



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΥΨΗΛΩΝ
ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ**

**Μελέτη των παραμέτρων του ανιχνευτή micromegas και του
φάσματος ενεργειακών απωλειών των κοσμικών μιονίων**

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ
του**

Γεωργίου Κ.Κασάρα

**Επιβλέπων: Θεόδωρος Η. Αλεξόπουλος
Καθηγητής**

Αθήνα , Ιούνιος 2011



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΥΨΗΛΩΝ
ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ**

**Μελέτη των παραμέτρων του ανιχνευτή micromegas και του
φάσματος ενεργειακών απωλειών των κοσμικών μιονίων**

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ
του**

Γεωργίου Κ.Κασάρα

**Επιβλέπων: Θεόδωρος Η. Αλεξόπουλος
Καθηγητής**

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή στις

.....
Θ.Η.Αλεξόπουλος
Καθηγητής

.....
Γ.Δ.Τσιπολίτης
Αναπληρωτής Καθηγητής

.....
Ε.Ν.Γαζής
Καθηγητής

Αθήνα , Ιούνιος 2011

.....
Γεώργιος Κ.Κασσάρας

Διπλωματούχος της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών
Επιστημών Ε.Μ.Π.

Copyright©Γεώργιος Κασσάρας ,2011

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

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

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

Περίληψη

Η παρούσα διπλωματική εργασία αναφέρεται στις ιδιότητες και επιδόσεις του ανιχνευτή Micromegas. Ο ανιχνευτής micromegas είναι υποψήφιος αντικαταστάτης των ανιχνευτών CSC του φασματομέτρου μιονίων του πειράματος ATLAS στον sLHC. Οι ανιχνευτές αυτοί θα πρέπει να έχουν σχετικά μεγάλες διαστάσεις(1m x 2m) ,να έχουν χαμηλό κόστος ,να είναι ανθεκτικοί σε περιβάλλον υψηλής ακτινοβολίας καθώς και να συνδυάζουν ικανότητες σκανδαλισμού και προσδιορισμού τροχιάς. Οι απαιτήσεις που έχουν τεθεί για αυτούς τους ανιχνευτές είναι:

- 1) Χωρική διακριτική ικανότητα $100\mu\text{m}$,μέχρι γωνίες πρόσπτωσης 45 μοιρών.
- 2) Χρονική διακριτική ικανότητα 5ns
- 3) Ανιχνευτική ικανότητα 98%
- 4) Ικανότητα ανίχνευσης σε ρυθμούς γεγονότων της τάξης των $5\text{kHz}/\text{cm}^2$.

Κατά τη διάρκεια αυτής της διπλωματικής εργασίας μελετήθηκαν δυο μικροί micromegas(επιφάνειες mesh :5cm x 5cm και 10cm x 10cm) για να προσδιοριστούν οι επιδόσεις τους και οι βέλτιστες συνθήκες λειτουργίας τους. Πιο συγκεκριμένα μελετήθηκαν το κέρδος και η ενεργειακή διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών με σκοπό να προσδιοριστεί η εξάρτησή τους από τις τάσεις λειτουργίας ,καθώς και να προσδιοριστούν οι τάσεις λειτουργίας στις οποίες οι παραπάνω παράμετροι βελτιστοποιούνται. Επίσης μελετήθηκε το φάσμα των ενεργειακών απωλειών κοσμικών μιονίων και προσδιορίστηκε η πιο πιθανή τιμή ενέργειας που αφήνουν τα κοσμικά μίονια στον ανιχνευτή.

Όσον αφορά στη δομή της εργασίας ,αυτή αποτελείται από 6 κεφάλαια. Στο πρώτο από αυτά ,περιγράφεται ο μεγάλος αδρονικός επιταχυντής καθώς και τα επιμέρους πειράματα που τον χρησιμοποιούν. Στο δεύτερο κεφάλαιο περιγράφονται οι αλληλεπιδράσεις που συμβαίνουν εντός των ανιχνευτών ιονισμού , η γνώση των οποίων αποτελεί βασική προϋπόθεση για την κατανόηση του τρόπου λειτουργίας του ανιχνευτή micromegas. Στο τρίτο κεφάλαιο παρουσιάζονται οι βασικές παράμετροι λειτουργίας των ανιχνευτών καθώς και γίνεται μια ιστορική αναδρομή στην εξέλιξη των ανιχνευτών ιονισμού. Στο τέταρτο κεφάλαιο γίνεται η παρουσίαση του ανιχνευτή micromegas. Παρουσιάζεται η αρχή λειτουργίας του ,τα πειράματα στα οποία έχει συμμετάσχει καθώς και αποτελέσματα που αφορούν στις επιδόσεις του. Στο πέμπτο κεφάλαιο παρουσιάζεται το πρόγραμμα MAMMA(Muon Atlas MicroMegas Activity) ενώ στο τελευταίο κεφάλαιο παρουσιάζονται η διαδικασία και τα αποτελέσματα των πειραμάτων που διεξήχθησαν στο ΕΜΠ με σκοπό τη μελέτη των επιδόσεων ενός πρωτότυπου ανιχνευτή micromegas και την εξαγωγή χρήσιμων συμπερασμάτων.

Abstract

This thesis is referred to the properties and records of the micromegas detector. The micromegas detector is a possible candidate to replace the CSC detectors of the ATLAS muon spectrometer at sLHC. These detectors must have large enough dimensions(1m x 2m). Also they must have low cost ,they must be robust to the high levels of radiation of sLHC and they must combine good trigger and tracking properties. The requirements for these detectors are:

- 1) Space resolution~100 μm for impact angles $\leq 45^\circ$
- 2) Time resolution $\leq 5\text{ns}$
- 3) High efficiency(98%)
- 4) High-rate capability($\geq 5\text{kHz}/\text{cm}^2$)

During this thesis , two small micromegas were investigated(mesh areas:5cm x 5cm and 10cm x 10cm) ,in order to study their performance and to find the best conditions for their performance. Particularly, two parameters of the micromegas detector were studied: the gain and the energy resolution. The aim was to find their dependence from the high voltages applied and to find the values of these voltages that maximize these two parameters. Additionally the energy loss spectrum of cosmic muons was studied and the most probable energy loss of a cosmic muon was determined.

As the structure of this thesis is concerned, it consists of six chapters. In the first of them , the Large Hadron Collider is described along with the experiments that use it. In the second chapter , there is a description of the interactions that occur inside the ionization chambers ,the knowledge of which is a crucial parameter to understand the operation of the micromegas detector. In the third chapter ,the basic working parameters of detectors are presented and there is a historical reference about the evolution of the ionization chambers. In the fourth chapter the micromegas detector is presented. The working principle is presented , along with the experiments that micromegas has participated and some results depicting its potential. In the fifth chapter there is a reference to the MAMMA(Muon Atlas MicroMegas Activity) project and finally in the last chapter the procedure and the results of experiments carried out in the National and Technical University of Athens are presented. The aim of the last chapter is to study the performance of the micromegas detector and extract valuable conclusions about its potential.

Περιεχόμενα

Περίληψη	4
Abstract	5
Περιεχόμενα.	6
Ευχαριστίες	10

Κεφάλαιο 1 Ο μεγάλος επιταχυντής συγκρούμενων δεσμών πρωτονίων(Large Hadron Collider)

1.1 Εισαγωγή.	11
1.2 Το επιταχυντικό σύστημα του LHC	12
1.3 Τα πειράματα στον LHC	13
1.3.1 Το πείραμα ALICE	13
1.3.2 Το πείραμα CMS	14
1.3.3 Το πείραμα LHCb	14
1.3.4 Το πείραμα TOTEM	14
1.3.5 Το πείραμα LHCf	15
1.3.6 Το πείραμα ATLAS	15
1.3.6.1 Οι στόχοι του ATLAS	15
1.3.6.2 Δομή του ATLAS	16
1.4 Συστήματα σκανδαλισμού, απόκτησης δεδομένων και ελέγχου	22
1.5 Ακτινοβολία θωράκισης στον ATLAS	23
1.6 Το Grid	23
1.7 Αναβάθμιση του LHC	24

Κεφάλαιο 2 Πέρασμα της ακτινοβολίας

μέσα από την ύλη	25
2.1 Προκαταρκτικές ιδέες και ορισμοί	25
2.1.1 Ενεργός διατομή	25

2.1.2	Πιθανότητα αλληλεπίδρασης σε απόσταση x . Μέση ελεύθερη διαδρομή	27
2.2	Ενεργειακές απώλειες βαρέων φορτισμένων σωματιδίων από ατομικές συγκρούσεις	28
2.2.1	Η σχέση των Bethe-Bloch	29
2.2.2	Εμβέλεια σωματιδίων	30
2.3	Ενεργειακές απώλειες για ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια	32
2.4	Πολλαπλή σκέδαση Coulomb	32
2.5	Ενεργειακή διασπορά: Η κατανομή των ενεργειακών απωλειών	33
2.5.1	Λεπτοί απορροφητές: Οι θεωρίες Landau και Vavilov	33
2.6	Οι αλληλεπιδράσεις των φωτονίων	34
2.6.1	Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο	35
2.6.2	Σκέδαση Compton	37
2.6.3	Δίδυμη γένεση	41
2.6.4	Συνολική σταθερά απορρόφησης και εξασθένηση φωτονίων	42
2.7	Οι αλληλεπιδράσεις των νετρονίων	43

Κεφάλαιο 3	Γενικά χαρακτηριστικά των ανιχνευτών και ανιχνευτές ιονισμού	46
3.1	Ευαισθησία	46
3.2	Απόκριση	46
3.3	Ενεργειακή διακριτική ικανότητα	47
3.4	Συνάρτηση απόκρισης	48
3.5	Χρόνος απόκρισης	48
3.6	Ανιχνευτική ικανότητα	48
3.7	Ανενεργός χρόνος	49
3.8	Χωρική διακριτική ικανότητα	49
3.9	Ανιχνευτές ιονισμού	50
3.9.1	Μηχανισμοί ιονισμού	50
3.9.2	Μέσος αριθμός δημιουργούμενων ηλεκτρονίων-ιόντων	51
3.9.3	Επανασύνδεση και ηλεκτρονιακή σύλληψη	52
3.10	Μεταφορά ηλεκτρονίων και ιόντων στα αέρια	53
3.10.1	Διάχυση	53
3.10.2	Ολίσθηση και ευκινησία	54
3.11	Πολλαπλασιασμός χιονοστιβάδας	55
3.12	Ανιχνευτές αερίων ,ανασκόπηση στο παρελθόν	56
3.12.1	Multiwire Proportional Chamber	56

3.12.2 Drift Chamber	57
3.12.3 Time Projection Chamber	57
3.12.4 Microstrip gas Chambers	58
Κεφάλαιο 4 Ανιχνευτής micromegas	60
4.1 Εισαγωγή	60
4.2 Περιγραφή του ανιχνευτή	60
4.3 Αρχή λειτουργίας	61
4.4 Ηλεκτρικό πεδίο	62
4.5 Εφαρμογές που χρησιμοποιούν τον micromegas	63
4.6 Ιδιότητες και επιδόσεις του ανιχνευτή	65
4.6.1 Μελέτη του πολλαπλασιαστικού παράγοντα	65
4.6.2 Ενεργειακή διακριτική ικανότητα	70
4.6.3 Ανιχνευτική ικανότητα	71
4.6.4 Χωρική διακριτική ικανότητα	74
4.6.5 Χρονική διακριτική ικανότητα	76
4.6.6 Ρυθμός καταγραφής με φορτισμένα σωματίδια	78
4.6.7 Αντοχή στην ακτινοβολία	78
4.7 Νέες εξελίξεις	79
4.8 Προγράμματα προσομοίωσης	80
Κεφάλαιο 5 MAMMA(Muon Atlas MicroMegas Activity).	82
5.1 Εισαγωγή	82
5.2 Αναβάθμιση του LHC και του ATLAS	83
5.3 Στόχοι του προγράμματος MAMMA	84
5.4 Το πρότυπο micromegas και σχετικά πειράματα	85
5.5 Προσομοίωση του micromegas	88
5.6 Ο micromegas σαν μ-TPC	90
5.7 Μελλοντικές κατευθύνσεις	92
Κεφάλαιο 6 Μελέτη του ανιχνευτή micromegas	93
6.1 Εισαγωγή	93
6.2 Το θεωρητικά αναμενόμενο φάσμα ενεργειακών απωλειών των κοσμικών μιονίων στον ανιχνευτή micromegas	93
6.3 Όργανα και πειραματική διάταξη	96
6.3.1 Πειραματική διάταξη για τη μελέτη του κέρδους και της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του micromegas	96
6.3.2 Πειραματική διάταξη για τη μελέτη του φάσματος των κοσμικών μιονίων	98
6.4 Η τεχνική της συμφωνίας	100
6.5 Πειραματική διαδικασία	102
6.5.1 Πειραματική διαδικασία για τη μελέτη του κέρδους και της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας	

του micromegas	102
6.5.2 Πειραματική διαδικασία για τη μελέτη του φάσματος των κοσμικών μιονίων	103
6.6 Επεξεργασία των μετρήσεων	104
6.6.1 Επεξεργασία των μετρήσεων για τη μελέτη του κέρδους και της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του micromegas	104
6.6.2 Επεξεργασία των μετρήσεων για τη μελέτη του φάσματος των κοσμικών μιονίων	106
6.7 Ανάλυση των δεδομένων	110
6.8 Απεικόνιση αποτελεσμάτων-Γραφήματα	115
6.8.1 Gain vs Vmesh	116
6.8.2 Resolution vs Vmesh	118
6.8.3 Transparency vs Eamplification/Edrift	120
6.9 Συμπεράσματα	121
Παράρτημα Α Ραδιενεργές Πηγές	124
Παράρτημα Β Ενεργειακά φάσματα	126
Παράρτημα Γ Κώδικες ROOT	144
Αναφορές	179

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους όσους με βοήθησαν στην ολοκλήρωση της διπλωματικής μου εργασίας.

Ιδιαίτερα θα ήθελα να ευχαριστήσω τον υπεύθυνο καθηγητή μου κ Θ. Αλεξόπουλο για την άψογη συνεργασία του καθώς και για την καθοδήγηση και τις συμβουλές τις οποίες μου παρείχε.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Επίκουρο καθηγητή κ. Μ. Κόκκορη για τις συμβουλές του και τις πληροφορίες που μου παρείχε όταν τις χρειάστηκα.

Από πλευράς συναδέλφων θα ήθελα να ευχαριστήσω τους μεταπτυχιακούς φοιτητές Σ. Τσιγαρίδα και Σ. Λεοντσίνη για τις συμβουλές που μου παρείχαν πάνω σε θέματα πειραματικής διάταξης και ROOT αντίστοιχα. Επίσης ευχαριστώ τον προπτυχιακό φοιτητή Γ. Κολυβόδιακο για τη συνεργασία του στα πρώτα στάδια της διπλωματικής μου εργασίας.

Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου για την αμέριστη συμπαράσταση και στήριξη που μου παρείχαν καθ'όλη τη διάρκεια των σπουδών μου.

Κεφάλαιο 1

Ο μεγάλος επιταχυντής συγκρουόμενων δεσμών πρωτονίων(Large Hadron Collider)

1.1 Εισαγωγή

Ο μεγάλος αδρονικός επιταχυντής είναι ο μεγαλύτερος και ισχυρότερος επιταχυντής σωματιδίων στον κόσμο. Βρίσκεται στο CERN(European Organization for Nuclear Research) και είναι εγκατεστημένος σε ένα κυκλικό τούνελ διαμέτρου 3.8m ,σε βάθος από 50 μέχρι 175m κάτω από το έδαφος στα Γαλλο-Ελβετικά σύνορα.Το τούνελ έχει μήκος 27km και μέχρι το Νοέμβρη του 2000 φιλοξενούσε το μεγάλο επιταχυντή ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων(LEP).

Ο LHC είναι σχεδιασμένος για να επιταχύνει δυο αντίρροπα κινούμενες δέσμες σωματιδίων, είτε πρωτόνια ενέργειας 7TeV/πρωτόνιο με ενέργεια 14TeV στο κέντρο μάζας ,είτε ιόντα μολύβδου ενέργειας 5.5TeV/ζεύγος.

Μέσα στον LHC , δέσμες των 10^{11} πρωτονίων συγκρούονται 40 εκατομμύρια φορές το δευτερόλεπτο.

Τα σωματίδια ταξιδεύουν σε διαφορετικούς σωλήνες σε πολύ υψηλό κενό με ταχύτητα πολύ κοντά σε αυτή του φωτός και τελικά συγκρούονται μεταξύ τους. Τα σωματίδια οδηγούνται μέσω ενός ισχυρού μαγνητικού πεδίου(8.4 Tesla) που επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας υπεραγωγίσιμους μαγνήτες. Οι μαγνήτες ψύχονται στους -271°C από ένα καταναμημένο σύστημα υγρού ηλίου. Η φωτεινότητα(ποσότητα ανάλογη του αριθμού των συγκρούσεων ανα δευτερόλεπτο) για συγκρούσεις πρωτονίων είναι $10^{34}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$,ενώ για συγκρούσεις ιόντων μολύβδου $10^{27}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$.

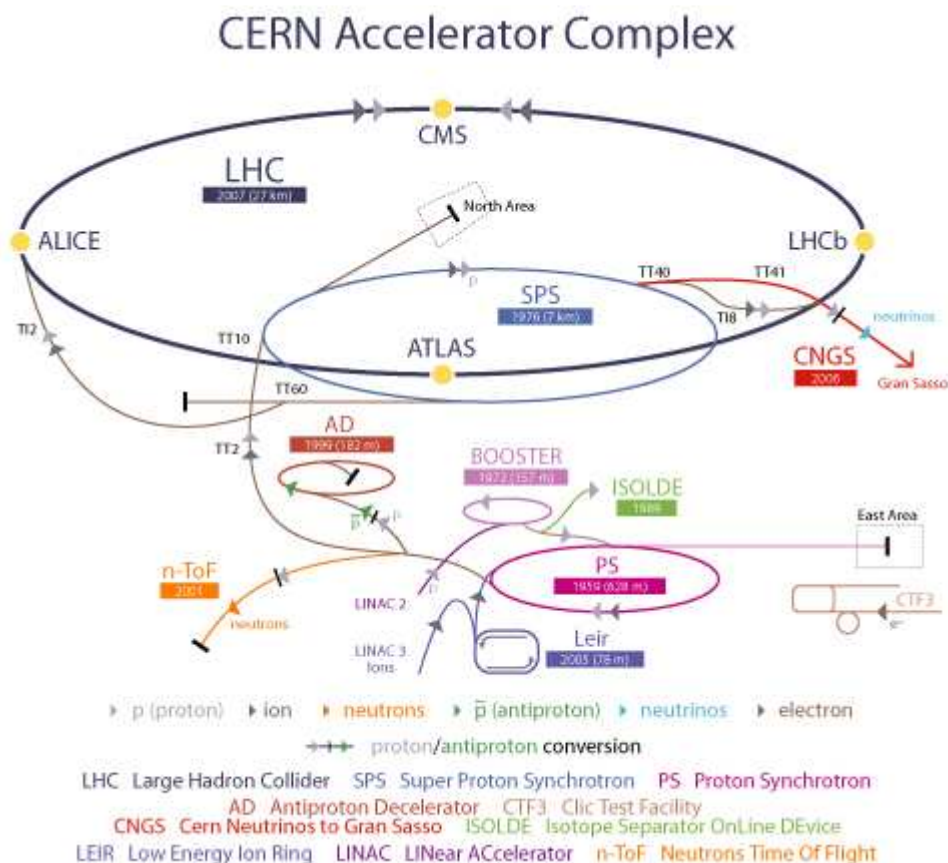
Όλο το σύστημα ελέγχου του επιταχυντή βρίσκεται σε ένα δωμάτιο και οι δέσμες σωματιδίων συγκρούονται σε 4 σημεία στο τούνελ, εκεί όπου βρίσκονται οι ανιχνευτές σωματιδίων.

Σκοπός του LHC είναι να διερευνήσει διάφορες προβλέψεις της φυσικής υψηλών ενεργειών συμπεριλαμβανομένης της ύπαρξης του υποθετικού μποζονίου Higgs καθώς και των νέων σωματιδίων που προβλέπει η υπερσυμμετρία. Πιο συγκεκριμένα ο LHC ελπίζουμε να βοηθήσει στην απάντηση των παρακάτω θεμελιωδών ερωτήσεων της φυσικής:

- Ισχύει ο μηχανισμός Higgs στη φύση;
- Είναι η υπερσυμμετρία μια επέκταση του καθιερωμένου προτύπου;
- Υπάρχουν επιπλέον διαστάσεις και αν ναι μπορούμε να τις ανιχνεύσουμε;
- Ποια είναι η φύση της σκοτεινής ύλης ,η οποία αποτελεί το 23% της μάζας του σύμπαντος;
- Είναι ο ηλεκτρομαγνητισμός,η ισχυρή πυρηνική δύναμη και η ασθενής πυρηνική δύναμη διαφορετικές μορφές μιας ενιαίας δύναμης όπως προβλέπεται από τις μεγαλοενοποιημένες θεωρίες;
- Για ποιο λόγο η βαρύτητα είναι τόσες τάξεις μεγέθους ασθενέστερη σε σχέση με τις άλλες τρεις θεμελιώδεις δυνάμεις;

- Υπάρχουν νέες γεύσεις κουάρκ εκτός αυτών που προβλέπει το καθιερωμένο πρότυπο;
- Για ποιο λόγο υπάρχουν παραβιάσεις στη συμμετρία μεταξύ ύλης και αντιύλης;
- Ποια ήταν η φύση του πλάσματος κουάρκ-γλουονίων στο πρώιμο σύμπαν;

1.2 Το επιταχυντικό σύστημα του LHC



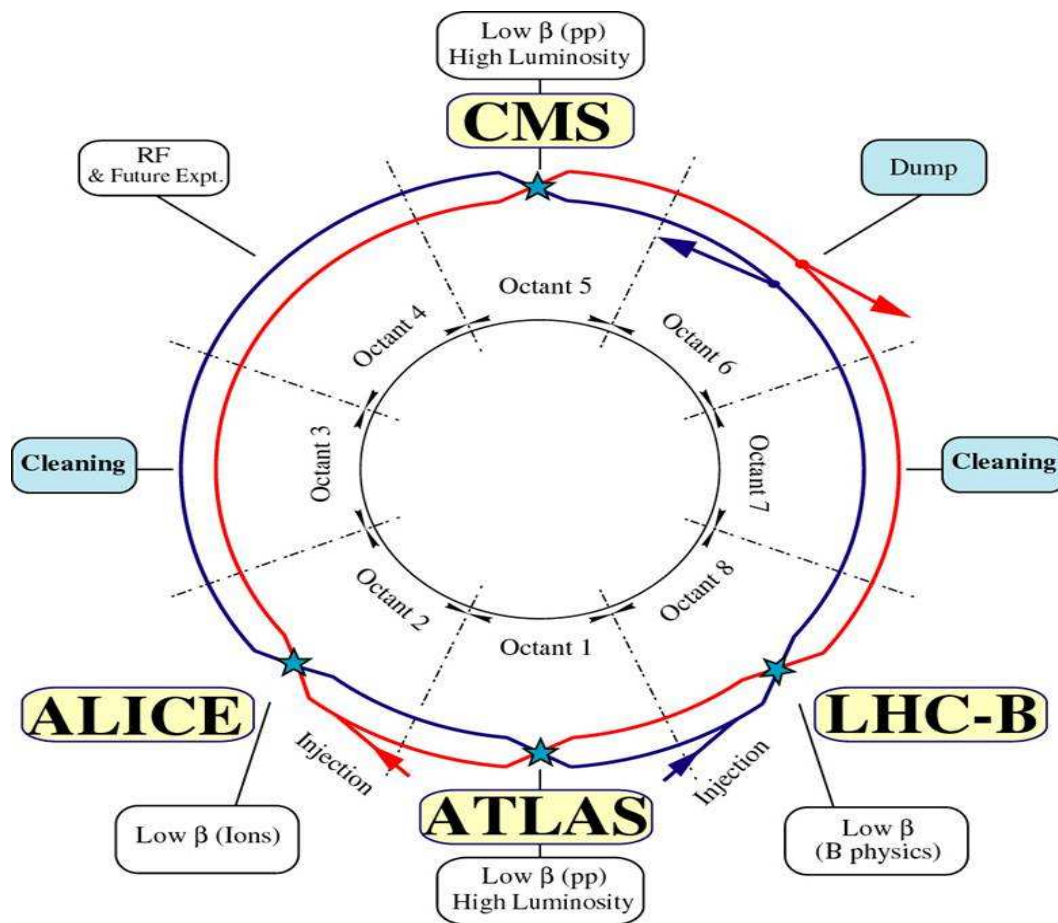
Το συγκρότημα επιταχυντών στο CERN μπορεί να επιταχύνει σωματίδια σε διάφορες ενέργειες. Κάθε επιταχυντής ανεβάζει την ταχύτητα μιας δέσμης σωματιδίων, πριν την εισάγει στον επόμενο επιταχυντή. Το συγκρότημα επίσης περιέχει τον επιβραδυντή αντιπρωτονίων, τη διάταξη ISOLDE(Isotope Separator On-Line) και παρέχει δέσμες τόσο στο πείραμα CNGS(CERN neutrinos to Gran Sasso)όσο και στο πείραμα CLIC(Compact Llinear Collider).

Τα πρωτόνια λαμβάνονται αφαιρώντας ηλεκτρόνια από άτομα υδρογόνου. Στη συνέχεια εισάγονται από το γραμμικό επιταχυντή(LINAC2),ο οποίος τα επιταχύνει σε ενέργεια 50MeV, στον επιταχυντή Proton Synchrotron Booster ,ο οποίος τα επιταχύνει σε ενέργεια 1.4GeV. Ακολούθως τα πρωτόνια εισάγονται στον επιταχυντή PS(Proton Synchrotron) ο οποίος μπορεί να τα επιταχύνει μέχρι και σε ενέργειες 25GeV. Τέλος τα πρωτόνια εισάγονται στον επιταχυντή SPS(Super Proton Synchrotron) ο οποίος μπορεί

να επιταχύνει μέχρι και ενέργειες 450GeV πριν καταλήξουν στον LHC . Τα πρωτόνια χρειάζεται να περιστρέφονται για 20 λεπτά στον LHC μέχρι να φτάσουν στη μέγιστη ενέργεια των 7TeV. Τα ιόντα μολύβδου ξεκινούν από μια πηγή εξατμισμένου μολύβδου και εισάγονται στον LINAC3 πριν συλλεγούν και επιταχυνθούν στο δακτύλιο ιόντων χαμηλής ενέργειας(LEIR).Μετά ακολουθούν την ίδια διαδρομή με τα πρωτόνια.

1.3 Τα πειράματα στον LHC

Στον LHC εκτελούνται έξι πειράματα. Κάθε πείραμα είναι ξεχωριστό και χαρακτηρίζεται από τον ανιχνευτή του.



1.3.1 Το πείραμα ALICE(A Large Ion Collider Experiment)

Ο ανιχνευτής ALICE είναι ένας ανιχνευτής βαρέων ιόντων στο CERN ο οποίος εστιάζει στη θεωρία QCD(Quantum ChromoDynamics) ,το τμήμα του καθιερωμένου προτύπου που μελετά την ισχυρή αλληλεπίδραση. Είναι σχεδιασμένος για να μελετήσει τη φυσική των ισχυρών αλληλεπιδράσεων και το πλάσμα κουάρκ-γλουονίων σε πολύ

υψηλές τιμές ενεργειακής πυκνότητας και θερμοκρασίας κατά τις συγκρούσεις πυρήνα-πυρήνα. Μέσω του ALICE θα μελετηθούν πλήρως τα παραγόμενα αδρόνια, ηλεκτρόνια, μίονια και φωτόνια που παράγονται κατά τη σύγκρουση βαρέων πυρήνων(Pb-Pb). Το πείραμα περιλαμβάνει επίσης συγκρούσεις με ελαφρύτερα ιόντα και σε χαμηλότερη ενέργεια, έτσι ώστε να διαφοροποιηθεί η ενεργειακή πυκνότητα και ο όγκος αλληλεπίδρασης όπως έδειξαν οι συγκρούσεις πρωτονίου-πυρήνα. Η λήψη δεδομένων κατά τη σύγκρουση πρωτονίων στη μέγιστη ενέργεια(14TeV) θα παρέχει δεδομένα στο πρόγραμμα για τα βαρέα ιόντα και θα αντιμετωπίσει ένα αριθμό ζητημάτων της φυσικής ισχυρών αλληλεπιδράσεων, συμπληρώνοντας τη γνώση που θα δώσουν τα υπόλοιπα πειράματα του LHC.

1.3.2 Το πείραμα CMS(Compact Muon Solenoid experiment)

Ο CMS είναι ένα ανιχνευτής 12000 τόνων , ο οποίος βασίζεται σε ένα μεγάλο και υψηλού πεδίου υπεραγωγίμο μαγνήτη. Οι πιο σημαντικές τεχνικές προκλήσεις έγκειται στη λήψη τεράστιου όγκου δεδομένων σε πολύ υψηλή ταχύτητα και στον έλεγχο της ακρίβειας του ανιχνευτή κάτω από περιβάλλον υψηλού θορύβου. Σκοπός του CMS είναι να αποκαλύψει το υποθετικό μποζόνιο Higgs και να εξετάσει διάφορα προσωρινά αναπόδεικτα μοντέλα δομής της ύλης. Έχει επίσης την ικανότητα να αποκαλύψει μη-αναμενόμενα φαινόμενα στις ενέργειες του LHC[24].

1.3.3 Το πείραμα LHCb(Large Hadron Collider beauty)

Το πείραμα LHCb είναι αφιερωμένο στην ακριβή μέτρηση της παραβίασης της συμμετρίας CP και στις σπάνιες διασπάσεις των B αδρονίων στον LHC. Είναι γνωστό ότι ο βαθμός παραβίασης της συμμετρίας CP στο καθιερωμένο πρότυπο των ασθενών αλληλεπιδράσεων δεν μπορεί να εξηγήσει την ποσότητα της ύλης στο σύμπαν. Γι'αυτό μια νέα πηγή παραβίασης της συμμετρίας CP πέρα από το καθιερωμένο πρότυπο χρειάζεται για να απαντήσει σε αυτό το ερώτημα. Μια νέα τέτοια πηγή μπορεί να βρεθεί μέσα από τη μελέτη των δυνατών τρόπων διάσπασης των B και D μεσονίων. Σε ενέργεια 14TeV ο LHC θα είναι η πιο πλούσια πηγή B μεσονίων στον κόσμο. Λόγω του μεγάλου όγκου των B μεσονίων ,ο LHCb πρέπει να διαθέτει ένα αποτελεσματικό και ευαίσθητο σύστημα σκανδαλισμού. Απαιτείται επίσης πολύ καλή χρονική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή για τη μελέτη της ταχέως ταλάντωσης των B μεσονίων. Επιπρόσθετα πέρα από την ανίχνευση των e^- , μ^- , γ , π^0 , ο ανιχνευτής πρέπει να μπορεί να αναγνωρίζει τα πρωτόνια, τα καόνια και τα πιόνια έτσι ώστε να ανακατασκευάζει τις τελικές καταστάσεις B μεσονίων.

1.3.4 Το πείραμα TOTEM(TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement)

Το πείραμα TOTEM είναι το μικρότερο σε μέγεθος από τα 6 πειράματα που τρέχουν στον LHC. Είναι ένα ανεξάρτητο πείραμα αλλά τεχνικά ενσωματωμένο στο πείραμα CMS ,το TOTEM θα λειτουργήσει πρώτα μόνο του και σε επόμενο στάδιο μαζί με το πείραμα CMS σε ένα κοινό πρόγραμμα. Είναι αφιερωμένο στη μέτρηση της συνολικής ενεργού διατομής πρωτονίου-πρωτονίου και στη μέτρηση του συνολικού ρυθμού ανελαστικών σκεδάσεων. Επιπλέον το πείραμα στοχεύει σε μια πιο βαθιά κατανόηση της δομής του πρωτονίου. Το πείραμα βρίσκεται στο ίδιο σημείο αλληλεπίδρασης με το πείραμα CMS.

1.3.5 Το πείραμα LHCf(Large Hadron Collider forward)

Το πείραμα LHCf είναι αφιερωμένο στη μέτρηση των ουδέτερων σωματιδίων που παράγονται στην πολύ μπροστινή περιοχή των συγκρούσεων στον LHC. Στόχος του είναι να παρέχει δεδομένα για τη βαθμονόμηση των μοντέλων αλληλεπίδρασης μεταξύ αδρονίων που χρησιμοποιούνται στη μελέτη κοσμικών ακτίνων πολύ υψηλής ενέργειας. Η έρευνα στις κοσμικές ακτίνες πολύ υψηλών ενεργειών(ενέργειες πάνω από 10^{19} eV) έχει μεγάλο επιστημονικό ενδιαφέρον επειδή η προέλευσή , η διάδοση και οι αλληλεπιδράσεις τους είναι άγνωστες και ίσως δώσουν πληροφορίες για νέα φυσική.

1.3.6 Το πείραμα ATLAS(A Toroidal LHC ApparatuS)

1.3.6.1 Οι στόχοι του ATLAS

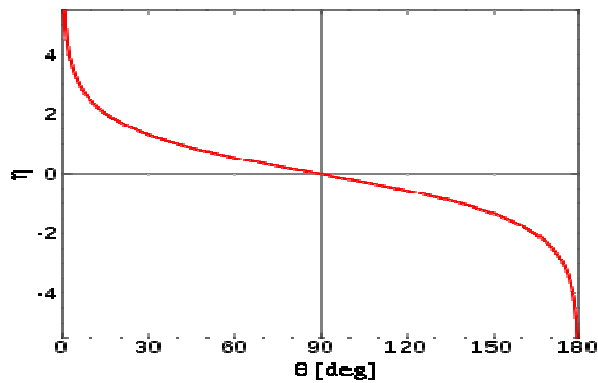
Η αναζήτηση του μποζονίου Higgs είναι μια ιδιαίτερα σημαντική διαδικασία επειδή υπάρχει ένα εύρος στους μηχανισμούς παραγωγής και διάσπασης, που εξαρτάται από τη μάζα του μποζονίου Higgs. Σε χαμηλές μάζες($m_H < 2m_Z$) , το φυσικό πλάτος θα ήταν μόνο μερικά MeV και έτσι το παρατηρούμενο πλάτος θα οριζόταν από το resolution. Ο κυρίαρχος τρόπος διάσπασης σε αδρόνια είναι δύσκολο να ανιχνευτεί εξαιτίας του υποβάθρου QCD και το κανάλι των 2 φωτονίων θα ήταν σημαντικό. Άλλα υποσχόμενα κανάλια θα ήταν για παράδειγμα: παραγωγή του H όπως $t\bar{t}H$, WH και ZH, με $H \rightarrow b\bar{b}$, χρησιμοποιώντας ένα λεπτόνιο από τη διάσπαση ενός από τα top κουάρκ ή του διανυσματικού μποζονίου για σκανδαλισμό και αποκοπή του υποβάθρου. Για μάζες πάνω από 130GeV, το μποζόνιο Higgs διασπάται ως εξής: $H \rightarrow ZZ^{(*)}$, όπου κάθε Z διασπάται σε ένα ζεύγος αντίθετα φορισμένων λεπτονίων. Αυτό είναι το πειραματικά καθαρότερο κανάλι για τη μελέτη των ιδιοτήτων του μποζονίου Higgs. Για μάζες πάνω από τα 600GeV ,χρειάζονται διασπάσεις σε WW και ZZ πίδακες ή νετρίνο για να εξάγουμε ένα σήμα.

Φυσικές απαιτήσεις και γενική όψη του ανιχνευτή

Το σημείο αλληλεπίδρασης ορίζεται σαν η αρχή του συστήματος συντεταγμένων, ενώ η κατεύθυνση της δέσμης ορίζει το z άξονα και το επίπεδο x-y είναι κάθετο στην κατεύθυνση της δέσμης. Ο θετικός άξονας x δείχνει από το σημείο αλληλεπίδρασης προς το κέντρο του δακτυλίου του LHC και ο θετικός y άξονας δείχνει προς τα πάνω. Η πλευρά A του ανιχνευτή ορίζεται σαν αυτή με τα θετικά z και η πλευρά C είναι αυτή με τα αρνητικά z..

Στην πειραματική φυσική υψηλών ενεργειών ένα συχνά αναφερόμενο μέγεθος είναι η ψευδοωκύτητα. Η ψευδοωκύτητα είναι μια χωρική συντεταγμένη ,που περιγράφει τη γωνία που σχηματίζει το διάνυσμα της ορμής ενός σωματιδίου με τον άξονα της δέσμης .Η ψευδοωκύτητα ορίζεται σαν $\eta = -\ln[\tan(\frac{\theta}{2})]$.

,όπου θ είναι η γωνία μεταξύ της ορμής \vec{p} του σωματιδίου και του άξονα της δέσμης. Ένα γράφημα της ψευδοωκύτητας σε συνάρτηση με τη γωνία θ φαίνεται παρακάτω[30].



Σε όρους ορμής, η ψευδοωκύτητα μπορεί να γραφεί σαν

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right)$$

,όπου p_z είναι η συνιστώσα της ορμής κατά μήκος του άξονα της δέσμης.

Στην προσέγγιση όπου το σωματίδιο ταξιδεύει με ταχύτητα περίπου ίση με αυτή του φωτός, ή με την προσέγγιση ότι η μάζα του σωματιδίου είναι περίπου μηδέν, η ψευδοωκύτητα είναι αριθμητικά περίπου ίση με την ωκύτητα:

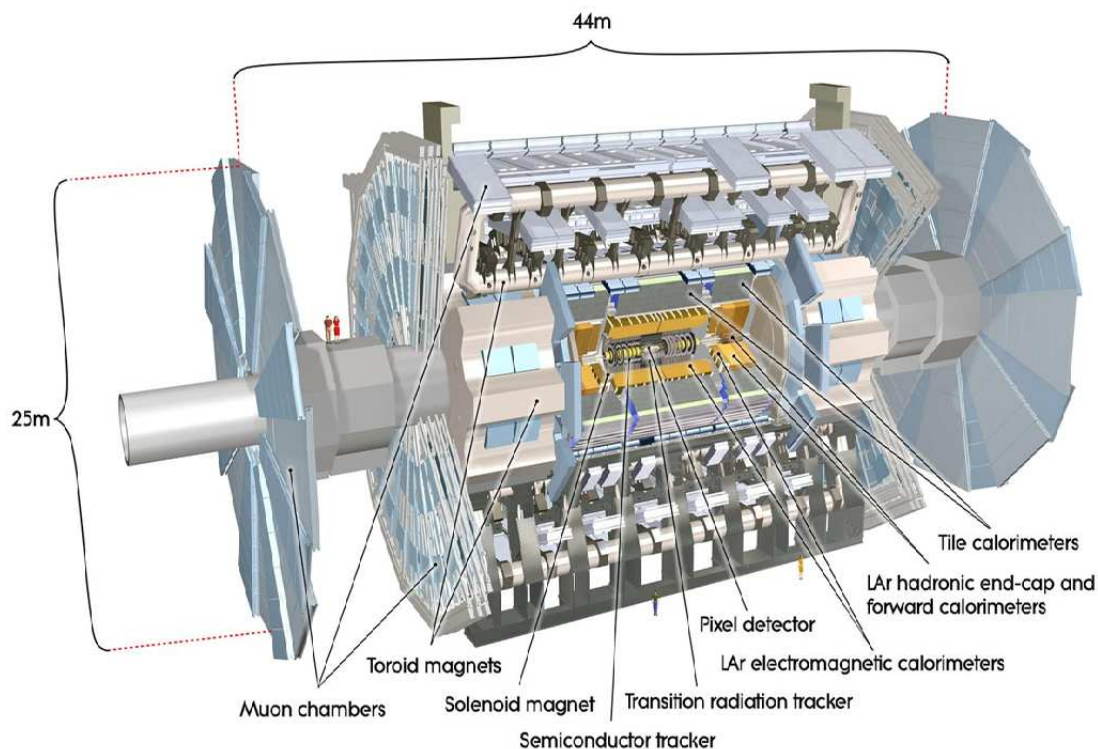
$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right)$$

Οι στόχοι του ανιχνευτή ATLAS μεταφράζονται σε ένα σύνολο γενικών απαιτήσεων:

- Εξαιτίας των πειραματικών συνθηκών στον LHC, οι ανιχνευτές απαιτούν γρήγορα και ανθεκτικά στην ακτινοβολία ηλεκτρονικά και αισθητήρες.
- Απαιτείται μεγάλη αποδεκτικότητα στη ψευδοωκύτητα και σχεδόν πλήρης αζιμουθιακή γωνιακή κάλυψη.
- Απαιτείται καλή διακριτική ικανότητα στην ορμή των φορτισμένων σωματιδίων και αποτελεσματικότητα στην ανακατασκευή τροχιών στον εσωτερικό ανιχνευτή.
- Απαιτείται πολύ καλό ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο για αναγνώριση και μετρήσεις ηλεκτρονίων και φωτονίων, συνοδευόμενο από αδρονικό θερμιδόμετρο πλήρους κάλυψης για ακριβείς μετρήσεις πιδάκων και ελλείπουσας εγκάρσιας ενέργειας.
- Καλή αναγνώριση μιονίων και διακριτική ικανότητα ορμής σε ένα μεγάλο εύρος ορμών και η ικανότητα ακριβούς προσδιορισμού του φορτίου μιονίων με υψηλή p_T .
- Υψηλής αποδοτικότητας σκανδαλισμός σε αντικείμενα χαμηλής εγκάρσιας ορμής με επαρκή αποκοπή υποβάθρου.

1.3.6.2 Δομή του ATLAS

Όλος ο ανιχνευτής ATLAS φαίνεται στην παρακάτω εικόνα



Ο ανιχνευτής ATLAS είναι συμμετρικός. Η διάταξη των μαγνητών περιλαμβάνει ένα λεπτό υπεραγωγίμο σωληνοειδές που περιβάλλει την κοιλότητα του εσωτερικού ανιχνευτή και τρία μεγάλα υπεραγωγίμα σπειροειδή διατεταγμένα με αξιμουθιακή συμμετρία γύρω από τα θερμιδόμετρα.

Ο εσωτερικός ανιχνευτής βρίσκεται μέσα στο μαγνητικό πεδίο (2T) του σωληνοειδούς. Με τη βοήθεια υψηλής διακριτικής ικανότητας ημιαγωγίμων ανιχνευτών, με την ικανότητα δημιουργίας και ανίχνευσης της ακτινοβολίας μετάβασης επιτυγχάνεται αναγνώριση προτύπων, μέτρηση ορμής και αναγνώριση ηλεκτρονίων.

Το ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο υγρού αργού (LAr) έχει εξαιρετική χωρική και ενεργειακή διακριτική ικανότητα και καλύπτει το εύρος ψευδοωκυτήτων $|\eta| < 3.2$. Το αδρονικό θερμιδόμετρο στην περιοχή $|\eta| < 1.7$ είναι ένα θερμιδόμετρο σπινθηριστή, το οποίο χωρίζεται σε ένα μεγάλο και σε δυο μικρότερους κυλίνδρους, ένας σε κάθε πλευρά του κεντρικού κυλίνδρου. Στα πόματα ($|\eta| > 1.5$), χρησιμοποιείται επίσης η τεχνολογία υγρού αργού. Τα μπροστινά θερμιδόμετρα υγρού αργού παρέχουν και ηλεκτρομαγνητικές και αδρονικές ενεργειακές μετρήσεις και επεκτείνουν την κάλυψη ψευδοωκυτήτων σε $|\eta| = 4.9$.

Το θερμιδόμετρο περιβάλλεται από το φασματόμετρο μιονίων. Το δακτυλιοειδές σύστημα, με ένα μακρύ κύλινδρο και δυο μαγνήτες, δημιουργεί ισχυρή κάμψη σε ένα μεγάλο όγκο μέσα σε μια ελαφριά και ανοιχτή κατασκευή. Επιτυγχάνεται εξαιρετική διακριτική ικανότητα ορμής μιονίων και ελαχιστοποιούνται φαινόμενα πολλαπλής σκέδασης με τρία στρώματα θαλάμων τροχιάς υψηλής ακρίβειας.

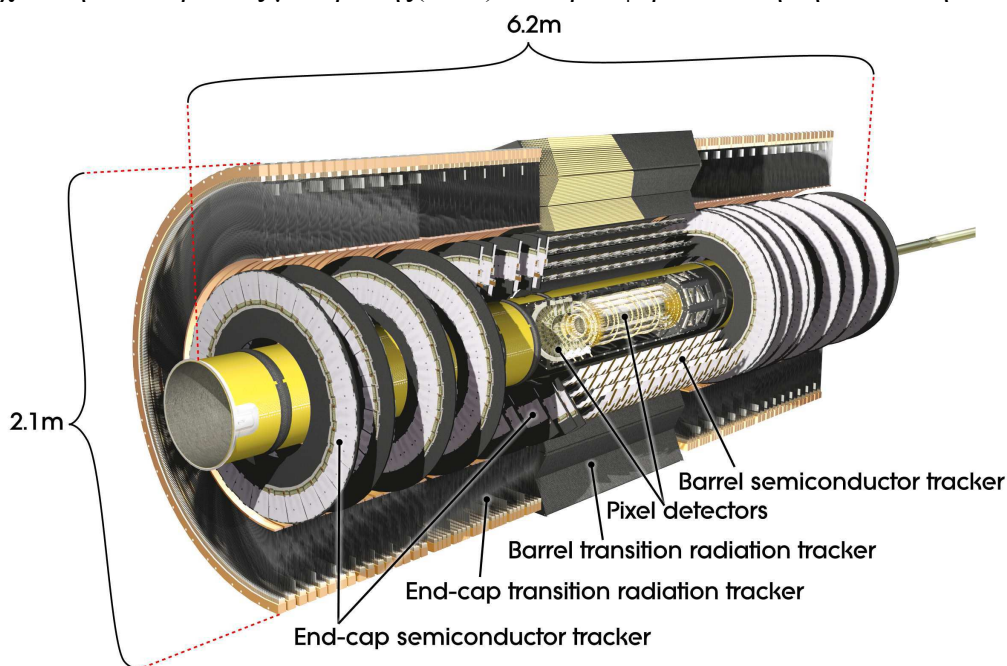
Το φασματόμετρο μιονίων περιέχει θαλάμους σκανδαλισμού με χρονική διακριτική ικανότητα της τάξης 1.5-4ns. Το φασματόμετρο μιονίων ορίζει τις συνολικές διαστάσεις του ανιχνευτή ATLAS.

Ο ρυθμός αλληλεπιδράσεων πρωτονίου-πρωτονίου σε φωτεινότητα $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ είναι περίπου 1GHz, ενώ ο ρυθμός καταγραφής δεδομένων περιορίζεται σε 200Hz. Αυτό απαιτεί ένα συνολικό παράγοντα απόρριψης περίπου 5×10^6 για μέγιστη αποδοτικότητα. Το πρώτο επίπεδο σκανδαλισμού χρησιμοποιεί ένα υποσύνολο

πληροφοριών του συνολικού ανιχνευτή, ώστε να πάρει μια απόφαση σχετικά με το εάν θα συνεχίσει την επεξεργασία ενός γεγονότος, μειώνοντας το ρυθμό δεδομένων σε περίπου 75kHz. Τα επόμενα δυο επίπεδα, γνωστά ως σκανδαλισμός υψηλού επιπέδου, είναι το επίπεδο 2(L2) και το φίλτρο γεγονότων. Παρέχουν μείωση του ρυθμού καταγραφής δεδομένων σε περίπου 200Hz.

- **Εσωτερικός ανιχνευτής**

Περίπου 1000 σωματίδια αναδύονται από το σημείο σύγκρουσης κάθε 25ns με $|\eta| < 2.5$, δημιουργώντας μια πολύ μεγάλη πυκνότητα τροχιών στον ανιχνευτή. Για να επιτύχουμε τις απαιτήσεις σε διακριτική ικανότητα ορμής, πρέπει να ληφθούν μετρήσεις υψηλής ακρίβειας. Οι ανιχνευτές Pixel και SCT (Semi-Conductor Tracker) χρησιμοποιούνται μαζί με τους ανιχνευτές τροχιών σωλήνων (straw tracker) του ανιχνευτή ακτινοβολίας μετάβασης (TRT) και προσφέρουν αυτή τη δυνατότητα.



Ο εσωτερικός ανιχνευτής βρίσκεται μέσα σε μαγνητικό πεδίο 2T, που παράγεται από το κεντρικό σωληνοειδές το οποίο εκτείνεται σε μήκος 5.3m με διάμετρο 2.5m. Οι ανιχνευτές τροχιάς ακριβείας (pixel και SCT) καλύπτουν τη περιοχή $|\eta| < 2.5$. Στην περιοχή του βαρελιού, διατάσσονται σε ομόκεντρους κυλίνδρους γύρω από τον άξονα της δέσμης ενώ στις περιοχές των καπακιών βρίσκονται σε δίσκους κάθετους στον άξονα της δέσμης.

Κάθε τροχιά τέμνει τρία επίπεδα του ανιχνευτή pixel. Όλοι οι αισθητήρες του ανιχνευτή είναι όμοιοι και έχουν ελάχιστο μέγεθος pixel $50 \times 400 \mu\text{m}^2$. Ο ανιχνευτής pixel έχει περίπου 80.4 εκατομμύρια κανάλια διαβάσματος.

Όσον αφορά τους SCT κάθε τροχιά τέμνει οχτώ ορθογώνια στρώματα. Στην περιοχή του βαρελιού αυτός ο ανιχνευτής χρησιμοποιεί λωρίδες μικρής γωνίας (40mrad) για τη μέτρηση των συντεταγμένων, με ένα σύνολο από λωρίδες σε κάθε στρώμα παράλληλο στη διεύθυνση της δέσμης, για τη μέτρηση στο R-φ επίπεδο. Αποτελούνται από δυο αισθητήρες μήκους 6.4cm με απόσταση μεταξύ των strip 80μm. Ο συνολικός αριθμός των καναλιών διαβάσματος στους SCT είναι περίπου 6.3 εκατομμύρια.

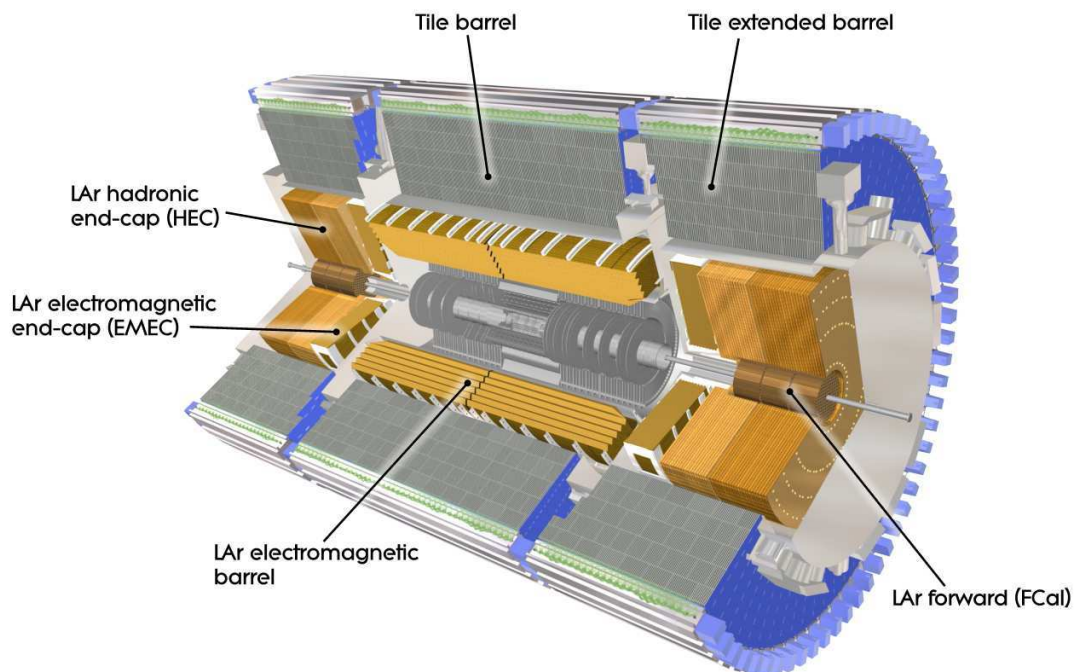
Ένας μεγάλος αριθμός από κρούσεις(τυπικά 36 ανά τροχιά) παρέχεται από τους ανιχνευτές σωλήνων διαμέτρου 4mm του TRT ,κάτι που επιτρέπει τον προσδιορισμό τροχιών μέχρι και $|\eta|=2.0$. Ο TRT παρέχει πληροφορίες στο επίπεδο R-φ . Στην περιοχή του βαρελιού ,οι σωλήνες είναι παράλληλοι με τον άξονα της δέσμης και έχουν μήκος 144cm, με τα σύρματά τους να χωρίζονται σε δυο μισά, περίπου για $\eta=0$. Στην περιοχή των καπακιών ,οι σωλήνες μήκους 37cm διατάσσονται ακτινικά σε κύκλους. Ο συνολικός αριθμός των καναλιών διαβάσματος στον TRT είναι περίπου 351.000.

Ο συνδυασμός ανιχνευτών ακριβείας με μικρή ακτίνα ,με τον TRT σε μεγαλύτερη ακτίνα οδηγεί σε πολύ καλή αναγνώριση προτύπων και υψηλή ακρίβεια σε όλες τις συντεταγμένες(R,φ,z). Οι κρούσεις στους σωλήνες στην εξωτερική ακτίνα συνεισφέρουν σημαντικά στη μέτρηση ορμής, επειδή η χαμηλότερη ακρίβεια ανά σημείο συγκρινόμενη με το πυρίτιο ,αντισταθμίζεται από το μεγάλο αριθμό μετρήσεων και το μεγαλύτερο μήκος τροχιάς.

Το σύστημα του εσωτερικού ανιχνευτή παρέχει μετρήσεις τροχιάς σε ένα εύρος που ταιριάζει με τις μετρήσεις ακριβείας του ηλεκτρομαγνητικού θερμιδόμετρου. Οι δυνατότητες αναγνώρισης ηλεκτρονίων αυξάνονται με την ανίχνευση φωτονίων ακτινοβολίας μετάβασης στο αέριο μείγμα ξένου των ανιχνευτών σωλήνων.

- **Θερμιδόμετρα**

Μια όψη των θερμιδομέτρων φαίνεται στην παρακάτω εικόνα



Τα θερμιδόμετρα υγρού αργού του ATLAS αποτελούνται από τέσσερα ξεχωριστά θερμιδόμετρα που χρησιμοποιούν το υγρό αργό ως ενεργό μέσο. Το παθητικό υλικό και η γεωμετρία είναι ξεχωριστή σε κάθε θερμιδόμετρο.

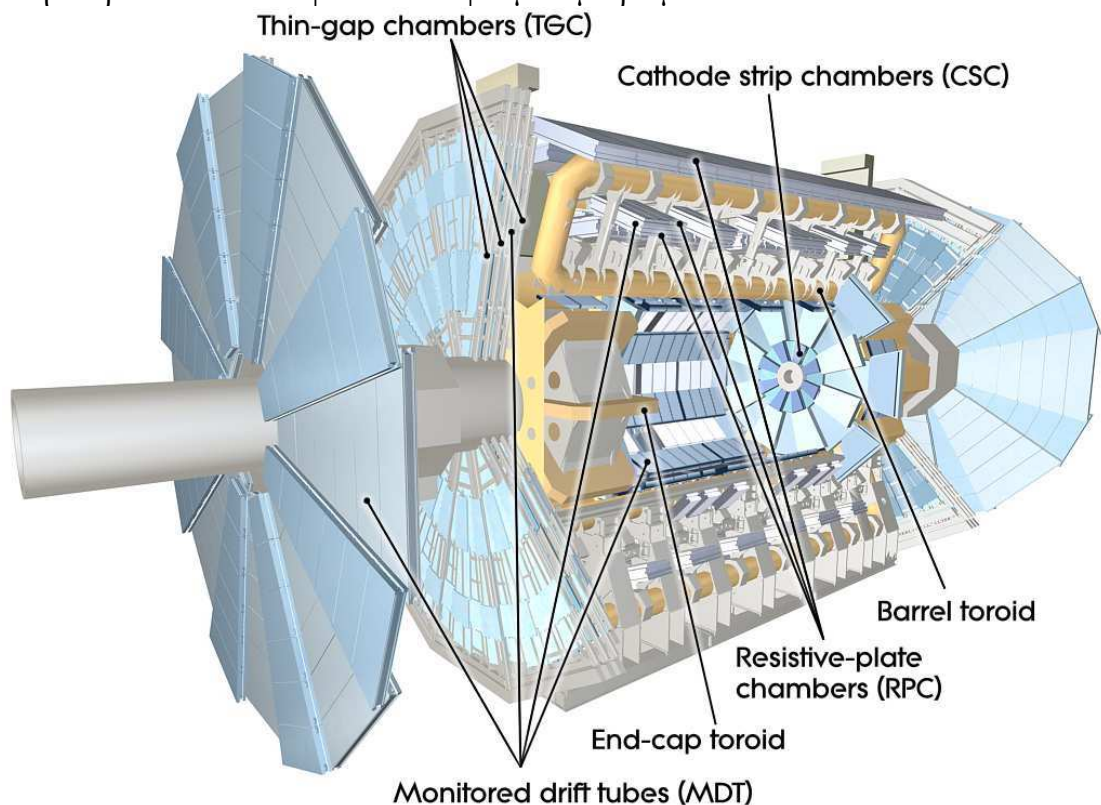
- ❖ Τα ηλεκτρομαγνητικά θερμιδόμετρα βαρελιού και καπακιών παρέχουν ακριβή μέτρηση της θέσης και της ενέργειας ηλεκτρονίων και φωτονίων μέχρι την ψευδοωκτικότητα $\eta=3.2$. Οι απορροφητές τους είναι φτιαγμένοι

από μόλυβδο και επιτυγχάνουν ελάχιστο μήκος ακτινοβολίας $22X_0$. Χωρίζονται κατά βάθος σε 3 ξεχωριστά διαμερίσματα έτσι ώστε να καταγράψουν το σχήμα του πίδακα.

- ❖ Το αδρονικό θερμιδόμετρο στο καπάκι χρησιμοποιεί χαλκό σαν παθητικό υλικό. Παρέχει κάλυψη σε ψευδοωκύτητες από 1.5 μέχρι 3.2 με ελάχιστο μήκος αλληλεπίδρασης 10λ.
- ❖ Το μπροστινό θερμιδόμετρο ανιχνεύει τα σωματίδια στη μπροστινή περιοχή με κάλυψη σε ψευδοωκύτητες από 3.2 μέχρι 4.8. Εξαιτίας της υψηλής πυκνότητας σωματιδίων σε αυτή την περιοχή, υιοθετήθηκε ειδική γεωμετρία με πολύ λεπτές(250-500μm) λωρίδες υγρού αργού ,ώστε να περιοριστεί το χωρικό φορτίο ,το οποίο προκαλεί αναποτελεσματικότητα ανίχνευσης. Οι απορροφητές είναι φτιαγμένοι από βολφράμιο(στο πρώτο διαμέρισμα) και χαλκό(στο δεύτερο και τρίτο διαμέρισμα) ,με βάθος ισοδύναμο με 10λ.

- **Φασματόμετρο μιονίων**

Στην παρακάτω εικόνα φαίνεται το φασματόμετρο μιονίων του ATLAS.



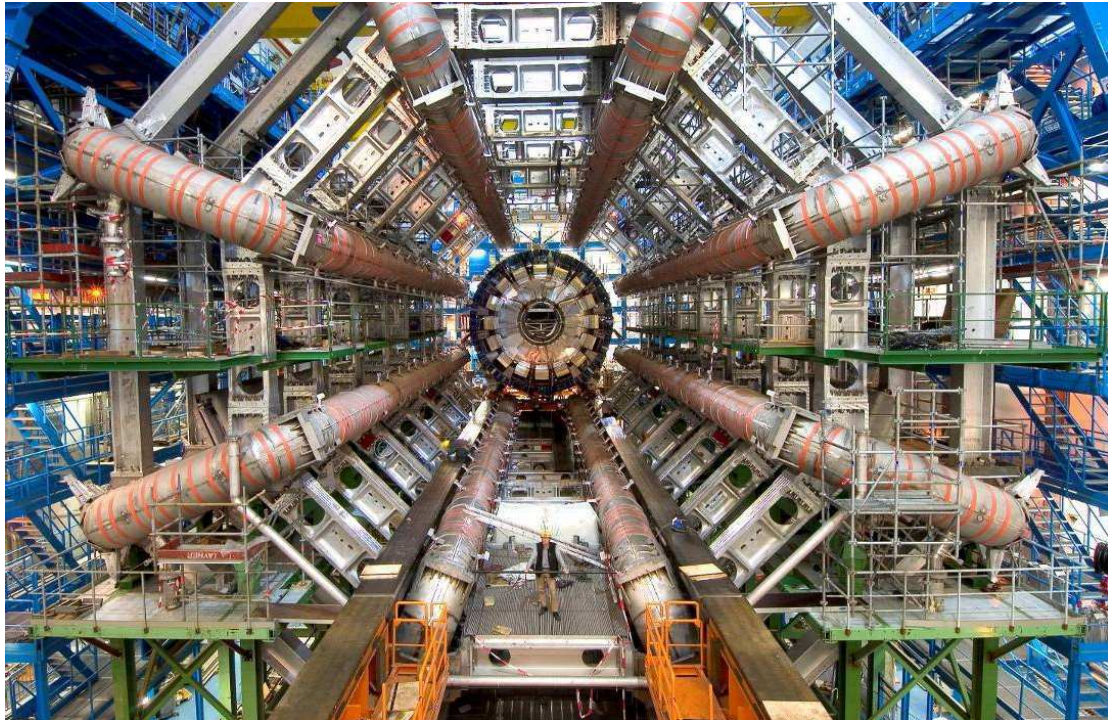
Το φασματόμετρο μιονίων έχει σχεδιαστεί για να επιτύχει διακριτική ικανότητα ορμής καλύτερη από 10% για εγκάρσιες ορμές μιονίων μέχρι 1TeV. Το φασματόμετρο αποτελείται από ένα σύστημα τριών υπεραγωγίων, τοροειδών μαγνητών και είναι εφοδιασμένο με τρία στρώματα θαλάμων ελεγχόμενης ολίσθησης(MDT's) που δρουν σαν ανιχνευτές ακριβείας. Η απαίτηση για μέγιστη κάλυψη ψευδοωκυτήτων οδηγεί στη σχεδίαση ενός τριπλού συστήματος με ένα κεντρικό κυλινδρικό μέρος(barrel) μαζί με δυο καπάκια(end caps). Οι θάλαμοι επιπέδων μεγάλης αντίστασης(RPC's) στο βαρέλι και οι θάλαμοι λεπτού κενού(TGC's) στα καπάκια παρέχουν ένα ιδανικά γρήγορο σύστημα σκανδαλισμού των μιονίων(όπως και μια μέτρηση της δεύτερης συντεταγμένης των τροχιών των μιονίων). Ολόκληρο το φασματόμετρο μιονίων είναι

εξοπλισμένο με ένα εξειδικευμένο σύστημα ευθυγράμμισης .ώστε να επιτρέψει μια ακριβή συσχέτιση μεταξύ μετρήσεων διαφόρων μερών του ανιχνευτή. Επιπρόσθετα ένα σύνολο από αισθητήρες μαγνητικού πεδίου επιτρέπουν την ανακατασκευή του πεδίου B ,απαραίτητη για την επίτευξη της επιδιωκόμενης διακριτικής ικανότητας ορμής. Επίσης το φασματομέτρο μιονίων συλλέγει κοσμικά μίονια. Αυτά τα μίονια προσφέρουν μια μοναδική ευκαιρία στο να αξιολογηθεί ο ανιχνευτής(με όρους αποδοτικότητας, κάλυψης, διακριτικής ικανότητας) πριν ξεκινήσουν οι συγκρούσεις p-p. Πολλά εκατομμύρια κοσμικές τροχιές έχουν καταγραφεί και αναλυθεί από τα διάφορα υποσυστήματα.

Στην παρακάτω φωτογραφία φαίνεται το κεντρικό σωληνοειδές ,σχεδιασμένο να δημιουργεί μαγνητικό πεδίο 2T



Το μέγεθος του συστήματος μαγνητών φαίνεται από το άτομο που στέκεται μεταξύ των 2 κατώτερων πηνίων.



- **Μπροστινοί ανιχνευτές**

Οι μπροστινοί ανιχνευτές του ATLAS είναι τρεις. Η κύρια λειτουργία των δυο πρώτων συστημάτων είναι να προσδιορίσουν τη φωτεινότητα που υπάρχει στον ATLAS. Σε απόσταση 17m από το σημείο αλληλεπίδρασης βρίσκεται το LUCID(Luminosity measurement using Cerenkov Integrating Detector). Ανιχνεύει μη-ελαστικές σκεδάσεις p-p στη μπροστινή περιοχή και είναι ο κύριος online μετρητής σχετικής φωτεινότητας στον ATLAS. Ο δεύτερος ανιχνευτής είναι ο ALFA(Absolute Luminosity For ATLAS). Βρίσκεται σε απόσταση 240m από το σημείο αλληλεπίδρασης και αποτελείται από ίνες σπινθηριστών. Το τρίτο σύστημα είναι το θερμιδόμετρο μηδενικού βαθμού(ZDC) το οποίο παίζει κυρίαρχο ρόλο στον προσδιορισμό της κεντρικότητας των συγκρούσεων των βαρέων ιόντων. Βρίσκεται 140m από το σημείο αλληλεπίδρασης. Τα μέρη του ZDC αποτελούνται από εναλλασσόμενα στρώματα ράβδων χαλαζία και πλακών βολφραμίου τα οποία μετρούν τα ουδέτερα σωματίδια σε ψευδοωκότητες $|\eta| \geq 8.2$.

1.4 Συστήματα σκανδαλισμού, απόκτησης δεδομένων και ελέγχου

Το σύστημα σκανδαλισμού έχει τρία διακριτά επίπεδα :το L1,το L2 και το φίλτρο γεγονότων. Κάθε επίπεδο σκανδαλισμού ‘φιλτράρει’ τις αποφάσεις που παίρνονται στο προηγούμενο επίπεδο και όπου είναι απαραίτητο ,εφαρμόζει επιπρόσθετα κριτήρια επιλογής. Το σύστημα απόκτησης δεδομένων λαμβάνει και αποθηκεύει δεδομένα από το ηλεκτρονικό σύστημα ανάγνωσης, στο ρυθμό αποδοχής του L1. Το πρώτο επίπεδο χρησιμοποιεί ένα περιορισμένο όγκο πληροφοριών από όλο τον ανιχνευτή για να πάρει μια απόφαση σε λιγότερο από 2.5μs, μειώνοντας το ρυθμό λήψης δεδομένων σε περίπου 75 kHz. Τα δυο υψηλότερα επίπεδα, έχουν πρόσβαση σε περισσότερη πληροφορία και δίνουν ένα τελικό ρυθμό λήψης 200Hz με όγκο γεγονότος περίπου 1.3Mbyte.Αρα έχουμε ρυθμό αποθήκευσης 260MB/sec ,άρα σε ένα χρόνο απαιτείται αποθηκευτικός χώρος περίπου 8.2 petabyte.

Σε κάθε γεγονός το σύστημα L1 ορίζει μια ή περισσότερες **περιοχές ενδιαφέροντος (RoI's)**, που είναι οι συντεταγμένες η και φ αυτών των περιοχών μέσα στις οποίες ο ανιχνευτής έχει βρει ενδιαφέροντα χαρακτηριστικά. Τα δεδομένα RoI περιέχουν πληροφορίες για τον τύπο του χαρακτηριστικού που αναγνωρίστηκε και τα κριτήρια που ικανοποιούσε. Αυτή η πληροφορία ακολουθώντας χρησιμοποιείται από το σύστημα σκανδαλισμού υψηλού επιπέδου.

Το σύστημα L2 τροφοδοτείται από τα δεδομένα RoI που παρέχει το σύστημα L1. Το σύστημα L2 είναι σχεδιασμένο για να μειώσει το ρυθμό σκανδαλισμού σε περίπου 3.5 kHz, με χρόνο επεξεργασίας γεγονότος 40ms. Το τελικό στάδιο επιλογής γεγονότων διεξάγεται στο φίλτρο γεγονότων, το οποίο μειώνει το ρυθμό γεγονότων σε περίπου 200Hz.

1.5 Ακτινοβολία και θωράκιση στον ATLAS

Στον LHC, η κύρια πηγή ακτινοβολίας σε πλήρη φωτεινότητα προέρχεται από συγκρούσεις στο σημείο αλληλεπίδρασης. Στον εσωτερικό ανιχνευτή, φορτισμένα αδρόνια από ανελαστικές συγκρούσεις πρωτονίου-πρωτονίου καθώς και νετρόνια κυριαρχούν στο υπόβαθρο ακτινοβολίας. Για να περιορισθούν οι συνέπειες της ακτινοβολίας στον ανιχνευτή, ο ATLAS βασίζεται στη χρήση σχεδόν 3000 τόνων θωράκισης. Η θωράκιση βασίζεται σε μια διάταξη τριών στρωμάτων. Το εσωτερικό στρώμα σχεδιάστηκε για να σταματήσει τα αδρόνια υψηλής ενέργειας και τα δευτερογενή σωματίδια. Είναι κατασκευασμένο από υλικά όπως ο σίδηρος και ο χαλκός τα οποία στριμώνουν ένα μεγάλο αριθμό από μήκη ακτινοβολίας σε μικρό όγκο. Ένα δεύτερο στρώμα, αποτελείται από νοθευμένο πολυαιθυλένιο πλούσιο σε υδρογόνο, χρησιμοποιείται για να περιορίσει την ακτινοβολία νετρονίων που διαφεύγει από το πρώτο στρώμα. Τα νετρόνια χαμηλής ενέργειας συλλαμβάνονται στη συνέχεια από προσμίξεις βορίου. Ακτινοβολία φωτονίων δημιουργείται κατά τη διάρκεια της νετρονικής σύλληψης και αυτά τα φωτόνια σταματούν στο τρίτο στρώμα θωράκισης, το οποίο αποτελείται από ατσάλι και μόλυβδο.

1.6 Το Grid

Το παγκόσμιο υπολογιστικό πλέγμα για τον LHC (World LHC Computing Grid) είναι ένα παγκόσμιο δίκτυο υπολογιστικών κέντρων. Ξεκίνησε τη λειτουργία του το 2002 με στόχο την αποθήκευση, την κατανομή και την ανάλυση περίπου 15 Petabyte δεδομένων, τα οποία παράγαγε ο LHC μέσα σε ένα χρόνο λειτουργίας. Σήμερα είναι το μεγαλύτερο υπολογιστικό πλέγμα του κόσμου αποτελούμενο από χιλιάδες υπολογιστές και συσκευές αποθήκευσης δεδομένων παγκόσμια. Αποτελείται από 4 επίπεδα τα οποία αναλαμβάνουν την επεξεργασία, την αποθήκευση και την ανάλυση των δεδομένων από τον LHC. Παράλληλα ένας μεγάλος αριθμός επιστημόνων έχει πρόσβαση σε πραγματικό χρόνο σε δεδομένα από τον LHC και τη δυνατότητα επεξεργασίας τους.

1.7 Αναβάθμιση του LHC

Μετά από 6 χρόνια λήψης δεδομένων σε φωτεινότητα 10^{34} αλληλεπιδράσεις/sec cm^2 , οι εσωτερικοί ανιχνευτές τροχιάς θα έχουν φτάσει στα όρια του χρόνου ζωής τους και θα χρειάζονται αντικατάσταση. Επίσης μέχρι τότε, η εσωτερική τριπλέτα τετραπολικών μαγνητών, η οποία εστιάζει τη δέσμη στο σημείο αλληλεπίδρασης, ίσως έχει υποστεί φθορά από τα υψηλά επίπεδα ακτινοβολίας και θα χρειαστεί αντικατάσταση.

Όλα αυτά οδηγούν σε μια αναβάθμιση του ATLAS, γύρω στα 10 χρόνια μετά την έναρξη της λειτουργίας του LHC. Ο στόχος είναι να συνεχίσει το πείραμα να τρέχει σε υψηλή φωτεινότητα μέχρι το 2030.

Ο LHC θα συνεχίσει να παίρνει δεδομένα σε ενέργεια 3.5TeV ανα δέσμη μέχρι και το τέλος του 2012. Ακολούθως, ο LHC θα σταματήσει τη λειτουργία του το 2013 και 2014 έτσι ώστε να γίνει αναβάθμιση της ενέργειας της δέσμης σε 7TeV και της φωτεινότητας σε 10^{34} αλληλεπιδράσεις/sec cm^2 . Υπό αυτές τις συνθήκες θα λαμβάνονται δεδομένα μέχρι το τέλος του 2016. Στη συνέχεια ο LHC θα σταματήσει εκ νέου τη λειτουργία του για 9 μήνες για να λάβει χώρα η **φάση 1** της αναβάθμισης. Δεδομένα υπό τις νέες συνθήκες (βλέπε επόμενη παράγραφο) θα λαμβάνονται μέχρι τα τέλη του 2020. Στα τέλη του 2020, ο LHC αναμένεται να σταματήσει εκ νέου τη λειτουργία του για να ξεκινήσει η **φάση 2** της αναβάθμισης. Δεδομένα θα λαμβάνονται μέχρι και τον Ιούλιο του 2022. Στη συνέχεια ο LHC θα σταματήσει εκ νέου τη λειτουργία του για να διεξαχθεί η **φάση 3** της αναβάθμισης (VLHC).

Κατά **φάση 1** της αναβάθμισης του LHC θα γίνουν οι απαραίτητες αλλαγές που θα επιτρέψουν να φτάσουμε στα επίπεδα φωτεινότητας του $2 \cdot 10^{34}$ αλληλεπιδράσεις/sec cm^2 . Οι αλλαγές περιλαμβάνουν την εγκατάσταση ενός νέου LINAC (LINAC4) και βελτίωση του συστήματος ευθυγράμμισης δέσμης. Σε αυτή τη φάση θα υπάρξουν αλλαγές στο σύστημα σκανδαλισμού του ATLAS.

Περαιτέρω αναβάθμιση αναμένεται να συμβεί στη **φάση 2** (SLHC), όπου θα φτάσουμε σε επίπεδα φωτεινότητας 10^{35} αλληλεπιδράσεις/sec cm^2 . Για να γίνει αυτό θα εισαχθεί ένας υπεραγωγίμος γραμμικός επιταχυντής (Superconducting Proton Linac), ο οποίος θα μπορεί να επιταχύνει πρωτόνια σε ενέργειες 5GeV. Επίσης θα εισαχθεί ο επιταχυντής Proton Synchrotron2 (PS2), ο οποίος θα μπορεί να επιταχύνει πρωτόνια στην ενέργεια των 50GeV. Ακόμα θα γίνει αναβάθμιση στον επιταχυντή Super Proton Synchrotron (SPS). Εξαιτίας του πολύ υψηλού ρυθμού γεγονότων θα πρέπει να γίνουν μεγάλες αλλαγές στον ATLAS σε αυτή τη φάση, όπως η αντικατάσταση των εσωτερικών ανιχνευτών τροχιάς.

Κατά τη **φάση 3**, προβλέπονται αναβαθμίσεις και στην φωτεινότητα και στην ενέργεια. Θα υπάρξουν αλλαγές στο σύστημα έγχυσης, ανακατασκευή του SPS με υπεραγωγίμους μαγνήτες, αναβάθμιση των γραμμών μεταφοράς, έτσι ώστε να εγχέουν στον SLHC σωματίδια ενέργειας 1TeV και εγκατάσταση νέων διπολικών μαγνητών πεδίου 15T οι οποίοι θα παράγουν δέσμη ενέργειας 12.5TeV. [27,28,29]

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Πέρασμα της ακτινοβολίας μέσα από την ύλη

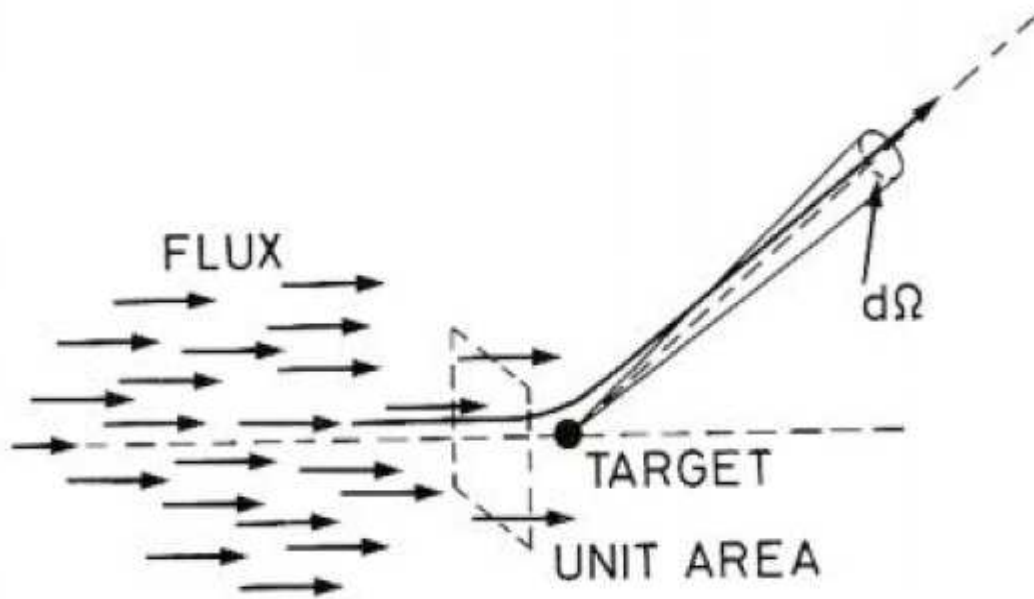
Αυτό το κεφάλαιο ασχολείται με τις βασικές αντιδράσεις που συμβαίνουν όταν η ακτινοβολία συναντά την ύλη και τα φαινόμενα που συμβαίνουν εξαιτίας αυτών των διαδικασιών. Για τον πειραματικό πυρηνικό φυσικό ή το φυσικό στοιχειωδών σωματιδίων, η γνώση αυτών των αλληλεπιδράσεων είναι υψίστης σημασίας. Επίσης αυτές οι διαδικασίες είναι η βάση όλων των συσκευών ανίχνευσης σωματιδίων και καθορίζουν την ευαισθησία και την αποδοτικότητα ενός ανιχνευτή. Την ίδια στιγμή, αυτές οι ίδιες αντιδράσεις μπορούν να αλλοιώσουν μια μέτρηση, διαταράσσοντας τη φυσική κατάσταση της ακτινοβολίας: για παράδειγμα να προκαλέσουν την απώλεια ενεργειακών πληροφοριών, ή να εκτρέψουν ένα σωματίδιο από την αρχική του πορεία, ή να απορροφήσουν ένα σωματίδιο πριν αυτό μπορέσει να παρατηρηθεί. Η γνώση αυτών των αντιδράσεων είναι έτσι απαραίτητη για τον πειραματικό σχεδιασμό και για διορθώσεις στα δεδομένα.

