

Τ.Ε.Ι - Πάτρας
Τμήμα: Ηλεκτρολογίας

Πτυχιακή Εργασία

Αριθμός 439

«Μελέτη μικρών διακένων αέρα ράβδου-πλάκας όταν καταπονούνται από κρουστικές τάσεις διαφόρων μορφών και η ράβδος έχει διαφορετικές απολήξεις»

Εισηγητής:

Ε. Πυργιώτη

Σπουδαστές:

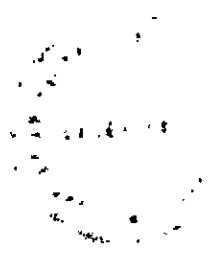
Ανδρικόπουλος Γεράσιμος

Παπαδόπουλος Αδάμ

Πάτρα - Φ 99



ΕΠΙΧΕΙΡΗΣΙΑΣ
769165



Περιεχόμενα

Πρόλογος-Εισαγωγή	4
Κεφάλαιο 1	
Διηλεκτρική αντοχή του ατμοσφαιρικού αέρα	9
1. Γενικά περί διηλεκτρικής αντοχής των μονώσεων	9
2. Συμπεριφορά του αέρα σαν μονωτικού	10
3. Η συμπεριφορά των μορίων του αέρα όταν δεν υπάρχει ηλεκτρικό πεδίο	12
4. Η συμπεριφορά των μορίων του αέρα όταν υπάρχει ηλεκτρικό πεδίο	13
4.1 Ο συντελεστής ιονισμού με κρούσεις ηλεκτρονίων	17
4.2 Η ηλεκτρονική στοιβάδα	18
4.3 Η διάσπαση στο ομοιογενές πεδίο	21
4.3.1 Η αυτοσυντηρούμενη εκκένωση	21
4.3.2 Η άποψη του Townsend για το μετασχηματισμό σε αυτοσυντηρούμενη εκκένωση	24
4.3.3 Ο νόμος του Paschen	27

4.3.4 Ο μηχανισμός διασπάσεων με σχηματισμό οχετών	29
4.4 Η διάσπαση στο ανομοιογενές πεδίο	34
4.4.1 Διάσπαση στο ανομοιογενές πεδίο υπό θετική πολικότητα	38
4.4.2 Διάσπαση στο ανομοιογενές πεδίο υπό αρνητική πολικότητα	45
4.4.3 Τάση διασπάσεως χαρακτηριστικών διακένων	49
4.4.3.1 Κρουστική τάση διασπάσεως ράβδου-ράβδου	50
Κεφάλαιο 2	
Στατιστική ανάλυση πειραματικών αποτελεσμάτων	52
1. Χρήσιμα στοιχεία πιθανοθεωρίας	53
2. Κατανομή της πιθανότητας διασπάσεως με κρουστικές τάσεις	57
3. Καθορισμός της αντιπροσωπευτικότερης κανονικής κατανομής μιας σειράς πειραματικών αποτελεσμάτων	59
3.1. Απλή γραφική μέθοδος	59
4. Συμπεριφορά παράλληλων διακένων	61
4.1 Η καθυστέρηση διάσπασης	62
4.2 Συμπεριφορά ανόμοιων διακένων	64
4.3 Συμπεριφορά όμοιων διακένων	70
4.4 Σχόλια	71

Κεφάλαιο 3**Οι εργαστηριακές δοκιμές σε τρία παράλληλα διάκενα
ράβδου-ράβδου**

	73	
1. Σκοπός των πειραμάτων	73	
2. Περιγραφή πειραματικής διάταξης	74	
3. Τα πειραματικά αποτελέσματα	79	
3.1 Η μεθοδολογία των μετρήσεων	79	
3.2 Διόρθωση πειραματικών τιμών της τάσης λόγω ατμοσφαιρικών συνθηκών	83	*
Μετρήσεις	87	*
Συμπεράσματα	105	
Διαγράμματα	107	*
Βιβλιογραφία	125	*

Πρόλογος-Εισαγωγή

Η χρησιμοποίηση του ηλεκτρισμού σαν (δευτερογενούς) μορφής ενέργειας είναι σήμερα ευρύτατη, με συνέπεια και οι κλάδοι της ανθρώπινης δραστηριότητας που σχετίζονται με την ηλεκτρική βιομηχανία να είναι πολλοί, είτε αφορούν στην παραγωγή της ηλεκτρικής ενέργειας από πρωτογενείς μορφές, είτε στη μεταφορά και διανομή της από τους τόπους παραγωγής στους τόπους κατανάλωσης της, είτε στη χρησιμοποίηση της με την τεράστια ποικιλία ηλεκτρικών συσκευών που είναι σε όλους μας οικείες.

Μια κατηγορία προβλημάτων που προκύπτουν στην προσπάθειά μας να εκμεταλλευτούμε τον ηλεκτρισμό, αφορούν στην αντιμετώπιση των ψηλών ηλεκτρικών τάσεων που υφίστανται ανάμεσα στα στοιχεία των ηλεκτρικών συσκευών και εγκαταστάσεων, ή στα στοιχεία αυτά και τη γη, και μελετούνται από τον τομέα των ψηλών τάσεων.

Για να εκπληρώσει τον προορισμό του κάποιο στοιχείο ενός ηλεκτρικού συστήματος, θα πρέπει να υφίσταται την τάση που του επιβάλλεται στη διάρκεια της λειτουργίας του, χωρίς να συμβαίνει η ηλεκτρική διάσπαση μεταξύ του στοιχείου αυτού και άλλων γειτονικών του, ή προς τη γη. Η ηλεκτρική διάσπαση παρεμποδίζεται σε ένα σύστημα μέσω της μονώσεως των

ανάμεσα στα υπό τάση στοιχεία, ενός μονωτικού, δηλαδή μη αγωγίμου υλικού, όπως το λάδι, χαρτί, ξύλο, κάποιο αέριο, ή το πιο διαδεδομένο, τον ατμοσφαιρικό αέρα.

Από τα παραπάνω γίνεται προφανές ότι οι παράμετροι που μας ενδιαφέρουν και υπεισέρχονται στον τομέα των ψηλών τάσεων είναι δύο:

- Οι ηλεκτρικές καταπονήσεις που προκύπτουν κατά τη λειτουργία μιας εγκατάστασης και είναι η αιτία των ηλεκτρικών διασπάσεων, αφού λόγω αυτών δημιουργούνται τα ηλεκτρικά πεδία.
- Η συμπεριφορά των μονωτικών υλικών που καλούνται να προλάβουν τις ηλεκτρικές διασπάσεις σε μια ηλεκτρική εγκατάσταση.

Σκοπός μας είναι, με συνδυασμό των δυο παραμέτρων να πετύχουμε μια τέτοια σχεδίαση και κατασκευή της μόνωσης ενός συστήματος, ώστε να αποτραπούν εντελώς οι ηλεκτρικές διασπάσεις και τα συνεπαγόμενα, καταστρεπτικά για το σύστημά μας αποτελέσματα. Ασφαλώς θα μπορούσαμε να κατασκευάσουμε μονώσεις τόσο ισχυρές, ώστε υπό οποιεσδήποτε συνθήκες να είναι σχεδόν αδύνατο να συμβεί ηλεκτρική διάσπαση. Το αποτέλεσμα όμως θα ήταν οικονομικά ασύμφορο και πιθανά αισθητικά ακαλαίσθητο.

Για το λόγο αυτό προσπαθούμε να σχεδιάσουμε μονώσεις για συγκεκριμένες συσκευές και εγκαταστάσεις, που να ανταποκρίνονται στις συγκεκριμένες ηλεκτρικές καταπονήσεις που προβλέπουμε ότι θα χρειαστεί να αντιμετωπίσουν, στις συνθήκες λειτουργίας τους.

Τόσο οι ηλεκτρικές καταπονήσεις που θα αντιμετωπίσει η μόνωση μας όσο και η ίδια η συμπεριφορά του μονωτικού υλικού που θα χρησιμοποιήσουμε, είναι μεγέθη στατιστικά, με την έννοια πως είναι αδύνατο να προσδιοριστούν με απόλυτη ακρίβεια και αξιοπιστία. Πιο συγκεκριμένα, δεν είναι δυνατόν να προβλέψουμε με απόλυτη βεβαιότητα τη μορφή, το εύρος και τη διάρκεια των ηλεκτρικών τάσεων που εμφανίζονται στις διάφορες θέσεις μιας εγκατάστασης. Γιατί και αν ακόμα η τάση ομαλής λειτουργίας των στοιχείων της παραμένει σταθερή και σύμφωνη με τις προδιαγραφές μας, υπάρχει πάντα το ενδεχόμενο να δημιουργηθούν απρόβλεπτες υπερτάσεις, είτε λόγω χειρισμών στο σύστημα, είτε λόγω μεταβατικών φαινομένων, είτε λόγω ατμοσφαιρικών συνθηκών. Οι υπερτάσεις αυτές έχουν χαρακτήρα στατιστικό.

Επίσης δεν είναι δυνατό να προβλέψουμε αν μια συγκεκριμένη μόνωση (π.χ. το διάκενο αέρα) θα διασπαστεί ή όχι, κάτω από την επίδραση μιας ορισμένης ηλεκτρικής τάσεως, παρά μόνο προσεγγιστικά, με μεθόδους στατιστικές.

Οδηγούμαστε λοιπόν στο συμπέρασμα πως μόνος τρόπος για να αντιμετωπίσουμε τα προβλήματα της ηλεκτρικής διάσπασης και της πρόληψης της από τις εγκαταστάσεις μας και ακόμα να καθορίσουμε τα όρια ασφάλειας τους, είναι οι δοκιμές στο εργαστήριο και η στατιστική επεξεργασία των αποτελεσμάτων τους.

Σε αυτές υποβάλλουμε τα μονωτικά υλικά, ή και ολόκληρες συσκευές με τη μόνωση τους, σε προδιαγραφμένες ηλεκτρικές καταπονήσεις, όμοιες ή ισοδύναμες με εκείνες που προβλέπουμε, επίσης στατιστικά, ότι πρόκειται να υποστούν στη διάρκεια της πραγματικής λειτουργίας τους.

Σκοπός της εργασίας αυτής είναι η δοκιμή στο εργαστήριο της διηλεκτρικής αντοχής ορισμένων ειδικών διακένων αέρα, κάτω από τυποποιημένες ηλεκτρικές καταπονήσεις και η παραπέρα επεξεργασία των πειραματικών αποτελεσμάτων, έτσι ώστε να προκύψουν συμπεράσματα για το στατιστικό φαινόμενο της ηλεκτρικής διάσπασης στα συγκεκριμένα διάκενα.

Στην αρχή θα επεξηγήσουμε σύντομα μερικές βασικές έννοιες που αφορούν στη διηλεκτρική αντοχή και στα χρησιμοποιούμενα μονωτικά και θα περιγράψουμε τους μηχανισμούς διάσπασης στον ατμοσφαιρικό αέρα, που είναι το ευρύτερα χρησιμοποιούμενο μονωτικό. Αυτή η θεωρητική διερεύνηση του θέματος θα μας βοηθήσει σημαντικά στην ερμηνεία των πρακτικών των αποτελεσμάτων.

Κατόπιν θα αναφέρουμε μερικά χρήσιμα στοιχεία πιθανοθεωρίας που σχετίζονται με το αντικείμενο της μελέτης μας, θα μιλήσουμε αναλυτικότερα για τις παραμέτρους της ηλεκτρικής διάσπασης, καθώς και για τις μεθόδους που χρησιμοποιούμε για να τις καθορίσουμε από τα πειραματικά δεδομένα και τέλος θα περιγράψουμε σύντομα τη διηλεκτρική συμπεριφορά των παράλληλων διακένων αέρα, επί των οποίων, άλλωστε πειραματιστήκαμε στην διάρκεια των εργαστηριακών δοκιμών.

Τελικά θα περιγράψουμε την πειραματική μας δουλειά στο εργαστήριο των ψηλών τάσεων, θα παραθέσουμε τις μετρήσεις που πήραμε καθώς και την επεξεργασία τους, που έγινε με τη βοήθεια του ηλεκτρονικού υπολογιστή, και θα καταγράψουμε τα συμπεράσματα που βγάλαμε από αυτές.

Όλα τα σχήματα και σχέδια έχουν τοποθετηθεί στις αντίστοιχες σελίδες με «σκάνερ».

Κεφάλαιο 1

Διηλεκτρική αντοχή του ατμοσφαιρικού αέρα

1. Γενικά περί διηλεκτρικής αντοχής των μονώσεων

Η μόνωση των στοιχείων ενός συστήματος, αναλαμβάνει τη ευθύνη να παρεμποδίζει την ηλεκτρική διάσπαση μεταξύ των στοιχείων αυτών, ή κάποιου στοιχείου και της γης, όταν μια τάση μεταξύ τους δημιουργεί ηλεκτρικό πεδίο. Η ικανότητα της μόνωσης να αντέχει μια ορισμένη ηλεκτρική καταπόνηση χωρίς να καταστρέφεται, ονομάζεται διηλεκτρική αντοχή της μόνωσης.

Η σχεδίαση της μόνωσης ενός συστήματος θα εξαρτηθεί αφενός από τις ηλεκτρικές καταπονήσεις που προβλέπεται πως θα υποστεί στη διάρκεια της λειτουργίας της και αφετέρου από τον απαιτούμενο συντελεστή ασφάλειας της συσκευής, έναντι ηλεκτρικών καταπονήσεων. Προφανώς μια κατασκευή της οποίας η καταστροφή, ή η προσωρινή διακοπή λειτουργίας συνεπάγεται μεγάλο οικονομικό και κοινωνικό κόστος, θα πρέπει να προστατευτεί, μέσω της μόνωσης, πιο αποτελεσματικά από υπερτάσεις.

Τα χρησιμοποιούμενα μονωτικά υλικά, στερεά, υγρά ή αέρια, είναι διάφορα και οι ιδιότητες τους, όσον αφορά στη διηλεκτρική αντοχή, ποικίλες. Οι ιδιότητες αυτές, σε συνδυασμό με το κόστος των υλικών και ενδεχόμενα, με κάποιες πρόσθετες απαιτήσεις (μικρότερος όγκος, προστασία από υγρασία κλπ.), αποτελούν τα κριτήρια επιλογής ενός υλικού για μια συγκεκριμένη μόνωση.

Η θεωρητική διερεύνηση της διηλεκτρικής συμπεριφοράς των μονωτικών υλικών, καθώς και η υποβολή τους, στο εργαστήριο, σε δοκιμές της διηλεκτρικής τους αντοχής, μας δίνουν στοιχεία για να τα χρησιμοποιήσουμε ορθολογιστικά στην προστασία των ηλεκτρικών συστημάτων από υπερτάσεις.

2. Συμπεριφορά του αέρα σαν μονωτικού

Στην εργασία αυτή θα μας απασχολήσει μόνο η διηλεκτρική συμπεριφορά του ατμοσφαιρικού αέρα, που είναι μονωτικό υλικό αποτελεσματικό και εντελώς ανέξοδο και ως εκ τούτου, ευρύτατα χρησιμοποιούμενο, όταν δεν υπάρχουν ιδιαίτερες απαιτήσεις που να εκπληρεί κάποιο άλλο υλικό (χαρτί, βερνίκι, ξύλο, λάδια, SF₆ κτλ.).

Φυσικά, από ορισμένες συνθήκες ο αέρας διασπάται. Μπαίνουν λοιπόν τα ερωτήματα:

- Τι ακριβώς είναι το φαινόμενο που ονομάζουμε ηλεκτρική διάσπαση και ποιος μηχανισμός το δημιουργεί στον ατμοσφαιρικό αέρα;
- Σε ποιους νόμους υπακούουν και ποια είναι η αλληλεξάρτηση των παραμέτρων που συσχετίζονται με την ηλεκτρική διάσπαση;
- Τι ρόλο παίζει η μορφή και το μέγεθος του ηλεκτρικού πεδίου και της τάσης που το δημιουργεί, στην ηλεκτρική διάσπαση;

Καταρχήν, το φαινόμενο της ηλεκτρικής διάσπασης γίνεται διαισθητικά αντιληπτό σαν μία διαδικασία κατά την οποία, το μονωτικό που παρεμβάλλεται σε δυο υπό τάση ηλεκτρικά στοιχεία «σπάζει» και χάνει την ικανότητα να εμποδίζει τα στοιχεία να έλθουν σε επαφή μεταξύ τους. Μια πιο αυστηρή περιγραφή (ορισμός) της ηλεκτρικής διάσπασης είναι η εξής: Στο μονωτικό υλικό που διαχωρίζει δυο υπό τάση στοιχεία ενός ηλεκτρικού συστήματος δημιουργείται, με κάποιο τρόπο, ένα εξαιρετικά αγώγιμο κανάλι από ηλεκτρικούς φορείς (π.χ. ηλεκτρόνια). Η αγωγιμότητα του καναλιού αυτού είναι τόσο μεγάλη, ώστε, με δεδομένη την εξωτερική τάση, το ρεύμα που περνά από αυτό είναι άπειρο.

Ήδη, το γενικόλογο πρόβλημα «ποιος είναι ο μηχανισμός που προκαλεί τη διάσπαση σε ένα μονωτικό;», μετατοπίζεται στο πιο συγκεκριμένο «πως δημιουργείται το αγώγιμο κανάλι μέσα στο

μονωτικό;», ή διαφορετικά, «πως σχηματίζονται οι ηλεκτρικοί φορείς που καθιστούν το μονωτικό αγώγιμο;».

Η απάντηση στο ερώτημα αυτό είναι σε πολλά σημεία διαφορετική για κάθε μονωτικό υλικό. Εδώ θα ενδιαφερθούμε ειδικά για τον ατμοσφαιρικό αέρα, αν και πολλές από τις ιδέες που θα αναπτύξουμε αφορούν και στα άλλα μονωτικά αέρια.

3. Η συμπεριφορά των μορίων του αέρα όταν δεν υπάρχει ηλεκτρικό πεδίο

Ο αέρας εμφανίζεται μακροσκοπικά ηλεκτρικά ουδέτερος, δηλαδή, δηλαδή δεν εκδηλώνεται παρουσία ηλεκτρικών φορτίων μέσα σε αυτόν.

Παρόλα αυτά περιέχει ανά $[cm^3]$ πολλές χιλιάδες ιόντα και ελεύθερα ηλεκτρόνια, που προκύπτουν κυρίως από το φυσικό ιονισμό των μορίων του, καθώς επίσης και από συγκρούσεις μορίων μεταξύ τους, καθώς αυτά κινούνται ακατάστατα προς όλες τις κατευθύνσεις. Και στις δυο περιπτώσεις προσδίδεται σε ένα μόριο ενέργεια, είτε σαν φωτόνιο από την προσπίπτουσα στο μόριο κοσμική ακτινοβολία, είτε από την μεταφορά σ' αυτό της κινητικής ενέργειας του μορίου με το οποίο συγκρούστηκε. Η ενέργεια αυτή είναι αρκετή για την απόσπαση ενός ηλεκτρονίου από την εξώτερη ηλεκτρονική στιβάδα του μορίου που την

απορρόφησε. Η διαδικασία που περιγράψαμε είναι αμφίδρομη, με την έννοια ότι όπως αποσπώνται ηλεκτρόνια από ουδέτερα μόρια και σχηματίζονται ιόντα και ελεύθερα ηλεκτρόνια, έτσι ανασχηματίζονται ουδέτερα μόρια. Η δυναμική αυτή ισορροπία εξασφαλίζει ένα μόνιμο αριθμό φορτισμένων σωματιδίων, που όμως είναι οπωσδήποτε μικρός για να καταστεί ο αέρας αγωγίμος.

Τα μόρια όπως και τα φορτισμένα σωματίδια του αέρα κινούνται τυχαία και εντελώς ακατάστατα προς όλες τις κατευθύνσεις και η κίνηση τους αυτή ονομάζεται θερμική κίνηση. Κατά την κίνηση τους συγκρούονται μεταξύ τους και οι κρούσεις αυτές είναι, στο συντριπτικά μεγαλύτερο ποσοστό, ελαστικές, δηλαδή μόνη τους συνέπεια είναι η μεταβολή ταχυτήτων των συγκρουόμενων σωματιδίων.

4. Η συμπεριφορά των μορίων του αέρα όταν υπάρχει ηλεκτρικό πεδίο

Όταν τα φορτισμένα σωματίδια που περιέχονται στον ατμοσφαιρικό αέρα βρεθούν υπό την επίδραση ενός εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου, ασκούνται σε αυτά ηλεκτροστατιστικές δυνάμεις, που τα αναγκάζουν να κινηθούν προς μια ορισμένη κατεύθυνση, ανάλογα με τη μορφή του πεδίου και το πρόσημο

του φορτίου τους. Αποκτούν λοιπόν, εκτός από την τυχαία θερμική τους κίνηση και μία άλλη κατευθυνόμενη.

Κατά την κίνηση τους τα ιόντα και τα ελεύθερα ηλεκτρόνια συγκρούονται με τα μόρια ή τα άτομα του ατμοσφαιρικού αέρα και μεταφέρουν στα τελευταία μέρος της κινητικής τους ενέργειας. Οι κρούσεις μπορεί να είναι ελαστικές, σε πολλές όμως περιπτώσεις προκαλούν ιονισμό ή διέγερση των ατόμων που συγκρούονται.

Στον ιονισμό η μεταφερόμενη στο άτομο κινητική ενέργεια, λόγω της κρούσεως, είναι αρκετή (μεγαλύτερη από την ενέργεια ιονισμού) για την πλήρη απόσπαση ενός ηλεκτρονίου από αυτό.

Στη διέγερση η ενέργεια αυτή επαρκεί μόνο για να μεταφερθεί ένα ηλεκτρόνιο από μια χαμηλότερη στιβάδα σε μια ψηλότερη. Η διέγερση μπορεί να είναι και η πρώτη βαθμίδα ιονισμού που πραγματοποιείται σε δυο φάσεις, δηλαδή πρώτα διέγερση και μετά πλήρης απόσπαση του ηλεκτρονίου από το ήδη διεγερμένο άτομο. Η ενεργειακή κατάσταση ενός διεγερμένου ατόμου είναι ασταθής και είναι αδύνατο, σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα από την στιγμή της διεγέρσεώς του, το άτομο να επανέλθει στην αρχική του κατάσταση, εκπέμποντας ταυτόχρονα ένα ποσό ενέργειας υπό μορφή φωτονίων.

Είναι προφανές ότι η αποτελεσματικότητα των συγκρούσεων, δηλαδή το κατά πόσο αυτές προκαλούν ιονισμό, εξαρτάται από το μέγεθος της κινητικής ενέργειας που μεταφέρεται σε μια κρούση, από το φορτισμένο σωματίδιο στο ουδέτερο άτομο, και

συγκεκριμένα από το κατά πόσο αυτή είναι η μεγαλύτερη από την ενέργεια ιονισμού του ατόμου. Η κινητική ενέργεια ενός φορτισμένου σωματιδίου, μέρος της όποιας μεταφέρεται στο ουδέτερο άτομο μετά από μια κρούση, είναι ανάλογη:

- με τη μάζα του φορτισμένου σωματιδίου
- με τη ταχύτητα του τη στιγμή της κρούσεως

Οι δυο παραπάνω παράγοντες είναι αντιφατικοί, με την έννοια ότι σε ίδιες συνθήκες ένα βαρύ σωματίδιο μπορεί να αναπτύξει, λόγω μεγαλύτερης αδράνειας, μικρότερη ταχύτητα από ένα ελαφρύ.

Αποδεικνύεται πάντως, όπως θα σκιαγραφηθεί στη συνέχεια ότι τα βαριά ιόντα μεταφέρουν στα μόρια ή άτομα με τα οποία συγκρούονται, μικρότερο ποσοστό της κινητικής τους ενέργειας από ότι τα ελαφρά ηλεκτρόνια και γι' αυτό η συμβολή τους στον ιονισμό από κρούσεις είναι λιγότερο σημαντική.

Η μέση ταχύτητα και κατά συνέπεια η κινητική ενέργεια των φορτισμένων σωματιδίων σε μια κρούση εξαρτάται επίσης από δυο παράγοντες:

- είναι ανάλογη με την ένταση του επιβαλλόμενου ηλεκτρικού πεδίου
- είναι αντίστροφα ανάλογη με την πυκνότητα του ατμοσφαιρικού αέρα.

Όσο αυτή είναι μεγαλύτερη, τόσο μικρότερη είναι η μέση ελεύθερη απόσταση που διανύει ένα σωματίδιο ανάμεσα σε δυο διαδοχικές

κρούσεις, δηλαδή τόσο μικρότερη είναι η ταχύτητα που προλαβαίνει να αναπτύξει, πριν αποδώσει μέρος της κινητικής του ενέργειας σε μια κρούση.

