

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ & ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΚΑΙ
ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΗΣ & ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟ-
ΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕ-
ΧΝΕΙΟ

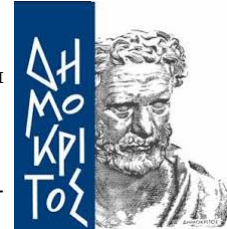
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡ-
ΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΣΧΟΛΗ ΜΗ-
ΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

Ε.Κ.Ε.Φ.Ε.
ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ
ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ
ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ
ΦΥΣΙΚΗΣ

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ
ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΚΑΙ ΝΑΝΟΤΕΧΝΟ-
ΛΟΓΙΑΣ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών
Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Μελέτη ανιχνευτή Microbulk Micromegas με διαμέριση του μικροπλέγματος
με χρήση κάρτας Feminos

Χαριδήμη Γιακουμογιαννάκη

Ερευνητικός Επιβλέπων
Θεόδωρος Γέραλης
Ερευνητής Α
Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ

Ακαδημαϊκός Επιβλέπων
Θεόδωρος Αλεξόπουλος
Καθηγητής
Τομέας Φυσικής, Σ.Ε.Μ.Φ.Ε.

Αθήνα, Φεβρουάριος 2018

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ & ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΚΑΙ
ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΗΣ & ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟ-
ΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕ-
ΧΝΕΙΟ

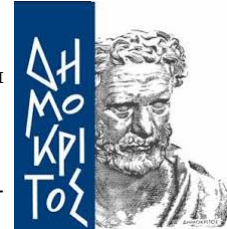
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡ-
ΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΣΧΟΛΗ ΜΗ-
ΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

Ε.Κ.Ε.Φ.Ε.
ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ
ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ
ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ
ΦΥΣΙΚΗΣ

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ
ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΚΑΙ ΝΑΝΟΤΕΧΝΟ-
ΛΟΓΙΑΣ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών
Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Μελέτη ανιχνευτή Microbulk Micromegas με διαμέριση του μικροπλέγματος
με χρήση κάρτας Feminos

Χαριδήμη Γιακουμογιαννάκη

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

.....
Θεόδωρος Αλεξόπουλος
Καθηγητής
Σ.Ε.Μ.Φ.Ε., Τομέας Φυσικής

.....
Σταύρος Μιλτζός
Αναπληρωτής Καθηγητής
Σ.Ε.Μ.Φ.Ε., Τομέας Φυσικής

Αθήνα, Φεβρουάριος 2018

Περιεχόμενα

1. Ευχαριστίες	2
2. Abstract	4
3. Περίληψη	5
1. Θεωρία πάνω στην Αλληλεπίδραση Ακτινοβολίας και στους Ανιχνευτές Αερίου	6
4. Αλληλεπίδραση Φορτισμένων Σωματιδίων και Ακτινοβολίας με την Ύλη	7
4.1. Αλληλεπίδραση Βαρέων Σωματιδίων	7
4.2. Αλληλεπίδραση Ελαφρών Σωματιδίων	11
4.3. Αλληλεπίδραση Φωτονίων με την Ύλη	13
4.3.1. Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο	14
4.3.2. Σκέδαση Compton	16
4.3.3. Δίδυμη Γέννεση	17
5. Ανιχνευτές Αερίου	19
5.1. Γενικά Χαρακτηριστικά των Ανιχνευτών	19
5.1.1. Ευαισθησία	19
5.1.2. Διακριτική Ικανότητα	20
5.1.3. Χαρακτηριστικοί Χρόνοι	21
5.2. Χαρακτηριστικά Παραδείγματα Ανιχνευτών Αερίου	22
5.2.1. Διάχυση	22
5.2.2. Ολίσθηση	23
5.2.3. Περιοχές Λειτουργίας	24
5.2.4. Περιοχή Περιορισμένης Αναλογικότητας	29
5.2.5. Περιοχή Geiger - Mueller	29
5.2.6. Περιοχή Συνεχούς Ηλεκτρικής Εκκένωσης	30
5.2.7. Πολυκαναλικός Αναλογικός Απαριθμητής	30
5.2.8. Micropattern Gaseous Detectors	31

6. Ανιχνευτές Micromegas	35
6.1. Αρχή Λειτουργίας του Micromegas	35
6.1.1. Bulk Micromegas	38
6.1.2. Microbulk Micromegas	39
6.1.3. Resistive Micromegas	42
6.2. Segmented Mesh Micromegas	45
II. Πειραματική Διαδικασία στο Εργαστήριο Λήψης Ελέγχου και Ανάλυσης Δεδομένων	48
7. Χαρακτηρισμός του Segmented Mesh Micromegas του Εργαστηρίου	49
7.1. Πειραματική Διάταξη	49
7.2. Χαρακτηρισμός του Ανιχνευτή	51
7.2.1. Ενεργειακό Φάσμα ^{55}Fe	53
7.2.2. Απολαβή	54
7.2.3. Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα και Διαπερατότητα	56
8. Λήψη και Ανάλυση Δεδομένων με την Κάρτα Feminos	61
8.1. Ψηφιακή Κάρτα Feminos	61
8.1.1. Διάταξη και Σύστημα readout	61
8.1.2. Pedestal Run	65
8.1.3. Εσωτερικός Γεννήτορας Παλμών	66
8.2. Κοσμικές Ακτίνες	66
8.3. Πηγή ^{55}Fe	74
9. Αποτελέσματα και Συζήτηση	81
10. Παράρτημα	82

1. Ευχαριστίες

Η παρούσα εργασία αποτελεί την πρώτη απόπειρά μου να ασχοληθώ με ένα θέμα επί το πλείστον πειραματικό, κάτι που ήθελα να κάνω από την διπλωματική του πτυχίου αλλά δεν είχε προκύψει η ευκαιρία.

Δυστυχώς δεν μπορούν να αποδοθούν μέσα από λόγια τυπωμένα σε ένα χαρτί η ατμόσφαιρα που κυριαχεί σε έναν εργαστηριακό χώρο, η αισιόδοξη διάθεση που σου δημιουργεί η προσθήκη μιας καινούριας συσκευής στη διάταξη για τη λήψη δεδομένων, να καταφέρεις μετά από πολυήμερο κόπο να την κάνεις να δουλέψει, το γράψιμο ενός πετυχημένου κώδικα στο ROOT και τα συναφή.

Αντίστοιχα, την αίσθηση καταστροφής που προκαλεί ο ανεξήγητος θόρυβος που δε φεύγει από τα δεδομένα ή η απροειδοποίητη εξαφάνιση του υπολογιστή που δουλεύεις από το χώρο του εργαστηρίου γιατί κάποιος τον δανείστηκε από άλλο εργαστήριο ή το χειρότερο η επιστροφή του εν λόγω υπολογιστή, αλλά με τα linux στα οποία δουλεύεις, μαγικώς απροσπέλαστα.

Αν κάτι έμαθα δουλεύοντας στο Ε.Λ.Ε.Α. είναι οτι αν σε ένα εργαστήριο όλα πάνε ρολόι, μάλλον κάτι δεν κάνεις σωστά.

Για την πολύτιμη βοήθειά τους και τις στιγμές που μοιραστήκαμε μαζί στο εργαστήριο - στιγμές γέλιου στη συντριπτική τους πλειοψηφία αλλά αναπόφευκτα και άγχους - θα ήθελα να ευχαριστήσω την Ελένη Ντόμαρη, τον Γιώργο Παπαδόπουλο και τον Πολυνείκη Τζανή.

Κυρίως, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντά μου αλλά πρώτα και κύρια δάσκαλό μου Θεόδωρο Γέραλη. Από το πρώτο μάθημα στοιχειωδών σωματιδίων αναγνώρισα στο καθηγητή μου τα δύο χαρακτηριστικά που πρέπει να έχει ένας ολοκληρωμένος επιστήμονας: ωραίο μυαλό και μετριοπαθή χαρακτήρα. Ήταν τιμή που μου συνεργάστηκα μαζί του.

Ευχαριστώ.

Στον Λευτέρη

2. Abstract

The main subject of this thesis is the performance of a real x-y microbulk Micromegas with a segmented micromesh. The segmented mesh microbulk was an I.N.P.P. Demokritos initiative along with IRFU Saclay, CERN and University of Saragossa, realized through RD51 Collaboration funding, aiming to design and built a microbulk Micromegas with a x-y readout structure, albeit with significantly simplified topology: the y strips are located on the mesh grid instead of under the anode x-strip layer as it is typically done.

O microbulk of that sort maintains the excellent energy resolution of a typical microbulk while improving on its radiopurity with a background detection capability of the order of $10^{-7} \text{cnts/keV/cm}^2/\text{sec}$, to wit improved by one order of magnitude. High radiopurity and minimalistic design render the segmented mesh microbulk suitable candidate for rare events low threshold searches.

The first part of the experiments includes detector characterization in the context of an aging study three years after its construction and first use. This is done with the employment of a multichannel analyzer and a standard Nuclear Instrumental Module as part of the experimental set up. The second part entails the use of a special readout card, the Feminos, for the utilization of the detector in semi TPC mode and reconstruction of particle trajectories in two dimensions.

3. Περιληψη

Η παρούσα εργασία ασχολείται με τον ανιχνευτή segmented mesh microbulk Micromegas με αληθινή x-y δομή. Η τεχνική διαμέρισης του μικροπλέγματος ήταν πρωτοβουλία του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματειδικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. Δημόκριτος σε συνεργασία με το IRFU Saclay, το CERN και το πανεπιστήμιο της Σαραγόσα και υλοποιήθηκε μέσω συγχρηματοδότησης του RD51 Collaboration. Ο σχεδιασμός και η κατασκευή με αυτήν την τεχνική απλοποιούν τη συνηθισμένη μορφολογία ενός microbulk καθώς τα y strips βρίσκονται πάνω στο πλέγμα αντί για κάτω από τη στρώση των x strips της ανόδου.

Ένας segmented mesh microbulk διατηρεί την άριστη ενεργειακή διακριτική ικανότητα του τυπικού microbulk βελτιώνοντας της ραδιοακαθαρότητά του με ικανότητα ανίχνευσης υποβάθρου στα $10^{-7} \text{cnts/keV/cm}^2/\text{sec}$, τουτέστιν κατά μία τάξη μεγέθους βελτιωμένη. Αυτό το γεγονός σε συνδιασμό με τη μινιμαλιστική κατασκευή του, που συνεπάγεται ξαμηλότερο κόστος και ευκολία παραγωγής, κάνουν τον ανιχνευτή ιδανικό υποψήφιο για έρευνες χαμηλού υποβάθρου, σπανίων γεγονότων.

Το πρώτο μέρος της πειραματικής διαδικασίας περιλαμβάνει το χαρακτηρισμό του ανιχνευτή εν είδει μελέτης παλαιώσης τρία χρόνια μετά την κατασκευή και αρχική λειτουργία του. Αυτό έγινε με τη χρήση πολυκαναλικού απαριθμητή και τυπικής μονάδας NIM. Στη συνέχεια χρησιμοποιήθηκε ειδική κάρτα ανάγνωσης, η Feminos, η οποία επιτέπει την καταγραφή της χρονικής εξέλιξης του σήματος και αξιοποίηση του ανιχνευτή σε ημι-TPC mode, δηλαδή ανακατασκευής τροχιών σωματιδίων σε δύο διαστάσεις.

Μέρος Ι.

Θεωρεία πάνω στην
Αλληλεπίδραση Ακτινοβολίας και
στους Ανιχνευτές Αερίου

4. Αλληλεπίδραση Φορτισμένων Σωματιδίων και Ακτινοβολίας με την Ύλη

Ένας ανιχνευτής σωματιδίων λειτουργεί βασιζόμενος στην αλληλεπίδραση μεταξύ μίας εναποτιθέμενης δέσμης σωματιδίων και των ατόμων του μέσου με τον οποίο γεμίζεται ο ανιχνευτής, η οποία αλληλεπίδραση οδηγεί σε ανιχνεύσιμο σήμα. Η αλληλεπίδραση των φορτισμένων σωματιδίων με την ύλη βασίζεται κατά κύριο λόγο σε ηλεκτρομαγνητικής φύσεως διαδικασίες.

Υπάρχει ένας μεγάλος αριθμός μηχανισμών με τους οποίους τα φορτισμένα σωματίδια μπορούν να αλληλεπιδράσουν με το υλικό του μέσου, το συνιστάμενο αποτέλεσμα των οποίων είναι η ελάττωση της ενέργειας της αρχικής δέσμης καθώς τα σωματίδια διαπερνούν το μέσο.

Οι διάφοροι μηχανισμοί σχετίζονται με τη φύση των σωματιδίων της δέσμης, εάν είναι σωματίδια ύλης ή φωτόνια καθώς και με το ατομικό βάρος των σωματιδίων στην πρώτη περίπτωση, όπως εξηγείται αναλυτικότερα παρακάτω.

4.1 Αλληλεπίδραση Βαρέων Σωματιδίων

Τα βαρέα φορτισμένα σωματίδια, όπως τα σωματίδια α , αλληλεπιδρούν με την ύλη κυρίως μέσω δυνάμεων Coulomb μεταξύ του θετικού φορτίου τους και του αρνητικού φορτίου των τροχιακών ηλεκτρονίων των ατόμων του απορροφητή. Παρόλο που αλληλεπιδράσεις του σωματιδίου με ολόκληρο τον πυρήνα όπως στη σκέδαση Rutherford είναι πιθανές, συμβαίνουν σπάνια οπότε εκ των πραγμάτων ένας ανιχνευτής βασίζεται κατά το πλείστον στην αλληλεπίδραση των σωματιδίων με ηλεκτρόνια.

Κάθε στιγμή το αρχικό σωματίδιο αλληλεπιδρά με πολλά ηλεκτρόνια και αυτές οι πολλαπλές αλληλεπιδράσεις έχουν αποτέλεσμα τη συνεχή μείωση της ταχύτητάς του έως ότου το σωματίδιο σταματήσει.

Η τροχιά των βαρέων σωματιδίων είναι αρχικά ευθεία, καθώς δεν εκτρέπονται εύκολα από μεμονωμένες αλληλεπιδράσεις οι οποίες συμβαίνουν σε όλες τις κατευθύνσεις ταυτόχρονα. Παρεκκλίσεις από την ευθεία θα αρχίσουν να εμφανίζονται στο τέλος της πορείας όταν θα έχει ελαττωθεί η ταχύτητά τους σημαντικά. Γενικά η τροχιά τους στο μέσο είναι πεπερασμένη και χαρακτηρίζεται ως εύρος, το οποίο είναι συνάρτηση του υλικού. Το εύρος περιγράφει την απόσταση πέρα από την οποία κανένα σωματίδιο της δέσμης δε θα εισχωρήσει.

Οι αλληλεπιδράσεις αυτές έχουν σαν αποτέλεσμα είτε τη διέγερση των ατόμων του απορροφητή είτε τη δημιουργία ζευγών ιόντων, τα οποία αποτελούνται από ελεύθερα ηλεκτρόνια και τα αντίστοιχα θετικά ιόντα του απορροφητή από τα οποία τα προαναφερθέντα ηλεκτρόνια αποσπάστηκαν. Τα ζεύγη έχουν την τάση να επανασυνδέονται άλλα σε κάποιους τύπους

ανιχνευτών η επανασύνδεση καταστέλλεται έτσι ώστε τα ζεύγη ιόντων να αποτελούν τη βάση της απόκρισής του [29] .

Σε κάποιες περιπτώσεις, ένα ηλεκτρόνιο μπορεί να υποστεί ισχυρή ώθηση ώστε μετά που θα αποσπαστεί από το μητρικό άτομο να διαθέτει αρκετή κινητική ενέργεια ώστε να δημιουργήσει καινούρια ιόντα. Τα ηλεκτρόνια αυτά ονομάζονται delta rays των οποίων το εύρος είναι μικρό συγκριτικά με αυτό του εισερχόμενου σωματιδίου οπότε οι ιονισμοί αυτοί συμβαίνουν περίξ της αρχικής τροχιάς.

Ο ρυθμός με τον οποίο ένα φορτισμένο σωματίδιο χάνει ενέργεια καθώς διέρχεται μέσα από το υλικό εξαρτάται από τη φύση και της δέσμης καθώς και του στόχου. Η ισχύς ανέσχεσης (stopping power) που διαθέτει το μέσο εκφράζει την απώλεια ενέργειας της δέσμης ανά μονάδα μήκους που διασχίζει η δέσμη μέσα στο υλικό και υπολογίζεται από την σχέση Bethe - Block

$$\left[-\frac{dE}{dx}\right]_{Bethe-Block} = \frac{4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho Z q^2}{A \beta^2} \ln\left[\frac{W_{max}}{I} - \beta^2\right] \quad (4.1)$$

όπου $N_A = 6.022 \times 10^{23} mol^{-1}$, ο αριθμός Avogadro

$r_e = 2.818 \times 10^{-15} m$, η κλασική ακτίνα του ηλεκτρονίου

$m_e = 9.109 \times 10^{-31} kg$ η μάζα αδρανείας του ηλεκτρονίου

q το ηλεκτρικό φορτίο του ιόντος σε μονάδες ηλεκτρικού φορτίου

ρ η πυκνότητα του υλικού

A ο μαζικός αριθμός του μέσου

I το δυναμικό ιονισμού του μέσου

β ο παράγοντας διόρθωσης. Γενικά υπολογίζεται από την $\beta = \left[1 - \frac{E_0}{E_0 + \frac{E}{A_i}}\right]^{1/2}$ με $E_0 = 931.5$

MeV

E η ενέργεια του εισερχόμενου σωματιδίου με ατομικό αριθμό A_i

W_{max} η μέγιστη ενέργεια που μεταφέρεται κατά την αλληλεπίδραση και υπολογίζεται από τη σχέση $W_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 / (1 - \beta^2)$.

Μία από τις πιο δύσκολες στο υπολογισμό παραμέτρους είναι το δυναμικό ιονισμού I . Έχουν προταθεί για αυτή διάφορες εμπειρικές φόρμουλες όπως

$$I = 12Z + 7, Z < 13 \quad (4.2)$$

$$I = 9,76Z + 5,58^{-0.19}, Z \geq 13 \quad (4.3)$$

Η εξίσωση αυτή έχει διορθωθεί για 2 παράγοντες που γίνονται σημαντικοί σε πολύ υψηλές και σε σχετικά χαμηλές ενέργειες. Ο ένας είναι η θωράκιση των απομακρισμένων ηλεκτρονίων λόγω της ηλεκτρονικής πόλωσης του ηλεκτρικού πεδίου που παράγει το κινούμενο ιόν. Το φαινόμενο αυτό εξαρτάται από την ηλεκτρονιακή πυκνότητα και γίνεται σημαντικό με την αύξηση της ενέργειας του εισερχόμενου σωματιδίου. Ο δεύτερος παράγοντας διόρθωσης ισχύει για τις χαμηλότερες ενέργειες και εξαρτάται από τις τροχιακές ταχύτητες των ηλεκτρονίων.

Και οι δύο αυτοί παράγοντες διόρθωσης λειτουργούν αφαιρετικά και γενικά συμβολίζονται με δ και C αντίστοιχα.

Η σύγχρονη μορφή της σχέσης Bethe-Bloch για την ισχύ ανάσχεσης μετά την εφαρμογή των παραπάνω διορθώσεων είναι

$$\left[-\frac{dE}{dx}\right]_{Bethe-Block} = \frac{4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho Z q^2}{A \beta^2} \ln\left[\frac{W_{max}}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z}\right] \quad (4.4)$$

η οποία μπορεί να γραφεί και ως ισχύς ανάσχεσης μάζας, διαιρώντας με την πυκνότητα του υλικού

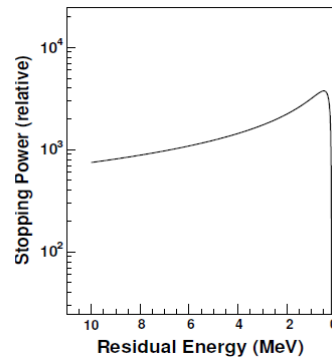
$$\left[-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right]_{Bethe-Block} = \frac{4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 Z q^2}{A \beta^2} \ln\left[\frac{W_{max}}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z}\right]. \quad (4.5)$$

Σημειωτέον, η εξίσωση (4.5) αφορά σε μέσο με μοναδικό ατομικό αριθμό, δηλαδή ισχύει μόνο για καθαρά στοιχεία. Για την περίπτωση ανάμειξης άνω του ενός στοιχείων, χρησιμοποιείται η σχέση Bragg - Kleeman

$$\left[-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right]_{Bethe-Block} = \sum_{i=1}^n \left[\frac{w_i}{\rho_i} \left(\frac{dE}{dx}_i\right)\right]. \quad (4.6)$$

όπου w_i και ρ_i το κλάσμα μάζας του στοιχείου i στο μείγμα και η πυκνότητά του, αντίστοιχα.

Η σχέση Bethe - Block για την ισχύ ανάσχεσης φορτισμένων σωματιδίων εξαρτάται άμεσα από την ενέργεια του εισερχόμενου σωματιδίου μέσω των παραγόντων β και W_{max} . Καθώς ένα βαρύ σωματίδιο κινείται μέσα στην ύλη χάνει ενέργεια και συνεπώς η ισχύς ανέσχεσής του μεταβάλλεται, και καθώς η τελευταία μετράει την αποτελεσματικότητα του σωματιδίου να προκαλέσει ιονισμό η ικανότητα αυτή μεταβάλλεται επίσης [4].

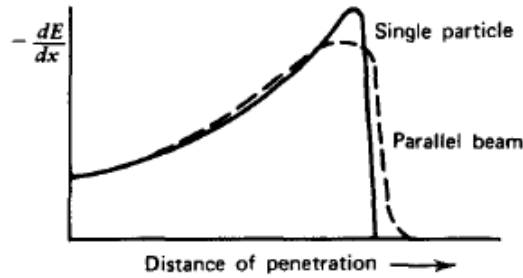


Σχήμα 4.1.: Η καμπύλη Bragg για σωματία - α ενέργειας δεκάδων MeV σε υλικό με δυναμικό 100eV [4]

Στην πραγματικότητα, η ισχύς ανάσχεσης αυξάνεται με την ελάττωση της εναπομείνουσας στο σωματίδιο ενέργειας (residual energy), δηλαδή καθώς το σωματίδιο χάνει ενέργεια προκαλεί όλο και περισσότερους ιονισμούς στο πέρασμά του έως ότου χάσει όλη του την ενέργεια και ουδετεροποιηθεί από τα περιβάλλοντα ηλεκτρόνια που ασκούν ελκτικές δυνάμεις (electron pickup).

Στην εικόνα 4.1 απεικονίζεται η ποιοτική σχέση μεταξύ ισχύος ανάσχεσης και εναπομείνουσας ενέργειας για σωματίδια - a . Η καμπύλη ονομάζεται καμπύλη Bragg και το μέγιστο που παρουσιάζει κορυφή Bragg.

Η εναπομείνουσα ενέργεια του οριζόντιου άξονα μπορεί να αντικατασταθεί από το εύρος που έχει διανύσει το σωματίο.



Σχήμα 4.2.: Η καμπύλη Bragg συναρτήσει του εύρους για μεμονωμένο σωματίδιο και παράλληλη δέσμη. [29]

Στην εικόνα 4.2 φαίνεται η απώλεια ενέργειας μεμονωμένου σωματιδίου a και παράλληλης δέσμης σωματιδίων a . Η διαφορά οφείλεται σε φαινόμενα στραγγαλισμού που θα εξηγηθούν παρακάτω. Οι κορυφές Bragg μετατοπίζονται προς τα αριστερά με την αύξηση του φορτίου του εισερχόμενου σωματιδίου [29].

Στραγγαλισμός απώλειας ενέργειας ή στραγγαλισμός ενέργειας είναι ένα φαινόμενο που υποδεικνύει τη διεύρυνση του πάχους και του σχήματος του φάσματος ενέργειας μιας αρχικά μονοχρωματικής δέσμης που εισέρχεται σε ένα υλικό ως συνάρτηση του χρόνου και του μήκους διαδρομής [40].

Η αιτία του φαινομένου έγκυται στο γεγονός ότι οι λεπτομέρειες των μικροσκοπικών αλληλεπιδράσεων υφίστανται στοχαστικές ή στατιστικές διακυμάνσεις. Για παχείς απορροφητές ο ενεργειακός στραγγαλισμός μπορεί να αναπαρασταθεί από Γκαουσιανή κατανομή ως εξής:

$$N(E)dE = \frac{N}{a\pi^{1/2}} \exp - \frac{(E - \bar{E})^2}{a^2} \quad (4.7)$$

όπου a , η παράμετρος στραγγαλισμού και ορίζεται

$$a = 4\pi q^2 e^4 N x_0 \left[1 + \frac{kI}{mu^2} \times \ln\left(\frac{2mu^2}{I}\right) \right] \quad (4.8)$$

όπου k σταθερά $\approx \frac{3}{4}$, I το δυναμικό ιονισμού, q το ηλεκτρικό φορτίο του ιόντος και x_0 το πάχος του υλικού.

Ο ενεργειακός στραγγαλισμός, εφόσον οφείλεται σε στοχαστικές διαδικασίες, αφορά δέσμες σωματιδίων και όχι μεμονομένα σωματίδια. Συνεπώς η καμπύλη Bragg μορφοποιείται όπως φαίνεται στην εικόνα 4.2.

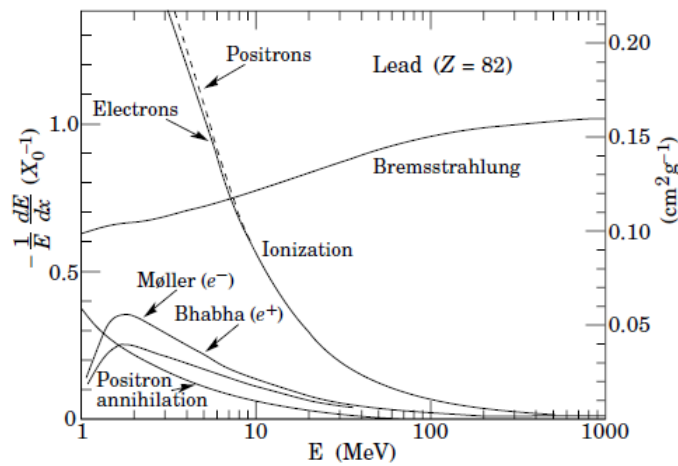
Λόγω των πολλαπλών σχεδιάσεων Coulomb η τροχιά του φορτισμένου σωματιδίου σε ένα μέσο δεν είναι ευθεία γραμμή, αλλά τεθλασμένη. Αυτό συνεπάγεται ότι το εύρος μιας δέσμης

σωματιδίων θα εμφανίσει στατιστική διακύμανση γύρω από μία μέση τιμή. Κατ' αναλογία με το στραγγαλισμό ενέργειας αυτή η διακύμανση αναφέρεται ως στραγγαλισμός εύρους [29].

4.2 Αλληλεπίδραση Ελαφρών Σωματιδίων

Η συμπεριφορά μιας δέσμης ελαφρών σωματιδίων, όπως ηλεκτρονίων ή ποζιτρονίων, κατά το πέρασμά της από την ύλη εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από την ενέργεια της δέσμης. Σε χαμηλότερες ενέργειες οι κύριοι τρόποι αλληλεπίδρασης είναι ιονισμός, η σκέδαση *Møller*, η σκέδαση *Bhabha* και η εξαίωση σωματίου - αντισωματίου, ενώ σε υψηλότερες ενέργειες κυριαρχεί η εκπομπή ακτινοβολίας πέδης (*Bremsstrahlung*).

Στην παρακάτω εικόνα φαίνεται η κλασματική απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους ακτινοβολίας ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων συναρτήσει της ενέργειάς τους.



Σχήμα 4.3.: κλασματική απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους ακτινοβολίας ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων σε μόλυβδο. [4]

Συγκριτικά με τα βαρέα φορτισμένα σωματίδια τα ηλεκτρόνια χάνουν την ενέργειά τους με βραδύτερο ρυθμό και ακολουθούν πιο πολύπλοκη τροχιά μέσα στον απορροφητή. Καθώς η μάζα τους είναι ίση με αυτή των τροχιακών ηλεκτρονίων με τα οποία αλληλεπιδρούν αναμένονται μεγάλες αποκλίσεις στη διαδρομή τους μέσα στον απορροφητή.

Η προσαρμογή της σχέσης (3.1) για ταχέα ηλεκτρόνια, που περιγράφει τις ενεργειακές απώλειες λόγω ιονισμών έχει τη μορφή:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_C = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_0 u^2} \left(\ln \frac{m_0 u^2 E}{2I(1-\beta^2)} - \ln 2(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2 \right) \quad (4.9)$$

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, εκτός από την απώλεια ενέργειας λόγω αλληλεπιδράσεων Coulomb, στα ηλεκτρόνια συναντάται η απώλεια ενέργειας λόγω ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*.

lung ή γενικότερα ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας (π.χ. Cherenkov) η οποία εκπέμπεται από οποιοδήποτε σημείο της τροχιάς. Οι απώλειες λόγω ακτινοβολίας δίνονται από τον τύπο:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_0^2c^4} \left(4\ln\frac{2E}{m_0c^4} - \frac{4}{3}\right) \quad (4.10)$$

Όπως φαίνεται από τον παράγοντα m_0 στον παρανομαστή, οι απώλειες αυτές είναι σημαντικές για ελαφριά σωματίδια όπως είναι τα ηλεκτρόνια, καθώς και για σημαντικές ενέργειες δέσμης όπως φανερώνει το E στον αριθμητή.

Έτσι, η συνολική ισχύς ανάσχεσης για τα ελεφρά σωματίδια θα είναι:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_r + \left(\frac{dE}{dx}\right)_C \quad (4.11)$$

με λόγο

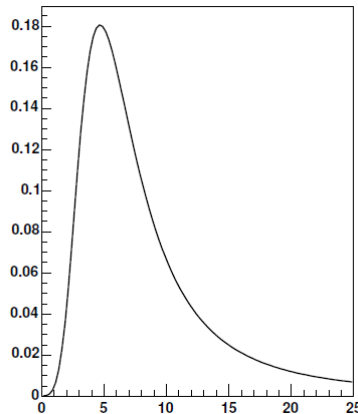
$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_r}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_C} \cong \frac{EZ}{700} \quad (4.12)$$

όπου το E μετριέται σε MeV [29].

Ας σημειωθεί ότι καθώς τα ηλεκτρόνια συχνά υφίστανται εκτροπές μεγάλων γωνιών κατά μήκος της τροχιάς τους, υπάρχει περίπτωση να υποστούν οπισθοσκέδαση, δηλαδή καθώς προσπέφτουν στην επιφάνεια του απορροφητή να διαφύγουν από αυτή και να μην εναποθέσουν όλη την ενέργειά τους σε αυτόν, γεγονός που έχει σημαντικές συνέπειες στην απόκριση ενός ανιχνευτή σχεδιασμένου να καταγράφει την ενέργεια των εναποτιθέμενων ηλεκτρονίων.

Η οπισθοσκέδαση συναντάται κυρίως για δέσμες ηλεκτρονίων με χαμηλή ενέργεια καθώς και απορροφητές μεγάλου ατομικού αριθμού [29].

Σε αντίθεση με τα βαρύτερα σωματίδια, τα ηλεκτρόνια, λόγω της μικρής μάζας τους υφίστανται περισσότερες συγκρούσεις και έτσι το ενεργειακό φάσμα του στραγγαλισμού δεν είναι όσο συμμετρικό όπως στα πρώτα. Συγκεκριμένα, αναμένεται κατανομή με λοξή κορυφή και μακρύτερη ουρά στις υψηλές ενέργειες όπως φαίνεται στην εικόνα 4.4.



Σχήμα 4.4.: κατανομή ενεργειακού φάσματος ηλεκτρονίων [4].

Όσον αφορά το εύρος διαδρομής των ηλεκτρονίων, λόγω της τεθλασμένης πορείας τους, είναι δύσκολο να υπολογιστεί μαθηματικά με άμεσο τρόπο. Η απορρόφηση μιας δέσμης ηλεκτρονίων, έχει διαπιστωθεί ότι ακολουθεί φθίνουσα εκθετική συνάρτηση του τύπου:

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (4.13)$$

όπου μ η σταθερά απόσβεσης και x το πάχος του υλικού στο οποίο έχουν διεισδύσει N ηλεκτρόνια. Ορίζοντας το εύρος διαδρομής ως $\tau = \frac{1}{\mu}$ και αντικαθιστώντας στην παραπάνω εξίσωση προκύπτουν τα εξής:

$$N = N_0 e^{-1} \Rightarrow N_{abs.e} = 0.63 N_0 \quad (4.14)$$

Αυτό σημαίνει ότι το τ είναι το πάχος του υλικού το οποίο απορροφά το 63% των ηλεκτρονίων συγκεκριμένης ενέργειας. Για τον προσδιορισμό του εύρους των ηλεκτρονίων πρέπει να παραχθούν οι καμπύλες απορρόφησης του εκάστοτε υλικού, δηλαδή ο αριθμός των ηλεκτρονίων συναρτήσει του πάχους διείσδυσης στο υλικό, κάτι που γίνεται με διεξαγωγή πειραματικών μετρήσεων.

Στις περιπτώσεις που δεν είναι εφικτή η πραγματοποίηση πειράματος για τον προσδιορισμό του εύρους των ηλεκτρονίων, προσφέρεται ο εμπειρικός τύπος των Katz και Penfold

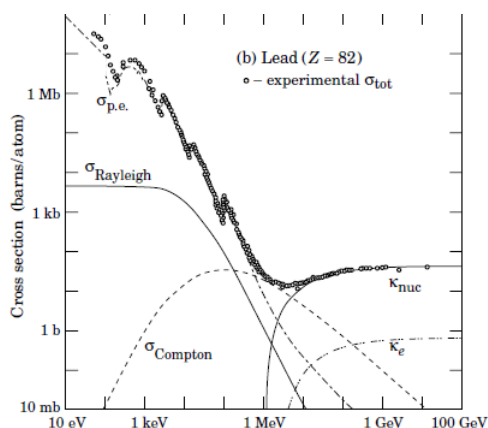
$$R^{sp}_e [Kgm^{-2}] = \begin{cases} 4.12E^{1.265-0.0954\ln E} & 10keV \leq E \leq 2.5MeV; \\ -5.3E - 1.06 & E \geq 2.5MeV. \end{cases}$$

4.3 Αλληλεπίδραση Φωτονίων με την Ύλη

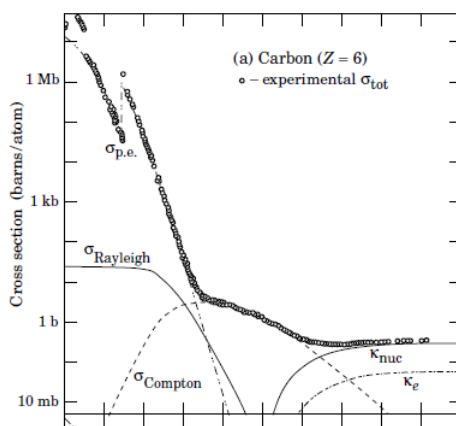
Καθώς τα φωτόνια δεν υπόκεινται σε δυνάμεις Coulomb και πυρηνικές δυνάμεις, οι αλληλεπιδράσεις τους είναι περιορισμένες τοπικά. Η ένταση μίας δέσμης φωτονίων που εισέρχεται σε απορροφητικό μέσο φθίνει κατά τη διάρκεια του περάσματος όμως τα φωτόνια που δεν λαμβάνουν μέρος στην εκάστοτε αλληλεπίδραση διατηρούν την ενέργειά τους ανέπαφη. Συγκεκριμένα, ένα φωτόνιο είτε εξαφανίζεται τελείως είτε σκεδάζεται κατά κάποιο γωνιακό εύρος, κάτι που έρχεται σε πλήρη αντίθεση με τη σταδιακή και συνεχή απώλεια ενέργειας που υφίστανται τα φορτισμένα σωματίδια κατά την ταυτόχρονη αλληλεπίδρασή τους με πολλά άτομα του απορροφητή.

Οι κύριοι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης των φωτονίων με την ύλη είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, η σκέδαση Compton και η δίδυμη γέννηση. Οι μηχανισμοί αυτοί έχουν διαφορετικά ενεργειακά κατώφλια και οι ενεργές διατομές τους εξαρτώνται από το υλικό του απορροφητή, όπως φαίνεται στις εικόνες 4.5 και 4.6.

