



ΣΧΟΛΗ
ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ &
ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΣΧΟΛΗ
ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ
ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ
& ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ
ΦΥΣΙΚΗΣ

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ
ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΥΛΙΚΩΝ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών
«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

**Μελέτη ανιχνευτή Μικρομέγας, τεχνολογίας Microbulk,
με μικροπλέγμα χωρισμένο σε λωρίδες**

Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία
του
Καλαμάρη Αθανάσιου

Επιβλέπων: Γέραλης Θεόδωρος

Ερευνητής Α΄ Ε.Κ.Ε.Φ.Ε ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ



ΣΧΟΛΗ
ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ &
ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΣΧΟΛΗ
ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ
ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ
& ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ
ΦΥΣΙΚΗΣ

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ
ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΥΛΙΚΩΝ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών
«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

**Μελέτη ανιχνευτή Μικρομέγας, τεχνολογίας Microbulk,
με μικροπλέγμα χωρισμένο σε λωρίδες**

Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία
ΤΟΥ
Καλαμάρη Αθανάσιου

Επιβλέπων: Γέραλης Θεόδωρος, Ερευνητής Α' Ε.Κ.Ε.Φ.Ε ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ

.....
Γέραλης Θεόδωρος
Ερευνητής Α'
Ε.Κ.Ε.Φ.Ε ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ

.....
Αλεξόπουλος Θεόδωρος
Καθηγητής Ε.Μ.Π

.....
Τσιπολίτης Γεώργιος
Αν. Καθηγητής Ε.Μ.Π

Ευχαριστίες

Η παρούσα εργασία σηματοδοτεί το πέρας του μεταπτυχιακού προγράμματος «Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές» και ορίζει την προσωπική μου αφετηρία στον κλάδο της Φυσικής Υψηλών Ενεργειών. Η απόφασή μου να μεταπηδήσω σε διαφορετικό κλάδο των Φυσικών Επιστημών έθεσε νέες προκλήσεις για την επερχόμενη ερευνητική μου πορεία. Ωστόσο, μου παρείχε πρόσβαση στο μεγάλο μου όνειρο να επεκτείνω την ακαδημαϊκή μου εξέλιξη και αποτέλεσε ευκαιρία να δοκιμάσω τις δυνατότητές μου ως επιστημονικός συνεργάτης στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. Δημόκριτος. Για τους λόγους αυτούς, η ολοκλήρωση του εν λόγω μεταπτυχιακού προγράμματος δε συνεπάγεται απλά μία επιστημονική επιτυχία αλλά μεγάλη ηθική ικανοποίηση, αφού αντιπροσωπεύει, πάνω από όλα, ένα κερδισμένο προσωπικό στοίχημα.

Σε όλη αυτή τη διαδικασία, τον πιο σημαντικό ρόλο διαδραμάτισε ο επιστημονικός μου υπεύθυνος και μέντορας, κ. Θεόδωρος Γέραλης, ο οποίος, με τις πλούσιες γνώσεις του σε πολυάριθμα επιστημονικά πεδία και με την αμέριστη υπομονή και ψυχραιμία του, με βοήθησε να αντεπεξέλθω στις βαριές απαιτήσεις που έχουν οι μελέτες πάνω στην οργανολογία και τη Φυσική Υψηλών Ενεργειών.

Θα ήθελα, επιπλέον, να ευχαριστήσω την Αθηνά, που με βοήθησε να εγκληματιστώ στις νέες συνθήκες, την Γιώτα και τη Δήμητρα, με τις οποίες συνεργαστήκαμε επιτυχώς, ως ομάδα, στο πρώτο στάδιο των μετρήσεων και το Θάνο που με βοήθησε στην αισθητική προσαρμογή της εργασίας.

Τέλος, θα ήθελα να αφιερώσω αυτήν την εργασία στην οικογένειά μου, που με στηρίζει σε κάθε βήμα και επιλογή στη ζωή μου και στην Αγγελίνα, έναν άνθρωπο που εμφανίστηκε πρόσφατα στο δρόμο μου, αλλά έχει αποτελέσει, όσο κανένας άλλος, πηγή έμπνευσης για να πραγματοποιήσω όλα τα όνειρά μου.

Περίληψη

Η παρούσα εργασία είναι βασισμένη στην έρευνα που λαμβάνει χώρα για τον προσδιορισμό των τεχνικών χαρακτηριστικών και των δυνατοτήτων της καινοτόμου διάταξης του ανιχνευτή Micromegas με χωρισμένο μικροπλέγμα (segmented mesh).

Ο Micromegas αποτελεί τυπικό παράδειγμα ανιχνευτή αερίου που χρησιμοποιείται για ανίχνευση σωματιδίων υψηλής ενέργειας. Η απλή κατασκευή του ευνοεί τη χρήση σε πολυάριθμες εφαρμογές της Φυσικής Υψηλών Ενεργειών, μέσω παραλλαγών που εφαρμόζονται εντός της διάταξης. Η ιδιαίτερα χαμηλή ενεργειακή και χωρική διακριτική ικανότητα, καθώς και οι γρήγορες χρονικές αποκρίσεις, αποτελούν τα βασικά του πλεονεκτήματα.

Στη συγκεκριμένη πειραματική διαδικασία κληθήκαμε να προσδιορίσουμε τις βέλτιστες τάσεις λειτουργίας στα ηλεκτρόδια και βάσει αυτών, να υπολογίσουμε όλα τα χαρακτηριστικά μεγέθη που αφορούν στον ανιχνευτή.

Η εργασία χωρίζεται σε δύο μέρη. Στο πρώτο γίνεται μια εκτενής αναφορά σε όλες τις διαδικασίες και στα φαινόμενα που σχετίζονται με την αλληλεπίδραση ακτινοβολίας και ύλης (και πιο συγκεκριμένα με τη αέρια κατάσταση), ενώ στο δεύτερο μέρος παρουσιάζονται λεπτομερώς η πειραματική διάταξη και η πειραματική διαδικασία, καθώς και τα συμπεράσματα στα οποία φθάσαμε έπειτα από τη πολύμηνη μελέτη πάνω στον ανιχνευτή.

Abstract

This paper is based on research that takes place to determine the technical characteristics and capabilities of the innovative Micromegas-detector device with segmented mesh.

The Micromegas is a typical gas detector used for detecting high energy particles. The simple construction is favoring its use in numerous applications in High Energy Physics by variations applied within the device. The very low energy and spatial resolution as well as the fast response time are its key strengths

In this experimental procedure, we had to determine the optimal operating voltages to the electrodes and on that basis, to compute all the characteristic values of the detector.

The work is divided into two parts. The first is a comprehensive reference to all processes and phenomena associated with the interaction between radiation and matter (and more specifically to the gaseous state) , while the second part presents in detail the experimental setup and experimental procedure as well as the conclusions we arrived after a months-long study on the detector.

Περιεχόμενα

Ευχαριστίες	4
Περίληψη	5
Abstract	6
Περιεχόμενα.....	8
Κεφάλαιο 1.....	9
1.1 Οι αλληλεπιδράσεις των σωματιδίων με την ύλη.....	10
1.2 Οι απώλειες ενέργειας λόγω κρούσεων των μαζικών σωματιδίων και η σχέση Bethe-Bloch	10
1.3 Κατανομή των απωλειών ενέργειας	11
1.4 Καμπύλες Bragg	12
1.5 Παράμετρος κρούσης.....	13
1.6 Φορτισμένα σωματίδια	14
1.6 Αλληλεπίδραση σωματιδίων β με την ύλη	16
1.6.1 Ενεργειακές απώλειες σωματιδίων β.....	18
1.6.2 Μαζική ισχύς πέδησης.....	19
1.6.3 Κρίσιμη ενέργεια και μήκος ακτινοβολίας.....	21
1.6.4 Εμβέλεια των σωματιδίων β	22
1.7 Αλληλεπίδραση φωτονίων με την ύλη	22
1.7.1 Πιθανότητα αλληλεπίδρασης των φωτονίων.....	23
1.7.2 Μηχανισμοί απώλειας ενέργειας φωτονίων	24
1.7.3 Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο	25
1.7.4 Σκέδαση Compton	27
1.7.5 Δίδυμη γένεση.....	28
Κεφάλαιο 2	30
2.1 Ανιχνευτές σωματιδίων.....	30
2.1.1 Τύποι Ανιχνευτών	30
2.2 Τυπικά χαρακτηριστικά ανιχνευτών	32
2.2.1 Χρονικές ιδιότητες.....	32
2.2.2 Στατιστικές ιδιότητες	34
2.3 Ανιχνευτές αερίου.....	36
2.3.1 Κίνηση ηλεκτρονίων και ιόντων στα αέρια.....	36
2.3.2 Διαδικασίες διεγέρσεων και ιονισμών στα αέρια	39
2.3.3 Ανασυνδυασμός και Σύλληψη.....	40
2.4 Κατηγορίες Ανιχνευτών αερίου.....	42
2.4.1 Σχηματισμός χιονοστιβάδας	43
2.5 Απολαβή (gain) και συντελεστής Townsend.....	46
2.6 Περιοχές λειτουργίας ανιχνευτών με αέριο	48
Κεφάλαιο 3	53
3.1 Ο ανιχνευτής MicroMegas.....	53
3.1.1 Διαδικασίες σε έναν MicroMegas.....	53
3.1.2 Πλεονεκτήματα του MicroMegas.....	56
3.2 Bulk και Microbulk MicroMegas	57
Κεφαλαίο 4	62
4.1 Εισαγωγή	62
4.2 Αρχή λειτουργίας του MicroMegas	62
4.3 Η πειραματική διάταξη.....	63
4.3.1 Ο κλωβός Faraday.....	63
4.3.2 Η μονάδα NIM.....	66

4.3.3 Η μονάδα VME.....	67
4.3.4 Ο ηλεκτρονικός υπολογιστής.....	68
4.3.5 Μονάδα Ροής Αερίου.....	72
4.4 Η πορεία των σημάτων από τον ανιχνευτή στο σύστημα ανάληψης δεδομένων και τον υπολογιστή	75
4.4.1 Σήμα από το μικροπλέγμα:	76
4.4.2 Σήμα από τις λωρίδες:.....	77
4.5 Η πειραματική διαδικασία	80
4.5.1 Μελέτη του σήματος από το μικροπλέγμα	80
4.5.2 Μελέτη του σήματος από τις λωρίδες.....	92
4.6 Συμπεράσματα	99
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α.....	101
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β.....	102
Βιβλιογραφία	109

Κεφάλαιο 1

1.1 Οι αλληλεπιδράσεις των σωματιδίων με την ύλη

Η έρευνα πάνω στην ανίχνευση της ακτινοβολίας απαιτεί βαθιά κατανόηση στις αλληλεπιδράσεις των φωτονίων και των λοιπών σωματιδίων με την ύλη, στην οποία εναποθέτουν ενέργεια μέσω ηλεκτρομαγνητικών και πυρηνικών διεργασιών. Ως αποτέλεσμα τέτοιων διαδικασιών, ένα (μικρό) ποσοστό της ενέργειας του εισερχόμενου σωματιδίου αποδίδεται στο μέσο. Σε περιπτώσεις μάλιστα ανιχνευτών, όπως τα καλορίμετρα, έχουμε σχεδόν ολική εναπόθεση της ενέργειας μέσω των γνωστών διαδικασιών.

Μέσα στην ύλη, όλα τα κινούμενα φορτισμένα σωματίδια (πρωτόνια, πόνια, μόνια, ηλεκτρόνια κτλ.) χάνουν ενέργεια. Βαρύτερα σωματίδια (από τα ηλεκτρόνια) θα υποστούν ενεργειακές απώλειες λόγω διεγέρσεων και ιονισμών των ατόμων του μέσου που εμφανίζουν γεινίαση με την τροχιά των σωματιδίων. Τα ηλεκτρόνια (και σε αρκετές περιπτώσεις και τα πρωτόνια) χάνουν κατά κύριο λόγο ενέργεια μέσω ακτινοβόλησης φωτονίων.

Τα φωτόνια μπορούν να απορροφηθούν πλήρως από την ύλη μέσω μιας απλής σκέδασης ή μέσω επακόλουθων αλληλεπιδράσεων. Τα αναδυόμενα ηλεκτρόνια που προκύπτουν από τέτοιες αλληλεπιδράσεις, κυρίως θα υποστούν κρούσεις (σε χαμηλές κατά κύριο λόγο ενέργειες) ή θα ακτινοβολήσουν περαιτέρω φωτόνια. Οι κύριες διαδικασίες αλληλεπίδρασης φωτονίων και ύλης είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, η σκέδαση Compton, καθώς και η δίδυμη γένεση.

1.2 Οι απώλειες ενέργειας λόγω κρούσεων των μαζικών σωματιδίων και η σχέση *Bethe-Bloch*

Οι διαδικασίες κρούσεων που προκαλούνται από τα μαζικά σωματίδια (με μάζα ηρεμίας μεγαλύτερης των ηλεκτρονίων) μελετήθηκαν από μεγάλες φυσιογνωμίες της Φυσικής του 20ου αιώνα (Bohr, Bethe, Bloch, κ.α.).

Για ένα εισερχόμενο σωματίδιο μάζας m_p , ταχύτητας $u=\beta c$ και φορτίου z , η θεωρητική έκφραση για την απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους δίνεται από τον τύπο:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n z^2 e^4}{m u^2} \left\{ \ln \left[\frac{2m u^2 W_m}{I^2 (1-\beta^2)} \right] - 2\beta^2 - \delta - u \right\} \quad (1.1)$$

Στην παραπάνω σχέση (ισχύς πέδησης), m_e είναι η μάζα του ηλεκτρονίου, I το δυναμικό μέσης διέγερσης, W_m η μέγιστη μεταφερόμενη ενέργεια του εισερχόμενου σωματιδίου στα τροχιακά ηλεκτρόνια του ατόμου, δ η διόρθωση πυκνότητας ισχύος

και τέλος U είναι ο όρος που σχετίζεται με τη μη συμμετοχή των ενδότερων στοιβάδων (K,L...) για μικρές ενέργειες των εισερχόμενων σωματιδίων.

Ο αριθμός ηλεκτρονίων n , δίνεται από τον τύπο $(Z\rho N_a)/A$ όπου ρ είναι η πυκνότητα του υλικού (g/cm³), N_a είναι ο αριθμός Avogadro και A , Z ο μαζικός και ατομικός αριθμός αντίστοιχα.

Εξ' αιτίας του γεγονότος ότι η μέγιστη μεταφερόμενη ενέργεια είναι αρκετά μεγαλύτερη από την ενέργεια σύνδεσης, ο όρος W_m μπορεί να παραληφθεί, και η σχέση (1.1) εκφυλίζεται στην:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m u^2} \left[\ln \left(\frac{2m u^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{U}{2} \right] \quad (1.2)^{[1]}$$

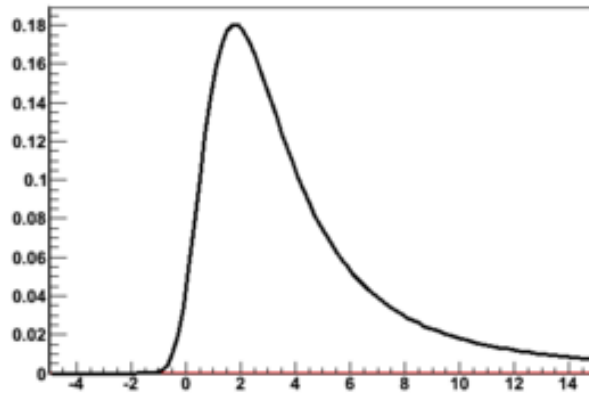
1.3 Κατανομή των απωλειών ενέργειας

Η σχέση Bethe-Bloch καθορίζει τη μέση ενεργειακή απώλεια ενός φορτισμένου σωματιδίου που ταξιδεύει μέσα στην ύλη. Σε περιπτώσεις όμως υλικών με μικρό πάχος, οι διακυμάνσεις των απωλειών είναι στατιστικά σημαντικές καθότι για μικρό αριθμό κρούσεων, η μεταφορά ενέργειας σε κάθε μία από αυτές διαφοροποιείται έντονα. Ο Landau μελέτησε τις διακυμάνσεις αυτές και κατέληξε στην κατανομή (Σχ. 1.1):

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})}, \text{ όπου } \lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{mp}}{\xi} \quad (1.3)$$

Η κανονικοποιημένη απόκλιση από την πιο πιθανή απώλεια ενέργειας θα είναι:

$$\xi = K \rho \frac{z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} x \quad (1.4)$$

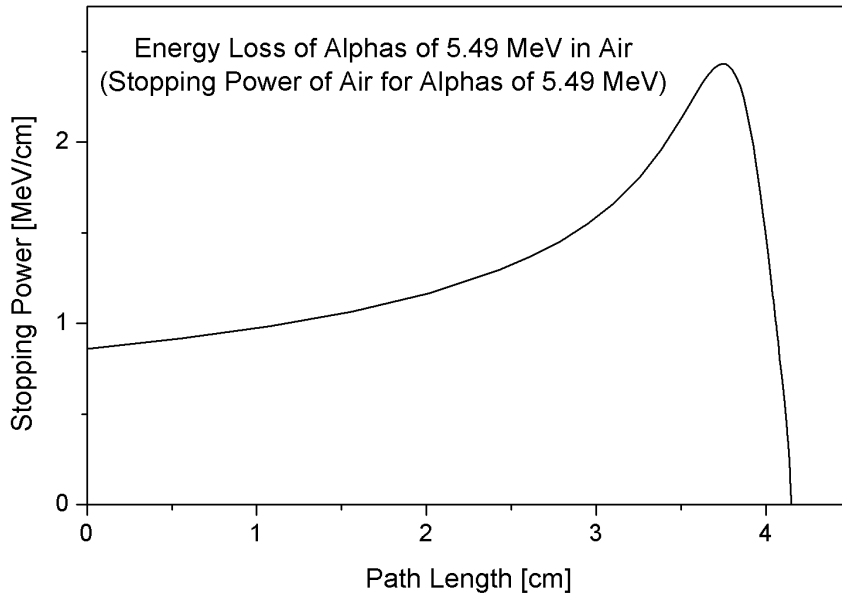


[2]

Σχ. 1.1 Κατανομή Landau

1.4 Καμπύλες Bragg

Το γράφημα μίας συγκεκριμένης ενεργειακής απώλειας (η οποία αντιστοιχεί σε καθορισμένο ιονισμό) κατά μήκος της τροχιάς ενός φορτισμένου σωματιδίου καλείται καμπύλη Bragg. Στο παρακάτω σχήμα διαφαίνεται η ενεργειακή απώλεια που θα υποστεί σωματίδιο α που ταξιδεύει στον αέρα. (Σχ. 1.2)



Σχ. 1.2 Καμπύλη Bragg για σωματίδιο α αρχικής ενέργειας 5.49MeV, στον αέρα

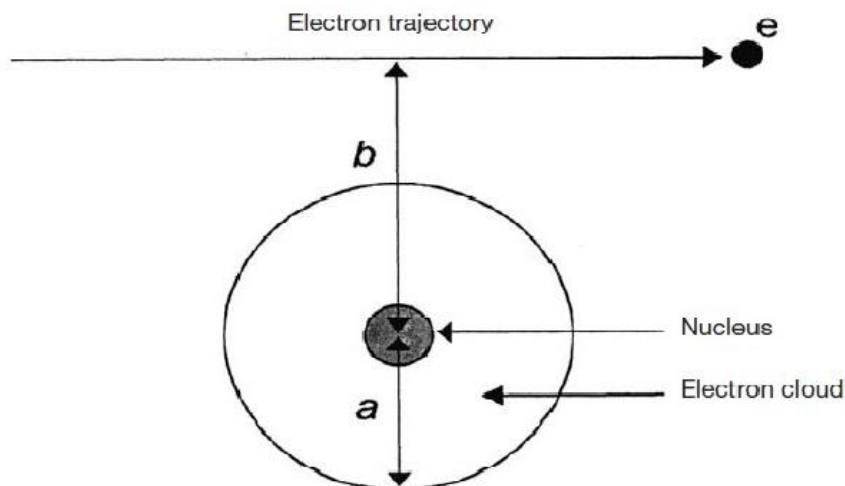
Σύμφωνα με τον τύπο των Bethe-Bloch, καθώς μειώνεται η ενέργεια, αυξάνονται οι ενεργειακές απώλειες. Όταν όμως η ενέργεια πέσει κάτω από κάποιο συγκεκριμένο κατώφλι, στα σωματίδια α (πυρήνες ηλίου) προσκολλάται ηλεκτρόνιο και αυτό έχει ως αποτέλεσμα την σταθεροποίηση της ενέργειας του σωματιδίου.

(Η κορυφή Bragg εντοπίζεται στο βάθος διείσδυσης στο οποίο συναντούμε τις μεγαλύτερες ενεργειακές απώλειες πριν αυτές αρχίσουν να μειώνονται δραστικά).

Η εναπόθεση της ενέργειας των ηλεκτρονίων αυξάνεται βραδέως, συναρτήσει του βάθους διείσδυσης, εξ' αιτίας του γεγονότος ότι η τροχιά τους διαφοροποιείται έντονα της αρχικής, λόγω αλληλεπιδράσεων. Με άλλα λόγια, δεν υπάρχει αύξηση της εναποτιθέμενης ενέργειας κοντά στο τέλος της τροχιάς του ηλεκτρονίου και επομένως δε παρατηρείται κορυφή Bragg.

1.5 Παράμετρος κρούσης

Όταν ένα σωματίδιο φορτίου ze αλληλεπιδρά με ένα ηλεκτρόνιο, πρακτικά σε ηρεμία (π.χ. τροχιακό), υποθέτουμε ότι το ηλεκτρόνιο θα αναδυθεί μετά την διέλευση του σωματιδίου. Με αυτό ως δεδομένο, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η μεταφερόμενη ορμή I θα είναι κάθετη στην διεύθυνση τροχιάς του σωματιδίου. Επιπλέον, η τάξη μεγέθους της δύναμης Coulomb F στην κατακόρυφη συνιστώσα θα είναι ανάλογη του όρου ze^2/b^2 , όπου b είναι η παράμετρος κρούσης η οποία ορίζεται ως η ελάχιστη απόσταση μεταξύ του εισερχόμενου σωματιδίου και του ηλεκτρονίου-στόχου. (Σχ. 1.3)



Σχ. 1.3 Παράμετρος κρούσης

Επομένως, η μέγιστη ισχύς του ηλεκτρικού πεδίου που επηρεάζει το ηλεκτρόνιο –στόχο μειώνεται με την αύξηση της παραμέτρου κρούσης. Επί πρόσθετα, ο χρόνος αλληλεπίδρασης μεταξύ των δύο σωματιδίων είναι αντιστρόφως ανάλογος στην ταχύτητα του εισερχόμενου και ανάλογος με το b (b/u). Συνεπάγεται ότι η μεταφερόμενη ορμή I θα ισούται με το χρονικό ολοκλήρωμα της δύναμης Coulomb.

$$I_{\perp} = \int F_{\perp} dt \sim \frac{ze^2}{b^2} \frac{b}{u} = \frac{ze^2}{bu} \quad (1.5)$$

Λαμβάνοντας υπ' όψιν κάποιες σχετικιστικές διορθώσεις, η τελική μορφή της κάθετα μεταφερόμενης ορμής θα είναι:

$$I_{\perp} = \frac{2ze^2}{bu} \quad (1.6)$$

ενώ η κινητική του ενέργεια θα είναι:

$$W = \frac{I_{\perp}^2}{2m} = \frac{2z^2e^4}{mb^2u^2} \quad (1.7)$$

Αρκετά μικρότερη από την μεταφερόμενη ορμή. ^[3]

1.6 Φορτισμένα σωματίδια

Όπως έχει αναφερθεί, βαρέα καλούνται τα σωματίδια των οποίων η μάζα είναι αρκετά μεγαλύτερη αυτής του ηλεκτρονίου. Τα βαρέα σωματίδια (σωματίδια α, μύονια, πρωτόνια...) χάνουν ένα σημαντικό ποσοστό της ενέργειάς τους, μέσω κρούσεων με τους πυρήνες, αλληλεπιδρώντας είτε ισχυρά, είτε ηλεκτρομαγνητικά..

Ανάλογα με την τιμή που λαμβάνει η παράμετρος κρούσης, ξεχωρίζουμε τέσσερα είδη αλληλεπιδράσεων :

1. $b \gg a$, Ανελαστικές ή 'μαλακές' συγκρούσεις
2. $b \approx a$, Ισχυρές συγκρούσεις
3. $b < a$, Ανελαστικές συγκρούσεις με τον πυρήνα
4. $b \ll a$, Ελαστικές συγκρούσεις με πυρήνα

1. Ανελαστικές ή 'μαλακές' συγκρούσεις ($b \gg a$)

Σε αυτό το είδος αλληλεπίδρασης, η δύναμη Coulomb που προέρχεται από το κινούμενο σωματίδιο επηρεάζει το άτομο συνολικά, οδηγώντας το σε διεγέρσεις των ατομικών ηλεκτρονίων ή ιονισμούς. Οι μεγαλύτερες τιμές της παραμέτρου κρούσης είναι περισσότερο πιθανές. Επομένως οι μαλακές κρούσεις είναι αυτές που κατα κύριο λόγο λαμβάνουν χώρα και αποτελούν την κυριότερη διαδικασία μεταφοράς ενέργειας μεταξύ των φορτισμένων σωματιδίων και της ύλης.

Κατά την διαδικασία των μαλακών κρούσεων, εάν η ταχύτητα του φορτισμένου σωματιδίου υπερβεί την ταχύτητα του φωτός στο μέσο (με δείκτη διάθλασης n), ένα μικρό ποσοστό της απορροφούμενης ενέργειας απελευθερώνεται ως φωτόνια τα οποία αποκαλούνται 'ακτινοβολία Cherenkov'.

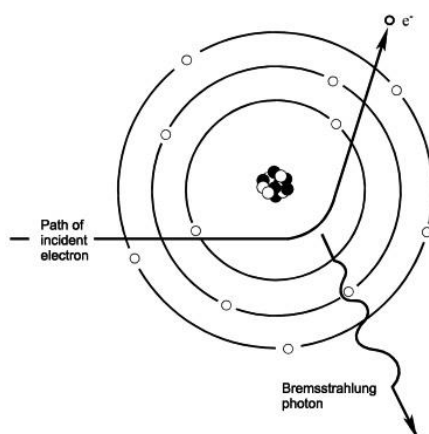
2. Ισχυρές συγκρούσεις ($b \approx a$)

Στις περιπτώσεις όπου η παράμετρος κρούσης παίρνει παραπλήσιες τιμές με την ακτίνα του ατόμου, το φορτισμένο σωματίδιο ασκεί δύναμη ικανή να απομακρύνει ένα ηλεκτρόνιο (το οποίο κατά την κρούση θεωρείται ελεύθερο) από το άτομο. Το ηλεκτρόνιο αυτό ονομάζεται διαφορετικά 'ακτίνα δ' ενώ η ενέργειά του αντιστοιχεί στην χαμένη κινητική ενέργεια του φορτισμένου σωματιδίου. Η ενέργεια αυτή –χαμηλή- είναι αρκετή για το δ-ηλεκτρόνιο να αλληλεπιδράσει περαιτέρω (δευτερογενής ιονισμός) και χάνει την ενέργεια του σε ξεχωριστή τροχιά από αυτήν του φορτισμένου σωματιδίου.

3. Ανελαστικές συγκρούσεις με πυρήνα ($b < a$)

Στις ανελαστικές κρούσεις με τον πυρήνα ενός ατόμου, η κύρια αλληλεπίδραση που λαμβάνει χώρα είναι η δύναμη Coulomb. Στις περιπτώσεις κατά τις οποίες το φορτισμένο σωματίδιο είναι ηλεκτρόνιο, τον κύριο μηχανισμό εναπόθεσης ενέργειας αποτελεί η ακτινοβολία πέδησης (Bremstrahlung Σχ. 1.4). Η ακτινοβολία πέδησης προκύπτει όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο επιβραδύνεται κατά την εκτροπή του, παρουσία άλλου φορτισμένου σωματιδίου (ηλεκτρονίου ή ατομικού πυρήνα). Το κινούμενο σωματίδιο χάνει ενέργεια η οποία μετατρέπεται σε εκπεμπόμενο φωτόνιο με συνεχές φάσμα, η κορυφή του οποίου μετατοπίζεται ανάλογα με την μεταβολή της ενέργειας του επιταχυνόμενου σωματιδίου.

Όταν η παράμετρος κρούσης είναι μικρότερη από την ακτίνα του πυρήνα και το φορτισμένο σωματίδιο έχει αρκετή ενέργεια, η ανελαστική αλληλεπίδραση με τον πυρήνα δύναται να τον αφήσει σε διεγερμένη κατάσταση και κατά την αποδιέγερσή του να εκπεμφθεί ακτινοβολία γ .

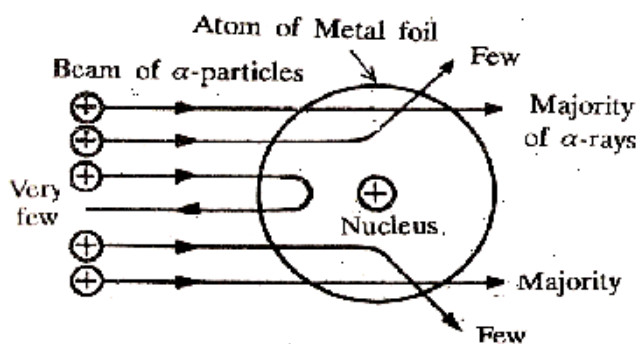


Σχ.1.4 Ακτινοβολία πέδησης (Bremstrahlung)

4. Ελαστικές συγκρούσεις με πυρήνα ($b \ll a$)

Τέτοιου είδους αλληλεπιδράσεις είναι γνωστές και με το όνομα 'σκεδάσεις Rutherford' (Σχ.5). Στις ελαστικές κρούσεις με τον πυρήνα δεν υπάρχει διέγερση ή

εκπομπή ακτινοβολίας, ενώ το φορτισμένο σωματίδιο χάνει μέρος της ενέργειάς του μέσω ανάκρουσης με τον πυρήνα. Η σκέδαση Rutherford είναι γνωστή και ως οπισθοσκέδαση. Το σωματίδιο που θα προσεγγίσει τον πυρήνα ενός ατόμου με πολύ μικρή παράμετρο κρούσης, θα μεταβληθεί η πορεία του κατά 180 μοίρες (Σχ. 1.5). Στο παρακάτω σχήμα διαφαίνονται οι διαφορετικές τροχιές σωματιδίων α που προσπίπτουν στον πυρήνα. Όσο μεγαλύτερη είναι η παράμετρος κρούσης, τόσο λιγότερο παρεκλίνει της αρχικής τροχιάς του.



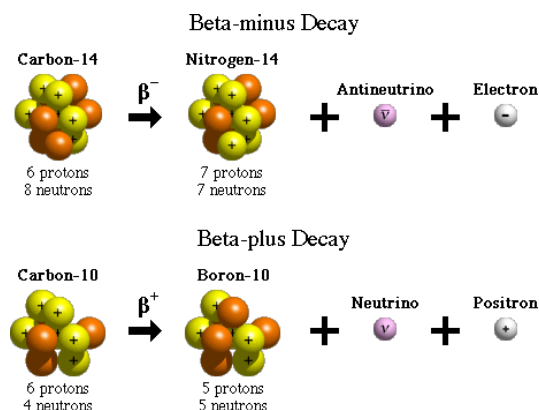
Σχ.1.5 Ακτινοβολία α σε μεταλλικό έλασμα για διαφορετικές παραμέτρους κρούσης. Η σκέδαση Rutherford συμπίπτει με την οπισθοσκέδαση

Σε γενικές γραμμές, αλληλεπιδράσεις του τύπου '1', που συνήθως αναφέρονται απλά ως κρούσεις, αποτελούν την κυρίαρχη διαδικασία απώλειας ενέργειας. Σε περιπτώσεις που το φορτισμένο σωματίδιο έχει κινητική ενέργεια που υπερτερεί της μάζας ηρεμίας του, αλληλεπιδράσεις τύπου '2' αποκτούν βαρύτητα. Για βαρέα σωματίδια, εκπομπή ακτινοβολίας υφίσταται μόνο για τέτοιες ενέργειες $\sim 10\text{meV}$.^[3]

1.6 Αλληλεπίδραση σωματιδίων β με την ύλη

Σωματίδιο β ορίζεται ως ένα υψηλής ενέργειας ηλεκτρόνιο, αρνητικά (σύννηθες ηλεκτρόνιο) ή θετικά (ποζιτρόνιο) φορτισμένο, το οποίο εκπέμπεται από ασταθή πυρήνα που υπόκειται σε διασπάσεις β . Η περίσσια νετρονίων (ή πρωτονίων) σε ατομικούς πυρήνες είναι υπαίτια για την αστάθειά τους και για να εξισορροπηθεί η αναλογία, το νετρόνιο μετατρέπεται σε πρωτόνιο (ή το πρωτόνιο σε νετρόνιο αντίστοιχα). Η συνολική μάζα του ατόμου και του εκπεμπομένου σωματιδίου β είναι μικρότερη από την αρχική μάζα του ατόμου. Θα περίμενε κανείς το ενεργειακό έλλειμμα να αποδίδεται σε ενέργεια του σωματιδίου β . Παρ'όλα αυτά το φάσμα τους δεν εμφανίζει στενές κορυφές (sharp peaks), αλλά εν αντιθέσει, χαρακτηρίζεται ως ευρύ. Η 'χαμένη ενέργεια' αποδίδεται τελικά σε σχεδόν άμαζα, χωρίς φορτίο στοιχειώδη σωματίδια που αποκαλούνται νετρίνα, των οποίων η κινητική ενέργεια αντιστοιχεί στο προαναφερθέν έλλειμμα. Ως αποτέλεσμα της διάσπασης β , ο ατομικός αριθμός αυξάνεται κατά 1.

Υπάρχουν δύο είδη διάσπασης β (β^- , β^+) οι οποίες διαφέρουν ως προς το σωματίδιο που εκπέμπεται, ηλεκτρόνιο ή ποζιτρόνιο αντίστοιχα (Σχ. 1.6)



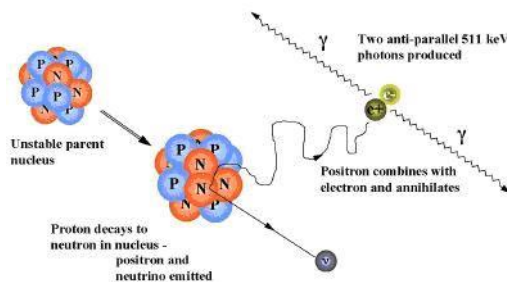
Σχ. 1.6 Ισότοπα του άνθρακα που υπόκεινται στις δύο διασπάσεις β

Από τις τρεις θεμελιώδεις διασπάσεις α (πυρήνες ηλίου), β (ηλεκτρόνια-ποζιτρόνια), γ (φωτόνια), η διάσπαση β χαρακτηρίζεται ως μετρίως διατρητική χωρίς να ιονίζει σε τεράστιο βαθμό. Παρ'όλο που το ενεργειακό εύρος των σωματιδίων β ποικίλλει, στις περισσότερες περιπτώσεις δύναται να σταματήσουν μέσα σε μερικά χιλιοστά ελάσματος αλουμινίου.

Η ακτινοβολία β , εφόσον αποτελείται από φορτισμένα σωματίδια, είναι ικανή να ιονίσει ισχυρότερα σε σύγκριση με την γ . Καθώς διασχίζει την ύλη, το σωματίδιο β επιβραδύνεται μέσω ηλεκτρομαγνητικών αλληλεπιδράσεων ενώ είναι πιθανό να εκπεμφθούν παράλληλα και φωτόνια ακτινοβολίας X, λόγω Bremsstrahlung. Οι ιονισμοί που προκαλούνται από σωματίδια β έχουν ως αποτέλεσμα την εκπομπή ηλεκτρονίων από τους φλοιούς των ατόμων (δ -rays). Αυτά με τη σειρά τους έχουν αρκετή ενέργεια ούτως ώστε να προκαλέσουν δευτερογενείς ιονισμούς.

Η διαφοροποίηση μεταξύ των δύο ειδών διασπάσεων β έγκειται στον τρόπο με τον οποίο αλληλεπιδρούν με τα άτομα της ύλης. Τα β^- σωματίδια που προσπίπτουν στο άτομο, απομακρύνουν ηλεκτρόνια από τους φλοιούς, οδηγώντας σε διεγέρσεις. Η διαδικασία συνεχίζεται έως ότου τα ηλεκτρόνια χάσουν αρκετή ενέργεια και αποροφηθούν από κάποιον πυρήνα.

Τα β^+ σωματίδια όντας θετικά φορτισμένα, αλληλεπιδρούν με τα ελεύθερα ή τα τροχιακά ηλεκτρόνια, εξαλείφοντάς τα μέσω εξαύλωσης. Με αυτόν τον τρόπο εκπέμπονται 2 φωτόνια των οποίων η ενέργεια αντιστοιχεί με τη συνολική μάζα του πρωτονίου και του ηλεκτρονίου. Η πορεία του β^+ σωματιδίου μέσα στην ύλη είναι παρόμοια με του β^- , προκαλώντας ιονισμούς και διεγέρσεις (Σχ. 1.7).



