



ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ

ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία

Σύγκριση χωρικής διακριτικής ικανότητας και
απόδοσης σε ανιχνευτές Micromegas για
διαφορετικά αέρια λειτουργίας

Μαρία Μπούρα-Βιστάλινα

Επιβλέπων : Φασουλιώτης Δημήτριος

Αθήνα, Μάρτιος 2016

Περιεχόμενα

1	Ο Επιταχυντής LHC και το Πείραμα ATLAS	5
1.1	Ο Μεγάλος Επιταχυντής Αδρονίων	5
1.2	Το Πείραμα ATLAS	7
1.2.1	Δομή Ανιχνευτών Στοιχειωδών Σωματιδίων	7
1.2.2	Σύστημα Συντεταγμένων	8
1.2.3	Η Διάταξη του Πειράματος ATLAS	8
1.3	Η Phase-1 Αναβάθμιση του Small Wheel	13
2	Ανιχνευτές Αερίου και Ανιχνευτές MicroMegas	16
2.1	Αλληλεπίδραση Σωματιδίων με την Ύλη	16
2.1.1	Αλληλεπίδραση Βαρέων Σωματιδίων με την Ύλη	16
2.1.2	Αλληλεπίδραση Ηλεκτρονίων με την Ύλη	18
2.1.3	Αλληλεπίδραση Φωτονίων με την Ύλη	18
2.2	Αρχές Λειτουργίας Ανιχνευτών Αερίου	20
2.2.1	Διέγερση και Ιονισμός	20
2.2.2	Διάχυση και Μεταφορά Φορτίου	21
2.2.3	Ενίσχυση Σήματος	23
2.3	Κατηγορίες Ανιχνευτών Αερίου	23
2.3.1	Θάλαμοι Ιονισμού	24
2.3.2	Αναλογικοί Απαριθμητές	25
2.3.3	Ανιχνευτές Geiger-Muller	27
2.4	Micromegas	27
2.4.1	Δομή και Αρχή Λειτουργίας	27
2.4.2	Προσωμοίωση των Ανιχνευτών MicroMegas για το NSW	30
2.4.3	Μελέτη Αερίων για Ανιχνευτές MicroMegas	30
3	Ανάλυση Δεδομένων και Αποτελέσματα	33
3.1	Το setup της Δοκιμαστικής Δέσμης	33
3.2	Επεξεργασία Δεδομένων	35
3.2.1	Διόρθωση του cross-talk	35
3.2.2	Αλγόριθμος recomm	36
3.3	Ανάλυση Δεδομένων	37
3.3.1	Κάθετες Τροχιές	37
3.3.2	Τροχιές υπό Γωνία	44
3.4	Συμπεράσματα	51
A'	Ιστογράμματα	52
A'.1	Centroid	53
A'.2	μTPC	61

Βιβλιογραφία

65

Κεφάλαιο 1

Ο Επιταχυντής LHC και το Πείραμα ATLAS



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.

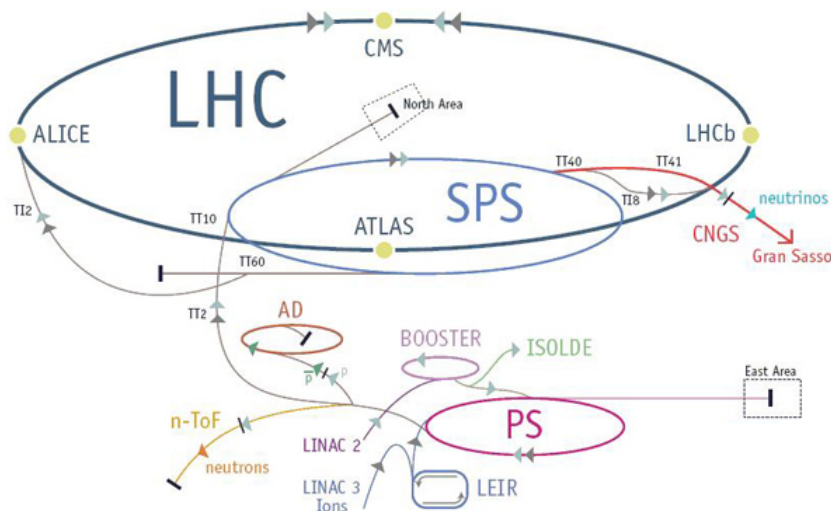
Εκεί λειτουργεί και ο Μεγάλος Επιταχυντής Αδρονίων (Large Hadron Collider - LHC), ένας δακτύλιος με περίμετρο 27 χιλιομέτρων και σε βάθος 175 μέτρων κάτω από την επιφάνεια της Γης. Όπως είναι προφανές από το όνομά του, σε αυτόν επιταχύνονται αδρόνια, κυρίως πρωτόνια, αλλά ενίοτε και πυρήνες μολύβδου,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

Πρωτού 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 1.1: 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 διήρκεσε 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 Μαΐου του 2015 ο επιταχυντής ξαναξεκίνησε 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.

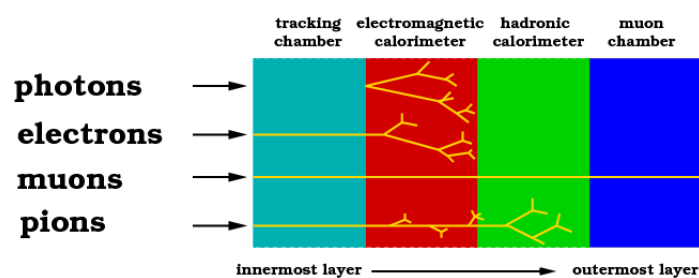
Κατά την επόμενη προγραμματισμένη διακοπή στο διάστημα 2022-2023 (LS3) θα υπάρξουν επιπλέον αναβαθμίσεις στα πειράματα, ώστε να προετοιμαστούν για το High-Luminosity LHC Run, κατά το οποίο αναμένουμε δεδομένα της τάξης των $3,000 \text{ fb}^{-1}$.

1.2 Το Πείραμα ATLAS

1.2.1 Δομή Ανιχνευτών Στοιχειωδών Σωματιδίων

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 αλληλεπιδράσει 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, μιονία 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 μιονία, κτλ. Ακολουθούν τα θερμοδόμετρα, 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 αλληλεπιδρούν ηλεκτρομαγνητικά με την ύλη, ενώ στο δεύτερο απορροφώνται πλήρως τα αδρόνια. Τελευταίο επίπεδο είναι ο ανιχνευτής μιονίων, καθώς τα μιονία - ως Minimum Ionizing Particles (MIP) - αλληλεπιδρούν 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 αλληλεπιδράσουν 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 1.2: 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

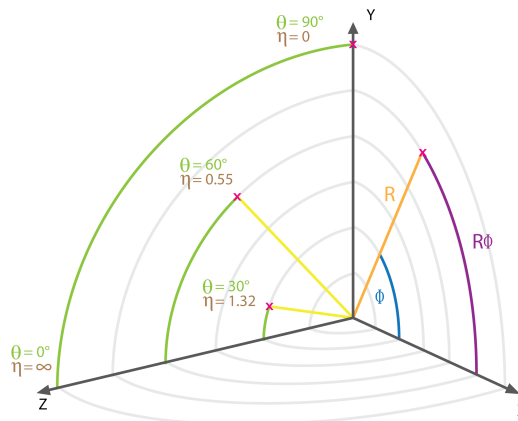
$$p = q \cdot B \cdot r$$

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 ψευδοωκύτητα η αντί της πολικής γωνίας θ , και ορίζεται ως

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.1)$$



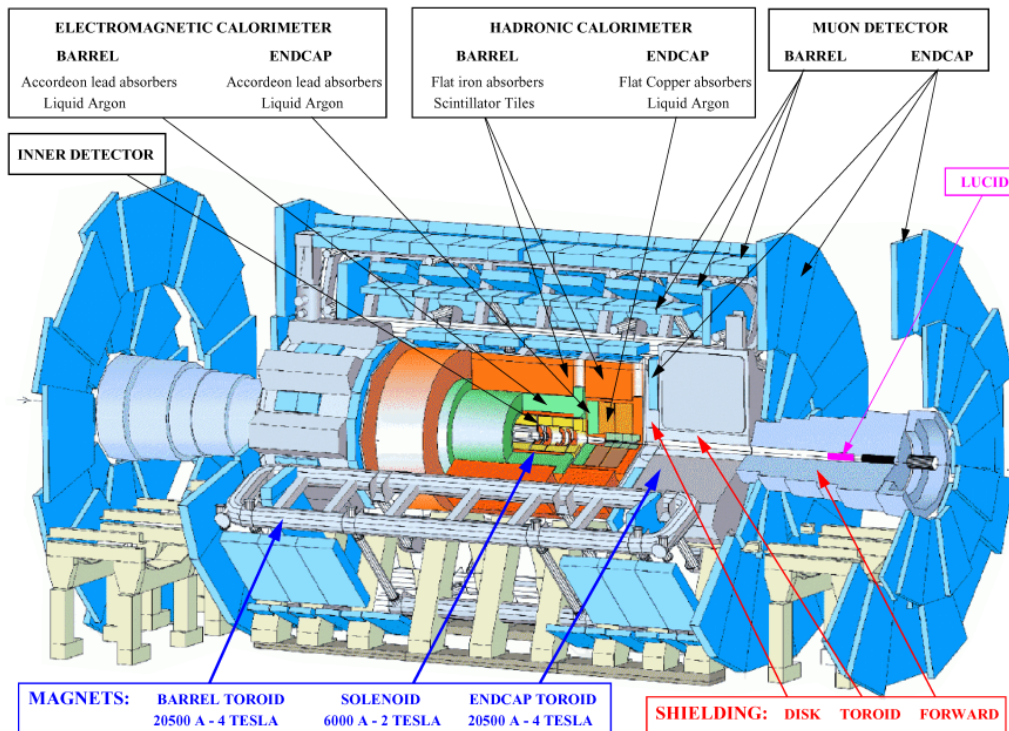
Σχήμα 1.3: Η γεωμετρική σχέση μεταξύ της πολικής γωνίας θ και της ψευδοωκύτητας η