Υπάρχουν και δευτερεύοντες, μη κύριοι μηχανισμοί με τους οποίους ένα φωτόνιο μπορεί να αλληλεπιδράσει με την ύλη όπως η σκέδαση Thomson, η σκέδαση Rayleigh και Mie καθώς και κάποιες φωτοπυρηνικές διαδικασίες. Οι τελευταίοι μηχανισμοί δεν θα αποσχολήσουν την παρούσα εργασία καθώς δεν έχουν σημαντικό ρόλο στις μετρήσεις ακτινοβολίας ανιχνευτών.



Σχήμα 4.5.: Η ενεργός διατομή για τις διάφορες αλληλεπιδράσεις συναρτήσει της ενέργειας των φωτονίων - μόλυβδος [4].



Σχήμα 4.6.: Η ενεργός διατομή για τις διάφορες αλληλεπιδράσεις συναρτήσει της ενέργειας των φωτονίων - άνθρακας [4].

Όπως φαίνεται από τις εικόνες 4.5 και 4.6 δεν είναι όλοι οι δυνατοί μηχανισμοί αλληλεπίδρασης του εκάστοτε φωτονίου με την ύλη ισοπίθανοι, καθώς η διατομή του πιθανότερου είναι συνάρτηση της ενέργειας της προσπίπτουσας δέσμης του φωτονίου. Συνήθως οι ενεργές διατομές προσδιορίζονται μέσω κάποιας ημιεμπειρικής σχέσης ή εξάγονται από πίνακες πειραματικών δεδομένων.

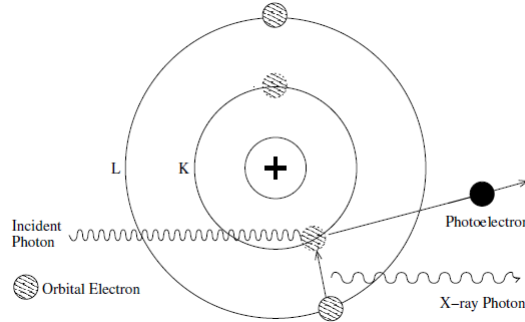
4.3.1 Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο

Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο ονομάζεται η εκπομπή ηλεκτρονίων από υλικό το οποίο έχει ακτινοβοληθεί από δέσμη φωτονίων συχνότητας ν , κατά το οποίο το προσπίπτον φωτόνιο απορροφάται τελείως. Η αλληλεπίδραση συντελείται μεταξύ του φωτονίου και ολόκληρου ατόμου και δεν μπορεί να συμβεί με ελεύθερο ηλεκτρόνιο.

Θεωρώντας ότι το έργο εξαγωγής ενός ηλεκτρονίου είναι ϕ , τότε η ενέργεια του εκπεμπόμενου ηλεκτρονίου θα είναι

$$E_e = E_\gamma - \phi \quad (4.15)$$

όπου E_γ η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου $E_\gamma = h\nu$.

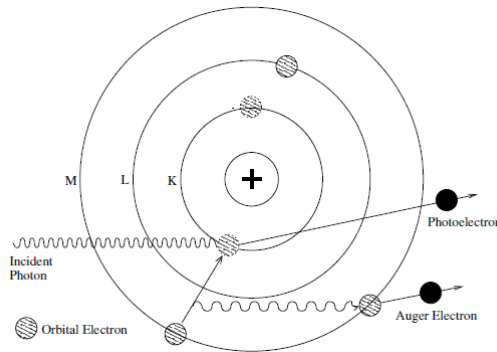


Σχήμα 4.7.: αναπαράσταση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου σε ελεύθερο άτομο [4] .

Για φωτόνια με την απαραίτητη ενέργεια, η πιθανότερη προέλευση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου είναι τα ηλεκτρόνια της K στιβάδας.

Στην εικόνα 4.7 απεικονίζεται το φαινόμενο σε ελεύθερο άτομο.

Εκτός από το φωτοηλεκτρόνιο, η συγκεκριμένη αλληλεπίδραση δημιουργεί ένα ιονισμένο άτομο του απορροφητή με κενή θέση σε μία εσωτερική στιβάδα. Η κενή θέση καλύπτεται με τη δέσμευση ενός ελεύθερου ηλεκτρονίου του μέσου ή με ανακατάταξη των ηλεκτρονίων των υπόλοιπων στιβάδων του ατόμου, με αποτέλεσμα την παραγωγή χαρακτηριστικών ακτίνων X.



Σχήμα 4.8.: απεικόνιση φωτοηλεκτρικού φαινομένου που οδηγεί στη δημιουργία ενός φωτοηλεκτρονίου και ενός ηλεκτρονίου Auger [4] .

Ως επί το πλείστον οι ακτίνες X επαναπορροφούνται κοντά στο σημείο που παράχθηκαν μέσω φωτοαπορρόφησης από τις εξωτερικές στιβάδες των ατόμων, ενώ είναι πιθανή και η διαφυγή τους κάτι που επιδρά στην απόκριση ενός ανιχνευτή.

Η χαρακτηριστική ακτίνα X που παράγεται ως αποτέλεσμα του φωτοηλεκτρικού φαινομένου μπορεί να αποσπάσει με τη σειρά της ένα άλλο τροχιακό ηλεκτρόνιο εάν έχει ενέργεια που να ξεπερνάει το έργο εξαγωγής του. Το ηλεκτρόνιο αυτό ονομάζεται ηλεκτρόνιο Auger και η διαδικασία αυτή δεν παράγει κάποιου είδους ακτινοβολία καθώς το πλεόνασμα ενέργειας του ατόμου αποδίδεται εξολοκλήρου στο ηλεκτρόνιο Auger που διαφεύγει.

Στην εικόνα 4.8 απεικονίζεται η δημιουργία ενός ηλεκτρονίου Auger.

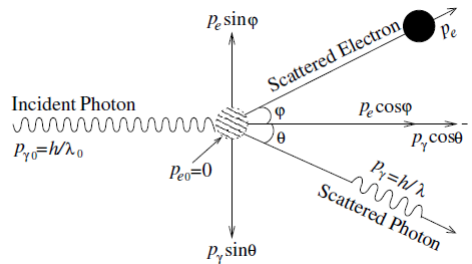
4.3.2 Σκέδαση Compton

Η διαδικασία αλληλεπίδρασης μέσω σκέδασης Compton συντελείται μεταξύ ενός φωτονίου προσπίπτουσας δέσμης γάμμα και ενός ηλεκτρονίου του απορροφητή και κατά την οποία το προσπίπτον φωτόνιο σκεδάζεται κατά γωνία θ σε σχέση με την αρχική του κατεύθυνση και μεταφέρει μέρος της ενέργειάς του στο ηλεκτρόνιο. Οι τιμές τις γωνίας θ έχουν εύρος από 0 έως 180° οπότε η αντίστοιχη ενέργεια που μεταφέρεται από το φωτόνιο στο ηλεκτρόνιο ποικίλλει από μηδέν έως ένα πολύ σημαντικό κλάσμα της αρχικής.

Η μαθηματική έκφραση που σχετίζει την τελική ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου με την αρχική ενέργειά του δεδομένης της γωνίας σκέδασης είναι η εξής:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (4.16)$$

και προκύπτει από τη διατήρηση ορμής και ενέργειας του φωτονίου, πριν και μετά τη σκέδαση.

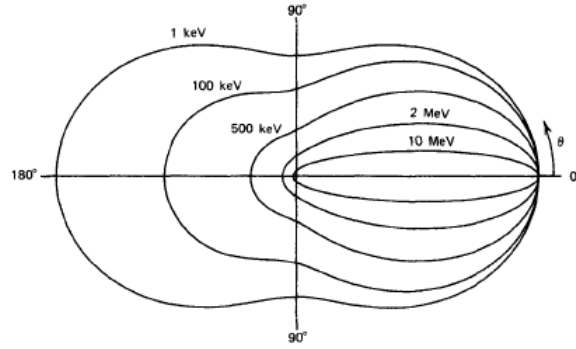


Σχήμα 4.9.: αρχικές και τελικές ορμές των σωματιδίων που συμμετέχουν στη σκέδαση Compton. Οι ορμές έχουν αναλυθεί σε συνιστώσες για διευκρίνιση στην εφαρμογή των αρχών διατήρησης. Το ηλεκτρόνιο θεωρείται ότι αρχικά ηρεμεί [4].

Η γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων ακτινών γάμμα μπορεί να αποδειχθεί ότι προβλέπεται από την σχέση Klein - Nishina για διαφορική ενεργό διατομή $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ [29] και είναι:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + a(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{a^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + a(1 - \cos\theta)]} \right) \quad (4.17)$$

όπου $a = \frac{h\nu}{m_0c^2}$ και r_0 η ακτίνα του ηλεκτρονίου. Η γραφική αναπαράσταση της κατανομής φαίνεται στην παρακάτω εικόνα και δείχνει μια τάση για εμπρόσθια σκέδαση στις υψηλές ενέργειας ακτίνες γάμμα.



Σχήμα 4.10.: πολικό διάγραμμα φωτονίων που σχεδιάζονται κατά Compton σε μοναδιαία στερεά γωνία με γωνία σκέδασης θ , για δεδομένες ενέργειες πρόσποτωσης [4].

4.3.3 Δίδυμη Γέννηση

Η διαδικασία μετατροπής ενός φωτονίου σε ζεύγος σωματιδίου - αντισωματιδίου, επικρατέστερα ηλεκτρονίου - ποζιτρονίου ονομάζεται δίδυμη γέννηση και η οποία είναι μια άμεση απεικόνιση της σχέσης ισοδυναμίας μάζας - ενέργειας $E = mc^2$. Απαραίτητη προϋπόθεση για την πραγματοποίηση της δίδυμης γέννησης είναι η παρουσία άλλου σωματιδίου στην περιοχή ώστε να μην παραβιαστεί η αρχή διατήρησης της ορμής.

Η διαδικασία, σε μία περιοχή πλησίον ενός βαρύ πυρήνα μπορεί να αναπαρασταθεί ως



όπου X και X^* η βασική και διεγερμένη στάθμη του πυρήνα.

Η ενέργεια καταφλίου για να πραγματοποιηθεί η διαδικασία είναι ίση με

$$T_{\gamma,thres} = 2m_e c^2 \left[\frac{m_e + m_{nuc}}{m_{nuc}} \right] \quad (4.19)$$

και θεωρώντας ότι το ηλεκτρόνιο είναι πολύ ελαφρύτερο από τον πυρήνα, παίρνουμε:

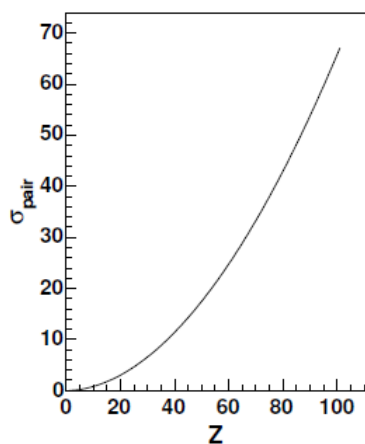
$$T_{\gamma,thres} = 2m_e c^2 = 1.022 MeV \quad (4.20)$$

Η ενεργός διατομή για τη διαδικασία δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma_{pair} = 4\pi r_e^2 Z^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right) \right] \text{barn/atom} \quad (4.21)$$

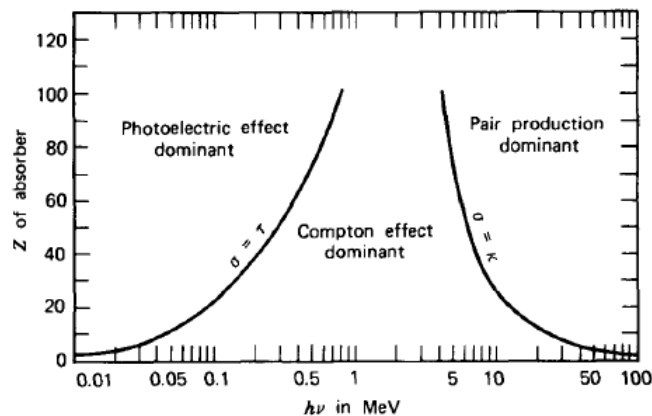
ενώ για υψηλές ενέργειες $E \gg 20 MeV$ η ε.δ. έχει ισχυρή εξάρτηση από το Z^2 δηλαδή το σ_{pair} είναι ανάλογο του Z^2 [29].

Στην παρακάτω εικόνα απεικονίζεται η εξάρτηση της ενεργούς διατομής από το Z , για υψηλές ενέργειες ηλεκτρονίου.



Σχήμα 4.11.: ενεργός διατομή συναρτήσει του Z σε barn/άτομο [4] .

Στο παρακάτω διάγραμμα εμφανίζεται η σχετική σημαντικότητα των τριών βασικών διαδικασιών αλληλεπίδρασης φωτονίων με την ύλη συναρτήσει της ενέργειας για διάφορους ατομικούς αριθμούς.



Σχήμα 4.12.: περιοχές όπου κυριαρχεί κάθε διαδικασία αλληλεπίδρασης συναρτήσει της ενέργειας [29]

Η αριστερή έντονη γραμμή υποδεικνύει την ενέργεια για την οποία η σκέδαση Compton είναι ισοπίθανη με το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και αντίστοιχα η δεξιά αυτήν για την οποία το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι ισοπίθανο με τη δίδυμη γέννηση. Κατά τα άλλα εμφανίζονται τρεις περιοχές όπου κυριαρχεί ξεκάθαρα μία εκ των τριών διαδικασιών κάθε φορά.

5. Ανιχνευτές Αερίου

5.1 Γενικά Χαρακτηριστικά των Ανιχνευτών

Ο βασικός σκοπός λειτουργίας ενός ανιχνευτή είναι η μετατροπή μέρους ενέργειας ακτινοβολίας που εναποτίθεται στη μάζα του σε κάποιο άλλο είδος ενέργειας περισσότερο προσβάσιμο στην ανθρώπινη αντίληψη. Η μορφή της μετατρεπόμενης ενέργειας εξαρτάται από το είδος του ανιχνευτή και το σχεδιασμό του.

Οι ανιχνευτές αερίου, με τους οποίους απασχολείται η παρούσα εργασία, είναι σχεδιασμένοι να συλλέγουν άμεσα τα ηλεκτρόνια των ιονισμών ώστε να δημιουργήσουν σήματα ρεύματος.

Όλοι οι ανιχνευτές χαρακτηρίζονται από κάποια βασικά μεγέθη που σχετίζονται με τη λειτουργία τους και τα οποία αναλύονται παρακάτω.

5.1.1 Ευαισθησία

Κάθε ανιχνευτής σχεδιάζεται για συγκεκριμένο είδος ακτινοβολίας και συγκεκριμένο εύρος ενεργειών, έτσι ώστε το σήμα που παράγεται να είναι χρησιμοποιήσιμο. Η ευαισθησία, δηλαδή, είναι η παραγωγή χρησιμοποιήσιμου σήματος δεδομένης της ενέργειας και του είδους ακτινοβολίας.

Η ευαισθησία εξαρτάται από την ενεργό διατομή των αντιδράσεων ιονισμού στον ανιχνευτή, τη μάζα του ανιχνευτή, τον εγγενή θόρυβο του ανιχνευτή και το προστατευτικό υλικό στον ενεργό του όγκο [31].

Οι δύο πρώτοι παράγοντες καθορίζουν την πιθανότητα που έχει η εισερχόμενη ακτίνα να μεταφέρει μέρος της ενέργειάς της στον ανιχνευτή με διαδικασία ιονισμού. Σημειωτέον, υπάρχει κάτω όριο ενέργειας ιονισμού ώστε να παραχθεί αξιοποιήσιμο σήμα, ανεξάρτητα από το πόσο μεγάλη είναι η ενεργός διατομή και από το πόσους ιονισμούς παράγουν τα φορτισμένα σωματίδια. Το κατώφλι αυτό καθορίζεται από το θόρυβο και τα ηλεκτρονικά.

Ο θόρυβος εμφανίζεται ως διακυμαινόμενη τάση ή ρεύμα στην έξοδο του ανιχνευτή είτε υπάρχει ακτινοβολία είτε όχι, έτσι το σήμα οφείλει να είναι μεγαλύτερο από τη μέση τιμή του θορύβου.

Ο δεύτερος περιοριστικός παράγοντας είναι το υλικό που καλύπτει το παράθυρο εισόδου του ανιχνευτή καθώς λόγω της απορρόφησης μόνο ακτινοβολία με επαρκή ενέργεια θα εισχωρήσει σε αυτό το στρώμα και θα ανιχνευτεί. Άρα το πάχος του υλικού σε συνδιασμό με το θόρυβο, καθορίζει το ενεργειακό κατώφλι.

5.1.2 Διακριτική Ικανότητα

Η διακριτική ικανότητα (resolution) του ανιχνευτή αφορά στην ακρίβεια που έχει να διακρίνει ανέμεσα σε κοντινές ενέργειες, δηλαδή η ικανότητά του να διαπιστώνει με ακρίβεια τη διαφορά μεταξύ δύο κοντινών ενεργειών. Ιδανικά, για πρόσπτωση μονοενεργειακής δέσμης, θα αναμενόταν ένα ενεργειακό φάσμα της μορφής δέλτα συνάρτησης, στην πραγματικότητα όμως αυτό που παρατηρείται είναι ένα πιο διευρυνμένο φάσμα γκαουσιανού τύπου.

Η σχετική διακριτική ικανότητα για μία συγκεκριμένη τιμή ενέργειας ορίζεται ως $\frac{\Delta E}{E}$ όπου το διάστημα ΔE είναι το λεγόμενο full width at half maximum (FWHM). Γενικά, η διακριτική ικανότητα είναι συνάρτηση της ενέργειας που εναποτίθεται στον ανιχνευτή και βελτιώνεται με την αύξηση της ενέργειας, καθώς οι ιονισμοί και διεγέρσεις ακολουθούν την κατανομή Poisson [31].

Πιο αναλυτικά, η μέση απαιτούμενη ενέργεια για να συμβεί ιονισμός, έστω w , εξαρτάται μόνο από το υλικό. Για δεδομένη ενέργεια E , ο αριθμός των ιονισμών που παρατηρούνται θα είναι $n = \frac{E}{w}$. Θεωρώντας ότι οι ικανοί να παράξουν σήμα ιονισμοί, ακολουθούν τη στατιστική Poisson, προκύπτει ότι η διακύμανση της κατανομής θα είναι $\sigma^2 = \bar{n}$ και η διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή θα δίνεται από τη σχέση

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{w}{E}} \quad (5.1)$$

όπου ο παράγοντας 2.35 είναι ίσος με $2\sqrt{2\ln 2}$ που είναι ο λόγος του FWHM της γκαουσιανής προς την αντίστοιχη τυπική απόκλιση.

Η παραπάνω ανάλυση βασίζεται στην υπόθεση ότι η ενέργεια που εναποτίθεται στον ανιχνευτή διακυμαίνεται γύρω από μία τιμή, η οποία είναι τυχαίο κλάσμα της ολικής ενέργειας ακτινοβολίας, ενώ στην πραγματικότητα η ενέργεια που εναποτίθεται σε έναν τυπικό ανιχνευτή έχει καθορισμένη τιμή και συνεπώς ο συνολικός αριθμός των προκυπτόντων ιονισμών διακυμαίνεται λιγότερο από όσο θα προέβλεπε η κατανομή Poisson [12]. Συγκεκριμένα, η διακύμανση μειώνεται κατά έναν παράγοντα F , ο οποίος ονομάζεται παράγοντας Fano, η τιμή του οποίου είναι πάντα μικρότερη της μονάδας.

Για καθορισμένη τιμή ενέργειας που εναποτίθεται στον ανιχνευτή, μπορεί να υποτεθεί ότι αυτή μεταφέρεται σε αριθμό βημάτων p εν γένει σε ισόποσα κομμάτια E_p σε κάθε ξεχωριστή διαδικασία ιονισμού. Για κάθε βήμα της αλληλεπίδρασης παράγονται m_p ζεύγη ηλεκτρονίων - ιόντων και μετά από N βήματα, η ολική ενέργεια απορροφάται εντελώς. Ο παράγοντας Fano μπορεί να αποδειχθεί ότι είναι ίσος με:

$$F = \frac{(m_p - \bar{E}_p/w)^2}{\bar{m}_p} \quad (5.2)$$

όπου $m_p = \frac{E}{w}$, ο αναμενόμενος αριθμός ιονισμών στο βήμα p , και η διακύμανση των ιονισμών:

$$\sigma^2(n) = F\bar{n} \quad (5.3)$$

όπου $\bar{n} = \frac{E}{w}$ ο μέσος αναμενόμενος αριθμός των ολικών ζευγών που παράχθηκαν [39].

Σύμφωνα με τα παραπάνω, η διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή προκύπτει:

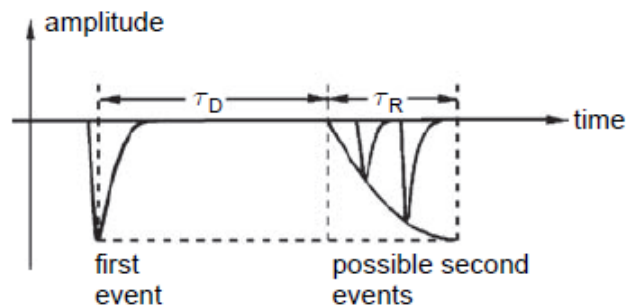
$$R = 2.35 \sqrt{\frac{Fw}{E}}. \quad (5.4)$$

5.1.3 Χαρακτηριστικοί Χρόνοι

Κάθε ανιχνευτής διαθέτει χαρακτηριστικούς χρόνους που αφορούν την ικανότητά του να φέρει εις πέρας τον κύκλο λήψη σήματος - αποστολή σήματος σε εξωτερική μνήμη κατ' επανάληψη, σε συγκεκριμένο χρονικό διάστημα.

Νεκρός χρόνος, t_D , είναι το χρονικό διάστημα μεταξύ της στιγμής καταγραφής ομάδας εισερχόμενων σωματιδίων και της στιγμής που ο ανιχνευτής είναι ευαίσθητος ξανά στην καταγραφή νέας ομάδας, ενώ εξ' ορισμού ο ανιχνευτής στη διάρκεια αυτού του διαστήματος δεν μπορεί να ανιχνεύσει νέα σωματίδια.

Η φάση αυτή ακολουθείται από μία νέα κατά τη διάρκεια της οποίας ο ανιχνευτής καταγράφει νέα σωματίδια αλλά δεν αποκρίνεται με πλήρη ευαισθησία. Το χαρακτηριστικό χρονικό διάστημα αυτό ονομάζεται χρόνος ανάκαμψης, t_R μετά από το οποίο ο ανιχνευτής δίνει σήμα κανονικού πλάτους.



Σχήμα 5.1.: Αναπαράσταση του t_D και t_R σε ανιχνευτή Geiger-Muller. [39]

Ο χρόνος ευαισθησίας t_S είναι το χρονικό παράθυρο στο οποίο ο ανιχνευτής καταγράφει γεγονότα ανεξάρτητα από το αν σχετίζονται με το triggered event. Για παράδειγμα, εάν ένας ανιχνευτής που καταστείται ευαίσθητος από μία αλληλεπίδραση ακτινών X, ευαισθητοποιηθεί από ένα τέτοιου τύπου γεγονός, τότε στο χρονικό παράθυρο καθορισμένου χρόνου t_S θα καταγραφούν και γεγονότα άσχετα με αυτά που σκόπιμα καταγράφει ο ανιχνευτής όπως μόνια κοσμικής προέλευσης καθώς ο ανιχνευτής δεν μπορεί να διαχωρήσει ανάμεσα σε σωματίδια άμεσου ενδιαφέροντος και στα υπόλοιπα άπαξ και καταστεί ευαίσθητος.

Readout time, είναι ο χρόνος που απαιτείται για να διαβαστεί ένα γεγονός από κάποια ηλεκτρονική μνήμη της διάταξης.

Χρόνος επανάληψης είναι ο ελάχιστος χρόνος που απαιτείται να περάσει ανάμεσα σε 2 γεγονότα ώστε να είναι διαχωρήσιμα. Η διάρκεια αυτού του χρονικού διαστήματος καθορίζεται από το βραδύτερο στοιχείο στην αλυσίδα ανιχνευτής - καταγραφή - σύστημα readout [39].

5.2 Χαρακτηριστικά Παραδείγματα Ανιχνευτών Αερίου

Καθώς η ακτινοβολία διέρχεται μέσω ενός αερίου έχει τη δυνατότητα να ιονίσει τα μόρια του αερίου, δεδομένου ότι η ενέργεια που μεταφέρει είναι υψηλότερη από το δυναμικό ιονισμού του αερίου (βλ. 5.1.2). Τα ζεύγη των ιόντων - ηλεκτρονίων που προκύπτουν μπορούν να κινηθούν σε αντίθετες κατευθύνσεις με την εφαρμογή εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου. Το αποτέλεσμα της κίνησής τους είναι ένας ηλεκτρικός παλμός που μπορεί να μετρηθεί από μία σχετική συσκευή μέτρησης. Αυτή η διαδικασία αξιοποιείται από τους γομωμένους με αέριο ανιχνευτές, τους λεγόμενους ανιχνευτές αερίου.

Ένας τυπικός ανιχνευτής αερίου οριοθετείται από έναν έγκλειστο χώρο με θετικά και αρνητικά ηλεκτρόδια, τα οποία τίθενται σε υψηλή διαφορά δυναμικού μεταξύ τους. Η δημιουργία και κίνηση των φορτισμένων ζευγών διαταράσσει το εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο και παράγει παλμό στα ηλεκτρόδια. Τα προκύπτον φορτία, τάση ή ρεύμα μπορούν να μετρηθούν από τον ανιχνευτή και με την κατάλληλη βαθμονόμηση δίνουν πληροφορίες για την ενέργεια και την ένταση της ακτινοβολίας.

Προφανώς, το σύστημα θα λειτουργεί αποτελεσματικά εάν ένας σημαντικός αριθμός φορτισμένων ζευγών όχι μόνο δημιουργούνται αλλά συλλέγονται έγκαιρα από τα ηλεκτρόδια πριν επανασυνδεθούν. Η επιλογή αερίου, γεωμετρίας του ανιχνευτή και εφαρμοζόμενης τάσης στα ηλεκτρόδιά του, καθορίζουν την κινητική συμπεριφορά των φορτίων άρα και τη συλλογή τους.

5.2.1 Διάχυση

Απουσία εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου η ενέργεια των ιόντων και των ηλεκτρονίων περιγράφεται από την κατανομή Maxwell

$$F(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \sqrt{E} e^{-E/kT} \quad (5.5)$$

όπου k η σταθερά του Boltzmann και T η θερμοκρασία. Η μέση ενέργεια του φορτισμένου σωματιδίου που προκύπτει από την κατανομή είναι

$$E = \frac{3}{2} kT. \quad (5.6)$$

Εφόσον δεν υπάρχει εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο, δεν υπάρχει και προτιμητέα κατεύθυνση κίνησης και η διάχυση είναι ιστροπική και περιγράφεται από τη γκαουσιανή κατανομή :

$$dN = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-x^2/4Dt} dx \quad (5.7)$$

όπου D ο συντελεστής διάχυσης ο οποίος είναι χαρακτηριστικός του αερίου. Η σχέση αυτή περιγράφει τον αριθμό των φορτίων dN που μπορούν να βρεθούν στο σημείο dx σε απόσταση x από το κέντρο της αρχικής κατανομής σε χρόνο t [4]. Η διάχυση έχει εξάρτηση από τη μάζα και το φορτίο και γι' αυτό έχει σημαντικές διαφορές μεταξύ φορτίων. Επι παραδείγματι τα ηλεκτρόνια λόγω μικρότερης μάζας διαχέονται ταχύτερα.

Με την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου η διάχυση παύει να είναι ιστροπική και δεν περιγράφεται από βαθμωτό συντελεστή διάχυσης. Στην περίπτωση αυτή ο D είναι τανυστής

με τουλάχιστον 2 μη μηδενικές συνιστώσες: τη διαμήκη D_L και την εγκάρσια D_T , ενώ συνήθως για τα περισσότερα αέρια η D_L είναι μικρότερη της D_T [4].

5.2.2 Ολίσθηση

Στους ανιχνευτές αερίου το σχήμα της κατανομής Maxwell επηρεάζεται από το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή, ιδίως στα ηλεκτρόνια που λόγω μικρότερης μάζας αισθάνονται ισχυρότερες ηλεκτρικές δυνάμεις.

Στην περίπτωση των ιόντων, τα οποία κινούνται προς το αρνητικό ηλεκτρόδιο, η κατανομή δίνεται από τη σχέση

$$dN = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-(x-tu_d)/4Dt} dx \quad (5.8)$$

όπου u_d η ταχύτητα ολίσθησης των νεφών ιόντων κινούμενα κατά μήκος των ηλεκτρικών δυναμικών γραμμών και είναι ένα μέτρο του πόσο γρήγορα συλλέγονται τα ιόντα. Ένας συνήθης τύπος θεωρητικού υπολογισμού της ταχύτητας ολίσθησης είναι ο $u_d = \mu_+ \frac{E}{P}$, όπου P η πίεση και μ_+ η κινητικότητα των ιόντων η οποία εξαρτάται από τη μέση ελεύθερη διαδρομή, τη μέση απώλεια ενέργειας ανά κρούση και την κατανομή ενέργειας, και υπολογίζεται από τη σχέση Nernst - Einstein

$$\mu_+ = \frac{e}{kT} D_+ \quad (5.9)$$

ενώ για μείγματα χρησιμοποιείται ο νόμος Blauk:

$$\frac{1}{\mu_+} = \sum_{ij} \frac{c_j}{\mu_+^{ij}} \quad (5.10)$$

όπου c_j η συγκέντρωση του αερίου j και μ_+^{ij} η κινητικότητα του i ιόντος στο j αέριο [4].

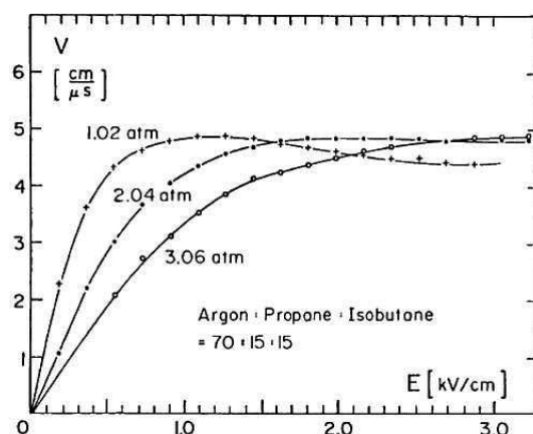
Πρακτικά η ταχύτητα ολίσθησης είναι 2 με 3 τάξεις μεγέθους μικρότερη στα ιόντα από ότι στα ηλεκτρόνια, κάτι που δημιουργεί προβλήματα συσσώρευσης φορτίου και μπορεί να επηρεάσει το πλάτος του παλμού.

Αντίθετα, λόγω της μικρής μάζας τους τα ηλεκτρόνια, καθώς επιταχύνονται μεταξύ συγκρούσεων κερδίζουν ενέργεια και δεδομένου ότι η αντίστοιχη απώλεια ενέργειας λόγω συγκρούσεων είναι μικρή, η μέση ενέργειά τους αυξάνεται και η κατανομή ενέργειάς τους αποκλίνει σημαντικά από τη μαξουελιανή.

Η ταχύτητα ολίσθησής τους υπολογίζεται από τη σχέση

$$u_d = \frac{2eEl_{mt}}{3m_e \bar{u}_e} \quad (5.11)$$

όπου l_{mt} η μέση διαδρομή μεταφοράς ορμής των ηλεκτρονίων.



Σχήμα 5.2.: Μεταβολή της ταχύτητας ολίσθησης των ηλεκτρονίων σε μείγμα αργού , προπανίου και ισοβουτανίου σε συνάρτηση με την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου. Οι γραφικές παραστάσεις έχουν σχεδιαστεί για διαφορετικές τιμές πίεσης [32] .

Για χαμηλές τιμές του ηλεκτρικού πεδίου η u_d αυξάνει με την ενέργεια. Από μία τιμή του Η.Π. και πάνω εξαρτάται από το είδος του αερίου. Όπως φαίνεται από την εικόνα 5.2 η ταχύτητα ολίσθησης μειώνεται ή μένει σταθερή, ενώ υπάρχει εξάρτηση και από την πίεση του αερίου, καθώς με την αύξησή της αυξάνει και η πυκνότητα των μορίων - στόχων και συνεπώς η πιθανότητα κρούσης.

5.2.3 Περιοχές Λειτουργίας

Με βάση την τιμή της τάσης η οποία εφαρμόζεται, ένας ανιχνευτής μπορεί να λειτουργήσει με διάφορους τρόπους που διαφέρουν μεταξύ τους ως προς την ποσότητα φορτίου που παράγεται και την κίνησή του στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή. Η επιλογή του τρόπου λειτουργίας εξαρτάται από την εφαρμογή και εν γένει οι ανιχνευτές βελτιστοποιούνται ως προς τη λειτουργία τους σε συγκεκριμένη περιοχή τάσης (βλ. εικόνα 5.3).

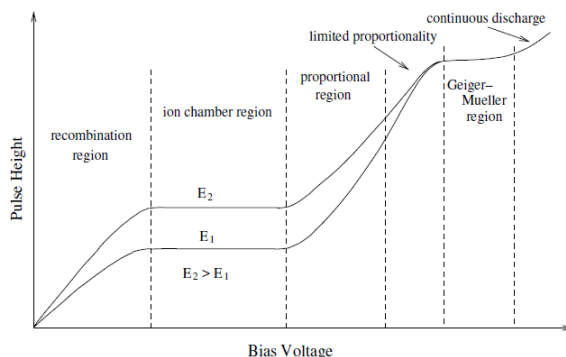
Κάθε περιοχή λειτουργίας μπορεί να οριστεί ως συνάρτηση της μέσης απολαβής (gain) η οποία περιγράφει το μέσο αριθμό ηλεκτρονίων τα οποία φτάνουν στην άνοδο ανά ζεύγος ηλεκτρονίου - ιόντος που δημιουργήθηκε από πρωτεύων ιονισμό.

Περιοχή Επανασύνδεσης

Εν απουσία ηλεκτρικού πεδίου τα φορτία που δημιουργούνται από την ακτινοβολία επανασυνδέονται σε σύντομο χρονικό διάστημα σε ουδέτρα άτομα ή μόρια. Με εφαρμογή διαφοράς δυναμικού στα ηλεκτρόδια του ανιχνευτή κάποια από τα φορτία ολισθαίνουν προς τα αντίθετα φορτισμένα ηλεκτρόδια και καθώς η τιμή της τάσης αυξάνεται ο ρυθμός επανασύνδεσης μειώνεται και η ροή ρεύματος στον ανιχνευτή αυξάνεται.

Η περιοχή επανασύνδεσης όπως απεικονίζεται στην εικόνα 5.3 αναφέρεται σε εύρος τιμών τάσης από μηδέν έως την τιμή για την οποία η επανασύνδεση είναι μηδαμινή. Λόγω της επανασύνδεσης σε αυτήν την περιοχή ο παλμός που μετρείται στην έξοδο του ανιχνευτή δεν

ανταποκρίνεται στην ενέργεια που εναποτίθεται σε αυτήν, συγκεκριμένα το πλάτος αυξάνεται με την αύξηση της τάσης, και συνεπώς η περιοχή αυτή δεν είναι χρήσιμη για μέτρηση ακτινοβολίας. Εδώ το gain είναι μικρότερο της μονάδος.



Σχήμα 5.3.: Περιοχές λειτουργίας ανιχνευτή αερίου [41].

Περιοχή Ιονισμού

Στην περιοχή αυτή η συλλογή ιόντων - ηλεκτρονίων έχει φτάσει στη μέγιστη τιμή της και η περαιτέρω αύξηση της τάσης δεν οδηγεί σε αύξηση του πλάτους του παλμού. Το ρεύμα αυτής της περιοχής ονομάζεται ρεύμα κόρου και είναι ανάλογο της ενέργειας που εναποτίθεται στον ανιχνευτή. Οι ανιχνευτές που είναι σχεδιασμένοι να λειτουργούν σε αυτήν την περιοχή ονομάζονται θάλαμοι ιονισμού.

Είναι σχεδόν αδύνατο να αποκλιστεί η περίπτωση επανασυνδέσεων στην περιοχή αυτή, εντούτοις με κατάλληλο σχεδιασμό οι θάλαμοι ιονισμού μπορούν να εμφανίζουν πλατό με ουσιαστικά ασήμαντες κλίσεις.

Το gain της περιοχής είναι εξορισμού ίσο με τη μονάδα.

