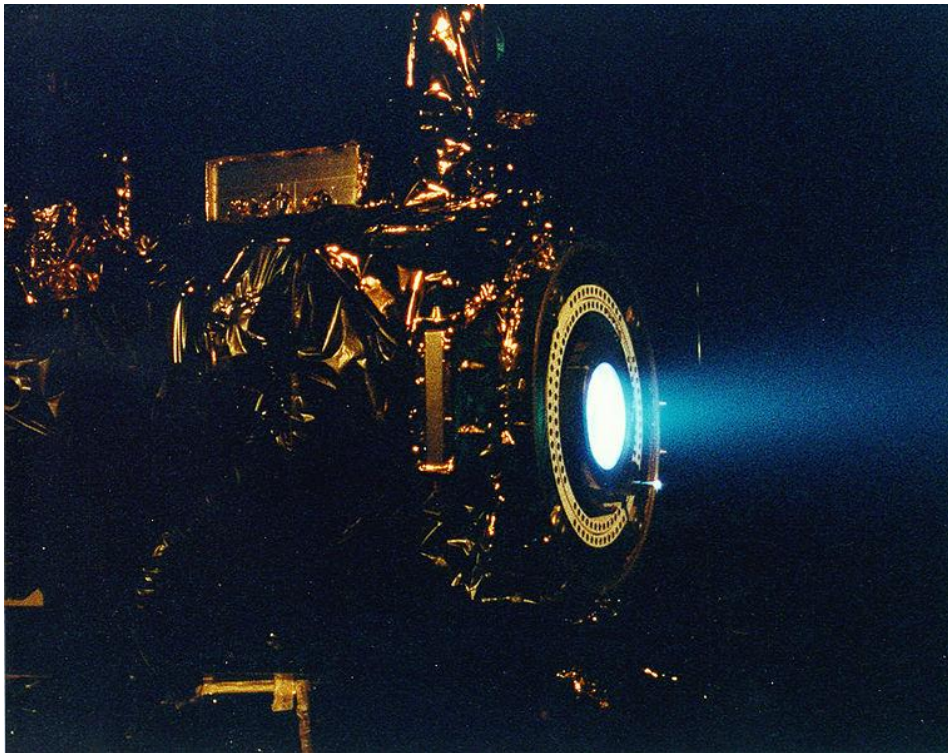


Α.Τ.Ε.Ι. ΠΕΙΡΑΙΑ
ΣΧΟΛΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΙΑΣ

**“ ΙΟΝΤΙΚΗ ΠΡΟΩΣΗ. ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΤΩΝ ΙΣΧΥΡΩΝ
ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΠΕΔΙΩΝ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΙΟΝΤΙΚΟΥ
ΑΝΕΜΟΥ ”**



Επιβλέπων Καθηγητής:
Σπουδαστής:

Ψωμόπουλος Κωνσταντίνος
Περίφανος Α. Σπυρίδων ΑΜ: 29799

Αιγάλεω

Ιούνιος - 2012

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Με την ολοκλήρωση της παρούσας πτυχιακής εργασίας θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή κύριο Κωνσταντίνο Ψωμόπουλο. Πρώτα και κύρια για την εμπιστοσύνη του , την αμέριστη συμπαράσταση την υλική και επιστημονική στήριξη που παρείχε για τους σκοπούς της διεκπεραίωσης αυτής της εργασίας , τις κατευθύνσεις που μου έδωσε και τις εύστοχες παρατηρήσεις του και για την υπομονή του όλο αυτό το διάστημα.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τους γονείς μου που όλο αυτό το διάστημα με στήριξαν με κάθε δυνατό τρόπο.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Ευχαριστίες	i
Περιεχόμενα	ii
Λίστα σχημάτων	iv
Περίληψη.....	vi
Summary	vii
Πρόλογος	1
1^ο Κεφάλαιο “Θεωρητική ανάλυση”.....	4
1.1 Νόμοι Θερμοδυναμικής.....	4
1.1.1 Ιδανικά αέρια.....	4
1.1.1.1 Νόμος Gay – Lussac	4
1.1.1.2 Νόμος Boyle – Mariotte	4
1.1.1.3 Καταστατική εξίσωση των αερίων.....	5
1.2 Κινητική Θεωρία των Αερίων	6
1.2.1 Ταχύτητα και ενέργεια στα αέρια.....	6
1.2.1.1 Θερμοδυναμική ισορροπία	7
1.2.1.2 Κινητική ισορροπία	7
1.2.1.3 Κινητικότητα των ιόντων.....	8
1.2.1.4 Μέση ελεύθερη διαδρομή.....	9
1.2.2 Κρούσεις στα αέρια.....	10
1.2.2.1 Βαλλιστικό μοντέλο κρούσεων στα αέρια	10
1.2.2.2 Ανελαστικές κρούσεις – μεταφορά δυναμικής ενέργειας στα μόρια	13
1.3 Πεδία.....	15
1.3.1 Δυναμικό	15
1.3.2 Ένταση πεδίου.....	16
1.3.2.1 Δυναμικό και ένταση	16
1.3.2.2 Διηλεκτρική μετατόπιση – Ηλεκτρική ροή	17
1.3.3 Νόμος Coulomb.....	18
1.3.4 Νόμος Gauss.....	20
1.4 Ιονισμός στα αέρια	21
1.4.1 Ιονισμός κατά Townsend.....	23
1.4.1.1 Δευτερογενείς διαδικασίες	25
1.4.2 Μηχανισμός τύπου Streamer	27
1.4.3 Εκπομπή πεδίου.....	30
1.4.3.1 Φαινόμενο σήραγγας	30
1.4.3.2 Επίπεδο Fermi.....	32
1.4.3.3 Ενέργεια Fermi	32
1.4.3.4 Φράγμα δυναμικού.....	33
2^ο Κεφάλαιο “ Μερικές εκκενώσεις στα αέρια ”	35
2.1 Εκκενώσεις corona	36
2.1.1 Θετικό corona.....	36
2.1.2 Αρνητικό corona.....	40
2.1.3 Εναλλασσόμενο corona	45
2.1.4 Φαινόμενο corona υπό κρουστικές τάσεις	45
2.1.5 Φαινόμενο πολικότητας.....	46
2.1.6 Έναρξη φαινομένου corona.....	48
2.1.6.1 Παράλληλοι αγωγοί.....	48
2.1.6.2 Ομόκεντροι κύλινδροι	49
2.1.6.3 Όμοιες σφαίρες.....	49

3^ο Κεφάλαιο “ Διατάξεις παραγωγής υψηλών τάσεων ”	51
3.1 Παραγωγή συνεχούς υψηλής τάσης	51
3.1.1 Γεννήτρια Van de graaf	51
3.1.2 Ανορθωτής μισού κύματος.....	53
3.1.3 Γεννήτρια Cockcroft – Walton	54
3.2 Παραγωγή εναλλασσόμενης υψηλής τάσης.....	63
3.3 Γεννήτριες παραγωγής κρουστικών τάσεων	65
3.3.1 Μεγέθη των κρουστικών τάσεων	65
3.3.2 Μονοβάθμια γεννήτρια κρουστικών τάσεων	66
3.3.3 Πολυβάθμιες κρουστικές γεννήτριες κρουστικών τάσεων	68
4^ο Κεφάλαιο “ Ιοντικός άνεμος ”	70
4.1 Γενικά	70
4.2 Εφαρμογές	72
4.2.1 Ηλεκτροστατική Αντλία.....	72
4.2.2 Ηλεκτροστατικοί κατακρημνιστές (φίλτρα).....	73
4.2.3 Ο ηλεκτροστατικός ανυψωτής , κίνηση με χρήση των κινούμενων ιόντων.....	75
4.2.4 Προωθητής ιόντων	80
5^ο Κεφάλαιο “ Αριθμητικές μέθοδοι ”	84
5.1 Γενικά	84
5.2 Η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων (Finite element method).....	85
Βιβλιογραφία	89
Παράρτημα 1	91

ΛΙΣΤΑ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

Σχήμα 1.1 Κατανομή Maxwell - Boltzmann.....	8
Σχήμα 1.2 Σφαίρες προ της σύγκρουσης	10
Σχήμα 1.3 Συγκρουόμενες σφαίρες.....	10
Σχήμα 1.4 Νόμος Coulomb	18
Σχήμα 1.5 Θετικό φορτίο	19
Σχήμα 1.6 Αρνητικό φορτίο	19
Σχήμα 1.7 Νόμος Gauss	20
Σχήμα 1.8 Ηλεκτρονικός πολλαπλασιασμός.....	24
Σχήμα 1.9	24
Σχήμα 1.10 Αλλοίωση πεδίου εντός ηλεκτρονικής στιβάδας λόγω φορτίων χώρου.....	28
Σχήμα 1.11 Ηλεκτρονική στιβάδα.....	29
Σχήμα 1.12 Στιβάδες σε μηχανισμό τύπου Streamer	30
Σχήμα 1.13 Φράγμα δυναμικού στην κλασική Μηχανική	31
Σχήμα 1.14 Ηλεκτρομαγνητικό κύμα και φράγμα δυναμικού	31
Σχήμα 1.15 Τυπικό φράγμα δυναμικού.....	33
Σχήμα 1.16 Τροποποιημένο φράγμα δυναμικού λόγω εξωτερικού πεδίου.....	34
Σχήμα 2.1 Θετικό corona σε ακίδα – πλάκα	38
Σχήμα 2.2 Εξέλιξη του θετικού corona σε γεωμετρία ακίδα – πλάκα	38
Σχήμα 2.3 $I = f(V)$ σε θετικό corona σε γεωμετρία ακίδα – πλάκα.....	39
Σχήμα 2.4 Φωτεινή αίγλη γύρω από αγωγό σε θετική φόρτιση	39
Σχήμα 2.5 $I = f(V)$ σε θετικό corona για διάφορες τάσεις και διαφορετικής διαμέτρου αγωγούς (η απόσταση του διακένου σταθερή)	40
Σχήμα 2.6 Εξέλιξη του αρνητικού corona και οι αντίστοιχες κυματομορφές ρεύματος	41
Σχήμα 2.7 Παρατηρήσιμες ζώνες στο αρνητικό corona συναρτήσει της τάσης και του μήκους του διάκενου σε γεωμετρία ακίδα – πλάκα	42
Σχήμα 2.8 Εξέλιξη του αρνητικού corona σε γεωμετρία ακίδα – πλάκα.....	42
Σχήμα 2.9 Θύσανοι σε αγωγό σε αρνητική φόρτιση.....	43
Σχήμα 2.10 Εξάρτηση της συχνότητας των παλμών Trichel από την εφαρμοζόμενη τάση και την απόσταση των ηλεκτροδίων.....	43
Σχήμα 2.11 Τυπική εξέλιξη φαινομένου corona σε αρνητική πολικότητα	44
Σχήμα 2.12 $I = f(V)$ σε ασύμμετρο πυκνωτή (αρνητική φόρτιση)	44
Σχήμα 2.13 Παραμόρφωση του πεδίου λόγω φορτίων χώρου σε θετικό corona.....	47
Σχήμα 2.14 Παραμόρφωση του πεδίου λόγω φορτίων χώρου σε αρνητικό corona.....	47
Σχήμα 2.15 Εικόνα Lichtenberg για αρνητικό και θετικό corona σε αγωγό.....	48
Σχήμα 3.1 Γεννήτρια Van de Graaf (σχηματική απεικόνιση).....	52
Σχήμα 3.2 Γεννήτρια Van de Graaf.....	52
Σχήμα 3.3 Ανορθωτής μισού κύματος με φορτίο.....	53
Σχήμα 3.4 Κυματομορφή της τάσης στην έξοδο του ανορθωτή μισού κύματος	53
Σχήμα 3.5 Γεννήτρια διπλασιασμού Cockcroft – Walton.....	54
Σχήμα 3.6 Διάταξη για την μετατόπιση της τάσης κατά V_{peak}	55
Σχήμα 3.7 Κυματομορφή της μετατοπισμένης τάσης.....	55
Σχήμα 3.8 Γεννήτρια Cockcroft – Walton μισού κύματος ενός επιπέδου	56
Σχήμα 3.9 Κυματομορφή της τάσης στην έξοδο της Cockcroft – Walton ενός επιπέδου	57

Σχήμα 3.10 Κύκλωμα της γεννήτριας Cockcroft – Walton τριών επιπέδων.....	57
Σχήμα 3.11 Τάσεις σε ενδιάμεσα σημεία της Cockcroft – Walton τριών επιπέδων.....	58
Σχήμα 3.12 Τάσεις σε ενδιάμεσα σημεία της Cockcroft – Walton τριών επιπέδων.....	58
Σχήμα 3.13 Τάσεις σε ενδιάμεσα σημεία της Cockcroft – Walton τριών επιπέδων.....	59
Σχήμα 3.14 Σχηματική απεικόνιση μετασχηματιστή με μεσαία λήψη.....	60
Σχήμα 3.15 Κυκλωματική απεικόνιση της γεννήτριας Cockcroft – Walton με σύνδεση σε μετασχηματιστή με μεσαία λήψη.....	60
Σχήμα 3.16 Τάσεις σε γεννήτρια Cockcroft – Walton σε μετασχηματιστή με μεσαία λήψη ..	61
Σχήμα 3.17 Τάσεις σε γεννήτρια Cockcroft – Walton σε μετασχηματιστή με μεσαία λήψη ..	61
Σχήμα 3.18 Τάσεις σε γεννήτρια Cockcroft – Walton σε μετασχηματιστή με μεσαία λήψη ..	62
Σχήμα 3.19 Γεννήτρια Cockcroft – Walton	63
Σχήμα 3.20 Πολυβάθμιος μετασχηματιστής τριών βαθμίδων	64
Σχήμα 3.21 Τυπική μορφή κρουστικής τάσης	65
Σχήμα 3.22 Κρουστική γεννήτρια τύπου α	66
Σχήμα 3.23 Κρουστική γεννήτρια τύπου β	67
Σχήμα 3.24 Πολυβάθμια κρουστική γεννήτρια (Γεννήτρια Marx).....	68
Σχήμα 4.1 Ηλεκτροστατική αντλία	73
Σχήμα 4.2 Ηλεκτροστατικό φίλτρο	74
Σχήμα 4.3 Αποδοτικότητα ηλεκτροστατικού φίλτρου	75
Σχήμα 4.4 Ιοντικός άνεμος σε θετικό corona.....	76
Σχήμα 4.5 Τυπική εικόνα διάταξης ηλεκτροστατικού ανυψωτή.....	78
Σχήμα 4.6 Ο προωθητικός θάλαμος NSTAR της NASA.....	82
Σχήμα 4.7 Σχηματική αναπαράσταση του προωθητικού θαλάμου	82
Σχήμα 5.1 Τυπικά πεπερασμένα στοιχεία	86
Σχήμα Π. 1 Τομή παραλληλεπίπεδου πυκνωτή.....	92
Σχήμα Π. 2 Τεταρτημόριο τομής παραλληλεπίπεδου πυκνωτή	92
Σχήμα Π. 3 Καθορισμός τύπου προβλήματος στο FEMM 4.2	93
Σχήμα Π. 4 Καθορισμός των παραμέτρων του προβλήματος στο FEMM 4.2	94
Σχήμα Π. 5 Τοποθέτηση συντεταγμένων των σημείων που αποτελούν τη γεωμετρία του προβλήματος στο FEMM 4.2	95
Σχήμα Π. 6 Τοποθέτηση οριακών συνθηκών στο πρόβλημα (τάσεις).....	96
Σχήμα Π. 7 Καθορισμός του διηλεκτρικού στο πρόβλημα	97
Σχήμα Π. 8 Δημιουργία τριγωνικού πλέγματος	98
Σχήμα Π. 9 Κατανομή της τάσης εντός του πυκνωτή	99
Σχήμα Π. 10 Υπολογιστικά το φορτίο της πλάκας του πυκνωτή.....	100

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Το αντικείμενο αυτής της πτυχιακής εργασίας είναι η περιγραφή του φαινομένου του ιοντικού ανέμου. Για το σκοπό αυτό αναπτύχθηκε το αναγκαίο θεωρητικό υπόβαθρο της μελέτης το οποίο συμπεριλαμβάνει βασικούς νόμους Θερμοδυναμικής και κινητικής θεωρίας των αερίων. Στη συνέχεια γίνεται μια αναφορά στους νόμους των ηλεκτροστατικών πεδίων που καθορίζουν σε μεγάλο βαθμό την εν γένει εξέλιξη του.

Δίδεται ιδιαίτερο βάρος στην περιγραφή του φαινομένου της εκπομπής πεδίου, ως μηχανισμός εκπομπής δευτερογενών ηλεκτρονίων από το σύστημα, καθώς αυτή η ιδιότητα της ύλης αυξάνει την ποσότητα του ιοντικού ανέμου που παράγεται με σχεδόν μηδαμινή πρόσθετη κατανάλωσης ισχύος

Αναλυτική αναφορά γίνεται στην κατάσταση που περιγράφεται στη βιβλιογραφία ως μερικές εκκενώσεις στα αέρια και εκκενώσεις Corona. Αναφορά γίνεται στις διατάξεις παραγωγής υψηλών τάσεων, εναλλασσόμενων και συνεχών και πιο συγκεκριμένα αυτών που μπορεί να χρησιμοποιηθούν σε εργαστήρια. Αναλύεται κυκλωματικά η γεννήτρια Cockcroft – Walton καθώς αποτελεί ίσως την ευκολότερη και οικονομικότερη λύση για παραγωγή υψηλών τάσεων με ταυτόχρονα πολύ μικρές απαιτήσεις ισχύος, άρα την καθιστά ιδανική για την εφαρμογή.

Αφιερώνεται ένα κεφάλαιο στις εφαρμογές της ιοντικής πρόωσης η οποία περιέχει μια γενική αναφορά, αλλά και ιδιαίτερη στους ηλεκτροστατικούς ανυψωτές και σε συσκευές παραγωγής προωθητικής ισχύος για διαστημικές εφαρμογές.

Τέλος γίνεται μνεία στη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων γενικά (παρουσίαση της βασικής μαθηματικής της ανάλυσης) και ειδικότερα γίνεται μια μικρή παρουσίαση του προγράμματος FEMM 4.2 για την προσομοίωση ηλεκτροστατικών πεδίων.

SUMMARY

The scope of this dissertation is to describe the phenomenon of ionic wind. For that purpose, the necessary background has been developed, which includes basic laws of Thermodynamics and kinetic theory of gasses. Then there's a reference to the laws governing the electrostatic fields, which largely determine the development of the phenomenon.

Particular emphasis is given to describe the phenomenon of field emission as a mechanism of secondary electron emission from the system, as this property of matter increases the amount of the ionic wind produced with almost zero additional power consumption.

Detailed reference is made to the situation described in the literature as partial discharges in gases and discharges Corona. Reference is also made to the high voltage generation devices, AC and DC, and more specifically those that may be used in laboratories. Circuit analyzed the generator Cockcroft - Walton as it perhaps is the easiest and most economical solution for producing high voltage simultaneously with very low power requirements, thus making it ideal for the application.

A chapter of this dissertation is allocated to the applications of ion propulsion, which contains a general reference, and in particular electrostatic lifters and motive power output devices for space applications. Finally, a reference is made to the method of finite element method in general (presentation of the basic mathematical analysis) and in particular there's a small presentation of FEMM 4.2 program for simulating electrostatic fields.

Keywords:

Ionic propulsion, ionic wind, electric field strength, corona discharge, field emission, Townsend discharge, streamer discharge, electro hydrodynamics, finite element method

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Το φαινόμενο του ιοντικού ανέμου είναι γνωστό εδώ και αιώνες. Η πρώτη γνωστή αναφορά είναι του Francis Hauksbee και έγινε το 1709. Παρά το γεγονός ότι υπήρξαν συστηματικές εφαρμογές του φαινομένου καιρό τώρα (ηλεκτροστατικά φίλτρα) δεν υπήρχε αντίστοιχη θεωρητική γνώση για την πηγή του φαινομένου, αυτό θα ήταν άλλωστε πρακτικά αδύνατον καθώς οι πρώτες παρατηρήσεις και εφαρμογές έγιναν πολύ πριν την ανακάλυψη του ηλεκτρονίου. Η τοποθέτηση του φαινομένου στη σωστή θεωρητική του βάση δεν υπάρχει ακόμα. Με την έννοια της εξήγησης του φαινομένου από θεωρητική σκοπιά υπάρχει κάλυψη, αλλά ταυτόχρονα υπάρχει σαφέστατα πολύς δρόμος ακόμα να διανυθεί σε ότι αφορά την πρακτική εφαρμογή και την βελτιστοποίηση κατασκευών και μεθόδων που χρησιμοποιούνται ανάλογα το πεδίο.

Στην παρούσα εργασία δόθηκε βάρος στην περιγραφή των Φυσικών νόμων που πλαισιώνουν την παρούσα, ώστε να γίνει κατά το δυνατόν καλύτερη και ευκολότερη η κατανόηση της. Ξεκινώντας γίνεται μια γενική αναφορά σε βασικούς νόμους της Θερμοδυναμικής για την περιγραφή των παραγόντων που λαμβάνουν μέρος στο φαινόμενο. Στη συνέχεια η θεωρητική ανάλυση εστιάστηκε στις κρούσεις που συμβαίνουν στο εσωτερικό των αερίων με απλές βαλλιστικές έννοιες, που αφ ενός περιγράφουν αρκετά καλά τα γεγονότα που λαμβάνουν χώρα σε ένα αέριο υπό την παρουσία ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου, αφετέρου δε, δεν προσθέτουν ιδιαίτερη πολυπλοκότητα στην κατανόηση. Αναγκαία βεβαίως ήταν η διεξοδική αναφορά των νόμων που περιγράφουν τα ηλεκτροστατικά πεδία καθώς ο ρόλος των ισχυρών πεδίων στα φαινόμενα είναι κυρίαρχος και καθοριστικός.

Κρίθηκε αναγκαίο η περιγραφή των αερίων τα οποία βρίσκονται εντός ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου και ιονίζονται να γίνει σε ξεχωριστό κεφάλαιο – αν και αποτελεί μέρος της θεωρητικής ανάλυσης – καθώς ουσιαστικά πρόκειται για την περιγραφή του ίδιου του ιοντικού ανέμου επειδή η ύπαρξη ιονισμένου αερίου σημαίνει πρακτικά και ύπαρξη ιοντικού ανέμου.

Επίσης γίνεται μια αναφορά στις συσκευές που χρησιμοποιούνται κατά κόρον σε εργαστήρια και πειραματικές διατάξεις για την παραγωγή υψηλών τάσεων, αποκλειστικά για διατάξεις οι οποίες μπορεί να δημιουργήσουν τάσεις ικανές για την παραγωγή του φαινομένου σε εργαστηριακό επίπεδο. Πιο συγκεκριμένα γίνεται εκτενέστερη αναφορά στη διάταξη Cockcroft – Walton, καθώς αποτελεί την ευκολότερη σε κατασκευή αλλά και οικονομικότερη λύση από όλες τις άλλες διατάξεις παρά τα μειονεκτήματά της.

Δεν θα μπορούσε βέβαια να μην γίνει αναφορά σε εφαρμογές του φαινομένου, αλλά και σε εφαρμογές όπου υπάρχει η γενική ιδέα ότι το φαινόμενο της ηλεκτροϋδροδυναμικής ροής είναι κυρίαρχο (ionic lifter) αλλά παρόλα αυτά η συνεισφορά του είναι μικρή.

Τέλος γίνεται μια μικρή παρουσίαση των κανόνων της μεθόδου των πεπερασμένων διαφορών για την προσομοίωση ηλεκτροστατικών πεδίων καθώς η δυνατότητα που δίδεται σήμερα με τις σύγχρονες υπολογιστικές δυνατότητες είναι εφικτό να προσομοιώσει κανείς πεδία σε σύνθετες γεωμετρίες, πράγμα που παλιότερα ήταν πρακτικά αδύνατο ή υπερβολικά χρονοβόρο και κοστοβόρο. Στο παράρτημα γίνεται μια μικρή παρουσίαση του προγράμματος FEMM 4.2 σε απλή εφαρμογή ηλεκτροστατικής ώστε να γίνει αντιληπτή η δυνατότητα που δίδεται με μηδαμινό κόστος πλέον στην αριθμητική ανάλυση των ηλεκτροστατικών πεδίων.

Λέξεις κλειδιά :

Ιοντική πρόωση, Ιοντικός άνεμος, Ένταση ηλεκτρικού πεδίου, Φαινόμενο corona, Εκπομπή πεδίου, Μηχανισμός Townsend, Μηχανισμός streamer, Ηλεκτροϋδροδυναμική ροή

1^ο ΚΕΦΑΛΑΙΟ

“ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ”

1.1 Νόμοι Θερμοδυναμικής

Κρίνεται σκόπιμο πριν από κάθε αναφορά στα ηλεκτροστατικά πεδία τα οποία είναι η βασική συνιστώσα αυτού του πονήματος να γίνει μια επιγραμματική παρουσίαση των νόμων που διέπουν τα αέρια: γενικών νόμων αλλά κυρίως νόμων κινητικής συμπεριφοράς καθώς είναι καθοριστικός παράγοντας στην κατανόηση των φαινομένων που παρουσιάζονται

1.1.1 Ιδανικά αέρια

Τα ιδανικά αέρια είναι ένα μοντέλο για τη μελέτη των ουσιών σε αέρια κατάσταση.

Ορίζεται λοιπόν ως τέτοιο ένα αέριο το οποίο υπακούει στους νόμους :

- Gay – Lussac και
- Boyle – Mariotte

1.1.1.1 Νόμος Gay – Lussac

Εάν στο ίδιο σύστημα του δοχείου με το έμβολο και το αέριο διατηρώντας αυτή τη φορά την πίεση του συστήματος σταθερή, τότε ο λόγος της αρχικής προς την τελική θερμοκρασία είναι ίσος με το λόγο της αρχικής προς την τελική πίεση. Δηλαδή:

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{V_1}{V_2} = \text{const} . [1] \quad (1.1)$$

1.1.1.2 Νόμος Boyle – Mariotte

Εάν σε ένα κλειστό δοχείο με έμβολο που έχει τη δυνατότητα μεταβολής του όγκου που εσωκλείει τοποθετήσουμε ποσότητα αερίου και μεταβληθεί ο όγκος του δοχείου διατηρώντας τη θερμοκρασία του αερίου σταθερή τότε το γινόμενο της πίεσης και του όγκου του αερίου θα παραμένει σταθερό.

$$P \cdot V = \text{const} . [1] \quad (1.2)$$

1.1.1.3 Καταστατική εξίσωση των αερίων

Αν συμπυκνωθούν οι δυο παραπάνω νόμοι σε μια μαθηματική έκφραση λαμβάνεται η περιγραφή της συμπεριφοράς ενός ιδανικού αερίου για διαφορετικές πιέσεις και θερμοκρασίες, η οποία ονομάζεται καταστατική εξίσωση των ιδανικών αερίων :

$$P \cdot V = n \cdot R \cdot T . [1] \quad (1.3)$$

όπου :

- $P \rightarrow$ η πίεση σε ατμόσφαιρες (atm)
- $V \rightarrow$ ο όγκος που καταλαμβάνει το αέριο στο δοχείο σε lit
- $n \rightarrow$ το πλήθος των μορίων του αερίου (άρα και η μάζα του) σε mole
- $R \rightarrow$ η παγκόσμια σταθερά των αερίων και
- $T \rightarrow$ η απόλυτη θερμοκρασία του αερίου σε βαθμούς Kelvin

Mole : μονάδα μέτρησης ποσότητας ουσίας η οποία περιέχει $6.02214179(30) \times 10^{23}$ μόρια της ουσίας. Το μέγεθος αυτό γνωρίζοντας τη σύσταση της ουσίας , άρα και τα μοριακά και ατομικά βάρη των επιμέρους στοιχείων (ή στοιχείου) που την αποτελούν μπορεί εύκολα να αναχθεί σε μονάδες μάζας.

$$\underline{R} : \text{ Παγκόσμια σταθερά των αερίων } R = 8,3144621 \frac{\text{Joule}}{(^{\circ}\text{C}+273) \cdot \text{mole}} \text{ (σχ. 1.1.4)}$$

Η καταστατική εξίσωση των αερίων συνηθίζεται να δίδεται σε μορφή με ειδικό όγκο , δηλαδή :

$$P \cdot u = R \cdot T \text{ (σχ. 1.1.5) , όπου } u = \frac{V}{n} \text{ (σχ 1.1.4) :ο ειδικός όγκος .}$$

(1.4)

και επειδή τα mole κάθε αερίου ανάλογα με το γραμμομοριακό τους βάρος έχουν διαστάσεις μάζας ο ειδικός όγκος έχει διάσταση αντίστροφης πυκνότητας $\left(\frac{m}{V}\right)^{-1}$.

Στην περίπτωση του ατμοσφαιρικού αέρα βέβαια, το αέριο δεν αποτελείται από μια και μόνο ουσία καθώς ο ατμοσφαιρικός αέρας αποτελείται από περίπου :

78% άζωτο (N_2), 21% οξυγόνο (O_2) και λοιπά στοιχεία σε μικρά ποσοστά όπως : υδρογόνο (H_2) , ευγενή αέρια , διοξείδιο του άνθρακα (CO_2), ίχνη όζοντος (O_3).

Αν θεωρηθεί η ατμόσφαιρα ιδανικό αέριο η καταστατική εξίσωση διαμορφώνεται ως εξής:

Αν σε m δοχεία του ίδιου σταθερού όγκου τοποθετηθούν m αέρια, το καθένα στο δικό του δοχείο υπό σταθερή θερμοκρασία τότε το κάθε αέριο θα ασκεί πίεση $p_1, p_2, p_3 \dots p_m$ αντίστοιχα. Αν τοποθετηθούν όλα τα προηγούμενα μαζί σε ένα ίδιο δοχείο με τις ίδιες συνθήκες όγκου και θερμοκρασίας το κάθε αέριο θα ασκεί την ίδια πίεση με πριν με τη διαφορά ότι η συνολική πίεση θα είναι πλέον το άθροισμα των μερικών πιέσεων και έτσι θα είναι :

$$P = p_1 + p_2 + p_3 + \dots + p_m \quad [1] \quad (1.5)$$

1.2 Κινητική Θεωρία των Αερίων

1.2.1 Ταχύτητα και ενέργεια στα αέρια

Υιοθετούνται οι εξής ιδιότητες για τα υπό επιθεώρηση αέρια :

- Αποτελείται από μεγάλο αριθμό ίσων διαστάσεων και μάζας μορίων τα οποία κινούνται τυχαία στο χώρο σε όλες τις κατευθύνσεις.
- Η απόσταση μεταξύ δυο μορίων είναι πολύ μεγαλύτερη των διαμέτρων τους.
- Η μόνη αλληλεπίδραση που υπάρχει ανάμεσα στα μόρια του αερίου είναι αυτή των κρούσεων μεταξύ τους.
- Η κρούσεις μεταξύ των μορίων των αερίων είναι ελαστικές.
- Τα μόρια του αερίου δεν ανταλλάσσουν ενέργεια κατά την κρούση τους με τα τοιχώματα του δοχείου (οι κρούσεις θεωρούνται ελαστικές) [1]

Οι παραπάνω παραδοχές συνήθως απέχουν αρκετά από την πραγματικότητα και πιο συγκεκριμένα στην περίπτωση ενός αερίου όπου βρίσκεται εντός της περιοχής ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου. Για να γίνει όμως η πρώτη προσέγγιση των νόμων των αερίων χρειάζεται να θεωρηθούν συγκεκριμένες ιδανικές συνθήκες.

1.2.1.1 Θερμοδυναμική ισορροπία

Είναι η κατάσταση εκείνη του αερίου στην οποία τα σωματίδια που συγκρούονται είναι στην ίδια θερμοκρασία μεταξύ τους όπως επίσης και το δοχείο που περιέχει το αέριο και η ανταλλαγή ενέργειας υπό τη μορφή θερμότητας θεωρείται αμελητέα . Η θερμοδυναμική ισορροπία είναι αναγκαία συνθήκη ώστε να μπορούν να εφαρμοστούν οι νόμοι της θερμοδυναμικής στο αέριο. [1]

1.2.1.2 Κινητική ισορροπία

Σε ένα αέριο με διαφορετικά είδη σωματιδίων και αυτά δύναται να έχουν διαφορετικά επίπεδα θερμοκρασίας μεταξύ τους. Κάθε είδος σωματιδίων πρέπει να έχει σταθερή θερμοκρασία όμως είναι δυνατή η εισροή ενέργειας στο αέριο.

Η κατανομή των ταχυτήτων των μορίων του αερίου σε συγκεκριμένη θερμοκρασία T σε κατάσταση ισορροπίας είναι αυτή των Boltzmann – Maxwell και είναι :

$$f(u) = \frac{4 \cdot N}{\sqrt{\pi}} \cdot \left(\frac{m}{2 \cdot k \cdot T} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot u^2 \cdot e^{-\frac{m \cdot u^2}{k \cdot T}} \quad [5] \quad (1.6)$$

όπου :

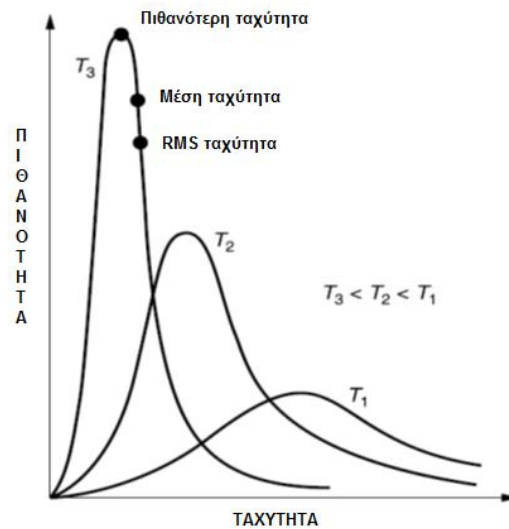
- N : ο αριθμός των μορίων στο αέριο
- m : η μάζα του αερίου
- k : η σταθερά Boltzmann
- T : Η απόλυτη θερμοκρασία

ενώ η μέση κινητική ενέργεια των μορίων δίδεται από τη σχέση :

$$\overline{E_{\text{KIN}}} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot u_{\text{RMS}}^2 = \frac{3}{2} \cdot k \cdot T \quad [5] \quad (1.7)$$

Από την προηγούμενη σχέση προκύπτει το παρακάτω σχήμα των κατανομών ταχυτήτων ενός αερίων σε σχέση με τη θερμοκρασία του.

Κατανομή Maxwell – Boltzmann για τις ταχύτητες των μορίων συγκεκριμένου αερίου σε διαφορετικές θερμοκρασίες.



Σχήμα 1.1 . [5]

Η κατανομή Maxwell – Boltzmann είναι ιδιαίτερη κατανομή, καθώς δεν είναι κανονική, δηλαδή δεν κατανέμονται συμμετρικά γύρω από την πιθανότερη τιμή όλες οι άλλες τιμές. Όσο αυξάνει λοιπόν η θερμοκρασία του αερίου αυξάνεται η πιο πιθανή ταχύτητα, αλλά μειώνεται η πιθανότητά της. Όσο δηλαδή το αέριο είναι ψυχρό οι ταχύτητα ενός τυχαίου μορίου είναι πολύ πιθανό να είναι μέγιστη ή κοντά σε αυτήν. Όσο θερμαίνεται το αέριο μειώνεται η πιθανότητα της πιο συχνά εμφανιζόμενης ταχύτητας, μειώνονται οι μεγάλες διαφορές στη συχνότητα εμφάνισης των ταχυτήτων, ενώ ταυτόχρονα αυξάνεται το εύρος των ταχυτήτων που μπορεί να εμφανιστούν.

Χαρακτηριστικό σε αυτήν την κατανομή είναι ότι η μέση τιμή δεν συμπίπτει με την πιθανότερη αλλά ούτε και με την ενδεικνύμενη (RMS) λόγω της μορφής της.

1.2.1.3 Κινητικότητα των ιόντων

Σε κανονικές συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας τα μη φορτισμένα σωματίδια δεν αποκτούν την ταχύτητα εκείνη που χρειάζεται ώστε να προκληθούν ιονισμοί. Άρα σημαντική παράμετρος είναι η συμπεριφορά των ιόντων τα οποία με παρουσία ισχυρού πεδίου ακόμα και στις παραπάνω συνθήκες δύναται να προκαλέσουν ιονισμό και σειρά άλλων φαινομένων.

Το πρώτο μέγεθος που θα πρέπει να οριστεί είναι η κινητικότητα των ιόντων. Η κινητικότητα των ιόντων προϋποθέτει ύπαρξη εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου. Κινητικότερο λοιπόν ένα ιόν έναντι ενός άλλου ιόντος θεωρείται εκείνο το οποίο μέσα στην περιοχή του ίδιου πεδίου και με ίδιες αρχικές συνθήκες αναπτύξει μεγαλύτερη ταχύτητα, άρα εύκολα καταλήγουμε στην μαθηματική σχέση :

$$\mu = \frac{\vec{u}}{\vec{E}} \quad [5] \quad \text{όπου βέβαια :} \quad (1.8)$$

- μ : η κινητικότητα του ιόντος και
- \vec{E} : η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου και
- \vec{u} : η ταχύτητα του ιόντος

1.2.1.4 Μέση ελεύθερη διαδρομή

Επειδή σε συστήματα αερίων συνυπάρχουν πολύ μεγάλες ποσότητες ατόμων και μορίων , ακόμα και να ήταν δυνατός ο υπολογισμός της ταχύτητας και τη θέσης ενός συγκεκριμένου ιόντος αυτό δεν θα είχε ιδιαίτερο νόημα σε ότι αφορά τη συνολική συμπεριφορά του αερίου. Έτσι είναι λογικό η μελέτη των αερίων σε επίπεδο κινητικής συμπεριφοράς να βασίζεται σε στατιστικές υποθέσεις και όχι σε άμεσες μετρήσεις.

Έτσι σε ό, τι αφορά την πιθανή διαδρομή που θα ακολουθήσουν τα φορτισμένα σωματίδια (ιόντα και ηλεκτρόνια) υπό την επίδραση πεδίου οι παράμετρος της ταχύτητας, άρα και της ενέργειας που αυτά αποκτούν κατά την επιτάχυνσή τους εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από το μήκος της διαδρομής που θα ακολουθήσει, γεγονός το οποίο ισχύει για οποιοδήποτε σώμα στην κλασική κινηματική Φυσική. Όπως ρητά όμως αναφέρθηκε δεν έχει νόημα ούτε καν να εξετάσουμε μερικά από τα ιόντα καθώς ο πλήρης προσδιορισμός της θέσης και της ταχύτητας αυτών προσκρούει στην αρχή απροσδιοριστίας του Heisenberg (για τα ηλεκτρόνια που ενδιαφέρουν ιδιαίτερα). Έτσι έχει νόημα η μελέτη σε μακροσκοπικό επίπεδο και η εισαγωγή της έννοιας της μέσης ελεύθερης διαδρομής.