Σχ. 1.7 Ποζιτρόνιο προερχόμενο από β^+ διάσπαση εξαϋλώνεται με ελεύθερο ηλεκτρόνιο

1.6.1 Ενεργειακές απώλειες σωματιδίων β

Τα σωματίδια β εναποθέτουν την ενέργεια τους στα άτομα του υλικού μέσω δύο μηχανισμών:

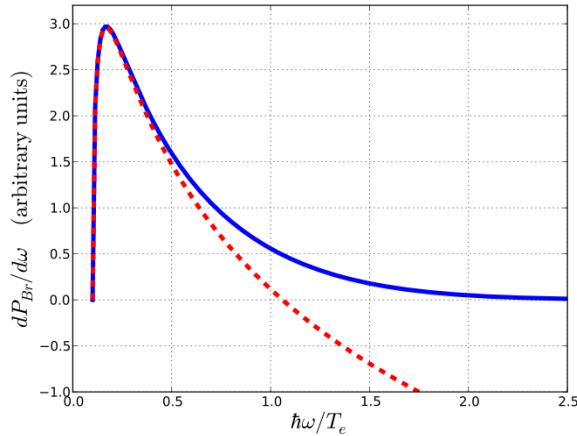
- Απώλειες λόγω κρούσεων
- Απώλειες λόγω εκπομπής ακτινοβολίας

Όπως ήδη αναφέρθηκε, τα ηλεκτρόνια χάνουν μέρος της ενέργειας μέσω αλληλεπιδράσεων με τα περιφερειακά ηλεκτρόνια των ατόμων του μέσου. Η μέγιστη μεταφερόμενη ενέργεια κατά την ‘μετωπική’ σύγκρουση δύο σωματιδίων μπορεί να εκφραστεί ως:

$$Q_{\max} = \frac{4mME}{(M+m)^2} \quad (1.8)$$

Όπου E είναι η κινητική ενέργεια του εισερχόμενου σωματιδίου. Για ηλεκτρόνια (ή ποζιτρόνιο) ισχύει $m=M$, επομένως $Q_{\max}=E$. Όταν ένα ηλεκτρόνιο συγκρούεται με ένα άλλο σωματίδιο πανομοιότυπης μάζας, οι γωνίες των σκεδάσεων που προκύπτουν αντιστοιχούν σε μεγάλο εύρος τιμών. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τα ηλεκτρόνια να παρεκκλίνουν σχεδόν ολοκληρωτικά από την αρχική τους τροχιά και να οδηγούνται σε ελικοειδή.^[4]

Ο δεύτερος μηχανισμός απώλειας ενέργειας λόγω ακτινοβολίας καθίσταται δυνατός λόγω της πολύ μικρής μάζας των σωματιδίων β (στα βαρέα σωματίδια είναι αμελητέα). Η διαφοροποίηση στην επιτάχυνση του σωματιδίου έχει ως αποτέλεσμα εκπομπή ακτινοβολίας πέδησης (Bremsstrahlung). Όσο μεγαλύτερη είναι η διαφοροποίηση, τόσο μεγαλύτερη είναι η ενέργεια του εκπεμπόμενου φωτονίου. Το ενεργειακό φάσμα του είναι συνεχές ενώ εκτείνεται καθοδικά εκκινώντας από μία μέγιστη τιμή που αντιστοιχεί στην κινητική ενέργεια του εισερχόμενου ηλεκτρονίου (Σχ. 1.8). Η αποδοτικότητα της ακτινοβολίας πέδησης ποικίλλει ανάλογα με τον ατομικό αριθμό του μέσου κατά ένα παράγοντα Z^2 . Επομένως για υλικά με μεγαλύτερο Z , οι απώλειες λόγω Bremsstrahlung είναι πολύ πιο σημαντικές.



Σχ. 1.8 Φάσμα ακτινοβολίας Bremsstrahlung συναρτήσει της συχνότητας ω σε πλάσμα θερμοκρασίας T_e

1.6.2 Μαζική ισχύς πέδησης

Για να υπολογίσουμε επομένως την συνολική ισχύ πέδησης, θα πρέπει να συνυπολογίσουμε δύο όρους, έναν εξ αιτίας των κρούσεων και έναν εξ αιτίας της εκπομπής ακτινοβολίας:

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dT}{dx}\right)_c + \left(\frac{dT}{dx}\right)_r \quad (1.9)$$

Όπου τα πρόσημα υποδηλώνουν εάν πρόκειται για ηλεκτρόνιο ή ποζιτρόνιο. Πολλές φορές το ίδιο μέσο εξετάζεται στις διαφορετικές καταστάσεις του και εμφανίζει σημαντικές διαφορές ως προς την ισχύ πέδησής του. Γι'αυτόν το λόγο χρησιμοποιούμε την 'μαζική' ισχύ πέδησης (mass stopping power, MSP) που συμπίπτει με την συνήθη ισχύ πέδησης διαιρεμένη με την πυκνότητα του υλικού.

$$MSP = \left(\frac{dT}{\rho dx}\right) \quad (1.10)$$

η οποία μετριέται σε $\text{MeVcm}^2\text{g}^{-1}$.

Η συνολική MSP θα είναι:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_c + \left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_r \quad (1.11)$$

Ο πρώτος όρος δίνεται από τον τύπο:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_c = K \left[\ln \left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2\left(\frac{I}{m_0c^2}\right)^2} \right) \right] + F^\pm(\tau) - \delta - \frac{2C}{Z} \quad (1.12)$$

$$\text{με } C = \pi \left(\frac{N_A Z}{A} \right) \left(\frac{e^2}{m_0c^2} \right)^2, \text{ και } K = \frac{2Cm_0c^2}{\beta^2} = \frac{0.1535Z}{A\beta^2}$$

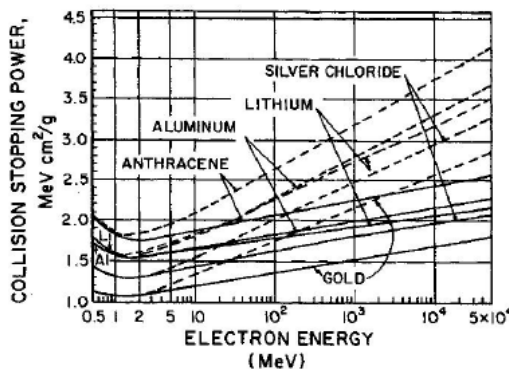
Η συνάρτηση $F(\tau)$ με $\tau=T/m_0c^2$ και T η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου, θα είναι:

$$F^+(\tau) = 2 \ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left[23 + \frac{14}{(\tau+2)} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^3} \right] \quad (1.13)$$

για το ποζιτρόνιο και,

$$F^-(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2 - (2\tau+1)\ln 2}{8(\tau+1)^2} \quad (1.14)$$

για το ηλεκτρόνιο. Ο όρος C/Z σχετίζεται με τη διόρθωση στοιβάδας (shell correction) ενώ ο όρος δ συνδέεται με διόρθωση πόλωσης, η οποία επιδρά στην μεταφορά ενέργειας μεταξύ ενός διερχόμενου σωματιδίου και του ατόμου. Η διπολική στρέβλωση (πόλωση) κοντά στην τροχιά του φορτισμένου σωματιδίου μπορεί να αποδυναμώσει το πεδίο Coulomb (Σχ. 1.9) [3]



Σχ. 1.9 Ισχύς πέδησης για διάφορα υλικά λόγω κρούσεων, με και χωρίς τις διορθώσεις δ .

Εφόσον η συνάρτηση $F(\tau)$ διαφοροποιείται για τα ηλεκτρόνια και τα ποζιτρόνια, η κρουστική ισχύς πέδησης δεν συμπίπτει για τις δύο περιπτώσεις. Γενικά, τα ποζιτρόνια για ενέργειες χαμηλότερες των 0.5MeV θα υποστούν μεγαλύτερες ενεργειακές απώλειες απ'ότι τα ηλεκτρόνια.

Ο δεύτερος όρος της (1.9) θα είναι:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_r = \sigma_o \frac{N_A Z^2}{A} (T + m_o c^2) \bar{B} \quad (1.15)$$

Όπου το $\sigma_o = (1/137)(e^2/mc^2)^2$, ενώ το B είναι μια αργά μεταβαλλόμενη συνάρτηση του Z και του T. Ενδεικτικά, η συνάρτηση B λαμβάνει τιμές στο διάστημα [5,15] για ενέργειες πολύ κάτω των 0.5 MeV μέχρι και 100 MeV.

1.6.3 Κρίσιμη ενέργεια και μήκος ακτινοβολίας

Η αναλογία μεταξύ μαζικής ισχύς πέδησης κρούσεων-ακτινοβολίας δίνεται προσεγγιστικά από τον τύπο:

$$\frac{\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_r}{\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_c} \approx \frac{EZ}{800} \quad (1.16)$$

Η ενέργεια στην οποία είναι ίσοι οι δύο όροι, καλείται κρίσιμη ενέργεια. Το πάχος του υλικού στο οποίο η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου πέφτει στο 1/e της αρχικής της τιμής της, ονομάζεται μήκος ακτινοβολίας και δίνεται από τον τύπο:

$$L_R = \left[\frac{4nZ^2 \alpha^3 \hbar^2 c^2}{(m_e c^2)^2} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \right]^{-1} \quad (1.17)$$

με n ο αριθμός πυρήνων στη μονάδα όγκου ενός υλικού με ατομικό αριθμό Z.

1.6.4 Εμβέλεια των σωματιδίων β

Εφόσον το ηλεκτρόνιο δεν ακολουθεί μία ευθεία τροχιά μέσα στην ύλη λόγω σκεδάσεων από τα ατομικά ηλεκτρόνια και τους πυρήνες, χρησιμοποιείται μία ποσότητα που ονομάζεται ‘προσέγγιση συνεχούς επιβράδυνσης’ (continuous slowing down approximation) και δίνεται από τον τύπο:

$$R_{CSDA} = \int_0^{T_0} \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)^{-1} dT \quad (1.18)$$

Ενδεικτικά, για υλικά με χαμηλό ατομικό αριθμό και ενέργειες:

- $0.01 \leq T \leq 2.5 \text{ MeV}$

$$R = 0.412^{1.27 - 0.0954 \ln T}, \quad \ln T = 6.63 - 3.24(3.29 - \ln R)^{1/2}$$

- $T > 2.5 \text{ MeV}$

$$R = 0.530T - 0.106, \quad T = 1.89R + 0. \quad [4]$$

1.7 Αλληλεπίδραση φωτονίων με την ύλη

Τα φωτόνια, ως φορέας της ηλεκτρομαγνητικής αλληλεπίδρασης, συνιστούν την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Αποτελούν σωματίδια με μηδενικό φορτίο και μάζα, ενώ η ταχύτητά τους είναι πάντα σταθερή (c) ανεξαρτήτου συστήματος αναφοράς. Η ηλεκτρικά ουδέτερη φύση τους δεν τους επιτρέπει να εναποθέτουν σταθερά την ενέργεια στο σύστημα μέσω αλληλεπιδράσεων Coulomb όπως συμβαίνει στα φορτισμένα σωματίδια. Τα φωτόνια ταξιδεύουν σημαντική απόσταση μέσα στην ύλη μέχρις ότου να αποδώσουν μέρος ή ολόκληρη την ενέργειά τους σε ηλεκτρονιακή. Τα ηλεκτρόνια αυτά που προκύπτουν αποδίδουν την ενέργεια τους στο υλικό μέσω των προαναφερθέντων διαδικασιών. Για την ίδια δεδομένη ποσότητα ενέργειας, τα φωτόνια είναι πολύ πιο διεισδυτικά από τα ηλεκτρόνια.

Στις συνήθεις δέσμες φορτισμένων σωματιδίων, τα σωματίδια δεν ‘απομακρύνονται’ από την κυρίως δέσμη, εκτός εάν αποδώσουν ολοκληρωτικά την ενέργειά τους στο μέσο. Σε πλήρη αντίθεση, κάθε μονοχρωματική (ίδια συχνότητα) ακτίνα φωτονίων που διασχίζουν τον απορροφητή, παρουσιάζει μία χαρακτηριστική, εκθετική μείωση στον αριθμό των φωτονίων που την απαρτίζουν αρχικώς. Το γεγονός οφείλεται στις διαδικασίες σκέδασης και απορρόφησης που αναγκάζουν το κάθε φωτόνιο να αποκόπτεται χωριστά.

1.7.1 Πιθανότητα αλληλεπίδρασης των φωτονίων

Ας θεωρήσουμε μονοχρωματική ακτίνα φωτονίων αρχικής έντασης I_0 (αριθμός φωτονίων στη μονάδα του χρόνου που προσπίπτουν στην επιφάνεια του αποροφητή). Επι πρόσθετα, ορίζουμε ως $\sigma_{\alpha, \text{tot}}$ την ενεργό διατομή (επιφάνεια μετώπου, ανά μονάδα στερεάς γωνίας) φωτονίου-ατόμου αποροφητή για την σκέδαση ή την απορόφηση φωτονίων ενέργειας ίσης με την ενέργεια της αρχικής ακτίνας. Κατα τη διέλευση μέσω μίας στενής διαδρομής dx' του μέσου, ο αριθμός των αφαιρεμένων φωτονίων (ολοκληρωτικά ή μερικώς αποροφούμενα, αρκεί να έχει μεταβληθεί η ενέργεια τους από αυτήν της δέσμης) στην μονάδα του χρόνου, $-dI$ είναι ανάλογος του αριθμού των ατόμων-στόχων στη μονάδα του όγκου n_A ή αλλιώς:

$$-dI = I' P_{rem} \quad (1.19)$$

με $P_{rem} = n_A \sigma_{\alpha, \text{tot}}$, η πιθανότητα να απομακρυνθεί το φωτόνιο από την περιοχή dx . Θα έχουμε:

$$-dI = I' n_A \sigma_{\alpha, \text{tot}} dx' = I' \mu_{\text{att}, l} dx' \quad (1.20)$$

λύνοντας την πρωτοβάθμια διαφορική εξίσωση:

$$\frac{dI}{I'} = -\mu_{\text{att}, l} dx' \Rightarrow \int_{I_0}^I \frac{dI}{I'} = \int_0^x -\mu_{\text{att}, l} dx' \Rightarrow \ln \frac{I}{I_0} = -\mu_{\text{att}, l} x \quad (1.21)$$

και τελικά:

$$I = I_0 \exp\left[-(\mu_{\text{att}, l} x)\right] \quad (1.22)$$

Η σταθερά

$$\mu_{\text{att}, l} = n_A \sigma_{\alpha, \text{tot}} \quad [\text{cm}^{-1}] \quad (1.23)$$

είναι η λεγόμενη σταθερά απόσβεσης και εισάγοντας την πυκνότητα του αποροφητή:

$$\mu_{\text{att}, m} = \frac{n_A}{\rho} \sigma_{\alpha, \text{tot}} \quad [\text{g}^{-1} \text{cm}^2] \quad (1.24)^{[5]}$$

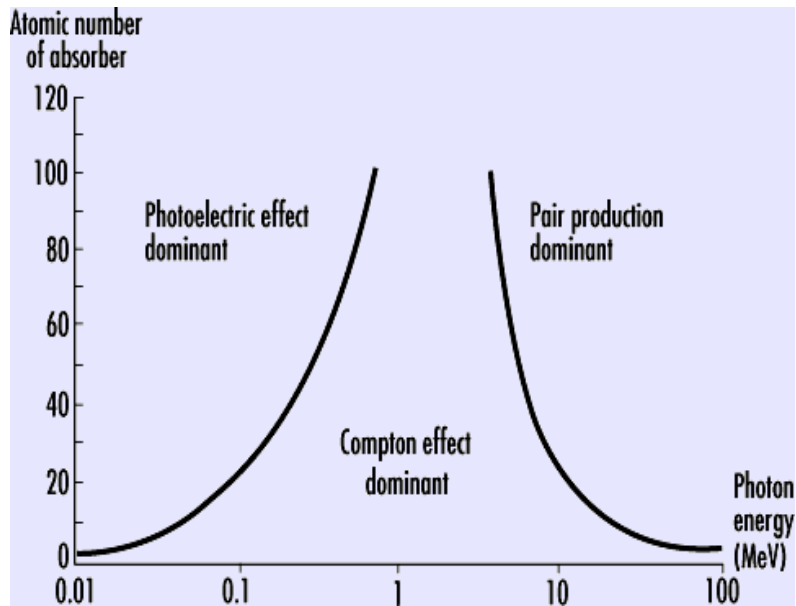
1.7.2 Μηχανισμοί απώλειας ενέργειας φωτονίων

Η αλληλεπίδραση του φωτός με τα άτομα (ή τα ατομικά ηλεκτρόνια) της ύλης έχουν ως αποτέλεσμα μια μεταβολή στην αρχική ενέργεια ή και τροχιά των εισερχόμενων φωτονίων. Τα ατομικά ηλεκτρόνια μπορούν να εκπεμφθούν αποροφώντας μέρος ή ολόκληρη την ενέργεια του εισερχόμενου φωτονίου. Οι κύριες διαδικασίες που συνεισφέρουν στην ολική ενεργό διατομή αλληλεπίδρασης φωτονίου-ατόμου είναι:

- Το **φωτοηλεκτρικό φαινόμενο**, κατά το οποίο η αλληλεπίδραση λαμβάνει χώρα μεταξύ του φωτονίου και ολόκληρου του ηλεκτρονιακού νέφους οδηγώντας στην καθολική απορρόφηση της αρχικής φωτονικής ενέργειας.
- Η **σκέδαση Compton** πάνω στα ελαφρώς συνδεδεμένα ηλεκτρόνια στις εξωτερικές στοιβάδες του ατόμου, των οποίων οι χαμηλές ενέργειες σύνδεσης μπορούν να αγνοηθούν και τα ηλεκτρόνια να θεωρηθούν ως ελεύθερα
- Η **δίδυμη γένεση** κατά την οποία η ενέργεια του φωτονίου είναι αρκετά μεγάλη ούτως ώστε να επιτρέπει τη δημιουργία ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου, παρουσία του πεδίου Coulomb του ηλεκτρονίου ή του πυρήνα.

Πέραν των τριών αυτών μηχανισμών, σε ορισμένες περιπτώσεις που τα φωτόνια έχουν (υψηλές) συχνότητες, παραπλήσιες με αυτές των μεταβάσεων των πυρήνων, γίνεται εφικτή η αποσύνθεση των τελευταίων, με παράλληλη εκπομπή σωματιδίου.^[5]

Οι φωτοηλεκτρικές διαδικασίες κυριαρχούν στις χαμηλές ενέργειες μέχρι 500keV. Για ενέργειες της τάξεως από 0.5MeV μέχρι και 15MeV η κύρια συνεισφορά στην σταθερά απόσβεσης προέρχεται από τις σκεδάσεις Compton ενώ για ακόμη μεγαλύτερες ενέργειες η δίδυμη γένεση αποτελεί τον κύριο μηχανισμό αλληλεπίδρασης ύλης-φωτός (Σχ. 1.10).



Σχ.1.10 Οι κύριοι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης όπως αυτοί κατανομούνται συναρτήσει του ατομικού αριθμού του αποροφητή και της ενέργειας των φωτονίων

1.7.3 Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

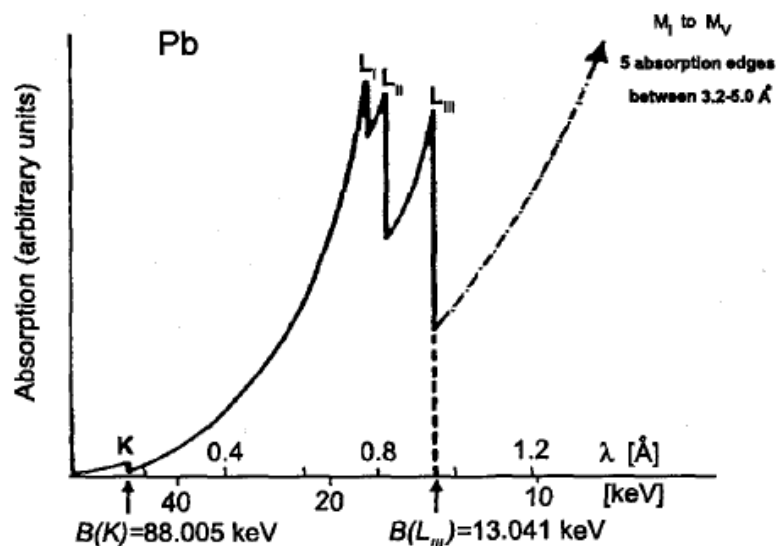
Φωτόνια με ενέργεια $h\nu$ μεγαλύτερη από την ενέργεια σύνδεση των ατομικών ηλεκτρονίων E_b , μπορούν να απορροφηθούν πλήρως μέσω της αλληλεπίδρασης τους με το άτομο, το οποίο με τη σειρά του εκπέμπει ένα ηλεκτρόνιο (**φωτοηλεκτρόνιο**) σε κατάσταση συνεχούς φάσματος.

Όπως αναφέρθηκε, κατά την αλληλεπίδραση, ολόκληρο το ηλεκτρονιακό νέφος εμπλέκεται. Το άτομο ολόκληρο λαμβάνει την ενέργεια ανάκρουσης (recoil energy) ούτως ώστε να διατηρηθούν η ενέργεια και η ορμή του συστήματος ατόμου-φωτονίου. Η κινητική ενέργεια του φωτοηλεκτρονίου που φεύγει από το άτομο θα είναι:

$$E_k = h\nu - E_b \quad (1.25)$$

Εφόσον ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο δε μπορεί να απορροφήσει ένα φωτόνιο, είναι λογικό να αναμένουμε ότι η πιθανότητα απορρόφησης για τα ηλεκτρόνια εσωτερικών στοιβάδων (K-shell) θα είναι αρκετά μεγαλύτερη. (Σχ. 1.11) Για εισερχόμενα φωτόνια με ενέργειες μεγαλύτερες των ενεργειών σύνδεσης της K στοιβάδας, περισσότερο από 80% της φωτοηλεκτρικής απορρόφησης αποδίδεται σε εκπομπή K-φωτοηλεκτρονίων. Εάν η φωτονική ενέργεια είναι μικρότερη από την ενέργεια σύνδεσης του εκάστοτε φλοιού, δεν υφίσταται εκπομπή φωτοηλεκτρονίου από τον τελευταίο. Επιπλέον τιμές ενέργειας της αρχικής δέσμης παραπλήσιες με ενέργειες σύνδεσης των φλοιών ευνοούν εκπομπή φωτοηλεκτρονίου από τον εκάστοτε φλοιό. Επομένως, οι καμπύλες απορρόφησης εμφανίζουν τις

χαρακτηριστικές κορυφές όταν το εισερχόμενο φωτόνιο έχει ενέργεια που συμπίπτει με την ενέργεια ιονισμού των K,L,M.. στοιβάδων (σχ.9).



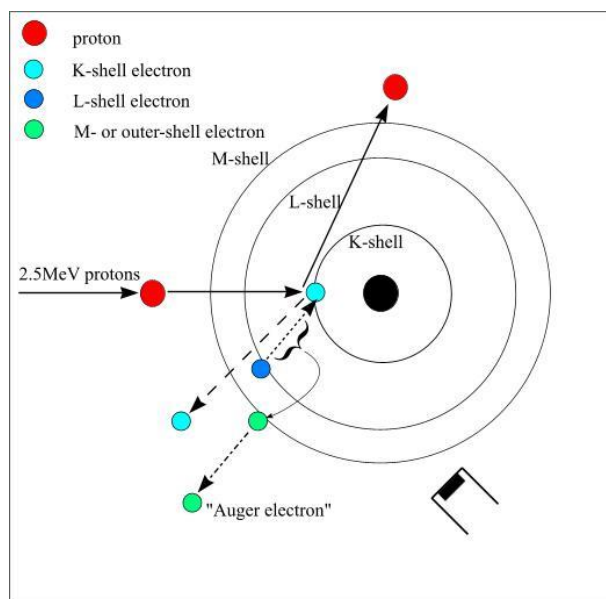
Σχ. 1.11 Καμπύλες απορρόφησης ακτίνων X σε μόλυβδο ως συνάρτηση της ενέργειας και του μήκους κύματος του εισερχομένου φωτονίου [5]

Το φαινόμενο Auger:

Στις περιπτώσεις που μία εσωτερική στοιβάδα μένει κενή λόγω εκπομπής φωτοηλεκτρονίου, το άτομο μεταπίπτει σε διεγερμένη κατάσταση. Ένα άτομο με κενή θέση στην K στοιβάδα του, μπορεί να μεταβεί σε μια σταθερότερη κατάσταση εκπέμποντας ένα ή περισσότερα ηλεκτρόνια αντί να ακτινοβολήσει ένα φωτόνιο ακτίνας X.

Όταν ένα ηλεκτρόνιο της υψηλότερης L στοιβάδας μεταπέσει στην K ούτως ώστε να συμπληρώσει την κενή θέση, η διαθέσιμη ποσότητα ενέργειας συμπίπτει με τη διαφορά ενεργειών μεταξύ L και K, $E_b(K)-E_b(L)$. Η ενέργεια αυτή είτε απελευθερώνεται ως ακτίνα X είτε απορροφάται από ένα δέσμιο ηλεκτρόνιο υψηλότερης στοιβάδας που θα το οδηγήσει στην αποκόλλησή του από το άτομο. Το ηλεκτρόνιο αυτό αποκαλείται ηλεκτρόνιο Auger (Σχ. 1.12).

Η πιθανότητα εκπομπής ηλεκτρονίου Auger είναι μεγαλύτερη για υλικά με χαμηλούς ατομικούς αριθμούς, ενώ για $Z \approx 30$ οι δύο πιθανότητες περίπου συμπίπτουν.

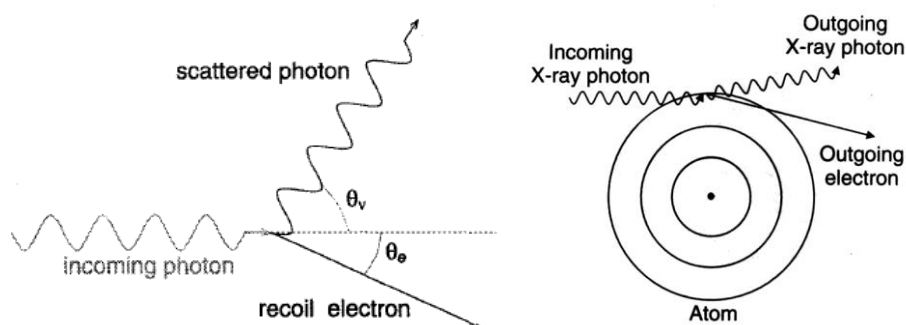


Σχ. 1.12 Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και φαινόμενο Auger

1.7.4 Σκέδαση Compton

Το φαινόμενο Compton αποτελεί μια διαδικασία σκέδασης μεταξύ φωτονίων και των ‘ψευδοελεύθερων’ ηλεκτρονίων, τα οποία είναι χαλαρά συνδεδεμένα με τις εξώτερες στοιβάδες του ατόμου. Παρ’όλο που η κινηματική περιγραφή συμπίπτει με ελαστική σκέδαση, η σκέδαση Compton θεωρείται γενικά ως ανελαστική.

Στο φαινόμενο Compton ένα εισερχόμενο φωτόνιο ορμής $h\nu/c$, αλληλεπιδρά με ένα ‘ελεύθερο’ ηλεκτρόνιο σε ηρεμία (τροχιακό). Το σκεδαζόμενο φωτόνιο προκύπτει σε γωνία θ_ν συγκριτικά με την αρχική του τροχιά με ορμή $h\nu'/c$, ενώ το ηλεκτρόνιο ανακρούει σε γωνία θ_e και ορμή p (Σχ. 1.13).



Σχ. 1.13 Σκέδαση Compton και γωνίες σκέδασης του φωτονίου και του ηλεκτρονίου.

Λόγω αρχής διατήρησης της ορμής ορίζοντας ως επίπεδο την αρχική τροχιά του φωτονίου θα έχουμε:

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta_\nu + p \cos \theta_e \quad (1.26)$$

Έπειτα από μία απλή κινηματική ανάλυση φθάνουμε- επιβάλλοντας αρχή διατήρησης της ορμής (σε κάθετη και οριζόντια συνιστώσα) και της ενέργειας- στο θεμελιώδη τύπο μετατόπισης Compton (Compton Shift formula).

$$\Delta\lambda \equiv \lambda' - \lambda = \lambda_e (1 - \cos \theta_\nu) \quad (1.27)$$

Όπου λ και λ' είναι τα μήκη κύματος του φωτονίου αρχικά, και μετά την κρούση με το ηλεκτρόνιο, και λ_e το μήκος του ηλεκτρονίου αντίστοιχα. Το $\Delta\lambda$ αντιστοιχεί στην μετατόπιση μήκους κύματος Compton και αυξάνεται όσο μεγαλώνει η γωνία σκέδασης θ_ν . Η μέγιστη μετατόπιση μήκους κύματος προκύπτει για $\theta_\nu=180^\circ$, δηλαδή για οπισθοσκεδαζόμενα φωτόνια για τα οποία ισχύει $\Delta\lambda=2\lambda_e$. Η ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου εξαρτάται από τη γωνία σκέδασης θ_ν και σχετίζεται με την ενέργεια του εισερχόμενου φωτονίου.^[5]

1.7.5 Δίδυμη γένεση

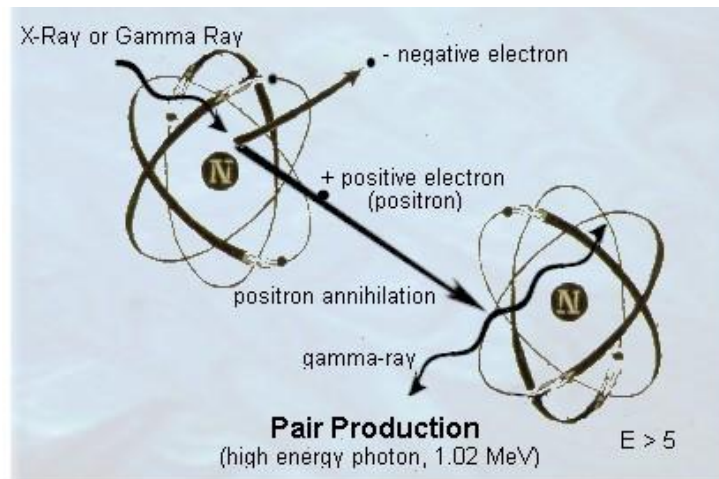
Όταν η ενέργεια του εισερχόμενου φωτονίου ξεπεράσει στο διπλάσιο την ενέργεια που αντιστοιχεί στη μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου ($2mc^2$), γίνεται εφικτή η παραγωγή ζεύγους ηλεκτρονίου –ποζιτρονίου. Η διαδικασία της δίδυμης γένεσης δύναται μόνο να λάβει χώρα παρουσία μεγάλου φορτισμένου αντικειμένου (π.χ. βαρύς πυρήνας), ικανό να αφαιρέσει την απαραίτητη ποσότητα ορμής από το σύστημα για να διατηρηθεί η ολική ορμή αυτού. Το κατώφλι ενέργειας του φωτονίου για να καταστεί δυνατή η παραγωγή ζεύγους, εξαρτάται άμεσα από τη μάζα του αντικειμένου που παράγει το πεδίο Coulomb, ενώ η διαδικασία είναι άρρηκτα συνδεδεμένη με την Bremsstrahlung διαδικασία.

Η αναγκαία, για την παραγωγή ζεύγους, ενέργεια του φωτονίου E_γ δίνεται από τον τύπο:

$$E_{\gamma,th} = 2mc^2 \left(1 + \frac{m}{M} \right) \quad (1.28)$$

Όπου m είναι η μάζα του ηλεκτρονίου ή του ποζιτρονίου και M είναι η μάζα του σταθερού πυρήνα-στόχου.

Τα προϊόντα της δίδυμης γένεσης ακολουθούν ξέχωρες μετέπειτα πορείες μέσα στην ύλη, χάνοντας την κινητική τους ενέργεια. Το ηλεκτρόνιο καταλήγει ως μέρος του ηλεκτρονιακού πληθυσμού του υλικού μέσου, ενώ το ποζιτρόνιο εξαυλώνεται με ηλεκτρόνιο του μέσου και εμφανίζονται στη θέση τους δύο φωτόνια ενέργειας 0.51MeV το καθένα. (Σχ 1.14)



Σχ. 1.14 Η δίδυμη γένεση και η εξαύλωση του ποζιτρονίου

Κεφάλαιο 2

2.1 Ανιχνευτές σωματιδίων

Σε διάφορους κλάδους της εφαρμοσμένης φυσικής (πειραματική σωματιδιακή φυσική, πυρηνική φυσική κτλ.) ο ανιχνευτής σωματιδίων (γνωστός και ως ανιχνευτής ακτινοβολίας) αποτελεί μια διάταξη που χρησιμοποιείται για την ανίχνευση, τον καθορισμό της τροχιάς και τον προσδιορισμό της ενέργειας των στοιχειωδών σωματιδίων. Τα εισερχόμενα στην διάταξη σωματίδια, προέρχονται είτε από πυρηνικές διασπάσεις, είτε από κοσμική ακτινοβολία ή από αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα μεταξύ ροών μέσα σε επιταχυντές σωματιδίων. Οι σύγχρονοι ανιχνευτές χρησιμοποιούνται ως μετρητές ενέργειας των ανιχνευόμενων σωματιδίων (καλορίμετρα) ενώ δύνανται να παρέχουν μετρήσεις άλλων χαρακτηριστικών μεγεθών όπως η ορμή, το σπιν, το φορτίο κτλ. Οι ανιχνευτές που έχουν σχεδιαστεί για μοντέρνους επιταχυντές είναι τεράστιες διατάξεις με μεγάλο κόστος, ενώ κάποιες φορές αποκαλούνται απλά ως απαριθμητές, στις περιπτώσεις που δεν παρέχουν περαιτέρω πληροφορίες πέραν της ανίχνευσης.

2.1.1 Τύποι Ανιχνευτών

Η εξέλιξη των επιταχυντικών διατάξεων οδήγησε στην ανάγκη για ανάπτυξη ανιχνευτικών διατάξεων που να μπορούν να ανταπεξέλθουν στα νέα δεδομένα. Στη σημερινή εποχή υπάρχουν πολυάριθμα είδη ανιχνευτών με θεμελιώδης διαφορές στην αρχή λειτουργίας τους, καθώς και σε ολόκληρη την πειραματική τους διάταξη.

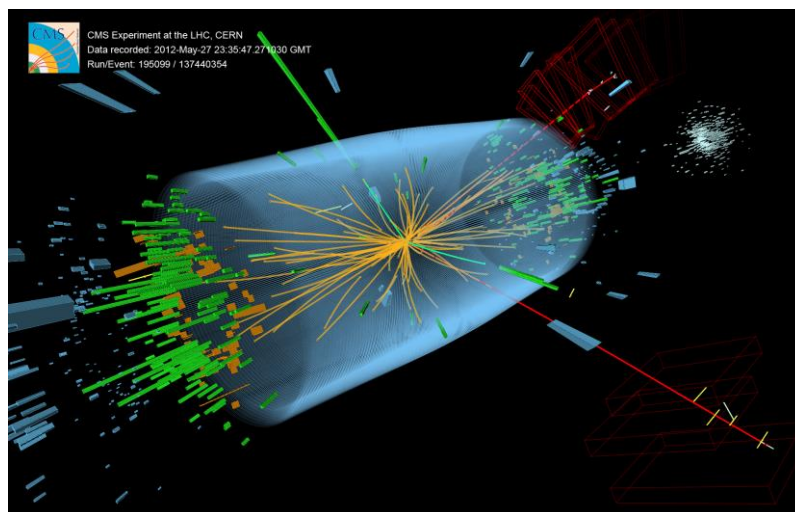
Η κάθε περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος ή η κατάταξη των στοιχειωδών σωματιδίων σε ελαφριά και βαρέα, απαιτούν διαφορετική ανιχνευτική διαδικασία. Περαιτέρω διαχωρισμός στους ανιχνευτές ανακύπτει και από τις μετρήσεις των διαφορετικών χαρακτηριστικών της δέσμης:

- Ροή των σωματιδίων
- Ενέργεια της δέσμης
- Ο αριθμός των μεμονωμένων σωματιδίων
- Η ενέργεια και το μήκος κύματος του κάθε σωματιδίου
- Η ταχύτητα (ορμή) τους
- Η μάζα και το φορτίο τους
- Η χρονική στιγμή και θέση κατά τις οποίες έγινε η ανίχνευση

Οι κατεξοχήν ανιχνευτές που χρησιμοποιούνται στην σωματιδιακή και την πυρηνική φυσική είναι:

- ⇒ Ανιχνευτές ιονισμού αερίου (gaseous ionization detectors) οι οποίοι χωρίζονται σε:
 - Θαλάμους ιονισμού
 - Αναλογικούς απαριθμητές
 - Geiger-Muller
 - Θαλάμους σπινθηρισμού
- ⇒ Ανιχνευτές στερεάς κατάστασης οι οποίοι αποτελούνται από:
 - Ανιχνευτές ημιαγωγών
 - Cherenkov ανιχνευτές
 - Απαριθμητής σπινθηρισμού(φωτοπολλαπλασιαστής, φωτοδίοδος)
 - Ανιχνευτές ακτινοβολίας μετάβασης
- ⇒ Καλορίμετρα
- ⇒ Μικροκαναλικής πλάκας (Microchannel plate detector)
- ⇒ Ανιχνευτές νετρονίων

Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα σύγχρονου επιταχυντή που διαθέτει μεγάλες ανιχνευτικές διατάξεις, αποτελεί ο επιταχυντής αδρονίων στην Γενεύη (LHC) στον οποίο συγκρούονται δέσμες κινούμενων πρωτονίων σε κυκλική τροχιά με τεράστιες ενέργειες. Κάθε επίπεδο του ανιχνευτή υιοθετεί συγκεκριμένη λειτουργία. Το κύριο μέρος της ανιχνευτικής διάταξης είναι οι ανιχνευτές ημιαγωγών και τα καλορίμετρα. Φορτισμένα σωματίδια διαπερνούν τις 'λωρίδες' πυριτίου (των ανιχνευτών ημιαγωγού που είναι τοποθετημένοι γύρω από το σημείο σύγκρουσης των δεσμών), δημιουργώντας ένα ηλεκτρικό σήμα το οποίο μπορεί να εντοπιστεί και να μετρηθεί. Τα καλορίμετρα είναι ρυθμισμένα να είναι ηλεκτρομαγνητικά ή αδρονικά (αναλόγως το είδος του σωματιδίου), ενώ τα σωματίδια που προσπίπτουν σε αυτά απορροφούνται και έπειτα αποτυπώνονται οι αλληλεπιδράσεις (σκεδάσεις, παραγωγή ζευγών).



Ανίχνευση γεγονότων στο πείραμα CMS

2.2 Τυπικά χαρακτηριστικά ανιχνευτών

2.2.1 Χρονικές ιδιότητες

Μετρώντας τον αριθμό των σωματιδίων, στην πράξη μετράμε την ροή των σωματιδίων η οποία ορίζεται ως:

$$I = \frac{n}{tA} \quad (2.1)$$

Όπου n είναι ο αριθμός σωματιδίων που διεισδύουν σε επιφάνεια A (την ενεργό επιφάνεια του ανιχνευτή) σε χρονικό διάστημα t .

