

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ & ΦΥΣΙΚΩΝ
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ



ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΥΨΗΛΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ

**Μελέτη ανιχνευτή Micromegas σε δέσμη νετρονίων και με διαφορετικά
αέρια**

Διπλωματική εργασία
του
Τσιγαρίδα Στέργιου

Επιβλέπων: Τσιπολίτης Γεώργιος
Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, Οκτώβριος 2010

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ & ΦΥΣΙΚΩΝ
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ



ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΥΨΗΛΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ

**Μελέτη ανιχνευτή Micromegas σε δέσμη νετρονίων και με διαφορετικά
αέρια**

Διπλωματική εργασία

του

Τσιγαρίδα Στέργιου

Εγκρίθηκε απο την τριμελή εξεταστική επιτροπή:

Τσιπολίτης Γεώργιος
Αν. Καθηγητής ΕΜΠ

Αλεξόπουλος Θεόδωρος
Καθηγητής ΕΜΠ

Γαζής Ευάγγελος
Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, Οκτώβριος 2010

.....
Τσιγαρίδας Στέργιος
Διπλωματούχος Φυσικός Εφαρμογών ΣΕΜΦΕ-ΕΜΠ

©2010, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο. All rights reserved.

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

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

Ευχαριστίες

Ολοκληρώνοντας την διπλωματική μου εργασία θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους αυτούς τους ανθρώπους που με ενέπνευσαν να ασχοληθώ με τη φυσική και με καθοδήγησαν όλα αυτά τα χρόνια ως μαθητή και μετέπειτα ως φοιτητή.

Αρχικά θα ήθελα να ευχαριστήσω τον καθηγητή μου κύριο Γεώργιο Τσιπολίτη που μου έδωσε τη δυνατότητα να ασχοληθώ με κάτι που ήθελα πραγματικά αλλά και για την πολύτιμη βοήθεια και καθοδήγηση κατά τη διάρκεια της εκπόνησης αυτής της εργασίας.

Ευχαριστώ επίσης τους συμφοιτητές μου Νίκο και Μαρία για τις ευχάριστες και δημιουργικές ώρες που περάσαμε μαζί στο δεύτερο όροφο του κτηρίου φυσικής, όσο και τους Κωνσταντίνο & Ελένη για τις συμβουλές που μου παρείχαν όποτε χρειάστηκε.

Παράλειψή μου θα ήταν να μη ευχαριστήσω τους φίλους μου και ιδιαιτέρως τους συναδέλφους Δημήτριο, Ευάγγελο και Θεόδωρο για όλα αυτές τις στιγμές που περάσαμε, ευχάριστες ή δυσάρεστες, όλα αυτά τα χρόνια.

Τέλος ένα μεγάλο ευχαριστώ ανήκει στην οικογένεια μου για την ηθική και υλική υποστήριξη τους τα χρόνια των σπουδών μου και γενικότερα στη ζωή μου.

Περίληψη

Η εργασία αυτή είναι αφιερωμένη στη μελέτη του ανιχνευτή Micromegas. Ο ανιχνευτής Micromegas είναι εφεύρεση των Γ.Γιοματάρη και G.Charpak στα μέσα της δεκαετίας του '90 και είναι στην ουσία ένας αναλογικός απαριθμητής αερίου που μπορεί να ανιχνεύσει φορτισμένα (ηλεκτρόνια, μίονια, άλφα) αλλά και αφόρτιστα (φωτόνια, νετρόνια) σωματίδια. Το γεγονός ότι κατασκευάζεται σχετικά εύκολα και με χαμηλό κόστος, η ικανότητα του να μπορεί να ανιχνεύσει μια ποικιλία σωματιδίων αλλά και η ευελιξία που παρουσιάζει στην επιλογή του αερίου και των συνθηκών λειτουργίας, τον καθιστά ένα πολύ χρήσιμο εργαλείο με εφαρμογές σε διάφορα ερευνητικά προγράμματα σωματιδιακής φυσικής αλλά και στην ιατρική απεικόνιση.

Στο πρώτο κεφάλαιο γίνεται μια θεωρητική εισαγωγή, στις βασικές αρχές που διέπουν την αλληλεπίδραση ακτινοβολίας με την ύλη. Στο δεύτερο κεφάλαιο γίνεται αναφορά στους διάφορους τύπους των ανιχνευτών αερίου και στις βασικές τους ιδιότητες. Τέλος το τρίτο και τέταρτο κεφάλαιο αφορούν το πειραματικό προσδιορισμό και τη μελέτη μερικών ιδιοτήτων ενός ανιχνευτή Micromegas.

Abstract

This diploma thesis is dedicated to the study of Micromegas detector. The Micromegas detector is an invention of Y. Giomataris and G. Charpak in the middle of '90s and is a proportional counter that can detect charged particles (electrons, muons, alpha) but also neutral particles (neutrons, photons). The fact that is manufactured relatively easily and with low cost, the ability to detect a variety of particles and the flexibility in the choice of gas and operating conditions, makes Micromegas detector a very useful tool with various applications in particle physics and medical imaging.

The first chapter is a theoretical introduction to the basic principles that governing the interaction of radiation with matter. The second chapter refers to the different types of gas detectors and their basic properties. Finally, the third and fourth chapters contain, the experimental determination and study of some properties of a Micromegas detector.

Περιεχόμενα

1	Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας-ύλης	1
1.1	Εισαγωγή	1
1.2	Ενεργός Διατομή	4
1.2.1	Διαφορική ενεργός διατομή	5
1.2.2	Ολική ενεργός διατομή	6
1.2.3	Πιθανότητα αλληλεπίδρασης σε απόσταση x . Μέση ελευ- θέρα διαδρομή	7
1.3	Αλληλεπίδραση βαρέων φορτισμένων σωματιδίων	9
1.3.1	Απώλεια ενέργειας βαρέων φορτισμένων σωματιδίων . .	9
1.3.2	Συνεισφορά ενεργειακών απωλειών	13
1.3.3	Ηλεκτρόνια- δ (δ -rays)	14
1.3.4	Εμβέλεια βαρέων φορτισμένων σωματιδίων	15
1.4	Αλληλεπίδραση ηλεκτρονίων με την ύλη	18
1.4.1	Απώλεια ενέργειας ηλεκτρονίων e^-	19
1.4.2	Συσχέτιση των απωλειών ενέργειας λόγω διεγέρσεων- ιονισμών και εκπομπής ακτινοβολίας πέδησης	20
1.4.3	Εμβέλεια των ηλεκτρονίων	21
1.5	Αλληλεπίδραση φωτονίων	23
1.5.1	Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο (Photoelectric effect)	23
1.5.2	Σκέδαση Compton (Compton Scattering)	25
1.5.3	Δίδυμη γένεση (pair production) εξάλωση(pair annihilation)	27
1.5.4	Εξασθένιση φωτονίων	28
1.6	Αλληλεπίδραση νετρονίων με την ύλη	30
1.6.1	Σκέδαση νετρονίων	31
1.6.2	Πυρηνικές αντιδράσεις με νετρόνια	32
1.6.3	Εξασθένιση νετρονίων, μέση ελευθέρα διαδρομή	34
2	Ανιχνευτές αερίου	37
2.1	Εισαγωγή	37
2.2	Μεταφορά φορτίων στα αέρια.	37

2.2.1	Διάχυση - μεταφορά φορτίων απουσία ηλεκτρικού πεδίου.	38
2.2.2	Ολίσθηση - μεταφορά φορτίων σε ηλεκτρικό πεδίο. . .	39
2.2.3	Φαινόμενο Ramsauer-Townsend	40
2.3	Διεγέρσεις και Ιονισμοί στα αέρια	41
2.3.1	Εισαγωγή	41
2.3.2	Ιονισμός λόγω ηλεκτρονίων	42
2.3.3	Μηχανισμοί ιονισμού στα αέρια	42
2.3.4	Ενίσχυση του αερίου, συντελεστής Townsend	45
2.3.5	Διακύμανση της ενίσχυσης	48
2.3.6	Επιλογή αερίου	49
2.4	Ανιχνευτές αερίου	50
2.4.1	Ιστορική αναφορά	50
2.4.2	Ιδιότητες ανιχνευτών αερίου	51
2.4.3	Συνθήκες λειτουργίας των ανιχνευτών αερίου	55
2.4.4	Αναλογικός απαριθμητής	57
2.4.5	MultiWire Proportional Chamber	59
2.4.6	Θάλαμος Ολίσθησης (Drift Chamber)	60
2.4.7	Time Projection Chamber	61
2.5	Ανιχνευτής MicroMeGaS	62
2.5.1	Εισαγωγή	62
2.5.2	Δομή του ανιχνευτή Micromegas	63
2.5.3	Αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή Micromegas	65
3	Μελέτη ιδιοτήτων ανιχνευτή Micromegas	67
3.1	Πειραματική διάταξη	67
3.1.1	Ανιχνευτής του εργαστηρίου	68
3.1.2	Αέριο	69
3.1.3	Προενισχυτής	69
3.1.4	Ενισχυτής	70
3.1.5	Πολυκαναλικός αναλυτής	70
3.1.6	Power Supply	71
3.1.7	Λήψη πειραματικών δεδομένων	72
3.2	Υπολογισμός της ενίσχυσης ή Gain ως συνάρτηση της τάσης στο mesh.	73
3.3	Υπολογισμός του συντελεστή Townsend συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου	76
3.4	Υπολογισμός της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή Micromegas	78
3.5	Υπολογισμός της transparency του ανιχνευτή Micromegas	81

4	Μελέτη ανιχνευτή Micromegas σε δέσμη νετρονίων	85
4.1	Εισαγωγή	85
4.2	Πειραματική Διάταξη	85
4.2.1	Ο ενιταχυντής	85
4.2.2	Ο ανιχνευτής Micromegas που χρησιμοποιήθηκε.	87
4.2.3	Σύστημα λήψης δεδομένων.	89
4.3	Μελέτη του Gain του ανιχνευτή R11 resistive Micromegas.	90
4.4	Μελέτη των Sparks	90
4.4.1	Ορισμός των Sparks	91
4.4.2	Υπολογισμός του αριθμού των Sparks ανα χρόνο	92
	Επίλογος - Συμπεράσματα	105
	bibibibib	107

Κατάλογος σχημάτων

1.1	Σκεδαζόμενη ροή σωματιδίων μέσα σε στερεά σε γωνίες θ, φ .	6
1.2	Stopping Power για μόνια (μ^+) σε χαλκό.	12
1.3	Απώλεια ενέργειας διαφόρων φορτισμένων σωματιδίων.	12
1.4	Κατανομή Landau.	14
1.5	Εμβέλεια R μονοενεργειακών βαρέων σωματιδίων	15
1.6	Καμπύλη κατανομής εμβελειών	16
1.7	Εμβέλεια βαρέων φορτισμένων σωματιδίων σε διάφορα υλικά	17
1.8	Κρίσιμη ενέργεια για e^- και e^+ μέσα σε μόλυβδο.	21
1.9	Σύγκριση πορείας σωματίδιων-α και ηλεκτρονίων μέσα στην ύλη	21
1.10	Πορεία ενός ηλεκτρονίου μέσα στην ύλη	22
1.11	Κατανομή μήκους διαδρομής S και εμβέλειας R ηλεκτρονίων .	23
1.12	Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο.	24
1.13	Φαινόμενο Auger.	24
1.14	Φαινόμενο Auger.	25
1.15	Γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων(Klein – Nishina)	27
1.16	Διδυμη γένεση και εξάλωση	27
1.17	Ολική ενεργή διατομή απορρόφησης φωτονίων για διάφορα υλικά	29
1.18	Σχετική συνεισφορά των διαφόρων μηχανισμών αλληλεπίδρασης, με την ενέργεια	30
1.19	Σκεδάσεις νετρονίων	31
2.1	Κίνηση φορτίου (α) χωρίς και (β) με ηλεκτρικό ηλεκτρικό πεδίο	39
2.2	Ταχύτητα ολίσθησης συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου	41
2.3	Σχηματισμός υγρής-σταγόνας λόγω μεγαλύτερης κινητικότητας των ηλεκτρονίων	46
2.4	"first Townsend coefficient" συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου .	47
2.5	Ιστορική εξέλιξη ανιχνευτών αερίου.	51
2.6	Περιοχές λειτουργίας των ανιχνευτών αερίου	56
2.7	Σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή Micromegas	63

3.1	Πειραματική διάταξη	67
3.2	Ο ανιχνευτής του εργαστηρίου.	68
3.3	Μονάδα διαχείρισης της ροής του αερίου.	69
3.4	Ο προενισχυτής ORTEC 142B και τα βασικά χαρακτηριστικά του.	70
3.5	Ο ενισχυτής, η μονάδα παροχής τάσης και ο πολυκαναλικός αναλυτής που χρησιμοποιήθηκαν.	71
3.6	Ένα τυπικό φάσμα που λήφθηκε με τη βοήθεια του ADMCA.	72
3.7	Καμπύλη του Gain συναρτήσει της τάσης στο mesh για αναλογία αερίου $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$	75
3.8	Καμπύλη του Gain συναρτήσει της τάσης στο mesh για αναλογία αερίου $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$	76
3.9	Σύγκριση της καμπυλης του Gain συναρτήσει της τάσης στο mesh για διαφορετικές αναλογίες αερίου.	76
3.10	Καμπύλη του συντελεστή Townsend συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου για αναλογία αερίου $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$	77
3.11	Καμπύλη του συντελεστή Townsend συναρτήσει της τάσης στο mesh για αναλογία αερίου $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$	77
3.12	ύγκριση της καμπύλη του συντελεστή Townsend συναρτήσει της τάσης στο mesh για διαφορετικές αναλογίες αερίου.	78
3.13	Fit δύο γκαουσιανών κατανομών στο ενεργειακό φάσμα	79
3.14	Ενεργειακή διακριτική ικανότητα συναρτήσει της τάσης στο mesh για αναλογία αερίου $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$	80
3.15	Ενεργειακή διακριτική ικανότητα συναρτήσει της τάσης στο mesh για αναλογία αερίου $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$	80
3.16	Σύγκριση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας συναρτήσει της τάσης στο mesh για τις δυο αναλογίες αερίου	81
3.17	Transparency του ανιχνευτή για αναλογία αερίου $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$	82
3.18	Transparency του ανιχνευτή για αναλογία αερίου $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$	83
3.19	Σύγκριση της transparency για τις δυο αναλογίες αερίου.	83
4.1	Συνοπτική παρουσίαση του Επιταχυντή Tandem του ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος.	86
4.2	Σχηματική αναπράσταση γεννήτριας Van De Graaff.	87
4.3	Αρχή λειτουργίας ενός resistive Micromegas.	88
4.4	Σχηματική αναπράσταση του συστήματος λήψης δεδομένων.	89
4.5	Gain cirve του R11 resistive Micromegas για αναλογία $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$	90
4.6	Ο ανιχνευτής R11 resistive Micromegas τοποθετημένος μπροστα απο το χείλος εκφυγής των νετρονίων απο τον επιταχυντή.	92

4.7 Το κύκλωμα του scaler	93
4.8 Sparks(scaler) σε αναλογία $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$ για high rate.	94
4.9 Sparks(scaler) σε αναλογία $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$ για high rate.	94
4.10 Sparks(scaler) σε αναλογία $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$ για low rate.	95
4.11 Sparks(scaler) σε αναλογία $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$ για low rate.	95
4.12 Δεύτερος τρόπος υπολογισμού των spark.	96
4.13 Sparks(MCA) σε αναλογία $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$ για high rate.	98
4.14 Sparks(MCA) σε αναλογία $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$ για high rate.	98
4.15 Sparks(MCA) σε αναλογία $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$ για low rate.	99
4.16 Sparks(MCA) σε αναλογία $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$ για low rate.	99
4.17 Σύγκριση των δύο μεθόδων σε αναλογία $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$ για high rate.	100
4.18 Σύγκριση των δύο μεθόδων σε αναλογία $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$ για high rate.	100
4.19 Σύγκριση των δύο μεθόδων σε αναλογία $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$ για low rate.	101
4.20 Σύγκριση των δύο μεθόδων σε αναλογία $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$ για low rate.	101
4.21 Sparks συναρτήσει του Gain για αναλογία $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$	102
4.22 Sparks συναρτήσει του Gain για αναλογία $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$.	102
4.23 Σύγκριση των sparks συναρτήσει του gain για τις δυο αναλογίες αερίου.	103

Κεφάλαιο 1

Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας-ύλης

1.1 Εισαγωγή

Κατά τη διείσδυση των διαφόρων ειδών πυρηνικών ακτινοβολιών στην ύλη παρατηρούνται φαινόμενα τα οποία είναι διαφορετικά για τα διάφορα είδη ακτινοβολιών. Η μελέτη των φαινομένων αυτών γίνεται συνήθως χωριστά για τις ακτινοβολίες που αποτελούνται από φορτισμένα σωματίδια, με κοινή ιδιότητα να ιονίζουν το μέσο μέσα από το οποίο διέρχονται, και χωριστά για τις ηλεκτρικά ουδέτερες ακτινοβολίες που δεν προκαλούν άμεσο ιονισμό.

Τα φαινόμενα που παρατηρούνται κατά τη διείσδυση φορτισμένων σωματιδίων στην ύλη οφείλονται κυρίως στις δυνάμεις Coulomb που ασκούνται μεταξύ των ηλεκτροστατικών πεδίων των σωματιδίων της ακτινοβολίας και των πεδίων περιφερειακών ηλεκτρονίων, ή των πυρήνων, των ατόμων της ύλης. Τα φαινόμενα αυτά διακρίνονται στις εξής κατηγορίες:

- **Μη ελαστική σύγκρουση με τα περιφερειακά ηλεκτρόνια των ατόμων.**

Το φαινόμενο αυτό αποτελεί τον κύριο μηχανισμό απώλειας της ενέργειας του φορτισμένου σωματιδίου που κινείται με μεγάλη ταχύτητα μέσα στην ύλη. Κατά τις μη ελαστικές αυτές συγκρούσεις, παρατηρούνται διεγέρσεις και ιονισμοί των ατόμων της ύλης με τα οποία συγκρούονται τα σωματίδια της ακτινοβολίας, εις βάρος της κινητικής τους ενέργειας, ενώ ταυτόχρονα παρατηρούνται και αποκλίσεις από την αρχική τους τροχιά.

- **Μη ελαστική σύγκρουση με τους πυρήνες των ατόμων.**

Αν κατά τη σύγκρουση του σωματιδίου με πυρήνα δεν πραγματοποιηθεί

σύλληψή του (από τον πυρήνα), παρατηρείται έντονη απόκλιση από την αρχική του τροχιά, με ταυτόχρονη απόκλιση μέρους ή όλης της ενέργειάς του. Σε μερικές τέτοιες περιπτώσεις αποκλίσεων, η ενέργεια που χάνει το σωματίδιο, εμφανίζεται υπό μορφή ακτινοβολίας, που είναι γνωστή ως ακτινοβολία πεδήσεως (bremsstrahlung). Μια τέτοια σύγκρουση χαρακτηρίζεται ως μη ελαστική. Ως μη ελαστική χαρακτηρίζεται ακόμα και η σύγκρουση κατά την οποία ένα μέρος της ενέργειας του σωματιδίου απορροφάται από τον πυρήνα με συνέπεια την διέγερσή του. Η πιθανότητα όμως πραγματοποιήσεως ενός τέτοιου φαινομένου είναι πολύ μικρότερη εκείνης για την εκπομπή ακτινοβολίας πεδήσεως.

- **Ελαστική σύγκρουση με τα περιφερειακά ηλεκτρόνια των ατόμων.**
Κατά τις συγκρούσεις αυτές, τα σωματίδια της πυρηνικής ακτινοβολίας αποκλίνουν ελαφρά από την αρχική τους τροχιά. Η ενέργεια και η ορμή του συστήματος διατηρούνται, αλλά η ενέργεια που μεταβιβάζεται στο περιφερειακό ηλεκτρόνιο είναι μικρότερη από την μικρότερη δυνατή ενέργεια διεγέρσεως των ηλεκτρονίων του ατόμου και γι' αυτό είναι σαν να μεταβιβάζεται αυτή σε όλο το άτομο. Τέτοιας μορφής συγκρούσεις παρατηρούνται μόνο με μικρής ενέργειας ηλεκτρόνια ($E < 100 \text{ eV}$).
- **Ελαστική σύγκρουση με τους πυρήνες των ατόμων.**
Κατά τις συγκρούσεις αυτές, τα σωματίδια της πυρηνικής ακτινοβολίας χάνουν ενέργεια και αποκλίνουν από την αρχική τους τροχιά, αλλά δεν παρατηρείται εκπομπή ακτινοβολίας πεδήσεως ή διέγερση των πυρήνων με τους οποίους συγκρούονται. Τα σωματίδια κατά τις ελαστικές συγκρούσεις χάνουν τόση ενέργεια, όση χρειάζεται για να διατηρηθεί η ορμή του συστήματος.
- **Εκπομπή ακτινοβολίας Cerenkov.**
Το φαινόμενο αυτό, κατά το οποίο έχουμε εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, παρατηρείται όταν φορτισμένα σωματίδια διέρχονται μέσα από υλικό μέσο με ταχύτητες, μεγαλύτερες της ταχύτητας του φωτός στο μέσο αυτό.

Στην περίπτωση των φορτισμένων σωματιδίων μεγάλης μάζας (σωματίδια α , θραύσματα σχάσεως), εκτός από τα παραπάνω φαινόμενα, είναι δυνατό να παρατηρηθούν και φαινόμενα αυξήσεως ή ελαττώσεως του ηλεκτρονικού περιφερειακού πληθυσμού τους, που τελικά οδηγούν στη δημιουργία ουδέτερων ατόμων. Κατά τη δίοδο δηλαδή ενός τέτοιου φορτισμένου σωματιδίου μέσα από την ύλη παρατηρούνται φαινόμενα ανταλλαγής ηλεκτρονίων μεταξύ του σωματιδίου και της ύλης. Ο ρυθμός και το συνολικό πλήθος τέτοιων ανταλλαγών βρίσκεται ότι εξαρτάται από την ταχύτητα και από το είδος του

σωματιδίου, όπως και από το είδος του μέσου, μέσα στο οποίο κινείται τούτο. Έχει βρεθεί ότι κατά τη διαδρομή ενός σωματιδίου-α, ενέργειας περίπου 1 MeV, μέσα στον αέρα, παρατηρούνται περίπου 100 τέτοιες ανταλλαγές ανά mm διαδρομής. Επίσης η συχνότητα των ανταλλαγών βρίσκεται ότι είναι τόσο πιο μεγάλη, όσο μικρότερη γίνεται η ταχύτητα του σωματιδίου.

Οι φωτονιακές ακτινοβολίες (ακτίνες γ και ακτίνες X) είναι ηλεκτρομαγνητικής φύσεως ακτινοβολίες και αλληλεπιδρούν με την ύλη με διάφορους μηχανισμούς. Από τους μηχανισμούς αυτούς ενδιαφέρουν εκείνοι που εμφανίζονται πιο συχνά στην πράξη, και είναι γνωστοί ως:

- φωτοηλεκτρικό φαινόμενο
- φαινόμενο ή σκέδαση Compton, και
- φαινόμενο της δίδυμης γενέσεως.

Τα ουδέτερα σωματίδια και, συγκεκριμένα, τα νετρόνια συμπεριφέρονται κατά ένα τελείως διαφορετικό τρόπο από εκείνο των φορτισμένων σωματιδίων ή των φωτονιακών ακτινοβολιών. Τα νετρόνια, επειδή δεν έχουν ηλεκτρικό φορτίο, δεν υφίστανται δυνάμεις Coulomb όταν περνούν μέσα από τα ηλεκτρικά πεδία των πυρήνων ή των περιφερειακών ηλεκτρονίων των ατόμων της ύλης, μόνο όταν πέσουν επάνω τους, ή όταν περάσουν πολύ κοντά τους (σε ακτίνα περίπου 10^{-13} cm), έτσι ώστε να βρεθούν μέσα στην ακτίνα δράσεως των πυρηνικών δυνάμεων. Τα αποτελέσματα τέτοιων προσεγγίσεων είναι γνωστά ως πυρηνικές αντιδράσεις. Έχουν παρατηρηθεί οι ακόλουθοι τύποι πυρηνικών αντιδράσεων:

- Ελαστική σκέδαση νετρονίου – πυρήνα.
- Μη ελαστική σκέδαση νετρονίου – πυρήνα.
- Απλή σύλληψη νετρονίου από πυρήνα και εκπομπή ακτινοβολίας γ .
- Ενσωμάτωση νετρονίου και εκπομπή φορτισμένου σωματιδίου ή νετρονίου.
- Σχάση πυρήνα.
- Κατατεμαχισμός πυρήνα από νετρόνια πολύ μεγάλων ενεργειών.

Για την αναλυτική μελέτη των μηχανισμών απορρόφησης ή αποδόσεως της ενέργειας των πυρηνικών ακτινοβολιών στην ύλη, θα διαχωρίσουμε στη συνέχεια τα διάφορα είδη τους σε ομάδες με παρόμοιες ιδιότητες, όπως:

1. Την ομάδα των βαρέων φορτισμένων σωματιδίων.

2. Τα ηλεκτρόνια (e^-) και τα ποζιτρόνια (e^+).
3. Τα φωτόνια.
4. Τα νετρόνια.

1.2 Ενεργός Διατομή

Το μεγαλύτερο μέρος των πληροφοριών για τις αλληλεπιδράσεις που εμφανίζονται στα άτομα και στο εσωτερικό τους προέρχονται από το φαινόμενο της σκέδασης. Στο φαινόμενο της σκέδασης "συμμετέχουν" μια δέσμη και ένας στόχος.

Η δέσμη αποτελείται από πολλά σωματίδια, τα οποία συνήθως εκπέμπονται από κάποια πηγή και πλησιάζουν το στόχο σε παράλληλες τροχιές. Ο στόχος αποτελείται συνήθως από ένα σωματίδιο, άτομο ή πυρήνα ατόμου που θέλουμε να μελετήσουμε. Συνήθως ο στόχος θεωρείται ακίνητος καθώς βρίσκεται σε ηρεμία στο σύστημα του εργαστηρίου όπου πραγματοποιείται το πείραμα.

Τα σωματίδια της δέσμης πλησιάζουν το στόχο, αλληλεπιδρούν με αυτόν, και στη συνέχεια διασκορπίζονται προς διάφορες κατευθύνσεις. Με κατάλληλο ανιχνευτικό σύστημα που τοποθετούμε μακριά από το στόχο σε διάφορες κατευθύνσεις μετράμε τι αριθμό των σωματιδίων που καταφθάνουν ανά μονάδα χρόνου. Τα δεδομένα που καταγράφονται από το ανιχνευτικό σύστημα μετά από κατάλληλη επεξεργασία μας δίνουν πληροφορίες για τη δομή των σωματιδίων, ατόμων ή πυρήνων των ατόμων του στόχου καθώς και για τη φύση της αλληλεπίδρασης ανάμεσα στα σωματίδια της δέσμης και αυτά του στόχου.

Στο φαινόμενο της σκέδασης μπορούν να συμβούν δύο πράγματα: (α) Τα σωματίδια της δέσμης να αλληλεπιδράσουν με τα σωματίδια του στόχου και να αντιδράσουν με αυτά. Έτσι τα σωματίδια που προκύπτουν είναι διαφορετικά από τα αρχικά. Όμως υπάρχει και η περίπτωση (β) τα σωματίδια της δέσμης να αλληλεπιδράσουν με τα σωματίδια του στόχου χωρίς να αντιδράσουν με αυτά. Στην περίπτωση αυτή συναντούμε τις δύο ακόλουθες υποπεριπτώσεις.

- Μπορεί να μην υπάρχει μεταφορά ενέργειας από τα σωματίδια της δέσμης στα σωματίδια του στόχου. Στην περίπτωση αυτή η ενέργεια των

σωματιδίων της δέσμης μετά τη σκέδαση είναι ίδια με την αρχική τους, και η σκέδαση λέγεται **ελαστική**.

- Μπορεί να υπάρχει μεταφορά ενέργειας από τα σωματίδια της δέσμης στα σωματίδια του στόχου. Στην περίπτωση αυτή η σκέδαση λέγεται **μη ελαστική**.

1.2.1 Διαφορική ενεργός διατομή

Αν έχουμε ένα σωματίδιο στόχο, η ενεργός διατομή (σ) γενικά μπορεί να οριστεί ως εξής :

$$\sigma = \frac{\text{σκεδαζόμενη ροή σωματιδίων ανά μονάδα χρόνου}}{\text{προσπίπτουσα ροή σωματιδίων ανά μονάδα επιφάνειας και ανά μονάδα χρόνου}}$$

$$\Rightarrow \quad \sigma = \frac{I_{scat}}{J_{inc}} \quad (1.1)$$

Αν έχουμε N σωματίδια στόχου τότε:

$$\sigma = \frac{I_{scat}}{(N \cdot J_{inc})} \quad (1.2)$$

Μια ποσότητα που χαρακτηρίζει το στόχο είναι η διαφορική ενεργός διατομή η οποία ορίζεται με τον ακόλουθο τρόπο.

Ας θεωρήσουμε μια προσπίπτουσα δέσμη σωματιδίων που χαρακτηρίζεται από ταχύτητα u_{inc} και από πυκνότητα n_{inc} . Αν θεωρήσουμε μια επιφάνεια A πάχους dx τοποθετημένη κάθετα στη διαδρομή των σωματιδίων, μέσα σε χρονικό διάστημα dt , τότε ο αριθμός των σωματιδίων που θα έχουν διαπεράσει την επιφάνεια είναι:

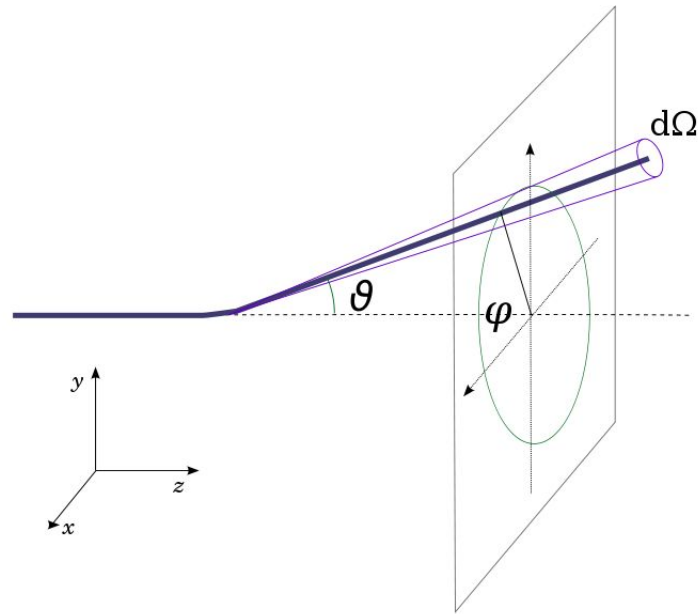
$$dN_{inc} = n_{inc} \cdot u_{inc} \cdot A \cdot dt \quad (1.3)$$

Συνεπώς η ροή των εισερχόμενων σωματιδίων ανά μονάδα επιφάνειας και ανά μονάδα χρόνου είναι:

$$J_{inc} = \frac{dN_{inc}}{dt} = n_{inc} \cdot u_{inc} \quad (1.4)$$

,όπου είναι προφανές ότι η ποσότητα αυτή έχει μονάδες $cm^{-2} \cdot sec^{-1}$

Ας θεωρήσουμε τώρα τα σκεδαζόμενα σωματίδια, τα οποία σκεδάζονται ανά μονάδα χρόνου dt σε στερεά γωνία $d\Omega$. Ο αριθμός των σωματιδίων αυτών δίνεται από τη σχέση:



Σχήμα 1.1: Σκεδαζόμενη ροή σωματιδίων μέσα σε στερεά σε γωνίες θ, φ

$$I_{scat} = \frac{dN_{scat}}{dt} \quad (1.5)$$

και είναι προφανές ότι έχει διαστάσεις sec^{-1}

Αν θέλουμε να εκφράσουμε τον αριθμό των σωματιδίων ανά μονάδα επιφάνειας και ανά μονάδα χρόνου που σκεδαζονται προς μια συγκεκριμένη κατεύθυνση ανά μονάδα στερεάς γωνίας ορίζουμε τη ποσότητα:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{\text{σκεδαζόμενη ροή σωματιδίων στη } d\Omega \text{ σε γωνίες } \theta, \phi \text{ ανά μονάδα χρόνου}}{\text{προσπίπτουσα ροή σωματιδίων ανά μονάδα επιφάνειας και ανά μονάδα χρόνου}}$$

$$\Rightarrow \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{\frac{dN_{scat}}{dt}}{d\Omega \cdot J_{inc}} \quad (1.6)$$

Η ποσότητα αυτή είναι η **διαφορική ενεργός διατομή** και έχει διαστάσεις επιφάνειας cm^2 .

1.2.2 Ολική ενεργός διατομή

Αν ολοκληρώσουμε την διαφορική ενεργό διατομή για όλες τις στερεές γωνίες $d\Omega$ τότε προκύπτει η **ολική ενεργός διατομή** η οποία ορίζεται ως:

$$\sigma_{total} = \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega \quad (1.7)$$

$$\Rightarrow \sigma_{total} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \sin \theta d\theta d\phi \quad (1.8)$$

$$\Rightarrow \sigma_{total} = 2\pi \int_0^\pi \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \sin \theta d\theta \quad (1.9)$$

, και έχει, όπως και η διαφορική ενεργός διατομή, διαστάσεις επιφανείας, αφού η ολοκλήρωση ως προς τη στερεά γωνία δεν αλλάζει τις διαστάσεις. Η ολική ενεργός διατομή είναι μία ποσότητα η οποία μπορεί να μετρηθεί πειραματικά με άμεσο τρόπο, και σχετίζεται με την πιθανότητα να συμβεί η αλληλεπίδραση μεταξύ των σωματιδίων της δέσμης με αυτά του στόχου ως εξής:

$$dP = \sigma n dx \quad (1.10)$$

όπου n είναι η πυκνότητα σωματιδίων του στόχου και dx το πάχος του.

1.2.3 Πιθανότητα αλληλεπίδρασης σε απόσταση x . Μέση ελευθέρα διαδρομή

Στην προηγούμενη παράγραφο, συζητήσαμε για την πιθανότητα μέσα σε ένα υλικό πάχους dx . Σ' αυτή την παράγραφο ας θεωρήσουμε την πιο γενική περίπτωση, οποιουδήποτε πάχους x . Ένας ενδιαφέρων τρόπος προσέγγισης για να εξετάσουμε την περίπτωση αυτή είναι να αναλύσουμε το αντίθετο φαινόμενο, δηλαδή ποια είναι η πιθανότητα ένα σωματίδιο να **μη** αλληλεπιδράσει μέσα σε μια απόσταση x . Αυτή η πιθανότητα είναι γνωστή και ως πιθανότητα επιβίωσης και μπορεί να υπολογιστεί ως εξής:

Έστω ότι $P(x)$ είναι η πιθανότητα **μη** αλληλεπίδρασης μετά από απόσταση x , και $w dx$ η πιθανότητα **μιας** αλληλεπίδρασης σε πάχος $x + dx$.

Τότε η πιθανότητα μη αλληλεπίδρασης ή επιβίωσης σε πάχος $x + dx$ είναι:

$$P(x + dx) = P(x)(1 - w dx)$$

$$\Rightarrow \cancel{P(x)} + \frac{dP}{dx} dx = \cancel{P(x)} - P(x) w dx$$

$$\Rightarrow dP = -w P(x) dx$$

$$\Rightarrow P(x) = C \exp^{-wx}$$

όπου C είναι μια σταθερά. Επειδή όμως $P(0) = 1$, γιατί προφανώς το σωματίδιο δεν έχει αλληλεπιδράσει πριν φτάσει στο υλικό, καταλήγουμε ότι η πιθανότητα μη αλληλεπίδρασης είναι:

$$\Rightarrow P(x) = \exp^{-wx} \quad (1.11)$$

, όπου βλέπουμε ότι μειώνεται εκθετικά με την απόσταση.

Συνεπώς, η πιθανότητα αλληλεπίδρασης σε οποιαδήποτε απόσταση x είναι:

$$P_{int}(x) = 1 - \exp^{-wx} \quad (1.12)$$

ενώ η πιθανότητα το σωματίδιο να αλληλεπιδράσει για πρώτη φορά μεταξύ $x + dx$ είναι:

$$F(x)dx = \exp^{-wx} w dx \quad (1.13)$$

Η μέση απόσταση, την οποία έχει διανύσει το σωματίδιο χωρίς να αλληλεπιδράσει, είναι γνωστή ως μέση ελευθέρα διαδρομή (mean free path) και υπολογίζεται ως εξής:

$$\lambda = \frac{\int x P(x) dx}{\int P(x) dx} = \frac{\int x \exp^{-wx} dx}{\int \exp^{-wx}} = \frac{1}{w} \quad (1.14)$$

Διαισθητικά, η μέση ελευθέρα διαδρομή, πρέπει να εξαρτάται από την πυκνότητα του στόχου και την ενεργό διατομή. Για να δούμε την εξάρτηση αυτή, "πάμε" στο στόχο. Για ένα στοιχειώδες πάχος $\delta\chi$, η πιθανότητα αλληλεπίδρασης μπορεί να προσεγγιστεί ως εξής:

$$P_{int} = 1 - \left(1 - \frac{\delta\chi}{\lambda} + \dots \right) = \frac{\delta\chi}{\lambda}$$

, όπου αναπτύξαμε το εκθετικό σε σειρά και κρατήσαμε μόνο τον όρο πρώτης τάξης. Αν συγκρίνουμε με τη σχέση (1.10), τότε:

$$P(\delta\chi) = \sigma n \delta\chi \quad \Rightarrow \frac{\delta\chi}{\lambda} = \sigma n \delta\chi \quad \Rightarrow \lambda = \frac{1}{n\sigma}$$

Συνεπώς η πιθανότητα επιβίωσης είναι:

$$P(x) = \exp^{-n\sigma x} = \exp^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (1.15)$$

η πιθανότητα αλληλεπίδρασης είναι:

$$P_{int}(x) = 1 - \exp^{-n\sigma x} = 1 - \exp^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (1.16)$$

ενώ η πιθανότητα της πρώτης αλληλεπίδρασης:

$$F(x)dx = \exp^{-n\sigma x} n\sigma dx = \exp^{-\frac{x}{\lambda}} n\sigma dx \quad (1.17)$$

1.3 Αλληλεπίδραση βαρέων φορτισμένων σωματιδίων

1.3.1 Απώλεια ενέργειας βαρέων φορτισμένων σωματιδίων

Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο κινείται μέσα στην ύλη αλληλεπιδρά ηλεκτρομαγνητικά με τα αρνητικά e^- και τους θετικούς πυρήνες ανταλλάσσοντας φωτόνια. Το αποτέλεσμα αυτών των αλλαγών για το φορτισμένο σωματίδιο είναι:

- Να χάσει ενέργεια,
- Να αλλάξει κατεύθυνση η τροχιά του,
- Τελικά να σταματήσει και να απορροφηθεί διανύοντας συνολικά μια απόσταση που ονομάζεται εμβέλεια (range).

Οι μηχανισμοί δια των οποίων χάνει ενέργεια το σωματίδιο είναι:

- Αλληλεπίδραση Coulomb με τα e^- και πυρήνες
- Ατομικές διεγέρσεις
- Ιονισμός ατόμων
- Ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία πέδησης
- Πυρηνικές Αλληλεπιδράσεις
- Ακτινοβολία Cherenkov
- Ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία μετάπτωσης (transition radiation)

Επειδή όμως η ακτίνα του πυρήνα είναι της τάξης $r_n \simeq 1 \text{ fm}$, ενώ η ακτίνα του ατόμου είναι $r_a \simeq 1 \text{ \AA}$

$$\frac{\text{αριθμός αλληλεπιδράσεων με τα } e^-}{\text{αριθμός αλληλεπιδράσεων με τους πυρήνες}} = \frac{r_n^2}{r_a^2} = 10^{10}$$

, παρατηρούμε ότι οι αλληλεπιδράσεις με τα e^- είναι πιο πιθανές από τις αλληλεπιδράσεις με τους πυρήνες.

- Διέγερση ατόμου: τα e^- των ατόμων του υλικού λαμβάνουν αρκετή ενέργεια έτσι ώστε να μετακινηθούν σε μια μεγαλύτερη τροχιά όπου έχει ενέργεια μεγαλύτερη από την αρχική. Έτσι προκύπτει ένα διεγερμένο άτομο. Στη συνέχεια το κάθε e^- αποδιεγείρεται και επιστρέφει πίσω στην αρχική του τροχιά εκπέμποντας μια χαρακτηριστική ακτίνα $-X$ με ενέργεια ίση με την διαφορά των ενεργειών των στάθμεων.
- Ιονισμός ατόμου: Το e^- ενός ατόμου λαμβάνει αρκετή ενέργεια ώστε να αποδεσμευτεί από το άτομο και να αποκτήσει κινητική ενέργεια:

$$K = E(\text{λαμβάνει από το σωματίδιο}) - I(\text{ενέργεια Ιονισμού})$$

Τα ελεύθερα ηλεκτρόνια που προκύπτουν συμπεριφέρονται ως ανεξάρτητα σωματίδια τα οποία με τη σειρά τους αν αποκτήσουν αρκετή ενέργεια μπορούν να δημιουργήσουν περαιτέρω ιονισμό κλπ. Αυτά τα ηλεκτρόνια ονομάζονται ηλεκτρόνια-δ ή αλλιώς δ-rays.