Αν λοιπόν από ένα πλήθος “n” ιόντων και από μια κρούση έως την επόμενη διανυθεί συνολικά απόσταση “x” τότε η μέση ελεύθερη διαδρομή είναι το μέγεθος : $\bar{x} = \frac{n}{x}$.

1.2.2 Κρούσεις στα αέρια

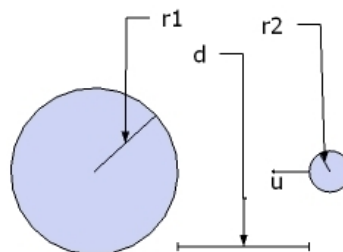
1.2.2.1 Βαλλιστικό μοντέλο κρούσεων στα αέρια

Η δομή των μορίων των αερίων επιτρέπει τη θεώρηση των κρούσεων όπως αυτές στην κλασική μηχανική . Έτσι δύναται να χρησιμοποιηθεί ένα μηχανικό μοντέλο ανάλυσης των κρούσεων μεταξύ μορίων το οποίο έχει απευθείας αντιστοίχιση σε βαλλιστικό μοντέλο, δηλαδή τα μόρια θα θεωρηθούν εφεξής ως σφαίρες (όπως αυτές του μπιλιάρδου για παράδειγμα) οι οποίες κατά τη σύγκρουσή είτε ανταλλάσσουν ενέργεια κατά την κρούση τους (ελαστική κρούση) , είτε δεν ανταλλάσσουν (ανελαστική κρούση).

Η αρχική θεώρηση θα γίνει σε αέριο χωρίς την παρουσία εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου, έτσι ώστε να ισχύουν κατά το δυνατόν όσα έχουν περιγραφεί έως τώρα.

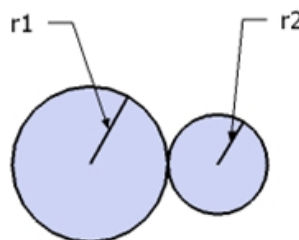
Έστω λοιπόν δυο συγκρουόμενες σφαίρες με ακτίνες r_1 , r_2 αντίστοιχα

Δυο σφαίρες προ σύγκρουσης . Η σφαίρα ακτίνας r_1 και μάζας M κινείται προς την ακίνητη σφαίρα ακτίνας r_2 και μάζας m



Σχήμα 1.2
Στη συνέχεια οι δυο σφαίρες συγκρούονται και προκύπτει :

Δυο συγκρουόμενες σφαίρες έχουν την απόσταση των κέντρων τους ίση με $r_1 + r_2$



Σχήμα 1.3

Έτσι δίδεται η δυνατότητα να θεωρηθεί η ακίνητη σφαίρα σημειακή και την κινούμενη με ακτίνα $r = r_1 + r_2$. Σχηματίζεται λοιπόν μια περιοχή με ακτίνα η οποία με κέντρο μέσο ακτινών των σφαιρών ορίζει μια περιοχή την οποία θα καλέσουμε ως ενεργό περιοχή σύγκρουσης, μέσα στην οποία όποιο σώμα βρίσκεται θα υπόκειται στη διαδικασία της κρούσης. Η ακτίνα αυτής της περιοχής είναι $r = r_1 + r_2$. Αν τώρα τα δυο σώματα είναι της ίδιας ακτίνας τότε η περιοχή σύγκρουσης είναι μια σφαίρα της οποίας η εξωτερική επιφάνεια εφάπτεται με τις εξωτερικές επιφάνειες των άλλων δυο σφαιρών.

Θεωρώντας το προηγούμενο μοντέλο των σωμάτων που βρίσκονται εντός του αερίου, αναλύεται η πορεία του με όρους απλής βαλλιστικής :

Το μόριο ακτίνας $r_1 + r_2$ διανύει απόσταση και η ενεργός περιοχή από κρούση σε κρούση σχηματίζει τεθλασμένο κύλινδρο καθώς η διεύθυνση της κίνησης σε κάθε κρούση αλλάζει.

Έτσι έχουμε το σχηματισμό ενός κυλίνδρου με όγκο V μέσα στον οποίο θα βρίσκονται n το πλήθος μόρια του αερίου.

Ο παραπάνω όγκος είναι ίσος με την ενεργή επιφάνεια κρούσης επί τη διαδρομή που θα ακολουθήσει το σώμα, δηλαδή $V = x \cdot Q$ (1.10)

όμως θα είναι και $x = u \cdot t$ όπου (1.11)

x : η απόσταση που θα διανύσει το σώμα και

u : η μέση ταχύτητα με την οποία θα κινηθεί (από κρούση σε κρούση η ταχύτητα αλλάζει καθώς το μέγεθος που παραμένει σταθερό είναι η ολική ορμή του συστήματος)

Εάν τώρα κατά μήκος της διαδρομής προκληθούν από το σώμα m στο πλήθος τους κρούσεις η μέση ελεύθερη διαδρομή θα δίδεται από τη σχέση $\bar{\lambda} = \frac{x}{m}$. (1.12)

Εφόσον όμως το αέριο θεωρείται ομοιογενές, έχει παντού την ίδια συγκέντρωση δηλαδή, στον όγκο που θα διανύσει το σώμα όπως είπαμε θα βρεθούν m το πλήθος μόρια άρα η συγκέντρωση την οποία θεωρούμε ίση με N , θα είναι $N = \frac{m}{V}$. (1.13)

Έτσι καταλήγει με πράξεις στη σχέση :

$$\bar{\lambda} = \frac{x}{m} \rightarrow \bar{\lambda} = \frac{u \cdot t}{N \cdot V} \rightarrow \bar{\lambda} = \frac{u \cdot t}{N \cdot Q \cdot x} \rightarrow \bar{\lambda} = \frac{u \cdot t}{N \cdot Q \cdot u \cdot t} \rightarrow \bar{\lambda} = \frac{1}{N \cdot Q} \cdot [5] \quad (1.14)$$

Που αποτελεί μια πρώτη βασική έκφραση της μέσης ελεύθερης διαδρομής ενός μορίου του αερίου σε σχέση με την ενεργό επιφάνεια κρούσης (τα μεγέθη των μορίων) και τη συγκέντρωση του αερίου. Έτσι γίνεται τελικά αντιληπτό ότι για ένα συγκεκριμένο αέριο ότι η μέση ελεύθερη διαδρομή εξαρτάται αποκλειστικά από την συγκέντρωσή του, άρα από τις συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας στις οποίες βρίσκεται αυτό.

Η πράξη βέβαια δείχνει ότι η μέση ελεύθερη διαδρομή εξαρτάται μεν για συγκεκριμένου τύπου αέριο από την πίεση και τη θερμοκρασία όμως επειδή το παρόν πόνημα δεν αφορά αέρια τα οποία περιέχουν μόνο ενός είδους μόριο ή άτομο είναι χρήσιμο να δούμε πως διαμορφώνεται τελικά η μέση ελεύθερη διαδρομή για αέρια με περισσότερα από ένα στοιχεία ή / και ενώσεις.

Έστω λοιπόν ένα αέριο το οποίο με τη σειρά του περιέχει διαφόρων ειδών άλλα αέρια στο εσωτερικό του, ως εξής :

- Αέριο τύπου 1 : Μερική πίεση στο μείγμα P_1 , μάζα αερίου m_1 , ακτίνα μορίου r_1
- Αέριο τύπου 2 : Μερική πίεση στο μείγμα P_2 , μάζα αερίου m_2 , ακτίνα μορίου r_2
- Αέριο τύπου 3 : Μερική πίεση στο μείγμα P_3 , μάζα αερίου m_3 , ακτίνα μορίου r_3
- ...
- Αέριο τύπου n : Μερική πίεση στο μείγμα P_n , μάζα αερίου m_n , ακτίνα μορίου r_n

Η μέση ελεύθερη διαδρομή όπως αυτή διαμορφώνεται για τα μόρια του αερίου τύπου 1 θα είναι :

$$\bar{\lambda}_1 = \frac{1}{\pi \cdot \sum_{i=1}^n N \cdot (r_1+r_i)^2 \cdot \sqrt{\frac{m_1+m_i}{m_j}}} \cdot [5] \quad (1.15)$$

Το σημαντικότερο μέγεθος σε αυτό το κεφάλαιο είναι η μέση ελεύθερη διαδρομή των ελεύθερων ηλεκτρονίων σε ένα μείγμα αερίων γιατί όπως θα δούμε παρακάτω σχεδόν αποκλειστικά αυτά έχουν τη δυνατότητα να προκαλέσουν ιονισμό του αερίου υπό την παρουσία ισχυρού εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου.

Επειδή η μάζα του ηλεκτρονίου αλλά και η ενεργός επιφάνειά του κατά τη διάρκεια μιας διαδρομής είναι πολύ μικρότερες από εκείνες των μορίων (ισχύει σε σύγκριση με ένα πρωτόνιο ή ένα νετρόνιο , πόσο μάλιστα για όλα τα στοιχεία) μπορούν να υιοθετηθούν οι εξής συμβάσεις:

$$m_{e^-} + m_{molecule} \cong m_{molecule} \quad \text{και} \quad (1.16)$$

$$r_{e^-} + r_{molecule} \cong r_{molecule} \quad (1.17)$$

Για ένα μονατομικό αέριο αντικαθιστώντας στην (1.15) το αποτέλεσμα είναι :

$$\bar{\lambda}_{e^-} = \frac{1}{\pi \cdot r_{molecule}^2 \cdot N} \quad (1.18)$$

1.2.2.2 Ανελαστικές κρούσεις – μεταφορά δυναμικής ενέργειας στα μόρια

Η κινηματική στη Φυσική για ένα οποιοδήποτε κινούμενο σώμα λέει ότι η κινητική του ενέργεια ισούται με

$$E_{κιν} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot u^2 \quad (1.19)$$

όπου m η μάζα του και u η ταχύτητά του.

$$\text{Ενώ η ορμή του είναι } \vec{J} = m \cdot \vec{u} \quad (1.21)$$

Με βάση τα παραπάνω και με την προϋπόθεση ότι θα έχουμε μια ελαστική κρούση υποθέτουμε δυο σώματα μάζας m_1, m_2 και ταχύτητας $u_1 \neq 0, u_2 = 0$ αντίστοιχα (το δεύτερο σώμα είναι αρχικά ακίνητο).

Θα ισχύει η αρχή διατήρησης της ενέργειας και η αρχή διατήρησης της ορμής.

Μετά την κρούση οι μάζες παραμένουν σταθερές ενώ αλλάζουν οι ταχύτητες των σωμάτων σε u'_1, u'_2

Άρα μετά την κρούση :

$$m_1 \cdot u_1 = m_1 \cdot u'_1 + m_2 \cdot u'_2 \quad (1.22)$$

Και

$$\frac{1}{2} \cdot m \cdot u_1^2 = \frac{1}{2} \cdot [m_1 \cdot u_1'^2 + m_2 \cdot u_2'^2] + W_p \quad (1.23)$$

Και από τα παραπάνω προκύπτει ότι

$$W_p = \frac{1}{2} \cdot [m_1 \cdot (u_1^2 - u_1'^2) - \frac{m_1^2}{m_2} \cdot (u_1 - u_1')^2] \quad (1.24)$$

Όπου W_p η δυναμική ενέργεια η οποία προσέλαβε το ακίνητο μόριο.

Για να βρεθεί η μέγιστη μεταφορά δυναμικής ενέργειας εργαζόμαστε ως εξής : Οι μάζες των σωμάτων που συμμετέχουν θεωρούνται παράμετροι της εξίσωσης (σταθερές) και η αρχική ταχύτητα του κινούμενου σώματος ως μεταβλητή μιας συνάρτησης της κινητικής ενέργειας.

Δηλαδή $W_p = f(u_1)$.

Από το θεώρημα του Fermat : κάθε παραγωγίσιμη εξίσωση έχει τοπικό ακρότατο όταν η παράγωγός της μηδενίζεται μέσα στο πεδίο ορισμού της συνάρτησης , άρα αν

$\frac{dW_p}{du_1} = 0$ τότε η δυναμική ενέργεια είναι μέγιστη ή ελάχιστη στο σημείο.

$$\text{Παραγωγίζοντας το παραπάνω θα ισχύει για } \frac{u_1}{u_1'} = \frac{m_1}{m_1+m_2} \quad (1.25)$$

$$\text{και επειδή δεύτερη παράγωγος είναι : } \frac{d^2W_p}{du_1^2} = -m_1 \cdot \frac{(m_1+m_2)}{m_2} \quad (1.26)$$

$$\text{Άρα αρνητική , η δυναμική ενέργεια παρουσιάζει μέγιστο όταν } \frac{u_1'}{u_1} = \frac{m_1}{m_1+m_2} \quad (1.27)$$

Αν μάζες σωμάτων είναι εκείνες ενός ηλεκτρονίου ως το αρχικά κινούμενο σώμα και εκείνη οποιουδήποτε μορίου ως το ακίνητο σώμα σε κάθε περίπτωση η μάζα του μορίου θα είναι μεγαλύτερη πάνω από δυο τάξεις μεγεθών της αντίστοιχης του ηλεκτρονίου. Οπότε το προηγούμενο θα γίνει $\frac{u'_1}{u_1} \cong \frac{m_1}{m_2}$ (1.30)

Γίνεται λοιπόν κατανοητό πως για να υπάρξει μέγιστη πρόσληψη δυναμικής ενέργειας από το ακίνητο μόριο ο λόγος των ταχυτήτων του κινούμενου σώματος πριν και μετά την κρούση πρέπει να είναι ίσος με το λόγο των μαζών των εν λόγω σωμάτων όπου στην προκειμένη το αρχικά κινούμενο σώμα θα πρέπει πρακτικά να ακινητοποιηθεί.

Αν συνδυαστούν οι σχέσεις (1.24) και (1.27) θα είναι :

$$W_{p,max} = \frac{m_2}{m_1+m_2} \cdot \frac{m_1 \cdot u_1^2}{2} \quad [5] \quad (1.31)$$

και στην περίπτωση το αρχικά κινούμενο είναι ηλεκτρόνιο και το ακίνητο είναι μόριο

($m_1 + m_2 \cong m_2$) συγκρούονται η προηγούμενη γίνεται

$$W_{p,max} \cong \frac{m_1 \cdot u_1^2}{2} \cdot [5] \quad (1.32)$$

Δηλαδή σχεδόν όλη η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου πρέπει να μεταφερθεί ως δυναμική ενέργεια στο ακίνητο σώμα ώστε να έχουμε τη μέγιστη δυνατή μεταφορά δυναμικής ενέργειας.

Όπως φαίνεται λοιπόν τα μικρότερα σώματα έχουν τη δυνατότητα να μεταφέρουν μεγαλύτερο ποσοστό της κινητικής τους ενέργειας ως δυναμική σε ακίνητο σώμα μεγαλύτερης μάζας και αυτό στην προκειμένη περίπτωση είναι καλό γιατί τα ηλεκτρόνια όχι μόνο έχουν τη ικανότητα να αναπτύξουν μεγαλύτερη ταχύτητα στο ίδιο πεδίο σε σχέση με τα ιόντα λόγω μικρότερης μάζας – άρα και αδράνειας, αλλά έχουν και μεγαλύτερη μέση ελεύθερη διαδρομή.

Για να επιτευχθεί ιονισμός με κρούση το κινούμενο σώμα (ηλεκτρόνιο) θα πρέπει να έχει ενέργεια ίση με $E = e \cdot V_i$ (1.33)

όπου :

e : το φορτίο του ηλεκτρονίου και

V_i : το δυναμικό ιονισμού του ατόμου ή μορίου

$$\text{Άρα θα πρέπει } \frac{1}{2} m u_1^2 \geq e \cdot V_i \quad (1.34)$$

Η μέση κινητική ενέργεια των ελεύθερων ηλεκτρονίων ενός αερίου εξαρτάται προφανώς από την ένταση του πεδίου αλλά και από την μέση ελεύθερη διαδρομή, δηλαδή τη σύσταση του αερίου αλλά και τις συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας που επικρατούν.

$$\overline{W_{κιν}} = q_e \cdot |\overline{E}| \cdot \bar{\lambda} \quad [5] \quad (1.35)$$

1.3 Πεδία

Γενικά :

Η ιδέα του πεδίου στη Φυσική αποτελεί σχετικά σύγχρονη έννοια καθώς για πολύ καιρό η επικρατούσα άποψη στους Φυσικούς για την αλληλεπίδραση που παρατηρούσαν μεταξύ διαφόρων σωμάτων ήταν η δράση από απόσταση.

Το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο είναι μια από τις τέσσερις θεμελιώδεις αλληλεπιδράσεις στη Φύση και αυτές είναι επιγραμματικά:

- Ηλεκτρομαγνητικό πεδίο
- Βαρυτικό πεδίο
- Ασθενής αλληλεπίδραση
- Ισχυρή αλληλεπίδραση

Βασική λοιπόν ιδιότητα της ύλης είναι το φορτίο. Το φορτίο ως τέτοια παράγει μια σειρά από φαινόμενα τα οποία εντάσσονται στον κλάδο του Ηλεκτρομαγνητισμού.

Επίσης επιγραμματικά οι κλάδοι του ηλεκτρομαγνητισμού που αφορούν κυρίως στην κατάσταση των φορέων του (των φορτίων).

- Ηλεκτροστατική
- Μαγνητοστατική
- Ηλεκτροδυναμική
- Ηλεκτρικά κυκλώματα
- Τανυστές στη σχετικότητα

Η ηλεκτροστατική λοιπόν έχει να κάνει με φορτία ακίνητα στο χώρο ή οιονεί – στατικά. Στη μελέτη που θα ακολουθήσει παραβλέπονται τυχόν μαγνητικά φαινόμενα καθώς λόγω των μικρών ταχυτήτων των φορτίων αλλά και της πολλών τάξεων μεγεθών μεγαλύτερες ηλεκτροστατικών δυνάμεων που εμφανίζονται θα θεωρηθούν αμελητέα.

Ηλεκτροστατική είναι η θεωρία που περιγράφει τα φυσικά φαινόμενα που σχετίζονται με την αλληλεπίδραση μεταξύ στατικών φορτίων ή κατανομές στατικών φορτίων στο χώρο.

Πηγή του ηλεκτροστατικού πεδίου λοιπόν είναι το ηλεκτρικό φορτίο.

1.3.1 Δυναμικό

Το δυναμικό είναι βασική έννοια στην ηλεκτροστατική καθώς είναι αναγκαία για την κατανόηση του τρόπου λειτουργίας των πεδίων, τη συμπεριφορά των αρνητικών και θετικών φορτίων σε παρουσία πεδίου και κυρίως την ανάλυση από ενεργειακής άποψης.

Έστω ένα φορτίο εντός ενός ηλεκτροστατικού πεδίου. Ορίζεται δυναμικό ο λόγος του παραγόμενου ή καταναλισκόμενου έργου για τη μεταφορά του φορτίου εκτός της επίδρασης του πεδίου (άπειρο) προς την τιμή του φορτίου. Έστω Φ_A το δυναμικό στο σημείο και q το δοκιμαστικό φορτίο, ενώ καταναλώνει/παράγει έργο W ώστε να διαφύγει του πεδίου.

$$\Phi_A = \frac{W}{q} \quad (1.36)$$

[4]

1.3.2 Ένταση πεδίου

Ως τέτοια ορίζεται σε ένα σημείο εντός ηλεκτροστατικού πεδίου ο λόγος της δύναμης που θα δεχτεί δοκιμαστικό φορτίο προς την τιμή του φορτίου.

$$E = \frac{F}{q}. \quad (1.37)$$

και επειδή η ένταση είναι χαρακτηριστική του πεδίου θα πρέπει το δοκιμαστικό φορτίο να είναι αρκετά μικρό ώστε να μην επηρεάζει την τιμή του πεδίου, δηλαδή να είναι κατά το δυνατόν μικρότερη.

$$E = \lim_{q \rightarrow 0} \frac{F}{q} \quad (1.38)$$

και επειδή το μικρότερο γνωστό φορτίο είναι αυτό του ηλεκτρονίου / πρωτονίου γίνεται

$$\vec{E} \equiv \frac{\vec{F}}{q_e} \quad (1.39)$$

Αυτή η σχέση αποτελεί και τον ορισμό της έντασης ενός ηλεκτροστατικού πεδίου. [4]

Παρ όλα αυτά είναι πολλές φορές πιο βολικό να εμπλακεί μαθηματικά το δυναμικό με την ένταση του πεδίου παρά οι δυνάμεις που ασκούνται σε κάθε φορτίο χωριστά. [4]

1.3.2.1 Δυναμικό και ένταση

Το ηλεκτροστατικό πεδίο είναι συντηρητικό πεδίο δυνάμεων. Αυτό σημαίνει ότι για ένα φορτίο το οποίο θα πρέπει να μετακινηθεί από ένα σημείο του πεδίου έως το άπειρο (ένα σημείο εκτός πεδίου) η το έργο που θα παραχθεί ή θα καταναλωθεί ανάλογα με τον τύπο του πεδίου και του φορτίου είναι σταθερό άσχετα με τη διαδρομή που θα ακολουθηθεί από το φορτίο.

Όπως όλα τα διανυσματικά συντηρητικά πεδία έτσι και η ένταση του ηλεκτροστατικού πεδίου ορίζεται από την κλίση ενός βαθμωτού πεδίου. Το βαθμωτό πεδίο της σε αυτήν την περίπτωση είναι το πεδίο των τιμών του δυναμικού.

Ως κλίση βαθμωτής συνάρτησης ορίζεται για μια συνάρτηση $\Phi(x,y,z)$ η παρακάτω μερική διαφορική εξίσωση :

$$\text{grad } \Phi = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \cdot \vec{i} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \cdot \vec{j} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \cdot \vec{k} \quad (1.40)$$

Όπου : $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ τα μοναδιαία επί των αντίστοιχων x, y, z αξόνων

Μπορεί δε απλουστευτικά να γραφεί :

$$\nabla \Phi = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \cdot \vec{i} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \cdot \vec{j} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \cdot \vec{k}$$

Όπου :

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \cdot \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \cdot \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \cdot \vec{k} \quad : \text{ Ο διανυσματικός τελεστής ανάδελα.} \quad (1.41)$$

Σε ένα ηλεκτροστατικό πεδίο όλα τα σημεία τα οποία χαρακτηρίζονται από το ίδιο δυναμικό και καλούνται ισοδυναμικά.

Κατά σύμβαση έχει θεωρηθεί ένα θετικό φορτίο (θετικά ιόντα) να είναι «πηγή» πεδίου και τα αρνητικά φορτία (αρνητικά ιόντα – ηλεκτρόνια) να είναι «καταβόθρες» πεδίου. Στα θετικά φορτία το πεδίο έχει φορά από το φορτίο και προς τα έξω και στα αρνητικά από έξω και προς το πεδίο.

Από αυτή τη σύμβαση που έχει γίνει η τιμή του ηλεκτροστατικού πεδίου τελικά διαμορφώνεται ως :

$$-\nabla \Phi = \vec{E} \quad (1.42)$$

[4]

1.3.2.2 Διηλεκτρική μετατόπιση – Ηλεκτρική ροή

Η ροή ενός ηλεκτρικού πεδίου παραμένει σταθερή ακόμα και στην περίπτωση όπου διαφορετικά διηλεκτρικά συνιστούν το χώρο στον οποίο εμφανίζεται το πεδίο.

$$\text{Ορίζεται ως διηλεκτρική μετατόπιση το μέγεθος } \vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E} \quad (1.43)$$

για την περίπτωση εκείνη όπου το διηλεκτρικό δεν εμφανίζει πόλωση και για το κενό.

Στην περίπτωση όπου υπάρχει πόλωση σε ένα οποιοδήποτε διηλεκτρικό (όχι κενό, όχι αγωγός) η γενικευμένη μορφή της προηγούμενης σχέσης είναι:

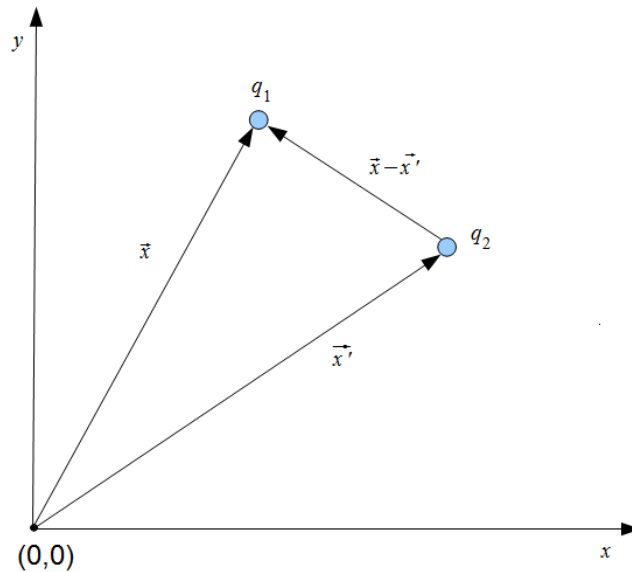
$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P}. \quad (1.44)$$

Όπου \vec{P} είναι το διάνυσμα της συνεισφοράς της πόλωσης του διηλεκτρικού στην διηλεκτρική μετατόπιση το οποίο προστίθεται στην περίπτωση όπου έχουμε παρουσία διηλεκτρικού. [4]

1.3.3 Νόμος Coulomb

Στην απλούστερή του μορφή αφορά δυο ηλεκτρικά φορτία έστω q_1 , q_2 ακίνητα ως προς αδρανειακό σύστημα αναφοράς.

Τα φορτία στην παρακάτω εικόνα είναι σημειακά.



Σχήμα 1.4

Τα διανύσματα θέσης των q_1, q_2 είναι τα \vec{x}, \vec{x}' αντίστοιχα. Το διάνυσμα $\vec{x} - \vec{x}'$ θα είναι η διαφορά τους.

Ο νόμος Coulomb ορίζει ότι η δύναμη που θα ασκηθεί από το ένα φορτίο στο άλλο και αντίστροφα καθώς ισχύει πλήρως ο 3ος Νόμος του Νεύτωνα για ακίνητα φορτία θα είναι ανάλογη των μεγεθών των 2 φορτίων και αντιστρόφως ανάλογη της απόστασής τους. Η μαθηματική του έκφραση είναι:

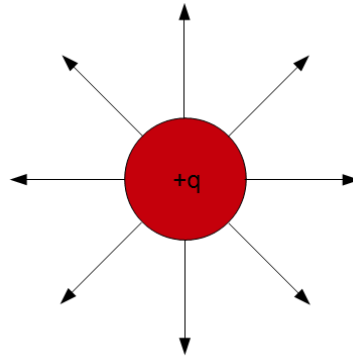
$$F = q_1 \cdot q_2 \cdot \frac{\vec{x} - \vec{x}'}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} \quad (1.45)$$

Τα θετικά φορτία όπως ήδη έχει αναφερθεί θεωρούνται πηγές πεδίου και έτσι οι δυναμικές γραμμές του πεδίου φεύγουν από το φορτίο προς το περιβάλλον του. Ως δυναμικές γραμμές του πεδίου ορίζονται : το σύνολο των σημείων που ενώνοντάς τα παίρνουμε τις γραμμές εκείνες στις οποίες η ένταση του πεδίου είναι εφαπτόμενη. Το ηλεκτροστατικό πεδίο είναι συντηρητικό είναι και αστρόβιλο. Μαθηματικά αυτό μπορεί να διατυπωθεί ως :

$$\nabla \times E = 0 \quad (1.46)$$

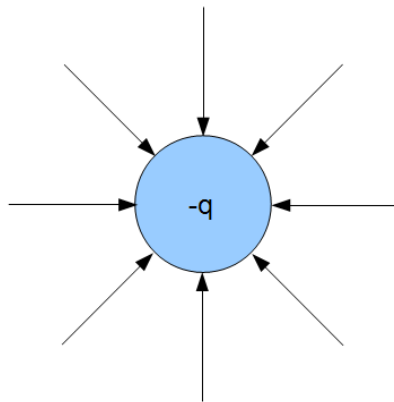
Οι «δυναμικές γραμμές» ενός πεδίου και μόνο δεν μπορεί ποτέ να διασταυρωθούν καθώς αυτό θα σήμαινε ότι στο σημείο συνυπάρχουν δυο εντάσεις προερχόμενες από το ίδιο πεδίο.

Θετικό φορτίο και το πεδίο του



Σχήμα 1.5

Αρνητικό φορτίο και το πεδίο του



Σχήμα 1.6

Στο S.I. η μονάδα του φορτίου είναι το 1C (Coulomb) και ισούται με 1 Ampere ·1 second ενώ φορτίο του ηλεκτρονίου είναι ίσο με $|q_e| = \pm 1,6 \times 10^{-19} C$ (1.47)

Η σταθερά ϵ_0 καλείται επιτρεπτότητα του κενού.

Από τον ορισμό της ταχύτητας του φωτός κατά Maxwell προκύπτει η τιμή της για το κενό.

$$c = \frac{1}{(\mu_0 \cdot \epsilon_0)^2} \Rightarrow \epsilon_0 = \frac{1}{c^2 \cdot \mu_0} \cong 8,8542 \frac{F}{m} \quad (1.48)$$

Όπου μ_0 η μαγνητική επιδεκτικότητα του κενού.

Για ένα οποιοδήποτε υλικό η επιτρεπτότητά του καθορίζεται από τη σχέση :

$$\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \quad (1.49)$$

Όπου ϵ_r : η σχετική ηλεκτρική επιτρεπτότητα

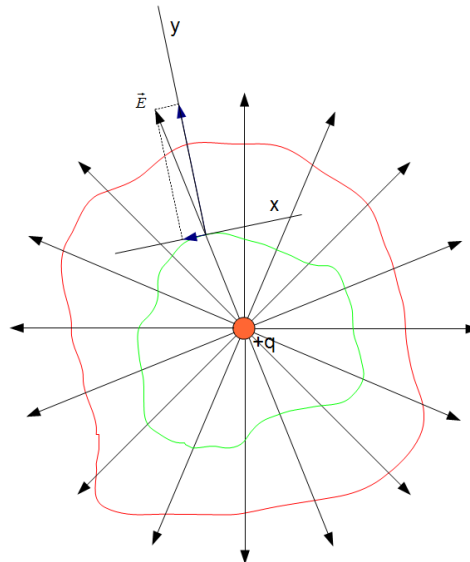
[4]

1.3.4 Νόμος Gauss

Από τους νόμους του Maxwell θα χρειαστεί για την ανάλυση ο πρώτος, δηλαδή ο νόμος Gauss για στατικά φορτία.

Έστω μια κλειστή επιφάνεια η οποία περιέχει φορτίο $+q$.

Κλειστές γραμμές Gauss (νόμος Gauss στις δυο διαστάσεις)



Σχήμα 1.7

Η συνολική ροή του πεδίου που παράγεται από ηλεκτρικό φορτίο εξαρτάται και είναι ανάλογη του φορτίου που περιέχεται στην κλειστή επιφάνεια. Για το κενό ο νόμος Gauss στην ολοκληρωτική του μορφή είναι :

$$\oint \vec{E} \cdot \vec{n} \cdot da = \frac{q_{enclosed}}{\epsilon_0} \quad (1.50)$$

Όπου \vec{n} το κάθετο στην στοιχειώδη επιφάνεια da διάνυσμα .

Στην διαφορική του μορφή είναι :

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.51)$$

Όπου ρ : η πυκνότητα του φορτίου

Προφανώς όπου δεν υπάρχει φορτίο οι δυο παραπάνω εξισώσεις γίνονται μηδέν.

Εξίσωση Laplace και Poisson για το ηλεκτρικό πεδίο:

Από τη σχέση του πεδίου και του δυναμικού και το νόμο του Gauss

$$\begin{cases} \nabla \cdot \vec{E} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \nabla\phi = \vec{E} \end{cases} \rightarrow \nabla \cdot \nabla \cdot \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \rightarrow \nabla^2\phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.52)$$

Η οποία είναι γνωστή και ως εξίσωση Poisson για το ηλεκτροστατικό πεδίο. Δηλαδή όπου είναι γνωστή η πυκνότητα του ηλεκτρικού φορτίου μπορεί να υπολογιστεί η τιμή του δυναμικού.

Εάν στην παραπάνω εξίσωση τεθεί η τιμή της πυκνότητας του φορτίου ίση με μηδέν τότε ισοδυναμεί με την εξίσωση Laplace για το ηλεκτροστατικό πεδίο δηλαδή :

$$\nabla^2\phi = 0. \quad (1.53)$$

Η παραπάνω εξίσωση είναι πολύ χρήσιμη στην επίλυση των πεδίων με αριθμητικές – υπολογιστικές μεθόδους καθώς με την υπόθεση ότι γύρω από ένα φορτισμένο αγωγό του οποίου η γεωμετρία και το δυναμικό είναι γνωστά μπορεί να υπολογιστεί με πολύ καλή προσέγγιση την τιμή του πεδίου γύρω του, καθώς εκεί υποτίθεται ότι η συγκέντρωση του φορτίου είναι μηδενική.

Στις τρεις διαστάσεις του χώρου που θα πραγματευτούμε η εξίσωση Laplace παίρνει τη μορφή :

$$\nabla^2\phi = \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} = 0. \quad (1.54)$$

[4]

1.4 Ιονισμός στα αέρια

Η ηλεκτρονική Φυσική των αερίων αποτελεί σημαντικό κομμάτι του παρόντος πονήματος και θα αναφερθούν διεξοδικά οι διαδικασίες που αφορούν τη συμπεριφορά των αερίων υπό την παρουσία εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου και δει ισχυρού.

Σύμφωνα με όλα τα παραπάνω που έχουν αναφερθεί , όταν ένα αέριο το οποίο για τον οποιοδήποτε λόγο έχει στο εσωτερικό του ιόντα και αυτό βρεθεί σε ηλεκτρικό πεδίο , τότε αναπόφευκτα τα ιόντα αυτά θα δεχτούν δυνάμεις Coulomb και όπως θα δούμε ανάλογα με τις συνθήκες πίεσης, θερμοκρασίας, έντασης του πεδίου, πολικότητας του πεδίου είναι δυνατός ο ιονισμός του αερίου ο οποίος περιλαμβάνει μια σειρά από φαινόμενα τα οποία σταδιακά μπορεί να οδηγήσουν σε μερική ή πλήρη διάσπαση του αερίου.

Διεξοδικότερα θα ασχοληθούμε με τα προ της διάσπασης φαινόμενα που εμφανίζονται στα αέρια κατά τον ιονισμό τους.

Οι καταστάσεις της ύλης όπως την γνωρίζουμε είναι πέντε.

- Στερεά
- Αέρια
- Υγρή
- Πλάσμα
- Συμπύκνωμα Bose – Einstein

Η τελευταία είναι κατάσταση της ύλης που αφορά τη φυσικής της συμπεριφορά σε θερμοκρασίες πολύ κοντά στο απόλυτο μηδέν ($-273,15\text{ }^{\circ}\text{C}$).

Η κατάσταση της ύλης που ονομάζεται πλάσμα αφορά αέρια μίγματα ηλεκτρονίων και ιόντων τα οποία έχουν πολύ μεγάλη τιμή μέσης κινητικής ενέργειας, με αποτέλεσμα οι φυσικές ιδιότητες της ύλης στην κατάσταση που ορίζεται ως πλάσμα να είναι διαφορετικές από εκείνη που παρουσιάζει στην αέρια κατάστασή της.

Ο ατμοσφαιρικός αέρας στην επιφάνεια της Γης έχει στο εσωτερικό τους ποσότητα ιόντων . Τα ιόντα αυτά έχουν ως αιτία ύπαρξής τους τη φυσική ραδιενέργεια της Γης και την κοσμική ακτινοβολία οι οποίες είναι οι μόνες μορφές ακτινοβολίας του περιβάλλοντος οποίες μπορούν να προσδώσουν αρκετή ενέργεια σε ένα ουδέτερο μόριο ώστε αυτό να ιονιστεί. Κατά τη διαδικασία αυτή το μόριο λαμβάνει μέσω ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας ένα ποσό ενέργειας το οποίο είναι ικανό ανάλογα το στοιχείο ή την ένωση μπορεί να οδηγήσει κάποιο από τα ηλεκτρόνια της εξωτερικής στιβάδας του μορίου να φύγει. Η ενέργεια που απαιτείται για κάθε στοιχείο είναι διαφορετική και χαρακτηριστική του και καλείται ενέργεια ιονισμού.

Πιο συγκεκριμένα, η ενέργεια ιονισμού που αφορά την παρούσα μελέτη είναι η πρώτη ενέργεια ιονισμού. Ως τέτοια καλείται η ενέργεια που πρέπει να δοθεί σε ένα ουδέτερο άτομο ή μόριο ενός στοιχείου ή ένωσης ώστε ένα ηλεκτρόνιο να διαφύγει από τον εξωτερικό του φλοιό. Τυπικά εάν ένα μόριο ευρισκόμενο σε ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο , το πιο πιθανό είναι να μην έχουμε ποτέ δεύτερο ιονισμό και να καταλήξει σε διάσπαση . Χαρακτηριστικά η πρώτη ενέργεια ιονισμού του μονατομικού οξυγόνου είναι $13,614\text{ eV}$ ενώ η δεύτερη ενέργεια ιονισμού είναι $35,108\text{ eV}$, μεγαλύτερη και από την ενέργεια ιονισμού του πιο σταθερού (χημικά) στοιχείου στη φύση, το ήλιο (He_4^2) του οποίου η πρώτη ενέργεια ιονισμού είναι $24,481\text{ eV}$. Το διατομικό οξυγόνο είναι η πιο συνήθης μορφή αερίου οξυγόνου (η μεγαλύτερη ποσότητα οξυγόνου στη γη βρίσκεται στο νερό και άλλες ενώσεις) και έχει την

πρώτη ενέργεια ιονισμού ίση με $12,063 \text{ eV}$. Το δε διατομικό άζωτο που αποτελεί το 78% της ατμόσφαιρας έχει πρώτη ενέργεια ιονισμού ίση με $15,576 \text{ eV}$.

Γίνεται λοιπόν σαφές ότι τον αποκλειστικό σχεδόν ρόλο στον ιονισμό του ατμοσφαιρικού αέρα παίζει το οξυγόνο.

Το ορατό φως (το φως του ήλιου) δεν έχει αρκετή ενέργεια ώστε να προκαλέσει ιονισμό στον ατμοσφαιρικό αέρα (οξυγόνο).