Η διεισδυτική ακτινοβολία, βλέπει την ύλη με όρους των βασικών της συστατικών, δηλαδή σαν ένα σύνολο ηλεκτρονίων και πυρήνων (και των στοιχείων που τους αποτελούν). Ανάλογα με τον τύπο της ακτινοβολίας, την ενέργειά της και τον τύπο του υλικού, αντιδράει με τα άτομα ή τους πυρήνες ή με τα συστατικά τους, μπορεί να συμβούν μέσω των δυνατών καναλιών. Ένα σωματίδιο άλφα για παράδειγμα που χτυπά ένα φύλο χρυσού, μπορεί να σκεδαστεί ελαστικά από ένα πυρήνα μέσω της δύναμης Coulomb, ή να συγκρουστεί ηλεκτρομαγνητικά με ένα ατομικό ηλεκτρόνιο, ή να απορροφηθεί σε μια πυρηνική αντίδραση για να παράγει άλλου τύπου ακτινοβολίες, μεταξύ άλλων διαδικασιών. Αυτά συμβαίνουν με πιθανότητες που κυβερνώνται από νόμους της κβαντομηχανικής και τη σχετική ισχύ των βασικών αλληλεπιδράσεων που συμμετέχουν. Για φορτισμένα σωματίδια και φωτόνια, οι πιο κοινές διαδικασίες είναι μακράν οι ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις και συγκεκριμένα ανελαστικές συγκρούσεις με ατομικά ηλεκτρόνια. Αυτό δεν είναι και τόσο παράξενο αν σκεφτούμε την ισχύ και το μεγάλο εύρος της δύναμης Coulomb σχετικά με τις άλλες αλληλεπιδράσεις. Ο τύπος των διαδικασιών που επιτρέπονται σε κάθε τύπο ακτινοβολίας εξηγούν, μεταξύ άλλων, τη διεισδυτικότητα της ακτινοβολίας, την ευκολία ή δυσκολία ανίχνευσής τους κτλ.

2.1 Προκαταρκτικές ιδέες και ορισμοί

2.1.1 Ενεργός διατομή

Η σύγκρουση ή αλληλεπίδραση δυο σωματιδίων γενικά περιγράφεται με όρους ενεργού διατομής. Αυτή η ποσότητα δίνει ένα μέτρο της πιθανότητας να συμβεί μια αντίδραση και μπορεί να υπολογιστεί αν είναι γνωστή η μορφή της αλληλεπίδρασης μεταξύ των σωματιδίων. Η ενεργός διατομή μπορεί να οριστεί αρκεί να φανταστούμε μια δέσμη σωματιδίων να προσπίπτει σε ένα σωματίδιο-στόχο όπως στο παρακάτω σχήμα:



Θεωρούμε ότι η δέσμη έχει πολύ μεγαλύτερο εύρος από το στόχο και ότι τα σωματίδια στη δέσμη είναι ομοιόμορφα κατανομημένα στο χώρο και στο χρόνο. Μπορούμε τότε να μιλήσουμε για μια ροή F προσπιπτόντων σωματιδίων ανά μοναδιαία επιφάνεια και ανά μοναδιαίο χρόνο. Τώρα επικεντρωνόμαστε στον αριθμό των σωματιδίων που σκεδάζονται στη στερεά γωνία $d\Omega$ ανά μοναδιαίο χρόνο. Εξαιτίας της τυχαιότητας των παραμέτρων κρούσης, αυτός ο αριθμός ταλαντώνεται σε διαφορετικές χρονικές περιόδους. Αν όμως πάρουμε το μέσο όρο σε πολλές χρονικές περιόδους, αυτός ο αριθμός θα τείνει σε ένα σταθερό $\frac{dN_s}{d\Omega}$, όπου N_s είναι ο μέσος αριθμός σκεδασθέντων σωματιδίων ανά μοναδιαίο χρόνο. Η διαφορική ενεργός διατομή ορίζεται τότε ως:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) = \frac{1}{F} \frac{dN_s}{d\Omega} \quad (2.1)$$

αυτό σημαίνει ότι το $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ είναι το μέσο κλάσμα των σωματιδίων που σκεδάζονται σε γωνία $d\Omega$ ανά μοναδιαίο χρόνο ανά μοναδιαία ροή F . Με όρους ενός μοναδικού κβαντομηχανικού σωματιδίου, αυτό μπορεί να αναδιατυπωθεί σαν το σκεδασμένο ρεύμα πιθανότητας σε γωνία $d\Omega$ διαιρεμένο από τη συνολική εισερχόμενη πιθανότητα διέλευσης διαμέσου μιας μοναδιαίας επιφάνειας μπροστά από το στόχο.

Γενικά η τιμή του $d\sigma/d\Omega$ μεταβάλλεται με την ενέργεια της αντίδρασης και τη γωνία στην οποία σκεδάζεται το σωματίδιο. Η συνολική ενεργός διατομή, σε ενέργεια E , ορίζεται σαν το ολοκλήρωμα του $d\sigma/d\Omega$ σε όλες τις στερεές γωνίες:

$$\sigma(E) = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2.2)$$

Παρόλο που είναι εύκολο κανείς να φανταστεί το παραπάνω παράδειγμα, δεν είναι και τόσο πρακτικό. Σε πραγματικές καταστάσεις, ο στόχος είναι συνήθως μια πλάκα υλικού, που περιέχει πολλά κέντρα σκέδασης και είναι επιθυμητό να ξέρουμε πόσες αλληλεπιδράσεις συμβαίνουν κατά μέσο όρο. Θεωρώντας ότι τα κέντρα σκέδασης

είναι ομοιόμορφα κατανεμημένα και ότι η πλάκα δεν είναι τόσο παχιά ,έτσι ώστε η πιθανότητα ένα κέντρο να βρίσκεται μπροστά από ένα άλλο να είναι μικρή ,ο αριθμός των κέντρων ανά μοναδιαία κάθετη επιφάνεια ,τον οποίο 'βλέπει' η δέσμη είναι $N\delta x$, όπου N είναι η πυκνότητα των κέντρων και δx είναι το πάχος του υλικού στη διεύθυνση της δέσμης. Αν η δέσμη είναι ευρύτερη από το στόχο και A είναι η συνολική κάθετη επιφάνεια του στόχου , ο αριθμός των προσπιπτόντων σωματιδίων τα οποία είναι ικανά για αλληλεπίδραση είναι FA . Ο μέσος αριθμός σωματιδίων που σκεδάζονται σε γωνία $d\Omega$ ανά μονάδα χρόνου είναι τότε:

$$N_s(\Omega)=FAN\delta x \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (2.3)$$

Ο συνολικός αριθμός σωματιδίων που σκεδάζονται σε όλες τις γωνίες είναι παρομοίως:
 $N_{tot}=FAN\delta x\sigma. \quad (2.4)$

Αν η δέσμη έχει μικρότερο εύρος απ'ότι ο στόχος, τότε το μόνο που χρειάζεται είναι να θέσουμε A την επιφάνεια που καλύπτει η δέσμη. Τότε το γινόμενο FA ,παριστάνει το συνολικό αριθμό των προσπιπτόντων σωματιδίων ανά μονάδα χρόνου. Σε κάθε περίπτωση ,αν διαιρέσουμε τη (2.4) με FA , παίρνουμε την πιθανότητα σκέδασης ενός μοναδικού σωματιδίου σε πάχος δx :

$$\text{Πιθανότητα αλληλεπίδρασης σε πάχος } \delta x=N\sigma\delta x. \quad (2.5)$$

2.1.2 Πιθανότητα αλληλεπίδρασης σε απόσταση x . Μέση ελεύθερη διαδρομή

Στη γενικότερη περίπτωση το πάχος του στόχου είναι x . Ας σκεφτούμε την ερώτηση: ποια είναι η πιθανότητα για ένα σωματίδιο να μην αλληλεπιδράσει σε απόσταση x ; Έστω:

$P(x)$: πιθανότητα να μην έχουμε αλληλεπίδραση σε απόσταση x
 $w dx$: πιθανότητα να έχουμε αλληλεπίδραση μεταξύ x και $x+dx$

Η πιθανότητα να μην έχουμε αλληλεπίδραση μεταξύ x και $x+dx$ είναι:

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

$$P(x)+\frac{dP}{dx} dx=P-Pw dx$$

$$dP=-wP dx \quad (2.6)$$

$$P=C \exp(-wx)$$

Όπου C είναι σταθερά. Απαιτώντας $P(0)=1$,βρίσκουμε $C=1$. Η πιθανότητα επιβίωσης του σωματιδίου σε απόσταση x έχει εκθετική εξάρτηση από την απόσταση. Μπορούμε να συμπεράνουμε ότι η πιθανότητα να έχουμε μια αλληλεπίδραση οπουδήποτε σε απόσταση x είναι:

$$P_{int}(x)=1-\exp(-wx) \quad (2.7)$$

Ενώ η πιθανότητα του σωματιδίου να συγκρουστεί μεταξύ του x και του $x+dx$,έχοντας επιβιώσει σε απόσταση x είναι:

$$F(x)dx=\exp(-wx)w dx \quad (2.8)$$

Ας υπολογίσουμε τώρα τη μέση απόσταση λ , που διανύει το σωματίδιο χωρίς να συγκρουστεί. Αυτή είναι γνωστή σαν μέση ελεύθερη διαδρομή. Έτσι

$$\lambda = \frac{\int xP(x)dx}{\int P(x)dx} = \frac{1}{w} \quad (2.9)$$

Διαισθητικά, το λ πρέπει να συνδέεται με την πυκνότητα των κέντρων αλληλεπίδρασης και την ενεργό διατομή. Για να βρούμε αυτή τη σχέση, ας επιστρέψουμε στην πλάκα του υλικού που συζητούσαμε πριν. Για μικρό πάχος dx , η πιθανότητα αλληλεπίδρασης (2.7) μπορεί να προσεγγιστεί σαν

$$P_{\text{int}} = 1 - (1 - \frac{dx}{\lambda} + \dots) \cong \frac{dx}{\lambda} \quad (2.10)$$

όπου αναπτύξαμε το εκθετικό και κρατήσαμε μόνο το διαφορικό πρώτης τάξης. Συγκρίνοντας με τη (2.5), βρίσκουμε:

$$\lambda = 1/N\sigma \quad (2.11)$$

και έτσι η πιθανότητα επιβίωσης γίνεται:

$$P(x) = \exp(-\frac{x}{\lambda}) = \exp(-N\sigma x) \quad (2.12)$$

Και οι πιθανότητες αλληλεπίδρασης

$$P_{\text{int}}(x) = 1 - \exp(-\frac{x}{\lambda}) = 1 - \exp(-N\sigma x) \quad (2.13)$$

$$F(x)dx = \exp(-\frac{x}{\lambda}) \frac{dx}{\lambda} = \exp(-N\sigma x) N\sigma dx \quad (2.14)$$

2.2 Ενεργειακές απώλειες βαριών φορτισμένων σωματιδίων από ατομικές συγκρούσεις

Γενικά, δυο κύρια στοιχεία χαρακτηρίζουν το πέρασμα φορτισμένων σωματιδίων μέσα από την ύλη:

- 1) απώλεια ενέργειας του σωματιδίου
- 2) απόκλιση του σωματιδίου από την προσπίπτουσα διεύθυνση

Αυτά τα φαινόμενα είναι το αποτέλεσμα δυο διαδικασιών:

α) ανελαστικές συγκρούσεις με τα ατομικά ηλεκτρόνια του υλικού

β) ελαστικές σκεδάσεις από πυρήνες

Αυτές οι αντιδράσεις συμβαίνουν πολλές φορές ανά μοναδιαίο μήκος διαδρομής στην ύλη και εξαιτίας του αθροιστικού τους αποτελέσματος δημιουργούνται τα φαινόμενα 1 και 2. Αυτές όμως δεν είναι οι μοναδικές αντιδράσεις που μπορούν να συμβούν. Άλλες διαδικασίες περιλαμβάνουν:

- 3) εκπομπή ακτινοβολίας Cherenkov
- 4) πυρηνικές αντιδράσεις
- 5) ακτινοβολία πέδησης

Σε σύγκριση με τις διαδικασίες ατομικών συγκρούσεων 1, 2 οι 3, 4, 5 είναι πολύ πιο σπάνιες.

Είναι επίσης αναγκαίο να χωριστούν τα φορτισμένα σωματίδια σε δυο ομάδες:

- 1) ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια
- 2) βαριά σωματίδια (σωματίδια βαρύτερα από το ηλεκτρόνιο)

Η τελευταία ομάδα περιλαμβάνει τα μίονια, τα πόνια, τα πρωτόνια, τα σωματίδια α , ελαφρύτερους πυρήνες και βαρέα ιόντα.

Από τις δυο ηλεκτρομαγνητικές διαδικασίες, οι ανελαστικές συγκρούσεις είναι σχεδόν αποκλειστικά υπεύθυνες για τις ενεργειακές απώλειες των βαρέων σωματιδίων στην ύλη. Σε αυτές τις συγκρούσεις ($\sigma \cong 10^{-17} - 10^{-16} \text{ cm}^2$), ενέργεια μεταφέρεται από το σωματίδιο στο άτομο προκαλώντας ιονισμό ή διέγερση του τελευταίου. Το ποσό που μεταφέρεται σε κάθε σύγκρουση είναι γενικά ένα πολύ μικρό κλάσμα της συνολικής κινητικής ενέργειας του σωματιδίου. Όμως σε πυκνή ύλη, ο αριθμός των συγκρούσεων ανά μονάδα μήκους είναι τόσο μεγάλος, που παρατηρείται σημαντική απώλεια ενέργειας, ακόμα και σε λεπτά στρώματα υλικού. Ένα πρωτόνιο ενέργειας 10 MeV για παράδειγμα, χάνει όλη του την ενέργεια μόλις σε 0.25 mm χαλκού. Αυτές οι ατομικές συγκρούσεις συνήθως χωρίζονται σε δυο κατηγορίες: μαλακές συγκρούσεις, στις οποίες συμβαίνει μόνο μια διέγερση και σκληρές συγκρούσεις στις οποίες η ενέργεια που μεταφέρεται είναι αρκετή για να προκαλέσει ιονισμό. Σε κάποιες από τις σκληρές αντιδράσεις, μεταφέρεται αρκετή ενέργεια τέτοια ώστε το ηλεκτρόνιο από μόνο του προκαλεί δευτερεύοντες ιονισμούς. Αυτά τα δευτερεύοντα ηλεκτρόνια υψηλής ενέργειας αναφέρονται σαν ακτίνες δ .

Επίσης, ελαστικές σκεδάσεις από πυρήνες συμβαίνουν συχνά αν και όχι τόσο συχνά όσο οι συγκρούσεις ηλεκτρονίων. Γενικά πολύ λίγη ενέργεια μεταφέρεται σε αυτές τις συγκρούσεις επειδή οι μάζες των πυρήνων των περισσότερων υλικών είναι συνήθως μεγάλες σε σύγκριση με αυτή του προσπίπτοντος σωματιδίου. Σε περιπτώσεις που αυτό δεν είναι σωστό, για παράδειγμα ένα σωματίδιο α σε υδρογόνο, κάποια ενέργεια χάνεται μέσω αυτού του μηχανισμού. Κατά γενικό κανόνα, το κυριότερο μέρος των ενεργειακών απωλειών είναι λόγω των συγκρούσεων με ατομικά ηλεκτρόνια.

Οι ανελαστικές συγκρούσεις είναι στατιστικής φύσης και συμβαίνουν με ακριβή πιθανότητα, η οποία περιγράφεται από την κβαντομηχανική. Όμως επειδή ο αριθμός τους ανά μακροσκοπικό μήκος διαδρομής είναι μεγάλος, οι διακυμάνσεις στη συνολική απώλεια ενέργειας είναι μικρές και κάποιος μπορεί να δουλέψει με τη μέση ενεργειακή απώλεια ανά μοναδιαίο μήκος διαδρομής, κάτι που συμβολίζεται με $\frac{dE}{dx}$ και υπολογίστηκε αρχικά από το Bohr χρησιμοποιώντας κλασικά επιχειρήματα και αργότερα από τους Bethe και Bloch και άλλους, χρησιμοποιώντας κβαντομηχανική.

2.2.1 Η σχέση των Bethe-Bloch

Η βασική σχέση που μας δίνει την απώλεια ενέργειας είναι η σχέση των Bethe-Bloch:

$$-dE/dx = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 (\beta\gamma)^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right] \quad (2.15)$$

Με

$$2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2 / \text{g}$$

r_e : κλασική ακτίνα ηλεκτρονίου = 2.817×10^{-13} cm

m_e : ηλεκτρονιακή μάζα

N_a : αριθμός Avogadro = 6.022×10^{23} mol⁻¹

I: μέσο δυναμικό διέγερσης

Z: ατομικός αριθμός του απορροφητή

A: ατομικό βάρος του απορροφητή

ρ : πυκνότητα του απορροφητή

z: φορτίο προσπίπτοντος σωματιδίου σε μονάδες e

$\beta = u/c$ του προσπίπτοντος σωματιδίου

$$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$$

δ : διόρθωση πυκνότητας

C: διόρθωση στοιβάδας

W_{\max} : μέγιστη μεταφορά ενέργειας σε μια σύγκρουση

Η μέγιστη μεταφορά ενέργειας είναι αυτή που παράγεται από μια δευτερογενή σύγκρουση. Για ένα προσπίπτον σωματίδιο μάζας M, η κινηματική δίνει:

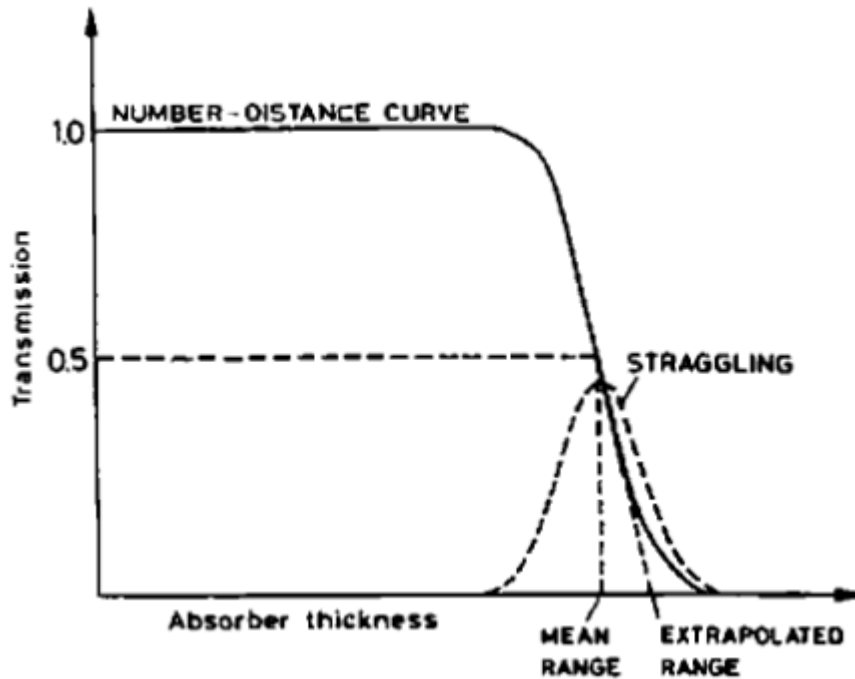
$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2} + s^2} \quad (2.16)$$

Όπου $s = \frac{m_e}{M}$ και $\eta = \beta\gamma$. Επιπλέον, αν $M \gg m_e$ τότε $W_{\max} \cong 2m_e c^2 \eta^2$

2.2.2 Εμβέλεια

Γνωρίζοντας ότι τα φορτισμένα σωματίδια, χάνουν την ενέργειά τους στην ύλη, μια φυσική ερώτηση είναι: Πόσο βαθιά διεισδύουν τα σωματίδια πριν χάσουν όλη τους την ενέργεια; Επιπλέον αν θεωρήσουμε ότι η ενεργειακή απώλεια είναι συνεχής, αυτή η απόσταση πρέπει να είναι ένας καλά ορισμένος αριθμός, ο ίδιος για όλα τα όμοια σωματίδια με την ίδια αρχική ενέργεια στον ίδιο τύπο υλικού. Αυτή η ποσότητα ονομάζεται εμβέλεια του σωματιδίου και εξαρτάται από τον τύπο του υλικού, τον τύπο του σωματιδίου και την ενέργειά του.

Πειραματικά, η εμβέλεια μπορεί να προσδιοριστεί περνώντας μια δέσμη σωματιδίων στην επιθυμητή ενέργεια μέσα από διαφορετικά πάχη του υλικού και μετρώντας το λόγο των διαδιδόμενων προς τα προσπίπτοντα σωματίδια. Μια τυπική καμπύλη αυτού του λόγου με το πάχος του απορροφητή φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα.



Όπως φαίνεται, για μικρά πάχη, όλα(ή πρακτικά όλα) τα σωματίδια καταφέρνουν να διαπεράσουν το υλικό. Όσο προσεγγίζεται η εμβέλεια ο λόγος μειώνεται. Το εκπληκτικό γεγονός όμως, είναι ότι ο λόγος δεν μειώνεται αμέσως στο επίπεδο υποβάθρου, όπως είναι αναμενόμενο από μια καλά ορισμένη ποσότητα. Αντίθετα η καμπύλη 'πέφτει' σε ένα εύρος παχών. Αυτό το αποτέλεσμα οφείλεται στο ότι η ενεργειακή απώλεια δεν είναι στην πραγματικότητα συνεχής, αλλά στατιστική στη φύση. Πράγματι, δυο όμοια σωματίδια με την ίδια αρχική ενέργεια δε θα υποστούν γενικά τον ίδιο αριθμό συγκρούσεων και άρα την ίδια ενεργειακή απώλεια. Έτσι μια μέτρηση με ένα σύνολο όμοιων σωματιδίων, θα παρουσιάζει μια στατιστική κατανομή εμβελειών γύρω από μια μέση τιμή. Αυτό το φαινόμενο είναι γνωστό σαν διασπορά εμβελειών. Σε μια πρώτη προσέγγιση, αυτή η κατανομή είναι Γκαουσιανή. Η μέση τιμή της κατανομής είναι γνωστή σαν μέση εμβέλεια και αντιστοιχεί στο μέσο στο μισό της μέγιστης τιμής του λόγου. Αυτό είναι το πάχος στο οποίο σχεδόν τα μισά από τα σωματίδια απορροφώνται. Πιο συχνά, όμως αυτό που ζητείται είναι το πάχος στο οποίο όλα τα σωματίδια απορροφώνται. Σε αυτή την περίπτωση, πρέπει να παρθεί το σημείο στο οποίο η καμπύλη συναντά το υπόβαθρο. Αυτό το σημείο συχνά βρίσκεται, παίρνοντας την εφαπτομένη της καμπύλης στο σημείο όπου ο λόγος είναι 0.5 και προεκτείνοντας την μέχρι να συναντήσει το επίπεδο-0. Αυτή η τιμή είναι γνωστή ως *πρακτική εμβέλεια*.

2.3 Ενεργειακές απώλειες για ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια

Όπως τα βαριά φορτισμένα σωματίδια, τα ηλεκτρόνια και τα ποζιτρόνια υφίστανται επίσης ενεργειακές απώλειες λόγω συγκρούσεων καθώς διέρχονται μέσα από την ύλη. Όμως, εξαιτίας της μικρής τους μάζας έχουν έναν επιπλέον μηχανισμό απώλειας ενέργειας: η εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας λόγω σκέδασης στο ηλεκτρικό πεδίο του πυρήνα (bremsstrahlung). Κλασικά, αυτή μπορεί να γίνει κατανοητή σαν ακτινοβολία που προκύπτει από την επιτάχυνση ενός ηλεκτρονίου (ή ποζιτρονίου) καθώς αποκλίνει από την ευθύγραμμη πορεία του εξαιτίας της ηλεκτρικής έλξης του πυρήνα. Σε ενέργειες μερικών MeV ή μικρότερες, αυτή η διαδικασία είναι σχετικά ένας μικρός παράγοντας. Όμως καθώς αυξάνεται η ενέργεια, η πιθανότητα να έχουμε ακτινοβολία πέδησης αυξάνεται, έτσι ώστε σε μερικές δεκάδες MeV, η απώλεια ενέργειας από ακτινοβολία να είναι συγκρίσιμη ή μεγαλύτερη από την απώλεια λόγω ιονισμών. Σε ενέργειες πάνω από αυτή την κρίσιμη ενέργεια, η ακτινοβολία πέδησης κυριαρχεί πλήρως.

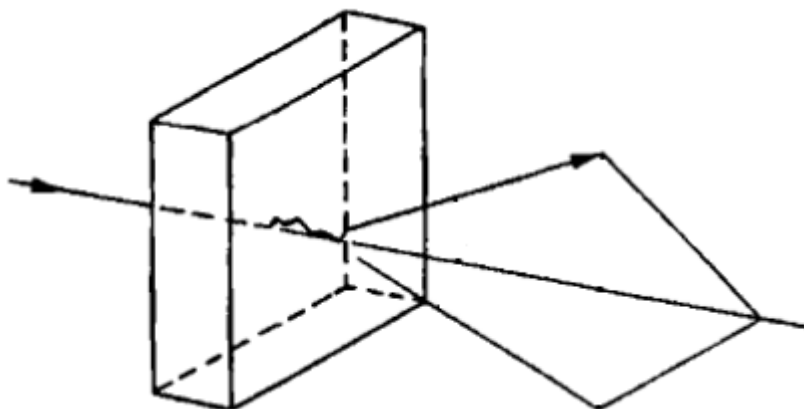
Η συνολική ενεργειακή απώλεια των ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων, αποτελείται από δυο μέρη:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} \quad (2.17)$$

2.4 Πολλαπλή σκέδαση Coulomb

Επιπρόσθετα στις ανελαστικές συγκρούσεις με τα ατομικά ηλεκτρόνια, τα φορτισμένα σωματίδια που διασχίζουν την ύλη υφίστανται επανειλημμένες ελαστικές σκεδάσεις Coulomb από πυρήνες με μικρότερη όμως πιθανότητα.

Η μεγάλη πλειοψηφία αυτών των σκεδάσεων έχει σαν αποτέλεσμα μια μικρή γωνιακή απόκλιση του σωματιδίου. Θεωρούμε σε αυτό το σημείο ότι οι πυρήνες έχουν πολύ μεγαλύτερο βάρος από τα προσπίπτοντα σωματίδια έτσι ώστε η μικρή ενεργειακή ανταλλαγή με τους πυρήνες να θεωρείται αμελητέα. Το σωματίδιο έτσι, ακολουθεί μια τυχαία τεθλασμένη τροχιά καθώς διασχίζει το υλικό. Το αθροιστικό αποτέλεσμα όλων αυτών των μικρών γωνιακών σκεδάσεων είναι, μια συνολική απόκλιση από την αρχική διεύθυνση του σωματιδίου, όπως φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα:



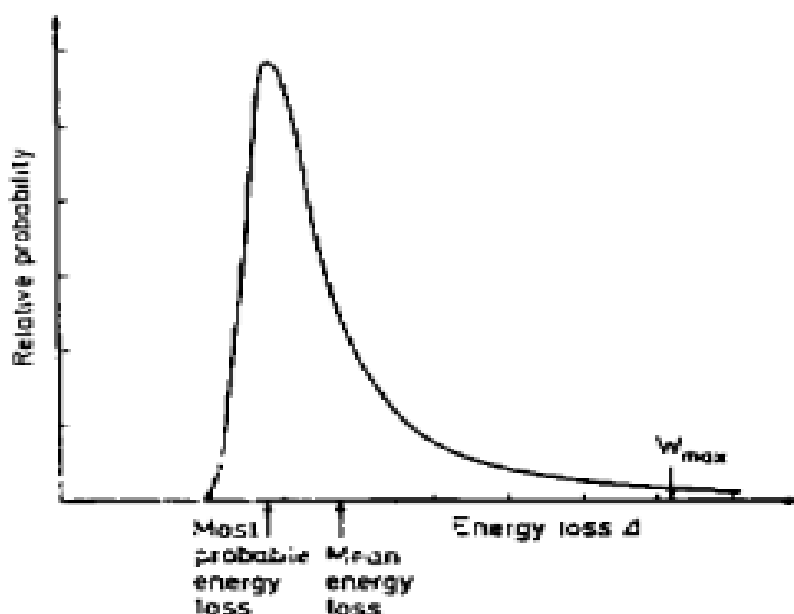
2.5 Ενεργειακή διασπορά: Η κατανομή των ενεργειακών απωλειών

Μέχρι στιγμής έχουμε μιλήσει μόνο για τη μέση ενεργειακή απώλεια που υφίστανται φορτισμένα σωματίδια καθώς περνούν από ένα πάχος υλικού. Όμως για κάθε ξεχωριστό σωματίδιο, το ποσό της ενέργειας που χάνεται, δεν θα είναι γενικά ίσο με αυτή τη μέση τιμή, εξαιτίας των στατιστικών διακυμάνσεων οι οποίες αφορούν στον αριθμό των συγκρούσεων που συμβαίνουν και στην ενέργεια που μεταφέρεται σε κάθε σύγκρουση. Μια αρχικά μονοενεργειακή δέσμη, μετά το πέρασμά της μέσα από ένα υλικό σταθερού πάχους, θα παρουσιάσει μια κατανομή στις ενέργειες των σωματιδίων της. Είδαμε αυτές τις διακυμάνσεις με τη μορφή της διασποράς εμβλειών.

Από θεωρητικής απόψεως, ο υπολογισμός της κατανομής των ενεργειακών απωλειών για ένα δοσμένο πάχος απορροφητή, είναι ένα δύσκολο μαθηματικό πρόβλημα και χωρίζεται γενικά σε δυο περιπτώσεις: παχείς απορροφητές και λεπτοί απορροφητές.

2.5.1 Λεπτοί απορροφητές: Οι θεωρίες Landau και Vavilov

Η κατανομή για λεπτούς απορροφητές ή αέρια, όπου ο αριθμός των συγκρούσεων N είναι τόσο μικρός για να ισχύει το Κεντρικό Οριακό Θεώρημα, είναι πολύ πολύπλοκο να υπολογιστεί. Αυτό συμβαίνει εξαιτίας της πιθανότητας για μεγάλες μεταφορές ενέργειας σε μια μόνο σύγκρουση. Για βαριά σωματίδια, αυτό το W_{\max} , είναι κινηματικά περιορισμένο στην έκφραση (2.16), ενώ για ηλεκτρόνια, μπορεί να μεταφερθεί μέχρι και η μισή από την αρχική τους ενέργεια. Στην τελευταία αυτή περίπτωση, υπάρχει επίσης η επιπλέον πιθανότητα μιας μεγάλης ενεργειακής απώλειας από ακτινοβολία πέδησης. Ενώ αυτά τα γεγονότα είναι σπάνια, η πιθανότητά τους προσθέτει μια μακριά ουρά στη περιοχή των υψηλών ενεργειών της κατανομής ενεργειακών απωλειών-πιθανοτήτων, δίνοντας της ασύμμετρη μορφή Αυτό φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα :



Στο σχήμα φαίνεται ότι η μέση ενεργειακή απώλεια δε συνδέεται με την κορυφή αλλά μετατοπίζεται εξαιτίας της ουράς στις υψηλές ενέργειες. Σε αντίθεση, η θέση της

κορυφής τώρα ορίζει τη πιο πιθανή ενεργειακή απώλεια. Αυτές οι δυο ποσότητες μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να παραμετροποιήσουν την κατανομή.

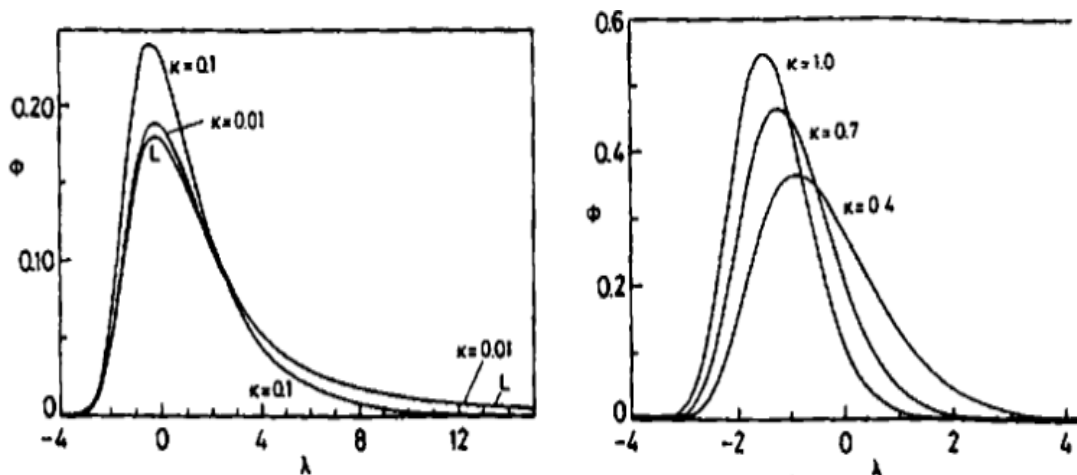
Οι Landau, Symon και Vavilon πραγματοποίησαν βασικούς θεωρητικούς υπολογισμούς για αυτή την κατανομή, καθένας από τους οποίους χρησιμοποιείται σε διαφορετικές εφαρμογές. Η διαφορετική παράμετρος σε όλες αυτές τις θεωρίες είναι ο λόγος :

$$\kappa = \bar{\Delta} / W_{\max} \quad (2.18)$$

αυτός είναι ο λόγος μεταξύ της μέσης ενεργειακής απώλειας και της μέγιστης μεταφερόμενης ενέργειας που επιτρέπεται σε μια σύγκρουση. Η μέση ενεργειακή απώλεια μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση Bethe-Bloch, όμως στις περισσότερες περιπτώσεις προσεγγίζεται παίρνοντας μόνο τον πρώτο πολλαπλασιαστικό παράγοντα και αγνοώντας το λογαριθμικό όρο:

$$\bar{\Delta} \cong \xi = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 x \quad (2.19)$$

Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία, συμβολίζουμε αυτή την ποσότητα με ξ . Η περιοχή λεπτών απορροφητών γενικά είναι: $\kappa < 10$, αν και για $\kappa > 1$, η κατανομή αρχίζει να προσεγγίζει το όριο Gauss, όπως φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα. Για $\kappa > 10$, υπάρχει μόνο μια αμελητέα διαφορά.



2.6 Οι αλληλεπιδράσεις των φωτονίων

Η συμπεριφορά των φωτονίων (ακτίνες X και γ) στην ύλη είναι πολύ διαφορετική από αυτή των φορτισμένων σωματιδίων. Συγκεκριμένα η έλλειψη φορτίου στα φωτόνια κάνει αδύνατες πολλές ανελαστικές συγκρούσεις με ατομικά ηλεκτρόνια. Οι κύριες αλληλεπιδράσεις των ακτίνων X και γ στην ύλη είναι:

- α) Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο
- β) Σκέδαση Compton (συμπεριλαμβανομένων των σκεδάσεων Thomson και Reyleigh)
- γ) Δίδυμη γένεση

Αυτές οι αλληλεπιδράσεις εξηγούν τα δυο κύρια ποιοτικά χαρακτηριστικά των ακτίνων X και γ :

1) Οι ακτίνες X και γ είναι πολλές φορές πιο διεισδυτικές στην ύλη σε σχέση με φορτισμένα σωματίδια

2) Όταν μια δέσμη φωτονίων διασχίζει ένα υλικό δεν μειώνεται η ενέργεια των φωτονίων αλλά η ένταση της δέσμης.

Ένα πρώτο χαρακτηριστικό είναι η πολύ μικρότερη ενεργός διατομή των τριών παραπάνω διαδικασιών σχετικά με την ενεργό διατομή ανελαστικής σκέδασης ηλεκτρονίων. Το δεύτερο χαρακτηριστικό είναι ότι οι τρεις παραπάνω διαδικασίες αφαιρούν ένα φωτόνιο από τη δέσμη, είτε με απορρόφηση είτε με σκέδαση. Τα φωτόνια που συνεχίζουν την ευθεία πορεία τους, είναι αυτά που δεν έχουν υποστεί καμία αλληλεπίδραση και διατηρούν την ενέργειά τους. Ο συνολικός αριθμός των φωτονίων όμως μειώνεται κατά τον αριθμό των φωτονίων που αλληλεπίδρασαν. Η εξασθένιση που υπόκειται μια δέσμη φωτονίων εξαρτάται εκθετικά από το πάχος του υλικού που απορροφά:

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x)$$

I_0 : ένταση προσπίπτουσας δέσμης

x : πάχος του απορροφητή

μ : συνολική σταθερά απορρόφησης

Η σταθερά απορρόφησης είναι μια ποσότητα χαρακτηριστική του υλικού απορρόφησης και συνδέεται άμεσα με τη συνολική ενεργό διατομή αλληλεπίδρασης. Αυτή είναι μια ποσότητα που συχνά αναφέρεται όταν συζητάμε για ανιχνευτές ακτίνων γ . Θα συζητήσουμε τώρα ξεχωριστά τις τρεις διαδικασίες αλληλεπίδρασης των φωτονίων με την ύλη και μετά θα υπολογίσουμε τη σταθερά απορρόφησης.

2.6.1 Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

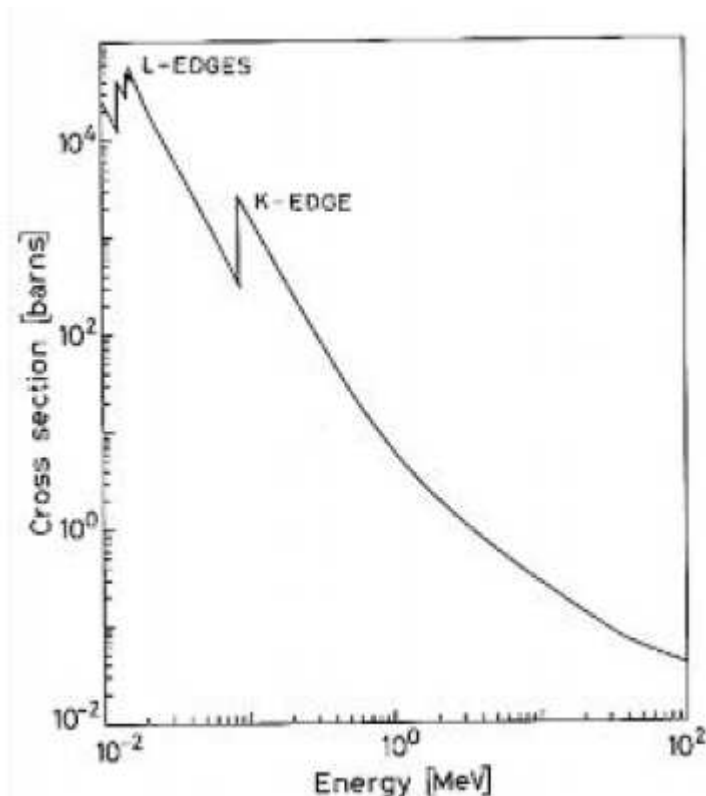
Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο περιλαμβάνει την απορρόφηση ενός φωτονίου από ένα ατομικό ηλεκτρόνιο με την επακόλουθη εξαγωγή του ηλεκτρονίου από το άτομο. Η ενέργεια του εξαγόμενου ηλεκτρονίου είναι:

$$E = hf - E.Σ.$$

όπου

$E.Σ.$ = ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου

Επειδή ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο δεν μπορεί να απορροφήσει ένα φωτόνιο και να διατηρήσει την ορμή του, το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο συμβαίνει πάντα σε δέσμια ηλεκτρόνια, με τον πυρήνα να απορροφά την παραπάνω ορμή. Το παρακάτω σχήμα δείχνει μια τυπική ενεργό διατομή φωτοηλεκτρικού φαινομένου σαν συνάρτηση της ενέργειας του προσπίπτοντος φωτονίου.



Όπως φαίνεται, σε ενέργειες πάνω από την ψηλότερη ενέργεια σύνδεσης του ατόμου (στοιβάδα K), η ενεργός διατομή είναι σχετικά μικρή αλλά αυξάνεται γρήγορα όσο προσεγγίζεται η ενέργεια της στοιβάδας K. Ακριβώς μετά από αυτό το σημείο, η ενεργός διατομή πέφτει δραστικά επειδή τα ηλεκτρόνια της στοιβάδας K δεν είναι πια διαθέσιμα για φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Αυτή η πτώση είναι γνωστή σαν κορυφή απορρόφησης K. Κάτω από αυτή την ενέργεια, η ενεργός διατομή αυξάνεται ξανά μέχρι να ξαναπέσει στις κορυφές απορρόφησης L, M κτλ.

Θεωρητικά, το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι δύσκολο να αντιμετωπιστεί αυστηρά εξαιτίας της πολυπλοκότητας των κυματοσυναρτήσεων Dirac των ατομικών ηλεκτρονίων. Για ενέργειες φωτονίων πάνω από αυτή της στοιβάδας K εμπλέκονται μόνο τα ηλεκτρόνια της στοιβάδας K. Με αυτή τη θεώρηση και με τη θεώρηση ότι η ενέργεια των φωτονίων είναι μη σχετικιστική ($hf \ll m_e c^2$), η ενεργός διατομή μπορεί να υπολογιστεί χρησιμοποιώντας την προσέγγιση Born. Τότε παίρνουμε:

$$\Phi_{photo} = 4\alpha^4 \sqrt{2} \varphi_0 \left(\frac{m_e c^2}{hf}\right)^7 Z^5 \text{ ανά άτομο} \quad (2.1)$$

Όπου:

$$\alpha = 1/137$$

$$\varphi_0 = 8\pi^2 r_e / 3 = 6.651 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$$

r_e : ακτίνα του ηλεκτρονίου

Z: ατομικός αριθμός

Για ενέργειες κοντά σε αυτή της κορυφής απορρόφησης K η (2.1) πρέπει να πολλαπλασιαστεί με ένα παράγοντα διόρθωσης για να δώσει:

$$\Phi_{photo} = \Phi_0 \frac{2^7 \pi 137^3}{Z^2} \left[\frac{v_k}{v} \right]^4 \frac{\exp(-4\xi \cot^{-1} \xi)}{1 - \exp(-2\pi\xi)} \text{ ανά άτομο} \quad (2.2)$$

Όπου

$$hf_k = (Z - 0.03)^2 m_e c^2 a^2 / 2$$

$$\xi = \sqrt{\frac{f_k}{f - f_k}}$$

Για f πολύ κοντά στο f_k , $\xi^{-1} \gg 1$ και έτσι η (2.2) γίνεται

$$\Phi_{photo} = \frac{6.3 \times 10^{-18}}{Z^2} \left(\frac{f_k}{f} \right)^{\frac{8}{3}}. \quad (2.3)$$

Σχέσεις για τις στοιβάδες L και M έχουν υπολογιστεί αλλά είναι πολύ πιο πολύπλοκες από τις παραπάνω. Ο αναγνώστης παραπέμπεται στην πηγή [] για αυτά τα αποτελέσματα.

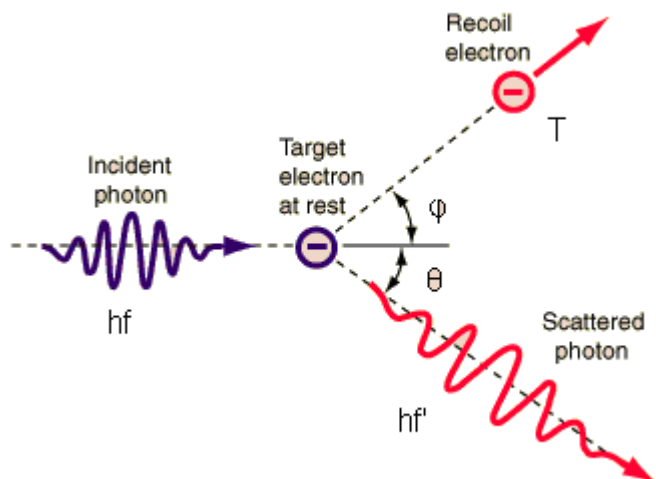
Είναι ενδιαφέρον εδώ να σημειώσουμε την εξάρτηση της ενεργού διατομής από τον ατομικό αριθμό Z . Αυτή μεταβάλλεται ανάλογα με την ενέργεια του φωτονίου, όμως σε ενέργειες MeV αυτή η εξάρτηση είναι ανάλογη του Z^4 ή Z^5 . Τα υλικά με υψηλότερο Z είναι τα πιο ικανά για φωτοηλεκτρική απορρόφηση.

Ένα ενδιαφέρον σημείο είναι το τι έπεται της εκπομπής του ηλεκτρονίου. Όταν το ηλεκτρόνιο εξαχθεί από το άτομο, προκαλείται μια αναδιάταξη των ηλεκτρονίων στο άτομο, η οποία μπορεί να πάρει δυο μορφές:

- Φαινόμενο Auger (μετάβαση χωρίς εκπομπή ακτινοβολίας). Είναι η εκπομπή ενός ηλεκτρονίου ενέργειας κοντά στην ενέργεια σύνδεσης, μετά από εσωτερική αναδιάταξη των ηλεκτρονίων στις στοιβάδες.
- Φθορισμός, είναι η διαδικασία μέσω της οποίας ένα ηλεκτρόνιο από μια εσωτερική στοιβάδα παίρνει τη θέση του εκπεμφθέντος ηλεκτρονίου και εκπέμπεται ένα φωτόνιο ενέργειας ίσης με την ενεργειακή διαφορά των δυο στοιβάδων.

2.6.2 Σκέδαση Compton

Η σκέδαση Compton είναι μια από τις καλύτερα μελετημένες διαδικασίες αλληλεπίδρασης φωτονίων. Πρόκειται για σκέδαση φωτονίων σε ελεύθερα ηλεκτρόνια. Στην ύλη όμως, τα ηλεκτρόνια είναι δέσμια και αν η ενέργεια ενός φωτονίου είναι υψηλή σε σχέση με την ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου, τότε η τελευταία μπορεί να αγνοηθεί και τα ηλεκτρόνια μπορούν να θεωρηθούν ελεύθερα. Η διαδικασία φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα



Εφαρμόζοντας τις αρχές διατήρησης ενέργειας και ορμής παίρνουμε τις παρακάτω σχέσεις:

$$hf' = \frac{hf}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)}$$

$$T = hf - hf' = hf \frac{\gamma(1 - \cos \theta)}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)}$$

$$\cos \theta = 1 - \frac{2}{(1 + \gamma)^2 \tan^2 \phi + 1}$$

$$\cot \phi = (1 + \gamma) \tan \frac{\theta}{2}$$

$$\text{όπου } \gamma = hf / m_e c^2$$

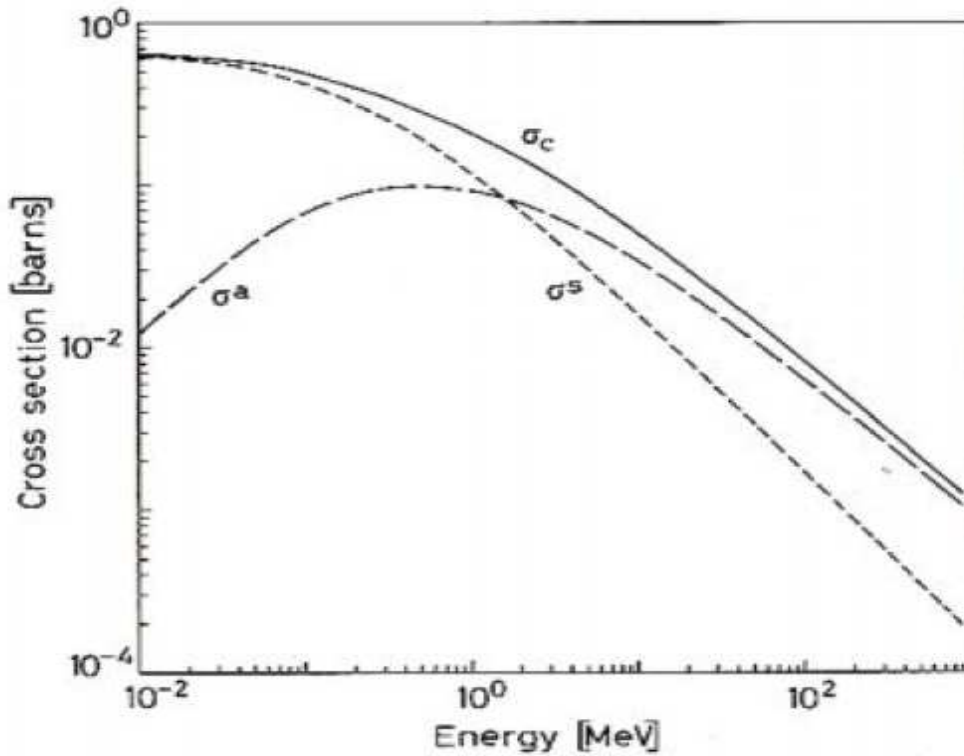
Η ενεργός διατομή της σκέδασης Compton ήταν μια από τις πρώτες που υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας τη θεωρία της κβαντικής ηλεκτροδυναμικής και είναι γνωστή σαν τύπος *Klein-Nishina*:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos \theta)]^2} \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{\gamma^2 (1 - \cos \theta)^2}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \right] \quad (2.4)$$

όπου r_e είναι η ακτίνα του ηλεκτρονίου. Ολοκληρώνοντας αυτή τη σχέση ως προς Ω , παίρνουμε τη συνολική πιθανότητα ανά ηλεκτρόνιο για να συμβεί μια σκέδαση Compton:

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1 + \gamma}{\gamma^2} \left[\frac{2(1 + \gamma)}{1 + 2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln(1 + 2\gamma) \right] + \frac{1}{2\gamma} \ln(1 + 2\gamma) - \frac{1 + 3\gamma}{(1 + 2\gamma)^2} \right\} \quad (2.5)$$

Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται αυτή η συνολική ενεργός διατομή σαν συνάρτηση της ενέργειας



Δυο χρήσιμες ποσότητες που μπορούν να υπολογιστούν από τη σχέση Klein-Nishina είναι οι ενεργές διατομές σκέδασης και απορρόφησης Compton. Η ενεργός διατομή σκέδασης Compton σ^s , ορίζεται σαν το μέσο κλάσμα της συνολικής ενέργειας που περιέχεται στο σκεδασθέν φωτόνιο, ενώ η ενεργός διατομή απορρόφησης σ^a , είναι η μέση ενέργεια που μεταφέρεται στο σκεδασθέν ηλεκτρόνιο. Επειδή το ηλεκτρόνιο σταματά από το υλικό, αυτή είναι η μέση ενέργεια που απορροφάται από το υλικό στη σκέδαση Compton. Προφανώς το άθροισμα πρέπει να είναι ίσο με σ_c :

$$\sigma_c = \sigma^s + \sigma^a \quad (2.6)$$

Για τον υπολογισμό του σ^s παίρνουμε το

$$\frac{d\sigma^s}{d\Omega} = \frac{hf'}{hf} \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2.7)$$

Το οποίο μετά από ολοκλήρωση δίνει

$$\sigma^s = \pi r_e^2 \left[\frac{1}{\gamma^3} \ln(1+2\gamma) + \frac{2(1+\gamma)(2\gamma^2 - 2\gamma - 1)}{\gamma^2(1+2\gamma)^2} + \frac{8\gamma^2}{3(1+2\gamma)^3} \right] \quad (2.8)$$

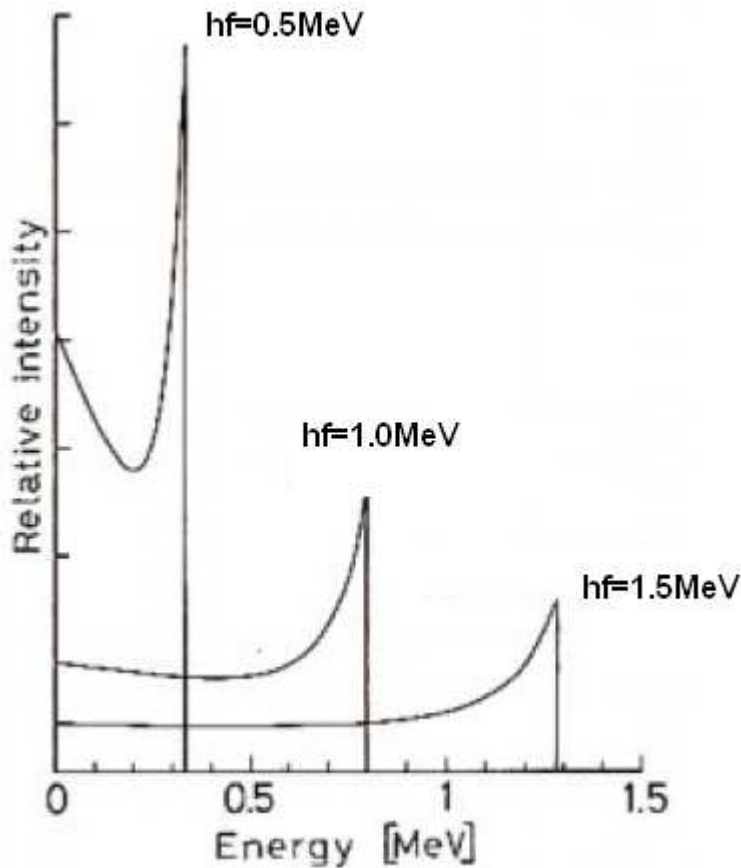
Η ενεργός διατομή απορρόφησης μπορεί απλά να υπολογιστεί ως

$$\sigma^a = \sigma_c - \sigma^s. \quad (2.9)$$

Μια άλλη σχέση που χρησιμοποιείται συχνά είναι η ενεργειακή κατανομή των ηλεκτρονίων οπισθοσκέδασης Αντικαθιστώντας στη σχέση Klein-Nishina παίρνουμε:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2 \gamma^2} \left[2 + \frac{s^2}{\gamma^2 (1-s)^2} + \frac{s}{1-s} \left(s - \frac{2}{\gamma} \right) \right] \quad (2.10)$$

όπου $s=T/hf$. Το παρακάτω σχήμα δείχνει αυτή την κατανομή για διάφορες ενέργειες προσπιπτόντων φωτονίων



Η μέγιστη ενέργεια οπισθοσκέδασης που επιτρέπεται από την κινηματική δίνεται από:

$$T_{\max} = hf \frac{2\gamma}{1+2\gamma} \quad (2.11)$$

Και είναι γνωστή σαν κορυφή Compton.

Σκέδαση Thompson και Rayleigh

Σχετιζόμενες με τη σκέδαση Compton είναι οι κλασικές σκεδάσεις Thompson και Rayleigh. Η σκέδαση Thompson είναι η σκέδαση φωτονίων από ελεύθερα ηλεκτρόνια στο κλασικό όριο. Σε χαμηλές ενέργειες, η σχέση Klein-Nishina δίνει την ενεργό διατομή Thompson:

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_e^2.$$

Η σκέδαση Rayleigh είναι η σκέδαση φωτονίων από άτομα. Σε αυτή τη διαδικασία, όλα τα ηλεκτρόνια στο άτομο συμμετέχουν με σύμφωνο τρόπο. Για αυτό το λόγο λέγεται και σύμφωνη σκέδαση.

Και στις δυο διαδικασίες, η σκέδαση χαρακτηρίζεται από το γεγονός ότι δεν υπάρχει μεταφορά ενέργειας στο μέσο. Τα άτομα ούτε διεγείρονται ούτε ιονίζονται και μόνο η διεύθυνση του φωτονίου μεταβάλλεται. Σε σχετικά υψηλές ενέργειες των

ακτίνων γ και X , οι σκεδάσεις Thompson και Reyleigh είναι πολύ μικρές και στις περισσότερες περιπτώσεις μπορούν να αγνοηθούν.

2.6.3 Δίδυμη γένεση

Η διαδικασία της δίδυμης γένεσης περιλαμβάνει το μετασχηματισμό ενός φωτονίου σε ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου. Για να διατηρείται η ορμή, αυτό μπορεί να συμβεί μόνο με την παρουσία ενός τρίτου σώματος, συνήθως ενός πυρήνα. Επιπλέον, για να σχηματιστεί το ζεύγος, το φωτόνιο πρέπει να έχει ενέργεια τουλάχιστον 1.022MeV.

Θεωρητικά, η δίδυμη γένεση σχετίζεται με την ακτινοβολία πέδησης με ένα απλό κανόνα αντικατάστασης, έτσι ώστε εάν γίνουν υπολογισμοί για μια διαδικασία, τότε αμέσως εξάγονται αποτελέσματα για την άλλη. Όσον αφορά την ακτινοβολία πέδησης, η προάσπιση από τα ατομικά ηλεκτρόνια που περιβάλλουν τον πυρήνα παίζει ένα σημαντικό ρόλο στη δίδυμη γένεση. Έτσι οι ενεργές διατομές εξαρτώνται από την παράμετρο ξ που τώρα ορίζεται ως :

$$\xi = \frac{100m_e c^2 hf}{E_+ E_- Z^3} \quad (2.12)$$

όπου:

E_+ : συνολική ενέργεια του εξερχόμενου ποζιτρονίου

E_- : συνολική ενέργεια του εξερχόμενου ηλεκτρονίου

Σε ακραίες σχετικιστικές ενέργειες και με αυθαίρετη προάσπιση, η προσέγγιση Born δίνει τη σχέση:

$$d\tau = 4Z^2 r_e^2 \alpha \frac{dE_+}{(hf)^3} \{ (E_+^2 + E_-^2) \left[\frac{\phi_1(\xi)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z - f(Z) \right] + \frac{2}{3} E_+ E_- \left[\frac{\phi_2(\xi)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z - f(Z) \right] \} \quad (2.13)$$

όπου ϕ_1 και ϕ_2 είναι οι συναρτήσεις προάσπισης.

Όπως πριν, αυτή η σχέση απλοποιείται στην περίπτωση που υπάρχει μηδενική ή πλήρης προάσπιση. Στην περίπτωση που δεν υπάρχει προάσπιση ($\xi \gg 1$), παίρνουμε:

$$d\tau = 4Z^2 \alpha r_e^2 dE_+ \frac{E_+^2 + E_-^2 + \frac{2}{3} E_+ E_-}{(hf)^3} \left[\ln \frac{2E_+ E_-}{hfm_e c^2} - \frac{1}{2} - f(Z) \right] \quad (2.14)$$

Ενώ για πλήρη προάσπιση, $\xi \rightarrow 0$,

$$d\tau = 4Z^2 \alpha r_e^2 \frac{dE_+}{(hf)^3} \left\{ (E_+^2 + E_-^2 + \frac{2}{3} E_+ E_-) \left[\ln(183Z^{-\frac{1}{3}}) - f(Z) \right] - \frac{E_+ E_-}{9} \right\} \quad (2.15)$$

Εξαιτίας της προσέγγισης Born, αυτές οι σχέσεις δεν είναι πολύ ακριβείς για μεγάλα Z ή χαμηλή ενέργεια. Μια πιο πολύπλοκη σχέση κατάλληλη για χαμηλές ενέργειες και χωρίς προάσπιση εξήχθη από τους Bethe και Heitler και βρίσκεται στο άρθρο Bethe and Ashkin μαζί με μια απλούστερη σχέση από τον Hough.

Για να πάρουμε τη συνολική ενεργό διατομή της δίδυμης γένεσης, πρέπει να ολοκληρώσουμε τις παραπάνω εκφράσεις. Για την περίπτωση που δεν υπάρχει προάσπιση με $m_e c^2 \ll hf \ll 137m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$, παίρνουμε:

$$\tau_{pair} = 4Z^2 \alpha r_e^2 \left[\frac{7}{9} \left(\ln \frac{2hf}{m_e c^2} - f(Z) \right) - \frac{109}{54} \right] \quad (2.16)$$

Παρόμοια για πλήρη προάσπιση, $hf \gg 137 m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$

$$\tau_{pair} = 4Z^2 \alpha r_e^2 \left\{ \frac{7}{9} \left[\ln(183Z^{-\frac{1}{3}}) - f(Z) \right] - \frac{1}{54} \right\} \quad (2.17)$$

Για όλες τις άλλες περιπτώσεις πρέπει να πραγματοποιηθεί ολοκλήρωση της (2.13).

Όσο για την ακτινοβολία πέδησης, η δίδυμη γένεση μπορεί να συμβεί στο πεδίο ενός ατομικού ηλεκτρονίου. Χωρίς να προκαλεί έκπληξη, παίρνουμε ένα παρόμοιο αποτέλεσμα για την ενεργό διατομή αλλά μικρότερο κατά ένα παράγοντα Z . Για να συμπεριλάβουμε αυτή την αλληλεπίδραση αρκεί να αντικαταστήσουμε το Z^2 με $Z(Z+1)$ στην παραπάνω σχέση.

Από τη συνολική ενεργό διατομή, είναι ενδιαφέρον να υπολογίσουμε τη μέση ελεύθερη διατομή, λ_{pair} , μιας ακτίνας γ για δίδυμη γένεση. Χρησιμοποιώντας τη (2.17) παίρνουμε:

$$1/\lambda_{pair} = N\tau_{pair} \cong \frac{7}{9} 4Z(Z+1) N r_e^2 \alpha \left[\ln(183Z^{-\frac{1}{3}}) - f(Z) \right] \quad (2.18)$$

Όπου N είναι η πυκνότητα των ατόμων και έχουμε αγνοήσει το μικρό σταθερό όρο. Παρατηρούμε ότι αυτό το αποτέλεσμα είναι πολύ παρόμοιο με το μήκος ακτινοβολίας και πιο συγκεκριμένα

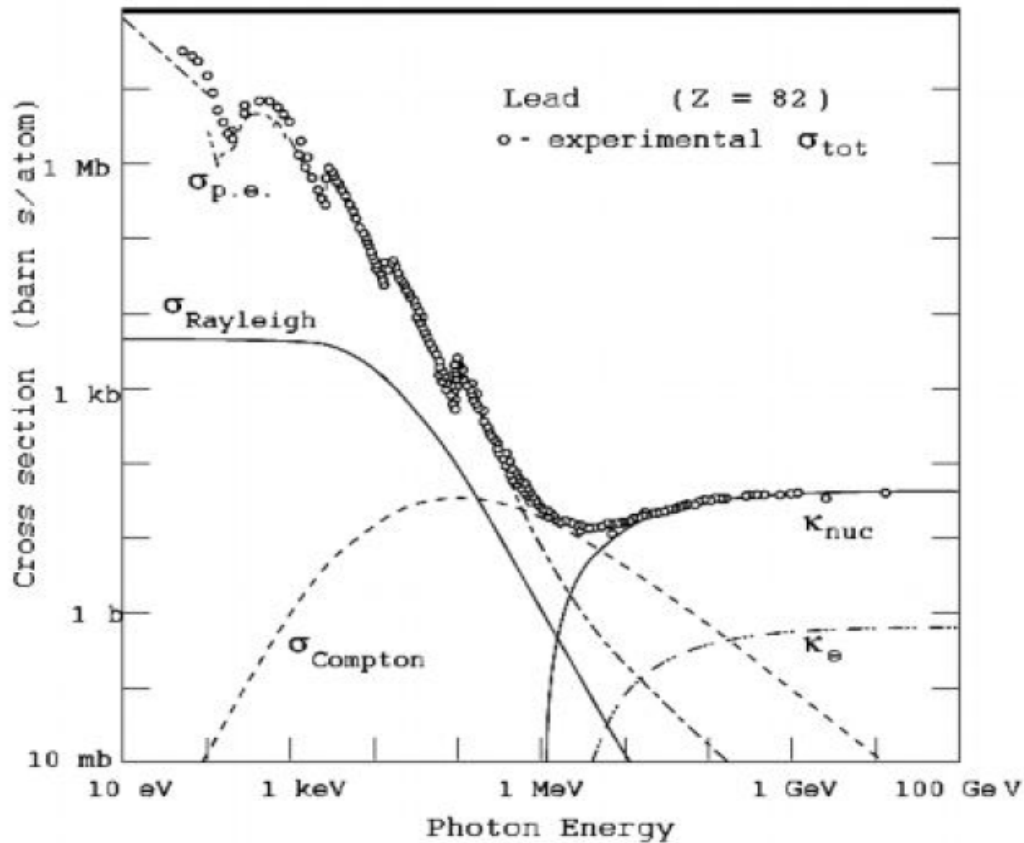
$$\lambda_{pair} \cong \frac{9}{7} L_{rad}.$$

2.6.4 Συνολική σταθερά απορρόφησης και εξασθένηση φωτονίων

Η συνολική πιθανότητα για μια αλληλεπίδραση φωτονίου στην ύλη είναι το άθροισμα των ξεχωριστών ενεργών διατομών που παρουσιάστηκαν παραπάνω. Αν υπολογίσουμε την ενεργό διατομή ανά άτομο, θα έχουμε:

$$\Sigma = \Phi_{photo} + Z\sigma_c + \tau_{pair}$$

Όπου πολλαπλασιάσαμε την ενεργό διατομή της σκέδασης Compton με Z για να λάβουμε υπόψη τα Z ηλεκτρόνια ανά άτομο. Αυτό φαίνεται στο παρακάτω σχήμα για την περίπτωση του μόλυβδου.



Αν τώρα πολλαπλασιάσουμε το σ με την πυκνότητα των ατόμων N , παίρνουμε την πιθανότητα ανά μοναδιαίο μήκος για μια αλληλεπίδραση
 $\mu = N\sigma = \sigma(N_a \rho/A)$

Όπου:

N_a : αριθμός Avogadro

ρ : πυκνότητα του υλικού

A : μαζικός αριθμός

Αυτό είναι κοινώς γνωστό σαν η συνολική σταθερά απορρόφησης και είναι το αντίστροφο της μέσης ελεύθερης διαδρομής του φωτονίου. Από τη σχέση $I = I_0 \exp(-\mu x)$ που ισχύει για τη διάδοση των φωτονίων σε ένα μέσο συνεπάγεται ότι :

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-\mu x)$$

Για ενώσεις και μίγματα, η συνολική σταθερά απορρόφησης μπορεί να υπολογιστεί χρησιμοποιώντας τον κανόνα του Bragg:

$$\frac{\mu}{\rho} = w_1 \frac{\mu_1}{\rho_1} + w_2 \frac{\mu_2}{\rho_2} + \dots \quad (2.19)$$

Όπου w_i είναι ο συντελεστής βάρους κάθε στοιχείου της ένωσης.

2.7 Οι αλληλεπιδράσεις των νετρονίων

Όπως το φωτόνιο, έτσι και το νετρόνιο δεν έχει ηλεκτρικό φορτίο και έτσι δε συμμετέχει σε αλληλεπιδράσεις Coulomb με τα ηλεκτρόνια και τους πυρήνες στην ύλη. Αντίθετα, ο βασικός τρόπος αλληλεπίδρασης είναι μέσω της ισχυρής δύναμης με

πυρήνες. Αυτές οι αντιδράσεις ,είναι φυσικά πιο σπάνιες σε σύγκριση με τις αλληλεπιδράσεις Coulomb ,λόγω της μικρής εμβέλειας τη ισχυρής δύναμης. Τα νετρόνια είναι πολύ διεισδυτικά σωματίδια .

Όταν το νετρόνιο αλληλεπιδρά, μπορεί να εμπλακεί σε μια ποικιλία πυρηνικών διαδικασιών ,ανάλογα με την ενέργειά του. Μεταξύ αυτών είναι:

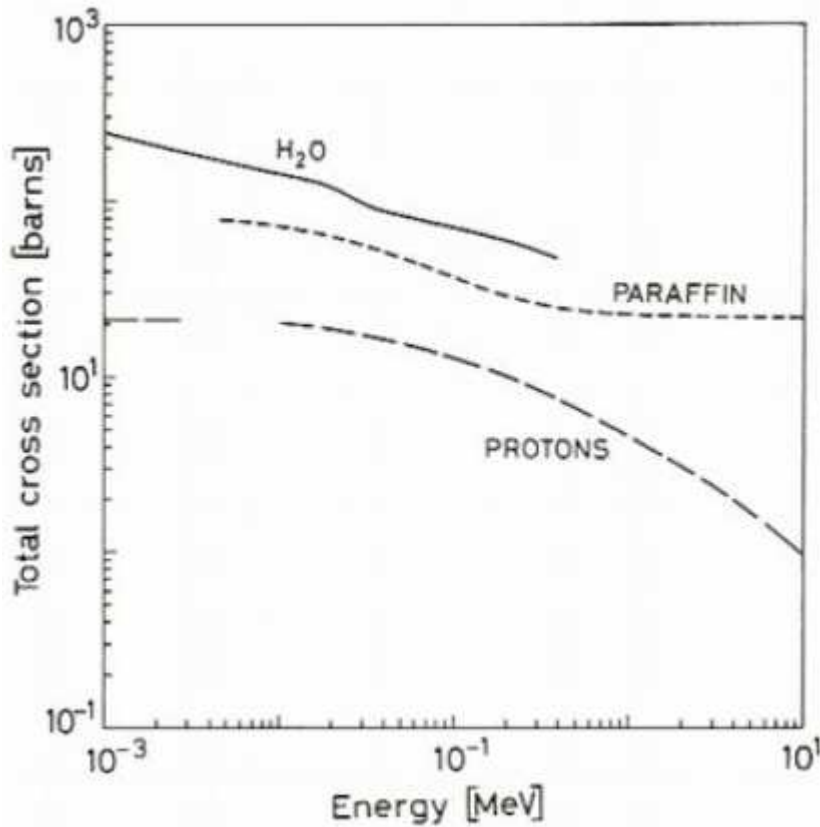
- 1) Ελαστική σκέδαση από πυρήνες. π.χ. $A(n,n)A$. Αυτός είναι ο βασικός μηχανισμός ενεργειακών απωλειών για τα νετρόνια στη περιοχή των MeV.
- 2)Ανελαστική σκέδαση. π.χ $A(n,n')A^*$, $A(n,2n')B$. Σε αυτή την αντίδραση ,ο πυρήνας μεταβαίνει σε μια διεγερμένη κατάσταση ,η οποία μπορεί αργότερα να αποδιεγερθεί με εκπομπή ακτινοβολίας γ ,ή κάποια άλλη μορφή ακτινοβολίας. Για να συμβεί η ανελαστική αντίδραση ,το νετρόνιο πρέπει να έχει αρκετή ενέργεια ώστε να διεγείρει τον πυρήνα ,συνήθως της τάξης του 1MeV ή περισσότερη. Κάτω από αυτό το ενεργειακό κατώφλι, μόνο ελαστικές σκεδάσεις μπορούν να συμβούν.
- 3) Ακτινοβολιτική νετρονική σύλληψη. Π.χ $n+(Z,A) \rightarrow \gamma+(Z,A+1)$. Γενικά, η ενεργός διατομή για νετρονική σύλληψη ακολουθεί τον κανόνα $1/u$,όπου u είναι η ταχύτητα του νετρονίου. Η απορρόφηση έτσι είναι πιο πιθανή σε χαμηλές ενέργειες.
- 4) Άλλες πυρηνικές αντιδράσεις ,όπως (n,p) ,(n,d),(n, α),(n,t),(n, αp) στις οποίες το νετρόνιο συλλαμβάνεται και εκπέμπονται φορτισμένα σωματίδια. Αυτές συνήθως συμβαίνουν στην περιοχή των eV και keV. Όπως η ακτινοβολιτική αντίδραση σύλληψης ,η ενεργός διατομή γενικά πέφτει σαν $1/u$. Συντονισμοί μπορούν επίσης να συμβούν ανάλογα με το στοιχείο.
- 5) Σχάση π.χ. (n,f) . Αυτή είναι πιο πιθανή σε θερμικές ενέργειες.
- 6) Παραγωγή αδρονικών καταγισμών υψηλής ενέργειας. Αυτή συμβαίνει μόνο για νετρόνια πολύ υψηλής ενέργειας με $E > 100\text{MeV}$.

Εξαιτίας της ισχυρής ενεργειακής εξάρτησης των νετρονικών αλληλεπιδράσεων ,συνηθίζεται να ταξινομούμε τα νετρόνια σύμφωνα με την ενέργειά τους ,αν και δεν υπάρχουν σαφή όρια μεταξύ των διαφόρων περιοχών. Γενικά, τα νετρόνια υψηλής ενέργειας θεωρούνται αυτά με ενέργειες πάνω από 100MeV , ενώ αυτά με ενέργειες μεταξύ μερικών δεκάδων MeV και μερικών εκατοντάδων keV είναι γνωστά ως *γρήγορα νετρόνια*. Μεταξύ των 100keV και του 0.1eV, περιοχή όπου συμβαίνουν αντιδράσεις πυρηνικού συντονισμού ,τα νετρόνια αναφέρονται ως *επιθερμικά*. Σε χαμηλότερες ενέργειες ,συγκρινόμενες με τη θερμική ενέργεια κίνησης σε θερμοκρασία δωματίου($E \cong kT \cong 1/40\text{eV}$) ,τα νετρόνια είναι γνωστά σαν *θερμικά ή αργά*. Πηγαίνοντας ακόμη χαμηλότερα σε ενέργειες milli ή micro-eV, τα νετρόνια είναι γνωστά ως *ψυχρά ή υπερ-ψυχρά*.

Η συνολική πιθανότητα για ένα νετρόνιο να αλληλεπιδράσει στην ύλη ,δίνεται από το άθροισμα των ξεχωριστών ενεργών διατομών:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{elastic} + \sigma_{inelastic} + \sigma_{capture} + \dots \quad (2.20)$$

Το ακόλουθο σχήμα δίνει ένα παράδειγμα της εξάρτησης της συνολικής ενεργού διατομής για νετρόνια σε διάφορα υλικά από την ενέργεια του νετρονίου.



Από το σχήμα φαίνεται ότι η ενεργειακή εξάρτηση είναι μικρή.

Αν πολλαπλασιάσουμε τη (2.20) με την πυκνότητα ατόμων ,μπορούμε να πάρουμε το μέσο μήκος ελεύθερης διαδρομής

$$\frac{1}{\lambda} = N\sigma_{tot} = \frac{N_a \rho}{A} \sigma_{tot} \quad (2.21)$$

Σε αναλογία με τα φωτόνια, μια δέσμη νετρονίων που διέρχεται μέσα από την ύλη θα εξασθενεί εκθετικά:”

$$N = N_0 \exp(-x/\lambda) \quad (2.22)$$

Όπου x είναι το πάχος του υλικού. Η εξίσωση (2.22) είναι χρήσιμη μόνο για κατευθυνόμενες δέσμες νετρονίων. Για την πιο γενική περίπτωση μιας μη κατευθυνόμενης πηγής, είναι χρήσιμη μια άλλη εξίσωση μεταφοράς.

Κεφάλαιο 3

Γενικά χαρακτηριστικά των ανιχνευτών και ανιχνευτές ιονισμού

3.1 Ευαισθησία(Sensitivity)

Το πρώτο πράγμα που μας ενδιαφέρει σε ένα ανιχνευτή είναι η ευαισθησία του ,δηλαδή η ικανότητά του να παράγει ένα χρήσιμο σήμα για ένα δοσμένο τύπο ακτινοβολίας και ενέργειας. Κανένας ανιχνευτής δε μπορεί να είναι ευαίσθητος σε όλους τους τύπους ακτινοβολίας ,σε όλες τις ενέργειες. Αντίθετα, σχεδιάζονται ώστε να είναι ευαίσθητοι σε συγκεκριμένους τύπους ακτινοβολίας σε ένα δοσμένο ενεργειακό εύρος. Αν βγούμε έξω από αυτό το εύρος ,αυτό συχνά έχει ως αποτέλεσμα να πάρουμε ένα ασυνήθιστο σήμα ή να έχουμε πολύ μειωμένη αποδοτικότητα.

Η ευαισθησία του ανιχνευτή σε ένα συγκεκριμένο τύπο ακτινοβολίας δοσμένης ενέργειας ,εξαρτάται από διάφορους παράγοντες:

- 1) Την ενεργό διατομή για αντιδράσεις ιονισμού στο ανιχνευτή
- 2) τη μάζα του ανιχνευτή
- 3) το θόρυβο που σχετίζεται με τον ανιχνευτή
- 4) το προστατευτικό υλικό που περιβάλλει τον ευαίσθητο όγκο του ανιχνευτή

Ο θόρυβος εμφανίζεται σαν μια διακύμανση στην τάση ή στο ρεύμα στην έξοδο του ανιχνευτή και είναι πάντα παρόν είτε υπάρχει ακτινοβολία είτε όχι. Προφανώς, το σήμα εξαιτίας ιονισμού πρέπει να είναι μεγαλύτερο από το μέσο επίπεδο θορύβου για να είναι χρήσιμο.

Ένας άλλος περιοριστικός παράγοντας, εκτός του θορύβου είναι το υλικό από το οποίο αποτελείται το παράθυρο εισόδου. Εξαιτίας της απορρόφησης, μόνο ακτινοβολίες με επαρκή ενέργεια να διαπεράσει αυτό το στρώμα, μπορούν να ανιχνευθούν. Το πάχος αυτού του υλικού ,θέτει ένα κατώτερο όριο στις ενέργειες οι οποίες μπορούν να ανιχνευθούν.

3.2 Απόκριση του ανιχνευτή(Detector Response)

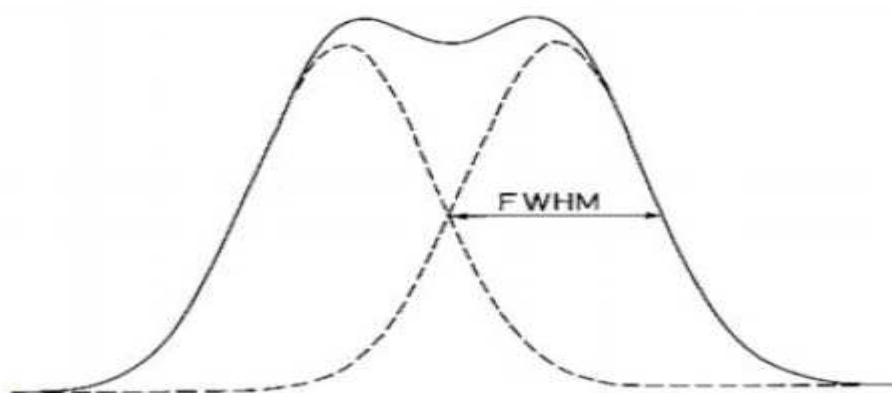
Εκτός από την ικανότητά τους να ανιχνεύουν την ύπαρξη ακτινοβολίας ,οι περισσότεροι ανιχνευτές είναι ικανοί να παρέχουν κάποιες πληροφορίες για την ενέργεια της ακτινοβολίας. Αυτό έπεται από το γεγονός ότι το μέγεθος του ιονισμού που παράγεται στον ανιχνευτή είναι ανάλογο της ενέργειας που χάνει η ακτινοβολία στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή. Αν ο ανιχνευτής είναι αρκετά μεγάλος ,έτσι ώστε η ακτινοβολία να απορροφάται εντελώς ,τότε αυτός ο ιονισμός δίνει ένα μέτρο της ενέργειας της ακτινοβολίας.