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

1.2.3 Η Διάταξη 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



Σχήμα 1.4: Αναπαράσταση του πειράματος ATLAS στο σύνολό του

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.

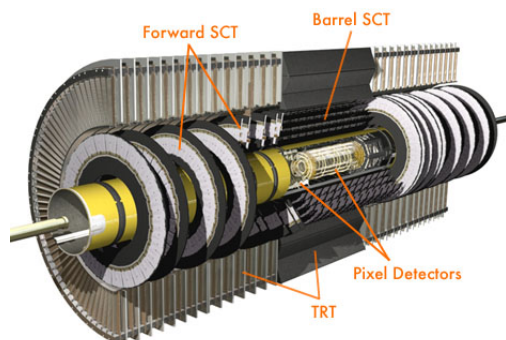
Με αυτή τη διάταξη ελάχιστα σωματίδια καταφέρνουν να διαφύγουν χωρίς να αλληλεπιδράσουν με κάποιο τμήμα του ανιχνευτή, εκτός από τα νετρίνα, τα οποία αλληλεπιδρούν ελάχιστα με την ύλη, και για τα οποία χρησιμοποιούμε έμμεσες μεθόδους για την ανίχνευσή τους, όπως προαναφέρθηκε.

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 1.5: Αναπαράσταση του Εσωτερικού Ανιχνευτή του ATLAS

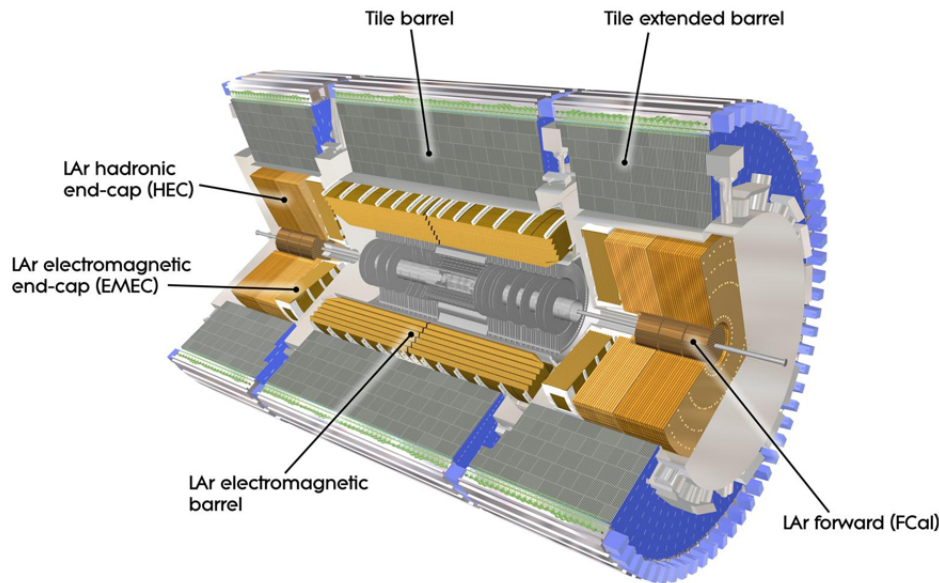
Το επόμενο κομμάτι του Εσωτερικού Ανιχνευτή είναι το Semi-Conductor Tracker (SCT), επίσης πολύ καλής χωρικής διακριτικής ικανότητας. Όπως και για το Pixel Detector έτσι και για το Semi-Conductor Tracker χρησιμοποιήθηκε πυρίτιο για την κατασκευή του, αν και στο PD έχουμε pixels ενώ στον SCT έχουμε λωρίδες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



Σχήμα 1.6: Τα θερμιδόμετρα του πειράματος

και πλάκες μολύβδου ως το απορροφητικό υλικό. Για τη διατήρηση της θερμοκρασίας στα επιθυμητά επίπεδα χρησιμοποιείται κρυστάτης.

Αδρονικό Θερμιδόμετρο

Τα αδρόνια αφήνουν μόνο ένα μικρό μέρος της ενέργειάς τους στο Ηλεκτρομαγνητικό Θερμιδόμετρο. Για τα σωματίδια που αλληλεπιδρούν 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).

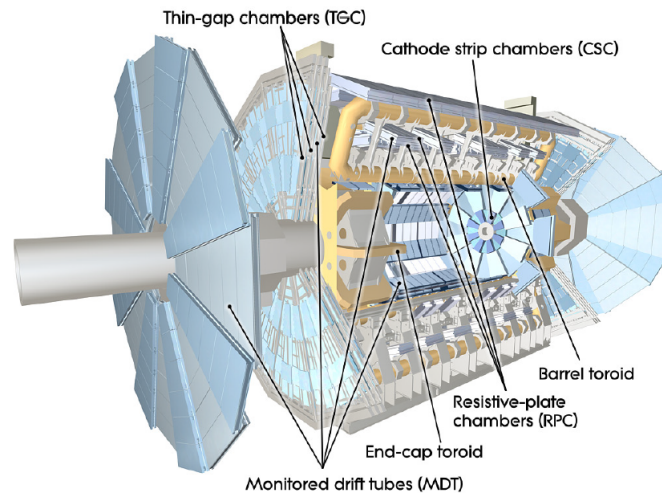
Το Αδρονικό Θερμιδόμετρο αποτελείται από 3 μέρη, το Scintillating-Tile Calorimeter στο barrel, το Hadronic Endcap LAr Calorimeter στο Endcap Region, και το Forward Calorimeter στο Forward Region. Το Scintillating-Tile Calorimeter (STC) είναι χωρισμένο σε ένα large barrel ($|\eta| < 1.0$) και δύο μικρότερους 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).

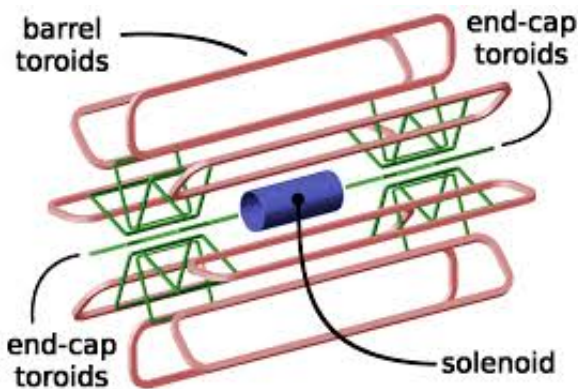
1.200 θάλαμοι ανίχνευσης μετρούν με υψηλή ακρίβεια τις τροχιές των μιονίων, οι οποίες κάμπτονται χάρη σε ένα τοροειδές μαγνητικό πεδίο. Στην περιοχή $|\eta| < 1.4$ το μαγνητικό πεδίο παρέχεται από τον μεγάλο κεντρικό τοροειδή, στην περιοχή $1.6 < |\eta| < 2.7$ από δύο μικρότερους μαγνήτες στις άκρες 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 1.7: Ο ανιχνευτής μιονίων