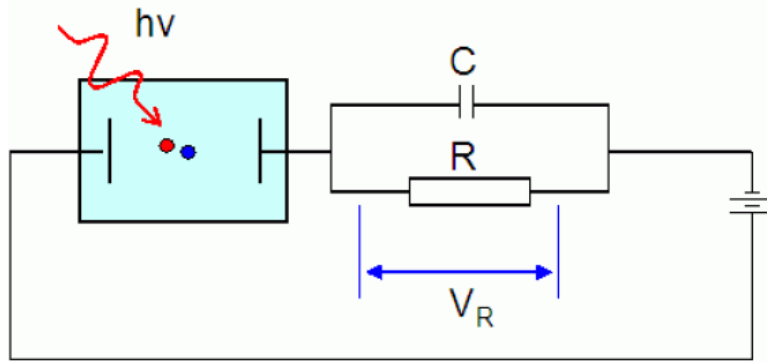
Γενικά, ένα μεμονωμένο σωματίδιο ανιχνεύεται σε ένα μετρητικό όργανο από το φορτίο Q που απελευθερώνεται κατά το πέρασμα του ή μέσω της φωτοαπορρόφησης (φωτοηλεκτρικό, Compton, δίδυμη γένεση). Το φορτίο αυτό οδηγείται μέσω του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού (ή μαγνητικού) πεδίου στην άνοδο. Ο χρόνος συλλογής t_c του απελευθερωμένου φορτίου ποικίλλει από μερικά nanoseconds (φωτοπολλαπλασιαστές) μέχρι και μερικά milliseconds (σε θαλάμους ιονισμού αερίων που θα μας απασχολήσουν εδώ).

Η χρονική στιγμή της άφιξης του σωματιδίου ορίζεται ως $t=0$ ενώ ο ανιχνευτής λαμβάνεται ως ένα απλό ηλεκτρικό κύκλωμα που θα παράξει ένα ρεύμα ανάμεσα στις χρονικές στιγμές $t=0$ και t_c έτσι ώστε:

$$Q = \int_0^{t_c} I(t) dt \quad (2.2)$$

Στις περιπτώσεις που η χρονική πληροφορία περί της άφιξης δεν είναι σημαντική, τότε ο απλούστερος τρόπος καταγραφής της εξόδου του ανιχνευτή είναι η μέτρηση του μέσου dc ρεύματος που λαμβάνουμε από αυτόν. Τούτο λειτουργεί ως μέτρηση της εισερχόμενης ροής, σε περίπτωση που το φορτίο που απελευθερώνεται από το κάθε σωματίδιο είναι το ίδιο. Επιπλέον, εάν το ελεύθερο φορτίο που δημιουργείται από το σωματίδιο είναι ανάλογο της ενέργειάς του, τότε ο ανιχνευτής μετρά και την ποσότητα ενέργειας που εναποτέθηκε (**current mode**).

Σε πολλές εφαρμογές βέβαια, είναι καθοριστική η πληροφορία του ακριβή αριθμού σωματιδίων και είναι απαραίτητη μια διακύμανση στο ρεύμα εξόδου του ανιχνευτή, μετά την άφιξη του κάθε σωματιδίου (**pulse mode**). Ένα απλό ηλεκτρονικό κύκλωμα που αντιστοιχεί στην διαδικασία είναι (σχ 2.1):



Σχ. 2.1 Απλό AC-κύκλωμα για pulse mode ανιχνευτή

Προτού φτάσει το φωτόνιο, δεν υπάρχει ρεύμα στο κύκλωμα και θα είναι $V_R=0$. Από τη διαδικασία παραγωγής ζευγών μέσω αλληλεπίδρασης φωτός-ύλης κατά τα γνωστά, τα ηλεκτρόνια ολισθαίνουν στην άνοδο στο χρονικό περιθώριο $[t=0, t_c]$. Η χρονική σταθερά του κυκλώματος είναι:

$$\tau = RC \quad (2.3)$$

και είναι αρκετά μικρότερη από τον χρόνο συλλογής ($\ll t_c$). Η τάση $V_R(t)$ ακολουθεί την άφιξη των φορέων στην άνοδο στο $[t=0, t_c]$ και πέφτει στο μηδέν μετά το πέρας του χρόνου t_c , όταν έχει συλλεχθεί όλο το φορτίο Q . Στην περίπτωση που $\tau \gg t_c$, τότε η τάση V_R συνεχίζει να αυξάνεται μέχρις ότου $t=t_c$ όταν και φτάνει τη μέγιστη τιμή του:

$$V_{max} = \frac{Q}{C} \quad (2.4)$$

Ο πυκνωτής τότε ξεφορτίζεται μέσω της αντίστασης R και η τάση πέφτει στο μηδέν. Επομένως για $\tau \gg t_c$, ένας παλμός παράγεται με V_{max} ανάλογος του φορτίου, κατάλληλο για μετρήσεις ενέργειας σωματιδίου.

Όταν απλά καταμετρούμε σωματίδια, η μέγιστη συχνότητα του ανιχνευτή είναι πιο σημαντική από το απλά να καθοριστούν οι ακριβείς ποσότητες φορτίου Q . Σε αυτήν την περίπτωση χρησιμοποιούνται RC-κυκλώματα με $\tau \ll t_c$ και η μέγιστη συχνότητα περιορίζεται από το χρόνο t_c που χρειάζονται τα φορτία για να αφήσουν την ενεργό περιοχή. Ο χρόνος που παίρνει ο κάθε κύκλος καθορίζεται από την ταχύτητα ολίσθησης, η οποία εξαρτάται από την διάσταση D του ενεργού μέσου.

$$t_c = \frac{D}{V} \quad (2.5)$$

και η μέγιστη μετρούμενη ενέργεια:

$$f_{max} \approx \frac{V}{D} \quad (2.6)$$

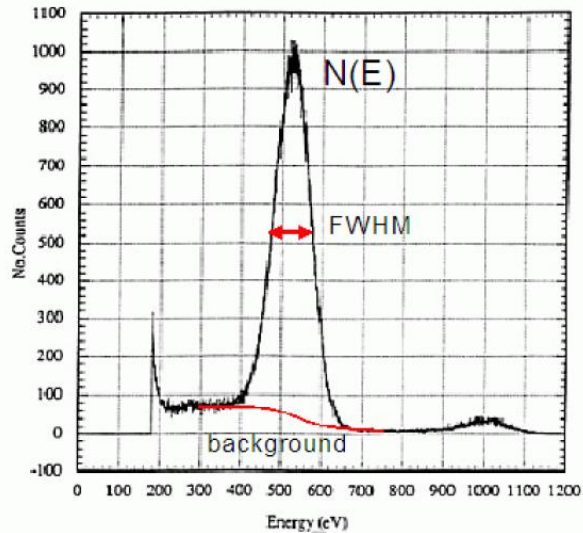
Εξ αιτίας διάφορων παραγόντων στα ηλεκτρονικά κυκλώματα που επηρεάζουν σημαντικά την μέγιστη συχνότητα, χρησιμοποιούμε την μέτρηση ‘νεκρού χρόνου’ (**dead time**) η οποία αντιστοιχεί στην χρονική περίοδο μετά την άφιξη ενός σωματιδίου κατά την οποία ο ανιχνευτής δεν μπορεί να επεξεργαστεί άλλο γεγονός (event).

2.2.2 Στατιστικές ιδότητες

Οι ταξινόμηση των υψών του κάθε παλμού που αντιστοιχεί στην μέγιστη τάση $N(V_{max})$, η οποία μετριέται για συγκεκριμένη χρονική περίοδο, ονομάζεται φάσμα ύψος παλμού (pulse height spectrum). Εάν θέλουμε να καθορίσουμε την ενέργεια του σωματιδίου από το ύψος του παλμού, χρειάζεται να γνωρίζουμε την μέση ενέργεια της εκάστοτε αλληλεπίδρασης. Για υψηλές ενέργειες ενδεικτικά, η δίδυμη γένεση κυριαρχεί, επομένως θα πρέπει να είναι γνωστή η μέση ενέργεια ‘δ’ δημιουργίας ζευγών (e^- , e^+) στο υλικό του ανιχνευτή:

$$Q = \frac{eE}{\delta} \quad (2.7)$$

Στο σχήμα 2.2 διαφαίνεται ένα τέτοιο ενεργειακό φάσμα σωματιδίου. Ένα άλλο πολύ σημαντικό χαρακτηριστικό του ανιχνευτή που λαμβάνουμε από την κατανομή του σχήματος 2.2, είναι η διακριτική ικανότητα. Τα φωτόνια ακτίνας X από την πηγή που προσπίπτουν στον ανιχνευτή έχουν ενέργειες πολύ κοντινές στα 525eV. Σε ιδανικές συνθήκες, τα φωτόνια αυτά θα παρήγαγαν ίσης ποσότητας φορτίο στην άνοδο. Στην πραγματικότητα όμως, τα πλάτη των παλμών διακυμαίνονται και η μετρούμενη κατανομή $N(E)$ είναι πιο πλατιά ενώ το πλήρες εύρος στα μέσα της καμπύλης (full width-half maximum, FWHM) είναι γύρω στα 100eV. Το FWHM είναι μια έκφραση για την έκταση μιας συνάρτησης που δίνεται από τη διαφορά μεταξύ των δύο ακραίων τιμών της ανεξάρτητης μεταβλητής (energy), στην οποία η εξαρτημένη μεταβλητή (counts) είναι ίση με το μισό της μέγιστης τιμής της.



Σχ. 2.2 Ιστόγραμμα ενεργειακού φάσματος υψών παλμού. Το background αντιστοιχεί στο θόρυβο από την διάταξη και κόβεται για να υπολογιστεί το FWHM.

Η διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή ορίζεται ως η αδιάστατη ποσότητα:

$$R = \Gamma_{FWHM} / E \quad (2.8)$$

Η διακριτική ικανότητα οριοθετεί την ακρίβεια της μέτρησης στην ενέργεια – όσο μεγαλύτερη είναι η τιμή του R τόσο λιγότερο ακριβές είναι το αποτέλεσμα. Το φορτίο Q παράγεται από μία σειρά αλληλεπιδράσεων –όπως έχουν επεξηγηθεί ανωτέρω- και βασίζεται στη δημιουργία ελεύθερων ανιόντων και κατιόντων.

Εάν ολόκληρη η ενέργεια, που έχει χαθεί από ιονίζουσα ακτινοβολία ή από ιονίζοντα σωματίδια, μπορούσε να δαπανηθεί σε δημιουργία ζευγών ανιόντων-κατιόντων, ο αριθμός τους -για φωτόνιο ακτίνας X και ενέργειας $h\nu$ - θα ήταν ακριβώς:

$$n = h\nu / \delta \quad (2.9)$$

Για τα αέρια, έχει προταθεί η δημιουργία ενός ζεύγους για κάθε 30eV παρεχόμενης ενέργειας. Με άλλα λόγια, για προσπίπτον φωτόνιο ενέργειας 3KeV θα παραχθούν $3000/30=100$ ζεύγη ιόντος ηλεκτρονίου κατά μέσο όρο.

Η μέση τιμή αυτή δεν εξαρτάται ιδιαίτερα από το είδος του σωματιδίου που ιονίζει, ενώ διαφοροποιείται ελαφρώς μεταξύ των διαφόρων τύπων αερίου. Παρ'όλα αυτά, μέρος της ενέργειας του φωτονίου αποδίδεται επίσης και σε άλλες μη ιονίζουσες διεγέρσεις (θερμική κίνηση, μοριακές δονήσεις κλπ.) και ο αριθμός των παραγόμενων ζευγών μεταβάλλεται. Έαν οι θερμικές διεγέρσεις δεν σχετίζονταν με την παραγωγή ζευγών, σε αυτήν την περίπτωση η κατανομή που θα ακολουθούσε ο αριθμός τους θα συνέπιπτε με την Poisson και θα ίσχυε:

$$\sigma^2 = \bar{n} \quad (2.10)$$

Στην πραγματικότητα όμως, τα γεγονότα παραγωγής δεσμών εξαρτώνται σε ένα βαθμό από τις θερμικές διεγέρσεις, ενώ τα ατομικά ηλεκτρόνια έχουν διακριτές ενέργειες σύνδεσης. Για το λόγο αυτό εισάγεται ο ιδιαίτερα σημαντικός παράγοντας Fano (**Fano factor**) για να τροποποιηθεί κατάλληλα η σχέση Poisson για τη διακύμανση:

$$\sigma^2 = F\bar{n} \quad (2.11)$$

Για $F=0$ δεν εμφανίζονται διακυμάνσεις στον αριθμό παραγόμενων ζευγών, ενώ για $F=1$ εφαρμόζεται πλήρως η κατανομή Poisson.

Οι τιμές που λαμβάνει ο παράγοντας Fano κυμαίνονται στο πεδίο τιμών $[0.06, 1]$. Για μεγάλες μέσες τιμές ζευγών, η κατανομή Poisson συμπίπτει με την Γκαουσιανή και το πλάτος δίνεται από την τυπική απόκλιση και θα ισχύει:

$$\begin{aligned} \sigma &= \sqrt{F\bar{n}} \\ \Gamma_{FWHM} &= 2\sqrt{\ln 2}\sigma = 1.655\sigma \end{aligned} \quad (2.12)$$

Επομένως η διακριτική ικανότητα θα δίνεται από τον τύπο:

$$R = \frac{\Gamma_{FWHM}}{E_{\max}} = 1.665\sqrt{\frac{F}{\bar{n}}} \quad (2.13)$$

Για το παράδειγμα της δίδυμης γένεσης παρατηρούμε ότι, για μικρό παράγοντα Fano θα έχουμε βελτίωση της διακριτικής ικανότητας. Είναι προφανές ότι άλλοι παράγοντες όπως ο ηλεκτρονικός θόρυβος, θα 'πλατύνουν' την κατανομή και θα μειώσουν την διακριτική ικανότητα. ^[6]

2.3 Ανιχνευτές αερίου

2.3.1 Κίνηση ηλεκτρονίων και ιόντων στα αέρια

Η κίνηση των ηλεκτρονίων και των ιόντων στα αέρια είναι ένας συνδυασμός δύο θεμελιωδών διαδικασιών, της διάχυσης και της ολίσθησης. Η πρώτη συνδέεται με την τυχαία θερμική κίνηση μέσω συγκρούσεων με άλλα σωματίδια, ενώ η δεύτερη σχετίζεται με την κίνηση κατά μήκος των δυναμικών γραμμών ενός υπάρχοντος

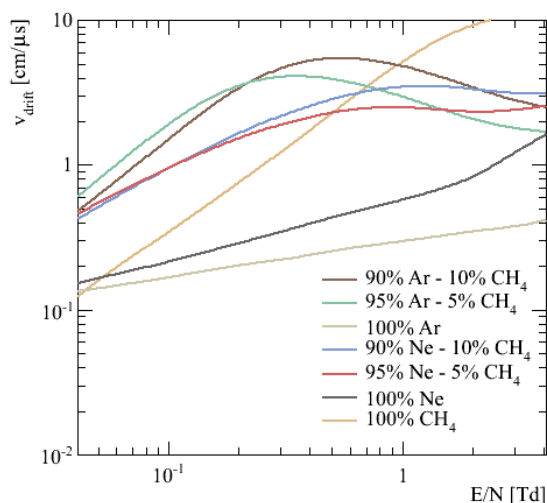
ηλεκτρικού πεδίου που εφαρμόζεται στο αέριο. Στους ανιχνευτές αερίου, η **ταχύτητα ολίσθησης** καθορίζει το πόσο γρήγορα συλλέγεται το φορτίο στα ηλεκτρόδια, ενώ ο ρυθμός διάχυσης καθορίζει την εμβέλεια εξάπλωσης των φορτίων προτού αυτά συλληθούν. Η ποσότητα αυτή είναι χρήσιμη επίσης για τον προσδιορισμό του σημείου στο οποίο συνέβη ο ιονισμός.

Εάν ένα νέφος ιόντων στο αέριο τοποθετηθεί σε ηλεκτρικό πεδίο έντασης E , τότε αρχίζει να κινείται με μέση ταχύτητα ολίσθησης v_D κατά μήκος των πεδιακών γραμμών. Η ταχύτητα ολίσθησης εξαρτάται γραμμικά από το E και την πίεση του αερίου p . Η **κινητικότητα** μ των ιόντων ορίζεται έτσι ώστε να ισχύει:

$$v_D = \frac{\mu E p_0}{p} \quad (2.14)$$

όπου p_0 είναι η πίεση σε κανονικές συνθήκες

Η αντίστοιχη ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων, συναρτήσεως του E , είναι αρκετά πιο πολύπλοκη. Σε γενικές γραμμές φθάνει μία ακρότατη τιμή για πιο χαμηλές τιμές του E , ενώ σταματά να μεγαλώνει (είτε μειώνεται σε αρκετές περιπτώσεις) με την αύξηση του E . Το σημείο κορεσμού της εξαρτάται έντονα από μικρές προσμίξεις στο κυρίως αέριο του ανιχνευτή. Παραδείγματος χάριν, η προσθήκη μίας ποσοστιαίας μονάδας αζώτου σε αργό μεταβάλλει την ταχύτητα ολίσθησης από 0.5 στα 2.3 cm/μs για πεδίο $E=1$ V/cm. Καθώς η λειτουργία του ανιχνευτή είναι πιο σταθερή για κορεσμένη ταχύτητα ολίσθησης, είναι απαραίτητη η παρουσία προσμίξεων στο αέριο μείγμα της διάταξης (Σχ. 2.3).



Σχ. 2.3 Οι ταχύτητες ολίσθησης όπως αυτές διαμορφώνονται για διάφορα μίγματα αερίων

Οι διαδικασίες διάχυσης, γενικά, περιγράφονται από τον πρώτο και το δεύτερο νόμο του Fick. Ο πρώτος υποθέτει ότι, για σταθερές συνθήκες (σταθερή συγκέντρωση σωματιδίων), η ροή κατευθύνεται από περιοχές υψηλής συγκέντρωσης σε περιοχές χαμηλής και είναι ανάλογη με την κλίση της συγκέντρωσης:

$$J = -D \frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad (2.15)$$

για διάχυση σε μία διάσταση, συμβολίζοντας με D την σταθερά διάχυσης και με φ την συγκέντρωση των ιόντων.

Για τον τρισδιάστατο ενεργό όγκο του ανιχνευτή και για μη σταθερές συνθήκες (τα ιόντα και τα ελεύθερα ηλεκτρόνια δημιουργούνται από σωματίδια και ανασυνδυάζονται στα ηλεκτρόδια) πρέπει να χρησιμοποιήσουμε το δεύτερο νόμο του Fick:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = D \times \nabla^2 \varphi \quad (2.16)$$

Ας θεωρήσουμε για παράδειγμα ότι όλα τα ιόντα δημιουργούνται σε ένα συγκεκριμένο σημείο στην αρχή του συστήματος συντεταγμένων $(0,0,0)$ που έχουμε ορίσει. Αρχικά, η συνάρτηση κατανομής της πυκνότητας $N(x,y,z)$ των ιόντων είναι μία συνάρτηση δέλτα και αρχίζει να διαχέεται. Οι συνθήκες αυτές μας οδηγούν σε μία Γκαουσιανή μορφή με τυπική απόκλιση:

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \quad (2.17)$$

Η σταθερά διάχυσης των ιόντων θα αυξάνεται με μέση θερμική ταχύτητα:

$$u = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} \quad (2.18)$$

όπου k_B είναι η σταθερά Boltzmann, T η θερμοκρασία και m η μάζα των ιόντων. Επομένως τα ιόντα διαχέονται ταχύτερα εάν η μάζα τους είναι μικρότερη ή η θερμοκρασία του αερίου είναι μεγαλύτερη. Κατα την διάχυση, τα ιόντα διαρκώς συγκρούονται με τα μόρια του αερίου, με μέσο ελεύθερο μήκος διαδρομής:

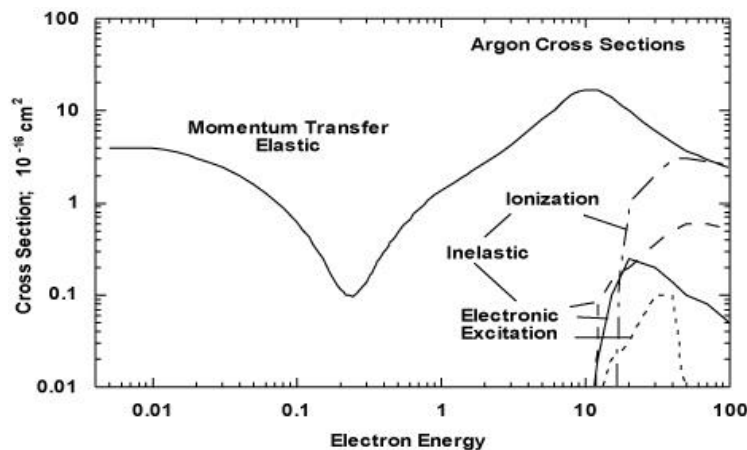
$$\lambda = \frac{1}{N\sigma(\varepsilon)} \quad (2.19)$$

και εξαρτάται από τη συγκέντρωση N και και την ενεργό διατομή $\sigma(\varepsilon)$ των συγκρούσεων (Σχ. 2.4).

Gas	Mass number	u (cm/s)	D^+ (cm ² /s)	μ^+ (cm ² /V s)	λ (10 ⁻⁵ cm)
H ₂	2.02	1.8×10^5	0.34	13.0	1.8
He	4.00	1.3×10^5	0.26	10.2	2.8
Ar	39.95	0.41×10^5	0.04	1.7	1.0
O ₂	32.00	0.46×10^5	0.06	2.2	1.0
H ₂ O	18.02	0.61×10^5	0.02	0.7	1.0

Σχ. 2.4 Πίνακας κινηματικών ιδιοτήτων διαφόρων αερίων

Η μέση ελεύθερη διαδρομή των ηλεκτρονίων είναι μεγαλύτερη από αυτήν των ιόντων, λόγω υψηλότερων ταχυτήτων και μικρότερου μεγέθους. Επομένως, αποκτούν πολλή περισσότερη ενέργεια από τις κρούσεις σε ένα ηλεκτρικό πεδίο συγκριτικά με τα ιόντα. Πιο συγκεκριμένα, για ηλεκτρόνια με κινητική ενέργεια κοντά στο 1eV, το μήκος κύματος Broglie είναι περίπου το διπλάσιο της διαμέτρου του ατόμου. Σε αυτές τις συνθήκες, το άτομο γίνεται σχεδόν 'διαφανές' για τα ηλεκτρόνια και η ενεργός διατομή παρουσιάζει ελάχιστο. Με άλλα λόγια, η μέση ελεύθερη διαδρομή των ηλεκτρονίων εξαρτάται ιδιαίτερα από την ενέργεια (Σχ. 2.5).

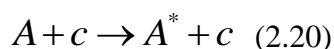


Σχ. 2.5 Η ενεργός διατομή των κρούσεων ατόμου-ηλεκτρονίου συναρτήσει της ενέργειας ηλεκτρονίου

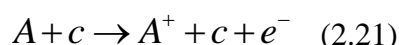
2.3.2 Διαδικασίες διεγέρσεων και ιονισμών στα αέρια

Όλες οι διαδικασίες που έχουν αναφερθεί έως τώρα αφήνουν το άτομο σε μια διεγερμένη κατάσταση. Επί παραδείγματι, οι ακτινοβολίες υψηλών ενεργειών παρέχουν μεγάλη πιθανότητα αφαίρεσης ηλεκτρονίου από εσωτερική στοιβάδα των ατόμων του μέσου (με αποτέλεσμα συνεχές ή διακριτό ηλεκτρονιακό φάσμα). Η κατάσταση που προκύπτει μετά την αλληλεπίδραση είναι ασταθής και το άτομο μεταπίπτει σε κατάσταση χαμηλότερης ενέργειας.

Η διέγερση ενός ατόμου A:

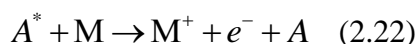


με c το φορτισμένο σωματίδιο και A^* το διεγερμένο άτομο, πραγματοποιείται υπό την προϋπόθεση το φορτισμένο σωματίδιο να έχει αυστηρά συγκεκριμένη ενέργεια (ενεργός διατομή $\approx 10^{-17} \text{cm}^2$). Εφόσον δεν υπάρχουν ελεύθερα ηλεκτρόνια και ιόντα, τα διεγερμένα άτομα ενδέχεται να συμμετέχουν σε περαιτέρω αντιδράσεις που οδηγούν σε ιονισμούς:



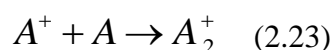
με A^+ το παραγόμενο κατιόν και e^- εκπεμπόμενο ηλεκτρόνιο. Η ενέργεια που απαιτείται δεν είναι τόσο καθορισμένη σε σύγκριση με τις διεγέρσεις (δεκαπλάσια ενεργός διατομή). Το ενεργειακό κατώφλι του ιονισμού είναι αρκετά μεγάλο και επομένως για μικρότερες ενέργειες υπερισχύουν οι διεγέρσεις στα αέρια.

Ένας δεύτερος μηχανισμός ιονισμών στα αέρια είναι το **φαινόμενο Penning**. Οι ιονισμοί Penning αναφέρονται στην αλληλεπίδραση μεταξύ ενός διεγερμένου ατόμου ή μορίου αερίου A^* και ενός μορίου-στόχου που οδηγεί στον σχηματισμό ενός μοριακού κατιόντος M^+ , ενός ηλεκτρονίου e^- και ενός ουδέτερου ατόμου (ή μορίου) A:



Οι ιονισμοί Penning υφίστανται όταν το μόριο-στόχος έχει δυναμικό ιονισμού χαμηλότερο από την εσωτερική ενέργεια του διεγερμένου ατόμου ή μορίου.

Ο τρίτος σημαντικός μηχανισμός που λαμβάνει χώρα σε αλληλεπιδρώμενο αέριο, είναι ο **σχηματισμός μοριακών ιόντων**. Ένα αέριο με θετικά ιόντα αλληλεπιδρά με ουδέτερο άτομο του ίδιου τύπου προς τον σχηματισμό μοριακού ιόντος:

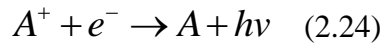


2.3.3 Ανασυνδυασμός και Σύλληψη

Όπως αναφέρθηκε, η δημιουργία ζευγών ιόντων είναι καθοριστική για την αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή. Πέραν όμως της παραγωγής τους, τα ζεύγη είναι αναγκαίο να παραμένουν σε ελεύθερη κατάσταση ούτως ώστε να συλληθθούν στην

άνοδο και στην κάθοδο. Οι δύο μηχανισμοί που παρεμποδίζουν την διαδικασία αυτή είναι η επανασύνδεση και η συλλογή.

Κατά την **επανασύνδεση** (recombination) και απουσία ηλεκτρικού πεδίου, τα θετικά ιόντα του αερίου δύναται να συνδεθούν με ηλεκτρόνια ή αρνητικά ιόντα που υπάρχουν στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή. Σχηματικά η συγκεκριμένη διεργασία:



για επανασύνδεση με ηλεκτρόνιο και



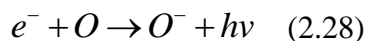
για επανασύνδεση με αρνητικό ιόν. Ο ρυθμός των ανασυνδυασμών εξαρτάται από τις συγκεντρώσεις των θετικών και αρνητικών ιόντων, n^- και n^+ αντίστοιχα,

$$dn = bn^-n^+ dt \quad (2.26)$$

όπου b είναι σταθερά που εξαρτάται από τον τύπο του αερίου. Για $n^+ = n^- = n$, η ολοκλήρωση οδηγεί στο εξής αποτέλεσμα:

$$n = n_0 / (1 + bn_0 t) \quad (2.27)$$

με n_0 η αρχική συγκέντρωση την χρονική στιγμή $t=0$. Κατά τη **σύλληψη** των ηλεκτρονίων, ελεύθερα ηλεκτρόνια του αερίου συνδέονται με ηλεκτραρνητικά άτομα που εντοπίζονται στον ενεργό όγκο. Σχηματικά:



Επομένως τα (χαμηλής ενέργειας) ηλεκτρόνια πριν προλάβουν να φτάσουν στην άνοδο, έχουν ήδη παγιδευτεί και επομένως μειώνεται η απολαβή του ανιχνευτή που έχει αντίκτυπο στην ενεργειακή διακριτική ικανότητα του. Κάποια ιδιαίτερα σημαντικά ηλεκτραρνητικά αέρια είναι το O_2 , το CH_4 , το CO_2 κ.α., επομένως είναι καθοριστικής σημασίας να έχουμε βεβαιωθεί ότι έχουν εξαιρεθεί όσο το δυνατό περισσότερα μόρια από τη διάταξη του αντίστοιχου αερίου που παρεμποδίζει τη συλλογή των ιόντων στα ηλεκτρόδια.^[9]

2.4 Κατηγορίες Ανιχνευτών αερίου

Η ίδια η φύση της αέριας κατάστασης που ευνοεί τα φαινόμενα διάχυσης και ολίσθησης αποτέλεσε θεμέλιο για τη δημιουργία ολόκληρης οικογένειας ανιχνευτικών διατάξεων. Η αρχή λειτουργίας τους βασίζεται στον ιονισμό ενός αερίου-αισθητήρα από το εισερχόμενο σωματίδιο και την καταγραφή του επαγόμενου ρεύματος στα ηλεκτρόδια από τα δευτερογενή ηλεκτρόνια που προκύπτουν μέσω των αλληλεπιδράσεων.

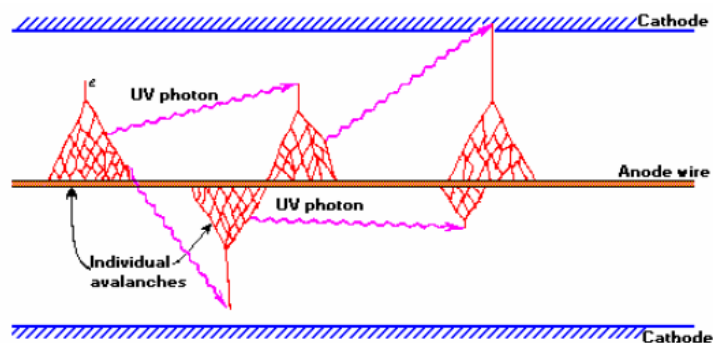
Υπάρχουν τρία (θεμελιώδη) τύποι ανιχνευτών με αέριο:

- Οι θάλαμοι ιονισμού
- Οι αναλογικοί απαριθμητές
- Οι Geiger-Muller

Όλοι οι ανωτέρω έχουν τον ίδιο βασικό σχεδιασμό δύο ηλεκτροδίων που ανάμεσά τους υπάρχει αέριο, αλλά ο καθένας χρησιμοποιεί διαφορετική μέθοδο για να καταμετρήσει τα ζεύγη ιόντων-ηλεκτρονίων που δημιουργούνται από τις ανελαστικές συγκρούσεις. Η τάση λειτουργίας τους διαφοροποιείται έντονα και αναλόγως το εύρος της, αλλάζουν οι δυνατότητες των ανιχνευτών ως προς το είδος του σωματιδίου που μετράνε ή τα χαρακτηριστικά αυτού. Οι περιοχές λειτουργίας καθορίζουν και την κατηγοριοποίηση του κάθε ανιχνευτή.

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, οι ανιχνευτές μπορούν να λειτουργήσουν είτε σε παλμική είτε σε λειτουργία ρεύματος. Στην πρώτη περίπτωση καταγράφονται οι παλμοί του κάθε σωματιδίου χωριστά (**pulse chamber**), ενώ στην δεύτερη, μετράται το μέσο dc ρεύμα (**current chamber**).

Τα ζεύγη που σχηματίζονται διαχέονται και παρουσία ηλεκτρικού πεδίου ολισθαίνουν στα ηλεκτρόδια με χαμηλή κινητική ενέργεια. Μέσα στο εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο, τα ηλεκτρόνια έχουν αρκετά μεγαλύτερο μέσο μήκος διαδρομής, και στην περίπτωση που το πεδίο είναι αρκετά μεγάλο, η κινητική τους ενέργεια επαρκεί ούτως ώστε να ξεκινήσουν φαινόμενα δευτερογενών ιονισμών (δ -rays). Τα νέα (δευτερογενή) ηλεκτρόνια που απελευθερώνονται, επιταχύνονται και αυτά στο ηλεκτρικό πεδίο. Το σύνολο όλων αυτών των διαδικασιών οδηγεί στο λεγόμενο φαινόμενο της **χιονοστιβάδας** (χιονοστιβάδα Townsend). Ως αποτέλεσμα, ένας πολύ μεγάλος αριθμός ζευγών ιόντων-ηλεκτρονίων δημιουργείται από ένα μόνο αρχικό ιονίζον σωματίδιο (π.χ. φωτόνιο). Η διαδικασία αυτή αλλιώς ονομάζεται και **ενίσχυση αερίου** (gas amplification). Σε ακόμα μεγαλύτερες πεδιακές εντάσεις, τα άτομα μπορούν και αυτά να διεγερθούν σε κρούσεις με ηλεκτρόνια, με αποτέλεσμα την εκπομπή φωτονίων. Τα φωτόνια ταξιδεύουν σε μεγαλύτερες αποστάσεις πριν επαναπορροφηθούν και με αυτόν τον τρόπο δημιουργούνται εξαρχής νέα γεγονότα ιονισμού σε κάποιο άλλο σημείο του ενεργού όγκου και επομένως συναντούμε χιονοστιβάδες σε όλη την έκταση του (Σχ. 2.6).



Σχ. 2.6 Σχηματισμός χιονοστιβάδας σε όλο τον ενεργό όγκο ^[7]

2.4.1 Σχηματισμός χιονοστιβάδας

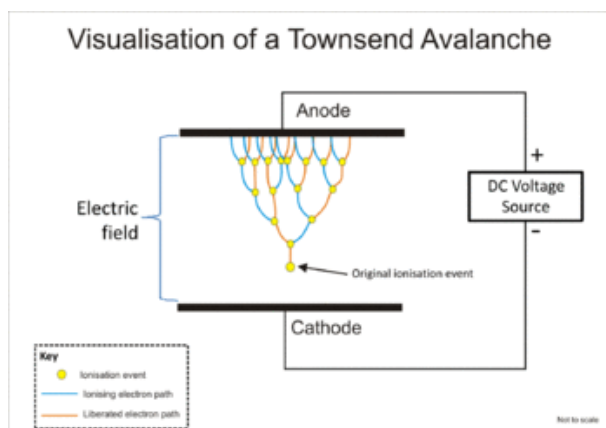
Όπως αναφέρθηκε πιο πάνω, ο σχηματισμός ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων εξαρτάται ιδιαίτερα από την ένταση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου. Δύο τυπικές διατάξεις ηλεκτροδίων αποτελούν τις πιο χαρακτηριστικές.

1. Διαμόρφωση παραλλήλων πλακών

Σε ένα πυκνωτή με την άνοδο και την κάθοδό του ως δύο παράλληλες πλάκες, το ηλεκτρικό πεδίο, σύμφωνα με την ηλεκτρομαγνητική θεωρία, θα είναι σταθερό σε όλο τον όγκο και θα εξαρτάται μόνο από την απόσταση μεταξύ των δύο οπλισμών και της διαφοράς δυναμικού μεταξύ τους:

$$E = \frac{U_0}{d} \quad (2.29)$$

Επομένως, οι χιονοστιβάδες θα αρχίζουν να σχηματίζονται στο σημείο όπου έλαβε χώρα ο πρώτος ιονισμός από το εισερχόμενο σωματίδιο, και τα προϊόντα των αλυσιδωτών αντιδράσεων θα ολισθήσουν στην άνοδο και στην κάθοδο. Οι χιονοστιβάδες που σχηματίζονται φαίνονται στο σχήμα 2.7.



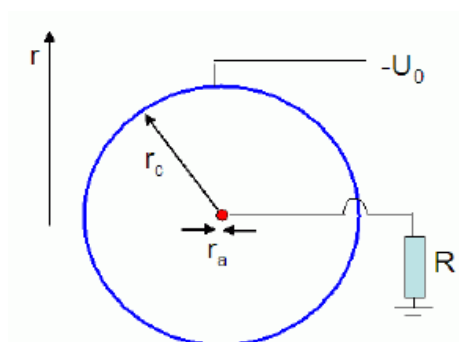
Σχ. 2.7 Σχηματισμός χιονοστιβάδας υπό σταθερό ηλεκτρικό πεδίο

2. Κυλινδρική διαμόρφωση

Στην περίπτωση αυτή, διαφοροποιούνται αρκετά οι συνθήκες, καθότι το ηλεκτρικό πεδίο πάει να είναι σταθερό. Ο τύπος που δίνει το πεδίο της διάταξης θα είναι:

$$E(r) = \frac{U_0}{r \ln\left(\frac{r_c}{r_a}\right)} \quad (2.30)$$

Τα r_c και r_a είναι οι ακτίνες των καλωδίων της καθόδου και της ανόδου αντίστοιχα (Σχ. 2.8)



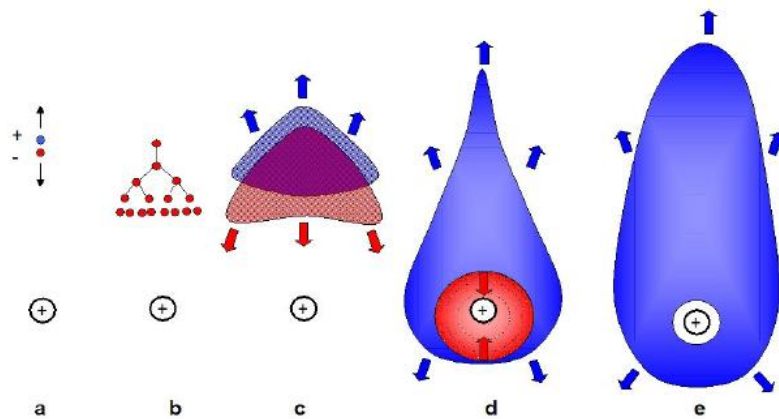
Σχ. 2.8 Η κυλινδρική διάταξη ηλεκτροδίων.

