



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΙΣΧΥΟΣ  
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΥΨΗΛΩΝ ΤΑΣΕΩΝ

**Αξιοποίηση θαλάμου ελεγχόμενων κλιματικών συνθηκών –  
Επίδραση των κλιματικών συνθηκών στη διηλεκτρική  
αντοχή του αέρα υπό κρουστική καταπόνηση**

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

**ΒΑΣΙΛΕΙΟΣ Π. ΑΝΔΡΟΒΙΤΣΑΝΕΑΣ**

**Καθηγητής: Ι. Α. Σταθόπουλος**

Αθήνα, Σεπτέμβριος 2004



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΙΣΧΥΟΣ  
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΥΨΗΛΩΝ ΤΑΣΕΩΝ

116

**Αξιοποίηση θαλάμου ελεγχόμενων κλιματικών συνθηκών –  
Επίδραση των κλιματικών συνθηκών στη διηλεκτρική  
αντοχή του αέρα υπό κρουστική καταπόνηση**

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

**ΒΑΣΙΛΕΙΟΣ Π. ΑΝΔΡΟΒΙΤΣΑΝΕΑΣ**

**Καθηγητής: Ι. Α. Σταθόπουλος**

Αθήνα, Σεπτέμβριος 2004



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΙΣΧΥΟΣ  
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΥΨΗΛΩΝ ΤΑΣΕΩΝ

**Αξιοποίηση θαλάμου ελεγχόμενων κλιματικών συνθηκών –  
Επίδραση των κλιματικών συνθηκών στη διηλεκτρική  
αντοχή του αέρα υπό κρουστική καταπόνηση**

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

**ΒΑΣΙΛΕΙΟΣ Π. ΑΝΔΡΟΒΙΤΣΑΝΕΑΣ**

**Επιβλέπων:** Ιωάννης Αθ. Σταθόπουλος

Καθηγητής

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 28<sup>η</sup> Σεπτεμβρίου 2004



Ιωάννης Αθ. Σταθόπουλος  
Καθηγητής



Περικλής Δ. Μπούρκας  
Καθηγητής



Φραγκίσκος Β. Τοπαλής  
Αναπληρωτής Καθηγητής

Αθήνα, Σεπτέμβριος 2004



Βασίλειος Π. Ανδροβιτσανέας

Διπλωματούχος Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών Ε.Μ.Π.

Copyright © Βασίλειος Ανδροβιτσανέας, 2004

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς το συγγραφέα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν το συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

*Στους γονείς μου*

## **ΠΡΟΛΟΓΟΣ**

*To comprehend science, it is essential to firstly comprehend human nature.*

*David Hume*

Είναι πια γεγονός ότι στη σύγχρονη επιστημονική έρευνα, οι κατευθύνσεις και τα ερεθίσματα για την ανάπτυξη και εξέλιξη των διαφόρων διατάξεων και κατασκευών δίνονται από τις εκάστοτε απαιτήσεις της εφαρμοσμένης τεχνολογίας. Έτσι λοιπόν και στην τεχνολογία των Υψηλών Τάσεων, μετά την καθιέρωση και ανάπτυξη των υψηλών και υπερυψηλών τάσεων στα συστήματα ηλεκτρικής ενέργειας για τη μεταφορά και διανομή της ενέργειας, παρουσιάστηκε πλήθος προβλημάτων όσον αφορά την ασφάλεια και την ευστάθεια στη λειτουργία αυτών των συστημάτων.

Ειδικότερα παρουσιάστηκαν προβλήματα διατάξεως, μονώσεως, συνδέσεως και προστασίας των επιμέρους κατασκευών στα συστήματα μεταφοράς, τα οποία απαιτούσαν άμεση και αποτελεσματική επίλυση τόσο για την ασφάλεια του προσωπικού όσο και για την αξιοπιστία των συστημάτων. Επίσης, οι λύσεις αυτών των προβλημάτων θα έπρεπε να συνδυάζουν την ευελιξία, την αποτελεσματικότητα και το χαμηλό κόστος, παράμετρος πολύ σημαντική για κάθε επιχείρηση. Σήμερα λοιπόν, μπορεί να ειπωθεί ότι η επιστημονική έρευνα, που διεξάγεται κατά κύριο λόγο μέσα στα πανεπιστήμια από έγκριτο ερευνητικό προσωπικό και παρά τις οικονομικές δυσχέρειες που αντιμετωπίζουν τα εργαστήρια των ιδρυμάτων, έχει δώσει πληθώρα πρωτοποριακών και αξιόπιστων λύσεων, χωρίς βέβαια να εφησυχάζει και να μην εργάζεται διαρκώς για την περαιτέρω βελτίωση των διατάξεων και των εφαρμογών των υψηλών τάσεων.

Η παρούσα διπλωματική εργασία, ακολουθώντας τις επιταγές της εφαρμοσμένης τεχνολογίας στον τομέα των Υψηλών Τάσεων, σκοπό έχει να μελετήσει το φαινόμενο της ηλεκτρικής διάσπασης των διακένων αέρα υπό κρουστικές υψηλές τάσεις μικρής διάρκειας (1,2/50), οι οποίες προσομοιώνουν εργαστηριακά τις εξωτερικές υπερτάσεις από ηλεκτρικά ατμοσφαιρικά φαινόμενα (κεραυνοί). Λόγω της μεγάλης σημασίας που έχει αυτό το φαινόμενο, για την προστασία των τεχνικών εγκαταστάσεων και των συστημάτων ηλεκτρικής ενέργειας από τα κεραυνικά πλήγματα, από τα οδεύοντα κύματα υπερτάσεων που δημιουργούνται στις γραμμές μεταφοράς

και στις τεχνικές εγκαταστάσεις και γενικότερα από πάσης φύσεως υπερτάσεις που μπορούν να προκαλέσουν διάσπαση του μονωτικού του αέρα, γίνεται προσπάθεια μελέτης όχι μόνο των μηχανισμών της διάσπασης αλλά και των παραγόντων που επιδρούν σε αυτούς τους μηχανισμούς, όπως π.χ. η θερμοκρασία, η υγρασία, το μήκος του διακένου, η τιμή της τάσης κ.α.

Για την πραγματοποίηση των πειραμάτων έπρεπε να χρησιμοποιηθεί ο θάλαμος ελεγχόμενων κλιματικών συνθηκών, που διαθέτει το εργαστήριο Υψηλών Τάσεων του Ε.Μ.Π. Λόγω όμως της παλαιότητας της εγκατάστασης, του μεγάλου χρονικού διαστήματος που μεσολάβησε από την τελευταία φορά λειτουργίας του και της μετακόμισης του εργαστηρίου το έτος 1999 από το συγκρότημα της Πατησίων στην Πολυτεχνειούπολη Ζωγράφου, είχε υποστεί σοβαρότατες φθορές και ζημιές. Στα πλαίσια λοιπόν της παρούσας διπλωματικής εργασίας, ανέλαβα να επισκευάσω και να θέσω ξανά σε λειτουργία το θάλαμο αυτόν, όπως επίσης και να συγγράψω ένα εγχειρίδιο οδηγιών χρήσης του, καθώς τα τεχνικά φυλλάδια από την κατασκευάστρια εταιρία σε πολλά σημεία ήταν ελλιπή και δεν παρείχαν τις απαραίτητες πληροφορίες για τις επιμέρους διατάξεις του, που θα βοηθούσαν στην επισκευή του.

Η διπλωματική εργασία λοιπόν αναπτύσσεται στα εξής κεφάλαια:

Στο 1<sup>ο</sup> κεφάλαιο αναπτύσσονται οι μηχανισμοί ιονισμού και απιονισμού στα αέρια, στους οποίους οφείλεται η δημιουργία των ελεύθερων ηλεκτρονίων και κατ' επέκταση των ηλεκτρονικών στοιβάδων.

Στο 2<sup>ο</sup> κεφάλαιο μελετώνται όλοι οι μηχανισμοί ανάπτυξης των ηλεκτρονικών στοιβάδων, των οχετών και της τελικής διάσπασης του διακένου, για κάθε περίπτωση ηλεκτροδίων, μήκους διακένου, πολικότητας και μεγέθους της τάσης. Επίσης, μελετάται η επίδραση της υγρασίας και άλλων παραγόντων στην τιμή της τάσης διάσπασης των διακένων αέρα.

Στο 3<sup>ο</sup> κεφάλαιο γίνεται μια σύντομη αναφορά στα ψυχομετρικά μεγέθη του αέρα και στις μαθηματικές σχέσεις που τα διέπουν. Κρίθηκε σκόπιμη η αναφορά σε αυτόν τον τομέα της θερμοδυναμικής, ώστε να γίνει κατανοητός ο τρόπος που επιδρούν αυτά τα χαρακτηριστικά μεγέθη του αέρα στη σύνθεσή του. Με την κατανόηση αυτών των μεγεθών καθίσταται δυνατή και η χρήση του θαλάμου ελεγχόμενων κλιματικών συνθηκών στο εργαστήριο, αφού η λειτουργία του βασίζεται αποκλειστικά στους νόμους της ψυχομετρίας.

Στο 4<sup>ο</sup> κεφάλαιο γίνεται αναλυτικότερη περιγραφή των επιμέρους διατάξεων του θαλάμου, της λειτουργίας καθεμιάς από αυτές, των αυτοματισμών που διαθέτει και δίνονται λεπτομερή παραδείγματα για την επίτευξη ορισμένων κλιματικών συνθηκών. Τέλος γίνεται μια αναφορά στις βλάβες και τις φθορές που αποκαταστάθηκαν και στη συντήρηση που πρέπει να γίνεται σε τακτά χρονικά διαστήματα.

Στο 5<sup>ο</sup> κεφάλαιο περιγράφονται όλες οι διατάξεις και τα όργανα που χρησιμοποιήθηκαν για τη διεξαγωγή των πειραμάτων.

Τέλος στο 6<sup>ο</sup> κεφάλαιο περιγράφεται η διαδικασία του πειράματος, παρατίθενται οι πειραματικές μετρήσεις που ελήφθησαν σε ψηφιακή μορφή καθώς και η επεξεργασία αυτών και αναπτύσσονται τα σχετικά σχόλια και συμπεράσματα, που προκύπτουν από τη μελέτη των μετρήσεων και των γραφημάτων, προς επιβεβαίωση ή μη της σχετικών μελετών που έχουν αναπτυχθεί στο παρελθόν.

Σε αυτό το σημείο νιώθω βαθύτατα την υποχρέωση να ευχαριστήσω θερμά τον κ. Στυλιανό Μανωλά, Δρ. Ε.Μ.Π. καθηγητή ΤΕΙ ΠΕΙΡΑΙΑ, για την πολύτιμη βοήθεια και στήριξη που μου προσέφερε στην επισκευή και επαναλειτουργία του θαλάμου ελεγχόμενων κλιματικών συνθηκών, τον κ. Χρήστο Ηλία, ΕΤΕΠ, για τις τεχνικές γνώσεις του και για τη στενή συνεργασία που είχαμε στη διεξαγωγή του πειράματος, καθώς και τον κ. Ιωάννη Φ. Γκόνο, την κα. Νικολέττα Χρ. Ηλία και τους υποψήφιους διδάκτορες του εργαστηρίου. Επίσης θέλω να ευχαριστήσω θερμά τον Άγγελο Γκορίτσα, φοιτητή της σχολής Ηλεκτρολόγων Μηχανικών & Μηχανικών Υπολογιστών του Ε.Μ.Π., με του οποίου την πολύτιμη βοήθεια πραγματοποιήθηκαν τα σχήματα της παρούσας εργασίας.

Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον καθηγητή μου κ. Ιωάννη Αθ. Σταθόπουλο, για την ανάθεση του θέματος της διπλωματικής εργασίας μου και για την εμπιστοσύνη που μου έδειξε σε αυτήν τη δύσκολη προσπάθεια που κατέβαλα.

*ΒΑΣΙΛΕΙΟΣ Π. ΑΝΔΡΟΒΙΤΣΑΝΕΑΣ*



# ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

## Κεφάλαιο 1

<b>ΙΟΝΙΣΜΟΣ ΚΑΙ ΑΠΙΟΝΙΣΜΟΣ.....</b>	<b>1</b>
1.1 Γενικά.....	1
1.2 Ατομικό μοντέλο.....	2
1.3 Κινητική θεωρία των αερίων.....	3
1.4 Κρούσεις σωματιδίων.....	5
1.5 Ιονισμός κρούσης.....	9
1.6 Φωτοϊονισμός.....	12
1.7 Ιονισμός εκ μετασταθών.....	13
1.8 Θερμοϊονισμός.....	13
1.9 Απόσπαση ηλεκτρονίων .....	14
1.10 Απιονισμό .....	14
1.11 Καθοδικά φαινόμενα .....	15

## Κεφάλαιο 2

<b>ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΔΙΑΚΕΝΩΝ ΑΕΡΑ .....</b>	<b>19</b>
2.1 Γενικά.....	19
2.2 Σχηματισμός ηλεκτρονικών στοιβάδων.....	19
2.3 Δευτερογενή φαινόμενα .....	25
2.4 Μηχανισμός διάσπασης κατά Townsend.....	27
2.5 Μηχανισμός διάσπασης με σχηματισμό νηματίου.....	30
2.6 Σύγκριση των δύο μηχανισμών.....	35
2.7 Καθυστέρηση διάσπασης.....	36
2.8 Διάσπαση σε ανομοιογενή πεδία.....	38
2.8.1 Γενικά .....	38
2.8.2 Μηχανισμός διάσπασης σε ανομοιογενές πεδίο υπό την ελάχιστη τάση $U_s$ .....	41
2.8.3 Μηχανισμός διάσπασης σε ανομοιογενές πεδίο υπό κρουστικές τάσεις .....	46
2.9 Επίδραση των ατμοσφαιρικών συνθηκών στην τάση διάσπασης του αέρα ...	55
2.9.1 Περιγραφή του μηχανισμού .....	55
2.9.2 Συντελεστής διόρθωσης της τάσης διάσπασης για την πυκνότητα του αέρα .....	58
2.9.3 Συντελεστής διόρθωσης της τάσης διάσπασης για την υγρασία.....	59
2.9.4 Ανάλυση υπολογισμού της τάσης διάσπασης .....	62
2.9.5 Διόρθωση της τάσης $U_{50}$ .....	67

## Κεφάλαιο 3

<b>ΨΥΧΡΟΜΕΤΡΙΑ .....</b>	<b>69</b>
3.1 Γενικά .....	69
3.2 Ημεροβαθμοί θέρμανσης .....	70
3.3 Ημεροβαθμοί αερισμού .....	70
3.4 Υγρασία του αέρα .....	71
3.4.1 Θερμοδυναμικές ιδιότητες υγρού αέρα .....	71

3.4.2	Βασικές παράμετροι υγρασίας .....	72
3.4.3	Θερμοδυναμικές ιδιότητες του κεκορεσμένου νερού-υδρατμού .....	74
3.5	Ημερογραμμάρια ύγρανσης και αφύγρανσης .....	75
3.6	Ατμός.....	75
3.6.1	Κεκορεσμένος υδρατμός .....	75
3.6.2	Υγρός υδρατμός.....	77
3.6.3	Ενθαλπία .....	77
3.6.4	Το διάγραμμα $h-x$ του Mollier .....	78
3.7	Ψυχομετρικοί χάρτες.....	80

## Κεφάλαιο 4

### ΘΑΛΑΜΟΣ ΕΛΕΓΧΟΜΕΝΩΝ ΚΛΙΜΑΤΙΚΩΝ ΣΥΝΘΗΚΩΝ..... 84

4.1	Τεχνικά χαρακτηριστικά.....	84
4.2	Μονάδες της εγκατάστασης .....	85
4.2.1	Θάλαμος εκκενώσεων .....	85
4.2.2	Μονάδα παραγωγής αέρα .....	86
4.2.3	Μονάδα ελέγχου .....	89
4.2.4	Μονάδα ψύξης .....	91
4.2.5	Ύγρανση και αφύγρανση .....	92
4.3	Περιγραφή λειτουργίας .....	92
4.3.1	Αυτόματος ελεγκτής με τρεις δείκτες ονομαστικής τιμής .....	92
4.3.2	Σύστημα ρύθμισης της θερμοκρασίας .....	94
4.3.3	Σύστημα ρύθμισης της υγρασίας .....	97
4.3.4	Ρολόι-χρονοδιακόπτης .....	99
4.3.5	Μηχανισμός αυτόματης αλλαγής των κλιματικών συνθηκών.....	100
4.3.6	Χρονικό διάγραμμα λειτουργίας.....	101
4.4	Παραδείγματα λειτουργίας.....	101
4.4.1	Γενικές πληροφορίες.....	101
4.4.2	Παραδείγματα.....	103
4.5	Βλάβες της εγκατάστασης και αποκατάστασή τους .....	107
4.6	Συντήρηση .....	110

## Κεφάλαιο 5

### ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΑΚΟΣ ΕΞΟΠΛΙΣΜΟΣ.....111

5.1	Περιγραφή λειτουργίας της γεννήτριας κρουστικών τάσεων και επίλυση του κυκλώματός της.....	111
5.2	Γεννήτρια κρουστικών τάσεων του Ε.Μ.Π .....	116
5.3	Συσκευή έναυσης .....	119
5.4	Σταθεροποιητής της τάσης δικτύου .....	119
5.5	Καταμεριστής τάσης .....	119
5.6	Σπινθηριστής .....	120
5.7	Ψηφιακό καταγραφικό σε σύστημα μέτρησης υψηλών κρουστικών τάσεων..	122
5.8	Θωρακισμένος θάλαμος .....	124
5.9	Συνολική παρουσίαση της πειραματικής διάταξης .....	125

## **Κεφάλαιο 6**

### **ΠΕΙΡΑΜΑΤΑ.....128**

**6.1 Μορφή της κρουστικής τάσης .....128**

**6.2 Πειραματικός προσδιορισμός της  $U_{50}$  .....132**

**6.3 Σχόλια και συμπεράσματα .....143**

**6.4 Προοπτικές επέκτασης της εργασίας .....145**

## Κεφάλαιο 1

### ΙΟΝΙΣΜΟΣ ΚΑΙ ΑΠΙΟΝΙΣΜΟΣ

*Ἐτεή δε ουδέν ιδμεν, εν βυθώ γαρ η αλήθεια.*

*Δημόκριτος*

#### 1.1 Γενικά

Για να ξεκινήσει μια ηλεκτρική εκκένωση σε ένα αέριο διηλεκτρικό μέσο δύο συνθήκες πρέπει να ικανοποιούνται ταυτόχρονα. Πρώτον πρέπει να βρεθεί τουλάχιστον ένα κατάλληλα τοποθετημένο ελεύθερο ηλεκτρόνιο στο αέριο και δεύτερον, το ηλεκτρικό πεδίο πρέπει να είναι ικανής έντασης και διάρκειας ώστε να εξασφαλίσει ότι αυτό το ηλεκτρόνιο θα ξεκινήσει μέσω διαδικασιών ιονισμού του αερίου μια ακολουθία ηλεκτρονικών στοιβάδων που θα οδηγήσουν στη διάσπαση. Χωρίς την ύπαρξη αυτού του ελεύθερου ηλεκτρονίου η εκκένωση δε θα ξεκινήσει αμέσως ακόμη κι αν η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου ξεπερνά κατά πολύ την απαιτούμενη ένταση για τη διάσπαση του αερίου. Σε αυτήν την περίπτωση θα πρέπει να περιμένουμε πρώτα τη “διάθεση” ενός ελεύθερου ηλεκτρονίου μέσω κάποιου από τους τρόπους παραγωγής του, ενώ ο στατιστικός χαρακτήρας τόσο της διαθεσιμότητας των ελεύθερων ηλεκτρονίων όσο και των διαδικασιών ιονισμού του αερίου θα προσδίδει στατιστικό χαρακτήρα και στη διαδικασία της ηλεκτρικής εκκένωσης [2.7].

Ελεύθερα ηλεκτρόνια παράγονται φυσικά στην ατμόσφαιρα σαν αποτέλεσμα της κοσμικής ακτινοβολίας ή της παρουσίας τοπικών ραδιενεργών υλικών ή λόγω της υπεριώδους ακτινοβολίας του ήλιου. Με αυτούς τους τρόπους ο φυσικός ρυθμός παραγωγής ελεύθερων ηλεκτρονίων και η συγκέντρωσή τους είναι της τάξης των  $10 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  και  $100 \div 500 \text{ cm}^{-3}$  ηλεκτρόνια αντίστοιχα, ποσότητες που είναι αρκετά μικρές. Η ύπαρξη ιόντων ή ελεύθερων ηλεκτρονίων οφείλεται σε διάφορους μηχανισμούς με τους οποίους συντελείται ο ιονισμός, οι οποίοι διακρίνονται:

1. Σε μηχανισμούς μέσα στο αέριο και
2. Σε μηχανισμούς και φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα κοντά ή πάνω στην επιφάνεια των ηλεκτροδίων.

Η ποιοτική εξήγηση αυτών των μηχανισμών στηρίζεται τόσο στο μοντέλο του ατόμου του N. Bohr, όσο και στην κινητική θεωρία των αερίων καθώς και ορισμένων άλλων βασικών φυσικών διεργασιών.

## 1.2 Ατομικό μοντέλο

Το μοντέλο του ατόμου του N. Bohr [2.6] μπορεί, περιληπτικά, να συνοψισθεί στα εξής:

1. Ένα σταθερό άτομο αποτελείται από ένα πυρήνα από πρωτόνια και νετρόνια με ένα σταθερό αριθμό ηλεκτρονίων που περιφέρονται γύρω τους σε τροχιά. Καμιά ακτινοβολία δεν εκπέμπεται από αυτήν την κίνηση του ηλεκτρικού φορτίου. Το φορτίο ενός ηλεκτρονίου είναι  $e = 1,6 \times 10^{-19} C$ . Ένα ηλεκτρόνιο επιταχύνεται υπό την επίδραση μιας διαφοράς δυναμικού  $U(V)$  και αποκτά ενέργεια  $W(eV)$  όπου  $1 eV = 1,6 \times 10^{-19} Joules$ .
2. Τα ηλεκτρόνια μπορούν να περιστρέφονται μόνο σε καθορισμένες τροχιές στις οποίες η γωνιακή ποσότητα κίνησης του ηλεκτρονίου είναι ακέραιο πολλαπλάσιο “π” της ποσότητας  $h/2\pi$  όπου “h” είναι η σταθερά του Planck  $h = 6,624 \times 10^{-12} erg.s$ .
3. Το άτομο εκπέμπει ή απορροφά ένα απλό “quantum” ενέργειας “ $h\nu$ ” από τη μεταπήδηση ενός ηλεκτρονίου από μια τροχιά σε μια άλλη, όπου “ $\nu$ ” είναι η συχνότητα της ακτινοβολίας.

Επομένως, η συχνότητα της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας όταν ένα ηλεκτρόνιο μεταπηδά από μια τροχιά συνολικής ενέργειας  $W_1$  σε μια άλλη μικρότερης ενέργειας  $W_2$  δίνεται από τη σχέση:

$$\nu = \frac{W_1 - W_2}{h} \quad (1.1)$$

που μπορεί να δειχθεί ότι γράφεται:

$$\nu = \frac{2\pi^2 Z^2 e^4 m}{h^3} \left( \frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right) \quad (1.2)$$

όπου  $Z$  ο ατομικός αριθμός του ατόμου,  $m$  η μάζα του ηλεκτρονίου και  $n_1, n_2$  οι κβαντικοί αριθμοί της αρχικής και της τελικής τροχιάς.

### 1.3 Κινητική θεωρία των αερίων

Η κλασική θεωρία των αερίων στηρίζεται σε κάποιους βασικούς νόμους όπως ο νόμος των Boyle-Mariotte [2.6] σύμφωνα με τον οποίο για δεδομένη ποσότητα ενός αερίου ισχύει:

$$pV = C \quad (1.3)$$

όπου  $p$  η πίεση,  $V$  ο όγκος και  $C$  μια σταθερά. Στο ίδιο σύστημα και για σταθερή πίεση, ο όγκος εξαρτάται από τη θερμοκρασία σύμφωνα με το νόμο του Gay-Lussac:

$$\frac{V}{V_0} = \frac{T}{T_0} \quad (1.4)$$

όπου  $V$  και  $V_0$  οι όγκοι που αντιστοιχούν στις απόλυτες θερμοκρασίες  $T$  και  $T_0$ . Από τα παραπάνω βρίσκεται η βασική εξίσωση των αερίων:

$$p = NkT \quad (1.5)$$

όπου  $N$  είναι ο αριθμός των μορίων του αερίου ανά μονάδα όγκου και  $k = 1,3804 \times 10^{-23} \text{ Joules}/^\circ K$  η “παγκόσμια σταθερά του Boltzmann”.

Από αυτές τις εξισώσεις αποδεικνύεται ότι αν δεν είναι ένα αλλά “ $n$ ” τα αέρια με όγκους  $V_1, V_2, \dots, V_n$  και μερικές πιέσεις  $p_1, p_2, \dots, p_n$  το καθένα τότε:

$$V = V_1 + V_2 + \dots + V_n \quad (1.6)$$

και

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n \quad (1.7)$$

όπου  $V$  και  $p$  ο συνολικός όγκος και η ολική πίεση αντιστοίχως.

Οι βασικές εξισώσεις της κινητικής θεωρίας των αερίων βγαίνουν σύμφωνα με αυτούς τους νόμους αλλά και με τις παρακάτω παραδοχές:

- Το αέριο αποτελείται από μόρια της ίδιας μάζας τα οποία θεωρούνται σφαιρικά.
- Τα μόρια του αερίου βρίσκονται σε τυχαία συνεχή κίνηση.
- Οι κρούσεις μεταξύ των σωματιδίων είναι ελαστικές.
- Η μέση απόσταση μεταξύ των μορίων είναι πολύ μεγαλύτερη από τη διάμετρό τους.
- Οι δυνάμεις μεταξύ των μορίων και των τοιχωμάτων του δοχείου που περιέχει το αέριο είναι αμελητέες.

Αποδεικνύεται ότι αν το αέριο περιέχεται σε ένα κυβικό δοχείο πλευράς  $\ell$  ένα μόριο μάζας  $m$  και ταχύτητας  $v$  ασκεί δύναμη  $F$  στα τοιχώματα του δοχείου όπου:

$$F = \frac{2mv^2}{\ell} \tag{1.8}$$

Είναι προφανές ότι για  $N_1$  μόρια η συνολική δύναμη στα τοιχώματα του δοχείου είναι ίση με το άθροισμα των δυνάμεων που ασκούνται από κάθε μόριο, δηλαδή αν  $W_m$  είναι η μέση ενέργεια των  $N_1$  μορίων τότε:

$$F = \frac{4N_1W_m}{\ell} \tag{1.9}$$

Αφού η πίεση που ασκείται στα τοιχώματα του δοχείου είναι ίση με τη δύναμη  $F$  δια της επιφάνειάς τους  $6\ell^2$  προκύπτει συσχετίζοντας με την εξ.1.5 ότι η μέση ενέργεια ανά μόριο είναι:

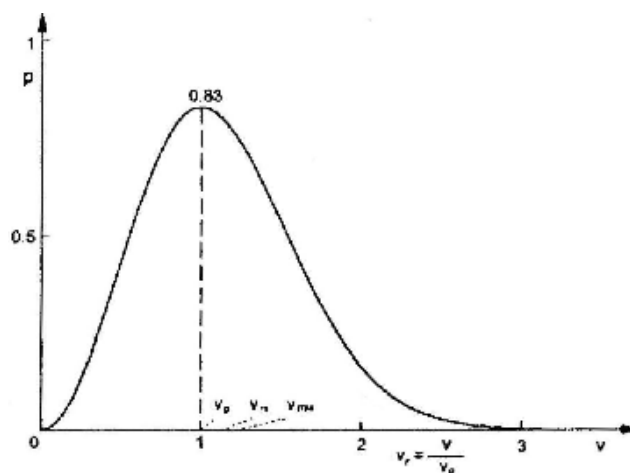
$$W_m = (2/3)kT \tag{1.10}$$

Έχει αποδειχθεί ότι η κατανομή των ταχυτήτων των σωματιδίων ή των μορίων ενός αερίου ακολουθεί την κατανομή Boltzmann-Maxwell που δίνεται από την εξίσωση:

$$f(v) = \frac{dN_v}{N} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left[ \frac{v}{v_p} \right]^2 e^{(-v/v_p)^2} \frac{dv}{v_p} \tag{1.11}$$

όπου  $v$  η είναι η πιο πιθανή τιμή της ταχύτητας και  $dN_v/N$  ο σχετικός αριθμός των σωματιδίων με στιγμιαία τιμή της ταχύτητάς τους μεταξύ  $v$  και  $(v+dv)$  [2.6].

Στο σχ.1.1 φαίνεται η κατανομή των ταχυτήτων σε πολλαπλάσια της  $v_p$  όπως προκύπτει από την επίλυση της παραπάνω εξίσωσης αποδεικνύεται δε ότι η μέση τιμή " $v_m$ " και η ενεργός " $v_{rms}$ " της ταχύτητας είναι αντίστοιχα ίσες με  $1,128 v_p$  και  $1,224 v_p$ . Εννοείται ότι αυτά ισχύουν εφόσον το αέριο βρίσκεται σε κατάσταση θερμικής ισορροπίας και χωρίς την επίδραση εξωτερικών πεδίων, διάχυσης κ.λ.π.



Σχήμα 1.1: Κατανομή ταχυτήτων

Αν εμπεριέχονται περισσότερα του ενός είδη σωματιδίων, τότε η μέση ενέργεια των σωματιδίων του μείγματος είναι:

$$(1/2)m_i v_{irms}^2 = (2/3)kT \quad (1.12)$$

όπου  $m_i$  η μάζα και  $v_{irms}$  η ενεργός τιμή της ταχύτητας των σωματιδίων “ $i$ ” άσχετα αν αυτά είναι μόρια, ιόντα οποιασδήποτε πολικότητας ή ηλεκτρόνια.

## 1.4 Κρούσεις σωματιδίων

Οι κρούσεις των σωματιδίων (particle collisions) μεταξύ τους έχουν πολύ μεγάλη σημασία γιατί από αυτές εξαρτώνται μηχανισμοί που είναι θεμελιώδεις για τις διαδικασίες του ιονισμού. Οι κρούσεις μεταξύ σωματιδίων χωρίζονται σε δύο είδη:

1. Σε ελαστικές ή απλές μηχανικές (elastic or simple mechanical collisions) όπου η μεταβολή ενέργειας είναι αποκλειστικά κινητική και
2. Σε ανελαστικές (inelastic collisions) όπου μέρος της κινητικής ενέργειας του ενός σωματιδίου μετασχηματίζεται σε δυναμική ενέργεια του άλλου σωματιδίου.

Οι ελαστικές κρούσεις δεν ενδιαφέρουν εν προκειμένω διότι το μόνο που μπορούν να προκαλέσουν είναι μεταβολή της ταχύτητας μέσω διαφορετικής κατανομής της κινητικής ενέργειας και της ορμής των δύο σωματιδίων που αφορά η κρούση. Αντίθετα, από τις ανελαστικές κρούσεις, προκύπτουν όλα τα φαινόμενα που μπορούν να προκαλέσουν άμεσα ή έμμεσα ιονισμό.

Για τη μελέτη των κρούσεων χρησιμοποιούνται διάφοροι όροι, όπως π.χ. η “Ελεύθερη διαδρομή  $\lambda$ ” (Free path) ενός σωματιδίου η οποία είναι το διάστημα που αυτό διατρέχει χωρίς να προσκρούσει πουθενά [2.6]. “Μέση ελεύθερη διαδρομή” (Mean free path) “ $\lambda_m$ ” είναι η μέση τιμή της κατανομής των τιμών της ελεύθερης διαδρομής. Προκειμένου να υπολογισθεί η “ $\lambda_m$ ” θεωρείται αφενός μεν ένας αριθμός σωματιδίων “τύπου 1” (π.χ. μορίων) με ακτίνα  $r_1$  και μάζα  $m_1$  που θεωρούνται ακίνητα, αφετέρου δε ένας αριθμός άλλων σωματιδίων “τύπου 2” (π.χ. ηλεκτρονίων) που έχουν ακτίνα  $r_2$  και μάζα  $m_2$  και που κινούνται προς τα πρώτα. Καθώς τα δεύτερα κινούνται η πυκνότητά τους μειώνεται επειδή διασκορπίζονται



λόγω των κρούσεών τους με τα πρώτα. Αν θεωρηθεί ότι συμπεριφέρονται ως στερεές σφαίρες, τότε κρούση γίνεται όταν τα κέντρα τους έρθουν σε απόσταση  $r_1 + r_2$ , η δε επιφάνεια πρόσκρουσης που προσφέρεται από κάθε άτομο είναι  $\pi(r_1 + r_2)^2$ . Αυτή η ποσότητα λέγεται “διατομή κρούσεως ή προσλήψεως” (Collision or interception Cross-section) και συμβολίζεται με το “ $\sigma$ ”, είναι δηλαδή:

$$\sigma = \pi(r_1 + r_2)^2 \quad (1.13)$$

Ας θεωρηθεί ότι είναι  $N$  σωματίδια ανά μονάδα όγκου του αερίου και ότι  $n_0$  είναι ο συνολικός αριθμός τους στην αρχή της διαδρομής τους, ο αριθμός αυτός μειώνεται σε  $n$  μετά από διαδρομή ίση με  $x$ , το  $n$  αυτό είναι προφανώς συνάρτηση της απόστασης  $x$  είναι δηλαδή  $n(x)$ . Αν διανυθεί περαιτέρω απόσταση  $dx$  τότε μειώνεται ακόμη κατά  $dn$  όπου:

$$dn = -n(x)N\pi(r_1 + r_2)^2 dx = -\sigma n(x)Ndx \quad (1.14)$$

ολοκληρώνοντας έχουμε:

$$n(x) = n_0 e^{-N\pi(r_1 + r_2)^2 x} = n_0 e^{-N\sigma x} \quad (1.15)$$

Η πιθανότητα μιας ελεύθερης διαδρομής μήκους  $x$  είναι ίση με την πιθανότητα κρούσεων μεταξύ  $x$  και  $x+dx$ , άρα η μέση ελεύθερη διαδρομή “ $\lambda_m$ ” υπολογίζεται ως:

$$\lambda_m = \int_0^\infty x \left( \frac{dn}{n_0} \right) dx \quad (1.16)$$

ή αν ληφθούν υπ’ όψιν και οι εξ. 1.14 και 1.15 είναι:

$$\lambda_m = \frac{1}{N\pi(r_1 + r_2)^2} = \frac{1}{N\sigma} \quad (1.17)$$

Το γινόμενο της διατομής κρούσεως “ $\sigma$ ” επί την πυκνότητα των μορίων ή/και σωματιδίων  $N$  ανά μονάδα όγκου δίνει την “ενεργό διατομή κρούσεως” ή “ $Q$ ”, όπου:

$$Q = N\sigma = \frac{1}{\lambda_m} \quad (1.18)$$

από την εξ. 1.18 είναι φανερό ότι η ενεργός διατομή είναι αντίστροφη της μέσης ελεύθερης διαδρομής.

Οι κρούσεις είναι δυνατόν να μπορούν να προκαλέσουν διάφορα φαινόμενα όπως να ιονίζουν, να διεγείρουν, να προκαλούν προσάρτηση ηλεκτρονίων κ.λ.π. Το γινόμενο της πιθανότητας κάθε τέτοιου φαινομένου επί την ενεργό διατομή καλείται ενεργός διατομή του υπ’ όψιν φαινομένου, π.χ. αν  $P_i$  είναι η πιθανότητα ιονισμού τότε  $Q_i = P_i Q$  είναι η ενεργός

διατομή ιονισμού, όμοια είναι και για τα άλλα φαινόμενα συμπεριλαμβανόμενων και των ελαστικών κρούσεων, δηλαδή:

$$Q = Q_{el} + Q_i + Q_e + Q_a + \dots \quad (1.19)$$

όπου  $Q_{el}$  είναι η ενεργός διατομή των ελαστικών κρούσεων,  $Q_e$  η ενεργός διατομή διεγέρσεως,  $Q_a$  η ενεργός διατομή προσαρτήσεως κ.ο.κ. Το ίδιο ισχύει κατ' αναλογία και για διατομές κρούσεως, δηλαδή:

$$\sigma = \sigma_{el} + \sigma_i + \sigma_e + \sigma_a + \dots \quad (1.20)$$

Για τις εξ.1.14, 1.15 και 1.18 προϋποτέθηκε ότι τα μόρια του αερίου ήταν ακίνητα. Στην πραγματικότητα όμως αυτό δε συμβαίνει. Αποδεικνύεται ότι σε αυτήν την περίπτωση η διατομή κρούσεως “ $\sigma$ ” της εξ.1.14 πρέπει να πολλαπλασιασθεί με ένα συντελεστή “ $\eta$ ” όπου:

$$\eta = \sqrt{1 + \frac{m_1}{m_2}} \quad (1.21)$$

οι  $m_1$  και  $m_2$  είναι αντίστοιχα οι μάζες κάθε μιας από τις συνιστώσες του μείγματος. Σε ένα μείγμα αερίων η διατομή κρούσεως σωματιδίων “τύπου 1” γίνεται ίση με το άθροισμα των διατομών κρούσεως όλων των άλλων τύπων σωματιδίων. Άρα, η μέση ελεύθερη διαδρομή των σωματιδίων “τύπου 1” γίνεται:

$$\lambda_{m_1} = \frac{1}{\pi \sum_{i=1}^n N_i (r_1 + r_i)^2 \sqrt{1 + \frac{m_1}{m_i}}} \quad (1.22)$$

Αποδεικνύεται λοιπόν ότι για ένα άτομο αερίου η μέση ελεύθερη διαδρομή είναι:

$$\lambda_{ma} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r_1^2 N} \quad (1.23)$$

όπου  $r_1$  είναι η ακτίνα του ατόμου. Κατ' όμοιο τρόπο αποδεικνύεται ότι για ένα ηλεκτρόνιο:

$$\lambda_{me} = \frac{1}{\pi r_1^2 N} = 4\sqrt{2}\lambda_{ma} = 5,66 \lambda_{ma} \quad (1.24)$$

Από την εξ.1.5 προκύπτει ότι η μέση ελεύθερη διαδρομή είναι ανάλογη της θερμοκρασίας και αντιστρόφως ανάλογη της πίεσης [2.6]:

$$\lambda_{m(p,t)} = \lambda_{m0} \frac{p_0 T}{p T_0} \quad (1.25)$$

Ο πίνακας 1.1 δείχνει παραδείγματα μέσω των ελεύθερων διαδρομών και μοριακών βαρών για διάφορα αέρια που μετρήθηκαν για  $p=760mmHg$  και  $t=5^{\circ}C$ , οι τιμές της μέσης ελεύθερης διαδρομής δίνονται σε  $nm$ . Π.χ. σε κάποιο αέριο με μέση ταχύτητα  $v_m = 500m/s$  και μέση ελεύθερη διαδρομή  $\lambda_m = 10^{-7}m$  ο αριθμός των κρούσεων ανά δευτερόλεπτο δίνεται από το πηλίκο  $v_m / \lambda_m$  και είναι περίπου 5κρούσεις/ $ns$ , ο δε μέσος χρόνος μεταξύ δύο κρούσεων είναι το αντίστροφο δηλαδή  $0,2ns$ .

Αέριο	$\lambda$
H <sub>2</sub>	117,7
N <sub>2</sub>	62,8
O <sub>2</sub>	67,9
H <sub>2</sub> O	41,8
CO <sub>2</sub>	41,9

Πίνακας 1.1

Σε ένα σύστημα σωματιδίων με μάζες  $m_1$  και  $m_2$  αντίστοιχα, ας θεωρηθεί ότι κινείται μόνο το σωματίδιο με μάζα  $m_2$  ενώ το σωματίδιο με μάζα  $m_1$  είναι αρχικά ακίνητο. Σε περίπτωση λοιπόν ανελαστικής κρούσης, προκύπτει από την αρχή διατήρησης της ενέργειας ότι:

$$\frac{1}{2} m_2 v_{2_0}^2 = \frac{1}{2} m_2 v_{2_1}^2 + \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + W_p \tag{1.26}$$

και από την εξίσωση διατήρησης της ορμής:

$$m_2 v_{2_0} = m_2 v_{2_1} + m_1 v_1 \tag{1.27}$$

όπου  $v_{2_0}$  είναι η αρχική και  $v_{2_1}$  η τελική ταχύτητα του σωματιδίου με μάζα  $m_1$ ,  $W_p$  είναι η αύξηση της δυναμικής ενέργειας του σωματιδίου με μάζα  $m_1$  και  $v_1$  η ταχύτητα που αυτό αποκτά μετά την κρούση. Συνδυάζοντας τις δύο παραπάνω εξισώσεις προκύπτει ότι:

$$W_p = \frac{1}{2} \left[ m_2 (v_{2_0}^2 - v_{2_1}^2) - \frac{m_2^2}{m_1} (v_{2_0} - v_{2_1})^2 \right] \tag{1.28}$$

Η μέγιστη τιμή της μεταφερόμενης ενέργειας  $W_{p,max}$ , βρίσκεται αν μηδενισθεί η παράγωγος της εξ.1.28, δηλαδή από την επίλυση της εξίσωσης:

$$\frac{dW_p}{dv} = 0 \tag{1.29}$$

και συμβαίνει για ταχύτητες που πληρούν τη σχέση:

$$\frac{v_{2_1}}{v_{2_0}} = \frac{m_2}{m_2 + m_1} \tag{1.30}$$

από την εξ.1.30 προκύπτει ότι αν τα δύο σωματίδια έχουν την ίδια μάζα η μέγιστη τιμή της μεταφερομένης ενέργειας γίνεται όταν  $v_{2_1} = v_{2_0} / 2$ . Αν αντίθετα  $m_2 \ll m_1$ , όπως συμβαίνει στην περίπτωση ζεύγους ηλεκτρονίου-μορίου, τότε η  $W_p$  παίρνει τη μέγιστη τιμή της όταν  $v_{2_1} = v_{2_0} (m_2 / m_1)$ , δηλαδή όταν η τελική ταχύτητα  $v_{2_1}$  δεν είναι παρά ένα

μικρό ποσοστό της αρχικής  $v_{2_0}$  [2.6]. Από τις εξ.1.28 και 1.30 προκύπτει ότι:

$$W_{\rho\max} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \left( \frac{1}{2} m_2 v_{2_0}^2 \right) \quad (1.31)$$

Για περίπτωση ηλεκτρονίου-μορίου, όπου η μάζα του ηλεκτρονίου είναι πολύ μικρότερη από τη μάζα του μορίου, δηλαδή  $m_2 \ll m_1$ , η  $W_{\rho\max}$  δίνεται από την εξίσωση:

$$W_{\rho\max} \approx \frac{m v_{2_0}^2}{2} \quad (1.32)$$

δηλαδή όλη η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου μετατρέπεται σε δυναμική, ενώ στην περίπτωση ζεύγους μορίου-ιόντος όπου δηλαδή είναι  $m_2 = m_1$  η  $W_{\rho\max}$  γίνεται:

$$W_{\rho\max} \approx \frac{m v_{2_0}^2}{4} \quad (1.33)$$

Από όλες αυτές τις εξισώσεις και δεδομένου ότι, όπως θα δειχθεί παρακάτω, για να προκαλέσει ιονισμό κάποιο σωματίδιο πρέπει να έχει κινητική ενέργεια μεγαλύτερη από κάποια δεδομένη ποσότητα, γίνεται φανερό ότι τα ηλεκτρόνια, δυνάμει, μπορούν να προκαλέσουν ιονισμό πολύ ευκολότερα από τα ιόντα.

## 1.5 Ιονισμός κρούσης

Ιονισμός (ionisation) είναι το φαινόμενο όπου ένα ηλεκτρόνιο αποσπάται από ένα άτομο, αφήνοντας το άτομο με ένα θετικό φορτίο, δηλαδή μετατρέποντάς το σε θετικό ιόν. Έτσι αντί ενός ηλεκτρικά ουδέτερου ατόμου προκύπτει ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-θετικού ιόντος. Επειδή ένα ηλεκτρόνιο στην εξώτατη τροχιά υφίσταται την ελάχιστη δύναμη έλξης από τον πυρήνα αποσπάται και πιο εύκολα. Η ελάχιστη ενέργεια που απαιτείται για να αποσπασθεί εντελώς ένα ηλεκτρόνιο της εξώτατης τροχιάς από την ελκτική επίδραση του πυρήνα είναι ίση με το γινόμενο του φορτίου του ηλεκτρονίου  $e$  επί το “πρώτο δυναμικό ιονισμού” (first ionisation potential) “ $V_i$ ”. Η ενέργεια αυτή εκφράζεται σε ηλεκτρονιοβόλτ ( $eV$ ) από την εξίσωση:

$$W_i = eV_i \quad (1.34)$$

Τιμές των πρώτων δυναμικών ιονισμού των διαφόρων αερίων είναι: 15,4V για  $H_2$ , 15,5V για  $N_2$ , 24,6V για  $He$  και 12,6V για  $CO_2$ .

Όταν η κινητική ενέργεια ενός ηλεκτρονίου  $1/2m_e v^2$ , το οποίο επιταχυνόμενο από κάποιο ηλεκτρικό πεδίο συγκρούεται με ένα ουδέτερο μόριο ή άτομο αερίου, υπερβεί την τιμή της ελάχιστης ενέργειας ιονισμού  $W_i$  του αερίου, τότε είναι δυνατό να προκαλέσει ιονισμό οπότε από ένα ουδέτερο άτομο προκύπτει ένα θετικό ιόν και ένα ηλεκτρόνιο, δηλαδή:

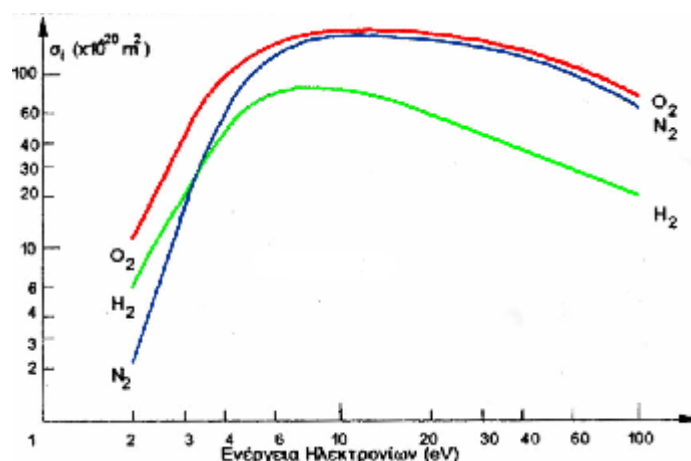


όπου  $A$  το ουδέτερο άτομο,  $e_1$  ηλεκτρόνιο με ενέργεια μεγαλύτερη από την ενέργεια ιονισμού του  $A, A^+$  και  $e$  το προκύπτον ζεύγος θετικού ιόντος-ηλεκτρονίου και  $e_2$  το αρχικό ηλεκτρόνιο  $e_1$  χωρίς την επιπλέον ενέργεια. Αυτός ο τρόπος ιονισμού λέγεται “ιονισμός κρούσης” ή στα Αγγλικά “ionisation by electron collision” [2.6]. Αν  $\lambda_e$  είναι η ελεύθερη διαδρομή ενός ηλεκτρονίου κατά τη φορά του πεδίου  $E$ , τότε η ενέργεια  $W_e$  που προσλαμβάνει το ηλεκτρόνιο από το πεδίο είναι ίση με:

$$W_e = eE\lambda_e \quad (1.36)$$

Εν τούτοις, ακόμη κι αν η ενέργεια ενός ηλεκτρονίου είναι μεγαλύτερη από την ενέργεια  $W_i$  που αντιστοιχεί στο πρώτο δυναμικό ιονισμού, δεν είναι απαραίτητο αυτό το ηλεκτρόνιο προσκρούοντας με ένα μόριο να προκαλέσει ιονισμό κρούσης, όπως άλλωστε και κάθε τρόπος ιονισμού είναι στοχαστικό φαινόμενο ιονισμού “ $\sigma_i$ ” (ionisation cross-section) όπου:

$$\sigma_i = P_i \sigma \quad (1.37)$$



Σχήμα 1.2: Διατομή ιονισμού συναρτήσει της  $W_e$

με  $P_i$  την πιθανότητα ιονισμού κρούσης και  $\sigma$  τη μοριακή ή ατομική διατομή κρούσεως όπως ορίστηκε στην παρ.1.4. Το σχ.1.2 δείχνει τη διατομή ιονισμού όπως μετρήθηκε πειραματικά για  $O_2$ ,  $N_2$  και  $H_2$ . Από το σχ.1.2 φαίνεται ότι η διατομή ιονισμού κρούσης  $\sigma_i$  είναι μηδέν όταν η  $W_e$  είναι ίση με την ελάχιστη ενέργεια ιονισμού  $W_i$ , αυξάνει αρχικά καθώς η  $W_e$  παίρνει τιμές μεγαλύτερες από την  $W_i$ , φθάνει ένα μέγιστο και ακολούθως μικραίνει καθώς οι ενέργειες των ηλεκτρονίων γίνονται ακόμη μεγαλύτερες.

Ανακεφαλαιώνοντας, μπορεί να ειπωθεί ότι για κάθε αέριο υπάρχει μια βέλτιστη για ιονισμό δέσμη ενέργειας των ηλεκτρονίων. Έξω από αυτή τη δέσμη, αφενός μεν τα ηλεκτρόνια με ενέργειες μικρότερες από το πρώτο δυναμικό ιονισμού δεν μπορούν να ιονίσουν, αφετέρου δε ηλεκτρόνια με υψηλές ταχύτητες έχουν την τάση να περνούν από ένα άτομο χωρίς να το ιονίζουν. Υπάρχει και ένας δεύτερος, έμμεσος, τρόπος ιονισμού, ο ιονισμός μέσω διέγερσης. Ηλεκτρόνια μικρότερης ενέργειας από την ενέργεια ιονισμού  $W_i$ , όταν συγκρούονται με άτομα του αερίου μπορούν να αυξήσουν την ενεργειακή στάθμη των τελευταίων, δηλαδή να τα διεγείρουν. Τα διεγερμένα άτομα μπορούν συγκρουόμενα με κάποιο βραδύ ηλεκτρόνιο να ιονισθούν. Η αντίδραση αυτή είναι δυνατόν να παρασταθεί συμβολικά:



και



όπου  $A$  το άτομο στην κανονική και  $A^*$  στην “εν διεγέρσει” κατάσταση,  $e_1$  το ηλεκτρόνιο που διεγείρει,  $e_2$  το  $e_1$  χωρίς την επιπλέον ενέργεια διεγέρσεως,  $e_3$  το ηλεκτρόνιο που ιονίζει,  $A^+$  και  $e$  το ζεύγος θετικού ιόντος-ηλεκτρονίου που προκύπτουν,  $e_4$  το  $e_3$  χωρίς την επιπλέον ενέργεια. Εννοείται ότι η συνολική ενέργεια των  $e_1$  και  $e_3$  πρέπει να είναι μεγαλύτερη από το πρώτο δυναμικό ιονισμού του  $A$ . Εν γένει αυτός ο τρόπος έχει αποδειχθεί ότι αποτελεί σημαντικό μηχανισμό μόνο στην περίπτωση που η πυκνότητα των ηλεκτρονίων είναι μεγάλη.

## 1.6 Φωτοϊονισμός

Υπάρχει μια δεύτερη διαδικασία ιονισμού που λαμβάνει χώρα όταν ένα φωτόνιο με ενέργεια  $h\nu$  προσκρούοντας σε ένα άλλο άτομο μπορεί να το ιονίσει, δηλαδή:



Η διαδικασία αυτή λέγεται “φωτοϊονισμός” (photoionisation). Το δυναμικό ιονισμού του  $A$  πρέπει να είναι ίσο ή μικρότερο από την ενέργεια του φωτονίου, δηλαδή:

$$h\nu \geq eV_i \quad (1.41)$$

ή

$$\lambda \leq \frac{ch}{eV_i} \quad (1.42)$$

όπου  $\lambda$  το μήκος κύματος του φωτονίου,  $c$  η ταχύτητα του φωτός,  $\nu$  η συχνότητα και  $h$  η σταθερά του Planck. Όσο μικρότερο είναι το μήκος κύματος του φωτονίου τόσο μεγαλύτερη είναι η πιθανότητα να μπορέσει αυτό να προκαλέσει φωτοϊονισμό. Χαρακτηριστικά το μικρότερο μήκος κύματος που μπορούν να παράγουν κοινές λυχνίες υπεριωδών ακτίνων είναι περίπου  $145nm$ , αυτό αντιστοιχεί σε ενέργεια  $eV_i=8,5eV$  μικρότερη από το δυναμικό ιονισμού των περισσοτέρων αερίων, δηλαδή οι λυχνίες αυτές δεν μπορούν να προκαλέσουν από μόνες τους φωτοϊονισμό αλλά απλώς διέγερση, διότι προφανώς ένα φωτόνιο με ενέργεια μικρότερη από την ενέργεια ιονισμού μπορεί να προκαλέσει μόνο τη διέγερση του ατόμου. Αυτό το είδος της διέγερσης λέγεται “φωτοδιέγερση” (photoexcitation) [2.6].

Τα φωτόνια που προκαλούν φωτοϊονισμό μπορούν να προέλθουν είτε από διεγερμένα άτομα που αποδιεγειρόμενα επανέρχονται στην αρχική τους κατάσταση, συνήθως μετά από  $10^{-7} \div 10^{-10}s$ , είτε από απευθείας ακτινοβολία, π.χ. κοσμικές ακτίνες. Ο πειραματικός προσδιορισμός της πιθανότητας του φαινομένου του φωτοϊονισμού στα αέρια είναι δύσκολος, κυρίως λόγω της μεγάλης απορροφητικότητας από το αέριο των ακτινοβολιών μεγάλης ενέργειας ή μικρού μήκους κύματος (με  $\lambda \leq 90nm$ ), δηλαδή ακριβώς αυτών που μπορούν να προκαλέσουν φωτοϊονισμό. Έχει βρεθεί πάντως ότι η πιθανότητα να προκληθεί φωτοϊονισμός είναι μέγιστη όταν η διαφορά  $h\nu - eV_i$  είναι μικρή δηλαδή περίπου ( $0.1 \div 1eV$ ).

## 1.7 Ιονισμός εκ μετασταθών

Σε ορισμένα στοιχεία, όπως τα αδρανή αέρια και τα στοιχεία της ομάδας II του περιοδικού πίνακα των στοιχείων, τα άτομα που διεγείρονται παραμένουν σε αυτήν την κατάσταση για χρόνους πολύ μεγαλύτερους από τους συνήθεις (τάξης μεγέθους  $s$ ). Αυτές οι ατομικές καταστάσεις ονομάζονται “μετασταθείς” και συμβολίζονται “ $A^m$ ”. Αν  $V_{A^m}$  το δυναμικό του μετασταθούς ατόμου  $A^m$  και  $V_{B^i}$  το πρώτο δυναμικό ιονισμού του ατόμου  $B$ , τότε εφόσον  $V_{A^m} > V_{B^i}$  είναι:



δηλαδή το μετασταθές  $A^m$  συγκρουόμενο με το άτομο  $B$  μπορεί να το ιονίσει. Ένας τέτοιος τρόπος ιονισμού λέγεται ιονισμός εκ μετασταθών (ionisation by metastables). Αν όμως  $V_{A^m} < V_{B^i}$  τότε απλώς μπορεί να διεγείρει το  $B$ . Ένας άλλος τρόπος ιονισμού από μετασταθή είναι όταν  $2V_{A^m} > V_{A^i}$ , το  $V_{A^i}$  προφανώς είναι το πρώτο δυναμικό ιονισμού του  $A^m$  οπότε:



Αυτός ο τρόπος προφανώς συμβαίνει όταν η πυκνότητα των μετασταθών είναι υψηλή. Άλλη αντίδραση σε δύο στάδια είναι:



και



το φωτόνιο που ελευθερώνεται από την τελευταία αντίδραση είναι πολύ χαμηλής ενέργειας και το μόνο που μπορεί να προκαλέσει είναι να απελευθερώσει ενδεχομένως κάποιο ηλεκτρόνιο μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου εφόσον φυσικά προσπέσει στην κάθοδο.

## 1.8 Θερμοϊονισμός

Ο όρος “θερμοϊονισμός” (thermal ionisation) περιλαμβάνει τις ιονίζουσες δράσεις που προκαλούνται από υψηλή θερμοκρασία. Ειδικότερα τα άτομα και τα μόρια ενός αερίου όταν θερμαίνονται πάνω από μια ορισμένη θερμοκρασία, αποκτούν αρκετή ενέργεια ώστε να μπορούν να ιονίσουν άλλα άτομα. Ο θερμοϊονισμός προκαλείται από υψηλές θερμοκρασίες λόγω μοριακών και ηλεκτρονικών κρούσεων αλλά και ακτινοβολίας. Ο θερμοϊονισμός είναι η κύρια αιτία του ιονισμού στις



στήλες των ηλεκτρικών τόξων. Ο μηχανισμός του θερμοϊονισμού έχει περιγραφεί αναλυτικά από τον Saha με βάση τη θερμοδυναμική.