Για να μπορούμε να συνεκτιμήσουμε την επίδραση των παραπάνω παραγόντων στο μέγεθος της ταχύτητας των φορτισμένων σωματιδίων και κατά συνέπεια στο μέγεθος της κινητικής ενέργειας που διαθέτουν πριν από μια κρούση και στην ικανότητα τους να προκαλέσουν ιονισμό, εισάγουμε την ποσότητα E/p που είναι ο λόγος της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου (προκειμένου για ομογενές πεδίο), προς την πίεση του αερίου στο οποίο εφαρμόζεται το πεδίο. Η ποσότητα E/p έχει μονάδα $[\text{volt}/\text{cm} \cdot \text{torr}]$ και ανάλογα με το μέγεθος τις χαρακτηρίζουμε ένα πεδίο σαν χαμηλού ή ψηλού E/p .

Στην πραγματικότητα δεν υπάρχει ένα σαφές κατώφλι που να διαχωρίζει τα πεδία χαμηλού από εκείνα υψηλού E/p . Λέμε ότι ένα πεδίο είναι χαμηλού E/p όταν ο λόγος έχει τιμή μικρότερη από περίπου $6[\text{V}/\text{cm} \cdot \text{torr}]$.

Ιονισμός συμβαίνει ακόμα και σε πεδία χαμηλού E/p όπου η μέση τιμή της ταχύτητας των φορτισμένων σωματιδίων είναι μικρή, όμως οι φορείς ηλεκτρισμού που δημιουργούνται στην περίπτωση αυτή είναι λίγοι, για να προκαλέσουν αισθητή αύξηση της αγωγιμότητας του ατμοσφαιρικού αέρα. Οι συνθήκες υπό την επίδραση τέτοιων πεδίων είναι αρκετά όμοιες με εκείνες που επικρατούν όταν δεν υπάρχει καθόλου ηλεκτρικό πεδίο.

4.1 Ο συντελεστής ιονισμού με κρούσεις ηλεκτρονίων

Όπως είδαμε μέχρι τώρα τα φορτισμένα σωματίδια που περιέχονται στον ατμοσφαιρικό αέρα, υπό την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου κινούνται προς ορισμένες κατευθύνσεις συγκρούονται με ουδέτερα μόρια και άτομα και δημιουργούν καινούργια φορτισμένα σωματίδια προκαλώντας έτσι ραγδαίο πολλαπλασιασμό των φορτισμένων σωματιδίων στον υπό την επίδραση του πεδίου χώρο. Αναφέραμε ακόμα ότι η σημαντικότερη συμβολή στον πολλαπλασιασμό αυτό που τον ονομάσαμε ιονισμό από κρούσεις, προέρχεται από την κίνηση των ελεύθερων ηλεκτρονίων.

Μας ενδιαφέρει να υπολογίσουμε πόσα καινούργια ελεύθερα ηλεκτρόνια απελευθερώνει από ουδέτερα άτομα ένα μοναδικό ηλεκτρόνιο, κατά την κίνηση του μέσα στο πεδίο. Αποδεικνύεται ότι αν σε μια θέση υπάρχουν n_0 ελεύθερα ηλεκτρόνια, μετά από διαδρομή x [cm] υπό την επίδραση ενός ηλεκτρικού πεδίου ψηλού E/p , θα έχουν παραχθεί με ιονισμό από κρούσεις n_x ηλεκτρόνια, σύμφωνα με τη σχέση:

$$n = n_0 \cdot e^{ax}$$

Ο συντελεστής a παριστάνει τον αριθμό ηλεκτρονίων που παράγονται ανά cm από ένα αρχικό ηλεκτρόνιο και εξαρτάται από

την ένταση του πεδίου, το είδος του αερίου και την πυκνότητα του. Ονομάζεται σταθερά ιονισμού από κρούσεις ηλεκτρονίων, ή πρώτος συντελεστής ιονισμού του Townsend. Η παραπάνω σχέση μπορεί να διορθωθεί, λαμβάνοντας υπόψη ότι ένας αριθμός ηλεκτρονίων n , ανά cm , ενσωματώνονται με ουδέτερα ηλεκτραρνητικά άτομα και σχηματίζουν βαριά αρνητικά ιόντα, που ελάχιστα συμβάλλουν στον παραπέρα ιονισμό. Τότε τα ανά cm παραγόμενα νέα ηλεκτρόνια θα είναι όχι α , αλλά $(\alpha-\eta)$. Δηλαδή θα ισχύει:

$$n_x = n_o \cdot e^{(\alpha-\eta)x}$$

4.2 Η ηλεκτρονική στοιβάδα

Υποθέτουμε ότι δυο παράλληλα επίπεδα του απέχουν μεταξύ τους απόσταση d [cm] και βρίσκονται υπό τάση, σχηματίζουν στο μεταξύ τους διάκενο ένα ομοιογενές ηλεκτρικά πεδίο. Αν από την κάθοδο ξεκινήσουν n_o ηλεκτρόνια, αναμένονται στην άνοδο:

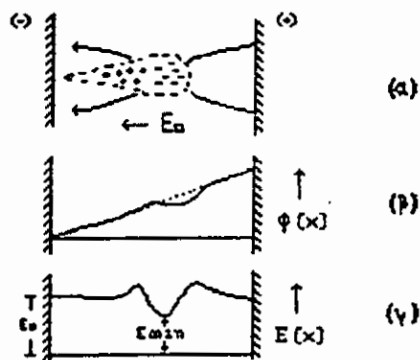
$$n = n_o \cdot e^{\alpha d}$$

Υπολογίζεται ότι σε ένα πεδίο μέτριου μεγέθους E/p , σε διάκενο ατμοσφαιρικού αέρα 1.0 [cm], ένα ηλεκτρόνιο που ξεκινά από την

κάθοδο, παράγει στην πορεία του μέχρι την άνοδο περίπου 2.000 νέα ηλεκτρόνια.

Η ραγδαία αύξηση του αριθμού των ηλεκτρονίων μπορεί να παραλληλιστεί με την αύξηση του μεγέθους μιας χιονοστιβάδας που κυλά σε μια χιονισμένη πλαγιά κι έτσι ονομάζουμε το φαινόμενο ηλεκτρονική στιβάδα. Λόγω του τρόπου με τον οποίο γίνεται ο ιονισμός και ο πολλαπλασιασμός των φορτισμένων σωματιδίων, η ηλεκτρονική στιβάδα έχει χαρακτηριστεί σχήμα, όπως φαίνεται παρακάτω.

Το σχήμα είναι παραβολοειδές εκ περιστροφής. Στο κεφάλι του παραβολοειδούς συγκεντρώνονται τα ηλεκτρόνια, ενώ στην ουρά του τα βαρύτερα, θετικά στην πλειοψηφία τους ιόντα. Η συγκέντρωση των φορτίων στην ηλεκτρονική στιβάδα προκαλεί παραμόρφωση του πεδίου και μάλιστα ενίσχυση του στο κεφάλι της στιβάδας, όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.1γ. Αυτό, όπως θα δούμε στη συνέχεια, παίζει σημαντικό ρόλο στην εξέλιξη του φαινομένου, μέχρι την τελική πλήρη διάσπαση.



Σχήμα 1.1

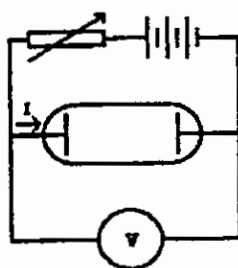
Η ηλεκτρονική στιβάδα είναι το «έμβρυο» που γεννά τις μετέπειτα διαδικασίες αύξησης της αγωγιμότητας του μονωτικού ατμοσφαιρικού αέρα. Με τη μελέτη της ασχολήθηκε επισταμένως ο Raether, ο οποίος πρώτος την φωτογράφησε και μελέτησε τις ιδιότητές της, με ειδική τεχνική που ονομάζεται «θάλαμος συμπακνώσεως».

Όπως θα δούμε στις επόμενες παραγράφους, η φύση του φαινομένου της ηλεκτρικής στιβάδας υπό ορισμένες συνθήκες αλλάζει και αυτή μετασχηματίζεται σε αυτοσυντηρούμενη εκκένωση.

4.3 Η διάσπαση στο ομοιογενές πεδίο

4.3.1 Η αυτοσυντηρούμενη εκκένωση

Είπαμε προηγούμενα, ότι ανάλογα με την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου και την πίεση του ατμοσφαιρικού αέρα που βρίσκεται υπό την επίδραση του, είναι δυνατό να ξεκινήσει μια διαδικασία ιονισμού των ατόμων του ατμοσφαιρικού αέρα, που να καταλήξει στο σχηματισμό ηλεκτρονικής στιβάδας.

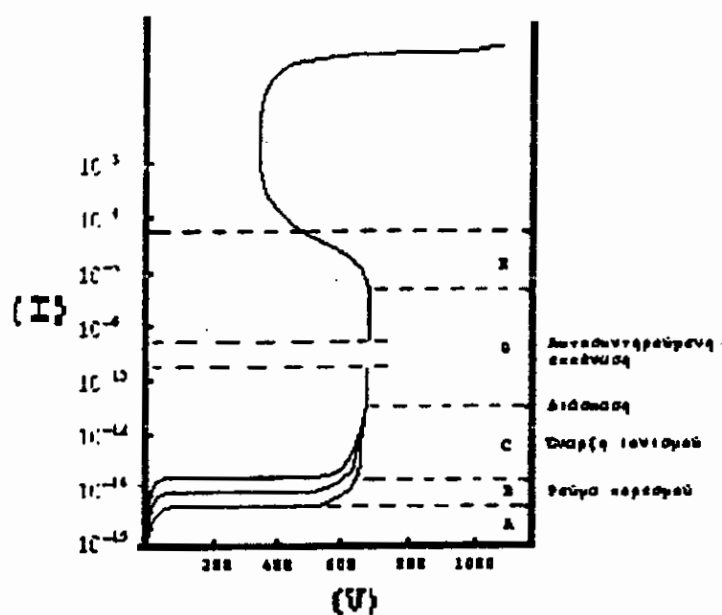


Σχήμα 1.2

Αναφέραμε επίσης επιγραμματικά ότι η ηλεκτρονική στιβάδα είναι απλά η αρχή μιας σειράς φαινομένων, που η φύση τους και ο μηχανισμός που τα προκαλεί είναι διαφορετικά και τα οποία έχουν σαν αποτέλεσμα τη συνεχή αύξηση της αγωγιμότητας του αέρα, μέχρι την τελική του διάσπαση.

Θα σκιαγραφήσουμε την εξελεγκτική διαδικασία που οδηγεί στην ηλεκτρική διάσπαση, με την περιγραφή ενός πειράματος. Εφαρμόζουμε μια μεταβαλλόμενη τάση σε ένα διάκενο από το αέριο Νέον, που σχηματίζεται από δυο παράλληλα επίπεδα ηλεκτρόδια διαμέτρου 2 [cm] το καθένα, που απέχουν μεταξύ τους απόσταση 50 [cm]. Το κύκλωμα φαίνεται στο παραπάνω σχήμα.

Καθώς η τάση αυξάνεται με αργό ρυθμό παρακολουθούμε τις μεταβολές στο ρεύμα που διέρχεται από το διάκενο.



Σχήμα 1.3

Η σχέση ανάμεσα στο ρεύμα και στην επιβαλλόμενη τάση, που δημιουργεί το ηλεκτρικό πεδίο στο διάκενο, φαίνεται στο παραπάνω διάγραμμα, το οποίο χωρίζουμε σε περιοχές και το οποίο επεξηγούμε στη συνέχεια.

Όταν ανάμεσα στα ηλεκτρόδια εφαρμοστεί μια τάση, τα φορτισμένα σωματίδια ήδη στο αέριο παρασύρονται και έτσι, υπό πολύ μικρές τάσεις ακόμα, εμφανίζεται ένα ασθενές ρεύμα της τάξεως του 10^{-16} [A]. Καθώς η τάση αυξάνεται αργά δεν αρχίζει ακόμα ιονισμός, όμως γίνεται δυνατό όλα τα υπάρχοντα φορτισμένα σωματίδια να παρασύρονται προς τα ηλεκτρόδια κι έτσι να προκύπτει ένα ασθενές, αλλά σταθερό ρεύμα κορεσμού της τάξεως του 10^{-15} [A] περίπου (περιοχή A στο διάγραμμα). Η τάση αυξάνεται μέχρι μερικές εκατοντάδες [volts] χωρίς να παρατηρηθεί μεταβολή του ρεύματος που περνά από το διάκενο, χωρίς δηλαδή να αρχίσει ακόμα ιονισμός, που συνεπάγεται αύξηση της αγωγιμότητας του διακένου. Από ένα σημείο και μετά η τάση δημιουργεί ηλεκτρικό πεδίο επαρκές για την έναρξη του ιονισμού, όπως αναλυτικά περιγράψαμε στην προηγούμενη παράγραφο. Η μεταβολή του ρεύματος είναι σ' αυτήν τη περιοχή (C στο διάγραμμα) εκθετική και εξαρτάται από την τιμή του πρώτου συντελεστή ιονισμού του Townsend.

Χαρακτηριστικό των καταστάσεων που επικρατούν στο αέριο μέχρι αυτό το σημείο, είναι ότι ο ιονισμός εξαρτάται άμεσα από το εξωτερικό επιβαλλόμενο πεδίο. Αν η τάση ανάμεσα στα δυο

ηλεκτρόδια μηδενιστεί και το πεδίο πάψει να υφίσταται, τότε κάθε διαδικασία ιονισμού θα σταματήσει σχεδόν αμέσως.

Δεν συμβαίνει όμως το ίδιο αν αυξήσουμε ακόμα την τάση. Όπως φαίνεται και στο διάγραμμα (περιοχή D), αυτό οδηγεί σε μια υπερεκθετική αύξηση του ρεύματος, που ακολουθείται από κατακρήμνιση της τάσης κατά μήκος του διάκενου.

Αυτή η απότομη μετατροπή ονομάζεται διάσπαση και χαρακτηρίζεται από αύξηση του ρεύματος κατά πολλές τάξεις μεγέθους, χωρίς να μεταβληθεί σημαντικά.

Ένα ακόμα χαρακτηριστικό είναι ότι το φαινόμενο του ιονισμού γίνεται τώρα ανεξάρτητο από την εξωτερική πηγή ιονισμού (δηλαδή το ηλεκτρικό πεδίο) και έτσι η ηλεκτρική εκκένωση γίνεται αυτοσυντηρούμενη.

4.3.2 Η άποψη του Townsend για το μετασχηματισμό σε αυτοσυντηρούμενη εκκένωση

Είδαμε ότι μια ορισμένη αύξηση της τάσης μεταξύ των ηλεκτροδίων που σχηματίζουν ένα διάκενο, οδηγεί σε υπερεκθετική αύξηση του ρεύματος. Αυτό σημαίνει ότι ο αριθμός των φορτισμένων σωματιδίων του διάκενου, που είναι υπεύθυνα για την αγωγιμότητα του διάκενου, αυξάνει με ρυθμό υπερεκθετικό. Ο ιονισμός των ατόμων του αερίου στο διάκενο, από κρούσεις ηλεκτρονίων, δεν επαρκεί για να ερμηνεύσουμε την

υπερεκθετική αύξηση των φορτισμένων σωματιδίων. Θα πρέπει να υπάρχει κι ένας συμπληρωματικός, βοηθητικός μηχανισμός που να συμβάλει στον ιονισμό. Ο Townsend διατύπωσε τη θεωρία ότι τέτοιοι βοηθητικοί μηχανισμοί ιονισμού είναι δύο:

α) Ο ιονισμός με κρούσεις θετικών ιόντων

Τα θετικά ιόντα μπορούν να προκαλέσουν παραπέρα ιονισμό των ατόμων του αερίου συγκρουόμενοι με αυτά. Η διαδικασία ιονισμού με κρούσεις θετικών ιόντων ονομάζεται β. διαδικασία.

Το β. ονομάζεται δεύτερος συντελεστής ιονισμού του Townsend, ή συντελεστής ιονισμού με κρούσεις θετικών ιόντων και ορίζεται σαν ο αριθμός ηλεκτρονίων που παράγονται ανά [cm] από ένα θετικό ιόν, με κρούσεις με άτομα του αερίου. Όπως μπορεί να αποδειχτεί, κριτήριο -κατά τον Townsend- για τη διάσπαση στο ομοιογενές πεδίο είναι η εκπλήρωση της σχέσεως:

$$a - b \cdot e^{(a-b)d} = 0$$

Η β. διαδικασία είναι ανεπαρκής για να ερμηνεύσει το μετασχηματισμό σε αυτοσυντηρούμενη εκκένωση. Η διαπίστωση αυτή δικαιολογείται από τους εξής λόγους.

1. Για να προκαλέσουν ιονισμό τα θετικά ιόντα, απαιτείται να έχουν κινητική ενέργεια περίπου διπλάσια από την απαιτούμενη ενέργεια ιονισμού. Επίσης έχουν ελάχιστες

δυνατότητες να αποδώσουν ένα σημαντικό ποσοστό της κινητικής τους ενέργειας σε μια μόνο ανελαστική κρούση.

2. Όπως αποδεικνύεται πειραματικά, ο χρόνος μετασχηματισμού σε αυτοσυντηρούμενη εκκένωση είναι σημαντικά μικρότερος από αυτόν που απαιτείται για ιονισμό με κρούσεις θετικών ιόντων. Άρα η β. διαδικασία δεν μπορεί μόνη της να συμβάλει τόσο αποφασιστικά στο μετασχηματισμό σε αυτοσυντηρούμενη εκκένωση.
3. Επίσης πειραματικά, αποδεικνύεται ότι η κάθοδος παίζει αποφασιστικό ρόλο στην ηλεκτρική διάσπαση. Άρα η β. διαδικασία δεν μπορεί να είναι αποκλειστικά υπεύθυνη για το μετασχηματισμό σε αυτοσυντηρούμενη εκκένωση.

β) Ο ιονισμός με διαδικασίες που συμβαίνουν στην κάθοδο

Ένας βοηθητικός μηχανισμός που μπορεί να συνεισφέρει στην υπερεκθετική αύξηση των φορέων φορτίου στο διάκενο, βασίζεται στην απελευθέρωση ηλεκτρονίων, από το ηλεκτρόδιο της καθόδου, με διάφορους τρόπους. Οι διάφορες διαδικασίες που συμβαίνουν στην κάθοδο και προκαλούν απελευθέρωση ηλεκτρονίων από αυτήν, ονομάζονται συνολικά γ. διαδικασίες και χωρίζονται σε τρεις βασικές κατηγορίες.

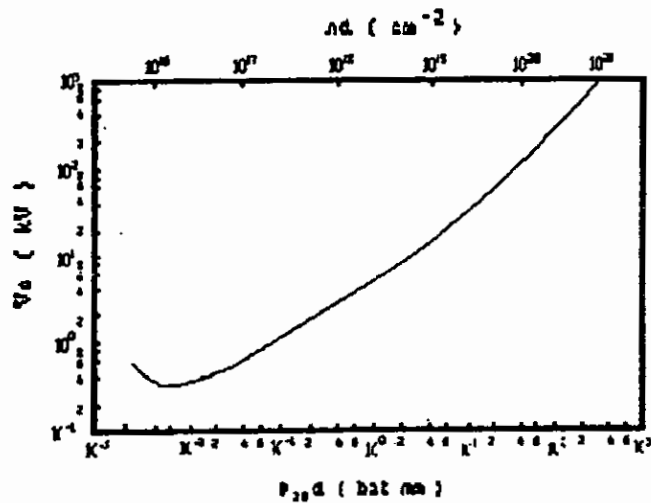
1. Βομβαρδισμός της καθόδου από θετικά ιόντα, που έχει σαν αποτέλεσμα την εκπομπή ηλεκτρονίων από αυτήν. Αυτή η

διαδικασία χαρακτηρίζεται από μια σταθερά γί, που είναι η πιθανότητα ένα θετικό ιόν να απελευθερώσει ένα ηλεκτρόνιο από την κάθοδο, καθώς θα εξουδετερωθεί πάνω σε αυτήν.

2. Ακτινοβολία που προκύπτει στην κάθοδο υπό μορφή φωτονίων, λόγω των διεγερμένων μορίων που υπάρχουν στο αέριο διάκενο. Η διαδικασία χαρακτηρίζεται από τη σταθερά γρ.
3. Η δράση των μετασταθών και των διεγερμένων μορίων στην κάθοδο, που χαρακτηρίζεται από τη σταθερά γm.

4.3.3 Ο νόμος του Paschen

Στα προηγούμενα δώσαμε μια γενική εικόνα του μηχανισμού της ηλεκτρικής διάσπασης του ατμοσφαιρικού αέρα και κατ' επέκταση των άλλων μονωτικών αερίων, που ονομάζεται μηχανισμός διάσπασης κατά Townsend. Όπως θα δούμε στη συνέχεια, ο μηχανισμός αυτός δεν είναι πάντα υπεύθυνος για τη διάσπαση στο ομοιογενές πεδίο, είναι μάλιστα ανεπαρκής για την ερμηνεία ορισμένων ειδικών πειραματικών παρατηρήσεων. Παρόλα αυτά δίνει τις βάσεις για κάθε παραπέρα επεξεργασία και συμπλήρωση του μηχανισμού διάσπασης του αέρα στο ομοιογενές πεδίο και επίσης οδηγεί σε πολλές θεωρητικές αναλύσεις που συμφωνούν με τα αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα.



Σχήμα 1.4

Μια τέτοια θεωρητική ανάλυση μας δίνει την ελάχιστη τάση διάσπασης ενός διακένου αέρα V_d , σαν συνάρτηση του μήκους του διακένου d και της πυκνότητας του αέρα, που, για την ίδια θερμοκρασία, είναι ανάλογη με την πίεση p του αέρα. Η συναρτησιακή αυτή σχέση επιβεβαιώνεται από τα αποτελέσματα της παρεμβολής πολυάριθμων σχετικών πειραματικών δεδομένων, που συνοψίζονται στην εμπειρική σχέση:

$$V_d = 25.4 \cdot (pd) + 6.6 \sqrt{pd}$$

όπου: V_d σε [kV], d σε [cm] και p η σχετική πίεση ως προς 1013 [mbar] και 20 [°C], που παριστάνεται από την καμπύλη του σχήματος 1.4.

Η εξάρτηση της ελάχιστης τάσης διάσπασης ενός διακένου στο ομογενές πεδίο από το γινόμενο pd ονομάζεται νόμος του Paschen και δεν έχει ισχύ στις ακραίες (πολύ μεγάλες ή πολύ μικρές) τιμές του pd , στις οποίες οι διαδικασίες που οδηγούν στη διάσπαση είναι διαφορετικές.

4.3.4 Ο μηχανισμός διασπάσεων με σχηματισμό οχετών

Όπως αποκάλυψαν πρόσφατες έρευνες πάνω στη διάσπαση στο ομοιογενές πεδίο, εκτός από την εμφάνιση των ηλεκτρονικών στοιβάδων (που αποτελούν τον κορμό του μηχανισμού διάσπασης κατά Townsend) αναπτύσσεται και ένας άλλος διακεκριμένος τύπος ιονισμού, κατά τον οποίο σχηματίζονται νηματοειδή και διακλαδιζόμενα ιονισμένα κανάλια μεταξύ των ηλεκτροδίων που σχηματίζουν το ηλεκτρικό πεδίο. Το φαινόμενο ονομάζεται οχετός (Streamer) και ο μηχανισμός που οδηγεί σε διάσπαση με τον τρόπο αυτό: μηχανισμός διασπάσεων με σχηματισμό οχετών.

Η ανεπάρκεια του μηχανισμού Townsend να ερμηνεύσει το φαινόμενο Streamer δεν είναι η μόνη, χωρίς αυτό να μειώνει τη σπουδαιότητα της συμβολής του Townsend στη μελέτη των διαδικασιών που οδηγούν στην ηλεκτρική διάσπαση των αερίων.

Μια άλλη αδυναμία του είναι ότι δεν παίρνει υπόψη τον σχηματισμό, από φορτία χώρου που δημιουργούν οι ηλεκτρονικές στοιβάδες στο διάκενο, ψηλών τοπικών πεδίων, που παραμορφώνουν το αρχικό στατικό πεδίο. Η τοπική ενίσχυση του τοπικού πεδίου επιδρά σημαντικά, όπως θα δούμε στη συνέχεια, στην εξέλιξη του ιονισμού μέχρι την πλήρη διάσπαση.

Η παραμόρφωση του πεδίου γίνεται αξιοσημείωτη όταν τα φορτία χώρου προκαλούν το σχηματισμό ενός συγκρίσιμου με το αρχικό, πεδίου, δηλαδή όταν ισχύει:

$$E_r = k \cdot E$$

όπου: E_r : το πεδίο που προκαλούν τα φορτία χώρου, E : το αρχικό πεδίο και k : ο λόγος των πεδίων, που για να είναι αυτά συγκρίσιμα θα πρέπει να έχει τιμή από 0,1 έως 1,0.