Αναλογική Περιοχή

Η αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας με τα άτομα του αερίου, όπως έχει αναλυθεί παραπάνω, έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ζευγών ιόντων - ηλεκτρονίων, διαδικασία που ονομάζεται πρωτεύων ιονισμός. Εφόσον τα φορτία που δημιουργούνται έχουν αρκετή ενέργεια ώστε να ιονίσουν με τη σειρά τους επιπλέον άτομα, η διαδικασία ονομάζεται δευτερεύων ιονισμός. Περαιτέρω ιονισμοί είναι δυνατόν να συμβούν δεδομένου ότι τα φορτία έχουν αρκετή ενέργεια και σαν φαινόμενο συμβαίνει μόνο όταν ανάμεσα στα ηλεκτρόδια αναπτύσσεται υψηλή διαφορά δυναμικού. Κύρια πηγή των επόμενων ιονισμών είναι τα ηλεκτρόνια λόγω της μικρής μάζας τους που οδηγεί σε μικρότερες απώλειες ενέργειας λόγω κρούσης.

Ο πολλαπλασιασμός φορτίων σε ισχυρά πεδία είναι φαινόμενο που εκμεταλλεύονται οι ανιχνευτές που δουλεύουν στην αναλογική περιοχή ώστε να αυξηθεί το πλάτος του παλμού. Οι αναλογικοί ανιχνευτές αποδίδουν σήμα που είναι ανάλογο με την εναποτιθέμενη ενέργεια, εξού και το όνομά τους, ενώ η αναλογικότητα σήματος - τάσης ισχύει μόνο κατά προσέγγιση [4]. Στην πραγματικότητα η αναλογικότητα των ανιχνευτών προκύπτει από το γεγονός ότι

ο συνολικός αριθμός φορτίων που παράγονται μετά τον πολλαπλασιασμό είναι ανάλογος με τον αριθμό των αρχικών φορτίων .

Στην περιοχή αυτή το gain έχει τιμές 10^3 με 10^5 .

Φαινόμενο Χιονοστιβάδας

Όπως αναφέρθηκε πέρα από την περιοχή ιονισμού, εκκινεί η περιοχή πολλαπλασιασμού φορτίου, όταν η εφαρμοζόμενη τάση φτάσει σε αρκετά υψηλές τιμές και τα ηλεκτρόνια που παράγονται από τους αρχικούς ιονισμούς επιταχύνονται και απορροφούν ενέργεια ικανή ώστε να ιονίσουν τα ίδια με τη σειρά τους μόρια του αερίου και να δημιουργήσουν δευτερογενή ηλεκτρόνια, με τα αρχικά ηλεκτρόνια να δημιουργούν τριτογενείς ιονισμούς.

Εάν ένα ηλεκτρόνιο δημιουργηθεί στην περιοχή ενός ισχυρού, ομογενούς ηλεκτρικού πεδίου, μετά από ελεύθερη διαδρομή $\lambda = \frac{1}{n\sigma}$ [10] , όπου n τα άτομα ανά μονάδα όγκου και σ η ολική διατομή σύγκρουσης ηλεκτρονίων και ατόμων αερίου, θα ιονίσει κάποιο μόριο και θα δημιουργηθεί ζεύγος ιόντος - ηλεκτρονίου. Στο σημείο αυτό υπάρχουν 2 ηλεκτρόνια εντός του πεδίου, καθένα από αυτά ικανό να παράξει ζεύγος ιόντος - ηλεκτρονίου. Έστω n_- ο αριθμός των ηλεκτρονίων σε δεδομένη θέση. Μετά από διαδρομή μήκους dx ο πληθυσμός τους θα έχει αυξηθεί κατά $dx = n_- \alpha dx$. Για $n_- = n_0$ στη θέση $x = 0$ η προηγούμενη σχέση με ολοκλήρωση γίνεται:

$$n_- = n_0 e^{\alpha x}. \quad (5.12)$$

Ο συντελεστής α ονομάζεται πρώτος συντελεστής Townsend [7] .

Ο παράγοντας πολλαπλασιασμού του αερίου ορίζεται ως

$$M = \frac{n_-}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (5.13)$$

ενώ για μη ομογενές ηλεκτρικό πεδίο τροποποιείται σε

$$M = \exp\left(\int_{r_1}^{r_2} \alpha(r) dr\right). \quad (5.14)$$

Τυπικά η εξάρτηση του του συντελεστή Townsend από το ηλεκτρικό πεδίο είναι της μορφής [36] :

$$\frac{\alpha}{P} = A e^{-BP/E} \quad (5.15)$$

όπου A και B σταθερές που εξαρτώνται από τον τύπο του αερίου και το εύρος του ηλεκτρικού πεδίου και P η πίεση.

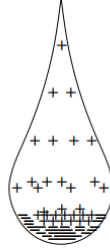
Στην περίπτωση που δεν υπάρχουν ελαστικές συγκρούσεις μεταξύ δύο διαδοχικών ιονισμών ο συντελεστής Townsend μπορεί να οριστεί ως $\alpha_1 = \frac{1}{\lambda}$, ενώ η σχέση 5.15 αφορά στην περίπτωση των γεγονότων με συγκρούσεις μεταξύ δύο διαδοχικών ιονισμών. Κατά συνέπεια η γενικευμένη μορφή του συντελεστή Townsend είναι:

$$\ln M = \int_{r_1}^{r_2} (\alpha_1 + \alpha_2) dr \quad (5.16)$$

όπου α_1 και α_2 , ο πρώτος συντελεστής Townsend για την πρώτη και δεύτερη περίπτωση αντίστοιχα [10] .

Μπορεί να υποτεθεί γραμμική εξάρτηση του α από την ενέργεια του ηλεκτρονίου της μορφής $\alpha = KNEe^-$ όπου N ο μέσος αριθμός των μορίων ανά μονάδα όγκου και K παράγοντας που εξαρτάται από το αέριο και την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου [7].

Ο παράγοντας πολλαπλασιασμού δεν μπορεί να αυξηθεί πέρα από ένα όριο καθώς πέρα από μία τιμή του ηλεκτρικού πεδίου, δευτερεύουσες διαδικασίες όπως φωτοεκπομπή, προκαλούν χιονοστιβάδες σε όλο τον όγκο του αερίου προκαλώντας κατάρρευση της διαδικασίας. Η συνθήκη Raether δίνει το όριο για τον συντελεστή πολλαπλασιασμού πριν την κατάρρευση όταν $\alpha x \approx 20$ που δίνει παράγοντα πολλαπλασιασμού $M = 10^8$ [7].



Σχήμα 5.4.: Σχήμα και κατανομή φορτίων σε μία χιονοστιβάδα Townsend [7].

Λόγω του μηχανισμού δημιουργίας της η χιονοστιβάδα έχει σχήμα σταγόνας (βλ. σχήμα 5.4). Η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων είναι πολύ μεγαλύτερη από αυτή των ιόντων και κατά συνέπεια τα ηλεκτρόνια βρίσκονται στο μέτωπο της χιονοστιβάδας ενώ τα ιόντα βρίσκονται στην ουρά, φθίνοντας σε αριθμό με την ακτινική απομάκρυνση από το κέντρο της χιονοστιβάδας. Τα πρωτογενή ιόντα είναι αυτά που έχουν δημιουργηθεί στον τελευταίο ιονισμό, δηλαδή σε εύρος 1λ.

Energy Resolution του Αναλογικού Απαριθμητή

Το φορτίο Q που αντιστοιχεί σε ένα παλμό του ανιχνευτή εν τη απουσία μη γραμμικών φαινομένων, μπορεί να θεωρηθεί ότι είναι το άθροισμα των φορτίων κάθε χιονοστιβάδας:

$$Q = n_0 e M \quad (5.17)$$

όπου n_0 ο αρχικός αριθμός ηλεκτρονίων. Το πλάτος του παλμού είναι ανάλογο του Q και υπόκειται σε διακύμανση από παλμό σε παλμό. Η στατιστική διακύμανση του Q λόγω διάδοσης σφαλμάτων θα είναι:

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 \quad (5.18)$$

Εφόσον οι χιονοστιβάδες θεωρούνται ανεξάρτητες η στατιστική διακύμανση του M γίνεται:

$$\sigma_M^2 = \left(\frac{1}{n_0}\right)^2 \sum i = 0^{n_0} \sigma_A^2 = \frac{1}{n_0} \sigma_A^2 \quad (5.19)$$

όπου A ο τυπικός αριθμός ηλεκτρονίων χιονοστιβάδας. Η σχέση (5.22) τροποποιείται στην:

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0}\right)^2 + \frac{1}{n_0} \left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 \quad (5.20)$$

Για τη στατιστική διακύμανση, όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη ενότητα, ισχύει η σχέση $\sigma^2 = Fn_0$ οπότε ο πρώτος όρος της εξίσωσης μπορεί να γραφτεί:

$$\left(\frac{\sigma}{n_0}\right)^2 = \frac{F}{n_0}. \quad (5.21)$$

Ο δεύτερος όρος της εξίσωσης αντιπροσωπεύει τη συνεισφορά των διακυμάνσεων στο μέγεθος μιας μεμονωμένης χιονοστιβάδας. Θεωρητικά μπορεί να αποδειχθεί ότι η αναμενόμενη κατανομή των ηλεκτρονίων που δημιουργούνται σε μία χιονοστιβάδα προβλέπεται από την κατανομή Furry [29] :

$$P(A) = \frac{1 - 1/\bar{A}}{A}, \quad (5.22)$$

ενώ εάν η μέση τιμή του αριθμού ηλεκτρονίων $A > 50$, όπως συμβαίνει συνήθως η σχέση απλοποιείται στην:

$$P(A) \approx \frac{e^{-A/\bar{A}}}{\bar{A}} \quad (5.23)$$

και έτσι

$$\left(\frac{\sigma}{\bar{A}}\right)^2 = 1. \quad (5.24)$$

Για ασθενή ηλεκτρικά πεδία, η παραπάνω ανάλυση επιβεβαιώνεται [29] . Αντιθέτως, για ισχυρά ηλεκτρικά πεδία τα φάσματα εμφανίζουν κορυφοειδή κατανομή στην οποία ο αριθμός των low-amplitude γεγονότων είναι χαμηλότερος από την προβλεπόμενη τιμή και η χιονοστιβάδα περιγράφεται καταλληλότερα από την κατανομή Polya:

$$P(A) = \left(\frac{A(1+\theta)}{A}\right)^\theta \exp\left(\frac{-A(1+\theta)}{A}\right) \quad (5.25)$$

όπου θ παράμετρος που σχετίζεται με το κλάσμα ηλεκτρονίων με ενέργεια μεγαλύτερη από την ενέργεια ιονισμού για το συγκεκριμένο αέριο με $0 < \theta < 1$.

Οπότε ο δεύτερος όρος της 5.20 γίνεται

$$\left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 = \frac{1}{A} + b, b = (1+\theta)^{-1} \quad (5.26)$$

ενώ για $A \gg 1$

$$\left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 \approx b. \quad (5.27)$$

Συγκεντρώνοντας τα παραπάνω, η εξίσωση διακύμανσης γίνεται

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \frac{F}{n_0} + \frac{b}{n_0} = \frac{F+b}{n_0} = \frac{W(F+b)}{E}. \quad (5.28)$$

Άρα το στατιστικό όριο για το resolution αναμένεται να μεταβάλλεται με την τετραγωνική ρίζα της εναποτιθέμενης ενέργειας.

5.2.4 Περιοχή Περιορισμένης Αναλογικότητας

Καθώς η τιμή της τάσης αυξάνεται όλο και περισσότερα φορτία παράγονται στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή και καθώς τα ιόντα κινούνται βραδύτερα από τα ηλεκτρόνια, έχουν την τάση να δημιουργούν νέφη θετικού φορτίου μεταξύ των ηλεκτροδίων. Τα νέφη αυτά θωρακίζουν τοπικά το ηλεκτρικό πεδίο και μειώνει το ενεργό ηλεκτρικό πεδίο που νιώθουν τα ηλεκτρόνια και τα υπόλοιπα ιόντα. Σαν αποτέλεσμα η αναλογικότητα του συνολικού αριθμού φορτίων σε σχέση με τα αρχικά δεν μπορεί να διασφαλιστεί και έτσι η περιοχή αυτή ονομάζεται περιοχή περιορισμένης αναλογικότητας.

Καθώς η απώλεια αναλογικότητας συνεπάγεται την απώλεια γραμμικότητας οι ανιχνευτές ακτινοβολίας δεν αξιοποιούνται στην περιοχή αυτή.

Το gain της περιοχής έχει εύρος $10^5 - 10^8$.

5.2.5 Περιοχή Geiger - Mueller

Η επιπλέον αύξηση της τάσης μπορεί να οδηγήσει στην αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου σε τέτοιες τιμές ώστε να δημιουργηθεί μία ιδιαίτερη ισχυρή χιονοστιβάδα στο αέριο και να προκύψει πολύ μεγάλος αριθμός ζευγών φορτίων. Η τιμή της τάσης για την οποία συμβαίνει αυτή η διαδικασία είναι το κατώφλι όπου εκκινεί η λεγόμενη περιοχή Geiger - Mueller, στην οποία μπορούν να μετρηθούν μεμονωμένα εισερχόμενα σωματίδια καθώς καθένα από αυτά προκαλεί κατάρρευση (breakdown) και ισχυρό παλμό.

Εφόσον ο εξερχόμενος παλμός ούτε είναι ανάλογος με την εναποτιθέμενη ενέργεια ούτε εμφανίζει εξάρτηση από το είδος της ακτινοβολίας, οι ανιχνευτές που λειτουργούν σε αυτή την περιοχή δεν είναι κατάλληλοι για φασματοσκοπία.

Οι ανιχνευτές αυτοί χαρακτηρίζονται από μεγάλο νεκρό χρόνο λόγω του ότι η ενδεχόμενη συσσώρευση θετικού φορτίου μειώνει το εσωτερικό ηλεκτρικό πεδίο σε τιμές για τις οποίες δεν συμβαίνει πολλαπλασιασμός και έτσι όσα καινούρια ζεύγη φορτίων δημιουργηθούν δεν πολλαπλασιάζονται και δεν παράγεται παλμός. Ο ανιχνευτής ξαναλειτουργεί όταν η πλειοψηφία των θετικών φορτίων συλλεχθούν από τα ηλεκτρόδια.

Ο πολλαπλασιασμός φορτίων σε έναν ανιχνευτή τύπου GM είναι τόσο ισχυρός που του έχει δοθεί η ονομασία κατάρρευση του αερίου. Όταν τα βραδύτερα θετικά ιόντα προσπέσουν στην κάθοδο, απελευθερώνουν επιπλέον ιόντα από το υλικό της καθόδου προς το αέριο εντός του ενεργού όγκου. Η αποτελεσματικότητα γ της διαδικασίας αυτής είναι συνήθως μικρότερη του 10% και η παράμετρος γ είναι γνωστή ως δεύτερος συντελεστής Townsend.

Για όχι υψηλές τιμές τάσης ο γ δεν είναι αρκετά μεγάλος ώστε να επηρεάσει σημαντικά τον πληθυσμό φορτίου. Σε υψηλότερες τιμές τάσης όμως, οι δευτερεύουσες εκπομπές ιόντων αυξάνονται και η γραμμικότητα εξερχόμενου παλμού και τάσης συμβιβάζεται. Επιπλέον αύξηση στην τάση δύναται να οδηγήσει στο σχηματισμό σπινθήρων το αέριο. Σε αυτό το σημείο το ρεύμα φτάνει πολύ υψηλές τιμές και το πλάτος του παλμού γίνεται ανεξάρτητο από τον αρχικό αριθμό των ζευγών φορτίων.

Μπορεί να αποδειχθεί ότι όταν οι σπινθηρισμοί συμβαίνουν ανεξάρτητα από το βαθμό ιονισμού του αερίου η εξίσωση του παράγοντα πολλαπλασιασμού γίνεται [11] :

$$M = \frac{e^{ax}}{1 - \gamma(e^{ax} - 1)} \quad (5.29)$$

όπου α και γ ο πρώτος και δεύτερος συντελεστής Townsend αντίστοιχα. Το ανώμαλο σημείο για το οποίο ο παρανομαστής μηδενίζεται αντιπροσωπεύει το breakdown στο οποίο το ρεύμα θεωρητικά γίνεται άπειρο και παρατηρείται για πάρα πολύ υψηλές τάσεις.

Το gain της περιοχής έχει εύρος $10^8 - 10^9$.

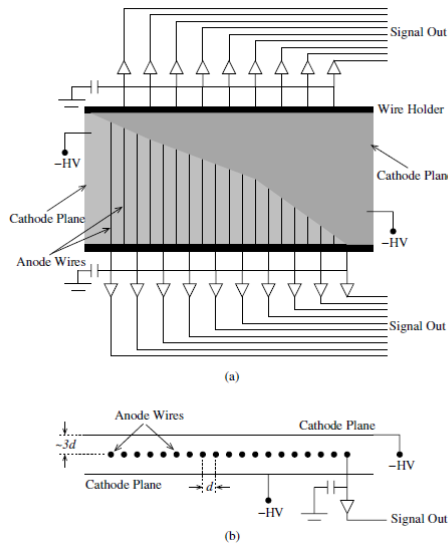
5.2.6 Περιοχή Συνεχούς Ηλεκτρικής Εκκένωσης

Η διαδικασία breakdown που συναντήθηκε στην προηγούμενη υποενότητα μπορεί να εξελιχθεί σε διαδικασία συνεχούς ηλεκτρικής εκκένωσης εάν η τάση ανέλθει σε ιδιαίτερα ψηλές τιμές. Η εκκένωση ξεκινάει μόλις συμβεί έστω και ένας ιονισμός και δεν μπορεί να ελεγχθεί εάν δεν μειωθεί η τιμή της τάσης. Στην περιοχή αυτή μπορεί να αναπτυχθούν εκτενείς σπινθήρες μεταξύ των ηλεκτροδίων οι οποίοι μπορούν να καταστρέψουν τον ανιχνευτή. Κανένας ανιχνευτής ακτινοβολίας δεν λειτουργεί ομαλά σε αυτήν την περιοχή και πρέπει να διασφαλίζεται ότι η τιμή της τάσης παραμένει κάτω από το κατώφλι της συγκεκριμένης διαδικασίας.

Το gain της περιοχής αυτής έχει τιμές μεγαλύτερες του 10^9 .

5.2.7 Πολυκαναλικός Αναλογικός Απαριθμητής

Ο Πολυκαναλικός Αναλογικός Απαριθμητής (Multiwire Proportional Counter - MW-PC) είναι τύπος ανιχνευτή αερίου σχεδιασμένος να λειτουργεί στην αναλογική περιοχή, με ευαισθησία στη θέση ιονισμού των μορίων του αερίου και ο οποίος αποτελείται από σειρά καλωδίων που λειτουργούν ως επιμέρους ανιχνευτές. Τα καλώδια λειτουργούν ως άνοδοι και διατάσσονται σε ένα επίπεδο στρώμα προς αντίθεση της θέσης των εισερχόμενων σωματιδίων και το οποίο είναι τοποθετημένο μεταξύ δύο επίπεδων καθόδων που διατηρούνται σε αρνητικό δυναμικό σε σχέση με την άνοδο που είναι γειωμένη.



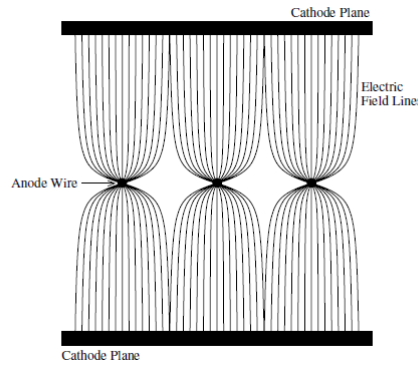
Σχήμα 5.5.: a) κάτοψη και b) πρόσοψη ενός πολυκαναλικού αναλογικού απαριθμητή [4].

Κάθε καλώδιο συμπεριφέρεται σαν ανεξάρτητος αναλογικός ανιχνευτής και μπορεί να διαβαστεί ξεχωριστά.

Το κενό μεταξύ των καλωδίων ανόδου (pitch) καθορίζει την ικανότητα ανάλυσης θέσης του ανιχνευτή [4], ενώ η τυπική τιμή του είναι στα 2 με 3 mm. Οι κάθοδοι χωρίζονται μεταξύ τους τυπικά με απόσταση εξάπλάσια του pitch. Η διάμετρος των καλωδίων είναι περίπου 20μm και έτσι δημιουργείται υψηλή βαθμίδα δυναμικού ως προς την κάθοδο. Το δυναμικό σε κάθε σημείο του ενεργού όγκου του ανιχνευτή έχει τη μορφή:

$$V(x, y) = \frac{-q}{4\pi\epsilon_0} \ln[4\sin^2(\frac{\pi x}{s}) + 4\sinh^2(\frac{\pi y}{s})] \quad (5.30)$$

όπου q το φορτίο του κάθε καλωδίου και s η απόσταση του φορτίου από τον άξονα του καλωδίου. Κοντά στην άνοδο η τιμή του δυναμικού πρέπει να είναι τέτοια ώστε να προκαλεί σχηματισμό χιονοστιβάδων Townsend. Οι δυναμικές γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου φαίνονται στην εικόνα 5.6. Η τιμή του πεδίου είναι αρκετά μεγάλη κοντά στην άνοδο από όπου εκκινεί η χιονοστοβάδα.



Σχήμα 5.6.: Ηλεκτρικές δυναμικές γραμμές εντός του ενεργού όγκου ενός πολυκαναλικού αναλογικού απεριθμητή [4].

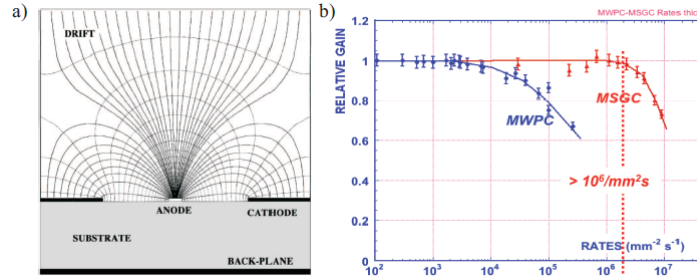
Τα ιόντα που παράγονται κατευθύνονται προς την κάθοδο ενώ τα ηλεκτρόνια προς την άνοδο.

Η διάχυση (spread) της χιονοστιβάδας μπορεί να προκαλέσει αλλοίωση στην ευαισθησία του απεριθμητή ως προς την ανίχνευση θέσης. Για αυτόν το λόγο χρησιμοποιούνται τα λεγόμενα αποσβεστικά αέρια (quenching gasses) έτσι ώστε να κατασταλλεί η αύξηση του πληθυσμού των φορτίων μέσω πολλαπλασιασμού με την απορρόφησή τους από τα μόρια του αερίου [4].

5.2.8 Micropattern Gaseous Detectors

Η αντικατάσταση των εκατών καλωδίων ανόδου στον κύριο όγκο των MWPC από λωρίδες (strips) συγκεκριμένου υλικού τοποθετημένες πάνω σε μονωτικές ή ημιαγώγιμες επιφάνειες οδήγησε στην απλοποίηση της κατασκευής των ανιχνευτών και στη βελτίωση και σταθεροποίηση της απόδοσής τους. Η εξέλιξη των ανιχνευτών αυτών ήταν η αξιοποίηση

τεχνικών μικροηλεκτρονικής που απλοποίησε σημαντικά την κατασκευή τους και πυροδότησε μία σειρά εφευρέσεων όπως οι ανιχνευτές Microgap, MicroMeGas και GEM οι οποίοι φέρουν την ονομασία Micropattern Gaseous Detectors (MPGD) ή Microstrip Gaseous Detectors (MSGD).



Σχήμα 5.7.: a) σχηματική αναπαράσταση και ηλεκτρικό πεδίο ενός MSGC, b) σύγκριση ρυθμού αντίχνησης MWPC και MSGC [27] .

Όλοι οι ανιχνευτές αυτού του τύπου έχουν υψηλή διακριτικότητα και χαρακτηρίζονται από μικρές αποστάσεις μεταξύ ανόδου και ηλεκτροδίων καθόδου, μικρότερες του ενός χιλιοστού [34] .

Τα κύρια πλεονεκτήματα αυτού του τύπου των ανιχνευτών είναι η μεγάλη ακρίβεια στον προσδιορισμό της θέσης λόγω της γεωμετρίας τους και ο υψηλός ρυθμός αντίχνησης και μεγάλη ευκρίνεια χρόνου λόγω της μικρής απόστασης των ηλεκτροδίων.

Τυπικά δείγματα MPGD χαρακτηρίζονται από ένα μοτίβο εναλασσόμενων λεπτών λωρίδων ανόδου (10μm) και παχύτερων λωρίδων καθόδου με ενδιάμεσο κενό (pitch) της τάξεως των 100 μm όπως φαίνεται στην εικόνα 5.7. Με τη βοήθεια φωτολιθογραφικών διαδικασιών λεπτές μεταλλικές δομές εναποτίθενται σε γυάλινες επιφάνειες και εφόσον εφαρμοστεί επαρκής τάση μεταξύ ανόδου και καθόδου τότε δημιουργείται ισχυρό διπολικό πεδίο στην εγγύς περιοχή των ηλεκτροδίων ανόδου.

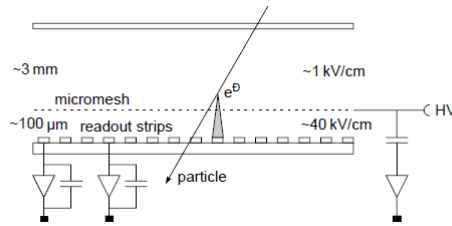
Για τέτοιες τιμές πεδίων ακολουθεί ενίσχυση λόγω φαινομένου χιονοστιβάδας και χάρις στην κοντινή τοποθέτηση των ηλεκτροδίων ανόδου - καθόδου τα ιόντα που παράγονται από τη χιονοστοβάδα Townsend μπορούν να ουδετεροποιηθούν πολύ γρήγορα και έτσι να ανιχνεύεται σημαντικά μεγαλύτερη ροή ιόντων (βλ. 5.7-β).

Τα strips είναι αρκετά ευαίσθητα σε ακαριαίες εκφορτίσεις, ιδιαίτερα προερχόμενες από υψηλής συγκέντρωσης φορτία. Επίσης έχει παρατηρηθεί ότι με την πάροδο του χρόνου οι MPGS έχουν την τάση να αποδίδουν μικρότερα gain.

Για την αντιμετώπιση των προβλημάτων ευαισθησίας που προκύπτουν από τη σμίκρυνση έχουν προταθεί και ελεγχθεί αρκετές γεωμετρίες ηλεκτροδίων όπως οι θάλαμοι Microgap , Microdot και MicroPics [27] , οι δύο δημοφιλέστερες εκδοχές αυτού του τύπου ανιχνευτών ,όμως, είναι ο Micromegas και ο GEM (Gas Electron Multiplier).

Το σχεδιάγραμμα του MicroMeGas (Micromesh Gaseous Structure, MM) φαίνεται στην εικόνα 5.8. Τα ηλεκτρόνια που προέρχονται από ιονισμούς στο χώρο μετατροπής (conversion gap) εύρους 2-5mm συμπαρασύρονται στο χώρο πολλαπλασιασμού (multiplication gap), εύρους 50-100μm, ο οποίος ορίζεται από ένα λεπτό πλέγμα καθόδου και από μια δομή ανόδου

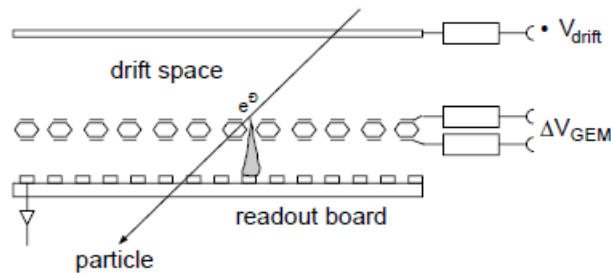
όπου βρίσκονται τα readout strips. Η απόσταση μεταξύ ανόδου και καθόδου διατηρείται σταθερή με τη βοήθεια διηλεκτρικών υποστηλωμάτων (pillars) τοποθετημένα με pitch της τάξης του 1 mm.



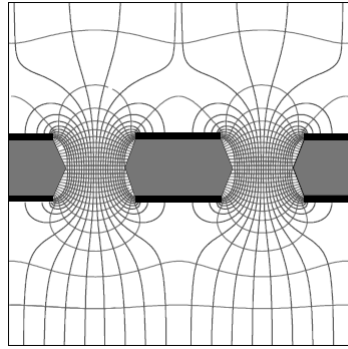
Σχήμα 5.8.: Σχηματική αναπαράσταση ενός ανιχνευτή Micromegas [39] .

Το υψηλό ηλεκτρικό πεδίο στο multiplication gap (30 - 80 kV/cm) εξασφαλίζει ενίσχυση της τάξης του 10^5 [39] και καθώς η πλειοψηφία των ιόντων που παράγονται από την χιονοστιβάδα Townsend συλλέγονται από την κάθοδο, ο MM παρουσιάζει αξιόλογη ικανότητα ρυθμού ανίχνευσης [39] . Ο συγκεκριμένος τύπος ανιχνευτή αποτελεί το θέμα του επόμενου κεφαλαίου και θα αναλυθεί εκτενέστερα σε αυτό.

Μία άλλη συσκευή που παρέχει πολλαπλασιασμό φορτίου είναι ο Gas Electron Multiplier (GEM), ο οποίος αποτελείται από ένα μονωτικό λεπτό φύλλο πολυιμιδίου (kardon) πάχους 5μm τοποθετημένο ανάμεσα σε 2 λεπτά μεταλλικά φίλμ. Η δομή αυτή διαθέτει οπές διαμέτρου 50-100μm με pitch 100-200μm. Τα μεταλλικά φίλμ βρίσκονται σε διαφορετικά ηλεκτρικά δυναμικά και έτσι επιτρέπεται ο πολλαπλασιασμός φορτίου στις οπές. Η διάταξη ενός GEM και η κατανομή ηλεκτρικού πεδίου φαίνονται στα σχήματα 5.9,5.10. Ένας ανιχνευτής τύπου GEM διαθέτει μία κάθοδο και μία άνοδο στη οποία βρίσκεται το σύστημα readout, διαχωριζόμενες από στρώσεις GEM.



Σχήμα 5.9.: Διάταξη ανιχνευτή GEM [39] .



Σχήμα 5.10.: Κατανομή ηλεκτρικού πεδίου σε ανιχνευτή GEM [39]

Τα ηλεκτρόνια καθοδηγούνται από το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή ολίσθησης (drift region) προς τις στρώσεις GEM όπου υφίστανται ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο και εκκινεί η διαδικασία σχηματισμού χιονοστιβάδας. Η πλειοψηφία αυτών των ηλεκτρονίων θα ολισθήσει στην άνοδο ενώ τα αντίστοιχα ιόντα θα συλλεχθούν από τα ηλεκτρόδια στους GEM.

Η χρήση πέραν τις μίας στρώσης GEM αυξάνει την ολική ενίσχυση της διάταξης ενώ ταυτόχρονα η σχετικά χαμηλή ενίσχυση κάθε σταδίου παρέχει μεγαλύτερη σταθερότητα και υψηλότερο κατώφλι εκφόρτισης [39, 27] .

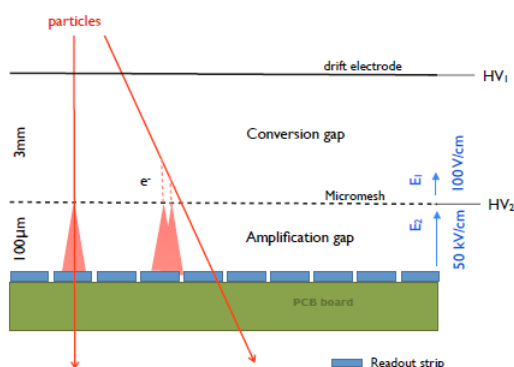
6. Ανιχνευτές Micromegas

6.1 Αρχή Λειτουργίας του Micromegas

Οι ανιχνευτές Micromegas (MicroMesh Gaseous Structures) είναι τύπου micropattern ανιχνευτές με ευαισθησία στον προσδιορισμό θέσης ιονισμού των σωματιδίων ακτινοβολίας, που δουλεύουν στην αναλογική περιοχή και που αναπτύχθηκαν στα μέσα της δεκαετίας του '90 από τους Giomataris, Charpak, Rebourgeard και Robert [19].

Όπως αναφέρθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο, ο Micromegas αναπτύχθηκε λόγω των περιορισμών που έφεραν οι μέχρι τότε δημοφιλείς MWPC στην χωρική διακριτική ικανότητα (spacial resolution) λόγω των καλωδίων που ήταν της τάξεως του 1mm καθώς και το συμβιβασμό στην ικανότητα ανίχνευσης παρουσία μεγάλων ροών σωματιδίων (flux capability) η οποία περιοριζόταν από τη συγκέντρωση του θετικού χωρικού φορτίου, λόγω χαμηλής ταχύτητας ολίσθησης των ιόντων, με τυπικό drift time μερικά microseconds.

Η κατασκευή του Micromegas που ήρθε να δώσει λύση στα παραπάνω προβλήματα, έγινε εφικτή με την αξιοποίηση των λιθογραφικών τεχνικών που ήταν ήδη γνωστές από της αρχές της δεκαετίας του '90 και είχαν ήδη οδηγήσει στην ανάπτυξη των ανιχνευτών αερίου με τεχνολογία microstrip (Microstrip Gaseous Detectors).



Σχήμα 6.1.: Σχηματική αναπαράσταση ενός τυπικού ανιχνευτή Micromegas [33]

Η τυπική μορφή του Micromegas φαίνεται στην εικόνα 6.1. Πρόκειται για μια εκδοχή σε σμίκρυνση ενός ασύμμετρου ανιχνευτή παράλληλων πλακών δύο σταδίων, όπου στο πρώτο στάδιο λαμβάνει χώρα ο ιονισμός και στο δεύτερο ο πολλαπλασιασμός των φορτίων. Η καινοτομία που επιτρέπει τη λειτουργία σε δύο στάδια είναι μια λεπτή δομή σχαροειδούς

διαμόρφωσης (grid), το micromesh, το οποίο τοποθετείται μεταξύ του ηλεκτροδίου ολίσθησης (drift) και της ανόδου.

Το micromesh διαχωρίζει το χώρο μετατροπής (conversion gap) τυπικού πάχους 3mm από τον χώρο ενίσχυσης (amplification gap) τυπικού πάχους 100μm, έτσι η ενίσχυση γίνεται μεταξύ του micromesh που λειτουργεί ως κάθοδος και του επιπέδου όπου τοποθετούνται οι λωρίδες ανίχνευσης (readout strips) που λειτουργεί ως άνοδος. Τα δύο αυτά επίπεδα ορίζουν το amplification gap, το οποίο διατηρείται στεθερό με μονωτικά υποστυλώματα.

Η δομή αυτή επιτρέπει, με την εφαρμογή λογικών τιμών τάσεων στα τρία ηλεκτρόδια, την ανάπτυξη υψηλού ηλεκτρικού πεδίου στο amplification gap και χαμηλού πεδίου στο conversion gap, με το λόγο του πρώτου προς το δεύτερο, έστω ξ , να μεταβάλλεται ώστε να βελτιστοποιείται η λειτουργία του ανιχνευτή. Ο λόγος πρέπει να έχει αρκετά μεγάλη τιμή ώστε να εξασφαλίζεται το ότι τα ιόντα θα συλλέγονται στο micromesh και ελάχιστα θα διαφεύγουν στο conversion gap.

Στην πρωτότυπή του μορφή ο Micromegas κατασκευάζεται από ένα λεπτό ηλεκτροδιαμορφωμένο micromesh νικελίου πάχους 3μm και απόστασης οπών (pitch) 25μm, το οποίο τεντώνεται και κολλάται σε ένα κινητό σκελετό από ίνες χαλαζία με pitch 2mm ο οποίος τοποθετείται πάνω στην άνοδο [19].

Για να διατηρηθεί ομογενές το amplification gap, μικρά υποστυλώματα πάχους 100μm (πάχους ίδιας τιμής με το πάχος του amplification gap) σταθεροποιούνται πάνω στα strips της ανόδου με καθιερωμένες τεχνικές τύπωσης κυκλώματος σε πλακέτα (Printed Circuit Board - PCB) [5].



Σχήμα 6.2.: Τα kapton pillars, που υποβαστάζουν το micromesh και διασφαλίζουν την ομοιογένεια του amplification gap [5].