Γενικά, το σήμα εξόδου ενός ανιχνευτή έχει τη μορφή ενός παλμού ρεύματος. Το μέγεθος του ιονισμού τότε, αντικατοπτρίζεται στο ηλεκτρικό φορτίο που περιέχεται σε αυτό το σήμα ,δηλαδή το ολοκλήρωμα του παλμού ως προς το χρόνο. Θεωρώντας ότι το σχήμα του παλμού δεν αλλάζει από ένα γεγονός σε ένα άλλο ,αυτό το ολοκλήρωμα είναι ανάλογο με το πλάτος ή το ύψος του παλμού του σήματος. Η σχέση μεταξύ της ενέργειας της ακτινοβολίας και του συνολικού φορτίου ή του ύψους του παλμού του σήματος εξόδου είναι γνωστή σαν απόκριση του ανιχνευτή.

3.3 Ενεργειακή διακριτική ικανότητα(Energy Resolution)

Για ανιχνευτές ,οι οποίοι είναι σχεδιασμένοι να μετράνε την ενέργεια της εισερχόμενης ακτινοβολίας ,η πιο σημαντική παράμετρος είναι η ενεργειακή διακριτική ικανότητα. Αυτή είναι η ικανότητα του ανιχνευτή να διακρίνει δυο ακτινοβολίες με περίπου ίσες ενέργειες. Γενικά, η ενεργειακή ικανότητα μπορεί να μετρηθεί στέλνοντας μια μονοενεργειακή δέσμη ακτινοβολίας μέσα στον ανιχνευτή και παρατηρώντας το παραγόμενο φάσμα. Ιδανικά, κάποιος θα περίμενε να δει μια δέλτα συνάρτηση. Στη πραγματικότητα ,δεν παρατηρείται κάτι τέτοιο, αλλά παρατηρείται μια κατανομή με πεπερασμένο πλάτος ,συνήθως Γκαουσιανή. Αυτό το πλάτος εμφανίζεται εξαιτίας των διακυμάνσεων στον αριθμό των ιονισμών και των διεγέρσεων που συμβαίνουν.

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα δίνεται συνήθως σε όρους FWHM(Full Width at Half Maximum). Ενέργειες που απέχουν λιγότερο από αυτό το διάστημα, θεωρούνται μη διαχωρίσιμες. Αυτό φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα



Αν συμβολίσουμε αυτό το πλάτος με ΔE , τότε η σχετική διακριτική ικανότητα σε ενέργεια E είναι:

$$\text{Resolution}=\Delta E/E \quad (3.1)$$

Η σχέση (5.1) συχνά εκφράζεται σε ποσοστό.

Γενικά, η διακριτική ικανότητα είναι συνάρτηση της ενέργειας που αποτίθεται στον ανιχνευτή ,με το λόγο (5.1) να βελτιώνεται στις ψηλές ενέργειες. Αυτό συμβαίνει εξαιτίας της στατιστικής Poisson που ακολουθούν οι ιονισμοί και οι διεγέρσεις. Πράγματι η μέση ενέργεια που απαιτείται για ένα ιονισμό είναι ένας σταθερός αριθμός, w , εξαρτώμενος μόνο από το υλικό. Για αποτιθέμενη ενέργεια E ,κάποιος θα περίμενε κατά μέσο όρο , $J=E/w$ ιονισμούς. Έτσι ,όσο η ενέργεια αυξάνεται ,ο αριθμός των γεγονότων ιονισμού επίσης αυξάνεται προκαλώντας μικρότερες σχετικές διακυμάνσεις.

Για να υπολογίσουμε τις διακυμάνσεις είναι απαραίτητο να σκεφτούμε δυο περιπτώσεις. Για ένα ανιχνευτή για τον οποίο η ενέργεια της ακτινοβολίας δεν απορροφάται εντελώς ,ο αριθμός των αντιδράσεων που παράγουν σήμα δίνεται από τη κατανομή Poisson. Η διακύμανση τότε δίνεται από:

$$\sigma^2=J \quad (3.2)$$

όπου J είναι ο μέσος αριθμός γεγονότων που παράχθηκαν. Η ενεργειακή εξάρτηση της διακριτικής ικανότητας τότε είναι:

$$R=2.35 \frac{\sqrt{J}}{J}=2.35 \sqrt{\frac{w}{E}} \quad (3.3)$$

Όπου ο παράγοντας 2.35 σχετίζεται με την τυπική απόκλιση μιας Γκαουσιανής στο FWHM.

3.4 Συνάρτηση απόκρισης(Response Function)

Η συνάρτηση απόκρισης είναι το φάσμα των παλμών που παρατηρούνται από τον ανιχνευτή όταν βομβαρδίζεται από μια μονοενεργειακή δέσμη μιας δοσμένης ακτινοβολίας. Μέχρι τώρα ,έχουμε θεωρήσει ότι το φάσμα απόκρισης είναι μια Γκαουσιανή κορυφή. Αν αγνοήσουμε το πεπερασμένο πλάτος για λίγο, αυτή συνδέεται με μια συνάρτηση δέλτα. Τότε, αν η απόκριση είναι γραμμική, το φάσμα των παλμών που μετρά ο ανιχνευτής συνδέεται άμεσα με το ενεργειακό φάσμα της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Αυτή είναι η ιδανική περίπτωση. Η συνάρτηση απόκρισης ενός ανιχνευτή σε μια δοσμένη ενέργεια προσδιορίζεται από τις διαφορετικές αλληλεπιδράσεις τις οποίες η ακτινοβολίας μπορεί να υποστεί στον ανιχνευτή, από το σχεδιασμό του ανιχνευτή και τέλος από τη γεωμετρία του.

3.5 Χρόνος απόκρισης(Respose Time)

Ένα πολύ σημαντικό χαρακτηριστικό ενός ανιχνευτή είναι ο χρόνος απόκρισής του. Αυτός είναι ο χρόνος που χρειάζεται ο ανιχνευτής για να σχηματίσει το σήμα μετά το πέρασμα της ακτινοβολίας. Αυτός είναι πολύ σημαντικός για τις χρονικές ιδιότητες του ανιχνευτή. Για καλό συγχρονισμό ,είναι απαραίτητο το σήμα να σχηματίζεται γρήγορα σε ένα απότομο παλμό, ιδανικά κάθετο.

Η διάρκεια του σήματος είναι επίσης σημαντική. Κατά τη διάρκεια αυτής της περιόδου, ένα δεύτερο γεγονός δε μπορεί να γίνει αποδεκτό είτε γιατί ο ανιχνευτής είναι αναισθητός είτε γιατί το δεύτερο σήμα θα συσσωρευτεί στο πρώτο. Αυτό συνεισφέρει στο νεκρό χρόνο του ανιχνευτή και περιορίζει το ρυθμό απαρίθμησης στον οποίο μπορεί ο ανιχνευτής να λειτουργήσει.

3.6 Ανιχνευτική ικανότητα(Detector Efficiency)

Δύο τύποι ανιχνευτικής ικανότητας αναφέρονται όταν συζητάμε για ανίχνευση ακτινοβολίας: συνολική ανιχνευτική ικανότητα και εσωτερική ανιχνευτική ικανότητα. Η συνολική ανιχνευτική ικανότητα ορίζεται σαν το κλάσμα των γεγονότων που εκπέμπονται από την πηγή και καταγράφονται από τον ανιχνευτή:

$$\epsilon_{tot} = \frac{\text{γεγονότα που καταγράφονται}}{\text{γεγονότα που εκπέμπονται απο την πηγή}} \quad (3.4)$$

Αυτή είναι συνάρτηση της γεωμετρίας του ανιχνευτή και της πιθανότητας για μια αλληλεπίδραση στον ανιχνευτή.

Η συνολική ανιχνευτική ικανότητα μπορεί να χωριστεί σε δυο μέρη: την εσωτερική ανιχνευτική ικανότητα , ϵ_{int} ,και τη γεωμετρική ανιχνευτική ικανότητα , ϵ_{geom} .

Ισχύει:

$$\epsilon_{tot} \cong \epsilon_{int} \bullet \epsilon_{geom} \quad (3.5)$$

$$\text{με } \epsilon_{int} = \frac{\text{γεγονότα που καταγράφονται}}{\text{γεγονότα που συμβαίνουν στον ανιχνευτή}} \quad (3.6)$$

Αυτή η πιθανότητα εξαρτάται από τις ενεργές διατομές αλληλεπίδρασης της εισερχόμενης ακτινοβολίας στον ανιχνευτή. Η εσωτερική ανιχνευτική ικανότητα είναι έτσι συνάρτηση του τύπου της ακτινοβολίας ,της ενέργειας της ακτινοβολίας και του υλικού του ανιχνευτή.

Η γεωμετρική ανιχνευτική ικανότητα, σε αντίθεση είναι εκείνο το κλάσμα της ακτινοβολίας της πηγής το οποίο συλλαμβάνεται από τον ανιχνευτή. Αυτή εξαρτάται καθαρά από τη γεωμετρική διάταξη του ανιχνευτή και της πηγής.

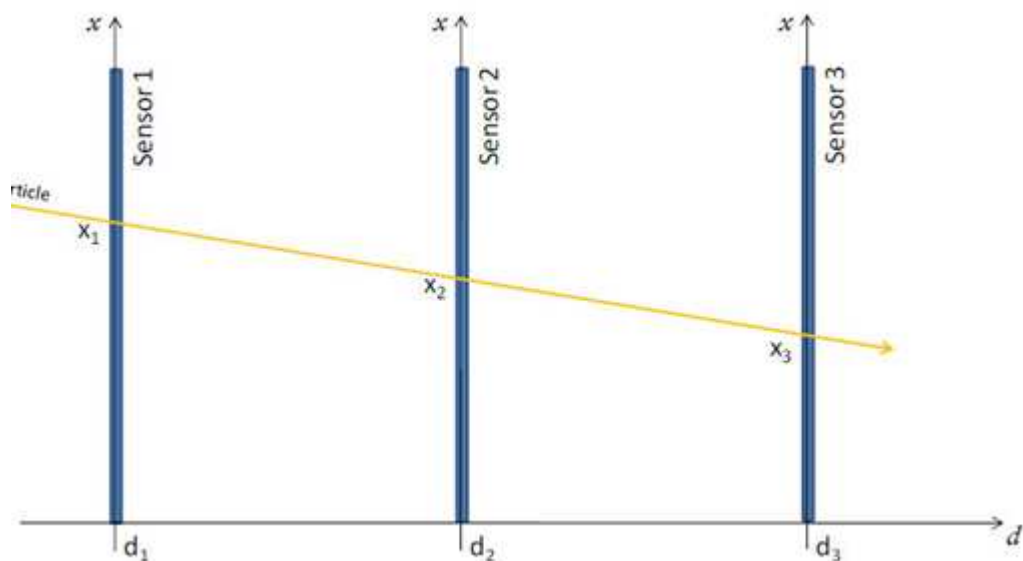
3.7 Ανενεργός χρόνος(Dead Time)

Ο ανενεργός χρόνος είναι το πεπερασμένο χρονικό διάστημα που απαιτείται από τον ανιχνευτή για να επεξεργαστεί ένα γεγονός, το οποίο συνήθως συνδέεται με τη διάρκεια του παλμού του σήματος. Ανάλογα με τον τύπο του ανιχνευτή, αυτός μπορεί είτε να παραμένει είτε να μην παραμένει ευαίσθητος σε άλλα γεγονότα σε αυτό το διάστημα. Αν ο ανιχνευτής παραμένει αναίσθητος, όσα γεγονότα συμβούν σε αυτό το διάστημα χάνονται. Αν ο ανιχνευτής διατηρεί την ευαισθησία του, τότε αυτά τα γεγονότα συσσωρεύονται μαζί με τα αρχικά, με αποτέλεσμα την παραμόρφωση του σήματος και απώλεια πληροφορίας από όλα τα γεγονότα. Αυτές οι απώλειες επηρεάζουν τους παρατηρούμενους ρυθμούς απαρίθμησης και παραμορφώνουν τη χρονική κατανομή μεταξύ των γεγονότων. Συγκεκριμένα, γεγονότα από μια τυχαία πηγή, δε θα ακολουθούν πλέον την κατανομή Poisson. Για να αποφευχθούν τα αποτελέσματα του ανενεργού χρόνου, ο ρυθμός απαρίθμησης του ανιχνευτή πρέπει να κρατηθεί αρκετά χαμηλά, έτσι ώστε η πιθανότητα να συμβεί ένα δεύτερο γεγονός κατά τη διάρκεια του ανενεργού χρόνου να είναι μικρή.

3.8 Χωρική διακριτική ικανότητα(Space resolution)

Για να ανακατασκευάσουμε την τροχιά ενός φορτισμένου σωματιδίου σε ένα ανιχνευτή, χρειάζεται να ανιχνεύσουμε τις θέσεις των σωματιδίων στο χώρο. Η τεχνική που χρησιμοποιείται για αυτό το σκοπό αποτελείται από την παρεμβολή κατά μήκος της τροχιάς, διαφόρων ευαίσθητων επιπέδων τα οποία είναι ικανά να ανιχνεύσουν τις θέσεις όπου τα σωματίδια πέρασαν. Από όλα αυτά τα σημεία μπορούν να ανακατασκευαστούν οι τροχιές που ακολούθησαν τα σωματίδια. Το πιο σημαντικό χαρακτηριστικό των ευαίσθητων επιπέδων είναι η χωρική διακριτική τους ικανότητα, η οποία είναι η ικανότητα ανακατασκευής του σημείου όπου πέρασε το σωματίδιο.

Βασικά, η αξιολόγηση της χωρικής διακριτικής ικανότητας ενός ανιχνευτή συνίσταται στην ακτινοβολήση του ανιχνευτή με μια δέσμη σωματιδίων και στη μέτρηση των διαφορών μεταξύ των μετρούμενων σημείων πρόσκρουσης από τα πραγματικά. Είναι προφανές ότι είναι απαραίτητο να γνωρίζουμε τα πραγματικά σημεία πρόσκρουσης των εισερχόμενων σωματιδίων. Μια λύση σε αυτό το πρόβλημα είναι η χρησιμοποίηση ενός γνωστού συστήματος προσδιορισμού τροχιάς με το οποίο είναι δυνατή η μέτρηση αυτών των θέσεων. Παρόλα αυτά μια λύση είναι να χρησιμοποιηθούν μόνο τα ευαίσθητα επίπεδα στον προσδιορισμό της χωρικής διακριτικής ικανότητας. Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται αυτή η ιδέα.



Χάρην απλότητας ,θεωρούμε ένα μονοδιάστατο σύστημα και μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε το λιγότερο τρία επίπεδα για να προσδιορίσουμε τις συντεταγμένες x_1, x_2 και x_3 της τροχιάς του σωματιδίου ,σε τρεις διαφορετικές θέσεις d_1, d_2 αι d_3 και από την παρεμβολή δυο σημείων μπορούμε να ανακατασκευάσουμε την τροχιά του σωματιδίου. Χρησιμοποιώντας δυο σημεία μπορούμε να εκτιμήσουμε το σημείο πρόσκρουσης στο τρίτο επίπεδο[25].

3.9 Ανιχνευτές ιονισμού

3.9.1 Μηχανισμοί ιονισμού

Οι ενεργειακές απώλειες ενός φορτισμένου σωματιδίου στην ύλη συμβαίνουν με δυο διαφορετικούς τρόπους:

- 1) Διέγερση
- 2) Ιονισμός

Διέγερση

Η διέγερση ενός ατόμου X



όπου p είναι ένα φορτισμένο σωματίδιο, είναι μια συντονιστική αντίδραση η οποία απαιτεί τη μεταφορά κατάλληλου ποσού ενέργειας. Ενώ δε δημιουργούνται ελεύθερα ηλεκτρόνια ή ιόντα ,το διεγερμένο άτομο ή μόριο μπορεί να συμμετέχει σε άλλες αντιδράσεις οι οποίες οδηγούν σε ιονισμό.

Ιονισμός



Δεν υπάρχει σαφής ενεργειακή απαίτηση. Παρόλα αυτά ο ιονισμός έχει ένα σχετικά υψηλό ενεργειακό κατώφλι και επειδή οι μεταφορές χαμηλών ενεργειών είναι πιο πιθανές, οι αντιδράσεις διέγερσης γενικά κυριαρχούν.

Τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα που δημιουργούνται από την εισερχόμενη ακτινοβολία είναι γνωστά σαν *πρωτεύον ιονισμός*. Όμως, σε έναν αριθμό από αυτούς τους ιονισμούς, ένα αρκετά μεγάλο ποσό ενέργειας μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο (ακτίνες δέλτα) και αυτό το ηλεκτρόνιο δημιουργεί άλλα ζεύγη ιόντων-ηλεκτρονίων. Αυτός ο ιονισμός ονομάζεται *δευτερεύον ιονισμός*. Αν η ενέργεια των δευτερογενών ηλεκτρονίων είναι αρκετή, αυτά μπορούν να ιονίσουν περαιτέρω μέχρι να φτάσουμε στο κατώφλι των αντιδράσεων ιονισμού.

Ένας δεύτερος μηχανισμός ιονισμού στα αέρια είναι το *φαινόμενο Penning*. Στα άτομα, οι μετασταθείς καταστάσεις διεγείρονται, εξαιτίας μιας μεγάλης διαφοράς σπιν-ομοτιμίας και είναι ανίκανα να αποδιεγερθούν άμεσα στη θεμελιώδη κατάσταση με την εκπομπή ενός φωτονίου. Σε αυτά τα άτομα, μια αποδιέγερση μπορεί να συμβεί μέσω μιας σύγκρουσης με ένα δεύτερο άτομο, με αποτέλεσμα τον ιονισμό του τελευταίου. Για παράδειγμα:



Ένας τρίτος μηχανισμός ο οποίος συμβαίνει στα ευγενή αέρια είναι ο σχηματισμός μοριακών ιόντων. Σε αυτή τη διαδικασία, ένα θετικό ιόν αερίου αλληλεπιδρά με ένα ουδέτερο άτομο του ίδιου τύπου για να σχηματίσει ένα μοριακό ιόν:



3.9.2 Μέσος αριθμός δημιουργουμένων ηλεκτρονίων-Ιόντων

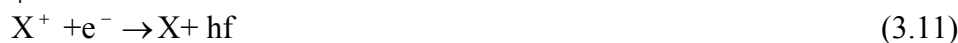
Επειδή οι παραπάνω αντιδράσεις έχουν στατιστική φύση, έπεται ότι δυο όμοια σωματίδια, δε θα παράγουν γενικά τον ίδιο αριθμό ζευγών ιόντων-ηλεκτρονίων. Για αέρια, ο μέσος αριθμός ζευγών ιόντων-ηλεκτρονίων είναι της τάξης του 1 ζεύγους ιόντος ηλεκτρονίου ανά 30eV ενεργειακής απώλειας. Αυτό σημαίνει ότι για ένα σωματίδιο ενέργειας 3keV έχω μέσο αριθμό 3000/30=100 ζεύγη ιόντων-ηλεκτρονίων. Αυτό που είναι εντυπωσιακό είναι ότι αυτός ο μέσος όρος δεν εξαρτάται πολύ από τον τύπο του σωματιδίου και εξαρτάται ασθενώς από τον τύπο του αερίου. Στον παρακάτω πίνακα φαίνονται μερικές τιμές αυτού του μέσου όρου που μετρήθηκαν για διάφορα αέρια σε ανιχνευτές ιονισμού.

	Excitation potential [eV]	Ionization potential [eV]	Mean energy for ion- electron pair creation [eV]
H ₂	10.8	15.4	37
He	19.8	24.6	41
N ₂	8.1	15.5	35
O ₂	7.9	12.2	31
Ne	16.6	21.6	36
Ar	11.6	15.8	26
Kr	10.0	14.0	24
Xe	8.4	12.1	22
CO ₂	10.0	13.7	33
CH ₄		13.1	28
C ₄ H ₁₀		10.8	23

3.9.3 Επανασύνδεση και ηλεκτρονιακή σύλληψη

Ενώ ο αριθμός των ζευγών ιόντων-ηλεκτρονίων που δημιουργούνται, είναι σημαντικός για την ανιχνευτική ικανότητα και την ενεργειακή διακριτική ικανότητα ενός ανιχνευτή, είναι το ίδιο σημαντικό, αυτά τα ζεύγη να παραμένουν σε ελεύθερη κατάσταση μέχρι να συλληφθούν. Δύο διαδικασίες, όμως εμποδίζουν τη συλλογή: η επανασύνδεση και η ηλεκτρονιακή σύλληψη.

Όταν δεν υπάρχει ηλεκτρικό πεδίο, τα ζεύγη ιόντων-ηλεκτρονίων, γενικά επανασυνδέονται κάτω από τη δύναμη της ηλεκτρικής τους έλξης, εκπέμποντας ένα φωτόνιο:



Για μοριακά ιόντα συμβαίνει μια παρόμοια αντίδραση επανασύνδεσης:



Γενικά, ο ρυθμός επανασυνδέσεων εξαρτάται από τις συγκεντρώσεις των θετικών και αρνητικών ιόντων έτσι ώστε:

$$dn = bn^- n^+ dt \quad (3.13)$$

όπου b είναι μια σταθερά εξαρτώμενη από τον τύπο του αερίου και n^+ , n^- είναι οι θετικές και αρνητικές συγκεντρώσεις ιόντων αντίστοιχα. Αν θέσουμε $n^+ = n^- = n$ και ολοκληρώσουμε παίρνουμε:

$$n = \frac{n_0}{1 + bt n_0} \quad (3.14)$$

όπου n_0 είναι η αρχική συγκέντρωση για $t=0$

Η ηλεκτρονιακή σύλληψη περιλαμβάνει τη σύλληψη ελεύθερων ηλεκτρονίων από ηλεκτραρνητικά άτομα με σχηματισμό αρνητικών ιόντων



Αυτά είναι άτομα τα οποία έχουν μια σχεδόν γεμάτη εξωτερική στοιβάδα και η προσθήκη ενός επιπλέον ηλεκτρονίου συνεπάγεται την απελευθέρωση ενέργειας. Το αρνητικό ιόν που σχηματίζεται είναι ευσταθές. Η ενέργεια που απελευθερώνεται σε αυτή τη σύλληψη είναι γνωστή σαν ηλεκτρονιακή συγγένεια. Είναι φανερό ότι η παρουσία οποιουδήποτε ηλεκτραρνητικού αερίου στον ανιχνευτή ,ελαχιστοποιεί την πιθανότητα να συλλεγούν τα ηλεκτρόνια και ιόντα από τα ηλεκτρόδια του ανιχνευτή. Κάποια γνωστά ηλεκτραρνητικά αέρια είναι: O_2 , H_2O , CO_2 , CCl_4 και SF_6 . Τα ευγενή αέρια He, Ne, Ar ,αντίθετα έχουν αρνητικές ηλεκτροσυγγένειες.

3.10 Μεταφορά ηλεκτρονίων και ιόντων στα αέρια

Για τους ανιχνευτές ιονισμού, η κατανόηση της κίνησης των ηλεκτρονίων και των ιόντων στα αέρια είναι πολύ σημαντική επειδή τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα επηρεάζουν πολλά χαρακτηριστικά λειτουργίας του ανιχνευτή. Στο μεγαλύτερο της μέρος αυτή η κίνηση περιγράφεται από τη κλασική κινητική θεωρία των αερίων. Δυο φαινόμενα είναι μεγάλης σημασίας: η διάχυση και η ολίσθηση μέσα σε ένα ηλεκτρικό πεδίο.

3.10.1 Διάχυση

Με την απουσία ηλεκτρικού πεδίου, τα ηλεκτρόνια και ιόντα που απελευθερώνονται από τη διερχόμενη ακτινοβολία διαχέονται ομοιόμορφα μακριά από το σημείο δημιουργίας τους. Κατά την απομάκρυνσή τους υφίστανται πολλαπλές συγκρούσεις με τα μόρια του αερίου και χάνουν την ενέργειά τους. Έτσι έρχονται γρήγορα σε θερμική ισορροπία με το αέριο και τελικά επανασυνδέονται. Σε θερμικές ενέργειες, οι ταχύτητες των φορτίων περιγράφονται από την κατανομή Maxwell ,η οποία δίνει μια μέση ταχύτητα:

$$v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (3.16)$$

όπου k είναι η σταθερά του Boltzmann , T η θερμοκρασία και m η μάζα του σωματιδίου. Συνεπώς, η μέση ταχύτητα των ηλεκτρονίων είναι πολύ μεγαλύτερη από αυτή των ιόντων, εξαιτίας της μικρότερης μάζας τους. Σε θερμοκρασία δωματίου, η ταχύτητα των ηλεκτρονίων είναι μερικά εκατομμύρια cm ανα δευτερόλεπτο ενώ η ταχύτητα των θετικών ιόντων είναι μερικές δεκάδες χιλιάδες cm ανά δευτερόλεπτο.

Από την κινητική θεωρία, η γραμμική κατανομή των φορτίων μετά από διάχυση για χρόνο t , είναι Γκαουσιανή,

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) , \quad (3.17)$$

Όπου N_0 είναι ο συνολικός αριθμός φορτίων, x η απόσταση από το σημείο δημιουργίας και D η σταθερά διάχυσης. Η τυπική απόκλιση της κατανομής θα είναι

$$\sigma(x) = \sqrt{2Dt} \quad (3.18)$$

Για τις τρεις διαστάσεις ,η σφαιρική διασπορά θα είναι:

$$\sigma(r) = \sqrt{6Dt} \quad (3.19)$$

όπου r είναι η ακτινική απόσταση.

Η σταθερά διάχυσης είναι μια παράμετρος η οποία μπορεί να υπολογιστεί από την κινητική θεωρία και μπορεί να βρεθεί ότι είναι:

$$D = \frac{1}{3} v \lambda \quad (3.20)$$

όπου λ είναι η μέση ελευθέρα διαδρομή του ηλεκτρονίου ή ιόντος στο αέριο. Για ένα κλασικό ιδανικό αέριο, η μέση ελευθέρα διαδρομή σχετίζεται με την θερμοκρασία T και την πίεση p με τη σχέση:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{kT}{\sigma_0 p} \quad (3.21)$$

όπου σ_0 είναι η συνολική ενεργός διατομή για μια σύγκρουση με ένα μόριο του αερίου. Αντικαθιστώντας την (3.16) και την (3.21) στην (3.20) παίρνουμε:

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi} p \sigma_0} \sqrt{\frac{(kT)^3}{m}} \quad (3.22)$$

3.10.2 Ολίσθηση και ευκινησία

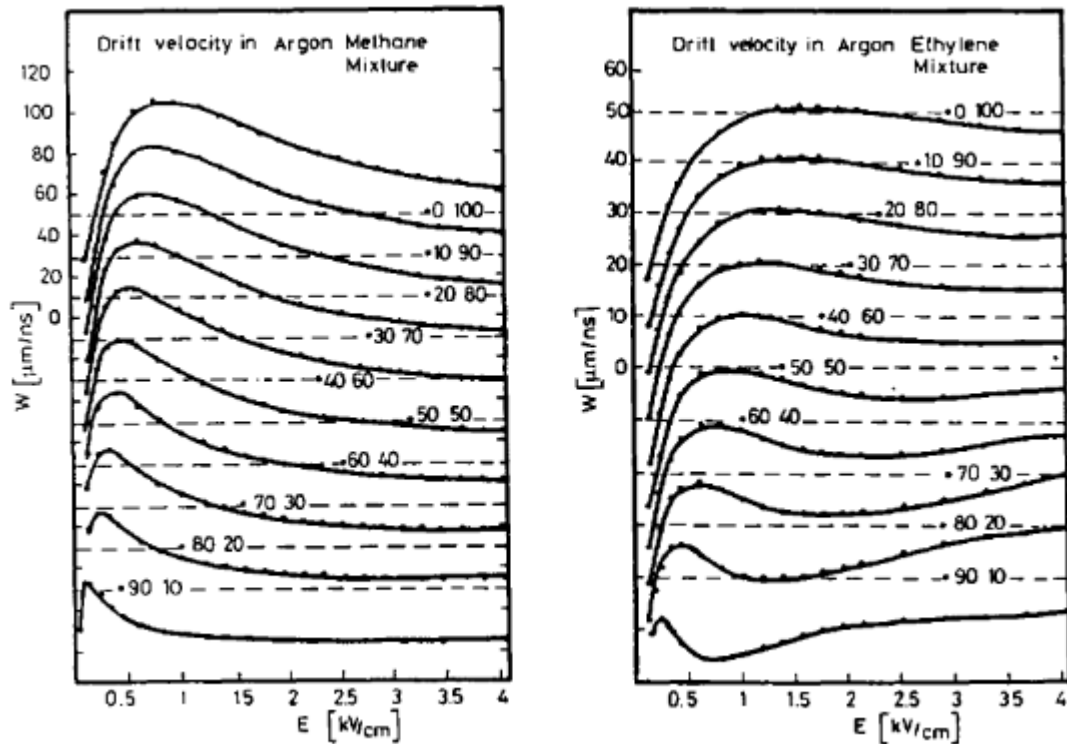
Με τη παρουσία ενός ηλεκτρικού πεδίου, τα ηλεκτρόνια και ιόντα που απελευθερώνονται από την ακτινοβολία, επιταχύνονται κατά μήκος των γραμμών του πεδίου προς την άνοδο και κάθοδο αντίστοιχα. Αυτή η επιτάχυνση διακόπτεται εξαιτίας συγκρούσεων με τα μόρια του αερίου τα οποία περιορίζουν τη μέση μέγιστη ταχύτητα που μπορούν να αποκτήσουν τα φορτία στη διεύθυνση του πεδίου. Η μέση ταχύτητα είναι γνωστή σαν *ταχύτητα ολίσθησης* του φορτίου και υπερτίθεται πάνω στην τυχαία κίνηση του σωματιδίου. Συγκρινόμενη με τις αντίστοιχες θερμικές ταχύτητες, η ταχύτητα ολίσθησης των ιόντων είναι αργή, όμως, για τα ηλεκτρόνια αυτή μπορεί να είναι πολύ μεγαλύτερη επειδή είναι πολύ ελαφρύτερα.

Στη κινητική θεωρία, είναι χρήσιμο να ορίσουμε την ευκινησία ενός φορτίου σαν $\mu = u/E$ (3.23)

όπου u είναι η ταχύτητα ολίσθησης και E είναι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου.

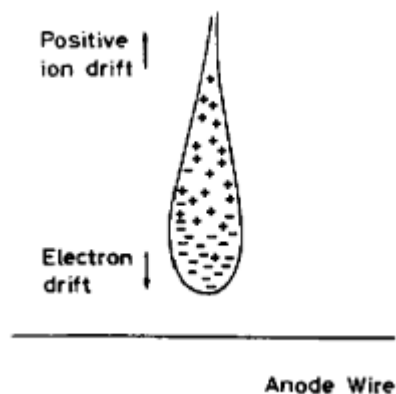
Για ιδανικά αέρια, στα οποία τα κινούμενα φορτία παραμένουν σε θερμική ισορροπία, η ευκινησία μπορεί ναδειχθεί ότι συνδέεται με τη σταθερά διάχυσης μέσω: $D/\mu = kT/e$ (σχέση Einstein) (3.24)

Ανόμοια με τα θετικά ιόντα, η ευκινησία για τα ηλεκτρόνια είναι πολύ μεγαλύτερη και είναι συνάρτηση του E . Η αύξηση της ταχύτητας των ηλεκτρονίων μπορεί επίσης να επηρεάσει το ρυθμό διάχυσης, αν η μέση ενέργεια των ηλεκτρονίων υπερβεί τη θερμική ενέργεια. Ο παράγοντας kT τότε στην (3.24) αντικαθίσταται από αυτή τη μέση ενέργεια. Η σταθερά διάχυσης τότε αυξάνεται, προκαλώντας μεγαλύτερη διασπορά του ηλεκτρονικού νέφους, σύμφωνα με την (3.19). Αυτό έχει σημαντικές συνέπειες για ανιχνευτές όπως ο θάλαμος ολίσθησης, οι οποίοι προσπαθούν να προσδιορίσουν τη θέση μιας τροχιάς, μετρώντας το χρόνο ολίσθησης των ηλεκτρονίων ιονισμού.



3.11 Πολλαπλασιασμός χιονοστιβάδας

Ο πολλαπλασιασμός σε ανιχνευτές αερίου συμβαίνει όταν τα ηλεκτρόνια πρωτεύοντος ιονισμού αποκτήσουν αρκετή ενέργεια από το ηλεκτρικό πεδίο έτσι ώστε να ιονίσουν μόρια αερίου. Τα δευτερογενή ηλεκτρόνια που δημιουργούνται με αυτό τον τρόπο παράγουν τριτογενή ιονισμό και πάει λέγοντας. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία χιονοστιβάδας. Εξαιτίας της μεγαλύτερης ευκινησίας των ηλεκτρονίων, η χιονοστιβάδα έχει τη μορφή υγρής σταγόνας, με τα ηλεκτρόνια να βρίσκονται κοντά στην κεφαλή και τα αργότερα ιόντα να ακολουθούν, όπως φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα.



Αν λ είναι η μέση ελεύθερα διαδρομή του ηλεκτρονίου για δευτερογενή ιονισμό, τότε η ποσότητα $\alpha=1/\lambda$ είναι η πιθανότητα για ένα ιονισμό ανα μονάδα μήκους διαδρομής. Αυτή η ποσότητα είναι περισσότερο γνωστή σαν *πρώτος συντελεστής Townsend*.

Αν υπάρχουν n ηλεκτρόνια, τότε σε ένα μήκος dx θα δημιουργηθούν:

$$dn = n\alpha dx \quad (3.25)$$

νέα ηλεκτρόνια

Ολοκληρώνοντας ,παίρνουμε το συνολικό αριθμό ηλεκτρονίων που δημιουργούνται σε μήκος x:

$$n=n_0 \exp(ax) \quad (3.26)$$

όπου n_0 είναι ο αρχικός αριθμός ηλεκτρονίων.

Ο παράγοντας πολλαπλασιασμού τότε είναι:

$$M=n/ n_0=\exp(ax) \quad (3.27)$$

Γενικότερα, στην περίπτωση μη ομοιόμορφων ηλεκτρικών πεδίων ,το a είναι συνάρτηση του x :

$$M=\exp\left[\int_{x_1}^{x_2} a(x)dx\right] \quad (3.28)$$

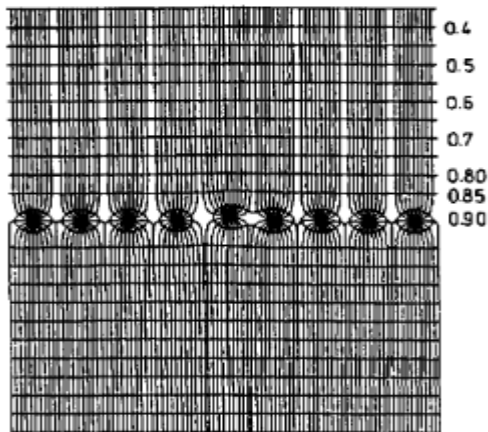
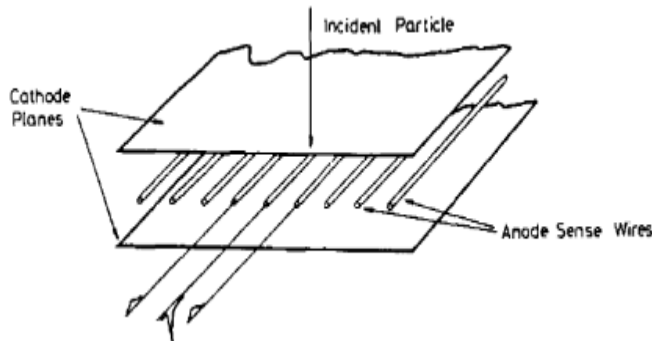
Ενώ η (3.28) μπορεί να αυξάνεται χωρίς όριο, από φυσική άποψη ,ο παράγοντας πολλαπλασιασμού περιορίζεται σε $M<10^8$ ή $ax<20$. Μετά από αυτή τη τιμή ακολουθεί σπινθηρισμός Αυτή η τιμή είναι γνωστή σαν όριο Raether.

Ο παράγοντας πολλαπλασιασμού ή *κέρδος αερίου* είναι θεμελιώδους σημασίας για την ανάπτυξη αναλογικών απαριθμητών.

3.12 Ανιχνευτές αερίων, ανασκόπηση στο παρελθόν

3.12.1 Multiwire Proportional Chamber(MWPC)

Ανακαλύφθηκε το 1968 από τον G.Charpak. Η διάταξη του MWPC καθώς και οι γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου του φαίνονται στα ακόλουθα σχήματα:



Η χωρική διακριτική ικανότητα στον MWPC εξαρτάται από την απόσταση των ανοδικών συρμάτων και είναι το μισό αυτής της τιμής. Επίσης η χρονική διακριτική ικανότητα του MWPC, εξαρτάται από το χρόνο ολίσθησης των ηλεκτρονίων.

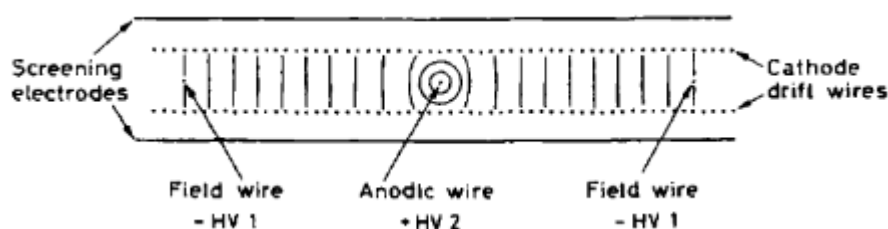
3.12.2 Drift Chamber

Η χωρική πληροφορία μπορεί να ληφθεί ,μετρώντας το χρόνο ολίσθησης των σωματιδίων που προέρχονται από ιονισμό. Αν μπορούμε να προσδιορίσουμε τη χρονική στιγμή που έρχεται ένα σωματίδιο και τη ταχύτητα ολίσθησης του τότε η απόσταση από το σημείο άφιξης στο σημείο δημιουργίας είναι

$$x = \int_{t_0}^{t_1} u dt$$

όπου t_0 είναι η στιγμή άφιξης του σωματιδίου και t_1 είναι η στιγμή στην οποία ο παλμός εμφανίζεται στην άνοδο. Στην πράξη ,είναι επιθυμητό να έχουμε σταθερή ταχύτητα ολίσθησης, u και σταθερό ηλεκτρικό πεδίο ,έτσι ώστε να έχουμε μια γραμμική σχέση μεταξύ χρόνου και απόστασης.

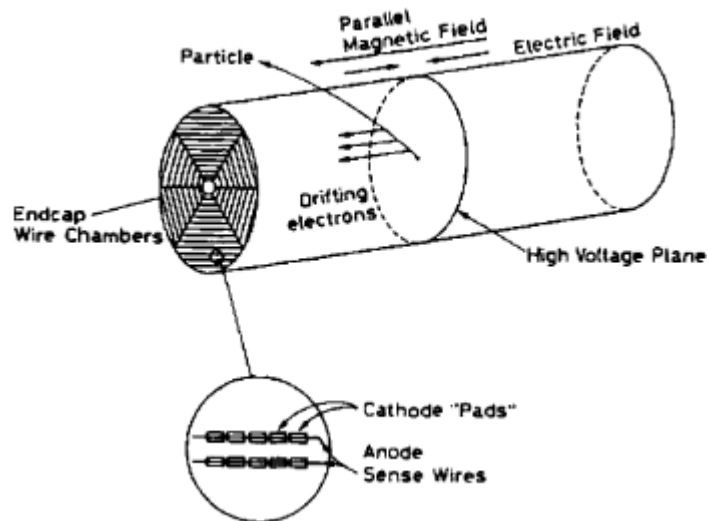
Μια παρόμοια διάταξη με αυτή του MWPC μπορεί να χρησιμοποιηθεί και στο θάλαμο ολίσθησης. Οι αποστάσεις μεταξύ των καλωδίων όμως, θα πρέπει να είναι μεγαλύτερες. Ένα πρόβλημα όμως, είναι η ανομοιομορφία του πεδίου στη μεταξύ των συρμάτων απόσταση. Για να διορθωθεί αυτό ,συνήθως προστίθενται επιπλέον σύρματα πεδίου στο χώρο μεταξύ των ανοδικών συρμάτων ,όπως φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα



Το δυναμικό των καθοδικών καλωδίων εκτείνεται ομογενώς από το 0(η κάθοδος στο επίπεδο του ανοδικού καλωδίου) φτάνοντας μέχρι ένα υψηλό αρνητικό δυναμικό(κάθοδοι στο επίπεδο των καλωδίων του πεδίου), κρατώντας το ηλεκτρικό πεδίο πολύ σταθερό, όπως δείχνουν οι ισοδυναμικές γραμμές.

3.12.3 Time Projection Chamber

Είναι ο πιο εντυπωσιακός από τους ανιχνευτές ιονισμού που συζητήθηκαν μέχρι στιγμής. Αυτή η συσκευή είναι ένας τρισδιάστατος ανιχνευτής τροχιάς κατάλληλος να δώσει πληροφορίες ,για την τροχιά ενός σωματιδίου καθώς και για την απώλεια ενέργειας ενός σωματιδίου. Ο TPC χρησιμοποιεί ιδέες και από τον MWPC και από τον ανιχνευτή ολίσθησης. Είναι ένας κύλινδρος γεμάτος με αέριο με ένα λεπτό ηλεκτρόδιο στο κέντρο του. Όταν εφαρμόζεται τάση, δημιουργείται ένα ομοιόμορφο ηλεκτρικό πεδίο κατά τη διεύθυνση του άξονα. Τα καπάκια του κυλίνδρου χωρίζονται σε τομείς αναλογικών ανόδων ανάμεσα σε καθοδικές επιστρώσεις. Η δομή του φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα.

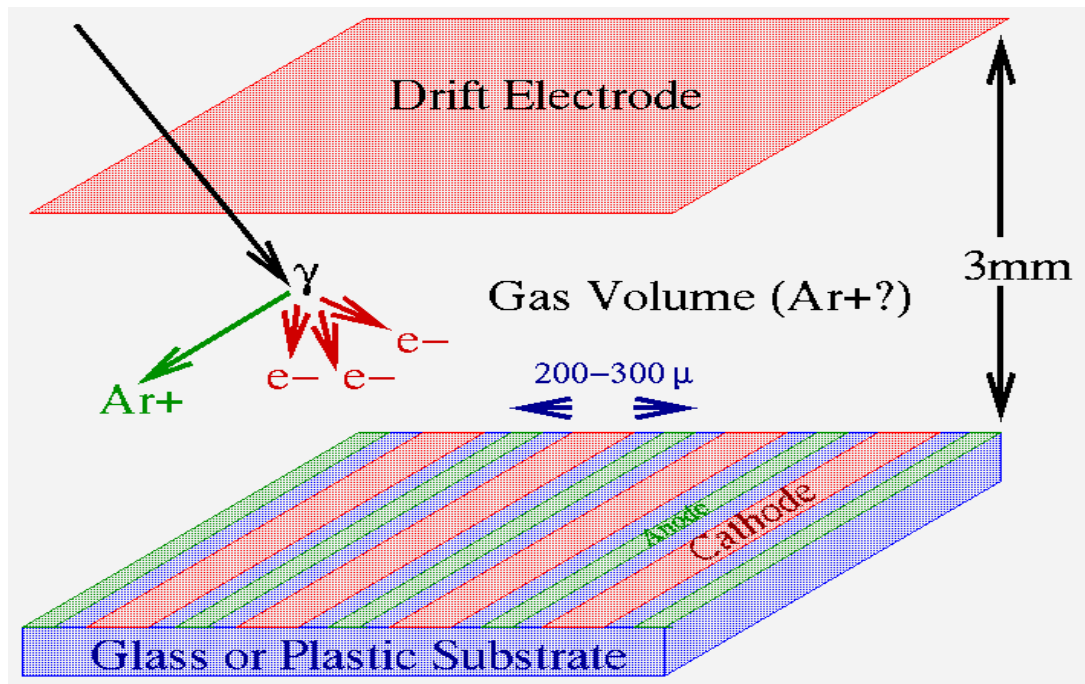


Η μια συντεταγμένη παρέχεται από το ανοδικό σύρμα ,ενώ η δεύτερη από το σήμα που επάγεται στα καθοδικά στοιχεία κατά μήκος των ανοδικών συρμάτων. Η τρίτη συντεταγμένη δίνεται από το χρόνο ολίσθησης των ηλεκτρονίων ιονισμού. Εξαιτίας του ότι τα σωματίδια ολισθαίνουν σε μεγάλη απόσταση, η διάχυση ,ιδιαίτερα στη εγκάρσια διεύθυνση αποτελεί πρόβλημα. Αυτό θεραπεύεται με ένα παράλληλο μαγνητικό πεδίο το οποίο περιορίζει τα ηλεκτρόνια σε ελικοειδείς τροχιές γύρω από τη διεύθυνση ολίσθησης.

3.12.4 Microstrip gas chambers(MSGC)

Η ανιχνευτική ικανότητα του MWPC και των ανιχνευτών ολίσθησης περιορίζεται από τα χωρικά φορτία ,εξαιτίας της παραγωγής αργών θετικών ιόντων. Για τους MWPC ,αυτό προκαλεί αναποτελεσματικότητα για ρυθμούς γεγονότων πάνω από $10^4 \text{ mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Αυτό το μειονέκτημα μπορεί να ξεπεραστεί από τον ανιχνευτή MSGC(microstrip gas chamber), ο οποίος ανακαλύφθηκε από τον A. Oed.

Η αρχή λειτουργίας του MSGC φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα[]:



Τα ηλεκτρόδια δεν είναι σύρματα αλλά λεπτές μεταλλικές λωρίδες(strips) ,οι οποίες αποτίθενται μέσω φωτολιθογραφίας πάνω σε ένα μονωτικό στρώμα. Οι λωρίδες αυτές συνδέονται με εναλλασσόμενο τρόπο σε θετικό(U_a) και αρνητικό(U_c) δυναμικό και έτσι σχηματίζουν τις ανόδους και τις καθόδους ενός αναλογικού απεριθμητή πολλών ανόδων. Τα ανοδικά strips έχουν τυπικό πλάτος $10\mu\text{m}$, ενώ τα καθοδικά $100\mu\text{m}$ και η απόστασή τους είναι συνήθως $120\mu\text{m}$. Το επίπεδο απέναντι από το επίπεδο των strips βρίσκεται σε ένα ενδιάμεσο δυναμικό U_m .

Η δημιουργία της χιονοστιβάδας στο αέριο, επάγει ένα αρνητικό σήμα στα ανοδικά strips και ένα θετικό σήμα στα καθοδικά strips. Το κύριο πρόβλημα στον MSGC είναι η επιλογή του μονωτικού υποστρώματος. Για να μην δημιουργηθούν νέφη ιόντων μεταξύ των strips, θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί υπόστρωμα με πολύ χαμηλή αγωγιμότητα.

Κεφάλαιο 4

Ανιχνευτής MICROMEAS

4.1 Εισαγωγή

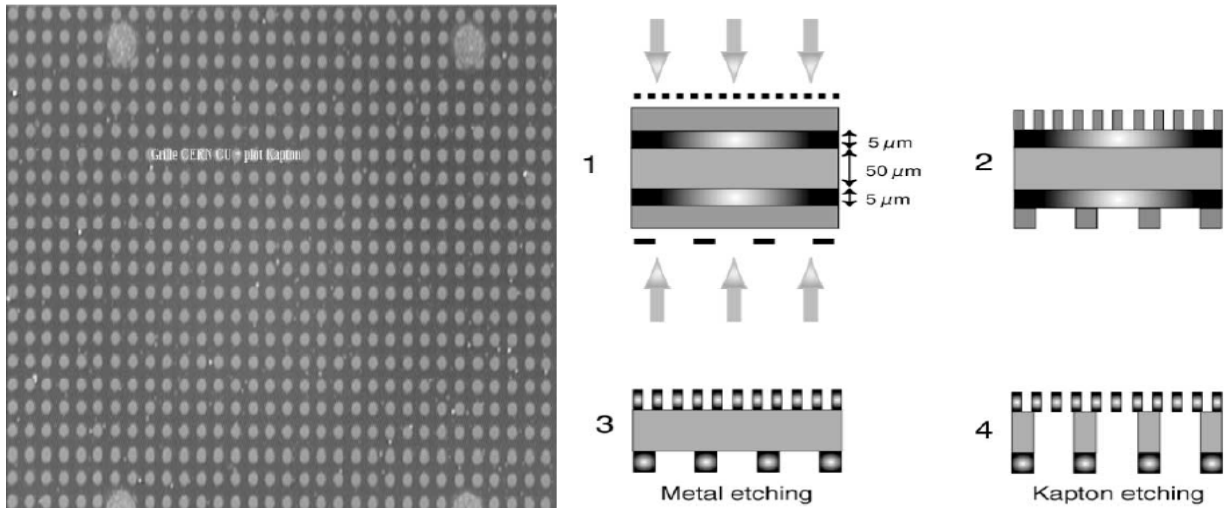
Ο ανιχνευτής Micromegas ανακαλύφθηκε το 1995 από τους Ι.Γιοματάρη και G.Charpak. Ο micromegas συνδυάζει υψηλή χωρική και χρονική διακριτική ικανότητα, σταθερότητα, απλότητα και χαμηλό κόστος. Διάφορα εργαστηριακά τέστ πάνω σε μικρούς ανιχνευτές και διάφορες προσομοιώσεις έχουν δείξει εξαιρετικές ιδιότητες: γρήγορη απόκριση, υψηλά κέρδη(πάνω από 10^4), γρήγορη(100ns) εκκένωση του χώρου από ιόντα, εξαιρετική ενεργειακή διακριτική ικανότητα και σταθερή λειτουργία.

4.2 Περιγραφή

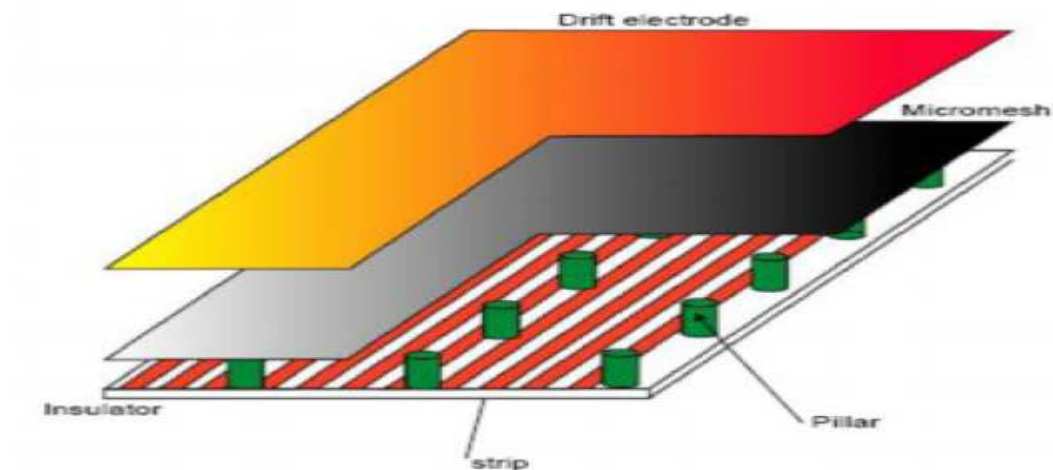
Ο Micromegas είναι ένας ανιχνευτής αερίου με παράλληλα επίπεδα, στον οποίο διάφορες καινοτόμες ιδιότητες βασίζονται στη στενή περιοχή ενίσχυσης που διαθέτει. Αυτή η περιοχή βρίσκεται μεταξύ δυο παράλληλων ηλεκτροδίων ,τη κάθοδο και την άνοδο. Η κάθοδος αποτελείται από ένα λεπτό μεταλλικό micromesh,πάχους 45μm. Η άνοδος αποτελείται από επιχρυσωμένες λωρίδες χαλκού(strips) ,οι οποίες έχουν γειωθεί μέσω προενισχυτών φορτίου και έχουν εκτυπωθεί ,χρησιμοποιώντας μεθόδους λιθογραφίας, πάνω σε ένα φύλλο kapton. Το πλάτος των strips καθώς και η μεταξύ τους απόσταση ποικίλουν ανάλογα με τη χωρική διακριτική ικανότητα που θέλει να επιτύχει κανείς.

Η τεχνολογική πρόκληση σε ένα τέτοιο ανιχνευτή είναι να κρατηθεί η απόσταση μεταξύ ανόδου-καθόδου σταθερή σε όλη την ενεργό επιφάνεια του ανιχνευτή. Η απόσταση ανόδου-καθόδου κρατιέται σταθερή μέσω μικρών μονωτικών pillars, τα οποία κατασκευάζονται με μεθόδους φωτολιθογραφίας και καλύπτουν μικρό μέρος(1%) της επιφάνειας του mesh. Αυτή η τεχνική επέτρεψε τη κατασκευή ,χαμηλού κόστους και μεγάλων ανιχνευτών.

Παρακάτω φαίνεται μια εικόνα του micromesh καθώς και η τεχνική κατασκευής του amplification gap. Αρχικά έχουμε ένα φύλλο από kapton πάχους 50μm ,επιστρωμένο και από τις δυο μεριές, το οποίο τεντώνεται. Ένα στερεό υλικό(photoresist) πάχους 15μm που αντέχει στην ακτινοβολία ,εφαρμόζεται στις δυο πλευρές του επιστρωμένου χαλκού. Ακολούθως δυο λιθογραφικές μάσκες χρησιμοποιούνται και στις δυο πλευρές του kapton . Η μια χρησιμοποιείται για τη δημιουργία των οπών και η άλλη για τη δημιουργία των pillar. Τελικά χαράσσονται ο χαλκός και το kapton δίνοντας το mesh και τα pillars.

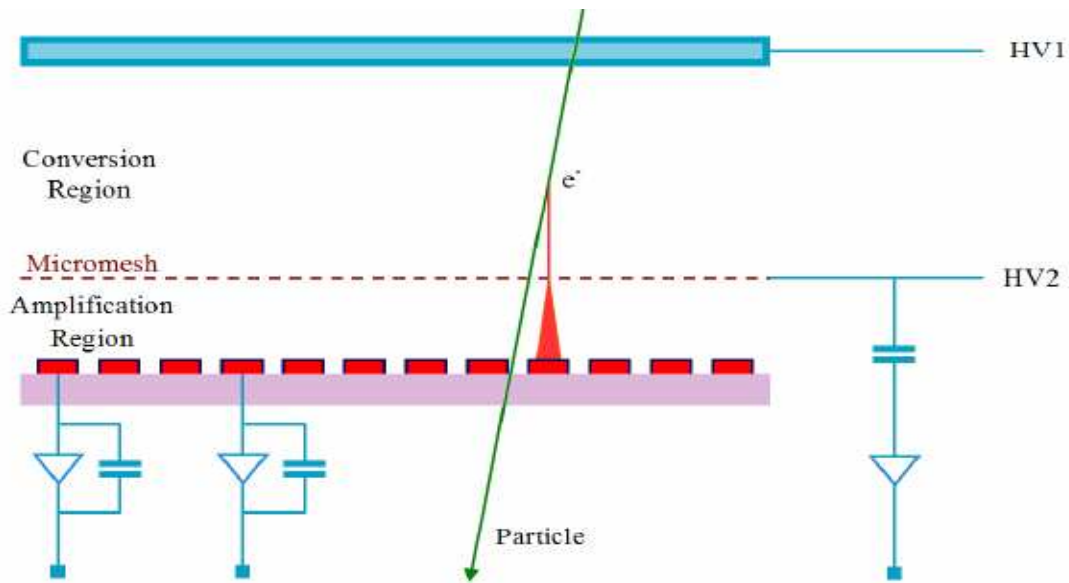


Στις περισσότερες εφαρμογές χρησιμοποιείται και ένα τρίτο ηλεκτρόδιο(drift electrode) το οποίο αποτελείται από ένα λεπτό στρώμα Mylar και αλουμινίου πάνω σε υπόστρωμα G10. Το ηλεκτρόδιο αυτό τοποθετείται παράλληλα στο mesh και το οποίο ορίζει την περιοχή μετατροπής. Τα ηλεκτρόνια περνούν από το mesh στη περιοχή ενίσχυσης, όπου πολλαπλασιάζονται μέσω του φαινομένου της χιονοστιβάδας. Ανιχνεύσιμα σήματα επάγονται στα ανοδικά strips και στο mesh.



4.3 Αρχή λειτουργίας

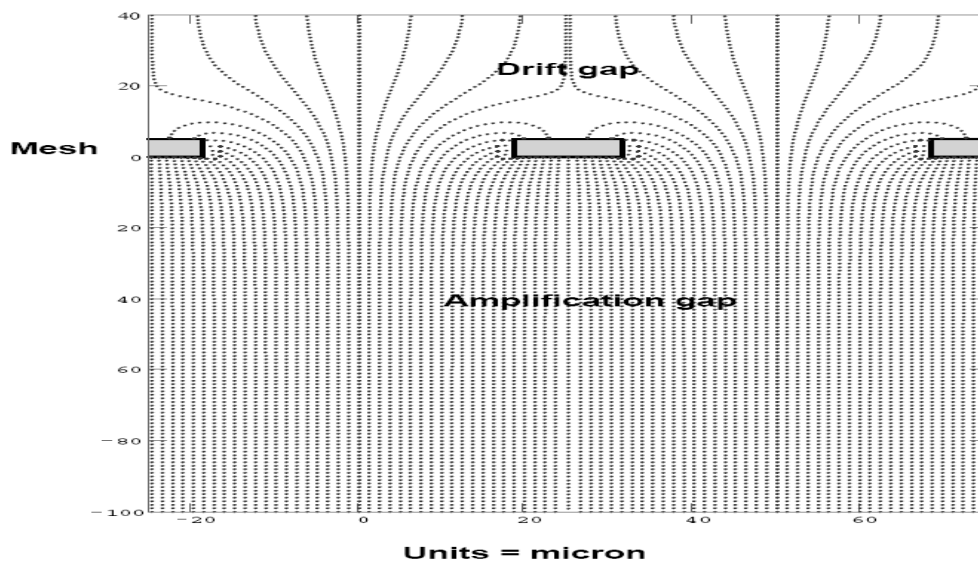
Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται η αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή



Ένα φορτισμένο σωματίδιο διαπερνά τον ανιχνευτή και αφήνει ένα ίχνος από ηλεκτρόνια στο αέριο, τα οποία ολισθαίνουν στην περιοχή μετατροπής μέσω της δράσης του ηλεκτρικού πεδίου. Περνάνε μέσα από το micromesh στη περιοχή ενίσχυσης, όπου πολλαπλασιάζονται κάτω από τη δράση ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου. Έτσι παράγεται μια χιονοστιβάδα από ηλεκτρόνια η οποία συλλέγεται στα ανοδικά strips, ενώ τα ιόντα ολισθαίνουν στην αντίθετη κατεύθυνση.

4.4 Ηλεκτρικό πεδίο

Η ομοιομορφία του ηλεκτρικού πεδίου στη περιοχή ενίσχυσης, εγγυάται σταθερότητα στη διεξαγωγή του φαινομένου της χιονοστιβάδας. Το ηλεκτρικό πεδίο όμως διαταράσσεται γύρω από τις τρύπες του micromesh, όπως φαίνεται παρακάτω[11]



Η γνώση του ηλεκτρικού πεδίου ,είναι πολύ σημαντική για τη λειτουργία του ανιχνευτή, τόσο για την αποτελεσματικότητα του περάσματος των ηλεκτρονίων μέσα από τις τρύπες ,όσο και για τη γρήγορη εκκένωση από τα θετικά ιόντα. Με ένα λεπτό micromesh, όσο το πεδίο στην περιοχή ενίσχυση είναι μια τάξη μεγέθους μεγαλύτερο από το πεδίο στη περιοχή μετατροπής, κάθε γραμμή του πεδίου που προέρχεται από την κορυφή του mesh δεν επιστρέφει στο κάτω μέρος του mesh. Σαν συνέπεια, τα περισσότερα ηλεκτρόνια περνούν μέσα από τις τρύπες του micromesh και συλλέγονται πλήρως από το ανοδικό ηλεκτρόδιο. Οι γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου από την κορυφή του mesh παίζουν επίσης σημαντικό ρόλο στη γρήγορη συλλογή των θετικών ιόντων.

4.5 Εφαρμογές που χρησιμοποιούν τον micromegas

Η υψηλή ανιχνευτική του ικανότητα, η εξαιρετική του χρονική και χωρική διακριτική ικανότητα σε συνδυασμό με το χαμηλό του κόστος και την αντοχή του στην ακτινοβολία ,τον κάνουν χρήσιμο σε πολλές εφαρμογές της φυσικής υψηλών ενεργειών όσο και στο πεδίο της απεικόνισης με ακτίνες X.

- **Πείραμα COMPASS**

Είναι ένα πείραμα σταθερού στόχου ,που εκτελείται στο CERN και ο στόχος του είναι να μετρήσει την πόλωση των γλουονίων μέσα στον πυρήνα. Χρησιμοποιεί ένα ανιχνευτή micromegas διαστάσεων $40 \times 40 \text{cm}^2$.

- **Πείραμα HELLAZ**

Ο στόχος αυτού του πειράματος είναι να μετρήσει το ενεργειακό φάσμα των ηλιακών νετρίνο στις χαμηλές ενέργειες και συγκεκριμένα την παραγωγή νετρίνο μέσω σύγκρουσης p-p. Το συγκεκριμένο πείραμα απαιτεί ανιχνευτή υψηλής χρονικής διακριτικής ικανότητας, ικανό να μπορεί να ανιχνεύσει ξεχωριστά ηλεκτρόνια. Έχουν χρησιμοποιηθεί micromegas με μείγμα He με πολύ καλά αποτελέσματα.

- **nTOF**

Είναι μια Ευρωπαϊκή συνεργασία για μετρήσεις υψηλής ακρίβειας της ενεργού διατομής σχάσης και σύλληψης του νετρονίου σε ενέργειες από 1eV μέχρι 250MeV. Ο micromegas προτείνεται για δυο λόγους:

- 1) Η ανίχνευση του νετρονίου θα γίνει μέσω της αντίδρασης ${}^3\text{He}(n,p)t$. Θα χρησιμοποιηθεί ανιχνευτής micromegas με μείγμα αερίων ${}^3\text{He}$ και CF_4 .
- 2) Ο micromegas μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν φωτοανιχνευτής υπεριώδους φωτός.

- **Πείραμα Tesla**

Εξετάζεται η χρήση του micromegas στο μελλοντικό γραμμικό επιταχυντή Tesla από μια ομάδα φυσικών του Saclay. Η ιδέα είναι να σχεδιαστεί ένας βοηθητικός ανιχνευτής, ο οποίος θα τοποθετηθεί στο καπάκι ενός TPC έτσι ώστε α βελτιώσει τη λειτουργία του.

- **Πείραμα CAST**

Ο ανιχνευτής micromegas του πειράματος CAST στο CERN ,στοχεύει στην ανίχνευση χαμηλής ενέργειας(1-10keV) ακτίνων X ,οι οποίες προέρχονται από τη μετατροπή αξιονίων μέσα σε ένα μαγνήτη.

- **Πείραμα NA48**

Ο κύριος στόχος του πειράματος NA48 είναι να μετρήσει ασυμμετρίες στις διασπάσεις $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi\pi$. Για αυτό το σκοπό υπάρχουν διάφοροι TPC's καθένας από τους οποίους διαβάζεται από ένα ανιχνευτή micromegas

Στον παρακάτω πίνακα φαίνονται συνοπτικά οι καλύτερες επιδόσεις του ανιχνευτή micromegas ,όπως έχουν καταγραφεί από τα μέχρι τώρα πειράματα:

Χωρική διακριτική ικανότητα σε μm	12 μm $d_{amp}=100\mu\text{m}$, pitch=100 μm CF ₄ -isobutane:80-20% [11]
Χρονική διακριτική ικανότητα σε ns	<1 [11]
Ενεργειακή διακριτική ικανότητα Στα 5.9keV(FWHM)	11.8% Argon-Isobutane:90-10% [9]
S/N για MIP's	>100[14]
Αντοχή στην ακτινοβολία (mCi/mm ²)	>30 [14]
Χρόνος ανόδου του γρήγορου σήματος(e^-) σε ns	1 [11]

4.6 Ιδιότητες και επιδόσεις του ανιχνευτή

4.6.1 Μελέτη του πολλαπλασιαστικού παράγοντα(Gain)

Μια ενδιαφέρουσα ιδιότητα του micromegas ,είναι ότι εξαιτίας της στενής περιοχής ενίσχυσης, μικρές μεταβολές αυτής της απόστασης, εξαιτίας μηχανικών ατελειών, αντισταθμίζονται από μια αντίστροφη μεταβολή του παράγοντα ενίσχυσης. Πράγματι, για περιοχές ενίσχυσης κάτω από 100μm, υπάρχει μια τιμή του χάσματος , η οποία βελτιστοποιεί τη λειτουργία του ανιχνευτή. Αυτή η τιμή μπορεί να βρεθεί αν σκεφτούμε ως εξής:

Ο παράγοντας ενίσχυσης M σε ένα ομοιόμορφο ηλεκτρικό πεδίο μεταξύ δυο παράλληλων επιπέδων ,σε αέριο πίεσης p είναι

$$M = \exp(\alpha d) \quad (3.2)$$

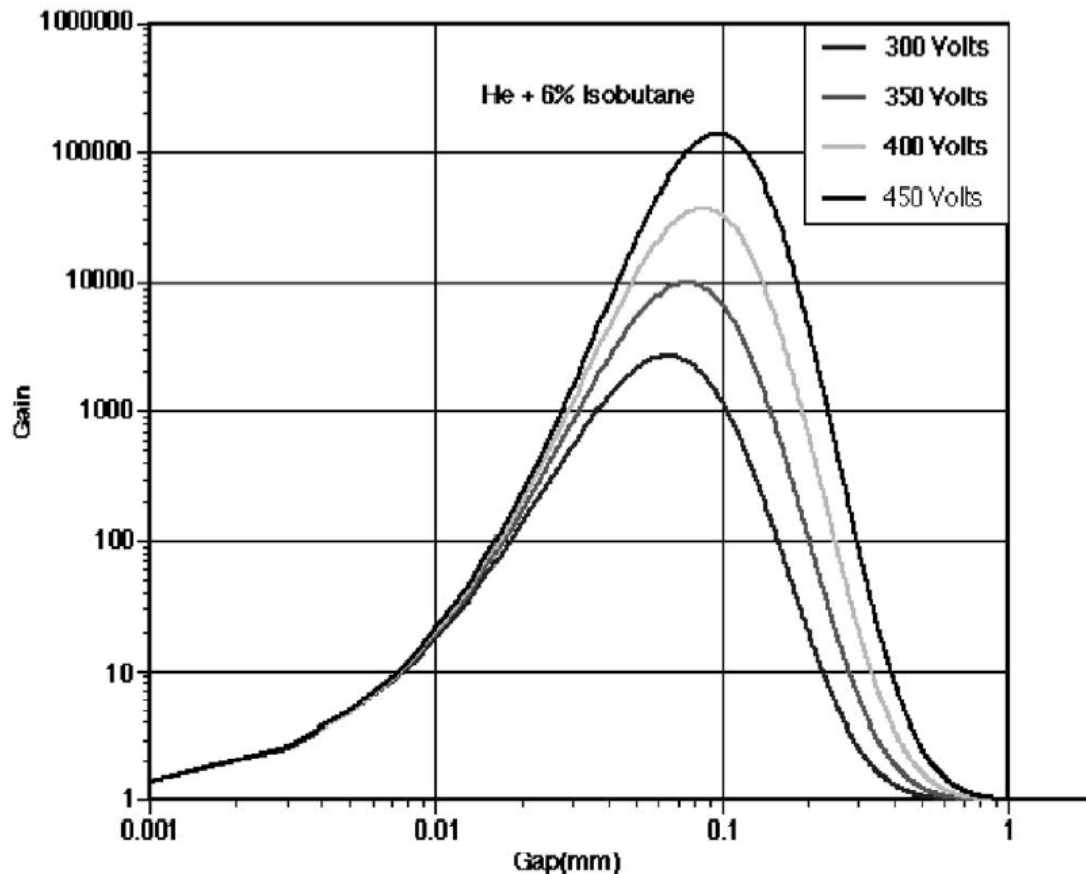
Όπου d είναι το χάσμα μεταξύ των δυο παράλληλων ηλεκτροδίων και α είναι ο πρώτος συντελεστής Townsend. Μια καλή προσέγγιση αυτού του συντελεστή δίνεται από τη σχέση των Rose και Korff;

$$\alpha = pA \exp(-Bp/E) \quad (3.3)$$

όπου E είναι το ηλεκτρικό πεδίο και A,B είναι παράμετροι που εξαρτώνται από το μίγμα των αερίων. Το ηλεκτρικό πεδίο είναι $E = V/d$,όπου V είναι η εφαρμοζόμενη τάση. Αντικαθιστώντας τη σχέση (3.3) στη σχέση (3.2) παίρνουμε:

$$M = \exp(pA d \exp(-Bp/E)) \quad (3.4)$$

Ο παράγοντας πολλαπλασιασμού M είναι συνάρτηση της ποσότητας pd. Το παρακάτω σχήμα δείχνει την εξάρτηση του M από το χάσμα d για μίγμα He+6%Isobutane για τάσεις V=300,350 400,450V.[11]

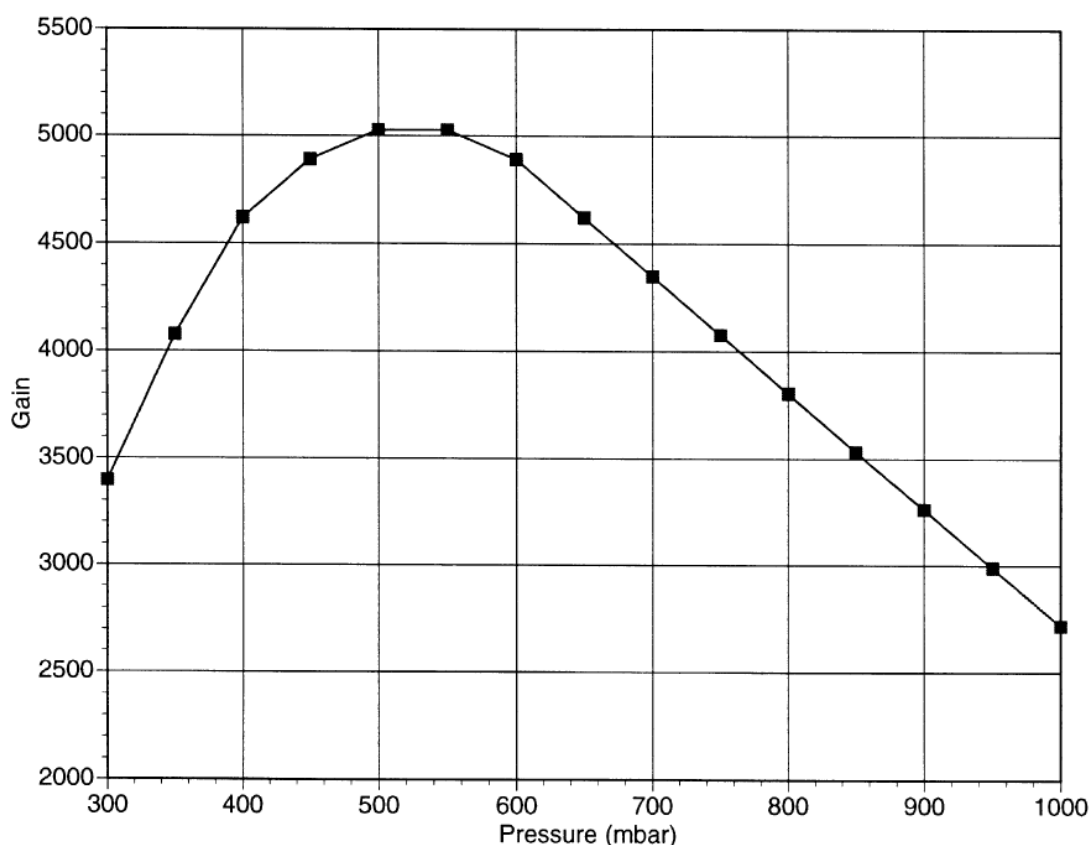


Όπως φαίνεται το M αυξάνεται αρχικά ,όσο το d αυξάνεται ,φτάνει σε ένα μέγιστο και μετά πέφτει για μεγαλύτερες τιμές του d. Η μέγιστη τιμή του M λαμβάνεται παραγωγίζοντας την προηγούμενη εξίσωση παίρνοντας:

$$\frac{dM}{M} = \alpha d \left(1 - \frac{Bpd}{V}\right) \frac{dd}{d} \quad (3.5)$$

Είναι φανερό ότι η μέγιστη τιμή του M είναι για $d_{max} = V/B$, αν πάρουμε $p=1\text{bar}$. Με ένα τέτοιο χάσμα ο παράγοντας ενίσχυσης γίνεται μέγιστος για μια δεδομένη τιμή τάσης. Ο παράγοντας M μεταβάλλεται λίγο με τη μεταβολή του V ή των A, B . Το συμπέρασμα είναι ότι με αυτό το εύρος τιμών του χάσματος ενίσχυσης που χρησιμοποιούνται στην κατασκευή των ανιχνευτών micromegas, ο παράγοντας ενίσχυσης μεγιστοποιείται και διακυμάνσεις εξαιτίας ατελειών στην επιπεδότητα των ηλεκτροδίων, ακυρώνονται.

Η εξάρτηση του M από την πίεση φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα[4], όπου χρησιμοποιήθηκε μείγμα Argon+7% cyclohexane με τάση $V=270\text{V}$ και χάσμα $50\mu\text{m}$.

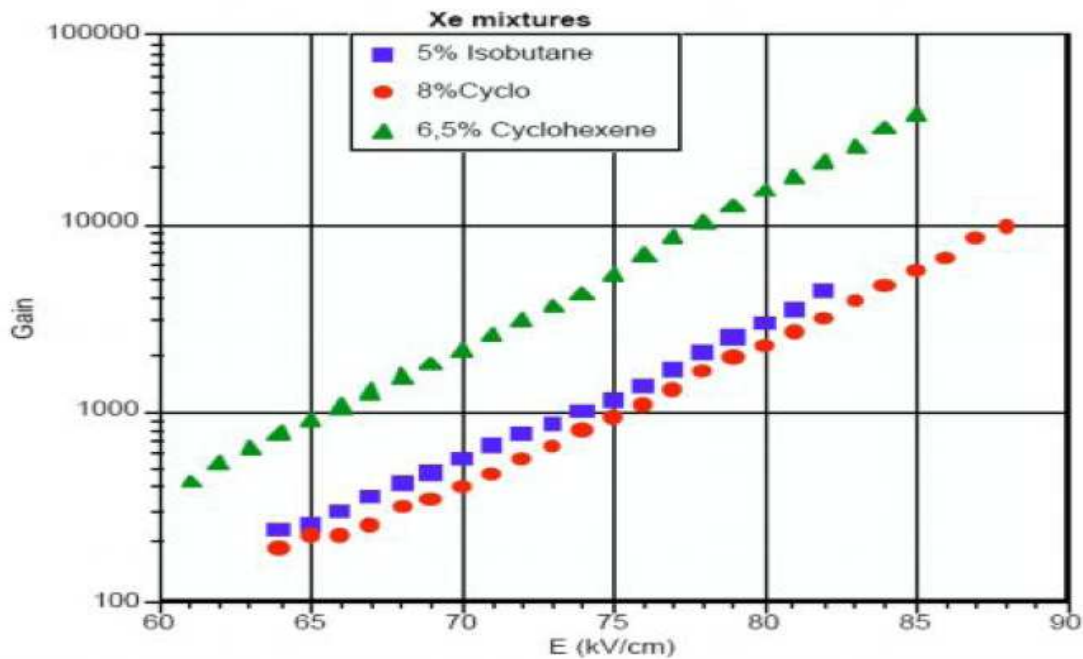


Το μέγιστο παρατηρείται σε πίεση $p=500\text{mbar}$.

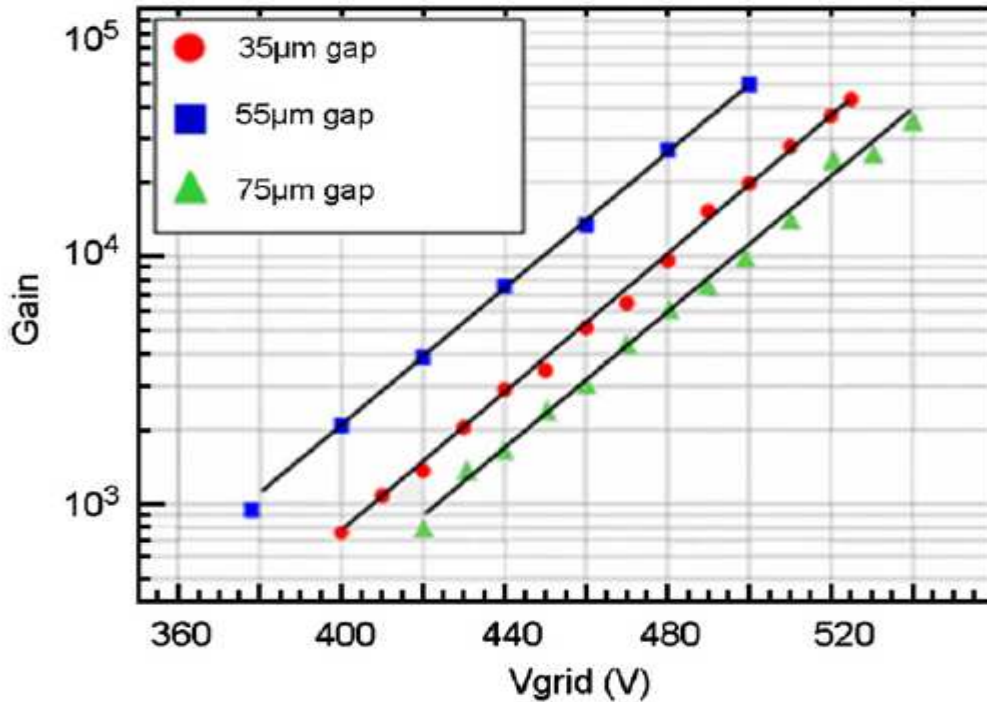
Επίσης μέσω του προγράμματος προσομοίωσης Garfield[14], μπορεί να γίνει αναπαράσταση της εξάρτησης του gain από το d_{amp} για μείγμα Ar-CO₂:80-20%:



Μείγματα αερίων με μεγάλο Z , όπως το Krypton ή το Xenon, σχετίζονται με πολλές εφαρμογές στη ραδιογραφία ακτίνων X, στη κρυσταλλογραφία και στη μελέτη της ακτινοβολίας synchrotron. Το γενικό συμπέρασμα είναι ότι το μέγιστο εφικτό κέρδος αυξάνεται όσο πιο βαριούς quencher υδρογονανθράκων χρησιμοποιούμε και όσο πιο χαμηλό δυναμικό ιονισμού έχουν. Σαν παράδειγμα, στο παρακάτω σχήμα [13] φαίνεται η εξάρτηση του κέρδους σε συνάρτηση της εφαρμοζόμενης τάσης, για διάφορους quencher σε ένα μείγμα με αέριο Xenon. Το μέγιστο εφικτό κέρδος αυξάνεται καθώς πάμε από το Ισοβουτάνιο (4500) στο Cyclohexane (10^4) και τελικά στο Cyclohexene ($3 \cdot 10^4$).