Αν συνοψίσουμε όλα τα παραπάνω, για τη διέλευση φορτισμένων σωματιδίων μέσα από ύλη και τις δύο χαρακτηριστικές διαδικασίες, την απώλεια ενέργειας λόγω ατομικών σκεδάσεων και την απόκλιση του σωματιδίου από την αρχική του διεύθυνση, μπορούμε να πούμε ότι κάποιοι μηχανισμοί είναι πιο πιθανο να συμβούν με αποτέλεσμα να παίζουν σημαντικότερο ρόλο για τις παραπάνω διαδικασίες. Αυτές είναι:

1. Μη ελαστικές κρούσεις σε ατομικά e^- της ύλικού
2. Ελαστικές σκεδάσεις με πυρήνες των ατόμων του υλικού
Σε αντίθεση με τους παρακάτω μηχανισμούς που συμβαίνουν πιο σπάνια:
3. Εκπομπή ακτινοβολίας Cherenkov
4. Πυρηνικές αντιδράσεις
5. Ακτινοβολία πέδησης

Απο τις δύο κύριες ηλεκτρομαγνητικές διαδικασίες που αναφέρθηκαν προηγουμένως, για τα βαρέα φορτισμένα σωματίδια, πιο πολύ στην απώλεια ενέργειας συνεισφέρουν οι μη-ελαστικές σκεδάσεις(κρούσεις) με τα ηλεκτρόνια. Σ' αυτές τις κρούσεις, ενέργεια μεταφέρεται από τα σωματίδια της δέσμης στα ηλεκτρόνια των ατόμων του υλικού προκαλώντας ιονισμούς και διεγέρσεις αυτών. Γενικά, η ενέργεια που χάνει το σωματίδιο μετά από μια τέτοια κρούση είναι ένα μικρό κλάσμα της συνολικής του ενέργειας, ωστόσο ακομα

και σε υλικά φυσιολογικής πυκνότητας οι κρούσεις που συμβαίνουν ανα μονάδα μήκους είναι τόσες πολλές, που αναγκάζουν το σωματίδιο να χάσει αρκετή ενέργεια ακόμα και αν το πάχος του υλικού μας είναι μικρό. Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα είναι: για να χάσει όλη του την ενέργεια ενά πρωτόνιο των 10 MeV αρκούν μόνο 0,25 mm χαλκού. Αυτές οι κρούσεις μπορούν να καταταγούν ως εξής:

- Αδύναμες (soft) κρούσεις, που προκαλούν διέγερση του υλικού
- Δυνατές (hard) κρούσεις, που προκαλούν ιονισμό, δηλ. εκπομπή ηλεκτρονίων

Σε μερικές (hard) κρούσεις υπάρχει η περίπτωση να προκύψουν ηλεκτρόνια με μεγάλη ενέργεια, τέτοια ώστε να είναι αρκετή ώστε να προκαλέσουν περαιτέρω ιονισμό. Αυτά τα υψηλής ενέργειας recoil ηλεκτρόνια είναι γνωστά ως δ-rays ή knock-on ηλεκτρόνια. Οι ελαστικές σκεδάσεις με τον πυρήνα των ατόμων του υλικού συμβαίνουν συχνά, όχι όμως τόσο συχνά όσο αυτές με τα ατομικά ηλεκτρόνια, διότι η πυκνότητα των ηλεκτρονίων είναι πολύ μεγαλύτερη από αυτή των πυρήνων. Συνεπώς η απώλεια ενέργειας από ηλεκτρόνια είναι μεγαλύτερη από την απώλεια ενέργειας λόγω πυρήνων.

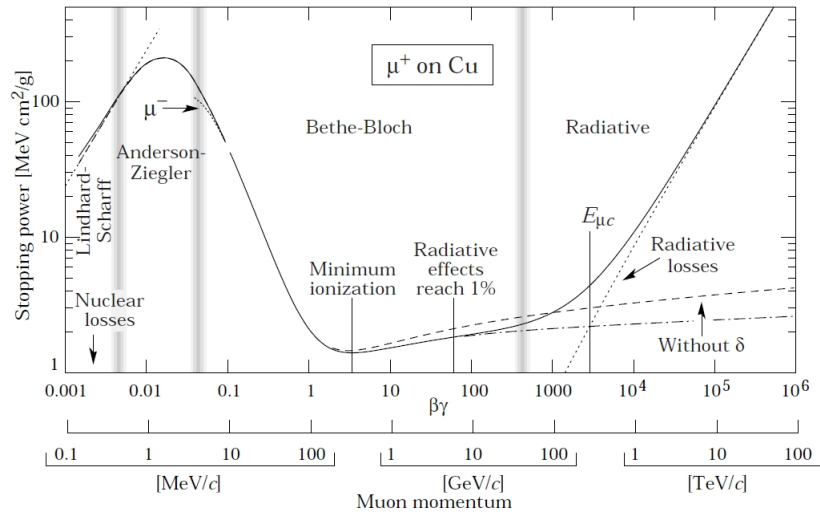
Γενικά, οι μη ελαστικές κρούσεις με τα ατομικά ηλεκτρόνια είναι μια στατιστικής φύσεως διαδικασία που εμφανίζει κβαντομηχανική πιθανότητα εμφάνισης. Ωστόσο, λόγω του μεγάλου αριθμού αυτών των κρούσεων ανα μονάδα μήκους, η απώλεια ενέργειας παρουσιάζει αρκετές μικρές διακυμάνσεις. Έτσι για να τη μελετήσουμε, μπορούμε να ορίσουμε τη μέση απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους:

$$S = - \left(\frac{dE}{dx} \right) \quad (1.18)$$

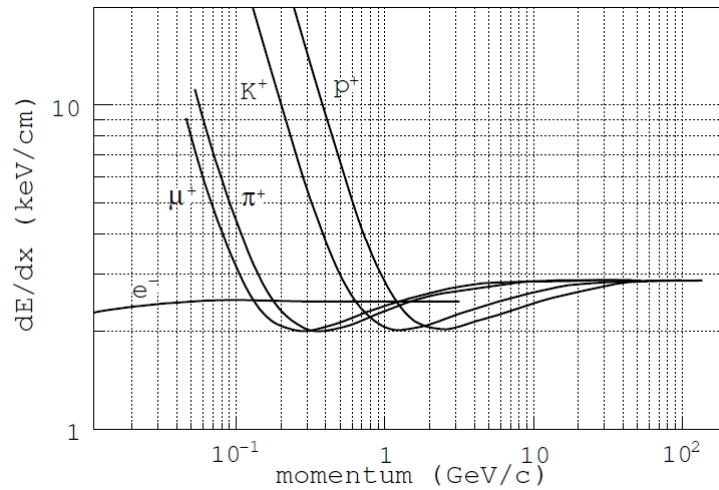
Το μέγεθος αυτό είναι γνωστό και ως *Stopping Power* ή απλά dE/dx και έχει υπολογιστεί πρώτα από τον Bohr (Κλασικός Υπολογισμός) και αργότερα από τους Bethe-Bloch (Κβαντομηχανική).

Η βασική έκφραση που χρησιμοποιούμε για τον υπολογισμό της απώλειας ενέργειας λόγω αλληλεπιδράσεων Coulomb είναι αυτή των Bethe-Block, η οποία δίνεται από τον παρακάτω τύπο:

$$- \left(\frac{dE}{dx} \right) = K \rho \frac{Z \zeta^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 E_{max}}{I^2 (1 - \beta^2)} \right) - 2\beta - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right] \quad (1.19)$$



Σχήμα 1.2: Stopping Power για μόνια (μ^+) σε χαλκό.



Σχήμα 1.3: Απώλεια ενέργειας διαφόρων φορτισμένων σωματιδίων.

Όπου:

$$K = \frac{2\pi N_A e^4}{m_e c^2}$$

N_A , ο αριθμός του Avogadro

$I = I_0 Z$, το ενεργό δυναμικό ιονισμού του μέσου

ζ, β , το φορτίο και η ταχύτητα του προσπίπτοντος σωματιδίου

ρ, Z, A , η πυκνότητα, ο ατομικός αριθμός και ο μαζικός αριθμός του μέσου

E_{max} , η μέγιστη επιτρεπτή ενέργεια μεταφοράς για κάθε αλληλεπίδραση

δ , είναι η διόρθωση πυκνότητας που είναι σημαντική για τις υψηλές ενέργειες

και C , η διόρθωση προάσπισης, σημαντική στις χαμηλές ενέργειες

Δυο ενδεικτικά γραφήματα για την απώλεια ενέργειας βαρέων φορτισμένων σωματιδίων φαίνονται στα σχήματα 1,2 και 1,3

Η μελέτη της προηγούμενης σχέσης δείχνει, ότι διαφορική έκφραση της απώλειας ενέργειας εξαρτάται μόνο από την ταχύτητα του σωματιδίου β και όχι από τη μάζα του. Έπειτα από μια απότομη μείωση της τιμής της παραμένει σχεδόν σταθερή όταν $\beta = 0,97$ και αυξάνεται πάλι όταν $\beta \rightarrow 1$. Η περιοχή, που έχουμε σταθερό ρυθμό απώλειας λέγεται ελάχιστη περιοχή ιονισμού (minimum ionizing region).

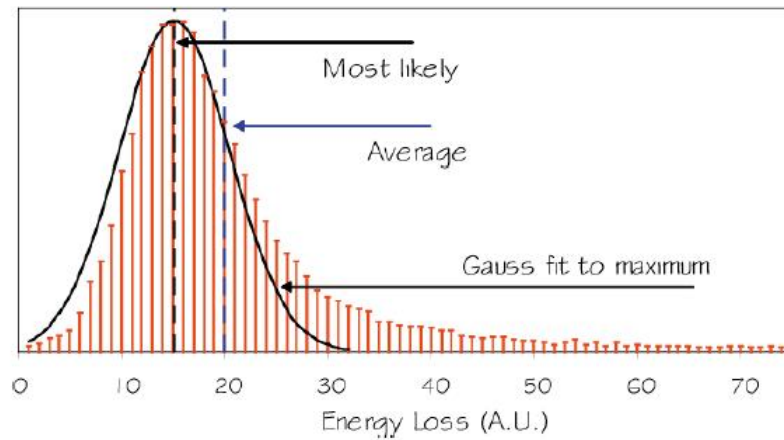
1.3.2 Συνεισφορά ενεργειακών απωλειών

Η σχέση Bethe-Bloch μας αποδίδει τη μέση τιμή των ενεργειακών απωλειών. Όμως εξαιτίας στατιστικών δακτυμάνσεων στον αριθμό των συγκρούσεων που τελικά λαμβάνουν μέρος και στην ενέργεια που μεταφέρεται σε κάθε μία από αυτές, η ενεργειακή απώλεια από ένα άτομο θα είναι διαφορετική από αυτή. Στο σχήμα 1.4, μπορούμε να δούμε μια τυπική συνεισφορά των ενεργειακών απωλειών στο μέσο. Αυτή η συνεισφορά Landau έχει ένα χαρακτηριστικό σχήμα, το οποίο μπορεί να εκφραστεί με τη βοήθεια της σχέσης :

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})}$$

όπου με λ συμβολίζουμε την απόκλιση κανονικοποίησης από την πιο πιθανή ενεργειακή απώλεια $(\Delta E)_{mp}$, όταν ΔE είναι η πραγματική απώλεια και ξ είναι η μέση ενεργειακή απώλεια :

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{mp}}{\xi}$$



Σχήμα 1.4: Κατανομή Landau.

στο σχήμα 1.4, η κορυφή αντιπροσωπεύει την πιο πιθανή ενεργειακή απώλεια $(\Delta E)_{mp}$. Η συνεισφορά παρουσιάζει μια ουρά στην περιοχή υψηλών ενεργειών, λόγω των σπάνιων ηλεκτρονίων-δ στις ενέργειες αυτές (rare-energetic δ electrons). Αυτή η ουρά έχει ως αποτέλεσμα η μέση τιμή ξ των ενεργειακών απωλειών, να μετατοπίζεται προς τα δεξιά της κορυφής συνεισφοράς.

1.3.3 Ηλεκτρόνια-δ (δ -rays)

Τα ηλεκτρόνια που εκτινάσσονται μετά τον ιονισμό, μπορούν να έχουν κινητική ενέργεια E_{kin} από 0 έως E_{kin}^{max} , που είναι η μέγιστη επιτρεπόμενη τιμή της κινητικής των εκτινασσόμενων ηλεκτρονίων. Τα ηλεκτρόνια αυτά, έχουν συνήθως ενέργεια μεγαλύτερη από μερικά keV, είναι γνωστά με τον όρο δ -rays ή knock-on electrons. Ο αριθμός των δ -rays που ίσως έχουν ενέργεια μεγαλύτερη ή ίση με E_0 δίνεται από τη σχέση :

$$N(E \geq E_0) = \int_{E_0}^{E_{max}} P(E) dE = W \left(\frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_{max}} \right) \quad (1.20)$$

Όπου με $P(E)$ αναπαριστούμε την πιθανότητα ένα ηλεκτρόνιο να έχει ενέργεια E και ουσιαστικά αποτελεί τον πρώτο όρο της σχέσης Bethe-Bloch, ενώ W είναι μια σταθερά. Αυτά τα ηλεκτρόνια εκπέμπονται υπό γωνία :

$$\cos^2 \theta = \frac{E}{E_{max}}$$

Η παραπάνω σχέση μας δείχνει ότι για μεγάλες ενέργειες, τα ηλεκτρόνια αυτά εκπέμπονται κάθετα

1.3.4 Εμβέλεια βαρέων φορτισμένων σωματιδίων

Η εμβέλεια R ενός σωματιδίου είναι απόσταση που διανύει το σωματίδιο μέσα στην ύλη εφόσον έχει συνεχή απώλεια ενέργειας και εξαρτάται από τον τύπο του υλικού και την ενέργεια του σωματιδίου. Η απώλεια ενέργειας δεν είναι συνεχής, αλλά στατιστικής φύσης και όπως θα αναφερθεί παρακάτω ίδια σωματίδια με ίδια ενέργεια έχουν στατιστική κατανομή εμβέλειας γύρω από μια μέση τιμή (mean range). Η μέση τιμή της εμβέλειας μπορεί να υπολογιστεί από τον τύπο:

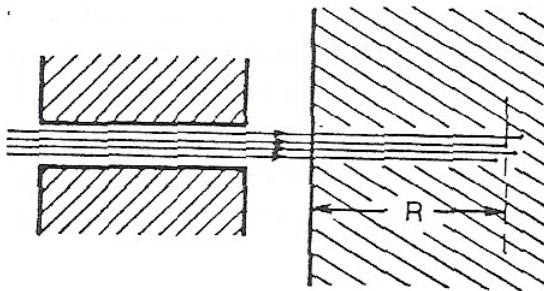
$$MeanRange = R(E_0) = \int_{E_0}^0 \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (1.21)$$

Συχνά αναφερόμαστε σε εμβέλεια με μονάδα μέτρησης μάζα/επιφάνεια

$$R' = \rho R \left[\frac{g}{cm^2} \right]$$

Για σωματίδια-α η εμβέλεια είναι ανάλογη της E_{kin}^2 στις μικρές ενέργειες (για την ακρίβεια αναλογη του $E_{kin}^{1.75}$) και ανάλογη της E_{kin} στις μεγάλες ενέργειες που το dE/dx είναι περίπου σταθερό.

Τα φορτισμένα σωματίδια της εξεταζόμενης ομάδα κατά τη διέλευσή τους μέσα από την ύλη, δεν αποκλίνουν πρακτικά από την αρχική τους πορεία και στην ουσία κινούνται προσεγγιστικά ευθύγραμμα. Το μήκος της διαδρομής που πραγματοποιούν σωματίδια ορισμένου είδους, της ίδιας αρχικής ενέργειας, μέσα σε ορισμένο μέσο δεν είναι το ίδιο για το καθένα αλλά ποικιλλει. Η διακύμανση για το μήκος διαδρομής κάθε σωματιδίου είναι μικρή και οφείλεται στη στατιστικής φύσεως διαδικασία της μείωσης της ενέργειας.



Σχήμα 1.5: Εμβέλεια R μονοενεργειακών βαρέων σωματιδίων

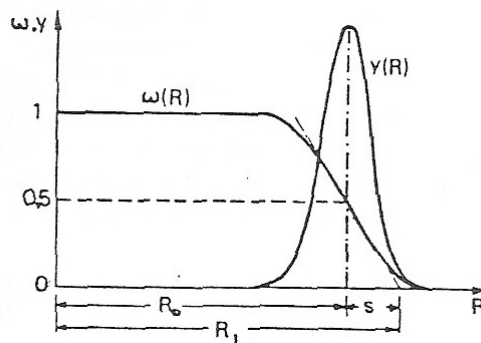
Για την ακινητοποίηση ενός σωματιδίου απαιτείται μεγάλο πλήθος αλληλεπιδράσεων του με το μέσο να μονάδα μήκους και κατα συνέπει ποικίλλει και το ποσό της ενέργειας που χάνεται σε κάθε αλληλεπίδραση, λόγω της διακύμανσης του μήκους διαδρομής για κάθε σωματίδιο.

Το φαινόμενο αυτό της διακύμανσης του μήκους διαδρομής μπορεί να μελετηθεί πειραματικά, αν χρησιμοποιήσουμε μια στενή παράλληλη δέσμη μονοενεργειακών σωματιδίων, η οποία θα πέφτει πάνω σε πλάκα μεγάλου πάχους απο ορισμένο υλικό μέσο. Έτσι μπορούμε να προσδιορίσουμε το ποσοστό $w(R)$ των σωματιδίων που καταφθάνουν που έχουν διάφορες εμβέλειες R .

Στο σχήμα 1.7 δίνεται η τυπική μορφή της συνάρτησης $w(R)$. Στο σχήμα αποτυπώνεται και η μορφή και η:

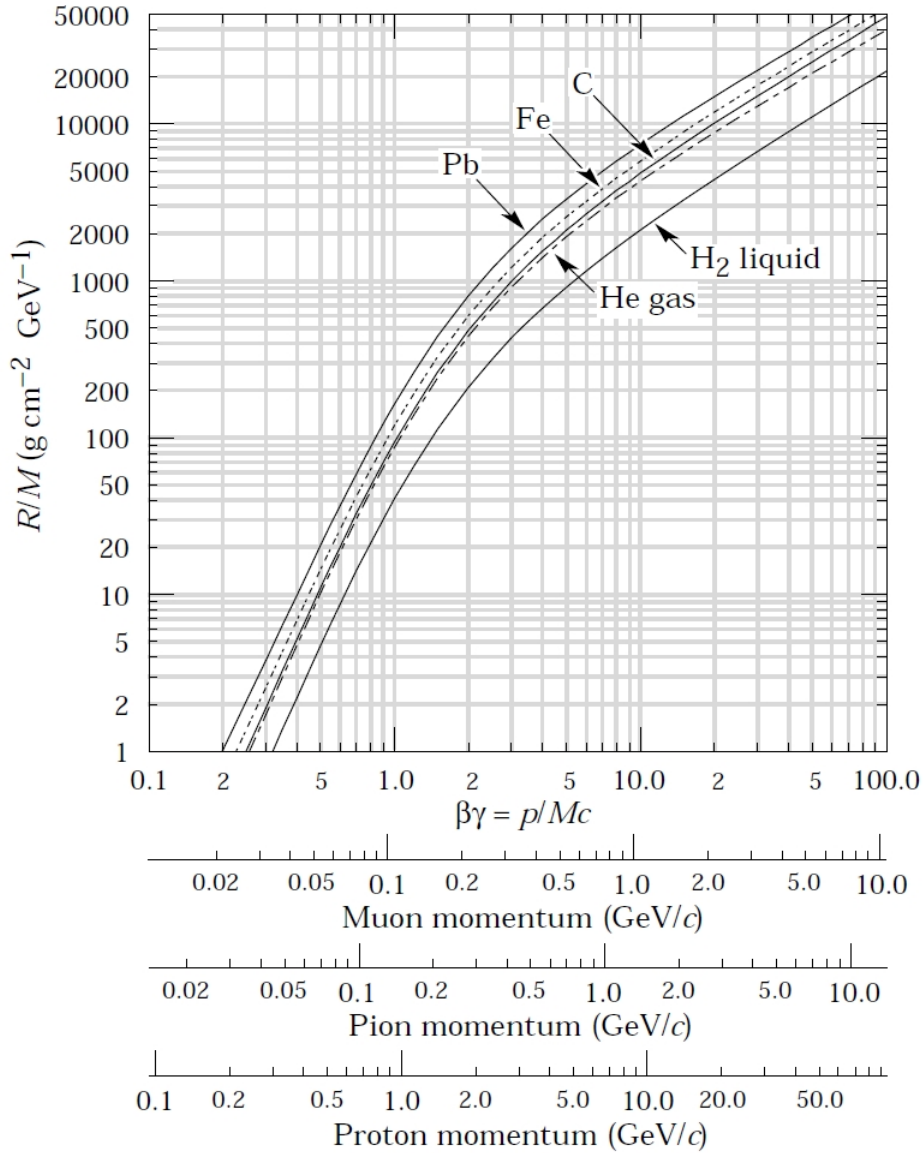
$$Y(R) = -\frac{dw(R)}{dR}$$

Είναι φανερό ότι το ποσοστό απο τα εισερχόμενα σωματίδια στο υλικό, τα οποία πραγματοποιούν διαδρομή R μέχρι να ακινητοποιηθούν ή εμβέλεια μήκους $R + dR$ είναι $Y(R)d(R)$. Δηλαδή το μέγεθος αυτό παριστάνει την πιθανότητα η εμβέλεια του σωματιδίου να είναι μεταξύ R και $R + dR$, όταν το σωματίδιο εισέρχεται στο υλικό με συγκεκριμένη αρχική ενέργεια. Η καμπύλη $Y(R)$ είναι στην ουσία μια κατανομή Gauss και το μέγιστο της εμφανίζεται για τη μέση τιμή της εμβέλειας R_0 , για την οποία είναι $w(R_0) = 0,5$. Η εμβέλεια R_1 που αντιστοιχεί στο σημείο όπου η εφαπτομένη της καμπύλης $w(R)$ τέμνει τον άξονα των R λέγεται κατ' επέκταση εμβέλεια.



Σχήμα 1.6: Καμπύλη κατανομής εμβελειών

Η διαφορά $S_R = R_1 - R_0$, είναι γνωστή ως απόκλιση της εμβέλειας (*range straggling*). Το μέγεθος αυτό μεταβάλλεται αργά με την ενέργεια του σωματιδίου και εξαρτάται απο τον τύπο του αλλά και απο το υλικό. Στην ουσία εκφράζει το μέσο πάχος του υλικού, το οποίο μπορούν να διαπεράσουν τα σωματίδια με συγκεκριμένη ενέργεια.



Σχήμα 1.7: Εμβέλεια βαρέων φορτισμένων σωματιδίων σε διάφορα υλικά

Συσχέτιση των μέσων εμβελειών σωματιδίων του ίδιου είδους και της ίδιας ενέργειας σε διαφορετικά υλικά.

Απο τα πρώτα αποτελέσματα των πειραμάτων απορρόφησης σωματιδίων-α απο διάφορα υλικά προέκυψε ο κανόνας Bragg-Kleeman, που λέει ότι:

"για ορισμένο είδος σωματιδίων και για ορισμένη ενέργεια το παρακάτω μέγεθος παραμένει κατα προεγγραφή σταθερό για τα διάφορα υλικά"

$$\frac{\rho R_0(E)}{\sqrt{A}}$$

όπου, ρ είναι η πυκνότητα του υλικού, $R_0(E)$ η μέση εμβέλεια στο υλικό αυτό και A το ατομικό του βάρος.

Έτσι αν $R_{0,1}(E)$ και $R_{0,2}(E)$ είναι οι μέσες εμβέλειες των σωματιδίων ίδιου είδους και ίδιας αρχικής ενέργειας E τότε

$$\frac{R_{0,1}(E)}{R_{0,2}(E)} = \frac{\rho_2 \sqrt{A_1}}{\rho_1 \sqrt{A_2}} \quad (1.22)$$

Συσχέτιση των μέσων εμβελειών διαφόρων σωματιδίων, της ίδιας ταχύτητας, στο ίδιο υλικό

Έχει υπολογιστεί ότι αν έχουμε δυο διαφορετικά σωματίδια της ίδιας αρχικής ταχύτητας, μέσα στο ίδιο υλικό, τότε με κατάλληλες παραδοχές μπορούμε να βρούμε μια σχέση που να συνδέει τις μέσες εμβέλειες των σωματιδίων. Έτσι αν το φορτίο και η μάζα δυο σωματιδίων είναι $z_1 e, M_1$ και $z_2 e, M_2$ αντίστοιχα, τότε με την προϋπόθεση, να έχουν την ίδια αρχική ταχύτητα, οι μέσες εμβέλειες τους συνδέονται ως εξής:

$$\frac{R_{0,z_1,M_1}(v)}{R_{0,z_2,M_2}(v)} = \frac{z_2^2 M_1}{z_1^2 M_2} \quad (1.23)$$

Συνεπώς, αν έχουμε δυο σωματίδια με ίδιο φορτίο π.χ. ένα πρωτόνιο και ένας πυρήνας δευτερίου, τότε η σχέση γίνεται:

$$R_{0,M_1} = \frac{M_1}{M_2} R_{0,M_2}$$

1.4 Αλληλεπίδραση ηλεκτρονίων με την ύλη

Οι αλληλεπιδράσεις των ηλεκτρονίων e^- και των ποζιτρονίων e^+ με την ύλη είναι δυνατό να μελετηθούν απο κοινού, λόγω της ομοιότητας την οποία παρουσιάζουν. Η τελική τους όμως προέλευση όμως μέσα στην ύλη είναι διαφορετική. Όταν ένα ποζιτρόνιο χάσει όλη την κινητική του ενέργεια, δηλαδή όταν τείνει να ηρεμήσει, είναι πού πιθανό να συναντήσει ένα ηλεκτρόνιο και να πραγματοποιηθεί το φαινόμενο της *εξαύλωσης*, όπου θα έχουμε την εκπομπή δυο φωτονίων της ίδιας ενέργειας αλλά με αντίθετη κατεύθυνση. Τα ηλεκτρόνια όμως, λόγω της απουσία ποζιτρονίων απο την ύλη, όταν ασουν την ενέργεια τους καταλήγουν στο να γίνουν ένα μέρος του πληθυσμού των ήλεκτρονίων της ύλης.

1.4.1 Απώλεια ενέργειας ηλεκτρονίων e^-

Τα ηλεκτρόνια κατα τη διέλευση τους απο την ύλη χάνουν ενέργεια λόγω των μη ελαστικών σκεδάσεων με τα περιφερειακά ηλεκτρόνια και και με τους πυρήνες των ατόμων ύλης. Κατά τις αλληλεπιδράσεις αυτές, οι οποίες συμβαίνουν λόγω των δυνάμεων Coulomb, λαμβάνουν χώρα φαινόμενα διεγέρσεων και ιονισμών και έτσι παρατηρείται απώλεια ενέργειας και συγχρόνως απόκλιση απο την αρχική τους τροχια. Η μείωση της κινητικής ενέργειας των ηλεκτρονίων ανα μονάδα μήκους λόγω των διεγέρσεων και των ιονισμών δίνεται απο την παρακάτω σχέση:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{exc} = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_e v^2} \left(\ln \frac{m_e c^2}{2I^2(1-\beta^2)} - \ln 2(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + \frac{(1 - \sqrt{1-\beta^2})^2}{8} \right) \quad (1.24)$$

όπου είναι φανερό οτι η απώλεια της ενέργειας είναι αντιστρόφως ανάλογη του τετραγώνου της ταχύτητας.

Όταν ένα ηλεκτρόνιο με μεγάλη κινητική ενέργεια προκαλέσει ιονισμό του ατόμου, τότε είναι δυνατό το ηλεκτρόνιο του ελευθερώνεται να έχει αρκετή ενέργεια, ώστε κατά την πορεία του μέσα στην ύλη να μπορεί να προκαλέσει περαιτέρω ιονισμούς. Αυτό σημαίνει ότι έχουμε δ-rays και απο ηλεκτρόνια υψηλής ενέργειας.

Κατά τις μη ελαστικές σκεδάσεις με τους πυρήνες των ατόμων τα ηλεκτρόνια χάνουν ενέργεια με εκπομπή ακτινοβολίας πέδησης που είναι γνωστή και ως ακτινοβολία *Bremsstrahlung*. Σύμφωνα με την ηλεκτρομαγνητική θεωρία, όταν ένα ηλεκτρικό φορτίο επιταχύνεται, εκπέμπει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Έτσι, αν ένα κινούμενο φορτισμένο σωματίδιο που κινείται με μεγάλη ταχύτητα εξαναγκαστεί σε μεταβολή του διανύσματος της ταχύτητας του, τότε θα έχουμε εκπομπή ακτινοβολίας εις βάρος της κινητικής του ενέργειας. Γι' αυτο το λόγο η ακτινοβολία αυτή ονομάζεται και ακτινοβολία πεδήσης.

Το φαινόμενο της ακτινοβολίας πεδήσης είναι έντονο στην περίπτωση των ηλεκτρονίων, γιατί αυτά αποκλίνουν έντονα απο την αρχική τους πορεία όταν αλληλεπιδρούν με τα ηλεκτρικά πεδία των πυρήνων, λόγω της μικρής τους μάζας. Στην περίπτωση που έχουμε βαρύτερα φορτισμένα σωματίδια το φαινόμενο είναι αμελητέο.

Η μείωση της κινητικής ενέργειας των ηλεκτρονίων ανα μονάδα μήκους λόγω της ακτινοβολίας πέδησης δίνεται απο την παρακάτω σχέση:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{e^4 N Z(Z+1)E}{137m_e^2 c^4} \left(4 \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3} \right) \quad (1.25)$$

Η συνολική απωλεια ενέργειας των ηλεκτρονίων ανα μονάδα μήκους είναι

το άθροισμα της απώλειας λόγω των διεγέρσεων και των ιονισμών και της απώλειας λόγω της ακτινοβολίας πέδησης:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{exc} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (1.26)$$

1.4.2 Συσχέτιση των απωλειών ενέργειας λόγω διεγέρσεων-ιονισμών και εκπομπής ακτινοβολίας πέδησης

Η ανά μονάδα μήκους διαδρομής απώλεια ενέργειας των ηλεκτρονίων λόγω διεγέρσεων και ιονισμών είναι όπως έχουμε πει ανάλογη του αντιστρόφου της ταχύτητας, για χαμηλές ενέργειες και επομένως όσο μικρότερη είναι η ενέργεια τους, τόσο μεγαλύτερη είναι η απώλεια.

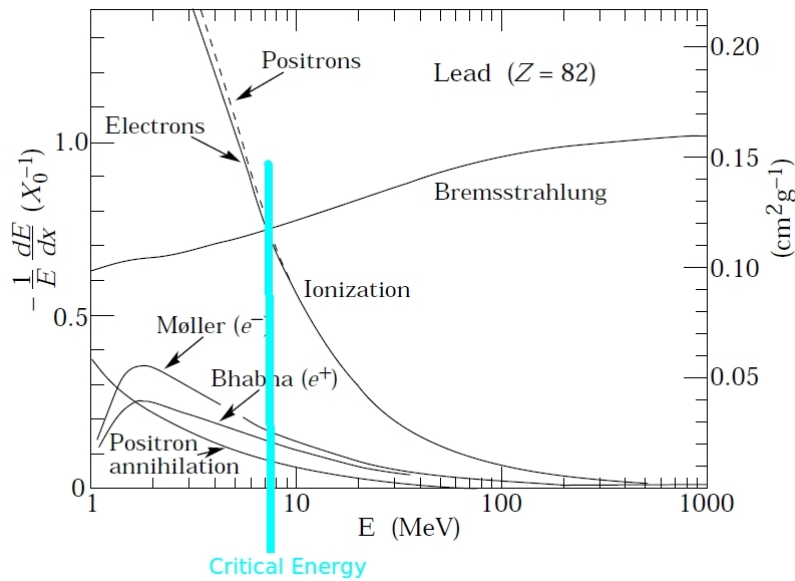
Στη περίπτωση απώλειας ενέργειας λόγω της ακτινοβολίας πέδησης, η ανά μονάδα μήκους απώλεια είναι μεγαλύτερη, όσο αυξάνεται η κινητική ενέργεια των σωματιδίων. Έτσι για μεγάλες ενέργειες οι απώλεια λόγω πέδησης αρχίζει και γίνεται συγκρίσιμη με αυτή, λόγω των διεγέρσεων-ιονισμών.

Προσεγγιστικά ο λόγος των δύο απωλειών ενέργειας για ταχύτητες που πλησιάζουν την ταχύτητα του φωτός στο κενό ισχύει:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{exc}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}} = \frac{Z \cdot E(\text{MeV})}{700} \quad (1.27)$$

Η ενέργεια στην οποία απώλεια ενέργειας λόγω ιονισμού εξισώνεται με την απώλεια ενέργειας λόγω ακτινοβολίας πέδησης ονομάζεται κρίσιμη ενέργεια (*Critical Energy*, σχήμα 1,7) και εξαρτάται κυρίως από τον τύπο του υλικού. Προσεγγιστικά η κρίσιμη ενέργεια για στερεά και αέρια αντίστοιχα δίνεται από τους παρακάτω τύπους:

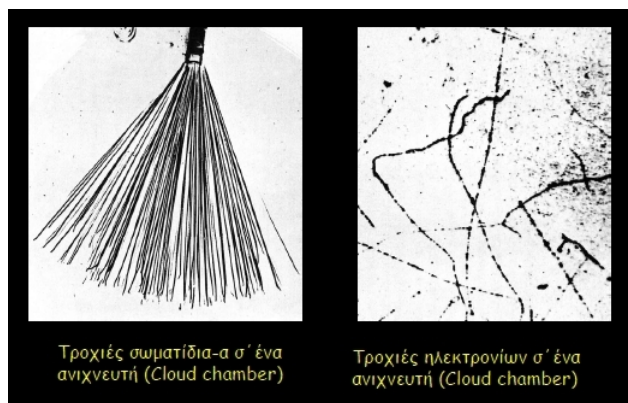
$$E_{cr} = \frac{610(\text{MeV})}{Z + 1.24} \quad , \quad E_{cr} = \frac{610(\text{MeV})}{Z + 1.24}$$



Σχήμα 1.8: Κρίσιμη ενέργεια για e^- και e^+ μέσα σε μόλυβδο.

1.4.3 Εμβέλεια των ηλεκτρονίων

Η μορφή της διαδρομής που ακολουθούν τα ηλεκτρόνια μέσα στην ύλη είναι διαφορετική από αυτή των βαρέων φορτισμένων σωματιδίων. Τα βαρέα φορτισμένα σωματίδια (π.χ σωματίδια-α) ακολουθούν προσεγγιστικά ευθύγραμμη πορεία μέσα στην ύλη μέχρι να σταματήσουν.



Σχήμα 1.9: Σύγκριση πορείας σωματίδιων-α και ηλεκτρονίων μέσα στην ύλη

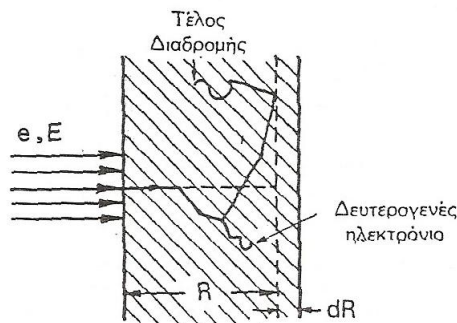
Αντίθετα τα ηλεκτρόνια λόγω της μικρής τους μάζας προαγατοποιούν πολλαπλές σκεδάσεις με τα περιφερειακά ηλεκτρόνια και τους πυρήνες

των ατόμων της ύλης, κατά τις οποίες αλλάζουν έντονα κατευθύνσεις με αποτέλεσμα να ακολουθούν μια τεθλασμένη πορεία, όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.9 όπου παρατηρούμε τη διαφορά στην πορεία που ακολουθούν τα σωματίδια-α και τα ηλεκτρόνια μέσα στην ύλη.

Συνεπώς ο ορισμός της εμβέλειας των ηλεκτρονίων δεν είναι τόσο απλός όσο ήταν για τα βαρέα φορτισμένα σωματίδια γιατί:

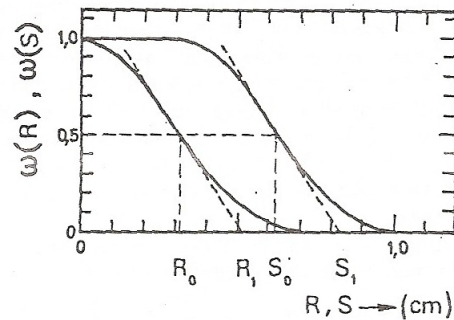
- Η πορεία των ηλεκτρονίων μέσα στην ύλη δεν είναι ευθύγραμμη.
- Υπάρχουν ηλεκτρόνια μπορεί να προκύψουν από μια πυρηνική αντίδραση, τα οποία δεν έχουν την ίδια ταχύτητα με αυτά που εισέρχονται στο υλικό.

Αν θεωρήσουμε ότι έχουμε μια παράλληλη δέσμη μονοενεργειακών ηλεκτρονίων που εισέρχονται σε ένα υλικό τότε ένα συγκεκριμένο ηλεκτρόνιο είναι δυνατό να διαπεράσει πάχος R , ενώ για πάχος $R + dR$ να μη διαπερνά και να απορροφάται. Το πάχος R τότε θα είναι η εμβέλεια του συγκεκριμένου ηλεκτρονίου ενώ είναι αυτονόητο ότι η εμβέλεια ενός άλλου ηλεκτρονίου θα είναι διαφορετική, γιατί έχουμε να κάνουμε με μια στατιστικής φύσης διαδικασία και έτσι θα έχουμε μια διακύμανση στην εμβέλεια.



Σχήμα 1.10: Πορεία ενός ηλεκτρονίου μέσα στην ύλη

Είναι δυνατό όμως να χαράξουμε μια καμπύλη $w(R)$ που να μας δίνει το ποσοστό των ηλεκτρονίων ίδιας αρχικής ενέργειας, τα οποία φτάνουν μέχρι βάθος μεγαλύτερο ή ίσο με R όπως φαίνεται στο σχήμα 1.10. Στο σχήμα αυτό υπάρχει και η καμπύλη $w(S)$, που μας δίνει το ποσοστό των ηλεκτρονίων που πραγματοποιούν μήκος συνολικής διαδρομής μεγαλύτερο ή ίσο του S . Με παρόμοιο τρόπο, με αυτόν για τα βαρέα φορτισμένα σωματίδια μπορούμε να υπολογίσουμε διάφορα χρήσιμα μεγέθη όπως η μέση R_0 και η κατ' επέκταση εμβέλεια R_1 αλλά και το μέσο μήκος διαδρομής S_0 και το κατ' επέκταση συνολικό μήκος διαδρομής S_1



Σχήμα 1.11: Κατανομή μήκους διαδρομής S και εμβέλειας R ηλεκτρονίων

1.5 Αλληλεπίδραση φωτονίων

Τα φωτόνια αλληλεπιδρούν με τρεις κύριους μηχανισμούς:

- Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο (Photoelectric effect)
- Σκέδαση Compton (Compton Scattering)
- Δίδυμη γέννεση (pair production)

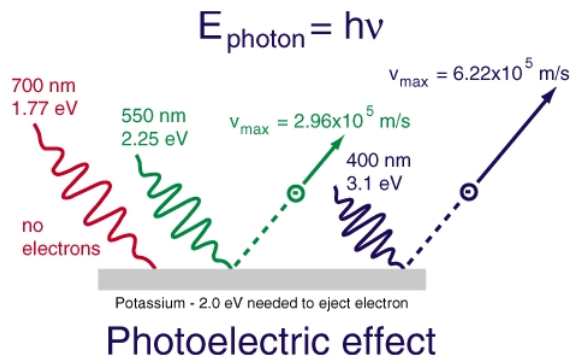
οι οποίοι παρουσιάζουν διαφορετική εξάρτηση από την ενέργεια των φωτονίων και το υλικό του απορροφητή.

1.5.1 Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο (Photoelectric effect)

Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι ένας μηχανισμός αλληλεπίδρασης φωτονίων ενέργειας $E_\gamma = hf$, με ένα από τα ισχυρά συνδεδεμένα ηλεκτρόνια του ατόμου του υλικού. Κατά το φαινόμενο αυτό απορροφάται ολόκληρη η ενέργεια του φωτονίου από το ηλεκτρόνιο, το οποίο αποσπάται από το άτομο έχοντας κινητική ενέργεια:

$$E_{kin} = hf - \Phi_j \quad (1.28)$$

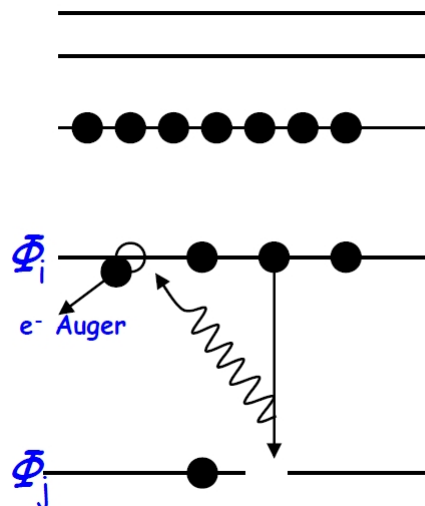
όπου Φ είναι η ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου (ή αλλιώς συνάρτηση έργου) είναι διαφορετική για τις $j = K, L, M, \dots$ ατομικές στάθμες.



Σχήμα 1.12: Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο.

Συνεπώς είναι αυτονόητο ότι για να συμβεί το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο πρέπει η ενέργεια των φωτονίων πρέπει να είναι μεγαλύτερη από το έργο εξόδου του ηλεκτρονίου. Παρόλο που περιμένουμε το φωτοηλεκτρικό να συμβαίνει ευκολότερα για μεγάλες ενέργειες φωτονίων αυτό δε γίνεται στην πραγματικότητα, γιατί όσο μεγαλύτερη είναι η ενέργεια του φωτονίου ως προς την ενέργεια σύνδεσης των ηλεκτρονίων τόσο μικρότερη είναι η πιθανότητα να συμβεί το φαινόμενο. Γενικά το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο υπερτερεί στις χαμηλές ενέργειες.

Το κενό που δημιουργείται μετά την εκπομπή του φωτοηλεκτρονίου καλύπτεται από ένα άλλο ηλεκτρόνιο που προέρχεται από κάποιο ανώτερο ατομικό φλοιό ενέργειας σύνδεσης $\Phi_i < \Phi_j$ οδηγώντας σε δυο εναλλασσόμενους μηχανισμούς:



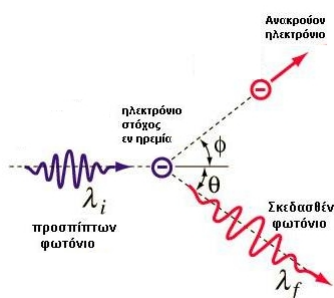
Σχήμα 1.13: Φαινόμενο Auger.

- **Φθορισμός ακτίνων-X:** όπου έχουμε παραγωγή δευτερευουσών ακτίνων-X, με ενέργειας $\Phi_j - \Phi_i$ και το φορτίο του εναπομείναντος ιόντος παραμένει αμετάβλητο.
- **Φαινόμενο Auger:** το φωτόνιο που εκπέμπεται από την αντικατάσταση του κενού που είχε δημιουργηθεί από το φωτοηλεκτρόνιο μπορεί να απορροφηθεί από κάποιο άλλο ηλεκτρόνιο του ίδιου ατόμου με αποτέλεσμα να δημιουργείται ένα νέο φωτοηλεκτρόνιο αφήνοντας ένα νέο κενό. Αυτό το νέο φωτοηλεκτρόνιο ονομάζεται ηλεκτρόνιο Auger. Το αρχικό κενό αντικαθίσταται από δυο κενά.
- Και με του δύο τρόπους.