Μαγνήτες

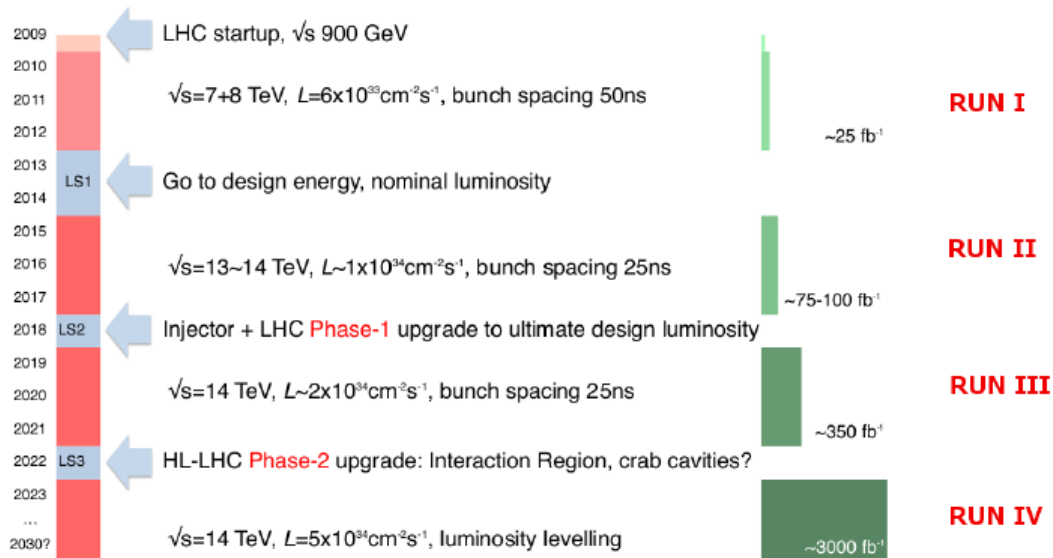
Για να μετρήσουμε την ορμή των διερχόμενων σωματιδίων, εκμεταλλευόμαστε τη σχέση αυτής με την καμπυλότητα που παρουσιάζουν οι τροχιές των σωματιδίων υπό την επίδραση μαγνητικού πεδίου. Για αυτό το λόγο τοποθετήθηκαν 2 υπεραγώγιμοι μαγνήτες, ο ένας εκ των οποίων είναι ένα λεπτό σωληνοειδές τοποθετημένο ανάμεσα στον Εσωτερικό Ανιχνευτή και το Ηλεκτρομαγνητικό Θερμιδόμετρο, και παρέχει μαγνητικό πεδίο έντασης 2 T 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 1.8: Το σωληνοειδές και οι τοροειδείς μαγνήτες του ATLAS

1.3 Η Phase-1 Αναβάθμιση του Small Wheel

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.



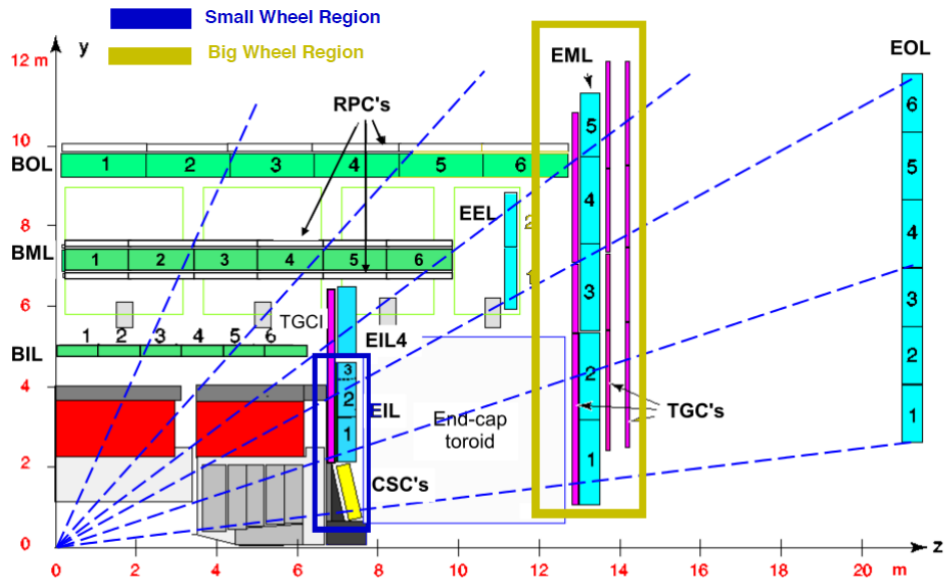
Σχήμα 1.9: Χρονοδιάγραμμα λειτουργίας και αναβάθμισης του LHC

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 φασματομέτρου μιονίων (muon spectrometer) στην endcap περιοχή.

To New Small Wheel του ATLAS

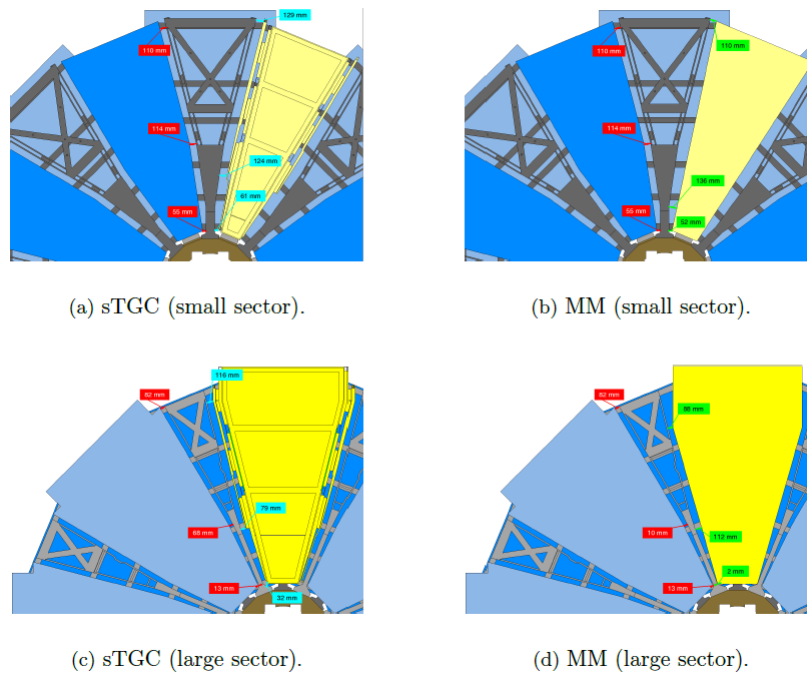
Προσομοιώσεις έχουν δείξει ότι η επίδοση (performance) των θαλάμων ανίχνευσης μιονίων που υπάρχουν χειροτερεύει αισθητά με την αύξηση του cavern rate background τόσο σε επίπεδο αποδοτικότητας, όσο και σε διακριτική ικανότητα. Επιπλέον, ο Level-1 σκανδαλιστής που υπάρχει αυτή τη στιγμή για τα μίονια στο 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 μίονια. 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 ροής των μιονίων. Αλλά οι ικανότητες των δύο τεχνολογιών δεν περιορίζονται μόνο στην κάθε μία από αυτές τις λειτουργίες το καθένα, αλλά



Σχήμα 1.10: Τομή του Endcap τμήματος του πειράματος

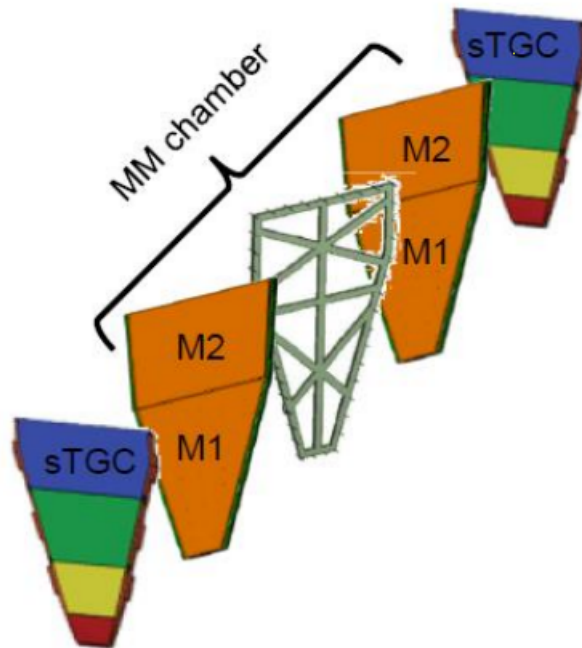
μπορούν να λειτουργούν και συμπληρωματικά. Ο συνδυασμός αυτών των δυο τεχνολογιών δίνει εξαιρετική χωρική και χρονική διακριτική ικανότητα, αλλά και χαμηλή τιμή για την εγκατάσταση ορμή του σκανδαλιστή μιονίων.



Σχήμα 1.11: 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 1.12: Ο συνδυασμός των 2 sTGC και των δύο MM θαλάμων στο NSW

Κεφάλαιο 2

Ανιχνευτές Αερίου και Ανιχνευτές MicroMegas

Το πιο βασικό εργαλείο στην πειραματική φυσική υψηλών ενεργειών αποτελούν οι ανιχνευτές στοιχειωδών σωματιδίων. 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 συμβάλει 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 αλληλεπιδρούν με τα υλικά των ανιχνευτών. Ακολουθούν οι βασικές αρχές φυσικής στις οποίες στηρίζεται η κατασκευή όλων των ανιχνευτών αερίου. Τέλος, παρουσιάζονται οι βασικές κατηγορίες ανιχνευτών αερίου - αν και έχουν εξελιχθεί και χρησιμοποιηθεί και διάφορες παραλλαγές αυτών - και, τέλος, αναλύονται οι ανιχνευτές MicroMegas, η δομή, η αρχή λειτουργίας, και κάποια ιδιαίτερα χαρακτηριστικά που μας ενδιαφέρουν για τη συνέχεια της παρούσας εργασίας.