Συγκεκριμένα αν “ $\theta$ ” είναι ο λόγος των ιονισμένων σωματιδίων προς το σύνολο των σωματιδίων, τότε:

$$\frac{\theta^2}{1-\theta} = \frac{1}{p} \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{h} (kT)^{5/2} e^{-W_i/kT} \quad (1.47)$$

όπου  $p$  είναι η πίεση σε  $mmHg$ ,  $W_i$  η ενέργεια ιονισμού του αερίου,  $k$  η σταθερά του Boltzmann και  $T$  η απόλυτη θερμοκρασία. Αν αντικαταστήσουμε τις σταθερές με τις τιμές τους γίνεται:

$$\frac{\theta^2}{1-\theta} = \frac{2,4 \cdot 10^{-4}}{p} T^{5/2} e^{W_i/kT} \quad (1.48)$$

Από την επίλυση της εξίσωσης αυτής προκύπτει ότι ο θερμοϊονισμός είναι αμελητέος για θερμοκρασίες μικρότερες από  $1000^0 K$ .

### 1.9 Απόσπαση ηλεκτρονίων

Όταν υπάρχει μεγάλη συγκέντρωση αρνητικών ιόντων και κάτω από την επίδραση πολύ ισχυρών ηλεκτρικών πεδίων είναι δυνατόν να αποσπασθούν ηλεκτρόνια από αυτό (electron detachment) σύμφωνα με:



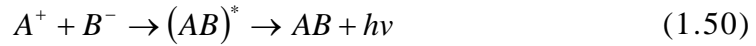
Ο Loeb μελέτησε το φαινόμενο αυτό και βρήκε ότι απόσπαση ηλεκτρονίων από  $O_2$  συμβαίνει μόνο όταν ο λόγος  $E/p$  υπερβαίνει τα  $90V/cm/mmHg$ . Απόσπαση ηλεκτρονίων παρατηρείται μόνο σε περιοχές υψηλού αρνητικού πεδίου δηλαδή στην αρνητική κορώνα [2.2].

### 1.10 Απιονισμός

Είναι προφανές ότι ο “απιονισμός” (Decay) είναι αντίθετος από τον ιονισμό, δηλαδή είναι το φαινόμενο της απώλειας ηλεκτρικών φορτίων. Όπως ο ιονισμός έτσι και ο απιονισμός συντελείται κατά διαφόρους τρόπους οι κυριότεροι των οποίων θα περιγραφούν στη συνέχεια.

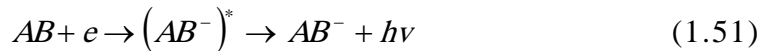
Όπου υπάρχουν σωματίδια θετικά μαζί με αρνητικά είναι δυνατόν να συμβεί το φαινόμενο του “απιονισμού ένεκα επανασύνδεσης” (decay by recombination). Ο απιονισμός ένεκα επανασύνδεσης είναι φαινόμενο

αντίθετο του φωτοϊονισμού επειδή η δυναμική ενέργεια και η σχετική κινητική ενέργεια του επανασυνδεόμενου ηλεκτρονίου-θετικού ιόντος ή ζεύγους ετεροσήμων ιόντων εκλύεται ως “κβάντο” ακτινοβολίας (φωτόνιο). Συμβολικά, η αντίδραση παριστάνεται ως:

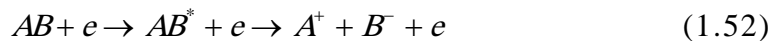


Το  $B^-$  συμβολίζει είτε αρνητικό ιόν είτε ηλεκτρόνιο.

Σε ορισμένα αέρια, ηλεκτρόνια που βρίσκονται ελεύθερα μπορούν να προσαρτηθούν από ουδέτερα άτομα ή μόρια του αερίου σχηματίζοντας αρνητικά ιόντα. Αυτό λέγεται “απιονισμός λόγω προσάρτησης” (decay by attachment) τα αέρια αυτά λέγονται “ηλεκτραρνητικά” (electronegative gases), τα δε σημαντικότερα από αυτά είναι το  $O_2$  (άρα και ο αέρας),  $SF_6$ ,  $CCl_2F_2$  (Arcton-12) κ.α. [2.6]. Ακριβώς επειδή έχουν αυτήν την τάση να προκαλούν την απώλεια των ελεύθερων ηλεκτρονίων παρουσιάζουν μεγαλύτερη διηλεκτρική αντοχή. Τα αρνητικά ιόντα μπορούν να σχηματισθούν είτε με απευθείας προσάρτηση ενός ηλεκτρονίου:



ή με σχηματισμό ζεύγους ιόντων:



Σε ιονισμένο αέριο με ανομοιογενή συγκέντρωση ιόντων θα υπάρχει και η τάση των τελευταίων να πάνε από περιοχές με μεγάλη συγκέντρωση ιόντων σε περιοχές με χαμηλότερη. Αυτό το φαινόμενο που λέγεται “απιονισμός ένεκα διάχυσης” (decay by diffusion) προκαλεί μείωση του ιονισμού στις περιοχές με μεγάλη συγκέντρωση ιόντων. Η διάχυση παίζει μεγάλο ρόλο ιδίως στις εκκενώσεις σε ανομοιογενή πεδία.

### 1.11 Καθοδικά φαινόμενα

Η κάθοδος παίζει πολύ μεγάλο ρόλο στις εκκενώσεις μέσα στα αέρια παρέχοντας ηλεκτρόνια απαραίτητα για την έναρξη και για τη συντήρηση των εκκενώσεων. Η απόσπαση των ηλεκτρονίων από την κάθοδο μπορεί να γίνει με διάφορους τρόπους που όλοι μαζί λέγονται “καθοδικά φαινόμενα”. Κάτω από κανονικές συνθήκες οι ηλεκτροστατικές δυνάμεις μεταξύ των ηλεκτρονίων και των ιόντων στο κρυσταλλικό πλέγμα εμποδίζουν την απόσπαση των ηλεκτρονίων. Για να καταστεί δυνατόν να αποσπασθούν ηλεκτρόνια από την κάθοδο (επίπεδο Fermi) χρειάζεται ένα ελάχιστο ποσό

ενέργειας. Η ενέργεια αυτή λέγεται “έργο εξαγωγής” (work function), συμβολίζεται με “ $W_a$ ” και είναι χαρακτηριστικό του υλικού της καθόδου και για τα συνηθέστερα μέταλλα κυμαίνεται περί τα  $4eV$ .

Υπάρχουν διάφοροι τρόποι με τους οποίους παρέχεται η ενέργεια που είναι απαραίτητη για την εξαγωγή των ηλεκτρονίων και που περιγράφονται παρακάτω:

1. Εκπομπή από την κάθοδο μπορεί να γίνει όταν προσκρούουν σε αυτή φωτόνια με ενέργεια μεγαλύτερη από το έργο εξαγωγής της ( $h\nu \geq W_a$ ). Αυτό λέγεται “φωτοηλεκτρική εκπομπή” (photoelectric emission). Αν η ενέργεια του φωτονίου είναι μεγαλύτερη από το  $W_a$  τότε η επιπλέον ενέργεια μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου.
2. Εκπομπή ηλεκτρονίων λόγω βομβαρδισμού της καθόδου από θετικά ιόντα ή μετασταθή άτομα (electron emission by impact of positive ions or metastables). Για να έχουμε εκπομπή λόγω βομβαρδισμού της καθόδου από θετικά ιόντα πρέπει τα τελευταία να έχουν ελάχιστη συνολική ενέργεια, δηλαδή άθροισμα της κινητικής και της δυναμικής τους ενέργειας, μεγαλύτερη από το διπλάσιο του έργου εξαγωγής ώστε να πετύχουν την έκλυση δύο ηλεκτρονίων κι έτσι το ένα να αποδοθεί στο διάκενο ενώ το άλλο να εξουδετερώσει το θετικό ιόν. Ουδέτερα μετασταθή άτομα που πέφτουν στην κάθοδο μπορούν να προκαλέσουν την εκπομπή ηλεκτρονίων, αρκεί η συνολική τους ενέργεια να είναι μεγαλύτερη από το έργο εξαγωγής.
3. Σε μεταλλικές επιφάνειες, ιδίως κάτω από υψηλές θερμοκρασίες ( $\geq 1500 \div 2000^0 K$ ), μερικά από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια μπορούν να αποκτήσουν ενέργεια τόση ώστε να υπερνικήσουν τις δυνάμεις που τα συγκρατούν στην επιφάνεια και να εκπεμφθούν στο διάκενο. Αυτή η αναγκαία ενέργεια λέγεται “έργο εξαγωγής επιφάνειας” (surface work function) και η εκπομπή αυτή λέγεται “θερμιονική εκπομπή” (thermionic emission) ή και “εκπομπή Richardson-Dushman” (Richardson-Dushman emission). Η πυκνότητα του θερμιονικού ρεύματος “ $J_T$ ” σε  $A/m$  συνδέεται με τη θερμοκρασία “ $T$ ” με την εξίσωση των Richardson-Dushman:

$$J_T = \frac{4\pi m_e e k^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{W_a}{kT}} = (120 \cdot 10^4) T^2 e^{-\frac{W_a}{kT}} \quad (1.53)$$

όπου  $m_e$  και  $e$  είναι η μάζα και το φορτίο ενός ηλεκτρονίου,  $h$  και  $k$  οι σταθερές των Planck και Boltzmann.

4. Ο Schottky βρήκε ότι κάτω από την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου το εκπεμπόμενο ρεύμα από την κάθοδο είναι μεγαλύτερο από το θερμιονικό ρεύμα και αυτό γιατί ενισχύεται η ηλεκτρονική εκπομπή από ηλεκτρόνια υψηλής ενέργειας, κοντά στο επίπεδο Fermi, που έχουν ουσιαστική πιθανότητα να υπερβούν το ενεργειακό φράγμα. Αυτό λέγεται “φαινόμενο σήραγγας” (tunnel effect) και εκφράζεται αναλυτικά ως μείωση του έργου εξαγωγής που έτσι παίρνει την τιμή:

$$W_{eff} = W_a - \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}} \quad (1.54)$$

όπου  $e$  το ηλεκτρονικό φορτίο και  $E$  η πεδιακή ένταση. Δηλαδή αντικαθιστώντας στην εξ.1.53 το  $W_a$  με  $W_{eff}$  η πυκνότητα του εκπεμπόμενου ρεύματος γίνεται:

$$J_s = (120 \cdot 10^4) T^2 \exp\left(\frac{-W_{eff}}{kT}\right) \quad (1.55)$$

ή αν αντικατασταθεί το  $W_{eff}$  με το ίσο του γίνεται:

$$J_s (120 \cdot 10^4) T^2 \exp\left[\frac{e}{kT} \left(W_a - \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}}\right)\right] \quad (1.56)$$

συναρτήσει δε της πυκνότητας του θερμιονικού ρεύματος  $J_T$  (εξ.1.53) η εξίσωση γίνεται:

$$J_s = J_T \exp\left[\frac{e}{kT} \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}}\right] = J_T \exp\left[\frac{K_1 \sqrt{E}}{T}\right] \quad (1.57)$$

Αυτό το φαινόμενο λέγεται “εκπομπή Schottky”.

5. Στην πράξη η εκπομπή Schottky γίνεται σημαντική μόνο για πολύ ισχυρά πεδία ( $\sim 10MV/cm$  και πάνω) και ως εκ τούτου δεν μπορεί να εξηγήσει ρεύματα ισχυρότερα από αυτά της θερμιονικής εκπομπής που όμως παρατηρούνται και για πολύ χαμηλότερα πεδία. Το φαινόμενο αυτό, που εξηγήθηκε με τη βοήθεια της κβαντομηχανικής από τους Fowler και Nordheim, βασίζεται στην ύπαρξη στην κάθοδο ηλεκτρονίων με ενέργεια λίγο πάνω από το επίπεδο Fermi, έγινε δε

γνωστό ως “εκπομπή πεδίου” (field emission) ή “εκπομπή Fowler-Nordheim” και δόθηκε και αναλυτική έκφραση:

$$J_F = K_2 E^2 \exp\left[-\frac{K_3}{E}\right] \quad (1.58)$$

όπου  $K_2$  και  $K_3$  είναι σταθερές. Αν και η εξίσωση αυτή δείχνει ότι η  $J_F$  είναι ανεξάρτητη από τη θερμοκρασία, εν τούτοις ισχύει μόνο για χαμηλές θερμοκρασίες. Σε υψηλότερες θερμοκρασίες (μεγαλύτερες από  $\sim 1100^0 K$ ) η εκπομπή Fowler-Nordheim καλύπτεται από τη θερμοϊονική εκπομπή ή/και την εκπομπή Schottky.

## Κεφάλαιο 2

### ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΔΙΑΚΕΝΩΝ ΑΕΡΑ

*Η φύση αγαπά να κρύβεται.*

*Ηράκλειτος*

#### 2.1 Γενικά

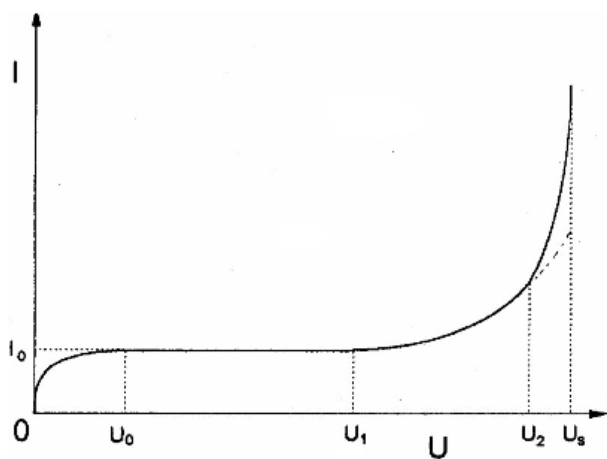
Από τη μελέτη των ηλεκτρικών εκκενώσεων στα αέρια προέκυψε ότι αυτές είναι δυνατόν να υποδιαιρεθούν σε δύο τύπους, στις “αυτοσυντηρούμενες”, δηλαδή αυτές που παράγουν τους αναγκαίους φορείς για τη συντήρησή τους χωρίς εξωτερική επίδραση και προφανώς και στις “μη αυτοσυντηρούμενες”. Ο ηλεκτρικός σπινθήρας είναι μια μετάβαση της εκκένωσης από τη μη αυτοσυντηρούμενη στην αυτοσυντηρούμενη μορφή της. Το κύριο πρόβλημα της φυσικής της διάσπασης στα αέρια είναι το πως φθάνουμε σε αυτήν την κατάσταση με βάση τους μηχανισμούς που περιγράφηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο.

Αρχικά, για λόγους ευκολίας περί τη μελέτη της ηλεκτρικής διασπάσεως στα αέρια θεωρήσουμε διάκενα με ομοιογενές ηλεκτρικό πεδίο. Αυτά λόγω της σταθερής τιμής της πεδιακής έντασης έχουν σημαντικά απλούστερους μηχανισμούς μέσω των οποίων συντελείται η διάσπαση και επιπλέον είναι ευκολότερη η αναλυτική περιγραφή τους. Η ύπαρξη διακένων με τελείως ομοιογενή πεδία είναι μια αδυνατότητα, εν τούτοις στην πράξη ορισμένα διάκενα στα οποία η διαφορά στις ακραίες τιμές της πεδιακής έντασης είναι σχετικά μικρή έχουν συμπεριφορά που πλησιάζει σε αυτήν που θα έπρεπε θεωρητικά να έχουν τα ομοιογενή διάκενα, αυτά καταχρηστικά τα λέμε “ομοιογενή διάκενα”(uniform field gaps) ή σωστότερα “σχεδόν ομοιογενή διάκενα”(quasi-uniform field gaps).

#### 2.2 Σχηματισμός ηλεκτρονικών στοιβάδων

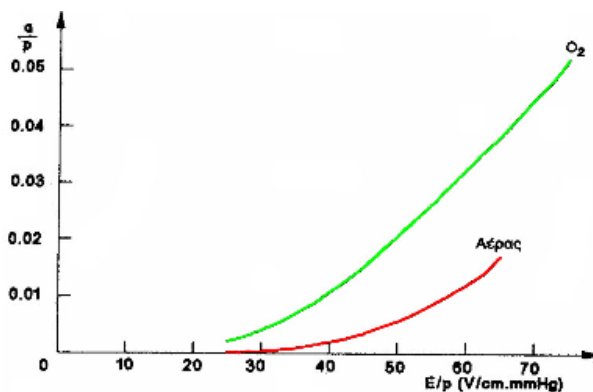
Ο πρώτος μηχανισμός που μπορεί να δημιουργήσει ροή ρεύματος σε ένα διάκενο είναι μέσω “ηλεκτρονικών στοιβάδων” (electron avalanches) [2.6]. Σε ένα ομοιογενές διάκενο υπάρχει ένας μικρός αριθμός ελεύθερων

ηλεκτρονίων που προήλθαν με φυσικούς τρόπους δηλαδή από υψηλής ενέργειας ακτινοβολίες (π.χ. υπεριώδης, κοσμική) κυρίως από την κάθοδο (φωτοηλεκτρικό φαινόμενο) αλλά και από το ίδιο το αέριο (φωτοϊονισμός). Αν δεν έχει επιβληθεί κάποιο ηλεκτρικό πεδίο στο διάκενο αυτός ο ιονισμός εξισορροπείται μέσω του απιονισμού. Στην περίπτωση όμως που επιβληθεί κάποια τάση, δρα και πεδίο κατά μήκος του διακένου συμβαίνουν διάφορα φαινόμενα που πρώτα περιγράφηκαν αναλυτικά από τον Townsend.



**Σχήμα 2.1:** Χαρακτηριστική τάσης-έντασης ομοιογενούς διακένου

Ο Townsend βρήκε ότι όταν αυξάνεται η τάση, το ρεύμα στην αρχή αυξάνεται μέχρι μια τιμή  $I_0$  (σχ.2.1) που αντιστοιχεί σε μια τάση  $U_0$ . Αυτό γίνεται επειδή, κάτω από την επίδραση του πεδίου, όλο και περισσότερα από τα αρχικά ηλεκτρόνια διασχίζουν το διάκενο φθάνοντας στην άνοδο. Το ρεύμα  $I_0$  που διαρρέει το διάκενο όταν όλα τα ελεύθερα ηλεκτρόνια φθάνουν στην άνοδο είναι βέβαια πολύ μικρό. Ακολούθως και για αρκετή ακόμα ανύψωση της τάσης (μέχρι την  $U_1$  του σχ.2.1) το ρεύμα παραμένει σταθερό ( $I_0$ ). Όταν όμως η τάση υπερβεί την  $U_1$  τότε το ρεύμα ξαναρχίζει να αυξάνεται με συνεχώς μεγαλύτερη κλίση. Αυτή την αύξηση ο Townsend την απέδιδε σε ιονισμό κρούσης και τη δημιουργία ηλεκτρονικών στοιβάδων.



Σχήμα 2.2: Καμπύλη του Sanders

Οι ηλεκτρονικές στοιβάδες σχηματίζονται ως εξής: Τα αρχικά ελεύθερα ηλεκτρόνια, κάτω από την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου, επιταχύνονται προς την άνοδο μέχρις ότου αποκτήσουν κινητική ενέργεια μεγαλύτερη από το πρώτο δυναμικό ιονισμού, τότε σε περίπτωση σύγκρουσής τους με άτομα του αερίου είναι ικανά να προκαλέσουν ιονισμό κρούσης δημιουργώντας νέα ελεύθερα ηλεκτρόνια. Τα νέα αυτά ηλεκτρόνια, με τη σειρά τους, επιταχύνονται προς την άνοδο προκαλώντας νέους ιονισμούς. Για να εξηγήσει λοιπόν την προαναφερθείσα αύξηση της έντασης που παρατηρείται για τάσεις μεγαλύτερες από  $U_1$  ο Townsend θεώρησε την ποσότητα “ $\alpha$ ” που τώρα καλείται “πρώτος συντελεστής ιονισμού” ή “άλφα του Townsend” κι αυτή ορίζεται ως “ο αριθμός των ηλεκτρονίων που ελευθερώνονται μέσω ιονισμού κρούσης από ένα ηλεκτρόνιο που προχωρεί  $1\text{cm}$  κατά τη φορά του πεδίου”. Αν λοιπόν έχουμε εκπομπή από την κάθοδο “ $n_0$ ” ηλεκτρονίων, αυτά αφού διατρέξουν απόσταση “ $x$ ” κατά τη φορά του πεδίου λόγω ιονισμού κρούσης θα έχουν πολλαπλασιαστεί και γίνει “ $n_x$ ” αν διατρέξουν ακόμη απόσταση “ $d_x$ ” θα ελευθερώσουν κι άλλα “ $dn_x$ ” νέα ηλεκτρόνια όπου:

$$dn_x = \alpha n_x dx \tag{2.1}$$

ή διαιρώντας δια  $n_x$  και ολοκληρώνοντας κατά μήκος του διακένου έχουμε:

$$\int_{n_0}^n \frac{dn_x}{n_x} = \int_0^d \alpha dx \tag{2.2}$$

αφού το πεδίο είναι ομοιογενές ο συντελεστής “ $\alpha$ ” είναι σταθερός οπότε και ο αριθμός “ $n$ ” των ηλεκτρονίων που φθάνουν στην άνοδο θα είναι:

$$n = n_0 e^{\alpha d} \tag{2.3}$$

όπου γίνεται φανερό ότι, κατά μέσο όρο, κάθε ηλεκτρόνιο που ξεκινά από την κάθοδο μέχρι να φθάσει στην άνοδο δημιουργεί μέσω ιονισμού κρούσης  $(e^{\alpha d} - 1)$  ηλεκτρόνια και άλλα τόσα θετικά ιόντα. Το σύνολο



αυτών των ηλεκτρονίων και θετικών ιόντων λέγεται “ηλεκτρονική στοιβάδα” (electron avalanche).

Ηλεκτρόνια ωστόσο μπορούν να προσαρτηθούν από ουδέτερα μόρια με ένα ρυθμό προσάρτησης “ $\eta$ ” ανά μονάδα μήκους της διαδρομής τους δημιουργώντας έτσι αρνητικά ιόντα. Έτσι δημιουργείται μια ηλεκτρονική στοιβάδα η οποία όταν φθάνει στην άνοδο έχει στην κεφαλή της αριθμό ηλεκτρονίων “ $n$ ” και ίσο αριθμό θετικών ιόντων στην ουρά της, που δίνονται από την εξίσωση:

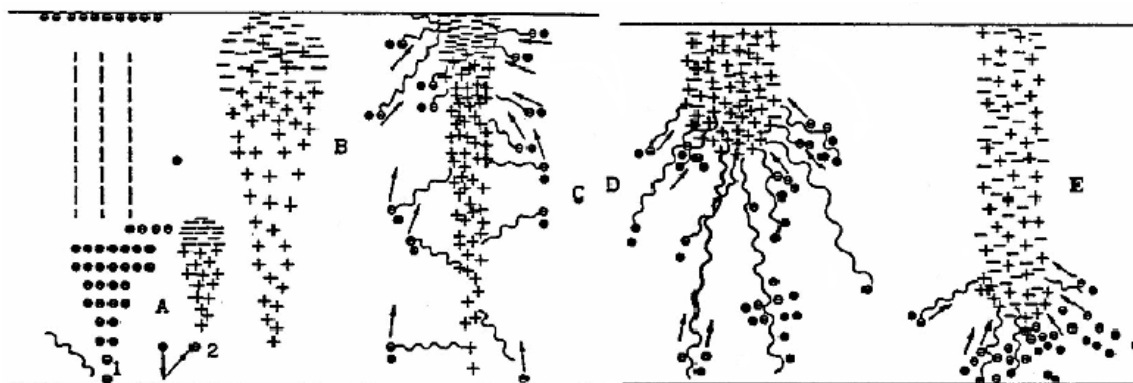
$$n = \exp\left(\int_{r_1}^{r_2} (a - \eta) dx\right) \quad (2.4)$$

όπου  $r_1$  και  $r_2$  η αρχή και το τέλος της διαδρομής του ελεύθερου ηλεκτρονίου. Κατά την ολοκλήρωση της εξ.2.1 θεωρήθηκε ότι ο “ $a$ ” είναι σταθερός πράγμα που ισχύει για ομοιογενή πεδία. Θεωρητικοί υπολογισμοί και πειραματικά δεδομένα [2.7] απέδειξαν ότι ο “ $a$ ” εξαρτάται από το πεδίο “ $E$ ” και από την πίεση “ $p$ ” και συγκεκριμένα:

$$\frac{a}{p} = f_1\left(\frac{E}{p}\right) \quad \text{και} \quad \frac{\eta}{p} = f_2\left(\frac{E}{p}\right) \quad (2.5)$$

η συνάρτηση  $f_1$  είναι αύξουσα για αυξανόμενες τιμές του  $E/p$ , η δε καμπύλη που το συνδέει με το  $a/p$  λέγεται καμπύλη του Sanders. Το σχ.2.2 δείχνει μια τέτοια καμπύλη για  $O_2$  και για ατμοσφαιρικό αέρα.

Από την εξ.2.4 γίνεται σαφές ότι αναγκαία συνθήκη για τη δημιουργία της ηλεκτρονικής στοιβάδας είναι ο καθαρός συντελεστής ιονισμού να είναι  $(a - \eta) \geq 0$ . Στον αέρα, σε ατμοσφαιρικές συνθήκες πίεσης, η συνθήκη αυτή ικανοποιείται για τιμές του πεδίου μεγαλύτερες από  $26kV/cm$ .



Σχήμα 2.3: Σχηματισμός του θετικού streamer. A: εκκίνηση της αρχικής στοιβάδας, B: η αρχική στοιβάδα φθάνει στην άνοδο, C: θετικό φορτίο εκκινά ένα streamer, D,E: πρόοδος του streamer

Επειδή το ρεύμα είναι το σύνολο των ηλεκτρονίων  $n$  ανά μονάδα χρόνου “e” δηλαδή:

$$I = \frac{dq}{dt} = en \tag{2.6}$$

έπεται από την εξ.2.3 ότι:

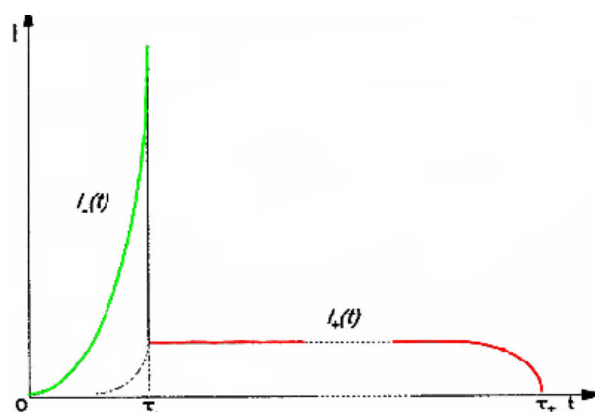
$$I = I_0 e^{at} \tag{2.7}$$

αυτό φυσικά για τάσεις μεγαλύτερες από  $U_1$  όπου ο συντελεστής  $a$  αποκτά σημαντική τιμή. Αφού το ρεύμα  $I$  εξαρτάται από το φωτοηλεκτρικό ρεύμα  $I_0$ , έπεται ότι η εκκένωση που περιγράφεται από την εξ.2.7 είναι μη αυτοσυντηρούμενη κι αυτό γιατί ο μηδενισμός του  $I_0$  συνεπάγεται και μηδενισμό του  $I$  άρα διακοπή της εκκένωσης.

Σύμφωνα με τον Raether [2.7] σε ομοιογενή πεδία κριτήριο για την εξέλιξη της στοιβάδας σε streamer αποτελεί η εξ.2.8, σύμφωνα με την οποία ο αριθμός των ηλεκτρονίων της κεφαλής της στοιβάδας πρέπει να είναι περίπου ίσος με  $10^8$ .

$$n = \exp\left(\int_{r_1}^{r_2} (a - n) dx\right) \geq \approx 10^8 \tag{2.8}$$

Πρώτος ο Raether χρησιμοποιώντας θάλαμο Wilson φωτογράφησε τις ηλεκτρονικές στοιβάδες, ακολούθως με την ανάπτυξη των “ηλεκτρονικο-οπτικών μετατροπέων εικόνων” έγινε και απευθείας φωτογράφησή τους. Το σχήμα της στοιβάδας και η κατανομή των φορτίων μέσα σε αυτήν είναι όπως στο σχ.2.3, δηλαδή έχει μια ημισφαιρική κεφαλή που αποτελείται από ηλεκτρόνια και μια κωνική ουρά από θετικά ιόντα.



Σχήμα 2.4: Ρεύμα μιας ηλεκτρονικής στοιβάδας

Τα ηλεκτρόνια είναι στην κεφαλή και τα θετικά ιόντα στην ουρά επειδή τα πρώτα είναι πολύ ταχύτερα των δεύτερων. Π.χ. στον αέρα (και στο  $N_2$ )

κάτω από ατμοσφαιρική πίεση η ταχύτητα των ηλεκτρονίων “ $v$ ” είναι τάξης μεγέθους  $10^7 \text{ cm/s}$  ενώ των θετικών ιόντων  $10^5 \text{ cm/s}$ , δηλαδή τα πρώτα έχουν ταχύτητα δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από των δεύτερων, μάλιστα δε στον ατμοσφαιρικό αέρα είναι περίπου 150 φορές ταχύτερα. Το σφαιρικό σχήμα της κεφαλής οφείλεται στην αλληλοάπωση και διάχυση των ηλεκτρονίων. Το κωνικό σχήμα της ουράς οφείλεται στο ότι καθώς η στοιβάδα προχωρεί προς την άνοδο, ο αριθμός των φορέων της (ηλεκτρονίων και θετικών ιόντων) άρα και η διάμετρός της αυξάνει εκθετικά (εξ.2.3).

Σχετικά με την πρόοδο του streamer, κάτω από την επίδραση του συνολικού πεδίου, το άθροισμα του πεδίου που οφείλεται στο χωρικό και το γεωμετρικό φορτίο, οι ακόλουθες στοιβάδες, που δημιουργούνται είτε με φωτοϊονισμό μπροστά από το streamer είτε με ιονισμό κρούσης, φθάνουν το θετικό χωρικό φορτίο το εξουδετερώνουν και αφήνουν ένα νέο θετικό φορτίο σε μια πιο απομακρυσμένη θέση από το θετικό ηλεκτρόδιο. Με την ίδια διαδικασία διαδοχικά, ένα θετικό φορτίο κινείται βήμα βήμα στο διάκενο αφήνοντας πίσω του ένα μερικώς ιονισμένο νημάτιο (σχ.2.3). Το σχ.2.4 δείχνει τη μεταβολή του ρεύματος συναρτήσει του χρόνου που οφείλεται σε μια ηλεκτρονική στοιβάδα που διανύει ένα διάκενο μήκους  $d$ . Το μεν πρώτο τμήμα του ρεύματος, για  $0 \leq t \leq \tau_-$ , δίνεται από την εξίσωση:

$$I_-(t) = \frac{e}{\tau_-} \exp(av_-t) \quad (2.9)$$

και οφείλεται αποκλειστικά στα ηλεκτρόνια της κεφαλής της στοιβάδας, το δε δεύτερο από την εξίσωση:

$$I_+(t) = \frac{e}{\tau_+} [\exp(ad) - \exp(av_+t)] \quad (2.10)$$

για χρόνους  $\tau_- \leq t \leq \tau_+$  και το οποίο οφείλεται στα θετικά ιόντα της ουράς. Οι χρόνοι  $\tau_- = d/v_-$  και  $\tau_+ = d/v_+$  είναι αυτοί που κάνουν τα ηλεκτρόνια και τα θετικά ιόντα για να διασχίσουν το διάκενο. Το ιοντικό ρεύμα είναι πολύ μικρό σε σχέση με το ηλεκτρονικό επειδή η ταχύτητα  $v_+$  είναι περίπου 100 με 150 φορές μικρότερη από την ταχύτητα  $v_-$ . Φυσικά το φορτίο του ηλεκτρονικού είναι ίσο με το φορτίο του ιοντικού ρεύματος. Τα φορτία, ως γνωστόν, εκφράζονται από τα εμβαδά που περικλείονται από τις αντίστοιχες καμπύλες των ρευμάτων πράγμα που φαίνεται στο σχ.2.4.

### 2.3 Δευτερογενή φαινόμενα

Ως τώρα θεωρήθηκε ότι όλα τα πρωτογενή ηλεκτρόνια προήλθαν από την επίδραση της κοσμικής ακτινοβολίας και της φυσικής ραδιενέργειας του περιβάλλοντος κυρίως ως φωτοηλεκτρικό φαινόμενο στην κάθοδο και δευτερευόντως ως φωτοϊονισμός μέσα στο διάκενο, διότι οι στοιβάδες που προκαλούνται από το φωτοϊονισμό έχουν πολύ μικρή επίδραση στο συνολικό ρεύμα επειδή τα φωτοηλεκτρόνια αυτά αφενός μεν είναι σχετικά λίγα, αφετέρου δε γιατί ξεκινώντας την πορεία τους προς την άνοδο από κάποιο σημείο μέσα στο διάκενο δεν προλαβαίνουν να πολλαπλασιαστούν αρκετά ώστε να κάνουν μεγάλες στοιβάδες.

Υπάρχουν όμως και άλλοι “δευτερογενείς” μηχανισμοί που απελευθερώνουν ηλεκτρόνια στην κάθοδο τα οποία μπορούν να προκαλέσουν τη δημιουργία στοιβάδων [2.6]. Η πιθανότητα αυτοί οι μηχανισμοί να παίζουν σημαντικό ρόλο στην πορεία της εκκένωσης αυξάνει όταν έχουμε σχετικά μεγάλες ηλεκτρονικές στοιβάδες. Επειδή ο αριθμός των ηλεκτρονίων μιας στοιβάδας σύμφωνα με την εξ.2.3 είναι, ανάλογος του  $e^{ad}$  και επειδή σε ένα ομοιογενές διάκενο σταθερού μήκους και κάτω από συνεχή τάση (το σχ.2.1 αναφέρεται σε ένα τέτοιο διάκενο) η μόνη μεταβλητή στην  $e^{ad}$  είναι ο πρώτος συντελεστής ιονισμού “ $\alpha$ ”, συνεπάγεται ότι μεγάλες στοιβάδες, άρα και δευτερογενείς μηχανισμοί ικανοί να επηρεάσουν την εκκένωση, μπορούν να υπάρξουν μόνο για σχετικά μεγάλες τιμές του “ $\alpha$ ” δηλαδή κάτω από σχετικά υψηλότερες τάσεις (εξ.2.5). Στο σχ.2.1 αυτό γίνεται για τάσεις ανώτερες από  $U_2$ . Οι σημαντικότεροι από αυτούς τους δευτερογενείς μηχανισμούς που απελευθερώνουν ηλεκτρόνια από την κάθοδο, είναι οι ακόλουθοι:

1. Ενώ τα θετικά ιόντα που παράγονται στις πρωτογενείς στοιβάδες, έτσι ονομάζονται οι στοιβάδες που παρήχθησαν από τα πρωτογενή ηλεκτρόνια (φωτοηλεκτρόνια), δεν μπορούν να προκαλέσουν ιονισμό κρούσης, εν τούτοις μπορούν, βομβαρδίζοντας την κάθοδο, να προκαλέσουν εκπομπή ηλεκτρονίων.
2. Τα φωτόνια που εκπέμπονται όταν ένα άτομο που βρίσκεται σε διέγερση αποδιεγείρεται είναι δυνατόν προσκρούοντας στην κάθοδο να προκαλέσουν φωτοηλεκτρική εκπομπή ηλεκτρονίων.

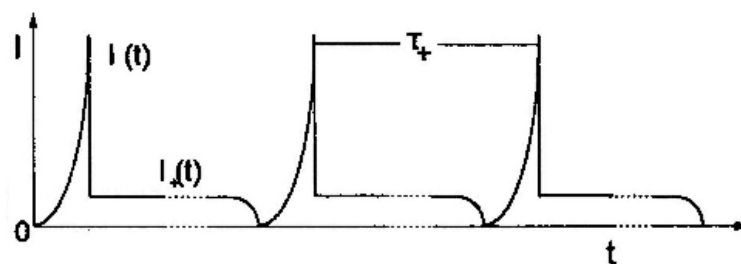
3. Επίσης και μετασταθή άτομα, εφόσον βέβαια υπάρχουν τέτοια στο διάκενο, όταν πέσουν πάνω στην κάθοδο μπορούν να προκαλέσουν εκπομπή ηλεκτρονίων.

Εκτός από αυτούς τους μηχανισμούς είναι δυνατόν να έχουμε παραγωγή ηλεκτρονίων κοντά στην κεφαλή της στοιβάδας από φωτοϊονισμό, αλλά αυτός ο μηχανισμός φαίνεται ότι δεν παίζει μεγάλο ρόλο παρά μόνον ίσως σε υψηλές πιέσεις.

Οι τρεις παραπάνω δευτερογενείς μηχανισμοί περιγράφονται ποσοτικά με το συντελεστή “ $\gamma$ ” ή “δευτερο συντελεστή ιονισμού” ή “γάμμα του Townsend”, και είναι:

$$\gamma = \gamma_i + \gamma_p + \gamma_m \tag{2.11}$$

όπου  $\gamma_i$ ,  $\gamma_p$  και  $\gamma_m$  τα μέρη του  $\gamma$  που οφείλονται στο βομβαρδισμό από θετικά ιόντα, από φωτόνια και από μετασταθή άτομα. Ο “ $\gamma$ ” ορίζεται ως “ο αριθμός των δευτερογενών ηλεκτρονίων που παράγονται, κατά μέσο όρο,



Σχήμα 2.5: Διαδοχικές ηλεκτρονικές στοιβάδες όταν  $\gamma = \gamma_i$

στην κάθοδο για κάθε ηλεκτρόνιο που παράγεται από ιονισμό κρούσης”. Όπως και για το συντελεστή “ $\alpha$ ” έτσι και για το συντελεστή “ $\gamma$ ” έχει βρεθεί τόσο θεωρητικά όσο και πρακτικά ότι:

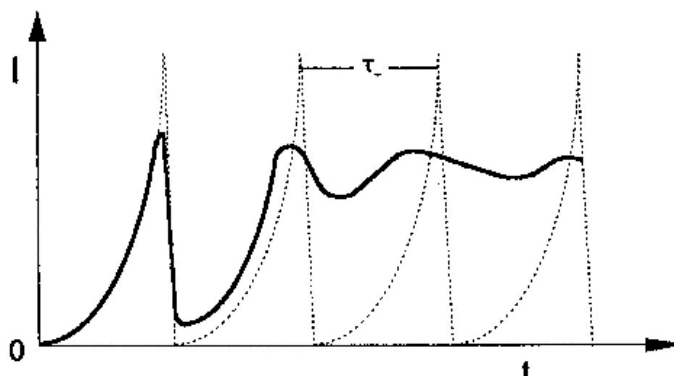
$$\gamma = g \left( \frac{E}{p} \right) \tag{2.12}$$

Από τον ορισμό του “ $\gamma$ ” συνεπάγεται ότι κάθε στοιβάδα παράγει κατά μέσο όρο:

$$\mu = \gamma (e^{ad} - 1) \tag{2.13}$$

δευτερογενή ηλεκτρόνια. Αν λοιπόν η “γενεά” των πρωτογενών στοιβάδων αρχίζει με  $n_0$  ηλεκτρόνια η δεύτερη “γενεά” θα αρχίζει με  $n_0 \mu$  ηλεκτρόνια. Ο χρόνος μεταξύ δύο διαδοχικών γενεών εξαρτάται από το ποιος δευτερογενής μηχανισμός παίζει μεγαλύτερο ρόλο. Αν π.χ. τα δευτερογενή ηλεκτρόνια παράγονται μόνο από θετικά ιόντα ( $\gamma = \gamma_i$ ) τότε η νέα γενεά

στοιβάδων θα αρχίσει ιδανικά μετά από χρόνο “ $\tau_+$ ” όπως φαίνεται στο σχ.2.5.



Σχήμα 2.6: Διαδοχικές ηλεκτρονικές στοιβάδες όταν  $\gamma = \gamma_p$

Αν όμως, όπως είναι πιο κοντά στην πραγματικότητα για εκκενώσεις στον αέρα σε ατμοσφαιρική πίεση, θεωρηθεί ότι ο δευτερογενής μηχανισμός είναι ο οφειλόμενος στα φωτόνια ( $\gamma = \gamma_p$ ) τότε η νέα γενεά θα αρχίσει μετά από χρόνο περίπου ίσο με “ $\tau_-$ ”. Αυτό φαίνεται στο σχ.2.6 που δείχνει το ηλεκτρονικό ρεύμα ως συνάρτηση του χρόνου. Η διακεκομμένη γραμμή αναφέρεται στην ιδανική περίπτωση, αν δηλαδή θεωρηθεί ότι όλο το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο συμβαίνει τη στιγμή που τα ηλεκτρόνια της προηγούμενης στοιβάδας μπαίνουν στην άνοδο. Στην πραγματικότητα το ηλεκτρονικό ρεύμα θα έχει τη μορφή της πλήρους γραμμής, διότι φωτοηλεκτρόνια ελευθερώνονται από την κάθοδο σε όλη τη διάρκεια της πορείας της προηγούμενης στοιβάδας προς την άνοδο. Τόσο στο σχ.2.5 όσο και στο σχ.2.6 θεωρήθηκε ότι είναι  $\gamma(e^{ad} - 1) = 1$ , γι’ αυτό το ρεύμα κάθε στοιβάδας παραμένει σταθερό.

## 2.4 Μηχανισμός διάσπασης κατά Townsend

Για την εξήγηση της διάσπασης στα αέρια σε ομοιογενή πεδία και κάτω από συνεχή τάση έχουν προταθεί δύο μηχανισμοί:

1. Ο μηχανισμός Townsend και
2. Ο μηχανισμός με σχηματισμό “νηματίου” (streamer).

Ο σχηματισμός ηλεκτρονικών στοιβάδων αποτελεί το βασικό φαινόμενο και στους δύο μηχανισμούς. Ο μεν μηχανισμός του Townsend στηρίζεται στην εξακολουθητική παραγωγή δευτερογενών στοιβάδων μέχρι τη

διάσπαση του διακένου, ενώ ο μηχανισμός νηματίου στη μετατροπή μιας πρωτογενούς στοιβάδας σε αγωγίμο νηματίο που όταν γεφυρώσει το διάκενο προκαλεί σπινθήρα. Ειδικότερα ο μηχανισμός του Townsend έχει ως εξής: Αν  $n_0$  είναι ο αριθμός των πρωτογενών φωτοηλεκτρονίων που παράγονται στην κάθοδο, και  $n_0'$  ο αριθμός των δευτερογενών, τότε ο συνολικός αριθμός των ηλεκτρονίων  $n_0''$  που παράγονται στην κάθοδο θα είναι:  $n_0'' = \gamma n_0'' (e^{ad} - 1)$

Όπως ήδη ελέχθη στην προηγούμενη παράγραφο, κάθε ηλεκτρόνιο που παράγεται στην κάθοδο μέχρι να φθάσει στην άνοδο ελευθερώνει  $(e^{ad} - 1)$  ηλεκτρόνια με ιονισμό κρούσης, άρα ο συνολικός αριθμός των ηλεκτρονίων που παράγονται από ιονισμό κρούσης είναι  $n_0'' (e^{ad} - 1)$ . Από τον ορισμό του “ $\gamma$ ” έχουμε ότι κάθε τέτοιο ηλεκτρόνιο παράγει  $\gamma$  ηλεκτρόνια στην κάθοδο, άρα:

$$n_0' = \gamma n_0'' (e^{ad} - 1) \quad (2.14)$$

αντικαθιστώντας το  $n_0'$  με το ίσο του και επιλύοντας ως προς  $n_0''$  έχουμε:

$$n_0'' = \frac{n_0}{1 - \gamma (e^{ad} - 1)} \quad (2.15)$$

Από την εξ.2.3 έχουμε λοιπόν ότι αν παράγονται στην κάθοδο  $n_0''$  ηλεκτρόνια θα φθάσουν στην άνοδο  $n$  όπου:

$$n = n_0'' e^{ad} = \frac{n_0 e^{ad}}{1 - \gamma (e^{ad} - 1)} \quad (2.16)$$

άρα και το ρεύμα που θα διαρρέει το διάκενο θα είναι:

$$I = \frac{I_0 e^{ad}}{1 - \gamma (e^{ad} - 1)} \quad (2.17)$$

Η εξ.2.17 περιγράφει το ρεύμα στο διάκενο πριν συντελεστεί η διάσπασή του όπως φαίνεται στο σχ.2.1. Συγκεκριμένα για χαμηλές τιμές της τάσης  $U$  (άρα και της πεδιακής έντασης  $E = U/d$ ) ο συντελεστής “ $\gamma$ ” είναι αμελητέος και η εξ.2.17 μεταπίπτει στην εξ.2.7, στο δε παράδειγμα του σχ.2.1 αυτό συμβαίνει για τάσεις μικρότερες από  $U_2$ . Για τιμές της τάσης μεγαλύτερες από  $U_2$  ο “ $\gamma$ ”, δηλαδή οι δευτερογενείς μηχανισμοί, αρχίζουν και παίζουν ρόλο και γι’ αυτό παρατηρείται μεγαλύτερη “κλίση”  $(dI/dU)$  της καμπύλης του σχ.2.1. Με την εστιγμένη γραμμή εικονίζεται η χαρακτηριστική, όταν αυτή εξαρτάται μόνο από τους πρωτογενείς μηχανισμούς (εξ.2.3). Πάντως και σε αυτήν την περιοχή, όπως φαίνεται από την εξ.2.17, η εκκένωση δεν είναι αυτοσυντηρούμενη, δηλαδή αν μηδενισθεί το αρχικό φωτοηλεκτρικό ρεύμα  $I_0$  μηδενίζεται και το  $I$ .

Αν τώρα αυξηθεί ακόμα η τάση ( $U_s$  και πάνω στο σχ.2.1) περνάμε σε αυτοσυντηρούμενη εκκένωση. Αυτή η μετάβαση από τη μια κατάσταση στην άλλη, δηλαδή ο σπινθήρας, συνοδεύεται από μεγάλη αύξηση του ρεύματος. Σε αυτό το σημείο πράγματι το ρεύμα γίνεται απροσδιόριστο αφού ο παρονομαστής της εξ.2.17 μηδενίζεται.

$$\gamma(e^{ad} - 1) = 1 \quad (2.18)$$

ή επειδή  $e^{ad} \gg 1$  μπορεί να απλοποιηθεί:

$$\gamma e^{ad} = 1 \quad (2.19)$$

και λογαριθμούμενη γίνεται:

$$ad = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) = K \quad (2.20)$$

επειδή το  $\gamma$  είναι μικρό συνήθως  $<10^{-2} \div 10^{-3}$ , το  $1/\gamma$  είναι ένας αρκετά μεγάλος αριθμός, γι' αυτό και ο  $K$  δεν αλλάζει πολύ, κυμαίνεται δε για μια εκκένωση Townsend μεταξύ 8 και 10. Θεωρητικά η τιμή του ρεύματος κατά τη διάσπαση τείνει προς το άπειρο, στην πραγματικότητα όμως αυτή περιορίζεται από τα στοιχεία του κυκλώματος.

Οι εξ.2.18 ή 2.19 προσδιορίζουν τη συνθήκη κάτω από την οποία επέρχεται η διάσπαση του διακένου και λέγονται “κριτήριο διάσπασης του Townsend”. Ο Loeb εξήγησε το κριτήριο του Townsend ως εξής:

- Για  $\mu < 1$  (εξ.2.13) η εκκένωση είναι μη αυτοσυντηρούμενη επειδή εξαρτάται από το αρχικό φωτοηλεκτρικό ρεύμα  $I_0$  (εξ.2.17).
- Για  $\mu = 1$  η εκκένωση είναι αυτοσυντηρούμενη, επειδή για κάθε ηλεκτρονική στοιβάδα θα παραχθεί, κατά μέσο όρο, ένα δευτερογενές ηλεκτρόνιο στην κάθοδο προκαλώντας έτσι μια νέα στοιβάδα. Αυτή η σχέση ισχύει μόνο για την “ελάχιστη τάση διάσπασης”  $U_s$  του σχ.2.1.
- Για  $\mu > 1$  κάθε στοιβάδα θα προκαλέσει την εκπομπή, πάντα κατά μέσο όρο, περισσότερων από ένα δευτερογενή ηλεκτρόνια στην κάθοδο έτσι ώστε ο ιονισμός που προκαλείται από διαδοχικές στοιβάδες να είναι αθροιστικός. Ο σπινθήρας αναπτύσσεται τόσο ταχύτερα όσο η ανισότητα είναι μεγαλύτερη. Φυσικά αυτά ισχύουν για τάσεις μεγαλύτερες από την  $U_s$ .

Αν και η πλήρωση του κριτηρίου του Townsend (εξ.2.19) θεωρείται απαραίτητη προκειμένου να διασπασθεί ένα διάκενο, εν τούτοις για να επέλθει γρήγορα αύξηση της έντασης μέχρι των τιμών που αντιστοιχούν



στη διάσπαση ουσιαστικά πρέπει να συντρέχει η 3η περίπτωση, δηλαδή να είναι  $\mu > 1$ . Επειδή όμως ο  $3^{05}$  συντελεστής ιονισμού ( $\gamma$ ) είναι στατιστικό μέγεθος που υπόκειται σε διακυμάνσεις δεν αποκλείεται ακόμα και όταν κατά μέσο όρο είναι  $\mu = 1$  (2<sup>η</sup> περίπτωση) να γίνει στιγμιαία  $\mu > 1$  και να επέλθει ταχύτατα η διάσπαση.

Γενεά ηλεκτρονικών στοιβάδων ή αλλιώς “κύκλος ιονισμού” διάρκειας  $t_1$  καλείται ό,τι συμβαίνει από την εκκίνηση των αρχικών ηλεκτρονίων από την κάθοδο μέχρι και την είσοδο σε αυτήν όλων των θετικών ιόντων. Έστω  $n_0$  τα αρχικά ηλεκτρόνια τα οποία θεωρούνται ότι εκπέμπονται από την κάθοδο κατά ίσα χρονικά διαστήματα μέσης διάρκειας  $1/n_0$  και στο τέλος κάθε κύκλου ιονισμού. Αν λοιπόν κατά την αρχή των χρόνων ( $t=0$ ) εκκινεί η πρώτη ομάδα από  $n_0 t_1$  αρχικά ηλεκτρόνια προκύπτει ότι αυτά θα εκτελέσουν σε κάποιο χρόνο  $t$  έναν αριθμό κύκλων ίσων με  $\nu = t/t_1$  και θα προκαλέσουν την εκπομπή από την κάθοδο  $n_0 t_1 \mu^\nu$  νέων αρχικών ηλεκτρονίων. Η δεύτερη ομάδα, πάλι από  $n_0 t_1$  ηλεκτρόνια, θα εκτελέσει μέχρι το τέλος του χρόνου  $t$ ,  $\nu - 1$  κύκλους και θα προκαλέσει την εκπομπή  $n_0 t_1 \mu^{\nu-1}$  νέων αρχικών ηλεκτρονίων κ.ο.κ. Μετά λοιπόν από το χρόνο  $t$ , συμπεριλαμβανομένων και των αρχικών, θα εκπεμφθούν συνολικά

$$n_0 t_1 (1 + \mu + \mu^2 + \dots + \mu^{\nu-1} \mu^\nu) \quad (2.21)$$

ηλεκτρόνια το καθένα από τα οποία θα δημιουργήσει μέσω ιονισμού κρούσης  $e^{ad}$  επιπλέον ηλεκτρόνια. Πολλαπλασιάζοντας λοιπόν αυτόν τον αριθμό επί  $e^{ad}$  και επί το φορτίο των ηλεκτρονίων  $1,6 \times 10^{-19} C$  και τέλος διαιρώντας δια “ $t_1$ ” προκύπτει ότι το μέσο ρεύμα “ $I_t$ ” στο χρόνο  $t$  είναι ίσο με:

$$I_t = e n_0 (1 + \mu + \mu^2 + \dots + \mu^{\nu-1} + \mu^\nu) e^{ad} \quad (2.22)$$

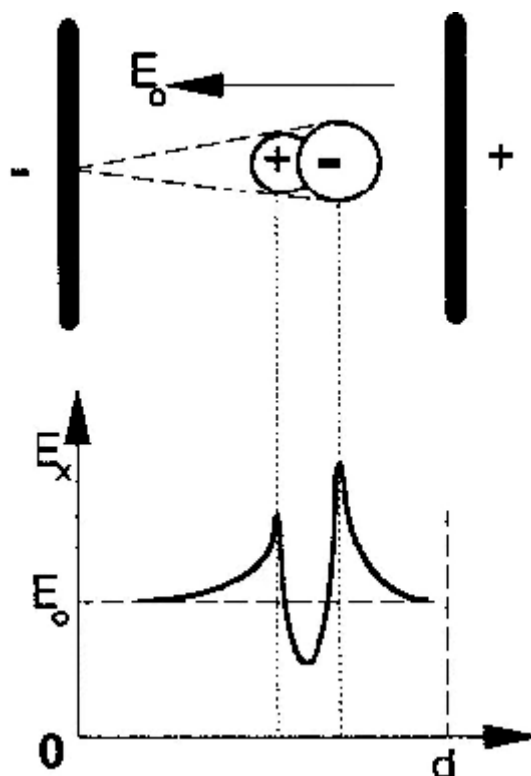
Από αυτόν τον τύπο μπορεί να βρεθεί η καθυστέρηση διάσπασης (καθυστέρηση σχηματισμού) κάποιου διάκενου σύμφωνα με το μηχανισμό του Townsend

## 2.5 Μηχανισμός διάσπασης με σχηματισμό νηματίου

Ορισμένα φαινόμενα είναι αδύνατο να εξηγηθούν με βάση το μηχανισμό του Townsend, π.χ. οι πολύ μικροί χρόνοι που μεσολαβούν μεταξύ της επιβολής της τάσης και της διάσπασης του διακένου και που

παρατηρούνται όταν επιβληθούν υπερτάσεις, κάποτε μάλιστα αυτοί είναι μικρότεροι και από το χρόνο που χρειάζεται ένα ηλεκτρόνιο για να διασχίσει το διάκενο. Τούτο γίνεται επειδή ο μηχανισμός του Townsend προϋποθέτει ότι για τη διάσπαση χρειάζεται ολόκληρη σειρά από διαδοχικές ηλεκτρονικές στοιβάδες. Αυτό προκάλεσε εντατική ερευνητική εργασία με συνέπεια να προταθεί και άλλη θεωρία για τη διάσπαση, συγκεκριμένα η θεωρία του μηχανισμού της διάσπασης μέσω του σχηματισμού νηματίου (streamer) ταυτόχρονα σχεδόν από τους Meek και Raether που κατέληξαν σε όμοια συμπεράσματα αν και εργάζονταν εντελώς ανεξάρτητα ο ένας από τον άλλον. Συγκεκριμένα ο μεν Meek ανέπτυξε τη θεωρία του θετικού νηματίου, δηλαδή αυτού που οδεύει από την άνοδο προς την κάθοδο, ενώ ο Raether του αρνητικού, δηλαδή από την κάθοδο προς την άνοδο.

Οι δύο θεωρίες βασίζονται στα φαινόμενα που προκαλούνται στο διάκενο από τη στρέβλωση του ομοιογενούς πεδίου που προκαλείται από την ύπαρξη χωρικών φορτίων κατά μήκος μιας ηλεκτρονικής στοιβάδας. Ειδικότερα η κεφαλή μιας στοιβάδας αποτελείται κυρίως από ηλεκτρόνια ενώ η ουρά της από τα κατά πολύ βραδύτερα θετικά ιόντα. Το σχ.2.7 λοιπόν δείχνει την επίδραση που έχει το χωρικό φορτίο μιας στοιβάδας στο πεδίο του διακένου. Χάριν απλότητας τόσο τα αρνητικά (κεφαλή) όσο και τα θετικά (ουρά) χωρικά φορτία θεωρούνται σφαιρικά.