Τα νέα κενά καλύπτονται από μεταπτώσεις ηλεκτρονίων από μεγαλύτερους φλοιούς μέχρι το ιονισμένο άτομο βρεθεί στην κατάσταση όπου δεν μπορούν να συμβούν άλλες μεταπτώσεις.

1.5.2 Σκέδαση Compton (Compton Scattering)

Το φαινόμενο Compton, το οποίο συμβαίνει για ενέργειες φωτονίων που πλησιάζουν μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου, είναι ο μηχανισμός που περιγράφει τη σκέδαση (υπο γωνία θ) ενός φωτονίου από ένα ελεύθερο ατομικό ηλεκτρόνιο. Το φωτόνιο δεν εξαφανίζεται μετά τη σκέδαση αλλά αλλάζει κατεύθυνση και ενέργεια. Το φωτόνιο μεταφέρει μέρος της ενέργειας του στο ηλεκτρόνιο το οποίο μετά τη σκέδαση κινείται σε τροχιά υπο γωνία ϕ και το οποίο ονομάζεται «ανακλώμενο ηλεκτρόνιο» (recoil electron). Η πιθανότητα να συμβεί το φαινόμενο Compton είναι ανεξάρτητη του ατομικού αριθμού του υλικού.



Σχήμα 1.14: Φαινόμενο Auger.

Το φαινόμενο Compton μπορεί να μελετηθεί με τη βοήθεια των αρχών διατήρησης ενέργειας και ορμής για το σύστημα φωτονίου ηλεκτρονίου και έτσι προκύπτουν τα παρακάτω ενδιαφέροντα συμπεράσματα:

- **Μετατόπιση μήκους κύματος του σκεδαζόμενου φωτονίου**

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} \cdot (1 - \cos\theta) \quad (1.29)$$

- **Ενέργεια σκεδαζόμενου φωτονίου**

$$E'_\gamma = hf' = \frac{E_\gamma}{1 + a(1 - \cos\theta)} \quad (1.30)$$

όπου

$$a = \frac{hf}{m_e c}$$

- **Κινητική ενέργεια του σκεδαζόμενου ηλεκτρονίου**

$$E_{kin} = E_\gamma \cdot \frac{a(1 - \cos\theta)}{1 + a(1 - \cos\theta)} \quad (1.31)$$

Η E_{kin} είναι μέγιστη όταν $\theta = 180^\circ$, κάτι που μας δίνει την κορυφή Compton στο ενεργειακό φάσμα. Η E_{kin} είναι ελάχιστη όταν $\theta = 0$, όπου στην ουσία το φωτόνιο δεν αλληλεπιδρά και διαφεύγει. Αυτό οδηγεί σε συνεχές φάσμα και μας δίνει το Compton plateau.

- **Σχέση μεταξύ των γωνιών θ και ϕ**

$$\cot\phi = \frac{(1 - \cos\theta) \cdot (1 + \alpha)}{\sin\theta} \quad (1.32)$$

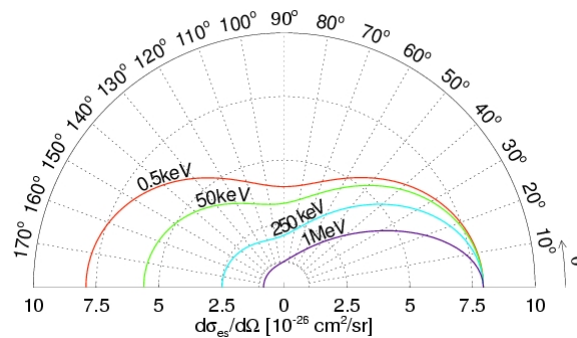
Οι Klein και Nishina υπολόγισαν την γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων. Η διαφορική ενεργός διατομή έχει τη μορφή:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = Zr_e^2 \left(\frac{1}{1 + a(1 - \cos\theta)}\right) \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2}\right) \left(1 + \frac{a^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + a(1 - \cos\theta)]}\right) \quad (1.33)$$

όπου

$$\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

και r_e η κλασσική ακτίνα του ηλεκτρονίου



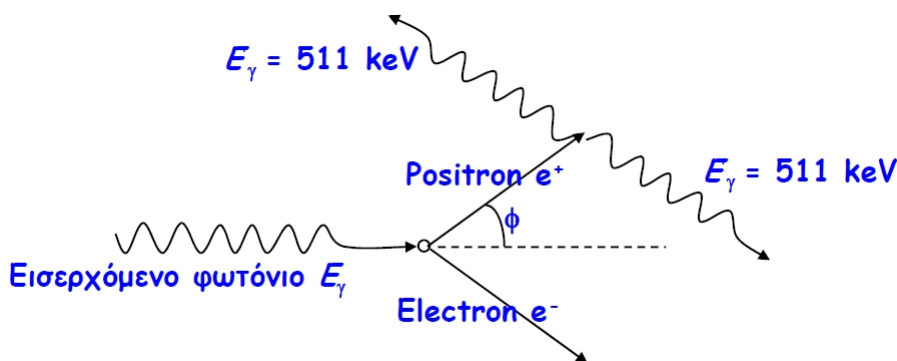
Σχήμα 1.15: Γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων(Klein – Nishina)

Το διάγραμμα σε πολικές συντεταγμένες του αριθμού των φωτονίων σκεδαζονται σε γωνία θ , φαίνεται στο σχήμα 1.14 όπου αποτυπώνονται οι ισοενεργειακές γραμμές ως συνάρτηση της αρχικής ενέργειας των εισερχόμενων φωτονίων. Για μεγάλες ενέργειες φωτονίου παρατηρούμε ότι σκεδαζονται προς τα μπρος.

1.5.3 Δίδυμη γένεση (pair production) εξαύλωση(pair annihilation)

Το φαινόμενο αυτό είναι ο μηχανισμός κατά τον οποίο συμβαίνει μετατροπή ενός φωτονίου σ' ένα ζεύγος $e^+ - e^-$. Το φαινόμενο συμβαίνει μόνο στην περιοχή ενός πυρήνα ή ενός ηλεκτρονίου. Χρειάζεται το πεδίο Coulomb του πυρήνα και απαιτείται μια ελάχιστη ενέργεια η οποία είναι ίση με $E \geq 1.02 \text{ MeV}$. Η πιθανότητα να συμβεί η δίδυμη γένεση, ονομάζεται συντελεστής παραγωγής ζεύγους (pair production coefficient) είναι μια πολύπλοκη συνάρτηση της ενέργειας του φωτονίου, και του ατομικού αριθμού Z του υλικού.

Το ποζιτρόνιο χάνει την ενέργεια του και “έλκει” ένα ηλεκτρόνιο και εξαυλώνεται σε δυο φωτόνια που το καθένα έχει ενέργεια 0.511 MeV . Σε μεγάλες ενέργειες, το ποζιτρόνιο θα χάσει την ενέργεια του μέσω ιονισμού και ακτινοβολίας πέδησης μέχρι να αποκτήσει χαμηλή ενέργεια ώστε να εξαυλωθεί. Γενικά το φαινόμενο της δίδυμης γένεσης συμβαίνει στις υψηλές ενέργειες.



Σχήμα 1.16: Δίδυμη γένεση και εξαύλωση

1.5.4 Εξασθένιση φωτονίων

Για μια δέσμη φωτονίων που διαπερνά ένα υλικό, η εξασθένησή της δίνεται από τον τύπο:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (1.34)$$

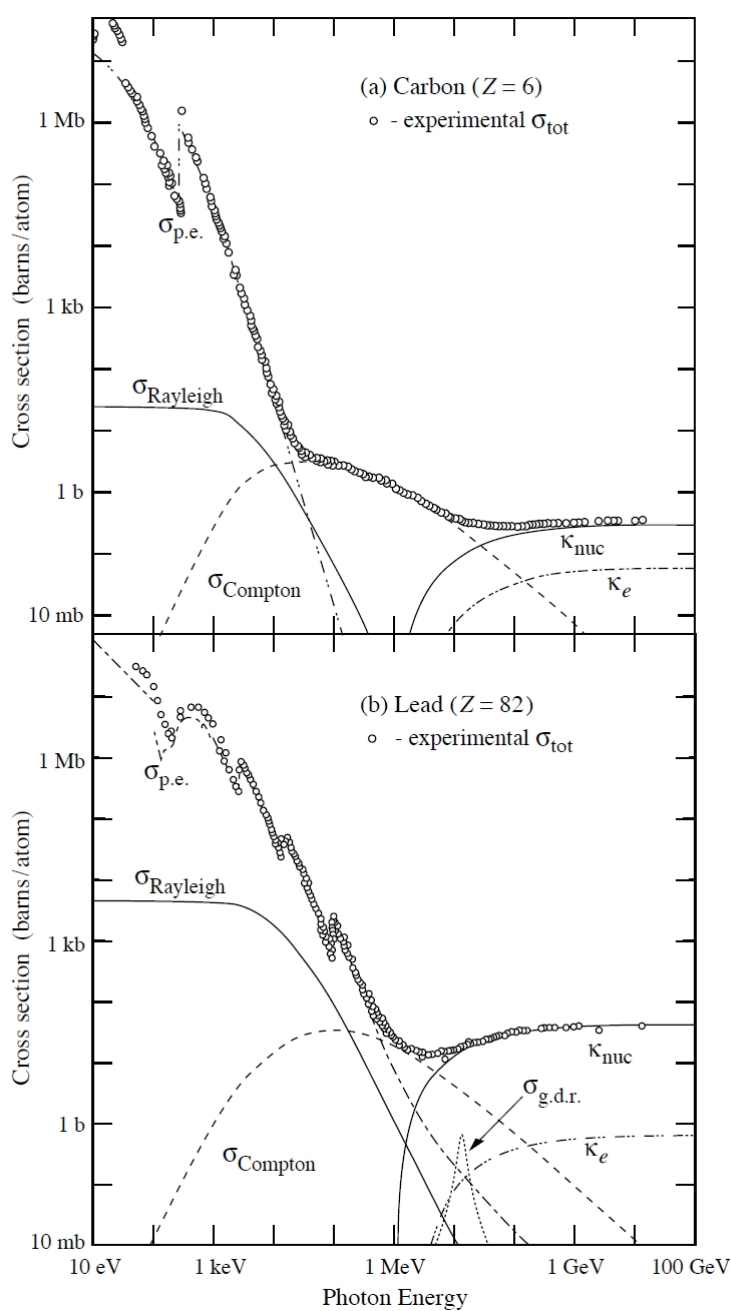
όπου $\mu = N \cdot \sigma = \frac{1}{\lambda}$ είναι ο μαζικός συντελεστής εξασθένισης των φωτονίων, I_0 η αρχική ένταση, σ η ολική ενεργός διατομή ανά άτομο, N η πυκνότητα των ατόμων και λ είναι η «μέση ελεύθερη διαδρομή», μέσα στον απορροφητή προτού εμφανιστεί κάποια αλληλεπίδραση.

$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\mu x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\mu x} dx}$$

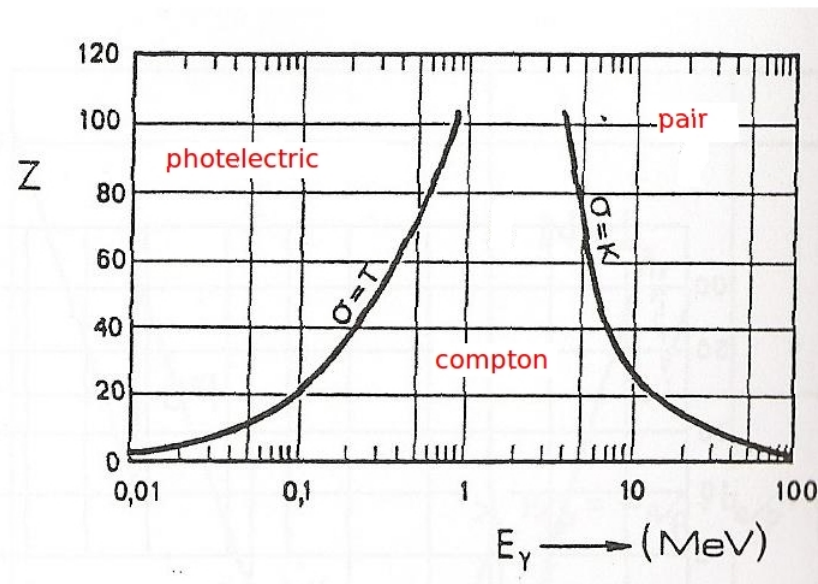
Για να μελετήσουμε την ενεργό διατομή θα πρέπει να δούμε ότι για διαφορετικές ενέργειες έχουμε διαφορετικούς μηχανισμούς αλληλεπίδρασης μέσα στο υλικό που διαδίδεται η ακτινοβολία. Για μικρές ενέργειες, μερικών keV, συμβαίνει κυρίως το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο ενώ για μερικές εκατοντάδες keV η σκέδαση Compton είναι πιθανότερη. Για υψηλότερες ενέργειες, πιο πιθανό είναι να συμβεί δίδυμη γένεση, δηλαδή δημιουργία ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου. Έτσι η ολική ενεργός διατομή, βλέπουμε ότι εξαρτάται από τρεις παράγοντες:

$$\sigma = \sigma_{photoelectric} + \sigma_{compton} + \sigma_{pair} \quad (1.35)$$

Στο σχήμα 1.17 βλέπουμε την ολική ενεργό διατομή των φωτονίων για διάφορες ενέργειες ενώ στο σχήμα 1.18 βλέπουμε την σχετική συνεισφορά των διαφόρων μηχανισμών αλληλεπίδρασης συναρτήσει της ενέργειας των φωτονίων, για δυο διαφορετικά υλικά (άνθρακα και μόλυβδο). Από τα σχήματα μπορούμε να δούμε τη συνεισφορά του κάθε φαινομένου αλλά και να συγκρίνουμε τη συνεισφορά για υλικά χαμηλού και υψηλού ατομικού αριθμού Z ώστε να βγάλουμε χρήσιμα συμπεράσματα.



Σχήμα 1.17: Ολική ενεργή διατομή απορρόφησης φωτονίων για διάφορα υλικά



Σχήμα 1.18: Σχετική συνεισφορά των διαφόρων μηχανισμών αλληλεπίδρασης, με την ενέργεια

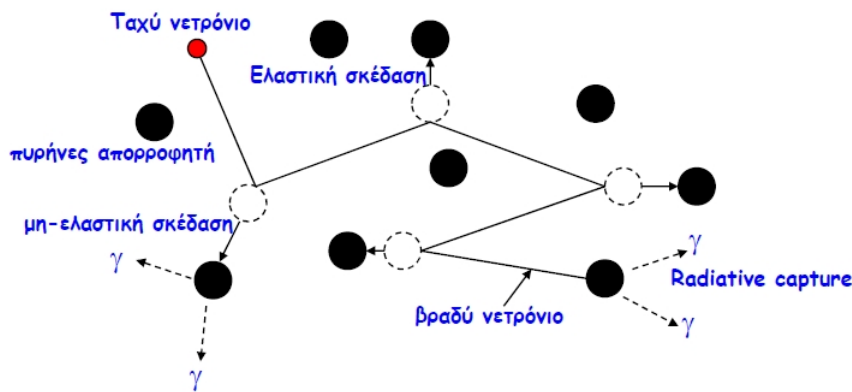
1.6 Αλληλεπίδραση νετρονίων με την ύλη

Η συμπεριφορά των νετρονίων μέσα στην ύλη είναι τελείως διαφορετική από αυτή των φορτισμένων σωματιδίων και των φωτονίων. Ως ηλεκτρικά ουδέτερα σωματίδια δεν είναι δυνατό να αλληλεπιδράσουν μέσω δυνάμεων Coulomb με τα περιφερειακά ηλεκτρόνια και τους πυρήνες των ατόμων του υλικού. Αλληλεπίδραση μπορεί να συμβεί μόνο όταν το νετρόνιο φτάσει πολύ κοντά στον πυρήνα, ώστε να δράσουν οι πυρηνικές δυνάμεις ή αλλιώς να υπάρξει κρούση μεταξύ του νετρονίου και του πυρήνα. Συνεπώς μιλάμε για πυρηνική αλληλεπίδραση μεταξύ του νετρονίου και του πυρήνα.

Η ενεργός διατομή (σ) της αλληλεπίδρασης των νετρονίων εκράζει στην ουσία την πιθανότητα αλληλεπίδρασης και εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από το τύπο των πυρήνων του υλικού και την ενέργεια των νετρονίων. Γενικά, η ενεργός διατομή, είναι πολύ μικρή και τα νετρόνια μπορούν να ταξιδεύουν μεγάλες αποστάσεις (αρκετά cm) χωρίς αλληλεπίδραση μέσα στην ύλη. Πάντως τα νετρόνια μπορούν να σκεδάζονται με αποτέλεσμα να μεταφέρουν ενέργεια στο σκεδαζόμενο (recoil nuclei) πυρήνα, όπως επίσης και να απορροφηθούν με τη βοήθεια διαφόρων πιθανών αντιδράσεων.

1.6.1 Σκέδαση νετρονίων

Τα νετρόνια μεγάλης ενέργειας ή αλλιώς όπως θα δούμε παρακάτω, ταχέα νετρόνια (fast neutrons) μπορούν να προκαλέσουν ελαστικές σκεδάσεις, μη-ελαστικές σκεδάσεις αλλά και απορρόφηση, όπου η σύντηξη (fusion) είναι η κύρια μορφή απορρόφησης.



Σχήμα 1.19: Σκεδάσεις νετρονίων

- **Ελαστική σκέδαση:** Ένα μεγάλο μέρος της ενέργειας των νετρονίων μεταφέρεται στον πυρήνα, ειδικά στην περίπτωση που έχουμε υλικό από ελαφρύς πυρήνες (μικρό A).
- **Μη-ελαστική σκέδαση:** Ο σκεδαζόμενος πυρήνας διεγείρεται και μετέπειτα αποδιεγείρεται συνήθως με την ταυτόχρονη εκπομπή φωτονίων. Τα νετρόνια μετά από τη μη-ελαστική σκέδαση έχουν μικρότερη ενέργεια και συνήθως υπόκεινται μεγάλες αλλαγές στην κατεύθυνση τους.
- **Απορρόφηση νετρονίων:** Όταν έχουμε απορρόφηση του νετρονίων στην ουσία έχουμε το φαινόμενο της σύντηξης των νετρονίων με τους πυρήνες του στόχου (απορροφητή). Ο παραγόμενος σύνθετος πυρήνας διεγείρεται σε μια ενέργεια που είναι περίπου ίση αρχική κινητική Ενέργεια νετρονίου και την ενέργεια σύνδεσης(8 MeV). Αυτή η επιπρόσθετη ενέργεια του πυρήνα εμφανίζεται αργότερα ως προϊόντα αντίδρασης (ακτίνες γ, φορτισμένα σωματίδια και νετρόνια).

Η ολική πιθανότητα αλληλεπίδρασης νετρονίων είναι:

$$\sigma = \sigma_{elastic} + \sigma_{inelastic} + \sigma_{capture} + \dots \quad (1.36)$$

Αν η πιθανότητα απορρόφησης \ll πιθανότητα σκέδασης, τότε τα νετρόνια υπόκεινται σε πολλαπλές σκεδάσεις με αποτέλεσμα σταδιακά να χάνουν την ενέργεια τους. Αυτή η διαδικασία «καθυστέρησης» (moderation) τα οδηγεί σε θερμική ισορροπία. Αυτά τα νετρόνια, που προκύπτουν μετά από αυτές τις πολλαπλές σκεδάσεις, ονομάζονται θερμικά νετρόνια: Η ενέργεια των θερμικών νετρονίων σε κανονική θερμοκρασία ($300^\circ K$) είναι περίπου $E \sim kT = 0.025$ eV.

Έχει παρατηρηθεί ότι για αρκετά μεγάλο εύρος περιοχές ενέργειας των νετρονίων, τα χαρακτηριστικά των μηχανισμών αλληλεπίδρασης με ορισμένου είδους πυρήνες δε μεταβάλλονται. Γι' αυτό, μπορούμε να κατατάξουμε στις παρακάτω ενεργειακές περιοχές όπου τα νετρόνια ανάλογα με την ενέργεια τους χαρακτηρίζονται ως:

- Υψηλής ενέργειας: $E > 100$ MeV.
- Ταχεία νετρόνια: 100 keV $< E < 100$ MeV
- Επιθερμικά νετρόνια: 0.1 eV $< E < 100$ keV
- Θερμικά νετρόνια: $E \sim kT \sim 1/40$ eV
- Ψυχρά ή Υπερ-ψυχρα: $E \sim$ meV ή μ eV

Ανάλογα με την ενέργεια τους τα νετρόνια αλληλεπιδρούν με υλή με διαφορετικές πυρηνικές αντιδράσεις. Αυτοί παρουσιάζονται στην επόμενη παράγραφο.

1.6.2 Πυρηνικές αντιδράσεις με νετρόνια

Οι πυρηνικές αντιδράσεις των νετρονίων με την ύλη είναι οι εξής:

1. Ελαστική σκέδαση νετρονίου με πυρήνες απορροφητή (στόχου) $A(n,n)A$

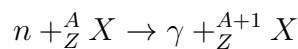
Είναι ο βασικός μηχανισμός απώλειας ενέργειας νετρονίων με αρχική ενέργεια της τάξης των 1 MeV. Ως ελαστική σκέδαση νετρονίου με πυρήνα χαρακτηρίζεται η πυρηνική αντίδραση όπου διατηρούνται η κινητική ενέργεια και η ορμή του συστήματος νετρονίου-πυρήνα. Η πυρηνική αντίδραση αυτή μπορεί να πραγματοποιηθεί με δυο τρόπους, είτε με σύνθετη ελαστική σκέδαση, όπου έχουμε σχηματισμό σύνθετου πυρήνα είτε με εκλεκτική ελαστική σκέδαση, χωρίς να σχηματισθεί σύνθετος πυρήνας. Και στις δυο περιπτώσεις η σκέδαση χαρακτηρίζεται ως *δυναμική ελαστική σκέδαση*.

2. Μη-ελαστική σκέδαση πυρήνες απορροφητή (στόχου) $A(n,n')A^*$, $A(n,2n')B$.

Είναι ο βασικός μηχανισμός απώλειας ενέργειας νετρονίων με ενέργεια μεγαλύτερη από 1 MeV. Ως μη ελαστική σκέδαση νετρονίου-πυρήνα χαρακτηρίζεται η πυρηνική αντίδραση κατά την οποία το νετρόνιο ενσωματώνεται στον πυρήνα, ο σύνθετος πυρήνας αποδιεγείρεται μερικά με την εκπομπή νετρονίου και ο πυρήνας που απομένει βρίσκεται ακόμα σε κατάσταση διέγερσης. Στη συνέχεια, σχεδόν ταυτόχρονα, ο πυρήνας αυτός αποδιεγείρεται και εκπέμπει ένα ή περισσότερα φωτόνια. Η σκέδαση αυτή είναι γνωστή ως *σύνθετη μη ελαστική σκέδαση*.

3. Ραδιενεργή Ενσωμάτωση $X(n,\gamma)X$

Αν ο σύνθετος πυρήνας που δημιουργείται κατά την ενσωμάτωση νετρονίου, αποδιεγερθεί με εκπομπή ενός ή περισσότερων φωτονίων, χωρίς εκπομπή σωματιδίου, τότε η αντίδραση χαρακτηρίζεται ως *ραδιενεργή ενσωμάτωση*. Η αντίδραση αυτή μπορεί να πραγματοποιηθεί με νετρόνια οποιασδήποτε ενέργειας, παρουσιάζει όμως μεγάλη πιθανότητα πραγματοποίησης, όταν τα νετρόνια είναι χαμηλής κινητικής ενέργειας, μικρότερης από 1 KeV.



Η ενεργός διατομή της αντίδρασης της ραδιενεργής ενσωμάτωσης είναι ανάλογη του αντιστρόφου τετραγώνου της ταχύτητας των νετρονίων.

$$\sigma_n^{capt} \sim \frac{1}{v_n}$$

4. Πυρηνικές αντιδράσεις: (n,p) , (n,α) , (n,d) , $(n,n'p)$

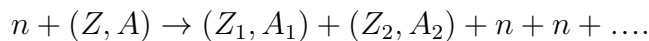
Όταν η κινητική ενέργεια του νετρονίου που αλληλεπιδρά με ένα πυρήνα είναι αρκετά μεγάλη, ο δημιουργούμενος σύνθετος πυρήνας είναι δυνατό να αποδιεγερθεί με εκπομπή ενός νουκλεονίου ή μιας ομάδας νουκλεονίων, όπως η εκπομπή ενός πρωτονίου ή ενός σωματιδίου-α. Έχουμε δηλαδή σύλληψη νετρονίου και εκπομπή φορτισμένου σωματιδίου. Οι πυρηνικές αντιδράσεις αυτές, που όπως και η ραδιενεργή ενσωμάτωση οδηγούν σε εξαφάνιση του νετρονίου, πραγματοποιούνται με νετρόνια που έχουν κινητική ενέργεια μεγαλύτερη ή ίση από μια τιμή κατωφλίου που είναι χαρακτηριστική για κάθε πυρήνα με τον οποίο γίνεται η αλληλεπίδραση.

5. Πυρηνικές αντιδράσεις τύπου $(n,2n)$ και $(n,3n)$

Για νετρόνια πολύ μεγάλης ενέργειας είναι δυνατή η πραγματοποίηση πυρηνικών αντιδράσεων που οδηγούν σε εκπομπή δυο ή και τριών νετρονίων. Οι αντιδράσεις συμβαίνουν σε δυο και τρία στάδια αντίστοιχα όπου το πρώτο είναι πάντα μια μη ελαστική σκέδαση του αρχικού νετρονίου. Προυπόθεση για την πραγματοποίηση του δεύτερου και τρίτου σταδίου είναι, το αρχικό νετρόνιο να έχει αρκετή ενέργεια, τέτοια ώστε μετά την αλληλεπίδραση ο εναπομείνων πυρήνας να είναι διεγερμένος ώστε να εκπεμφθεί ένα νετρόνιο κατα την αποδιέγερσή του.

6. Πυρηνική σχάση (Fission) βαρέος πυρήνα με νετρόνια

Η σχάση βαρέος πρήνα με νετρόνια, είναι στην ουσία ο τεμαχισμός του πυρήνα σε δυο ελαφρύτερους πυρήνες. Είναι ένα φαινόμενο που μπορεί να συμβεί αυθόρμητα(σπάνια) ή να προκληθεί προσδίδοντας εξωτερική ενέργεια στον πυρήνα θερμικές ενέργειες, όπου και στις δυο περιπτώσεις έχουμε έκληση ενέργειας.



7. Κατατεμαχισμός πυρήνων

Στις περιπτώσεις κατά τις οποίες τα νετρόνια έχουν κινητικές ενέργειες της τάξης των 100 MeV και πάνω, πραγματοποιούνται πυρηνικές αντιδράσεις κατά τις οποίες παρατηρούνται κατατεμαχισμοί πυρήνων με τους οποίους συγκρούονται τα νετρόνια. Με τον όρο κατατεμαχισμός εννοείται ο τεμαχισμός των πυρήνων σε διάφορες ομάδες νουκλεονίων και σε θράυσματα πυρήνων. Τα σωματίδια αυτά είναι συνήθως αδρόνια και δεν είναι τίποτα άλλο απο τους λεγόμενους πίδακες αδρονίων (hadron jets) που απασχολούν τους φυσικούς υψηλών ενεργειών.

1.6.3 Εξασθένιση νετρονίων, μέση ελευθέρα διαδρομή

Όπως έχουμε δει η ολική πιθανότητα αλληλεπίδρασης νετρονίων είναι δίνεται απο τη σχέση 1.36. Αν την πολλαπλασιάσουμε με την πυκνότητα των ατόμων N τότε παίρνουμε το μέσο μήκος ελεύθερης διαδρομής (mean free path length):

$$\sigma \cdot N = \frac{1}{\lambda} \Rightarrow \lambda = \frac{1}{\sigma \cdot N}$$

$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} x \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}}}{\int_0^{\infty} \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}}} \quad (1.37)$$

Αν θεωρήσουμε ότι έχουμε μια ομοιόμορφη και παράλληλη δέσμη νετρονίων, τότε μπορούμε να πούμε ότι για την εξασθένιση των νετρονίων (κατ' αναλογία με την εξασθένιση των φωτονίων) ισχύει:

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (1.38)$$

Κεφάλαιο 2

Ανιχνευτές αερίου

2.1 Εισαγωγή

Στο προηγούμενο κεφάλαιο αναφερθήκαμε στις γενικές αρχές της αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας με την ύλη και την απώλεια της ενέργειας της, όταν αυτή εισέλθει σε ένα υλικό μέσο. Στο παρόν κεφάλαιο, θα αναφερθούμε στους ανιχνευτές αερίου. Όπως είναι αυτονόητο, πλέον έχουμε να κάνουμε με την αλληλεπίδραση την ακτινοβολίας όταν αυτή εισέρχεται σε ένα συγκεκριμένο υλικό μέσο που είναι ένα κατάλληλα επιλεγμένο αέριο. Αρχικά θα γίνει μια αναφορά στους μηχανισμούς απώλειας ενέργειας της ακτινοβολίας στα αέρια και την κίνηση φορτίων μέσα σε αυτά. Στη συνέχεια θα αναφερθούμε στις βασικές αρχές λειτουργίας των ανιχνευτών αερίου αλλά και τις ιδιότητές τους. Τέλος, αφού γίνει μια ιστορική αναφορά για τους ανιχνευτές αερίου και για διάφορους τύπους αυτών, θα καταλήξουμε στην αναλυτική περιγραφή του ανιχνευτή MicroMeGas (Micro Mesh Gaseous Structure), ο οποίος είναι και το αντικείμενο μελέτης της παρούσας εργασίας.

2.2 Μεταφορά φορτίων στα αέρια.

Για τους ανιχνευτές ιονισμού είναι πρωταρχικής σημασίας να κατανοήσουμε την κίνηση των ηλεκτρονίων και των ιόντων στα αέρια διότι η κίνηση αυτών των φορτίων, επηρεάζει πολλά χαρακτηριστικά λειτουργίας του ανιχνευτή. Ως επί το πλείστον, αυτή η κίνηση περιγράφεται από την κλασική κινητική θεωρία των αερίων. Δύο είναι τα φαινόμενα που διαδραματίζουν τον μεγαλύτερο ρόλο και αυτά είναι η διάχυση (diffusion) και η ολίσθηση (drift) σε ένα ηλεκτρικό πεδίο.

2.2.1 Διάχυση - μεταφορά φορτίων απουσία ηλεκτρικού πεδίου.

Η μεταφορά ηλεκτρικών φορτίων στα αέρια, όταν αυτά δε υπόκεινται στην επίδραση ηλεκτρικού ηλεκτρικού πεδίου, περιγράφεται με τον όρο διάχυση. Χωρίς την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου, τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα απελευθερώνονται διαχέοντας ομοιόμορφα ακτινοβολία από το σημείο της δημιουργίας τους. Σε αυτή τη διαδικασία, υφίστανται πολλαπλές συγκρούσεις με τα μόρια του αερίου και χάνοντας έτσι την ενέργειά τους. Έτσι φτάνουν γρήγορα σε θερμική ισορροπία με το αέριο και τελικά ανασυνδυάζονται (recombine). Στις θερμικές ενέργειες οι ταχύτητες των φορτίων περιγράφονται από την κατανομή Maxwell η οποία μας δίνει μία μέση ταχύτητα :

$$u = \sqrt{\frac{8kT}{m}} \quad (2.1)$$

όπου k είναι η σταθερά του Boltzmann, T είναι η θερμοκρασία και m η μάζα του σωματιδίου. Όπως είναι προφανές, η μέση ταχύτητα των ηλεκτρονίων είναι πολύ μεγαλύτερη από αυτή των ιόντων εξαιτίας της πολύ μικρότερής τους μάζας. Σε θερμοκρασία δωματίου, η ταχύτητα του ηλεκτρονίου είναι της τάξεως του 10^6 cm/s , ενώ η ταχύτητα των θετικών ιόντων είναι δύο τάξεις μεγέθους μικρότερη, 10^4 cm/s .

Από την κινητική θεωρία, η γραμμική κατανομή των φορτίων μετά τη διάχυση, τη χρονική στιγμή t , έχει τη μορφή Gaussian κατανομής :

$$\frac{dN}{N_0} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} \quad (2.2)$$

όπου με N_0 συμβολίζουμε τον συνολικό αριθμό των φορτίων, με x την απόσταση από το σημείο της δημιουργίας και με D τον συντελεστή διάχυσης. Η «διάχυση» rms (rms spread) κατά τον άξονα x είναι :

$$\sigma(x) = \sqrt{2Dt} \quad (2.3)$$

Κατ' αντιστοιχία, στις τρεις διαστάσεις, η σφαιρική «διάχυση» θα είναι :

$$\sigma(r) = \sqrt{2Dt} \quad (2.4)$$

όπου με r συμβολίζουμε την ακτινική απόσταση. Για παράδειγμα, η ακτινική «διάδοση» των ιόντων στον αέρα υπό φυσιολογικές συνθήκες, είναι περίπου 1 mm το δευτερόλεπτο. Ο συντελεστής διάχυσης ουσιαστικά είναι μια παράμετρος η οποία μπορεί να υπολογιστεί από την κινητική θεωρία και πιο συγκεκριμένα είναι :

$$D = \frac{1}{3}u\lambda \quad (2.5)$$

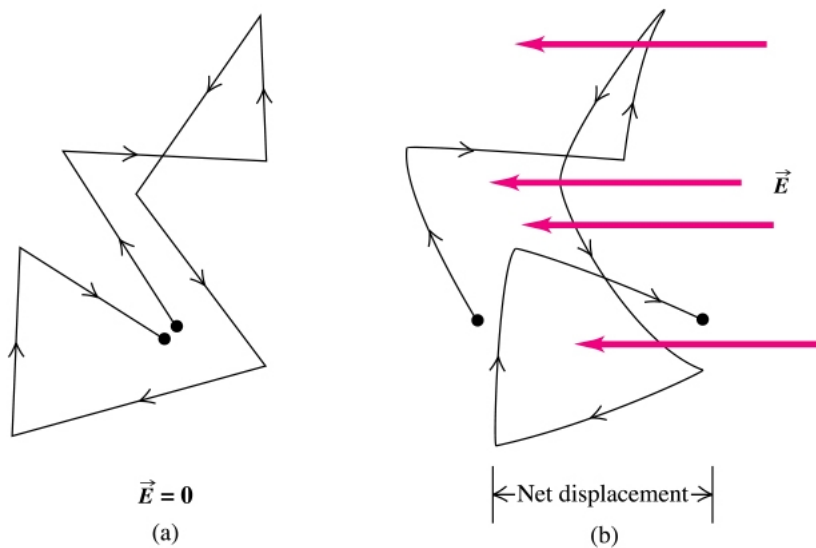
όπου με λ συμβολίζουμε τη μέση ελευθέρα διαδρομή (mean free path) του ηλεκτρονίου ή του ιόντος στο αέριο.

Για ένα κλασσικό ιδανικό αέριο η μέση ελευθέρα διαδρομή εξαρτάται από τη θερμοκρασία, και την πίεση p , μέσω της σχέσης :

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{kT}{\sigma_0 p} \quad (2.6)$$

όπου με σ_0 συμβολίζουμε τη συνολική ενεργό διατομή (cross section) για μια σύγκρουση με ένα μόριο του αερίου. Τότε αντικαθιστώντας τις σχέσεις 2.1 και 2.5 στην 2.6 προκύπτει η ακόλουθη σχέση όπου και είναι πια προφανής η εξάρτηση του συντελεστή D από τις διάφορες παραμέτρους του αερίου.

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{(kT)^3}{m}} \quad (2.7)$$



Σχήμα 2.1: Κίνηση φορτίου (α) χωρίς και (β) με ηλεκτρικό ηλεκτρικό πεδίο

2.2.2 Ολίσθηση - μεταφορά φορτίων σε ηλεκτρικό πεδίο.

Με την παρουσία ηλεκτρικού πεδίου, τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα ελεύθερα από την ακτινοβολία επιταχύνονται από τις γραμμές του πεδίου προς την άνοδο και την κάθοδο αντιστοίχως. Αυτή η επιτάχυνση διακόπτεται από τις συγκρούσεις με τα μόρια του αερίου, τα οποία θέτουν όρια στη μέγιστη μέση

ταχύτητα η οποία μπορεί να αποκτηθεί από το φορτίο κατά τη διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου. Αυτή η μέση ταχύτητα που αποκτάται είναι γνωστή με τον όρο ταχύτητα ολίσθησης (drift velocity) του φορτίου και προκύπτει από την φυσιολογική τυχαία κίνηση. Συγκρινόμενη με τη θερμική ταχύτητα, η ταχύτητα ολίσθησης των ιόντων είναι μικρή. Παρ' όλα αυτά, στην περίπτωση των ηλεκτρονίων η ταχύτητα ολίσθησης μπορεί να είναι αρκετά μεγαλύτερη από τη στιγμή που τα ηλεκτρόνια είναι πολύ ελαφρύτερα από τα ιόντα.

Στην κινητική θεωρία, είναι πολύ χρήσιμο να καθορίσουμε την ευκινησία (mobility) ενός φορτίου. Έτσι έχουμε τη σχέση :

$$\mu = \frac{u}{E} \quad (2.8)$$

όπου με u συμβολίζουμε την ταχύτητα ολίσθησης και με τη ένταση του ηλεκτρικού πεδίου. Για θετικά ιόντα, η ταχύτητα ολίσθησης (drift velocity) εξαρτάται σε ένα βαθμό από το λόγο E/p , έως και σχετικά ισχυρά ηλεκτρικά πεδία. Για σταθερή πίεση, αυτό σημαίνει ότι η ευκινησία μ είναι σταθερή. Για δεδομένο E , είναι εξίσου ξεκάθαρο ότι η ευκινησία μ μεταβάλλεται αντιστρόφως αναλόγως της πίεσης p .

Στην περίπτωση των ιδανικών αερίων, στα οποία τα κινούμενα φορτία παραμένουν σε θερμική ισορροπία, η ευκινησία μπορεί να αποδειχτεί ότι σχετίζεται με τη σταθερά διάχυσης μέσω της σχέσης :

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \quad (2.9)$$

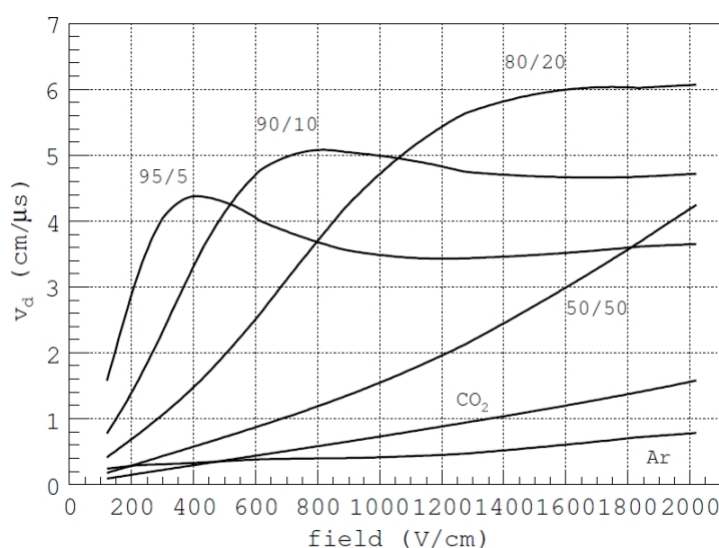
Σε αντίθεση με τα θετικά ιόντα, η ευκινησία των ηλεκτρονίων είναι πολύ μεγαλύτερη και βρίσκεται ότι εξαρτάται από την ένταση E του ηλεκτρικού πεδίου. Ταχύτητες της τάξης μεγέθους 10^6 cm/s μπορούν σε γενικές γραμμές, να επιτευχθούν πριν τον κορεσμό. Σε αυτό το σημείο, τα ηλεκτρικά πεδία, είναι περίπου 1 kV/cm-atm .

2.2.3 Φαινόμενο Ramsauer-Townsend

Στις αρχές της δεκαετίας του '20 ο Γερμανός φυσικός Carl Ramsauer μελετώντας σκεδάσεις ηλεκτρονίων χαμηλής ενέργειας από άτομα παρατήρησε το ομόνυμο φαινόμενο. Για βαριά ευγενή αέρια (Ar , Kr , Xe) αλλά και για ελαφριά αέρια (CO_2 , CH_4), η ενεργός διατομή της σκέδασης παρουσιάζει ελάχιστα για ένα μικρό εύρος ενεργειών της τάξης των μερικών eV . Το φαινόμενο συμβαίνει όταν το μήκος κύματος του ηλεκτρονίου γίνεται συγκρίσιμο με τις ατομικές διαστάσεις.

Τα ελάχιστα που παρατηρούνται στην ενεργό διατομή της σκέδασης, έχουν ως αποτέλεσμα την επίτευξη υψηλών ταχυτήτων ολίσθησης, όσο βέβαια τα

ηλεκτρόνια βρίσκονται στην περιοχή ελαχίστου της ενεργού διατομής. Αν το ηλεκτρόνιο φύγει από την προαναφερθείσα περιοχή η ταχύτητα ολίσθησης μειώνεται. Βέβαια, μεγάλο ρόλο παίζει και η σύσταση του αερίου κάθε φορά. Στο κάτωθι σχήμα βλέπουμε την ταχύτητα ολίσθησης συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου για δυο διαφορετικές αναλογίες αερίου, όπως έχει προκύψει με υπολογιστική προσομοίωση, όπου παρατηρούνται και οι διακυμάνσεις λόγω του Ramsauer-Townsend effect.



Σχήμα 2.2: Ταχύτητα ολίσθησης συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου

2.3 Διεγέρσεις και Ιονισμοί στα αέρια

2.3.1 Εισαγωγή

Το φορτίο που δημιουργείται από τις ιοντίζουσες ακτινοβολίες μέσα στον όγκο του αερίου συλλέγεται από τα ηλεκτρόδια λόγω του ηλεκτρικού πεδίου που παράγουν (μερικές φορές σε συνδυασμό με ένα μαγνητικό πεδίο), το οποίο προσελκύει τα ηλεκτρόνια προς την άνοδο και τα θετικά ιόντα προς την κάθοδο. Τα ηλεκτρόδια με τη σειρά τους συνδέονται με ευαίσθητα ηλεκτρονικά, για την επεξεργασία σήματος που είναι το φορτίο. Ο αριθμός των πρωτογενών ηλεκτρονίων που παράγονται από τα σωματίδια της ακτινοβολίας είναι πολύ μικρός για να εντοπιστεί από τα ηλεκτρονικά, συνεπώς πρέπει με κάποιο τρόπο να "ενισχύσουμε" το αέριο ώστε να προκληθεί πολλαπλασιασμός των ηλεκτρονίων. Ο συντελεστής πολλαπλασιασμού ονομάζεται ενίσχυση αερίου και παίρνει διάφορες τιμές, όπως θα δούμε παρακάτω.