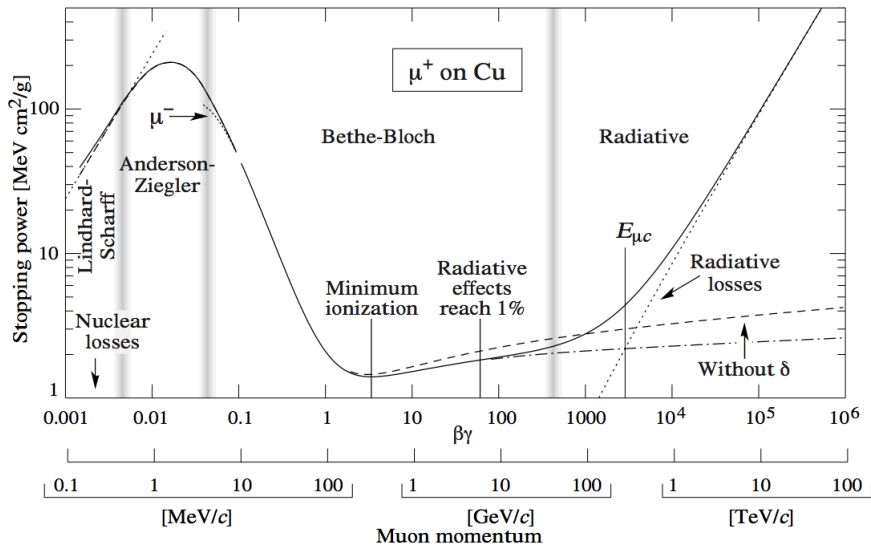
2.1 Αλληλεπίδραση Σωματιδίων με την Ύλη

2.1.1 Αλληλεπίδραση Βαρέων Σωματιδίων με την Ύλη

Με την είσοδό του σε ένα υλικό, κάθε φορτισμένο υψηλοενεργειακό σωματίδιο συναντά και αλληλεπιδρά 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 συγχρούσεις, 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 προσπίτοντος σωματιδίου, όπως η μάζα του και η ταχύτητά του.

Ο μέσος ρυθμός απώλειας ενέργειας για ταχύτητες στην περιοχή $0.1 < \beta\gamma < 1000$, περιγράφεται από την εξίσωση Bethe - Bloch :

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (2.1)$$



Σχήμα 2.1: Η ανασχετική ισχύς για θετικά μίονια σε χαλκό συναρτήσει της ποσότητας $\beta\gamma$

όπου $K = 4\pi N_{Ar}^2 e m_e c^2 = 0.307 \text{ MeV mol}^{-1} \text{ cm}^2$,
 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,

$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + \frac{2\gamma m_e}{M} + (\frac{m_e}{M})^2}$ η μέγιστη μεταφερόμενη ενέργεια,

I η μέση ενέργεια διέγερσης, και

$\delta(\beta\gamma)$ η διόρθωση λόγω φαινομένου πυκνότητας.

Στην εξίσωση Bethe - Bloch συνυπολογίζονται κβαντομηχανικά και σχετικιστικά φαινόμενα που λαμβάνουν μέρος κατά την αλληλεπίδραση. Η ποσότητα $\langle -\frac{dE}{dx} \rangle$ ονομάζεται ανασχετική ισχύς του υλικού (stopping power), και συνήθως μετράται σε $\text{MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$.

Στη λεγόμενη περιοχή Bethe της ανασχετικής ισχύος, η οποία βρίσκεται ανάμεσα στην κλίση $\frac{1}{v^2}$ και στη σχετικιστική περιοχή όπου επικρατούν φαινόμενα ακτινοβολίας, παρουσιάζεται ένα ελάχιστο. Τα μίονια 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. Υπολογίζουμε τότε τη μέση απώλεια ενέργειας ως

$$\langle -\frac{dE}{dx} \rangle = \sum \omega_j \langle -\frac{dE}{dx} \rangle_j \quad (2.2)$$

όπου ω_j το κλάσμα βάρους του j στοιχείου του μίγματος.

Μία ακόμα χρήσιμη ποσότητα είναι η πιθανότερη απώλεια ενέργειας, η οποία ορίζεται ως

$$\Delta_p = \xi \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} + \ln \frac{\xi}{I} + j - \beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right] \quad (2.3)$$

όπου $\xi = \left(\frac{K}{2}\right)\left(\frac{Z}{A}\right)\left(\frac{x}{\beta^2}\right)$ για ανιχνευτή πάχους x ($\frac{g}{cm^2}$) και μετράται σε MeV, και $j = 0.200$.

Μία σημαντική διαφορά των παραπάνω ποσοτήτων, $\langle -\frac{dE}{dx} \rangle$ και $\frac{\Delta_p}{x}$, 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

$$R = \int_0^R dx = \int_{T_0}^0 \frac{1}{\frac{dE}{dx}} dE = \frac{4\pi\epsilon_0}{z^2 e^4} \frac{Am_e}{\rho N_A} \int_0^{T_0} \frac{v^2}{B} dE \quad (2.4)$$

2.1.2 Αλληλεπίδραση Ηλεκτρονίων με την Ύλη

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, 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

$$\langle -\frac{dE}{dx} \rangle = \frac{1}{2} K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta} \left[\ln \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 m_e c^2 (\gamma - 1)/2}{I^2} + (1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 - \delta \right] \quad (2.5)$$

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. Αυτή η τιμή της ενέργειας ονομάζεται κρίσιμη ενέργεια (critical energy).

2.1.3 Αλληλεπίδραση Φωτονίων με την Ύλη

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 αλληλεπιδράσει 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

$$E_e = hv - E_b \quad (2.6)$$

όπου h η σταθερά του Planck,

v 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. Η πιθανότητα ένα φωτόνιο να απορροφηθεί πλήρως είναι ανάλογη της ποσότητας

$$\sigma \propto \frac{Z^n}{(hv)^3} \quad (2.7)$$

όπου $3 < n < 5$.

Εάν το αρχικό φωτόνιο έχει ελαφρώς μεγαλύτερη ενέργεια ($0.5 < hv < 10$ MeV), τότε είναι πιθανότερο να παρατηρηθεί το φαινόμενο Compton, κατά το οποίο μόνο μέρος της αρχικής ενέργειας απορροφάται από δέσμιο ηλεκτρόνιο. Το ηλεκτρόνιο απελευθερώνεται από το άτομο, ενώ το φωτόνιο με την εναπομείνασα ενέργεια σκεδάζεται. Η τελική ενέργεια του φωτονίου είναι

$$hv' = hv \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (2.8)$$

ενώ του ηλεκτρονίου

$$E_e = hv \frac{\alpha(1 - \cos\theta)}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)}. \quad (2.9)$$

Όταν ένα φωτόνιο ενέργειας μεγαλύτερης των 1.022 MeV βρεθεί κοντά σε ένα άτομο, 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. Η ενέργεια που αποκτά το παραγόμενο ζεύγος είναι

$$E = hv - 2m_e c^2 \quad (2.10)$$

Μήκος Ακτινοβολίας

Εάν τα αρχικά ηλεκτρόνια/φωτόνια που αλληλεπιδρούν 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 απορροφώνται. 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

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha r_e Z^2 [L_{rad} - f(Z)] + Z L_{rad} \quad (2.11)$$

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

$$f(Z) = (Z\alpha)^2[(1 + (Z\alpha)^2)^{-1} + 0.20206 - 0.0369(Z\alpha)^2 + 0.0083(Z\alpha)^4 - 0.002(Z\alpha)^6] \quad (2.12)$$

Όταν έχουμε ένα μίγμα υλικών, το μήκος ακτινοβολίας τότε είναι

$$\frac{1}{X_0} = \sigma \frac{\omega_j}{X_j} \quad (2.13)$$

2.2 Αρχές Λειτουργίας Ανιχνευτών Αερίου

2.2.1 Διέγερση και Ιονισμός

Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο διασχίζει το αέριο, αλληλεπιδρά 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. Η κατανομή αυτών των ηλεκτρονίων όταν έχουν κινητική ενέργεια μεγαλύτερη από τη μέση ενέργεια διέγερσης ακολουθεί τη σχέση

$$\frac{d^2N}{dTdx} = \frac{Kz^2 Z}{2 A \beta^2} \frac{1}{T^2} F(T) \quad (2.14)$$

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

$$\lambda = \frac{1}{n_e \sigma_I} \quad (2.15)$$

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

$$\langle n_p \rangle = \frac{L}{\lambda} \quad (2.16)$$

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

$$P(n_p, \langle n_p \rangle) = \frac{\langle n_p \rangle^{n_p} e^{-\langle n_p \rangle}}{n_p!} \quad (2.17)$$

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. Ο μέσος αριθμός ζευγών - πρωτογενών και μη - τελικώς είναι

$$\langle n_T \rangle = \frac{L \langle \frac{dE}{dx} \rangle_i}{W_i} \quad (2.18)$$

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.