Σχήμα 2.7: Μεταβολή του πεδίου κατά μήκος της στοιβάδας

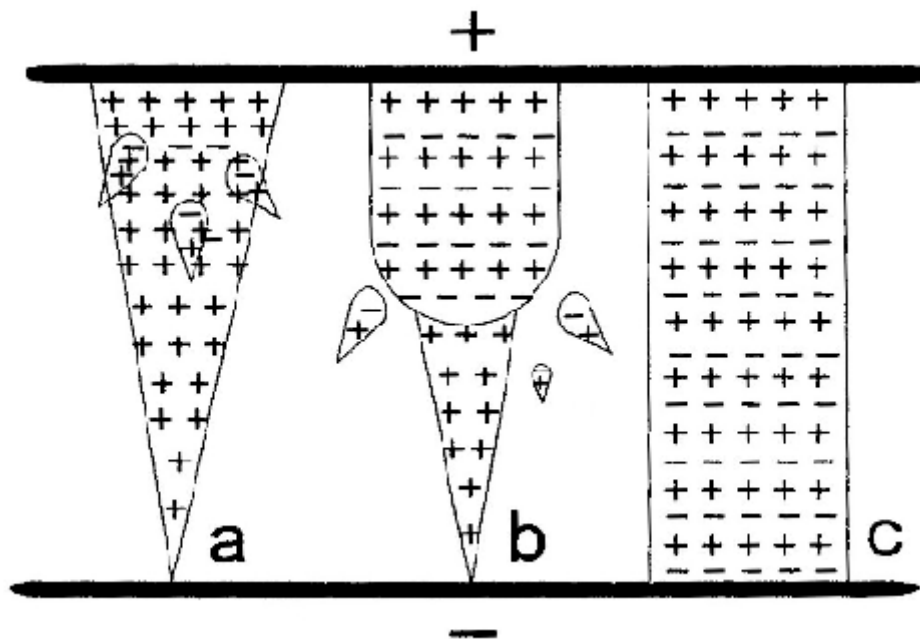
Ο σχηματισμός και η πρόοδος του θετικού νηματίου επεξηγήθηκαν από τον Meek ως εξής: Όταν μια στοιβάδα που εκκινεί από την κάθοδο φθάσει στην άνοδο, τα ηλεκτρόνια της εξουδετερώνονται και έτσι μένει ένα θετικό χωρικό φορτίο που σχηματίζεται από τα θετικά ιόντα που παραμένουν στο διάκενο. Το φορτίο αυτό, όπως φαίνεται και στο σχ.2.8.a, έχει κωνικό σχήμα με τη μεγαλύτερη συγκέντρωση θετικών ιόντων στη γειτονιά της ανόδου όπου κυρίως προκαλεί αύξηση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου, αν το πεδίο αποκτήσει αρκετά μεγάλη τιμή παρατηρείται στην περιοχή κοντά στην άνοδο ισχυρός ιονισμός που δημιουργεί πληθώρα φωτοηλεκτρονίων, αυτά με τη σειρά τους προκαλούν “βοηθητικές ηλεκτρονικές στοιβάδες” με κατεύθυνση προς τη βάση της κωνικής ουράς (σχ.2.8.a). Κυρίως βοηθητικές στοιβάδες δημιουργούνται κατά μήκος του άξονα της αρχικής στοιβάδας όπου και το πεδίο έχει τη μεγαλύτερη τιμή. Τα θετικά ιόντα των βοηθητικών στοιβάδων που παραμένουν πίσω αφού τα ηλεκτρόνια μπουν στην περιοχή μεγάλης συγκέντρωσης φορτίου (κεφαλή της κύριας στοιβάδας), ενισχύουν και επιμηκύνουν το χωρικό φορτίο της αρχικής στοιβάδας με κατεύθυνση προς την κάθοδο (σχ.2.8.b) δημιουργώντας έτσι ένα αυτοπροωθούμενο αγωγίμο

νημάτιο, που κάποια στιγμή γεφυρώνει το διάκενο (σχ.2.8.c) προκαλώντας έτσι τη διάσπασή του.

Η μετατροπή της αρχικής ηλεκτρονικής στοιβάδας σε νημάτιο μπορεί να γίνει, αν η τιμή της έντασης του ακτινικού πεδίου  $E_r$  στην κεφαλή της στοιβάδας είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με την αρχική (γεωμετρική) πεδιακή ένταση  $E = U/d$ . Για τον υπολογισμό της τιμής της  $E_r$  θα θεωρηθεί ότι τα θετικά ιόντα με συνολικό φορτίο  $q$ , είναι συγκεντρωμένα σε μια σφαίρα με ακτίνα  $r$  στην κεφαλή της στοιβάδας. Υπό αυτές τις προϋποθέσεις η τιμή της  $E_r$  στην ακτίνα  $r$  είναι:

$$E_r = \frac{q10^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{[(4/3)\pi r^3 Ne]10^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{10^2}{3\epsilon_0} reN \quad (2.23)$$

όπου  $N$  είναι η πυκνότητα των ιόντων ανά  $cm^3$ .



Σχήμα 2.8: Σχηματισμός θετικού νηματίου κατά Meek

Σε μια απόσταση  $d_x$  στο τέλος της διαδρομής  $x$  μιας στοιβάδας ο αριθμός των ιόντων που παράγονται είναι  $ae^{ax} dx$  οπότε θα είναι:

$$N = \frac{ae^{ax} dx}{\pi r^2 dx} = \frac{ae^{ax}}{\pi r^2} \quad (2.24)$$

και αντικαθιστώντας το  $N$  με την τιμή του από την προηγούμενη εξίσωση έχουμε:

$$E_r = \frac{ea10^2 \exp(ax)}{3\epsilon_0 \pi r} \quad (2.25)$$

Η ακτίνα  $r$  είναι η ακτίνα της κεφαλής της στοιβάδας όταν έχει διατρέξει απόσταση  $x$  και δίνεται από τη σχέση:

$$r = \sqrt{2D \left( \frac{x}{v_-} \right)} \quad (2.26)$$

όπου  $v_-$  η ταχύτητα της στοιβάδας των ηλεκτρονίων και  $D$  ο συντελεστής διάχυσης. Αντικαθιστώντας λοιπόν στην εξίσωση έχουμε:

$$E_r = \frac{ea10^2 \exp(ax)}{3\varepsilon_0 \sqrt{2D(x/v_-)}} \quad (2.27)$$

Γνωρίζοντας λοιπόν τις τιμές των  $v_-$  (ταχύτητα των ηλεκτρονίων) και  $D$  (συντελεστής διάχυσης) για τον ατμοσφαιρικό αέρα και αντικαθιστώντας στην εξίσωση βρίσκεται η τιμή του πεδίου σε  $V/cm$ :

$$E_r = 5,27 \cdot 10^{-7} \frac{ae^{ax}}{\sqrt{x/p}} \quad (2.28)$$

Η ελάχιστη τάση διάσπασης συμβαίνει όταν το κριτήριο για το σχηματισμό του νηματίου ( $E = E_r$ ) συμβαίνει μόλις η αρχική στοιβάδα διανύσει το διάκενο. Αν λοιπόν θεωρηθεί ότι είναι  $E = E_r$  και  $x = d$  τότε η εξίσωση γίνεται:

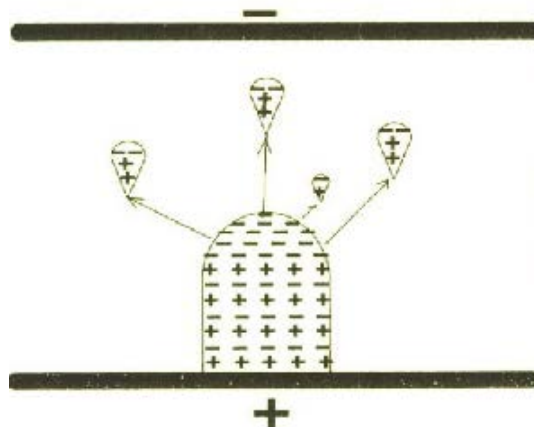
$$ad + \ln \left( \frac{a}{p} \right) = 14,5 + \ln \left( \frac{E}{p} \right) + \frac{1}{2} \ln \left( \frac{d}{p} \right) \quad (2.29)$$

αυτή μπορεί να λυθεί αν οι τιμές του  $a/p$  είναι γνωστές π.χ. από την εξ.2.5 ή την καμπύλη του Sanders.

Ανάλογες σκέψεις έκανε και ο Raether για το αρνητικό νημάτιο (από κάθοδο προς άνοδο). Γι' αυτόν, το κριτήριο για τη δημιουργία και εξέλιξη του νηματίου είναι το γεωμετρικό (αρχικό) πεδίο να είναι περίπου ίσο με το πεδίο που οφείλεται στο αρνητικό χωρικό φορτίο. Το συνολικό πεδίο (τα δύο πεδία ενεργούν ομόρροπα) προκαλεί τη δημιουργία στοιβάδων που οδεύουν προς την άνοδο και που οφείλουν την αρχή τους σε φωτοηλεκτρόνια που παράγονται από τον έντονο φωτοϊονισμό που υπάρχει εμπρός από την κεφαλή του νηματίου (σχ.2.9). Σύμφωνα με τον Raether η εξίσωση που συνδέει την πρόωση μιας στοιβάδας σε ένα διάκενο με την πεδιακή ένταση  $E = U/d$  και  $E_r$  την πεδιακή ένταση στην κεφαλή της στοιβάδας είναι:

$$ax = 17,7 + \ln x + \ln \frac{E_r}{E} \quad (2.30)$$

όπου  $x$  η απόσταση του κέντρου της κεφαλής της από την κάθοδο.



Σχήμα 2.9: Σχηματισμός αρνητικού νηματίου κατά Raether

Αφού το κριτήριο για το σχηματισμό του νηματίου είναι  $E = E_c$ , και αφού η ελάχιστη τάση διάσπασης είναι  $x = d$  δηλαδή όταν η στοιβάδα μετασχηματίζεται σε νημάτιο τη στιγμή που φθάνει στην άνοδο, προκύπτει ότι η εξίσωση για την ελάχιστη τάση διάσπασης είναι:

$$ad = 17,7 + \ln d \quad (2.31)$$

Ο Raether υπολόγισε ότι ο αριθμός ηλεκτρονίων που πρέπει να αποκτήσει μια στοιβάδα για να μετασχηματιστεί σε νημάτιο είναι περίπου  $10^8 \div 5 \times 10^8$ , που αυτό αντιστοιχεί σε τιμή του  $ad \approx 20$  (εξ.2.18). Αν και τα κριτήρια του Meek και του Raether είναι εμπειρικά, εν τούτοις η εφαρμογή τους δίνει αποτελέσματα που δεν απέχουν πολύ από την πράξη.

## 2.6 Σύγκριση των δύο μηχανισμών

Από αυτά που ελέχθησαν μέχρι τώρα συνεπάγεται ότι, καθένας από τους δύο μηχανισμούς μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να περιγράψει τη διάσπαση ενός ομοιογενούς διακένου. Δηλαδή το ερώτημα που τίθεται είναι σε ποιες περιπτώσεις η διάσπαση γίνεται με το μηχανισμό του Townsend και σε ποιες με το μηχανισμό νηματίου. Είδαμε προηγουμένως ότι βρέθηκε πως η αρχική στοιβάδα μετασχηματίζεται σε νημάτιο, όταν ο αριθμός των ηλεκτρονίων στην κεφαλή της ξεπεράσει τον κρίσιμο αριθμό των  $10^8$ . Αν αυτό συμβεί χρονικά πριν πληρωθεί το κριτήριο του Townsend (εξ.2.19) τότε η διάσπαση, εφόσον επέλθει, θα γίνει με σχηματισμό νηματίου. Αν αντίθετα πληρωθεί πρώτα το κριτήριο του Townsend, δηλαδή γίνει διάσπαση προτού τα ηλεκτρόνια της κεφαλής της στοιβάδας ξεπεράσουν τα  $10^8$ , τότε αυτή θα γίνει με το μηχανισμό Townsend.

Αφού λοιπόν, όταν πληρούται το κριτήριο του Townsend, ο αριθμός των ηλεκτρονίων της στοιβάδας (εξ.2.3) είναι ίσος με  $1/\gamma$  (εξ.2.19) έπεται ότι για να γίνει η διάσπαση με το μηχανισμό νηματίου θα πρέπει να ισχύει η ανισότητα:

$$\frac{1}{\gamma} \geq \approx 10^8 \quad (2.32)$$

Εννοείται ότι όταν δεν πληρούται αυτή η ανισότητα συμβαίνει ακριβώς το αντίθετο, δηλαδή η διάσπαση γίνεται μέσω του μηχανισμού του Townsend. Από αυτήν την εξίσωση γίνεται φανερό ότι η επιλογή του μηχανισμού της διάσπασης τελικά είναι συνάρτηση του αερίου (συντελεστής  $\alpha$ ), του υλικού της καθόδου (συντελεστής  $\gamma$ ) καθώς και της πεδιακής έντασης και πίεσης (επηρεάζουν και τους δύο συντελεστές). Είναι λοιπόν δυνατόν αλλάζοντας τις διάφορες παραμέτρους να περάσουμε από τον ένα μηχανισμό στον άλλον.

Πειραματικά έχει βρεθεί ότι για σχετικά μικρά διάκενα στον ατμοσφαιρικό αέρα που βρίσκονται κάτω από πιέσεις μικρότερες από την ατμοσφαιρική (δηλαδή για σχετικά μικρές τιμές της παραμέτρου  $pd$ ) η διάσπαση επέρχεται συνήθως με το μηχανισμό του Townsend. Π.χ. βρέθηκε ότι ο μηχανισμός του Townsend ισχύει για τιμές του  $pd$  μέχρι  $8000mmHgcm$  (Swansea), αλλού βρέθηκε ότι ισχύει τουλάχιστον μέχρι και για  $10000mmHgcm$  (Strathclyde), αλλού εν τούτοις μόνο μέχρι  $6000mmHgcm$  (Hamburg). Φυσικά αυτά ισχύουν μόνο για ομοιογενή πεδία, ενώ για ανομοιογενή διάκενα παρατηρείται πάντοτε σχηματισμός νηματίου.

## 2.7 Καθυστέρηση διάσπασης

Όπως έχει ήδη λεχθεί, για να έχουμε διάσπαση ενός διακένου και μάλιστα με οποιοδήποτε μηχανισμό, πρέπει να προηγηθεί σχηματισμός ηλεκτρονικών στοιβάδων που με τη σειρά τους πρέπει να προκληθούν από ελεύθερα ηλεκτρόνια. Αν η τάση του διακένου είναι συνεχής ή έστω βραδέως μεταβαλλόμενη, υπάρχει πάντα αρκετός διαθέσιμος χρόνος για να βρεθούν τα κατάλληλα ελεύθερα ηλεκτρόνια που αν η τάση είναι αρκετή, δηλαδή μεγαλύτερη ή ίση από  $U_s$ , θα προκαλέσουν το σχηματισμό στοιβάδων και τελικά τη διάσπαση του διακένου. Κάτω από τάσεις όμως που έχουν μικρή διάρκεια, όπως π.χ. κρουστικές ή τάσεις που αυξάνουν με

μεγάλη ταχύτητα, το διάκενο μπορεί να μη διασπασθεί και για τάσεις μεγαλύτερες από την  $U_s$ .

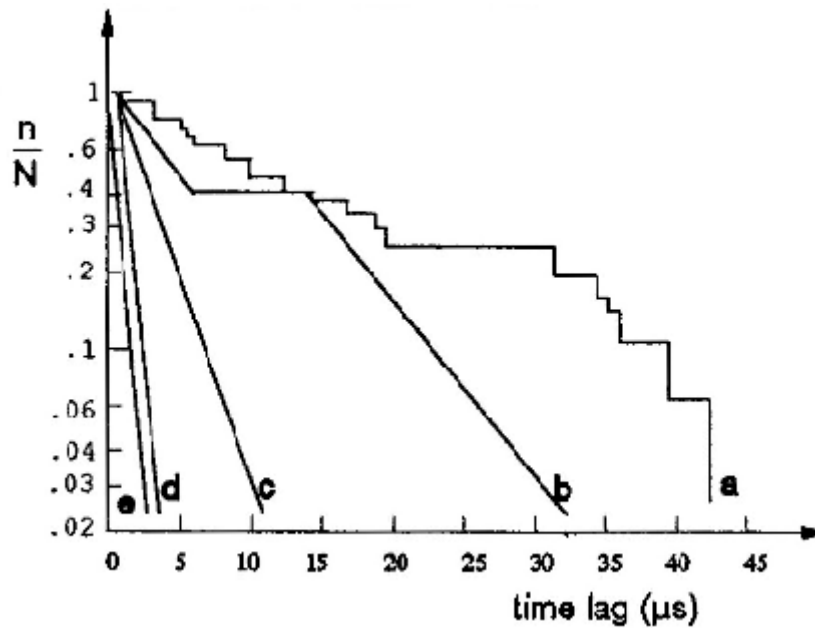
Ο χρόνος από την επιβολή της τάσης μέχρι τη διάσπαση του διακένου λέγεται “καθυστέρηση διάσπασης” (time lag). Η καθυστέρηση διάσπασης αποτελείται από δύο μέρη, το πρώτο είναι ο χρόνος από την επιβολή της τάσης μέχρι την εμφάνιση ενός ελεύθερου ηλεκτρονίου και λέγεται “στατιστική καθυστέρηση” (statistical time lag) “ $t_s$ ” και το δεύτερο από την αρχή της πρώτης στοιβάδας μέχρι τη διάσπαση του διακένου και λέγεται “καθυστέρηση σχηματισμού” (formative time lag) “ $t_f$ ”, δηλαδή  $t = t_s + t_f$ . Αν η κάθοδος δεν έχει υποστεί έντονη υπεριώδη ακτινοβολία, ή βρίσκεται κοντά σε μια ραδιενεργή πηγή, ή βρίσκεται υπό τάση αρκετά υψηλότερη από τη  $U_s$ , η  $t_s$  που είναι κατά μέσο όρο τάξης μεγέθους  $10^{-2}s$  θα είναι σημαντικά μεγαλύτερη από την  $t_f$ . Αν όμως το διάκενο ακτινοβοληθεί ή τεθεί σε τάση μεγαλύτερη από την ελάχιστη τάση διάσπασης  $U_s$ , τότε η  $t_s$  μικραίνει σημαντικά. Η  $t_f$  εξαρτάται απολύτως από την τάση και αυξάνει από  $10^{-4}s$  για τάσεις κοντά στην  $U_s$  μέχρι και  $10^{-9}s$  για τάσεις σημαντικά υψηλότερες ή με πολύ μεγάλη ταχύτητα ανόδου.

Η καθυστέρηση διάσπασης μπορεί να λεχθεί ότι μεταβάλλεται με την τάση, δηλαδή ελαττώνεται όσο αυξάνει η τάση, η δε μεταβολή αυτή μοιάζει με φθίνουσα εκθετική. Γι’ αυτό και η καθυστέρηση διάσπασης μπορεί να παρασταθεί και ως:

$$\frac{n}{N} = e^{-\int_0^t P\beta dt} \quad (2.33)$$

όπου  $N$  είναι ο συνολικός αριθμός των καθυστερήσεων διάσπασης,  $n$  ο αριθμός των καθυστερήσεων διάσπασης που είναι μεγαλύτερος από  $t$ ,  $\beta$  η συχνότητα που εμφανίζονται τα ηλεκτρόνια λόγω ακτινοβόλησης του διακένου και τέλος  $P$  η πιθανότητα που έχει ένα ηλεκτρόνιο σε μια περιοχή του διακένου και για μια δεδομένη πεδιακή ένταση να αρχίσει τη δημιουργία σπινθήρα. Το σχ.2.10 παρουσιάζει το λόγο  $n/N$  για διάκενα στον ατμοσφαιρικό αέρα και στο  $SF_6$  για διάφορες υπερτάσεις. Αντίθετα με τον αέρα που παρουσιάζει πάντα μια φθίνουσα εκθετική καμπύλη (σχ.2.10e) το  $SF_6$  παρουσιάζει πολλές φορές, για λόγους που δεν έχουν ακόμη εξηγηθεί ικανοποιητικά, πολύ ακανόνιστες καμπύλες όπως π.χ. οι καμπύλες a και b του σχ.2.10. Συγκεκριμένα οι καμπύλες a,b,c,d αναφέρονται σε  $SF_6$  υπό τάσεις 10%, 15%, 20% και 25% πάνω από την  $U_s$  αντιστοίχως ενώ η καμπύλη e στον αέρα υπό τάση 5,3% πάνω από την  $U_s$ .



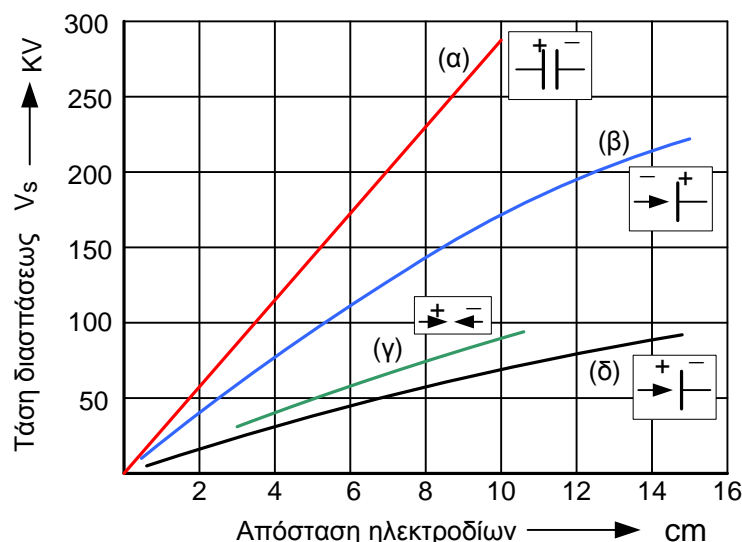


Σχήμα 2.10: Καθυστέρηση διάσπασης

## 2.8 Διάσπαση σε ανομοιογενή πεδία

### 2.8.1 Γενικά

Η διάσπαση σε ανομοιογενές πεδίο δεν επέρχεται όπως στην περίπτωση του ομοιογενούς απότομα, όταν αυξάνεται η τάση του διακένου, αλλά παρεμβαίνουν, πριν την οριστική διάσπαση δια του σχηματισμού σπινθήρα ή τόξου, και εκκενώσεις άλλων μορφών όπως η στεμματοειδής (corona) και η θυσανοειδής. Σε ένα μη ομοιογενές ηλεκτρικό πεδίο, οι streamers προχωρούν κατά μήκος ενός τμήματος του διακένου με ταχύτητα που ξεπερνά τα  $100\text{cm}/\mu\text{s}$  και σταματούν λόγω της μείωσης τόσο του γεωμετρικού πεδίου που επιβάλλεται όσο και λόγω των απωλειών ενέργειας κατά τη διάρκεια της δημιουργίας νέων στοιβάδων. Για να εξασφαλιστεί επομένως η σταθερή ανάπτυξη των streamers σε ένα διάκενο απαιτείται το ηλεκτρικό πεδίο να έχει μια ελάχιστη κρίσιμη τιμή [2.7].



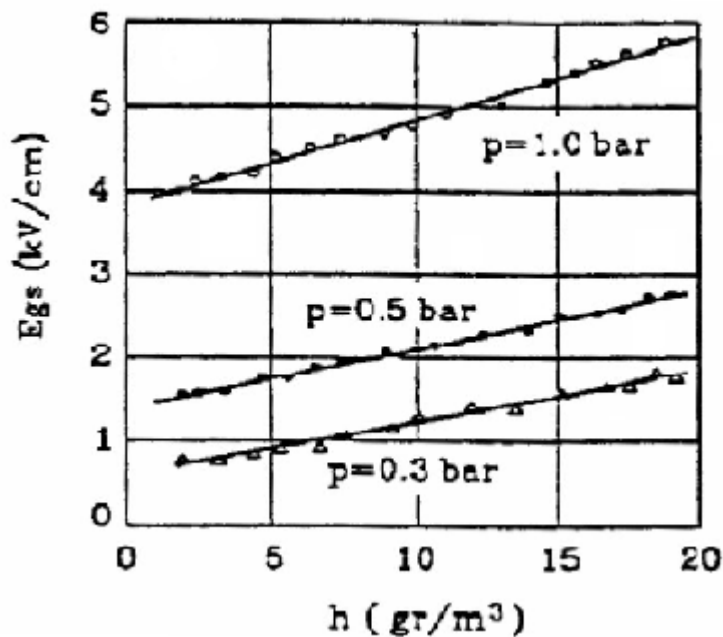
Σχήμα 2.11: Σύγκριση τάσεων διάσπασης μεταξύ ηλεκτροδίων ομοιογενούς πεδίου (α) και ανομοιογενούς (β,γ,δ)

Η τάση έναρξης ( $U_i$ ) διαφέρει της ελάχιστης τάσης διάσπασης ( $U_s$ ) σημαντικά, ενώ αυτές οι δύο πρακτικά συμπίπτουν στο ομοιογενές. Η σημασία των προκαταρκτικών σταδίων της διάσπασης είναι μεγάλη αφού στην πράξη οι περιπτώσεις ανομοιογενούς πεδίου είναι οι πλέον συνήθεις. Άλλες διαφορές ανομοιογενούς και ομοιογενούς πεδίου διάσπασης είναι:

- Σημαντικά μικρότερες τάσεις διάσπασης (σχ.2.11).
- Μεγαλύτερη καθυστέρηση διάσπασης υπό κρουστικές τάσεις.
- Σημαντική επίδραση της περιεκτικότητας του αέρα σε υγρασία.

Ο προσδιορισμός της τιμής του πεδίου που απαιτείται για την πρόοδο των streamers αποτέλεσε αντικείμενο μελέτης πολλών ερευνητών. Τα αποτελέσματα ποικίλλουν ανάλογα με τη διάταξη και το είδος της τάσης που χρησιμοποιήθηκαν για την παραγωγή των streamers, και ανάλογα με την ομοιογένεια ή όχι του διακένου που μελέτησαν. Ωστόσο, γενικά θεωρείται ότι σε ατμοσφαιρικές συνθήκες πίεσης για τη σταθερή πρόοδο των streamers απαιτείται η πεδιακή ένταση να έχει τιμές της τάξης των  $4,5 \div 5 \text{ kV/cm}$ . Οι Phelps και Griffiths [2.7] ονόμασαν το ελάχιστο πεδίο που απαιτείται για τη σταθερή ανάπτυξη των streamers κρίσιμο πεδίο και διαπίστωσαν ότι το τελευταίο αυξάνει με την αύξηση της πυκνότητας του αέρα αλλά και με την αύξηση της απόλυτης υγρασίας (σχ.2.12). Η επίδραση της πυκνότητας του αέρα και της απόλυτης υγρασίας στο κρίσιμο

πεδίο των streamers επιβεβαιώθηκε αργότερα και σε μετέπειτα ερευνητικές εργασίες [1.1], [1.2].



Σχήμα 2.12: Κρίσιμο πεδίο των streamers συναρτήσει της απόλυτης υγρασίας για τρεις τιμές της πίεσης

Έτσι με την εφαρμογή τάσης σε ένα ανομοιογενές διάκενο δημιουργούνται χωρικά φορτία αντίθετης πολικότητας, κυρίως λόγω ιονισμού κρούσης των μορίων του αέρα από ελεύθερα ηλεκτρόνια, που επιταχύνονται από το εφαρμοζόμενο πεδίο. Εξαιτίας των διαφορετικών κινητικοτήτων των ηλεκτρονίων και θετικών ιόντων αλλά και λόγω της υψηλής τιμής της πυκνότητας του αέρα σε κανονικές συνθήκες πίεσης δημιουργούνται συγκεντρώσεις φορτίων. Οι συγκεντρώσεις αυτές αλλάζουν την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου και επιτρέπουν έτσι την πρόοδο του ιονισμού ακόμα και σε περιοχές του διακένου, όπου το πεδίο λόγω της εφαρμοζόμενης τάσης από μόνο του δε θα μπορούσε να την εξασφαλίσει, οδηγώντας μέχρι και στη διάσπαση του διακένου μέσω αγώγιμων οδών. Στις επόμενες παραγράφους περιγράφεται ο μηχανισμός και οι ιδιότητες των προαναφερθέντων εκκενώσεων μέχρι τη διάσπαση, πρώτον μεν υπό τάση βραδέως αυξανόμενης από την τάση έναρξης  $U_i$  μέχρι την ελάχιστη τάση διάσπασης  $U_s$ , κατόπιν δε υπό κρουστικές τάσεις.

### 2.8.2 Μηχανισμός διάσπασης σε ανομοιογενές πεδίο υπό την ελάχιστη τάση $U_S$

Θεωρούμε διάταξη ακίδας-πλάκας διότι στην περίπτωση αυτή μπορούν να αναχθούν όλα τα φαινόμενα που συμβαίνουν σε οποιαδήποτε άλλη διαμόρφωση αγωγών μεταξύ των οποίων υφίσταται ανομοιογενές πεδίο. Η μορφή των εκκενώσεων μέχρι τη διάσπαση εξαρτάται από την πολικότητα της ακίδας έναντι της πλάκας.

Όταν η ακίδα είναι θετική, εμφανίζεται στο άκρο της, για κάποια τιμή της τάσης, υποκύανος αίγλη. Αυξάνοντας την τάση οι διαστάσεις της αίγλης αυξάνουν και εμφανίζεται στην κάθοδο φωτεινή ακτινοβολία. Οι φωτεινές περιοχές των ηλεκτροδίων διευρύνονται συνεχώς και καταλαμβάνουν τελικά ολόκληρο το χώρο μεταξύ ακίδας και πλάκας. Υπό ορισμένες συνθήκες, ξεπηδούν από το άκρο της ακίδας streamers ιώδους χρώματος με πολλές κατά κανόνα διακλαδώσεις. Μόλις ένας από αυτούς φθάσει στην κάθοδο, αποκαθίσταται μεταξύ των ηλεκτροδίων συνεχής αγωγιμη οδός διαμέσου της οποίας εκκενώνεται το φορτίο των ηλεκτροδίων και των σε αυτά συνδεδεμένων αγωγών υπό μορφή σπινθήρα και εξελίσσεται σε ισχυρό ηλεκτρικό τόξο, εφόσον η τάση είναι επαρκώς μεγάλη.

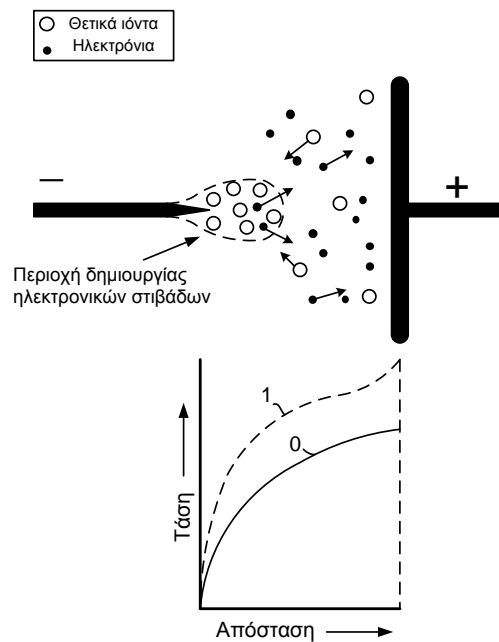
Όταν η ακίδα είναι αρνητική, εμφανίζεται στο άκρο της, για τιμή της τάσης μικρότερη από την αντίστοιχη της προηγούμενης περίπτωσης, έντονα φωτεινό κυανό σημείο του οποίου οι διαστάσεις αυξάνουν λίγο με την αύξηση της τάσης. Ο χώρος μεταξύ των ηλεκτροδίων παραμένει σκοτεινός μέχρις ότου η τάση να αποκτήσει κάποια τιμή σημαντικά μεγαλύτερη από την προηγούμενη περίπτωση (σχ.2.11) και να επέλθει η διάσπαση χωρίς να προηγηθεί η εμφάνιση streamers [2.1].

Στην περίπτωση που η διάταξη αποτελείται από δύο ακίδες, τα φαινόμενα στα άκρα τους είναι τα ίδια με τις προηγούμενες περιπτώσεις ανάλογα της πολικότητάς τους. Η τάση διάσπασης κυμαίνεται, για το ίδιο μήκος διακένου, μεταξύ των τιμών διάσπασης που αντιστοιχούν στις εν λόγω περιπτώσεις (σχ.2.11). Οι διάφορες φάσεις που λαμβάνει η εκκένωση μεταξύ των ηλεκτροδίων μέχρι την τελική διάσπαση καλούνται συνήθως περιληπτικά “στεμματοειδείς εκκενώσεις” (διεθνώς corona). Σε μερικές περιπτώσεις γίνεται διάκριση μεταξύ των πρώτων φάσεων της στεμματοειδούς εκκένωσης, οι οποίες έχουν την ίδια ονομασία, από την ενδεχομένως εμφανιζόμενη τελευταία φάση η οποία καλείται “θυσανοειδής

εκκένωση”. Αρχικά εξετάζεται η εξέλιξη του φαινομένου όταν η ακίδα είναι αρνητικής πολικότητας και κατόπιν όταν είναι θετικής.

**α) Αρνητική ακίδα**

Όταν η ένταση του πεδίου μπροστά από την ακίδα είναι επαρκής ( $U \geq U_i$ ), τα εκεί καταφθάνοντα θετικά ιόντα είναι σε θέση να αποσπάσουν από αυτήν ηλεκτρόνια, από τα οποία δημιουργούνται ηλεκτρονικές στοιβάδες που προχωρούν προοδευτικά προς την άνοδο. Η εξέλιξή τους αναχαιτίζεται όταν η κεφαλή τους φθάσει σε μικρή απόσταση από την ακίδα (τάξης  $0,5mm$ ) όπου εκεί η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου είναι πλέον ανεπαρκής για να προσδώσει στα ηλεκτρόνια ενέργεια ικανή για ιονισμό. Τα ηλεκτρόνια της στοιβάδας κατευθύνονται με μεγάλη ταχύτητα προς την άνοδο ενώ τα βραδυκίνητα θετικά ιόντα, προϊόντα του ιονισμού εντός της στοιβάδας, δημιουργούν μπροστά από την ακίδα νέφος θετικού χωρικού φορτίου. Αποτέλεσμα αυτού του φορτίου είναι η αύξηση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου προ της ακίδας. Εκεί εξακολουθεί να υφίσταται έντονος ιονισμός, αλλά πέραν του νέφους η εξέλιξη των στοιβάδων είναι αδύνατη διότι οι κεφαλές τους φθάνουν πλέον πολύ πιο γρήγορα σε περιοχές ανεπαρκούς πεδίου. Τέλος, η παραγωγή των στοιβάδων σταματά επειδή το διαρκώς συσσωρευμένο θετικό χωρικό φορτίο φθάνει σε επαφή με την ακίδα εντός της οποίας και εξαφανίζεται. Μετά τον καθαρισμό του χώρου από τα θετικά ιόντα επαναλαμβάνεται η αθρόα δημιουργία στοιβάδων μέχρις ότου να διακοπεί και πάλι. Το φαινόμενο αυτό επαναλαμβάνεται περιοδικά με συχνότητα της τάξης των  $10kHz$ , αυξανομένης με το ρεύμα εκκένωσης. Με κοινό καθοδικό παλμογράφο είναι δυνατόν να καταγραφούν οι μεταβολές της έντασης του ρεύματος αυτού, το οποίο αυξάνει απότομα κατά την εισροή των ιόντων εντός της ακίδας και ταυτόχρονα μπορεί να μετρηθεί και η συχνότητα των μεταβολών.



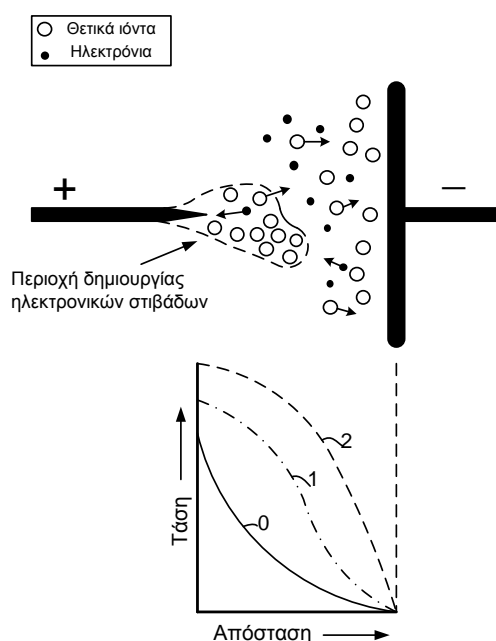
**Σχήμα 2.13: Μηχανισμός της εκκένωσης και διανομή της τάσης μεταξύ αρνητικής ακίδας και θετικής πλάκας. Η διανομή της τάσης “0” αντιστοιχεί σε τάση μικρότερη ή ίση προς την τάση έναρξης. Η “1” σε υψηλότερη τιμή.**

Η φωτεινή περιοχή πάνω στην ακίδα είναι περιορισμένη. Όταν η ακίδα είναι της τάξης των  $0,05mm$  καταλαμβάνεται ολόκληρη από αυτήν την ακτινοβολούσα περιοχή, ενώ στην περίπτωση που η ακίδα είναι μεγαλύτερη από την ακτίνα καμπυλότητας η περιοχή δεν υπερβαίνει σε διάμετρο τα  $0,2mm$  [2.1]. Το μέγεθος του φωτεινού αυτού σημείου ελάχιστα μεταβάλλεται με την επιβαλλόμενη στο διάκενο τάση. Στον υπόλοιπο χώρο του διακένου η ένταση του πεδίου είναι πολύ μικρότερη, της τάξης μερικών εκατοντάδων  $V/cm$ . Εντούτοις κοντά στην πλάκα συσσωρεύεται συνεχώς αρνητικό χωρικό φορτίο, αποτελούμενο από βραδυκίνητα αρνητικά ιόντα προερχόμενα από τη συνένωση ουδέτερων μορίων του αέρα με ηλεκτρόνια. Αυτό το χωρικό φορτίο αυξάνει συναρτήσει της επιβαλλόμενης τάσης με αποτέλεσμα να εμφανισθούν εκεί μεγάλες εντάσεις πεδίου (σχ.2.13) και παράλληλα η δημιουργία streamer, μέσω ηλεκτρονικών στοιβάδων, ο οποίος γεφυρώνει το διάκενο και προκαλεί τη διάσπασή του.

**β) Θετική ακίδα**

Αυτά που συμβαίνουν στη θετική ακίδα είναι τελείως διαφορετικά απ’ ότι στην προηγούμενη περίπτωση. Με μικρότερες τιμές του πεδίου προ

της ακίδας, υπερβαίνουσες όμως τα  $70kV/cm$  περίπου [2.1], παράγονται ηλεκτρονικές στοιβάδες των οποίων τα ηλεκτρόνια εισέρχονται με μεγάλη ταχύτητα στη θετική ακίδα, εγκαταλείποντας τα θετικά ιόντα τα οποία σχηματίζουν νέφος θετικού φορτίου. Το πεδίο αυτού του φορτίου υπερτίθεται του επιβεβλημένου κι έτσι η ένταση του πεδίου κατά τον άξονα της ακίδας αυξάνει. Τα παραγόμενα φωτόνια δημιουργούν εκεί κοντά φωτοηλεκτρόνια τα οποία μεταφέρονται στην περιοχή του αυξημένου πεδίου σχηματίζοντας νέες στοιβάδες και συνεπώς νέο χωρικό φορτίο. Το νέφος αυτού του φορτίου μεγαλώνει κυρίως κατά τη διεύθυνση του άξονα της ακίδας σχηματίζοντας έναν “προς κάθοδο streamer” όπως και στην περίπτωση του ομοιογενούς πεδίου.



**Σχήμα 2.14: Μηχανισμός της εκκένωσης και διανομή της τάσης μεταξύ θετικής ακίδας και αρνητικής πλάκας. Η διανομή της τάσης “0” αντιστοιχεί σε τάση μικρότερη ή ίση προς την τάση έναρξης. Η “1” και “2” σε διαδοχικώς υψηλότερες τιμές.**

Παρόλα αυτά, η πρόοδος αυτού του streamer διακόπτεται στη θεωρούμενη περίπτωση εφόσον η επιβαλλόμενη τάση είναι μικρότερη της τάσης διάσπασης  $U_s$ , διότι η κεφαλή του φθάνει σε περιοχή εξαιρετικώς ασθενούς πεδίου, το οποίο είναι ανεπαρκές για την πρόοδό του παρόλη την ενίσχυσή του από το χωρικό φορτίο. Τα πλευρικά προς την κεφαλή του streamer παραγόμενα φωτοηλεκτρόνια είναι δυνατόν να σχηματίσουν λοξές

στοιβάδες οι οποίες ενίοτε προκαλούν τη διακλάδωση των streamers. Τόσο οι ευθύγραμμοι όσο και οι διακλαδισμένοι streamers είναι ορατοί στο σκοτάδι με γυμνό μάτι όταν έχουν αρκετό μήκος, διότι όπως είναι φυσικό μέσα σε αυτούς συμβαίνουν εκτός από τον ιονισμό και διεγέρσεις οι οποίες έχουν ως συνέπεια την παραγωγή ιώδους φωτός. Η εξέλιξη του streamer διαρκεί  $10^{-8} s$  περίπου. Όταν σταματήσει το χωρικό φορτίο που δημιουργήθηκε, κινείται αργά προς την κάθοδο σε χρόνο  $10^{-5} \div 10^{-3} s$ . Κατά το διάστημα αυτό, μέχρι τον πλήρη καθαρισμό του χώρου, δεν παράγονται νέοι streamers. Έπειτα νέα ηλεκτρόνια δημιουργούν κοντά στην ακίδα νέες στοιβάδες και streamers. Κατά τη διάρκεια του φαινομένου ακούγεται ένας τριγμός ο οποίος οφείλεται στη δημιουργία και εξαφάνιση των προς κάθοδο streamers.

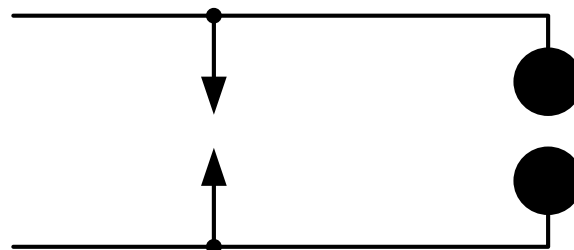
Τέλος, όταν η τάση αποκτήσει την τιμή  $U_s$ , ένας από τους παραγόμενους streamers κατορθώνει να φθάσει μέχρι την αρνητική πλάκα και να καταστήσει δυνατή την εκκένωση του φορτίου των ηλεκτροδίων η οποία βέβαια εξελίσσεται σε τόξο. Το γεγονός ότι στην περίπτωση της θετικής ακίδας η τάση διάσπασης είναι πολύ μικρότερη απ' ότι στην περίπτωση της αρνητικής, εξηγείται από το ότι η θετική πολικότητα της ακίδας ευνοεί την ανάπτυξη, προς κάθοδο, streamers υπό μικρή τιμή της μέσης έντασης πεδίου στο διάκενο, ενώ στην περίπτωση της αρνητικής ακίδας οι streamers πρέπει να προέλθουν από την πλάκα όταν το πεδίο λαμβάνει εκεί την απαιτούμενη μεγάλη τιμή από τη συσσώρευση του χωρικού φορτίου. Αυτό απαιτεί υπερδιπλάσια τιμή της μέσης έντασης του πεδίου. Ανάλογα είναι τα φαινόμενα και μεταξύ συγκεντρικών κυλίνδρων, εκ των οποίων ο εσωτερικός έχει πολύ μικρότερη διάμετρο (σύρμα). Όταν ο εσωτερικός είναι θετικός τότε καλύπτεται ολόκληρος από φωτεινή αίγλη ή και streamers. Όταν είναι αρνητικός τότε εμφανίζονται σε αυτόν έντονα φωτεινά σημεία. Η επίχριση του θετικού αγωγού με λεπτό στρώμα λίπους εξουδετερώνει αυτό το φωτεινό φαινόμενο, ενώ αυτή δεν έχει καμιά επίδραση στον αρνητικό αγωγό. Παράλληλοι αγωγοί, υπό συνεχή τάση, εμφανίζουν ό,τι και οι εντός κυλίνδρων με τις αντίστοιχες βέβαια πολικότητες. Ο αρνητικός αγωγός εμφανίζει καταρχήν φωτεινά σημεία, τα οποία προκαλούν ασταθή τριγμό και σταθεροποιούνται με την πάροδο του χρόνου οπότε ελαττώνεται και ο θόρυβος. Ο θετικός αγωγός καλύπτεται από την αρχή από ομοιόμορφο streamer ή από ένα μη φωτεινό στρώμα. Στο εναλλασσόμενο ρεύμα βιομηχανικής συχνότητας τα φαινόμενα στα



ηλεκτρόδια λαμβάνουν σε κάθε ημιπερίοδο τη μορφή που αντιστοιχεί στην πολικότητά τους.

**2.8.3 Μηχανισμός διάσπασης σε ανομοιογενές πεδίο υπό κρουστικές τάσεις**

Όταν σε διάκενο ανομοιογενούς πεδίου εφαρμοσθεί απότομη τάση (π.χ. κρουστική ορθογωνικής μορφής) τιμής μεγαλύτερης της ελάχιστης τάσης διάσπασης  $U_s$ , η διάσπαση πραγματοποιείται σε χρόνο τάξης  $1\mu s$ , ο οποίος είναι τόσο μικρότερος όσο η τάση είναι μεγαλύτερη, όπως και στην περίπτωση του ομοιογενούς πεδίου. Η διαφορά έγκειται στη διάρκεια της καθυστέρησης διάσπασης η οποία είναι σημαντικά μεγαλύτερη, κατά μια έως δύο τάξεις μεγέθους. Ένα απλό πείραμα που αποδεικνύει αυτή τη διαφορά είναι το εξής [2.1]: Στα διάκενα του σχ.2.15, εκ των οποίων το μεταξύ των ακίδων παρουσιάζει αισθητά μικρότερη τάση διάσπασης υπό βραδέως αυξανόμενη τάση, εφαρμόζεται κρουστική τάση.



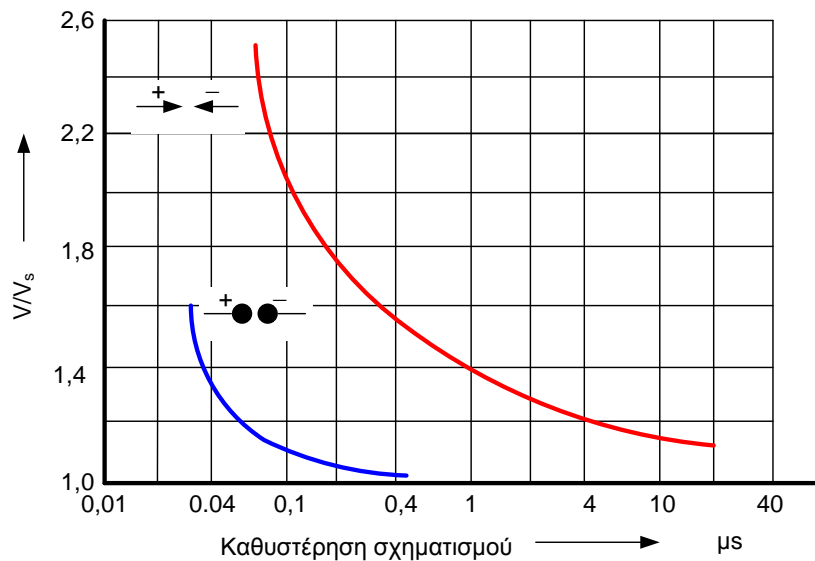
**Σχήμα 2.15: Διάκενα ανομοιογενούς και ομοιογενούς πεδίου εν παραλλήλω**

Τότε μπορεί να συμβεί διάσπαση μόνο στο διάκενο μεταξύ των σφαιρών διότι εκεί επικρατούν συνθήκες ομοιογενούς πεδίου με μικρότερες καθυστερήσεις. Η διάσπαση στο ανομοιογενές πεδίο υπό υπερτάσεις γίνεται πάντοτε, όπως έχει διαπιστωθεί πειραματικά, με το σχηματισμό streamers που ξεκινούν από το ηλεκτρόδιο μικρής ακτίνας καμπυλότητας ανεξαρτήτως της πολικότητάς του. Εννοείται βέβαια ότι οι streamers αυτοί είναι άλλοτε προς άνοδο και άλλοτε προς κάθοδο.

Σε μεγαλύτερα διάκενα, καθ' όλη τη διάρκεια προόδου του streamer, ξεκινά κι άλλος streamer από το ηλεκτρόδιο μεγάλης ακτίνας καμπυλότητας με αντίθετη φορά για να συναντήσει τον πρώτο περίπου στο μέσο του διακένου. Αμέσως αποκαθίσταται η αγωγή οδός και έπεται σχηματισμός σπινθήρα ή και τόξου. Ο μηχανισμός της διάσπασης μεγάλων

διάκενων εξαρτάται από τις αντιστάσεις του κυκλώματος. Όταν αυτές είναι μεγάλες, ο σχηματισμός των streamers δε γίνεται συνεχώς αλλά σταδιακά. Το φαινόμενο αυτό συναντάται στον κεραυνό. Η καθυστέρηση διάσπασης αποτελείται κι εδώ από τη “στατιστική καθυστέρηση” και την “καθυστέρηση σχηματισμού”. Εξαρτάται από τη μορφή των ηλεκτροδίων, από την κατάσταση της καθόδου και από τη μορφή της επιβαλλόμενης κρουστικής τάσης, ιδίως δε από τη διάρκεια του μετώπου της. Έχει τόσο μεγάλη τιμή ώστε, αντίθετα από ότι συμβαίνει στο ομοιογενές πεδίο, να μην επαρκούν για τη διάσπαση του διακένου κρουστικές τάσεις τυποποιημένης μορφής ( $1,5/40\mu s$  και  $1/50\mu s$ ) με εύρος ίσο προς την ελάχιστη τάση  $U_s$ , αλλά μεγαλύτερης τιμής.

Όταν σε διάταξη ανομοιογενούς πεδίου το ηλεκτρόδιο με τη μεγαλύτερη ακτίνα καμπυλότητας είναι κάθοδος, τότε η στατιστική καθυστέρηση διάσπασης μπορεί να μειωθεί σημαντικά με την προσβολή της καθόδου με υπεριώδεις ακτίνες. Αντίθετα, όταν η κάθοδος είναι οξείας μορφής, π.χ. ακίδα, το επ’ αυτής φωτοηλεκτρικό φαινόμενο έχει δευτερεύουσα σημασία. Τότε μεγάλη σημασία έχει η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στο άκρο της ακίδας, η οποία όταν φθάσει σε τιμές της τάξης των  $1000kV/cm$ , μπορεί να προκαλέσει την απόσπαση πολλών ηλεκτρονίων. Όπως συμβαίνει με τη στατιστική καθυστέρηση, έτσι και ο χρόνος σχηματισμού ελαττώνεται όταν αυξάνει η υπέρταση. Παράδειγμα αποτελεί η περίπτωση του σχ.2.16. Εκεί παρατηρείται ότι υπό τις ίδιες συνθήκες η καθυστέρηση σχηματισμού είναι πολύ μικρότερη στο ομοιογενές πεδίο. Αυτή η καθυστέρηση εξαρτάται αφενός μεν σημαντικά από τη μορφή της επιβαλλόμενης τάσης, αφετέρου δε κυρίως από τη διάρκεια μετώπου αυτής. Είναι δε τόσο μικρότερη όσο η διάρκεια είναι βραχύτερη.

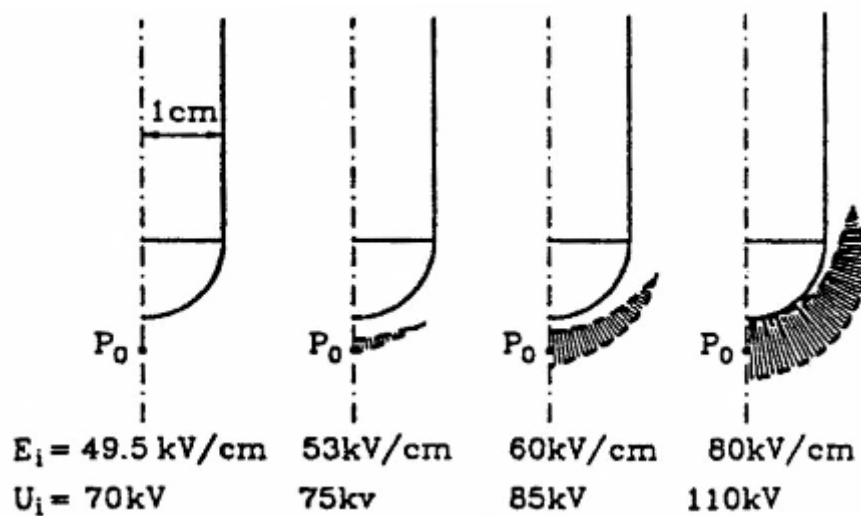


Σχήμα 2.16: Καθυστέρηση σχηματισμού μεταξύ των ηλεκτροδίων σε απόσταση 3cm

Στην παρούσα διπλωματική εργασία γίνονται πειράματα σε διασπάσεις διακένων ακίδας-πλάκας υπό την επιβολή θετικών κρουστικών υψηλών τάσεων. Η περιγραφή του μηχανισμού διάσπασης που ακολουθεί δεν αντιπροσωπεύει όλες τις κατηγορίες των μηχανισμών διάσπασης που εμφανίζονται στην πράξη, αφού αυτή αναφέρεται στο γενικότερο μηχανισμό διάσπασης διακένων ακίδας-πλάκας υπό την επιβολή θετικών κρουστικών υψηλών τάσεων. Ο μηχανισμός διάσπασης διαφέρει ανάλογα με την πολικότητα της τάσης που καταπονεί το διάκενο, το είδος και την απόσταση των ηλεκτροδίων του καθώς επίσης και από το είδος του διηλεκτρικού και τις συνθήκες του. Σε ένα διάκενο ακίδας-πλάκας, για μια κατάλληλη τιμή του εύρους μιας θετικής κρουστικής υψηλής τάσης και για ένα τουλάχιστον διαθέσιμο ελεύθερο ηλεκτρόνιο, η τιμή της έντασης του πεδίου στην περιοχή κοντά στην ακίδα αποκτά τέτοια τιμή που είναι ικανή να οδηγήσει στο σχηματισμό ενός αριθμού streamers οι οποίοι όλοι μαζί υπερτιθέμενοι αποτελούν την αρχική ή πρώτη corona.

Υπάρχει επομένως γύρω από το άκρο της ακίδας μια περιοχή υψηλού πεδίου, ένας κρίσιμος όγκος (σχ.2.17) σε κάθε σημείο του οποίου ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο μπορεί να ξεκινήσει μια στοιβάδα ικανή να μετασχηματισθεί σε streamer και να ξεκινήσει έτσι η πρώτη corona. Για την ελάχιστη τιμή επιβαλλόμενης τάσης ικανής να εμφανισθεί η πρώτη corona υπάρχει μόνο ένα σημείο από το οποίο ένα ηλεκτρόνιο μπορεί να ξεκινήσει μια τέτοια στοιβάδα. Καθώς αυξάνει η τάση, δημιουργείται ο κρίσιμος όγκος ο οποίος καθορίζεται από το εσωτερικό και εξωτερικό του

όριο ανάμεσα στα οποία ο καθαρός συντελεστής ιονισμού είναι πάντα μεγαλύτερος του μηδενός. Το εσωτερικό του όριο θα καθορίζεται από το ελάχιστο μήκος που απαιτείται για το σχηματισμό μιας κρίσιμης ηλεκτρονικής στοιβάδας αφού, εάν ένα ηλεκτρόνιο βρίσκεται πολύ κοντά στην ακίδα συγκρούεται με αυτήν προτού προλάβει η στοιβάδα να αποκτήσει φορτίο μεγαλύτερο του κρίσιμου, εξ.2.8. Σε αποστάσεις από την ακίδα μεγαλύτερες του εξωτερικού ορίου του κρίσιμου όγκου το ηλεκτρικό πεδίο πέφτει κάτω από την τιμή των  $26\text{kV/cm}$  με συνέπεια μια ηλεκτρονική στοιβάδα να μην μπορεί να αναπτυχθεί.