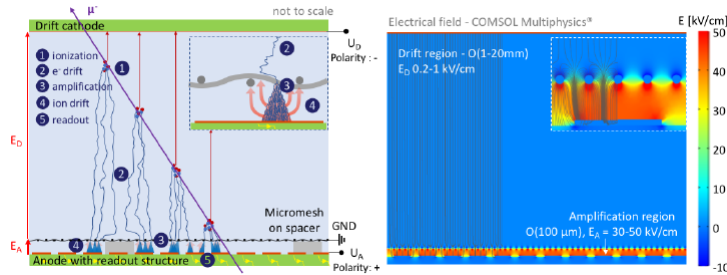
Στο ηλεκτρόδιο της ανόδου τα strips που είναι λωρίδες χαλκού επιχρυσωμένες και από τις δύο πλευρές πάχους 250μm με pitch 200μm τοποθετούνται σε υπόστρωμα πάχους 1mm. Το ηλεκτρόδιο drift υψηλής διαφάνειας είναι κατασκευασμένο επίσης από νικέλιο με πάχος 100μm και ο όλος όγκος που περιέχει το αέριο βρίσκεται σε δοχείο από ανοξείδωτο ατσάλι [19].

Για τη μείωση του υλικού που χρησιμοποιείται υιοθετείται και μία άλλη τεχνική κατασκευής με χρήση στρώματος kapton κάτω από το mesh grid, το οποίο απομακρύνεται με λιθογραφικές τεχνικές εγχάραξης μεγάλης ακριβείας και αφήνει πίσω τα λεγόμενα kapton pillars (βλ. εικόνα 6.2) που λειτουργούν ως υποστυλώματα για το amplification gap [19], [5].

Η διαμόρφωση σήματος σε έναν ανιχνευτή Micromegas συμβαίνει ως εξής: τα ηλεκτρό-

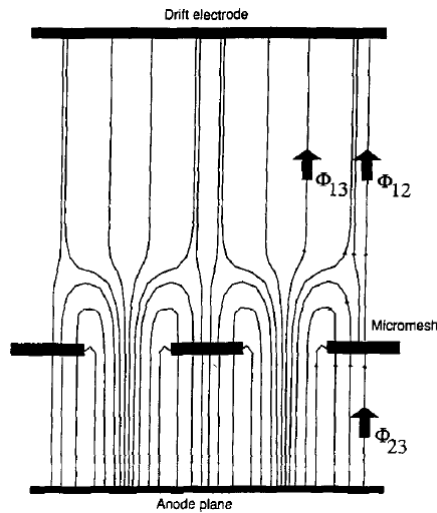
να ιονισμού ολισθαίνουν εντός του conversion gap, μεταφέρονται λόγω ηλεκτρικού πεδίου μέσα από το καθοδικό micromesh στο μικρό amplification gap όπου πολλαπλασιάζονται μέσω φαινομένου χιονοστιβάδας, υπό την επίδραση ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου. Τα νέφη ηλεκτρονίων συλλέγονται από τα strips της ανόδου.

Τα ιόντα από την άλλη μεριά, οδηγούνται και αυτά από το ηλεκτρικό πεδίο του conversion gap στο micromesh από όπου και συλλέγονται, έχοντας να διανύσουν μικρότερη διαδρομή από τα ηλεκτρόνια, έτσι ώστε να αποφευχθεί η συγκέντρωσή τους μιας και έχουν χαμηλές ταχύτητες ολίσθησης συγκριτικά με τα ηλεκτρόνια. Το συνολικό φορτίο που συλλέγεται από τα δύο ηλεκτρόδια είναι ίσο, όπως επιβάλλει το ομογενές ηλεκτρικό πεδίο.



Σχήμα 6.3.: Αναπαράσταση της διαμόρφωσης σήματος σε έναν ανιχνευτή Micromegas [30] .

Έχει σημασία το ηλεκτρικό πεδίο να είναι ομογενές και στους 2 χώρους του ανιχνευτή ώστε η συλλογή φορτίων να γίνεται σωστά. Το σχήμα του πεδίου διαταράσσεται κοντά στις οπές του micromesh λόγω της ασύμμετρης γεωμετρίας, και η παράμετρος ξ πρέπει να μεταβληθεί ώστε να γίνεται γρήγορη συλλογή των ιόντων ώστε να αποφεύγεται η συμφώρηση θετικού χωρικού φορτίου που οδηγεί σε μεγάλους νεκρούς χρόνους.



Σχήμα 6.4.: Σχηματική αναπαράσταση των δυναμικών γραμμών του ηλεκτρικού πεδίου στους χώρους του ανιχνευτή [19] .

Για μεγάλες τιμές του ξ , όπως φαίνεται στην εικόνα 6.4, ο ανιχνευτής λειτουργεί με κανονική ροή φορτίου, δηλαδή η πλειοψηφία των δυναμικών γραμμών του πεδίου του conversion gap περνούν μέσα από τις οπές του mesh και έτσι συντελείται πλήρης μετάδοση ηλεκτρονίων. Αντίστοιχα, οι περισσότερες δυναμικές γραμμές της ανόδου τερματίζουν στο micromesh οπότε τα ιόντα των χιονοστιβάδων θα συλληχθούν από αυτό με μεγάλη απόδοση. Για αρκετά μεγάλες τιμές του ξ η διαφάνεια του micromesh στα ηλεκτρόνια είναι πολύ κοντά στο 1 και η energy resolution κοντά στο 14% του FWHM [19] .

6.1.1 Bulk Micromegas

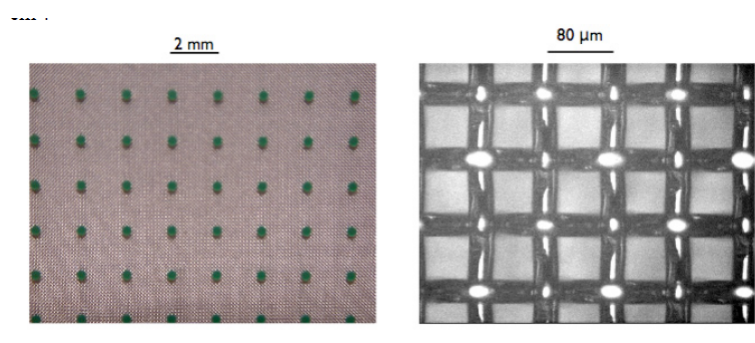
Η μεγαλύτερη πρόκληση που έφερε ο ανιχνευτής Micromegas, όσον αφορά την αξιοποίησή του σε πειράματα, είναι η μεγάλη ακρίβεια που απαιτείται στην τεχνική κατασκευής του [18] . Συγκεκριμένα, το τέντωμα και η συγκόλληση του mesh στον ευέλικτο σκελετό και η τοποθέτησή τους πάνω στα pillars πρέπει να γίνει με τέτοιο τρόπο ώστε να εξασφαλιστεί η επιπεδότητα του mesh και η παραλληλότητά του ως προς την άνοδο.

Η εφαρμογή υψηλής τάσης στα ηλεκτρόδια καθόδου και ανόδου, μετά τη συγκόλληση του mesh το τραβάει προς τα κάτω και η επιπεδότητά του καθορίζεται από το ύψος των pillars με ακρίβεια 10 μm [18] . Αυτή η τεχνική κατασκευής, εκτός του ότι είναι αρκετά δύσκολη, προϋποθέτει για τη διάδοση της χρήσης της, την ικανότητα εργαστηρίων όπως το Saclay και το Cern να παρέχουν καλά πρωτότυπα [18] .

Επίσης, για την χρήση του Micromegas σε high rate πειράματα με ανάγκες ανιχνευτών μεγάλων επιφανειών, το κόστος υλικών και κατασκευής πρέπει να είναι αρκετά χαμηλό και οι νεκρές περιοχές του ανιχνευτή να ελαχιστοποιούνται.

Στο έδαφος των παραπάνω ζητημάτων, αναπτύχθηκε μια νέα μορφή κατασκευής του ανιχνευτή, η λεγόμενη bulk τεχνική, η οποία επιτρέπει την κατασκευή ανιχνευτών Micromegas μεγάλης επιφάνειας με μικρό περιθώριο καταστροφής τους κατά τη διαδικασία παραγωγής.

Στην bulk μέθοδο, τα ηλεκτρόδια ανόδου και καθόδου και το ενδιάμεσο amplification gap κατασκευάζονται ως ενιαίο κομμάτι, με την ενθυλάκωση του mesh σε φωτοανθεκτικό στρώμα υλικού [30] .



Σχήμα 6.5.: Τα pillars και το woven mesh ενός bulk Micromegas [18]

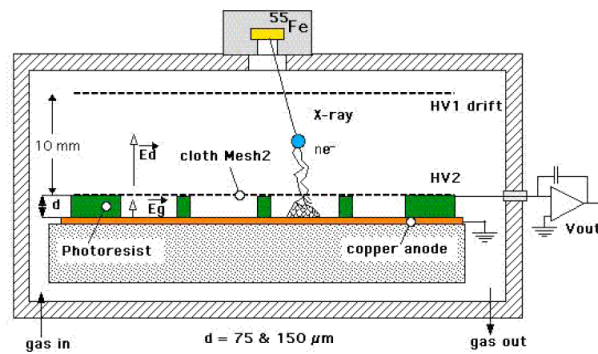
Συγκεκριμένα, το micromesh αποτελείται από μια ύφανση μεταλλικών καλωδίων (woven mesh) σε αντίθεση με το ηλεκτρομορφοποιημένο mesh που απαιτεί η παραδοσιακή μέθοδος,

με υποψήφια μέταλλα για την κατασκευή το σίδηρο, χαλκό, τιτάνιο, νικέλιο και άλλα, που είναι φθηνά και διαθέσιμα. Επι πλέον, το mesh γίνεται πιο εύρωστο και λιγότερο ευπαθές στο τέντωμα και γενικότερα στο χειρισμό [18] , [5] .

Στην εικόνα 6.5 φαίνεται το woven mesh και τα pillars ενός πρώτυπου bulk Micromegas με ύφανση από ανοξείδωτο ατσάλι, καλωδίων διαμέτρου 30 μm με pitch 80 μm .

Για την κατασκευή του bulk Micromegas, το woven mesh ενθυλακώνεται σε φιλμ φωτοανθεκτικού υλικού κατάλληλου πάχους και έπειτα η δομή αυτή ενσωματώνεται υπό υψηλή θερμοκρασία με την άνοδο, η οποία φέρει τα strips χαλκού, έτσι ώστε οι τρεις στρώσεις να συνθέτουν μία ενιαία δομή.

Στη συνέχεια το φωτοανθεκτικό υλικό χαράζεται με φωτολιθογραφικές μεθόδους ώστε να δημιουργηθούν τα pillars σε κυλινδρικό σχήμα διαμέτρου 400 μm με pitch 2mm (βλ. εικόνα 6.5).



Σχήμα 6.6.: Σχηματική αναπαράσταση ενός bulk Micromegas ανιχνευτή [18]

Το τελικό αποτέλεσμα του ανιχνευτή φαίνεται στην εικόνα 6.6. Για τυπικές τιμές amplification gap 128 μm , ο bulk Micromegas πετυχαίνει gain της τάξης του 2×10^4 και energy resolution στο 20% του FWHM [18] .

Η αύξηση του amplification gap ενός bulk Micromegas που επιτρέπει μεγαλύτερο gain και άρα καλύτερο signal - to - noise ratio και καλύτερη χωρική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή [14] , έχει ίδια αποδοχή στο energy resolution [6] .

6.1.2 Microbulk Micromegas

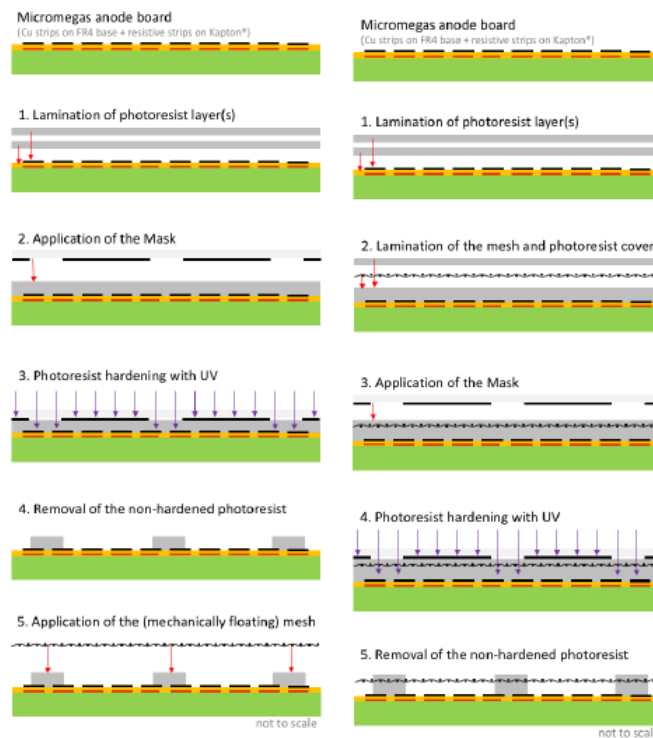
Η ανάπτυξη της τεχνικής bulk άνοιξε το δρόμο για την ευρύτερη χρήση των ανιχνευτών Micromegas χωρίς τον κίνδυνο επισφαλούς κατασκευής, αλλά οι ανάγκες διαφόρων πειραμάτων για ανιχνευτές χαμηλού υποβάθρου και χαμηλού κατωφλίου μετρήσεων όπως το CAST για την ανίχνευση αξιονίων [3] , ToF για τη μέτρηση ενεργών διατομών νετρίνων [16] και το COMPASS για τη μέτρηση της πόλωσης των πυρηνικών γλουονίων [16] , με καλύτερη χωρική και ενεργειακή διακριτική ικανότητα καθώς και δυνατότητα κατασκευής ενός X - Y readout συστήματος, οδήγησαν στην ανάπτυξη μιας νέας γενιάς bulk ανιχνευτών, τους λεγόμενους microbulk.

Στην τεχνική microbulk χρησιμοποιείται ένα λεπτό φύλλο πολυιμιδίου με λεπτή επίστρωση ελασμάτων χαλκού και από τις δύο πλευρές που επικολλάται σε άκαμπτο υπόστρωμα που παρέχει υποστήριξη στη μικροδομή και φέρει τα strips ή pads της ανόδου. Ένα έλασμα από φωτοανθεκτικό υλικό ενώνεται με το πολυιμίδιο και φωτίζεται με ακτίνες UV ώστε να παραχθεί η μάσκα.



Σχήμα 6.7.: Τα kapton pillars της τεχνικής floating mesh [5] .

Έπειτα με κατάλληλες λιθογραφικές τεχνικές αφαιρείται ο χαλκός και η εναπομείνουσα δομή αποτελεί το mesh [23] .



Σχήμα 6.8.: Οι δύο διαφορετικές τεχνικές διαδικασίας κατασκευής ενός microbulk Micromegas [30] .

Τέλος χαράσσονται και αφαιρούνται μέρη του πολυιμιδίου ώστε να δημιουργηθούν τα pillars ακριβώς κάτω από τα εναπομείναντα μέρη χαλκού του mesh [5] , τα οποία ορίζουν

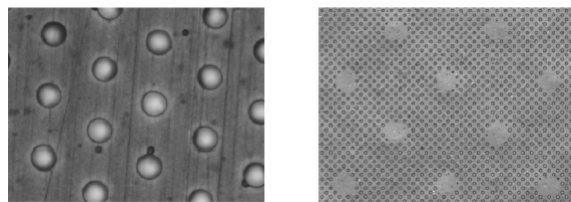
amplification gap της τάξης των 50 μm , που είναι κατά πολύ μικρότερο από αυτό των bulk, ενώ διατηρούν τη λογική της ενιαίας δομή mesh - ανόδου.

Μια παραλλαγή της ίδιας τεχνικής, παράγει τον λεγόμενο floating mesh Micromegas κατά την οποία φωτίζεται με ακτίνες UV περισσότερη επιφάνεια των συγκερασμένων στρώσεων ελάσματος - πολυιμιδίου ώστε να παραμείνουν copper spots διαμέτρου 200 μm και ακριβώς κάτω από αυτά κυλινδρικά pillars ίδιας διαμέτρου και pitch [23], όπως φαίνεται στην εικόνα 6.7.

Στην περίπτωση αυτή το mesh δεν συγκολλάται με κάποιο υλικό, αλλά πιέζεται πάνω στα pillars και η ηλεκτροστατική δύναμη που αναπτύσσεται λόγω διαφοράς δυναμικού στο mesh και στην άνοδο ισχυροποιεί την επικάλυψη του mesh πάνω στα pillars και το κρατά σε καλά καθορισμένη θέση. Λόγω έλλειψης μηχανικής σταθεροποίησης στην περιοχή του ενεργού όγκου του ανιχνευτή, η τεχνική αυτή αναφέρεται ως floating mesh [30]. Σύγκριση της διαδικασίας των δύο τεχνικών αυτών φαίνεται στην εικόνα 6.8.

Ας σημειωθεί ότι και στις δύο τεχνικές το amplification gap είναι πιο ομογενές από τον κλασικό Micromegas και οι δικυμάνσεις των χιονοστιβάδων περιορίζονται ώστε ο ανιχνευτής να έχει καλύτερη ενεργειακή διακριτική ικανότητα [23]. Επίσης αποφεύγεται κατά πολύ ο νεκρός χώρος καθώς τα pillars βρίσκονται ακριβώς κάτω από τα copper spots και έτσι επιτυγχάνεται ποσοστό ευαίσθητης περιοχής της τάξης του 99% [30], [5].

Ο microbulk είναι λιγότερο ευαίσθητος στις διακυμάνσεις πίεσης του αερίου λόγω μικρότερου amplification gap [5] και τα υλικά από τα οποία είναι φτιαγμένος, δηλαδή ο χαλκός και το kapton διακρίνονται για υψηλή καθαρότητα στην παραγωγή ραδιενέργειας (radiopurity) της τάξης των 0,1 $\mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ [25].



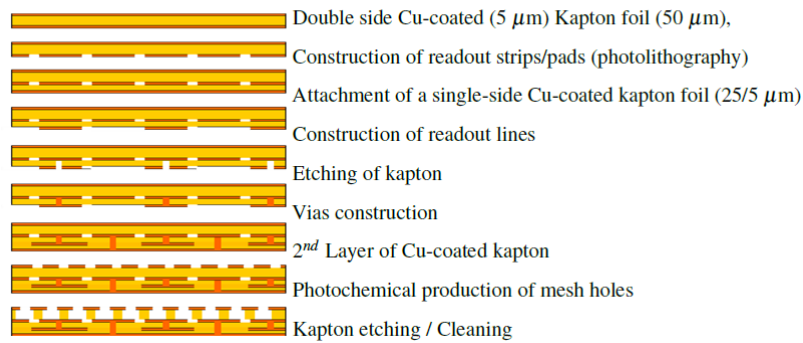
Σχήμα 6.9.: Κάτοψη των micromesh για τις δύο τεχνικές microbulk [23].

Οι τελευταίες γενιές microbulk αποδίδουν πειραματικό energy resolution στα 11% του FWHM [9], ενώ σε έλεγχο παλαίωσης ενός έτους δεν έχει βρεθεί παρατηρήσιμη αλλοίωσή του ανιχνευτή, με το energy resolution να βρίσκεται στο 13% του FWHM [9].

Τα τεχνικά χαρακτηριστικά του, κάνουν τον microbulk Micromegas κατάλληλο ανιχνευτή για πειράματα αστροσωματιδιακής φυσικής χαμηλού υποβάθρου [17] όπως η ανίχνευση μη βαρυονικής ύλης (MIMAC project - [24]) και άλλα πειράματα που αφορούν τα λεγόμενα σπάνια γεγονότα (rare events) όπως η διπλή διάσπαση- β με την οποία ασχολείται το T - REX project [25], [8].

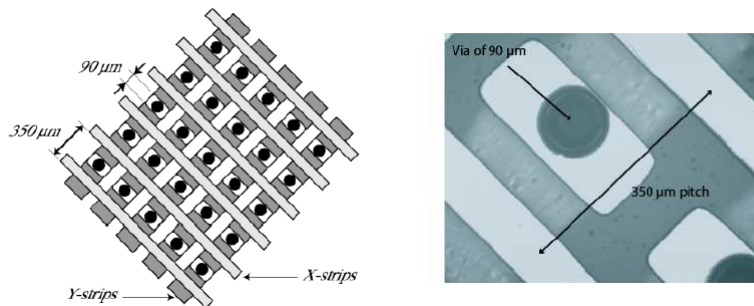
Από τα πειράματα χαμηλού υποβάθρου, το πρώτο που αξιοποίησε τη δυνατότητα κατασκευής microbulk Micromegas με X - Y readout δομή, ήταν το CAST το οποίο, όπως αναφέρθηκε ασχολήθηκε με την ανίχνευση αξιονίων [2], [13]. Στην εικόνα 6.10 φαίνεται

η τεχνική κατασκευής του.



Σχήμα 6.10.: Κατασκευή microbulk με δομή readout δύο διαστάσεων [5] .

Τα ζητήματα που παρουσιάζει ένας τέτοιος ανιχνευτής x-y ανάγνωσης είναι η λεπτεπίλεπτη μορφολογία του και συνεπώς η ευθραυστότητα που παρουσιάζεται κατά τη διαδικασία κατασκευής. Επίσης, μπορεί να παρατηρηθούν φαινόμενα crosstalk μεταξύ των x και y strips ώστε να επηρεαστεί η πειραματική ενεργειακή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή [5] .



Σχήμα 6.11.: Σχηματική αναπαράσταση ενός x y readout microbulk [3] .

6.1.3 Resistive Micromegas

Στον αντίποδα των rare events πειραμάτων, πειράματα όπως αυτά που εκτελούνται στο Cern αποδίδουν μεγάλες ροές σωματιδίων και οι απαιτήσεις από έναν ανιχνευτή είναι άλλης φύσεως. Συγκεκριμένα, ο ανιχνευτής θα πρέπει να έχει ικανότητα ανίχνευσης high rate ακτινοβολίας, συμπεριλαμβανομένης και της πυκνής ιονίζουσας ακτινοβολίας [33] . Επίσης θα πρέπει να έχει μεγάλη ανιχνευτική ικανότητα (> 98%) και πολύ καλή χωρική διακριτική ικανότητα για γωνίες έως 45° [33] .

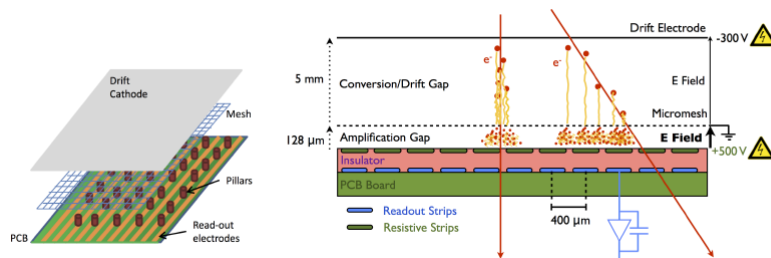
Το βασικότερο πείραμα που έχει ανάγκη απο ανιχνευτές με τα παραπάνω χαρακτηριστικά είναι το πείραμα ATLAS του LHL ενόψει του Small Wheel Upgrade. Το project Muon ATLAS Micromegas Activity R&D (MAMMA) διερεύνησε τα προηγούμενα χρόνια την

πιθανότητα χρήσης ανιχνευτών Micromegas για τον εξοπλισμό του New Small Wheel και το 2013 η συνεργασία ATLAS κατοχύρωσε επίσημα την πρόταση [21] .

Στα μεγάλα gains, που είναι απαραίτητα για την καλή χωρική διακριτική ικανότητα και υψηλή αποτελεσματικότητα ανίχνευσης, παρατηρούνται πυκνές χιονοστιβάδες ηλεκτρονίων και εμπεριέχουν τον κίνδυνο σπινθήρων (sparks) στην κάθοδο όσο πλησιάζεται η κρίσιμη πυκνότητα που θέτει το όριο Raether στα $10^7 - 10^8$ ηλεκτρόνια, όπως αναλύθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο.

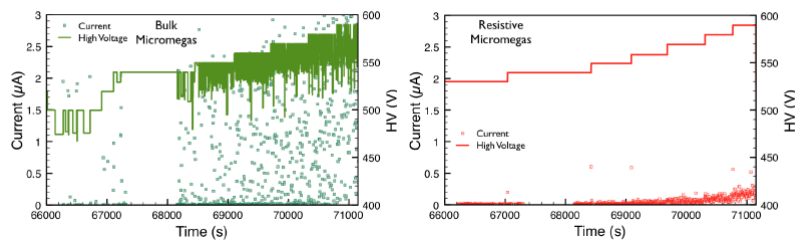
Τα sparks θεωρητικά μπορούν να επηρεάσουν τον ανιχνευτή με διάφορους τρόπους: να μειώσουν το χρόνο ζωής του λόγω ισχυρών ρευμάτων παραγόμενων σε μικρά χρονικά διαστήματα, ή λόγω θέρμανσης και λιώσιματος υλικών στις επηρεαζόμενες περιοχές [14] . Επίσης, τα πολύ μεγάλα ρεύματα αυτά, μπορούν να προκαλέσουν ζημιά στα readout electronics που θα πρέπει να τα υποστηρίξουν. Κυριότερο πρόβλημα, είναι η αύξηση του dead time μέχρι την αποσυμφόρηση του συγκεντρωμένου θετικού χωρικού φορτίου [14] .

Τα διάφορα μέρη του ανιχνευτή και τα ηλεκτρονικά του μπορούν να διαφυλαχτούν με κατάλληλη προστασία [33] όμως το discharge του micromesh επιφέρει νεκρό χρόνο 1 με 2 ms μέχρι να επανέλθει το φυσιολογικό high voltage και για αυτό το λόγο το μεγαλύτερο μέρος της δραστηριότητας του MAMMA R&D απευθύνθηκε στην επίλυση του ζητήματος των sparks.



Σχήμα 6.12.: Σχηματική αναπαράσταση ενός resistive Micromegas [28] .

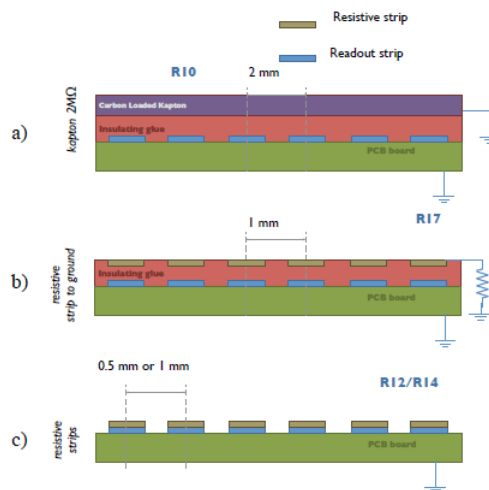
Η απάντηση ήταν η κατασκευή του λεγόμενου resistive Micromegas (βλ. εικόνα 6.12) με την προσθήκη υλικού ανθεκτικού στους σπινθηρισμούς πάνω από τα readout strips. Η προσέγγιση αυτή κάνει τον Micromegas ανθεκτικό στις ισχυρές χιονοστιβάδες διατηρώντας την ικανότητά του να ανιχνεύει σωματίδια με υψηλή ακρίβεια σε high rate περιβάλλοντα. Η ισχύς της προστασίας φαίνεται στην εικόνα 6.13 που δείχνει το HV και το ρεύμα για ένα τυπικό Micromegas και έναν resistive σε ακτινοβολία νετρονίων.



Σχήμα 6.13.: Σύγκριση στα ρεύματα ενός τυπικού και ενός resistive Micromegas σε ακτινοβολία [21]

Με την εισαγωγή της επικάλυψης από resistive υλικό στην άνοδο το ρεύμα στον ανιχνευτή οριζοθετείται, τα sparks περιορίζονται χωρικά και μειώνεται το συνολικό φορτίο που απελευθερώνεται. Εφόσον το readout ηλεκτρόδιο δεν εκτίθεται στο φορτίο που παράγεται στο amplification gap κάποιο μέρος του πλάτους σήματος χάνεται, αλλά ο ανιχνευτής μπορεί να λειτουργήσει με υψηλότερο gain με την ένταση των sparks μειωμένη κατά τρεις τάξεις μεγέθους [28].

Οι resistive Micromegas έχουν resistive strips αντί για συνεχόμενη στρώση από resistive υλικό όπως φαίνεται στις τρεις διαφορετικές γεωμετρίες της εικόνας 6.14.



Σχήμα 6.14.: Τρεις διαφορετικές γεωμετρικές δομές για ανθεκτικές ανόδους [33].

Ο βασικός λόγος που οδήγησε στην υιοθέτηση αυτού του τρόπου κατασκευής είναι η αποφυγή της εξάπλωσης του φορτίου σε πολλά readout strips και για να διατηρηθεί η περιοχή όπου εκδηλώθηκε το discharge απομονωμένη [22].

Ο έλεγχος που έγινε από το MAMMA R&D για πενταετή παλαιώση των ανιχνευτών, δείχνει ότι οι resistive Micromegas αντέχουν πολύ καλά στο πέρασμα του χρόνου, χωρίς

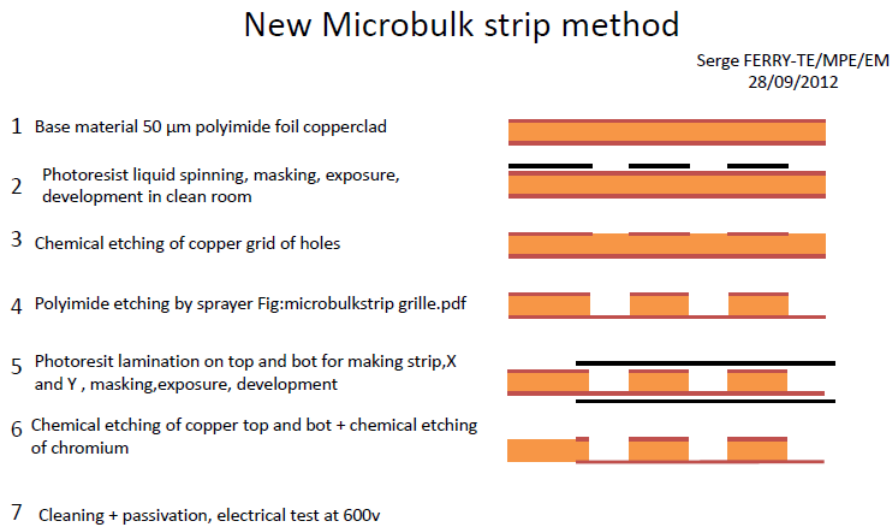
να αλλοιώνεται η απόδοσή τους [14] .

6.2 Segmented Mesh Micromegas

Η αξιοποίηση των microbulk Micromegas σε rare events πειράματα τους ανέδειξε ως κατάλληλους για πειράματα με ανάγκες υψηλής ενεργειακής διακριτικής ικανότητας στο εύρος των keV και πολύ καλής χωρικής διακριτικής ικανότητας για ανακατασκευή τροχιάς στις τρεις διαστάσεις, εφόσον ο ανιχνευτής είναι εξοπλισμένος με readout μορφολογίας με ευαισθησία θέσεις σε 2 διαστάσεις.

Όπως αναφέρθηκε στην ενότητα 6.1.2 η κατασκευή ενός microbulk x - y readout διάταξης ενσωματωμένη στην άνοδο, απαιτεί λεπτεπίλετους χειρισμούς και η πιθανότητα πρόκλησης ζημιάς στον ανιχνευτή είναι αρκετά μεγάλη λόγω της πολύπλοκης μορφολογίας των strips.

Μια καινούρια τεχνική κατασκευής ανιχνευτών x - y microbulk προτάθηκε με πρωτοβουλία του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. Δημόκριτος και υλοποιήθηκε μέσω του RD51 Collaboration για την ανάπτυξη τεχνολογιών στους micro-pattern ανιχνευτές αερίου σε συνεργασία με το ινστιτούτο IRFU Saclay, το πανεπιστήμιο της Σαραγόσα και το CERN.



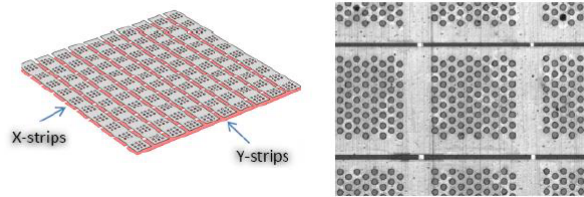
Σχήμα 6.15.: Διαδικασία κατασκευής του real x y microbulk [15] .

Η τεχνική αυτή περιλαμβάνει τη διαμέριση του micromesh σε λωρίδες οι οποίες θα καταγράφουν την y συνιστώσα της θέσης και στην άνοδο τοποθετούνται τα x strips για την ανάγνωση της x συνιστώσας της θέσης. Με αυτόν τον τρόπο τα readout strips ενεργοποιούνται από το ίδιο φορτίο σε αντίθεση με τους προηγούμενους microbulk όπου ενεργοποιούνταν το ένα set λωρίδων και με επαγωγή φορτίου ενεργοποιούνταν και η από κάτω στρώση. Για αυτό το λόγο ο microbulk με διαμέριση του micromesh αποδίδει το πραγματικό σημείο αλληλεπίδρασης και αναφέρεται ως real x - y microbulk [15] .

Επίσης με την ενσωμάτωση των y strips στο μικροπλέγμα μειώνεται η συνολική μάζα του

ανιχνευτή και απλοποιείται η διαδικασία κατασκευής, ενώ δίνεται η δυνατότητα παραγωγής ανιχνευτών μεγάλης επιφάνειας.

Η κατασκευή του segmented mesh microbulk (βλ. εικόνα 6.15) βασίζεται σε ένα επιχαλωμένο και από τις δύο πλευρές έλασμα πολυιμιδίου, πάχους 50 μm το οποίο υφίσταται τυπικές λιθογραφικές τεχνικές ώστε στη μία μεριά να φτιαχτεί η μάσκα του πλέγματος, με οπές διαμέτρου 45 μm , τοποθετημένες σε pattern ισόπλευρων τριγώνων με pitch 100 μm όπως φαίνεται στην εικόνα 6.17.

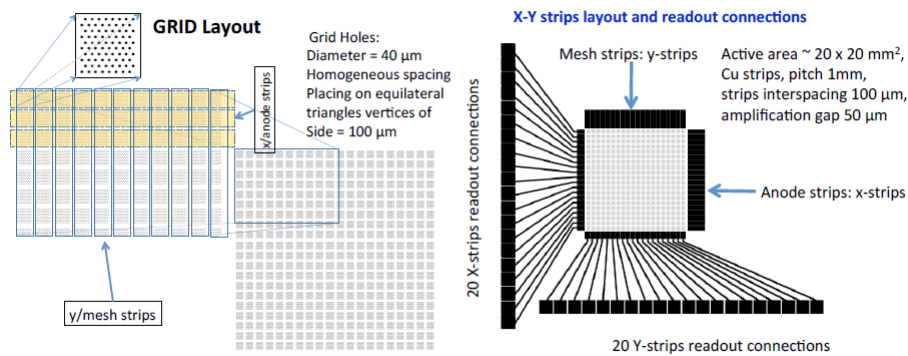


Σχήμα 6.16.: [15]

Στη συνέχεια το πολυιμίδιο χαράζεται ώστε να δημιουργηθούν κοιλότητες κυλινδρικού σχήματος στο amplification gap ακριβώς κάτω από τις οπές του πλέγματος με ελαφρώς μεγαλύτερη διάμετρο.

Τελικά, μορφοποιούνται τα x και y strips (βλ. εικόνα 6.16) στην άνοδο και άνω του πλέγματος αντίστοιχα, τα οποία είναι πανομοιότυπα και εγχαράσσονται ώστε η γεωμετρική διάταξη των οπών να ταυτίζεται με του μικροπλέγματος. Το pitch των strips είναι 1mm και το κενό μεταξύ τους 40 μm .

Ο ανιχνευτής φέρει συνολικά 20 x strips και 20 y strips χαλκού, με τη συνολική ενεργό επιφάνεια ανιχνευτή να είναι 20 x 20mm². Η κάτοψη του micromesh φαίνεται στην εικόνα 6.17.



Σχήμα 6.17.: Διάταξη του μικροπλέγματος του segmented mesh microbulk [15].

Ο segmented mesh microbulk δίνει τη δυνατότητα ανακατασκευής της τροχιάς σωματιδίων σε 3 διαστάσεις, δουλεύοντας σε Time Projection Chamber mode δεδομένης της γνώσης

της ταχύτητας ολίσθησης και του χρόνου ολίσθησης μέσω των οποίων ανακατασκευάζεται η z συνιστώσα της τροχιάς.

