



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ
ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Σχηματισμός Σήματος σε Ανιχνευτή Αερίου
Micromegas

Arlinda Saqellari

Επιβλέπων
Σ. Μαλτέζος
Αναπληρωτής Καθηγητής Ε.Μ.Π

Copyright © Arlinda Saqellari, 2018. 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 εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς το συγγραφέα.

Η έγκριση της εργασίας από την Ανώτατη Σχολή των ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ του Ε.Μ. Πολυτεχνείου δεν υποδηλώνει αποδοχή των γνώμων του συγγραφέα (Ν. 5343/1932, Άρθρο 202).

Περίληψη

Στη παρούσα εργασία γίνεται παρουσίαση του μηχανισμού σχηματισμού σήματος σε ανιχνευτές αερίου και επίσης προσομοιωτικές μελέτες του ανιχνευτή τεχνολογίας Micromegas. Ακολουθούμε μια ανάλυση ώστε τα αποτελέσματα να μπορούν εύκολα να κατανοηθούν και να εφαρμοστούν από τον ενδιαφερόμενο αναγνώστη στις διαφορετικές διατάξεις ανιχνευτών αερίου micro pattern τύπου Micromegas με σκοπό την προσομοίωση.

Η προσομοιωτική μελέτη περιλαμβάνει μια σειρά από δοκιμές με σκοπό την καταγραφή της απόκρισης του ανιχνευτή.

Πριν αρχίσει ο σχεδιασμός και η κατασκευή των ανιχνευτών που θα χρησιμοποιηθούν, είναι απαραίτητο να γνωρίζουμε εκ των προτέρων τις προδιαγραφές λειτουργίας τους από πλευράς επιδόσεων, ώστε να βελτιστοποιηθούν οι συνθήκες λειτουργίας των ανιχνευτών μας και να πάρουμε το καλύτερο δυνατό αποτέλεσμα.

Το πρόγραμμα προσομοίωσης που χρησιμοποιήθηκε ήταν το Garfield, το οποίο όμως περιορίζεται σε απλούστερες γεωμετρικές διατάξεις όπως τους drift chambers. Για την προσομοίωση του ανιχνευτή Micromegas, ο οποίος έχει σύνθετη δομή, χρησιμοποιήθηκαν επίσης και άλλα προγράμματα προσομοίωσης.

Abstract

In this study, a mechanism of signal formation in air detectors and simulating studies on the detector of Micromegas have been presented. An analysis, which helps the reader to understand the results and apply them in different provisions of air detectors micro pattern Micromegas with the aim of simulation, is used.

The simulation study includes a series of rehearsals and trials with the aim of the recording of the timing response of the detector. Before the design and the construction of the detectors is done, it is necessary to know beforehand the specifications of their functioning in terms of performance, in order to improve the conditions of functioning of the detectors and have the best results there could be.

The simulating program used is call Garfield, which is restricted to simple geometrical structures like drift chambers. For the simulation of the detector Micromegas, which has a complex structure, other simulating programs have been also used.

Table of Contents

Περίληψη	3
Abstract	4
1.1 Ο Μεγάλος Επιταχυντής Αδρονίων	8
1.2 Το Πείραμα ATLAS.....	11
1.2.1 Δομή Ανιχνευτών	11
1.2.2 Σύστημα Συντεταγμένων.....	13
1.2.3 Η Περιγραφή της Διάταξης του Πειράματος ATLAS	15
1.3 Η Phase-1 Αναβάθμιση του LHC	22
Κεφάλαιο 2- Σήματα σε ανιχνευτή αντίστασης Micromegas	25
2.1 Αλληλεπίδραση Σωματιδίων με την Ύλη.....	26
2.1.1 Αλληλεπίδραση Βαρέων Σωματιδίων.....	26
2.1.2 Αλληλεπίδραση Ηλεκτρονίων	29
2.1.3 Αλληλεπίδραση Φωτονίων	30
2.2 Ανιχνευτών Αερίου – Αρχές Λειτουργίας.....	32
2.2.1 Διέγερση και Ιονισμός	32
2.2.2 Διάχυση λόγω της θερμικής κίνησης και Μεταφορά Φορτίου.....	34
2.2.3 Ενίσχυση Σήματος.....	38
2.3 Παραγωγή σήματος σε ανιχνευτή αντίστασης Micromegas	41
2.3.1 Μελέτη Αερίων για ανιχνευτές MicroMegas	42
Κεφάλαιο 3- Προσομοίωση	45
3.1 Διαδικασία	45
3.2 Διάγραμμα ροής.....	47
3.3 Οδηγίες για χρηστή	49
4.1 Φιλοσοφία Κατασκευής προσομοίωσης	51
4.2 Χρήσιμοι, Απαραίτητοι, Πρακτικοί, Υπολογισμοί.....	53
4.3 Η πρώτη δοκιμή.....	54
4.4 Η δεύτερη δοκιμή	58
4.5 Η τρίτη δοκιμή	61
4.6 Η τέταρτη δοκιμή	66
Συμπεράσματα	71
Παραπομπές	74
Παράρτημα.....	76

List of Figures

Σχήμα 1. Το σύμπλεγμα των επιταχυντών του CERN.....	9
Σχήμα 2. Η βασική δομή των πειραμάτων στοιχειωδών σωματιδίων.....	12
Σχήμα 3. Η γεωμετρική σχέση μεταξύ της πολικής γωνίας θ και της ψευδοωκότητας η	13
Σχήμα 4. Αναπαράσταση του πειράματος ATLAS στο σύνολό του.....	14
Σχήμα 5. Αναπαράσταση του Εσωτερικού Ανιχνευτή του ATLAS.....	16
Σχήμα 6. Το Εσωτερικό Ανιχνευτή του ATLAS με τις διαστάσεις.....	18
Σχήμα 7. Ο ανιχνευτής μιονίων.....	20
Σχήμα 8. Το σωληνοειδές και οι τοροειδείς μαγνήτες του ATLAS.....	21
Σχήμα 9. Οι θάλαμοι του NSW.....	22
Σχήμα 10. Ο συνδυασμός των 2 sTGC και των δύο MM θαλάμων στο NSW.....	23
Σχήμα 11. Η ανασχετική ισχύς για θετικά μόνια σε χαλκό συναρτήσει της ποσότητας βγ.....	26
Σχήμα 12. Σχηματική αναπαράσταση της αρχής λειτουργίας των ανιχνευτών MicroMegas.....	38
Σχήμα 13. Διάγραμμα συστήματος.....	45
Σχήμα 14. Αρχή λειτουργίας που προσδιορίζουν τα βήματα την διαδικασία της προσομοίωσης..	45
Σχήμα 15. Διάγραμμά ροής προσομοίωσης.....	46
Σχήμα 16. Ρυθμίσεις των παραμέτρων.....	48
Σχήμα 17. Η γεωμετρία GMSH - ELMER του drift.....	53
Σχήμα 18. Τα αποτελέσματα για μια τυχαία μέτρηση (αριθμός γεγονότων $N = 100$)......	53
Σχήμα 19. Γραφική παράσταση του συντελεστή της μεταβλητότητας (CV) για επαναλήψεις του πειράματος με αριθμό γεγονότων $N = 100$ για το α) slope και β) το σήμα.	55
Σχήμα 20. Τα αποτελέσματα για μια τυχαία μέτρηση (αριθμός γεγονότων $N = 400$)......	56
Σχήμα 21. Γραφική παράσταση του συντελεστή της μεταβλητότητας (CV) για επαναλήψεις του πειράματος με διαφορετικό αριθμό γεγονότων για το α) slope και β) το σήμα.	58
Σχήμα 22. Τα αποτελέσματα για δυναμικό $700V/N = 100$	59
Σχήμα 23. Γραφική παράσταση του συντελεστή της μεταβλητότητας (CV) για επαναλήψεις του πειράματος με δυναμικό $700V/N = 100$ για το α) slope και β) το σήμα.....	62
Σχήμα 24. Η γεωμετρία GMSH - ELMER του drift για την δεύτερη περίπτωση (για $236\mu m$).....	64
Σχήμα 25. Τα αποτελέσματα για την δεύτερη περίπτωση (για $236\mu m$)/ $N = 100$	65
Σχήμα 26. Τα αποτελέσματα για την τρίτη περίπτωση (για $384\mu m$)/ $N = 100$	65

Κεφάλαιο 1- Θεωρητικό υπόβαθρο : Ανιχνευτές Αερίου και Ανιχνευτές Micromegas

Οι ανιχνευτές στοιχειωδών σωματιδίων αποτελούν το πιο βασικό εργαλείο στην πειραματική φυσική υψηλών ενεργειών. Η παρατήρηση των στοιχειωδών σωματιδίων γίνεται έμμεσα, με την μελέτη των τελικών προϊόντων που προκύπτουν από την αλληλεπίδραση σωματιδίων με την ύλη. Ανάλογα με τα σωματίδια που μας ενδιαφέρει να παρατηρήσουμε καθώς και τις ιδιότητες αυτών, αλλάζουν και τα χαρακτηριστικά των ανιχνευτών.

Μια συγκεκριμένη κατηγορία ανιχνευτών έχουν ήδη συμβάλλει σημαντικά στην έρευνα και εξακολουθούν να αποτελούν πολύ βασικό μέρος όλων των μεγάλων πειραμάτων αυτού του κλάδου ακόμα και σήμερα - οι ανιχνευτές αερίου. Παρακάτω εισάγονται κάποιες βασικές αρχές φυσικής που περιγράφουν τη συμπεριφορά των σωματιδίων που μελετάμε, όταν αυτά αλληλοεπιδρούν με τα υλικά των ανιχνευτών. Ακολουθούν οι βασικές αρχές φυσικής στις οποίες στηρίζεται η κατασκευή όλων των ανιχνευτών αερίου.

Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζουμε τη γενική θεωρία παραγωγής σήματος σε διάφορους ανιχνευτές. Παρουσιάζονται οι βασικές κατηγορίες ανιχνευτών αερίου - αν και έχουν εξελιχθεί και χρησιμοποιηθεί και διάφορες παραλλαγές αυτών – έτσι στο τέλος περνώντας στο επόμενο κεφάλαιο, μπορούν να αναλύονται οι ανιχνευτές MicroMegs, η δομή, η αρχή λειτουργίας, και κάποια ιδιαίτερα χαρακτηριστικά που μας ενδιαφέρουν για τη συνέχεια της παρούσας εργασίας.



1.1 Ο Μεγάλος Επιταχυντής Αδρονίων

Το CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) βρίσκεται στα σύνορα Ελβετίας - Γαλλίας, και πρόκειται για το πιο εξελιγμένο κέντρο έρευνας στοιχειωδών σωματιδίων εν λειτουργία διεθνώς. Με σπουδαίο ιστορικό σε πυρηνική φυσική και φυσική υψηλών ενεργειών στα 61 χρόνια λειτουργίας του, αναζητά απαντήσεις σε θεμελιώδη ερωτήματα σχετικά με την ύπαρξή μας και όσων μας περιβάλλουν.

Εκεί λειτουργεί και ο Μεγάλος Επιταχυντής Αδρονίων (Large Hadron Collider – LHC), ένας δακτύλιος με περίμετρο 27 χιλιομέτρων και σε βάθος 175 μέτρων κάτω από την επιφάνεια της Γης. Όπως είναι προφανές από το όνομά του, σε αυτόν επιταχύνονται αδρόνια, κυρίως πρωτόνια, αλλά ενίοτε και πυρήνες μόλυβδου, και στη συνέχεια

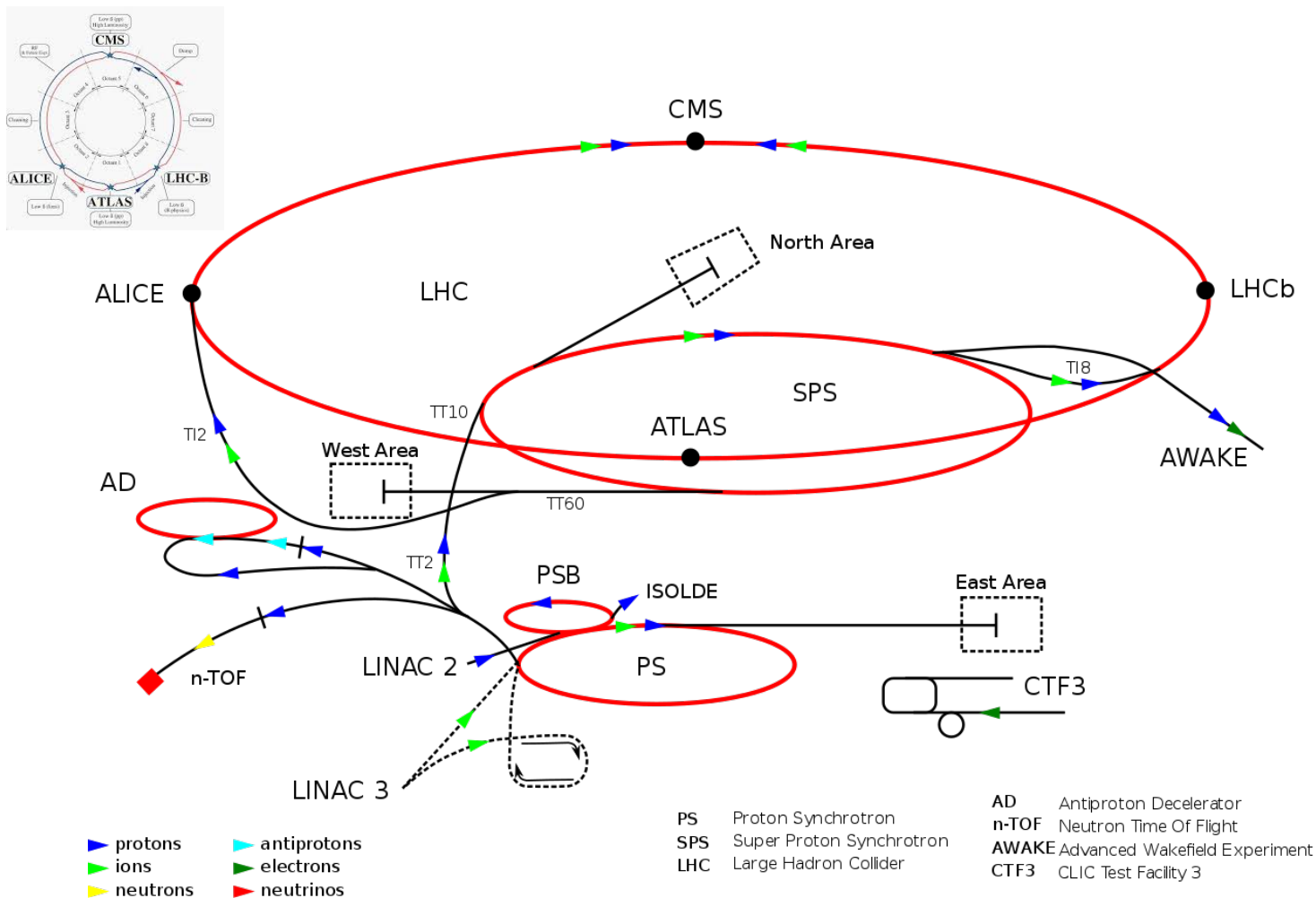
συγκρούονται μεταξύ τους στο κέντρο κάποιου από τους ανιχνευτές που είναι τοποθετημένοι σε διάφορα σημεία του δακτυλίου.

Ο δακτύλιος αυτός είναι ένα από τα σπουδαιότερα επιτεύγματα της σύγχρονης επιστήμης, καθώς πέρα από το εντυπωσιακό μέγεθός του (είναι το μεγαλύτερο σε μέγεθος πείραμα που έχει ποτέ κατασκευαστεί), αποτελείται από περισσότερους από 2000 υπεραγώγιμους μαγνήτες, οι οποίοι διατηρούνται στην απαραίτητη θερμοκρασία (στους 1.9 βαθμούς Kelvin) με τη βοήθεια υγρού ηλίου-4, και δημιουργούν μαγνητικό πεδίο μέχρι και 8.3 T. Σχεδόν 400 τετραπολικόι μαγνήτες σε όλο το μήκος του επιταχυντή εστιάζουν τα σωματίδια και πάνω από 1000 διπολικόι μαγνήτες τα κρατούν σε κυκλική τροχιά.

Σκοπός αυτού του μεγαλειώδους εγχειρήματος (που έχει επιτευχθεί χάρη στη συνεργασία επιστημόνων από περισσότερες από 100 χώρες από όλον τον κόσμο) είναι να επιβεβαιώσει ή να απορρίψει θεωρίες που έχουν αναπτυχθεί σε μια προσπάθεια να προβάλλουμε τους κανόνες της φύσης σε μια γλώσσα που καταλαβαίνουμε, τα μαθηματικά. Ερωτήσεις που σχετίζονται με την προέλευση και την ιεραρχία των μαζών όλων των γνωστών σωματιδίων, τη σκοτεινή ύλη, την Υπερσυμμετρία, την παραβίαση της συμμετρίας φορτίου-ομοτιμίας (CP violation), και όχι μόνο, αναζητούν απαντήσεις στο CERN.

Όλα αυτά τα ερωτήματα όμως απαιτούν διαφορετικές τεχνολογίες και τεχνικές πειραματισμού και μελέτης, για αυτό και αναπτύχθηκαν και υλοποιήθηκαν οι κατάλληλες με διαφορετικά πειράματα στα διάφορα σημεία του δακτυλίου. Τα μεγαλύτερα από τα πειράματα του CERN είναι τα : ATLAS, CMS, ALICE, και LHCb, όπου τα πρώτα δύο είναι ανιχνευτές γενικού σκοπού (general purpose detectors), το τρίτο είναι πείραμα βαρέων ιόντων, και το τελευταίο κάνει μελέτες πάνω στην παραβίαση της CP συμμετρίας.

Πρώτου τα σωματίδια συγκρουστούν σε κάποιον από τους ανιχνευτές αλλά και πριν εισέλθουν στον LHC, περνούν από μια σειρά από άλλους επιταχυντές (LINAC 2, PSB, PS και SPS) όπου επιταχύνονται μέχρι να φτάσει η ενέργειά τους στα 450 GeV, και έπειτα συνεχίζουν την επιτάχυνσή τους στον κύριο δακτύλιο ως ώτου φτάσουν την επιθυμητή ενέργεια. Κατά το πρώτο run (2011-2012) καταφέραμε να έχουμε συγκρούσεις στα 8 TeV στο κέντρο μάζας.



Σχήμα 1. Το σύμπλεγμα των επιταχυντών του CERN

Τα πρωτόνια στέλνονται σε δέσμες κάθε 25 ns, και κάθε δέσμη αποτελείται από 2808 bunches των 1.15×10^{11} πρωτονίων. Τα πρώτα δεδομένα για ανάλυση φυσικής άρχισαν να καταγράφονται στις 30 Μαρτίου του 2010. Το πρώτο αυτό run διήρκησε σχεδόν 3 χρόνια (έως τις 13 Φεβρουαρίου 2013), όπου ο επιταχυντής διέκοψε τη λειτουργία του για το LS1 (Long Shutdown 1) για επισκευές και αναβάθμιση αυτού και των πειραμάτων.

Στις 3 Μάϊου του 2015 ο επιταχυντής ξανά ξεκίνησε τη λειτουργία του για το Run II, και θα διακόψει τη λειτουργία του το 2018, οπότε και θα ακολουθήσει το LS2 για περαιτέρω αναβαθμίσεις. Κατά το Run II ο επιταχυντής αναμένεται να δώσει πλήθος δεδομένων της τάξης των 100 fb^{-1} , και να φτάσει ενέργεια συγκρούσεων 14 TeV στο κέντρο μάζας.

Κατά την επόμενη προγραμματισμένη διακοπή στο διάστημα 2022-2023 (LS3) θα υπάρξουν επιπλέον αναβαθμίσεις στα πειράματα, ώστε να προετοιμαστούν για το High-Luminosity LHC Run, κατά το οποίο αναμένουμε δεδομένα της τάξης των $3,000 \text{ fb}^{-1}$.

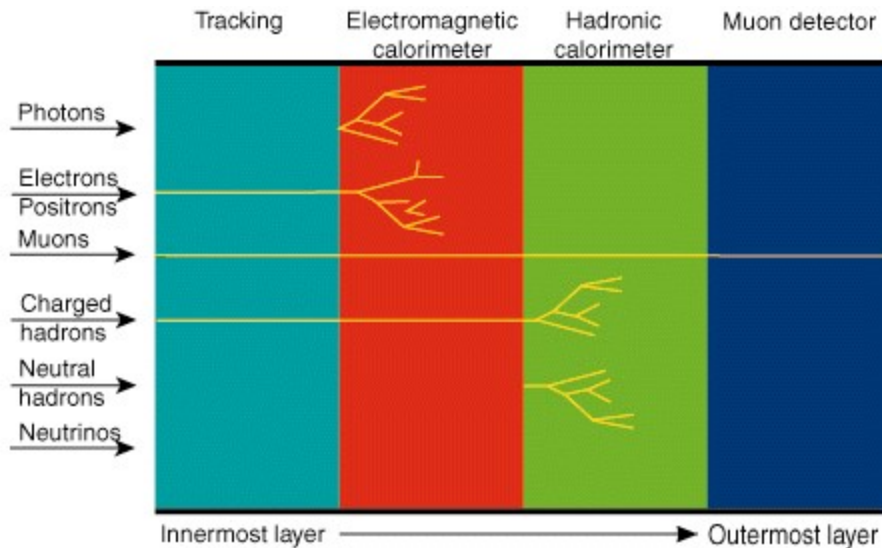
1.2 Το Πείραμα ATLAS

1.2.1 Δομή Ανιχνευτών

Αφού τα πρωτόνια επιταχυνθούν και έπειτα συγκρουστούν στο κέντρο ενός ανιχνευτή, πληθώρα από σωματίδια παράγονται από αυτήν την αλληλεπίδραση. Καθένα από τα παραγόμενα σωματίδια ταξιδεύει διαφορετική απόσταση μέχρι να αλλάξει σύσταση ή να αλληλοεπιδράσει με το περιβάλλον του. Τα περισσότερα έχουν τόσο σύντομο χρόνο ζωής που ούτε καν φτάνουν στα πρώτα επίπεδα του ανιχνευτή μας. Τα τελικά σωματίδια που μπορούμε να καταμετρήσουμε στους ανιχνευτές είναι τα πιο σταθερά, δηλαδή

ηλεκτρόνια, φωτόνια, πιόνια, καόνια, μίονια και πρωτόνια. Καθώς η φύση της αλληλεπίδρασης των σωματιδίων με την ύλη διαφέρει από σωματίο σε σωματίο, δεν μπορούμε να τα ανιχνεύσουμε όλα με έναν και μοναδικό ανιχνευτή. Σκοπός μας είναι να ανιχνεύσουμε, άμεσα ή έμμεσα, όλα τα προϊόντα της αρχικής αλληλεπίδρασης.