Σχήμα 2.17: Κρίσιμος όγκος για διαφορετικές εφαρμοζόμενες τάσεις για μήκος διακένου  $30\text{cm}$ .  $E_1$  είναι το πεδίο στο ηλεκτρόδιο

Τα όρια του κρίσιμου όγκου (σχ.2.17) καθορίζονται από την τιμή του ηλεκτρικού πεδίου άρα από το είδος της ράβδου και τη γεωμετρία της απόληξής της, ενώ επίσης είναι συναρτήσεις της εφαρμοζόμενης τάσης και του χρόνου. Γίνεται επομένως σαφές ότι, η τιμή του ηλεκτρικού πεδίου, ο όγκος γύρω από το άκρο της ράβδου στον οποίο εφαρμόζεται καθώς και ο ρυθμός παραγωγής ελεύθερων ηλεκτρονίων στον όγκο αυτόν, καθορίζουν την έναρξη της εκκένωσης ή αλλιώς την πρώτη corona αφού τελικά στα διάκενα που μελετήθηκαν η πρώτη corona αναπαριστά την πρώτη παρατηρήσιμη διαδικασία ιονισμού. Εφόσον ο φυσικός ρυθμός παραγωγής ελεύθερων ηλεκτρονίων στον αέρα και επομένως και στον κρίσιμο όγκο είναι πολύ μικρός, για την περίπτωση κρουστικών τάσεων όπου οι χρόνοι έναρξης της corona είναι γενικά μικρότεροι από μερικές εκατοντάδες  $\mu\text{s}$ , η

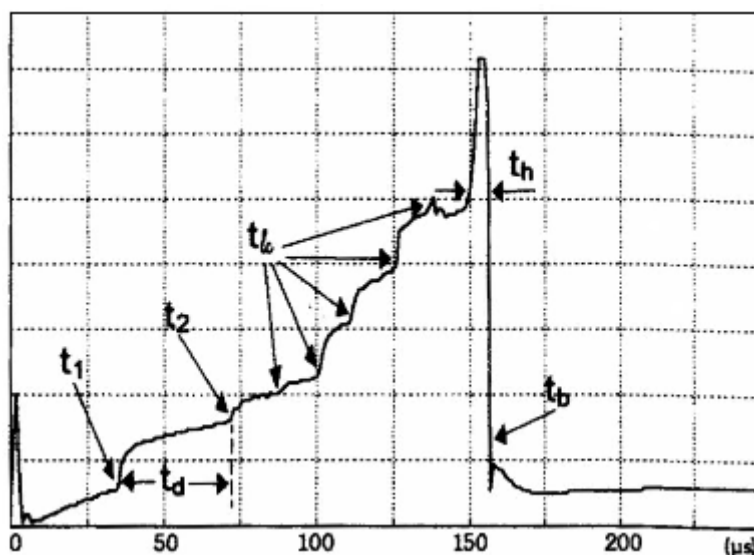
απόσπαση ηλεκτρονίων από αρνητικά ιόντα κάτω από την επίδραση του επιβαλλόμενου ηλεκτρικού πεδίου πιστεύεται ότι είναι ο κύριος μηχανισμός παραγωγής πρωτογενών ηλεκτρονίων.

Από τις πρώτες εργασίες που ασχολήθηκαν με την εμφάνιση της corona κάτω από κρουστικές τάσεις είναι αυτή των Park και Cones [2.7]. Σύμφωνα με τους συγγραφείς η πρώτη corona εμφανίζεται σαν μια θυσανοειδής εκκένωση η οποία αποτελείται από ένα μεγάλο αριθμό streamers με πολλές διακλαδώσεις που ξεκινούν από μια φωτεινή κοινή ρίζα στην επιφάνεια του ηλεκτροδίου, τον stem. Σαν αποτέλεσμα της έναρξης της πρώτης corona, ένα ποσό αρνητικού φορτίου που δημιουργήθηκε με διαδικασίες ιονισμού ρέει διαμέσου των streamers και του stem προς την ακίδα, με συνέπεια να μένει στο διάκενο ένα καθαρό θετικό φορτίο το οποίο διαταράσσει την προηγούμενη κατανομή του πεδίου. Έτσι η ένταση του πεδίου μειώνεται στην περιοχή της ακίδας αλλά αυξάνει έξω από τα όρια της ανάπτυξης της corona. Στην ίδια εργασία διαπιστώθηκε ότι οι streamers της πρώτης corona δεν είναι ικανοποιητικά αγωγάμοι αφού παρατηρήθηκαν να ακουμπούν στο γειωμένο ηλεκτρόδιο χωρίς να οδηγούν σε διάσπαση.

Οι πρώτες μετρήσεις του πεδίου από τους Collins και Meek [2.7] στην καταπονούμενη από θετική κρουστική τάση ακίδα και στη γειωμένη πλάκα έδειξαν, ως αποτέλεσμα της εμφάνισης της πρώτης corona, μια απότομη ελάττωση του πεδίου στην περιοχή της ακίδας και καμιά αύξηση του πεδίου στην πλάκα. Αυτό οφείλεται, σύμφωνα με τα παραπάνω, στο σχηματισμό του θετικού χωρικού φορτίου στην περιοχή του ηλεκτροδίου υψηλής τάσης. Επιπλέον, από τις πρώτες μετρήσεις του πεδίου και στα δύο ηλεκτρόδια ενός διακένου για την ίδια όμως εκκένωση, διαπιστώθηκε ότι οι διαταράξεις αυτές του πεδίου συμβαίνουν ταυτόχρονα σε κάθε ηλεκτρόδιο. Ένα παράδειγμα του ηλεκτρικού πεδίου στη γειωμένη πλάκα σε διάκενο ράβδου-πλάκας και μήκους  $25\text{cm}$  ως αποτέλεσμα της εφαρμογής της θετικής κρουστικής τάσης  $135\text{kV}$ ,  $250/2250\mu\text{s}$  παρουσιάζεται στο σχήμα 2.18.

Το μέγεθος της corona (ακτινική ανάπτυξη φορτίου) εξαρτάται από την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή που αναπτύσσεται και από τις ατμοσφαιρικές συνθήκες. Σε πολύ ανομοιογενή πεδία, το εκχεόμενο φορτίο της πρώτης corona είναι ικανό να μειώσει σημαντικά την πεδιακή ένταση στην περιοχή της ακίδας. Εφόσον το πεδίο που καθορίζει

την εξέλιξη της εκκένωσης προκύπτει από την επαλληλία του επιβαλλόμενου πεδίου στο διάκενο (γεωμετρικό) και του ηλεκτρικού, το τελευταίο ως συνέπεια της εμφάνισης της πρώτης corona, η εκκένωση θα συνεχίσει εάν και όταν αποκατασταθεί το πεδίο δηλαδή εάν και όταν η πεδιακή ένταση αποκτήσει τιμή ικανή να εξασφαλίσει τη συνέχεια του ιονισμού.



**Σχήμα 2.18:** Ηλεκτρικό πεδίο στην πλάκα. Διάκενο 25cm, τετραγωνικής απόληξης, 135kV, 250/2250μs, 25mV/div

- t<sub>1</sub>:** χρόνος εμφάνισης της πρώτης corona
- t<sub>2</sub>:** χρόνος εμφάνισης της δεύτερης corona
- t<sub>d</sub>:** σκοτεινή περίοδος
- t<sub>1c</sub>:** leader corona
- t<sub>h</sub>:** τελικό άλμα
- t<sub>b</sub>:** χρόνος διάσπασης

Το χρονικό διάστημα που μεσολαβεί μέχρι να πραγματοποιηθεί αυτή η αποκατάσταση, ονομάζεται σκοτεινή περίοδος (σχ.2.18). Κατά τη διάρκεια της σκοτεινής περιόδου δεν μπορούν να ανιχνευθούν διαδικασίες ιονισμού στο διάκενο. Έτσι, με το πέρας της σκοτεινής περιόδου όταν ανακάμψει το πεδίο, από το stem της πρώτης corona αρχίζουν νέοι streamers οι οποίοι αναπτύσσονται προς την έξω περιοχή αποφεύγοντας το χωρικό φορτίο της πρώτης corona. Η ανάπτυξή τους συνοδεύεται από ένα δεύτερο μέγιστο στο ρεύμα που αντιστοιχεί στη γρήγορη ανάπτυξη της δεύτερης corona. Ταυτόχρονα το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή του ηλεκτροδίου υψηλής τάσης (πλάκας) παρουσιάζει μια δεύτερη πτώση

(άνοδο) ως αποτέλεσμα του νέου θετικού χωρικού φορτίου που δημιουργήθηκε (σχ.2.18). Επομένως, η έναρξη της δεύτερης corona σχετίζεται άμεσα με την τιμή του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή του stem της πρώτης corona. Η εκκένωση θα εξελιχθεί είτε εάν αυξηθεί η εφαρμοζόμενη τάση, είτε εάν μειωθεί η αναχαιτιστική συνέπεια του θετικού εκχεόμενου φορτίου από την πρώτη corona λόγω της διάχυσης και της απομάκρυνσής του, είτε εάν αλλάξουν τα χαρακτηριστικά του stem όπως η αγωγιμότητά του.

Η δεύτερη corona ακολουθείται από τη συνεχή ανάπτυξη της εκκένωσης (σχ.2.18), που αντιστοιχεί στην έναρξη και επιμήκυνση ενός αγωγίμου καναλιού που ονομάζεται “leader” [2.7]. Ωστόσο, η εμφάνιση της δεύτερης corona δεν ταυτίζεται απαραίτητα με την έναρξη της προόδου του leader, αφού στην περίπτωση ακίδων με μικρή ακτίνα καμπυλότητας πολλές corona μπορεί να εμφανιστούν πριν από την έναρξη της συνεχούς αύξησης του leader. Επίσης, σε πιο ομοιογενή πεδία μπορεί να μην υπάρχει σκοτεινή περίοδος και ο χρόνος έναρξης της πρώτης corona να ταυτίζεται με το χρόνο εμφάνισης του leader. Σε κάθε περίπτωση, ο leader αναπτύσσεται πάντα από το stem της corona, γι’ αυτό η δημιουργία και τα χαρακτηριστικά του stem αποτέλεσαν σημαντικό θέμα έρευνας κυρίως σε διάκενα μικρού μήκους όπου και αποκαλείται “secondary streamer”.

Όλα τα μοντέλα που προτάθηκαν για τη μετάβαση από το streamer στο leader θεώρησαν ότι αυτή προϋποθέτει μια απότομη αύξηση της αγωγιμότητας του stem της corona. Η απότομη αυτή μεταβολή της αγωγιμότητας του stem στην αρχή αποδόθηκε στη διαδικασία του θερμοϊονισμού λόγω της αύξησης της θερμοκρασίας του αερίου, ωστόσο αργότερα από φασματοσκοπικές μετρήσεις διαπιστώθηκε ότι στο stem αναπτύσσονται θερμοκρασίες μικρότερες από αυτές που απαιτούνται για θερμοϊονισμό.

Έτσι σύμφωνα με τον Gallimberti [1.4], [1.5], η ενέργεια που αποκτάται λόγω της ροής του ρεύματος αποθηκεύεται ως ενέργεια δονήσεων των μορίων του αερίου και αργότερα εκτονώνεται με τη μορφή θερμικής ενέργειας μετά από χρόνο που εξαρτάται από τη θερμοκρασία του αερίου και την απόλυτη υγρασία. Αυτή η καθυστερημένη αύξηση της θερμοκρασίας έχει ως αποτέλεσμα τη θερμική απόσπαση ηλεκτρονίων από τα αρνητικά ιόντα των streamers με συνέπεια την αύξηση της αγωγιμότητας του stem. Επιπρόσθετα, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια που

απελευθερώνονται στο stem ρέουν προς το θετικό ηλεκτρόδιο σε ελάχιστο χρόνο με συνέπεια την απότομη αύξηση του θετικού του φορτίου. Επομένως η αλλαγή τόσο της αγωγιμότητας όσο και του θετικού φορτίου του stem οδηγούν σε μια απότομη αύξηση του πεδίου γύρω από το stem, η οποία μπορεί να προκαλέσει νέο ξεκίνημα φαινομένων ιονισμού όπως τη δεύτερη corona και το σχηματισμό του leader.

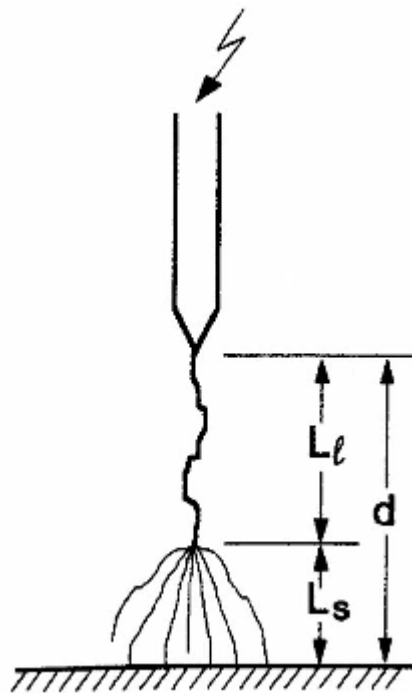
Ο leader εμφανίζει τη μορφή ενός στενού και ακανόνιστου αγωγίμου καναλιού που διαδίδεται από το θετικό ηλεκτρόδιο προς την πλάκα σχηματίζοντας σημαντική γωνία με το εφαρμοζόμενο πεδίο. Η αγωγιμότητά του είναι πολύ μεγαλύτερη από αυτή των streamers των corona αφού το πεδίο που απαιτείται για την ανάπτυξή του είναι της τάξης του  $1\text{ kV/cm}$ . Ανάλογα με το ρυθμό αύξησης της επιβαλλόμενης τάσης η πρόοδος του leader μπορεί να είναι συνεχής ή σταδιακή με ξαφνικές επιμηκύνσεις, μέσω διαδοχικών εκκενώσεων corona οι οποίες ξεπηδούν από το άκρο του και ονομάζονται “leader coronas” (σχ.2.18). Η leader corona είναι μια εκκένωση με νηματοειδή δομή που ιονίζει τον αέρα μπροστά από το κανάλι του leader. Έχει πιο αδύναμη και διάχυτη δομή σε σχέση με την πρώτη corona που παρουσιάζει ευρύτερα και πιο διακλαδισμένα νημάτια ενώ επίσης αναπτύσσεται για υψηλότερες τιμές του πεδίου και με μεγαλύτερη ταχύτητα. Κατά τη διάρκεια της συνεχούς προόδου του ο leader επιμηκύνεται με σχεδόν σταθερή ταχύτητα της τάξης των  $1,5 \div 2\text{ cm}/\mu\text{s}$  και με σταθερό ρεύμα που σημαίνει ένα σταθερό φορτίο, της τάξης μερικών δεκάτων του  $\mu\text{C/m}$ .

Ωστόσο, για τις ίδιες πειραματικές συνθήκες η πρόοδος του leader μπορεί να συντελείται μέσω ξαφνικών επιμηκύνσεων που συνοδεύονται με μεγάλους παλμούς ρεύματος και αύξηση της λαμπρότητάς του. Οι ξαφνικές αυτές επιμηκύνσεις του leader ονομάζονται “restrikes”. Άμεση συνέπειά τους είναι η αύξηση της συνολικής ταχύτητας διάδοσης του leader παρόλο που η ταχύτητα μεταξύ των restrikes είναι περίπου σταθερή. Επίσης έχει διαπιστωθεί ότι η συχνότητα εμφάνισής τους, σχεδόν μηδενική για τιμές απόλυτης υγρασίας μικρότερες από  $\approx 10\text{ g/m}^3$ , αυξάνει με την αύξηση της υγρασίας. Μόλις ένας ικανοποιητικός αριθμός streamers της leader corona ακουμπήσουν την πλάκα ξεκινά το τελευταίο στάδιο της διάδοσης του leader που ονομάζεται “τελικό άλμα” (σχ.2.18). Στο τελευταίο αυτό τμήμα της εκκένωσης η ταχύτητα του leader και το ρεύμα της εκκένωσης



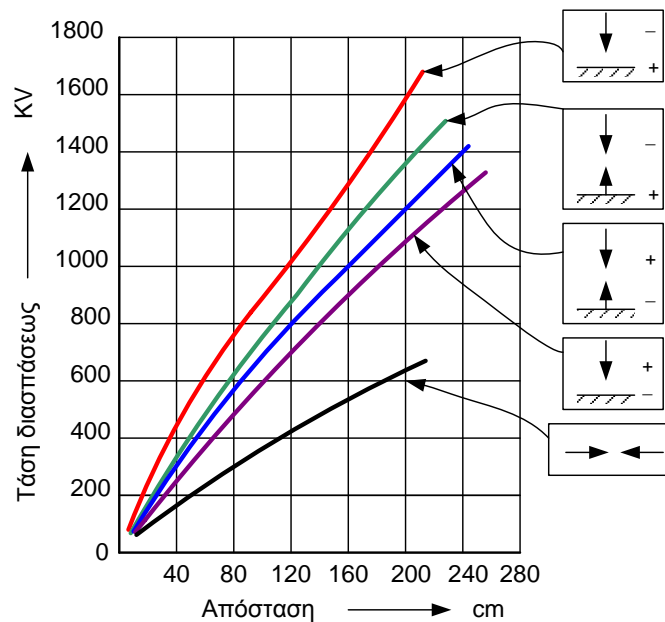
αυξάνουν σχεδόν εκθετικά και τελικά η διάσπαση ολοκληρώνεται με την αγωγή σύνδεση μεταξύ της ακίδας και της πλάκας.

Το τελικό αυτό στάδιο της εκκένωσης σχηματικά αναπαρίσταται στο σχήμα 2.19 και η τάση στο διάκενο μπορεί να εκφρασθεί από τη σχέση  $U = E_l L_l + E_s L_s$ , όπου  $L_l$  και  $L_s$  το μήκος του leader και των streamers αντίστοιχα, ενώ  $E_l$  και  $E_s$  είναι η μέση ένταση του πεδίου κατά μήκος του leader και των streamers αντίστοιχα. Κατά τη διάρκεια της φάσης του τελικού άλματος η εκκένωση εξελίσσεται πολύ γρήγορα σε σχέση με όλο το προηγούμενο τμήμα της ανάπτυξής της, με συνέπεια η τάση τη στιγμή της εκκίνησης του τελικού άλματος σχεδόν να συμπίπτει με την τάση διάσπασης του διακένου. Η ολοκλήρωση λοιπόν της εκκένωσης επιτυγχάνεται με τη διαδικασία του τελικού άλματος και όχι με το σχηματισμό του leader μια και η ανάπτυξή του, ανάλογα με τις συνθήκες, μπορεί να σταματήσει ξαφνικά [2.7].



Σχήμα 2.19: Σχηματική αναπαράσταση της εκκένωσης

Στο σχήμα 2.20 δίνεται γραφικά η τάση διάσπασης, υπό κρουστικές τάσεις  $1,5/40\mu s$ , διαφόρων διατάξεων ηλεκτροδίων συναρτήσει της απόστασής τους.



Σχήμα 2.20: Αντοχή διαφόρων διατάξεων υπό κρουστικές τάσεις 1,5/40μs σε 20°C, 760mmHg και 11g/m<sup>3</sup> υγρασίας. Προς σύγκριση δίνεται και η καμπύλη διάσπασης (μαύρη γραμμή) διάταξης δύο ακίδων υπό τάση 50kV.

## 2.9 Επίδραση των ατμοσφαιρικών συνθηκών στην τάση διάσπασης του αέρα

### 2.9.1 Περιγραφή του μηχανισμού

Το βασικό φυσικό φαινόμενο που διέπει την ηλεκτρική διάσπαση του αέρα είναι ο προοδευτικός ιονισμός των ουδέτερων μορίων από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια, που επιταχύνονται όταν βρεθούν μέσα σε ένα ηλεκτρικό πεδίο. Για να αρχίσει ο ιονισμός αυτός, χρειάζονται μερικά αρχικά ελεύθερα ηλεκτρόνια τα οποία υπάρχουν σχεδόν πάντα μέσα στον αέρα. Για να επιτευχθεί ένας ιονισμός, το αρχικό ηλεκτρόνιο πρέπει, πριν από τη σύγκρουσή του με ένα ουδέτερο άτομο, να έχει ήδη αποκτήσει αρκετή ενέργεια, δηλαδή αρχική ταχύτητα. Η ταχύτητα του ηλεκτρονίου τη στιγμή της σύγκρουσης εξαρτάται αφενός από την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου και αφετέρου από την ελεύθερη απόσταση που έχει να διανύσει πριν από τη σύγκρουση. Η μέση ελεύθερη απόσταση που έχει τη δυνατότητα να διανύσει το ελεύθερο ηλεκτρόνιο πριν από μια σύγκρουση εξαρτάται από την πυκνότητα του αέρα, η οποία στα αγγλικά τεχνικά βιβλία σημειώνεται σαν RAD (Relative Air Density) [2.2], [2.4].

Η πυκνότητα του αέρα εξαρτάται με τη σειρά της από την ατμοσφαιρική πίεση και τη θερμοκρασία. Σύμφωνα με το μηχανισμό αυτό, η τάση διάσπασης ενός διακένου αέρα θα πρέπει λοιπόν να εξαρτάται από την ατμοσφαιρική πίεση και τη θερμοκρασία. Η θερμοκρασία, εκτός από την επίδραση που έχει πάνω στην πυκνότητα του αέρα, προσδίδει στα ηλεκτρόνια μια παλμική κίνηση ανεξάρτητη από τη γραμμική κίνηση που αποκτούν από την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου και η παλμική αυτή κίνηση αντέχει σε μια πρόσθετη ποσότητα ενέργειας που προσδίδεται στο ηλεκτρόνιο. Από αυτόν το φυσικό λόγο αναμένεται η θερμοκρασία να έχει μια πρόσθετη επίδραση πάνω στην τάση διάσπασης, ανεξάρτητη από αυτή που έχει εξαιτίας της μείωσης της πυκνότητας του αέρα και μάλιστα η αύξησή της να μειώνει την τάση διάσπασης. Πειραματικά αποτελέσματα έχουν δείξει όμως πως για τις συνήθεις διακυμάνσεις της θερμοκρασίας του ατμοσφαιρικού αέρα η επίδραση αυτού είναι σχεδόν αμελητέα.

Σε ανομοιογενή πεδία, επίδραση στην τάση διάσπασης δεν έχει μόνο, όπως στο ομοιογενές, η πυκνότητα του αέρα (πίεση και θερμοκρασία) αλλά και η απόλυτη περιεκτικότητα αυτού σε υγρασία (που εκφράζεται σε  $g/m^3$ ). Από όσα αναφέρθηκαν πιο πάνω, προκύπτει ότι ο ιονισμός από κρούσεις ηλεκτρονίων με ουδέτερα άτομα είναι ένα καταρρακτώδες φαινόμενο. Ένα αρχικό ηλεκτρόνιο ελευθερώνει άλλο ένα (καμιά φορά και περισσότερα από ένα) κι έτσι προκύπτουν δύο ελεύθερα ηλεκτρόνια, τα δύο ηλεκτρόνια γίνονται τέσσερα κ.ο.κ. Στην πραγματικότητα όμως δεν παραμένουν διαθέσιμα όλα τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται από τους διαδοχικούς ιονισμούς. Μερικά από αυτά που δεν προλαβαίνουν να αποκτήσουν αρκετή ταχύτητα (και κατά συνέπεια ενέργεια), όταν συγκρουστούν με ένα άτομο, το οποίο μάλιστα έχει την ικανότητα να ενσωματώσει ελεύθερα ηλεκτρόνια (ηλεκτραρνητικό), ενσωματώνονται με αυτό και σχηματίζονται από ένα ηλεκτρικό ιόν. Ένα τέτοιο ιόν, εξαιτίας της μεγάλης μάζας του δεν μπορεί να επιταχυνθεί αξιόλογα από το ηλεκτρικό πεδίο κι έτσι είναι άχρηστο για την εξέλιξη του ιονισμού. Η απώλεια αυτή ηλεκτρονίων είναι τόσο μεγαλύτερη όσο περισσότερα ηλεκτραρνητικά άτομα ή μόρια υπάρχουν μέσα στον αέρα [1.1], [1.2].

Τα μόρια υδρατμών συμβαίνει να είναι ηλεκτραρνητικά. Όσα περισσότερα μόρια υδρατμών υπάρχουν λοιπόν μέσα στον αέρα, δηλαδή όσο περισσότεροι υδρατμοί, τόσο μεγαλύτερη πρέπει να είναι η τάση που

απαιτείται για τη διάσπαση του διακένου. Επειδή η επίδραση των μορίων των υδρατμών εξαρτάται από το σχετικό αριθμό και ως προς τα μόρια του αέρα, η επίδραση αυτή θα εξαρτάται από την απόλυτη υγρασία, δηλαδή τα  $g$  υδρατμών ανά  $m^3$  αέρα (κανονικής θερμοκρασίας και πίεσης) και όχι από τη σχετική υγρασία που εξαρτάται και από τη θερμοκρασία. Σημειώνεται ότι, όσα αναφέρθηκαν ισχύουν για μόρια υδρατμών και όχι σταγονίδια νερού που σχηματίζονται με τη συμπύκνωση των υδρατμών.

Σύμφωνα με όσα αναφέρθηκαν παραπάνω, οι κύριοι ατμοσφαιρικοί παράγοντες που επηρεάζουν την τάση διάσπασης του αέρα είναι:

- Η πυκνότητα του αέρα που χαρακτηρίζεται με τη σχετική πυκνότητα (RAD), δηλαδή το λόγο της μάζας μιας ποσότητας αέρα προς τη μάζα ίδιου όγκου αλλά υπό κανονικές συνθήκες θερμοκρασίας και πίεσης.
- Η απόλυτη υγρασία, μετρούμενη σε  $g$  υδρατμών ανά  $m^3$  αέρα κανονικών συνθηκών.

Η επίδραση των ατμοσφαιρικών συνθηκών στην τάση διάσπασης καθορίζεται με το λόγο της τάσης διάσπασης ενός διακένου υπό κανονικές ατμοσφαιρικές συνθήκες προς την τάση διάσπασης του ίδιου διακένου υπό τις επικρατούσες ατμοσφαιρικές συνθήκες. Ο λόγος αυτός εκφράζεται με ένα συντελεστή, με τον οποίο πρέπει να πολλαπλασιαστεί η τάση διάσπασης που προκύπτει υπό τις επικρατούσες ατμοσφαιρικές συνθήκες, για να προκύψει η τάση διάσπασης υπό κανονικές ατμοσφαιρικές συνθήκες. Ο συντελεστής αυτός ονομάζεται “συντελεστής διόρθωσης ατμοσφαιρικών συνθηκών”. Υπάρχουν δύο συντελεστές διόρθωσης ατμοσφαιρικών συνθηκών, ένας για την πυκνότητα του αέρα και ένας για την υγρασία:

- Κανονικές ατμοσφαιρικές συνθήκες έχουν γίνει δεκτές στην Ευρώπη με IEC όπως  $p=760mmHg$ ,  $t=20^{\circ}C$  και απόλυτη υγρασία  $q=11g/m^3$ .
- Στην Αμερική είναι το A.I.E.E όπως  $p=760mmHg$  (29,92 ίντσες υδραργύρου),  $t=25^{\circ}C$  ( $77^{\circ}F$ ) και  $q=15g/m^3$  (αντιστοιχούν σε πίεση ατμών 0,6085 ίντσες υδραργύρου).

### 2.9.2 Συντελεστής διόρθωσης της τάσης διάσπασης για την πυκνότητα του αέρα

Βρέθηκε πειραματικά πως ο συντελεστής διόρθωσης της τάσης διάσπασης για την πυκνότητα του αέρα για σχετικά μικρά διάκενα είναι ίσος με τη σχετική πυκνότητα του αέρα και το πειραματικό αυτό γεγονός αποδέχεται και θεωρητική ερμηνεία. Ο συντελεστής αυτός παριστάνεται με “ $\delta$ ” και εκφράζεται από τον τύπο:

$$\delta = \frac{P}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \quad (2.34)$$

όπου  $P$ : η επικρατούσα ατμοσφαιρική πίεση τη στιγμή της διάσπασης

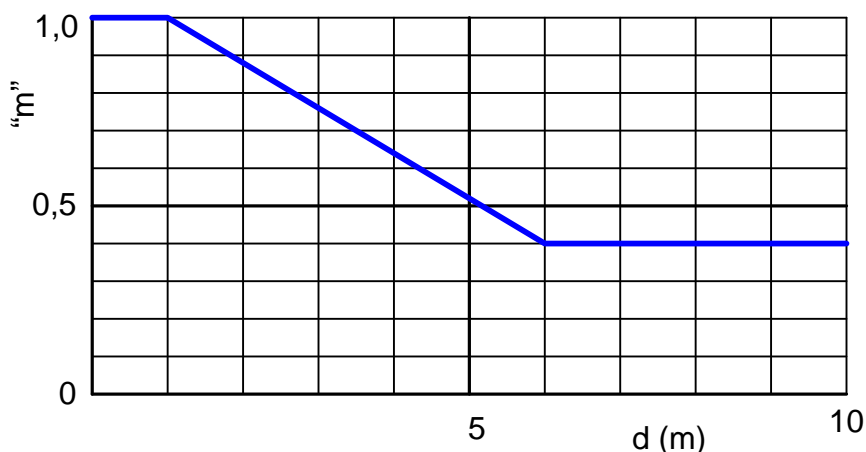
$P_0$ : η κανονική ατμοσφαιρική πίεση (ίδιες μονάδες με την  $P$ )

$T_0$ :  $273 + t_0$ , η κανονική θερμοκρασία σε βαθμούς Kelvin

$T$ :  $273 + t$ , η επικρατούσα θερμοκρασία τη στιγμή της διάσπασης σε βαθμούς Kelvin

Επειδή, η σχετική πυκνότητα του αέρα αυξάνεται με την ατμοσφαιρική πίεση και ελαττώνεται με τη θερμοκρασία, οι δύο αυτές παράμετροι θα έχουν την ίδια επίδραση στην τάση διάσπασης του αέρα. Από την παρατήρηση αυτή προκύπτει ότι, εγκαταστάσεις υψηλής τάσης που εγκαθίστανται σε μεγάλα υψόμετρα θα παρουσιάζουν μειωμένη τάση διάσπασης και αυτό είναι ένα γεγονός που πρέπει να λαμβάνεται σοβαρά υπ’ όψιν κατά τη σχεδίαση τέτοιων εγκαταστάσεων [2.4].

Στην περίπτωση διακένων μεγάλου μήκους (μερικά μέτρα), ο μηχανισμός διάσπασης γίνεται πιο πολύπλοκος, με συνέπεια η τάση διάσπασης να μη βρίσκεται πια σε αναλογία με το συντελεστή “ $\delta$ ”. Επειδή όμως ο μηχανισμός της διάσπασης εξαρτάται και από τη μορφή της τάσης που εφαρμόζεται στο διάκενο, η εξάρτηση της τάσης διάσπασης από την πυκνότητα του αέρα επηρεάζεται και από το μήκος του διακένου αλλά και από τη μορφή της τάσης. Για να αντιμετωπιστεί η κάπως πολύπλοκη αυτή κατάσταση, έχει καθορισθεί πειραματικά ένας εμπειρικός εκθέτης  $m < 1$ , στον οποίο υψώνεται ο συντελεστής “ $\delta$ ” για τις κρουστικές τάσεις μεγάλης διάρκειας μετώπου (υπερτάσεις χειρισμών) ενώ δε χρησιμοποιείται κάποιος εκθέτης για όλες τις υπόλοιπες μορφές τάσης. Ο εκθέτης “ $m$ ” δίνεται από το σχήμα 2.21 [2.3].



Σχήμα 2.21: Εκθέτης  $m$  των συντελεστών  $\delta$  για την πυκνότητα του αέρα σαν συνάρτηση του μήκους του διακένου  $d$ .

Όπως προκύπτει από αυτό το σχήμα, η τιμή του “ $m$ ” ελαττώνεται όσο το μήκος του διακένου αυξάνει. Αυτό σημαίνει ότι για κρουστικές τάσεις μεγάλης διάρκειας η εξάρτηση της τάσης διάσπασης από την πυκνότητα του αέρα ελαττώνεται όσο το μήκος του διακένου αυξάνει.

### 2.9.3 Συντελεστής διόρθωσης της τάσης διάσπασης για την υγρασία

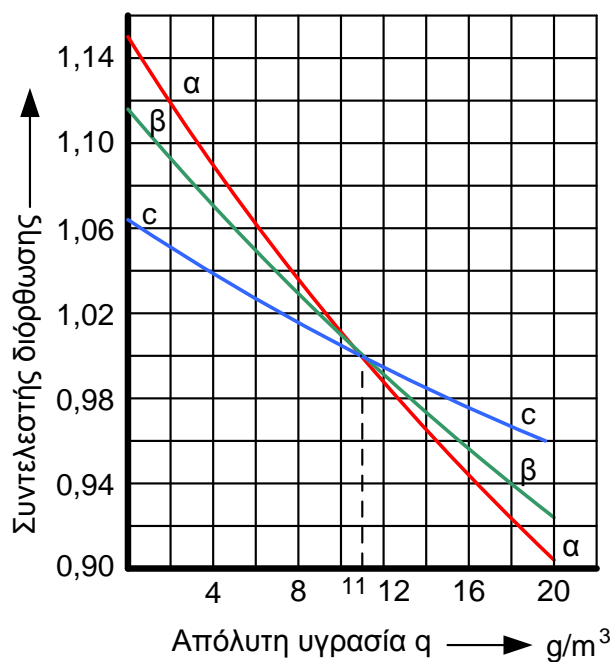
Ο φυσικός μηχανισμός με τον οποίο η υγρασία επηρεάζει την τάση διάσπασης είναι εξαιρετικά πολύπλοκος. Η διάσπαση, ιδίως σε μεγάλα διάκενα, συντελείται με τρεις διακεκομμένες φάσεις: την αρχική corona, τον leader και το τελικό άλμα. Η διάρκεια και η σπουδαιότητα κάθε μιας από αυτές τις φάσεις εξαρτάται από διάφορους παράγοντες, ένας από τους οποίους, που έχει και τη μεγαλύτερη επίδραση, είναι το μήκος του διακένου. Σε μικρά διάκενα κυριαρχεί η πρώτη φάση της αρχικής corona, ενώ σε μεγαλύτερα διάκενα αποκτά μεγαλύτερη σπουδαιότητα η φάση σχηματισμού του leader.

Η απώλεια ηλεκτρονίων, εξαιτίας της ενσωμάτωσής τους με τα ηλεκτρικαρκινικά μόρια των υδρατμών, επηρεάζει βασικά τη φάση της αρχικής corona. Πειράματα έχουν δείξει όμως πως η παρουσία των μορίων υδρατμού επηρεάζει επίσης και τη φάση του leader με ένα μηχανισμό που δεν είναι απολύτως γνωστός. Ανάλογα λοιπόν με το μήκος του διακένου, επειδή κάθε μια από τις φάσεις της διάσπασης αποκτά διαφορετική σπουδαιότητα, η επίδραση της υγρασίας μεταβάλλεται. Πειραματικά έχει αποδειχθεί ότι η επίδραση της υγρασίας ελαττώνεται όσο το μήκος του

διακένου αυξάνει. Για να ληφθεί υπ' όψιν το μήκος του διακένου ο συντελεστής  $K$ , με τον οποίο επιδρά η υγρασία στην τάση διάσπασης, υψώνεται σε έναν εκθέτη όπως ακριβώς γίνεται και με την πυκνότητα του αέρα. Παρόλο που ο μηχανισμός επίδρασης των δύο παραμέτρων είναι τελείως διαφορετικός, πειράματα έχουν δείξει πως μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για την υγρασία ο ίδιος εκθέτης,  $m$ , που δίνεται από το σχήμα 2.21 για την πυκνότητα του αέρα.

Ένα άλλο ιδιαίτερο χαρακτηριστικό που παρουσιάζει η υγρασία είναι ότι η επίδρασή της δεν είναι συνεχής. Η μεταβολή δηλαδή του μεγέθους του συντελεστή διόρθωσης με το μέγεθος της υγρασίας δεν είναι συνεχής. Για ένα ορισμένο ποσό υγρασίας, που εξαρτάται από διάφορους άλλους δευτερογενείς παράγοντες, ο συντελεστής παρουσιάζει ένα απότομο άλμα.

Όλες οι παραπάνω παρατηρήσεις δείχνουν πως η διόρθωση της τάσης διάσπασης για την επίδραση της υγρασίας είναι πολύπλοκη και αβέβαιη. Παρόλα αυτά έχουν καθορισθεί πειραματικοί συντελεστές που καλύπτουν τις πιο συνήθεις περιπτώσεις. Οι συντελεστές αυτοί δίνονται από το σχήμα 2.22 σε συνδυασμό με τον πίνακα 2.1 που αμφότερα έχουν ληφθεί από το δημοσίευμα 60-1, 1973 της Διεθνούς Ηλεκτροτεχνικής Επιτροπής (IEC).



Σχήμα 2.22: Συντελεστής διόρθωσης υγρασίας  $K$  σαν συνάρτηση της απόλυτης υγρασίας. Χρησιμοποιείται σε συνδυασμό με τον πίνακα 2.1.





**2.9.4 Ανάλυση υπολογισμού της τάσης διάσπασης**

Για τον προσδιορισμό της τάσης διάσπασης ενός διακένου ή γενικότερα κάποιου διηλεκτρικού υπό κρουστική υψηλή τάση, είναι απαραίτητη η εφαρμογή στατιστικών μεθόδων. Αυτό συμβαίνει γιατί η διάσπαση εξαρτάται από πληθώρα παραμέτρων και συντελεστών, πολλές φορές αλληλοαναιρούμενων και με επίδραση εν πολλοίς άγνωστη και για το λόγο αυτό μπορούν να θεωρηθούν τυχαίοι. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, μια αβεβαιότητα για το αν θα επέλθει διάσπαση κατά την επιβολή κάποιας δεδομένης κρουστικής υψηλής τάσης, πράγμα που συνεπάγεται την ύπαρξη μιας καμπύλης που συνδέει την πιθανότητα να επέλθει διάσπαση, με το εύρος της επιβαλλόμενης κρουστικής υψηλής τάσης. Η καμπύλη αυτή μπορεί να θεωρηθεί ότι έχει ολοκληρωμένη “κανονική” κατανομή και ως εκ τούτου χαρακτηρίζεται από μια μέση τιμή  $U_{50}$  και μια τυπική απόκλιση  $\sigma$ .

Είναι λοιπόν προφανές ότι, όταν λέμε προσδιορισμό της τάσης διάσπασης, εννοούμε τον προσδιορισμό όλης της καμπύλης διάσπασης. Αυτή προκύπτει αν είναι γνωστή η  $U_{50}$  και η  $\sigma$  ή έστω μόνο η  $U_{50}$  (σε ειδικές βέβαια περιπτώσεις όταν η τυπική απόκλιση  $\sigma$  είναι λίγο πολύ γνωστή). Αντίστροφα, αν υπάρχει η καμπύλη της πιθανότητας να έχουμε διάσπαση του διακένου υπό τάση  $U$ , δηλαδή η  $P(U)$ , η μεν  $U_{50}$  μπορεί να προσδιορισθεί απευθείας από την καμπύλη ως η τάση που έχει πιθανότητα διάσπασης  $P(U)=0,5$ , η δε τυπική απόκλιση  $\sigma$  από το μισό της διαφοράς  $U_{84} - U_{16}$  όπου  $U_{84}$  και  $U_{16}$  είναι οι τάσεις για τις οποίες η πιθανότητα διάσπασης είναι:  $P(U_{84})=84\%$  και  $P(U_{16})=16\%$  αντιστοίχως.

**α) Κανονική κατανομή**

Σε αυτήν την παράγραφο θα γίνει μια σύντομη περιγραφή της κανονικής κατανομής, κάτι το οποίο θεωρείται αναγκαίο, καθώς όλες οι καμπύλες διάσπασης θεωρούνται ότι ακολουθούν κανονική κατανομή. Για τη συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας της καμπύλης:

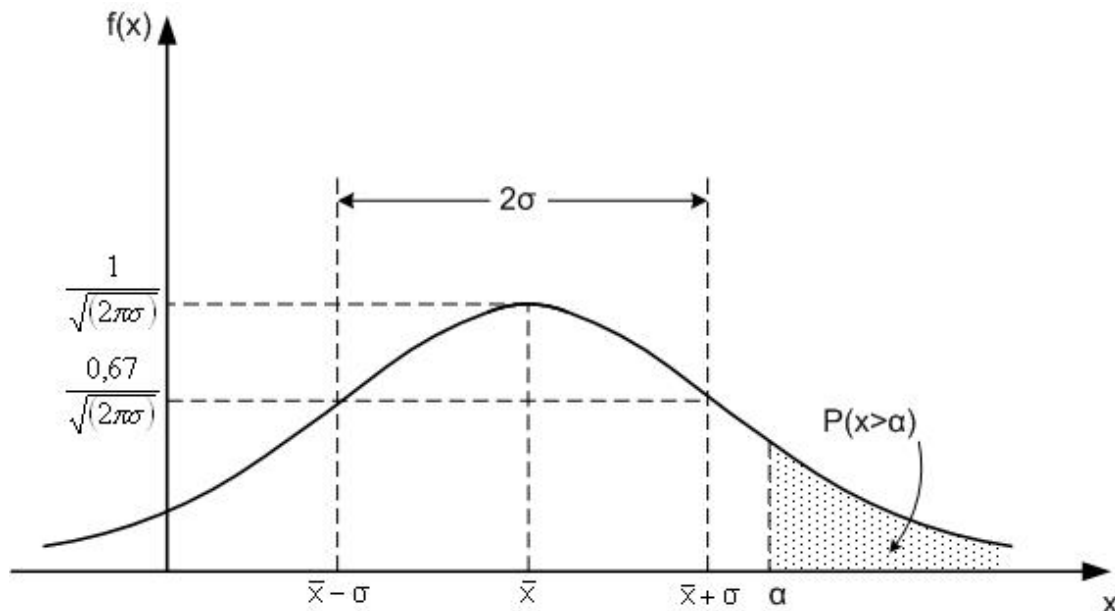
$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{(\bar{x} - x)^2}{2\sigma^2}\right), \quad -\infty < x < +\infty \quad (2.35)$$

όπου  $\bar{x}$  η μέση τιμή και  $\sigma$  η τυπική απόκλιση, προκύπτει εύκολα ότι:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = 1 \quad (2.36)$$

Η κανονική καμπύλη έχει μέγιστο το  $\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}}$  που αντιστοιχεί στην τιμή  $\bar{x} = x$ .

Η καμπύλη  $f(x)$  είναι συμμετρική ως προς την ευθεία  $x=\bar{x}$  και προσεγγίζει ασυμπτωτικά τον άξονα των  $x$ , όπως φαίνεται στο σχήμα που ακολουθεί:



Σχήμα 2.23: Συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας της κατανομής Gauss

Πρέπει να τονισθεί ότι, όταν λέμε ότι η πιθανότητα να έχουμε διάσπαση υπό τάση  $U$ , είναι  $a$  (και γράφουμε:  $P(U)=a$  εννοούμε την πιθανότητα:

$$P(U > a) = \int_a^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{(\bar{x} - x)^2}{2\sigma^2}\right) dx \quad (2.37)$$

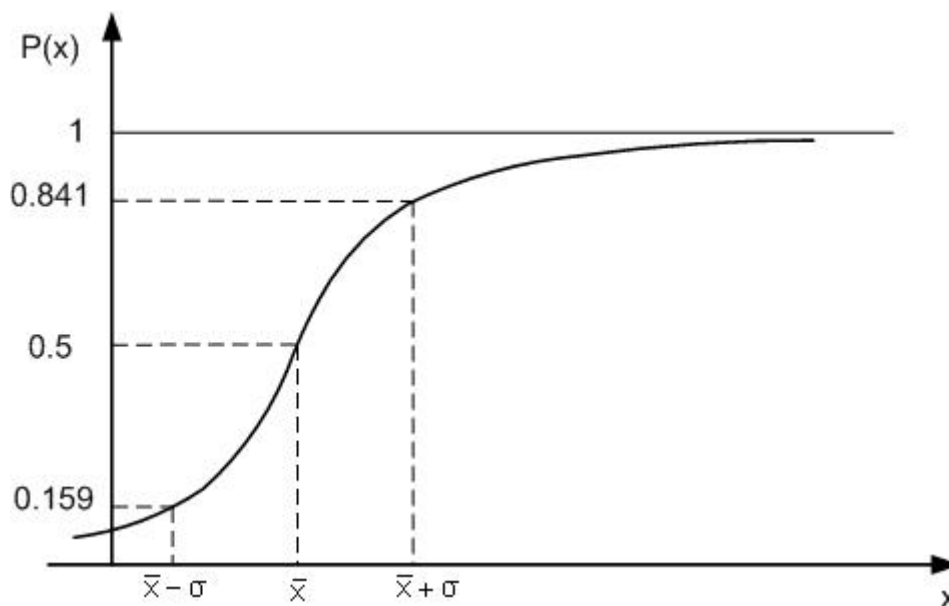
Η παραπάνω πιθανότητα δεν πρέπει να συγχέεται με το  $P(x=a)$  το οποίο πάντα είναι  $P(x=a)=0$ .

Το παραπάνω ολοκλήρωμα δεν μπορεί να υπολογισθεί αναλυτικά και απαιτείται η εκτίμηση με αριθμητική ανάλυση. Αυτό γίνεται χρησιμοποιώντας τη συνάρτηση  $Q$  του Marcum η οποία είναι:

$$Q(y) = \frac{y}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_a^{\infty} \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz > 0 \quad (2.38)$$

και της οποίας οι τιμές είναι γνωστές από πίνακες.

Ισχύει:  $P(x > a) = Q\left(\frac{a - \bar{x}}{\sigma}\right)$  απ' όπου μπορούμε να βρούμε στη συνέχεια τις τιμές  $P(x > a)$ .



Σχήμα 2.24: Καμπύλη πιθανότητας της κατανομής Gauss

**β) Περιγραφή της μεθόδου αυξομείωσης της τάσης για τον προσδιορισμό της καμπύλης διάσπασης**

Υπάρχουν διάφορες μέθοδοι για τον προσδιορισμό της καμπύλης διάσπασης  $P(U)$ . Μια από αυτές τις μεθόδους είναι και η μέθοδος αυξομείωσης της τάσης (Up & Down), η οποία χρησιμοποιείται για την εύρεση κυρίως της  $U_{50}$ . Μπορεί να βρεθεί και η τυπική απόκλιση “ $\sigma$ ” αλλά για να υπάρχει ακρίβεια απαιτείται πολύ μεγάλος αριθμός επιβολών της τάσης, πράγμα που κάνει τη μέθοδο ελάχιστα πρακτική.

Η τεχνική της μεθόδου αυτής, είναι να επιλεγθεί ένα αρχικό επίπεδο κρουστικής υψηλής τάσης εύρους  $U_k$ , ακολούθως να επιλεγθεί το  $\Delta U_k$  που είναι ένα ποσοστό περίπου 2%-3% της  $U_k$  (το οποίο αποτελεί και μια αρχική εκτίμηση της  $\sigma$ ) και ένας αριθμός επιβολών  $n$ . Στο πρώτο βήμα, επιβάλλεται η τάση  $U_k$ . Αν μετά την επιβολή της  $U_k$  επέλθει διάσπαση, η επόμενη επιβολή θα έχει εύρος  $U_k - \Delta U_k$ . Αν δεν επέλθει διάσπαση, η επόμενη επιβολή γίνεται με τάση εύρους  $U_k + \Delta U_k$ . Η διαδικασία συνεχίζεται έτσι ώστε το εύρος της επιβαλλόμενης τάσης να καθορίζεται από το αν κατά την αμέσως προηγούμενη επιβολή τάσης επήλθε διάσπαση ή όχι. Μετά από έναν αριθμό  $n$  επιβολών της τάσης (όχι μικρότερο από 20) μπορεί να υπολογισθεί η  $U_{50}$  και για έναν αριθμό πολύ μεγάλο, (αρκετών εκατοντάδων) μπορεί να υπολογισθεί και η  $\sigma$ , από τους εξής τύπους:

$$U_{50} = \sum \frac{n_i \cdot U_i}{n} \tag{2.39}$$

$$\sigma^2 = \sum \frac{(U_i^2 \cdot n_i) - (U_{50} / n)}{n-1} \quad (2.40)$$

Στον πρώτο τύπο για την  $U_{50}$ , ο αριθμητής εκφράζει το άθροισμα των γινομένων του εύρους κάθε επιπέδου τάσης  $U_i$  που εφαρμόστηκε, επί τον αριθμό των φορών  $n_i$  που αυτή εφαρμόστηκε, ο δε παρονομαστής, το συνολικό αριθμό  $n$  των επιβολών τάσης. Στο δεύτερο τύπο για τη  $\sigma^2$ , ο αριθμητής εκφράζει τη διαφορά μεταξύ του αθροίσματος των γινομένων του τετραγώνου του εύρους κάθε επιπέδου τάσης  $U_i$ , που εφαρμόστηκε, επί τον αριθμό των φορών  $n_i$  που αυτή επιβλήθηκε και της μέσης τιμής  $U_{50}$ , διαιρεμένης με το συνολικό αριθμό των επιβολών, ο δε παρονομαστής το συνολικό αριθμό  $n$  των επιβολών τάσης μειωμένο κατά 1. Αυτή η μέθοδος έχει αρκετά μεγάλη ακρίβεια, ακόμη και για τον οριακά μικρό αριθμό επιβολών τάσης  $n=20$ . Η  $U_{50}$  που υπολογίζεται, βρίσκεται μεταξύ της  $P(U)=30\%$  και  $P(U)=70\%$ . Προς καλύτερη κατανόηση της μεθόδου παρατίθεται στο τέλος σχετικό παράδειγμα.

Το προτέρημα αυτής της μεθόδου είναι ότι αυτόματα συγκεντρώνει τις επιβολές σε ένα επίπεδο τάσης κοντά στο  $U_{50}$ . Για μια δεδομένη ακρίβεια, αυτή η μέθοδος επιβάλλει λιγότερες επιβολές από τη “μέθοδο προσδιορισμού της πιθανότητας διάσπασης με επίπεδα τάσης” για την ίδια ακρίβεια. Η οικονομία σε επιβολή τάσεων είναι της τάξης του 30% με 40%. Η μέθοδος όμως αυτή έχει ένα μειονέκτημα. Δεν μπορεί να εκτιμήσει πολύ μικρές και πολύ μεγάλες πιθανότητες διάσπασης π.χ. 1% ή 99%. Όμως κάθε μέθοδος, η οποία χρησιμοποιεί την κανονική κατανομή, δεν μπορεί να υπολογίσει με ακρίβεια ακραίες πιθανότητες.

Σε κάθε μέτρηση ο συνολικός αριθμός των διασπάσεων είναι περίπου ίσος με το συνολικό αριθμό των μη διασπάσεων. Ο αριθμός των μη διασπάσεων σε οποιοδήποτε επίπεδο δεν μπορεί να διαφέρει περισσότερο από 1 από τον αριθμό των διασπάσεων του αμέσως επόμενου επιπέδου. Όπως ειπώθηκε, το  $\Delta U_k$  είναι μια προσέγγιση της τυπικής απόκλισης  $\sigma$ . Η τυπική απόκλιση  $\sigma$ , μπορεί να υπολογιστεί με αρκετή ακρίβεια από τη σχέση που δόθηκε για πολύ μεγάλο  $n$  και αν  $\Delta U_k < 2\sigma$ . Η  $U_{50}$  και η  $\sigma$  μπορούν να υπολογισθούν και από τις διασπάσεις ή μόνο από τις μη διασπάσεις, ανάλογα με το ποια είναι με το λιγότερο συνολικό αριθμό.

γ) Παράδειγμα

Το ακόλουθο παράδειγμα προκύπτει από μετρήσεις που έγιναν κατά τη διεξαγωγή του πειράματος για την παρούσα διπλωματική εργασία, στο εργαστήριο Υψηλών Τάσεων του Ε.Μ.Π. Ορίζεται:  $U=140kV$ ,  $\Delta U_k=2kV$ ,  $n=150$ .

Στο τέλος των μετρήσεων έχει σχηματισθεί ο εξής πίνακας:

	Αποτελέσματα		
	*	ο	$n_i$
140 *****	25	0	25
138 **οο*ο***ο***ο***ο**οο**	17	8	25
136 **οο*οοο*ο*οοο*οο*ο**οο**	11	14	25
134 οοοο*οοο*ο*οοο*οο*οο*οο**	8	17	25
132 οοοο*οοοοο*οοοοοο*οο*οοοο	4	21	25
130 οοοοοοοοοοοοοοοοοοοοοοοοοο	0	25	25

Φαίνεται καθαρά ότι στην πρώτη επιβολή υπήρξε διάσπαση σε τάση  $U_k$ , οπότε η δεύτερη επιβολή έγινε σε επίπεδο  $U_2 = U_k - \Delta U_k$ . Υπήρξε πάλι διάσπαση στη δεύτερη επιβολή, οπότε η τρίτη έγινε σε επίπεδο  $U_3 = U_2 - \Delta U_k$  στο οποίο δεν υπήρξε διάσπαση, οπότε η τέταρτη επιβολή έγινε σε επίπεδο  $U_4 = U_3 + \Delta U_k$ . Με αυτόν τον τρόπο συνεχίστηκαν οι μετρήσεις και στο τέλος υπήρξαν:

- Στο επίπεδο 140kV, 25 επιτυχίες, 0 αποτυχίες,  $n_{140}=25$
- Στο επίπεδο 138kV, 17 επιτυχίες, 8 αποτυχίες,  $n_{138}=25$
- Στο επίπεδο 136kV, 11 επιτυχίες, 14 αποτυχίες,  $n_{136}=25$
- Στο επίπεδο 134kV, 8 επιτυχίες, 17 αποτυχίες,  $n_{134}=25$
- Στο επίπεδο 132kV, 4 επιτυχίες, 21 αποτυχίες,  $n_{132}=25$
- Στο επίπεδο 130kV, 0 επιτυχίες, 25 αποτυχίες,  $n_{130}=25$

Οπότε μπορεί να υπολογισθεί η  $U_{50}$  χρησιμοποιώντας την εξίσωση 2.39 απ' όπου προκύπτει:

$$U_{50} = 135,0kV$$

Από τη σχέση της  $\sigma$  (εξ.2.40) βρίσκουμε  $\sigma=3kV$ , απ' όπου φαίνεται η μεγάλη ακρίβεια που έχει αυτή η διαδικασία για μεγάλο  $n$ , αφού η τιμή της  $\sigma$  θεωρητικά βρίσκεται στο διάστημα 2%-3% της  $U_{50}$  δηλαδή 2,7kV-4,1kV.

Για μικρό όμως αριθμό δοκιμών  $n$ , οι αποκλίσεις της  $U_{50}$  και της  $\sigma$ , από τις πραγματικές τιμές, είναι σημαντικές.

### 2.9.5 Διόρθωση της τάσης $U_{50}$

Η διαδικασία διόρθωσης προέρχεται από τις πιο πρόσφατες προδιαγραφές διόρθωσης υγρασίας και είναι η εξής:

*Βήμα 1:* Υπολογίζεται η παράμετρος  $\delta$  από την εξίσωση 2.34, η οποία τώρα γράφεται:

$$\delta = \frac{P}{760} \cdot \frac{293}{273 + T} \quad (2.41)$$

όπου:

$P$ : είναι η ατμοσφαιρική πίεση στο χώρο δοκιμών εκφρασμένη σε  $mmHg$

$T$ : είναι η θερμοκρασία υγρού στοιχείου στο χώρο δοκιμών εκφρασμένη σε  $^{\circ}C$ .

*Βήμα 2:* Υπολογίζεται η παράμετρος  $K$  σύμφωνα με τη σχέση:

$$K = 1 + 0,01 \cdot \left( \frac{Hum}{\delta} - 11 \right) \quad (2.42)$$

όπου:

$Hum$ : είναι η απόλυτη υγρασία στο χώρο δοκιμών εκφρασμένη σε  $g/m^3$ .

*Βήμα 3:* Υπολογίζεται η παράμετρος  $g$  σύμφωνα με τη σχέση:

$$g = \frac{U_t}{500 \cdot L \cdot K \cdot \delta} \quad (2.43)$$

όπου:

$U_t$ : είναι η πειραματική τάση  $U_{50}$  που καθορίστηκε από τις δοκιμές εκφρασμένη σε Volts.

$L$ : είναι το μήκος του διακένου του δοκιμίου εκφρασμένο σε  $m$ .

*Βήμα 4:* Υπολογίζονται οι συντελεστές  $m$  και  $w$  σύμφωνα με τις σχέσεις:

$$m = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{g \cdot (g - 0,2)}{0,8} & \alpha\nu \ 0,2 \leq g \leq 1,0 \\ 1 & \alpha\nu \ 1,0 \leq g \leq 1,2 \\ 1 & \alpha\nu \ 1,2 \leq g \leq 2,0 \end{array} \right\} \quad (2.44)$$

$$w = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{g \cdot (g - 0,2)}{0,8} & \alpha\nu \ 0,2 \leq g \leq 1,0 \\ 1 & \alpha\nu \ 1,0 \leq g \leq 1,2 \\ \frac{(2,2 - g)(2,0 - g)}{0,8} & \alpha\nu \ 1,2 \leq g \leq 2,0 \end{array} \right\} \quad (2.45)$$

*Βήμα 5:* Υπολογίζεται η τάση  $U_{50}$  διορθωμένη μόνο για την πυκνότητα του αέρα ( $U_d$ ) σύμφωνα με τη σχέση:

$$U_d = \frac{U_t}{\delta^m} \quad (2.46)$$

όπου:

$U_t$  είναι η πειραματική τάση  $U_{50}$  που καθορίσθηκε από τις δοκιμές εκφρασμένη σε Volts.