Το $E(r)$ είναι προφανώς μεγαλύτερο γύρω από το καλώδιο της ανόδου, παρουσία του r στον παρανομαστή. Ένα πολύ λεπτό καλώδιο στην άνοδο μπορεί να δημιουργήσει μεγάλης έντασης πεδία ακόμα και για μέτριες τιμές εφαρμοζόμενης τάσης. Στην περίπτωση αυτή, η ακολουθία των γεγονότων έχει ως εξής (Σχ. 2.9):

- a) Ένα ιονίζον σωματίδιο μπορεί να σχηματίσει ζεύγος ηλεκτρονίου-ιόντος σε οποιοδήποτε σημείο του ανιχνευτή. Τα ηλεκτρόνια αρχίζουν να ολισθαίνουν

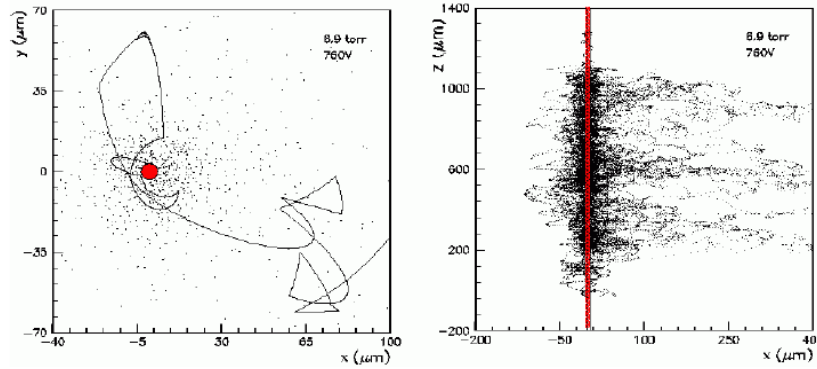
αργά προς την άνοδο εφόσον το πεδίο είναι ακόμα ασθενές. Υπό αυτές τις συνθήκες τα ηλεκτρόνια δεν έχουν αρκετή κινητική ενέργεια για να ιονίσουν άτομα του αερίου και φαινόμενα χιονοστιβάδας δεν υφίστανται.

- b) Καθώς πλησιάζουν στην άνοδο, το r τείνει προς το μηδέν και όταν λάβει μια συγκεκριμένη τιμή, τα ηλεκτρόνια είναι πλέον ικανά να ιονίσουν τα άτομα. Η διαδικασία της χιονοστιβάδας εκκινεί.
- c) Ένα νέφος ελεύθερων ηλεκτρονίων και ιόντων αρχίζει να σχηματίζεται. Τα ηλεκτρόνια ολισθαίνουν στην άνοδο και τα ιόντα απομακρύνονται από αυτήν, ενώ η διαδικασία ιονισμού ατόμων από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια συνεχίζει να υφίσταται.
- d) Λόγω διάχυσης, ηλεκτρόνια και ιόντα εξαπλώνονται στον χώρο, σχηματίζοντας μία ‘σταγονοειδή’ μορφή που ενθυλακώνει την άνοδο. Το ηλεκτρονιακό νέφος συρρικνώνεται γύρω από την περιοχή αυτή.
- e) Κατά τη διάρκεια ενός μικρού χρονικού διαστήματος ($\approx 1\text{ns}$) τα ηλεκτρόνια συλλέγονται στη άνοδο. Το νέφος ιόντων απωθείται από την άνοδο (θετικά φορτία), εξαπλώνεται και ολισθαίνει προς την κάθοδο.



Σχ. 2.9 Στάδια σχηματισμού της σταγονοειδούς μορφής για χιονοστιβάδα σε κυλινδρικό πυκνωτή

Η κίνηση των ηλεκτρονίων μέσα στη χιονοστιβάδα είναι ένας συνδυασμός διάχυσης και ολίσθησης. Η σύνθετες μεταφορικές διαδικασίες των φορέων δύναται να παρασταθούν μόνο μέσω υπολογιστικών προγραμμάτων προσομοίωσης και μοντελοποίησης. Στο σχήμα 2.10 παρουσιάζονται οι τροχιές των ηλεκτρονίων από δύο διαφορετικές όψεις. Στο αριστερό σχήμα παρατηρούμε την τροχιά ενός ηλεκτρονίου που συμμετέχει στην χιονοστιβάδα σε επίπεδο κάθετο στην άνοδο, ενώ στο δεξιό, παρατηρούμε τις τροχιές των ηλεκτρονίων της χιονοστιβάδας σε επίπεδο παράλληλο με την άνοδο.



Σχ. 2.10 Οι τροχιές των ηλεκτρονίων σε επίπεδο κάθετο (αριστερά) και παράλληλο (δεξιά) στη διεύθυνση της ανόδου.

2.5 Απολαβή (gain) και συντελεστής Townsend

Ένα ηλεκτρόνιο που ολισθαίνει ανάμεσα σε σημεία r_1 και r_2 υπό την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου, αποκτά ενέργεια και παράγει δευτερογενή ηλεκτρόνια λόγω ανελαστικών κρούσεων. Η κατανομή της ενέργειας των ηλεκτρονίων μεταβάλλεται από Maxwell σε πλατύτερη κατανομή μέσα στο πεδίο. Όταν η ενθουλάκωση των ηλεκτρονίων και η δευτερογενής παραγωγή φωτονίων είναι αμελητέα, μπορούμε να παράξουμε μια σχέση ακολουθώντας τον εξής συλλογισμό. Εάν υπάρχουν n ηλεκτρόνια υπό σταθερό ηλεκτρικό πεδίο, τότε σε μια διαδρομή dx θα δημιουργηθούν dn καινούργια ηλεκτρόνια. Το dn θα δίνεται από τη σχέση:

$$dn = n \alpha dx \quad (2.30)$$

Όπου το α είναι μια σταθερά (αναλόγως την τοπολογία). Ολοκληρώνοντας τη σχέση σε μια διαδρομή x θα έχουμε την απλή λύση:

$$n = n_0 \exp(\alpha x) \quad (2.31)$$

όπου n_0 ο αρχικός αριθμός ηλεκτρονίων. Θέτοντας $M = n/n_0$, όπου το M αποτελεί έναν πολλαπλασιαστικό παράγοντα, θα έχουμε:

$$M = n / n_0 = \exp(\alpha x) \quad (2.32)$$

Το M ταυτίζεται με τη λεγόμενη απολαβή (**gas gain**) του αερίου και παίζει καθοριστικό ρόλο για τις δυνατότητες του ανιχνευτή.

Στην περίπτωση που το πεδίο είναι ανομοιογενές (π.χ. κυλινδρικός πυκνωτής), το α μετατρέπεται σε μια συνάρτηση του r , $\alpha(r)$ και καλούμαστε να ολοκληρώσουμε σε μία διαδρομή r_2-r_1 . Η σχέση που θα προκύψει θα είναι: ^[10]

$$\ln M = \int_{r_1}^{r_2} a(r)dr \quad (2.33)$$

Η από πάνω σχέση μπορεί να λάβει οσοδήποτε μεγάλες τιμές. Ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας όμως περιορίζεται στο όριο $M < 10^8$ ή $ax < 20$, (Raether limit) και έπειτα επέρχεται η κατάρρευση. Ο σχηματισμός χωρικού φορτίου (space charge) πολύ κοντά στην χιονοστιβάδα και η παραγωγή φωτονίου (εκκίνηση χιονοστιβάδας σε άλλο σημείο του ενεργού όγκου) οδηγούν στην κατάρρευση που εκδηλώνεται ως σπινθήρας. Η συνολική ενεργειακή συνεισφορά των ηλεκτρονίων εμποδίζουν τη λειτουργία του ανιχνευτή για μεγάλο M . Επομένως, για μεγαλύτερες τιμές του πεδίου φθάνουμε πιο γρήγορα στο όριο Raether. Για ένα ανιχνευτή παραλλήλων πλακών, το κενό ανάμεσα στις πλάκες παίζει σημαντικό ρόλο (αφού επηρεάζει το πεδίο) και όσο αυτό μεγαλώνει αυξάνεται η πιθανότητα κατάρρευσης.

Οι περισσότερες μορφές της σταθεράς Townsend χρησιμοποιούνται για να ερμηνεύσουν πειραματικά δεδομένα και διαφοροποιούνται. Η πιο γενική μορφή δίνεται από την έκφραση:

$$\frac{a}{p} = A \exp\left(\frac{-Bp}{E}\right) \quad (2.34)$$

Όπου A και B είναι παράμετροι του είδους του αερίου και της εμβέλειας του ηλεκτρικού πεδίου.

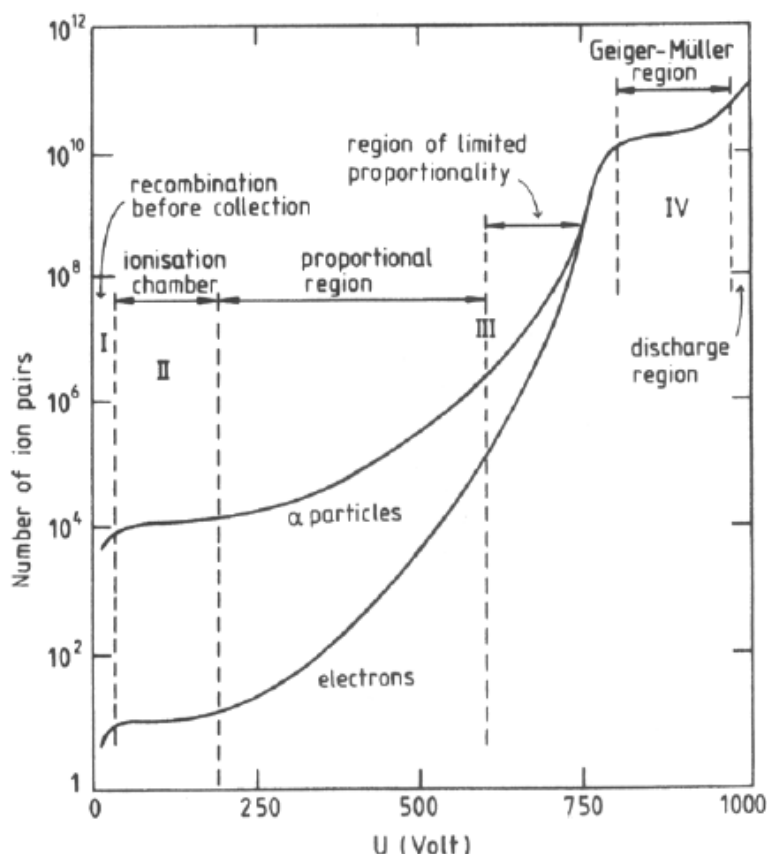
Εάν παραστήσουμε με λ την μέση ελεύθερη διαδρομή του ηλεκτρονίου (δηλαδή την απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών συγκρούσεων με άτομα) τότε για τον συντελεστή Townsend θα ισχύει $a=1/\lambda$ και θα ταυτίζεται με την πιθανότητα ιονισμού ανά μονάδα μήκους. ^[11]

Η απόδοση του ανιχνευτή κατά την διέλευση ενός σωματιδίου από το αέριο επηρεάζεται σε πολύ μεγάλο βαθμό από το επίπεδο του ηλεκτρονικού θορύβου και την κατανομή της ενίσχυσης. Κατά την επεξεργασία του σήματος, μόνο οι παλμοί με αρκετά μεγαλύτερο ύψος σε σύγκριση με το θόρυβο, λαμβάνονται υπόψη. Αυτό διαδραματίζει πολύ σημαντικό ρόλο σε περιπτώσεις που η κατάσταση του readout είναι υψηλή, διότι το φορτίο που εισάγεται σε μια μονάδα ανάγνωσης προκύπτει από τον πολλαπλασιασμό ενός μόνο πρωτογενούς ηλεκτρονίου.

Η μέτρηση της απόθεσης ενέργειας στον ανιχνευτή εξαρτάται από τον αριθμό των πρωτογενών ηλεκτρονίων. Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή επηρεάζεται κυρίως από διακυμάνσεις της ενίσχυσης και του πρωτογενούς αριθμού ηλεκτρονίων. Όσο μικρότερες είναι οι διακυμάνσεις αυτές, τόσο πιο ακριβής είναι η μέτρηση.

2.6 Περιοχές λειτουργίας ανιχνευτών με αέριο

Οι συνθήκες λειτουργίας ενός ανιχνευτή αερίου εξαρτάται κρίσιμα στην ένταση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου. Στο σχήμα 2.11 αποτυπώνεται ο αριθμός παραγόμενων ζευγών συναρτήσει της εφαρμοζόμενης τάσης.



Σχ.2.11 Περιοχές λειτουργίας ανιχνευτή αερίου

Στο σχήμα 2.11 αναγνωρίζουμε τις εξής περιοχές:

1. Περιοχή επανασύνδεσης:

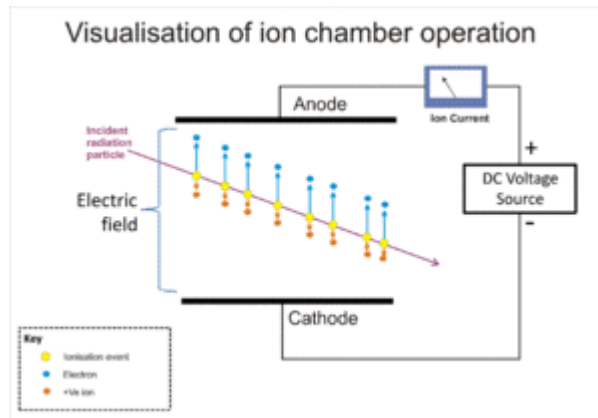
Στην περιοχή αυτή, το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο χαρακτηρίζεται ως ασθενές. Η ταχύτητα ολίσθησης που αποκτούν τα ζεύγη δεν είναι αρκετή ούτως ώστε να φτάσουν στα ηλεκτρόδια. Οι φορείς επανασυνδέονται και δεν συλλέγεται φορτίο στην άνοδο και στην κάθοδο. Για χαμηλές τιμές της πεδιακής έντασης, καμία ανιχνευτική διάταξη δεν μπορεί να λειτουργήσει.

2. Περιοχή Ιονισμού

Στην περιοχή αυτή, το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο έχει αρκετή ένταση ούτως ώστε να εξασφαλισθεί η συλλογή φορτίου στα ηλεκτρόδια. Παρόλα αυτά η ενέργεια που λαμβάνουν τα ηλεκτρόνια είναι σχετικά μικρή για να δημιουργηθούν περαιτέρω ιονισμοί με αποτέλεσμα να μην εμφανίζονται φαινόμενα χιονοστιβάδας (μηδενική απολαβή).

Οι **θάλαμοι ιονισμού** λειτουργούν σε αυτήν την περιοχή. Το πλάτος σήματος του ανιχνευτή είναι ανάλογο με την ενέργεια του κάθε εισερχόμενου

σωματιδίου για μικρές ενέργειες (<10keV) ενώ το σήμα που παράγεται από το συλλεγμένο φορτίο στα ηλεκτρόδια χαρακτηρίζεται ασθενές. Επομένως οι ανιχνευτές που λειτουργούν σε αυτήν την περιοχή ανιχνεύουν κατά κύριο λόγο σωματίδια που μπορούν να ιονίσουν έντονα τα άτομα του αέριου μίγματος. Επιπλέον σε αυτήν την περιοχή, ευνοείται και η παλμική αλλά και η λειτουργία ρεύματος (pulse-current function). Συνήθως γίνονται μετρήσεις σε μεγάλες ροές σωματιδίων, ενώ παράλληλα είναι εφικτή και η ανίχνευση νετρονίων. Η αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή αποτυπώνεται (σε θεμελιώδες επίπεδο) από το σχήμα 2.12.



Σχ.2.12 Αρχή λειτουργίας θαλάμου ιονισμού

3. Αναλογική περιοχή

Με την αύξηση της έντασης του πεδίου εξασφαλίζεται η συλλογή όλων των παραγόμενων φορέων. Τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται στο ισχυρό πεδίο και η ενέργεια τους είναι αρκετή ούτως ώστε να προξενήσουν δευτερογενείς ιονισμούς. Ο καταγισμός είναι πλέον υπαρκτός και σχηματίζονται χιονοστιβάδες σε όλη την ενεργό έκταση.

Ο αριθμός των ζευγών που δημιουργούνται εκτείνεται από 10^2 μέχρι έως και 10^5 , ενώ είναι ανάλογος της ενέργειας του εισερχόμενου σωματιδίου.

Στην περιοχή αυτή λειτουργούν οι αναλογικοί απαριθμητές (θα συζητηθούν πιο κάτω). Το φορτίο που συλλέγεται στα ηλεκτρόδια είναι αρκετό για να παράξει σήμα το οποίο μπορούμε να μελετήσουμε, πράγμα που καθιστά τον ανιχνευτή μας κατάλληλο για κάθε είδους ιονίζοντος σωματιδίου. Εξ αιτίας της μεγάλης ενίσχυσης (των φορέων) καθίσταται δυνατή η ανίχνευση σωματιδίων με μικρότερη ενέργεια (<10keV).

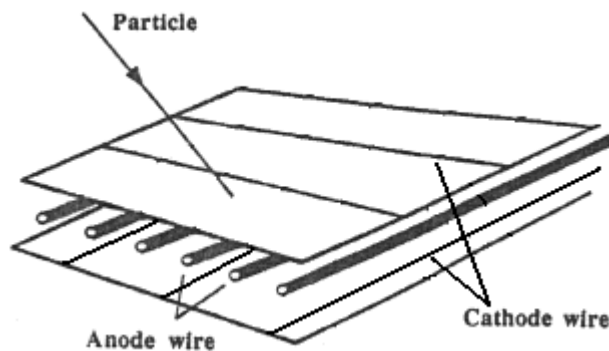
Οι αναλογικοί απαριθμητές έχουν τη δυνατότητα να διατηρήσουν πληροφορίες πέραν της ενέργειας, όπως τη θέση που έλαβε χώρα ο πρώτος ιονισμός (multiwire chambers). Τέλος στην περιοχή αυτή, καλούμαστε να εξασφαλίσουμε την αναλογικότητα μεταξύ παραγόμενων ζευγών και ενέργειας αρχικού σωματιδίου (κορεσμένη ταχύτητα ολίσθησης) και γι' αυτό το λόγο είναι απαραίτητη η χρήση αποσβεστικού αερίου (quencher gas) στο αέριο μείγμα της διάταξης.

Στην περιοχή περιορισμένης αναλογικότητας δεν μπορούν να λειτουργήσουν απαριθμητές.

Ο MWPC:

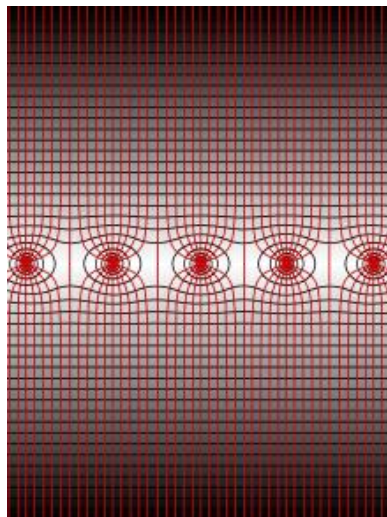
Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα αναλογικού απαριθμητή, αποτελεί ο MWPC (multi wire proportional chamber).

Η ανάγκη για τον προσδιορισμό της τροχιάς των σωματιδίων οδήγησε στην δημιουργία του πολυκαναλικού αναλογικού απαριθμητή από τον G.Charpak το 1968. Η διάταξη αποτελεί ένα συνονθύλευμα των δύο διαμορφώσεων που αναφέρθηκαν παραπάνω. Περιλαμβάνει δύο παράλληλες πλάκες για κάθοδο, σε μεγάλη τάση. Σε ίσες αποστάσεις από τις δύο καθόδους τοποθετείται ένα επίπεδο που αποτελείται από παράλληλα τοποθετημένα κυλινδρικά καλώδια που σχηματίζουν την άνοδο (Σχ. 2.13). Ο χώρος ανάμεσα στις πλάκες τροφοδοτείται με κατάλληλα επιλεγμένο αέριο (π.χ. μείγμα αργού-μεθανίου) για να υπάρχει όσο το δυνατό μικρότερη εξάρτηση της ταχύτητας ολίσθησης από το ηλεκτρικό πεδίο.



Σχ.2.13 Η διάταξη του MWPC

Το ηλεκτρικό πεδίο είναι κατά κύριο λόγο ομογενές, εκτός από την γειτονική περιοχή γύρω από τις ανόδους όπου οι δυναμικές γραμμές παρουσιάζουν μια καμπύλωση (Σχ. 2.14).



Σχ.2.14 Καμπύλωση των δυναμικών γραμμών του ηλεκτρικού πεδίου στον MWPC

Τα ηλεκτρόνια που προκύπτουν από τους ιονισμούς ολισθαίνουν κατά μήκος των δυναμικών γραμμών και αποκτούν επιπλέον ενέργεια κοντά στην άνοδο όπου και

δημιουργούνται χιονοστιβάδες ενισχύοντας την απολαβή του ανιχνευτή. Ο παλμός που προκύπτει συλλέγοντας το φορτίο ενισχύεται και μπορούμε να τον αναλύσουμε σε κάποια μονάδα επεξεργασίας. Ο MWPC χαρακτηρίζεται από καλό ρυθμό απαρίθμησης (counting rate) και καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα. Όσον αφορά τον χρονικό προσδιορισμό περιορίζεται στα 100μm.

4. Περιοχή Geiger-Muller

Στην περιοχή αυτή η παραγωγή ζευγών ιόντων-ηλεκτρονίων δεν εξαρτάται από τον τύπο του εισερχόμενου σωματιδίου. Το ηλεκτρικό πεδίο είναι τόσο ισχυρό, με αποτέλεσμα οι χιονοστιβάδες να συνεχίζουν να εξαπλώνονται. Στο σημείο όπου η πυκνότητα των θετικών φορέων στο ηλεκτρόδιο φτάσει υψηλές τιμές, η περαιτέρω ενίσχυση (amplification) του αερίου καθίσταται αδύνατη.

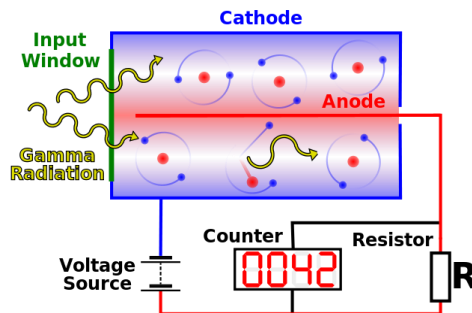
Η ενίσχυση φτάνει στον κορεσμό της για απολαβή (παραγόμενα ζεύγη) άνω του 10^7 , ενώ παύει να υφίσταται αναλογικότητα. Το σήμα στην έξοδο δεν εξαρτάται πλέον από την ενέργεια του εισερχόμενου σωματιδίου.

Σε αυτές τις ενέργειες λειτουργούν οι 'διάσημοι' απαριθμητές τύπου Geiger-Muller (εξού και το όνομα της περιοχής). Το σημείο λειτουργίας τους είναι για αριθμό ζευγών άνω των 10 εκατομμυρίων, τα οποία όμως δεν προέρχονται πλέον από τοπικές χιονοστιβάδες. Η ενέργεια είναι αρκετή ούτως ώστε να διεγερθούν τα άτομα και να παράξουν φωτόνια, τα οποία δημιουργούν εκ νέου συμπλέγματα (clusters από δευτερογενή ηλεκτρόνια) σε άλλο σημείο του ενεργού όγκου (μή τοπικότητα). Η αλυσιδωτή αντίδραση σταματά στο σημείο που η εκφόρτιση ελαττώνει το ηλεκτρικό πεδίο κατόπιν ιονισμού αρκετών σωματιδίων. Για να εμποδίσουμε την εκφόρτιση προσθέτουμε αποσβεστικό αέριο (κοντά στο 10% του συνολικού μείγματος) με μεγάλη ενεργό διατομή απορρόφησης φωτονίων.

Ο Geiger-Muller απαριθμητής:

Ανιχνευτής που είναι ικανός να ανιχνεύσει σωματίδια οποιασδήποτε ενέργειας. Η διάταξη του περιλαμβάνει ένα σωλήνα (κυλινδρική διαμόρφωση) ο οποίος αποτελεί την κάθοδο και τροφοδοτείται με αρνητική τάση (Σχ. 2.15). Στο κέντρο του υπάρχει ένα καλώδιο σε θετική τάση που αντιστοιχεί στην άνοδο. Οι πληροφορίες που μπορούμε να λάβουμε σχετίζονται αποκλειστικά με τον αριθμό των σωματιδίων, εφόσον δεν υφίσταται αναλογικότητα, ενώ ο μικρός 'νεκρός χρόνος' (dead time) ευνοεί τα χαμηλά ποσοστά καταμέτρησης. Τα σωματίδια που μπορούν να ανιχνευτούν είναι ακτίνες γάμμα, α , σωματίδια α και β καθώς και νετρόνια με κατάλληλες ρυθμίσεις. Η 'ευαισθησία' (sensitivity) του είναι αρκετά μεγάλη, το σχέδιο απλό, ενώ η κατασκευή του είναι μικρών διαστάσεων, φθηνή, σταθερή πράγμα που τον καθιστά φορητό.

Ένας Geiger-Muller ανιχνευτής αδυνατεί να μετρήσει υψηλά ποσοστά ακτινοβολίας. Ο χρόνος ζωής του είναι περιορισμένος, εφόσον η ποιότητα του αερίου της διάταξης υποβαθμίζεται με το πέρασ του χρόνου, ενώ αδυνατεί να λάβει μέτρηση για την ενέργεια του εισερχομένου σωματιδίου. Επομένως δεν δύναται να παράξει φάσμα ενέργειας και ως αποτέλεσμα να καθίσταται αδύνατο να διευκρινιστούν τα διάφορα είδη ακτινοβολιών που προσπίπτουν στη διάταξη.



Σχ. 2.15 Η διάταξη ενός Geiger-Muller ανιχνευτή

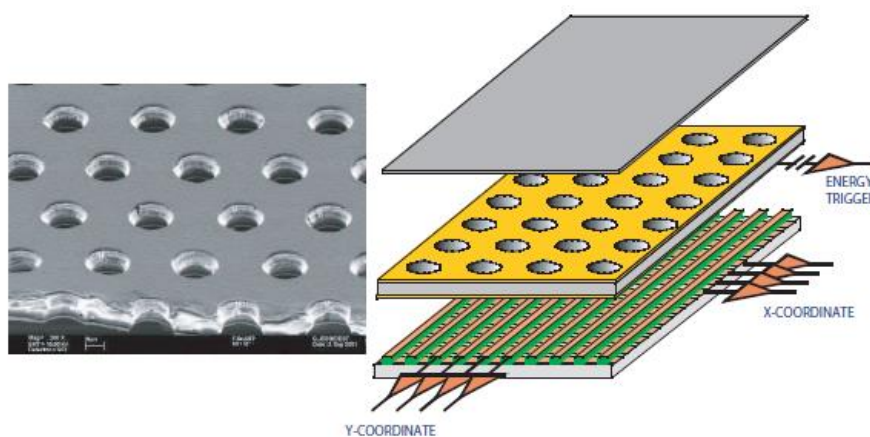
Κεφάλαιο 3

3.1 Ο ανιχνευτής MicroMegas

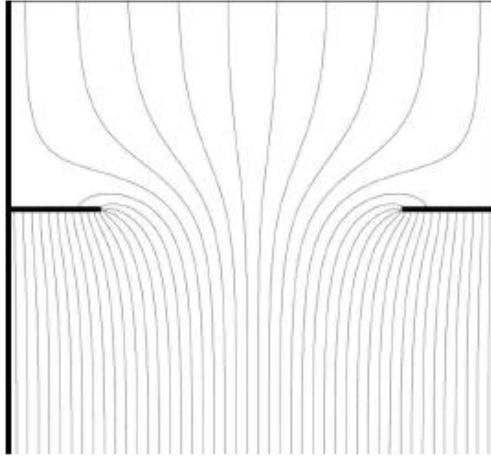
3.1.1 Διαδικασίες σε έναν MicroMegas

Ο καινοτόμος MWPC αποτέλεσε βάση για την ανάπτυξη πολυάριθμων ανιχνευτικών διατάξεων όπως αυτή του MicroMegas (Micro Mesh Gaseous Structure) που εισήχθει από τους G.Charpak και Ι.Γιοματάρης στα μέσα της δεκαετίας του 90 και επέτρεψε την κατασκευή λεπτών ασύρματων (άνευ καλωδίων στην άνοδο) ανιχνευτών αερίου.

Η διαφορά στον MM συγκριτικά με τους άλλους ανιχνευτές εντοπίζεται στην τοποθέτηση ενός λεπτού πλέγματος (micromesh) που χωρίζει τις δύο περιοχές (Σχ. 3.1), αντικαθιστώντας το επίπεδο από παράλληλα καλώδια (άνοδος) ενός τυπικού MWPC. Με την αναδιάταξη αυτή, τα ηλεκτρόδια πλέον είναι δύο επίπεδα που σχηματίζουν έναν πυκνωτή με παράλληλες πλάκες του οποίου το πεδίο είναι κατά κύριο λόγο ομογενές. Οι δυναμικές γραμμές είναι παράλληλες μεταξύ τους και παρουσιάζουν καμπύλωση στην περιοχή κοντά στις οπές του πλέγματος (Σχ. 3.2)



Σχ. 3.1 Το πλέγμα (micromesh) και η διάταξη ενός πρότυπου MicroMegas



Σχ. 3.2 Ανομοιογένεια ηλεκτρικού πεδίου κοντά στις οπές.^[14]

Ο χώρος ανάμεσα στα ηλεκτρόδια (ενεργός όγκος) γεμίζει αέριο μείγμα ούτως ώστε να ελαχιστοποιηθεί η εξάρτηση της ταχύτητας ολίσθησης των φορέων από το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο.

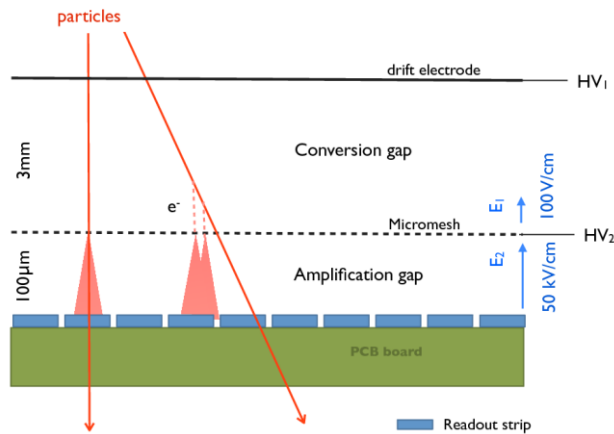
Η αρχή λειτουργίας του είναι σχετικά απλή και βασίζεται στα φαινόμενα που αναλύθηκαν στο πρώτο μέρος.

Το εισερχόμενο σωματίδιο (φωτόνιο, μύονιο, ηλεκτρόνιο κ.α.) διαπερνά σε πρώτο στάδιο την κάθοδο ή αλλιώς το ηλεκτρόδιο ολίσθησης (**drift electrode**). Εφόσον το διαπεράσει, το σωματίδιο βρίσκεται μέσα στην περιοχή μετατροπής (**conversion gap**) η οποία εκτείνεται έως μερικά mm μέχρι το μικροπλέγμα. Το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή μετατροπής είναι σχετικά ασθενές –της τάξης του 10V/cm- ενώ στην περιοχή αυτή λαμβάνει χώρα (στο πρώτο της στάδιο) η παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων.

Ο ρόλος του πλέγματος είναι πιο σύνθετος πέραν του να χωρίζει τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή σε δύο περιοχές (μετατροπής και ενίσχυσης). Το υλικό που χρησιμοποιείται για την κατασκευή του είναι ο χαλκός και με τεχνικές φωτολιθογραφίας γίνεται εφικτή η χάραξη των οπών διαμέτρου 25μm σε απόσταση (βήμα) 50μm. Η τάση που εφαρμόζεται σε αυτό (μέχρι και 500V) είναι τέτοια ώστε η αναλογία του ηλεκτρικού πεδίου μέσα στην περιοχή ενίσχυσης προς το πεδίο της περιοχής μετατροπής να είναι αρκετά μεγάλη. Όσο μεγαλύτερη είναι η αναλογία, τόσο μεγαλύτερος θα είναι ο αριθμός ηλεκτρονίων που προσπίπτουν στην περιοχή ενίσχυσης (στην πράξη, μία αναλογία της τάξης του 20 θα σημαίνει και πλήρη μετάδοση). Με αυτόν τον τρόπο καθορίζεται η διαπερατότητα (transparency) του ανιχνευτή που θα συζητηθεί παρακάτω.

Αφού τα ηλεκτρόνια περάσουν στην περιοχή ενίσχυσης, η διαδικασία της χιονοστιβάδας εκκινεί. Τα δευτερογενή ηλεκτρόνια αποκτούν περαιτέρω ενέργεια λόγω πεδίου και ιονίζουν ακόμα μεγαλύτερο αριθμό ατόμων του αερίου αρνητικής ηλεκτροσυγγένειας που χρησιμοποιείται. Η απόσταση μεταξύ του πλέγματος και της ανόδου είναι αρκετά μικρή (της τάξεως των 100 μικρών) και το ηλεκτρικό πεδίο φθάνει σε ιδιαίτερα υψηλές τιμές (μέχρι και 50kV/cm). Με αυτόν τον τρόπο επιτυγχάνεται η υψηλή απολαβή (gain) του MM. Τέλος η τοποθέτηση του

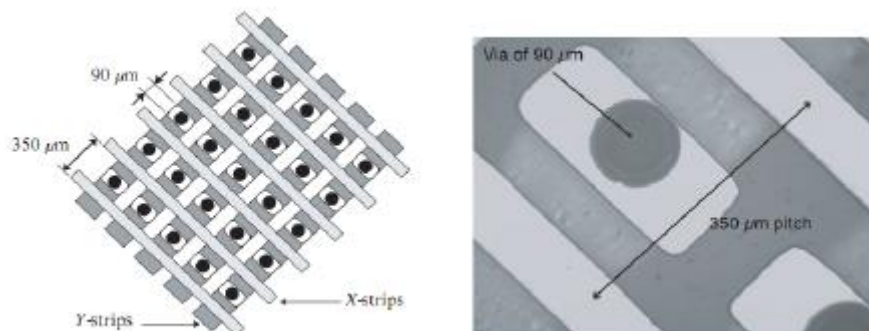
μικροπλέγματος εμποδίζει τα ιόντα του αερίου που παράγονται, να εισέλθουν στην περιοχή μετατροπής (Σχ. 3.3).



Σχ. 3.3 Η δημιουργία της χιονοστιβάδας στην περιοχή ενίσχυσης

Καθώς τα ιόντα συλλέγονται στο μικροπλέγμα, με μεγάλη αποδοτικότητα και ταχύτητα, τα ηλεκτρόνια συνεχίζουν να διασχίζουν την περιοχή ενίσχυσης και διακόπτουν την πορεία τους όταν φθάσουν στην άνοδο.

Η άνοδος είναι κατάλληλα διαμορφωμένη για να είναι ικανή να παρέχει την πληροφορία της θέσης (με τον όρο θέση εννοούμε το σημείο στο επίπεδο x-y στο οποίο έλαβε χώρα ο πρώτος ιονισμός). Περιέχει λωρίδες χαλκού (strips) πάχους περί τα 150-350µm σε απόσταση (pitch) 200µm, (γειωμένες μέσω προενισχυτές φορτίου χαμηλού θορύβου και υψηλής απολαβής) πάνω σε ένα μονωμένο επίπεδο (συνήθως από karton). Το σχήμα των λωρίδων δεν είναι περιοριστικό και σχετίζεται με τις ανάγκες του εκάστοτε πειράματος. Στην περίπτωση των λωρίδων, μπορούμε να λάβουμε πληροφορία μόνο για τη μία συνιστώσα x. Σε νεότερες διατάξεις όπως την πιξελοειδή (pixeled anode) μπορούμε να έχουμε πληρέστερη εικόνα υιοθετώντας και την y πληροφορία (Σχ. 3.4).



Σχ. 3.4 Σχηματική αναπαράσταση ανόδου με pixels (αριστερά), και εικόνα από το μικροσκόπιο (δεξιά) ^[12]

3.1.2 Πλεονεκτήματα του MicroMegas

Τα κυριότερα πλεονεκτήματα από την εισήγηση του μικροπλέγματος είναι τα εξής:

- Γρήγορη απόκριση: Λόγω της πολύ μικρής διαδρομής που χρειάζεται να διανύσουν τα ιόντα και λόγω του ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου, τα ιόντα συλλέγονται ακαριαία, απαλείφοντας τα φαινόμενα σχηματισμού χωρικού φορτίου που συνεπάγεται σπινθηρισμούς
- Υψηλή ενίσχυση. Τα ηλεκτρόνια που προσπίπτουν στο μικροπλέγμα είναι τον αριθμό, ορισμένες εκατοντάδες. Στην περιοχή ενίσχυσης λόγω της αυξημένης έντασης στο πεδίο, ο αριθμός των ηλεκτρονίων φθάνει έως και τάξεις του 10^5
- Οποιαδήποτε μηχανική ατέλεια στο 'τέντωμα' του μικροπλέγματος πάνω από τις λωρίδες αντισταθμίζεται, οδηγώντας σε σταθερή απολαβή. Μία προσέγγιση στην μεταβολή του πολλαπλασιαστικού παράγοντα M για περιοχή ενίσχυσης πάχους d δίνεται από τον τύπο:

$$\frac{\delta M}{M} = \alpha d \left(1 - \frac{Bd}{V} \right) \frac{\delta d}{d}$$

για πίεση P , εφαρμοζόμενη τάση V και B σταθερά που εξαρτάται από το είδος αερίου που χρησιμοποιούμε. Υπό σταθερή πίεση, όταν αυξάνεται το d , ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας M μεγαλώνει μέχρι μία μέγιστη τιμή ($d=V/B$) και έπειτα μειώνεται για υψηλότερες τιμές (του d). Ο συνδυασμός της περιοχής μετατροπής και της εφαρμοζόμενης τάσης V είναι τέτοιος ώστε να μεγιστοποιείται ο M ανεξάρτητα από τις διακυμάνσεις του επιπέδου του μικροπλέγματος.