Σχεδόν όλοι οι ανιχνευτές στοιχειωδών σωματιδίων είναι κατασκευασμένοι σύμφωνα με ένα συγκεκριμένο πρότυπο. Το πρώτο επίπεδο είναι ο εσωτερικός ανιχνευτής όπου ανιχνεύονται όλα τα φορτισμένα σωματίδια, όπως τα ηλεκτρόνια, τα μίονια, κτλ. Ακολουθούν τα θερμιδόμετρα, πρώτα το ηλεκτρομαγνητικό, και μετά το αδρονικό. Στο πρώτο εναποθέτουν όλη τους την ενέργεια τα ελαφριά και μέρος της ενέργειάς τους τα βαριά σωματίδια που αλληλοεπιδρούν ηλεκτρομαγνητικά με την ύλη, ενώ στο δεύτερο απορροφώνται πλήρως τα αδρόνια. Τελευταίο επίπεδο είναι ο ανιχνευτής μιονίων, καθώς τα μίονια - ως Minimum Ionizing Particles (MIP) - αλληλοεπιδρούν λιγότερο με την ύλη από ότι τα υπόλοιπα σωματίδια, και καταφέρνουν να περάσουν όλα τα προηγούμενα επίπεδα χωρίς να χάσουν σημαντικό μέρος της ενέργειάς τους. Τέλος, η ανίχνευση των νετρίνων γίνεται με έμμεσο τρόπο, αφού η πιθανότητα να αλληλοεπιδράσουν με την ύλη είναι σχεδόν μηδενική. Για να καταλάβουμε εάν όντως νετρίνα παράχθηκαν από τη σύγκρουση, αλλά και να μετρήσουμε την ενέργειά τους, εκμεταλλευόμαστε την Αρχή Διατήρησης την Ενέργειας και την Αρχή Διατήρησης της Ορμής. Γνωρίζουμε ότι στο εγκάρσιο επίπεδο αναμένουμε μηδενική ολική ορμή, οπότε και εκεί εφαρμόζουμε αυτές της αρχές. Πιο συγκεκριμένα, αφού συλλέξουμε όλη την πληροφορία για την ενέργεια και την ορμή όλων των υπόλοιπων σωματιδίων που ήδη ανιχνεύσαμε, μπορούμε να ελέγξουμε εάν οι δύο παραπάνω αρχές επαληθεύονται. Εάν φαίνεται πως κάποιο ποσό ενέργειας λείπει, αυτό - σύμφωνα με το Καθιερωμένο Πρότυπο - αντιστοιχεί στην ύπαρξη τουλάχιστον ενός νετρίνου, και από την ελλείπουσα ορμή προσδιορίζουμε διανυσματικά την τροχιά του νετρίνου.



Σχήμα 2. Η βασική δομή των πειραμάτων στοιχειωδών σωματιδίων

Ένα ακόμα σημαντικό στοιχείο των ανιχνευτών στοιχειωδών σωματιδίων είναι ο μαγνήτης, η θέση του οποίου καθορίζεται από τις απαιτήσεις του εκάστοτε πειράματος. Η χρησιμότητα των μαγνητών έγκειται στην καμπύλωση της τροχιάς των φορτισμένων σωματιδίων όταν βρίσκονται σε μαγνητικό πεδίο. Από την καμπυλότητα της τροχιάς αυτών μπορούμε να μετρήσουμε την ορμή τους, σύμφωνα με τη σχέση

$$p = q \cdot B \cdot r$$

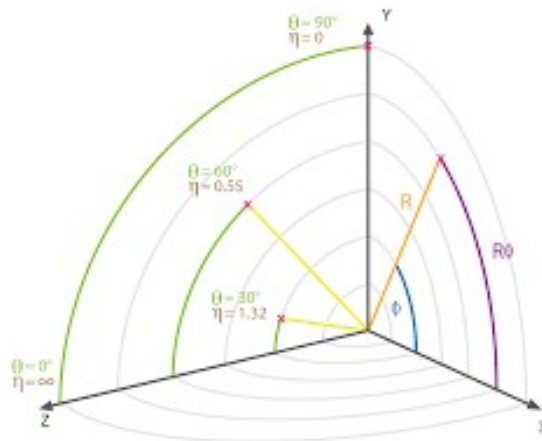
1.2.2 Σύστημα Συντεταγμένων

Για ευκολία, έχει οριστεί δεξιόστροφο σύστημα συντεταγμένων, όπου το σημείο σύγκρουσης των πρωτονίων στο κέντρο του ανιχνευτή ορίζεται ως η αρχή των αξόνων. Ο z-άξονας είναι κατά μήκος του beam pipe με τη θετική φορά προς τη μεριά της Γενεύης, ο x-άξονας κοιτάει κατά μήκος της ακτίνας του LHC, με θετική φορά προς το

κέντρο του δακτυλίου, ενώ ο y -άξονας είναι κάθετος στο επίπεδο xz , με θετική φορά προς τα πάνω.

Συχνά διευκολύνει η χρήση κυλινδρικών συντεταγμένων (θ, ϕ, r) ή (η, ϕ, R) , λόγω του σχήματος του ανιχνευτή. Πολλές φορές χρησιμοποιείται η ψευδοωκότητα η αντί της πολικής γωνίας θ , και ορίζεται ως

$$\eta = -\ln(\tan \theta/2)$$



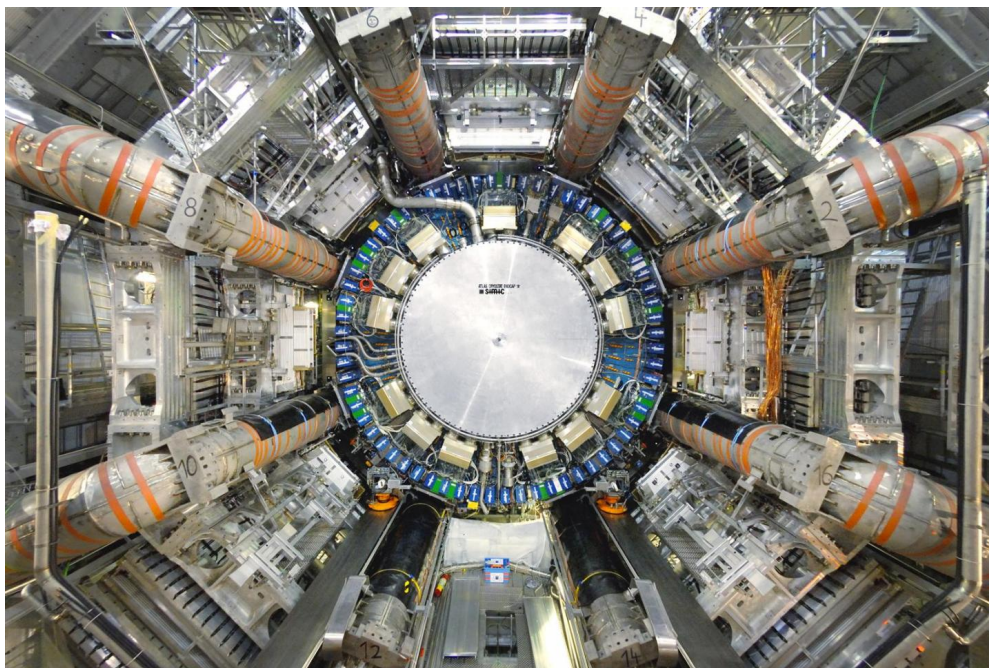
Σχήμα 3. Η γεωμετρική σχέση μεταξύ της πολικής γωνίας θ και της ψευδοωκότητας η

Σε πειράματα στοιχειωδών σωματιδίων συνήθως προτιμάται η χρήση της ψευδοωκότητας αντί της πολικής γωνίας, λόγω αναλλοιώτητας κατά Lorentz της πρώτης σε boosts κατά τον άξονα- z .

1.2.3 Η Περιγραφή της Διάταξης του Πειράματος ATLAS

Το ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) είναι, μαζί με το CMS, ένα από τα δύο μεγαλύτερα πειράματα του CERN. Έχει σχεδιαστεί και κατασκευαστεί ως ανιχνευτής γενικού σκοπού. Είναι κυλινδρικού σχήματος, του οποίου ο κύριος άξονας ταυτίζεται με την ευθεία που ακολουθούν τα πρωτόνια κατά την επιτάχυνσή τους στον κύριο δακτύλιο, έχει μήκος 45 m και ύψος 25 m, και ζυγίζει 7000 τόνους. Είναι το μεγαλύτερο σε μέγεθος πείραμα του CERN.

Τα κύρια μέρη του πειράματος είναι ομοαξονικοί κύλινδροι διαφορετικής σύστασης και τεχνολογίας, που εκτείνονται ακτινικά προς τα έξω. Κοντά στο σημείο σύγκρουσης είναι ο Εσωτερικός Ανιχνευτής του οποίου η ακτίνα φτάνει τα 1.15 m. Ακολουθούν ο Σωληνοειδής Μαγνήτης, το Ηλεκτρομαγνητικό Θερμιδόμετρο, το Αδρονικό Θερμιδόμετρο, και τέλος ο Τοροειδής Μαγνήτης και ο Ανιχνευτής Μιονίων. Με την ίδια σειρά είναι τοποθετημένοι οι ανιχνευτές και στην Εμπρόσθια Περιοχή (Forward Region) του πειράματος, ώστε να είναι όσο το δυνατόν πιο ερμητικός ο ανιχνευτής.



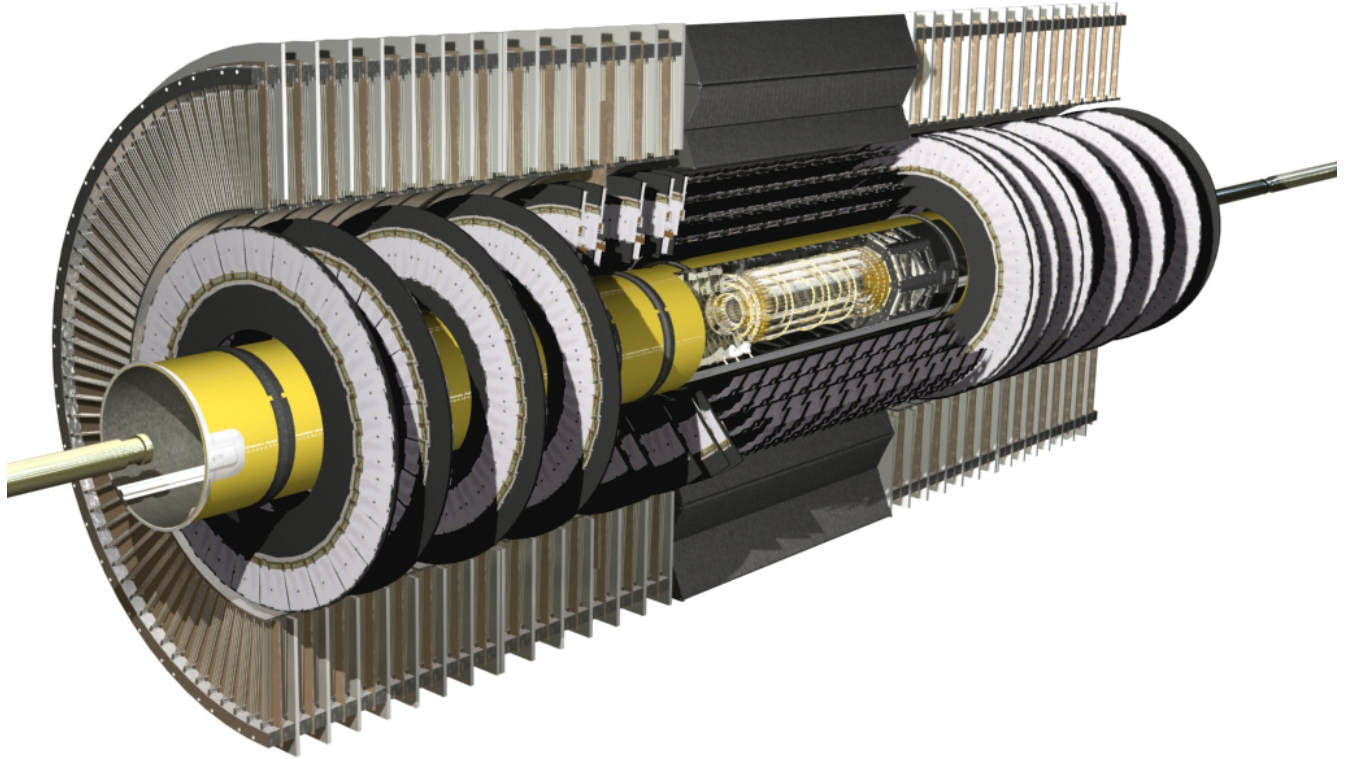
Σχήμα 4. Αναπαράσταση του πειράματος ATLAS στο σύνολό του

Με αυτή τη διάταξη ελάχιστα σωματίδια καταφέρνουν να διαφύγουν χωρίς να αλληλοεπιδράσουν με κάποιο τμήμα του ανιχνευτή, εκτός από τα νετρίνα, τα οποία αλληλοεπιδρούν ελάχιστα με την ύλη, και για τα οποία χρησιμοποιούμε έμμεσες μεθόδους για την ανίχνευσή τους, όπως προαναφέρθηκε.

Εσωτερικός Ανιχνευτής

Μετά από μία σύγκρουση πρωτονίου-πρωτονίου τα πιο σταθερά από τα σωματίδια που παράγονται συναντάνε πρώτα τον Εσωτερικό Ανιχνευτή (Inner Detector), ο οποίος μπορεί να μετρήσει την τροχιά, την ορμή, το φορτίο, και τον τύπο των φορτισμένων σωματιδίων που διέρχονται από αυτόν. Για να μπορέσει να διαχωρίσει τις τροχιές όλων των φορτισμένων σωματιδίων που τον διαπερνούν μέσα από αυτόν σε ένα τόσο πυκνό σωματιδιακό περιβάλλον, η εξαιρετική του διακριτικότητα ήταν η βασικότερη απαίτηση στην κατασκευή του Εσωτερικού Ανιχνευτή.

Πρώτο μέρος του Εσωτερικού Ανιχνευτή είναι ο Pixel Detector (PD), και είναι το πιο κοντινό μέρος του ανιχνευτή στο σημείο σύγκρουσης των πρωτονίων. Τρεις ομοαξονικοί κύλινδροι είναι τοποθετημένοι στο barrel, και τρεις δίσκοι σε κάθε άκρο του κυλίνδρου κλείνουν το κομμάτι αυτό. Συνολικά αποτελείται από 1.744 μονάδες, με 47.000 pixels και $2 \times 6 \text{ cm}^2$ εμβαδόν η κάθε μονάδα. Οι αισθητήρες του Pixel Detector είναι κατασκευασμένοι από πυρίτιο, στους οποίους παράγονται ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών κάθε φορά που κάποιο φορτισμένο σωματίδιο τα διαπερνά. Το φορτίο που δημιουργείται κατ' αυτόν τον τρόπο συλλέγεται από τους αισθητήρες και έτσι λαμβάνουμε την πληροφορία για τις τροχιές των σωματιδίων που διαπερνούν αυτό το κομμάτι του ανιχνευτή. Μεγάλη έμφαση έχει δοθεί στην ακρίβεια μέτρησης της θέσης των διερχόμενων σωματιδίων η οποία φτάνει μέχρι και τα 10 μm στο επίπεδο r-φ, και τα 115 μm στην z-κατεύθυνση.



Σχήμα 5. Αναπαράσταση του Εσωτερικού Ανιχνευτή του ATLAS

Το επόμενο κομμάτι του Εσωτερικού Ανιχνευτή είναι το Semi-Conductor Tracker (SCT), επίσης πολύ καλής χωρικής διακριτικής ικανότητας. Όπως και για το Pixel Detector έτσι και για το Semi-Conductor Tracker χρησιμοποιήθηκε πυρίτιο για την κατασκευή του, αν και στο PD έχουμε pixels ενώ στον SCT έχουμε λωρίδες (strips). Ο SCT αποτελείται από 4 διπλά στρώματα από strips πυριτίου εμβαδού $80\text{ mm} \times 12\text{ cm}$ το καθένα και 6.3 εκατομμύρια readout κανάλια. Η μέτρηση της θέσης των σωματιδίων φτάνει σε ακρίβεια τα $17\text{ }\mu\text{m}$ στο επίπεδο r-φ, και $580\text{ }\mu\text{m}$ στην z-κατεύθυνση.

Το εξωτερικό και μεγαλύτερο μέρος του Εσωτερικού Ανιχνευτή είναι το Transition Radiation Tracker (TRT). Η μέτρηση της θέσης των σωματιδίων γίνεται από τους σωλήνες ολίσθησης (drift tubes ή αλλιώς straws), 4 mm σε διάμετρο και 144 cm σε μήκος, οι οποίοι περιέχουν αέριο. Αυτό ιονίζεται όταν το διαπερνούν φορτισμένα

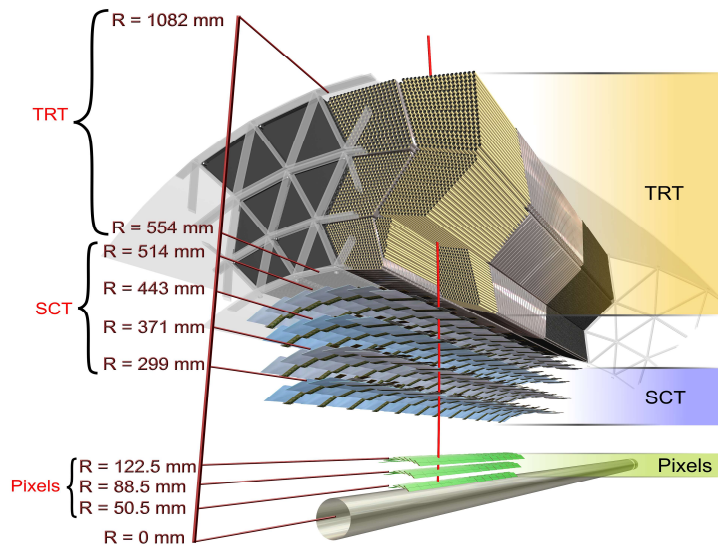
σωματίδια και το ηλεκτρικό πεδίο τα παρασύρει προς το μεταλλικό σύρμα που βρίσκεται στο κέντρο κάθε straw και συλλέγει το σήμα, αφού αυτό έχει πρώτα ενισχυθεί. Τα straws αριθμούν τα 300.000. Η ακρίβεια στη χωρική μέτρηση στον TRT φτάνει τα 130 μm . Ο TPT μέσω της ανίχνευσης της ακτινοβολίας διάβασης ταυτοποιεί τα ηλεκτρόνια και τα διαχωρίζει από τα άλλα φορτισμένα σωματίδια.

Ηλεκτρομαγνητικό Θερμιδόμετρο

Το επόμενο τμήμα του πειράματος μετά τον Εσωτερικό Ανιχνευτή είναι το Ηλεκτρομαγνητικό Θερμιδόμετρο (Electromagnetic Calorimeter ή ECAL). Αφήνουν μεγάλο σήμα τους στο Ηλεκτρομαγνητικό Θερμιδόμετρο όλα τα σωματίδια που αλληλοεπιδρούν ηλεκτρομαγνητικά, δηλαδή όλα τα φορτισμένα σωματίδια και τα φωτόνια. Επίσης σε αυτόν ανιχνεύονται και π^0 τα οποία προηγουμένως έχουν διασπαστεί σε ζεύγος φωτονίων. Τα πιο ελαφριά ή λιγότερο ενεργητικά σωματίδια εναποθέτουν όλη τους την ενέργεια εδώ, ενώ τα πιο βαριά ή ενεργητικά, όπως τα αδρόνια, αφήνουν μόνο μέρος της ενέργειάς τους.

Το ECAL χωρίζεται σε τρία τμήματα κατά μήκος της ακτίνας. Το πρώτο μέρος είναι τα 'strips' με πολύ καλό segmentation στην η -διεύθυνση, όπου διαχωρίζουμε τους καταιονισμούς από ηλεκτρόνια ή φωτόνια και από ουδέτερα πόνια. Το δεύτερο τμήμα μετράει με καλύτερη ακρίβεια την ενέργεια, και με καλό segmentation και στην η -διεύθυνση αλλά και στη ϕ -διεύθυνση. Το τελευταίο τμήμα έχει πιο αδρύ διαμερισμό και προσθέτει όγκο στο ECAL, το οποίο συνολικά καλύπτει ψευδοωκότητα $|\eta| < 1.7$. Πιο αναλυτικά, το τμήμα που βρίσκεται στο barrel καλύπτει περιοχή $|\eta| < 1.475$, ενώ το endcap

$1.375 < |\eta| < 3.2$. Η διάταξη αποτελείται από ηλεκτρόδια τοποθετημένα σαν ακορντεόν σε υγρό αργό, το οποίο δρα ως sampling υλικό και πλάκες μόλυβδου ως το απορροφητικό υλικό. Για τη διατήρηση της θερμοκρασίας στα επιθυμητά επίπεδα χρησιμοποιείται κρυοστάτης.



Σχήμα 6. Το Εσωτερικό Ανιχνευτή του ATLAS με τις διαστάσεις

Αδρονικό Θερμιδόμετρο

Τα αδρόνια αφήνουν μόνο ένα μικρό μέρος της ενέργειάς τους στο Ηλεκτρομαγνητικό Θερμιδόμετρο. Για τα σωματίδια που αλληλοεπιδρούν μέσω της ισχυρής πυρηνικής δύναμης λοιπόν απαιτείται ένα ξεχωριστό τμήμα για την ανίχνευση και τη μέτρηση της ενέργειάς τους, και αυτό το τμήμα είναι το Αδρονικό Θερμιδόμετρο (Hadron Calorimeter).