*Βήμα 6:* Υπολογίζεται η τάση  $U_{50}$  διορθωμένη και για την απόλυτη υγρασία σύμφωνα με τη σχέση:

$$U_n = \frac{U_d}{K^w} \quad (2.47)$$

## Κεφάλαιο 3

### ΨΥΧΡΟΜΕΤΡΙΑ

*There is enough light for those wishing to see, and enough darkness for those wishing the opposite.*

*B.Pascal*

#### 3.1 Γενικά

Αντικείμενο της ψυχρομετρίας είναι ο καθορισμός των θερμοδυναμικών ιδιοτήτων του υγρού αέρα και ο υπολογισμός των μεταβολών που υφίσταται αυτός. Για αρκετές δεκαετίες, βασική πηγή των ιδιοτήτων του υγρού αέρα ήταν οι εργασίες των Goff και Gratch [2.8]. Νεότερα δεδομένα δόθηκαν από το National Bureau of Standards [2.8]. Τα δεδομένα αυτά περιλαμβάνονται σε πίνακες, που έχουν εκδοθεί από το συγκεκριμένο οργανισμό και οι οποίοι δίνουν τις θερμοδυναμικές ιδιότητες του υγρού αέρα και του νερού. Σε πολλά προβλήματα κλιματισμού, αντί των δεδομένων αυτών, μπορεί να γίνει χρήση των σχέσεων του τελείου αερίου εισάγοντας πολύ μικρό σφάλμα (<0,7% για θερμοκρασίες από  $-50^{\circ}\text{C}$  έως  $50^{\circ}\text{C}$  και συνήθεις ατμοσφαιρικές πιέσεις, π.χ.  $101,325\text{ kPa}$ ). Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται χρήση κυρίως των σχέσεων τελείου αερίου με τις οποίες μελετώνται τα συνηθέστερα σχετικά θέματα κλιματισμού.

Ο ατμοσφαιρικός αέρας περιέχει μεγάλο αριθμό αερίων, υδρατμό και διάφορους ρυπαντές, οι οποίοι απουσιάζουν σε περιοχές μακριά από πηγές ρύπανσης. Ξηρός αέρας υφίσταται όταν απομακρυνθεί ο υδρατμός και οι ρυπαντές. Η συνήθης κατ' όγκο σύσταση του ξηρού αέρα είναι 78,084% άζωτο, 20,9476% οξυγόνο, 0,934% αργό, 0,0314% διοξείδιο του άνθρακα και άλλα αέρια σε μικρότερες αναλογίες. Το μοριακό βάρος του ξηρού αέρα είναι 28,9645 και η σταθερά αερίου αυτού είναι  $R_a=287,055\text{ J/kg K}$ .

Ο υγρός αέρας θεωρείται μείγμα δύο συνιστωσών, ξηρού αέρα και υδρατμού. Η περιεχόμενη ποσότητα υδρατμού μεταβάλλεται από 0 (ξηρός αέρας) έως μια μέγιστη τιμή (κεκορεσμένος αέρας) που εξαρτάται από την πίεση και τη θερμοκρασία. Κατά τη μέγιστη περιεκτικότητα σε υδρατμό έχουμε “κορεσμό”, δηλαδή κατάσταση ισορροπίας μεταξύ υγρού αέρα και υγρού ή στερεού συμπυκνώματος υδρατμού. Το μοριακό βάρος του νερού



είναι 18,01534 και η σταθερά αερίου του υδρατμού είναι  $R_w=461,52 \text{ J/kg K}$ . Επειδή η θερμοκρασία και η βαρομετρική πίεση μεταβάλλονται σημαντικά με το υψόμετρο και τις τοπικές γεωγραφικές και καιρικές συνθήκες, ορίζεται η “τυπική ατμόσφαιρα” ως εξής: Στο επίπεδο της θάλασσας (ύψος 0) η τυπική θερμοκρασία είναι  $15^\circ\text{C}$  και η τυπική βαρομετρική πίεση  $101,325 \text{ kPa}$ . Υποτίθεται γραμμική μείωση της θερμοκρασίας με το ύψος στην κατώτερη ατμόσφαιρα, η οποία θεωρείται ότι αποτελείται από ξηρό αέρα που συμπεριφέρεται σαν τέλειο αέριο. Η βαρύτητα είναι σταθερή  $9,807\text{m/s}^2$ .

### 3.2 Ημεροβαθμοί θέρμανσης

Για να υπολογίσουμε, να ελέγξουμε και να συγκρίνουμε την κατανάλωση θερμότητας σε μια θερμαντική περίοδο, έχει εισαχθεί στην τεχνική της θέρμανσης η έννοια του ημεροβαθμού [1.6]. Οι ημεροβαθμοί μιας θερμαντικής περιόδου είναι το γινόμενο του αριθμού των θερμαντικών ημερών επί τη διαφορά της μέσης εξωτερικής θερμοκρασίας και της μέσης θερμοκρασίας του χώρου, δηλαδή:

$$G=z(t_i-t_{am}) \quad (3.1)$$

$G$ =ημεροβαθμοί

$z$ =αριθμός των θερμαντικών ημερών

$t_i$ =μέση εσωτερική θερμοκρασία

$t_{am}$ =μέση εξωτερική θερμοκρασία μιας θερμαντικής περιόδου

### 3.3 Ημεροβαθμοί αερισμού

Την έννοια των ημεροβαθμών μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε επίσης και για τον υπολογισμό της κατανάλωσης θερμότητας στις εγκαταστάσεις αερισμού. Οι ημεροβαθμοί αερισμού είναι το γινόμενο των ημερών αερισμού επί τη διαφορά της θερμοκρασίας του προσαγόμενου αέρα και της μέσης εξωτερικής. Ο αριθμός των ημεροβαθμών αερισμού είναι όμως μεγαλύτερος από τον αριθμό των ημεροβαθμών θέρμανσης, επειδή δεν υπάρχει στον αερισμό το όριο των  $15^\circ\text{C}$  που αρχίζει και σταματά η λειτουργία της θέρμανσης. Δηλαδή πρέπει να θερμανθεί ο

εξωτερικός αέρας, προφανώς και όταν έχει θερμοκρασία πάνω από  $15^{\circ}\text{C}$ , μέχρι τη θερμοκρασία του προσαγόμενου αέρα, που συνήθως υποθέτουμε ότι είναι  $20^{\circ}\text{C}$  ή  $22^{\circ}\text{C}$ , η ίδια με τη θερμοκρασία του χώρου.

Επειδή γενικά οι εγκαταστάσεις αερισμού λειτουργούν ορισμένες ώρες, πρέπει ο υπολογισμός των ημεροβαθμών αερισμού να γίνεται με βάση τη μέση θερμοκρασία κατά τις ώρες λειτουργίας της εγκατάστασης και όχι με βάση τη μέση ημερήσια. Έτσι έχουμε την έννοια των ωροβαθμών αερισμού  $G_L$  σαν γινόμενο του αριθμού των ωρών αερισμού  $z$  επί τη διαφορά μεταξύ των  $20^{\circ}\text{C}$  και της εκάστοτε μέσης εξωτερικής θερμοκρασίας  $t_{\text{am}}$ :

$$G_L = z(20 - t_{\text{am}}) \quad (3.2)$$

### 3.4 Υγρασία του αέρα

Ο αέρας περιέχει κανονικά, αν και όχι ορατή, μια μικρή ποσότητα υδρατμών, μικρή ή μεγάλη υπό μια ορισμένη πίεση. Η ποσότητα των υδρατμών που μπορεί να υπάρχει σε  $1\text{m}^3$  αέρα, εξαρτάται από τη θερμοκρασία του. Όσο πιο μεγάλη είναι, τόσο μεγαλύτερη μπορεί να είναι και η ποσότητα των υδρατμών. Όταν, για μια ορισμένη θερμοκρασία, υπάρχει στον αέρα η μεγαλύτερη δυνατή ποσότητα υδρατμών τότε η πίεση των υδρατμών είναι ίση με την πίεση κορεσμού που αντιστοιχεί στη θερμοκρασία αυτή. Αν διοχετευθεί ποσότητα υδρατμών μεγαλύτερη από αυτή που αντιστοιχεί στην πίεση κορεσμού, η ποσότητα των υδρατμών που πλεονάζει συμπυκνώνεται σε *ομίχλη* (πολύ μικρά σταγονίδια). Ενώ λοιπόν στη θέρμανση η υγρασία δεν παίζει κανένα ρόλο, για τον κλιματισμό αντίθετα έχει πολύ μεγάλη σημασία. Για το λόγο αυτό παρατίθενται ακολούθως οι ορισμοί κάποιων βασικών ψυχομετρικών μεγεθών και ιδιοτήτων του αέρα στις διάφορες φάσεις του.

#### 3.4.1 Θερμοδυναμικές ιδιότητες υγρού αέρα

Οι παρακάτω θερμοδυναμικές ιδιότητες του υγρού αέρα προκύπτουν με βάση τη θερμοδυναμική κλίμακα θερμοκρασίας, για τυπική ατμοσφαιρική πίεση  $101,325\text{kPa}$  [2.8]:

$W_s$ : Λόγος υγρασίας σε κατάσταση κορεσμού [ $kg$  υδρατμού/ $kg$  ξηρού αέρα]. Σε δεδομένη θερμοκρασία και πίεση ο λόγος υγρασίας  $W$  μπορεί να έχει οποιαδήποτε τιμή από 0 έως  $W_s$ .

$V_a$ : Ειδικός όγκος ξηρού αέρα [ $m^3/kg$ ].

$V_s$ : Όγκος υγρού αέρα σε κορεσμό ανά  $kg$  ξηρού αέρα [ $m^3/kg$  ξηρού αέρα].

$V_{as}$ :  $V_s - V_a$  [ $m^3/kg$  ξηρού αέρα].

$h_a$ : Ειδική ενθαλπία ξηρού αέρα [ $kJ/kg$  ξηρού αέρα].

$h_s$ : Ενθαλπία υγρού αέρα σε κορεσμό ανά  $kg$  ξηρού αέρα [ $kJ/kg$  ξηρού αέρα].

$h_{as}$ :  $h_s - h_a$  [ $kJ/kg$  ξηρού αέρα].

$s_a, s_s, s_{as}$ : Αντίστοιχοι συμβολισμοί με τους παραπάνω για την εντροπία [ $kJ/(kg$  ξηρού αέρα)  $K$ ].

$h_w$ : Ειδική ενθαλπία νερού (υγρού ή στερεού) σε ισορροπία με κεκορεσμένο αέρα [ $kJ/kg$  νερού].

$S_w$ : Ειδική εντροπία νερού (υγρού ή στερεού) σε ισορροπία με κεκορεσμένο αέρα [ $kJ/(kg$  νερού)  $K$ ].

$p_s$ : Πίεση του υδρατμού μέσα στον κεκορεσμένο υγρό αέρα [ $kPa$ ]. Η  $p_s$  παρουσιάζει αμελητέα διαφορά από την αντίστοιχη πίεση κορεσμού του καθαρού υδρατμού  $p_{ws}$ .

### 3.4.2 Βασικές παράμετροι υγρασίας

1. **Λόγος υγρασίας  $W$**  δείγματος υγρού αέρα είναι ο λόγος της μάζας του υδρατμού ( $M_w$ ) προς τη μάζα του ξηρού αέρα ( $M_a$ ) που περιέχονται στο δείγμα, δηλαδή:

$$W = \frac{M_w}{M_a} \quad (3.3)$$

Λόγος υγρασίας κορεσμού  $W_s(t,p)$  είναι ο λόγος υγρασίας υγρού αέρα κεκορεσμένου στην ίδια θερμοκρασία  $t$  και πίεση  $p$ .

2. **Γραμμομοριακό κλάσμα** (ή μοριακό ποσοστό) του υδρατμού  $x_w$  στο μείγμα υγρού αέρα είναι ο λόγος του πλήθους των γραμμομορίων υδρατμού ( $n_w$ ), που περιέχονται στο μείγμα, προς το συνολικό πλήθος γραμμομορίων του μείγματος ( $n_w + n_a$ ):

$$x_w = \frac{n_w}{n_w + n_a} \quad (3.4)$$

Αναλόγως, εκφράζεται το γραμμομοριακό κλάσμα του ξηρού αέρα ( $x_\alpha$ ), στον υγρό αέρα:

$$x_\alpha = \frac{n_\alpha}{n_w + n_\alpha} \quad (3.5)$$

Προφανώς ισχύει  $x_w + x_\alpha = 1$ .

Ισχύει επίσης:

$$W = \frac{18,01535}{28,9645} \frac{x_w}{x_\alpha} = 0,62198 \frac{x_w}{x_\alpha} \quad (3.6)$$

3. **Ειδική υγρασία  $d$**  είναι ο λόγος της μάζας του υδρατμού προς τη συνολική μάζα του υγρού αέρα:

$$d = \frac{M_w}{M_w + M_\alpha} \quad (3.7)$$

Από το λόγο της υγρασίας  $W$  προκύπτει ότι:

$$d = \frac{W}{W+1} \quad (3.8)$$

4. **Απόλυτη υγρασία** (ή πυκνότητα υδρατμού)  $q$  είναι ο λόγος της μάζας του υδρατμού προς τον ολικό όγκο του υγρού αέρα:

$$q = \frac{M_w}{V} \quad (3.9)$$

5. **Πυκνότητα υγρού αέρα  $\rho$**  είναι ο λόγος της ολικής μάζας προς τον ολικό όγκο του υγρού αέρα:

$$\rho = \frac{M_\alpha + M_w}{V} \quad (3.10)$$

6. **Ανηγμένος όγκος υγρού αέρα  $v$**  είναι ο λόγος του όγκου δείγματος υγρού αέρα προς την περιεχόμενη μάζα ξηρού αέρα:

$$v = \frac{V}{M_\alpha} = \frac{V}{28,9645 n_\alpha} = (1+W) \frac{1}{\rho} \quad (3.11)$$

7. **Βαθμός κορεσμού  $\mu$**  είναι ο λόγος του λόγου υγρασίας  $W$  προς το λόγο υγρασίας  $W_s$  κεκορεσμένου αέρα στην ίδια θερμοκρασία και πίεση:

$$\mu = \frac{W}{W_s} \quad (3.12)$$

8. **Σχετική υγρασία  $\phi$**  είναι ο λόγος του γραμμομοριακού κλάσματος υδρατμού  $x_w$  σε ένα δεδομένο δείγμα υγρού αέρα, προς το

γραμμομοριακό κλάσμα υδρατμού  $x_{ws}$  σε κεκορεσμένο αέρα ίδιας θερμοκρασίας και πίεσης:

$$\varphi = \frac{X_w}{X_{ws}} \quad (3.13)$$

9. **Θερμοκρασία σημείου δρόσου  $t_d$**  είναι η θερμοκρασία κεκορεσμένου αέρα της ίδιας πίεσης  $p$  και του ίδιου λόγου υγρασίας  $W_s$  με ένα δεδομένο δείγμα υγρού αέρα. Δηλαδή είναι η λύση  $t_d(p, W)$  της εξίσωσης:  $W_s(p, t_d) = W$ . Δείγμα υγρού αέρα ψυχόμενο υπό  $p$ =σταθ. και  $W$ =σταθ. πλησιάζει την κατάσταση κορεσμού και εμφανίζει τα πρώτα σταγονίδια συμπυκνώματος στη θερμοκρασία  $t_d$ .

10. **Θερμοδυναμική θερμοκρασία υγρής σφαίρας  $t^*$**  είναι η θερμοκρασία του νερού (υγρής ή στερεάς φάσης) υπό την οποία εξατμιζόμενο σε υγρό αέρα θερμοκρασίας ξηρής σφαίρας  $t$  και λόγου υγρασίας  $W$ , καθιστά, αδιαβατικά και υπό σταθερή πίεση  $p$ , τον αέρα κεκορεσμένο στην ίδια θερμοκρασία  $t^*$ . Θερμοκρασία ξηρής σφαίρας είναι αυτή που μετράται με τις συνήθεις θερμομετρικές συσκευές.

### 3.4.3 Θερμοδυναμικές ιδιότητες του κεκορεσμένου νερού-υδρατμού

Οι θερμοδυναμικές ιδιότητες νερού και υδρατμού σε κατάσταση κορεσμού δίνονται από πίνακες ψυχομετρίας με βάση τη θερμοδυναμική κλίμακα θερμοκρασίας. Η ενθαλπία και η εντροπία του κεκορεσμένου υγρού ελήφθησαν ίσες προς το μηδέν στο τριπλό σημείο ( $0,01^\circ\text{C}$ ,  $0,611\text{kPa}$ ). Η πίεση κορεσμού του υδρατμού ( $p_{ws}$ ), η οποία απαιτείται συχνά στους ψυχομετρικούς υπολογισμούς, λαμβάνεται και αυτή από ανάλογους πίνακες ή υπολογίζεται από τις ακόλουθες εξισώσεις, οι οποίες ισχύουν για θερμοκρασίες από  $-100^\circ\text{C}$  έως  $0^\circ\text{C}$  και από  $0^\circ\text{C}$  έως  $200^\circ\text{C}$  αντιστοίχως:

$$\ln(p_{ws}) = \frac{C_1}{T + C_2 + C_3 T + C_4 T^2 + C_5 T^3 + C_6 T^4 + C_7 \ln(T)} \quad (3.14)$$

$$\ln(p_{ws}) = \frac{C_8}{T + C_9 + C_{10} T + C_{11} T^2 + C_{12} T^3 + C_{13} \ln(T)} \quad (3.15)$$

όπου  $p_{ws}$  σε Pa και  $T$  σε K. Οι τιμές των συντελεστών είναι:

$$C_1 = -5674,5359$$

$$C_2 = 6,3925247$$

$$C_3 = -0,9677843 \times 10^{-2}$$

$$C_4 = 0,62215701 \times 10^{-6}$$

$$C_5 = 0,20747825 \times 10^{-8}$$

$$C_6 = 0,9484024 \times 10^{-12}$$

$$C_7 = 4,1635019$$

$$C_8 = -5800,2206$$

$$C_9 = 1,3914993$$

$$C_{10} = -0,048640239$$

$$C_{11} = 0,41764768 \times 10^{-4}$$

$$C_{12} = -0,14452093 \times 10^{-7}$$

$$C_{13} = 6,5459673$$

### 3.5 Ημερογραμμάρια ύγρανσης και αφύγρανσης

Όπως ορίζονται στη θέρμανση και στην ψύξη οι έννοιες ημεροβαθμοί θέρμανσης και ψύξης, μπορούμε να ορίσουμε σχετικά με την υγρασία του αέρα τις παρακάτω έννοιες:

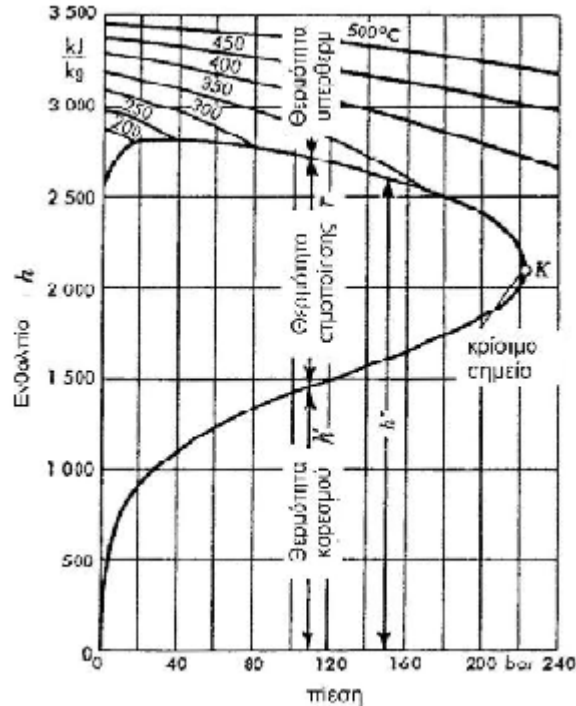
- *Ημερογραμμάρια ύγρανσης* είναι το γινόμενο του αριθμού των ημερών ύγρανσης επί τη διαφορά μεταξύ της υγρασίας του αέρα του χώρου  $x=8g/kg$  και της μέσης υγρασίας του εξωτερικού αέρα.
- *Ημερογραμμάρια αφύγρανσης* είναι το γινόμενο του αριθμού των ημερών αφύγρανσης επί τη διαφορά μεταξύ της υγρασίας του αέρα του χώρου  $x=8g/kg$  και της μέσης υγρασίας του εξωτερικού αέρα.

### 3.6 Ατμός

#### 3.6.1 Κεκορεσμένος υδρατμός

Εάν προσάγεται θερμότητα σε μια ποσότητα νερού ενώ η πίεση διατηρείται σταθερή, η θερμοκρασία του νερού μεγαλώνει μέχρι που το νερό αρχίζει και ατμοποιείται. Η θερμότητα που προσάγεται μέχρι το σημείο αυτό, προκαλεί την αύξηση της θερμοκρασίας του νερού. Εάν συνεχιστεί η προσαγωγή θερμότητας, η θερμοκρασία του νερού δεν αυξάνει άλλο. Η θερμότητα που προσφέρεται τώρα, προκαλεί την αλλαγή της φάσης του νερού δηλαδή το υγρό γίνεται ατμός. Ο ατμός που παράγεται λέγεται κεκορεσμένος ατμός (σχ.3.1) [1.7]. Η θερμοκρασία που αντιστοιχεί στο φαινόμενο της ατμοποίησης λέγεται θερμοκρασία κορεσμού και εξαρτάται από την πίεση που ασκείται στην επιφάνεια του

νερού. Για πίεση π.χ.  $1,013\text{bar}=1\text{atm}$ , η θερμοκρασία κορεσμού είναι  $100^\circ\text{C}$ . Σε υψηλότερες πιέσεις αντιστοιχούν μεγαλύτερες θερμοκρασίες και αντίστροφα. Σε κάθε πίεση λοιπόν αντιστοιχεί μια ορισμένη θερμοκρασία κορεσμού.



Σχήμα 3.1: Ενθαλπία των υδρατμών (διάγραμμα  $h-p$ )

Η θερμότητα κορεσμού του υγρού είναι η θερμότητα  $q$  που χρειάζεται για να θερμανθεί  $1\text{kg}$  νερού από τους  $0^\circ\text{C}$  στη θερμοκρασία βρασμού. Επειδή ορίζουμε την ενθαλπία στους  $0^\circ\text{C}$  με  $h=0$ , θα είναι:

$$q = c_m \cdot t = h \quad \text{σε } \text{kJ/kg K} \quad (3.16)$$

Η μέση ειδική θερμοχωρητικότητα του νερού αυξάνει με τη θερμοκρασία. Μεταξύ  $0^\circ\text{C}$  και  $100^\circ\text{C}$  είναι με αρκετή ακρίβεια  $c_m=4,19\text{kJ/kgK}$ . Η θερμότητα ατμοποίησης  $r$  είναι η θερμότητα που χρειάζεται για την ατμοποίηση  $1\text{kg}$  νερού που έχει τη θερμοκρασία κορεσμού. Διαχωρίζουμε:

- Την εσωτερική θερμότητα ατμοποίησης  $\rho$  που χρειάζεται για να υπερνικηθούν οι ελκτικές δυνάμεις μεταξύ των μορίων. Η θερμότητα αυτή παριστάνει την αύξηση της εσωτερικής ενέργειας  $u$  του νερού και
- Την εξωτερική θερμότητα ατμοποίησης  $\psi$  που αντιπροσωπεύει το έργο της εκτόνωσης κατά την ατμοποίηση.

Η ολική θερμότητα ατμοποίησης  $r=\rho+\psi$  είναι ίση με την αύξηση της ενθαλπίας κατά την ατμοποίηση:

$$r = h'' - h' = u'' - u' + p(v'' - v') \quad (3.17)$$

$h'$ : ενθαλπία του κεκορεσμένου νερού

$h''$ : ενθαλπία του κεκορεσμένου ατμού

$u'$ : εσωτερική ενέργεια του κεκορεσμένου νερού

$u''$ : εσωτερική ενέργεια του κεκορεσμένου ατμού

$v'$ : ειδικός όγκος του κεκορεσμένου νερού

$v''$ : ειδικός όγκος του κεκορεσμένου ατμού

Η θερμότητα παραγωγής του κεκορεσμένου ατμού είναι το άθροισμα της θερμότητας του κεκορεσμένου νερού και της θερμότητας ατμοποίησης:  $\lambda = q + r$ . Η θερμότητα ατμοποίησης σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας βρασμού  $t_s(T_s)$  είναι στο διάστημα μεταξύ  $0^\circ C$  και  $100^\circ C$  περίπου

$$r = 3158 - 2,43T_s \quad \text{σε } kJ/kg \quad (3.18)$$

### 3.6.2 Υγρός υδρατμός

Ο υγρός υδρατμός είναι μείγμα κεκορεσμένου ατμού και κεκορεσμένου υγρού [1.7]. Αν  $1kg$  υγρού υδρατμού αποτελείται από  $x kg$  ατμού και  $(1-x) kg$  νερού, τότε η θερμότητα που έχει καταναλωθεί είναι  $(q+r)x kcal$  για τον ατμό και  $(1-x)q kcal$  για το νερό. Η ενθαλπία λοιπόν του υγρού ατμού είναι:

$$h = (q+r)x + q(1-x) = q + xr \quad (3.19)$$

Ο ειδικός όγκος  $v$  του υγρού ατμού είναι το άθροισμα του όγκου του κεκορεσμένου ατμού με την ίδια πίεση και του όγκου του κεκορεσμένου υγρού ( $v'' = 0,001 kg/m^3$ ). Δηλαδή

$$v = x \cdot v'' + (1-x) \cdot 0,001 \quad (3.20)$$

ή επειδή το δεύτερο μέλος είναι μικρό σε σχέση με το πρώτο, θα είναι:

$$v = x \cdot v'' [m^3 / kg] \quad (3.21)$$

### 3.6.3 Ενθαλπία

Η ενθαλπία  $h$  (θερμοπεριεκτικότητα) του μείγματος αέρα-υδρατμών είναι ίση με το άθροισμα των ενθαλπιών των επί μέρους συστατικών. Για μείγμα μάζας  $(1+x) kg$  είναι:

$$h(1+x) = h_L + xh_D \quad \text{σε } kJ/(1+x) kg \quad (3.22)$$

$h_L$ : η ενθαλπία του αέρα σε  $kJ/kg$

$h_D$ : η ενθαλπία του ατμού σε  $kJ/kg$



Η ενθαλπία του αέρα είναι:

$$h_L = c_p \cdot t = 1,0 \cdot t \quad \text{σε } kJ/kg \quad (3.23)$$

Η ενθαλπία των υδρατμών είναι με μεγάλη προσέγγιση (Mollier) είναι:

$$h_D = r + c_{pD} \cdot t = 2500 + 1,86t \quad \text{σε } kJ/kg \quad (3.24)$$

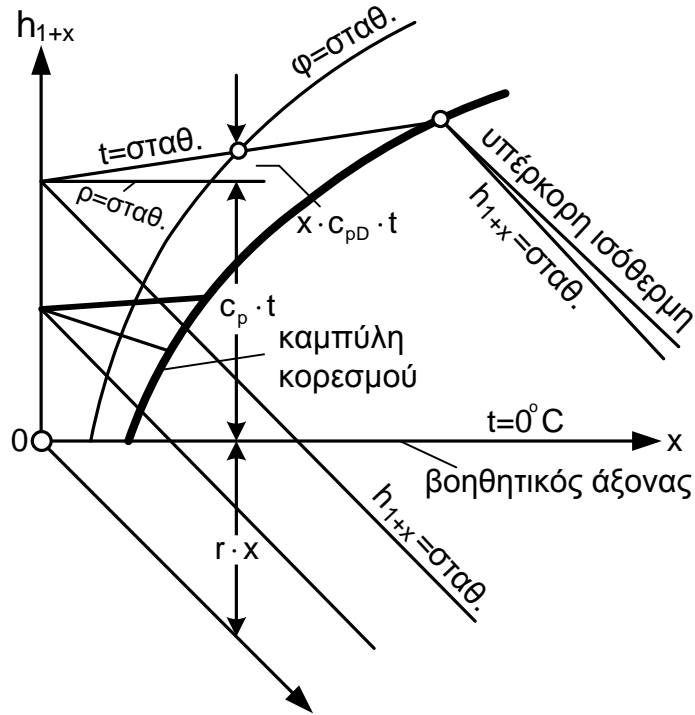
Άρα:

$$h(1+x) = 1,0t + x(2500 + 1,86t) \quad \text{σε } kJ/(1+x) \text{ kg} \quad (3.25)$$

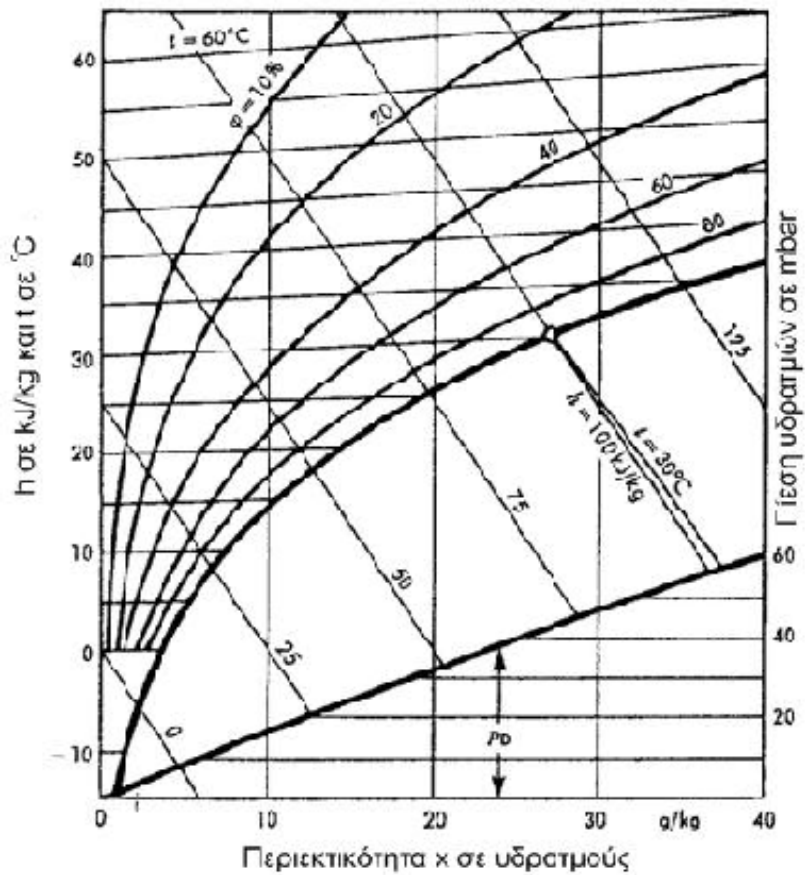
### 3.6.4 Το διάγραμμα $h-x$ του Mollier

Το διάγραμμα  $h-x$  του Mollier [2.8] διευκολύνει πολύ τους υπολογισμούς με υγρό αέρα και δίνει μια εποπτική εικόνα των καταστατικών μεταβολών (σχ.3.2 και σχ.3.3). Το διάγραμμα  $h-x$  είναι ένα πλάγιο σύστημα συντεταγμένων, στο οποίο ο άξονας των τετμημένων διευθύνεται λοξά προς τα κάτω δεξιά και είναι ο άξονας των τιμών  $x$  της υγρασίας. Ο άξονας των τεταγμένων έχει τις τιμές  $h$  της ενθαλπίας για  $(1+x)kg$  μείγματος. Υπάρχει και ένας οριζόντιος βοηθητικός άξονας που κάνει το διάγραμμα πιο εύχρηστο. Στο διάγραμμα είναι χαραγμένη η καμπύλη κορεσμού για ολική πίεση  $1,013bar$ , που χωρίζει την περιοχή του ακόρεστου αέρα (πάνω από την καμπύλη) από την περιοχή του υπέρκορου αέρα (περιοχή ομίχλης, κάτω από την καμπύλη). Οι ισόθερμες καμπύλες είναι, στην ακόρεστη περιοχή, ευθείες με μικρή θετική κλίση. Από την καμπύλη κορεσμού όμως και μετά έχουν αρνητική κλίση και είναι σχεδόν παράλληλες προς τις ευθείες σταθερής ενθαλπίας (υπέρκορες ισόθερμες). Κάτω από την καμπύλη κορεσμού υπάρχουν και οι καμπύλες της πίεσης των υδρατμών. Ακόμα, στο διάγραμμα είναι χαραγμένες οι καμπύλες σταθερής σχετικής υγρασίας  $\phi$  και πυκνότητας  $\rho$ .

Στις αγγλοσαξωνικές χώρες χρησιμοποιούνται άλλα διαγράμματα (ψυχομετρικοί χάρτες), κατασκευασμένα με βάση το διάγραμμα  $h-x$  του Mollier, με εναλλαγμένους όμως τους άξονες και με παράμετρο τη θερμοκρασία του υγρού θερμομέτρου. Αναφορά σε αυτά τα διαγράμματα γίνεται σε ακόλουθη παράγραφο.



Σχήμα 3.2: Κατασκευή του διαγράμματος  $h-x$  του Mollier



Σχήμα 3.3: Διάγραμμα  $h-x$  του Mollier για υγρό αέρα

### 3.7 Ψυχομετρικοί χάρτες

Ο ψυχομετρικός χάρτης είναι γραφική παράσταση των θερμοδυναμικών ιδιοτήτων του αέρα και έχει μεγάλη πρακτική εφαρμογή. Πρώτος ο Mollier (1923) χρησιμοποίησε σαν συντεταγμένες την ενθαλπία και το λόγο υγρασίας. Η ASHRAE ανέπτυξε 7 ψυχομετρικούς χάρτες τύπου Mollier [2.8], δηλαδή:

- Χάρτης 1: Υψόμετρο 0 (επίπεδο θάλασσας),  $p=101,325kPa$ , θερμοκρασία ξηρής σφαίρας  $0\div 50^{\circ}C$
- Χάρτης 2: Υψόμετρο 0,  $p=101,325kPa$ , θερμοκρασία ξηρής σφαίρας  $-40\div 10^{\circ}C$ .
- Χάρτης 3: Υψόμετρο 0,  $p=101,325kPa$ , θερμοκρασία ξηρής σφαίρας  $10\div 120^{\circ}C$ .
- Χάρτης 4: Υψόμετρο 0,  $p=101,325kPa$ , θερμοκρασία ξηρής σφαίρας  $100\div 200^{\circ}C$ .
- Χάρτης 5: Υψόμετρο 750m,  $p=92,66kPa$ , θερμοκρασία ξηρής σφαίρας  $0\div 50^{\circ}C$ .
- Χάρτης 6: Υψόμετρο 1500m,  $p=84,54kPa$ , θερμοκρασία ξηρής σφαίρας  $0\div 50^{\circ}C$ .
- Χάρτης 7: Υψόμετρο 2250m,  $p=77,04kPa$ , θερμοκρασία ξηρής σφαίρας  $0\div 50^{\circ}C$ .

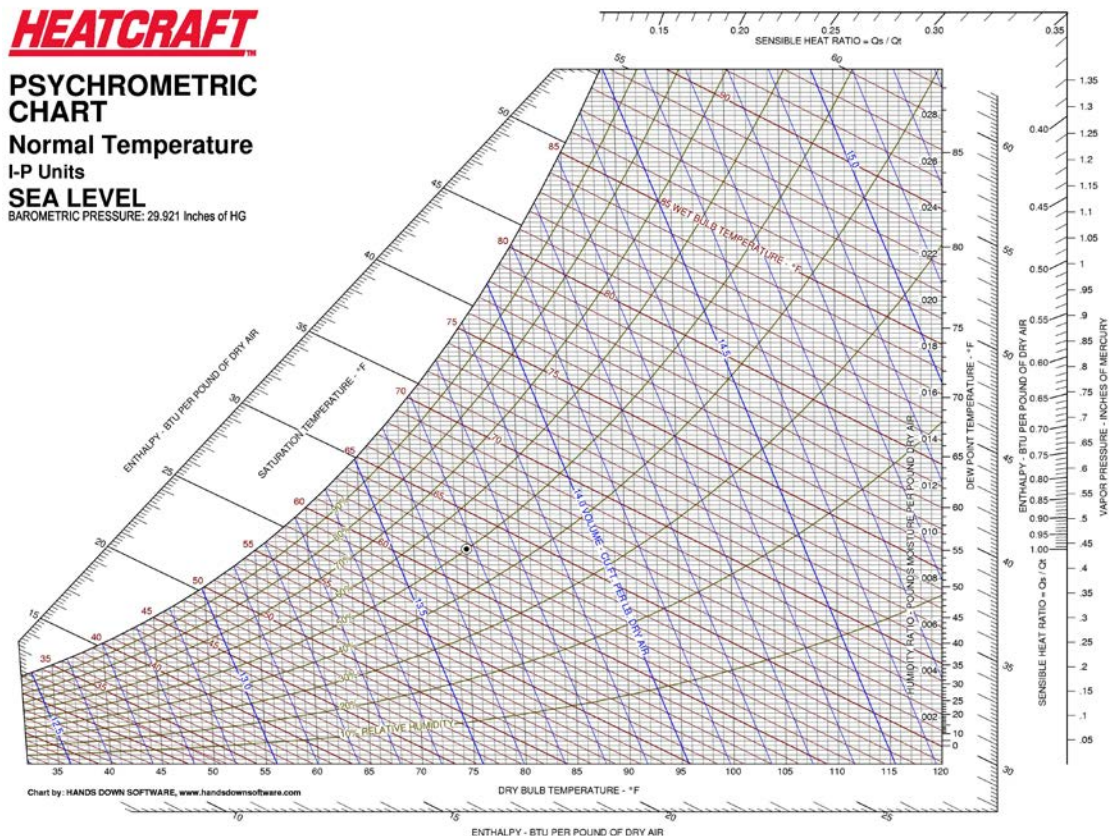
Σε όλους τους παραπάνω χάρτες, οι άξονες των συντεταγμένων (ενθαλπία–λόγος υγρασίας) βρίσκονται υπό οξεία γωνία και βασίζονται στα νέα δεδομένα των ψυχομετρικών πινάκων και στις εργασίες των Goff and Gratch (1945,1949) και Wexler and Hyland (1980). Στο σχήμα 3.4 δίνεται ο ψυχομετρικός χάρτης 1 της ASHRAE. Παρατηρούνται τα εξής:

- α. Οι ευθείες σταθερού λόγου υγρασίας  $w$ , είναι οριζόντιες με τιμές  $0\div 30gr$  υδρατμού/kg ξηρού αέρα.
- β. Οι ευθείες σταθερής ανηγμένης ενθαλπίας  $h$  [kJ/kg ξ.α.], είναι παράλληλες μεταξύ τους και υπό κλίση ως προς την οριζόντια.
- γ. Οι ευθείες σταθερής θερμοκρασίας ξηρής σφαίρας  $t$  [ $^{\circ}C$ ], δεν είναι ακριβώς παράλληλες μεταξύ τους και αποκλίνουν ελαφρά από την κατακόρυφο.

δ. Οι ευθείες σταθερής θερμοκρασίας υγρής σφαίρας  $t^*$  [ $^{\circ}\text{C}$ ], δεν είναι ακριβώς παράλληλες μεταξύ τους και αποκλίνουν ελαφρά από τη διεύθυνση των ευθειών σταθερής ανηγμένης ενθαλπίας.

ε. Οι καμπύλες σταθερής σχετικής υγρασίας αντιστοιχούν σε τιμές από  $\phi=0\%$  (ευθεία ταυτιζόμενη με τη  $w=0$ , ξηρός αέρας) μέχρι την καμπύλη κορεσμού  $\phi=100\%$ . Η καμπύλη αυτή διαχωρίζει την περιοχή του μη κεκορεσμένου υγρού αέρα (μείγμα ξηρού αέρα και υπέρθερμου υδρατμού) από την περιοχή της ομίχλης. Στη διαφασική αυτή περιοχή συνυπάρχει σε θερμική ισορροπία κεκορεσμένος υγρός αέρας με υγρή φάση νερού.

στ. Οι ευθείες σταθερού ανηγμένου όγκου  $v$  [ $\text{m}^3/\text{kg}$  ξ.α.], βρίσκονται υπό κλίση ως προς την οριζόντια διεύθυνση και δεν είναι ακριβώς παράλληλες μεταξύ τους.

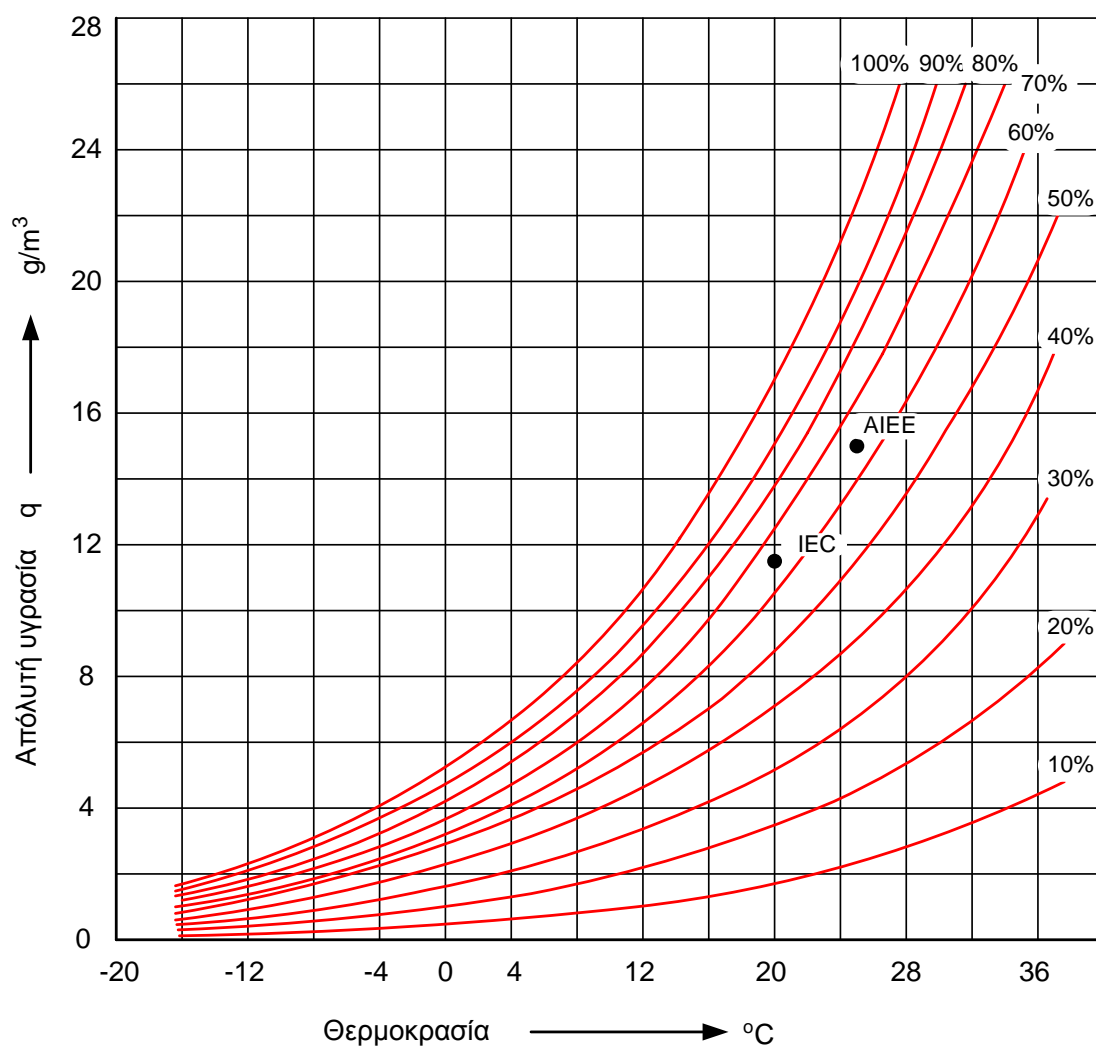


Σχήμα 3.4: Ψυχομετρικός χάρτης 1 της ASHRAE

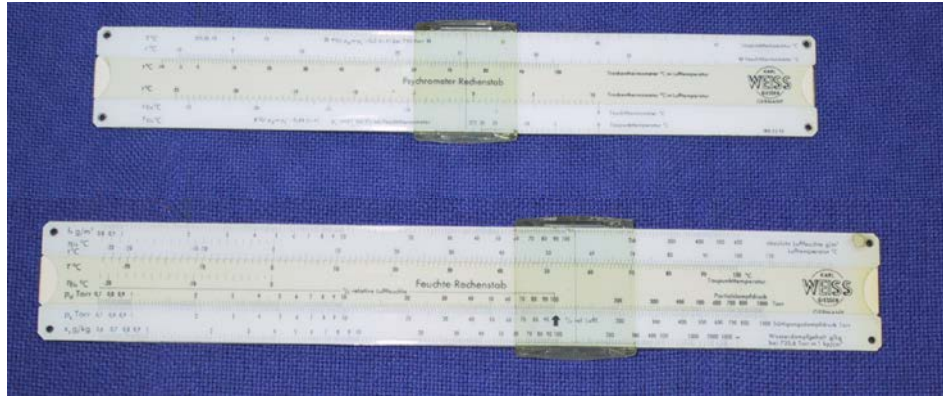
Αριστερά του ψυχομετρικού χάρτη βρίσκεται ημικυκλικό νομογράφημα με δύο κλίμακες επί της περιφέρειάς του. Η εσωτερική δίνει το λόγο της αισθητής προς την ολική θερμότητα ενώ η εξωτερική παριστά το λόγο της διαφοράς ενθαλπίας προς τη διαφορά λόγου υγρασίας. Το

νομογράφημα χρησιμοποιείται για τον καθορισμό της διεύθυνσης των “ευθειών κατάστασης” πάνω στον ψυχομετρικό χάρτη.

Τέλος, εκτός από τους ψυχομετρικούς χάρτες, για τον υπολογισμό των διαφόρων ψυχομετρικών μεγεθών του αέρα και ειδικότερα για τον προσδιορισμό της απόλυτης υγρασίας από τις τιμές της θερμοκρασίας και της σχετικής υγρασίας και αντίστροφα, μπορούν να χρησιμοποιηθούν είτε οι καμπύλες του σχήματος 3.5 [2.1] είτε ο λογαριθμικός ψυχομετρικός κανόνας του σχήματος 3.6, τα οποία δίνουν τα ίδια ακριβώς αποτελέσματα με τους ψυχομετρικούς χάρτες και με μεγαλύτερη ευκολία.



**Σχήμα 3.5:** Καμπύλες προσδιορισμού της απόλυτης υγρασίας από τη σχετική υγρασία και τη θερμοκρασία. Τα σημεία IEC και AIEE αντιπροσωπεύουν τις κανονικές συνθήκες στα Ευρωπαϊκά και Αμερικανικά πρότυπα αντίστοιχα



Σχήμα 3.6: Λογαριθμικός ψυχομετρικός κανόνας

## Κεφάλαιο 4

### ΘΑΛΑΜΟΣ ΕΛΕΓΧΟΜΕΝΩΝ ΚΛΙΜΑΤΙΚΩΝ ΣΥΝΘΗΚΩΝ

*Imagination is more important than knowledge.*

*Albert Einstein*

#### 4.1 Τεχνικά χαρακτηριστικά

Type/10E Ju-k σειριακός αριθμός 1328

Ωφέλιμος χώρος	περίπου 11,6m <sup>3</sup>
Μεταβολή θερμοκρασίας	+2 °C έως +50 °C
Σταθερά θερμοκρασίας	±0,5
Μεταβολή θερμοκρασίας του σημείου δρόσου	+2 °C έως +50 °C
Σταθερά θερμοκρασίας του σημείου δρόσου	±1
Μεταβολή υγρασίας	30% έως 90%
Σταθερά υγρασίας	5%
Διαστάσεις θαλάμου	εσωτερικό ύψος περίπου 2200mm εσωτερικό πλάτος περίπου 2400mm εσωτερικό βάθος περίπου 2200mm εξωτερικό ύψος περίπου 2500mm εξωτερικό πλάτος περίπου 2700mm εξωτερικό βάθος περίπου 2700mm
Διαστάσεις της μονάδας του συστήματος αέρα	ύψος περίπου 1950mm πλάτος περίπου 1000mm βάθος περίπου 670mm
Διαστάσεις του συστήματος ψύξης	ύψος περίπου 1600mm πλάτος περίπου 750mm βάθος περίπου 1200mm
Διαστάσεις της μονάδας ελέγχου	ύψος περίπου 2000mm πλάτος περίπου 760mm βάθος περίπου 500mm
Τάση λειτουργίας	220/380V 50Hz
Ονομαστική ισχύς	περίπου 25kVA

## 4.2 Μονάδες της εγκατάστασης

Η εγκατάσταση για τον έλεγχο των συνθηκών στο θάλαμο αποτελείται από πολλές επιμέρους μονάδες, το θάλαμο εκκενώσεων, τη μονάδα παραγωγής αέρα (αν είναι επιθυμητές θερμοκρασίες κάτω των  $+2^{\circ}\text{C}$  τότε προβλέπεται η εγκατάσταση και δεύτερης όμοιας μονάδας), τη μονάδα ελέγχου και δύο αεραγωγούς εισροής και εκροής αέρα στο θάλαμο.

### 4.2.1 Θάλαμος εκκενώσεων

Ο θάλαμος εκκενώσεων είναι εύκολα προσπελάσιμος με το άνοιγμα της θερμομονωτικής πόρτας του. Οι τοίχοι του θαλάμου και η οροφή κατασκευάζονται με τον επονομαζόμενο τρόπο “σάντουιτς”. Μέσα και έξω επιστρώνεται με ίνες γυαλιού που ενισχύουν τον πολυεστέρα. Τα υλικά κατασκευής συνδέονται το ένα με το άλλο μηχανικά μέσω αυλακιών και ενώσεων ελασμάτων, των οποίων οι θέσεις των αρμών είναι αεροστεγώς επικαλυμμένες. Στο πίσω μέρος του θαλάμου υπάρχουν κατάλληλα ανοίγματα στα οποία τοποθετούνται οι αεραγωγοί εισροής και εκροής του αέρα. Επιπλέον στο ένα τοίχωμα του θαλάμου έχει τοποθετηθεί τζάμι για την παρατήρηση των ηλεκτρικών εκκενώσεων.



Εικόνα 4.1: Θάλαμος εκκενώσεων





Εικόνα 4.2: Εσωτερικό θαλάμου με τα ηλεκτρόδια εκκένωσης

#### 4.2.2 Μονάδα παραγωγής αέρα

Η μονάδα παραγωγής αέρα αποτελείται από μια κατασκευή από ευγενή χάλυβα, μέσα στην οποία είναι τοποθετημένες όλες οι απαιτούμενες συσκευές για τη διαμόρφωση των επιθυμητών συνθηκών του αέρα. Αυτή η κατασκευή από ευγενή χάλυβα πακτώνεται μέσω μιας ειδικής μονωτικής μεθόδου σε ένα εξωτερικό περίβλημα από φύλλο ψευδάργυρου, το οποίο προστατεύεται από τη διάβρωση με διπλό στρώμα βαφής. Η μονάδα απομονώνεται από το εξωτερικό περιβάλλον μέσω μιας κατάλληλης θερμομονωτικής πόρτας, η οποία κλείνει με τη βοήθεια μεταλλικών λαβών ασφαλείας. Με το άνοιγμα αυτής της πόρτας είναι ευπρόσιτα τα ατσάλινα θερμαντικά σώματα που έχουν τη μορφή σερπαντίνας και πάνω από τα οποία τοποθετούνται στηρίγματα που ενισχύουν την εναλλαγή θερμότητας. Αυτές οι δεκαοκτώ συνολικά αντιστάσεις, που χρησιμεύουν για τη θέρμανση του αέρα, είναι χωρισμένες ηλεκτρικά σε τρεις ομάδες των έξι αντιστάσεων οι οποίες είναι συνδεδεμένες μεταξύ τους κατά αστέρα. Πάνω από αυτές είναι τοποθετημένο ένα αισθητήριο μέτρησης της θερμοκρασίας τους. Πίσω από τις αντιστάσεις θέρμανσης υπάρχει ανοξείδωτο μεταλλικό τοίχωμα που χωρίζει το σύστημα ψύξης από το σύστημα θέρμανσης. Το σύστημα που υπάρχει πίσω από το μεταλλικό τοίχωμα είναι ένα σύστημα σωλήνων, μέσα από τους οποίους περνά το ψυκτικό μέσο και ψύχει τον

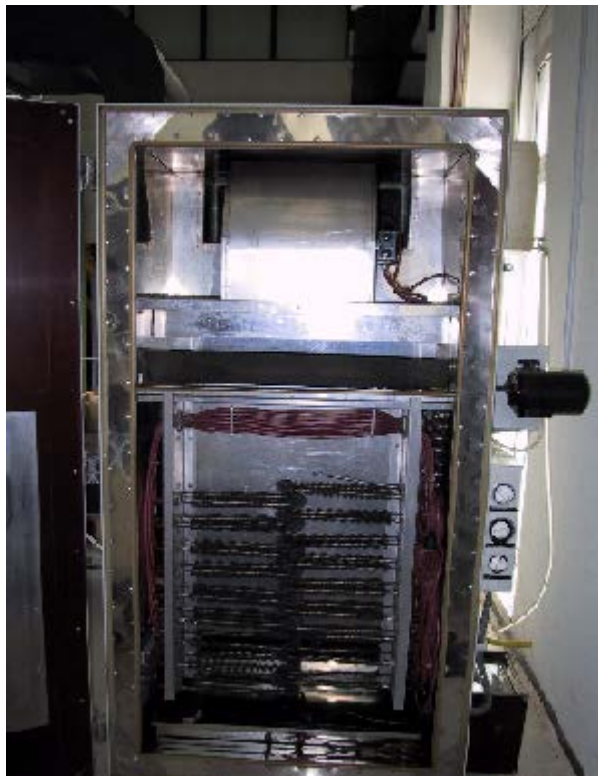
διερχόμενο από αυτούς αέρα. Το τοίχωμα είναι καλά πακτωμένο στο σκελετό της μονάδας, με τέτοιο τρόπο ώστε να αποφεύγεται κάθε εξωτερική επέμβαση που θα προκαλούσε τυχόν ζημιά, γι' αυτό και οι σωλήνες ψύξης δεν είναι ορατοί.



**Εικόνα 4.3: Εξωτερική όψη μονάδας παραγωγής αέρα**

Πάνω από τις αντιστάσεις θέρμανσης υπάρχει μεταλλικό κλαπέτο που καθορίζει την κατεύθυνση του αέρα είτε προς τα θερμαντικά σώματα, είτε προς τους σωλήνες ψύξης, είτε και προς τα δύο ταυτόχρονα. Το κλαπέτο περιστρέφεται με τη βοήθεια ενός εξωτερικού μονοφασικού κινητήρα 220V/50Hz, 10VA ο οποίος είναι εφοδιασμένος με μειωτήρα στροφών για αργή περιστροφή. Ακριβώς από πάνω είναι τοποθετημένος ο αμφίπλευρος ανεμιστήρας ο οποίος αναρροφά τον αέρα από τον άνω αεραγωγό, τον κατευθύνει είτε στο σύστημα θέρμανσης είτε στο σύστημα ψύξης, διαμορφώνοντας έτσι τις εκάστοτε επιθυμητές κλιματικές συνθήκες και τελικά τον προωθεί στο θάλαμο μέσω του κάτω αεραγωγού. Η πορεία του αέρα μπορεί να αντιστραφεί εύκολα αν αντιστραφεί η φορά περιστροφής του ανεμιστήρα. Ο κινητήρας του ανεμιστήρα είναι μονοφασικός 220V/50Hz. Στο κάτω μέρος της μονάδας υπάρχει ανοξείδωτη μεταλλική λεκάνη νερού στην οποία ρέει απιονισμένο νερό, το οποίο συμβάλλει στην άνοδο της υγρασίας μέσα στο θάλαμο. Μέσα στη λεκάνη είναι τοποθετημένη μια αντίσταση θέρμανσης 220V/1500W, η οποία

θερμαίνει το νερό και συμβάλλει στην εξάτμισή του. Σε επαφή με την αντίσταση αυτή υπάρχει αισθητήριο για τη συνεχή καταγραφή της θερμοκρασίας της.