- Παρουσία ισχυρού, ομογενούς ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος της περιοχής ενίσχυσης, το σήμα που συλλέγεται στην άνοδο (ηλεκτρόνια) είναι ίσο με το σήμα που συλλέγεται στην κάθοδο (ιόντα), σε αντίθεση με τις wire chambers.
- Άριστη χωρική διακριτική ικανότητα (spatial resolution) της τάξης των $12\mu\text{m}$.
- Ιδιαίτερα χαμηλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα, που κυμαίνεται στο 11% για το FWHM του παλμού που λαμβάνουμε για το σήμα
- Μετρητική ικανότητα της τάξης των 10^6 σωματιδίων ανά τετραγωνικό χιλιοστό ανα δευτερόλεπτο, λόγω της γρήγορης εκκένωσης των ιόντων και της υψηλής διαμέρισης του πλέγματος.
- Υψηλή διαπερατότητα (transparency). Όλα τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται σε πρώτο στάδιο στην περιοχή μετατροπής (από τον πρώτο ιονισμό σε ασθενές πεδίο) ολισθαίνουν και διαπερνούν το μικροπλέγμα. Με αυτόν τον τρόπο επιτυγχάνεται η βέλτιστη απολαβή.
- Ανθεκτική διάταξη. Σε υψηλές τάσεις αρκετές για να προκαλέσουν σπινθηρισμό, ο MM δεν παρουσιάζει καμία ανωμαλία στην λειτουργία του, ακόμη και μετά από 10^7 σπινθηρισμούς ανά τετραγωνικό χιλιοστό.
- Χαμηλό κόστος διάταξης
- Χρήση σε πολλά πειράματα (COMPASS, TESLA κτλ.) και σε πολλούς τομείς πέραν της φυσικής υψηλών ενεργειών, όπως ιατρικές εφαρμογές, απεικόνιση ακτίνων X κ.α. ^[13]

3.2 Bulk και Microbulk MicroMegas

Bulk MicroMegas:

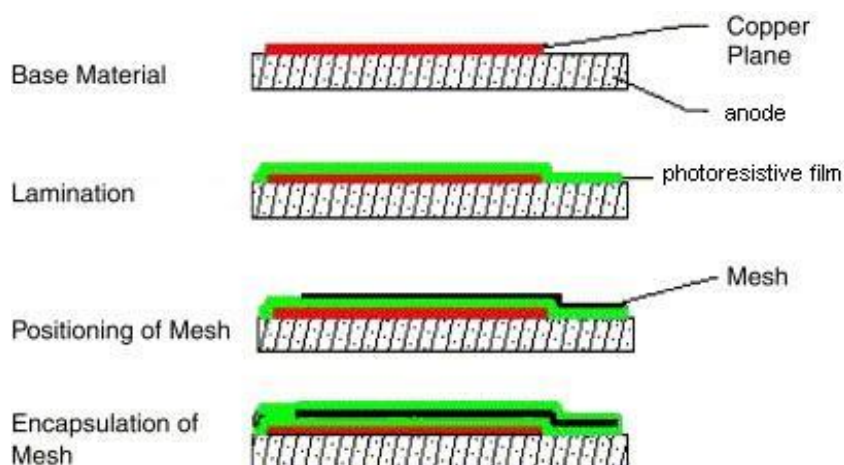
Η επιτυχημένη διάταξη του ανιχνευτή MicroMegas αποτέλεσε βάση για την περαιτέρω ανάπτυξη ανιχνευτών που υιοθετούν τη χρήση μικροπλέγματος, ούτως ώστε να χρησιμοποιηθούν σε διάφορα πειράματα με ποικίλλες απαιτήσεις, είτε ως προς το μέγεθος της διάταξης, είτε ως προς το είδος του σωματιδίου που ανιχνεύεται.

Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα εξέλιξης του MM αποτελεί η εφεύρεση της τεχνολογίας bulk.

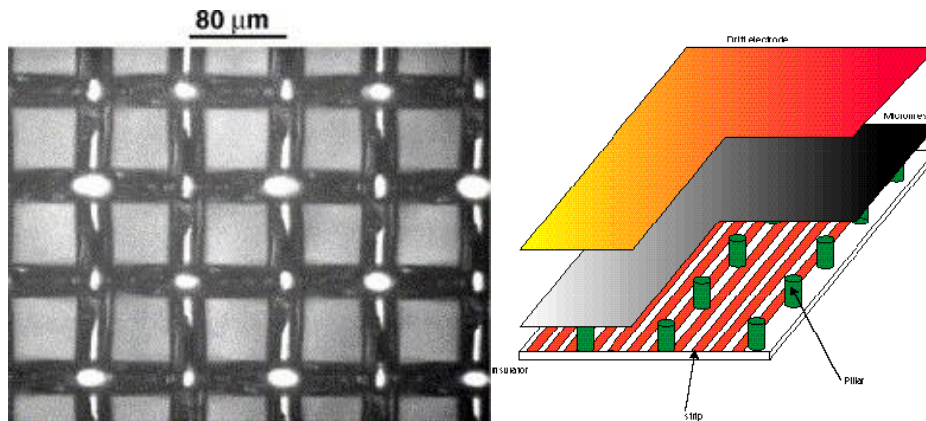
Η τεχνολογία bulk περιλαμβάνει την ενσωμάτωση του μικροπλέγματος στο τυπωμένο κύκλωμα (pcb) το οποίο αποτελεί την άνοδο από όπου συλλέγουμε το φορτίο και έπειτα το σήμα. Με αυτόν τον τρόπο έχουμε μία συμπαγή ανιχνευτική διάταξη, χωρίς μεμονωμένα μέρη. Ένας τέτοιος ανιχνευτής θα είναι αρκετά 'στιβαρός' ενώ επιτρέπει και την μαζική, βιομηχανική παραγωγή προς δημόσια εφαρμογή. Για παράδειγμα, εάν τροποποιήσουμε το mesh κατάλληλα ούτως ώστε να γίνει φωτοευαίσθητο σε υπεριώδη ακτινοβολία, τότε μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τον MM για να αποτρέψουμε πυρκαγιές στα δάση.

Η χρήση της τεχνολογίας bulk ευνοεί ιδιαίτερα τις μεγάλες ανιχνευτικές διατάξεις που χρησιμοποιούνται σε μεγάλα πειράματα όπως το ATLAS στον LHC, ενώ δεν θέτει περιορισμό στην γεωμετρία του ανιχνευτή.

Μία απλή μέθοδος ενσωμάτωσης των επί μέρους τμημάτων (το επίπεδο της ανόδου με τα χάλκινα strips, και το φωτοανθεκτικό film με το κατάλληλο πάχος και το mesh) του MM γίνεται μέσω εναπόθεσης. Το φωτοανθεκτικό film εγχαράσσεται μέσω φωτολιθογραφικών μεθόδων παράγοντας τις 'κολόνες' (pillars). Στο σχήμα 3.5 παρουσιάζονται τα βήματα που ακολουθούνται για τον σχηματισμό μιας bulk διάταξης.



Σχ. 3.5 Σχηματική αναπαράσταση της κατασκευής του ενιαίου mesh-ανόδου, ενός bulk MicroMegas



Σχ. 3.6 Bulk mesh στο μικροσκόπιο (αριστερά) και σχηματική αναπαράσταση των pillars μετά τη φωτολιθογραφία (δεξιά) ^[15]

Microbulk MicroMegas:

Μία νέα τεχνική κατασκευής ανιχνευτών MicroMegas, βασισμένη στην τεχνολογία χάραξης του υλικού krypton, έχει αναπτυχθεί πρόσφατα οδηγώντας σε περαιτέρω βελτίωση των χαρακτηριστικών του ανιχνευτή, όπως η ομοιομορφία και η σταθερότητα. Με τις νέες τεχνικές επιτυγχάνεται ενεργειακή διακριτική ικανότητα της τάξεως του 11% του FWHM για ακτίνες X, κορυφής 5.9keV, του ισότοπου ⁵⁵Fe που θα μας απασχολήσει παρακάτω. Ο microbulk MM παρουσιάζει διάφορα πλεονεκτήματα όπως ευέλικτη δομή και υψηλή 'ραδιοκαθαρότητα' (radiopurity) τα οποία ευνοούν την χρήση της διάταξης σε επιταχυντές αλλά και σε πειράματα χαμηλών καταμετρήσεων.

Η καινοτομία που εισάγει η microbulk διάταξη σχετίζεται με τον τρόπο κατασκευής της ανόδου και του μικροπλέγματος. Στην περίπτωση αυτή, οι τεχνικές χάραξης krypton έχουν ως αποτέλεσμα την ταυτόχρονη παρασκευή του επιπέδου ανάγνωσης (άνοδος) των pillars και του μικροπλέγματος σε μια ολοκληρωμένη διάταξη.

Υπάρχουν διάφορες τεχνικές για την κατασκευή μιας microbulk διάταξης. Για πληρότητα, θα αναφερθούμε σε μία από αυτές.

Ένα λεπτό, φωτοανθεκτικό film επικαλύπτεται πάνω σε έλασμα από krypton και εκτίθεται σε υπεριώδη ακτινοβολία για να παραχθεί η απαιτούμενη 'μάσκα'. Έπειτα ο χαλκός απομακρύνεται με μία τυπική λιθογραφική διαδικασία, ενώ τα σημεία που δεν έχουν εκτεθεί στο UV φως δημιουργούν ένα μοτίβο λεπτού μικροπλέγματος (ενδεικτικές τιμές για τις οπές του μικροπλέγματος είναι στα 30 μικρά και για το βήμα (pitch) στα 80). Στο επόμενο στάδιο, το πολυιμίδιο εγχарάσσεται και αφαιρείται μερικώς για να δημιουργηθούν μικροσκοπικές κολώνες (pillars) στα επισκιασμένα μέρη του μικροπλέγματος, κάτω από τον χαλκό (Σχ. 3.7).

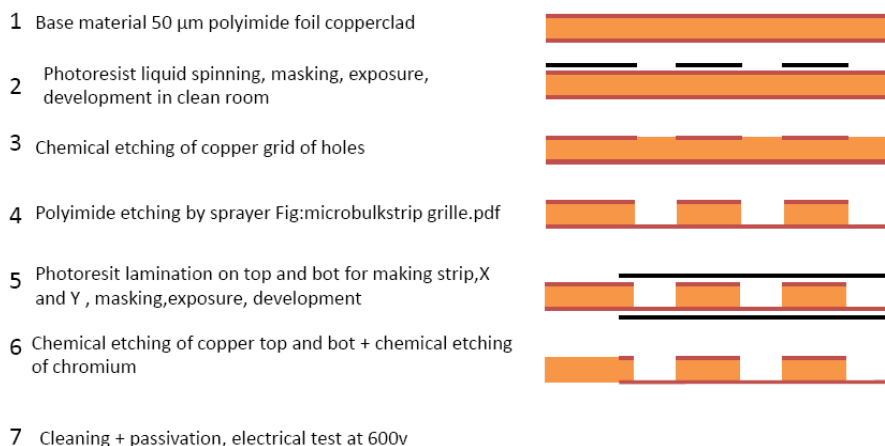


Σχ. 3.7 Pillars από karton σχηματίζονται κάτω από τον χαλκό για κάθε pitch του mesh ^[16]

Ο Segmented Microbulk MicroMegas:

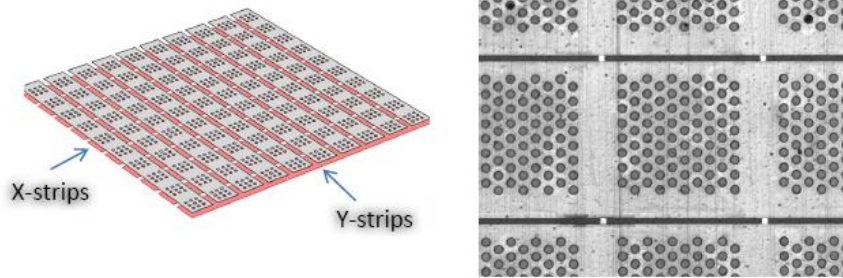
Ο ανιχνευτής του εργαστηρίου Ε.Λ.Ε.Α του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. Δημόκριτος, που ερευνάται αποτελεί μία καινοτόμο παραλλαγή ενός microbulk MicroMegas. Η κεντρική ιδέα της διάταξης είναι ο διαχωρισμός μεταξύ των λωρίδων που δίνουν τις πληροφορίες για την x και τις πληροφορίες για την y, συνιστώσες.

Σε έναν τυπικό MM οι x και οι y λωρίδες είναι ενσωματωμένες στην άνοδο. Στον SM-MM οι y λωρίδες ενσωματώνονται στο μικροπλέγμα και με τις γνωστές φωτοχημικές μεθόδους δημιουργείται το ενιαίο μικροπλέγμα-επίπεδο ανάγνωσης (mesh-readout plane). Στο σχήμα 3.8 αποτυπώνονται τα βήματα σχηματισμού.



Σχ. 3.8 Κατασκευή segmented mesh

Το βασικό υλικό που χρησιμοποιείται είναι ένα έλασμα πολυιμιδίου με επίστρωση χαλκού πάχους 50μm (1). Στην συνέχεια εναποτίθεται η φωτοευαίσθητη ρητίνη με περιστροφή έτσι ώστε να επιτευχθεί ομοιόμορφη εναπόθεση. Τοποθετείται η κατάλληλη μάσκα και γίνεται η έκθεση σε υπεριώδες φως ώστε να σχηματιστούν οι επιθυμητές περιοχές (3). Έπειτα, γίνεται η εγχάραξη. Η διαδικασία λαμβάνει χώρα σε δωμάτιο υψηλής καθαρότητας. Για να διαχωριστούν οι λωρίδες, επαναλαμβάνεται η παραπάνω διαδικασία (5) γίνεται χημική εγχάραξη του χαλκού και του χρωμίου (6), στην άνω και στην κάτω επιφάνεια. Τέλος καθαρίζεται και ακολουθούν έλεγχοι στο εύρος των τάσεων. Η τελική εικόνα του μικροπλέγματος και των λωρίδων αποτυπώνεται στο σχήμα 3.9



Σχ. 3.9 Τα x και y strips αριστερά και η εικόνα του segmented mesh από μικροσκόπιο δεξιά

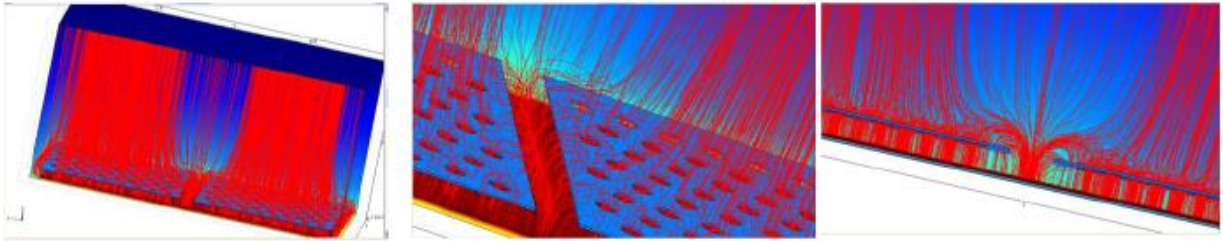
Τα πλεονεκτήματα από την καινοτομία του διαχωρισμένου μικροπλέγματος είναι τα εξής:

1. Πραγματική δομή για τις x-y συνιστώσες. Οι x λωρίδες διαβάζονται στην άνοδο, οι y λωρίδες στο μικροπλέγμα
2. Ελαχιστοποίηση της μάζας
3. Απλοποίηση της παραγωγής
4. Δημιουργία ανιχνευτών μεγάλης επιφάνειας

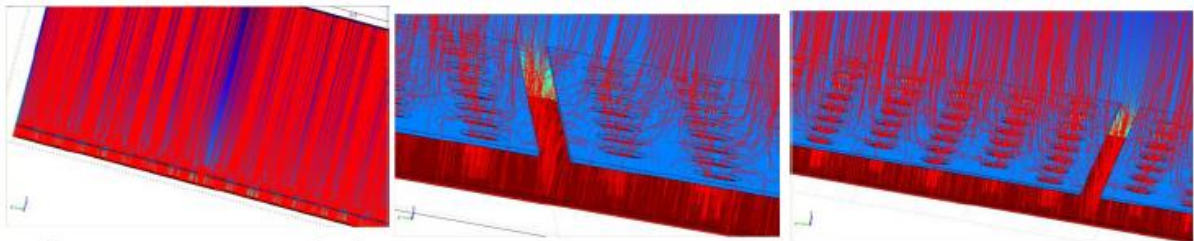
Ο Segmented Microbulk που χρησιμοποιήσαμε στο εργαστήριο διαθέτει:

- 5mm πάχους, Περιοχή Μετατροπής
- 50μm πάχους, Περιοχή Ενίσχυσης
- 45μm διάμετρο οπής στο μικροπλέγματος
- 100μm απόσταση μεταξύ των οπών (pitch οπών)
- 1mm απόσταση από το σημείο που εκτείνεται η λωρίδα, έως την αρχή της επόμενης
- 40μm η απόσταση μεταξύ των λωρίδων

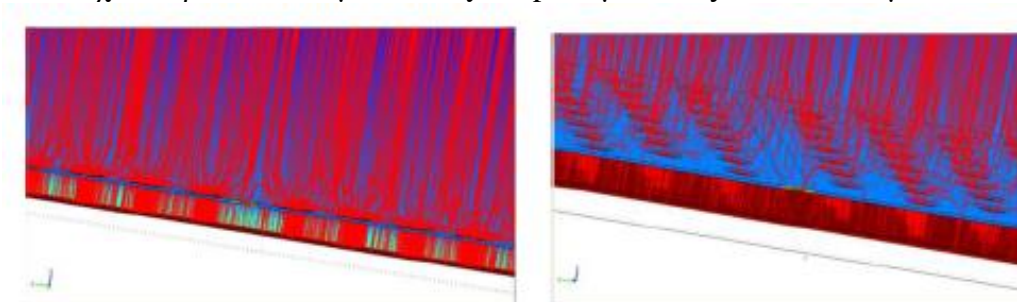
Μεταβολές στις χαρακτηριστικές διαστάσεις του ανιχνευτή μπορούν να αποβούν καθοριστικές για την μορφή του πεδίου, επηρεάζοντας την καμπύλωση των γραμμών κοντα στις οπές και την ομογένεια το πεδίου γενικότερα. Στο σχήμα 3.10 παρουσιάζονται οι διάφορες μορφές του προκύπτοντος πεδίου μεταβάλλοντας τις τιμές στο κενό ανάμεσα στις y -λωρίδες και τη διάμετρο των οπών.



Σχ. 3.10α, Κενό ανάμεσα στα y -strips $100\mu\text{m}$, οπές στο $\text{mesh } 50\mu\text{m}$



Σχ. 3.10β, Κενό ανάμεσα στα y -strips $40\mu\text{m}$, οπές στο $\text{mesh } 60\mu\text{m}$



Σχ. 3.10γ, Χωρίς κενό στα y -strips, οπές στο $\text{mesh } 60\mu\text{m}$ ^[17]

Κεφάλαιο 4

4.1 Εισαγωγή

Το αντικείμενο της συγκεκριμένης εργασίας βασίζεται στην έρευνα που έγινε πάνω στον ανιχνευτή MicroMegas του εργαστηρίου ανάπτυξης ανιχνευτών (Ε.Λ.Ε.Α.) του Ινστιτούτου Σωματιδιακής Φυσικής του Εθνικού Κέντρου Έρευνας Φυσικών Επιστημών ‘Δημόκριτος’.

Κύριος σκοπός της έρευνας ήταν ο εντοπισμός των βέλτιστων τάσεων λειτουργίας (στα ηλεκτρόδια του ανιχνευτή) για την παραγωγή φασμάτων με τη μικρότερη δυνατή ενεργειακή διακριτική ικανότητα (resolution). Μελετήθηκαν παράλληλα τα πειραματικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή, όπως η απολαβή, η διαπερατότητα, η σταθερά Townsend κ.α.. Κατ’επέκταση, έγιναν μετρήσεις πάνω στην ροή του αερίου που εισέρχεται στη διάταξη, ενώ ένα κομμάτι της πειραματικής διαδικασίας αφιερώθηκε σε ανάλυση δεδομένων από τις λωρίδες για τη χωρική διακριτική ικανότητα (spatial resolution).

4.2 Αρχή λειτουργίας του MicroMegas

Η διάταξη που χρησιμοποιήθηκε στο εργαστήριο αποτελεί έναν τυπικό ανιχνευτή MicroMegas, παραλλήλων πλακών (PPD, parallel plate detector) σε τετραγωνική γεωμετρία. Πάνω από τον ανιχνευτή τοποθετήσαμε ενεργό πηγή ισοτόπου του σιδήρου (^{55}Fe) η οποία εκπέμπει ακτίνες X ενέργειας 5.9keV. Το αέριο που εισήχθη στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή ήταν μείγμα Αργού-Ισοβουτανίου (ευγενές αέριο-αποσβέστης) σε αναλογία 95%-5%.

Η αρχή λειτουργίας είναι η ίδια όπως αναλύθηκε παραπάνω. Το φωτόνιο που εισέρχεται από την πηγή στην διάταξη, μόλις διαπεράσει τον άνω ηλεκτρόδιο (drift) βρίσκεται μέσα στον ενεργό όγκο. Διανύοντας μία πολύ μικρή ελεύθερη διαδρομή, αλληλεπιδρά με άτομο του αργού, κατά κύριο λόγο μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου, εξαιτίας της χαμηλής ενέργειάς του. Η ανελαστική κρούση έχει ως αποτέλεσμα την παραγωγή φωτοηλεκτρονίου και ιόντος αργού. Το φωτοηλεκτρόνιο είναι αρκούντως ενεργητικό ούτως ώστε να ιονίσει με τη σειρά του άλλο άτομο αργού. Η θεωρία προβλέπει για φωτόνιο ενέργειας 5900eV και για δυναμικό ιονισμού του αργού 26.2eV, να παράγονται περί τα 225 ηλεκτρόνια σε πρώτο στάδιο. Τα ηλεκτρόνια αυτά βρίσκονται μέσα στην περιοχή μετατροπής, και υπό την επίδραση του ασθενούς ηλεκτρικού πεδίου που αντιστοιχεί στην περιοχή αυτή, ολισθαίνουν προς το μικροπλέγμα.

Το ποσοστό των ηλεκτρονίων που προσπίπτουν από την περιοχή μετατροπής στην περιοχή ενίσχυσης, καθορίζεται από τη διαπερατότητα του ανιχνευτή. Στην περιοχή ενίσχυσης, το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο είναι αισθητά μεγαλύτερο και τα ηλεκτρόνια που έχουν μεταβεί εκεί, αποκτούν μεγάλα ποσά ενέργειας ικανά να

ιονίσουν άτομα του ευγενούς αερίου σε πολύ μεγαλύτερο βαθμό, συγκριτικά με την περιοχή μετατροπής. Η διαδικασία της χιονοστιβάδας λαμβάνει πλέον χώρα, ενώ με τον τρόπο αυτό καθορίζεται η υψηλή απολαβή του ανιχνευτή, καθώς τα ζεύγη των φορέων πολλαπλασιάζονται (από μερικές εκατοντάδες σε μερικές χιλιάδες).

Τα ηλεκτρόνια προσπίπτουν στο κάτω ηλεκτρόδιο (strips) ενώ τα ιόντα στο μικροπλέγμα. Οι σχηματισμένες χιονοστιβάδες 'αποτυπώνονται' πάνω στις λωρίδες, οι οποίες παρέχουν την χωρική πληροφορία, δηλαδή το σημείο του επιπέδου x-y. Το φορτίο που συλλέγεται μεταφράζεται σε σήμα, το οποίο έπειτα ενισχύεται και αναλύεται σε μονάδα απόκτησης δεδομένων (data acquisition ή DAQ) και μέσω ηλεκτρονικού υπολογιστή γίνεται ανάκτηση των φασμάτων και επεξεργασία.

4.3 Η πειραματική διάταξη

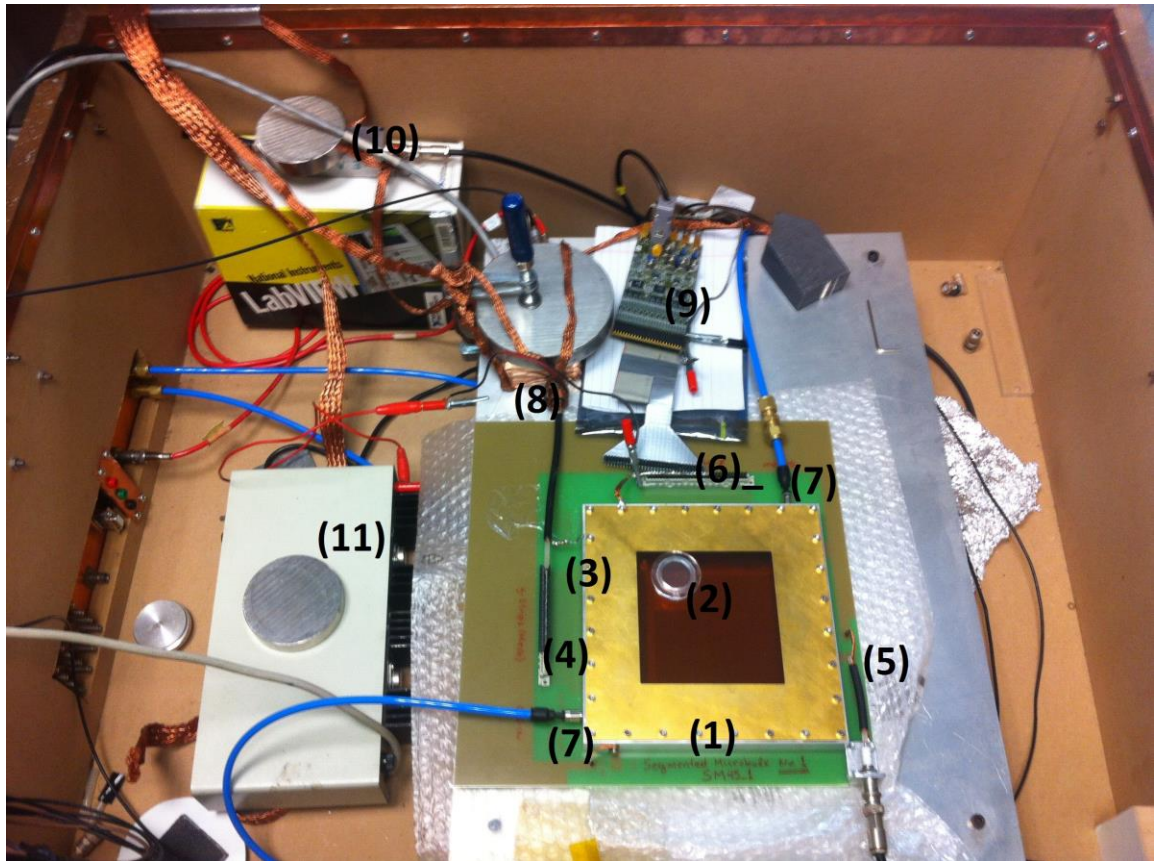
Η πειραματική διάταξη περιλαμβάνει τέσσερα μέρη. Τον κλωβό Faraday, μέσα στον οποίο βρίσκεται η κύρια ανιχνευτική διάταξη, η μονάδα NIM (Nuclear Instrumentation Module), το σύστημα VME (Versa Module Europa), ο ηλεκτρονικός υπολογιστής που συνδέεται με το DAQ, τη Μονάδα Ροής Αερίου που τροφοδοτεί τη διάταξη με το απαραίτητο μείγμα αερίων και τέλος η μπουκάλα που περιέχει το μείγμα αργού-ισοβουτανίου και ένας παλμογράφος που μας παρέχει τις κυματομορφές του σήματος.

4.3.1 Ο κλωβός Faraday

Ο κλωβός Faraday (σχ.37) είναι ένα χάλκινο κουτί μέσα στον οποίο τοποθετούνται όλα τα ηλεκτρονικά στοιχεία από τα οποία προέρχεται κυρίως ο ηλεκτρονικός θόρυβος.

Η εξάλειψη του ηλεκτρονικού θορύβου αποτελεί μία από τις μεγαλύτερες προκλήσεις, καθώς επηρεάζει άμεσα το παραγόμενο φάσμα και κατά επέκταση την διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή. Οι συσκευές αυτές, καθότι είναι εκτεθειμένες, πρέπει να βρίσκονται μέσα στον κλωβό ούτως ώστε να επιτυγχάνεται ο μικρότερος δυνατός θόρυβος.

Η διάταξη κλείνει ερμητικά με χάλκινο καπάκι, αφού ολοκληρωθούν οι συνδέσεις και οι ρυθμίσεις των στοιχείων (Σχ. 4.1).



Σχ. 4.1 Τα στοιχεία εντός του κλωβού

Στην διάταξη διακρίνονται τα εξής στοιχεία:

1. Ο ανιχνευτής MicroMegas
2. Η πηγή ^{55}Fe που τροφοδοτεί τον ενεργό όγκο με φωτόνια x, 5.9keV
3. Η τροφοδοσία του μικροπλέγματος
4. Ο κονέκτορας των γ λωρίδων
5. Η τροφοδοσία του ηλεκτροδίου ολίσθησης
6. Ο κονέκτορας των x λωρίδων.
7. Οι ροές in (εισαγωγή) και out (εξαγωγή) του αέριου μείγματος
8. Ο Προενισχυτής που ενισχύει το σήμα που παίρνουμε από τον ανιχνευτή (σε πρώτο στάδιο)
9. Η κάρτα Gassiplex που διαβάζει τις x λωρίδες
10. Το φίλτρο για το 'κόψιμο' υψηλών συχνοτήτων
11. Η τροφοδοσία της Gassiplex

Ο Segmented Microbulk MicroMegas του εργαστηρίου (1) είναι ένα πλαίσιο από αλουμίνιο που φέρει οπές για την εισαγωγή (μείγμα αερίων) και την εξαγωγή (οξυγόνου) των αερίων από την διάταξη (7). Στο (3) και στο (5) τα λεπτά σύρματα δίπλα από τις υποδοχές είναι υπεύθυνα για την τροφοδοσία των δύο ηλεκτροδίων (ολίσθησης-μικροπλέγμα). Η πηγή (2) τοποθετείται στην άνω επιφάνεια του ανιχνευτή, ακριβώς πάνω από το σημείο που βρίσκεται το μικροπλέγμα και τροφοδοτεί την διάταξη με ακτίνες X. Μέσω των γνωστών διαδικασιών, εναποτίθεται τελικά φορτίο στην άνοδο (λωρίδες) το οποίο το συλλέγουμε. Το σήμα που προκύπτει ενισχύεται σε πρώτο στάδιο από τον προενισχυτή (8) και έπειτα ‘κοβονται’ οι υψηλές συχότητες (10) για ελαχιστοποίηση του θορύβου.

Οι κονέκτορες (4) και (6) είναι οι κατάλληλες υποδοχές πάνω στις οποίες συνδέονται οι κάρτες Gassiplex (9) με τις οποίες διαβάζουμε τις x και y λωρίδες. Το σήμα που δημιουργείται από την προβολή των φορτίων στις λωρίδες μεταφέρεται μέσω συνδέσεων στις κάρτες ηλεκτρονικών. Στην κάρτα Gassiplex αντιστοιχούν 96 κανάλια που καταγράφουν τον παλμό από τις 96 λωρίδες. Στην δική μας διάταξη τέθηκαν σε λειτουργία μόνο τα 20 καθότι ο SM MM διαθέτει τόσες. Οι τάσεις λειτουργίας της είναι στα $\pm 6V$, ενώ η καταγραφή του σήματος κάθε λωρίδας οδηγεί στην πολύπλεξη 20 καναλιών στο σήμα εξόδου. Η τροφοδοσία της Gassiplex (11) τοποθετήθηκε στον κλωβό χωρίς να είναι αναγκαίο, καθότι αποτέλεσε εστία παραγωγής θορύβου και αλλάξαμε τη θέση της σε μια προσπάθεια ελαχιστοποίησής του.

Προτού προχωρήσουμε στις μονάδες NIM, θα αναφέρουμε κάποια στοιχεία για τα τεχνικά χαρακτηριστικά του προενισχυτή, καθώς διαδραματίζει σημαντικό ρόλο στον υπολογισμό της απολαβής.

Το μοντέλο του προενισχυτή είναι το EGG Ortec & 142 IH. Η κατεξοχήν λειτουργία του είναι η πρώτη διαμόρφωση του σήματος προτού αυτό φθάσει σε άλλη συσκευή (π.χ. κύριος ενισχυτής). Γενικά ένας προενισχυτής:

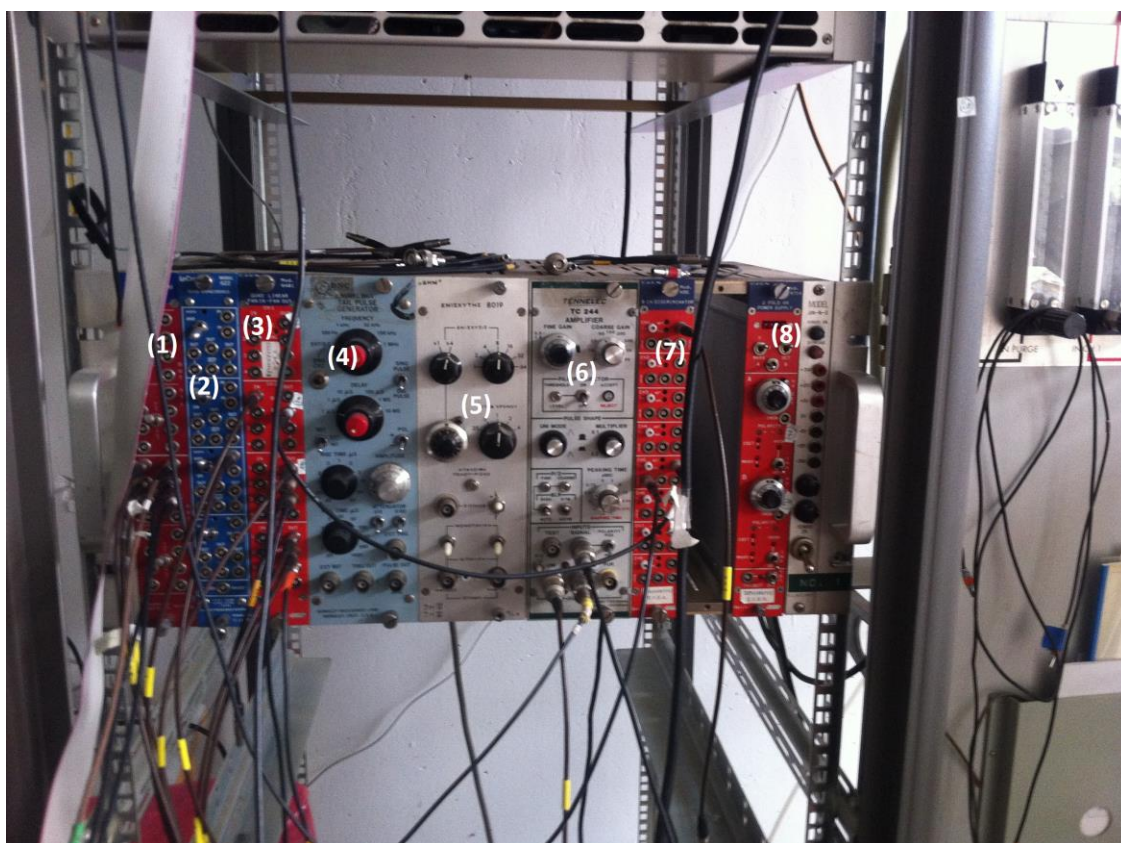
- Μετατρέπει το φορτίο –που συλλέχθηκε στην άνοδο- σε παλμό τάσης
- Κάνει μια πρώτη ενίσχυση του σήματος
- Διαμορφώνει τον παλμό

Ο παλμός-έξοδος του προενισχυτή έχει πλάτος ανάλογο του ολικού φορτίου που δίνει σαν έξοδο ο ανιχνευτής. Ο EGG & Ortec 142 IH έχει ελάχιστη συνεισφορά στον θόρυβο και γρήγορη απόκριση, είναι μικρός σε μέγεθος και δύναται να λειτουργήσει σε συνθήκες κενού. Η ευαισθησία του ανέρχεται στα 45mV ανά MeV.

4.3.2 Η μονάδα NIM

Η μονάδα NIM (Nuclear Instrumentation Module) αποτελεί το πρώτο και απλούστερο πρότυπο που καθιερώθηκε στην πυρηνική φυσική και την φυσική υψηλών ενεργειών. Η διάταξη είναι τοποθετημένη μέσα στο λεγόμενο NIM crate, το οποίο διαθέτει τις προκαθορισμένες θέσεις για τα στοιχεία της NIM τα οποία και τροφοδοτούνται με συγκεκριμένες τάσεις. Το ελάχιστο πάχος και ύψος των στοιχείων που μπορεί να δεχτεί το NIM crate είναι 3.43cm και 22.225cm αντίστοιχα. Ο μέγιστος αριθμός στοιχείων που φιλοξενεί είναι 12. Οι ρευματοδότες, υπεύθυνοι για την τροφοδοσία στα στοιχεία, πρέπει να παρέχουν το λιγότερο τέσσερις προκαθορισμένες τάσεις $\pm 12V$ και $\pm 24V$, ενώ σε κάποιες NIM είναι διαθέσιμες και οι $\pm 6V$.