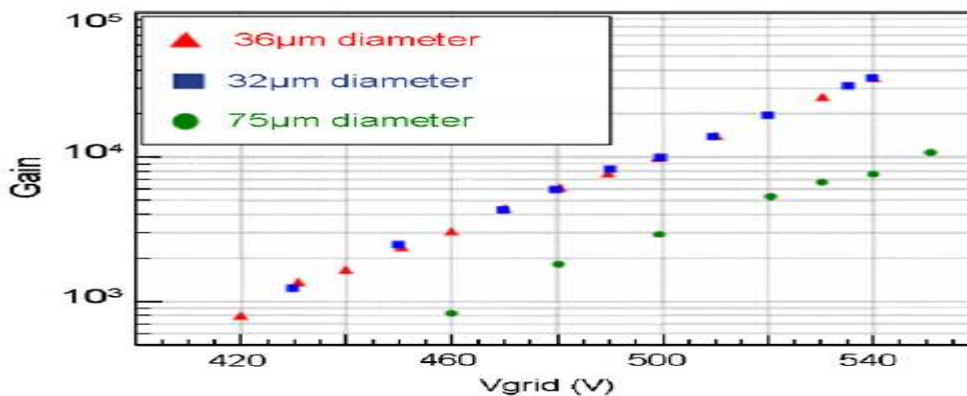
Επίσης έχουν γίνει μελέτες πάνω στην εξάρτηση του κέρδους από το μέγεθος της περιοχής ενίσχυσης. Το παρακάτω γράφημα [12] δείχνει την εξάρτηση του κέρδους από την τάση στο mesh για διαφορετικές περιοχές ενίσχυσης. Οι καμπύλες έχουν προσεγγιστεί χρησιμοποιώντας τη σχέση Rose-Korff.



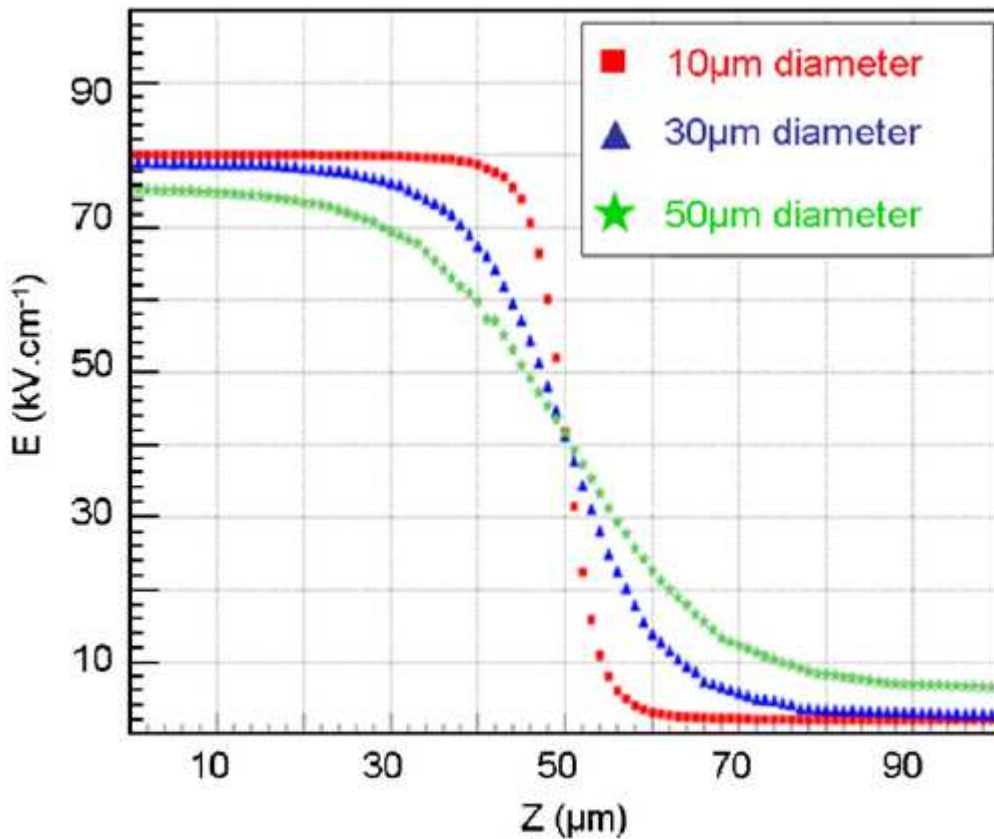
Επίσης έχει γίνει μελέτη[12] σχετική με την εξάρτηση του gain από τη γεωμετρία του mesh ,για τρεις διαφορετικούς micromegas ,με περιοχή ενίσχυσης 75µm ,οι οποίοι είχαν διαφορετική διάμετρο οπών στο mesh και διαφορετική απόσταση μεταξύ των οπών στο mesh. Τα αποτελέσματα φαίνονται παρακάτω:

Measured gain for different InGrid geometries

	InGrid 1	InGrid 2	InGrid 3
Hole pitch (µm)	50	60	80
Hole diameter (µm)	32	36	75
Gain at 500V	9800	9900	2900



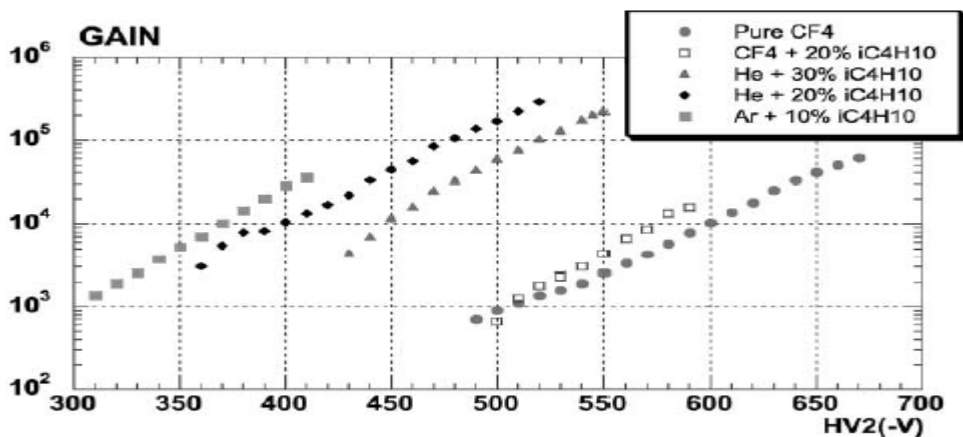
Από το τελευταίο γράφημα φαίνεται ότι το κέρδος εξαρτάται καθαρά από τη διάμετρο των οπών. Αυτό γίνεται κατανοητό αν παρατηρήσουμε το επόμενο γράφημα[12]:



Electric field along the hole axis of a 50- μm gap InGrid for various hole diameters (400 V on the grid).

Αν παρατηρήσουμε την ένταση του πεδίου κατά μήκος του άξονα της οπής για διαφορετικές διαμέτρους οπών, θα δούμε ότι μειώνοντας τη διάμετρο της οπής, το ηλεκτρικό πεδίο κατά μήκος του άξονα της οπής είναι μεγαλύτερο σε μεγαλύτερες αποστάσεις και έτσι το συνολικό κέρδος αυξάνεται.

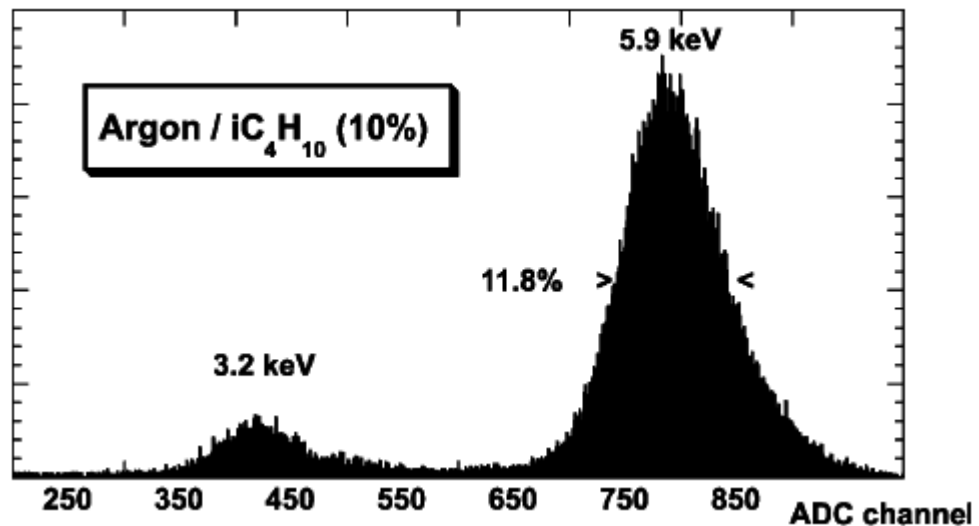
Τέλος ελέγχθηκε[9] η εξάρτηση του κέρδους από την τάση στο mesh για διάφορα αέρια ($d_{drift}=15\text{mm}$, $d_{amp}=50\mu\text{m}$). Τα αποτελέσματα ήταν τα παρακάτω:



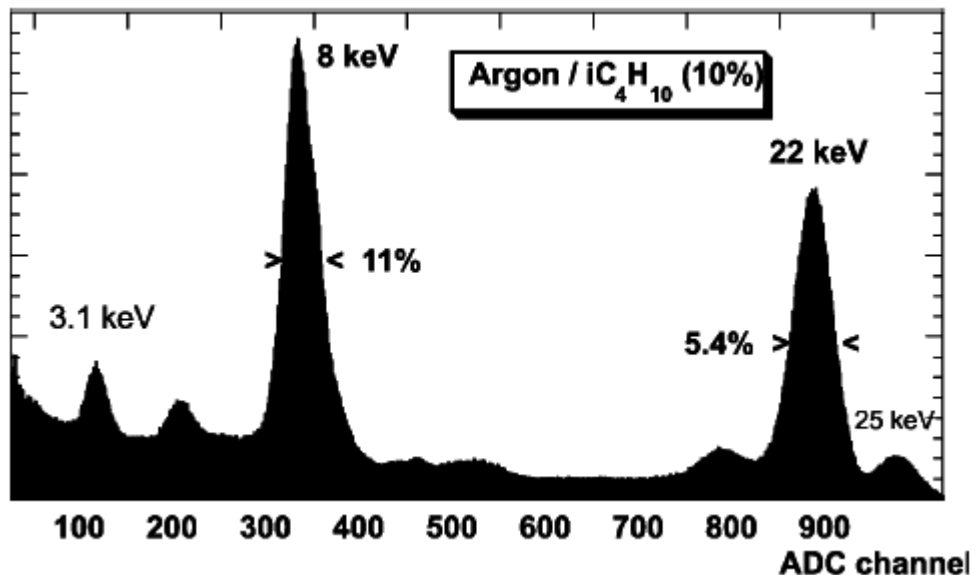
Από το γράφημα φαίνεται ότι το μείγμα $\text{He}+20\%i\text{C}_4\text{H}_{10}$ παρέχει το μεγαλύτερο κέρδος.

4.6.2 Ενεργειακή διακριτική ικανότητα(Energy resolution)

Σύμφωνα με μετρήσεις[9],ενδεικτικές των δυνατοτήτων του micromegas, η ενεργειακή διακριτική του ικανότητα μετρήθηκε 11.8% FWHM, με $d_{drift}=15\text{mm}$ και $d_{amp}=50\mu\text{m}$. Στην παρακάτω εικόνα φαίνεται το φάσμα που λήφθηκε με μια πηγή σιδήρου(ο υπολογισμός αφορά στην κορυφή των 5.9 keV) και με μείγμα αερίων Ar/iC₄H₁₀(10%).



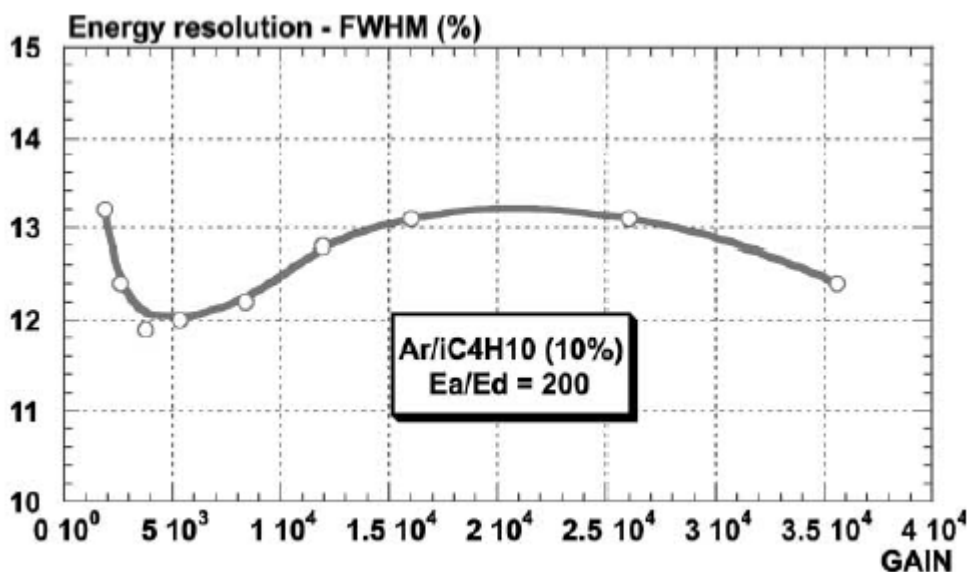
Χρησιμοποιήθηκε επίσης πηγή ¹⁰⁹Cd και στην κορυφή των 22keV μετρήθηκε ενεργειακή διακριτική ικανότητα 5.4% :



Γενικά η ενεργειακή διακριτική ικανότητα σε ένα ανιχνευτή αερίου όπως ο micromegas ,εξαρτάται από τρεις παράγοντες:

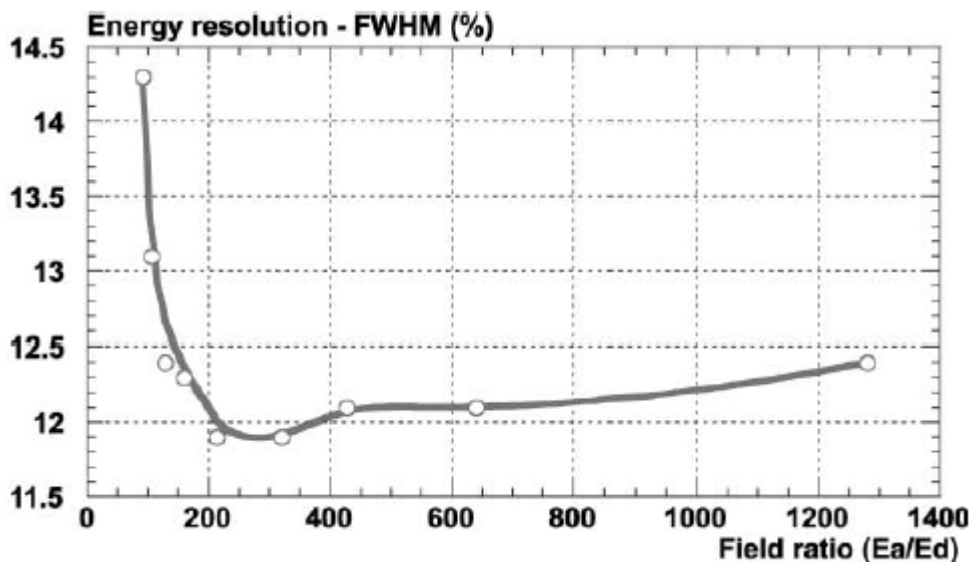
- την ομοιομορφία του πεδίου στην περιοχή ενίσχυσης
- το λόγο των πεδίων $\rho = E_{amp} / E_{drift}$
- το κέρδος

Εξαιτίας διακυμάνσεων κατά τη διάρκεια της διαδικασίας πολλαπλασιασμού, η ενεργειακή διακριτική ικανότητα πέφτει με το κέρδος, όπως φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα[9]:



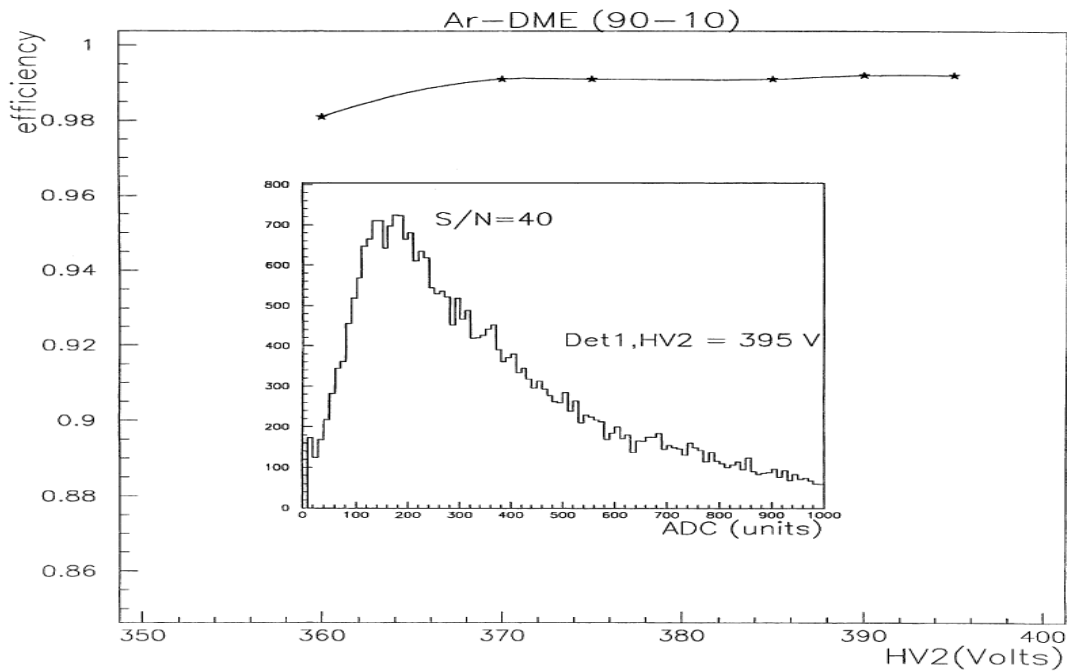
Αυτό το αποτέλεσμα λήφθηκε για $\rho=200$ και με αέριο $\text{Ar}/i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (5%). Με βάση το παραπάνω γράφημα μπορεί να εξηγηθεί η σχετική βελτίωση(κανονικοποιημένη στην αποτιθέμενη ενέργεια) της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας που παρατηρείται από τα 5.9keV στα 22keV: σε περισσότερη αποτιθέμενη ενέργεια το κέρδος μειώνεται.

Το παρακάτω γράφημα[9] παριστάνει την ενεργειακή διακριτική ικανότητα σε συνάρτηση του ρ . Η ελάχιστη ενεργειακή διακριτική ικανότητα παρουσιάζεται στο διάστημα $200 < \rho < 300$, κάτι που είναι σε καλή συμφωνία με αποτελέσματα προσομοίωσης.



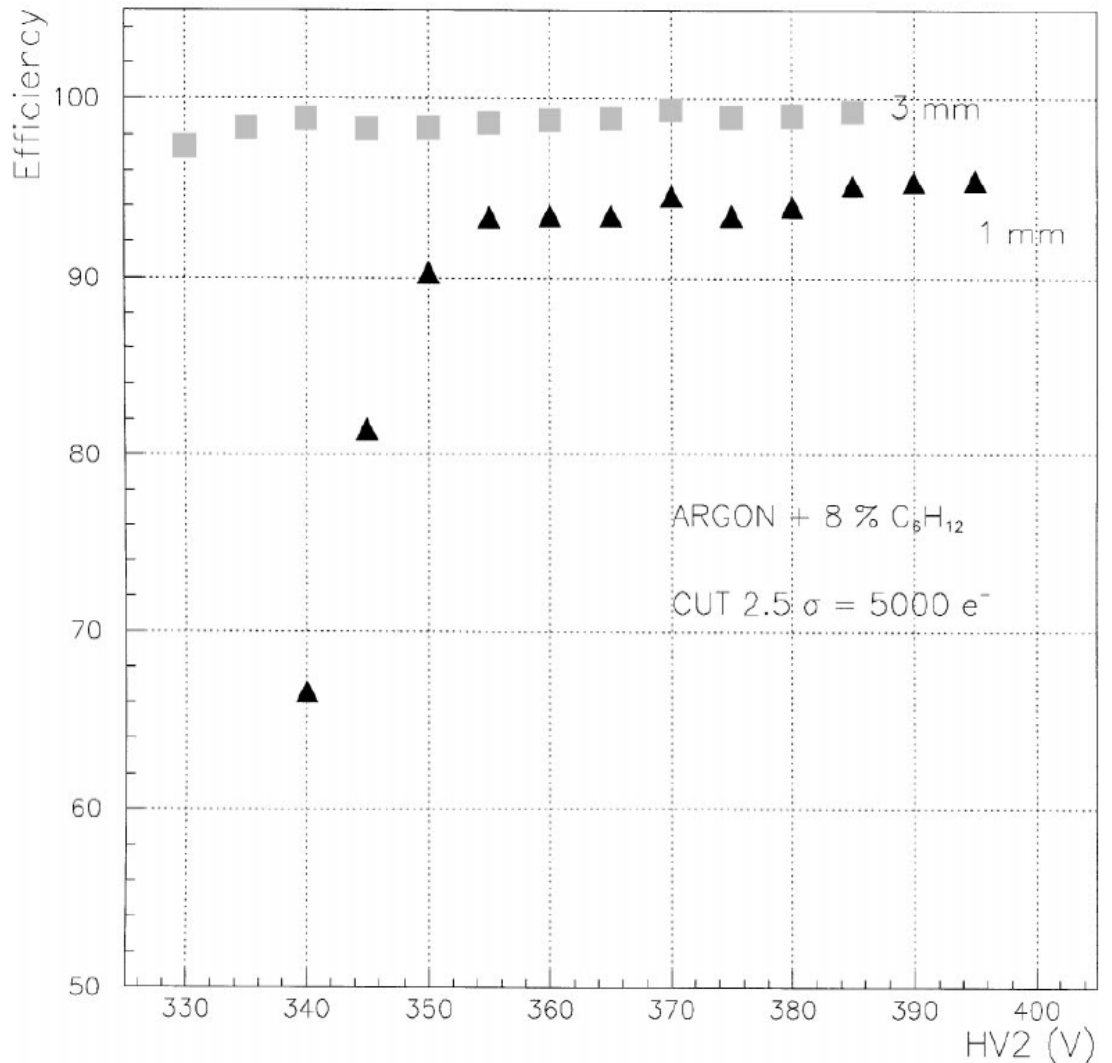
4.6.3 Ανιχνευτική ικανότητα(Efficiency)

Μελέτη[4] που έγινε με μείγμα αερίου 90% Αργό και 10% DME και με $d_{amp}=100\mu\text{m}$, δίνει το παρακάτω αποτέλεσμα:



Στο γράφημα φαίνεται ότι η ανιχνευτική ικανότητα παρουσιάζει ένα πλατό εύρους 25V στην τιμή 99%. Εξαιτίας όμως ατελειών στα ηλεκτρονικά και του μήκους καλωδίων που χρησιμοποιήθηκαν, το σήμα θα έπρεπε να είναι 7 φορές μεγαλύτερο. Έτσι το μήκος του πλατό θα έπρεπε να είναι κατά 50V μεγαλύτερο. Στο σχήμα φαίνεται επίσης μια τυπική κατανομή του φορτίου που συλλέχθηκε. Ο λόγος του φορτίου προς το θόρυβο σε ένα strip είναι 40, έχοντας εφαρμοστεί τάση στο mesh 395V. Αυτό το σχήμα μοιάζει με μια κατανομή Landau, όπως αναμένεται από τη διακύμανση στον αριθμό των ηλεκτρονίων που δημιουργούνται στην περιοχή μετατροπής.

Το επόμενο γράφημα[4] παριστάνει την εξάρτηση της ανιχνευτικής ικανότητας από την εφαρμοζόμενη τάση στο mesh, ενός micromegas με περιοχές μετατροπής εύρους 3 και 1 mm:



Για τη λήψη των παραπάνω δεδομένων χρησιμοποιήθηκε δέσμη πιονίων ενέργειας 10GeV. Το πλατό είναι αρκετά μεγάλο, 50V στα 340V, με 3mm εύρος στην περιοχή μετατροπής. Η ανιχνευτική ικανότητα, όταν χρησιμοποιείται ο ανιχνευτής με εύρος περιοχής μετατροπής 1mm, φτάνει το 96%, με ένα στενότερο πλατό(25V).

Η ανάμειξη διαφόρων ποσοστών CF_4 , έχει ισχυρή επιρροή στην ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων καθώς και στη διάχυση των ηλεκτρονίων στην περιοχή μετατροπής. Η ταχύτητα των ηλεκτρονίων αυξάνεται και η σταθερά διάχυσης μειώνεται. Με 20% CF_4 , το μέγιστο κέρδος είναι υψηλό : 1.5×10^5 . Το περισσότερο υποσχόμενο μείγμα είναι καθαρό CF_4 και μικρό ποσοστό cyclohexane. Αυξάνει περισσότερο από 2 φορές τον αριθμό των πρωταρχικών ηλεκτρονίων. Όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα, το μέγιστο κέρδος που επιτυγχάνεται με 7% cyclohexane είναι 6×10^4 , όταν ο ανιχνευτής ακτινοβολείται με φωτόνια ενέργειας 5.9keV, σε μικρή ροή. Το κέρδος είναι 10^4 , σε υψηλή ροή, με φωτόνια ενέργειας 8keV. Γεμίζοντας τον ανιχνευτή με ένα τέτοιο μείγμα, αναμένεται να επιτύχουμε πλήρη ανιχνευτική ικανότητα, με εύρος της περιοχής μετατροπής κάτω από 1mm. Ένα τόσο μικρό εύρος βελτιώνει τη χρονική διακριτική ικανότητα, και αποτρέπει τη χειροτέρευση της χωρικής διακριτικής ικανότητας.

4.6.4 Χωρική διακριτική ικανότητα(Space resolution)

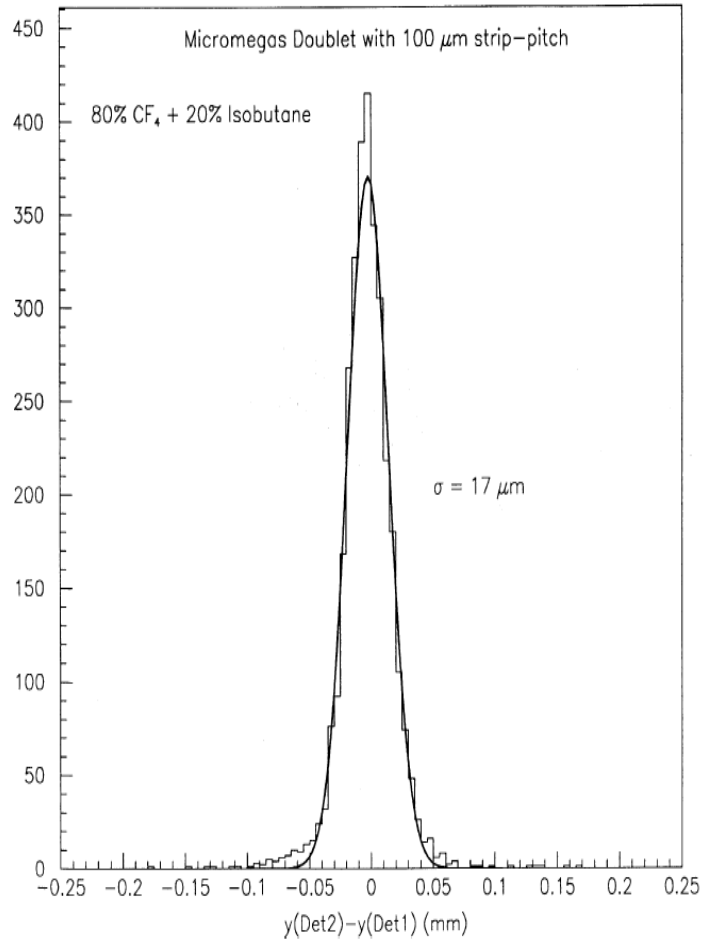
Η χωρική διακριτική ικανότητα σε ένα ανιχνευτή αερίου επηρεάζεται από 3 παράγοντες[8]:

- ο συντελεστής διάχυσης του αερίου που χρησιμοποιείται
- η απόσταση μεταξύ των strips(pitch)
- η απόσταση μεταξύ των οπών στο mesh

Οι καλές ιδιότητες εντοπισμού του micromegas, ελέγχθηκαν αρχικά χρησιμοποιώντας ανοδικά strip σε απόσταση 317 μ m και διάφορα μείγματα Αργού. Το συμπέρασμα ήταν ότι η χωρική διακριτική ικανότητα ήταν υπο την κυριαρχία του φαινομένου της διάχυσης των ηλεκτρονίων. Για να βελτιωθούν τα αποτελέσματα, επιλέχθηκε αέριο με χαμηλότερο συντελεστή διάχυσης και επιλέχθηκε μια μικρότερη απόσταση μεταξύ των strips της ανόδου.

Στα πειράματα χρησιμοποιήθηκαν διάφορα μείγματα αερίων ,με χαμηλό συντελεστή διάχυσης. Το πιο πολλά υποσχόμενο είναι ένα μείγμα CF₄ και ισοβουτανίου. Αυτό το μείγμα συνδυάζει χαμηλό συντελεστή διάχυσης, υψηλή ενεργειακή απόθεση και υψηλές ταχύτητες.

Ανιχνευτές εκτέθηκαν σε μια δέσμη πονίων ενέργειας 10GeV/c στον επιταχυντή CERN PS. Δυο ανιχνευτές τοποθετημένοι πλάτη με πλάτη σε απόσταση 10mm χρησιμοποιήθηκαν για τον προσδιορισμό της χωρικής διακριτικής ικανότητας. Η χωρική διακριτική ικανότητα προσδιορίζεται λαμβάνοντας υπόψη την διαφορά μεταξύ των centroid των δυο κατανομών ,διορθωμένη από τη γωνία της τροχιάς ,όπως φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα[10]:



Histogram of the difference between the measured points of a track into the two chambers of a doublet. Solid line is a Gaussian fit to the data.

Από την τυπική απόκλιση που λαμβάνεται από την παραπάνω κατανομή(17μm) συμπεραίνεται μια χωρική διακριτική ικανότητα 14μm για κάθε ανιχνευτή. Κατά τη διάρκεια αυτού του run χρησιμοποιήθηκαν και άλλα μείγματα αερίων και τα αποτελέσματα φαίνονται στον ακόλουθο πίνακα[10]:

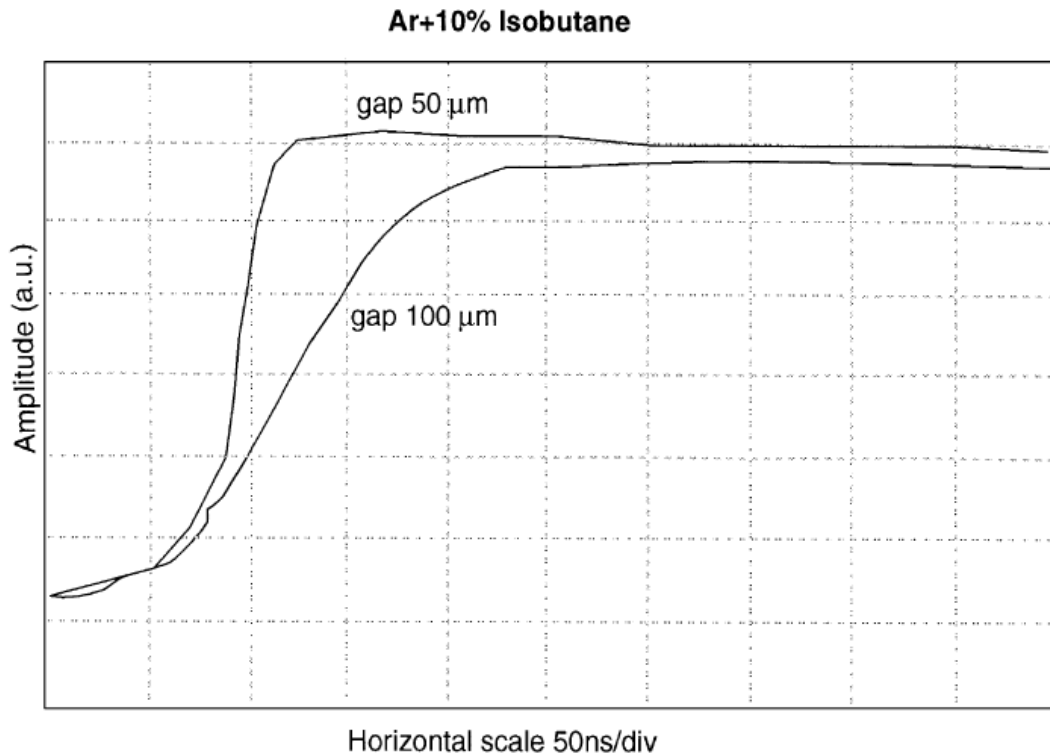
MICROMEAS spatial resolution			
σ (μm)	PITCH (μm)	Gas mixture	Institute
50	317	Ar+7% iso	Saclay [2]
60	317	Ar+15% DME	Saclay [3]
45	200	Ar+25% CO ₂	Subatech
50	200	Ne+10% DME	UNI-Mulhouse
42.5	100	Ar+10% iso	Saclay
24	50	He+20% DME	Saclay
14	100	CF ₄ +20% iso	Saclay
35	100	He+6% iso+5% CF ₄	Saclay
29	100	He+6% iso+10%CF ₄	Saclay

Συμπερασματικά, η καλύτερη χωρική διακριτική ικανότητα που έχει δώσει μέχρι σήμερα ο ανιχνευτής micromegas είναι $14 \pm 3 \mu\text{m}$. Αυτό το αποτέλεσμα είναι ένα παγκόσμιο ρεκόρ για τους ανιχνευτές αερίων σε ατμοσφαιρική πίεση. Το αποτέλεσμα λήφθηκε με μείγμα CF_4 -isobutane:80-20% και $E_{\text{drift}} > 1.5 \text{ kV/cm}$. Με αυτό το αέριο, η ακρίβεια περιορίστηκε από την απόσταση των οπών στο mesh. Με τις ίδιες συνθήκες, υπολογίζεται ότι αν χρησιμοποιηθεί mesh με 1000LPI(=Lines Per Inch), αντί για τα 500LPI που χρησιμοποιήθηκαν, μπορούμε να πάρουμε χωρική διακριτική ικανότητα $11 \mu\text{m}$. Προσομοιώσεις προβλέπουν ότι είναι δυνατή περαιτέρω βελτίωση. Με απόσταση στα strips $75 \mu\text{m}$ και κέρδος 2000 η χωρική διακριτική ικανότητα γίνεται $8.5 \mu\text{m}$. Ακόμα περισσότερη ακρίβεια μπορεί να επιτευχθεί με το ίδιο μείγμα αερίων. Στα 2(4) bar πίεση, με απόσταση στα strips $50(35) \mu\text{m}$, $d_{\text{drift}} = 3 \text{ mm}$ και με mesh με LPI=1500(2000), μπορεί να επιτευχθεί χωρική διακριτική ικανότητα $4.2(2.5) \mu\text{m}$.

4.6.5 Χρονική διακριτική ικανότητα(Time resolution)

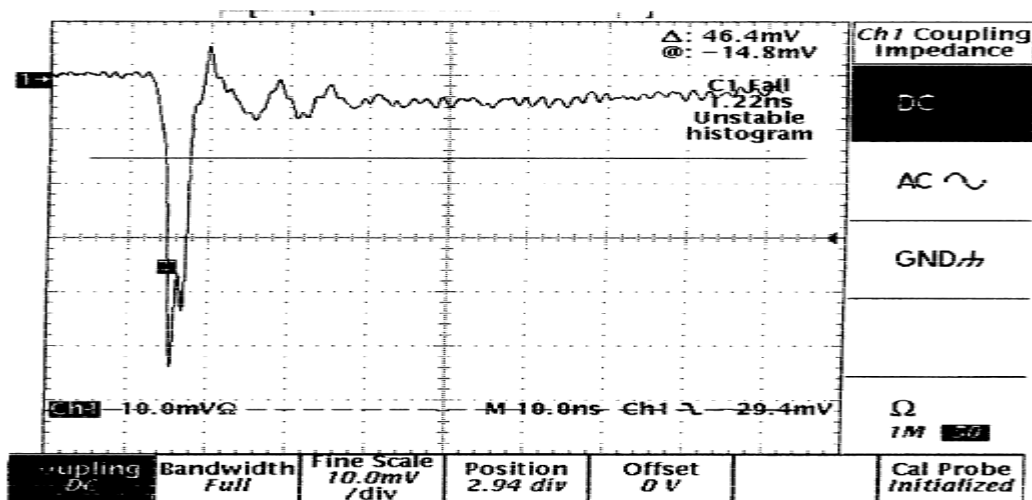
Το σήμα στα ανοδικά strips ή στο καθοδικό mesh, επάγεται από τη κίνηση των αρνητικών ηλεκτρονίων προς την άνοδο και των θετικών ιόντων προς την κάθοδο. Τα φορτία που επάγονται από τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα είναι ίσα, αλλά επειδή τα ηλεκτρόνια είναι 100 φορές πιο γρήγορα από τα ιόντα, ο παλμός είναι 100 φορές πιο στενός και 100 φορές πιο απότομος.

Το σήμα φορτίου οφείλεται κυρίως στα θετικά ιόντα που ολισθαίνουν προς το micromesh, κάτι που τυπικά συμβαίνει μέσα σε 100 ns , ανάλογα με το πλάτος της περιοχής ενίσχυσης και του μείγματος των αερίων. Το επόμενο σχήμα[4] δείχνει σήματα που προέρχονται από ένα ευαίσθητο προενισχυτή, με μείγμα Argon+10% isobutane. Μια μείωση του d_{amp} από 100 σε $50 \mu\text{m}$, μειώνει το χρόνο ανόδου του σήματος κατά ένα παράγοντα 3.



Signal given by a charge preamplifier, for 50 μm and 100 μm amplification gap.

Όσον αφορά το σήμα ρεύματος, υπολογισμοί δίνουν ένα πολύ μικρό χρόνο ανόδου, λιγότερο από 1ns και μια ουρά εξαιτίας της ολίσθησης των ιόντων. Το πολύ γρήγορο σήμα των ηλεκτρονίων είναι δύσκολο να ανιχνευθεί αλλά με τα σημερινά ηλεκτρονικά είναι κάτι εφικτό. Χρησιμοποιώντας ένα ευαίσθητο προενισχυτή με χρόνο ανόδου 1ns μπορούμε να δούμε την παρακάτω εικόνα[4]:



Στην εικόνα φαίνεται ότι το γρήγορο σήμα λόγω ηλεκτρονίων είναι πολύ πιο απότομο. Επίσης το γρήγορο σήμα έχει 10 φορές μεγαλύτερο πλάτος σε σχέση με την ουρά που οφείλεται στα ιόντα. Τέτοια γρήγορα σήματα επιτρέπουν την ανάπτυξη

καινούργιων ανιχνευτών ολίσθησης με χρονική διακριτική ικανότητα της τάξης του 1ns.

4.6.6 Ρυθμός καταγραφής γεγονότων(Rate capability)

Πολλά πειράματα έχουν δείξει ότι ο ρυθμός καταγραφής του micromegas, εξαρτάται από τον τύπο της εισερχόμενης δέσμης σωματιδίων. Θα εξεταστούν δυο περιπτώσεις:

α) Ρυθμός καταγραφής με ακτίνες X

Αυτό το περιβάλλον είναι σχετικό με εφαρμογές στην ιατρική. Έχει παρατηρηθεί ότι το κέρδος δεν σταθεροποιείται ,μέχρι και για ροή $10^9/\text{mm}^2 \text{ s}$. Συστηματικές έρευνες στο εργαστήριο δείχνουν ότι το μέγιστο εφικτό κέρδος μειώνεται με την ροή. Σε ροή $10^7/\text{mm}^2 \text{ s}$ και για ακτίνες X ενέργειας 8keV, το κέρδος είναι παραπάνω από 10^3 , κάτι που επιτρέπει πλήρη ανιχνευτική ικανότητα.

β) Ρυθμός καταγραφής με φορτισμένα σωματίδια

Έρευνες, όπου χρησιμοποιήθηκαν σωματίδια β υψηλής ροής, πρωτόνια χαμηλής ενέργειας ή υψηλής ενέργειας μίονια, έχουν δείξει ότι ο ανιχνευτής συμπεριφέρεται όπως με τις ακτίνες X. Έτσι ο micromegas μπορεί να λειτουργήσει με μεγάλη ροή τέτοιων σωματιδίων. Παρόλα αυτά, έχει παρατηρηθεί ένα ανεπιθύμητο φαινόμενο ,όταν η εισερχόμενη δέσμη αποτελείται από αδρόνια υψηλής ενέργειας. Τότε παρατηρείται υψηλός ρυθμός εκκενώσεων ανάλογος με τη ροή των αδρονίων. Η πιθανότητα να έχουμε εκκενώσεις στην περιοχή μετατροπής με αέριο αργό είναι 10^{-6} . Αυτή η πιθανότητα περιορίζει σημαντικά τις δυνατότητες του ανιχνευτή ,όταν ο ανιχνευτής δέχεται υψηλή ροή αδρονίων.

Στην περίπτωση των μιονίων η πιθανότητα να έχουμε εκκενώσεις είναι αμελητέα. Ο Micromegas έχει τρέξει με $5 \cdot 10^7$ μίονια σε μικρή επιφάνεια(μερικά cm^2), χωρίς να χάσει την αποδοτικότητά του.

Είναι σημαντικό να αναφέρουμε ότι στο micromegas οι επαγόμενες εκκενώσεις δεν διαδίδονται σε όλη την επιφάνεια του ανιχνευτή, αλλά περιορίζονται σε μερικά mm^2 και η διάρκειά τους δεν υπερβαίνει τα 100ns. Οι εκκενώσεις αυτές επηρεάζουν το νεκρό χρόνο του ανιχνευτή και μπορούν να οδηγήσουν σε καταστροφή των ηλεκτρονικών ή ακόμα και του ανιχνευτή. Για αυτό το λόγο τα ηλεκτρονικά προστατεύονται μέσω διόδων ,μικρών αντιστάσεων ή πυκνωτών. Τα στοιχεία αυτά τοποθετούνται μεταξύ των ανοδικών strips και των ηλεκτρονικών.

4.6.7 Αντοχή στην ακτινοβολία

Οι ανιχνευτές παραλλήλων επιπέδων είναι ανθεκτικοί σε υψηλές ακτινοβολίες. Το ηλεκτρικό πεδίο είναι ομογενές σε όλη τη περιοχή ενίσχυσης και συγκέντρωση ανεπιθύμητων φαινομένων, όπως πολυμερισμός κατά τη διάρκεια του φαινομένου της χιονοστιβάδας έχουν μικρές συνέπειες. Η αντοχή του ανιχνευτή στην ακτινοβολία έχει ερευνηθεί στο εργαστήριο ,χρησιμοποιώντας μια γεννήτρια ακτίνων X μεγάλης έντασης. Με μείγμα αερίου Αργό+6% Ισοβουτάνιο, το κέρδος παρέμεινε σταθερό μέχρι και για συνολικό φορτίο $18.3\text{mC}/\text{mm}^2$, το οποίο αντιστοιχεί σε 10 χρόνια

λειτουργίας του LHC σε πλήρη φωτεινότητα και σε 40cm απόσταση από το σημείο αλληλεπίδρασης[13].

4.7 Νέες εξελίξεις

α) 2D strips

Σε πειράματα υψηλών ενεργειών και σε ορισμένες ιατρικές εφαρμογές ,η δυσδιάστατη απεικόνιση δεν είναι συνήθως τόσο σημαντική, επειδή ο εντοπισμός των φορτισμένων σωματιδίων μπορεί να πραγματοποιηθεί χρησιμοποιώντας διάφορα X-Y επίπεδα. Σε κάποιες εφαρμογές όμως η δυσδιάστατη απεικόνιση θεωρείται υποχρεωτική. Η ομάδα της Nantes[5] έχει κατασκευάσει ένα ανιχνευτή ,χρησιμοποιώντας ένα λεπτό μονωτικό στρώμα FR4,πάχους 50μm. Στο πάνω μέρος ,έχουν εγχαραχθεί τα κανονικά strips,με απόσταση 180μm. Στην άλλη πλευρά έχουν κατασκευαστεί 48 μεγάλα strips, πλάτους 2.45mm, με απόσταση μεταξύ τους 50μm και με κλίση 30° ως προς τα μικρά strips. Τα μεγάλα strips μπορούν να πολωθούν μέχρι και με 150V. Και τα δυο επίπεδα αναλύονται από ηλεκτρονικά Gassiplex. Η ανιχνευτική ικανότητα της διάταξης παρόλα αυτά είναι χαμηλή.

β) Φωτο-ανιχνευτής

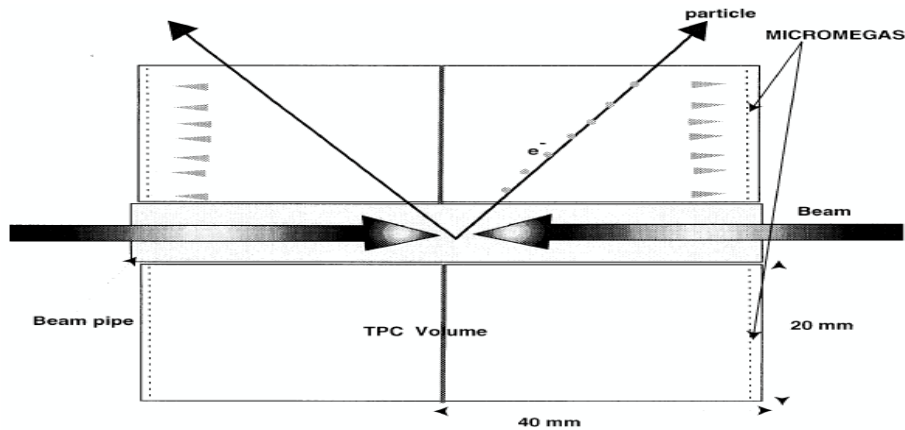
Η πρώτη ιδέα είναι να επωφεληθούμε , από τα πολύ ψηλά κέρδη που παρέχουν τα βασισμένα σε He μείγματα αερίων. Τέτοια μείγματα έχουν χαμηλή ευαισθησία στα σωματίδια ιονισμού και είναι ιδανικά για απαρίθμηση φωτονίων.

Η δεύτερη ιδέα περιλαμβάνει μια διάταξη όπου μια φωτοκάθοδος από CsI τοποθετείται στο πάνω μέρος του mesh. Στη συνέχεια η φωτοκάθοδος ακτινοβολείται από το υπεριώδες φως που παράγει μια λάμπα υδρογόνου. Το μέγιστο κέρδος που επιτεύχθηκε με αυτή τη διάταξη ήταν 2×10^6 ,κάτι που δείχνει ότι το φαινόμενο της ανάδρασης φωτονίων ξεπεράστηκε. Επίσης η ανιχνευτική ικανότητα πλησίασε πολύ κοντά στο 100% και η χρονική διακριτική ικανότητα προσδιορίστηκε στα 0.68ns[7].

γ) Micro-TPC

Πρόκειται για μια διάταξη που μοιάζει με αυτή του TPC ,η οποία περιβάλλει τη δέσμη σωματιδίων και βρίσκεται πολύ κοντά(περίπου 1cm) στο σημείο αλληλεπίδρασης. Ο ανιχνευτής micromegas καλύπτει τα δυο καπάκια του TPC.

Μια εικόνα της διάταξης φαίνεται παρακάτω[13]:



Schematic of micro-TPC structure read-out by a MICROMEGAS micro-pad detector.

Στο σχήμα φαίνεται ένας κυλινδρικός TPC με εσωτερική ακτίνα 10mm, εξωτερική ακτίνα 30mm και μήκος 80mm.

Το συνολικό μήκος ολίσθησης είναι 40mm και αντιστοιχεί σε ένα μέγιστο χρόνο ολίσθησης 32ns για αέριο CF_4 , ή 100ns για αργότερα αέρια (π.χ. He). Με μείγμα αερίων χαμηλού συντελεστή διάχυσης, υπολογισμοί δείχνουν ότι η χωρική διακριτική ικανότητα ανα ανιχνευόμενο σημείο πρέπει να είναι 20 μm στο καπάκι και 100 μm στο μέσον του TPC. Η μέση ακρίβεια που αναμένεται είναι μερικά μm .

Αυτές οι επιδόσεις ξεπερνούν κατά πολύ αυτές του ανιχνευτή πυριτίου, όπου η χωρική διακριτική ικανότητα περιορίζεται από την πολλαπλή σκέδαση που συμβαίνει στο υλικό του ημιαγωγού. Επιπλέον η αντοχή στην υψηλή ακτινοβολία του micromegas παρέχει τη δυνατότητα να εγκατασταθεί η διάταξη κοντά στο σωλήνα της δέσμης (ίσως και μέσα σε αυτόν).

Αυτό αποτελεί μια πρόκληση για την ανίχνευση των B-μεσονίων. Παραδείγματα πιθανών εφαρμογών της διάταξης είναι οι συγκρουστήρες ηλεκτρονίων, ιδιαίτερα αυτοί που εστιάζουν στη φυσική των μεσονίων B. Η ιδέα μπορεί να επεκταθεί σε άλλους επιταχυντές, συμπεριλαμβανομένων και των επιταχυντών αδρονίων υψηλής φωτεινότητας.

4.8 Προγράμματα προσομοίωσης

- **Maxwell**

Είναι ένα πρόγραμμα προσομοίωσης ηλεκτρομαγνητικών πεδίων, το οποίο στοχεύει στο σχεδιασμό και στην ανάλυση 3D και 2D συσκευών. Το πρόγραμμα χρησιμοποιεί τη μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων.[16]

- **Magboltz**

Το πρόγραμμα λύνει τις εξισώσεις μεταφοράς Boltzmann για ηλεκτρόνια σε μείγματα αερίων κάτω από την επίδραση ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων[17].

- **Garfield**

Το πρόγραμμα έχει σχεδιαστεί για την προσομοίωση 2D και 3D ανιχνευτών ολίσθησης. Το Garfield[μπορεί να:

- 1) κάνει χαρτογράφηση πεδίου, να παραστήσει ισοδυναμικές καμπύλες και να κάνει 3D γραφήματα

- 2) παραστήσει την παραμόρφωση ενός σύρματος λόγω ηλεκτροστατικών και βαρυτικών δυνάμεων
- 3) βρει το κατάλληλο δυναμικό για να επιτευχθούν διάφορες συνθήκες
- 4) απεικονίσει τις τροχιές ολίσθησης ηλεκτρονίων και ιόντων
- 5) δώσει πληροφορίες σχετικά με το χρόνο ολίσθησης
- 6) υπολογίσει σήματα που επάγονται από φορτισμένα σωματίδια που διαπερνούν τον ανιχνευτή, λαμβάνοντας υπόψη και το σήμα που επάγουν τα ηλεκτρόνια και το σήμα που επάγουν τα ιόντα

Κεφάλαιο 5

MAMMA(Muon Atlas MicroMegas Activity)

5.1 Εισαγωγή

Το φασματόμετρο μιονίων αποτελείται από τέσσερις διαφορετικούς τύπους ανιχνευτών. Αυτοί είναι οι:

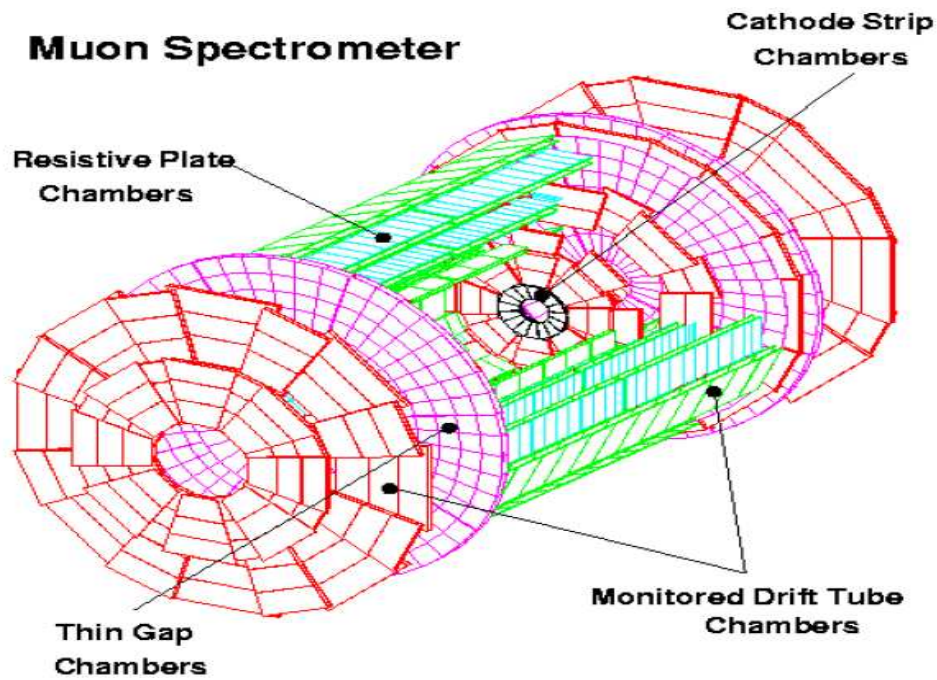
- 1) Monitored Drift Tubes(MDTs)
- 2) Cathode Strip Chambers(CSCs)
- 3) Resistive Plate Chambers(RPCs)
- 4) Thin Gap Chambers(TGCs)

Οι πρώτοι δυο τύποι ανιχνευτών χρησιμοποιούνται για τον ακριβή προσδιορισμό της τροχιάς των μιονίων. Αντίθετα οι RPCs και οι TGCs χρησιμοποιούνται για σκανδαλισμό και μπορούν να παρέχουν και τη δεύτερη συντεταγμένη της τροχιάς των μιονίων.

Στην περιοχή του βαρελιού ,υπάρχουν τρία στρώματα από MDTs μέσα σε μαγνητικό πεδίο 0.5T ,τα οποία μπορούν να προσδιορίσουν την ορμή των μιονίων ανεξάρτητα από τον εσωτερικό ανιχνευτή. Για μόνια ενέργειας 100GeV η ακρίβεια μέτρησης της ορμής είναι 3%. Τα ίδια ισχύουν και για τους ανιχνευτές μιονίων στα big και small wheels ,εκεί όπου οι τροχιές των φορτισμένων σωματιδίων κάμπτονται από μαγνητικό πεδίο έντασης 1T.

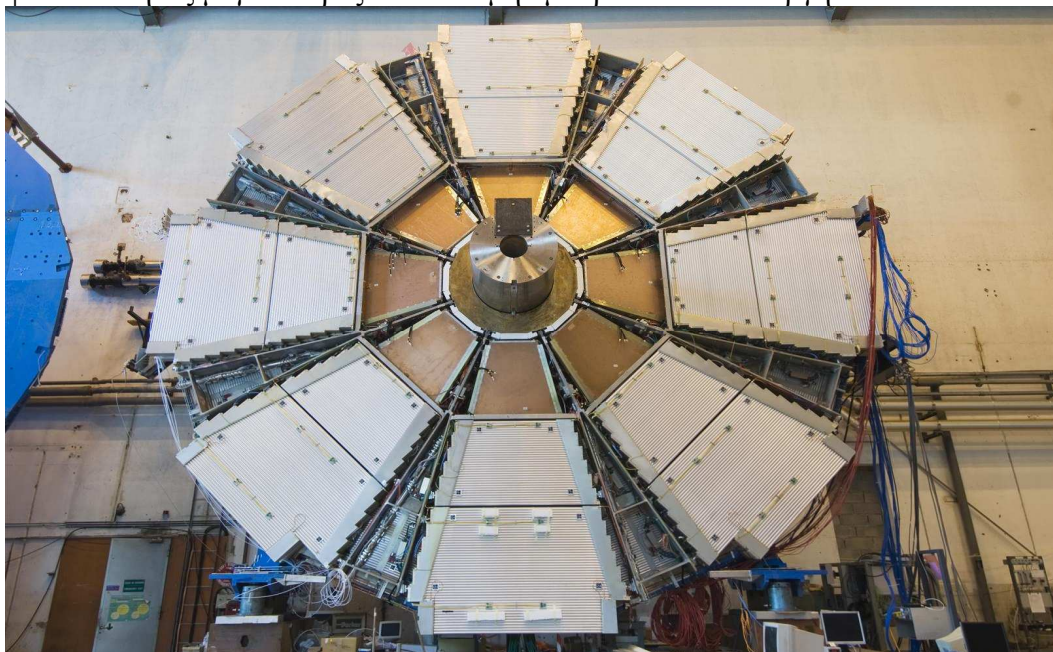
Οι CSCs είναι εγκατεστημένοι στα small wheels ,όπου υπάρχει υψηλός ρυθμός γεγονότων. Τα small wheels βρίσκονται μεταξύ του εσωτερικού ανιχνευτή και των τοροιδών μαγνητών στα καπάκια. Είναι MWPCs , το ένα καθοδικό επίπεδο των οποίων είναι λεπτομερώς κατασκευασμένο ,έχοντας χωρική διακριτική ικανότητα 60μm στη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου. Το άλλο καθοδικό επίπεδο είναι κατασκευασμένο με λιγότερη λεπτομέρεια ,προσφέροντας χωρική διακριτική ικανότητα 5mm ,κάθετα στη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου.

Τα διάφορα μέρη του φασματομέτρου μιονίων φαίνονται στο παρακάτω σχήμα[20].

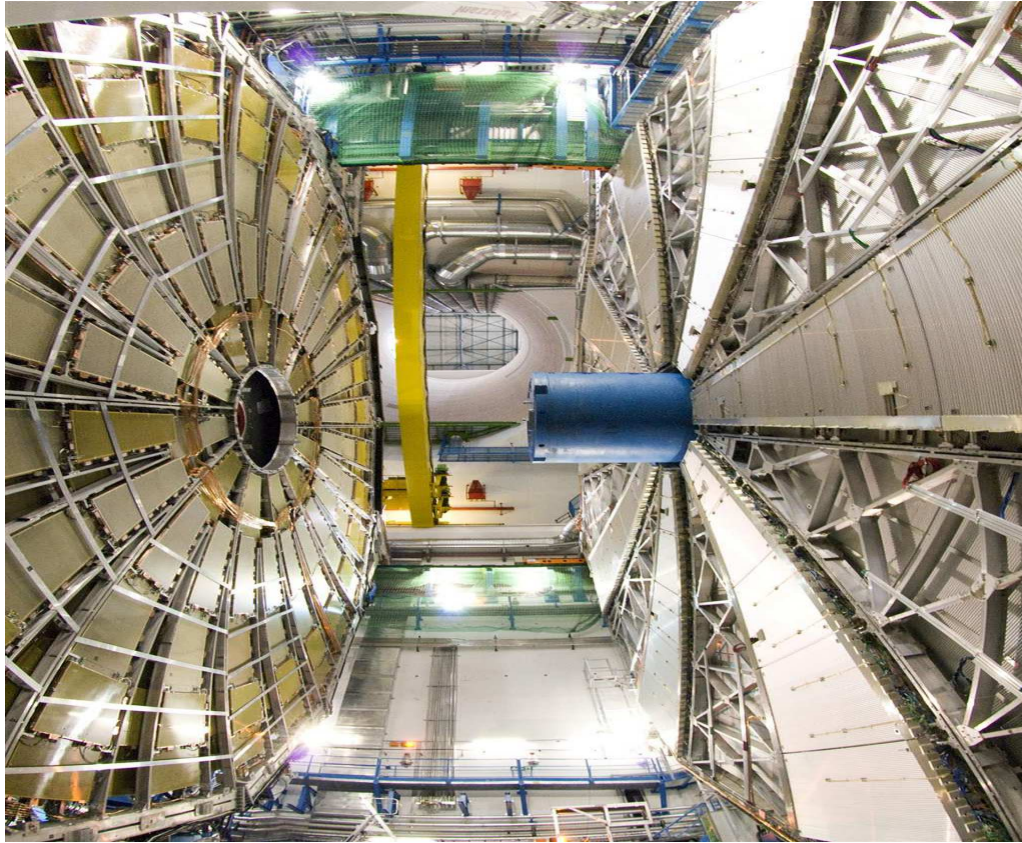


5.2 Αναβάθμιση του LHC και του ATLAS

Στα τέλη του 2020 η φωτεινότητα στον LHC αναμένεται να φτάσει στα $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (φάση SLHC)[27]. Με την αύξηση της φωτεινότητας στον SLHC το υπόβαθρο φωτονίων και νετρονίων στον ATLAS αναμένεται να αυξηθεί. Είναι πιθανό οι CSCs, οι MDTs και οι TGCs στα small wheels (βλ παρακάτω σχήμα) για τιμές ψευδωκότητας μεγαλύτερες του 2 να μην μπορούν να λειτουργήσουν.



Επίσης οι εσωτερικοί δακτύλιοι των MDTs(δεξιά στο παρακάτω σχήμα[35]) και TGCs(αριστερά στο παρακάτω σχήμα)στα Big Wheels δεν θα μπορούν να λειτουργήσουν.



Υποψήφιοι αντικαταστάτες των ανιχνευτών CSC είναι οι ανιχνευτές μιονίων που βασίζονται στην τεχνολογία micromegas ,όπως περιγράφηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο. και συνδυάζουν μετρήσεις ακριβείας και ικανότητα σκανδαλισμού . Οι ανιχνευτές αυτοί βρίσκονται υπό κατασκευή και συνδυάζουν καλές επιδόσεις με χαμηλό κόστος. Παρόλα αυτά δεν έχουν ξαναχρησιμοποιηθεί σαν ανιχνευτές μιονίων σε μεγάλα πειράματα με συγκρουστήρες σωματιδίων.

5.3 Στόχοι του προγράμματος MAMMA

Ο στόχος του MAMMA είναι να αποδείξει ότι οι ανιχνευτές μιονίων μεγέθους 1mx2m μπορούν να κατασκευαστούν χρησιμοποιώντας την τεχνολογία micromegas Για να χρησιμοποιηθούν στο περιβάλλον του SLHC θα πρέπει να ικανοποιούν τις παρακάτω προϋποθέσεις:

- 1) Υψηλό ρυθμό καταγραφής γεγονότων($\geq 5\text{kHz/cm}^2$)

- 2) Χωρική διακριτική ικανότητα περίπου 100 μm για γωνίες κρούσης $\leq 45^\circ$
- 3) Χωρική διακριτική ικανότητα εγκάρσιας συντεταγμένης περίπου 1cm
- 4) Χρονική διακριτική ικανότητα $\leq 5\text{ns}$
- 5) Υψηλή ανιχνευτική ικανότητα ($\geq 98\%$)
- 6) Ικανότητα σκανδαλισμού στο επίπεδο 1
- 7) Αντοχή στην ακτινοβολία και καλές ιδιότητες γήρανσης
- 8) Ικανότητα διαχωρισμού τροχιών σε απόσταση 1-2mm

Το πρόγραμμα MAMMA ξεκίνησε τη δραστηριότητά το 2007 ,με τελικό στόχο την κατασκευή ενός ανιχνευτή κατάλληλου μεγέθους ,που να ικανοποιεί τις προαναφερθείσες 8 απαιτήσεις. Η συνολική επιφάνεια που πρέπει να καλύψουν οι ανιχνευτές τόσο στο εσωτερικό όσο και στο μεσαίο στρώμα του φασματόμετρου μιονίων ανέρχεται στα 400m². Ο micromegas παρέχει καλή λειτουργία , υψηλή ικανότητα απαρίθμησης και έχει χαμηλό κόστος κατασκευής. Παρόλα αυτά δεν έχει ποτέ χρησιμοποιηθεί σαν ανιχνευτής μιονίων σε μεγάλα πειράματα με συγκρουστικές σωματιδίων. Ανιχνευτές τροχιάζ έχουν χρησιμοποιήσει επιτυχώς την τεχνολογία micromegas ,έχοντας μέγεθος 40cmx40cm ,με κάθετες τροχιές. Η τεχνική του συμπαγούς micromegas[22] ,επιτρέπει την κατασκευή ανιχνευτών μεγαλύτερου μεγέθους και ακριβέστερων διαστάσεων με ελάχιστη νεκρή επιφάνεια. Η χρονική διακριτική ικανότητα για το ηλεκτρονικό σήμα είναι 2-4ns. Η απαιτούμενη χωρική διακριτική ικανότητα των 100 μm , επιτυγχάνεται εύκολα με έναν micromegas για κάθετες τροχιές και για πλάτος strips μικρότερο από 500 μm . Κάποια ζητήματα που πρέπει να διερευνηθούν αφορούν την επιλογή του βέλτιστου μείγματος αερίων, την απόσταση μεταξύ των strips και το μέγεθος της περιοχής μετατροπής. Τέλος θα πρέπει να ελεγχθεί η λειτουργία του ανιχνευτή σε υψηλό υπόβαθρο νετρονίων καθώς και η ευαισθησία στη γήρανση.

5.4 Το πρότυπο micromegas και σχετικά πειράματα

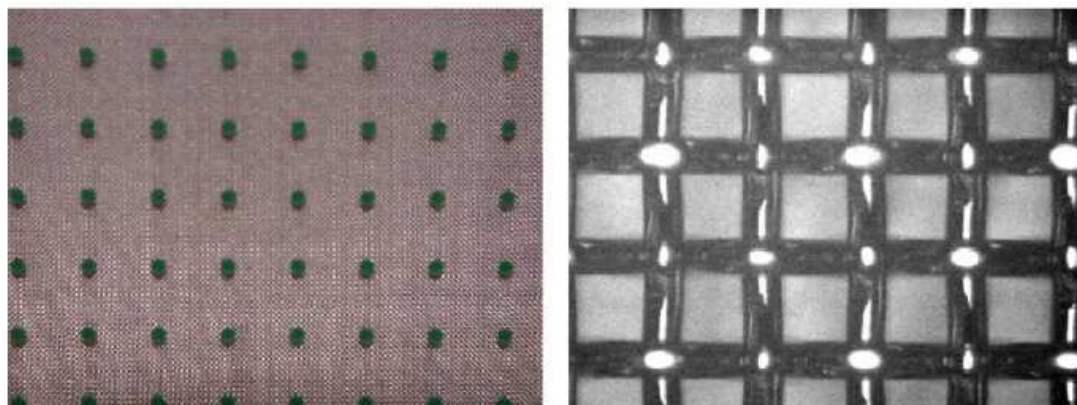
Το πρόγραμμα MAMMA περιλαμβάνει 3 βήματα:

- 1) Πειραματισμός σε ένα μικρό(450mm x350mm) πρωτότυπο ανιχνευτή με ένα αριθμό διαφορετικών strips. Τα αποτελέσματα σε αυτό τον ανιχνευτή, θα προσδιορίσουν τη διάταξη των strips του ανιχνευτή πλήρους μεγέθους.
- 2) Ανάπτυξη της τεχνολογίας για τη μετάβαση από μικρούς/μέτριου μεγέθους ανιχνευτές σε ανιχνευτές πλήρους μεγέθους.
- 3) Κατασκευή και αξιολόγηση των ανιχνευτών πλήρους μεγέθους με δοκιμαστικές δέσμες.

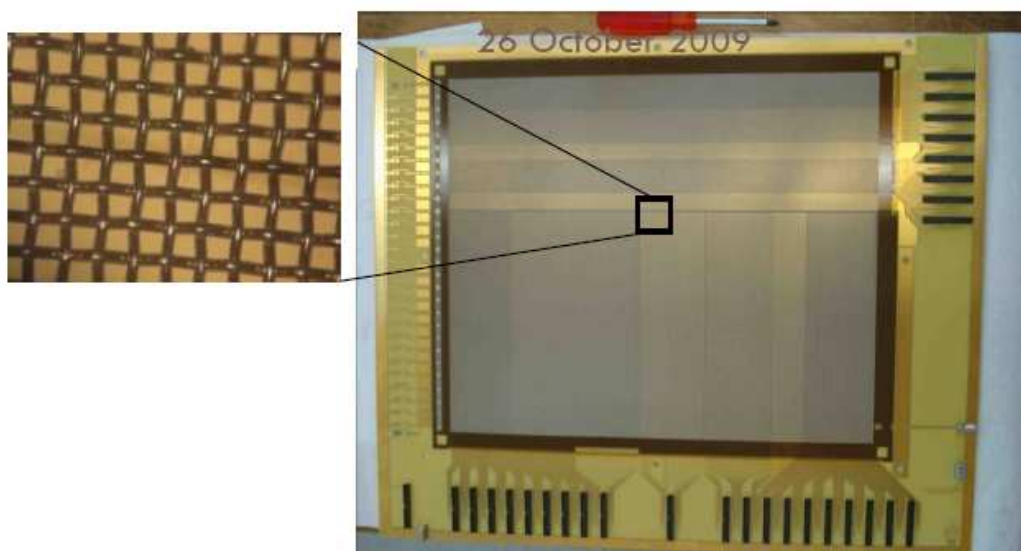
Σε αυτά τα πλαίσια, ένας πρωτότυπος συμπαγής ανιχνευτής micromegas ,μεσαίου μεγέθους, με ενεργό επιφάνεια 450mm x350mm, κατασκευάστηκε στο CERN το καλοκαίρι του 2007. Ήταν ένας από τους μεγαλύτερους ανιχνευτές που είχαν κατασκευαστεί μέχρι τότε ,με αυτή την τεχνολογία. Το mesh του ήταν κατασκευασμένο από ανοξείδωτο ατσάλι και η απόσταση μεταξύ των συρμάτων(pitch) ήταν 78 μm , με διάμετρο σύρματος 25 μm . Η πυκνότητα των γραμμών στο mesh ήταν 325LPI. Ενώ η περιοχή ενίσχυσης έχει σταθερό εύρος από κατασκευής(128 μm για ανιχνευτές κατασκευασμένους στο CERN και 100 μm για ανιχνευτές κατασκευασμένους στο BNL) ,το πρωτότυπο θα επιτρέπει διαφορετικά εύρη της περιοχής μετατροπής, μετατοπίζοντας το ηλεκτρόδιο του drift.. Τα strips ήταν

φτιαγμένα από χαλκό και είχαν διαφορετικό μήκος(450 και 225mm) και αποστάσεις μεταξύ τους 250,500,1000 και 2000 μ m.

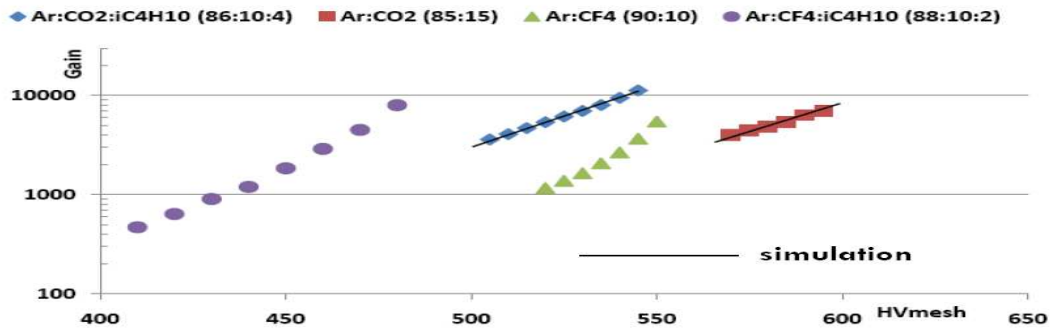
Στο παρακάτω σχήμα[22] φαίνονται δυο φωτογραφίες του συμπαγούς ανιχνευτή. Η φωτογραφία στα αριστερά δείχνει μια μικρή επιφάνεια του ανιχνευτή, όπου φαίνονται τα pillars. Στα δεξιά φαίνεται η δομή του mesh.



Παρακάτω φαίνεται ολόκληρο το πρωτότυπο[22]

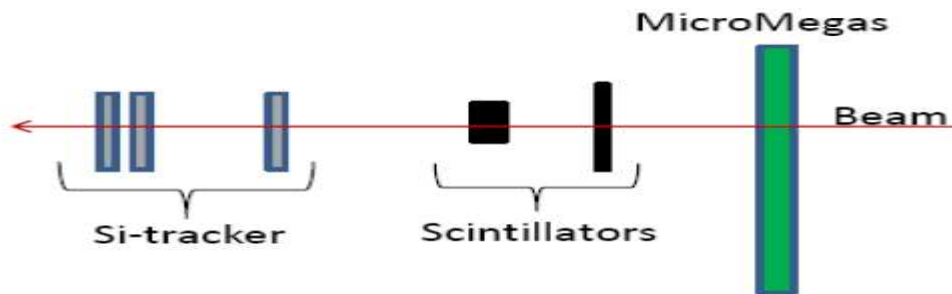


Η λειτουργία του πρωτοτύπου ελέγχθηκε για πρώτη φορά στο CERN χρησιμοποιώντας μια πηγή ^{55}Fe . Παρατηρήθηκε ενεργειακή διακριτική ικανότητα 22%. Το κέρδος επίσης για διάφορα μείγματα αερίων έδειξε την παρακάτω συμπεριφορά[20]:



Από τα γραφήματα ,φαίνεται ότι το μέγιστο κέρδος ήταν 10^4 καθώς και ότι υπήρχε πλήρης συμφωνία με την προσομοίωση του προγράμματος GARFIELD.

Το 2008 ο ανιχνευτής ακτινοβολήθηκε με τη δέσμη H6 στο CERN ,η οποία περιέχει πόνια ενέργειας 120GeV. Η δέσμη αφού πέρασε πρώτα από τον micromegas, μετά πέρασε από δυο σπινθηριστές και τέλος από 3 ανιχνευτές πυριτίου ,όπως φαίνεται στο σχήμα[22]:

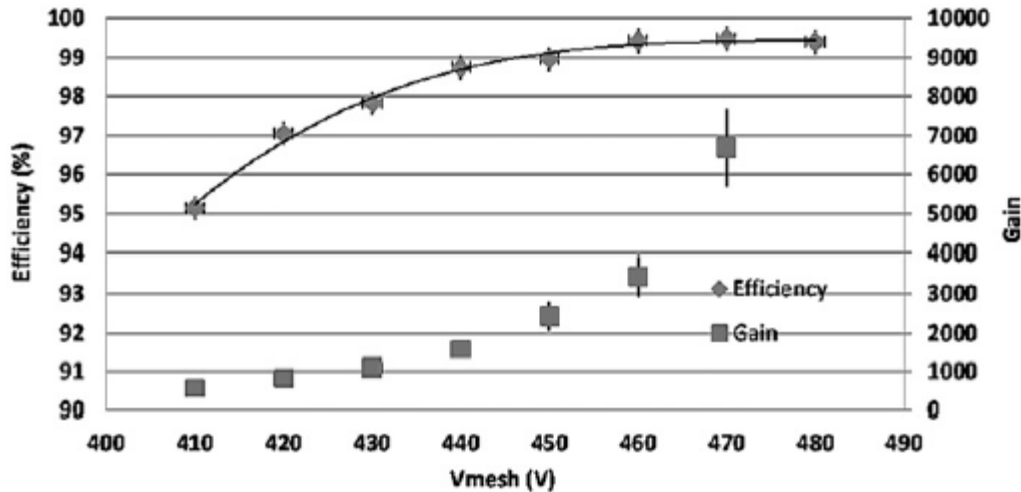


Ο σκανδαλισμός πραγματοποιήθηκε με τη συμφωνία μεταξύ των δυο σπινθηριστών. Ένας τρίτος σπινθηριστής χρησιμοποιήθηκε για περαιτέρω αποκοπή γεγονότων. Μια εξωτερική μέτρηση αναφοράς στο επίπεδο το κάθετο στη διεύθυνση της δέσμης πραγματοποιήθηκε από μια διάταξη ανιχνευτών πυριτίου.

Κατά τη διάρκεια του πειράματος χρησιμοποιήθηκαν 3 διαφορετικά μείγματα αερίων-Ar:CO₂:iC₄H₁₀ (88:10:2), Ar:CF₄:iC₄H₁₀ (88:10:2) και Ar:CF₄:iC₄H₁₀ (95:3:2). Επίσης τα δεδομένα συλλέχθηκαν για διαφορετικές αποστάσεις μεταξύ των strips και διαφορετικές γωνίες πρόσκρουσης της δέσμης.

Τα αποτελέσματα του πειράματος είναι τα παρακάτω:

- Όσον αφορά στο κέρδος και στην ανιχνευτική ικανότητα ,η εξάρτηση τους από την εφαρμοζόμενη τάση στο mesh φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα[20]:



Efficiency vs. V_{mesh} , on the same plot the gas gain is also displayed (right scale). Gas mixture Ar : CF_4 : iC_4H_{10} (88:10:2).

Παρατηρούμε ότι ο ανιχνευτής ικανοποιεί τις απαιτήσεις που τέθηκαν για το κέρδος και την ανιχνευτική ικανότητα στην παράγραφο 5.2.

- Όσον αφορά τη χωρική διακριτική ικανότητα τα αποτελέσματα είναι:

$\sigma = (36 \pm 5) \mu m$, με απόσταση μεταξύ των strips 500 μm

$\sigma = (24 \pm 7) \mu m$, με απόσταση μεταξύ των strips 250 μm

Παρατηρούμε ότι και τα δυο αποτελέσματα ικανοποιούν πλήρως τις απαιτήσεις που τέθηκαν στην παράγραφο 5.2 .

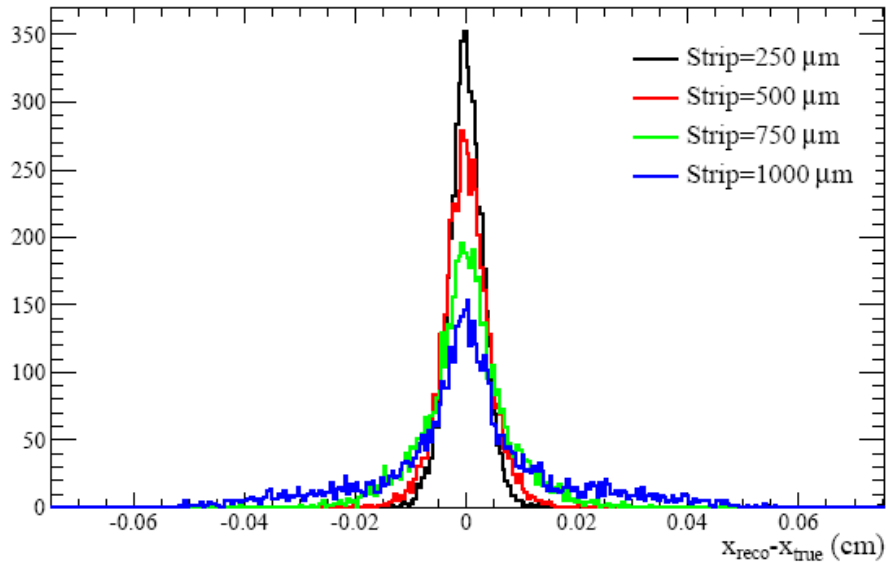
5.5 Προσομοίωση του micromegas

Για να βελτιωθεί η κατανόηση των αποτελεσμάτων με τη δοκιμαστική δέσμη ,καθώς και για να αξιολογηθεί η χρησιμότητα νέων ιδεών ,κρίθηκε χρήσιμο να αναπτυχθεί μια προσομοίωση του ανιχνευτή ,ξεκινώντας από τις μικροσκοπικές διαδικασίες στο αέριο μέχρι την το σήμα εξόδου στα ηλεκτρονικά.