Για να πολλαπλασιαστεί η ηλεκτρονική στοιβάδα, ώστε τα φορτία χώρου που δημιουργεί να έχουν την δυνατότητα να παραμορφώσουν το στατικό πεδίο, θα πρέπει να διανύσει μια απόσταση X_c κατά μήκος του διακένου, που την ονομάζουμε κρίσιμο μήκος στοιβάδας. Εφόσον η τοπική ενίσχυση του πεδίου επιδρά στην διαδικασία διάσπασης μπορούμε να καταλήξουμε σε μια μαθηματική σχέση που θα περιλαμβάνει το κρίσιμο μήκος X_c και θα αποτελεί κριτήριο για τη διάσπαση με το μηχανισμό οχετών. Αποδεικνύεται ότι:

$$\alpha \cdot X_c = 17.7 + \ln X_c \leftarrow \text{Raether (κριτήριο διάσπασης)}$$

και η σχέση αυτή αναφέρεται σαν κριτήριο διάσπασης του Raether, καθώς επίσης ότι:

$$\alpha \cdot X + \ln \frac{a}{p} = 14.46 + \ln \frac{E_r}{p} - 0.5 \cdot \ln pX + \ln X \text{ Meek}$$

όπου p η σχετική πίεση του αερίου και a ο πρώτος συντελεστής ιονισμού του Townsend. Η σχέση αναφέρεται σαν κριτήριο διάσπασης του Meek.

Θα περιγράψουμε ποιοτικά τις φυσικές διαδικασίες που οδηγούν στην ανάπτυξη του νέου τύπου ιονισμού, του «Streamer», παρακολουθώντας τις φάσεις της ηλεκτρικής διάσπασης του διακένου μεταξύ δύο παράλληλων επιπέδων, στο οποίο επιβάλλεται τάση, που σχηματίζει ομοιογενές πεδίο. Αυτό θα γίνει με τη βοήθεια του σχήματος 1.5.

Ένα ηλεκτρόνιο ξεκινά από την περιοχή της καθόδου και στην πορεία του προς την άνοδο σχηματίζει μια ηλεκτρονική στοιβάδα. Κοντά στην άνοδο η στοιβάδα πλησιάζει το κρίσιμο μήκος και, καθώς τα ηλεκτρόνια στην κεφαλή της εξουδετερώνονται πάνω σε αυτήν, απομένει μια συγκέντρωση θετικών ιόντων, που προκαλεί ενίσχυση του αρχικού στατικού πεδίου. Καθώς η στοιβάδα αναπτύσσεται, διεγείρονται τα άτομα του αερίου και εκπέμπονται από αυτά φωτόνια, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.5α.

Τα φωτόνια κατευθύνονται προς όλες τις κατευθύνσεις και τελικά απορροφώνται από τα άτομα του αερίου, προκαλώντας έτσι φωτοϊονισμό. Πολλά από τα σχηματιζόμενα φωτοηλεκτρόνια έχουν την ικανότητα να προκαλέσουν την ανάπτυξη δευτερογενών ηλεκτρονικών στοιβάδων, αν λάβουμε υπόψη μας ότι ο συντελεστής ιονισμού με κρούσεις ηλεκτρονίων α αυξάνεται, εξαιτίας της ενίσχυσης του στατικού πεδίου από το πεδίο των φορτίων χώρου. Αυτό το βλέπουμε στο σχήμα 1.5β.

Με τον ίδιο τρόπο οι βοηθητικές στοιβάδες θα εκπέμπουν κατά την ανάπτυξη τους φωτόνια, που θα δημιουργούν καινούρια φωτοηλεκτρόνια, τα οποία, μαζί με τα προηγούμενα, θα δίνουν «έναυση» σε τριτογενείς βοηθητικές στοιβάδες, όπως απεικονίζει το σχήμα 1.5γ. Καθώς τα φορτία χώρου παραμορφώνουν το αρχικό πεδίο, οι στοιβάδες δεν ακολουθούν πια τις αρχικές τους τροχιές. Επίσης δημιουργούνται ταυτόχρονα πολλές στοιβάδες. Αυτό προκαλεί τις παρατηρούμενες διακλαδώσεις, μολονότι το αρχικό πεδίο λειτουργεί σαν οδηγός για τον κύριο κορμό της εκκενώσεως, όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.5ε.

Όπως βλέπουμε και στο σχήμα 1.5δ, καθώς η πρωταρχική ηλεκτρονική στοιβάδα καταφτάνει στη άνοδο, προκαλεί, με τη βοήθεια δυο δευτερεύουσων στοιβάδων, συγκέντρωση θετικών ιόντων κατά μήκος της ανόδου, σε αντιστάθμιση των αρνητικών φορτίων που υπάρχουν στις κεφαλές των επερχόμενων στοιβάδων. Αυτά συγκρατούν ένα ιονισμένο κανάλι, που

αναπτύσσεται από την άνοδο προς την κάθοδο, η πυκνότητα φορτίου του οποίου είναι ισοδύναμη με εκείνη των άκρων των στοιβάδων. Το φαινόμενο σχηματισμού του οχετού (Streamer) συνίσταται ακριβώς στη συγκρότηση ακριβώς αυτού του ιονισμένου καναλιού. Το σχήμα 1.5ε δείχνει ότι από την άκρη του οχετού εκπηδούν δύο κλάδοι, που αναπτύσσονται σαν αποτέλεσμα των στοιβάδων που την προσεγγίζουν. Τα ηλεκτρόνια στις κεφαλές των στοιβάδων θα απορροφηθούν από τον οχετό.

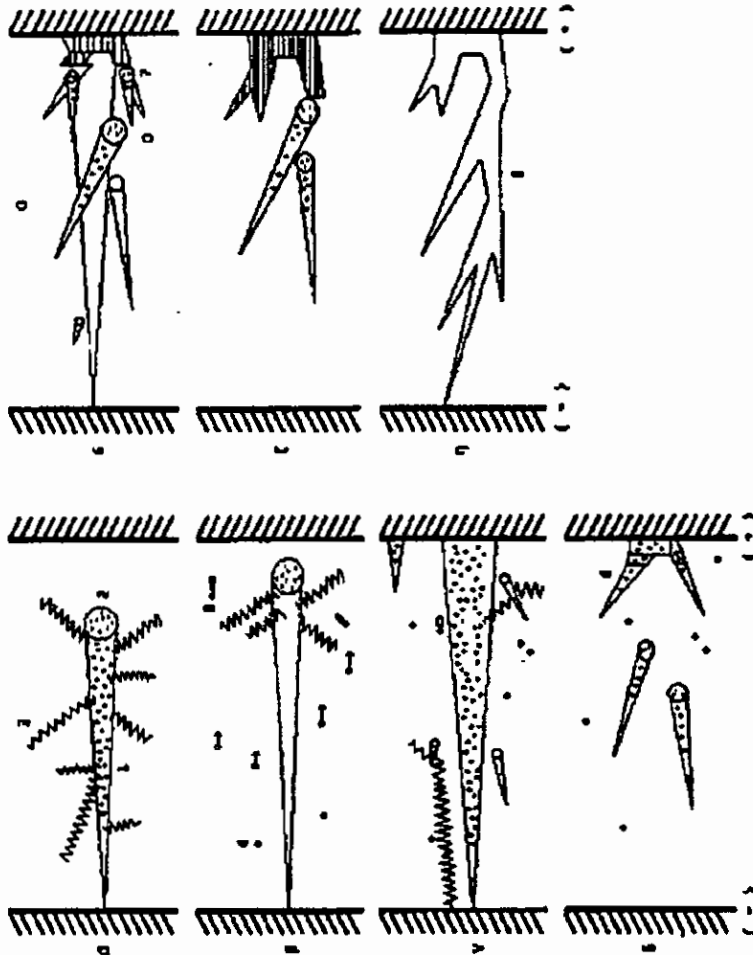
Στο σχήμα 1.5ζ φαίνεται πως η μια άκρη του Streamer συνεχίζει να διαδίδεται, ενώ η άλλη εξουδετερώνεται λόγω της μη ύπαρξης στοιβάδων που θα τροφοδοτήσουν τη συνέχιση της. Όλη η παραπάνω διαδικασία συνεχίζεται, ώσπου το διάκενο να γεφυρωθεί πλήρως από το τελικό κανάλι του οχετού (Streamer), που έχει το σχήμα που φαίνεται στο 1.5η, με πολυάριθμους ασυμπλήρωτους κλάδους.

Το ομοιογενές πεδίο δημιουργεί μεγάλη πιθανότητα να σχηματιστεί πλήρες ιονισμένο κανάλι Streamer κατά μήκος του διακένου. Αυτό οφείλεται στο ότι το ηλεκτρικό πεδίο είναι σε κάθε θέση του διακένου αρκετά υψηλό, ώστε να δίνει τη δυνατότητα σε ένα ηλεκτρόνιο να αναπτύξει ηλεκτρονική στοιβάδα με ιονισμό από κρούσεις. Εξασφαλίζει δηλαδή ότι θα υπάρχουν αρκετές στοιβάδες για να τροφοδοτούν τις άκρες του οχετού και να διατηρούν την ανάπτυξη του. Με άλλα λόγια το εξωτερικά

επιβαλλόμενο πεδίο, ενισχυμένο και από το πεδίο των φορτίων χώρου, δημιουργεί σχεδόν ακαριαία συνθήκες για ταχύτατη εξάπλωση της εκκενώσεως και έτσι κάθε μερική διάσπαση έχει σαν αποτέλεσμα την πλήρη διάσπαση. Στο ανομοιογενές πεδίο η κατάσταση είναι διαφορετική, όπως θα δούμε στην επόμενη παράγραφο.

4.4 Η διάσπαση στο ανομοιογενές πεδίο

Όπως είδαμε, μόλις η πεδιακή ένταση στο ομοιογενές πεδίο υπερβεί ελάχιστο το όριο ιονισμού από κρούσεις, το φαινόμενο της ηλεκτρικής εκκένωσης συνεχίζεται μέχρι να συμπληρωθεί σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα, πλήρης διάσπαση, που ισοδυναμεί με πλήρες βραχυκύκλωμα των δυο ηλεκτροδίων. Επειδή η διάσπαση στο ομοιογενές πεδίο είναι φαινόμενο ταχύτατο, δεν επηρεάζεται σχεδόν καθόλου από τη διάρκεια και συνεπώς τη μορφή της τάσεως που δημιουργεί το ηλεκτρικό πεδίο, ούτε από την πολικότητά της.



Σχήμα 1.5: 1. Θετικά φορτίο χώρου στοιβάδας 2. Αρνητικά φορτία χώρου στοιβάδας 3. Φωτόνια που εκπέμπονται από τη στοιβάδα 4. Φωτοηλεκτρόνια 5. Βοηθητικές στοιβάδες που παράγονται από τα φωτοηλεκτρόνια 6. Άκρες του οχετού 7. Άκρες του οχετού που διαδίδονται μέσω των σιβάδων που τις τροφοδοτούν 8. Το συμπληρωματικό κανάλι του οχετού (streamer) με μερικές διακλαδώσεις

Ο μηχανισμός διάσπασης σε διάκενα που σχηματίζουν ανομοιογενές πεδίο στηρίζεται καταρχήν στην ίδια βάση, δηλαδή στην αύξηση της αγωγιμότητας του αέρα του διάκενου με ιονισμό από κρούσεις. Όμως εδώ η εξελεγκτική διαδικασία πριν την τελική διάσπαση συμπεριλαμβάνει διάφορες εκδηλώσεις τοπικά περιορισμένου ιονισμού και διεγέρσεως που μπορούν να παρατηρηθούν οπτικά και που δεν οδηγούν αναγκαστικά στην πλήρη διάσπαση. Αυτή η τελευταία παρατήρηση εξηγείται στο από το γεγονός ότι η πεδιακή ένταση του ανομοιογενούς πεδίου είναι διαφορετική στα διάφορα σημεία του διάκενου. Έτσι ενώ αρχίζει ιονισμός σε σημεία με μεγάλη πεδιακή ένταση και οι φορείς φορτίου πολλαπλασιάζονται αρκετά, η διαδικασία μπορεί να ανακοπεί μετά από ορισμένη διαδρομή της εκκενώσεως, λόγω της ραγδαίας μείωσης της πεδιακής έντασης.

Ένα μέγεθος που χαρακτηρίζεται ένα ανομοιογενές πεδίο και δείχνει πόσο καλά μπορεί να γίνει η εκμετάλλευση του διάκενου χωρίς η μέγιστη πεδιακή ένταση να υπερβεί την κρίσιμη τιμή που αρχίζει ο ιονισμός, είναι ο συντελεστής χρησιμοποίησης, που ορίζεται σαν ο λόγος:

$$n = \frac{E_{av}}{E_{max}}$$

όπου $E_{av}=U/d$ η μέση και E_{max} η μέγιστη πεδιακή ένταση που εμφανίζεται στο διάκενο υπό τάση U .

Οι εκδηλώσεις ιονισμού που αποτελούν την πρώτη φάση της πλήρους διάσπασης στο ανομοιογενές πεδίο ονομάζονται γενικά οχετοί κορόνα και τις ιδιότητες τους και το μηχανισμό που μετεξελίσσονται σε ολοκληρωμένη διάσπαση θα γνωρίσουμε συνοπτικά στη συνέχεια. Απαραίτητα προϋπόθεση για την ανάπτυξη των οχετών κορόνα είναι αφενός να δημιουργηθεί στο διάκενο πεδιακή ένταση τουλάχιστον ίση με την κρίσιμη πεδιακή ένταση ενάρξεως ιονισμού, ώστε να μπορούν να αναπτυχθούν ηλεκτρονιακές στιβάδες και αφετέρου η επαρκής πεδιακή ένταση να επικρατεί σε μια πιο εκτεταμένη περιοχή του διακένου ώστε οι αρχικές στιβάδες να έχουν τη δυνατότητα να μετεξελιχθούν σε οχετό κορόνα.

Η κορόνα, καθώς και οι άλλες φάσεις της διάσπασης στο ανομοιογενές πεδίο, εξαρτάται από τη γεωμετρία του διακένου και επίσης από την πολικότητα της τάσεως που σχηματίζει το ηλεκτρικό πεδίο. Για να δειχτεί η εξάρτηση από την πολικότητα, της διάσπασης στο ανομοιογενές πεδίο, θα περιγραφεί ο μηχανισμός διασπάσεως για θετική και αρνητική πολικότητα, στο τυπικό διάκενο που σχηματίζεται από ένα επίπεδο και ένα ραβδόμορφο ηλεκτρόδιο. Όταν στο ραβδόμορφο ηλεκτρόδιο επιβάλλεται, σε σχέση με το γειωμένο επίπεδο, θετική ή αρνητική

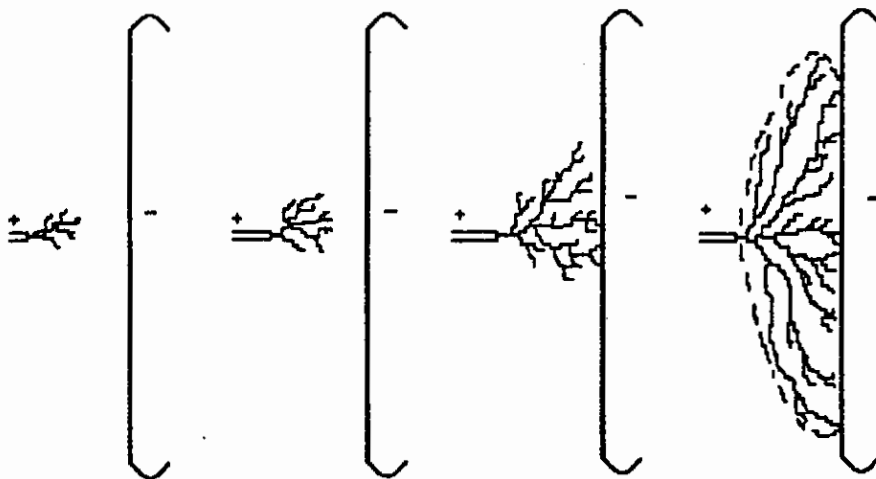
τάση, έχουμε αντίστοιχα διάσπαση υπό θετική ή αρνητική πολικότητα.

Από τη μορφή της τάσεως εξαρτάται η επίδραση των φορτίων χώρου στο μηχανισμό της διάσπασης στην πλήρη διάσπαση. Όταν η τάση των ηλεκτροδίων μόλις πλησιάζει το κατώφλι ιονισμού από κρούσεις (και συνεπώς είναι αδύναμη να παράγει φορτία χώρου), ή όταν στο διάκενο επιβάλλεται κρουστική τάση με απότομο μέτωπο, το διάκενο μπορεί να θεωρηθεί ελεύθερο από φορτία χώρου. Αντίθετα στην περίπτωση που επιβάλλεται μια συνεχής τάση, ή μια κρουστική με μικρή κλίση μετώπου, το πεδίο του διακένου υφίσταται, εξ αιτίας του σχηματιζόμενου φορτίου χώρου, σοβαρή παραμόρφωση, πριν η τάση φτάσει την τιμή διασπάσεως. Η φυσική αυτή διαφορά μειώνει την επίδραση που έχουν τα ιδιαίτερα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του διακένου, με συνέπεια η τάση διασπάσεως να καθορίζεται κυρίως από την κατανομή της πυκνότητας του φορτίου στις διάφορες θέσεις του διακένου.

4.4.1 Διάσπαση στο ανομοιογενές πεδίο υπό θετική πολικότητα

Πρώτη φάση της διάσπασης στο ανομοιογενές πεδίο είναι ο σχηματισμός οχετών κορόνα, αποτελούμενων από πολλούς διακλαδιζόμενους οχετούς, που εξ αιτίας της μικρής τους

φωτεινότητας γίνονται αντιληπτοί, σε φωτογραφίες μικρής αναλύσεως, σαν ένα συνεχές νέφος. Οι επί μέρους κλάδοι οχετών είναι διακεκριμένοι σε φωτογραφίες μεγάλης αναλύσεως.



Σχήμα 1.6

Γενικά το νέφος κορόνα εμφανίζεται μπροστά από το άκρο του ηλεκτροδίου στο οποίο η πεδιακή ένταση είναι ισχυρότερη. Στην περίπτωση του διακένου ράβδου-πλάκας θετικής πολικότητας, εμφανίζεται μπροστά στο ραβδόμορφο ηλεκτρόδιο, που αποτελεί την άνοδο.

Ο μηχανισμός σχηματισμού των οχετών που αποτελούν την κορόνα είναι βασικά ίδιος με εκείνον που περιγράφηκε στην παράγραφο 4.3.4 και αφορούσε στο ομοιογενές πεδίο. Το φαινόμενο της κορόνα εξελίσσεται ταχύτατα, έχοντας μορφή

εκρήξεως, με ταχύτητα 500-1000 [cm/μs], όπως σχηματικά μπορούμε να δούμε στο σχήμα 1.6, που δείχνει το διάκενο σε χρόνους 8, 15, 20 και 80 [nsec], από την εφαρμογή στην άνοδο (ραβδόμορφο ηλεκτρόδιο) κρουστικής τάσης με μέτωπο 8 [nsec].

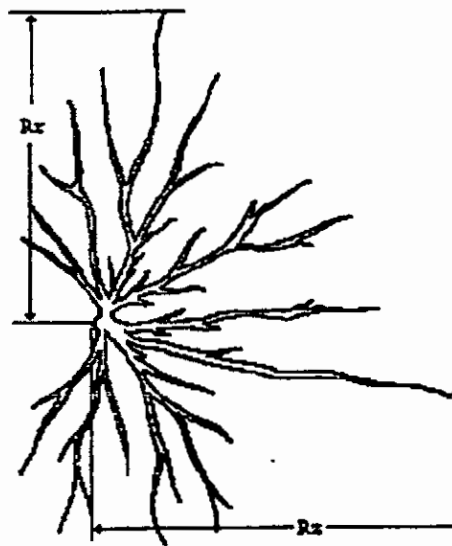
Όταν ο οχετός κορόνα προσκρούσει στην κάθοδο και έχει μεγάλη ένταση, προκαλεί εκπομπή ηλεκτρονίων από αυτήν, λόγω του ψηλού πεδίου των φορτίων χώρου που συσσωρεύονται στις άκρες των οχετών. Τα εκπεμπόμενα ηλεκτρόνια επιταχύνονται προς την κατεύθυνση του μετώπου των θετικών οχετών και είναι δυνατό να παράγουν ηλεκτρονιακές σιβάδες, αν υπάρχει χρόνος και απόσταση αρκετή για να αναπτυχθούν.

Αυτό αυξάνει εξαιρετικά την αγωγιμότητα του διάκενου και έτσι, το νέφος της πρωτοεμφανιζόμενης κορόνα, που ονομάζεται πρώτη κορόνα, συνοδεύεται από έναν παλμό ρεύματος, το εύρος και η διάρκεια του οποίου εξαρτώνται από τη διάταξη των ηλεκτροδίων και την τάση, καθώς επίσης και από μια λάμψη κοντά στο ηλεκτρόδιο της καθόδου. Η δραστηριότητα που αναπτύσσεται στο διάκενο με τη συμμετοχή της καθόδου είναι δυνατό να προκαλέσει τέτοια αύξηση της αγωγιμότητας του καναλιού του οχετού κορόνα και συνεπώς του ρεύματος που περνά από αυτό, ώστε να πραγματοποιηθεί πλήρης διάσπαση.

Σημαντικά τοπολογικά χαρακτηριστικά των οχετών κορόνα είναι οι ακτίνες R_x και R_r (σχήμα 1.7) που δίνουν μια σχηματική τους εικόνα και ακόμα δείχνουν κατά πόσο τα ιονισμένα κανάλια των

επί μέρους οχετών της κορόνα πλησιάζουν το απέναντι ηλεκτρόδιο.

Όπως, έχουμε ήδη αναφέρει μπορεί στο ανομοιογενές πεδίο να γίνει έναρξη κορόνα από την επιφάνεια ενός (ή και των δύο) ηλεκτροδίου του διάκενου, να εκταθεί μέχρι μια ορισμένη απόσταση από την επιφάνεια αυτή, ανάλογα με την απόκλιση του ηλεκτρικού πεδίου, αλλά να μην ακολουθήσει πλήρης ηλεκτρική διάσπαση. Όπως δείχνουν τα πειράματα, προϋπόθεση για να ολοκληρωθεί η διάσπαση (υπό κρουσική τουλάχιστον τάση) είναι να γεφυρωθεί ολόκληρο το μήκος ανάμεσα στα ηλεκτρόδια από οχετούς κορόνα.



Σχήμα 1.7

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
36
37
38
39
40
41
42
43
44
45
46
47
48
49
50

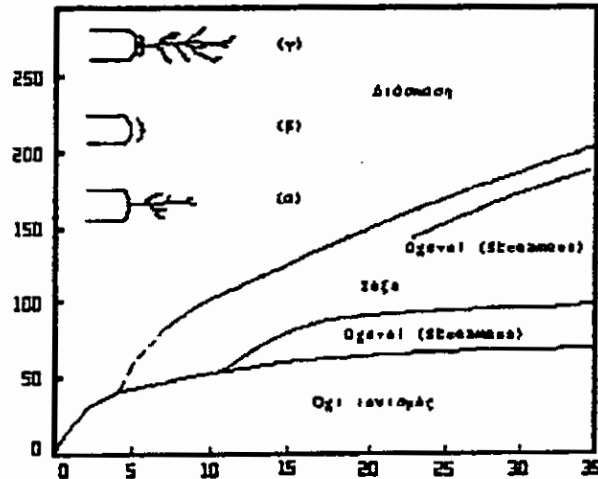
Αν οι επί μέρους οχετοί της πρώτης κορόνα δεν είναι ικανοί να φθάσουν στην κάθοδο, τότε στη βάση του πρώτου οχετού κορόνα εμφανίζεται ένα στέλεχος με πολύ μεγάλη λαμπρότητα, από το οποίο μπορεί να αναπτυχθεί ένα νέο ιονισμένο κανάλι. Ο σχηματισμός του στελέχους αυτού οφείλεται στο μεγάλο αριθμό των επί μέρους κλάδων της κορόνα, των οποίων τα αναπτυσσόμενα μέτωπα έχουν μεγάλη ικανότητα για ιονισμό. Έτσι από την άκρη ενός φωτεινού στελέχους εκπηδά μια δεύτερη κορόνα και το νέο φωτεινό στέλεχος που θα ανήκει στη δεύτερη κορόνα προστίθεται σαν προέκταση του πρώτου. Από το πέρας του δεύτερου στελέχους εκπηδά μια τρίτη κορόνα, που προσθέτει ένα τρίτο στέλεχος στα δύο προηγούμενα και σχηματίζεται με τον τρόπο αυτό ο οχετός προεκκένωσης (leader channel), που έχει, λόγω του μηχανισμού σχηματισμού του βηματιστική μορφή και προχωρεί αργά, με ταχύτητα 2 [cm/μs] που εξαρτάται κυρίως από τα φυσικά χαρακτηριστικά του αέρα του διάκενου.