Το Αδρονικό Θερμιδόμετρο αποτελείται από 3 μέρη, το Scintillating-Tile Calorimeter στο barrel, το Hadronic Endcap LAr Calorimeter στο Endcap Region, και το Forward Calorimeter στο Forward Region. Το Scintillating-Tile Calorimeter (STC) είναι χωρισμένο σε ένα large barrel ($|\eta| < 1.0$) και δύο μικρότερους κυλίνδρους, έναν σε κάθε μεριά του barrel ($0.8 < |\eta| < 1.7$). Χρησιμοποιεί ατσάλι για απορροφητικό υλικό και σπινθηριστή σαν ενεργό υλικό. Τα endcap και forward τμήματα, όπως και το

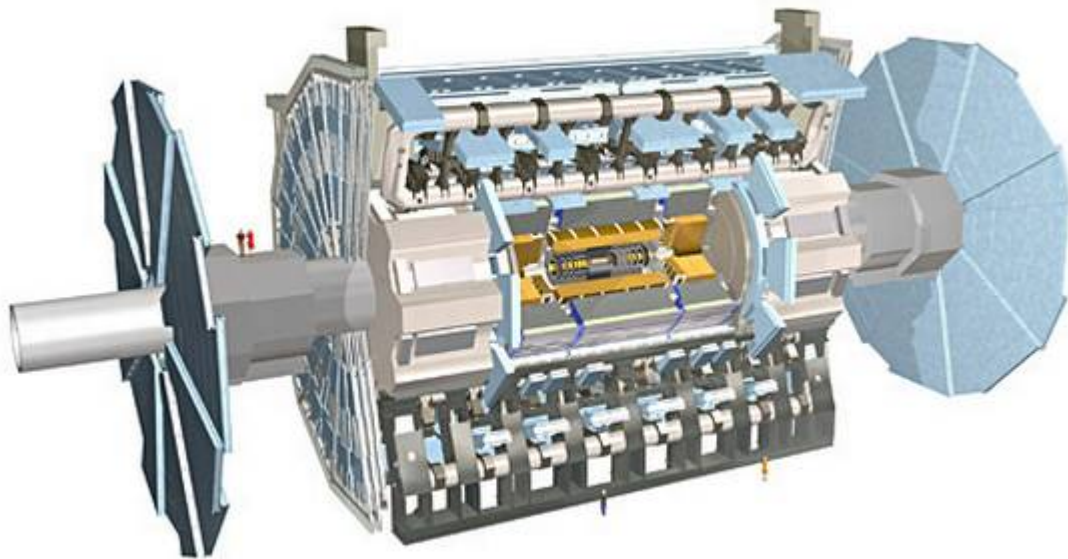
Ηλεκτρομαγνητικό Θερμιδόμετρο, χρησιμοποιούν υγρό αργό ως sampling υλικό, ενώ για απορροφητικό υλικό χρησιμοποιούν χαλκό και βολφράμιο.

Ανιχνευτής Μιονίων

Εκτός από τα νετρίνα και τα μόνια, όλα τα υπόλοιπα σωματίδια που παράγονται από τις συγκρούσεις πρωτονίου-πρωτονίου, αναμένεται να έχουν απορροφηθεί πριν φτάσουν στον Ανιχνευτή Μιονίων. Τα μόνια, ως Minimum Ionizing Particles, χρήζουν διαφορετικής μεταχείρισης, και απαιτούν έναν ανιχνευτή αποκλειστικά για τη μέτρηση αυτών.

Το τελευταίο και πιο εξωτερικό τμήμα του πειράματος είναι ο Ανιχνευτής Μιονίων, ο οποίος ξεκινά σε απόσταση 4.25 m από τον σωλήνα της δέσμης, και φτάνει σε ακτίνα τα 11 m. Αποτελείται από 4 υποανιχνευτικά συστήματα, τα Monitored Drift Tubes, Cathode Strip Chambers, Resistive Plate Chambers και Thin Gap Chambers, όπου την μεγαλύτερη η-κάλυψη την έχουν τα Monitored Drift Tubes. Τα συστήματα αυτά χρησιμοποιούν διαφορετικές τεχνολογίες για την μέτρηση της ορμής των μιονίων (MDT και CSC) και τον σκανδαλισμό (RPC και TGC).

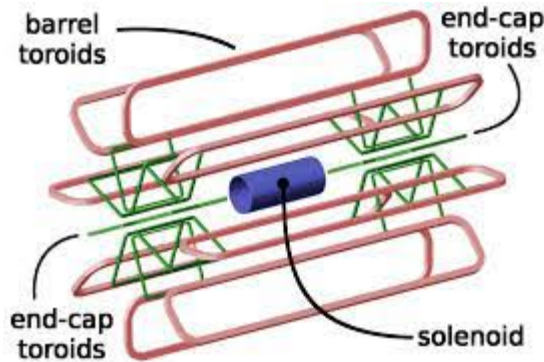
1.200 θάλαμοι ανίχνευσης μετρούν με υψηλή ακρίβεια τις τροχιές των μιονίων, οι οποίες κάμπτονται χάρη σε ένα τοροειδές μαγνητικό πεδίο. Στην περιοχή $|\eta| < 1.4$ το μαγνητικό πεδίο παρέχεται από τον μεγάλο κεντρικό τοροειδή, στην περιοχή $1.6 < |\eta| < 2.7$ από δύο μικρότερους μαγνήτες στις άκρες του μεγάλου τοροειδούς, ενώ στην περιοχή $1.4 < |\eta| < 1.6$ το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται είναι ένας συνδυασμός του μεγάλου μαγνήτη και των δύο μικρότερων. Επιπλέον θάλαμοι λειτουργούν ως σκανδαλιστές ταχύτατης χρονικής απόκρισης, ενώ ακόμη προσφέρουν τη δεύτερη χωρική συντεταγμένη. Οι θάλαμοι είναι τοποθετημένοι σε 3 κυλινδρικά στρώματα στο barrel και 3 δίσκους στα endcaps.



Σχήμα 7. Ο ανιχνευτής μιονίων

Μαγνήτες

Για να μετρήσουμε την ορμή των διερχόμενων σωματιδίων, εκμεταλλευόμαστε τη σχέση αυτής με την καμπυλότητα που παρουσιάζουν οι τροχιές των σωματιδίων υπό την επίδραση μαγνητικού πεδίου. Για αυτό το λόγο τοποθετήθηκαν 2 υπεραγώγιοι μαγνήτες, ο ένας εκ των οποίων είναι ένα λεπτό σωληνοειδές τοποθετημένο ανάμεσα στον Εσωτερικό Ανιχνευτή και το Ηλεκτρομαγνητικό Θερμιδόμετρο, και παρέχει μαγνητικό πεδίο έντασης 2T για την καμπύλωση των φορτισμένων τροχιών στον εσωτερικό ανιχνευτή. Ο δεύτερος μαγνήτης αποτελείται από 8 μεγάλα τοροειδή σε οκταπλή συμμετρία στο barrel, έξω από τα Θερμιδόμετρα, και 2 τοροειδή στα endcaps, και δημιουργεί μαγνητικό πεδίο μέγιστης έντασης 4T.



Σχήμα 8. Το σωληνοειδές και οι τοροειδείς μαγνήτες του ATLAS

1.3 Η Phase-1 Αναβάθμιση του LHC

Στα πλαίσια της αναβάθμισης του LHC σε sLHC (super LHC), θα πρέπει να γίνουν και οι απαραίτητες αλλαγές στον πείραμα του ATLAS ώστε να είναι σε θέση να λειτουργεί εξίσου αποδοτικά με τα πρώτα δύο runs. Μετά το LS2 ο LHC θα παρέχει δεδομένα με ρυθμό της τάξης των $2 - 3 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Εξαιτίας της αυξημένης ροής σωματιδίων πρέπει να εξασφαλίσουμε ότι μπορούν να ανταπεξέλθουν στις απαιτήσεις μας και κατά τα επόμενα runs.

Ένα από τα συστήματα που απαιτούν αναβάθμιση κατά το Phase-1 upgrade του ATLAS είναι και το Small Wheel (SW), το οποίο βρίσκεται στα 7 m απόσταση από το σημείο σύγκρουσης των πρωτονίων στη z-διεύθυνση, καλύπτει περιοχή $1.3 < |\eta| < 2.7$ και αποτελεί μέρος του φασματόμετρου μιονίων (muon spectrometer) στην endcap περιοχή στις απαιτήσεις μας και κατά τα επόμενα runs.

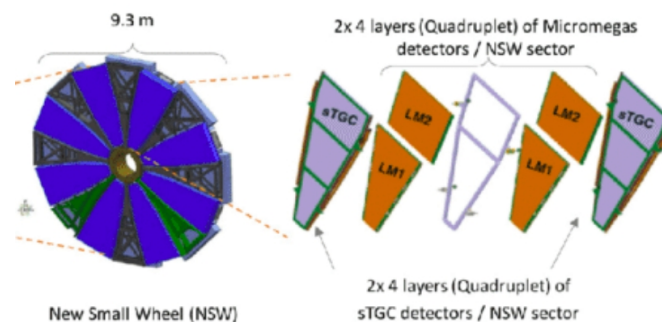
Το New Small Wheel του ATLAS

Προσομοιώσεις έχουν δείξει ότι η επίδοση (performance) των θαλάμων ανίχνευσης μιονίων που υπάρχουν χειροτερεύει αισθητά με την αύξηση του cavern rate background

τόσο σε επίπεδο αποδοτικότητας, όσο και σε διακριτική ικανότητα. Επιπλέον, ο Level-1 σκανδαλιστής που υπάρχει αυτή τη στιγμή για τα μόνια στο μεσαίο θάλαμο μιονίων, ενεργοποιείται συχνά από πρωτόνια που παράχθηκαν ανάμεσα στο Small Wheel και το Endcap Muon Detector σε γωνία που θα μπορούσαν να είναι πραγματικά μόνια. Σχεδόν 90% των σημάτων των σκανδαλιστών στην endcap περιοχή είναι ψεύτικα, για αυτό έχει αποφασιστεί η διόρθωση αυτού του προβλήματος στην Phase-1 αναβάθμιση (Phase-1 Upgrade).

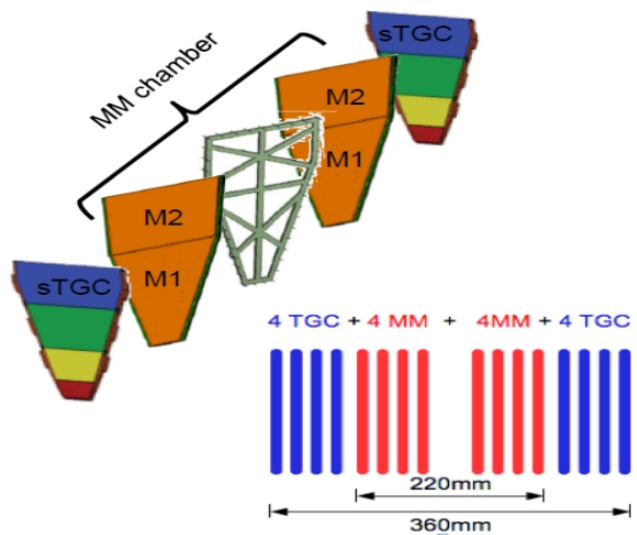
Μετά από εκτενή μελέτη, αποφασίστηκε το Small Wheel να αντικατασταθεί από το New Small Wheel (NSW), οι αρχές λειτουργίας του οποίου στηρίζονται σε δύο τεχνολογίες, το multiwire chamber technology και τα Micro-Pattern gaseous detectors. Τα δύο νέα συστήματα που θα αποτελούν το NSW θα είναι τα small strip Thin Gap Chambers (sTGC) και τα MicroMesh Gaseous Structure (MicroMegas). Ο κύριος ρόλος των sTGC είναι ο σκανδαλισμός, ενώ των Micromegas η μέτρηση της ρόμης των μιονίων. Αλλά οι ικανότητες των δύο τεχνολογιών δεν περιορίζονται μόνο στην κάθε μία από αυτές τις λειτουργίες το καθένα, αλλά μπορούν να λειτουργούν και συμπληρωματικά.

Ο συνδυασμός αυτών των δυο τεχνολογιών δίνει εξαιρετική χωρική και χρονική διακριτική ικανότητα, αλλά και χαμηλή τιμή για την εγκάρσια ορμή του σκανδαλιστή μιονίων.



Σχήμα 9. Οι θάλαμοι του NSW

Το μέγεθος και η διαρρύθμιση του NSW καθορίζονται από τις απαιτήσεις φυσικής και από τα περιβάλλοντα συστήματα. Πιο συγκεκριμένα, η γεωμετρία του υπόλοιπου πειράματος επιβάλλει το NSW να τοποθετηθεί στην περιοχή $|z| = 6780 \text{ mm} - 7890 \text{ mm}$ με multilayers από sTGC και MM δεξιά και αριστερά του σημείου σύγκρουσης. Η απαίτηση για συμβατότητα με τους υπάρχοντες ανιχνευτές και το σύστημα ευθυγράμμισης του endcap όρισε το NSW να χωριστεί σε 16 τομείς θαλάμων ακριβείας, όπου 8 τομείς θα είναι μεγάλοι, και 8 μικροί. Λαμβάνοντας υπόψιν το υψηλό υπόβαθρο που θα δέχεται ο ανιχνευτής, αλλά και την αλλοίωση αυτού με το πέρασ του χρόνου, κάθε multilayer σχεδιάστηκε με 8 επίπεδα από sTGC και Micromegas, έτσι ώστε να εξασφαλίσουμε την απαιτούμενη απόδοση, ακόμα κι αν κάποιο ή κάποια μεμονωμένα επίπεδα δε λειτουργούν σωστά. Κάθε multilayer αποτελείται από 4 sTGC και 4 Micromegas, τοποθετημένα με τη σειρά sTGC - MM - MM - sTGC, ώστε να μεγιστοποιηθεί η απόσταση μεταξύ των sTGC των δυο multilayers. Επιπροσθέτως, πρέπει να συνυπολογίσουμε τις συνθήκες κάτω από τις οποίες θα λειτουργεί το πείραμα, όπως η υγρασία και η θερμοκρασία, για τον καθορισμό του μεγέθους και των υλικών κατασκευής του NSW.



Σχήμα 10. Ο συνδυασμός των 2 sTGC και των δύο MM θαλάμων στο NSW

Κεφάλαιο 2- Σήματα σε ανιχνευτή αντίστασης Micromegas

Με την μελέτη των τελικών προϊόντων που προκύπτουν από την αλληλεπίδραση σωματιδίων με την ύλη γίνεται έμμεσα η παρατήρηση των στοιχειωδών σωματιδίων. Παρακάτω εισάγονται κάποιες βασικές αρχές φυσικής που περιγράφουν τη συμπεριφορά των σωματιδίων που μελετάμε, όταν αυτά αλληλοεπιδρούν με τα υλικά των ανιχνευτών.

Αναλύονται τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά που μας ενδιαφέρουν για τη υλοποίηση της προσομοίωσης στην παρούσα εργασία.

2.1 Αλληλεπίδραση Σωματιδίων με την Ύλη

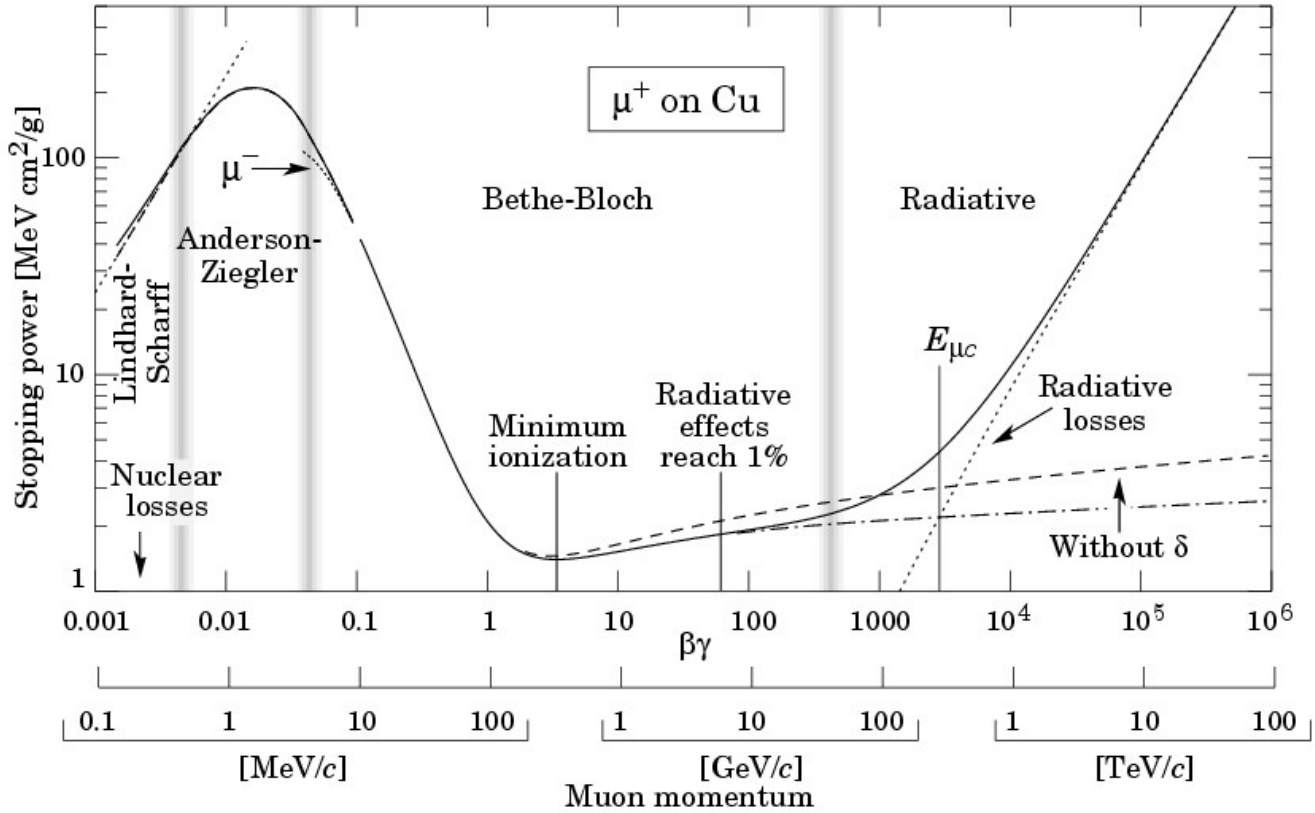
2.1.1 Αλληλεπίδραση Βαρέων Σωματιδίων

Με την είσοδό του σε ένα υλικό, κάθε φορτισμένο υψηλό ενεργειακό σωματίδιο συναντά και αλληλοεπιδρά με τα άτομα του υλικού. Ανάλογα με την ενέργειά του, το σωματίδιο μπορεί να μεταφέρει μέρος της ενέργειάς του στα άτομα που συναντά, με συνέπεια να τα διεγείρει ή να τα ιονίζει. Μετά από μερικές διαδοχικές συγκρούσεις, και εάν το πάχος του υλικού είναι αρκετά μεγάλο, το σωματίδιο μπορεί να χάσει και όλη του την ενέργεια και να σταματήσει. Όλη αυτή η συμπεριφορά εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά του απορροφητή, όπως ο ατομικός αριθμός, καθώς και από τα χαρακτηριστικά και την κινηματική του προσπίπτοντος σωματιδίου, όπως η μάζα του και η ταχύτητά του.

Ο μέσος ρυθμός απώλειας ενέργειας για ταχύτητες στην περιοχή $0.1 < \beta\gamma < 1000$,

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]$$

περιγράφεται από την εξίσωση Bethe - Bloch :



Σχήμα 11. Η ανασχετική ισχύς για θετικά μίονια σε χαλκό συναρτήσει της ποσότητας $\beta\gamma$

όπου $K = 4\pi N_A r^2 e m_e c^2 = 0.307 \text{ MeV mol}^{-1} \text{ cm}^2$, z το φορτίο του προσπίπτοντος σωματιδίου, Z ο ατομικός αριθμός του απορροφητή, A ο μαζικός αριθμός του απορροφητή, $m_e = 0.510 \text{ MeV}$ η μάζα του ηλεκτρονίου, $r_e = 2.818 \times 10^{-13} \text{ cm}$ η ακτίνα του ηλεκτρονίου, W_{\max} η μέγιστη μεταφερόμενη ενέργεια, I η μέση ενέργεια διέγερσης, και $\delta(\beta\gamma)$ η διόρθωση λόγω φαινομένου πυκνότητας.

Στην εξίσωση Bethe - Bloch συνοπολογίζονται κβαντομηχανικά και σχετικιστικά φαινόμενα που λαμβάνουν μέρος κατά την αλληλεπίδραση. Η ποσότητα $\langle -dE/dx \rangle$

ονομάζεται ανασχετική ισχύς του υλικού (stopping power), και συνήθως μετράτε σε $\text{MeVcm}^2 \text{g}^{-1}$ [1,2].

Στη λεγόμενη περιοχή Bethe της ανασχετικής ισχύος, η οποία βρίσκεται ανάμεσα στην κλίση $(1/v)^2$ και στη σχετικιστική περιοχή όπου επικρατούν φαινόμενα ακτινοβολίας, παρουσιάζεται ένα ελάχιστο. Τα μόνια χαρακτηρίζονται από ένα ιδιαίτερος φαρδύ 'ελάχιστο ιονισμού', όπως ονομάζεται, και εκεί οφείλεται η ονομασία τους ως Minimum Ionizing Particles, ή για συντομία MIPs.

Στην περίπτωση που ένα μίγμα υλικών αποτελούν τον απορροφητή μας, το αντιμετωπίζουμε σαν να είναι φτιαγμένο από ξεχωριστά στρώματα των διαφορετικών υλικών ανάλογου πάχους[3].

Υπολογίζουμε τότε τη μέση απώλεια ενέργειας ως

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \sum \omega_j \left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_j$$

όπου ω_j το κλάσμα βάρους του j στοιχείου του μίγματος.