Το μέρος της ολίσθησης το χειρίζεται το πρόγραμμα GARFIELD[18] , το οποίο αποτελεί μια διαπροσωπία του προγράμματος HEED[19] και μοντελοποιεί τις διαδικασίες ιονισμού στα αέρια. Το πρόγραμμα MAGBOLTZ[17] ,χρησιμοποιείται για να περιγράψει τις ιδιότητες μεταφοράς των ολισθαίνοντων ηλεκτρονίων. Το μέρος της ενίσχυσης και των ηλεκτρονικών ελέγχεται από συνηθισμένο κώδικα, ο οποίος χρησιμοποιεί μια ημι-αναλυτική μέθοδο για τον υπολογισμό του σήματος που επάγουν τα ιόντα.

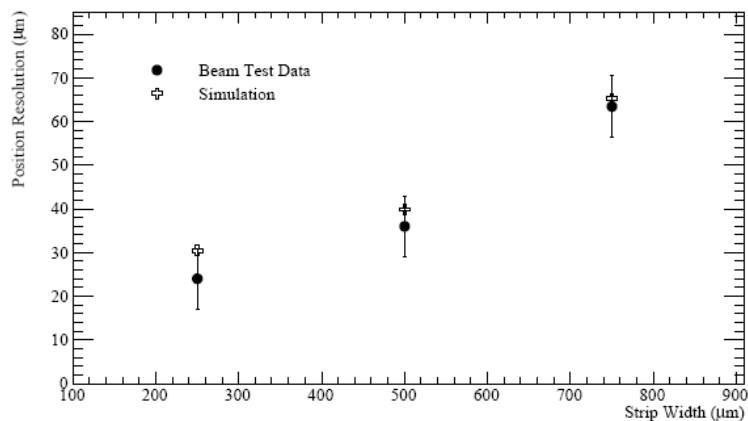
Στο παρακάτω διάγραμμα[23] ,παρουσιάζεται η διαφορά μεταξύ της ανακατασκευασμένης και της αληθινής θέσης της προσομοιωμένης τροχιάς, για τέσσερα διαφορετικά μεγέθη των strips. Η απόδοση χειροτερεύει αυξάνοντας το πλάτος του strip και παρατηρούνται ουρές που δεν ταιριάζουν με την κατανομή Gauss. Πρέπει να σημειωθεί ότι τα γεγονότα στις ουρές ,είναι κυρίως περιπτώσεις ,όπου το προσπίπτον σωματίδιο περνά από το κέντρο του strip. Σε αυτές τις περιπτώσεις

εξαιτίας του μεγάλου πλάτους του strip ,δεν αποτίθεται αρκετό φορτίο στα γειτονικά strips για αξιόπιστη παρεμβολή.



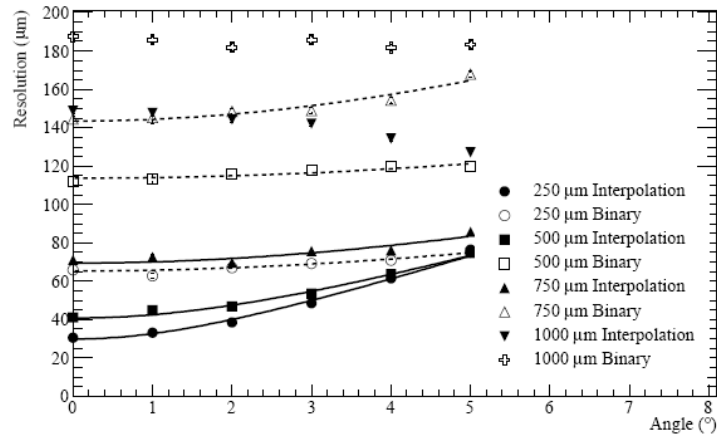
Simulated residual distribution for uniform illumination and different strip widths.

Στο επόμενο διάγραμμα[23], γίνεται σύγκριση μεταξύ των τιμών χωρικής διακριτικής ικανότητας που λήφθηκαν από τα δεδομένα του πειράματος με τη δοκιμαστική δέσμη και των τιμών που δίνει η προσομοίωση. Φαίνεται ότι οι τιμές βρίσκονται σε συμφωνία.



Measured and simulated position resolution for the 2008 beam test as a function of the strip width. The uncertainties attributed to the different experimental points are correlated.

Η εξάρτηση της χωρικής διακριτικής ικανότητας από την προσπίπτουσα γωνία φαίνεται στο παρακάτω γράφημα[23].



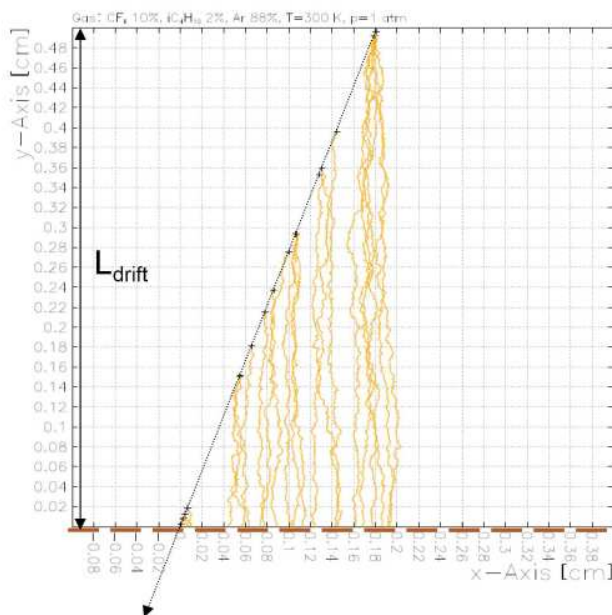
Spatial resolution for charge interpolation and binary read-out as a function of the incidence angle and strip width. The lines, where available, are fits to the formula $\sigma = \sigma_0 \oplus \sigma_\theta \tan \theta$, where σ_0 the resolution for perpendicular tracks, θ the incidence angle and σ_θ a parameter related to the properties of the sensitive material

Χρησιμοποιήθηκαν τέσσερα διαφορετικά πλάτη strips, μαζί με δυο διαφορετικούς αλγόριθμους ανακατασκευής: παρεμβολή φορτίου και δυαδικό διάβασμα. Στον τελευταίο χρησιμοποιείται ο γεωμετρικός μέσος των strips που υπερβαίνουν ένα συγκεκριμένο κατώφλι, στη συγκεκριμένη περίπτωση 5 φορές τον ηλεκτρονικό θόρυβο. Η μέθοδος παρεμβολής φορτίου παρέχει εντυπωσιακά αποτελέσματα για μικρές γωνίες πρόσκρουσης, ενώ η μέθοδος δυαδικού διαβάσματος φαίνεται να είναι πιο σταθερή.

5.6 Ο micromegas σαν μ-TPC

Για να ξεπεραστεί η εξάρτηση της χωρικής διακριτικής ικανότητας από την προσπίπτουσα γωνία, μπορούν να ακολουθηθούν διάφορες στρατηγικές. Στην περίπτωση που είναι διαθέσιμος αρκετός χώρος, κάποιος μπορεί να δώσει κλίση στους ανιχνευτές, έτσι ώστε να ελαχιστοποιήσει τη μέση γωνία πρόσπτωσης. Εναλλακτικά, το πλάτος της περιοχής που βρίσκεται το αέριο μπορεί να μειωθεί στο ελάχιστο, κάτι που ενδεχομένως θα έχει επιπτώσεις στην ικανότητα ανακατασκευής τροχιών. Μια άλλη μέθοδος είναι να χρησιμοποιηθεί ο micromegas σαν ένας micro-Time Projection Chamber (μ-TPC), όπου η περιοχή μετατροπής (εύρους μερικών mm) παίζει το ρόλο του όγκου ολίσθησης σε ένα παραδοσιακό TPC.

Η αρχή λειτουργίας του μ-TPC φαίνεται στην παρακάτω εικόνα[23]



Principle of operation of the μ -TPC. The dotted arrow denotes the incident muon track, the crosses on the track path are the ionization clusters and the yellow lines are the drift paths of the individual electrons.

Ο χρόνος άφιξης των ομάδων ιονισμού στα strips ,μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την ανακατασκευή της τροχιάς ,καθώς και για την εύρεση της κλίσης και των σημείων τομής της τροχιάς στην περιοχή μετατροπής. Όσο μεγαλύτερη είναι η προβολή του μήκους της τροχιάς, τόσο πιο αποτελεσματική είναι αυτή η προσέγγιση ,για ένα δοσμένο πλάτος strip. Η ανακατασκευή της τοπικής διεύθυνσης της τροχιάς μπορεί να είναι εποικοδομητική για την αναγνώριση προτύπων , σε επίπεδο σκανδαλισμού.

Ένας σημαντικός παράγοντας για την επιτυχή λειτουργία του μ -TPC είναι η χρονική διακριτική ικανότητα ,η οποία πρέπει να είναι της τάξης των μερικών ns. Στα δεδομένα του πειράματος με τη δοκιμαστική δέσμη(2008) ,ο μεγάλος χρόνος ολοκλήρωσης του προενισχυτή και η χρονική διακριτική ικανότητα του σκανδαλιστή, δεν επέτρεψαν μια σε βάθος μελέτη της μεθόδου. Παρόλα αυτά αναζητείται μια διερευνητική μελέτη. Οι πληροφορίες για το χρόνο ολίσθησης για κάθε strip, εξήχθησαν από το χρόνο ανόδου του σήματος. Ο μικρότερος χρόνος ανόδου χρησιμοποιήθηκε σαν σημείο αναφοράς. Μετατρέποντας αυτούς τους χρόνους ολίσθησης σε αποστάσεις ολίσθησης, σχηματίστηκαν τα σημεία μέτρησης τα οποία στη συνέχεια προσεγγίστηκαν με μια ευθεία. Μια σημαντική πηγή αβεβαιότητας είναι οι διακυμάνσεις στη χωρική κατανομή των ομάδων πρωτεύοντος ιονισμού κατά μήκος της τροχιάς. Επιπρόσθετα, τα ηλεκτρόνια που ολισθαίνουν σε μεγαλύτερη απόσταση θα επηρεάζονται περισσότερο από τη διάχυση. Από τα διαθέσιμα δεδομένα ,προτείνεται ότι για εύρος περιοχής μετατροπής 5mm και απόσταση μεταξύ των strips 500 μ m ,η διεύθυνση μιας τροχιάς με κλίση 35 $^\circ$ μπορεί να μετρηθεί με 11% διακριτική ικανότητα.

Η μέθοδος μ -TPC είναι μια πολύ ενδιαφέρουσα προσέγγιση για να ξεπεραστεί η γωνιακή εξάρτηση της χωρικής διακριτικής ικανότητας.

5.7 Μελλοντικές κατευθύνσεις

Κατά τη διάρκεια του καλοκαιριού του 2009 κατασκευάστηκε ένα πρωτότυπο με ενεργό επιφάνεια 400mm x 1300mm στο CERN. Το πρωτότυπο είναι εξοπλισμένο με ένα mesh που αποτελείται από σύρματα από ανοξείδωτο ατσάλι. Η απόσταση μεταξύ των συρμάτων είναι 56.4μm ,ενώ η διάμετρός τους είναι 18μm. Η περιοχή ενίσχυσης έχει εύρος 128μm και το mesh είναι χωρισμένο σε έξι μέρη. Έχουν επιλεγθεί δυο πλάτη για τα strips: 250 και 500μm ,ενώ το μήκος των strips είναι 350 και 800mm. Η λειτουργία του πρωτοτύπου θα ελεγχθεί πειραματικά μέσω δοκιμαστικής δέσμης.

Η γεωμετρία παραλλήλων πλακών του micromegas ,τον κάνει ευαίσθητο σε εκκενώσεις. Με δεδομένη την αφθονία νετρονίων και φωτονίων στο περιβάλλον του ATLAS ,είναι πολύ σημαντικό να ελαχιστοποιηθεί ο νεκρός χρόνος του ανιχνευτή. Δύο κύριες προσεγγίσεις ακολουθούνται προκειμένου να επιλυθεί αυτό το ζήτημα:

- α) χρήση ανθεκτικής επίστρωσης στα strips
- β) ενίσχυση σε δυο στάδια

Για να εκτιμηθεί η σοβαρότητα αυτού του ζητήματος και η αποτελεσματικότητα των προτεινόμενων λύσεων, θα πραγματοποιηθούν τεστ ακτινοβόλησης με νετρόνια, χρησιμοποιώντας μικρότερου μεγέθους ανιχνευτές.

Παράλληλα πραγματοποιούνται τέστ για να γίνει σαφές αν ο micromegas θα λειτουργήσει σωστά στο σκληρό περιβάλλον ακτινοβολίας του LHC.

Κεφάλαιο 6

Μελέτη του ανιχνευτή Micromegas

6.1 Εισαγωγή

Κατά τη διάρκεια αυτής της διπλωματικής εργασίας μελετήθηκαν δυο διαφορετικοί ανιχνευτές micromegas. Ο ένας είχε διαστάσεις 10cmx10cm και τα strips του είχαν πλάτος 150μm με τη μεταξύ τους απόσταση να είναι 250μm. Συνεπώς στην άνοδο υπήρχαν 296 strips. Το εύρος της περιοχής μετατροπής ήταν 5mm και το εύρος της περιοχής ενίσχυσης ήταν 128μm. Το σήμα σε αυτό τον ανιχνευτή διαβαζόταν από το ηλεκτρόδιο του mesh. Οι ιδιότητες του ανιχνευτή που μελετήθηκαν ήταν το κέρδος του και η ενεργειακή του ικανότητα. Για τη μελέτη αυτών των ιδιοτήτων χρησιμοποιήθηκαν πηγές ^{55}Fe και ^{109}Cd .

Ο δεύτερος ανιχνευτής που μελετήθηκε είχε διαστάσεις 5cm x 5cm, είχε ρυθμιζόμενο εύρος περιοχής μετατροπής και εύρος περιοχής ενίσχυσης 128μm. Στην άνοδο αυτού του ανιχνευτή υπήρχε ένα strip και το σήμα διαβαζόταν από αυτό το strip. Με αυτό τον ανιχνευτή μελετήθηκε το ενεργειακό φάσμα των κοσμικών μιονίων.

Τα κοσμικά μίονια παράγονται όταν οι κοσμικές ακτίνες(πρωτόνια, πυρήνες Ηλίου) εισέλθουν στην ατμόσφαιρα της Γης. Τότε συγκρούονται με τα μόρια των ατμοσφαιρικών αερίων(Οξυγόνο ,Άζωτο). Αυτές οι συγκρούσεις συνιστούν ένα καταιγισμό(shower) από τον οποίο παράγονται πιόνια, καόνια και ασταθή μεσόνια τα οποία διασπώνται γρήγορα σε μίονια. Αυτή η διαδικασία φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα όπου ένα κοσμικό πρωτόνιο συγκρούεται με ένα μόριο αερίου και προκαλεί καταιγισμό στην ατμόσφαιρα. Από όλα τα σωματίδια που παράγονται κατά τον καταιγισμό μόνο τα μίονια μπορούν να φτάσουν στην επιφάνεια της Γης ,εξαιτίας του σχετικά μεγάλου χρόνου ζωής τους (2.2 μs) και της υψηλής διεισδυτικότητάς τους. Η γωνιακή κατανομή των μιονίων είναι ανάλογη με το $\cos^2 \theta$,όπου θ είναι η γωνία που σχηματίζει η τροχιά του μιονίου με την κάθετο στην προσπίπτουσα επιφάνεια.

6.2 Το θεωρητικά αναμενόμενο φάσμα ενεργειακών απωλειών των κοσμικών μιονίων στον ανιχνευτή micromegas

Όσον αφορά στο θεωρητικά αναμενόμενο φάσμα ενεργειακών απωλειών των κοσμικών μιονίων πρέπει να αναφερθούν τα ακόλουθα.

Όπως αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 2(παράγραφος 2.2) σε κάποιες από τις σκληρές συγκρούσεις μεταξύ του εισερχόμενου φορτισμένου σωματιδίου και των ατόμων του απορροφητή ,μεταφέρεται αρκετή ενέργεια στο εξαγόμενο ηλεκτρόνιο ώστε να μπορέσει αυτό να προκαλέσει δευτερογενείς ιονισμούς. Τα εξαγόμενα αυτά ηλεκτρόνια ονομάζονται δ-rays . Εξαιτίας αυτών των δ-rays η ενεργειακή απώλεια των φορτισμένων σωματιδίων σε λεπτούς απορροφητές ,δεν ακολουθεί την κατανομή Gauss ,αλλά εμφανίζει μια “ουρά” στις μεγαλύτερες απώλειες. Για να διαχωρίσουμε τις

διαφορετικές θεωρητικές περιγραφές για την ενεργειακή απώλεια σε λεπτούς απορροφητές, εισάγεται η παράμετρος κ:

$$\kappa = \frac{\overline{\Delta E}}{W_{\mu\alpha\chi}}$$

όπου

$\overline{\Delta E}$: μέση ενεργειακή απώλεια στον ανιχνευτή

$W_{\mu\alpha\chi}$: είναι η μέγιστη μεταφερόμενη κινητική ενέργεια σε ένα ηλεκτρόνιο του απορροφητή.

Οι απορροφητές με $\kappa < 10$ ταξινομούνται σαν *λεπτοί* αν και για $\kappa > 1$ η κατανομή των ενεργειακών απωλειών ήδη αρχίζει να προσεγγίζει τη γκαουσιανή. Η θεωρία Landau είναι εφαρμόσιμη για $\kappa \leq 0.01$ [15].

Χρησιμοποιώντας τη σχέση Bethe-Bloch θα υπολογίσουμε τη μέση ενεργειακή απώλεια ανα μονάδα μήκους στον ανιχνευτή:

$$-dE/dx = 2\pi N_{\alpha} r_{\epsilon}^2 m_{\epsilon} c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_{\epsilon} c^2 (\beta\gamma)^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right]$$

Καταρχάς $2\pi N_{\alpha} r_{\epsilon}^2 m_{\epsilon} c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2 / \text{g}$. Επίσης $\rho = 1.784 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $Z = 18$ και $A = 40$ για το Αργό. Επίσης $z = -1$ για τα μόνια. Επίσης δεχόμαστε ότι τα κοσμικά μόνια έχουν $\beta\gamma \approx 4$ και αφού $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} \Rightarrow \beta = 0.97 \Rightarrow \gamma = 4.12$. Επίσης για τα μόνια ισχύει ότι $W_{\max} \approx 2m_{\epsilon} c^2 (\beta\gamma)^2 = 2 \cdot 511 \text{ keV} \cdot 16 = 16.4 \text{ MeV}$. Τέλος όσον αφορά στο μέσο δυναμικό διέγερσης I , αυτό δίνεται από τη σχέση $I = 9.76Z + 58.8Z^{-0.19} \text{ eV} = 209.6 \text{ eV}$

Τελικά αντικαθιστώντας τα παραπάνω μεγέθη στην αρχική σχέση παίρνουμε $-dE/dx = 2.705 \text{ keV/cm}$

Θεωρώντας το μήκος του amplification gap αμελητέο συγκρινόμενο με το μήκος του conversion gap, ένα μόνιο θα αφήσει κατά μέσο όρο στο conversion gap του micromegas ενέργεια:

$$\overline{\Delta E} \approx 1.35 \text{ keV (για conversion gap} = 0.5 \text{ cm)}$$

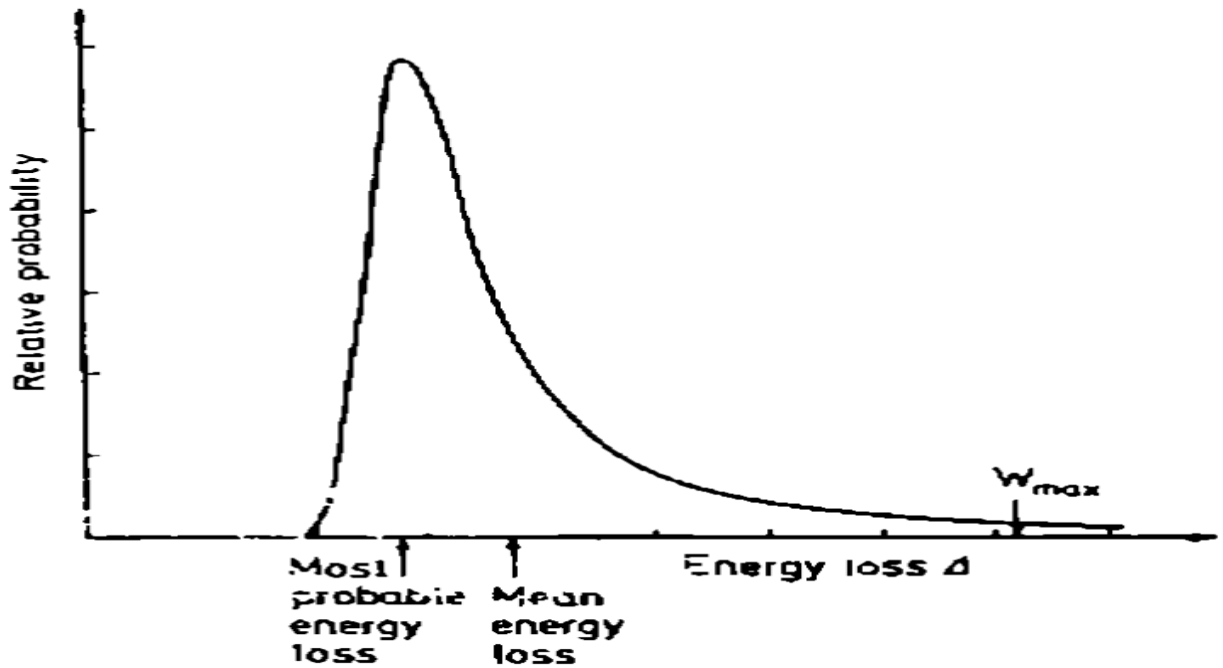
$$\text{και } \overline{\Delta E} \approx 2.71 \text{ keV (για conversion gap} = 1 \text{ cm)}$$

Το $\overline{\Delta E}$ υπολογίστηκε για αυτές τις τιμές του conversion gap για να συγκριθεί με τις αντίστοιχες πειραματικές που υπολογίζονται στην παράγραφο 6.9. Σε κάθε μια από τις δυο περιπτώσεις η παράμετρος κ είναι:

$$\kappa = 8.23 \cdot 10^{-5} \text{ (για conversion gap} = 0.5 \text{ cm)}$$

$$\text{και } \kappa = 1.65 \cdot 10^{-4} \text{ (για conversion gap} = 1 \text{ cm)}$$

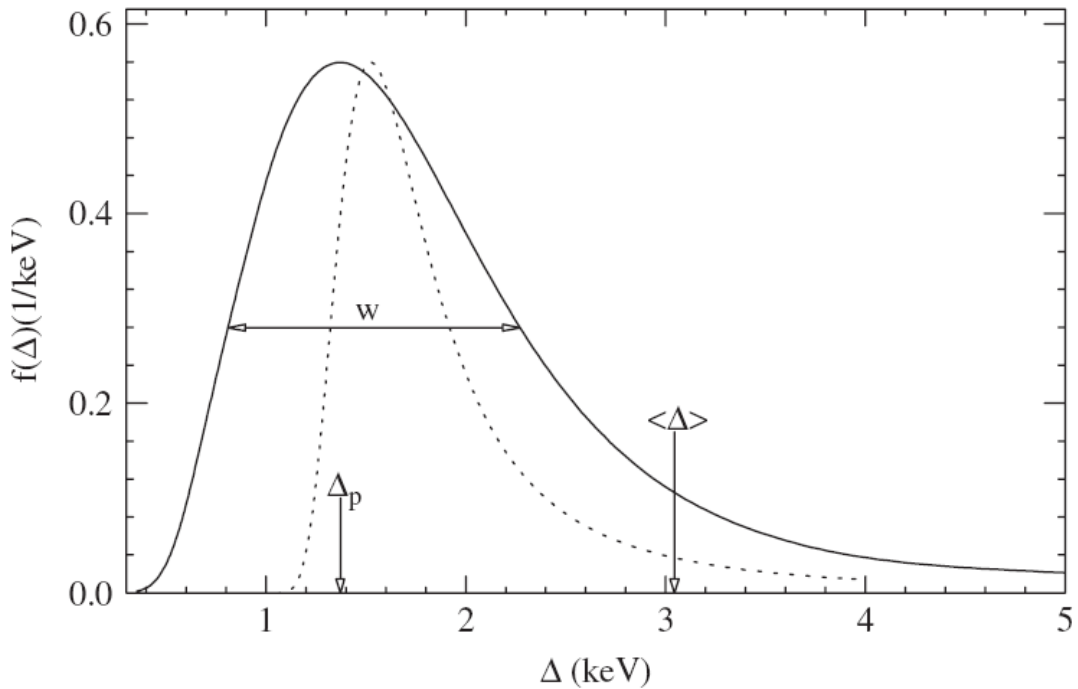
Σε κάθε περίπτωση παρατηρούμε ότι $\kappa < 0.01$ κάτι που σημαίνει ότι ο απορροφητής μας (Ar) θεωρείται *πολύ λεπτός* και το θεωρητικά αναμενόμενο φάσμα ενεργειακών απωλειών των κοσμικών μονίων στον ανιχνευτή micromegas αναμένεται να έχει τη μορφή της κατανομής Landau που φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα [15].



Επίσης έχει αποδειχτεί[37] ότι η κατανομή Landau αποτυγχάνει να περιγράψει την ενεργειακή απώλεια MIPs σε πολύ λεπτούς απορροφητές. Οι μετρούμενες κατανομές είναι πολύ πιο πλατιές ,εξαιτίας της υπερεκτίμησης στη θεωρία Landau ,του αριθμού των συγκρούσεων του εισερχόμενου σωματιδίου με τα άτομα του απορροφητή. Γενικότερα ,το πλάτος της κατανομής των ενεργειακών απωλειών εξαρτάται από τέσσερις παράγοντες:

- Την ασύμετρη απώλεια ενέργειας ,εξαιτίας της παραγωγής δ-rays
- Τη κατανομη της ορμής των κοσμικών μιονίων
- Τη γωνιακή κατανομή των τροχιών των μιονίων
- Την ενεργειακή διακριτική ικανότητα του micromegas

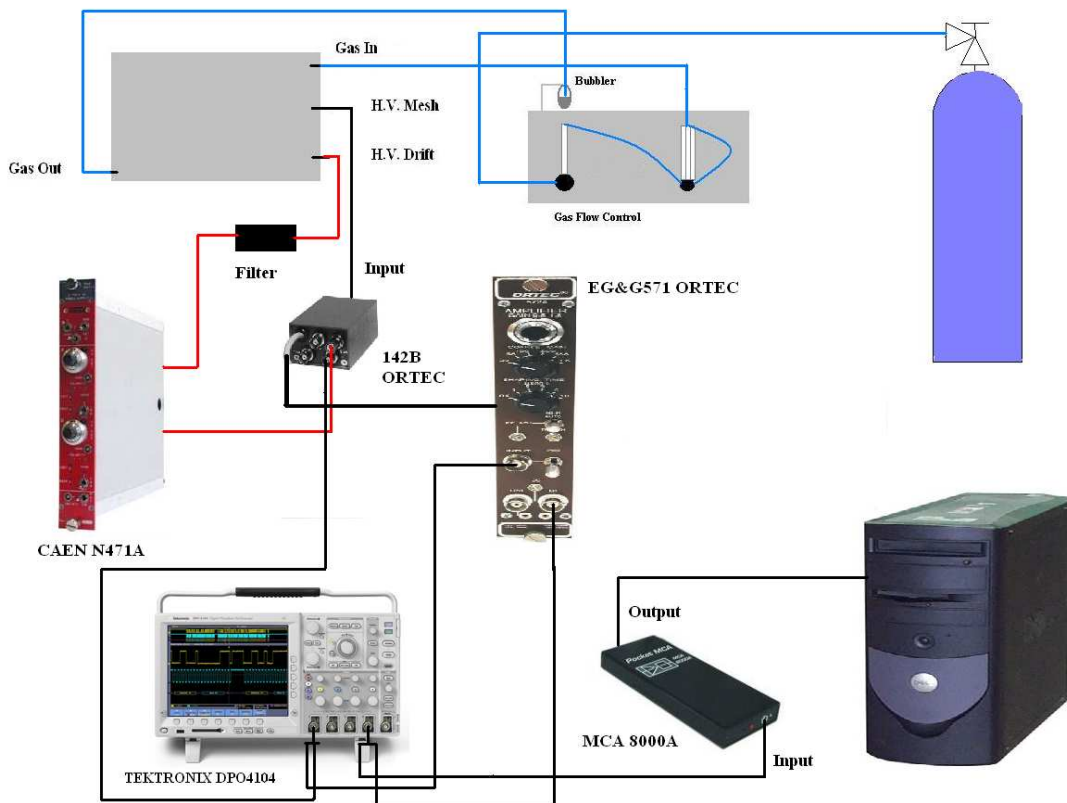
Στην παρακάτω εικόνα φαίνεται η κατανομή(συνεχής γραμμή) των ενεργειακών απωλειών σωματιδίων φορτίου $\pm e$,με $\beta\gamma=3.6$ που διασχίζουν αέριο απορροφητή Ar πάχους 1.2cm. Η πραγματική κατανομή Landau δίνεται από τη διακεκομμένη γραμμή.



6.3 Όργανα και πειραματική διάταξη

6.3.1 Πειραματική διάταξη για τη μελέτη του κέρδους και της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του micromegas

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για τη μελέτη του κέρδους και της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας ήταν η παρακάτω:

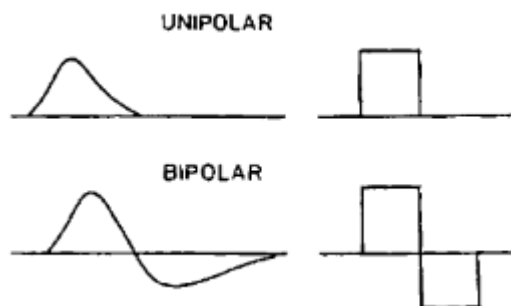


Αναλυτικά τα στοιχεία που χρησιμοποιήθηκαν στην πειραματική διάταξη είναι:

- 1) Μια γεννήτρια υψηλής τάσης CAEN N471A
- 2) Ένας προενισχυτής ORTEC 142B
- 3) Ένας ενισχυτής σήματος EG&G571 ORTEC
- 4) Ένας παλμογράφος Tektronix DPO4104
- 5) Ένας πολυκαναλικός αναλυτής(MCA8000A amptek)
- 6) Ένας ηλεκτρονικός υπολογιστής με εγκατεστημένο το λογισμικό του MCA για τη δημιουργία και επεξεργασία των ενεργειακών φασμάτων
- 7) Μια φιάλη παροχής αερίου με μείγμα $Ar-CO_2$:80-20%
- 8) Ένας χειροκίνητος ρυθμιστής ροής του αερίου(Gas Flow Controller)
- 9) Ένας ελεγκτής ροής του αερίου(Bubbler)

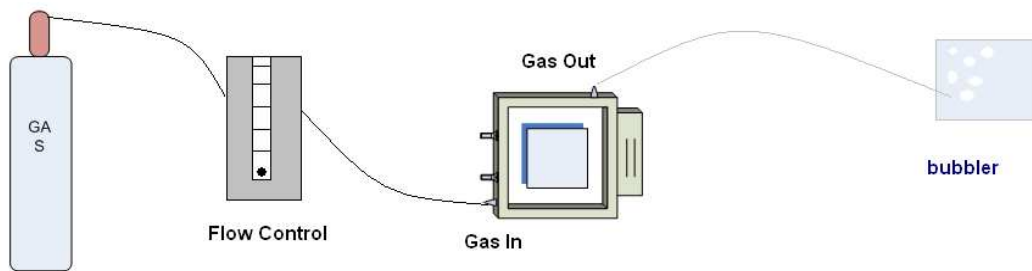
Πρέπει να σημειωθεί ότι για λόγους μείωσης του θορύβου από το περιβάλλον(ηλεκτρομαγνητικά κύματα) ο ανιχνευτής ήταν κλεισμένος μέσα σε χάλκινο κιβώτιο(κλωβός Faraday).

Το πείραμα συνίσταται στην εξής διαδικασία. Μέσω της γεννήτριας υψηλής τάσης εφαρμόζεται μια τάση στο ηλεκτρόδιο του mesh και μια άλλη στο ηλεκτρόδιο του drift. Το σήμα που δημιουργείται στον ανιχνευτή λαμβάνεται από το mesh και στέλνεται στον προενισχυτή για προενίσχυση. Στη συνέχεια το προενισχυμένο σήμα στέλνεται στον παλμογράφο για να απεικονιστεί η μορφή του και ακολούθως στέλνεται στον ενισχυτή για περαιτέρω ενίσχυση και διαμόρφωση. Ο ενισχυτής που χρησιμοποιήθηκε , είχε τη δυνατότητα διαμόρφωσης του παλμού σε μονοπολικό και διπολικό παλμό. Η μορφή αυτών των παλμών φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα:



Στη συνέχεια το σήμα στέλνεται σε ένα δεύτερο κανάλι του παλμογράφου για να απεικονιστεί εκ νέου η μορφή του και από εκεί το σήμα στέλνεται στον πολυκαναλικό αναλυτή(MCA) για ψηφιοποίηση. Τελικά το σήμα καταλήγει σε ένα ηλεκτρονικό υπολογιστή όπου με τη βοήθεια λογισμικού απεικονίζεται το ενεργειακό φάσμα.

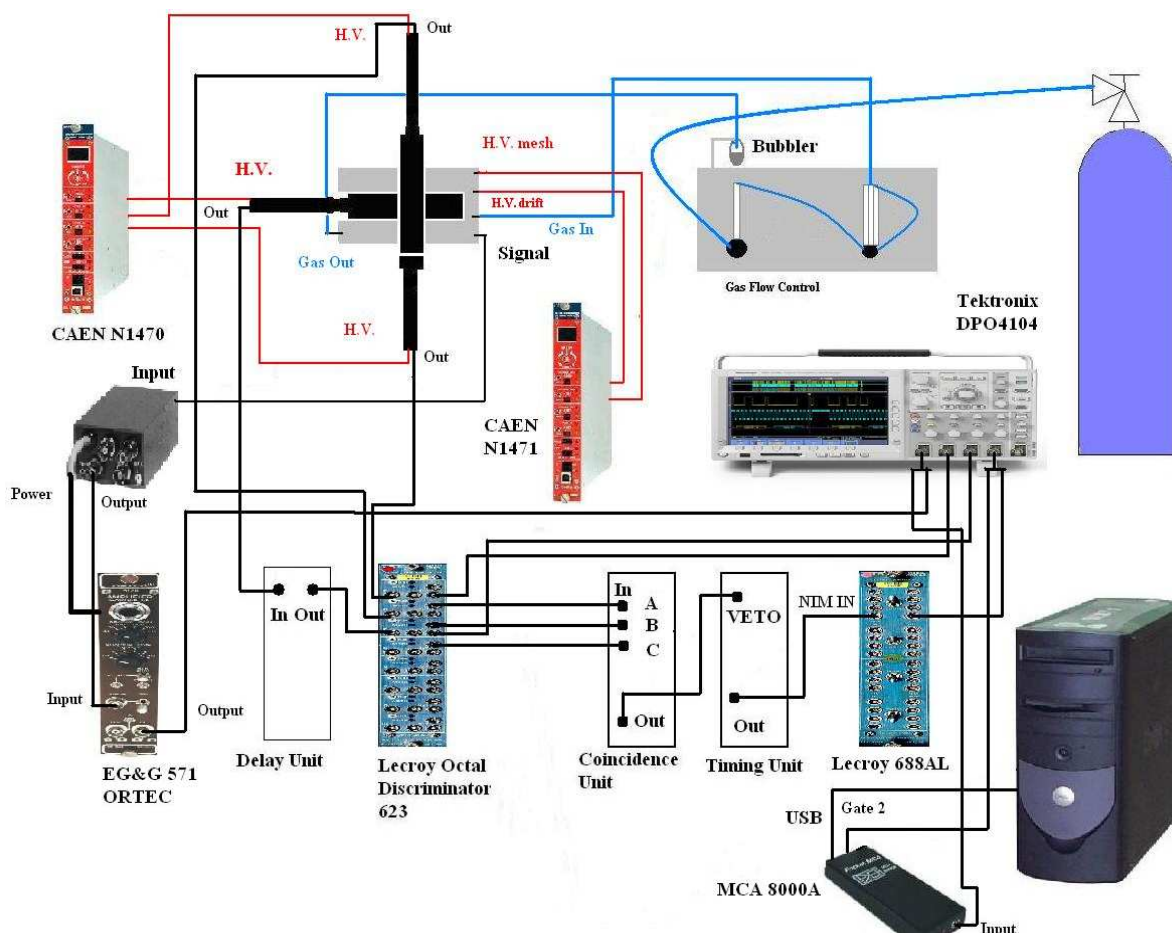
Όσον αφορά στο αέριο, η τροφοδοσία του ανιχνευτή φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα:



Στο σύστημα αυτό η πίεση του αερίου μπορεί να ελεγχθεί από δυο βάνες. Η πρώτη βρίσκεται πάνω στη φιάλη του αερίου και μπορεί να δώσει αέριο με μέγιστη πίεση 150atm. Η δεύτερη βρίσκεται στον ελεγκτή ροής ,όπου γίνεται λεπτομερής ρύθμιση της ροής του αερίου.. Ο bubbler είναι ένα μικρό δοχείο που περιέχει συνήθως κάποιο ρευστό(λάδι ή νερό). Ο ρόλος του bubbler είναι να ελέγχει εάν υπάρχει ροή αερίου στο σύστημα Αν δεν υπάρχει ροή ή αν η ροή είναι μικρότερη από το αναμενόμενο τότε αυτό σημαίνει ότι σε κάποιο σημείο του συστήματος υπάρχει διαρροή αερίου.

6.3.2 Πειραματική διάταξη για τη μελέτη του φάσματος των κοσμικών μιονίων

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για τη μελέτη του φάσματος των κοσμικών μιονίων είναι η ακόλουθη:



Αναλυτικά τα στοιχεία που χρησιμοποιήθηκαν στην πειραματική διάταξη είναι:

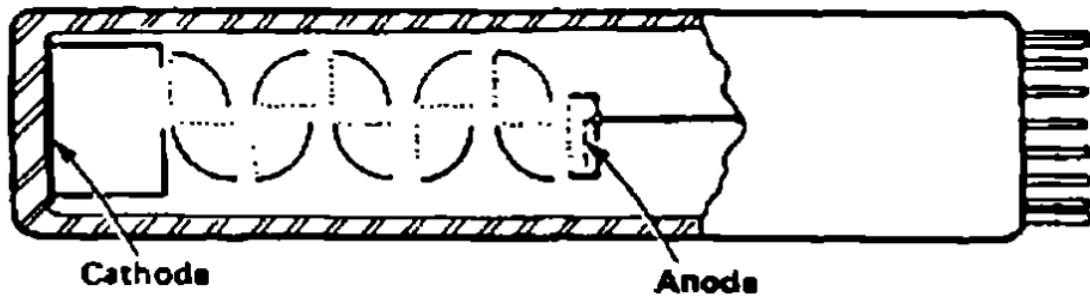
- 1) 3 πλαστικοί σπινθηριστές
- 2) 1 γεννήτρια υψηλής τάσης CAEN N1470 για την τροφοδοσία των σπινθηριστών. Η γεννήτρια αυτή διαθέτει λογισμικό για τον καθορισμό των τάσεων και άλλων παραμέτρων λειτουργίας μέσω υπολογιστή.
- 3) 1 γεννήτρια CAEN N1471 για την τροφοδοσία του micromegas. Η γεννήτρια αυτή διαθέτει λογισμικό για τον καθορισμό των τάσεων και άλλων παραμέτρων λειτουργίας μέσω υπολογιστή.
- 4) Ένας προενισχυτής ORTEC 142A
- 5) Ένας ενισχυτής σήματος 672 ORTEC. Εναλλακτικά χρησιμοποιήθηκε και ο ενισχυτής EG&G571 ORTEC.
- 6) Μια μονάδα καθυστέρησης σήματος(DNPL N9053)
- 7) Ένας διευκρινιστής Lecroy Octal Discriminator Model 623
- 8) Μια μονάδα συμφωνίας(Coincidence Unit)
- 9) Μια χρονική μονάδα
- 10) Μια μονάδα NIM to TTL (Lecroy 688AL)
- 11) Ένας παλμογράφος Tektronix DPO4104
- 12) Ένας πολυκαναλικός αναλυτής(MCA8000A amptek)
- 13) Μια φιάλη παροχής αερίου με μείγμα Ar-CO₂ :93-7%
- 14) Ένας χειροκίνητος ρυθμιστής ροής του αερίου(Gas Flow Controller)
- 15) Ένας ελεγκτής ροής του αερίου(Bubbler)
- 16) Ένας ηλεκτρονικός υπολογιστής με εγκατεστημένο το λογισμικό του MCA για τη δημιουργία και επεξεργασία των ενεργειακών φασμάτων

Σε αυτό το σημείο πρέπει να αναφέρουμε κάποια πράγματα για κάποια από τα στοιχεία τη διάταξης.

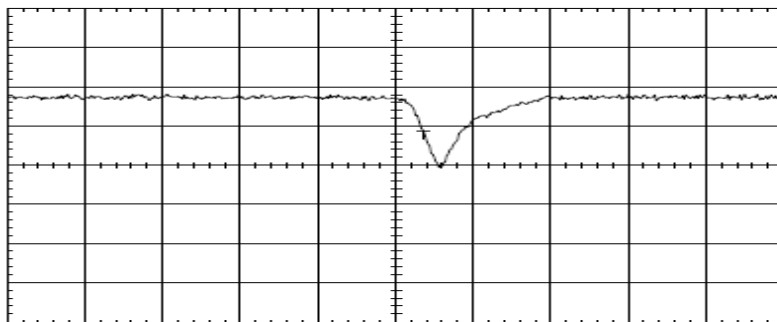
Όσον αφορά στους σπινθηριστές ,χρησιμοποιήθηκαν 3 πλαστικοί σπινθηριστές. Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο περάσει μέσα από ένα σπινθηριστή, διεγείρει τα άτομα του υλικού του σπινθηριστή κατά μήκος της διαδρομής του. Όταν τα διεγερμένα άτομα επιστρέψουν στη θεμελιώδη τους κατάσταση εκπέμπουν φωτόνια.

Τα φωτόνια αυτά στη συνέχεια εισέρχονται στο φωτοπολλαπλασιαστή μέσω ενός παραθύρου. Πολλά από τα φωτόνια που παράγονται μέσα στο σπινθηριστή δε θα φτάσουν στο φωτοπολλαπλασιαστή. Αυτό όμως δεν έχει μεγάλη σημασία καθώς ο αριθμός των φωτονίων που παράγονται από ένα διερχόμενο μίονιο σε 1cm του σπινθηριστή υπολογίζεται σε 2×10^4 . Τα περισσότερα μίονια που ανιχνεύονται διαπερνούν σχεδόν κάθετα το σπινθηριστή. Παρόλο που πολλά φωτόνια δεν φτάνουν καν στο παράθυρο του φωτοπολλαπλασιαστή , ο φωτοπολλαπλασιαστής είναι ευαίσθητος ακόμα και σε λίγα φωτόνια.

Όσον αφορά στο φωτοπολλαπλασιαστή, είναι μια συσκευή που μπορεί να μετατρέψει ένα πολύ μικρό αριθμό φωτονίων σε ένα παλμό ρεύματος. Όταν τα φωτόνια χτυπούν την κάθοδο(βλέπε ακόλουθο σχήμα[15]) του φωτοπολλαπλασιαστή ,παράγονται φωτοηλεκτρόνια μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου.



Ο φωτοπολλαπλασιαστής είναι σχεδιασμένος έτσι ώστε να πολλαπλασιάζει τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων έως ότου παραχθεί ένα αρκετά μεγάλο ηλεκτρικό σήμα(της τάξης των pC) ,το οποίο πλέον μπορεί να ανιχνευθεί από τα ηλεκτρονικά. Στο πείραμά μας οι φωτοπολλαπλασιαστές χρησιμοποιήθηκαν για να ανιχνευθεί το μικρό ποσό φωτός που παράγεται από τα μίονια καθώς διασχίζουν το σπινθηριστή. Τέλος ο φωτοπολλαπλασιαστής παράγει ένα μικρό και αρνητικό παλμό ρεύματος. Αυτό το μικρό ρεύμα μπορεί να απεικονιστεί σε ένα παλμογράφο σαν ένας αρνητικός αναλογικός παλμός τάσης με πλάτος μερικές εκατοντάδες mV και εύρος περίπου 40ns(βλέπε ακόλουθο σχήμα[33])



Για να αποκόψουμε το φως από το περιβάλλον ,έτσι ώστε αυτό να μην αλλοιώνει τις μετρήσεις μας , οι σπινθηριστές καλύφθηκαν με μια αδιάφανη ταινία.

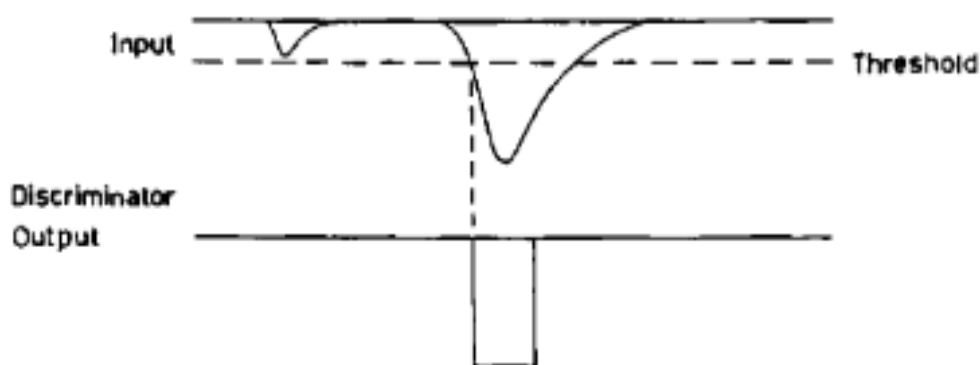
6.4 Η τεχνική της “συμφωνίας”

Το πέρασμα φορτισμένων ή αφόρτιστων σωματιδίων μπορεί να διεγείρει το σπινθηριστή. Οι παλμοί που προκαλούνται από το πέρασμα διεισδυτικών σωματιδίων(συνήθως μίονια) μπορούν να διαχωριστούν από άλλους “άχρηστους” παλμούς με τη χρήση ενός “κυκλώματος συμφωνίας”. Τα διεισδυτικά σωματίδια μπορούν να περάσουν μέσα από μεγάλους όγκους υλικού προτού σταματήσουν. Τα λιγότερο διεισδυτικά σωματίδια(πρωτόνια και ηλεκτρόνια) ,σταματούν αμέσως μετά ή κατά τη διάρκεια του ταξιδιού τους μέσα στο σπινθηριστή. Τα μίονια έχουν τόσο μεγάλη ενέργεια ,έτσι ώστε συνεχίζουν την πορεία τους και μετά το πέρασμά τους από ένα σπινθηριστή , με μικρές μόνο αλλαγές στην ορμή τους. Για αυτό το λόγο ,όπως φαίνεται και στην πειραματική διάταξη για τα κοσμικά μίονια, χρησιμοποιήθηκαν 3 σπινθηριστές. Αν μέσα σε ένα συγκεκριμένο χρονικό διάστημα και οι 3 σπινθηριστές δώσουν σήμα(συμφωνούν μεταξύ τους) τότε κάποιο μίονιο θα πρέπει να τους διαπέρασε.

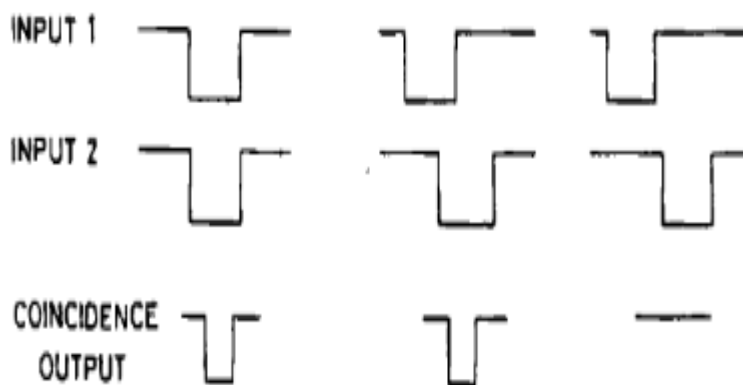
Για να πραγματοποιηθεί μια μέτρηση συμφωνίας, είναι σημαντικό να βεβαιωθούμε ότι το μήκος των συρμάτων(άρα και της χρονικής διάδοσης) κατά μήκος των οποίων

ταξιδεύουν δυο σύμφωνα σήματα προς τη μονάδα συμφωνίας(βλέπε παρακάτω) είναι ίσα. Οι μονάδες καθυστέρησης παρέχουν ρυθμιζόμενες καθυστερήσεις, οι οποίες επιτρέπουν αύξηση ή μείωση του μήκους της διαδρομής σε ένα κύκλωμα συμφωνίας. Στη διάταξή μας καθυστερήσαμε το σήμα από τον ένα σπινθηριστή καθώς το μήκος του καλωδίου από αυτό το σπινθηριστή μέχρι το διευκρινιστή ήταν μικρότερο από τα άλλα 2 μήκη των αντίστοιχων καλωδίων που χρησιμοποιήθηκαν για τους άλλους 2 σπινθηριστές.

Όσον αφορά στο διευκρινιστή ,πρέπει να πούμε ότι είναι μια συσκευή η οποία ανταποκρίνεται μόνο σε σήματα εισόδου με ύψος παλμού μεγαλύτερο από μια συγκεκριμένη τιμή κατωφλίου. Αν αυτό το κριτήριο ικανοποιείται , ο διευκρινιστής αποκρίνεται δίνοντας ένα ψηφιακό σήμα ,ενώ αν δεν ικανοποιείται δεν παράγεται σήμα. Η τιμή του κατωφλίου μπορεί να ρυθμιστεί. Επίσης είναι δυνατή η ρύθμιση του πλάτους του ψηφιακού σήματος. Ο κύριος λόγος χρησιμοποίησης του διευκρινιστή σε ένα κύκλωμα είναι για να αποκόψει παλμούς θορύβου μικρού πλάτους από φωτοπολλαπλασιαστές ή ανιχνευτές. Στο ακόλουθο σχήμα φαίνεται η λειτουργία του διευκρινιστή



Όσον αφορά στη μονάδα συμφωνίας ,αυτή προσδιορίζει αν δυο ή περισσότερα σήματα είναι χρονικά σύμφωνα και παράγει ένα λογικό σήμα αν είναι αλλιώς δεν παράγει σήμα . Η μονάδα αυτή ανήκει σε μια γενική κατηγορία μονάδων που ονομάζονται λογικές πύλες ,οι οποίες υλοποιούν λογικές πράξεις πάνω σε σήματα εισόδου. Η μονάδα συμφωνίας πραγματοποιεί τη λογική πράξη ΚΑΙ. Παρόλα αυτά η ερμηνεία των χρονικά σύμφωνων σημάτων χρειάζεται εξήγηση. Η μονάδα συμφωνίας παράγει σήμα στην έξοδό της αν υπάρχει μερική έστω επικάλυψη των δυο εισερχόμενων παλμών εισόδου. Το παρακάτω σχήμα δείχνει μερικά παραδείγματα σύμφωνων και ασύμφωνων παλμών.



Τέλος όσον αφορά στις δυο τελευταίες μονάδες του κυκλώματος συμφωνίας ,η χρονική μονάδα δεν κάνει κάτι άλλο από το να ρυθμίζει το πλάτος του λογικού παλμού που παράγει η μονάδα συμφωνίας ενώ η μονάδα Lecroy 688AL μετατρέπει τους εισερχόμενους αρνητικούς παλμούς σε θετικούς(TTL=Tranzistor Tranzistor Logic) καθώς ο MCA αποκρίνεται μόνο σε θετικούς λογικούς παλμούς.

Συμπερασματικά, ο MCA διαβάζει το σήμα από τον ανιχνευτή μόνο όταν υπάρχει συμφωνία μεταξύ των τριών σπινθηριστών και με αυτή την τεχνική είναι δυνατή η μελέτη του φάσματος των κοσμικών μιονίων.

6.5 Πειραματική διαδικασία

6.5.1 Πειραματική διαδικασία για τη μελέτη του κέρδους και της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του micromegas

Κατά τη λήψη των μετρήσεων η διαδικασία που ακολουθήθηκε ήταν η εξής:

Πρώτα ξεκινούσε η παροχή αερίου στον ανιχνευτή ,η οποία διαρκούσε περίπου 20 λεπτά. Το χρονικό διάστημα αυτό είναι απαραίτητο έτσι ώστε να είναι σίγουρο ότι έχει απομακρυνθεί όλος ο ατμοσφαιρικός αέρας από τον ανιχνευτή και τη θέση του έχει πάρει το μείγμα αερίων.

Ακολουθώς ,χρησιμοποιώντας τη γεννήτρια υψηλής τάσης εφαρμόζαμε τις επιθυμητές τάσεις στα ηλεκτρόδια του mesh και του drift του ανιχνευτή. Η αύξηση των τάσεων(κυρίως στο mesh) γινόταν αρκετά αργά, ελέγχοντας παράλληλα το ρεύμα που αναπτυσσόταν στον ανιχνευτή ,για την αποφυγή ηλεκτρικών εκκενώσεων(sparks) ,οι οποίες μπορούν να προκαλέσουν ζημιά στον ανιχνευτή.

Στη συνέχεια ,μια ραδιενεργή πηγή τοποθετιόταν σε ένα από τα παράθυρα του ανιχνευτή. Ελέγχοντας τον παλμογράφο ή παρατηρώντας το φάσμα στην οθόνη του υπολογιστή μπορούσαμε να καταλάβουμε κατά πόσο υπάρχει παλμός και κατά πόσο το φάσμα που βλέπαμε ανταποκρινόταν στην αναμενόμενη μορφή για μια συγκεκριμένη πηγή. Σε αυτό το στάδιο γινόταν και η αποκοπή του θορύβου, παρατηρώντας τη μορφή του φάσματος στην οθόνη και καθορίζοντας μια τιμή για το threshold στο λογισμικό του MCA. Π.χ. για το ^{55}Fe , το threshold καθοριζόταν ακριβώς αριστερά της κορυφής του Argon escape(λεπτομέρειες παρακάτω). Μετά τον καθορισμό του threshold το φάσμα σβηγόταν και δινόταν εντολή στο λογισμικό του MCA να ξεκινήσει ξανά τη λήψη δεδομένων.

Πρέπει να αναφερθεί σε αυτό το σημείο ότι ο MCA είναι μία συσκευή η οποία ταξινομεί εισερχόμενους παλμούς ,σύμφωνα με το ύψος τους και αποθηκεύει το ύψος

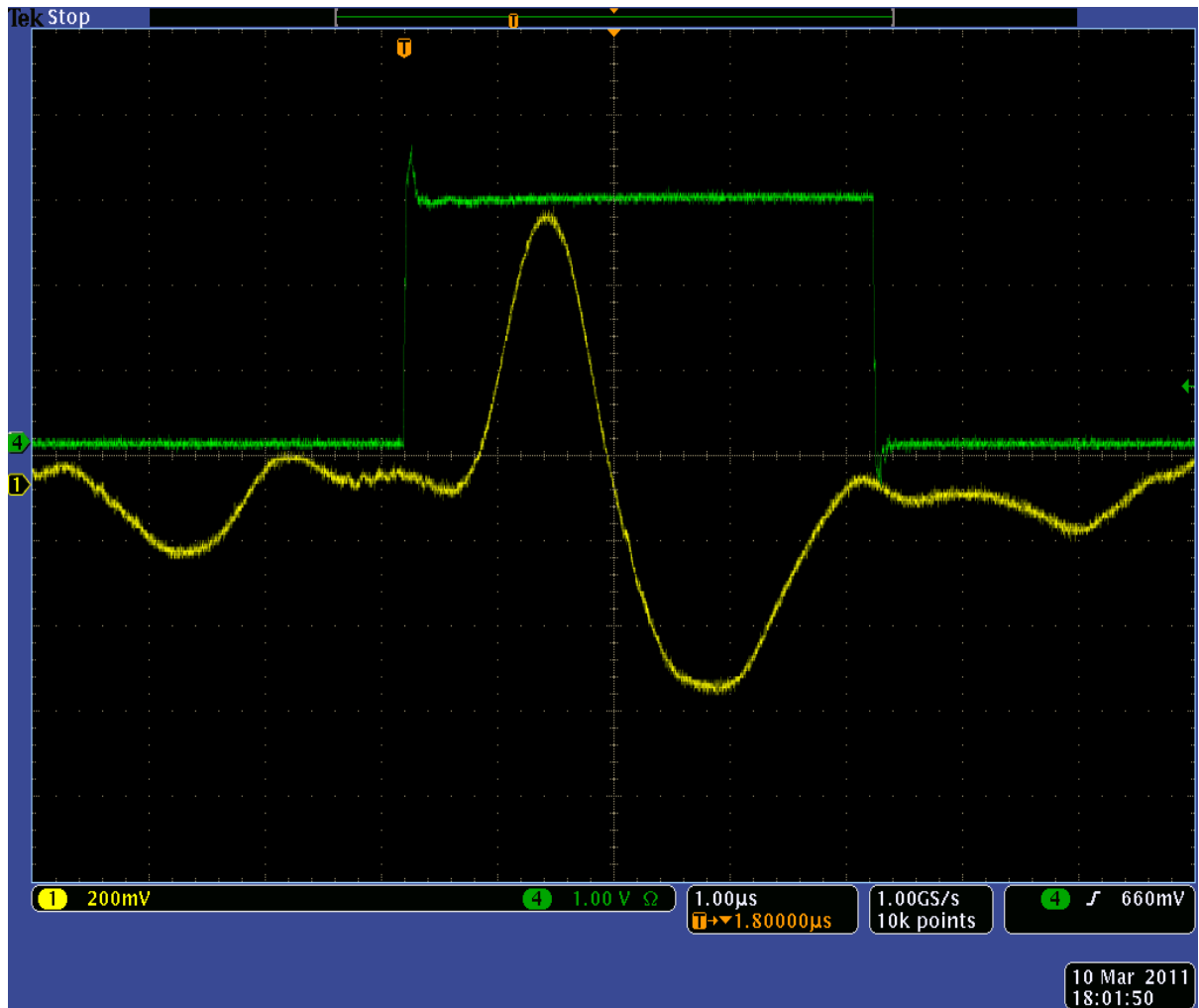
του κάθε παλμού σε μια θέση μνήμης(κανάλι). Το περιεχόμενο κάθε καναλιού μπορεί να απεικονιστεί σε μια οθόνη ή να εκτυπωθεί και παριστάνει την ενεργειακή κατανομή των διαφόρων παλμών. Αυτό που στην πραγματικότητα κάνει ο MCA είναι να ψηφιοποιεί το πλάτος του εισερχόμενου παλμού με τη βοήθεια ενός μετατροπέα αναλογικού σήματος σε ψηφιακό(ADC). Ο MCA στη συνέχεια παίρνει αυτό τον αριθμό και τον καταχωρεί σε ένα κανάλι μνήμης του οποίου η διεύθυνση είναι ανάλογη της ψηφιοποιημένης τιμής. Με αυτό τον τρόπο οι εισερχόμενοι παλμοί ταξινομούνται σύμφωνα με το ύψος τους. Ο συνολικός αριθμός καναλιών στον οποίο ψηφιοποιείται το εύρος τάσεων είναι γνωστός σαν *κέρδος μετατροπής*. Αυτό το κέρδος προσδιορίζει τη διακριτική ικανότητα του MCA. Στον MCA που χρησιμοποιήσαμε το κέρδος μετατροπής ήταν 1024 .

Επίσης υπήρχε η δυνατότητα να μεταβάλλουμε το πλάτος του σήματος του ανιχνευτή ,μεταβάλλοντας τα coarse και fine gain του ενισχυτή EG&G571. Το πλάτος του σήματος μεγαλώνει κατά το γινόμενο coarse x fine. Αν π.χ. έχουμε επιλέξει coarse=50 και fine=0.5 τότε το πλάτος του σήματος θα μεγαλώσει 25 φορές.

Τέλος ,όσον αφορά στο χρόνο λήψης των φασμάτων αυτός διαφοροποιούνταν ανάλογα με την ενεργότητα της κάθε πηγής. Για τον ^{55}Fe ,ο χρόνος λήψης ήταν 5-6 λεπτά ,ενώ για το ^{109}Cd ο χρόνος λήψης ήταν 15-16 λεπτά. Για κάθε μέτρηση αποθηκεύονταν ένα αρχείο text που περιείχε τα counts στα 1024 κανάλια του MCA καθώς και κάθε άλλη σχετική με τη μέτρηση πληροφορία όπως το κατώφλι(threshold) ,ο χρόνος μέτρησης κ.α.

6.5.2 Πειραματική διαδικασία για τη μελέτη του φάσματος των κοσμικών μιονίων

Η λήψη φασμάτων κοσμικών μιονίων έγινε για δυο διαφορετικές τιμές του conversion gap του ανιχνευτή micromegas. Πρώτα πάρθηκαν μετρήσεις για conversion gap=1cm , και ακολούθως πάρθηκαν μετρήσεις για conversion gap=0.5cm. Το Amplification gap σε αυτές τις μετρήσεις παρέμεινε σταθερό στα 128μm. Η μεταβολή του conversion gap έγινε με σκοπό να επιβεβαιωθεί ότι μικραίνοντας το conversion gap έχουμε μετατόπιση του φάσματος των κοσμικών μιονίων προς τα αριστερά. Έχοντας λοιπόν conversion gap=1cm , τοποθετήσαμε τη πηγή ^{55}Fe στο παράθυρο του ανιχνευτή ,έχοντας αποσυνδέσει το καλώδιο από την πύλη 2 του MCA(gate 2 στην πειραματική διάταξη), έτσι ώστε ο MCA να μην καταγράφει φάσμα μόνο όταν στέλνει σήμα η μονάδα συμφωνίας(δηλαδή όταν ένα μίονιο περνά από τους σπινθηριστές) ,αλλά να καταγράφει συνεχώς .Στη συνέχεια λάβαμε το φάσμα μιας πηγής ^{55}Fe για 5-6 λεπτά το οποίο το αποθηκεύσαμε σε μορφή txt(Fe1.txt). Αυτή η μέτρηση θα μας βοηθήσει στην ενεργειακή βαθμονόμηση των καναλιών του MCA. Ακολούθως απομακρύνθηκε η πηγή από τον ανιχνευτή, συνδέσαμε το καλώδιο στην πύλη 2 του MCA,έτσι ώστε ο MCA να καταγράφει φάσμα μόνο όταν στέλνει σήμα η μονάδα συμφωνίας(δηλαδή όταν ένα μίονιο περνά από τους σπινθηριστές) και λάβαμε ένα φάσμα για αρκετές ώρες έτσι ώστε η μέτρηση να έχει πλούσια στατιστική. Αποθηκεύσαμε και αυτό το φάσμα σε μορφή txt(cosmics1.txt). Στη συνέχεια αλλάξαμε το conversion gap από 1cm σε 0.5cm και επαναλάβαμε την ίδια διαδικασία(αρχεία Fe2.txt και cosmics2.txt). Σε όλες αυτές τις μετρήσεις είχαμε coarse gain=100 και fine gain=0.5 στον ενισχυτή EG&G571 ORTEC. Στην οθόνη του παλμογράφου βλέπαμε την παρακάτω εικόνα ,όπου φαίνονται οι παλμοί από τον ενισχυτή(κίτρινο) και από τη μονάδα Lecroy 688AL(πράσινο).



6.6 Επεξεργασία των μετρήσεων

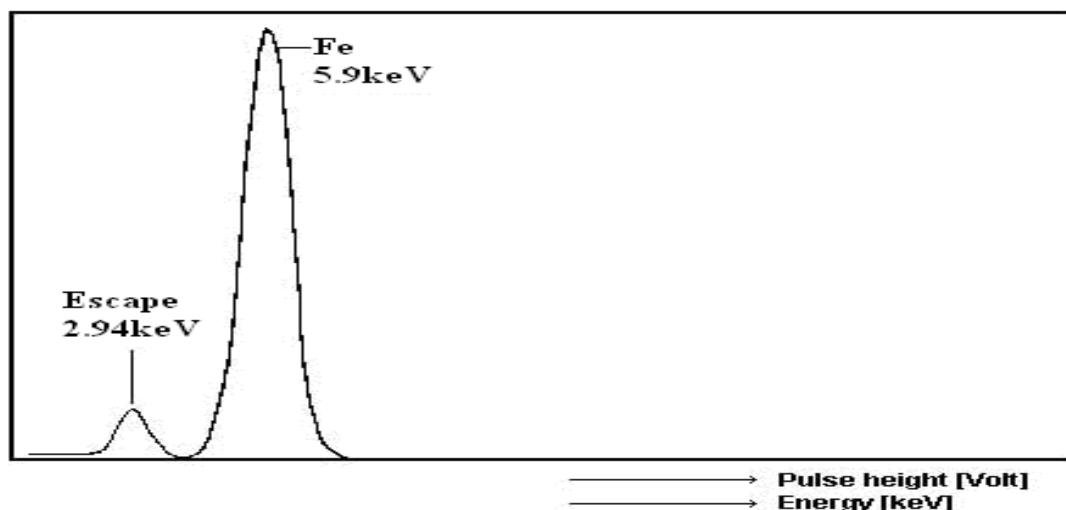
6.6.1 Επεξεργασία των μετρήσεων για τη μελέτη του κέρδους και της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του micromegas

Η επεξεργασία των μετρήσεων περιλαμβάνει τον υπολογισμό του κέρδους και της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας καθώς και τη μελέτη της διαφάνειας (transparency) του ανιχνευτή. Κατά την επεξεργασία χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα ROOT. Πιο συγκεκριμένα, για κάθε ζεύγος τάσεων $V_{mesh} - V_{drift}$, δημιουργούσαμε ένα αρχείο με προέκταση .C, π.χ. για τη μέτρηση $V_{mesh} = 500V$, $V_{drift} = 800V$ δημιουργούσαμε το αρχείο 500-800.C. Σε κάθε τέτοιο αρχείο υπάρχει ο κώδικας που δημιουργεί το ιστόγραμμα για τα αντίστοιχα δεδομένα (κανάλι-counts), καθώς και ο κώδικας που κάνει fit στο ιστόγραμμα.

Στο φάσμα με πηγή ^{55}Fe , το οποίο παρουσιάζει τη μορφή του παρακάτω σχήματος [32], φαίνονται δυο κορυφές. Όσον αφορά στην κορυφή στα δεξιά αυτή παράγεται ως εξής. Τα άτομα ^{55}Fe διασπώνται σε άτομα ^{55}Mn μέσω ηλεκτρονικής σύλληψης. Το διεγερμένο Μαγγάνιο εκπέμπει φωτόνια σε δυο κυρίως ενέργειες: $E_1 = 5.9\text{keV}$ (με πιθανότητα 16.3%) και $E_2 = 6.49\text{keV}$ (με πιθανότητα 3.3%). Επειδή η

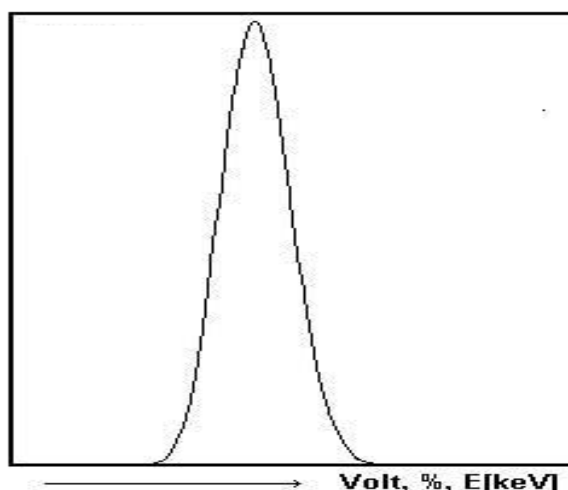
ενεργός διατομή για φωτοηλεκτρικό φαινόμενο κυριαρχεί σε αυτές τις χαμηλές ενέργειες, παράγονται μόνο ενεργειακά ηλεκτρόνια ενέργειας $E_1 - W$ ή $E_2 - W$, W το έργο ιονισμού του Αργού (26.2eV).

Όσον αφορά στη κορυφή στα αριστερά, αυτή εμφανίζεται σε περιπτώσεις όπου η ενέργεια των εισερχόμενων φωτονίων είναι υψηλότερη από την κορυφή απορρόφησης των ατόμων του απορροφητή, κάτι που ισχύει στην περίπτωση μας.



Η κορυφή αυτή δημιουργείται ως εξής:

Τα εισερχόμενα φωτόνια αφήνουν την ενέργειά τους (5.9keV) στα άτομα του Αργού, εκτοπίζοντας ηλεκτρόνια από τη στιβάδα K του Αργού. Το άτομο του Αργού στη συνέχεια, μπορεί να εκπέμψει μέσω φθορισμού (βλέπε [34],[38]) μια ακτίνα X με ενέργεια 2.96keV, σαν αποτέλεσμα της μετάβασης ενός ηλεκτρονίου της στιβάδας L στη στιβάδα K. Αν αυτή η ακτίνα X διαφύγει από τον ανιχνευτή, τότε μόνο η αρχική ενέργεια (5.9keV) μείον τα 2.96keV (=2.94keV) παραμένει προς ανίχνευση. Έτσι μια δεύτερη κορυφή, η κορυφή διαφυγής, η οποία είναι πάντα 2.96keV κάτω από την ενέργεια των εισερχόμενων φωτονίων εμφανίζεται στο ενεργειακό φάσμα. Στο παρακάτω σχήμα [32] δεν παρατηρείται κορυφή διαφυγής επειδή η ενέργεια των εισερχόμενων φωτονίων είναι χαμηλότερη από την κορυφή απορρόφησης του Αργού.



Έτσι έγιναν fits με δυο Gaussians (στην περίπτωση που η κορυφή των 2.9keV δεν φαινόταν, έγινε fit μόνο στην κορυφή των 5.9keV). Από τα fits αυτά παίρναμε τις τιμές των μέσων τιμών των 2 gaussians (παράμετροι p1 και p4) καθώς και τις τιμές των τυπικών αποκλίσεων (παράμετροι p2 και p5). Στην περίπτωση που κάποιο fit δεν ήταν

ικανοποιητικό(δεν προσέγγιζε καλά τις δυο Gaussian) ,τότε χρησιμοποιούσαμε και ένα γραμμικό όρο στην προσέγγιση μας(παράμετροι p6,p7). Πάντα ,η χρησιμοποίηση αυτού του όρου οδηγούσε σε καλύτερη προσέγγιση του ιστογράμματος.

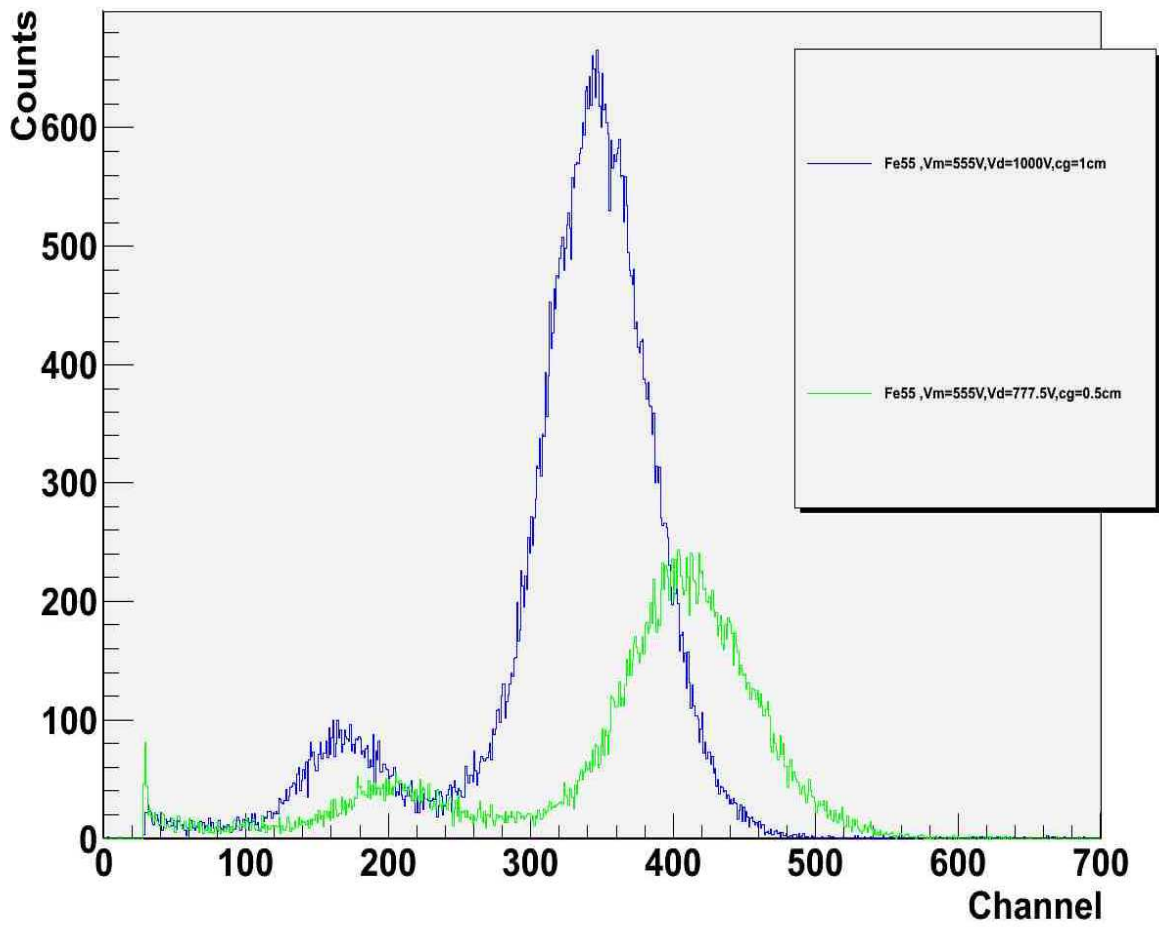
Το ^{109}Cd διαθέτει 2 κορυφές, μια στα 5.9keV (λόγω δευτερογενούς διέγερσης του σιδήρου στον ανιχνευτή)και μια στα 22keV.