Όταν η κεφαλή του οχετού προεκκένωσης φθάσει σε τέτοια απόσταση από το απέναντι ηλεκτρόδιο ώστε ένα τμήμα του διάκενου να έχει γεφυρωθεί από αυτόν και το υπόλοιπο από τους οχετούς της τελευταίας κορόνα που ξεπηδά από το κεφάλι του, τότε οι οχετοί κορόνα που παρεμβάλλονται μεταξύ κεφαλής του οχετού προεκκένωσης και ηλεκτροδίου, μετατρέπονται ταχύτατα σε οχετό προεκκένωσης. Αφού το διάκενο γεφυρωθεί ολόκληρο με τον οχετό προεκκένωσης, επακολουθεί ταχύτατη θέρμανση

του ιονισμένου καναλιού του, λόγω του διερχόμενου ρεύματος, η ένταση ροής του οποίου εξαρτάται κυρίως από τα χαρακτηριστικά του εξωτερικού κυκλώματος και όχι από την αντίσταση του οχετού που γεφυρώνει τα δύο ηλεκτρόδια. Το φαινόμενο της ηλεκτρικής διασπάσεως δεν είναι δυνατό να ανακοπεί από τη στιγμή που ολοκληρώνεται η γεφύρωση του διάκενου από τον οχετό προεκκενώσεως.

Η μέχρι τώρα ανάλυση αφορά στη διάσπαση υπό θετική πολικότητα, όταν τα φορτία χώρου δεν παραμορφώνουν το αρχικό πεδίο, παρά μόνο όταν σχηματίζονται σαν αποτέλεσμα της εξελεκτικής διαδικασίας του ιονισμού του αέρα του διάκενου.

Στην περίπτωση που τα φορτία χώρου συγκεντρώνονται και σχηματίζουν ηλεκτρικό πεδίο που παραμορφώνει το αρχικό στο χρονικό διάστημα που απαιτείται για να εφαρμοστεί η τάση στο διάκενο, η πλήρης θεωρητική ανάλυση των φαινομένων που οδηγούν στη διάσπαση είναι πολύ δύσκολη, εξ αιτίας των πολλών παραμέτρων που επηρεάζουν τους υπολογισμούς και τις παρατηρήσεις.



Σχήμα 1.8

Από πολλές παρατηρήσεις προκύπτει ότι και εδώ η κορόνα είναι η πρώτη φάση της διάσπασης, με τη διαφορά ότι αυτή, στη γενική περίπτωση, πραγματοποιείται με διαδοχικές μορφές, ανάλογα με τη διαμόρφωση των ηλεκτροδίων, το μήκος του διάκενου και το μέγεθος της τάσεως που προκαλεί το ηλεκτρικό πεδίο. Όπως φαίνεται στο σχήμα 1.8, η επιβαλλόμενη στο διάκενο DC τάση που είναι ικανή να προκαλέσει σχηματισμό κάποιου τύπου κορόνα, σχεδιάζεται σαν συνάρτηση του μήκους d του διάκενου ράβδου-πλάκας, όπου η ράβδος καταλήγει σε ημισφαίριο διαμέτρου 2 [cm]. Καθώς το d μένει σταθερό και η τάση αυξάνεται σταδιακά δεν παρατηρείται στην αρχή κανένα φαινόμενο ιονισμού και η αγωγιμότητα παραμένει σε χαμηλά επίπεδα. Η πρωταρχική ένδειξη ιονισμού είναι ένα διακοπτόμενο, αμυδρά φωτεινό φαινόμενο, με σχήμα σαν μια λεπτή

διακλαδιζόμενη κλωστή, που στην ουσία αποτελεί έναν εκφυλισμένο οχετό (Streamer), όμοιο με εκείνον της κορόνα στο ανομοιογενές πεδίο χωρίς φορτία χώρου. (σχήμα 1.8α).

Η τάση αυξάνεται και η παραπάνω «μεταβαλλόμενη» δραστηριότητα μετασχηματίζεται σε ένα σταθερό λαμπερό τόξο κοντά στην επιφάνεια της ανόδου, όπως δείχνει το σχήμα 8β. Όταν η τάση αυξηθεί ακόμα περισσότερο, εμφανίζεται ξαφνικά ένας άλλος τύπος διακοπτόμενης εκκένωσης, παρόμοιοι με τον πρώτο αλλά φωτεινότερος και γενικά πιο ζωηρός. Η παραπέρα ανύψωση της τάσης οδηγεί στο σχηματισμό τόξου ανάμεσα στα ηλεκτρόδια και στην πλήρη διάσπαση.

4.4.2 Διάσπαση στο ανομοιογενές πεδίο υπό αρνητική πολικότητα

Στα προηγούμενα αναπτύχθηκε με αρκετές λεπτομέρειες ο μηχανισμός διάσπασης στο ανομοιογενές πεδίο θετική πολικότητα. Επειδή οι βασικές έννοιες είναι ίδιες, η αντίστοιχη περιγραφή υπό αρνητική πολικότητα θα γίνει πιο σύντομα.

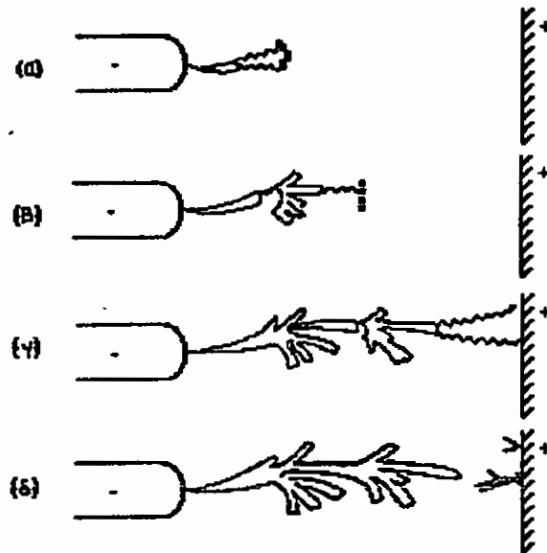
Όπως πρώτη φάση στη διάσπαση υπό θετική πολικότητα ήταν ο σχηματισμός οχετών κορόνα από θετικά ιόντα που κατευθύνονταν από την άνοδο (ραβδόμορφο ηλεκτρόδιο) προς την κάθοδο (επίπεδο ηλεκτρόδιο), έτσι και εδώ παρατηρείται στην αρχή ο σχηματισμός από αρνητικά φορτία (ηλεκτρόνια) μιας

κορόνα που ξεκινά από την κάθοδο (πάλι το ραβδόμορφο ηλεκτρόδιο) και κατευθύνεται προς την άνοδο. Ο κύριος κορμός της κορόνα όπως και πριν έχει διακλαδώσεις, που όμως σε αυτήν την περίπτωση μοιάζουν με φωτεινά φτερά. Το φαινόμενο αρχίζει για τάση διακένου κάπως μεγαλύτερη από όταν η πολικότητα είναι θετική. Οι διαστάσεις R_x και R_r της αρνητικής κορόνα είναι φαρδύτερες από της θετικής. Τέλος ο αριθμός των φτεροειδών διακλαδώσεων κυμαίνεται από 8 έως 10, ενώ αντίθετα ο θετικός οχετός κορόνα μπορεί να έχει 300-400 διακλαδώσεις. Η ταχύτητα των αρνητικών κορόνα αυξάνεται καθώς αυτές πλησιάζουν την άνοδο, εν αντιθέσει με την ταχύτητα των θετικών κορόνα, που μειώνεται καθώς προχωρούν στην περιοχή χαμηλών πεδριακών εντάσεων του διακένου. Αυτή η διαφορά, αν και το φαινόμενο δεν έχει ακόμα αναλυθεί πλήρως, οφείλεται στο ότι η συμμετοχή του επίπεδου ηλεκτροδίου στην εξελεγκτική διαδικασία του ιονισμού είναι εντονότερη και αρχίζει πιο γρήγορα όταν αυτό έχει θετική πολικότητα, παρά όταν έχει αρνητική.

Στο σχήμα 1.9 εικονογραφείται σχηματικά η διαδοχή των διαδικασιών που οδηγούν στη διάσπαση. Καταρχήν σχηματίζεται μια ηλεκτρονική στιβάδα, που κινείται προς την περιοχή που το ηλεκτρικό πεδίο και συνεπώς και ο συντελεστής ιονισμού α , μειώνεται. Τα ηλεκτρόνια της στιβάδας ακολουθούν τις γραμμές του πεδίου (ηλεκτρικές γραμμές) και αποκλίνουν το ένα από το άλλο. Πολλές φορές αναπτύσσονται περισσότερες από μια

στιβάδες, που, όταν βρίσκονται κοντά η μια στην άλλη, συγχωνεύονται και δημιουργούν ένα φωτεινό όγκο.

Όπως και στο ομοιογενές πεδίο, οι στιβάδες μπορούν να προκαλέσουν εκπομπή φωτονίων και σχηματισμό φωτοηλεκτρονίων, που υπόκεινται στην επίδραση του ενισχυμένου, από τα φορτία χώρου της στιβάδας, ηλεκτρικού πεδίου. Έτσι τα φωτοηλεκτρόνια μπορεί να δημιουργήσουν καινούργιες στιβάδες, μπροστά από την κεφαλή της αναπτυσσόμενης πρώτης στιβάδας, όπως φαίνεται στο 1.9β.



Σχήμα 1.9

Οι καινούργιες στιβάδες τείνουν να απωθούνται η μια από την άλλη και έτσι προκύπτει η καμπυλότητα και το φτεροειδές σχήμα των διακλαδώσεων της αρνητικής κορόνα. Την ίδια στιγμή η πρώτη στιβάδα αυξάνεται σε μήκος ακόμα περισσότερο. Ο δευτερογενής σχηματισμός ηλεκτρονιακών στιβάδων προκαλεί συγκέντρωση θετικών φορτίων χώρου σε μια περιοχή με σφηνοειδές σχήμα. Το πεδίο των φορτίων χώρου επαυξάνει το στατικό πεδίο μπροστά στην κεφαλή των στιβάδων και έτσι υποβοηθείται η παραπέρα ανάπτυξή τους, ενώ ταυτόχρονα παράγονται νέα φωτοηλεκτρόνια μπροστά από τις δευτερογενείς στιβάδες και η όλη διαδικασία συνεχίζεται, προχωρώντας ένα ακόμα βήμα στο διάκενο, όπως φαίνεται στο σχήμα 9γ. Τελικά, όταν το επιβαλλόμενο πεδίο ελαττωθεί σημαντικά, σε κάποιο σημείο του διάκενου μακριά από τη ραβδόμορφη κάθοδο, το φαινόμενο είναι πιθανό να διακοπεί και τα ηλεκτρόνια να κατευθύνουν προς την άνοδο, όπου θα εξουδετερωθούν, όπως αντίστοιχα και τα θετικά ιόντα στην κάθοδο.

Αν οι φτεροειδείς διακλαδώσεις της αρνητικής κορόνα μπορέσουν και πλησιάσουν το επίπεδο θετικό ηλεκτρόδιο, δημιουργώντας στην περιοχή του ψηλού τοπικό πεδίο, τότε τα σχηματιζόμενα φωτοηλεκτρόνια προκαλούν έναρξη θετικών οχετών (Streamers), ανάλογους με αυτούς που αναφέραμε στη διάσπαση υπό θετική πολικότητα. Όταν τα δύο αντίθετα κινούμενα ιονισμένα «κύματα» συναντηθούν, το διάκενο γεφυρώνεται ολόκληρο από ένα

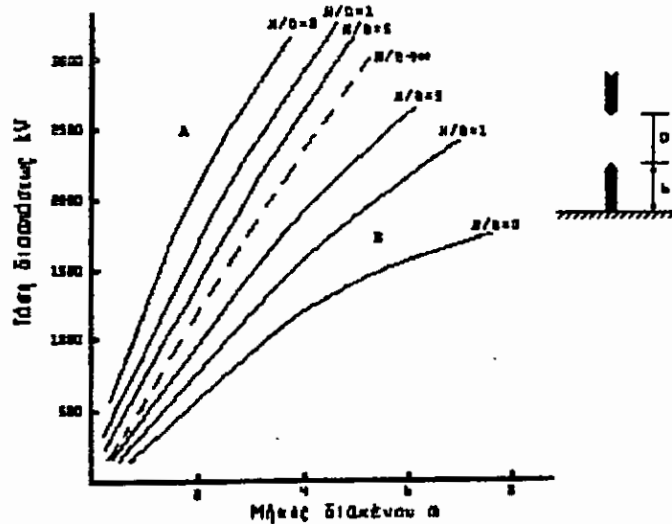
αγώγιμο κανάλι. Αν η αγωγιμότητα του καναλιού είναι μεγάλη, το ρεύμα που περνά από αυτό αυξάνεται μέχρι ένα επίπεδο που εξαρτάται από το εξωτερικό κύκλωμα, το κανάλι θερμαίνεται και ακολουθεί ταχύτατα η πλήρης διάσπαση του διάκενου.

4.4.3 Τάση διασπάσεως χαρακτηριστικών διακένων

Χωρίς να θέλουμε να υποτιμήσουμε την αξία της θεωρητικής ανάλυσης της ηλεκτρικής διάσπασης του αέρα που έχει γίνει μέχρι τώρα, θα πρέπει να τονίσουμε ότι το μεγαλύτερο πρακτικό ενδιαφέρον συγκεντρώνεται στην εύρεση σχέσεων, μεταξύ της τάσεως διασπάσεως συγκεκριμένων διακένων, και της μορφής και του μήκους των διακένων αυτών, υπό την επίδραση παραμέτρων όπως η μορφή και η πολικότητα της τάσης που επιβάλλεται στο διάκενο, ή τα ιδιαίτερα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του διακένου. Στη συνέχεια θα περιγράψουμε την εξάρτηση της τάσεως διασπάσεως από το μήκος, δύο τυπικών διακένων, των ράβδου-πλάκας και ράβδου-ράβδου.

Σαν τάση διασπάσεως σε κάθε μήκος εκλαμβάνεται το επίπεδο τάσεως που έχει πιθανότητα 50% να προκαλέσει διάσπαση του διακένου με το μήκος αυτό, δηλαδή η τάση $V_{50\%}$. Αυτή προκύπτει από σχετικά πειραματικά δεδομένα από δοκιμές που κάνουμε στο εργαστήριο.

4.4.3.1 Κρουστική τάση διασπάσεως ράβδου-ράβδου



Σχήμα 1.10

Η κρουστική τάση διάσπασης ενός κατακόρυφου διάκενου ράβδου-ράβδου εξαρτάται όχι μόνο από το μήκος του διάκενου αλλά και από το λόγο H/D του ύψους της κατώτερης ράβδου H προς το μήκος του διάκενου D .

Στο σχήμα 1.10 βλέπουμε καμπύλες που παριστούν τη σχέση τάσεως διασπάσεως-μήκους διακένου, με παραμέτρους το λόγο H/D και την πολικότητα της εφαρμοσμένης τάσης. Με τη διακεκομμένη γραμμή παριστάνεται η παραπάνω σχέση για το πρακτικά ανέφικτο, θεωρητικό, συμμετρικό διάκενο, στο οποίο η τάση διάσπασης δεν εξαρτάται από την πολικότητα. Στην περιοχή Α, αριστερά της καμπύλης του συμμετρικού διάκενου,

έχουμε τις καμπύλες για θετική πολικότητα και στη περιοχή Β τις αντίστοιχες για αρνητική πολικότητα. Όπως αποδεικνύουν τα πειραματικά δεδομένα, η εξάρτηση της τάσης διάσπασης από την πολικότητα, είναι στο παρόν διάκενο μικρότερη από ότι στο διάκενο ράβδου-πλάκας. Σημειώνουμε ότι για $H/D=0$ οι καμπύλες αφορούν στο διάκενο ράβδου-πλάκας.

Κεφάλαιο 2

Στατιστική ανάλυση πειραματικών αποτελεσμάτων

Η στατιστική ανάλυση εφαρμόζεται στις Ψηλές Τάσεις όταν πρόκειται να καθοριστεί η τάση διάσπασης μιας συγκεκριμένης μόνωσης. Η αξία των αποτελεσμάτων της είναι προφανής αφού προκύπτει αν οι ηλεκτρικές καταπονήσεις που προβλέπεται ότι θα αντιμετωπίσει μια συσκευή κατά τη λειτουργία της, υπερβαίνουν ή όχι το όριο διηλεκτρικής αντοχής της μόνωσης της συσκευής.

Η στατιστική ανάλυση μπορεί να εφαρμοστεί κύρια στις μετρήσεις με κρουστικές τάσεις και όχι τόσο με συνεχή ή εναλλασσόμενη τάση και μάλιστα με την προϋπόθεση ότι οι δοκιμαζόμενες μονώσεις μετά από κάθε διάσπαση επανακτούν τα χαρακτηριστικά που είχαν πριν από αυτήν. Αυτό είναι απαραίτητο γιατί μετά από μια ενδεχόμενη διάσπαση, στα πλαίσια μιας σειράς μετρήσεων ακολουθούν και άλλες δοκιμές της διηλεκτρικής αντοχής των μονώσεων.

1. Χρήσιμα στοιχεία πιθανοθεωρίας

Το σύνολο των αποτελεσμάτων ενός τυχαίου πειράματος ονομάζεται δειγματικός χώρος του τυχαίου πειράματος. Ας τον συμβολίσουμε με Ω .

Πιθανότητα των υποσυνόλων E_i ενός δειγματικού χώρου είναι μια αριθμητική συνάρτηση των υποσυνόλων αυτών, με τις ιδιότητες:

$$1. 0 \leq P(E_i) \leq 1$$

$$2. P(\Omega) = 1$$

$$3. P\left(\bigcup_{n=1}^{\infty} E_n\right) = \sum_{n=1}^{\infty} P(E_n)$$

Ο δειγματικός χώρος και οι πιθανότητες όλων των υποσυνόλων του αποτελούν το πιθανοτικό μοντέλο (Ω, P) ενός τυχαίου πειράματος.

Τυχαία μεταβλητή είναι μία αριθμητική συνάρτηση των αποτελεσμάτων ενός αφηρημένου πιθανοτικού μοντέλου (Ω, P) με τέτοιο τρόπο ώστε οι πιθανότητες των συνόλων του αρχικού μοντέλου να μεταφέρονται στα νέα, αριθμητικά σύνολα του νέου

χώρου. Αν η τυχαία μεταβλητή συμβολιστεί με X και με $X(S)$ συμβολιστεί ο νέος χώρος στον οποίο αντιστοιχίζονται τα αφηρημένα αποτελέσματα του τυχαίου πειράματος, έχουμε τις εξής δύο περιπτώσεις:

Σε κάθε διακριτική τ.μ. μπορεί να αντιστοιχιστεί μια συνάρτηση f_x που ορίζεται

$$f_x(x) = P(X = x), x \in X(s)$$

και έχει τις παρακάτω ιδιότητες:

$$i. f_x(x) \geq 0, x \in X(s)$$

$$ii. P(X \in B) = \sum_{x \in B} f_x(x), \forall B \subseteq X(S)$$

Η συνάρτηση αυτή ονομάζεται πυκνότητα πιθανότητας ή κατανομή της τ.μ.

Ανάλογη συνάρτηση ορίζεται και σε κάθε συνεχή τ.μ., που ονομάζεται μαζική συνάρτηση πιθανότητας ή κατανομή της τ.μ. και έχει τις ιδιότητες:

$$i. f_x(x) \geq 0, x \in X(s)$$

$$\text{ii. } P(X \in \Delta) = \int_{\Delta} f_X(x), \quad \forall \Delta \subseteq X(S)$$

από τις οποίες προκύπτει ότι:

$$\int_{X(S)} f_X(x) dx = 1$$

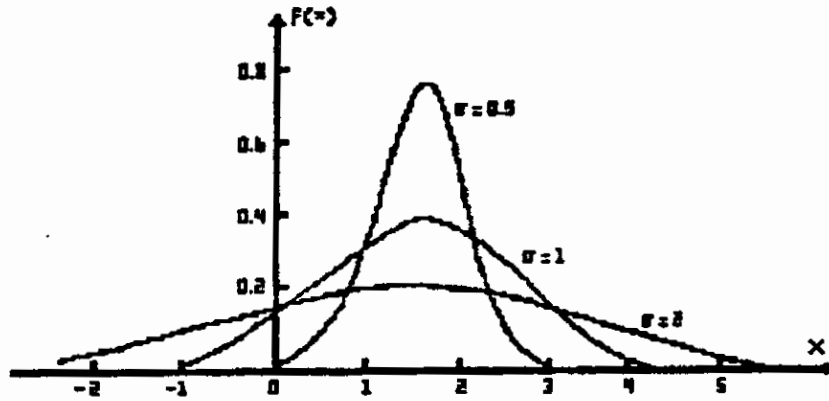
Ενώ δηλαδή η $f(x)$ δίνει απευθείας την πιθανότητα κάθε τιμής της διακριτικής τ.μ. X , στις συνεχείς τ.μ. μας δίνει την πρώτη παράγωγο της πιθανότητας να βρίσκεται η τιμή της X σε ένα υποσύνολο του $X(S)$.

Υπάρχουν μερικές χαρακτηριστικές κατανομές που περιγράφουν πολύ καλά, αρκετά, πρακτικά συναντώμενα πειράματα τύχης. Αυτή που θα μας χρησιμεύσει στην παρούσα εργασία είναι η λεγόμενη κανονική κατανομή ή κατανομή του Gauss, που περιγράφει συνεχείς τ.μ. και δίνεται από τον τύπο:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad x \in R, \mu \in R, \sigma > 0$$

όπου μ και σ είναι οι παράμετροι που παίρνουν τιμές ανάλογα με το συγκεκριμένο πείραμα τύχης που περιγράφεται πιθανοτικά από την παραπάνω σχέση. Χωρίς, να υπεισεέλθουμε σε αυστηρούς μαθηματικούς ορισμούς, θα δώσουμε με τη βοήθεια του σχήματος 2.1 τη φυσική σημασία των παραμέτρων μ και σ ,

που στην πιθανοθεωρία ονομάζονται μαθηματική ελπίδα ή μέση τιμή και διασπορά ή τυπική απόκλιση τ.μ. αντίστοιχα.



Σχήμα 2.1

Όπως βλέπουμε η κατανομή μιας τ.μ. X που περιγράφεται από την κανονική κατανομή, είναι συμμετρική περί τη μέση τιμή μ και το εύρος της ανάλογα με τη τιμή της τυπικής απόκλισης σ . Η μεν λοιπόν παράμετρος μ δίνει το μέσο όρο των τιμών που μπορεί με μια ορισμένη πιθανότητα για κάθε μία να πάρει η τ.μ. X ή διαφορετικά την τιμή που παίρνει η X με πιθανότητα 50%. Η δε παράμετρος σ δείχνει πόσο απέχουν οι ακραίες πιθανές τιμές της μ.τ. X από το μέσο όρο και μας δίνει μια πρόσθετη απαραίτητη πληροφορία για τη συγκεκριμένη μορφή της $f(x)$, δεδομένου ότι, για παράδειγμα, τα 5 και 15 έχουν μέσο όρο 10, όπως επίσης και τα 0 και 20, όμως στην πρώτη περίπτωση οι ακραίες τιμές απέχουν μεταξύ τους 10 μονάδες ενώ στη δεύτερη απέχουν 20 μονάδες.

2. Κατανομή της πιθανότητας διασπάσεως με κρουστικές τάσεις

Αν μια κρουστική τάση με σταθερή μορφή και εύρος U εφαρμόζεται σε ένα διάκενο N φορές και προκαλεί οι διασπάσεις ο λόγος $P = n/N$ ορίζεται σαν πιθανότητα διασπάσεως του διακένου που αντιστοιχεί στην τάση U . Η διάσπαση ενός διακένου λόγω της εφαρμογής μιας τάσεως σ αυτό αν και

υπόκειται σε ορισμένους νόμους, όπως έχουμε ήδη αναφέρει στο προηγούμενο κεφάλαιο είναι γενικά φαινόμενο τυχαίο. Μπορούμε λοιπόν, σύμφωνα με όσα αναφέραμε στην παράγραφο 1, να θεωρήσουμε την τάση διασπάσεως σαν μια τυχαία μεταβλητή.

Είναι φανερό πως όταν το εύρος U της κρουστικής τάσεως μεταβάλλεται, ο λόγος P μπορεί να παίρνει τιμές από 0 μέχρι 1. Η μαζική συνάρτηση πιθανότητας που περιγράφει την τυχαία μεταβλητή ονομάζεται κατανομή της πιθανότητας διάσπασης $f(U)$. Παρόλο που η f εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά του διακένου έχει προκύψει από πειράματα πως συχνά πλησιάζει μια κανονική κατανομή (Gauss), κι έτσι έχει την αναλυτική έκφραση:

$$f(U) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \cdot e^{-\frac{(U-U_{50})^2}{2\sigma^2}}$$

όπου $U_{50\%}$ είναι η τιμή της τάσης που αντιστοιχεί σε πιθανότητα διάσπασης 50% και ονομάζεται κριτική τάση διάσπασης.