Στη φωτογραφία του σχήματος 4.2 παρουσιάζεται η μονάδα NIM:



Σχ. 4.2 Η μονάδα NIM

Στο σχήμα 38 από τα αριστερά προς τα δεξιά διαφαίνονται:

1. Ο CAEN N89 NIM-TTL που διαθέτει τέσσερις μετασχηματιστές NIM σε TTL (transistor-transistor logic) και άλλους τέσσερις TTL σε NIM.
2. Η μονάδα NIM Model 622 QUAD 2-FOLD LOGIC UNIT που διαθέτει τέσσερα ανεξάρτητα κανάλια 'σύμπτωσης' (coincidence) 2 εισόδου και 6

- εξόδου. Κάθε κανάλι είναι ικανό να καθορίσει μία AND ή OR συνθήκη στις δύο εισόδους (δεν χρησιμοποιήθηκε στην πειραματική διαδικασία)
3. Η **CAEN Quad linear, FAN IN-FAN OUT**, που έχει τέσσερις ανεξάρτητους τομείς (τέσσερις εισόδους και τέσσερις εξόδους FAN IN-FAN OUT). Στην περίπτωση ενός μόνο σήματος εισόδου, δημιουργούνται στις εξόδους 4 πανομοιότυπα σήματα με ± 1 ενίσχυση. Στην περίπτωση όπου στην είσοδο υπάρχουν πάνω από ένα σήματα, τότε δημιουργείται ένα σήμα εξόδου με πλάτος ίσο με το άθροισμα των πλατών των σημάτων εισόδου.
 4. Pulse generator (δεν χρησιμοποιήθηκε)
 5. Ένας ενισχυτής παλαιότερου τύπου ο οποίος επίσης δεν χρησιμοποιήθηκε
 6. Ο κυρίως ενισχυτής (παραιτέρω ενίσχυση μετά τον προενισχυτή) **TENNELEC TC244** με τον οποίο έχουμε την δυνατότητα να ενισχύσουμε το σήμα που έρχεται από τον ανιχνευτή
 7. Ο διευκρινιστής (**N96 Discriminator**), και αυτός της **CAEN**, ο οποίος συνεισφέρει στην παραγωγή του σήματος trigger που εκκινεί τις διαδικασίες στην VME
 8. Η τροφοδοσία τάσης (**CAEN N47 1A 2 FOLD power supply**) μέσω της οποίας μπορούσαμε να επιβάλλουμε τις επιθυμητές (υψηλές) τάσεις, στο ηλεκτρόδιο ολίσθησης και το μικροπλέγμα

4.3.3 Η μονάδα VME

Το VME crate που έχουμε στη διάθεση μας στο εργαστήριο, περιλαμβάνει τα εξής στοιχεία (Σχ.4.3):



Σχ. 4.3 Η μονάδα VME

Από αριστερά προς τα δεξιά:

1. **CAEN V2718 VME BRIDGE** το οποίο είναι μια γέφυρα οπτικής σύνδεσης (επικοινωνία με τον υπολογιστή) από VME σε PCI που στεγάζεται σε μονάδα 1-unit wide του VME. Μπορεί να ελέγχεται από τυπικό υπολογιστή που απλά φέρει μια θύρα PCI (A2818 ή PCIe A3818), υποδοχή η οποία είναι ικανή να ελέγξει μέχρι και 8 αλυσιδωτά V2718 (σχηματίζοντας ένα Chainable Optical Network ή συντομογραφικά CONET). Η σύνδεση μεταξύ του υπολογιστή και του V2718 γίνεται μέσω οπτικής ίνας.
2. **CAEN V462 Dual gate generator** που στεγάζεται σε μονάδα 1-unit wide. Κάθε κανάλι περιέχει δύο γεννήτορες πυλών που προγραμματίζονται ανεξάρτητα για χρονικό εύρος από 100ns μέχρι και 9.9999999s. Οι γεννήτορες παράγουν τρία standard NIM σήματα.
3. **CAEN V551B Sequencer**, μονάδα που στεγάζεται σε 1-unit wide η οποία μπορεί να επεξεργαστεί δεδομένα που προέρχονται από front-end chips όπως η Gassiplex. Είναι ειδικά σχεδιασμένη να ελέγχει τα σήματα από και προς τα CRAMS V550A που χρησιμοποιούμε στη διάταξή μας (multiplexed signals). Η μονάδα είναι ικανή να ελέγχει σήματα έως και από 19 CRAMS, επιτρέποντας την ανάγνωση μέχρι και 76608 πολυπλεγμένων σημάτων ανιχνευτών (2016 κανάλια ανιχνευτών για κάθε block).
4. **CAEN V550A CRAMS** (CAEN Readout for Analogue Multiplexed Signals) 1-unit wide, με δύο ανεξάρτητα κανάλια μετατροπής από αναλογικό σε ψηφιακό για να χρησιμοποιηθούν για την ανάγνωση των αναλογικών multiplexed σημάτων προερχόμενα από την Gassiplex. Η κάρτα παρέχει ένα threshold για το κάθε κανάλι. Αν ο input παλμός είναι υπερβαίνει το threshold, τότε ένα εξωτερικά προγραμματίσιμο από τον χρήστη, pedestal (μέση τιμή για το θόρυβο) αφαιρείται και το αποτέλεσμα αποθηκεύεται σε 32-bit FIFO.

4.3.4 Ο ηλεκτρονικός υπολογιστής

Η ανάλυση των πειραματικών δεδομένων γίνεται μέσω της χρήσης ηλεκτρονικού υπολογιστή, στον οποίο περιέχονται τα προγράμματα για την παραγωγή των φασμάτων και των διαγραμμάτων, καθώς και για την στατιστική τους επεξεργασία.

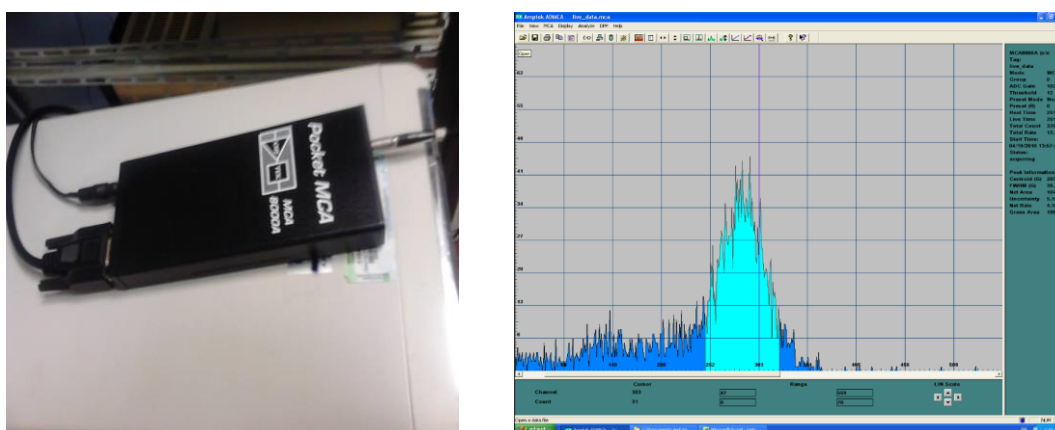
- **ADMCA (analogue to digital multi channel analyzer) software**

Το ADMCA είναι ένα πρόγραμμα ταξινόμησης παλμών. Το λογισμικό, επεξεργάζεται τα δεδομένα που προέρχονται από τον πολυκαναλικό αναλυτή, ο οποίος είναι συνδεδεμένος με κανάλι από τον ενισχυτή TENNELEC που παρέχει το σήμα από το mesh.

Σε κάθε γεγονός (φωτόνια ακτίνας X και αλληλεπίδραση με τον ανιχνευτή), παράγεται ένας παλμός, το πλάτος του οποίου καθορίζει την ενέργειά του. Το πρόγραμμα σε ένα ορθογώνιο σύστημα συντεταγμένων, χωρίζει τον άξονα των x σε διαστήματα (bins) το καθένα από τα οποία αντιστοιχεί σε μία ποσότητα ενέργειας.

Κάθε φορά που εισέρχεται ένας παλμός στον ADMCA, ταξινομείται αναλόγως την ενέργειά του. Ως αποτέλεσμα, παράγεται το φάσμα της πηγής καθώς η στατιστική της ενέργειας των σωματιδίων θα ακολουθεί μία κατανομή με κεντρική τιμή (κορυφή) το bin που θα αντιστοιχεί στην ενέργεια της πηγής (Σχ. 4.4).

Το πρόγραμμα διαθέτει λειτουργίες για τον άμεσο προσδιορισμό (σε πρώτο στάδιο) της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή. Επιπλέον από τη μορφή του παραγόμενου φάσματος μπορούμε να ελέγξουμε το επίπεδο του θορύβου και να επιβάλλουμε υποβάθρο για να ανακόψουμε τα άχρηστα γεγονότα που οφείλονται σε εξωγενείς παράγοντες.



Σχ. 4.4 Ο πολυκαναλικός αναλυτής και το ADMCA software

- **Micromegas DAQ**

Πρόγραμμα γραφικού περιβάλλοντος, προγραμματισμένο σε LabView, μέσω του οποίου γίνεται η παρουσίαση και η ανάλυση των δεδομένων που συγκερατεί το σύστημα απόκτησης δεδομένων για τα σήματα από τις λωρίδες.

Το πρόγραμμα απόκτησης δεδομένων πραγματοποιεί δύο διαδικασίες. Την παρουσίαση των γεγονότων. Μέσω του MM DAQ έχουμε πρόσβαση σε φάσματα και διαγράμματα που μας κατατοπίζουν γύρω από τη συμπεριφορά των λωρίδων σε ζωντανή μετάδοση (online mode), παρακολουθώντας την ενεργητικότητά τους ανά πάσα στιγμή. Επιπλέον ενημερωνόμαστε για την πολυπλοκότητα (πόσες λωρίδες επηρεάστηκαν) των cluster, έχουμε πρόσβαση σε x,y ιστογράμματα για τις λωρίδες και σε δυσδιάστατα γραφήματα, ενώ μπορούμε να ρυθμίσουμε και διάφορους άλλους παράγοντες, όπως παραδείγματος χάριν η αφαίρεση του υποβάθρου του θορύβου (pedestals).



Σχ. 4.5 Το αρχικό screen του MM DAQ και τα κουμπιά ελέγχου των runs

- **MUM**

Είναι το λογισμικό με το οποίο μεταφράζουμε και αναλύουμε τα αρχεία που προέρχονται από το MicroMegas DAQ. Το πρόγραμμα λαμβάνει δύο αρχεία, ένα που περιέχει τις πληροφορίες για το υπόβαθρο του θορύβου (pedestals) και ένα που περιέχει τις πληροφορίες για τα clusters που προκύπτουν από το κάθε γεγονός (πρώτος ιονισμός ατόμου αργού από φωτόνιο).

Το πρόγραμμα δεν διαθέτει γραφικό περιβάλλον και οι εντολές του δίνονται μέσω κονσόλας σε λογισμικό Linux (παράρτημα Α).

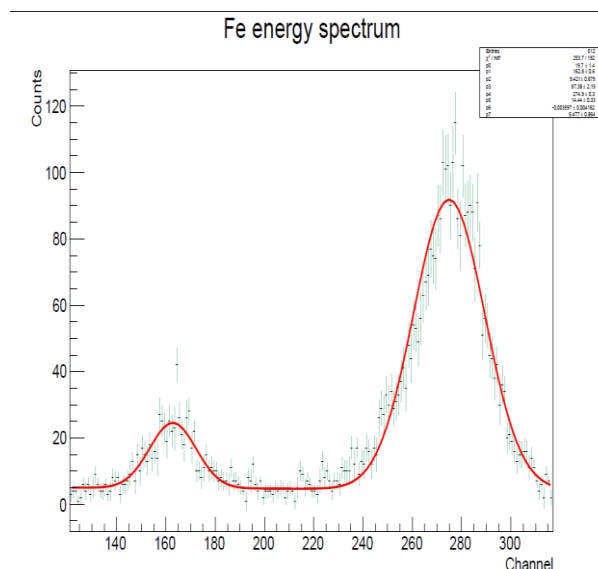
- **ROOT v5**

Τα φάσματα που λαμβάνουμε από το ADMCA πρέπει να υποστούν μία διαδικασία ανάλυσης, ούτως ώστε να αντλήσουμε τις κατάλληλες πληροφορίες για τις ιδιότητες του ανιχνευτή.

Μέσω του ROOT έχουμε τη δυνατότητα να επιβάλλουμε την κατάλληλη προσαρμογή στα φάσματα του ADMCA ούτως ώστε να έχουμε μία πιο καθαρή εικόνα για την δικαριτική ικανότητα (resolution) καθώς την υπολογίζουμε στις Gaussians καμπύλες που έχουν σχηματιστεί σύμφωνα με το φάσμα από την ταξινόμηση των παλμών.

Στο τελικό διάγραμμα που παράγεται από το ROOT, συμπεριλαμβάνεται ένας πίνακας με διάφορα στοιχεία για τις καμπύλες του φάσματος (σχ.42). Ο πίνακας περιέχει επτά παραμέτρους. Οι p0, p1, p2, αφορούν στην πρώτη από τις σχηματισμένες καμπύλες και αντιστοιχούν στο ύψος της, στο κεντροειδές της (σε ποιο σημείο βρίσκεται η κορυφή της) και στην τυπική της απόκλιση (σ , sigma). Ομοίως, στην δεύτερη καμπύλη αντιστοιχούν τα p3, p4, p5, ενώ τα p6 και p7 αφορούν στην γραμμική προσαρμογή που επιβάλλεται στην ευθεία γραμμή που ενώνει τις δύο καμπύλες. Ο πίνακας περιλαμβάνει μία τιμή χ^2/ndf που εξαρτάται από τους βαθμούς ελευθερίας (παράμετροι) και τον αριθμό των διαστημάτων (bins) που έχει οριστεί, και δείχνει πόσο ακριβής είναι η προσαρμογή.

Το πρόγραμμα ROOT λειτουργεί είτε σε περιβάλλον Windows (σε command prompt) είτε σε περιβάλλον Linux (μέσω της κονσόλας) ενώ τα scripts που παράγουν τα ιστογράμματα, γράφονται σε κώδικα C++.



Σχ. 4.6 Το Gaussian fit που επιβάλλεται στις δύο καμπύλες και ο πίνακας (πάνω αριστερά) με τις παραμέτρους

4.3.5 Μονάδα Ροής Αερίου

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, ο ενεργός όγκος του ανιχνευτή πρέπει να απαλλαγεί από την παρουσία οξυγόνου και να αντικατασταθεί από μείγμα αερίων Αργού-Ισοβουτανιού σε αναλογία 95-5%.

Η διαδικασία αυτή πραγματοποιείται μέσω μίας μονάδας ροής αερίου (Σχ. 4.7). Ο ανιχνευτής διαθέτει δύο υποδοχές, μία για την εισαγωγή του μείγματος και μία για την εξαγωγή του οξυγόνου (gas input-output). Η διαδικασία δεν είναι ακαριαία και ο όγκος του ανιχνευτή πρέπει να είναι εκτεθειμένος για κάποιο χρονικό διάστημα προτού πάρουμε μετρήσεις. Η ροή του μείγματος δεν ανακόπτεται καθ'όλη τη διάρκεια των μετρήσεων, καθώς η διάταξη είναι πάντα επιρρεπής στο να λάβει εκ νέου οξυγόνο από το περιβάλλον (οπές κτλ.).



Σχ. 4.7 Η gas flow Μονάδα και η μπουκάλα Αργού-Ισοβουτανιού

Στο παράδειγμα που ακολουθεί, έχει γίνει ένας ποιοτικός υπολογισμός για τον ελάχιστο χρόνο που πρέπει η διάταξη να είναι εκτεθειμένη προτού αρχίσουμε να λαμβάνουμε μετρήσεις

Επιθυμούμε να εντοπίσουμε την χρονική διάρκεια ούτως ώστε να καταστήσουμε την συγκέντρωση του οξυγόνου μέσα στον όγκο V , ενδεικτικά, στο 10^{-4} της αρχικής. Η ροή με την οποία εισέρχεται στην διάταξη το μείγμα αερίων, είναι στα 10 λίτρα ανά ώρα.

Αρχικά ορίζουμε την συνάρτηση $O_2(t)$ η οποία παριστάνει την ποσότητα οξυγόνου στον όγκο V του ανιχνευτή. Λόγω της μή γραμμικότητάς της, δεν μπορούμε να την ορίσουμε απευθείας. Παρόλα αυτά μπορούμε να εκφράσουμε την παράγωγο της ως εξής:

$$O_2'(t) = \text{ρυθμός που εισέρχεται το } O_2 - \text{ρυθμός που εξέρχεται το } O_2$$

- Ο πρώτος όρος της παραπάνω σχέσης είναι μηδενικός καθώς το οξυγόνο αποκλειστικά απομακρύνεται από την διάταξη.

- Ο δεύτερος όρος θα ισούται με $\frac{O_2}{\text{όγκος}} \times$ ροή εισαγωγής του αέριου

Επομένως θα έχουμε:

$$O'_2(t) = 0 - 10 \frac{O_2(t)}{V} \Rightarrow$$

$$\frac{dO_2(t)}{dt} = -10 \frac{O_2(t)}{V}$$

Η λύση της απλής πρωτοβάθμιας διαφορικής εξίσωσης θα είναι:

$$O_2(t) = O_2(0)e^{\frac{-10t}{V}}$$

Η σχέση αυτή δίνει την ποσότητα του οξυγόνου μέσα στο αέριο την κάθε χρονική στιγμή t . Αναζητούμε την χρονική στιγμή όταν ο λόγος: $\frac{O_2(t)}{O_2(0)}$ θα ισούται με 10^{-4} .

Επομένως,

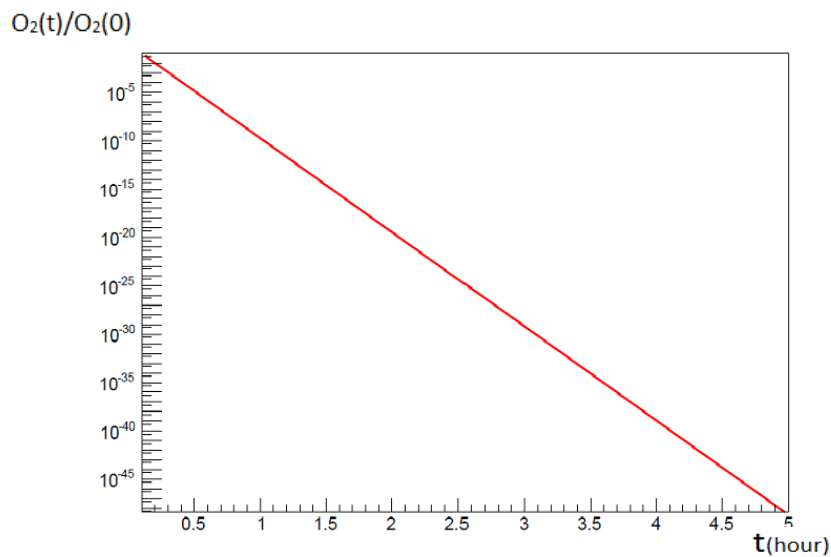
$$10^{-4} = e^{\frac{-10t}{V}} \Rightarrow t = \frac{4}{10} V \ln 10$$

Για τις διαστάσεις του ενεργού όγκου του Segmented Microbulk θα ισχύει: $V=15.5\text{cm} \times 15.5\text{cm} \times 1.84\text{cm}=0.446\text{lcm}^3$ και για $\ln 10 \approx 2.3$, η μορφή της συνάρτησης θα είναι:

$$O_2(t) = O_2(0)e^{-22.4t}$$

ενώ ο χρόνος που απαιτείται θα είναι περίπου ίσος με 0.414h ή 24.84min.

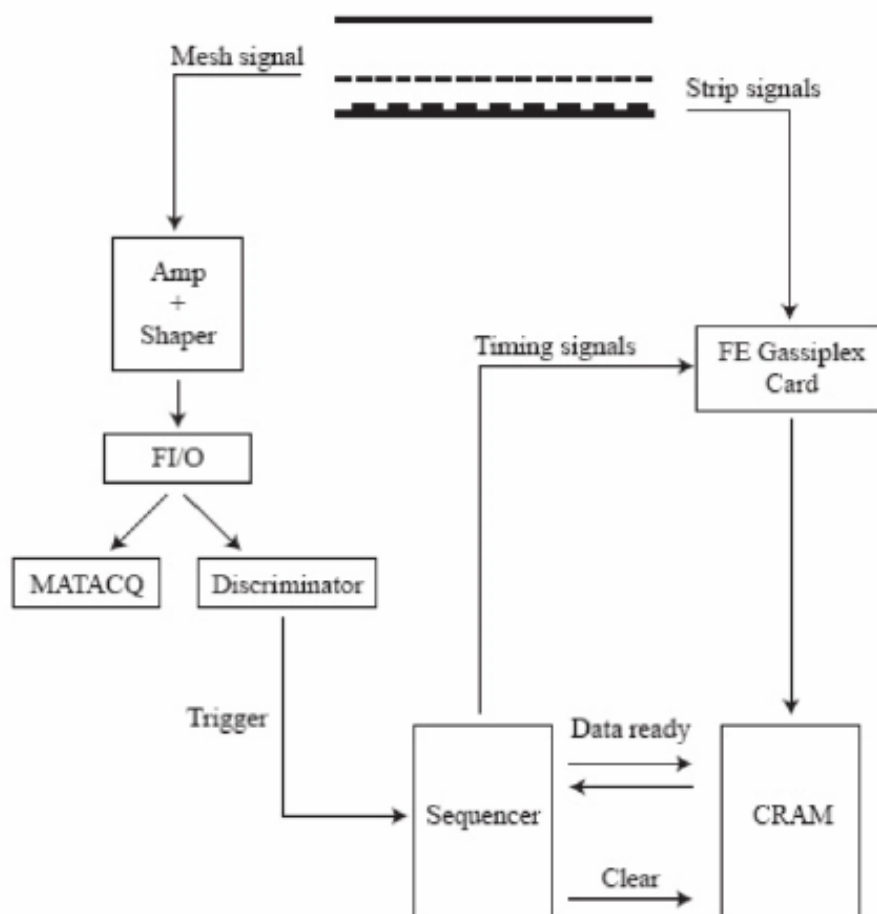
Η γραφική παράσταση –σε λογαριθμική κλίμακα- της συγκέντρωσης του οξυγόνου σε σχέση με την αρχική για κάθε χρονική στιγμή θα είναι:



Από το σχήμα παρατηρούμε ότι αυξανόμενου του χρόνου έκθεσης μειώνεται περαιτέρω η συγκέντρωση του οξυγόνου, ενώ θεωρητικά σε δύο με τρεις ώρες οι συγκεντρώσεις θα έχουν φτάσει σε τέτοια αναλογία που θα σημαίνει ότι κανένα μόριο οξυγόνου δεν θα βρίσκεται μέσα στον ενεργό όγκο. Στην πραγματικότητα βέβαια κάτι τέτοιο δεν υφίσταται, καθώς μόρια οξυγόνου δύνανται να εισρέουν μέσα στη διάταξη από διάφορες διαρροές από σχισμές κτλ. (βλ. κεφάλαιο 4).

4.4 Η πορεία των σημάτων από τον ανιχνευτή στο σύστημα ανάληψης δεδομένων και τον υπολογιστή

Στο σχήμα 4.8 αναπαριστάται η πορεία των σημάτων όπως τα συλλέγουμε από το μικροπλέγμα και τις λωρίδες:



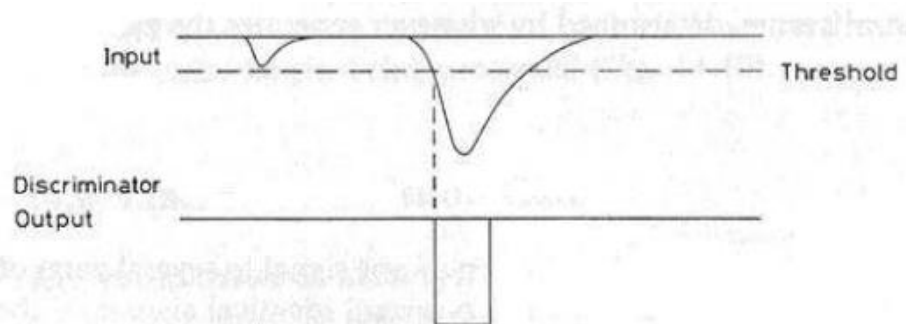
Σχ. 4.8 Σχηματική αναπαράσταση του DAQ

4.4.1 Σήμα από το μικροπλέγμα:

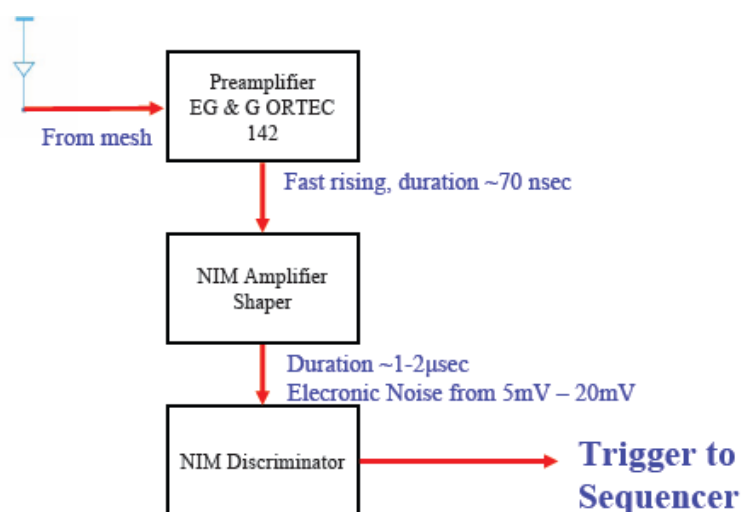
Το σήμα που προέρχεται από το μικροπλέγμα, αφού ενισχυθεί από τον προενισχυτή, οδηγείται στον κυρίως ενισχυτή και έπειτα στην μονάδα FAN IN-FAN OUT όπου το σήμα 'κλωνοποιείται' και τα δύο πανομοιότυπα σήματα που δημιουργούνται κατευθύνονται, ένα προς τον υπολογιστή και ένα προς τον διευκρινιστή.

Στον υπολογιστή γίνεται η ταξινόμηση παλμών μέσω του πολυκαναλικού αναλυτή στο λογισμικό ADMCA και προκύπτει το ενεργειακό φάσμα με τις δύο κορυφές

Στον διευκρινιστή, ξεκαθαρίζουν οι παλμοί των γεγονότων από τους παλμούς του θορύβου. Ορίζεται ένα υπόβαθρο (threshold) και οι παλμοί με ύψος κάτω από αυτό το όριο κόβονται. (Σχ. 4.9)



Σχ. 4.9 Το υπόβαθρο που ορίζεται 'κρατά' μόνο τους παλμούς ενός συγκεκριμένου ύψους και άνω (trigger), ξεχωρίζοντας τους παλμούς του θορύβου (λογικός παλμός ίσος με μηδέν) από τους παλμούς των γεγονότων



Σχ. 4.10 Από τον προενισχυτή στον διευκρινιστή

Από τον διευκρινιστή το σήμα φθάνει στον γεννήτορα πυλών. Αμέσως παράγεται ένας begin marker (BM) παλμός για 'προστασία' του trigger (για να μη δεχτεί το σύστημα άλλο σκανδαλισμό). Έπειτα από ένα delay διάρκειας t_1 (Σχ. 4.11), παράγεται ένας end marker παλμός (EM) και αμέσως ο ακολουθητής (sequencer) στέλνει στην Gassiplex το track and hold σήμα. Το σύστημα βρίσκεται σε κατάσταση BUSY, αγνοώντας κάθε άλλο trigger (ο αντίστοιχος παλμός προέρχεται από τον sequencer) κατά τη διάρκεια της διαδικασίας.

4.4.2 Σήμα από τις λωρίδες:

Παράλληλα με το σήμα στο μικροπλέγμα, παράγεται από τις λωρίδες το σήμα που προέρχεται από το συλλεγμένο σε αυτά φορτίο. Το σήμα από τις λωρίδες φθάνει στην Gassiplex όπου εκεί καταγράφεται το σήμα από την κάθε λωρίδα με αποτέλεσμα να βγαίνει πολυπλεγμένο στην έξοδο

Από τον ακολουθητή, κατόπιν της λήψης του trigger, στέλνονται τρία σήματα (track and hold, clock και clear), μέσα από πλατύ καλωδίου (flat wire), στην μονάδα μετατροπής TTL-NIM και έπειτα φτάνουν στην Gassiplex με την κατάλληλη μορφή ούτως ώστε να μπορούν να διαβαστούν.

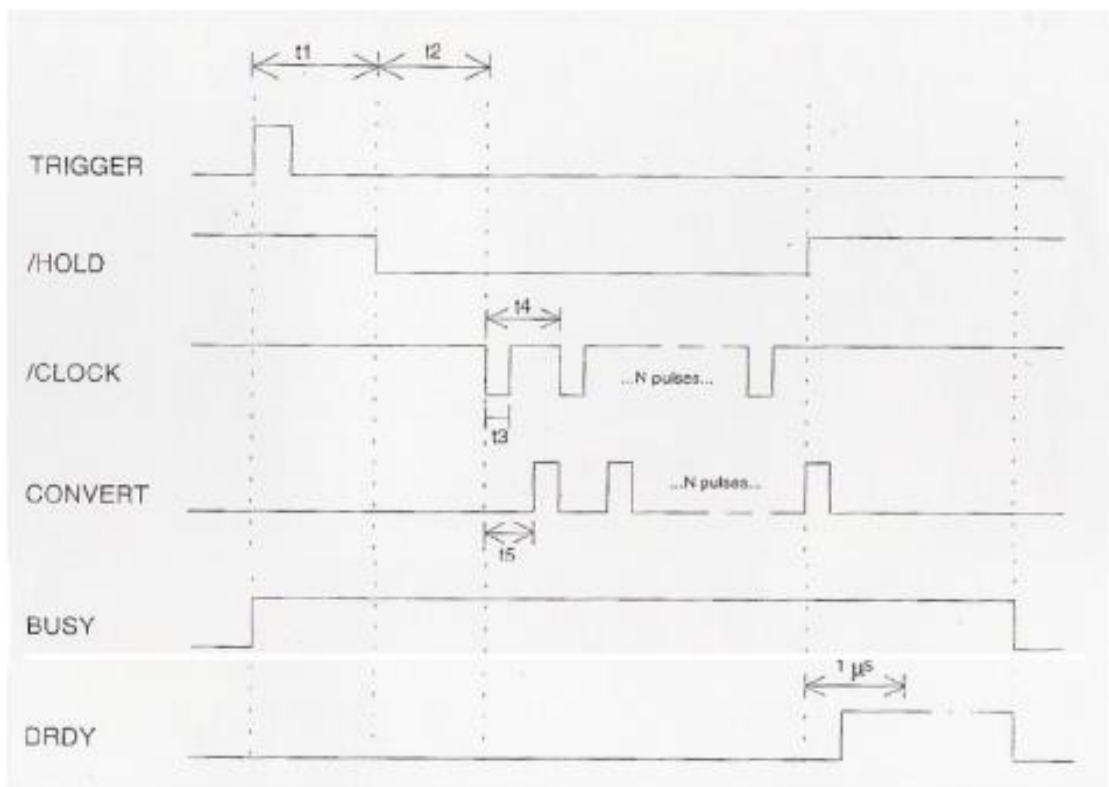
Το track and hold σήμα έχει διάρκεια όση το busy σήμα, μείον το χρονικό delay από το begin στο end marker. Κατά τη διάρκεια αυτή, διαβάζεται η πληροφορία για την κάθε λωρίδα, που έχει αποθηκευτεί στις αναλογικές μνήμες (καταχωρητές) της Gassiplex. Η διαδικασία αυτή γίνεται μέσω ενός σήματος clock του οποίου οι παλμοί ξεκινούν μετά από χρόνο t_2 (Σχ. 4.12). Οι παλμοί του clock είναι 20 (όσες οι λωρίδες), έχουν πλάτος t_3 και περίοδο εμφάνισης t_4 και ενεργοποιούν την ανάγνωση των αναλογικών μνημών της Gassiplex (κάθε παλμός αντιστοιχεί στην εξαγωγή δεδομένων ενός καταχωρητή). Ως έξοδος από την Gassiplex, παράγεται ένα πολυπλεγμένο σήμα το οποίο κατευθύνεται προς την κάρτα CRAM όπου γίνεται η επεξεργασία και η αποθήκευση του φορτίου του κάθε καναλιού.

Με πολλή μικρή χρονική διαφορά από το clock (t_5-t_3 , όσος είναι ο απαιτούμενος χρόνος για τη μετάβαση του σήματος clock στην Gassiplex συν το χρόνο για την άφιξη του αναλογικού σήματος από την Gassiplex στη CRAM), παράγεται από τον ακολουθητή (sequencer output) το σήμα convert (το clock προς τα CRAMS) που ενεργοποιεί την επεξεργασία του πολυπλεγμένου (multiplexed) σήματος από τη CRAM με την FIFO (first in, first out) διαδικασία. Όταν ληφθούν τα δεδομένα από την Gassiplex, η CRAM επικοινωνεί με τον υπολογιστή και σχηματίζει τη λέξη (χωρητικότητας 32-bit) η οποία περιέχει τις απαραίτητες πληροφορίες (δεδομένα από την Gassiplex, διεύθυνση, ταση...) την οποία θα διαβάσει ο υπολογιστής. Μετά το πέρας του τελευταίου παλμού convert, το σήμα track and hold κλείνει και το σήμα clear (από το flat wire) αδειάζει τις αναλογικές μνήμες (Σχ. 4.13).

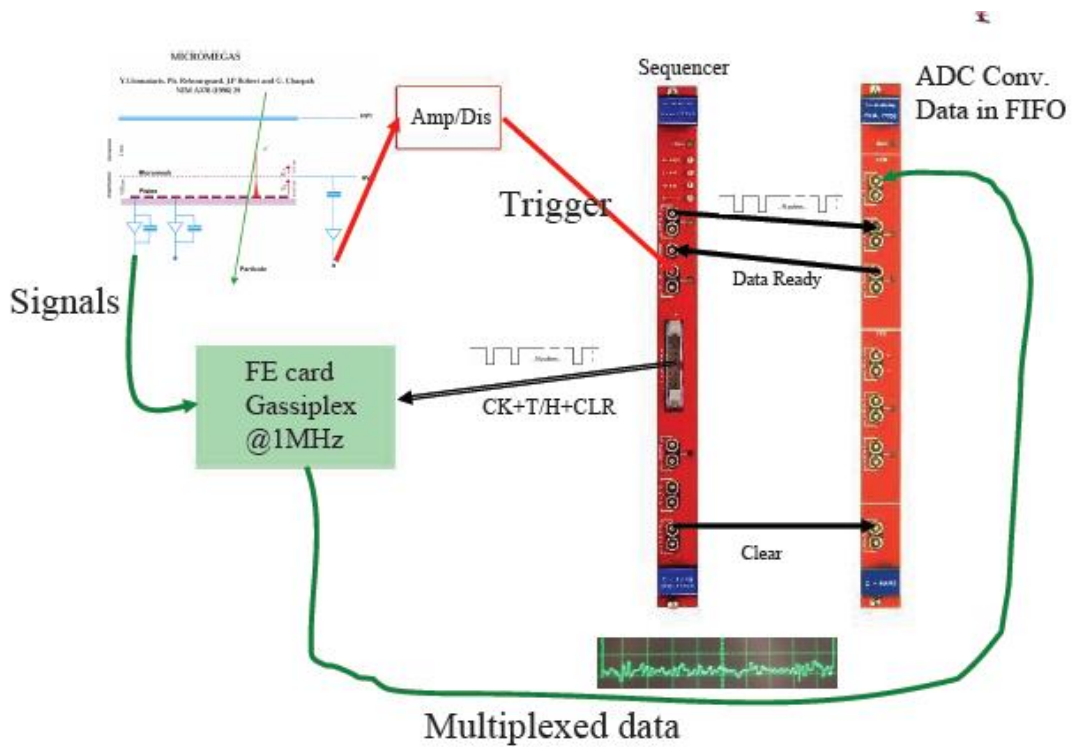
Όταν η CRAM συλλέξει όλα τα δεδομένα, στέλνει ένα σήμα data ready στον sequencer (ολοκλήρωση της μεταφοράς των επεξεργασμένων σημάτων) και αυτός με τη σειρά του στέλνει ένα σήμα clear (δεν συγχέεται με το clear που αδειάζει τις αναλογικές μνήμες), απενεργοποιείται το σήμα busy και το σύστημα είναι έτοιμο να δεχτεί ένα νέο trigger.



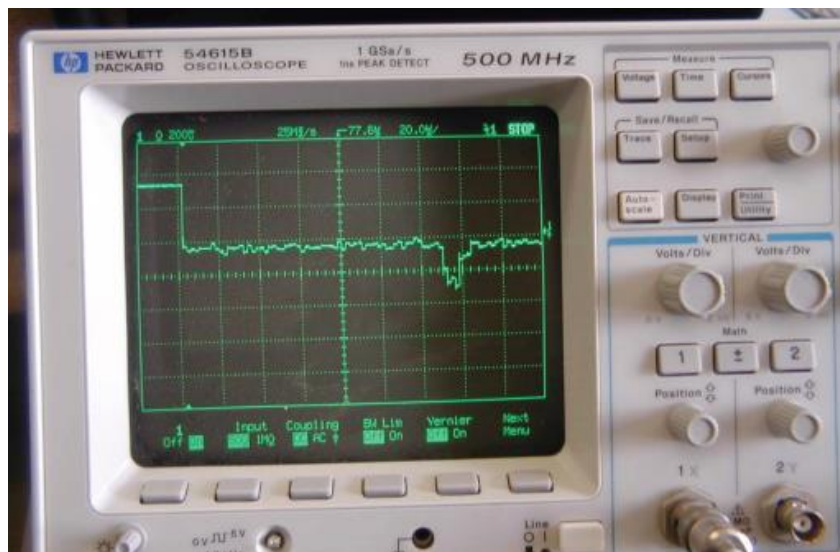
Σχ. 4.11 Οι παλμοί EM, BM που παράγονται από τον gate generator και η εκκίνηση του track and hold μετά το τέλος του delay



Σχ. 4.12 Οι χρονικές ιδιότητες των σημάτων (T/H, CLOCK, CONVERT, BUSY, DRDY) επικοινωνίας μεταξύ sequencer, Gassiplex και CRAM. Το σήμα busy παρουσιάζεται και στο σχήμα 41 για συσχετισμό ^[18]



Σχ. 4.13 Η επικοινωνία μεταξύ Sequencer-CRAM και η πορεία των σημάτων του mesh και των strips



Σχ. 4.14 Το πολυπλεγμένο σήμα όπως αποτυπώνεται στον παλμογράφο

4.5 Η πειραματική διαδικασία

Η πειραματική διαδικασία χωρίστηκε σε δύο μέρη. Αρχικά επιθυμήσαμε να ελέγξουμε τα βασικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή όπως η ενεργειακή διακριτική ικανότητα, η απολαβή και η διαπερατότητά του, σε διαφορετικές τάσεις και σε εισερχόμενες ροές του μείγματος.

Έπειτα, ενεργοποιήσαμε τη λειτουργία των strips (μόνο στην x-συνιστώσα, καθώς διαθέταμε μία κάρτα Gassiplex) και λάβαμε νέα φάσματα και ιστογράμματα της ενέργειας σε πλήρη λειτουργία της διάταξης.

4.5.1 Μελέτη του σήματος από το μικροπλέγμα

Σε πρώτο στάδιο δουλέψαμε με απενεργοποιημένη τη μονάδα VME και επικεντρωθήκαμε στο φάσμα που προέρχεται από το φορτίο που συλλέγεται στο μικροπλέγμα.

Κορυφή διαφυγής Αργού:

Στο ιστόγραμμα που λαμβάνουμε από τον ADMCA παρατηρείται αφενός η κορυφή που αντιστοιχεί στην ενέργεια των φωτονίων της πηγής σιδήρου (5.9keV), αφετέρου, παρατηρείται μία δεύτερη κορυφή που έχει την ονομασία ‘κορυφή διαφυγής του Αργού’ (Argon escape peak). Η επεξήγηση του φαινομένου είναι η εξής.