Τέλος ,έχοντας τις τιμές των μέσων τιμών και τυπικών αποκλίσεων για κάθε κατανομή gauss, υπολογίζαμε(το πώς θα φανεί παρακάτω) τις τιμές κέρδους και ενεργειακής διακριτικής ικανότητας για κάθε ζεύγος τάσεων και παριστάναμε γραφικά την εξάρτηση αυτών των δυο μεγεθών από την εφαρμοζόμενη τάση στο mesh. Τα σχετιζόμενα αρχεία C με αυτούς τους υπολογισμούς είναι τα GainsFe80-20.C, GainsFe70-30.C GainCd80-20.C GainCd70-30.C, ResolutionsFe80-20.C, ResolutionsFe70-30.C, ResolutionsCd80-20.C, ResolutionsCd70-30.C

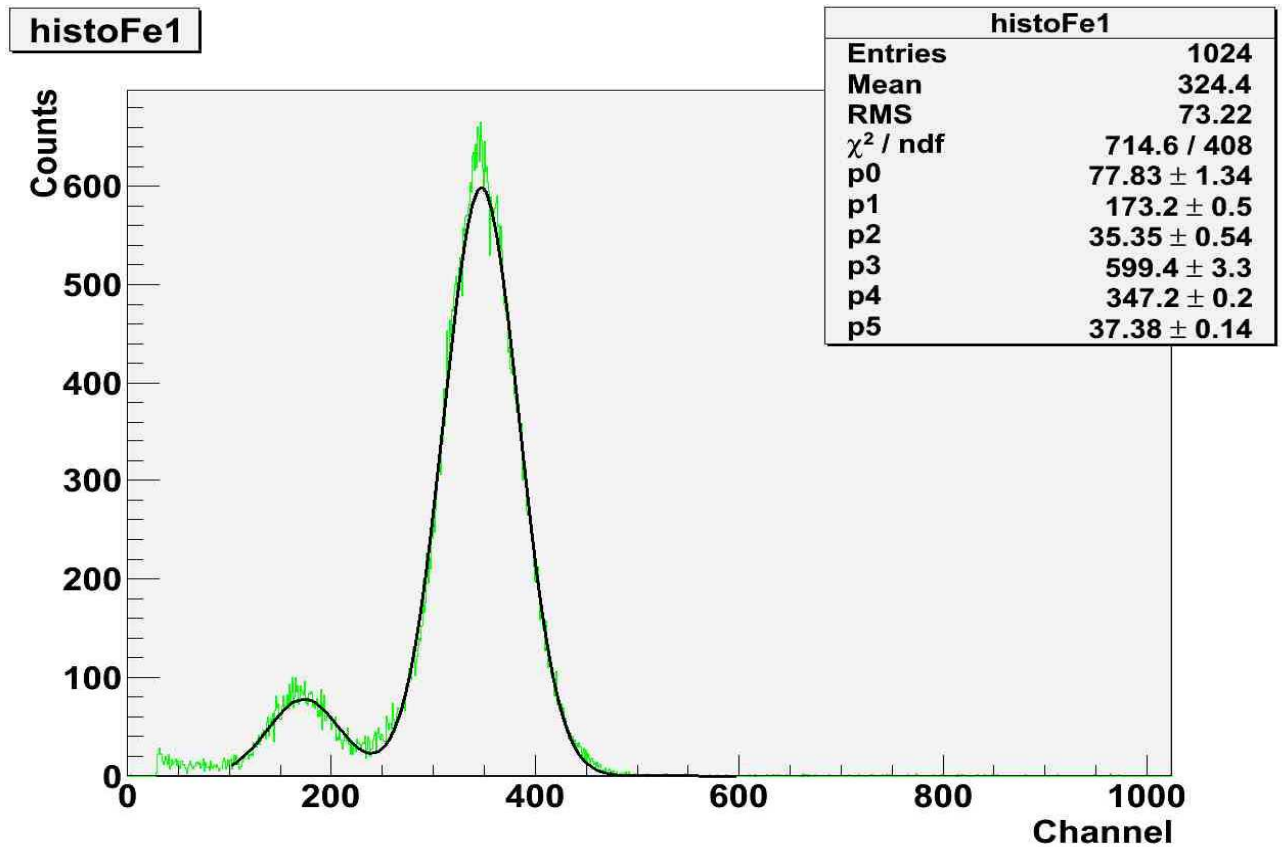
6.6.2 Επεξεργασία των μετρήσεων για τη μελέτη του φάσματος των κοσμικών μιονίων

Έχοντας τα αρχεία txt με τον αριθμό των counts ανά κανάλι για τις δυο μετρήσεις του σιδήρου κατασκευάσαμε τα αντίστοιχα αρχεία C(Fe1.C ,Fe2.C). Τρέχοντας τα αρχεία αυτά με τη σειρά που αναφέρθηκαν παίρνουμε το ακόλουθο γράφημα.

histoFe1

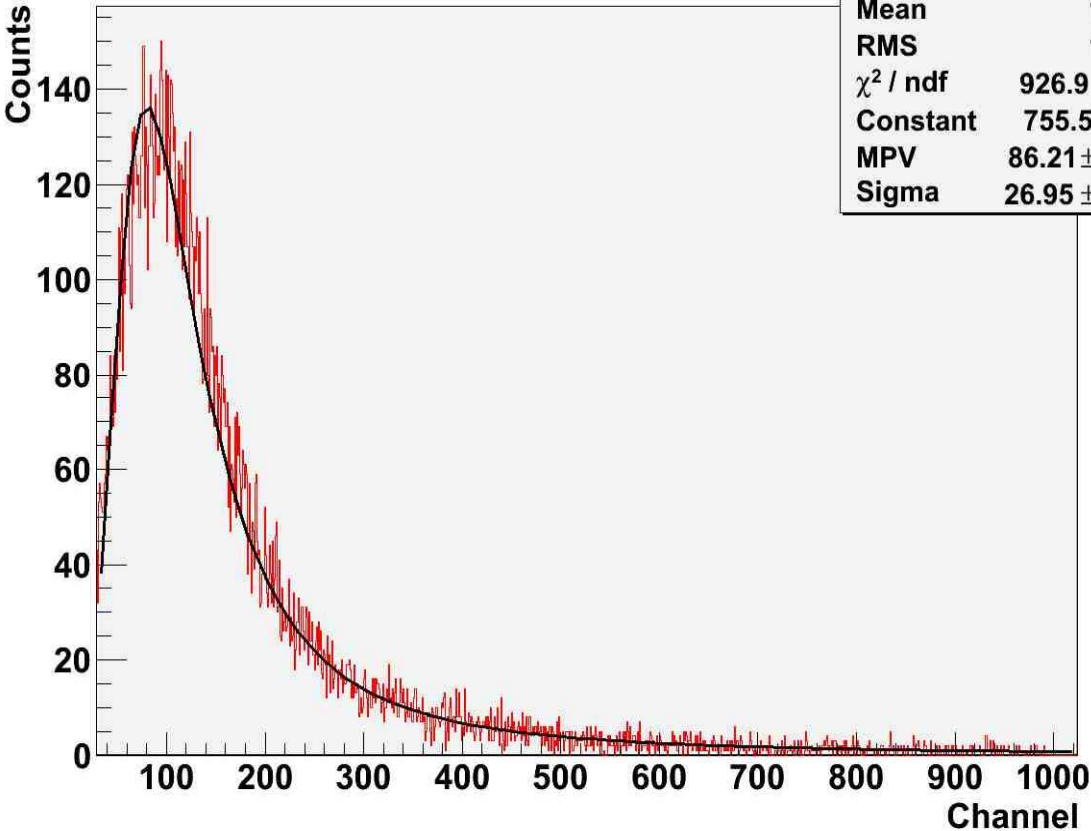


Από τα δυο αυτά ιστογράμματα κρατήσαμε αυτό με τα περισσότερα counts(το μπλε στο παραπάνω σχήμα) και του κάναμε fit με διπλή Gaussian καμπύλη(αρχείο Fe1a.C)



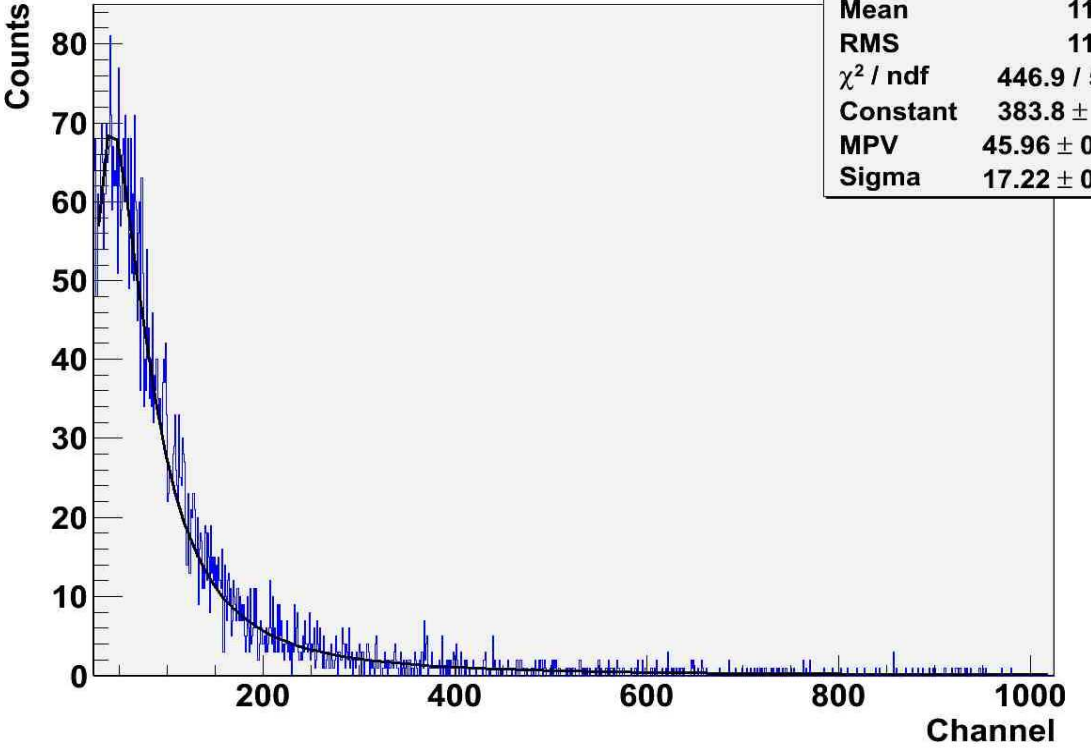
Από αυτό το γράφημα κρατήσαμε την τιμή της παραμέτρου $p4=347.2 \pm 0.2$ και ακολούθως τρέξαμε το αρχείο `cosmics1.C` το οποίο φτιάχνει το ιστόγραμμα για την ενεργειακή κατανομή των μιονίων της μέτρησης ($V_m=555V, V_d=1000V, c_g=1cm$). Μέσα από το ROOT κάναμε fit με κατανομή Landau και κρατήσαμε την τιμή της παραμέτρου $MPV=86.21 \pm 0.46$. Τέλος τρέξαμε το αρχείο `cosmics2.C` το οποίο φτιάχνει το ιστόγραμμα για την ενεργειακή κατανομή των μιονίων της μέτρησης ($V_m=555V, V_d=777.5V, c_g=0.5cm$). Μέσα από το ROOT κάναμε fit με κατανομή Landau και κρατήσαμε την τιμή της παραμέτρου $MPV=45.96 \pm 0.88$. Τα ιστογράμματα μαζί με τα fits και τις τιμές των παραμέτρων φαίνονται στις ακόλουθες εικόνες.

histocosmics1



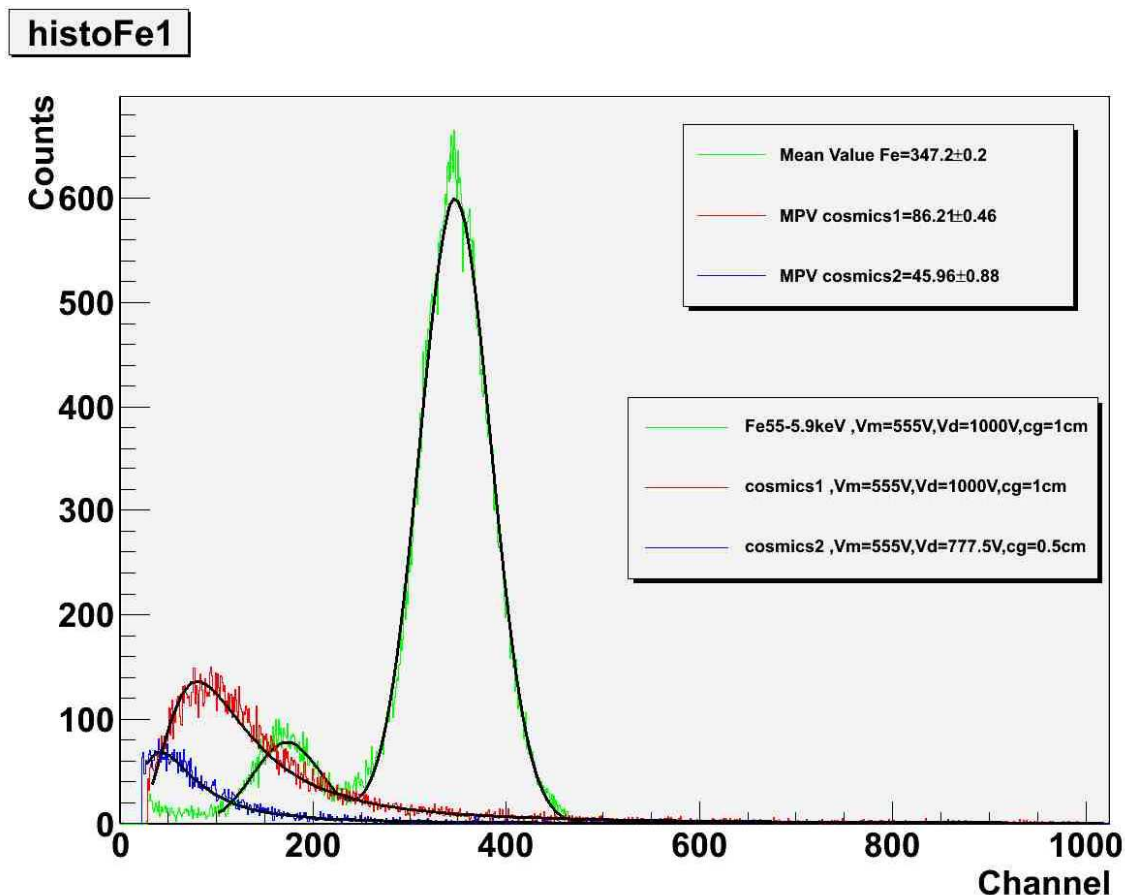
histocosmics1	
Entries	995
Mean	165.8
RMS	141.6
χ^2 / ndf	926.9 / 840
Constant	755.5 ± 8.1
MPV	86.21 ± 0.46
Sigma	26.95 ± 0.24

histocosmics2



histocosmics2	
Entries	1001
Mean	112.3
RMS	119.8
χ^2 / ndf	446.9 / 529
Constant	383.8 ± 7.5
MPV	45.96 ± 0.88
Sigma	17.22 ± 0.33

Τέλος για να σχεδιάσουμε τα 3 ιστογράμματα μαζί με τα αντίστοιχα fits σε ένα γράφημα εκτελούμε διαδοχικά τα αρχεία Fe1b.C ,cosmics1a.C,cosmics2a.C κάνοντας ξανά fit “με το χέρι” στις 2 κατανομές Landau. Αυτό που παίρνουμε φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα



Από αυτό το γράφημα φαίνεται ότι $MPE1(\text{Most Probable Energy})=(1.46 \pm 0.01)\text{keV}$ και $MPE2=(0.781 \pm 0.015)\text{keV}$
 Τα σφάλματα στους παραπάνω υπολογισμούς υπολογίστηκαν με τους τύπους διάδοσης σφάλματος.

6.7 Ανάλυση των δεδομένων

α)Υπολογισμός της ενίσχυσης σήματος

Θα υπολογίσουμε πρώτα τον αριθμό των πρωταρχικών ηλεκτρονίων(primaries) που παράγονται στην περιοχή ενίσχυσης του ανιχνευτή λόγω ιονισμού του αερίου ,για κάθε πηγή που χρησιμοποιήσαμε. Σε κάθε περίπτωση το αέριο που χρησιμοποιήσαμε ήταν το Αργό ,το οποίο έχει σταθερά ιονισμού 26.2eV .

- ^{55}Fe

Όπως προαναφέρθηκε το ισότοπο ^{55}Fe εκπέμπει φωτόνια ενέργειας 5.9keV . Ο αριθμός των μορίων Αργού που θα ιονίσει ένα φωτόνιο ενέργειας 5.9keV μέχρι να χάσει όλη του την ενέργεια είναι:

$$N_{prime}^{Fe} = \frac{5900eV}{26.2eV} \cong 225e^{-}$$

Αντίστοιχα ο αριθμός των μορίων Αργού που θα ιονίσει ένα φωτόνιο ενέργειας 2.9keV μέχρι να χάσει όλη του την ενέργεια είναι:

$$N_{prime}^{ArgonEsc} = \frac{2900eV}{26.2eV} \cong 111e^{-}$$

- ^{109}Cd

Ο αριθμός των μορίων Αργού που θα ιονίσει ένα φωτόνιο ενέργειας 22keV είναι:

$$N_{prime}^{Cd} = \frac{22000eV}{26.2eV} = 840e^{-}$$

Ο πολυκαναλικός αναλυτής που χρησιμοποιήσαμε, παρέχει κέρδος μετατροπής ίσο με 102.4 (τα 1024 κανάλια το αντιστοιχούν σε 10V). Συνεπώς ο παλμός πριν φτάσει στον πολυκαναλικό ενισχυτή έχει ύψος $Ampl(ampl) = centroid/102.4$. Επίσης, ο ενισχυτής EG&G 571 ORTEC παρέχει ενίσχυση που δίνεται από το γινόμενο $coarse\ gain \times fine\ gain$. Άρα το ύψος του παλμού πριν φτάσει στον ενισχυτή θα είναι $Ampl(preampl) = Ampl(ampl)/(coarse\ gain \times fine\ gain)$. Ο προενισχυτής που χρησιμοποιήθηκε (ORTEC 142B) είχε ευαισθησία φορτίου 20mV ανά MeV Si. Άρα αν λάβουμε υπόψη ότι για να δημιουργηθεί ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ιόντος στο πυρίτιο χρειάζονται 3.62eV, τότε:

$$Sensitivity = \frac{20mV}{MeVSi} = \frac{20mV}{\frac{1000000eV}{276243.1}} = \frac{20mV}{3.62eV} = 7.24 * 10^{-8} V$$

Άρα ο αριθμός των secondaries ηλεκτρονίων που παράγονται στα strips του micromegas είναι:

$$N_{sec} = Ampl(preampl) / 7.24 * 10^{-8} V.$$

Συνεπώς η ενίσχυση που παρέχει ο ανιχνευτής είναι

$$G = \frac{N_{sec}}{N_{prime}} = \frac{centroid}{7.41376 * 10^{-6} * coarse * fine * N_{prime}}$$

,με σφάλμα

$$\delta G = \frac{\delta centroid}{7.41376 * 10^{-6} * coarse * fine * N_{prime}}$$

β) Υπολογισμός της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας

- Πειραματικά

Όπως έχει προαναφερθεί, η ενεργειακή διακριτική ικανότητα ορίζεται ως το πλάτος στο μισό του μέγιστου ύψους κορυφής (FWHM) προς την ενέργεια της ακτινοβολίας:

$$R = FWHM/E_0 = 2.35\sigma/E_0 = 235\sigma/centroid \%$$

,με σφάλμα

$$\delta R = \frac{235\sigma}{centroid} \sqrt{\left(\frac{\delta centroid}{centroid}\right)^2 + \left(\frac{\delta\sigma}{\sigma}\right)^2}$$

Έτσι έχοντας προσδιορίσει τις παραμέτρους της κάθε Gaussian (μέση τιμή, τυπική απόκλιση) ,μπορούμε να υπολογίσουμε την ενεργειακή διακριτική ικανότητα κάθε κορυφής.

- **Θεωρητικά**

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα ενός ανιχνευτή αερίου περιορίζεται από τη στατιστική φύση των ιονισμών και σε μικρότερο βαθμό από το κέρδος. Μια τρίτη συνεισφορά προέρχεται από ανομοιογένειες ,όπως στη σύσταση και στη πίεση του αερίου ,καθώς και από διακυμάνσεις της θερμοκρασίας. Επίσης χωρικές ανομοιογένειες μέσα στον ανιχνευτή ή διακυμάνσεις στα ηλεκτρονικά μπορούν να την επηρεάσουν. Για ένα ιδανικό ανιχνευτή αυτή η τρίτη συνεισφορά (Δ_0) θα θεωρείτο μηδενική.

Η μέση ενέργεια που μετρείται μετά από επαναλαμβανόμενη απόθεση ενός σταθερού ποσού ενέργειας στον ανιχνευτή, εξαρτάται από το μέσο αριθμό ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων που παράγονται λόγω ιονισμού \bar{n} , από το μέσο κέρδος \bar{G} και από το μέσο παράγοντα μετατροπής $\overline{f_{conv}}$, συνδέοντας τον αριθμό των φορτίων που παράγονται με ενέργεια:

$$E = \bar{n} \bar{G} \overline{f_{conv}}$$

Ο παράγοντας $\overline{f_{conv}}$ περιέχει πληροφορία σχετικά με το ποσοστό των ηλεκτρονίων από ιονισμό που φθάνουν στην περιοχή ενίσχυσης.

Πιο συγκεκριμένα ,η μείωση στη διαπερατότητα του mesh t ορίζεται σαν

$$t = \frac{n_{ion} - n_{lost}}{n_{ion}}$$

όπου

n_{ion} : ο αριθμός των ηλεκτρονίων που παράγονται λόγω ιονισμού

n_{lost} : ο αριθμός των ηλεκτρονίων που χάνονται εξαιτίας χαμηλής διαπερατότητας του mesh

Εφαρμόζοντας τους κανόνες διάδοσης σφαλμάτων και θεωρώντας ότι οι μετρήσεις ακολουθούν τη κατανομή Poisson [κάτι που σημαίνει $\Delta(n_{ion} - n_{lost}) = \sqrt{n_{ion} - n_{lost}}$ και $\Delta(n_{ion}) = \sqrt{n_{ion}}$], το σχετικό σφάλμα της διαπερατότητας είναι

$$\frac{\Delta t}{t} = \sqrt{\frac{t(1-t)}{n_{ion}}} \frac{1}{t}$$

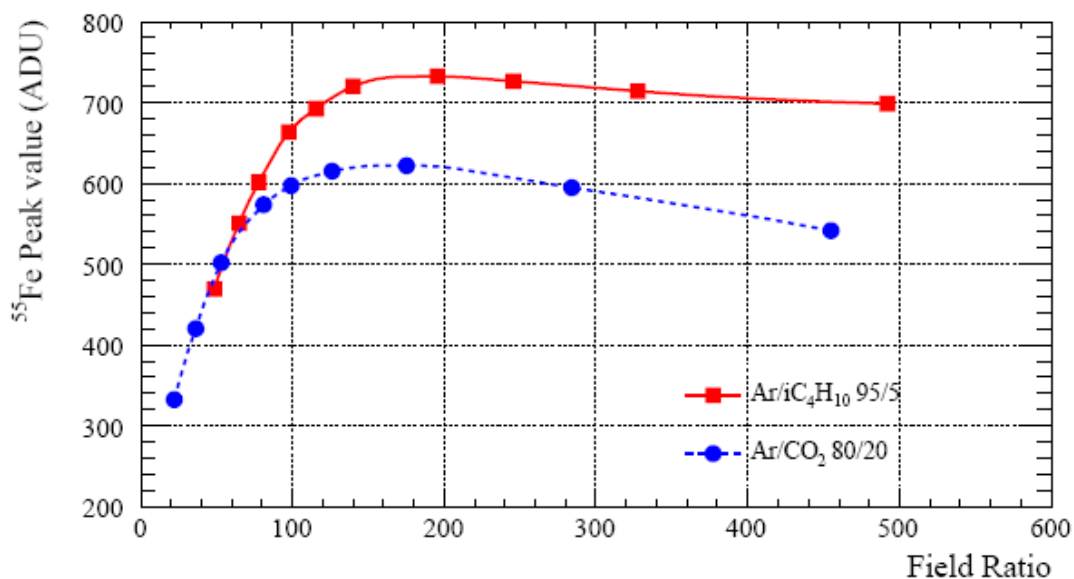
Εφαρμόζοντας πάλι τους κανόνες διάδοσης σφαλμάτων, η ενεργειακή διακριτική ικανότητα $\frac{\sigma_E}{E}$ είναι απλά το τετραγωνικό άθροισμα των σχετικών σφαλμάτων των τριών συνεισφορών. Για m μετρήσεις που ακολουθούν τη κατανομή Poisson το σχετικό σφάλμα είναι $\frac{\sigma_m}{m} = \frac{1}{\sqrt{m}}$. Εξαιτίας της διατήρησης της ενέργειας ,ο ιονισμός δεν είναι μια πραγματικά στατιστική διαδικασία και έτσι η συνεισφορά του στην ενεργειακή διακριτική ικανότητα είναι κατά ένα παράγοντα \sqrt{F} μικρότερη από τη “στατιστική” συνεισφορά. Ο παράγοντας F ονομάζεται Fano Factor[41]. Αποδεικνύεται τελικά ότι

$$R = \frac{\Delta E}{E} = 2.35 \sqrt{\frac{F}{n} + \left(\frac{\sigma_G}{G}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \Delta_0^2}$$

γ) Μελέτη διαπερατότητας(transparency)

Έχει αποδειχθεί[1] ότι η μετάδοση των ηλεκτρονίων διαμέσου του mesh εξαρτάται από το λόγο των ηλεκτρικών πεδίων στις δυο πλευρές του mesh: E_{amp}/E_{drift} . Αυτό μπορεί να εξηγηθεί ως εξής. Τα ηλεκτρόνια που ολισθαίνουν στη περιοχή μετατροπής και κινούνται προς το mesh ακολουθούν τις δυναμικές γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου. Δεν μπορούν όμως να περάσουν από τις τρύπες του mesh ,αν οι δυναμικές γραμμές καταλήγουν πάνω στο mesh ,όπως συμβαίνει στη περίπτωση χαμηλού E_{amp}/E_{drift} . Στη περίπτωση μεγάλου E_{amp}/E_{drift} , οι δυναμικές γραμμές στη περιοχή μετατροπής επηρεάζονται από το υψηλό ηλεκτρικό πεδίο στην άλλη πλευρά του mesh κατά τέτοιο τρόπο ώστε να περάσουν μέσα από τις τρύπες του mesh, επιτρέποντας έτσι στα ηλεκτρόνια να περάσουν μέσα από αυτές.

Στο παρακάτω σχήμα [39] φαίνεται η μεταβολή του καναλιού της κορυφής των 5.9keV ως συνάρτηση του λόγου των πεδίων για πηγή ^{55}Fe και για αέρια $\text{Ar}(95\%):\text{iC}_4\text{H}_{10}$ (5%) και $\text{Ar}(80\%):\text{CO}_2$ (20%).

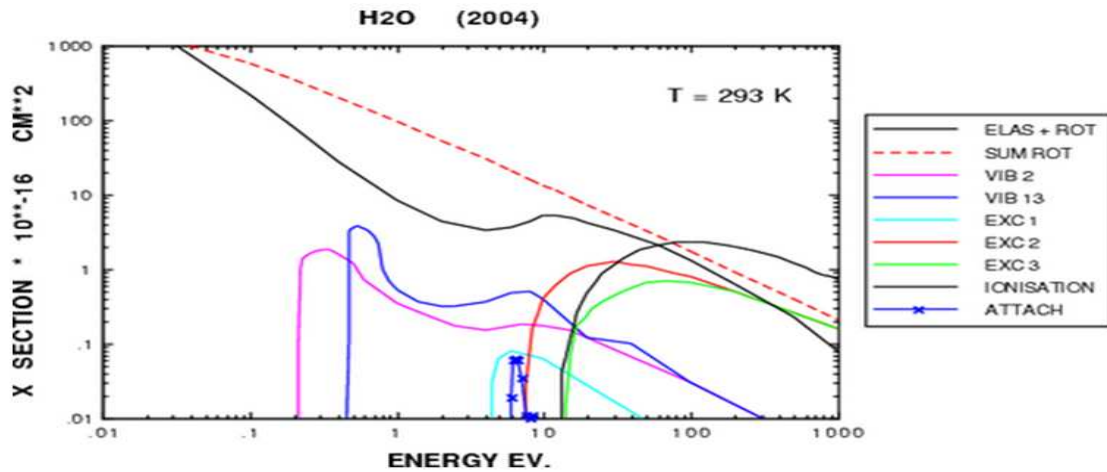


Το πεδίο στην περιοχή ενίσχυσης κρατήθηκε σταθερό ,ενώ το πεδίο στην περιοχή μετατροπής μεταβαλλόταν ,διαμορφώνοντας το λόγο των πεδίων. Η τάση που εφαρμόστηκε στο mesh ήταν 420V για το αέριο $\text{Ar}(95\%):\text{iC}_4\text{H}_{10}$ (5%) και 570V για το αέριο $\text{Ar}(80\%):\text{CO}_2$ (20%).

Μια πιθανή εξήγηση για τη μείωση του καναλιού της κορυφής των 5.9keV σε μεγάλους λόγους πεδίων ,όπως παρατηρείται στο παραπάνω σχήμα, είναι η σύλληψη κάποιων πρωταρχικών ηλεκτρονίων στη περιοχή μετατροπής από ηλεκτραρνητικές προσμείξεις (όπως οξυγόνο ,υδρατμοί). Για σταθερό πεδίο στην περιοχή ενίσχυσης ,μεγαλύτερος λόγος πεδίων σημαίνει μικρότερο πεδίο στην περιοχή μετατροπής και συνεπώς τα πρωταρχικά ηλεκτρόνια τείνουν να έχουν λιγότερη ενέργεια. Επειδή όμως η ενεργός διατομή σύλληψης κάποιων προσμείξεων μεγιστοποιείται σε χαμηλές ενέργειες(για παράδειγμα στο οξυγόνο μεγιστοποιείται στο 0.1eV[40]) ,χαμηλότερο πεδίο στη περιοχή μετατροπής μπορεί να οδηγήσει σε μεγαλύτερη πιθανότητα

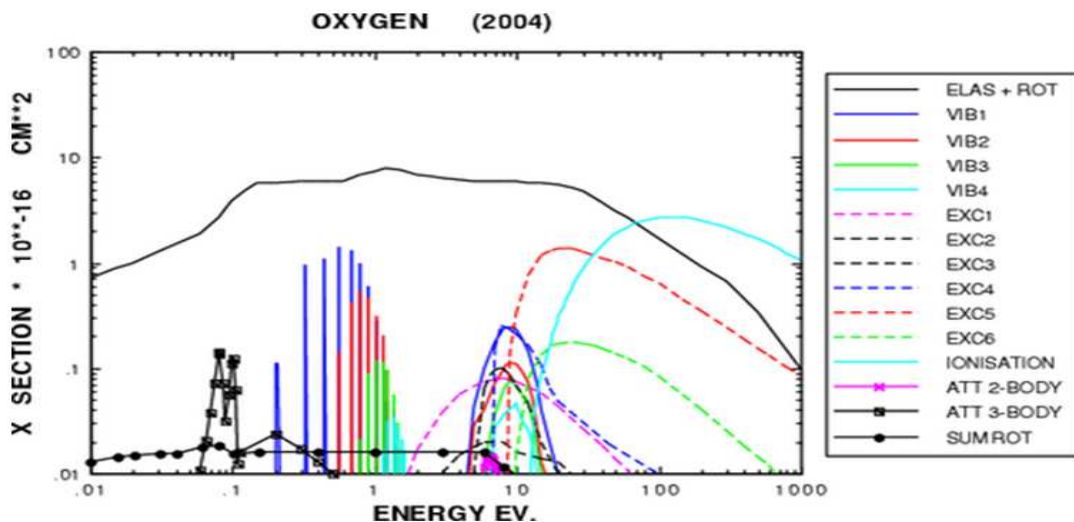
σύλληψης. Μια άλλη φυσική εξήγηση θα μπορούσε να είναι η επανασύνδεση ηλεκτρονίων-ιόντων στην περιοχή μετατροπής ,εφόσον το ηλεκτρικό πεδίο σε αυτή είναι σχετικά χαμηλό. Οι ενεργές διατομές σύλληψης για το οξυγόνο και για τους υδρατμούς φαίνονται στα ακόλουθα γραφήματα[40].

Cross sections



oxygen

Cross sections



Στη δική μας μελέτη της διαπερατότητας του ανιχνευτή ,χρησιμοποιήσαμε την πηγή ⁵⁵Fe και τα αέρια Ar(80%):CO₂ (20%) και Ar(70%):CO₂ (30%). Εφαρμόζαμε μια σταθερή τάση στο mesh[540V για το αέριο Ar(80%):CO₂ (20%) και 680V για το αέριο Ar(70%):CO₂ (30%)] και μεταβάλλαμε την εφαρμοζόμενη τάση στο drift[560V-2000V για το αέριο Ar(80%):CO₂ (20%) και 710-2000V για το αέριο Ar(70%):CO₂ (30%)] με μεταβαλλόμενο βήμα .Για κάθε διαφορετική τιμή της τάσης στο drift παίρναμε ένα φάσμα ,στο οποίο με τη βοήθεια του προγράμματος ROOT κάναμε fit με διπλή γκαουσιανή καμπύλη και πέραμε έτσι τη τιμή της κορυφής των 5.9keV(παράμετρος p4). Στη συνέχεια κανονικοποιούσαμε αυτές τις τιμές,προσδιορίζοντας έτσι τη διαπερατότητα.

Επίσης γνωρίζοντας ότι :

$$E_{drift} = \frac{V_{drift} - V_{mesh}}{d_{conversion}}, d_{conversion} : \text{το εύρος της περιοχής μετατροπής}$$

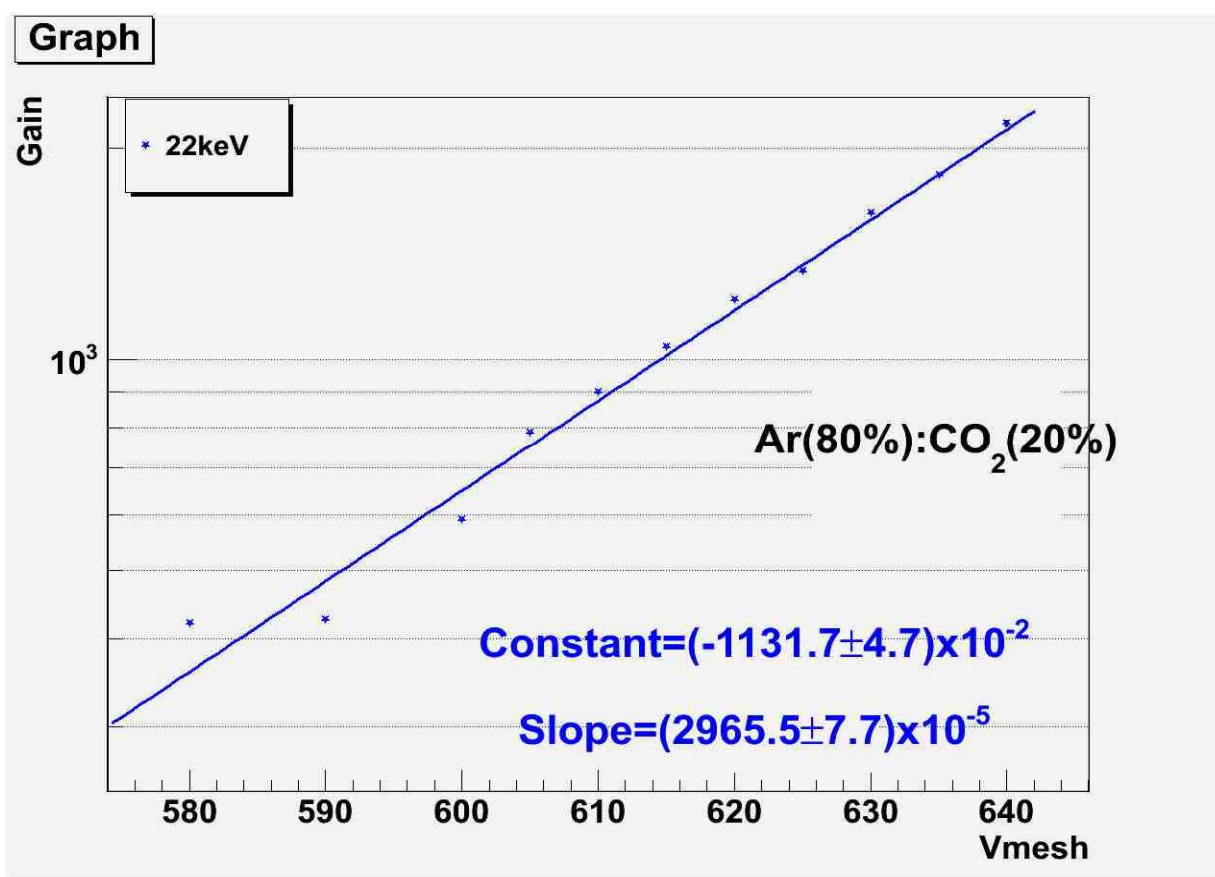
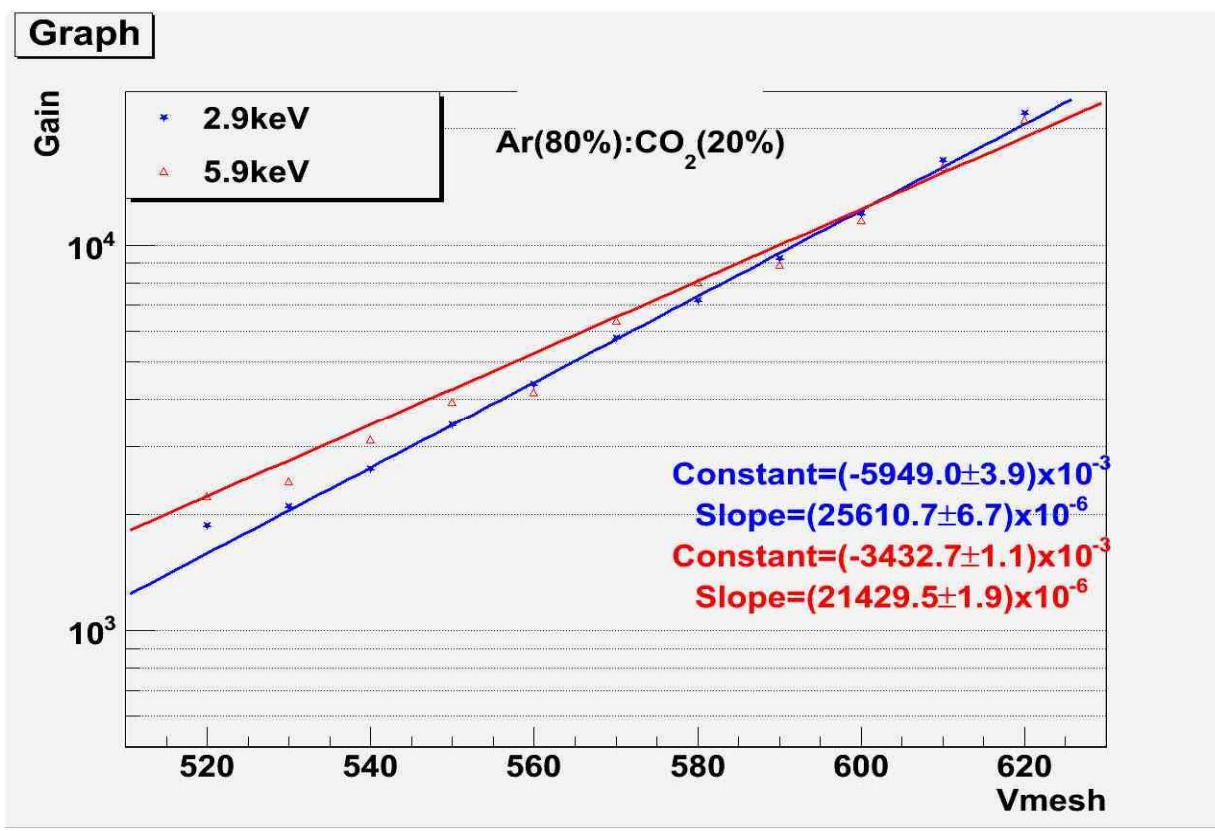
$$E_{amplification} = \frac{V_{mesh} - V_{ground}}{d_{amplification}}, d_{amplification} : \text{το εύρος της περιοχής ενίσχυσης}$$

μπορούσαμε να υπολογίσουμε το λόγο των δυο πεδίων για κάθε διαφορετική τιμή του V_{drift} . Τέλος κατασκευάζαμε το γράφημα $transparency=f(E_{amplification}/E_{drift})$.

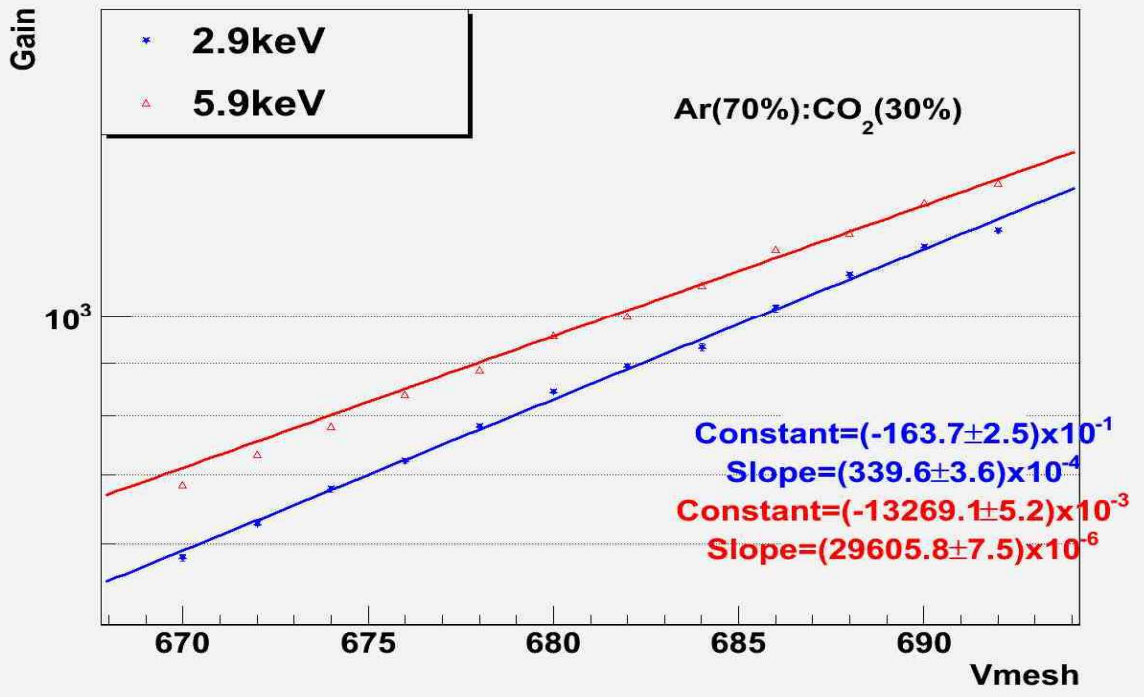
6.8 Απεικόνιση αποτελεσμάτων-Γραφήματα

Καθένα από τα αρχεία της μορφής $V_{mesh} - V_{drift}.C$ (βλ. παράρτημα Γ) αναλάμβανε τα κατασκευάσει το ιστογράμμα για κάθε ξεχωριστή μέτρηση. Ταυτόχρονα κατασκεύαζε και την προσέγγιση(Fit) του ιστογράμματος με μια ή δυο Gaussian, ανάλογα με το αν είχαμε το κάδμιο ως πηγή ή το σίδηρο αντίστοιχα. Μέσω αυτής της προσέγγισης παίρναμε τις τιμές των παραμέτρων για κάθε Gaussian και ακολούθως σε ένα αρχείο excel(Gains-resolutions)υπολογίζαμε τις τιμές του κέρδους και της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας. Τελικά χρησιμοποιώντας αυτές τις τιμές κατασκευάζαμε στο ROOT τις γραφικές παραστάσεις για τα κέρδη και τις ενεργειακές διακριτικές ικανότητες [αρχεία GainsFe80-20.C, GainsFe70-30.C GainCd80-20.C GainCd70-30.C, ResolutionsFe80-20.C, ResolutionsFe70-30.C, ResolutionsCd80-20.C, ResolutionsCd70-30.C].

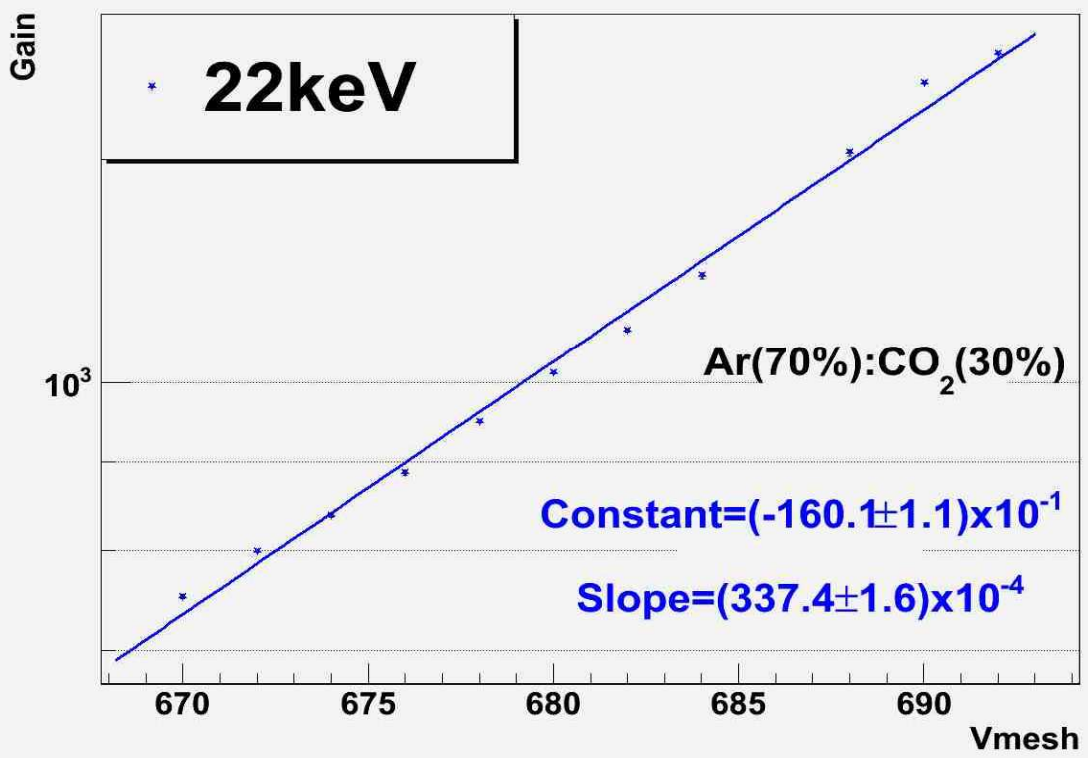
6.8.1 Gain vs Vmesh



Graph

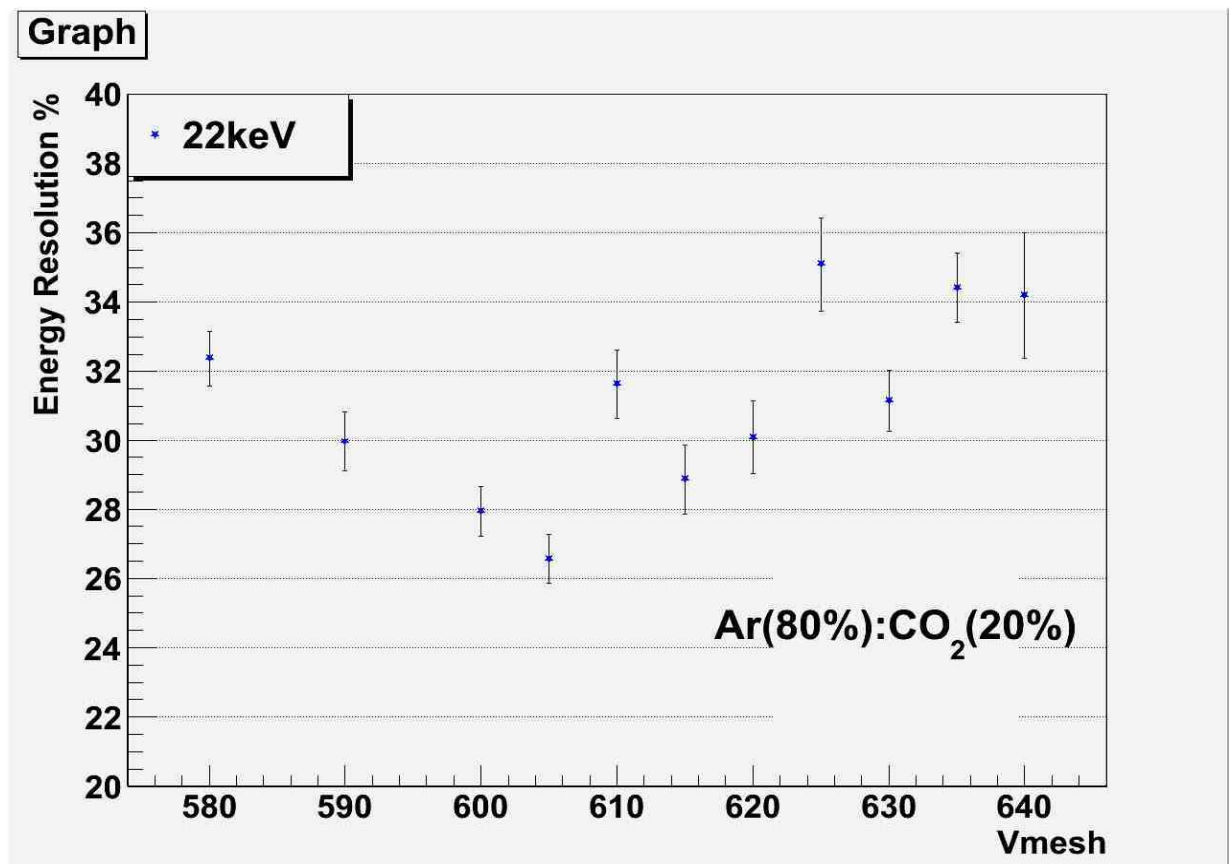
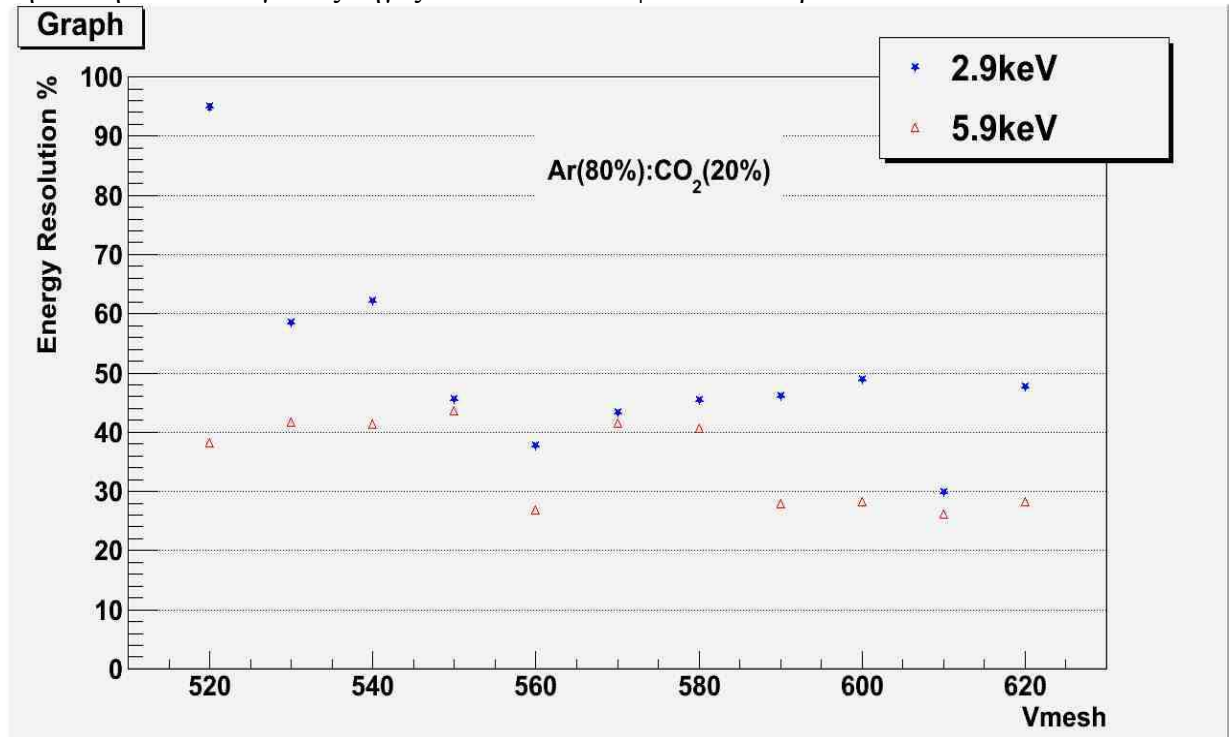


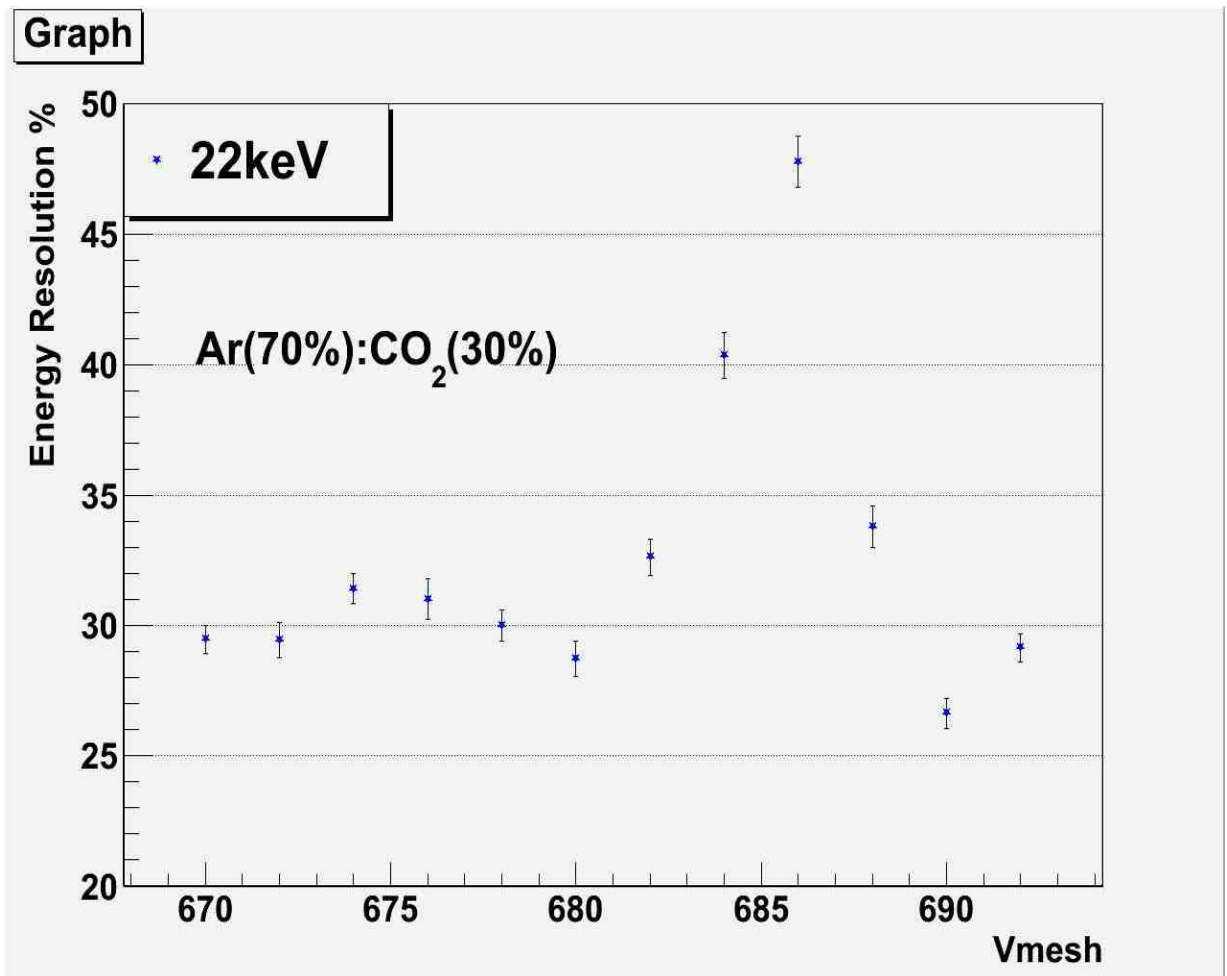
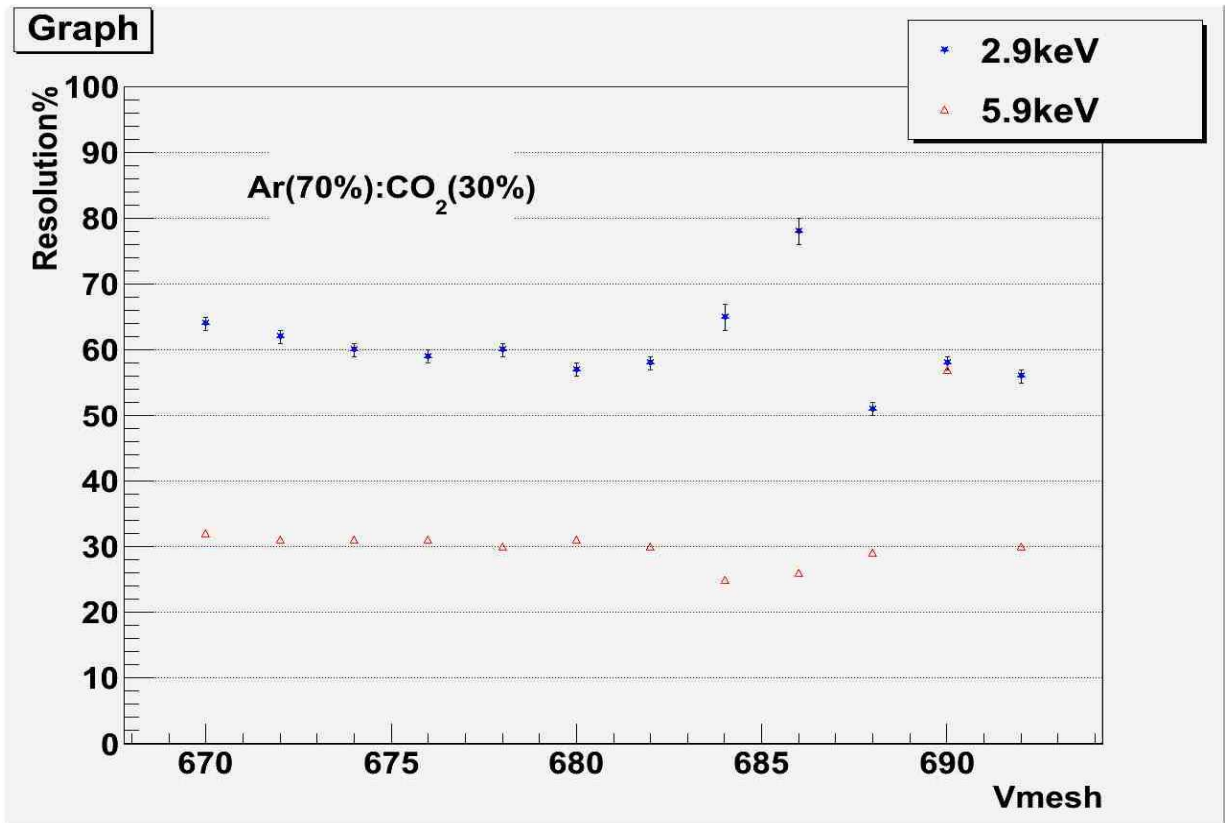
Graph



6.8.2 Resolution vs Vmesh

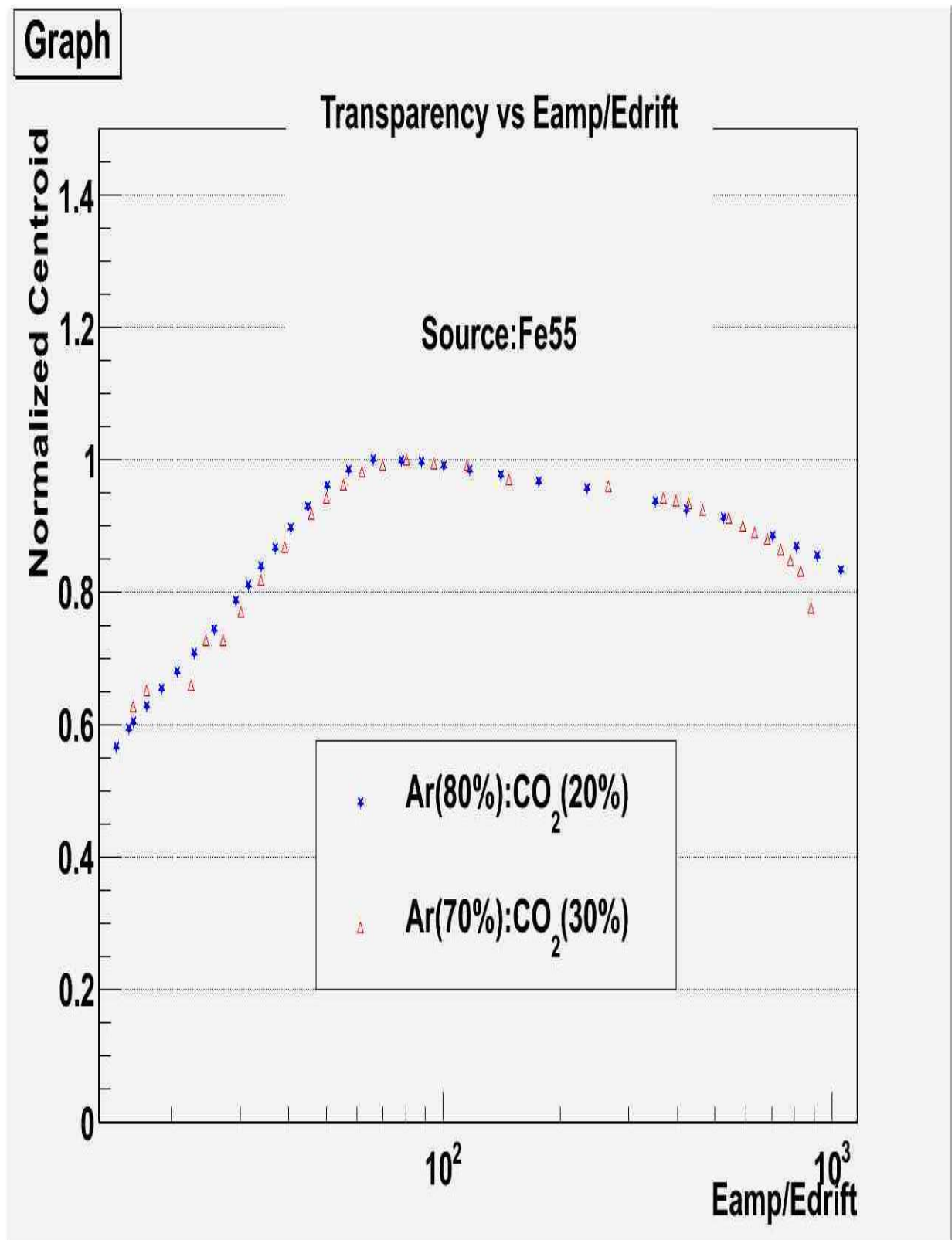
Τα αποτελέσματα για την εξάρτηση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας από την τάση στο mesh για τις πηγές ^{55}Fe και ^{109}Cd φαίνονται παρακάτω:





6.8.3 Transparency vs $E_{\text{amplification}}/E_{\text{drift}}$

Για τιμές $d_{\text{conversion}}=5\text{mm}$ και $d_{\text{amplification}}=128\mu\text{m}$ κατασκευάστηκε το παρακάτω γράφημα [βλέπε αρχείο Transparency.C, παράρτημα Γ]:



6.9 Συμπεράσματα

- **Ενεργειακή διακριτική ικανότητα**

Όσον αφορά στην ενεργειακή διακριτική ικανότητα, οι βέλτιστες τιμές παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα:

Energy Resolution	Ar(80%):CO ₂ (20%)	Ar(70%):CO ₂ (30%)
2.9keV	30%	52%
5.9keV	26%	26%
22keV	27%	27%

Αναλυτικότερα, η καλύτερη ενεργειακή διακριτική ικανότητα για φωτόνια ενέργειας 2.9keV είναι 30%, για φωτόνια ενέργειας 5.9keV είναι 26% και για φωτόνια ενέργειας 22keV είναι 27%. Επίσης παρατηρώντας τα γραφήματα της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας σε συνάρτηση με το V_{mesh} , βλέπουμε ότι για μείξη αερίων Ar(80%):CO₂ (20%) έχουμε γενικά καλύτερες επιδόσεις σε ενεργειακή διακριτική ικανότητα, καθώς παρατηρούνται καλύτερες χειρίστες επιδόσεις σε σχέση με τη μείξη Ar(70%):CO₂ (30%).

- **Βέλτιστες τάσεις λειτουργίας**

Παρατηρούμε ότι για τη μείξη Ar(80%):CO₂ (20%) η τάση στην οποία εμφανίζεται η καλύτερη ενεργειακή διακριτική ικανότητα, τόσο για την κορυφή των 5.9keV, όσο και για την κορυφή των 2.9keV είναι $V_m = 610V$, ενώ για την κορυφή των 22 keV είναι $V_m = 605V$. Για τη μείξη Ar(70%):CO₂ (30%) η καλύτερη ενεργειακή διακριτική ικανότητα για την κορυφή των 2.9keV προκύπτει για $V_m = 688V$, για την κορυφή των 5.9keV προκύπτει για $V_m = 684V$, ενώ για την κορυφή των 22keV προκύπτει για $V_m = 690V$. Βλέπουμε έτσι ότι με τη μείξη Ar(80%):CO₂ (20%), ο ανιχνευτής μπορεί να λειτουργεί σε χαμηλότερες τάσεις, έχοντας και καλύτερες επιδόσεις σε ενεργειακή διακριτική ικανότητα. Αυτό ήταν αναμενόμενο γιατί το CO₂ έχει την ιδιότητα να απορροφά φωτόνια και ηλεκτρόνια, αποτρέποντας τη δημιουργία sparks στον micromegas. Συνεπώς όσο λιγότερο CO₂ υπάρχει στο μείγμα τόσο περισσότερα ηλεκτρόνια φτάνουν στα strips, κάτι που μειώνει την ανάγκη για μεγάλες τάσεις στο mesh και στο drift. Επίσης παρατηρώντας τα γραφήματα το κέρδους ως συνάρτηση του V_{mesh} για τις δυο μίξεις αερίων παρατηρούμε ότι για τη μείξη Ar(80%):CO₂ (20%), με εξαίρεση την κορυφή του καδμίου, έχουμε για τις κορυφές των 2.9 και 5.9keV πολύ υψηλότερα κέρδη σε πολύ χαμηλότερες τάσεις του mesh και του drift.

- **Ενίσχυση**

Παρατηρώντας τα γραφήματα της ενίσχυσης σαν συνάρτηση της τάσης στο mesh, βλέπουμε ότι τόσο στις κορυφές των 5.9 και 2.9keV όσο και στην κορυφή των 22keV, υπάρχει γραμμική σχέση μεταξύ της ενίσχυσης και του

V_{mesh} και για τις δυο μίξεις αερίων. Επιβεβαιώνεται έτσι μέσω αυτών των γραφημάτων η καλή γραμμικότητα για την οποία φημίζεται ο ανιχνευτής micromegas.

• Transparency

Όσον αφορά στην transparency από το αντίστοιχο γράφημα παρατηρούμε ότι για τη μίξη Ar(80%):CO₂(20%) ,η μέγιστη τιμή της αντιστοιχεί σε $E_{amp}/E_{drift}=65.9$ κάτι που αντιστοιχεί σε $V_d \cong 1.59V_m$. Η ελάχιστη παρατηρούμενη transparency αντιστοιχεί σε $E_{amp}/E_{drift}=14.4$,κάτι που αντιστοιχεί σε $V_d \cong 3.7V_m$.

Επίσης όσον αφορά στη μίξη Ar(70%):CO₂(30%) ,η μέγιστη τιμή της transparency αντιστοιχεί σε $E_{amp}/E_{drift}=80.95$ κάτι που αντιστοιχεί σε $V_d \cong 1.49V_m$. Η ελάχιστη παρατηρούμενη transparency αντιστοιχεί σε $E_{amp}/E_{drift}=16.0$,κάτι που αντιστοιχεί σε $V_d \cong 2.94V_m$.

Τέλος πρέπει να παρατηρήσουμε ότι ιδανικά η transparency θα έπρεπε να σταθεροποιείται αφότου πάρει τη μέγιστη τιμή της ,κάτι που δε συμβαίνει στην περίπτωση μας ,καθώς παρατηρείται μία πτώση μετά τη μέγιστη τιμή. Αυτό οφείλεται στις μίξεις αερίων που χρησιμοποιήθηκαν. Αν είχε χρησιμοποιηθεί π.χ. το αέριο Ar-CO₂ 93:7 ,τότε θα είχαμε αυτή την ιδανική συμπεριφορά.

• Κοσμικά μίονια

Τα δυο βασικά συμπεράσματα που εξήχθησαν από τη μελέτη του φάσματος των κοσμικών μιονίων είναι ότι:

- 1) Η ενέργεια που αφήνουν τα κοσμικά μίονια καθώς διέρχονται μέσα από τον όγκο του ανιχνευτή ,εξαρτάται από το εύρος της περιοχής μετατροπής. Όσο μεγαλύτερο είναι το εύρος της περιοχής μετατροπής τόσο περισσότερη ενέργεια θα αφήσουν τα μίονια μέσω των ανελαστικών συγκρούσεων τους με τα ατομικά ηλεκτρόνια του αερίου. Μεγαλύτερο conversion gap συνεπάγεται περισσότερη απωλεσθείσα ενέργεια για τα μίονια κάτι που συνεπάγεται ότι το φάσμα για το μεγάλο conversion gap θα βρίσκεται πιο δεξιά(σε κανάλια μεγαλύτερης ενέργειας) από αυτό για μικρότερο conversion gap.Πρέπει να σημειώσουμε εδώ ότι φροντίσαμε στις δυο μετρήσεις με διαφορετικό conversion gap ,να εφαρμόζουμε κατάλληλη τάση στο drift ώστε ο λόγος των πεδίων E_{amp}/E_{drift} να είναι ο ίδιος και στις δυο μετρήσεις και άρα στις δυο μετρήσεις να υπάρχει το ίδιο transparency.
- 2) Η ενέργεια που αφήνουν τα περισσότερα μίονια στον ανιχνευτή

είναι $(1.46 \pm 0.01)\text{keV}$,για συνθήκες $V_m=555\text{V}$, $V_d=1000\text{V}$ και $cg=1\text{cm}$.
Επίσης για συνθήκες $V_m=555\text{V}$, $V_d=777.5\text{V}$ και $cg=0.5\text{cm}$ η ενέργεια που αφήνουν τα περισσότερα μόνια στον ανιχνευτή είναι $(0.781 \pm 0.015)\text{keV}$.

Παράρτημα Α Ραδιενεργές Πηγές.