Μία ακόμα χρήσιμη ποσότητα είναι η πιθανότερη απώλεια ενέργειας, η οποία ορίζεται ως[3, 4, 5]

$$\Delta_p = \xi \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} + \ln \frac{\xi}{I} + j - \beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right]$$

όπου

$$\xi = \left(\frac{K}{2} \right) \left(\frac{Z}{A} \right) \left(\frac{x}{\beta^2} \right)$$

για ανιχνευτή πάχους x (g/cm^2) και μετράτε σε MeV, και $j = 0.200$.

Μία σημαντική διαφορά των παραπάνω ποσοτήτων, $\langle -dE/dx \rangle$ και $\Delta p/x$, είναι η εξάρτηση της δεύτερης από το πάχος του υλικού, η οποία εξάρτηση δεν υπάρχει στην πρώτη ποσότητα.

Υπάρχει το ενδεχόμενο το εισερχόμενο στον απορροφητή σωματίδιο να χάσει ολόκληρη την ενέργειά του μέσω ιονισμού και ατομικής διέγερσης και να σταματήσει πριν προλάβει να εξέλθει από αυτόν. Η απόσταση που διανύει μέχρι να σταματήσει υπολογίζεται ως [4,6]

$$R = \int_0^R dx = \int_{T_0}^0 \frac{1}{\frac{dE}{dx}} dE = \frac{4\pi\epsilon_0 Am_e}{z^2 e^4 \rho N_A} \int_0^{T_0} \frac{v^2}{B} dE$$

2.1.2 Αλληλεπίδραση Ηλεκτρονίων

Τα ηλεκτρόνια κατά το πέρασμά τους μέσα από την ύλη χάνουν ενέργεια κυρίως λόγω ιονισμού ή διέγερσης των ατόμων του υλικού. Ένας όμως ακόμα τρόπος απώλειας ενέργειας ηλεκτρονίων με επαρκή ενέργεια είναι η ακτινοβολία πέδησης[7], η οποία ορίζεται ως η ακτινοβολία που εκπέμπουν τα ηλεκτρόνια κατά την επιβράδυνσή τους μέσα σε ένα υλικό εξαιτίας της αλληλεπίδρασής τους με τους πυρήνες των ατόμων του υλικού.

Η συμπεριφορά των ηλεκτρονίων κατά τη διέλευσή τους μέσα από την ύλη διαφέρει από τη συμπεριφορά βαρύτερων σωματιδίων που μελετήσαμε πριν. Η μέση απώλεια ενέργειας στην περίπτωση των ηλεκτρονίων είναι[8,9,10]

$$\langle -\frac{dE}{dx} \rangle = \frac{1}{2} K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta} \left[\ln \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 m_e c^2 (\gamma - 1)/2}{I^2} + (1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 - \delta \right]$$

Ηλεκτρόνια χαμηλής ενέργειας χάνουν ενέργεια κυρίως λόγω ιονισμού, ενώ ηλεκτρόνια υψηλότερης ενέργειας από ακτινοβολία πέδησης. Υπάρχει μια ενέργεια για την οποία η ποσότητα dE/dx από ακτινοβολία εξισώνεται με την dE/dx λόγω ιονισμού[11,12]. Αυτή η τιμή της ενέργειας ονομάζεται κρίσιμη ενέργεια (critical energy).

2.1.3 Αλληλεπίδραση Φωτονίων

Οι κύριοι μηχανισμοί απώλειας ενέργειας για τα φωτόνια, όταν αυτά διέρχονται μέσα από ένα υλικό, είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, η σκέδαση Compton και η δίδυμη γένεση. Με ποιον από τους τρεις αυτούς τρόπους θα αλληλοεπιδράσει το φωτόνιο με την ύλη εξαρτάται κυρίως από την ενέργειά του και τον ατομικό αριθμό του υλικού.

Φωτόνιο χαμηλής ενέργειας ($0.01 < h\nu < 1$ MeV) που διέρχεται μέσα από κάποιο υλικό είναι πολύ πιθανό να απορροφηθεί πλήρως από ένα δέσμιο ηλεκτρόνιο του υλικού. Αυτό έχει σαν συνέπεια το ηλεκτρόνιο να αποχωριστεί το άτομο, και να κινηθεί ελεύθερο με ενέργεια[12,13]:

$$E_e = h\nu - E_b$$

όπου h η σταθερά του Planck, ν η συχνότητα του φωτονίου, και E_b η binding energy του ηλεκτρονίου στο άτομο που ανήκε αρχικά.

Το ηλεκτρόνιο που εκπέμπεται με αυτό τον τρόπο ονομάζεται φωτοηλεκτρόνιο και ο μηχανισμός αυτός φωτοηλεκτρικό φαινόμενο[14]. Η πιθανότητα ένα φωτόνιο να απορροφηθεί πλήρως είναι ανάλογη της ποσότητας:

$$\sigma \propto \frac{Z^n}{(h\nu)^3}$$

όπου $3 < n < 5$. Εάν το αρχικό φωτόνιο έχει ελαφρώς μεγαλύτερη ενέργεια ($0.5 < h\nu < 10$ MeV), τότε είναι πιθανότερο να παρατηρηθεί το φαινόμενο Compton, κατά το οποίο

μόνο μέρος της αρχικής ενέργειας απορροφάτε από δέσμιο ηλεκτρόνιο. Το ηλεκτρόνιο απελευθερώνεται από το άτομο, ενώ το φωτόνιο με την εναπομείνασα ενέργεια σκεδάζεται. Η τελική ενέργεια του φωτονίου είναι:

$$hv' = hv \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)}$$

ενώ του ηλεκτρονίου:

$$E_e = hv \frac{\alpha(1 - \cos\theta)}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)}$$

Όταν ένα φωτόνιο ενέργειας μεγαλύτερης των 1.022 MeV βρεθεί κοντά σε ένα άτομο[13], μπορεί να εκπέμψει ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται δίδυμη γένεση.

Ζητάμε το αρχικό φωτόνιο να έχει ενέργεια τουλάχιστον ίση με τη μάζα των δύο παραγόμενων σωματιδίων, από όπου προκύπτει το κατώφλι των 1.022 MeV. Για να ικανοποιείται η αρχή διατήρησης ορμής, το φωτόνιο πρέπει να βρεθεί κοντά σε ατομικό πυρήνα για να προκύψει δίδυμη γένεση[14]. Η ενέργεια που αποκτά το παραγόμενο ζεύγος είναι:

$$E = hv - 2m_e c^2$$

Μήκος Ακτινοβολίας

Εάν τα αρχικά ηλεκτρόνια/φωτόνια που αλληλοεπιδρούν με ένα υλικό έχουν αρκετή ενέργεια, μπορούν να προκαλέσουν μια αλυσίδα από ακτινοβολία πέδησης-δίδυμη γένεση, μέχρι που τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια να μην έχουν πια επαρκή ενέργεια και εν τέλει απορροφούνται[15]. Το μήκος X_0 που θα διανύσουν όλα τα ηλεκτρόνια και φωτόνια από μια τέτοια αλυσίδα μέχρι να απορροφηθούν ονομάζεται μήκος ακτινοβολίας, και δίνεται από τη σχέση

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha r_e Z^2 [L_{rad} - f(Z)] + Z L_{rad}$$

όπου Z , L_{rad} και L'_{rad} εξαρτώνται από το υλικό[16], και η συνάρτηση $f(Z)$ για στοιχεία ελαφρύτερα από το ουράνιο είναι[17]:

$$f(Z) = (Z\alpha)^2 [(1 + (Z\alpha)^2)^{-1} + 0.20206 - 0.0369(Z\alpha)^2 + 0.0083(Z\alpha)^4 - 0.002(Z\alpha)^6]$$

Όταν έχουμε ένα μίγμα υλικών, το μήκος ακτινοβολίας τότε είναι:

$$\frac{1}{X_0} = \sigma \frac{\omega_j}{X_j}$$

2.2 Ανιχνευτών Αερίου – Αρχές Λειτουργίας

2.2.1 Διέγερση και Ιονισμός

Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο διασχίζει το αέριο, αλληλοεπιδρά με αυτό και μεταφέρει μέρος της ενέργειάς του. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τα άτομα του αερίου να διεγερθούν ενεργειακά.

Καθώς τα άτομα προτιμούν να βρίσκονται στη χαμηλότερη δυνατή ενεργειακή κατάσταση για λόγους σταθερότητας, θα αποβάλλουν την επιπλέον ενέργεια που απέκτησαν με την εκπομπή φωτονίου ή φωτονίων της αντίστοιχης ενέργειας.

Είναι όμως πιθανό το εισερχόμενο σωματίδιο να έχει επαρκή ενέργεια να ιονίσει τα άτομα του αερίου, δηλαδή να αποσπάσει ηλεκτρόνια από τα άτομα, με συνέπεια να δημιουργηθούν ζεύγη ηλεκτρονίων-ιόντων. Η δημιουργία των ζευγών αυτών

ονομάζεται πρωτογενής ιονισμός (primary ionization) και ο αριθμός των ζευγών μέγεθος συσσωματώματος (cluster size). Η πιθανότητα ένα παραγόμενο ηλεκτρόνιο να έχει ενέργεια τουλάχιστον ίση με E , σύμφωνα με το νόμο του Rutherford, είναι αντιστρόφως ανάλογη του τετραγώνου αυτής της ενέργειας.

Αλλά και τα παραγόμενα από τον ιονισμό σωματίδια μπορούν να έχουν αρκετή ενέργεια ώστε να ιονίσουν και αυτά με τη σειρά τους το αέριο. Δευτερογενή ηλεκτρόνια που παράγονται κατά αυτόν τον τρόπο ονομάζονται δ-ηλεκτρόνια[18]. Η κατανομή αυτών των ηλεκτρονίων όταν έχουν κινητική ενέργεια μεγαλύτερη από τη μέση ενέργεια διέγερσης ακολουθεί τη σχέση:

$$\frac{d^2N}{dTdx} = \frac{Kz^2}{2} \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \frac{F(T)}{T^2}$$

όπου ο παράγοντας $F(T)$ για σωματίδια με μηδενικό σπιν είναι $F(T) = (1 - \beta^2 T/W_{\max})$. Εάν η μέση απόσταση μεταξύ δύο ιονισμών είναι:

$$\lambda = \frac{1}{n_e \sigma_I}$$

όπου n_e η ηλεκτρονιακή πυκνότητα, και σ_I η ενεργός διατομή ιονισμού, τότε ο μέσος αριθμός ζευγών που παράχθηκαν από πρωτογενή ιονισμό είναι:

$$\langle n_p \rangle = \frac{L}{\lambda}$$

όπου L το πάχος του υλικού. Η πιθανότητα να παραχθούν n_p πρωτογενή ζεύγη μέσου αριθμού $\langle n_p \rangle$ ακολουθεί κατανομή Poisson[18]:

$$P(n_p, \langle n_p \rangle) = \frac{\langle n_p \rangle^{n_p} e^{-\langle n_p \rangle}}{n_p!}$$

Καθώς όπως αναφέραμε υπάρχει η πιθανότητα τα ηλεκτρόνια από τον πρωτογενή ιονισμό να δημιουργήσουν επιπλέον ζεύγη ιόντων-ηλεκτρονίων, ο τελικός αριθμός ζευγών θα είναι μεγαλύτερος από το μέγεθος του πρωταρχικού συσσωματώματος [19]. Ο μέσος αριθμός ζευγών πρωτογενών και μη - τελικώς είναι:

$$\langle n_T \rangle = \frac{L \langle \frac{dE}{dx} \rangle_i}{W_i}$$

όπου W_i η μέση ενέργεια που έχει χάσει το διερχόμενο σωματίδιο κατά την αλληλεπίδρασή του με το αέριο ανά παραγόμενο ζεύγος.

Η μετέπειτα συμπεριφορά των ζευγών εξαρτάται από την εφαρμογή ή μη τάσης στο περιβάλλον του αερίου[19,20,21].

2.2.2 Διάχυση λόγω της θερμικής κίνησης και Μεταφορά Φορτίου

Εάν το αέριο λειτουργίας του ανιχνευτή βρίσκεται σε μηδενικό ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο, τότε παρατηρείται στα ηλεκτρόνια και τα ιόντα που δημιουργήθηκαν το φαινόμενο της διάχυσης λόγω της θερμικής τους κίνησης. Τα φορτία απλώνονται ιστροπικά στο χώρο με τη μέση θερμική ταχύτητα να ακολουθεί την κατανομή Maxwell [22]:

$$\langle v \rangle = \frac{\lambda}{\tau}$$

όπου λ η μέση ελεύθερη διαδρομή, και τ ο χρόνος μεταξύ δύο διαδοχικών συγκρούσεων ενός φορτίου με τα άτομα του αερίου. Για κλασικό ιδανικό αέριο η μέση ελεύθερη διαδρομή είναι:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{kT}{\sigma_0 P}$$

όπου σ_0 η ολική ενεργός διατομή, και P η πίεση του αερίου. Η αντίστοιχη θερμική ενέργεια είναι:

$$\langle T_e \rangle = \frac{1}{2} m \langle v \rangle^2$$

Η κατανομή των σωματιδίων μετά από χρόνο t στον χώρο είναι κανονική, και περιγράφεται από τη σχέση:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}}$$

όπου N_0 ο αρχικός αριθμός σωματιδίων, x η απόσταση από το σημείο δημιουργίας των σωματιδίων, και $D = (1/3)$ ο συντελεστής διάχυσης, οποίος εξαρτάται αποκλειστικά από το αέριο.

Μετά από κάποιο χρονικό διάστημα τα ηλεκτρόνια επανασυνδέονται με τα ιόντα μέχρι να επιτευχθεί θερμοδυναμική ισορροπία.

Καθώς όμως εμάς μας ενδιαφέρει να καταμετρήσουμε τα ηλεκτρόνια, εφαρμόζουμε ηλεκτρικό, ή και μαγνητικό, πεδίο ώστε να προκληθεί η κατευθυνόμενη κίνησή τους. Η ταχύτητα με την οποία κινούνται τα παραγόμενα ηλεκτρόνια στον κύριο όγκο του αερίου, είναι μία παράμετρος που μας είναι απαραίτητη για τη στατιστική ανάλυση των μετρήσεών μας. Ονομάζεται ταχύτητα ολίσθησης και εξαρτάται από τη φύση του αερίου και την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου. Πολύ-ατομικά αέρια χαρακτηρίζονται από υψηλές ταχύτητες ολίσθησης.

Όταν εφαρμόζεται μόνο ηλεκτρικό πεδίο στον ανιχνευτή, τότε η έκφραση που μας δίνει το διάνυσμα της ταχύτητας ολίσθησης είναι η σχέση του Townsend, σύμφωνα με την οποία:

$$\vec{u} = \mu \vec{E}$$

όπου E είναι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου, μ η κινητικότητα των ηλεκτρονίων, η οποία ορίζεται ως $\mu = e\tau/m_e$, και τ ο μέσος χρόνος σύγκρουσης. Όταν το αέριο λειτουργίας του ανιχνευτή μπορεί να θεωρηθεί ιδανικό και τα κινούμενα ηλεκτρόνια βρίσκονται σε θερμοδυναμική ισορροπία, ο λόγος του συντελεστή διάχυσης προς την ευκινησία των ηλεκτρονίων είναι:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}$$

Εάν εφαρμόζεται και μαγνητικό πεδίο η κίνηση των ηλεκτρονίων είναι ελικοειδής, και η γενικότερη έκφραση που έχουμε για το διάνυσμα της ταχύτητας ολίσθησης είναι:

$$\vec{u}_d = \frac{e}{m_e} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} (\vec{E} + \frac{\omega \tau}{B} (\vec{E} \times \vec{B}) + \frac{\omega^2 \tau^2}{B^2} (\vec{E} \cdot \vec{B}) \vec{B})$$

όπου ω η συχνότητα Larmor, η οποία περιγράφει την κυκλική συνιστώσα της κίνησης του ηλεκτρονίου. Το διάνυσμα της συνολικής ταχύτητας είναι:

$$\vec{u} = \vec{u}_d + \vec{\omega} \times \vec{\tau}_b$$

όπου:

$$\vec{\tau}_b$$

το διάνυσμα της θέσης σε επίπεδο κάθετο στο διάνυσμα της ταχύτητας ολίσθησης.

Εάν τα πεδία δεν είναι κάθετα μεταξύ τους, τότε η γωνία που δημιουργούν το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου με αυτό της ταχύτητας ολίσθησης ονομάζεται γωνία Lorentz, και ορίζεται ως:

$$\psi_L = \arctan \frac{|\vec{u}_D \times \vec{E}|}{\vec{u} \cdot \vec{E}}$$

Εάν τα πεδία είναι κάθετα μεταξύ τους, τότε η έκφραση της ταχύτητας παίρνει τη μορφή:

$$u = \frac{E}{B} \frac{\omega\tau}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}}.$$

Η εφαρμογή μαγνητικού πεδίου προκαλεί μια δύναμη κάθετη στο ηλεκτρικό πεδίο και στην ταχύτητα των ηλεκτρονίων, με συνέπεια τα ηλεκτρόνια να αποκλίνουν από το σημείο που θα κατέληγαν εάν υπήρχε μόνο το ηλεκτρικό πεδίο, κατά μία γωνία θ_B , η οποία ονομάζεται γωνία ολίσθησης. Στην περίπτωση που τα πεδία είναι κάθετα, παίρνουμε τη γωνία ολίσθησης από τη σχέση $\theta_B = \omega\tau$.

Τα ιόντα ακολουθούν την αντίθετη κατεύθυνση από αυτή των ηλεκτρονίων, και καταλήγουν στην κάθοδο. Καθώς είναι βαρύτερα από τα ηλεκτρόνια, η ταχύτητα ολίσθησής τους σαφώς θα είναι μικρότερη, περίπου κατά τρεις τάξεις μεγέθους, και είναι ανάλογη του μέτρου του ηλεκτρικού πεδίου. Τυπικές τιμές του χρόνου ολίσθησης των ιόντων για ηλεκτρικά πεδία μέτρου 1kV /cm είναι της τάξης των ms, και ο μέσος χρόνος μεταξύ δύο διαδοχικών συγκρούσεων των ιόντων με τα άτομα του αερίου είναι:

$$\tau = \frac{\lambda T_{kin}}{u_{thermal}}$$

όπου T_{kin} η θερμική κινητική ενέργεια.

2.2.3 Ενίσχυση Σήματος

Επιθυμούμε το σήμα μας να είναι αρκετά ισχυρό για να το καταμετρήσουμε, οπότε φροντίζουμε να το ενισχύσουμε πριν φτάσει στα ηλεκτρονικά ανάγνωσης. Σε πολύ κοντινή απόσταση από τα σύρματα το ηλεκτρικό πεδίο γίνεται πολύ πιο ισχυρό από ότι στο υπόλοιπο μέρος του αερίου.

Αυτό επιταχύνει τα ηλεκτρόνια και με αυτόν τον τρόπο αποκτούν αρκετή ενέργεια ώστε να προκαλέσουν αλυσιδωτούς ιονισμούς. Η πιθανότητα να συμβεί ιονισμός ανά μονάδα μήκους είναι:

$$\alpha = 1/\lambda_{\text{ion}}$$

και ονομάζεται συντελεστής Townsend. Οι ιονισμοί αυτοί οδηγούν στο σχηματισμό της λεγόμενης χιονοστιβάδας Townsend (Townsend avalanche), η οποία έχει σχήμα σταγόνας.

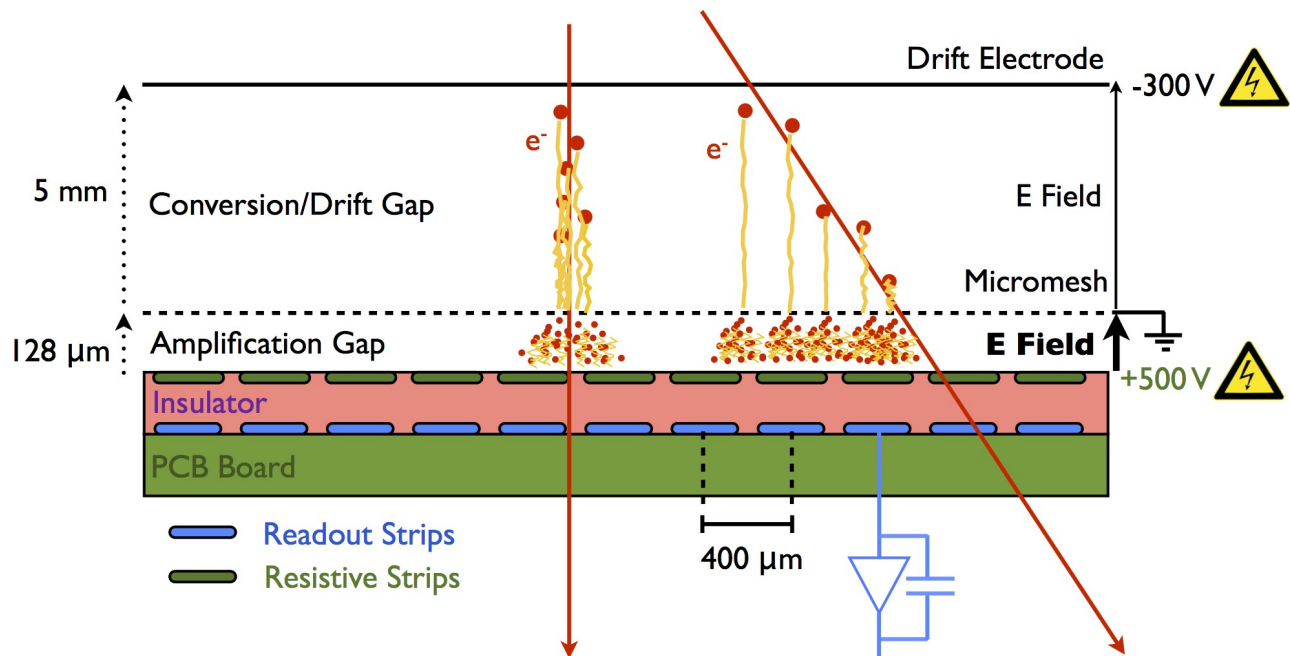
Η ενίσχυση αυτή μετράτε ποσοτικά από την απολαβή (gain), η οποία ορίζεται ως:

$$G=e^{ax}$$

όπου $n = n_0 e^{ax}$ ο αριθμός ηλεκτρονίων σε απόσταση x από το σημείο όπου ξεκίνησε ο πολλαπλασιασμός [12]. Η χιονοστιβάδα Townsend λοιπόν παίζει σημαντικό ρόλο στην απολαβή. Υπάρχει όμως και ένα ανώτατο όριο όπου μπορεί να φτάσει η απολαβή, το λεγόμενο όριο Raether, καθώς μετά από την τιμή αυτή προκαλούνται σπινθηρισμοί, οι οποίοι καταστρέφουν το υλικό των ηλεκτροδίων. Το όριο αυτό είναι της τάξης του 10^8 . Τονίζουμε ότι οι ταινίες αντίστασης έχουν πολύ μεγάλη αντίσταση ώστε να παίζουν τον ρόλο του μονωτικού υλικού. Παραβλέπουμε τα σήματα στις ταινίες αντιστάσεως και τις συνδέσεις στις ταινίες ανάγνωσης.