**Εικόνα 4.4: Εσωτερικό μονάδας παραγωγής αέρα**

Στην εξωτερική πλαϊνή όψη της μονάδας παραγωγής αέρα υπάρχει πλαστικό δοχείο στο πάνω μέρος της, το οποίο γεμίζεται με απιονισμένο νερό και το οποίο συνδέεται μέσω λαστιχένιου σωλήνα με ένα άλλο γυάλινο δοχείο που είναι τοποθετημένο στο κάτω μέρος της μονάδας και στο ίδιο ύψος με την ανοξείδωτη λεκάνη. Το γυάλινο αυτό δοχείο τροφοδοτεί τη λεκάνη με νερό. Γι' αυτό το λόγο, το δοχείο είναι εφοδιασμένο με ένα φλοτέρ το οποίο ρυθμίζει τη στάθμη του νερού και στο δοχείο και στη λεκάνη, αφού βρίσκονται στο ίδιο ύψος, με τέτοιο τρόπο ώστε να αποφεύγεται κάθε είδους υπερχειλίση. Τέλος, στο ύψος των αντιστάσεων θέρμανσης είναι εγκατεστημένο μεταλλικό κιβώτιο με τρία περιστροφικά κουμπιά στην εμπρόσθια όψη, με τη βοήθεια των οποίων ρυθμίζουμε αντίστοιχους θερμοστάτες. Στο εσωτερικό αυτού του κιβωτίου υπάρχουν σειρές κλεμών, στις οποίες γίνονται οι συνδέσεις των διαφόρων συστημάτων της μονάδας παραγωγής αέρα με ηλεκτρονόμους, αυτόματους

ελεγκτές και με την παροχή ηλεκτρικού ρεύματος που βρίσκονται στη μονάδα ελέγχου. Τα καλώδια που έρχονται από τη μονάδα ελέγχου είναι τύπου NYM, χωρισμένα σε ομάδες, οι οποίες είναι τοποθετημένες όλες μαζί σε ειδικό πλαστικό σωλήνα.

Εκτός από τις κλέμες σύνδεσης υπάρχουν μέσα στο κιβώτιο, όπως προαναφέρθηκε, τρεις θερμοστάτες οι οποίοι ρυθμίζονται εξωτερικά. Ένας που ελέγχει τη θερμοκρασία μέσα στο θάλαμο εκκενώσεων μέσω κατάλληλου αισθητήρα και φέρει την ένδειξη “Sicherheitstherm.  $t_{max}$ ”. Αυτός ο θερμοστάτης προστατεύει το θάλαμο από επικίνδυνη για τα υλικά του άνοδο της θερμοκρασίας και ο κατασκευαστής ορίζει ότι πρέπει να ρυθμίζεται ακριβώς στους  $55^{\circ}C$ . Αν η θερμοκρασία μέσα στο θάλαμο υπερβεί τους  $55^{\circ}C$  τότε ο θερμοστάτης διακόπτει τη λειτουργία όλης της εγκατάστασης. Ένας δεύτερος θερμοστάτης που ορίζει τα κατώτατα όρια θερμοκρασίας στα οποία μπορεί να λειτουργεί ο θάλαμος με ασφάλεια και κάτω από τα οποία διακόπτεται η λειτουργία όλης της εγκατάστασης. Αυτός φέρει την ένδειξη “Sicherheitstherm.  $t_{min}$ ”. Ένας τρίτος θερμοστάτης ο οποίος προστατεύει την αντίσταση στη λεκάνη νερού από υπερθέρμανση και φέρει την ένδειξη “Befeuchter-Heizung”. Αυτός πρέπει να είναι ρυθμισμένος στους  $70^{\circ}C$ . Εκτός από αυτούς τους τρεις υπάρχει κι ένας τέταρτος θερμοστάτης ο οποίος βρίσκεται στο πίσω μέρος του κιβωτίου και δε διαθέτει κουμπί ρύθμισης διότι είναι μόνιμα ρυθμισμένος από τον κατασκευαστή. Αυτός προστατεύει τις αντιστάσεις θέρμανσης του αέρα από επικίνδυνες υπερθερμάνσεις κι εκεί καταλήγει ο αισθητήρας που υπάρχει πάνω απ’ αυτές.

#### **4.2.3 Μονάδα ελέγχου**

Στην εμπρόσθια όψη της μονάδας ελέγχου υπάρχουν τα απαραίτητα όργανα και οι διακόπτες για τον έλεγχο των κλιματικών συνθηκών στο θάλαμο. Η σειρά και τα γράμματα καταγραφής, που ακολουθούν, συμφωνούν με αυτά που αναγράφονται στο σχέδιο της πρόσοψης στα τεχνικά εγχειρίδια της εγκατάστασης. Για το λόγο αυτό, συνιστάται στο χρήστη κατά την ανάγνωση του παρόντος να συμβουλευέται και τα αντίστοιχα σχέδια που υπάρχουν στο εργαστήριο Υψηλών Τάσεων του Ε.Μ.Π.

- a) Εγκοπή στην οποία τοποθετείται η συσκευή καταγραφής θερμοκρασίας και υγρασίας.
- b) Μια σειρά ενδεικτικών λυχνιών για την υπόδειξη της λειτουργίας του εκάστοτε συστήματος.
- c) Δύο αυτόματοι ελεγκτές της θερμοκρασίας του αέρα “Temperatur  $t_1-t_2$ ”. Στην περίπτωση των πρωτεύουσών κλιματικών συνθηκών χρησιμοποιείται ο  $t_1$ , ενώ αν είναι επιθυμητές και δευτερεύουσες συνθήκες τότε γι’ αυτές χρησιμοποιείται ο  $t_2$ .
- d) Δύο αυτόματοι ελεγκτές της θερμοκρασίας σημείου δρόσου του αέρα “Taupunkttemperatur  $t_1-t_2$ ”. Στην περίπτωση των πρωτεύουσών κλιματικών συνθηκών χρησιμοποιείται ο  $t_1$ , ενώ αν είναι επιθυμητές και δευτερεύουσες συνθήκες τότε γι’ αυτές χρησιμοποιείται ο  $t_2$ .
- e) Ένας ωριαίος μετρητής λειτουργίας.
- f) Μπουτόν εκκίνησης-διακοπής της λειτουργίας της εγκατάστασης “EIN-AUS” και ενδεικτική λυχνία λειτουργίας.
- g) Ένας περιστροφικός διακόπτης λειτουργίας του ανεμιστήρα “Ventilator”, με θέσεις “0” και “I”.
- h) Ένας ρυθμιστής της θερμοκρασίας  $t_1$  “Heizen Umluft  $t_1$ ”, με θέσεις από 1 έως 10. Αυτός χρησιμοποιείται σε συνδυασμό με τον “Temperatur  $t_1$ ”.
- i) Ένας ρυθμιστής της θερμοκρασίας του σημείου δρόσου  $t_1$  “Bef. Hz.  $t_1$ ”, με θέσεις από 1 έως 10. Αυτός χρησιμοποιείται σε συνδυασμό με τον “Taupunkttemperatur  $t_1$ ”.
- j) Ένας περιστροφικός διακόπτης με την ένδειξη “Wahlschalter” και με θέσεις “0”, “Hand”, “Wechsel”.
- k) Ένα ρολόι-διακόπτης για τη μεταγωγή από τις πρωτεύουσες στις δευτερεύουσες κλιματικές συνθήκες.

Επιπλέον στα προαναφερθέντα υπάρχει ένας ακόμα ρυθμιστής της θερμοκρασίας  $t$  “Heizen Umluft  $t_2$ ” που χρησιμοποιείται σε συνδυασμό με τον “Temperatur  $t_2$ ” κι ένας ακόμα ρυθμιστής της θερμοκρασίας του σημείου δρόσου  $t$  “Bef.Hz. $t_2$ ” που χρησιμοποιείται σε συνδυασμό με τον “Taupunkttemperatur  $t_2$ ”.



Εικόνα 4.5: Εμπρόσθια όψη μονάδας ελέγχου

#### 4.2.4 Μονάδα ψύξης

Στο κάτω μέρος της μονάδας ελέγχου και πάνω σε κατάλληλα διαμορφωμένη βάση είναι τοποθετημένη η μονάδα ψύξης. Αυτή είναι ορατή από τα πλαϊνά τμήματά της. Αποτελείται από έναν τριφασικό συμπιεστή, ένα συμπυκνωτή, καθώς και μικρότερα τμήματα που είναι απαραίτητα για την κυκλοφορία του ψυκτικού μέσου στους σωλήνες ψύξης. Επίσης υπάρχει ένα σύστημα σωληνώσεων συνδεδεμένο με το δίκτυο ύδρευσης που χρησιμεύει για την ψύξη του συμπιεστή και των άλλων τμημάτων του συστήματος. Εκτός βέβαια από αυτό το σύστημα ο συμπιεστής διαθέτει και σύστημα ψύξης με λάδι. Πάνω από το συμπιεστή είναι τοποθετημένο το δοχείο του ψυκτικού μέσου. Περιέχει μείγμα LiCl με νερό, πυκνότητας  $1,085 \text{ g/cm}^3$  στους  $20^\circ\text{C}$ . Αυτό γεμίζεται με τη βοήθεια ειδικής χοάνης από ένα κατάλληλο άνοιγμα στο καπάκι του δοχείου και η στάθμη του δε θα πρέπει να ξεπερνά τα  $50\text{mm}$  κάτω από το καπάκι του δοχείου. Το άνοιγμα για το γέμισμα κλείνεται αεροστεγώς με ένα λαστιχένιο πώμα.

Πάνω στο καπάκι του δοχείου είναι στερεωμένη μια μικρή μονοφασική αντλία, που παίζει το ρόλο του αναδευτήρα και αναδύει

αδιάκοπα το ψυκτικό υγρό, με τέτοιο τρόπο ώστε να επιτυγχάνεται ομοιομορφία στη θερμοκρασία και την πυκνότητά του. Επίσης πάνω στο δοχείο είναι τοποθετημένο ένα μικρό κουτί που περιέχει τις ηλεκτρικές αντιστάσεις θέρμανσης του ψυκτικού υγρού και το θερμοστάτη προστασίας τους. Αυτές οι αντιστάσεις είναι χωρισμένες σε δύο ομάδες τριφασικής τροφοδοσίας η κάθε μια και στην κάθε ομάδα οι αντιστάσεις είναι συνδεδεμένες κατά αστέρα. Ο θερμοστάτης τους είναι μόνιμα ρυθμισμένος από τον κατασκευαστή και δε συνιστάται κανενός είδους αλλαγής. Για το λόγο αυτό το κουτί που τις περιέχει είναι καλά βιδωμένο. Τέλος, μέσα στο δοχείο είναι τοποθετημένος κι ένας αισθητήρας που καταγράφει συνεχώς τη θερμοκρασία του ψυκτικού υγρού και στέλνει τα ανάλογα σήματα στους αυτόματους ελεγκτές.

#### **4.2.5 Ύγρανση και αφύγρανση**

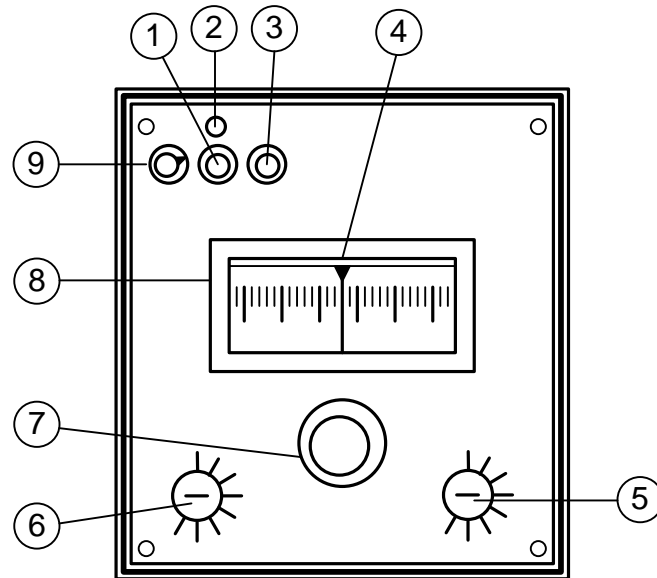
Για την αφύγρανση του αέρα, εκτός από το σύστημα ρύθμισης της υγρασίας από τη θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου, πραγματοποιείται και θέρμανση του αέρα από τα αντίστοιχα θερμαντικά σώματα. Η έκπτωτη υγρασία βγαίνει από κοντό σωλήνα και τελικά πέφτει στο σωλήνα κάτω από τον εναλλάκτη θερμότητας. Για δε την ύγρανσή του χρησιμοποιείται και η λεκάνη νερού που βρίσκεται στη μονάδα παραγωγής αέρα, πάνω από την οποία περνά ο αέρας και προσλαμβάνει σταγονίδια νερού, αυξάνοντας έτσι την περιεκτικότητά του σε υδρατμούς. Αν επιδιώκεται γρήγορη άνοδος της υγρασίας, τότε τίθεται σε λειτουργία και η αντίσταση στη λεκάνη η οποία θερμαίνει γρήγορα το νερό και βοηθά την εξάτμισή του. Στις επόμενες παραγράφους ακολουθεί αναλυτική περιγραφή των διαδικασιών για τη ρύθμιση της θερμοκρασίας και της υγρασίας.

### **4.3 Περιγραφή λειτουργίας**

#### **4.3.1 Αυτόματος ελεγκτής με τρεις δείκτες ονομαστικής τιμής**

Ακολούθως παρατίθεται το σχέδιο και γίνεται μια σύντομη περιγραφή του αυτόματου ελεγκτή που χρησιμοποιείται για τη ρύθμιση της θερμοκρασίας και της υγρασίας του αέρα στο θάλαμο. Στη μονάδα ελέγχου είναι εγκατεστημένοι ξεχωριστοί ελεγκτές για τη θερμοκρασία και την

υγρασία, όμως είναι πανομοιότυποι γι' αυτό και η ακόλουθη περιγραφή περιλαμβάνει όλους τους ελεγκτές της μονάδας.



Σχήμα 4.1: Σχέδιο αυτόματου ελεγκτή θερμοκρασίας-υγρασίας

1. Ενδεικτική λυχνία ελέγχου της ψύξης “kuhlen”
2. Κουμπί μικρομετρικής ρύθμισης του μηδενός
3. Ενδεικτική λυχνία ελέγχου της θέρμανσης “Heizen”
4. Δείκτης τιμών θερμοκρασίας
5. Κουμπί ρύθμισης της Χρ-τιμής θέρμανσης
6. Κουμπί ρύθμισης της Χρ-τιμής ψύξης
7. Κουμπί ρύθμισης της επιθυμητής τιμής για τη θερμοκρασία
8. Κλίμακα ονομαστικών τιμών
9. Ενδεικτική λυχνία λειτουργίας του ελεγκτή





Εικόνα 4.6: Αυτόματος ελεγκτής θερμοκρασίας-υγρασίας

#### 4.3.2 Σύστημα ρύθμισης της θερμοκρασίας

Ο αέρας στο θάλαμο εκκενώσεων, με τη βοήθεια των αεραγωγών εισροής και εκροής που βρίσκονται στις δύο πλευρές του, αναρροφάται και διοχετεύεται μέσω της βαλβίδας ρογαλισμού στον εναλλάκτη θερμότητας και υγρασίας. Μέσα στον εναλλάκτη θερμότητας και υγρασίας βρίσκεται ένα σύστημα σωλήνων, το οποίο θα διαρρέεται από το χλιαρό ψυκτικό υγρό. Αυτό το υγρό ψυχραίνεται ή θερμαίνεται στο προαναφερόμενο δοχείο του θερμοστάτη ψυκτικού μέσου μέχρι την επιθυμητή θερμοκρασία κορεσμού του αέρα. Κατόπιν αναδεύεται από τον αναδευτήρα και προωθείται στο σύστημα σωλήνων του εναλλάκτη θερμότητας. Ο αέρας περνώντας πάνω από αυτούς τους σωλήνες ψυχραίνεται και ρυθμίζονται τα επίπεδα υγρασίας του. Οι τιμές λοιπόν αυτών των μεγεθών καθορίζονται κάθε φορά από τη θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου που διαρρέει τους σωλήνες του εναλλάκτη θερμότητας και υγρασίας [2.9].



**Εικόνα 4.7: Αεραγωγοί εισροής-εκροής αέρα στο θάλαμο εκκενώσεων από τη μονάδα παραγωγής αέρα**

Η επιθυμητή θερμοκρασία του αέρα ρυθμίζεται από τον αυτόματο ελεγκτή “Temperatur”. Ο χρήστης απλά θέτει στον ελεγκτή την τιμή της θερμοκρασίας που επιθυμεί να έχει ο αέρας στο θάλαμο, με τη βοήθεια του περιστροφικού κουμπιού που διαθέτει ο ελεγκτής. Οι εκάστοτε τιμές της θερμοκρασίας που τίθενται είναι κάθε στιγμή εμφανείς στην κλίμακα του οργάνου. Η θερμοκρασία του αέρα στο θάλαμο μπορεί να κυμανθεί από  $+2^{\circ}\text{C}$  έως  $+50^{\circ}\text{C}$ . Σε κάθε αεραγωγό υπάρχει κατάλληλος αισθητήρας (υλικού  $pt100$ ), που καταγράφει συνεχώς τη θερμοκρασία του αέρα που περνά απ’ αυτόν και ο οποίος στέλνει τα ανάλογα σήματα στον αυτόματο ελεγκτή θερμοκρασίας. Οι αισθητήρες φέρουν τις ενδείξεις  $F9$  (κάτω αεραγωγός) και  $F10$  (άνω αεραγωγός).

Ο ελεγκτής με τη σειρά του, συγκρίνει τα σήματα των αισθητήρων μεταξύ τους (δηλαδή τις θερμοκρασίες εισόδου και εξόδου του αέρα από το θάλαμο), αλλά και με την εγκατεστημένη από το χρήστη θερμοκρασία και δίνει τις απαραίτητες εντολές στους ηλεκτρονόμους των συστημάτων θέρμανσης και ψύξης για την επίτευξη των επιθυμητών τιμών. Εάν η θερμοκρασία του εξερχόμενου αέρα είναι χαμηλότερη από την επιθυμητή, τότε ο αυτόματος ελεγκτής δίνει εντολή στον ηλεκτρονόμο που ελέγχει τις αντιστάσεις θέρμανσης του αέρα και αυτός με το κλείσιμο των επαφών του

τις τροφοδοτεί με τάση. Η εντολή του ελεγκτή για θέρμανση του αέρα υποδεικνύεται από το ενδεικτικό λαμπάκι θέρμανσης “Heizen” που διαθέτει. Αντίστοιχα, αν η θερμοκρασία του εξερχόμενου αέρα είναι υψηλότερη από την επιθυμητή, τότε δίνεται εντολή από τον ελεγκτή θερμοκρασίας στον ηλεκτρονόμο του συμπιεστή και αυτός στη συνέχεια τροφοδοτεί το συμπιεστή με τάση. Έτσι λοιπόν τίθεται σε λειτουργία το σύστημα ψύξης του αέρα. Η εντολή του ελεγκτή για ψύξη υποδεικνύεται από το ενδεικτικό λαμπάκι ψύξης “Kuhlen” που διαθέτει. Επίσης, οι λειτουργίες θέρμανσης και ψύξης του αέρα υποδεικνύονται από τις αντίστοιχες ενδεικτικές λυχνίες στο άνω τμήμα της μονάδας ελέγχου.

Η μονάδα ελέγχου, επιπρόσθετα, δίνει τη δυνατότητα στο χρήστη να ρυθμίζει τα ποσά θερμότητας που θα προσδίδονται από το σύστημα θέρμανσης στον ανακυκλώμενο αέρα. Αυτή η λειτουργία επιτυγχάνεται με τον περιστροφικό διακόπτη “Heizen Umluft”, ο οποίος είναι διαβαθμισμένος σε δέκα επίπεδα και τίθεται σε λειτουργία, υπό την προϋπόθεση ότι έχει δοθεί εντολή θέρμανσης από τον αυτόματο ελεγκτή. Πρέπει όμως να σημειωθεί ότι, για να εκκινήσει το σύστημα θέρμανσης θα πρέπει ο χρήστης να θέσει κάποια τιμή στο διακόπτη διάφορη του “0”. Αν είναι στη θέση “0” τότε δεν τροφοδοτούνται τα θερμαντικά σώματα, ακόμη κι αν έχει δοθεί η ανάλογη εντολή από τον ελεγκτή.

Η ρύθμισή του είναι εμπειρική και εξαρτάται, τόσο από τις κλιματικές συνθήκες που επικρατούν αρχικά στο θάλαμο, όσο και από τις επιδιωκόμενες τιμές θερμοκρασίας. Για το λόγο αυτό, ο χρήστης θα πρέπει να παρακολουθεί σε τακτά χρονικά διαστήματα την τιμή της θερμοκρασίας στο θάλαμο μέσω ενός θερμοϋγρομέτρου και ανάλογα να ρυθμίζει αυτόν το διακόπτη καθ’ όλη τη διάρκεια λειτουργίας της εγκατάστασης. Ενδεικτικά αναφέρονται, το επίπεδο 1 που αντιστοιχεί σε στιγμιαία θέρμανση του αέρα, οπότε και παραγωγή πολύ μικρού ποσού θερμότητας και το επίπεδο 10 που αντιστοιχεί σε συνεχή θέρμανση του αέρα, όσο δηλαδή το σύστημα θέρμανσης έχει εντολή να λειτουργεί. Οι ενδιάμεσες θέσεις επιλέγονται ανάλογα με το αν είναι επιθυμητή μικρή ή μεγάλη και γρήγορη άνοδος της θερμοκρασίας. Συνιστάται πάντως στο χρήστη να προσαρμόζει τον εν λόγω διακόπτη σε τέτοια θέση, ώστε να επιτυγχάνεται σταθερότητα στη θερμοκρασία του αέρα.

Η επίτευξη μιας τιμής της θερμοκρασίας πραγματοποιείται είτε μόνο με τη θέρμανση του αέρα, είτε μόνο με την ψύξη του, είτε με την

ταυτόχρονη λειτουργία των δύο συστημάτων. Σε όλη αυτήν τη διαδικασία συμμετέχει το μεταλλικό κλαπέτο, που προαναφέρθηκε στην παράγραφο 4.2.2. Ο κινητήρας που το περιστρέφει, λαμβάνει εντολές από τον αυτόματο ελεγκτή θερμοκρασίας και οι θέσεις που μπορεί να πάρει είναι εντός ενός τεταρτοκυκλίου. Έτσι λοιπόν ανάλογα με την εντολή του ελεγκτή το κλαπέτο λαμβάνει, είτε τις δύο ακραίες θέσεις που αντιστοιχούν σε ολοκληρωτική θέρμανση και ολοκληρωτική ψύξη του αέρα, είτε κάποια ενδιάμεση θέση ώστε να καθορίζονται τα ποσά του αέρα που θα περνούν από τις αντιστάσεις θέρμανσης και από τους σωλήνες ψύξης. Εάν π.χ. είναι επιθυμητή μια σχετικά μικρή θερμοκρασία, τότε το κλαπέτο λαμβάνει τέτοια θέση ώστε να περνά μεγαλύτερη ποσότητα αέρα από την ψύξη και μικρότερη από τη θέρμανση, ενώ εάν είναι επιθυμητή μια σχετικά μεγάλη θερμοκρασία, τότε το κλαπέτο λαμβάνει την αντίθετη θέση από την προηγούμενη περίπτωση. Αν τυχόν ο κινητήρας ελέγχου χαλάσει, αυτό θα έχει συμβεί είτε λόγω ανεπαρκούς ασφάλειας του θαλάμου είτε λόγω βλάβης στην ποιότητα ελέγχου.

### **4.3.3 Σύστημα ρύθμισης της υγρασίας**

Η ρύθμιση της υγρασίας γίνεται από τον αυτόματο ελεγκτή “Taupunkttemperatur”. Αναλυτικότερα, ο χρήστης αρχικά προσδιορίζει, με τη βοήθεια του λογαριθμικού ψυχομετρικού κανόνα ή του ψυχομετρικού χάρτη της ASHRAE (βλ. κεφ.3), τη θερμοκρασία σημείου δρόσου που αντιστοιχεί στις επιθυμητές τιμές θερμοκρασίας και σχετικής υγρασίας. Κατόπιν θέτει αυτήν την τιμή στον αντίστοιχο αυτόματο ελεγκτή μέσω του περιστροφικού κουμπιού και της κλίμακας που διαθέτει. Η θερμοκρασία σημείου δρόσου για τη συγκεκριμένη εγκατάσταση μπορεί να πάρει τιμές από +2°C έως +50°C υπό κανονικές συνθήκες και από -15°C έως +50°C υπό μη κανονικές συνθήκες. Υπενθυμίζεται ότι για την προσομοίωση μη κανονικών συνθηκών απαιτούνται δύο όμοιες μονάδες παραγωγής αέρα, κάτι το οποίο σήμερα δεν είναι εφικτό, αφού το εργαστήριο διαθέτει μόνο μια μονάδα. Σε θερμοκρασίες κορεσμένου αέρα κάτω των 0°C σχηματίζεται μια πάχνη πάνω στα ελάσματα του εναλλάκτη θερμότητας, έτσι ώστε να περιορίζεται ο χρόνος λειτουργίας του.

Μέσα στο δοχείο του ψυκτικού μέσου είναι τοποθετημένος ένας αισθητήρας θερμοκρασίας (υλικού *pt100*), που φέρει την ένδειξη *F24*, ο οποίος καταγράφει συνεχώς τη θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου και

στέλνει τα ανάλογα σήματα στον ελεγκτή “Taupunkttemperatur”. Η εγκατεστημένη από το χρήστη θερμοκρασία σημείου δρόσου αντιστοιχεί σε μια συγκεκριμένη θερμοκρασία που πρέπει να έχει το ψυκτικό υγρό. Ο ελεγκτής λοιπόν, συγκρίνει αυτήν τη θερμοκρασία με τη θερμοκρασία που λαμβάνει από τον αισθητήρα F24 και δίνει τις ανάλογες εντολές στους ηλεκτρονόμους των συστημάτων ψύξης και θέρμανσης του υγρού. Κατά αυτόν τον τρόπο, ο ελεγκτής ρυθμίζοντας τη θερμοκρασία του ψυκτικού υγρού επιτυγχάνει τη θερμοκρασία σημείου δρόσου που του θέτει ο χρήστης, οπότε ο αέρας μέσα στο θάλαμο αποκτά την επιθυμητή τιμή υγρασίας.

Αν η θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου είναι μικρότερη από αυτή που πρέπει να έχει για την επιθυμητή τιμή υγρασίας, τότε ο αυτόματος ελεγκτής δίνει εντολή στους ηλεκτρονόμους των ηλεκτρικών αντιστάσεων οι οποίες βρίσκονται μέσα στο δοχείο του ψυκτικού μέσου. Αυτές οι αντιστάσεις, όπως έχει ήδη αναφερθεί στην παράγραφο 4.2.4, είναι χωρισμένες σε δύο ομάδες οι οποίες ελέγχονται από δύο ξεχωριστούς ηλεκτρονόμους. Ανάλογα με τη θέρμανση που απαιτείται κάθε φορά, ενεργοποιούνται η μια ή και οι δύο ομάδες ταυτόχρονα. Η λειτουργία των αντιστάσεων θέρμανσης του ψυκτικού υποδεικνύονται από τις αντίστοιχες προς τις ομάδες ενδεικτικές λυχνίες στο άνω τμήμα της μονάδας ελέγχου.

Αν η θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου είναι μεγαλύτερη από αυτή που πρέπει να έχει, για την επιθυμητή τιμή υγρασίας, τότε δίνεται εντολή στον ηλεκτρονόμο του συμπιεστή για ψύξη του υγρού. Σε αυτό το σημείο πρέπει να σημειωθεί ότι, ο ηλεκτρονόμος του συμπιεστή δέχεται εντολές για ψύξη από δύο διαφορετικά συστήματα ηλεκτρονόμων (ένα για την ψύξη του αέρα κι ένα για την ψύξη του ψυκτικού υγρού), έτσι ώστε να είναι διακριτές οι λειτουργίες του.

Παράλληλα με αυτό το σύστημα ύγρανσης η μονάδα διαθέτει και ένα δεύτερο μηχανισμό παραγωγής υδρατμών, που παρέχει τη δυνατότητα στο χρήστη να αυξάνει γρήγορα και σε μεγάλα επίπεδα την περιεκτικότητα του αέρα σε υγρασία. Αυτός ο μηχανισμός τίθεται σε λειτουργία από τον περιστροφικό διακόπτη “Bef. Hz”. Ο αέρας με τη διέλευσή του πάνω από τη λεκάνη του αποιονισμένου νερού, στη μονάδα παραγωγής αέρα, αποσπά σταγονίδια νερού και αυξάνει την περιεκτικότητά του σε υδρατμούς. Ο διακόπτης αυτός ελέγχει την αντίσταση που βρίσκεται μέσα στη λεκάνη και ανάλογα με τη ρύθμιση που του έχει κάνει ο χρήστης, δίνει εντολή στον

ηλεκτρονόμο της αντίστασης για περιοδική σύνδεση και αποσύνδεση αυτής στο δίκτυο τάσης. Η αντίσταση λοιπόν θερμαίνει περιοδικά το νερό, βοηθώντας την εξάτμισή του και αυξάνοντας έτσι τη μάζα των υδρατμών στον αέρα που εισρέει στο θάλαμο. Κάθε στιγμή σύνδεσης της αντίστασης με το δίκτυο τάσης ανάβει και η αντίστοιχη ενδεικτική λυχνία στη μονάδα ελέγχου.

Οι τιμές του διακόπτη “Bef. Hz” κυμαίνονται από 1 έως 10 και ενδεικτικά αναφέρονται η τιμή 1, που αντιστοιχεί σε στιγμιαία τροφοδότηση της αντίστασης και η τιμή 10 που αντιστοιχεί σε συνεχή τροφοδότηση και λειτουργία της αντίστασης. Η ρύθμιση του διακόπτη είναι εμπειρική και εξαρτάται τόσο από τις κλιματικές συνθήκες που επικρατούν αρχικά στο θάλαμο, όσο και από τις επιδιωκόμενες τιμές υγρασίας. Για το λόγο αυτό, ο χρήστης θα πρέπει να παρακολουθεί σε τακτά χρονικά διαστήματα την τιμή της σχετικής υγρασίας στο θάλαμο μέσω ενός θερμοϋγρομέτρου και ανάλογα να ρυθμίζει αυτόν το διακόπτη καθ’ όλη τη διάρκεια λειτουργίας της εγκατάστασης.

#### **4.3.4 Ρολόι - χρονοδιακόπτης**

Η μονάδα ελέγχου διαθέτει επίσης και ένα ρολόι με δείκτες, που χρησιμεύει τόσο για την ένδειξη της ώρας κατά τη διάρκεια λειτουργίας της εγκατάστασης, όσο και για την αυτόματη αλλαγή των κλιματικών συνθηκών, της οποίας ο μηχανισμός θα αναλυθεί στην επόμενη παράγραφο. Το ρολόι ξεκινά να λειτουργεί μόλις η διάταξη τροφοδοτηθεί με τάση, δηλαδή με το πάτημα του μπουτόν “EIN”. Αυτό έχει σαν πλεονέκτημα ότι, στο ξεκίνημα κάθε δοκιμής ο χρήστης μπορεί να έχει ήδη βρει τον ακριβή χρόνο χωρίς να πρέπει κάθε φορά να ρυθμίζει το ρολόι.

Από τα περιστροφικά κουμπιά που διατάσσονται πάνω από αυτό, το αριστερό κουμπί χρησιμεύει για το μηχανισμό αυτόματης μεταγωγής από τις πρωτεύουσες στις δευτερεύουσες κλιματικές συνθήκες (αυτόματη μεταγωγή από τον ελεγκτή 1 στον ελεγκτή 2 και αντίστροφα) και το δεξιό κουμπί για τη ρύθμιση της ώρας όπως σε ένα κοινό ρολόι. Μεγάλη προσοχή πρέπει να δοθεί στο γεγονός ότι η ώρα δεν επιτρέπεται να ρυθμίζεται πιάνοντας τους δείκτες με τα χέρια, διότι αυτό ενδέχεται να καταστρέψει το μηχανισμό του ρολογιού. Με το άνοιγμα του καλύμματος στην πρόσοψη του ρολογιού, είναι εμφανείς οι καβαλάρηδες που διαθέτει σε όλη την περιφέρειά του. Η τοποθέτηση των καβαλάρηδων στις

επιθυμητές χρονικές θέσεις γίνεται με ελαφρά πίεση τους προς το κέντρο. Τέλος το ρολόι είναι συνδεδεμένο και με τον ωριαίο μετρητή λειτουργίας ο οποίος μετρά τις συνολικές ώρες λειτουργίας του θαλάμου από κατασκευής του.

#### **4.3.5 Μηχανισμός αυτόματης αλλαγής των κλιματικών συνθηκών**

Η αλλαγή των κλιματικών συνθηκών στο θάλαμο μπορεί να γίνει είτε χειροκίνητα είτε αυτόματα. Όταν ο χρήστης επιθυμεί να διεξάγει τα πειράματά του σε μια και μοναδική τιμή θερμοκρασίας και υγρασίας τότε οι ρυθμίσεις θα γίνονται με τους αυτόματους ελεγκτές “Temperatur  $t_1$ ”, “Taupunkttemperatur  $t_1$ ”, και με τους ρυθμιστές “Heizen Umluft  $t_1$ ” και “Bef. Hz.  $t_1$ ”. Για την επιλογή αυτής της λειτουργίας ο περιστροφικός διακόπτης “Wahlschalter” τίθεται στη θέση “Hand”.

Εάν όμως ο χρήστης επιθυμεί να διεξάγει μετρήσεις και σε ένα δεύτερο συνδυασμό τιμών θερμοκρασίας και υγρασίας (δευτερεύουσες κλιματικές συνθήκες), τότε αυτός ο δεύτερος συνδυασμός τιμών θα τεθεί στους αυτόματους ελεγκτές “Temperatur  $t_2$ ”, “Taupunkttemperatur  $t_2$ ” και στους ρυθμιστές “Heizen Umluft  $t_2$ ” και “Bef. Hz.  $t_2$ ”, οι οποίοι μετά τη μεταγωγή, θα έχουν πλέον τον έλεγχο των ηλεκτρονόμων των αντίστοιχων συστημάτων. Έτσι η λειτουργία της συνολικής εγκατάστασης θα ελέγχεται από αυτούς. Για να πραγματοποιηθεί αυτόματα η μεταγωγή από τις πρωτεύουσες στις δευτερεύουσες κλιματικές συνθήκες, ο διακόπτης “Wahlschalter” τίθεται στη θέση “Wechsel”. Μια μεταγωγή είναι εφικτή κάθε 20 λεπτά. Έτσι εντός 24 ωρών είναι δυνατό να πραγματοποιηθούν 72 αλλαγές συνθηκών.

Οι επιθυμητές χρονικές στιγμές στις οποίες θα πραγματοποιούνται οι μεταγωγές ρυθμίζονται με τη βοήθεια των καβαλάρηδων του ρολογιού. Ο χρήστης δεν έχει παρά να θέσει τον καβαλάρη στη χρονική στιγμή που επιθυμεί. Όταν γίνεται μια αλλαγή συνθηκών, αυτή υποδεικνύεται από την αντίστοιχη ενδεικτική λυχνία. Π.χ. όταν ο θάλαμος λειτουργεί στις πρωτεύουσες κλιματικές συνθήκες τότε είναι αναμμένη η λυχνία “Klima I” στη μονάδα ελέγχου, ενώ όταν γίνεται μεταγωγή στις δευτερεύουσες συνθήκες τότε ανάβει η λυχνία “Klima II”. Τα ανωτέρω γίνονται καλύτερα

κατανοητά με τα αναλυτικά παραδείγματα λειτουργίας που παρατίθενται σε επόμενη παράγραφο.

#### 4.3.6 Χρονικό διάγραμμα λειτουργίας

Ακολούθως, παρατίθενται τα διαστήματα σύνδεσης-αποσύνδεσης των βαλβίδων κλεισίματος και των βαλβίδων απλού σωληνοειδούς με ηλεκτρομαγνήτη

Συσκευή εξάτμισης 1	Λειτουργία	Χρόνος
	Βαλβίδα κλεισίματος $m_{50}$	Auf=on Zu=off
	Βαλβίδα απλού σωληνοειδούς με μαγνήτη $S_{50}$	
	Ψύξη	
	Ξήρανση	
Συσκευή εξάτμισης 2	Λειτουργία	Χρόνος
	Βαλβίδα κλεισίματος $m_{51}$	Auf=on Zu=off
	Βαλβίδα απλού σωληνοειδούς με μαγνήτη $S_{51}$	
	Ψύξη	
	Ξήρανση	

Κατά το χρονικό διάστημα  $T_1$  λειτουργεί σε κάθε περίπτωση μια συσκευή εξάτμισης (ψύξη και ξήρανση).

Κατά το χρονικό διάστημα  $T_2$  λαμβάνει χώρα η πρόψυξη.

Κατά το χρονικό διάστημα  $T_3$  κλείνουν και/ή ανοίγουν οι βαλβίδες κλεισίματος.

## 4.4 Παραδείγματα λειτουργίας

### 4.4.1 Γενικές πληροφορίες

Πριν την εκκίνηση λειτουργίας, ο χρήστης θα πρέπει να ακολουθήσει την εξής διαδικασία:



- Έλεγχος των ασφαλειών στο γενικό πίνακα παροχής για τυχόν σφάλματα και έλεγχος της συμμετρίας των τριών φάσεων. Ενδεχόμενη ασυμμετρία θα προκαλέσει υπερφόρτωση των κινητήρων της εγκατάστασης και πιθανόν σοβαρότατες ζημιές.
- Άνοιγμα της βάνας παροχής νερού στο σύστημα ψύξης του συμπιεστή και των άλλων τμημάτων της εγκατάστασης.
- Έλεγχος της στάθμης στη λεκάνη αποιονισμένου νερού της μονάδας παραγωγής αέρα. Αν η αντίσταση δεν καλύπτεται πλήρως από νερό, τότε γίνεται προσθήκη από το πλαστικό δοχείο που βρίσκεται στο εξωτερικό μέρος της μονάδας έως το φλοτέρ στο γυάλινο δοχείο να διακόψει τη ροή νερού.
- Θέση των επιθυμητών τιμών θερμοκρασίας αέρα και θερμοκρασίας σημείου δρόσου στους αντίστοιχους αυτόματους ελεγκτές και ρύθμιση των διακοπών “Heizen Umluft” και “Bef. Hz.” στα κατάλληλα επίπεδα.
- Πίεση του μπουτόν “EIN”. Η σύνδεση με το δίκτυο τάσης υποδεικνύεται από την αντίστοιχη ενδεικτική λυχνία, η οποία ανάβει μετά από μερικά δευτερόλεπτα. Αν ο χρήστης επιθυμεί την αυτόματη επανεκκίνηση της εγκατάστασης μετά από ενδεχόμενη βύθιση ή διακοπή της τάσης του δικτύου, τότε εξαρχής πιέζει και περιστρέφει το μπουτόν “EIN” κατά ¼ προς τα δεξιά.

Με το μπουτόν “EIN” τροφοδοτείται με τάση ο Μ/Σ 220V/220V, 50Hz στη μονάδα ελέγχου, ο οποίος με τη σειρά του παρέχει τάση σε όλα τα συστήματα αυτομάτου ελέγχου και τίθεται η εγκατάσταση σε κατάσταση ετοιμότητας, δεν ξεκινά όμως η λειτουργία του θαλάμου. Για την εκκίνηση θα πρέπει να τεθούν σε ανάλογες θέσεις οι διακόπτες “Ventilator” και “Wahlschalter”. Τέλος με το μπουτόν “EIN” τίθεται σε λειτουργία η θέρμανση του λαδιού του συμπιεστή και ανάβει το ενδεικτικό λαμπάκι του θερμοστάτη του που βρίσκεται πάνω στον κινητήρα.

**Προσοχή!!!** Η εγκατάσταση δεν πρέπει να τεθεί σε πλήρη λειτουργία εάν πρώτα δε σβήσει το λαμπάκι του θερμοστάτη του συμπιεστή, ένδειξη ότι το λάδι έχει αποκτήσει την κατάλληλη για τη λειτουργία του θερμοκρασία. Πρόωρη εκκίνηση θα οδηγήσει σε καταστροφή του συμπιεστή.

- Περιστροφή του διακόπτη “Ventilator” στη θέση I και του διακόπτη “Wahlschalter” στη θέση Hand ή Wechsel, ανάλογα με την επιθυμητή διαδικασία, οπότε η εγκατάσταση τίθεται σε πλήρη λειτουργία.

**Προσοχή!!!** Αν δεν τεθεί ο διακόπτης “Ventilator” στη θέση I τότε είναι αδύνατη η λειτουργία των αντιστάσεων θέρμανσης του αέρα, διότι υπάρχει μανδάλωση μεταξύ των ηλεκτρονόμων τους. Αυτό γίνεται για λόγους προστασίας των αντιστάσεων από υπερθέρμανση και καταστροφή σε περίπτωση μη λειτουργίας του ανεμιστήρα, αφού υπάρχει πιθανότητα ο θερμοστάτης τους να μην προλάβει να διακόψει το κύκλωμα. Για το λόγο αυτό, πρώτα ρυθμίζεται ο διακόπτης “Ventilator” και μετά ο διακόπτης “Wahlschalter”, ο οποίος θέτει σε λειτουργία το θάλαμο.

Ακολούθως παρατίθενται μερικά παραδείγματα λειτουργίας του θαλάμου σε διάφορες κλιματικές συνθήκες θερμοκρασίας και υγρασίας.

#### **4.4.2 Παραδείγματα**

##### Παράδειγμα 1

Το σύστημα στοχεύει στην προσομοίωση των παρακάτω κλιματικών συνθηκών:

**Θερμοκρασία αέρα:  $t=20^{\circ}\text{C}$**

**Σχετική υγρασία:  $\text{RF}=30\%$**

**Θερμοκρασία σημείου δρόσου αντιστοιχούσα σε αυτές τις τιμές:  $\tau=2^{\circ}\text{C}$**

*Βήματα:*

1. Θέση της τιμής  $t=20^{\circ}\text{C}$  στον αυτόματο ελεγκτή “Temperatur  $t_1$ ”.
2. Θέση της τιμής  $\tau=2^{\circ}\text{C}$  στον αυτόματο ελεγκτή “Taupunkttemperatur  $\tau_1$ ”.
3. Ρύθμιση του διακόπτη “Heizen Umluft  $t_1$ ”. Αν η αρχική θερμοκρασία στο θάλαμο είναι πολύ χαμηλή, τότε τίθεται η τιμή 10. Αν η διαφορά μεταξύ της αρχικής και της  $t=20^{\circ}\text{C}$  είναι πολύ μικρή, τότε τίθεται η τιμή 5 ή μικρότερη.
4. Θέση της τιμής 0 στο διακόπτη “Bef. Hz.  $\tau_1$ ”.

5. Πίεση του μπουτόν “EIN”. Το ρολόι ξεκινά να λειτουργεί. Αναμονή μέχρι να σβήσει το λαμπάκι του θερμοστάτη του συμπιεστή.
6. Περιστροφή του διακόπτη “Ventilator” στη θέση I.
7. Περιστροφή του διακόπτη “Wahlschalter” στη θέση Hand και εκκίνηση της λειτουργίας του θαλάμου.

### Σημείωση

Οι Χρ-τιμές θέρμανσης και ψύξης συνιστάται να είναι μηδενικές για όλες τις εφαρμογές κλιματικών συνθηκών. Οι τιμές της θερμοκρασίας μέσα στο θάλαμο πρέπει να ελέγχονται σε τακτά χρονικά διαστήματα για να ρυθμίζεται ανάλογα ο “Heizen Umluft  $t_1$ ”.

### Παράδειγμα 2

Το σύστημα στοχεύει στην προσομοίωση των παρακάτω κλιματικών συνθηκών:

**Θερμοκρασία αέρα:  $t=40^{\circ}\text{C}$**

**Σχετική υγρασία: RF=90%**

**Θερμοκρασία σημείου δρόσου αντιστοιχούσα σε αυτές τις τιμές:  
 $\tau=38^{\circ}\text{C}$**

*Βήματα:*

1. Θέση της τιμής  $t=40^{\circ}\text{C}$  στον αυτόματο ελεγκτή “Temperatur  $t_1$ ”.
2. Θέση της τιμής  $\tau=38^{\circ}\text{C}$  στον αυτόματο ελεγκτή “Taupunkttemperatur  $\tau_1$ ”.
3. Θέση της τιμής 10 στο διακόπτη “Heizen Umluft  $t_1$ ”.
4. Θέση της τιμής 5 στο διακόπτη “Bef. Hz.  $\tau_1$ ”.
5. Πίεση του μπουτόν “EIN”. Το ρολόι ξεκινά να λειτουργεί. Αναμονή μέχρι να σβήσει το λαμπάκι του θερμοστάτη του συμπιεστή.
6. Περιστροφή του διακόπτη “Ventilator” στη θέση I.
7. Περιστροφή του διακόπτη “Wahlschalter” στη θέση Hand και εκκίνηση της λειτουργίας του θαλάμου.

Σημείωση

Η τιμή 10 τίθεται στον “Bef. Hz.  $\tau_1$ ”, όταν για τη θερμοκρασία σημείου δρόσου είναι επιθυμητές τιμές κάτω των  $0^\circ\text{C}$ . Σε κάθε άλλη περίπτωση τίθενται οι τιμές από 0 έως 5.

Παράδειγμα 3

Το σύστημα στοχεύει στην προσομοίωση των παρακάτω κλιματικών συνθηκών:

**Θερμοκρασία αέρα:  $t=10^\circ\text{C}$**

**Σχετική υγρασία:  $RF=60\%$**

**Θερμοκρασία σημείου δρόσου αντιστοιχούσα σε αυτές τις τιμές:  
 $\tau=2,8^\circ\text{C}$**

*Βήματα:*

1. Θέση της τιμής  $t=10^\circ\text{C}$  στον αυτόματο ελεγκτή “Temperatur  $t_1$ ”.
2. Θέση της τιμής  $\tau=2,8^\circ\text{C}$  στον αυτόματο ελεγκτή “Taupunkttemperatur  $\tau_1$ ”.
3. Θέση της τιμής 0 στο διακόπτη “Heizen Umluft  $t_1$ ”.
4. Θέση της τιμής 2 ή 2,5 στο διακόπτη “Bef. Hz.  $\tau_1$ ” ανάλογα με τις αρχικές συνθήκες.
5. Πίεση του μπουτόν “EIN”. Το ρολόι ξεκινά να λειτουργεί. Αναμονή μέχρι να σβήσει το λαμπάκι του θερμοστάτη του συμπιεστή.
6. Περιστροφή του διακόπτη “Ventilator” στη θέση I.
7. Περιστροφή του διακόπτη “Wahlschalter” στη θέση Hand και εκκίνηση της λειτουργίας του θαλάμου.

Παράδειγμα 4

Το σύστημα στοχεύει στην προσομοίωση των παρακάτω κλιματικών συνθηκών:

**Θερμοκρασία αέρα:  $t=20^\circ\text{C}$**

**Σχετική υγρασία:  $RF=30\%$**

**Θερμοκρασία σημείου δρόσου αντιστοιχούσα σε αυτές τις τιμές:  $\tau=2^\circ\text{C}$**

- Μετά την πάροδο δέκα ωρών από τη ρύθμιση αυτών των συνθηκών πρέπει να γίνεται μεταγωγή του συστήματος στις ακόλουθες συνθήκες:

**Θερμοκρασία αέρα:  $t=40^{\circ}\text{C}$**

**Σχετική υγρασία:  $\text{RF}=90\%$**

**Θερμοκρασία σημείου δρόσου αντιστοιχούσα σε αυτές τις τιμές:  
 $\tau=38^{\circ}\text{C}$**

- Μετά την πάροδο τριών ωρών σε αυτές τις συνθήκες πρέπει να γίνεται μεταγωγή του συστήματος στις πρώτες συνθήκες.
- Μετά την πάροδο άλλων επτά ωρών πρέπει να γίνεται μεταγωγή του συστήματος στις δεύτερες συνθήκες.
- Αυτές οι συνθήκες διαρκούν τέσσερις ώρες, οπότε συμπληρώνεται 24ωρος κύκλος λειτουργίας του θαλάμου και κατόπιν επαναλαμβάνεται το ίδιο πρόγραμμα.

*Βήματα:*

1. Θέση της τιμής  $t=20^{\circ}\text{C}$  στον αυτόματο ελεγκτή “Temperatur  $t_1$ ”.
2. Θέση της τιμής  $\tau=2^{\circ}\text{C}$  στον αυτόματο ελεγκτή “Taupunkttemperatur  $\tau_1$ ”.
3. Ρύθμιση του διακόπτη “Heizen Umluft  $t_1$ ”. Αν η αρχική θερμοκρασία στο θάλαμο είναι πολύ χαμηλή, τότε τίθεται η τιμή 10. Αν η διαφορά μεταξύ της αρχικής και της  $t=20^{\circ}\text{C}$  είναι πολύ μικρή, τότε τίθεται η τιμή 5 ή μικρότερη.
4. Θέση της τιμής 0 στο διακόπτη “Bef. Hz.  $\tau_1$ ”.
5. Θέση της τιμής  $t=40^{\circ}\text{C}$  στον αυτόματο ελεγκτή “Temperatur  $t_2$ ”.
6. Θέση της τιμής  $\tau=38^{\circ}\text{C}$  στον αυτόματο ελεγκτή “Taupunkttemperatur  $\tau_2$ ”.
7. Θέση της τιμής 10 στο διακόπτη “Heizen Umluft  $t_2$ ”.
8. Θέση της τιμής 5 στο διακόπτη “Bef. Hz.  $\tau_2$ ”.
9. Ρύθμιση του ρολογιού στη σωστή ώρα από το περιστροφικό κουμπί πάνω δεξιά και θέση των καβαλάρηδων στις αντίστοιχες ώρες.
10. Πίεση του μπουτόν “EIN”. Το ρολόι ξεκινά να λειτουργεί. Αναμονή μέχρι να σβήσει το λαμπάκι του θερμοστάτη του συμπιεστή.
11. Περιστροφή του διακόπτη “Ventilator” στη θέση I.

12. Περιστροφή του διακόπτη “Wahlschalter” στη θέση Wechsel και εκκίνηση της λειτουργίας του θαλάμου.

### Σημείωση

Στο άνω τμήμα της μονάδας ελέγχου που διατάσσονται οι ενδεικτικές λυχνίες, υπάρχουν οι λυχνίες “Klima I” και “Klima II”, οι οποίες υποδεικνύουν την εφαρμογή των πρώτων και δεύτερων συνθηκών αντίστοιχα. Για το συγκεκριμένο παράδειγμα, αν η ώρα έναρξης της λειτουργίας του θαλάμου είναι 8:00 τότε θα τεθούν οι καβαλάρηδες του ρολογιού στις 18:00, στις 21:00, στις 4:00 και τέλος στις 8:00 όπου και γίνεται ολοκλήρωση του προγράμματος και επαναλαμβάνεται ο κύκλος από την αρχή. Εάν στην αρχή του προγράμματος ανάψει η λυχνία “Klima II”, λόγω κάποιων προηγούμενων συνθηκών που είχαν αποθηκευθεί στο σύστημα, τότε ο χρήστης πρέπει να περιστρέψει το κουμπί που βρίσκεται πάνω αριστερά από το ρολόι για να αλλάξουν οι συνθήκες από “Klima II” σε “Klima I”.

## **4.5 Βλάβες της εγκατάστασης και αποκατάστασή τους**

Ο παρών θάλαμος πέραν της ηλικίας του (σχεδόν τριάντα ετών) υπέστη μετακόμιση το έτος 1999 από το συγκρότημα της Πατησίων στο νέο εργαστήριο Υψηλών Τάσεων στην Πολυτεχνειούπολη Ζωγράφου. Εκτός λοιπόν από τη γήρανση των υλικών και των διατάξεων κατασκευής του, υπέστη και βλάβες από τα τραντάγματα κατά τη μετακόμιση. Ένα άλλο πρόβλημα που έπρεπε να ξεπεραστεί ήταν τα ελλιπή τεχνικά εγχειρίδια που είχαν σταλεί από την κατασκευάστρια εταιρία στη Γερμανία. Κατόπιν λοιπόν επίπονης και επίμονης προσπάθειας αλλά και συστηματικής μελέτης των ηλεκτρολογικών σχεδίων και των συνδεσμολογιών της εγκατάστασης ανίχνευσα τις εξής βλάβες τις οποίες και αποκατέστησα:

- Καρβουνιασμένες επαφές στον ηλεκτρονόμο των αντιστάσεων θέρμανσης του αέρα με αποτέλεσμα να κλείνει μόνο η μια φάση και να τροφοδοτούνται με τάση μόνο οι έξι από τις δεκαοκτώ αντιστάσεις. Αφού μέτρησα με βολτόμετρο την τάση στον ηλεκτρονόμο και διαπίστωσα την ασυνέχεια του κυκλώματος, όταν

αυτός όπλιζε, έλυσα τον ηλεκτρονόμο, καθάρισα τις επαφές και έλεγξα και το πηνίο του ηλεκτρομαγνήτη με τον οπλισμό του.

- Έγινε έλεγχος στις επαφές όλων των ηλεκτρονόμων καθώς και στα πηνία των ηλεκτρομαγνητών τους για την ομαλή λειτουργία τους.
- Κατόπιν ατυχούς χειρισμού καταστράφηκε η αντίσταση θέρμανσης στη λεκάνη απιονισμένου νερού. Την αντικατέστησα με μια ίδια των 220V/1500W. Ιδιαίτερη προσοχή πρέπει να δίνεται στη στεγανοποίηση των αρμών στα σημεία σύνδεσης της αντίστασης με την παροχή τάσης.

Αφότου αποσυναρμολόγησα την πίσω όψη της μονάδας ελέγχου και είχα πλέον πρόσβαση στο πίσω μέρος του πίνακα των ηλεκτρονόμων και των κλεμών, έλεγξα μια προς μια τις συνδέσεις των πηνίων και των επαφών τους με τους αυτόματους ελεγκτές, τους περιστροφικούς διακόπτες και τις αριθμημένες κλέμες για την ορθότητά τους, με βάση τα ηλεκτρολογικά σχέδια που είχα στη διάθεσή μου.

- Διαπίστωσα αποσύνδεση του πηνίου του χρονικού ρελαί D54, που ελέγχει τη διαδικασία θέρμανσης του αέρα, από την κλέμα 223 μέσω της οποίας συνδέεται με τον αυτόματο ελεγκτή “Temperatur t<sub>1</sub>”. Η αποσύνδεση οφειλόταν σε φθορά των συρματιδίων του καλωδίου.
- Παράλληλα είχε γίνει λάθος, ενδεχομένως από κάποιο προηγούμενο χρήστη, στο ηλεκτρολογικό σχέδιο αυτοματισμού και πιο συγκεκριμένα στη σύνδεση του πηνίου του χρονικού ρελαί D55, που ελέγχει τη διαδικασία ψύξης. Ειδικότερα, στην αποτύπωση του σχεδίου είχε γίνει λάθος στην κλέμα όπου έπρεπε να συνδεθεί ο ακροδέκτης α του D55, με αποτέλεσμα να έχει γίνει και λάθος στην πραγματοποίηση της συνδεσμολογίας και ο D55 να μη λαμβάνει σήμα εντολής για κλείσιμο των επαφών του. Προφανώς το σχέδιο είχε αλλοιωθεί σε εκείνο το σημείο λόγω των πολλών ετών και έγινε λάθος στη συμπλήρωσή του, οπότε προχώρησα στη σχεδίαση της σωστής συνδεσμολογίας.
- Επίσης δύο κλέμες, μια στη μονάδα ελέγχου και μια στο κιβώτιο κλεμών στη μονάδα παραγωγής αέρα, είχαν αριθμηθεί λάθος με συνέπεια τη δύσκολη εξεύρεση των συνδεσμολογιών.
- Στη συνέχεια, παρά την αποκατάσταση των ανωτέρω, όταν ο θάλαμος ετίθετο σε λειτουργία λειτουργούσε μόνο το σύστημα

ψύξης, γεγονός που επικέντρωσε την προσοχή μου στον αυτόματο ελεγκτή “Temperatur  $t_1$ ”. Αφού έλεγξα όλες τις συνδεσμολογίες του, οι οποίες ήταν σωστές, κοίταξα τους δύο αισθητήρες θερμοκρασίας αέρα  $F9$  και  $F10$  οι οποίοι συνδέονται με τον ελεγκτή σύμφωνα με τα σχέδια. Πραγματικά ο μεν  $F9$  είχε αποκολληθεί από τη βάση του και είχε πέσει μέσα στον αεραγωγό, πιθανότατα λόγω κάποιου τραντάγματος κατά τη μετακόμιση, ο δε  $F10$  είχε καταστραφεί ολοσχερώς το θερμοστοιχείο του. Κατόπιν ειδικής παραγγελίας κατασκευάστηκε ένας πανομοιότυπος με τον οποίο αντικατέστησα τον κατεστραμμένο. Επίσης και στους δύο έγινε ειδική κατασκευή στήριξης τους με ροδέλες πάνω σε τετράγωνα μεταλλικά λαμάκια, τα οποία βιδώθηκαν πάνω στον κάθε αεραγωγό και στεγανοποιήθηκαν με αρκετή σιλικόνη.