Υπό κανονικές συνθήκες, τα φωτόνια που προέρχονται από την πηγή αλληλεπιδρούν μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου με τα άτομα του αργού τα οποία αποβάλλουν ηλεκτρόνια (K-Shell). Τα φωτοηλεκτρόνια που προκύπτουν είναι αρκούντως ενεργητικά ούτως ώστε να προκαλέσουν περαιτέρω ιονισμούς. Η κενή θέση στην K-στοιβάδα συμπληρώνεται από ηλεκτρόνια εξώτερων στοιβάδων και το άτομο του αργού εκπέμπει, είτε φωτόνιο X (με ενέργεια $E_n - E_k$), είτε ηλεκτρόνιο Auger.

Εάν το σύνολο των παραγόμενων φωτοηλεκτρονίων απορροφηθούν πλήρως από τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή, τότε όλη η ενέργεια του αρχικού φωτονίου X μετατρέπεται σε συλλεγόμενο φορτίο. Ο συνολικός παλμός που θα προκύψει θα έχει ύψος που θα αντιστοιχεί στα 5.9keV .

Σε πολλές περιπτώσεις όμως, απορροφάται μέρος της ενέργειας (όχι ολόκληρη). Το φωτόνιο X, που παράγεται κατά τη συμπλήρωση της K-στοιβάδας, έχει σημαντική πιθανότητα να διαφύγει από τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή χωρίς να προλάβει να αλληλεπιδράσει με άτομο αργού. Η εναποτιθέμενη ενέργεια στον ανιχνευτή θα αντιστοιχεί στην αρχική ενέργεια του εκπεμπομένου από την πηγή φωτονίου, μείον την χαμένη ενέργεια από το φωτόνιο X που εκπέμφθηκε από τη συμπλήρωση της K-στοιβάδας (περί τα 2.96keV). Επομένως το Argon Escape Peak θα αντιστοιχεί σε ενέργεια: $5.9\text{keV} - 2.96\text{keV} \approx 3\text{keV}$.

Μετρούμενα μεγέθη και υπολογισμοί

- **Απολαβή:**

Όπως έχει αναφερθεί, η απολαβή (gain) του ανιχνευτή ορίζεται ως ο λόγος του αριθμού ηλεκτρονίων n , που παράχθηκαν μετά το πέρας όλων των αλληλεπιδράσεων στο amplification gap, προς τον θεωρητικά αναμενόμενο αριθμό ηλεκτρονίων n_{prim} , που προέρχονται από την αλληλεπίδραση της ακτίνας x της πηγής με το αργό, και παράχθηκαν στο conversion gap. Επομένως:

$$G = \frac{n}{n_{prim}} \quad (4.1)$$

Το n_{prim} ισούται με $5.9\text{keV}/26.2\text{eV} \approx 225$ ηλεκτρόνια. Για να υπολογίσουμε το n πρέπει να λάβουμε υπόψη την ενίσχυση που έχει λάβει το σήμα από το mesh.

Η ευαισθησία (sensitivity) του προενισχυτή EG & G Ortec 142 IH είναι 45mV ανά MeV πυριτίου. Για τη δημιουργία ζεύγους ηλεκτρονίου-ιόντος στο πυρίτιο χρειάζεται ενέργεια ίση με 3.62eV:

$$(\text{sensitivity}) = \frac{45\text{mV}}{\text{MeV} \times \text{Si}} = \frac{45\text{mV}}{10^6} = \frac{45\text{mV}}{276243 \times 3.62\text{eV}} \quad (4.2)$$

Ο MCA έχει ρυθμιστεί σε εύρος 512 καναλιών που αντιστοιχεί σε 5V και η ενίσχυση θα δίνεται από τον τύπο:

$$(\text{Amplification}) = (\text{centroid}) \times \frac{5\text{V}}{512} \quad (4.3)$$

Η ενίσχυση λόγω προενισχυτή θα δίνεται από:

$$(\text{Preamplification}) = \frac{(\text{Amplification})}{(\text{CoarseGain}) \times (\text{FineGain})} \quad (4.4)$$

Το γινόμενο Coarse επί το Fine gain έχει ρυθμιστεί από τον TENNELEC στο 'x25' ενώ στις περιπτώσεις που η κορυφή κυμαινόταν στο δεξιό τμήμα του ιστογράμματος κατά την ταξινόμηση παλμών, αυξανόταν στο 'x50'.

Για τον αριθμό των δευτερογενών ηλεκτρονίων ισχύει:

$$n = \frac{(\text{Preamplification})}{(\text{Sensitivity})} \quad (4.5)$$

Επομένως, αντικαθιστώντας τις σχέσεις στην αρχική, για το Gain θα ισχύει:

$$G = \frac{n}{n_{prim}} = \frac{(Preamplification)}{225 \times (Sensitivity)} = (Amplification) \times \frac{276243}{45 \times 10^{-3} \times 25 \times 225} \quad (4.5)$$

Για την απολαβή στις συγκεκριμένες συνθήκες θα ισχύει:

$$G = 10.66 \times (centroid) \quad (4.6)$$

Για τις μετρήσεις στην απολαβή, διατηρούμε την τάση στο ηλ σταθερή και μεταβάλλουμε την τάση στο μικροπλέγμα. Είναι προφανές ότι αυξάνοντας την τάση ενισχύεται η απολαβή, αλλά επηρεάζονται άλλες παράμετροι όπως η διακριτική ικανότητα (βλ. παρακάτω).

- **Townsend συντελεστής:**

Ο συντελεστής Townsend σχετίζεται άμεσα με το Gain, καθώς συνδέονται μέσω της απλής σχέσης:

$$G = e^{ax} \quad (4.7)$$

Είναι προφανές ότι το διάγραμμα του συντελεστή Townsend θα συμπίπτει με το λογαριθμικό ανάλογο του διαγράμματος της απολαβής, ενώ παρουσιάζεται συναρτήσεως του ηλεκτρικού πεδίου. Η τάση στο μικροπλέγμα είναι αυτή που θα καθορίσει και το ηλεκτρικό πεδίο, εφόσον η διάταξη μας αντιστοιχεί σε πυκνωτή παραλλήλων πλακών και η σχέση που δίνει το πεδίο θα συμπίπτει με την τάση προς την απόσταση μεταξύ των οπλισμών:

$$E = V/d \quad (4.8)$$

- **Διακριτική ικανότητα:**

Όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο 2, η ενεργειακή διακριτική ικανότητα είναι η ποσότητα που καθορίζει την ακρίβεια της μέτρησης και εκφράζεται με την ποσότητα 'Full Width Half Maximum' διαιρεμένη με το κεντροειδές (p_5 για το ROOT) της καμπύλης. Το FWHM από τη θεωρία δίνεται ως:

$$FWHM = (8 \ln 2)^{1/2} \sigma \approx 2.355 \sigma \quad (4.9)$$

Όπου το σ είναι η τυπική απόκλιση και ταυτίζεται με το p_4 , όσον αφορά τις παραμέτρους του ROOT. Επομένως για την διακριτική ικανότητα της μεγάλης κορυφής θα έχουμε:

$$R = 2.355 p_5 / p_4 \quad (4.10)$$

- **Διαπερατότητα:**

Το ολικό φορτίο που συλλέγεται στα strips δίνεται από τη σχέση:

$$Q = en_{prim}G \quad (4.11)$$

όπου e το φορτίο του ηλεκτρονίου, n_{prim} τα 225 πρωταρχικά ηλεκτρόνια και G η μέση ενίσχυση:

$$G = \sum_i A_i / n_{prim} \quad (4.12)$$

Όπου A_i είναι η ενίσχυση για το i -οστό ηλεκτρόνιο. Για τη διακύμανση της ενίσχυσης ισχύει:

$$\sigma_G^2 = \frac{1}{n_{prim}^2} \sum_{i=1}^{n_{prim}} \sigma_A^2 = \frac{1}{n_{prim}} \left(\frac{1}{n_{prim}} \sum_{i=1}^{n_{prim}} \sigma_A^2 \right) = \frac{\sigma_A^2}{n_{prim}} \quad (4.13)$$

Αντικαθιστώντας θα έχουμε:

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q} \right)^2 = \left(\frac{\sigma_{n_{prim}}}{n_{prim}} \right)^2 + \frac{1}{n_{prim}} \left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}} \right)^2 \quad (4.14)$$

Η σχέση αυτή γράφεται συνοπτικά:

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q} \right)^2 = \frac{F}{n_{prim}} + \frac{b}{n_{prim}} = \left(\frac{F+b}{n_{prim}} \right)^2 \quad (4.15)$$

Όπου F είναι ο παράγοντας Fano και b ποσότητα που σχετίζεται με την κατανομή Polya την οποία ακολουθεί η ενίσχυση.

Στο πείραμά μας η ποσότητα $F+b$ υπολογίζεται από τις τάσεις στο πλέγμα 315V και στο ηλεκτρόδιο ολίσθησης 350V, όπου η ενεργειακή ακρίβεια είναι βέλτιστη και υποθέτουμε ότι έχουμε συλλέξει όλα τα πρωταρχικά ηλεκτρόνια. Σύμφωνα με τα ROOT parameters ορίστηκε ως:

$$F + b = (p_4 / p_5)^2 / n_{prim} = 1.026 \quad (4.16)$$

Με την τιμή του παράγοντα Fano γνωστή, μπορούμε να υπολογίσουμε για κάθε ποσότητα συλλεγμένου φορτίου Q και της διακύμανσής του, σ_Q , τον αριθμό n των ηλεκτρονίων που πέρασαν στην περιοχή ενίσχυσης.

Η διαφάνεια (transparency) ορίζεται ως ο αριθμός n των ηλεκτρονίων που πέρασαν στην περιοχή ενίσχυσης, προς τον αριθμό των πρωταρχικών ηλεκτρονίων ή αλλιώς:

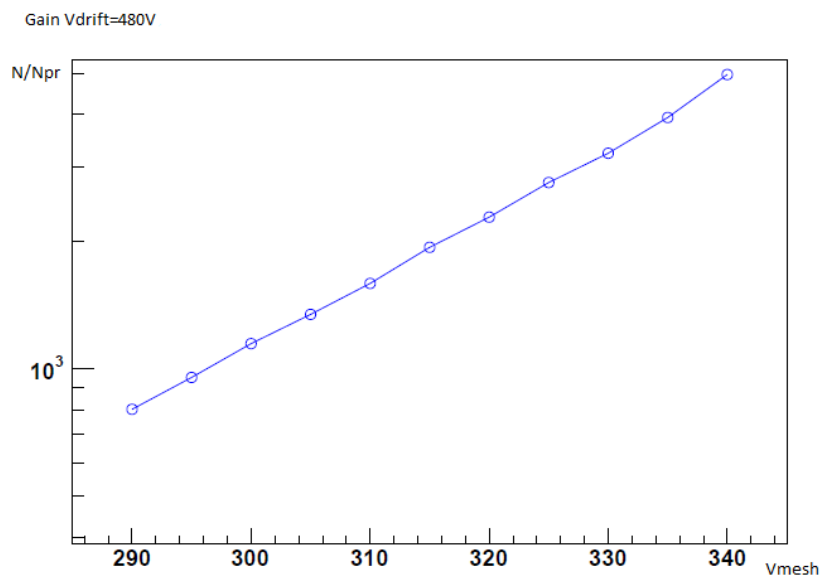
$$Transparency = n / n_{prim} \quad (4.17)$$

Οι μετρήσεις για τη διαπερατότητα γίνονται διατηρώντας την τάση στο μικροπλέγμα σταθερή και μεταβάλλοντας την τάση στο ηλεκτρόδιο ολίσθησης. Στις τάσεις εκείνες που παρατηρείται η χαμηλότερη διακριτική ικανότητα, η τιμή της διαπερατότητας προσεγγίζει τη μονάδα και όλα τα πρωταρχικά ηλεκτρόνια εισέρχονται στην περιοχή ενίσχυσης. ^[19]

Υπολογισμοί για την απολαβή και το συντελεστή Townsend:

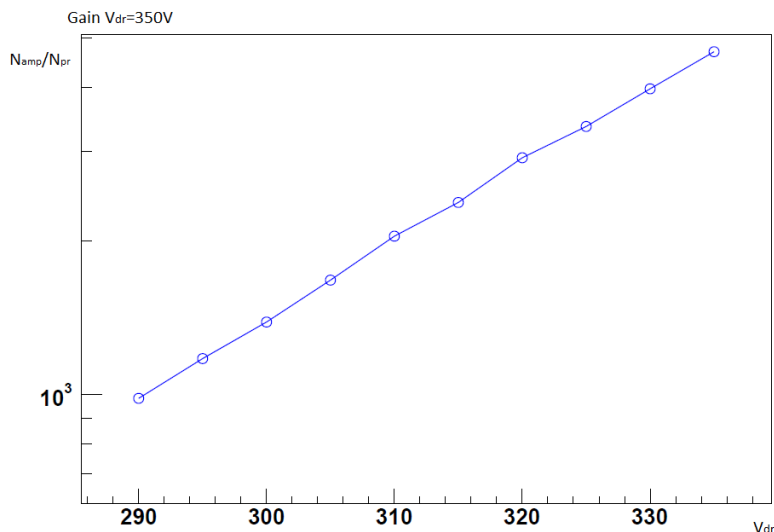
Για έναν πρώτο υπολογισμό της απολαβής λήφθηκαν μετρήσεις με σταθερή την τάση στο ηλεκτρόδιο ολίσθησης μεταβάλλοντας παράλληλα, με βήμα 5V, την τάση στο μικροπλέγμα, που καθορίζει και την ένταση του πεδίου στην περιοχή ενίσχυσης. Η κάθε μέτρηση διαρκούσε περί τα 20 λεπτά καθώς λόγω παλαιότητας της πηγής, το rate με το οποίο συλλέγουμε στατιστική είναι ιδιαίτερα χαμηλό (λιγότερα από 4 γεγονότα το δευτερόλεπτό)

Στην πρώτη μέτρηση, το V_{dr} ήταν σταθερό στα 480V και η τάση στο μικροπλέγμα κυμάνθηκε από 290V έως 340V. Χαμηλότερη διακριτική ικανότητα σημειώθηκε για τάση 315V (λίγο χαμηλότερο από 20%). Στο σχήμα 4.15 αποτυπώνεται η εξάρτηση της απολαβής από την τάση στο μικροπλέγμα, σε λογαριθμική κλίμακα



Σχ.4.15 Η απολαβή για $V_{dr}=480V$

Η μέτρηση επαναλήφθηκε για σταθερή τάση στο ηλεκτρόδιο ολίσθησης ίση με 350V. Ακολούθηθηκε η ίδια ακριβώς διαδικασία, διατηρώντας την χρονική διάρκεια των μετρήσεων στα 20 λεπτά ενώ η τάση στο μικροπλέγμα αυτή τη φορά κυμάνθηκε από 295V μέχρι 335V με βήμα 5. Χαμηλότερη ενεργειακή ικανότητα εντοπίστηκε και αυτή τη φορά στα 315V. Τα αποτελέσματα αποτυπώνονται στο σχήμα 4.16

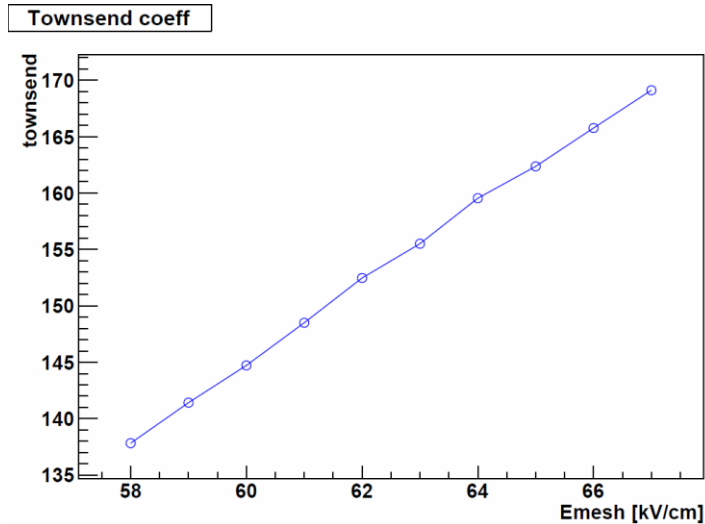


Σχ. 4.16 Η απολαβή στα $V_{dr}=350V$

Στα διαγράμματα παρατηρείται όμοια συμπεριφορά της απολαβής καθώς είναι λογικό να αυξάνεται η απολαβή αυξανόμενης της τάσης στο μικροπλέγμα (ή του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή ενίσχυσης).

Παρατηρούμε ότι η απολαβή είναι στην περιοχή από 10^3 μέχρι 10^4 . Συγκρίνοντας τα δύο διαγράμματα συμπεραίνουμε ότι για την ίδια τάση στο μικροπλέγμα (π.χ. 290V), έχουμε αύξηση της απολαβής κατά 20% για μεταβολή της τάσης στο ηλεκτρόδιο ολίσθησης από 480V στα 350V. Αυτό οφείλεται στην μεταβολή του λόγου των ηλεκτρικών πεδίων στις περιοχές ολίσθησης και ενίσχυσης η οποία επιδρά στην διαπερατότητα των πρωταρχικών ηλεκτρονίων.

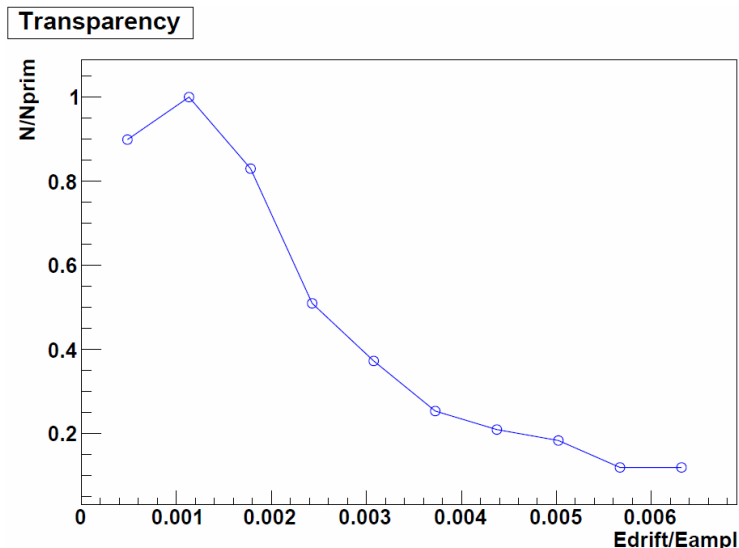
Για σταθερή τάση στο ηλεκτρόδιο ολίσθησης 350V υπολογίστηκε και ο συντελεστής Townsend. Εξ αιτίας της εκθετικής εξάρτησης της απολαβής από τον συντελεστή Townsend, στην ουσία προκύπτει η ίδια μορφή εάν περάσουμε από λογαριθμική κλίμακα στον άξονα y, σε γραμμική. Στο σχήμα 4.17 εμφανίζεται ο συντελεστής Townsend συναρτήσεως του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή ενίσχυσης ($V_{mesh}/50\mu m$) και επιβεβαιώνονται τα αναμενόμενα.



Σχ. 4.17 Ο συντελεστής Townsend για $V_{dr}=350V$

Υπολογισμός της διαπερατότητας:

Τοποθετώντας την τάση στο μικροπλέγμα στα 315V (όπου λάβαμε και τις χαμηλότερες τιμές για την διακριτική ικανότητα) και μεταβάλλοντας την τάση στο ηλεκτρόδιο ολίσθησης από 330V μέχρι 510V με βήμα 20 άνα 20 λεπτά (standard χρόνος μέτρησης) υπολογίζουμε τη διαπερατότητα για κάθε συνδυασμό τάσεων συναρτήσει των λόγων των ηλεκτρικών πεδίων στις δύο περιοχές. Ο παράγοντας Fano (συν το b) έχει καθοριστεί στα 1.026 ενώ αναμένουμε η διαπερατότητα να λάβει τιμή πολύ κοντά στη μονάδα στο σημείο με την χαμηλότερη ενεργειακή ικανότητα. Τα αποτελέσματα διαφαίνονται στο διάγραμμα 4.18.



Σχ. 4.18 Η διαπερατότητα του ανιχνευτή συναρτήσει των λόγων των πεδίων

Από το διάγραμμα γίνεται σαφές ότι η μέγιστη διαπερατότητα (πλήρης μετάβαση στην περιοχή ενίσχυσης των 225 πρωταρχικών ηλεκτρονίων) επιτυγχάνεται για 1000 φορές ισχυρότερο πεδίο στην περιοχή ενίσχυσης συγκριτικά με το πεδίο στην περιοχή μετατροπής. Επιπλέον, έπειτα και από τις δεύτερες

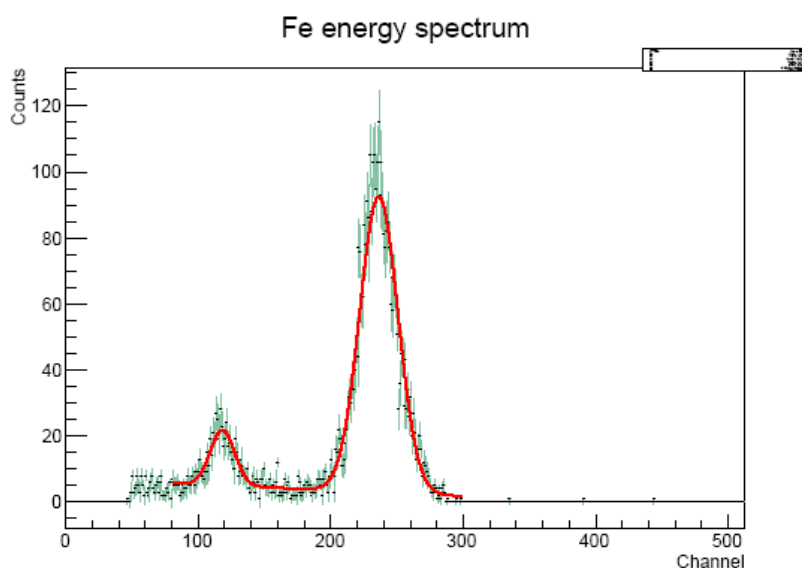
μετρήσεις για την απολαβή, καταλήγουμε στον συνδυασμό για το ηλεκτρόδιο ολίσθησης και το μικροπλέγμα, στα 350V και 315V αντίστοιχα, παρατηρώντας ότι η διακριτική ικανότητα και στις δύο περιπτώσεις ήταν η χαμηλότερη. Στην πειραματική διαδικασία ακολούθησαν μετρήσεις για τον εντοπισμό της βέλτιστης διακριτικής ικανότητας.

Υπολογισμός της βέλτιστης διακριτικής ικανότητας:

Οι τιμές για την διακριτική ικανότητα που προέκυψαν από τις μετρήσεις της απολαβής και της διαπερατότητας, συνέπεσαν για τάσεις στην περιοχή των 315V για το μικροπλέγμα και στα 350V για το ηλεκτρόδιο ολίσθησης.

Επιθυμώντας να εντοπίσουμε τη βέλτιστη διακριτική ικανότητα, πραγματοποιήσαμε μετρήσεις (διάρκειας 20 λεπτών) υπό σταθερο ηλεκτρικό πεδίο στο ηλεκτρόδιο ολίσθησης, στα 60V/cm, μεταβάλλοντας ταυτόχρονα τις τάσεις στο ηλεκτρόδιο ολίσθησης και στο μικροπλέγμα με σταθερή διαφορά 30V μεταξύ των δύο. Η τάση στο μικροπλέγμα κυμάνθηκε από 270V έως 340V και παράλληλα, η τάση στο ηλεκτρόδιο ολίσθησης από 300V μέχρι 370V.

Η βέλτιστη διακριτική ικανότητα παρατηρήθηκε για $V_{\text{mesh}}=315\text{V}$ και $V_{\text{dr}}=345\text{V}$, τιμές ιδιαίτερα κοντινές στις ήδη παρατηρηθείσες από τις προηγούμενες μετρήσεις. Το φάσμα που προέκυψε από το ADMCA το αναλύσαμε χρησιμοποιώντας το πακέτο ROOT όπου έγινε και η κατάλληλη προσαρμογή (fit) με μία συνάρτηση που ήταν υπέρθεση δύο Γκαουσιανών και μίας γραμμικής (Σχ. 4.19). Οι δύο Γκαουσιανές αντιστοιχούν στην κορυφή του σιδήρου και την κορυφή διαφυγής του Αργού και η γραμμική προσεγγίζει την ουρά της κατανομής Landau για την κοσμική ακτινοβολία, καθώς και το υπόβαθρο λόγω θορύβου.

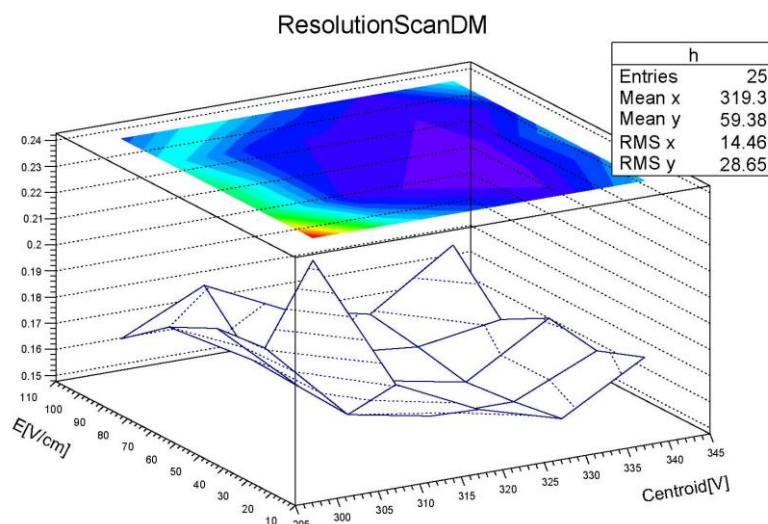


Σχ. 4.19 Το fit μέσω ROOT για τις καμπύλες του φάσματος. Διακρίνονται ξεκάθαρα η κορυφή του σιδήρου και το Argon Escape Peak.

Στο επόμενο στάδιο θελήσαμε να αποκτήσουμε μια πιο πλήρη εποπτεία, πραγματοποιώντας μετρήσεις και σαρώνοντας ένα δισδιάστατο πλέγμα μετρήσεων, όπου μεταβάλλονται και τα δύο πεδία. Πραγματοποιήθηκαν συνολικά τέσσερις ομάδες μετρήσεων (Σχ. 4.20) ούτως ώστε να προκύψει ένα τρισδιάστατο γράφημα με τον άξονα x να αντιστοιχεί στην τάση στο μικροπλέγμα, τον άξονα των y στο πέδιο της περιοχής μετατροπής και τον άξονα των z στην διακριτική ικανότητα (Σχ. 4.21).

V_{mesh}	V_{drift}	+10	+20	+30	+40	+50
300		310	320	330	340	350
310		320	330	340	350	360
320		330	340	350	360	370
330		340	350	360	370	380
340		350	360	370	380	390

Σχ. 4.20 Οι τιμές των τάσεων που επιβλήθηκαν στο drift και στο mesh

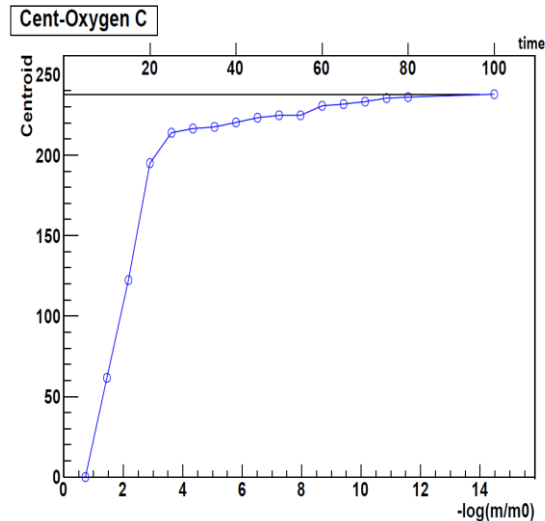


Σχ. 4.21 Το τρισδιάστατο γράφημα ‘τάση στο mesh, πεδίο στο conversion gap, resolution’

Στο σχήμα 4.21 ο άξονας των y παριστάνει εκτός από το πεδίο, και την διαφορά των τάσεων στα δύο ηλεκτρόδια. Ο άξονας χωρίστηκε σε bins, με το καθένα από αυτά να αντιστοιχεί στην εκάστοτε διαφορά τάσης μεταξύ ηλεκτροδίου ολίσθησης και μικροπλέγματος. Από το σχήμα παρατηρούμε ότι το χαμηλότερο σημείο του πλέγματος αντιστοιχεί στην περιοχή των bin με $V_{\text{mesh}}=315-330\text{V}$ (για τον άξονα των x) και στην περιοχή των bin με $E=30-40\text{V/cm}$.

Υπολογισμοί στην συγκέντρωση του Οξυγόνου:

Χρησιμοποιώντας τις βέλτιστες, όσον αφορά την διακριτική ικανότητα, τάσεις για το ηλεκτρόδιο ολίσθησης και το μικροπλέγμα, επιθυμήσαμε να ελέγξουμε πως μεταβάλλεται το κεντροειδές συναρτήσει της ροής του μείγματος αερίων μέσα στον ανιχνευτή. Χωρίς να έχουμε προετοιμάσει τη διάταξη (έκθεση στο αέριο για τουλάχιστον μιάμιση ώρα πριν την πρώτη μέτρηση), ανοίξαμε την μπουκάλα και έπειτα από πέντε λεπτά αρχίσαμε να παίρνουμε φάσμα μαζεύοντας στατιστική μόνο για πέντε λεπτά σε κάθε μέτρηση. Η διαδικασία συνεχίστηκε για περίπου δύο ώρες. Παρατηρήσαμε ότι το κεντροειδές του φάσματος άρχισε σταδιακά να μετατοπίζεται προς τα δεξιά και έπειτα από περίπου 80-90 λεπτά να σταθεροποιείται στο bin 235 (plateau) του ADMCA. Στο σχήμα 4.22 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα, ενώ εμπεριέχεται και η πληροφορία της συγκέντρωσης του οξυγόνου κάθε χρονική στιγμή, η οποία είναι και η κατεξοχήν αιτία που το φάσμα μεταβάλλεται.

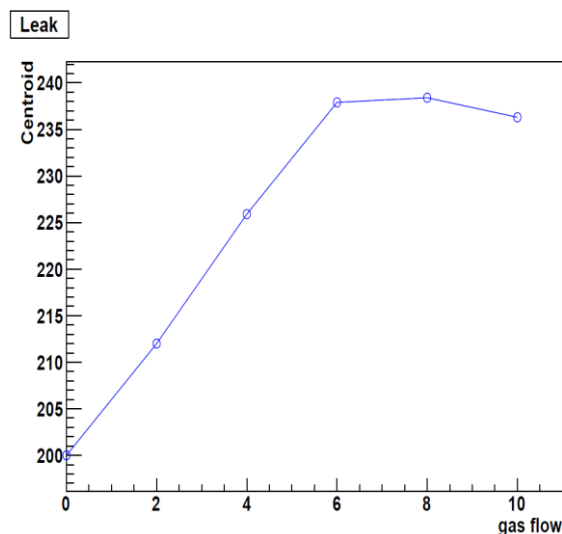


Σχ. 4.22 Το κεντροειδές συναρτήσεϊ του χρόνου ή της συγκέντρωσης του οξυγονου

Από το σχήμα 4.22 γίνεται ξεκάθαρο ότι ο ενεργός όγκος του ανιχνευτή θα πρέπει να είναι εκτεθειμένος τουλάχιστον για μιάμιση ώρα σε ροή, ούτως ώστε να ελαχιστοποιείται η παρουσία των όποιων μορίων του οξυγόνου. Στον οριζόντιο άξονα έχουμε εισάγει διπλή κλίμακα: Πάνω η κλίμακα του χρόνου σε λεπτά, κάτω η κλίμακα του λογάριθμου m/m_0 που δείχνει ότι μετά από πάροδο 100 λεπτών, το εκτιμώμενο κλάσμα του οξυγόνου που έχει απομείνει μέσα στον ανιχνευτή είναι 10^{-14} του αρχικού. Ο χρόνος αυτός είναι ποιοτικός, χωρίς να λαμβάνονται υπόψη πιθανές εισροές (π.χ. από κάποια μικροσχιμή) οξυγόνου προς τη διάταξη. Για το λόγο αυτό, ακολούθησαν μετρήσεις για να προσδιοριστεί το αν η διάταξη μας ήταν επιρρεπής σε πρόσληψη μορίων οξυγόνου από τον περιβάλλοντα χώρο.

Υπολογισμοι για τις διαρροές:

Μετά το πέρας μιάμισης ώρας έκθεσης του ανιχνευτή σε ροή 10l/h αερίου μείγματος, αρχίσαμε να παίρνουμε φάσματα με χρονική διάρκεια 35 λεπτών το καθένα, χαμηλώνοντας κάθε φορά τη ροή κατά 2l/h. Σκοπός μας ήταν να ελέγξουμε πόσο μεταβάλλεται το κεντροειδές όταν χαμηλώσουμε (ή πάψουμε) τη ροή σημαντικά. Εάν ο χρόνος αυτός είναι αρκούντως μεγάλος, τότε μπορούμε με ασφάλεια να εκτιμήσουμε ότι οι διαρροές (leaks) της διάταξής μας δεν διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο και τα φάσματά μας δεν επηρεάζονται. Τα αποτελέσματα αποτυπώνονται στο σχήμα 4.23



Σχ. 4.23 Μετατόπιση του κεντροειδούς συναρτήσει της ροής

Στο σχήμα 4.23 παρατηρούμε ότι το κεντροειδές μετατοπίζεται από τα 238 adc counts (τιμή πολύ κοντά στο προσδιορισμένο Plateau) στα 200 adc counts όταν η ροή έχει μειωθεί αισθητά. Κάτω από τα 6 λίτρα την ώρα, παρατηρούμε μια μείωση του σήματος κατά περίπου 5% πράγμα που σημαίνει ότι ο ανιχνευτής μας δεν είναι απόλυτα στεγανός. Αξίζει να σημειωθεί ότι για το κεντροειδές στην περιοχή του 8l/h gas flow, εμφανίζει μία μέγιστη τιμή. Αφενός, η διάταξη μας είναι επί περισσότερο χρόνο εκτεθειμένη στο αέριο σε έντονη ροή και θα μπορούσαμε να εκτιμήσουμε ότι η συγκέντρωση του οξυγόνου εντός του ενεργού όγκου έχει μειωθεί περαιτέρω. Αφετέρου δε, η μεταβολή αυτή του κεντροειδούς (μεταξύ 8 και 10l/h ροής) μπορεί να αποδοθεί σε στατιστικό σφάλμα αφού βρίσκεται περίπου στο 1% των μετρήσεων.

4.5.2 Μελέτη του σήματος από τις λωρίδες

Μετά το πέρας της πρώτης ομάδας μετρήσεων χωρίς να λάβουμε υπόψη το σήμα από τις λωρίδες, προσδιορίστηκαν τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή και εντόπιστηκαν οι κατάλληλες περιοχές των επιβεβλημένων τάσεων στα δύο ηλεκτρόδια, για την βέλτιστη λειτουργία. Όλη η διαδικασία βασίστηκε στη μελέτη του σήματος από το προενισχυτή.

Σε δεύτερο στάδιο, ακολούθησε η επεξεργασία του σήματος από τις λωρίδες, οι οποίες διαβάζονται ηλεκτρονικά χρησιμοποιώντας το σύστημα λήψης δεδομένων του VME, ενώ όπως ήδη έχει αναφερθεί, παρέχουν περαιτέρω πληροφορίες, όπως η θέση στο x-y επίπεδο που σχηματίζουν τα clusters. Χρησιμοποιήθηκε μία κάρτα Gassiplex, η οποία έχει τη δυνατότητα να διαβάζει μέχρι 96 λωρίδες. Χρειάστηκε με κατάλληλες συνδέσεις (flat cable) να φέρουμε τα 20 σήματα των x λωρίδων στην είσοδο της κάρτας Gassiplex.

Τα στάδια συλλογής της πληροφορίας από τις λωρίδες είναι τα εξής:

1. Χρήση του σήματος του πλέγματος για την έναρξη λήψης των δεδομένων (trigger)
2. Ανάγνωση και των 96 καναλιών της κάρτας Gassiplex. Σε κάθε κανάλι αντιστοιχεί μία 32-bit λέξη που εμπεριέχει τον αριθμό της λωρίδας καθώς και το φορτίο (adc value) δηλαδή την ενέργεια που συνέλεξε. Στις ενεργοποιημένες λωρίδες (ο ανιχνευτής μας διαθέτει τον αριθμό 20 strips) σχηματίζονται τα clusters.
3. Οι 96 αυτές λέξεις καταγράφονται από τον υπολογιστή αφού διαβαστούν μέσω της οπτικής ίνας από το σύστημα λήψης δεδομένων VME.

Οι πληροφορίες που προκύπτουν από την επεξεργασία των λέξεων είναι οι εξής:

1. Το συνολικό φορτίο (συνολική ενέργεια) που συλλέχθηκε στα x-strips κατά τη διάρκεια όλων των γεγονότων.
2. Αριθμός των cluster: Το σύνολο των σχηματισμένων cluster που προκύπτουν από όλα τα γεγονότα
3. Η διασπορά σ του κάθε cluster
4. Οι χρονικές ιδιότητες των γεγονότων

Τα δεδομένα με όλες τις απαραίτητες πληροφορίες που έχουν καταγραφεί στο σήμα, έχουν συγκεκριμένη μορφή η οποία πρέπει να ανακατασκευαστεί για να καταστεί δυνατή η ανάλυσή της. Το αρχείο τύπου .dat που προέρχεται από την VME, έχει τη μορφή mmRxxxx, με xxxx τον αύξοντα, τετραψήφιο αριθμό της κάθε μέτρησης (run number). Στη διαδικασία χρησιμοποιούνται δύο τέτοια αρχεία, ένα που παράγεται αφαιρώντας τον εξωτερικό trigger (χρησιμοποιώντας software trigger), για να προσδιοριστεί το επίπεδο του ηλεκτρονικού θορύβου στα strips καθώς και η διακύμανση τους σ (pedestals), και ένα αρχείο με τον εξωτερικό trigger για την καταγραφή των δεδομένων από την πηγή του σιδήρου.