Σε μία δεδομένη πίεση του αερίου, η ενίσχυση εξαρτάται κυρίως από τη σύνθεση του αερίου και την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου. Ο αντίκτυπος αυτών των δύο μεταβλητών, σχετικά με τους διάφορους μηχανισμούς ιονισμού, συζητείται στις τρεις παρακάτω ενότητες.

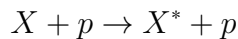
2.3.2 Ιονισμός λόγω ηλεκτρονίων

Ο πολλαπλασιασμός των ηλεκτρονίων βασίζεται στο μηχανισμό της χιονοστιβάδας ηλεκτρονίων. Με την αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου, η κατανομή της ενέργειας των ηλεκτρονίων, επεκτείνεται πέρα από τα όρια των ανελαστικών συγκρούσεων, με αποτέλεσμα τη διέγερση και ιονισμό των μορίων του αερίου. Σε περίπτωση ιονισμού, ένα ηλεκτρόνιο παράγει ένα ζεύγος ηλεκτρονίων-ιόντων και τα δύο ηλεκτρόνια στη συνέχεια μπορούν να προκαλέσουν περαιτέρω ιονισμούς. Αυτό συνεπάγεται ότι ο αριθμός των ηλεκτρονίων αυξάνεται, με την πάροδο του χρόνου έως ότου τα ηλεκτρόνια να συλληφθούν από την άνοδο.

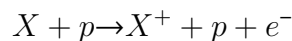
Για ένα δεδομένο ηλεκτρικό πεδίο, η μέση ενέργεια των ηλεκτρονίων της χιονοστιβάδας είναι υψηλότερη σε θερμά αέρια σε σχέση με πιο ψυχρά αέρια. Επομένως, είναι αναμενόμενο ότι μεγαλύτερη ενίσχυση επιτυγχάνεται στα ευγενή αέρια. Αυτό δεν είναι απαραίτητα σωστό στην πράξη, διότι η διαδικασία πολλαπλασιασμού σε αυτά τα αέρια δεν είναι σταθερή.

2.3.3 Μηχανισμοί ιονισμού στα αέρια

Η ενεργειακή απώλεια, την οποία συζητήσαμε στις προηγούμενες παραγράφους, μπορεί να μεταφερθεί στα αέρια μέσω δύο μηχανισμών, της διέγερσης και του ιονισμού όπου και δημιουργούνται ελεύθερα ηλεκτρόνια και ιόντα. Η διέγερση ενός ατόμου X μπορεί να αποδοθεί ως εξής :



όπου με p συμβολίζουμε το φορτισμένο σωματίδιο. Αυτή η αντίδραση είναι μία συντονισμένη αντίδραση η οποία απαιτεί το κατάλληλο ποσό ενέργειας για να πραγματοποιηθεί. Τυπικές ενεργειακές διατομές (cross sections) σε ευγενή αέρια με ενίσχυση $\sigma \sim 10-17 \text{ cm}^2$. Όσο δεν δημιουργούνται ελεύθερα ηλεκτρόνια και ιόντα, το διεγερμένο μόριο ή άτομο είναι πιθανό να λαμβάνει μέρος και σε άλλες αντιδράσεις που έχουν ως αποτέλεσμα τον ιονισμό. Στην περίπτωση του ιονισμού έχουμε :



Όπου δεν απαιτείται συγκεκριμένο ποσό ενέργειας και το cross-section του είναι κάπως μεγαλύτερο με $\sigma \simeq 10-16\text{cm}^2$. Όμως η διεργασία του ιονισμού έχει ένα επίπεδο κατωφλίου ενέργειας αρκετά υψηλό.

Τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα που δημιουργούνται από την ακτινοβολία σύμπτωσης (incident radiation itself) είναι γνωστή ως πρωταρχικός ιονισμός (primary ionization). Σε έναν αριθμό από αυτούς τους ιονισμούς, ένα αρκετά μεγάλο ποσό ενέργειας μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο (delta rays) τόσο μεγάλο που το ηλεκτρόνιο δημιουργεί επίσης ζεύγη ηλεκτρονίων-ιόντων. Αυτός ο μετέπειτα ιονισμός είναι γνωστός με τον όρο δευτερογενής ιονισμός (secondary ionization). Εάν η ενέργειά τους είναι αρκετά μεγάλη τα ηλεκτρόνια του δευτερογενούς ηλεκτρισμού ίσως ιονίσουν κι άλλα κ.ο.κ μέχρι να φτάσουν το κατώφλι ενέργειας για τις αντιδράσεις ιονισμού.

Ένας δεύτερος μηχανισμός ιονισμού αερίων είναι γνωστός με τον όρο Penning Effect. Σε συγκεκριμένα άτομα μετασταθείς καταστάσεις διεγείρονται και οι οποίες εξαιτίας της μεγάλης διαφοράς spin-parity δεν μπορούν να αποδιεγερθούν αμέσως στην θεμελιώδη κατάσταση εκπέμποντας ένα φωτόνιο. Σε αυτά τα άτομα μπορεί να συμβεί αποδιέγερση από μία σύγκρουση με ένα δεύτερο άτομο που οφείλεται στον ιονισμό του τελευταίου. Κοινά παραδείγματα είναι τα μοριακά αέρια με ευγενή αέρια και ευγενή αέρια με ευγενή αέρια. Χαρακτηριστικό παράδειγμα είναι το ακόλουθο :



Ένας τρίτος και πολύ σημαντικός μηχανισμός ο οποίος συμβαίνει στα ευγενή αέρια είναι ο σχηματισμός μοριακών ιόντων. Σε αυτή τη διαδικασία ένα αέριο με θετικά ιόντα (positive gas ion) αλληλεπιδρά με ένα ουδέτερο άτομο του ίδιου τύπου για τον σχηματισμό ενός μοριακού ιόντος. Το παράδειγμα που ακολουθεί αποτελεί μια χαρακτηριστική περίπτωση για την προαναφερθείσα διαδικασία.



Από τη στιγμή που η ύπαρξη αντιδράσεων ιονισμού είναι θέμα στατιστικής δύο πανομοιότυπα σωματίδια μπορούμε να πούμε ότι σε γενικές γραμμές δεν θα παράγουν τον ίδιο αριθμό ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων. Μία πιθανή ερώτηση θα μπορούσε να είναι : «Ποιος είναι ο μέσος αριθμός ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων που δημιουργούνται, από όλους τους μηχανισμούς, για δεδομένη απώλεια ενέργειας». Στο σημείο αυτό θα πρέπει να σημειώσουμε ότι αυτό το ποσό της ενέργειας που χάνεται δεν είναι ίδιο με το ποσό της ενέργειας που χάνεται από τη διανομή του στο δυναμικό ιονισμού από τη στιγμή που ένα μέρος της ενέργειας χάνεται από τη διέγερση. Στην περίπτωση των

αερίων αυτός ο μέσος όρος υπολογίζεται να είναι ένα ζεύγος ηλεκτρονίων-ιόντων περίπου για κάθε 30 eV ενέργειας που χάνεται. Αυτό σημαίνει ότι για ένα σωματίδιο 3 keV θα δημιουργηθεί ένας μέσος όρος $3000/30 = 100$ ζεύγη ηλεκτρονίων-ιόντων. Αυτό όμως που μας προκαλεί έκπληξη είναι το γεγονός ότι ο μέσος όρος των ζευγών αυτών δεν εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τον τύπο του σωματιδίου ούτε από το είδος του αερίου.

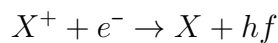
Η μέση ενέργεια w που απαιτείται για τη δημιουργία ενός ζεύγους ηλεκτρονίων-ιόντων είναι πολύ σημαντική και αυτό διότι καθορίζει την αποδοτικότητα (efficiency) και την ανάλυση για την ενέργεια (energy resolution), του ανιχνευτή. Η ανάλυση για ένα σωματίδιο ενέργειας E δίνεται από τη σχέση :

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{Fw}{E}}$$

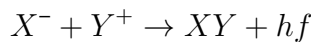
όπου με F συμβολίζουμε τον παράγοντα Fano για το αέριο. Παρ' όλο που ο παράγοντας αυτός δεν είναι καλά καθορισμένος για τα περισσότερα αέρια, είναι ξεκάθαρο ότι έχει τιμή αρκετά μικρότερη της μονάδας

Παρ' όλο που ο αριθμός των ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων που δημιουργούνται είναι σημαντικός για την αποδοτικότητα και διακριτική ικανότητα της ενέργειας (energy resolution) του ανιχνευτή, είναι εξίσου σημαντικό ότι αυτά τα ζεύγη θα παραμένουν σε μία ελεύθερη κατάσταση προκειμένου να συλλεχθούν. Δύο διαδικασίες παρεμποδίζουν αυτή τη λειτουργία, ο ανασυνδυασμός (recombination) και η σύνδεση των ηλεκτρονίων (electron attachment).

Όταν δεν υπάρχει ηλεκτρικό πεδίο τα ζεύγη ηλεκτρονίων-ιόντων θα ανασυνδυάζονται υπό τη δύναμη της δικής τους ηλεκτρικής έλξης, εκπέμποντας ένα φωτόνιο. Η διαδικασία αυτή διαγραμματικά μπορεί να παρασταθεί ως εξής :



Στην περίπτωση των μοριακών ιόντων η παραπάνω αντίδραση γίνεται ως εξής :



Σε γενικές γραμμές ο ρυθμός των ανασυνδυασμών εξαρτάται από τις συγκεντρώσεις των θετικών και αρνητικών ιόντων έτσι ώστε να ισχύει :

$$dn = b \cdot n^- \cdot n^+ \cdot dt$$

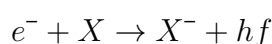
όπου με b συμβολίζουμε μια σταθερά η οποία εξαρτάται από τον τύπο του αερίου, n^+ και n^- είναι ο συμβολισμός για τις συγκεντρώσεις των θετικών και

αρνητικών ιόντων αντίστοιχα. Εάν θέσουμε $n^+ = n^- = n$, τότε ολοκλήρωση θα μας δώσει το ακόλουθο αποτέλεσμα :

$$n = \frac{n_0}{1 + bn_0t}$$

όπου n_0 είναι η αρχική συγκέντρωση τη χρονική στιγμή $t = 0$.

Η σύνδεση των ηλεκτρονίων εμπεριέχει τη σύλληψη ελεύθερων ηλεκτρονίων από ηλεκτραρνητικά άτομα ώστε να σχηματιστούν αρνητικά ιόντα. Σχηματικά αυτό μπορεί να παρασταθεί με την ακόλουθη αντίδραση :



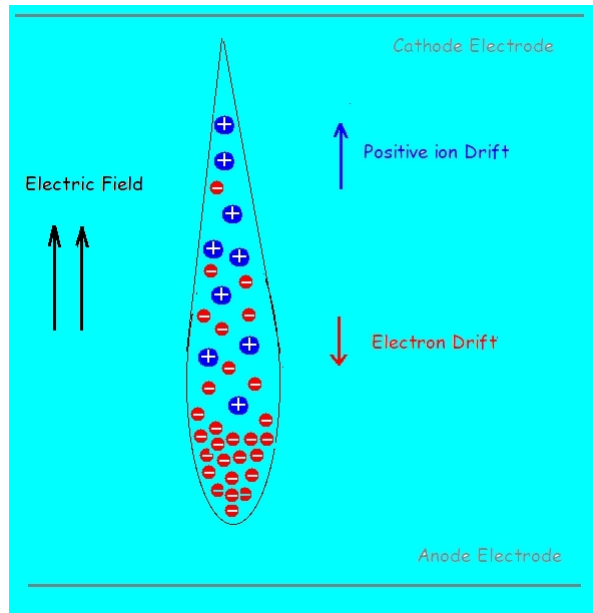
Αυτά είναι ηλεκτρόνια τα οποία έχουν μία σχεδόν πλήρη εξωτερική στιβάδα έτσι ώστε η προσθήκη ενός επιπλέον ηλεκτρονίου να έχει ως αποτέλεσμα την απελευθέρωση ενέργειας. Το αρνητικό ιόν που σχηματίζεται θα είναι συνεπώς σταθερό. Η ενέργεια που απελευθερώνεται από αυτή τη σύλληψη είναι γνωστή ως ηλεκτρονική συγγένεια ή αλλιώς electron affinity, όπως είναι ο αντίστοιχος όρος στα αγγλικά. Όπως καταλαβαίνουμε, η παρουσία ηλεκτραρνητικών αερίων στον ανιχνευτή θα ελαττώσουν κατά πολύ την ικανότητα (efficiency) συγκέντρωσης των ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων, παγιδεύοντας τα ηλεκτρόνια πριν αυτά φτάσουν στα ηλεκτρόδια. Μερικά από τα πιο γνωστά ηλεκτραρνητικά αέρια είναι τα O_2 , H_2O , CO_2 , CCl_4 και SF_6 . Από την άλλη πλευρά τα ευγενή αέρια όπως He, Ne, Ar έχουν αρνητική ηλεκτροσυγγένεια.

2.3.4 Ενίσχυση του αερίου, συντελεστής Townsend

Η απολαβή ή ενίσχυση (gain), επιτυγχάνεται όταν αυξηθεί το ηλεκτρικό πεδίο. Με την αύξηση στο ηλεκτρικό πεδίο, έχουμε και αύξηση στην ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων. Αυτό επηρεάζει το ρυθμό διάχυσης και στην περίπτωση που η μέση ενέργεια των ηλεκτρονίων ξεπερνά τις θερμικές ενέργειες και ο παράγοντας kT στη σχέση 2.9 αντικαθίσταται τότε από τη μέση ενέργεια. Τότε ακριβώς αυξάνεται η σταθερά διάχυσης D και επομένως προκαλεί ένα μεγαλύτερο άπλωμα του νέφους ηλεκτρονίων μέσω των σχέσεων 2.3 και 2.4. Αυτό έχει σημαντικές συνέπειες για ανιχνευτές όπως οι θάλαμοι ιονισμού, στους οποίους καθορίζεται η τροχιά μετρώντας το χρόνο ολίσθησης (drift time) των ηλεκτρονίων ιονισμού.

Στους ανιχνευτές αερίων συμβαίνει ο πολλαπλασιασμός όταν τα πρωταρχικά ηλεκτρόνια ιονισμού κερδίζουν αρκετή ενέργεια από το ηλεκτρικό πεδίο επιτάχυνσης, ώστε να ιονίσουν και αυτά με τη σειρά τους τα μόρια του αερίου. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα το σχηματισμό χιονοστιβάδας (avalanche). Εξαιτίας

της μεγαλύτερης ευκινησίας των ηλεκτρονίων, η χιονοστιβάδα έχει τη μορφή μιας σταγόνας νερού με τα ηλεκτρόνια μαζεμένα κοντά στην «κεφαλή» της και τα πιο αργά ιόντα να στοιβάζονται στην «ουρά», όπως ακριβώς φαίνεται και στο σχήμα 2.3.

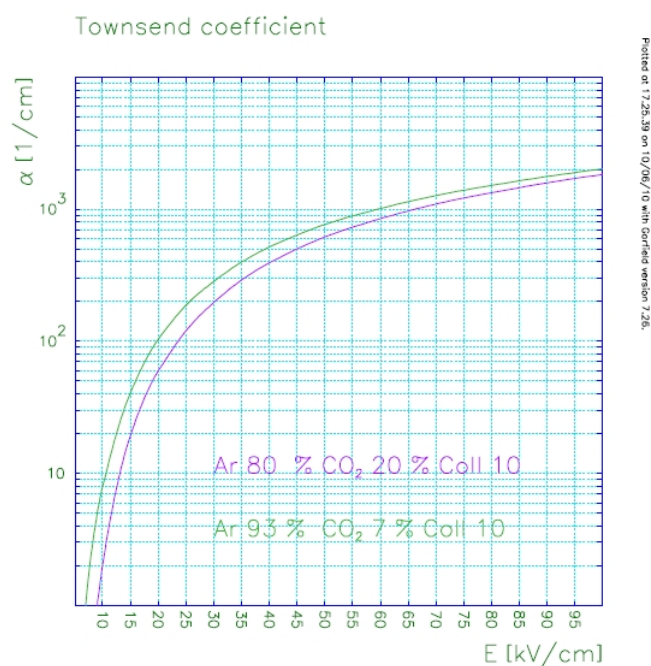


Σχήμα 2.3: Σχηματισμός υγρής-σταγόνας λόγω μεγαλύτερης κινητικότητας των ηλεκτρονίων

Εάν συμβολίζουμε λ τη μέση ελεύθερα διαδρομή ενός ηλεκτρονίου για μία δευτερογενή σύγκρουση, τότε με $\alpha = \frac{1}{\lambda}$ θα συμβολίζουμε την πιθανότητα ιονισμού ανά μονάδα μήκους διαδρομής. Αυτό είναι περισσότερο γνωστό με τον όρο "first Townsend coefficient" και αναπαριστά τη μέση ελεύθερη διαδρομή ανάμεσα σε δύο ιονισμούς. Μία καλή προσέγγιση του συντελεστή αυτού δίνεται από τη σχέση:

$$\alpha = pAe^{-\frac{Bp}{E}} \quad (2.10)$$

όπου είναι το ηλεκτρικό πεδίο και , είναι παράμετροι που εξαρτώνται από το μίγμα αερίου. Στην σχήμα 2.4 μπορεί κανείς να δει την θεωρητική καμπύλη για τους συντελεστές "first Townsend coefficient" συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου για διαφορετικά μίγματα αερίων, όπως αυτή έχει προκύψει από την προσομοίωση μέσω του προγράμματος Garfield.



Σχήμα 2.4: "first Townsend coefficient" συναρτήσεσι του ηλεκτρικού πεδίου

Αν υπάρχουν n ηλεκτρόνια, τότε σε μια διαδρομή dx , θα δημιουργηθούν dn καινούρια ηλεκτρόνια, όπου ο αριθμός dn δίνεται από την ακόλουθη σχέση :

$$dn = n\alpha dx$$

Ολοκληρώνοντας την προηγούμενη σχέση προκύπτει ο αριθμός των ηλεκτρονίων που δημιουργούνται σε μια διαδρομή x , και πιο συγκεκριμένα θα είναι :

$$n = n_0 e^{\alpha x}$$

όπου με n_0 συμβολίζουμε τον αρχικό αριθμό των ηλεκτρονίων. Τότε ο παράγοντας πολλαπλασιασμού θα είναι :

$$G = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (2.11)$$

Ο παράγοντας πολλαπλασιασμού ή αλλιώς gas gain είναι πρωταρχικής σημασία για την ανάπτυξη των ανιχνευτών αερίου. Πιο γενικά, στην περίπτωση ενός ανομοιόμορφου ηλεκτρικού πεδίου, η πιθανότητα ιονισμού α , θα είναι μια συνάρτηση του x , οπότε σε αυτή την περίπτωση, θα ισχύει :

$$G = e^{\int_{r_1}^{r_2} \alpha(x) dx} \quad (2.12)$$

Ενώ η σχέση 2.12 μπορεί να αυξάνεται χωρίς κάποιο όριο, ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας περιορίζεται περίπου στο $G < 10^8$ ή $\alpha x < 20$ μετά από το οποίο έρχεται η κατάρρευση. Αυτό το όριο είναι γνωστό ως Raether limit. Πιο συγκεκριμένα δευτερογενείς διαδικασίες όπως η εκπομπή ηλεκτρονίου με αποτέλεσμα την δημιουργία χιονοστιβάδας η οποία εξαπλώνεται σε όλο τον όγκο του αερίου καθώς επίσης και μετασχηματισμός φορτίου-χώρου (space-charge deformation) του ηλεκτρικού πεδίου (το οποίο αυξάνεται πάρα πολύ κοντά στη χιονοστιβάδα), έχουν ως αποτέλεσμα την κατάρρευση με εμφάνιση σπινθήρα (spark breakdown). Η στατιστική συνεισφορά της ενέργειας των ηλεκτρονίων και ως εκ τούτου του παράγοντα πολλαπλασιασμού G , σε γενικές γραμμές δεν επιτρέπει τη λειτουργία του ανιχνευτή σε παράγοντα πολλαπλασιασμού (Gas Gain) μεγαλύτερο από 10^6 εάν θέλουμε να αποφύγουμε την κατάρρευση. Αυξάνοντας το πάχος του χάσματος (gap), θα συναντήσουμε τη συνθήκη Raether σε χαμηλότερες τιμές αx . Με άλλα λόγια, για ένα δεδομένο πεδίο (field strength), αυξάνεται η πιθανότητα κατάρρευσης καθώς αυξάνεται το πάχος του χάσματος.

2.3.5 Διακύμανση της ενίσχυσης

Το φαινόμενο της χιονοστιβάδας διέπεται από στατιστικές διαδικασίες, συνεπώς, το τελικό μέγεθος της χιονοστιβάδας που ξεκίνησε από ένα και μόνο ηλεκτρόνιο αυξομειώνεται. Η κατανομή του μεγέθους της χιονοστιβάδας, που ονομάζεται κατανομή κέρδους, έχει επιπτώσεις σε πολλές σημαντικές ιδιότητες ανιχνευτή. Μερικά παραδείγματα δίνονται παρακάτω.

Η απόδοση για την ανίχνευση της διέλευσης ενός σωματιδίου από το αέριο είναι εν μέρει καθορίζεται από το επίπεδο του ηλεκτρονικού θορύβου και την κατανομή της ενίσχυσης. Μόνο τα σήματα των οποίων τα ύψη είναι σημαντικά υψηλότερα από το επίπεδο θορύβου εντοπίζονται. Αυτό έχει ιδιαίτερη σημασία όταν η κατάτμηση του readout είναι υψηλή, διότι το φορτίο που επάγεται σε μια μονάδα ανάγνωσης προκύπτει από τον πολλαπλασιασμό ενός μόνο πρωτογενούς ηλεκτρονίου.

Η μέτρηση της απόθεσης ενέργειας μερικών keV στον ανιχνευτή εξαρτάται από τον πολλαπλασιασμό των πρωτογενών ηλεκτρονίων. Η ακρίβεια της μέτρησης ή αλλιώς ενεργειακή διακριτική ικανότητα (energy resolution) επηρεάζεται κυρίως από τις διακυμάνσεις του πρωτογενούς αριθμού των ηλεκτρονίων και των διακυμάνσεων της ενίσχυσης. Ως εκ τούτου, όσο μικρότερες είναι οι διακυμάνσεις αυτές, όσο πιο ακριβής η μέτρηση της απόθεσης της ενέργειας.

2.3.6 Επιλογή αερίου

Για την επιλογή του κατάλληλου αερίου στους ανιχνευτές αερίων, μπορούμε να σημειώσουμε ότι από τη στιγμή που το φαινόμενο της χιονοστιβάδας παρατηρείται σε όλα τα αέρια, στην ουσία κάθε αέριο μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε έναν ανιχνευτή αερίου που λειτουργεί ως αναλογικός απαριθμητής. Στις περισσότερες περιπτώσεις, οι συγκεκριμένες απαιτήσεις του πειράματος, περιορίζουν την επιλογή σε μερικές οικογένειες συστατικών. Τάση χαμηλής λειτουργίας, λειτουργία υψηλού gain, καλή αναλογικότητα, ικανότητες υψηλού ρυθμού, μεγάλο χρόνο ζωής, γρήγορη ανάκαμψη κλπ, είναι μερικές μόνο από τις αντικρουόμενες απαιτήσεις.

Στα ευγενή αέρια, το φαινόμενο της χιονοστιβάδας πραγματοποιείται σε πολύ χαμηλότερα πεδία απ' ό,τι στα σύνθετα μόρια. Αυτό έρχεται ως συνέπεια των πολλών τρόπων σκέδασης μη-ιονισμού, που είναι διαθέσιμοι στα πολυατομικά μόρια. Επιπλέον η ευκολία στη χρήση, συνιστά τη χρήση των ευγενών αερίων ως το κύριο συστατικό (προσθήκη άλλων συστατικών θα έχει ως αποτέλεσμα μια ελαφρά αύξηση της τάσης κατωφλίου). Η επιλογή ανάμεσα στην οικογένεια των ευγενών αερίων είναι τότε επιτακτική, έστω για την ανίχνευση των λιγότερων σωματιδίων ιονισμού, από κάποιον συγκεκριμένο ιονισμό, και παραβλέποντας για οικονομικούς λόγους τα ακριβά αέρια ξένο και κρυπτό, η επόμενη φυσική επιλογή είναι το αργό.

Όμως ένας απαριθμητής με αργό, δεν επιτρέπει gains της τάξης 10^3 – 10^4 χωρίς να μπούμε σε λειτουργία μόνιμης εκφόρτισης. Αυτό συμβαίνει για τους ακόλουθους λόγους. Τα διεγερμένα ευγενή αέρια μπορούν να επιστρέψουν στη θεμελιώδη κατάσταση μόνο μέσω μιας διαδικασίας ακτινοβολίας, και η ελάχιστη ενέργεια του εκπεμπόμενου φωτονίου (11.6 eV για το αργό) είναι πολύ πιο πάνω από το δυναμικό ιονισμού από κάθε μέταλλο που απαρτίζει την κάθοδο (7.7 eV για τον χαλκό). Επομένως τα ηλεκτρόνια μπορούν να εξαχθούν από την κάθοδο και να δημιουργήσουν μια νέα χιονοστιβάδα αμέσως μετά την πρωταρχική.

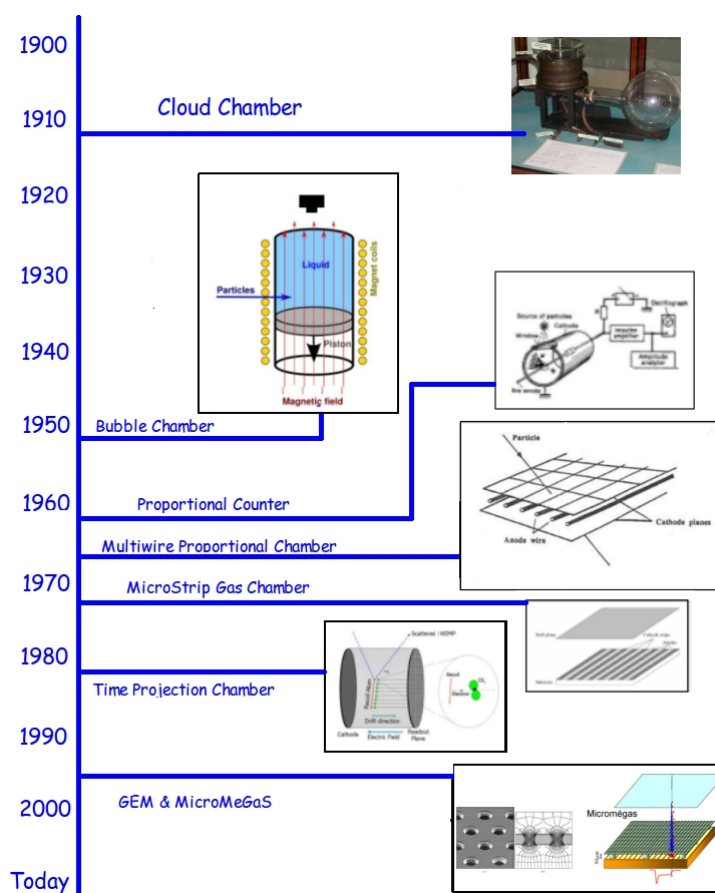
Το ισοβουτάνιο αποτελεί ένα πολύ συχνά χρησιμοποιούμενο πολυατομικό αέριο, για σταθερή λειτουργία υψηλού gain. (Δευτερογενής εκπομπή έχει παρατηρηθεί, αν και με μικρή πιθανότητα, για πιο απλά μόρια όπως το CO_2 , το οποίο μερικές φορές προκαλεί εκφόρτιση.) Επίσης η προσθήκη CF_4 , σε μίγμα όπως Αργό-Ισοβουτάνιο, συντελεί στην βελτίωση της ακρίβειας μέτρησης του χρόνου (time resolution) και της συνολικά εναποτιθέμενης ενέργειας.

2.4 Ανιχνευτές αερίου

2.4.1 Ιστορική αναφορά

Από την ανακάλυψη της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, εμφανίστηκε το ερώτημα πώς μπορούμε να την ανιχνεύσουμε. Εξαιτίας της μεγάλης ευκινησίας των ηλεκτρονίων και των ιόντων, το αέριο είναι το ιδανικό μέσο που μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε. Η λειτουργία τους βασίζεται στο εξής: Φορτισμένα σωματίδια ιονίζουν τα άτομα του αερίου. Τα ηλεκτρόνια ιοντισμού ονομάζονται (αρχικά ηλεκτρόνια ιοντισμού - primary ionization electrons) δημιουργούν σμήνη και έχουν συνήθως αρκετή ενέργεια να προκαλέσουν περαιτέρω ιονισμό. Το φορτίο που προκύπτει από τον τελικό ιονισμό (total ionization), το συλλέγουμε με κατάλληλο σύστημα ώστε να το επεξεργαστούμε.

Κατά τη διάρκεια του δεύτερου μισού του 20ου αιώνα, αναπτύχθηκαν τρεις βασικοί τύποι ανιχνευτών, ο θάλαμος ιονισμού (ionization chamber), ο αναλογικός απαριθμητής (proportional counter) και ο απαριθμητής Geiger-Muller (Geiger-Muller counter). Ο πρώτος ανιχνευτής αερίου που ανακαλύφθηκε είναι ο θάλαμος νεφών (Cloud chamber) το 1912 από τον C.T.R Wilson. Η επόμενη "γενιά" ανιχνευτών αερίου ήρθε αρκετά χρόνια αργότερα ανακαλύφθηκε ο θάλαμος φυσαλίδων (Bubble chamber) από τους Glaser & Alvarez το 1952, όταν έπιναν μπύρα με τους φίλους τους...



Σχήμα 2.5: Ιστορική εξέλιξη ανιχνευτών αερίου.

Επόμενη ημερομηνία σταθμός είναι 16 χρόνια αργότερα, το 1968, όταν ο Charpak εισήγαγε τον MultiWire Proportional Chamber (MWPC). Ο ανιχνευτής αυτός αποτέλεσε πολύ σημαντική εξέλιξη, ενώ χαρακτηριστικό είναι ότι ο Charpak τιμήθηκε με το νόμπελ φυσικής το 1992. Χάρη στον Charpak τα επόμενα χρόνια ανακαλύφθηκαν διάφοροι τύποι ανιχνευτών αερίου, οι οποίοι βασίζονται στην αρχή λειτουργίας του MWPC. Έτσι φτάνουμε σήμερα, στους ανιχνευτές αερίου τελευταίας γενιάς που χρησιμοποιούνται ή θα χρησιμοποιηθούν στα πειράματα φυσικής υψηλών ενεργειών, όπως είναι οι Time Projection Chambers (TPC), οι Gas Electron Multipliers (GEM) και οι Micro-mesh Gaseous Structures (MicroMeGaS).

2.4.2 Ιδιότητες ανιχνευτών αερίου

Τα βασικά χαρακτηριστικά που μας ενδιαφέρουν στους ανιχνευτές αερίου είναι

1. Ευαισθησία (Sensitivity)

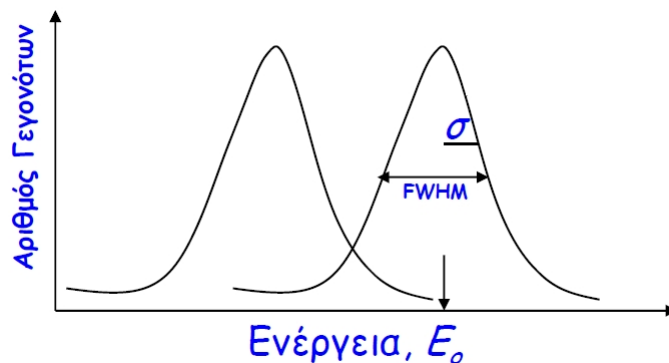
Η ευαισθησία είναι η ικανότητα του ανιχνευτή να δημιουργήσει χρήσιμο σήμα για μια συγκεκριμένη ακτινοβολία. Είναι συνάρτηση των στοιχείων του ανιχνευτή, όπως:

- ο όγκος.
- ο ενδογενής θόρυβος.
- το προστατευτικό «παράθυρο».
- η ενεργός διατομή του υλικού.

Η ενεργός διατομή και η μάζα του ανιχνευτή καθορίζουν την πιθανότητα η προσπίπτουσα ακτινοβολία μπορεί να απορροφηθεί μερικώς ή ολικώς. Ο ενδογενής θόρυβος είναι ανεξάρτητος από την πρόσπτωση ακτινοβολίας, καθορίζει δε το μικρότερο ποσό ιοντισμού που πρέπει να προκληθεί για να έχουμε χρήσιμο σήμα. Το πάχος προστατευτικού «παράθυρου» αποκλείει την ανίχνευση ακτινοβολιών με πολύ χαμηλή ενέργεια λόγω απορρόφησης.

2. Ενεργειακή Διακριτική ικανότητα (Energy Resolution)

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα (energy resolution) είναι η χαρακτηριστική ιδιότητα ενός ανιχνευτή, να διαχωρίζει την ενέργεια μεταξύ δυο διαφορετικών ακτινοβολιών κατά τη μέτρηση της ενέργειας. Μέτρο διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή είναι η τυπική απόκλιση σ ή αλλιώς το πλάτος στο μισό του μέγιστου ύψους κορυφής (Full Width Half Maximum, FWHM) της κατανομής της ενέργειας κατά τη μέτρηση της.



όπου

$$\frac{dN}{dE} = A \cdot e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}}$$

και

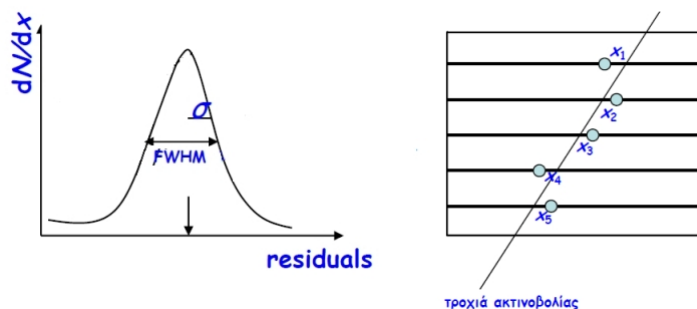
$$\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2 \ln 2}}$$

ενώ η σχετική διακριτική ικανότητα είναι:

$$\delta E = \frac{\sigma}{E_0}$$

3. Χωρική Διακριτική Ικανότητα (Spatial Resolution)

Η χωρική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή να διαχωρίζει τη θέση μεταξύ των ιχνών που αφήνουν δυο ακτινοβολίες που ανιχνεύονται ταυτόχρονα από τον ίδιο ανιχνευτή. Μέτρο της είναι η τυπική απόκλιση σ ή το FWHM της κατανομής των διαφορών των ιχνών της ακτινοβολίας από την τροχιά που προσδιορίζεται από αυτά (residuals). Είναι συνάρτηση κυρίως της κατάτμησης (granularity) του ανιχνευτή και επιπλέον εξαρτάται από άλλες παραμέτρους (ενδογενείς ή εξωγενείς).



4. Ανιχνευτική Ικανότητα (Detector Efficiency)

Η πιθανότητα καταγραφής ενός παλμού από τον ανιχνευτή όταν ένα σωματίδιο εκπέμπεται σε μια στοιχειώδη αντίδραση λέγεται Ανιχνευτική Ικανότητα ή Απόδοση του ανιχνευτή. Επίσης είναι το ποσοστό ανίχνευσης της προσπίπτουσας (ή εκπεμπόμενης) ακτινοβολίας στη μονάδα του χρόνου.

Η Απόλυτη ή Ολική Ανιχνευτική ικανότητα (Absolute or Total Detection Efficiency):

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_{int} \cdot \epsilon_{geom}$$

όπου ϵ_{int} και ϵ_{geom} είναι η ενδογενής ανιχνευτική ικανότητα (Intrinsic Detection Efficiency) και γεωμετρική ανιχνευτική ικανότητα (Geometrical/Acceptance) αντίστοιχα, του ανιχνευτή.

5. Γεωμετρική Αποδοχή (Solid Angle or Acceptance)

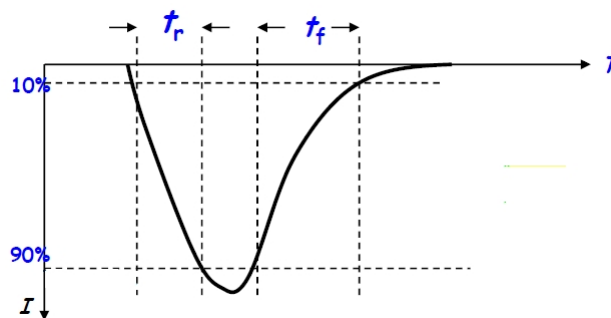
Το ποσοστό της εκπεμπόμενης προς την προσπίπτουσα ακτινοβολία που μπορεί να γίνει δεκτό από τον ανιχνευτή. Η γεωμετρική ανιχνευτική ικανότητα μπορεί να υπολογιστεί από τη γεωμετρία του ανιχνευτή με τη βοήθεια της στερεάς γωνίας Ω που αντιστοιχεί στην ενεργό περιοχή του ανιχνευτή. Μπορεί να υπολογιστεί ως εξής:

$$\epsilon_{geom} = \frac{\Omega}{4\pi}$$

6. Χρόνος Απόκρισης (Response Time)

Ο χρόνος απόκρισης είναι ο χρόνος που απαιτείται να αποδώσει ο ανιχνευτής το ηλεκτρικό σήμα μετά την άφιξη της ακτινοβολίας.

Δυο χαρακτηριστικοί χρόνοι, είναι ο χρόνος ανόδου t_r (rise time) και ο χρόνος καθόδου t_f (fall time) του παλμού που λαμβάνεται στην έξοδο του ανιχνευτή. Εξαρτώνται από το χρόνο απόκρισης, την ολική αντίσταση και την ολική χωρητικότητα του ανιχνευτή.



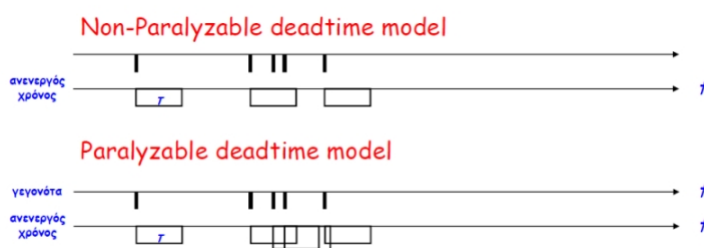
Μικρός χρόνος Ανόδου, συνεπάγεται ότι είναι καλός ο χρονοισμός του ανιχνευτικού συστήματος μας συστήματος.

7. Ανεργός Χρόνος (Dead Time)

Η ενδογενής ικανότητα του ανιχνευτή μπορεί να επιδεινωθεί αν ο ανιχνευτής δεν είναι ικανός να επεξεργαστεί ένα γεγονός διότι είναι απασχολημένος με το ένα προηγούμενο γεγονός. Αυτό το φαινόμενο συμβαίνει στις περιπτώσεις που ο ρυθμός καταγραφής γεγονότων είναι πολύ

μεγάλος και ονομάζεται «ανενεργός χρόνος» (deadtime). Ο ανενεργός χρόνος σχετίζεται με την ικανότητα ανίχνευσης. Υπάρχουν δυο τρόποι μελέτης του ανενεργού χρόνου ενός ανιχνευτή:

- Paralyzable deadtime model
- Non-Paralyzable deadtime model



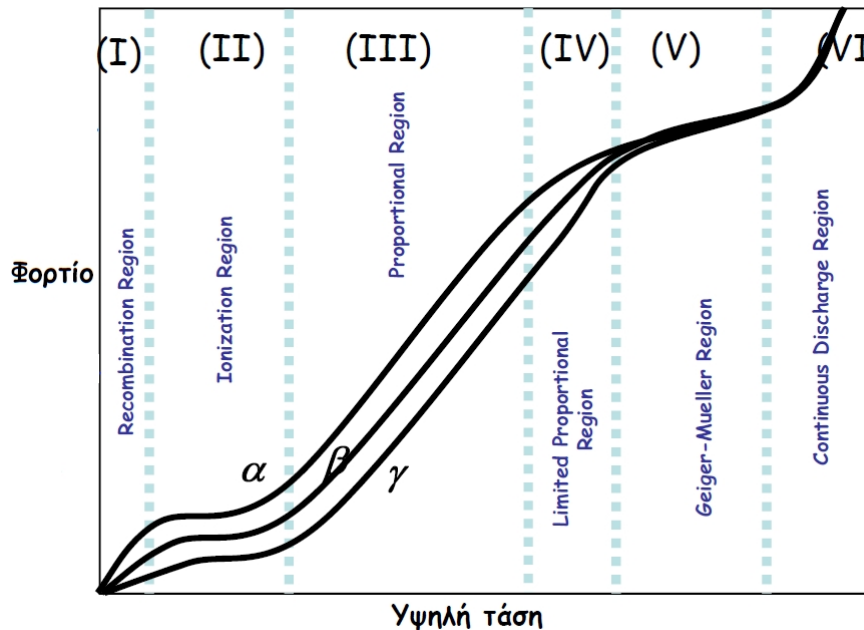
2.4.3 Συνθήκες λειτουργίας των ανιχνευτών αερίου

Οι συνθήκες λειτουργίας των ανιχνευτών αερίου μελετούνται με την εφαρμογή μεταβαλλόμενης τάσης V ανάμεσα στα δυο ηλεκτρόδια. Τα φορτισμένα σωματίδια, όταν εισέλθουν στο αέριο ιονίζουν τα άτομα του αερίου. Έτσι έχουμε τη δημιουργία αρχικών ηλεκτρονίων ιοντισμού (primary ionization electrons), τα οποία έχουν την ενέργεια να δημιουργήσουν περαιτέρω ιονισμό. Έτσι, έχουμε την παραγωγή N αριθμό ιόντων στον ανιχνευτή αερίου ενώ ο ολικός αριθμός των ηλεκτρονίων λόγω ιονισμού περιγράφεται από τη σχέση:

$$n_{total} = \frac{\Delta E}{w} = \frac{\frac{dE}{dx} \cdot \Delta x}{w}$$

όπου ΔE είναι η ολική απώλεια ενέργειας και w η μέση ενέργεια που απαιτείται να δημιουργηθεί ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ιόντος.