2.2.2 Διάχυση και Μεταφορά Φορτίου

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

$$\langle v \rangle = \frac{\lambda}{\tau} \quad (2.19)$$

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

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{kT}{\sigma_0 P} \quad (2.20)$$

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

$$\langle T_e \rangle = \frac{1}{2} m \langle v \rangle^2. \quad (2.21)$$

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

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} \quad (2.22)$$

όπου N_0 ο αρχικός αριθμός σωματιδίων, x η απόσταση από το σημείο δημιουργίας των σωματιδίων, και $D = \frac{1}{3} \lambda v$ 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. Πολυατομικά 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

$$\vec{u} = \mu \vec{E} \quad (2.23)$$

όπου E είναι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου, μ η κινητικότητα των ηλεκτρονίων, η οποία ορίζεται ως $\mu = \frac{e\tau}{m_e}$, 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

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}. \quad (2.24)$$

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

$$\vec{u}_d = \frac{e}{m_e} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \left(\vec{E} + \frac{\omega \tau}{B} (\vec{E} \times \vec{B}) + \frac{\omega^2 \tau^2}{B^2} (\vec{E} \cdot \vec{B}) \vec{B} \right) \quad (2.25)$$

όπου $\omega = \frac{eB}{m_e}$ η συχνότητα Larmor, η οποία περιγράφει την κυκλική συνιστώσα της κίνησης του ηλεκτρονίου. Το διάνυσμα της συνολικής ταχύτητας είναι

$$\vec{u} = \vec{u}_d + \vec{\omega} \times \vec{\pi}_b \quad (2.26)$$

όπου

$$\vec{\pi}_b \quad (2.27)$$

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

$$\psi_L = \arctan \frac{|\vec{u}_d \times \vec{E}|}{\vec{u} \cdot \vec{E}}. \quad (2.28)$$

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

$$u = \frac{E}{B} \frac{\omega \tau}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}. \quad (2.29)$$

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

$$\tau = \frac{\lambda T_{kin}}{u_{thermal}} \quad (2.30)$$

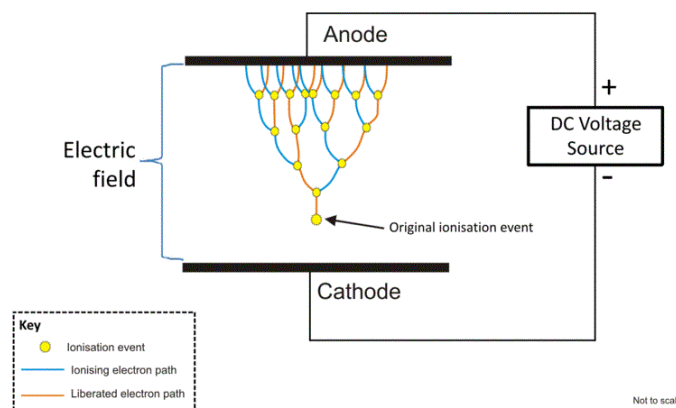
όπου T_{kin} η θερμική κινητική ενέργεια.

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 $\alpha = 1/\lambda_{ion}$ και ονομάζεται συντελεστής Townsend. Οι ιονισμοί αυτοί οδηγούν στο σχηματισμό της λεγόμενης χιονοστοιβάδας Townsend (Townsend avalanche), η οποία έχει σχήμα σταγόνας. Η ενίσχυση αυτή μετράται ποσοτικά από την απολαβή (gain), η οποία ορίζεται ως

$$G = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (2.31)$$

όπου $n = n_0 e^{\alpha x}$ ο αριθμός ηλεκτρονίων σε απόσταση x από το σημείο όπου ξεκίνησε ο πολλαπλασιασμός. Η χιονοστοιβάδα 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 .

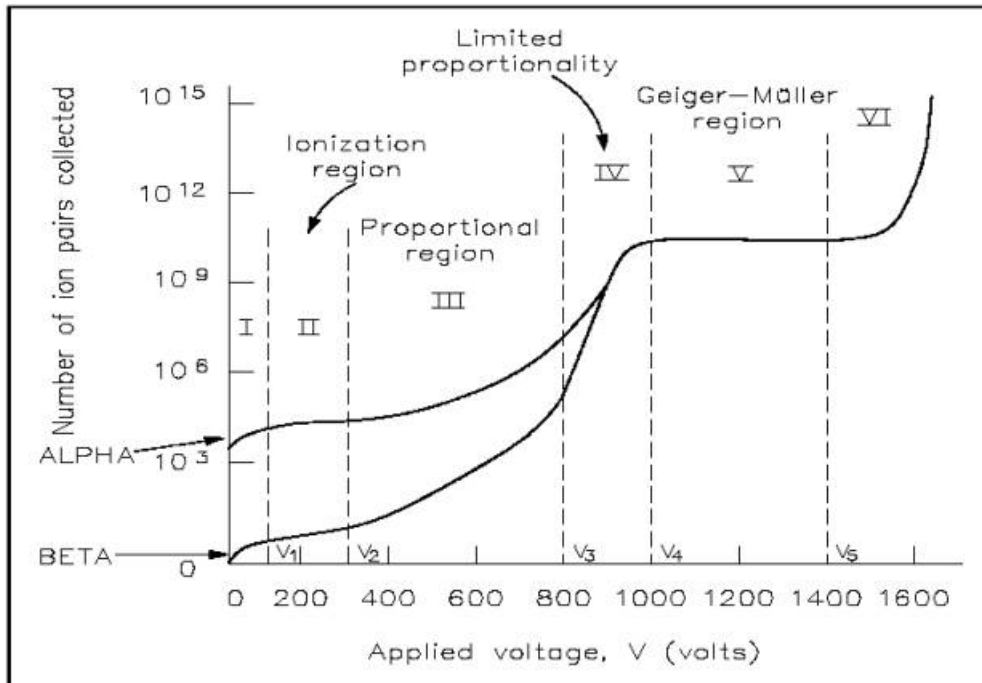


Σχήμα 2.2: Χιονοστοιβάδα Townsend

2.3 Κατηγορίες Ανιχνευτών Αερίου

Πάνω σε αυτές τις αρχές στηρίχθηκε ο σχεδιασμός και η κατασκευή των ανιχνευτών αερίου στοιχειωδών σωματιδίων που έχουν ήδη χρησιμοποιηθεί εκτενώς πειραματικά στην φυσική υψηλών ενεργειών. Οι τρεις κατηγορίες ανιχνευτών που βασίζονται στον ιονισμό αερίων είναι : Θάλαμοι Ιονισμού (Ionization Chambers), Αναλογικοί Απαριθμητές (Proportional Counters),

και οι Ανιχνευτές Geiger-Muller (Geiger-Muller Tubes). Λειτουργούν με διαφορετικές τάσεις ανάμεσα στην άνοδο και στην κάθοδο, ανάλογα με τον τρόπο που χρησιμοποιούν την πληροφορία των ζευγών ιόντων-ηλεκτρονίων που παράγονται από τον ιονισμό. Η τάση αυτή καθορίζει λοιπόν την περιοχή λειτουργίας του εκάστοτε ανιχνευτή, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 2.3.



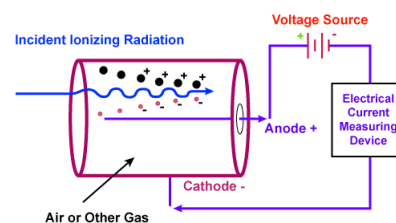
Σχήμα 2.3: Οι περιοχές λειτουργίας των διαφόρων τύπων ανιχνευτών αερίου

2.3.1 Θάλαμοι Ιονισμού

Οι Θάλαμοι Ιονισμού λειτουργούν σε χαμηλότερη τάση σε σχέση με τους άλλους δύο τύπους ανιχνευτών που αναφέραμε.

Σε πολύ χαμηλές τάσεις, κάποια από τα ηλεκτρόνια που δημιουργήθηκαν από τον ιονισμό επανασυνδέονται με τα ιόντα, και το ρεύμα που καταγράφεται είναι ανάλογο της εφαρμοζόμενης τάσης. Είναι επιθυμητή η ανεξαρτησία του αριθμού των ηλεκτρονίων από τη διαφορά δυναμικού, για αυτό και φροντίζουμε να επιτευχθεί κορεσμός στον θάλαμο, δηλαδή τα ηλεκτρόνια να μην επανασυνδέονται πια με τα ιόντα. Η περιοχή λειτουργίας όπου παρατηρείται κορεσμός ονομάζεται Περιοχή Ιονισμού (Ion Chamber Region). Στην συγκεκριμένη περιοχή δεν έχουμε πολλαπλασιασμό φορτίων και πετυχαίνουμε να καταγράψουμε τον συνολικό αριθμό των ηλεκτρονίων που δημιουργήθηκαν από τον πρωταρχικό ιονισμό.