Η πιθανότητα μιας κρουστικής τάσης εύρους U να προκαλέσει διάσπαση είναι συνεπώς:

$$P(U) = \int_{-\infty}^{\infty} f(U) dU = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(U-U_{50})^2}{2\sigma^2}} dU$$

και σχεδιασμένη σε φύλλο κανονικής κατανομής παριστάνεται από μια ευθεία.

Για τον καθορισμό της κανονικής κατανομής της πιθανότητας διάσπασης επαρκούν δυο παράμετροι: η μέση τιμή που είναι το εύρος $U_{50\%}$ και τη τυπική απόκλιση σ . Για την εκτίμηση των καταλληλότερων τιμών των παραμέτρων $U_{50\%}$ και σ που αντιστοιχούν σε ένα ορισμένο διάκενο καθορίζονται πειραματικά πολλά ζεύγη τιμών $P1-U1$ και κατόπιν καθορίζεται η συνάρτηση $P(U)$ είτε με μεθόδους παρεμβολής, είτε με τη μέθοδο της μέγιστης πιθανοφάνειας όπως θα περιγράψει αναλυτικά στη συνέχεια.

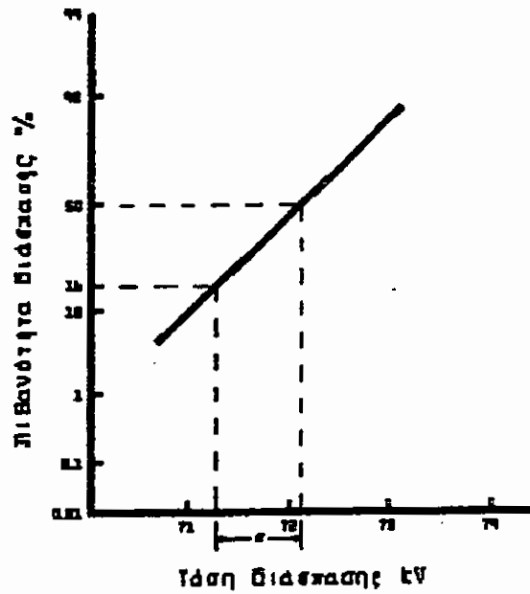
3. Καθορισμός της αντιπροσωπευτικότερης κανονικής κατανομής μιας σειράς πειραματικών αποτελεσμάτων

3.1. Απλή γραφική μέθοδος

Ένας απλός γραφικός τρόπος για τον καθορισμό των παραμέτρων $U_{50\%}$ και σ της συνάρτησης $P(U)$ είναι η χρησιμοποίηση ενός φύλλου κανονικής κατανομής, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.2, όπου η κλίμακα των P δίνεται από τον τύπο:

$$P = \frac{100}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{x^2}{2}} dx$$

Η καμπύλη μιας κανονικής κατανομής σχεδιασμένη σε ένα τέτοιο φύλλο είναι ευθεία. Από πειράματα καθορίζουμε μερικά ζεύγη τιμών P_1-U_1 , τα οποία όπως προηγουμένως έχουν σχέση κανονικής κατανομής μεταξύ τους. Τοποθετούμε τα ζεύγη P_1-U_1 στο φύλλο κανονικής κατανομής και οπτικά χαράζουμε την καταλληλότερη ευθεία που παρεμβάλλεται στα οριζόμενα από τα ζεύγη σημεία.



Σχήμα 2.2

Αν τα πειραματικά αποτελέσματα δεν αποκλίνουν σημαντικά από την κανονική κατανομή, η μέθοδος είναι επαρκώς ακριβής για τις περισσότερες εφαρμογές. Αφού καθορίσουμε την καταλληλότερη ευθεία που αντιπροσωπεύει το πείραμα, βρίσκουμε επίσης γραφικά τα $U_{50\%}$ και σ όπως δείχνεται στο σχήμα 2.2.

Για τον καθορισμό της ευθείας που παριστάνει την κατανομή επαρκούν 4-5 ζεύγη P_i-U_i , που συνήθως επιδιώκεται να καλύπτουν την περιοχή από $P=S-10\%$ μέχρι $P=80-90\%$.

4. Συμπεριφορά παράλληλων διακένων

Για να καθοριστεί η διηλεκτρική συμπεριφορά μονωτικών διακένων αέρα γίνονται στο εργαστήριο δοκιμές χρησιμοποιώντας ένα μόνο διάκενο της μορφής και μεγέθους που ενδιαφέρει. Όταν όμως μια υπέρταση προσβάλλει ένα ηλεκτρικό σύστημα καταπονούνται ταυτόχρονα πολλά διάκενα που μπορεί να είναι όμοια ή διαφορετικά και είναι επιθυμητό να εκτιμηθεί η πιθανότητα διασπάσεως σε μια οποιαδήποτε θέση του συστήματος από τη γνωστή συμπεριφορά ενός εκάστου διακένου. Μια άλλη κάπως διαφορετική περίπτωση στην οποία και πάλι χρειάζεται να εκτιμηθεί η συμπεριφορά μιας ομάδας από τη συμπεριφορά του καθενός ξεχωριστά προκύπτει όταν ένα από τα διάκενα αυτά χρησιμεύει σαν προστατευτικό για τα υπόλοιπα.

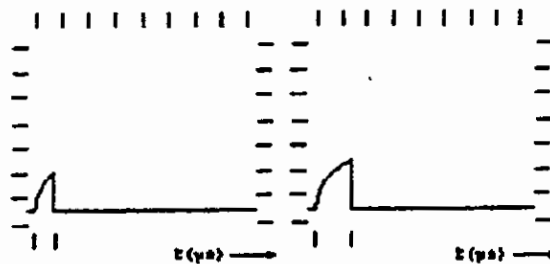
Εκτός από την καθεαυτή πιθανότητα διασπάσεως καθενός από τα παράλληλα συνδεδεμένα διάκενα παίζει ρόλο και ένα άλλο μέγεθος επίσης στατιστικό που είναι η καθυστέρηση διασπάσεως του καθενός διακένου. Πράγματι, όπως θα δούμε και παρακάτω υπάρχει το ενδεχόμενο να συμβεί ηλεκτρική διάσπαση σε ένα συγκεκριμένο από τα παράλληλα διάκενα ενώ και άλλα είχαν «πρόθεση» να διασπαστούν για το λόγο ότι το διάκενο αυτό έχει μικρότερη καθυστέρηση διασπάσεως από τα υπόλοιπα.

Στη συνέχεια θα εξεταστεί το πρόβλημα της συμπεριφοράς παράλληλων διακένων για τις ακόλουθες δύο περιπτώσεις:

- όταν μια ομάδα διακένων που παρουσιάζουν μεταξύ τους διαφορετική πιθανότητα διάσπασης και στατιστική διανομή της καθυστέρησης διάσπασης προσβάλλονται ταυτόχρονα από μια υπέρταση και ζητάμε την πιθανότητα ένα τουλάχιστον από αυτά να υποστεί διάσπαση.
- όταν αντιμετωπίζουμε την ίδια όπως και προηγουμένως περίπτωση αλλά με διάκενα όμοια μεταξύ τους.

4.1 Η καθυστέρηση διάσπασης

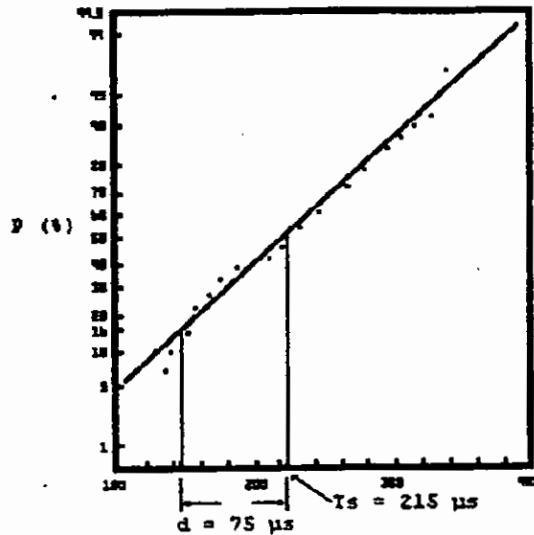
Στο σχήμα 2.3 παριστάνεται το αποτέλεσμα της εφαρμογής της ίδιας τάσης στο ίδιο διάκενο δυο διαδοχικές φορές.



Σχήμα 2.3

Κατά την πρώτη εφαρμογή το διάκενο διασπάστηκε μετά από περισσότερο από 160 [μs] κατά τη δεύτερη μετά από παραπάνω

από 800 [μs]. Αυτό αποκαλύπτει την ύπαρξη ενός άλλου εκτός από την τάση διάσπασης τυχαίου φαινομένου που αφορά στο χρόνο μέχρι την ηλεκτρική διάσπαση.



Σχήμα 2.4

Σε σχετικό πείραμα που πραγματοποιήθηκε εφαρμόστηκαν 100 φορτίσεις ίδιου εύρους στο ίδιο διάκενο από όπου προέκυψαν πειραματικά ζεύγη P - t της αθροιστικής συχνότητας των φορών διάσπασης ως προς την καθυστέρηση διάσπασης. Τα ζεύγη αυτά τοποθετημένα σαν σημεία σε φύλλο κανονικής κατανομής βρίσκονται σχεδόν σε μια ευθεία όπως φαίνεται στο σχήμα 2.4, με αναλυτική έκφραση την εξίσωση:

$$f = \frac{1}{d\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^t e^{-\frac{(t-Ts)^2}{2d^2}} dt$$

όπου T_s είναι ο μέσος όρος των καθυστερήσεων διασπάσεως και d η διασπορά τους.

4.2 Συμπεριφορά ανόμοιων διακένων

Έστω ότι τα διάκενα παρουσιάζουν διαφορετικές πιθανότητες διάσπασης P_1, P_2, \dots, P_n όταν το καθένα τους προσβάλλεται χωριστά από κάποια τάση. Οι τάσεις καταπονήσεως μπορεί να είναι μεταξύ τους ίδιες ή διαφορετικές. Υπό τις συνθήκες αυτές μπορεί να διασπαστεί ένα ή και περισσότερα διάκενα. Η πιθανότητα P_t να συμβεί διάσπαση σε ένα τουλάχιστον από τα διάκενα δίνεται από τη σχέση:

$$P_t = 1 - \prod_{i=1}^n (1 - P_i) = P_1 + P_2 + \dots + P_n - (P_1 P_2 + P_1 P_3 + \dots + P_{n-1} P_n) + \dots + (P_1 P_2 P_3 + P_1 P_2 P_4 + \dots + P_{n-2} P_{n-1} P_n) + \dots + (-1)^{n-1} P_1 P_2 \dots P_n \quad (1)$$

Ας υποθεθεί τώρα ότι τα n διάκενα είναι παράλληλα συνδεδεμένα και προσβάλλονται ταυτόχρονα από την ίδια τάση. Στην περίπτωση αυτή η διάσπαση ενός διακένου έστω του j προλαμβάνει τη διάσπαση οποιουδήποτε άλλου διακένου που

επρόκειτο μεν να διασπαστεί κατά την υπόψη εφαρμογής της τάσεως αλλά με καθυστέρηση διασπάσεως μεγαλύτερη από το j . Υπό τις συνθήκες αυτές η μεν πιθανότητα διάσπασης P_t να συμβεί διάσπαση σε τουλάχιστον ένα διάκενο παραμένει ίδια όπως και στην περίπτωση που τα διάκενα καταπονούνται ξεχωριστά από την ίδια τάση η παρατηρούμενη όμως πιθανότητα διάσπασης κάθε διακένου είναι διαφορετική στις δύο περιπτώσεις.

Αν στην περίπτωση που τα διάκενα συνδέονται παράλληλα οι παρατηρούμενες πιθανότητες διάσπασης του καθενός από αυτά παρίστανται με P_1', P_2', \dots, P_n' επειδή τα σύνθετα γεγονότα $P_1', P_2', P_1', P_2', P_3', \dots$ θα είναι όλα μηδέν αφού έγινε δεκτό ότι δεν μπορούν να διασπαστούν περισσότερα από τα διάκενα τη φορά θα ισχύει:

$$P_t = P_1' + P_2' + \dots + P_n'$$

Οι πιθανότητες P_1, P_2, \dots, P_n με τα διάκενα ανεξάρτητα ορίζονται σαν αναμενόμενες πιθανότητες ενώ οι P_1', P_2', \dots, P_n' με όλα τα διάκενα σε παράλληλη σύνδεση σαν παρατηρούμενες. Προφανώς θα ισχύουν οι σχέσεις:

$$P_1' = < P_1, P_2' = < P_2, P_n' = < P_n$$

Η αναγκαία για να γίνει ένα ορισμένο διάκενο k αιτία να διασπαστεί η ομάδα των διακένων είναι είτε το διάκενο k να είναι το μόνο που θα διασπώνταν έστω και αν τα διάκενα καταπονούνται ξεχωριστά είτε το διάκενο k να είχε τη μικρότερη καθυστέρηση διάσπασης από όλα τα άλλα που θα είχαν διασπαστεί αν τα διάκενα καταπονούνται ξεχωριστά.

Η πρόθεση των διακένων να διασπαστούν σε περίπτωση ανεξάρτητης καταπόνησης εκφράζεται από τις αναμενόμενες πιθανότητες.

Οι παρατηρούμενες πιθανότητες διάσπασης P_1', P_2', \dots, P_n' εκφράζονται σαν συναρτήσεις των αναμενόμενων P_1, P_2, \dots, P_n και των πιθανοτήτων $P_1^*, P_2^*, \dots, P_n^*$ όπου οι τελευταίες εκφράζουν την πιθανότητα ένα ειδικό διάκενο k να έχει μικρότερη καθυστέρηση διάσπασης από όλα τα υπόλοιπα της ομάδας. Οι συναρτησιακές σχέσεις είναι όπως η παρακάτω:

$$\begin{aligned}
 P_{k'} &= P_k \prod_i (1 - P_i) + \\
 &\dots + \sum [P_k P_{m1} \prod (1 - P_i) P_{k^* < m1}] \\
 &\dots + \sum [P_k P_{m1} P_{m2} \prod (1 - P_i) P_{k^* < m1, m2}] \\
 &\dots + P_k \prod P_i P_{k^* < i} \quad (2)
 \end{aligned}$$

με $i = 1, \dots, n$ αλλά $\neq 0, m_1 \neq k$ και $i = 1, \dots, n$ αλλά $\neq k, m_1$ και $m_1 \neq m_2 \neq k$
και $i = 1, \dots, n$ αλλά $\neq k, m_1, m_2$

Η παραπάνω σχέση εκφράζει την πιθανότητα P_k' σαν άθροισμα των πιθανοτήτων:

- να διασπαστεί το διάκενο k ενώ κανένα άλλο διάκενο δεν είχε την πρόθεση να διασπαστεί.
- να διασπαστεί το διάκενο k παρόλο που και άλλα διακένα m_1, m_2 κλπ. είχαν την πρόθεση να διασπαστούν αλλά το k τα εμπόδισε γιατί είχε τη μικρότερη καθυστέρηση διάσπασης.

Η πιθανότητα P_k^* να έχει το διάκενο k μικρότερη καθυστέρηση διάσπασης από όλα τα άλλα υπολογίζεται όπως θα δείξουμε στη συνέχεια. Ας υποστεί πως η πυκνότητα της καθυστέρησης διάσπασης t_i ενός διακένου m_i εκφράζεται από τη συνάρτηση $f(t_i)$. Η πιθανότητα $Pr^* < t_i$ με την οποία η t_i είναι μεγαλύτερη από μια ειδική τιμή τ θα εκφράζεται από τη σχέση:

$$Pr^* < t_i = \int_{\tau}^{\infty} f(t_i) dt_i = 1 - Fr(t_i)$$

όπου $Fr(t_i)$ είναι η αθροιστική στατιστική διανομή της t_i .

Η πιθανότητα με την οποία η καθυστέρηση διάσπασης t_i όχι ενός μόνο διακένου αλλά όλων των διακένων με $i = 1, 2, \dots, h$ είναι μεγαλύτερη από την ειδική τιμή τ θα δίνεται από τη σχέση:

$$\Pr^* < ti = \prod_{i=1..h} 1 - Fr(ti)$$

Αν το τ δεν είναι ένας ειδικός χρόνος αλλά μια στοχαστική συνάρτηση με πυκνότητα $f(\tau)$ η πιθανότητα να έχουμε $\tau < ti$ θα δίνεται από τη σχέση:

$$\Pr^* < ti = \int_r^{\infty} f(r) \prod_{i=1..h} [1 - Fr(ti)] dr$$

Αν υποθεθεί ότι η στοχαστική μεταβλητή τ που έχει πιθανότητα κατανομής $f(\tau)$ εκφράζει τη στατιστική κατανομή της καθυστέρησης διάσπασης tk του διακένου k και το ti την καθυστέρηση διάσπασης ενός από τα διάκενα i ($= 1, 2, \dots, h$) που είχαν την πρόθεση να διασπαστούν κατά την ίδια εφαρμογή τάσης κατά την οποία διασπάστηκε και το k η πιθανότητα να έχει το διάκενο k μικρότερη καθυστέρηση διάσπασης από όλα τα υπόλοιπα διάκενα m_1, m_2, \dots, m_h θα εκφράζεται από τη σχέση:

$$Pk^* < m_1, \dots, m_h = \int_0^{\infty} f(tk) \prod_{i=1..h} [1 - Ftk(ti)] dtk \quad (3)$$

Αν τα διάκενα k, m_1, \dots, m_h είναι όλα όμοια μεταξύ τους η παραπάνω σχέση γίνεται:

$$Pk^* < m1, \dots, mh = \int_0^{\infty} f(tk) [1 - Ftk(t)]^h dtk =$$

$$\int_0^{\infty} [1 - Ftk(t)]^h d[Ftk(t)] = \frac{1}{1+h}$$

Για δυο όμοια διάκενα θα είναι:

$$h=1 \text{ και } P^* = \frac{1}{2}$$

Για τρία όμοια διάκενα θα είναι:

$$h=2 \text{ και } P^* = \frac{1}{3}$$

Οι σχέσεις (1), (2) και (3) ισχύουν και όταν ανόμοια διάκενα καταπονούνται από διαφορετικές τάσεις. Στην περίπτωση αυτή οι πιθανότητες P_1, P_2, \dots, P_n καθώς και οι συναρτήσεις $F(t_i)$ και $f(tk)$ της καθυστέρησης διάσπασης αντιστοιχούν στην εφαρμοσμένη τάση. Η σχέση (1) ισχύει και όταν ακόμα η τάση εφαρμόζεται σε καθένα από τα διάκενα σε διαφορετικούς χρόνους. Οι σχέσεις (2) και (3) μπορούν με μικρές τροποποιήσεις να χρησιμοποιηθούν και στην περίπτωση που η εφαρμογή της τάσης στα διάφορα διάκενα γίνεται με μικρές διαφορές χρόνου όπως όταν ένα οδεύον κύμα προσβάλει διαδοχικά τα διάκενα μονώσεων στους πύργους μιας γραμμής μεταφοράς.

4.3 Συμπεριφορά όμοιων διακένων

Για n όμοια διάκενα με αναμενόμενες πιθανότητες διάσπασης $P_1=P_2=\dots=P_n=P$ προκύπτει ότι:

$$P_t = 1 - (1 - P)^n = nP - \frac{n}{2}P^2 + \frac{n}{3}P^3 - \dots + (-1)^n P^n = nP' \quad (4)$$

όπου P η αναμενόμενη πιθανότητα διάσπασης καθενός διακένου ξεχωριστά και P' η παρατηρούμενη πιθανότητα ενός ειδικού διακένου.

Για n όμοια διάκενα μπορούμε επίσης να υπολογίσουμε:

$$\begin{aligned} P' &= P(1 - P)^{n-1} + \frac{n-1}{2}P^2(1 - P)^{n-2} + \dots + \frac{1}{n}P^n = \\ &= \frac{1}{n} \left[nP(1 - P)^{n-1} + \frac{n(n-1)}{2}P^2(1 - P)^{n-2} + \dots + P^n \right] = \\ &= \frac{1}{n} \left[(1 - P) + P \right]^n - (1 - P)^n = \frac{1}{n} \left[1 - (1 - P)^n \right] \end{aligned}$$

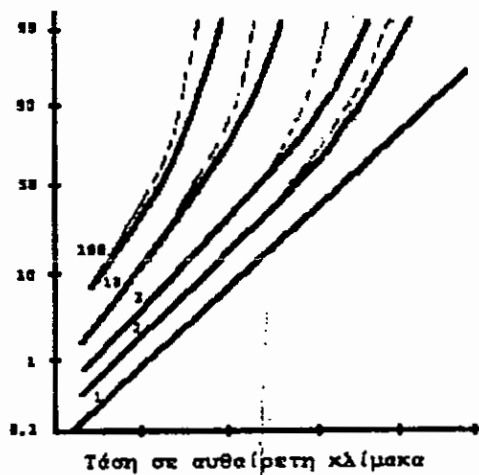
που είναι ίδια με την (4) όπως όφειλε.

4.4 Σχόλια

Για μικρές τιμές των P και n η σχέση (4) μπορεί να αντικατασταθεί από την προσεγγιστική σχέση:

$$Pt \approx nP \quad (5)$$

Το σφάλμα που εισάγεται με αυτήν την προσέγγιση παρόλο που είναι μικρό δεν είναι απευθείας ανάλογο με το γινόμενο nP . Κατά κανόνα το σφάλμα παραμένει μικρότερο του 5% για $nP < 0.1$. Το μέγεθος του σφάλματος αυτού γίνεται φανερό στο σχήμα 9 όπου εικονίζονται με πλήρη γραμμή οι ακριβείς (από τη σχέση 4) και με διακεκομμένη οι κατά προσέγγιση (από τη σχέση 5) τιμές του Pn για $n=2, 3, 10$ και 100 διάκενα.



Σχήμα 2.5

Από τη σχέση (4) γίνεται φανερό πως αν το P ακολουθεί κατανομή Gauss η P_t δεν ακολουθεί κανονική κατανομή η απόκλιση της P_t από μια τέτοια είναι μικρή. Για πρακτικές λοιπόν εφαρμογές μπορεί να γίνεται δεκτό πως όταν το P ακολουθεί κατανομή Gauss το ίδιο περίπου ισχύει και για το P_t .

Από το ίδιο σχήμα φαίνεται ακόμα πως για όμοια παράλληλα διάκενα που χρησιμεύουν σαν μόνωση ενός συστήματος η πιθανότητα P_t για το σύνολο των διακένων στην ενδιαφέρουσα περιοχή πιθανοτήτων (έστω κάτω του 10%) προκύπτει από την περιοχή πολύ μικρών πιθανοτήτων ενός μεμονωμένου διακένου. Αυτό σημαίνει πως έστω και μικρές αποκλίσεις της περιοχής μικρών πιθανοτήτων διασπάσεως του μεμονωμένου διακένου από την Gauss κατανομή ή γενικότερα κάθε παραμόρφωση της περιοχής αυτής αντανακλάται, μεγενθυμένη στην ολική πιθανότητα P_t .

Από την παρατήρηση αυτή γίνεται φανερή η ανάγκη καθορισμού των χαμηλότερων πιθανοτήτων διασπάσεως ενός μονωτικού διακένου με όσο γίνεται μεγαλύτερη ακρίβεια.