- Επισκευάστηκε η κλέμα σύνδεσης 433 του αισθητήρα  $F9$  με τον ελεγκτή “Temperatur  $t_1$ ”. Αυτή η κλέμα περικλείει χάλκινο σύρμα συνολικής ωμικής αντίστασης  $10\Omega$ , στους ακροδέκτες του οποίου είχαν σχηματισθεί οξειδία τα οποία αποτελούσαν μόνωση στη διέλευση ηλεκτρικών σημάτων. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα τα σήματα που παράγονταν από το θερμοστοιχείο του αισθητήρα να μη φθάνουν στον ελεγκτή θερμοκρασίας του αέρα. Οι ακροδέκτες τρίφτηκαν με σμυριδόπανο για την απομάκρυνση των οξειδίων και την αποκατάσταση της συνέχειας του κυκλώματος.
- Επικαλύφθηκαν με μαύρη σιλικόνη και μαύρη μονωτική ταινία κάποιοι αρμοί μέσα στο θάλαμο εκκενώσεων, των οποίων η θερμομόνωση είχε φθαρεί μερικώς ή και ολοκληρωτικώς.
- Τέλος επιδιορθώθηκε η βρυσούλα στο πλαστικό δοχείο νερού στο πλάι της μονάδας παραγωγής αέρα και συνδέθηκε μέσω λαστιχένιου σωλήνα με το γυάλινο δοχείο στο κάτω μέρος της μονάδας, για την παροχή απιονισμένου νερού στη λεκάνη.

Ύστερα από την αποκατάσταση των παραπάνω βλαβών ο θάλαμος λειτουργεί αρκετά ικανοποιητικά παρουσιάζοντας μικρές αποκλίσεις, της τάξης του  $\pm 1,5^\circ\text{C}$  για τη θερμοκρασία και των  $\pm 2$  ποσοστιαίων μονάδων για τη σχετική υγρασία, από τις επιθυμητές τιμές. Σε αυτό το σημείο πρέπει να σημειωθεί ότι ο αυτόματος ελεγκτής “Temperatur  $t_2$ ” δε λειτουργεί λόγω ζημιάς στην κλίμακά του, γι’ αυτό και οι αλλαγές των συνθηκών για την



πραγματοποίηση των πειραμάτων της παρούσας εργασίας γίνονταν χειροκίνητα και όχι αυτόματα.

## 4.6 Συντήρηση

### Σύστημα ψύξης

Το σύστημα ψύξης δεν απαιτεί καμιά σπουδαία διαδικασία. Στο αερόψυκτο μηχάνημα σε διάστημα κάποιων εβδομάδων και σε συνάρτηση με τις συνθήκες που επικρατούν στον περιβάλλοντα χώρο πρέπει να καθαρίζεται ο συμπυκνωτής (είτε με πεπιεσμένο αέρα είτε με απορρόφηση από ηλεκτρική σκούπα).

### Αναδευτήρας ψυκτικού υγρού

Ο αναδευτήρας παρέχεται εργοστασιακά με μια μόνιμη λίπανση που δεν απαιτεί συντήρηση.

### Εξαεριστήρας

Το έδρανο με τους εξαεριστήρες παρέχεται παρόμοια με μια μόνιμη λίπανση που δεν απαιτεί ειδική συντήρηση.

### Ψυκτικό μέσο

Η πληρότητα του ψυκτικού μέσου πρέπει να ελέγχεται τουλάχιστον μια φορά την εβδομάδα. Σε θερμοκρασίες πάνω από 40°C εξατμίζεται η ποσότητα νερού που περιέχει το ψυκτικό μέσο. Συνιστάται να ελέγχεται στην ίδια πάντα θερμοκρασία και σε περίπτωση απώλειας να αναπληρώνεται αμέσως.

### Φίλτρα αέρα

Τα εγκατεστημένα φίλτρα μέσα στο μηχάνημα πρέπει ανάλογα με το βαθμό σκόνης να καθαρίζονται ή να αντικαθίστανται.

## Κεφάλαιο 5

### ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΑΚΟΣ ΕΞΟΠΛΙΣΜΟΣ

*Η επιστήμη δεν είναι τίποτε παραπάνω από αντίληψη.*

*Πλάτων*

#### 5.1 Περιγραφή λειτουργίας της γεννήτριας κρουστικών τάσεων και επίλυση του κυκλώματός της

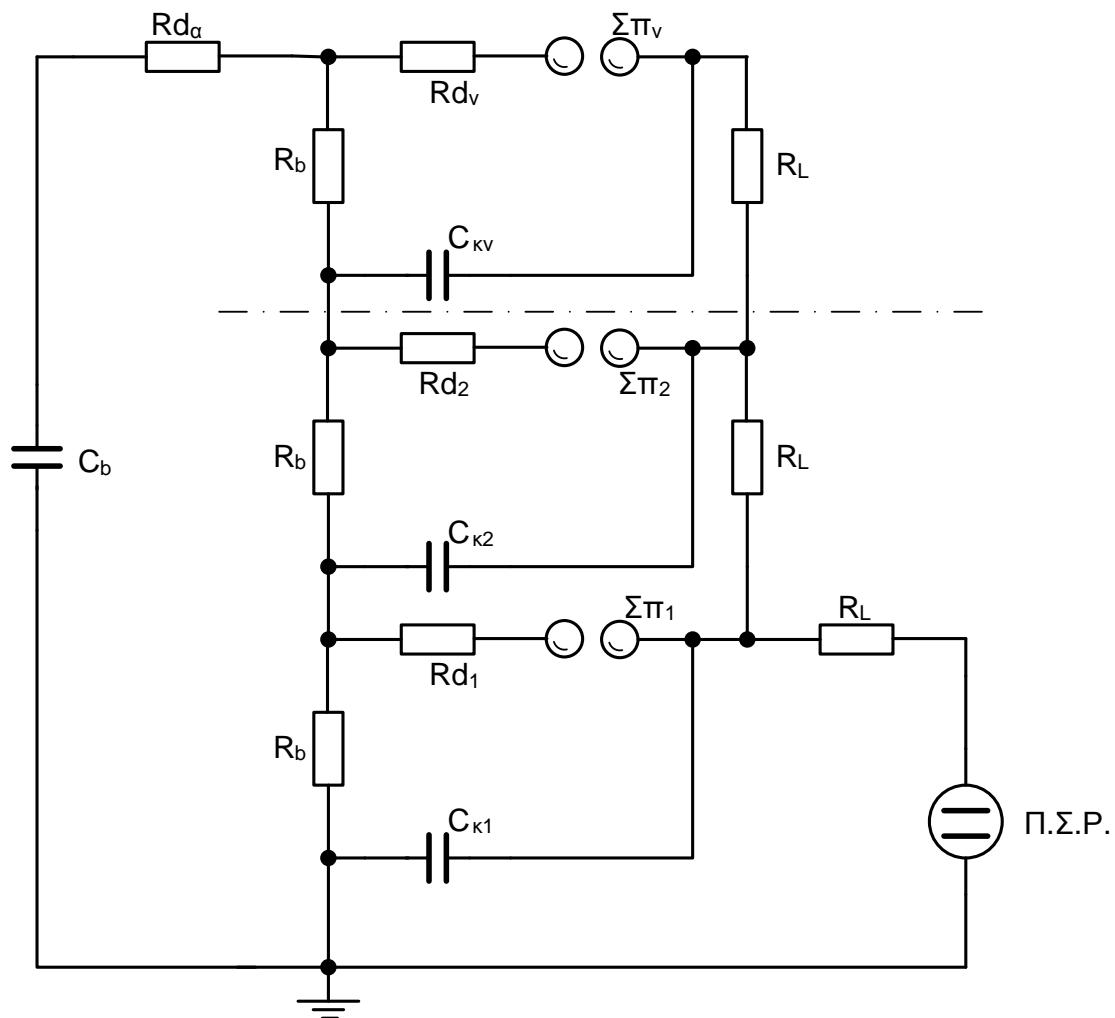
Οι πολυβάθμιες γεννήτριες κρουστικών τάσεων σχεδιάστηκαν από το Γερμανό καθηγητή Marx. Με αυτές επιτυγχάνεται η, υπό συνεχή τάση φορτίσεως όση και στις μονοβάθμιες γεννήτριες (που δεν υπερβαίνει συνήθως τα 200-250kV), παραγωγή πολύ μεγαλύτερης κρουστικής τάσης, πολλαπλάσια της τάσης φορτίσεως.

Η αρχή της πολυβάθμιας γεννήτριας είναι απλή. Αντί ενός πυκνωτή κρούσης, έχουμε πολλούς ίσους μεταξύ τους, που φορτίζονται αρχικά από την πηγή συνεχούς τάσης εν παραλλήλω. Στη συνέχεια κατά την εκφόρτιση της γεννήτριας, οι πυκνωτές κρούσης τίθενται σε σειρά και οι τάσεις φορτίσεώς τους προστίθενται. Στο σχήμα 5.1 φαίνεται η συνδεσμολογία ν βαθμίδων. Οι ν πυκνωτές κρούσης  $C_{K_i}$  έχουν την ίδια χωρητικότητα  $C_{K_0}$  και φορτίζονται αρχικά παράλληλα από την πηγή συνεχούς τάσης, μέσω των αντιστάσεων φορτίσεως  $R_L$  και  $R_b$  στην ίδια υψηλή τάση  $U_-$ . Οι αντιστάσεις  $R_L$  και  $R_b$  είναι αναγκαίες για την εν σειρά διάταξη των πυκνωτών στο στάδιο εκφόρτισης. Το τελευταίο επιτυγχάνεται καλύτερα, όσο αυτές έχουν υψηλότερη τιμή. Οι ίδιες όμως επιδρούν και στο χρόνο φόρτισης, ο οποίος αυξάνεται με την αύξηση της τιμής τους. Επομένως έχουμε μείωση του ρυθμού παραγωγής των κρουστικών τάσεων.

Επιπλέον, επειδή η συνολική αντίσταση φορτίσεως αυξάνει από τον  $C_{K_1}$  προς τον  $C_{K_n}$ , ο ρυθμός φορτίσεως αυτών των πυκνωτών δεν είναι ίδιος, με τον  $C_{K_1}$  να φορτίζεται στο μικρότερο χρόνο και τον  $C_{K_n}$  στο μεγαλύτερο. Επειδή όμως μια ανομοιόμορφη φόρτιση των πυκνωτών έχει δυσμενείς συνέπειες στην ομαλή λειτουργία της γεννήτριας, πρέπει η εκφόρτισή της να μη γίνεται πριν τελειώσει η φόρτιση και του τελευταίου πυκνωτή της στήλης.

Όλοι οι σπινθηριστές έχουν σφαίρες της ίδιας διαμέτρου και το διάκενό τους αυξομειώνεται ταυτόχρονα μέσω κοινού μοχλού, τον οποίο

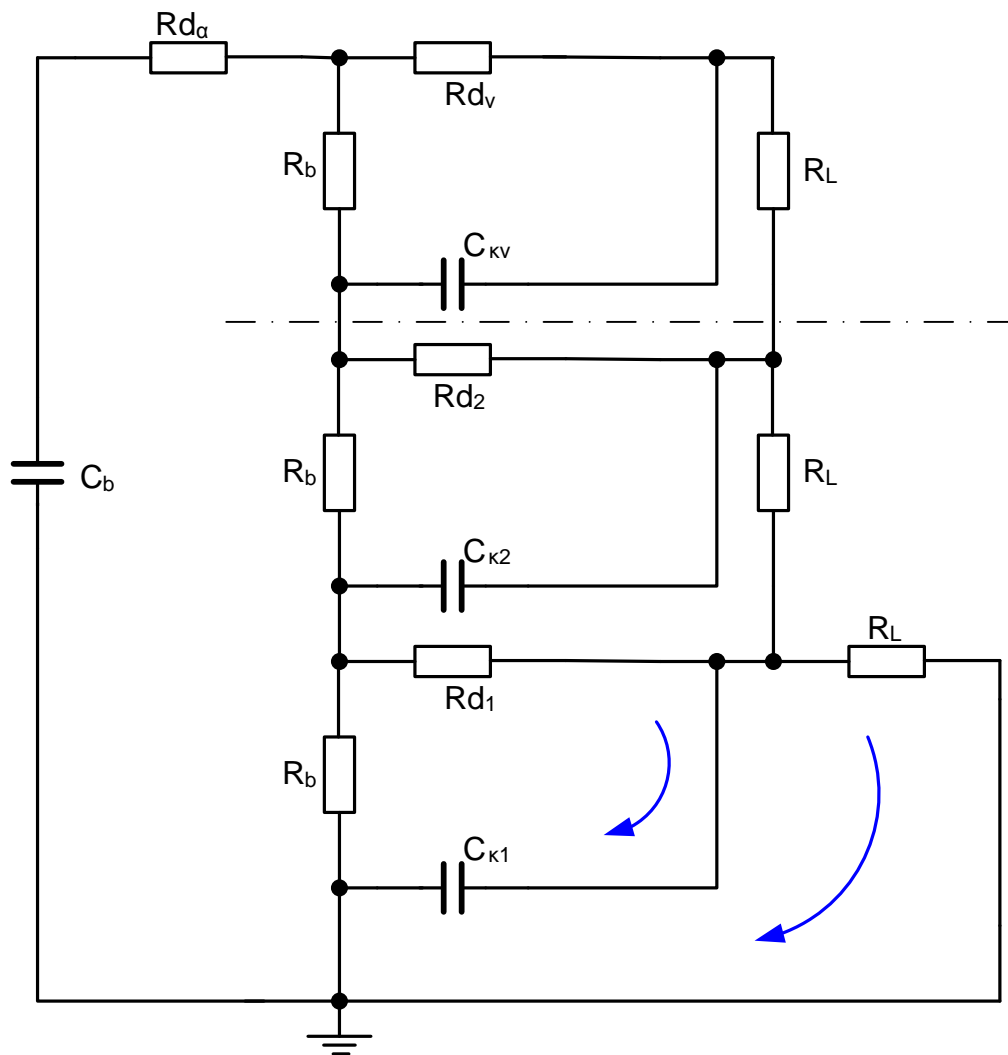
στρέφει μικρός ηλεκτροκινητήρας. Επιπλέον όλοι οι σπινθηριστές έχουν το ίδιο διάκενο, εκτός του  $\Sigma_{III}$  του οποίου είναι μικρότερο κατά  $2mm$  στη συγκεκριμένη γεννήτρια. Μετά τη διάσπαση του πρώτου σπινθηριστή ακολουθεί ακαριαία η διάσπαση των υπολοίπων, διότι αν και έχουν μεγαλύτερο διάκενο δέχονται πολύ μεγαλύτερη τάση, ανάλογα με τη βαθμίδα στην οποία ανήκουν. Επομένως, η εκκένωση της γεννήτριας εξαρτάται πάντοτε από τη διάσπαση του  $\Sigma_{III}$ . Για το λόγο αυτό, τοποθετείται βοηθητικό ηλεκτρόδιο στο σπινθηριστή της πρώτης βαθμίδας, επιτυγχάνοντας έτσι ελεγχόμενη εκφόρτιση της γεννήτριας μέσω παλμού έναυσης.



Σχήμα 5.1: Συνδεσμολογία  $n$  βαθμίδων της γεννήτριας κρουστικών τάσεων

Μετά το στάδιο φόρτισης των πυκνωτών κρούσης, ακολουθεί το στάδιο εκφόρτισης, κατά το οποίο έχουν διασπασθεί όλοι οι σπινθηριστές

και οι πυκνωτές κρούσης έχουν τεθεί σε σειρά. Από το σημείο αυτό και μετά, οι φάσεις διαμόρφωσης της κρουστικής τάσης είναι όπως και στη μονοβάθμια γεννήτρια. Έχουμε δηλαδή αρχικά τη δημιουργία του μετώπου της κρουστικής τάσης. Στη φάση αυτή η παρουσία των αντιστάσεων  $R_L$  και  $R_C$  δεν έχει σημαντικό ρόλο.



Σχήμα 5.2: Ισοδύναμο κύκλωμα της γεννήτριας στο στάδιο της εκφόρτισης

Η ισοδύναμη χωρητικότητα της μονοβάθμιας γεννήτριας στην οποία ανάγεται η πολυβάθμια που χρησιμοποιήθηκε, δίνεται από τη σχέση:

$$C_s = \frac{1}{\frac{1}{C_{K1}} + \frac{1}{C_{K2}} + \dots + \frac{1}{C_{Kv}}} = \frac{C_{K0}}{\nu} \quad (5.1)$$

$$(C_{K1} = C_{K2} = \dots = C_{Kv} = C_{K0})$$

Η ισοδύναμη αντίσταση μετώπου  $R_\mu$  δίνεται από τη σχέση:

$$R_\mu = R_{d1} + R_{d2} + \dots + R_{dv} + R_{da} = \nu R_d + R_{da} \quad (5.2)$$

Στη συνέχεια έχουμε τη δημιουργία της ουράς της κρουστικής τάσης, κατά την οποία σημαντικό ρόλο έχουν οι αντιστάσεις φόρτισης  $R_L$  και  $R_b$ , καθώς και οι εσωτερικές αντιστάσεις μετώπου  $R_{di}$ . Στη φάση αυτή ο κάθε πυκνωτής κρούσης εκφορτίζεται σε δυο βρόγχους, ο ένας από τους οποίους περιλαμβάνει μια αντίσταση  $R_L$  και ο άλλος μια αντίσταση  $R_b$ . Η ισοδύναμη αντίσταση εκφόρτισης θα είναι:

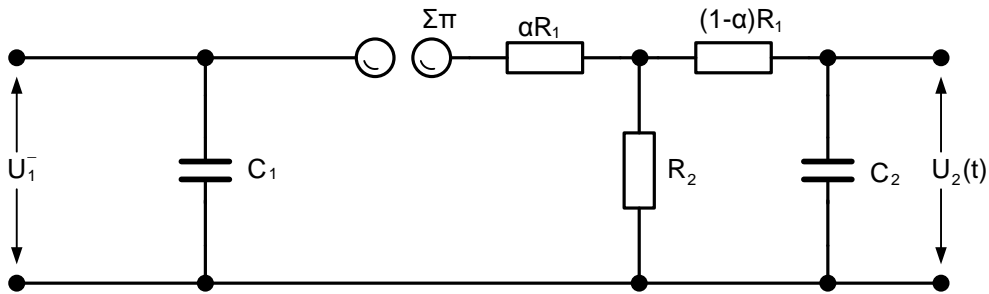
$$R_\varepsilon = \frac{1}{\frac{1}{\nu(R_b + R_d)} + \frac{1}{\nu R_L + (\nu - 1)R_d}} \quad (5.3)$$

Έτσι η πολυβάθμια γεννήτρια μπορεί τώρα να αναχθεί στην ισοδύναμη μονοβάθμια γεννήτρια, χωρίς αυτεπαγωγή του σχήματος 5.3, όπου:

$$C_1 = \frac{C_{k0}}{\nu} \quad \alpha R_1 = \nu R_d \quad \alpha = \frac{\nu R_d}{R_L} \quad (5.4)$$

$$(1 - \alpha)R_1 = R_{da} \quad R_1 = R_{da} + \nu R_d \quad (5.5)$$

$$R_2 = R_\varepsilon = \frac{1}{\frac{1}{\nu(R_b + R_d)} + \frac{1}{\nu R_L + (\nu - 1)R_d}} \quad C_2 = C_b \quad (5.6)$$



Σχήμα 5.3: Ισοδύναμο κύκλωμα μονοβάθμιας γεννήτριας κρουστικών τάσεων χωρίς αυτεπαγωγή

Για την επίλυση του κυκλώματος της μονοβάθμιας γεννήτριας χρησιμοποιούμε ανά μονάδα μεγέθη, θεωρώντας ως βασικά μεγέθη τα εξής:

$$U_1^-, R_2, C_1, \quad T_{01} = R_2 C_1 \quad (5.7)$$

Τα ανά μονάδα μεγέθη επομένως είναι:

$$r_1 = \frac{R_1}{R_2} \quad r_2 = 1 \quad C_1 = 1 \quad C_2 = \frac{C_1}{C_2} \quad (5.8)$$

$$u_2 = \frac{U_2}{U_1^-} \quad \tau = \frac{t}{t_{01}} \quad (5.9)$$

όπου  $t$  ο πραγματικός χρόνος και  $\tau$  ο ανά μονάδα. Με χρήση των παραπάνω, προκύπτει ότι η μορφή της κρουστικής τάσης είναι:

$$u_{a2}(\tau) = \frac{1}{r_1 C_2 (\delta_{\alpha 1} - \delta_{\alpha 2})} (e^{\delta_{\alpha 1} \tau} - e^{-\delta_{\alpha 2} \tau}) \quad (5.10)$$

όπου  $\delta_{\alpha 1} < \delta_{\alpha 2} < 0$  ρίζες της εξίσωσης:

$$A_{\alpha 2} S_{\alpha}^2 + A_{\alpha 1} S_{\alpha} + A_{\alpha 0} = 0 \quad (5.11)$$

$$A_{a2} = 1 + a(1-a)r_1$$

$$\text{με: } A_{a2} = \frac{1 + ar_1 + C_2 + C_2 r_1(1-a)}{C_2 r_1}$$

$$A_{a0} = \frac{1}{C_2 r_1}$$

Με βάση την αναλυτική μορφή της κρουστικής τάσης, μπορούμε τώρα να υπολογίσουμε τους χρόνους μετώπου  $T_{\mu}$  και ημίσεως εύρους  $T_n$ . Σημειώνεται ότι ο χρόνος μετώπου  $T_{\mu}$  είναι ο χρόνος ανόδου του μετώπου της κυματομορφής, ενώ  $T_n$  είναι ο χρόνος στον οποίο η κρουστική τάση αποκτά το 50% της μέγιστης τιμής της. Τα μεγέθη αυτά χρησιμοποιούνται μόνο για κρουστικές τάσεις μικρής διάρκειας. Σε πραγματικό χρόνο  $t$  η μορφή της κρουστικής τάσης δίνεται από τη σχέση:

$$U(t) = U_0 (e^{\frac{\delta_{\alpha 1}}{R_2 C_1} t} - e^{\frac{\delta_{\alpha 2}}{R_2 C_1} t}) \quad (5.12)$$

$$\text{όπου } U_0 = \frac{vU_-}{r_1 C_2 (\delta_{\alpha 1} - \delta_{\alpha 2})}$$

Ο χρόνος μεγίστου  $t_m$  και η μέγιστη τιμή της κρουστικής τάσης  $U_k$  θα δίνονται από τη λύση της εξίσωσης:

$$\frac{dU(t)}{dt} = 0 \quad (5.13)$$

Στη συνέχεια, υπολογίζεται το 30% και 90% του εύρους της τάσης στον ανερχόμενο κλάδο της και το 50% στον κατερχόμενο, ενώ με λύση της διπλοεκθετικής αναλυτικής σχέσης υπολογίζονται οι χρόνοι  $t_{30\%}$ ,  $t_{90\%} < t_m$  και  $t_{50\%} > t_m$ . Επομένως οι χρόνοι  $T_{\mu}$  και  $T_n$  δίνονται τελικά από τις σχέσεις:

$$T_{\mu} = 1,67(t_{90\%} - t_{30\%}) \quad (5.14)$$

$$T_n = t_{50\%} - t_{01}$$

όπου  $t_{01}$  η ονομαστική αρχή των χρόνων:

$$t_{01} = t_{30\%} - \frac{t_{90\%} - t_{30\%}}{2} \quad (5.15)$$

## 5.2 Γεννήτρια κρουστικών τάσεων του Ε.Μ.Π.

Για την παραγωγή των επιθυμητών κυματομορφών κρουστικών τάσεων χρησιμοποιήθηκε η γεννήτρια του εργαστηρίου Υ.Τ. του Ε.Μ.Π, κατασκευής MICAFIL, TYPE SG31.16, NR60 H226 του 1960. Είναι οκταβάθμια των  $0,1\mu F$  ανά βαθμίδα, με δυνατότητα παραγωγής κρουστικών τάσεων 1,2/50 έως  $1600kV$  και τάσεων ζεύξης από  $3...600/2500\mu s$  τιμής έως  $1200kV$ . Το ηλεκτρόδιο έναυσης βρίσκεται στην πρώτη βαθμίδα της γεννήτριας. Ο πυκνωτής φορτίου που χρησιμοποιήθηκε, είναι οκταβάθμιος με χωρητικότητα  $1,6\eta F$  ανά βαθμίδα και συνδέθηκε εν σειρά με τον πυκνωτή μέτρησης, χωρητικότητας  $615\eta F-3kV$  (βαρελάκι). Ο πρώτος είναι κατασκευής MICAFIL, TYPE S.DK NR60 H154, ενώ ο δεύτερος είναι κατασκευής MICAFIL, TYPE MC/15.



Εικόνα 5.1: Οκταβάθμια γεννήτρια κρουστικών τάσεων στο εργαστήριο κρουστικών τάσεων του Ε.Μ.Π.

Οι χειρισμοί της γεννήτριας γίνονται από απομακρυσμένη (για λόγους ασφαλείας) και υπεριψωμένη (για καλύτερη ορατότητα) τράπεζα χειρισμών κατασκευής MICAFIL  $3 \times 380V$ ,  $8kVA$  με δυνατότητες ρύθμισης:

1. της τάσης φόρτισης (0-450V)
2. της πολικότητας της παραγόμενης κρουστικής τάσης
3. της απόστασης των σφαιρών (*cm-mm*)
4. του σήματος έναρξης της κρουστικής τάσης



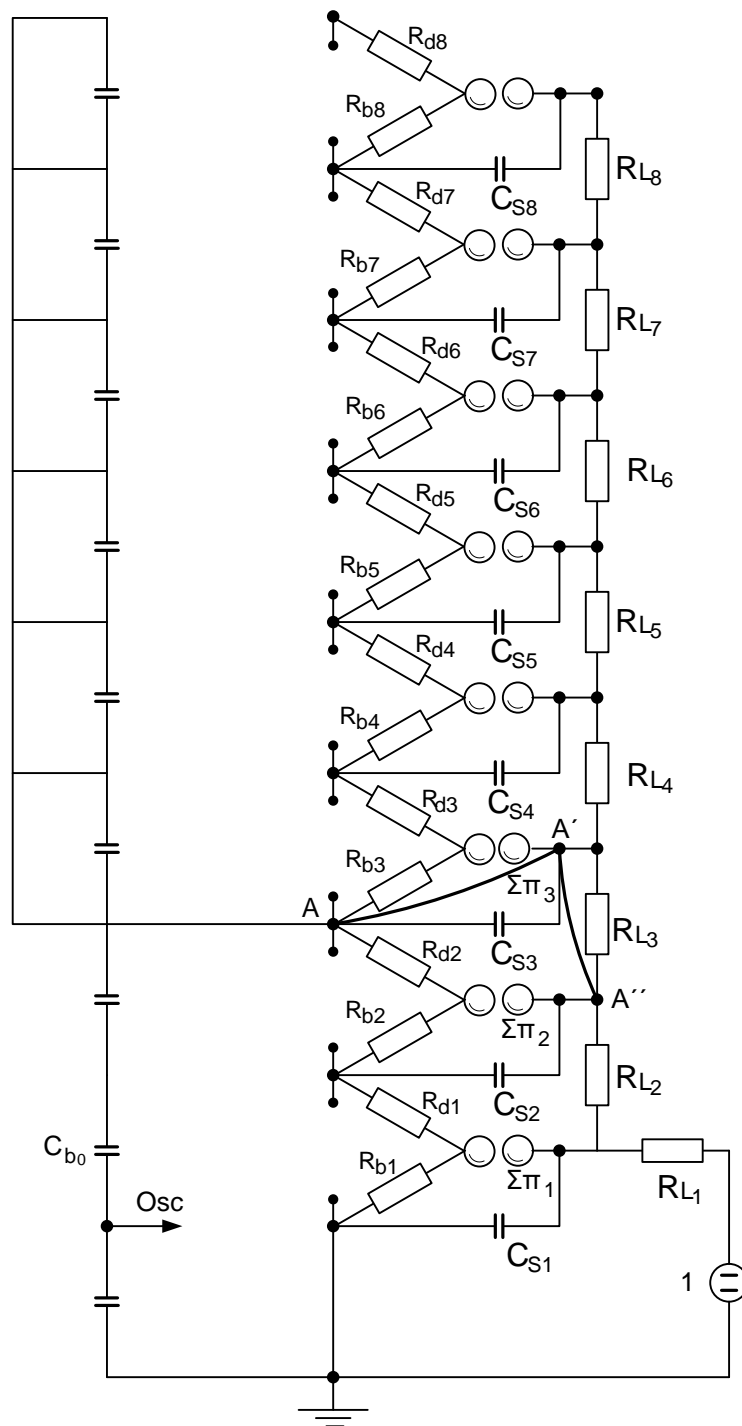
Εικόνα 5.2: Τράπεζα χειρισμών

Στην περίπτωσή μας χρησιμοποιήθηκαν δύο βαθμίδες ανάλογα με την απαιτούμενη μέγιστη τιμή της κρουστικής τάσης.



Εικόνα 5.3: Η πρώτη από τις οκτώ βαθμίδες της κρουστικής γεννήτριας, με το σπινθηριστή έναυσης





Σχήμα 5.4: Διάγραμμα βαθμίδων οκταβάθμιας κρουστικής γεννήτριας, στο οποίο φαίνεται και το απαραίτητο βραχυκύκλωμα για τη χρησιμοποίηση 2 βαθμίδων.

$R_{di}$ : Αντιστάσεις μετώπου

$R_{bi}$ : Αντιστάσεις εκφορτίσεως

$R_{Li}$ : Αντιστάσεις φορτίου

$C_{Si}$ : Πυκνωτές κρούσης

$\Sigma\pi_i$ : Σπινθηριστές

1: Πηγή συνεχούς τάσης

$C_{b0}$ : Πυκνωτής φορτίου

### 5.3 Συσκευή έναυσης

Προορισμός της συσκευής έναυσης είναι να ενισχύει τον παλμό που προέρχεται από τη συσκευή συγχρονισμού. Αυτός ο παλμός διέρχεται από καλώδιο με κυματική αντίσταση  $75\Omega$  και ενισχύεται από τη συσκευή στα  $10kV$ . Στη συνέχεια, μέσω του πυκνωτή ζεύξεως  $C_{\pi}$  ( $1000pF, 100kV$ ), μεταφέρεται στο ηλεκτρόδιο του  $\Sigma\pi_1$ . Έχει ήδη αναφερθεί ο βοηθητικός ρόλος αυτού του παλμού. Πρέπει επίσης να αναφερθεί ότι ο πυκνωτής  $C_{\pi}$ , ο οποίος είναι τοποθετημένος επί μονωμένου στηρίγματος, χρησιμοποιείται όχι μόνο για τη μεταφορά του σήματος από τη συσκευή έναυσης στο σπινθηριστή  $\Sigma\pi_1$ , αλλά και για τη γαλβανική απομόνωση της συσκευής από τα στοιχεία υψηλής τάσης της διάταξης.

### 5.4 Σταθεροποιητής της τάσης δικτύου

Ο σταθεροποιητής είναι κατασκευής WANDEL & GOLTERMANN ισχύος  $3kW$ . Αν στην είσοδο της επιβάλλουμε τάση  $220\pm 10\%V$ , στην έξοδο θα πάρουμε τάση με μικρή διακύμανση π.χ.  $220\pm 0,5V$ . Η συσκευή αυτή προσθέτει στην τάση του δικτύου αρμονικές σε ποσοστό μικρότερο του  $0,8\%$ .

### 5.5 Καταμεριστής τάσης

Επειδή το ψηφιακό σύστημα μέτρησης και καταγραφής δεν μπορεί να δεχθεί τάση μεγαλύτερη από  $1kV$ , γίνεται χρήση καταμεριστή τάσης ο οποίος υποβιβάζει την κρουστική τάση στην επιθυμητή τιμή. Ο καταμεριστής τάσης που χρησιμοποιήθηκε εν προκειμένω, αποτελείται από τον οκταβάθμιο πυκνωτή κρούσης MICAFIL χωρητικότητας  $1600pF$  ανά βαθμίδα σε σειρά με πυκνωτή χαμηλής τάσης, “βαρελάκι” χωρητικότητας  $615nF$ . Ο λόγος καταμερισμού για χρήση  $n$  βαθμίδων της στήλης του πυκνωτή δίνεται από τη σχέση:

$$K = 1 + \frac{C_{bo}}{\frac{C_K}{n}}$$

Το καλώδιο μέτρησης που οδηγείται στο ψηφιακό σύστημα DiAS 733, έχει στην είσοδό του αντίσταση προσαρμογής  $75\Omega$ , ίση, με την κυματική αντίστασή του.



Εικόνα 5.4: Καταμεριστής τάσης στο εργαστήριο υψηλών τάσεων του Ε.Μ.Π.

## 5.6 Σπινθηριστής

Μια διάταξη δύο ηλεκτροδίων μέσα σε μονωτικό υλικό, συνήθως αέρα, καλείται σπινθηριστής. Τέτοιου είδους διατάξεις και αυθύπαρκτες είναι στις τεχνικές κατασκευές (π.χ. μεταλλικά τμήματα ηλεκτρικών μηχανών και συσκευών που βρίσκονται υπό τάση), αλλά και κατασκευάζονται εξειδικευμένα, δεδομένου ότι βρίσκουν πολλαπλές εφαρμογές στην τεχνολογία των υψηλών τάσεων. Συγκεκριμένα χρησιμοποιούνται:

- Για τη διεξαγωγή ερευνών και εξειδικευμένων δοκιμών στη διηλεκτρική αντοχή των διαφόρων μονωτικών υλικών.

- Σαν διατάξεις προστασίας έναντι υπερτάσεων των ηλεκτρικών μηχανών και άλλων συσκευών.
- Στη διεξαγωγή μετρήσεων υψηλών τάσεων.

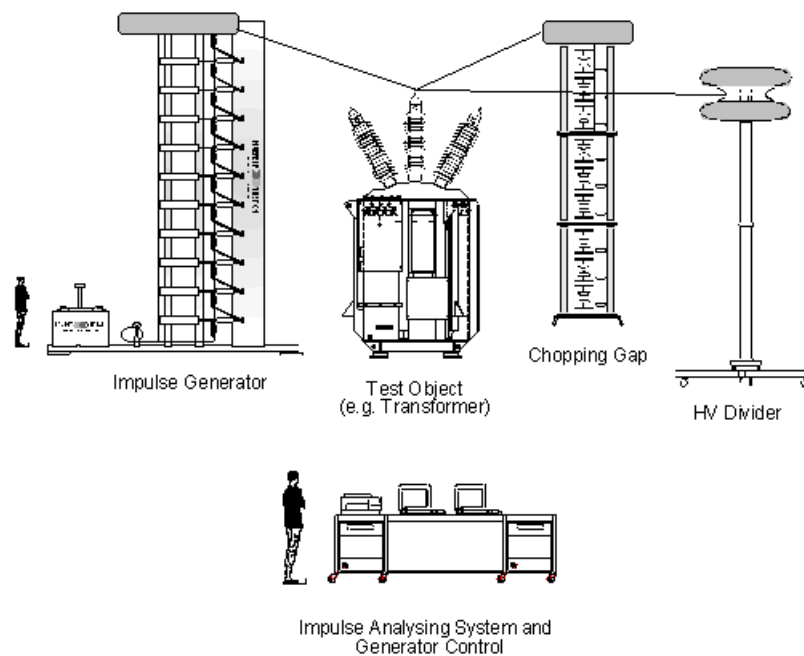
Βασικά διακρίνονται διάκενα ή σπινθηριστές ομοιογενούς και ανομοιογενούς ηλεκτροστατικού πεδίου. Στη διάταξη της παρούσας μελέτης χρησιμοποιήθηκε σπινθηριστής ανομοιογενούς πεδίου ακίδας-πλάκας. Η πλάκα είναι ορειχάλκινη διαστάσεων  $80 \times 80 \text{ cm}$ , ενώ σαν ηλεκτρόδια υψηλής τάσης χρησιμοποιήθηκαν δύο κυλινδρικές ράβδοι διαμέτρου  $16 \text{ mm}$  και  $22 \text{ mm}$  αντίστοιχα. Το κάτω άκρο των ράβδων είναι διαμορφωμένο σε κώνο γωνίας  $30^\circ$  και με ακτίνα καμπυλότητας  $r=1 \text{ mm}$ . Πριν από τη χρησιμοποίησή της η πλάκα καθαρίστηκε με ειδικό μείγμα για την απομάκρυνση τυχόντων λιπαρών ουσιών που θα αποτελούσαν ανεπιθύμητες επικαθήσεις. Στο κάτω μέρος της η πλάκα έχει ένα σταθερό σημείο γείωσης, δεδομένου ότι η πλάκα αποτελεί το γειωμένο ηλεκτρόδιο του σπινθηριστή. Τέλος ο σπινθηριστής τοποθετήθηκε μέσα στο θάλαμο ρυθμιζόμενων κλιματικών συνθηκών, ο οποίος περιγράφηκε στο κεφ.4.



Εικόνα 5.5: Διάταξη ηλεκτροδίων ακίδας-πλάκας στο θάλαμο εκκενώσεων

## 5.7 Ψηφιακό καταγραφικό σε σύστημα μέτρησης Υψηλών Κρουστικών Τάσεων

Ο εξοπλισμός της υψηλής τάσης στα ηλεκτρικά δίκτυα μεταφοράς και διανομής καταπονείται από δυο διαφορετικά είδη μεταβατικών υπερτάσεων: Υπερτάσεις που προκαλούνται από λειτουργικούς χειρισμούς στα δίκτυα και υπερτάσεις που προκαλούνται από ατμοσφαιρικές εκκενώσεις. Σε δοκιμές υψηλών τάσεων, αυτές οι καταπονήσεις εξομοιώνονται με διπλοεκθετικές κρουστικές τάσεις τυποποιημένου πλάτους και τυποποιημένων χρονικών παραμέτρων. Για την παραγωγή και μέτρηση αυτών των κυματομορφών σήμερα, χρησιμοποιούνται σύγχρονα συστήματα δοκιμών κρουστικών τάσεων.

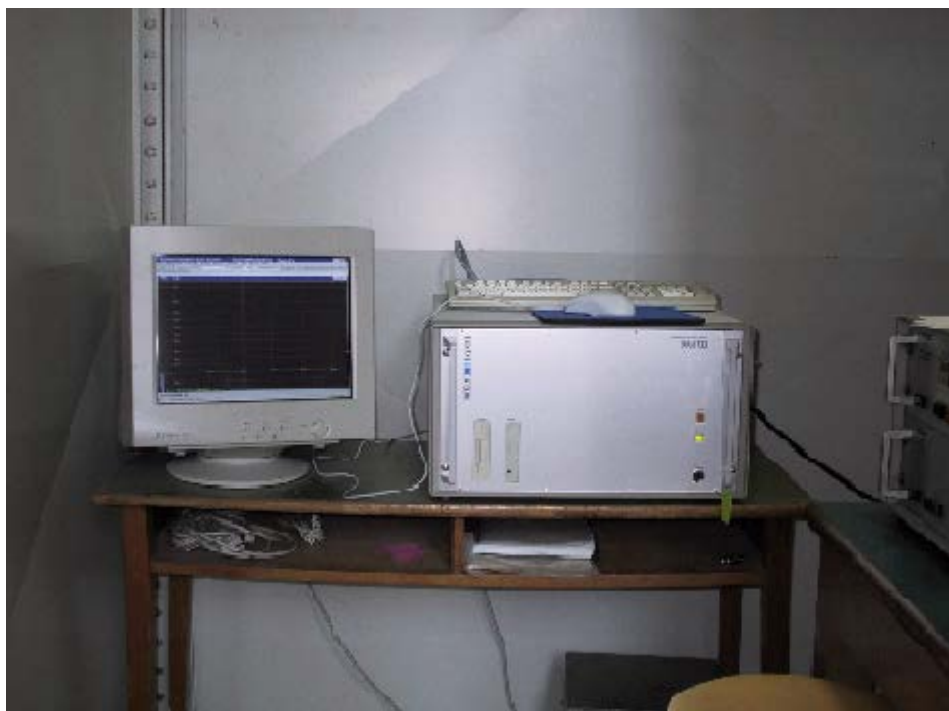


Σχήμα 5.5: Πλήρης διάταξη ενός συστήματος δοκιμών υψηλών κρουστικών τάσεων

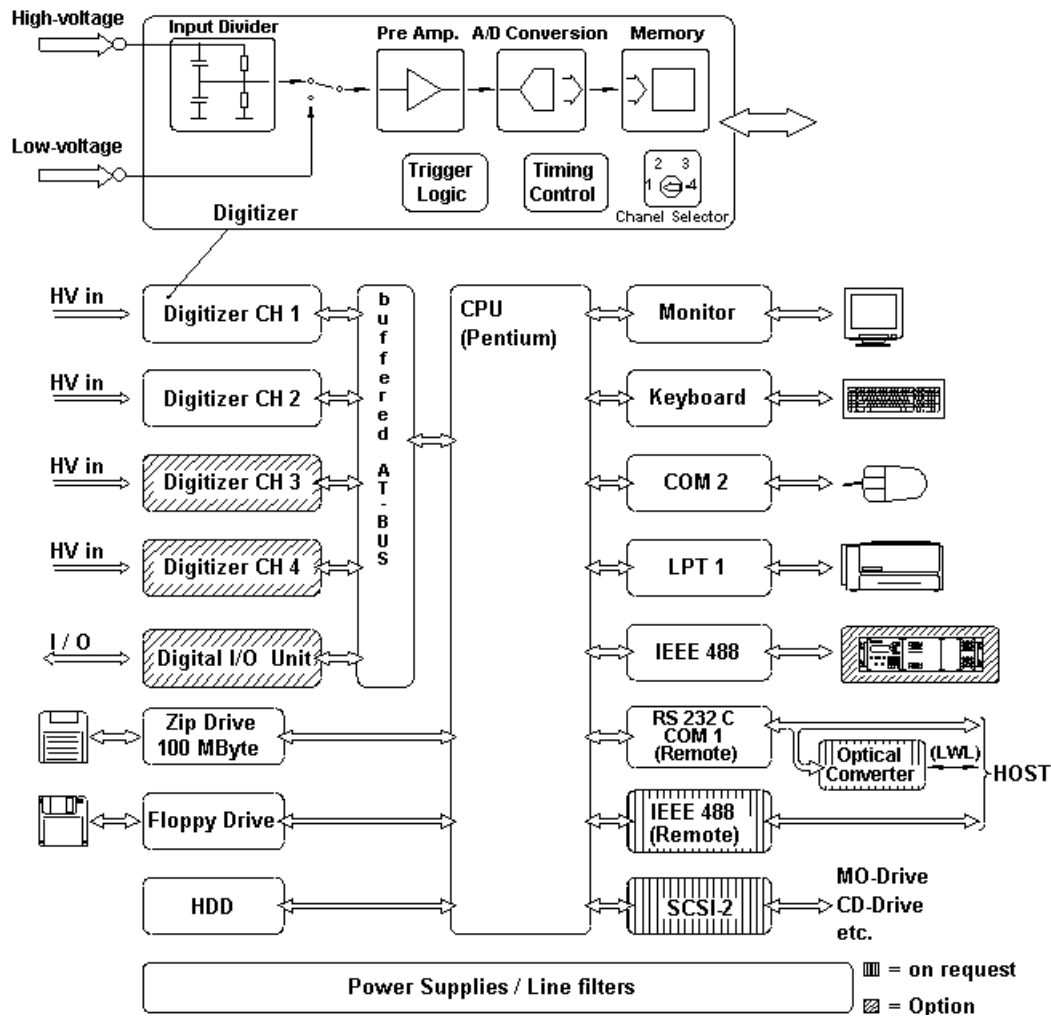
Το σύστημα μέτρησης κρουστικών τάσεων αποτελείται από ένα μετατροπέα, ένα καταμεριστή υψηλών τάσεων, ένα σύστημα μετάδοσης (π.χ. ένα καλώδιο) και ένα όργανο καταγραφής (π.χ. ένα ψηφιακό καταγραφικό). Το περιβάλλον μέσα στο οποίο λειτουργεί το σύστημα μέτρησης, η εγκατάσταση της γείωσης, καθώς και η παρουσία ισχυρών μεταβατικών ηλεκτρομαγνητικών πεδίων μπορούν να επηρεάσουν σημαντικά την απόδοση, την ακρίβεια και την αξιοπιστία του. Ως εκ τούτου, θα πρέπει κάθε φορά να λαμβάνονται ιδιαίτερα μέτρα για την

εξασφάλιση της αξιόπιστης λειτουργίας και της ακρίβειας τέτοιων συστημάτων. Σε πολλές δοκιμές συνεκτιμώνται κάποιες ειδικές απαιτήσεις ακρίβειας μόνο για τις παραμέτρους των παλμών, οι οποίες περιγράφονται στα διεθνή πρότυπα IEC 60 και IEC 1083. Για δοκιμές οι οποίες απαιτούν σύγκριση των καταγραφομένων μεγεθών, η ανάλυση και η απόκριση του καταγραφικού θα πρέπει να πληρούν ειδικές προδιαγραφές για να ανιχνεύονται εύκολα οι μικρές αποκλίσεις των καταγραφομένων μεγεθών τάσης και ρεύματος. Οι πιο υψηλές απαιτήσεις τίθενται στο σύστημα μέτρησης, σε περιπτώσεις μετρήσεων αναφοράς για καλιμπράρισμα και για σύγχρονες μεθόδους διάγνωσης.

Ένα τέτοιο σύστημα είναι το DiAS 733 (Digital Impulse Analysing System) που χρησιμοποιείται στο εργαστήριο Υψηλών Τάσεων του Ε.Μ.Π. Με αυτό το σύστημα δίνεται μια νέα διάσταση στην απόδοση, την ευελιξία, την ποιότητα και την αξιοπιστία των συστημάτων μέτρησης και καταγραφής. Η δομή του συστήματος DiAS 733 δύο καναλιών αποτυπώνεται από το ακόλουθο μπλοκ διάγραμμα:



Εικόνα 5.6: Σύστημα μέτρησης και καταγραφής DiAS 733



Σχήμα 5.6: Μπλοκ διάγραμμα του συστήματος DiAS 733

## 5.8 Θωρακισμένος θάλαμος

Ο θωρακισμένος θάλαμος δεν είναι τίποτε άλλο από ένα κλωβό Faraday κατασκευής SIEMENS, εφοδιασμένος με αντιπαρασιτικό φίλτρο, μεταλλικά πλέγματα στο παράθυρο που διαθέτει, θωρακισμένη πόρτα και ειδικά αντιπαρασιτικά κανάλια διέλευσης των καλωδίων που έρχονται από τις περιφερειακές διατάξεις, για την αποφυγή επιδράσεων από εξωτερικά ηλεκτρομαγνητικά πεδία. Στο εσωτερικό του είναι τοποθετημένο το σύστημα μέτρησης και καταγραφής που περιγράφηκε στην προηγούμενη παράγραφο.



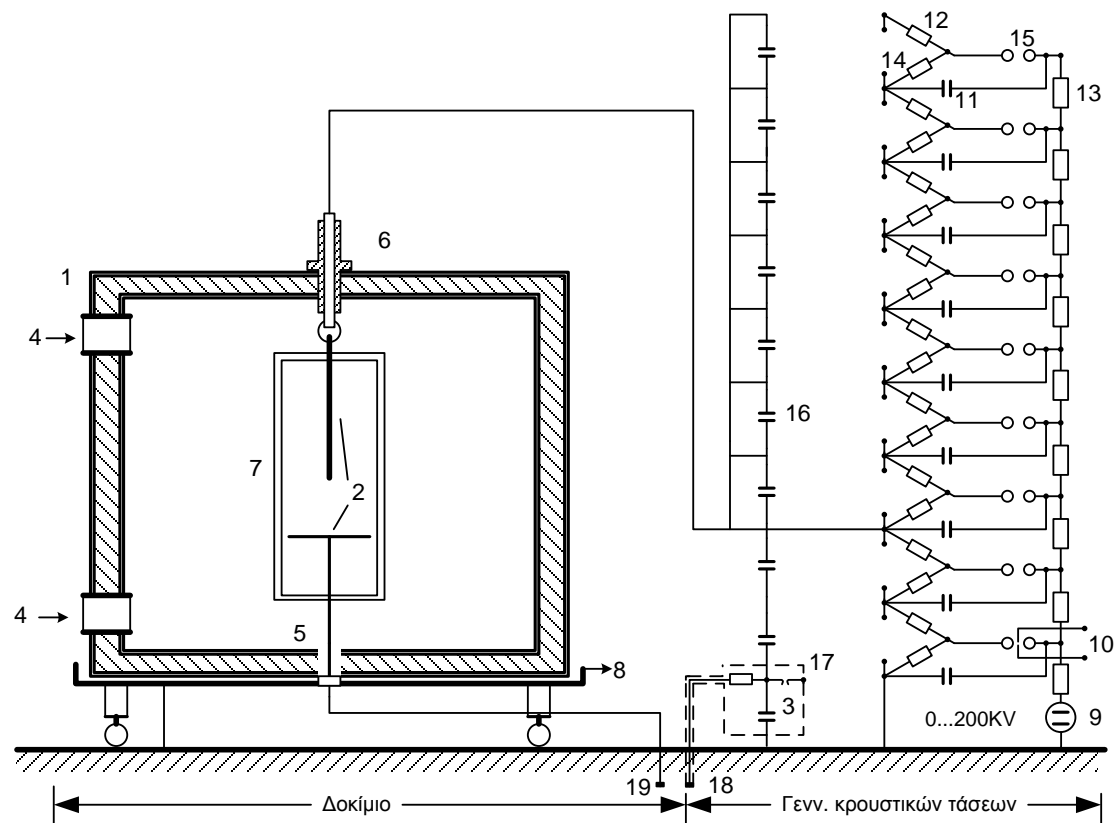
Εικόνα 5.7: Θωρακισμένος θάλαμος Siemens

## 5.9 Συνολική παρουσίαση της πειραματικής διάταξης

Για να γίνει καλύτερα κατανοητός ο τρόπος με τον οποίο συνδέονται μεταξύ τους και λειτουργούν οι παραπάνω διατάξεις, παρουσιάζονται τα σχήματα 5.7 και 5.8.

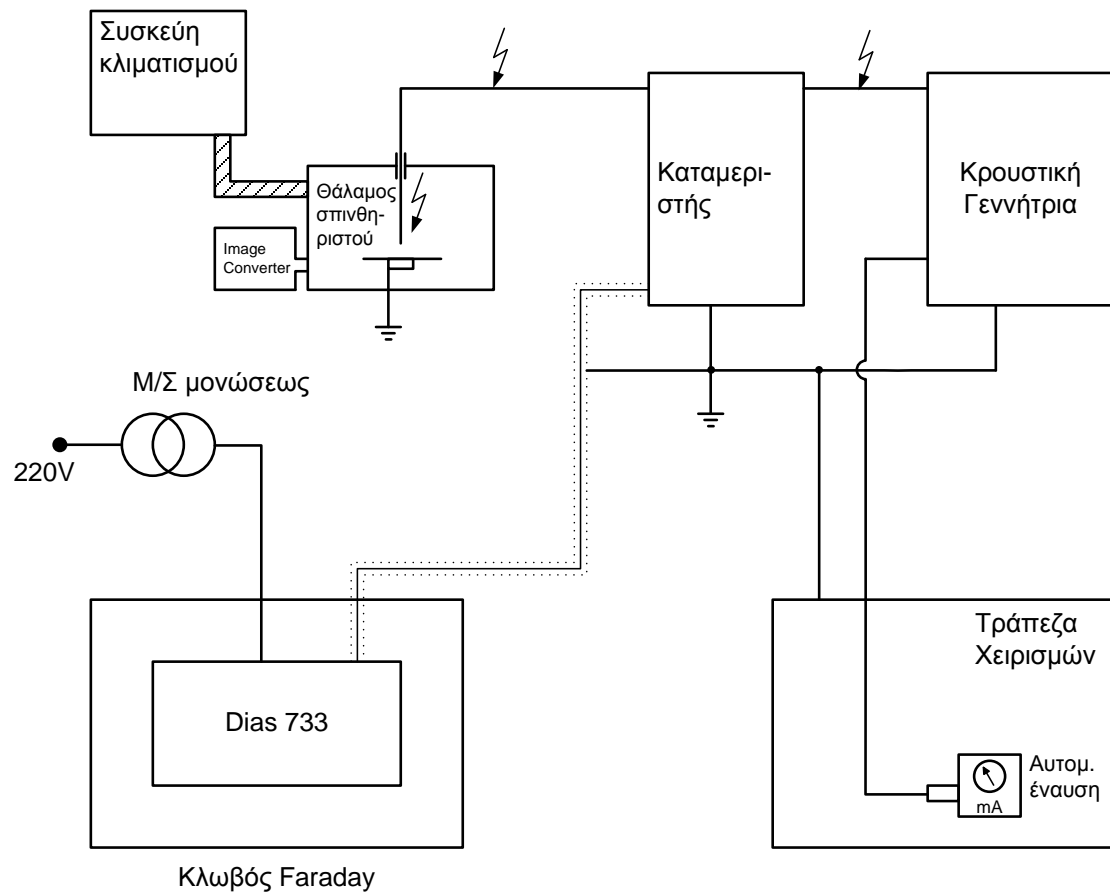
Στο σχήμα 5.7 απεικονίζονται σε κατακόρυφη τομή η κρουστική γεννήτρια, ο θάλαμος κλιματισμού και το δοκίμιο. Γίνονται επίσης εμφανείς και διάφορες κατασκευαστικές λεπτομέρειες (δομή του θαλάμου κλιματικών συνθηκών, τρόπος λήψης των προς μέτρηση σημάτων της τάσης κ.α.). Ένα άλλο πιο ολοκληρωμένο σχήμα που δείχνει τη μεταξύ τους διασύνδεση είναι το σχήμα 5.8.





Σχήμα 5.7: Συνολική πειραματική διάταξη

- |                                       |                           |
|---------------------------------------|---------------------------|
| 1. Θάλαμος εκκενώσεων                 | 11. Πυκνωτής φορτίσεως    |
| 2. Δοκίμιο (ακίδα-πλάκα)              | 12. Αντίσταση μετώπου     |
| 3. Σπινθηριστής προστασίας            | 13. Αντίσταση φορτίου     |
| 4. Αεραγωγοί εισροής-εκροής αέρα      | 14. Αντίσταση εκφορτίσεως |
| 5. Μονωτήρας διελεύσεως χαμηλής τάσης | 15. Σπινθηριστής σφαιρών  |
| 6. Μονωτήρας διελεύσεως υψηλής τάσης  | 16. Καταμεριστής τάσης    |
| 7. Παράθυρο                           | 17. Στοιχείο μέτρησης     |
| 8. Μεταλλικός φορέας                  | 18. Προς σύστημα μέτρησης |
| 9. Γεννήτρια υψηλής συνεχούς τάσης    | 19. Γείωση                |
| 10. Βοηθητικός σπινθηριστής έναυσης   |                           |



Σχήμα 5.8: Διάγραμμα πειραματικής διάταξης

## Κεφάλαιο 6

### ΠΕΙΡΑΜΑΤΑ

*The most important in science is not to ask “why”, but “how” things function.*

*David Hume*

#### 6.1 Μορφή της κρουστικής τάσης

Έχει ήδη αναφερθεί στα προηγούμενα κεφάλαια ότι, στα πλαίσια της παρούσας εργασίας για τη μελέτη της ηλεκτρικής διάσπασης διακένων αέρα χρησιμοποιήθηκαν κρουστικές τάσεις μικρής διάρκειας (κεραυνικές υπερτάσεις) και θετικής πολικότητας. Έπρεπε λοιπόν αρχικά και με βάση τον εξοπλισμό του εργαστηρίου, να υπολογισθεί μια κατάλληλη μορφή τάσης που θα χρησιμοποιείτο στη συνέχεια. Ύστερα από αρκετούς συνδυασμούς και δοκιμές, αποφασίστηκε να χρησιμοποιηθούν οι δύο πρώτες βαθμίδες της οκταβάθμιας κρουστικής γεννήτριας του εργαστηρίου. Σύμφωνα με τους συμβολισμούς του σχήματος 5.4, οι τιμές των αντιστάσεων που χρησιμοποιήθηκαν ανά βαθμίδα είναι:

$$R_{di}=460\Omega//460\Omega=230\Omega$$

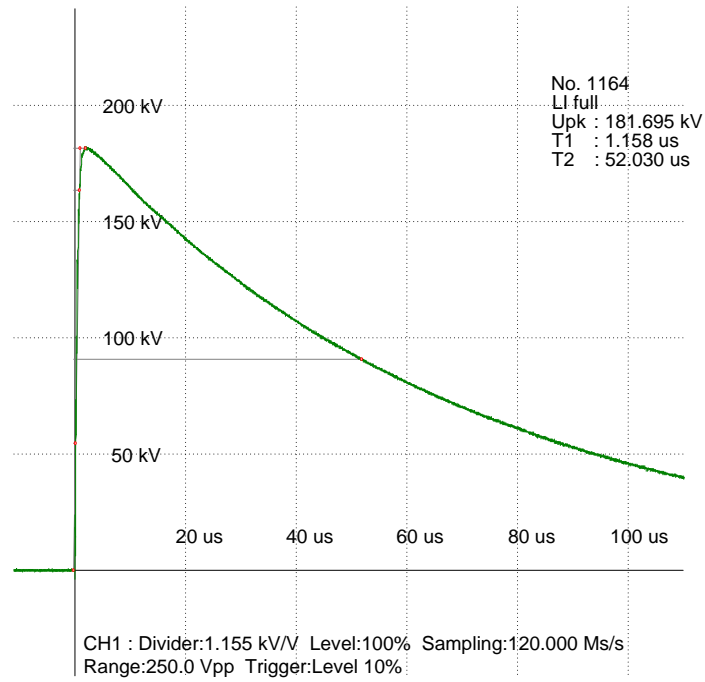
$$R_{bi}=2300\Omega//2300\Omega//2300\Omega=656\Omega$$

$$R_{Li}=65k\Omega//27k\Omega//27k\Omega=11,5k\Omega$$

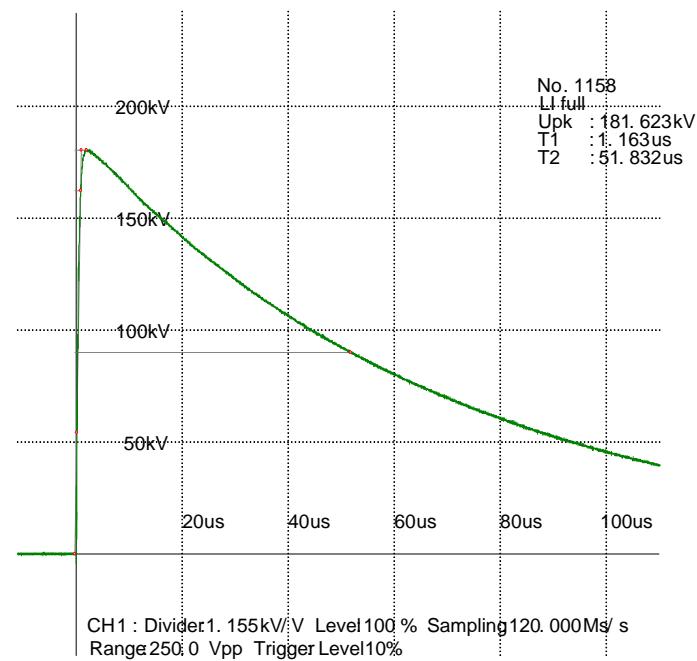
Ο εν παραλλήλω συνδυασμός των αντιστάσεων πραγματοποιείται λόγω της αναμενόμενης μεγάλης καταπόνησης ισχύος που δέχονται κατά την παραγωγή των κρουστικών τάσεων.