Οι κρούσεις στα μόρια των αερίων μπορεί να είναι δυο τύπων

A) ελαστικές κρούσεις κατά τη διάρκεια των οποίων η μοναδική ανταλλαγή ενέργειας στα εμπλεκόμενα σώματα είναι η ανταλλαγή κινητικής ενέργειας

B) οι ανελαστικές κρούσεις κατά τη διάρκεια των οποίων τα σώματα ανταλλάσσουν και δυναμική ενέργεια. Ένα μέρος της κινητικής ενέργειας των σωμάτων μετατρέπεται σε δυναμική ενέργεια.

Οι ανελαστικές κρούσεις είναι πιο σημαντικές γιατί το ποσό της κινητικής ενέργειας που μπορεί να μετατραπεί σε δυναμική είναι το κρίσιμο ζητούμενο και μπορεί αυτή η αύξηση ενέργειας σε ένα μόριο να προκαλέσει τον ιονισμό του. [1]

1.4.1 Ιονισμός κατά Townsend

Τα πειράματα του Townsend αφορούν την περίπτωση εκείνη ενός αερίου υπό ομογενές ισχυρό ηλεκτροστατικό πεδίο.

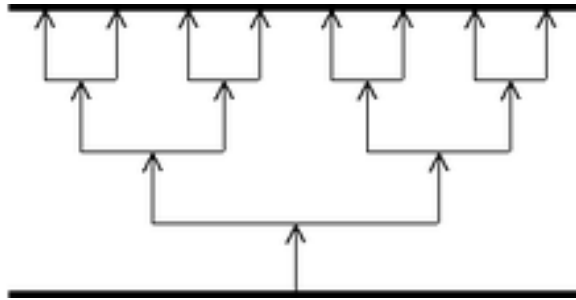
Ο κατά Townsend ιονισμός αφορά ένα αέριο με πολύ μικρό αριθμό ελεύθερων ηλεκτρονίων. Υπό την παρουσία ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο κινούμενο στην κατεύθυνση που του επιβάλλει το πεδίο, εάν σύμφωνα με όσα έχουμε αναπτύξει παραπάνω αποκτήσει αρκετή ενέργεια ώστε να ιονίσει ένα ουδέτερο μόριο του αερίου θα δημιουργήσει μέσω μιας επιτυχημένης κρούσης άλλο ένα ηλεκτρόνιο. Στη συνέχεια τα 2 ελεύθερα ηλεκτρόνια μπορούν να ελευθερώσουν άλλα 2 κ.ο.κ. Έτσι με αυτόν τον μηχανισμό (στοιβάδες) εξηγείται η αύξηση του ρεύματος που παρατηρείται κατά την αντίστοιχη αύξηση της διαφοράς δυναμικού ανάμεσα στα δυο ηλεκτρόδια.

Στην πράξη τα ηλεκτρόνια που τελικά οδηγούν σε επιτυχή ιονισμό ενός ουδέτερου μορίου είναι αρκετά λίγα σε σχέση με την αρχική υπόθεση, ότι δηλαδή όποιο ηλεκτρόνιο κατέχει κινητική ενέργεια ίση με την ενέργεια ιονισμού ενός ουδέτερου μορίου μπορεί να το ιονίσει.

Η υπόθεση είναι αληθής αλλά συνυπολογίζοντας ότι οι κρούσεις δεν είναι εντελώς ελαστικές (δε μεταφέρεται όλη η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου σε δυναμική στο ουδέτερο μόριο) φαίνεται ότι είναι αρκετά απίθανο να συμβεί κάτι τέτοιο. Η πράξη λέει ότι για να υπάρξει

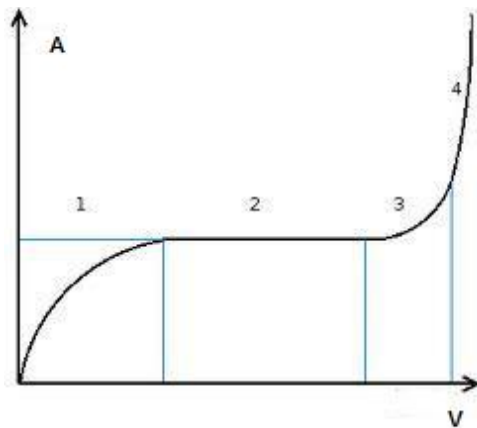
σοβαρή πιθανότητα ιονισμού του αερίου η ενέργεια που πρέπει να κατέχουν τα ηλεκτρόνια είναι αρκετά μεγαλύτερη από την ενέργεια ιονισμού του μορίου.

Αναπαράσταση του πολλαπλασιασμού των ηλεκτρονίων ενός ισχυρού πεδίου



Σχήμα 1.8

Το ρεύμα σε συνάρτηση με την τάση εντός ομοιογενούς ηλεκτρικού πεδίου



Σχήμα 1.9

Στον κατά Townsend ιονισμό και προ της διάσπασης η περιοχή 1 ονομάζεται ωμική περιοχή κατά την οποία το διάκενο αέρα συμπεριφέρεται ωμικά, δηλαδή η αύξηση της διαφοράς δυναμικού ανάμεσα στα ηλεκτρόδια οδηγεί σε αντίστοιχα σχεδόν γραμμική αύξηση του ρεύματος. Η περιοχή 2 είναι η περιοχή κορεσμού. Σε αυτό το σημείο επειδή ακόμα δεν υπάρχει δημιουργία νέων ηλεκτρονίων από κρούση και ο ρυθμός δημιουργίας φορέων είναι

ίσος με το ρυθμό επανασύνδεσής με τα μόριά τους, το ρεύμα παραμένει σταθερό παρά την αύξηση της τάσης.

Από την περιοχή 3 και ύστερα επικρατεί ο ιονισμός με κρούσεις και αυτό οδηγεί στην εκθετική αύξηση των αριθμών των ηλεκτρονίων που παράγονται σύμφωνα με τη σχέση :

$$n = n_0 \cdot e^{ad} \text{ όπου}$$

d : η απόσταση των δυο ηλεκτροδίων.

n_0 : ο αρχικός αριθμός των ηλεκτρονίων .

n : ο τελικός αριθμός των ηλεκτρονίων.

a : η (πρώτη) σταθερά ιονισμού του Townsend.

Σε όρους ρεύματος η παραπάνω σχέση γράφεται :

$$\frac{I}{I_0} = e^{ad} \quad (1.55)$$

Και είναι :

I : το ρεύμα που φτάνει στην άνοδο

I_0 : το ρεύμα που φεύγει από την κάθοδο

e^{ad} : ο αριθμός των ηλεκτρονίων φτάνουν στην άνοδο οφειλόμενα αποκλειστικά στη δράση ενός και μόνο ηλεκτρονίου που ξεκινά από την κάθοδο.[1]

1.4.1.1 Δευτερογενείς διαδικασίες

Ελεύθερα ηλεκτρόνια μπορούν να δημιουργηθούν στο σύστημα από τις εξής διαδικασίες τις οποίες αποκαλούμε δευτερογενείς , μέσα στα ίδια τα αέρια αλλά και διαδικασίες στην κάθοδο :

- 1) Φωτοϊονισμός: όπως έχει ήδη αναφερθεί το ορατό φάσμα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας δεν μπορεί να προκαλέσει ιονισμό της ατμόσφαιρας λόγω χαμηλής ενέργειας των φωτονίων αυτών . Στην περίπτωση όμως που ένα ηλεκτρόνιο συγκρουστεί με ένα άτομο / μόριο και δεν έχει την ενέργεια που απαιτείται ώστε να το ιονίσει, είναι πολύ πιθανό να το διεγείρει. Έτσι στο διεγερμένο άτομο / μόριο ένα ηλεκτρόνιο μεταπηδά σε στοιβάδα υψηλότερης ενεργειακής στάθμης και κατά την αποδιέγερσή του μεταπηδά στην αρχική του χαμηλότερης ενεργειακής στάθμης αποδίδοντας την ενέργεια που προσέλαβε από την κρούση υπό μορφή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Αν αυτό το φωτόνιο έχει αρκετή ενέργεια ώστε να ιονίσει ένα άλλο άτομο / μόριο τότε έχουμε το φαινόμενο του φωτοϊονισμού ο οποίος

παίζει πολύ σημαντικό ρόλο στον μηχανισμό διάσπασης των αερίων τύπου streamer και κάποιες εκκενώσεις Corona .

- 2) Ιονισμός μέσω αλληλεπίδρασης ατόμων με μετασταθή.

Μετασταθή καλούνται τα στοιχεία τα οποία δεν είναι μεν ιονισμένα αλλά έχουν υψηλή στάθμη δυναμικής ενέργειας και η κατάστασή τους αυτή μπορεί να διαρκέσει αρκετό χρόνο ώστε να έχουν τη δυνατότητα να αλληλεπιδράσουν με άλλα μόρια.

- 3) Ιονισμός λόγω υψηλής θερμότητας του αερίου.

Εάν ένα αέριο βρίσκεται σε πολύ μεγάλες θερμοκρασίες αυτό σημαίνει ότι μπορεί κάποια από τα άτομα / μόρια του να αποκτήσει ικανή κινητική ενέργεια ώστε να ιονίσει μέσω κρούσης ένα άλλο ουδέτερο άτομο / μόριο.

- 4) Φωτοηλεκτρική εκπομπή (κάθοδος)

Κατά την κρούση ενός φωτονίου στην κάθοδο το οποίο έχει ικανή ενέργεια ώστε προσδίδοντάς την σε ένα μόριο του μετάλλου να το ιονίσει . Αυτό δεν αρκεί όμως, πρέπει το ηλεκτρόνιο να μπορέσει να φύγει και από την επιφάνεια της καθόδου. Αν λοιπόν η ενέργεια του φωτονίου είναι τέτοια, ώστε αφενός να υπερνικά του έργο εξόδου του συγκεκριμένου στοιχείου της καθόδου αλλά και να έχει παραπάνω ενέργεια η οποία δύναται να μεταφερθεί σε αυτό ως κινητική τότε μπορεί να απελευθερωθεί το ηλεκτρόνιο από την κάθοδο και έχουμε έτσι φωτοηλεκτρική εκπομπή.

- 5) Εκπομπή ηλεκτρονίων λόγω σύγκρουσης στην κάθοδο θετικών ιόντων και διεγερμένων ατόμων. (κάθοδος)

Ένα θετικό ιόν κατά την κρούση του μπορεί να απελευθερώσει ένα ηλεκτρόνιο από την κάθοδο με την προϋπόθεση ότι η ενέργειά του είναι διπλάσια από το έργο εξόδου του μετάλλου της καθόδου, καθώς ένα ηλεκτρόνιο από την περίσσεια της καθόδου θα πάει για να καλύψει το θετικό φορτίο του ιόντος.

$$W_{\Delta uv} + W_{Klv} \geq 2 \cdot W_{Eξοδου}$$

(1.56)

Ηλεκτρόνια από την κάθοδο μπορούν εξίσου να αποσπάσουν και μετασταθή κατά την πρόσπτωσή τους εκεί.

6) Θερμιονική εκπομπή (κάθοδος)

Σε αρκετά υψηλές θερμοκρασίες ($> 1500 \text{ }^{\circ}\text{K}$) η κινητική ενέργεια που αποκτούν τα ηλεκτρόνια της καθόδου μπορεί να είναι αρκετή ώστε να σπάσουν το φράγμα της επιφάνειας και να βρεθούν στο διάκενο.

7) Εκπομπή πεδίου

Υπό την παρουσία ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου μπορεί ηλεκτρόνια από την μεταλλική επιφάνεια να φύγουν και να περάσουν στο διηλεκτρικό (αέρας) και αυτό γιατί με την παρουσία πολύ ισχυρού πεδίου μπορεί να διαφοροποιήσει το φράγμα δυναμικού στον αγωγό. Η συγκεκριμένη διαδικασία επειδή παίζει σημαντικό ρόλο στο παρόν πόνημα θα εξεταστεί σε ξεχωριστό κεφάλαιο της θεωρητικής ανάλυσης.

.Οι παραπάνω διεργασίες στο βαθμό που συμβαίνουν επηρεάζουν αντίστοιχα και την κατά Townsend θεωρία περί ιονισμού. Προκύπτει λοιπόν ότι ανάλογα με τον βαθμό συνεισφοράς κάθε δευτερεύουσας διαδικασίας και λαμβάνοντάς τες όλες υπόψη (εάν και εφόσον κάτι τέτοιο έχει νόημα). Εισάγεται έτσι και η δεύτερη σταθερά ιονισμού σύμφωνα με την οποία η τελική σχέση των ρευμάτων θα είναι :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{e^{ad}}{1-\gamma \cdot (e^{ad}-1)}$$

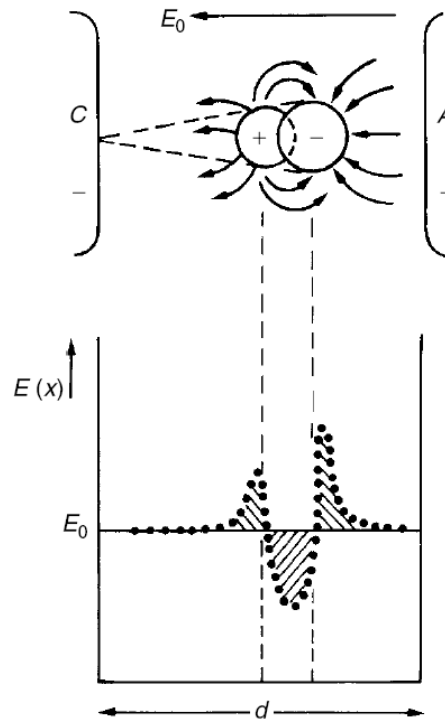
(1.57)

γ : δεύτερη σταθερά ιονισμού Townsend .

1.4.2 Μηχανισμός τύπου Streamer

Ο μηχανισμός των μερικών εκκενώσεων έτσι όπως περιγράφεται από τον Townsend είναι έγκυρος στην περιγραφή τέτοιων φαινομένων στο βαθμό που τα φορτία χώρου θεωρούνται μηδαμινά – ή καλύτερα – στο βαθμό που τα φορτία χώρου δεν επηρεάζουν τις τιμές των πεδιακών εντάσεων που επικρατούν στο χώρο.

Σχηματική απεικόνιση της αλλοίωσης του ηλεκτροστατικού πεδίου λόγω ύπαρξης φορτίων χώρου (ηλεκτρονική στιβάδα).



Σχήμα 1.10 [1]

Γενικές παρατηρήσεις οδήγησαν στο συμπέρασμα για μια τιμή και πάνω σε ότι αφορά τη συγκέντρωση των φορτίων χώρου η διάσπαση προκαλείται ταχύτερα από ότι αναμενόταν σε σχέση με την πρόβλεψη του μηχανισμού Townsend.

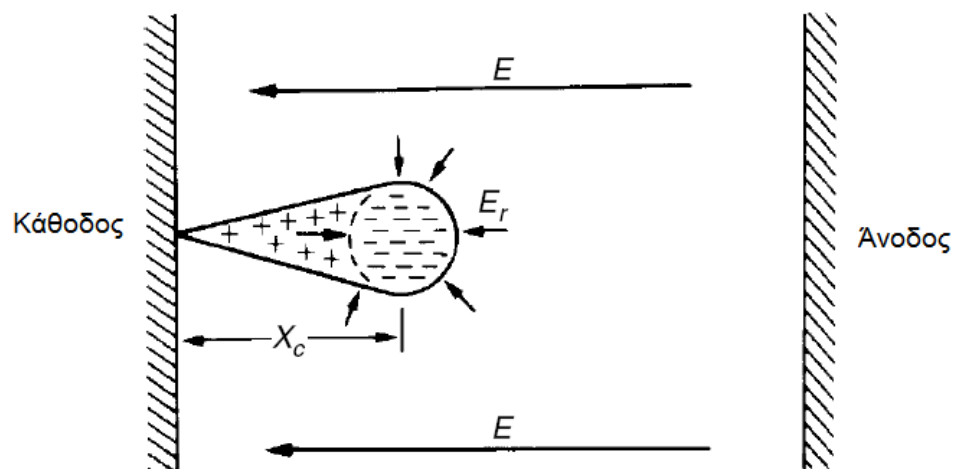
Από τα προηγούμενα που έχουν αναφερθεί γίνεται κατανοητό ότι τέτοιες συγκεντρώσεις φορτίων χώρου είναι πιο πιθανό να βρεθούν μέσα σε μια ηλεκτρονική στιβάδα.

Για λόγους ευκολίας στη μελέτη, μια ηλεκτρονική στιβάδα θεωρείται ότι έχει σφαιρική κεφαλή και εκεί είναι συγκεντρωμένα τα ηλεκτρόνια, ενώ τα βραδύτερα ιόντα σχηματίζουν πίσω της κώνο καθώς τα ηλεκτρόνια κινούνται. Επειδή τα ηλεκτρόνια είναι ταχύτερα η συγκέντρωσή τους θεωρείται μεγαλύτερη από εκείνη των ιόντων στην «ουρά» της στιβάδας. Κατ' αυτόν τον τρόπο δημιουργείται παραμόρφωση του πεδίου, ως εξής :

Στην κορυφή της στιβάδας η ένταση του πεδίου αυξάνεται καθώς τα ηλεκτρόνια είναι καταβόθρες πεδίου και η ένταση του εξωτερικού πεδίου προερχόμενη από την κάθοδο είναι στην ίδια διεύθυνση. Στο εσωτερικό της στιβάδας η ένταση του πεδίου μειώνεται λόγω της αλληλεξουδετέρωσης των πεδίων που δημιουργούν τα δυο διαφορετικά φορτία και στην ουρά αυξάνεται πάλι, όχι όμως στο βαθμό που ενισχύεται στην κεφαλή της, καθώς εκεί η συγκέντρωση φορτίων είναι μεγαλύτερη.

Η ηλεκτρονική στιβάδα κατά το σχηματισμό της είναι βέβαιο ότι θα προκαλέσει αλλοίωση του υπάρχοντος εξωτερικού πεδίου. Αυτό που ενδιαφέρει τη μελέτη είναι σε πόσο βαθμό μπορεί να γίνει αλλοίωση και κατ'επέκταση πόσο αυτό θα επηρεάσει την εξέλιξη του φαινομένου του ιονισμού. Καθώς λοιπόν η παραμόρφωση του πεδίου αφορά αύξηση αυτού τοπικά και πιο συγκεκριμένα στην κεφαλή της στιβάδας, όπου ακριβώς σε αυτό το σημείο λαμβάνουν χώρα οι κρούσεις και ο ιονισμός, η αύξηση της τιμής της έντασης του πεδίου εξαρτάται από τη συγκέντρωση των φορέων στην περιοχή (ηλεκτρόνια). Η παραμόρφωση του πεδίου για συγκέντρωση φορέων $n = 10^6$ στην κεφαλή της στιβάδας είναι της τάξης του 1% και είναι ασήμαντη στην εξέλιξη του φαινομένου. Αν οι φορείς φτάσουν σε συγκεντρώσεις της τάξης του $n = 10^8$ τότε αντικειμενικά η αλλοίωση του πεδίου θα είναι αντίστοιχα της τάξης του 100% άρα το μέγεθος του πεδίου που οφείλεται στην ύπαρξη της στιβάδας φτάνει το μέγεθος του εφαρμοζόμενου πεδίου.

Τυπική θεωρούμενη εικόνα ηλεκτρονικής στιβάδας κινούμενη προς την άνοδο. [1]



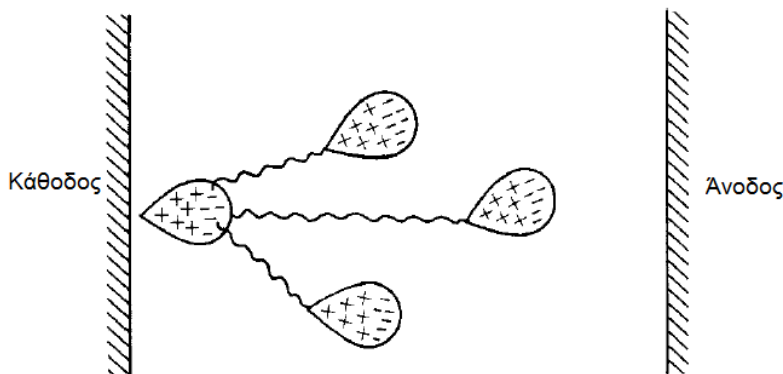
Σχήμα 1.11

Στην περίπτωση όπου ηλεκτρόνια στιγμιαία επανασυνδεθούν με ιόντα απελευθερώνουν φωτόνια. Τα φωτόνια που παράγονται από αυτή τη διαδικασία έχουν τη δυνατότητα ιονισμού άλλων ουδέτερων μορίων με το μηχανισμό του φωτοϊονισμού. Ταυτόχρονα, και επειδή τα

φωτόνια κινούνται με ταχύτητα ίση με c , δημιουργούν καινούριες (δευτερογενείς) στιβάδες στην κεφαλή της πρωτογενούς.

Έτσι ο μηχανισμός τύπου streamer έχει χαρακτηριστική μορφή διακλαδιζόμενων λεπτών αγώγιμων περιοχών (στιβάδες).

Δημιουργία δευτερογενών στιβάδων μέσω φωτοϊονισμού μπροστά από την κεφαλή της πρωτογενούς στιβάδας.



Σχήμα 1.12 [1]

Ο μηχανισμός ιονισμού τύπου streamer θεωρείται η καλύτερη δυνατή εξήγηση για διασπάσεις σε αέρια διηλεκτρικά όπου υπάρχει έντονη ανομοιομορφία του πεδίου.

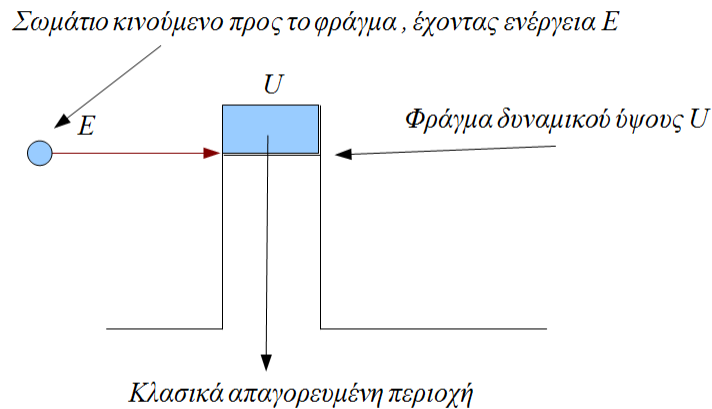
1.4.3 Εκπομπή πεδίου

Η εκπομπή πεδίου είναι μια πολύ σημαντική διαδικασία σε ότι αφορά τον ιονισμό των αερίων γιατί δίνει τη δυνατότητα να αυξηθεί ο αριθμός των δευτερογενών ηλεκτρονίων χωρίς να παρεμβάλλονται άλλες διαδικασίες

1.4.3.1 Φαινόμενο σήραγγας

Στην κλασική μηχανική, εάν ένα σώμα πρέπει να ξεπεράσει ένα φράγμα δυναμικού, πρέπει να έχει ένα συγκεκριμένο ποσό ενέργειας ώστε να το ξεπεράσει.

Φράγμα δυναμικού στην κλασική μηχανική



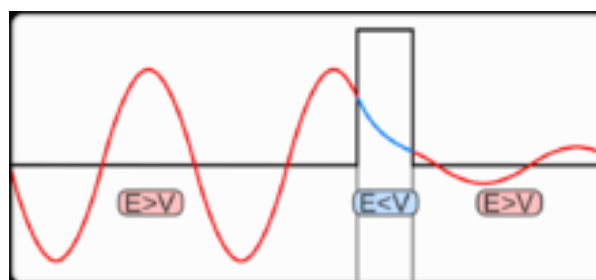
Σχήμα 1.13

Σε αυτήν την περίπτωση μπορεί να παρασταθεί με την εξής εικόνα : Εάν μπροστά από ένα ψηλό τοίχο κάποιος προσπαθήσει να πετάξει ένα αντικείμενο (πχ μια μπάλα) στην άλλη μεριά, εάν δεν του δώσει την αναγκαία κινητική ενέργεια ώστε να γίνει δυναμική ανεβαίνοντας και αυτή η ενέργεια να είναι περισσότερη από τη δυναμική ενέργεια που θα είχε το σώμα στην κορυφή του τοίχου, το σώμα δεν πρόκειται να περάσει ποτέ στην άλλη μεριά, θα προσκρούει πάντα επάνω στον τοίχο (φράγμα) και θα γυρίζει πίσω.

Το παραπάνω παράδειγμα στην κβαντική Μηχανική δεν ισχύει. Αυτό γιατί η κίνηση ενός σώματος το οποίο είναι αρκετά μικρό ώστε να μπορεί να θεωρηθεί κύμα, υπακούει στην κυματοσυνάρτηση Schrödinger, πράγμα που για τα ηλεκτρόνια ισχύει.

Έτσι εάν ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο βρεθεί κοντά στο φράγμα, ακόμα και αν η ενέργειά του είναι μικρότερη από αυτή του φράγματος υπάρχει μια πιθανότητα (η οποία εξαρτάται από την ενέργεια του ηλεκτρονίου και την ενέργεια του φράγματος) αυτό να την περάσει. Το φαινόμενο καλείται «φαινόμενο σήραγγας» καθώς φαίνεται το σωματίδιο να ανοίγει μια σήραγγα και να διαπερνά το φράγμα.

Ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα μπορεί να διαπεράσει το φράγμα δυναμικού χωρίς να έχει την απαιτούμενη ενέργεια



Σχήμα 1.14

Στην εκπομπή πεδίου, τα ηλεκτρόνια που θα περάσουν από το φράγμα δυναμικού θα εκμεταλλευτούν το φαινόμενο της σήραγγας (δεν θα έχουν την αναγκαία ενέργεια) , σε αντίθεση με τις περιπτώσεις της θερμιονικής εκπομπής και της φωτοηλεκτρικής εκπομπής όπου δίδεται ενέργεια στα ηλεκτρόνια ώστε να μπορέσουν να ξεπεράσουν αυτό το φράγμα. Άρα λοιπόν για να υπάρχει ένταση του φαινομένου και περισσότερα ηλεκτρόνια να περνούν το φράγμα δυναμικού δεν χρειάζεται να δοθεί ενέργεια στα ηλεκτρόνια αλλά να τροποποιηθεί το φράγμα.

1.4.3.2 Επίπεδο Fermi

Είναι το επίπεδο ενέργειας των ηλεκτρονίων μέσα στο μεταλλικό πλέγμα , στο οποίο η πιθανότητα αυτά να βρεθούν στη ζώνη αγωγιμότητας η στη ζώνη σθένους είναι 50% και για τις δυο. Είναι χαρακτηριστικό για κάθε αγωγό σε συγκεκριμένη θερμοκρασία και ουσιαστικά αποτελεί το ενεργειακό κριτήριο για ένα ηλεκτρόνιο για το αν θα βρεθεί στη ζώνη αγωγιμότητας ή όχι. Έτσι στην περίπτωση όπου θελήσουμε να αποσπάσουμε ένα ηλεκτρόνιο από την επιφάνεια του μετάλλου , το έργο εξόδου δεν είναι παρά η διαφορά της τιμής του φράγματος δυναμικού και του επιπέδου Fermi του αγωγού. Είναι κρίσιμο λοιπόν να είναι γνωστό το επίπεδο Fermi του κάθε αγωγού, καθώς από αυτό εξαρτάται το έργο εξόδου σε οποιοδήποτε είδος εκπομπής ηλεκτρονίων από αγωγήμη επιφάνεια.

1.4.3.3 Ενέργεια Fermi

Βάσει της απαγορευτικής αρχής του Pauli, δεν μπορεί δυο φερμιόνια στο ίδιο άτομο να κατέχουν την ίδια κβαντική κατάσταση (να έχουν και τους τέσσερις κβαντικούς αριθμούς ίδιους) . Έτσι σε ένα άτομο το οποίο βρίσκεται στο απόλυτο μηδέν ($-273,15^{\circ}\text{C}$) δεν είναι δυνατόν ηλεκτρόνια τα οποία έχουν τρεις από τους 4 κβαντικούς αριθμούς ίδιους να έχουν ίδιο και τον τέταρτο. Με αυτή τη λογική λοιπόν η ενέργεια των ηλεκτρονίων τη στιγμή που βρίσκονται στις τροχιές τους και στο απόλυτο μηδέν δεν μηδενίζεται, και μάλιστα θα πρέπει αυτά να καταλαμβάνουν μεγαλύτερες ενεργειακά θέσεις όσο αυξάνεται ο κύριος κβαντικός αριθμός n (χαρακτηρίζει την απόσταση των ηλεκτρονίων από τον πυρήνα και είναι αυτό που λέμε ότι οι καταστάσεις με διαφορετικούς τους κύριους κβαντικούς αριθμούς αφορούν διαφορετικούς «φλοιούς»). Αυξάνοντας την τιμή του κύριου κβαντικού αριθμού αυξάνει και η ενεργειακή στάθμη των ηλεκτρονίων. Στο απόλυτο μηδέν τα ηλεκτρόνια των εξωτερικών φλοιοών (μέγιστη τιμή για τον κβαντικό αριθμό n) των ατόμων των μετάλλων έχουν λοιπόν

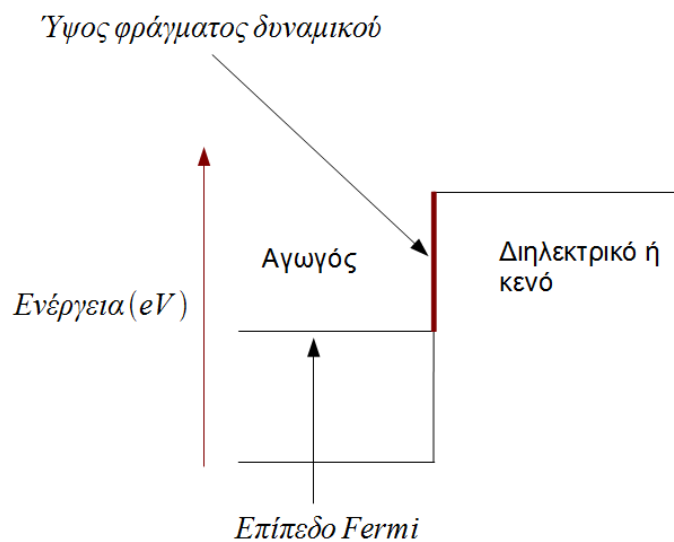
μια τιμή ενέργειας , η οποία είναι η μέγιστη των ηλεκτρονίων του ατόμου και καλείται ενέργεια Fermi.

Η αναφορά στην ενέργεια Fermi γίνεται για να γίνει κατανοητό ότι και σε θερμοκρασίες κοντά στο απόλυτο μηδέν (ή στο απόλυτο μηδέν αν αυτό ήταν εφικτό) είναι δυνατόν να έχουμε εκπομπή πεδίου, γι αυτό το λόγο και το φαινόμενο καλείται και ψυχρή εκπομπή, καθώς η θερμοκρασία φαίνεται να παίζει ελάχιστο ρόλο στις περιοχές από το απόλυτο μηδέν έως και τις τυπικές θερμοκρασίες περιβάλλοντος.

1.4.3.4 Φράγμα δυναμικού

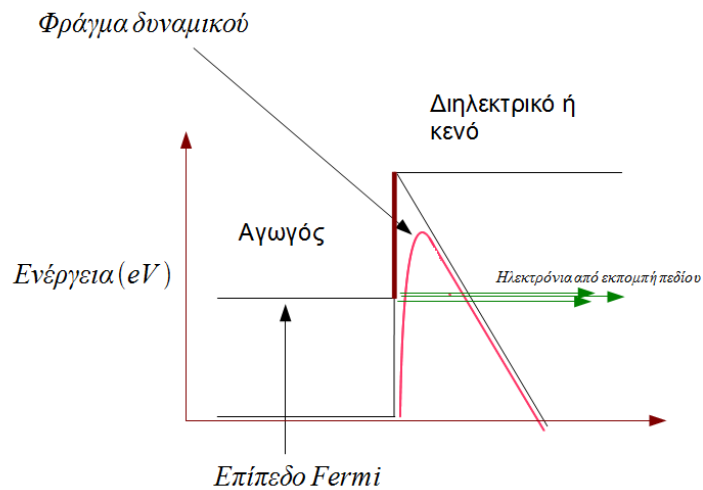
Ας υποθέσουμε ότι έχουμε ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο μέσα πολύ κοντά στην επιφάνεια του αγωγού. Σε κάθε περίπτωση, είτε ο αγωγός βρίσκεται σε κενό, είτε σε μονωτικό διηλεκτρικό (πχ αέρας), υπάρχει ένα φράγμα δυναμικού το οποίο εμποδίζει το ηλεκτρόνιο να περάσει στην άλλη πλευρά. Το ύψος του φράγματος δυναμικού εξαρτάται από το είδος του στοιχείου χημικής ένωσης που αποτελεί τον αγωγό και από την ενεργειακή του κατάσταση.

Παράδειγμα φράγματος δυναμικού στην επιφάνεια ενός αγωγού



Σχήμα 1.15

Η εφαρμογή δυναμικού επάνω στον αγωγό δεν προκαλεί αλλαγές στο εσωτερικό του, πλην του ότι όλα τα ελεύθερα κινούμενα φορτία στο κρυσταλλικό πλέγμα θα τοποθετηθούν σε τέτοια σημεία ώστε να έχουν τη χαμηλότερη δυνατή ενέργεια, πράγμα που σημαίνει μηδενική ένταση πεδίου σε κάθε σημείο του αγωγού άσχετα από το δυναμικό που θα εφαρμοστεί σε αυτόν. Στο εξωτερικό του αγωγού όμως σχηματίζεται ηλεκτρικό πεδίο, το οποίο μεταβάλλει το πλάτος του φράγματος δυναμικού :



Σχήμα 1.16

Με την επιβολή εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου (το διάνυσμα του πεδίου πρέπει να έχει φορά προς τον αγωγό άρα εφαρμόζουμε αρνητικό δυναμικό στον αγωγό) μεταβάλλεται το πλάτος του φράγματος δυναμικού κατά τρόπο τέτοιο ώστε να μπορούν να το διαπεράσουν τα κυματοπακέτα των ηλεκτρονίων βάση του φαινομένου της σήραγγας. Όσο πιο ισχυρό είναι το πεδίο τόσο πιο πολύ μειώνεται το πλάτος του φράγματος και είναι πιο εύκολη η εκπομπή ηλεκτρονίων από την επιφάνεια. Επειδή η απόσταση για την οποία αναφέρονται τα παραπάνω είναι της τάξης των $2 - 3 \text{ nm}$ και οι ενέργειες των ηλεκτρονίων είναι της τάξης των eV (κάτω από 10) οι εντάσεις του πεδίου για τις οποίες εμφανίζεται το φαινόμενο είναι της τάξης των $\frac{V}{nm}$ δηλαδή της τάξης των μερικών $10^9 \frac{V}{m}$.

Για να επιτευχθεί το φαινόμενο χρειάζεται αρκετά μεγαλύτερη ένταση πεδίου από την αναγκαία ένταση για να έχουμε μερική διάσπαση του αέρα, όπως θα δούμε παρακάτω.

2^ο ΚΕΦΑΛΑΙΟ

“ ΜΕΡΙΚΕΣ ΕΚΚΕΝΩΣΕΙΣ ΣΤΑ ΑΕΡΙΑ ”

Ως μερικές εκκενώσεις στα αέρια ορίζονται τα φαινόμενα εκείνα στα οποία το αέριο διηλεκτρικό δύναται λόγω των συνθηκών της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου να χάσει τοπικά την μονωτική του ικανότητα συνεπαγόμενων όλων των φαινομένων που εμφανίζονται στον ιονισμό των αερίων χωρίς όμως να έχουμε πλήρη αγωγή και σύνδεση και πολύ μεγάλα ρεύματα. Αντίθετα παρά τη μερική διάσπαση των μονωτικών και σε ότι αφορά τα αέρια τα ρεύματα παραμένουν πολύ μικρά ενώ αντίστοιχα σχετικά μικρές είναι και οι απώλειες ισχύος λόγω του φαινομένου. Στην πράξη υπάρχουν εφαρμογές όπου οι απώλειες ισχύος αυτών των εκκενώσεων γίνονται υπολογίσιμες (γραμμές μεταφοράς ηλεκτρικής ενέργειας) ενώ αντίστοιχα υπάρχουν εφαρμογές όπου χρειάζεται και η μέγιστη δυνατή μεταφορά ισχύος σε αυτές τις απώλειες (ιονιστές χώρου, ηλεκτροστατικοί κατακρημνιστές – φίλτρα).

Ενώ στα ομογενή πεδία ο ιονισμός των διακένων όπως περιγράφηκε παραπάνω οδηγεί σχεδόν άμεσα στη διάσπαση του αερίου καθώς η ομοιομορφία του πεδίου σημαίνει πρακτικά ομοιομορφία της δύναμης που δέχονται τα ηλεκτρόνια στο διάκενο, με αποτέλεσμα εάν είναι η ένταση του πεδίου ικανή σε ένα σημείο να προκαλέσει ιονισμό του αερίου, κάτι τέτοιο θα οδηγήσει άμεσα σε πλήρη αγωγή σύνδεση των ηλεκτροδίων μέσω των ηλεκτρονικών στοιβάδων που θα δημιουργηθούν. Στα μη ομοιογενή πεδία και ιδιαίτερα στα ισχυρά ανομοιογενή πεδία από τον αρχικό ιονισμό μιας περιοχής του διακένου έως και την πλήρη διάσπασή του μεσολαβούν αρκετά ενδιαφέροντα φαινόμενα. Χαρακτηριστικά είναι η φωτεινή αίγλη που περιβάλλει τους αγωγούς η οποία ποικίλει στη μορφή της, ο επίσης χαρακτηριστικός τριγμός που προκαλεί το φαινόμενο, οι ηλεκτρομαγνητικές παρεμβολές σε ραδιοσυχνότητες. Είναι γενικά αποδεκτό ότι η κλίση του δυναμικού για την οποία ο αέρας διασπάται σε κανονικές συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας είναι περίπου 30kV/cm και για ομοιογενές πεδίο.

Κατά όλα τα παραπάνω λοιπόν είναι προφανές ότι η ανομοιομορφία του ηλεκτρικού πεδίου είναι αναγκαία. Η συχνότερα χρησιμοποιούμενες γεωμετρίες ηλεκτροδίων είναι αυτές που περιλαμβάνουν μια ακίδα και μια πλάκα ή μια ακίδα και ένα ημισφαιρικό ηλεκτρόδιο. Στις περισσότερες των εφαρμογών το ένα από τα δυο ηλεκτρόδια είναι γειωμένο ενώ στο άλλο με την μικρή ακτίνα καμπυλότητας δίδεται το υψηλό δυναμικό το οποίο μπορεί να είναι είτε αρνητικό είτε θετικό.