Καθώς όμως τα y strips είναι τοποθετημένα στο micromesh το οποίο κανονικά λαμβάνει το σήμα ενεργοποίησης, δεν υπάρχει ολικό triggering, και έτσι πρέπει να χρησιμοποιούνται ειδικά σχεδιασμένες κάρτες με ικανότητα auto - triggering. Επίσης, είναι απαραίτητη η παροχή τάσης σε κάθε y strip ξεχωριστά αλλιώς το micromesh είναι βραχυκυκλωμένο και δεν μπορεί να διαβαστεί η y συνιστώσα, κάτι που πραγματοποιείται με χρήση ειδικά σχεδιασμένων Front End καρτών ανάγνωσης [15].

Από τεχνικής άποψης, πέρα των δυνατοτήτων που περιέχει ένας segmented mesh micro-bulk Micromegas, επιτρέπει την απλούστευση της κατασκευής με μόνη πρόκληση την σωστή εγχάραξη των y strips ώστε η αφαίρεση τη πολυιμιδίου κάτωθεν να μην επεκταθεί πέρα από τις δαστάσεις των οπών.

Μέρος II.

Πειραματική Διαδικασία στο Εργαστήριο Λήψης Ελέγχου και Ανάλυσης Δεδομένων

7. Χαρακτηρισμός του Segmented Mesh Micromegas του Εργαστηρίου

7.1 Πειραματική Διάταξη

Ο ανιχνευτής του εργαστηρίου λήψης, ελέγχου και ανάλυσης (Ε.Λ.Ε.Α.) του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. Δημόκριτος με τον οποίον έγιναν πειράματα είναι ένας segmented mesh microbulk με τεχνικά χαρακτηριστικά που αναλύθηκαν στο κεφάλαιο 6, και για λόγους συνοχής θα ανακεφαλαιωθούν εδώ.

Ο ανιχνευτής διαθέτει amplification gap πάχους 50 μm από kapton στο οποίο έχουν εγγραφεί οπές διμετρου 50 μm με pitch 100 μm και οριοθετείται από το mesh και την άνοδο. Το ηλεκτρόδιο του mesh φέρει οπές διμετρου 45 μm με pitch 100 μm με pattern ισόπλευρων τριγώνων και πάνω σε αυτό βρίσκονται τα y strips με ίδια γεωμετρία οπών, pitch ενός χιλιοστού και ενδιάμεση απόσταση 40 μm . Το πάχος του conversion gap που ορίζεται από το ηλεκτρόδιο drift και το mesh είναι 5mm και η όλη διάταξη περικλύεται από δοχείο αλουμινίου, όπως φαίνεται στην εικόνα 7.1.



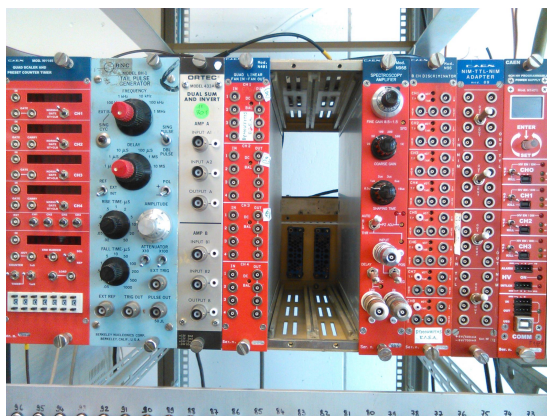
Σχήμα 7.1.: Ο ανιχνευτής segmented mesh microbulk του εργαστηρίου με πηγή Fe^{55} στο παράθυρο ανίχνευσης.

Ο ανιχνευτής διαθέτει 2 πλαϊνές οπές για την εισαγωγή καλωδίων της μονάδος αερίου από όπου εισέρχεται και εξέρχεται αντίστοιχα το αέριο αλληλεπίδρασης με την ιονίζουσα ακτινοβολία (καλώδια μπλε χρώματος στην εικόνα), η οποία στα πειράματα που διεξήχθησαν ήταν μια πηγή $^{55}\text{Fe} - 5,9\text{keV}$. Στα πειράματα που διεξάχθηκαν χρησιμοποιήθηκε μείγμα Αργού - Ισοβουτανίου ($\text{Ar} - \text{Isobutane} : 95\% - 5\%$) με το ισοβουτάνιο να έχει προστεθεί ως quencher, δηλαδή παράγοντας με υψηλό συντελεστή απορρόφησης των UV φωτονίων αποδιέγερσης των μορίων του αργού που μπορούν να οδηγήσουν σε δευτερεύουσες χιονοστιβάδες με την πρόσκρουσή τους στις μεταλλικές επιφάνειες του ανιχνευτή και να τον εκθέσουν σε sparks [38].

Η επιφάνεια στην οποία τοποθετείται ο ανιχνευτής διαθέτει κατάλληλες υποδοχές (ένδειξη 1 στην εικόνα), τους κονέκτορες των x και y strips στους οποίους προσδένεται κατάλληλη κάρτα ανάγνωσης. Στη πείραμα χρησιμοποιήθηκε τέτοια κάρτα, η Feminos στο δεύτερο κομμάτι της πειραματικής διαδικασίας για την ανάγνωση των y strips η οποία φαίνεται στην εικόνα 7.1 συνδεδεμένη με τους κονέκτορες.

Στα σημεία με την ένδειξη 2 στην εικόνα 7.1 φαίνονται τα λεπτά σύρματα μέσω των οποίων γίνεται η τροφοδοσία των ηλεκτροδίων των mesh και drift, ενώ με την ένδειξη 3 σημειώνονται οι προενισχυτές του σήματος που λαμβάνεται από τα x και y strips. Ο προενισχυτής μετατρέπει το συλλεχθέν φορτίο σε παλμό τάσης, τον οποίο και μορφοποιεί και τον ενισχύει μερικώς πρώτου αυτός μεταδοθεί στον κανονικό ενισχυτή.

Ο ανιχνευτής και τα υπόλοιπα στοιχεία που είναι συνδεδεμένα σε αυτόν, τοποθετείται σε επιχαλωμένο κλωβό για την ελαχιστοποίηση των θορύβων.



Σχήμα 7.2.: Η μονάδα NIM με τα στοιχεία που χρησιμοποιήθηκαν.

Στην εικόνα 7.2 φαίνεται η μονάδα NIM (Nuclear Instrumentation Module) που είναι μία διάταξη αποτελούμενη από ειδικά στοιχεία συγκεκριμένου ύψους που λειτουργούν με τροφοδοσία συγκεκριμένης τάσης και χρειάζονται για την λήψη και επεξεργασία σημάτων που προέρχονται από τους ανιχνευτές.

Τα στοιχεία που φαίνονται από αριστερά προς τα δεξιά είναι τα εξής: ένας Quad Scaler And Preset Counter / Timer της CAEN για καταμέτρηση γεγονότων και καταγραφή χρόνου, που χρησιμοποιήθηκε στο δεύτερο μέρος της πειραματικής διαδικασίας για τις κοσμικές ακτίνες.

Ένας BNC tail pulse generator που δεν χρησιμοποιήθηκε.

Ένας ORTEC Dual Sum and Invert Amplifier που χρησιμοποιήθηκε για την αντιστροφή παλμού ο οποίος λόγω αρνητικών τάσεων είναι αρνητικής πολικότητας.

Ένα quad linear fan-in fan-out της CAEN που χρησιμοποιήθηκε για την παραγωγή πανομοιότυπων σημάτων για μετάδοση σε παραπάνω από ένα στοιχεία.

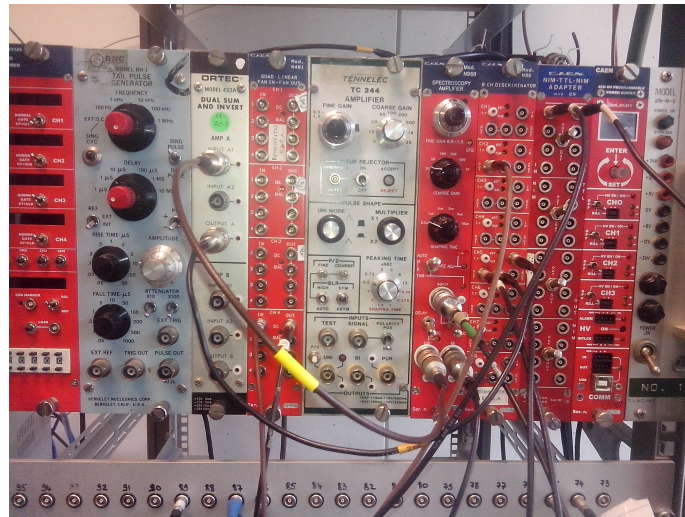
Ένας ενισχυτής φασματοσκοπίας της CAEN που χρησιμοποιήθηκε για την ενίσχυση του σήματος με coarse gain 20 και fine gain 0.5 και άρα συνολική ενίσχυση σήματος $\times 10$.

Ένας discriminator της CAEN που ορίζει ποιόι εισερχόμενοι παλμοί θα χρησιμοποιηθούν για trigger και για τα πειράματα χρησιμοποιήθηκε κανάλι με κατώφλι στα 25mV.

Ένας αντάπτορας NIM -TTL (transistor-transistor logic) για μετασχηματισμό του σήματος.

Τέλος, ένα Power Supply της CAEN για τροφοδότηση του ηλεκτροδίου drift και του μικροπλέγματος με High Voltage.

Το NIM με τα στοιχεία σε σύνδεση φαίνεται στην παρακάτω εικόνα.



Σχήμα 7.3.: Η μονάδα NIM με τα στοιχεία σε σύνδεση.

7.2 Χαρακτηρισμός του Ανιχνευτή

Ο χαρακτηρισμός του ανιχνευτή πραγματοποιήθηκε με τη βοήθεια του analogue to digital multi channel analyzer (ADMCA) και του αντίστοιχου λογισμικού (βλ. εικόνα 7.4). Ο MCA διαθέτει 512 κανάλια ανάλυσης σήματος και δουλεύει με αντιστοίχιση σε 5 ή 10V.

Για την ανάλυση των σημάτων ο προενισχυτής του σήματος από το mesh συνδέεται με τον ενισχυτή και αυτός με τη σειρά του με τον MCA ο οποίος με το λογισμικό ADMCA ταξινομεί τους εξερχόμενους παλμούς ανάλογα με το πλάτος τους.

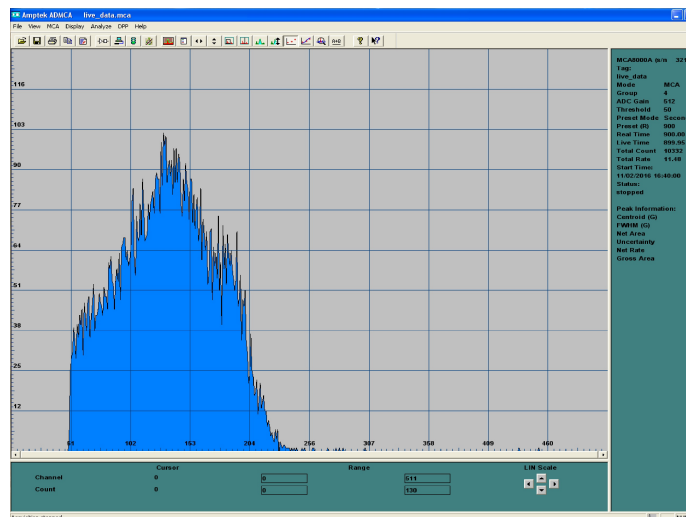
Η ταξινόμηση των παλμών, που έχουν πλάτος ανάλογο με το φορτίο που συλλέχθηκε, γίνεται με αντιστοίχιση σε ένα από τα 512 κανάλια που αντιστοιχούν σε εύρος 5 ή 10V, το καθένα από τα οποία αντιστοιχεί σε συγκεκριμένη ενέργεια. Για μια συλλογή μεγάλου αριθμού παλμών το φάσμα αναμένεται να ταυτίζεται με το ενεργειακό φάσμα της πηγής.

Ο MCA χρησιμοποιήθηκε για την λήψη φασμάτων συναρτήσει διαφόρων τιμών τάσεων που εφαρμόστηκαν στα ηλεκτρόδια drift και mesh, για τη μέτρηση του gain, της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας και της διαφάνειας του ανιχνευτή. Επίσης, λόγω της άμεσης απεικόνισης των δεδομένων από το λογισμικό, ήταν εφικτός ο άμεσος εντοπισμός θορύβου πριν αποθηκευτούν και επεξεργαστούν τα ASCII αρχεία, ώστε να εξασφαλιστεί η ορθότητα της ανάλυσης που ακολούθησε.



Σχήμα 7.4.: Ο πολυκαναλικός αναλυτής MCA.

Όλα τα ASCII αρχεία που προέρχονται από το λογισμικό ADMCA επεξεργάστηκαν και αναλύθηκαν με το open source πακέτο ανάλυσης και οπτικοποίησης δεδομένων ROOT. Το ROOT είναι ένα λογισμικό που αναπτύχθηκε στα μέσα της δεκαετίας του '90 στο CERN και έχει ενσωματωμένο μεταφραστή c++, που σημαίνει ότι η ανάλυση γίνεται μέσω κώδικα και μπορεί να προσαρμοστεί πλήρως στις ανάγκες του κάθε πειράματος. Μεγάλο πλεονέκτημα του συγκεκριμένου λογισμικού είναι ότι περιέχει ένα σκελετό από δομές που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την αποθήκευση δεδομένων, μειώνοντας σε πολύ μεγάλο βαθμό τον κώδικα που πρέπει να γραφτεί. Ενδεικτικά scripts που γράφτηκαν για τα πειράματα εμφανίζονται στο παράρτημα.

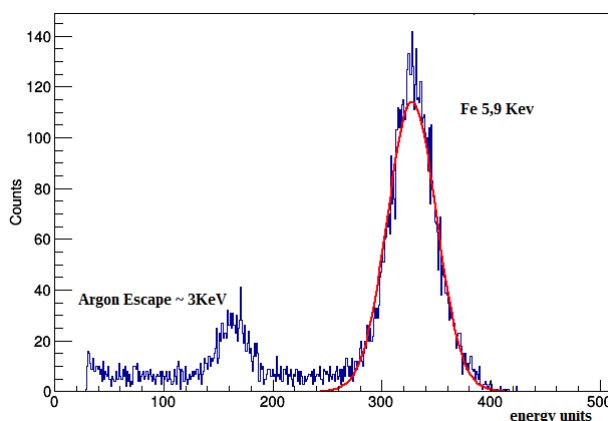


Σχήμα 7.5.: Απεικόνιση των δεδομένων από το λογισμικό ADMCA σε 512 κανάλια ανάλογα με την ενέργεια που έχει ο κάθε παλμός.

7.2.1 Ενεργειακό Φάσμα ^{55}Fe

Οι πυρήνες ^{55}Fe διασπώνται σε ^{55}Mn μέσω σύλληψης ενός 1s τροχιακού ηλεκτρονίου με χρόνο ημιζωής 2,737 χρόνια. Η κενή θέση καλύπτεται κυρίως από τα 2p και 3p τροχιακά ηλεκτρόνια με την εκπομπή χαρακτηριστικών ακτίνων X με ενέργειες 5.888keV (8.2%) και 5.899keV (16.2%), γνωστές ως $K_{\alpha 1}$ και $K_{\alpha 2}$ με τις υπόλοιπες μεταβάσεις να έχουν πολύ χαμηλή πιθανότητα συγκριτικά [37], [26].

Η λήψη του φάσματος του ^{55}Fe πραγματοποιήθηκε από τον MCA αφήνοντας τον ανιχνευτή να αλληλεπιδρά με την πηγή για 30 λεπτά με τιμές HV 380V και 350V στα ηλεκτρόδια drift και mesh αντίστοιχα ενώ το ηλεκτρόδιο ανόδου ήταν γειωμένο. Το αντίστοιχο ιστόγραμμα του ROOT φαίνεται στην εικόνα 7.6.



Σχήμα 7.6.: Ενεργειακό φάσμα ^{55}Fe .

Οι γραμμές $K_{\alpha 1}$ και $K_{\alpha 2}$ έχουν πολύ κοντινές ενέργειες με διαφορά 1,1eV και καθώς ο ανιχνευτής δεν δουλεύει στο εύρος των eV, οι γραμμές αυτές εμφανίζονται σαν μία με ενέργεια περίπου 5.9keV [1].

Οι ενεργειακές μεταβάσεις του ^{55}Fe όπως και όλων των ραδιενεργών στοιχείων είναι διακριτές και με τον τρόπο που ταξινομεί ο MCA τους παλμούς, δηλαδή σε συγκεκριμένο bin ανάλογα με το ύψος τους που είναι ανάλογο της ενέργειά τους, θα αναμενόταν το φάσμα να είναι διακριτό με τις πιθανότερες τιμές ενέργειας να έχουν τα περισσότερα counts αντίστοιχα.

Όμως λόγω της διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή, η οποία θα προσδιοριστεί σε παρακάτω ενότητα, το φάσμα εμφανίζει μία τύπου γκαουσιανή κατανομή με κέντρο ή κεντροειδές την πιθανότερη τιμή 5.9keV και μία διακύμανση γύρω από αυτή, σ .

Στο φάσμα εμφανίζεται επίσης μία εξέχουσα κορυφή, μικρότερης ενέργειας η οποία αντιστοιχεί στην ενέργεια διαφυγής του Αργού (Argon Escape Peak - AEP).

Οι ακτίνες X του Σιδήρου μπορούν να ιονίσουν τα άτομα του Αργού, διεγείροντας ένα ηλεκτρόνιο της στιβάδας K που έχει δυναμικό ιονισμού $\phi = 3.203\text{keV}$. Η ενέργεια του φωτοηλεκτρονίου θα είναι $E_e = 5.9 - 3.2 \approx 3.7\text{keV}$. Καθώς το φωτοηλεκτρόνιο κινείται μέσα στο αέριο, προκαλεί περαιτέρω ιονισμούς ενώ το ιόν του Αργού αποδιεγείρεται εκπέμποντας

ακτινοβολία ίση με το δυναμικό ιονισμού ϕ . Στην περίπτωση της πλήρους απορρόφησης τότε η συνολική ενέργεια της ακτίνας X μετατρέπεται σε συλλεγόμενο φορτίο:

$$Q = G \frac{E_e + \phi}{\epsilon} q_e \quad (7.1)$$

όπου G η μέση απολαβή, ϵ η μέση ενέργεια ιονισμού του αέριου μείγματος και q_e το φορτίο του ηλεκτρονίου.

Στην περίπτωση που ο ιονισμός του ατόμου Αργού συμβεί κοντά στο παράθυρο ανίχνευσης, υπάρχει μεγάλη πιθανότητα η ακτίνα X της K στιβάδας να διαφύγει από τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή και να μην καταγραφεί [35]. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα η ενέργεια που καταγράφει ο MCA να είναι κατά 2.9keV μικρότερη από την αρχικά εναποτιθέμενη στον ανιχνευτή και η κορυφή του Σιδήρου να έχει ύψος αντίστοιχα μικρότερο. Η AEP αντιστοιχεί σε αυτήν κορυφή με ύψος 3keV.

7.2.2 Απολαβή

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, το gain είναι ο μέσος αριθμός ηλεκτρονίων τα οποία φτάνουν στην άνοδο ανά ζεύγος ηλεκτρονίου - ιόντος που δημιουργήθηκε από πρωτεύων ιονισμό. Το δυναμικό ιονισμού για το μείγμα Αργού - Ισοβουτανίου είναι περίπου 26.2eV άρα για κάθε ακτίνα X αναμένονται να δημιουργηθούν $n_{init} = 5900/26.2 \approx 225$ ζεύγη ιόντων - ηλεκτρονίων στο conversion gap του ανιχνευτή. Υπολογίζοντας τον τελικό αριθμό ηλεκτρονίων που συλλέχθηκαν, n_{fin} μπορεί να υπολογιστεί το gain:

$$G = \frac{n_{fin}}{n_{init}}. \quad (7.2)$$

Για τον υπολογισμό των ηλεκτρονίων που συλλέχθηκαν πρέπει πρώτα να βαθμονομηθεί το κάθε channel του MCA σε συγκεκριμένη ενέργεια. Ο MCA διαθέτει 512 κανάλια και εύρος 5V (στις περιπτώσεις που η λήψη φάσματος έγινε με το default στα 10V έχουν γίνει οι αντίστοιχοι υπολογισμοί) οπότε εντοπίζοντας το κεντροειδές (centroid), έστω x της κατανομής, μπορεί να βρεθεί το σήμα που του αντιστοιχεί:

$$E = x \frac{5V}{512} \quad (7.3)$$

Εφόσον ο ενισχυτής έχει οριστεί με coarse gain $\times 20$ και fine gain $\times 0.5$ η συνολική ενίσχυση που προσφέρει είναι $\times 10$ και άρα το πραγματικό σήμα πριν την ενίσχυση θα είναι:

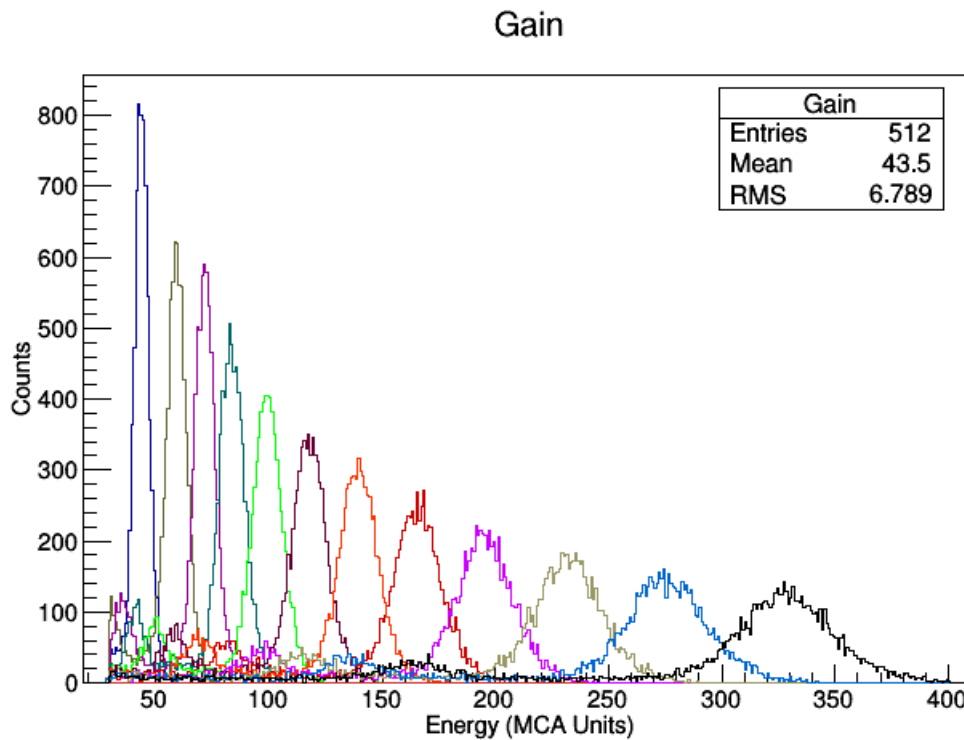
$$\tilde{E} = \frac{E}{10} (V) \quad (7.4)$$

Για να βρεθεί ο αριθμός των συλλεχθέντων φορτίων πρέπει να ληφθεί υπόψη ο τρόπος που μετατρέπει το φορτίο σε σήμα ο προενισχυτής. Ο προενισχυτής EG&G Ortec 142 IH που χρησιμοποιήθηκε αποδίδει 45mV ανά MeV ιονισμού του πυριτίου Si. Δεδομένου ότι το δυναμικό ιονισμού του Si είναι 3.62eV ο προενισχυτής αποδίδει 45mV για κάθε $10^6/3,62 = 276243$ ιονισμούς. Άρα, το πραγματικό φορτίο που συλλέχθηκε στην άνοδο θα είναι:

$$n_{fin} = \frac{\tilde{E}}{276243} 0,045 \quad (7.5)$$

Για τον προσδιορισμό του gain συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου στο amplification gap πραγματοποιήθηκαν δεκαπεντάλεπτες μετρήσεις με την πηγή του Σιδήρου τοποθετημένη στο παράθυρο του ανιχνευτή. Το HV μεταβλήθηκε από 290V έως 350V στο mesh και από τα 320V στα 380V στο ηλεκτρόδιο drift με σταθερό βήμα 5V, διατηρώντας σταθερή διαφορά δυναμικού μεταξύ mesh και drift στα 30V και κρατώντας την άνοδο σταθερά γειωμένη.

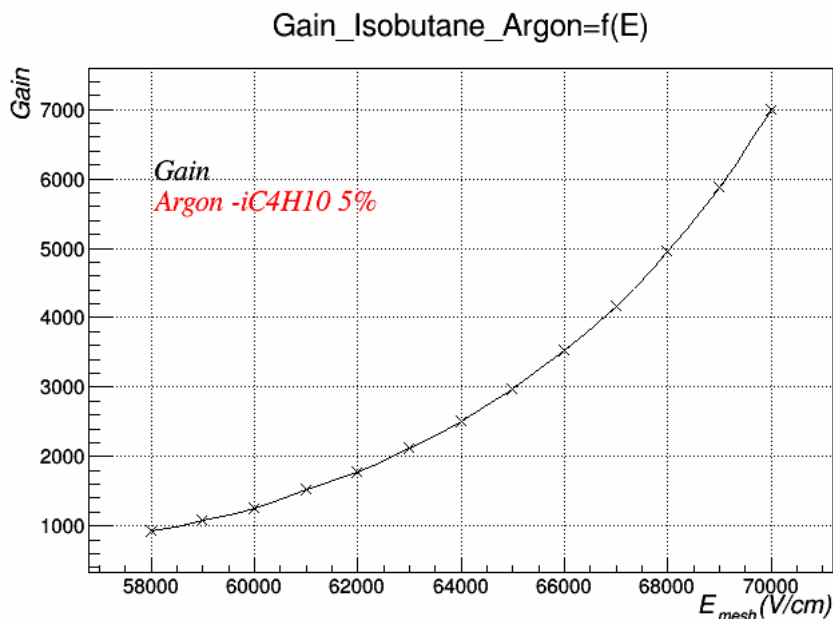
Παρακάτω φαίνεται η υπέρθεση ιστογραμμάτων από τα φάσματα που λήφθηκαν από τον MCA για δεδομένες τιμές HV στα ηλεκτρόδια.



Σχήμα 7.7.: Φάσματα από την πηγή για διάφορες τιμές HV των ηλεκτροδίων.

Όπως είναι αναμενόμενο με την ισόποση αύξηση των τιμών του HV στο mesh και drift διατηρώντας σταθερή την τιμή στην άνοδο (γείωση) ο λόγος ξ των ηλεκτρικών πεδίων στις δύο περιοχές αυξάνεται και συνεπώς αυξάνεται και το gain. Στα παραπάνω διαγράμματα η αύξηση εμφανίζεται με τη μετατόπιση του κεντροειδούς προς τα δεξιά, σε όλο και μεγαλύτερα σήματα.

Στα φάσματα αυτά εφαρμόστηκε με τη βοήθεια του ROOT διπλό γκαουσιανό fit για τον προσδιορισμό του κεντροειδούς της βασικής κορυφής και εφαρμόζοντας τις μετατροπές που αναλύθηκαν παραπάνω, προσδιορίστηκε το gain συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου στο amplification gap.



Σχήμα 7.8.: Το gain συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή μετατροπής.

Όπως φαίνεται στην εικόνα 7.9 το gain αυξάνεται εκθετικά συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου κινούμενο από 10^3 έως 10^4 για σχετικά μετριοπαθείς τιμές του HV. Ο λόγος που οι τιμές του τελευταίου δεν έφτασαν 400V και άνω ήταν η προστασία του ανιχνευτή από τυχόντα sparks.

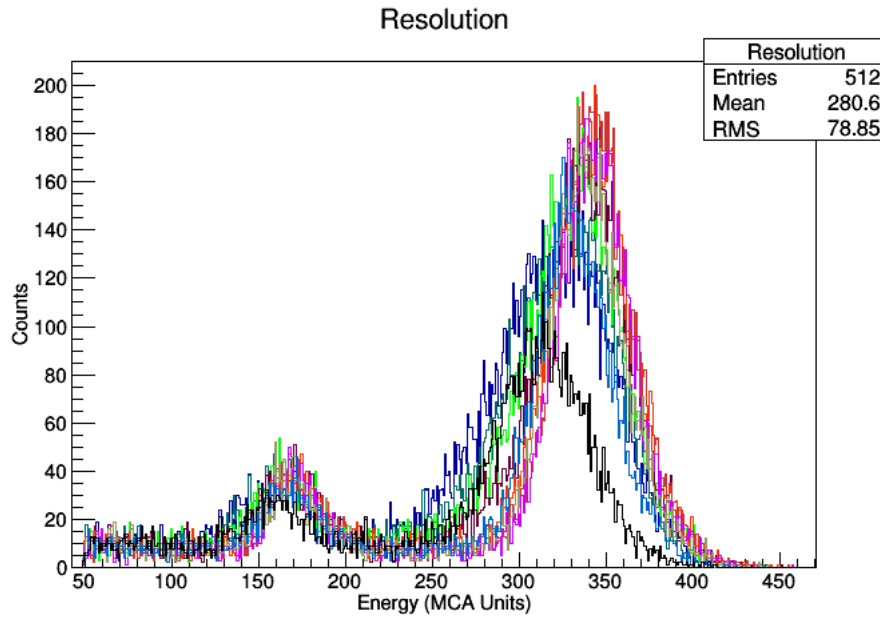
Όπως αναλύθηκε στο κεφάλαιο 5 ο πρώτος συντελεστής Townsend α σχετίζεται με το gain μέσω της σχέσης

$$G = e^{\alpha x} \quad (7.6)$$

οπότε ο λογάριθμος του gain θα δίνει τον συντελεστή Townsend επί την απόσταση που διανύει το ηλεκτρόνιο, η οποία είναι 50 μ m για τον συγκεκριμένο ανιχνευτή. Στο διάγραμμα 7.10 φαίνεται η τιμή του συντελεστή Townsend ανά δινημένο μικρόμετρο, συναρτήσει της τιμής τάσης στο micromesh.

7.2.3 Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα και Διαπερατότητα

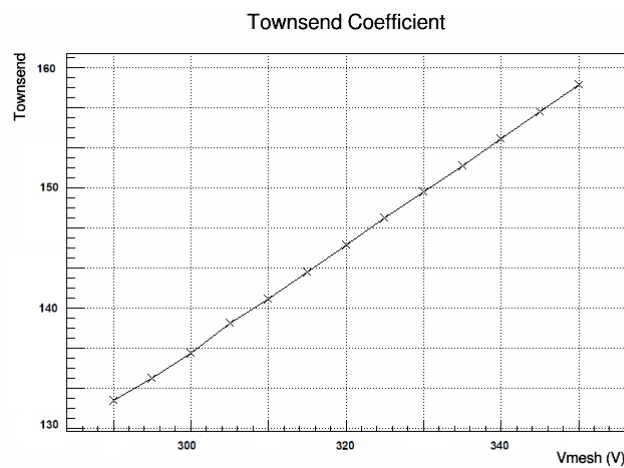
Για τον υπολογισμό της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας και της διαπερατότητας του mesh στα φορτία πραγματοποιήθηκαν 12 εικοσάλεπτες μετρήσεις, διατηρώντας το HV στο mesh σταθερό στα 330V και μεταβάλλοντας το HV του drift από τα 340V έως τα 470V με βήμα 10V.



Σχήμα 7.9.: Τα φάσματα για τις διάφορες τιμές του πεδίου στο conversion gap.

Η ποσοστιαία ενεργειακή διακριτική ικανότητα όπως εξηγήθηκε στο κεφάλαιο 5 αναλυτικά, ορίζεται μέσω του $FWHM = 2.355 \times \sigma$ της κατανομής και είναι ίση με:

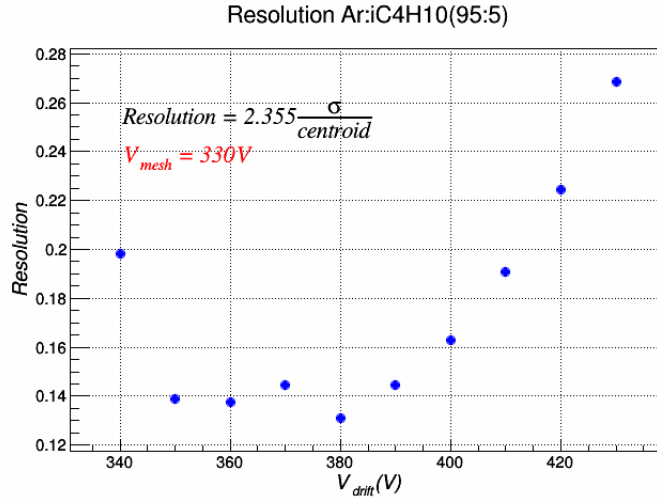
$$\frac{\Delta E}{E} = 2.355 \frac{\sigma}{centroid} \% \quad (7.7)$$



Σχήμα 7.10.: Ο συντελεστής Townsend συναρτήσει του Vmesh.

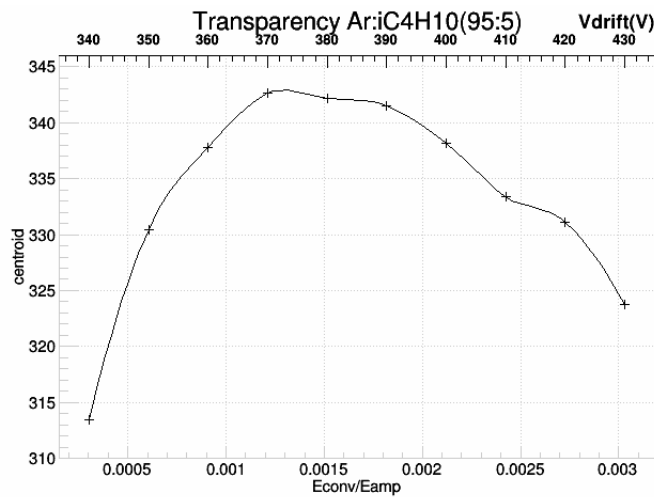
Το σ θα εξαρτάται από τον παράγοντα Fano και τον παράγοντα θ της κατανομής Polya (βλ. κεφάλαιο 5). Για τον προσδιορισμό του σ πραγματοποιήθηκε διπλό γκαουσιανό fit

στα φάσματα που λήφθηκαν και προσδιορισμός ελεύθερης παραμέτρου που αναλογεί στον παράγοντα $F + \theta$. Τα αποτελέσματα για το resolution συναρτήσει του V_{drift} διατηρώντας σταθερό το V_{mesh} και άρα το ηλεκτρικό πεδίο στο amplification gap φαίνονται στο παρακάτω διάγραμμα.



Σχήμα 7.11.: Resolution συναρτήσει του Vdrift.

Σε πρώτη προσέγγιση το βέλτιστο resolution είναι της τάξης του 13, 5% και επιτυγχάνεται για τιμή HV στο drift 380V, άρα για τιμή ηλεκτρικού πεδίου $E = \Delta V/d_{con} = 10^2 V/cm$ με το ηλεκτρικό πεδίο στο amplification gap να είναι σταθερά στα $6.6 \times 10^4 V/cm$, άρα για τιμή του $\xi = 660$.



Σχήμα 7.12.: Transparency συναρτήσει του xi.

Στην εικόνα 7.12 φαίνεται η διαπερατότητα του mesh, δηλαδή ποιοτικά η αύξηση του λόγου

συλλεγόμενου φορτίου προς το αρχικά παραγόμενο για σταθερή τιμή τάσης του ηλεκτροδίου του mesh και μειούμενου του λόγου ξ .