Ο αριθμός ηλεκτρονίων που φτάνουν τελικά στην άνοδο είναι συνάρτηση της τάσης. Συνεπώς αυτο που έχουμε τελικά είναι ένα φορτίο στην άνοδο, δηλαδή ένα ηλεκτρικό σήμα ή αλλιώς ένα παλμό. Το ύψος παλμού αυτού στην έξοδο του ανιχνευτή είναι ανάλογο της τάσης στα ηλεκτρόδια. Χονδρικά η σχέση του φορτίου με την τάση φαίνεται στο σχήμα 2.6, όπου ανάλογα με την τάση που εφαρμόζουμε στα ηλεκτρόδια μπορούμε να κάνουμε ένα διαχωρισμό σε "περιοχές" λειτουργίας των ανιχνευτών αερίου. Οι περιοχές λειτουργίας είναι:



Σχήμα 2.6: Περιοχές λειτουργίας των ανιχνευτών αερίου

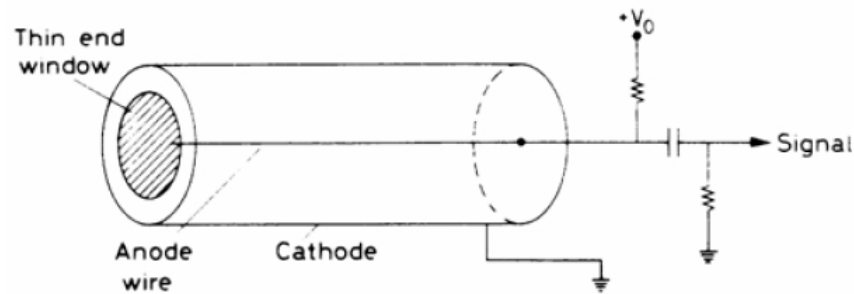
- Περιοχή I:** Στην περιοχή αυτή η τάση V είναι μικρή, με αποτέλεσμα το ηλεκτρικό πεδίο να είναι πολύ ασθενές για να μετακινήσει τα ιόντα μέχρι τα ηλεκτρόδια. Έτσι δημιουργείται ένας συναγωνισμός μεταξύ δύο φαινομένων, της εξαφάνισης των ζευγών ιόντων λόγω επανασύνδεσης και της μετακίνησης των ιόντων μέχρι τα ηλεκτρόδια κάτω από την επίδραση του πεδίου. Όσο αυξάνει το πεδίο, η ταχύτητα ολίσθησης των ιόντων αυξάνει, οπότε ο διαθέσιμος χρόνος για επανασύνδεση ελαττώνεται, με αποτέλεσμα όσο αυξάνει η τάση να αυξάνει το ποσοστό των αρχικά δημιουργούμενων φορτίων που συλλέγονται.
- Περιοχή II:** Έχουμε συλλογή όλων των αρχικών ιόντων (φαινόμενο κόρου) και το ύψος παλμού εξαρτάται από τη φύση και κινητική ενέργεια σωματιδίου. Ο ανιχνευτής λειτουργεί ως θαλάμος ιοντισμού.
- Περιοχή III:** Τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται από τον αρχικό ιονισμό επιταχύνονται αρκετά λόγω της υψηλής τάσης V , δημιουργούν πρόσθετο ιονισμό μέσω συγκρούσεων, και έτσι αυξάνουν τα αρχικά φορτία. Στο αρχικό τμήμα της περιοχής III, ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας εξαρτάται αρκετά από την ενέργεια του σωματίου (ή από τον αρχικό αριθμό των παραγομένων ιόντων), για δεδομένη τάση V . Δηλαδή σ' αυτή την περιοχή ο ανιχνευτής δίνει παλμούς διαφορετικού ύψους για σωματια διαφορετικής ενέργειας. Αυτή η αναλογία μεταξύ του ύψους παλμού

και του αρχικού ιονισμού μας επιτρέπει να χρησιμοποιήσουμε τον ανιχνευτή για διαχωρισμό σωματίων με διαφορετικές ενέργειες, δηλαδή με διαφορετικές ιονιστικές ικανότητες. Όσο η τάση αυξάνεται η αναλογία καταστρέφεται και έτσι στο τελικό τμήμα της περιοχής III το ύψος του παλμού είναι ανεξάρτητο της ενέργειας του σωματίου. Η περιοχή αυτή (III) που περιλαμβάνει πολλαπλασιασμό, ενώ ταυτόχρονα υπάρχει εξάρτηση του δημιουργούμενου παλμού (αριθμός συλλεγόμενων ιόντων) από την ενέργεια του σωματίου, λέγεται αναλογική περιοχή.

- **Περιοχή IV:** Στην περιοχή αυτή είναι ιδιαίτερα ισχυρός ο δευτερογενής ιοντισμός ώστε το ύψος του παλμού να είναι ανεξάρτητο του σωματιδίου, της κινητικής ενέργειας, κλπ. Το τελικό φορτίο αυξάνεται με την τάση. Ο ανιχνευτής λειτουργεί με περιορισμένη αναλογικότητα.
- **Περιοχή V:** Το τελικό φορτίο που συλλέγεται είναι ανεξάρτητο του αρχικού ιοντισμού και της τάσης. Έχουμε την εμφάνιση του φαινομένου χιονοστιβάδας. Στην περιοχή αυτή ο ανιχνευτής λειτουργεί ως θάλαμος Geiger-Muller.
- **Περιοχή VI:** Πάνω από μια ορισμένη τιμή της τάσης στην ουσία παύουμε να έχουμε ενίσχυση (έχει ξεπεραστεί το όριο Raether) και παρατηρείται συνεχής εκφόρτιση με αποτέλεσμα να μην λαμβάνουμε σήμα στα ηλεκτρονικά.

2.4.4 Αναλογικός απαριθμητής

Είναι ανιχνευτής αερίου, το οποίου η γεωμετρία είναι σχετικά απλή και φαίνεται στο παρακάτω σχήμα. Περιλαμβάνει ένα θάλαμο που περιέχει το αέριο, στο κέντρο του οποίου υπάρχει ένα σύρμα. Μια εξωτερική τάση V εφαρμόζεται μεταξύ του τοιχώματος του, που λειτουργεί ως κάθοδος και του σύρματος που είναι η άνοδος μέσω μιας εξωτερικής αντίστασης R . Στον όγκο του αερίου που περιέχεται στο θάλαμο δημιουργείται ένα ηλεκτρικό πεδίο, λόγω της υψηλής τάσης V .



Η λειτουργία του περιορίζεται στην περιοχή III του σχήματος (2.6), όπου εμφανίζεται το φαινόμενο του πολλαπλασιασμού και όπου υπάρχει ισχυρή εξάρτηση αυτού από την ενέργεια του σωματίου που τον προκάλεσε. Ο αναλογικός απαριθμητής δίνει μεγάλο ύψος παλμού, γιατί δημιουργείται το φαινόμενο του πολλαπλασιασμού των φορτίων, ενώ διατηρεί στο ύψος του παλμού την πληροφορία της ενέργειας, πράγμα που μπορεί να είναι η κύρια επιδίωξη.

Στον αναλογικό απαριθμητή το ποσό του ιονισμού, που παράγεται σε κάθε εκκένωση, είναι συνάρτηση του αρχικού ιονισμού, όπως επίσης των χαρακτηριστικών του σωλήνα και των συνθηκών λειτουργίας. Πρακτικά, ο πολλαπλασιασμός παίρνει τιμές από 1 μέχρι περίπου 10^4 ή 10^6 , ακόμα και αν στον αρχικό ιονισμό έχουμε ένα ζευγάρι ιόντων, ενώ για τιμές πάνω από 10^6 θεωρείται ότι είμαστε στην περιοχή λειτουργίας του Geiger-Müller.

Για να έχουμε αναλογία παλμού - ενέργειας σωματίου, πρέπει ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας ή gain να είναι συνάρτηση του αρχικού ιονισμού. Αυτό θα συμβαίνει όταν τα θετικά φορτία χώρου είναι λίγα, γιατί η ύπαρξή τους επηρεάζει το δυναμικό στο χώρο του αερίου, ή όταν τα αρχικά ηλεκτρόνια δε διανύουν διαφορετικούς δρόμους. Η εξάρτηση του δευτερογενούς ιονισμού, από τη θέση που δημιουργείται ο αρχικός ιονισμός, μπορεί να αποφευχθεί αν διαλέξουμε κατάλληλη γεωμετρία θαλάμου του αναλογικού απαριθμητή. Δηλαδή θα πρέπει αυτοί οι θάλαμοι να έχουν πολύ απλό κεντρικό σύρμα της τάξης 0,025 mm σε διάμετρο. Έτσι εφ' όσον το ηλεκτρικό πεδίο έχει μεγάλη τιμή μόνο πολύ κοντά στο κεντρικό ηλεκτρόδιο, ουσιαστικά ο δευτερογενής ιονισμός δημιουργείται πολύ κοντά στο σύρμα. Εφ' όσον λοιπόν ο ενεργός όγκος του θαλάμου, όπου μπορεί να δημιουργηθεί δευτερογενής ιονισμός, είναι πολύ μικρός, συγκρινόμενος με τον ολικό όγκο όπου μπορεί να δημιουργηθεί πρωτογενής ιονισμός, και η πιθανότητα για εκκένωση μακριά από το κεντρικό σύρμα είναι πολύ μικρή, ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας θα είναι ανεξάρτητος της θέσης του αρχικού ιονισμού.

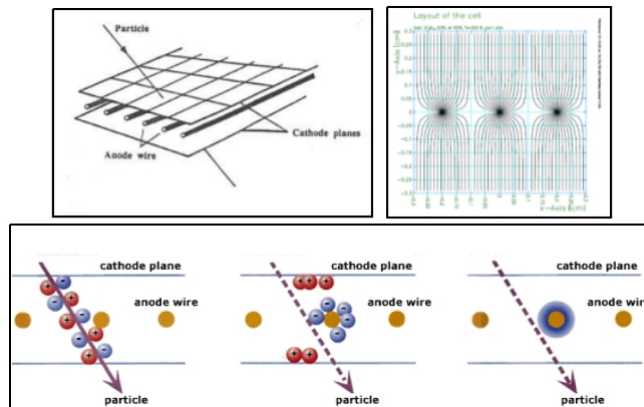
Εάν προσθέσουμε στο θάλαμο και κατάλληλη ποσότητα πολυατομικού αερίου, όπως μεθάνιο ή ισοβουτάνιο, τότε το gain γίνεται λιγότερο ανεξάρτητο

από την τάση, γιατί το μόριο του πολυατομικού αερίου διασπάται και εμποδίζει την εκπομπή φωτονίων.

Ο αναλογικός απεριθμητής μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για ανίχνευση σωματιδίων-α και νετρονίων. Η περιοχή στην οποία παρουσιάζει υψηλές επιδόσεις (σε διακριτική ικανότητα ή σε απόδοση) στη φασματοσκοπία είναι από 250 eV μέχρι 100 keV.

2.4.5 MultiWire Proportional Chamber

Ένας απλός αναλογικός απεριθμητής όμως δε μας δίνει καμια πληροφορία για την τροχιά του σωματιδίου. Για να γίνει αυτό θα έπρεπε να στοιβάξουμε πολλούς θαλάμους μαζί, τον ένα δίπλα στον άλλο. Αυτό όμως θα οδηγούσε σε ένα ανιχνευτή μεγάλου όγκου αλλά και στη χρήση πάρα πολλών ηλεκτρονικών. Τη λύση σ' αυτό τον πρόβλημα έδωσε ο Georges Charpak το 1968 με την ανακάλυψη του MultiWire Proportional Chamber (MWPC). Ο MWPC αποτελείται από πολλά καλώδια τα οποία τοποθετούνται σε ένα κοινό θάλαμο αερίων. Τα καλώδια είναι τοποθετημένα παράλληλα σε ίση απόσταση μεταξύ τους, μεταξύ δύο παραλλήλων επιπέδων, τα οποία διατηρούνται γειωμένα. Αν θεωρήσουμε ένα άπειρο επίπεδο κατά μήκος του άξονα x, στο οποίο τοποθετούνται παράλληλα καλώδια και σε ίση απόσταση d μεταξύ τους ξεκινώντας από το y=0. Δύο άπειρα γειωμένα παράλληλα είπεδα τοποθετούνται στις θέσεις z = h και z = -h.



Αν τα καλώδια βρίσκονται σε δυναμικό $V = V_0$ το ηλεκτρικό πεδίο δίνεται από τη σχέση:

$$E(x, z) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0 d} \frac{\sqrt{1 + \tan^2\left(\frac{\pi x}{d}\right) \cdot \tanh^2\left(\frac{\pi z}{d}\right)}}{\sqrt{\tan^2\left(\frac{\pi x}{d}\right) + \tanh^2\left(\frac{\pi z}{d}\right)}}$$

όπου C είναι η χωρητικότητα και δίνεται απο τον τύπο:

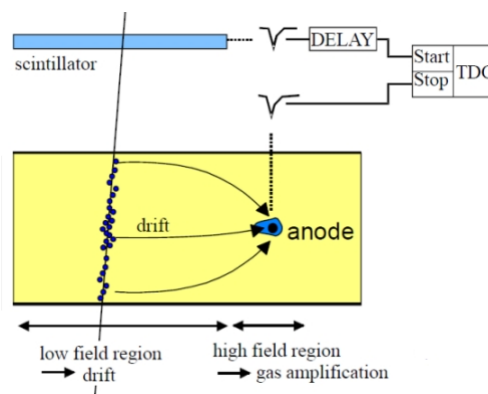
$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\frac{\pi h}{d} - \ln\left(\frac{2\pi a}{d}\right)}$$

Οι γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου που δημιουργείται φαίνονται στο παραπάνω σχήμα.

Οι MWPCs προορίζονται για τη μέτρηση των σημείων της τροχιάς των σωματιδίων που διέρχονται από το αέριο κάθετα στο επίπεδο του σύρματος (κατά μήκος του άξονα z). Με αυτήν τη διάταξη, ένας MWPC δεν παρέχει πληροφορίες κατά μήκος του σύρματος (δηλαδή y -κατεύθυνση). Ο περιορισμός αυτός μπορεί να αρθεί αν στοιβάξουμε διάφορους θαλάμους με διαφορετικούς προσανατολισμούς των συρμάτων ή με κατάτμηση της καθόδου σε μεμονωμένα ηλεκτρόδια. Έτσι οι MWPC έχουν εξαιρετική χωρική διακριτική ικανότητα, αλλά και πάλι απαιτούνται αρκετά ηλεκτρονικά και είναι πιο πολύπλοκη η κατασκευή τους.

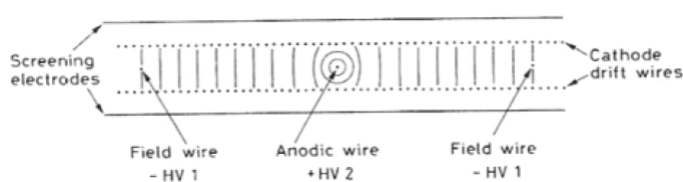
2.4.6 Θάλαμος Ολίσθησης (Drift Chamber)

Ο θάλαμος ολίσθησης έχει ένα σχέδιο παρόμοιο με αυτό ενός MWPC και αποσκοπεί στη μέτρηση των αποστάσεων ολίσθησης των πρωτογενών ηλεκτρονίων που παράγονται από ένα σωματίδιο όταν διέρχεται από το όγκο του ανιχνευτή κάθετα προς το επίπεδο των συρμάτων. Η μέτρηση αυτή απαιτεί να είναι γνωστός ο χρόνος διέλευσης του σωματιδίου, να υπάρχει γραμμική εξάρτηση της απόστασης ολίσθησης Δd και του χρόνου ολίσθησης Δt και, τέλος, γρήγορα ηλεκτρονικά για να μετρηθεί με ακρίβεια ο χρόνος άφιξης των ηλεκτρονίων.

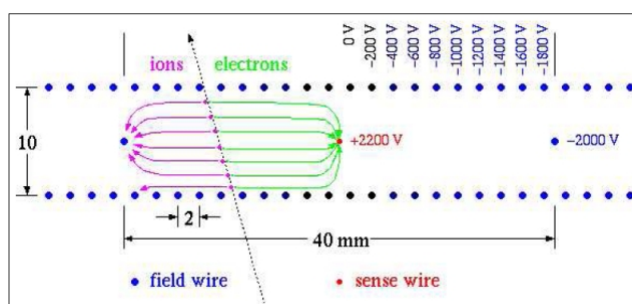


Η γραμμική σχέση μεταξύ του Δd και Δt ικανοποιείται εάν η ταχύτητα μετακίνησης είναι σταθερή στον όγκο της ολίσθησης. Αυτό δεν συμβαίνει στην

περίπτωση του MWPCs όπου το ηλεκτρικό πεδίο γύρω από τα σύρματα είναι διαφορετικό, ωστόσο, η ομοιογένεια του πεδίου μπορεί να βελτιωθεί εάν τοποθετηθούν σύρματα διαμόρφωσης του πεδίου. Τα σύρματα αυτά (field wires) τοποθετούνται μεταξύ των συρμάτων ανόδου (sensing wires). Επίσης, το μείγμα αερίων μπορεί να επιλεγεί έτσι ώστε να υπάρχει η ελάχιστη εξάρτηση της ταχύτητας ολίσθησης από το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή αυτή.



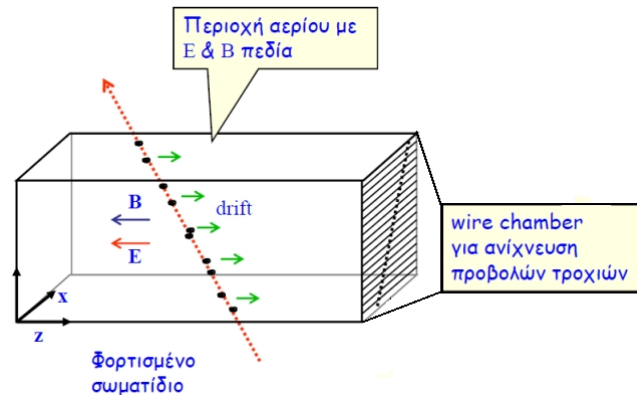
Πολλά επίπεδα συρμάτων μπορούν να συνδυαστούν σε ένα ενιαίο όγκο αερίου, εάν η κάθοδος αντικατασταθεί από field wires. Μια τυπική διάταξη φαίνεται στο παρακάτω σχήμα, όπου φαίνονται και οι διαδρομές ολίσθησης των πρωταρχικών ηλεκτρονίων και ιόντων.



Η χωρική διακριτική ικανότητα των θαλάμων ολίσθησης εξαρτάται κυρίως από την ακρίβεια της μέτρησης του χρόνου, την διαμήκη και την εγκάρσια διάχυση του ηλεκτρονίου μέσα στο αέριο και της ομοιογένειας του πεδίου. Κυλινδρικοί θάλαμοι ολίσθησης έχουν κατασκευαστεί για τον προσδιορισμό της τροχιάς σωματιδίων που παράγονται σε πειράματα σύγκρουσης δύο δεσμών σωματιδίων.

2.4.7 Time Projection Chamber

Ο Time Projection Chamber (TPC) βασίζεται στην αρχή λειτουργίας των θαλάμων ολίσθησης για τον καθορισμό σε τρισδιάστατο επίπεδο, της τροχιάς κατά μήκος της κατεύθυνσης του πεδίου, μετρώντας το χρόνο ολίσθησης των πρωτογενών ηλεκτρονίων. Αποτελείται από ένα μεγάλο κυλινδρικό θάλαμο που περιέχει στην ουσία MWPCs τον ένα πάνω στον άλλο. Στα άκρα του θαλάμου υπάρχουν wire chambers για την ανίχνευση της προβολής των τροχιών.



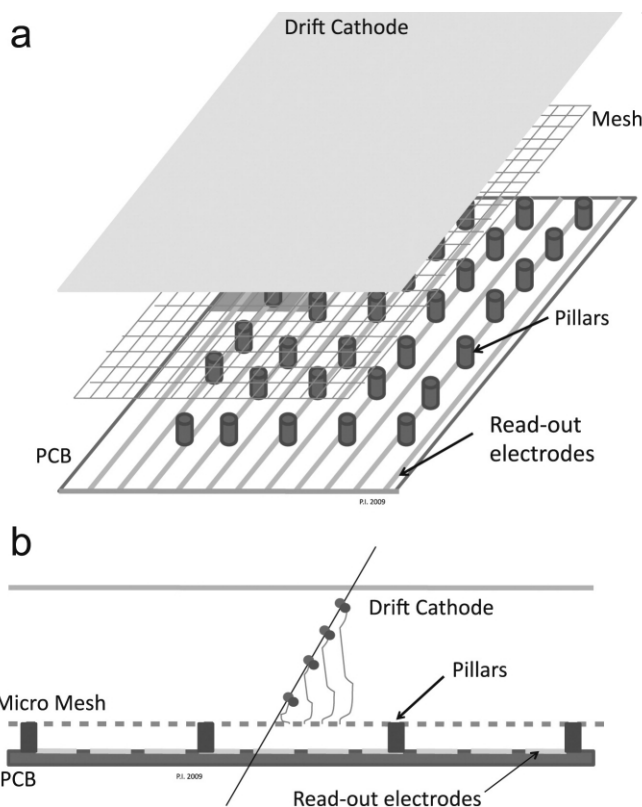
Τα πρωτογενή ηλεκτρόνια που παράγονται κατά μήκος της τροχιάς του διασχίζοντος σωματιδίου επιταχύνονται κατά μήκος της κατεύθυνσης του ηλεκτρικού πεδίου. Όταν τα ηλεκτρόνια εισέρχονται στο θάλαμο πλησιάζουν την άνοδο εισάγονται σε μια περιοχή υψηλού πεδίου, όπου πολλαπλασιάζονται. Αρχικά παίρνουμε πληροφορίες στο δυσδιάστατο επίπεδο από τους MWPC. Από την προβολή της τροχιάς στους wire chambers υπολογίζουμε το χρόνο ολίσησης και έτσι σε συνδιασμό με την πληροφορία στις δυο διαστάσεις μπορούμε να κάνουμε ανακατασκευή της τροχιάς στις τρεις διαστάσεις.

2.5 Ανιχνευτής MicroMeGaS

2.5.1 Εισαγωγή

Ο ανιχνευτής Micromegas εφευρέθηκε από τους Γ.Γιοματάρη και G. Charpak, το 1995. Ο ανιχνευτής Micromegas είναι ένας ανιχνευτής αερίου που στην ουσία λειτουργεί όπως ένας αναλογικός απαριθμητής και μπορεί να ανιχνεύσει φορτισμένα σωματίδια (ηλεκτρόνια, μόνια, άλφα) και ουδέτερα (φωτόνια, νετρόνια) με κατάλληλη επιλογή αερίου και συνθηκών λειτουργίας. Είναι κατασκευασμένος από υλικά χαμηλού κόστους και λόγω του απλού μηχανικού σχεδιασμού του μπορεί να παραχθεί μαζικά. Χαρακτηρίζεται από καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα και εξαιρετική χωρική και μπορεί να ανιχνεύσει φωτόνια πολύ χαμηλής ενέργειας (250eV) εξαιτίας του μεγάλου πολλαπλασιαστικού παράγοντα (high gain) ενώ η πολύ γρήγορη συλλογή φορτίου επιτρέπει την μέτρηση μεγάλου ρυθμού σωματιδίων. Τα πολύ γρήγορα σήματα αυτά (1ns για ηλεκτρόνια, 100ns για θετικά ιόντα) δεν περιορίζουν την ικανότητα ανίχνευσης υψηλού ρυθμού σωματιδίων, σε αντίθεση με τους παραδοσιακούς ανιχνευτές αερίου (χρόνος συλλογής ιόντων 50μs). Λόγω των ιδιοτήτων του ο Micromegas μπορεί να χρησιμοποιηθεί για διάφορα πειράματα φυσικής ενεργειών αλλά και για ιατρικούς σκοπούς. Μερικά ενδεικτικά πειράματα που έχει

χρησιμοποιηθεί είναι τα: COMPASS, TESLA, n-TOF, CAST.



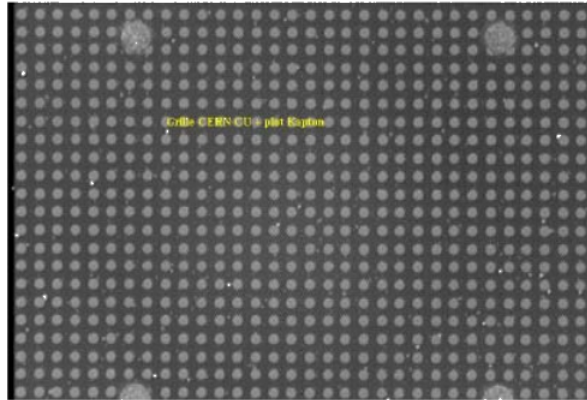
Σχήμα 2.7: Σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή Micromegas

2.5.2 Δομή του ανιχνευτή Micromegas

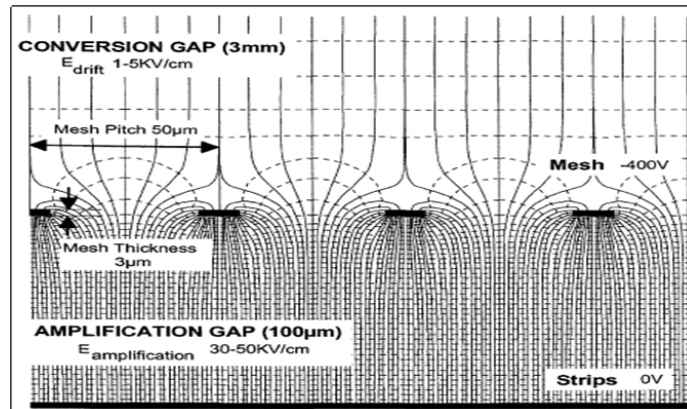
Η διαφορά του από τους ανιχνευτές που έχουμε αναφέρει ως τώρα είναι ότι αποτελείται από δύο διαχωρισμένες περιοχές οι οποίες δεν διαχωρίζονται πια από ένα επίπεδο με σύρματα, αλλά από ένα πλέγμα το οποίο είναι γνωστό με την ονομασία micromesh.

Το πρώτο τμήμα του ανιχνευτή, που θα πρέπει να διασχίσει ένα σωματίδιο είναι η περιοχή μετατροπής (Conversion gap). Η περιοχή εκτείνεται από το ηλεκτρόδιο ολίσθησης (drift electrode) μέχρι το micromesh. Το δεύτερο τμήμα του ανιχνευτή ονομάζεται περιοχή ενίσχυσης (amplification gap) και εκτείνεται από το micromesh μέχρι τα ηλεκτρόδια ανάγνωσης (strips), από όπου λαμβάνεται το σήμα μέσω κατάλληλων ηλεκτρονικών. Οι τυπικές διαστάσεις για την περιοχή ενίσχυσης είναι γύρω στα 3 – 5mm ενώ για την περιοχή ενίσχυσης είναι της τάξης των 100μm. Για να διατηρηθεί παράλληλο το πλέγμα με την άνοδο εγκαθίστανται pillars ανά 2mm με διάμετρο 50 – 150μm. Αυτά τυπώνονται από ένα φιλμ (photoresistive polyamide film) με τη μέθοδο της συμβατικής

λιθογραφίας πάνω σε εποξικό υπόστρωμα. Το πάχος του φιλμ καθορίζει και το βάθος της περιοχής ενίσχυσης.



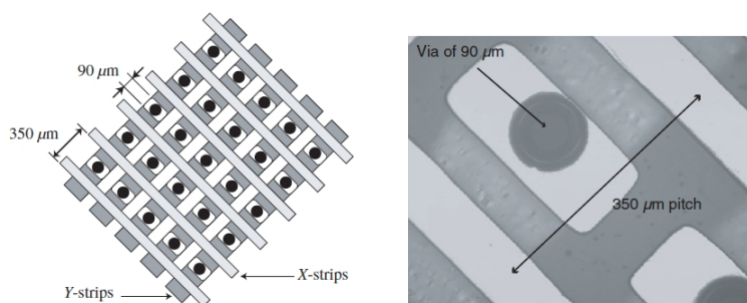
Τα ηλεκτρόδιο ολίσθησης και το micromesh τροφοδοτούνται με διαφορετική τάση στο καθένα, ενώ τα strips είναι γειωμένα. Συνεπώς στα conversion και amplification gap να έχουμε τη δημιουργία ηλεκτρικού πεδίου. Το ηλεκτρικό πεδίο του conversion gap είναι της τάξης του $1-3kV/cm$ ενώ αυτό του amplification gap, λόγω των μικρών διαστάσεων του είναι πολύ πιο ισχυρό και κυμαίνεται μεταξύ $30-50kV/cm$ ανάλογα με την τάση με την οποία τροφοδοτούμε το mesh. Μια σχηματική αναπαράσταση του ηλεκτρικού πεδίου φαίνεται στο παρακάτω σχήμα:



Ο ρόλος του πλέγματος (micromesh) είναι πολλαπλός και είναι κάτι περισσότερο από το να οριοθετεί την περιοχή μετετροπής (conversion gap) και την περιοχή ενίσχυσης (amplification gap). Κατασκευάζεται από ένα λεπτό φύλλο χαλκού πάχους $3-5m$ με μία διαδικασία η οποία βασίζεται στην τεχνική της φωτολιθογραφίας και επιτρέπει την χάραξη σε αυτόν ανοιγμάτων $25\mu m$ με βήμα $50\mu m$. Η τάση που εφαρμόζεται είναι της τάξης των $500-600V$ και είναι

τόση ώστε ο λόγος του ηλεκτρικού πεδίου της περιοχής ενίσχυσης προς αυτό της περιοχής μετατροπής, να είναι μεγάλος. Όσο μεγαλύτερος είναι αυτός ο λόγος τόσο πιο μακριά γίνεται η μετάβαση του ηλεκτρονίου στην περιοχή ενίσχυσης. Πρέπει να είναι μεγαλύτερος του 5 για να έχουμε μεταφορά όλων των ηλεκτρονίων από την μία περιοχή στην άλλη. Επιπλέον, όταν ο λόγος παίρνει αυτή τη τιμή απορροφώνται από το mesh όλα τα ιόντα που έχουν παραχθεί από τους ιονισμούς και δεν διαφεύγουν στην περιοχή μετατροπής. Την ίδια στιγμή, καθώς παρέχεται ένας ομαλός δρόμος για τα ηλεκτρόνια στην περιοχή ενίσχυσης, το πλέγμα αποτρέπει τα ιόντα που παράγονται από τη χιονοστιβάδα να εισέλθουν στην περιοχή απογύμνωσης.

Καθώς τα ιόντα συγκεντρώνονται από το πλέγμα με μεγάλη αποδοτικότητα και ταχύτητα, τα ηλεκτρόνια συνεχίζουν στην περιοχή ενίσχυσης και ολοκληρώνουν το ταξίδι τους στο ηλεκτρόδιο ανόδου(strips). Τα strips είναι λωρίδες χαλκού, πλάτους $150 - 350 \mu\text{m}$ τοποθετημένα σε απόσταση $200 \mu\text{m}$ (από το μέσο του πλάτους τους) μεταξύ τους. Όλα τα strips μαζί μας δίνουν το ηλεκτρόδιο της ανόδου το οποίο μας δίνει και χωρικές πληροφορίες. Τα strips μπορούν να έχουν οποιοδήποτε σχήμα. Μπορούν να έχουν μορφή λωρίδων ώστε να παίρνουμε χωρικές πληροφορίες μόνο για τον ένα άξονα, ή να έχουν μορφή pixels και να παίρνουμε πληροφορίες και για τους δύο άξονες X-Y. Έχουν κατασκευαστεί strips σε διάφορες μορφές ανάλογα με τις ανάγκες του εκάστοτε πειράματος και τη χρήση του ανιχνευτή. Μια ενδεικτική μορφή των strips ενός Micromegas για ανάγνωση το X-Y επιπεδο φαίνεται στο παρακάτω σχήμα

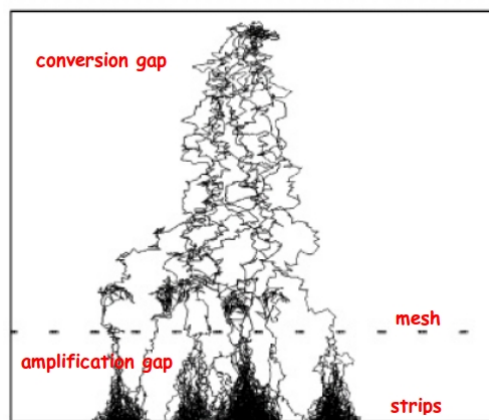


2.5.3 Αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή Micromegas

Ο θάλαμος του ανιχνευτή περιέχει αέριο μίγμα που αποτελείται από αργό και ένα δεύτερο αέριο(συνήθως ισοβουτάνιο ή διοξείδιο του άνθρακα) η αναλογία των οποίων ποικίλει ανάλογα με την εφαρμογή. Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο ή ένα φωτόνιο εισέλθει στον θάλαμο στο conversion gap αλληλεπιδρά με τα άτομα του αργού μέσω ενός από τους γνωστούς μηχανισμούς και ιονίζει τα άτομα του αερίου. Έτσι έχουμε τη δημιουργία ζευγών ελευθέρων

ηλεκτρονίων και ιόντων. Τα ελεύθερα ηλεκτρόνια αυτά που ονομάζονται αρχικά ηλεκτρόνια ιοντισμού (primary ionization electrons) λόγω του ηλεκτρικού πεδίου λόγω της διαμόρφωσης του ηλεκτρικού πεδίου του conversion gap και επειδή ο λόγος της έντασης των πεδίων των δύο περιοχών όπως έχουμε πεί είναι μεγαλύτερος του 5 με αποτέλεσμα να περνούν σχεδόν όλα στο δεύτερο μέρος του θαλάμου (amplification gap). Εκεί εξ' αιτίας της μικρής απόστασης μεταξύ του mesh και των strips, το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή αυτή είναι πολύ πιο ισχυρό και έτσι έχουμε τον περαιτέρω ιονισμό του αερίου. Έχουμε πολλαπλασιασμό των ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων και εμφάνιση του φαινομένου της χιονοστιβάδας και λόγω του ηλεκτρικού πεδίου τα ηλεκτρόνια κινούνται προς την άνοδο(strips) και τα θετικά ιόντα να κινούνται προς το mesh. Έτσι έχουμε τη δημιουργία περίσσειας φορτίου το οποίο συλλέγεται από τα strips. Η ποσότητα του φορτίου που συλλέγεται είναι ανάλογη της αρχικής ενέργειας του σωματιδίου ή φωτονίου που ήταν υπεύθυνο για τον πρώτο ιονισμό μορίου του αργού. Έτσι λαμβάνοντας υπόψη όλες τις παραμέτρους (γεωμετρία, ηλεκτρικό πεδίο, είδος αερίου) υπολογίζουμε την ενέργεια του αρχικού σωματιδίου.

Η προσομοίωση ενός γεγονότος σε ένα ανιχνευτή Micromegas φαίνεται στο παρακάτω σχήμα:



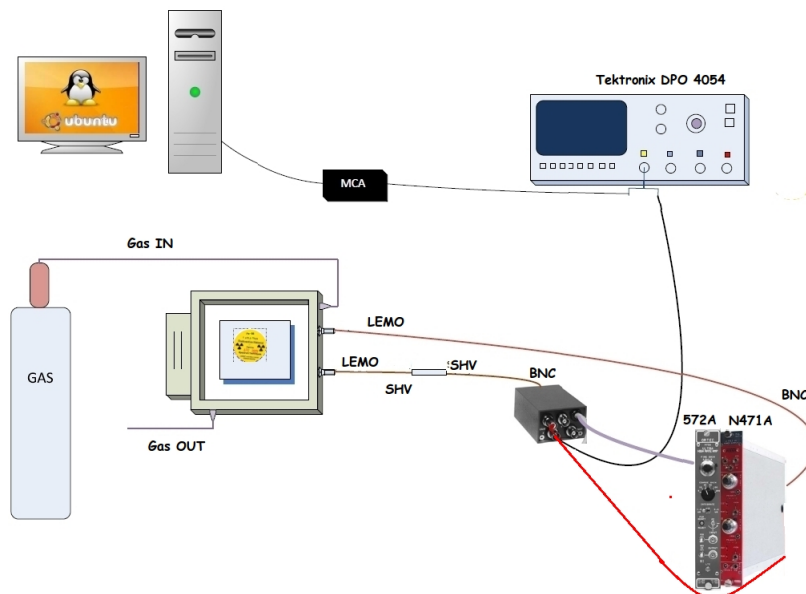
Στο σχήμα αυτό μπορούμε να πούμε ότι συνοψίζονται σε κάποιο βαθμό τα περισσότερα από αυτά που συζητήσαμε για τους ανιχνευτές Micromegas. Παρατηρούμε στο πάνω μέρος τον πρωτογενή ιονισμό και τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται(primary), "ολισθαίνουν" προς τα κάτω λόγω του πεδίου. Όταν εισέλθουν στο amplification gap έχουμε τη δημιουργία χιονοστιβάδας και τελικά καταλήγουν στα strips.

Κεφάλαιο 3

Μελέτη ιδιοτήτων ανιχνευτή Micromegas

3.1 Πειραματική διάταξη

Μέχρι τώρα, αυτά στα οποία είχαμε αναφερθεί ήταν σε θεωρητικό επίπεδο. Στο κεφάλαιο αυτό θα μελετήσουμε μερικές από τις ιδιότητες του ανιχνευτή Micromegas σε πειραματικό επίπεδο. Τα πειράματα αυτά, πραγματοποιήθηκαν στο Εργαστήριο Πειραματικής Φυσικής Υψηλών Ενεργειών του τομέα Φυσικής, του Εθνικού Μετσοβίου Πολυτεχνείου.

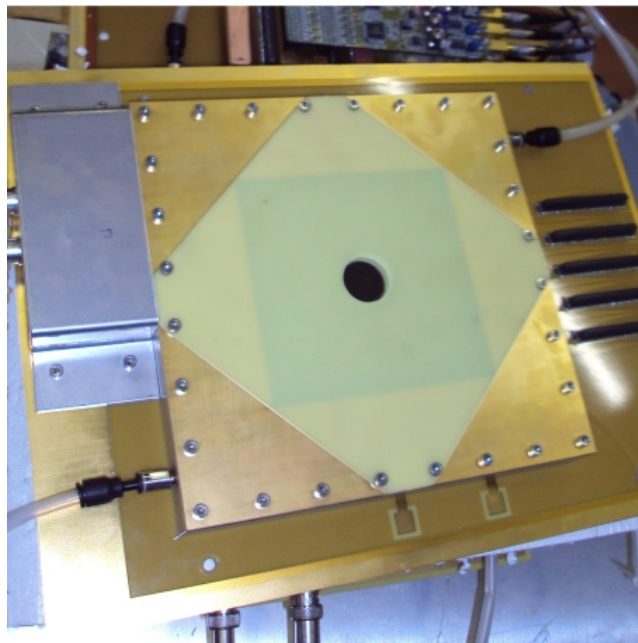


Σχήμα 3.1: Πειραματική διάταξη

Πριν μπούμε στην ανάλυση των πειραμάτων, είναι χρήσιμο να αναφερθούμε στην πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε. Σχηματικά η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήσαμε παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.1.

3.1.1 Ανιχνευτής του εργαστηρίου

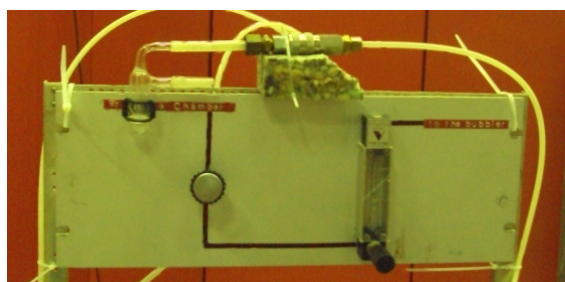
Ο ανιχνευτής αποτελείται από ένα πλαίσιο αλουμινίου στο οποίο υπάρχουν οπές που χρησιμεύουν για την είσοδο και έξοδο του αερίου αλλά και υποδοχές για τα ηλεκτρόδια της τάσης. Ο θάλαμος του ανιχνευτή κλείνει αεροστεγώς με μια διαφανή πλαστική επιφάνεια (myllar) κολλημένη στο αλουμίνιο που επιτρέπει τη διόδο φωτονίων χαμηλής ενέργειας μερικών keV). Η περιοχή ενίσχυσης (amplification gap) έχει πάχος $128\mu m$ και η περιοχή μετατροπής (conversion gap) $4mm$. Τα strips έχουν μορφή λωρίδων και όλα μαζί αριθμούν πέντε ομάδες των 72 strip η κάθε μια. Το μήκος κάθε strip είναι $10cm$, ενώ το strip pitch (απόσταση απο το κέντρο ενός strip μέχρι το κέντρο του επόμενου) είναι $250\mu m$. Τα 5×72 strips (μαζί με το κενό ενδιάμεσα) καλύπτουν μια επιφάνεια η οποία είναι η ενεργή περιοχή του ανιχνευτή. Στην παρακάτω εικόνα απεικονίζεται ο Micromegas που χρησιμοποιήσαμε, όπου είναι εμφανής η είσοδος του αερίου, η έξοδος του αλλά και η υποδοχές για τους connectors, για τη λήψη του σήματος απο τα strips.



Σχήμα 3.2: Ο ανιχνευτής του εργαστηρίου.

3.1.2 Αέριο

Για τον ανιχνευτή χρησιμοποιήσαμε μίγμα αερίου ρυθμιζόμενης πίεσης, που περιέχει αργό (Ar) και διοξείδιο του άνθρακα (CO_2) σε δύο διαφορετικές αναλογίες. Η πρώτη απο αυτές είναι ($Ar - CO_2$) σε αναλογία (80% – 20%), ενώ η δεύτερη σε αναλογία (93% – 7%). Το αέριο, πριν εισέλθει στο θάλαμο του ανιχνευτή περνάει μέσα απο μια μονάδα διαχείρισης ροής, ενώ μετά την έξοδο του περνάει απο ένα bubbler που βρίσκεται πάνω στη μονάδα διαχείρισης του αερίου. Το bubbler περιέχει ένα μη-πτητικό έλαιο το οποίο μας δίνει μια πρώτη ένδειξη ότι υπάρχει ροή αερίου στο θάλαμο, ενώ λειτουργεί ως εμπόδιο για το εξερχόμενο αέριο έτσι ώστε αυτό να μη μπορεί να εισέλθει στο θάλαμο ακολουθώντας την αντίστροφη πορεία. Το μέρος αυτό είναι πολύ σημαντικό για τη διάταξη και χρειάζεται ιδιαίτερη μεταχείριση, ειδικά το bubbler, στο οποίο πρέπει να υπάρχει πάντα το μη-πτητικό έλαιο. Η διάταξη αυτή φαίνεται στο παρακάτω σχήμα:



Σχήμα 3.3: Μονάδα διαχείρισης της ροής του αερίου.