Μια κατά το δυνατόν σύντομη περιγραφή των φαινομένων που αφορούν το φαινόμενο των μερικών εκκενώσεων σε αέρια μονωτικά ανάλογα με τον τύπο της εφαρμοζόμενης τάσης στα ηλεκτρόδια. Ως γενική παραδοχή θα θεωρήσουμε ότι η εφαρμογή της τάσης στο ηλεκτρόδιο κρατάει αρκετό χρονικό διάστημα έτσι ώστε να προλάβουν να σχηματιστούν στο χώρο του διηλεκτρικού τα φορτία χώρου τα οποία επηρεάζουν τις τιμές των πεδίων και τα φαινόμενα με αυτή την προϋπόθεση τα μελετηθούν. (Δεν εφαρμόζονται κρουστικές τάσεις)

2.1 Εκκενώσεις corona

Στα ομοιογενή πεδία η διάσπαση του διακένου έρχεται σχεδόν αμέσως μετά τον ιονισμό του αερίου. Σε ισχυρά μη ομοιογενή πεδία όμως πολύ πριν την κατάρρευση του διηλεκτρικού παρατηρούνται φαινόμενα μερικών εκκενώσεων τα οποία συνδέονται στενά με διάφορες φυσικές συνέπειες, όπως τριγμός (ήχος που παράγουν οι εκκενώσεις), εκπομπή ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στο ορατό φάσμα, παρεμβολές στις ραδιοσυχνότητες. Τέτοιου είδους εκκενώσεις παρατηρούνται χαρακτηριστικά σε αγωγούς μεταφοράς ενέργειας υψηλής τάσης. Είναι αυτοσυντηρούμενες και ονομάζονται εκκενώσεις corona. Το όνομά τους προέρχεται από το χαρακτηριστικό φωτεινό στέμμα που εμφανίζεται γύρω από τον αγωγό. Οι εκκενώσεις corona, όπως κάθε φυσικό φαινόμενο σε ένα μέρος εφαρμογών αποτελούν πρόβλημα που πρέπει να επιλυθεί και να μειωθεί κατά το δυνατόν, καθώς προκαλούν απώλειες ισχύος, ενώ σε άλλες εφαρμογές είναι αναγκαίες.

2.1.1 Θετικό corona

Εφαρμόζεται στο ηλεκτρόδιο μικρής ακτίνας καμπυλότητας τέτοιου θετικού δυναμικού το οποίο θα είναι ικανό να προκαλέσει ιονισμό του περιβάλλοντος διηλεκτρικού (αέρας) . Για μικρά διάκενα ($\leq 1 \text{ cm}$) αυξάνοντας τη διαφορά δυναμικού βαθμιαία δεν παρατηρείται αξιόλογος ιονισμός του διακένου έως τη στιγμή της πλήρους διάσπασής του και αυτό γιατί η ανομοιογένεια του πεδίου δεν είναι αρκετά μεγάλη με αποτέλεσμα τα φαινόμενα να προσομοιάζουν στην εξέλιξή τους με την περίπτωση του ιονισμού σε ομοιογενές πεδίο που εξετάσαμε παραπάνω.

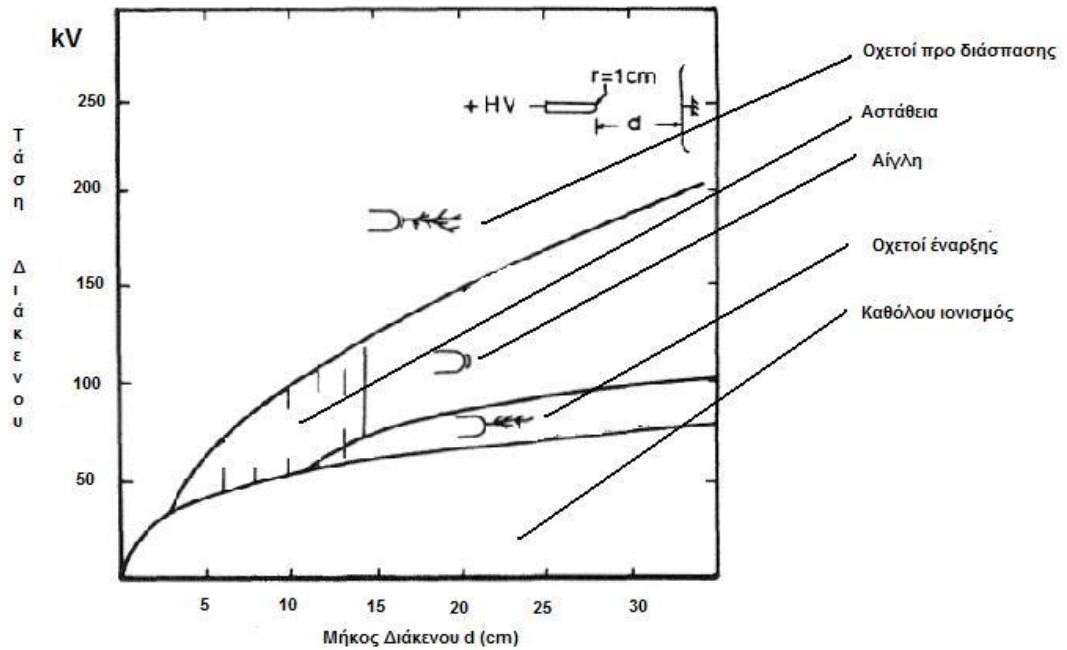
Όταν η ανομοιομορφία του πεδίου είναι ικανή ώστε να μην προκληθεί άμεσα διάσπαση του διακένου και κοντά στην επιφάνεια του ηλεκτροδίου υψηλής τάσης το ηλεκτρικό πεδίο έχει τιμή τέτοια ώστε να μπορέσει να προκαλέσει ιονισμό τοπικά το φαινόμενο εξελίσσεται ως

εξής : Ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο στο αέριο θα κινηθεί προς την άνοδο και όταν αποκτήσει αρκετή ενέργεια (αρκετά κοντά σε αυτήν) θα προκληθεί ηλεκτρονική στοιβάδα όπως έχει ήδη περιγραφεί. Τα ηλεκτρόνια τα οποία αποσπώνται από τα μόρια του αέρα και δημιουργούν τη στοιβάδα είναι προφανές ότι θα αφήνουν πίσω τους θετικά ιόντα. Το νέφος αυτό των θετικών ιόντων θα κινηθεί πολύ αργά (σε σχέση με την ταχύτητα των ηλεκτρονίων) προς την κάθοδο καθώς ασκούνται δυνάμεις Coulomb μέσω του πεδίου).

Μπορούμε να χωρίσουμε το φαινόμενο στην περίπτωση που έχουμε θετική ακίδα σε τρία στάδια καθώς αυξάνεται η τάση:

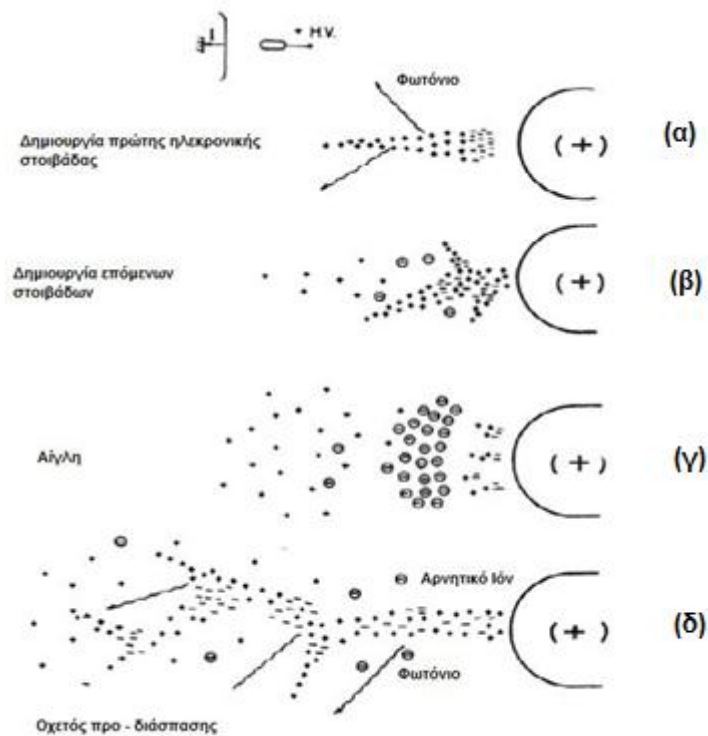
- 1) Στο πρώτο στάδιο αυξάνοντας την τάση φτάνουμε σε ένα σημείο όπου παρατηρούνται μικρές εκκενώσεις στην επιφάνεια του ηλεκτροδίου. Οι εκκενώσεις αυτές συνήθως έχουν τη μορφή μικρών οχετών (onset streamers ή burst pulses) και δεν είναι σταθερές αλλά εμφανίζουν συχνότητα από την οποία συχνότητα και το φυσικό μήκος των οχετών αυτών εξαρτάται και η συχνότητα και το πλάτος αντίστοιχα του ρεύματος διακένου που θα εμφανιστεί και είναι της τάξης των μερικών δεκάδων μA . Χαρακτηριστικό των οχετών είναι η δενδροειδής δομή τους όπως επίσης και το γεγονός ότι δεν διασταυρώνονται ποτέ δυο κλάδοι οχετών.
- 2) Η περαιτέρω αύξηση της τάσης οδηγεί άμεσα (χωρίς να υπάρχει ένα εύρος τάσης στο οποίο παρατηρούνται και τα δυο φαινόμενα) σε αυτό που καλούμε «εκκένωση αίγλης» (positive glow discharge) και σε αυτή την κατάσταση οι οχετοί πληθαίνουν τόσο ώστε να παράγουν μια ομοιόμορφη αίγλη. Το ρεύμα στο διάκενο αυξάνει την έντασή του και φτάνει (τυπικά) τιμές των εκατό και παραπάνω μA και είναι σχεδόν συνεχές .
- 3) Στην τελική φάση όταν αυξηθεί και άλλο την τάση ανάμεσα στα ηλεκτρόδια μπαίνουμε σε κατάσταση αστάθειας καθώς οι οχετοί που παρατηρούνται είναι πολύ μεγαλύτεροι σε μέγεθος , έχουν ακανόνιστο πλάτος και συχνότητα (pre breakdown streamers) όπως επίσης αντίστοιχα το ίδιο παρατηρείται και με το ρεύμα στο διάκενο. Η περαιτέρω αύξηση της διαφοράς δυναμικού μετά από αυτές τις τιμές οδηγεί σε πλήρη διάσπαση του διάκενου. [2]

Η εξέλιξη του φαινομένου corona σε γεωμετρία ακίδα – πλάκα συναρτήσει της τάσης και του μήκους του διακένου



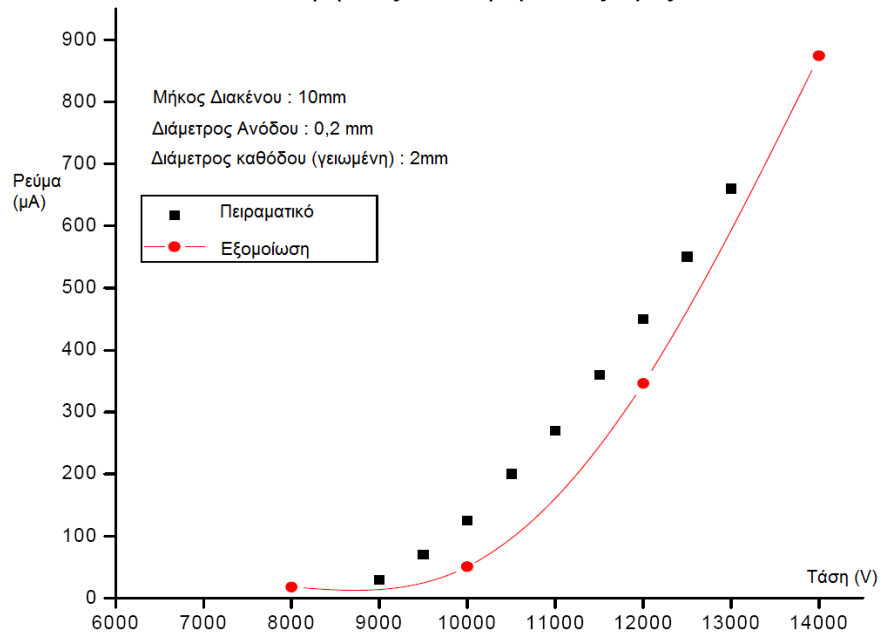
Σχήμα 2.1 [2]

Τα στάδια της εκκένωσης corona σε γεωμετρία ακίδα – πλάκα για διάφορες τάσεις $V_a < V_\beta < V_\gamma < V_\delta$



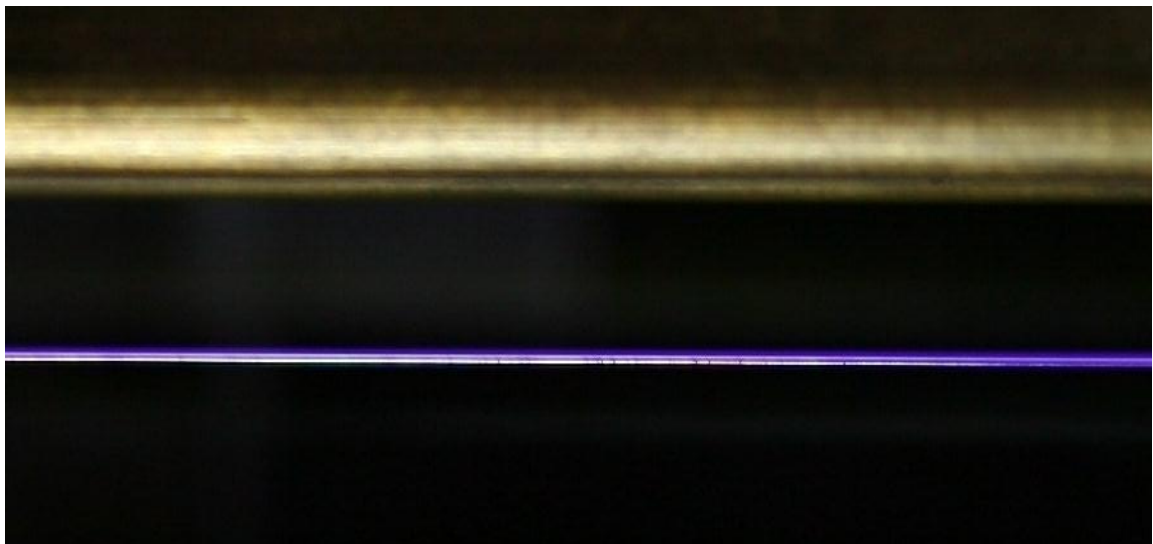
Σχήμα 2.2 [1]

Το ρεύμα σε διάκενο ακίδα – πλάκα για θετική φόρτιση της ακίδας και διάφορες τάσεις.
 Θεωρητικές και πειραματικές τιμές



Σχήμα 2.3 . [10]

Θετικό corona σε γεωμετρία αγωγού – αγωγού.



Σχήμα 2.4 . [7]

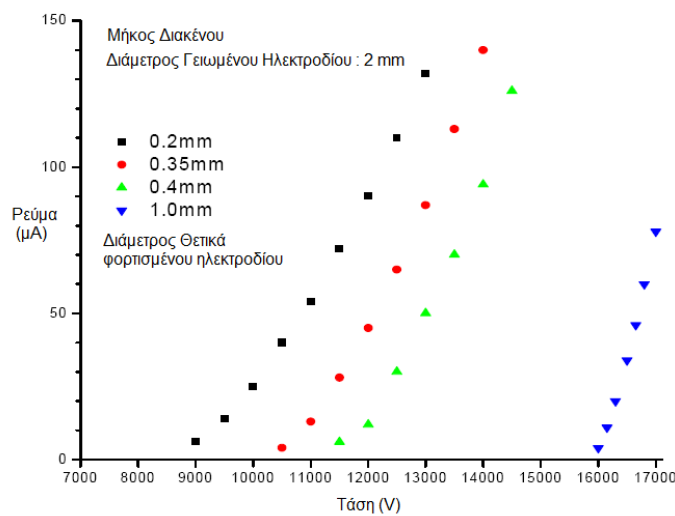
Τα ρεύματα που εμφανίζονται εξαρτώνται τα χαρακτηριστικά της γεωμετρίας: την απόσταση των ηλεκτροδίων και τον τύπο των ηλεκτροδίων. Προφανώς η τάση παίζει σημαντικό ρόλο

καθώς όσο αυξάνεται η τάση αυξάνεται και το ρεύμα στο διάκενο και μάλιστα σε όλες τις περιπτώσεις η αύξηση του ρεύματος είναι σχεδόν γραμμική. Συνήθως οι μετρήσεις που λαμβάνονται αποτυπώνονται σε γραφικές παραστάσεις οι οποίες περιλαμβάνουν την τιμή του ρεύματος. Έχει αξία όμως να λαμβάνεται υπόψη και η τιμή του ρεύματος ανά μήκος αγωγού corona καθώς αυτό το μέγεθος είναι αντιπροσωπευτικό της απόδοσης του συστήματος.

(A/m).

Επιρροή της διαμέτρου του αγωγού corona στην τιμή του ρεύματος στο διάκενο.

Διάφορες τιμές για σταθερή την υπόλοιπη γεωμετρία και για διάφορες τάσεις. [10]

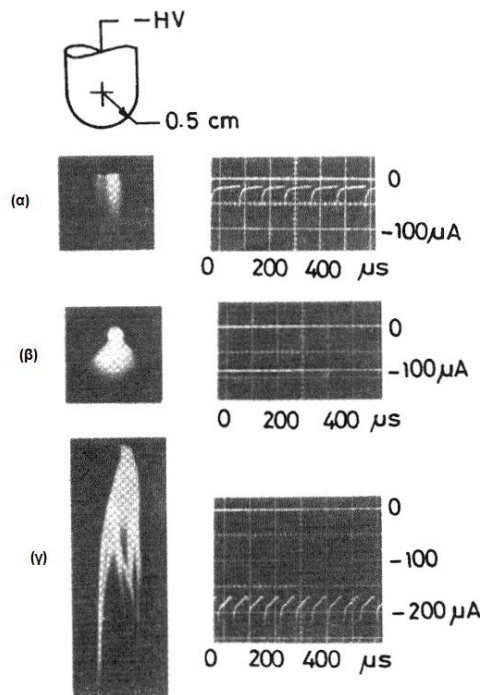


Σχήμα 2.5 . [10]

2.1.2 Αρνητικό corona

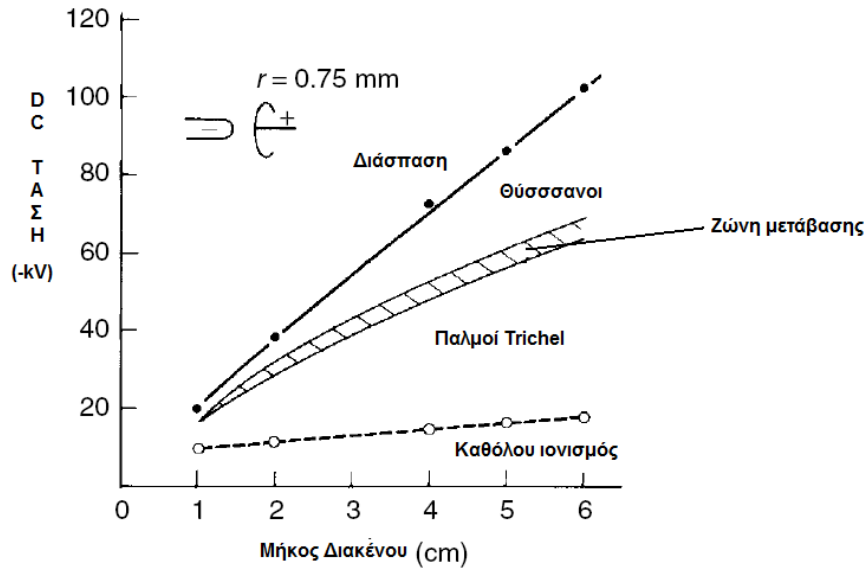
Στον αντίποδα , γειώνοντας πάλι το ηλεκτρόδιο μεγάλης ακτίνας καμπυλότητας και τροφοδοτώντας με αρνητικό δυναμικό το ηλεκτρόδιο – ακίδα έχουμε αρνητικό corona. Σε αυτή την περίπτωση η ακίδα είναι η κάθοδος και θα συγκεντρώσει μπροστά της νέφος θετικών φορτίων κινούμενα προς αυτήν ενώ τα ταχύτητα – σε σχέση με τα ιόντα – ηλεκτρόνια οδεύουν προς την άνοδο – πλάκα. Όπως και πριν διαχωρίζεται το φαινόμενο σε τρεις κύριες καταστάσεις ανάλογα με το πόσο μεγάλη τάση εφαρμόζεται στο διάκενο:

- 1) Αυξάνοντας την τάση λοιπόν έως το σημείο έναρξης του φαινομένου και εξετάζοντας το ρεύμα παρατηρείται καταρχήν ότι αυτό έχει τη μορφή παλμών. Ονομάζονται και παλμοί Trichel . Κάθε παλμός ρεύματος αντιστοιχεί και σε μια κύρια ηλεκτρονική στοιβάδα που σχηματίζεται στη ζώνη ιονισμού. Οι παλμοί παρουσιάζουν εξάρτηση στη συχνότητά τους από το μέγεθος της εφαρμοζόμενης τάσης και την απόσταση των δυο ηλεκτροδίων. Ταυτόχρονα εμφανίζονται επάνω στο ηλεκτρόδιο φωτεινές περιοχές που καλούνται θύσανοι. Οι θύσανοι εμφανίζονται κάθετα πάνω στην επιφάνεια του ηλεκτροδίου και αντιπροσωπεύουν τις περιοχές όπου έχουμε ηλεκτρονικές στοιβάδες. Σε τάσεις λίγο μεγαλύτερες από την τάση έναρξης οι θύσανοι δεν έχουν σταθερή απόσταση μεταξύ τους και εμφανίζονται στα σημεία όπου υπάρχουν μικροανωμαλίες στην επιφάνεια του ηλεκτροδίου, άρα και μεγαλύτερες πεδιακές εντάσεις.
 - 2) Αυξάνοντας την τάση ταυτόχρονα με την αύξηση της συχνότητας των παλμών Trichel παρατηρείται αύξηση και στο ρεύμα στο διάκενο. Επειδή οι παλμοί πυκνώνουν λόγω της αύξησης της συχνότητας οι θύσανοι πλέον φαίνονται ως φωτεινή αίγλη που περιβάλλει τον αγωγό, ενώ τείνουν να ισαπέχουν όσο η τάση αυξάνεται
 - 3) Εν τέλει η μεγαλύτερη αύξηση της τάσης θα οδηγήσει σε διάσπαση του διάκενου.[2]
- Αρνητικό corona. (α) Θύσανοι (β) Αίγλη (γ) Οχετοί προ εκκένωσης $|V_\gamma| > |V_\beta| > |V_\alpha|$.



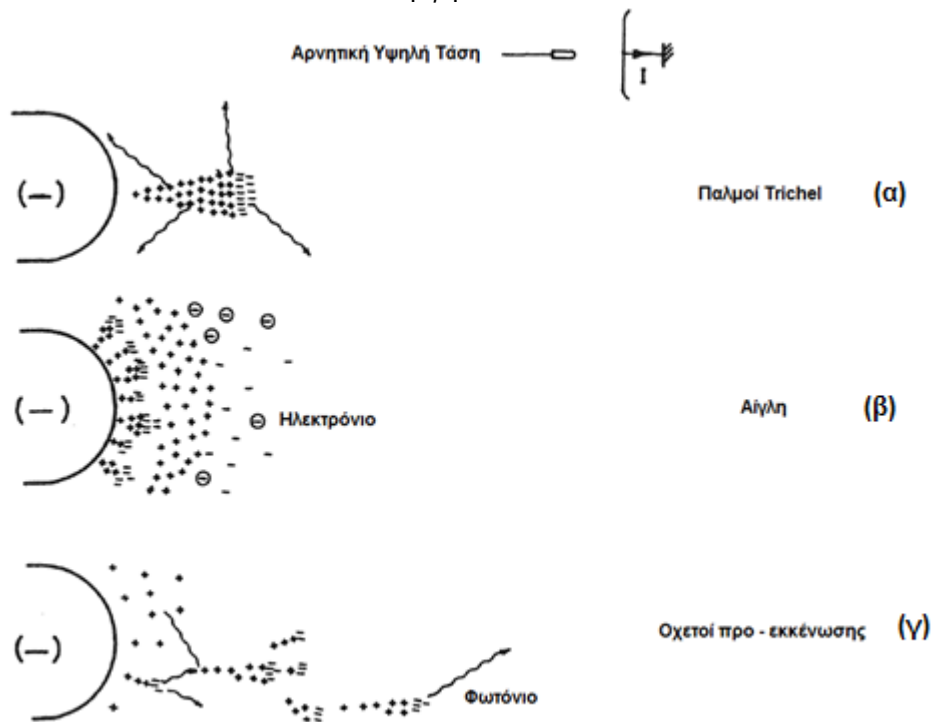
Σχήμα 2.6 . [2]

Φαινόμενα και παρατηρήσιμες ζώνες στο αρνητικό corona συναρτήσει της τάσης και του μήκους του διάκενου σε γεωμετρία ακίδα – πλάκα.



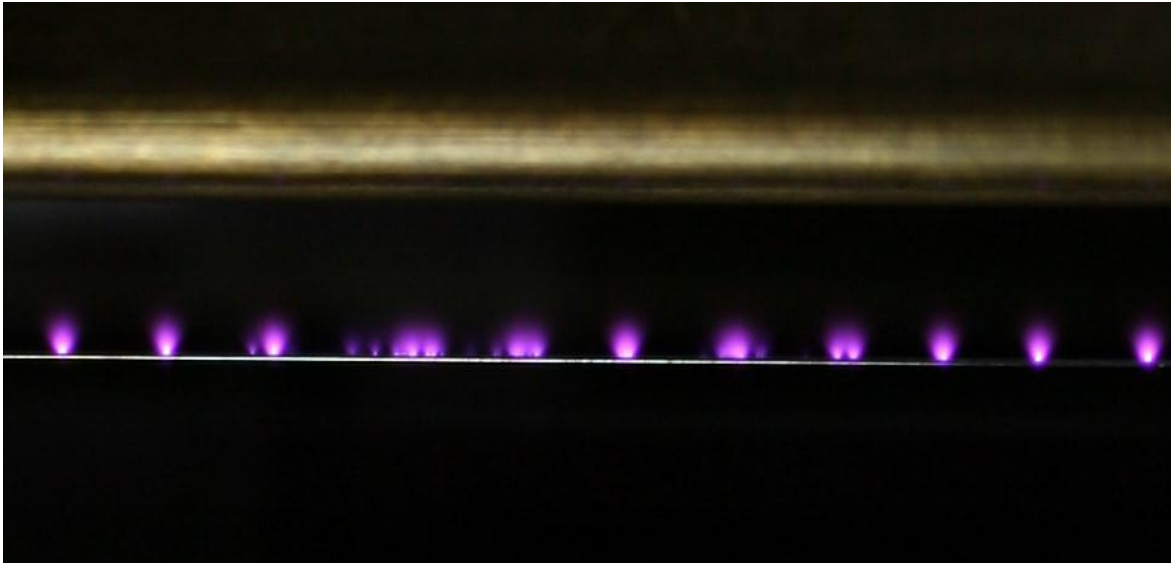
Σχήμα 2.7 [1]

Σχηματική αναπαράσταση της εξέλιξης του αρνητικού corona κατά την αύξηση του πλάτους της εφαρμοζόμενης τάσης σε γεωμετρία ακίδα – πλάκα $(|V_\gamma| > |V_\beta| > |V_\alpha|)$



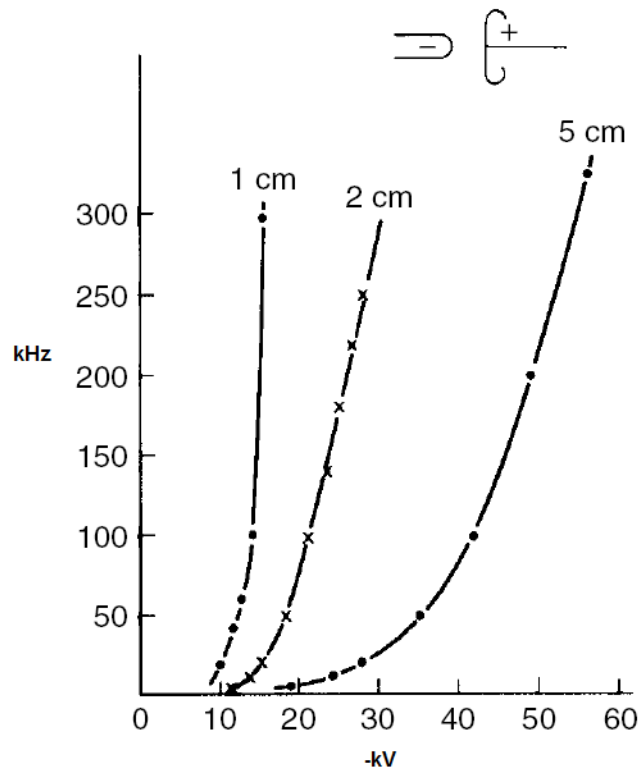
Σχήμα 2.8 [1]

Αρνητικό Corona σε γεωμετρία αγωγού – αγωγού. Φαίνονται οι χαρακτηριστικοί θύσανοι.



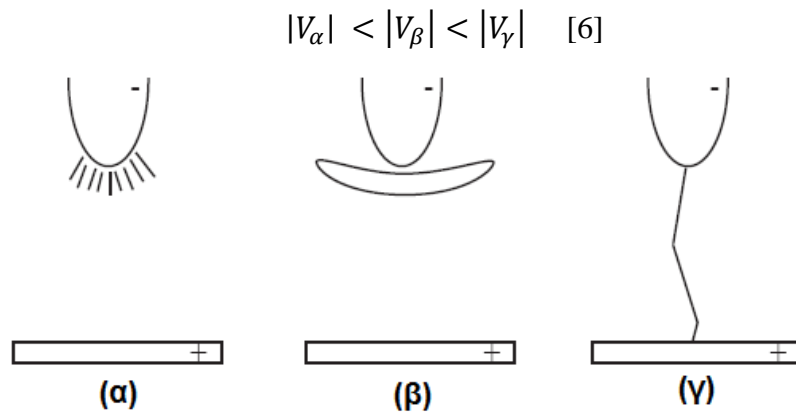
Σχήμα 2.9 . [7]

Εξάρτηση της συχνότητας των παλμών Trichel σε αρνητικό corona από το πλάτος της εφαρμοζόμενης τάσης και την απόσταση των ηλεκτροδίων



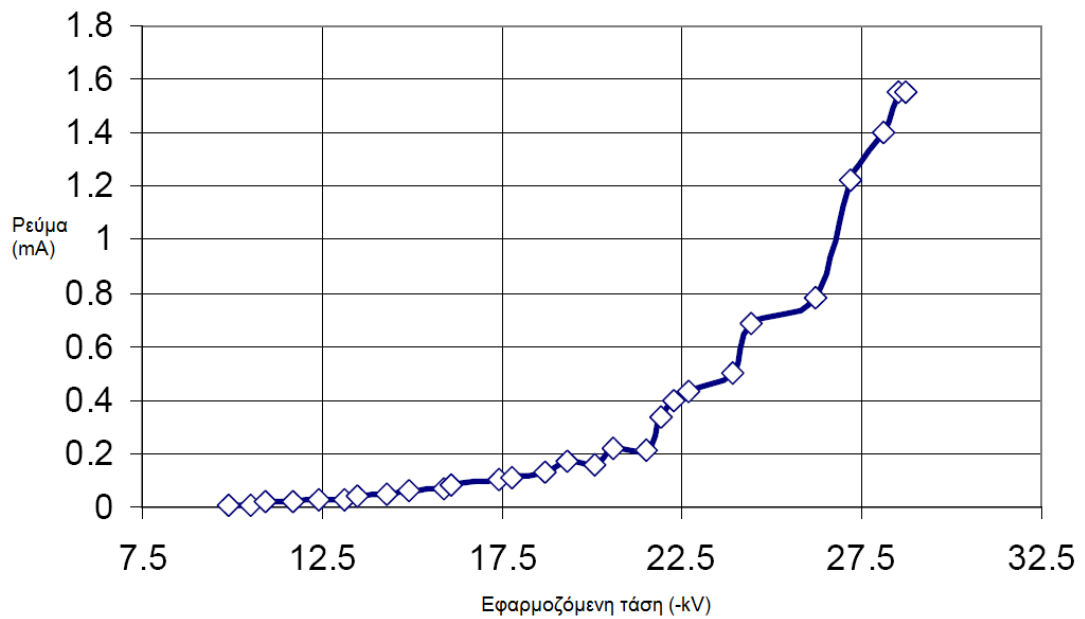
Σχήμα 2.10 [1]

Τυπική εξέλιξη φαινομένου corona σε αρνητική πολικότητα και γεωμετρία ακίδα – πλάκα. (α) θύσανοι (β) corona χωρίς παλμούς (αίγλη) (γ) εκκένωση



Σχήμα 2.11

Η μεταβολή του ρεύματος με την τάση σε συσκευή ανύψωσης με αγωγό corona φορτισμένο σε αρνητική πολικότητας.



Σχήμα 2.12 . [11]

Οι παραπάνω τιμές για το ρεύμα είναι μέσες τιμές. Οι πραγματικές τιμές του ρεύματος αρνητικού corona όπως ήδη αναφέρθηκε αποτελούνται από παλμούς της τάξης των kHz

ακολουθώντας επακριβώς τη συχνότητα εμφάνισης των ηλεκτρονικών στιβάδων στη ζώνη ιονισμού.

Τα ρεύματα και στις δυο περιπτώσεις , αρνητικού και θετικού corona ειδικά στις γεωμετρίες ακίδα – πλάκα υπολογίζονται πειραματικά. Δεν υπάρχει γενικός νόμος που να καθορίζει τη μαθηματική έκφραση των ρευμάτων σε αυτές τις περιπτώσεις, παρ όλα αυτά η γενική μορφή των σχέσεων είναι της μορφής $I_c = A \cdot E(E - E_c)$. [15]

$$(2.1)$$

Όπου E : Η πεδιακή ένταση τη στιγμή που μετράται το ρεύμα, I_c : το ρεύμα , E_c : Η τιμή έναρξης του φαινομένου. Η σταθερά A εξαρτάται από τις συνθήκες και τη γεωμετρία της διάταξης.

Η ίδια σε πρακτική σημασία σχέση μπορεί να διατυπωθεί και με όρους εφαρμοζόμενου δυναμικού για διάφορες γεωμετρίες :

$$I = \frac{aKεV}{d} (V - V_0) [16] \quad (2.2)$$

2.1.3 Εναλλασσόμενο corona

Η κύρια διαφορά μεταξύ φαινομένου corona υπό συνεχή τάση και φαινομένου corona υπό εναλλασσόμενη τάση είναι η περιοδική αλλαγή του πρόσημου του δυναμικού ανά τακτά χρονικά διαστήματα ανάλογα με τη συχνότητα της εφαρμοζόμενης τάσης, καθώς η εναλλαγή της τάσης επηρεάζει τα εναπομείναντα φορτία χώρου από τον προηγούμενο κύκλο , όπου υπήρχε αντίθετη πολικότητα. Στη γενική του μορφή το φαινόμενο corona υπό εναλλασσόμενη τάση μπορεί στη διάρκεια ενός κύκλου να εμφανίσει τα φαινόμενα που κάθε ένα από τα δυο (αρνητικό και θετικό) εμφανίζει ξεχωριστά. Επειδή η πολικότητα αλλάζει σε πολύ μικρά χρονικά διαστήματα, η επιρροή στα φορτία χώρου είναι σημαντική. Έτσι οι δυνάμεις που παρατηρούνται στα φορτία χώρου στο DC corona αλλάζουν δραματικά με αποτέλεσμα να μην είναι εφαρμόσιμο για την παραγωγή ιοντικού ανέμου.

2.1.4 Φαινόμενο corona υπό κρουστικές τάσεις

Υπό κρουστικές τάσεις το corona παρουσιάζει ενδιαφέρον στη μελέτη του, καθώς τα φαινόμενα που ακολουθούν αυτό αποτελούν την κατά το δυνατόν «καθαρή» εξέλιξη του φαινομένου, επειδή δεν προλαβαίνουν να δημιουργηθούν φορτία χώρου στο διηλεκτρικό. Έτσι οι εικόνες που παρουσιάζονται για το φαινόμενο σε αρνητικό ή θετικό corona (εικόνες Lichtenberg) είναι τραβηγμένες σε τέτοιες συνθήκες, καθώς σε διαφορετική περίπτωση (AC corona , DC corona) τα φορτία χώρου προκαλούν φωτεινό θόρυβο στην εικόνα. Προφανώς

δεν έχει ιδιαίτερη αξία η εφαρμογή του για την παραγωγή ιοντικού ανέμου καθώς οι χρόνοι που χρειάζονται έτσι ώστε να δημιουργηθούν τα φορτία χώρου και να πραγματοποιηθεί η κίνησή τους στο χώρο είναι πολύ πιο μεγάλοι από τη διάρκεια τυπικών κρουστικών τάσεων οι οποίες είναι της τάξης των μsec .

