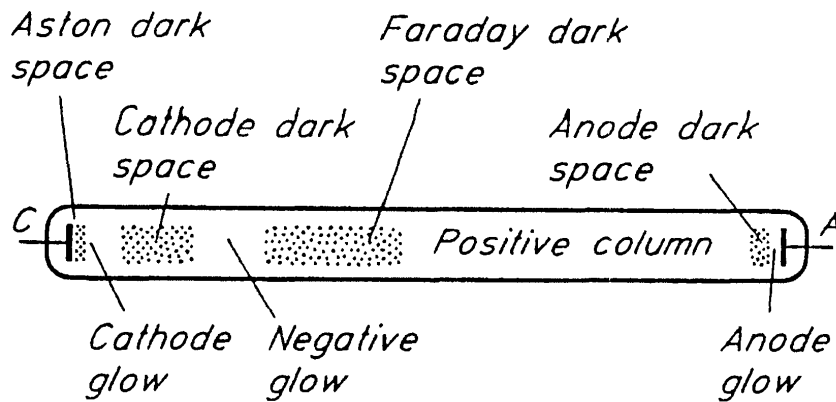
Στην περίπτωση της φωτεινής εκκένωσης τα ηλεκτρόνια που συντηρούν την εκκένωση προέρχονται από δευτερογενή ηλεκτρονική εκπομπή η οποία προκαλείται από τον βομβαρδισμό της καθόδου με θετικά ιόντα, φωτόνια, μετασταθή άτομα και από γρήγορα ουδέτερα σωματίδια τα οποία παρασύρονται από την ροή (μεταφορά) φορτίων κατά τις κρούσεις ιόντων-ατόμων.

Υπάρχουν πάνω στην χαρακτηριστική ρεύμα – τάση ($V - I$) κλίσεις όπου $dV/dI < 0$. Πρόκειται για τις περιοχές μετάβασης από την εκκένωση Townsend στην εκκένωση αίγλης και από την εκκένωση αίγλης στο ηλεκτρικό τόξο. Προκειμένου να διατηρείται μια σταθερή ροή συνεχούς ρεύματος στην διάταξή μας, η αντίσταση (μπαλαστ) πρέπει να ικανοποιεί την σχέση :

$$R_b \geq \frac{dU}{dI} \text{ at } I_{\text{operation}} = I_0.$$

Στα τμήματα που $dV/dI < 0$, το απαραίτητο ηλεκτρικό πεδίο για την συντήρηση της ηλεκτρονικής θερμοκρασίας και κατά συνέπεια του ιονισμού μικραίνει ενώ αύξηση παρατηρείται $dV/dI > 0$ [2.11].

Από φαινομενολογική άποψη, η εκκένωση αίγλης διαφέρει από την εκκένωση Townsend. Παρουσιάζει μια σειρά φωτεινών και σκοτεινών περιοχών (σχήμα 2.6) των οποίων οι ηλεκτρικές και φασματικές ιδιότητες διαφέρουν.



Σχήμα 2.6 Φαινομενολογική μορφή της εκκένωσης αίγλης [2.11]

Οι περιοχές αυτές είναι : Καθοδικός Χώρος (χώρος του Aston, καθοδικό φέγγος, σκοτεινός καθοδικός χώρος), Αρνητικό Φέγγος, Σκοτεινός Χώρος του Faraday, Θετική Κολόνα / Στήλη, Ανοδική Περιοχή (σκοτεινός ανοδικός χώρος, ανοδικό φέγγος). Περισσότερες πληροφορίες πάνω στις περιοχές αυτές στα βιβλία Σπύρου Κεφ. 4^ο [2.2], Nasser Κεφ. 13^ο [2.3], Gas Discharge Yuri P. Raizer Κεφ. 8^ο [2.11].

Γενικά διακρίνουμε από την μια μεριά τις περιοχές που είναι γειτονικές στην κάθοδο όπου η επίδραση της τελευταίας είναι σημαντική και από την άλλη, το πλάσμα της εκκένωσης αίγλης (θετική στήλη), μέσο μακροσκοπικά ουδέτερο το οποίο εξασφαλίζει την επικοινωνία μεταξύ καθοδικών και ανοδικών περιοχών. Η θέση και η εμφάνιση αυτών των περιοχών εξαρτάται από την πίεση του αερίου, από το μήκος του διακένου και ιδιαίτερα από την τάση και το ρεύμα της εκκένωσης.

2.4 Ηλεκτρικές Εκκενώσεις τύπου Κορόνας

2.4.1 Εισαγωγή

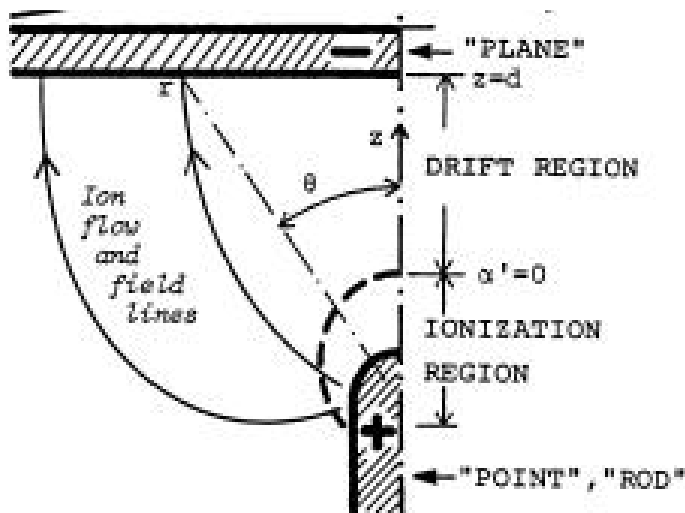
Εκκένωση κορόνα είναι εξ ορισμού μια εκκένωση αερίου όπου η γεωμετρία καθορίζει τις διαδικασίες ιονισμού σε περιοχές υψηλού πεδίου στο άμεσο γειτονικό περιβάλλον του ηλεκτροδίου/ων [2.12].

Όταν η τάση που εφαρμόζεται σε αγωγό μικρής ακτίνας καμπυλότητας r είναι επαρκής, παράγεται μέσα στο αέριο που περιβάλλει τον αγωγό μια ηλεκτρική

εκκένωση. Αυτή η ηλεκτρική εκκένωση έχει εντελώς τοπικό χαρακτήρα, παράγεται όταν το ηλεκτρικό πεδίο υπερβεί ένα κατώφλι E_c , είναι χαρακτηριστική του αερίου και της γεωμετρίας του αγωγού και καλείται εκκένωση κορόνας. Η τιμή του πεδίου οφείλει να υπερβαίνει αυτήν του κατωφλίου και επιτυγχάνεται με την εφαρμογή υψηλών τάσεων συνεχών ή χρονικά μεταβαλλόμενων [2.2]. Το ηλεκτρικό πεδίο είναι μεγαλύτερο του E_c μέσα στο άμεσα γειτονικό περιβάλλον του αγωγού εκεί όπου εμφανίζονται «ανωμαλίες» στην ομοιογένειά του. Αυτές οι ανωμαλίες, επιθυμητές ή όχι, προκαλούν συγκέντρωση των δυναμικών γραμμών του ηλεκτρικού πεδίου και λειτουργούν σαν ακίδες. Η χωρική κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου, κατ' εξοχήν ανομοιογενής, καθορίζει δυο περιοχές της εκκένωσης κορόνας με διαφορετικές ιδιότητες :

Η πρώτη, μέσα στην οποία τα φαινόμενα ιονισμού είναι πολύ έντονα και καλείται **ζώνη ιονισμού**.

Η δεύτερη μέσα στην οποία ολισθαίνουν οι φορτισμένοι φορείς που παρήχθησαν στην ζώνη ιονισμού, καλείται **ζώνη ολίσθησης**.



Σχήμα 2.7 Μια τυπική γεωμετρία κορόνας ακίδα πλάκα, με θετική ακίδα και τον διαχωρισμό των ζωνών ιονισμού και ολίσθησης. Η επιφάνεια $\alpha'=0$ σηματοδοτεί το outer limit της ζώνης ιονισμού, όπου η παραγωγή ηλεκτρονίων από ιονισμό μόλις που εξισορροπεί τις απώλειες από attachment [2.12].

Η ζώνη ιονισμού είναι πολύ μικρής έκτασης, καταλαμβάνει ένα χώρο συγκρίσιμων με αυτές της ακτίνας καμπυλότητας του αγωγού ή της ακίδας ενώ η ζώνη ολίσθησης είναι πολύ εκτεταμένη καθώς καταλαμβάνει πρακτικά το σύνολο του απομένοντος χώρου του διακένου. Όλες οι εκκενώσεις έχουν ζώνες ιονισμού, αυτό που ξεχωρίζει την εκκένωση κορόνα είναι η ζώνη ολίσθησης χαμηλού πεδίου η οποία συνδέει τις ζώνες ιονισμού με τα ηλεκτρόδια. Στην περιοχή ολίσθησης, ιόντα και ηλεκτρόνια ολισθαίνουν και αντιδρούν με ουδέτερα αλλά με τέτοια χαμηλή ενέργεια ώστε να μην ιονίζουν και χαμηλή πυκνότητα ώστε να μην αντιδρούν με άλλα ιονισμένα σωμάτια. Σε κορόνα μονοπολικής αγωγής, τα ιόντα/ηλεκτρόνια που ολισθαίνουν θα είναι πάντα της πολικότητας της κορόνας (δεν έχουμε πλάσμα) και το πεδίο του φορτίου χώρου θα είναι ο καθοριστικός παράγοντας των ρευμάτων/τάσεων της κορόνας και της κατανομής πυκνότητας ρεύματος στο διάκενο. Ηλεκτρικά, η ζώνη ολίσθησης συμπεριφέρεται σαν μια μεγάλη, μη γραμμική αντίσταση σε σειρά με την ζώνη ιονισμού [2.12].

2.4.2 Παράμετροι της Εκκένωσης

Όπως σε όλες τις ηλεκτρικές εκκενώσεις, έτσι και στις εκκενώσεις κορόνας οι παράμετροι που παίζουν σημαντικό ρόλο είναι : α)Το αέριο (φύση, πίεση, θερμοκρασία, ..), β)Τα ηλεκτρόδια (φύση, γεωμετρική μορφή, ..) και γ)Το κύκλωμα τροφοδοσίας (τάση, αντιστάσεις, χωρητικότητες, ..)

Οι τάσεις λειτουργίας του φαινομένου είναι συνεχείς (θετικής ή αρνητικής πολικότητας), εναλλασσόμενες (50 Hz ή υψηλής συχνότητας) και παλμικές (κρουστικές, τετραγωνικοί παλμοί). Οι κορόνες διακρίνονται σε : α)Συνεχείς, β)Εναλλασσόμενες και γ)Παλμικές

Οι χρησιμοποιούμενες γεωμετρίες διακένων – ηλεκτροδίων είναι αυτές της ακίδας – πλάκας, σφαίρας – σφαίρας, σφαίρας – πλάκας, ράβδου – πλάκας και ελάσματος – κυλίνδρου ενώ τα μήκη των διακένων κυμαίνονται από μερικά mm μέχρι μερικά m. Ο βαθμός ανομοιογένειας του ηλεκτρικού πεδίου ορίζεται συνήθως από το πηλίκο r/d (r : ακτίνα καμπυλότητας του ηλεκτροδίου, d : μήκος του διακένου) και η περιοχή ύπαρξης του φαινομένου κορόνας εξαφανίζεται αν η τιμή του ανωτέρου πηλίκου υπερβεί μία κρίσιμη τιμή.

Οι θεμελιώδεις μηχανισμοί που είναι υπεύθυνοι για την παραγωγή του φαινομένου κορόνας έχουν δοθεί σε αυτό το κεφάλαιο. Το φορτίο χώρου, μπορεί να οδηγήσει μέσω των επιδράσεών του, σε χαρακτηριστικές καταστάσεις χαλάρωσης (Trichel, εκρηκτικοί παλμοί) ή σε συνεχείς καταστάσεις (ζώνη Hermstein, αρνητικό φέγγος). Χαρακτηριστική είναι επίσης η δημιουργία και διάδοση ιονιζόντων μετώπων δυναμικού (streamer), η ανακατανομή του δυναμικού (secondary streamer) καθώς και το πέρασμα στην κατάσταση του ηλεκτρικού τόξου.

2.4.3 Είδη Κορόνας

Στον αέρα και την πλειοψηφία των αερίων που περιέχουν μόρια που επιτρέπουν την ενσωμάτωση ηλεκτρονίων υπάρχουν δυο διαφορετικοί τύποι [2.12] (DC) συνεχούς ρεύματος (και χαμηλής συχνότητας AC) κορόνα :

Κορόνες μονοπολικές αγωγής : γνωστοί και ως positive glow coronas, αρνητικές κορόνες με παλμούς Trichel και negative glow coronas, έχουν ζώνες ιονισμού που συγκεντρώνονται στην περιοχή κοντά του ηλεκτροδίου. Σε ρεύματα της τάξης των mA και πάνω «καίνε» είτε σταθερά είτε πιο συχνά σε στενούς παλμούς τέτοιας συχνότητας που η ροή ιόντων στην ζώνη ολίσθησης είναι πρακτικά σταθερή. Τα ιόντα που επικρατούν έχουν την ίδια πολικότητα με αυτή της κορόνας, δηλαδή θετικά ιόντα σε θετική κορόνα και αρνητικά ιόντα σε αρνητική κορόνα. Σε αρνητικές κορόνες αέρα λόγω ενσωμάτωσης ηλεκτρονίων, το ρεύμα στην ζώνη ολίσθησης που οφείλεται στα ηλεκτρόνια είναι συνήθως μικρό. Σε μεγαλύτερα ρεύματα, το φορτίο χώρου καθιστά την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου περισσότερο ομοιόμορφη. Αυτό σε συνδυασμό με υψηλότερη εφαρμοζόμενη τάση αυξάνει την ζώνη ολίσθησης καθώς αυξάνεται ο λόγος ηλεκτρονίου / αρνητικού ιόντος.

Κορόνες διπολικής αγωγής (streamer) : εμφανίζονται σε υψηλότερα ρεύματα, γεωμετρίας ακίδας - πλάκας ειδικά με θετική ακίδα. Υπό αυτές τις συνθήκες, η ζώνη ιονισμού παράγει ένα αγώγιμο κανάλι (πλάσμα). Αυτή η ίνα αγώγιμου πλάσματος πλάτους 30μm ξεκινά από την ακίδα και διαδίδεται προς την πλάκα με ταχύτητα 10^6 m/sec (τιμή για ατμοσφαιρικό αέρα). Όταν ο streamer φτάσει την πλάκα, δημιουργείται μια cathode spot, το πεδίο στο διάκενο

ανακατανέμεται πάνω στο κανάλι του πλάσματος και το κανάλι αυτό είτε σβήνει (λόγω electron attachment) είτε μετατρέπεται σε ένα θερμικά ιονισμένο κανάλι σπινθήρα/spark. Ένας θετικός streamer φτάνοντας την κάθοδο θα την βομβαρδίσει με θετικά ιόντα ενέργειας που ξεπερνάει τα 100eV. (pulsed glow discharge treatment).

Και τα δυο είδη κορόνας μπορούν να συνυπάρξουν : μια 50μm θετική κορόνα μπορεί να αποτελείται από 20μΑ συνεχούς μονοπολικού ρεύματος και 30μΑ streamer επαναλαμβανόμενη στα 10kHz [2.13] [2.14].

Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό της εκκένωσης κορόνας (ακίδα – πλάκα) είναι ο ηλεκτρικός άνεμος. Καθώς η κίνηση των φορτισμένων σωματίων σε κορόνα ατμοσφαιρικού αέρα είναι ιξώδης και collision dominated, σχεδόν όλη η ορμή και ενέργεια που έχουν αποσπάσει τα ιόντα από το ηλεκτρικό πεδίο μεταφέρεται στα ουδέτερα μόρια. Το αποτέλεσμα είναι ένας σχετικά ισχυρός αξονικός πίδακας αέρα που χρησιμοποιείται σε διάφορες πειραματικές επιδείξεις για το σβήσιμο ενός κεριού αλλά και για την αφαίρεση του φορτίου επιφανείας ενός δίσκου. Αυτός ο πίδακας μεταδίδει σχεδόν την μισή ενέργεια της εκκένωσης στην κάθοδο σε μορφή θερμότητας και διεγερμένα άτομα και μόρια μεγάλης χημικής δραστηριότητας. [2.14]

Η παρούσα εργασία αποσκοπεί στην μέτρηση της ταχύτητας του ηλεκτρικού ανέμου. Μια σύντομη ιστορική αναδρομή θα παρουσιαστεί στο Κεφ. 3.

2.4.4 Μελέτη της θετικής corona σε διάκενα γεωμετρίας ακίδας – πλάκας

Οι πληροφορίες που δίνονται παρακάτω αναφέρονται σε εκκενώσεις κορόνα στον ατμοσφαιρικό αέρα σε μικρά διάκενα (από μερικά mm μέχρι μερικά cm), όταν στην ακίδα εφαρμόζεται μια θετική συνεχής υψηλή τάση και η πλάκα γειωμένη. Μεταξύ της τάσης V_k (τάση κατωφλίου) και της τάσης διάσπασης V_b παρατηρούνται γενικά τρεις διαφορετικές περιοχές ρευματικής δραστηριότητας (*):

- Μια περιοχή παλμικών εκκενώσεων δυο διαφορετικών τύπων :

Θετικός streamer ή preonset streamer οποίος διαδίδεται κατά τον άξονα του διακένου και φαίνεται να εξαρτάται πρακτικά μόνο από την ακτίνα

καμπυλότητας της ακίδας, δηλαδή από τη μορφή του πεδίου κοντά σ' αυτή (το πλάτος των παλμών είναι περίπου ανάλογο του r).

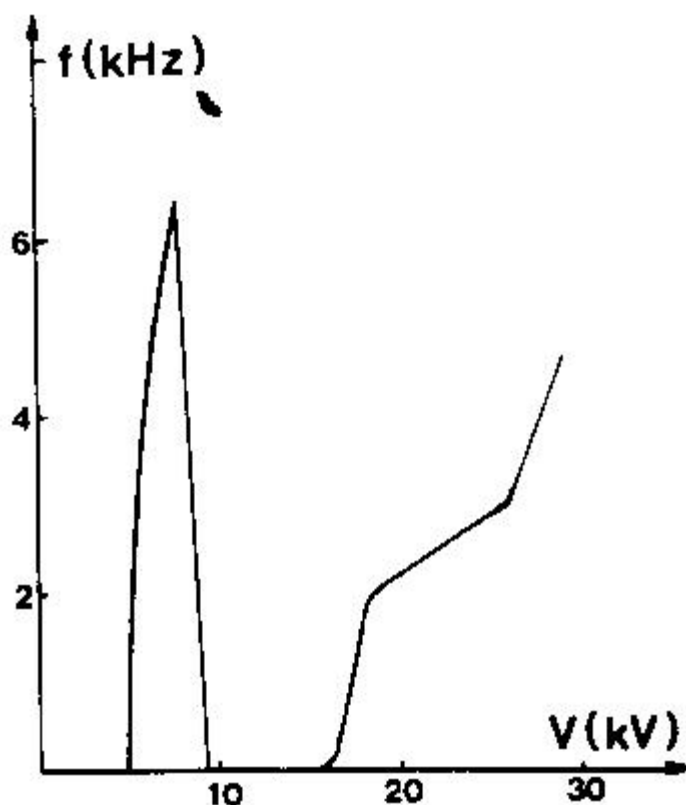
«burst pulses» ή παλμοί αυτοσταθεροποίησης οι οποίοι αναπτύσσονται κοντά στην άνοδο (περιοχή αυτοσταθεροποίησης της εκκένωσης).

- Μια περιοχή όπου η εκκένωση αντιστοιχεί σε ένα συνεχές ρεύμα (ζώνη Hermstein 1960) ή συνεχές φέγγος.

Φαίνεται ότι η εκκένωση έχει σχηματισθεί από κάποιο μηχανισμό Townsend για να δώσει μια σταθερή δομή και η χαρακτηριστική τάση – ρεύμα για την εκκένωση αυτού του είδους ακολουθεί την σχέση του Townsend ($I \propto V(V-V_0)$), όπου V_0 η τάση ενάρξεως κορόνα. Στο σήμα του συνεχούς ρεύματος υπερτίθεται κυματώσεις ασθενούς πλάτους (ripples) υψηλής συχνότητας (από kHz έως MHz) .

- Μια περιοχή όπου η εκκένωση ξαναβρίσκει τον παλμικό χαρακτήρα της με τους θετικούς streamer (streamer διάσπασης) να διαδίδονται προς την πλάκα. Η τάση V_b αντιστοιχεί στο τέλος της περιοχής.

Οι streamer αυτοί διαδίδονται μέσα στην περιοχή ολίσθησης των ιόντων, όπου το ηλεκτρικό πεδίο τροποποιείται από το φορτίο χώρου των ιόντων, και είναι δυνατόν να καταλήξουν στο αρνητικό ηλεκτρόδιο. Ταυτόχρονα με την άφιξη των prebreakdown streamer στην πλάκα αρχίζει η διαδικασία σχηματισμού του ηλεκτρικού τόξου (διάσπαση) και η συνέχεια εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά του κυκλώματος τροφοδοσίας



Σχήμα 2.8 Συχνότητα των παλμών corona συναρτήσει της εφαρμοζόμενης τάσης

Το σχήμα 2.8 [2.15] (Hartman 1974) δείχνει την μεταβολή της συχνότητας των παλμών συναρτήσει της τάσης και επιτρέπει να διαχωρίσουμε εμφανώς τις τρεις πιο πάνω περιοχές. Η σχετική σπουδαιότητα των τριών περιοχών εξαρτάται επίσης από γεωμετρικούς παράγοντες (μήκος διακένου d και ακτίνα καμπυλότητας της ακίδας, r) και από την κατάσταση της επιφάνειας των ακίδων.

Η μελέτη των streamer που διαδίδονται κατά μήκος του άξονα της ηλεκτρικής εκκένωσης έχει γίνει από τους Loeb (1961) [2.16] Hartman (1964,1977) [2.15] [2.17] και Spyrou (1983,1985,1989) [2.18], [2.19]. Οι δυο τελευταίοι χρησιμοποιώντας φασματοσκοπικές τεχνικές προσδιόρισαν το ηλεκτρικό πεδίο της κεφαλής του streamer ($200 < E/p < 350 \text{ V/cm.torr}$) ο οποίος διαδίδεται με ταχύτητα της τάξης 10^7 cm/sec . Οι φασματοσκοπικές χρονομετρικές αναλύσεις του φωτός που εκπέμπεται από τον streamer (Spyrou) έδειξαν ότι το θετικό φορτίο χώρου βρίσκεται συγκεντρωμένο μέσα στην κεφαλή του όπου το πεδίο είναι υψηλό και παίζει το ρόλο μιας μετακινούμενης καθοδικής περιοχής μέσα

στην οποία η μέση ενέργεια των ηλεκτρονίων κυμαίνεται μεταξύ 12 και 16 eV. Αυτή η κεφαλή συνδέεται με την άνοδο μέσω της ίνας του streamer (ουρά) η οποία είναι ασθενούς αγωγιμότητας, έχει ακτίνα περίπου 30μm (Marode 1975) [2.20] και στην οποία η ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι της τάξης των 1.5 eV. Η ίνα του streamer επιτρέπει την ροή φορτίων προς την άνοδο και φέρει θετικό φορτίο.

()(Περισσότερα πάνω στις περιοχές της εκκένωσης κορόνας και την επεξήγηση των όρων Κεφ. 6^ο βιβλίο Σπυρου [2.2])*

2.5 Μετάβαση στο Ηλεκτρικό Τόξο

2.5.1 Ημιτελής ηλεκτρικό τόξο

Με τον όρο ημιτελής, υπονοείται ότι ενώ η διαδικασία μετάβασης στην κατάσταση του ηλεκτρικού τόξου έχει ενεργοποιηθεί, η ολοκλήρωσή της τελικά δεν πραγματοποιείται για ενεργειακούς λόγους. Η χρονική διαδοχή των διαφόρων φάσεων μετάβασης στο ημιτελής τόξο έχει καταγραφεί με μεγάλη λεπτομέρεια από πολυάριθμους ερευνητές. Και μάλιστα με διαφορετικούς τρόπους. Οι συνήθεις τεχνικές βασίζονται στο φως που εκπέμπει κάθε φάση της εκκένωσης τόσο σε ένταση όσο και σε μήκος κύματος καθώς επίσης και στο ηλεκτρικό ρεύμα που συλλέγεται στην κάθοδο. Αξίζει να σημειωθεί ότι οι οπτικές τεχνικές παρέχουν πολύ μεγαλύτερη ακρίβεια γιατί οι χρησιμοποιούμενες ανιχνευτικές διατάξεις έχουν καθοριστικούς χρόνους απόκρισης της τάξης του ns, που ουσιαστικά σημαίνει υψηλή ευκρίνεια. Η μέτρηση του εκπεμπόμενου φωτός γίνεται με διατάξεις όπως :

φωτοπολλαπλασιαστές, υπεργρήγορες φωτογραφικές διατάξεις και μονοχρωμάτορα.

Παρατηρούμε τις ακόλουθες τρεις φάσεις :

1. Ο πρωτογενής streamer (streamer προεκκένωσης ή πρωτογενές κύμα ιονισμού) διασχίζει το διάκενο.

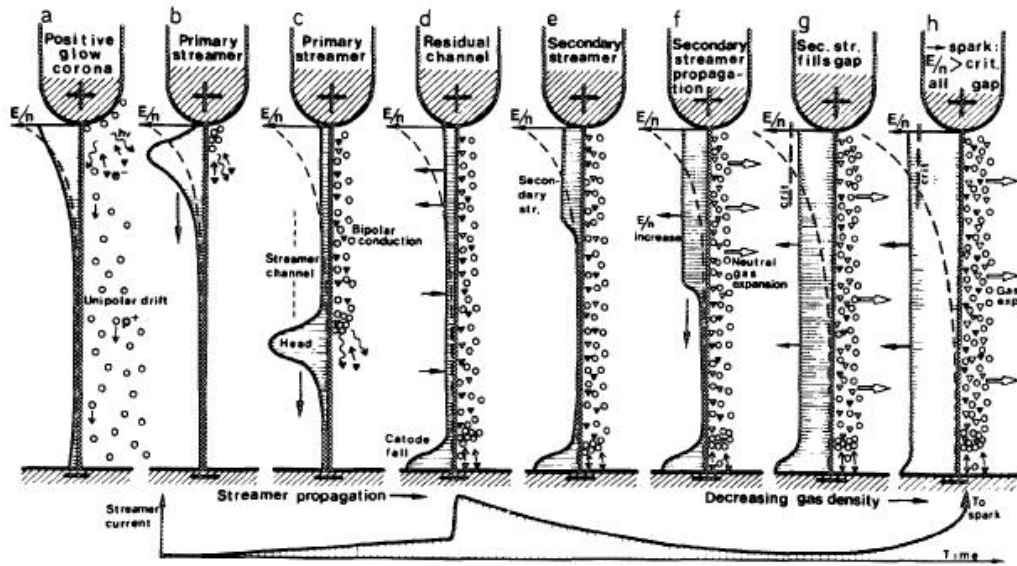
2. Ο πρωτογενής streamer φτάνει στην κάθοδο και δημιουργεί την καθοδική περιοχή.
3. Σχηματισμός του ανοδικού καναλιού το οποίο φέρει επίσης το όνομα δευτερογενής streamer ή δευτερογενές κύμα ιονισμού το οποίο διαδίδεται από την ακίδα προς την πλάκα.

Από ηλεκτρική άποψη, η άφιξη του πρωτογενούς streamer στο αρνητικό ηλεκτρόδιο, ακολουθείται από ένα ρεύμα ηλεκτρονίων που προέρχεται από την κάθοδο και οφείλεται στον σχηματισμό ενός καθοδικού ηλεκτρικού πετάσματος το οποίο ενεργοποιεί διαδικασίες δευτερογενούς εκπομπής και το οποίο συναντάται στην βιβλιογραφία με το όνομα καθοδικό κανάλι το οποίο από φυσική άποψη είναι ισοδύναμο της καθοδικής περιοχής της εκκένωσης αίγλης [2.2]. Κατά τη διάρκεια αυτής της φάσης το ρεύμα στην κάθοδο είναι μεγαλύτερο από αυτό που μετρίεται στην ακίδα. Η διαφορά αυτών των δυο ρευμάτων είναι το ρεύμα μετατόπισης το οποίο αντιστοιχεί στην διατήρηση της ηλεκτρικής ουδετερότητας της ουράς του streamer. Όταν το ρεύμα στην πλάκα γίνεται ίσο με αυτό της ακίδας, η φάση αυτή έχει τελειώσει και ακολουθείται από την Ωμική φάση, κατά τη διάρκεια του οποίου η εκκένωση συμπεριφέρεται σαν μια αντίσταση συναρτήσει του χρόνου. Το φαινόμενο αυτό οφείλεται στην παρέμβαση του φαινομένου ενσωμάτωσης ηλεκτρονίων και συνεπώς στην δημιουργία αρνητικών ιόντων. Από φυσική άποψη η ανωτέρω περιγραφή οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η ολοκλήρωση της διαδικασίας μετάβασης από τον streamer στο μεταβατικό ηλεκτρικό τόξο εξαρτάται από τον ενδιάμεσο σχηματισμό εκκένωσης αίγλης η ανάπτυξη της οποίας επηρεάζεται από την ηλεκτρική ενέργεια που παρέχεται στο κύκλωμα και από την φύση του αερίου. Στην κατάσταση αυτή το ηλεκτρονικό ρεύμα ταυτίζεται με το ρεύμα της ουράς του streamer, ελαττώνεται και τελικά μηδενίζεται. Αυτό ουσιαστικά ισοδυναμεί με την διακοπή της διαδικασίας μετάβασης στο ηλεκτρικό τόξο και για το λόγο αυτό αποκαλείται ημιτελής.

2.5.2 Δευτερογενής streamer

Εργασίες πάνω στο φαινόμενο του δευτερογενούς streamer (ss) έχουν γίνει σε διάκενα (<5mm) σε ατμοσφαιρικό αέρα να δείξουν ότι πρόκειται για μια αστάθεια ενσωμάτωσης και όχι για ένα streamer που προκαλεί διάσπαση.

Παρουσιάζουν μια νέα φυσική εικόνα του δευτερογενούς streamer μελετώντας την μετάβαση σε σπινθήρα (spark). [2.21]



Σχήμα 2.10 Αναπαράσταση του πρωτογενούς streamer – δευτερογενούς streamer – μετάβαση σε spark.

Η συνεχής θετικής ακίδας – πλάκας glow corona. b) c) σχηματισμός και διάδοση του πρωτογενούς streamer d) σχηματισμός του καναλιού (residual channel) e) f) δευτερογενούς streamer g) h) Η μετάβαση στο spark όταν ο δευτερογενής streamer έχει γεφυρώσει το διάκενο και η θέρμανση του καναλιού έχει μειώσει την πυκνότητα του αερίου η αρκετά ώστε να αυξήσει το E/N πάνω από την κρίσιμη τιμή ώστε να έχουμε positive ionization. Το κάτω γράφημα δείχνει το ρεύμα του streamer πάνω σε χρονική κλίμακα που αντιστοιχεί στα στάδια που παρατίθενται. Αριστερά οι πραγματικές Λαπλασιανές κατανομές μειωμένου πεδίου πάνω στον άξονα του διακένου, δεξιά σχετικές πυκνότητες ηλεκτρονίων (∇), αρνητικών ιόντων (∇), και θετικών ιόντων (∇).

Marode [2.20] και Bastien Marode[2.22] έχουν αποδείξει ότι ο δευτερογενής streamer είναι ένα χαμηλής ηλεκτρονιακής πυκνότητας πλάσμα με σταθερή πυκνότητα ρεύματος σε όλο το κανάλι και το ηλεκτρικό πεδίο μεταβάλλεται σύμφωνα με τον νόμο του Ohm. Φασματοσκοπικές μελέτες[2.23],[2.24] έχουν δείξει ότι η ηλεκτρονιακή θερμοκρασία είναι σημαντικά μικρότερη (-2eV) από του πρωτογενούς streamer (-9eV). Ένα αξιοσημείωτο χαρακτηριστικό των

δευτερογενών streamer είναι ότι έχουν καταγραφεί μόνο σε αέρα και μίγματα που έχουν παρόμοια χημική σύσταση και συμπεριφορά με τον αέρα. (R.S. Sigmond 1983) [2.21].

2.5.3 Φαινόμενα που συνοδεύουν την Εκκένωση Κορόνας

Η εκκένωση κορόνας συνοδεύεται από την εμφάνιση διαφόρων φαινομένων :

Ενός ηλεκτρικού φαινομένου το οποίο αντιστοιχεί σε ένα ρεύμα I που διαρρέει τη ζώνη ολίσθησης. Αυτό το ρεύμα είναι συνήθως ιοντικό και για το λόγο αυτό η εκκένωση κορόνας μπορεί να θεωρηθεί σαν πηγή ιόντων.

Ενός οπτικού φαινομένου το οποίο αντιστοιχεί στον ιονισμό και τη διέγερση του αερίου.

Ενός ακουστικού φαινομένου το οποίο παράγεται από τα παλμικά φαινόμενα της ζώνης ιονισμού. Ο παραγόμενος ήχος είναι συριστικός (τσιτσίρισμα), συχνά μοιάζει με βόμβο σμήνους μελισσών και είναι χαρακτηριστικός του χώρου που περιβάλλει τις γραμμές υψηλής τάσης.

Ενός χημικού φαινομένου. Το φαινόμενο κορόνας παράγει μέσα στο αέριο (π.χ. ατμοσφαιρικός αέρας) διάφορα μόρια στην θεμελιώδη τους κατάσταση (όζον, οξείδια του αζώτου) καθώς και διεγερμένα μόρια (μετασταθή μόρια αζώτου και οξυγόνου,..) τα οποία εμφανίζουν εξαιρετική χημική δραστικότητα.

Ενός **αεροδυναμικού φαινομένου** το οποίο αντιστοιχεί στην παραγωγή και διάδοση του ηλεκτρικού ανέμου μέσα στη ζώνη ολίσθησης. Αυτό το φαινόμενο συνδέεται με τη ροή των ουδετέρων σωματίων του αερίου η οποία προκαλείται από την κίνηση των ιόντων της ηλεκτρικής εκκένωσης. Περισσότερα για τον ηλεκτρικό άνεμο στο Κεφ. 3.

Ενός ραδιοηλεκτρικού φαινομένου το οποίο αντιστοιχεί στην παραγωγή ραδιοηλεκτρικών παρασίτων τα οποία παράγονται από τον παλμικό χαρακτήρα του ρεύματος εκκένωσης.

Τέλος, ενός φαινομένου αλλοίωσης της επιφάνειας των ηλεκτροδίων. Η αλλοίωση της επιφάνειας των ηλεκτροδίων αποδίδεται συνήθως στη συλλογή

των ιόντων της ηλεκτρικής εκκένωσης (καθοδικός ψεκασμός, ηλεκτρολυτικές αντιδράσεις στην άνοδο,..) και οδηγεί σε πολλές πρακτικές εφαρμογές.

2.5.4 Δυσκολίες..

Μεγαλύτερο μέρος των μελετών αν και είναι πολύ σημαντικό σε όγκο, είναι μάλλον εμπειρικό. Το φαινόμενο κορόνας δεν αποτελεί μια «καλή» περιοχή έρευνας διότι είναι δύσκολο να βρεθούν καταστάσεις όπου οι παράμετροι είναι ολιγάριθμες και καλά ελεγχόμενες. Συγκεκριμένα, ο προσδιορισμός των θεμελιωδών παραμέτρων της εκκένωσης κορόνας είναι πολύ δύσκολος εξαιτίας της ανομοιογένειας του ηλεκτρικού πεδίου.

Οι περιοχές μεταβολών των διαφόρων παραμέτρων είναι εξαιρετικά μεγάλες. Οι τιμές του ανηγμένου ηλεκτρικού πεδίου E/N , μέσα στη ζώνη ιονισμού, κυμαίνονται μεταξύ 100 και 1000Td ($Td = 10^{-21}Vm^2$) ενώ αυτές της ζώνης ολίσθησης μεταξύ 1 και 100Td. Η επίδραση του πεδίου του φορτίου χώρου είναι συχνά πολύ σημαντική με αποτέλεσμα το ηλεκτρικό πεδίο να είναι πάντα ανομοιογενές. Τα θεμελιώδη φαινόμενα παραγωγής και μεταφοράς των φορτισμένων σωματίων εξελίσσονται σε πολύ μεγάλες ταχύτητες και σε χρόνους που μεταβάλλονται από δέκατα του nsec μέχρι δεκάδες nsec (διάδοση των streamer) ή ακόμη μέχρι το msec και το msec για επακόλουθα φαινόμενα.

Η έκταση που καταλαμβάνεται από το φαινόμενο κορόνας μπορεί να είναι πολύ μικρή (μερικές δεκάδες μm είναι η κεφαλή ενός streamer μέσα στον ατμοσφαιρικό αέρα στην ατμοσφαιρική πίεση) μέχρι μερικά m (περίπτωση κορόνας ενός leader στην προκεραυνική δραστηριότητα). Ένας άλλος παράγοντας ο οποίος εισάγει επιπλέον δυσκολίες στην μελέτη της κορόνας είναι η χημική σύνθεση του αερίου. Τα αέρια βιομηχανικού ενδιαφέροντος (ατμοσφαιρικός αέρας, SF_6 ,...) δεν έχουν απλή χημική δομή, είναι ηλεκτροαρνητικά και το μειοψηφόν συστατικό (O_2 του αέρα) καθώς και οι διάφορες προσμίξεις κατέχουν ένα σημαντικό ρόλο στην εξέλιξη του φαινομένου κορόνας. Τα προβλήματα σταθερότητας της ηλεκτρικής εκκένωσης είναι πολύπλοκα και εξαρτώνται από τις ιδιότητες της ζώνης ιονισμού, της ζώνης ολίσθησης και από το κύκλωμα τροφοδοσίας.

Η μελέτη των φαινομένων στις ηλεκτρικές εκκενώσεις τύπου κορόνας παρουσιάζουν αντικειμενικές δυσκολίες (ύπαρξη ανομοιογενούς πεδίου, ασθενής εκπομπή φωτός, μικρή διάρκεια του φαινομένου) και συνέπεια αυτών ήταν οι πρώτες εργασίες να έχουν σαν αντικείμενο την συστηματική ταξινόμηση των φαινομένων κορόνας παρέχοντας μια στοιχειώδη φυσική εξήγηση και περισσότερο μια φαινομενολογική άποψη. Ο LOEB στο βιβλίο του (1965)[2.25] επιμένει περισσότερο στην ιστορική παρουσίαση των ερευνητικών εργασιών και ασχολείται λιγότερο με τη φυσική τους επεξεργασία. Ανάλογη είναι και η δουλειά του Nasser (1971) [2.3] η οποία παρά το ότι είναι περισσότερο συνθετική δεν είναι πλήρης. Στο βιβλίο του Von Engel (1965) [2.6] η αναφορά στην εκκένωση κορόνας είναι μικρής έκτασης.

Τα τελευταία χρόνια μετά την σημαντική πρόοδο που έχει σημειωθεί (εργασίες Γαλλο-Βρετανικής ομάδας) τόσο πειραματικά (χρήση της υπεργρήγορης κινηματογραφίας, επεξεργασία σημάτων, φασματοσκοπία εκπομπής,..) όσο και θεωρητικά (ανάπτυξη μαθηματικών μοντέλων και αριθμητική επίλυση μέσω γρήγορων υπολογιστών), έχει αναπτυχθεί μια ικανοποιητική θεωρία για την περιγραφή των βασικών μηχανισμών που είναι υπεύθυνοι για τη δημιουργία, ανάπτυξη και εξέλιξη του φαινομένου κορόνας. Στην συντριπτική τους πλειοψηφία οι εκκενώσεις κορόνα είναι εκκενώσεις αίγλης και λαμβάνουν χώρα στην περιοχή CD της καμπύλης $V - I$ της ανωτέρω εκκένωσης (**σχημα προηγούμενης ενότητας**) στις οποίες συνυπάρχουν οι δυο θεμελιώδεις μηχανισμοί ηλεκτρικής διάσπασης που περιγράφηκαν σε προηγούμενη ενότητα.

2.5.5 Εφαρμογές

Οι ηλεκτρικές εκκενώσεις του τύπου κορόνα είναι χρήσιμες σε ένα μεγάλο πλήθος εφαρμογών :

Στην τεχνική των υψηλών τάσεων, σε εργαστηριακές διατάξεις ή σε διατάξεις μεταφοράς ηλεκτρικής ενέργειας. Στην περίπτωση των γραμμών μεταφοράς σε μόνιμη κατάσταση, το φαινόμενο κορόνας αντιστοιχεί σε ένα ρεύμα απωλειών δηλαδή σε απώλεια ενέργειας καθώς επίσης και στην παραγωγή ραδιοηλεκτρικού θορύβου. Το φαινόμενο κορόνας εμφανίζεται επίσης στην περίπτωση υπερτάσεων χειρισμών ή σε κρουστικές τάσεις τύπου κεραυνού.

Στα ηλεκτρικά φίλτρα. Το φαινόμενο κορόνας χρησιμοποιείται σαν πηγή ιόντων η οποία επιτρέπει την φόρτιση της αιωρούμενης σκόνης μέσα στο αέριο της ηλεκτρικής εκκένωσης. Οι σκόνες τότε ωθούνται μέσω της ηλεκτρικής δράσης προς ένα ηλεκτρόδιο συλλογής.

Στην παραγωγή Όζοντος. Οι αντιδραστήρες Όζοντος (Οζονιστήρες) οι οποίοι χρησιμοποιούνται για την επεξεργασία και καθαρισμό των υδάτων και για ιατρικές εφαρμογές έχουν σαν κύριο στοιχείο τους μία διάταξη παραγωγής ηλεκτρικής εκκένωσης τύπου κορόνας μέσα σε αέρα ή O_2 μέσω της οποίας παράγεται Όζον σε μεγάλες ποσότητες.

Στην ηλεκτροστατική βαφή. Τα φορτισμένα σωμάτια της βαφής, κάτω από την δράση του ηλεκτρικού πεδίου, επικαλύπτουν με ομογενή τρόπο το προς βαφή αντικείμενο.

Στην επεξεργασία επιφανειών. Η πρόσπτωση ιοντικού πληθυσμού σε μια επιφάνεια συνοδεύεται από μεταφορά ύλης, ορμής και ενέργειας. Μέσω αυτών επιτυγχάνεται η επεξεργασία της επιφάνειας πολυμερών υλικών, χαρτιού ή ακόμη μερικών διατάξεων ταχείας αναπαραγωγής κειμένων.

Στον ατμοσφαιρικό ηλεκτρισμό. Το φαινόμενο κορόνας που παράγεται στην επιφάνεια της Γής εξαιτίας ανωμαλιών της επιφάνειάς της, ενεργοποιεί την αλυσίδα των φαινομένων που οδηγούν στη διάδοση του «οδηγού» (Leader) και κατόπιν στον κεραυνό. Παρεμβαίνει επίσης στην απομάκρυνση των στατικών ηλεκτρικών φορτίων από την επιφάνεια των αεροσκαφών.

Κεφάλαιο 3°

Όταν τέτοιες διαδικασίες "... are better understood they will probably throw great light on the nature of electricity as well as on the nature of gases..."

James Clerk Maxwell

Η Ιστορία του Ηλεκτρικού Ανέμου

3.1 Εισαγωγή

Ο ηλεκτρικός άνεμος ήταν μια από τις αρχικές εκδηλώσεις της ηλεκτρικής εκκένωσης αερίου που παρατηρήθηκε και ήταν θέμα ενεργούς μελέτης των ερευνητών του ηλεκτρισμού τον 18^ο και 19^ο αιώνα. Το 1960 μετά από μια περίοδο σχετικής ηρεμίας, το ενδιαφέρον πάνω στο φαινόμενο αυτό αναζωπυρώθηκε. Δημοσιεύσεις της δεκαετίας αυτής αλλά και σύγχρονες μας δείχνουν ότι οι ερευνητές μελετάνε και προβληματίζονται πάνω στην πρακτικότητα της εφαρμογής του μηχανισμού του ανέμου σε αντλίες ρευστών, γεννήτριες υψηλής τάσης, μεγάφωνα, θερμοηλεκτρικούς μετατροπείς και άλλες συσκευές. Στη συνέχεια παρουσιάζεται η ιστορική διαδρομή του ηλεκτρικού ανέμου από τις αρχές μαζί με μια επιλεγμένη βιβλιογραφία [3.1].

Το φαινόμενο γνωστό ως ηλεκτρικός άνεμος, άνεμος corona και ηλεκτρική αύρα αναφέρεται στην κίνηση του αερίου, επάγοντας την άπωση των ιόντων από την



συγγενική περιοχή του ηλεκτροδίου υψηλής τάσης μιας εκκένωσης. Παρατηρείται συνήθως με ατμοσφαιρικό αέρα, αλλά και άλλα αέρια και μονωτικά υγρά μπορούν να αναλάβουν να παρέχουν πηγή ιόντων και το μέσο μετάδοσης.

Τα παλαιότερα βιβλία πάνω στον ηλεκτρισμό και τον μαγνητισμό σχεδόν όλα περιείχαν μια ενότητα ή αναφορά στον ηλεκτρικό άνεμο.

Σήμερα το αντικείμενο αυτό, στο οποίο αναφέρθηκαν ο Νεύτωνας, Faraday και ο Maxwell και σχετικά με αυτό πρώιμες εφαρμογές του ηλεκτρικού κινητήρα, οπτική schlieren και τεχνικές cloud chamber έχουν γενικά αγνοηθεί. Το φαινόμενο του ηλεκτρικού ανέμου δεν είναι από τα πιο δημοφιλή στην σύγχρονη βιβλιογραφία η οποία είναι ανεπαρκής και μια πλήρης βιβλιογραφία δεν υπάρχει. Το 1961 ερευνητές επανέφεραν τον ηλεκτρικό άνεμο στο επίκεντρο του ενδιαφέροντος καθώς μελετήθηκαν εφαρμογές που αφορούν την μετακίνηση του αέρα με την χρήση μιας electrostatic blowing apparatus / ηλεκτροστατικής συσκευής φυσίματος [3.2].

Άλλες έρευνες έχουν εστιάσει την προσοχή τους στον ηλεκτρικό άνεμο ως ένα μηχανισμό άντλησης ρευστού που λειτουργεί χωρίς την παρουσία κινούμενων μερών, απλό σχεδιασμό, μικρό μέγεθος και βάρος, χαμηλό κόστος και σχεδόν απεριόριστη διάρκεια ζωής [3.3]. Επίσης ως ένα μέσο που μετακινεί / actuates / ωθεί ένα megaphone χωρίς διάφραγμα, τα megaphones Corona και ως μια συσκευή παραγωγής υψηλής τάσης στην οποία το φορτίο μεταφέρεται από ένα αέριο ή μια ροή ρευστού αντί για έναν ιμάντα όπως στην μηχανή Van de Graaf. Ακόμη συστήματα εκκένωσης (evacuation systems) βασισμένα στην επίδραση του ηλεκτρικού ανέμου εφαρμόζονται σε μικρού μεγέθους sealed – off TEA lasers [3.4], [3.5].

Το φαινόμενο του ηλεκτρικού ανέμου έχει οδηγήσει στην εφαρμογή της εκκένωσης corona σε ηλεκτρο-υδροδυναμικές αντλίες, ηλεκτρικές μικρο-μηχανές, σε συστήματα inkjet, και στην βελτίωση των διαδικασιών μεταφοράς μάζας και θερμοκρασίας [3.6], [3.7].

Έχουν εκπονηθεί εργασίες με σκοπό την αύξηση της μηχανικής απόδοσης του ηλεκτρικού ανέμου σε εκκενώσεις corona εξετάζοντας διάφορες γεωμετρίες ηλεκτροδίων [3.8].

Με τέτοιες εξελίξεις μια ανασκόπηση της ιστορίας του ηλεκτρικού ανέμου είναι αναγκαία.

3.2 Οι Πρώτες Παρατηρήσεις

Αν και η ύπαρξη της ελκτικής ηλεκτροστατικής δύναμης ήταν γνωστή από την αρχαιότητα, έμελλε για τον Niccolo Cabeo, έναν Ιταλό Ιησουίτη και σύγχρονο του Γαλιλαίου, να παρατηρήσει και να καταγράψει το 1629 το φαινόμενο της ηλεκτροστατικής άπωσης. Ο Cabeo (*Philosophia magnetica*) παρατήρησε ότι όταν πριονίδι προσελκυότανε από ένα ηλεκτρισμένο σώμα, ερχόταν σε επαφή με αυτό και μετά απωθούνταν. Εξήγησε αυτή τη συμπεριφορά σύμφωνα με την υπόθεση ότι ένα φορτισμένο σώμα παράγει ένα ηλεκτρικό αναθυμίαμα (*effluvium*) το οποίο απωθεί τον περιβάλλοντα αέρα και σχηματίζει ένα κυκλικό άνεμο το οποίο στην συνέχεια, ωθεί σωματίδια στο φορτισμένο σώμα με τέτοια δύναμη ώστε σε μερικές περιπτώσεις τα σωματίδια αυτά να αναπηδούν. Η σύλληψη ενός ηλεκτρικού ανέμου στην φαντασία έγινε πριν την φυσική και πραγματική ανακάλυψή του. Μερικές δεκαετίες αργότερα, η υπόθεση του Cabeo απορρίφθηκε από τον Ιρλανδό φιλόσοφο Robert Doyle, ο οποίος απέδειξε ότι ηλεκτροστατική έλξη παρατηρείται σε κενό αέρος και στον αέρα.

Η ανακάλυψη του ηλεκτρικού ανέμου δε θα μπορούσε να είχε προηγηθεί της εμφάνιση της γεννήτριας υψηλής τάσης. Μια μηχανή τριβής που αποτελούταν από μια σφαίρα θείου τοποθετημένη πάνω σε μια μανιβέλα περιγράφηκε το 1672 από τον Otto Von Guericke που είναι περισσότερο γνωστός για την εφεύρεση της αντλίας κενού και των Magdeburg ημισφαιρίων. Η σφαίρα θείου φορτιζόταν τρίβοντας την με το χέρι καθώς περιστρεφόταν σε ένα ξύλινο πλαίσιο. Με αυτό το μηχανισμό, ο Von Guericke ανακάλυψε την αποτελεσματικότητα των αιχμηρών αγωγών να έλκουν φορτισμένα σωμάτια.