Η γεωμετρία του ανιχνευτή είναι γεωμετρία του επιπέδου, Σχήμα 11. Φανταζόμαστε δύο καρτεσιανές συντεταγμένες, η μία, z , είναι κάθετη στο επίπεδο πλέγματος και ταινίας, και η άλλη, x , είναι κατά μήκος των παραπάνω επιπέδων που είναι κάθετα στη

z. Αγνοούμε τα τελικά αποτελέσματα που αφορούν μια πολύ μικρή περιοχή ολόκληρου του ανιχνευτή. Επιπλέον, ο ανιχνευτής έχει μικρές διαστάσεις, έτσι δεν λαμβάνεται υπόψη η διάδοση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων.



Σχήμα 12. Σχηματική αναπαράσταση της αρχής λειτουργίας των ανιχνευτών MicroMegas

Τα κύρια στοιχεία του ανιχνευτή είναι :

- Το ηλεκτρόδιο ανόδου,
- το micromesh,
- το ηλεκτρόδιο καθόδου,
- το αέριο, και
- το μονωτικό επίπεδο πάνω από τα ηλεκτρονικά ανάγνωσης.

Υποθέτουμε ότι δεν υπάρχει διαμήκης ή εγκάρσια διάχυση των φορτίων. Αυτό σημαίνει ότι ένα σημειακό φορτίο παραμένει σημειακό καθώς κινείται. Ένα σημειακό φορτίο q σε ένα σημείο A μέσα στην περιοχή πολλαπλασιασμού αερίων κινείται με μια γνωστή ταχύτητα ολίσθησης u . Τα δυναμικά πόλωσης καθορίζουν την κίνηση των φορτίων στον χώρο του ανιχνευτή. Θεωρούμε ότι τα δυναμικά πόλωσης είναι dc (χωρίς χρονική εξάρτηση), έτσι ώστε η ταχύτητα ολίσθησης να εξαρτάται μόνο από τη θέση του κινούμενου φορτίου. Για να υπολογίσουμε το σήμα σε ένα ηλεκτρόδιο ταινίας ανάγνωσης, χρησιμοποιούμε το γενικευμένο θεώρημα Shockley-Ramo που αποδείχθηκε παραπάνω[1].

Πρέπει να υπολογίσουμε τις πηγές ρεύματος που αντιστοιχούν σε κάθε μία ταινία ανάγνωσης για κάθε τύπο κινούμενου φορτίου. Για να το πετύχουμε αυτό, τοποθετήσαμε μία τη φορά ταινία ανάγνωσης (ηλεκτρόδιο), a , στο θετικό δυναμικό V_a και σε όλα τα άλλα ηλεκτρόδια με μηδενικό δυναμικό. Το ηλεκτρικό πεδίο στο σημείο A , το διάνυσμα θέσης x , είναι το EA [11]. Το σημείο A είναι η θέση του κινούμενου σημειακού φορτίου. Αυτό είναι ένα βοηθητικό πεδίο που δεν έχει καμία σχέση με τα πραγματικά δυναμικά πόλωσης (dc) των ηλεκτροδίων του ανιχνευτή «εργασίας». Τονίζουμε ότι, στην πράξη, τα δυναμικά πόλωσης είναι πολύ μεγαλύτερα από τα δυναμικά των σημάτων. Ο λόγος (πεδίο στάθμισης) EA/V_a εξαρτάται μόνο από τη γεωμετρία και τις ηλεκτρικές ιδιότητες των υλικών στον χώρο εντός του ανιχνευτή όπου είναι σαφές ότι ο λόγος αυτός εξαρτάται από τη θέση x του σημείου A . Έχει διάσταση αντίστροφου μήκους, και στο SI μετριέται σε m^{-1} .

Το ρεύμα πηγής που είναι ίσο με το βοηθητικό ρεύμα (που επάγεται) στο ηλεκτρόδιο a λόγω της κίνησης του σημειακού φορτίου q στο A [12].

Σε έναν ανιχνευτή Micromegas έχουμε ηλεκτρόνια και θετικά ιόντα που παρασύρονται σε αντίθετες κατευθύνσεις, ξεκινώντας κάθε φορά από το ίδιο

σημείο στον χώρο. Τα ηλεκτρόνια κινούνται με πολύ υψηλότερες ταχύτητες από τα (θετικά) ιόντα και αντιμετωπίζουμε ξεχωριστά κάθε σημάδι φορτίου. Η πόλωση είναι dc, τέτοια ώστε τα ηλεκτρόνια να κινούνται από το πλέγμα προς τις ταινίες αντίστασης, όπου απορροφώνται και σταματούν.

2.3 Παραγωγή σήματος σε ανιχνευτή αντίστασης Micromegas

Όταν τα ηλεκτρόνια εισέρχονται στον χώρο μεταξύ του MESH και των αντιστατικών λωρίδων (περιοχή ενίσχυσης αερίου), παράγουν ζεύγη ιόντων και ηλεκτρόνια που σχηματίζουν σταγονίδια. Το φορτίο πολλαπλασιάζεται καθώς τα ηλεκτρόνια κινούνται από το MESH προς τις αντιστατικές ταινίες. Ο πολλαπλασιασμός του φορτίου εξαρτάται από τον (πρώτο) συντελεστή Townsend α ο οποίος γενικά, μεταξύ άλλων, είναι συνάρτηση του ηλεκτρικού πεδίου. Αν το n είναι ο αριθμός ενός τύπου φορτισμένων σωματιδίων σε ένα συγκεκριμένο σημείο, τότε σε ένα κοντινό σημείο κατά μήκος της διαδρομής του κινούμενου φορτίου η αύξηση των φορτίων θα είναι:

$$dn = \alpha n dr,$$

όπου dr είναι η (απειροελάχιστη) απόσταση μεταξύ των δύο σημείων. Προκειμένου να υπολογιστεί η αύξηση του φορτίου, πρέπει να ολοκληρωθεί ο ανωτέρω τύπος. Θα απλοποιήσουμε τους υπολογισμούς μας υποθέτοντας ότι ο συντελεστής Townsend είναι σταθερός ανεξάρτητα από το ηλεκτρικό πεδίο.

Θεωρούμε ότι οι αντιστατικές ταινίες έχουν πολύ υψηλή αντίσταση, ώστε να συμπεριφέρονται σαν μονωτικό υλικό που έχει το ίδιο αποτέλεσμα με τον

σκιασμένο μονωτή μεταξύ των ταινιών αντίστασης και της ανάγνωσης, όπως φαίνεται στο σχήμα 12.

Υποθέτουμε ότι οι αντιστατικές ταινίες έχουν την ίδια σχετική διαπερατότητα, εμπν με το υλικό μεταξύ των δύο τύπων ταινιών.

Μια απλή περίπτωση είναι ο υπολογισμός του σήματος στο πλέγμα. Είναι ένα πολύ μεγάλο, πρακτικά επίπεδο ηλεκτρόδιο και το πεδίο στάθμισης για αυτό το ηλεκτρόδιο είναι το πεδίο που σχηματίζεται μέσα σε έναν πυκνωτή παράλληλης πλάκας, υποθέτοντας ότι κοντά στις ταινίες είναι ομοιογενές. Θα θεωρήσουμε ότι το σημειακό φορτίο είναι αρνητικό και η κίνησή του είναι κάθετη στα επίπεδα των ταινιών.

2.3.1 Μελέτη Αερίων για ανιχνευτές MicroMegas

Καθώς τα σωματίδια που διασχίζουν τον ανιχνευτή δεν αφήνουν σήμα αρκετά ισχυρό στα ηλεκτρονικά ανάγνωσης, πρέπει εμείς να βρούμε έναν τρόπο να ενισχύσουμε αυτό το σήμα. Αυτό επιτυγχάνεται με την προσθήκη κάποιου αερίου με το οποίο αλληλοεπιδρά το σωματίδιό μας ιονίζοντάς το. Τα ελεύθερα ηλεκτρόνια που δημιουργήθηκαν από τον ιονισμό κινούνται υπό την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου και προς το πλέγμα, και έπειτα εισέρχονται στην περιοχή ενίσχυσης, όπου το ηλεκτρικό πεδίο είναι έως και 100 φορές ισχυρότερο, με αποτέλεσμα να δημιουργείται ένας καταιγισμός από ηλεκτρόνια. Αυτός ο καταιγισμός μεταφράζεται από τα ηλεκτρονικά ανάγνωσης ως ένα πολύ ισχυρό σήμα, το οποίο μεταφέρει χρήσιμες πληροφορίες για το σωματίδιο που δημιούργησε τον ιονισμό.

Το αέριο που θα επιλεγεί για τον ανιχνευτή είναι απαραίτητο να ικανοποιεί κάποια κριτήρια[11,12]:

1) Ο ιονισμός, η μεταφορά των ηλεκτρονίων και ο καταιγισμός, πρέπει να συμβαίνουν γρήγορα, ώστε να μπορούμε επιτυχώς να συσχετίσουμε το εκάστοτε γεγονός με την αντίστοιχη δέσμη σωματιδίων από την οποία προήλθε,

2) η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων πρέπει να αλλάζει ελάχιστα κάτω από μεταβολές του ηλεκτρικού ή του μαγνητικού πεδίου. Η ταχύτητα ολίσθησης εξαρτάται από τη φύση του αερίου, αλλά και από την πίεση και τη θερμοκρασία στην οποία βρίσκεται το αέριο,

3) πιθανά δευτερεύοντα φαινόμενα που μπορεί να προκύψουν είναι απαραίτητο να αποσβένονται,

4) τα θετικά ιόντα πρέπει να μεταφέρονται γρήγορα προς και να απορροφώνται από το πλέγμα, ώστε να καθαρίζει γρήγορα το αέριο,

5) το κόστος κατασκευής και συντήρησης επίσης χρήζει εκτίμησης, και τέλος,

6) το αέριο πρέπει να μην είναι εύφλεκτο και είναι επιθυμητό να είναι φιλικό προς το περιβάλλον.

Οι απαιτήσεις που θέτουμε δεν πληρούνται από ένα μεμονωμένο χημικό στοιχείο, οπότε επιλέγουμε μίγματα αερίων ώστε να καλυφθούν πλήρως οι ανάγκες μας.

Ως βάση συνήθως επιλέγεται κάποιο ευγενές αέριο, με το οποίο αλληλοεπιδρά το εισερχόμενο σωματίο, και ιονίζεται. Καλοί υποψήφιοι είναι αέρια όπως το Αργό,

το Ξένο, το Νέο, και το Ήλιο. Η επιλογή αδρανών αερίων είναι καλή για τη βάση, διότι με αυτά αποφεύγονται χημικές αντιδράσεις μετά τον ιονισμό, καθώς έτσι φθείρεται ο ανιχνευτής.

Η απαίτηση για υψηλή ταχύτητα ολίσθησης καλύπτεται από την προσθήκη κάποιου πολυτονικού αερίου, όπως CH_4 , CO_2 , CF_4 .

Για να ικανοποιήσουμε και την τρίτη απαίτηση, το δεύτερο αέριο που προστίθεται στη βάση πρέπει να δρα ως αποσβέστης. Καλές επιλογές θεωρούνται το Μεθάνιο, το Αιθάνιο, το Ισοβουτάνιο, ο Διμεθυλαιθέρας, και το Διοξείδιο του Άνθρακα.

Υπολογίζοντας όλους τους παραπάνω παράγοντες, ως καταλληλότερο μίγμα για τις απαιτήσεις μας είναι το Αργό με προσθήκη CO_2 .

Επιπλέον, επιθυμούμε το πλέγμα να είναι διαφανές για τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται κατά τον ιονισμό και να μην εμποδίζει την κίνησή τους και το πέρασμά τους από την περιοχή ολίσθησης στην περιοχή ενίσχυσης. Αυτό είναι εφικτό για τιμές του ηλεκτρικού πεδίου μικρότερες του 1 kV/cm .

Οι καλύτερες επιλογές φαίνεται να είναι τα μίγματα 93:7. Με το μίγμα 93:7, η ταχύτητα ολίσθησης φτάνει σε plateau υπό ηλεκτρικό πεδίο στα 0.5 kV/cm . Για αυτήν την τιμή του ηλεκτρικού πεδίου, υπό μηδενικό μαγνητικό πεδίο, η ταχύτητα ολίσθησης είναι $u_{\text{drift}} = 4.7 \text{ cm}/\mu\text{s}$, σύμφωνα με προσομοίωση του Garfield. Για το μίγμα 90:7 το plateau εμφανίζεται στα 0.9 kV/cm , όπου η ταχύτητα ολίσθησης είναι $5.2 \text{ cm}/\mu\text{s}$.

Κεφάλαιο 3- Προσομοίωση

Η προσομοίωση συνίσταται στην ανάπτυξη ενός μοντέλου υπό εξέταση συστήματος με τη μορφή προγράμματος σε υπολογιστή και στην εκτέλεση ενός (ή περισσοτέρων) πειράματος το οποίο καταγράφει την κατάσταση του συστήματος αποτυπώνοντας ένα πιθανό σενάριο εξέλιξης του συστήματος στο χρόνο.

Πριν αρχίσει ο σχεδιασμός και η κατασκευή των ανιχνευτών που θα χρησιμοποιηθούν, είναι απαραίτητο να γνωρίζουμε εκ των προτέρων τις ικανότητες και τους περιορισμούς αυτών, ώστε να βελτιστοποιηθούν οι συνθήκες λειτουργίας των ανιχνευτών μας και να πάρουμε το καλύτερο δυνατό αποτέλεσμα.

Η βασική εφαρμογή που χρησιμοποιήθηκε ήταν το Garfield, το οποίο όμως περιορίζεται σε απλούστερες γεωμετρικές διατάξεις όπως τους drift chambers. Καθώς πρόκειται για έναν περίπλοκο τύπο ανιχνευτή, χρειάστηκαν πάνω από ένα πρόγραμμα προσομοίωσης, που το καθένα ήταν κατάλληλο για διαφορετική φυσική διαδικασία που συμβαίνει στα πλαίσια λειτουργίας των MM.

Για το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή ενίσχυσης και τη μορφή του χρησιμοποιείται το ELMER, ενώ για την ενίσχυση που συμβαίνει στην εν λόγω περιοχή και τη δημιουργία ζευγών ιόντων-ηλεκτρονίων το Garfield++.

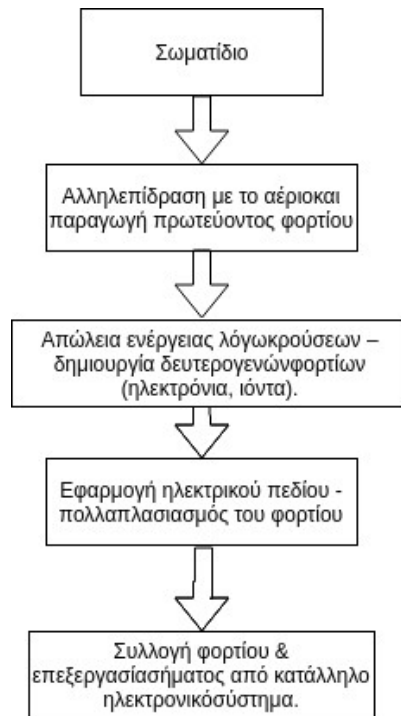
3.1 Διαδικασία

Σύστημα(μοντέλο) είναι ένα σύνολο στοιχείων, τα οποία εξελίσσονται στο χρόνο και αλληλοεπιδρούν σύμφωνα με κάποιους κανόνες για την επίτευξη κάποιου σκοπού. Η μελέτη συστημάτων αφορά την ανάλυση, την σύνθεση, οι σχέσεις ανάμεσα σε αυτά και ο σκοπός του.



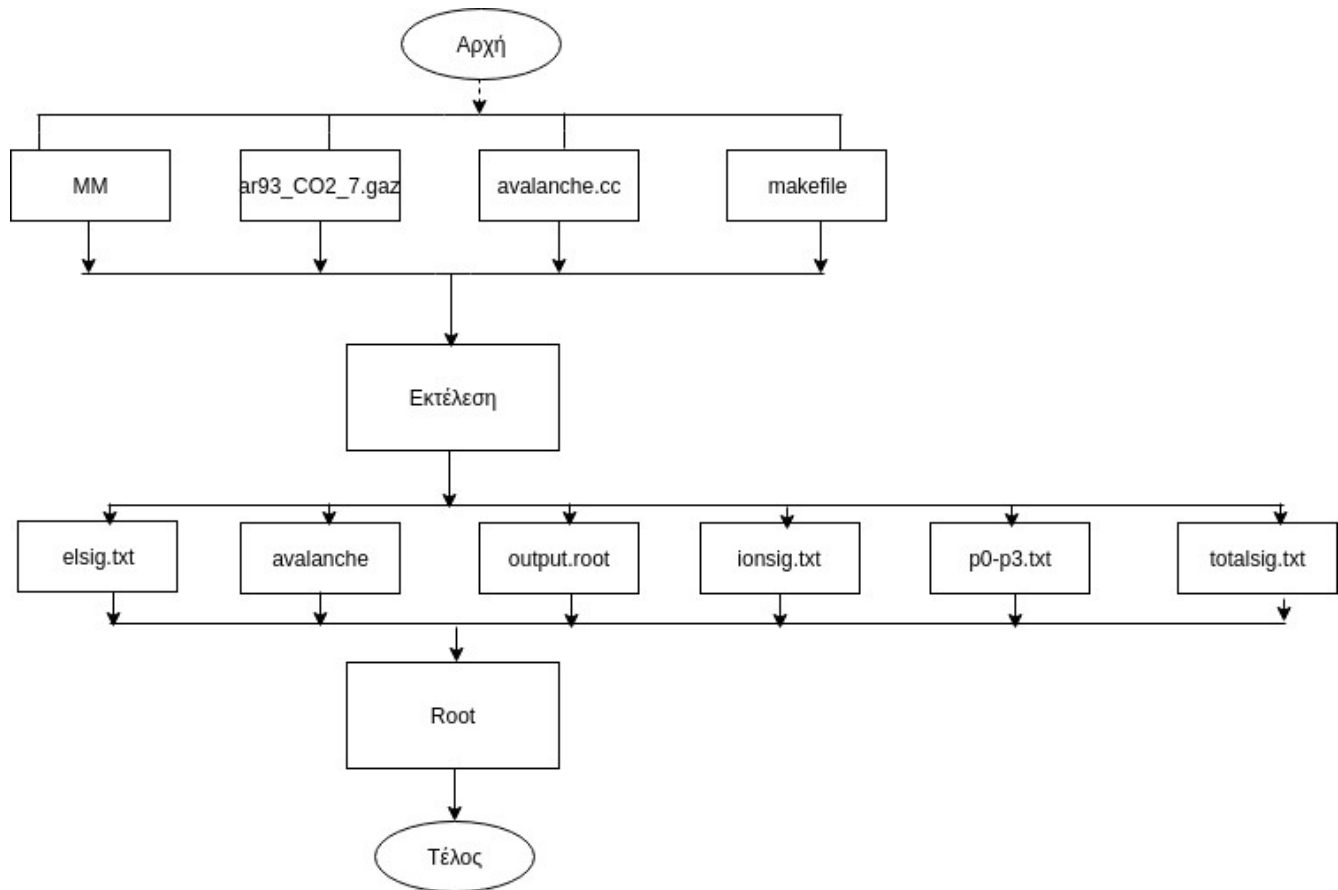
Σχήμα 13. Διάγραμμα συστήματος

Αρχή λειτουργίας του συστήματος του ανιχνευτή περιγράφονται στην παρακάτω εικόνα:



Σχήμα 14. Αρχή λειτουργίας που προσδιορίζουν τα βήματα την διαδικασία της προσομοίωσης

3.2 Διάγραμμα ροής



Σχήμα 15. Διάγραμμα ροής προσομοίωσης

Στην σχήμα 14 διάγραμμα ροής προσομοίωσης, όπου MM είναι το αρχείο που χρησιμεύει για να διαβάζει την γεωμετρία και τα ηλεκτρικά πεδία, MM. result για τα ηλεκτρικά πεδία και το δυναμικό για να μετρήσουμε το σήμα. Ο κώδικας είναι στο avalanche αρχείο και το makefile είναι για την εκτέλεση.

ε) Εκτελείτε την εντολή `./avalanche` και `enter`.

ζ) Το πρόγραμμα τρέχει και πρέπει να περιμένετε μέχρι να βλέπετε στην οθόνη το μήνυμα `<Done>`

η) Τα δεδομένα έχουν αποθηκευτεί στα αρχεία που δημιουργήθηκαν

θ) Τα ιστογράμματα τα βλέπουμε από το `root`.

Τα δοκιμάστηκα δεδομένα παρίστανται ως ιστογράμματα.

Κεφάλαιο 4 - Αξιολόγηση

Για την αξιολόγηση της προσομοίωσης το πρόγραμμα που δημιουργήθηκε εκτελείται πολλές φορές και για τις τέσσερις κυρίες δοκιμές. Στην ουσία εκτελείται το ίδιο πρόγραμμα προσομοίωσης για διαφορετικές ρυθμίσεις των παραμέτρων κάθε φορά.

Στην πρώτη επαναληπτική διαδικασία, η εκτέλεση έγινε 120 φορές και το δείγμα που χρησιμοποιούμε για να την παρουσίαση των αποτελεσμάτων είναι 10. Η επιλογή έγινε τυχαία.

Στην δεύτερη περίπτωση, η δοκιμή έγινε επαναλαμβάνοντας την διαδικασία για διαφορετικούς αριθμούς γεγονότων N , ξεκινώντας από 100 μέχρι το 1000, με βήμα 100.