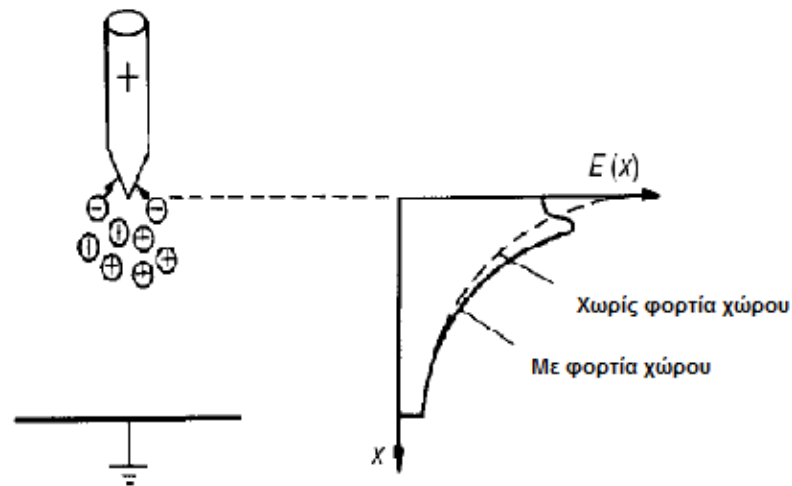
2.1.5 Φαινόμενο πολικότητας

Στην περίπτωση της θετικής φόρτισης τα ηλεκτρόνια συσσωρεύονται ακριβώς μπροστά από τη θετική ακίδα με αποτέλεσμα να έχουμε μια μικρή μείωση της τιμής του πεδίου στη συγκεκριμένη περιοχή. Όμως ταυτόχρονα τα θετικά δυσκίνητα ιόντα τα οποία απομακρύνονται με πολύ πιο αργές ταχύτητες από αυτές που τα ηλεκτρόνια οδεύουν προς την άνοδο, δημιουργούν φορτίο χώρου το οποίο αυξάνει την τιμή του πεδίου λίγο πιο μακριά από αυτήν. Έτσι το τελικό αποτέλεσμα είναι από τη μια να χρειάζεται ελαφρώς μικρότερη τάση το θετικό corona ώστε να παραχθεί η αναγκαία ένταση, όταν όμως παραχθεί η ζώνη ιονισμού είναι κατά κανόνα μεγαλύτερη από την αντίστοιχη φόρτιση σε αρνητικό corona. Τα άμεσα αποτελέσματα είναι :

Η τάση διάσπασης για διάκενο με αρνητικά φορτισμένη ακίδα και γειωμένη πλάκα είναι μεγαλύτερη (κατ απόλυτη τιμή) από εκείνη που χρειάζεται ώστε να προκληθεί διάσπαση στο ίδιο διάκενο υπό τις ίδιες συνθήκες με θετική φόρτιση, εκτός από τις περιπτώσεις που έχουμε πολύ χαμηλή πίεση. Χαρακτηριστικό είναι ότι στις περιπτώσεις όπου έχουμε εναλλασσόμενη τάση σε έναν αγωγό η διάσπαση του διάκενου – αν αυτή συμβεί – θα συμβεί πιθανότατα κατά τη διάρκεια της θετικής ημιπεριόδου.

Στο αρνητικό corona παράγεται πολύ μεγαλύτερη ποσότητα όζοντος ως χημικό παραπροϊόν της διαδικασίας, καθώς τα ηλεκτρόνια τα οποία είναι υπεύθυνα για τη διάσπαση των μορίων O_2 σε μονατομικό οξυγόνο (το οποίο είναι πολύ δραστικό με αποτέλεσμα να έχουμε επαναδημιουργία O_2 και κυρίως δημιουργία O_3 (όζον)) είναι πολύ περισσότερα σε αντιστοιχία με το θετικό corona ίδιας διάταξης.

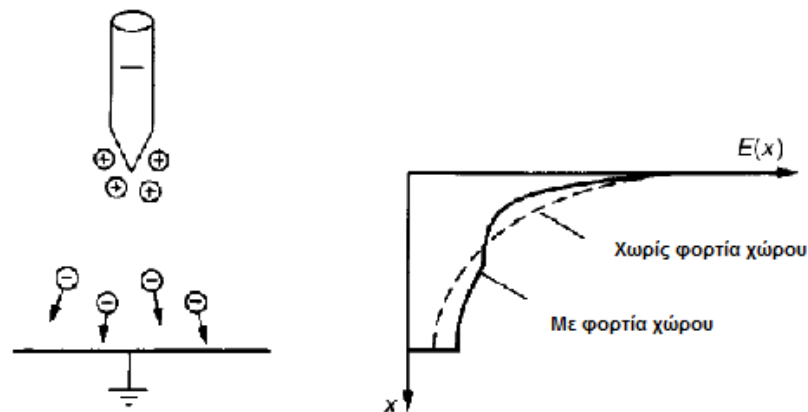
Παραμόρφωση του πεδίου λόγω των φορτίων χώρου σε θετικό corona



Σχήμα 2.13 [1]

Στο θετικό corona παρατηρείται μείωση του πεδίου κοντά στην επιφάνεια της ανόδου και αύξηση του μήκους της ζώνης ιονισμού με ταυτόχρονα μεγαλύτερη φαινόμενη διάμετρο του αγωγού.

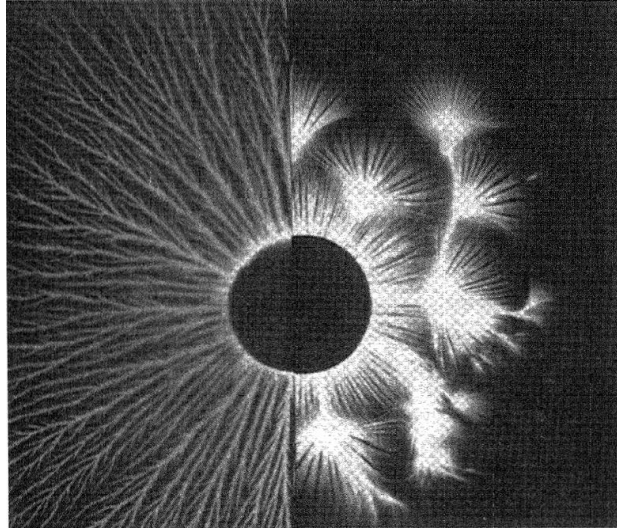
Παραμόρφωση του πεδίου λόγω των φορτίων χώρου σε αρνητικό corona



Σχήμα 2.14. [1]

Η αύξηση της τιμής του πεδίου στο αρνητικό corona παρατηρείται μακριά από την κάθοδο, και έτσι αυτό δεν έχει επίπτωση στη ζώνη ιονισμού. Αντίθετα επειδή η μείωση παρατηρείται κοντά στην κάθοδο έχει σημαντική επίπτωση στην εξέλιξη του φαινομένου, καθώς μικρότερη ζώνη ιονισμού σημαίνει μικρότερη κινητική ενέργεια για τα ηλεκτρόνια.

Εικόνα Lichtenberg. Οι εικόνες λαμβάνονται υπό θετικό ή αρνητικό corona , με την προϋπόθεση ότι η τάση πρέπει να είναι κρουστική γιατί η παρουσία περισσειας θετικών ή αρνητικών ιόντων στο χώρο αλλοιώνει τη φωτογραφία



Σχήμα 2.15 [2]

. Η εικόνα αφορά τον ίδιο αγωγό κατά τη φόρτισή του με θετική και αρνητική τάση , της ίδιας απόλυτης τιμής (70kV) .Αριστερά φαίνεται η εικόνα κατά τη διάρκεια της θετικής φόρτισης και δεξιά της αρνητικής. Φαίνεται ότι η ζώνη ιονισμού κατά τη διάρκεια της θετικής φόρτισης έχει μεγαλύτερο μήκος όπως επίσης και οι χαρακτηριστικοί αγωγάμοι οχετοί του θετικού corona, ενώ αριστερά έχουμε τους θυσάνους που παράγονται στο αρνητικό με σημαντικά μικρότερο μήκος της ζώνης ιονισμού.

2.1.6 Έναρξη φαινομένου corona

Τα παρακάτω αφορούν πειράματα για εναλλασσόμενη τάση χαμηλής συχνότητας, (<1 kHz)

2.1.6.1 Παράλληλοι αγωγοί

Όταν $\frac{S}{r} < 5,85$ όπου S : η απόσταση μεταξύ των δυο αγωγών και r : η ακτίνα του ηλεκτροδίου υψηλής τάσης τότε έχουμε πλήρη διάσπαση. Πρόκειται για τυπική μονοφασική γραμμή, ο ένας αγωγός σε δυναμικό, ο άλλος γειωμένος.

Αν $\frac{S}{r} > 5,85$ τότε δεν διασπάται το διάκενο και έχουμε:

Η τάση έναρξης είναι :

$$E_v = m_v \cdot g_v \cdot \delta \cdot r \cdot \ln \frac{S}{r}. \quad [9] \quad (2.3)$$

Όπου

E_v : η κρίσιμη τιμή τάσης για την οποία ξεκινά (και παρατηρείται οπτικά) το φαινόμενο (kV)

m_v : συντελεστής ανωμαλίας της επιφάνειας του αγωγού , για εντελώς λείους αγωγούς $m_v = 1$, και για βρώμικους ή πολυκαιρισμένους αγωγούς $0,93 \leq m_v \leq 0,98$,

g_v : η κλίση του δυναμικού για την η οποία θα ιονιστεί ο αέρας γύρω από τον αγωγό θα εκκινήσει το φαινόμενο και θα έχουμε τα οπτικά αποτελέσματα (visual corona) . Σε οποιαδήποτε περίπτωση αυτό το μέγεθος όπως έχουμε εξηγήσει προηγουμένως εξαρτάται από συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας αλλά ειδικά εδώ εξαρτάται και από τη διάμετρο του ηλεκτροδίου καθώς έχουμε εξάρτηση και από τη φαινόμενη διάμετρο του αγωγού.

$$\text{Έτσι είναι : } g_v = g_0 \cdot \delta \cdot \left(1 + \frac{0,301}{\sqrt{\delta \cdot r}}\right) \quad [9] \quad (2.4)$$

όπου g_0 : η διηλεκτρική αντοχή του αέρα σε κανονικές συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας ($T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ και $P = 76 \text{ cm Hg}$) και είναι περίπου $30 \frac{kV}{cm}$

ενώ r : η ακτίνα του αγωγού , και δ : σταθερά που αφορά τις συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας του αέρα και είναι:

$$\delta = \frac{3,92 \cdot b}{273+T} \quad [9] \quad (2.5)$$

b: η πίεση σε mmHg, T : Η θερμοκρασία σε $^\circ\text{C}$

Αν αντικαταστήσουμε όπου $b = 76 \text{ mmHg}$, $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ (κανονικές συνθήκες) γίνεται $\delta = 1$

2.1.6.2 Ομόκεντροι κύλινδροι

Δεν σχηματίζεται φαινόμενο corona για $\frac{R}{r} < 2,718$. Εάν $\frac{R}{r} > 2,718$ η κρίσιμη τιμή της έντασης είναι $g_v = 31 \cdot \left(1 + \frac{0,308}{\sqrt{r}}\right)$. [9] (2.6)

2.1.6.3 Όμοιες σφαίρες

Αν η απόσταση των επιφανειών τους είναι X και οι ακτίνες τους R με $\frac{X}{R} < 2,04$ δε σχηματίζεται φαινόμενο corona. Για $\frac{X}{R} > 2,04$ είναι : $g_v = 27,2 \left(1 + \frac{0,54}{\sqrt{R}}\right)$. [9] (2.7)

Να σημειωθεί πως τα παραπάνω αφορούν την περίπτωση εναλλασσόμενης τάσης, άρα η τάση στην οποία αναφέρεται το συγκεκριμένο κεφάλαιο δεν μπορεί να είναι παρά η μέγιστη που

παρατηρείται κατά τη διάρκεια ενός πλήρους κύκλου του εναλλασσόμενου μεγέθους και όχι η rms τιμή της τάσης. Έτσι πχ για μια μονοφασική γραμμή μεταφοράς η οποία χρησιμοποιεί κυλινδρικούς αγωγούς, ως τάση της γραμμής λαμβάνεται η V_{peak} .

Για συνεχή τάση η ένταση του πεδίου για την οποία γίνεται η έναυση του φαινομένου για γεωμετρία δυο αγωγών είναι :

$$E_{\pm} = A_{\pm} \cdot \delta + B_{\pm} \cdot \sqrt{\frac{\delta}{r}} \quad (2.8)$$

όπου είναι για

$$\text{θετικό corona : } 31 \frac{kV}{cm} \leq A_{+} \leq 39,8 \frac{kV}{cm} , \quad 8,4 \frac{kV}{cm} \leq B_{+} \leq 11,8 \frac{kV}{cm} \quad (2.9)$$

$$\text{αρνητικό corona : } 24,9 \frac{kV}{cm} \leq A_{-} \leq 40,3 \frac{kV}{cm} , \quad 7,3 \frac{kV}{cm} \leq B_{-} \leq 9,5 \frac{kV}{cm} \quad (2.10)$$

3^ο Κεφάλαιο

“ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΥΨΗΛΩΝ ΤΑΣΕΩΝ ”

Η μελέτη των φαινομένων που παρατηρούνται κατά τη διάρκεια όλων των καταστάσεων που περιγράφηκαν παραπάνω καθιστά αναγκαία την ύπαρξη μιας πηγής υψηλής τάσης, η οποία θα μπορεί να δίνει είτε συνεχή τάση είτε εναλλασσόμενη , ή ακόμα να έχει τη δυνατότητα να δίνει στην έξοδό της μια ποικιλία από τάσεις (συνεχή - θετική η/και αρνητική - , εναλλασσόμενη, κρουστική).

3.1 Παραγωγή συνεχούς υψηλής τάσης

3.1.1 Γεννήτρια Van de graaf

Οι πρώτες διατάξεις που χρησιμοποιήθηκαν ήταν μηχανές οι οποίες εκμεταλλεύονταν την μηχανική κίνηση με σκοπό το διαχωρισμό του ηλεκτρικού φορτίου που βρίσκεται στα σώματα. Μια τέτοια γεννήτρια είναι και η γεννήτρια Van de graaf. Με χρήση του τριβοηλεκτρικού φαινομένου και με την κατάλληλη μηχανική ενέργεια η οποία περιστρέφει ένα μονωτικό γύρω από δυο κυλίνδρους αποσπώνται και διαχωρίζονται τα θετικά από τα αρνητικά φορτία και αποθηκεύονται σε διαφορετικά σημεία . Το αποτέλεσμα είναι να έχουμε τάσεις των μερικών δεκάδων kV (συνήθως από 10 έως 100) .

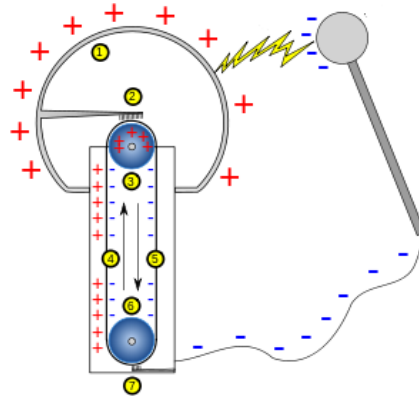
Τα πλεονεκτήματα μιας τέτοιας γεννήτριας είναι:

- Η τάση που παράγεται έχει μηδενική κυμάτωση
- Μπορούν να παραχθούν σχετικά εύκολα οι υψηλές τάσεις
- Ευκολία στον έλεγχο της ταχύτητας του μονωτικής ταινίας που κινούμενη παράγει τα φορτία.

Τα μειονεκτήματά της παρουσιάζονται ως εξής:

- Αρκετά μικρή δυνατότητα ρευμάτων εξόδου.
- Η ταχύτητα της περιστρεφόμενης μονωτικής ταινίας περιορίζεται από τα μηχανικά όρια αντοχής της και των ταλαντώσεων που εμφανίζονται σε μεγάλες ταχύτητες.

Γεννήτρια Van de Graaf (σηματική απεικόνιση)



Σχήμα 3.1

- 1) Μεταλλική σφαίρα (κενή στο εσωτερικό)
- 2) Άνω ηλεκτρόδιο (αποσπά το φορτίο από την κινούμενη ταινία)
- 3) Άνω τροχός (από μονωτικό υλικό)
- 4) Ταινία θετικά φορτισμένη (από μονωτικό υλικό πχ ύφασμα)
- 5) Ταινία αρνητικά φορτισμένη
- 6) Κάτω τροχός (μέταλλο)

Κάτω ηλεκτρόδιο (γειωμένο) Γεννήτρια Van de Graaf



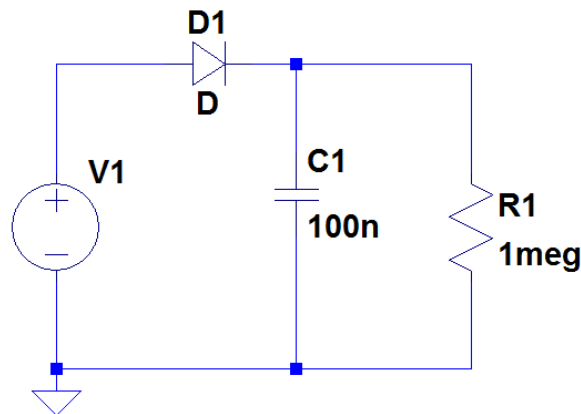
Σχήμα 3.1

3.1.2 Ανορθωτής μισού κύματος

Η απλούστερη μέθοδος για τη δημιουργία συνεχούς υψηλής τάσης από πηγή συνεχούς υψηλής εναλλασσόμενης είναι αυτή.

Καταρχήν η τάση ανορθώνεται με τη χρήση μιας διόδου και στη συνέχεια. Την ίδια στιγμή ο πυκνωτής φορτίζει έως την τιμή της τάσης της πηγής και στη συνέχεια όταν η πηγή μπει στην αρνητική ημιπερίοδο όπου η διάδος δεν άγει καθώς είναι ανάστροφα πολωμένη, ο πυκνωτής αποδίδει την ενέργεια που έχει αποθηκεύσει επάνω στην αντίσταση, διαμορφώνοντας έτσι την τάση επάνω στο φορτίο ως συνεχή με μια κυμάτωση η οποία εξαρτάται από την τιμή του φορτίου, τη χωρητικότητά του και τη συχνότητα της πηγής στην είσοδο, καθώς όσο πιο μεγάλη είναι η συχνότητα τόσο πιο μικρή είναι η κυμάτωση.

Ανορθωτής μισού κύματος με φορτίο

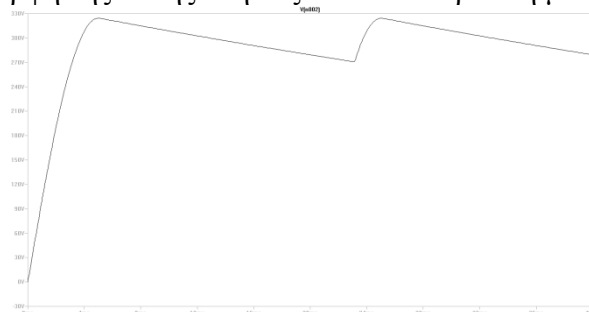


Σχήμα 3.3

Πηγή $230V_{rms}$, Πυκνωτής $100nF$, φορτίο $1M\Omega$.

Η τάση στα άκρα του φορτίου είναι :

Κυματομορφή της τάσης στην έξοδο του ανορθωτή μισού κύματος



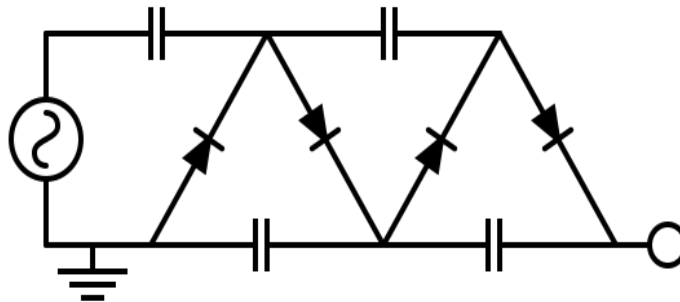
Σχήμα 3.4

Τα μειονεκτήματα της παραπάνω μεθοδολογίας συνοψίζονται στα εξής:

- Εάν χρειάζεται πραγματικά συνεχής τάση πρέπει να χρησιμοποιηθεί πολύ μεγάλης χωρητικότητας πυκνωτής, πράγμα που για υψηλές τάσεις είναι αρκετά δύσκολο και ακριβό.
- Προϋποθέτει την κατοχή γεννήτριας παραγωγής υψηλής εναλλασσόμενης τάσης αρκετών δεκάδων kV.

3.1.3 Γεννήτρια Cockcroft – Walton

Γεννήτρια διπλασιασμού Cockcroft – Walton



Σχήμα 3.5

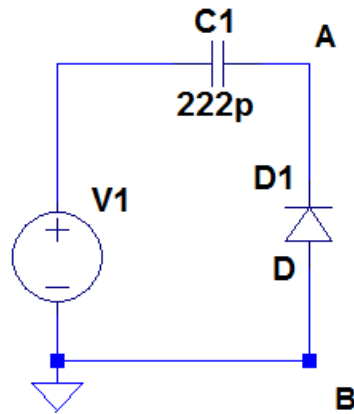
Αυτού του τύπου οι γεννήτριες λειτουργούν ως πολλαπλασιαστές και ταυτόχρονα ανορθωτές της τάσης εισόδου. Ανάλογα με τα στάδιά τους παίρνουμε και την αντίστοιχη συνεχή τάση στην έξοδο. Ως είσοδος μπορεί να χρησιμοποιηθεί εναλλασσόμενη τάση σε μεγάλο εύρος συχνοτήτων καθώς αυτές οι γεννήτριες λειτουργούν ακόμα πιο αποδοτικά σε μεγάλες συχνότητες ημιτονοειδούς τάσης. Επίσης μπορεί ως είσοδος να χρησιμοποιηθεί τριγωνικός ή τετραγωνικός παλμός.

Για να κατανοηθεί η λειτουργία της παραπάνω διάταξης εξετάζεται η απλούστερη περίπτωση ξεκινώντας από μια δίοδο και ένα πυκνωτή:

Συνδέοντας σε εναλλασσόμενη πηγή τάσης έστω της μορφής

$$V(t) = 100 \cdot \sin(\omega t)$$

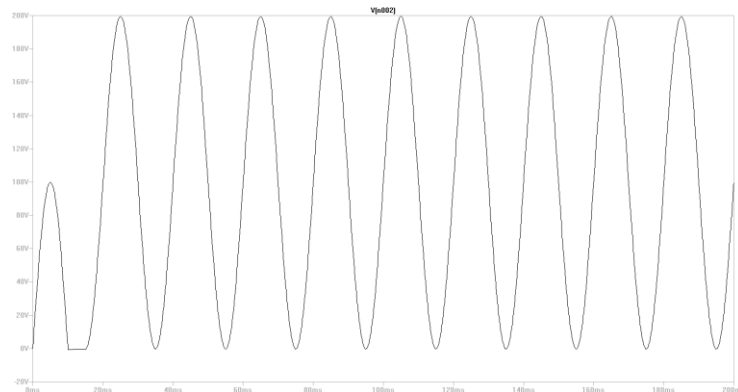
το σχηματικό διάγραμμα είναι:

Διάταξη για την μετατόπιση της τάσης κατά V_{peak} 

Σχήμα 3.6

Στην περίπτωση αυτή λοιπόν το ρεύμα θα περάσει μέσα από τη δίοδο και φορτίζοντας τον πυκνωτή έως την μέγιστη τιμή της τάσης στην είσοδο. Στην επόμενη ημιπερίοδο όμως και καθώς λόγω του ότι η δίοδος είναι ανάστροφα πολωμένη δεν υπάρχει κύκλωμα ώστε ο πυκνωτής να εκφορτιστεί, άρα η τάση στα άκρα του παραμένει. Στο σημείο λοιπόν A υπάρχει δυναμικό +100V. Λόγω του ότι η τάση στο σημείο στη δεύτερη ημιπερίοδο είναι αρνητική (-100 έως 0) στα άκρα A-B παίρνουμε μια εναλλασσόμενη τάση από 100 έως 200 V.

Η κυματομορφή στα άκρα του πυκνωτή :



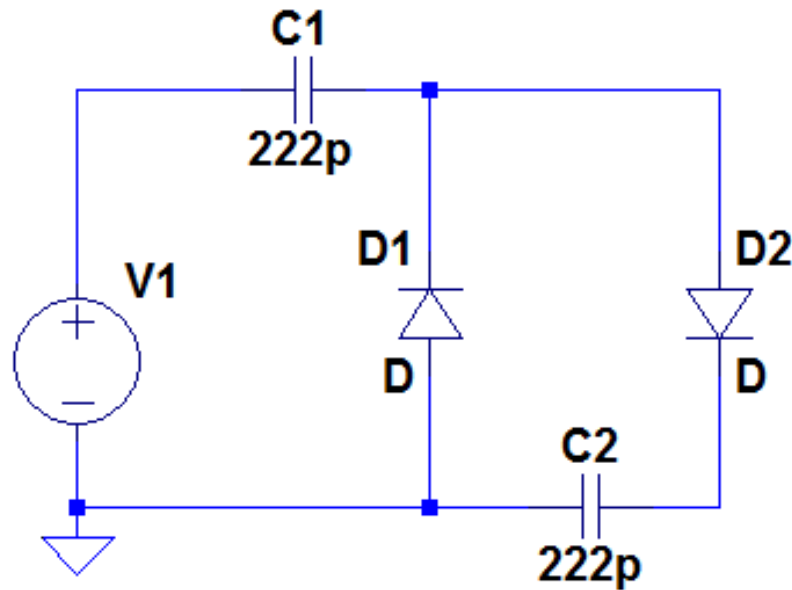
Σχήμα 3.7

Παρατηρείται ότι με την παραπάνω διάταξη «μεταφέρεται» η κυματομορφή σε σχέση με τη γειωμένη τιμή που τίθεται ως μηδέν (ουδέτερος) κατά το πλάτος της τάσης. (100V σε αυτήν την περίπτωση).

Στη συνέχεια τοποθετείται στο κύκλωμα ακόμα ένας πυκνωτής και ακόμα μια διόδος κατά τον ακόλουθο τρόπο. Στο άκρο A υπάρχει μια συνεχής ημιτονοειδώς μεταβαλλόμενη τάση με πλάτος 100V, άρα η μέγιστη τιμή που φτάνει είναι τα 200V. Έτσι κατά τις ημιπεριόδους όπου η διόδος D_1 άγει ο πυκνωτής φορτίζει για όσο διάστημα χρειαστεί έως την τιμή του μέγιστου δυναμικού του C_1 , στην περίπτωση αυτή 200V. Να σημειωθεί ότι ο C_2 δεν μπαίνει σε διαδικασία εκφόρτισης μέσω του κυκλώματος όταν αυτό δεν έχει φορτίο άρα η τάση στα άκρα του παραμένει σταθερή. Εάν βάλουμε και άλλα στάδια στη γέφυρα (θεωρητικά μπορούμε να βάλουμε όσα θέλουμε πρακτικά αυτό δεν ισχύει) πολλαπλασιάζουμε την τάση της εισόδου αντίστοιχα.

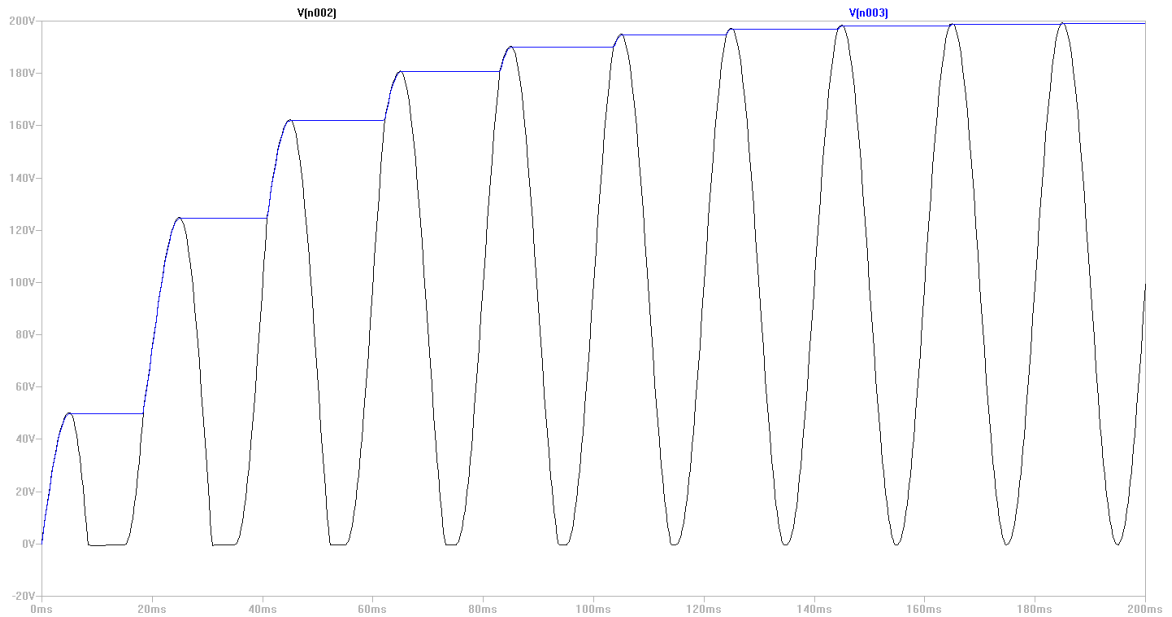
Το αντίστοιχο κύκλωμα με 2 πυκνωτές και δυο διόδους:

Γεννήτρια Cockcroft – Walton μισού κύματος ενός επιπέδου



Σχήμα 3.8

Κυματομορφή (ανόρθωση και διπλασιασμός) στην έξοδο



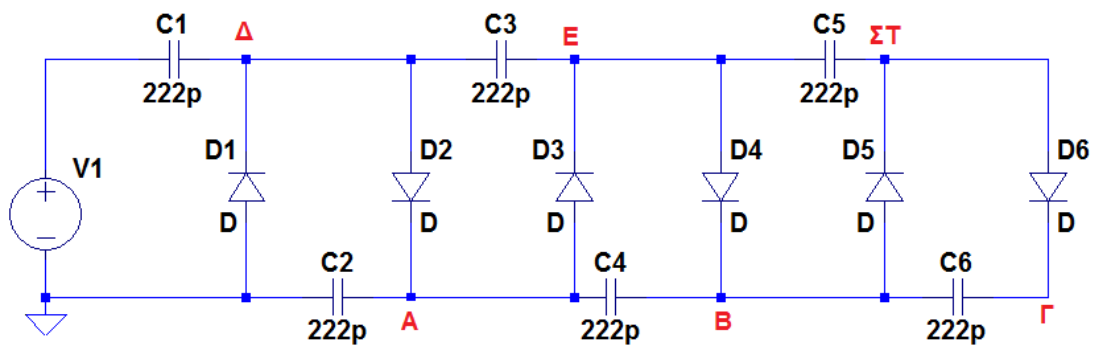
Σχήμα 3.9

Και οι κυματομορφές της τάσης στα άκρα των δυο πυκνωτών :

Από τους πυκνωτές της κάτω σειράς λοιπόν , είναι προφανές ότι κάθε φορά θα λαμβάνεται τάση πολλαπλάσια του 2 της αρχικής. Δηλαδή αν στο παραπάνω παράδειγμα πάρουμε τις τιμές της τάσης για κύκλωμα τεσσάρων επιπέδων (τετραπλασιασμού) θα υπάρχει η δυνατότητα λήψης : 200V DC , 400 VDC και όχι άλλη τιμή.

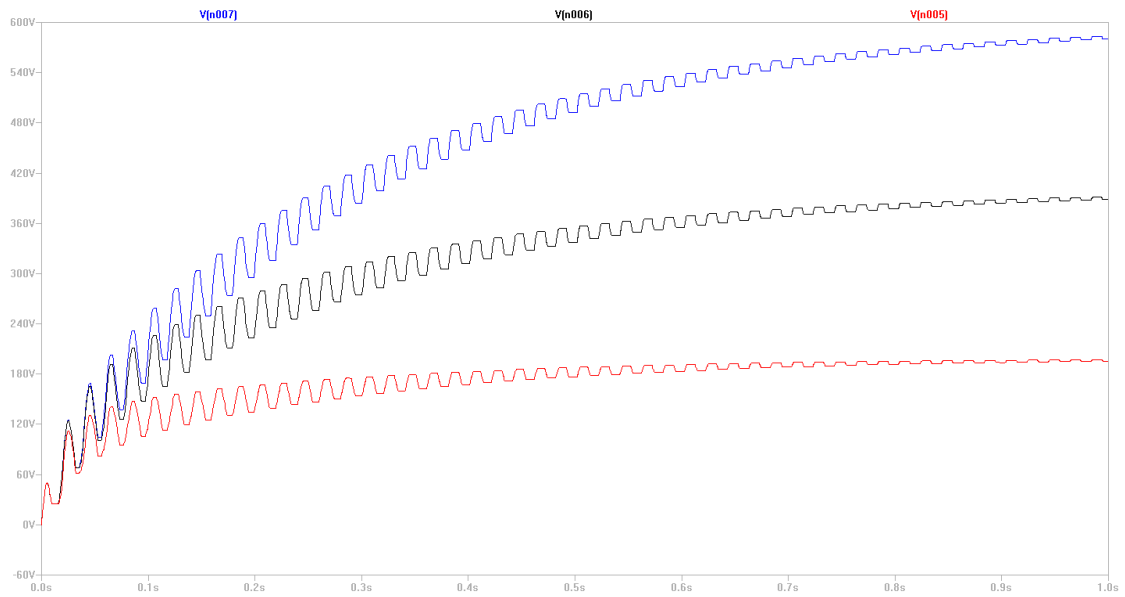
Κύκλωμα εξαπλασιασμού της τάσης στην είσοδο:

Κύκλωμα της γεννήτριας Cockcroft – Walton τριών επιπέδων (εξαπλασιασμού)



Σχήμα 3.10

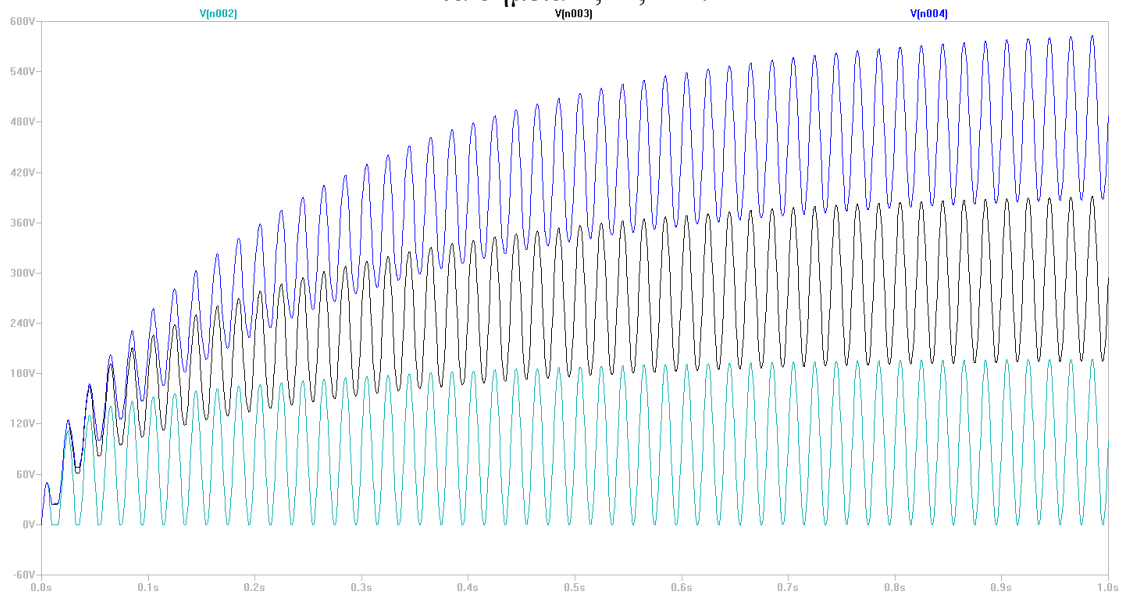
Οι τάσεις στα σημεία A , B και Γ



Σχήμα 3.11

Όπου φαίνεται χαρακτηριστικά ότι είναι 2X100 , 4X100 και 6X100

Στα σημεία Δ, Ε , ΣΤ :

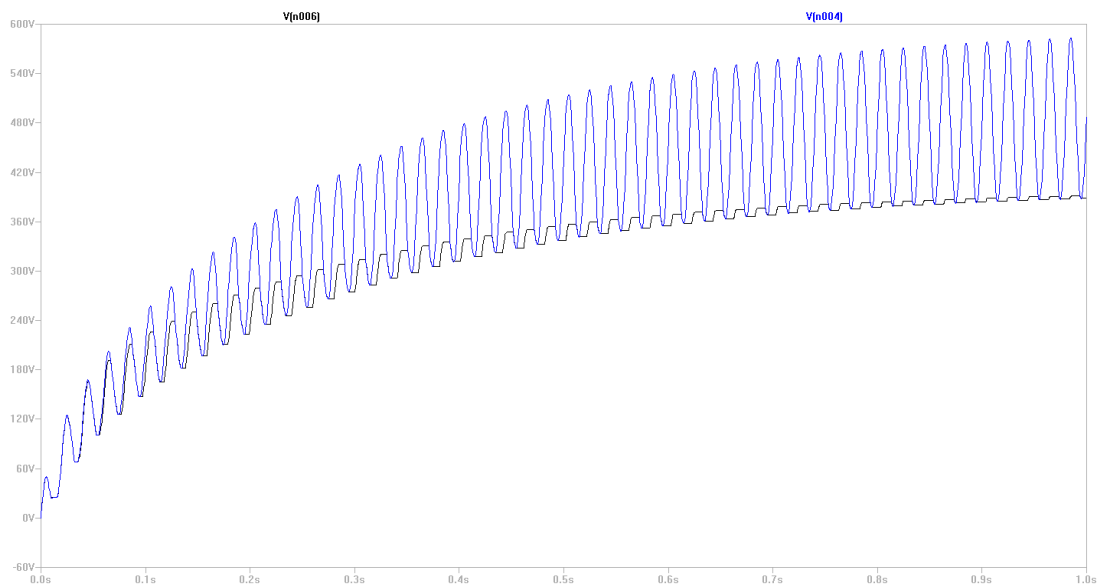


Σχήμα 3.12

Γίνεται προφανές ότι η μέγιστη τάση φόρτισης των πυκνωτών είναι η διπλάσια του πλάτους της τάσης εισόδου, δηλαδή όσα στάδια και αν έχουμε στο κύκλωμα, το μέλημα σε ότι αφορά την αντοχή των πυκνωτών είναι να αντέχουν τουλάχιστο το διπλάσιο από το πλάτος της τάσης εισόδου.

Έτσι εάν για παράδειγμα , στην είσοδο είναι η τάση του δικτύου ($230V_{rms}$) θα έχει πλάτος ίσο με : $V_{peak} = \sqrt{2} \cdot 230 V \cong 325V$. έτσι οι πυκνωτές πρέπει να αντέχουν το ελάχιστο μια τάση ίση με $2 \cdot V_{peak} \approx 650 V$.