3.1.3 Προενισχυτής

Ένας προενισχυτής είναι μια ηλεκτρονική συσκευή που προηγείται ενός ενισχυτή για κάνει μια πρώτη διαμόρφωση του σήματος πριν αυτό περάσει στον ενισχυτή ή σε κάποια άλλη συσκευή. Ο προενισχυτής συνήθως εφαρμόζει τρεις σημαντικές λειτουργίες.

- Μετατρέπει το φορτίο (αρχική μορφή σήματος) σε παλμό τάσης.
- Κάνει μια πρώτη ενίσχυση του σήματος.
- Διαμορφώνει τον παλμό.

Ο παλμός έξοδος του προενισχυτή έχει πλάτος ανάλογο του ολικού φορτίου που δίνει σαν έξοδο ο ανιχνευτής. Ο προενισχυτής που χρησιμοποιήσαμε είναι ο Ortec 142B, οποίος συνεισφέρει ελάχιστα στον θόρυβο και έχει γρήγορη

απόκριση, ενώ είναι μικρός σε μέγεθος και μπορεί να λειτουργήσει σε συνθήκες κενού. Στον παρακάτω εικόνα φαίνεται ότι πρέπει να γνωρίζεις κανείς για τη χρήση του συγκεκριμένου προενισχυτή.

Specifications		
NOISE	Detector Capacitance (pF)	Maximum Noise (keV) (SI)
Model		
142B	100	3.20
142B	1000	19.00
INTEGRAL NONLINEARITY	$\leq 0.03\%$, 0 to ± 7 V open circuit or ± 3.5 V terminated in 93 Ω	
TEMPERATURE INSTABILITY	≤ 100 ppm/ $^{\circ}$ C from 0 to 50 $^{\circ}$ C.	
OPEN LOOP GAIN	>80,000.	
CHARGE SENSITIVITY (Si equivalent)	Nominally 20 mV/MeV.	
ENERGY RANGE	0–400 MeV.	
E²CRP Maximum energy-squared count-rate product:	3 X 10 ⁷ MeV ² /s.	
RISE TIME (0 to 0.5 V pulse at E output on 93- Ω load)	<5 ns at 100 pF; <25 ns at 1000 pF.	
DECAY TIME	Nominally 1000 μ s.	
RECOMMENDED RANGE OF INPUT CAPACITANCE	100 to 400 pF.	
DETECTOR BIAS VOLTAGE	± 1000 V maximum.	

front

back

INPUTS

INPUT Accepts positive or negative charge input (normally from a semiconductor detector) from any type detector; BNC connector.

BIAS Accepts detector bias from bias supply and applies it to detector through the INPUT connector; maximum ± 1000 V; SHV connector or ORTEC type C-38.

TEST Input for pulse generator to test and calibrate the system; BNC connector.

POWER Input power through 10-ft captive power cable from ORTEC main amplifier or ORTEC Model 4002P Portable Power Supply.

OUTPUTS

E Positive or negative linear tail pulse for energy measurement. BNC connector.

T Negative or positive linear fast-clipped pulse for timing. This output is generated using an inverting transformer that differentiates the energy output. Its rise time ranges from <5 ns to <25 ns. BNC connector.

POWER REQUIRED

142B +24 V, 40 mA; -24 V, 10 mA; +12 V, 15 mA; -12 V, 15 mA.

WEIGHT

Net 0.32 kg (0.75 oz).

Shipping 1.25 kg (2.75 lb).

DIMENSIONS	3.81 X 6.10 X 13.3 cm (1.5 X 2.4 X 5.25 in.).
-------------------	---

Σχήμα 3.4: Ο προενισχυτής ORTEC 142B και τα βασικά χαρακτηριστικά του.

3.1.4 Ενισχυτής

Ο ενισχυτής χρησιμοποιείται για την ενίσχυση του σήματος από το mesh. Ο χρήστης μπορεί να ρυθμίσει το coarse και το fine gain και να πάρει ως έξοδο το σήμα σε μονοπολική (unipolar) ή διπολική (bipolar) ημι-Γκαουσιανή μορφή. Το σήμα που χρησιμοποιήσαμε είχε έξοδο σε διπολική μορφή γιατί στη συνέχεια αυτό κατευθύνεται στον πολυκαναλικό αναλυτή, ο οποίος δέχεται μόνο bipolar θετικούς παλμούς. Συνεπώς έπρεπε να γυρίσουμε τον διακόπτη πολικότητας στο negative. Στο σχήμα 3.5 φαίνονται οι διακόπτες ρύθμισης της ενίσχυσης αλλά και ο διακόπτης που είναι ήδη ρυθμισμένος στο negative (κάτω από το pos).

3.1.5 Πολυκαναλικός αναλυτής

Από τα πιο χρήσιμα εργαλεία συλλογής δεδομένων για την πυρηνική φυσική, τη φασματοσκοπία και τη φυσική υψηλών ενεργειών είναι ένας πολυκαναλικός αναλυτής. Στην ουσία ένας Multi-Channel Analyzer (MCA) ταξινομεί τους παλμούς που δέχεται από τους ανιχνευτές ανάλογα το πλάτος τους (δηλαδή την ενέργεια) και τους τοποθετεί στο κατάλληλο κανάλι. Το κάθε κανάλι

αντιστοιχεί σε μια ποσότητα ενέργειας και όταν ο MCA διαβάσει παλμό αυτής της ενέργειας αυξάνει κατά ένα τον αριθμό των παλμών που έχει δεχτεί για το συγκεκριμένο κανάλι. Η βαθμονόμηση της ενέργειας (Energy Calibration) γίνεται χρησιμοποιώντας συνήθως πηγές ακτινοβολίας που εκπέμπουν φωτόνια γνωστής ενέργειας. Εργαστήριο χρησιμοποιήσαμε τον MCA 8000A της Amptek, ο οποίος παρέχει την δυνατότητα επιλογής μεταξύ 512 και 1024 καναλιών που αντιστοιχούν σε ενέργεια 0 – 5V ή 0 – 10V. Το λογισμικό για την απεικόνιση των φασμάτων ονομάζεται Amptek ADMCA και επιτρέπει εύκολη ανάγνωση και αποθήκευση των δεδομένων.



Σχήμα 3.5: Ο ενισχυτής, η μονάδα παροχής τάσης και ο πολυκαναλικός αναλυτής που χρησιμοποιήθηκαν.

3.1.6 Power Supply

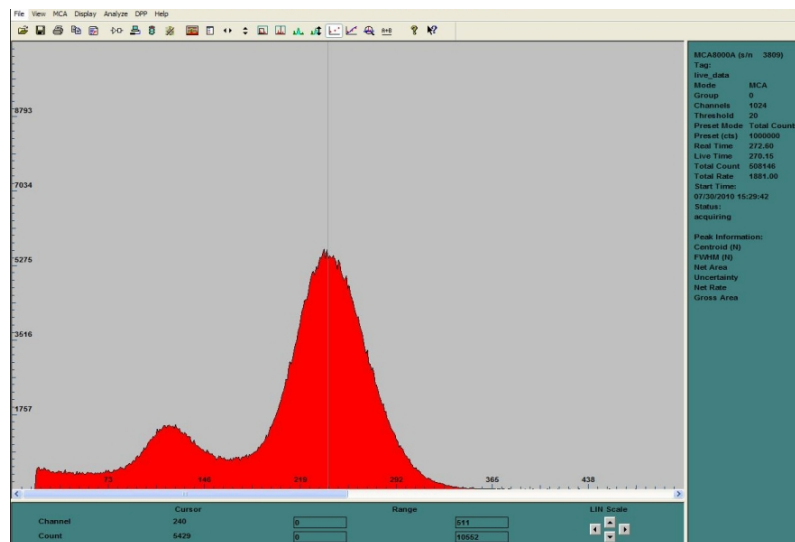
Κατά τη διάρκεια του πειράματος τα ηλεκτρόδια του mesh και του drift τροφοδοτούνται με τάση μέσω μια μονάδας παροχής τάσης. Η μονάδα που χρησιμοποιήθηκε είναι το module N471A της CAEN που φαίνεται στο σχήμα 3.5. Το N471A είναι μια μονάδα NIM που ενσωματώνει δυο ανεξάρτητα κανάλια υψηλής τάσης. Τα πεδία τάσης εξόδου κάθε καναλιού (αυτόματη επιλογή) είναι από 0 έως $\pm 3 \text{ kV} / 3 \text{ mA}$ ή $\pm 8 \text{ kV} / 1 \text{ mA}$. Η πολικότητα εξόδου είναι ανεξάρτητη της επιλογής για κάθε κανάλι. Δύο δεκάστροφα ποτενσιόμετρα (ένα ανά κανάλι) που βρίσκονται στην πρόσοψη επιτρέπουν τη ρύθμιση της υψηλής τάσης, ενώ 4 διακόπτες (2 ανά κανάλι) επιτρέπουν την ρύθμιση της μέγιστης τάσης και του μεγίστου ρεύματος. Η επιλογή του καναλιού και των παραμέτρων γίνεται μέσω διακοπών στο μπροστινό πάνελ, όπου υπάρχει και μια οθόνη LED όπου εμφανίζεται η ένδειξη που έχουμε επιλέξει. Για

την ασφάλεια απο την υψηλή τάση χρησιμοποιούνται μόνο καλώδια με ακροδέκτες SHV.

3.1.7 Λήψη πειραματικών δεδομένων

Για τη λήψη των απαραίτητων δεδομένων, απο τα οποία θα μελετήσουμε τις ιδιότητες του ανιχνευτή Micromegas, χρησιμοποιήσαμε μια ραδιενεργή πηγή σιδήρου (Fe-55). Απο τα φωτόνια που εκπέμπει η πηγή, μας ενδιαφέρουν μόνο τα φωτόνια(ακτινοβολία-X) ενέργειας $5.9eV$. Με την τοποθέτηση της πηγής κοντά στο παράθυρο του θαλαμου του ανιχνευτή, τα φωτόνια που εκπέμπει η πηγή σιδήρου, εισέρχονται στο κυρίως μέρος του ανιχνευτή (conversion gap, amplification gap) όπου με την διαδικασία που έχουμε περιγράψει παίρνουμε σήμα στα strips λόγω των ηλεκτρονίων και στο mesh λόγω των θετικών ιόντων. Δηλαδή έχουμε φορτίο, το οποίο είναι ανάλογο της ενέργειας του αρχικού φωτονίου που ιόνισε το αέριο. Όμως επειδή το σήμα λόγω των ηλεκτρονίων είναι πάρα πολύ γρήγορο, είναι πιο εύκολο να επεξεργαστούμε το σήμα λόγω των θετικών ιόντων.

Το σήμα αυτό, μετά απο την απαραίτητη ενίσχυση, εισέρχεται στον πολυκαναλικό αναλυτή. Με τη βοήθεια του λογισμικού ADMCA μπορούμε να πάρουμε το ενεργειακό φάσμα της ραδιενεργής πηγής σιδήρου. Απο την επεξεργασία του ενεργειακού φάσματος μπορούμε να υπολογίσουμε διάφορα μεγέθη. Ένα ενδεικτικό ενεργειακό φάσμα σιδήρου (Fe-55) φαίνεται στην παρακάτω εικόνα:



Σχήμα 3.6: Ένα τυπικό φάσμα που λήφθηκε με τη βοήθεια του ADMCA.

Όπως παρατηρούμε στο ενεργειακό φάσμα έχουμε δύο κορυφές κορυφές. Η μία οφείλεται στα φωτόνια ενέργειας 5.9KeV του σιδήρου. Η άλλη κορυφή είναι η κορυφή διαφυγής του αργού ή Argon escape peak.

Κορυφή διαφυγής του Αργού (Argon escape peak)

Επειδή βρισκόμαστε σε χαμηλές ενέργειες, ο μηχανισμός αλληλεπίδρασης που επικρατεί είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Δηλαδή τα φωτόνια απο την πηγή σιδήρου αλληλεπιδρούν με τα άτομα του αργού μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου. Σε αυτή τη φωτοηλεκτρική αλληλεπίδραση, το αρχικό φωτόνιο, εξαφανίζεται και το αποβαλλόμενο ηλεκτρόνιο (συνήθως της K-στοιβάδας) αποδίδει τοπικά την επιπλέον ενέργεια (πέραν της ενέργειας σύνδεσης της K-στοιβάδας). Καθώς το φωτοηλεκτόνιο κινείται μέσα στο αέριο, χάνει την ενέργειά του δημιουργώντας περαιτέρω ιονισμούς κυρίως μέσω του φαινομένου της χιονοστοιβάδας. Από την άλλη πλευρά, η κενή θέση στην K-στοιβάδα, του αρχικά διεγερμένου ατόμου του αργού, συμπληρώνεται από ηλεκτρόνια εξώτερων στοιβάδων εκπέμποντας είτε απευθείας ακτίνες-X ενέργειας ίσης με την ενεργειακή διαφορά των σταθμών, είτε ηλεκτρόνια Auger.

Στην περίπτωση που τα φωτοηλεκτρόνια απορροφηθούν πλήρως από τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή, τότε όλη η ενέργεια του αρχικού φωτονίου των ακτίνων-X μετατρέπεται σε συλλεγόμενο φορτίο. Τότε ο παλμός που προκύπτει εμφανίζεται στο προβλεπόμενο ύψος παλμού των 5.9KeV . Σε μερικές περιπτώσεις όμως, δεν απορροφάται όλη η ενέργεια του φωτονίου. Όταν λοιπόν πραγματοποιηθεί η αρχική φωτοηλεκτρική αλληλεπίδραση κοντά στην είσοδο του παραθύρου του ανιχνευτή, υπάρχει μια μεγάλη πιθανότητα η εκπεμπόμενη ακτίνα-X της K-στοιβάδας από το διεγερόμενο άτομο του αργού, να διαφύγει από τον «ενεργό όγκο» του ανιχνευτή. Αυτό θα έχει σαν συνέπεια η εναποτιθέμενη ενέργεια στον ανιχνευτή να είναι η ενέργεια του αρχικού φωτονίου του σιδήρου μείον την ενέργεια της ακτίνας-X στην K-στοιβάδα του αργού (2.96keV). Αυτό το γεγονός θα αποδίδει μια κορυφή με ύψος παλμού $5.9 - 2.96 \simeq 3\text{KeV}$. Η κορυφή αυτή αποδίδεται με τον όρο Argon escape peak.

3.2 Υπολογισμός της ενίσχυσης ή Gain ως συνάρτηση της τάσης στο mesh.

Για να υπολογίσουμε το gain θα πρέπει να γνωρίζουμε τον αριθμό των ηλεκτρονίων του πρωτογενή ιονισμού n_0 και τον αριθμό των τελικών ηλεκτρονίων n . Έτσι το gain ή αλλιώς ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας θα δίνεται απο τη γνωστή σχέση:

$$G = \frac{n}{n_0} \quad (3.1)$$

Ο αριθμός των primary electrons που δημιουργούνται απο ένα φωτόνιο ενέργειας $5.9KeV$, δεδομένου οτι το δυναμικό ιονισμού του αργού είναι $26.2eV$ είναι:

$$n_0 = \frac{5.9KeV}{26.2eV} = \frac{5900eV}{26.2eV} \simeq 225e^- \quad (3.2)$$

Για υπολογίσουμε τον αριθμό των τελικών ηλεκτρονίων θα πρέπει να λάβουμε υπ' όψη και την ενίσχυση που οφείλεται στον ενισχυτή και τον προενισχυτή αλλά και της παραμέτρους του πολυκαναλικού ενισχυτή.

Η ευαισθησία του προενισχυτή ORTEC 142B είναι $20mV$ ανά $MeVSi$. Άρα αν λαβουμε υπ' όψη οτι για να δημιουργηθεί ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ιόντος στο πυρίτιο χρειάζονται $3.62eV$:

$$(sensitivity) = \frac{20mV}{MeVSi} = \frac{20mV}{\frac{1.000.000eV}{3.62eV}} = \frac{20mV}{276.250} \quad (3.3)$$

Ο πολυκαναλικός ενισχυτής, ήταν ρυθμισμένος έτσι ώστε σε κάθε ένα κανάλι του απο τα 1024 ,να αντιστοιχεί σε $10V$. Άρα η ενίσχυση λόγω του ενισχυτή θα είναι

$$(Amplification) = (centroid) \cdot \frac{10V}{1024} \quad (3.4)$$

Ενώ ,η ενίσχυση λόγω του προενισχυτή είναι:

$$(PreAmplification) = \frac{(Amplification)}{(CoarseGain) \cdot (FineGain)} \quad (3.5)$$

Όμως ο αριθμός των τελικών ηλεκτρονίων είναι:

$$n = \frac{(PreAmplification)}{(sensitivity)}$$

Έτσι σύμφωνα με τις παραπάνω σχέσεις ο τελικός αριθμός των ηλεκτρονίων θα είναι:

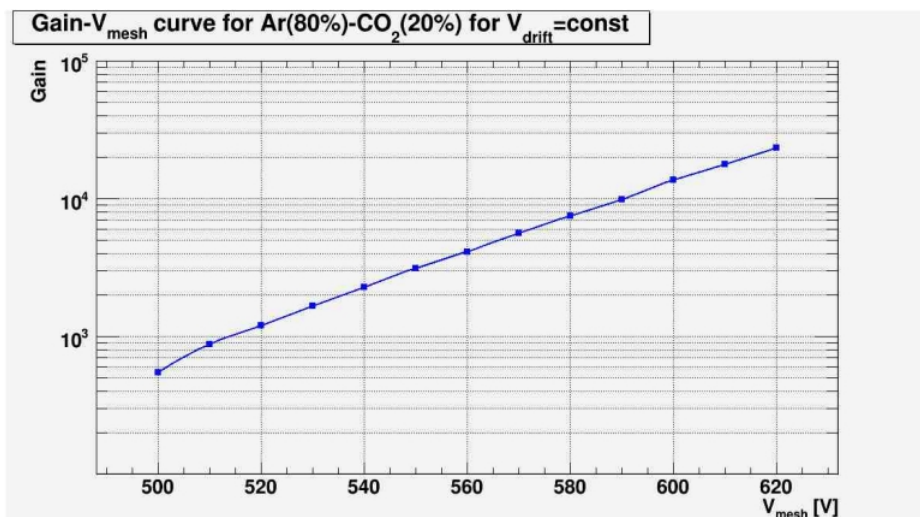
$$n = \frac{(Amplification)}{(CoarseGain) \cdot (FineGain) \cdot (sensitivity)} \quad (3.6)$$

Έτσι τελικά , αν διαρέσουμε με τον αριθμό των primary electrons και αντικαταστήσουμε όλα τα γνωστα μεγέθη καταλήγουμε στη σχέση που μας δίνει το gain:

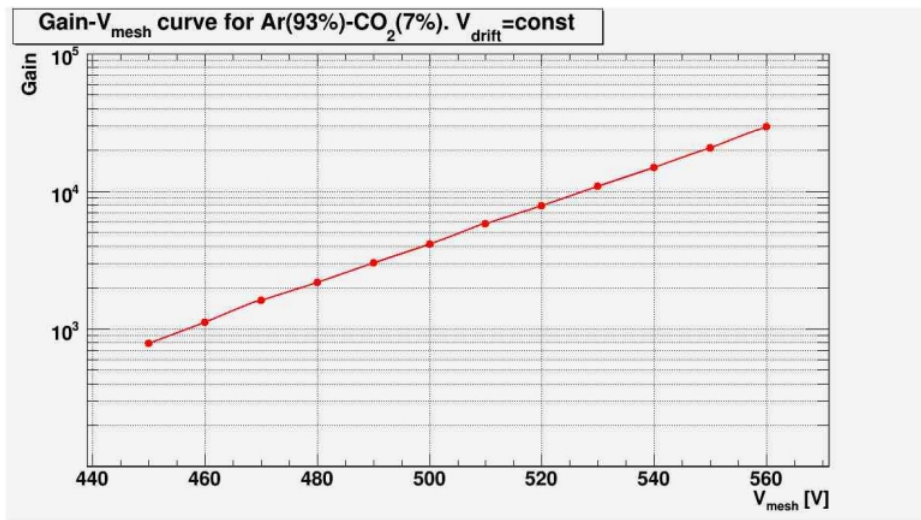
$$Gain = \frac{599.5 \cdot (centroid)}{(CoarseGain) \cdot (FineGain)} \quad (3.7)$$

Με την παραπάνω σχέση μπορούμε, ανάλογα με τις ρυθμίσεις που επιλέγουμε στον ενισχυτή και το (centroid) που είναι το κανάλι που βρίσκεται η κορυφή των $5.9KeV$ να υπολογίσουμε το gain για την τάση που εφαρμόζουμε κάθε φορά στο mesh. Να σημειωθεί ότι επειδή έχουμε να κάνουμε με στατιστικής φύσεως διαδικασίες, στην ουσία δεν έχουμε μια ενεργειακή κορυφή σε ένα συγκεκριμένο κανάλι, αλλά μια κατανομή της ενέργειας που εκτείνεται σε ένα αριθμό καναλιών, όπως άλλωστε φαίνεται και απο το ενεργειακό φάσμα που λαμβάνουμε απο το ADMCA. Έτσι το (centroid) είναι το κέντρο της κορυφής.

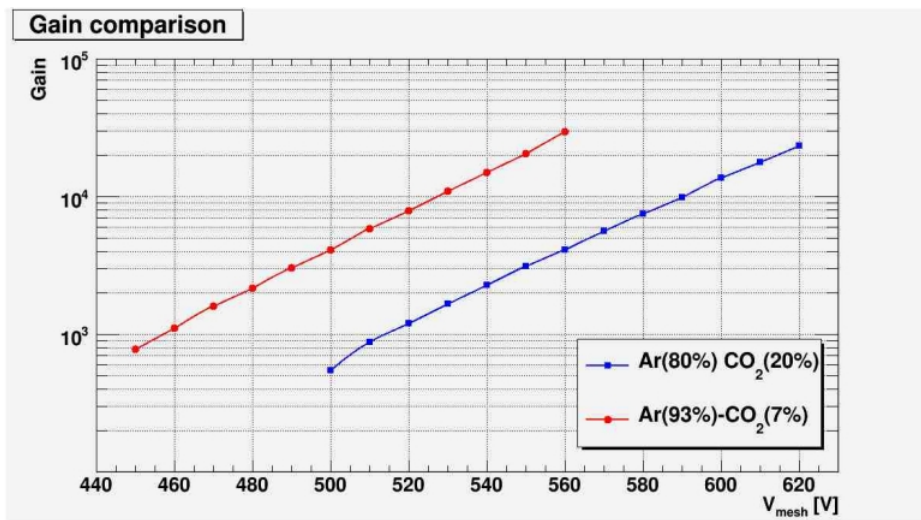
Υπολογίσαμε το gain συναρτήσει της τάσης στο mesh και για τις δυο αναλογίες αερίου που αναφέρθηκαν. Στις μετρήσεις είχαμε σταθερή τάση στο drift $800V$ μεταβάλλοντας την τάση στο mesh κατα $10V$ κάθε φορά. Η κάθε μέτρηση διαρκούσε περίπου πεντε λεπτά και ο ενισχυτής ήταν ρυθμισμένος έτσι ώστε $(CoarseGain) \cdot (FineGain) = 10$ για αναλογία αερίου $80\% - 20\%$ και $(CoarseGain) \cdot (FineGain) = 25$ για αναλογία αερίου $93\% - 7\%$. Απο τις μετρήσεις προέκυψαν τα παρακάτω γραφήματα, τα οποία έγιναν μέσω του λογισμικού ROOT.



Σχήμα 3.7: Καμπύλη του Gain συναρτήσει της τάσης στο mesh για αναλογία αερίου $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$.



Σχήμα 3.8: Καμπύλη του Gain συναρτήσει της τάσης στο mesh για αναλογία αερίου Ar(93%) – CO₂(7%).

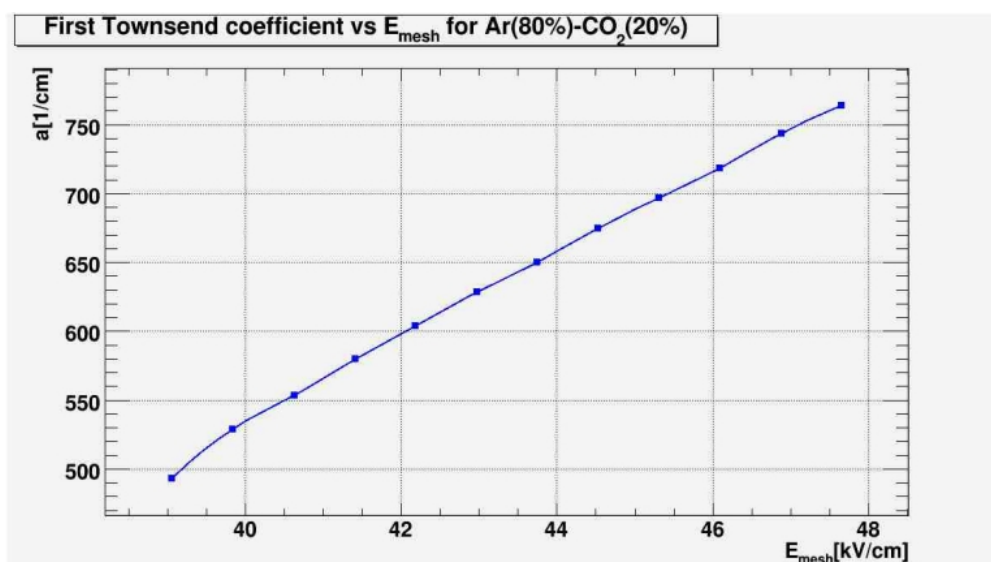


Σχήμα 3.9: Σύγκριση της καμπυλης του Gain συναρτήσει της τάσης στο mesh για διαφορετικές αναλογίες αερίου.

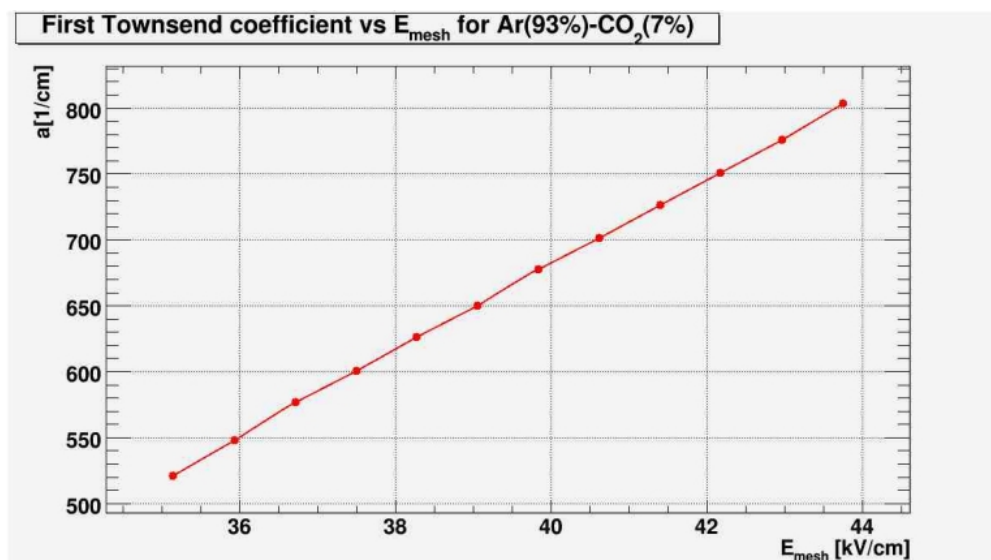
3.3 Υπολογισμός του συντελεστή Townsend συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου

Αν γνωρίζουμε το Gain μπορούμε να υπολογίσουμε και τον συντελεστή Townsend απο τη γνωστή σχέση $G = e^{ax}$ όπου x είναι γνωστή απόσταση και

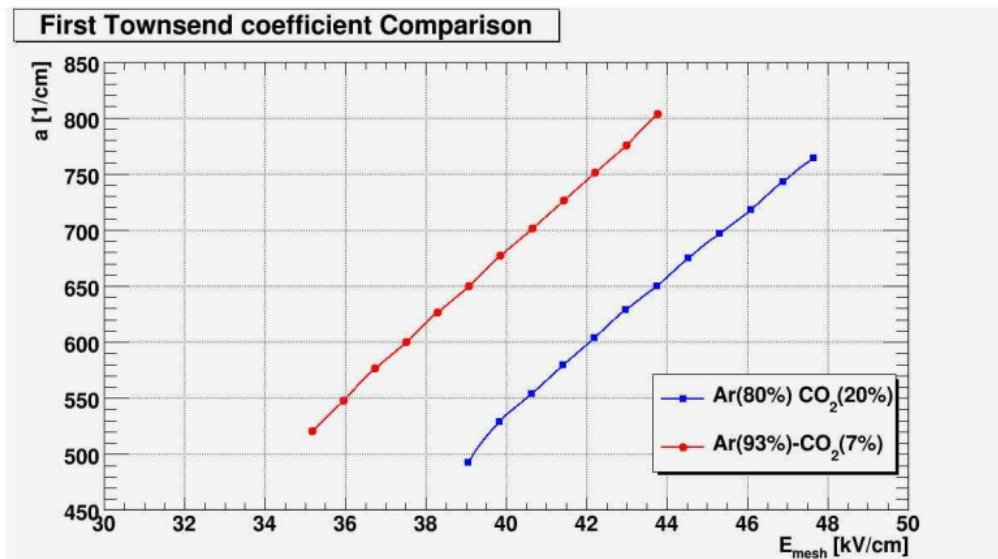
είναι ίση με τις διαστάσεις του amplification gap $d = 128\mu m$. Το ηλεκτρικό πεδίο δίνεται από τη σχέση $E = \frac{V}{d}$, όπου V είναι η τάση του mesh στην ουσία $V = V_{mesh} - V_{strips} = V_{mesh}$, γιατί τα strips είναι γειωμένα. Έτσι μπορούμε να σχεδιάσουμε τα παρακάτω γραφήματα.



Σχήμα 3.10: Καμπύλη του συντελεστή Townsend συναρτήσεως του ηλεκτρικού πεδίου για αναλογία αερίου $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$.



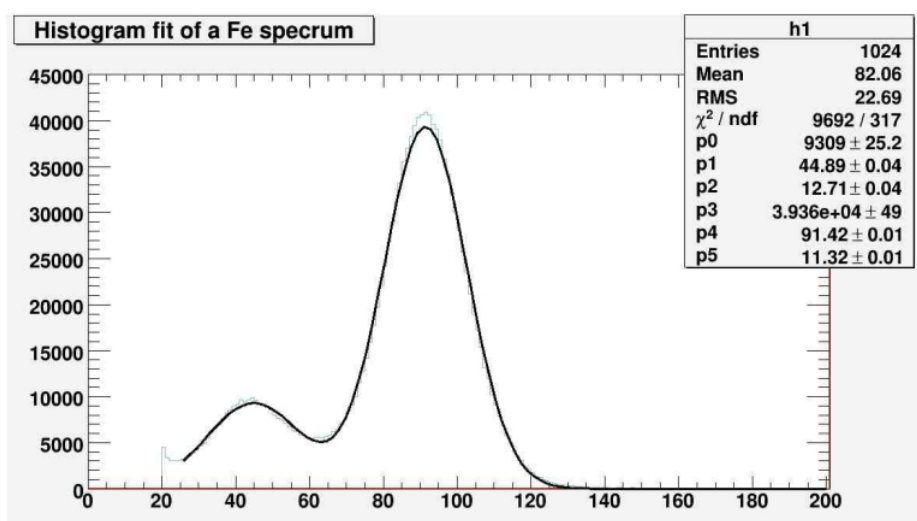
Σχήμα 3.11: Καμπύλη του συντελεστή Townsend συναρτήσεως της τάσης στο mesh για αναλογία αερίου $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$.



Σχήμα 3.12: ύγκριση της καμπύλη του συντελεστή Townsend συναρτήσεως της τάσης στο mesh για διαφορετικές αναλογίες αερίου.

3.4 Υπολογισμός της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή Micromegas

Ο υπολογισμός της διακριτικής ικανότητας ή energy resolution έγινε όπως είναι προφανές για την ενέργεια των 5.9KeV . Για να υπολογίσουμε την energy resolution χρησιμοποιήσαμε τα φάσματα που πήραμε με την πηγή σιδήρου. Με χρήση του ROOT, αφού δημιουργήσαμε το ιστόγραμμα κάθε φάσματος, στη συνέχεια κάναμε προσαρμογή (fit) δυο γκαουσιανών κατανομών στις κατόνομες της ενέργειας, γύρω από τις γνωστές ενεργειακές κορυφές του σιδήρου και του argon escape. Έτσι μετά το fitting παίρνουμε το εξής γράφημα:



Σχήμα 3.13: Fit δύο γκαουσιανών κατανομών στο ενεργειακό φάσμα

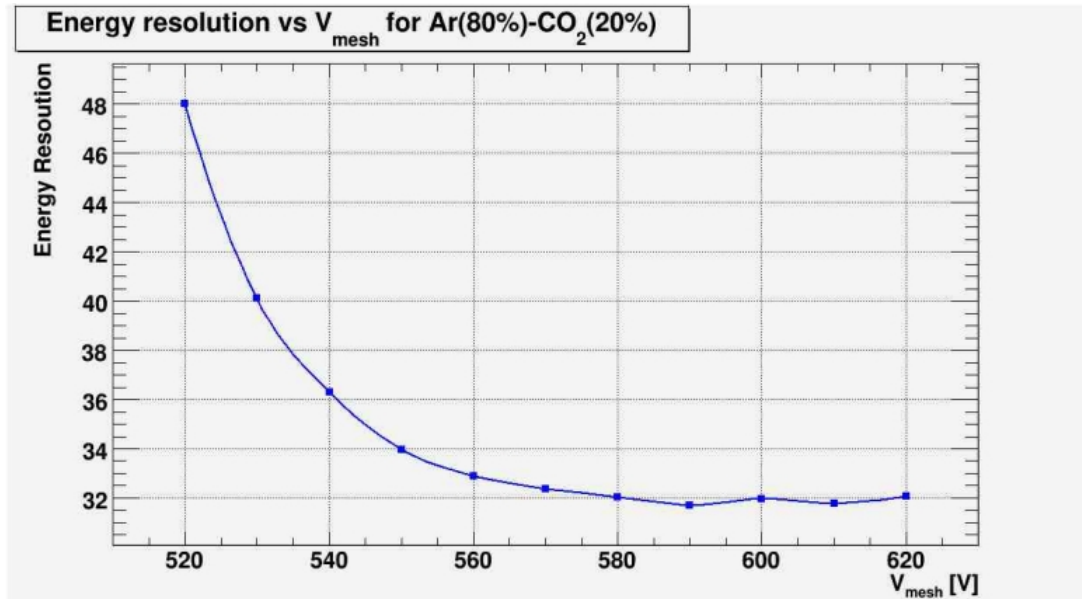
Το ROOT με το fit υπολογίζει και της παραμέτρους των δύο γκαουσιανών. Εμάς μας ενδιαφέρουν οι παράμετροι της δεύτερης που αντιστοιχί στην ενεργειακά κορυφή του σιδήρου. Οπως έχουμε αναφέρει η energy resolution δίνεται απο τον εξής τυπο:

$$E_{res} = 2.35 \frac{\sigma}{E_0}$$

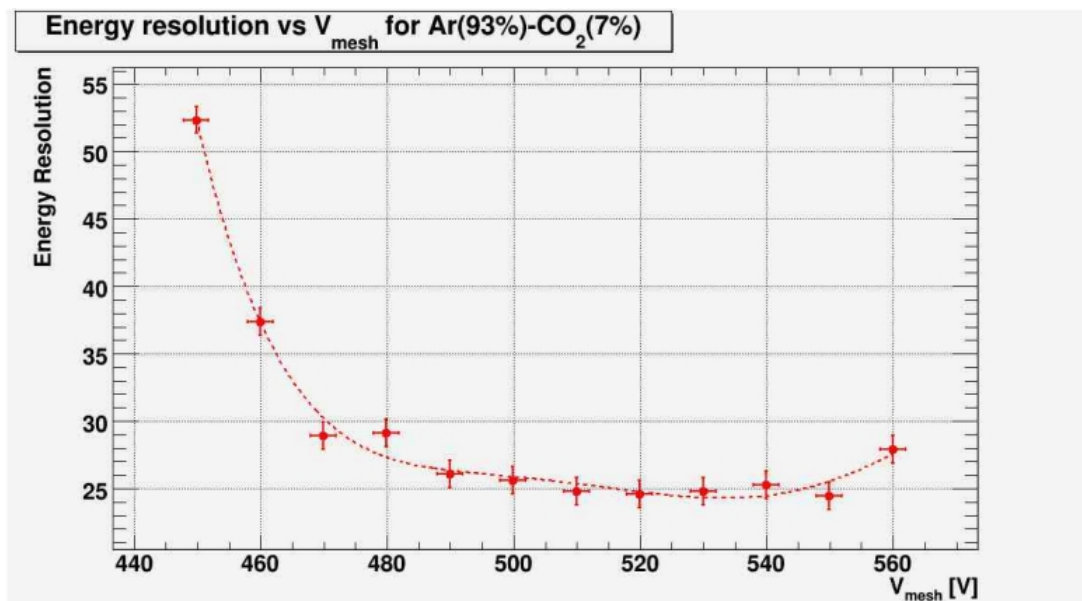
όπου το σ αντιστοιχεί στην παράμετρο p_5 και το E_0 στην παράμετρο p_4 .
Συνεπώς

$$E_{res} = 2.35 \cdot \frac{p_5}{p_4}$$

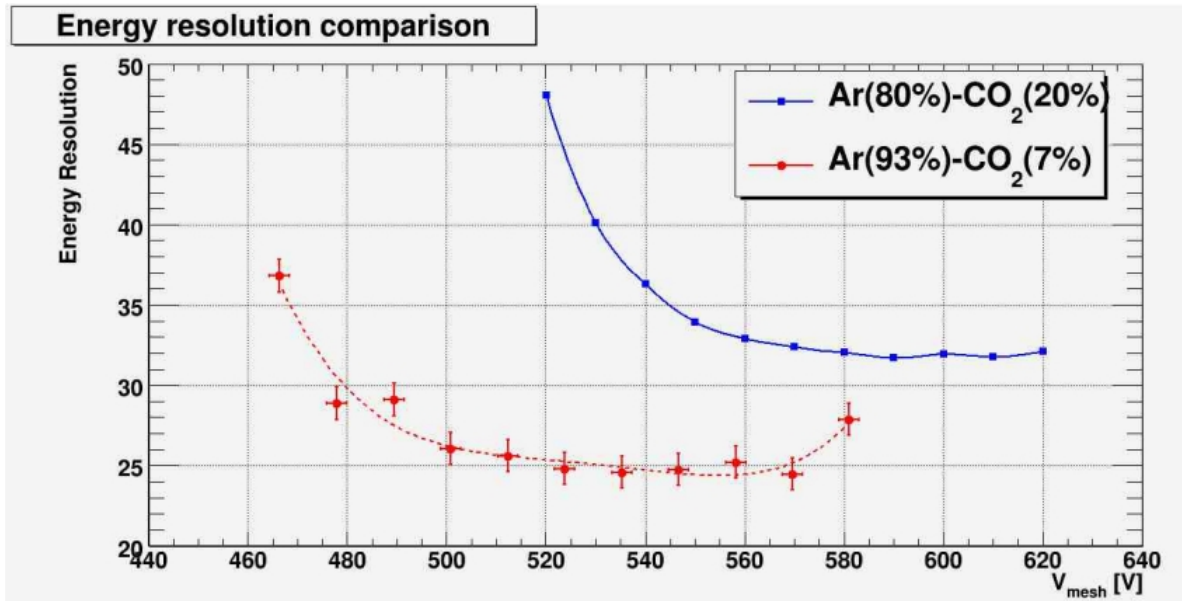
Με τον τρόπο αυτό μπορούμε να υπολογίσουμε την energy resolution για τις διάφορες τάσεις του mesh και στις δυο αναλογίες αερίου. Έτσι προκύπτουν τα επόμενα γραφήματα.



Σχήμα 3.14: Ενεργειακή διακριτική ικανότητα συναρτήσει της τάσης στο mesh για αναλογία αερίου Ar(80%) – CO₂(20%).



Σχήμα 3.15: Ενεργειακή διακριτική ικανότητα συναρτήσει της τάσης στο mesh για αναλογία αερίου Ar(93%) – CO₂(7%)



Σχήμα 3.16: Σύγκριση της ζνεργειακής διακριτικής ικανότητας συναρτήσει της τάσης στο mesh για τις δυο αναλογίες αερίου

3.5 Υπολογισμός της transparency του ανιχνευτή Micromegas

Ως διαφάνεια ή transparency του ανιχνευτή ορίζουμε το παρακάτω μέγεθος και εκφράζει το ποσοστό των πρωταρχικών ηλεκτρονίων που εισέρχονται στο amplification gap.

$$(Transparency) = \frac{\# e^- \text{ που εισέρχονται στο amplification gap}}{\text{συνολικός } \# e^- \text{ που παράγονται}} \quad (3.8)$$

Το μέγεθος αυτό, είναι σημαντικό για ένα ανιχνευτή Micromegas γιατί μας δείχνει, αν τα πρωταρχικά ηλεκτρόνια επιταχύνονται "σωστά" έτσι ώστε να φτάσουν στο amplification gap και στη συνέχεια να υποστούν τον τελικό πολλαπλασιασμό. Ο κύριο παράγοντας που παίζει ρόλο για αυτό είναι ο λόγος των δύο ηλεκτρικών πεδίων.