Σχήμα 3.1 Μηχανή τριβής του Otto Von Guericke



Περαιτέρω σημείωσε ότι η σφαίρα που έχει υποστεί τριβή έλαμπε στο σκοτάδι και όταν το πλησίαζε κανείς στο αυτί άκουγε «roarings and crashings». Αυτή

είναι η πρώτη καταγραφή της εκκένωσης corona και σε αντίθεση με όσα θα περιμέναμε δεν αναφέρεται ο ηλεκτρικός άνεμος.

3.3 Ανακάλυψη του ηλεκτρικού ανέμου

Η μηχανή τριβής του Von Guericke και οι μετέπειτα βελτιώσεις του, επιτάχυναν την πρόοδο της επιστήμης του ηλεκτρισμού. Το 1709, ο Francis Hauksbee, διευθυντής στο Royal Society του Λονδίνου, ανέφερε ότι αισθάνθηκε μια ασθενή αίσθηση αέρα ή φυσήματος όταν κρατούσε ένα φορτισμένο σωλήνα κοντά στο πρόσωπό του. Η ανακοίνωση του Hauksbee της ανακάλυψής του μας δίνει μια εικόνα της κατάστασης και το επίπεδο γνώσης πάνω στον ηλεκτρισμό και των πειραματικών τεχνικών και μεθόδων της εποχής. Γράφει ο ίδιος “Έχοντας αποκτήσει ένα αγωγό ... γυάλινο ... το έτριψα ζωηρά ... μέχρι που απέκτησε κάποιο βαθμό θερμότητας ... όταν ο αγωγός ζεστάθηκε αρκετά από την τριβή, η δύναμη της Effluvia καθίσταται φανερή στην Αίσθησή μου. Ήταν ... να νιώσω στο πρόσωπο αν πλησίαζε ο αγωγός που είχε υποστεί τριβή. Και έμοιαζαν με χάρδια τριχών της κεφαλής να πιέζουν πάνω στο Δέρμα. Αυτή η σθεναρή επίδραση της Effluvia με κατεύθυνε στην προσπάθεια να βρω με ποιο τρόπο μια τέτοια κίνηση μεταδιδόταν ... και πάνω σε ποιά μονοπάτια. Τοποθέτησα τον αγωγό που είχε υποστεί τριβή κοντά στη φλόγα κεριού, καπνό, ατμό, σκόνη και τις επιφάνειες υγρών χωρίς κάποια ιδιαίτερη επιτυχία. Η αιτία για τα εμπόδια που συνάντησε η δύναμη της Effluvia με αυτά τα σώματα όταν ο αγωγός τοποθετήθηκε κοντά είναι η εξής : Για τα μικρά κομμάτια σκόνης και πούδρας, οι ατμοί των υγρών, η λιπαρότητα του καπνού της φλόγας και ότι αποτελεί τον καπνό γενικά κολλούσαν αμέσως πάνω στον αγωγό και περιόριζαν την δύναμη. Οπότε χρειαζόταν να τριβεί εκ νέου ο αγωγός ώστε να βρεί δρόμο η δύναμη πάλι.”

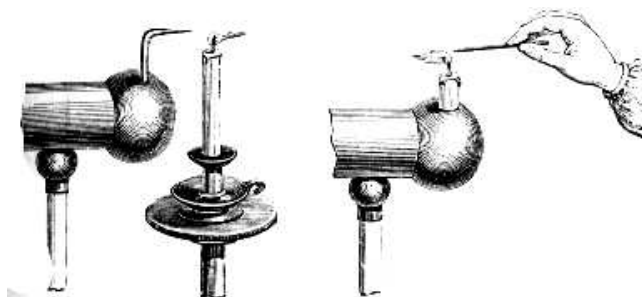
Κατά τη διάρκεια της μελέτης του ηλεκτρικού ανέμου, ο Hauksbee έπεσε πάνω στην πλέον εμπορικά γνωστή διαδικασία της electric precipitation. Η ανακάλυψη του οποίου έχει πιστωθεί στον Giovanni Beccaria 60 χρόνια μετά.

Μετά τον Hauksbee ήταν η σειρά του Ισαάκ Νεύτωνα να επαναλάβει το πείραμα. Έγραψε “Ο ηλεκτρικός ατμός .. που διεγέρθηκε από την τριβή της σφαίρας από το χέρι ... θα εισέλθει σε τέτοια ταραχή ώστε να εκπέμψει φως και να γίνει αισθητό στο δάχτυλο που θα το πλησιάσει. ” Ίσως ήταν η δουλειά του Hauksbee που κέντρισε το ενδιαφέρον του Νεύτωνα για τον ηλεκτρικό άνεμο. Τα λόγια που προηγήθηκαν εμφανίζονται στην δεύτερη έκδοση του βιβλίου του

“Opticks” , λείπουν από τη πρώτη και στο χρονικό διάστημα που μεσολάβησε είχαν εκδοθεί οι έρευνες του Hauksbee.

Το 1746 ο Γάλλος φιλόσοφος, Jean Antoine Nollet, αποκάλυψε τα ευρήματά του πως ηλεκτρισμένες ακίδες εμφάνιζαν “φτερά φωτός”. Την επόμενη χρονιά ο Benjamin Franklin αναφέρει σ’ ένα γράμμα προς ένα φίλο του, τον Peter Collinson της Royal Society για το θαυμάσιο αποτέλεσμα που έχουν αιχμηρά σώματα στην έλξη και άπωση της ηλεκτρικής φωτιάς.

Οι παρατηρήσεις των Nollet και Franklin ήταν στην ουσία πάλι η ανακάλυψη του φαινομένου που είχε παρατηρήσει ο Von Guericke και είχε πια ξεχαστεί. Λαμβάνοντας υπόψη ότι οι δύο μελετητές ασχολήθηκαν στην συνέχεια της δουλειάς τους με αιχμηρούς αγωγούς είναι



αξιοπρόσεκτο πώς στα γραπτά τους δεν αναφέρονται καθόλου στον ηλεκτρικό άνεμο. Τουλάχιστον ο Franklin γνώριζε την ύπαρξή του. Ο Ebenezer Kinnersley, καθηγητής Αγγλικών στο κολέγιο της Πενσυλβανίας και στενός συνεργάτης του Franklin είχε παρατηρήσει το 1752 ότι μπορεί κανείς να νιώσει τις εκκενώσεις να φυσούν στο μέτωπο σαν δροσερό αέρα. Δυο χρόνια νωρίτερα της ανακοίνωσης του Kinnersley, ο Benjamin Wilson, γραμματέας της Royal Society, περιέγραψε “ η απότομη εκτόνωση που έμοιαζε με αέρα φαίνεται να προέρχεται από τα σωμάτια του αέρα τα οποία έρχονται σε βίαιη και ταχεία κίνηση από την έκδοση ηλεκτρικής ύλης από ακίδες και άλλα αιχμηρά αντικείμενα. ” Αν και απέτυχε να παρατηρήσει ηλεκτρικό άνεμο σε ένα πείραμά του, ο Wilson απέδειξε ότι πρόκειται όντως για άνεμο.

Επαρκής επικοινωνία ανάμεσα στους επιστήμονες της περιόδου δεν φαίνεται να υπήρχε, παρά την σημαντική προσωπική αλληλογραφία και τις εκδόσεις περιοδικών που έχουν σωθεί. Έχει ενδιαφέρον να διαβάσει κανείς τις υποτιθέμενες «ανεξάρτητες» ανακαλύψεις του ηλεκτρικού ανέμου που αναφέρονται στα Πρακτικά της Royal Society, Annalen der Physik και άλλων δημοσιεύσεων σε χρονικά διαστήματα πολύ μικρά μεταξύ τους.

Η πιθανότητα να αξιοποιηθεί ο ηλεκτρικός άνεμος ως ο μηχανισμός οδήγησης ενός ηλεκτροστατικού κινητήρα έτυχε σκέψης από πολλούς ερευνητές ανά τα χρόνια. Το 1750 ο Wilson πέτυχε την παραγωγή ταχείας περιστροφικής κίνησης ενός παιδικού μύλου τοποθετώντας την απέναντι από τον ηλεκτρικό άνεμο μιας εκκένωσης με ακίδα. Ο Hamilton, καθηγητής Φιλοσοφίας στο πανεπιστήμιο του Δουβλίνου, θεωρώντας ότι αν ένα σταθερό σημείο μπορεί να μετακινήσει αέρα τότε ένα ελεύθερο εκκρεμές σημείο θα μετακινιόταν το ίδιο σε σχετικά σταθερό αέρα. Αυτό στην απλούστερη μορφή του αποτελείται από ένα σύρμα σχήματος S το οποίο να εκκρεμεί οριζόντια πάνω σε ένα κάθετο αγωγίμο άξονα. Οι άκρες του σύρματος ήταν λειασμένες σε ακίδες στις οποίες λάμβανε χώρα η εκκένωση όταν υψηλή τάση εφαρμοζόταν στο άξονα. Το σύρμα σχήματος S περιστρεφόταν γύρω από τον άξονά του. Το “the electric fly” (French : tourniquet electrique, German : elektrischer Flugrad) έγινε η αγαπημένη πειραματική



συσκευή των φοιτητών που ασχολούνταν με τον ηλεκτρισμό. Διάφορες εξηγήσεις της συμπεριφοράς του S-σύρματος δίνονταν από όλες τις πλευρές.

Ο Hamilton θεώρησε ότι τα ηλεκτρικά σωμάτια με τις ελαστικές τους δυνάμεις κατευθύνονται ευθεία από τις άκρες και προσπαθούν να επεκταθούν, αλλά βρίσκοντας την αντίσταση του αέρα, αναγκάζουν το σύρμα να κινηθεί προς την αντίθετη φορά. Σύγκρινε την κίνηση του S σύρματος με την κίνηση ενός πυροτεχνήματος της εποχής. Ο τρίτος νόμος του Νεύτωνα είχε δημοσιευθεί 80 χρόνια νωρίτερα, αλλά θεωρούταν ακόμη απαραίτητο να χρησιμοποιούν την αντίσταση του αέρα ως ένα μέσο να εξηγήσουν την κίνηση μιας ρουκέτας.

3.4 Ανάπτυξη μιας Ποιοτικής Θεωρίας

Η σωστή εξήγηση του ηλεκτρικού ανέμου οφείλεται στον Αγγλο - Ιταλό Φιλόσοφο Tiberius Cavallo, οποίος έγραψε το 1777 ότι η κίνηση του S-σύρματος (fly) ήταν άμεσα εξαρτημένη με την άπωση που υπάρχει ανάμεσα σε σώματα όμοια φορτισμένα. Έγραψε πως είτε το S σύρμα ήταν θετικά ή αρνητικά φορτισμένο, ο αέρας στις άκρες του σύρματος θα αποκτούσε ένα ισχυρό φορτίο όμοιου φορτίου (καθώς το σύρμα ήταν αγωγός ηλεκτρισμού) με αποτέλεσμα την

άπωση αέρα και σύρματος. Η εξήγησή του θεωρούσε ότι επιβεβαιώνεται από το γεγονός ότι το S σύρμα δεν παρουσίαζε την ίδια συμπεριφορά στο κενό.

Οι παρατηρήσεις του Michael Faraday πάνω στον ηλεκτρικό άνεμο εκδόθηκαν το 1838 μέρος μιας γενικότερης μελέτης των ηλεκτρικών εκκενώσεων σε αέρια και υγρά. Ο Faraday υπέδειξε ότι «το τμήμα του αέρα που φορτίζεται μπορεί να είναι παρά ένα μικρό κομμάτι μόνο αυτό που τελικά τίθεται σε κίνηση, αναγνωρίζοντας ότι ο ηλεκτρικός άνεμος είναι μια διαδικασία μεταφοράς ορμής από τριβή ή κρούσεις μεταξύ φορτισμένων και μη-φορτισμένων σωματιδίων του αερίου. Επίσης αναγνώρισε την αιτία του ανέμου : «τα σωματίδια που έχουν φορτιστεί ταξιδεύουν υπό την επιρροή ελκτικών και απωστικών δυνάμεων από τον φορτισμένο αγωγό προς το γειωμένο αγωγό. ... Η πορεία αυτών των φορτισμένων σωματιδίων όταν είναι μεγάλα σε πλήθος προκαλούν αέρα και ρεύματα». Ο Faraday διεύρυνε τα πειράματά του σε διηλεκτρικά υγρά και ανέφερε, “Όταν το φαινόμενο των ρευμάτων παρατηρείται σε πυκνά μονωμένα διηλεκτρικά προκύπτει μεγάλου βαθμού μηχανική δύναμη. Αν τοποθετήσουμε μισό λίτρο φιλτραρισμένου και ανορθωμένου λαδιού (νέφτι) σε ένα γυάλινο δοχείο, και τοποθετήσουμε μέσα δυο αγωγούς, ο ένας συνδεδεμένος σε μια ηλεκτρική μηχανή, όταν λειτουργήσουμε την μηχανή το υγρό θα αρχίσει να κινείται βίαια με αύξηση της στάθμης του. Στο πείραμα με το υγρό δεν είναι ξεκάθαρο ότι η συμπεριφορά του ηλεκτρικού ανέμου (electrophoresis) ήταν υπό εξέταση. Ίσως ήταν το φαινόμενο της dielectrophoresis .

Dielectrophoresis (or DEP) is a phenomenon in which a [force](#) is exerted on a [dielectric](#) particle when it is subjected to a non-uniform [electric field](#). This force does not require the particle to be [charged](#). All particles exhibit dielectrophoretic activity in the presence of electric fields. However, the strength of the force depends strongly on the medium and particles' electrical properties, on the particles' shape and size, as well as on the frequency of the electric field. Consequently, fields of a particular frequency can manipulate particles with great selectivity. This has allowed, for example, the separation of cells or the orientation and manipulation of nanoparticles and [nanowires](#)

Ο James Clerk Maxwell έδωσε μεγάλη σημασία στην έρευνα και μελέτη των ηλεκτρικών εκκενώσεων [3.9]. Έγραψε προφητικά ότι όταν τέτοιες διαδικασίες κατανοηθούν καλύτερα, θα ριχτεί φώς στην φύση του ηλεκτρισμού και της φύσης των αερίων. (“are better understood they will probably throw great light on the nature of electricity as well as on the nature of gases...”) Την εποχή του Maxwell η γνώση πάνω στην ηλεκτρονική των αερίων δεν είχε καν στοιχειώδες μαθηματικό υπόβαθρο, και περιόρισε την συζήτηση του θέματος στο κλασικό του έργο *Treatise on Electricity and Magnetism* ([3.9])σε μερικές μονάχα σελίδες. Βέβαια

είναι αρκετά ενδιαφέρον το γεγονός ότι αφιέρωσε σχεδόν τις μισές σελίδες απ' αυτές στον ηλεκτρικό άνεμο. Η ποιοτική ανάλυση του ηλεκτρικού ανέμου από τον Maxwell ήταν η πιο πλήρης και διαθέσιμη της εποχής, και ακόμα σήμερα διατηρεί μεγάλο μέρος της εγκυρότητάς του.

Ο Maxwell έγραψε : μόλις η ηλεκτρική πυκνότητα στο άμεσο γειτονικό περιβάλλον της ακίδας φτάσει μια κρίσιμη τιμή, η μονωτική ικανότητα του αέρα παύει ώστε ο αέρας κοντά στην ακίδα να καθίσταται αγωγίμος. Σε συγκεκριμένη απόσταση από την ακίδα, η ένταση δεν είναι τέτοια ώστε να διασπάσει την μόνωση του αέρα και ηλεκτρισμός συγκεντρώνετε στον αέρα που περιβάλλει την ακίδα. Η ακίδα τότε περιβάλλεται από φορτισμένα σωμάτια αέρα όμοιου φορτίου με αυτή. Αν τμήμα του φορτισμένου αέρα παρέμενε ακίνητο τότε το φορτισμένο σώμα (ακίδα) θα διατηρούσε το φορτίο του, αλλά τα φορτισμένα σωμάτια αέρα είναι ελεύθερα να κινηθούν υπό την επίδραση της ηλεκτρικής δύναμης και τείνουν να απομακρυνθούν από την ακίδα καθώς είναι φορτισμένα με τον ίδιο τύπο ηλεκτρισμού . Κατά συνέπεια τα φορτισμένα σωμάτια παράγουν ένα ρεύμα αέρα από την ακίδα το οποίο αποτελείται από τα φορτισμένα σωμάτια και άλλα παρόμοια σωμάτια που συμπαρασύρονται μαζί τους.

Μια σχετικά ακριβής περιγραφή για τη φύση του ηλεκτρικού ανέμου είχε πια προταθεί. Η δυνατότητα εξέλιξης της θεωρίας του ηλεκτρικού ανέμου χρειάστηκε την ανακάλυψη του αέριου ιόντος το 1896. Μέχρι τότε, η θεώρηση πως ο ηλεκτρικός άνεμος ήταν αποτέλεσμα αμοιβαίας άπωσης από ένα ηλεκτρόδιο και παρόμοια φορτισμένα σωμάτια δεν ήταν καθολικά αποδεκτή. Το επιχείρημα της αντίστασης του αέρα στηρίχθηκε από αρκετούς ερευνητές με διάφορα πειράματα. Επίσης άλλοι, υποθέτοντας ότι η κίνηση του S-σύρματος (electric fly) ήταν αποτέλεσμα μηχανικής αντίδρασης στην εκκένωση του ηλεκτρικού υγρού ή ατμών με μεταλλικά στοιχεία στις ακίδες, υποστήριζαν μια εξήγηση αντίδρασης. Κατά τον 18^ο και 19^ο αιώνα αρκετοί ερευνητές συνάντησαν στα πειράματά τους το φαινόμενο του ηλεκτρικού ανέμου. Αξίζει να σημειωθεί ο August Topler, εφευρέτης των schlieren optics, ο οποίος χρησιμοποίησε την νέα αυτή τεχνική για να μελετήσει τους σχηματισμούς του ηλεκτρικού ανέμου.

3.5 Μεταγενέστερα Έργα

Η εικόνα των Cavallo, Faraday, και Maxwell ότι η προέλευση του ηλεκτρικού ανέμου βρισκόταν στην απλή απωστική δύναμη Coulomb φορτισμένων αερίων σωματιδίων, χωρίς την καταφυγή στην αντίσταση του αέρα, σκόνης, ή αδρανών αντιδράσεων είχε πλέον εδραιωθεί και αποδειχθεί. Σε αυτό το σημείο της ιστορίας, διατηρώντας την ουσία της φυσικής εικόνας του Maxwell, αλλά «γυαλίζοντάς» την ώστε να συμπεριλάβει το ιόν που είχε πρόσφατα ανακαλυφθεί, ήταν δυνατό πλέον να γίνει αληθινή πρόοδος. Ο Chattock επικεντρώνοντας την προσοχή του στην κινητικότητα των ιόντων, κατάφερε να δώσει μια ρεαλιστική ποιοτική ανάλυση του μηχανισμού του ηλεκτρικού ανέμου. Από το έργο αυτό (1899) απορρέει μια σχέση που επαληθεύεται πειραματικά ανάμεσα στην πίεση και το ρεύμα για ένα σύστημα ηλεκτροδίων παράλληλων πλακών / πλάκα - πλάκα [3.10]. Τα θεμέλια για περαιτέρω εξέλιξη είχαν τεθεί. Η εξίσωση πίεσης – ρεύματος του Chattock δοκιμάστηκε και επεκτάθηκε και σε άλλες γεωμετρίες από τον Loeb το 1954. Τρία χρόνια αργότερα ο Harney εξέτασε την επιρροή πάνω στις ηλεκτρικές παραμέτρους μιας εκκένωσης corona πάνω στην ροή αερίου. Μια αεροδυναμική μελέτη του ηλεκτρικού ανέμου όπου εξετάζεται η πίεση και εγείρει ερωτήματα και τις δυσκολίες πάνω στις οριακές συνθήκες του προβλήματος [3.11]. Σε αέρια τα οποία κινούνται σε ταχύτητες της τάξης του ηλεκτρικού ανέμου οι επιδράσεις είναι μικρές, αλλά είναι μεγαλύτερες αν αντί του αερίου μέσου χρησιμοποιήσουμε διηλεκτρικό υγρό. Δίνοντας ιδιαίτερη προσοχή σε μια τέτοια περίπτωση, ο Stuetzer πρόσφατα (1960) [3.12] επέκτεινε το έργο των Loeb και Harney, δίνοντας την πλέον πλήρη περιγραφή του ion-drag φαινομένου. Ο M Robinson προσπάθησε την ανοικοδόμηση μιας θεωρίας και μελέτης που συσχετίζει τις διάφορες ηλεκτρικές και μηχανικές ποσότητες του φαινομένου και εξετάζει την πρακτικότητα ενός ηλεκτροστατικού blower [3.13].

Πρόσφατες εργασίες περιλαμβάνουν :

Την υδροδυναμική εξομοίωση του ηλεκτρικού ανέμου σε κυλινδρικό δοχείο σε διάταξη θετικής ακίδα από τους Batina et al [3.14] . Μετρώντας αρχικά την ταχύτητα του ηλεκτρικού ανέμου με φωτογραφία και κινηματογραφία (σχήμα αριστερά) δείχνουν την εμφάνιση ενός vortex στον άξονα της εκκένωσης, προχωρώντας στην ανάπτυξη ενός δυναμικού μοντέλου επιτρέποντας την καταγραφή της μεταβατικής εξέλιξης των ταχυτήτων του ανέμου (FLUENT).

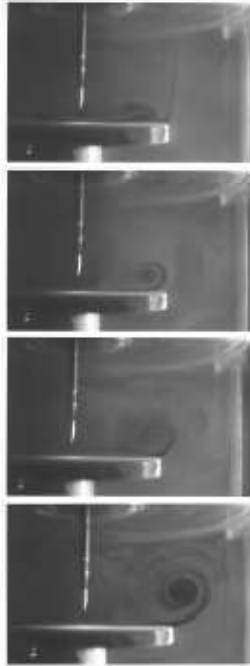


Figure 4. Snapshots of the transient structures of the velocity field. Chronological sequence from top to bottom (with experimental procedure (a)).

Την συνέχιση της υδροδυναμικής εξομοίωση του ηλεκτρικού ανέμου από διαδοχικούς streamer σε διάταξη ακίδα πλάκα χρησιμοποιώντας το FLUENT [3.15].

Οι Β Α Κozlov και V. I. Solonogov, εργάστηκαν πάνω στην μελέτη των χαρακτηριστικών του ηλεκτρικού ανέμου και την συσχέτιση των παραμέτρων ρεύμα, τάση, πολικότητα τάσης, μήκος διακένου, γεωμετρία ακίδας την μέγιστη ταχύτητα και τη ροή του σε διατάξεις ακίδα και πολλαπλών ακίδων. [3.3]

Σχήμα 3.2 Πειραματικά στιγμιότυπα του ηλεκτρικού ανέμου και των μεταβατικών δομών που σχηματίζονται [3.14]

Την μελέτη της σμίκρυνσης των επιταχυντών ηλεκτροστατικών ρευστών με εφαρμογές στην μικροηλεκτρονική [3.16]. Την εξαγωγή των εξισώσεων των ταχυτήτων του ηλεκτρικού ανέμου σε DC κορόνα. [3.17] Εργασία των Eric Moreau, Gerard Touchard, με πειραματικά δεδομένα της ταχύτητας του ηλεκτρικού ανέμου μελετώντας την βελτίωση της μηχανικής απόδοσης του ηλεκτρικού ανέμου σε εκκενώσεις κορόνα σε ατμοσφαιρικό αέρα. [3.7]

Εργασία πάνω σε actuator για τον έλεγχο ροής του ανέμου στην οποία δόθηκε

και η εξίσωση για τον υπολογισμό του $v_G = k \sqrt{\frac{i}{\rho\mu}}$ [3.18]

Κεφάλαιο 4^ο

4.1 Εισαγωγή

Έχοντας περιγράψει τις βασικές ηλεκτρικές εκκενώσεις και τον ηλεκτρικό άνεμο σε προηγούμενα κεφάλαια, στο κεφάλαιο αυτό θα αναπτύξουμε τα μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν για την εξομοίωσή τους. Το πρόγραμμα που χρησιμοποιήθηκε ήταν το FlexPDE. Το FlexPDE μπορεί να λύσει συστήματα μερικών διαφορικών εξισώσεων 1^{ης} και 2^{ης} τάξης (παραβολικές, ελλειπτικές, υπερβολικές) σε μια, δυο και τρεις διαστάσεις καρτεσιανής γεωμετρίας αλλά και αξονικά συμμετρικά προβλήματα δυο διαστάσεων κυλινδρικής γεωμετρίας. Το σύστημα προς επίλυση μπορεί να είναι steady state ή χρονικά μεταβαλλόμενο και επίσης μπορεί να λύσει προβλήματα ιδιοτιμών. Έχει την δυνατότητα να επιλύει γραμμικές και μη γραμμικές εξισώσεις. Το πρόγραμμα λύνει το σύστημα εξισώσεων με την μέθοδο της ανάλυσης πεπερασμένων στοιχείων (FEA - finite element analysis) χρησιμοποιώντας μέθοδο Newton – Raphson. Η ανάλυση πεπερασμένων στοιχείων είναι μια αριθμητική προσέγγιση στην οποία το σύστημα υπό εξέταση χωρίζεται σε εκατοντάδες περιοχές, όπου κάθε μια εμφανίζει μια ή περισσότερες εξισώσεις. Ο κύριος στόχος είναι η επίλυση όλων αυτών των εκατοντάδων εξισώσεων που εμφανίζονται ταυτόχρονα. Κάτι τέτοιο ήταν πολύ δύσκολο πρακτικά μέχρι την εμφάνιση των υπολογιστών. Η μελέτη τέτοιων προβλημάτων απαιτούσε την χρήση γλωσσών προγραμματισμού όπως η FORTRAN και την ανάπτυξη μαθηματικών μοντέλων ανάγοντας το πρόβλημα από την Φυσική σε Προγραμματισμό. Προγράμματα για τον υπολογισμό με FEA σε υπολογιστή υπάρχουν εδώ και χρόνια αλλά είχαν λογική μαύρου κουτιού. Τώρα προγράμματα όπως το FlexPDE, επιτρέπουν στον χρήστη να εισάγει τις εξισώσεις και τις οριακές συνθήκες για το πρόβλημα που τον ενδιαφέρουν, να επιλύονται και να παρουσιάζονται τα αποτελέσματα γραφικά στη μορφή που τα χρειάζεται. Περισσότερα πάνω στην λειτουργία του στα εγχειρίδια και στην ιστοσελίδα του προγράμματος [4.1], [4.2] και [4.3].

Μελετήθηκαν η ηλεκτρική εκκένωση και το φαινόμενο του ηλεκτρικού ανέμου. Για κάθε φαινόμενο χρησιμοποιήθηκε διαφορετικό μοντέλο, δηλαδή διαφορετικό σύστημα εξισώσεων. Η ηλεκτρική εκκένωση μελετήθηκε με το σύστημα εξισώσεων συνέχειας (μοντέλο Α), και ο ηλεκτρικός άνεμος με το σύστημα εξισώσεων της μετάδοσης της ορμής (μοντέλο Β) .

Το μοντέλο Α πραγματεύεται την επίλυση του συστήματος εξισώσεων που περιγράφουν μια ηλεκτρική εκκένωση σε ομογενές πεδίο δίνοντάς μας πληροφορίες για τα μεγέθη που την χαρακτηρίζουν (πυκνότητες ηλεκτρονίων, ιόντων, ηλεκτρικό πεδίο..). Το μοντέλο Β πραγματεύεται την επίλυση του συστήματος εξισώσεων που περιγράφουν την μετάδοσης ορμής από τα θετικά ιόντα στα ουδέτερα μόρια του αέρα σε μια εκκένωση κορόνας ατμοσφαιρικού αέρα. Μας ενδιέφερε η απεικόνιση της ροής των ουδέτερων μορίων με κύριο χαρακτηριστικό μέγεθος την ταχύτητά τους (τάξη μεγέθους) δίνοντάς μας έτσι μια εικόνα του ηλεκτρικού ανέμου.

4.2 Αρχές Διατήρησης

Για να καταλήξουμε στις υδροδυναμικές εξισώσεις που περιγράφουν την χωροχρονική εξέλιξη των χαρακτηριστικών μεγεθών πρέπει πρώτα να στηριχτούμε σε ένα συνεπές φυσικομαθηματικό μοντέλο. Ξεκινάμε με την συνάρτηση κατανομής ταχυτήτων των σωματιδίων στο χώρο των φάσεων. Ο χώρος των φάσεων έχει συνιστώσες τα διανύσματα χώρου και ταχυτήτων και αντιστοιχεί σε όλους τους δυνατούς συνδυασμούς θέσης και ταχύτητας που μπορούν να λάβουν τα σωματίδια. Τα σωματίδια θα μετακινούνται στο χώρο αυτό λόγω των ταχυτήτων τους και η δράση εξωτερικών δυνάμεων στα σωματίδια θα μεταβάλλει την ταχύτητά τους στο χρόνο. Η συνάρτηση κατανομής ταχυτήτων ικανοποιεί μια εξίσωση η οποία είναι γνωστή ως εξίσωση Boltzmann. Η εξίσωση αυτή στην ουσία καθορίζει τη χωροχρονική μεταβολή της συνάρτησης κατανομής ταχυτήτων και επιτρέπει τον σαφή προσδιορισμό της.

Σ' ένα αέριο μέσο που περιέχει μεγάλο αριθμό σωματιδίων μόνο συγκεκριμένα μακροσκοπικά φαινόμενα μπορούν να μετρηθούν τα οποία δίνονται μέσω μακροσκοπικών μεταβλητών όπως η πυκνότητα N , η μέση ταχύτητα $\langle u \rangle$, η θερμοκρασία T και η πίεση P . Η γνώση της συνάρτησης κατανομής f επιτρέπει τον καθορισμό των παραπάνω μεταβλητών. Η επίλυση όμως της εξίσωσης Boltzmann είναι πολύ δύσκολη και καθιστά τον ακριβή υπολογισμό της f ανέφικτο. Ωστόσο, χωρίς να είναι απαραίτητο να λυθεί η Boltzmann, είναι δυνατό να δημιουργηθούν μέσω αυτής οι διαφορικές εξισώσεις που

περιγράφουν τις προηγούμενες μακροσκοπικές μεταβλητές. Οι διαφορικές εξισώσεις εκφράζουν :

Αρχή διατήρηση της μάζας (σωματιδίων)

Αρχή διατήρηση της ορμής

Αρχή διατήρησης της ενέργειας (Εξίσωση μεταφοράς ενέργειας)

Η λεπτομερής εξαγωγή των εξισώσεων του υδροδυναμικού μοντέλου δεν κρίνεται σκόπιμο να παρατεθεί, μια εκτενής και ουσιαστική διαδικασία δημιουργίας των εξισώσεων θα βρείτε στο [4.4] και [4.5].

4.3 Μελέτη Ηλεκτρικής Εκκένωσης - Μοντέλο A

4.3.1 Υδροδυναμικές Εξισώσεις - Εξίσωση συνέχειας

Η εξίσωση συνέχειας εκφράζει την αρχή διατήρησης των σωματιδίων. Η γενική της μορφή είναι :

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot (J) = P'_{\text{κρουσεις}} \text{ με τη ροή των σωματιδίων } J = n(\vec{r}, t) \langle \vec{u} \rangle \quad (4.1)$$

Ο όρος $P'_{\text{κρουσεις}} = \int \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{κρουσεις}} d\vec{u}$ αναφέρεται σε όλους τους μηχανισμούς ελαστικών και ανελαστικών κρούσεων.

Στην ηλεκτρική εκκένωση (μοντέλο A) συμπεριλάβαμε μόνο τον όρο του ιονισμού στο δεύτερο μέλος και φαινόμενα όπως ο φωτοϊονισμός, η ενσωμάτωση, η επανασύνδεση και τα καθοδικά φαινόμενα – δευτερογενής ηλεκτρονική εκπομπή λόγω μετασταθών, θετικών ιόντων και φωτονίων παραλήφθηκαν. Σε ένα αέριο όπως το άζωτο στο δεύτερο μέλος θα έπρεπε να συμπεριληφθεί ένας όρος απώλειας φορέων λόγω επανασύνδεσης [4.5]. Η σχέση (4.1) υποδηλώνει ότι η χωροχρονική μεταβολή της πυκνότητας των σωματιδίων προσδιορίζεται τελικά από την κινητική των κρούσεων που εμφανίζεται στο 2^ο μέλος [4.6].

Το σύνολο των εξισώσεων του μοντέλου μαζί με την εξίσωση του Poisson είναι :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{u}_e) - \vec{\nabla} \cdot (D_e \vec{\nabla} n_e) = |\vec{u}_e| \alpha n_e \quad (4.2)$$

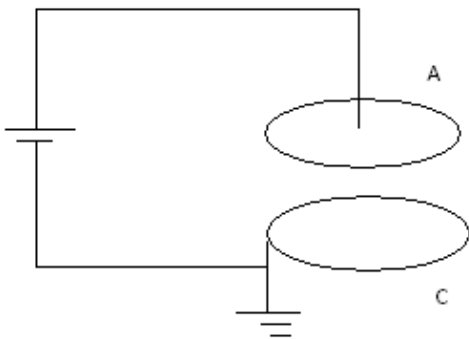
$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{u}_i) - \vec{\nabla} \cdot (D_i \vec{\nabla} n_i) = |\vec{u}_e| \alpha n_e \quad (4.3)$$

$$\nabla^2 \Phi = -q_e (n_i - n_e) / \varepsilon_0 \quad (4.4)$$

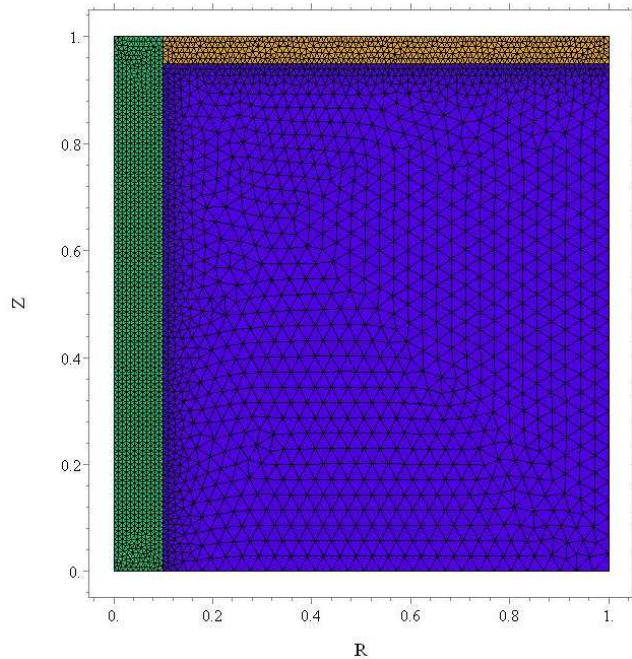
Όπου n_e η πυκνότητα των ηλεκτρονίων, n_i η πυκνότητα των θετικών ιόντων, $\vec{u}_e$ ολίσθηση η ταχύτητα των ηλεκτρονίων, η $\vec{u}_i$ ταχύτητα ολίσθησης των θετικών ιόντων, $|\vec{u}_e|$ το μέτρο της $\vec{u}_e$, α ο συντελεστής ιονισμού λόγω κρούσεων, Φ το δυναμικό εντός του διακένου, D_e ο συντελεστής διάχυσης των ηλεκτρονίων, D_i

ο συντελεστής διάχυσης των ιόντων, q_e το φορτίο του ηλεκτρονίου και ε_0 η διηλεκτρική σταθερά του κενού. Σε ένα ηλεκτραρνητικό αέριο (αέρας) με φαινόμενα ενσωμάτωσης θα χρειαζόταν και μια τρίτη εξίσωση συνέχειας για τα αρνητικά ιόντα μαζί με κάποιους επιπλέον όρους στο δεύτερο μέλος[4.7], [4.8].

Οι δυο πρώτες εξισώσεις του μοντέλου είναι πεπλεγμένες μέσω του όρου πηγής στο δεξί μέλος. Τα αποτελέσματα της επίλυσής τους τροφοδοτούν την εξίσωση Poisson για τον υπολογισμό του ηλεκτρικού πεδίου εντός του διακένου και κατ' επέκταση των ταχυτήτων των φορτισμένων σωματιδίων στις εξισώσεις συνέχειας. Η διάταξη πλάκα - πλάκα φαίνεται στο σχήμα (4.1). Οι πληθυσμοί ηλεκτρονίων και θετικών ιόντων αρχικά είχαν Gaussian κατανομή. Η περιοχή της εκκένωσης εξετάζεται σε κυλινδρικές συντεταγμένες με μεγαλύτερη διακριτοποίηση στον άξονα της εκκένωσης (Z) και την άνοδο σχήμα (4.2).



Σχήμα (4.1) Διάταξη πλάκα –πλάκα με ομογενές πεδίο



Σχήμα (4.2) Η διάταξη πλάκα – πλάκα σε κυλινδρικές συντεταγμένες με αξονική συμμετρία, μεγαλύτερη διακριτοποίηση στον άξονα της εκκένωσης (Z) και την άνοδο

4.3.1α Ταχύτητα Ολίσθησης

Ο συντελεστής αναλογίας που συνδέει την ταχύτητα της ολίσθησης με το ασκούμενο ηλεκτρικό πεδίο, ονομάζεται κινητικότητα και θα συμβολίζεται με μ_A ($cm^2 / V.s$). Η κινητικότητα μ_A δίνεται από την ακόλουθη σχέση :

$$\vec{u}_A = \mu_A \cdot \vec{E} \quad (cm/s) \quad (4.5)$$

Επειδή η μέση ενέργεια των ηλεκτρονίων εξαρτάται από την τιμή του ανηγμένου πεδίου, η ταχύτητα ολίσθησης δεν είναι υποχρεωτικά γραμμική συνάρτηση του E. Έμμεσα αυτό σημαίνει ότι η κινητικότητα μπορεί να εξαρτάται από το ηλεκτρικό πεδίο. Περισσότερες πληροφορίες πάνω στην κινητικότητα των ιόντων [4.9] και [4.10].

Οι κινητικότητες των φορτισμένων σωματιδίων μας ενδιαφέρουν στην ηλεκτρική εκκένωση (στο μοντέλο A) και δίνονται από [4.11] και [4.7].

$$\mu_e = 2.9 \times 10^5 / P \quad (cm^2 / Vs) \quad (4.6) \quad [4.11]$$

$$\mu_i = 2.6 \times 10^3 / P \quad (cm^2 / Vs) \quad (4.7)$$

Όπου η πίεση P είναι σε Torr, μ_e η κινητικότητα των ηλεκτρονίων και μ_i η κινητικότητα των ιόντων, παρατηρούμε την διαφορά στην τάξης μεγέθους (2) μεταξύ ηλεκτρονίων και ιόντων.

4.3.1β Διάχυση

Η διάχυση δημιουργείται από ανομοιογένειες στην πυκνότητα των σωματιδίων. Η σταθερά αναλογίας μεταξύ της παραγόμενης ροής Ψ_{diff} των σωματιδίων n_A και της βάθμωσης της συγκέντρωσής τους ονομάζεται συντελεστής διάχυσης $D_A (cm^2 / s)$:

$$\Psi_A|_{diff} = -D_A \cdot \vec{\nabla} n_A \quad (\text{σωματίδια} / cm^2 s) \quad (4.8)$$

Όταν ασκείται επαρκώς ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο εμφανίζει δυο συνιστώσες : μια διαμήκη κατά την αξονική διεύθυνση του E/N και μια εγκάρσια ορθογώνια προς αυτή [4.9]. Οι ανομοιογένειες των πυκνοτήτων των φορτισμένων σωματιδίων εισάγονται στο μοντέλο της ηλεκτρικής εκκένωσης με τον συντελεστή διάχυσης και οι συντελεστές αυτοί θεωρούνται σταθεροί [4.11] :

$$D_e = 2000 \quad cm^2 / s \quad (4.9)$$

$$D_i = 10 \quad cm^2 / s \quad (4.10)$$

Όπου D_e ο συντελεστής διάχυσης των ηλεκτρονίων και D_i ο συντελεστής διάχυσης των ιόντων.

4.3.1γ Συντελεστής Ιονισμού

Η διέγερση και ο ιονισμός προκαλούνται από τις ανελαστικές κρούσεις των ηλεκτρονίων με ουδέτερα μόρια του αερίου. Η αντίδραση ιονισμού έχει πιθανοτικό χαρακτήρα και εξαρτάται από την αντίστοιχη ενεργό διατομή και την ενεργειακή κατανομή των σωματιδίων [4.12], [4.13]. Στο μοντέλο έχει χρησιμοποιηθεί συντελεστής ιονισμού του αζώτου από πειραματικά δεδομένα [4.11]

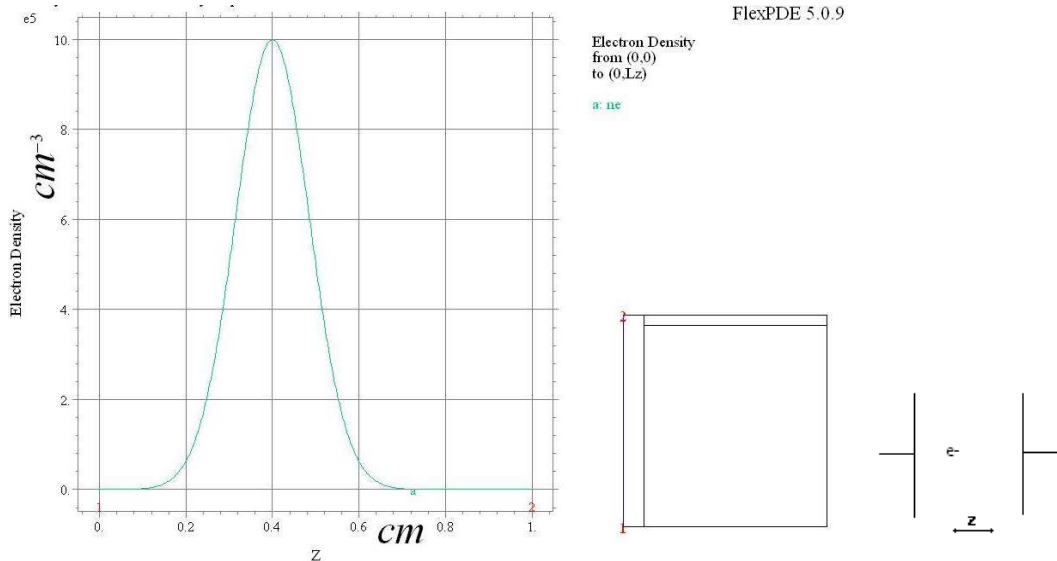
$$\alpha = 5.7Pe^{-260P/E} (cm^{-1}) \quad (4.11)$$

Όπου η πίεση P είναι σε Torr, το ηλεκτρικό πεδίο E σε V/cm .

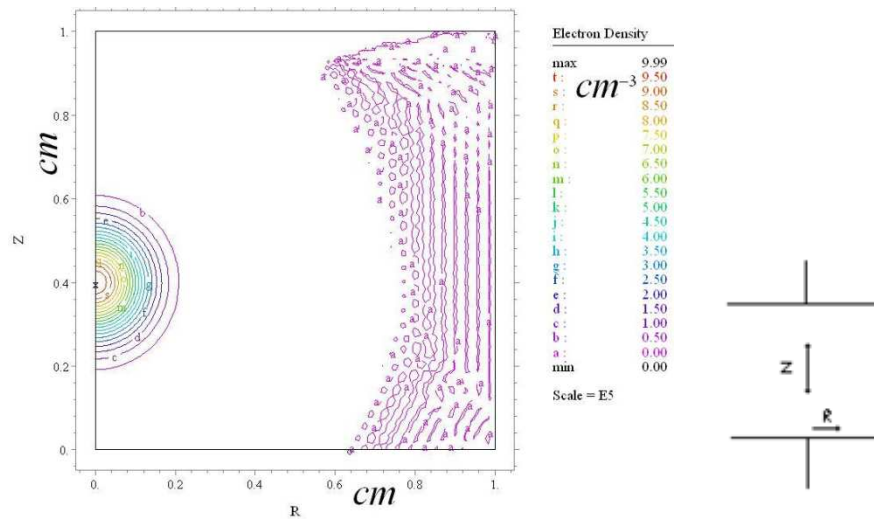
4.3.2 Αρχικές Συνθήκες - Αποτελέσματα

Τα ηλεκτρόνια ξεκινούν κοντά στην κάθοδο $(R,Z)=(0.0, 0.4)$ και κινούνται μεταξύ **δυσ παράλληλων πλακών που απέχουν μεταξύ τους 1cm** και βρίσκονται μέσα σε άζωτο. Δεν ξεκινούν από την κάθοδο $(R,Z)=(0.0, 0.0)$ όπως συνηθίζεται σε τέτοιες μελέτες διότι μας περιορίζει το FlexPDE και δεν μπορεί να χειριστεί την Gaussian κατανομή των ηλεκτρονίων πάνω στις οριακές συνθήκες που επιβάλλουμε στην κάθοδο. Ο χώρος αναπαριστάται από ένα πλέγμα όπου αυξήθηκε η διακριτοποίηση (χωρική ανάλυση) στον άξονα της εκκένωσης και την άνοδο ώστε να εξεταστούν με μεγαλύτερη λεπτομέρεια οι περιοχές αυτές όπου παρουσίαζαν αριθμητικές ασυνέχειες (μεγάλες βαθμώσεις) στην επίλυση, σχήμα (4.1). **Το ομογενές πεδίο είναι 50kV/cm** και τέτοιας έντασης που εξασφαλίζει τον σχηματισμό και την διάδοση του streamer. Αντιμετωπίζοντας πρόβλημα σε διάταξη πλάκα – πλάκα δεν ήταν εφικτή η μελέτη στο FlexPDE σε άλλη διάταξη με ανομοιογενές πεδίο (ακίδα - πλάκα). Έγινε προσπάθεια χωρίς όμως να καταφέρει το FlexPDE να επιλύσει τις εξισώσεις του μοντέλου ώστε να παρουσιαστούν κάποια αποτελέσματα. Τα ηλεκτρόδια θεωρούνται τελείως απορροφητικές επιφάνειες. Τα εναρκτήρια ηλεκτρόνια δημιουργούνται με φωτισμό της καθόδου με δέσμη Laser ή flash U.V. Η δέσμη ιονίζει τα ουδέτερα μόρια παράγοντας ένα πλάσμα, δηλαδή μια περιοχή με ίσο πληθυσμό ηλεκτρονίων και ιόντων. Τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα που παράγονται με αυτό τον τρόπο κατανέμονται κατά gauss λόγω ελεύθερης διάχυσης[4.14]. Η αρχική κατανομή λοιπόν ηλεκτρονίων και ιόντων στο διάκενο είναι Gaussian με πλάτος

$A_0=10^6 \text{ cm}^{-3}$ σχήματα (4.3α), (4.3β) και (4.4). Το επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο είναι ομογενές με τιμή 50kV/cm και πίεση 200 Torr.



Σχήμα(4.3) α) Κατανομή ηλεκτρονίων τη χρονική στιγμή $t=0.05\text{ns}$ κατά μήκος του διακένου

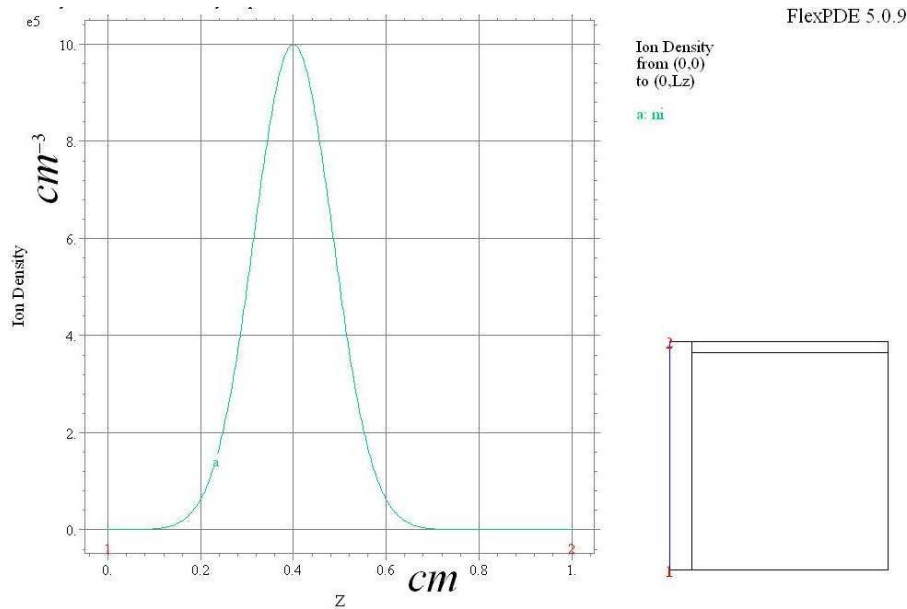


Σχήμα(4.3) β) Δισδιάστατη Κατανομή ηλεκτρονίων τη χρονική στιγμή $t=0.05\text{ns}$ μέσα στο διάκενο

Οφείλουμε να εξηγήσουμε ότι εργαζόμαστε σε κυλινδρικές συντεταγμένες με αξονική συμμετρία, δηλαδή παρατηρούμε στο σχήμα (4.3β) πως κατανέμονται τα ηλεκτρόνια μέσα στο διάκενο στην μισή - δεξιά πλευρά της διάταξης.