Στην τρίτη δοκιμή, η επαναληπτική διαδικασία έγινε για διαφορετικούς τιμές δυναμικού, ξεκινώντας από 280V - 800V, με βήμα 20 V. Για κάθε δυναμικό η επανάληψη έγινε 5 φορές με εξαίρεση τους 520V, 540 V και 800V, που είδαμε μια διαφορά στην συμπεριφορά τους. Σε αυτές τις τιμές έγινε η επαναληπτική διαδικασία 10 φορές.

Στην τέταρτη δοκιμή, η επαναληπτική διαδικασία έγινε για τρεις διαφορετικούς διαστάσεις του drift. Κρατώντας υπόψη μας την θεωρητική απόδειξη και ανάλυση από Alexopoulos et al.(2017).

4.1 Φιλοσοφία Κατασκευής προσομοίωσης

Ο ανιχνευτής απαρτίζεται από τρία επίπεδα. Το υψηλότερο είναι αρνητικά φορτισμένο, ενώ το κατώτερο θετικά. Οι μετρήσεις των δεδομένων γίνονται από αισθητήρες κάτω από το θετικά φορτισμένο επίπεδο. Η διαφορά φορτίου προκαλεί ένα ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο αναλογικά με το μέγεθος του Micromegas, αλλά και με τα φορτία των εν λόγω

Όπως φαίνεται και από το Σχήμα 12, οι δυναμικές γραμμές που ξεκινούν από την περιοχή ολίσθησης παρουσιάζουν την αναμενόμενη συμμετρία σε αυτήν την περιοχή, έπειτα παραμορφώνονται όταν πλησιάζουν στο micromesh, αλλά συνεχίζουν και στην περιοχή ενίσχυσης, για να καταλήξουν στην άνοδο. Τα ηλεκτρόνια που παράγονται από το ιονισμό ακολουθούν αυτές τις δυναμικές γραμμές, και όταν φτάσουν στην περιοχή ενίσχυσης πολλαπλασιάζονται, με αποτέλεσμα το σύνολο των ηλεκτρονίων να συλλέγονται από τα strips της ανόδου. Υπάρχουν όμως και οι δυναμικές γραμμές της περιοχής ενίσχυσης που καταλήγουν στο micromesh, τις οποίες ακολουθούν τα θετικά ιόντα που παράγονται στην περιοχή αυτή.

4.2 Χρήσιμοι, Απαραίτητοι, Πρακτικοί, Υπολογισμοί

Η ανάπτυξη του μοντέλου της προσομοίωσης κατέστη επιτακτική την ανάγκη της αξιολόγησης τους. Η ύπαρξη δεικτών και μετρητών διευκολύνει και παράλληλα η υιοθέτηση των στατιστικών δεικτών αποτελεί έναν αξιόπιστο τρόπο αξιολόγησης. Σημειώνουμε ότι στη στατιστική οι τιμές και οι αποδόσεις ονομάζονται μεταβλητές. Η έννοια της μεταβλητής υποδηλώνει ότι τα μεγέθη μεταβάλλονται διαρκώς, οπότε στο χρόνο παίρνει διαρκώς μία νέα τιμή.

Το σύνολο αυτών των τιμών αποτελεί μία ομάδα μετρήσεων ή παρατηρήσεων. Στη στατιστική γίνεται διάκριση μεταξύ των ομάδων μετρήσεων σε συνολικό πληθυσμό και σε δείγμα που εκφράζεται ως υποσύνολο του συνολικού πληθυσμού.

Η αξιολόγηση των αποτελεσμάτων σε αυτή την εργασία έγινε σε δεδομένα τυχαίας δειγματοληψίας.

Εκτός από τους γνωστούς δείκτες όπως είναι η διακύμανση, τυπική απόκλιση και μέση τιμή, για την ανάλυση των πειραμάτων είναι πολύ σημαντικό να

χρησιμοποιούμε το συντελεστή μεταβλητότητας. Το μέτρο μέτρησης της μεταβλητότητας των τιμών και των αποδόσεων αποτελεί και μέτρο για τις αναμενόμενες αποδόσεις, αλλά και για τον κίνδυνο ως αποκλίσεις από αυτές.

4.3 Η πρώτη δοκιμή

Η παρακολούθηση της συμπεριφοράς και της κατάστασης του μοντέλου προσομοίωσης (με ένα strip) σε επαναλαμβανόμενες διαδικασίες.

Η αρχική θέση [cm] (initial position) και ο χρόνος έναρξης [ns] (starting time) δεν αλλάζουν.

93.00%	Ar
7.00%	CO ₂

Πίνακας 1. Το περιεχόμενο του αερίου

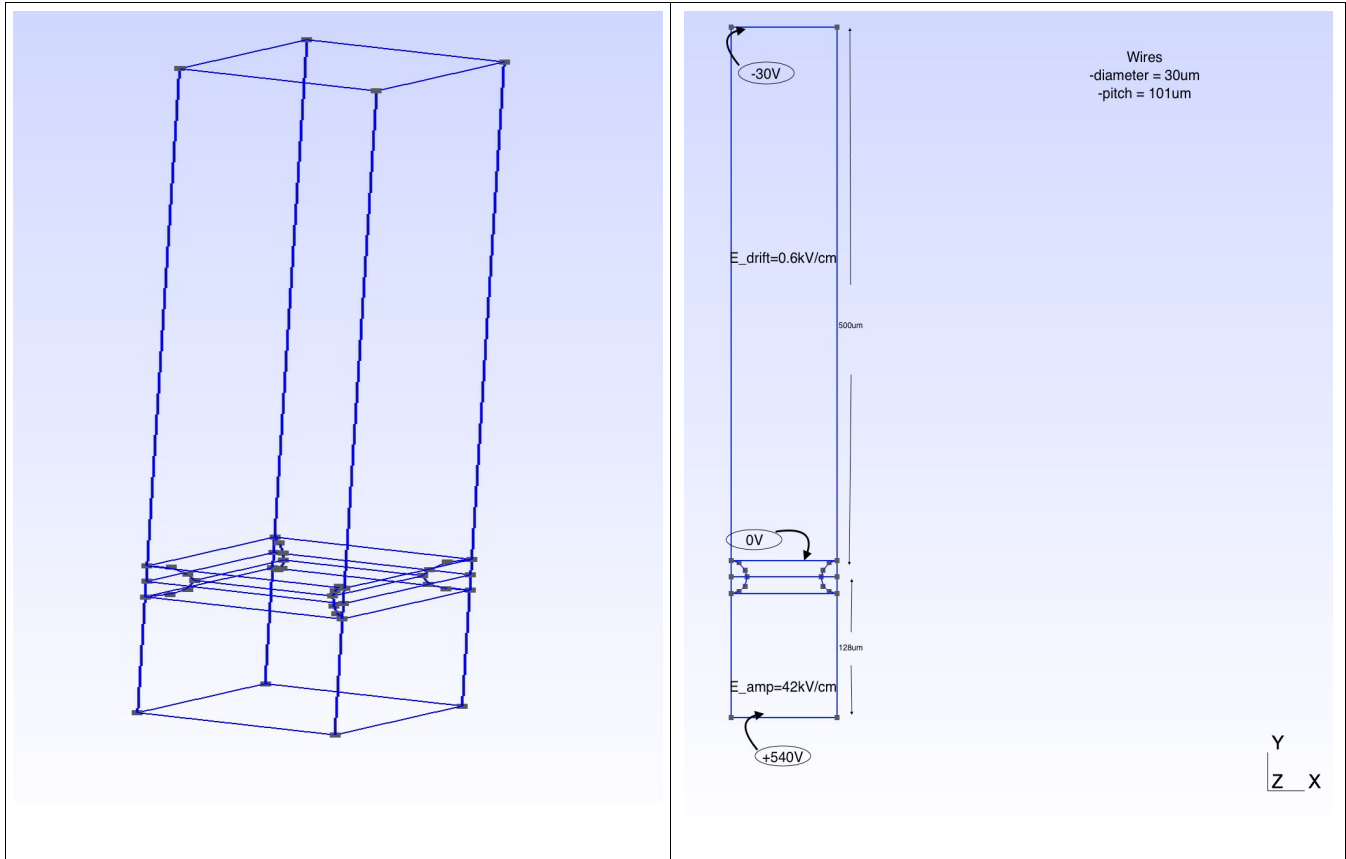
E_drift(kV/cm)	E_amp(kV/cm)	rPenning
0.6	42	0.42

Πίνακας 2. Τα χαρακτηριστικά του συστήματος προσομοίωσης

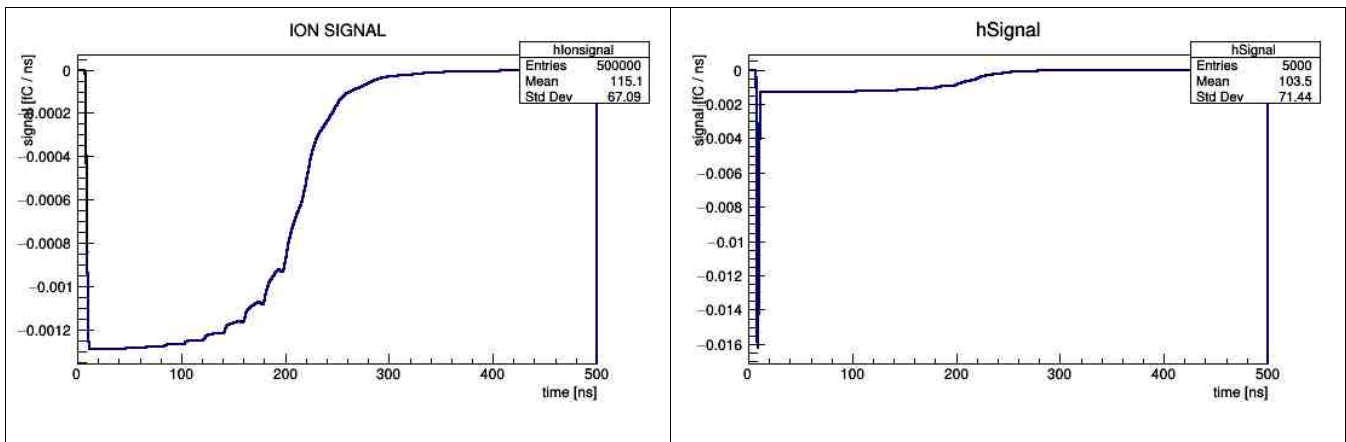
Οπού r Penning είναι η πιθανότητα να συμβεί το φαινόμενο Penning και ο υπολογισμός των ηλεκτρικών πεδίων γίνεται με την μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων

Πλέγμα (μm)	
διάμετρο	3
pitch	101

Πίνακας 3. Τα χαρακτηριστικά του πλέγματος



Σχήμα 17. Η γεωμετρία GMSH - ELMER του drift



Σχήμα 18. Τα αποτελέσματα για μια τυχαία μέτρηση (αριθμός γεγονότων $N = 100$).

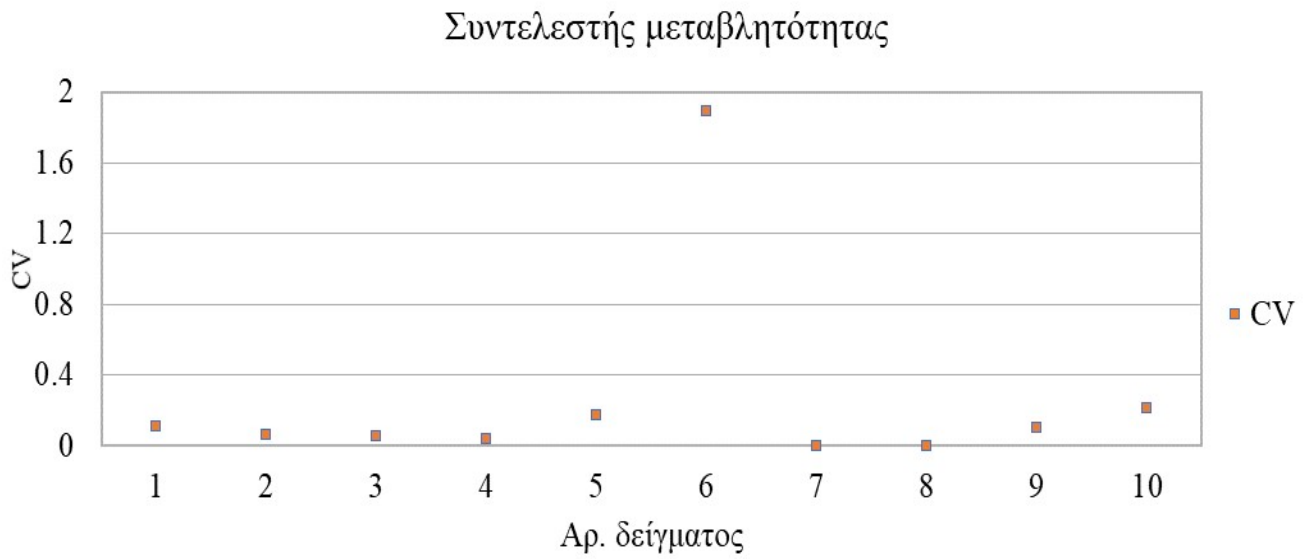
Entries	Μέση τιμή	Τυπική απόκλιση
100	0.10150	0.01119
100	0.11130	0.006825
100	0.10820	0.005592
100	0.12260	0.005053
100	0.11440	0.019830
100	0.00970	0.018370
100	0.11160	0.000000
100	0.09210	0.000000
100	0.11130	0.011580
100	0.09752	0.020730

α)

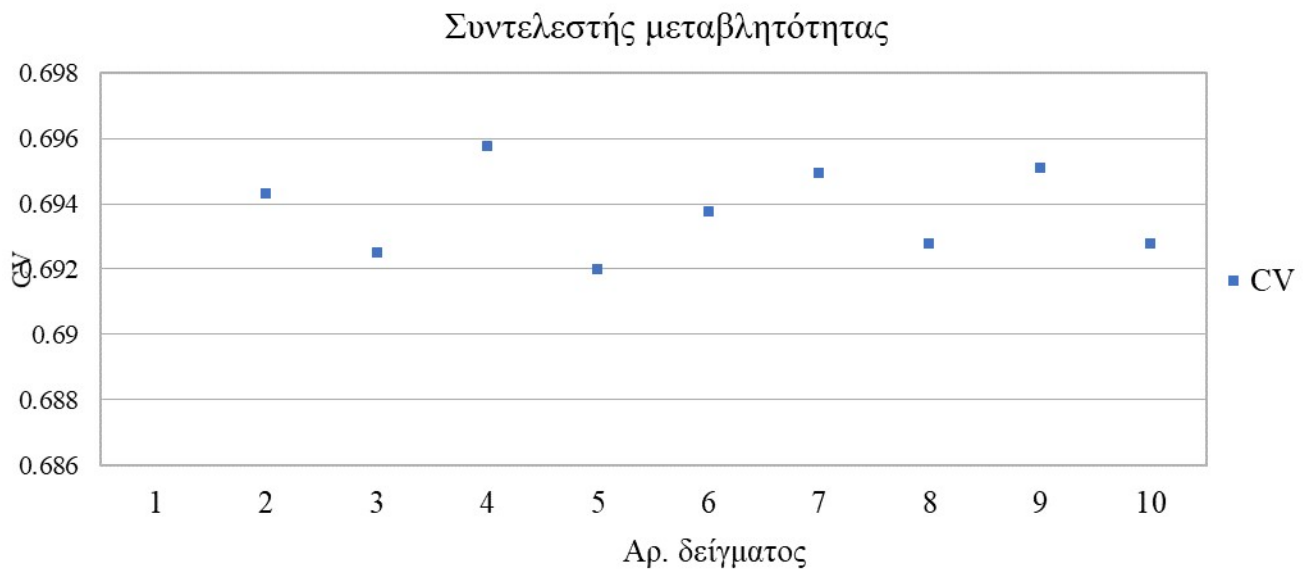
Entries	Μέση τιμή	Τυπική απόκλιση
5000	103.7	71.11
5000	103.6	71.93
5000	104	72.02
5000	103.8	72.22
5000	103.4	71.55
5000	103.8	72.01
5000	104.1	72.34
5000	103.8	71.91
5000	103.6	72.01
5000	103.6	71.77

β)

Πίνακας 4. Δείγμα των αποτελεσμάτων για επαναλήψεις του πειράματος με αριθμό γεγονότων $N=100$ για το α) slope και β) το σήμα



α)



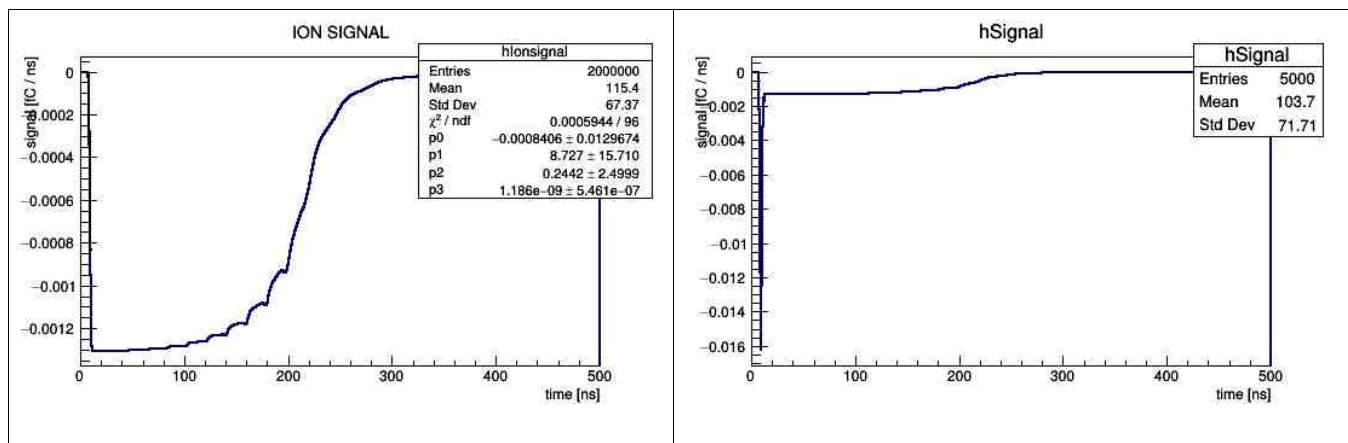
β)

Σχήμα 19. Γραφική παράσταση του συντελεστής της μεταβλητότητας (CV) για επαναλήψεις του πειράματος με αριθμό γεγονότων $N = 100$ για το α) slope και β) το σήμα.

Τα αποτελέσματα είναι πολύ σημαντικά και αποτυπώνονται στην εικόνα 19α και 19β. Ενώ στην β) περίπτωση έχουμε μια πλήρη ταύτιση με την θεωρία, στην περίπτωση α) βλέπουμε ότι αυτός ο δείκτης (συντελεστής της μεταβλητότητας) έχει την δυνατότητα να ξεφύγει σημαντικά από το την αναμενόμενη τιμή σε 10% των περιπτώσεων.

4.4 Η δεύτερη δοκιμή

Σε αυτό το πείραμα παρακολουθούμε τη προσομοίωση όταν έχουμε αλλαγή του αριθμού γεγονότων N. Σημειώνουμε ότι δεν έχουμε καμία άλλη αλλαγή στα χαρακτηριστικά και ιδιότητες του συστήματος.



Σχήμα 20. Τα αποτελέσματα για μια τυχαία μέτρηση (αριθμός γεγονότων N =400).