Κεφάλαιο 3

Οι εργαστηριακές δοκιμές σε τρία παράλληλα διάκενα ράβδου-ράβδου

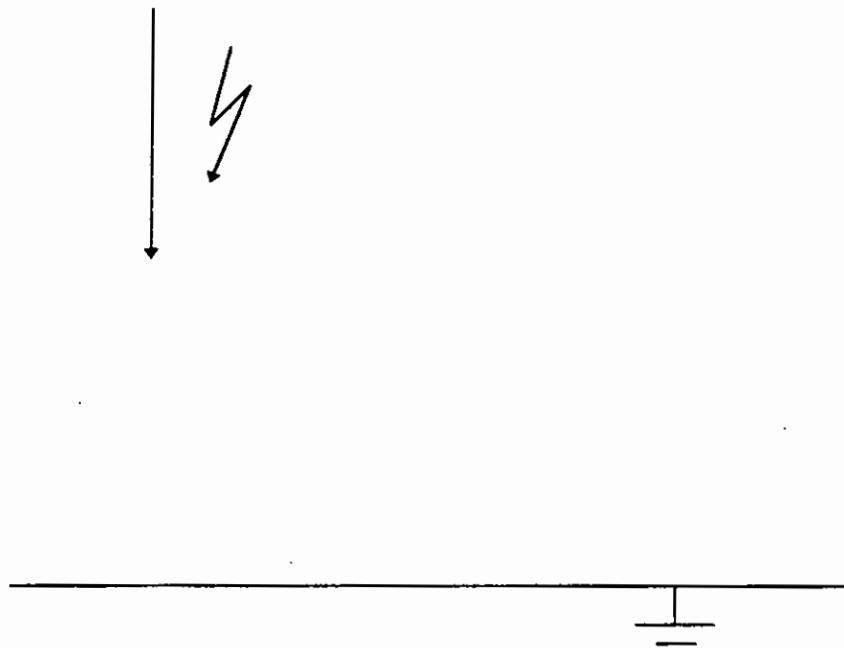
1. Σκοπός των πειραμάτων

Στο εργαστήριο Ψηλών Τάσεων πειραματιστήκαμε με τη διηλεκτρική συμπεριφορά ενός ειδικού συστήματος από τρία παράλληλα συνδεδεμένα μεταξύ τους διάκενα. το οποίο κατασκευάσαμε ειδικά για το σκοπό αυτό σύμφωνα με το προοπτικό σχέδιο που φαίνεται στο σχήμα 3.1

Πιο συγκεκριμένα είχαμε σα στόχο να συγκεντρώσουμε πειραματικά αποτελέσματα που να μας δώσουν καμπύλες της μορφής του σχήματος 2.5 για τις περιπτώσεις που τα διάκενα υποβάλλονται ανά ένα, ανά δύο ή και τα τρία μαζί σε κρουστικές φορτίσεις. Πήραμε λοιπόν όπως θα δούμε αναλυτικά στη συνέχεια πιθανοτικά δεδομένα διάσπασης όταν κάθε διάκενο καταπονείται ξεχωριστά (αναμενόμενες πιθανότητες P_1 , P_2 , P_3) όταν τα διάκενα καταπονούνται ανά δυο και όταν καταπονούνται και τα τρία μαζί (παρατηρούμενες πιθανότητες).

2. Περιγραφή πειραματικής διάταξης

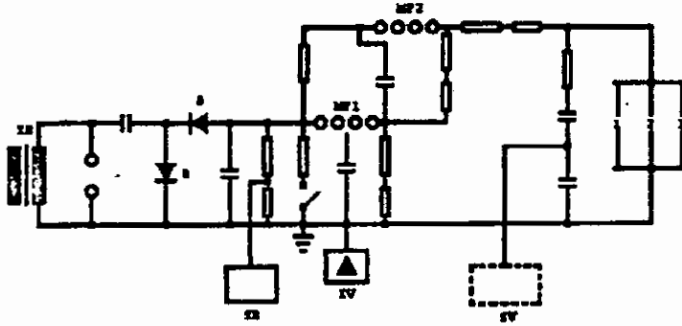
Η περιγραφή της πειραματικής δουλειάς, η επεξεργασία των αποτελεσμάτων και τα τελικά συμπεράσματα που προέκυψαν από αυτά είναι το θέμα των άμεσων επόμενων ενοτήτων.



Σχήμα 3.1

Το κυκλωματικό διάγραμμα ολόκληρης της διάταξης που χρησιμοποιήθηκε για την εκτέλεση των πειραμάτων φαίνεται στο σχήμα 3.2. Ο κύριος όγκος του διαγράμματος εκτός από τις

ανεξάρτητες συσκευές που συμβολίζονται με SB, IV και SV παριστάνει την κρουστική γεννήτρια δυναμικότητας μέχρι 400 [kV] που κατασκευάστηκε από την εταιρία HAEFELY και της οποίας φωτογραφία φαίνεται στο σχήμα 3.2.

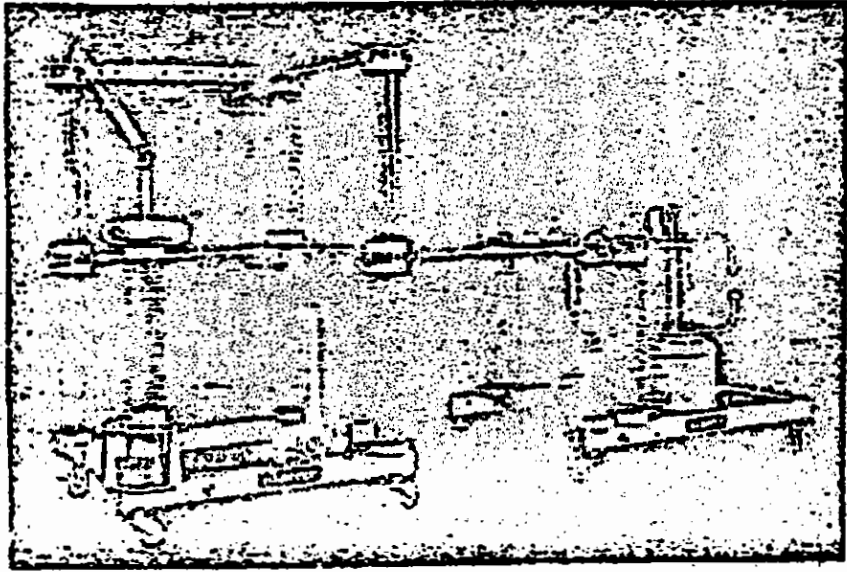


Σχήμα 3.2

Η κρουστική γεννήτρια τροφοδοτείται απ' ευθείας, από το δίκτυο η τάση του οποίου πολλαπλασιάζεται μέσω του μετασχηματιστού TH και κατόπιν ανορθώνεται μέσω του κυκλώματος που περιλαμβάνει τις διόδους ψηλής τάσεως D.

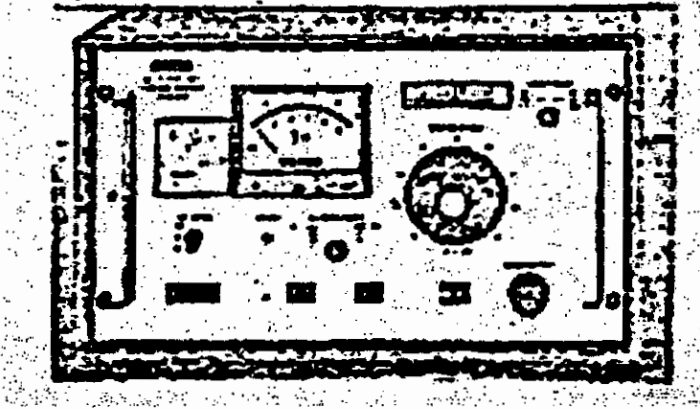
Στο κυκλωματικό διάγραμμα φαίνονται οι σπινθηριστές της κρουστικής γεννήτριας που συμβολίζονται με MF1 και MF2 καθώς και το κύκλωμα έναυσης IV που εδώ δεν αναλύεται στα επί μέρους στοιχεία του αλλά παριστάνεται με ένα «κουτί». Το κύκλωμα έναυσης έχει στην συγκεκριμένη περίπτωση σαν βασικό στοιχείο μια λυχνία Kγντρον και είναι κατασκευασμένο επίσης από την HAEFELY με κωδικό τύπο 35.

Για τον έλεγχο του επίπεδου τάσης των φορτίσεων στις οποίες υποβάλλαμε τα παράλληλα διάκενα καθώς επίσης για την παρακολούθηση της κατάστασης όλης της εγκατάστασης και της μέτρησης της τάσης και του ρεύματος εξόδου του μετασχηματιστή



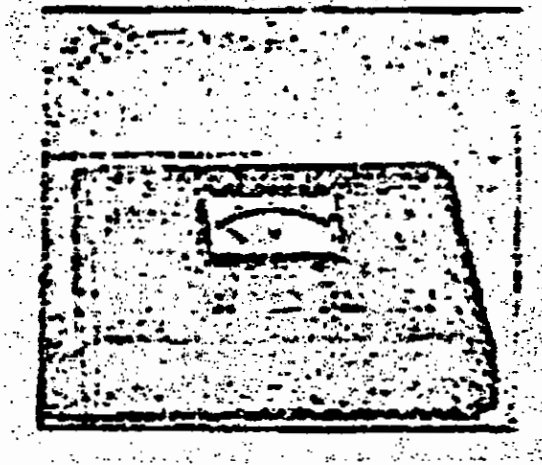
Σχήμα 3.3

χρησιμοποιήσαμε το control box τύπου 273 της HAEFELY που στο κυκλωματικό διάγραμμα συμβολίζεται με SB και του οποίου φωτογραφία δίνουμε στο σχήμα 3.4.



Σχήμα 3.4

Τέλος μέσω του κρουστικού βολτόμετρου κορυφής τύπου 65 της HAEFELY το οποίο στα διάγραμμα συμβολίζεται με SV και του οποίου ή φωτογραφία φαίνεται στο σχήμα 3.5.



Σχήμα 3.5

Είχαμε τη δυνατότητα να μετράμε το εύρος των κρουστικών τάσεων που επιβάλλαμε στα διάκενα στη διάρκεια των πειραμάτων. Η αδράνεια της ενδεικτικής βελόνας του οργάνου όταν έφτανε να δείχνει την peak τιμή της επιβαλλόμενης κρουστικής τάσης εξασφάλιζε την άνετη ανάγνωση της ένδειξης παρά την απειροελάχιστη διάρκεια της φόρτισης.

3. Τα πειραματικά αποτελέσματα

3.1 Η μεθοδολογία των μετρήσεων

Καταρχήν αριθμήσαμε τα διάκενα με τους αριθμούς 1, 2 και 3 έτσι ώστε να έχουμε τη δυνατότητα να τα ξεχωρίζουμε ανά πάσα στιγμή κυρίως στη διάρκεια των πειραμάτων που συμμετείχαν δύο από αυτά ή και τα τρία.

Αυξομειώνοντας τα μήκη των διακένων 1, 2, 3 ρυθμίσαμε ποια από αυτά θα συμμετείχαν στο πείραμα έτσι ώστε να υπολογίσουμε τις αναμενόμενες πιθανότητες P_1 , P_2 , P_3 των τριών διακένων τις παρατηρούμενες και τη συνολική πιθανότητα διάσπασης των διακένων συνδεδεμένων παράλληλα ανά δυο και τις ίδιες πιθανότητες για τα τρία διάκενα συνδεδεμένα παράλληλα. Πιο συγκεκριμένα πήραμε ομάδες μετρήσεων για 7 συνδυασμούς διακένων.

- με μήκος του διακένου 1,10 [cm] του 2,20 [cm] του 3,20 [cm].
- με μήκος του διακένου 1,20 [cm] του 2,10 [cm] του 3,20 [cm].
- με μήκος του διακένου 1,20 [cm] του 2,20 [cm] του 3,10 [cm].
- με μήκος του διακένου 1,10 [cm] του 2,10 [cm] του 3,20 [cm].
- με μήκος του διακένου 1,10 [cm] του 2,20 [cm] του 3,20 [cm].

- με μήκος του διακένου 1,20 [cm] του 2,10 [cm] του 3,10 [cm].
- με μήκος του διακένου 1,10 [cm] του 2,10 [cm] του 3,10 [cm].

Σε κάθε συνδυασμό προσδιορίσαμε από 4 έως 7 ζεύγη P_i-U_i . Μέσω του control box ρυθμίζαμε την τάση φορτίσεως των διακένων σε ένα επίπεδο U_i . Σε κάθε επίπεδο U_i επιβάλλαμε τα διάκενα σε 50 φορτίσεις. Από τον αριθμό των φορών διάσπασης στις 50 φορτίσεις προσδιορίσαμε την πιθανότητα P_i που αντιστοιχούσε στο επίπεδο U_i από τη σχέση:

$$P_i = \frac{X_i}{50} \cdot 100\%$$

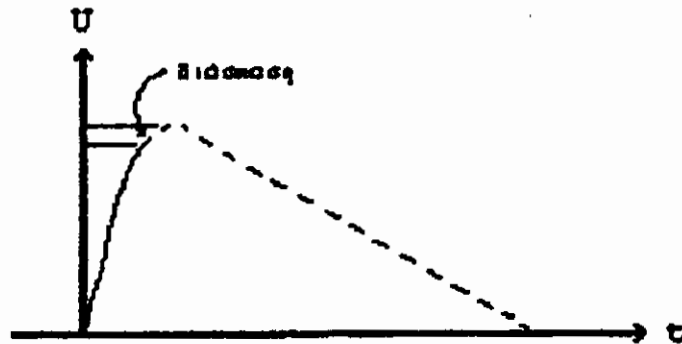
όπου X_i ο αριθμός των φορών διάσπασης.

Σαν επίπεδο U_i της τάσης φορτίσεως θεωρούσαμε το μέσο όρο όλων των ενδείξεων του κρουστικού βολτόμετρου όταν η φόρτιση δεν προκαλούσε διάσπαση. Αυτό έγινε γιατί όταν συμβαίνει διάσπαση είναι πιθανό η κρουστική τάση φορτίσεως να μην έχει προλάβει να αποκτήσει την τιμή κορυφής της όπως δείχνει και το σχήμα 3.6.

Από τα παραπάνω γίνεται προφανές ότι είναι τα άμεσα μεγέθη που καταγράφαμε στη διάρκεια των πειραμάτων σε κατάλληλα πειραματικά φύλλα ήταν:

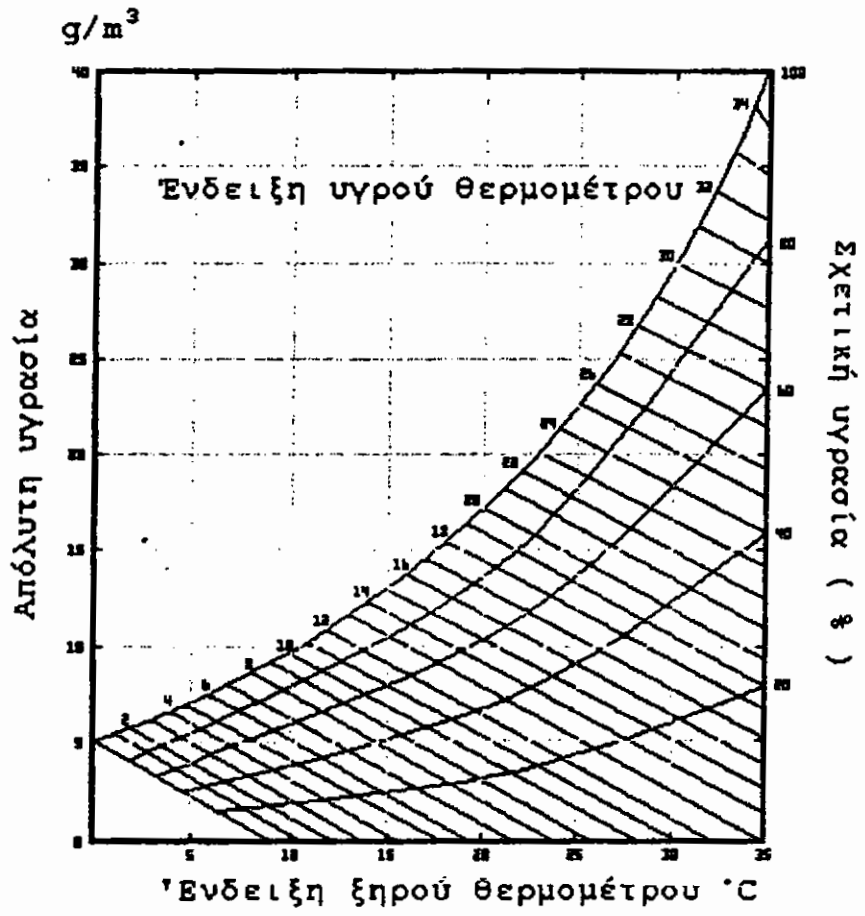
- ένδειξη peak της φόρτισης που διαβάζαμε στο κρουστικό βολτόμετρο.

- το αν έγινε ή όχι διάσπαση με τα σημεία + και - αντίστοιχα.



Σχήμα 3.6

Εκτός από τις μετρήσεις που περιγράψαμε πιο πάνω παίρναμε ανά 50 φορτίσεις μετρήσεις της ατμοσφαιρικής πίεσης της θερμοκρασίας και της απόλυτης υγρασίας βάση των οποίων κάναμε διορθώσεις στις τιμές U_i όπως θα δούμε στην επόμενη παράγραφο. Η εύρεση της απόλυτης υγρασίας γίνεται έμμεσα από τις ενδείξεις ξηρού και υγρού θερμομέτρου τις οποίες παίρνουμε από ένα ειδικό όργανο το ψυχρόμετρο με τη βοήθεια του διαγράμματος που φαίνεται στο σχήμα 3.7.



Σχήμα 3.7

3.2 Διόρθωση πειραματικών τιμών της τάσης λόγω ατμοσφαιρικών συνθηκών

Όπως είχαμε πει και στην παράγραφο II 4 η τάση διάσπασης ενός διάκενου αέρα και μάλιστα αυξάνεται ευθέως ανάλογα με αυτήν. Η πυκνότητα του αέρα εξαρτάται επίσης από την ατμοσφαιρική πίεση και τη θερμοκρασία. Σύμφωνα με το μηχανισμό αυτό η τάση διάσπασης θα πρέπει να εξαρτάται από την ατμοσφαιρική πίεση και τη θερμοκρασία και μάλιστα να αυξάνεται με την πίεση και να ελαττώνεται με τη θερμοκρασία.

Είχαμε επίσης αναφέρει ότι ο ιονισμός από κρούσεις ηλεκτρονίων με ουδέτερα μόρια που απαραίτητως προηγείται της ηλεκτρικής διασπάσεως είναι καταρρακτώδες φαινόμενο. Ένα αρχικό ελεύθερο ηλεκτρόνιο ελευθερώνει άλλο ένα τα δύο γίνονται τέσσερα κ.ο.κ. Στην πραγματικότητα όμως δεν παραμένουν διαθέσιμα όλα τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται με τον τρόπο αυτά γιατί μερικά από αυτά ενσωματώνονται σε ηλεκτραρνητικά άτομα και σχηματίζουν βαριά αρνητικά ιόντα που ελάχιστα συμβάλουν στον παραπέρα ιονισμό. Τα μόρια υδρατμών (όχι όμως τα σταγονίδια νερού που σχηματίζονται από τη συμπύκνωση τους) είναι ηλεκτραρνητικά και σύμφωνα με τα προηγούμενα η παρουσία τους δυσκολεύει τον ιονισμό και συνεπώς συμβάλει στην αύξηση της τάσης διάσπασης. Η ποσότητα των υδρατμών μέσα στον αέρα μετρείται με την

απόλυτη υγρασία που είναι τα γραμμάρια υδρατμών ανά κυβικό μέτρο πέρα κανονικών συνθηκών.

Η επίδραση των ατμοσφαιρικών συνθηκών στην τάση διάσπασης είναι σημαντική ιδιαίτερα όταν παίρνουμε μετρήσεις της επί μακρό χρονικό διάστημα και καθορίζεται με το λόγο της τάσης διάσπασης ενός διακένου υπό κανονικές συνθήκες U_0 προς την αντίστοιχη U_1 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 κρατούσες ατμοσφαιρικές συνθήκες για να προκύψει η τάση διάσπασης υπό κανονικές συνθήκες. Ο συντελεστής αυτός ονομάζεται συντελεστής διόρθωσης ατμοσφαιρικών συνθηκών και είναι γινόμενο του συντελεστή διόρθωσης για την πυκνότητα του αέρα επί του συντελεστή διόρθωσης για την ίδια.

Σαν κανονικές ατμοσφαιρικές συνθήκες επιλέχτηκαν οι ακόλουθες:

- θερμοκρασία: $t_0 = 20 [^{\circ}\text{C}] = 293 [^{\circ}\text{K}]$
- ατμοσφαιρική πίεση: $P_0 = 760 [\text{mmHg}]$
- απόλυτη υγρασία: $h_0 = 11 [\text{gr/m}^3]$

συμβατικά αποδεκτές από όλες τις Ευρωπαϊκές Χώρες.

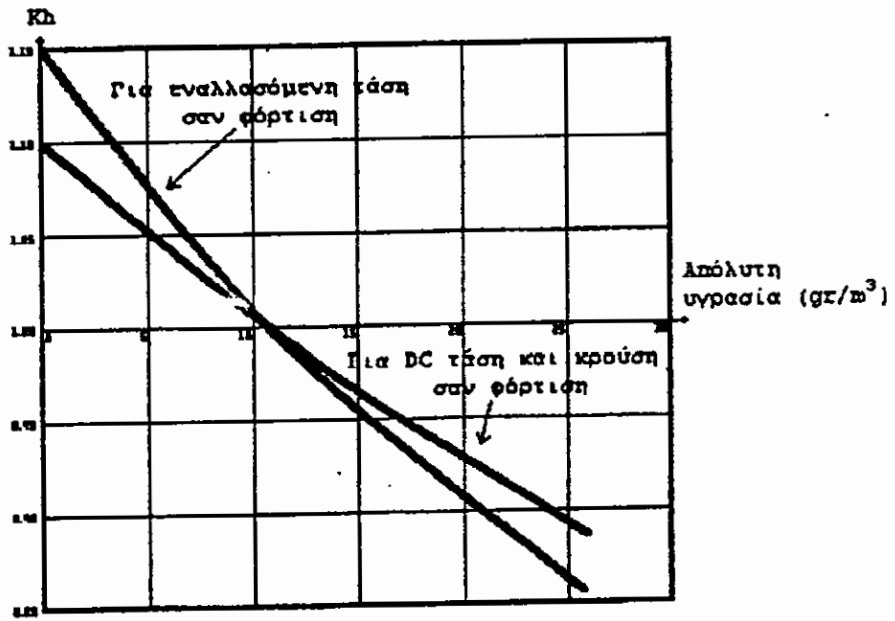
Η τάση διάσπασης που υπολογίσαμε για κάθε πιθανότητα σε κάθε συνδυασμό διακένων, στις εργαστηριακές μετρήσεις, διορθώνονταν στη συνέχεια σύμφωνα με τον παρακάτω τύπο

πού υπολογίζει αναλυτικά όσα θεωρητικά αναφέραμε προηγουμένως:

$$U_o = \frac{1}{K_d} \cdot K_h \cdot U_i = \frac{P_o}{P} \cdot \frac{T}{T_o} \cdot K_h \cdot U_i$$

όπου U_o η διορθωμένη τιμή της τάσης διάσπασης που προέκυψε από τις μετρήσεις, U_i η μετρούμενη τιμή της τάσης διάσπασης (σύμφωνα με τον τρόπο που αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο, K_d ο συντελεστής διόρθωσης για την πυκνότητα του αέρα, K_h ο συντελεστής διόρθωσης για την υγρασία, που προκύπτει από την τιμή της απόλυτης υγρασίας από το διάγραμμα του σχήματος IV 8, P_o , T_o η ατμοσφαιρική πίεση και η θερμοκρασία σε βαθμούς Κελβίν αντιστοιχα υπό κανονικές συνθήκες και P και T τα ίδια μεγέθη υπό τις κρατούσες συνθήκες.

Οι διορθώσεις που κάναμε που φαίνονται αναλυτικά στα συνημμένα πειραματικά φύλλα του παραρτήματος I είχαν σε μερικές περιπτώσεις αρκετή βαρύτητα αν και γενικά οι αποκλίσεις των διορθωμένων από τις μετρούμενες τιμές ήταν μικρές αφού οι ατμοσφαιρικές συνθήκες δεν άλλαζαν σημαντικά στη διάρκεια των μετρήσεων.