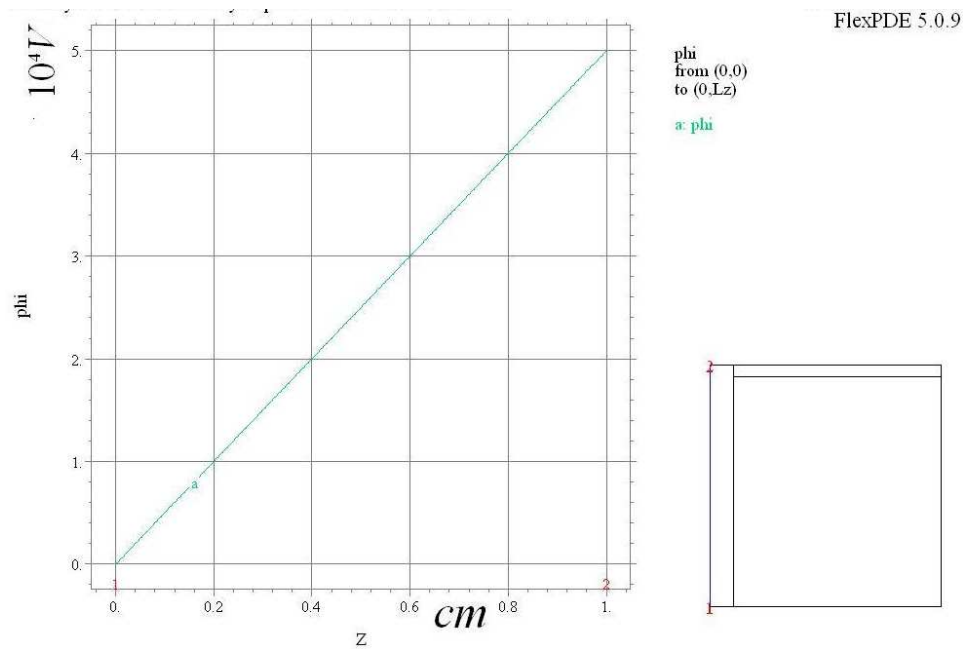
Παρατηρούμε τους ομόκεντρους κύκλους που κάθε ένας χαρακτηρίζει μια περιοχή με τον ίδιο πληθυσμό ηλεκτρονίων και ότι η μέγιστη τιμή της

πυκνότητας συγκεντρώνεται στο σημείο X πάνω στον άξονα Z στο σημείο $(R,Z)=(0,0,0.4)$. Στο σχήμα (4.4) βλέπουμε ότι τα ιόντα έχουν ίδιας μορφής και ίδιου πλάτους κατανομή κατά μήκος του άξονα του διακένου με τα ηλεκτρόνια.



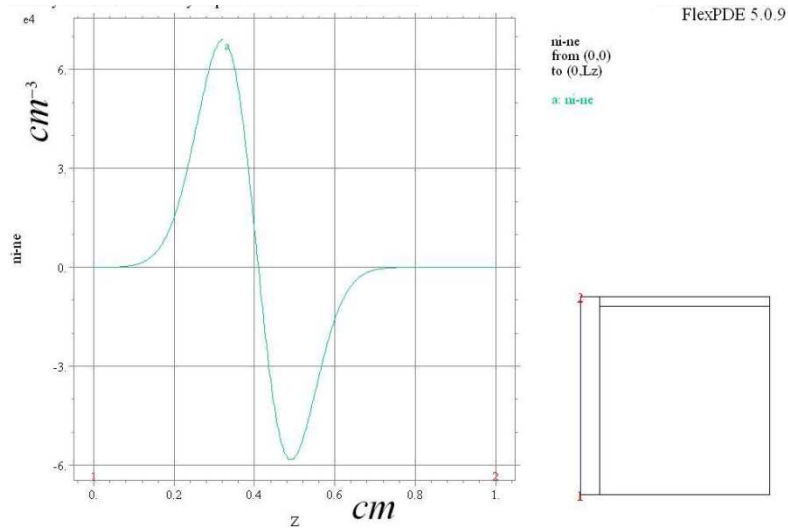
Σχήμα (4.4) Κατανομή ιόντων κατά μήκος του διακένου πάνω στον άξονα Z τη χρονική στιγμή $t=0.05\text{ns}$, Max πλάτος 10^6cm^{-3}

Στο σχήμα (4.5) απεικονίζεται η κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου στην αρχή της εξομοίωσης. Η γραμμική αύξηση του δυναμικού σημαίνει ότι ανάμεσα στις δυο πλάκες εφαρμόζεται σταθερό ηλεκτρικό πεδίο έντασης 50kV/cm .



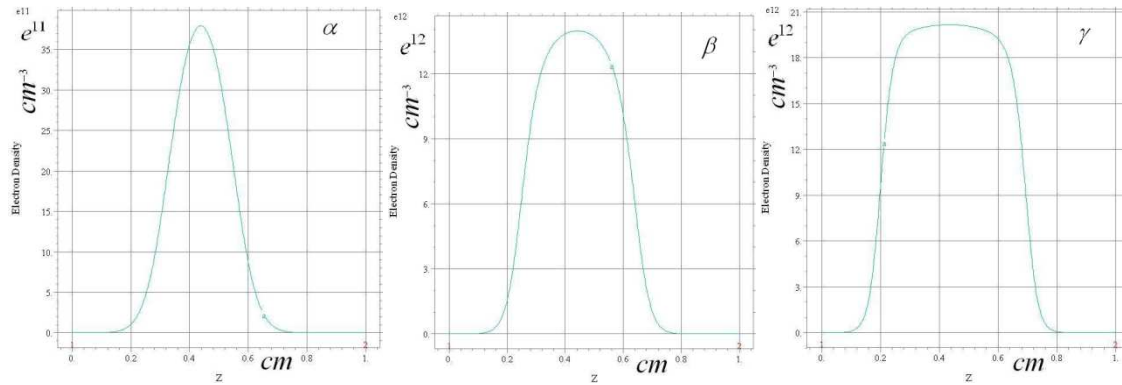
Σχήμα (4.5) Κατανομή Δυναμικού κατά μήκος του διακένου τη χρονική στιγμή $t=0.05\text{ns}$

Στο σχήμα (4.6) βλέπουμε την καθαρή πυκνότητα φορτίου κατά μήκος του διακένου την χρονική στιγμή $t=0.05\text{ns}$

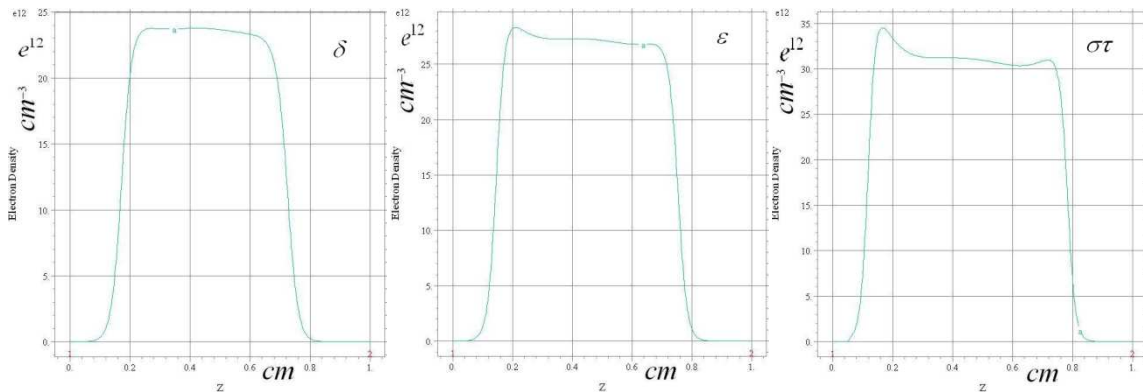


Σχήμα (4.6) Κατανομή της καθαρής πυκνότητας φορτίου κατά μήκος του διακένου τη χρονική στιγμή $t=0.05\text{ns}$

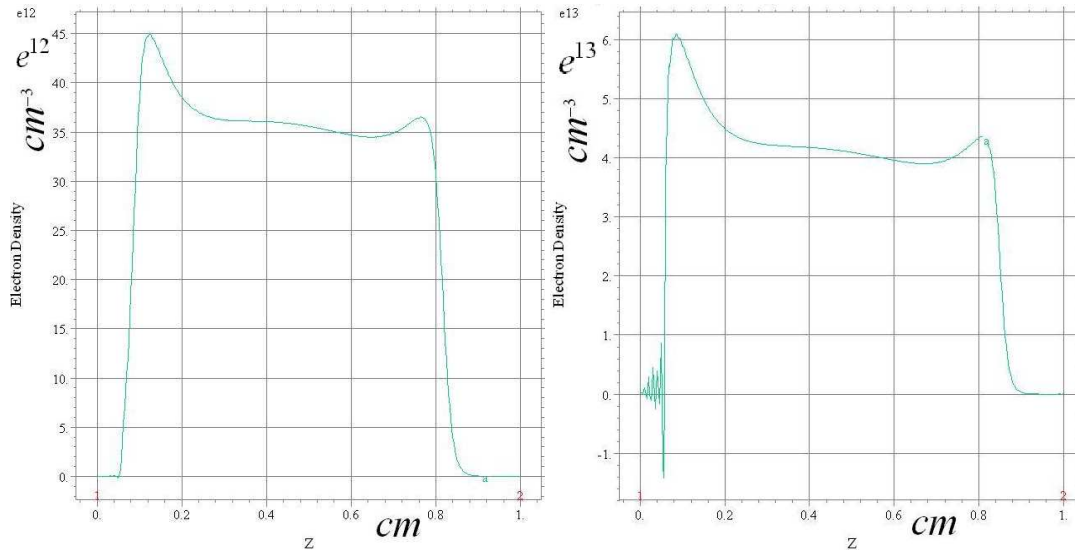
Κατανομή της πυκνότητας ηλεκτρονίων κατά μήκος του διακένου



Σχήμα (4.7) Κατανομή της πυκνότητας ηλεκτρονίων κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 0.50$, $\beta) 0.60$, $\gamma) 0.65$ ns (από πάνω αριστερά προς δεξιά), $\delta) 0.67$, $\epsilon) 0.69$, $\sigma) 0.71$ ns (από κάτω αριστερά προς δεξιά)

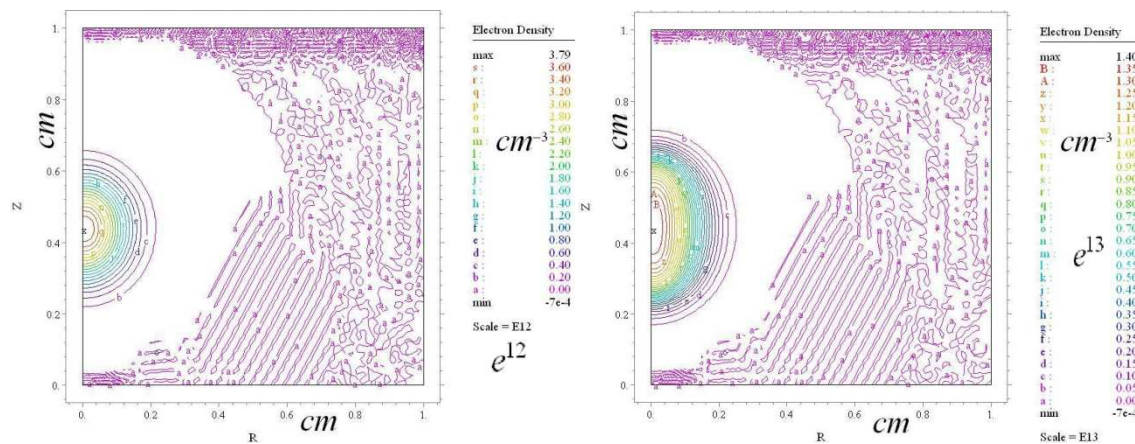


Υπό την επίδραση του επιβαλλόμενου ηλεκτρικού πεδίου ο παλμός των ηλεκτρονίων κινείται προς την άνοδο σχ.(4.6), (4.7) και ο παλμός των ιόντων προς την κάθοδο σχ.(4.11), (4.12). Ταυτόχρονα, λόγω ιονιζουσών κρούσεων που πραγματοποιούν τα ηλεκτρόνια με τα μόρια του αέρα, παράγονται καινούρια ηλεκτρόνια με αποτέλεσμα η πυκνότητα των ηλεκτρονίων να αυξάνεται διαρκώς. Στα αρχικά στάδια της εκκένωσης που φαίνονται στο σχήμα (4.7) για τις χρονικές στιγμές $t = 0.50 - 0.65$ ns παρατηρούμε την διαδικασία μεταφοράς να είναι κυρίαρχη και έτσι ο παλμός διαδίδεται με διαρκώς αυξανόμενο πλάτος προς την άνοδο. Στο σχήμα 4.8 φαίνεται τη χρονική στιγμή $t = 0.73$ ns το τελευταίο στιγμιότυπο αποτελεσμάτων πριν αρχίσουν αριθμητικές αστάθειες να επηρεάζουν το μοντέλο. Στο σχήμα 4.8 τη χρονική στιγμή $t = 0.75$ ns παρατηρούμε ότι κοντά στην κάθοδο δεν ανταπεξέρχεται το πρόγραμμα στην επίλυση των εξισώσεων.

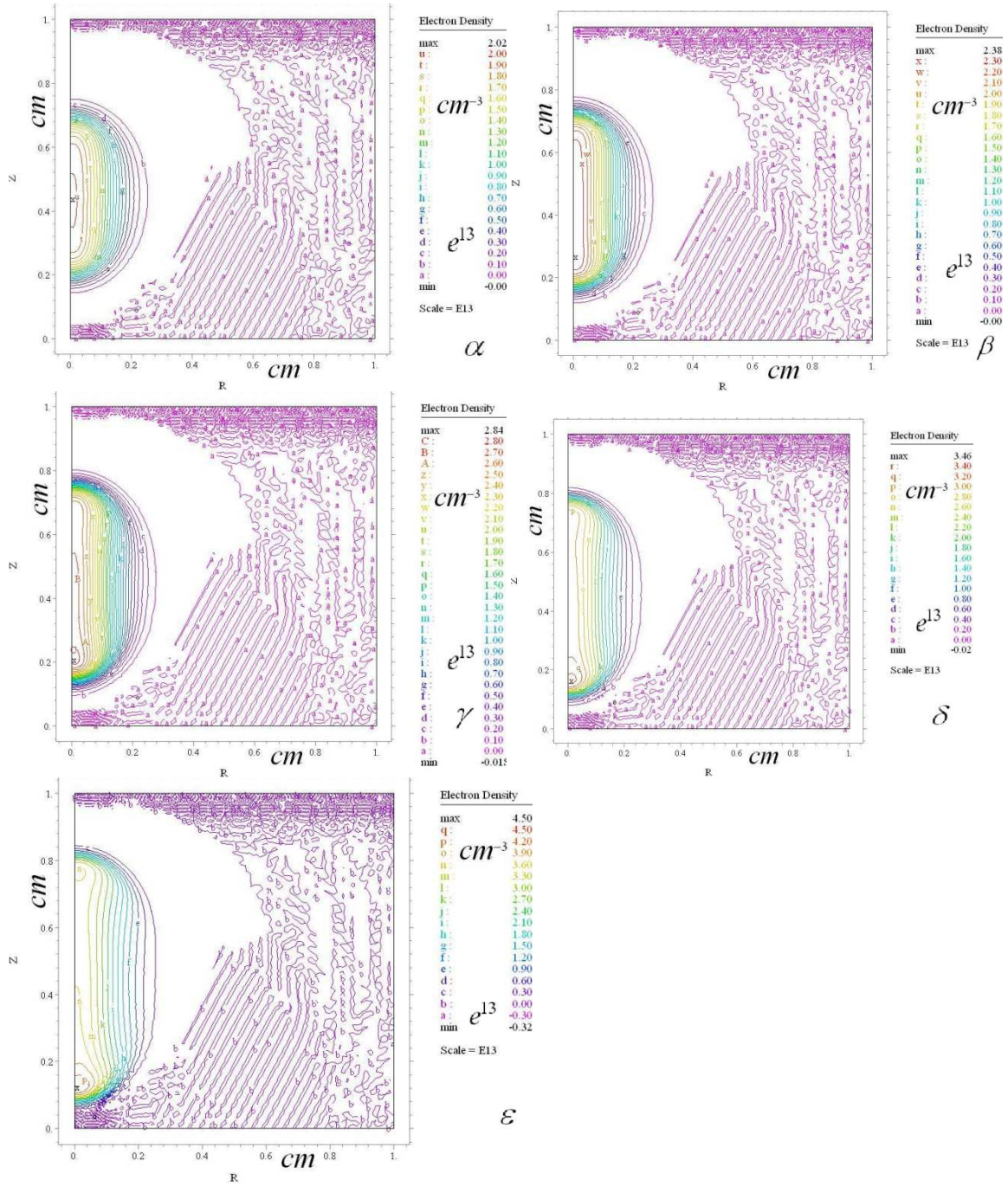


Σχήμα (4.8) Κατανομή της πυκνότητας ηλεκτρονίων κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t = 0.73, 0.75$ ns

Δισδιάστατες κατανομές της πυκνότητας των ηλεκτρονίων μέσα στο διάκενο
 Στην συνέχεια παρατίθενται στα σχήματα (4.9) και (4.10) οι δισδιάστατες κατανομές της πυκνότητας των ηλεκτρονίων μέσα στο διάκενο τις χρονικές $t = 0.50$ ως 0.73 ns. Τα χρώματα αντιστοιχούν σε διάφορες τιμές του πληθυσμού των ηλεκτρονίων. Οι μέγιστες τιμές που παίρνει ο πληθυσμός των ηλεκτρονίων είναι αντίστοιχα $0.379, 1.40, 2.02, 2.38, 2.84, 3.46, 4.50 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), δηλαδή διαδίδεται προς την άνοδο ένας παλμός αρνητικού φορτίου με διαρκώς αυξανόμενο πλάτος.



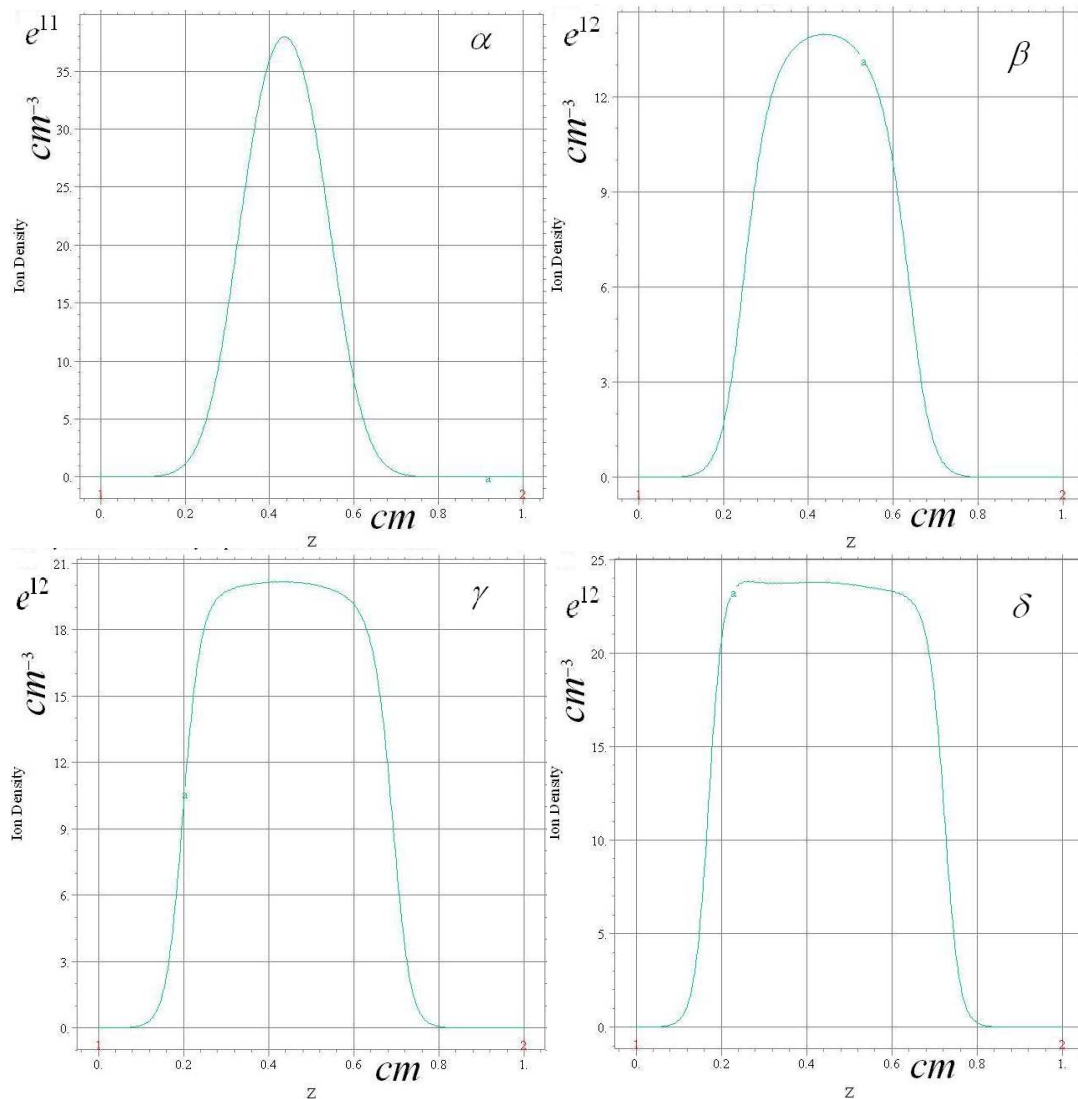
Σχήμα (4.9) Οι δισδιάστατες κατανομές της πυκνότητας των ηλεκτρονίων μέσα στο διάκενο τις χρονικές $t = 0.50, 0.60$ ns



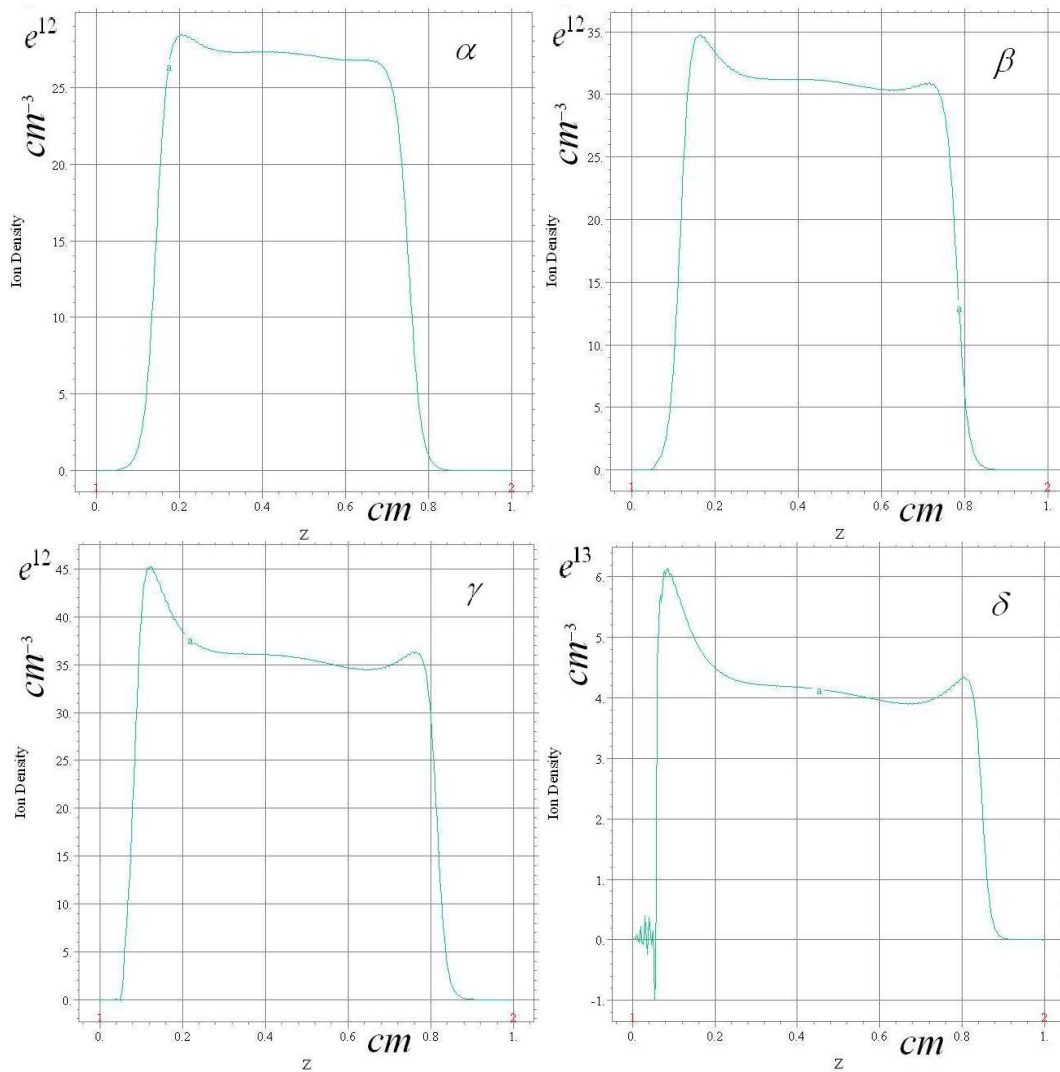
Σχήμα (4.10) Οι δισδιάστατες κατανομές της πυκνότητας των ηλεκτρονίων μέσα στο διάκενο τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 0.65, \beta) 0.67, \gamma) 0.69, \delta) 0.71, \epsilon) 0.73$ ns

Κατανομές της πυκνότητας των ιόντων κατά μήκος του διακένου

Οι αντίστοιχες κατανομές της πυκνότητας των ιόντων κατά μήκος του διακένου φαίνονται στα σχήματα (4.11) και (4.12). Τα θετικά ιόντα που παράγονται λόγω ιονισμού μαζί με αυτά του παλμού κινούνται προς την κάθοδο με ταχύτητα πολύ μικρότερη από αυτήν των ηλεκτρονίων. Συσσωρεύεται με την πάροδο του χρόνου θετικό φορτίο στο διάκενο ενώ ταυτόχρονα διαδίδεται προς την άνοδο ο παλμός αρνητικού φορτίου με διαρκώς αυξανόμενο πλάτος.



Σχήμα (4.11) Κατανομή της πυκνότητας ιόντων κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t=\alpha)0.50$, $\beta)0.60$, $\gamma)0.65$, $\delta)0.67$ ns



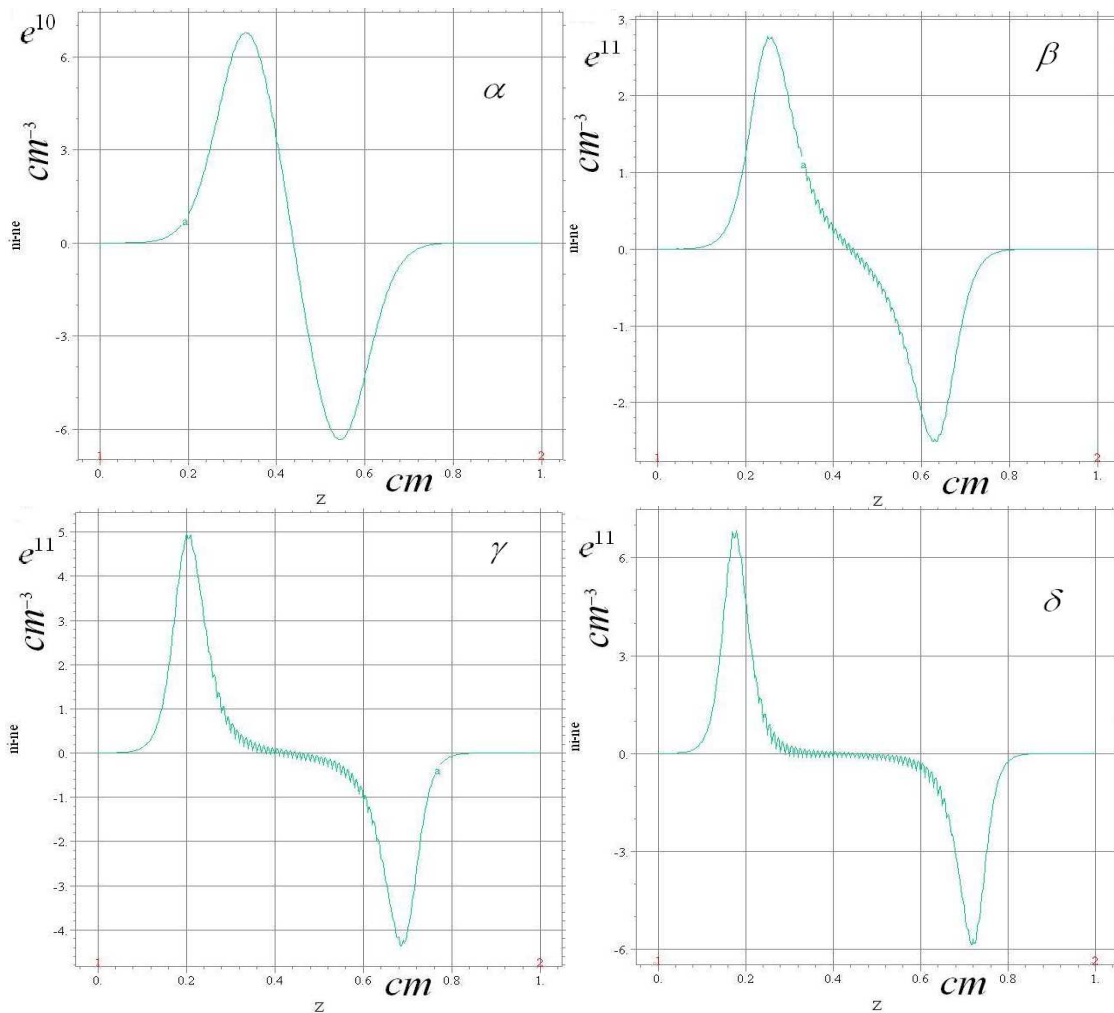
Σχήμα (4.12) Κατανομή της πυκνότητας ιόντων κατά μήκος του διακένου $t = \alpha) 0.69, \beta) 0.71, \gamma) 0.73, \delta) 0.75 \text{ ns}$

Παρατηρούμε ότι οι πληθυσμοί των ιόντων τείνουν να συσσωρευτούν προς την κάθοδο. Η κατανομή αυτή του φορτίου χώρου προκαλεί την συνεχή ενίσχυση του ηλεκτρικού πεδίου κοντά στην πλευρά της καθόδου και την δημιουργία μιας διαταραχής του ηλεκτρικού πεδίου. Μέχρι τη στιγμή που ξεκινά η σημαντική παραμόρφωση του πεδίου η εκκένωση εξελίσσεται με μηχανισμό Townsend. Στην συνέχεια πλησιάζουμε μια ανηγμένη streamer – like κατάσταση καθώς διαδίδεται μια διαταραχή πεδίου και εκεί σταματά η εξέλιξη της εκκένωσής μας λόγω περιορισμού του προγράμματος. Λέγοντας streamer – like εννοούμε ότι παρατηρούμε την εμφάνιση μιας διαδιδόμενης διαταραχής πεδίου σχήματα 4.15 και 4.16, προς την άνοδο με ταχύτητα διάδοσής

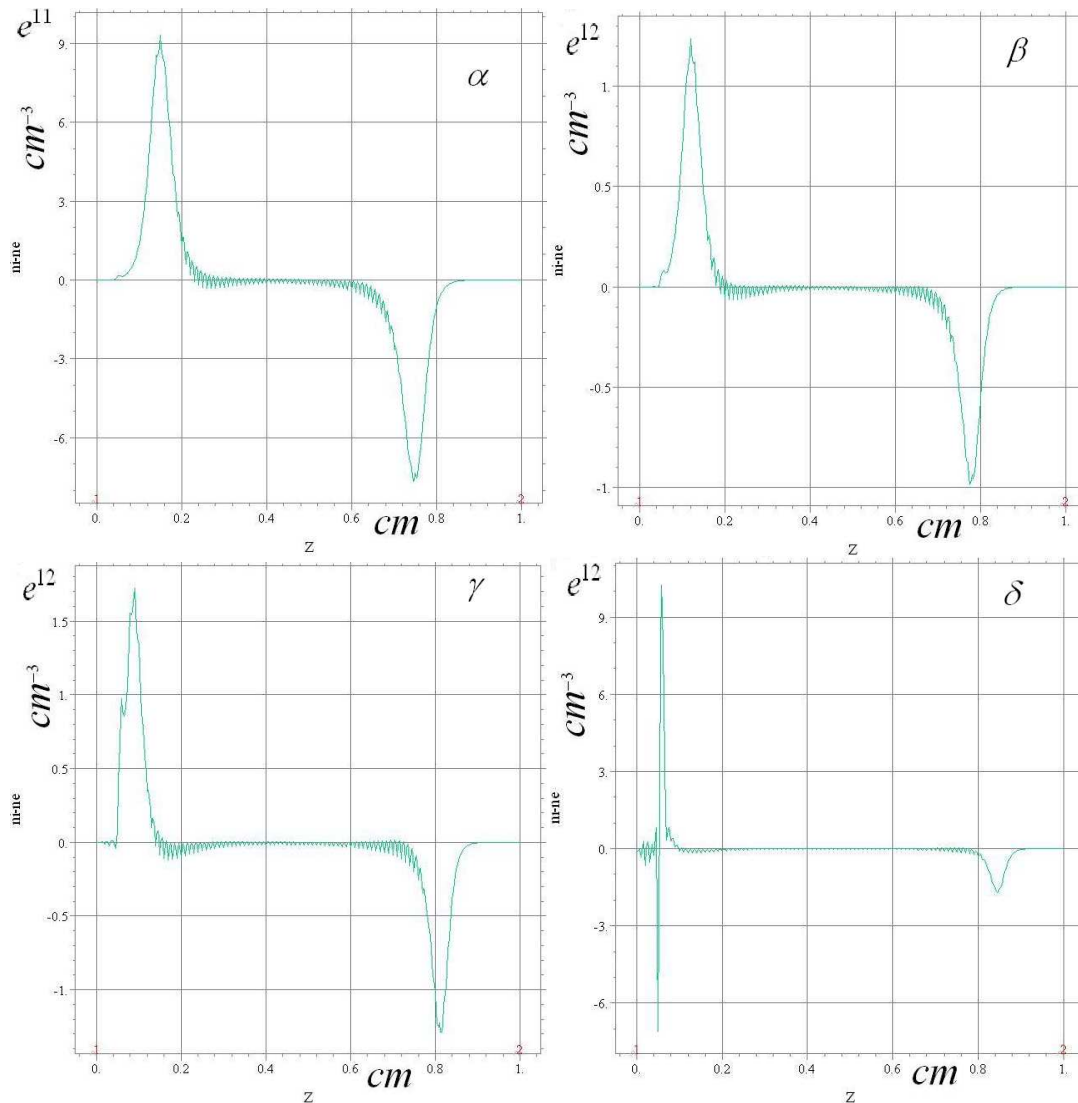
$$\bar{u} = \frac{(0.70 - 0.64)cm}{(0.6065 - 0.5672)ns} = 1.57 \times 10^7 m/sec, \text{ που συμφωνεί με αυτή ενός}$$

πραγματικού streamer ($10^6 m/sec$ πειραματικά [4.15] και θεωρητικά [4.11], [4.16]) με τη διαφορά ότι δε παρατηρούμε την διάσπαση που επιφέρει αυτό το κύμα. Μελετάμε την διαταραχή του ηλεκτρικού πεδίου που παραμορφώνεται από τη κεφαλή του streamer αλλά δεν φτάνουμε στην ινώδη δομή ενός καναλιού πλάσματος που γεφυρώνει το διάκενο. Η κατάσταση αυτή απεικονίζεται καλύτερα στα σχήματα της κατανομής του καθαρού φορτίου κατά μήκος του διακένου (4.13, 4.14), του ηλεκτρικού πεδίου (4.15, 4.16) και του δυναμικού (4.17, 4.18, 4.19).

Κατανομή της καθαρής πυκνότητας φορτίου κατά μήκος του διακένου



Σχήμα (4.13) Κατανομή της καθαρής πυκνότητας φορτίου κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 0.50, \beta) 0.60, \gamma) 0.65, \delta) 0.67 ns$

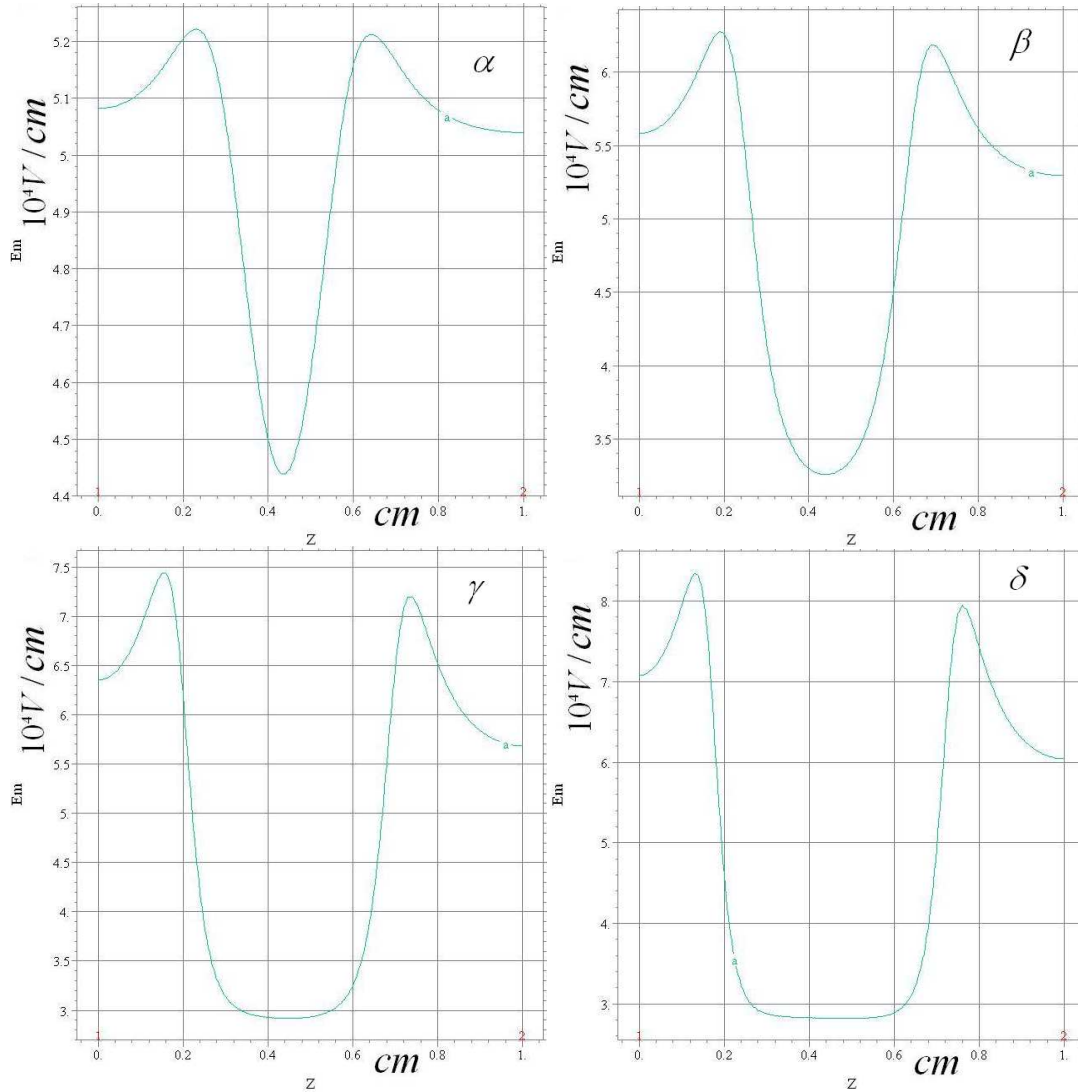


Σχήμα (4.14) Κατανομή της καθαρής πυκνότητας φορτίου κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t=\alpha)0.69, \beta)0.71, \gamma)0.73, \delta)0.75\text{ns}$

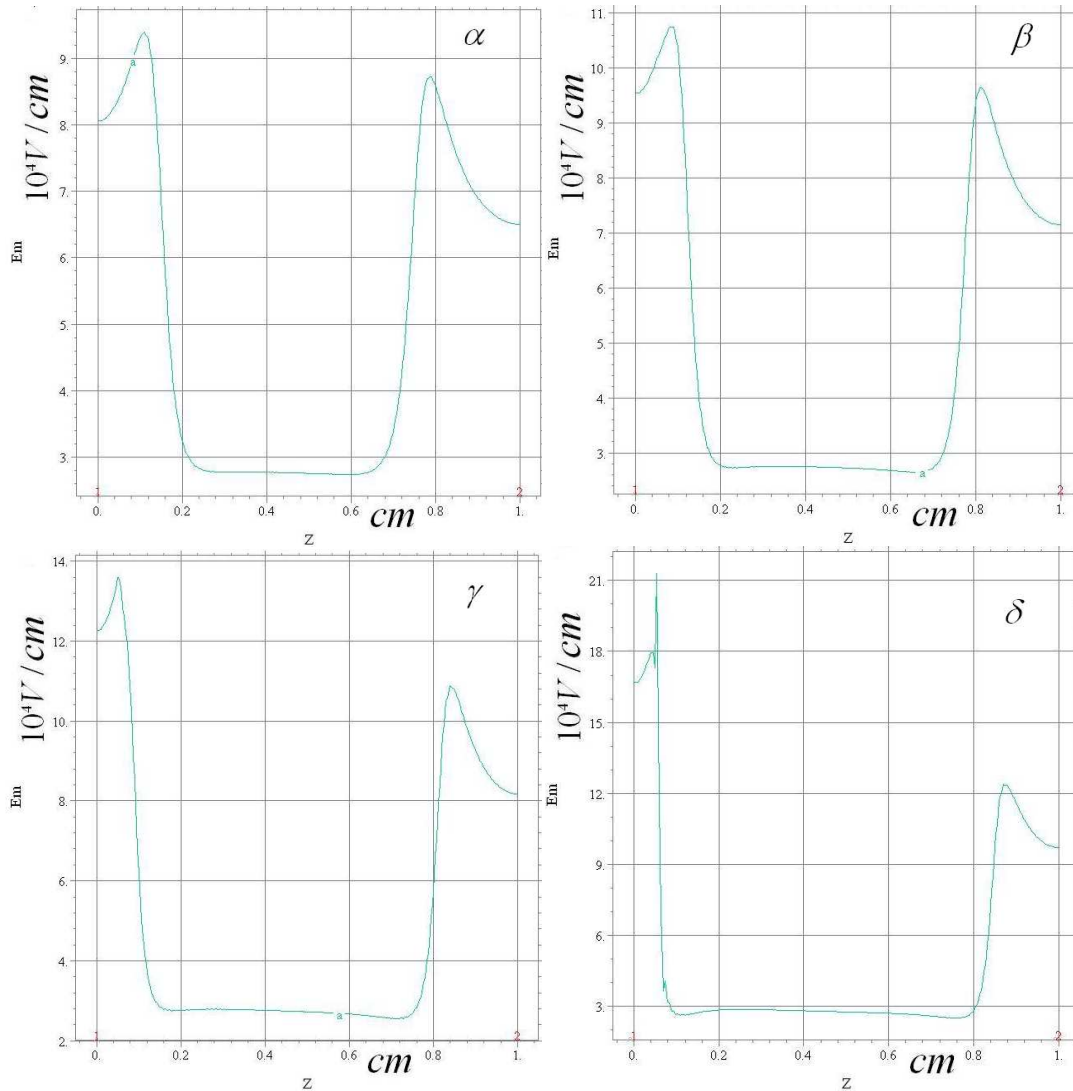
Η διάδοση των ηλεκτρονίων και των ιόντων είναι περισσότερο ξεκάθαρη στα σχήματα 4.13 και 4.14. Τα ιόντα κινούνται με πολύ μικρότερη ταχύτητα προς την κάθοδο απ' ότι τα ηλεκτρόνια προς την άνοδο υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου. Εξετάζοντας τα σχήματα του ηλεκτρικού πεδίου (4.15, 4.16) παρατηρούμε την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου. Όταν το φορτίο χώρου γίνεται αισθητό, ξεκινά η παραμόρφωση του ηλεκτρικού πεδίου. Παρατηρούμε μια περιοχή ασθενούς σχεδόν ομογενούς πεδίου (25kV/cm). Η περιοχή δηλαδή ανάμεσα στις δυο καμπάνες, παρουσιάζουν τον ίδιο πληθυσμό ηλεκτρονίων και ιόντων, δηλαδή ένα πλάσμα. Αν το μοντέλο είχε καταφέρει να επιλύσει τις

εξισώσεις και να παρατηρηθεί ένα καθαρό streamer τότε η περιοχή αυτή θα ήταν ανάλογη με την θετική στήλη της φωτεινής εκκένωσης(Κεφ2).

Κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος του διακένου



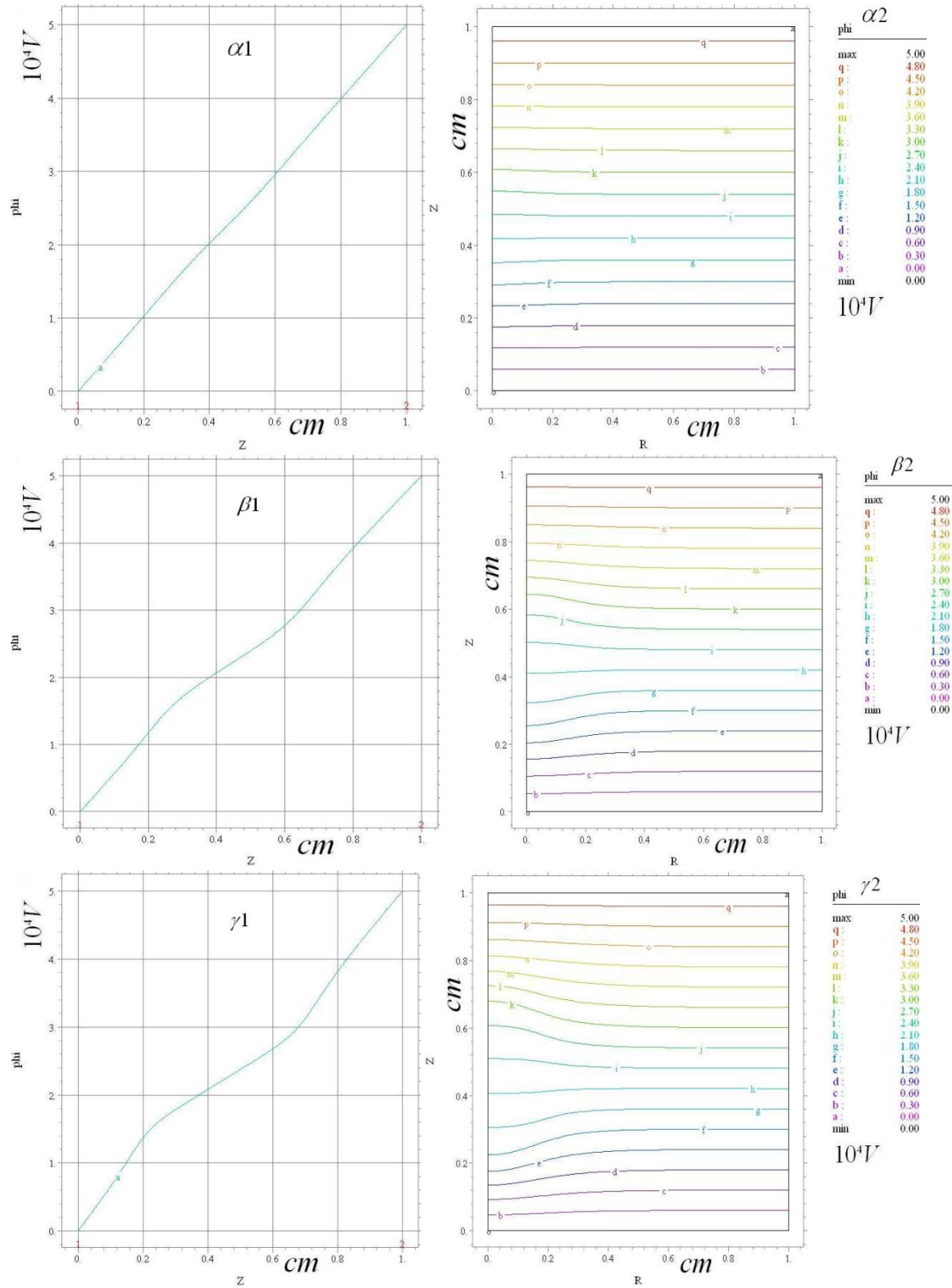
Σχήμα (4.15) Κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 0.50, \beta) 0.60, \gamma) 0.65, \delta) 0.67 ns$



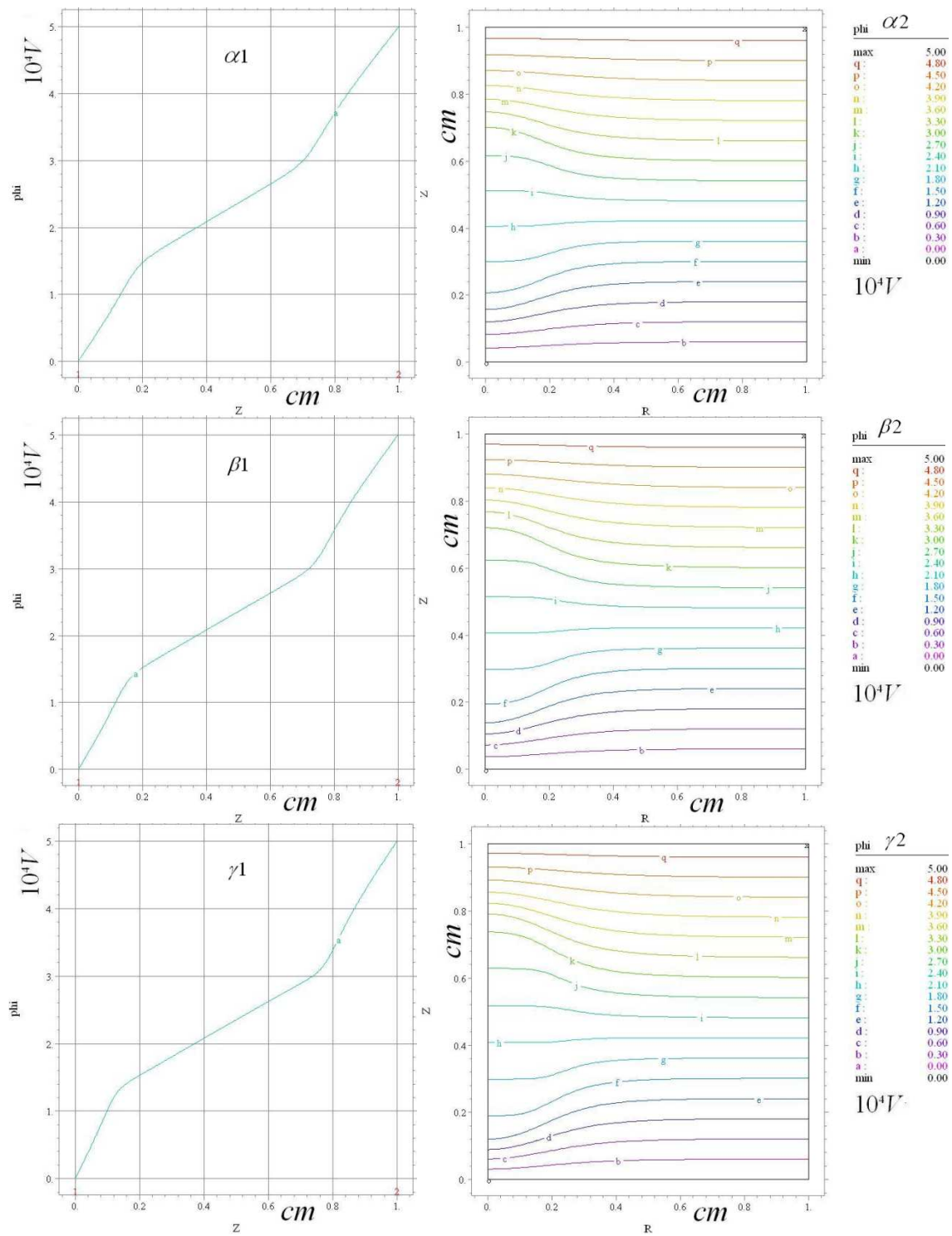
Σχήμα (4.16) Κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 0.69, \beta) 0.71, \gamma) 0.73, \delta) 0.75$ ns

Παρουσιάζοντας και την κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου (σχ. 4.17, 4.18, 4.19) αλλά και μέσα στο διάκενο θα έχουμε μια καλύτερη εικόνα για το ρόλο του φορτίου χώρου. Παρατηρούμε την αλλαγή της κλίσης του δυναμικού κατά μήκος του διακένου και την αντίστοιχη μεταβολή του ηλεκτρικού πεδίου. Επίσης παραθέτουμε και την κατανομή του δυναμικού μέσα στο διάκενο δίπλα από την κατανομή κατά μήκος του.