Η γεωμετρία του θαλάμου καθορίζει τη μορφή και την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στα διάφορα σημεία του. Για θάλαμο παράλληλων επιπέδων το ηλεκτρικό πεδίο ορίζεται ως $E = V/d$, όπου V η διαφορά δυναμικού μεταξύ των επιπέδων, και d η απόσταση μεταξύ των πλακών. Στην περίπτωση κυλινδρικού θαλάμου το ηλεκτρικό πεδίο σε ακτίνα r είναι $E(r) = \frac{V}{r \ln(a/b)}$, όπου a η ακτίνα του εξωτερικού ηλεκτροδίου, και b η ακτίνα του εσωτερικού ηλεκτροδίου, ενώ



Σχήμα 2.4: Θάλαμος Ιονισμού

για σφαιρικό θάλαμο σε ακτίνα r έχουμε $E(r) = \frac{Vab}{r^2(a-b)}$, όπου a και b η ακτίνα του εξωτερικού και του εσωτερικού σφαιρικού ηλεκτροδίου.

2.3.2 Αναλογικοί Απαριθμητές

Σε μεγαλύτερες τάσεις λειτουργούν οι Αναλογικοί Απαριθμητές, οι οποίοι συνήθως χρησιμοποιούνται για ανίχνευση α - και β - ακτινοβολίας, αλλά -σπανιότερα- και για νετρόνια ή ακτίνες-X. Σε αυτήν πλέον την περιοχή, η οποία ονομάζεται Αναλογική Περιοχή, η τάση είναι ανάλογη του αριθμού παραγόμενων ζευγών ιόντων-ηλεκτρονίων και αυτά τα ζεύγη με τη σειρά τους προκαλούν πολύ κοντά στην άνοδο χιονοστοιβάδες Townsend, κάτι που δεν συμβαίνει στους Θαλάμους Ιονισμού.

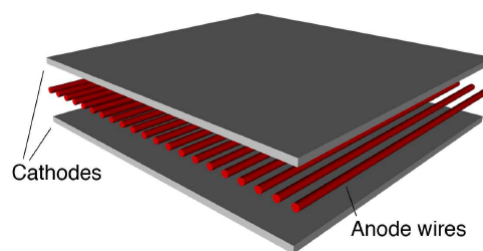
Σε αντίθεση με τους Θαλάμους Ιονισμού, επίσης, που καταγράφουν την πληροφορία για το ρεύμα που περνάει από την άνοδο, στους Αναλογικούς Απαριθμητές καταγράφουμε παλμούς. Οι παλμοί είναι μεγαλύτεροι από ότι αυτοί των Θαλάμων Ιονισμού, το ύψος των οποίων εξαρτάται από την εφαρμοζόμενη τάση, αλλά και από την ενέργεια που εναποτίθεται στο αέριο από το διερχόμενο στο αέριο σωματίο. Από το μέγεθος του παλμού λοιπόν μπορούμε να καταλάβουμε και τον τύπο του διερχόμενου σωματιδίου. Μεγάλοι παλμοί σημαίνουν α -σωμάτια, ενώ μικρότεροι παλμοί σημαίνουν β - ή γ -σωμάτια.

Η συνήθης γεωμετρία των Αναλογικών Απαριθμητών είναι κυλινδρική, με την άνοδο να αποτελείται από ένα μεταλλικό σύρμα ακτίνας της τάξης μερικών μικρόμετρων κατά μήκος του κύριου άξονα του κυλίνδρου, και η κάθοδος να περικλείει τον θάλαμο σε ακτίνα λίγων εκατοστών.

Μία παραλλαγή των Αναλογικών απαριθμητών αποτελούν και οι wire chambers πάνω στους οποίους βασίστηκαν και οι ανιχνευτές MicroMegas.

MultiWire Proportional Chambers

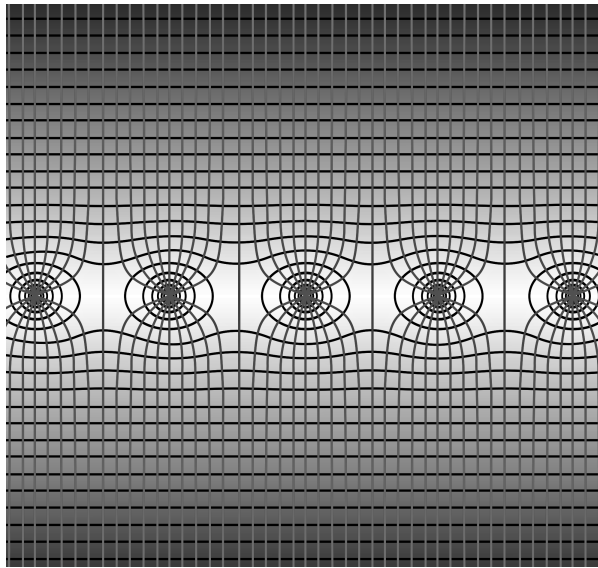
Μια εξελιγμένη μορφή των Αναλογικών Απαριθμητών είναι οι MultiWire Proportional Chambers (MWPC), οι οποίοι λειτουργούν στην ίδια περιοχή τάσεων με τους Αναλογικούς Απαριθμητές, αλλά με διαφορετική γεωμετρία. Η βασική διάταξη αυτών των θαλάμων αποτελείται από δύο γειωμένα αγωγίμα επίπεδα τα οποία αποτελούν την κάθοδο, και ένα επίπεδο από σύρματα σε ίση απόσταση μεταξύ τους σε υψηλή τάση. Έχει παρατηρηθεί πως όταν ένα σύνολο από σύρματα στοιχίζονται σε κοντινή μεταξύ τους απόσταση και περιβάλλονται από τα επίπεδα της καθόδου, συμπεριφέρονται σαν ανεξάρτητοι Αναλογικοί Απαριθμητές. Με αυτόν το τρόπο καλύπτουμε μεγαλύτερη χωρική επιφάνεια από ότι με τη συνήθη κυλινδρική γεωμετρία των Αναλογικών Απαριθμητών. Τυπικές τιμές στα MWPC για την απόσταση της ανόδου από την κάθοδο είναι 5 mm και ανάμεσα στα ηλεκτρόδια σύρματα ιστάνεται στο Σχήμα 2.5.



Σχήμα 2.5: Η διάταξη ενός ανιχνευτή MWPC

Όταν ακτινοβολία εισέρχεται και ionίζει το αέριο, τα ηλεκτρόνια και από τις δύο πλευρές της ανόδου κατευθύνονται προς αυτή, και σε πολύ κοντινή απόσταση πολλαπλασιάζονται. Η μορφή του ηλεκτρικού πεδίου παρουσιάζεται σχηματικά στο Σχήμα 2.6. Το πεδίο είναι ομοιογενές μέχρι λίγο πριν τα σύρματα, και παραμορφώνεται στην περιοχή του πολλαπλασιασμού. Το σύνολο των ηλεκτρονίων συλλέγεται από τα σύρματα της ανόδου. Από τα σύρματα παίρνουμε την πληροφορία για την τροχιά του σωματιδίου στη διεύθυνση x , ενώ με την τεχνική της δια-

ίρεσης φορτίου μπορούμε να ανακατασκευάσουμε την τροχιά του σωματιδίου και στη δεύτερη διάσταση.



Σχήμα 2.6: Οι δυναμικές γραμμές σε έναν ανιχνευτή MWPC

Το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή ολίσθησης στους MultiWire Proportional Chambers είναι

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0 r} \quad (2.32)$$

το πεδίο στην περιοχή ολίσθησης

$$E_D = \frac{CV_0}{2\epsilon_0 s} \quad (2.33)$$

και η χωρητικότητα ανά μονάδα μήκους του καλωδίου ανόδου

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0 C}{\pi(l/s) - \ln(2\pi\alpha/s)} \quad (2.34)$$

όπου r είναι η απόσταση από το κέντρο του καλωδίου της ανόδου, s η απόσταση μεταξύ των καλωδίων, α η ακτίνα των καλωδίων της ανόδου, l η απόσταση μεταξύ ανόδου και καθόδου, και τέλος V_0 η διαφορά δυναμικού ανάμεσα τους.