Η δομή του αρχείου είναι η εξής:

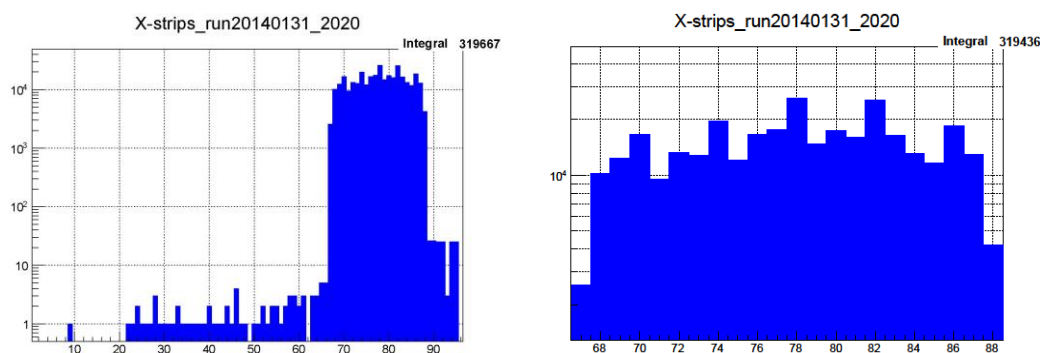
- Επικεφαλίδα (RunHeader)
- Event το οποίο περιέχει:
 - Επικεφαλίδα (Event Header)
 - Σώμα (Event Body)
 - Υποσέλιδο (Event footer)
- Υποσέλιδο αρχείου (Run Footer)

Έχοντας στη διάθεση μας τα δύο αρχεία .dat, ξεκινά η διαδικασία ανακατασκευής δεδομένων. Σε πρώτο στάδιο αναγνωρίζονται οι λωρίδες με φορτίο πάνω από το επίπεδο του ηλεκτρονικού θορύβου κατά 3σ (με βάση τα pedestals). Στη συνέχεια, σαρώνουμε τις ενεργοποιημένες λωρίδες ούτως ώστε να εντοπιστούν συμπλέγματα λωρίδων στα οποία καθορίζεται και η παρουσία του cluster (δύο συνεχόμενες, ενεργοποιημένες λωρίδες θα σημαίνουν και την παρουσία cluster). Το κενό που δεχόμαστε είναι μέχρι 1 μη ενεργοποιημένη στη σειρά, λωρίδα.

Έπειτα, δημιουργείται ένα αρχείο .clu με τη γνωστή μορφή mmRxxxx, το οποίο πλέον περιέχει και τα ανακατασκευασμένα γεγονότα και παράγεται μέσω MUMread. Από το αρχείο mmRxxxx.clu, λαμβάνονται όλες οι απαραίτητες πληροφορίες για να τρέξουμε το αρχείο mumClusterRead.C, το οποίο είναι script που τρέχει σε περιβάλλον ROOT και μας παρέχει τα ιστογράμματα με τα μετρούμενα μεγέθη. Αφού κάνουμε το compile του αρχείου, μας ζητείται η ημερομηνία λήψης των μετρήσεων και ο αριθμός της μέτρησης ούτως ώστε το αρχείο να λάβει τα κατάλληλα δεδομένα προς επεξεργασία

Παρουσίαση των αποτελεσμάτων:

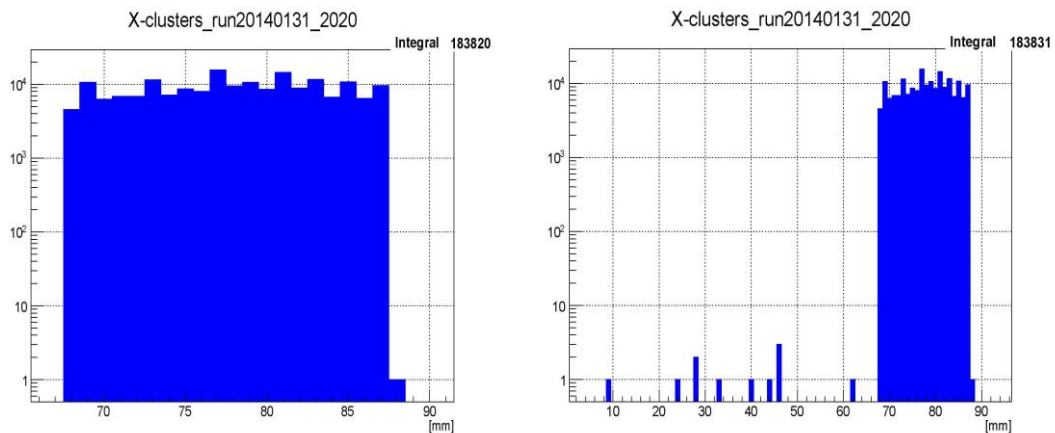
Το πρώτο στοιχείο που μας ενδιαφέρει είναι ο προσδιορισμός των ενεργοποιημένων strips. Ο αριθμός των γεγονότων που έχουμε λάβει ως μέτρηση ξεπερνά τις 180000. Για τις 20 λωρίδες εν λειτουργία θα αναμέναμε κάθε μία να έχει ενεργοποιηθεί περισσότερο από 10000 φορές, προφανώς με κάποια ορισμένη διακύμανση (Σχ. 4.24).



Σχ. 4.24 Τα ενεργοποιημένα strips, αριστερά η συνολική εικόνα από τα 96 κανάλια, δεξιά, τα κανάλια που αντιστοιχούν στα 20 strips

Στο σχήμα 53 παρατηρείται μία καλή συμπεριφορά των ενεργοποιημένων λωρίδων. Ο άξονας των x αναπαριστά τα 96 κανάλια της Gassiplex κάρτας, εν λειτουργία. Οι 20 λωρίδες (του ανιχνευτή) που ενεργοποιήθηκαν ξεχωρίζουν έντονα από τα ‘κενά’ κανάλια, ενώ παρατηρούμε ότι και τα 20 έχουν ενεργοποιηθεί, κατά κύριο λόγο, άνω των 10000 φορές. Τα clusters που προκύπτουν από το κάθε γεγονός, πολλές φορές ξεπερνούν σε αριθμό το ένα, ενώ το καθένα από αυτά δύναται να επηρεάσει παραπάνω από μία λωρίδα. Εξ αιτίας τούτου, το συνολικό integral ανέρχεται στις 319667, το οποίο, στην συντριπτική του πλειοψηφία, κατανέμεται στα κανάλια της Gassiplex που αφορούν στις λωρίδες. Υπολογίζουμε έτσι ότι ο μέσος αριθμός λωρίδων που ενεργοποιήθηκε είναι $319667/183820$ δηλαδή 1.74 λωρίδες ανά γεγονός.

Πέραν του αριθμού των ενεργοποιημένων λωρίδων, μας ενδιαφέρει και η συμπεριφορά των clusters. Στο σχήμα 4.25 δείχνουμε πόσα clusters δέχτηκαν τα 96 κανάλια της Gassiplex. Είναι προφανές ότι τα 20 κανάλια που αντιστοιχούν στις λωρίδες, θα δεχτούν πληροφορία από clusters, ενώ για τα υπολοίπα, θα αποδίδεται σε ηλεκτρονικό θόρυβο.

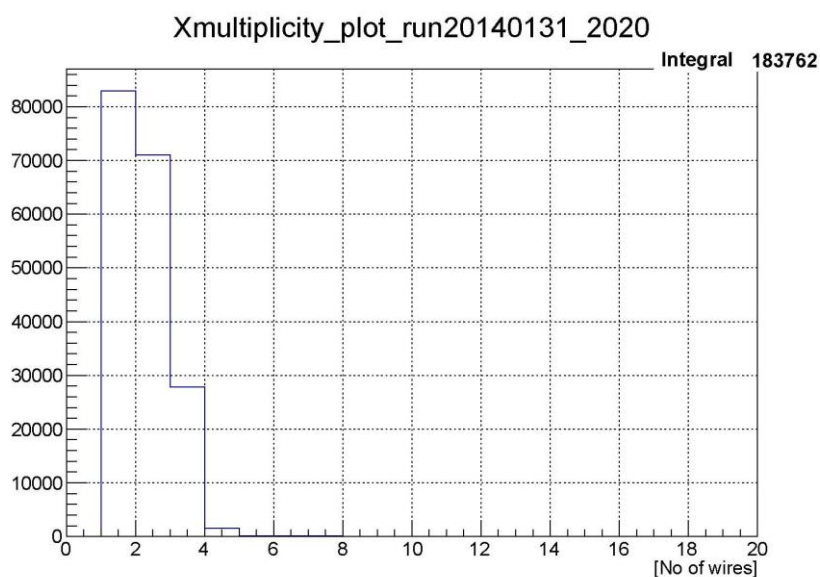


Σχ. 4.25 Τα clusters όπως διαβάστηκαν από τα κανάλια της Gassiplex. Αριστερά, έχουμε επιβάλλει zoom στα κανάλια που αντιστοιχούν στα strips και δεξιά, τα clusters όπως κατανεμήθηκαν και στα 96 κανάλια της κάρτας.

Παρατηρούμε ότι, όλα τα κανάλια της Gassiplex που αντιστοιχούν στις λωρίδες, δέχτηκαν κάτι λιγότερο από 10000 clusters (κατά μέσο όρο) πράγμα το οποίο είναι απολύτως αναμενόμενο για τα 180000+ events που έχουμε λάβει ως μέτρηση.

Στο επόμενο στάδιο, μας ενδιαφέρουν οι πολλαπλότητες (multiplicities) των λωρίδων και των clusters.

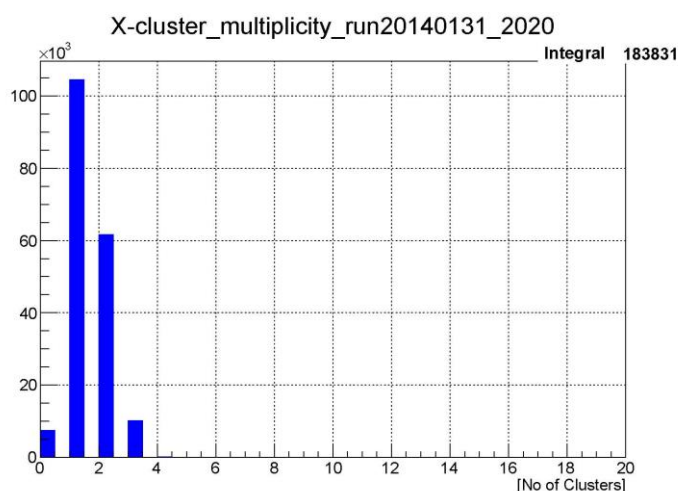
Στο σχήμα 4.26 παρουσιάζονται τα 'strips multiplicities', δηλαδή, ο αριθμός των λωρίδων ανά γεγονός στα οποία εναποτέθηκε ενέργεια άνω του threshold που έχει οριστεί μέσω των pedestals.



Σχ. 4.26 Strips x-multiplicity

Από το σχήμα 4.26 παρατηρούμε ότι η πλειοψηφία των γεγονότων ενεργοποίησε δύο με τρεις λωρίδες, αφού τα clusters, όταν σχηματίζονται στις λωρίδες, είναι αρκετά ενεργητικά και εξαπλώνονται, επηρεάζοντας μεγαλύτερες επιφάνειες. Οι γειτονικές λωρίδες που δέχονται ένα cluster, έχουν αρκετή ενέργεια για να ξεπεράσουν το threshold, επομένως, δικαιολογείται απόλυτα η εμφάνιση των περίπου 70000 διπλών και των περίπου 30000 τριπλών λωρίδων ανά γεγονός. Όσο μεγαλώνει η πολλαπλότητα, τόσο μειώνεται η πιθανότητα (να ενεργοποιηθούν πολλές λωρίδες ανά γεγονός).

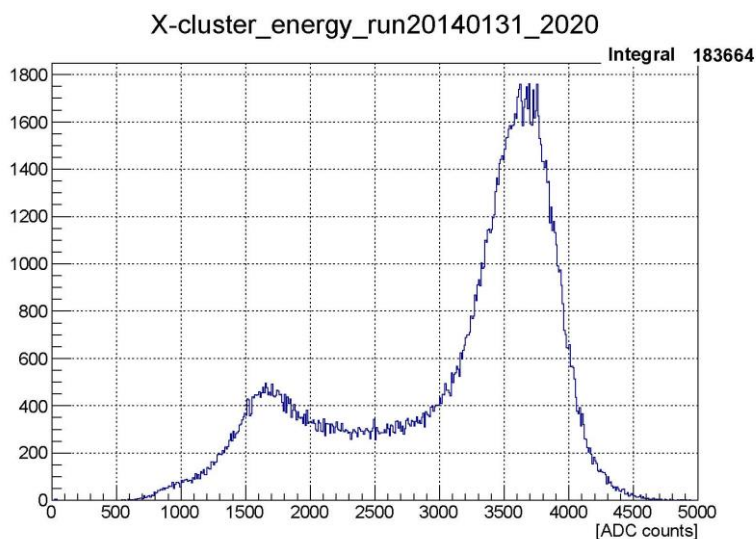
Όσον αφορά την πολλαπλότητα των clusters, μας ενδιαφέρει πόσες γειτονικές λωρίδες (με απόσταση μία κενή το πολύ) επηρεάζονται από τα clusters σε κάθε γεγονός. Στην ουσία είναι η κατανομή των βαρύκεντρων των clusters.



Σχ. 4.27 Clusters x-multiplicity

Από το σχήμα 4.27 γίνεται σαφές ότι η πλειοψηφία των clusters κατανεμήθηκαν σε μία λωρίδα, ενώ παρατηρούνται αρκετά γεγονότα κατά τα οποία έχουν ενεργοποιηθεί δύο γειτονικές λωρίδες. Είναι προφανές ότι όσο μεγαλώνει ο αριθμός των γειτονικών λωρίδων που δέχονται cluster, τόσο μικρότερη είναι η πιθανότητα εμφάνισης του φαινομένου (λιγότερο από 5% των γεγονότων επηρέασαν τρεις γειτονικές λωρίδες).

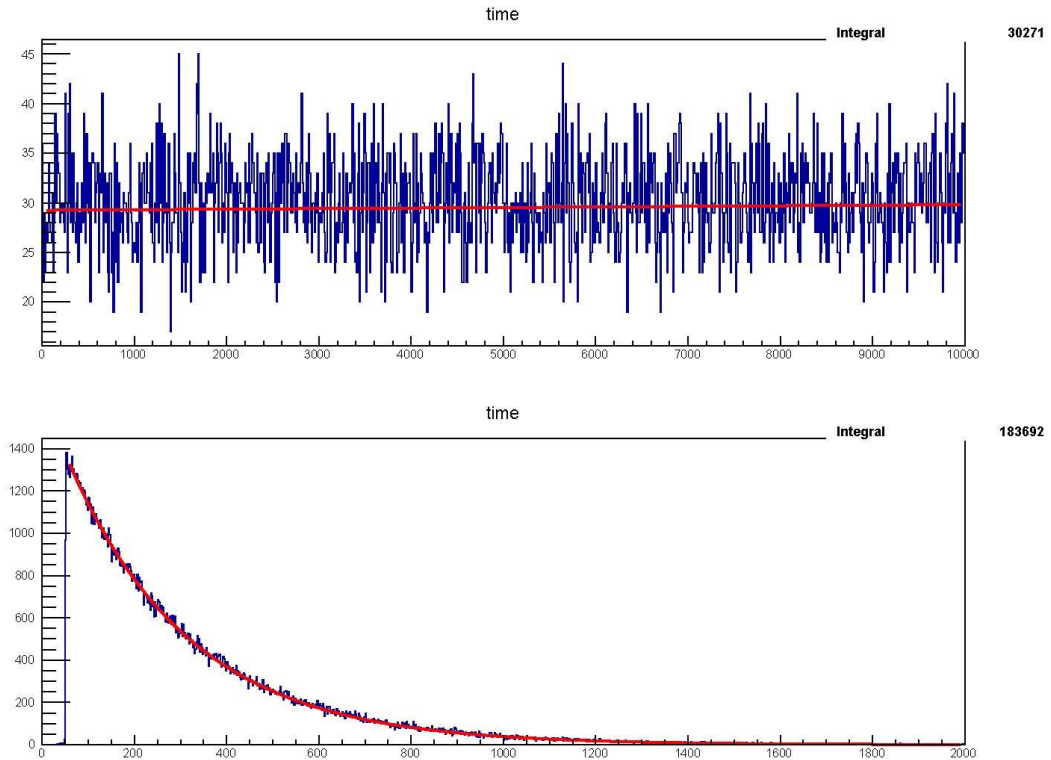
Το ιστόγραμμα του φορτίου με κατάλληλη βαθμονόμηση, ταυτίζεται με το διάγραμμα της ενέργειας. (Σχ. 4.28)



Σχ. 4.28 Το ενεργειακό φάσμα που λαμβάνουμε από τα strips

Στο σχήμα 4.28 προκύπτει μια αρκετά ικανοποιητική εικόνα για το ενεργειακό φάσμα του σιδήρου. Οι δύο κορυφές (κορυφή ^{55}Fe και Argon Escape Peak) διακρίνονται ξεκάθαρα, δεδομένου ότι δεν είναι δυνατό να πετύχουμε την ίδια διακριτική ικανότητα στις δύο λειτουργίες. Η λήψη και η επεξεργασία δεδομένων από τις λωρίδες συνεπάγεται άμεσα την χρήση περισσότερων στοιχείων της διάταξης, τα οποία εισάγουν ηλεκτρονικό θόρυβο που επηρεάζει το φάσμα. Παρ'όλα αυτά, το φάσμα είναι αρκετά ενδεικτικό για την ορθή λειτουργία των λωρίδων.

Στο τελευταίο κομμάτι ασχολούμαστε με τα χρονικά χαρακτηριστικά των γεγονότων. (Σχ. 4.29)



Σχ. 4.29 Τα events σύμφωνα με το rate

Το άνω διάγραμμα στο σχήμα 4.31 παριστάνει τον αριθμό των γεγονότων ανά συγκεκριμένο χρονικό διάστημα. Ο άξονας των x είναι χωρισμένος σε bins που αντιστοιχούν σε διάστημα 10 δευτερολέπτων. Για το κάθε διάστημα αποτυπώνεται στον άξονα των y ο αριθμός των γεγονότων που καταγράφηκαν. Για rate της πηγής που ανέρχεται στα 3 γεγονότα ανά δευτερόλεπτο (λόγω παλαιότητας), είναι λογικό να αναμένουμε ότι ο μέσος όρος θα σημειώνεται κάπου στο 30. Επομένως, επιβάλλαμε γραμμική προσαρμογή για να ελέγξουμε πόσο αυτό αποκλίνει από την ευθεία $y=30$. Το αποτέλεσμα επιβεβαιώνει το συλλογισμό μας, καθώς η γραμμή που προέκυψε από το fit είναι, κατά πολύ μικρή προσέγγιση, παράλληλη με τον άξονα των x (με πρακτικά μηδενική κλίση).

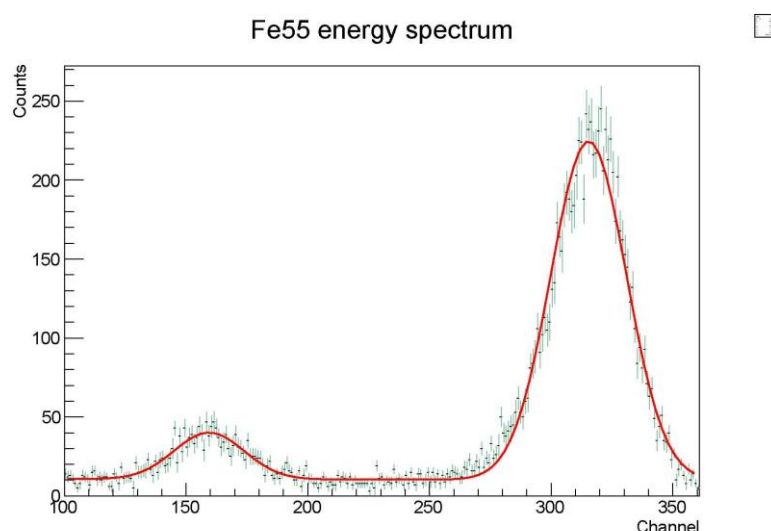
Στο δεύτερο διάγραμμα του σχήματος 4.31 αποτυπώνονται οι χρονικές αποστάσεις των γεγονότων. Ο άξονας των x είναι χωρισμένος σε bins που αντιστοιχούν σε χρονικά διαστήματα (σε ms) τα οποία μεσολαβούν ανάμεσα στα γεγονότα (πρώτους ιονισμούς). Όσο μεγαλώνουν αυτά τα διαστήματα, τόσο λιγότερα γεγονότα τους αντιστοιχούν. Η κατανομή των χρονικών διαστημάτων ακολουθεί την κατανομή Poisson. Στην καμπύλη επιβάλλαμε την κατάλληλη προσαρμογή, ορίζοντας τις παραμέτρους μέσω ROOT. Είναι φανερό ότι με πολύ καλή προσέγγιση η κατανομή είναι η αναμενόμενη εκθετική και ο μέσος χρόνος καταγραφής των γεγονότων εκτιμάται σε 266ms που βρίσκεται σε καλή συμφωνία με την καταμετρούμενη ροή. Η κορυφή της καμπύλης είναι στα 50ms, χρόνος που

αντιστοιχεί στην κατάσταση 'busy' του συστήματος κατά τη διάρκεια της οποίας δεν υπάρχει trigger.

4.6 Συμπεράσματα

Η πειραματική διαδικασία που περιγράφηκε είναι μέρος του r&d (research & development) που γίνεται πάνω στην καινοτόμο διάταξη του segmented microbulk MM. Ο ανιχνευτής που είχαμε στη διάθεση μας στο εργαστήριο Ε.Λ.Ε.Α., είναι ένα από τα πρώτα κομμάτια με segmented mesh που έχουν δημιουργηθεί και για το λόγο αυτό κληθήκαμε να προσδιορίσουμε τις χαρακτηριστικές τάσεις στα ηλεκτρόδια και να υπολογίσουμε το gain, το resolution και το transparency τα οποία καθορίζουν και τον τρόπο χρήσης ενός ανιχνευτή. Επιπλέον, ελέγξαμε την ορθή λειτουργία της ανόδου που περιέχει τα x-strips και επιβεβαιώσαμε ότι η παρουσία των y-strips στο mesh μας δίνει ανιχνευτές microbulk που έχουν σχεδόν το ίδιο καλά χαρακτηριστικά όπως και οι κανονικοί microbulk (χωρίς segmented mesh).

Έναν από του σημαντικότερους ρόλους στους υπολογισμούς μας, διαδραμάτισε ο ηλεκτρονικός θόρυβος από τα στοιχεία και τις κάρτες της διάταξης. Ο χαρακτηρισμός του segmented βρίσκεται σε πρωταρχικό στάδιο και η πειραματική διάταξη δεν είναι θωρακισμένη επαρκώς ούτως ώστε να έχουμε βέλτιστη απόδοση. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα αστάθειες στο φάσμα που μας υποχρέωναν σε επαναλαμβανόμενες ρυθμίσεις για επαναφορά σε μία ευσταθή κατάσταση της διάταξης. Περαιτέρω, θα θέλαμε να επισημάνουμε ότι ο ανιχνευτής ήταν σε λειτουργία (συνεχής ροή αερίου) για περισσότερο από 24 ώρες με συνέπεια το αέριο να έχει την αναμενόμενη σύστασή του χωρίς καθόλου παρουσία ηλεκτραρνητικών μορίων (οξυγόνο, νερό κλπ.).



Σχ. 4.30 Το φάσμα με 11.6% resolution

Στο σχήμα 4.30 παρουσιάζεται το φάσμα που προέκυψε στις βέλτιστες ρυθμίσεις (ως προς το θόρυβο) μετά από πολύωρη έκθεση στο αέριο. Η διακριτική ικανότητα ήταν κατά 3 ποσοστιαίες μονάδες μικρότερη από αυτήν που προέκυψε από την προαναφερθήσα πειραματική διαδικασία και πολύ κοντά στο θεωρητικά

υπολογισμένο 11% που μπορεί να φτάσει ένας microbulk Micromegas. Το φάσμα αυτό αποτελεί επιβεβαίωση ότι η καινοτομία του χωρισμένου μικροπλέγματος δεν επηρεάζει την ομαλή λειτουργία ενός MM. Ο ανιχνευτής αυτός μπορεί πλέον να χρησιμοποιηθεί σε άλλες διατάξεις που αφορούν στην ανίχνευση νετρονίων (λόγω μικρών διαστάσεων στο πάχος του ανιχνευτή) ή να υιοθετηθεί από εφαρμογές έρευνας σπάνιων φαινομένων (λόγω χαμηλού υποβάθρου), π.χ. έρευνα για σκοτεινή ύλη.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α

Η εγκατάσταση του MUM:

Το αρχείο που θα αποσυμπιεστεί είναι το MUM.tar, με την εντολή που δίνουμε στην κονσόλα:

```
tar -x vf MUM.tar
```

Η οποία εγκαθιστά όλα τα απαραίτητα αρχεία στο directory MUM. Με την εντολή 'cd MUM', αποκτούμε πρόσβαση στον κατάλογο, όπου εμπεριέχονται το pedestal αρχείο mmR2018.dat και το αρχείο με τα events mmR2020.dat

Με την εντολή MUM make γίνεται το compile των αρχείων MUMread_v2.4.C, MUM_Libr_v3.4.C και MUM_analysis_v2.4.C και παράγεται το executable MUM_read_v2.4.C το οποίο κάνει την ανάλυση, δέχεται ως input το αρχείο με τα pedestals και το αρχείο με τα event μέσω των εντολών:

```
.x MUMread_v2.4 -p mmR2018.dat και .x MUMread_v2.4 -f mmR2020.dat
```

Αφού εκτελεστεί το πρόγραμμα και επεξεργαστούν όλα τα events, παράγεται ένα αρχείο mumClusterRead.C στο οποίο εμπεριέχονται όλες οι απαραίτητες πληροφορίες για τα clusters. Το αρχείο αποτελεί input για το ROOT.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β

Τα scripts που έγιναν compile μέσω ROOT:

Gain:

```
#include "TCanvas.h"
#include "TROOT.h"
#include "TGraphErrors.h"
#include "TF1.h"
#include "TLegend.h"
#include "TArrow.h"
#include "TLatex.h"
#include "TObject.h"
#include "TAttLine.h"
#include "TGaxis.h"
#include "TFile.h"
#include "TFrame.h"
#include "TStyle.h"
#include "TColor.h"
#include "TTree.h"
#include "TBranch.h"
#include "TPaveText.h"

void GainScript2() {

const int n_points=17;
double x_vals[n_points]={5,10,15,20,25,30,35,40,45,50,55,60,65,70,75,80,100};
double
y_vals[n_points]={0,61.6,122.32,195,213.9,216.5,217.5,220.3,223.2,224.7,224.7,230.
6,231.7,233.2,235.4,236,237.8};

TLine *line = new TLine(0.0, 237.8, 100.0, 237.8);
line->Draw();

TGraph graph(n_points, x_vals, y_vals);
graph.SetTitle("Cent-Gas Flow; time; Centroid[V]");

gROOT->SetStyle("Plain");
graph.SetMarkerStyle(kOpenCircle);
graph.SetMarkerColor(kBlue);
graph.SetLineColor(kBlue);

graph.DrawClone();
}
```

Leak:

```
#include "TCanvas.h"
#include "TROOT.h"
#include "TGraphErrors.h"
#include "TF1.h"
#include "TLegend.h"
#include "TArrow.h"
#include "TLatex.h"
#include "TObject.h"
#include "TAttLine.h"
#include "TGaxis.h"
#include "TFile.h"
#include "TFrame.h"
#include "TStyle.h"
#include "TColor.h"
#include "TTree.h"
#include "TBranch.h"
#include "TPaveText.h"

void leak() {

/*const int n_points=17;
double x_vals[n_points]={0.7238241365, 1.447648273, 2.1714724095, 2.895296546,
3.6191206825, 4.342944819
, 5.0667689555, 5.790593092, 6.5144172285, 7.2382413651, 7.9620655016,
8.6858896381, 9.4097137746, 10.1335379111, 10.8573620476, 11.5811861841,
14.4764827301};
double
y_vals[n_points]={0,61.6,122.32,195,213.9,216.5,217.5,220.3,223.2,224.7,224.7,230.
6,231.7,233.2,235.4,236,237.8};*/

const int n_points=6;
double x_vals[n_points]={ 10,8,6,4,2,0}
double y_vals[n_points]={ 236.3,238.4,237.9,225.9,212,200}

//http://root.cern.ch/root/html/TLatex.html

TGraph graph(n_points, x_vals, y_vals);
graph.SetTitle("Leak; gas flow; Centroid");

/*TLegend leg( . 1 , . 7 , . 3 , . 9 ,"Optimal");
leg.SetFillColor(0);
graph.SetFillColor(0);
```

```
leg.AddEntry(&graph, "Plateau:237.8");
//leg.AddEntry(&f, "Th.Law");
leg.DrawClone("Same");

TArrow arrow(8 ,200 ,10 ,237.8 ,0.02 , "----|>");
arrow.SetLineWidth(2);
arrow.DrawClone();
TLine *line = new TLine(0.0, 237.8, 15.9, 237.8);
line->Draw("SAME");*/

gROOT->SetStyle("Plain");
graph.SetMarkerStyle (kOpenCircle);
graph.SetMarkerColor(kBlue);
graph.SetLineColor(kBlue);

graph.DrawClone();
}
```


3D resolution scan:

```
#include "TROOT.h"
#include "TF1.h"
#include "TCanvas.h"
#include "Riostream.h"
#include "TStyle.h"

gROOT -> Reset();
void test2d()

{
/*gROOT->SetStyle("Plain");
gStyle->SetOptTitle(0);
gStyle->SetOptStat(0);
gStyle->SetOptFit(1111);
gStyle->SetStatX(.59);
gStyle->SetStatY(.59);
gStyle->SetStatBorderSize(1);*/

float resol[5][5]={
{0.234,0.191,0.189,0.18,0.166},
{0.181,0.16, 0.161,0.162,0.181},
{0.166,0.154,0.158,0.159,0.166},
{0.157,0.154,0.152,0.156,0.159},
{0.175,0.168,0.171,0.161,0.18}
};
float k;

TH2F *h = new TH2F("h","test",5,295,345,5,1,11);

for (Int_t i=0;i<5;i++){
for (Int_t j=0;j<5;j++){
k=resol[i][j];
h->SetBinContent(i+1,j+1,k);
h->SetTitle("ResolutionScanDM; Centroid[V]; E[V/cm]");
//h->GetZaxis()->SetTitle("Resolution");
h->SetTitleOffset(2,"xyz");
h->SetLabelSize(0.02,"xyz");
//h->CenterTitle("xyz");

//h->Fill((i-7),(j-7),((i-7)**2+(j-7)**2));
}
}
}
```

```
h->Draw("LEGO1");
```

```
}
```

Gaussian Fit:

```
{

/* reset the system */
gROOT -> Reset();

/* open input and output files */
FILE *fp = fopen ("m315d345.mca","r");
/*      TFile *f  = new TFile ("Fe_histo.root","RECREATE"); */

char line[80];
Int_t i,counts;
/*      Double_t binscale = 1.; *//* This binscale is used to calibrate the x-axis range
(energy) */

TH1F *histo = new TH1F ("h1","Fe energy spectrum",512,0,512);
/*      TH1F *histo = new TH1F ("h1","Fe energy spectrum",210/binscale,0,0); */
/*      h1 -> SetBit (TH1::kCanRebin); *//* This option activates auto re-binning so
the range of the x-axis to be adapted to the */
/* number of entries. This is why the x-range of the histo is set 0 (last argument
above)*/

/* Reads line by line the data file and fills the histogram */

for (int i=0; i<512; i++) {
if (fgets(&line,6,fp))
{
sscanf (&line[0],"%I",&counts);
printf ("  Counts = %i \n",counts);
histo -> Fill (i,counts);
histo -> SetBinError(i, sqrt(counts));
}
}

/* drawing the histogram */
histo -> Draw ("E1");

/* close the input data file and save the histogram as a .root output file */
/* "f->Write() saves the current memory histogram in file f.          */
fclose(fp);
/*      f -> Write(); */

/* Set the Canvas background color */
gPad -> GetCanvas() -> SetFillColor (kWhite);
/* Name the x,y - axis */
```

```

histo -> GetXaxis() -> SetTitle ("Channel");
histo -> GetYaxis() -> SetTitle ("Counts");
/* Set the histogram's line color */
histo -> SetLineColor (30);

/* We create here the fitting functions for the specified data file in different subranges
*/
/*      g1=new TF1("m1","gaus",130,180);
g2=new TF1("m2","gaus",240,330); */

/* and that part does the fitting in two subranges (that's why we use R+) */
/*      histo->Fit(g1,"R");
histo->Fit(g2,"R+");
*/
/* This is how to obtain the fit parameters of a fitting function (gaussian here : 3
params) */
Double_t par[9];

/*      g1->GetParameters(&par[0]);
g2->GetParameters(&par[3]);
*/
/* Now we print on the standard output (DOS by default) the fit parameters */
/* We use a "for loop" in case we have several subranges in which case we'd */
/* only have to change the loop's upper limit (7 here) into (p*n+1) where n */
/* should be the number of fitting functions and p the number of parameters */
/* of each (we suppose you use same functions in one data file. Here, we have */
/* 2 gaussians (->3 params) hence 2*3+1 = 7! */
int j=1;
printf ("\n ***** Fit parameters *****\n");
for (int i=1; i<7; i+=3) {
printf ("  Mean%i = %d, Sigma%i = %d \n",j,par[i],j,par[i+1]);
j++;
}
printf ("\n ***** END *****\n");

/* We set the options to be drawn in the statistics box of Canvas */
gStyle -> SetOptStat (00000012);
gStyle -> SetOptFit ();

TF1 *f1 = new TF1("f1", "[0]*exp(-0.5*((x-[1])/[2])^2)+[3]*exp(-0.5*((x-
[4])/[5])^2)+[6]*x+[7]",80,300);
/*      TF1 *f1 = new TF1("f1","[0]*exp(-0.5*((x-[3])/[1])^2)+[2]*exp(-0.5*((x-
[3])/[4])^2)+[5]*exp(-0.5*((x-[3]*1.169)/[6])^2)",65,400); */
f1->SetParameters(10,120,10,70,240,30,-0.1,50.);
histo->Fit("f1","R");
histo -> Draw ("E0");
}

```

Βιβλιογραφία

- [1] Βανδώρος Γεράσιμος, Διπλωματική εργασία «Μελέτη ανιχνευτή Micromegas TPC και τρισδιάστατη ανακατασκευή των τροχιών παρουσία Μαγνητικού πεδίου» Αθήνα, Ιούνιος 2013, Κεφάλαιο 1, σελ.3
- [2] Ντόμαρη Ελένη, Διπλωματική εργασία «Μελέτη του Ανιχνευτή Micromegas», Αθήνα, Μάρτιος 2009, κεφάλαιο 1, σελ.3
- [3] Dr.Rathnayaka Gunasingha, «Interaction of charged particles with matter», Duke University, 2008
- [4] Prof. Jeffrey Coderre, «Introduction to Ionizing Radation», MIT courses, Fall 2006
- [5] Claude Leroy, Pier-Giorgio Rancoita, «Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection», 2004, World Scientific Publishing, κεφάλαιο 2
- [6] Edwin Kukk, Lecture notes «Radiation and particle detectors», University of Turku, 2011, κεφάλαιο 3
- [7] Edwin Kukk, Lecture notes «Radiation and particle detectors», University of Turku, 2011, κεφάλαιο 4
- [8] Dr. Petra Hüntemeyer, «Ionization Detectors, lecture 13» University of Utah Physics, November 2005
- [9] Βανδώρος Γεράσιμος, Πτυχιακή εργασία «Μελέτη ανιχνευτή Micromegas TPC και τρισδιάστατη ανακατασκευή των τροχιών παρουσία Μαγνητικού πεδίου» Αθήνα, Ιούνιος 2013, Κεφάλαιο 2, σελ.31-35
- [10] D.G.Drakoulakos «The first Townsend Coefficient and optimization of the Gas Gain in MDT Muon chambers», CERN, February 1997
- [11] Yu.I. Davydov «On the first Townsend coefficient at high electric field» Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia, September 2006
- [12] Δάφνη Θεοπίστη, Ph.D. Thesis «A search for solar axions with the MICROMEAS detector in CAST», TU Darmstadt, 2005, Κεφάλαιο 4, σελ.52
- [13] Ντόμαρη Ελένη, Πτυχιακή εργασία «Μελέτη του Ανιχνευτή Micromegas», Αθήνα, Μάρτιος 2009, κεφάλαιο 1, σελ. 15
- [14] Maximilien Alexandre Chefdeville, Ph.D Thesis «Development of Micromegas-like gaseous detectors using a pixel readout chip as collecting anode» University of Amsterdam, January 2009 , κεφάλαιο 4, σελ. 64

[15] I. Giomataris, R. De Oliveira, S. Andriamonje, S. Aune, G. Charpak, P. Colas, A. Giganon, Ph. Rebourgeard, P. Salin, «Micromegas in a Bulk», Cornell University Library, arxiv.org

[16] S. Andriamonje, D. Attie, E. Berthoumieux, M. Calviani, P. Colas, T. Dafni, G. Fanourakis, E. Ferrer-Ribas, J. Galan, T. Geralis, A. Giganon, I. Giomataris, A. Gris, C. Guerrero Sanchez, F. Gunsing, F.J. Iguaz, I. Irastorza, R. De Oliveira, T.Papaevangelou, J. Ruz, I. Savvidis, A. Teixeira, A. Tomas, « Development and performance of Microbulk Micromegas detectors», 1st International Conference on Micro Pattern Gaseous Detectors, June 12-15, 2009, Kolympari, Crete, Greece

[17] T. Geralis, «A low mass microbulk with real XY structure», RD51 Collaborational meeting, 16 October 2013

[18] Μούντριχα Ελένη, Διπλωματική εργασία, «Ο Ανιχνευτής Micromegas και η εφαρμογή του στο πείραμα CAST» Αθήνα, Οκτώβριος 2006, κεφάλαιο 3

[19] Βανδώρας Γεράσιμος, Διπλωματική εργασία «Μελέτη ανιχνευτή Micromegas TPC και τρισδιάστατη ανακατασκευή των τροχιών παρουσία Μαγνητικού πεδίου» Αθήνα, Ιούνιος 2013, κεφάλαιο 3, σελ.74