⁵⁵Fe	NuDat database	New search To E-S database
Z	26	
Decay mode	EC	
Half life	2.73 y	
Half life (s)	8.615225E+07	
Atomic mass	54.9382980664427 u	
Jπ	3/2-	
Q-value	0.231 MeV	
Production	Thermal neutron activation Fast neutron activation Charged particle reaction	
Parent	⁵⁵Co	
Daughter	⁵⁵Mn	<u>Branching</u> 1
Gamma radiation		
Energy (keV)	Intensity	Remarks
0.64	0.00421	X L
5.88765	8.239999E-02	X KA2
5.89875	0.1628	X KA1
6.49	0.0329	X KB

¹⁰⁹Cd

NuDat database

[New search](#)
[To E-S database](#)

Z	48
Decay mode	EC
Half life	1.27 y
Half life (s)	3.996864E+07
Atomic mass	108.904984926813 u
Jπ	5/2+
Q-value	0.214 MeV
Production	Thermal neutron activation Fast neutron activation

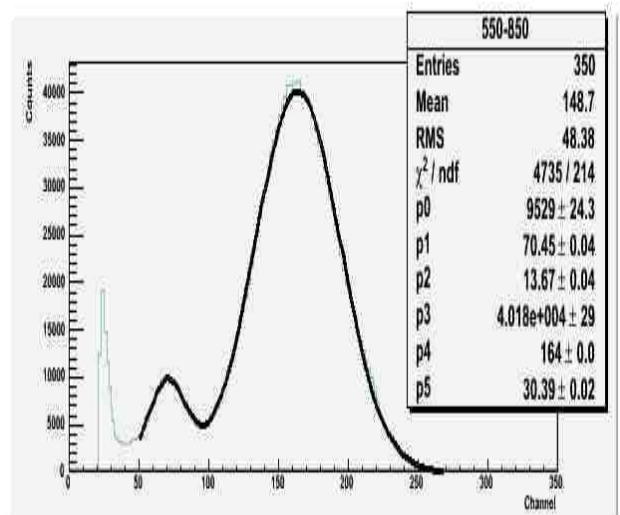
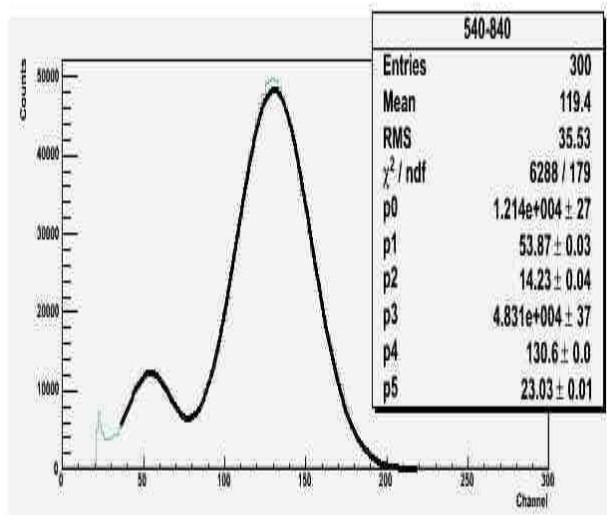
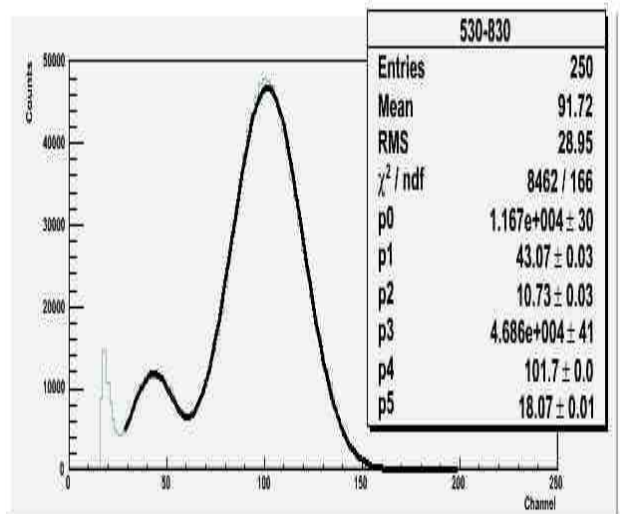
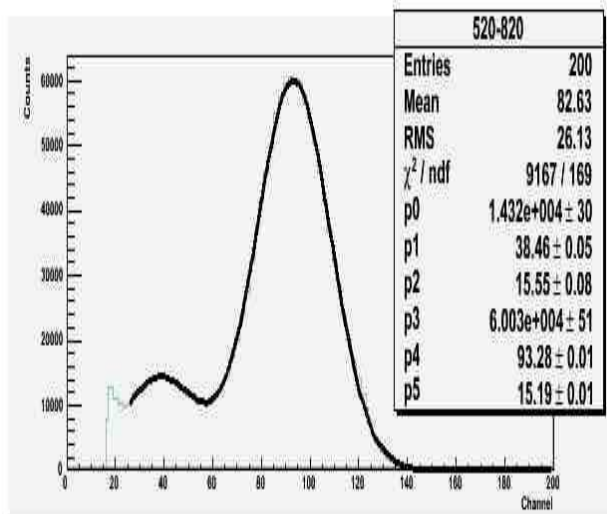
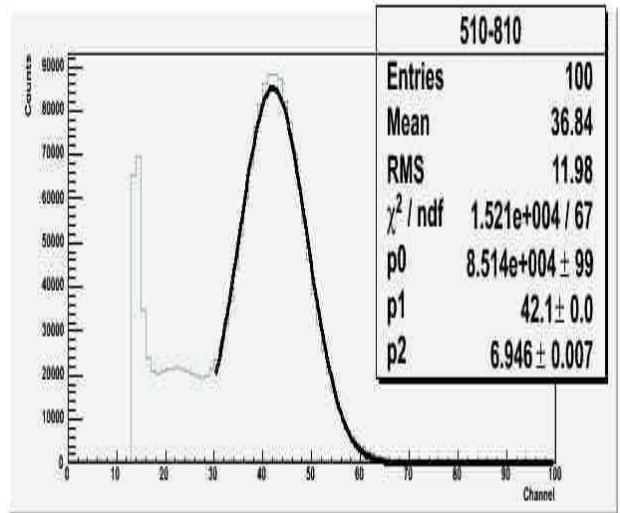
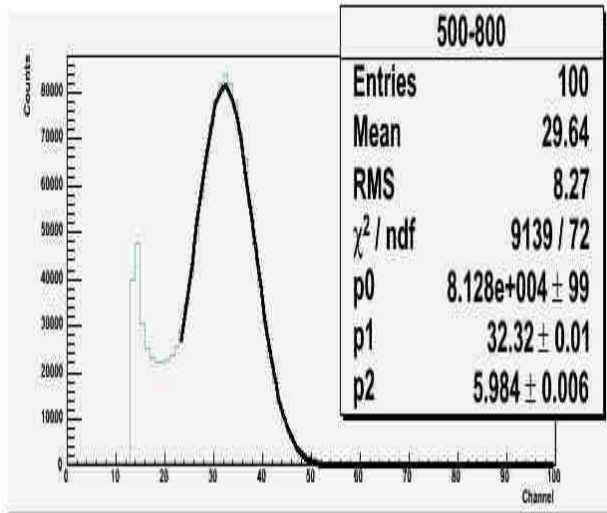
Parent [¹⁰⁹In](#)**Daughter**[¹⁰⁹Ag](#)Branching1

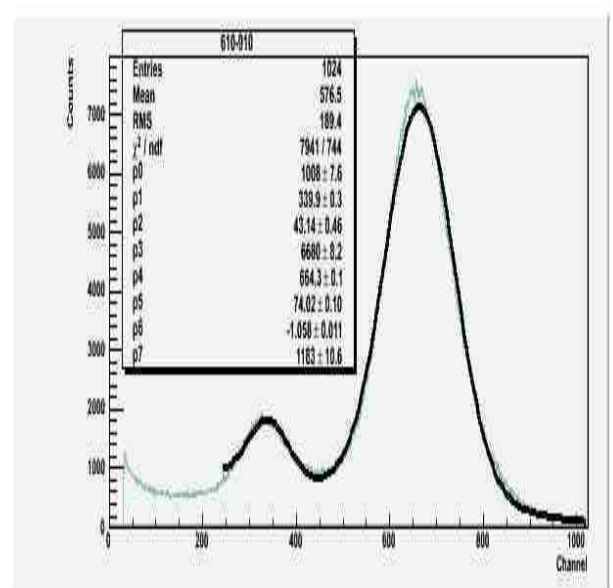
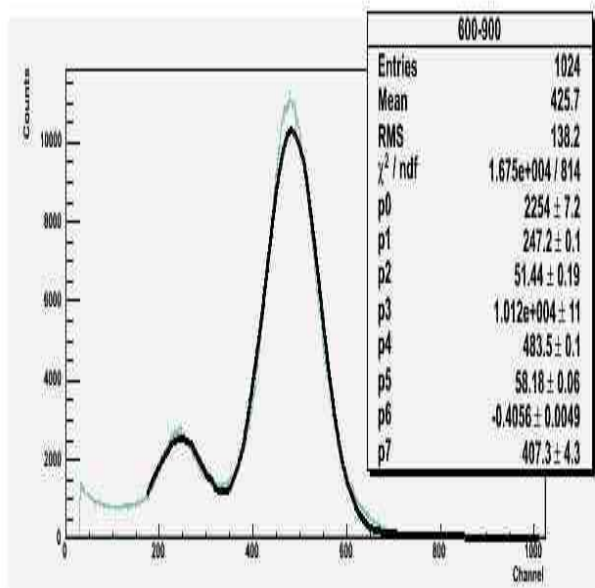
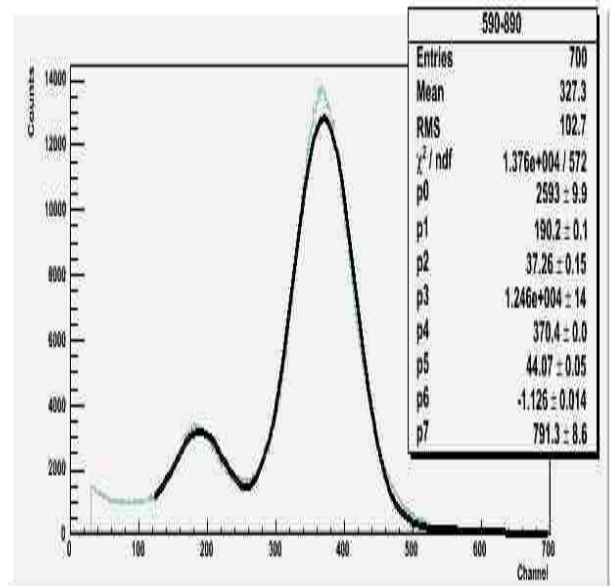
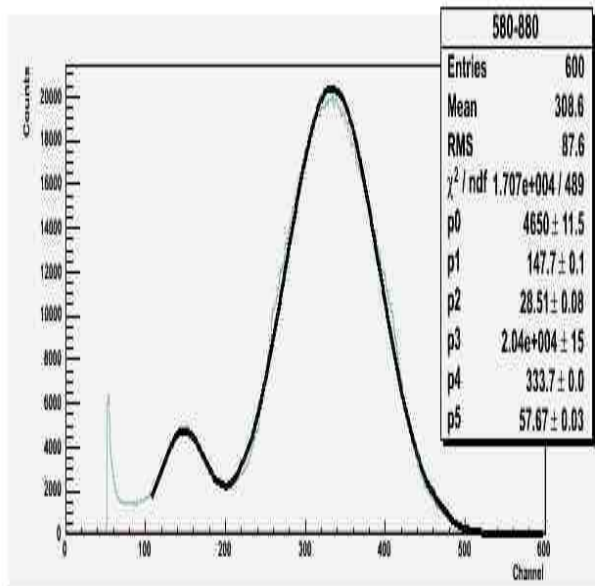
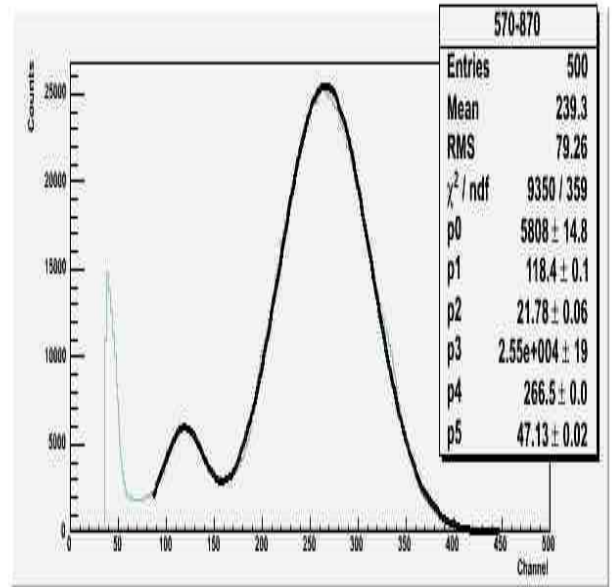
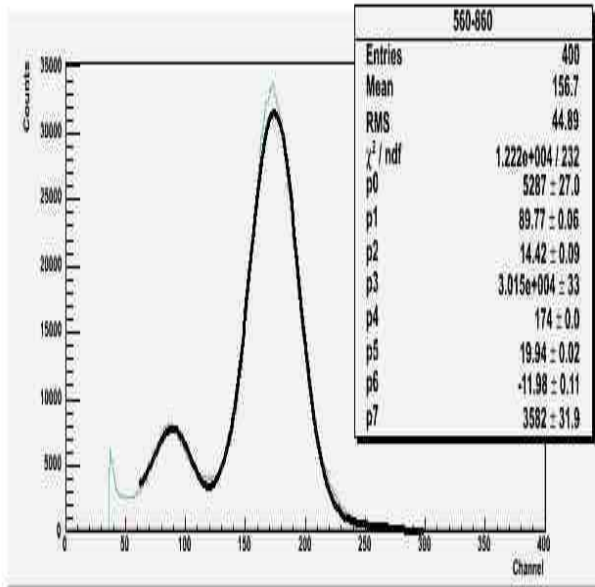
Gamma radiation

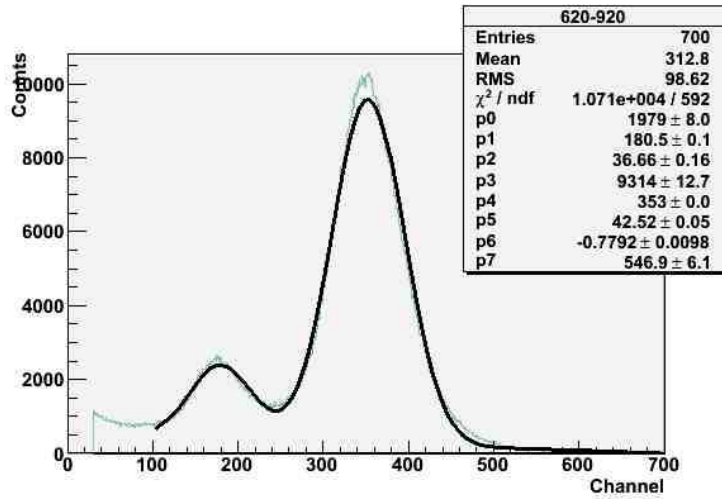
Energy (keV)	Intensity	Remarks
2.98	0.112	X L
21.9903	0.291	X KA2
22.1629	0.552	X KA1
24.9	0.178	X KB
88.0341	0.0361	

Παράρτημα Β Ενεργειακά φάσματα

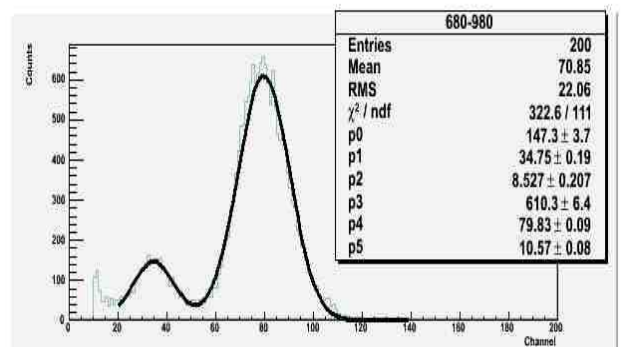
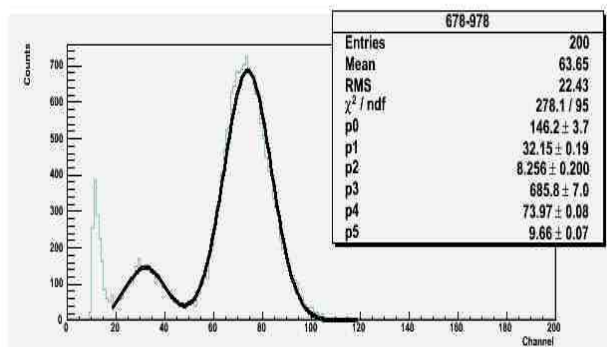
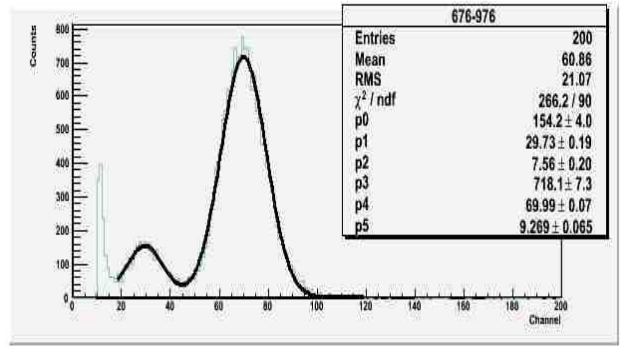
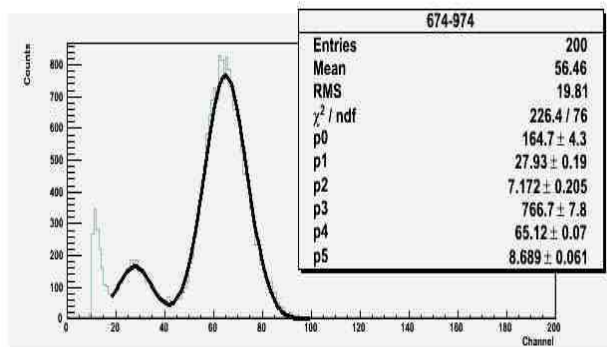
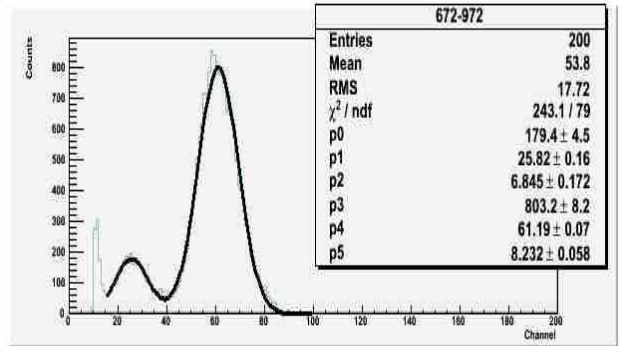
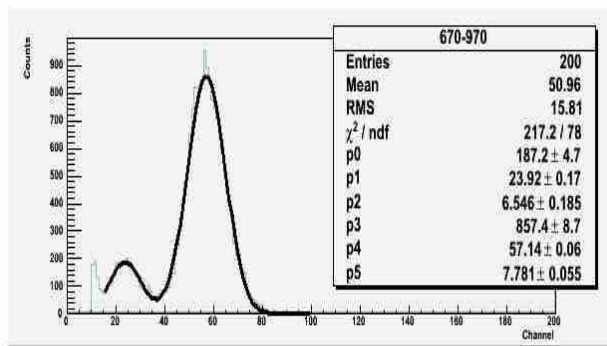
⁵⁵Fe, Ar(80%):CO₂ (20%)

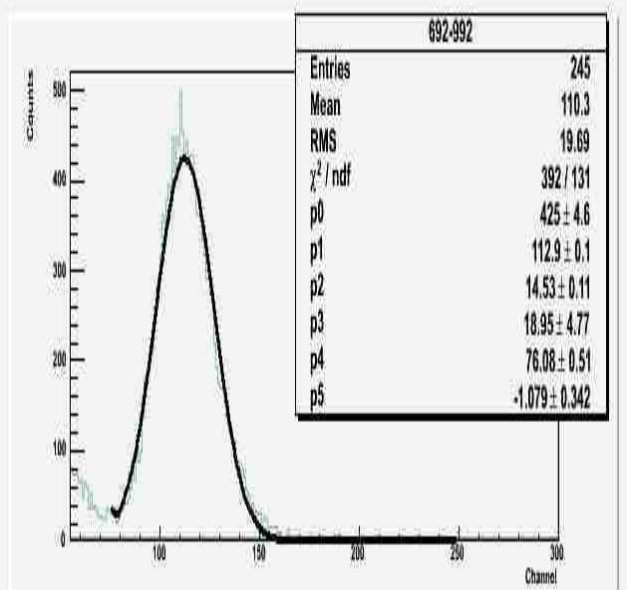
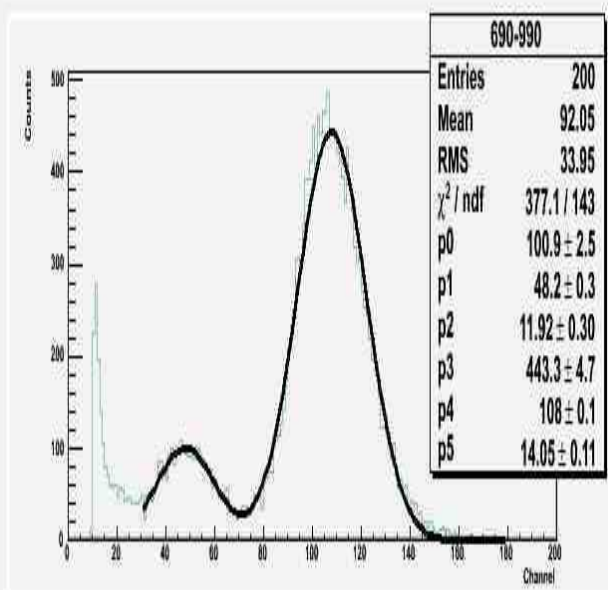
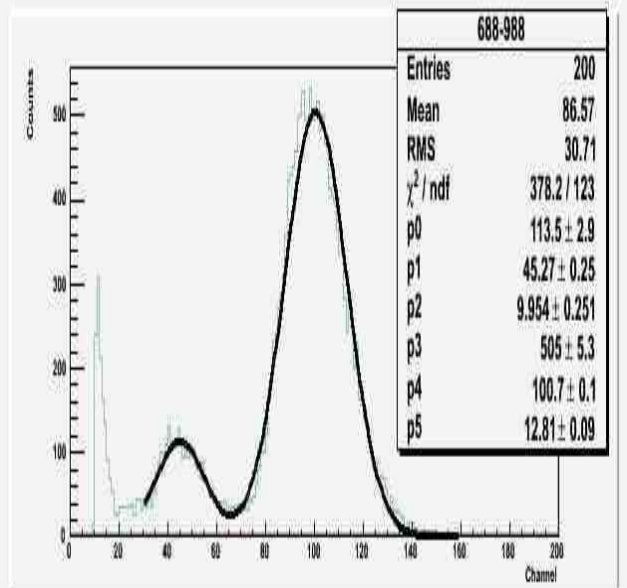
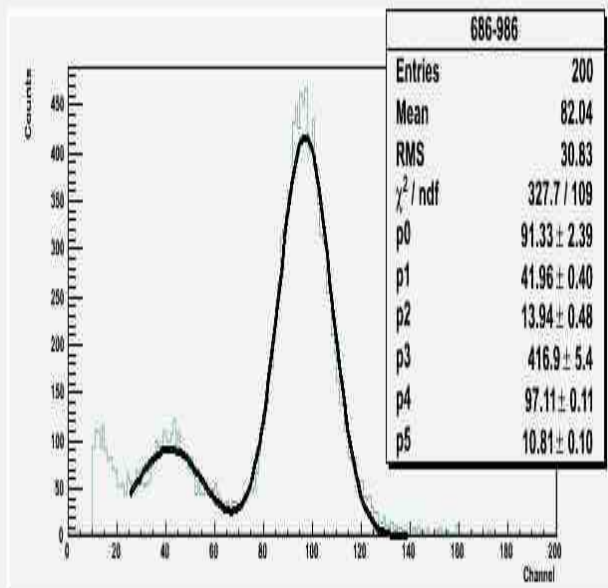
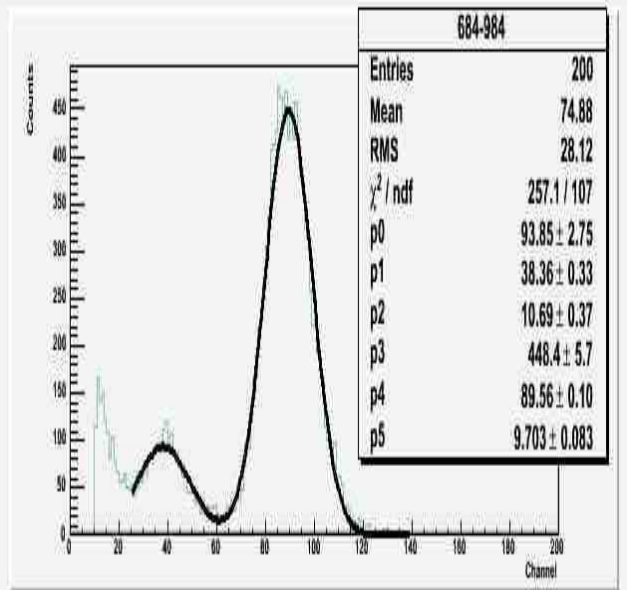
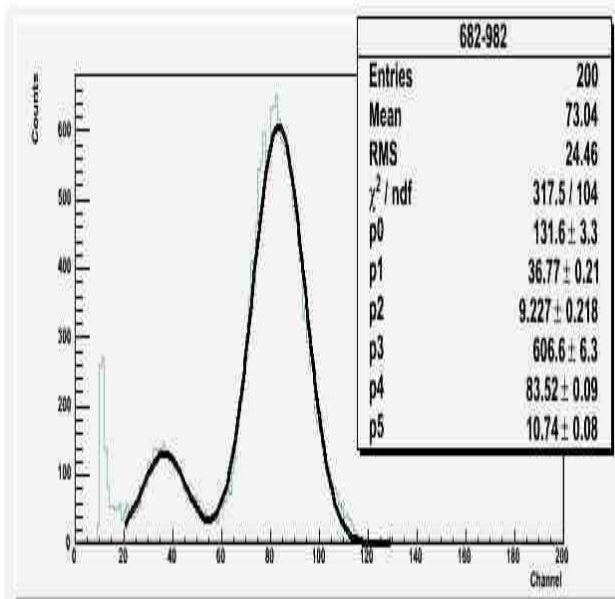




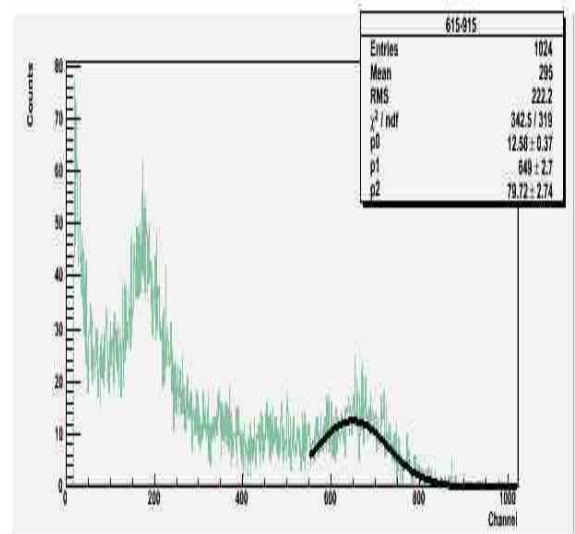
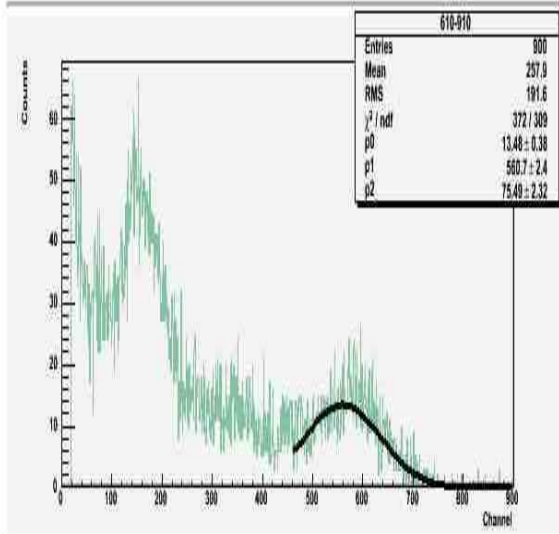
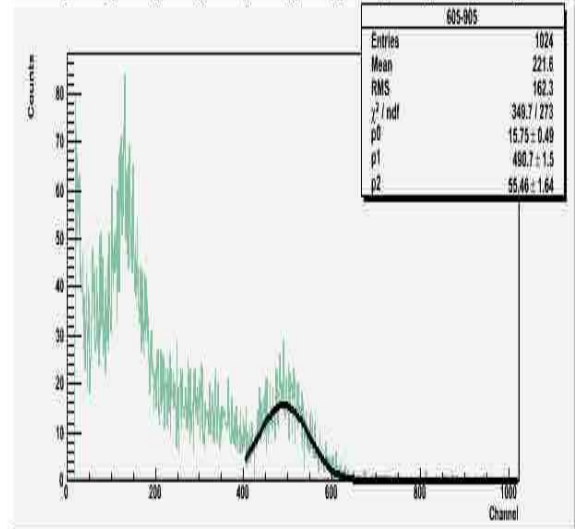
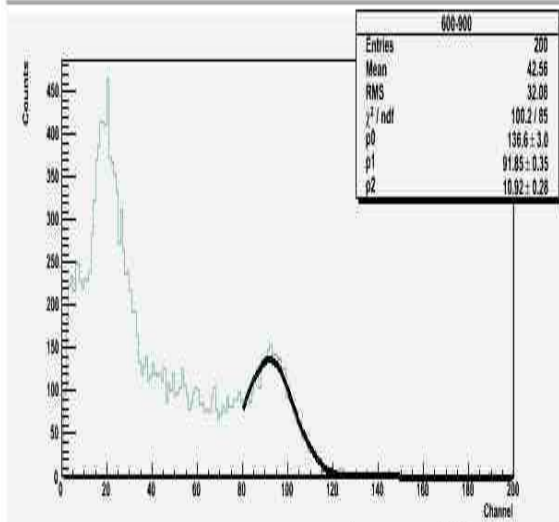
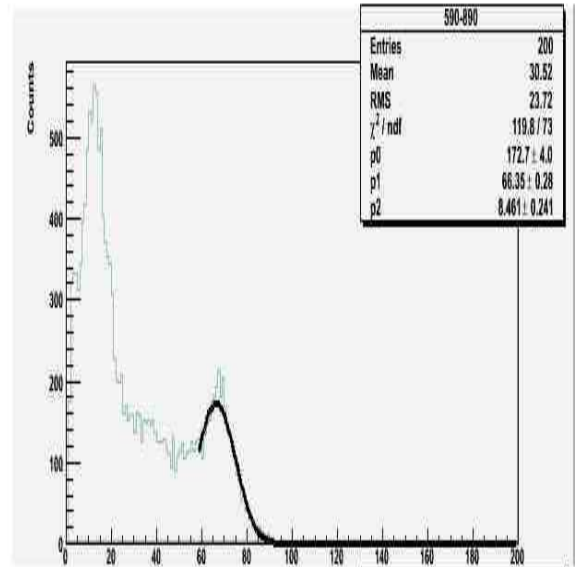
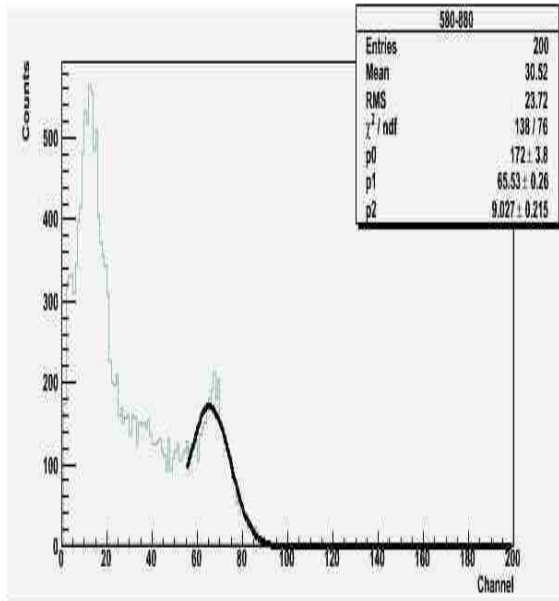


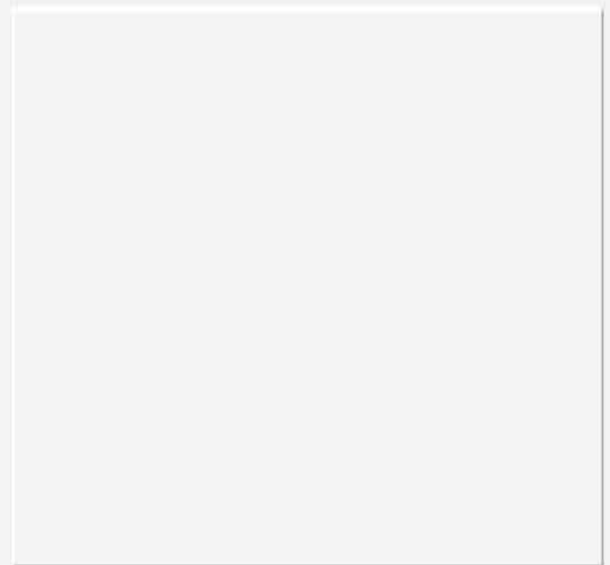
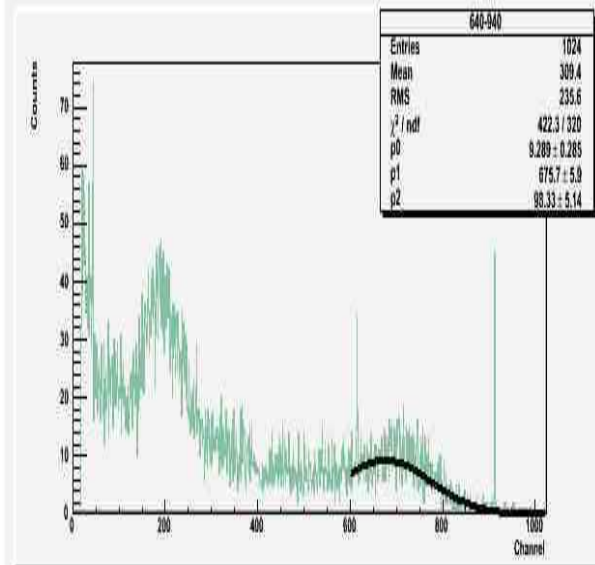
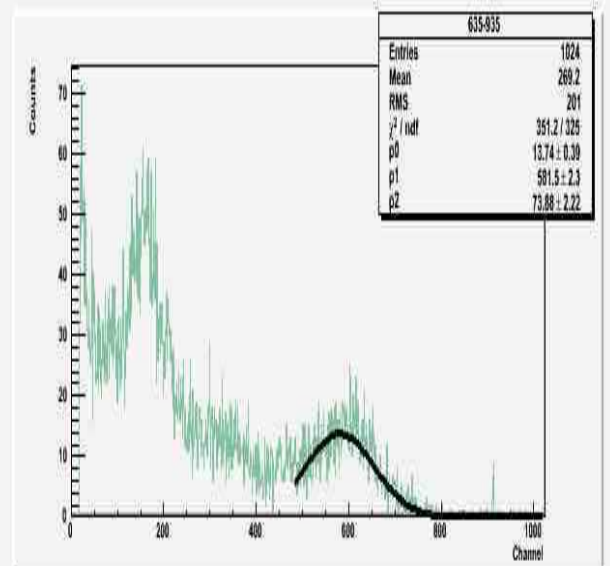
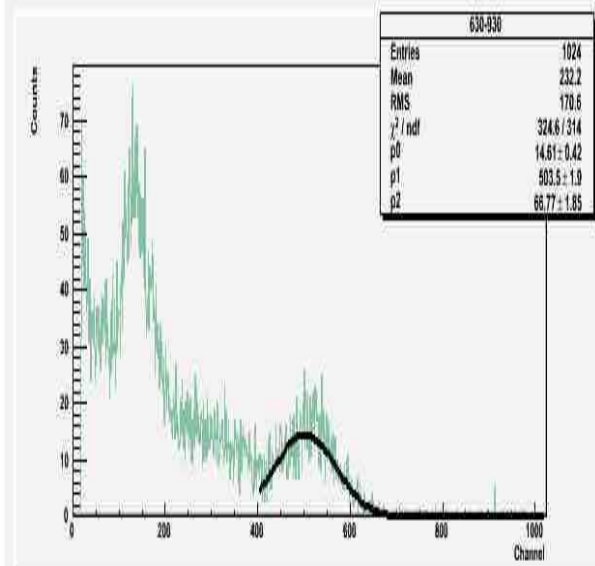
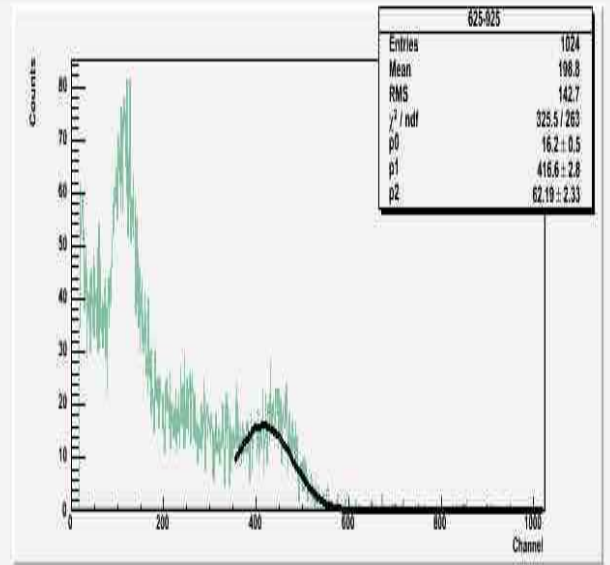
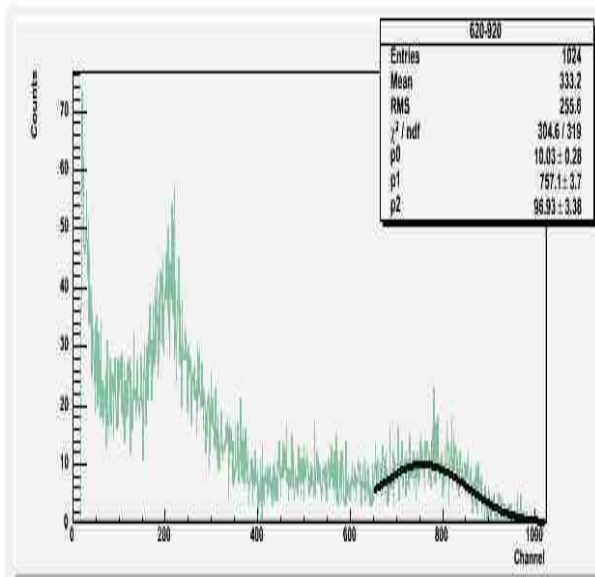
⁵⁵Fe, Ar(70%):CO₂ (30%)



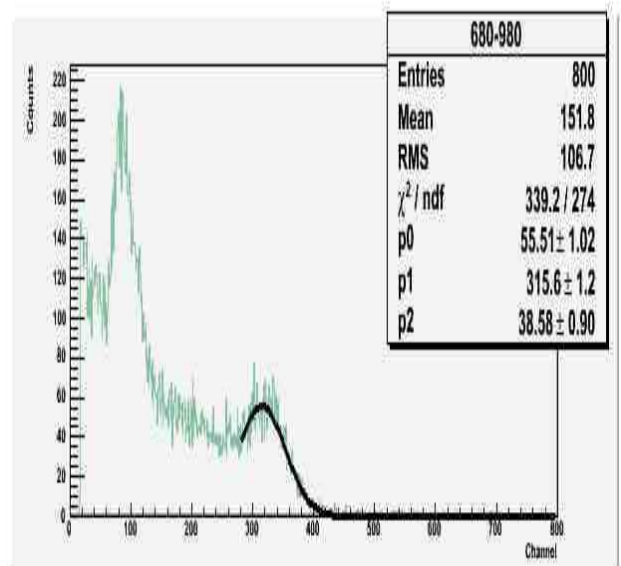
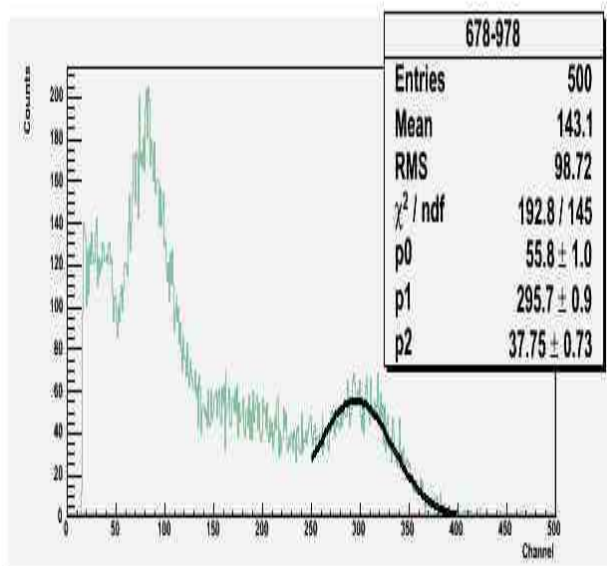
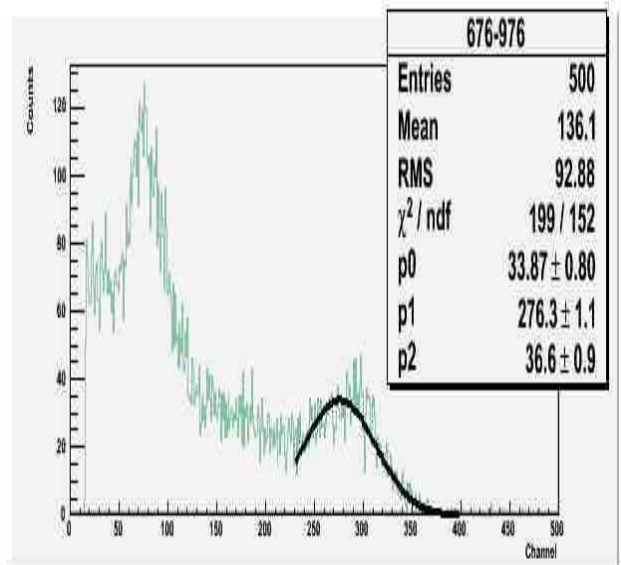
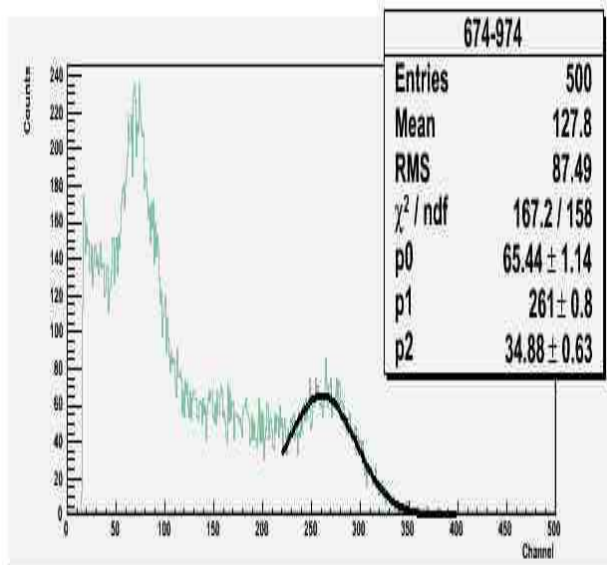
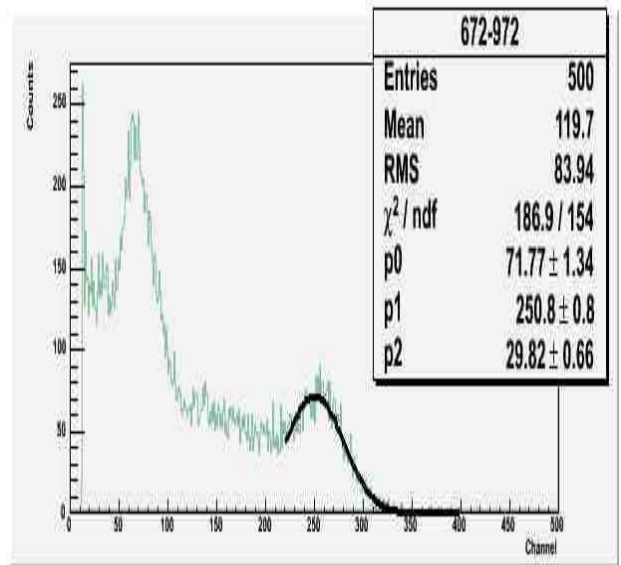
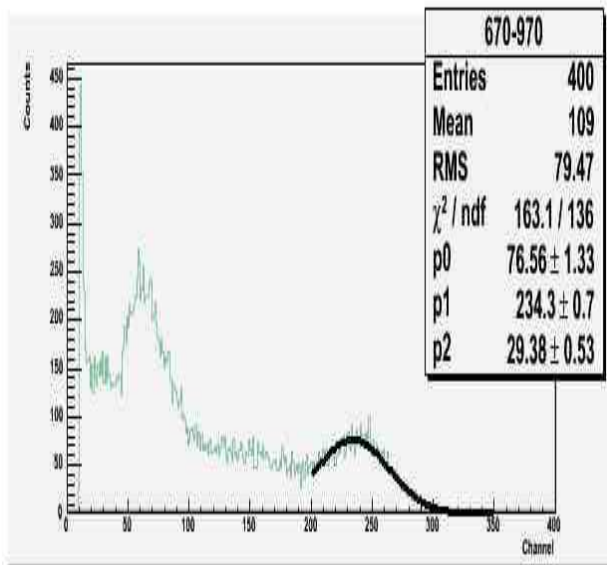


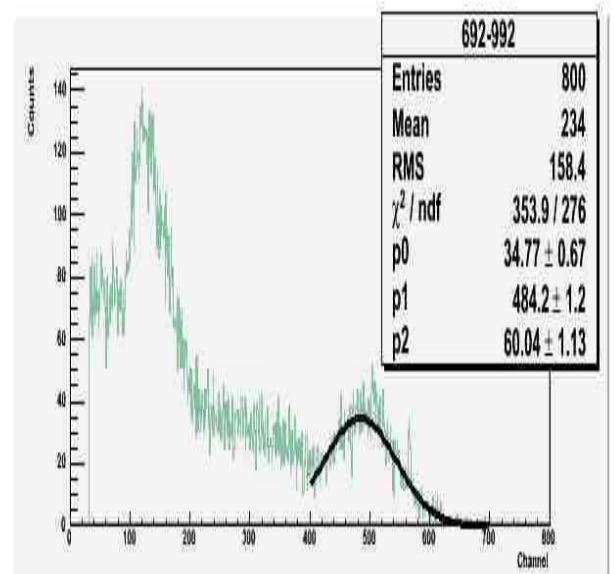
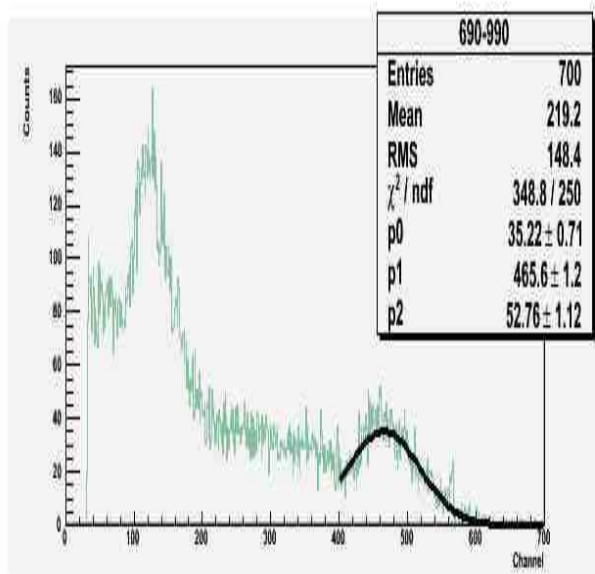
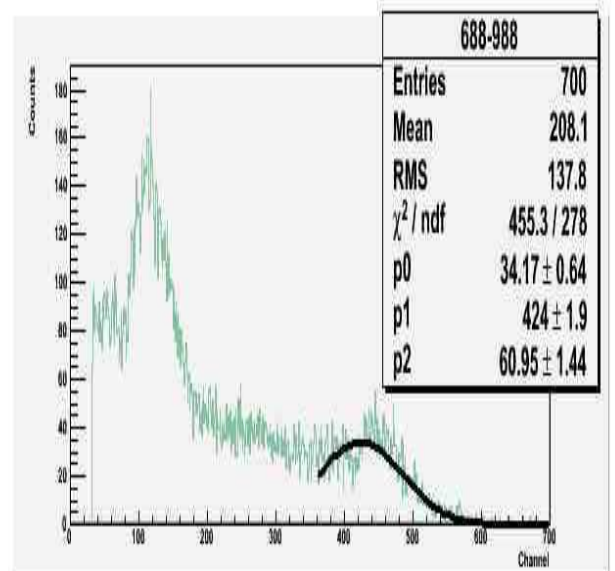
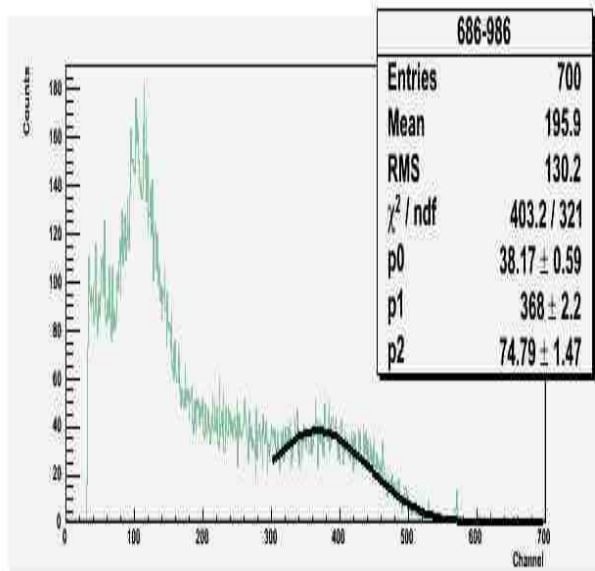
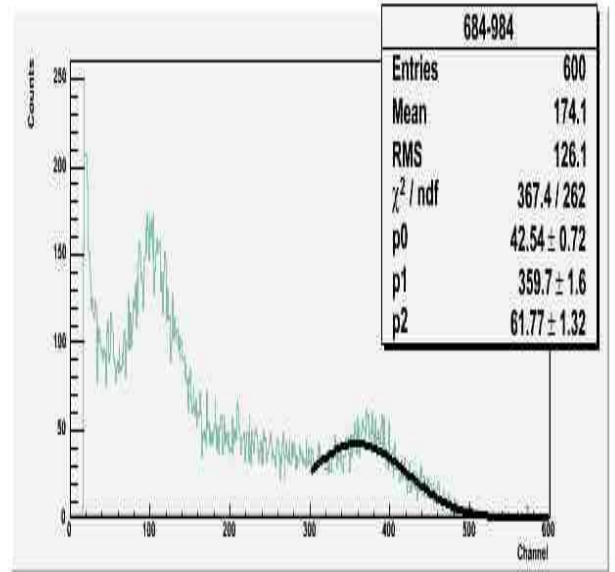
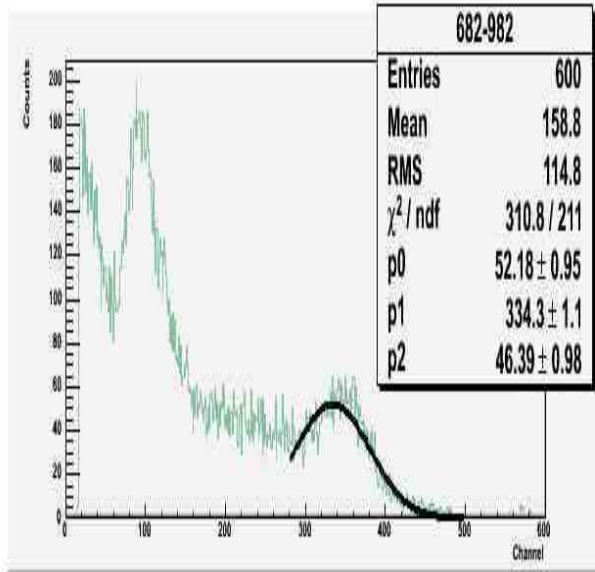
$^{109}\text{Cd}(\text{Ar}:\text{CO}_2 \text{ 80:20\%})$





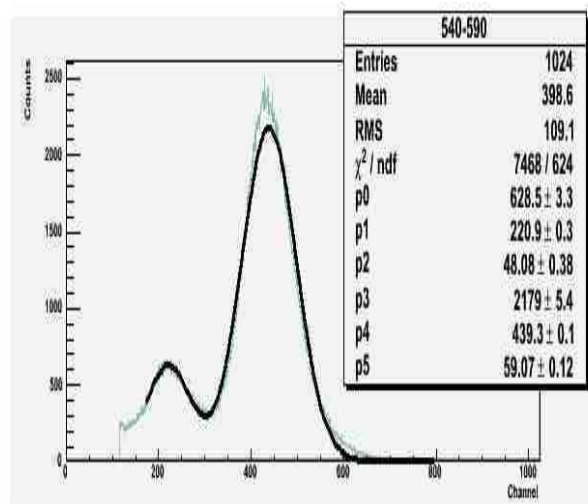
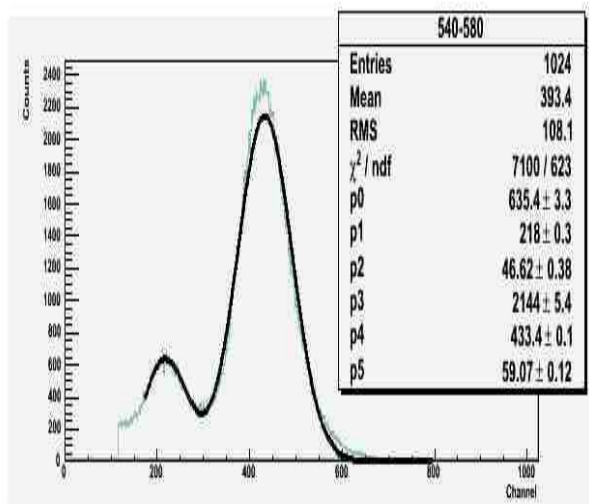
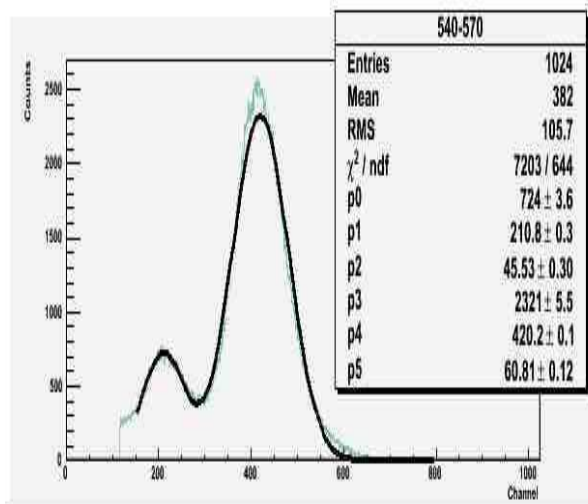
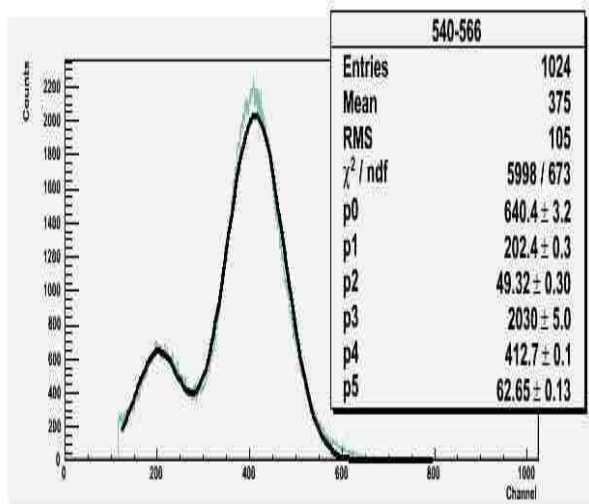
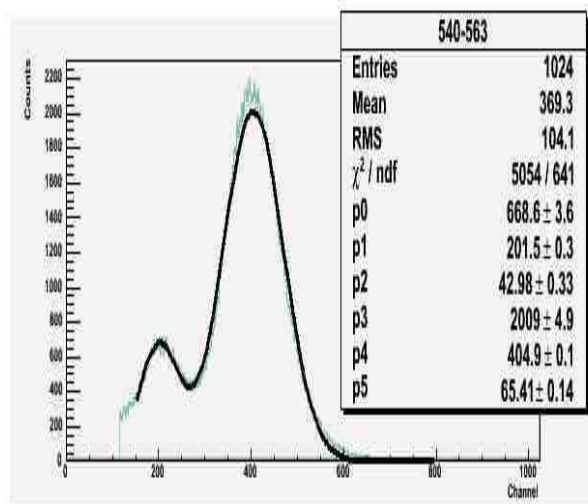
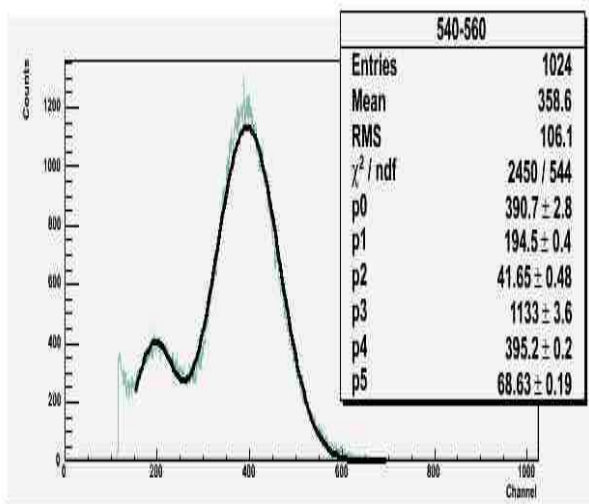
¹⁰⁹Cd(Ar:CO₂ 70:30%)

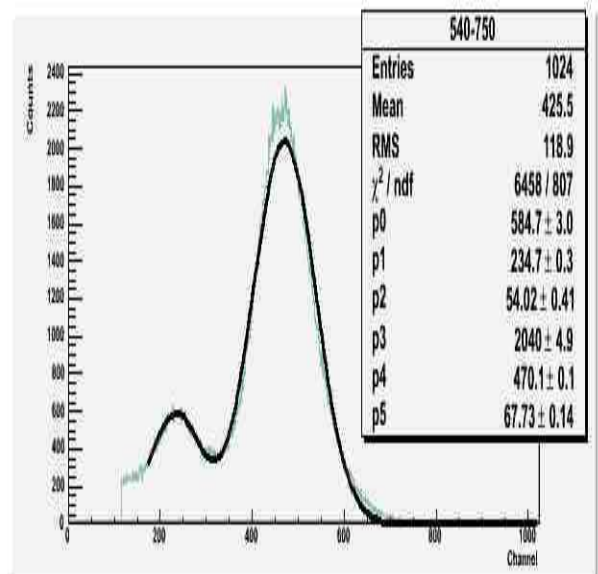
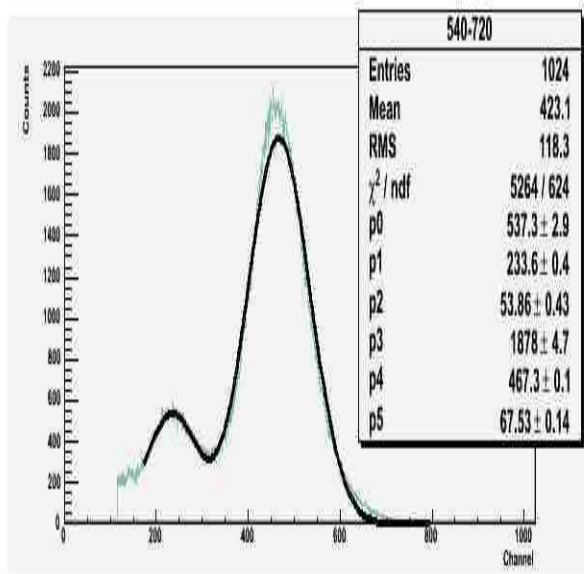
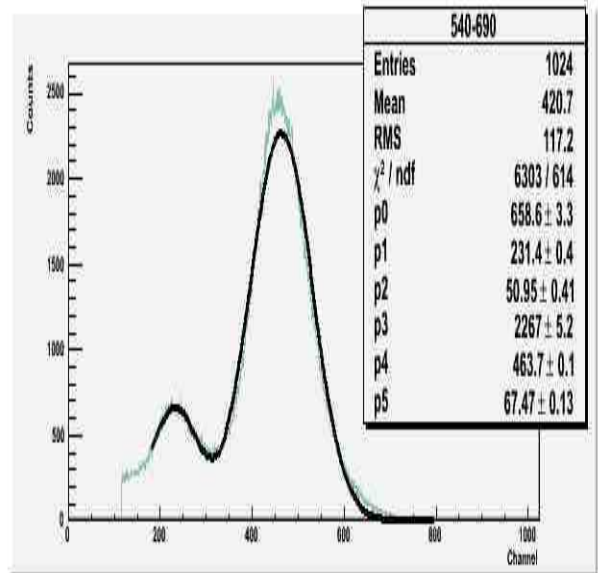
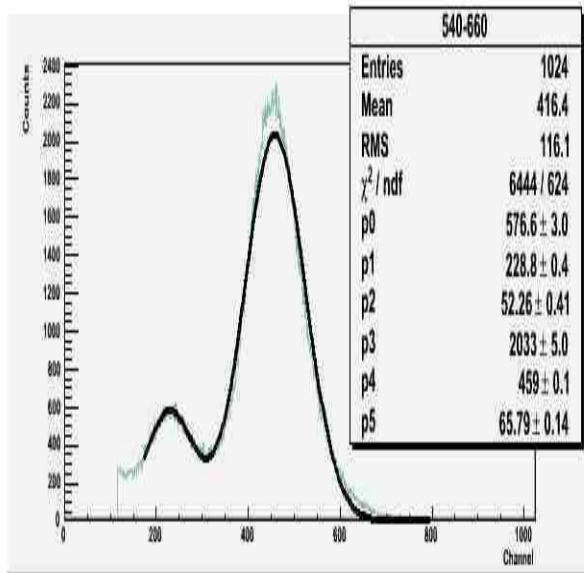
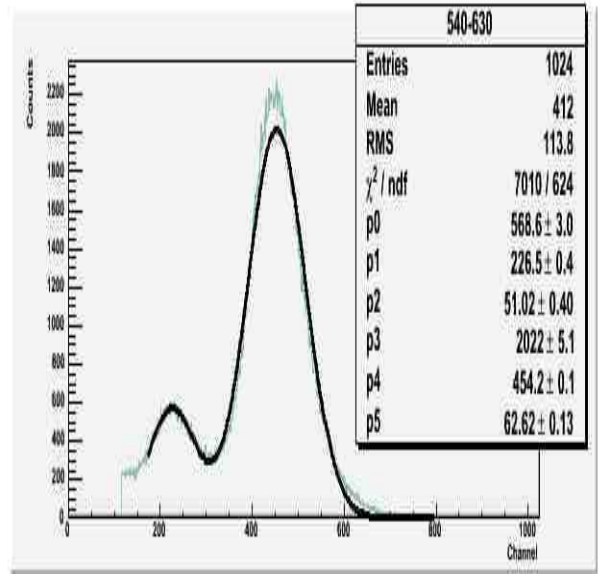
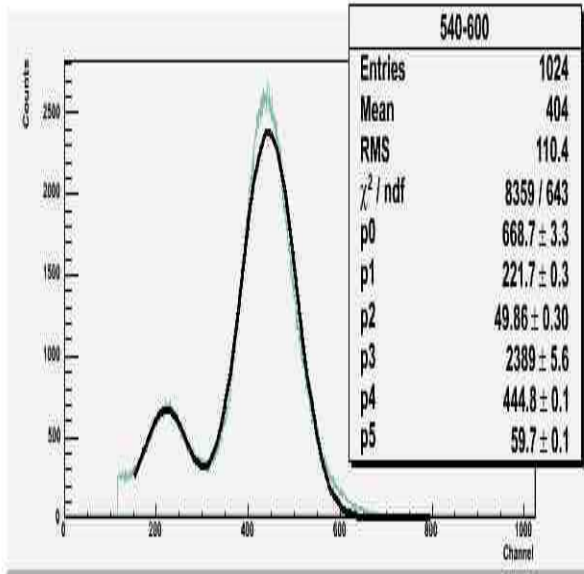


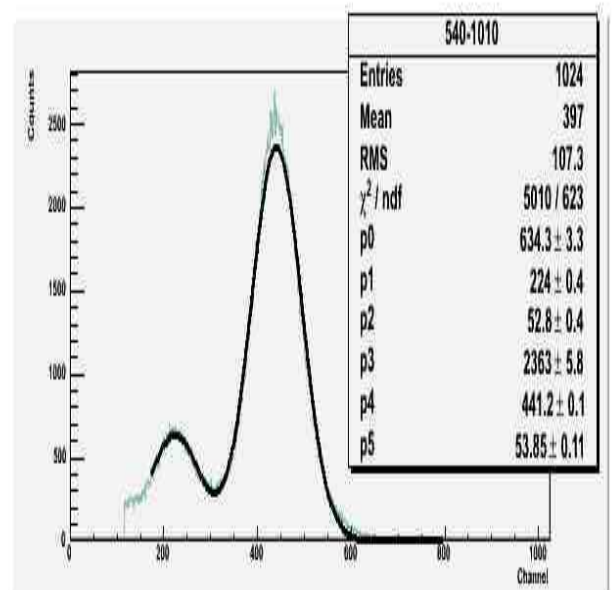
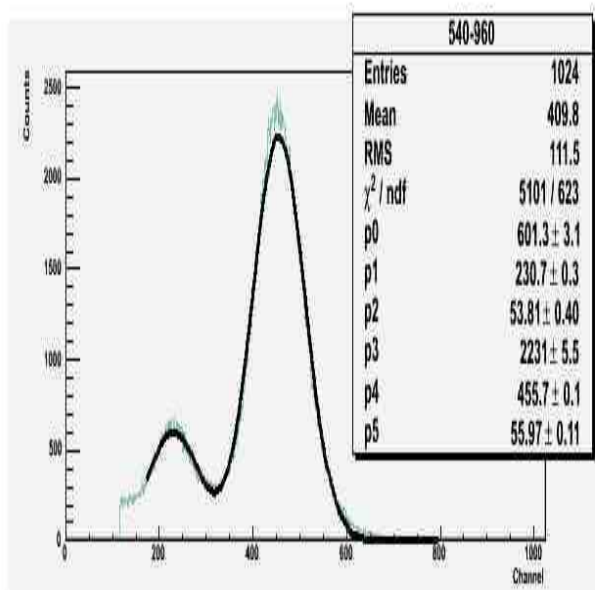
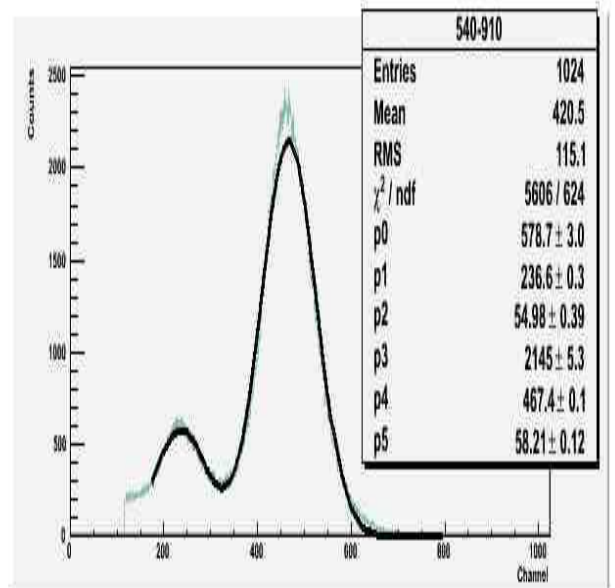
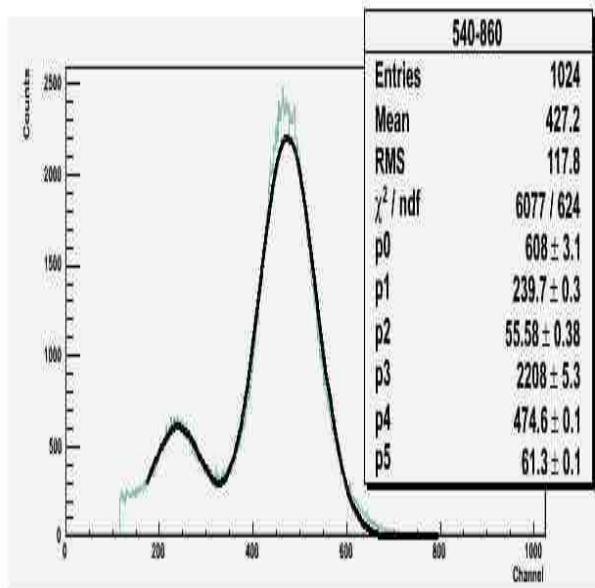
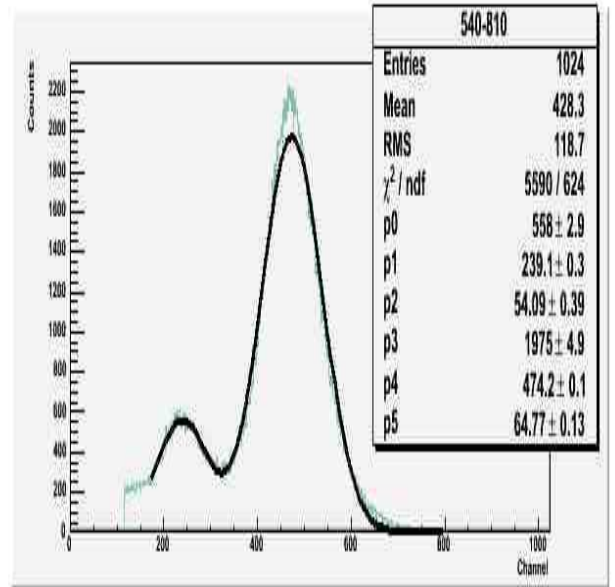
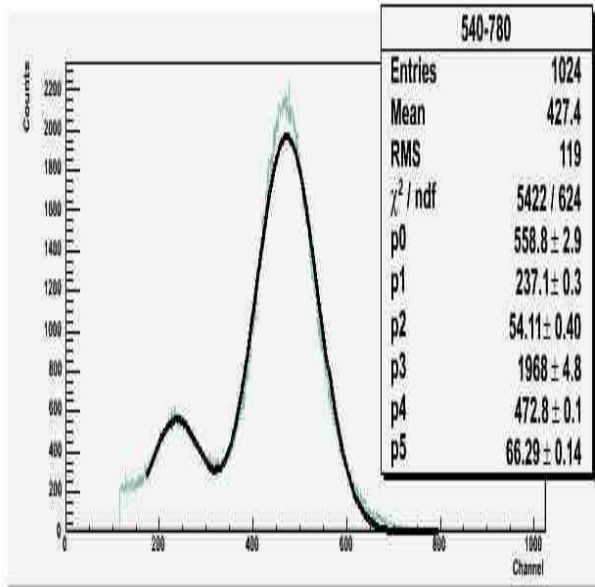


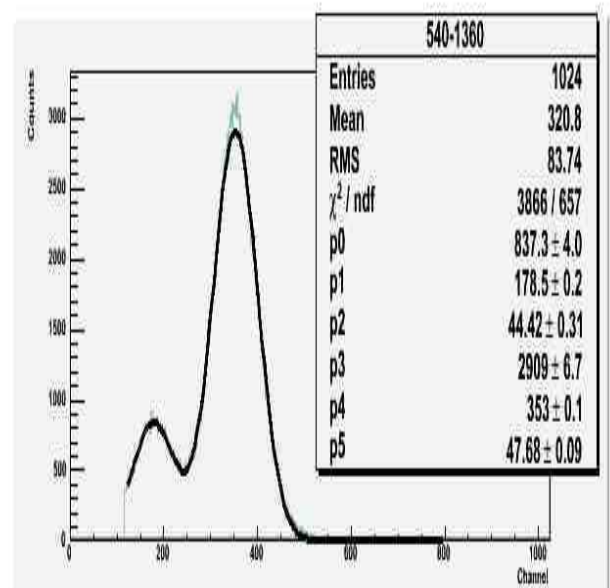
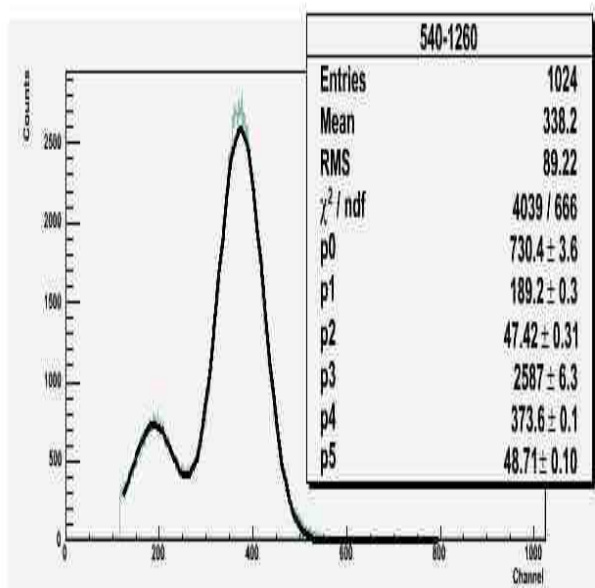
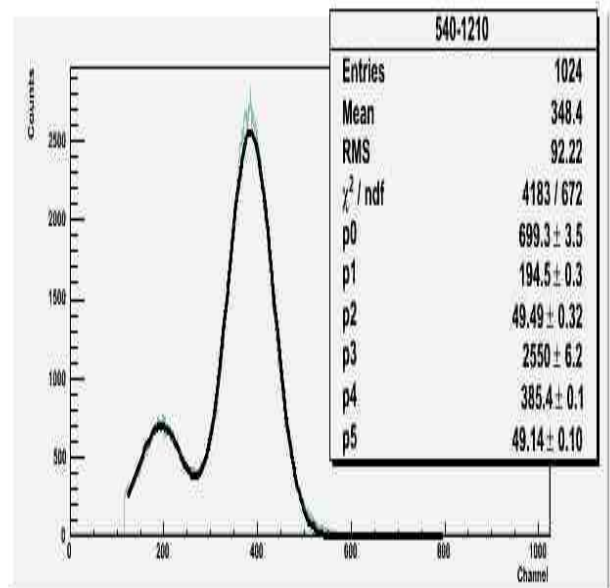
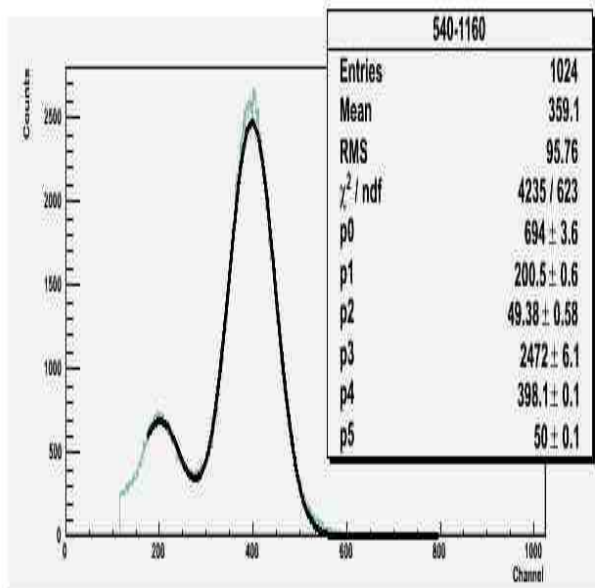
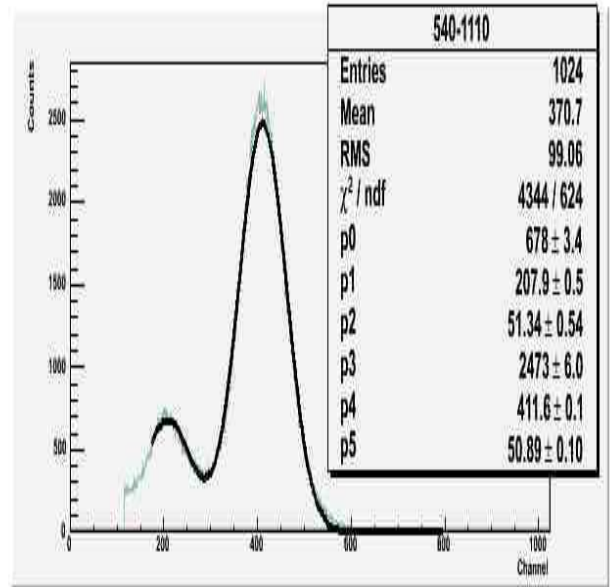
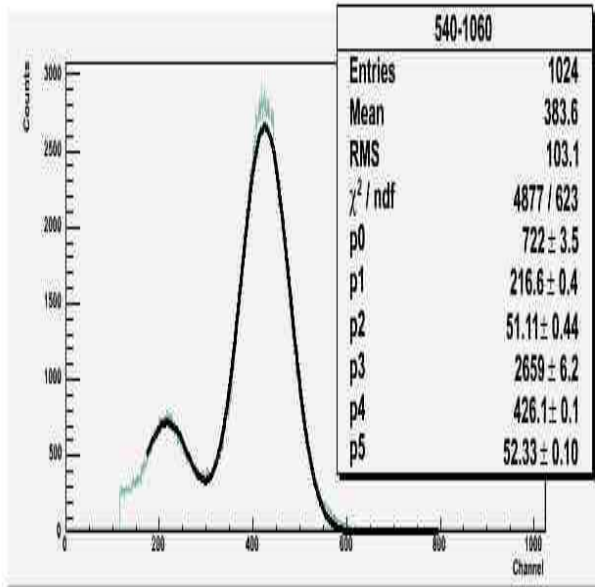
Ιστογράμματα και fits για τη μελέτη της transparency

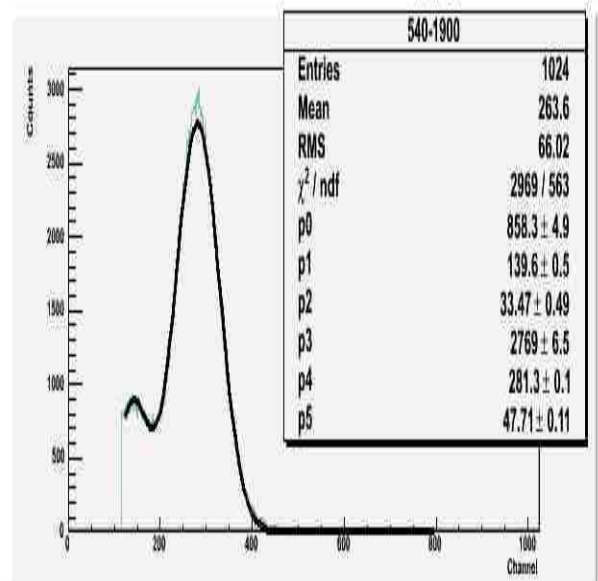
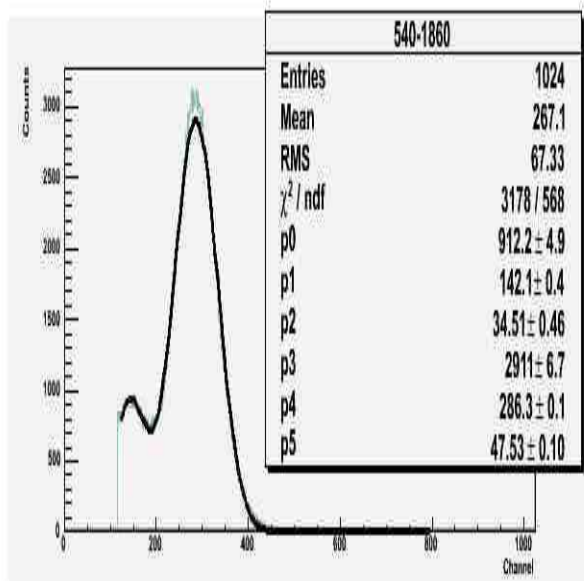
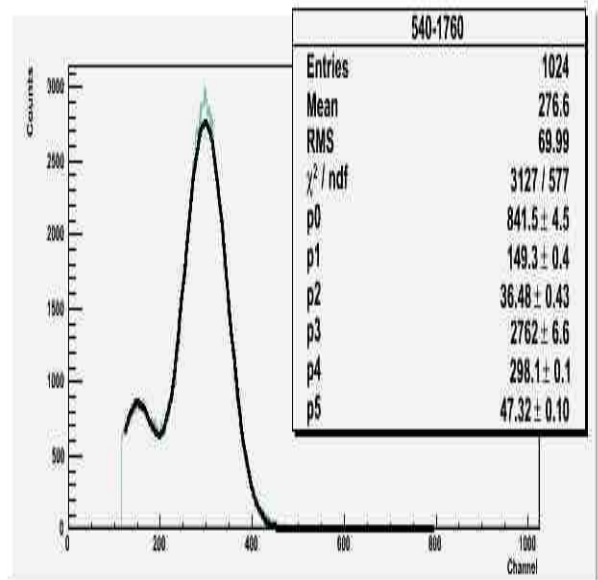
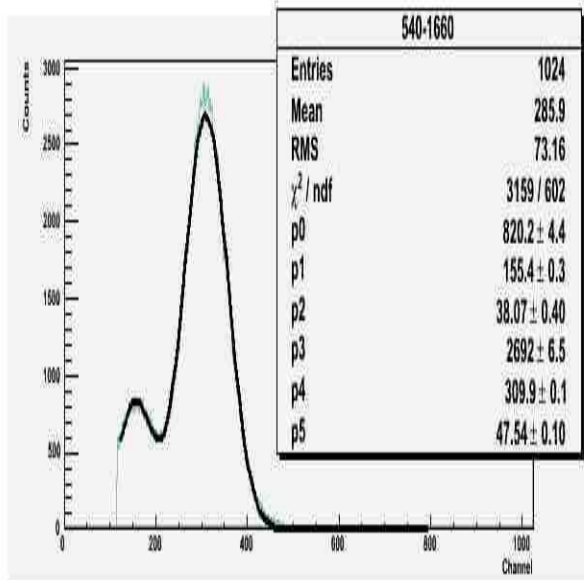
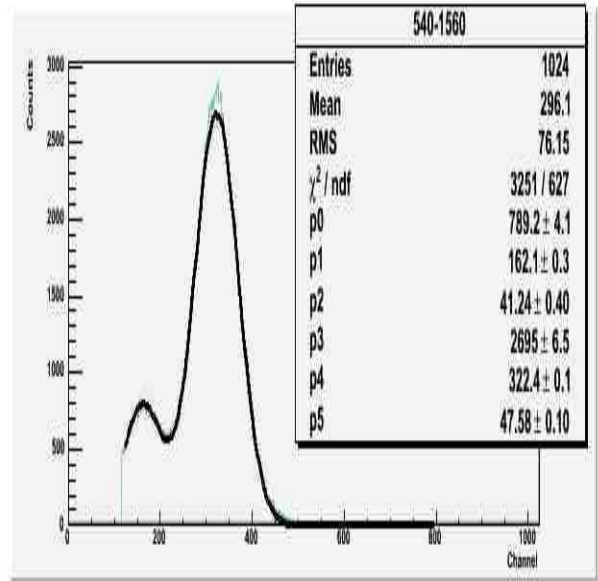
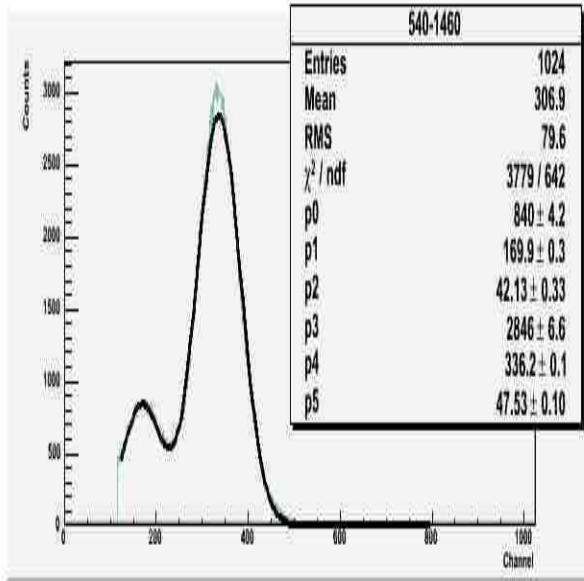
⁵⁵Fe, Ar(80%):CO₂ (20%)

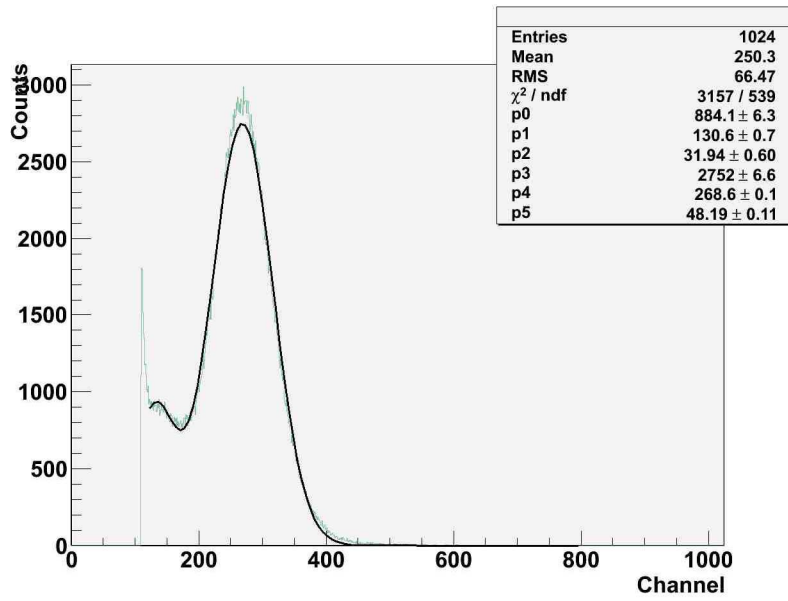




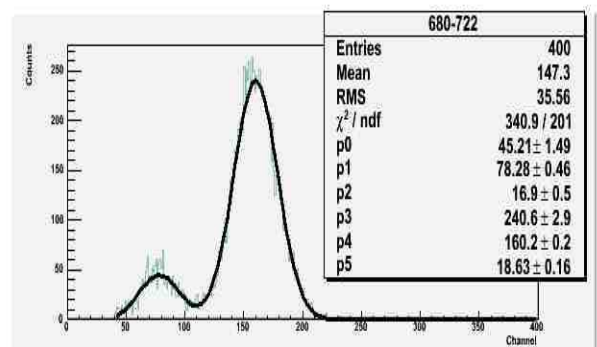
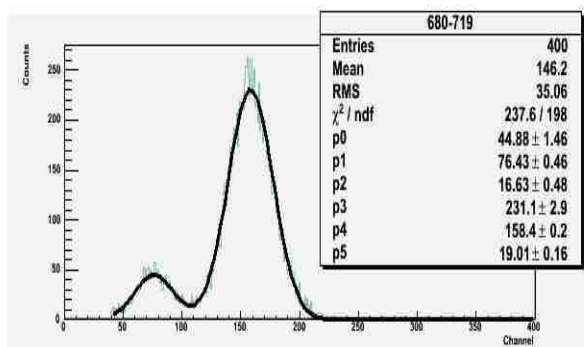
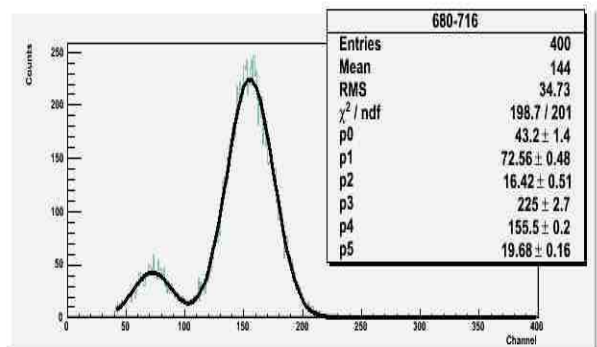
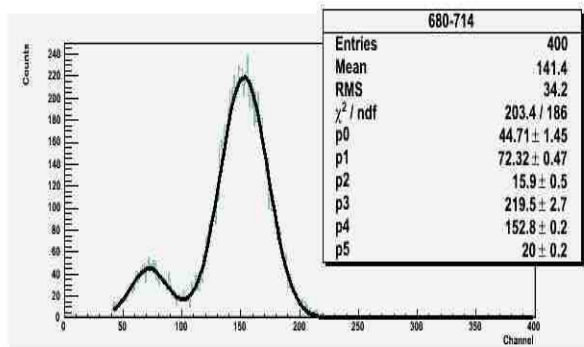
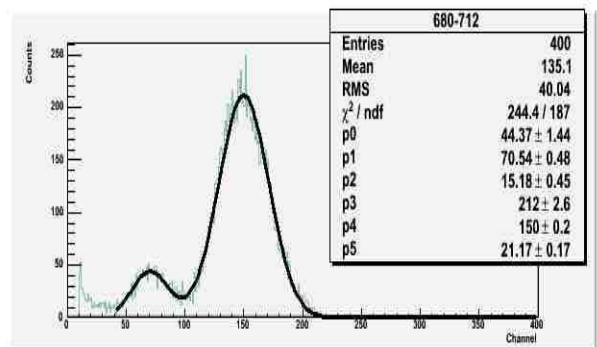
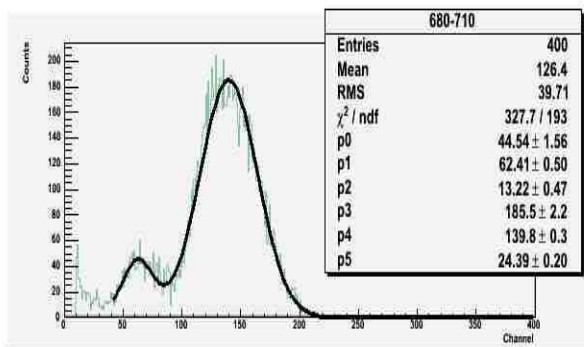