Σχήμα 3.8

Μετρήσεις

Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων

Σύντομη περιγραφή πειράματος

Πείραμα 1^ο

(Βελόνα) ακίδα-πλάκα 2 [cm] 1/20 [μs]

Ατμοσφαιρικές συνθήκες

Ατμοσφαιρική πίεση: 755 [mmHg]

Ένδειξη ξηρού θερμομέτρου: 22,6 [°C]

Απόλυτη υγρασία: 14,8 [g/m³]

Μετρήσεις

P [%]	V [kV]
4	28,09
26	29,45
30	31,16
64	33,29
80	33,66
99	36,54

V ₅₀	σ
31,912	2,331

Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων

Σύντομη περιγραφή πειράματος

Πείραμα 2^οΑκίδα-πλάκα 2 [cm] 10^ο 1/20 [ns]**Ατμοσφαιρικές συνθήκες**

Ατμοσφαιρική πίεση: 759 [mmHg]

Ένδειξη ξηρού θερμομέτρου: 22,5 [°C]

Απόλυτη υγρασία: 14,5 [g/m³]**Μετρήσεις**

P [%]	V [kV]
6	31,42
48	32,53
72	33,18
95	34,39

V₅₀	σ
32,72	0,926

Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων

Σύντομη περιγραφή πειράματος

Πείραμα 3^ο

Ημισφαίριο-πλάκα 2[cm] 1/1800 [ns]

Ατμοσφαιρικές συνθήκες

Ατμοσφαιρική πίεση: 757,5 [mmHg]

Ένδειξη ξηρού θερμομέτρου: 27 [°C]

Απόλυτη υγρασία: 20 [g/m³]**Μετρήσεις**

P [%]	V [kV]
20	29,4
45	36
90	38

V ₅₀	σ
30,63	3,07

Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων

Σύντομη περιγραφή πειράματος

Πείραμα 4^οΑκίδα-πλάκα 2 [cm] 10^9 1/1800 [ns]**Ατμοσφαιρικές συνθήκες**

Ατμοσφαιρική πίεση: 762,5 [mmHg]

Ένδειξη ξηρού θερμομέτρου: 22 [°C]

Απόλυτη υγρασία: 14,5 [g/m³]**Μετρήσεις**

P [%]	V [kV]
3	25,03
30	26,51
64	28,25
74	27,36
96	29,44

V_{50}	σ
27,102	1,529

Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων

Σύντομη περιγραφή πειράματος

Πείραμα 5^ο

Ακίδα-πλάκα 2 [cm] 10° 7,5/1800 [ns]

Ατμοσφαιρικές συνθήκες

Ατμοσφαιρική πίεση: 761,5 [mmHg]

Ένδειξη ξηρού θερμομέτρου: 21,9 [°C]

Απόλυτη υγρασία: 14 [g/m³]**Μετρήσεις**

P [%]	V [kV]
10	25
28	26,17
38	26,54
72	27,4
94	28,83

V ₅₀	σ
26,812	1,287

Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων

Σύντομη περιγραφή πειράματος

Πείραμα 6^οΑκίδα-πλάκα 5 [cm] $10^{\circ} 1/37$ [ns]**Ατμοσφαιρικές συνθήκες**

Ατμοσφαιρική πίεση: 744 [mmHg]

Ένδειξη ξηρού θερμομέτρου: 22,8 [°C]

Απόλυτη υγρασία: 14,5 [g/m³]**Μετρήσεις**

P [%]	V [kV]
7	42,66
32	44,24
16	47,38
74	49,1

V_{50}	σ
47,094	3,47

Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων

Σύντομη περιγραφή πειράματος

Πείραμα 7^ο

(Βελόνα) Ακίδα-πλάκα 2 [cm] 1/1800 [μs]

Ατμοσφαιρικές συνθήκες

Ατμοσφαιρική πίεση: 755,5 [mmHg]

Ένδειξη ξηρού θερμομέτρου: 23 [°C]

Απόλυτη υγρασία: 15 [g/m³]**Μετρήσεις**

P [%]	V [kV]
30	25,16
54	25,15
72	25,36

V ₅₀	σ
25,15	0,21

Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων

Σύντομη περιγραφή πειράματος

Πείραμα 8^οΑκίδα-πλάκα 2 [cm] 10° 7,5/180 [μ s]**Ατμοσφαιρικές συνθήκες**

Ατμοσφαιρική πίεση: 761,5 [mmHg]

Ένδειξη ξηρού θερμομέτρου: 21,9 [$^{\circ}$ C]Απόλυτη υγρασία: 14 [g/m^3]**Μετρήσεις**

P [%]	V [kV]
12	28,13
28	29,56
54	30,81
64	30,32
82	32,18

V_{50}	σ
30,336	1,896

Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων

Σύντομη περιγραφή πειράματος

Πείραμα 9^ο

Ακίδα-πλάκα 2 [cm] 10° 1/20 [ns]

Ατμοσφαιρικές συνθήκες

Ατμοσφαιρική πίεση: 743,5 [mmHg]

Ένδειξη ξηρού θερμομέτρου: 22,8 [°C]

Απόλυτη υγρασία: 14,5 [g/m³]**Μετρήσεις**

P [%]	V [kV]
5	43,34
20	44,37
40	45,38
78	46,88
88	48,43

V ₅₀	σ
45,913	1,727

Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων

Σύντομη περιγραφή πειράματος

Πείραμα 10^οΑκίδα-πλάκα 2 [cm] 10^ο 7,5/280 [μs]**Ατμοσφαιρικές συνθήκες**

Ατμοσφαιρική πίεση: 756 [mmHg]

Ένδειξη ξηρού θερμομέτρου: 20,6 [°C]

Απόλυτη υγρασία: 13,6 [g/m³]**Μετρήσεις**

P [%]	V [kV]
4	25,69
30	27,01
74	27,92

V ₅₀	σ
29,618	4,217

Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων

Σύντομη περιγραφή πειράματος

Πείραμα 11°

Ακίδα-πλάκα 1 [cm] 10° 1/36 [ns]

Ατμοσφαιρικές συνθήκες

Ατμοσφαιρική πίεση: 756 [mmHg]

Ένδειξη ξηρού θερμομέτρου: 20,5 [°C]

Απόλυτη υγρασία: 14,5 [g/m³]**Μετρήσεις**

P [%]	V [kV]
1	14,36
44	15,22
58	16,47

V ₅₀	σ
16,127	1,14

Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων

Σύντομη περιγραφή πειράματος

Πείραμα 12^οΑκίδα-πλάκα 1 [cm] 10^ο 1/1800 [ns]**Ατμοσφαιρικές συνθήκες**

Ατμοσφαιρική πίεση: 756,5 [mmHg]

Ένδειξη ξηρού θερμομέτρου: 21,2 [°C]

Απόλυτη υγρασία: 12,5 [g/m³]**Μετρήσεις**

P [%]	V [kV]
42	13,85
60	14,75
66	14,73

V₅₀	σ
14,076	1,742

Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων

Σύντομη περιγραφή πειράματος

Πείραμα 13^οΑκίδα-πλάκα 1 [cm] 10^ο 1/20 [μs]**Ατμοσφαιρικές συνθήκες**

Ατμοσφαιρική πίεση: 759 [mmHg]

Ένδειξη ξηρού θερμομέτρου: 22 [°C]

Απόλυτη υγρασία: 14,8 [g/m³]**Μετρήσεις**

P [%]	V [kV]
70	20,38
78	23,62
88	19,34
90	21,58

V ₅₀	σ
17,416	5,204

Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων

Σύντομη περιγραφή πειράματος

Πείραμα 14^οΑκίδα-πλάκα 1/20 [μs]**Ατμοσφαιρικές συνθήκες**

Ατμοσφαιρική πίεση: 756,5 [mmHg]

Ένδειξη ξηρού θερμομέτρου: 19 [$^{\circ}\text{C}$]Απόλυτη υγρασία: 12,2 [g/m^3]**Μετρήσεις**

P [%]	V [kV]
36	18,16
46	16,66
58	18,81
74	19,82

V_{50}	σ
18,199	4,758

Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων

Σύντομη περιγραφή πειράματος

Πείραμα 15^ο

Ακίδα-πλάκα 2 [cm] 10° 1/280 [μs]

Ατμοσφαιρικές συνθήκες

Ατμοσφαιρική πίεση: 763,5 [mmHg]

Ένδειξη ξηρού θερμομέτρου: 22,2 [°C]

Απόλυτη υγρασία: 13,5 [g/m³]**Μετρήσεις**

P [%]	V [kV]
15	28,29
52	29,42
66	30,25
70	30,45

V ₅₀	σ
29,59	1,334

Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων

Σύντομη περιγραφή πειράματος

Πείραμα 16°

Ακίδα-πλάκα 2 [cm] 10° 1/36 [ns]

Ατμοσφαιρικές συνθήκες

Ατμοσφαιρική πίεση: 762,5 [mmHg]

Ένδειξη ξηρού θερμομέτρου: 22 [°C]

Απόλυτη υγρασία: 15,5 [g/m³]**Μετρήσεις**

P [%]	V [kV]
16	29,18
38	31,31
86	32,63
96	33,03
99	34,21

V ₅₀	σ
31,31	1,24

Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων

Σύντομη περιγραφή πειράματος

Πείραμα 17^οΑκίδα-πλάκα 1 [cm] 10^ο 1/20 [μs]**Ατμοσφαιρικές συνθήκες**

Ατμοσφαιρική πίεση: 759 [mmHg]

Ένδειξη ξηρού θερμομέτρου: 22 [°C]

Απόλυτη υγρασία: 14,8 [g/m³]**Μετρήσεις**

P [%]	V [kV]
32	14,98
50	15,58
66	16,31

V₅₀	σ
15,65	1,52

Συμπεράσματα

Ακίδα-Πλάκα			
Μήκος διακένου	Μορφή τάσης [μs]	U50% [kV]	σ [kV]
1	1/20	15,6	1,5
1	1/1800	14	1,7
1	1/20	17,4	5,2
2	1/20	31,9	2,3
2	1/20	32,7	0,9
2	75/180	30,3	1,89
2	1/1800	27,1	1,5
2	7,5/1800	26,8	1,2
2	1/1800	25,2	0,26
2	7,5/280	29,6	4,21
2	1/180	29,5	1,134
2	1,36	31,31	1,24
5	1/37	47	3,471
5	1/20	45,9	1,7
Πλάκα-Ημισφαίριο			
2	1/1800	30,6	3,07

Συμπεράσματα

Εξετάζοντας τις περιπτώσεις ξεχωριστά την κάθε μια και συγκρίνοντας τα αποτελέσματα μεταξύ τους μπορούμε να εξάγουμε ορισμένα συμπεράσματα όπως αναφέρονται στη συνέχεια.

A. Ακίδα-Πλάκα

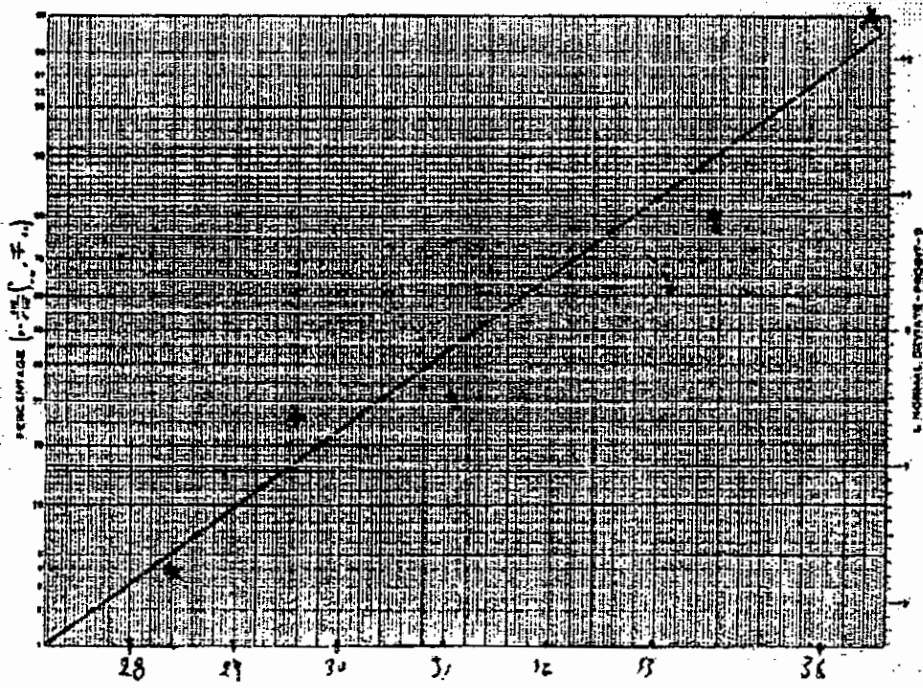
- I. Για την περίπτωση αυτή έχουμε μήκος διακένου 1 [cm] και μορφή τάσεως $1/20$ [μs] και $1/1800$ [μs] εξετάζοντας το γράφημα I καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι η τάση διάσπασης εμφανίζεται απότομη πλησιάζοντας την κατακόρυφη μορφή (α) ενώ η δεύτερη παρουσιάζει μεγαλύτερη κλίση.
- II. Το μήκος διακένου στην περίπτωση αυτή εμφανίζεται διαφορετικό και έχουμε τάσεις της μορφής $1/20$ [μs] και $75/180$ [μs]. Πάλι και εδώ η πρώτη παρουσιάζεται σχεδόν κατακόρυφη ενώ η δεύτερη με κάποια κλίση.
- III. Με μήκος διακένου διαφορετικό και πάλι και μορφή τάσης $1/20$ [μs] και $7,5/1800$ [μs] η διαφορά μεταξύ των δύο ευθειών είναι μεγαλύτερη και διακρίνονται εύκολα τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά τους.

IV. Για μήκος διακένου 1 και 2 [cm] και μορφή τάσης $1/20$ [μs] και $1/36$ [μs] η δεύτερη παρουσιάζεται λιγότερο απότομη.

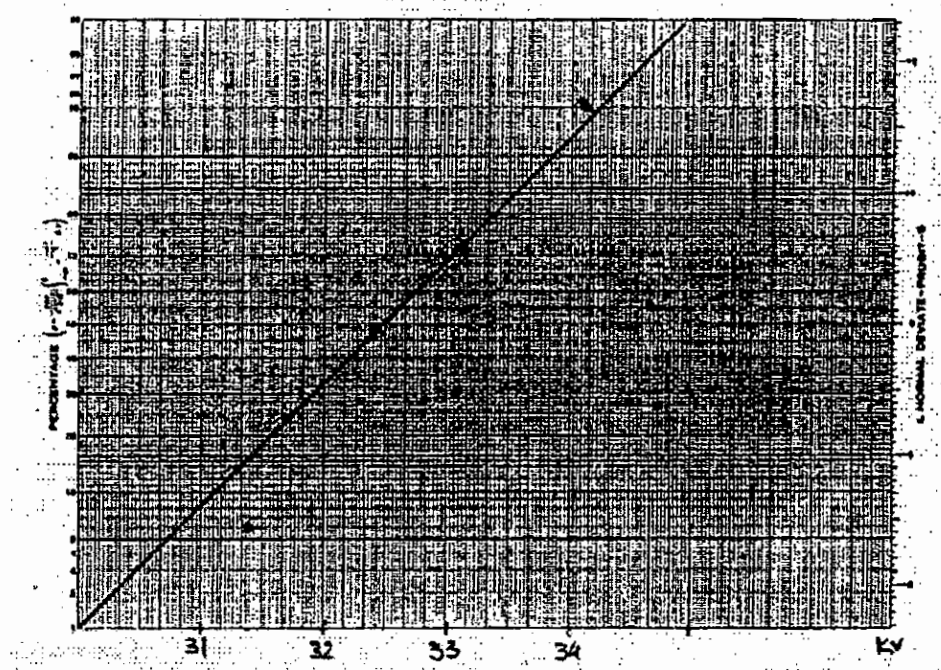
Οι υπόλοιπες περιπτώσεις ακολουθούν σχεδόν την ίδια διαδικασία. Η κρουστική τάση με μορφή $1/20$ [μs] παρουσιάζεται σχεδόν κατακόρυφη ενώ η $7,5/1800$ [μs] είναι αυτή που παρουσιάζει την μεγαλύτερη κλίση και είναι η πιο ομαλή.

Διαγράμματα

Πείραμα 1



Πείραμα 2



Πείραμα 3

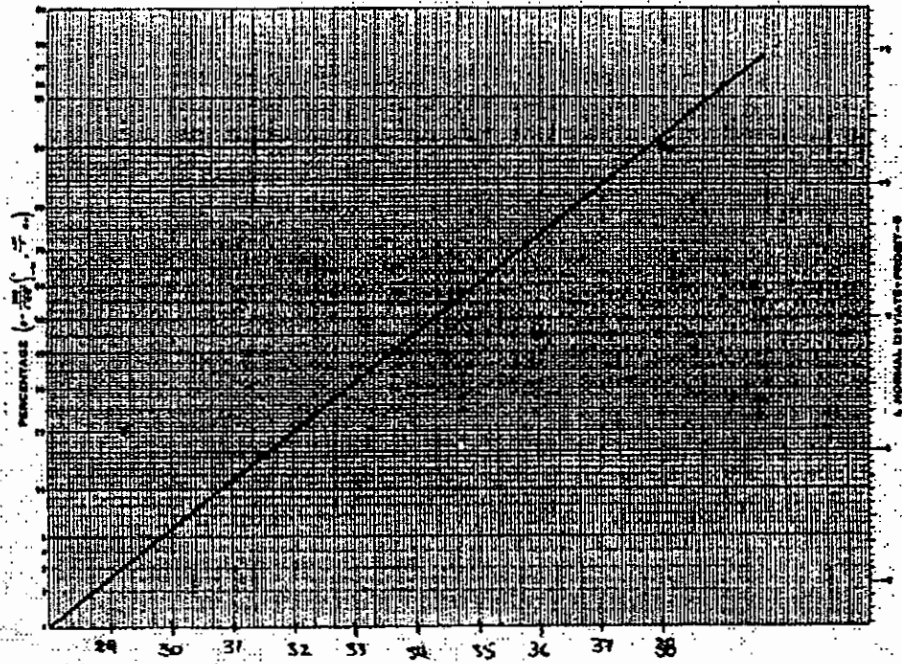
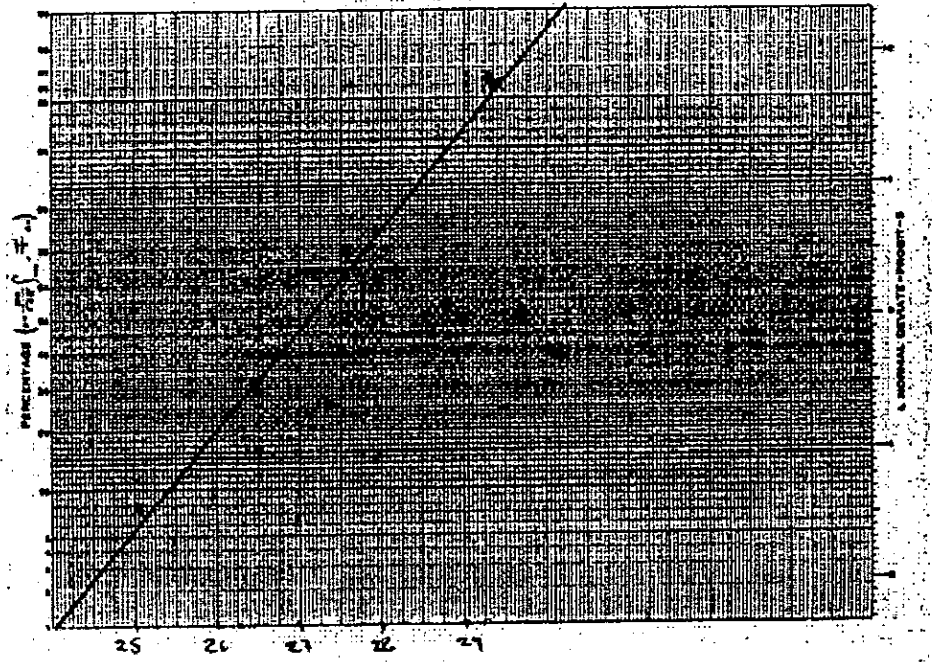
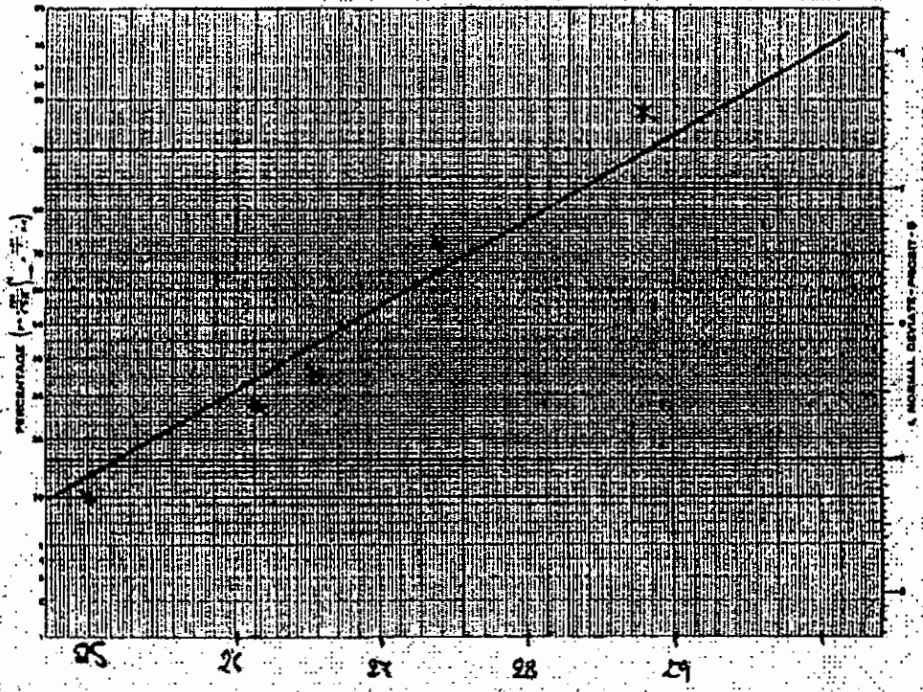