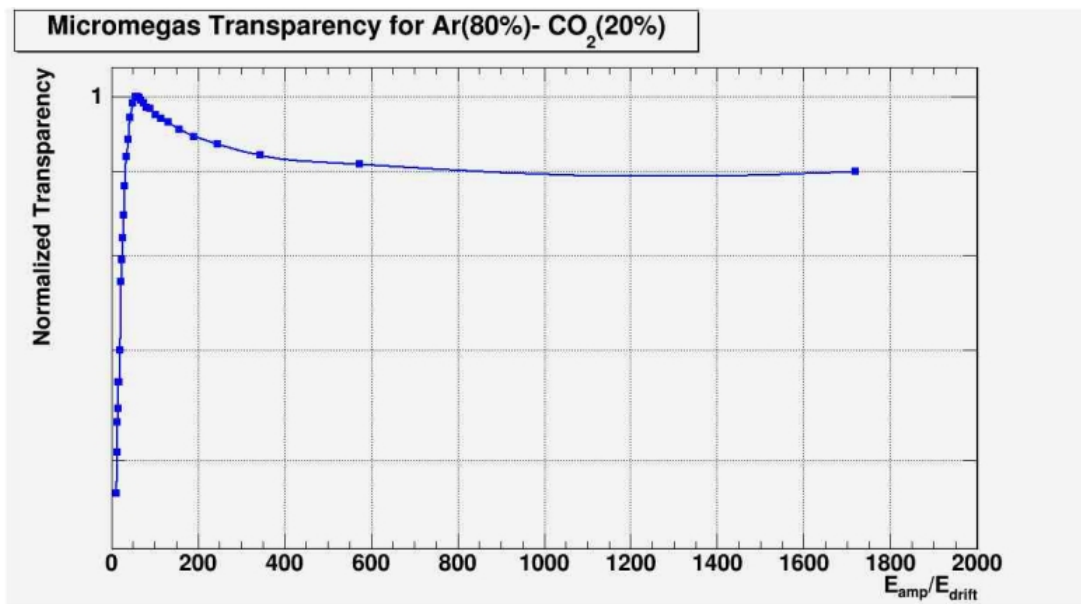
Για υπολογίσουμε την transparency, στην ουσία υπολογίζουμε το gain συναρτήσει του μεγέθους $\frac{E_{amplification}}{E_{drift}}$, όπου

$$E_{amplification} = \frac{V_{mesh} - V_{strips}}{d_{amplification \text{ gap}}}$$

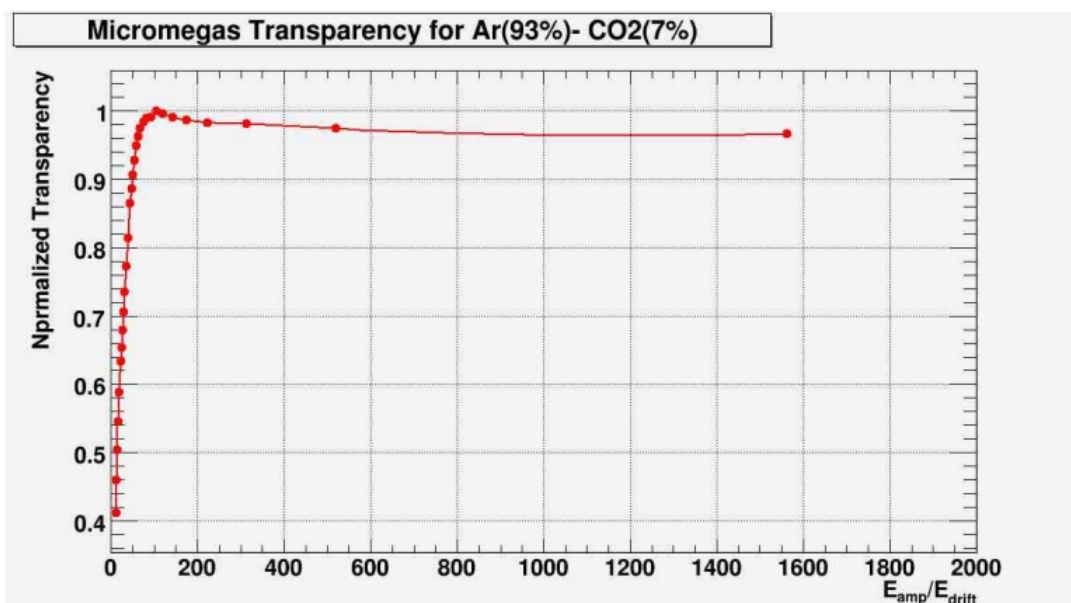
και

$$E_{drift} = \frac{V_{drift} - V_{mesh}}{d_{conversion\ gap}}$$

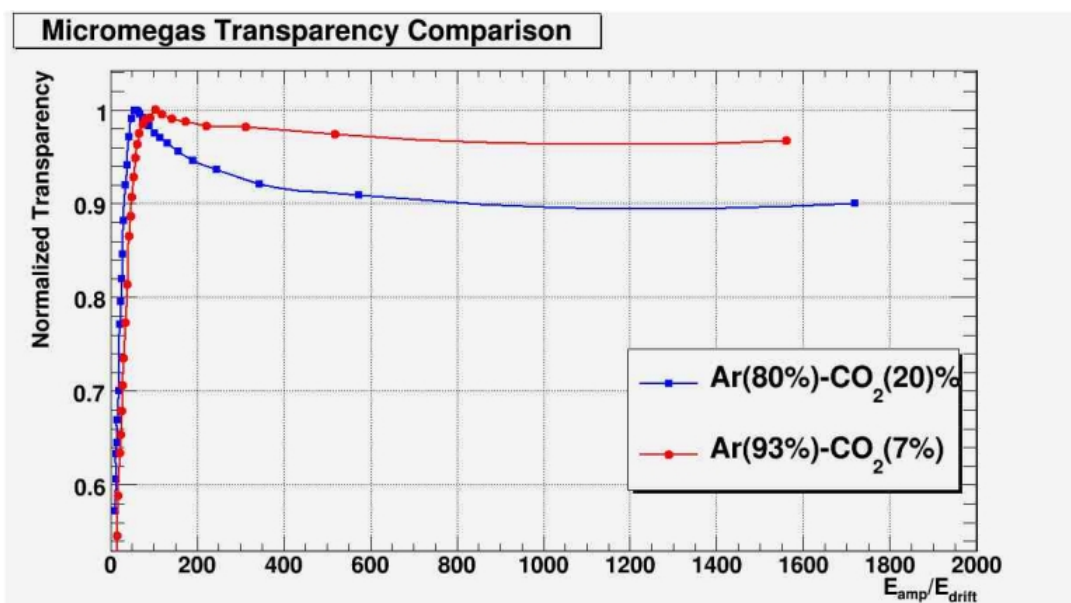
Κατά τη λήψη των μετρήσεων κρατούσαμε σταθερή την τάση στο mesh μεταβάλαμε αυτή του drift. Έτσι προέκυψαν τα παρακάτω γραφήματα για την transparency του Micromegas με τον οποίο έγιναν τα πειράματα.



Σχήμα 3.17: Transparency του ανιχνευτή για αναλογία αερίου $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$



Σχήμα 3.18: Transparency του ανιχνευτή για αναλογία αερίου Ar(93%) – CO₂(7%)



Σχήμα 3.19: Σύγκριση της transparency για τις δυο αναλογίες αερίου.

Κεφάλαιο 4

Μελέτη ανιχνευτή Micromegas σε δέσμη νετρονίων

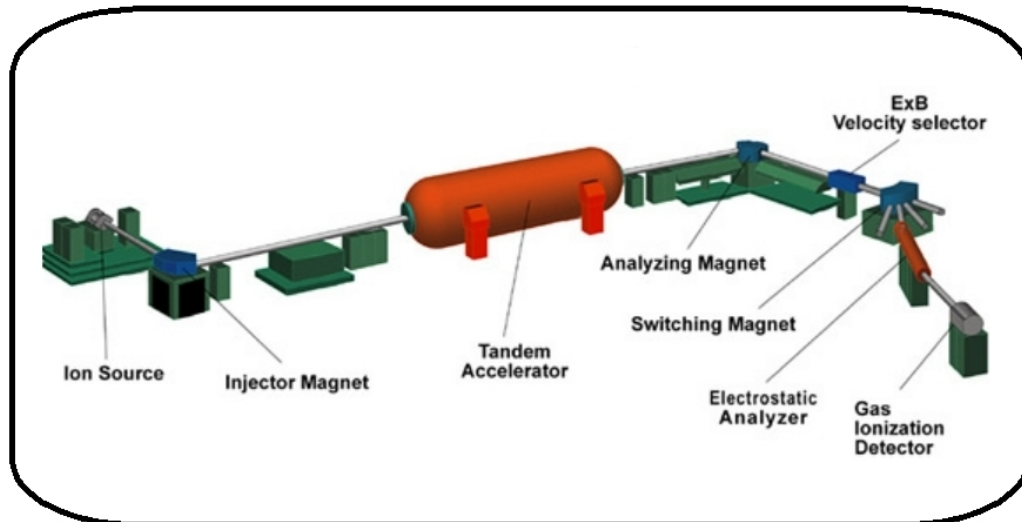
4.1 Εισαγωγή

Το κεφάλαιο αυτό αφορά τα πειράματα που έγιναν στο Ινστιτούτο Πυρηνικής Φυσικής του "Εθνικού Κέντρου Έρευνας Φυσικών Επιστημών Δημόκριτος" τον Μάιο του 2010. Στα πειράματα αυτά μελετήθηκε η συμπεριφορά του ανιχνευτή Micromegas όταν ακτινοβολείται από μια δέσμη νετρονίων. Τη δέσμη νετρονίων μας την "παρείχε" ο επιταχυντής που βρίσκεται στις εγκαταστάσεις του Ινστιτούτου.

4.2 Πειραματική Διάταξη

4.2.1 Ο επιταχυντής

Ο επιταχυντής που χρησιμοποιήθηκε για την παραγωγή νετρονίων κατά τη διάρκεια της διεξαγωγής των πειραμάτων όπως είπαμε βρίσκεται στο Ινστιτούτο Πυρηνικής Φυσικής του ΕΚ'ΕΦΕ «Δημόκριτος». Πρόκειται για επιταχυντή τύπου Tandem, ο οποίος χρησιμοποιεί την ηλεκτροστατική τεχνική Van De Graaff με υψηλή τάση από 0,4 έως 5,5 MV. Έχει τη δυνατότητα παραγωγής νετρονίων σε τρία ενεργειακά εύρη, μέσω τριών πυρηνικών αντιδράσεων, επιταχύνοντας πρωτόνια και δευτέρια σε διαφορετικές ενέργειες.

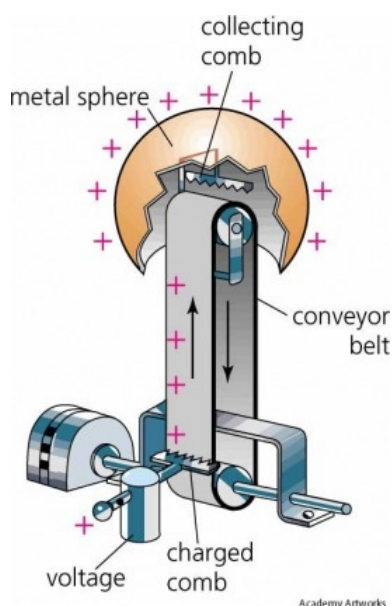


Σχήμα 4.1: Συνοπτική παρουσίαση του Επιταχυντή Tandem του ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος.

Ο επιταχυντής Van De Graaff Tandem (T11 5,5 MV) στο Δημόκριτο απεικονίζεται συνοπτικά στο σχήμα 4.1. Η δέσμη αρνητικών ιόντων ξεκινάει από την πηγή αποσπάσεως ιόντων (ion sputter source) ανάλογα με τα ιόντα που πρόκειται να επιταχυνθούν.

Στη συνέχεια με τη βοήθεια κατάλληλου μαγνητικού πεδίου (μαγνήτης απόκλισης) γίνεται διαχωρισμός των αρνητικών ιόντων κατά μάζα και ακολούθως διοχετεύονται στη γραμμή μεταφοράς της δέσμης (επιταχυντικός σωλήνας) και επιταχύνονται προς τη γεννήτρια Van De Graaff, η οποία είναι τοποθετημένη στη δεξιαμενή του ανιχνευτή. Η δεξιαμενή περιέχει αέριο SF₆, σε πίεση περίπου 4,5 bar, το οποίο έχει μεγάλη διηλεκτρική αντοχή (καλός μονωτής) και εμποδίζει την πρόκληση ηλεκτρικών εκκενώσεων η οποία θα ήταν επιζήμια για τις αντιστάσεις μέσα στο χώρο της γεννήτριας.

Στο μέσο περίπου της δεξιαμενής είναι τοποθετημένο το λεγόμενο τερματικό ηλεκτρόδιο της γεννήτριας το οποίο φορτίζεται με θετικό φορτίο. Το θετικό δυναμικό V έλκει τα αρνητικά ιόντα της δέσμης, τα οποία φτάνουν στο κέντρο του επιταχυντικού σωλήνα της δεξιαμενής. Στο σημείο αυτό, τα ιόντα που επιταχύνονται διέρχονται μέσα από τον απογυμνωτή που είναι ένα υλικό χαμηλού ατομικού αριθμού, χάνουν τα ηλεκτρόνια τους και μετατρέπονται έτσι σε θετικά ιόντα. Έτσι το θετικό δυναμικό V του ηλεκτροδίου ασκεί στην «πλάτη» τους απωστική δύναμη που τα επιταχύνει επιπλέον, αυξάνοντας έτσι την κινητική τους ενέργεια.



Σχήμα 4.2: Σχηματική αναπράσταση γεννήτριας Van De Graaff.

Η επιταχυνόμενη δέσμη μετά την έξοδό της, εστιάζεται μέσω ηλεκτροστατικών φακών και ισχυρών τετραπολικών μαγνητών (quadrupoles). Η δέσμη αφού εστιαστεί ξανά, περνάει από το μαγνήτη ανάλυσης, όπου γίνεται η επιλογή των ιόντων με βάση το λόγο του φορτίου προς τη μάζα τους. Τα ιόντα που τελικά επιλέγονται περνούν από ένα σύστημα οδοφραγμάτων (slits) τα οποία σχηματίζουν διάκενο της τάξης των 0,3 mm. Το διάκενο αυτό μπορεί να μεταβληθεί μικρομετρικά και χρησιμεύει στην ενεργειακή βαθμονόμηση της μηχανής, αφού όσο μικρότερο είναι, τόσο μικρότερη είναι και η ενεργειακή διασπορά στην ενέργεια των ιόντων της δέσμης. Τέλος, η δέσμη περνά μέσα από το μαγνήτη απόκλισης (switcher) ο οποίος, ανάλογα με το πεδίο του, κάνει επιλογή ιόντων ανά ενέργεια και διοχετεύει τη δέσμη στον επιταχυντικό σωλήνα όπου διεξάγεται το πείραμα.

Κατά τη διάρκεια των πειραμάτων τα νετρόνια για την ακτινοβολία του ανιχνευτή προέκυψαν από την αντίδραση ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$. Συγκεκριμένα, τα δευτέρια επιταχύνονται και προσπίπτουν σε μια κυψελίδα αερίου δευτερίου. Έτσι για ενέργεια δευτεριών της τάξης των 2.8MeV , που χρησιμοποιήσαμε παίρναμε νετρόνια νε ενέργεια περίπου 5.5MeV .

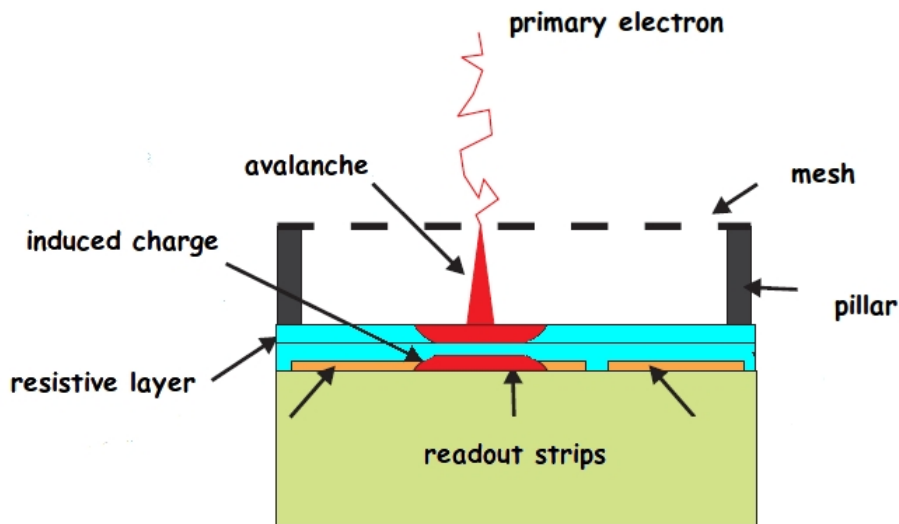
4.2.2 Ο ανιχνευτής Micromegas που χρησιμοποιήθηκε.

Κατά τη διάρκεια των πειραμάτων μελετήθηκε η συμπεριφορά, σε δέσμη νετρονίων, του ανιχνυτή R11 resistive Micromegas. Ο συγκεκριμένος ανιχνευτής, είναι ίδιος σε χαρακτηριστικά και διαστάσεις σε σχέση με αυτόν που με-

λετήσαμε στο κεφάλαιο 3, εκτός απο ένα συγκεκριμένο σημείο. Πάνω απο τα readout strips έχουμε την εναπόθεση με, φωτολιθογραφικές μεθόδους, ενός μονωτικού στρώματος(resistive layer). Ο λόγος για τον οποίο έχει γίνει αυτό είναι για να προστατευθούν τα readout strips απο τις έντονες εκφορτίσεις (sparks) που συμβαίνουν όταν λειτουργεί ο ανιχνευτής σε υψηλές τάσεις(το φαινόμενο αυτο θα αναλυθεί παρακάτω).

Όμως το προφανές είναι, ότι η αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή, διαφοροποιείται με την προσθήκη του μονωτικού στρώματος ανάμεσα στο mesh και στα readout strips. Απο τον ορισμό των μονωτών γνωρίζουμε οτι είναι υλικά τα οποία δεν άγουν το ηλεκτρικό ρεύμα και συνεπώς το ηλεκτρικό φορτίο δεν "περνά" απο μέσα τους. Αυτό όμως θεωρητικά μπορεί να μας δημιουργήσει προβλήματα.

Όπως ξέρουμε, όταν ενα σωματίδιο εισέλθει στον θάλαμο ενος non-resistive Micromegas έχουμε τη δημιουργία χιονοστοιβάδας ηλεκτρονίων και τελικά τη συλλογή του φορτίου απο το ηλεκτρόδιο ανόδου(readout strips). Αντίθετα σε ένα resistive Micromegas το φορτίο κατανέμεται στην πάνω πλευρά του resistive layer, ενώ στην κάτω πλευρά του έχουμε την επαγωγή φορτίου ειδώλου. Το επαγόμενο φορτίο είναι αυτό που συλλέγεται απο τα readout strips με αποτέλεσμα να έχουμε σήμα στα ηλεκτρονικά μας. Συνοπτικά αυτό φαίνεται στην παρακάτω εικόνα.

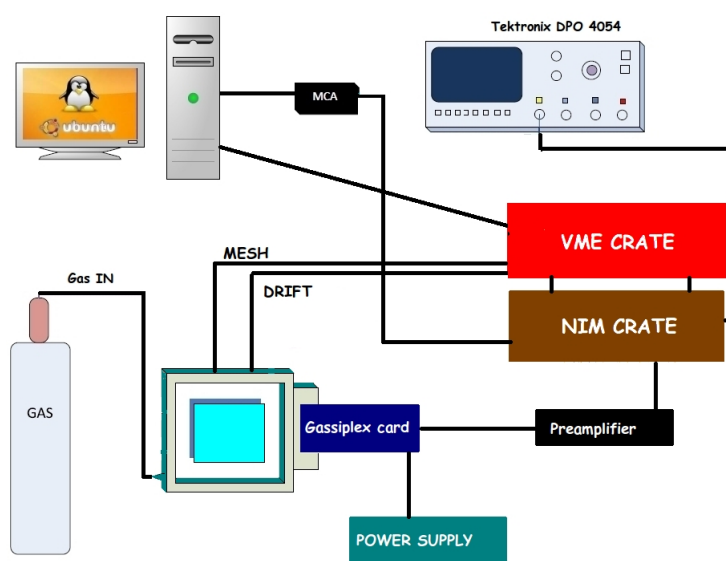


Σχήμα 4.3: Αρχή λειτουργίας ενός resistive Micromegas.

4.2.3 Σύστημα λήψης δεδομένων.

Για λόγους προστασίας απο την έκθεση στην ακτινοβολία των νετρονίων, είναι προφανές οτι πρέπει να έχουμε ένα σύστημα λήψης δεδομένων και ελέγχου του ανιχνευτή. Είχαμε στη διαθεσή μας ένα σύστημα λήψης δεδομένων (Data Acquisition System), το οποίο μας έδινε τη δυνατότητα να παίρνουμε σήμα και απο το mesh αλλά αλλά και απο τα strips μέσω μιας ειδικής ηλεκτρονικής κάρτας που ονομάζεται gassipler. Τα δυο βασικά μέρη του είναι:

- **Πλαίσιο VME:** Περιέχει τις απαραίτητες μονάδες που χρειαζόμαστε για το triggering στον ανιχνευτή. Όποτε υπάρχει σήμα ενός γεγονότος στον ανιχνευτή τότε ενεργοποιείται το triggering system και αν το σήμα είναι μεγαλύτερο απο ένα υπόβαθρο, ξεκινάει η διαδικασία ανάγνωσης του σήματος. Το VME επικοινωνεί με υπολογιστή, όπου υπάρχει εγκατεστημένο το λογισμικό του συστήματος δεδομένων.
- **Πλαίσιο NIM:** Το πλαίσιο αυτό περιέχει όλες τις απαραίτητες μονάδες για την τροφοδοσία με τάση, στον ανιχνευτή (drift,mesh) αλλά σε μονάδες όπως ο διευκρινιστής(discriminator) , οι ενισχυτές, οι μονάδες, καθυστέρησης , οι scalers.

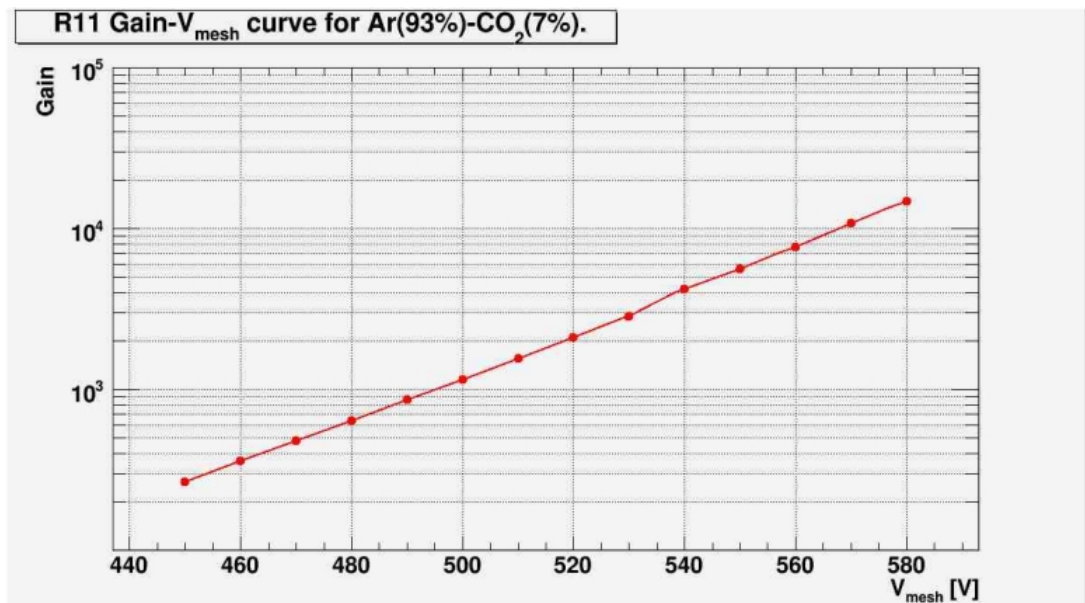


Σχήμα 4.4: Σχηματική αναπαράσταση του συστήματος λήψης δεδομένων.

Όμως η λεπτομερής και ενδελεχής αναφορά στο σύστημα λήψης δεδομένων δεν είναι αντικείμενο της παρούσας εργασίας, συνεπώς θα αρκεστούμε στην απλή αναφορά που έγινε πιο πάνω. Συνοπτικά το σύστημα λήψης δεδομένων φαίνεται στο σχήμα 4.4:

4.3 Μελέτη του Gain του ανιχνευτή R11 resistive Micromegas.

Με τον γνωστό τρόπο που αναλύσαμε στο κεφάλαιο 3, υπολογίζουμε το Gain και σε αυτή την περίπτωση. Για τις μετρήσεις αυτές ο ανιχνευτής περιείχε αέριο μίγμα με αναλογία $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$. Ο προενισχυτής που χρησιμοποιήθηκε είναι το μοντέλο 142A της ORTEC, ο ενισχυτής ήταν ο TENNELEC TC244, ενώ ο πολυκαναλικός αναλυτής ήταν ο MCA 8000A της AMPTEK. Μετρήσαμε το Gain συναρτήσει της τάσης στο mesh. Έτσι προέκυψαν το παρακάτω γράφημα:



Σχήμα 4.5: Gain curve του R11 resistive Micromegas για αναλογία $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$.

4.4 Μελέτη των Spark

Το κεφάλαιο αυτό αναφέρεται όπως είπαμε στην μελέτη του ανιχνευτή Micromegas σε δέσμη νετρονίων. Όσον αφορά τα νετρόνια αυτό που θέλουμε να επιτύχουμε, δεν είναι να δούμε αν ανιχνεύει ή όχι τα νετρόνια ένας ανιχνευτής Micromegas, αλλά πως συμπεριφέρεται σε περιβάλλον όπου το υπόβαθρο των νετρονίων είναι υψηλό. Σε ένα τέτοιο περιβάλλον, έχουμε μεγάλη ροή των σωματιδίων και πολύ υψηλά επίπεδα ακτινοβολίας, συνεπώς είναι αναγκαίο οι ανιχνευτές που θα χρησιμοποιηθούν να είναι αποδοτικοί και αθεκτι-

κοί σε αυτές τις συνθήκες. Ένα παραδείγμα, όπου επικρατούν τέτοιες συνθήκες, είναι τα πειράματα συγκρουόμενων δεσμών πρωτονίων στον επιταχυντή Large Hadron Collider(LHC) στο CERN. Εξ' αιτίας των χαρακτηριστικών τους οι ανιχνευτές Micromegas, είναι κατάλληλοι για χρήση σε τέτοια περιβάλλοντα. Αυτό τους καθιστά υποψήφιους για την χρησιμοποίησή τους στα φασματόμετρα μιονίων κατά την αναβάθμιση της ανιχνευτικής διάταξης του ATLAS στον LHC.

Μια μελέτη που αποσκοπεί στην βελτίωση της συμπεριφοράς των Micromegas σε ένα περιβάλλον με υψηλό υπόβαθρο νετρονίων είναι η μελέτη των εκφορτίσεων(sparks) στην ενεργό περιοχή του ανιχνευτή. Με αυτή τη μελέτη θα ασχοληθούμε σε αυτή την παράγραφο.

4.4.1 Ορισμός των Sparks

Με τον όρο spark εννοούμε την εκφόρτιση που μπορεί να συμβεί κάτω από συγκεκριμένες συνθήκες στην ενεργή περιοχή του ανιχνευτή. Ένα spark συμβαίνει όταν ενέργεια αρκετών keV απελευθερώνεται στο conversion gap του ανιχνευτή. Τότε δημιουργείται ένας μεγάλος αριθμός πρωτογενών ηλεκτρονίων και ιόντων. Αυτό έχει σαν συνέπεια, όταν δημιουργηθεί το φαινόμενο της χιονοστοιβάδας, το φορτίο να είναι πολύ υψηλό. Αν το φορτίο ξεπεράσει το όριο Raether, η ενίσχυση μειώνεται με αποτέλεσμα να έχουμε ισχυρή εκφόρτιση. Έτσι τοπικά το αέριο πάει να συμπεριφέρεται ως διηλεκτρικό και συμπεριφέρεται ως αγωγός. Αυτό έχει σαν συνέπεια το φορτίο να διαχέεται στη γύρω περιοχή (mesh, readout strips). Αυτό μπορεί να είναι καταστροφικό, γιατί μπορεί να προκαλέσει τεράστιες φθορές στα ηλεκτρονικά αλλά και στα λεπτά υλικά από τα οποία είναι κατασκευασμένος ο ανιχνευτής.

Δύο είναι οι περιπτώσεις οι οποίες μπορούν να οδηγήσουν στον να συμβεί ένα spark:

- Όταν το ηλεκτρικό πεδίο φτάσει σε πολύ υψηλό επίπεδο
- Υπο φυσιολογικές συνθήκες, όταν δημιουργηθεί ένα σωματίδιο με μεγάλη ιονιστική ικανότητα λόγω αδρονικής αλληλεπίδρασης με υλικό του ανιχνευτή.

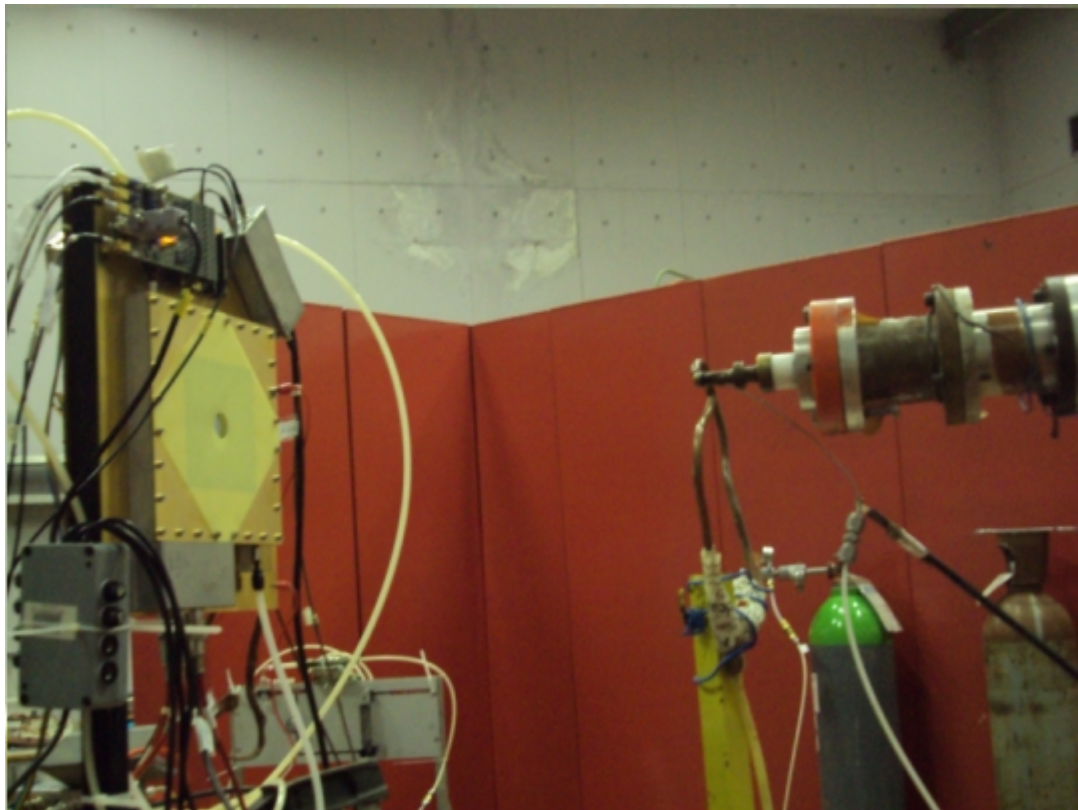
Λόγω του spark αυτό που παρατηρούμε εξωτερικά είναι η αύξηση του ρεύματος στο mesh που φθάνει σε τιμές της τάξης των μA . Αυτό έχει σαν συνέπεια να έχουμε ένα νεκρό χρόνο στον ανιχνευτή, γιατί επηρεάζεται η τάση του mesh. Ο νεκρός χρόνος αυτός είναι στην ουσία ο χρόνος που χρειάζεται το mesh για να επανέλθει στην τάση λειτουργίας του. Για τη μείωση των sparks δύο είναι οι ενδεικτικοί τρόποι αντιμετώπισης:

- Η κατάτμηση του mesh σε πολλά κομμάτια
- Η εναπόθεση ενός resistive layer πάνω απο τα readout strips.

Έμεις θα ασχοληθούμε με την δεύτερη περίπτωση.

4.4.2 Υπολογισμός του αριθμού των Sparks ανα χρόνο

Κατα τη διάρκεια των πειραμάτων μελετήσαμε τα sparks που δημιουργούνται στον ανιχνευτή R11 resistive κατά την ακτινοβολήση με δέσμη που αποτελείται απο νετρόνια συγκεκριμένης ενέργειας αλλά με δύο διαφορετικές ροές. Ο ανιχνευτής ήταν τοποθετημένος σε απόσταση 37 cm απο το χείλος εκφυγής των νετρονίων απο τον επιταχυντή, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



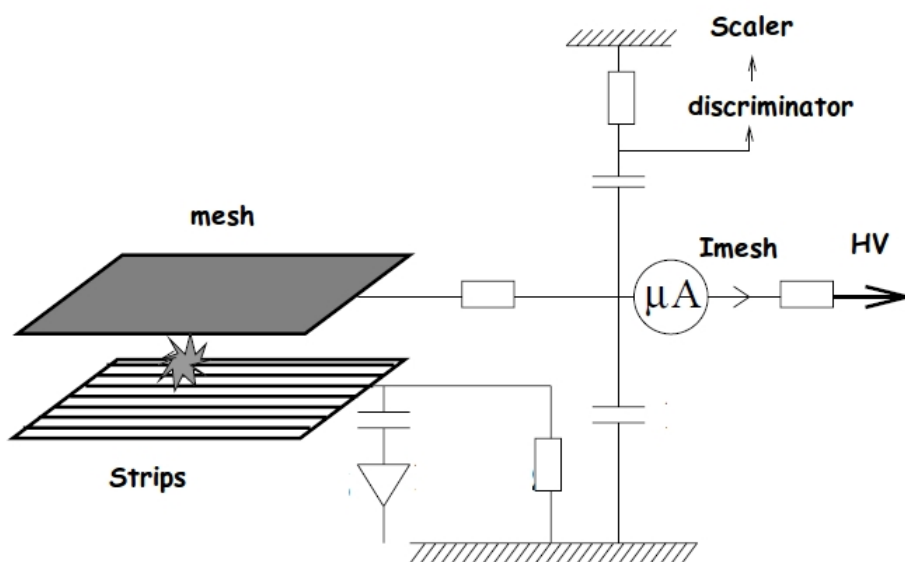
Σχήμα 4.6: Ο ανιχνευτής R11 resistive Micromegas τοποθετημένος μπροστα απο το χείλος εκφυγής των νετρονίων απο τον επιταχυντή.

Μετρήσαμε το φορτίο που συλλέγεται απο το mesh λόγω των sparks, με δυο διαφορετικούς τρόπους και σε δύο διαφορετικές αναλογίες αερίου. Και οι δύο

τρόποι στηρίζονται στην εξής λογική: το φορτίο λόγω ενός spark είναι μεγαλύτερο από αυτό που παίρνουμε λόγω του φαινομένου της χιονοστοιβάδας. Στον πρώτο τρόπο χρησιμοποιούμε ένα scaler(μετρητή), το κύκλωμα του οποίου παρεμβάλαμε στο mesh. Το κύκλωμα αυτό περιλαμβάνει και τον discriminator ο οποίος είναι ρυθμισμένος να αφήνει μόνο παλμούς που οφείλονται σε φορτίο μεγαλύτερο από αυτό που συλλέγεται φυσιολογικά. Έτσι κάθε φορά που είχαμε ένα spark, αυτό 'έπεφτε' στην αντίληψη του scaler, ο οποίος αύξανε την ενδειξή του κατά ένα. Ο δεύτερος τρόπος ήταν μέσω του φάσματος που λαμβάναμε από το MCA. Έτσι στο φάσμα που παίρνουμε από τον πολυκαναλικό ενισχυτή, θα έχουμε την εμφάνιση ενεργειών σε μεγάλα κανάλια η οποία φυσιολογικά δεν θα υπήρχε.

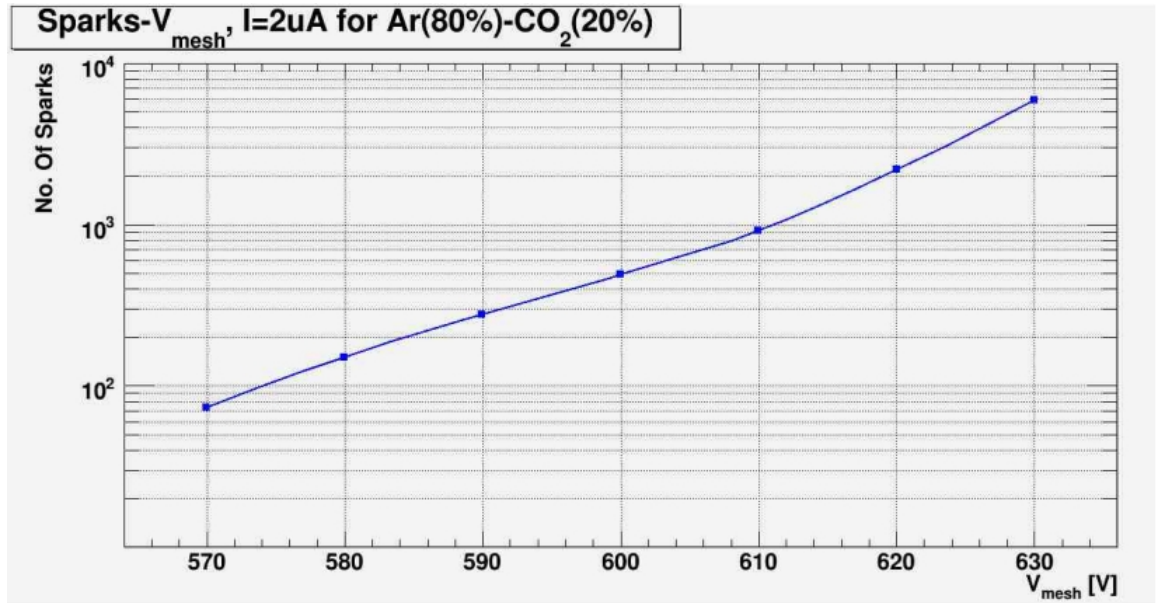
Υπολογισμός μέσω του scaler

Το κύκλωμα του scaler, το οποίο χρησιμοποιήσαμε για την μέτρηση των sparks φαίνεται στο παρακάτω σχήμα

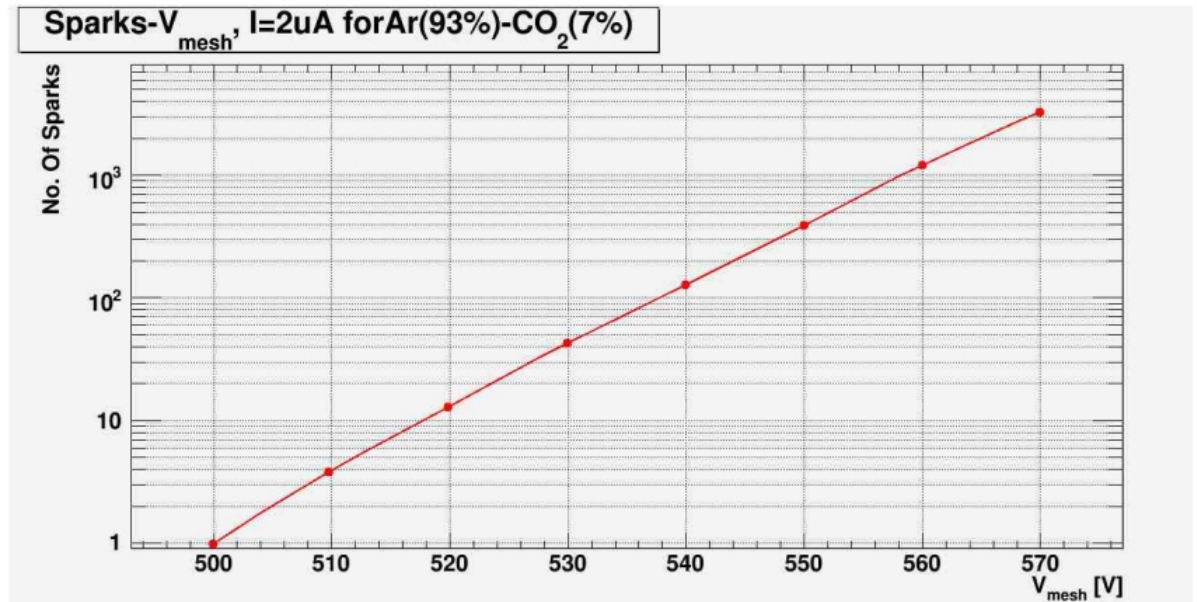


Σχήμα 4.7: Το κύκλωμα του scaler

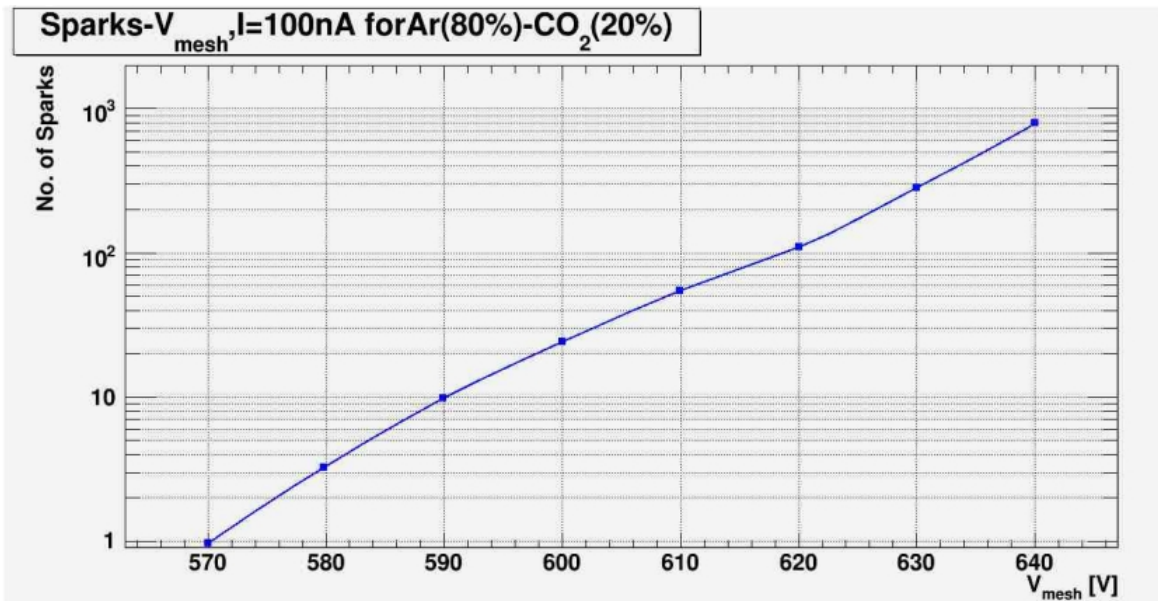
Έτσι προέκυψαν τα παρακάτω γραφήματα, με χρήση του ROOT.