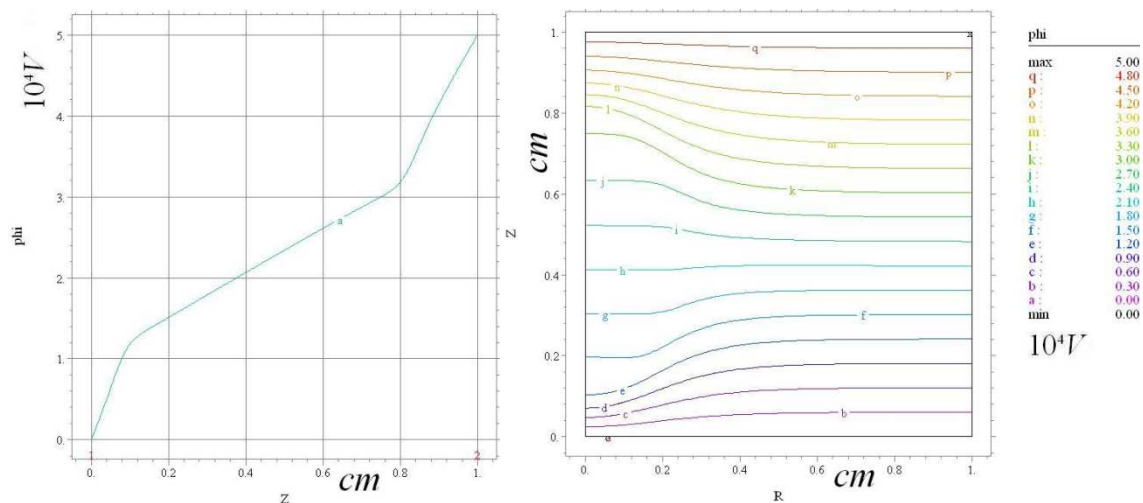
Κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου και μέσα στο διάκενο



Σχήμα (4.17) Κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου (1) και μέσα στο διάκενο (2) τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 0.50, \beta) 0.60, \gamma) 0.65$ ns



Σχήμα (4.18) Κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου (αριστερά) και μέσα στο διάκενο (δεξιά) τις χρονικές στιγμές 0.67, 0.69 ns 0.71 ns



Σχήμα (4.19) Κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου (αριστερά) και μέσα στο διάκενο (δεξιά) την χρονική στιγμή 0.73 ns

Παρατηρούμε στα σχήματα κατανομής του δυναμικού ότι στις περιοχές κοντά στην άνοδο και στην κάθοδο έχουμε πολύ μεγάλες κλίσεις, δηλαδή μεγάλα ηλεκτρικά πεδία, (ενδεικτικά τη χρονική στιγμή $t=0.73\text{ns}$ το ηλεκτρικό πεδίο κοντά στην άνοδο στο σημείο $Z=0.1\text{cm}$, 210kV/cm και κοντά στην κάθοδο στο σημείο $Z=0.8\text{cm}$, 120kV/cm), ενώ φαίνεται και η περιοχή με το ασθενές σχεδόν ομοιογενές ηλεκτρικό πεδίο ανάμεσά τους

4.3.2α Συμπεράσματα - Παρατηρήσεις

Στην ηλεκτρική εκκένωση, με εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο 50 kV/cm και διάκενο 1cm σε διάταξη πλάκα – πλάκα μελετήσαμε την συμπεριφορά δυο πληθυσμών, ενός παλμού ιόντων και ενός παλμού ηλεκτρονίων. Οι πληθυσμοί αυτοί δημιουργήθηκαν με μια δέσμη LASER στο σημείο $(R,Z)=(0.0, 0.4)$, δηλαδή κοντά στην κάθοδο. Κατά την διάδοσή τους προς την άνοδο τα ηλεκτρόνια ιονίζαν με αποτέλεσμα την συνεχή αύξησή τους αφήνοντας πίσω τους ιόντα. Τα ιόντα έχοντας χαμηλότερη ταχύτητα από τα ηλεκτρόνια κατευθύνονταν προς την κάθοδο. Ο ρυθμός αύξησης των ιόντων είναι μικρότερος από τον ρυθμό αύξησης των ηλεκτρονίων.

Η εκκένωση εξελίσσεται με μηχανισμό Townsend και με την πάροδο του χρόνου παρατηρείται μια διαταραχή στο ηλεκτρικό πεδίο το οποίο παύει να είναι ομογενές. Η διαταραχή που παραμορφώνει το πεδίο οφείλεται στο φορτίο

χώρου μέσα στο διάκενο το οποίο αναπτύσσεται από την συνδυασμένη δράση των διαδικασιών μεταφοράς και παραγωγής ηλεκτρικών φορέων. Η δημιουργία και διάδοση της διαταραχής του ηλεκτρικού πεδίου αντιστοιχεί στο φαινόμενο του streamer. Υπολογίστηκε η ταχύτητα της διαταραχής και βρέθηκε $\bar{u} = \frac{(0.70 - 0.64)cm}{(0.6065 - 0.5672)ns} = 1.57 \times 10^7 m/sec$ που συμφωνεί με αυτή ενός πραγματικού streamer ($10^6 m/sec$ πειραματικά [4.15] και θεωρητικά [4.11], [4.16]). Η εκκένωση εξελίσσεται ώσπου εμφανίζονται μεγάλες βαθμώσεις των πληθυσμών των φορτισμένων σωματιδίων και δεν μπορεί το πρόγραμμα να επιλύσει το σύστημα εξισώσεων πια.

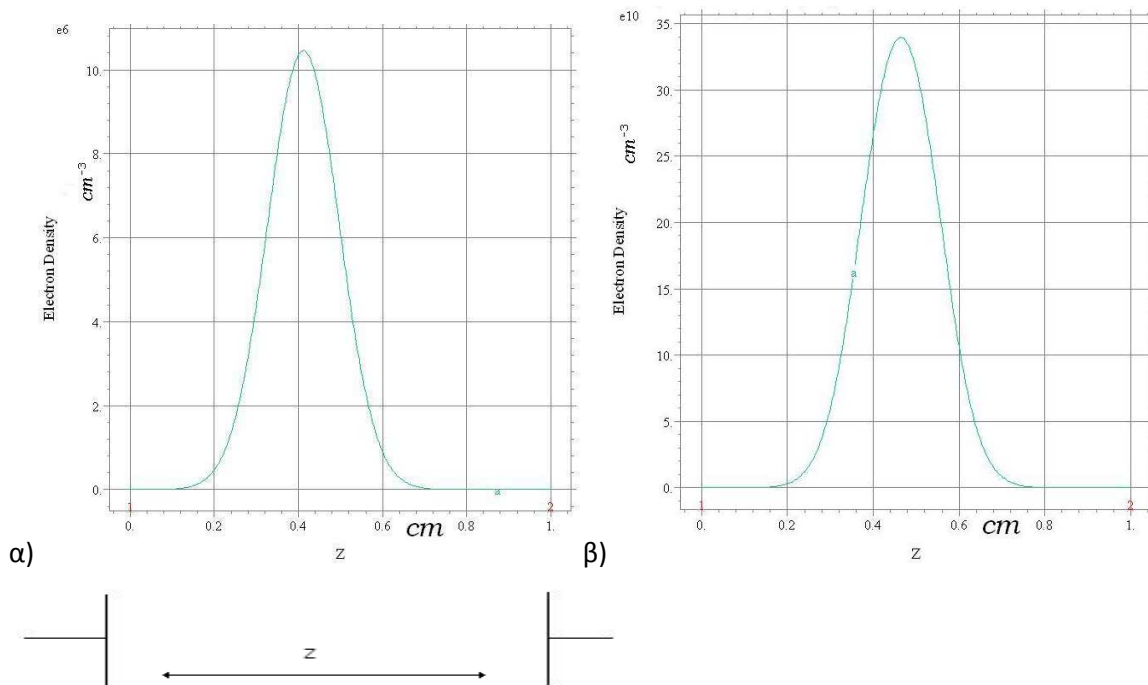
Παρατηρούμε μια περιοχή ασθενούς σχεδόν ομογενούς πεδίου, (25kV/cm) δηλ. ένα πλάσμα μακροσκοπικά ουδέτερο {σχήμα (4.14)} ανάμεσα στα δύο μέτωπα που κατευθύνονται προς τα ηλεκτρόδια, στο οποίο οι πυκνότητες ηλεκτρονίων και ιόντων της τάξης του $10^{13} cm^{-3}$.

Παρατηρούμε στα σχήματα κατανομής του δυναμικού ότι στις περιοχές κοντά στην άνοδο και στην κάθοδο έχουμε πολύ μεγάλες κλίσεις, δηλαδή μεγάλα ηλεκτρικά πεδία. Ενδεικτικά τη χρονική στιγμή $t=0.73ns$ το ηλεκτρικό πεδίο κοντά στην άνοδο στο σημείο $Z=0.1cm$, 210kV/cm και κοντά στην κάθοδο στο σημείο $Z=0.8cm$, 120kV/cm. Η τιμή του ηλεκτρικού πεδίου, 210kV/cm, κοντά στην άνοδο $Z=0.1cm$ θα χρησιμοποιηθεί στο μοντέλο B για τον υπολογισμό της τάξης μεγέθους της δύναμης στην εξίσωση μετάδοσης της ορμής.

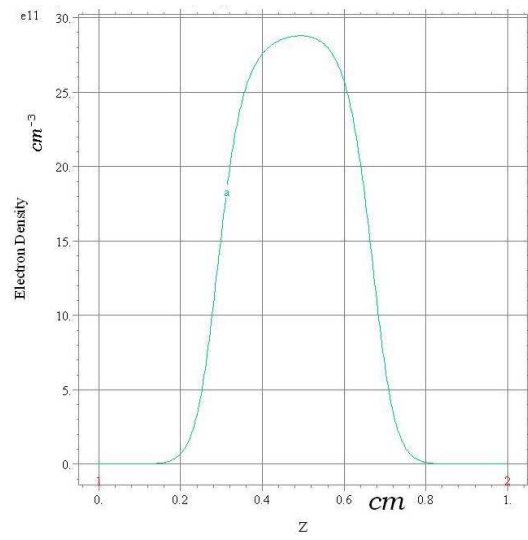
4.3.3 Αποτελέσματα με επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο 30kV/cm σε διάκενο Z= 1 cm

Κατανομή της πυκνότητας ηλεκτρονίων κατά μήκος του διακένου

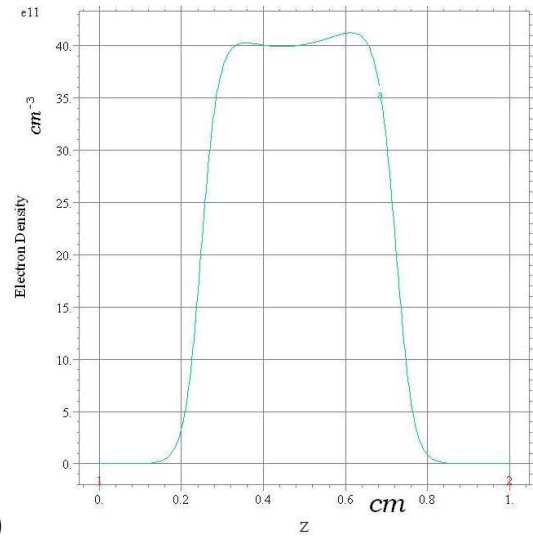
Η αρχική κατανομή ηλεκτρονίων και ιόντων στο διάκενο είναι Gaussian λόγω ελεύθερης διάχυσης όπως και πριν, με πλάτος $A_0=10^6 \text{ cm}^{-3}$. Ο παλμός των ηλεκτρονίων ξεκινάει από το σημείο $(R,Z)=(0,0, 0.4)$ και κινείται προς την άνοδο υπό την επίδραση του επιβαλλόμενου ηλεκτρικού πεδίου (σχ.4.20, σχ.4.21, σχ.4.22) και ο παλμός των ιόντων προς την κάθοδο (σχ.4.23, σχ.4.24). Ταυτόχρονα παράγονται καινούρια ηλεκτρόνια, λόγω ιονιζουσών κρούσεων που πραγματοποιούν τα ηλεκτρόνια με τα μόρια του αέρα, με αποτέλεσμα η πυκνότητα των ηλεκτρονίων να αυξάνεται διαρκώς. Στα αρχικά στάδια της εκκένωσης που φαίνονται στα σχ.4.20 και σχ.4.21 για τις χρονικές στιγμές $t=0.269\text{ns} - 1.836\text{ns}$ παρατηρούμε την διαδικασία μεταφοράς να είναι κυρίαρχη και έτσι ο παλμός διαδίδεται με διαρκώς αυξανόμενο πλάτος προς την άνοδο, δηλ. η εκκένωση εξελίσσεται με μηχανισμό Townsend.



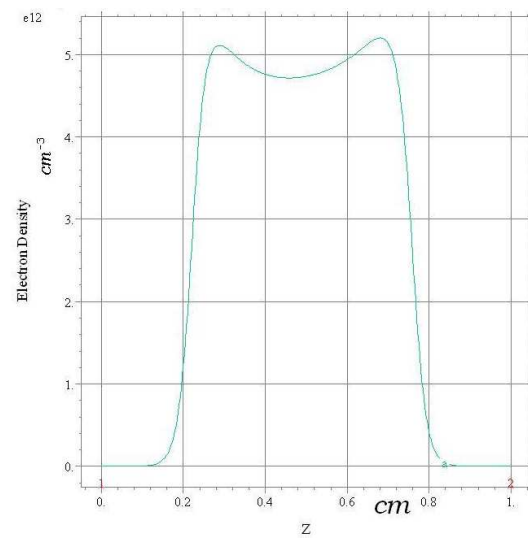
Σχήμα 4.20 Πυκνότητες ηλεκτρονίων στο διάστημα $Z=0\text{cm}$ ως $Z=1\text{cm}$ τις χρονικές στιγμές $t=\alpha)0.269\text{ns}$, $\beta)1.467\text{ns}$



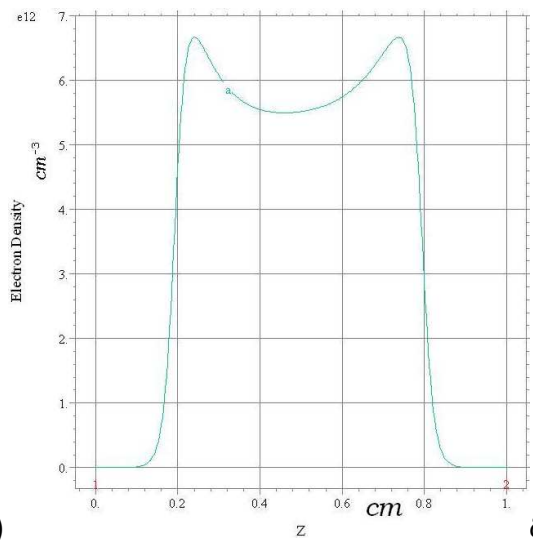
α)



β)

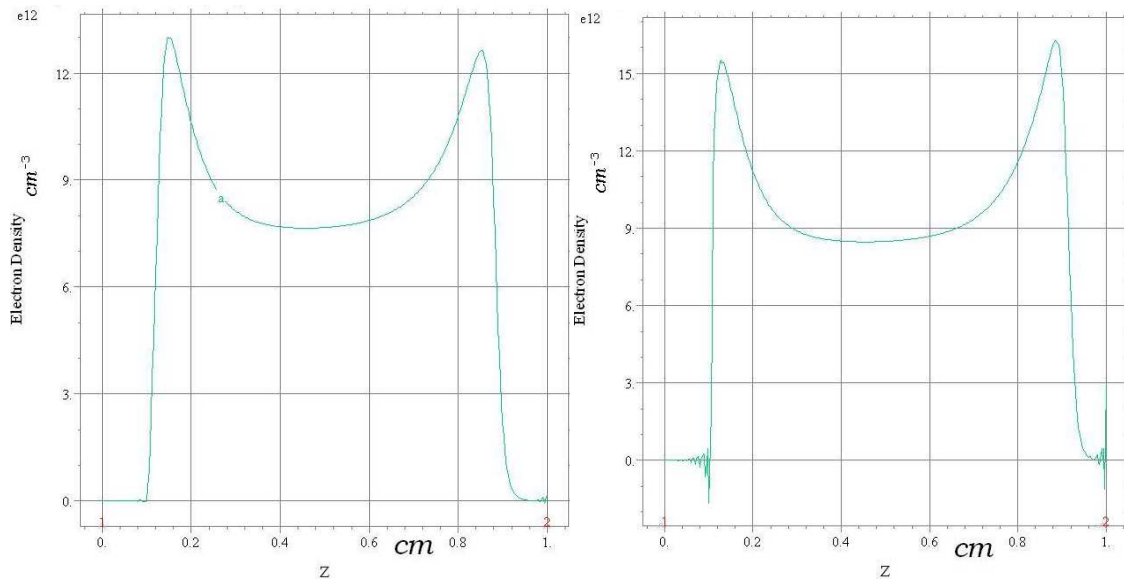


γ)



δ)

Σχήμα 4.21 Πυκνότητες ηλεκτρονίων στο διάστημα $Z=0\text{cm}$ έως $Z=1\text{cm}$ τις χρονικές στιγμές $t=\alpha)$ 1.836ns, $\beta)$ 1.955ns, $\gamma)$ 2.028ns, $\delta)$ 2.101ns

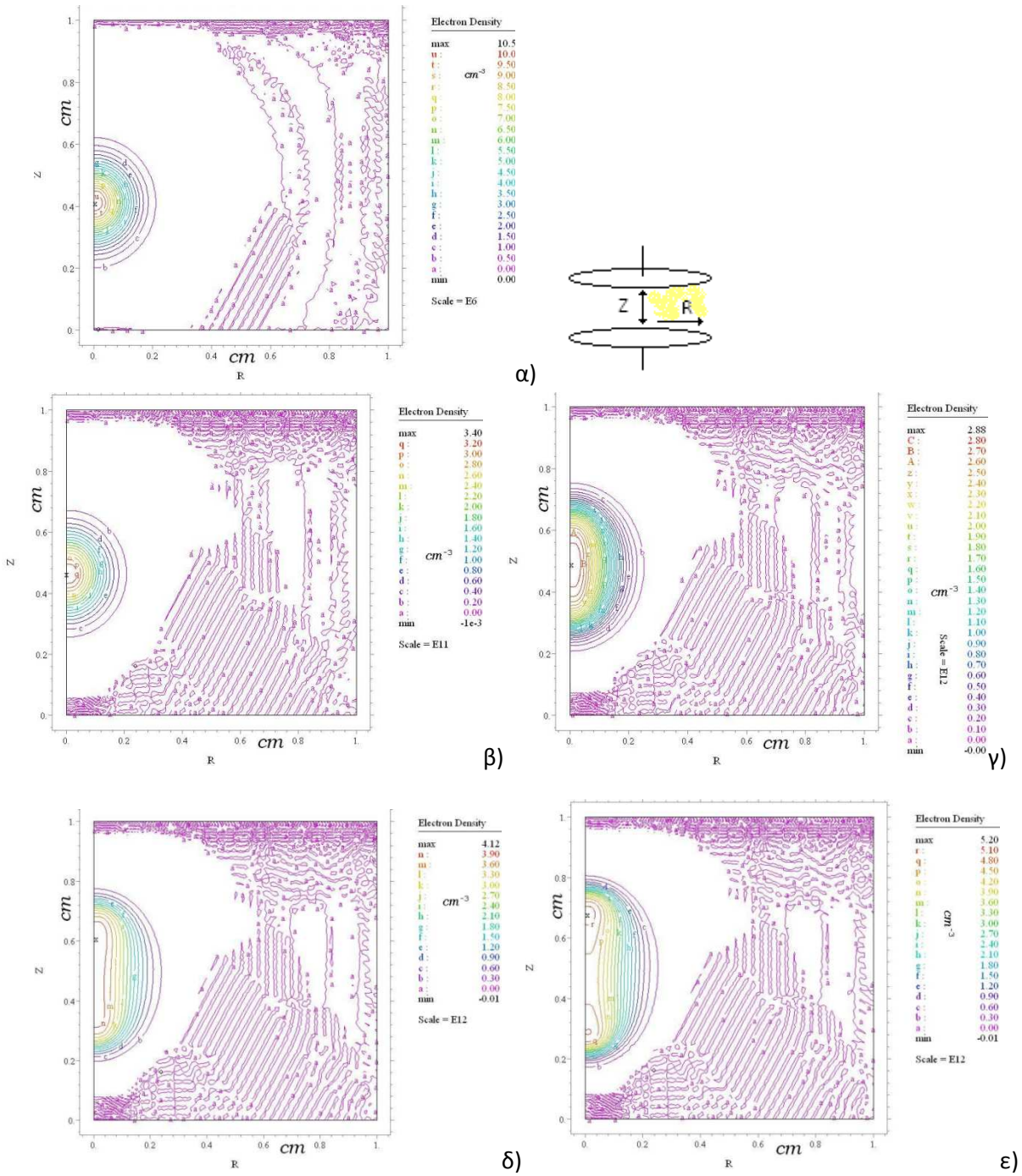


Σχήμα 4.22 Πυκνότητες ηλεκτρονίων στο διάστημα $Z=0\text{cm}$ έως $Z=1\text{cm}$ τις χρονικές στιγμές $t=2.259\text{ns}$, 2.305ns

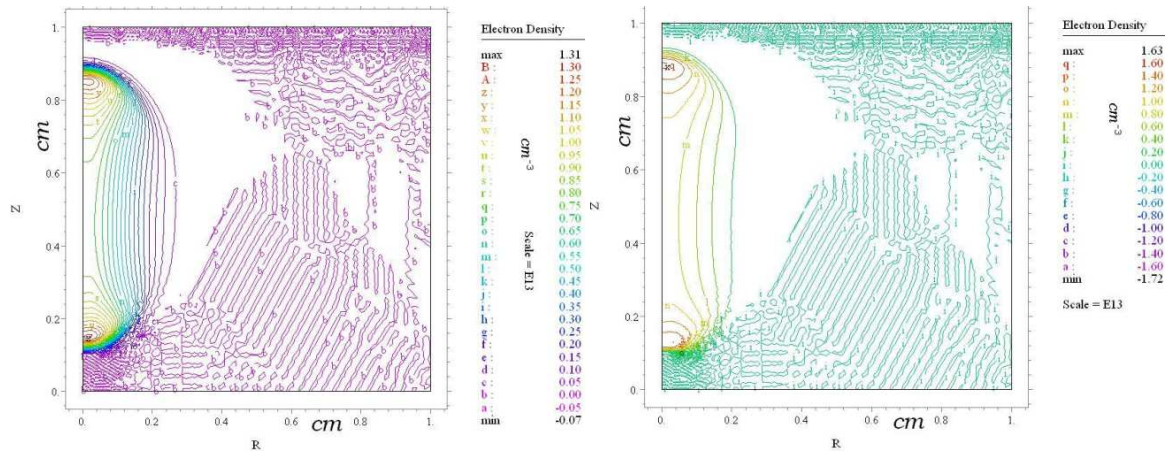
Στο σχ. 4.22 φαίνεται τη χρονική στιγμή $t=2.259\text{ns}$ το τελευταίο στιγμιότυπο αποτελεσμάτων πριν αρχίσουν αριθμητικές αστάθειες να επηρεάζουν το μοντέλο. Στο σχήμα 4.22 τη χρονική στιγμή $t=2.305\text{ns}$ παρατηρούμε ότι στην άνοδο και κοντά στην κάθοδο δεν ανταπεξέρχεται το πρόγραμμα στην επίλυση των εξισώσεων. Παρατηρώντας τα σχήματα 4.20, 4.21 και 4.22 βλέπουμε την συνεχή αύξηση των πυκνοτήτων των ηλεκτρονίων καθώς ταξιδεύει ένας αρνητικός παλμός προς την άνοδο. Θα δούμε στα αντίστοιχα σχήματα ότι τα ιόντα ταξιδεύουν προς άνοδο. Τα ηλεκτρόνια ταξιδεύουν με μεγαλύτερη ταχύτητα από τα ιόντα καθώς έχουν υψηλότερη κινητικότητα.

Δισδιάστατες κατανομές της πυκνότητας των ηλεκτρονίων μέσα στο διάκενο

Στην συνέχεια παρατίθενται στα σχήματα 4.23 και 4.24 οι δισδιάστατες κατανομές της πυκνότητας των ηλεκτρονίων μέσα στο διάκενο τις χρονικές $t=0.269\text{ns}$, 1.467ns , 1.836ns , 1.955ns , 2.028ns , 2.101ns , 2.259ns , 2.305ns . Τα χρώματα αντιστοιχούν σε διάφορες τιμές του πληθυσμού των ηλεκτρονίων. Οι μέγιστες τιμές που παίρνει ο πληθυσμός των ηλεκτρονίων είναι αντίστοιχα $10,5 \cdot 10^6 \text{cm}^{-3}$, 0.034 , 0.288 , 0.412 , 0.520 , 1.31 , $1.68 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$, δηλαδή διαδίδεται προς την άνοδο ένας παλμός αρνητικού φορτίου με διαρκώς αυξανόμενο πλάτος.



Σχήμα 4.23 Οι δισδιάστατες κατανομές της πυκνότητας των ηλεκτρονίων μέσα στο διάκενο τις χρονικές $t = \alpha) 0.269 \text{ ns}$, $\beta) 1.467 \text{ ns}$, $\gamma) 1.836 \text{ ns}$, $\delta) 1.955 \text{ ns}$, $\epsilon) 2.028 \text{ ns}$

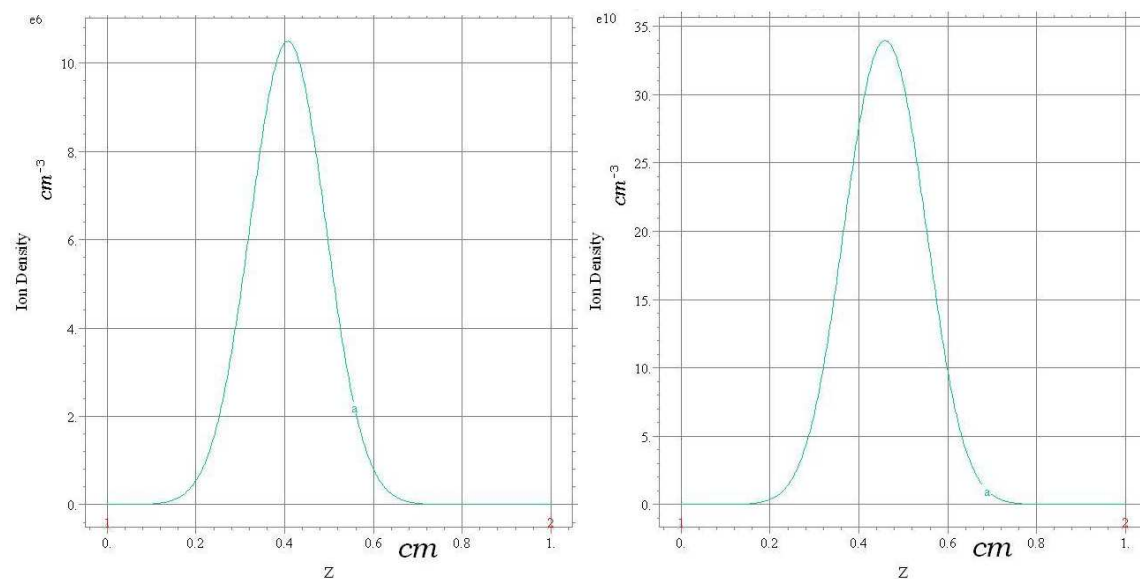


Σχήμα 4.24 Οι δισδιάστατες κατανομές της πυκνότητας των ηλεκτρονίων μέσα στο διάκενο τις χρονικές $t = 2.259\text{ns}$, 2.305ns

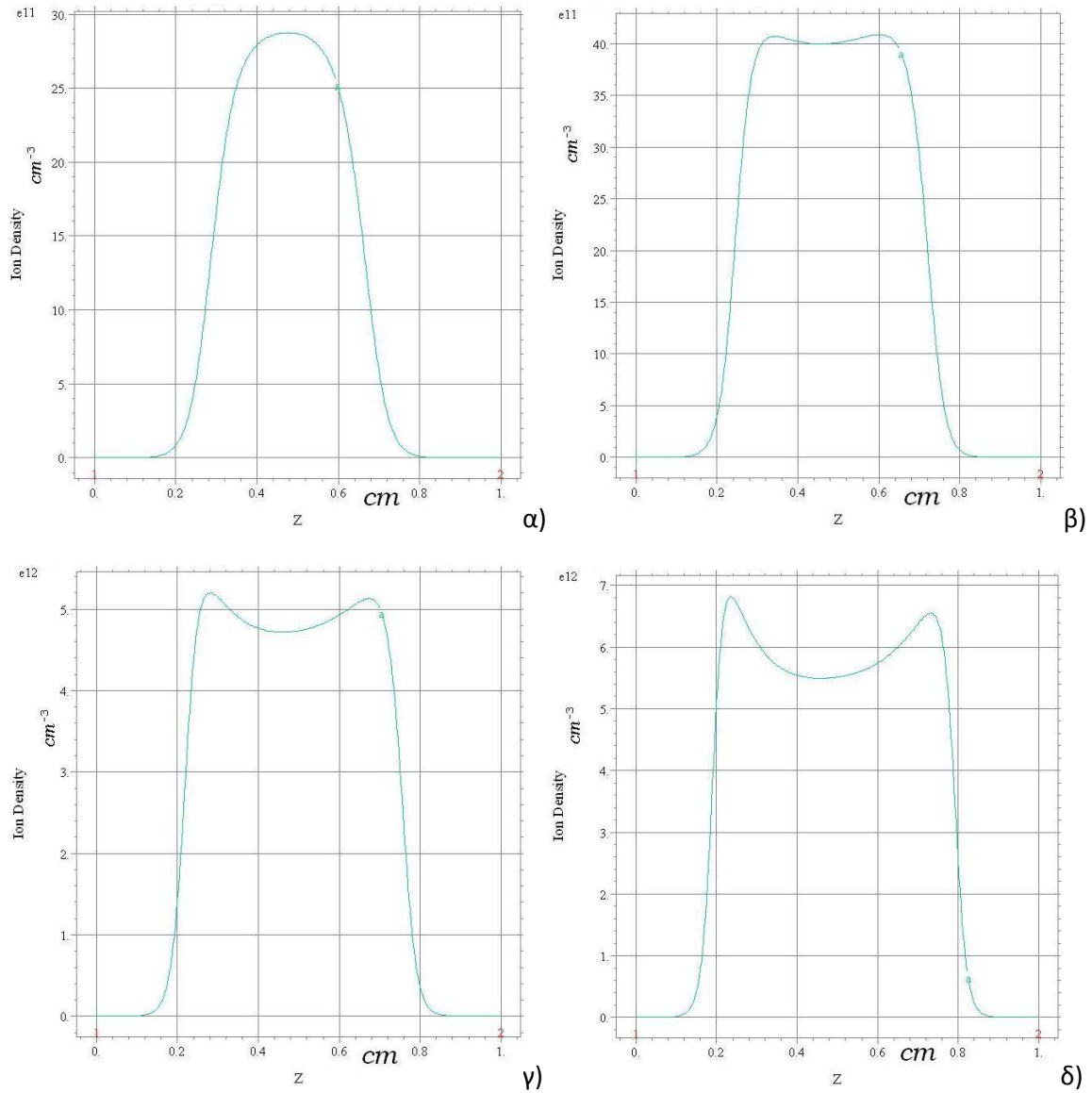
Παρατηρούμε στα σχήματα 4.23 και 4.24 την διάδοση των ηλεκτρονίων μέσα στο διάκενο υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου των 30kV/cm .

Κατανομές της πυκνότητας των ιόντων κατά μήκος του διακένου

Οι αντίστοιχες κατανομές της πυκνότητας των ιόντων μέσα στο διάκενο φαίνονται στα σχήματα 4.25, 4.26 και 4.27 και παρατηρούμε την διάδοση ενός θετικού παλμού προς την κάθοδο με αυξανόμενο πλάτος. Ο ρυθμός αύξησης των ιόντων είναι μικρότερος από τον ρυθμό αύξησης των ηλεκτρονίων.

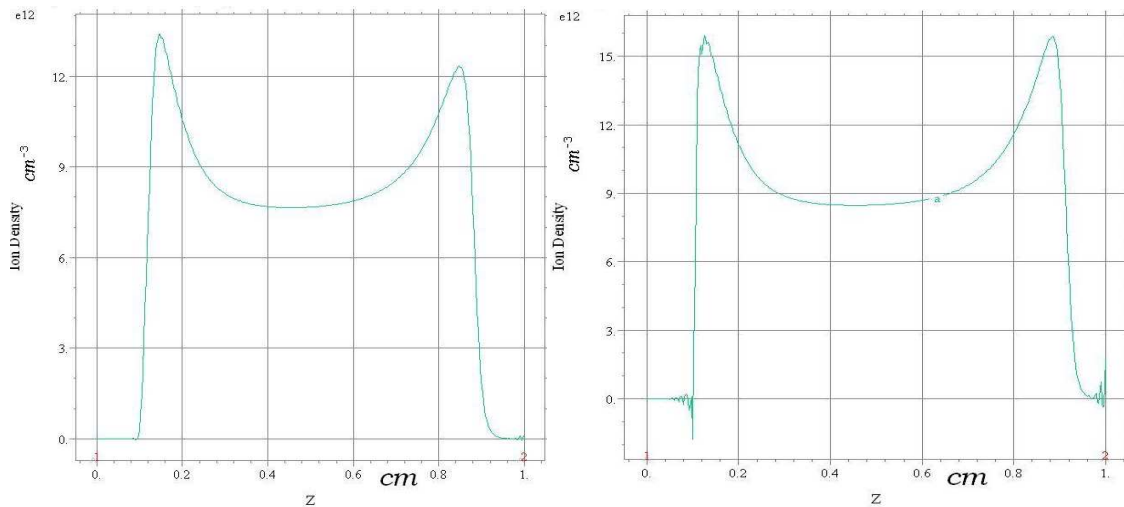


Σχήμα 4.25 Πυκνότητες ιόντων στο διάστημα $Z=0\text{cm}$ έως $Z=1\text{cm}$ τις χρονικές στιγμές $t=0.269\text{ns}$, 1.467ns



Σχήμα 4.26 Πυκνότητες ιόντων στο διάστημα $Z=0\text{cm}$ έως $Z=1\text{cm}$ τις χρονικές στιγμές $t=$
α) 1.836 ns, β) 1.955 ns, γ) 2.028 ns, δ) 2.101 ns

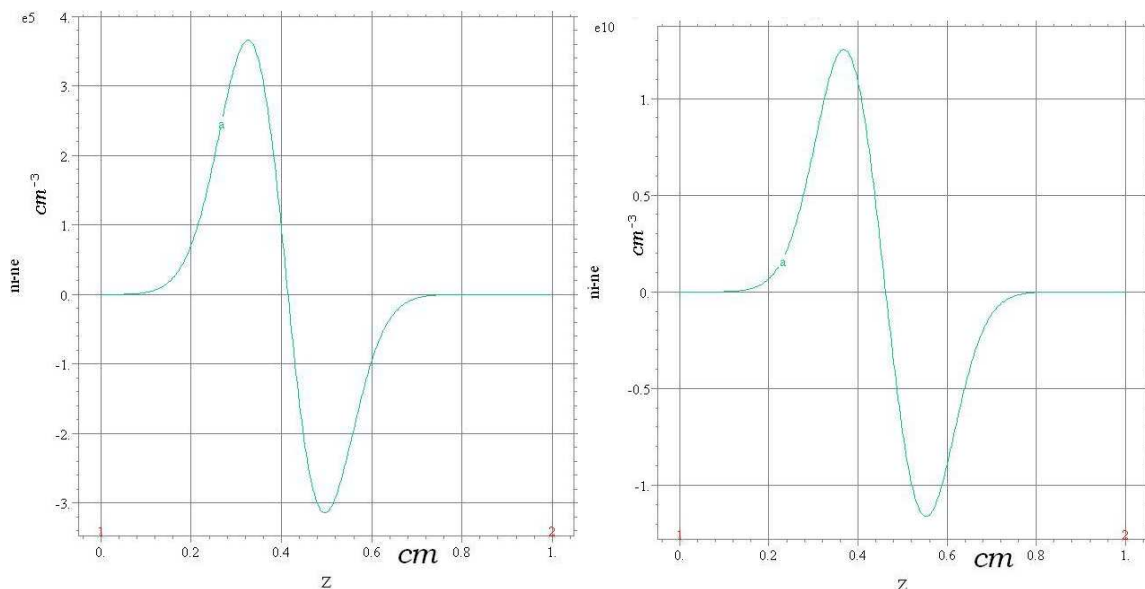
Τα θετικά ιόντα που παράγονται λόγω ιονισμού μαζί με αυτά του παλμού κινούνται προς την κάθοδο με ταχύτητα πολύ μικρότερη από αυτήν των ηλεκτρονίων. Συσσωρεύεται με την πάροδο του χρόνου θετικό φορτίο στο διάκενο ενώ ταυτόχρονα διαδίδεται προς την άνοδο ο παλμός αρνητικού φορτίου με διαρκώς αυξανόμενο πλάτος.



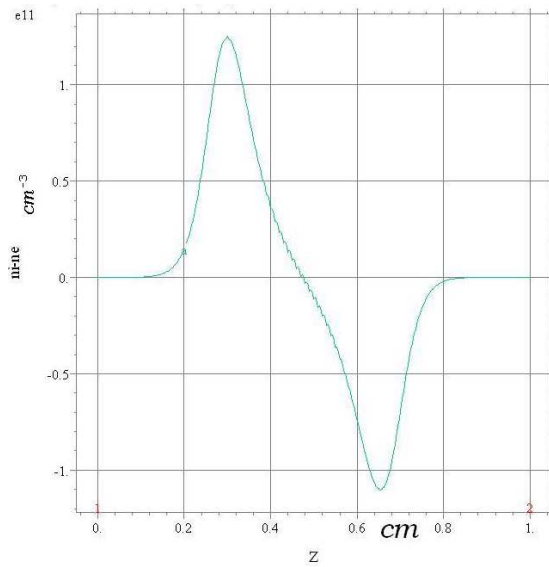
Σχήμα 4.27 Πυκνότητες ιόντων στο διάστημα $Z=0\text{cm}$ έως $Z=1\text{cm}$ τις χρονικές στιγμές $t=2.259\text{ns}$, 2.305ns

Παρατηρούμε ότι οι πληθυσμοί των ιόντων τείνουν να συσσωρευτούν προς την κάθοδο. Η κατανομή αυτή του φορτίου χώρου προκαλεί την συνεχή ενίσχυση του ηλεκτρικού πεδίου κοντά στην πλευρά της καθόδου και την δημιουργία μιας διαταραχής του ηλεκτρικού πεδίου σχήμα 4.31. Μέχρι τη χρονική στιγμή 1.836ns που ξεκινά η σημαντική παραμόρφωση του πεδίου η εκκένωση εξελίσσεται με μηχανισμό Townsend.

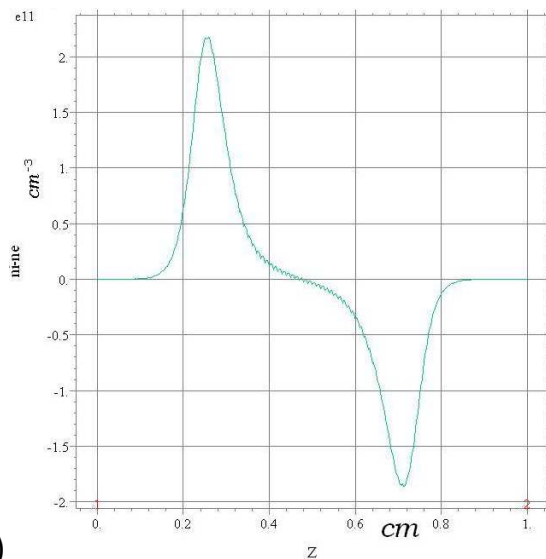
Κατανομή της καθαρής πυκνότητας φορτίου κατά μήκος του διακένου



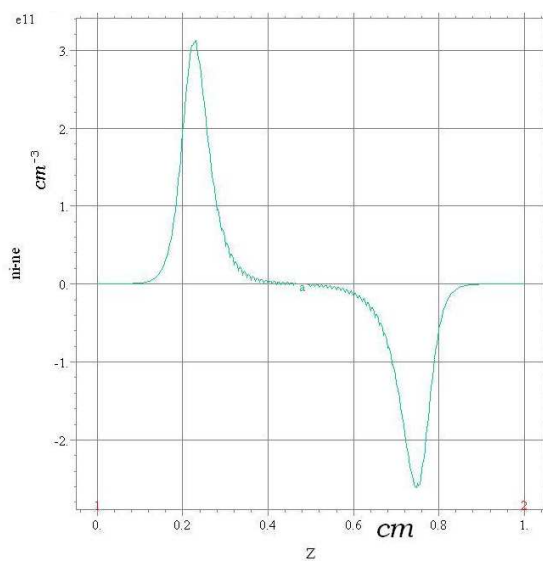
Σχήμα (4.28) Κατανομή της καθαρής πυκνότητας φορτίου κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t=0.269\text{ns}$, 1.467ns



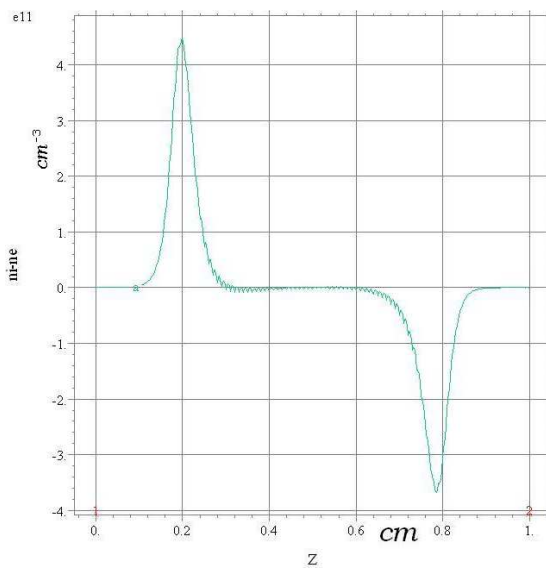
α)



β)



γ)

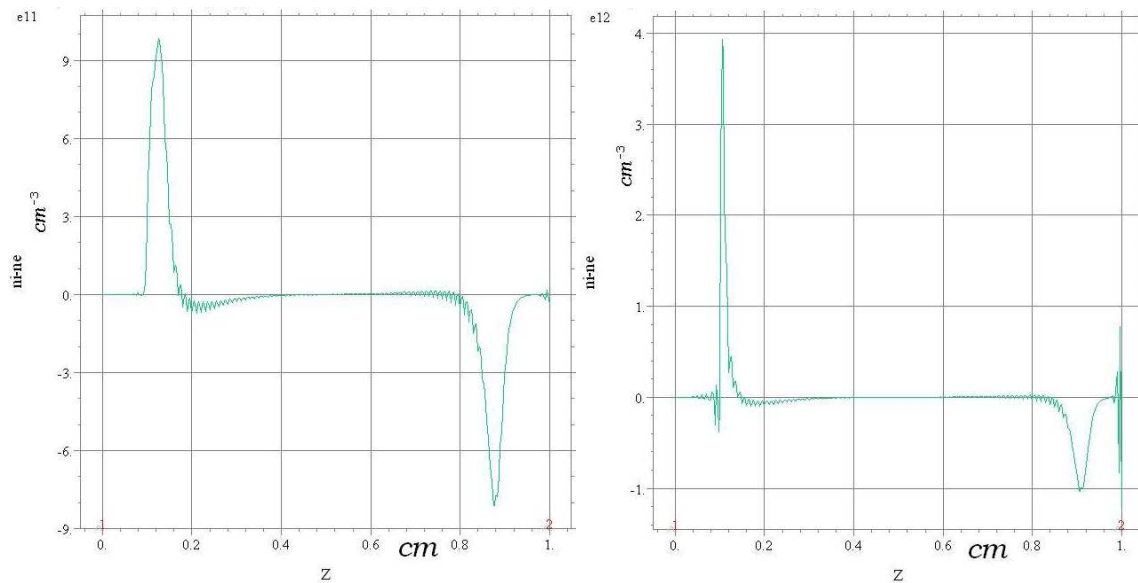


δ)

Σχήμα (4.29) Κατανομή της καθαρής πυκνότητας φορτίου κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 1.836 \text{ ns}$, $\beta) 1.955 \text{ ns}$, $\gamma) 2.028 \text{ ns}$, $\delta) 2.101 \text{ ns}$

Στα σχήματα 4.28, 4.29 και 4.30 φαίνεται πως κατανέμεται η καθαρή πυκνότητα φορτίου κατά μήκος του διακένου τις διάφορες χρονικές στιγμές. Αξίζει να σημειωθεί ότι καθώς συσσωρεύεται αρνητικό φορτίο στην άνοδο και θετικό στην κάθοδο, συναντάμε μια ενδιάμεση περιοχή η οποία αποτελείται από ίσους πληθυσμούς ηλεκτρονίων και ιόντων, δηλαδή ένα κανάλι πλάσματος. Αυτό το κανάλι πλάσματος τείνει να επεκταθεί κατά μήκος του διακένου και να το «γεφυρώσει». Οι μεγάλες βαθμίδες του πληθυσμού των ηλεκτρονίων καθώς

πλησιάζουν την άνοδο δημιουργούν αριθμητικές ασυνέχειες στην επίλυση της εξίσωσης Poisson με αποτέλεσμα να παρατηρούμε αστάθειες στα σχήματα.