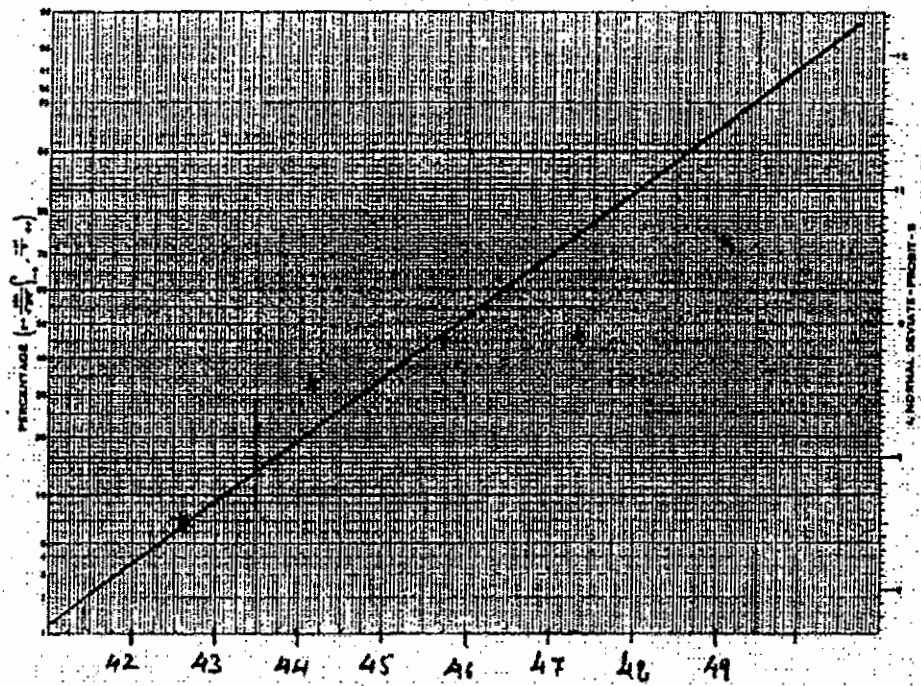
Fig. 3

Πείραμα 4

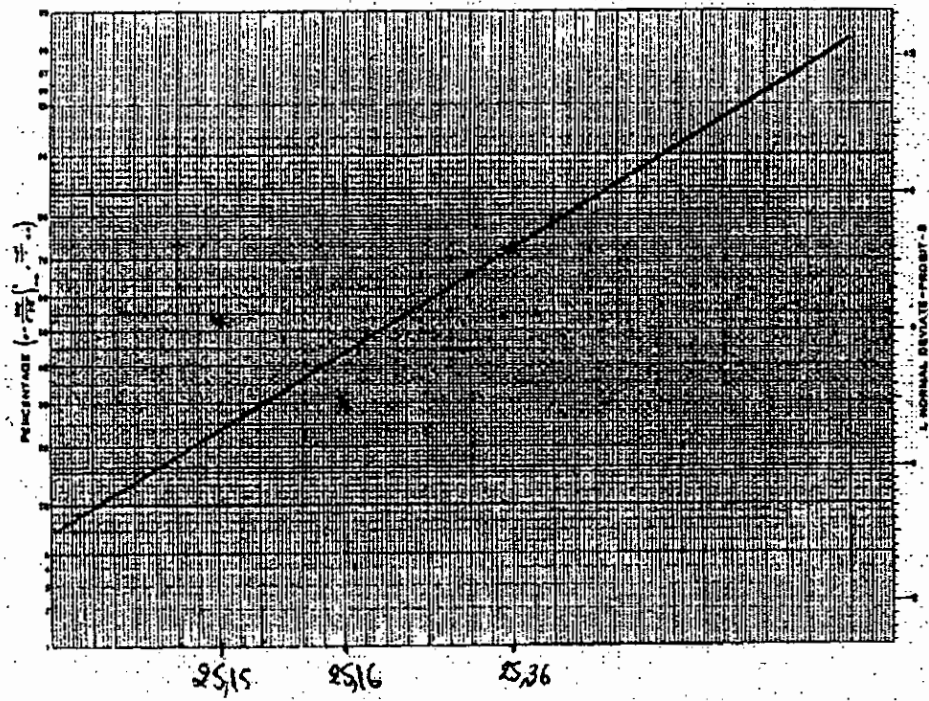
Πείραμα 5



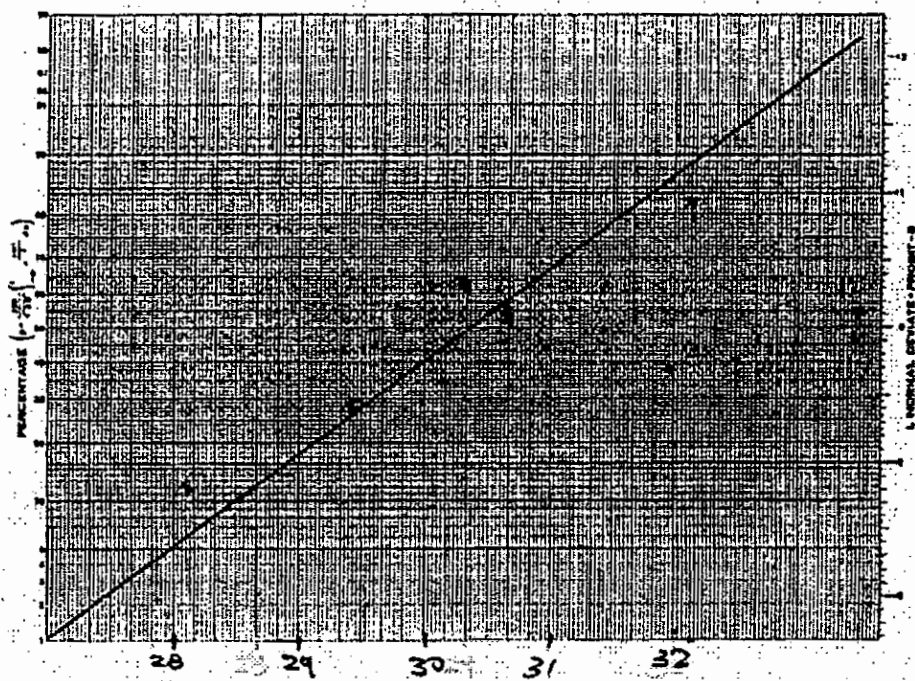
Πείραμα 6



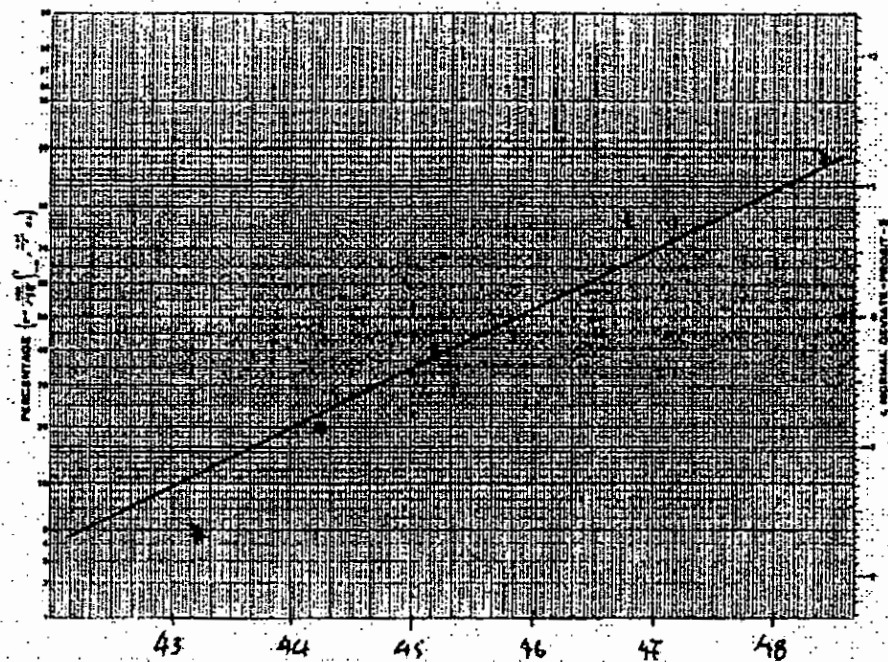
Πείραμα 7



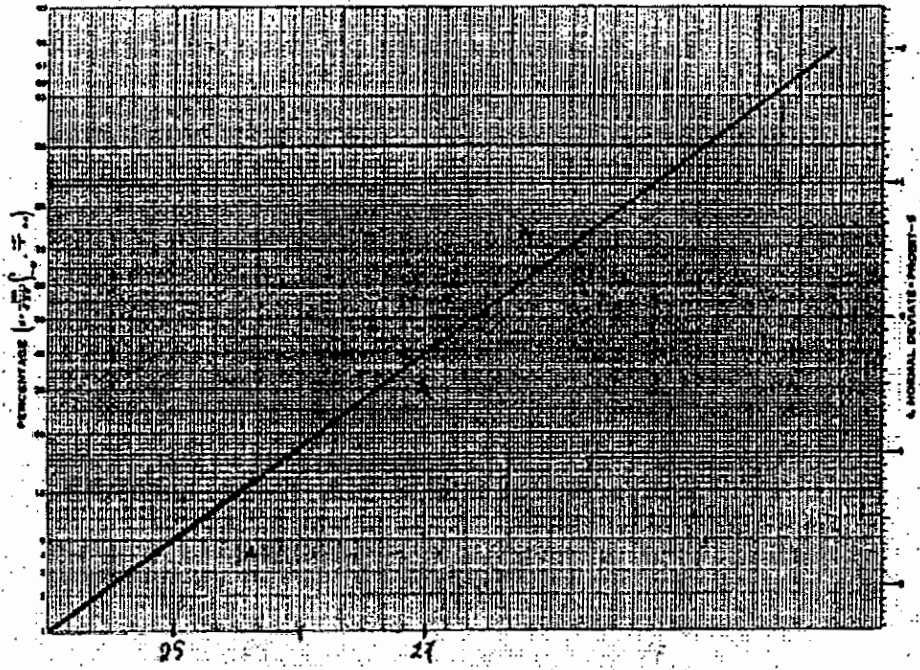
Πείραμα 8



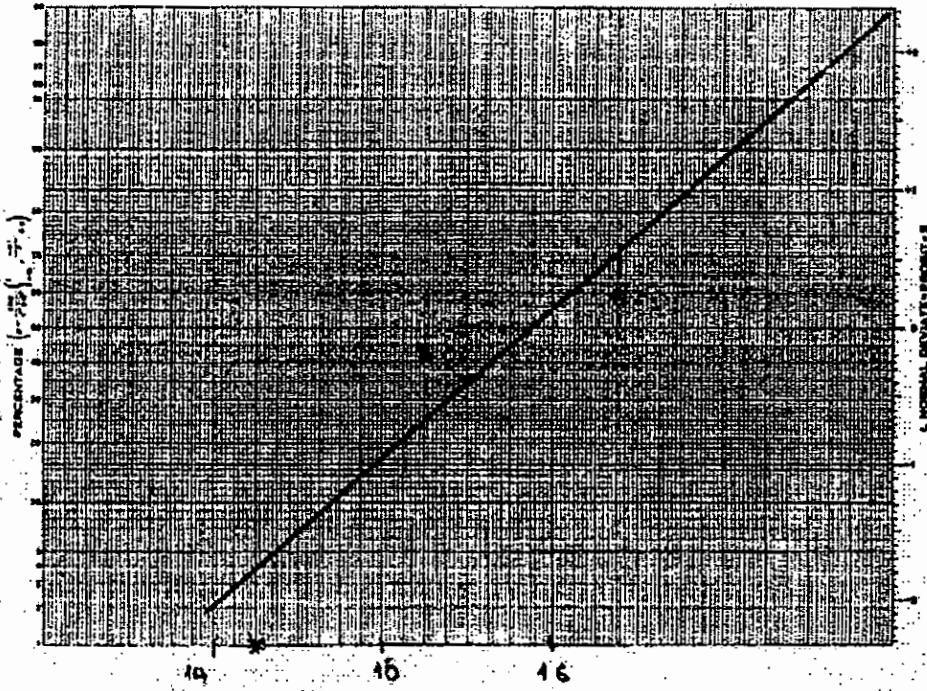
Πείραμα 9



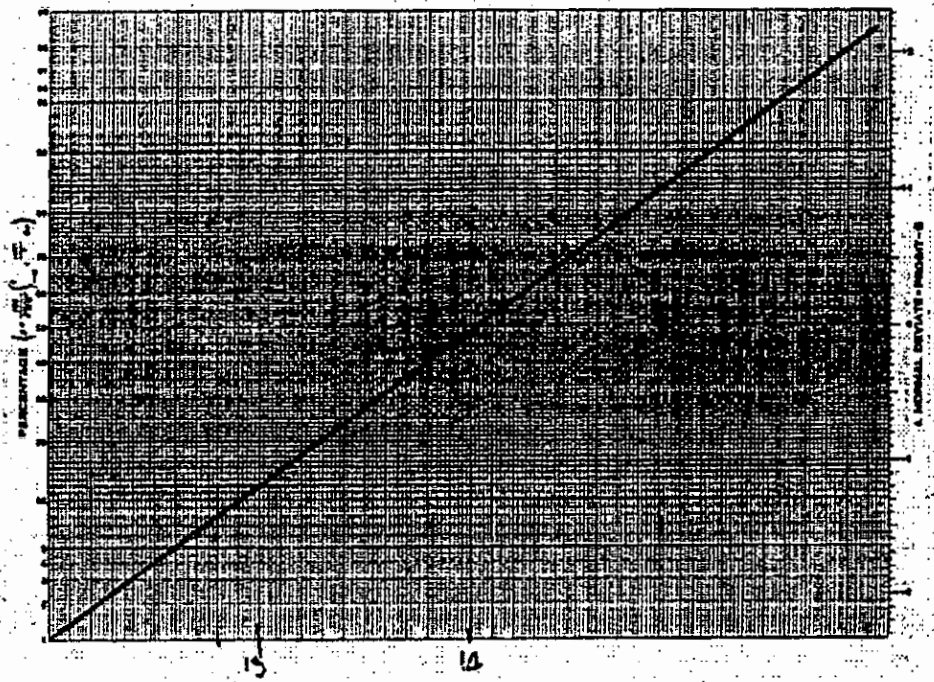
Πείραμα 10



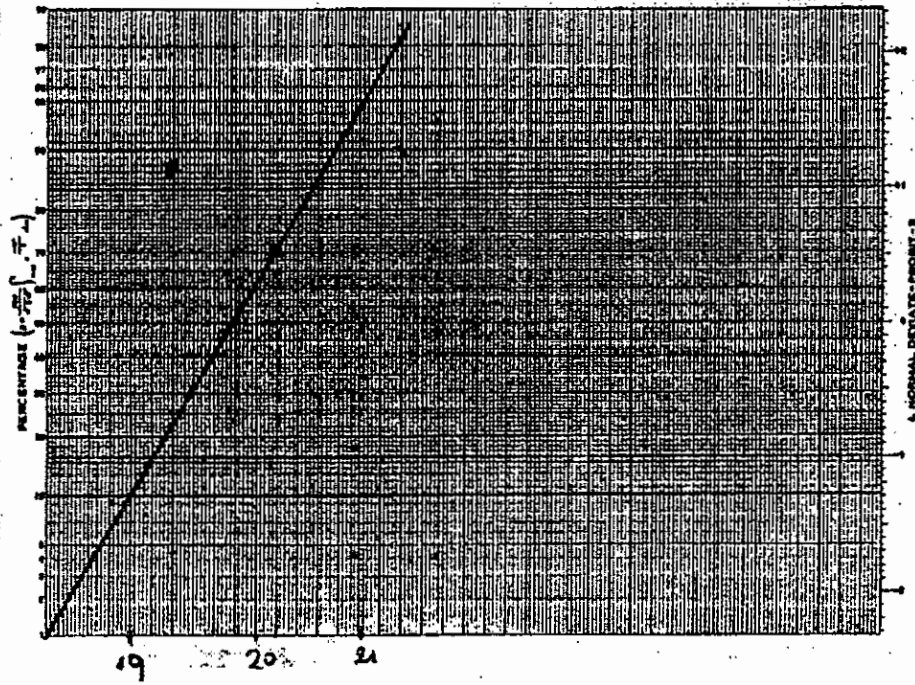
Πείραμα 11



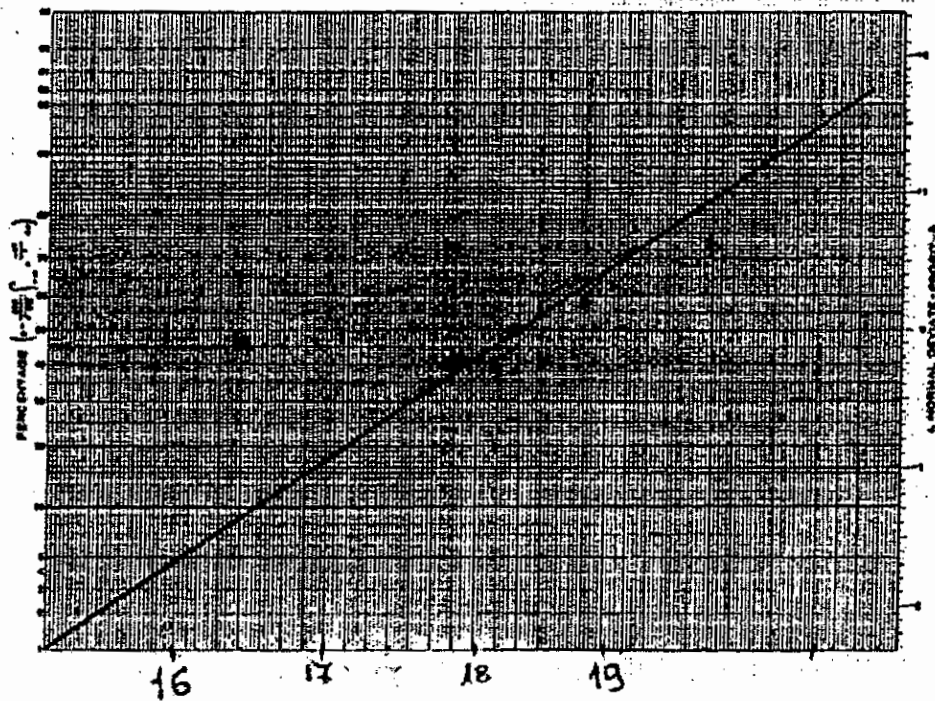
Πείραμα 12



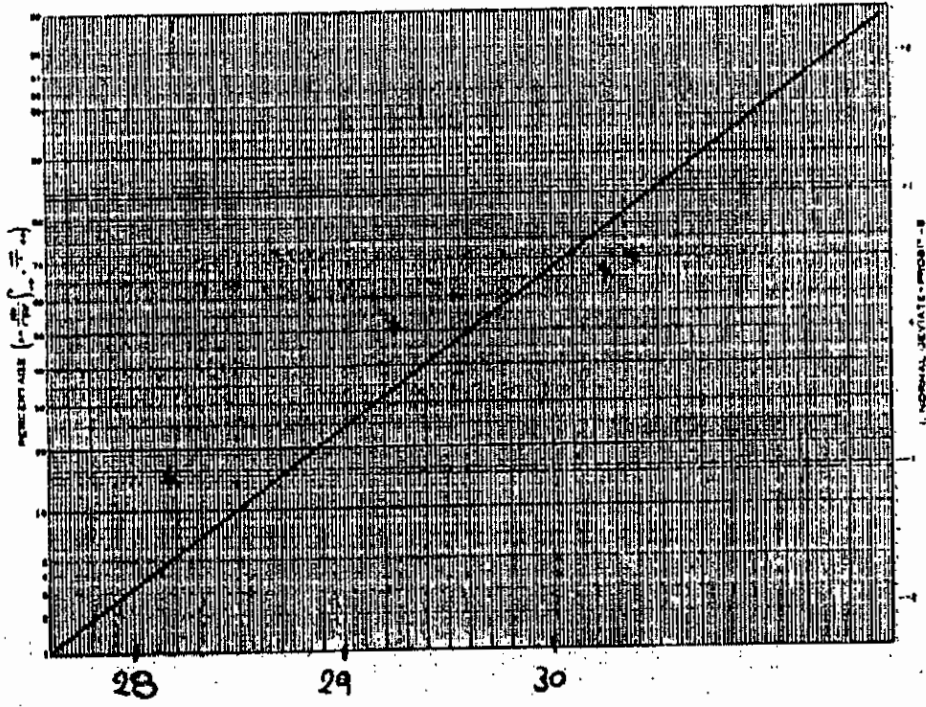
Πείραμα 13



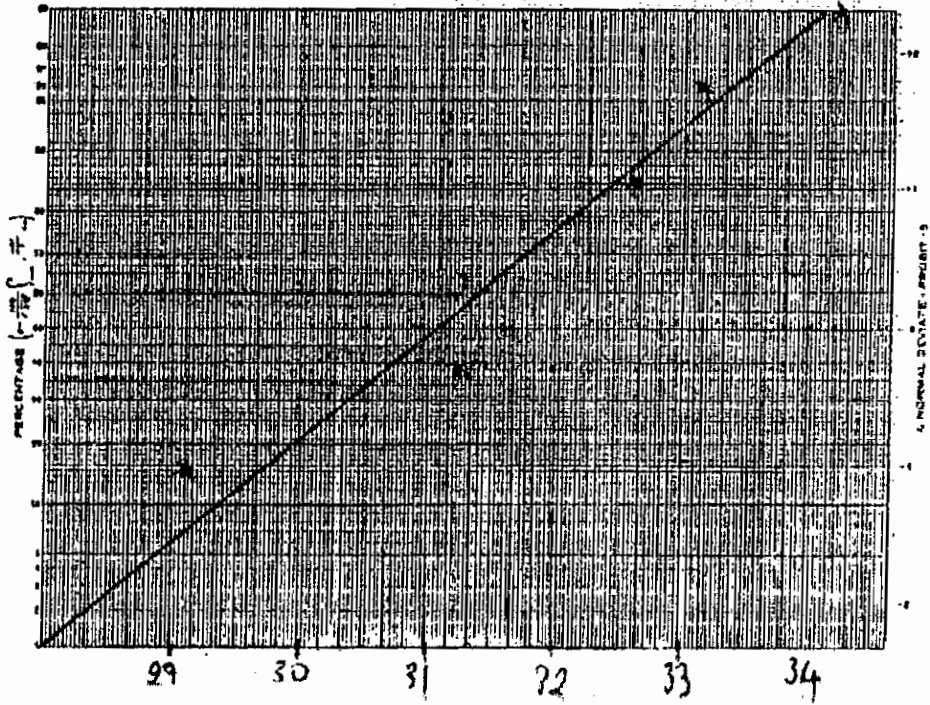
Πείραμα 14



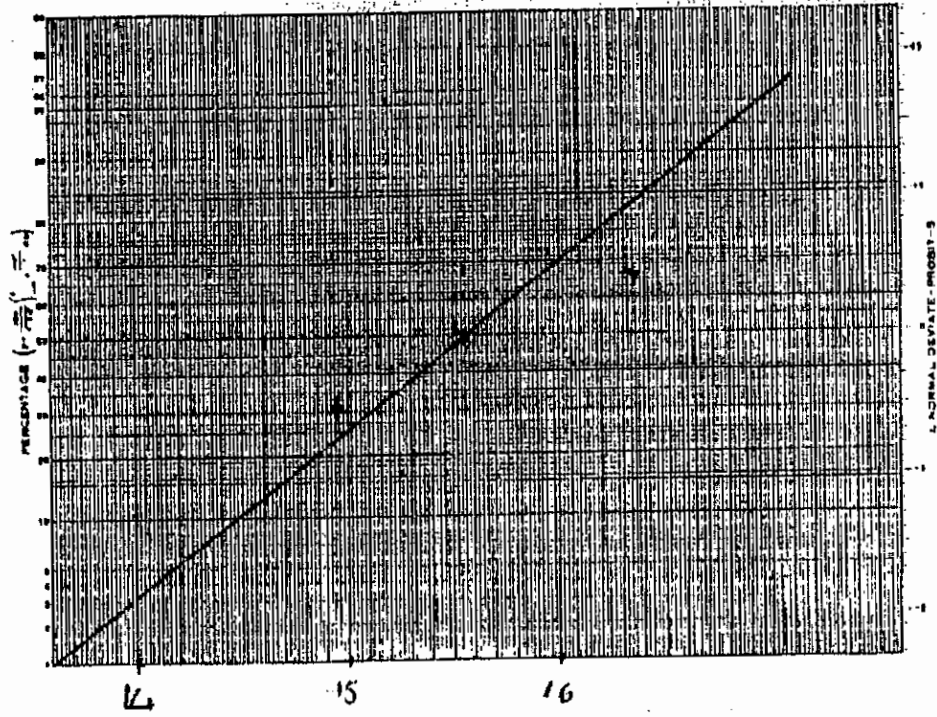
Πείραμα 15



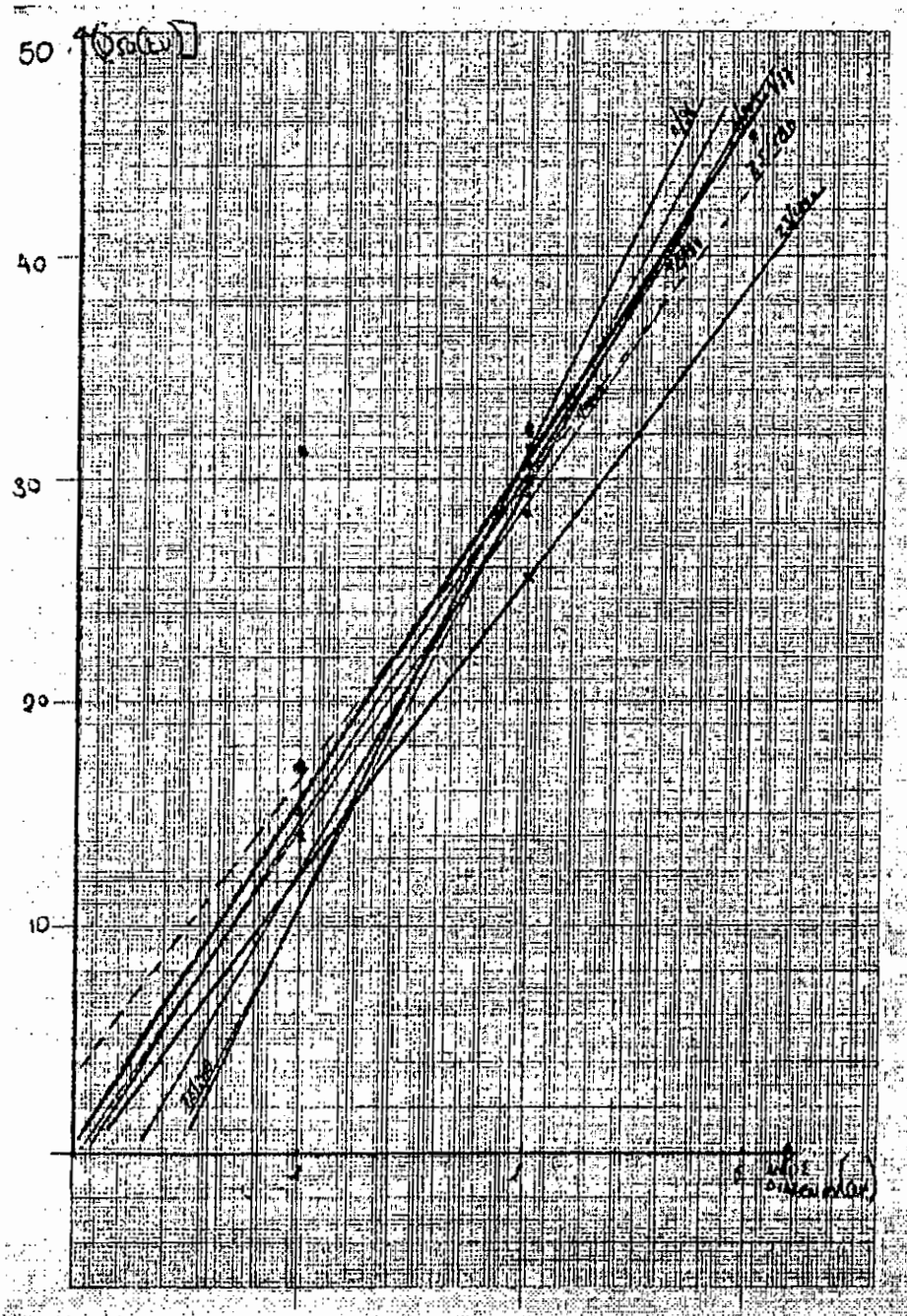
Πείραμα 16



Πείραμα 17



Μορφές κρουστικών τάσεων



Βιβλιογραφία

1. Σημειώσεις Εργαστηρίου Υψηλών Τάσεων, Ελ. Πυργιώτη