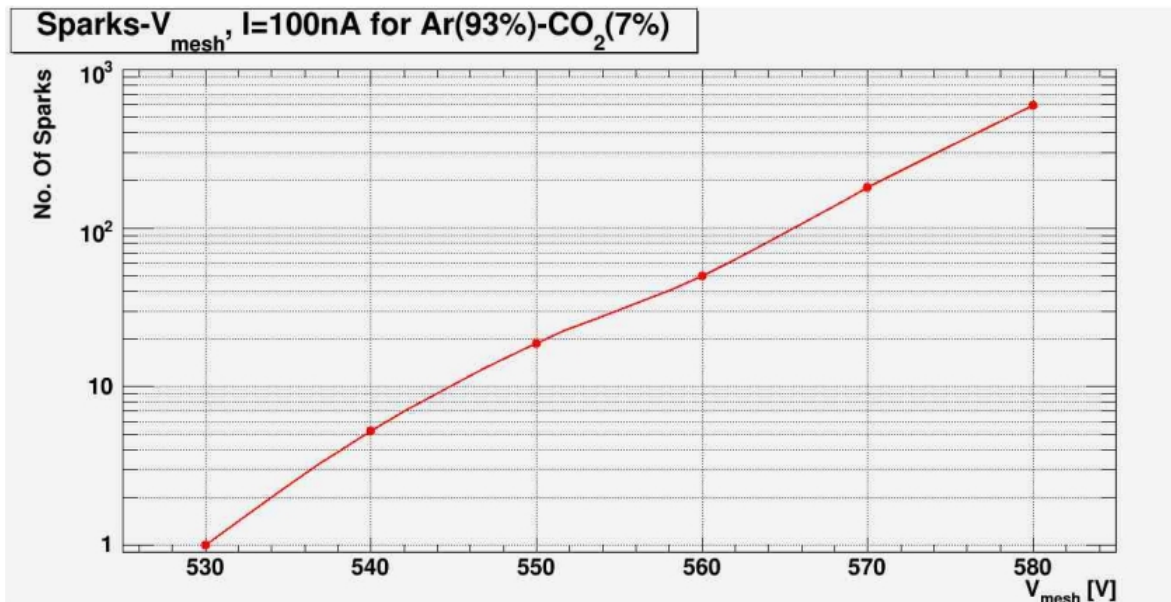
Σχήμα 4.8: Sparks(scaler) σε αναλογία $\text{Ar}(80\%) - \text{CO}_2(20\%)$ για high rate.



Σχήμα 4.9: Sparks(scaler) σε αναλογία $\text{Ar}(93\%) - \text{CO}_2(7\%)$ για high rate.



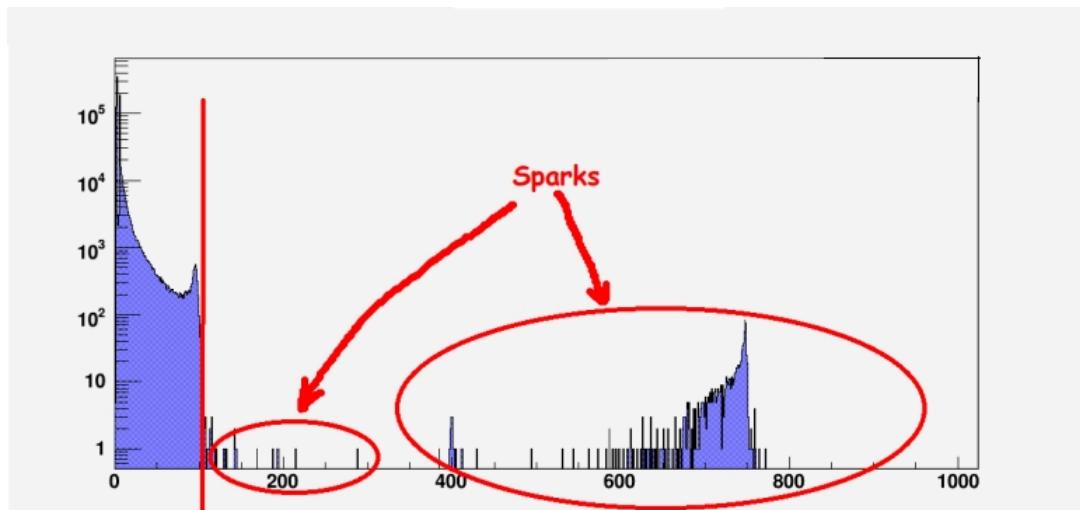
Σχήμα 4.10: Sparks(scaler) σε αναλογία $\text{Ar}(80\%) - \text{CO}_2(20\%)$ για low rate.



Σχήμα 4.11: Sparks(scaler) σε αναλογία $\text{Ar}(93\%) - \text{CO}_2(7\%)$ για low rate.

Υπολογισμός μέσω του φάσματος απο τον MCA.

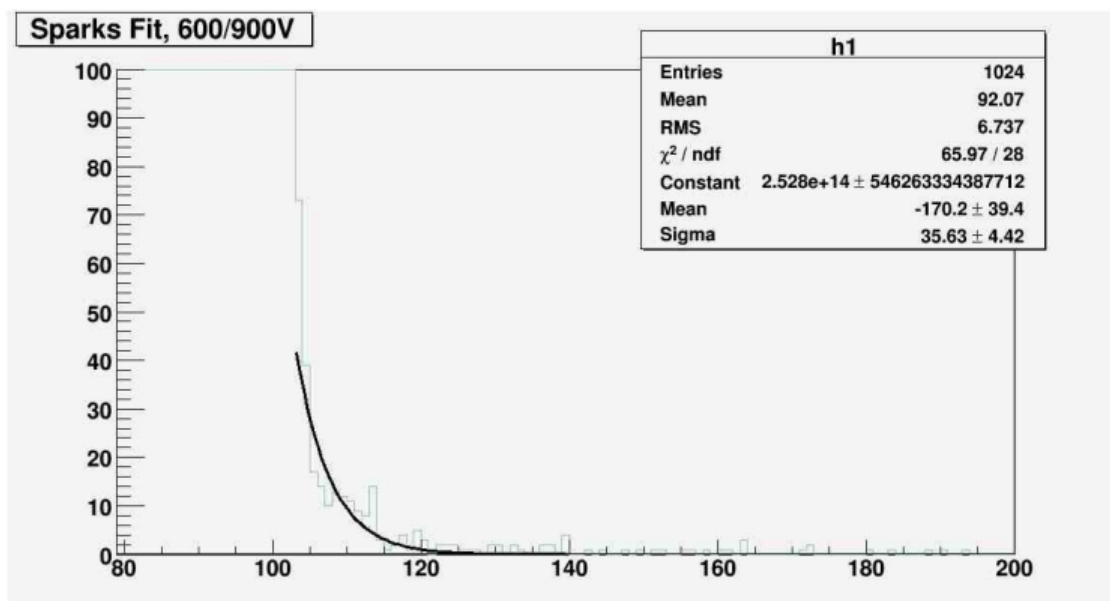
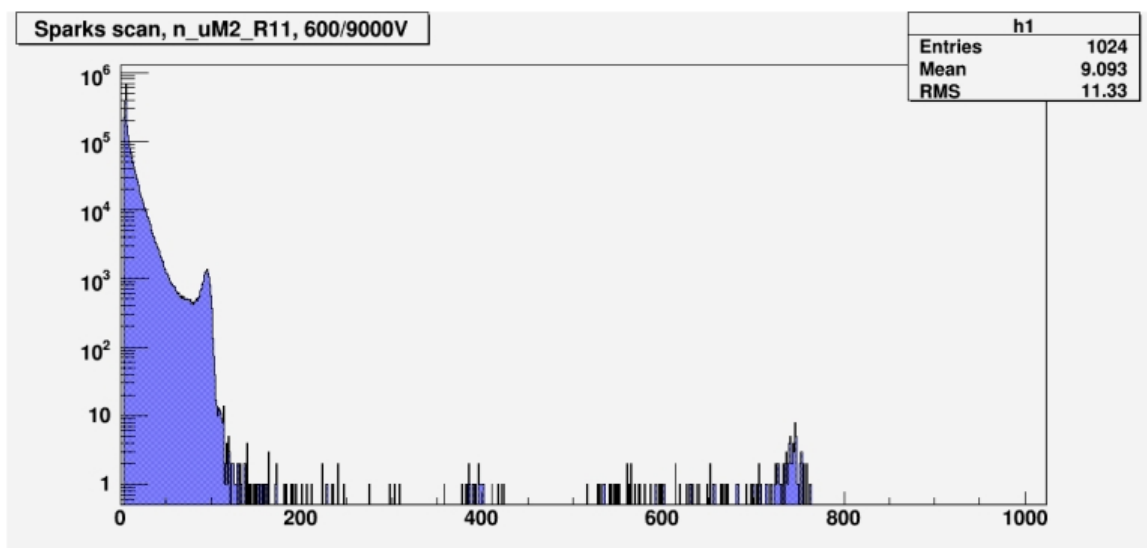
Η μεθοδολογία που ακολουθήσαμε για τον υπολογισμό των sparks με το δεύτερο τρόπο συνοψίζεται στο παρακάτω σχήμα. Απο την κατακόρυφη γραμμή και περα ότι συνεισφορά έχουμε στο φάσμα αυτή οφείλεται στα sparks.

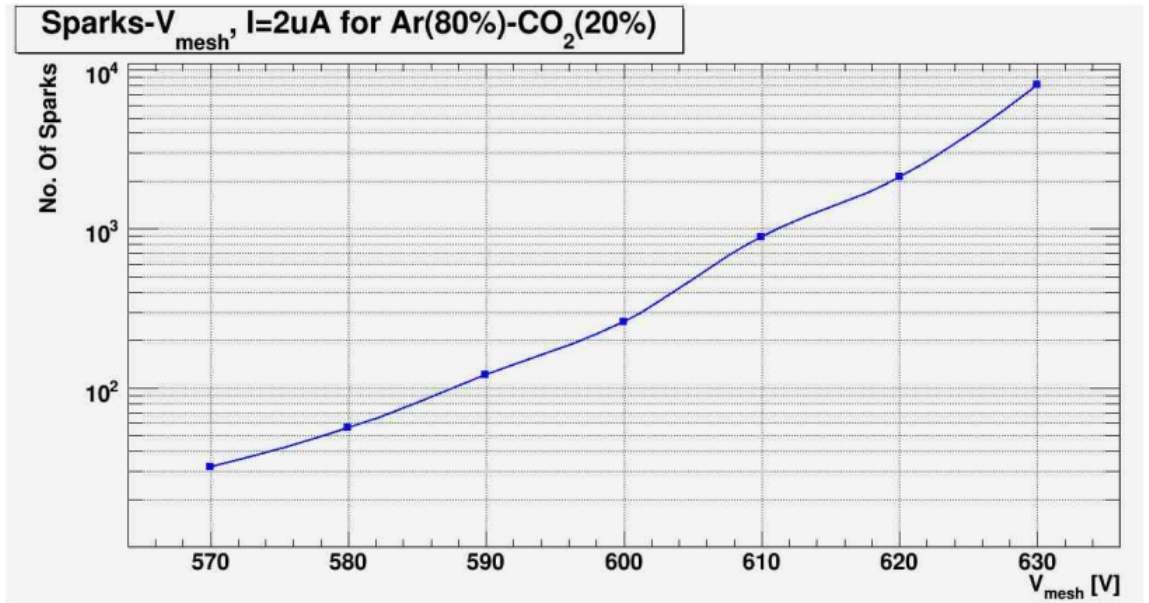


Σχήμα 4.12: Δεύτερος τρόπος υπολογισμού των sparks.

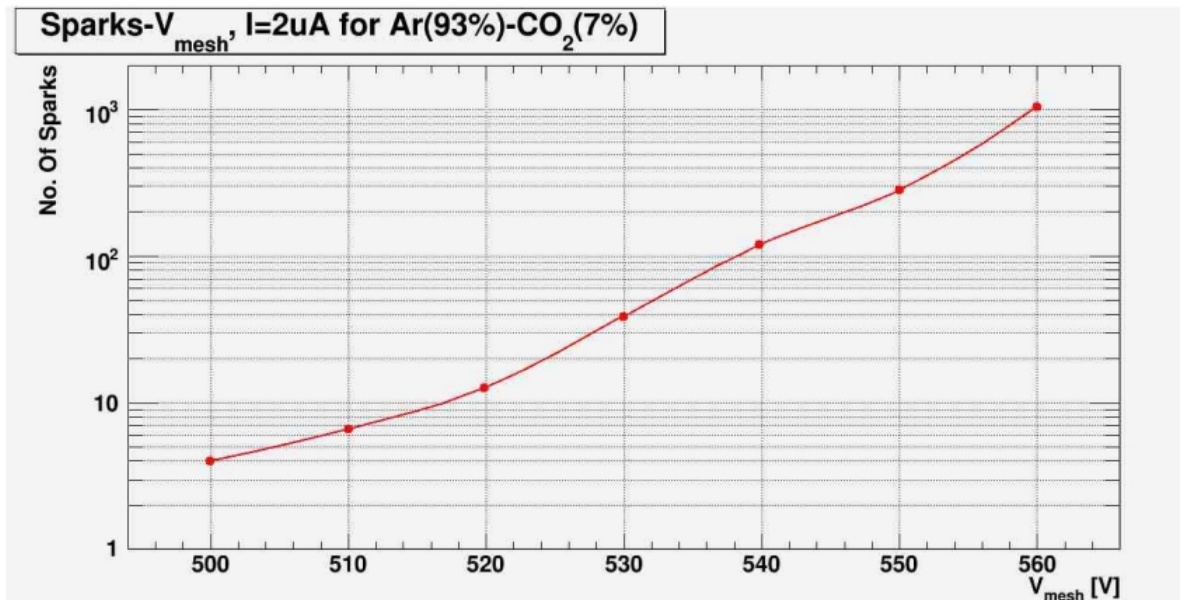
Στις μεγάλες τάσεις όμως επιδή δε μπορούμε να ξεχωρίσουμε το σημείο απ' το οποίο θα ξεκινήσουμε να μετράμε, επειδή η ενέργεια ακολουθεί γκαουσιανή κατανομή προσαρμόζαμε πρώτα μια τέτοια καμπύλη και την αφαιρούσαμε απο το φάσμα. Έτσι η συνεισφορά των sparks είναι ότι υπάρχει πάνω απο το gaussian fit, όπως φαίνεται στα επόμενα σχήματα.

Παρακάτω παρουσιάζονται τα γραφήματα για τα sparks ανα χρόνο συναρτήσει της τάσης στο mesh αλλά και συναρτήσει του gain. Να σημειωθεί οτι για την πρώτη μέθοδο, οι τιμές των spark/χρόνο που εμφανίζονται στα γραφήματα είναι οι κανονικοποιημένες τιμές, με το φορτίο της δέσμης.

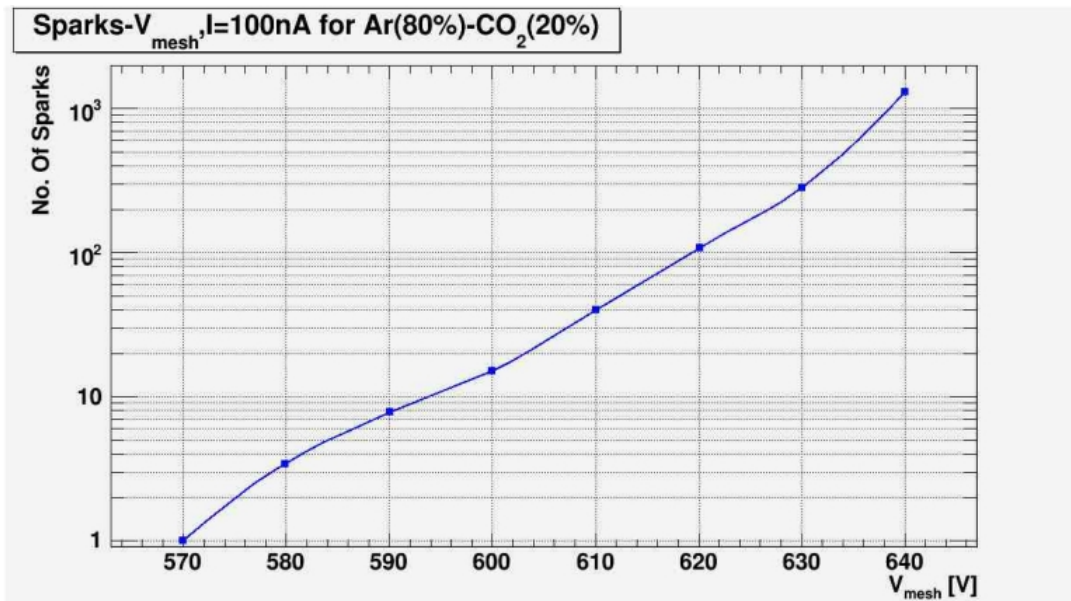




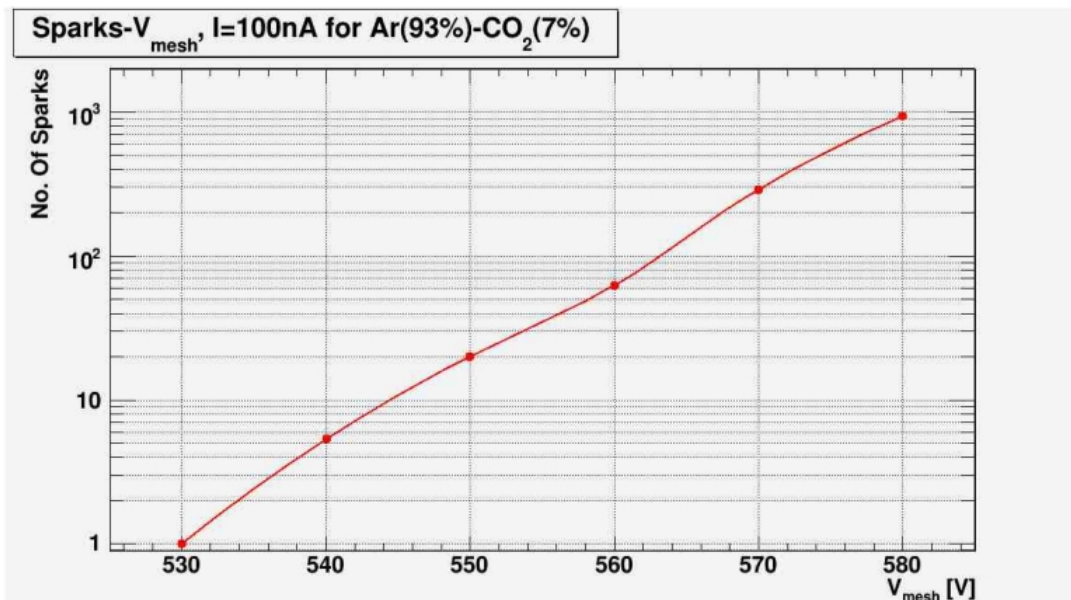
Σχήμα 4.13: Sparks(MCA) σε αναλογία Ar(80%) – CO₂(20%) για high rate.



Σχήμα 4.14: Sparks(MCA) σε αναλογία Ar(93%) – CO₂(7%) για high rate.

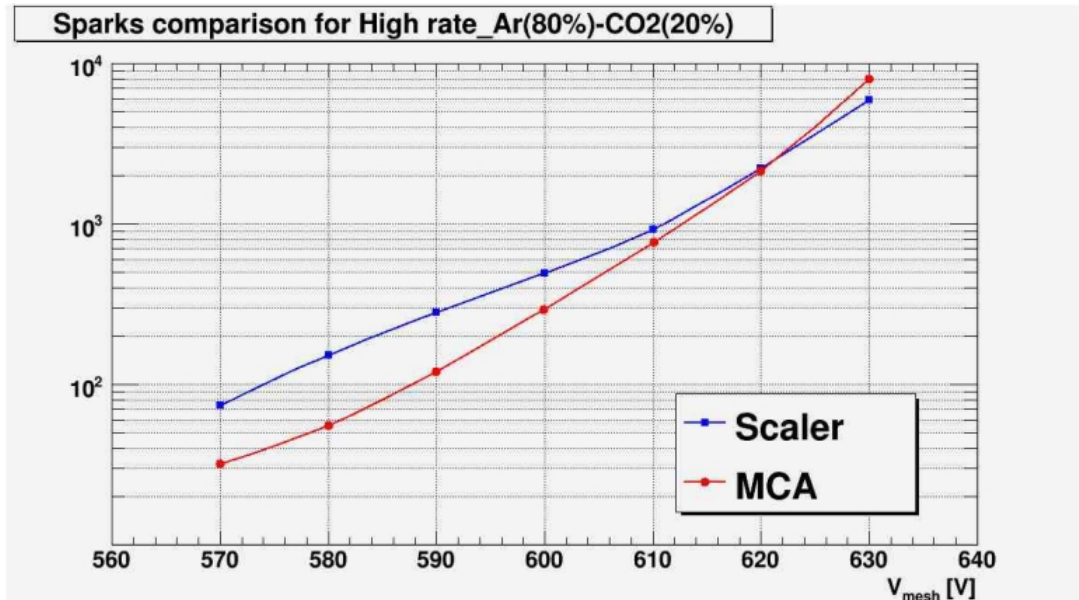


Σχήμα 4.15: Sparks(MCA) σε αναλογία Ar(80%) – CO₂(20%) για low rate.

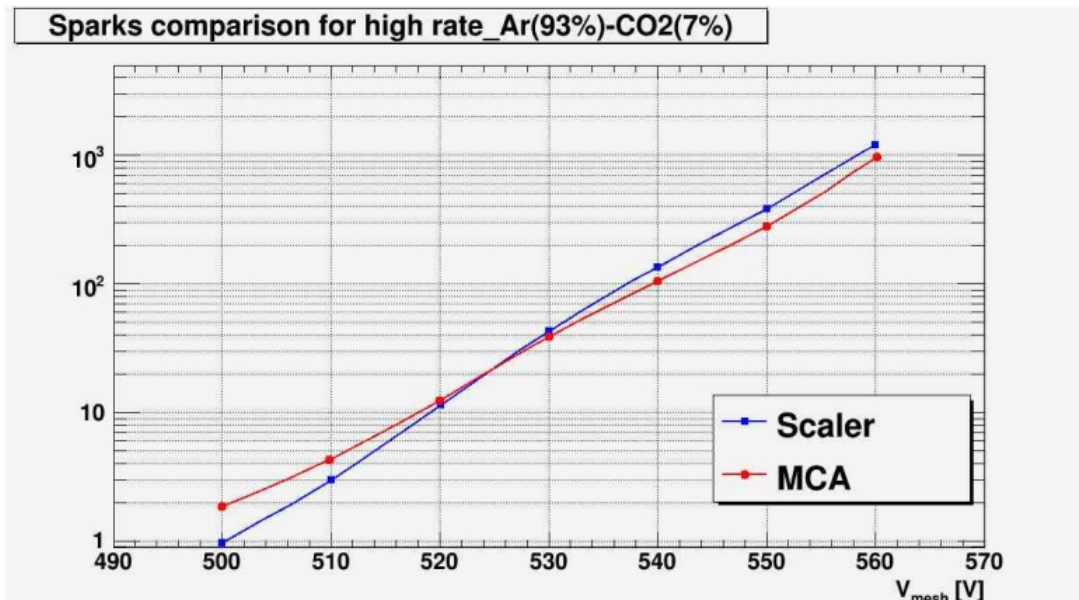


Σχήμα 4.16: Sparks(MCA) σε αναλογία Ar(93%) – CO₂(7%) για low rate.

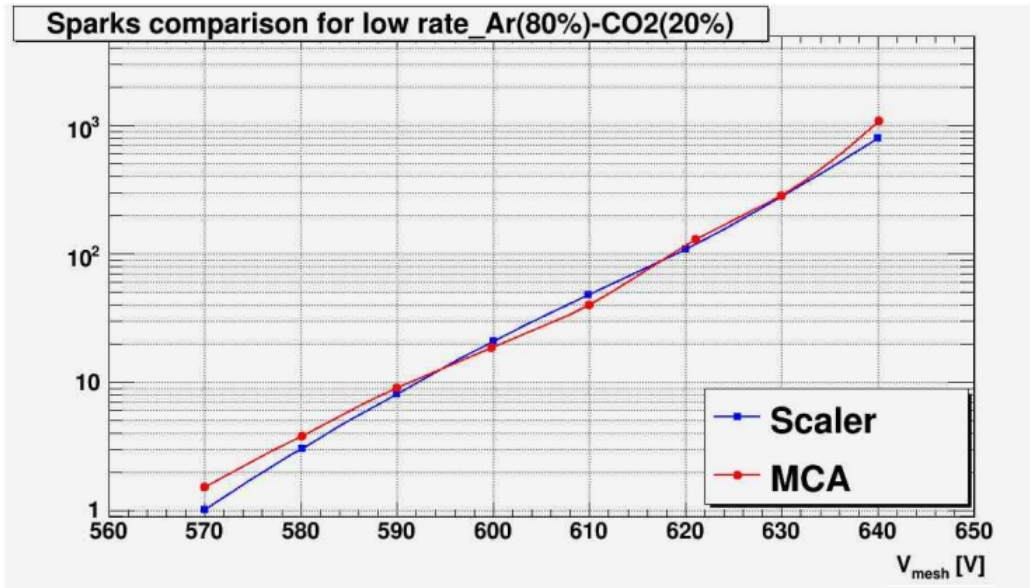
Σύγκριση μεταξύ των δυο μεθόδων υπολογισμού των sparks.



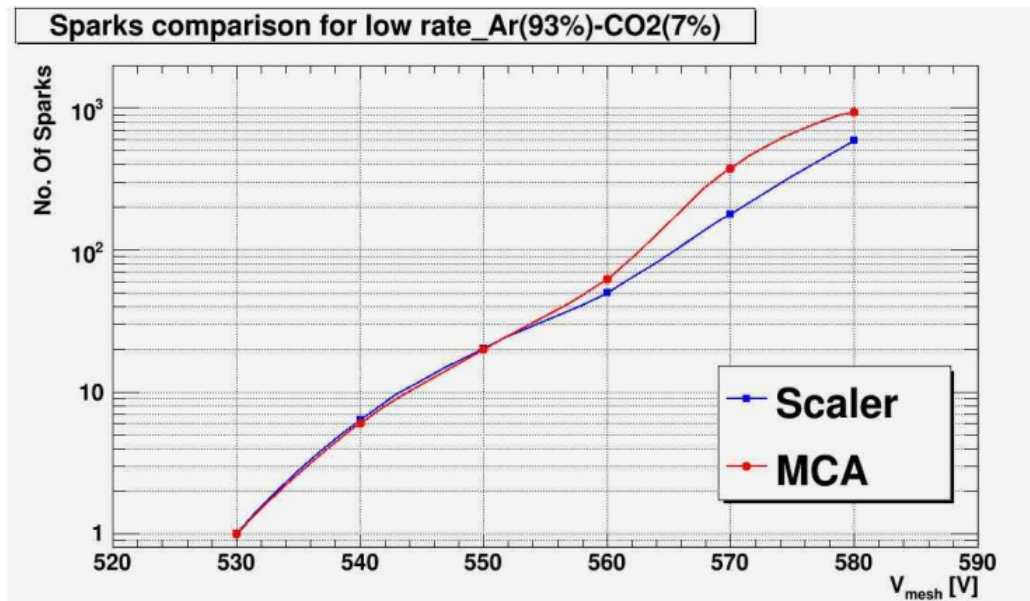
Σχήμα 4.17: Σύγκριση των δύο μεθόδων σε αναλογία $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$ για high rate.



Σχήμα 4.18: Σύγκριση των δύο μεθόδων σε αναλογία $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$ για high rate.



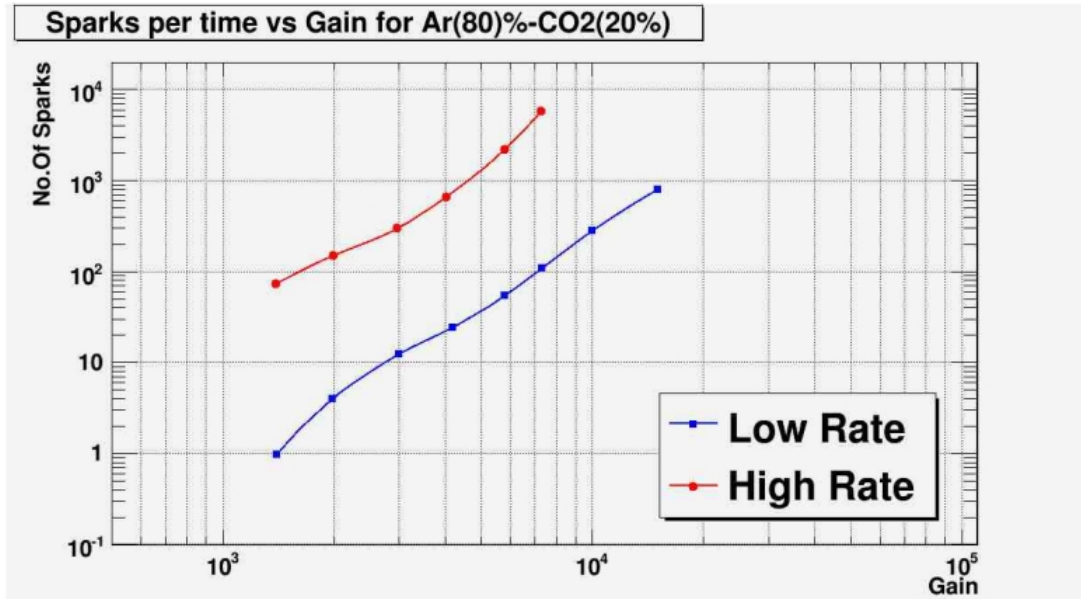
Σχήμα 4.19: Σύγκριση των δύο μεθόδων σε αναλογία $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$ για low rate.



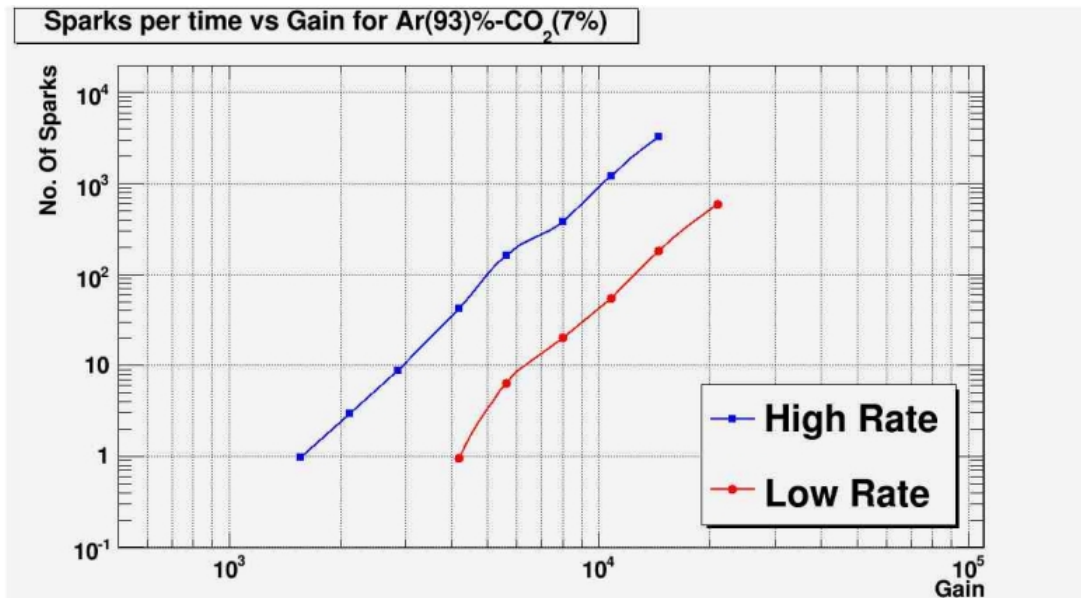
Σχήμα 4.20: Σύγκριση των δύο μεθόδων σε αναλογία $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$ για low rate.

Υπολογισμός των sparks συναρτήσει του gain.

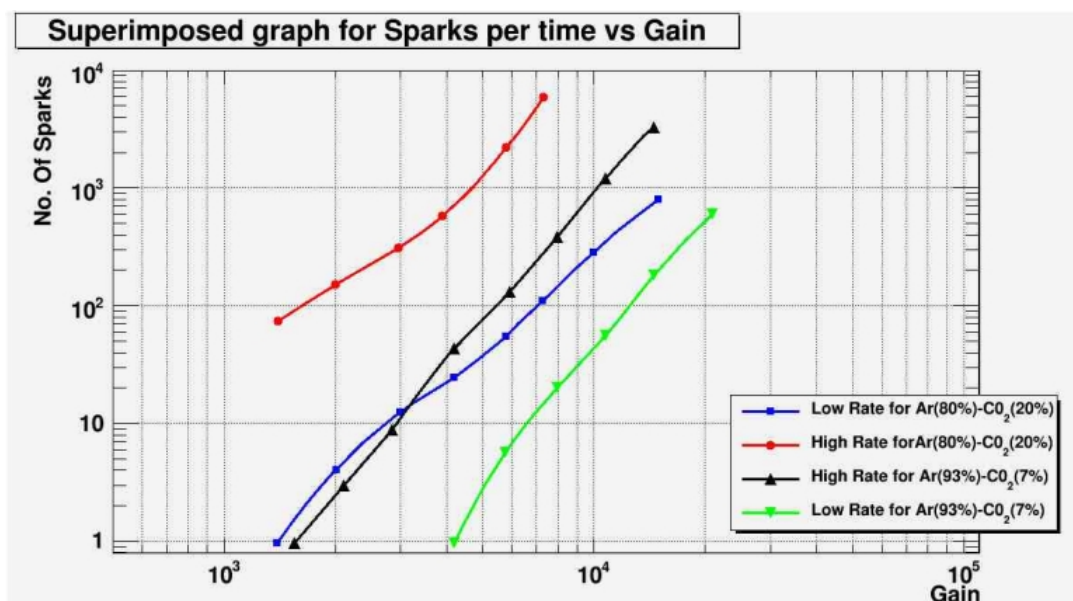
Τα παρακάτω γραφήματα απεικονίζουν τον αριθμό των sparks συναρτήσει του gain για το υπολογισμό μέσω του scaler.



Σχήμα 4.21: Sparks συναρτήσει του Gain για αναλογία Ar(80%) – CO₂(20%)



Σχήμα 4.22: Sparks συναρτήσει του Gain για αναλογία Ar(93%) – CO₂(7%).



Σχήμα 4.23: Σύγκριση των sparks συναρτήσει του gain για τις δυο αναλογίες αερίου.

Επίλογος - Συμπεράσματα

Σκοπός της εργασίας αυτής ήταν η μελέτη του ανιχνευτή Micromegas. Ο εν λόγω ανιχνευτής απο τη στιγμή που εισήχθηκε απο τους Γ. Γιοματάρη και G. Charpak έδειξε τα πλεονεκτήματα που τον καθιστούν ελπιδοφόρο για τα πειράματα της σωματιδιακής φυσικής. Τα βασικά απο αυτά είναι:

- Κατασκευάζεται εύκολα και με χαμηλό κόστος, και κατά συνέπεια μπορεί να παραχθεί μαζικά για εφαρμογές που χρειάζονται μεγάλες επιφάνειες ανιχνευτικών διατάξεων.
- Εμφανίζει μεγάλη χρηστικότητα και ευελιξία καθώς μπορεί να ανιχνεύσει ποικιλία σωματιδίων σε συνδυασμό με την κατάλληλη επιλογή του αερίου και των συνθηκών λειτουργίας
- Παρουσιάζει καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα και εξαιρετική χωρική διακριτική ικανότητα.
- Τα πολύ γρήγορα σήματα (1ns για ηλεκτρόνια, 100ns για θετικά ιόντα) δεν περιορίζουν την ικανότητα ανίχνευσης υψηλού ρυθμού σωματιδίων, σε αντίθεση με τους παραδοσιακούς ανιχνευτές αερίου (χρόνος συλλογής ιόντων 50μs).
- Μπορεί να ανιχνεύσει φωτόνια πολύ χαμηλής ενέργειας (250eV) εξαιτίας του μεγάλου πολλαπλασιαστικού παράγοντα (high gain).

Μελετώντας τις ιδιότητες του ανιχνευτή στο τρίτο κεφάλαιο, μπορεί κανείς να διαπιστώσει ότι η επιλογή του αερίου είναι κομβικής σημασίας. Απο τα γραφήματα που παρουσιάστηκαν είναι εμφανές, οτι στην άτυπη διαμάχη μεταξύ των δύο διαφορετικών αερίων μιγμάτων που χρησιμοποιήθηκαν, "νικητής" είναι το μίγμα $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$ έναντι του $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$. Αυτό γιατί με το συγκεκριμένο μίγμα πετυχαίνουμε μεγαλύτερη ενίσχυση αλλά και καλύτερη ενεργειακή διακριτική ικανότητα. Ανάλογα είναι και τα συμπεράσματα απο τη μελέτη της transparency.

Στο τέταρτο κεφάλαιο, μπορούμε να πούμε ότι μελετήθηκαν οι "αντοχές" του ανιχνευτή. Στα πειράματα που διεξήχθησαν στο ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος τον Μάιο του 2010, χρησιμοποιήθηκε ένας resistive Micromegas. Η προσθήκη του λεπτού αυτού μονωτικού στρώματος, παρόλο που μας οδηγεί σε χαμηλότερη ενίσχυση (gain), συνεισφέρει σημαντικά στην προστασία από τις εκφορτίσεις που συμβαίνουν μέσα στην ενεργή περιοχή του ανιχνευτή για υψηλές τάσεις. Ο ανιχνευτής ακόμα και για υψηλή ροή της δέσμης, διατηρεί τις καλές του ιδιότητες ενώ επιδεικνύει μεγάλη αντοχή σε spark. Και σε αυτά τα πειράματα παρατηρούμε ότι για αναλογία αερίου $Ar(93\%) - CO_2(7\%)$ ο ανιχνευτής έχει καλύτερη συμπεριφορά ενώ έχουμε λιγότερα spark σε σχέση με την αναλογία $Ar(80\%) - CO_2(20\%)$.

Η εκπόνηση της παρούσας διπλωματικής εργασίας εκτός από τα παραπάνω είχε ως σκοπό, την απόκτηση σημαντικών εμπειριών για ένα σύγχρονο ερευνητικό θέμα αλλά και γενικά για την ύπαρξη και λειτουργία σε ερευνητικό περιβάλλον. Τα όσα έζησα και έμαθα όλο αυτό τον καιρό, θα μου μείνουν αξέχαστα για την μετέπειτα ζωή και καριέρα μου. Συνεπώς φτάνοντας στην ολοκλήρωση της εργασίας, νιώθω την υποχρέωση να ευχαριστήσω όλους όσους συνέβαλαν και ιδιαίτερα τον κ. Γ. Τσιπολίτη που μου έδωσε την ευκαιρία να ασχοληθώ με το αντικείμενο αυτό αλλά και για την πολύτιμη καθοδήγησή του.

Βιβλιογραφία

- [1] Γ.Τσιπολίτης, *Σημειώσεις Ανιχνευτικών και Επιταχυντικών Διατάξεων*, Αθήνα ΕΜΠ, 2008.
- [2] Δ. Λεωνίδου, *Αλληλεπιδράσεις ακτινοβολιών & ύλης - Δοσιμετρία - Θωράκιση*, Αθήνα, 1984.
- [3] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*, Springer-Verlag, Berlin, 1994.
- [4] A. Bay, J.P. Perroud, F. Ronga, J. Derre, Y. Giomataris, A. Delbart, Y. Papadopoulos, *Study of sparking in Micromegas chambers*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 488 (2002) 162–174.
- [5] T Alexopoulos, D Attié, M Boyer, P Colas, J Derré, F Diblen, G Fanourakis, E Ferrer-Ribas, E Gazis, T Geralis, A Giganon, I Giomataris, S Herlant, F Jeanneau, S Kirch, E Ntomari, Th Papaevangelou, M Titov, A Tomás and G Tsiopolitis *Micromegas study for the sLHC environment*, Journal of Instrumentation, Volume 5, February 2010.
- [6] T. Alexopoulos, D. Attie, R. Avramidou, M. Boyer, M. Christodoulou, P. Colas, J. Derre, F. Diblen, G. Fanourakis, E. Ferrer-Ribas, E. Gazis, T. Geralis, A. Giganon, I. Giomataris, S. Harissopoulos, S. Herlant, F. Jeanneau, K. Karakostas, S. Kirch, M. Kokkoris, A. Lagoyannis, S. Leontsinis, S. Maltezos, K. Mavrakakis, M. Megariotis, E. Ntomari, T. Papaevangelou, E. Sagia, M. Titov, A. Tomas and G. Tsiopolitis *Study of a micromegas chamber in a neutron beam*, IOP Publishing Ltd and SISSA, 2010.
- [7] P Abbon, S Andriamonje, S Aune, T Dafni , M Davenport, E Delagnes, R de Oliveira, G Fanourakis, E Ferrer Ribas, J Franz, T Geralis, M Gros, Y Giomataris, I G Irastorza, K Kousouris, J Morales, T Papaevangelou, J Ruz, K Zachariadou, K Zioutas, *The Micromegas detector of the CAST experiment*, New Journal of Physics 9 (2007) 170.
- [8] Π. Ασημακόπουλος, *Πυρηνική Φυσική*, Δεύτερη έκδοση, Ιωάννινα, 1984.

[9] D. Thers, Ph. Abbon, J. Ball, Y. Bedfer, C. Carasco, E. Delagnes, D. Durand, J.-C. Faivre, H. Fonvieille, A. Giganon, F. Kunne, J.M. Le Goff, F. Lehar, A. Magnon, D. Neyret, E. Paschetto, H. Pereira, S. Platchkov, E. Poisson and Ph. Rebourgeard, *Micromegas as a large microstrip detector for the COMPASS experiment*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment Volume 469, Issue 2, 11 August 2001, Pages 133-146.

[10] Οι παρακάτω ιστοσελίδες:

- <http://pdg.lbl.gov/>
- <http://www.ortec-online.com/>
- <http://www.caen.it/>
- <http://root.cern.ch/drupal/>
- <http://www.amptek.com/mca8000a.html>