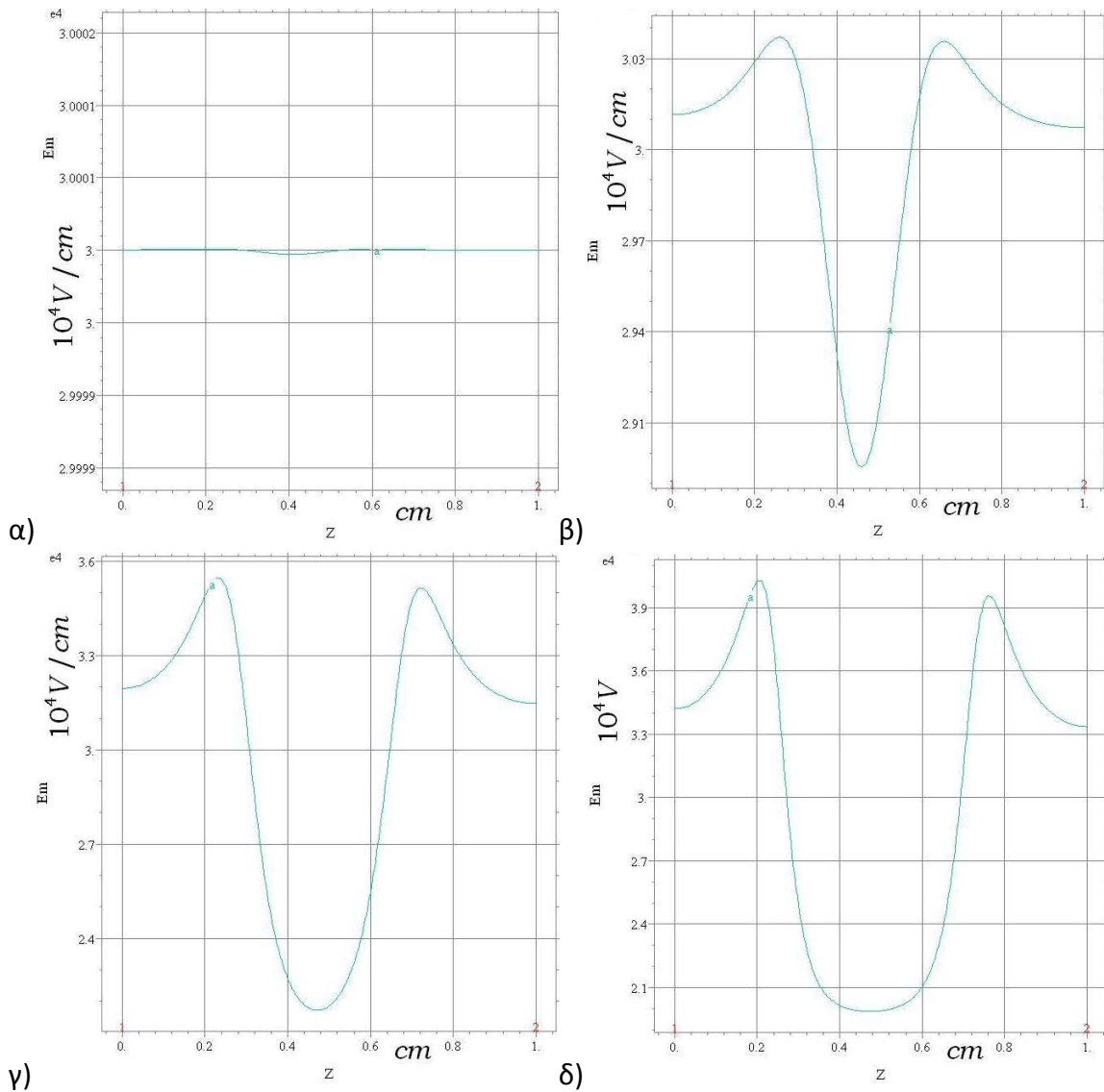
Σχήμα (4.30) Κατανομή της καθαρής πυκνότητας φορτίου κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t=2.259\text{ns}$, 2.305ns

Η διάδοση των ηλεκτρονίων και των ιόντων είναι περισσότερο ξεκάθαρη στα σχήματα 4.28, 4.29 και 4.30. Τα ιόντα κινούνται με πολύ μικρότερη ταχύτητα προς την κάθοδο απ' ό,τι τα ηλεκτρόνια προς την άνοδο υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου. Οι πληθυσμοί των ιόντων τείνουν να συσσωρευτούν προς την κάθοδο. Η κατανομή αυτή του φορτίου χώρου προκαλεί την συνεχή ενίσχυση του ηλεκτρικού πεδίου κοντά στην πλευρά της καθόδου και την δημιουργία μιας διαταραχής του ηλεκτρικού πεδίου. Το φαινόμενο αυτό αντιστοιχεί στην δημιουργία και διάδοση ενός ανοδικού streamer. Μέχρι τη στιγμή που ξεκινά η σημαντική παραμόρφωση του πεδίου η εκκένωση εξελίσσεται με μηχανισμό Townsend. Στην συνέχεια πλησιάζουμε μια ανηγμένη streamer – like κατάσταση καθώς διαδίδεται μια διαταραχή πεδίου και εκεί σταματά η εξέλιξη της εκκένωσής μας λόγω περιορισμού του προγράμματος. Λέγοντας streamer – like εννοούμε ότι παρατηρούμε την δημιουργία διαταραχής του ηλεκτρικού πεδίου προς την άνοδο με ταχύτητα διάδοσής
$$\bar{u} = \frac{(0.79 - 0.74)\text{cm}}{(2.101 - 2.028)\text{ns}} = 6.84 \times 10^6 \text{m/sec},$$
 που συμφωνεί με αυτή ενός

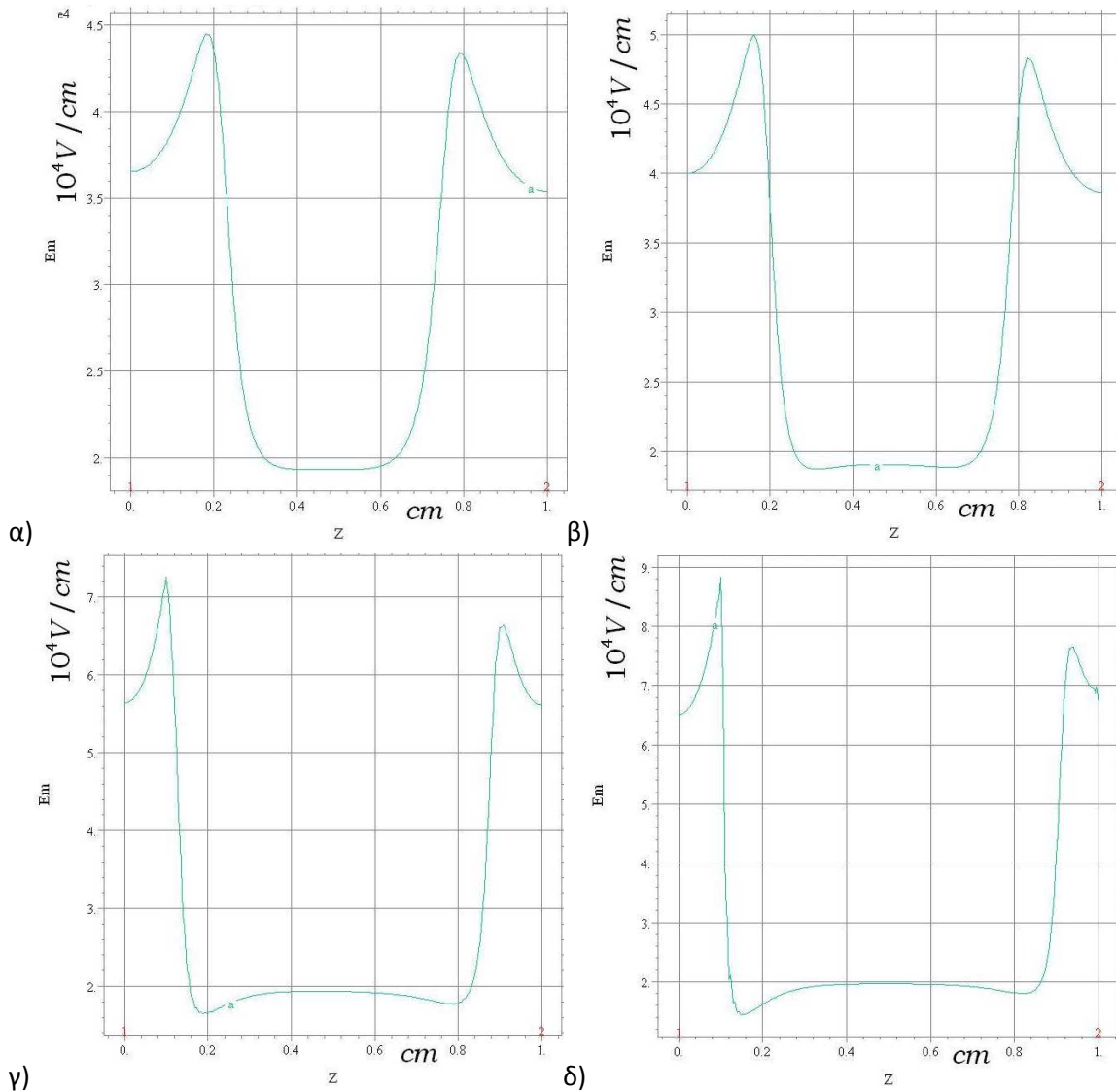
πραγματικού streamer (10^6m/sec πειραματικά [4.15] και θεωρητικά [4.11], [4.16]). Μελετάμε την διαταραχή του ηλεκτρικού πεδίου που παραμορφώνεται

από τη κεφαλή του streamer αλλά δεν φτάνουμε στην ινώδη δομή ενός καναλιού πλάσματος που γεφυρώνει το διάκενο. Η κατάσταση αυτή απεικονίζεται καλύτερα στα σχήματα της κατανομής του καθαρού φορτίου κατά μήκος του διακένου σχ.4.28, 4.29 και 4.30, του ηλεκτρικού πεδίου σχ.4.31, 4.32 και του δυναμικού σχ.4.33, 4.34 ,4.35.

Κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος του διακένου



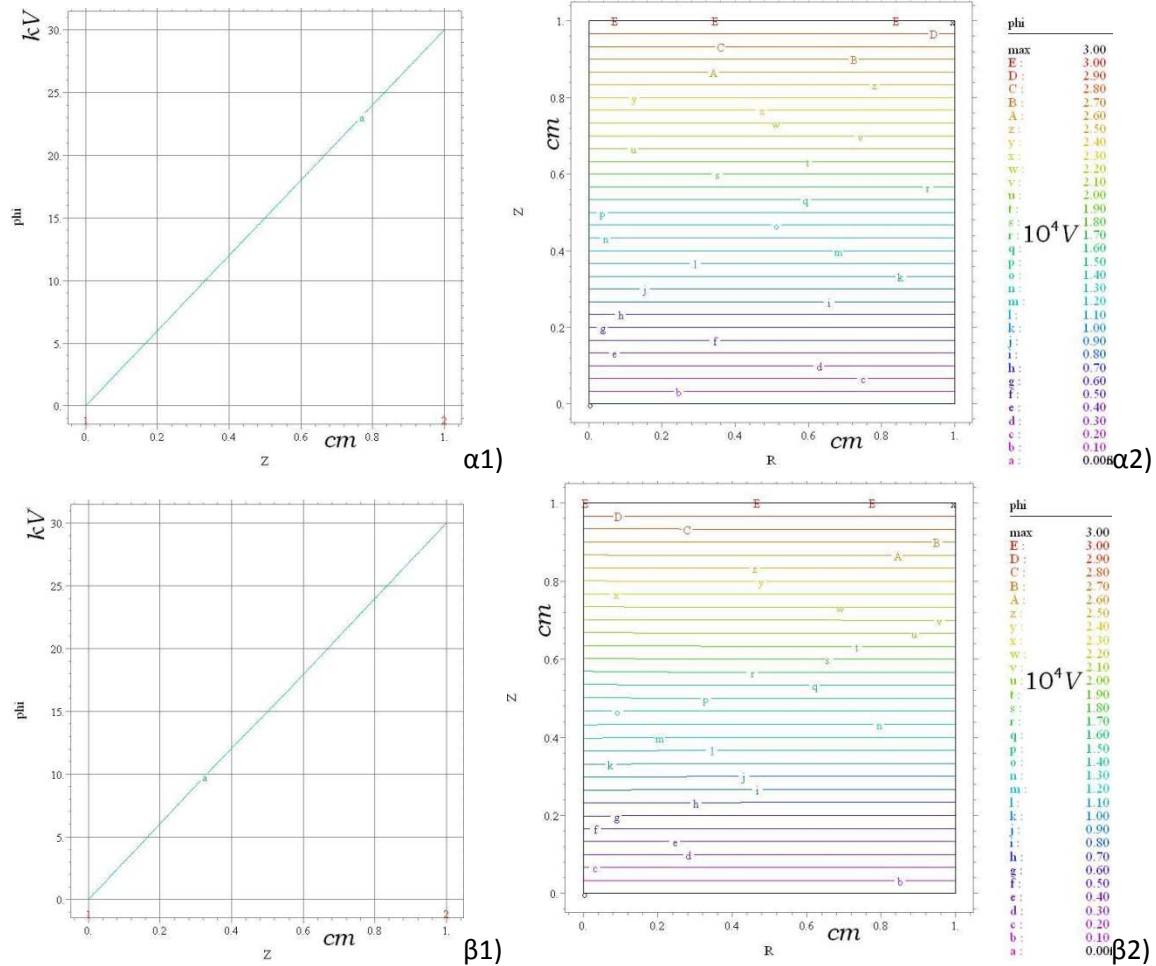
Σχήμα (4.31) Κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 0.269\text{ns}$, $\beta) 1.467\text{ns}$, $\gamma) 1.836\text{ns}$, $\delta) 1.955\text{ns}$



Σχήμα (4.32) Κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 2.028 \text{ ns}$, $\beta) 2.101 \text{ ns}$, $\gamma) 2.259 \text{ ns}$, $\delta) 2.305 \text{ ns}$

Εξετάζοντας τα σχήματα του ηλεκτρικού πεδίου (4.31, 4.32) παρατηρούμε την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου. Όταν το φορτίο χώρου γίνεται αισθητό, ξεκινά η σημαντική παραμόρφωση του ηλεκτρικού πεδίου την χρονική στιγμή 1.836 ns . Παρατηρούμε μια περιοχή ασθενούς (15 kV/cm) σχεδόν ομογενούς πεδίου. Η περιοχή δηλαδή ανάμεσα στις δυο καμπάνες, παρουσιάζουν τον ίδιο πληθυσμό ηλεκτρονίων και ιόντων, δηλαδή ένα πλάσμα. Αν το μοντέλο είχε καταφέρει να επιλύσει τις εξισώσεις και να παρατηρηθεί ένα καθαρό streamer τότε η περιοχή αυτή θα ήταν ανάλογη με την θετική στήλη της φωτεινής εκκένωσης (Κεφ2). Η διαταραχή φτάνοντας στην κάθοδο θα οδηγούσε στην δημιουργία της καθοδικής περιοχής.

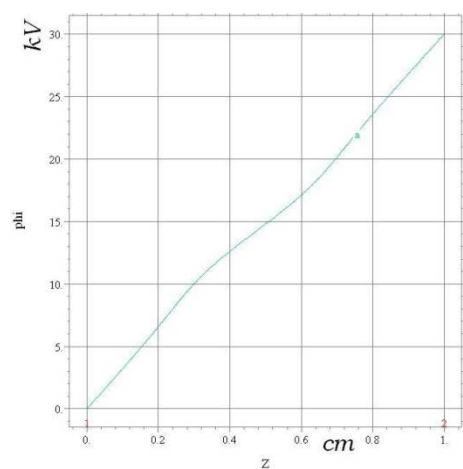
Κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου και μέσα στο διάκενο



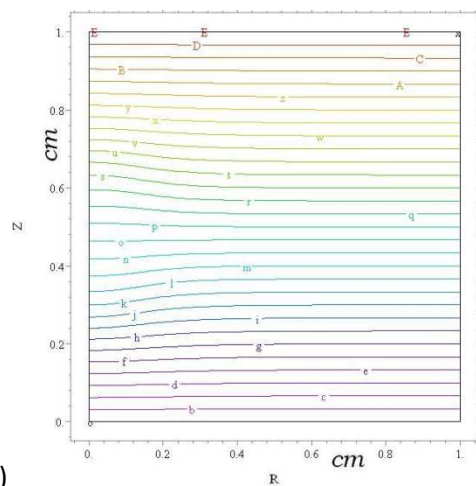
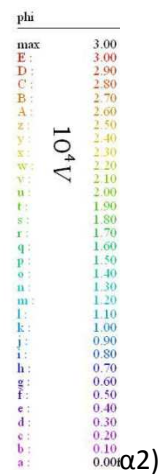
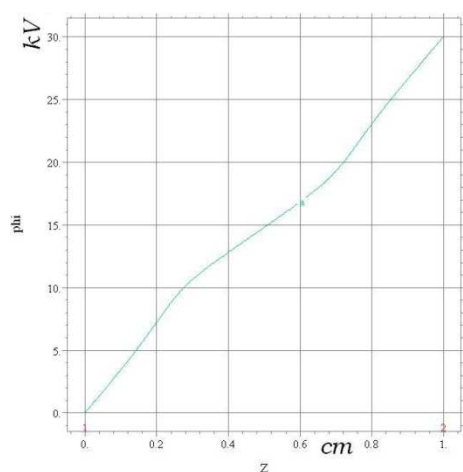
Σχήμα (4.33) Κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου (1) και μέσα στο διάκενο (2) τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 0.269\text{ns}$, $\beta) 1.467\text{ns}$

Παρουσιάζοντας και την κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου (σχ. 4.33, 4.34, 4.35) αλλά και μέσα στο διάκενο θα έχουμε μια καλύτερη εικόνα για το ρόλο του φορτίου χώρου. Στο σχήμα (4.33) απεικονίζεται η κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου στην αρχή της εξομοίωσης. Η γραμμική αύξηση του δυναμικού σημαίνει ότι ανάμεσα στις δυο πλάκες εφαρμόζεται σταθερό ηλεκτρικό πεδίο έντασης 30kV/cm .

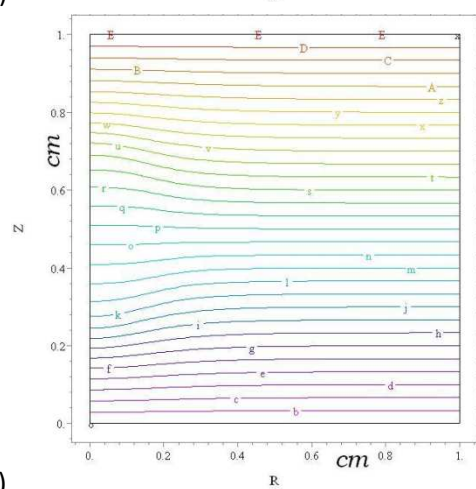
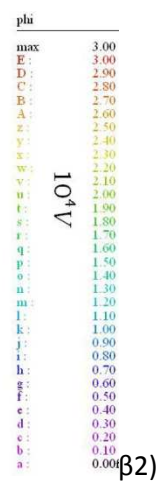
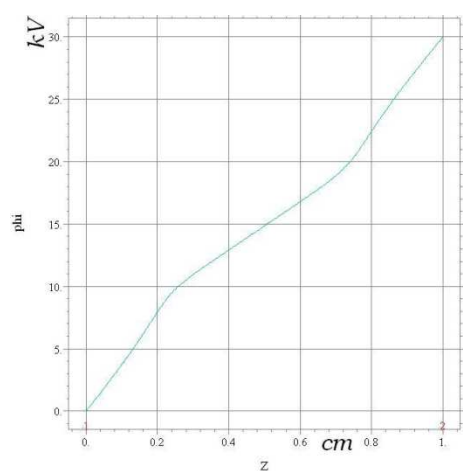
Παρατηρούμε στα σχήματα 4.34, 4.35, την αλλαγή της κλίσης του δυναμικού κατά μήκος του διακένου και την αντίστοιχη μεταβολή του ηλεκτρικού πεδίου. Επίσης παραθέτουμε και την κατανομή του δυναμικού μέσα στο διάκενο δίπλα από την κατανομή κατά μήκος του.



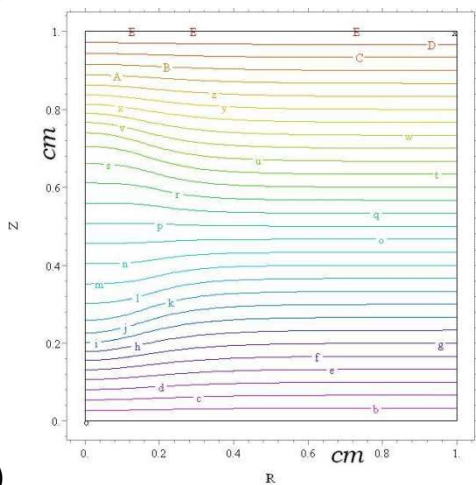
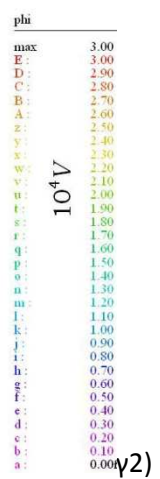
α1)



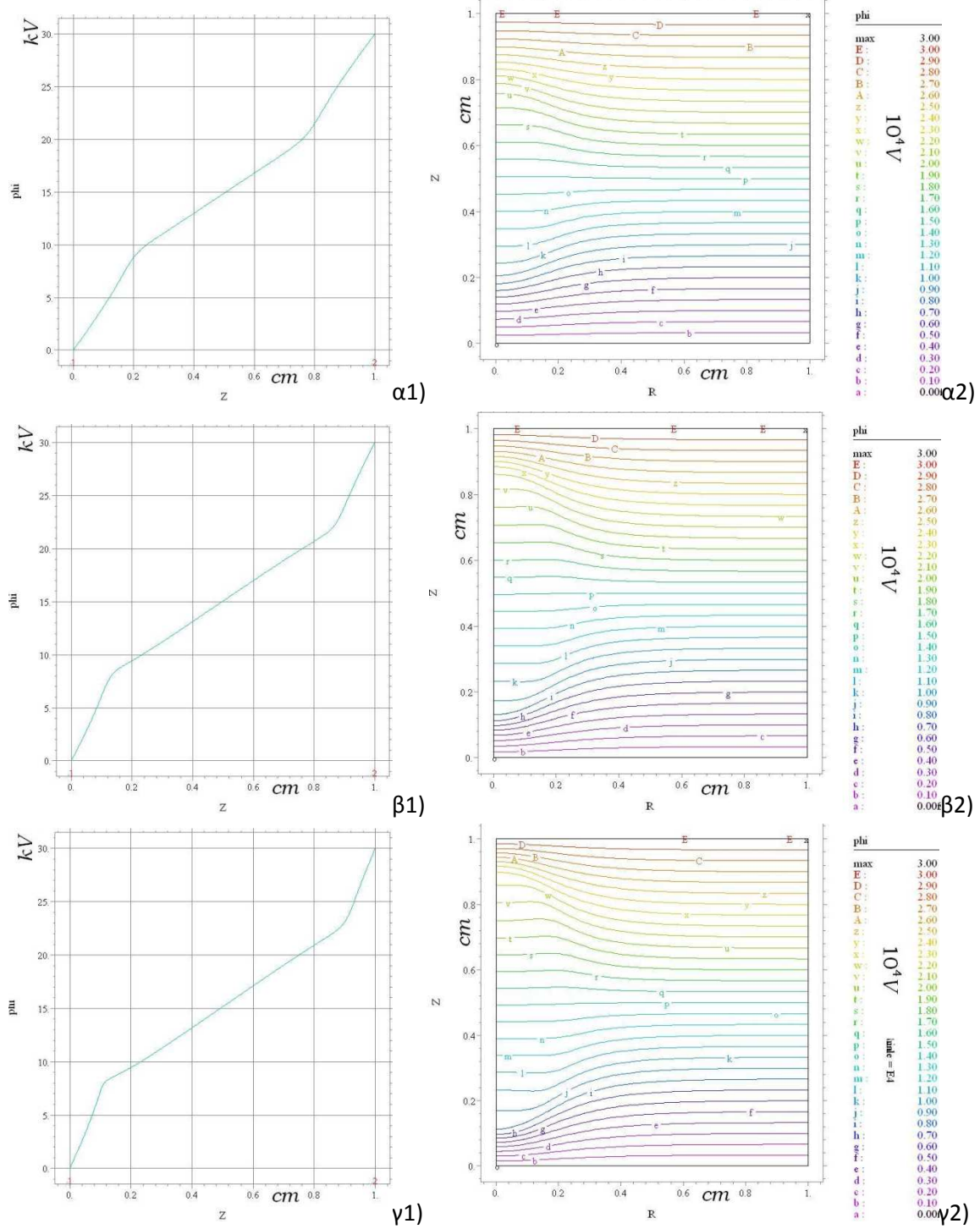
β1)



γ1)



Σχήμα (4.34) Κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου (1) και μέσα στο διάκενο (2) τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 1.836 \text{ ns}$, $\beta) 1.955 \text{ ns}$, $\gamma) 2.028 \text{ ns}$



Σχήμα (4.35) Κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου (1) και μέσα στο διάκενο (2) τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 2.101\text{ns}$, $\beta) 2.259\text{ns}$, $\gamma) 2.305\text{ns}$

Παρατηρούμε στα σχήματα κατανομής του δυναμικού ότι στις περιοχές κοντά στην άνοδο και στην κάθοδο έχουμε πολύ μεγάλες κλίσεις, δηλαδή μεγάλα ηλεκτρικά πεδία, (ενδεικτικά τη χρονική στιγμή $t=2.305\text{ns}$ το ηλεκτρικό πεδίο κοντά στην άνοδο στο σημείο $Z=0.1\text{cm}$, 65kV/cm και κοντά στην κάθοδο στο σημείο $Z=0.9\text{cm}$, 70kV/cm), ενώ φαίνεται και η περιοχή με το ασθενές σχεδόν ομοιογενές ηλεκτρικό πεδίο ανάμεσά τους.

4.3.3α Συμπεράσματα - Παρατηρήσεις

Η αρχική κατανομή ηλεκτρονίων και ιόντων στο διάκενο είναι Gaussian λόγω ελεύθερης διάχυσης όπως και πριν, με πλάτος $A_0=10^6\text{cm}^{-3}$. Ο παλμός των ηλεκτρονίων ξεκινάει από το σημείο $(R,Z)=(0.0, 0.4)$ και κινείται προς την άνοδο υπό την επίδραση του επιβαλλόμενου ηλεκτρικού πεδίου (σχ.4.20, 4.21, 4.22) και ο παλμός των ιόντων προς την κάθοδο (σχ.4.23, 4.24). Παράγονται καινούρια ηλεκτρόνια, λόγω ιονιζουσών κρούσεων που πραγματοποιούν τα ηλεκτρόνια με τα μόρια του αέρα, με αποτέλεσμα η πυκνότητα των ηλεκτρονίων να αυξάνεται διαρκώς. Παρατηρώντας τα σχήματα 4.20, 4.21 και 4.22 βλέπουμε την συνεχή αύξηση των πυκνοτήτων των ηλεκτρονίων καθώς ταξιδεύει ένας αρνητικός παλμός προς την άνοδο. Ταυτόχρονα αλλά με χαμηλότερη ταχύτητα τα ιόντα ταξιδεύουν προς άνοδο. Τα ηλεκτρόνια ταξιδεύουν με μεγαλύτερη ταχύτητα από τα ιόντα καθώς έχουν υψηλότερη κινητικότητα. Οι μέγιστες τιμές που παίρνει ο πληθυσμός των ηλεκτρονίων είναι αντίστοιχα $10,5 \cdot 10^6\text{cm}^{-3}$, 0.034 , 0.288 , 0.412 , 0.520 , 1.31 , $1.68 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-3}$, δηλαδή διαδίδεται προς την άνοδο ένας παλμός αρνητικού φορτίου με διαρκώς αυξανόμενο πλάτος.

Οι αντίστοιχες κατανομές της πυκνότητας των ιόντων μέσα στο διάκενο φαίνονται στα σχήματα 4.25, 4.26 και 4.27 και παρατηρούμε την διάδοση ενός θετικού παλμού προς την κάθοδο με αυξανόμενο πλάτος. Ο ρυθμός αύξησης των ιόντων είναι μικρότερος από τον ρυθμό αύξησης των ηλεκτρονίων. Τα θετικά ιόντα που παράγονται λόγω ιονισμού μαζί με αυτά του παλμού κινούνται προς την κάθοδο με ταχύτητα πολύ μικρότερη από αυτήν των ηλεκτρονίων. Συσσωρεύεται με την πάροδο του χρόνου θετικό φορτίο στο διάκενο ενώ ταυτόχρονα διαδίδεται προς την άνοδο ο παλμός αρνητικού φορτίου με διαρκώς αυξανόμενο πλάτος.

Στα αρχικά στάδια της εκκένωσης που φαίνονται στα σχήματα 4.21, 4.22, για τις χρονικές στιγμές $t=0.269\text{ns}$ - 1.836ns παρατηρούμε την διαδικασία μεταφοράς

να είναι κυρίαρχη και έτσι ο παλμός διαδίδεται με διαρκώς αυξανόμενο πλάτος προς την άνοδο, δηλ. μέχρι τη χρονική στιγμή 1.836ns που ξεκινά η σημαντική παραμόρφωση του πεδίου η εκκένωση εξελίσσεται με μηχανισμό Townsend.

Αξίζει να σημειωθεί ότι καθώς συσσωρεύεται αρνητικό φορτίο στην άνοδο και θετικό στην κάθοδο, συναντάμε μια ενδιάμεση περιοχή η οποία αποτελείται από ίσους πληθυσμούς ηλεκτρονίων και ιόντων, δηλαδή ένα κανάλι πλάσματος. Αυτό το κανάλι πλάσματος τείνει να επεκταθεί κατά μήκος του διακένου και να το «γεφυρώσει». Εξετάζοντας τα σχήματα του ηλεκτρικού πεδίου (4.31, 4.32) παρατηρούμε την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου. Όταν το φορτίο χώρου γίνεται αισθητό, ξεκινά η σημαντική παραμόρφωση του ηλεκτρικού πεδίου την χρονική στιγμή 1.836ns. Παρατηρούμε μια περιοχή ασθενούς (15kV/cm) σχεδόν ομογενούς πεδίου. Η περιοχή δηλαδή ανάμεσα στις δυο καμπάνες, παρουσιάζουν τον ίδιο πληθυσμό ηλεκτρονίων και ιόντων, δηλαδή ένα πλάσμα. Οι πυκνότητες ηλεκτρονίων και ιόντων της τάξης του $10^{12} cm^{-3}$.

Η κατανομή αυτή του φορτίου χώρου προκαλεί την συνεχή ενίσχυση του ηλεκτρικού πεδίου κοντά στην πλευρά της καθόδου και την δημιουργία μιας διαταραχής του ηλεκτρικού πεδίου. Το φαινόμενο αυτό αντιστοιχεί στην δημιουργία και διάδοση ενός ανοδικού streamer. Μέχρι τη στιγμή που ξεκινά η σημαντική παραμόρφωση του πεδίου η εκκένωση εξελίσσεται με μηχανισμό Townsend. Στην συνέχεια πλησιάζουμε μια ανηγμένη streamer – like κατάσταση καθώς διαδίδεται μια διαταραχή πεδίου και εκεί σταματά η εξέλιξη της εκκένωσής μας λόγω περιορισμού του προγράμματος. Λέγοντας streamer – like εννοούμε ότι παρατηρούμε την δημιουργία διαταραχής του ηλεκτρικού πεδίου προς την άνοδο με ταχύτητα διάδοσής

$$\bar{u} = \frac{(0.79 - 0.74)cm}{(2.101 - 2.028)ns} = 6.84 \times 10^6 m/sec, \text{ που συμφωνεί με αυτή ενός}$$

πραγματικού streamer ($10^6 m/sec$ πειραματικά [4.15] και θεωρητικά [4.11], [4.16]). Μελετάμε την διαταραχή του ηλεκτρικού πεδίου που παραμορφώνεται από τη κεφαλή του streamer αλλά δεν φτάνουμε στην ινώδη δομή ενός καναλιού πλάσματος που γεφυρώνει το διάκενο.

Παρουσιάζοντας την κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου (σχ. 4.33, 4.34, 4.35) έχουμε μια καλύτερη εικόνα για το ρόλο του φορτίου χώρου. Στο σχήμα (4.33) απεικονίζεται η κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του

διακένου στην αρχή της εξομοίωσης. Η γραμμική αύξηση του δυναμικού σημαίνει ότι ανάμεσα στις δυο πλάκες εφαρμόζεται σταθερό ηλεκτρικό πεδίο έντασης 30kV/cm.

Παρατηρούμε στα σχήματα 4.34, 4.35, την αλλαγή της κλίσης του δυναμικού κατά μήκος του διακένου και την αντίστοιχη μεταβολή του ηλεκτρικού πεδίου. Στις περιοχές κοντά στην άνοδο και στην κάθοδο έχουμε πολύ μεγάλες κλίσεις, δηλαδή μεγάλα ηλεκτρικά πεδία, (ενδεικτικά τη χρονική στιγμή $t=2.305\text{ns}$ το ηλεκτρικό πεδίο κοντά στην άνοδο στο σημείο $Z=0.1\text{cm}$, 65kV/cm και κοντά στην κάθοδο στο σημείο $Z=0.9\text{cm}$, 70 kV/cm), ενώ φαίνεται και η περιοχή με το ασθενές σχεδόν ομοιογενές ηλεκτρικό πεδίο ανάμεσά τους.

4.3.3β Σύγκριση 50kV/cm - 30kV/cm

Η διάδοση των παλμών με επιβαλλόμενο πεδίο ήταν 30kV/cm ήταν ελάχιστα πιο αργή από ότι στην περίπτωση των 50kV/cm. Επίσης οι πληθυσμοί είχαν μικρότερο ρυθμό αύξησης αφού ο λόγος E/P ήταν μικρότερος, δηλαδή η μέση ενέργεια που προσλαμβάναν τα ηλεκτρόνια για να ιονίσουν ήταν μικρότερη. Ξεκίνησαν να μεταδίδονται τη χρονική στιγμή 0.200ns και σταμάτησε η επίλυση τη χρονική στιγμή 2.305ns.

Η εκκένωση διήρκησε περισσότερο (2.105ns) με πεδίο 30kV/cm απ' ότι με 50kV/cm (0.69ns), δηλαδή με το υψηλότερο πεδίο οι διαφορές / βαθμώσεις των πυκνοτήτων ήταν περισσότερο απότομες με αποτέλεσμα να φτάνουμε συντομότερα στην χρονική στιγμή κορεσμού / καταστροφής της επίλυσης των εξισώσεων από το πρόγραμμα.

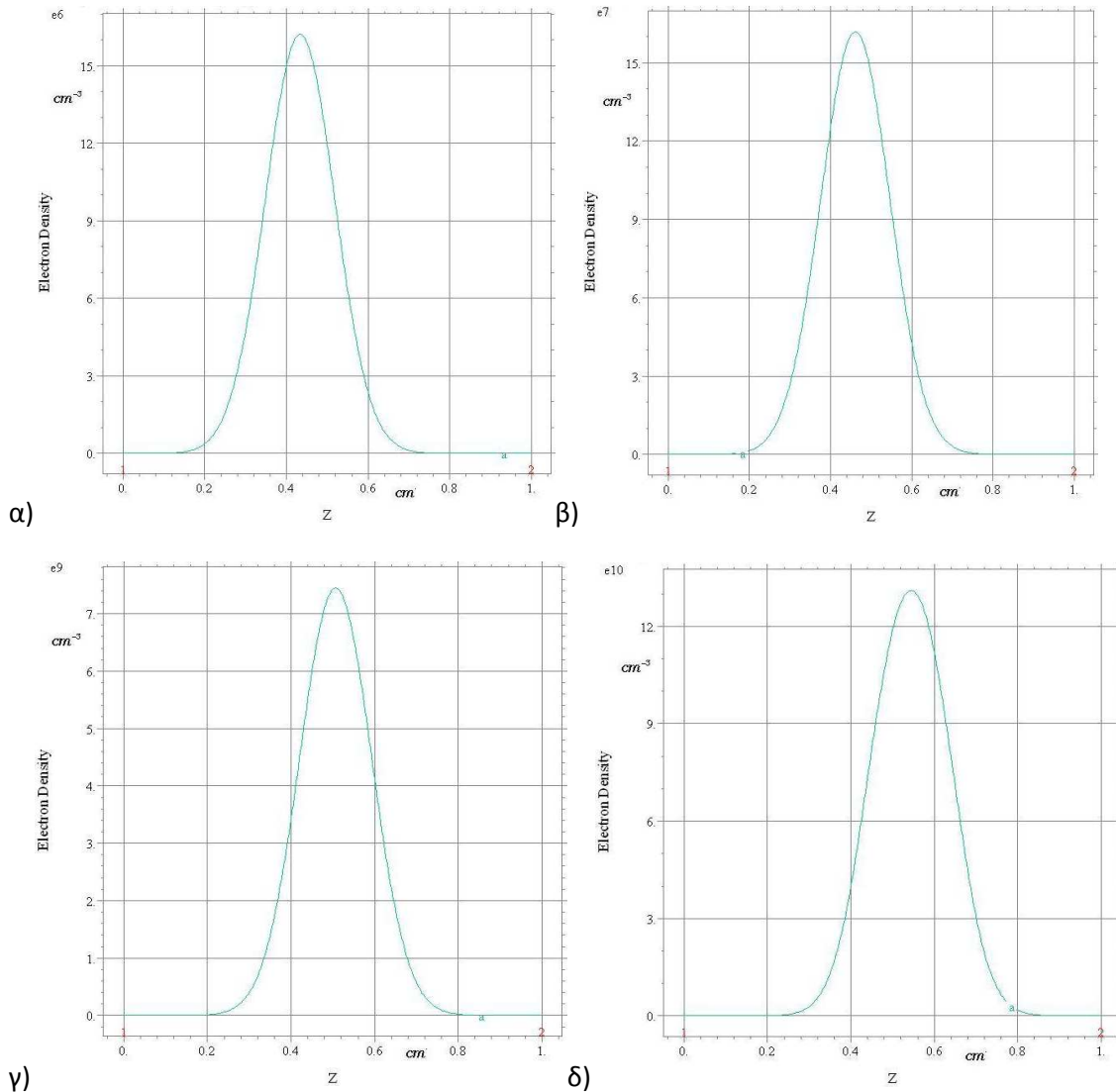
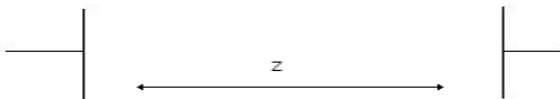
Στο σχήμα 4.22 φαίνεται τη χρονική στιγμή $t= 2.259\text{ns}$ το τελευταίο στιγμιότυπο αποτελεσμάτων πριν αρχίσουν αριθμητικές αστάθειες να επηρεάζουν το μοντέλο και τη χρονική στιγμή $t= 2.305\text{ns}$ παρατηρούμε ότι στην άνοδο και κοντά στην κάθοδο δεν ανταπεξέρχεται το πρόγραμμα στην επίλυση των εξισώσεων. Οι μεγάλες βαθμίδες του πληθυσμού των ηλεκτρονίων καθώς πλησιάζουν την άνοδο δημιουργούν αριθμητικές ασυνέχειες στην επίλυση της εξίσωσης Poisson με αποτέλεσμα να παρατηρούμε αστάθειες στα σχήματα. Αν το μοντέλο είχε καταφέρει να επιλύσει τις εξισώσεις και να παρατηρηθεί ένα καθαρό streamer τότε η περιοχή αυτή θα ήταν ανάλογη με την θετική στήλη της

φωτεινής εκκένωσης(Κεφ2). Η διαταραχή φτάνοντας στην κάθοδο θα οδηγούσε στην δημιουργία της καθοδικής περιοχής.

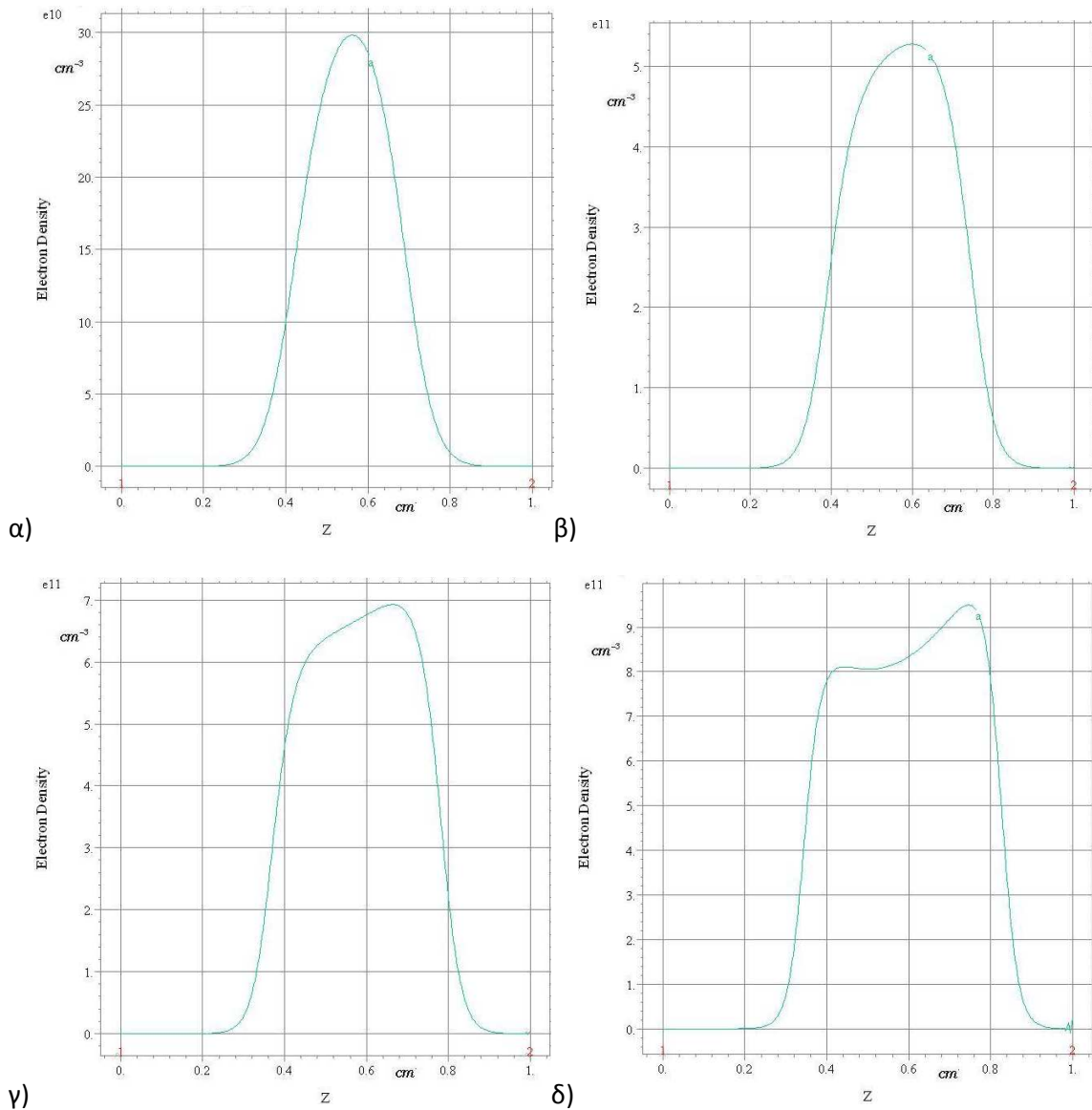
4.3.4 Αποτελέσματα με επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο 20kV/cm, διάκενο Z=1cm

Η αρχική κατανομή ηλεκτρονίων και ιόντων στο διάκενο είναι Gaussian λόγω ελεύθερης διάχυσης όπως και πριν, με πλάτος $A_0=10^6 \text{ cm}^{-3}$. Το επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο είναι ομογενές με τιμή 20kV/cm.

Κατανομή της πυκνότητας ηλεκτρονίων κατά μήκος του διακένου



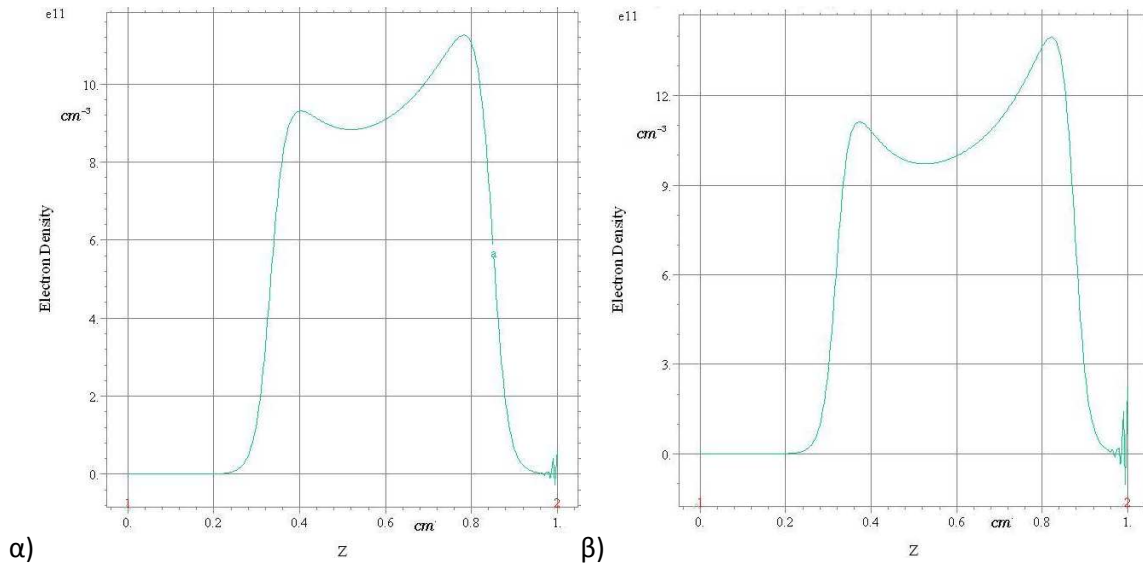
Σχήμα (4.36) Κατανομή της πυκνότητας ηλεκτρονίων κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 1.148 \text{ ns}$, $\beta) 2.090 \text{ ns}$, $\gamma) 3.660 \text{ ns}$, $\delta) 4.904 \text{ ns}$



Σχήμα (4.37) Κατανομή της πυκνότητας ηλεκτρονίων κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 5.359\text{ns}$, $\beta) 5.800\text{ns}$, $\gamma) 6.071\text{ns}$, $\delta) 6.374\text{ns}$

Υπό την επίδραση του επιβαλλόμενου ηλεκτρικού πεδίου ο παλμός των ηλεκτρονίων κινείται προς την άνοδο σχ.(4.36), (4.37), (4.38). Ταυτόχρονα, λόγω ιονιζουσών κρούσεων που πραγματοποιούν τα ηλεκτρόνια με τα μόρια του αέρα, παράγονται καινούρια ηλεκτρόνια με αποτέλεσμα η πυκνότητα των ηλεκτρονίων να αυξάνεται διαρκώς. Στα αρχικά στάδια της εκκένωσης που φαίνονται στο σχήμα σχ.4.36 για τις χρονικές στιγμές $t = 1.148 - 4.904\text{ns}$ παρατηρούμε την διαδικασία μεταφοράς να είναι κυρίαρχη και έτσι ο παλμός διαδίδεται με διαρκώς αυξανόμενο πλάτος προς την άνοδο (μηχανισμός Townsend). Στο σχήμα

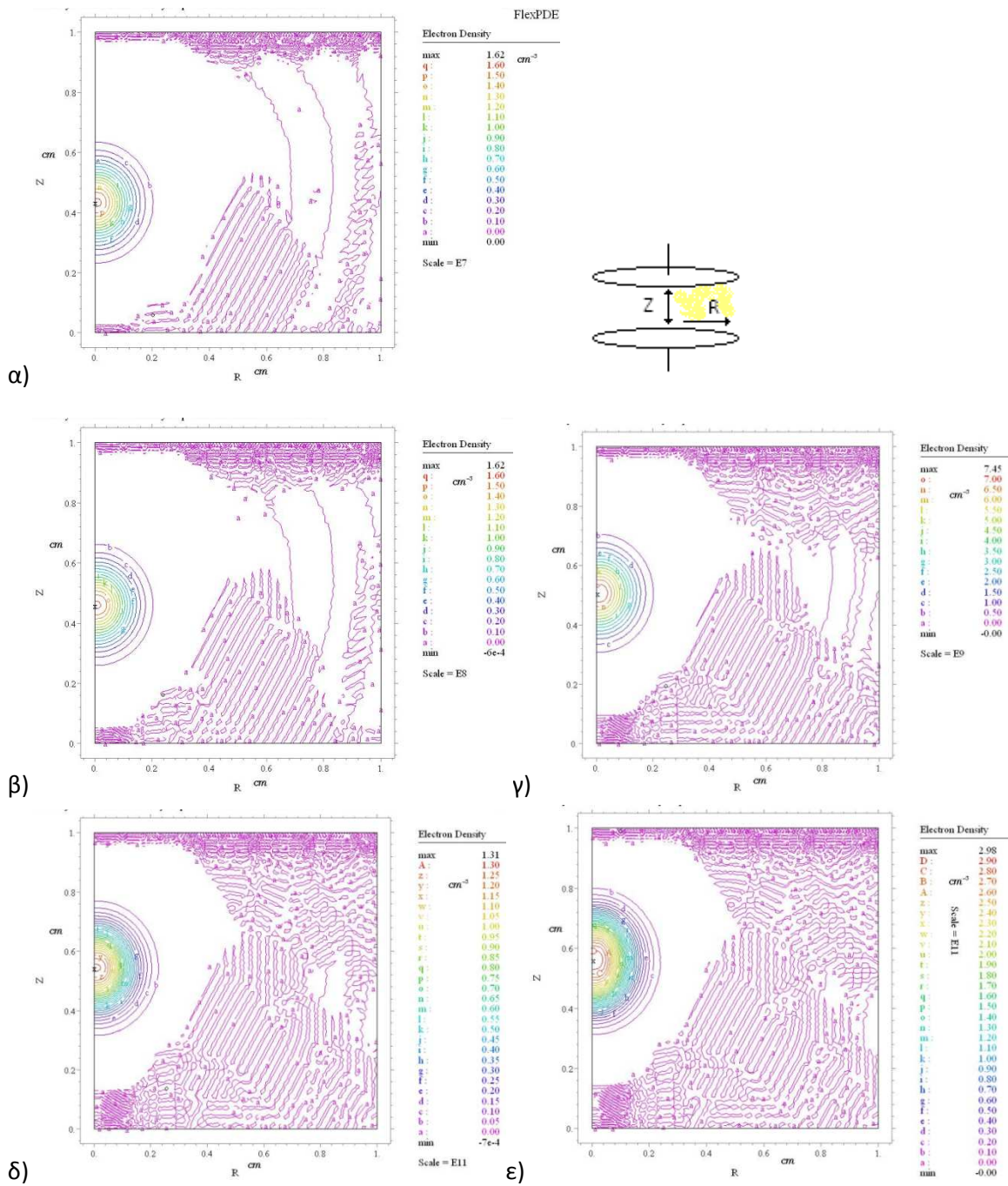
4.38α φαίνεται τη χρονική στιγμή $t = 6.513 \text{ ns}$ το τελευταίο στιγμιότυπο αποτελεσμάτων λίγο πριν αρχίσουν αριθμητικές αστάθειες να επηρεάζουν το μοντέλο. Στο σχήμα 4.38β τη χρονική στιγμή $t = 6.670 \text{ ns}$ παρατηρούμε ότι κοντά στην άνοδο δεν ανταπεξέρχεται το πρόγραμμα στην επίλυση των εξισώσεων.