Ο πυκνωτής εκφορτίσεως  $C_{bo}$  έχει συνολική τιμή  $615nF$  στην παρούσα διάταξη, ενώ οι πυκνωτές  $C_{Si}$ , είναι ίσοι μεταξύ τους και έχουν τιμή  $0,1\mu F$ .

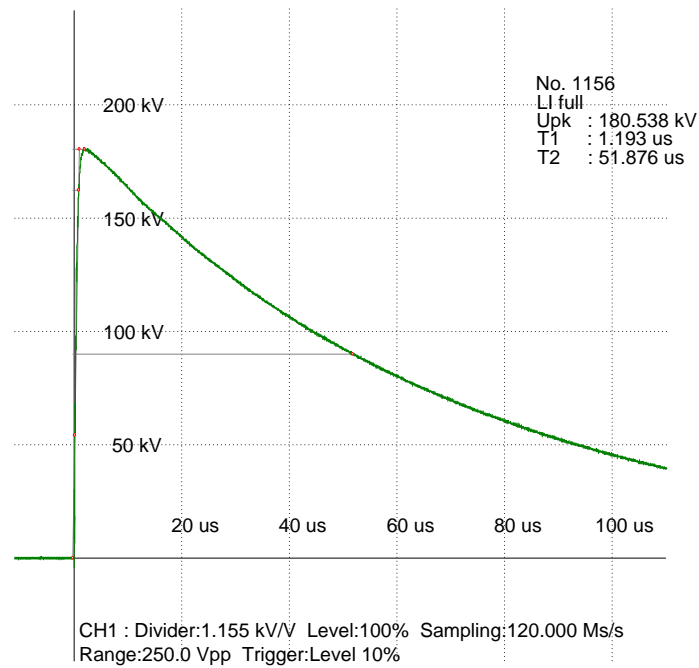
Η μορφή της κρουστικής τάσης, που δίνει η γεννήτρια με αυτά τα χαρακτηριστικά, εικονίζεται στα ακόλουθα παλμογραφήματα (σχ.6.1-6.4) που ελήφθησαν μέσω του DiAS 733. Επειδή η χωρητικότητα του σπινθηριστή πιθανόν να επηρέαζε κάπως τη μορφή της τάσης, ελήφθησαν παλμογραφήματα χωρίς το δοκίμιο (σχ.6.1 και 6.2) και με το δοκίμιο (σχ.6.3 και 6.4).



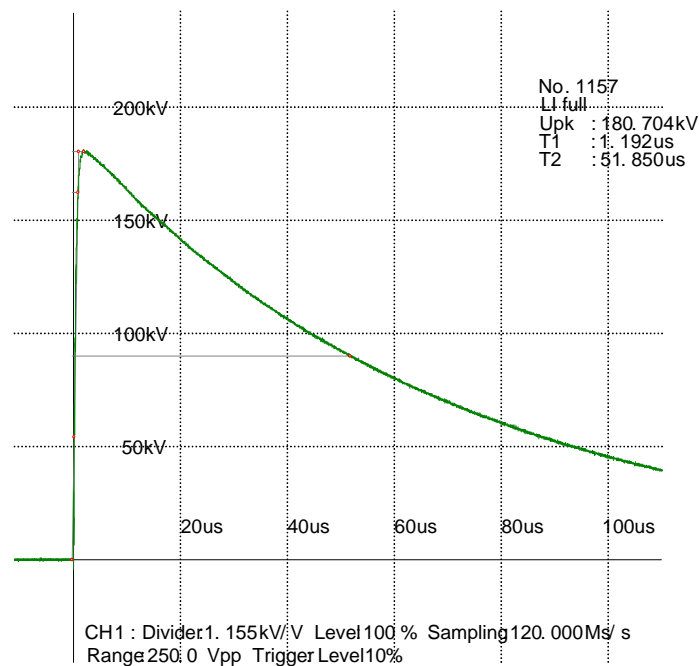
Σχήμα 6.1: Καθορισμός της μορφής της τάσης χωρίς το δοκίμιο



Σχήμα 6.2: Καθορισμός της μορφής της τάσης χωρίς το δοκίμιο



Σχήμα 6.3: Καθορισμός της μορφής της τάσης με το δοκίμιο



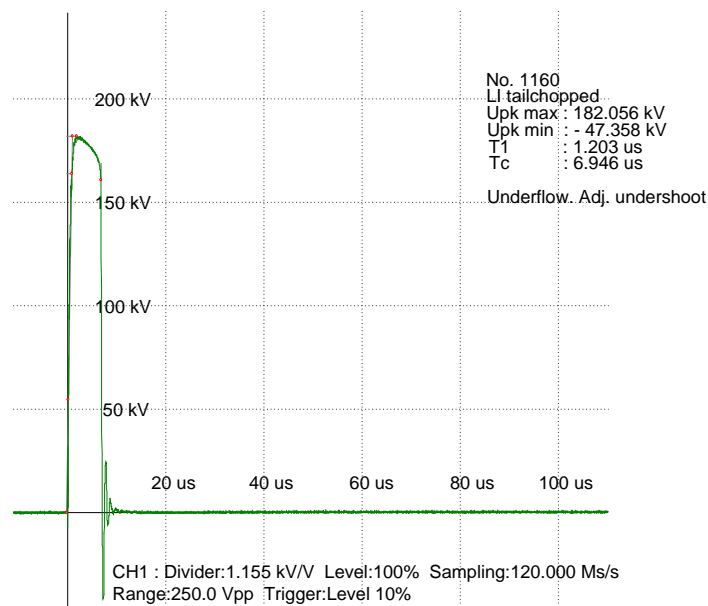
Σχήμα 6.4: Καθορισμός της μορφής της τάσης με το δοκίμιο

Λόγω της αυτόματης ψηφιακής επεξεργασίας που εκτελεί το αντίστοιχο πρόγραμμα του DiAS 733, οι τιμές των  $T_{\mu}$  και  $T_n$  της εκάστοτε κρουστικής τάσης δοκιμής εμφανίζονται στο παλμογράφημά της, όπως φαίνεται στα ανωτέρω σχήματα. Με αυτόν τον τρόπο έχουμε τις

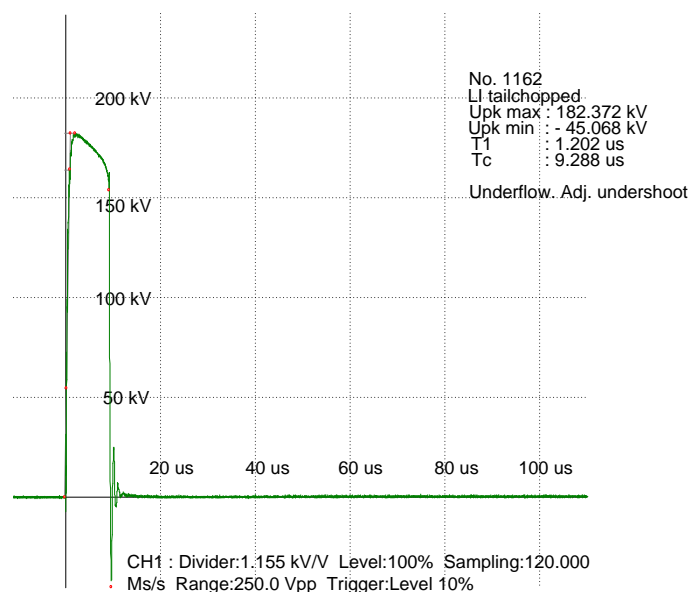
χαρακτηριστικές χρονικές στιγμές της κάθε κρουστικής τάσης, που παράγει η γεννήτρια, χωρίς να χρειάζεται η γραφική εύρεσή τους από τα παλμογραφήματα. Επίσης, από τα ανωτέρω σχήματα παρατηρείται ότι οι τιμές των  $T_{\mu}$  και  $T_n$  βρίσκονται εντός των ορίων που ορίζουν οι διεθνείς κανονισμοί για το χρόνο μετώπου και χρόνο ημίσεως εύρους κύματος της κρουστικής 1,2/50 και οι οποίες είναι  $\pm 30\%$  και  $\pm 20\%$  αντίστοιχα.

Από τα σχήματα 6.1 και 6.2, όπου δεν είναι συνδεδεμένο το δοκίμιο, αλλά και από τα 6.3 και 6.4 με τη σύνδεση του δοκιμίου (ακίδα-πλάκα με  $d=30cm$ ,  $r=1mm$ ,  $\Phi 16$ ) παρατηρείται ότι η μορφή της τάσης παραμένει η ίδια, με ελάχιστες αποκλίσεις του ενός σχήματος από το άλλο ως προς το *peak* της κυματομορφής ( $181\pm 1kV$ ) και τους χρόνους  $T_{\mu}$  και  $T_n$ .

Ενδεικτικά και για λόγους πληρότητας παρατίθενται ακολούθως και δύο παλμογραφήματα της διάσπασης του διακένου αέρα υπό την προαναφερθείσα κρουστική τάση:



Σχήμα 6.5: Διάσπαση δοκιμίου



Σχήμα 6.6: Διάσπαση δοκιμίου

## 6.2 Πειραματικός προσδιορισμός της $U_{50}$

Κατά τον καθορισμό της τάσης διάσπασης ενός δοκιμίου στον τομέα των υψηλών τάσεων, αρχικά προσδιορίζεται η ονομαζόμενη συνάρτηση συμπεριφοράς, δηλαδή η εξάρτηση της πιθανότητας διάσπασης από τη μέγιστη τιμή της κρουστικής τάσης. Προϋπόθεση εφαρμογής αυτής της μεθόδου είναι ότι κάθε κρούση τάσης αντιμετωπίζει στο προς διάσπαση διάκενο τις ίδιες συνθήκες. Για διάκενα αέρα η προϋπόθεση αυτή πληρούται μέχρι μιας συχνότητας κρούσεων το πολύ 10/min. Οι μετρήσεις του παρόντος πειράματος έχουν συχνότητα περίπου 2 κρούσεις/min. Από τη συνάρτηση συμπεριφοράς υπολογίζεται κατά κανόνα η  $U_{50}$ . Η έννοια αυτής είναι ότι οι μισοί από τους επιβληθέντες κρουστικούς παλμούς οδηγούν σε διάσπαση του δοκιμίου. Σαν επιπλέον στοιχείο στην περαιτέρω αξιολόγηση της διηλεκτρικής αντοχής ενός διακένου αέρα χρησιμοποιείται και η τυπική απόκλιση της τιμής της  $U_{50}$ .

Ο προσδιορισμός της  $U_{50}$  απαιτεί τη γνώση της μέγιστης τιμής  $U_k$  της κρουστικής τάσης που προκάλεσε τη διάσπαση σε ένα διάκενο και όχι τη γνώση της τιμής  $U_B$  υπό την οποία επήλθε η εν λόγω διάσπαση. Χάρη στο ψηφιακό σύστημα καταγραφής η τιμή  $U_k$  εμφανίζεται αυτόματα στο παλμογράφημα, δίχως να είναι αναγκαία η χρήση οργάνου μεγίστου και η

χρήση οργάνου, επί της τράπεζας χειρισμών, για τη μέτρηση της συνεχούς τάσης φορτίσεως της γεννήτριας, όπως γινόταν παλιότερα.

Συγκεκριμένα, μια ορισμένη κρουστική τάση, παραγόμενη υπό σταθερή συνεχή τάση φορτίσεως ανά βαθμίδα, επιβάλλεται στο υπό εξέταση διάκενο περίπου είκοσι φορές και εξετάζεται σε πόσες από αυτές τις φορές επήλθε διάσπαση του διακένου. Προκύπτει έτσι ένα εκατοστιαίο ποσοστό διάσπασης για την εν λόγω τάση. Η όλη διαδικασία επαναλήφθηκε για ένα ευρύ φάσμα τιμών, ώστε το πείραμα να εντοπίζει αρκετά εκατοστιαία ποσοστά διάσπασης και η χάραξη των αντιστοίχων γραφικών παραστάσεων να γίνεται με όσο το δυνατόν καλύτερη ακρίβεια και αξιοπιστία. Ειδικότερα, για τάσεις των οποίων το ποσοστό διάσπασης ήταν μικρότερο του 10%-15% ή μεγαλύτερο του 95% έως και 100%, η επιβολή τους στο διάκενο δε γινόταν πολλές φορές. Στόχος μας ήταν η όσο το δυνατόν καλύτερη προσέγγιση των  $U_{30}$ ,  $U_{50}$  και  $U_{90}$ . Όταν οι δοκιμές πλησίαζαν κοντά σε αυτές τις τιμές, οι παραπλήσιες τάσεις επιβάλλονταν στο διάκενο είκοσι ή και περισσότερες φορές. Οι με αυτόν τον τρόπο λαμβανόμενες τιμές τάσης και τα αντίστοιχα εκατοστιαία ποσοστά τους τίθενται σε οριζόντιο και κατακόρυφο άξονα αντιστοίχως και από τα διαγράμματα που προκύπτουν προσδιορίζεται με ακρίβεια η τιμή της  $U_{50}$ . Γι' αυτό το λόγο, όσο περισσότερες τάσεις δοκιμάζονται με τα αντίστοιχα ποσοστά τους τόσο πιο μεγάλη ακρίβεια έχουμε στο διάγραμμα κατανομής των πιθανοτήτων, οπότε και στην εύρεση της  $U_{50}$ . Οι πίνακες τιμών στους οποίους καταχωρούνται τα αποτελέσματα των μετρήσεων της παρούσας διπλωματικής εργασίας καθώς και τα διαγράμματα που προκύπτουν από αυτές, για σταθερή υγρασία  $11g/m^3$ , μήκη διακένων  $20cm$  και  $30cm$  και ακίδες  $r=1mm$ ,  $\Phi 16$  και  $\Phi 22$ , παρατίθενται ακολούθως:



$U$ [kV]	ΝΑΙ	ΟΧΙ	$P(U)$ [%]
130	0	25	0
131	3	22	12
132	4	21	16
133	7	18	28
134	8	17	32
135	9	16	36
136	11	14	44
137	14	11	56
138	17	8	68
139	20	5	80
140	24	1	96
141	25	0	100

Πίνακας 6.1: Δοκίμιο  $d=20cm$ ,  $r=1mm$  Φ16 για  $\varphi=11g/m^3$ 

$U$ [kV]	ΝΑΙ	ΟΧΙ	$P(U)$ [%]
135	0	25	0
136	4	21	16
137	5	20	20
138	7	18	28
139	10	15	40
140	11	14	44
141	14	11	56
142	17	8	68
143	20	5	80
144	25	0	100

Πίνακας 6.2: Δοκίμιο  $d=20cm$ ,  $r=1mm$  Φ22 για  $\varphi=11g/m^3$ 

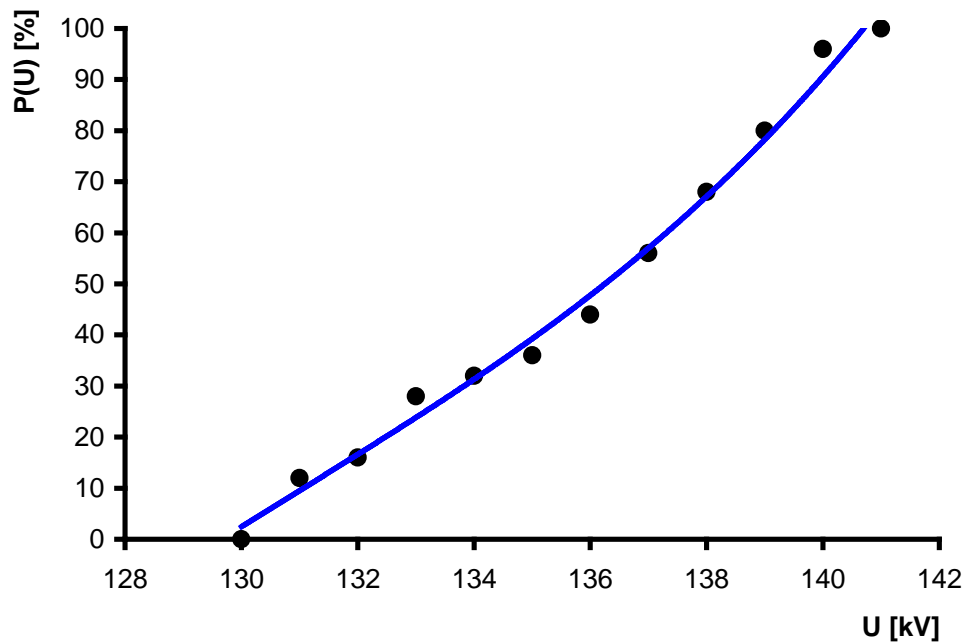
$U$ [kV]	ΝΑΙ	ΟΧΙ	$P(U)$ [%]
177	0	25	0
178	2	23	8
179	5	20	20
180	6	19	24
181	9	16	36
182	12	13	48
183	19	6	76
184	23	2	92
185	24	1	96
186	25	0	100

Πίνακας 6.3: Δοκίμιο  $d=30cm$ ,  $r=1mm$  Φ16 για  $\varphi=11g/m^3$

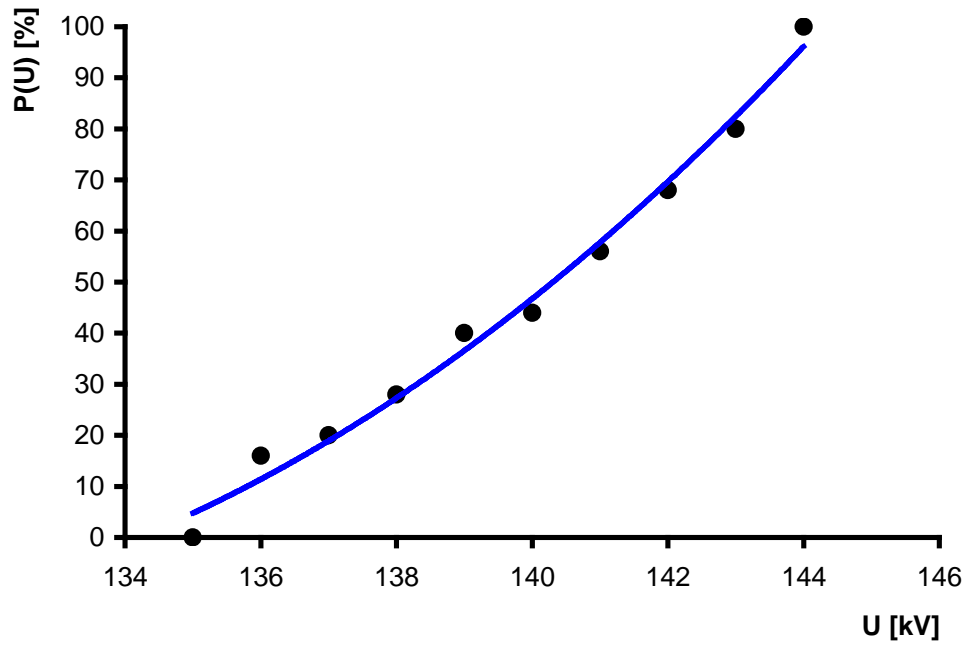
$U$ [kV]	ΝΑΙ	ΟΧΙ	$P(U)$ [%]
180	0	25	0
181	3	22	12
182	7	18	28
183	8	17	32
184	11	14	44
185	15	10	60
186	19	6	76
187	20	5	80
188	23	2	92
189	25	0	100

Πίνακας 6.4: Δοκίμιο  $d=30cm$ ,  $r=1mm$   $\Phi 22$  για  $\varphi=11g/m^3$

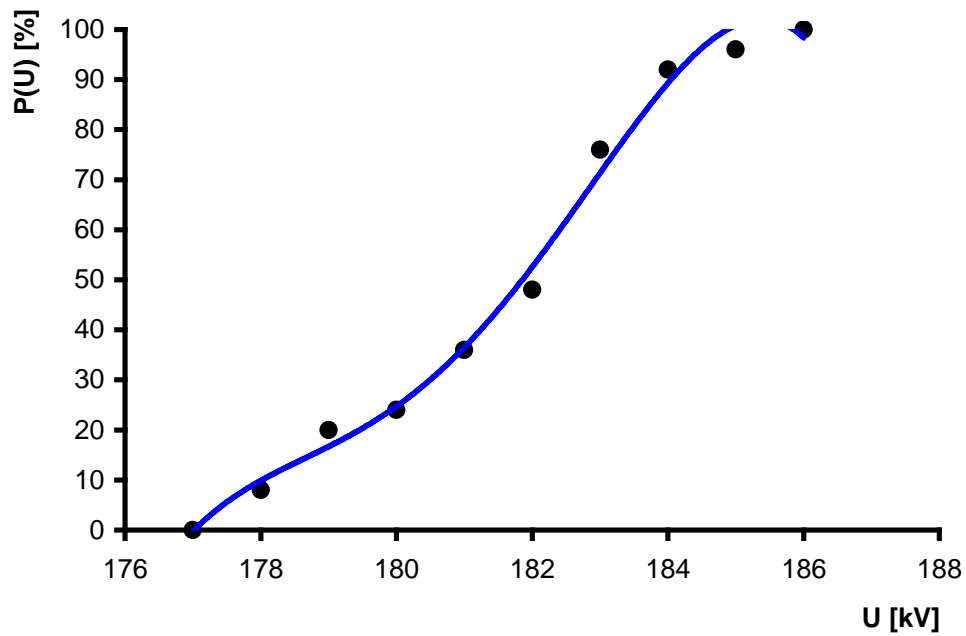
Οι γραφικές παραστάσεις που προκύπτουν από τα παραπάνω είναι οι εξής:



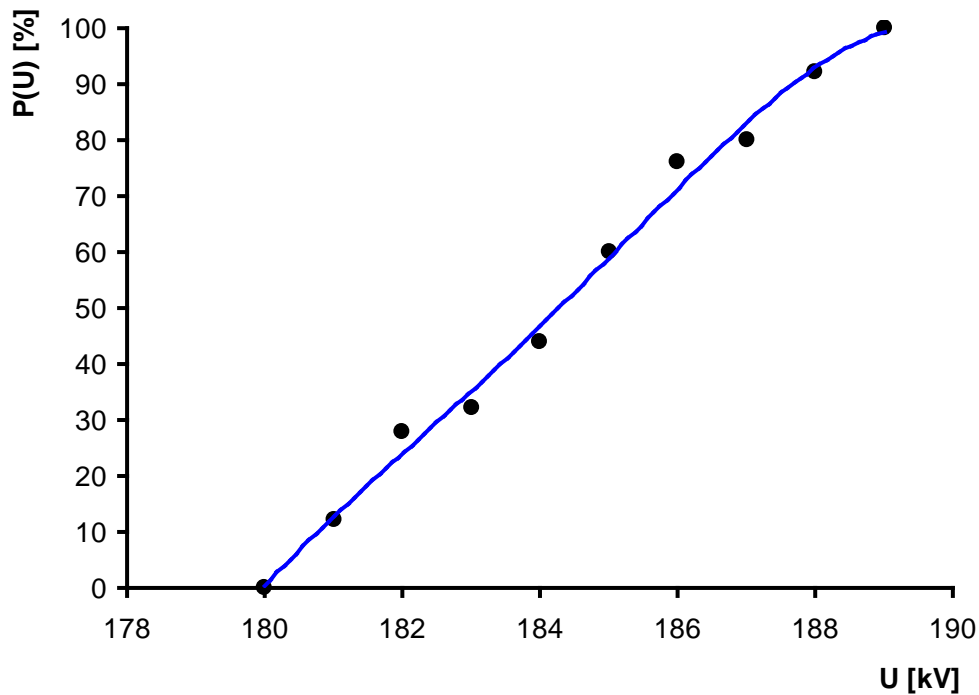
Σχήμα 6.7: Εύρεση της  $U_{50}$  ( $d=20cm$ ,  $r=1mm$   $\Phi 16$ ,  $\varphi=11g/m^3$ )



Σχήμα 6.8: Εύρεση της  $U_{50}$  ( $d=20cm$ ,  $r=1mm$  Φ22,  $\varphi=11g/m^3$ )



Σχήμα 6.9: Εύρεση της  $U_{50}$  ( $d=30cm$ ,  $r=1mm$  Φ16,  $\varphi=11g/m^3$ )



Σχήμα 6.10: Εύρεση της  $U_{50}$  ( $d=30cm$ ,  $r=1mm$   $\Phi 22$ ,  $\varphi=11g/m^3$ )

Από τα ανωτέρω διαγράμματα προσδιορίζεται η τιμή της  $U_{50}$  καθώς και η τιμή της  $U_{16}$ , διότι από αυτή προκύπτει η τυπική απόκλιση της  $U_{50}$  κάθε περίπτωσης, ως η διαφορά:

$$S(kV)=U_{50}(kV)-U_{16}(kV) \quad (6.1)$$

Επίσης υπολογίζεται η σχετική τυπική απόκλιση  $S_r(\%)$ , καθώς και η περιοχή αξιοπιστίας 95%, που ορίζεται ως η περιοχή τιμών μέσα στην οποία, η πιθανότητα να βρίσκεται η  $U_{50}$  είναι 95%. Η περιοχή αξιοπιστίας προσδιορίζεται από τη σχέση:

$$\text{Περιοχή αξιοπιστίας} = U_{50} \pm t \frac{S}{\sqrt{n}} \quad (6.2)$$

Για  $n=20$  (κατά μέσο όρο ο αριθμός των μετρήσεων) και πιθανότητα επιτυχίας 95%, ο συντελεστής  $t$  λαμβάνει την τιμή 2,09.

Στη βιβλιογραφία αναφέρεται [1.3],[2.1], ότι η τάση διάσπασης  $U_{50}$  ενός συγκεκριμένου διακένου μένει σταθερή, καθώς αυξάνει η ακτίνα καμπυλότητας της ακίδας Υ.Τ. από μηδενικές τιμές μέχρι μιας τιμής  $R_C$ , χαρακτηριστικής για κάθε διάκενο. Αυτή η τιμή της  $R_C$  ονομάζεται κρίσιμη ακτίνα του ηλεκτροδίου και προκύπτει από τη σχέση:

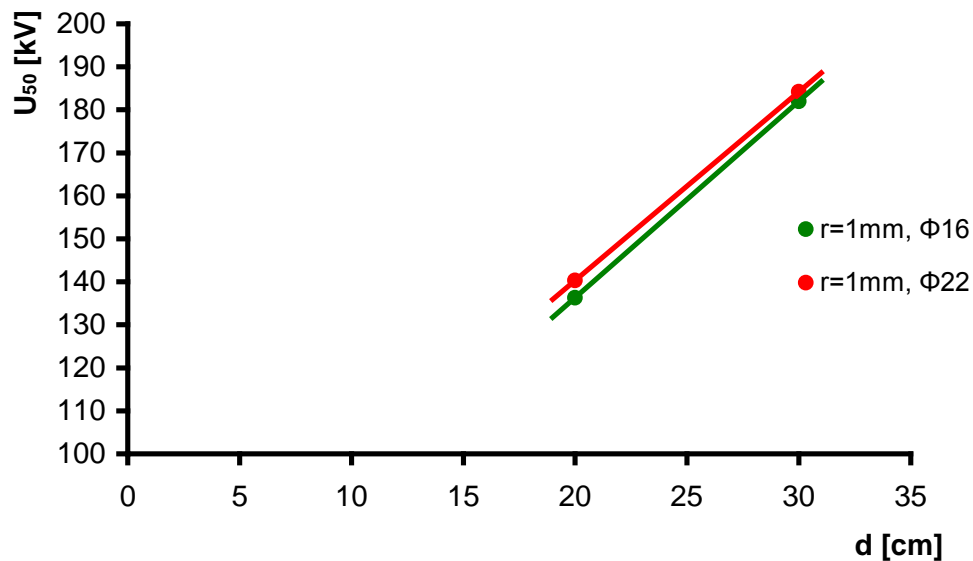
$$U_{50}(MV)=5,4488R_C (m) \quad (6.3)$$

Οι υπολογισθείσες τιμές των ανωτέρω μεγεθών καταχωρούνται στον ακόλουθο πίνακα τιμών:

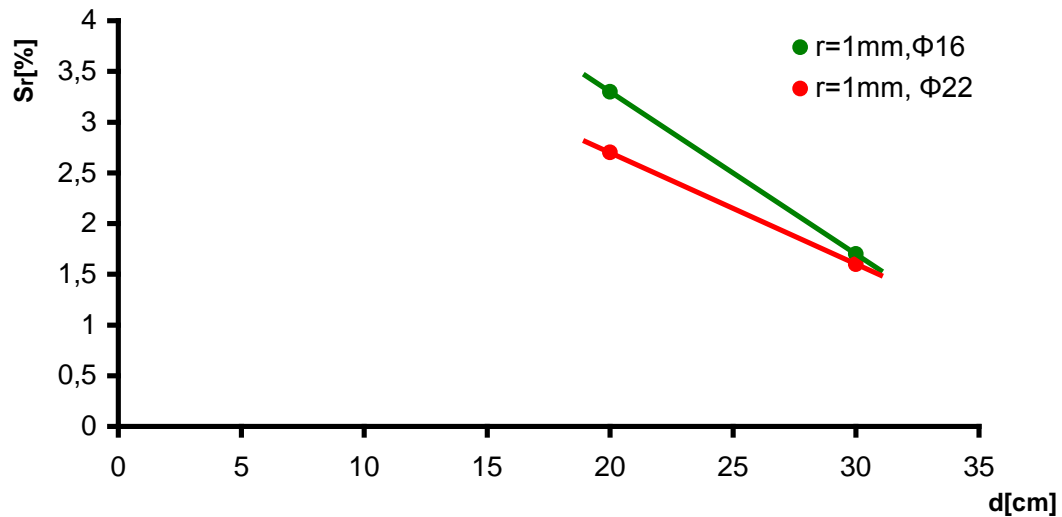
Δοκίμιο	$U_{50}$ (kV)	S(kV)	$S_r$ (%)	Περιοχή αξιοπιστίας 95% (kV)	Κρίσιμη ακτίνα $R_C$ (mm)
20cm – 1mm Φ16	136,3	4,5	3,3	136,3 ±2,1	25,0
20cm – 1mm Φ22	140,3	3,8	2,7	140,3±1,78	26,0
30cm – 1mm Φ16	182	3,1	1,7	182,0±1,45	33,4
30cm – 1mm Φ22	184,2	3,0	1,6	184,2±1,4	33,8

Πίνακας 6.5

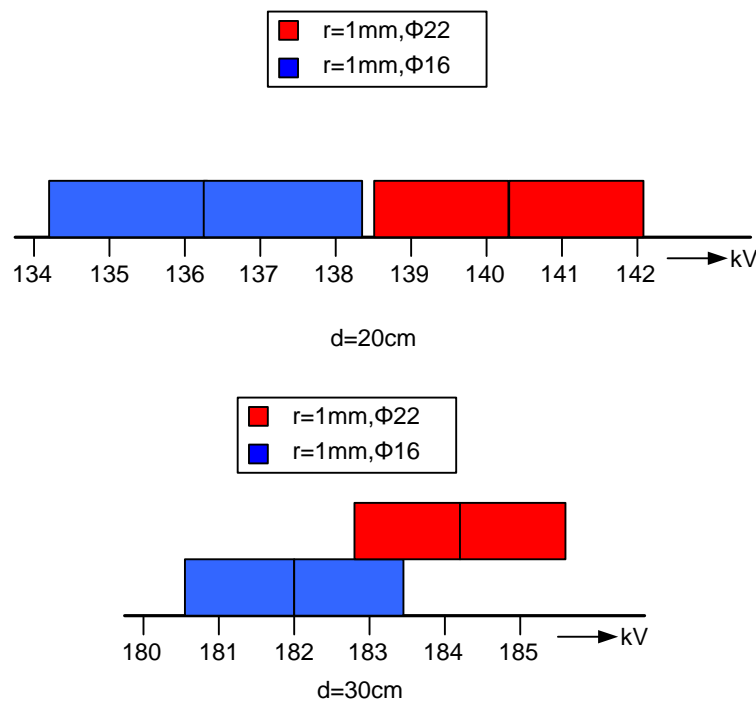
Για μια πιο εποπτική εικόνα των μεταβολών των μεγεθών χαράσσονται τα ακόλουθα διαγράμματα, με βάση τις τιμές του πίνακα 6.5:



Σχήμα 6.11: Μεταβολή της  $U_{50}$  συναρτήσει του διακένου  $d$  του σπινθηριστή ( $r=1mm, \Phi 16$  και  $r=1mm, \Phi 22$ )



Σχήμα 6.12: Μεταβολή της  $S_r$  συναρτήσει του διακένου  $d$  του σπινθηριστή ( $r=1mm, \Phi 16$  και  $r=1mm, \Phi 22$ )



Σχήμα 6.13: Περιοχές αξιοπιστίας 95% των τάσεων διάσπασης  $U_{50}$  του πίνακα 6.1 για μήκος διακένου 20cm και 30cm.

Επίσης αναφέρεται στη σχετική βιβλιογραφία [1.1],[1.2],[2.1] ότι, για διάκενα αέρα μικρότερα των 5m, η υγρασία δεν έχει ουδεμία επίδραση στην τάση διάσπασης. Προς έρευνα τούτου, πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο η ανωτέρω περιγραφείσα διαδικασία για διάκενο  $d=30cm$ , με

ακίδα  $r=1mm$   $\Phi 22$  και για τιμές απόλυτης υγρασίας  $6g/m^3$ ,  $8g/m^3$  και  $15g/m^3$  (η  $U_{50}$  για υγρασία  $11g/m^3$  έχει ήδη προσδιορισθεί από τις προηγούμενες μετρήσεις). Οι πίνακες τιμών και τα διαγράμματα που προκύπτουν από τις μετρήσεις του πειράματος παρατίθενται ακολούθως:

$U$ [kV]	ΝΑΙ	ΟΧΙ	$P(U)$ [%]
178	0	25	0
179	2	23	8
180	6	19	24
181	8	17	32
182	11	14	44
183	14	11	56
184	18	7	72
185	21	4	84
186	24	1	96
187	25	0	100

Πίνακας 6.6: Δοκίμιο  $d=30cm$ ,  $r=1mm$   $\Phi 22$  για  $\varphi=6g/m^3$

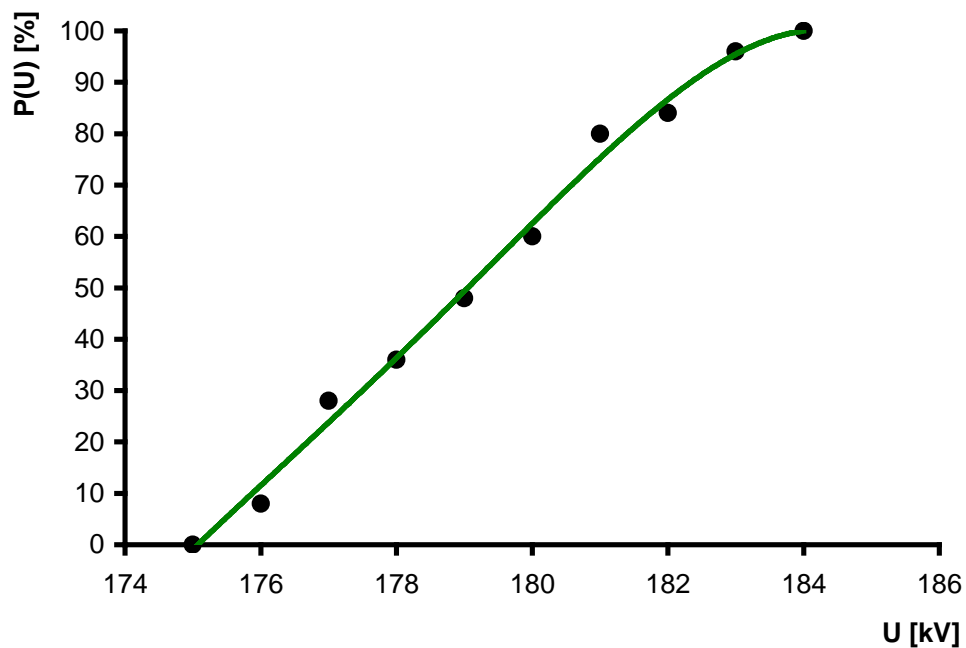
$U$ [kV]	ΝΑΙ	ΟΧΙ	$P(U)$ [%]
175	0	25	0
176	2	23	8
177	7	18	28
178	9	16	36
179	12	13	48
180	15	10	60
181	20	5	80
182	21	4	84
183	24	1	96
184	25	0	100

Πίνακας 6.7: Δοκίμιο  $d=30cm$ ,  $r=1mm$   $\Phi 22$  για  $\varphi=8g/m^3$

$U$ [kV]	ΝΑΙ	ΟΧΙ	$P(U)$ [%]
181	0	25	0
182	3	22	12
183	6	19	24
184	9	16	36
185	10	15	40
186	15	10	60
187	19	6	76
188	21	4	84
189	23	2	92
190	25	0	100

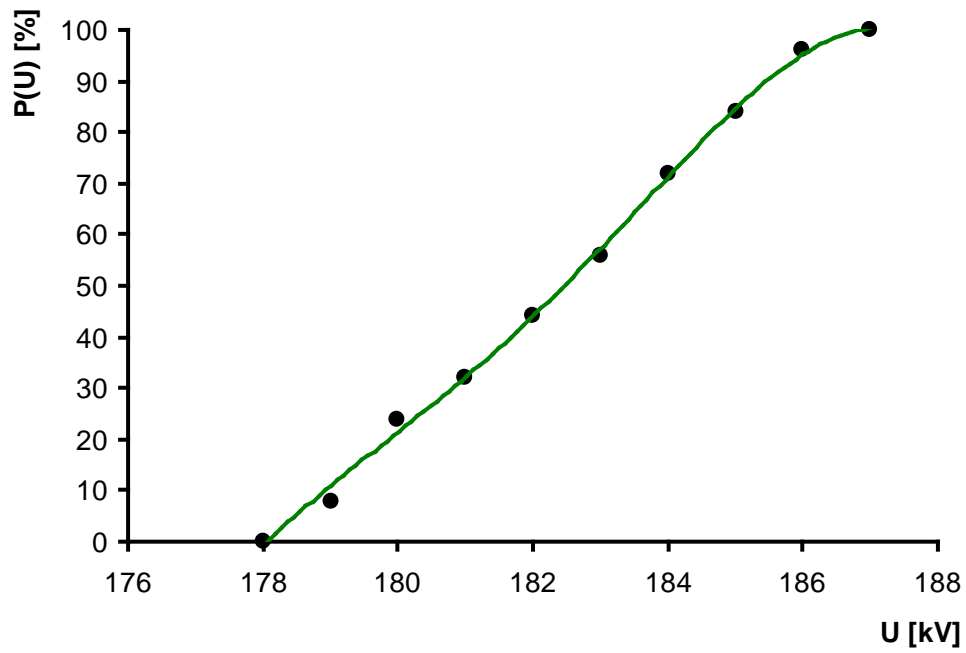
Πίνακας 6.8: Δοκίμιο  $d=30cm$ ,  $r=1mm$  Φ22 για  $\varphi=15g/m^3$

Οι γραφικές παραστάσεις που προκύπτουν από τα παραπάνω είναι οι εξής:

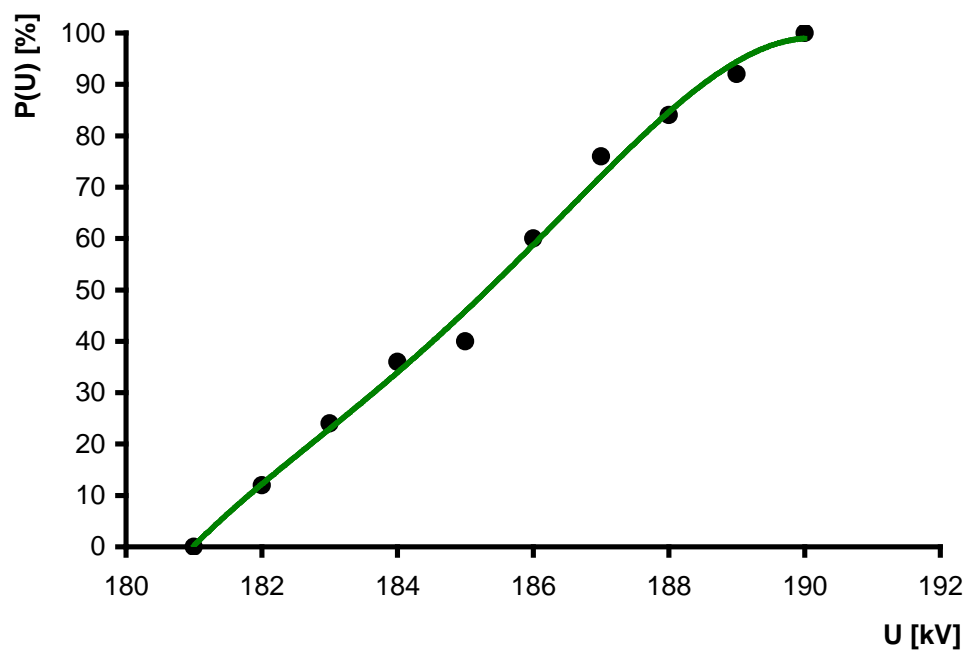


Σχήμα 6.14: Εύρεση της  $U_{50}$  ( $d=30cm$ ,  $r=1mm$  Φ22,  $\varphi=6g/m^3$ )





Σχήμα 6.15: Εύρεση της  $U_{50}$  ( $d=30\text{cm}$ ,  $r=1\text{mm}$   $\Phi 22$ ,  $\varphi=8\text{g/m}^3$ )



Σχήμα 6.16: Εύρεση της  $U_{50}$  ( $d=30\text{cm}$ ,  $r=1\text{mm}$   $\Phi 22$ ,  $\varphi=15\text{g/m}^3$ )

Οι τιμές των μεγεθών που προκύπτουν από τα ανωτέρω διαγράμματα καταχωρούνται στον ακόλουθο πίνακα τιμών:

Υγρασία ( $g/m^3$ )	Δοκίμιο	$U_{50}$ (kV)	S(kV)	$S_r$ (%)	Περιοχή αξιοπιστίας 95% (kV)
6,0	30cm – 1mm Φ22	179,0	2,8	1,6	179,0±1,31
8,0	30cm – 1mm Φ22	182,5	3,2	1,75	182,5±1,5
11,0	30cm – 1mm Φ22	184,2	3,0	1,6	184,2±1,4
15,0	30cm – 1mm Φ22	185,2	3,0	1,6	185,2±1,4

Πίνακας 6.9

### 6.3 Σχόλια και συμπεράσματα

Στην παράγραφο αυτή γίνεται μια αξιολόγηση των αποτελεσμάτων της διπλωματικής εργασίας και διατυπώνονται ορισμένα συμπεράσματα, όπως επίσης γίνεται και μια προσπάθεια να διατυπωθεί μια πλήρης εικόνα για τη συμπεριφορά των διακένων αέρα του συγκεκριμένου μήκους στο πεδίο που δημιουργεί η διάταξη ακίδας-πλάκας. Πιο συγκεκριμένα γίνεται αξιολόγηση των τιμών της  $U_{50}$ , που προκύπτουν από τις μετρήσεις του πειράματος, για κάθε διάκενο και κάθε ηλεκτρόδιο. Όπως έχει ήδη αναφερθεί στις προηγούμενες παραγράφους, η τάση διάσπασης εξαρτάται από το μήκος του διακένου, τον τύπο των ηλεκτροδίων και τις κλιματικές συνθήκες που επικρατούν στο χώρο του πειράματος, ιδίως την υγρασία.

Στα σχήματα 6.11, 6.12 και 6.13 εικονίζονται οι γραφικές παραστάσεις ορισμένων χαρακτηριστικών μεγεθών του πίνακα 6.5. Έτσι λοιπόν στο σχήμα 6.11 δίνεται η γραφική παράσταση της  $U_{50}$  συναρτήσει του μήκους του διακένου του σπινθηριστή ακίδας-πλάκας που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία. Το διάγραμμα αυτό χαράχθηκε για ακίδες με χαρακτηριστικά  $r=1mm$ ,  $\Phi 16$  και  $r=1mm$ ,  $\Phi 22$ . Από αυτό το διάγραμμα λοιπόν παρατηρείται μια γραμμική μεταβολή της  $U_{50}$  σε συνάρτηση με το  $d$ , καθώς επίσης και ότι τα δύο γραφήματα έχουν την ίδια μορφή, γεγονός που συμφωνεί με προγενέστερες μελέτες, οι οποίες έδειξαν ότι ηλεκτρόδια διαφορετικής ακτίνας καμπυλότητας και διαμέτρου παρουσιάζουν την ίδια συμπεριφορά ως προς την τάση διάσπασης, όταν η ακτίνα καμπυλότητά τους είναι μικρότερη από την κρίσιμη ακτίνα  $R_C$ . Για τιμές μεγαλύτερες από την  $R_C$  η συμπεριφορά των ηλεκτροδίων

διαφοροποιείται από ηλεκτρόδιο σε ηλεκτρόδιο, ανάλογα με την ακτίνα του, η δε μεταβολή της τάσης διάσπασης ως προς το διάκενο δεν είναι πλέον μόνο γραμμική.

Στο σχήμα 6.12 εικονίζεται το γράφημα της σχετικής τυπικής απόκλισης  $S_r$  συναρτήσεως του μήκους του διακένου  $d$  του σπινθηριστή για τα ηλεκτρόδια  $r=1mm$ ,  $\Phi 16$  και  $r=1mm$ ,  $\Phi 22$ . Από αυτά τα διαγράμματα παρατηρείται, αφενός μεν μείωση της τιμής της  $S_r$  με την αύξηση του μήκους  $d$  του διακένου, αφετέρου δε μείωση της  $S_r$  με την αύξηση της διαμέτρου του ηλεκτροδίου ακίδας. Επιπλέον, λαμβάνοντας υπ' όψιν και προγενέστερες μελέτες που αναφέρουν μεταβολή της  $S_r$  συναρτήσεως της ακτίνας καμπυλότητας του ηλεκτροδίου, καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι η διασπορά των τιμών της  $U_{50}$  εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ηλεκτροδίου ακίδας. Άρα, όσο μεγαλύτερη η γεωμετρία του ηλεκτροδίου τόσο μικρότερη η διασπορά των τιμών της τάσης διάσπασης. Επιπρόσθετα, αυτή η διακύμανση της διασποράς μπορεί να θεωρηθεί και για τις μεταβολές του μήκους του διακένου, αφού από τα διαγράμματα του σχήματος 6.12 παρατηρείται επίσης μείωση της  $S_r$  με την αύξηση του μήκους  $d$ .

Από τα γραφήματα του σχήματος 6.13, στα οποία παριστάνονται οι περιοχές αξιοπιστίας 95% των τάσεων  $U_{50}$  για τα δύο διάκενα και για τα δύο ηλεκτρόδια, παρατηρείται σημαντική αλληλοκάλυψη των περιοχών αυτών για διάκενο μήκους  $30cm$ , κάτι που δεν ισχύει στο διάκενο των  $20cm$ . Αυτό επιβεβαιώνει τα προηγούμενα συμπεράσματα για τη συμπεριφορά διαφορετικών ηλεκτροδίων, ως προς την τάση διάσπασης  $U_{50}$  με τη μεταβολή του μήκους του διακένου  $d$ , αφού από τα γραφήματα προκύπτει ότι οι περιοχές, εντός των οποίων βρίσκονται οι τάσεις  $U_{50}$  με πιθανότητα 95%, τείνουν να ταυτιστούν όσο το διάκενο μεγαλώνει.

Τέλος, όπως έχει ήδη αναφερθεί στην παράγραφο 6.2, η βιβλιογραφία και οι μέχρι σήμερα έρευνες αναφέρουν ότι η επίδραση της υγρασίας στην τάση διάσπασης διακένων με μήκος μικρότερο από  $5m$  είναι ελάχιστη έως ασήμαντη. Από τα αποτελέσματα του πειράματός μας, που φαίνονται στον πίνακα τιμών 6.9, παρατηρείται μια μικρή αύξηση της τάσης διάσπασης  $U_{50}$  αυξανόμενης της απόλυτης υγρασίας. Το γεγονός αυτό συμφωνεί με όσα αναφέρθηκαν στο κεφάλαιο 2, περί ηλεκτρικής διάσπασης των διακένων αέρα και της επίδρασης της υγρασίας σε αυτά, δηλαδή αύξηση της τάσης διάσπασης με την αύξηση της απόλυτης

υγρασίας. Επειδή όμως από τις τιμές του πίνακα 6.2 παρατηρείται σημαντική αλληλοκάλυψη των περιοχών αξιοπιστίας 95%, δεν είναι δυνατή η ασφαλής εξαγωγή συμπερασμάτων από αυτές τις μετρήσεις για διάκενα τέτοιου μήκους. Για το λόγο αυτό άλλωστε, αναφέρεται η επίδραση της υγρασίας ως ασήμαντη σε διάκενα μήκους μικρότερου των 5m.

#### 6.4 Προοπτικές επέκτασης της εργασίας

Από όσα αναφέρθηκαν ως τώρα, φαίνεται ότι η έρευνα για τη συμπεριφορά των διακένων αέρα σε σχέση με το μήκος τους και τις κλιματικές συνθήκες μέσα στις οποίες βρίσκονται, δεν έχει ακόμα ολοκληρωθεί. Η δυσκολία που παρουσιάζεται στην εξεύρεση κάποιων κανόνων και στον ποσοτικό προσδιορισμό των παραγόντων που επηρεάζουν το φαινόμενο, είναι μεγάλη. Ουσιαστικό εμπόδιο αποτελεί η ασυμμετρία του πεδίου και οι πολλές παράμετροι που επιδρούν στο φαινόμενο, όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο. Σημαντική επίσης δυσκολία αποτελεί η πιθανοτική θεώρηση του φαινομένου αυτής καθ' αυτής της διάσπασης του διακένου, η οποία επιβάλλει και μεγάλες ανοχές στα αποτελέσματα.

Σε αυτό το σημείο κρίνεται σκόπιμο να αναφερθεί ότι σαν επέκταση της παρούσας εργασίας θα ήταν χρήσιμο να διεξαχθούν παρόμοιες μετρήσεις για διάκενα μικρότερου και μεγαλύτερου μήκους, ώστε να διατυπωθούν ακριβέστερα συμπεράσματα για τη μεταβολή της  $U_{50}$  συναρτήσει της απόλυτης υγρασίας αλλά και άλλων παραγόντων όπως το μήκος του διακένου ή η γεωμετρία του ηλεκτροδίου ακίδας. Επίσης για την ορθότερη αξιολόγηση της επίδρασης της υγρασίας στη διάσπαση των διακένων αέρα θα πρέπει να διεξαχθούν μετρήσεις σε περισσότερες και διαφορετικές τιμές απόλυτης υγρασίας. Μπορούν μάλιστα να χρησιμοποιηθούν και άλλες διατάξεις σπινθηριστή, όπως π.χ. σφαίρα-σφαίρα, σφαίρα-πλάκα κ.α., ώστε να γίνουν και συγκρίσεις των αποτελεσμάτων.

Πολύ σημαντική βοήθεια όμως μπορεί να μας προσφέρει και η χρήση του image converter, που διαθέτει το εργαστήριο και ο οποίος δε χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία, καθώς μπορεί να μας δώσει σημαντικές πληροφορίες για όλα τα στάδια εξέλιξης του φαινομένου της

διάσπασης διακένων αέρα, όπως επίσης και να μας βοηθήσει στην καλύτερη κατανόηση της παραγωγής και διάδοσης των streamers, του μήκους τους και της ταχύτητας διάδοσής τους. Τα αποτελέσματα αυτών των πειραμάτων έχουν άμεση συνέπεια στην ανάπτυξη και διάδοση ολοένα και πιο σύγχρονων και ασφαλών κατασκευών και διατάξεων προστασίας στην τεχνολογία των υψηλών τάσεων και ειδικότερα στα συστήματα ηλεκτρικής ενέργειας.

## ***BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ***

### **ΞΕΝΗ**

- 1.1 W. Busch, “Air Humidity. An important factor for UHV design”, IEEE Trans. PAS Vol97, 1978, pp2086-2093.
- 1.2. W. Busch, “Contribution to the influence of humidity on the dielectric strength of air”, CIGRE 33, 1980.
- 1.3 G. Maier, “Switching surge breakdown of rod-plane gaps, voltage drop and charge injection during the final jump”, Milan 1979.
- 1.4 S. Badaloni, I. Gallimberti, “Basic data of air discharges”, University of Padova June 1972.
- 1.5 I. Gallimberti, “The mechanism of the long spark formation”, Grenoble 1979.
- 1.6 Becknagel – Sprenger, “Θέρμανση & Κλιματισμός”-“1. Θέρμανση” 1978.
- 1.7 Becknagel – Sprenger, “Θέρμανση & Κλιματισμός”-“2. Κλιματισμός” 1978.

### **ΕΛΛΗΝΙΚΗ**

- 2.1 Γ. Πετρόπουλου, “Μαθήματα Υψηλών Τάσεων”, 1954.
- 2.2 Π.Ν. Νικολόπουλου, “Υψηλαί Τάσεις”, Τόμος Α, 1971.
- 2.3 Π.Ν. Νικολόπουλου, “Υψηλές Τάσεις”, Τόμος Α, 1994.
- 2.4 Ι.Α. Σταθόπουλου, “Υψηλές Τάσεις Ι”, Αθήνα 2001.
- 2.5 Φ.Β. Τοπαλή, “Υψηλές Τάσεις”, Αθήνα 1996
- 2.6 Κ.Α. Στασινόπουλου, “Τεχνολογία των υψηλών τάσεων”, 1996.
- 2.7 Π.Ν. Μικρόπουλου, “Επίδραση της υγρασίας και άλλων παραμέτρων στη διάσπαση ανομοιογενών διακένων στον ατμοσφαιρικό αέρα”, Διδακτορική διατριβή, ΑΠΘ, Μάιος 1995.
- 2.8 Κ.Α. Αντωνόπουλου “Κλιματισμός, 1<sup>ο</sup> μέρος”, Αθήνα 1997.
- 2.9 Π.Δ. Μπούρκας “Εφαρμογές Κτιριακών – Βιομηχανικών Μελετών και Εγκαταστάσεις”, Αθήνα 2003.