Το ίδιο ισχύει και για τις διόδους . Σχετικά οι κυματομορφή στα άκρα της D5 (V_{B-ST})

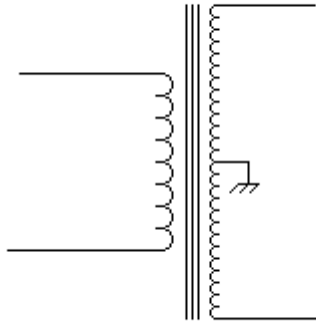


Σχήμα 3.13

Γεννήτρια Cockroft – Walton πλήρους κύματος

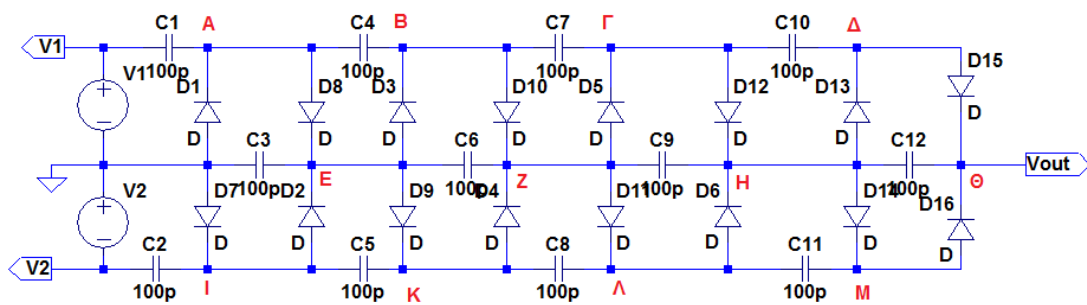
Η γεννήτρια Cockroft – Walton πλήρους κύματος ακολουθεί την ίδια λογική φόρτισης σε σειρά πυκνωτών με τη διαφορά ότι εκμεταλλεύεται και τις δυο περιόδους της τάσης στην είσοδο , την αρνητική και τη θετική . Για να πραγματοποιηθεί μια τέτοια συνδεσμολογία βέβαια δεν αρκεί η πηγή τάσης που υπάρχει από τους παρόχους ηλεκτρικής ενέργειας, καθώς χρειάζεται μετασχηματιστής με μεσαία λήψη. Στη στη λογική συνέχεια του προηγούμενου παραδείγματος, έστω ένας μετασχηματιστής ο οποίος συνδέεται στο δίκτυο έχει μεσαία λήψη και τα δυο του άκρα δίνουν τάση ημιτονοειδή εναλλασσόμενη της μορφής $V = 100\sin(\omega t)$ και έχουν μεταξύ τους φασική διαφορά $\varphi = 180^\circ$. Κάτι τέτοιο είναι εύκολο να επιτευχθεί με έναν μετασχηματιστή που χρησιμοποιείται για τροφοδοσία λαμπτήρων ευγενών αερίων (κυρίως neon) όπου γίνεται εύκολο να έχει κανείς τάση αρκετών kV (έως και 20) χρησιμοποιώντας στάθμη μόνωσης στην κατασκευή της μισής τάξης καθώς το κάθε τύλιγμα έχει τη μισή τάση.

Σχηματική απεικόνιση μετασχηματιστή με μεσαία λήψη



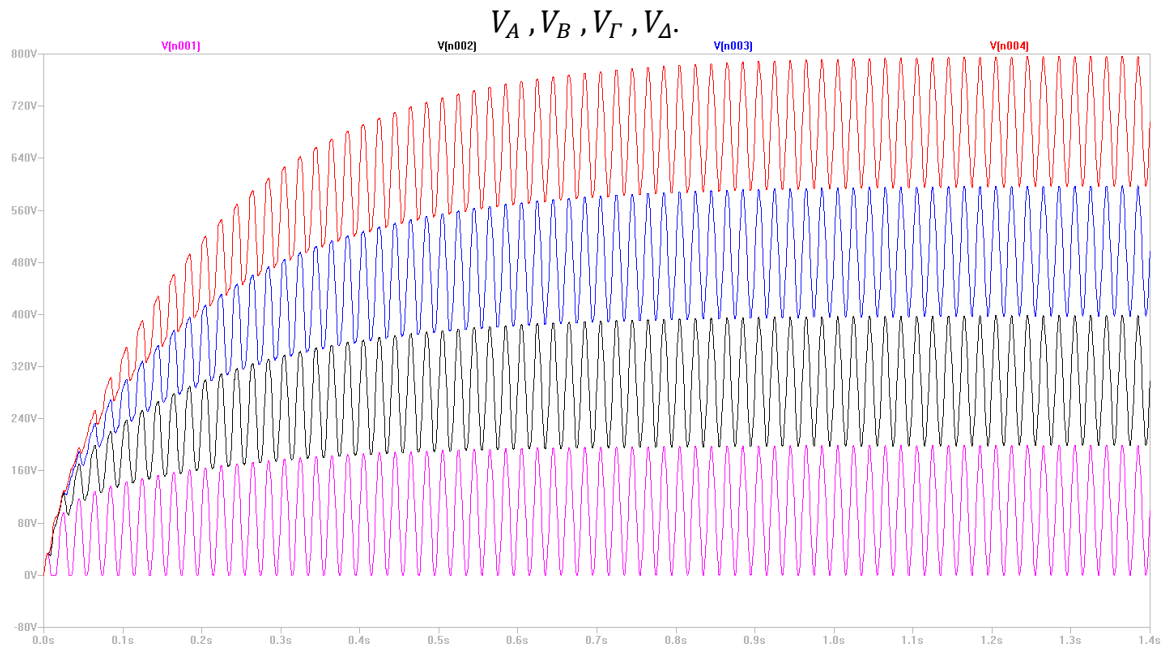
Σχήμα 3.14

Κυκλωματική απεικόνιση της γεννήτριας Cockcroft – Walton με σύνδεση σε μετασχηματιστή με μεσαία λήψη



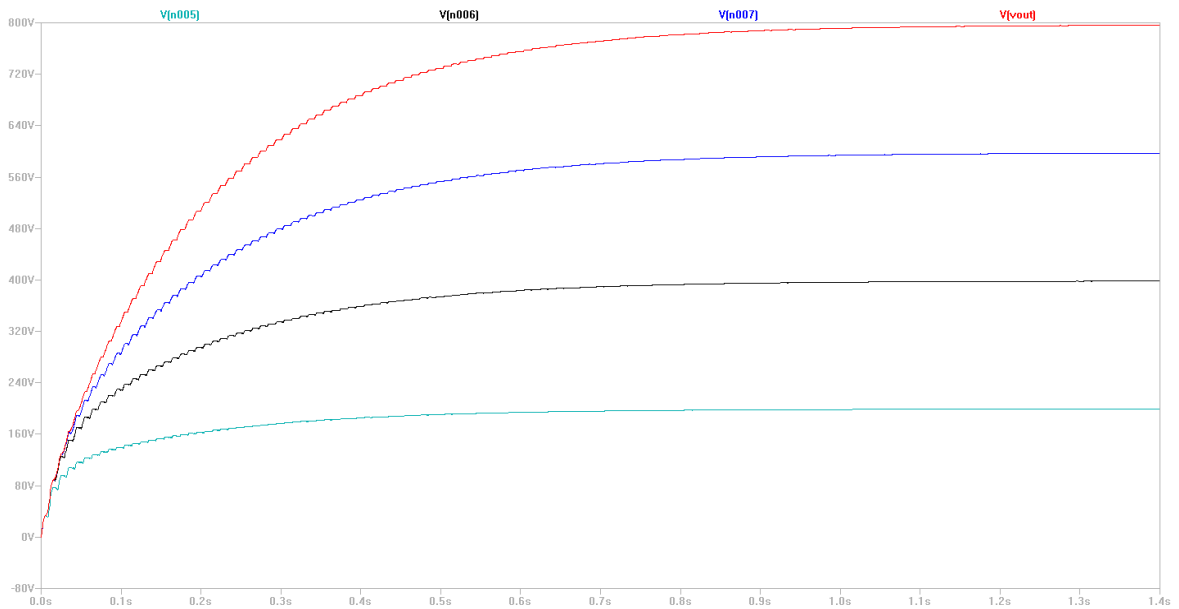
Σχήμα 3.15

Φτιάχνοντας λοιπόν την προσομοίωση του κυκλώματος τα αποτελέσματα είναι τα εξής:
 Το κύκλωμα είναι τετραπλασιασμού καθώς θεωρούμε ως πηγή την διανυσματική διαφορά $\vec{V}_1 - \vec{V}_2$ (200V) και όχι την κάθε μια ξεχωριστά. Τα υλικά που χρειάζονται όμως σε σύγκριση με μια μονοφασική πηγή των 200V χωρίς μεσαία λήψη είναι σχεδόν διπλάσια. Αυτό γίνεται διότι η παραπάνω διάταξη είναι ουσιαστικά μια σύμπτυξη δυο μονοφασικών με την δεύτερη να αναλαμβάνει το ρόλο της αξιοποίησης της άλλης ημιπεριόδου στην φόρτιση των πυκνωτών. Οι κυματομορφές που προκύπτουν (δυναμικό προς τη γη):



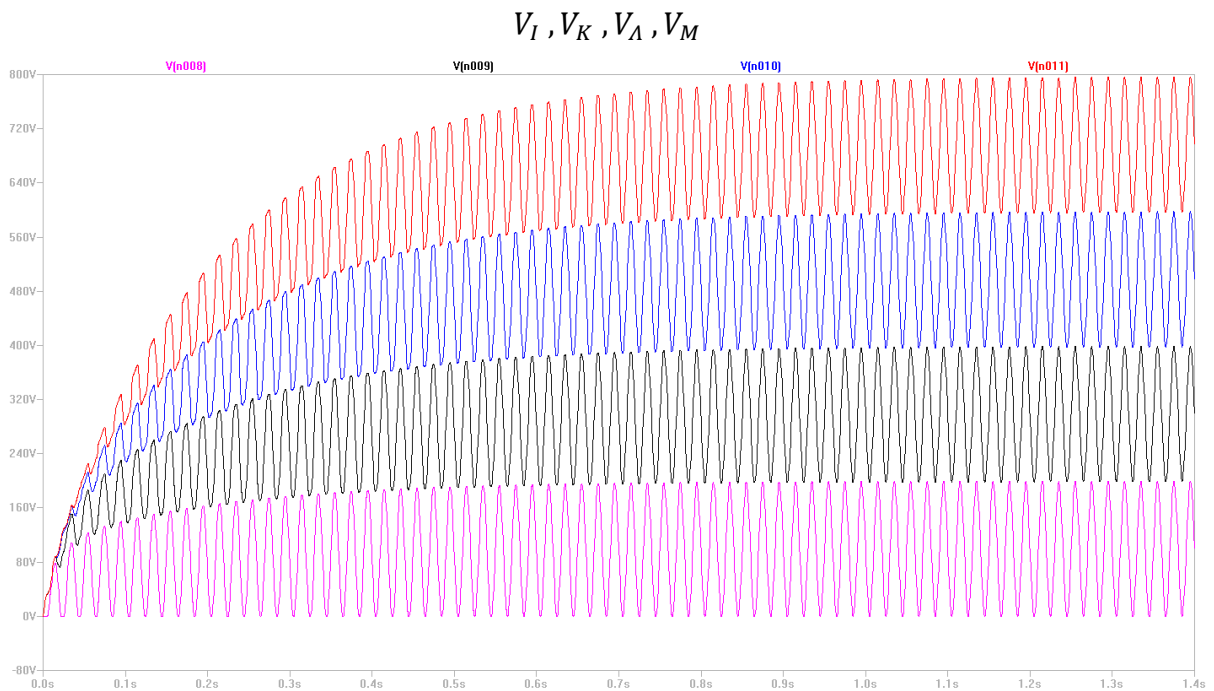
Σχήμα 3.16

$V_E, V_Z, V_H, V_{\Theta}$



Σχήμα 3.17

Από την γεννήτρια CW είναι δυνατόν να ληφθούν και ενδιάμεσες τιμές της τάσης και όχι μόνο η τάση της «εξόδου». Στην περίπτωση αυτή είναι προφανές ότι και οι ενδιάμεσες τιμές θα είναι πολλαπλάσιες του πλάτους της τάσης στην είσοδο του κυκλώματος και δει άρτια πολλαπλάσιες.



Σχήμα 3.18

Όπως φαίνεται λοιπόν ξεκάθαρα η τάση στην οποία επιβάλλεται κάθε στοιχεί του κυκλώματος είναι ίση με τη συνολική τάση της πηγής (200V), οπότε τα πλεονεκτήματα της πλήρους ανόρθωσης συνίστανται στα εξής:

- Για την ίδια τάση στην είσοδο έχουμε μικρότερες (τη μισή) απαιτήσεις σε στάθμη μόνωσης στον μετασχηματιστή και στα στοιχεία του κυκλώματος. (αυτό δεν ισχύει για την έξοδο καθώς η τάση είναι συγκεκριμένη που θα χρειαστεί άσχετα με τον τρόπο που θα τη μετασχηματίσουμε)
- Μικρότερη κυμάτωση

Τέλος να αναφερθεί ότι υπάρχει και τριφασική γεννήτρια Cockcroft – Walton, καθώς όμως θεωρείται η υλοποίηση των μια από τις δυο μονοφασικές από τεχνικοοικονομικής άποψης ως καλύτερη λύση δεν θα γίνει περαιτέρω αναφορά.

Η γεννήτρια Cockcroft – Walton η οποία χρησιμοποιήθηκε ως γεννήτρια παραγωγής υψηλής τάσης σε επιταχυντή σωματιδίων από τον John Douglas Cockcroft και τον Ernest Thomas Sinton Walton (Science Museum, London)



Σχήμα 3.19

3.2 Παραγωγή εναλλασσόμενης υψηλής τάσης

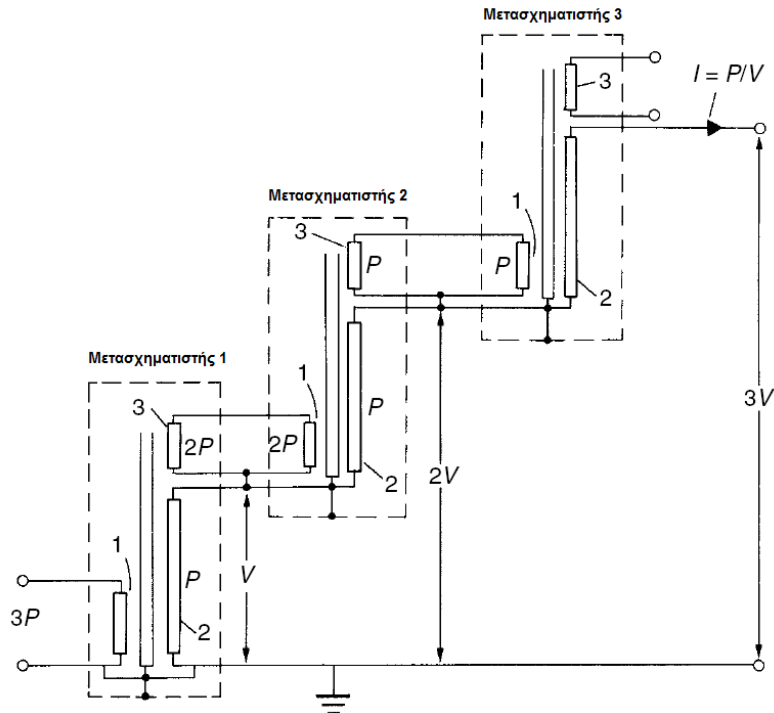
Πολυβάθμιοι μετασχηματιστές

Χρησιμοποιούνται κυρίως σε εργαστήρια δοκιμών , καθώς έχουν τη δυνατότητα να δώσουν μεγάλο εύρος τάσης αλλά και μεγαλύτερα ρεύματα από όλες σχεδόν τις υπόλοιπες διατάξεις. Χρησιμοποιούνται κατά κανόνα συχνότητες του δικτύου στη τροφοδοσία τους. Η κύρια χρήση τους είναι σε εργαστήρια γιατί και πολλές φορές λέγονται και μετασχηματιστές δοκιμών. Η κατασκευή τους είναι τέτοια ώστε να έχουν την αναγκαία φορητότητα που χρειάζεται σε αυτές τις περιπτώσεις.

Ο τρόπος κατασκευής διαφέρει σημαντικά από τους μετασχηματιστές που χρησιμοποιούνται στα δίκτυα μεταφοράς ηλεκτρικής ενέργειας. Η λογική με την οποία σχεδιάστηκαν είναι να δίδονται σε βαθμίδες ώστε να μπορεί κανείς να προσθέτει βαθμίδες εάν χρειάζεται

μεγαλύτερη τάση αλλά και να μπορούν σχετικά εύκολα να μεταφερθούν και να εγκατασταθούν σε ορισμένο χώρο καθώς μπορεί το ύψος της εγκατάστασής τους να φτάσει τα αρκετές δεκάδες μέτρα.

Μετασχηματιστής τριών βαθμίδων



Σχήμα 3.20 .[1]

1. Κύριο τυλίγμα (πρωτεύον)
2. Δευτερεύον
3. Βοηθητικά τυλίγματα (διέγερσης)

Η τροφοδοσία του μετασχηματιστή γίνεται από το πρωτεύον της πρώτης βαθμίδας. Από το δευτερεύον τυλίγμα υψηλής τάσης λαμβάνεται η τάση εξόδου που θα χρησιμοποιήσουμε, το δε βοηθητικό τυλίγμα παίζει το ρόλο της διέγερσης του πρωτεύοντος της επόμενης βαθμίδας. Αυτό ο τρόπος κατασκευής είναι ιδιαίτερα βολικός καθώς δεν χρειάζεται περιττή μόνωση σε αυτό το σημείο καθώς η διαφορά δυναμικού στο βοηθητικό τυλίγμα είναι η ίδια με αυτήν στο πρωτεύον. Στην τελευταία βαθμίδα δεν είναι αναγκαία η ύπαρξη βοηθητικού τυλίγματος, όμως είθισται να κατασκευάζονται όλες οι βαθμίδες και με τα τρία τυλίγματα ώστε να μπορούν να χρησιμοποιηθούν εξίσου και ως ενδιάμεσες αλλά και για να υπάρχει δυνατότητα αργότερα να γίνει επαύξηση των βαθμίδων

3.3 Γεννήτριες παραγωγής κρουστικών τάσεων

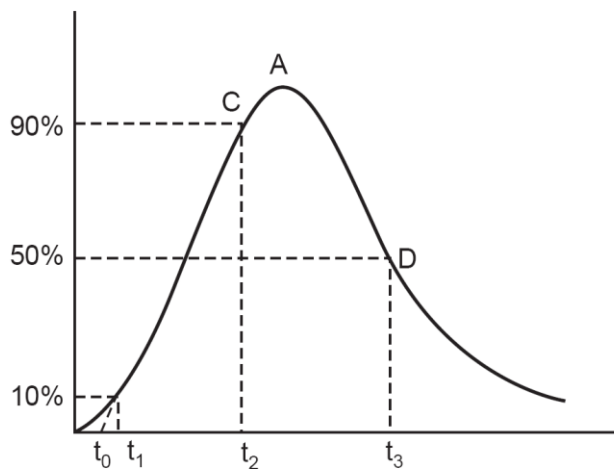
Ως κρουστικές τάσεις ορίζουμε γενικά εκείνες τις κυματομορφές τάσεων οι οποίες είναι μονής κατεύθυνσης (θετικές ή αρνητικές) οι οποίες ανυψώνονται ταχύτατα στην μέγιστη τιμή τους και στη συνέχεια μέσα σε επίσης εύλογο μικρό χρονικό διάστημα μηδενίζεται. Χαρακτηριστικό των κρουστικών τάσεων έτσι όπως ορίζονται είναι ότι παρουσιάζουν πολύ μικρές ταλαντώσεις. Τέτοιες τάσεις εμφανίζονται στη φύση (υπερτάσεις από κεραυνούς) και η παραγωγή τους είναι αναγκαία για τον έλεγχο και τη μελέτη επάνω στον εξοπλισμό.

3.3.1 Μεγέθη των κρουστικών τάσεων

Τα σημαντικά μεγέθη που διακρίνονται σε μια κυματομορφή κρουστικής τάσης είναι :

- Ο χρόνος μετώπου
- Ο χρόνος ουράς
- Το πλάτος της τάσης

Τυπική μορφή μιας κρουστικής τάσης.



Σχήμα 3.21. [12]

Το πλάτος της κρουστικής τάσης είναι η μέγιστη τιμή που αυτή αποκτά.

$$V_{\text{πλάτους}} = A$$

Ο χρόνος μετώπου ισούται με το χρονικό διάστημα κατά το οποίο στην φάση της ανόδου της τάσης χρειάζεται ώστε η τιμή της να πάει από το 10% στο 90% του πλάτους της. Αυτή η σύμβαση γίνεται γιατί λόγω των μικρών χρόνων που διαρκεί το φαινόμενο (πολλές φορές της

τάξης των μερικών μsec) δεν είναι πάντα ευδιάκριτος ο χρόνος εκκίνησης του φαινομένου, έτσι υπάρχει μια ανοχή της τάξης του 20% γι' αυτό το μέγεθος.

$$t_{μετώπου} = t_2 - t_1 \quad (3.1)$$

Ως χρόνος ουράς ορίζεται το χρονικό διάστημα που χρειάζεται η τιμή της τάσης να φτάσει από τη στιγμή της έναρξης του φαινομένου έως και το μισό του πλάτους της, όταν όμως η τάση βρίσκεται σε φάση καθόδου.

$$t_{ουράς} = t_3 - t_0 \quad (3.2)$$

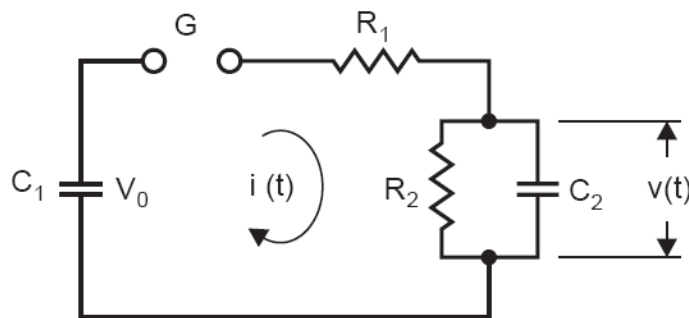
Οι κρουστικές τάσεις μπορούν να εκφραστούν μαθηματικά με τη σχέση

$$u(t) = A \cdot \{e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\}. \quad [13] \quad (3.3)$$

Όπου A το πλάτος της τάσης, $\lambda_1, \lambda_2 \in R$

3.3.2 Μονοβάθμια γεννήτρια κρουστικών τάσεων

Κρουστική γεννήτρια τύπου α

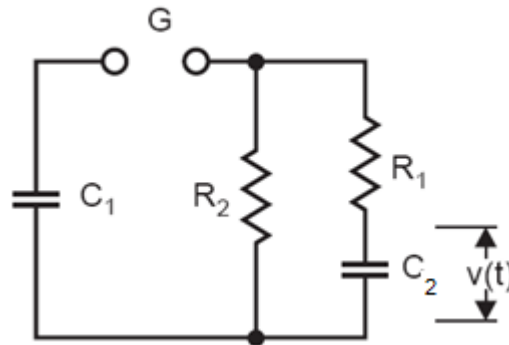


Σχήμα 3.22 [12]

Αμέσως μετά τη διάσπαση του σπινθηριστή συμβαίνουν τα εξής : Η φόρτιση του C_2 (πυκνωτής κρουστικής τάσης) γίνεται μέσω της R_1 . Σε αυτή τη φάση μπορεί στο κυκλωματικό ανάλογο να παραληφθεί η R_1 . Η τάση στα άκρα του C_2 η τάση ξεκινά από 0 και φτάνει έως και A . Η εκφόρτιση του C_2 μπορεί να θεωρηθεί ότι γίνεται αποκλειστικά μέσω της R_2 καθώς είναι πολύ μικρότερη της R_1 . Αυτή είναι και η φάση στην οποία σχηματίζεται η «ουρά» της κρουστικής τάσης. Το φαινόμενο ολοκληρώνεται με την πλήρη εκφόρτιση των πυκνωτών C_1, C_2 . Στην πράξη επιδιώκεται η μορφή τέτοιων τάσεων με τεχνητή παραγωγή να είναι απεριοδική καθώς και στη φύση έτσι εμφανίζονται. Η διαφορά με την τύπου «β» έγκειται ότι στην εκφόρτιση συνεισφέρει και η R_2 . Όλη η ενέργεια της κρουστικής τάσης που παράγεται καταναλώνεται από τις αντιστάσεις και αποδίδεται στο

περιβάλλον ως θερμότητα. Γι' αυτό το λόγο η R_1 πρέπει να έχει μεγάλη αντοχή, καθώς όντας μεγαλύτερη, αναλαμβάνει μεγαλύτερα ποσά ενέργειας.

Κυκλωματική αναπαράσταση της μονοβάθμιας γεννήτριας τύπου «β».



Σχήμα 3.23 [12]

Η λογική της γεννήτριας είναι η ίδια και στις δυο περιπτώσεις (τύπου α και τύπου β)

Ο πυκνωτής C_1 φορτίζεται μέσω συνεχούς τάσης μέχρι ενός σημείου όπου το διάκενο του σπινθηριστή G δεν υπάρχει πιθανότητα να διασπαστεί. (μερικά kV λιγότερα από την τάση διάσπασής του).

Στη συνέχεια επιβάλλεται τάση στα άκρα του σπινθηριστή ώστε να διασπαστεί το διάκενό του. Αυτή η τεχνική χρησιμοποιείται ώστε η παραγωγή κρουστικής τάσης να γίνεται κατά τη θέληση του πειραματιστή, σε περίπτωση που το διάκενο δεν έχει μεγάλη τάση διάσπασης το φαινόμενο θα επαναλαμβάνεται συνεχώς.

Για τους πυκνωτές θα πρέπει να είναι $C_1 \gg C_2$ έτσι ώστε ένα πολύ μικρό τμήμα του φορτίου του C_1 να είναι αναγκαίο ώστε να φορτιστεί ο C_2 .

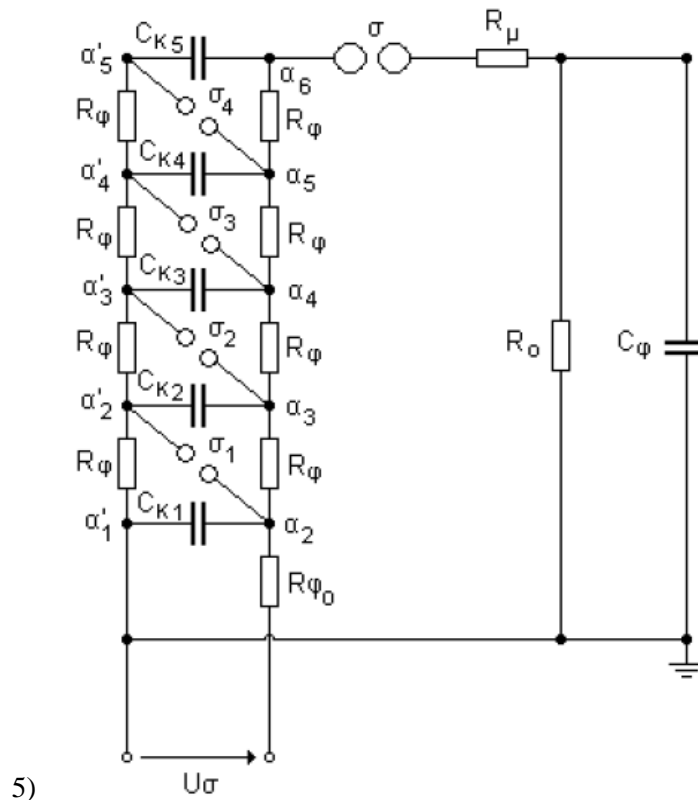
Ύστερα από τη διάσπαση του διακένου ο πυκνωτής C_2 φορτίζει μέσω της R_1 . Στη διάρκεια της φόρτισης εμφανίζεται στα άκρα του C_2 το μέρος της κρουστικής τάσης που ονομάστηκε «μέτωπο». Κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης εμφανίζεται το τμήμα της κρουστικής τάσης που ονομάστηκε «ουρά» και αυτό γίνεται μέσω της R_2 (γεννήτρια τύπου α). Η διαφορά μεταξύ των δυο τύπων της γεννήτριας εντοπίζεται στους χρόνους ουράς, καθώς στην τύπου β, ο πυκνωτής C_2 στη φάση της εκφόρτισής του πρέπει να τροφοδοτήσει με ρεύμα δυο αντιστάσεις, έτσι ο χρόνος ουράς είναι μεγαλύτερος για την τύπου β.

3.3.3 Πολυβάθμιες κρουστικές γεννήτριες κρουστικών τάσεων

Για τη δημιουργία κρουστικών τάσεων μεγάλου πλάτους η μονοβάθμια κρουστική γεννήτρια δεν αποτελεί ενδεδειγμένη λύση επειδή :

- 1) Τα στοιχεία του κυκλώματος θα πρέπει να γίνουν πολύ μεγαλύτερα και συνήθως σε αυτές τις περιπτώσεις το κόστος αγοράς ανεβαίνει με μεγαλύτερους ρυθμούς από την αναγκαία στάθμη μόνωσης
- 2) Χρειάζεται μεγάλη συνεχής τάση για τη διαδικασία φόρτισης (μεγαλύτερη από το πλάτος της κρουστικής τάσης)
- 3) Αυξάνει κατά πολύ η καταπόνηση των στοιχείων της γεννήτριας λόγω φαινομένου corona
- 4) Γίνεται όλο και μεγαλύτερη η τάση που χρειάζεται προκειμένου να διασπαστεί το διάκενο του σπινθηριστή. [12]

Πολυβάθμια κρουστική γεννήτρια (Γεννήτρια Marx).



Σχήμα 3.24. [13]

Η λειτουργία των πολυβάθμιων κρουστικών γεννητριών βασίζεται στην παράλληλη φόρτιση των πυκνωτών και την σε σειρά εκφόρτιση . Με τη διάσπαση του κύριου σπινθηριστή (σ)

διασπώνται και οι επιμέρους σπινθηριστές ($\sigma_1, \sigma_2 \dots$) λόγω του ότι πλέον βρίσκονται και αυτοί σε δυναμικό μεγαλύτερο της αντοχής τους. Έτσι οι πυκνωτές οι οποίοι φόρτισαν παράλληλα (και βρίσκονται στο ίδιο δυναμικό) ύστερα από τη διάσπαση των επιμέρους σπινθηριστών βρίσκονται σε συνδεσμολογία σειράς, άρα τα δυναμικά τους προστίθενται. Το αποτέλεσμα είναι ότι ο κύριος πυκνωτής C_φ μόλις διασπαστεί το διάκενο του κύριου σπινθηριστή ακολουθεί τη διαδικασία φόρτισης και εκφόρτισης που ακολουθείται στη μονοβάθμια γεννήτρια, με τη διαφορά ότι για να αποκτηθούν πολλαπλάσιες τάσεις δε χρειάζεται τα επιμέρους στοιχεία να έχουν ονομαστική αντοχή μεγαλύτερη ή ίση του πλάτους της τάσης της κρουστικής τάσης (με εξαίρεση R_μ, R_o, C_φ).

4^ο ΚΕΦΑΛΑΙΟ

“ ΙΟΝΤΙΚΟΣ ΑΝΕΜΟΣ ”

4.1 Γενικά

Ως συνέπεια των παραπάνω φαινομένων που έχουν έως τώρα περιγραφεί, είναι προφανές ότι θα έχουμε κίνηση φορτίων στο χώρο. Είτε αυτά είναι θετικά φορτισμένα ιόντα, είτε αρνητικά φορτισμένα ηλεκτρόνια και ιόντα. Είναι προφανές λοιπόν ότι θα έχουμε και κίνηση φορτίων εκτός της ζώνης ιονισμού, που τα φαινόμενα περιγράφηκαν διεξοδικά.

Η ηλεκτροϋδροδυναμική ροή είναι το αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης των ολισθαινόντων λόγω του πεδίου ιόντων, και των μορίων υγρού που τα περιβάλλει. Ακόμα και τα αέρια στην περίπτωση αυτή, λαμβάνονται υπόψη ως υγρά και μάλιστα ως Νευτώνεια, δηλαδή : ασυμπίεστα, παρουσιάζουν τριβές εσωτερικά αλλά και με τις επιφάνειες που έρχονται σε επαφή, ενώ επίσης το ιξώδες τους παραμένει σταθερό σε οποιαδήποτε κίνησή τους.

Αν δεν λάβουμε τα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα στη ζώνη ιονισμού ενός ηλεκτροδίου το οποίο βρίσκεται υπό τάση τέτοια ώστε να προκαλέσει φαινόμενο corona μπορούμε να συνοψίσουμε το φαινόμενο ως εξής :

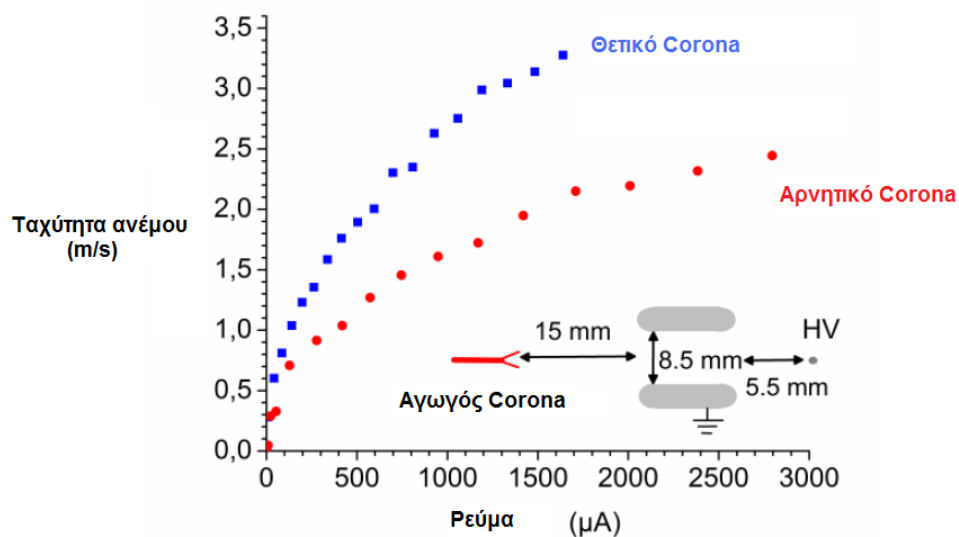
Είτε υπό θετική, είτε υπό αρνητική πολικότητα, από την περιοχή κοντά στη ζώνη ιονισμού εκτοξεύονται φορτία ίδιας πολικότητας με αυτήν της ακίδας προς το άλλο ηλεκτρόδιο αφού επάνω τους δρουν δυνάμεις Coulomb. Στην πορεία προς αυτό συναντούν μόρια του αερίου τα οποία (κατά κανόνα) είναι ηλεκτρικά ουδέτερα. Οι κρούσεις των ιόντων και των ηλεκτρονίων σε αυτήν την περιοχή με ουδέτερα μόρια, επειδή έχουν χαμηλή ενέργεια, δεν μπορούν σε καμία περίπτωση να ιονίσουν τα ουδέτερα μόρια μέσω του μηχανισμού των κρούσεων που έχει περιγραφεί. Η μόνη δυνατή αλληλεπίδραση σε μικροσκοπικό επίπεδο σε αυτή την περιοχή είναι η πρόσληψη ηλεκτρονίων από ουδέτερα άτομα, αλλά καθώς ο αέρας είναι ηλεκτροθετικό και άρα τα αρνητικά ιόντα των μορίων του αέρα είναι σε υψηλότερο ενεργειακό επίπεδο από αντίστοιχα τα ουδέτερα μόρια και έχουν μικρό χρόνο ζωής, το ηλεκτρόνιο αποβάλλεται τάχιστα.

Έτσι η αλληλεπίδραση των ιόντων με το διηλεκτρικό (αέρας) δίνει ως αποτέλεσμα, κίνηση των μορίων του αέρα προς την κατεύθυνση των ιόντων, και στην περίπτωση που έχουμε – και στις περισσότερες των περιπτώσεων είναι αναγκαία και την επιζητούμε – ύπαρξη γειωμένου ηλεκτροδίου, προς τα εκεί.

Το φαινόμενο καλείται και ηλεκτροϋδροδυναμική ροή (Electro hydrodynamic flow – EHD flow) ή πιο απλά ιοντικός άνεμος.

Το κρίσιμο χαρακτηριστικό της ταχύτητας του ανέμου που αναπτύσσεται είναι διαφορετικό για διαφορετικές πολικότητες στην τάση που θα εφαρμόσουμε στο ηλεκτρόδιο corona. Η παραγωγή ανέμου είναι σημαντικά μεγαλύτερη στην περίπτωση του θετικού corona , της τάξης του 40%.

Σύγκριση ανέμου για την ίδια γεωμετρία και τα ίδια ρεύματα



Σχήμα 4.1 .[7]

Όπως έχει ήδη αναφερθεί , το φαινόμενο corona στις δυο περιπτώσεις όπου εφαρμόσουμε συνεχή τάση στο ηλεκτρόδιο παρουσιάζει διαφοροποίηση στα φαινόμενα που εξελίσσονται. Στο θετικό corona όταν η εκκένωση έχει εισέλθει στην κατάσταση των οχρών το ρεύμα που παρατηρείται να διαρρέει το διηλεκτρικό μπορεί να θεωρηθεί σταθερό. Στο αρνητικό corona αντίθετα το ρεύμα έχει μορφή παλμών οι οποίοι ακολουθούν τη συχνότητα εμφάνισης των στοιβάδων και ανάλογα την γεωμετρία του διακένου και την εφαρμοζόμενη τάση. Με αύξηση της τάσης έχουμε και αντίστοιχα αύξηση της συχνότητας των παλμών. [14]

Για να υπάρχει μέτρο σύγκρισης στις 2 περιπτώσεις αντίθετης φόρτισης στα ρεύματα πρέπει για την περίπτωση του αρνητικού corona να πάρουμε τις μέσες τιμές των ρευμάτων. Ενώ λοιπόν οι τιμές της έντασης του ρεύματος για αρνητικό corona μπορεί να φτάσουν μερικά mA , για την ίδια γεωμετρία και την ίδια τάση στην περίπτωση της θετικής πολικότητας η

μέση τιμή του ρεύματος είναι πολύ μεγαλύτερη. Καθώς λοιπόν ο άνεμος που παράγεται οφείλεται αποκλειστικά στην κίνηση ιόντων της ίδιας πολικότητας με την ακίδα, είναι αναμενόμενο έχοντας μεγαλύτερα ρεύματα κατά τη θετική φόρτιση να έχουμε και μετακίνηση μεγαλύτερης ποσότητας αέρα.

Η περίπτωση της θετικής φόρτισης παρουσιάζει το συγκριτικό πλεονέκτημα της παραγωγής μεγαλύτερης ποσότητας ανέμου παρ' όλα αυτά δεν ενδείκνυται για όλες τις εφαρμογές. Το αρνητικό corona όπως έχει ήδη αναφερθεί παρουσιάζει μεγαλύτερες τιμές στην τάση για την οποία συμβαίνει διάσπαση του διακένου για την ίδια γεωμετρία άρα εμφανίζει μεγαλύτερη σταθερότητα. Επίσης λόγω των φυσικών ιδιοτήτων των υλικών δε μπορεί να χρησιμοποιηθεί θετική πολικότητα για εφαρμογές ηλεκτροστατικών φίλτρων και σε αυτές τις περιπτώσεις εφαρμόζεται αρνητική πολικότητα στην ακίδα. (Ένα ηλεκτρόνιο μπορεί κάλλιστα να συνδεθεί με ένα μόριο σκόνης και να το φορτίσει αρνητικά ώστε αυτό να επικαθήσει στην άνοδο, ένα θετικό ιόν δεν μπορεί να ιονίσει ένα ουδέτερο μόριο σκόνης).