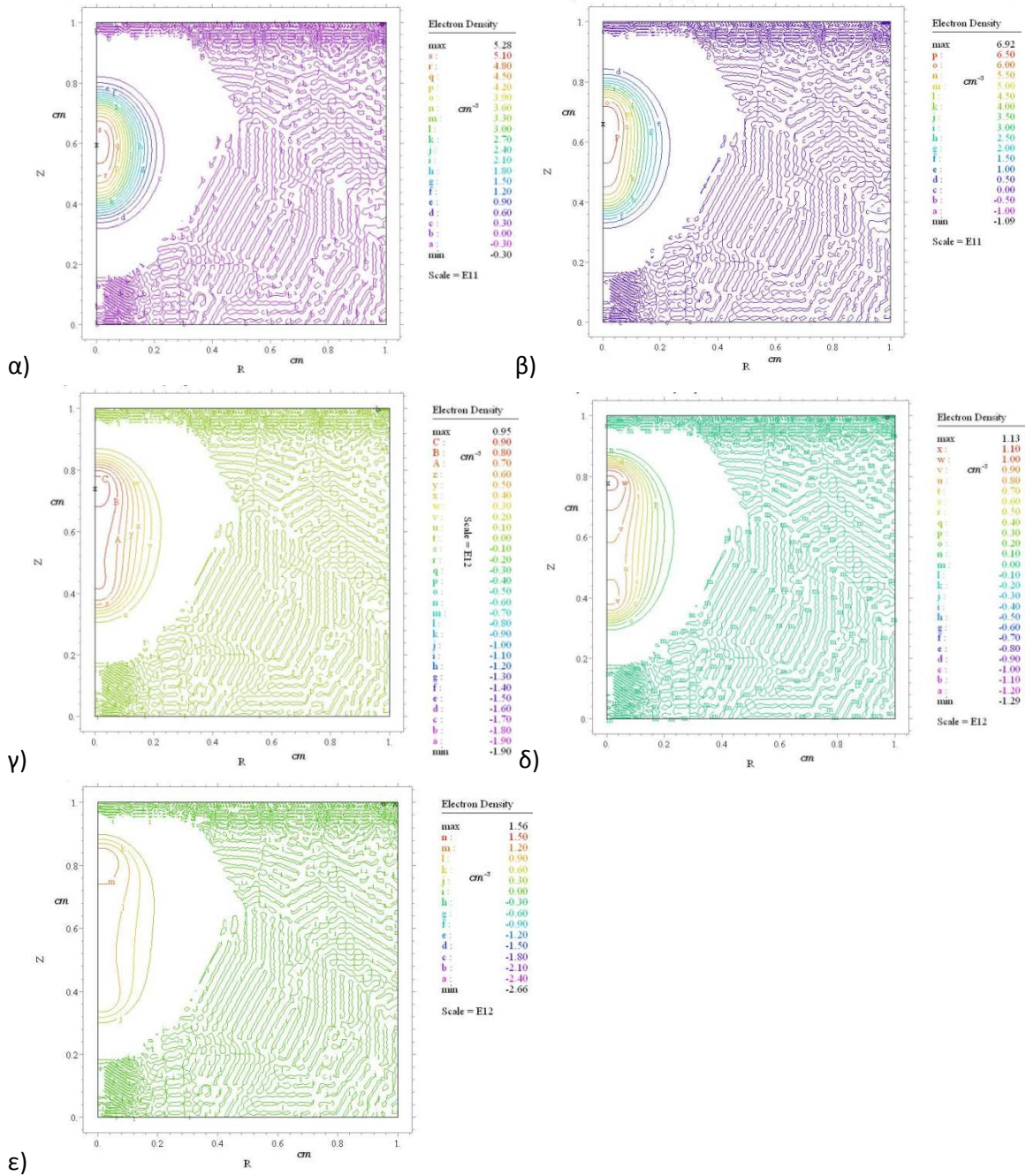
Σχήμα (4.38) Κατανομή της πυκνότητας ηλεκτρονίων κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 6.513 \text{ ns}$, $\beta) 6.670 \text{ ns}$

Δισδιάστατες κατανομές της πυκνότητας των ηλεκτρονίων μέσα στο διάκενο

Στην συνέχεια παρατίθενται στα σχήματα (4.39) και (4.40) οι δισδιάστατες κατανομές της πυκνότητας των ηλεκτρονίων μέσα στο διάκενο τις χρονικές $t = 1.148 \text{ ns}$, 2.090 ns , 3.660 ns , 4.904 ns , 5.359 ns , 5.800 ns , 6.071 ns , 6.374 ns , 6.513 ns , 6.670 ns . Τα χρώματα αντιστοιχούν σε διάφορες τιμές του πληθυσμού των ηλεκτρονίων. Οι μέγιστες τιμές που παίρνει ο πληθυσμός των ηλεκτρονίων είναι αντίστοιχα $1.62 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$, $1.62 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $7.41 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, 1.31, 2.98, 5.28, 6.92, $9.50 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 1.13, $1.54 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, δηλαδή διαδίδεται προς την άνοδο ένας παλμός αρνητικού φορτίου με διαρκώς αυξανόμενο πλάτος.



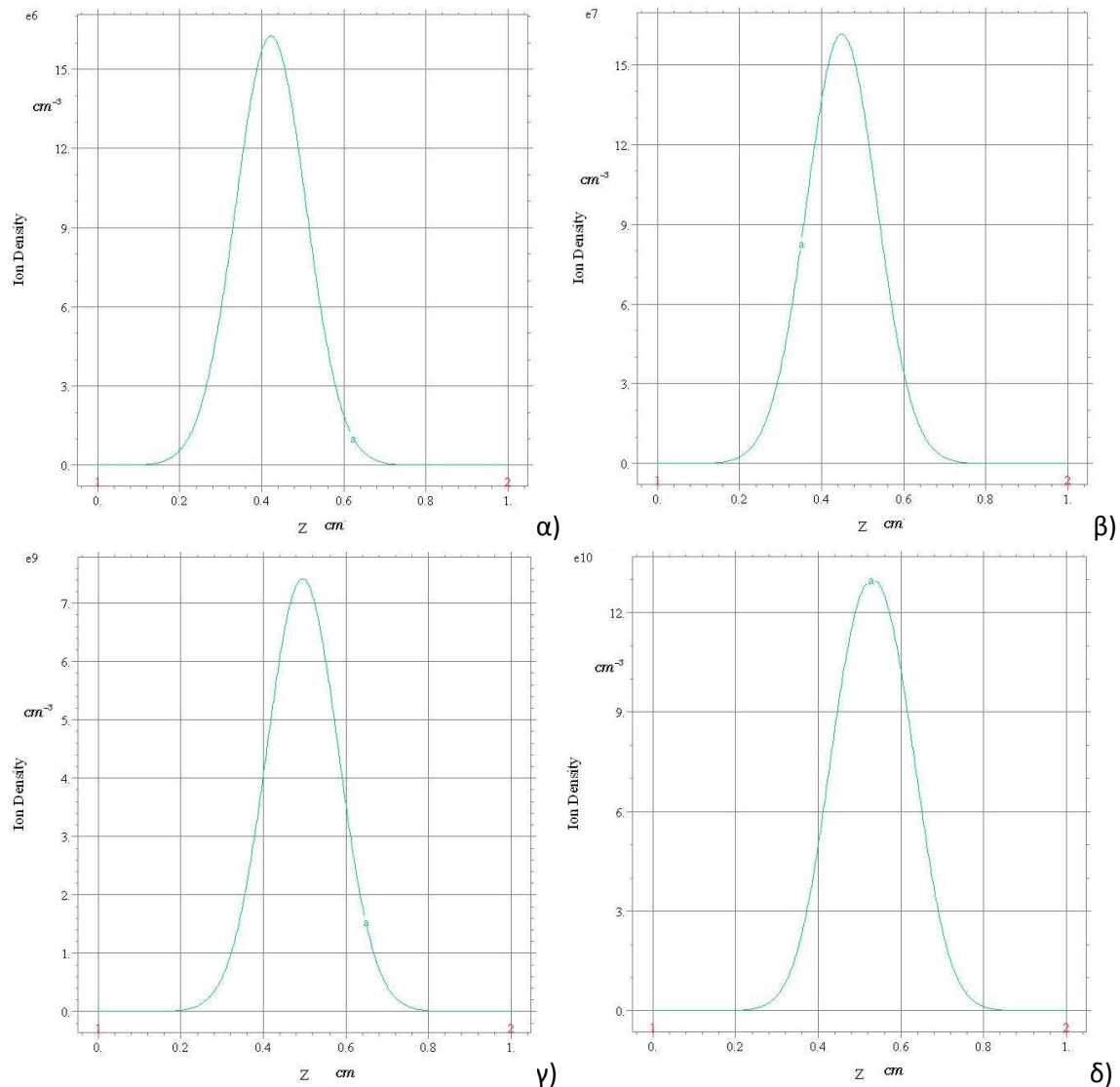
Σχήμα (4.39) Οι δισδιάστατες κατανομές της πυκνότητας των ηλεκτρονίων μέσα στο διάκενο τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 1.148\text{ns}$, $\beta) 2.090\text{ns}$, $\gamma) 3.660\text{ns}$, $\delta) 4.904\text{ns}$, $\epsilon) 5.359\text{ns}$



Σχήμα (4.40) Οι δισδιάστατες κατανομές της πυκνότητας των ηλεκτρονίων μέσα στο διάκενο τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 5.800\text{ns}$, $\beta) 6.071\text{ns}$, $\gamma) 6.374\text{ns}$, $\delta) 6.513\text{ns}$, $\epsilon) 6.670\text{ns}$

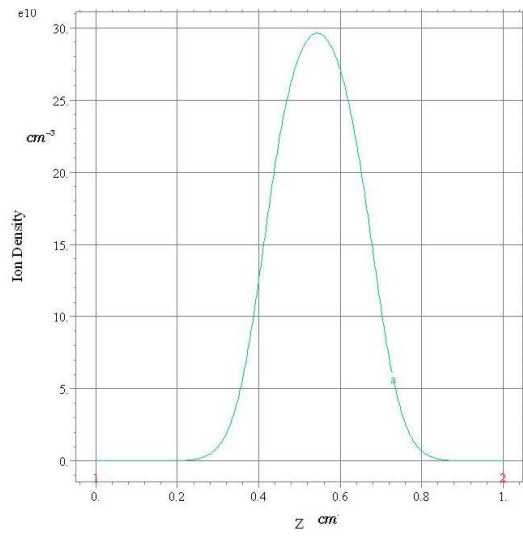
Παρατηρούμε στα σχήματα 4.39 και 4.40 την διάδοση των ηλεκτρονίων μέσα στο διάκενο υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου των 20kV/cm .

Κατανομές της πυκνότητας των ιόντων κατά μήκος του διακένου

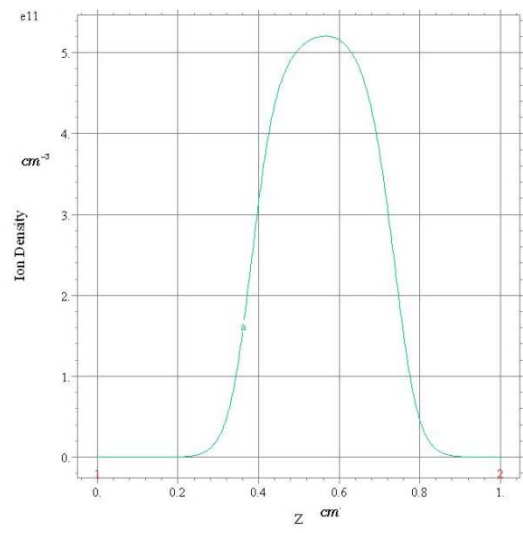


Σχήμα (4.41) Κατανομή της πυκνότητας ιόντων κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 1.148\text{ns}$, $\beta) 2.090\text{ns}$, $\gamma) 3.660\text{ns}$, $\delta) 4.904\text{ns}$

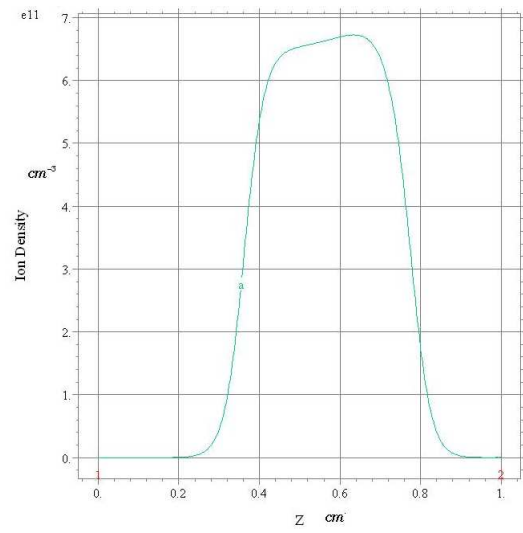
Οι αντίστοιχες κατανομές της πυκνότητας των ιόντων μέσα στο διάκενο φαίνονται στα σχήματα (4.41) και (4.42). Τις χρονικές στιγμές $t = 1.148\text{ns}$, 2.090ns , 3.660ns , 4.904ns , το πεδίο είναι τέτοιο που κυριαρχεί η παραγωγή ιόντων. Τα θετικά ιόντα του παλμού είναι στάσιμα και η «φαινόμενη» κίνηση του παλμού προς την άνοδο είναι αποτέλεσμα της παραγωγής ιόντων που αφήνουν πίσω τα ηλεκτρόνια λόγω ιονισμού. Τη χρονική στιγμή 5.800ns και έπειτα, παρατηρείται η κίνηση των ιόντων προς την κάθοδο και η πυκνότητά τους γίνεται σημαντική. Αρχίζει πλέον να συσσωρεύεται με την πάροδο του χρόνου θετικό φορτίο στο διάκενο.



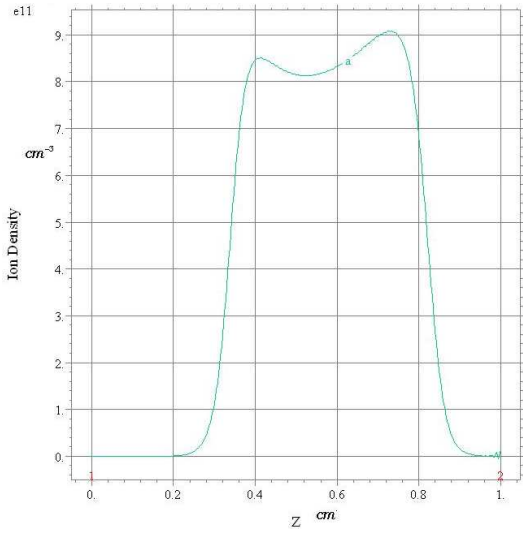
α)



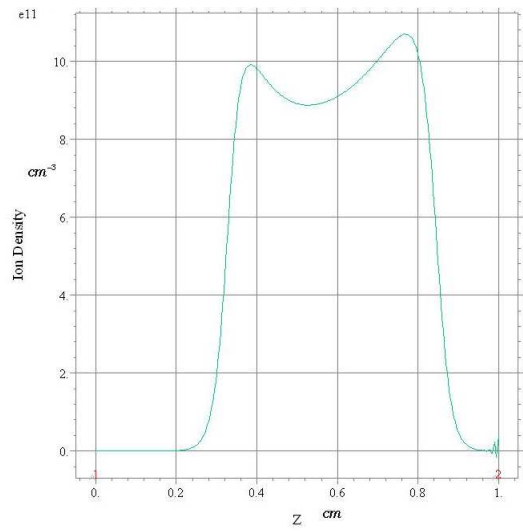
β)



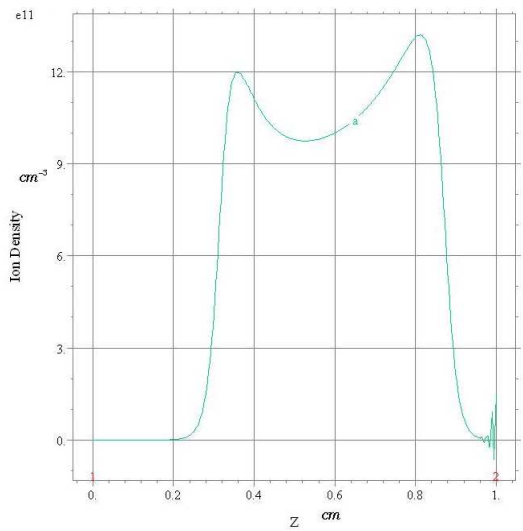
γ)



δ)



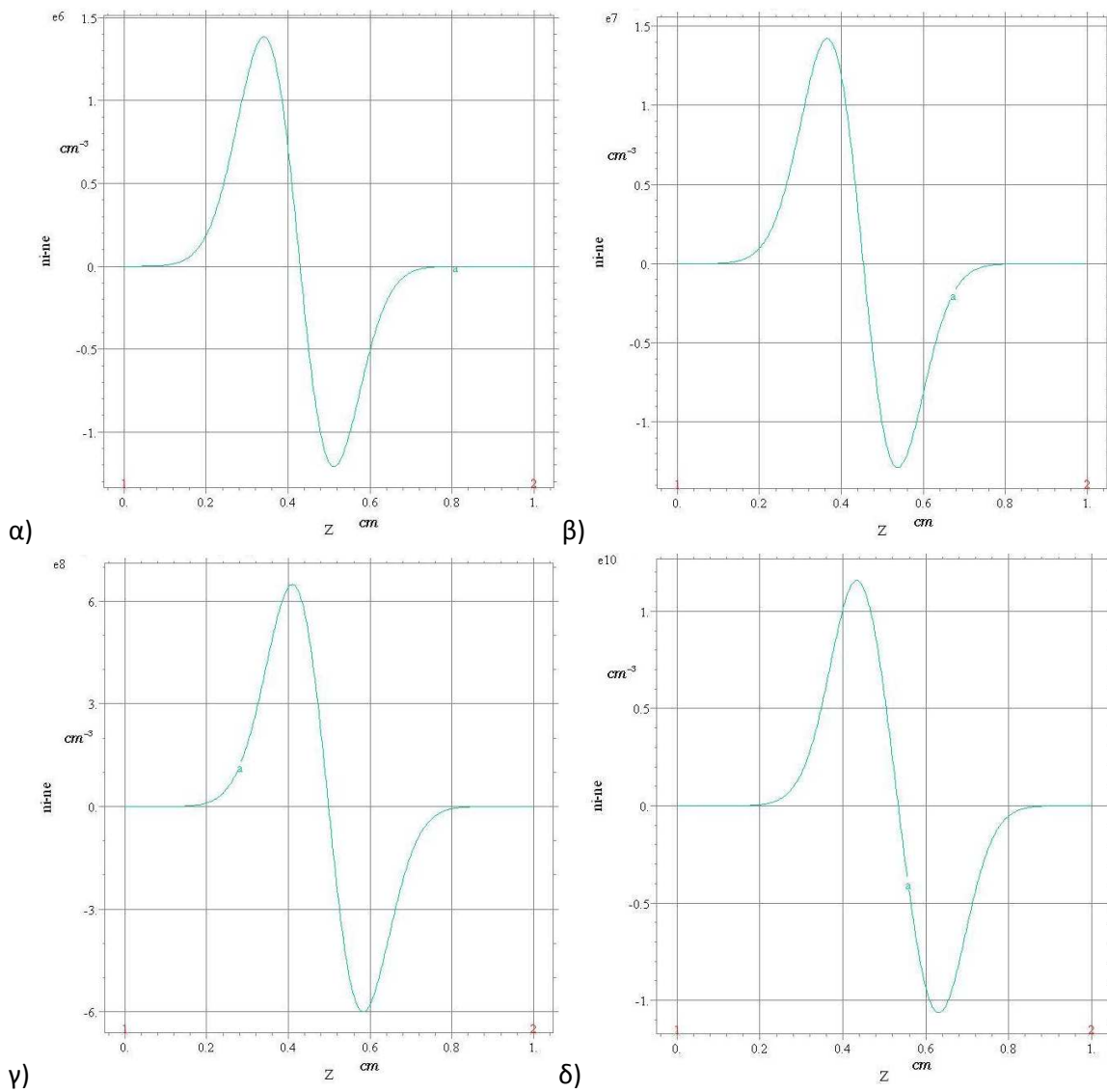
ε)



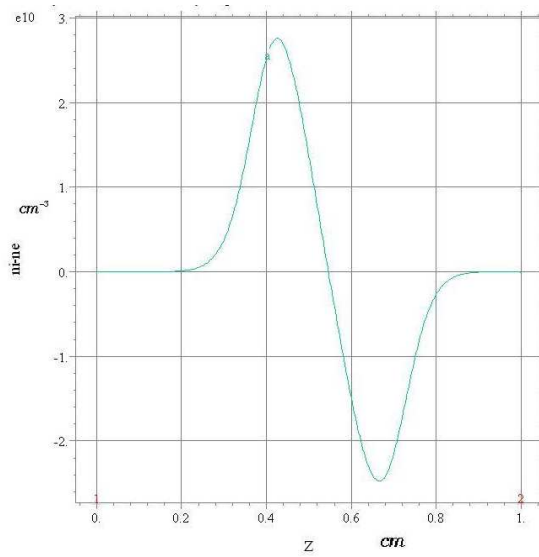
στ)

Σχήμα (4.42) Κατανομή της πυκνότητας ιόντων κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 5.359 \text{ ns}$, $\beta) 5.800 \text{ ns}$, $\gamma) 6.071 \text{ ns}$, $\delta) 6.374 \text{ ns}$, $\epsilon) 6.513 \text{ ns}$, $\sigma\tau) 6.670 \text{ ns}$

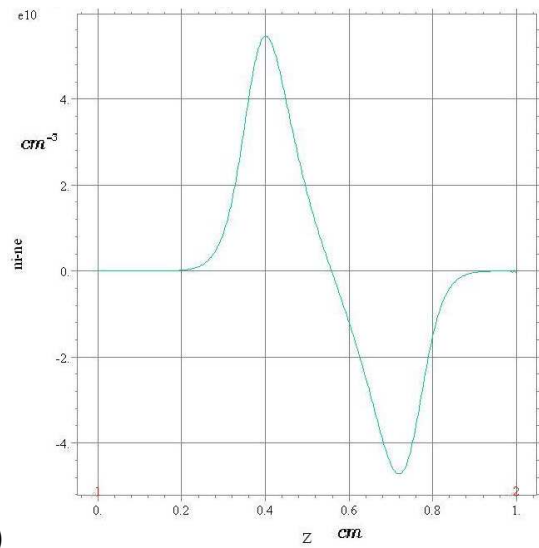
Κατανομή της καθαρής πυκνότητας φορτίου κατά μήκος του διακένου



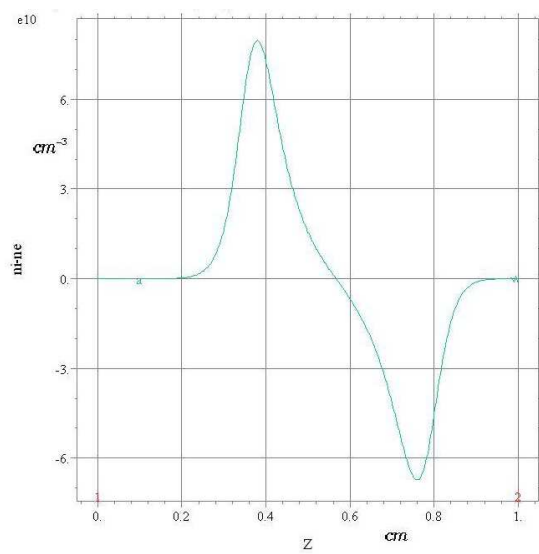
Σχήμα (4.43) Κατανομή της καθαρής πυκνότητας φορτίου κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 1.148 ns$, $\beta) 2.090 ns$, $\gamma) 3.660 ns$, $\delta) 4.904 ns$



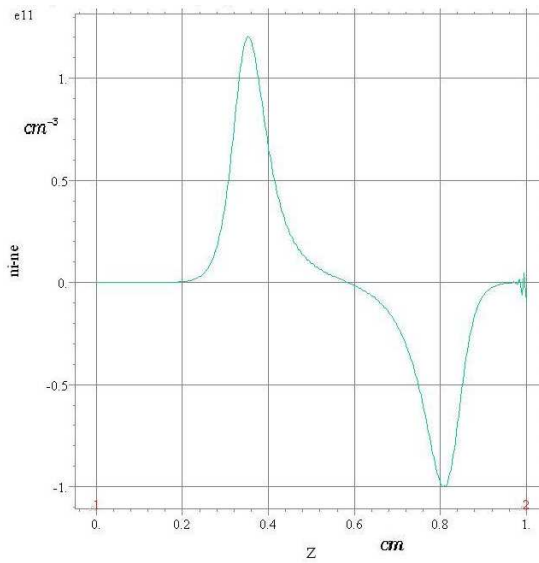
α)



β)

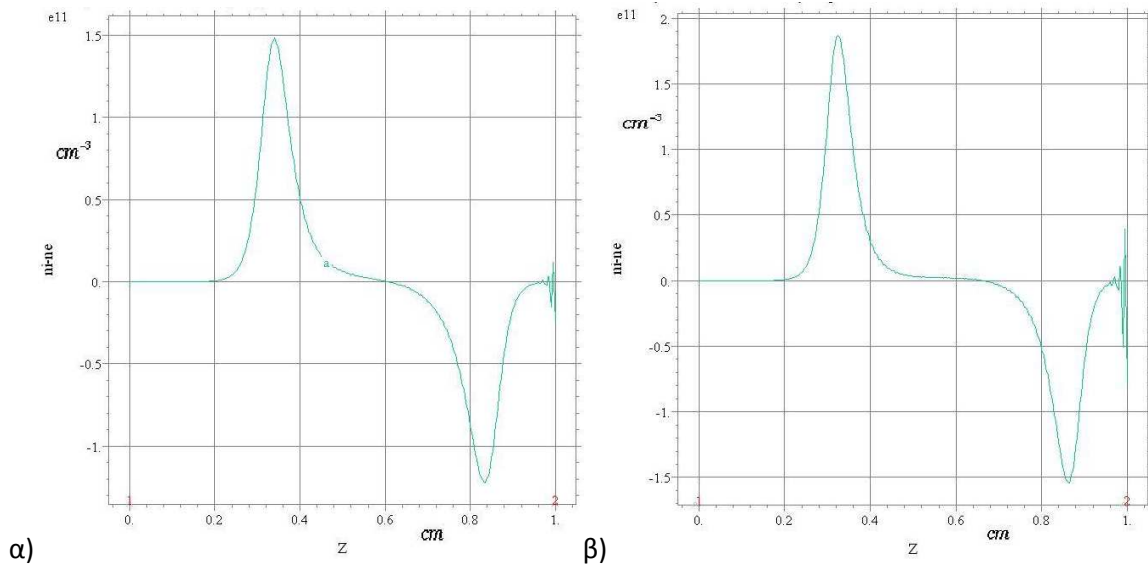


γ)



δ)

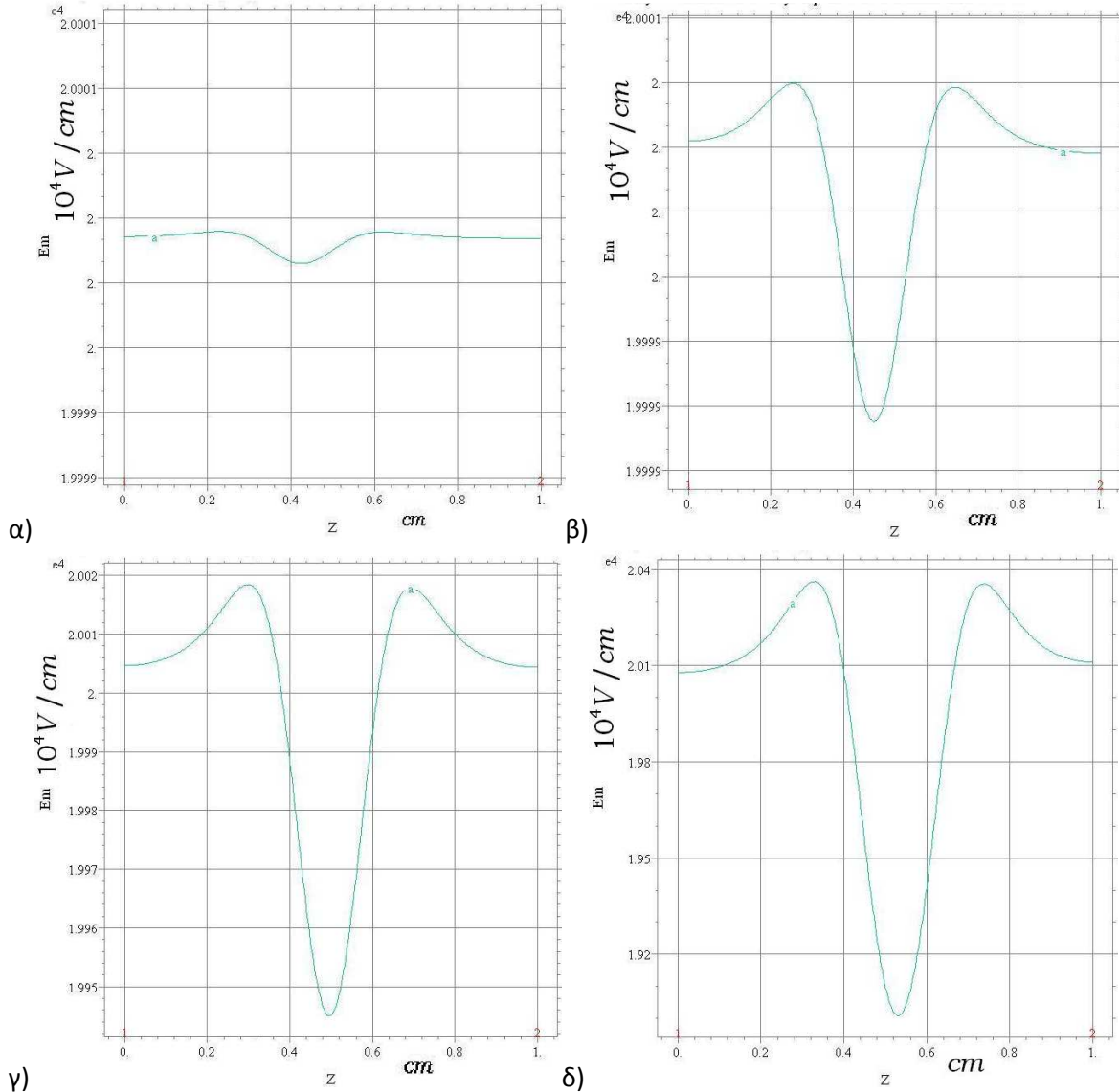
Σχήμα (4.44) Κατανομή της καθαρής πυκνότητας φορτίου κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t =$ α) 5.359 ns, β) 5.800 ns, γ) 6.071 ns, δ) 6.374 ns



Σχήμα (4.45) Κατανομή της καθαρής πυκνότητας φορτίου κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t =$ α) 6.513 ns, β) 6.670 ns

Στα σχήματα 4.43, 4.44 και 4.45 φαίνεται πως κατανέμεται η καθαρή πυκνότητα φορτίου κατά μήκος του διακένου τις διάφορες χρονικές στιγμές. Ο θετικός παλμός διαδίδεται με χαμηλότερη ταχύτητα από ότι ο αρνητικός παλμός. Αξίζει να σημειωθεί ότι καθώς συσσωρεύεται αρνητικό φορτίο στην άνοδο και θετικό προς την κάθοδο, συναντάμε μια ενδιάμεση περιοχή η οποία αποτελείται από ίσους πληθυσμούς ηλεκτρονίων και ιόντων, δηλαδή ένα κανάλι πλάσματος. Αυτό το κανάλι πλάσματος τείνει να επεκταθεί κατά μήκος του διακένου και να το «γεφυρώσει». Μέχρι τη χρονική στιγμή 5.800 ns που ξεκινά η σημαντική παραμόρφωση του πεδίου η εκκένωση εξελίσσεται με μηχανισμό Townsend. Τη χρονική στιγμή $t = 6.670$ ns οι βαθμίδες των πυκνοτήτων στην άνοδο είναι τέτοιες που έχουν ως αποτέλεσμα αριθμητικές ασυνέχειες.

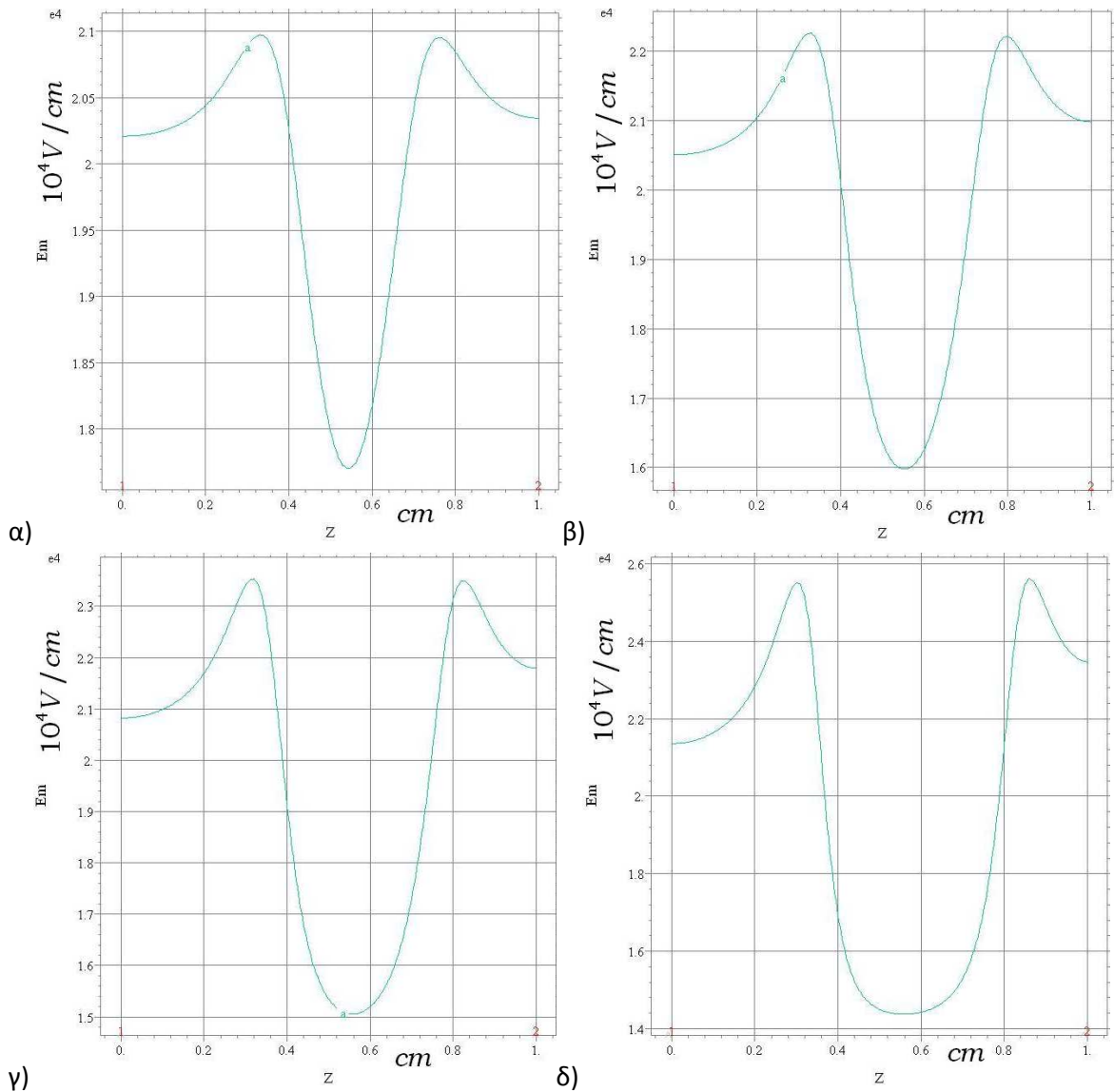
Κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος του διακένου



Σχήμα (4.46) Κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 1.148 \text{ ns}$, $\beta) 2.090 \text{ ns}$, $\gamma) 3.660 \text{ ns}$, $\delta) 4.904 \text{ ns}$

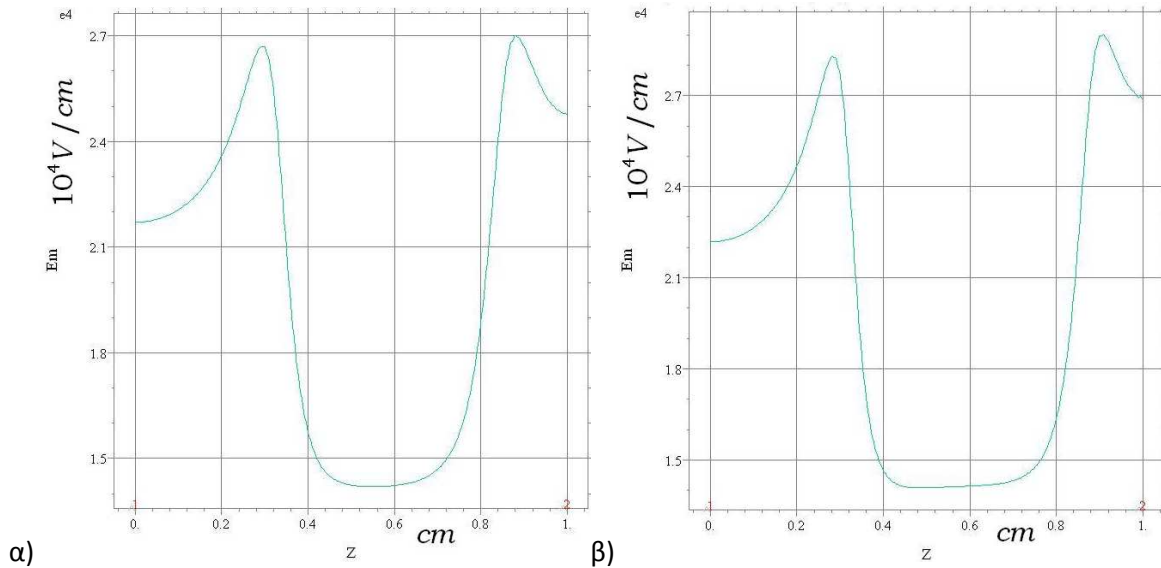
Εξετάζοντας τα σχήματα του ηλεκτρικού πεδίου (σχ. 4.46, 4.47, 4.48) παρατηρούμε την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου. Όταν το φορτίο χώρου γίνεται αισθητό, ξεκινά η σημαντική παραμόρφωση του ηλεκτρικού πεδίου την χρονική στιγμή 5.800 ns . Παρατηρούμε μια περιοχή ασθενούς (13 kV/cm) σχεδόν ομογενούς πεδίου. Η περιοχή δηλαδή ανάμεσα στις δυο καμπάνες, παρουσιάζουν τον ίδιο πληθυσμό ηλεκτρονίων και ιόντων, δηλαδή ένα πλάσμα. Αν το μοντέλο είχε καταφέρει να επιλύσει τις εξισώσεις και να παρατηρηθεί ένα

καθαρό streamer τότε η περιοχή αυτή θα ήταν ανάλογη με την θετική στήλη της φωτεινής εκκένωσης(Κεφ2).



Σχήμα (4.47) Κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 5.359\text{ns}$, $\beta) 5.800\text{ns}$, $\gamma) 6.071\text{ns}$, $\delta) 6.374\text{ns}$

Η διάδοση των ηλεκτρονίων και των ιόντων είναι περισσότερο ξεκάθαρη στα σχήματα 4.46, 4.47 και 4.48. Τα ιόντα κινούνται με πολύ μικρότερη ταχύτητα προς την κάθοδο απ' ότι τα ηλεκτρόνια προς την άνοδο υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου. Οι πληθυσμοί των ιόντων τείνουν να συσσωρευτούν προς την κάθοδο.

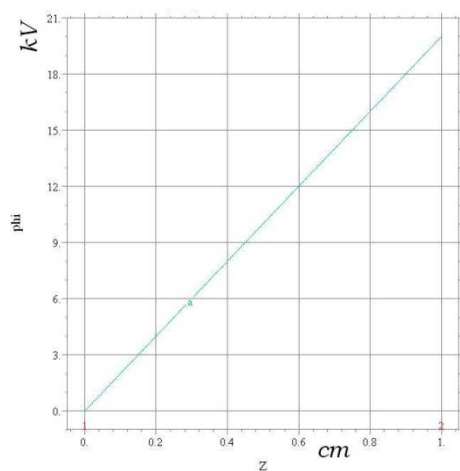


Σχήμα (4.48) Κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος του διακένου τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 6.513 \text{ ns}$, $\beta) 6.670 \text{ ns}$

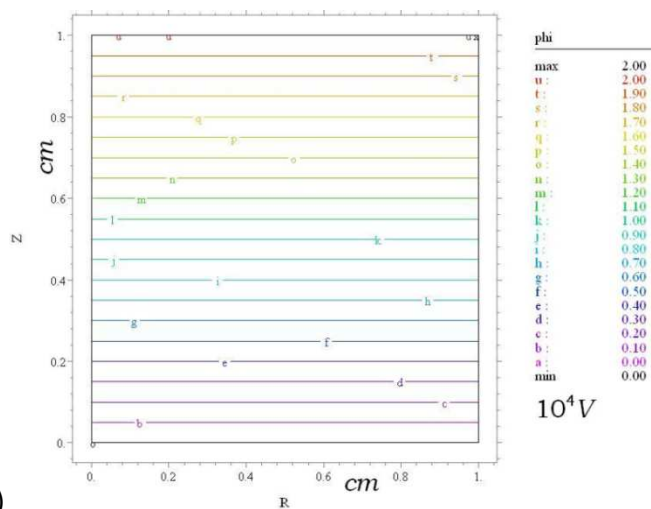
Η κατανομή αυτή του φορτίου χώρου προκαλεί την συνεχή ενίσχυση του ηλεκτρικού πεδίου και την δημιουργία μιας διαταραχής του ηλεκτρικού πεδίου. Όμως στην περίπτωση των 20 kV/cm παρατηρούμε ότι η διαταραχή του ηλεκτρικού πεδίου δεν είναι τόσο «δυνατή» όπως στην περίπτωση των 50 kV/cm και 30 kV/cm . Μέχρι τη στιγμή (5.800 ns) που ξεκινά η σημαντική παραμόρφωση του πεδίου η εκκένωση εξελίσσεται με μηχανισμό Townsend. Στην συνέχεια πλησιάζουμε μια ανηγμένη streamer – like κατάσταση καθώς αρχίζει να διαδίδεται μια διαταραχή πεδίου και εκεί σταματά η εξέλιξη της εκκένωσής μας λόγω περιορισμού του προγράμματος. Λέγοντας streamer – like εννοούμε ότι παρατηρούμε την δημιουργία διαταραχής του ηλεκτρικού πεδίου προς την

άνοδο με ταχύτητα διάδοσής $\bar{u} = \frac{(0.88 - 0.84) \text{ cm}}{(6.513 - 6.071) \text{ ns}} = 9.5 \times 10^5 \text{ m/sec}$, που

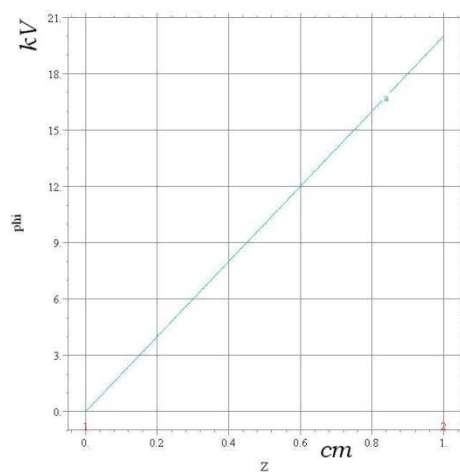
είναι μια τάξη μεγέθους μικρότερη από αυτή ενός πραγματικού streamer (10^6 m/sec πειραματικά [4.15] και θεωρητικά [4.11], [4.16]). Δεν φτάνουμε στην ινώδη δομή ενός καναλιού πλάσματος που γεφυρώνει το διάκενο. Η κατάσταση αυτή απεικονίζεται καλύτερα στα σχήματα της κατανομής του καθαρού φορτίου κατά μήκος του διακένου 4.43, 4.44 και 4.45, του ηλεκτρικού πεδίου 4.46, 4.47, 4.48 και του δυναμικού 4.49, 4.50, 4.51, 4.52.