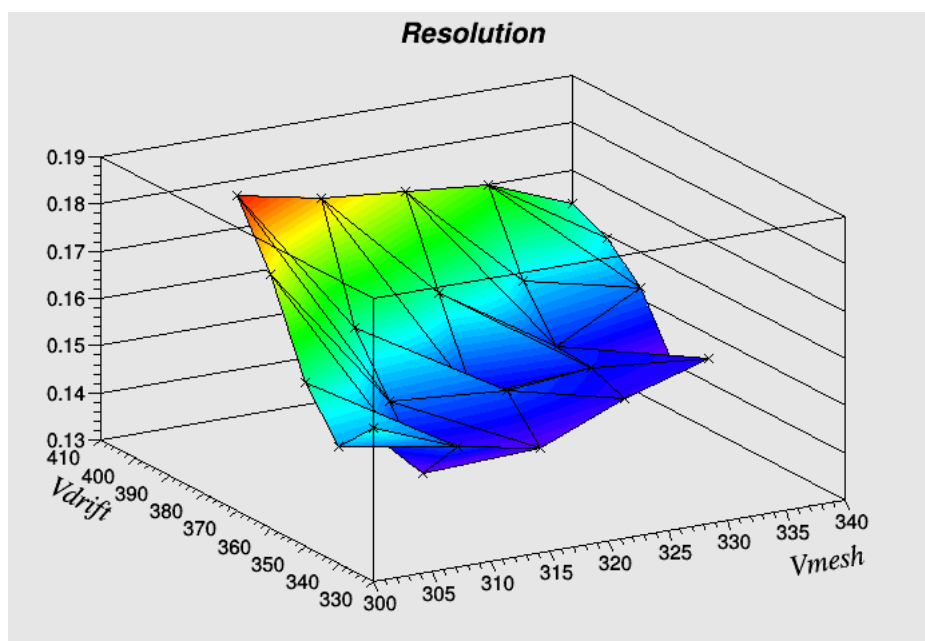
Όπως φαίνεται η βέλτιστη διαπερατότητα εμφανίζεται για λόγους $E_{conv}/E_{amp} = 0.0012 - 0,0017$ και άρα για ξ στο εύρος (580,830).

Με οδηγό τα παραπάνω αποτελέσματα, προσδιορίστηκε η βέλτιστη διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή με σκανάρισμα στις τιμές τάσης του ηλεκτροδίου drift κρατώντας σταθερή κάθε φορά την τιμή στο ηλεκτρόδιο mesh.

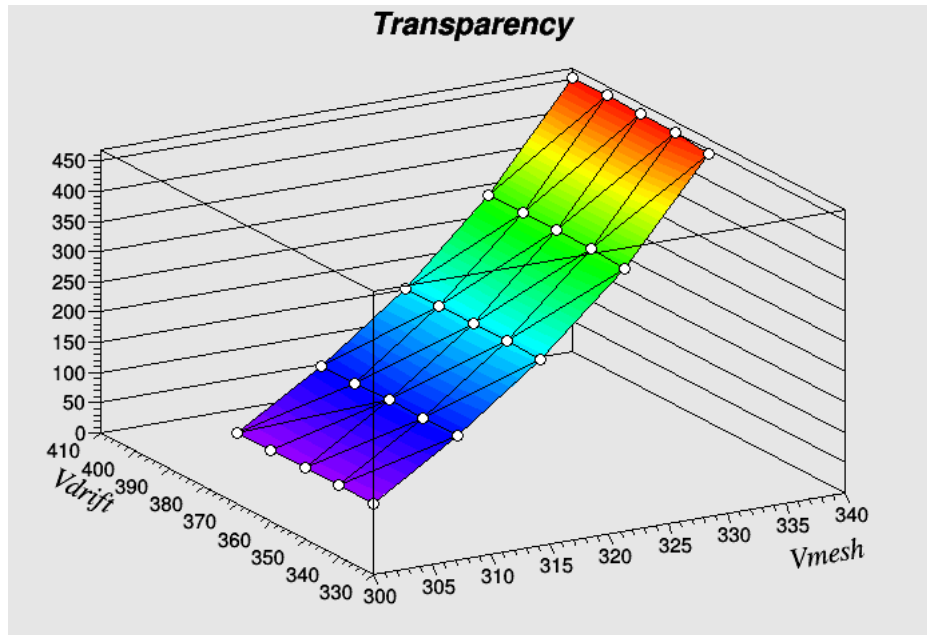
Συγκεκριμένα, με κέντρο την τιμή HV των 330V που δόθηκε στο ηλεκτρόδιο του mesh στην παραπάνω διαδικασία, ορίστηκαν συνολικά 5 τιμές τάσης για αυτό, στα 310,320,330,340 και 350V αντίστοιχα. Για κάθε μία από τις παραπάνω τιμές της τάσης στο mesh σκαναρίστηκαν 5 διαφορετικές τιμές τάσης στο ηλεκτρόδιο drift ώστε η διαφορά δυναμικού να είναι από 30 έως 70V, ενώ για κάθε ζεύγος τιμών προσδιορίστηκε το κεντροειδές και το αντίστοιχο σ .

Τα αποτελέσματα για τη διακριτική ικανότητα και τη διαφάνεια εμφανίζονται στις εικόνες 7.13 και 7.14.

Όπως φαίνεται από τις εικόνες η βέλτιστη διακριτική ικανότητα (σκούρο μωβ στα διαγράμματα) εντοπίζεται στην περιοχή τάσεων 310 με 320V για το mesh με διαφορά δυναμικού από το drift στα 40 με 50V και η τιμή της εντοπίζεται στο 13% του FWHM.



Σχήμα 7.13.: Σκανάρισμα διακριτικής ικανότητας συναρτήσει του V_{mesh} και V_{drift} .



Σχήμα 7.14.: Σχανόρισμα διαπερατότητας συναρτήσει του V_{mesh} και V_{drift} .

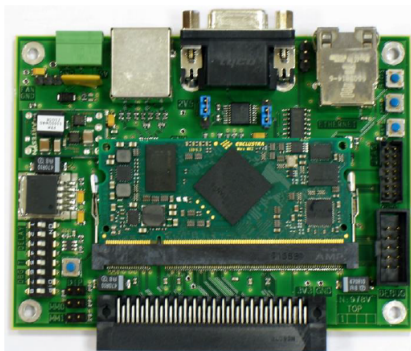
8. Λήψη και Ανάλυση Δεδομένων με την Κάρτα Feminos

8.1 Ψηφιακή Κάρτα Feminos

8.1.1 Διάταξη και Σύστημα readout

Στο δεύτερο μέρος της πειραματικής διαδικασίας ο segmented mesh microbulk του εργαστηρίου συνδέθηκε με το σύστημα readout της κάρτας Feminos για την διαδιάστατη ανάλυση παλμών σήματος από πηγή ^{55}Fe και κοσμικών ακτινών, την ανακατασκευή σε δύο διαστάσεις τροχιών σωματιδίων και τη λήψη του ενεργειακού φάσματος της πηγής για τον προσδιορισμό της energy resolution με μεγαλύτερη ακρίβεια. Το ηλεκτρόδιο του mesh χρησιμοποιήθηκε για triggering της διαδικασίας λήψης δεδομένων, με τα y strips βραχυκυκλωμένα και η ανάγνωση έγινε στα x strips της ανόδου.

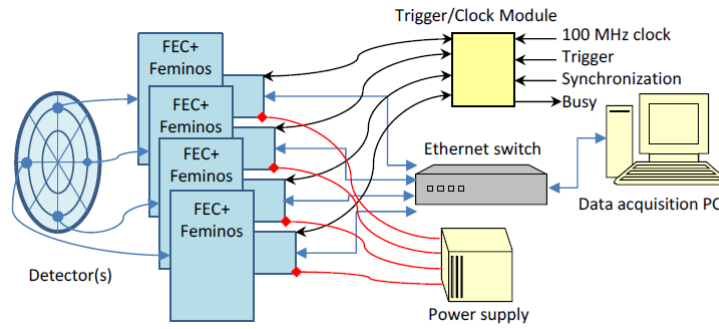
Η κάρτα Feminos (βλ. εικόνα 8.1) είναι ένα ψηφιακό στοιχείο που αποτελεί μέρος ενός ευέλικτου readout συστήματος για ανιχνευτές αερίου, η οποία κατασκευάζεται στο IRFU Saclay. Από τη μία πλευρά διαθέτει υποδοχές για να προσδεθεί σε μία Front End κάρτα (FEC) 256 καναλιών με θέσεις για έως και 4 AGET chips είτε σε μία FEC 288 καναλιών με θέσεις για έως και 4 AFTER chips.



Σχήμα 8.1.: Κάτοψη της κάρτας Feminos.

Από την άλλη πλευρά η Feminos επικοινωνεί με έναν υπολογιστή με εγκαταστημένο το λογισμικό DAQ μέσω τυπικού καλωδίου Ethernet και έχει τη δυνατότητα να δεχτεί πληροφορίες triggering και χρονικής καταγραφής από αντίστοιχη μονάδα καταμέτρησης (Trigger and Clock Module - TCM).

Στην εικόνα 8.2 φαίνεται ένα παράδειγμα ένταξης της κάρτας Feminos σε ένα σύστημα λήψης δεδομένων από ανιχνευτή.

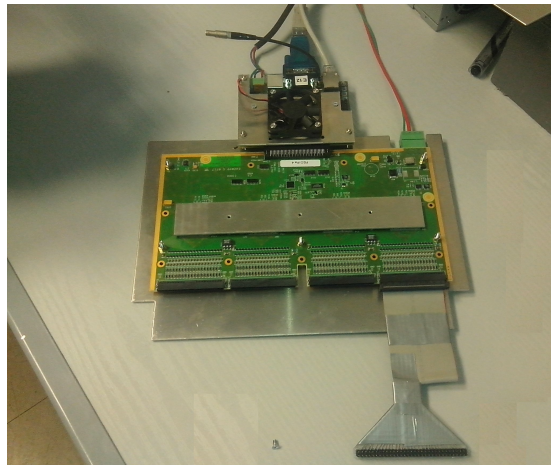


Σχήμα 8.2.: Εφαρμογή Feminos σε ένα σχήμα ανάγνωσης.

Με κατάλληλους διακόπτες ethernet και το TMC μπορούν να χρησιμοποιηθούν συγχρόνως έως και 24 κάρτες Feminos και FECs με συνολικό αριθμό 6912 καναλιών ανάνωσης με τα AFTER chips και 6144 καναλιών ανάνωσης με τα AGET chips.

Κάθε κάρτα Feminos διαθέτει τρεις καλωδιακές συνδέσεις: μία με τη μονάδα παραγωγής ενέργειας, μία με το TMC και μία με τον υπολογιστή DAQ.

Στη συγκεκριμένη πειραματική διαδικασία χρησιμοποιήθηκε ένα AFTER chip που προσδέθηκε σε FEC η οποία συνδέθηκε με τη Feminos, όπως φαίνεται στην εικόνα 8.3.



Σχήμα 8.3.: Η κάρτα Feminos συνδεδεμένη με μία FEC και ένα AFTER chip.

Κάθε AFTER chip διαθέτει 72 ενεργά κανάλια που διαβάζονται από την Feminos, 3 μη ενεργά (n/a) και 4 fixed pattern noise channels, σύνολο 79 κανάλια με αρίθμηση από το 0 έως το 78. Ο ανιχνευτής διαθέτει 20 ενεργά strips που διαβάζονται ένα προς ένα από το AFTER chip και για την αντιστοίχιση των καναλιών του AFTER που λάμβαναν δεδομένα κατά τη διεξαγωγή των πειραματικών διαδικασιών έγινε χαρτογράφηση (hit map). Τα προς αγνόηση κανάλια είναι τα 0,1,2,15,28,53 και 66.

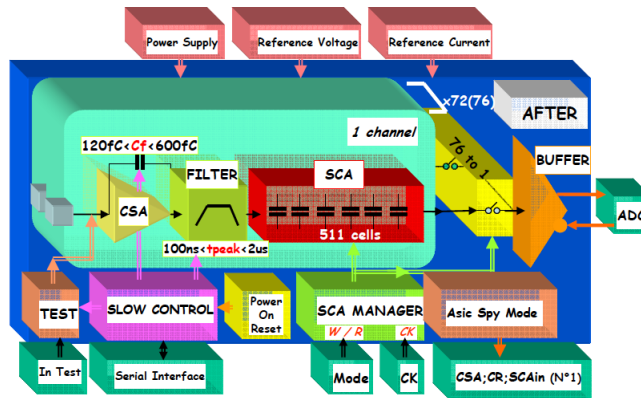


Fig 2: Block diagram of the AFTER chip.

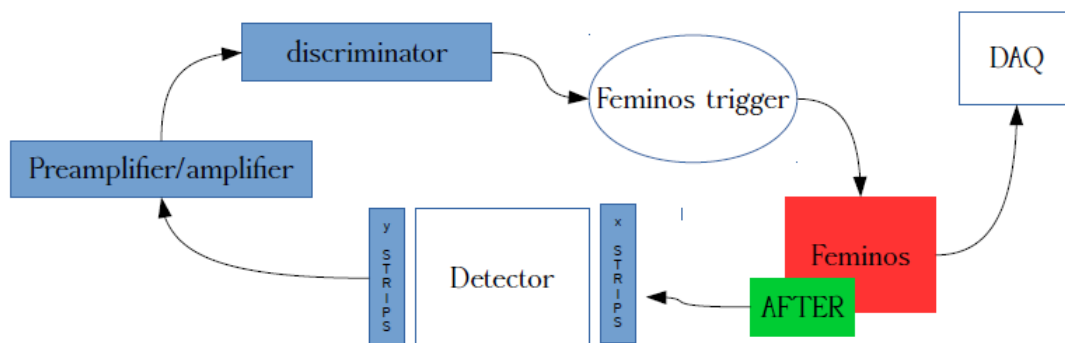
Σχήμα 8.4.: Σχηματική αναπαράσταση του AFTER chip.

Το AFTER chip διαθέτει Switched Capacitor Arrays (SCA) ώστε κάθε κανάλι του να διαβάζεται από τη Feminos ανά συγκεκριμένο χρονικό διάστημα, παρακολουθώντας την χρονική εξέλιξη του παλμού σήματος. Για το AFTER chip τα διαθέσιμα time - bins είναι μέχρι 511, και στα πειράματα που έγιναν ο αριθμός τους επιλέχθηκε να είναι 510. Το εσωτερικό ρολόι καταγραφής που διαθέτει η Feminos ορίστηκε στα 100MHz συνεπώς κάθε time bin αντιστοιχεί σε χρονικό διάστημα 10ns.

Η Feminos διαβάζει τα ψηφιοποιημένα δεδομένα (ADC values) που αντιστοιχούν στα διαδοχικά time bins των καναλιών που ενεργοποιούνται και τα αποθηκεύει σε αρχεία ASCII, ενώ κατά τη διάρκεια του διαβάσματος ενεργοποιείται το busy pin και δεν λαμβάνονται νέα δεδομένα.

Η λήψη δεδομένων γίνεται με την εγκατάσταση του λογισμικού της κάρτας σε έναν υπολογιστή με περιβάλλον linux. Το πρόγραμμα διαθέτει ειδικό τερματικό από το οποίο δίνονται οι οδηγίες για την εκκίνηση, διάρκεια λήψης δεδομένων και για λοιπές ρυθμίσεις.

Η σχηματική αναπαράσταση του set - up των πειραμάτων φαίνονται στο σχήμα 8.5.



Σχήμα 8.5.: Σχηματική αναπαράσταση του experimental set-up.

Το σήμα που λαμβάνεται από το mesh του ανιχνευτή οδηγείται στον προενισχυτή ο οποίος,

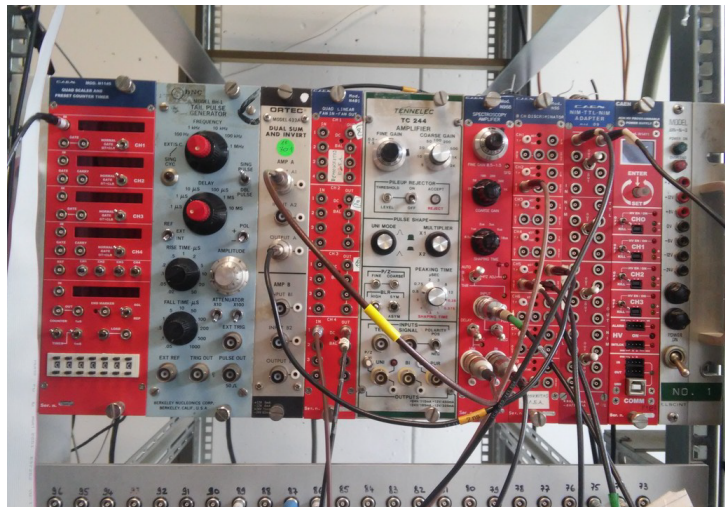
με τη διαδικασία που περιγράφηκε στο κεφάλαιο 7, το μορφοποιεί και το μετατρέπει σε παλμό τάσης και έπειτα οδηγείται στον ενισχυτή με ενίσχυση ορισμένη στο $\times 10$.

Από εκεί ο παλμός οδηγείται στον inverter για την αντιστροφή του σήματος ώστε να αποκτήσει θετικό polarity και έπειτα στον discriminator για το φιλτράρισμα παλμών που μπορεί να προέρχονται από θόρυβο ή να μην έχουν σωστή διαμόρφωση.

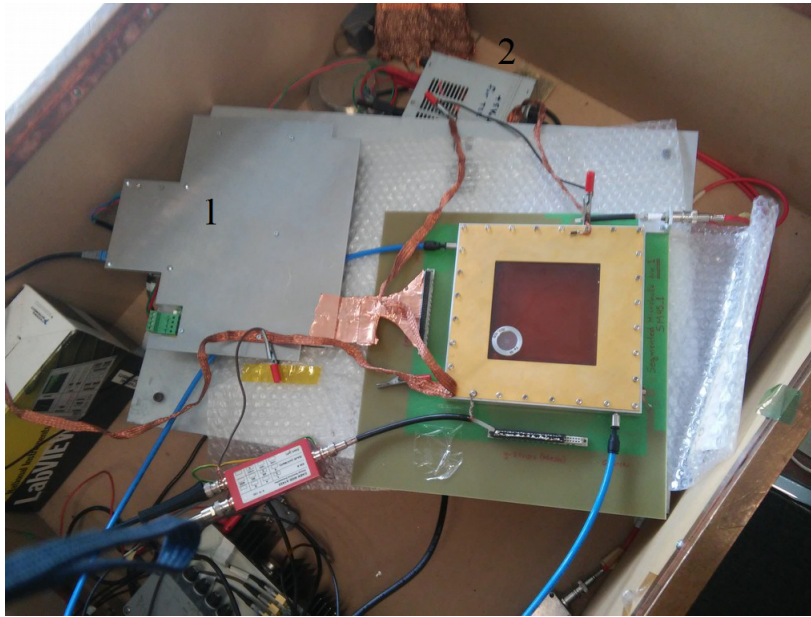
Στη συνέχεια το σήμα μεταβαίνει σε δύο στοιχεία: στον counter για την καταμέτρηση γεγονότων και στον NIM to TTL converter. Από εκεί οδηγείται στην κάρτα Feminos ώστε να την ενεργοποιήσει και να εκκινήσει το διαβασμα των x strips. Η δε Feminos ελέγχεται από τον υπολογιστή DAQ μέσω καλωδιακής σύνδεσης ethernet.

Τα ηλεκτρόδια mesh και drift τροφοδοτούνται από τον High Voltage Supplier με τάση 330 και 380V αντίστοιχα.

Οι συνδέσεις των στοιχείων της μονάδας NIM φαίνονται στην εικόνα 8.6.



Σχήμα 8.6.: Τα στοιχεία της μονάδας NIM σε σύνδεση.



Σχήμα 8.7.: Ο κλωβός στον οποίο τοποθετήθηκε το σύστημα της Feminos, ο ανιχνευτής και οι προενισχυτές.

Στην εικόνα 8.7 φαίνεται το σύστημα της κάρτας Feminos και ο ανιχνευτής τοποθετημένα στον κλωβό για την ελαχιστοποίηση του θορύβου υποβάθρου. Η ένδειξη 1 της εικόνας αντιστοιχεί στην κάρτα Feminos και τη FEC οι οποίες έχουν τοποθετηθεί ανάποδα για λόγους χωροταξικής ευελιξίας, και με την ένδειξη 2 έχει σημειωθεί το τροφοδοτικό της Feminos το οποίο δουλεύει στα 6V. Τα υπόλοιπα στοιχεία έχουν περιγραφτεί στο πρώτο μέρος της πειραματικής διαδικασίας (βλ. κεφάλαιο 7).

8.1.2 Pedestal Run

Κατά τη διάρκεια της λειτουργίας του DAQ όταν ο ανιχνευτής δεν εκτίθεται σε κάποια ιονίζουσα ακτινοβολία το σήμα που λαμβάνεται από το σύστημα ανάγνωσης είναι μη μηδενικό. Αυτό το σήμα υποβάθρου οφείλεται στις ηλεκτρονικές συσκευές και ονομάζεται pedestal και η διακύμανσή του γύρω από μία μέση τιμή ηλεκτρονικός θόρυβος.

Τα pedestals αποδίδουν μία offset τιμή στο κανάλι που διαβάζεται, για αυτό το λόγο πρέπει να καταγραφούν και να αφαιρεθούν από τα δεδομένα του κάθε καναλιού, διαδικασία που ονομάζεται zero suppression.

Πριν από κάθε εκκίνηση διαδικασίας λήψης δεδομένων με τη Feminos, πραγματοποιήθηκε pedestal run για την καταγραφή των pedestal και της διακύμανσής τους ώστε να γίνει βαθμονόμηση των καναλιών. Οι κανονικοποιημένες τιμές ADC προέκυψαν με την αφαίρεση του pedestal P συν 5 φορές τη διακύμανση του κάθε καναλιού:

$$ADC_{norm} = ADC_{raw} - (P + 5\sigma) \quad (8.1)$$

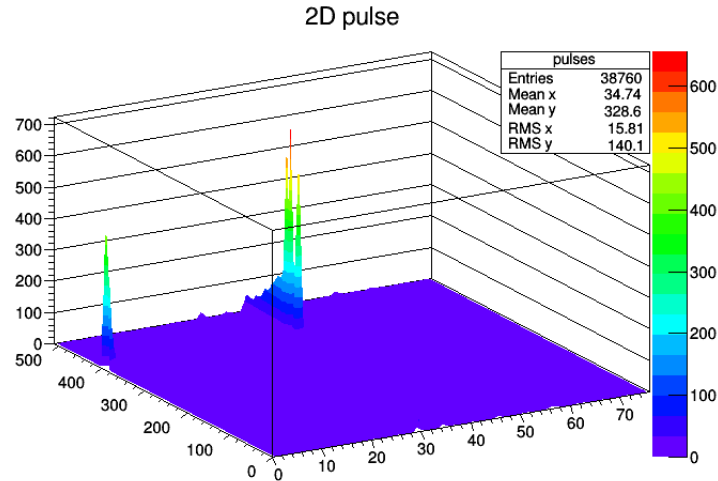
Σημειωτέον, στο εγχειρίδιο της Feminos αναφέρεται ότι για σήματα με θετικό polarity

όπως εδώ, τα τελευταία time bins δίνουν σήματα ψευδούς ανίχνευσης και δεν λαμβάνονται υπόψη για τον προσδιορισμό των pedestal. Ο θόρυβος αυτός είναι εμφανής στα διαγράμματα που θα παρουσιαστούν παρακάτω.

8.1.3 Εσωτερικός Γεννήτορας Παλμών

Για την εξοικείωση με την κάρτα Feminos και του λογισμικού της, χρησιμοποιήθηκε ο pulse generator που διαθέτει, για παραγωγή σήματος με προκαθορισμένα δεδομένα, πρώτου συνδεθεί με τον ανιχνευτή.

Η διαδιάστατη απεικόνιση του παλμού φαίνεται στην εικόνα 8.8.



Σχήμα 8.8.: Δισδιάστατη απεικόνιση ενός παλμού του pulser generator.

Κάθε event έχει δεδομένα από 76 ενεργά strips, προφανώς και αυτά που δεν ενεργοποιήθηκαν, και κάθε strip χωρίζεται σε 510 time bins με αποτέλεσμα για κάθε events να συλλέγονται 38760 τιμές ADC. Με τη βοήθεια του ROOT φτιάχτηκαν διασδιάστατα ιστογράμματα ορίζοντας για κάθε channel της AFTER 510 κελιά που το καθένα αντιστοιχεί σε ένα time slot και έτσι να καταγράφεται η χρονική εξέλιξη διαμόρφωσης του σήματος.

Όπως φαίνεται το zero suppression έγινε με επιτυχία καθώς τα μόνα κανάλια με σήμα είναι αυτά που ενεργοποιήθηκαν από τον pulser.

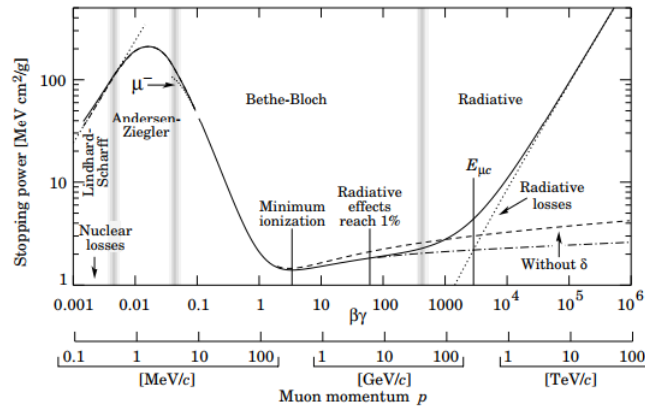
Μετά την εξοικείωση με τις επιλογές που προσφέρει η Feminos για την διαδικασία λήψης δεδομένων και το γράψιμο κατάλληλου κώδικα για την ανάλυση των δεδομένων αυτών, το σύστημα της κάρτας συνδέθηκε στον ανιχνευτή.

8.2 Κοσμικές Ακτίνες

Ο ανιχνευτής συνδέθηκε με το σύστημα της κάρτας Feminos χωρίς να τοποθετηθεί πηγή στο παράθυρο ανίχνευσης ώστε να γίνει καταγραφή κοσμικών μιονίων. Τα μίονια δημιουργούνται από διασπάσεις πιονίων π^- και καονίων K^- τα οποία παράγονται από αλληλεπιδράσεις πρωταρχικών κοσμικών σωματιδίων με τα μόρια των στοιχείων της γήινης ατμόσφαιρας.

Λόγω της μεγάλης μάζας τους, η οποία είναι 200 φορές περίπου μεγαλύτερη από αυτήν του ηλεκτρονίου έχουν μεγάλη ισχύ εισχώρησης (penetrating power) και παρόλο που έχουν μικρό χρόνο ημιζωής στα 2,2μs, τα μίονια που παράγονται στα άνω στρώματα της ατμόσφαιρας προλαβαίνουν να φτάσουν το επίπεδο της θάλασσας λόγω των σχετικιστικών ταχυτήτων με τις οποίες κινούνται [20].

Τα μίονια, όπως τα περισσότερα βαριά σωματίδια, χάνουν ενέργεια μέσω ανελαστικών κρούσεων και η ποσότητα ενέργειας που χάνεται συνήθως είναι μικρή. Σε περιβάλλον πυκνού μέσου, όπως αυτό του ανιχνευτή, η ενεργός διατομή των αλληλεπιδράσεων γίνεται αρκετά μεγάλη ώστε να υπάρξει σημαντική απώλεια ενέργειας, η οποία περιγράφεται από την σχέση Bethe - Block για το μείγμα αερίου που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα (βλ. κεφάλαιο 7) η μορφή της καμπύλης φαίνεται στο σχήμα 8.9.



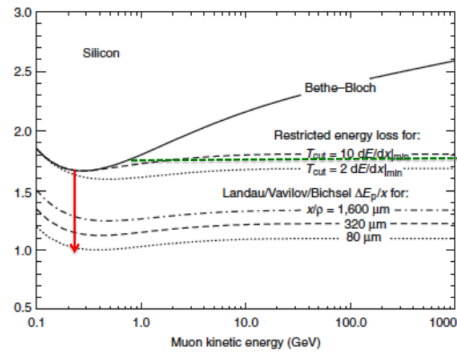
Σχήμα 8.9.: Καμπύλη μέσης απώλειας ενέργειας μιονίου.

Με τη βοήθεια του counter της CAEN μετρήθηκε ο ρυθμός καταγραφής κοσμικών μιονίων από τον ανιχνευτή με 15 σετ εικοσάλεπτων μετρήσεων ο οποίος βρέθηκε 1,83 γεγονότα ανά λεπτό, δηλαδή 0,03Hz.

Element	Symbol	Z	A	State	ρ [g/cm³]	$(-dE/dx)_{min}$ [MeV cm²/g]	$E_{\mu c}$ [GeV]	$E_{\mu c}$ Range	Notes
Hydrogen gas	H	1	1.00794	D	8.375×10^{-5}	4.103	3611.	I-1	VI-1
Liquid hydrogen	H	1	1.00794	L	7.080×10^{-2}	4.034	3102.	I-2	VI-1
Helium gas	He	2	4.002602	G	1.663×10^{-4}	1.937	2351.	I-3	VI-2
Liquid helium	He	2	4.002602	L	0.125	1.936	2020.	I-4	VI-2
Lithium	Li	3	6.941	S	0.534	1.639	1578.	I-5	VI-3
Beryllium	Be	4	9.012182	S	1.848	1.595	1328.	I-6	VI-4
Boron	B	5	10.811	S	2.370	1.623	1169.	I-7	VI-5
Carbon (compact)	C	6	12.0107	S	2.265	1.745	1056.	I-8	VI-6
Carbon (graphite)	C	6	12.0107	S	1.700	1.753	1065.	I-9	VI-6
Nitrogen gas	N	7	14.00674	D	1.165×10^{-3}	1.825	1153.	I-10	VI-7
Liquid nitrogen	N	7	14.00674	L	0.807	1.813	982.	I-11	VI-7
Oxygen gas	O	8	15.9994	D	1.332×10^{-3}	1.801	1050.	I-12	VI-8
Liquid oxygen	O	8	15.9994	L	1.141	1.788	890.	I-13	VI-8
Fluorine gas	F	9	18.9984032	D	1.580×10^{-3}	1.676	956.	I-14	VI-9
Liquid fluorine	F	9	18.9984032	L	1.507	1.634	810.	I-15	VI-9
Neon gas	Ne	10	20.1797	G	8.385×10^{-4}	1.724	906.	I-16	VI-10
Liquid neon	Ne	10	20.1797	L	1.204	1.695	759.	I-17	VI-10
Sodium	Na	11	22.989770	S	0.971	1.659	711.	I-18	VI-11
Magnesium	Mg	12	24.3050	S	1.740	1.674	658.	I-19	VI-12
Aluminium	Al	13	26.981538	S	2.699	1.615	612.	I-20	VI-13
Silicon	Si	14	28.9855	S	2.329	1.664	581.	I-21	VI-14
Phosphorus	P	15	30.973761	S	2.200	1.613	551.	I-22	VI-15
Sulfur	S	16	32.066	S	2.000	1.652	526.	I-23	VI-16
Chlorine gas	Cl	17	35.4527	D	2.995×10^{-3}	1.630	591.	I-24	VI-17
Liquid chlorine	Cl	17	35.4527	L	1.574	1.608	504.	I-25	VI-17
Argon gas	Ar	18	39.948	G	1.662×10^{-3}	1.519	571.	I-26	VI-18
Liquid argon	Ar	18	39.948	L	1.396	1.508	483.	I-27	VI-18
Potassium	K	19	39.0983	S	0.862	1.623	476.	I-28	VI-19
Calcium	Ca	20	40.078	S	1.550	1.655	445.	I-29	VI-20
Scandium	Sc	21	44.955910	S	2.989	1.522	420.	I-30	VI-21

Σχήμα 8.10.: Μέση απώλεια ενέργειας στο αέριο Αργό.

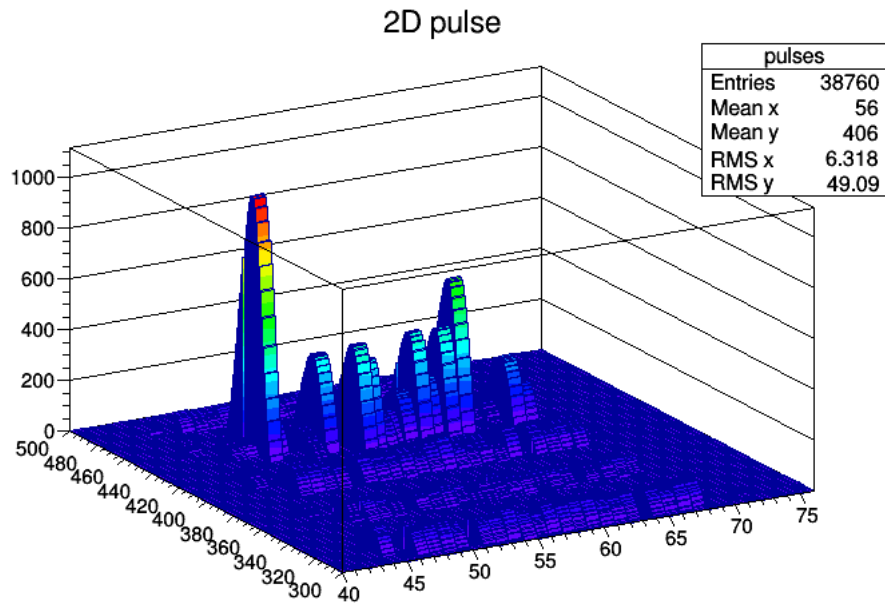
Με βάση τη μέση απώλεια ενέργειας στο αέριο αργό και την πυκνότητα του αερίου, η μέση απώλεια ενέργειας που αναμένεται για τα μίονια είναι $2,4\text{KeV/cm}$ και για τον ανιχνευτή πάχους conversion gap στα 5mm θα είναι περίπου $1,2\text{KeV}$. Το φάσμα της ενέργειας που θα ακολουθεί την κατανομή Landau αναμένεται να έχει πιθανότερη τιμή χαμηλότερη από αυτήν.



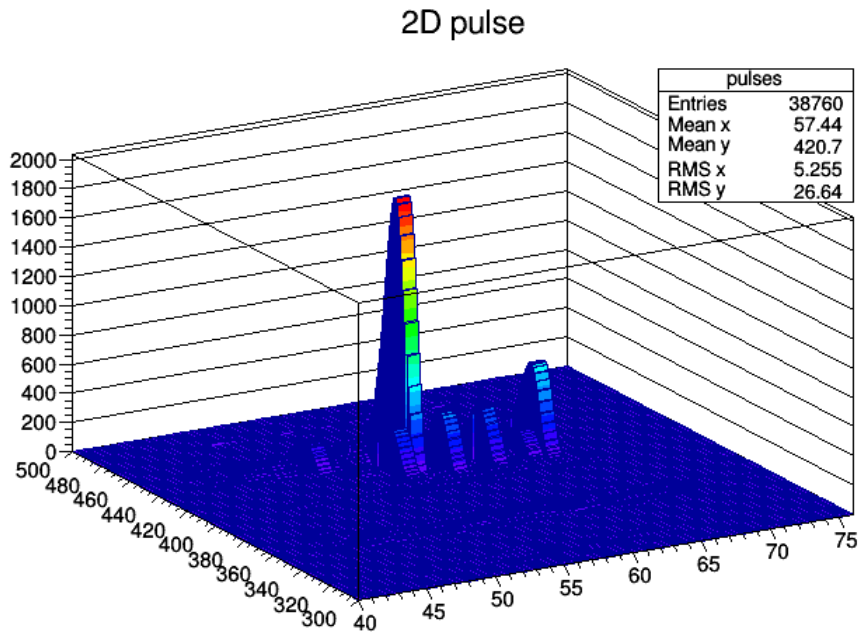
Σχήμα 8.11.: Μέση απώλεια ενέργειας και πιθανότερη απώλεια ενέργειας για μίονια σε Si.

Η διαφορά στις δύο τιμές φαίνεται στην εικόνα 8.11 για minimum ionizing particle, όπου φαίνεται η τιμή της μέσης απώλειας ενέργειας που προκύπτει από την Bethe που επηρεάζεται από ακραίες τιμές και η πιθανότερη τιμή απώλειας ενέργειας όπως προκύπτει από την κατανομή Landau - Vavilov.

Η ενέργεια των μιονίων στο έδαφος είναι της τάξης των 4GeV και συνεπώς όπως φαίνεται από τις εικόνες 8.12 και 8.13 τα μίονια μπορούν να ενεργοποιήσουν πολλά strips ταυτόχρονα.



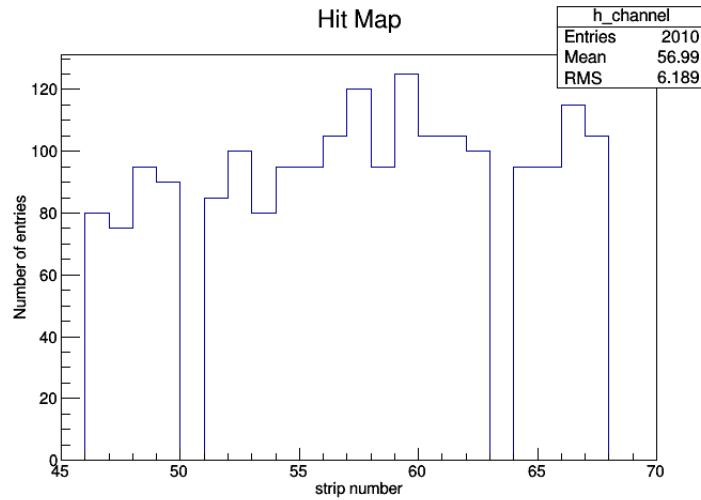
Σχήμα 8.12.: Παλμοί κοσμικών μιονίων.