4.2 Εφαρμογές

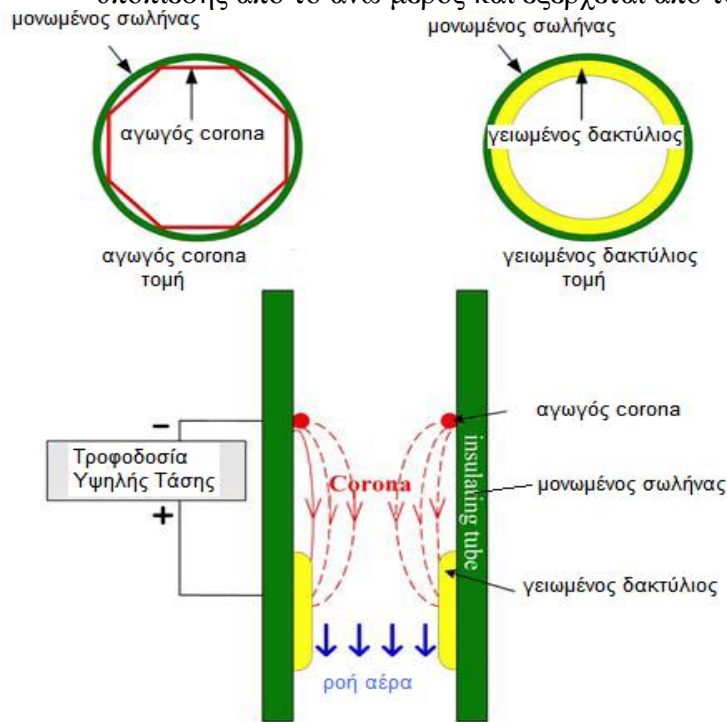
4.2.1 Ηλεκτροστατική Αντλία

Η ιδέα της εφαρμογής του φαινομένου της ηλεκτροϋδροδυναμικής ροής σε διαστημικές αποστολές φαίνεται δελεαστική για τρεις κυρίως λόγους : Έχει μεγαλύτερο προσδόκιμο ζωής από αντίστοιχες μηχανικές συσκευές παραγωγής ανέμου λόγω του ότι στερείται κινούμενων μερών άρα δε χρειάζεται την αντίστοιχη τακτική συντήρηση ενώ ο βαθμός απόδοσης είναι πολύ μεγάλος καθώς η μετατροπή της ηλεκτρικής ενέργειας σε μηχανική γίνεται απευθείας χωρίς ενεργοβόρες ενδιάμεσες βαθμίδες και η πηγή ενέργειας δεν είναι αναγκαίο να είναι χημική αλλά μπορεί κάλλιστα να είναι η ηλιακή ενέργεια ενός οποιουδήποτε άστρου.

Ένας προβληματισμός που τίθεται για τις μη επανδρωμένες αποστολές σε πλανήτες είναι η πηγή ενέργειας που χρησιμοποιείται για τους εκεί σκοπούς (λειτουργία αυτόματων οχημάτων , αποστολή πληροφοριών πίσω στη Γη). Η χρήση φωτοβολταϊκών πάνελ ως τέτοια είναι ενδεδειγμένη αλλά παρουσιάζει μειονέκτημα σε ότι αφορά τις ίδιες τις κυψέλες καθώς τυχόν ρύπανση σε σχετικά ρυπαρό περιβάλλον οδηγεί σε μείωση της απόδοσής τους.

Η χρήση της ηλεκτροστατικής αντλίας για αυτό το σκοπό φαίνεται ότι είναι η καταλληλότερη (για τον καθαρισμό των κυψελών των φωτοβολταϊκών)

Η εικόνα σε δυο τομές μιας ηλεκτροστατικής αντλίας αέρα. Η ροή εισέρχεται λόγω υποπίεσης από το άνω μέρος και εξέρχεται από το κάτω



Σχήμα 4.1 [18]

Η μελέτη που αφορά ατμόσφαιρες διαφορετικές από αυτή της Γης (πχ ατμόσφαιρα Άρη) θα πρέπει να λάβει υπόψη αφενός μεν τη χημική σύσταση της ατμόσφαιρας αλλά και τη χημική σύσταση της σκόνης που αναμένεται να επικαθήσει επάνω στις ηλιακές κυψέλες. Η ατμόσφαιρα του Άρη αποτελείται από 95% διοξείδιο του άνθρακα και η μέσες καταγεγραμμένες πιέσεις και θερμοκρασίες είναι 7mbar και -72°C αντίστοιχα, πράγμα που σημαίνει ότι οι τιμές για την έναρξη του φαινομένου corona, οι τιμές της τάσης για τις οποίες ξεκινά η διάσπαση του διακένου αλλά και οι τιμές του ιοντικού ανέμου σε σχέση με αυτές που παρατηρούνται στην επιφάνεια της Γης θα είναι διαφορετικές. [18]

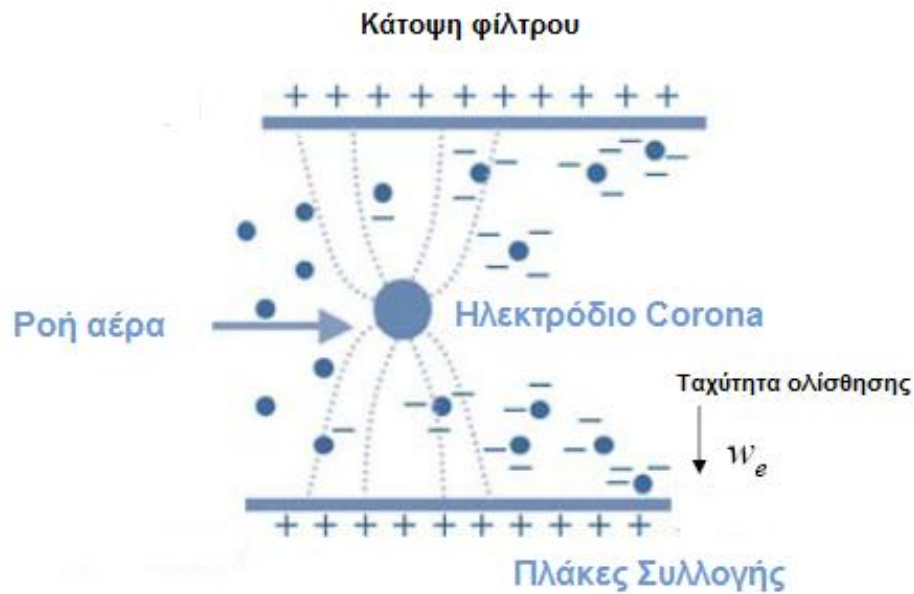
4.2.2 Ηλεκτροστατικοί κατακρημνιστές (φίλτρα)

Η πρώτη εφαρμογή για συλλογή σωματιδίων από αερόλυμα με χρήση υψηλής τάσης έγινε το 1824 ενώ η ανακάλυψη του ηλεκτρονίου έγινε το 1894 από τον Joseph John Thompson.

Η αποδοτικότητα τέτοιων κατασκευών (στη διεθνή βιβλιογραφία αναφέρονται ως « ηλεκτροστατικοί κατακρημνιστές » -electrostatic precipitators) είναι αναγκαίο να μην περιορίζεται μόνο σε μεγάλα σωματίδια, διότι αυτά συνήθως δεν μπορούν να ταξιδέψουν σε

πολύ μεγάλες αποστάσεις, όπως επίσης είναι αποδεκτό ότι τα μικρότερα σωματίδια (με διάμετρο της τάξης των μm) αποτελούν μεγαλύτερη απειλή για την ανθρώπινη υγεία.

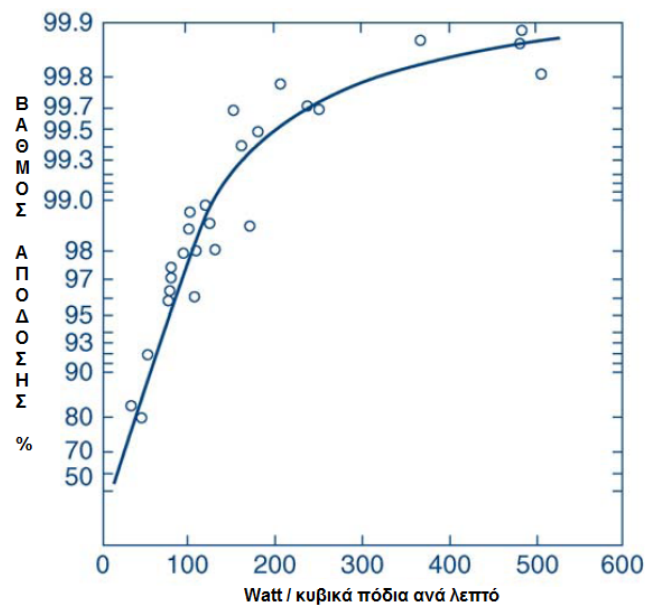
Κάτοψη βασικής μορφής ηλεκτροστατικού φίλτρου



Σχήμα 4.2

Η λειτουργία του βασίζεται στο αρνητικό Corona και αυτό γιατί τα ηλεκτρόνια μπορούν να συνδεθούν στον εξωτερικό φλοιό ενός μορίου σκόνης, το οποίο ιονίζεται έτσι έλκεται από τις πλάκες συλλογής και επικάθεται σε αυτές. Οι πλάκες καθαρίζονται με διαδικασία μηχανικής δόνησης.

Αποδοτικότητα φίλτρου και ισχύς



Σχήμα 4.3 [19]

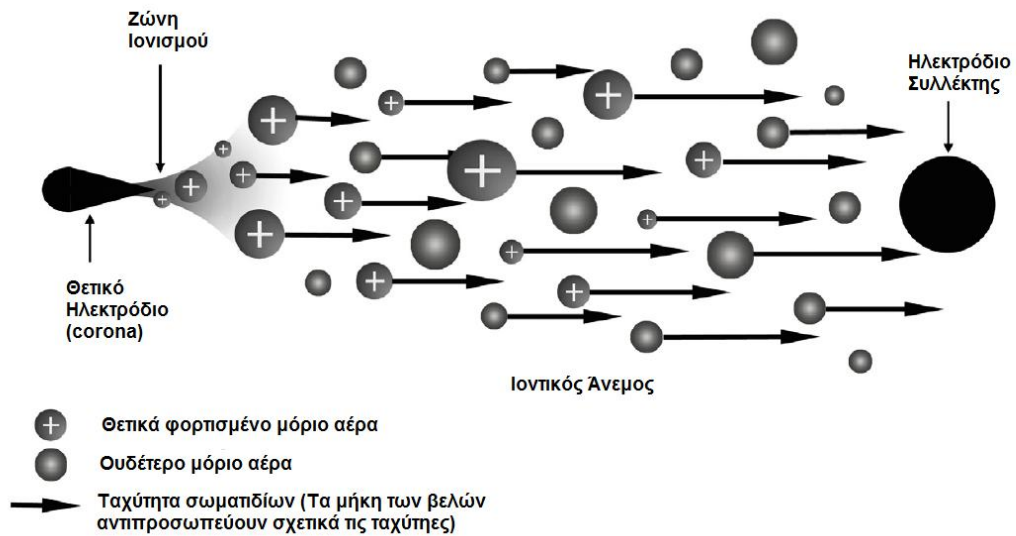
Η καμπύλη παρουσιάζει την αποδοτικότητα που μπορεί να έχει ένας ηλεκτροστατικός κατακρημνιστής. Η γραμμικότητα που εμφανίζει σε χαμηλές καταναλώσεις παύει να ισχύει όταν χρειάζεται μεγάλη αποδοτικότητα πράγμα που σημαίνει χρειάζεται πολύ ενέργεια για να κατασταθεί πολύ αποδοτικός. Στη συγκεκριμένη περίπτωση απόδοση ορίζεται για τα σωματίδια ο λόγος : $\frac{\text{εισερχόμενα} - \text{κατακρατηθέντα}}{\text{εισερχόμενα}}$.

4.2.3 Ο ηλεκτροστατικός ανυψωτής , κίνηση με χρήση των κινούμενων ιόντων

Ίσως η πιο ενδιαφέρουσα εφαρμογή του φαινομένου είναι η πρόκληση κίνησης του αέρα μέσω φόρτισης του αγωγού corona και λόγω των δυνάμεων coulomb που αναπτύσσονται.

Στην περίπτωση όπου έχουμε έναν πολύ λεπτό και ελαφρύ αγωγό στον οποίον εφαρμοστεί τάση ώστε να δημιουργηθεί γύρω του φαινόμενο corona, ενώ σε μικρή σχετικά απόσταση τοποθετηθεί η γειωμένη επιφάνεια, τότε δημιουργείται ένας ασύμμετρος πυκνωτής. Εάν το ηλεκτρόδιο corona φορτιστεί με θετική συνεχή τάση, ένα νέφος από θετικά φορτισμένα ιόντα θα φύγει από την άνοδο επιταχυνόμενη και θα οδεύσει προς την κάθοδο.

Ιοντικός άνεμος σε θετικό corona



Σχήμα 4.4

Στη συνέχεια τα θετικά φορτισμένα σωματλια θα προκαλέσουν κρούσεις με τα ουδέτερα μόρια του αέρα και αυτό θα έχει ως αποτέλεσμα να προκληθεί άνεμος (κίνηση του αερίου) όπου η συνισταμένη αυτής της κίνησης των σωματιδίων, φορτισμένων και μη θα είναι προς το ηλεκτρόδιο – συλλέκτη. Κατά τη διάρκεια των κρούσεων τα θετικά φορτία δεν έχουν αρκετή κινητική ενέργεια ώστε να ιονίσουν τα ουδέτερα μόρια του αέρα. Έτσι είναι αναγκασμένα να ταξιδέψουν έως τον συλλέκτη λόγω της δύναμης που τους ασκεί το πεδίο. Κατά τη διάρκεια όλης αυτής της διαδρομής βέβαια παράγεται ένα σύνολο κρούσεων ανά ιόν το οποίο όπως έχουμε ήδη αναφέρει, εξαρτάται από τη μέση ελεύθερη διαδρομή των ιόντων και προφανώς το σύνολο της διαδρομής που πρέπει να εκτελεστεί.

Ο ισολογισμός των δυνάμεων που ασκούνται στο σύστημα είναι δυο ειδών. Οι ηλεκτροστατικές δυνάμεις, οι δυνάμεις δηλαδή που ασκούν τα ηλεκτρόδια στα φορτία χώρου και αντίστροφα αλλά και οι υδροδυναμικές δυνάμεις λόγω του ιοντικού ανέμου που περιγράψαμε. Σε κάθε περίπτωση, θα πρέπει να ισχύει ο τρίτος νόμος του Νεύτωνα για την αρχή διατήρησης της ορμής.

Μια ανάλυση των δυνάμεων που ασκούνται μεταξύ των φορτίων χώρου και των δυο ηλεκτροδίων :

Περίπτωση ανόδου : Πρωτογενή και τα δευτερογενή ηλεκτρόνια τα οποία κατευθύνονται προς την άνοδο είναι συμμετρικά εισερχόμενα προς αυτήν, οπότε έχουν μηδενική

συνεισφορά στον ισολογισμό των δυνάμεων που ασκούνται λόγω αυτών. Τα δε θετικά ιόντα ενώ παράγονται και αυτά συμμετρικά, κατευθύνονται με μεγαλύτερες δυνάμεις από την πλευρά που βρίσκεται η κάθοδος, έτσι παρατηρείται μια μικρή ασυμμετρία στην άσκηση των δυνάμεων. Γενικά για την άνοδο μπορεί να ειπωθεί ότι οι δυνάμεις που δέχεται είναι αρκετά ισχυρές αλλά είναι σχετικά συμμετρικές και η μικρή ασυμμετρία οφείλεται στο ότι το νέφος θετικών ιόντων οδεύοντας προς την κάθοδο.

Περίπτωση καθόδου : οι κύριες δυνάμεις που δέχεται είναι από τα θετικά ιόντα που οδεύουν προς αυτήν και είναι ελκτικές. Υπάρχουν και δυνάμεις από τα ηλεκτρόνια που είναι γύρω από την άνοδο προφανώς αλλά είναι αρκετά μακριά ώστε να ληφθούν υπόψη. Οι δυνάμεις που δέχεται η κάθοδος σε σχέση με αυτές που δέχεται η άνοδος είναι πολύ μικρότερες αλλά είναι ασύμμετρες, έχουν δηλαδή όλες φορά προς μια κατεύθυνση, προς την κατεύθυνση της ανόδου.

Δυνάμεις μηχανικής φύσης : Καθώς τα θετικά φορτισμένα ιόντα κατευθύνονται προς την κάθοδο συγκρούονται με ουδέτερα μόρια. Έτσι δημιουργείται μια ροή αέρα η οποία έχει διεύθυνση στον άξονα των ηλεκτροδίων και φορά προς την κάθοδο. Κατά τον τρίτο νόμο του Νεύτωνα θα πρέπει να δημιουργηθεί μια δύναμη επάνω στο σύστημα του ασύμμετρου πυκνωτή η οποία θα είναι ίση σε μέτρο και αντίθετη σε φορά με τη δύναμη που ασκεί ο άνεμος.

Μαθηματικά ο ισολογισμός δυνάμεων :

Ηλεκτροστατικές :

$$\Sigma \{ F_{\text{φορτίων χώρου}} + F_{\text{πυκνωτή}} \} = 0 \quad (4.1)$$

$F_{\text{φορτίων χώρου}}$: Οι ηλεκτροστατικές δυνάμεις που ασκούν τα φορτία χώρου θετικά και αρνητικά επάνω στο σύστημα του ασύμμετρου πυκνωτή

$F_{\text{πυκνωτή}}$: Οι ηλεκτροστατικές δυνάμεις που ασκεί ο πυκνωτής επάνω στα θετικά και αρνητικά φορτία χώρου.

Μηχανικές (αρχή διατήρησης ορμής):

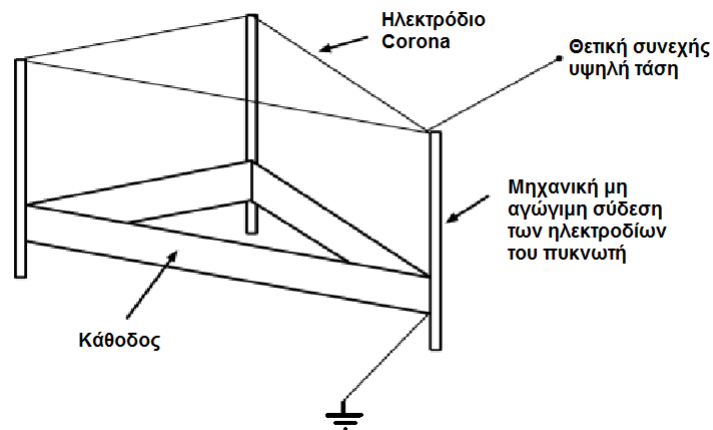
$$\Sigma \{ P_{\text{αέρα}} + P_{\text{πυκνωτή}} \} = 0 \quad (4.2)$$

$P_{\text{αέρα}}$: η ορμή που απέκτησε ο αέρας από τις κρούσεις (ορμή ιοντικού ανέμου)

$P_{\text{πυκνωτή}}$: Η ορμή του πυκνωτή

Η πειραματική εφαρμογή των παραπάνω έχει γίνει από πολλούς (κυρίως ερασιτέχνες) και αποτελείται στην πιο συνήθη της μορφή από ένα λεπτό σύρμα το οποίο παίζει το ρόλο της ανόδου και από έναν πολύ μεγαλύτερο συγκριτικά αγωγό (συνήθως αλουμινόχαρτο) ο οποίος παίζει το ρόλο της καθόδου και όλο το παραπάνω σε τριγωνική διάταξη.

Τυπική εικόνα διάταξης ηλεκτροστατικού ανυψωτή



Σχήμα 4.5

Παρ' όλο που τα τελευταία χρόνια αρκετοί έχουν ασχοληθεί με το αντικείμενο της κατασκευής του ασύμμετρου πυκνωτή, σε ελεύθερη απόδοση της αγγλικής του ονομασίας «ιοντικός ανυψωτής» (ionic lifter), η αιτιολόγηση του φαινομένου δεν ήταν σαφής εδώ και καιρό, καθώς ήταν αρκετά δύσκολο να μετρήσει κανείς την ορμή που παράγεται από τον άνεμο και ακόμα περισσότερο τη δύναμη που ασκούν τα φορτία χώρου στην κατασκευή. Έτσι χρειάστηκε με σύγχρονες μεθόδους και λογισμικό με χρήση αριθμητικών μεθόδων να γίνουν μελέτες στο φαινόμενο οι οποίες καταλήγουν στο συμπέρασμα : Οι ηλεκτροστατικές δυνάμεις στην εξέλιξη αλλά και πραγματοποίηση του φαινομένου είναι κυρίαρχες, οι υδροδυναμικές δυνάμεις στις οποίες αρκετοί είχαν αποδώσει το φαινόμενο (μερικοί ακόμα το ισχυρίζονται) είναι μεν υπαρκτές αλλά σχετικά πολύ μικρές, ως ποσοστό της συνολικής κινούσας δύναμης (κάτω από το 3% σε όλες τις περιπτώσεις). Ο ιοντικός ανυψωτής δεν λειτουργεί με βάση την αρχή που λειτουργεί πχ το ελικόπτερο, δηλαδή την παραγωγή ανοδικής δύναμης με ώση του αέρα προς τα κάτω.

Τέλος να σημειωθεί ότι το φαινόμενο του ιοντικού ανέμου δεν παρατηρείται στο κενό καθώς χωρίς την παρουσία αερίου είναι αδύνατη η παραγωγή ανέμου και όλος ο μηχανισμός που περιγράφηκε παραπάνω .

Μαθηματική έκφραση του φαινομένου

Η περιγραφή του παραπάνω φαινομένου είναι αρκετά σύνθετη καθώς από όλα όσα έχουν ήδη διατυπωθεί , γίνεται κατανοητό ότι εμπλέκονται μια σειρά από φαινόμενα – άρα και Νόμοι της Φυσικής .

Εξισώσεις για το πεδίο :

$$\text{Εξίσωση Poisson : } \nabla^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon_0}.$$

$$\text{Εξίσωση έντασης του πεδίου : } \vec{E} = -\nabla \cdot V$$

Το επόμενο που πρέπει να λάβουμε υπόψη είναι το ρεύμα. Επειδή λόγω της κίνησης των φορτίων στο χώρο παράγεται το φαινόμενο πρέπει να σχηματιστούν οι εξισώσεις που δίνουν την τιμή της πυκνότητας ρεύματος στο διηλεκτρικό. Το ρεύμα όμως εξαρτάται από αρκετά φαινόμενα και παραμέτρους του πειράματος.

Εξαρτάται από :

- Την αγωγιμότητα (την κίνηση των ιόντων υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου) (drift current)
- Την μεταφορά (στα ίδια τα φορτία ασκούνται οι δυνάμεις που ασκούνται στα ουδέτερα μόρια του αέρα), άρα ο άνεμος θα πρέπει να παίζει και αυτός το δικό του ρόλο στη διαμόρφωση της τιμής του ρεύματος
- Από τη διάχυση. (diffusion current). Γενικά στην Φυσική και κυρίως στη Χημεία παρατηρείται το φαινόμενο της διάχυσης. Από μια περιοχή υψηλής συγκέντρωσης μιας ουσίας παρατηρείται αυτόματα η κίνηση ουσίας από περιοχές με μεγάλη συγκέντρωση σε αυτές με την μικρότερη. Ομοίως και στην περίπτωση αυτή παρατηρείται το φαινόμενο της διάχυσης καθώς γύρω από το ηλεκτρόδιο corona η συγκέντρωση φορτίου είναι πολύ μεγαλύτερη από τις υπόλοιπες περιοχές.

Καταλήγουμε έτσι σε μία μαθηματική έκφραση που συμπεριλαμβάνει τους τρεις αυτούς παράγοντες σε μια σχέση:

$$\vec{J} = \mu_E \cdot \vec{E} + \vec{U} \cdot \rho - D \cdot \nabla \cdot \rho \quad (4.3)$$

Όπου :

- \vec{J} : Η πυκνότητα ρεύματος.
- μ_E : Η ταχύτητα του ανέμου
- ρ : Η πυκνότητα του φορτίου
- D : Η κινητικότητα των φορτίων
- ρ : Η σταθερά διάχυσης των ιόντων
- E : Η ένταση του πεδίου

Στην μόνιμη κατάσταση ισχύει η αρχή διατήρησης του φορτίου. Σε πυκνότητα ρεύματος αυτό εκφράζεται ως:

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (4.4)$$

Τέλος η ανάλυση του ανέμου περιγράφεται όπως έχουμε αναφέρει από τις εξισώσεις των ασυμπίεστων υγρών στη μόνιμη κατάσταση, η οποία εκφράζεται μαθηματικά με τις εξισώσεις Navier – Stokes :

$$\rho_{αέρα} \cdot \vec{U} \cdot \nabla \cdot \vec{U} = -\nabla \cdot P + \mu \cdot \nabla^2 \cdot \vec{U} - \rho \cdot \nabla \cdot V \quad (4.5)$$

Όπου είναι :

- P : Η πίεση του αερίου
- $\rho_{αέρα}$: Η πυκνότητα του αέρα
- μ : Το δυναμικό ιξώδες του αέρα. Είναι μέτρο της εσωτερικής τριβής που παρουσιάζουν τα νευτώνεια υγρά (ή τα αέρια που θεωρούμε ότι έχουν συμπεριφορά τέτοιων)

Επίσης για την ταχύτητα του ανέμου ισχύει για ασυμπίεστα υγρά και στη μόνιμη κατάσταση :

$$\nabla \cdot \vec{U} = 0$$

4.2.4 Προωθητής ιόντων

Οι προωθητές ιόντων (ion thrusters) είναι μηχανισμοί προώθησης που φιλοδοξούν να αντικαταστήσουν τη χημική πρόωση που χρησιμοποιείται στις διαστημικές αποστολές. Η λογική της λειτουργίας τους είναι αρκετά απλή. Ένα αέριο εισέρχεται στο θάλαμο ιονισμού. Σε αυτές τις εφαρμογές συνήθως χρησιμοποιούνται ευγενή αέρια, κυρίως Ξένο (Xe). Στη συνέχεια ιονίζεται με τους γνωστούς τρόπους που έχουν ήδη περιγραφεί. Το αέριο στην φάση που βρίσκεται εντός του θαλάμου είναι σε κατάσταση πλάσματος. Για να μην προσκολλώνται επάνω στην επιφάνεια του θαλάμου τα θετικά ιόντα χρησιμοποιείται ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο, καθώς ο σκοπός είναι τα θετικά ιόντα του αερίου να οδηγηθούν στην έξοδο του θαλάμου.

Στην έξοδο του θαλάμου ιονισμού βρίσκονται 2 ηλεκτρόδια σε μορφή δικτύου (πλέγμα). Το πρώτο είναι θετικά φορτισμένο ενώ το δεύτερο είναι αρνητικά φορτισμένο και σχηματίζουν ανάμεσά τους ομοιογενές ισχυρό ηλεκτροστατικό πεδίο. Οδεύοντας τα θετικά φορτία προς την έξοδο συναντούν πρώτα το θετικά φορτισμένο πλέγμα. Εάν περάσουν μέσα στο πλέγμα επιταχύνονται λόγω του πεδίου μεταξύ των δυο ηλεκτροδίων. Λόγω της κίνησης αυτής των θετικών φορτίων, ο τρίτος Νόμος του Νεύτωνα επιβάλλει ότι το σώμα του επιταχυντή πρέπει να δεχτεί ίση σε μέτρο και αντίθετη σε φορά δύναμη.

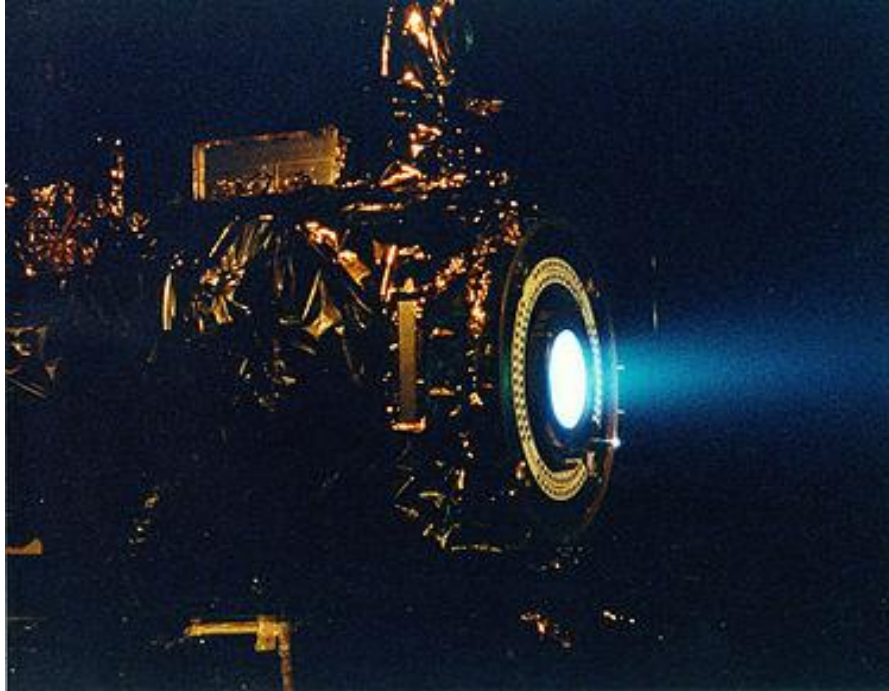
Η υψηλή αποδοτικότητα των ιοντικών προωθητήρων βασίζεται στο γεγονός ότι η πρόωση με ιόντα δεν αφορά την ποσότητα του αερίου που δύναται να μεταφέρει το όχημα, αλλά κυρίως με την ταχύτητα με την οποία μπορεί τα θετικά ιόντα να εκτοξευτούν από το σκάφος, τη φύση του αερίου και τα πεδία που μπορεί να εφαρμοστούν. Με την ίδια μάζα καυσίμου σε χημική πρόωση (συνήθως υδρογόνο) η συνολική προωθητική ισχύς που παράγεται είναι μεν δυνατό να δοθεί σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα, είναι όμως μικρότερη συνολικά από την αντίστοιχη που μπορεί να δοθεί από την ιοντική πρόωση. Έτσι το αποτέλεσμα είναι ότι συνολικά στο διάστημα όπου δεν υπάρχουν τριβές οι ιοντική πρόωση αποδίδει μεγαλύτερες τελικές ταχύτητες των σκαφών από ότι η χημική πρόωση.

Οι σύγχρονοι προωθητές ιόντων χρησιμοποιούν και μικτές τεχνικές για την ώση των ιόντων (δύναμη Lorentz – ηλεκτρομαγνητικό πεδίο, φαινόμενο Hall)

Στο εξωτερικό του προωθητή ιόντων θα πρέπει να βρίσκεται κάθοδος η οποία «ψεκάζει» την περίσσεια αρνητικών ιόντων του οχήματος επάνω στην ακτίνα θετικών ιόντων και τα εξουδετερώνει, καθώς με την έξοδο θετικών ιόντων θα φορτίζονταν αρνητικά το σύστημα.

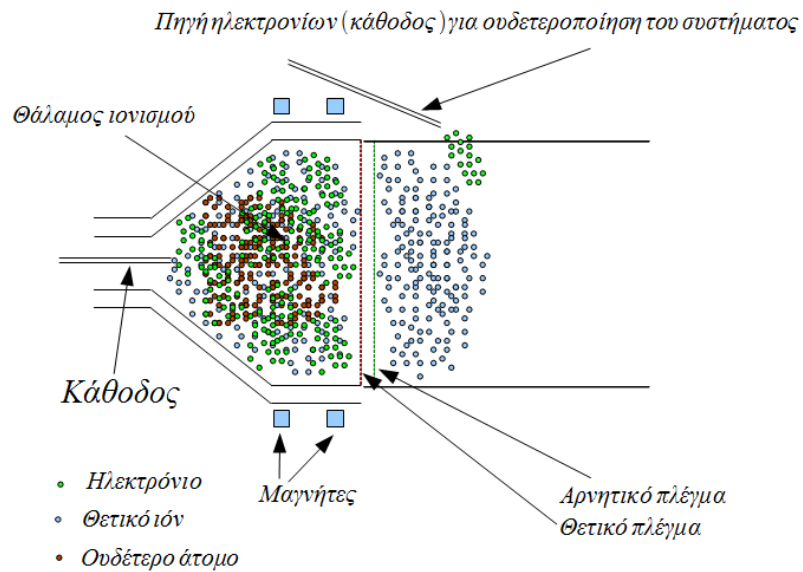
Η χρήση του ως πηγή προωθητικής ισχύος παραμένει για εφαρμογές σε εκτός βαρυτικών πεδίων περιοχές καθώς οι τιμές της προωθητικής δύναμης που μπορεί να αποδώσουν τέτοιες συσκευές είναι πολύ μικρές συγκριτικά με την χημική πρόωση (καύση). Δεν μπορεί δηλαδή να χρησιμοποιηθούν ως μέσα για την υπερνίκηση του ολόκληρου του βαρυτικού πεδίου της γης από την επιφάνεια της θάλασσας έως το διάστημα. Παραμένει όμως σημαντικό το πεδίο εφαρμογών αυτής της τεχνολογίας η οποία με χρήση σχετικά μικρής ισχύος μπορεί να οδηγήσει σε συνδυασμό με τις παλιές τεχνολογίες σε νέα επίπεδα την διαστημική έρευνα. Οι σύγχρονες κατασκευές μπορούν να αποδώσουν πολύ μεγάλες δυνάμεις (σε ερευνητικό στάδιο έως και 88,500 mN). Συσκευές οι οποίες έχουν τεθεί σε λειτουργία αποδίδουν έως και 5000 mN. Το κόστος της αύξησης της ιοντικής προωθητικής δύναμης είναι η αύξηση της απαιτούμενης ισχύος με αποτέλεσμα τη μείωση της αποδοτικότητας σε μεγάλες τιμές της.

Ο προωθητικός θάλαμος NSTAR της NASA ισχύος 2,3kW κατά τη διάρκεια δοκιμής. Τοποθετημένος στο διαστημικό όχημα Deep Space 1, το πρώτο που χρησιμοποίησε ιοντική πρόωση.



Σχήμα 4.6 . [20]

Σχηματική αναπαράσταση του προωθητικού θαλάμου



Σχήμα 4.7

Χρόνος ζωής : ο εκτιμώμενος χρόνος συνεχούς λειτουργίας για τέτοιου είδους συσκευές εξαρτάται από τη διάβρωση των πλεγμάτων υψηλής τάσης. Συνήθως εκτιμάται στις 20.000 ώρες, ο οποίος θεωρείται ικανοποιητικός για την εκπλήρωση των τρεχουσών διαστημικών αποστολών. Οι μηχανές που χρησιμοποιούν το φαινόμενο Hall εμφανίζουν σημαντικά μικρούς χρόνους ζωής (μερικές χιλιάδες ώρες) λόγω διάβρωσης.

Ο NSTAR παρουσίασε σε δοκιμές χρόνο ζωής 30,472 ώρες ενώ στην αποστολή Deep space 1 η οποία εξετελέσθη επιτυχώς είχε χρόνο λειτουργίας 16,246 ώρες. Οι ταχύτητες του σκάφους έφταναν στα $4500 \frac{m}{s}$. [20]

5^ο ΚΕΦΑΛΑΙΟ

“ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ”

5.1 Γενικά

Όπως είπαμε εισαγωγικά η τιμή ενός ηλεκτροστατικού πεδίου μπορεί να υπολογιστεί αναλυτικά με δυο τρόπους. Με επίλυση της εξίσωσης του ορισμού $\vec{E} = \lim_{q \rightarrow 0} \frac{\vec{F}}{q}$ για κάθε φορτίο ξεχωριστά, το οποίο βέβαια είναι πρακτικά αδύνατον όπως και η επίλυση της εξίσωσης Laplace ή της εξίσωσης Poisson για το ηλεκτρικό πεδίο $\nabla^2 \varphi = 0$ και $\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$ αντίστοιχα.

Έστω λοιπόν όπως προαναφέρθηκε η εξίσωση Laplace ή Poisson σε δυο διαστάσεις :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = f(x, y)$$

Για να προκύψει λύση για όλα τα σημεία θα πρέπει να πάρουμε άπειρο πλήθος ζευγών (x,y) και να προχωρήσουμε σε λύση. Αντ' αυτού είναι πολύ λογικότερο να προχωρήσουμε σε «διακριτοποίηση» του χώρου, επιλέγοντας ένα σύνολο από συγκεκριμένα σημεία για τα οποία θα βρούμε λύση, και στο ενδιάμεσό τους, για τον χώρο δηλαδή που δεν υπάρχει κάποια λύση θα θεωρήσουμε μια γραμμική συνάρτηση η οποία θα μας ικανοποιεί. Όλες οι αριθμητικές μέθοδοι χρησιμοποιούν κάποιον τρόπο μετατροπής των μερικών διαφορικών εξισώσεων (πχ Laplace) που συνιστούν το πρόβλημα σε αλγεβρικές καθώς οι σύγχρονοι ηλεκτρονικοί υπολογιστές δεν επιλύουν αναλυτικά διαφορικές εξισώσεις (μερικές ή μη) παρά μόνο αλγεβρικές.

Άρα το υπολογιστικό πακέτο θα πρέπει να επιλύσει τα εξής προβλήματα:

A) τη διακριτοποίηση του χώρου, δηλαδή τη δημιουργία πλέγματος το οποίο είναι ένα σύνολο από σημεία τα οποία ενώνονται σε τρίγωνα. Τα σημεία του πλέγματος ονομάζονται κόμβοι και τα τρίγωνα που σχηματίζονται ονομάζονται στοιχεία. Η διακριτοποίηση αυτή πρέπει να λαμβάνει υπόψη κατά το δυνατόν τη γεωμετρία του προβλήματος καθώς οι κόμβοι θα πρέπει να είναι πολύ πιο πυκνοί σε σημεία όπου η κλίση του δυναμικού είναι μεγαλύτερη (ακίδες) καθώς εκεί χρειάζεται περισσότερη ακρίβεια. Το κομμάτι του υπολογιστικού πακέτου που αναλαμβάνει αυτό το ρόλο ονομάζεται προ – επεξεργαστής (preprocessor).