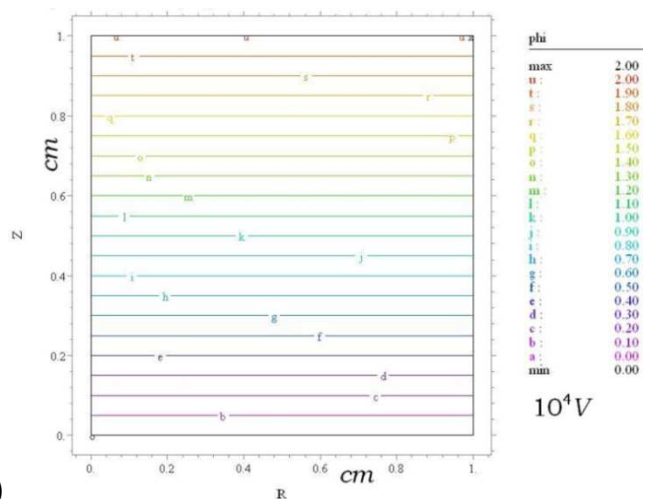
α1)



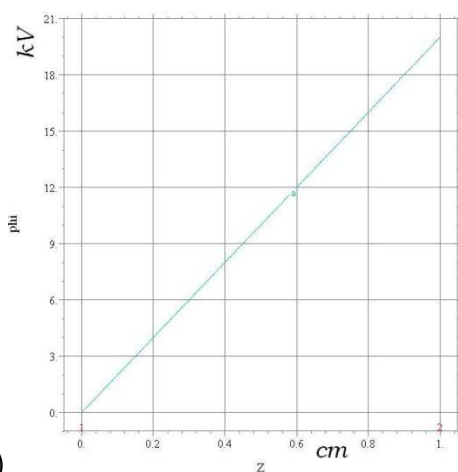
α2)



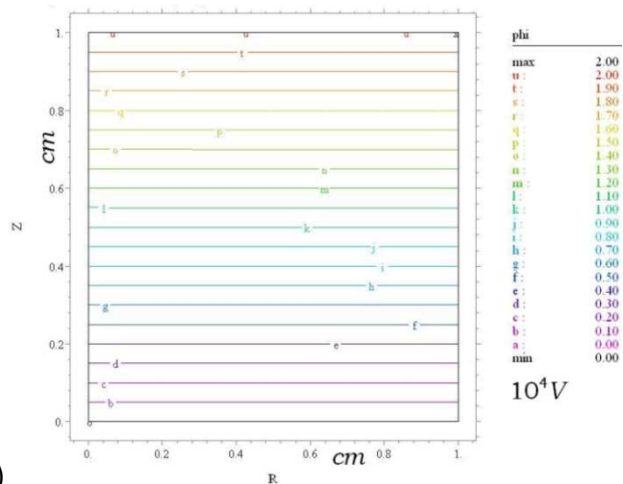
β1)



β2)

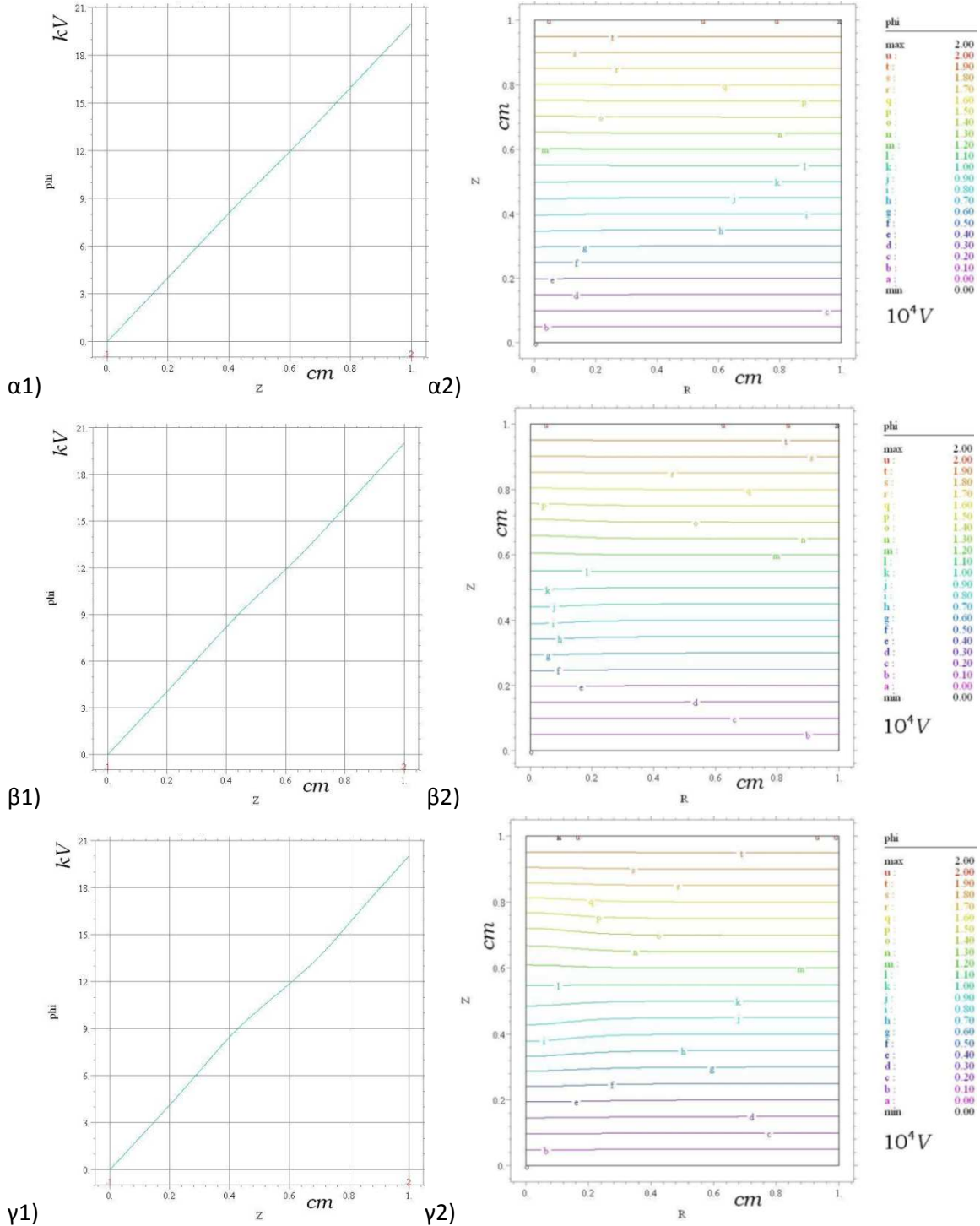


γ1)

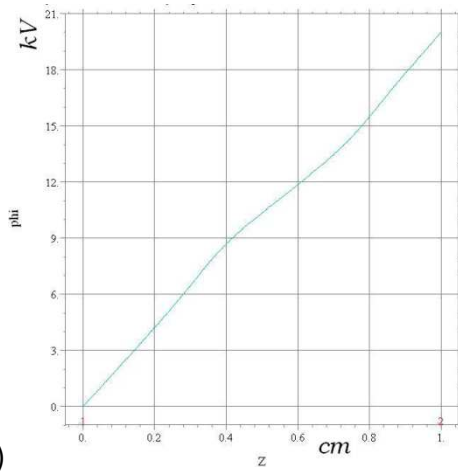


γ2) **Σχήμα (4.49)** Κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου (1) και μέσα στο διάκενο (2) τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 1.148\text{ns}$, $\beta) 2.090\text{ns}$, $\gamma) 3.660\text{ns}$

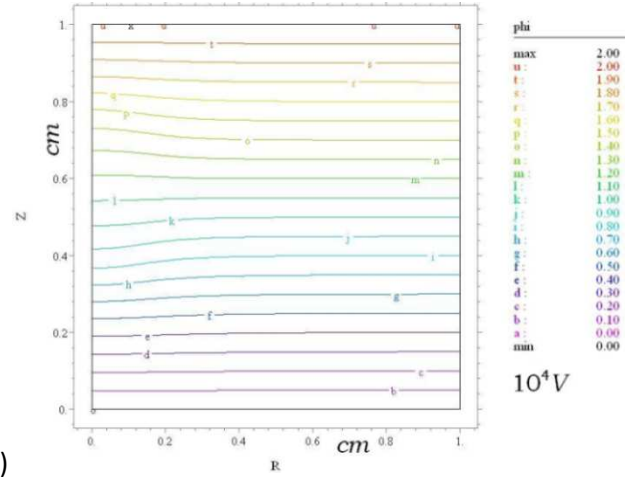
Κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου και μέσα στο διάκενο



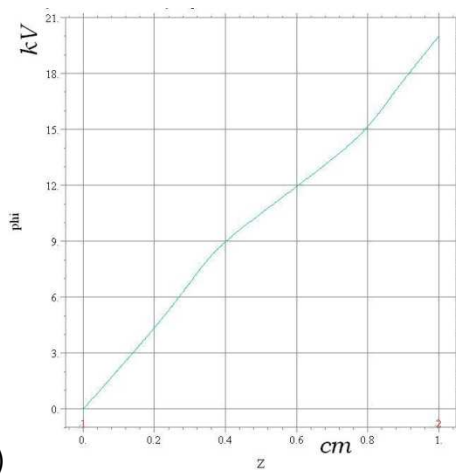
Σχήμα (4.50) Κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου (1) και μέσα στο διάκενο (2) τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 4.904 \text{ ns}$, $\beta) 5.359 \text{ ns}$, $\gamma) 5.800 \text{ ns}$



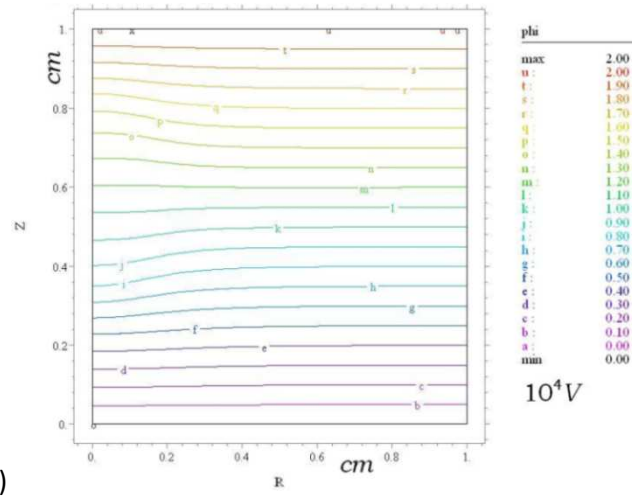
α1)



α2)

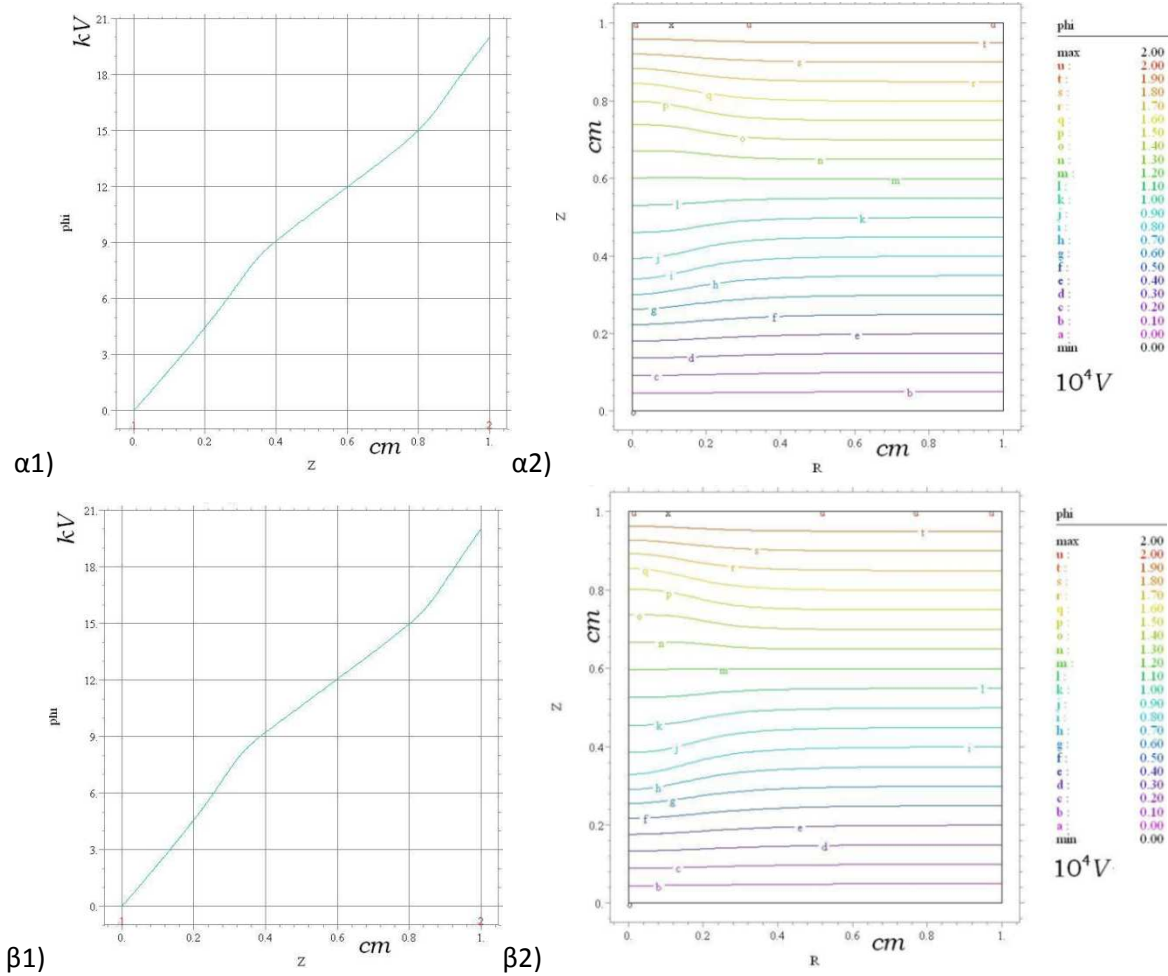


β1)



β2)

Σχήμα (4.51) Κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου (1) και μέσα στο διάκενο (2) τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 6.071 \text{ ns}$, $\beta) 6.374 \text{ ns}$



Σχήμα (4.52) Κατανομή του δυναμικού κατά μήκος του διακένου (1) και μέσα στο διάκενο (2) τις χρονικές στιγμές $t = \alpha) 6.513\text{ns}$, $\beta) 6.670\text{ns}$

Παρατηρούμε στα σχήματα κατανομής του δυναμικού ότι στις περιοχές κοντά στην άνοδο και στην κάθοδο έχουμε διαφορετικές κλίσεις αλλά όχι τόσο μεγάλες όσο στις περιπτώσεις των υψηλότερων τάσεων. Στα σημεία που αλλάζει η κλίση έχουμε μεγάλα ηλεκτρικά πεδία, (ενδεικτικά τη χρονική στιγμή $t = 6.670\text{ns}$ το ηλεκτρικό πεδίο στο σημείο $Z = 0.3\text{cm}$, 28kV/cm και κοντά στην κάθοδο στο σημείο $Z = 0.9\text{cm}$, 29 kV/cm), ενώ φαίνεται και η περιοχή με το ασθενές σχεδόν ομοιογενές ηλεκτρικό πεδίο (13kV/cm) ανάμεσά τους.

4.3.4α Συμπεράσματα - Παρατηρήσεις

Ο παλμός των ηλεκτρονίων κινείται προς την άνοδο σχ.(4.36),(4.37), (4.38) υπό την επίδραση του επιβαλλόμενου ομογενούς ηλεκτρικού πεδίου τιμής 20kV/cm.

Στα αρχικά στάδια της εκκένωσης τις χρονικές στιγμές $t=1.148 - 4.904\text{ns}$ που φαίνονται στο σχ.4.36 ο παλμός ηλεκτρονίων διαδίδεται με διαρκώς αυξανόμενο πλάτος, λόγω ιονιζουσών κρούσεων που πραγματοποιούν τα ηλεκτρόνια, προς την άνοδο. Μέχρι τη χρονική στιγμή 5.800ns, που ξεκινά η σημαντική παραμόρφωση του πεδίου, η εκκένωση εξελίσσεται με μηχανισμό Townsend.

Οι μέγιστες τιμές που παίρνει ο πληθυσμός των ηλεκτρονίων είναι αντίστοιχα $1.62 \cdot 10^7 \text{cm}^{-3}$, $1.62 \cdot 10^8 \text{cm}^{-3}$, $7.41 \cdot 10^9 \text{cm}^{-3}$, 1.31, 2.98, 5.28, 6.92, $9.50 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-3}$, 1.13, $1.54 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$, δηλαδή διαδίδεται προς την άνοδο ένας παλμός αρνητικού φορτίου με διαρκώς αυξανόμενο πλάτος.

Τις χρονικές στιγμές $t=1.148\text{ns}$, 2.090ns , 3.660ns , 4.904ns , το πεδίο είναι τέτοιο που κυριαρχεί η παραγωγή ιόντων. Τα ιόντα κινούνται με πολύ μικρότερη ταχύτητα προς την κάθοδο απ' ότι τα ηλεκτρόνια προς την άνοδο υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου. Τα θετικά ιόντα του παλμού είναι στάσιμα και η «φαινόμενη» κίνηση του παλμού προς την άνοδο είναι αποτέλεσμα της παραγωγής ιόντων που αφήνουν πίσω τα ηλεκτρόνια λόγω ιονισμού (σχ.4.41 και 4.42).

Στα σχήματα 4.43, 4.45 και 4.45 φαίνεται πως κατανέμεται η καθαρή πυκνότητα φορτίου κατά μήκος του διακένου τις διάφορες χρονικές στιγμές. Ο θετικός παλμός διαδίδεται με χαμηλότερη ταχύτητα από ότι ο αρνητικός παλμός. Τη χρονική στιγμή 5.800ns και έπειτα, οι πληθυσμοί των ιόντων τείνουν να συσσωρευτούν προς την κάθοδο χωρίς να καταφέρουν να την πλησιάσουν και η πυκνότητα των ηλεκτρονίων καθώς κινούνται προς την κάθοδο, γίνεται σημαντική. Αρχίζει πλέον να συσσωρεύεται με την πάροδο του χρόνου θετικό φορτίο στο διάκενο. Το φορτίο χώρου γίνεται αισθητό και ξεκινά η σημαντική παραμόρφωση του ηλεκτρικού πεδίου.

Αξίζει να σημειωθεί ότι καθώς συσσωρεύεται αρνητικό φορτίο στην άνοδο και θετικό προς την κάθοδο, συναντάμε μια ενδιάμεση περιοχή η οποία αποτελείται από ίσους πληθυσμούς ηλεκτρονίων και ιόντων, δηλαδή ένα κανάλι πλάσματος. Αυτό το κανάλι πλάσματος τείνει να επεκταθεί κατά μήκος του διακένου και να το

«γεφυρώσει». Αυτή η περιοχή ασθενούς (13kV/cm) σχεδόν ομογενούς πεδίου, είναι ένα πλάσμα μακροσκοπικά ουδέτερο (σχ.4.30) ανάμεσα στα δύο μέτωπα που κατευθύνονται προς τα ηλεκτρόδια, στο οποίο οι πυκνότητες ηλεκτρονίων και ιόντων της τάξης του 10^{11} cm^{-3} .

Όμως στην περίπτωση των 20kV/cm παρατηρούμε ότι η διαταραχή του ηλεκτρικού πεδίου δεν είναι τόσο «δυνατή» όπως στην περίπτωση των 50kV/cm και 30kV/cm. Μέχρι τη στιγμή (5.800ns) που ξεκινά η σημαντική παραμόρφωση του πεδίου η εκκένωση εξελίσσεται με μηχανισμό Townsend.

Στην συνέχεια πλησιάζουμε μια ανηγμένη streamer – like κατάσταση καθώς αρχίζει να διαδίδεται μια διαταραχή πεδίου και εκεί σταματά η εξέλιξη της εκκένωσής μας λόγω περιορισμού του προγράμματος. Λέγοντας streamer – like εννοούμε ότι παρατηρούμε την δημιουργία διαταραχής του ηλεκτρικού πεδίου με ταχύτητα διάδοσής προς την άνοδο

$$\bar{u} = \frac{(0.88 - 0.84) \text{ cm}}{(6.513 - 6.071) \text{ ns}} = 9.5 \times 10^5 \text{ m/sec}, \text{ που είναι μια τάξη μεγέθους}$$

μικρότερη από αυτή ενός πραγματικού streamer (10^6 m/sec πειραματικά [4.15] και θεωρητικά [4.11], [4.16]). Δεν φτάνουμε στην ινώδη δομή ενός καναλιού πλάσματος που γεφυρώνει το διάκενο.

Παρατηρούμε στα σχήματα κατανομής του δυναμικού ότι στις περιοχές κοντά στην άνοδο και στην κάθοδο έχουμε διαφορετικές κλίσεις αλλά όχι τόσο μεγάλες όσο στις περιπτώσεις των υψηλότερων τάσεων. Στα σημεία που αλλάζει η κλίση έχουμε μεγάλα ηλεκτρικά πεδία, (ενδεικτικά τη χρονική στιγμή $t=6.670 \text{ ns}$ το ηλεκτρικό πεδίο στο σημείο $Z=0.3 \text{ cm}$, 28kV/cm και κοντά στην κάθοδο στο σημείο $Z=0.9 \text{ cm}$, 29 kV/cm), ενώ φαίνεται και η περιοχή με το ασθενές σχεδόν ομοιογενές ηλεκτρικό πεδίο (13kV/cm) ανάμεσά τους.

Στο σχήμα 4.38β τη χρονική στιγμή $t= 6.670 \text{ ns}$ παρατηρούμε ότι κοντά στην άνοδο δεν ανταπεξέρχεται το πρόγραμμα στην επίλυση των εξισώσεων καθώς οι βαθμίδες των πυκνοτήτων στην άνοδο είναι τέτοιες που έχουν ως αποτέλεσμα αριθμητικές ασυνέχειες.

4.4 Συζήτηση - Σύγκριση αποτελεσμάτων 50, 30 και 20kV/cm

Η σύγκριση των αποτελεσμάτων δείχνει ότι ανεξάρτητα από την τιμή του επιβαλλόμενου ομογενούς ηλεκτρικού πεδίου μετά από ορισμένο χρονικό διάστημα, η κατανομή του πεδίου μέσα στο διάκενο παύει να είναι ομογενής. Η διαταραχή αυτή του ηλεκτρικού πεδίου οφείλεται στην παρουσία φορτίου χώρου μέσα στο διάκενο, το οποίο αναπτύσσεται από την συνδυασμένη δράση των διαδικασιών μεταφοράς και παραγωγής ηλεκτρικών φορέων. Μετά την πάροδο ενός χρονικού διαστήματος κατά το οποίο η εκκένωση εξελίσσεται με μηχανισμό Townsend, παρατηρείται μετάβαση σε μηχανισμό streamer. Η μετάβαση γίνεται φανερή από την διαδιδόμενη διαταραχή του ηλεκτρικού πεδίου. Με μεγαλύτερο πεδίο τόσο μεγαλύτερη η συσσώρευση θετικού φορτίου στο διάκενο με αποτέλεσμα να είναι και πιο σημαντική η παραμόρφωση του ηλεκτρικού πεδίου με αρχικά επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο 50kV/cm από ότι στις άλλες περιπτώσεις.

Όσο μεγαλύτερη ήταν η τιμή του επιβαλλόμενου ηλεκτρικού πεδίου τόσο πιο γρήγορα διαδίδονταν οι αρνητικοί παλμοί προς την άνοδο. Συγκεκριμένα με αρχικά επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο 50kV/cm η εκκένωση μελετήθηκε για χρονικό διάστημα 0.69ns, για 30kV/cm 2.105ns και για 20kV/cm 5.522ns. Παρατηρούμε ότι όσο πιο υψηλή η τιμή του πεδίου τόσο πιο ραγδαία εξελίσσεται η εκκένωση. Ο ρυθμός αύξησης των πληθυσμών ηλεκτρονίων και ιόντων είναι μεγαλύτερος με επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο 50kV/cm. Στα 20kV/cm τα θετικά ιόντα του παλμού είναι στάσιμα και η «φαινόμενη» κίνηση του παλμού προς την άνοδο είναι αποτέλεσμα της παραγωγής ιόντων που αφήνουν πίσω τα ηλεκτρόνια λόγω ιονισμού. Φαίνεται πιο καθαρά στην περίπτωση των 20kV/cm η διαφορά κινητικότητας μεταξύ ηλεκτρονίων και ιόντων.

Η παρουσία φορτίου χώρου για επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο 50kV/cm ήταν πιο γρήγορα αισθητή από ότι για τα 30kV/cm. Για 20kV/cm η παρουσία του φορτίου χώρου γίνεται αισθητή μετά από πολύ μεγαλύτερο χρονικό διάστημα σε σύγκριση με τις προηγούμενες περιπτώσεις.

Παρατηρούμε μια περιοχή ασθενούς σχεδόν ομογενούς πεδίου και στις τρεις περιπτώσεις, δηλ. ένα πλάσμα μακροσκοπικά ουδέτερο ανάμεσα στα δύο μέτωπα που κατευθύνονται προς τα ηλεκτρόδια. Για αρχικά επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο 50kV/cm παρατηρούμε μια περιοχή ασθενούς σχεδόν ομογενούς πεδίου, (25kV/cm) στο οποίο οι πυκνότητες ηλεκτρονίων και ιόντων της τάξης του 10^{13} cm^{-3} . Για αρχικά επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο 30kV/cm παρατηρούμε μια περιοχή ασθενούς (15kV/cm) σχεδόν ομογενούς πεδίου στο οποίο οι πυκνότητες ηλεκτρονίων και ιόντων της τάξης του 10^{12} cm^{-3} . Για αρχικά επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο 20kV/cm παρατηρούμε μια περιοχή ασθενούς (13kV/cm), σχεδόν ομογενούς πεδίου στο οποίο οι πυκνότητες ηλεκτρονίων και ιόντων της τάξης του 10^{11} cm^{-3} .

Μεγαλύτερη τιμή ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή ασθενούς ομογενούς πεδίου και μεγαλύτερη τάξη μεγέθους πυκνοτήτων παρατηρούμε σε αρχικά επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο 50kV/cm.

Η ταχύτητα διάδοσης της διαταραχής του ηλεκτρικού πεδίου παρατηρήθηκε α) στην περίπτωση των 50kV/cm $\bar{u} = 1.57 \times 10^7 \text{ m/sec}$

β) στην περίπτωση των 30kV/cm $\bar{u} = 6.84 \times 10^6 \text{ m/sec}$

γ) στην περίπτωση των 20kV/cm $\bar{u} = 9.5 \times 10^5 \text{ m/sec}$

Οι τάξεις μεγέθους συμφωνούν με την βιβλιογραφία (10^6 m/sec πειραματικά [4.15] και θεωρητικά [4.11], [4.16]). Η μεγαλύτερη ταχύτητα παρατηρήθηκε στην περίπτωση με το υψηλότερο αρχικά επιβαλλόμενο πεδίο.

Και στις τρεις περιπτώσεις η κατανομή του δυναμικού παρουσίασε τρεις περιοχές με διαφορετικές κλίσεις, δηλαδή τρεις περιοχές με διαφορετικό ηλεκτρικό πεδίο. Οι πιο απότομες κλίσεις παρατηρήθηκαν στην περίπτωση με αρχικά επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο 50kV/cm. Δηλαδή οι τιμές του ηλεκτρικού πεδίου κοντά στην άνοδο και κάθοδο ήταν μεγαλύτερες στην περίπτωση αυτή από ότι στις άλλες. Τη χρονική στιγμή $t=0.73\text{ns}$ το ηλεκτρικό πεδίο κοντά στην άνοδο στο σημείο $Z=0.1\text{cm}$, 210kV/cm και κοντά στην κάθοδο στο σημείο $Z=0.8\text{cm}$, 120kV/cm. Η τιμή του ηλεκτρικού πεδίου, 210kV/cm, κοντά στην άνοδο $Z=0.1\text{cm}$ θα χρησιμοποιηθεί στο μοντέλο Β για τον υπολογισμό της τάξης μεγέθους της δύναμης στην εξίσωση μετάδοσης της ορμής.

Κεφάλαιο 5°

5.1 Εισαγωγή

Στο προηγούμενη ενότητα έγινε μια προσπάθεια δισδιάστατης εξομοίωσης της εκκένωσης χρησιμοποιώντας την εξίσωση συνέχειας. Έχοντας εξοικειωθεί με την έννοια του ηλεκτρικού ανέμου από το Κεφ. 3 όπου παρουσιάστηκε η ιστορική αναδρομή και ανάπτυξη μιας ποιοτικής θεωρία, σε αυτή την ενότητα θα παρουσιαστεί μια θεωρητική μελέτη του ηλεκτρικού ανέμου.

Ο ηλεκτρικός άνεμος, άνεμος corona ή ηλεκτρική αύρα αναφέρεται στην κίνηση του αερίου που επάγεται από την άπωση των ιόντων από την συγγενική περιοχή του ηλεκτροδίου υψηλής τάσης μιας εκκένωσης. Ο ηλεκτρικός άνεμος θεωρούμε ότι είναι αποτέλεσμα αυτούσιας μετάδοσης ενέργειας και ορμής από τα ιόντα στα ουδέτερα μόρια του αέρα. Η ηλεκτρική εκκένωση η οποία συνοδεύεται από το αεροδυναμικό φαινόμενο που λέγεται ηλεκτρικός άνεμος είναι η εκκένωση κορόνας σε ατμοσφαιρικό αέρα. Η εκκένωση κορόνας παρατηρείται σε διατάξεις στις οποίες έχουμε ανομοιογενή ηλεκτρικά πεδία όπως ακίδα – πλάκα, σφαίρα – σφαίρα, πλέγμα – πλάκα κτλ, δηλαδή σε ασύμμετρες διατάξεις ηλεκτροδίων. Όπως έγινε φανερό στην προηγούμενη ενότητα δισδιάστατης εξομοίωσης της εκκένωσης δεν έγινε δυνατή η μελέτη της διάδοσης ενός streamer και της διάσπασης που ακολουθεί σε διάταξη πλάκα – πλάκα, αποτέλεσμα να μην μπορούμε να μελετήσουμε και άλλα διάκενα όπως αυτά που έχουμε κορόνα. Γι' αυτό το λόγο ακολουθήσαμε μια διαφορετική προσέγγιση στην μελέτη.

Θεωρούμε ότι έχουμε διάταξη ακίδα – πλάκα και εφαρμόζουμε θετική συνεχή υψηλή τάση στο διάκενο με αποτέλεσμα μια εκκένωση κορόνας σε ατμοσφαιρικό αέρα. Το αέριο (ατμοσφαιρικός αέρας) θεωρείται ιδανικό αέριο, δηλαδή ισχύει $P = n_0 K T$, όπου n_0 πυκνότητα ουδετέρων, P πίεση, T θερμοκρασία σε Kelvin και K η σταθερά Boltzmann. Αρχικά σχηματίζεται ο πρωτογενής streamer (Κεφ. 2) και διαδίδεται προς την κάθοδο με υψηλή ταχύτητα (περίπου $5 \times 10^7 \text{ cm/sec}$). Στην συνέχεια μετά από κάποια nanoseconds από την άφιξη του πρωτογενή streamer στην κάθοδο ξεκινά η διάδοση του δευτερογενή streamer [5.1], [5.2]. Συγκεκριμένα όταν η κεφαλή του streamer πλησιάσει στην κάθοδο αυξάνεται ταυτόχρονα και το πεδίο στην περιοχή της ακίδας. Η μορφή του πεδίου στην περιοχή αυτή αντιστοιχεί στην ανάπτυξη ενός secondary streamer, η εμφάνιση του οποίου συνοδεύεται από

μείωση της πυκνότητας ηλεκτρονίων στην περιοχή της ακίδας και ταυτόχρονη αύξηση της πυκνότητας θετικών ιόντων στην περιοχή.

Η διάδοση του δευτερογενούς streamer σταματά μέσα στο διάκενο χωρίς να φτάσει την κάθοδο και να γεφυρώσει το διάκενο οδηγώντας σε διάσπαση(κοίτα Κεφ. 2 ημιτελές τόξο). Κατά την ανάπτυξη και διάδοση της κατανομής (καθαρού) φορτίου μεταδίδεται ενέργεια στο ουδέτερο αέριο, επάγοντας μια κίνηση των ουδέτερων μορίων προς την κάθοδο. Οι εξισώσεις που περιγράφουν αυτές τις συνθήκες σε συνδυασμό με αυτών του πλάσματος στο κανάλι μπορούν να βρεθούν στο [5.1]. Η δυσκολία επίλυσης αυτών των εξισώσεων οδήγησε σε κάποιες επιπλέον θεωρήσεις και απλοποιήσεις. Η ακίδα περιβάλλεται από ένα υπερβολοειδές υψηλό ηλεκτρικό πεδίο και στο διάκενο υπάρχει ένα ισχυρό φορτίο χώρου, στην προσέγγισή μας υπολογίζουμε την μέση τιμή του ολικού ηλεκτρικού πεδίου στην άνοδο από τα αποτελέσματα του μοντέλου Α για αρχικά επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο 50kV/cm. Η μέση τιμή του πεδίου βρέθηκε 0.221MV. Υποθέτουμε ότι ασκείται μια σταθερή δύναμη πάνω στα ιόντα του διακένου [5.3]. Βρίσκουμε την τάξη μεγέθους της δύναμης ($448,6 N/m^3$) που ασκείται πάνω στα ιόντα μέσω του μέσου πεδίου που υπολογίσαμε και την χρησιμοποιούμε στην εξίσωση μετάδοσης της ορμής . Η ροή ιόντων σε κορόνες ατμοσφαιρικού αέρα είναι ιζώδης και κυριαρχούν οι κρούσεις, επομένως όλη η ενέργεια και ορμή που αποσπούν από το ηλεκτρικό πεδίο μεταφέρεται στα ουδέτερα μόρια του αέρα. Στο μοντέλο μας δεν μελετάμε τις κρούσεις των σωματιδίων και το ιζώδες έχει πολύ χαμηλή τιμή οπότε η ροή που παρατηρούμε είναι αποτέλεσμα της δύναμης που υπολογίσαμε στην προσέγγισή μας. Αυτό εισάγεται στην εξίσωση της ορμής που θα περιγραφεί παρακάτω, μέσω του όρου της εξωτερικής δύναμης.

5.2 Θεωρητική Μελέτη Ηλεκτρικού Ανέμου – Μοντέλο Β

5.2.1 Εξίσωση μετάδοσης της ορμής

Η γενική μορφή της εξίσωσης είναι :

$$\frac{\partial N(\vec{r}, t) \langle \vec{u} \rangle}{\partial t} + \nabla_{\vec{r}} \cdot (N(\vec{r}, t) \langle \vec{u} \cdot \vec{u} \rangle) - \frac{F}{m} N(\vec{r}, t) = P_{\text{κρούσεις}}$$

Θεωρώντας ότι η ταχύτητα των σωματιδίων μπορεί να αναλυθεί στο άθροισμα της μέσης ταχύτητας $\vec{u}' = \langle \vec{u} \rangle$ συν μια συνιστώσα που θα καθορίζει την απόκλιση της από μια μέση τιμή $\bar{u}$, δηλ. $\vec{u} = \vec{u}' + \bar{\vec{u}}$, τότε ύστερα από μια σειρά πράξεων που αναφέρονται διεξοδικά στην [5.4] καταλήγουμε στην παρακάτω μορφή για την εξίσωση μεταφοράς της ορμής (θέτοντας

$$\frac{d}{dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}' \cdot \vec{\nabla} \right)$$

$$mN(\vec{r}, t) \frac{d\vec{u}'}{dt} = -\vec{\nabla} \cdot \bar{\vec{P}} + qN(\vec{r}, t)E + P_{\text{κρουσεις}}$$

Στο μοντέλο B του ηλεκτρικού ανέμου η εξίσωση μετατρέπεται στην ακόλουθη μορφή :

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho_0 (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} - \vec{F} + \vec{\nabla} p - \eta \nabla^2 \vec{u} = 0$$

Όπου ρ_0 η σταθερή πυκνότητα μάζας του ρευστού, $\vec{u}$ η ταχύτητα, $\vec{F}$ η εξωτερική δύναμη ανά μονάδα όγκου, p η πίεση, η το ιξώδες. Οι εξισώσεις συνέχειας και μετάδοσης της ορμής είναι γνωστές και ως Navier – Stokes.

Στην μελέτη ροών μας ενδιαφέρει ο αριθμός Reynolds, ένα αδιάστατο μέγεθος. Ο αριθμός Reynolds δίνεται από τον λόγο :

$$Re = \frac{\rho_0 u_0 L_0}{\eta}$$

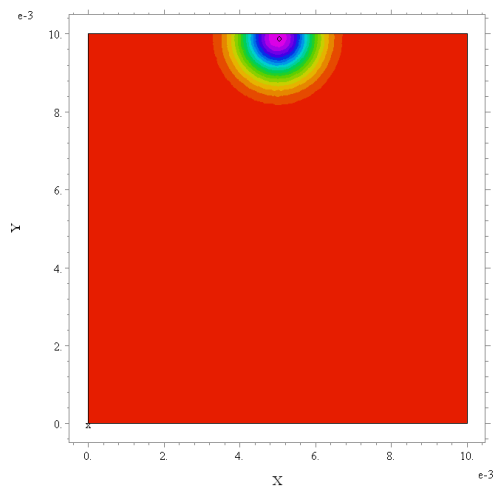
Όπου u_0 μια τυπική ταχύτητα και L_0 ένα τυπικό μέγεθος διάστασης στην περιοχή επίλυσης, δηλαδή χαρακτηριστικά μεγέθη του εκάστοτε προβλήματος (π.χ. σε ένα σωλήνα ροής, u_0 θα ήταν η μέση ταχύτητα του ρευστού και L_0 η διάμετρος του σωλήνα). Ο αριθμός Reynolds μας επιτρέπει να γνωρίζουμε αν η ροή είναι στρωτή, μεταβατική ή τυρβώδης. Η ροή χαρακτηρίζεται :

- **στρωτή (laminar)** όταν $Re < 2300$
- **μεταβατική** όταν $2300 < Re < 4000$

- **τυρβώδης** όταν $Re > 4000$

Στο μοντέλο B που μελετάμε ένα αεροδυναμικό φαινόμενο, τον ηλεκτρικό άνεμο, η κίνηση των φορτισμένων σωματίων σε κορόνα ατμοσφαιρικού αέρα κυριαρχείται από τις κρούσεις των σωματιδίων. Το μοντέλο δεν περιλαμβάνει τις εξισώσεις των σωματιδίων αλλά μελετά το πεδίο των ταχυτήτων. Η ροή είναι στρωτή καθώς στο πρόβλημά μας ο αριθμός Reynolds είναι χαμηλός, αποτέλεσμα να παραλείπεται ο δεύτερος μη γραμμικός όρος μεταγωγής. Πολύ μικρό ρόλο παίζει ο τελευταίος όρος καθώς έχουμε πολύ μικρό ιξώδες $\eta = 1.79 \times 10^{-5} (kg/m \cdot sec)$. Το πρόβλημα μελετήθηκε σε καρτεσιανές συντεταγμένες σε διάκενο 1cm.

Ο ηλεκτρικός άνεμος όπως έχει αναλυθεί και στο Κεφ. 3, συνδέεται με τη ροή των ουδετέρων σωματίων του αερίου η οποία προκαλείται από την κίνηση των ιόντων της ηλεκτρικής εκκένωσης, που θεωρούμε ότι όλη η ορμή και ενέργεια που έχουν αποσπάσει τα ιόντα από το ηλεκτρικό πεδίο μεταφέρεται στα ίσης μάζας ουδέτερα μόρια. Ένα από τα κύρια προβλήματα εξομοίωσης του ηλεκτρικού ανέμου είναι οι διαφορετικές χρονικές κλίμακες των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα δηλαδή της διάδοσης του streamer ($10^{-8} - 10^{-7} sec$) και της κίνησης του αερίου ($10^{-1} - 10 sec$). Αυτό κάνει δύσκολη την σύνδεση μοντέλου εκκένωσης με μηχανισμό streamer και του προβλήματος του μακροσκοπικού ρευστού. Οι διαφορετικές χρονικές κλίμακες στην εκκένωση κορόνας και της ταχύτητας του ηλεκτρικού ανέμου μας επιτρέπουν να κάνουμε την θεώρηση ενός στατικού σταθερού ηλεκτρικού πεδίου που ασκεί μια δύναμη πάνω στα ιόντα. Οπότε υπολογίζοντας την δύναμη που ασκείται πάνω στα θετικά ιόντα από το πεδίο και το φορτίο χώρου βρίσκουμε την δύναμη που ασκείται πάνω στα ουδέτερα μόρια προκαλώντας την ροή τους. Ο υπολογισμός της τάξης μεγέθους της δύναμης ($448,6 N/m^3$) συμφωνεί με την εργασία των Marciulionis και Zebrauskas [5.3] που εργάστηκαν πάνω σε αντίστοιχο πρόβλημα. Η δύναμη είναι Gaussian κατανομής σχ.(5.1) και τοποθετείται κοντά στην άνοδο εξομοιώνοντας την δύναμη που ασκείται πάνω στα ουδέτερα από την μεταφορά ορμής και ενέργειας που έχουν αποκτήσει τα ιόντα από το ηλεκτρικό πεδίο γύρω από την ακίδα καθώς η ταχύτητα κοντά στην περιοχή της ακίδας έχει τη μέγιστη τιμή της πάνω στον άξονα [5.3] και [5.5]. Η δύναμη

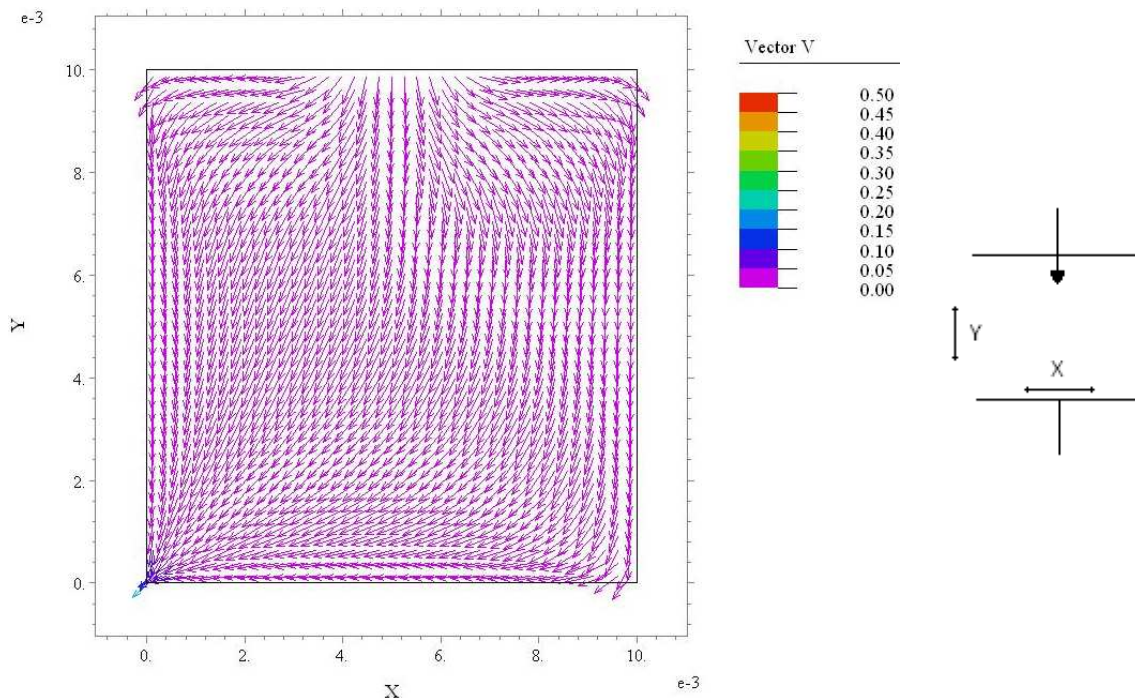


εφαρμόστηκε σαν παλμός για να παρατηρηθεί η διάδοση της ροής μέσα στο διάκενο

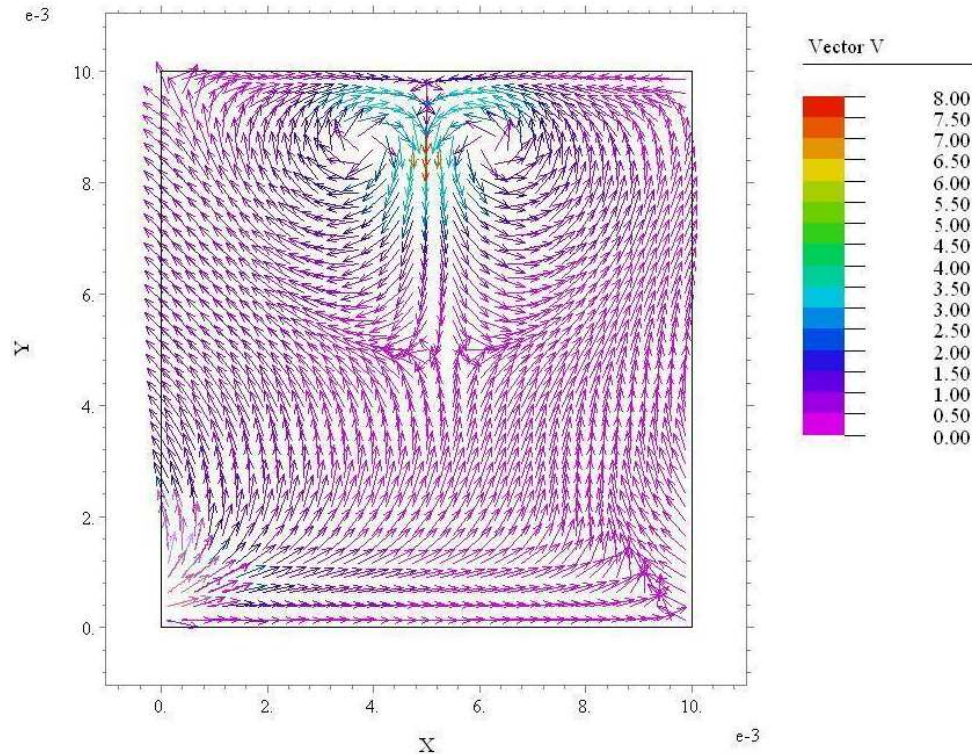
Σχήμα (5.1) Η περιοχή επίλυσης για το μοντέλο B όπου φαίνεται η δύναμη Gaussian κατανομής

5.3 Αποτελέσματα

Στο σχήμα 5.2 φαίνεται η περιοχή επίλυσης, είναι κλειστό πάνω και κάτω, δηλαδή δυο ανακλαστικές παράλληλες πλάκες πάνω στις οποίες οι ταχύτητες μηδενίζονται κατά την x - διεύθυνση. Τη στιγμή λίγο πριν ξεκινήσει παρατηρούμενη ροή δεν έχουμε κάποια ταχύτητα και βλέπουμε την διεύθυνση των διανυσμάτων ταχύτητας. Η διαταραχή στα διανύσματα στο κάτω αριστερό άκρο της περιοχής επίλυσης οφείλεται στην οριακή συνθήκη που έχουμε επιβάλλει στο FlexPDE η οποία ήταν απαραίτητη για την εξάλειψη αριθμητικών ασυνεχειών, δηλαδή ένα «μαθηματικό τρύνκ» προκειμένου να τρέξει το πρόγραμμα το οποίο δεν επηρεάζει σημαντικά το φαινόμενο. Στο δεξί μέρος των αποτελεσμάτων με διαφορετικά χρώματα απεικονίζονται οι διάφορες τιμές / πλάτη που παίρνουν οι ταχύτητες. **Η ταχύτητα δίνεται σε m/sec .**

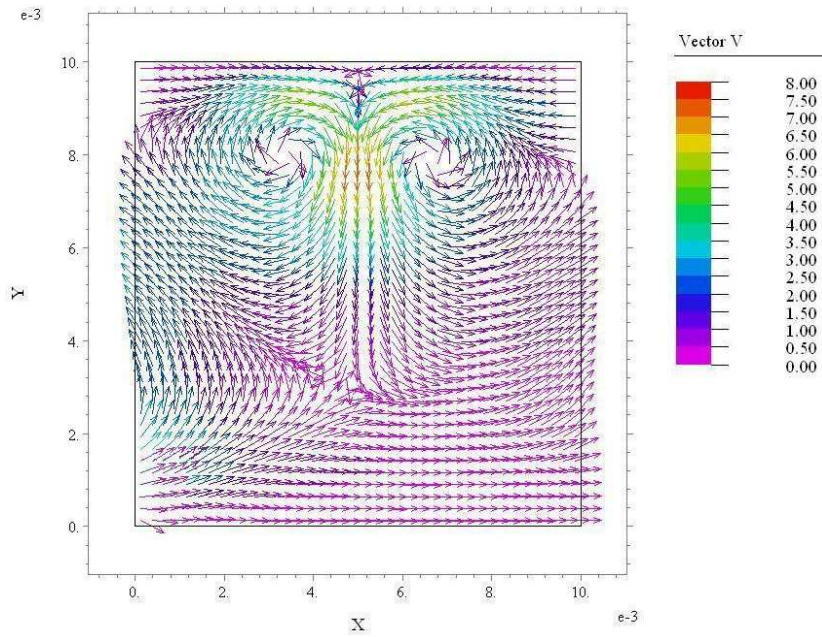


Σχήμα (5.2) Διανύσματα ταχυτήτων σε διάκενο 1cm για την χρονική στιγμή $t = 0.0001sec$



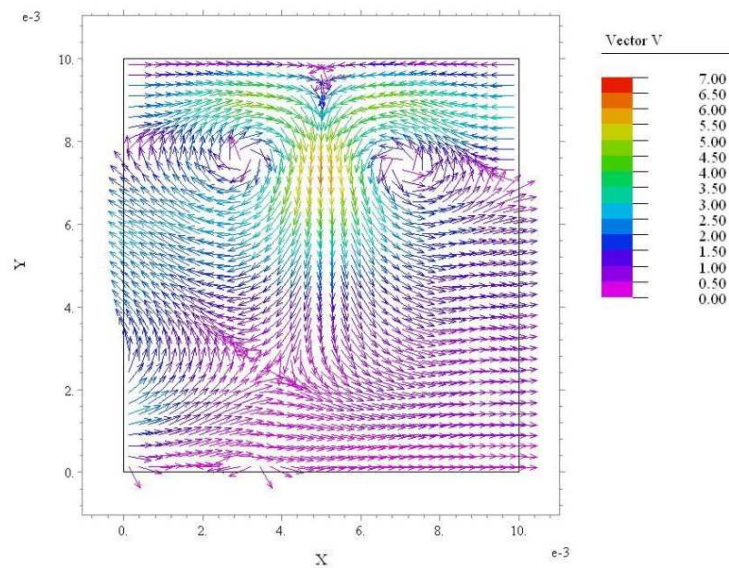
Σχήμα (5.3) Διανύσματα ταχυτήτων σε διάκενο 1cm για τις χρονικές στιγμές $t = 0.013$ sec

Τη χρονική στιγμή $t = 0.013$ sec παρατηρούμε μια ροή προς την κάθοδο και το σχηματισμό στροβιλισμών (vortex) αριστερά και δεξιά της ακίδας. Ο σχηματισμός των στροβιλισμών συμφωνεί με την βιβλιογραφία [5.6]. Εργασίες με αριθμητική ανάλυση έδιναν τον σχηματισμό τους κοντά στην περιοχή της ακίδας και προβλέφθηκε επίσης ο σχηματισμός ενός μεγαλύτερου στροβιλισμού κοντά στην κάθοδο και σε απόσταση από τον άξονα εκκένωσης διπλάσια από αυτή του διακένου [5.6]. Τα διανύσματα των ταχυτήτων στο χώρο $y < 4mm$ είναι πρακτικά μηδέν και είναι αποτέλεσμα της οριακής συνθήκης που αναφερθήκαμε προηγουμένως. Η μέγιστη τιμή της ταχύτητας $8(m/sec)$ παρατηρείται στο άξονα του διακένου, στην περιοχή που βρίσκεται η ακίδα. Αυτό συμφωνεί με την βιβλιογραφία για παρόμοιες διατάξεις ηλεκτροδίων [5.5] αλλά και για άλλες διατάξεις όπως με πλέγμα [5.7].



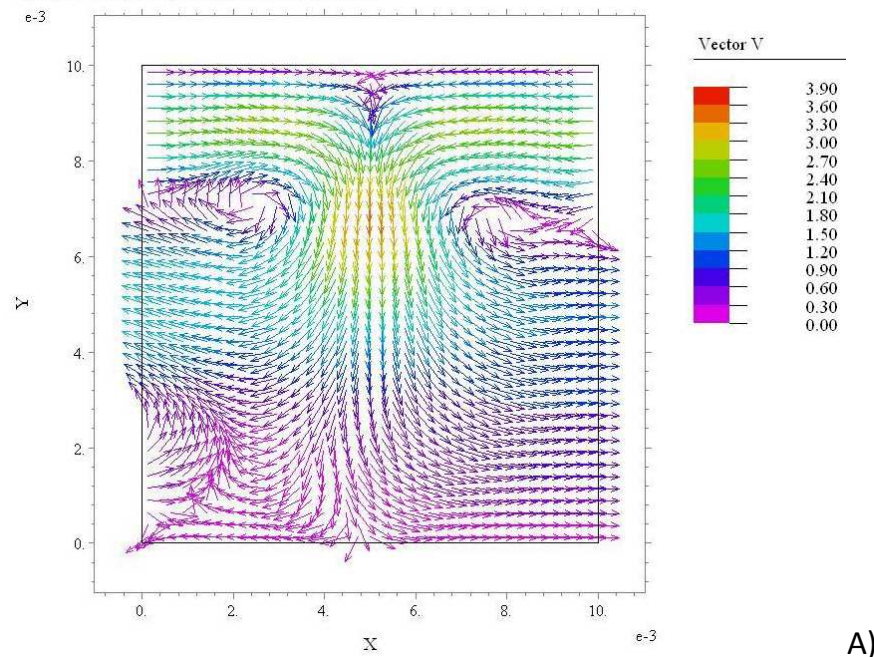
Σχήμα (5.4) Διανύσματα ταχυτήτων σε διάκενο 1cm για τις χρονικές στιγμές $t = 0.041\text{sec}$

Παρατηρούμε στα σχ. (5.4) και (5.5) την διάδοση του ανέμου κατά μήκος του άξονα του διακένου πάνω στον οποίο παραμένει η μέγιστη ταχύτητα. Οι στροβιλισμοί κατευθύνονται και αυτά προς την κάθοδο αλλά ταυτόχρονα μετακινούνται / διαδίδονται μακριά από τον άξονα πάνω στην x κατεύθυνση.