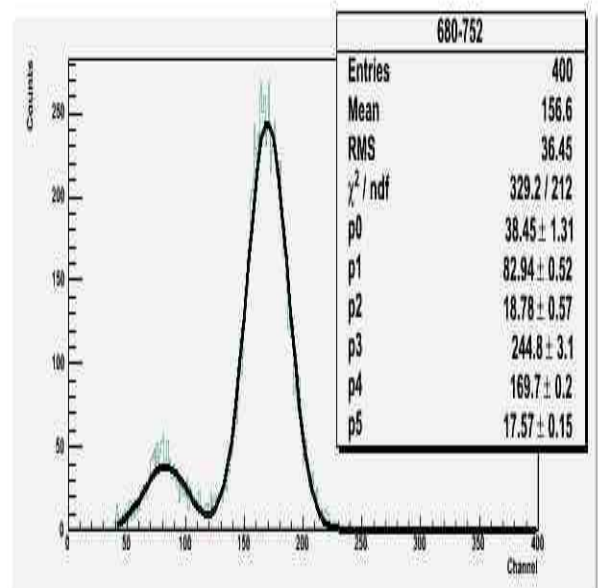
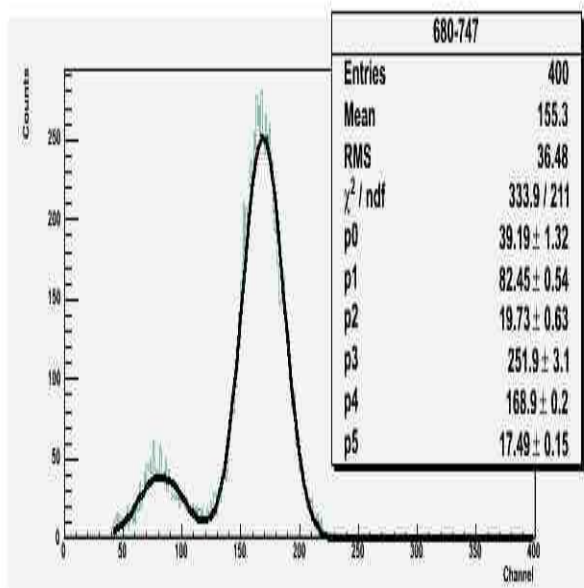
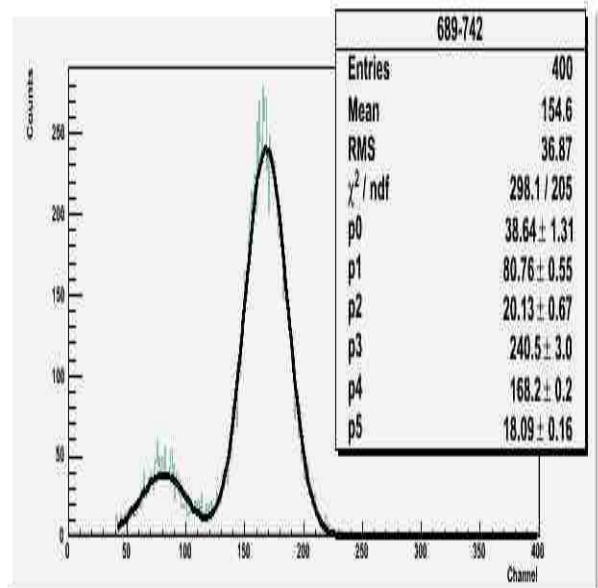
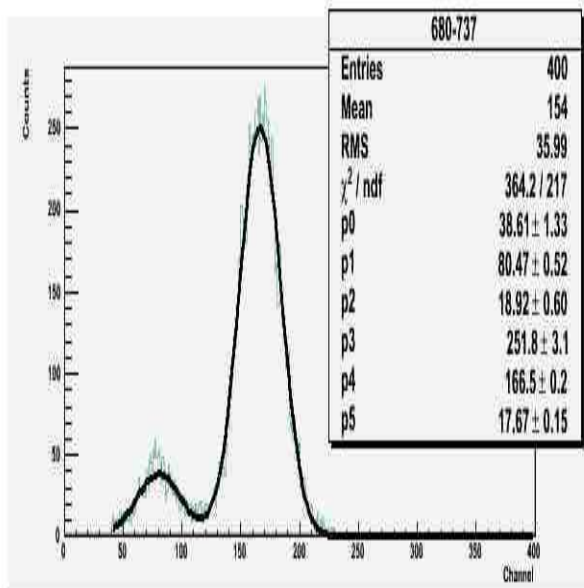
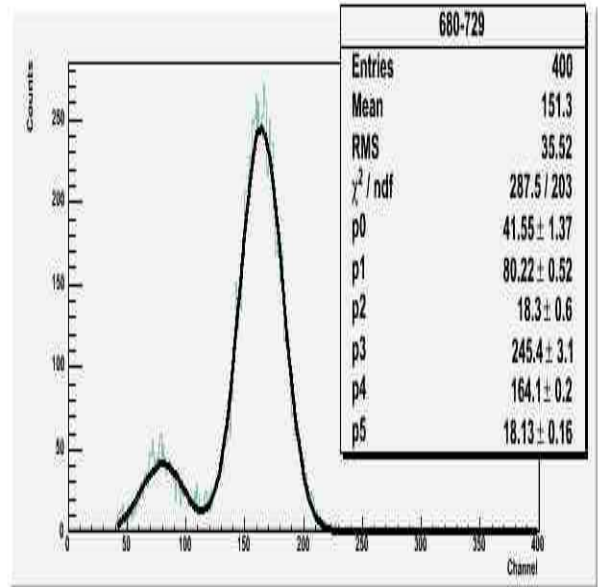
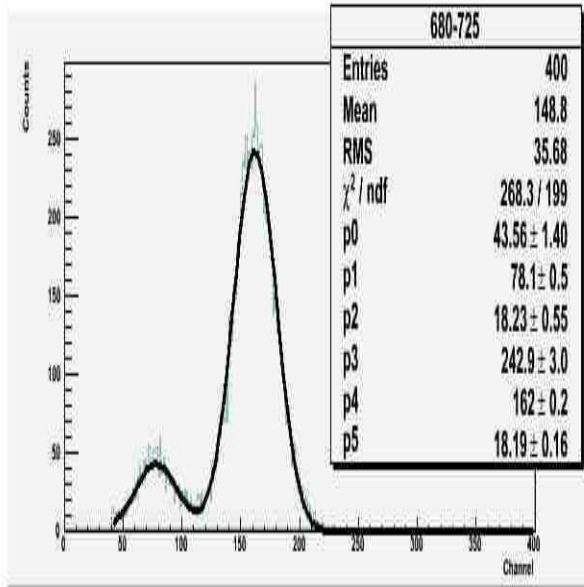


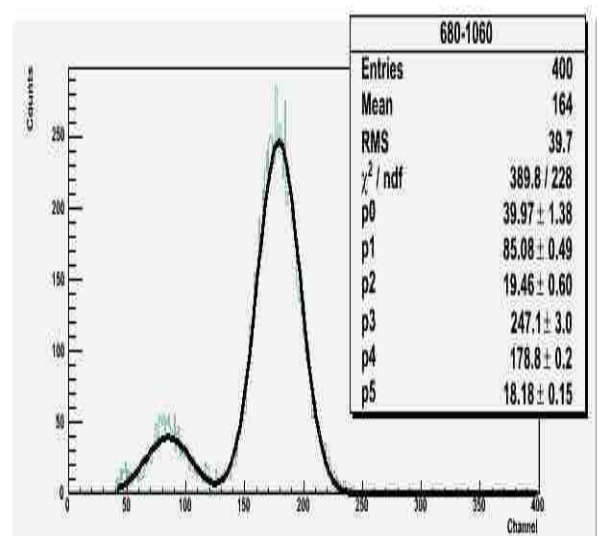
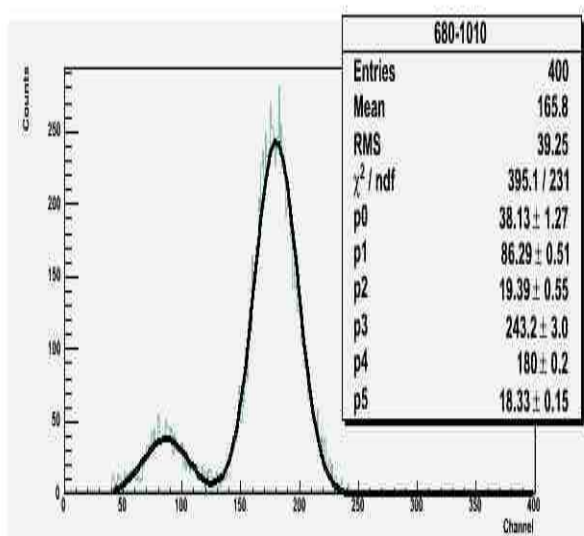
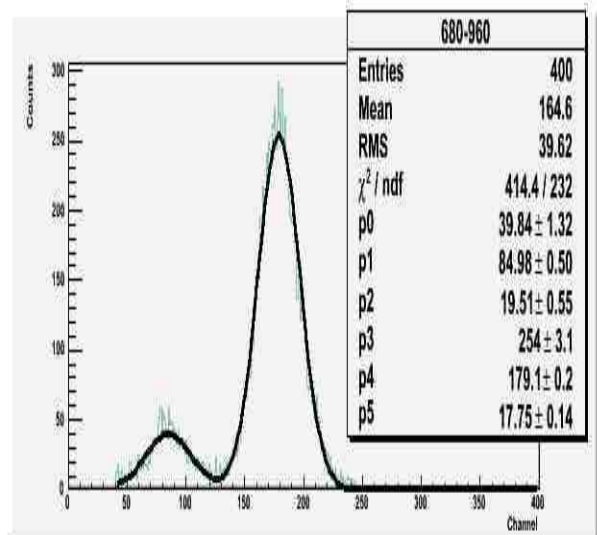
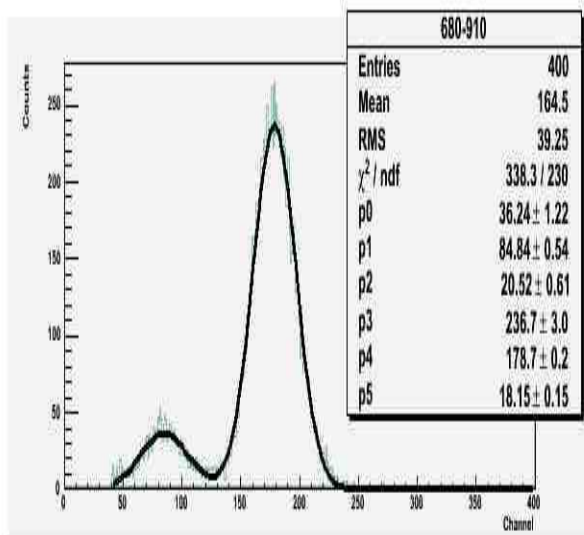
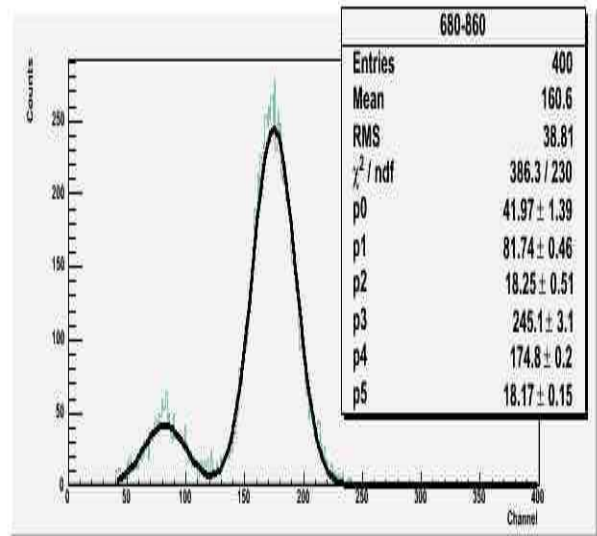
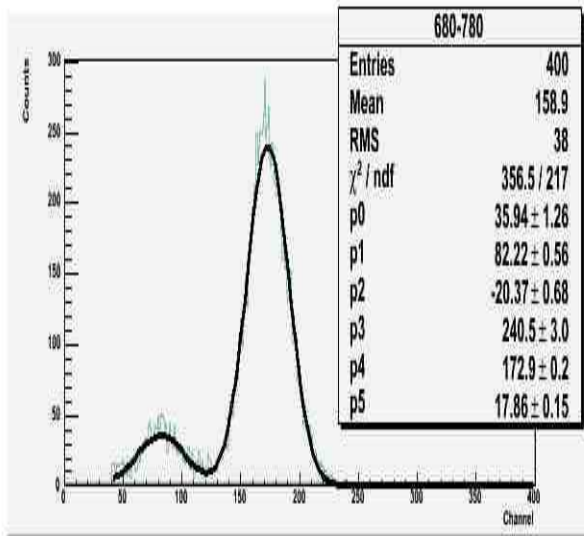


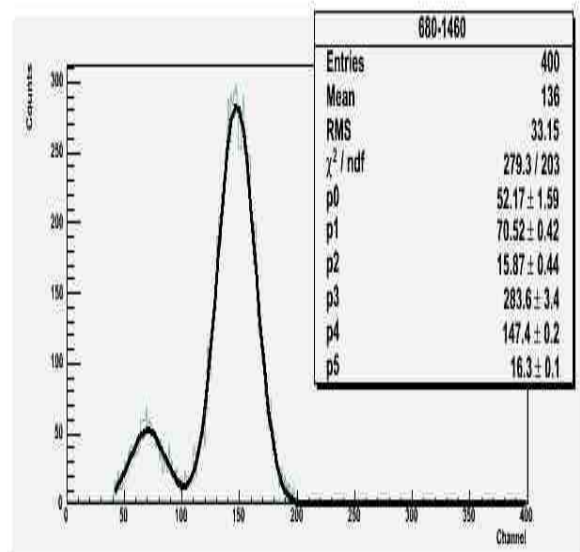
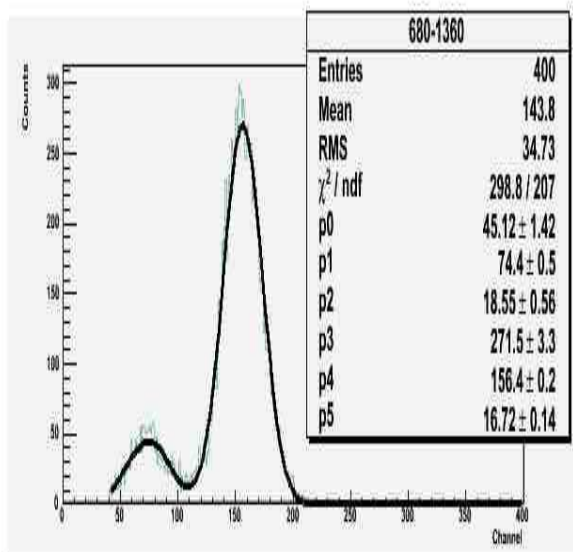
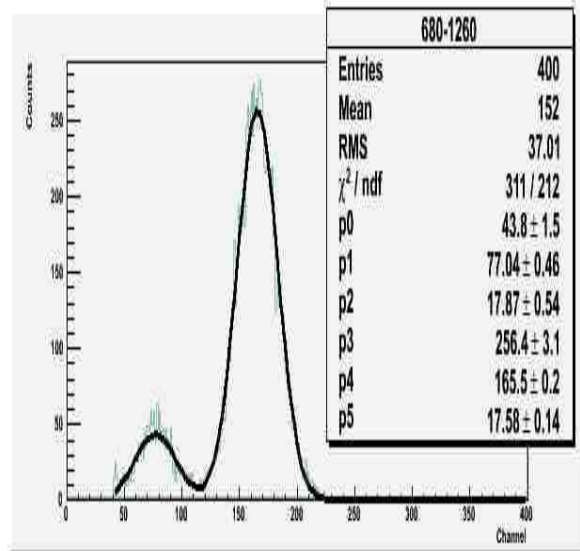
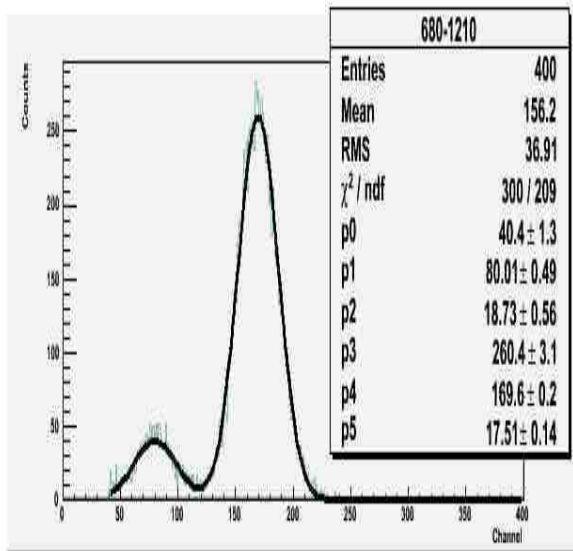
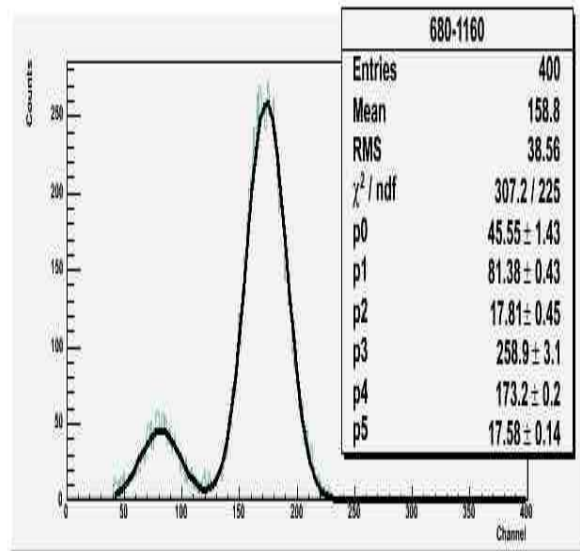
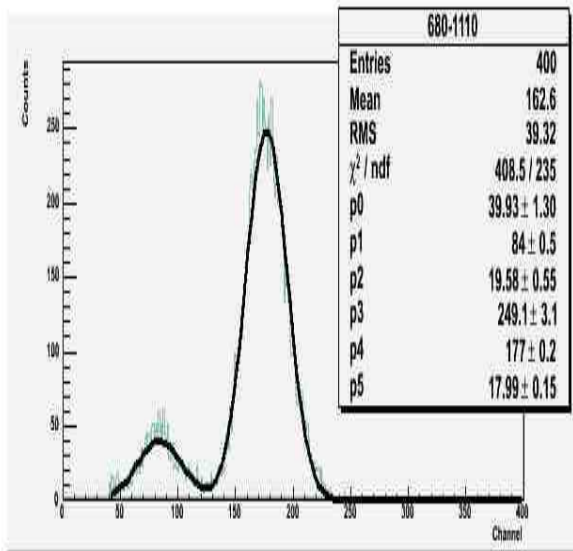


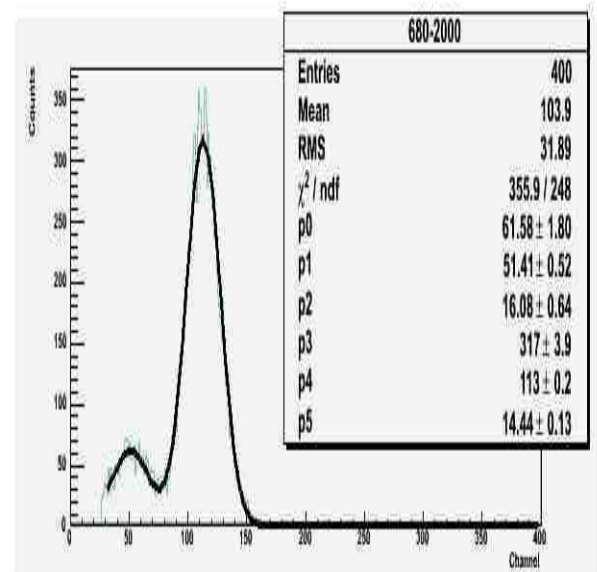
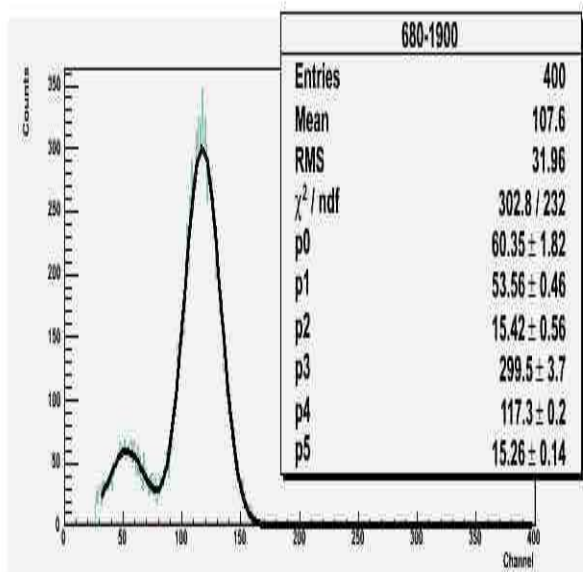
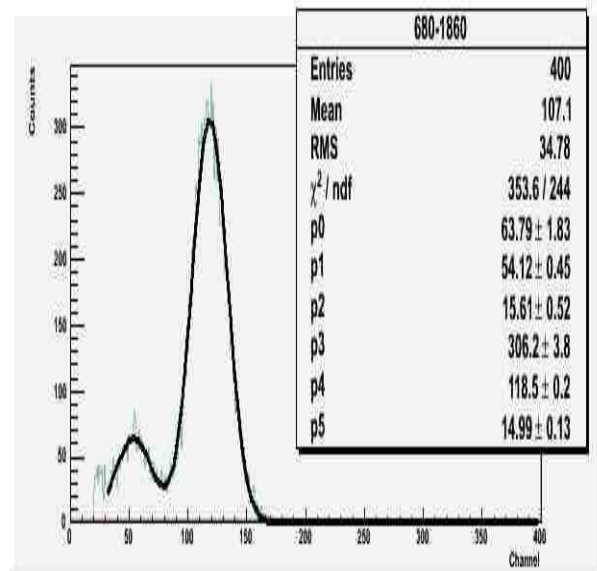
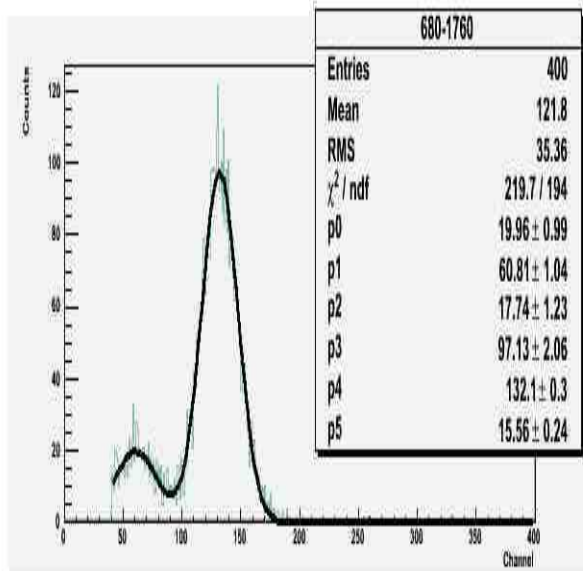
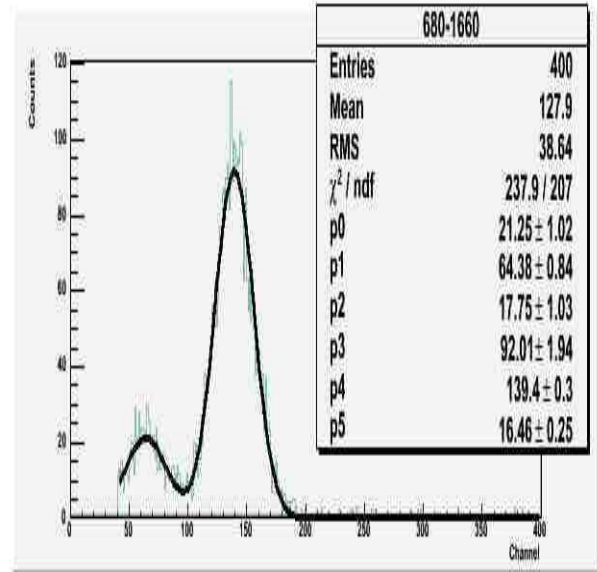
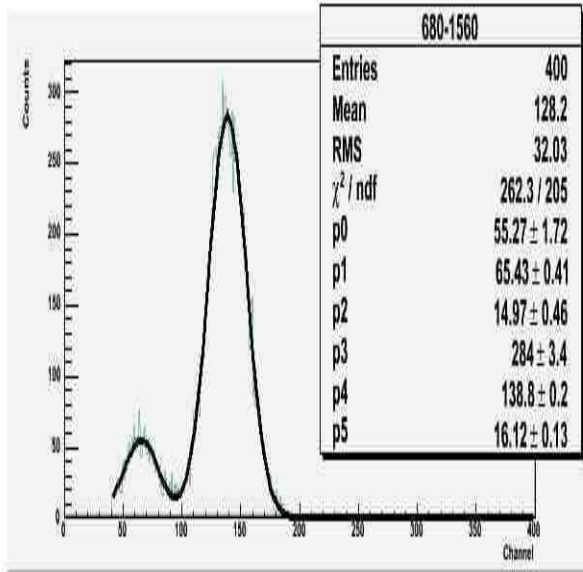
⁵⁵Fe, Ar(70%):CO₂ (30%)











Παράρτημα Γ Κώδικες ROOT

Όσον αφορά στην κατασκευή ιστογραμμάτων και fits για τα φάσματα του ^{55}Fe και του ^{109}Cd , χρησιμοποιήθηκαν οι παρακάτω τύποι αρχείων ανάλογα με το τι θέλαμε να κατασκευάσουμε κάθε φορά:

1) Ιστόγραμμα μόνο

```
{

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

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

char line[80];
Int_t i,counts;
TH1F *histo = new TH1F ("name","title",#bins,xmin,xmax);

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

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

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

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

/* Set the Canvas background color */
gPad -> GetCanvas() -> SetFillColor (kWhite);
/* Name the x,y - axis */
histo -> GetXaxis() -> SetTitle ("Channel");
histo -> GetYaxis() -> SetTitle ("Counts");
/* Set the histogram's line color */
```

```

histo -> SetLineColor (30);

}

```

2) Ιστόγραμμα και fit με μια Gaussian

```

{

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

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

char line[80];
Int_t i,counts;
TH1F *histo = new TH1F ("name","title",#bins,xmin,xmax);

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

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

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

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

/* Set the Canvas background color */
gPad -> GetCanvas() -> SetFillColor (kWhite);
/* Name the x,y - axis */
histo -> GetXaxis() -> SetTitle ("Channel");
histo -> GetYaxis() -> SetTitle ("Counts");
/* Set the histogram's line color */
histo -> SetLineColor (30);

/* We create here the fitting function for the specified data file */
g1=new TF1("m1","gaus",x1,x2);

```

```

/* and that part does the fitting */
histo->Fit(g1, "R");

/* This is how to obtain the fit parameters of a fitting function (gaussian here : 3
params) */
Double_t par[3];

g1->GetParameters(&par[0]);
/* We set the options to be drawn in the statistics box of Canvas */
gStyle -> SetOptStat ();
gStyle -> SetOptFit ();

/*FIT WITH 1 GAUSSIAN */
total= new TF1("mstotal", "gaus(0)",x1,x2);
total->SetParameters(par);
histo->Fit(total,"R");
histo -> Draw ();

}

```

3) Ιστόγραμμα και fit με δυο Gaussian

```

{

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

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

char line[80];
Int_t i,counts;
TH1F *histo = new TH1F ("name","title",#bins,xmin,xmax);

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

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

```

```

    }
}

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

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

/* Set the Canvas background color */
gPad -> GetCanvas() -> SetFillColor (kWhite);
/* Name the x,y - axis */
histo -> GetXaxis() -> SetTitle ("Channel");
histo -> GetYaxis() -> SetTitle ("Counts");
/* Set the histogram's line color */
histo -> SetLineColor (30);

/* We create here the fitting functions for the specified data file in different
subranges */
g1=new TF1("m1","gaus",x1,x2);
g2=new TF1("m2","gaus",x3,x4);

/* and that part does the fitting in two subranges (that's why we use R+) */
histo->Fit(g1,"R");
histo->Fit(g2,"R+");

/* This is how to obtain the fit parameters of a fitting function (gaussian here : 3
params) */
Double_t par[6];

g1->GetParameters(&par[0]);
g2->GetParameters(&par[3]);

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

/*FIT WITH 2 GAUSSIANS */
total= new TF1("mstotal","gaus(0)+gaus(3)",x1,x4);
total->SetParameters(par);
histo->Fit(total,"R");
histo -> Draw ();

}

```

4) Ιστόγραμμα και fit με δυο Gaussian και ένα γραμμικό όρο

{

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

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

char line[80];
Int_t i,counts;
TH1F *histo = new TH1F ("name","title",#bins,xmin,xmax);

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

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

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

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

/* Set the Canvas background color */
gPad -> GetCanvas() -> SetFillColor (kWhite);
/* Name the x,y - axis */
histo -> GetXaxis() -> SetTitle ("Channel");
histo -> GetYaxis() -> SetTitle ("Counts");
/* Set the histogram's line color */
histo -> SetLineColor (30);

/* We create here the fitting functions for the specified data file in different
subranges */
g1=new TF1("m1","gaus",x1,x2);
g2=new TF1("m2","gaus",x3,x4);

/* and that part does the fitting in two subranges (that's why we use R+) */
```

```

histo->Fit(g1, "R");
histo->Fit(g2, "R+");

/* This is how to obtain the fit parameters of a fitting function (gaussian here : 3
params) */
Double_t par[6];

g1->GetParameters(&par[0]);
g2->GetParameters(&par[3]);

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

/*Fit with 2 Gaussians and one linear term */
TF1 *f1 = new TF1("f1", "[0]*exp(-0.5*((x-[1])/[2])^2)+[3]*exp(-0.5*((x-
[4])/[5])^2)+[6]+[7]*x", x1, x4);
f1->SetParameters(p0, p1, p2, p3, p4, p5, p6, p7);
histo->Fit("f1", "R");
histo -> Draw ();

}

```

Τα αρχεία που χρησιμοποιήθηκαν για την κατασκευή των γραφημάτων του κέρδους και της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας σε συνάρτηση με την τάση στο mesh είναι:

1) GainsFe80-20.C

```

{
gROOT->Reset();
TCanvas*c1=new TCanvas("c1", "Gain vs Vmesh", 200, 10, 700, 500);
c1->SetLogy();

```

```

Double_t x1[11], y1[11], ey1[11], y2[11], ey2[11];

```

```

x1[0]=520;
x1[1]=530;
x1[2]=540;
x1[3]=550;
x1[4]=560;
x1[5]=570;
x1[6]=580;
x1[7]=590;
x1[8]=600;
x1[9]=610;
x1[10]=620;

```

y1[0]=1869.909879;
y1[1]=2084.752657;
y1[2]=2618.457114;
y1[3]=3424.360566;
y1[4]=4361.016749;
y1[5]=5735.621671;
y1[6]=7203.551964;
y1[7]=9293.651386;
y1[8]=12039.94481;
y1[9]=16579.83519;
y1[10]=22055.40961;

ey1[0]=2.430348166;
ey1[1]=1.4582089;
ey1[2]=1.4582089;
ey1[3]=1.944278533;
ey1[4]=2.916417799;
ey1[5]=4.860696332;
ey1[6]=4.860696332;
ey1[7]=4.860696332;
ey1[8]=9.721392663;
ey1[9]=9.721392663;
ey1[10]=12.15174083;

y2[0]=2237.041513;
y2[1]=2438.708564;
y2[2]=3131.714242;
y2[3]=3932.627379;
y2[4]=4177.217618;
y2[5]=6390.51949;
y2[6]=8001.937538;
y2[7]=8893.972529;
y2[8]=11620.43432;
y2[9]=15898.36556;
y2[10]=21161.8516;

ey2[0]=0.239794352;
ey2[1]=0;
ey2[2]=0;
ey2[3]=0;
ey2[4]=0;
ey2[5]=0;
ey2[6]=0;
ey2[7]=0;
ey2[8]=2.397943524;
ey2[9]=2.397943524;
ey2[10]=0;

```

gr1=new TGraphErrors(11,x1,y1,0,ey1);
gr1->SetMarkerStyle(29);
gr1->SetMarkerColor(4);//blue
gr1->GetXaxis()->SetTitle ("Vmesh");
gr1->GetYaxis()->SetTitle ("Gain");
gr1->Draw("AP");

//superimpose the second graph by leaving out the axis option "A"
gr2=new TGraphErrors(11,x1,y2,0,ey2);
gr2->SetMarkerStyle(26);
gr2->SetMarkerColor(2);//red
gr2->Draw("P");

leg=new TLegend(0.1,0.7,0.48,0.9);
leg->AddEntry(gr1,"2.9keV", "p");
leg->AddEntry(gr2,"5.9keV", "p");
leg->Draw();

TPaveText*ptext=new TPaveText(0.55,0.65,0.75,0.85,"NDC");
TText*t1=ptext->AddText("Constant= $(-6118.0\#pm3.9)x10^{-3}$ ");
t1->SetTextColor(4);
TText*t2=ptext->AddText("Slope= $(25919.2\#pm6.7)x10^{-6}$ ");
t2->SetTextColor(4);
TText*t3=ptext->AddText("Constant= $(-3428.3\#pm1.1)x10^{-3}$ ");
t3->SetTextColor(2);
TText*t4=ptext->AddText("Slope= $(21421.3\#pm1.9)x10^{-6}$ ");
t4->SetTextColor(2);
ptext->SetFillStyle(4000);
ptext->SetBorderSize(0);
ptext->SetTextSize(0.04);

TPaveText*ptext1=new TPaveText(0.55,0.65,0.75,0.85,"NDC");
TText*t5=ptext1->AddText("Ar(80%):CO_{2}(20%)");
t5->SetTextColor(1);
ptext1->SetFillStyle(4000);
ptext1->SetBorderSize(0);
ptext1->SetTextSize(0.04);

ptext->Draw();
ptext1->Draw();

}

```


2)GainsFe70-30.C

```
{  
gROOT->Reset();  
TCanvas*c1=new TCanvas("c1","Gain vs Vmesh",200,10,700,500);  
c1->SetLogy();
```

```
Double_t x1[12],y1[12],ey1[12],y2[12],ey2[12];
```

```
x1[0]=670;  
x1[1]=672;  
x1[2]=674;  
x1[3]=676;  
x1[4]=678;  
x1[5]=680;  
x1[6]=682;  
x1[7]=684;  
x1[8]=686;  
x1[9]=688;  
x1[10]=690;  
x1[11]=692;
```

```
y1[0]=581,3392813;  
y1[1]=627,5158964;  
y1[2]=678,7962427;  
y1[3]=722,5425097;  
y1[4]=781,3569353;  
y1[5]=844,5459876;  
y1[6]=893,6390206;  
y1[7]=932,2815564;  
y1[8]=1019,77409;  
y1[9]=1100,218615;  
y1[10]=1171,427816;  
y1[11]=1215,174083;
```

```
ey1[0]=4,131591882;  
ey1[1]=3,888557065;  
ey1[2]=4,617661515;  
ey1[3]=4,617661515;  
ey1[4]=4,617661515;  
ey1[5]=4,617661515;  
ey1[6]=5,103731148;  
ey1[7]=8,020148947;  
ey1[8]=9,721392663;  
ey1[9]=6,075870415;  
ey1[10]=7,291044498;  
ey1[11]=7,291044498;
```

```
y2[0]=685,0924647;  
y2[1]=733,6508211;  
y2[2]=780,7704113;  
y2[3]=839,1603361;  
y2[4]=886,8794122;  
y2[5]=957,1391575;  
y2[6]=1001,381215;  
y2[7]=1073,79911;  
y2[8]=1164,321478;  
y2[9]=1207,364564;  
y2[10]=1294,889503;  
y2[11]=1353,639119;
```

```
ey2[0]=0,719383057;  
ey2[1]=0,839280233;  
ey2[2]=0,839280233;  
ey2[3]=0,839280233;  
ey2[4]=0,959177409;  
ey2[5]=1,079074586;  
ey2[6]=1,079074586;  
ey2[7]=1,198971762;  
ey2[8]=1,318868938;  
ey2[9]=1,198971762;  
ey2[10]=1,198971762;  
ey2[11]=1,198971762;
```

```
gr1=new TGraphErrors(12,x1,y1,0,ey1);  
gr1->SetMarkerStyle(29);  
gr1->SetMarkerColor(4);//blue  
gr1->GetXaxis()->SetTitle ("Vmesh");  
gr1->GetYaxis()->SetTitle ("Gain");  
gr1->Draw("AP");
```

```
//superimpose the second graph by leaving out the axis option "A"  
gr2=new TGraphErrors(12,x1,y2,0,ey2);  
gr2->SetMarkerStyle(26);  
gr2->SetMarkerColor(2);//red  
gr2->Draw("P");
```

```
leg=new TLegend(0.1,0.7,0.48,0.9);  
leg->AddEntry(gr1,"2.9keV", "p");  
leg->AddEntry(gr2,"5.9keV", "p");  
leg->Draw();
```

```

TPaveText*ptext=new TPaveText(0.55,0.65,0.75,0.85,"NDC");
TText*t1=ptext->AddText("Constant=(-163.7#pm2.5)x10^{-1}");
t1->SetTextColor(4);
TText*t2=ptext->AddText("Slope=(339.6#pm3.6)x10^{-4}");
t2->SetTextColor(4);
TText*t3=ptext->AddText("Constant=(-13269.1#pm5.2)x10^{-3}");
t3->SetTextColor(2);
TText*t4=ptext->AddText("Slope=(29605.8#pm7.5)x10^{-6}");
t4->SetTextColor(2);
ptext->SetFillStyle(4000);
ptext->SetBorderSize(0);
ptext->SetTextSize(0.04);

TPaveText*ptext1=new TPaveText(0.55,0.65,0.75,0.85,"NDC");
TText*t5=ptext1->AddText("Ar(70%):CO_{2}(30%)");
t5->SetTextColor(1);
ptext1->SetFillStyle(4000);
ptext1->SetBorderSize(0);
ptext1->SetTextSize(0.04);

ptext->Draw();
ptext1->Draw();

}

```

3)GainCd80-20.C

```

{
gROOT->Reset();
TCanvas*c1=new TCanvas("c1","Gain vs Vmesh",200,10,700,500);
c1->SetLogy();

Double_t x1[11],y1[11],ey1[11];

x1[0]=580;
x1[1]=590;
x1[2]=600;
x1[3]=605;
x1[4]=610;
x1[5]=615;
x1[6]=620;
x1[7]=625;
x1[8]=630;
x1[9]=635;
x1[10]=640;

y1[0]=420.903319;
y1[1]=426.1702307;

```

```
y1[2]=589.9583374;  
y1[3]=787.9492547;  
y1[4]=900.3528574;  
y1[5]=1042.141973;  
y1[6]=1215.725251;  
y1[7]=1337.924025;  
y1[8]=1617.006113;  
y1[9]=1833.463336;  
y1[10]=2170.031838;
```

```
ey1[0]=1,669996383;  
ey1[1]=1,798457643;  
ey1[2]=2,248072053;  
ey1[3]=2,087495478;  
ey1[4]=3,853837806;  
ey1[5]=4,335567532;  
ey1[6]=5,941333284;  
ey1[7]=8,992288214;  
ey1[8]=6,101909859;  
ey1[9]=8,349981913;  
ey1[10]=18,94803588;
```

```
gr1=new TGraphErrors(11,x1,y1,0,ey1);  
gr1->SetMarkerStyle(29);  
gr1->SetMarkerColor(4);//blue  
gr1->GetXaxis()->SetTitle ("Vmesh");  
gr1->GetYaxis()->SetTitle ("Gain");  
gr1->SetTitle("Graph");  
gr1->Draw("AP");
```

```
leg=new TLegend(0.1,0.7,0.48,0.9);  
leg->AddEntry(gr1,"22keV", "p");  
leg->Draw();
```

```
TPaveText*ptext=new TPaveText(0.55,0.65,0.75,0.85,"NDC");  
TText*t1=ptext->AddText("Constant=(-1131.7#pm4.7)x10^{-2}");  
t1->SetTextColor(4);  
TText*t2=ptext->AddText("Slope=(2965.5#pm7.7)x10^{-5}");  
t2->SetTextColor(4);  
ptext->SetFillStyle(4000);  
ptext->SetBorderSize(0);  
ptext->SetTextSize(0.05);  
ptext->Draw();
```

```
TPaveText*ptext1=new TPaveText(0.55,0.65,0.75,0.85,"NDC");  
TText*t3=ptext1->AddText("Ar(80%):CO_{2}(20%)");  
t3->SetTextColor(1);
```

```
ptext1->SetFillStyle(4000);
ptext1->SetBorderSize(0);
ptext1->SetTextSize(0.05);
ptext1->Draw();
```

```
}
```

4)GainCd70-30.C

```
{
gROOT->Reset();
TCanvas*c1=new TCanvas("c1","Gain vs Vmesh",200,10,700,500);
c1->SetLogy();
```

```
Double_t x1[11],y1[11],ey1[11];
```

```
x1[0]=670;
x1[1]=672;
x1[2]=674;
x1[3]=676;
x1[4]=678;
x1[5]=680;
x1[6]=682;
x1[7]=684;
x1[8]=688;
x1[9]=690;
x1[10]=692;
```

```
y1[0]=752,4618316;
y1[1]=799,0290384;
y1[2]=838,2097228;
y1[3]=887,3461548;
y1[4]=949,649866;
y1[5]=1013,559343;
y1[6]=1073,614982;
y1[7]=1155,187882;
y1[8]=1361,689358;
y1[9]=1495,289069;
y1[10]=1555,023555;
```

```
ey1[0]=2,248072053;
ey1[1]=1,926918903;
ey1[2]=2,569225204;
ey1[3]=3,532684655;
ey1[4]=2,890378354;
ey1[5]=1,29571E-10;
ey1[6]=3,532684655;
ey1[7]=5,138450408;
ey1[8]=6,101909859;
```

```
ey1[9]=3,853837806;
ey1[10]=3,853837806;
```

```
gr1=new TGraphErrors(11,x1,y1,0,ey1);
gr1->SetMarkerStyle(29);
gr1->SetMarkerColor(4);//blue
gr1->GetXaxis()->SetTitle ("Vmesh");
gr1->GetYaxis()->SetTitle ("Gain");
gr1->Draw("AP");
```

```
leg=new TLegend(0.1,0.7,0.48,0.9);
leg->AddEntry(gr1,"22keV", "p");
leg->Draw();
```

```
TPaveText*ptext=new TPaveText(0.55,0.65,0.75,0.85,"NDC");
TText*t1=ptext->AddText("Constant=(-160.1#pm1.1)x10^{-1}");
t1->SetTextColor(4);
TText*t2=ptext->AddText("Slope=(337.4#pm1.6)x10^{-4}");
t2->SetTextColor(4);
ptext->SetFillStyle(4000);
ptext->SetBorderSize(0);
ptext->SetTextSize(0.05);
ptext->Draw();
```

```
TPaveText*ptext1=new TPaveText(0.55,0.65,0.75,0.85,"NDC");
TText*t3=ptext1->AddText("Ar(70%):CO_{2}(30%)");
t3->SetTextColor(1);
ptext1->SetFillStyle(4000);
ptext1->SetBorderSize(0);
ptext1->SetTextSize(0.05);
ptext1->Draw();
}
```

5)ResolutionsFe80-20.C

```
{
gROOT->Reset();
Double_t x1[11],y1[11],ey1[11],y2[11],ey2[11];
```

```
x1[0]=520;
x1[1]=530;
x1[2]=540;
x1[3]=550;
x1[4]=560;
x1[5]=570;
x1[6]=580;
```

x1[7]=590;
x1[8]=600;
x1[9]=610;
x1[10]=620;

y1[0]=95.29503509;
y1[1]=60.48962462;
y1[2]=62.07629478;
y1[3]=45.59900639;
y1[4]=32.24308961;
y1[5]=44.74957627;
y1[6]=44.30431849;
y1[7]=34.29131799;
y1[8]=29.51493742;
y1[9]=40.52389329;
y1[10]=42.63663912;

ey1[0]=0.623295416;
ey1[1]=0.169732044;
ey1[2]=0.177885632;
ey1[3]=0.135916594;
ey1[4]=0.262812035;
ey1[5]=0.125365093;
ey1[6]=0.161362928;
ey1[7]=0.246469295;
ey1[8]=0.276161379;
ey1[9]=0.304066699;
ey1[10]=0.23423877;

y2[0]=38.2136349;
y2[1]=41.66224189;
y2[2]=41.4398928;
y2[3]=43.54664634;
y2[4]=26.40040184;
y2[5]=41.52401501;
y2[6]=40.58450704;
y2[7]=26.89606363;
y2[8]=25.97802311;
y2[9]=27.28552036;
y2[10]=27.90708215;

ey2[0]=0.02552114;
ey2[1]=0.023107178;
ey2[2]=0.017993874;
ey2[3]=0.028658537;
ey2[4]=0.026980482;
ey2[5]=0.017636023;
ey2[6]=0.021126761;
ey2[7]=0.031679698;

```

ey2[8]=0.0343662;
ey2[9]=0.032164824;
ey2[10]=0.033286119;

gr1=new TGraphErrors(11,x1,y1,0,ey1);
gr2=new TGraphErrors(11,x1,y2,0,ey2);
TCanvas*c1=new TCanvas("c1","Resolution vs Vmesh",200,10,600,400);

gr1->SetMarkerColor(4);//blue
gr1->SetMarkerStyle(29);
gr1->SetMarkerColor(4);
gr1->GetXaxis() -> SetTitle ("Vmesh");
gr1->GetYaxis() -> SetTitle ("Energy Resolution %");
gr1->Draw("AP");
gr2->SetMarkerStyle(26);
gr2->SetMarkerColor(2);//red
gr2->Draw("P");

leg=new TLegend(0.1,0.7,0.48,0.9);
leg->AddEntry(gr1,"2.9keV", "p");
leg->AddEntry(gr2,"5.9keV", "p");
leg->Draw();

TPaveText*ptext=new TPaveText(0.55,0.65,0.75,0.85,"NDC");
TText*t1=ptext->AddText("Ar(80%):CO_{2}(20%)");
t1->SetTextColor(1);
ptext->SetFillStyle(4000);
ptext->SetBorderSize(0);
ptext->SetTextSize(0.04);
ptext->Draw();

}

```

6)ResolutionsFe70-30.C

```

{
gROOT->Reset();
TCanvas*c1=new TCanvas("c1","Gain vs Vmesh",200,10,700,500);

Double_t x1[12],y1[12],ey1[12],y2[12],ey2[12];

x1[0]=670;
x1[1]=672;
x1[2]=674;
x1[3]=676;
x1[4]=678;
x1[5]=680;

```


x1[6]=682;
x1[7]=684;
x1[8]=686;
x1[9]=688;
x1[10]=690;
x1[11]=692;

y1[0]=64,31061873;
y1[1]=62,29957397;
y1[2]=60,34443251;
y1[3]=59,75782038;
y1[4]=60,34712286;
y1[5]=57,66460432;
y1[6]=58,97049225;
y1[7]=65,48879041;
y1[8]=78,01596759;
y1[9]=51,67196819;
y1[10]=58,11618257;
y1[11]=56,306;

ey1[0]=1,874104641;
ey1[1]=1,612352859;
ey1[2]=1,773024396;
ey1[3]=1,626369658;
ey1[4]=1,504770902;
ey1[5]=1,434922984;
ey1[6]=1,433383646;
ey1[7]=2,335648707;
ey1[8]=2,789253625;
ey1[9]=1,33384104;
ey1[10]=1,506718961;
ey1[11]=1,449907984;

y2[0]=32,00096255;
y2[1]=31,61496977;
y2[2]=31,35618857;
y2[3]=31,12180311;
y2[4]=30,6894687;
y2[5]=31,11549543;
y2[6]=30,2191092;
y2[7]=25,46008263;
y2[8]=26,1837092;
y2[9]=29,89424032;
y2[10]=57,78351418;
y2[11]=30,22320638;

```

ey2[0]=0,228681093;
ey2[1]=0,225665845;
ey2[2]=0,222697594;
ey2[3]=0,220453909;
ey2[4]=0,224850705;
ey2[5]=0,238098774;
ey2[6]=0,227439018;
ey2[7]=0,219634488;
ey2[8]=0,243804389;
ey2[9]=0,212117415;
ey2[10]=0,241019928;
ey2[11]=0,230523309;

```

```

gr1=new TGraphErrors(12,x1,y1,0,ey1);
gr1->SetMarkerStyle(29);
gr1->SetMarkerColor(4);//blue
gr1->GetXaxis()->SetTitle ("Vmesh");
gr1->GetYaxis()->SetTitle ("Resolution%");
gr1->Draw("AP");

```

```

//superimpose the second graph by leaving out the axis option "A"
gr2=new TGraphErrors(12,x1,y2,0,ey2);
gr2->SetMarkerStyle(26);
gr2->SetMarkerColor(2);//red
gr2->Draw("P");

```

```

leg=new TLegend(0.1,0.7,0.48,0.9);
leg->AddEntry(gr1,"2.9keV", "p");
leg->AddEntry(gr2,"5.9keV", "p");
leg->Draw();

```

```

TPaveText*ptext=new TPaveText(0.55,0.65,0.75,0.85,"NDC");
TText*t1=ptext->AddText("Ar(70%):CO_{2}(30%)");
t1->SetTextColor(1);
ptext->SetFillStyle(4000);
ptext->SetBorderSize(0);
ptext->SetTextSize(0.04);

```

```

ptext->Draw();
}

```

7)ResolutionCd80-20.C

```

{
gROOT->Reset();
Double_t x1[11],y1[11],ey1[11];

```

```
x1[0]=580;  
x1[1]=590;  
x1[2]=600;  
x1[3]=605;  
x1[4]=610;  
x1[5]=615;  
x1[6]=620;  
x1[7]=625;  
x1[8]=630;  
x1[9]=635;  
x1[10]=640;
```

```
y1[0]=32.37211964;  
y1[1]=29.96737001;  
y1[2]=27.93903103;  
y1[3]=26.56022009;  
y1[4]=31.63929017;  
y1[5]=28.86625578;  
y1[6]=30.08658037;  
y1[7]=35.08077292;  
y1[8]=31.16375372;  
y1[9]=34.41233141;  
y1[10]=34.19794287;
```

```
ey1[0]=0.781645941;  
ey1[1]=0.862896879;  
ey1[2]=0.724253068;  
ey1[3]=0.707502121;  
ey1[4]=0.981741724;  
ey1[5]=0.999383335;  
ey1[6]=1.059388171;  
ey1[7]=1.335311414;  
ey1[8]=0.871427264;  
ey1[9]=1.00026757;  
ey1[10]=1.81239564;
```

```
gr1=new TGraphErrors(11,x1,y1,0,ey1);
```

```
TCanvas*c1=new TCanvas("c1","Resolution vs Vmesh",200,10,600,400);
```

```
gr1->SetMarkerColor(4);//blue  
gr1->SetMarkerStyle(29);  
gr1->SetMarkerColor(4);  
gr1->GetXaxis() -> SetTitle ("Vmesh");  
gr1->GetYaxis() -> SetTitle ("Energy Resolution %");  
gr1->Draw("AP");
```

```
leg=new TLegend(0.1,0.7,0.48,0.9);
leg->AddEntry(gr1,"22keV", "p");
leg->Draw();
```

```
TPaveText*ptext=new TPaveText(0.55,0.65,0.75,0.85,"NDC");
TText*t1=ptext->AddText("Ar(80%):CO_{2}(20%)");
t1->SetTextColor(1);
ptext->SetFillStyle(4000);
ptext->SetBorderSize(0);
ptext->SetTextSize(0.05);
ptext->Draw();
}
```

8)ResolutionCd70-30.C

```
{
gROOT->Reset();
Double_t x1[12],y1[12],ey1[12];
```

```
x1[0]=670;
x1[1]=672;
x1[2]=674;
x1[3]=676;
x1[4]=678;
x1[5]=680;
x1[6]=682;
x1[7]=684;
x1[8]=686;
x1[9]=688;
x1[10]=690;
x1[11]=692;
```

```
y1[0]=29.46777636;
y1[1]=29.43167203;
y1[2]=31.40536398;
y1[3]=31.12920738;
y1[4]=30.00084545;
y1[5]=28.71974018;
y1[6]=32.6103799;
y1[7]=40.35571309;
y1[8]=47.75991848;
y1[9]=33.78125;
y1[10]=26.62929553;
y1[11]=29.13961173;
```

```
ey1[0]=0.538824413;
ey1[1]=0.683758112;
ey1[2]=0.575351274;
ey1[3]=0.775439713;
```

```

ey1[4]=0.587290719;
ey1[5]=0.678990855;
ey1[6]=0.697208841;
ey1[7]=0.880869841;
ey1[8]=0.981184452;
ey1[9]=0.812342332;
ey1[10]=0.569443179;
ey1[11]=0.55316473;

```

```

gr1=new TGraphErrors(12,x1,y1,0,ey1);

```

```

TCanvas*c1=new TCanvas("c1","Resolution vs Vmesh",200,10,600,400);

```

```

gr1->SetMarkerColor(4);//blue
gr1->SetMarkerStyle(29);
gr1->SetMarkerColor(4);
gr1->GetXaxis() -> SetTitle ("Vmesh");
gr1->GetYaxis() -> SetTitle ("Energy Resolution %");
gr1->Draw("AP");

```

```

leg=new TLegend(0.1,0.7,0.48,0.9);
leg->AddEntry(gr1,"22keV", "p");
leg->Draw();

```

```

TPaveText*ptext=new TPaveText(0.55,0.65,0.75,0.85,"NDC");
TText*t1=ptext->AddText("Ar(70%):CO_{2}(30%)");
t1->SetTextColor(1);
ptext->SetFillStyle(4000);
ptext->SetBorderSize(0);
ptext->SetTextSize(0.05);
ptext->Draw();
}

```

Όσον αφορά στην κατασκευή του γραφήματος Transparency vs Vmesh ,χρησιμοποιήθηκε το αρχείο **Transparency.C**:

```

{
gROOT->Reset();
TCanvas*c1=new TCanvas("c1","Gain vs Vmesh",200,10,700,500);
c1->SetLogx();

```

```

Double_t x1[31],y1[31],ey1[31],x2[30],y2[30],ey2[30];

```

```

x1[0]=1054.6875;

```

x1[1]=917.1195652;
x1[2]=811.2980769;
x1[3]=703.125;
x1[4]=527.34375;
x1[5]=421.875;
x1[6]=351.5625;
x1[7]=234.375;
x1[8]=175.78125;
x1[9]=140.625;
x1[10]=117.1875;
x1[11]=100.4464286;
x1[12]=87.890625;
x1[13]=78.125;
x1[14]=65.91796875;
x1[15]=57.01013514;
x1[16]=50.22321429;
x1[17]=44.88031915;
x1[18]=40.56490385;
x1[19]=37.00657895;
x1[20]=34.02217742;
x1[21]=31.48320896;
x1[22]=29.296875;
x1[23]=25.72408537;
x1[24]=22.92798913;
x1[25]=20.68014706;
x1[26]=18.83370536;
x1[27]=17.28995902;
x1[28]=15.98011364;
x1[29]=15.51011029;
x1[30]=14.44777397;

y1[0]=0.832350463;
y1[1]=0.853833193;
y1[2]=0.869208088;
y1[3]=0.885004212;
y1[4]=0.913016007;
y1[5]=0.925442291;
y1[6]=0.936815501;
y1[7]=0.956823926;
y1[8]=0.967144061;
y1[9]=0.977042965;
y1[10]=0.984625105;
y1[11]=0.990522325;
y1[12]=0.99620893;
y1[13]=0.99915754;
y1[14]=1;
y1[15]=0.98483572;
y1[16]=0.959983151;
y1[17]=0.929443976;

y1[18]=0.897430497;
y1[19]=0.866680708;
y1[20]=0.838247683;
y1[21]=0.811710194;
y1[22]=0.786857624;
y1[23]=0.743470935;
y1[24]=0.708087616;
y1[25]=0.679022746;
y1[26]=0.652695872;
y1[27]=0.627843302;
y1[28]=0.602990733;
y1[29]=0.592459983;
y1[30]=0.565711879;

ey1[0]=0.000456253;
ey1[1]=0.000276943;
ey1[2]=0.000279057;
ey1[3]=0.00028125;
ey1[4]=0.000285195;
ey1[5]=0.000286966;
ey1[6]=0.000376801;
ey1[7]=0.000291495;
ey1[8]=0.000293002;
ey1[9]=0.000294456;
ey1[10]=0.000295574;
ey1[11]=0.000296446;
ey1[12]=0.000297291;
ey1[13]=0.000297729;
ey1[14]=0.000297855;
ey1[15]=0.000295605;
ey1[16]=0.000291956;
ey1[17]=0.000287539;
ey1[18]=0.000282992;
ey1[19]=0.000278708;
ey1[20]=0.000274823;
ey1[21]=0.000271266;
ey1[22]=0.000267998;
ey1[23]=0.000262446;
ey1[24]=0.000258069;
ey1[25]=0.00025458;
ey1[26]=0.000251507;
ey1[27]=0.000248685;
ey1[28]=0.000245942;
ey1[29]=0.000244804;
ey1[30]=0.000241981;

x2[0]=885.4166667;
x2[1]=830.078125;

x2[2]=781.25;
x2[3]=737.8472222;
x2[4]=681.0897436;
x2[5]=632.4404762;
x2[6]=590.2777778;
x2[7]=542.0918367;
x2[8]=466.0087719;
x2[9]=428.4274194;
x2[10]=396.4552239;
x2[11]=368.9236111;
x2[12]=265.625;
x2[13]=147.5694444;
x2[14]=115.4891304;
x2[15]=94.86607143;
x2[16]=80.49242424;
x2[17]=69.90131579;
x2[18]=61.77325581;
x2[19]=55.33854167;
x2[20]=50.11792453;
x2[21]=45.79741379;
x2[22]=39.0625;
x2[23]=34.05448718;
x2[24]=30.18465909;
x2[25]=27.10459184;
x2[26]=24.59490741;
x2[27]=22.51059322;
x2[28]=17.28995902;
x2[29]=15.98011364;

y2[0]=0.776666667;
y2[1]=0.833333333;
y2[2]=0.848888889;
y2[3]=0.863888889;
y2[4]=0.88;
y2[5]=0.89;
y2[6]=0.9;
y2[7]=0.911666667;
y2[8]=0.925;
y2[9]=0.934444444;
y2[10]=0.938333333;
y2[11]=0.942777778;
y2[12]=0.960555556;
y2[13]=0.971111111;
y2[14]=0.992777778;
y2[15]=0.995;
y2[16]=1;
y2[17]=0.993333333;
y2[18]=0.983333333;


```
y2[19]=0.962222222;  
y2[20]=0.942222222;  
y2[21]=0.919444444;  
y2[22]=0.868888889;  
y2[23]=0.818888889;  
y2[24]=0.771111111;  
y2[25]=0.726111111;  
y2[26]=0.726111111;  
y2[27]=0.658333333;  
y2[28]=0.651666667;  
y2[29]=0.627777778;
```

```
ey2[0]=0.001876828;  
ey2[1]=0.001446343;  
ey2[2]=0.001457468;  
ey2[3]=0.001468309;  
ey2[4]=0.001480073;  
ey2[5]=0.001487437;  
ey2[6]=0.001494847;  
ey2[7]=0.00150355;  
ey2[8]=0.00151357;  
ey2[9]=0.001520716;  
ey2[10]=0.001523669;  
ey2[11]=0.001527052;  
ey2[12]=0.00154067;  
ey2[13]=0.001548817;  
ey2[14]=0.001565684;  
ey2[15]=0.001567425;  
ey2[16]=0.001571348;  
ey2[17]=0.001566119;  
ey2[18]=0.001558309;  
ey2[19]=0.001541953;  
ey2[20]=0.001526629;  
ey2[21]=0.001509385;  
ey2[22]=0.001471947;  
ey2[23]=0.001436121;  
ey2[24]=0.001403088;  
ey2[25]=0.001373127;  
ey2[26]=0.001373127;  
ey2[27]=0.001330276;  
ey2[28]=0.001326217;  
ey2[29]=0.001311914;
```

```
gr1=new TGraphErrors(31,x1,y1,0,ey1);  
gr1->SetMarkerStyle(29);  
gr1->SetMarkerColor(4);//blue
```

```

gr1-> GetXaxis() -> SetTitle ("Eamp/Edrift");
gr1-> GetYaxis() -> SetTitle ("Normalized Centroid");
gr1->Draw("AP");

```

```

gr2=new TGraphErrors(30,x2,y2,0,ey2);
gr2->SetMarkerStyle(26);
gr2->SetMarkerColor(2);//red
gr2->Draw("P");

```

```

TPaveText*ptext=new TPaveText(0.55,0.65,1,1,"NDC");
TText*t1=ptext->AddText("Transparency vs Eamp/Edrift");
t1->SetTextColor(1);
TText*t2=ptext->AddText("Source:Fe55");
t2->SetTextColor(1);
ptext->SetFillStyle(4000);
ptext->SetBorderSize(0);
ptext->SetTextSize(0.04);
ptext->Draw();

```

```

leg=new TLegend(0.1,0.7,0.48,0.5);
leg->AddEntry(gr1,"Ar(80%):CO_{2}(20%)", "p");
leg->AddEntry(gr2,"Ar(70%):CO_{2}(30%)", "p");
leg->SetBorderSize(1);
leg->SetTextSize(0.04);
leg->Draw();
}

```

Όσον αφορά στην κατασκευή των ιστογραμμάτων-fits για τα cosmic χρησιμοποιήθηκαν τα παρακάτω αρχεία:

1) Fe1.C

```
{
```

```

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

```

```

/* open input and output files */
FILE *fp = fopen ("/root/macros/Fe1.txt","r");
TFile *f = new TFile ("Fe_histo.root","RECREATE");

```

```

char line[80];
Int_t i,counts;
TH1F *histoFe1 = new TH1F ("histoFe1","histoFe1",700,0,700);

```

```

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

```

```

for (int i=0; i<700; i++) {
    if (fgets(&line,80,fp))
    {
        sscanf (&line[0],"%I",&counts);
        printf ("  Counts = %i \n",counts);
        histoFe1 -> Fill (i,counts);
    }
}

/* drawing the histogram */
histoFe1 -> Draw ();

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

/* Set the Canvas background color */
gPad -> GetCanvas() -> SetFillColor (kWhite);
/* Name the x,y - axis */
histoFe1 -> GetXaxis() -> SetTitle ("Channel");
histoFe1 -> GetYaxis() -> SetTitle ("Counts");
/* Set the histogram's line color */
histoFe1 -> SetLineColor (kBlue);
histoFe1->SetStats(kFALSE);
}

```

2) Fe2.C

```

{

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

/* open input and output files */
FILE *fp = fopen ("Fe2.txt","r");
TFile *f = new TFile ("Fe_histo.root","RECREATE");

char line[80];
Int_t i,counts;
TH1F *histoFe2 = new TH1F ("histoFe2","histoFe2",700,0,700);

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

for (int i=0; i<700; i++) {
    if (fgets(&line,80,fp))

```

```

    {
        sscanf (&line[0],"%I",&counts);
        printf ("   Counts = %i \n",counts);
        histoFe2 -> Fill (i,counts);
    }
}

/* drawing the histogram */
histoFe2 -> Draw ("SAME");

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

/* Set the Canvas background color */
gPad -> GetCanvas() -> SetFillColor (kWhite);
/* Name the x,y - axis */
histoFe2 -> GetXaxis() -> SetTitle ("Channel");
histoFe2 -> GetYaxis() -> SetTitle ("Counts");
/* Set the histogram's line color */
histoFe2 -> SetLineColor (kGreen);
histoFe2->SetStats(kFALSE);

TLegend*leg=new TLegend(0.15,0.65,0.70,0.85);
leg->AddEntry(histoFe1,"Fe55 ,Vm=555V,Vd=1000V,cg=1cm","l");
leg->AddEntry(histoFe2,"Fe55 ,Vm=555V,Vd=777.5V,cg=0.5cm","l");
leg->SetTextSize(0.03);
leg->Draw();
}

```

3)Fe1a.C

```

{

    /* open input and output files */
    FILE *fp = fopen ("Fe1.txt","r");
    TFile *f = new TFile ("Fe1.root","RECREATE");//The option
    "RECREATE" means that the file will be newly created and will replace any
    existing file with the same name

    char line[80];
    Int_t i,counts;
    TH1F *histoFe1 = new TH1F ("histoFe1","histoFe1",1024,0,1024);

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

```

```

for (int i=0; i<1024; i++) {
    if (fgets(&line,6,fp))
    {
        sscanf (&line[0],"%I",&counts);
        printf ("  Counts = %i \n",counts);
        histoFe1 -> Fill (i,counts);
    }
}

/* drawing the histogram */
histoFe1 -> Draw ();

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

/* Set the Canvas background color */
gPad -> GetCanvas() -> SetFillColor (kWhite);
/* Name the x,y - axis */
histoFe1 -> GetXaxis() -> SetTitle ("Channel");
histoFe1 -> GetYaxis() -> SetTitle ("Counts");
/* Set the histogram's line color */
histoFe1 -> SetLineColor (kGreen);

/* We create here the fitting functions for the specified data file in different
subranges */
g1=new TF1("m1","gaus",100,250);
g2=new TF1("m2","gaus",250,600);

/* and that part does the fitting in two subranges (that's why we use R+)
*/
histoFe1->Fit(g1,"R");
histoFe1->Fit(g2,"R+");

/* This is how to obtain the fit parameters of a fitting function (gaussian
here : 3 params) */
Double_t par[6];

g1->GetParameters(&par[0]);
g2->GetParameters(&par[3]);

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

/*PROSEGISI ME 2 GAUSSIAN */

```

```

        total= new TF1("mstotal","gaus(0)+gaus(3)",100,500);
        total->SetParameters(par);
        histoFe1->Fit(total,"R");
        histoFe1 -> Draw ();

    }

```

4) cosmics1.C

```

{

    /* open input and output files */
    FILE *fp = fopen ("cosmics1.txt","r");
    TFile *f = new TFile ("cosmics1.root","RECREATE");//The option
    "RECREATE" meas that the file will be newly created and will replace any existing file
    with the same name

    char line[80];
    Int_t i,counts;
    TH1F *histocosmics1 = new TH1F
    ("histocosmics1","histocosmics1",995,29,1024);

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

    for (int i=0; i<995; i++) {
        if (fgets(&line,80,fp))
        {
            sscanf (&line[0],"%I",&counts);
            printf (" Counts = %i \n",counts);
            histocosmics1 -> Fill (i,counts);
        }
    }

    /* drawing the histogram */
    histocosmics1 -> Draw ();

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

    /* Set the Canvas background color */
    gPad -> GetCanvas() -> SetFillColor (kWhite);
    /* Name the x,y - axis */
    histocosmics1 -> GetXaxis() -> SetTitle ("Channel");
    histocosmics1 -> GetYaxis() -> SetTitle ("Counts");
    /* Set the histogram's line color */
    histocosmics1 -> SetLineColor (kRed);

```

```
}
```

5) cosmics2.C

```
{
```

```
    /* open input and output files */  
    FILE *fp = fopen ("cosmics2.txt","r");  
    TFile *f = new TFile ("cosmics2.root","RECREATE");//The option  
    "RECREATE" means that the file will be newly created and will replace any existing  
    file with the same name
```

```
    char line[80];  
    Int_t i,counts;  
    TH1F histocosmics2 = new TH1F  
    ("histocosmics2","histocosmics1",1001,23,1024);
```

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

```
    for (int i=0; i<1001; i++) {  
        if (fgets(&line,80,fp))  
        {  
            sscanf (&line[0],"%I",&counts);  
            printf (" Counts = %i \n",counts);  
            histocosmics2 -> Fill (i,counts);  
        }  
    }  
}
```

```
    /* drawing the histogram */  
    histocosmics2 -> Draw ();
```

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

```
    /* Set the Canvas background color */  
    gPad -> GetCanvas() -> SetFillColor (kWhite);  
    /* Name the x,y - axis */  
    histocosmics2 -> GetXaxis() -> SetTitle ("Channel");  
    histocosmics2 -> GetYaxis() -> SetTitle ("Counts");  
    /* Set the histogram's line color */  
    histocosmics2 -> SetLineColor (kBlue);
```

```
}
```

6) Fe1b.C

```
{

/* open input and output files */
FILE *fp = fopen ("Fe1.txt","r");
TFile *f = new TFile ("Fe1.root","RECREATE");//The option "RECREATE"
meas that the file will be newly created and will replace any existing file with the same
name

char line[80];
Int_t i,counts;
TH1F *histoFe1 = new TH1F ("histoFe1","histoFe1",1024,0,1024);

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

for (int i=0; i<1024; i++) {
    if (fgets(&line,80,fp))
    {
        sscanf (&line[0],"%I",&counts);
        printf (" Counts = %i \n",counts);
        histoFe1 -> Fill (i,counts);
    }
}

/* drawing the histogram */
histoFe1 -> Draw ();

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

/* Set the Canvas background color */
gPad -> GetCanvas() -> SetFillColor (kWhite);
/* Name the x,y - axis */
histoFe1 -> GetXaxis() -> SetTitle ("Channel");
histoFe1 -> GetYaxis() -> SetTitle ("Counts");
/* Set the histogram's line color */
histoFe1 -> SetLineColor (kGreen);

/* We create here the fitting functions for the specified data file in different subranges
*/
g1=new TF1("m1","gaus",100,250);
g2=new TF1("m2","gaus",250,600);

/* and that part does the fitting in two subranges (that's why we use R+) */
histoFe1->Fit(g1,"R");
```



```

histoFe1->Fit(g2,"R+");

/* This is how to obtain the fit parameters of a fitting function (gaussian here : 3
params) */
Double_t par[6];

g1->GetParameters(&par[0]);
g2->GetParameters(&par[3]);

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

/*PROSEGISI ME 2 GAUSSIAN */
total= new TF1("mstotal","gaus(0)+gaus(3)",100,500);
total->SetParameters(par);
histoFe1->Fit(total,"R");
    histoFe1 -> Draw ();
    histoFe1->SetStats(kFALSE);

TLegend*leg=new TLegend(0.15,0.65,0.35,0.85);//βλ σελ 129 manual
leg->SetTextSize(0.02);//βλ σελίδα 110 manual
leg->AddEntry(histoFe1,"Fe55-5.9keV ,Vm=555V,Vd=1000V,cg=1cm","l");
leg->AddEntry(histocosmics1,"cosmics1 ,Vm=555V,Vd=1000V,cg=1cm","l");
leg->AddEntry(histocosmics2,"cosmics2 ,Vm=555V,Vd=777.5V,cg=0.5cm","l");
TLegend*leg1=new TLegend(0.15,0.65,0.35,0.85);//βλ σελ 129 manual
leg1->SetTextSize(0.02);//βλ σελίδα 110 manual
leg1->AddEntry(histoFe1,"Mean Value Fe=347.2#pm0.2","l");
leg1->AddEntry(histocosmics1,"MPV cosmics1=86.21#pm0.46","l");
leg1->AddEntry(histocosmics2,"MPV cosmics2=45.96#pm0.88","l");
leg->Draw();
leg1->Draw();
}

```

7) cosmics1a.C

```

{

/* open input and output files */
FILE *fp = fopen ("cosmics1.txt","r");
TFile *f = new TFile ("cosmics1.root","RECREATE");//The option
"RECREATE" meas that the file will be newly created and will replace any existing file
with the same name

```

```

    char line[80];
    Int_t i,counts;
    TH1F      *histocosmics1      =      new      TH1F
("histocosmics1","histocosmics1",995,29,1024);

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

for (int i=0; i<995; i++) {
    if (fgets(&line,80,fp))
        {
            sscanf (&line[0],"%I",&counts);
            printf ("  Counts = %i \n",counts);
            histocosmics1 -> Fill (i,counts);
        }
    }

/* drawing the histogram */
histocosmics1 -> Draw ("SAME");

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

/* Set the Canvas background color */
gPad -> GetCanvas() -> SetFillColor (kWhite);
/* Name the x,y - axis */
histocosmics1 -> GetXaxis() -> SetTitle ("Channel");
histocosmics1 -> GetYaxis() -> SetTitle ("Counts");
/* Set the histogram's line color */
histocosmics1 -> SetLineColor (kRed);
}

```

8) cosmics2a.C

```

{

/* open input and output files */
FILE *fp = fopen ("cosmics2.txt","r");
TFile *f = new TFile ("cosmics2.root","RECREATE");//The option
"RECREATE" meas that the file will be newly created and will replace any
existing file with the same name

    char line[80];
    Int_t i,counts;
    TH1F      *histocosmics2      =      new      TH1F
("histocosmics2","histocosmics1",1001,23,1024);

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

```

```

for (int i=0; i<1001; i++) {
    if (fgets(&line,80,fp))
    {
        sscanf (&line[0],"%I",&counts);
        printf ("  Counts = %i \n",counts);
        histocsmics2 -> Fill (i,counts);
    }
}
/* drawing the histogram */
histocsmics2 -> Draw ("SAME");

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

/* Set the Canvas background color */
gPad -> GetCanvas() -> SetFillColor (kWhite);
/* Name the x,y - axis */
histocsmics2 -> GetXaxis() -> SetTitle ("Channel");
histocsmics2 -> GetYaxis() -> SetTitle ("Counts");
/* Set the histogram's line color */
histocsmics2 -> SetLineColor (kBlue);
}

```

Βιβλιογραφία

Κεφάλαιο 1

- [24] http://www.ipp.phys.ethz.ch/research/?file=experiments_cmspl
- [27] <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/UPGRADES/>
- [28] <http://en.wikipedia.org/wiki/SLHC>
- [29] <http://care-hhh.web.cern.ch/CARE-HHH/LUMI-06/psplusetcparameters.htm>
- [30] <http://en.wikipedia.org/wiki/Pseudorapidity>
- [31] <http://www.atlas.ch/photos/index.html>

Κεφάλαιο 3

- [25] http://meroli.web.cern.ch/meroli/Lecture_SpatialResolution.html
- [26] <http://www-cdf.fnal.gov/~bishai/research.html>

Κεφάλαιο 4

- [1] Y.Giomataris et al .,Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 376 (1996) 29-35
- [2] F.Sauli Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 386 (1997) 53 1-534
- [3] G. Charpak et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 412 (1998) 47-60
- [4] Y.Giomataris ,Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 419 (1998) 239-250
- [5] J.P. Cussonneau et al.,Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 419 (1998) 452-459
- [6] G. Barouch et al.,Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 423 (1999) 32-48
- [7] J. Derre et al.,Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 449 (2000) 314-321
- [8] J.Derre et al.,Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 459 (2001) 523-531
- [9] A. Delbart et al.,Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 461 (2001) 84–87
- [10] J. Derre et al.,Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 477 (2002) 23–28
- [11] G. Charpak et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 478(2002)26-36
- [12] V.M.Blanco Carballo et al.,Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 576 (2007) 1–4
- [13] Y.Giomataris, MICROMEGAS:results and prospects
- [14] Kalliopi Mermigka, Master Thesis ,Simulation Studies at the MICROMEGAS Detector and Micropattern Applications in Medicine,2008

- [15] W.R.Leo Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, 2nd Ed., Springer-Verlag, 1994
- [16] <http://www.ansoft.com/products/em/maxwell>
- [17] S.F. Biagi, Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 421 (1999) 234-240
- [18] R. Veenhof, GARFIELD, recent developments, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 419 (1998) 726-730
- [19] I.B. Smirnov, Modeling of ionization produced by fast charged particles in gases, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 554 (2005) 474-493

Κεφάλαιο 5

- [20] P.Iengo Development of Large-Size Micromegas Detector for the Upgrade of the ATLAS Muon System, XI Pisa Meeting 25-29 May 2009
- [21] T. Alexopoulos et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 617 (2010) 161-165
- [22] I. Giomataris et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 560 (2006) 405-408
- [22] P.Iengo, Development of Muon Chambers Based on Micromegas Technology for the Upgrade of the ATLAS Experiment for SLHC, in: Oral Presentation at the IEEE NSS-MIC Conference, 19-25 October, 2008, Dresden, Germany
- [23] The ATLAS muon Micromegas R&D project: towards large-size chambers for the s-LHC, 2009 JINST 4 P12015
- [24] J. Wotschack Development of muon chambers based on Micromegas technology, 2007
- [35] http://atlas.ch/atlas_photos/muoncham/muoncham_mdt.html

Κεφάλαιο 6

- [32] http://www.bruker-axs.de/fileadmin/user_upload/xrfintro/sec1_7.html
- [33] Josie Herman, CONSTRUCTION AND USE OF A COSMIC RAY DETECTOR, McGill University, 2002
- [34] http://en.wikipedia.org/wiki/X-ray_fluorescence
- [36] Jonathan Bortfeldt, Diploma Thesis, Development of Micro-Pattern Gaseous Detectors-Micromegas, Ludwig-Maximilians-Universitat Munchen
- [37] H. Bichsel. A method to improve tracking and particle identification in TPCs and silicon detectors. Nucl. Instr. and Meth. A, 562(1):154 { 197, 2006.
- [38] R.D. Deslattes, E.G. Kessler, Jr., P. Indelicato, L. de Billy, E. Lindroth, and J. Anton, Rev. Mod. Phys. 75, 35-99 (2003).
- [39] C. Espargiliere, C. Adloff, D Attie, J. Blaha, et al. Micromegas chambers for hadronic calorimetry at a future linear collider. JINST, 4, 2009
- [40] *Magboltz cross sections*, <http://rjd.web.cern.ch/rjd/cgi-bin/cross>.
- [41] C. Grupen and B. Shwartz. Particle Detectors. Cambridge University Press, 2008.