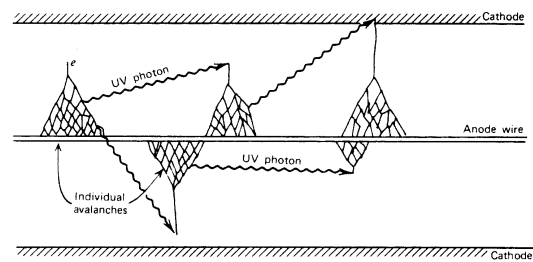
Για τροχιές με κάθετη πρόσπτωση μπορούμε να πετύχουμε ακρίβεια στη μέτρηση της θέσης μέχρι και 50 μm , ενώ για τροχιές υπό γωνία πέφτει η ακρίβεια στα 250 μm .

2.3.3 Ανιχνευτές Geiger-Muller

Σε ακόμα μεγαλύτερες τάσεις λειτουργούν οι ανιχνευτές Geiger-Muller. Η περιοχή λειτουργίας τους καθορίζεται από δύο τιμές τάσης V_1 και V_2 και ονομάζεται Περιοχή Geiger-Muller. Για τιμές μικρότερες της V_1 , η οποία ονομάζεται τάση κατωφλίου, ο αριθμός των ηλεκτρονίων που καταγράφονται εξαρτάται από την εφαρμοζόμενη τάση. Μετά από αυτήν την τάση και μέχρι την τάση V_2 ο αριθμός των σωματιδίων που μετράται ανεξαρτητοποιείται από την τάση. Η περιοχή αυτή ονομάζεται οροπέδιο, και συνήθως επιλέγουμε σαν τάση λειτουργίας μία τιμή στη μέση αυτής της περιοχής.

Το ύψος του παλμού πλέον δε μας δίνει πληροφορίες για το εισερχόμενο σωματίο, καθώς είναι ίδιο σε όλους τους παλμούς, ανεξαρτήτως της ενέργειας.

Μία ακόμα διαφορά από τους Αναλογικούς Απαριθμητές είναι η δημιουργία πολλαπλών χιονοστοιβάδων από καθένα πρωτογενές ηλεκτρόνιο, φαινόμενο που οφείλεται στην υπερίωδη ακτινοβολία που προέρχεται από την αρχική χιονοστοιβάδα.



Σχήμα 2.7: Πολλαπλές χιονοστοιβάδες σε ανιχνευτή Geiger-Muller

2.4 Micromegas

Η μία από τις δύο τεχνολογίες που θα χρησιμοποιηθούν στο NSW είναι το MicroMesh Gaseous Structure, ή αλλιώς MicroMegas (MM). Η επιλογή της συγκεκριμένης τεχνολογίας κρίθηκε ως η καταλληλότερη για τις μελλοντικές απαιτήσεις του πειράματος, έπειτα από εκτενή μελέτη που έκανε και συνεχίζει να κάνει η ομάδα MAMMA (Muon ATLAS Micromegas Activities). Η ομάδα αυτή δημιουργήθηκε με σκοπό τη έρευνα και βελτιστοποίηση αυτής της τεχνολογίας, με τη χρήση δοκιμαστικών δεσμών, όπως αυτές που έχουν ήδη γίνει σε ερευνητικά κέντρα όπως στο E.K.E.Φ.Ε. Δημόκριτος, στο DESY, και στο CERN.

Κύρια λειτουργία των MicroMegas θα είναι η ανίχνευση μιονίων, η μέτρηση της ενέργειάς τους, αλλά και ο σκανδαλισμός των δεδομένων για την επιλογή των χρήσιμων για τη μελέτη γεγονότων. Τα πλεονεκτήματα της χρήσης των MM είναι πολλά. Είναι ανεπτυγμένα κατάλληλα για περιβάλλοντα με υψηλή ροή σωματιδίων. Είναι εξαιρετικά αποδοτικά, με απόδοση που φτάνει το 99%. Η πολύ ψιλή διακριτότητα των ηλεκτρονικών ανάγνωσης των σημάτων προσφέρει εξαιρετική χωρική διακριτική ικανότητα. Η ύπαρξη δύο περιοχών με διαφορετικά ηλεκτρικά πεδία μέσα στον ανιχνευτή δίνει τη δυνατότητα τα θετικά ιόντα που δημιουργούνται από τον ιονισμό του αερίου να απορροφώνται γρήγορα από το πλέγμα που χωρίζει τις δύο αυτές περιοχές.

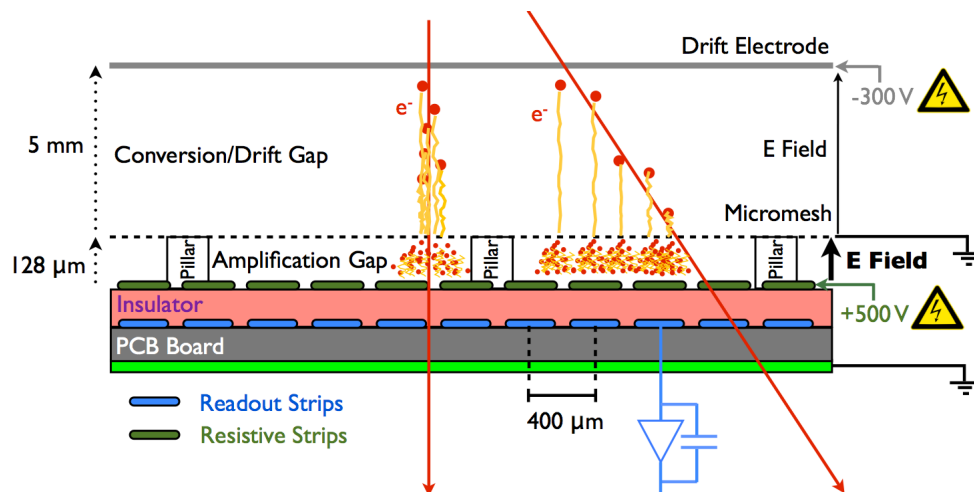
Η χρήση των Micromegas όμως δεν περιορίζεται στην ανίχνευση των μιονίων, αλλά μπορούν να λειτουργήσουν και ως σκανδαλιστές συμπληρωματικά με τα sTGC, κάτι που οι τωρινοί ανιχνευτές του Small Wheel δεν είναι σε θέση να κάνουν. Επιπλέον, τα strips που καταγράφουν τα ηλεκτρικά σήματα μπορούν να κατασκευαστούν με σημαντικά χαμηλό κόστος.

2.4.1 Δομή και Αρχή Λειτουργίας

Η διάταξη ενός MicroMegas ανιχνευτή παρουσιάζεται σχηματικά στο Σχήμα 2.8. Το όνομα οφείλεται στα δύο βασικά μέρη του ανιχνευτή, ένα μικρο-πλέγμα που χωρίζει τον ανιχνευτή σε δύο μέρη, και το αέριο που περιέχεται και στις δύο περιοχές.

Τα κύρια στοιχεία του ανιχνευτή είναι :

- 1) Το ηλεκτρόδιο ανόδου,
- 2) το micromesh,
- 3) το ηλεκτρόδιο καθόδου,
- 4) το αέριο, και
- 5) το μονωτικό επίπεδο πάνω από τα ηλεκτρονικά ανάγνωσης.



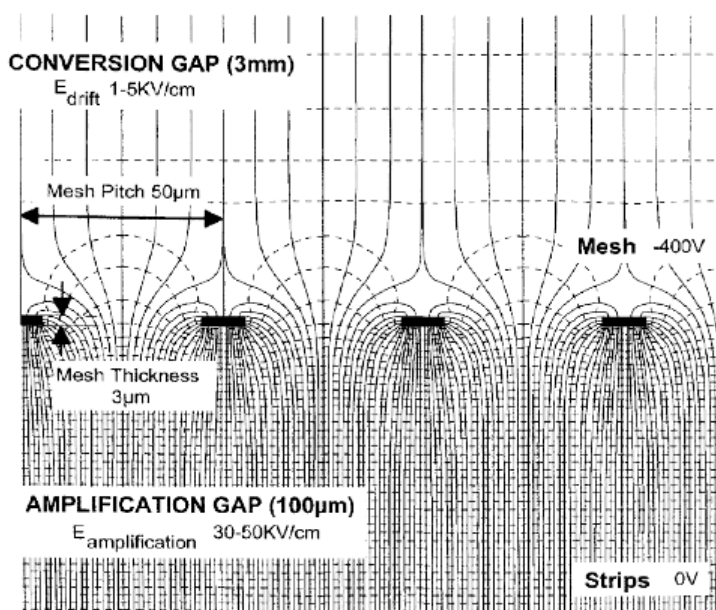
Σχήμα 2.8: Σχηματική αναπαράσταση της αρχής λειτουργίας των ανιχνευτών MicroMegas

Πιο αναλυτικά :