Σχήμα 8.13.: Παλμοί κοσμικών μιονίων.

Τα κοσμικά μίονια, χρησιμοποιήθηκαν επίσης για μια πρώτη χαρτογράφηση των x strips του ανιχνευτή, η οποία εμφανίζεται στο διάγραμμα 8.14. Τα 20 strips του ανιχνευτή ανι-

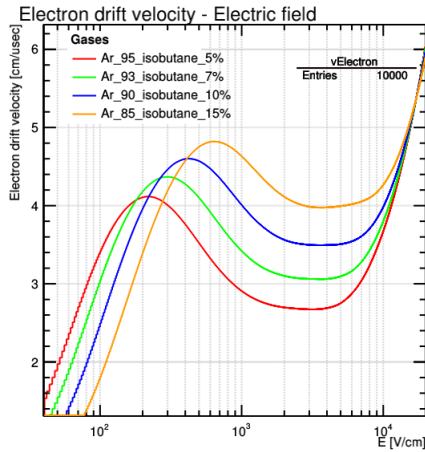
στοιχούν στα κανάλια 46 έως 68 του AGET chip με τα ενδιάμεσα ανενεργά κανάλια 53(50) και 66(63).



Σχήμα 8.14.: Τα strips που ενεργοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια των πειραμάτων με τα κοσμικά μόνια.

Για την επεξεργασία των υπόλοιπων δεδομένων μόνο τα ενεργά κανάλια που προέκυψαν από το hitmap λήφθηκαν υπόψη.

Για τον υπολογισμό της z τροχιάς της συνιστώσας υπολογίστηκε η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων στο conversion gap από το πρόγραμμα Garfield++ για διάφορα μείγματα αργού σε διάφορες τιμές του ηλεκτρικού πεδίου όπως φαίνεται στην εικόνα 8.15.



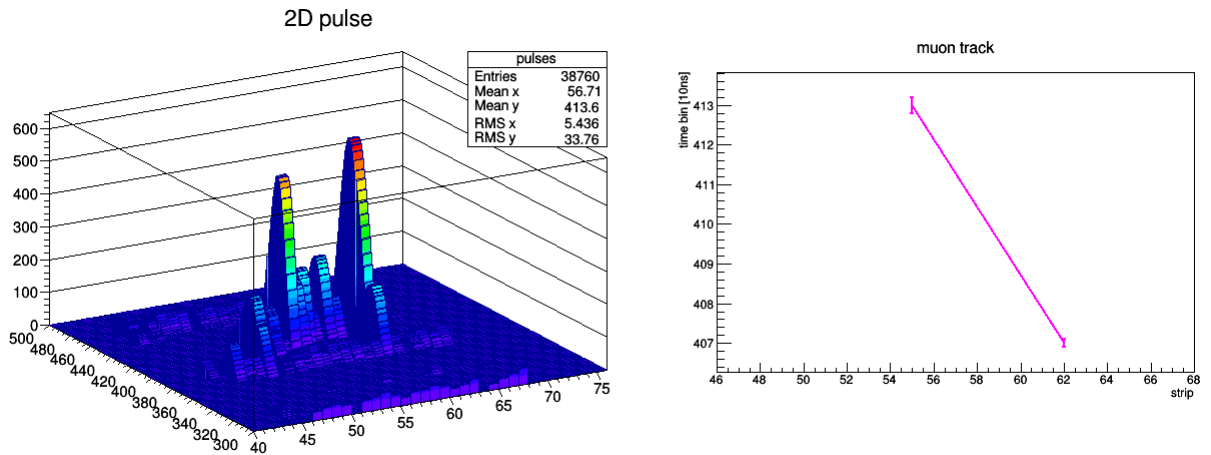
Σχήμα 8.15.: Ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων στο conversion gap.

Για τιμή ηλεκτρικού πεδίου στα 100V/m όπως έχει οριστεί για το πείραμα η ταχύτητα ολίσθησης είναι $u_{drift} = 3,3 \frac{cm}{\mu s}$.

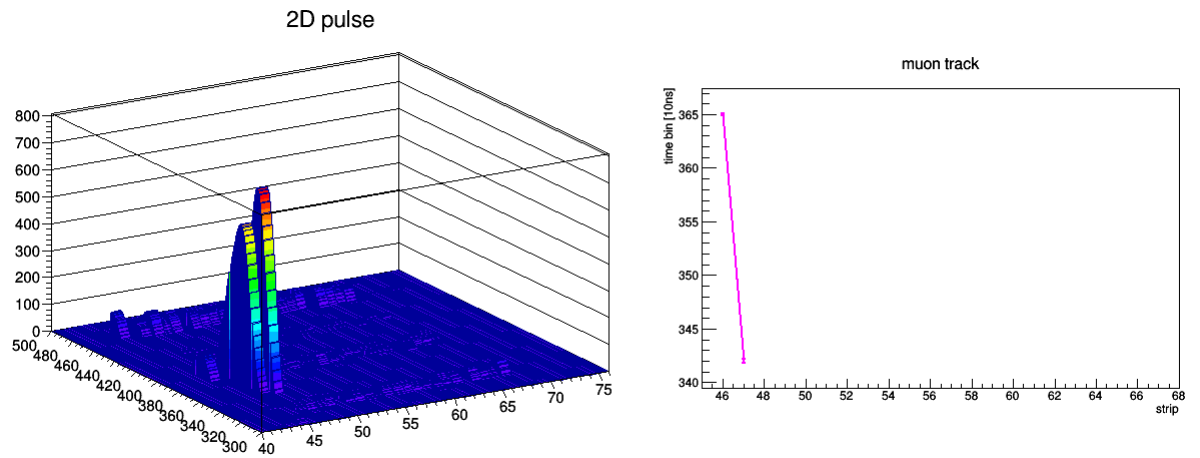
Ο χρόνος ολίσθησης των μιονίων στον ανιχνευτή θα είναι $t = \frac{D}{u_{drift}} = \frac{0,5}{3,3} = 0,15\mu s = 150ns$ άρα η μέγιστη διαφορά ενεργοποίησης των strips θα είναι 15 timeslots.

Η πλειοψηφία των μιονίων προσκρούει κάθετα στον ανιχνευτή για αυτό ως επι το πλείστον ενεργοποιήθηκαν μονά strips.

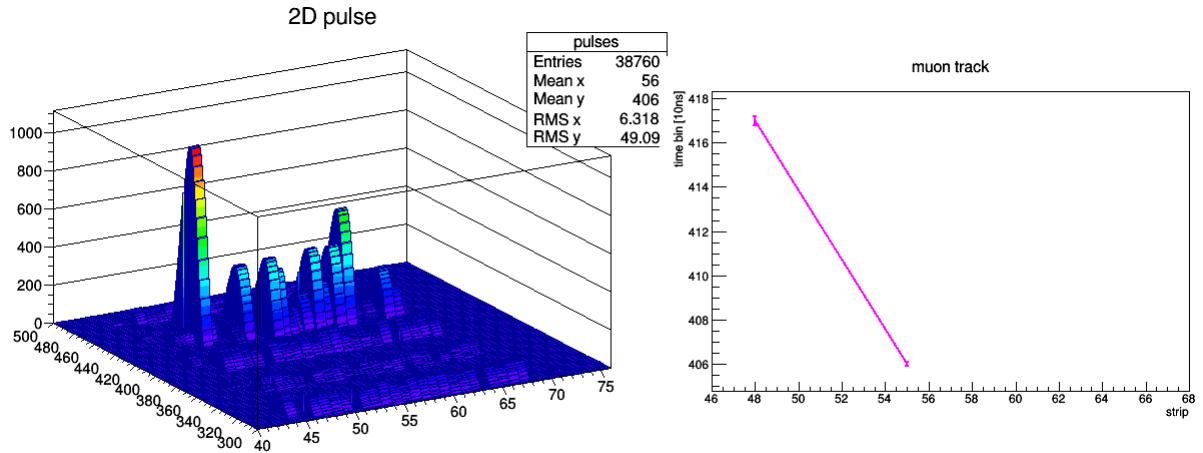
Από τους δισδιάστατους παλμούς εξεχθήκαν οι τροχιές των μιονίων στις περιπτώσεις ενεργοποίησης άνω του ενός strip.



Σχήμα 8.16.: Χρονική εξέλιξη παλμού και 2D τροχιά μιονίου.

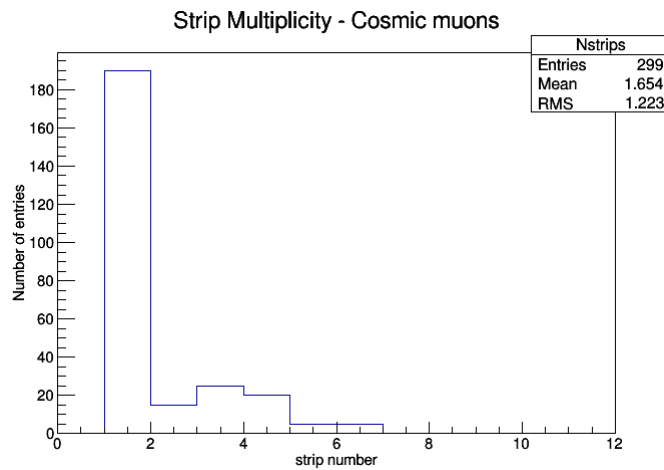


Σχήμα 8.17.: Χρονική εξέλιξη παλμού και 2D τροχιά μιονίου.



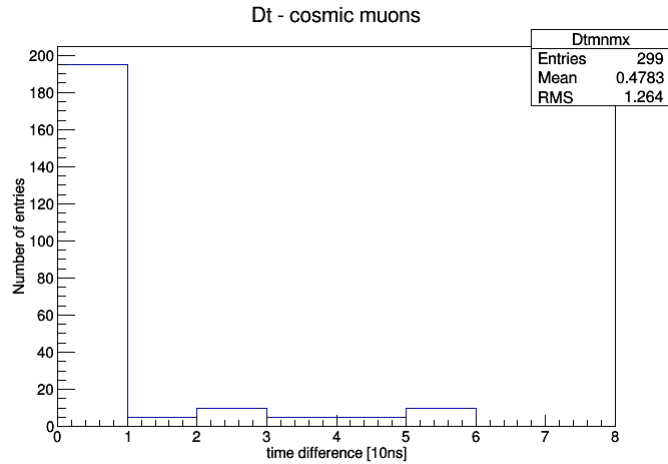
Σχήμα 8.18.: Χρονική εξέλιξη παλμού και 2D τροχιά μιονίου.

Σε κάθε παλμό έγινε fit με τη συνάρτηση Fermi - Dirac $q(t) = q_{base} + \frac{q_{max}}{1 + e^{((t-t_{FD})/\tau)}}$ όπου q_{base} το ελάχιστο ύψος παλμού, q_{max} το μέγιστο ύψος, t_{FD} θεωρήθηκε ο χρόνος εκκίνησης του παλμού και τ η παράμετρος Fermi που σχετίζεται με το χρόνο ανόδου.



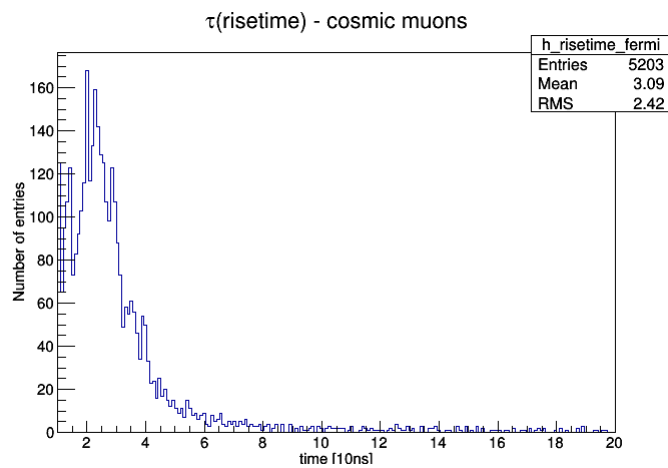
Σχήμα 8.19.: Το multiplicity των clusters των μιονίων.

Στο διάγραμμα 8.19 φαίνεται το πόσα strips ενεργοποιήθηκαν ανά event (cluster multiplicity). Στην πλειοψηφία των γεγονότων ενεργοποιήθηκε ένα strip καθώς τα μίονια προσπίπτουν με πολικές γωνίες κοντά στο μηδέν.



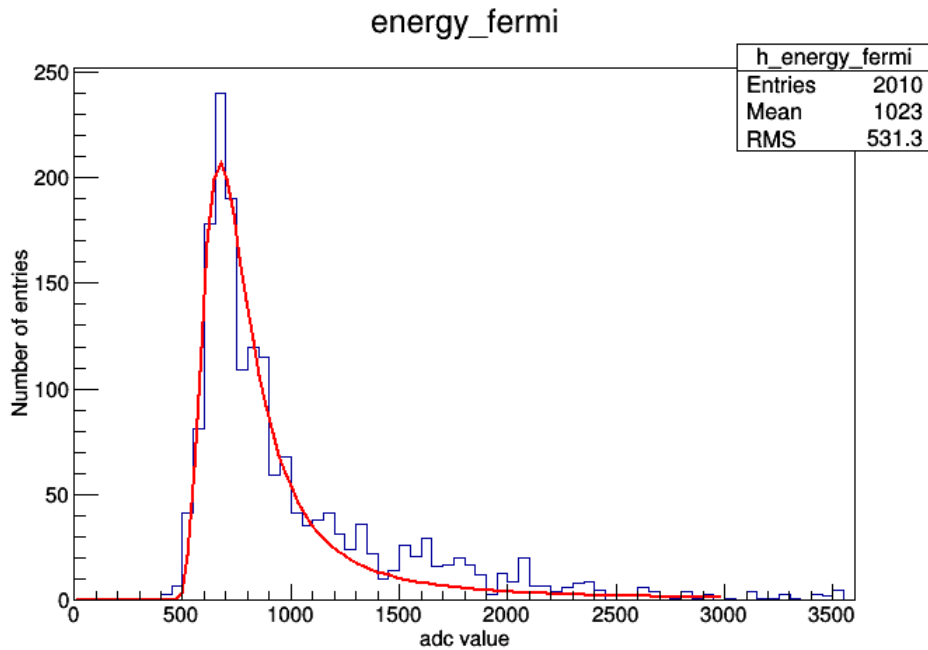
Σχήμα 8.20.: Η χρονική διαφορά άφιξης των clusters σε timeslots.

Η άφιξη των clusters γίνεται σχεδόν ταυτόχρονα όπως φαίνεται από το σχήμα 8.20 γεγονός που συνάδει με το multiplicity των clusters.



Σχήμα 8.21.: Η παράμετρος τ που είναι ενδεικτική του χρόνου ανόδου των clusters σε timeslots.

Η παράμετρος τ της κατανομής Fermi - Dirac σχετίζεται με το χρόνο ανόδου του παλμού, οπότε το διάγραμμα 8.21 δίνει μια ποιοτική αναπαράσταση του χρόνου ανόδου του παλμού. Όπως φαίνεται από το σχήμα, η κατανομή δεν είναι ομοιόμορφη γεγονός που επηρεάζεται από το drift των ιόντων στο amplification gap τα οποία φτάνουν στο micromesh με καθυστέρηση έως και 15 ns καθώς το μόνιο διασχίζει το conversion gap και προκαλεί ιονισμούς.

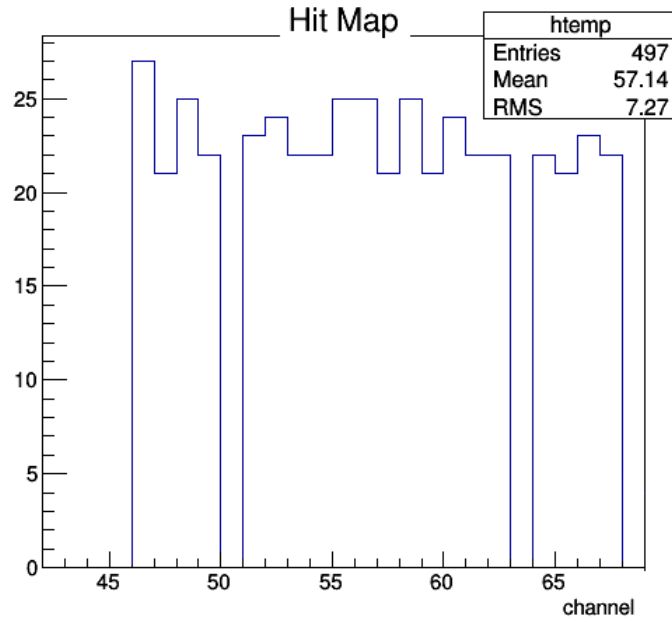


Σχήμα 8.22.: Το ενεργειακό φάσμα των μιονίων.

Το ιστόγραμμα του q_{max} δίνει το φάσμα ενέργειας για τα μίονια, η οποία επαληθεύεται ότι ακολουθεί την κατανομή Landau με πιθανότερη τιμή στα 700 ADC. Το κατώφλι της ενέργειας για να απομονωθεί ο θόρυβος τέθηκε στα 400 ADC, ενώ η μετακίνησή του σε χαμηλότερες τιμές (έως και 100 ADC) δεν επηρέαζε την τιμή της MPV.

8.3 Πηγή ^{55}Fe

Το σύστημα DAQ της κάρτας Feminos χρησιμοποιήθηκε για να γίνουν πειράματα με τον ανιχνευτή και με την πηγή του σιδήρου. Προχωρώντας όπως πριν, καταγράφηκε το hitmap από τις ακτίνες X του σιδήρου το οποίο φαίνεται στην παρακάτω εικόνα.



Σχήμα 8.23.: Τα κανάλια που ενεργοποιήθηκαν από την πηγή σιδήρου.

Όπως και με τα κοσμικά μίονια, ενεργοποιήθηκαν τα 20 strips του ανιχνευτή εκτός από 2 ενδιάμεσα 50 και 63 που δεν δίνουν δεδομένα.

Το εύρος του φωτοηλεκτρονίου που θα αλληλεπιδράσει με το φωτόνιο δίνεται από τη σχέση:

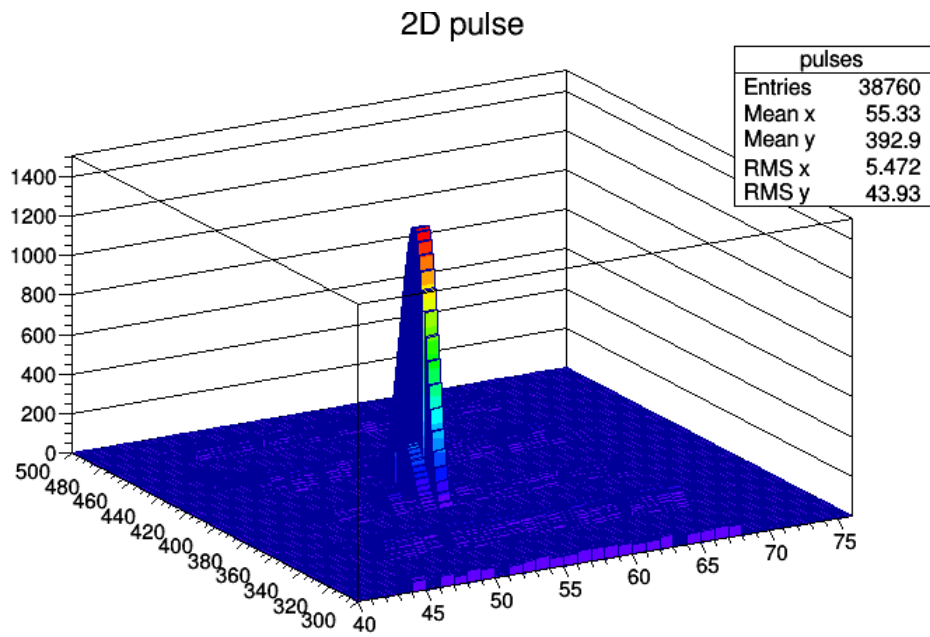
$$R(E) = AE\left(1 - \frac{B}{1 + CE}\right) \quad (8.2)$$

όπου $A = 5,37 \times 10^{-4} gcm^{-2} keV^{-1}$, $B = 0,9815$ και $C = 3.123 \times 10^{-3} keV^{-1}$.

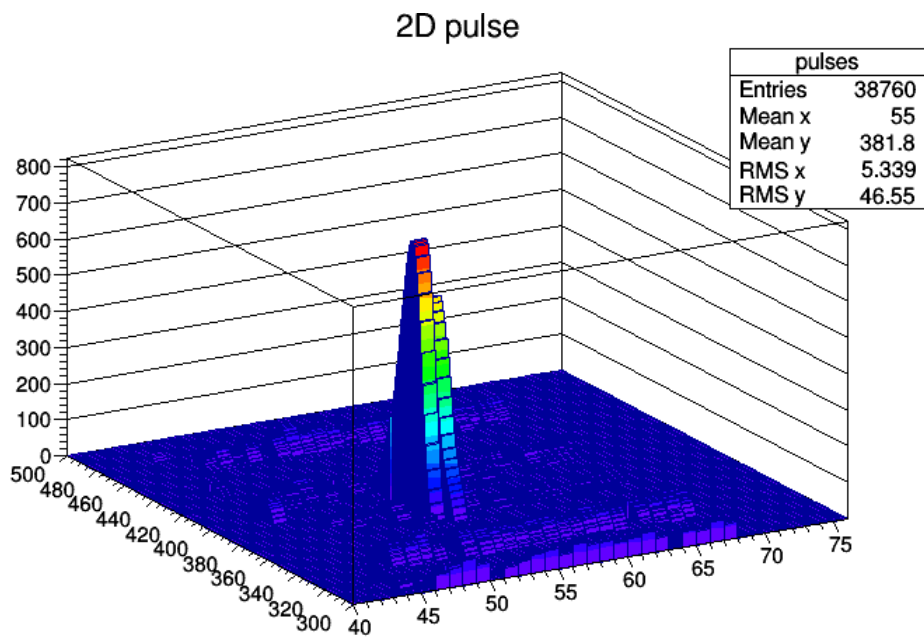
Οπότε για ενέργεια 3KeV που είναι η πιθανότερη αλληλεπίδραση με το ηλεκτρόνιο της K στιβάδας, το εύρος του φωτοηλεκτρονίου προκύπτει 250μm.

Το διάχυση των ηλεκτρονίων που προκύπτουν από τους ιονισμούς στα άτομα του αργού από το φωτοηλεκτρόνιο βρίσκεται από το Garfield++ όπως φαίνεται στην εικόνα, για την αντίστοιχη τιμή του ηλεκτρικού πεδίου στα 400μm.

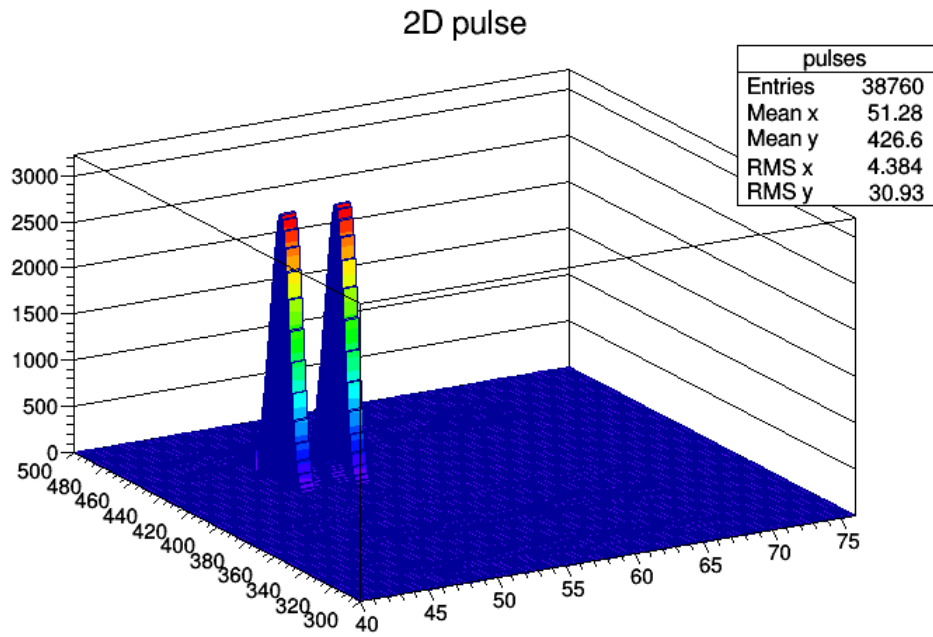
Οπότε, συνολικά, το cluster των ηλεκτρονίων θα ανιχνεύεται από ένα το πολύ δύο διαδοχικά strips. Στην περίπτωση που δεν θα διαφύγει το φωτόνιο αργού μπορεί το strip που θα ανιχνεύσει το cluster να απέχει κάποια strips. Επίσης στην περίπτωση φωτονίου και διάχυσης μπορεί να ενεργοποιηθούν τρία strips. Οι περιπτώσεις αυτές φαίνονται στους παρακάτω παλμούς.



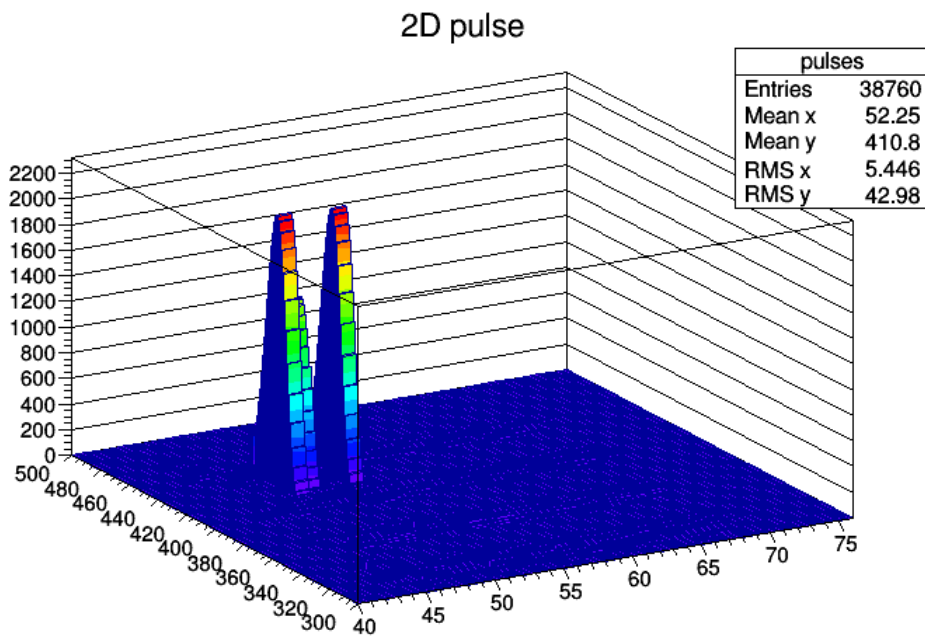
Σχήμα 8.24.: Ενεργοποίηση ενός strip από το cluster.



Σχήμα 8.25.: Διάχυση του cluster σε 2 διαδοχικά strips.



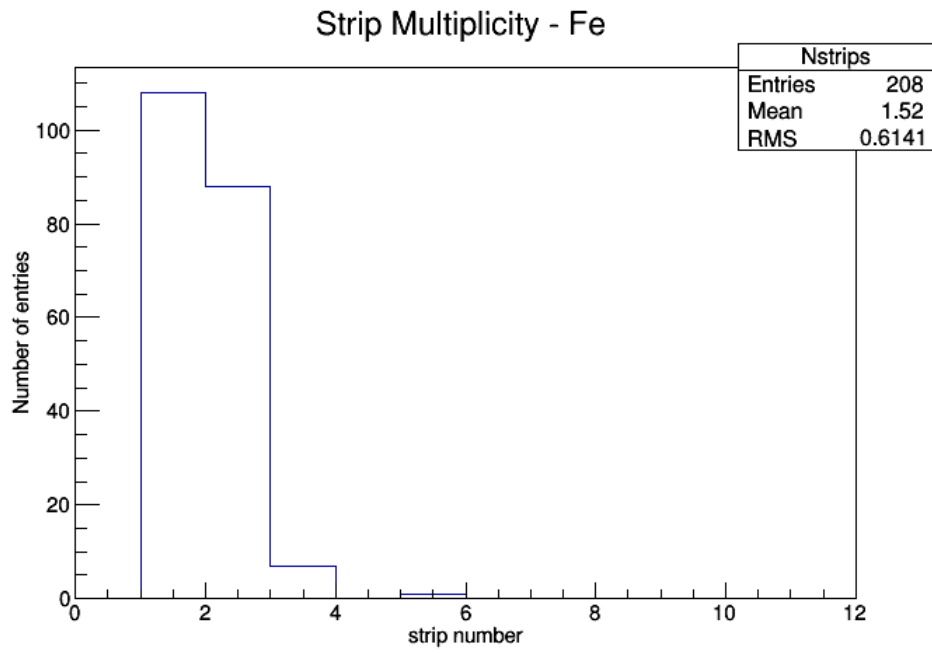
Σχήμα 8.26.: Ενεργοποίηση μη διαδοχικών strips από το φωτόνιο του αργού.



Σχήμα 8.27.: Φωτόνιο και διάχυση του cluster.

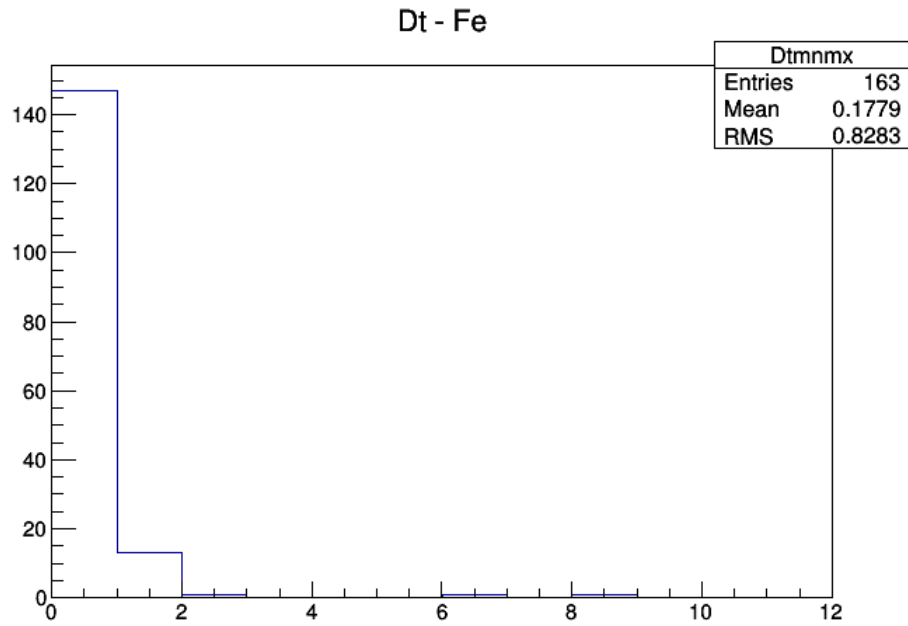
Στην παρακάτω εικόνα φαίνεται το cluster multiplicity για τις ακτίνες X του σιδήρου. Όπως αναλύθηκε παραπάνω η συντριπτική πλειοψηφία των clusters ενεργοποίησε ένα ή δύο

strips.



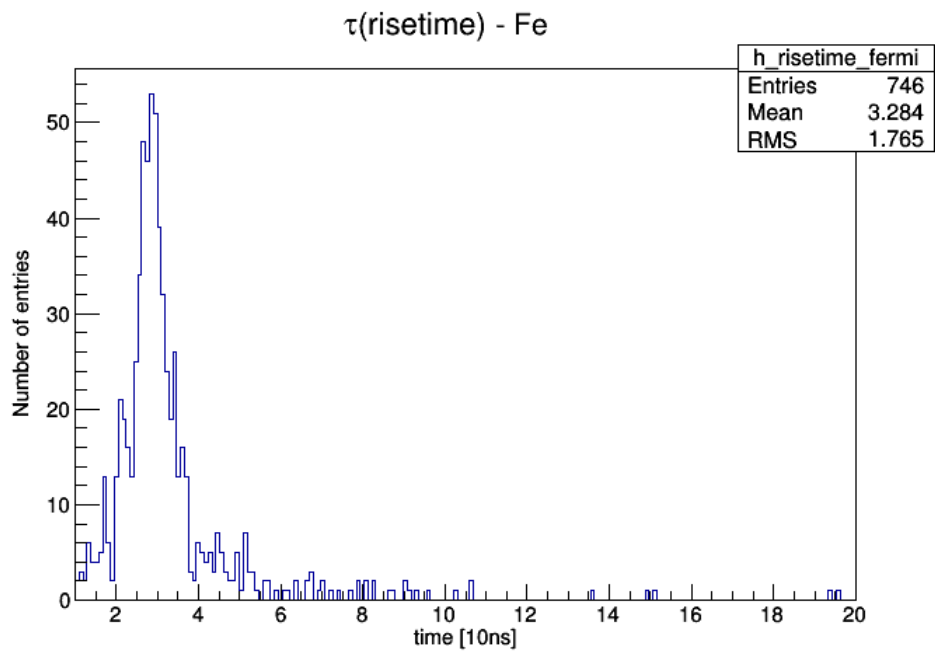
Σχήμα 8.28.: Multiplicity cluster του σιδήρου.

Σε συνδιασμό με την εικόνα 8.29 όπου φαίνεται ότι τα clusters ανιχνεύονται ταυτόχρονα ή με διαφορά ενός timeslot επιβεβαιώνεται η διαπίστωση ότι τα διπλά γεγονότα αφορούν το ίδιο cluster.



Σχήμα 8.29.: Διαφορά στο χρόνο καταγραφής των clusters.

Η παράμετρος τ για το σίδηρο έχει ομοιόμορφη κατανομή όπως φαίνεται από το σχήμα 8.30, με μέση τιμή κοντά στα 30ns. Αυτό είναι αναμενόμενο γιατί η μόνη διαδικασία που επηρεάζει την άνοδο του παλμού είναι ο χρόνος ολίσθησης των ηλεκτρονίων στο conversion gap που είναι ενιαίος για το cluster καθώς καταφτάνει ταυτόχρονα στο amplification gap.



Σχήμα 8.30.: Η καμπύλη risetime για το σίδηρο.

9. Αποτελέσματα και Συζήτηση

Η κατασκευή του ανιχνευτή segmented mesh microbulk αληθινής x - y ανάγνωσης ήταν πρωτοβουλία του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. Δημόκριτος και που υλοποιήθηκε μέσω της συνεργασίας RD51 σε συνεργασία με το Ινστιτούτο IRFU Saclay, το CERN και το Πανεπιστήμιο της Σαραγόσα.

Κατά τη διάρκεια των διαδικασιών κατασκευής, φτιάχτηκαν αρκετά δοκιμαστικά μοντέλα του ανιχνευτή, με διαφορετικές γεωμετρίες mesh, διαφορετικών διαστάσεων και pitch οπών και διάφορα pitch για τις λωρίδες και όλα ελέγχθηκαν μέσω προσομοιώσεων αλλά και συστημάτων ανάγνωσης ώστε να βρεθούν τα χαρακτηριστικά εκείνα που βελτιστοποιούν την απόδοση του ανιχνευτή.

Ο ανιχνευτής που διαθέτει το Ε.Λ.Ε.Α. με τον οποίον πραγματοποιήθηκαν τα πειράματα κατασκευάστηκε το 2014 οπότε και ελέγχθηκε η απόδοσή του και τα γενικά χαρακτηριστικά του με μία Gassiplex FEC.

Το πρώτο μέρος της παρούσας εργασίας, το οποίο έλαβε χώρα το 2017 μπορεί να θεωρηθεί ως aging study πάνω στον ανιχνευτή καθώς έχουν παρέλθει τρία χρόνια από την κατασκευή και εκκίνηση της λειτουργίας του.

Όπως έδειξαν τα αποτελέσματα ο ανιχνευτής δεν έχει υποστεί βλάβες παλαιώσης και διατηρεί την άριστη διακριτική ικανότητά του σε πολύ καλό επίπεδο στο 13%. Στα πειράματα που έγιναν, η πηγή δεν είχε πακτωθεί στο ενεργό παράθυρο του ανιχνευτή, γεγονός που αποτελεί αιτιολογικό παράγοντα για τη ποσοστιαία διαφορά με την αρχική διακριτική ικανότητα που είχε διαπιστωθεί ότι διαθέτει ο ανιχνευτής η οποία βρέθηκε 11,5% του FWHM στα 5,9keV, με την πηγή Σιδήρου πακτωμένη [15].