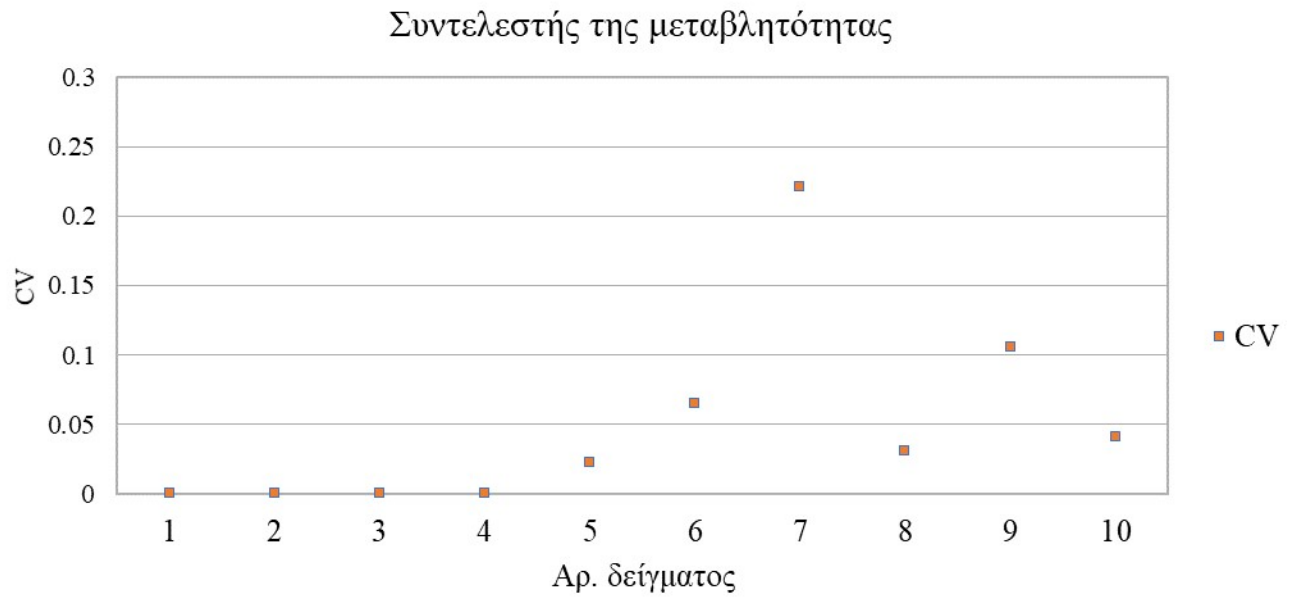
Entries	Μέση τιμή	Τυπική απόκλιση
100	0.07742	0.00000
200	0.00000	0.00000
300	0.12860	0.00000
400	0.00000	0.00000
500	0.10190	0.00229
600	0.11370	0.00735
700	0.09985	0.02209
800	0.07851	0.00245
900	0.09886	0.01042
1000	0.12040	0.00497

α)

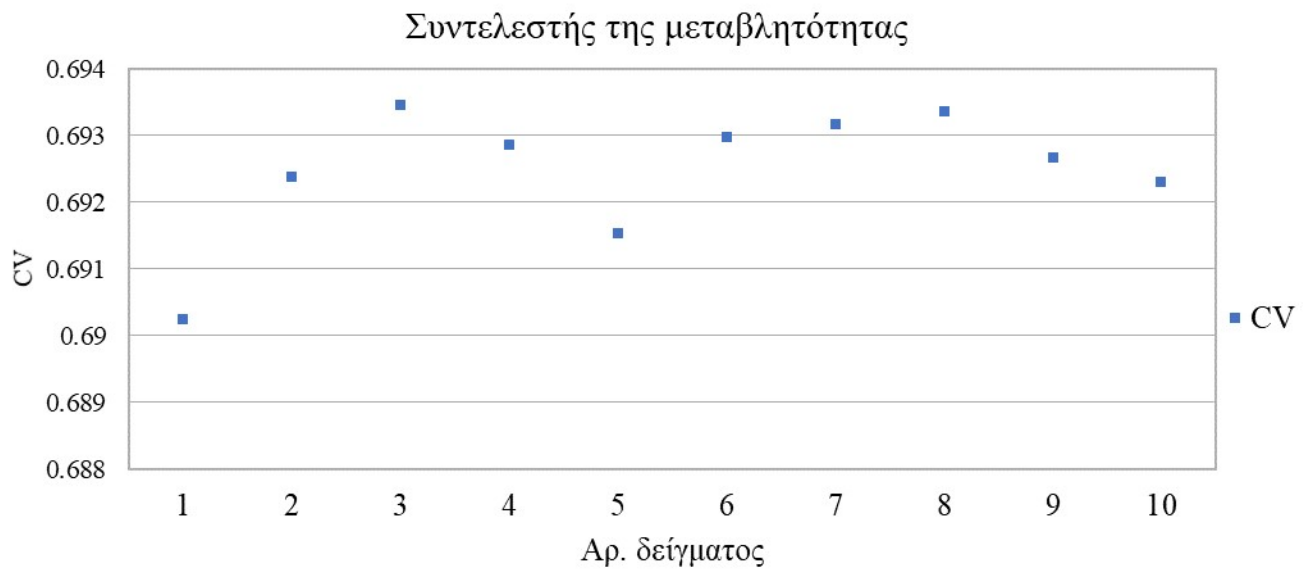
Entries	Μέση τιμή	Τυπική απόκλιση
5000	103.5	71.44
5000	103.4	71.59
5000	103.8	71.98
5000	103.5	71.71
5000	103.7	71.71
5000	103.6	71.79
5000	103.7	71.88
5000	103.6	71.83
5000	103.6	71.76
5000	103.8	71.86

β)

Πίνακας 5. Δείγμα των αποτελεσμάτων για επαναλήψεις του πειράματος για διαφορετικό αριθμό γεγονότων για το α) slope και β) το σήμα



α)



β)

Σχήμα 21. Γραφική παράσταση του συντελεστής της μεταβλητότητας (CV) για επαναλήψεις του πειράματος με διαφορετικό αριθμό γεγονότων για το α) slope και β) το σήμα.

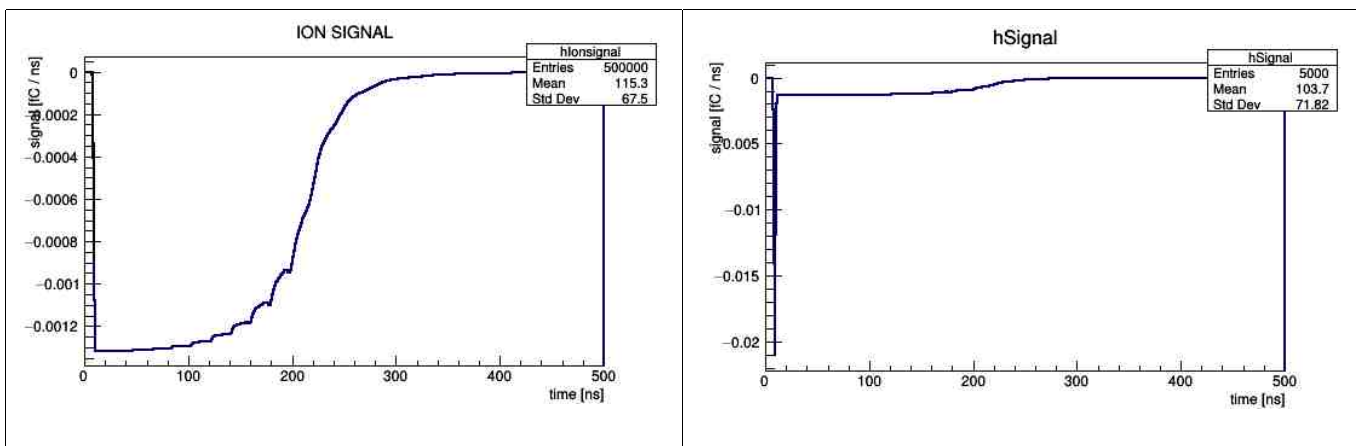
Τα αποτελέσματα που περιγράφουν οι γραφικές παραστάσεις στην σχήμα 21α, στην ουσία επαληθεύουν το αποτέλεσμα που επιτευχθεί στο πρώτο πείραμα. Βλέπουμε

ξανά την δυνατότητα του συντελεστή της μεταβλητότητας (CV) να έχει αποκλίσεις από την αναμενόμενη τιμή (για αριθμό γεγονότων $N=700$).

Το CV χρησιμοποιείται για να εκφράσει την ακρίβεια και την επαναληψιμότητα μιας ανάλυσης και για την διενέργεια μελετών διασφάλισης ποιότητας

4.5 Η τρίτη δοκιμή

Μελετάμε την συμπεριφορά του συστήματος προσομοίωσης κάτω από τις αλλαγές του δυναμικού με σκοπό τις μετρήσεις για το σήμα.



Σχήμα 22. Τα αποτελέσματα για δυναμικό $700V/N = 100$.

Δυναμικό	Μέση τιμή	Τυπική απόκλιση
280	0.09509	0.00779
300	0.1078	0.0126
320	0.1108	0.01186
340	0.1049	0.02064
360	0.1096	0.02137
380	0.104	0.00849
400	0.1207	0.01435
420	0.1155	0.0201
440	0.08359	0.00935
460	0.1131	0.008914
480	0.09027	0.01398
500	0.1217	0.002049
520	0	0
540	0	0
560	0.1011	0.01557
580	0.1219	0.007501
600	0	0
620	0.09286	0.007464
640	0.11	0.0142
660	0.1071	0
680	0.11	0.0142
700	0.088	0
720	0.09099	0.0002747
740	0	0
760	0.1015	0.002007
780	0.0723	0
800	0	0

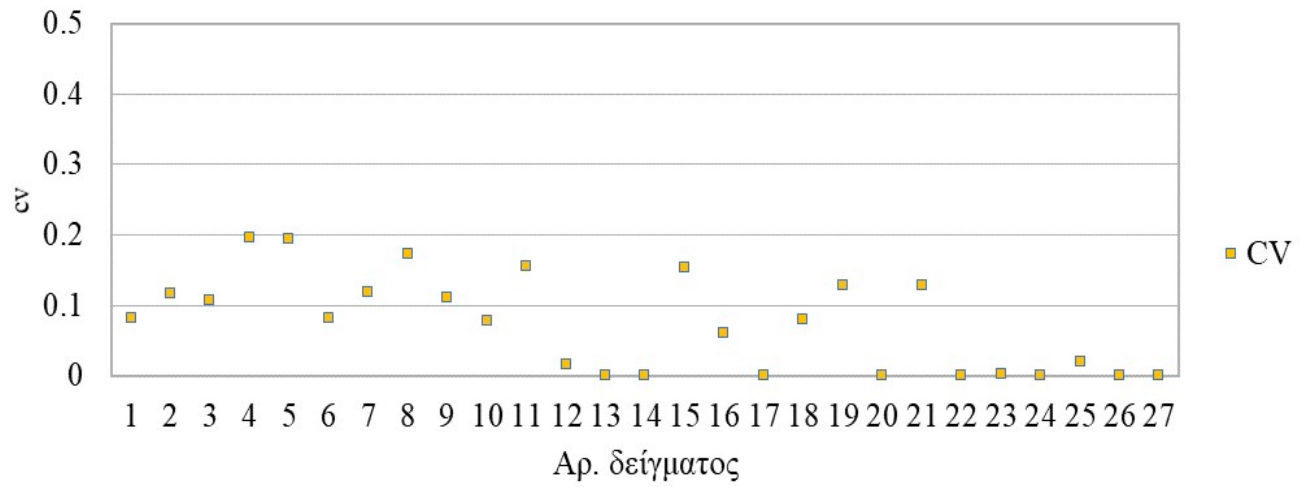
α)

Δυναμικό	Μέση τιμή	Τυπική απόκλιση
280	103.3	71.11
300	103.7	71.77
320	103.6	71.60
340	103.3	71.52
360	103.9	71.10
380	103.9	71.23
400	103.8	71.05
420	103.8	71.98
440	103.8	72.16
460	103.7	71.83
480	103.6	71.39
500	103.7	71.90
520	103.4	71.87
540	103.7	71.84
560	103.5	71.34
580	103.4	71.70
600	103.7	71.83
620	103.7	71.89
640	103.7	71.86
660	103.5	71.65
680	103.7	71.86
700	103.7	71.82
720	103.3	71.48
740	103.5	71.63
760	103.3	71.66
780	103.7	71.86
800	103.5	71.81

β)

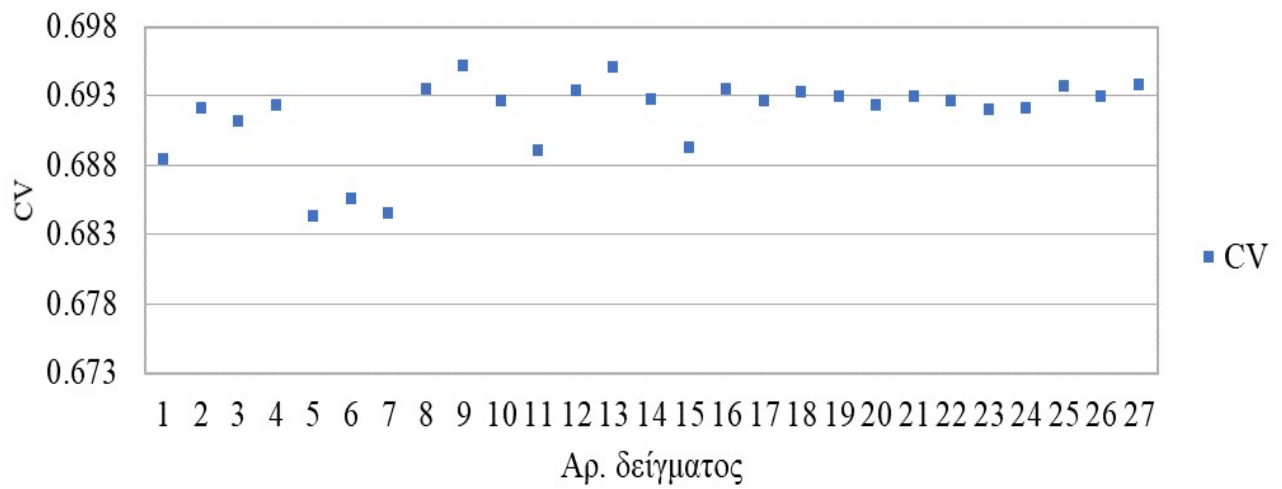
Πίνακας 6. Δείγμα των αποτελεσμάτων για επαναλήψεις του πειράματος για δυναμικό 700V/N= 100 για το α) slope και β) το σήμα

Συντελεστής μεταβλητότητας για ανάλογο δυναμικό

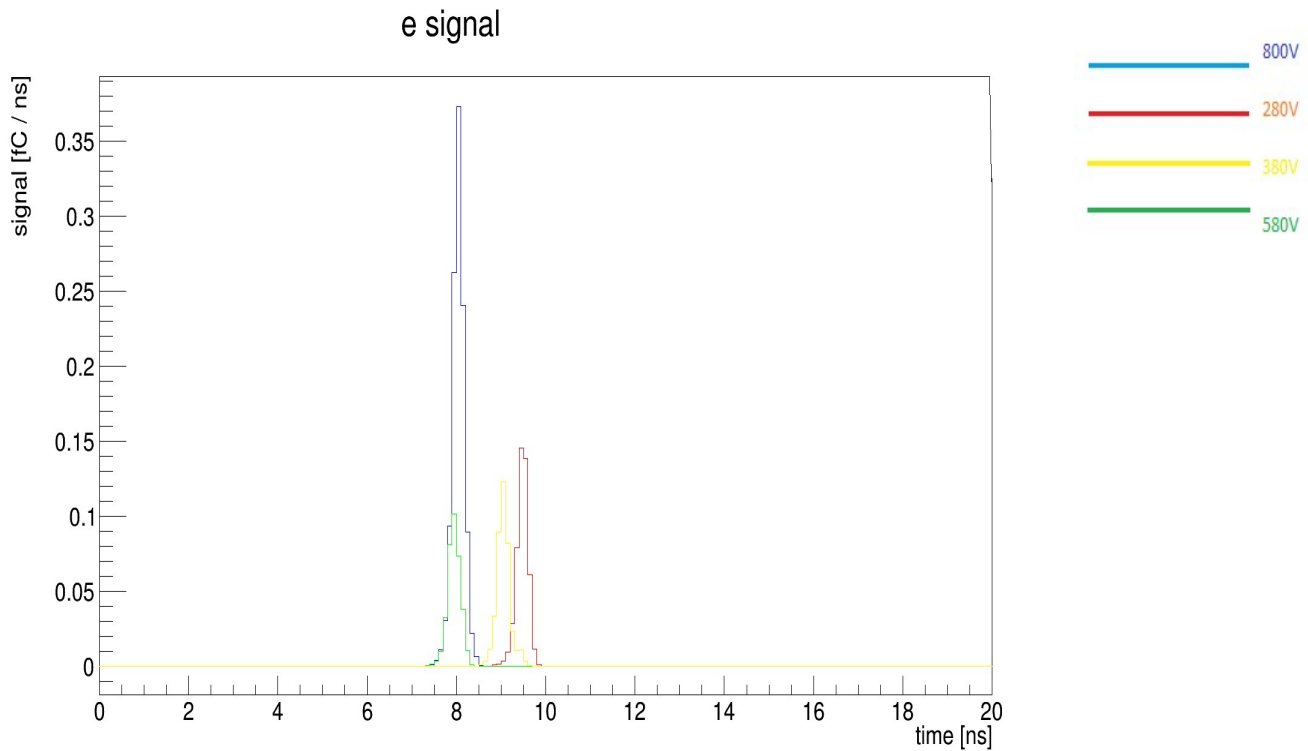


α)

Συντελεστής μεταβλητότητας για ανάλογο δυναμικό



β)



γ)

Σχήμα 23. Γραφική παράσταση του συντελεστή της μεταβλητότητας (CV) για επαναλήψεις του πειράματος με δυναμικό $700\text{V}/N=100$ για το α) slope και β) το σήμα, γ) το ηλεκτρονικό σήμα για διαφορετικές τιμές δυναμικού.

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

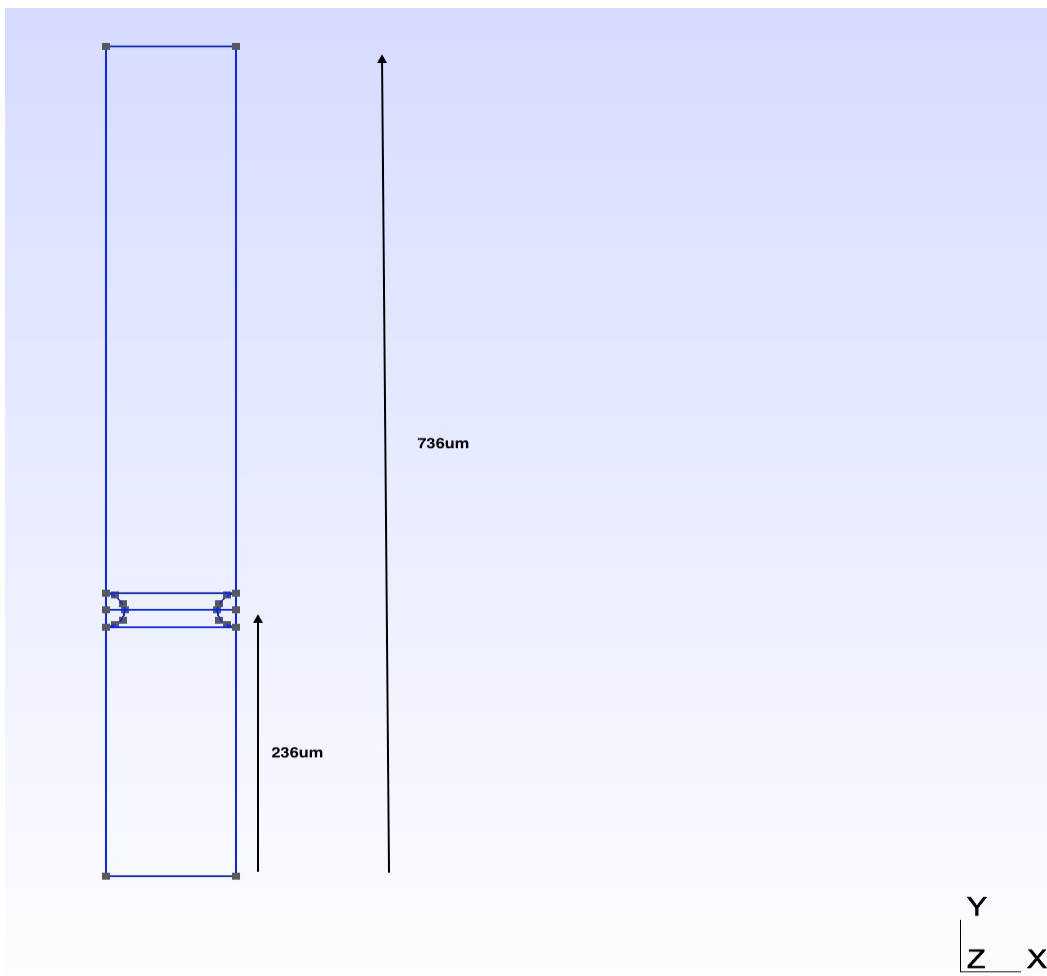
Από την γραφική παράσταση στην σχήμα 13α, δεν μπορούμε να πούμε ότι η προσομοίωση του συστήματος μπορεί να δώσει νέα πληροφορία.

Η χιονοστιβάδα των ηλεκτρονίων(στην σχήμα 23β), με την συγκεκριμένη μορφή γύρω από την άνοδο δεν είναι δυνατόν να διατηρηθεί περισσότερο όταν το ηλεκτρικό πεδίο είναι μεγαλύτερο από το αντίστοιχο στην αναλογική περιοχή λειτουργίας. Ο λόγος είναι ότι ο αριθμός των φωτονίων που δημιουργούνται κατά την διαδικασία σχηματισμού της χιονοστιβάδας, αυξάνει υπερβολικά. Όταν ο συντελεστής που περιγράφει το πλήθος των ηλεκτρονίων A και το πλήθος των φωτοηλεκτρονίων γA , στην χιονοστιβάδα, αυξηθεί τόσο ώστε $A\gamma \sim 1$, τότε η λειτουργία του έχει φθάσει στην περιορισμένη αναλογικότητα (δηλαδή είναι και δεν είναι αναλογικός).

Τα φωτόνια διαδίδονται προς όλες τις κατευθύνσεις, τόσο κάθετα όσο και παράλληλα προς το ηλεκτρικό πεδίο. Παράγουν φωτοηλεκτρόνια σε όλο τον όγκο του αερίου. Η χιονοστιβάδα δεν είναι πλέον εντοπισμένη γύρω από την άνοδο, αλλά διαχέεται σε όλο τον χώρο.

4.6 Η τέταρτη δοκιμή

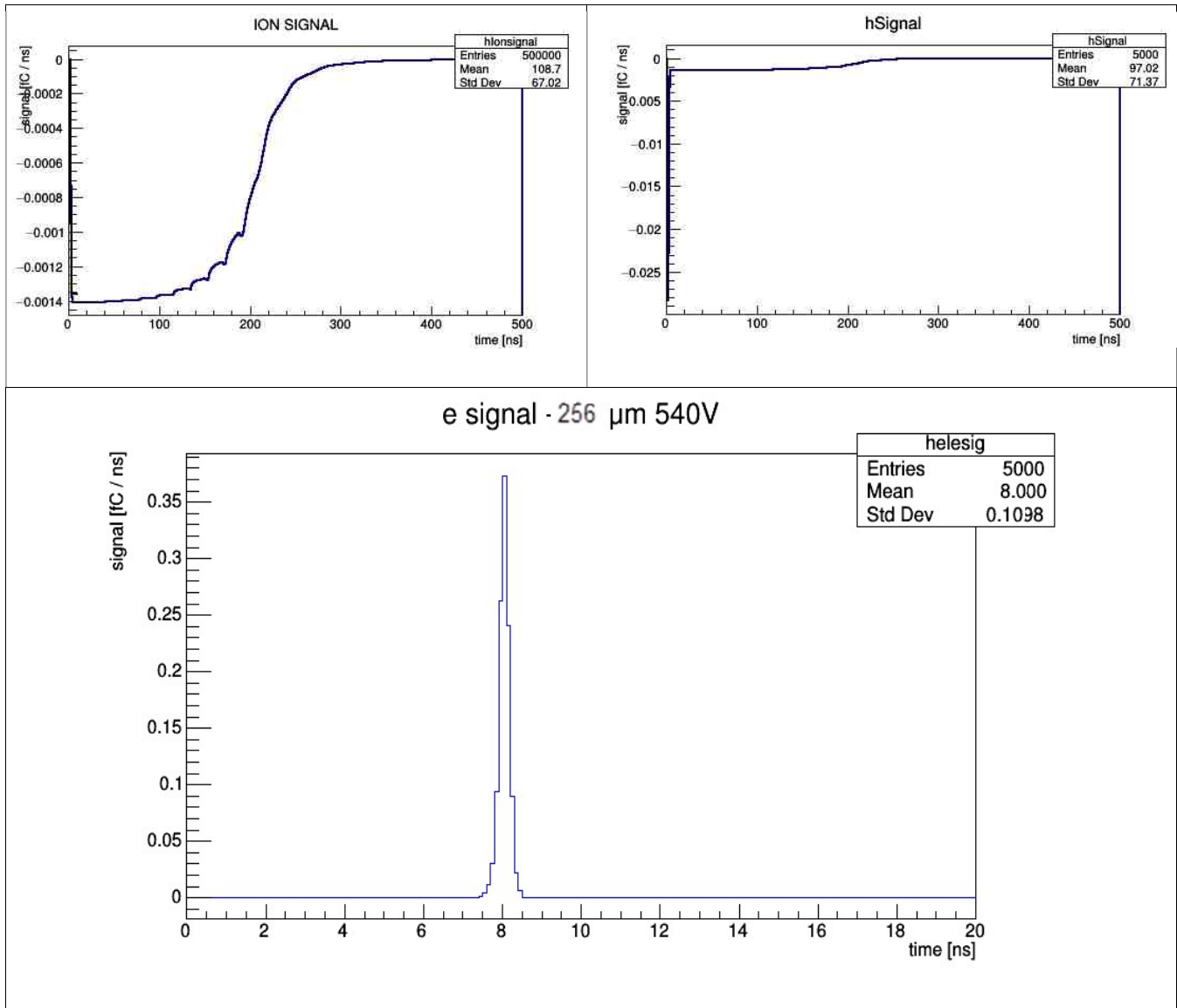
Μελετάμε την συμπεριφορά του συστήματος προσομοίωσης κάτω από τις αλλαγές της γεωμετρίας του drift με σκοπό τις μετρήσεις για το σήμα.