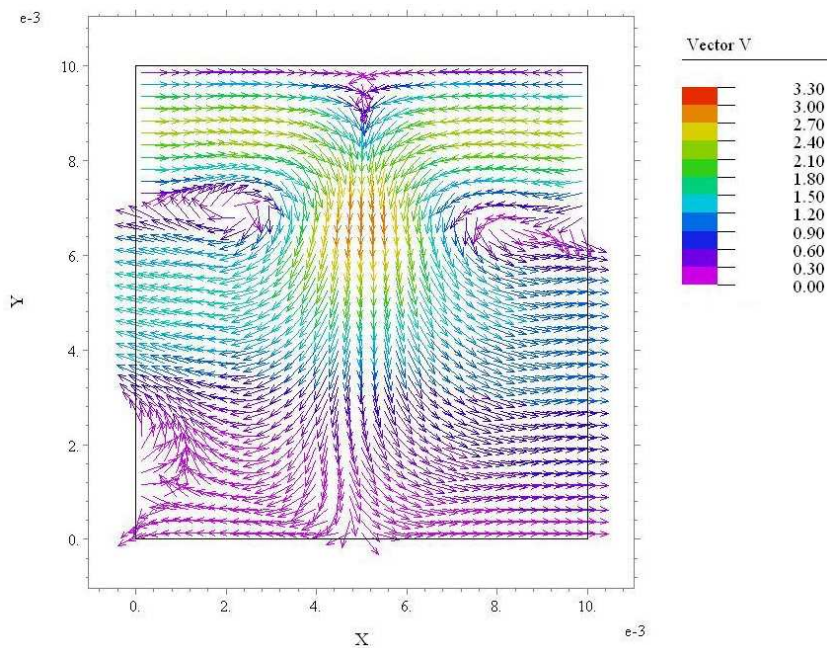


Σχήμα (5.5) Διανύσματα ταχυτήτων σε διάκενο 1cm για τις χρονικές στιγμές $t = 0.063\text{sec}$

Στην συνέχεια η τιμή της ταχύτητας φθίνει καθώς απομακρύνεται από το πάνω ηλεκτρόδιο και αρχίζει να φτάνει την κάθοδο.



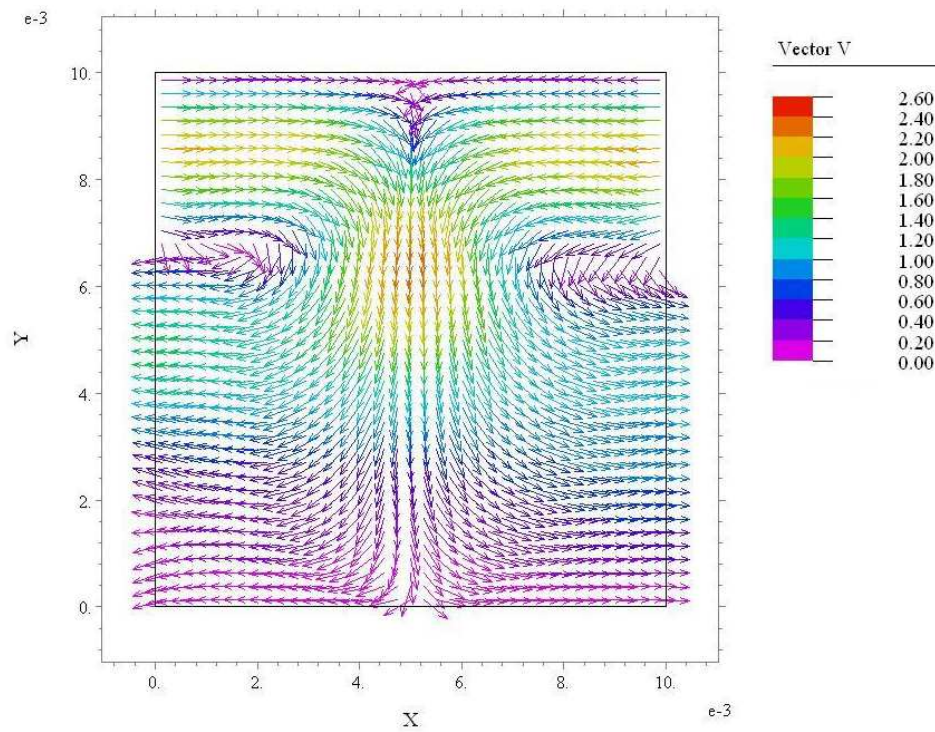
A)



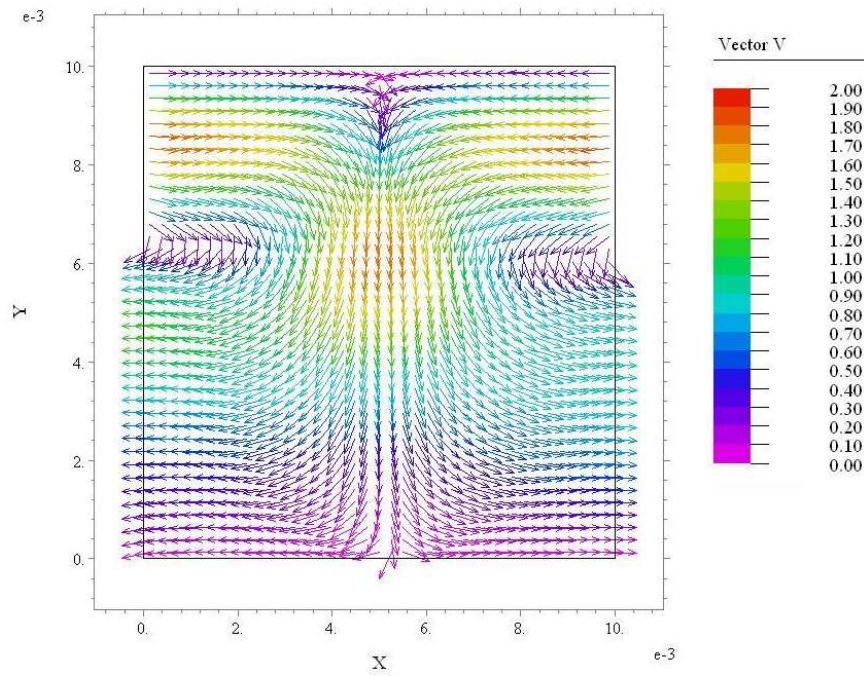
B)

Σχήμα (5.6) Διανύσματα ταχυτήτων σε διάκενο 1cm για τις χρονικές στιγμές A) $t = 0.093\text{sec}$, B) $t = 0.101\text{sec}$

Στη συνέχεια στα παρακάτω σχήματα παρατίθενται η φυσική εξέλιξη του ηλεκτρικού ανέμου.

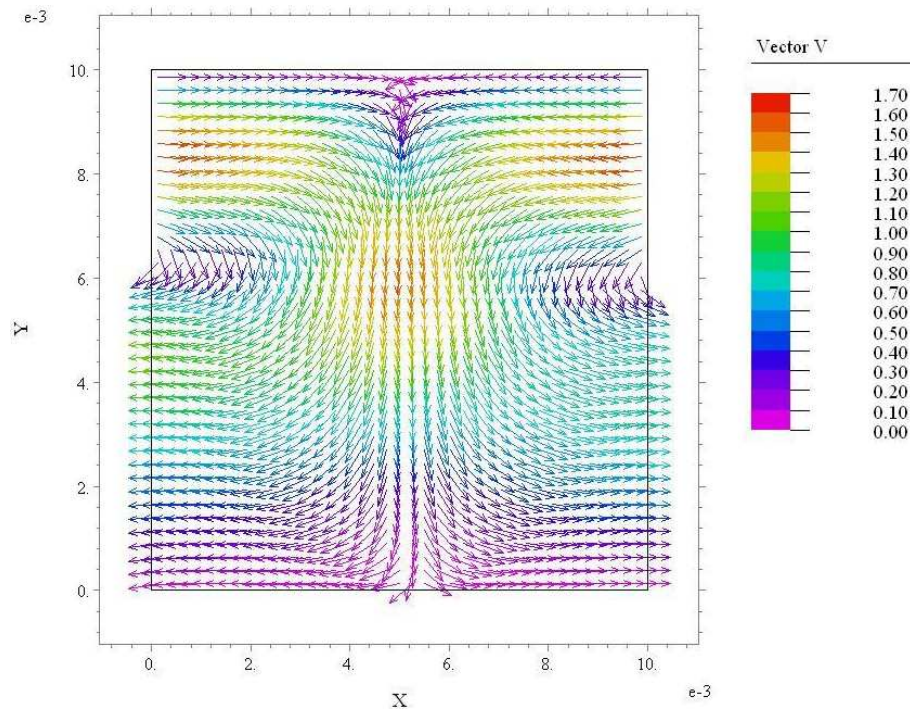


A)

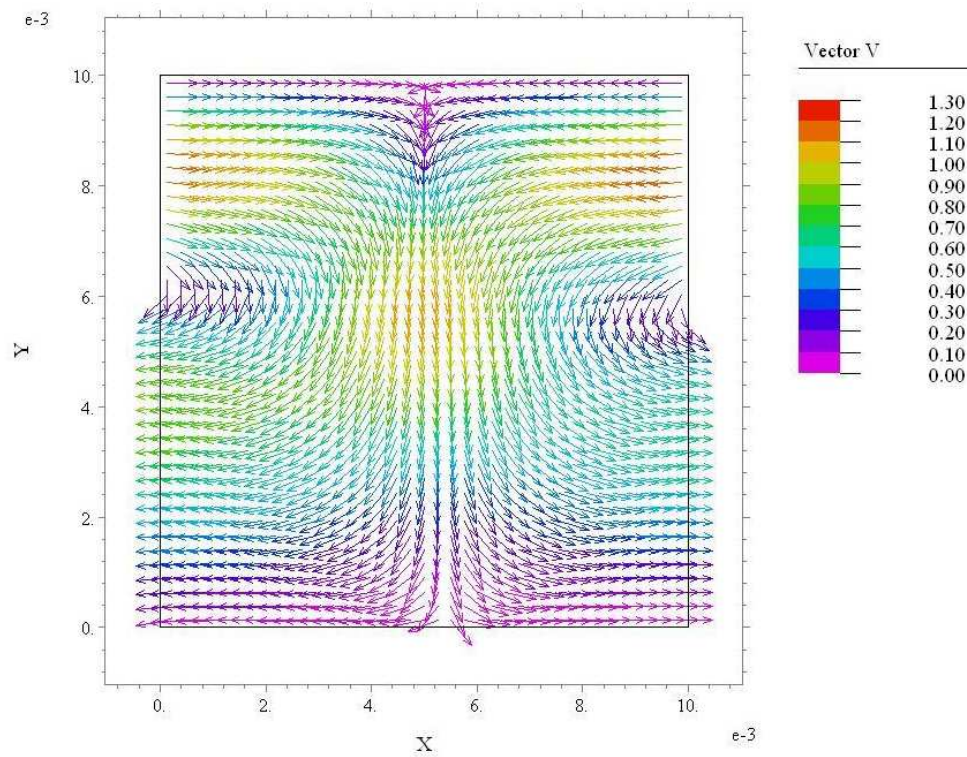


B)

Σχήμα (5.7) Διανύσματα ταχυτήτων σε διάκενο 1cm για τις χρονικές στιγμές A) $t = 0.121\text{sec}$ B) $t = 0.145\text{sec}$

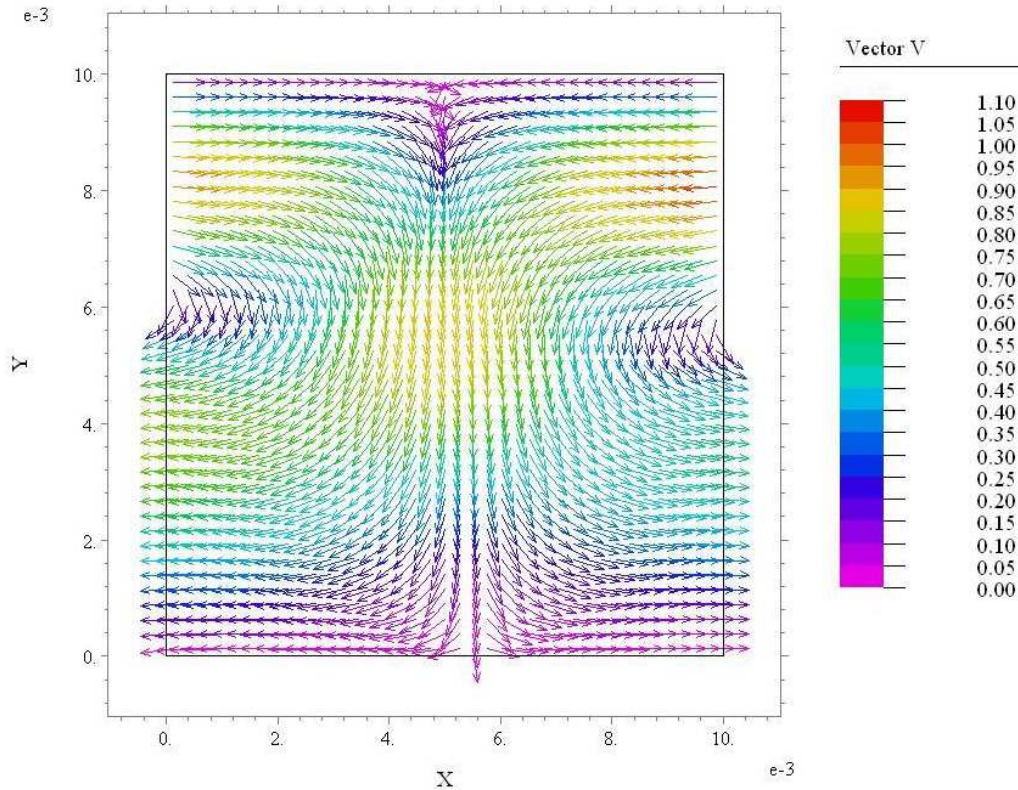


A)



B)

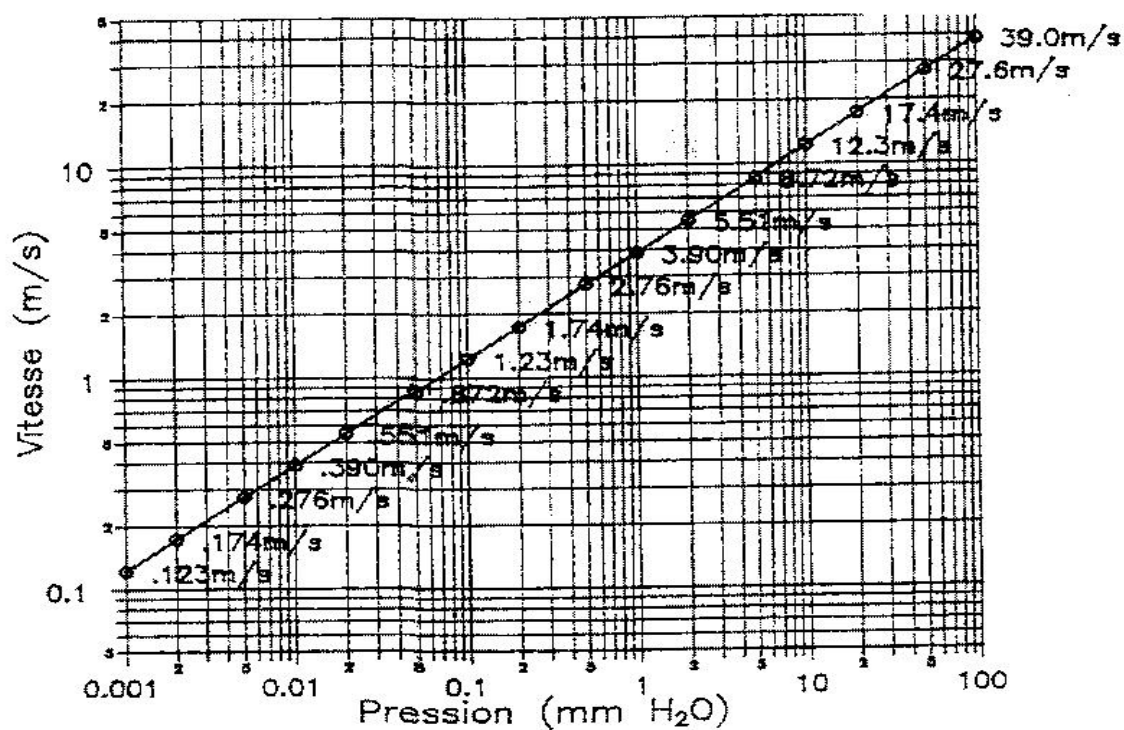
Σχήμα (5.8) Διανύσματα ταχυτήτων σε διάκενο 1cm για τις χρονικές στιγμές A) $t = 0.161\text{sec}$ B) $t = 0.197\text{sec}$



Σχήμα (5.9) Διανύσματα ταχυτήτων σε διάκενο 1cm για την χρονική στιγμή $t = 0.222$ sec

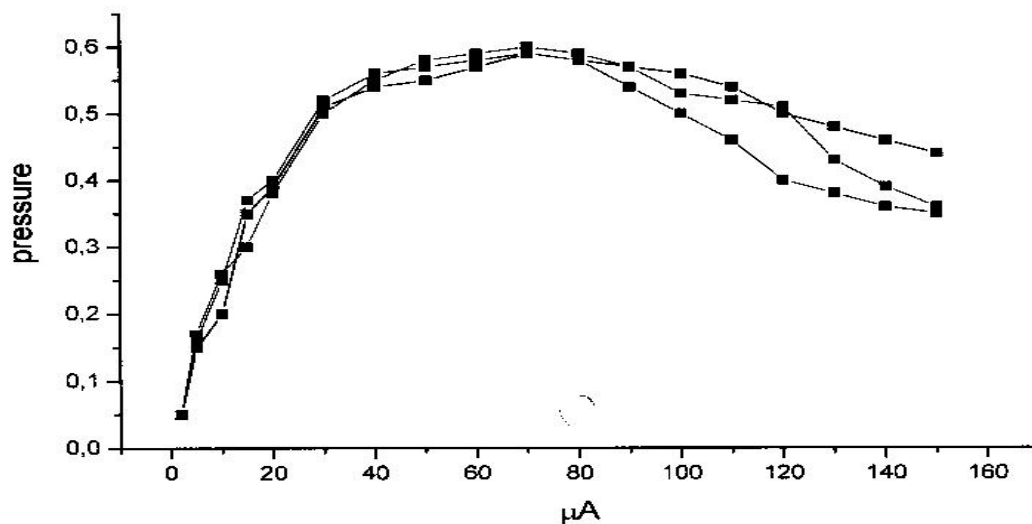
5.3.1 Συζήτηση - Συμπεράσματα

Τελικά παρατηρούμε στα σχήματα την φυσική εξέλιξη του ηλεκτρικού ανέμου. Στο σχήμα (5.2), οι ταχύτητες των σωματιδίων είναι παντού μηδέν. Στο επόμενο στιγμιότυπο παρατηρούμε την δημιουργία στροβιλισμών η οποία είναι αποτέλεσμα της μορφής της δύναμης (gaussian), κοντά στην περιοχή της ακίδας που παρατηρείται και η μέγιστη ταχύτητα. Οι στροβιλισμοί αυτοί κινούνται προς την κάτω (άξονας y) αλλά και ταυτόχρονα μακριά από τον άξονα του διακένου (άξονας x). Αξίζει να σημειωθεί ότι η τάξη μεγέθους (m/sec) στα αποτελέσματά μας συμφωνεί απόλυτα με πειραματικά και θεωρητικά δεδομένα [5.1], [5.5], [5.8], [5.9], [5.10], [5.11], [5.12] και [5.13]. Η διπλωματική εργασία του Σαφάρ Λουής «Παραγωγή και Μέτρηση Ηλεκτρικού Ανέμου σε Φαινόμενα Κορόνας» που έγινε στο εργαστήριο Ηλεκτροτεχνικών Υλικών [5.14] παρουσίασε την ταχύτητα του ηλεκτρικού ανέμου σε διάταξη ακίδας - πλέγμα να κυμαίνεται από $0,87 \div 7,1(m/sec)$. Η εργασία των Spyrou et al [5.1] παρουσίασε ταχύτητα $30(m/sec)$.



πίνακα (5-1) : Σχέση ταχύτητας - πίεσης

Από τα αποτελέσματα του Σαφάρ Λουής, δηλ. την καμπύλη πίεση – ρεύμα σχ.5.10 αντιστοιχούμε τις τιμές πίεσης με την ταχύτητα του ανέμου μέσω της γραφικής παράστασης του πίνακα (5-1).



σχ. (5.10) : Χαρακτηριστική πίεσης μέσω ρεύματος

Στο σχήμα (5.11) παρουσιάζονται αποτελέσματα από την εργασία των Moreau και Touchard [5.8] που παρουσιάζουν την ταχύτητα του ηλεκτρικού ανέμου σε διάφορες διατάξεις ακίδας – πλέγμα για θετική και αρνητική κορόνα ατμοσφαιρικού αέρα με την μέγιστη παρατηρούμενη ταχύτητα $8(m/sec)$, πάνω στον άξονα του διακένου. Τα αποτελέσματα για θετική κορόνα της εργασίας συμφωνούν με τα αποτελέσματά μας.

Στη συνέχεια στα υπόλοιπα σχήματα παρατηρούμε την διάδοση του ηλεκτρικού ανέμου πάνω στον άξονα της εκκένωσης. Οι ταχύτητες ελαττώνονται καθώς απομακρυνόμαστε από τον άξονα και από την χρονική στιγμή $t=0.063sec$ και έπειτα μειώνεται η μέγιστη τιμή της ταχύτητας. Η κατανομή των ταχυτήτων επίσης συμφωνεί με την βιβλιογραφία. Οι διαταραχές στην περιοχή επίλυσης κάτω δεξιά είναι αποτέλεσμα των συνθηκών που επιβάλλαμε χωρίς όμως τις οποίες δεν θα ήταν δυνατή η επίλυση των εξισώσεων. Στην πραγματικότητα δεν θα έπρεπε να παρατηρούνται διαταραχές στην πλάκα μέχρι να φτάσει ο ηλεκτρικός άνεμος και να παρατηρηθούν οι ανακλάσεις πάνω στην κάθοδο.

E. Moreau, G. Touchard / Journal of Electrostatics 66 (2008) 39–44

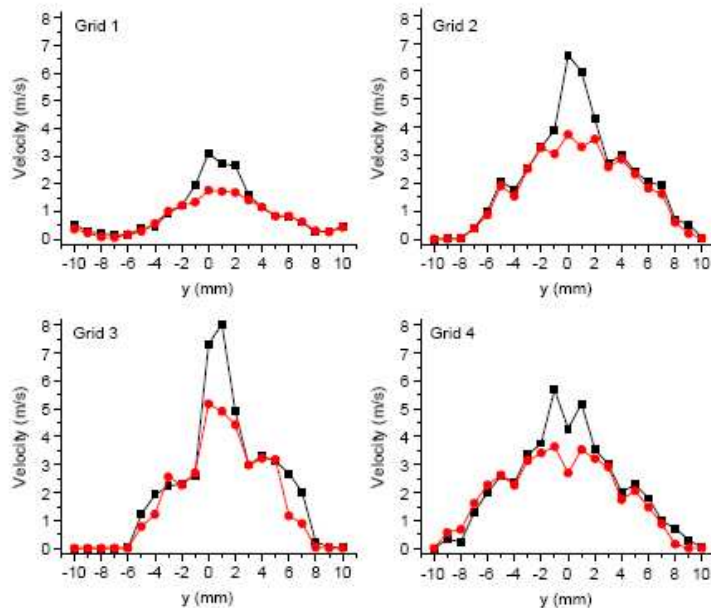
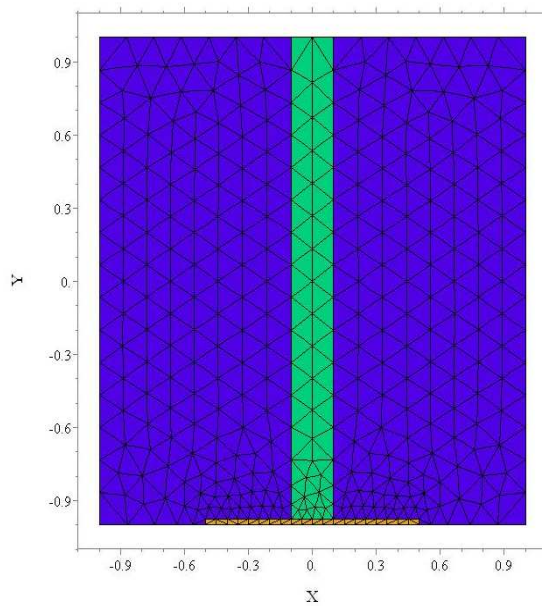


Fig. 3. Velocity profiles for negative (—●—) and positive (—■—) coronas, for the 4 grids at $I = \pm 12 \mu A$ ($G = 15 mm$, $D = 20 mm$).

Σχήμα (5.11) Από την εργασία [5.8], τα τετράγωνα αντιστοιχούν στις τιμές της ταχύτητας σε θετική κορόνα οι οποίες ήταν υψηλότερες από αυτές τις αρνητικής.

Αξίζει να αναφερθεί η προσπάθεια εξομοίωσης του ηλεκτρικού ανέμου με την εισαγωγή δυο περιοχών ,του καθοδικού καναλιού και καθοδικής περιοχής σχήμα (5.12). Έγινε προσπάθεια να συνδεθούν οι συνθήκες που επικρατούν στις δυο περιοχές με τον ηλεκτρικό όμως οι προσπάθειες δεν καρποφόρησαν.



Σχήμα (5.12) Καθοδικό κανάλι και καθοδική περιοχή στην περιοχή επίλυσης του μοντέλου του ηλεκτρικού ανέμου.

Κεφάλαιο 6^ο

Συμπεράσματα

Αρχικά στόχος της διπλωματικής εργασίας ήταν να παρουσιάσει μια δισδιάστατη μελέτη των ηλεκτρικών εκκενώσεων σε διάκενα με την χρήση υδροδυναμικών εξισώσεων, δίνοντας έμφαση στην δισδιάστατη εξομοίωση της «γένεσης» του streamer και της διάδοσής του σε διάκενο και να παραθέσει αποτελέσματα και συμπεράσματα πάνω στα χαρακτηριστικά του streamer (ταχύτητα, πεδίο κεφαλής, φωτοϊονισμός, ...). Η αριθμητική επίλυση του συστήματος διαφορικών εξισώσεων είναι πολύ απαιτητική καθώς οι εξισώσεις συνέχειας είναι υπερβολικού τύπου, μη γραμμικές και είναι πεπλεγμένες τόσο μεταξύ τους όσο και με την Poisson. Η επίλυση υπερβολικών μερικών διαφορικών εξισώσεων και ιδιαίτερα αυτών που σχετίζονται με την διάδοση απότομων μαθηματικών ασυνεχειών απαιτούν εξειδικευμένες αριθμητικές τεχνικές μεγάλης πολυπλοκότητας. Ο φυσικός μηχανισμός του streamer αντιστοιχεί στην ουσία σε κύμα ιονισμού το οποίο εμπίπτει στην κατηγορία των απότομων διαδιδόμενων διαταραχών. Οι αριθμητικές προσεγγίσεις στο πρόβλημα είναι δυσχερείς καθώς συναντώνται δυσκολίες λόγω των βαθμώσεων των πυκνοτήτων που είναι πολύ απότομες και shocklike με αποτέλεσμα να μην μπορεί να ανταπεξέλθει το πρόγραμμα στην επίλυση των εξισώσεων.

Η μελέτη της διάδοσης του φαινομένου του streamer δεν ήταν εφικτή, όμως η δισδιάστατη εξομοίωση μιας εκκένωσης με την διάδοση δυο παλμών, ενός πληθυσμού ηλεκτρονίων και ενός ιόντων, πλησιάζοντας σε ένα streamer – like καθεστώς ήταν και με αυτό ασχοληθήκαμε στο μοντέλο Α. Ασχοληθήκαμε και με ένα αεροδυναμικό φαινόμενο που συνοδεύει την εκκένωση κορόνας σε ατμοσφαιρικό αέρα, τον ηλεκτρικό άνεμο. Για την μελέτη του ηλεκτρικού ανέμου χρησιμοποιήθηκε η εξίσωση ορμής. Με κάποιες παραδοχές οι οποίες απλοποιούν την μελέτη του ανέμου και δεν παρεκκλίνουν από την φυσική του φαινομένου καταφέραμε να αναπτύξουμε το μοντέλο Β.

Μοντέλο Α

Στην ηλεκτρική εκκένωση, για τρία διαφορετικά εφαρμοζόμενα ηλεκτρικά πεδία 50kV/cm, 30kV/cm και 20kV/cm, σε διάκενο 1cm σε διάταξη πλάκα – πλάκα μελετήσαμε την συμπεριφορά δυο πληθυσμών, ενός παλμού ιόντων και ενός

παλμού ηλεκτρονίων. Η εξέλιξη των τριών εκκενώσεων ήταν σε γενικές γραμμές παρόμοια. Κατά την διάδοσή τους προς την άνοδο τα ηλεκτρόνια ιόνιζαν με αποτέλεσμα την συνεχή αύξησή τους αφήνοντας πίσω τους ιόντα. Τα ιόντα έχοντας χαμηλότερη ταχύτητα από τα ηλεκτρόνια κατευθύνονταν προς την κάθοδο. Με την πάροδο του χρόνου παρατηρείται μια διαταραχή στο ηλεκτρικό πεδίο το οποίο παύει να είναι ομογενές. Η διαταραχή που παραμορφώνει το πεδίο οφείλεται στο φορτίο χώρου μέσα στο διάκενο το οποίο αναπτύσσεται από την συνδυασμένη δράση των διαδικασιών μεταφοράς και παραγωγής ηλεκτρικών φορέων. Η εκκένωση εξελίσσεται με μηχανισμό Townsend ώσπου εμφανίζονται μεγάλες βαθμώσεις των πληθυσμών των φορτισμένων σωματιδίων και δεν μπορεί το πρόγραμμα να επιλύσει το σύστημα εξισώσεων πια.

Δεν παρατηρούμε μια ινώδη δομή (κανάλι πλάσματος) να γεφυρώνει το διάκενο, αλλά μια streamer – like κατάσταση και ένα πλάσμα ανάμεσα στα δύο μέτωπα που κατευθύνονται προς τα ηλεκτρόδια. Για τα χαμηλότερα ηλεκτρικά πεδία παρατηρήθηκαν μικρότερες τιμές πληθυσμών ηλεκτρονίων και ιόντων και παρόμοια συμπεριφορά. Στην περίπτωση των 20kV/cm παρατηρούμε ότι η διαταραχή του ηλεκτρικού πεδίου δεν είναι τόσο «δυνατή» όπως στην περίπτωση των 50kV/cm και 30kV/cm. Μεγάλης σπουδαιότητας ήταν ότι οι τάξεις μεγέθους των διαδιδόμενων διαταραχών του ηλεκτρικού πεδίου συμφωνούν με την βιβλιογραφία. Το φαινόμενο του φωτοϊονισμού δεν συμπεριλήφθηκε στο μοντέλο.

Η εκκένωση διήρκησε περισσότερο (2.105ns) με πεδίο 30kV/cm απ' ότι με 50kV/cm (0.69ns), δηλαδή με το υψηλότερο πεδίο οι βαθμώσεις των πυκνοτήτων ήταν περισσότερο απότομες με αποτέλεσμα να φτάνουμε συντομότερα στην χρονική στιγμή κορεσμού / καταστροφής της επίλυσης των εξισώσεων από το πρόγραμμα.

Αντιμετωπίζοντας πρόβλημα σε διάταξη πλάκα – πλάκα δεν ήταν εφικτή η μελέτη σε ανομοιογενές πεδίο, δοκιμάστηκε παρ' όλα αυτά χωρίς όμως να καταφέρει να λύσει τις εξισώσεις του μοντέλου ώστε να παρουσιαστούν κάποια αποτελέσματα.

Μοντέλο Β

Στην εξομοίωση του ηλεκτρικού ανέμου, έχουμε μια εκκένωση κορόνας σε ατμοσφαιρικό αέρα με θετική υψηλή τάση. Ο πρωτογενής streamer έχει διανύσει το διάκενο, και ο secondary streamer έχει σταματήσει στη μέση του διακένου. Οι διαφορετικές χρονικές κλίμακες εξέλιξης των φαινομένων μας επιτρέπουν να απλοποιήσουμε τον υπολογισμό του ηλεκτρικού πεδίου αποδεσμεύοντάς μας από την εισαγωγή των εξισώσεων συνέχειας και Poisson στο σύστημα εξισώσεών μας, μοντέλο Β. Υποθέσαμε μια μέση τιμή του ηλεκτρικού πεδίου της ακίδας και του φορτίου χώρου το οποίο επιδρά πάνω στα ιόντα με μια σταθερή ηλεκτρική δύναμη όπως έχει γίνει και σε άλλη πρόσφατη εργασία [4.19]. Θεωρήσαμε ιδανική (δηλαδή ολοκληρωτική) μεταφορά ενέργειας και ορμής των ιόντων στα ουδέτερα μόρια επάγοντας την κίνησή τους. Επίσης όλες οι εργασίες πάνω στον ηλεκτρικό άνεμο τις οποίες μελετήσαμε τοποθετούν την μέγιστη ταχύτητα στον άξονα του διακένου. Όλα αυτά επέτρεψαν την εισαγωγή μιας Gaussian κατανομής της δύναμης υπεύθυνης για την ροή των σωματιδίων του ηλεκτρικού ανέμου. Με μεγάλη επιτυχία το μοντέλο μας έδωσε αποτελέσματα για την ταχύτητα του ανέμου $\delta(m/sec)$ που συμφωνούν με άλλες εργασίες που έχουν γίνει στο παρελθόν. Τα σχήματα στο κεφάλαιο μοντέλο Β μας δίνουν μια πολύ καλή εικόνα για την διάδοση και ροή του ηλεκτρικού ανέμου. Ο σχηματισμός και διάδοση των στροβιλισμών κοντά στην περιοχή της ακίδας επίσης συμφωνούν με την βιβλιογραφία[4.21] [4.26].

Η διπλωματική εργασία αυτή ανέδειξε τις δυνατότητες και αλλά και τις αδυναμίες του FlexPDE στην επίλυση δύσκολων διαφορικών εξισώσεων. Η δισδιάστατη μελέτη της εκκένωσης έφτασε μέχρι ένα ικανοποιητικό σημείο. Η ταχύτητα του ηλεκτρικού ανέμου αλλά και η γενική εικόνα της διάδοσής του που βρέθηκαν συμφωνούν με την βιβλιογραφία. Ο ηλεκτρικός άνεμος δεν αποτελούσε δημοφιλές πεδίο έρευνας πριν μια δεκαετία. Το ενδιαφέρον πάνω του αναζωπυρώθηκε τα τελευταία χρόνια λόγω των δυνατοτήτων που φαίνεται να παρουσιάζει σε διάφορες εφαρμογές[δες Κεφ3]. Στα πλαίσια αυτού του ενδιαφέροντος, παρατέθηκε μια συνοπτική αλλά και περιεκτική ιστορική αναδρομή. Μια συγκεντρωμένη πηγή βιβλιογραφικών αναφορών πάνω στον ηλεκτρικό άνεμο αλλά και εργασίες που μελετάνε την χρήση του σε εφαρμογές.

Προτάσεις για Μελλοντική Εργασία

Η δισδιάστατη μελέτη της εκκένωσης στο FlexPDE έδωσε κάποια πολύ σημαντικά και ενδιαφέροντα αποτελέσματα σε διαφορετικά επιβαλλόμενα ηλεκτρικά πεδία για τον ρόλο του φορτίου χώρου και την δημιουργία και διάδοση μιας διαταραχής του ηλεκτρικού πεδίου. Μεγάλη πρόκληση θα ήταν η τρισδιάστατη μελέτη της εκκένωσης η οποία υποστηρίζεται από την τελευταία έκδοση του FlexPDE. Η προοπτική να δοθούν αποτελέσματα για μια εκκένωση από ένα τρισδιάστατο μοντέλο παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον για όσους μελετάνε τις ηλεκτρικές εκκενώσεις.

Όσον αφορά το μοντέλο B, έχοντας μελετήσει τον ηλεκτρικό άνεμο σε καρτεσιανές συντεταγμένες και με τις παραδοχές που υποθέσαμε πήραμε μια πολύ γενική αλλά καλή εικόνα για την διάδοσή του και την τάξη μεγέθους της ταχύτητάς του. Ενδιαφέρον θα είχε η εισαγωγή των εξισώσεων συνέχειας των σωματιδίων και της εξίσωσης Poisson για μια ολοκληρωμένη μελέτη του ανέμου σε κυλινδρικές συντεταγμένες.

Περίληψη

Η εργασία ξεκινά με την θεμελίωση βασικών εννοιών των εκκενώσεων και στη συνέχεια παρατίθενται οι κυριότερες ηλεκτρικές εκκενώσεις σε αέριο διάκενο. Ακολουθεί μια ιστορική αναδρομή του ηλεκτρικού ανέμου και μια εκτενής βιβλιογραφία πάνω στο θέμα αυτό καθώς και πρόσφατες εργασίες. Το θέμα της διπλωματικής εργασίας ήταν να παρουσιάσει μια δισδιάστατη μελέτη των ηλεκτρικών εκκενώσεων σε διάκενα με την χρήση υδροδυναμικών εξισώσεων, δίνοντας έμφαση α) στην δισδιάστατη εξομοίωση της «γένεσης» του streamer (κύμα ιονισμού) και της διάδοσής του σε διάκενο και β) την εξομοίωση του ηλεκτρικού ανέμου. Αναπτύχθηκαν δυο μοντέλα, ένα για τον streamer (μοντέλο A) και ένα για τον ηλεκτρικό άνεμο (μοντέλο B). Παρατίθενται αποτελέσματα και συμπεράσματα πάνω στα χαρακτηριστικά του streamer (ταχύτητα, πεδίο κεφαλής, ...) και του ηλεκτρικού ανέμου (ταχύτητα) σε σχέση με πειραματικά και θεωρητικά αποτελέσματα. Στο μοντέλο A έγιναν εξομοιώσεις για διαφορετικές αρχικές συνθήκες και οι τιμές της ταχύτητας διάδοσης του streamer που προέκυψαν συμφωνούν με την βιβλιογραφία. Με κάποιες παραδοχές οι οποίες απλοποιούν την μελέτη του ανέμου και δεν παρεκκλίνουν από την φυσική του φαινομένου καταφέραμε να αναπτύξουμε το μοντέλο B υπολογίζοντας την ταχύτητά του που συμφωνεί με την βιβλιογραφία. Αξίζει να αναφερθεί ότι η διπλωματική εργασία ανέδειξε τις δυνατότητες και αλλά και τις αδυναμίες του FlexPDE στην επίλυση δύσκολων διαφορικών εξισώσεων.

Βιβλιογραφία Κεφ. 1^ο

[1.1] **Φαινόμενα Ηλεκτρικών Εκκενώσεων σε Αέρια** Ν. Σπυρου Πανεπιστημιακές Εκδόσεις 2000

[1.2] **Ηλεκτροτεχνικά Υλικά I +II** Ν. Σπυρου Πανεπιστημιακές Εκδόσεις 2000 (μοντέλο μπιλιάρδου... .. σελ. 68)

[1.3] Μελέτη της δημιουργίας και διάδοσης κύματος ιονισμού σε ηλεκτρικές εκκενώσεις που παράγουν ψυχρό πλάσμα : Εφαρμογή στην αλληλεπίδραση πλάσματος – επιφάνειας Διδακτορική διατριβή του Λ. Αθ. Παπαγεωργίου Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Πάτρα 2007

[1.4]**Ionizes Gases** A. Von Engel Oxford University Press 1965

[1.5]**Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics** E. Nasser Willey – Interscience 1971

[1.6]Θεωρητική Μελέτη της συμπεριφοράς ηλεκτρικής εκκένωσης σε μικρά διάκενα , Διδακτορική διατριβή του Χ. Μάναση Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Πάτρα 1991

[1.7] H Raether, “Electron Avalanches and Breakdown in Gases”

[1.8] **Fundamentals of plasma physics** By J. A. Bittencourt Springer Pergamon Press, New York, 1986 3rd 2007

[1.9] **Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion: Plasma physics** By Francis F. Chen, 2nd ed. 1984. Corr. 2nd printing, 2006

[1.10] **Industrial Plasma Engineering Vol. I and II** J.Reece Roth IOP publications.

Βιβλιογραφία Κεφ. 2^ο

[2.1] J.S. Townsend The conductivity produced in Gases by the motion of Negatively Charged Ions, Περιοδικό Nature, No. 1606, Vol. 62, p340 August 9, 1900

- [2.2] **Φαινόμενα Ηλεκτρικών Εκκενώσεων σε Αέρια** Ν. Σπυρου
Πανεπιστημιακές Εκδόσεις 2000
- [2.3] **Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics** E. Nasser
Willey – Interscience 1971
- [2.4] **Gas Discharge** Yuri P. Raizer Springer – Verlag (1991)
- [2.5] Θεωρητική Μελέτη της συμπεριφοράς ηλεκτρικής εκκένωσης σε μικρά διάκενα , Διδακτορική διατριβή του Χ. Μάναση, Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Πάτρα 1991
- [2.6] **Ionized Gases** A. Von Engel Oxford University Press 1965
- [2.7] L B Loeb, J M Meek, J. Appl. Phys., 11, p432, (1940), J. M Meek, Phys. Rev. 57, 722-728 (1940)
- [2.8] Μελέτη της δημιουργίας και διάδοσης κύματος ιονισμού σε ηλεκτρικές εκκενώσεις που παράγουν ψυχρό πλάσμα : Εφαρμογή στην αλληλεπίδραση πλάσματος – επιφάνειας, Διδακτορική διατριβή του Λ. Αθ. Παπαγεωργίου Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Πάτρα 2007
- [2.9] H Raether, Z, Phys., 112, p464, (1939)
- [2.10] A A Kulikovsky, IEEE Tran. Plas. Sc., 26, p1339, (1998)
- [2.11] **Gas Lasers** Masamori Endo, Robert F. Walter CRC Press (2007) σχήματα σελ.10,12
- [2.12] The corona discharge, its properties and specific uses M. Goldman, A. Goldman and R. S. Sigmond, Pure & Appl. Chem., Vol. 57, No. 9, pp. 1353—1362, 1985.
- [2.13] G. Buchet, M. Goldman and A. Goldman, C.R.Acad.Sci.Paris 263B, 356 (1996))
- [2.14] A. Goldman, in Proc. 3rd Int. Conf. on Gas Discharges p.275, IEE Conf. Publ. No. 118, London (1974))
- [2.15] G. Hartmann, Memoire CNAM, Paris 1964

- [2.16] L B Loeb, RJ Westberk and HC Huang, Phys. Rev. 123, (1961), p.43
- [2.17]G. Hartman, These de Docteur es Science, Paris, 1977
- [2.18]N. Spyrou, R.Peyrous and G.Schreiber, 8th Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications, p212
- [2.19]N. Spyrou Ch. Manassis, J. Phys. D. Appl. Phys. 22 (1989) p. 120-128
- [2.20]E. Marode, J. Appl. Phys. 46 (1975), p.2005
- [2.21](the residual streamer channel Q return strokes and secondary streamers R.S. Sigmond J.Appl.Phys. 56 (5), 1 September 1984)
- [2.22]Bastien F and Marode E 1985 J. Phys. D. Appl. Phys. 18, 337
- [2.23] Spyrou N Peyrous and Gibert A 1983 4th Int. Symp. On High Voltage Engineering, Athens Greece p 41.05
- [2.24] Hartmann G 1977 These de Doctorat d’Etat Universite de Paris-Sud
- [2.25] L B Loeb 1965, “Electrical Coronas”, Univ. of Calif. Press, Berkeley
- [2.26] Σημειώσεις μαθήματος Φαινόμενα Ηλεκτρικών Εκκενώσεων σε Αέρια Ν. Σπύρου (2007)

Βιβλιογραφία 3^{ου} Κεφαλαίου

- [3.1] *A History of the Electric Wind*, Myron Robinson 1961
- [3.2] *M.Robinson Movement of Air in the Electric Wind of the Corona Discharge 1960 Research Cottrell, Bound Brook, New Jersey TP60-2*
- [3.3] *B.A. Kozlov and V.I. Solovoyov* Electric Wind in Electrode Systems with Corona Points, Technical Physics, 2007, Vol. 52, No 7 pp892-897)
- [3.4] *B.A. Kozlov, V.I. Solovoyov, and A.A. Fedotov, RF Patent No.2068213 (1993)*
- [3.5] *B.A. Kozlov and V.I. Solovoyov, Proc. SPIE 3574, 519 (1998)).*

- [3.6] 1.Zhao L., Adamiak K. *EHD Flow in Air Produced by Electric Corona Discharge in Pin – Plate Configuration // Journal of Electrostatics – 2005. – Vol 63, No 3 – 4. – P 337 – 350*
- [3.7] Zebrauskas S., Ramanauskas A. *Vienpaloio vainikinio .. Elektronika ir elektrotechnika – 2002 – No. 5 (54). – P. 70 – 75.)*
- [3.8] Eric Moreau, Gerard Touchard, *Enhancing the mechanical efficiency of electric wind in corona discharges, Journal of Electrostatics 66 (2008) p.39 – 44)*
- [3.9] James Clerk Maxwell, *A Treatise on Electricity & Magnetism*, Vol. 2 Dover Publ.
- [3.10] Chattock A P 1899 Phil. Mag. 48 401-20 [3.9] J Lowke, R Morrow, IEEE Transactions on Plasma Science, 23, p661-671, (1995)
- [3.11] Thesis Donald James Harney, California Institute of Technology California, 1957
- [3.12] Stuetzer O M 1960 J. Appl. Phys. 31 136-46
- [3.13] Movement of Air in The Electric Wind of the Corona Discharges M Robinson 1960
- [3.14]] J Batina, F Noel, S Laschaud, R Peyrous and J F Loiseau J. Phys. D: Appl. Phys. 34 (2001) 1510 - 1524]
- [3.15] J F Loiseau, J Batina, F Noel and R Peyrous J. Phys. D: Appl. Phys. 35 (2002) 1020 – 1031
- [3.16] Miniaturization of Electrostatic Fluid Accelerators Chih-Peng Hsu, Nels E. Jewell-Larsen, , Igor A. Krichtafovitch, Stephen W. Montgomery, J. Ted Dibene, , and Alexander V. Mamishev J. Microelectromechanical Systems, Vol.16 No 4, 2007
- [3.17] Equations of DC Corona Electric Wind Velocities P. Marčiulionis, S. Žebrauskas ELECTRONICS AND ELECTRICAL ENGINEERING 2007. No. 8(80))
- [3.18] ACTUATORS FOR FLOW CONTROL BASED ON PLASMA PRINCIPLE Pavel Procházka, Jiří Šonský, Václav Uruba Institute of Thermomechanics, Colloquium FLUID DYNAMICS 2008)

Βιβλιογραφία 4^{ου} Κεφαλαίου

- [4.1] Gunnar Backstrom, Fluid Dynamic by Finite Element Analysis
Studentlitteratur
- [4.2] Gunnar Backstrom, Fields of Physics by Finite Element Analysis An
introduction, Studentlitteratur
- [4.3] <http://www.pdesolutions.com>
- [4.4] Μελέτη της δημιουργίας και διάδοσης κύματος ιονισμού σε ηλεκτρικές
εκκενώσεις που παράγουν ψυχρό πλάσμα : Εφαρμογή στην αλληλεπίδραση
πλάσματος – επιφάνειας Διδακτορική διατριβή του Λ. Αθ. Παπαγεωργίου
Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Πάτρα 2007
- [4.5] Θεωρητική Μελέτη της συμπεριφοράς ηλεκτρικής εκκένωσης σε μικρά
διάκενα , Διδακτορική διατριβή του Χ. Μάναση Πανεπιστημιακές Εκδόσεις
Πάτρα 1991
- [4.6] J Kennedy, Thesis, 'Study of the avalanche transition in insulating gases',
Eindhoven, University of Technology, (1995)].
- [4.7] S K Dhali, P F Williams J. Appl. Phys. 62 (12), 15 December 1987
- [4.8] S K Dhali P F Williams, The American Physical Society, Physical Review A,
Volume 31, Number 2 (1985)
- [4.9] J Lowke, R Morrow, IEEE Transactions on Plasma Science, 23, p661-671,
(1995)
- [4.10] L B Loeb, Mobilities of Gas Ions, Vol. VIII, No. 6
- [4.11] A.J. Davies, C.S. Davies and C.J. Evans, Proc, IEE 118, 816 (1971)]
- [4.12] **Φαινόμενα Ηλεκτρικών Εκκενώσεων σε Αέρια** Ν. Σπυρου
Πανεπιστημιακές Εκδόσεις 2000
- [4.13] **Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics** E. Nasser
Willey – Interscience 1971

[4.14] H Raether, Electron Avalanches and Breakdown in Gases, London, Butterworth (1964)

[4.15] K H Wagner, Z. Physik 204 (1967), p.177

[4.16] P. Bayle, These de Docteur es Science, Toulouse, 1975

Βιβλιογραφία 5^{ου} Κεφαλαίου

[5.1] N Spyrou, B Held, R Peyrous, Ch, Manassis and P Pignolet, Gas temperature in a ss streamer discharge : an approach to the electric wind J.Phys. D: Appl. Phys. 25 (1992) 211-216]

[5.2] R.S Sigmond J Appl. Phys. 56, (5), 1 September 1984

[5.3] P. Marčiulionis, and S. Žebrauskas, Equations of DC Corona Electric Wind Velocities, ELECTRONICS AND ELECTRICAL ENGINEERING 2007. No. 8(80)

[5.4] S R Seshadri, 'Fundamentals of Plasma Physics', Elsevie

[5.5] J Batina, F Noel, S Laschaud, R Peyrous and J F Loiseau J. Phys. D: Appl. Phys. 34 (2001) 1510 - 1524]

[5.6] Sigmond R S, Goldman A and Goldman M 1992 Proc. 10th Int. Conf. on Gas Discharges and their applications (Swansea, UK) pp 330-3

[5.7] Sato T 1980 J. Electrostat. 8, 271 -8

[5.8] E Moreau, G Touchard, J. Of Electrostatics 66 (2008) 39 – 44

[5.9] B.A. Kozlov and V.I. Solovoyov Electric Wind In Electrode Systems with Corona Points

[5.10] J F Loiseau, J Batina, F Noel and R Peyrous J. Phys. D: Appl. Phys. 35 (2002) 1020 – 1031

[5.11] M.Robinson Movement of Air in the Electric Wind of the Corona Discharge 1960 Research Cottrell, Bound Brook, New Jersey TP60-2

[5.12] Thesis by Donald James Harney Captain USAF, California Institute of Technology Pasadena, California, 1957

[5.13] Pavel Procházka, Jiří Šonský, Václav Uruba Institute of Thermomechanics, Colloquium FLUID DYNAMICS 2008

[5.14]Safar Λουής «Παραγωγή και Μέτρηση Ηλεκτρικού Ανέμου σε Φαινόμενα Κορόνας» εργαστήριο Ηλεκτροτεχνικών Υλικών, Πάτρα, Ιούνιος 2004