Επίσης, ο ανιχνευτής συνεχίζει να παρέχει υψηλά gain για μετριοπαθείς τιμές τάσεων στα ηλεκτρόδιά του, γεγονός που χαρακτηρίζει τους ανιχνευτές Micromegas.

Η χρήση της κάρτας Feminos έδωσε τη δυνατότητα απεικόνισης της χρονικής διαμόρφωσης των παλμών που προέρχονται από τον ανιχνευτή και την ανακατασκευή τροχιών των φωτοηλεκτρονίων σε δύο διαστάσεις, που πραγματοποιήθηκε με επιτυχία.

Η πλήρης αξιοποίηση του ανιχνευτή σε TPC mode, για τον οποίο λόγο και κατασκευάστηκε, μπορεί να γίνει μόνο με χρήση των AGET chips που διαθέτουν ικανότητα αυτοσκανδαλισμού και επίσης ειδικών FEC που θα παρέχουν τάση σε κάθε y strip, τα οποία στα πειράματα που έγιναν λόγω έλλειψης αυτής της κάρτας ήταν βραχυκυκλωμένα.

Οι προοπτικές του segmented mesh microbulk είναι άριστες καθώς λόγω της μινιμαλιστικής κατασκευής του readout pattern που διαθέτει, παρουσιάζει υψηλό radiopurity και μπορεί να αξιοποιηθεί από rare event εύρενες καθώς διαθέτει υπόβαθρο στα $10^{-7} \text{ cts/keV/cm}^2/\text{s}$, τουτέστιν κατά μία τάξη μεγέθους βελτιωμένη από τους τυπικούς Microbulk ανιχνευτές.

10. Παράρτημα

Τα παρακάτω scripts παρατίθενται για λόγους συνοχής (βλ. κεφάλαιο 7). Gain - συντελεστής Townsend

```
{  
  
ifstream files;  
const int l = 13;//lista  
int r;  
int i;  
int j;  
float gain[l];  
double amp[l];  
double preamp[l];  
double logos;  
double x_val[l];  
double y_val[l];  
float e[l];  
double mean[l];  
double sigma[l];  
float Vmesh[l];  
float g[l];  
float l_g[l];  
float a[l];  
float u[l];  
float res[l];  
  
const char * f[l];  
  
f[0] = "seg_d320_m290_mca10.mca";  
f[1] = "seg_d325_m295_mca10.mca";  
f[2] = "seg_d330_m300_mca10.mca";  
f[3] = "seg_d335_m305_mca10.mca";  
f[4] = "seg_d340_m310_mca10.mca";  
f[5] = "seg_d345_m315_mca10.mca";
```

```

f[6] = "seg_d350_m320_mca10.mca";
f[7] = "seg_d355_m325_mca10.mca";
f[8] = "seg_d360_m330_mca10.mca";
f[9] = "seg_d365_m335_mca10.mca";
f[10] = "seg_d370_m340_mca10.mca";
f[11] = "seg_d375_m345_mca10.mca";
f[12] = "seg_d380_m350_mca10.mca";
//f[13] = "m455_d555_mca10_isobutan.mca";
//f[0] = "m380_d480_mca10_isobutan.mca";
//f[1] = "m385_d485_mca10_isobutan.mca";

const char * n[1];

n[0] = "seg_d320_m290_mca10.png";
n[1] = "seg_d325_m295_mca10.png";
n[2] = "seg_d330_m300_mca10.png";
n[3] = "seg_d335_m305_mca10.png";
n[4] = "seg_d340_m310_mca10.png";
n[5] = "seg_d345_m315_mca10.png";
n[6] = "seg_d350_m320_mca10.png";
n[7] = "seg_d355_m325_mca10.png";
n[8] = "seg_d360_m330_mca10.png";
n[9] = "seg_d365_m335_mca10.png";
n[10] = "seg_d370_m340_mca10.png";
n[11] = "seg_d375_m345_mca10.png";
n[12] = "seg_d380_m350_mca10.png";
//n[13] = "m455_d555_mca10_isobutan.png";
//n[0] = "m380_d480_mca10_isobutan.png";
//n[1] = "m385_d485_mca10_isobutan.png";

for (j=0;j<1;j++){
c1 = new TCanvas(f[j],f[j],1);
h = new TH1F("Parameters",f[j],512,0.,512.);

files.open(f[j]);
i = 0;
while(files>>r){
h.SetBinContent(i,r);
i++;
}
        h.GetAxis()->SetTitle("Vmesh (V)");
h.GetAxis()->SetTitle("Counts");
        h->GetXaxis()->CenterTitle();

```

```

        h->GetYaxis()->CenterTitle();

        int k = h->GetStdDev();
        int q = h->GetMaximumBin();
h.Draw();
        h.Fit("gaus","M","",q-k,q+k);
        mean[j] = gaus.GetParameter(1);
        sigma[j] = gaus.GetParameter(2);
        e[j] = gaus.GetParError(1);
        res[j]=2.355*sigma[j]/mean[j];
        cout << "error["<<j<<"] = "<<e[j]<<endl;
        cout << "sigma["<<j<<"] = "<<sigma[j]<<endl;
        //h.Fit("gaus","M","",,);

gStyle.SetOptStat(0000);
gStyle.SetOptFit();
        gPad->Update();
        TPaveStats *st = (TPaveStats*)h->FindObject("stats");
        st->SetX1NDC(0.7); //new x start position
st->SetX2NDC(0.9); //new x end position
st->SetY1NDC(0.7); //new x start position
st->SetY2NDC(0.9);

        c1->SaveAs(n[j], "");
c1.Update();

files.close();
}

int m;

for (m=0;m<l;m++){
    /*if (m<14){logos = 0.009765625;}
    else
*/
    logos = 0.01953125;
    amp[m]= logos*mean[m];
    preamp[m]=amp[m]/25;
    gain[m]=(276243*preamp[m])/(0.045*225);

    cout << "amp["<<m<<"] = "<< amp[m]<<endl;
    cout << "preamp["<<m<<"] = "<< preamp[m]<<endl;

```

```

        cout << "gain["<<m<<"] = "<< gain[m]<<endl;
    }

    int d;
    for(d=0;d<l;d++){
        g[d]= 290+5*d;//V mesh
        u[d]=g[d]/0.005;
        cout << "Vmesh["<<d<<"] = "<< g[d]<<endl;
        cout << "Emesh["<<d<<"] = "<< u[d]<<endl;
    }

    TCanvas *c1 = new TCanvas("c2","c2",1);
    c1->SetFillColor(19);
    c1->SetGrid();
    c1->GetFrame()->SetFillColor(16);
    c1->GetFrame()->SetBorderSize(12);
    c1->Divide(2,1);

    c1.cd(1);
    gPad-> SetLogy();
    TGraphErrors *Gain2 = new TGraphErrors(1,g,gain,NULL,e);
    Gain2.SetMarkerColor(1);
    Gain2.SetMarkerStyle(5);
    Gain2.SetTitle("lnGain_Isobutane_Argon");
    Gain2.GetAxis()->SetTitle("Vmesh (V)");
    Gain2.GetAxis()->SetTitle("Gain");
    Gain2.GetAxis()->SetTitleOffset(1.2);
    Gain2.Draw("ACP");

    c1.cd(2);
    TGraphErrors *Gain1 = new TGraphErrors(1,g,gain,NULL,e);
    Gain1.SetMarkerColor(1);
    Gain1.SetMarkerStyle(5);
    Gain1.SetTitle("Gain_Isobutane_Argon");
    Gain1.GetAxis()->SetTitle("Vmesh (V)");
    Gain1.GetAxis()->SetTitle("Gain");
    Gain1.GetAxis()->SetTitleOffset(1.8);
    Gain1.Draw("ACP");
    Gain1.Fit("expo","","",490,570);
    gStyle->SetOptFit(0001);
    c1->Update();

```

```

c1 -> SaveAs("GainV(Emesh).png","");

TCanvas *c1 = new TCanvas("c4","c4",1);
  c1->SetFillColor(10);
  c1->SetGrid(2);
  c1->GetFrame()->SetFillColor(10);
  c1->GetFrame()->SetBorderSize(12);
  // c1->Divide(2,1);

/*
c1.cd(1);
gPad-> SetLogy();
TGraph *GainE = new TGraph(1,u,gain);
GainE.SetMarkerColor(1);
GainE.SetMarkerStyle(5);
GainE.SetTitle("lnGain_Isobutane_Argon=f(E)");
GainE.GetAxis()->SetTitle("Emesh (V/cm)");
GainE.GetAxis()->SetTitle("Gain");
GainE.GetAxis()->SetTitleOffset(1.2);
GainE.Draw("ACP");

*/
/*c1.cd(2);
*/
TGraph *GainE1 = new TGraph(1,u,gain);
GainE1.SetMarkerColor(1);
GainE1.SetMarkerStyle(5);
GainE1.SetTitle("Gain_Isobutane_Argon=f(E)");
GainE1.GetAxis()->SetTitle("#it{#scale[1.2]{E_{mesh}(V/cm)}}");
//GainE1.GetAxis()->SetRange("Emesh (V/cm)");
//Resol.GetAxis()->SetTitle("#it{#scale[1.2]{E_{mesh}(V/cm)}}");
//Resol.GetAxis()->SetTitle("#it{#scale[1.2]{Gain}}");
GainE1.GetAxis()->SetTitle("#it{#scale[1.2]{Gain}}");
GainE1.GetAxis()->SetTitleOffset(1.3);
//gStyle->SetLabelSize(0.1);
GainE1.Draw("ACP");
TLatex lat = TLatex();
lat.SetNDC();
lat.SetTextFont(12);
//lat.SetTextSize(0.02);
lat.DrawLatex(0.17, 0.7, "#splitline{Gain}{#color[2]{Argon -iC4H10 5%}}");
c1->Update();
c1 -> SaveAs("Gainf(Emesh).png","Gainf(Emesh)");

```



```

int w;
for(w=0;w<1;w++){
l_g[w]=log(gain[w]);
cout<< "ln_gain["<<w<<"]="<<l_g[w]<<endl;
a[w] = l_g[w]/128;
cout<< "townsend["<<w<<"]="<<a[w]<<endl;
}
TCanvas *c1 = new TCanvas("c3","c3",1);
    c1->SetFillColor(10);
    c1->SetGrid(2);
    c1->GetFrame()->SetFillColor(10);
    c1->GetFrame()->SetBorderSize(10);
TGraph *Townsend = new TGraph(1,g,a);
Townsend.SetMarkerColor(1);
Townsend.SetMarkerStyle(5);
Townsend.SetTitle("Townsend Coefficient");
Townsend.GetAxis()->SetTitle("Vmesh (V)");
Townsend.GetAxis()->SetTitle("Townsend");
Townsend.GetAxis()->SetTitleOffset(1.2);
//gStyle->SetLabelSize(0.1);
Townsend.Draw("ALP");
c1->Update();

c1 -> SaveAs("townsend Coeff.png","townsend Coeff");

//-----Resolution-----

TCanvas *c5 = new TCanvas("c5","c5",1);
    c1->SetFillColor(10);
    c1->SetGrid(2);
    c1->GetFrame()->SetFillColor(10);
    c1->GetFrame()->SetBorderSize(10);
TGraph *Res = new TGraph(1,g,res);

Res.SetMarkerColor(1);
Res.SetMarkerStyle(2);
Res.SetTitle("Resolution");
Res.GetAxis()->SetTitle("Vmesh (V)");
Res.GetAxis()->SetTitle("Resolution");
Res.GetAxis()->SetTitleOffset(1.5);
//gStyle->SetLabelSize(0.1);
Res.Draw("AP");
c5->Update();

```

```
c5 -> SaveAs("res.png","res");  
}
```

Resolution - Transparency

```
{  
  
ifstream openfile;  
int i;  
int j;  
int r;  
const int l = 10;  
double mean[l];  
double meanone[l];  
double sigma[l];  
double sigmaone[l];  
double e[l];  
double v[l];  
double u[l];  
double logos[l];  
double emesh;  
double resolution[l];  
  
//declaring list  
  
const char* n[l];  
n[0] = "seg_trans_d340_m330.mca";  
n[1] = "seg_trans_d350_m330.mca";  
n[2] = "seg_trans_d360_m330.mca";  
n[3] = "seg_trans_d370_m330.mca";  
n[4] = "seg_trans_d380_m330.mca";  
n[5] = "seg_trans_d390_m330.mca";  
n[6] = "seg_trans_d400_m330.mca";  
n[7] = "seg_trans_d410_m330.mca";  
n[8] = "seg_trans_d420_m330.mca";  
n[9] = "seg_trans_d430_m330.mca";  
  
//saving list as items
```

```

const char* f[1];
f[0] = "seg_trans_d340_m330.png";
f[1] = "seg_trans_d350_m330.png";
f[2] = "seg_trans_d360_m330.png";
f[3] = "seg_trans_d370_m330.png";
f[4] = "seg_trans_d380_m330.png";
f[5] = "seg_trans_d390_m330.png";
f[6] = "seg_trans_d400_m330.png";
f[7] = "seg_trans_d410_m330.png";
f[8] = "seg_trans_d420_m330.png";
f[9] = "seg_trans_d430_m330.png";

for (j=0;j<1;j++){
c1 = new TCanvas(n[j],n[j],1);
h = new TH1F("Parameters",n[j],512,0.,512.);

openfile.open(n[j]);
i = 0;
while(openfile>>r){
h.SetBinContent(i,r);
i++;
}

        h.GetAxis()->SetTitle("Channels");
h.GetAxis()->SetTitle("Counts");
        h->GetXaxis()->CenterTitle();
        h->GetYaxis()->CenterTitle();

        int k = h->GetStdDev();
        int q = h->GetMaximumBin();
h.Draw();
        h.Fit("gaus","M","",q-k,q+k);
        meanone[j] = gaus.GetParameter(1);
        sigmaone[j] = gaus.GetParameter(2);
        h.Draw();
h.Fit("gaus","M","",meanone[j]-sigmaone[j],meanone[j]+sigmaone[j]);

mean[j] = gaus.GetParameter(1);
sigma[j] = gaus.GetParameter(2);
e[j] = gaus.GetParError(1);
resolution[j]=2.355*sigma[j]/mean[j];
        cout << "error["<<j<<"] = "<<e[j]<<endl;
        cout << "centroid["<<j<<"] = "<<mean[j]<<endl;
cout << "sigma["<<j<<"] = "<<sigma[j]<<endl;

```

```

    cout<< "resolution["<<j<<"] = "<<resolution[j]<<endl;

        gStyle.SetOptStat(0000);
gStyle.SetOptFit();
    gPad->Update();
        TPaveStats *st = (TPaveStats*)h->FindObject("stats");
        st->SetX1NDC(0.7); //new x start position
st->SetX2NDC(0.9); //new x end position
st->SetY1NDC(0.7); //new x start position
st->SetY2NDC(0.9);
        c1 -> SaveAs(f[j], "");
        c1.Update();
openfile.close();
}

int d;
for(d=0;d<1;d++){
    v[d]= 340+10*d;
    u[d]=(v[d]-330)/0.5;// E conversion
    emesh=330/0.005;// E amplification
    logos[d]=u[d]/emesh;

    cout << "Vdrift["<<d<<"] = "<< v[d]<<endl;
cout << "Edrift["<<d<<"] = "<< u[d]<<endl;
    cout << "logos["<<d<<"] = "<< logos[d]<<endl;
}

TCanvas *c1 = new TCanvas("c1","c1",1);
    c1->SetFillColor(10);
    c1->SetGrid(1);
    c1->GetFrame()->SetFillColor(10);
    c1->GetFrame()->SetBorderSize(10);

//Transparency

TGraph *Trans = new TGraph(1,logos,mean);
Trans.SetMarkerColor(1);
Trans.SetMarkerStyle(2);
Trans.SetMarkerSize(1);
Trans.SetTitle("Transparency Ar:iC4H10(95:5)");
Trans.GetAxis()->SetTitle("Econv/Eamp");
Trans.GetAxis()->SetTitle("channel of max pulse");
Trans.GetAxis()->SetAxisColor(17);
Trans.GetAxis()->SetAxisColor(17);

```

```

Trans.GetAxis()->CenterTitle();
Trans.GetAxis()->CenterTitle();
Trans.GetAxis()->SetLimits(0.000151515, 0.003181815);
Trans.GetAxis()->SetRangeUser(310, 346);
Trans.Draw("AP");
TGaxis *A1 = new TGaxis( 0.000151515,346,0.003181815,346,335,435,510,"-");
    A1->SetTitle("Vdrift(V)");
    A1->SetLabelSize(0.03);
    A1->Draw();

c1 -> SaveAs("Transparency Ar:iC4H10(95:5).png","Ar:iC4H10(95:5)");

//Resolution graph
TCanvas *c2 = new TCanvas("c2","c2",1);
    c2->SetFillColor(10);
    c2->SetGrid();
    c2->GetFrame()->SetFillColor(10);
    //c2->GetFrame()->SetBorderSize(10);

TGraph *Resol = new TGraph(1,v,resolution);
Resol.SetMarkerColor(4);
Resol.SetMarkerStyle(20);
//Resol.SetMarkerSize(1.5);
Resol.SetTitle("Resolution Ar:iC4H10(95:5)");
Resol.GetAxis()->SetTitle("#it{#scale[1.2]}{V_{drift}(V)}");
Resol.GetAxis()->SetTitle("#it{#scale[1.2]}{Resolution}");
Resol.GetAxis()->SetTitleOffset(1.2);
Resol.GetAxis()->SetTitleOffset(1.2);
//Resol.GetAxis()->SetAxisColor(17);
//Resol.GetAxis()->SetAxisColor(17);
Resol.GetAxis()->CenterTitle();
Resol.GetAxis()->CenterTitle();
Resol.Draw("AP");

TLatex tt1 = TLatex();
tt1.SetNDC();
tt1.SetTextFont(12);
tt1.DrawLatex(0.17, 0.7, "#splitline{Resolution = 2.355#frac{#sigma}{centroid}}{#color[2]");
c2.Update();

//c2.Print("plots.pdf","title");
c2->SaveAs("Resolution Ar:iC4H10(95:5).png","Resolution Ar:iC4H10(95:5)");

```

```
}
```

2D Scan

```
{
```

```
ifstream files;
```

```
int j;
```

```
int i;
```

```
int r;
```

```
const int l = 25;//lista
```

```
double mean[l];
```

```
double meanone[l];
```

```
double sigma[l];
```

```
double sigmaone[l];
```

```
double e[l];
```

```
double res[l];
```

```
int q;
```

```
double x[l] = {300.0,300.0,300.0,300.0,300.0,310.0,310.0,310.0,310.0,310.0,320.0,320.0,3
```

```
double y[l] = {330.0,340.0,350.0,360.0,370.0,340.0,350.0,360.0,370.0,380.0,350.0,360.0,3
```

```
//declaring list
```

```
const char * f[l];
```

```
f[0] = "2Dtrans_seg_d330_m300_mca5.mca";
```

```
f[1] = "2Dtrans_seg_d340_m300_mca5.mca";
```

```
f[2] = "2Dtrans_seg_d350_m300_mca5.mca";
```

```
f[3] = "2Dtrans_seg_d360_m300_mca5.mca";
```

```
f[4] = "2Dtrans_seg_d370_m300_mca5.mca";
```

```
f[5] = "2Dtrans_seg_d340_m310_mca5.mca";
```

```
f[6] = "2Dtrans_seg_d350_m310_mca5.mca";
```

```
f[7] = "2Dtrans_seg_d360_m310_mca5.mca";
```

```
f[8] = "2Dtrans_seg_d370_m310_mca5.mca";
```

```
f[9] = "2Dtrans_seg_d380_m310_mca5.mca";
```

```
f[10] = "2Dtrans_seg_d350_m320_mca5.mca";
```

```
f[11] = "2Dtrans_seg_d360_m320_mca5.mca";
```

```
f[12] = "2Dtrans_seg_d370_m320_mca5.mca";
```

```
f[13] = "2Dtrans_seg_d380_m320_mca5.mca";
```

```
f[14] = "2Dtrans_seg_d390_m320_mca5.mca";
```

```
f[15] = "2Dtrans_seg_d360_m330_mca5.mca";
```

```
f[16] = "2Dtrans_seg_d370_m330_mca5.mca";
```

```
f[17] = "2Dtrans_seg_d380_m330_mca5.mca";
```

```

f[18] = "2Dtrans_seg_d390_m330_mca5.mca";
f[19] = "2Dtrans_seg_d400_m330_mca5.mca";
f[20] = "2Dtrans_seg_d370_m340_mca5.mca";
f[21] = "2Dtrans_seg_d380_m340_mca5.mca";
f[22] = "2Dtrans_seg_d390_m340_mca5.mca";
f[23] = "2Dtrans_seg_d400_m340_mca5.mca";
f[24] = "2Dtrans_seg_d410_m340_mca5.mca";

//saving list items as png
const char * n[l];
n[0] = "2Dtrans_seg_d330_m300_mca5.png";
n[1] = "2Dtrans_seg_d340_m300_mca5.png";
n[2] = "2Dtrans_seg_d350_m300_mca5.png";
n[3] = "2Dtrans_seg_d360_m300_mca5.png";
n[4] = "2Dtrans_seg_d370_m300_mca5.png";
n[5] = "2Dtrans_seg_d340_m310_mca5.png";
n[6] = "2Dtrans_seg_d350_m310_mca5.png";
n[7] = "2Dtrans_seg_d360_m310_mca5.png";
n[8] = "2Dtrans_seg_d370_m310_mca5.png";
n[9] = "2Dtrans_seg_d380_m310_mca5.png";
n[10] = "2Dtrans_seg_d350_m320_mca5.png";
n[11] = "2Dtrans_seg_d360_m320_mca5.png";
n[12] = "2Dtrans_seg_d370_m320_mca5.png";
n[13] = "2Dtrans_seg_d380_m320_mca5.png";
n[14] = "2Dtrans_seg_d390_m320_mca5.png";
n[15] = "2Dtrans_seg_d360_m330_mca5.png";
n[16] = "2Dtrans_seg_d370_m330_mca5.png";
n[17] = "2Dtrans_seg_d380_m330_mca5.png";
n[18] = "2Dtrans_seg_d390_m330_mca5.png";
n[19] = "2Dtrans_seg_d400_m330_mca5.png";
n[20] = "2Dtrans_seg_d370_m340_mca5.png";
n[21] = "2Dtrans_seg_d380_m340_mca5.png";
n[22] = "2Dtrans_seg_d390_m340_mca5.png";
n[23] = "2Dtrans_seg_d400_m340_mca5.png";
n[24] = "2Dtrans_seg_d410_m340_mca5.png";

//data histograms
for (j=0;j<l;j++){

c1 = new TCanvas(f[j],f[j],1);
h = new TH1F("Parameters",f[j],512,0.,512.);

```

```

files.open(f[j]);
i = 0;
while(files>>r){
h.SetBinContent(i,r);
i++;
}
        h.GetAxis()->SetTitle("Vmesh (V)");
h.GetAxis()->SetTitle("Counts");
        h->GetXaxis()->CenterTitle();
        h->GetYaxis()->CenterTitle();

        int k = h->GetStdDev();
        q = h->GetMaximumBin();
h.Draw();
        h.Fit("gaus","M","",q-k,q+k);
meanone[j] = gaus.GetParameter(1);
        sigmaone[j] = gaus.GetParameter(2);
h.Draw();
//-----2nd fit
h.Fit("gaus","M","",meanone[j]-sigmaone[j],meanone[j]+sigmaone[j]);
mean[j] = gaus.GetParameter(1);
        sigma[j] = gaus.GetParameter(2);
        e[j] = gaus.GetParError(1);
        res[j]=2.355*sigma[j]/mean[j];
        cout << "error["<<j<<"] = "<<e[j]<<endl;
        cout << "sigma["<<j<<"] = "<<sigma[j]<<endl;
        cout << "centroid["<<j<<"] = "<<mean[j]<<endl;
        cout << "resolution["<<j<<"] = "<<res[j]<<endl;
gStyle.SetOptStat(0000);
gStyle.SetOptFit();
        gPad->Update();
        TPaveStats *st = (TPaveStats*)h->FindObject("stats");
        st->SetX1NDC(0.7); //new x start position
st->SetX2NDC(0.9); //new x end position
st->SetY1NDC(0.7); //new y start position
st->SetY2NDC(0.9);

        c1->SaveAs(n[j], "");

files.close();
}

```



```

//-----canvas for transparency
TCanvas *c1 = new TCanvas("c1","c1",1);
    c1->SetFillColor(18);
    c1->SetGrid();
    c1->GetFrame()->SetFillColor(21);
    c1->GetFrame()->SetBorderSize(10);
TGraph2D *g = new TGraph2D(1, x, y, mean);
g.SetMarkerColor(1);
g.SetMarkerStyle(5);
g.SetTitle("#font[72]{Transparency};" "#scale[1.4]{#font[12]{Vmesh}};" "#scale[1.4]{#font[12]{Vmesh}}");
gStyle->SetPalette(1);
TH2D *h2=g->GetHistogram();
h2.GetXaxis()->SetTitleOffset(1.9);
h2.GetYaxis()->SetTitleOffset(1.9);
//h2.GetZaxis().SetRangeUser(0.18,0.32);
h2.Draw();

g.Draw("tri1 p0");

c1.SaveAs("2DTransparency isobutane.png","");

//-----canvas for resolution
TCanvas *c2 = new TCanvas("c2","c2",1);
    c2->SetFillColor(18);
    c2->SetGrid();
    c2->GetFrame()->SetFillColor(21);
    c2->GetFrame()->SetBorderSize(10);
TGraph2D *g1 = new TGraph2D(1, x, y, res);
g1.SetTitle("#font[72]{Resolution};" "#scale[1.4]{#font[12]{Vmesh}};" "#scale[1.4]{#font[12]{Vmesh}}");
g1.SetMarkerColor(1);
g1.SetMarkerStyle(5);
gStyle->SetPalette(1);
    TH2D *h1=g1->GetHistogram();
h1.GetXaxis()->SetTitleOffset(1.9);
h1.GetYaxis()->SetTitleOffset(2.0);
h1.GetZaxis().SetRangeUser(0.14,0.2);
h1.Draw();
g1.Draw("tri1 p0");
c2.Update();
c2.SaveAs("2DResolution isobutane.png");

```

}

Bibliography

- [1] H. E. M. A. *Handbook on Radiation Probing, Gauging, Imaging and Analysis: Volume I*. Springer, 1st edition, 2003.
- [2] P. Abbon, S. Andriamonje, S. Aune, D. Besin, S. Cazaux, T. Dafni, T. Decker, B. O. Dogan, N. Duportail, G. Fanourakis, E. Ferrer Ribas, J. Galan, T. Gerasis, M. Gros, A. Giganon, I. Giomataris, R. Hill, I. G. Irastorza, K. Kousouris, J. Morales, T. Papaevangelou, M. Pivovarov, M. Riallot, J. Ruz, R. Soufli, K. van Bibber, K. Zachariadou, and G. Zaffanella. Micromegas for Axion Search and Prospects. In *Journal of Physics Conference Series*, volume 65 of *Journal of Physics Conference Series*, page 012010, Apr. 2007.
- [3] P. Abbon, S. Andriamonje, S. Aune, T. Dafni, M. Davenport, E. Delagnes, R. de Oliveira, G. Fanourakis, E. F. Ribas, J. Franz, T. Gerasis, A. Giganon, M. Gros, Y. Giomataris, I. G. Irastorza, K. Kousouris, J. Morales, T. Papaevangelou, J. Ruz, K. Zachariadou, and K. Zioutas. The micromegas detector of the cast experiment. *New Journal of Physics*, 9(6):170, 2007.
- [4] S. N. Ahmed. *Physics and Engineering of Radiation Detection*. Elsevier, Academic Press Inc., 1st edition, 2007.
- [5] S. Andriamonje, D. Attie, E. Berthoumieux, M. Calviani, P. Colas, T. Dafni, G. Fanourakis, E. Ferrer-Ribas, J. Galan, T. Gerasis, A. Giganon, I. Giomataris, A. Gris, C. G. Sanchez, F. Gunsing, F. J. Iguaz, I. Irastorza, R. D. Oliveira, T. Papaevangelou, J. Ruz, I. Savvidis, A. Teixeira, and A. Tomas. Development and performance of microbulk micromegas detectors. *Journal of Instrumentation*, 5(02):P02001, 2010.
- [6] P. Bhattacharya, S. Bhattacharya, N. Majumdar, S. Mukhopadhyay, S. Sarkar, P. Colas, and D. Attie. Comparison of bulk micromegas with different amplification gaps. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 732:208 – 212, 2013. Vienna Conference on Instrumentation 2013.
- [7] P. G. R. Claude Leroy. *Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection*. World Scientific, 2nd edition, 2009.
- [8] T. Dafni, S. Aune, S. Cebrian, G. Fanourakis, E. Ferrer-Ribas, J. Galan, J. A. Garcia, A. Gardikiotis, J. G. Garza, T. Gerasis, I. Giomataris, H. Gomez, D. C.

- Herrera, F. J. Iguaz, I. G. Irastorza, G. Luzon, T. Papaevangelou, A. Rodriguez, J. Ruz, L. Segui, A. Tomas, T. Vafeiadis, and S. C. Yildiz. Rare event searches based on micromegas detectors: the t-rex project. *Journal of Physics: Conference Series*, 375(2):022003, 2012.
- [9] T. Dafni, E. Ferrer-Ribas, I. Giomataris, P. Gorodetzky, F. Iguaz, I. Irastorza, P. Salin, and A. Tomas. Energy resolution of alpha particles in a microbulk micromegas detector at high pressure argon and xenon mixtures. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 608(2):259 – 266, 2009.
- [10] Y. I. Davydov. On the first townsend coefficient at high electric field. 2004.
- [11] N. E. *Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics*. Wiley-Interscience, 1st edition, 1971.
- [12] U. Fano. Ionization yield of radiations. ii. the fluctuations of the number of ions. *Phys. Rev.*, 72:26–29, Jul 1947.
- [13] G. K. Fanourakis, T. Geralis, K. Kousouris, K. Zachariadou, I. Giomataris, N. Giokaris, G. Loudos, M. Lebessi, and E. Stiliaris. The use of the Micromegas technology for a new imaging system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 527:62–67, July 2004.
- [14] J. Galan, D. Attie, E. Ferrer-Ribas, A. Giganon, I. Giomataris, S. Herlant, F. Jeanneau, A. Peyaud, P. Schune, T. Alexopoulos, M. Byszewski, G. Iakovidis, P. Iengo, K. Ntekas, S. Leontsinis, R. de Oliveira, Y. Tsiopolitis, and J. Wotschack. An ageing study of resistive micromegas for the hl-lhc environment. *Journal of Instrumentation*, 8(04):P04028, 2013.
- [15] T. Geralis. A real x-y microbulk Micromegas with segmented mesh. In *Proceedings of Technology and Instrumentation in Particle Physics 2014 (TIPP2014). 2-6 June 2014. Amsterdam, the Netherlands.*, page 55, 2014.
- [16] I. Giomataris. MICROMEGAS: Results and prospects. *ICFA Instrum. Bull.*, 19:1, 1999.
- [17] I. Giomataris, G. Fanourakis, and T. Geralis. Detecting Axions and Low-Energy Neutrinos with Micromegas. In N. J. C. Spooner and V. Kudryavtsev, editors, *Identification of Dark Matter*, pages 420–427, Mar. 2003.
- [18] I. Giomataris, R. D. Oliveira, S. Andriamonje, S. Aune, G. Charpak, P. Colas, G. Fanourakis, E. Ferrer, A. Giganon, P. Rebougeard, and P. Salin. Micromegas in a bulk. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 560(2):405 – 408, 2006.

- [19] Y. Giomataris, P. Rebourgeard, J. P. Robert, and G. Charpak. MICROMEAS: A High granularity position sensitive gaseous detector for high particle flux environments. *Nucl. Instrum. Meth.*, A376:29–35, 1996.
- [20] C. Y. E. Ho. Cosmic Ray Muon Detection using NaI Detectors and Plastic Scintillators. *American Institute of Physics*, 3, 2008.
- [21] G. Iakovidis. The micromegas project for the atlas upgrade. *Journal of Instrumentation*, 8(12):C12007, 2013.
- [22] G. Iakovidis, K. Karakostas, and M. Schott. Development and Performance of spark-resistant Micromegas Detectors. *PoS*, EPS-HEP2011:406, 2011.
- [23] F. Iguaz, S. Andriamonje, F. Belloni, E. Berthoumieux, M. Calviani, T. Dafni, D. Oliveira, E. Ferrer-Ribas, J. Galaan, J. Garcia, I. Giomataris, C. Guerrero, G. Gusing, D. Herrera, I. Irastorza, T. Papaevangelou, A. Rodriguez, and A. Tomaas. New developments in micromegas microbulk detectors. *Physics Procedia*, 37:448 – 455, 2012. Proceedings of the 2nd International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (TIPP 2011).
- [24] F. J. Iguaz, D. Attié, D. Calvet, P. Colas, F. Druillole, E. Ferrer-Ribas, I. Giomataris, J. P. Mols, J. Pancin, T. Papaevangelou, J. Billard, G. Bosson, J. L. Bouly, O. Bourrion, C. Fourel, C. Grignon, O. Guillaudin, F. Mayet, J. P. Richer, D. Santos, C. Golabek, and L. Lebreton. Micromegas detector developments for Dark Matter directional detection with MIMAC. *Journal of Instrumentation*, 6:7002, July 2011.
- [25] I. G. Irastorza, F. Aznar, J. Castel, S. Cebrian, T. Dafni, J. Galan, J. A. Garcia, J. G. Garza, H. Gomez, D. C. Herrera, F. J. Iguaz, G. Luzon, H. Mirallas, E. Ruiz, L. Seguí, and A. Tomás. Gaseous time projection chambers for rare event detection: results from the T-REX project. I. Double beta decay. *jcap*, 1:033, Jan. 2016.
- [26] H. Junde. Nuclear data sheets for $a = 55$. *Nuclear Data Sheets*, 109(4):787 – 942, 2008.
- [27] J. Kaminski. *Micropattern Gas Detectors*. 17th International Workshop on Vertex Detectors, 2008.
- [28] Y. Kataoka, S. Leontsinis, and K. Ntekas. Performance studies of a micromegas chamber in the atlas environment. *Journal of Instrumentation*, 9(03):C03016, 2014.
- [29] G. E. Knoll. *Radiation Detectibn and Measurement*. John Wiley and Sons, Inc., 3rd edition, 2000.
- [30] F. Kuger. Signal Formation Processes in Micromegas Detectors and Quality Control for large size Detector Construction for the ATLAS New Small Wheel. *ArXiv e-prints*, Aug. 2017.

- [31] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer - Verlag, 1st edition, 1987.
- [32] C. Ma. Drift and diffusion of electrons in gases: A compilation. *Cern*, 1905.
- [33] J. Manjarres, T. Alexopoulos, D. Attie, M. Boyer, J. Derre, G. Fanourakis, E. Ferrer-Ribas, J. Galan, E. Gazis, T. Gerasis, A. Giganon, I. Giomataris, S. Herlant, F. Jeanneau, P. Schune, M. Titov, and G. Tsipolitis. Performances of anode-resistive micromegas for hl-lhc. *Journal of Instrumentation*, 7(03):C03040, 2012.
- [34] T. F. . V. Peskov. *Micropattern Gaseous Detectors*. World Scientific Publishing Co., 1st edition, 2004.
- [35] J. R., G. R.W., and G. D. *Quantitative X-Ray Spectrometry*. Marcel Dekker Inc., 2nd edition, 1995.
- [36] M. E. Rose and S. A. Korff. An investigation of the properties of proportional counters. i. *Phys. Rev.*, 59:850–859, Jun 1941.
- [37] I. R. Seitenzahl et al. 5.9 keV Mn K-shell X-ray luminosity from the decay of ^{55}Fe in Type Ia supernova models. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 447(2):1484–1490, 2015.
- [38] S. K. Sharma. *Atomic And Nuclear Physics*. Pearson Education India., 1st edition, 2008.
- [39] C. G. . B. Shwartz. *Particle Detectors*. Cambridge University Press, 2nd edition, 2008.
- [40] P. Sigmund. *Particle Penetration and Radiation Effects*. Springer, 1st edition, 2006.
- [41] M. D. R. Silva. *Evolution of Ionizing Radiation Research*. InTech, 1st edition, 2015.