Ο προεπεξεργαστής αναλαμβάνει επίσης το ρόλο του καθορισμού του είδους του προβλήματος και την επιλογή των παραμέτρων του, καθώς στα περισσότερα υπολογιστικά πακέτα δίδεται η δυνατότητα να επιλυθούν μια σειρά από είδη προβλημάτων , είτε αυτά αφορούν πεδία (ηλεκτροστατικά, μαγνητοστατικά, ηλεκτροδυναμικά κ.ο.κ) είτε αφορά ανάλυση δυνάμεων κ.λπ.

Για παράδειγμα αν έχουμε να κάνουμε με ηλεκτροστατική ανάλυση θα πρέπει να καθοριστούν σαφώς και σωστά οι τιμές του δυναμικού σε αγωγούς, όπως επίσης οι οριακές συνθήκες , οι διηλεκτρικές σταθερές για όλα τα μονωτικά υλικά που θα χρησιμοποιηθούν στην εξομοίωση, το σύστημα μονάδων με βάση το οποίο θα γίνει η ανάλυση.

Β) Αφού το πρόβλημα μπει στη σωστή του βάση και είναι έτοιμο για ανάλυση , υπάρχει ο επιλυτής (solver) που ανάλογα με τη μεθοδολογία επίλυσης που χρησιμοποιεί το πρόγραμμα, προχωρά στην επίλυσή του και εξάγει τα αποτελέσματα της ανάλυσης.

Γ) Επειδή όμως πρέπει τα αποτελέσματα να οπτικοποιηθούν στο χρήστη είναι αναγκαία τέλος η ύπαρξη ενός προγράμματος το οποίο θα δίνει στην οθόνη τα αποτελέσματα της ανάλυσης υπό μορφή γραφικών παραστάσεων κ.λπ. Το κομμάτι αυτό του προγράμματος που αναλαμβάνει την μορφοποίηση των αποτελεσμάτων του επιλυτή έτσι ώστε να μπορεί να κατανοηθούν από τον χρήστη λέγεται μετ - επεξεργαστής. (Postprocessor)

5.2 Η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων (Finite element method)

Η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων (FEM) βασίζεται στο γεγονός ότι η ηλεκτροστατική ενέργεια που αποθηκεύεται στην περιοχή ενός τέτοιου πεδίου αποκτά ελάχιστη τιμή.

Η ηλεκτροστατική ενέργεια που αποθηκεύεται σε ένα πεδίο είναι ανά μοναδιαίο όγκο ίση με

$$W = \frac{1}{2} \epsilon E^2 \quad (5.1)$$

Στην περίπτωση όπου το ηλεκτροστατικό πεδίο δεν είναι ομοιογενές η αποθηκευμένη ενέργεια στο σύνολο του όγκου που υπάρχει το πεδίο δίδεται από τη σχέση

$$W = \frac{1}{2} \int_V \frac{1}{2} \cdot \epsilon \cdot (-\nabla V) dV \quad (5.2)$$

Για να αποκτήσουμε μέσω υπολογιστικής μεθόδου την κατανομή της τάσης στο διηλεκτρικό θα πρέπει να ελαχιστοποιηθεί η (5.2).

Η (5.2) σε καρτεσιανές συντεταγμένες τριών διαστάσεων αναπτύσσεται ως εξής :

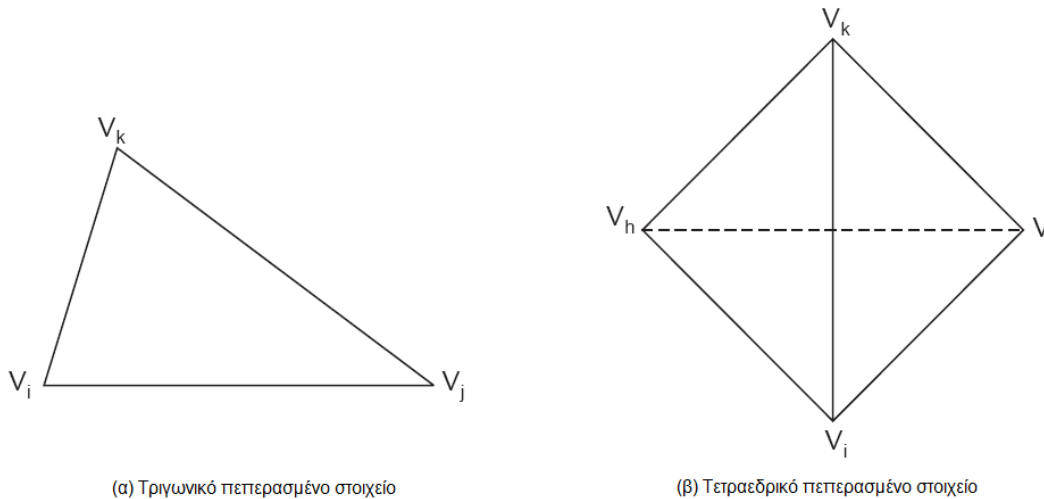
$$W = \frac{1}{2} \cdot \epsilon \cdot \iiint \left[\left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right] dx dy dz \quad (5.3)$$

Εάν θεωρηθεί ότι κατά τον άξονα $-z$ δεν υπάρχει αλλαγή του δυναμικού και η παραπάνω μειωθεί στις 2 διαστάσεις προκύπτει :

$$W_A = z \cdot \left\{ \frac{1}{2} \cdot \epsilon \cdot \iint \left[\left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 \right] dx dy \right\} \quad (5.4)$$

Όπου z σταθερά και W_A αναπαριστά την πυκνότητα της ενέργειας σε χώρο A που προκύπτει από την ολοκλήρωση σε περιοχή $dA = dx dy$.

Τύποι στοιχείων που χρησιμοποιούνται



Σχήμα 5.1

Στην περίπτωση όπου επιλέγεται η επίλυση ενός προβλήματος σε 2 διαστάσεις τα στοιχεία είναι τριγωνικά, ενώ αντίστοιχα για τρισδιάστατα πεδία επιλέγονται τα τετράεδρα.

Τα πεπερασμένα στοιχεία που χρησιμοποιούνται κάθε φορά ανάλογα το πρόβλημα δεν είναι ούτε ίδια στο μέγεθος ούτε και στο σχήμα. Στις περιοχές όπου αναμένεται ότι οι κλίσεις του δυναμικού είναι μεγαλύτερες (γωνίες) επιλέγεται μικρότερο μέγεθος στοιχείων.

Αν θεωρηθεί το τριγωνικό πεπερασμένο στοιχείο (α) του σχήματος ως στοιχείο e_1 . Θα υπάρχουν βεβαίως στο σύστημα πάρα πολλά στοιχεία $e_2, e_3 \dots e_N$. Έχοντας τις τιμές του δυναμικού στα σημεία των κόμβων του κάθε στοιχείου θα ζητείται η κατανομή του δυναμικού στο εσωτερικό του κάθε στοιχείου. Αν υποθέσουμε μια προσέγγιση πρώτης

τάξεως για την κατανομή του δυναμικού σε κάθε στοιχείο, σύμφωνα με τις τιμές των δυναμικών στους κόμβους και τις συντεταγμένες τους θα είναι :

$$V(x, y) = a_1 + a_2x + a_3y \quad (5.5)$$

Για καλύτερη ακρίβεια θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί προσέγγιση δεύτερης ή τρίτης τάξης αλλά για λόγους απλότητας εδώ χρησιμοποιείται η προσέγγιση πρώτης τάξης.

Αναλυτικότερα στον κάθε κόμβο θα είναι :

$$\begin{cases} V_i = a_1 + a_2x_i + a_3y_i \\ V_j = a_1 + a_2x_j + a_3y_j \\ V_k = a_1 + a_2x_k + a_3y_k \end{cases} \quad (5.6)$$

Οπότε αν γραφεί η (5.6) σε μητρική μορφή θα είναι :

$$\begin{bmatrix} V_i \\ V_j \\ V_k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & x_i & y_i \\ 1 & x_j & y_j \\ 1 & x_k & y_k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

Χρησιμοποιώντας τη μέθοδο Cramer για την επίλυση της εξίσωσης ως προς τις παραμέτρους $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$:

$$\alpha_1 = \frac{1}{2\Delta_e} \cdot (a_iV_i + a_jV_j + a_kV_k)$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{2\Delta_e} \cdot (\beta_iV_i + \beta_jV_j + \beta_kV_k)$$

$$\alpha_3 = \frac{1}{2\Delta_e} \cdot (\gamma_iV_i + \gamma_jV_j + \gamma_kV_k)$$

$$\alpha_i = x_jy_k - x_ky_j, \quad \alpha_j = x_ky_i - x_iy_k, \quad \alpha_k = x_iy_j - x_jy_i$$

$$\beta_i = y_i - y_k, \quad \beta_j = y_k - y_i, \quad \beta_k = y_i - y_j$$

$$\gamma_i = x_k - x_j, \quad \gamma_j = x_i - x_k, \quad \gamma_k = x_j - x_i$$

Και

$$2\Delta_e = \alpha_i + \alpha_j + \alpha_k = \beta_i\gamma_j - \beta_j\gamma_i$$

Το μέγεθος Δ_e αναπαριστά το εμβαδόν που καταλαμβάνει το υπό κατασκευή τριγωνικό στοιχείο. Οι συντεταγμένες των κόμβων πρέπει να τοποθετηθούν αντιωρολογιακά (κατά τη θετική φορά) ώστε το εμβαδόν του τριγώνου να μην προκύψει αρνητικό.

Από την (5.5) η κλίση του δυναμικού στα σημεία είναι :

$$\frac{\partial V}{\partial x} = a_2 = f(V_i, V_j, V_k)$$

$$\frac{\partial V}{\partial y} = a_3 = f(V_i, V_j, V_k)$$

Γνωρίζοντας ότι για να ληφθούν οι τιμές του δυναμικού στους διάφορους κόμβους θα πρέπει να ελαχιστοποιηθεί η ενέργεια σε όλο το σύστημα . Γι αυτό το σκοπό απαιτούνται οι παράγωγοι της ενέργειας ως προς την κατανομή του δυναμικού σε κάθε τρίγωνο. Για το υπό επιθεώρηση τρίγωνο e_1 η ενέργεια που είναι αποθηκευμένη σε αυτό είναι W_e . Επειδή προς την z κατεύθυνση των αξόνων θεωρήθηκε ότι το δυναμικό δεν αλλάζει και από τη σχέση (5.4) είναι :

$$W_{\Delta e} = \left\{ \frac{1}{2} \cdot \epsilon \cdot \iint \left[\left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] dx dy \right\} \quad (5.8)$$

Η ενέργεια στο τριγωνικό στοιχείο ανά μοναδιαίο μήκος της z κατεύθυνσης.

Για να ληφθεί η συνθήκη ελαχιστοποίησης της ενέργειας στο τρίγωνο , πρέπει να ληφθούν οι μερικές παράγωγοι της ενέργειας στους κόμβους ως προς την τάση εκεί.

$$\frac{\partial W_{\Delta e}}{\partial v_i}, \frac{\partial W_{\Delta e}}{\partial v_j}, \frac{\partial W_{\Delta e}}{\partial v_k}$$

Αφού βρεθούν οι παραπάνω μερικές παράγωγοι σχηματίζεται σε μητρική μορφή το σύνολο των εξισώσεων που προκύπτει από τη μερική παραγωγήση :

$$\frac{\partial W_{\Delta e}}{\partial v_e} = \frac{\epsilon}{4\Delta_e} \begin{bmatrix} (\beta_i^2 + \gamma_i^2) & (\beta_i\beta_j + \gamma_i\gamma_j) & (\beta_i\beta_k + \gamma_i\gamma_k) \\ (\beta_j\beta_i + \gamma_j\gamma_i) & (\beta_j^2 + \gamma_j^2) & (\beta_j\beta_k + \gamma_j\gamma_k) \\ (\beta_k\beta_i + \gamma_k\gamma_i) & (\beta_k\beta_j + \gamma_k\gamma_j) & (\beta_k^2 + \gamma_k^2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_i \\ V_j \\ V_k \end{bmatrix} = [C]_e [V]_e \quad (5.9)$$

Η ολική ενέργεια του συστήματος εκφρασμένη σε όρους της παραπάνω εξίσωσης , για πλήθος N πεπερασμένων στοιχείων θα είναι :

$$W = \sum_{e=1}^N W_e = \frac{1}{2} \epsilon [V^T] [C] [V] \quad (5.10)$$

Όπου $V = \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ \vdots \\ V_n \end{bmatrix}$ με n : το σύνολο των κόμβων, και [C] : ο πίνακας ακαμψίας του συστήματος

(ονομάζεται έτσι λόγω των πρώτων εφαρμογών της μεθόδου οι οποίες αφορούσαν κυρίως στατικές μελέτες).

$$\text{Και τελικά η } \frac{\partial W}{\partial v} \text{ οδηγεί σε μια σχέση της μορφής : } \sum_{i=1}^n V_i C_{ik} = 0 \quad (5.11)$$

Και με επίλυση των παραπάνω εξισώσεων οδηγείται το σύστημα σε λύση και έτσι βρίσκεται κατανομή της τάσης στην περιοχή.

BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] E. Kuffel , W.S. Jaengl, J. Kuffel “High Voltage Engineering : Fundamentals”
Newnes , Oxford U.K. 2000
- [2] Mazen Abdel – Salam, Hussein Annis, Ahdab El – Morshedy, Rohsdy Radwan
“High Voltage Engineering, Theory and Practice”
- [3] M. S. Naidu , V. Kamaraju “High Voltage Engineering” . McGraw – Hill , New
York U.S.A. 1996
- [4] David J. Griffiths. “Introduction to Electrodynamics” . Prentice Hall , New Jersey
U.S.A. 1999
- [5] Gorur Govinda Raju. “Gaseous Electronics, Theory and Practice” . Taylor & Francis
. New York U.S.A. 2006
- [6] Paria Sattari, G.S.P. Castle and K. Adamiak, “FEM-FCT Based Dynamic Simulation
of Corona Discharge in Point-Plane Configuration,” IEEE Trans. on Ind. Appl.
- [7] Philippe Bérard, Deanna A. Lacoste and Christophe O. Laux. “Corona Discharges in
Atmospheric Air between a Wire and two Plates”. IEEE transactions on plasma
science Vol. 39
- [8] Alexandre A. Martins. “Modeling of an improved positive corona thruster and
actuator”. Institute for Plasmas and Nuclear Fusion & Instituto Superior Técnico.
Lisboa, Portugal
- [9] F. W. Peek. “Dielectric Phenomena In High Voltage Engineering”. McGraw hill.
New York U.S.A 1915
- [10] P. Bérard, D.A. Lacoste and C.O. Laux. “Measurements and simulations of the ionic
wind produced by a DC corona discharge between cylindrical wires”
- [11] Lia Koziell, Lin Zhao, Jonathan Liaw , Kazimierz Adamiak. “Experimental Studies
of EHD lifters.” Proc. ESA Annual Meeting on Electrostatics 2011
- [12] C.L. Wadhwa . “High Voltage Engineering.” New age International. India New
Delhi 2007.
- [13] Δ.Ν Διαμαντόπουλος . Σημειώσεις υψηλών τάσεων. Αιγάλεω 2009
- [14] Paria Sattari , Numerical Simulation of Trichel Pulses in a Negative Corona
Discharge in Air
- [15] F. D’Alessandro, G. Berger “Laboratory studies of corona current emissions from
blunt sharp and multipointed air terminals”

- [16] K. Adamiak, P. Atten “Simulation of corona discharge in point – plane configuration”
- [17] David Meeker “Finite element method Magnetics, Version 4.2”
- [18] Lin Zhao, Kazimierz Adamiak , Malay Mazumder , “Numerical and experimental studies of the electrohydrodynamic pump for sampling system on Mars ”
- [19] James R. Mihelcic, Julie Beth Ziemermmman “Environmental engineering : Fundamentals, sustainability, design ”
- [20] <http://www.grc.nasa.gov>

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

Το πρόγραμμα FEMM 4.2

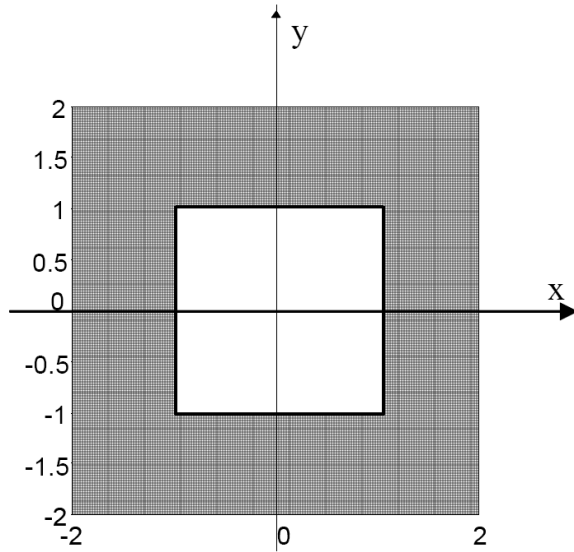
Το FEMM 4.2 (Finite element method magnetics) είναι ένα πρόγραμμα επίλυσης ηλεκτροστατικών πεδίων και μαγνητικών πεδίων χαμηλής συχνότητας. Επιλύει προβλήματα σε δυο διαστάσεις : προβλήματα σε επίπεδο αλλά και αξονοσυμμετρικά. Το πρόγραμμα λειτουργεί σε : Windows 95, 98, Me, NT, 2000, XP, Vista, 7.

Το πρόγραμμα συντίθεται από προεπεξεργαστή, μετεπεξεργαστή ,παραγωγό πλέγματος (triangle) και διάφορους επιλυτές (solvers) ανάλογα τον τύπο του προβλήματος που επελέγη προς επίλυση, οι οποίοι λειτουργούν σε γραφικό περιβάλλον.

Αντί για μια απλή περιγραφή του προγράμματος προτιμήθηκε η βήμα προς βήμα επίλυση μερικών απλών προβλημάτων ηλεκτροστατικής, τα οποία περιέχονται και στην έκδοση του βασικού εγχειριδίου του.

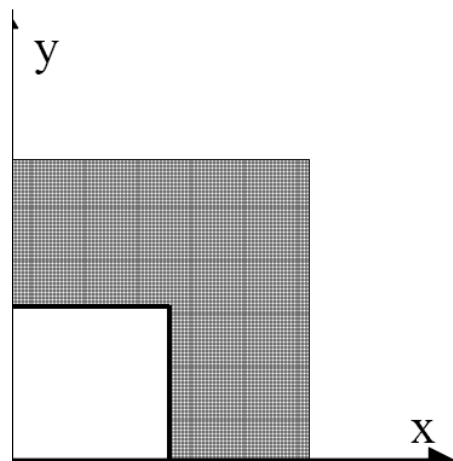
Συμμετρικός πυκνωτής

Το ακόλουθο παράδειγμα παρουσιάζει την πορεία ανάλυσης και επίλυσης ενός κυβικού πυκνωτή. Όπως έχει ήδη αναφερθεί το πρόγραμμα επιλύει σε δυο διαστάσεις. Άρα η κατασκευή του προς επίλυση μοντέλου πρέπει να είναι μια τομή του πυκνωτή και μάλιστα επειδή ένας κυβικός πυκνωτής παρουσιάζει συμμετρία και ως προς τον x άξονα και προς τον y , δεν χρειάζεται παρά να επιλυθεί το ένα μόνο τεταρτημόριο.



Σχήμα Π. 1

Τομή κυβικού πυκνωτή όπου το εσωτερικό του είναι κενό και το διηλεκτρικό του βρίσκεται στη σκιασμένη περιοχή ανάμεσα στις δυο τετραγωνικές πλάκες.



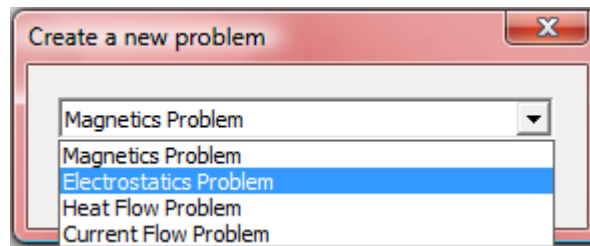
Σχήμα Π. 2

Το προς επίλυση μοντέλο

Η παραπάνω μείωση του προς επίλυση προβλήματος δεν είναι αναγκαία από άποψη επιστημονικής σκοπιάς, είναι επιβεβλημένη από άποψη οικονομίας πόρων του υπολογιστή και απόδοσης της προσομοίωσης καθώς με το $\frac{1}{4}$ της υπολογιστικής δύναμης μπορεί να εξαχθούν τα ίδια ακριβώς συμπεράσματα.

Βήμα 1^ο : καθορισμός του προβλήματος.

Δημιουργώντας ένα καινούριο πρόβλημα (file -> new) θα εμφανιστεί ένα παράθυρο διαλόγου στην οθόνη το οποίο ζητά να καθοριστεί ο τύπος του προς επίλυση προβλήματος.



Σχήμα Π. 3

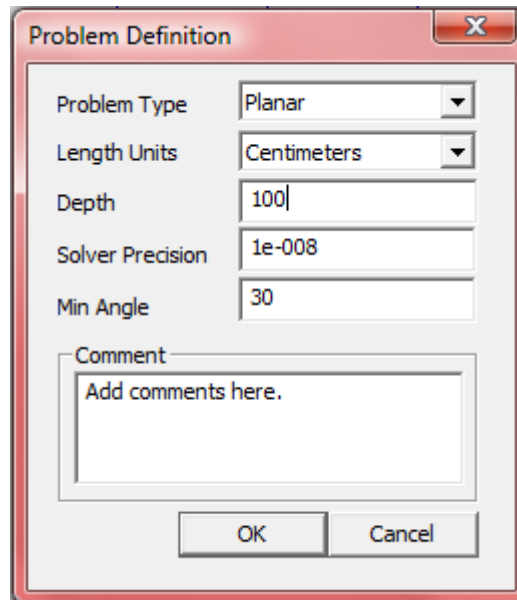
Η επιλογή εδώ είναι “electrostatics”.

Για να προχωρήσει το πρόγραμμα σε επίλυση θα πρέπει το μοντέλο που μελετάται να είναι κάπου αποθηκευμένο. Αν δε σώσει ο χρήστης το μοντέλο το πρόγραμμα θα βγάλει μήνυμα σφάλματος στο τέλος εάν γίνει απόπειρα επίλυσης. Καλό είναι λοιπόν το προς επίλυση μοντέλο να σώνεται εξ’ αρχής καθώς στη συνέχεια το πρόγραμμα από μόνο του αποθηκεύει οποιαδήποτε αλλαγή πραγματοποιείται αυτόματα.

Βήμα 2^ο : καθορισμός παραμέτρων του προβλήματος

Από το drop down menu του προγράμματος επιλέγεται το κουμπί “problem” και εμφανίζεται το παράθυρο διαλόγου που καθορίζει τις μονάδες μέτρησης, την αξονοσυμμετρική ή επίπεδη ανάλυση που θα γίνει, το βάθος που καθορίζει το μήκος της τρίτης διάστασης (μόνο για επίπεδα – “planar” προβλήματα), την ακρίβεια του επιλυτή και την ελάχιστη γωνία την οποία μπορεί να έχουν τα τρίγωνα του προγράμματος που κατασκευάζει το τριγωνικό πλέγμα (mesh).

Στην προκειμένη το πρόβλημα καθορίζεται με μονάδες cm , ενώ το βάθος (depth) καθορίζεται στα 100cm (σε επίπεδο πρόβλημα πρέπει υποχρεωτικά να είναι $depth > 0$ αλλιώς ο επιλυτής παρουσιάζει σφάλμα), ενώ σε αξονοσυμμετρικά προβλήματα δεν μπορεί να εισαχθεί παράμετρος βάθους καθώς υπάρχει εκ περιστροφής συμμετρία και είναι δεδομένο.




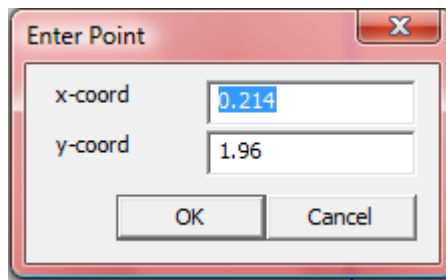
Σχήμα Π. 4

Βήμα 3^ο : Δημιουργία της γεωμετρίας του προβλήματος


Τα αντικείμενα που μπορεί να σχεδιαστούν στο σχεδιαστικό είναι τριών ειδών : Σημεία, ευθείες και τόξα συγκεκριμένης καμπυλότητας.

Γίνεται εισαγωγή των εξής σημείων : (0,1), (1,1), (1,0), (2,0), (2,2), (0,2)

Για την εισαγωγή θα πρέπει να επιλεγθεί το κουμπί της εισαγωγής σημείου:  και η εισαγωγή να γίνει με το ποντίκι, ή ακόμα καλύτερα, πατώντας το κουμπί κάθε φορά που ο χρήστης θέλει να εισάγει σημείο με συγκεκριμένες συντεταγμένες, πατώντας το tab (ενώ έχει ήδη επιλεγεί η επιλογή σημείου) εμφανίζεται παράθυρο διαλόγου που εκεί μπαίνουν οι συντεταγμένες του σημείου.



Σχήμα Π. 5

Αφού εισαχθούν τα σημεία , γίνεται η ένωση αυτών ώστε να σχηματιστεί το τεταρτημόριο του πυκνωτή. Εάν επιλεγεί το κουμπί του χειρισμού ευθύγραμμων τμημάτων  και επιλεγούν δυο σημεία τότε αυτά ενώνονται. Με τον ίδιο ακριβώς τρόπο εισάγονται και τόξα με τη διαφορά ότι εκεί θα χρειαστεί να εισαχθεί από το χρήστη και η ακτίνα καμπυλότητας.





4^ο βήμα : Εισαγωγή χαρακτηριστικών ιδιοτήτων


Σε αυτό το σημείο ορίζονται οι καταστάσεις που διεγείρουν το σύστημα, δηλαδή τοποθετούνται τιμές για δυναμικό σε αγωγούς, φορτίο, οριακές συνθήκες, ορισμός διηλεκτρικών σταθερών σε μονωτές.

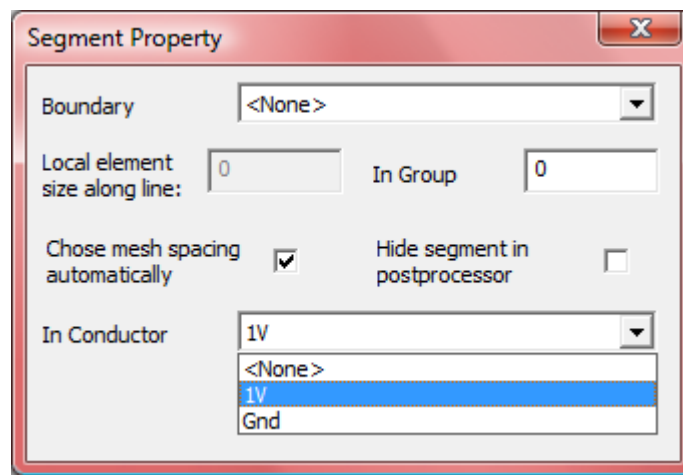
Το πρόβλημα έχει οριακές συνθήκες τις δυο αγωγίμες πλευρές του πυκνωτή. Την εσωτερική με δυναμικό και την εξωτερική χωρίς (γειωμένη). Επίσης πρέπει να δηλωθεί το διηλεκτρικό ανάμεσα στις δυο πλάκες του πυκνωτή.

Στο scroll down menu επιλέγεται “properties”. Για να καθοριστεί το δυναμικό στις δυο πλάκες του πυκνωτή πρέπει πρώτα να κατασκευαστούν δυο ιδιότητες, η μια με δυναμικό (έστω 1V) και η άλλη γειωμένη (0V). Η διαδρομή είναι : properties -> conductors -> add property. Η ιδιότητα μπορεί να ονομαστεί όπως θέλει ο χρήστης, έστω εδώ 1V και στην θέση της τιμής επιλέγεται το “prescribed voltage” και εισάγεται η τιμή. Με το που ολοκληρωθεί η διαδικασία και πατηθεί το ok έχει δημιουργηθεί στη μνήμη του τρέχοντος προγράμματος μια τιμή τάσης για αγωγό ίση με 1V η οποία μπορεί να δοθεί σε οποιοδήποτε σημείο, καμπύλη ή ευθύγραμμο τμήμα του σχεδίου που έχει φτιαχτεί. Η ίδια ακριβώς διαδικασία ακολουθείται για την δεύτερη τιμή δυναμικού (0V) και τέλος, στην επιλογή properties -> materials ->add property προσθέτει ο χρήστης την τιμή για το διηλεκτρικό. Εδώ το υλικό θεωρείται ισοτροπικό ($\epsilon_x = \epsilon_y = 1$). Η ονομασία πρέπει να γίνει με αγγλικούς χαρακτήρες (πχ “Air”

αντί για “αέρας”) καθώς αν ονομαστεί με ελληνικούς δεν αναγνωρίζονται στη συνέχεια που θα τοποθετηθεί η τιμή σε ένα σημείο του χώρου.

Τέλος, η απόδοση των συγκεκριμένων τιμών στα σημεία του σχεδίου του πυκνωτή θα πρέπει να γίνει με τον εξής τρόπο : Πρώτα επιλέγει κανείς τα αντίστοιχα κουμπιά ανάλογα με τα μέρη του μοντέλου που πρέπει να αποδώσει τις αντίστοιχες τιμές, αν δηλαδή πρέπει να δοθεί τιμή δυναμικού σε σημείο πρέπει πρώτα απ’ όλα να επιλεγεί το πεδίο : “operate on nodes ” ή αντίστοιχα τα ευθείες :  , τόξα :  , περιοχές : .

Ο εύκολος τρόπος απόδοσης τιμής σε αντικείμενο είναι (πχ σε ευθεία) : επιλέγεται , δεξί κλικ επάνω στο αντικείμενο (κοκκινίζει άρα έχει επιλεγεί), space και θα εμφανιστεί το παράθυρο διαλόγου :



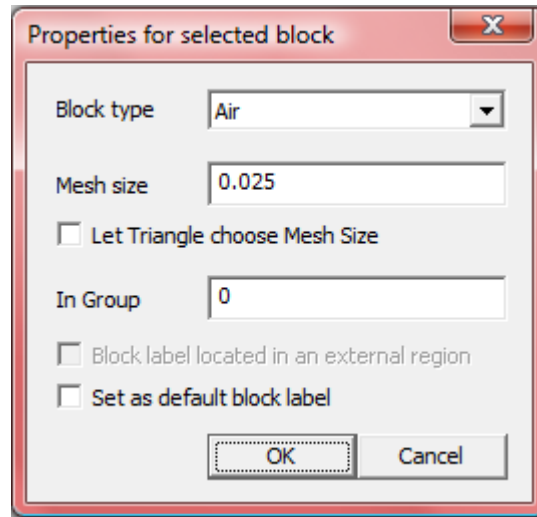
Σχήμα Π. 6

Εδώ φαίνονται τα δυο είδη αγωγών που έχουν οριστεί (τα ονόματά τους).

5^ο βήμα : Επίλυση

Τέλος αφού έχει κατασκευαστεί το προς επίλυση μοντέλο και έχουν μπει όλες οι αναγκαίες παράμετροι τότε είναι αναγκαίο να δημιουργηθεί το πλέγμα (mesh). Υπάρχει η δυνατότητα να “αποφασίσει” μόνο του το πρόγραμμα που φτιάχνει το πλέγμα (triangle) την πυκνότητα αυτού αλλά συνήθως το αποτέλεσμα που θα προκύψει είναι με μεγάλα τρίγωνα και λίγα στο


πλήθος. Ανάλογα τη μονάδα μέτρησης που έχει επιλεγθεί εξαρχής μπορεί ο χρήστης να δηλώσει ένα μέγεθος για το πλέγμα. Για παράδειγμα :

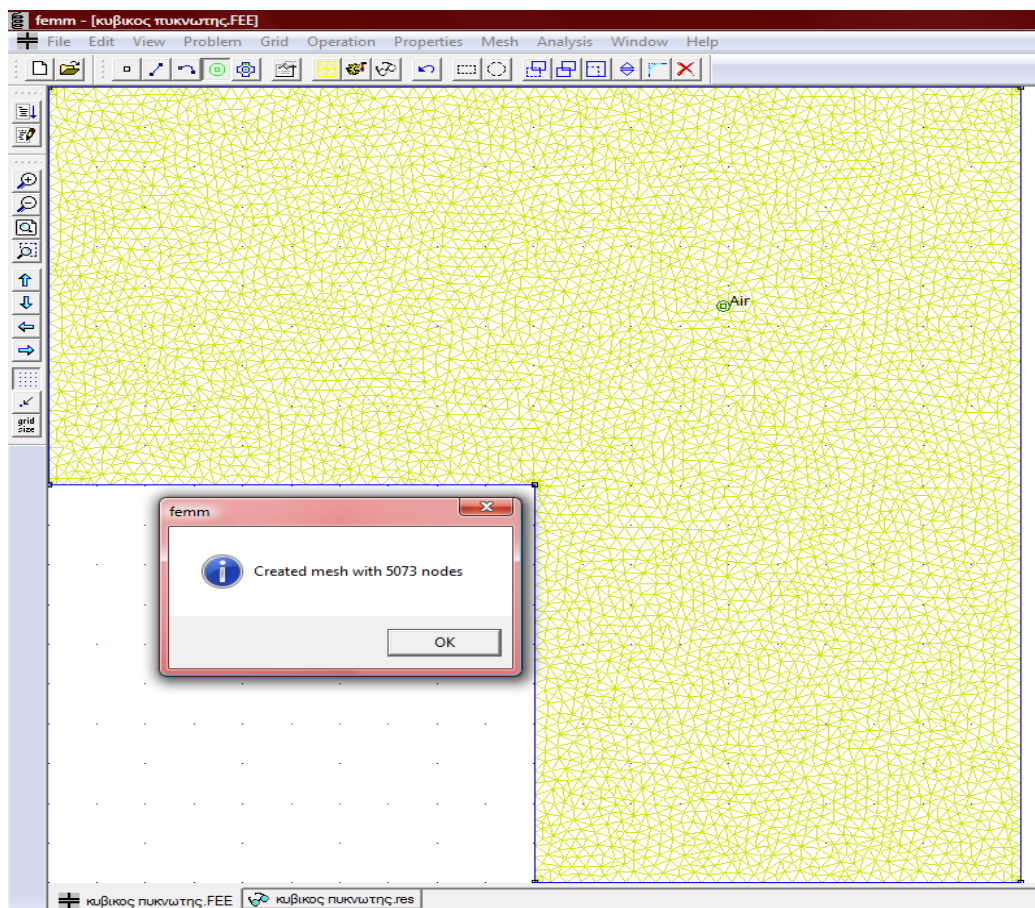


Σχήμα Π. 7



Το παραπάνω παράθυρο ανοίγει με δεξί κλικ πάνω στο όνομα του μπλοκ (εδώ air) ώστε αυτό να επιλεγεί και space.

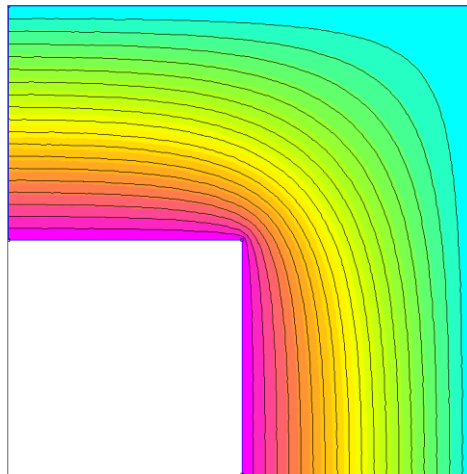
Αφού βρεθεί ένα επιθυμητό μέγεθος για το πλέγμα των τριγώνων (συνήθως αυτό γίνεται και με πειραματισμούς επάνω στα μεγέθη που μπορεί να έχουν ένα ικανοποιητικό αποτέλεσμα χωρίς να έχει τεράστιους χρόνους απόκρισης το πρόγραμμα), μπορεί επιτέλους να δρομολογηθεί η λύση.

Πρώτα δημιουργείται το πλέγμα πατώντας το αντίστοιχο κουμπί . Στη συνέχεια, αφού δημιουργηθεί το πλέγμα , οπτικοποιείται :



Σχήμα Π. 8

Το πρόβλημα επιλύεται με την επιλογή  και οπτικοποίηση των αποτελεσμάτων γίνεται με την επιλογή .



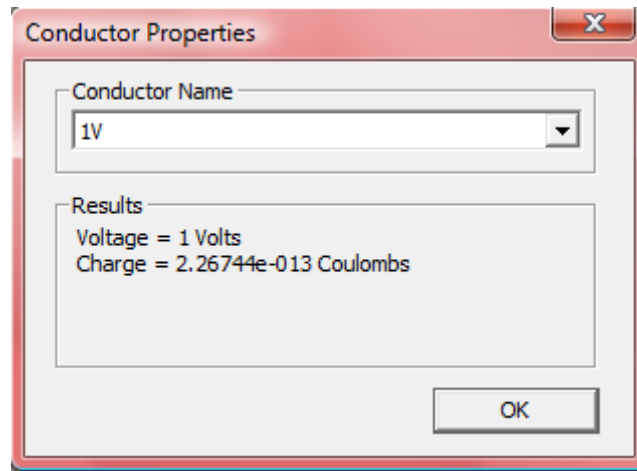
Σχήμα Π. 9

Η απεικόνιση του δυναμικού εντός του τεταρτημόριου της τομής του παραλληλεπίπεδου πυκνωτή. Στο σχήμα παρουσιάζονται 19 ισοδυναμικές ισαπέχουσες στη διαφορά τους

$$(\Delta V = \frac{1}{19} V)$$

Στον μετεπεξεργαστή δίδεται η δυνατότητα να υπολογιστούν πολλά μεγέθη που αφορούν το μοντέλο όπως : απεικόνιση της τάσης ή της έντασης στο μοντέλο Γραφικές παραστάσεις της μεταβολής : τάσης , της έντασης του πεδίου της διηλεκτρικής μετατόπισης για όποια διαδρομή θέλει να επιλέξει ο χρήστης, Τιμές της έντασης και της τάσης στα σημεία, φορτίο

που φέρουν οι αγωγοί, δυνάμεις που ασκούνται. Έμμεσα μπορεί να υπολογιστεί και η χωρητικότητα πυκνωτών. Στο συγκεκριμένο παράδειγμα



Σχήμα Π. 10

Φορτίο στην πλάκα των 1V στο τεταρτημόριο του πυκνωτή. Το συνολικό φορτίο θα είναι $4 \cdot 2,26744 \cdot 10^{-13} C = 9,06976 \cdot 10^{-13} C$. Έτσι μπορεί εύκολα να υπολογιστεί η χωρητικότητά του μέσω της $C = \frac{q}{V}$. [17]

Αιγάλεω

Ιούνιος - 2012