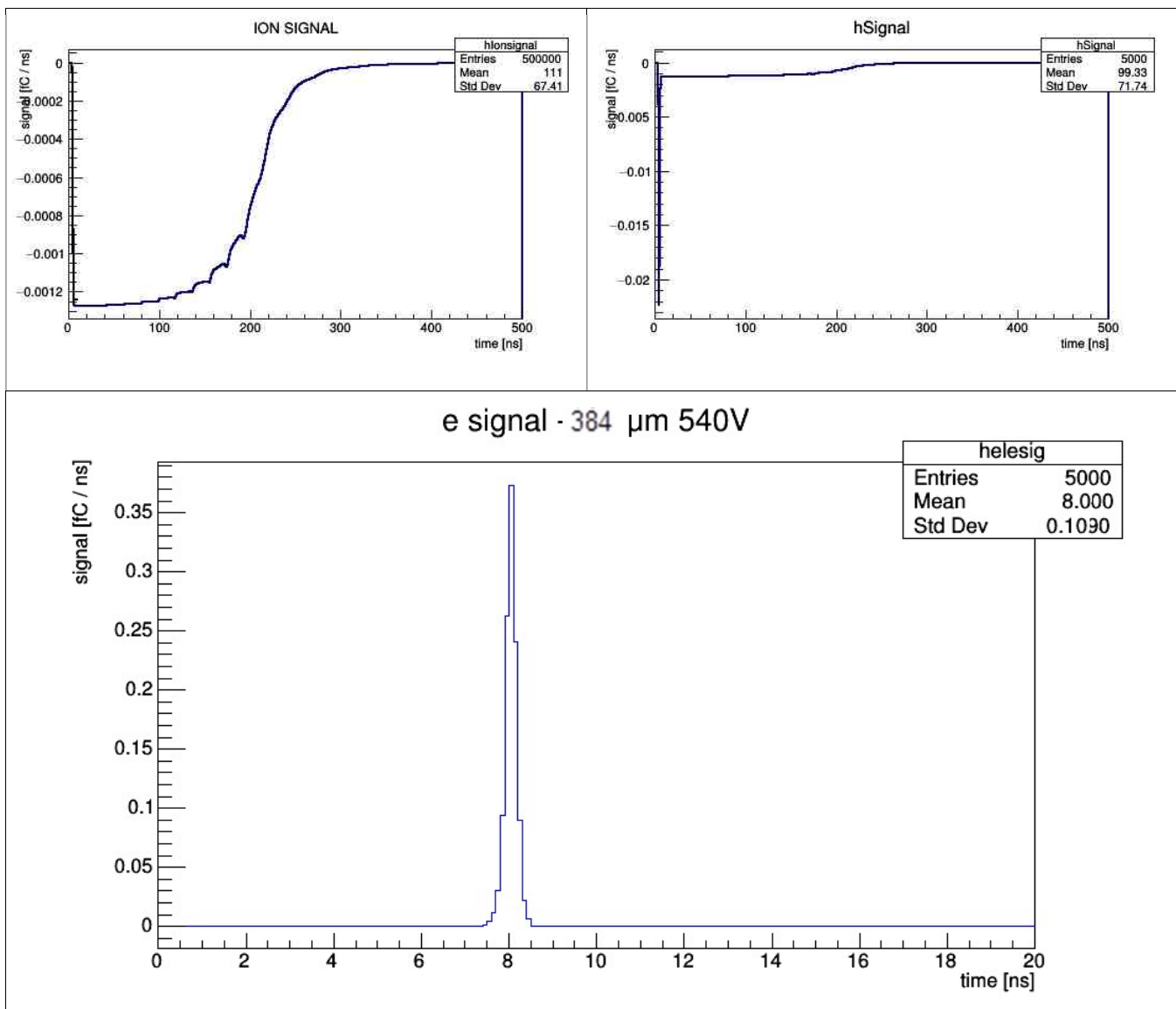
Σχήμα 24. Η γεωμετρία GMSH - ELMER του drift για την δεύτερη περίπτωση (για 236μm)

Αριθμός	Απόσταση (μm)
1	128
2	256
3	384

Πίνακας 7. Η γεωμετρία GMSH - ELMER του drift που μελετήθηκαν.



Σχήμα 25. Τα αποτελέσματα για την δεύτερη περίπτωση (για 256μm)/N =100.



Σχήμα 26. Τα αποτελέσματα για την τρίτη περίπτωση (για 384μm)/N =100.

Πρέπει να σημειωθεί ότι, ο χρόνος ανόδου (rise time) είναι της τάξης των ~100ns. Η απότομη αύξηση του σήματος, λόγω των άμεσων ηλεκτρονίων, δεν παρατηρείται. Βεβαίως, το σήμα στον ανιχνευτή μας είναι ένα σήμα από τα ηλεκτρόνια.

Το σήμα που μετράμε, παρουσιάζει ασυμμετρία. Το πολύ στενό και μικρό σήμα από τα «άμεσα» (prompt) ηλεκτρόνια, δεν μπορεί να αναλυθεί, λόγω του εσωτερικού χρόνου ανόδου, της χωρητικότητας του ανιχνευτή και της επαγωγής.

Σημειώνουμε τα αποτελέσματα των πειραμάτων επισυνάπτονται ενδεικτικά στο αρχείο αποτελεσμάτων.

Συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία μελετήσαμε την συμπεριφορά του ανιχνευτή σε διαφορετικές συνθήκες λειτουργίας με την βοήθεια προγραμμάτων προσομοίωσης. Οι προσομοιώσεις της συμπεριφοράς του ανιχνευτή έγιναν με το πρόγραμμα Garfield το οποίο είναι εξειδικευμένο στους ανιχνευτές αερίου.

Το πρόγραμμα μας έδωσε το "profile" του ηλεκτρικού πεδίου στο εσωτερικό του ανιχνευτή για όλες τις διαφορετικές τοπολογίες του ανιχνευτή. Προσομοιώσαμε τα drift των ηλεκτρονίων και τα avalanches στην περιοχή πολλαπλασιασμού του ανιχνευτή.

Η προσομοίωση γίνεται με σκοπό την ανάλυση και βελτιστοποίηση της συμπεριφοράς τους. Με άλλα λόγια σε αυτό το στάδιο εξετάσαμε πλήθος διαφορετικών συνδυασμών που αντιστοιχούν σε διαφορετικές επιλογές παραμέτρων και καταλήγουν σε εκείνες που επιδεικνύουν την καλύτερη συμπεριφορά.

Όταν ένα σωματίδιο εισέρχεται από τη μεριά της καθόδου ionίζει το αέριο στην περιοχή ολίσθησης, και κατά μήκος της πορείας του δημιουργούνται ζεύγη ελεύθερων ηλεκτρονίων-θετικών ιόντων. Τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται προς το πλέγμα υπό την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου, ενώ τα θετικά ιόντα προς τη κάθοδο. Περνώντας από το πλέγμα, τα ηλεκτρόνια συναντούν ένα πολύ πιο έντονο ηλεκτρικό πεδίο (50-100 φορές ισχυρότερο), με συνέπεια σε πολύ σύντομο χρονικό διάστημα (της τάξης του 1 ns) να δημιουργείται μία χιονοστιβάδα από ηλεκτρόνια, τα οποία καταγράφονται από τα ηλεκτρονικά ανάγνωσης. Τα θετικά ιόντα ταξιδεύουν πολύ πιο αργά προς το πλέγμα, όπου και συλλέγονται. Το φορτίο που συλλέγεται στα strips της ανόδου, μεταφέρει την πληροφορία της ενέργειας που άφησε το αρχικό σωματίδιο μέσω ιονισμού.

Είναι σημαντικό το ηλεκτρικό πεδίο στις δυο περιοχές να είναι ομοιογενές, αν και πολύ κοντά στο πλέγμα υπόκειται έντονη παραμόρφωση.

Καθώς αυτή η παραμόρφωση θα μπορούσε να διαταράξει τον επιθυμητό τρόπο λειτουργίας των ανιχνευτών, φροντίζουμε το πάχος του micromesh να είναι μικρό, έτσι

ώστε τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται στην περιοχή ολίσθησης να ακολουθούν τις δυναμικές γραμμές προς την περιοχή ενίσχυσης, αντί να συλλέγονται από το micromesh.

Τα αποτελέσματα της εργασίας συγκεντρώνονται σε τρία σημαντικά σημεία:

α) Η απόδοση του ανιχνευτή είναι η πιθανότητα να καταγραφεί ένας παλμός όταν το σωματίδιο εκπέμπεται σε μια στοιχειώδη αντίδραση. Η απόλυτη ανιχνευτική ικανότητα έχει να κάνει με τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή. Εδώ χρησιμοποιήθηκε ένας μαθηματικός δείκτης, συντελεστή μεταβολής CV ώστε να είναι πιο εμφανές τα τελικά αποτελέσματα. Αυτό είναι προφανές στα αποτελέσματα του πειράματος για τις δοκιμές 1-3. Ουσιαστικά δηλαδή, το φορτίο που απελευθερώνεται κατά την διαδικασία αυτή, είναι σαφώς ανεξάρτητο του πρωτογενούς ιονισμού. Εξαρτάται μόνο από την χωρητικότητα και την τάση που εφαρμόζεται στα ηλεκτρόδια.

β) Η χωρική διακριτική ικανότητα δεν εξαρτάται από τις επαναλήψεις του πειράματος. Αυτό το υποδεικνύουν τα αποτελέσματα στη δεύτερη δοκιμή. Η χωρική διακριτική ικανότητα ενός ανιχνευτή, είναι ουσιαστικά η δυνατότητα διαχωρισμού της θέσης μεταξύ των ιχνών που αφήνουν δύο ακτινοβολίες, οι οποίες ανιχνεύονται ταυτόχρονα από τον ανιχνευτή. Είναι συνάρτηση, κυρίως της κατάτμησης (granularity) του ανιχνευτή, αλλά εξαρτάται και από άλλους ενδογενείς ή εξωγενείς παραμέτρους.

γ) Η χωρική διακριτική ικανότητα δεν περιορίζεται από το μέγεθος των strips όπως βλέπουμε στην δοκιμή 4, και ο λόγος είναι διότι η χιονοστιβάδα των ηλεκτρονίων (στην σχήμα 13.β), με την συγκεκριμένη μορφή γύρω από την άνοδο δεν είναι δυνατόν να διατηρηθεί περισσότερο όταν το ηλεκτρικό πεδίο είναι μεγαλύτερο από το αντίστοιχο στην αναλογική περιοχή λειτουργίας.

Ουσιαστικά δηλαδή από τη δημιουργία των ηλεκτρονίων και την κίνησή τους προς την άνοδο εντός του αερίου όγκου του ανιχνευτή υπό την επίδραση ενός ηλεκτρικού πεδίου, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι στην άνοδο θα έχουμε ένα χρήσιμο προς επεξεργασία σήμα. Αυτό όμως δεν είναι πολύ ακριβές, καθώς το σήμα αυτό είναι πολύ ασθενές και συνεπώς χρειάζεται ενίσχυση (πολ/σμο). Εφαρμόζουμε έτσι ένα ηλεκτρικό πεδίο μεγαλύτερης έντασης από το προηγούμενο και αυτό έχει ως αποτέλεσμα να επιταχυνθούν τα ηλεκτρόνια τα οποία πλέον αποκτούν μεγαλύτερη κινητική ενέργεια και έτσι ιονίζουν περισσότερο το αέριο. Αυτό το αποτέλεσμα επιβεβαιώνει την θεωρητική ανάλυση που χρησιμοποιήθηκε ως βάση για την κατασκευή του προγράμματος προσομοίωσης.

Παραπομπές

- [1] S. Ramo, Proc. IRE 27 (1939) 584.
- [2] W. Shockley, Journal of Applied Physics 9, 635 (1938)
- [3] E. Gatti, G. Padovini, V. Radeka, Nucl. Instr. and Meth. 193 (1982) 651.
- [4] J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, third edition, Wiley, 1999.
- [5] W. Riegler, NIM in Physics Research, A 491 (2002) 258-271.
- [6] W. Blum, W. Riegler, L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers, Springer-Verlag (2008).
- [7] B. B. Rossi, H. H. Staub, Ionization Chambers and Counters, chapter 3, McGraw-Hill (1949).
- [8] ATLAS Collaboration, ATLAS muon spectrometer: Technical Design Report, CERN 1997, ATLAS-TDR-10; CERN-LHCC-97-022
- [9] ATLAS Collaboration Technical Design Report, New Small Wheel. CERN-LHCC-2013-006, ATLAS-TDR-020 (2013).
- [10] Y. Giomataris et al., Nucl. Instr. Meth. A376, 29-5, (1996).
- [11] T. Alexopoulos et al., Nucl. Instr. Meth. A640, 110, (2011).

- [12] T. Alexopoulos et al., Nucl. Instr. Meth. A860, 410, (2017).
- [13] Y. Assran et al., Archana Transport Properties of operational gas mixtures used at LHC. (2011).
- [14] R. Fernow Introduction to Experimental Particle Physics. Cambridge University Press; Reprint edition (1989).
- [15] G. Iakovidis, ATLAS Upgrade. Natl. Tech. U., Athens (2014).
- [16] M. Iodice ATLAS Experiment. ATL-MUON-PROC-2014-009 (2014).
- [17] Konrad Kleinknecht Detectors for Particle Radiation. Cambridge University Press; 2edition (1999).
- [18] S Leontsinis, ATLAS experiment. Natl.Tech. U., Athens (2015).
- [19] Nt. Konstantinos H6/SPS/CERN. Aj na (2012).
- [20] Nt. Konstantinos PoSTIPP2014 (2014) 331.
- [21] Nt. Konstantinos. ATL-MUON-PROC-2014-011 (2014).
- [22] K. Olive et al Review of Particle Physics Chin. Phys. C, 38,090001 (2014).

Παράρτημα

```
#include <iostream>
#include <cmath>
#include <cstring>
#include <fstream>
#include <TCanvas.h>
#include <TApplication.h>
#include <TFile.h>
#include <vector>
#include <TPolyMarker.h>
#include <TPaveText.h>

#include "MediumMagboltz.hh"
#include "ComponentElmer.hh"
#include "Sensor.hh"
#include "ViewField.hh"
#include "Plotting.hh"
#include "ViewFEMesh.hh"
#include "ViewSignal.hh"
#include "GarfieldConstants.hh"
#include "Random.hh"
#include "AvalancheMicroscopic.hh"
#include "AvalancheMC.hh"
#include "DriftLineRKF.hh"

#include "TSystem.h"

#include <TROOT.h>
#include <TH2D.h>
#include <TLegend.h>
#include <TMath.h>
#include "TBranch.h"
#include "TTree.h"
#include "TFile.h"
#include "TF1.h"
using namespace Garfield;
using namespace std;

int main (int argc, char * argv[]) {

    TApplication app("app", &argc, argv);
    plottingEngine.SetDefaultStyle();
```



```

double nBins, t0s, dts;
nBins=5000; t0s=0; dts=.1;
sensor->SetTimeWindow(t0s, dts, nBins);
sensor->SetArea(-100, 0. , -100, 100, 0.05128,100);
sensor->ClearSignal();

```

```

TH1D *hSignal = new TH1D("hSignal", "hSignal", nBins, t0s, t0s + nBins * dts);

```

```

hSignal->SetLineColor(plottingEngine.GetRootColorLine1());
hSignal->GetXaxis()->SetTitle("time [ns]");
hSignal->GetYaxis()->SetTitle("signal [fC / ns]");

```

```

TH1D *hIonsignal = new TH1D("hIonsignal", "ION SIGNAL", nBins, t0s, t0s + nBins * dts);

```

```

hIonsignal->SetLineColor(plottingEngine.GetRootColorLine1());
hIonsignal->GetXaxis()->SetTitle("time [ns]");
hIonsignal->GetYaxis()->SetTitle("signal [fC / ns]");

```

```

TH1D *hpar1 = new TH1D("hpar1", "t0", 100, 0.7, 1.2);

```

```

TH1D *hpar2 = new TH1D("hpar2", "slope", 100, 0.07, 0.13);

```

```

TF1 *fit = new TF1("fit", "[0]/(1+exp(-(x-[1])/[2]))+[3]", 0.5, 10);
fit->SetParameters(1, 0.4, 0.5);

```

```

AvalancheMicroscopic* aval = new AvalancheMicroscopic();
aval->SetSensor(sensor);
aval->EnableInducedChargeCalculation();
aval->EnableSignalCalculation();

```

```

    // Set initial electron position
    // Initial position [cm] and starting time [ns]
    //double x0 = 0., y0 = 0.05, z0 = 0.;
    double x0 = 0., y0 = 0.05, z0 = 0.;
    double t0 = 0.;
    // Initial energy [eV]
    double e0 = 0.;
    // Initial direction
    // In case of a null vector, the initial direction is randomized.
    double dx0 = 0., dy0 = 0., dz0 = 0.;

```

```

// Drift ions
AvalancheMC* drift = new AvalancheMC();
drift->SetSensor(sensor);

```

```

drift->SetDistanceSteps(0.001);
drift->EnableSignalCalculation();
drift->EnableInducedChargeCalculation();

int numberOfEvents = 100;
// hSignalElectrons->Reset();
// hSignalIons->Reset();

bool microscopic = true;
for(int nEv=1; nEv<=numberOfEvents; nEv++){
    hSignal->Reset();

    cout<<"@@@@@@@@@@@@@@@@ Start event : " <<nEv <<endl;
    sensor->NewSignal();
    int ne, ni = 0;

    if(microscopic){
        cout<<"@@@@@@@@@@@@@@@@ microscopic
@@@@@@@@@@@@@@@@<<endl;

        aval->AvalancheElectron(x0,y0,z0,t0,e0,dx0,dy0,dz0);
        aval->GetAvalancheSize(ne, ni);
    }else{
        cout<<"@@@@@@@@@@@@@@@@ MC
@@@@@@@@@@@@@@@@<<endl;
        drift->AvalancheElectron(x0,y0,z0,t0,e0);
        drift->GetAvalancheSize(ne, ni);
    }

    cout << "##### Number of electrons
#####: " <<ne <<std::endl;
    cout << "##### Number of IONS
#####: " <<ni <<std::endl;

    int nEndpoints;
    nEndpoints = aval->GetNumberOfElectronEndpoints();

    bool fullTracking=true;
    if(fullTracking){
        cout << "##### Electron drift with endpoints
##### : " << nEndpoints<<std::endl;
        cout << "##### Ion drift
##### " << std::endl;

        for (int j = nEndpoints; j--;) {
            double x1, y1, z1, t1, e1;
            double x2, y2, z2, t2, e2;
            int status;
            aval->GetElectronEndpoint(j, x1, y1, z1, t1, e1,

```

```

        x2, y2, z2, t2, e2, status);

//      cout<<"**** x1: "<<x1<<endl;
drift->DriftIon(x1, y1, z1, t1);
        int nEndpointsIons;
nEndpointsIons = drift->GetNumberOfIonEndpoints();
for (int k = nEndpointsIons; k--;) {
        int status_ion;
        double xi1, yi1, zi1, ti1, ei1;
        double xi2, yi2, zi2, ti2;
        drift->GetIonEndpoint(k, xi1, yi1, zi1, ti1, xi2, yi2, zi2, ti2, status_ion);
        }
}
}
////////////////////////////////////
double sig = 0.;
double ionsignal=0.;
for (int i = nBins; i--;) {
        sig = sensor->GetSignal("weights", i);
        ionsignal=sensor->GetIonSignal("weights",i);
        totalsig<<sig<<endl;
        elsig<<sensor->GetElectronSignal("weights",i)<<endl;
        ionsig<<sensor->GetIonSignal("weights",i)<<endl;
        hSignal->SetBinContent(i + 1, sig);
        hIonsignal->SetBinContent(i+1,ionsignal);
}
hIonsignal->Fit("fit","", "",0,10);
double p0 =fit->GetParameter(0);
double p1 =fit->GetParameter(1);
double p2 =fit->GetParameter(2);
double p3 =fit->GetParameter(3);
hpar1->Fill(p1);
hpar2->Fill(p2);
par0<<p0<<endl;
par1<<p1<<endl;
par2<<p2<<endl;
par3<<p3<<endl;

        sensor->NewSignal();
}
hpar2->Write();
hpar1->Write();
hIonsignal->Write();
hSignal->Write();
f->Close();
        cout<<"#####END"<<endl;
app.Run(kTRUE);
}

```