- 1) Η άνοδος αποτελείται από γειωμένες λωρίδες χαλκού επικαλυμμένες με χρυσό, τυπωμένες σε μία επιφάνεια πάχους 1 mm. Ρόλος τους είναι η ανάγνωση σήματος από τα ηλεκτρόνια που παράχθηκαν από τον ιονισμό και που προσπίπτουν πάνω τους. Τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά, όπως το φάρδος και η απόσταση μεταξύ τους, αλλάζουν ανάλογα με τις απαιτήσεις του πειράματος.
- 2) Το micromesh είναι ένα μεταλλικό μικρο-πλέγμα πάχους 3μm, με κενά των 17 μm ανά 25 μm, και διαχωρίζει τις δύο κύριες περιοχές του ανιχνευτή, την περιοχή ολίσθησης και την περιοχή ενίσχυσης. Εφαρμόζεται σε αυτό αρνητική τάση, για τη δημιουργία του επιθυμητού ηλεκτρικού πεδίου.
- 3) Το ηλεκτρόδιο καθόδου καθορίζει μαζί με το micromesh την περιοχή ολίσθησης, και είναι κατασκευασμένο από αλουμίνιο, με διαπερατότητα στο 80%. Η τάση που εφαρμόζεται στην κάθοδο είναι ελαφρώς μεγαλύτερη από αυτή του micromesh.
- 4) Μίγμα αερίου από Αργό και Διοξείδιο του Άνθρακα έχει επιλεγεί για τα Micromegas του NSW, το οποίο ιονίζεται κατά το πέρασμα φορτισμένων σωματιδίων μέσα από αυτό.
- 5) Παρόλο που το πρωτότυπο του ανιχνευτή δεν απαιτεί την ύπαρξη μονωτή πάνω από τα ηλεκτρονικά ανάγνωσης, οι συνθήκες και οι απαιτήσεις του πειράματος του ATLAS κατέστησαν απαραίτητη την προσθήκη ενός μονωτικού επιπέδου πάνω από τα strips. Ο λόγος είναι η δημιουργία σπινθηρισμών κατά τη λειτουργία του ανιχνευτή, οι οποίοι σταδιακά φθείρουν αυτόν και τα ηλεκτρονικά ανάγνωσης. Η λύση ήταν ένα μονωτικό υλικό πάνω στα ηλεκτρονικά ανάγνωσης, τα οποία πλέον καταγράφουν το σήμα εξ επαγωγής από ένα άλλο επίπεδο από resistive strips, τα οποία δεν είναι τόσο ευαίσθητα στους σπινθηρισμούς.

Ο χώρος ανάμεσα στην άνοδο και στην κάθοδο του ανιχνευτή χωρίζεται σε δύο περιοχές, την περιοχή ολίσθησης (drift gap), πάχους 5 mm και στην περιοχή ενίσχυσης (amplification gap), πάχους 128 μm. Το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή ολίσθησης είναι της τάξης των μερικών εκατοντάδων V/cm, ενώ στην περιοχή ενίσχυσης είναι αρκετά ψηλότερο, γύρω στα 40-50 kV/cm. Επιχειρούμε να δημιουργούμε λόγο έντασης ηλεκτρικού πεδίου στις δύο περιοχές

μεγάλο, για την βέλτιστη λειτουργία του ανιχνευτή.



Σχήμα 2.9: Οι δυναμικές γραμμές σε έναν ανιχνευτή MM γύρω από το micromesh

Όταν ένα σωματίδιο εισέρχεται από τη μεριά της καθόδου ιονίζει 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 διαταρράξει 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. Όπως φαίνεται και από το Σχήμα 2.9, 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.

Για την στήριξη του micromesh στην επιθυμητή απόσταση από την άνοδο και τον χωρικό καθορισμό της περιοχής ενίσχυσης χρησιμοποιήθηκαν pillars διαμέτρου μερικών εκατοντάδων μm , και απόσταση μεταξύ τους της τάξης μερικών mm. Στους θαλάμους που χρησιμοποιήθηκαν για τις δοκιμαστικές δέσμες που μελετήθηκαν στην συγκεκριμένη εργασία, το micromesh ήταν ενοποιημένο με τα pillars. Οι θάλαμοι κατασκευάστηκαν βασισμένοι στην τεχνολογία Printed Circuit Board (PCB), για αυτό και φέρουν το όνομα bulk MicroMegs.

2.4.2 Προσωμοίωση των Ανιχνευτών MicroMeas για το NSW

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. Για τον σκοπό αυτό η ομάδα MAMMA χρησιμοποιεί διάφορες εφαρμογές προσωμοίωσης που μας δίνουν μια εικόνα των αποτελεσμάτων που μπορούμε να αναμένουμε ότι θα πάρουμε από τους ανιχνευτές. 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 προσωμοίωσης, που το καθένα ήταν κατάλληλο για διαφορετική φυσική διαδικασία που συμβαίνει στα πλαίσια λειτουργίας των MM.

Η κατανόηση του ιονισμού που λαμβάνει χώρα στην περιοχή ολίσθησης γίνεται με τη βοήθεια του προγράμματος Garfield σε συνδυασμό με το Heed. Έπειτα, η συμπεριφορά των ηλεκτρονίων που προκύπτουν από τον ιονισμό προσωμοιώνεται από το Garfield και το Magboltz, από όπου παίρνουμε συγκεκριμένες τιμές για ποσότητες όπως η ταχύτητα ολίσθησης για διαφορετικές τιμές ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου. Για το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή ενίσχυσης και τη μορφή του χρησιμοποιείται το Ansys, ενώ για την ενίσχυση που συμβαίνει στην εν λόγω περιοχή και τη δημιουργία ζευγών ιόντων-ηλεκτρονίων το Garfield++. Τέλος, για την επαγωγή του ηλεκτρικού φορτίου από την κίνηση των ιόντων και των ηλεκτρονίων το Garfield++.

2.4.3 Μελέτη Αερίων για Ανιχνευτές MicroMeas

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 αλληλεπιδρά 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 καταγισμός από ηλεκτρόνια. Αυτός ο καταγισμός 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:

- 1) Ο ιονισμός, η μεταφορά των ηλεκτρονίων και ο καταγισμός, 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 αλληλεπιδρά το εισερχόμενο σωματίδιο, 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.

Πίνακας 2.1: Ιδιότητες μερικών αερίων που χρησιμοποιούνται σε ανιχνευτές αερίου

Gas	Density, mg cm ⁻³	E_x eV	E_I eV	W_I eV	$dE/dx _{min}$ keV cm ⁻¹	N_P cm ⁻¹	N_T cm ⁻¹
He	0.179	19.8	24.6	41.3	0.32	3.5	8
Ne	0.839	16.7	21.6	37	1.45	13	40
Ar	1.66	11.6	15.7	26	2.53	25	97
Xe	5.495	8.4	12.1	22	6.87	41	312
CH ₄	0.667	8.8	12.6	30	1.61	28	54
C ₂ H ₆	1.26	8.2	11.5	26	2.91	48	112
iC ₄ H ₁₀	2.49	6.5	10.6	26	5.67	90	220
CO ₂	1.84	7.0	13.8	34	3.35	35	100
CF ₄	3.78	10.0	16.0	54	6.38	63	120

Η απαίτηση για υψηλή ταχύτητα ολίσθησης καλύπτεται από την προσθήκη κάποιου πολυατομικού αερίου, όπως CH₄, CO₂, CF₄.

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 Διοξειδίο του Άνθρακα.

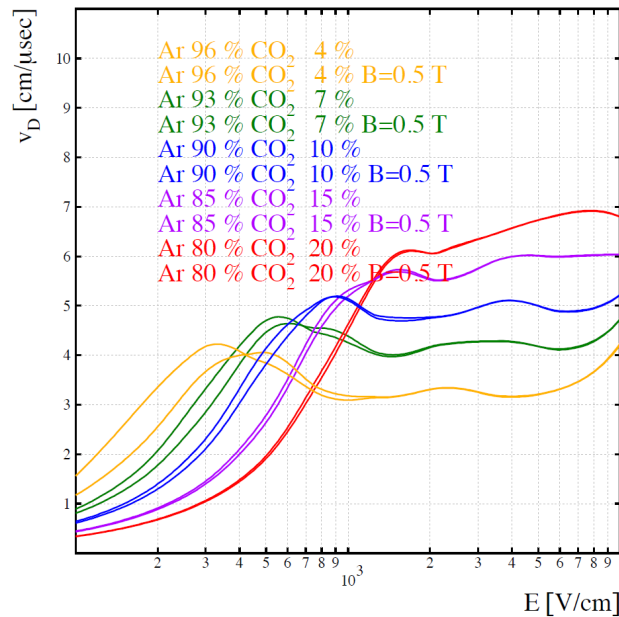
Κάποια βασικά χαρακτηριστικά των πιο δημοφιλών αερίων παρουσιάζονται στον Πίνακα 2.1, υπό κανονικές συνθήκες (20°C, 1 atm) για MIP μοναδιαίου φορτίου. Η μεταβλητή N_p αναφέρεται στον αριθμό των πρωτεύοντων ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων ανά cm που παράγονται κατά τον ιονισμό, ενώ η μεταβλητή N_t στον συνολικό αριθμό παραγόμενων ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων. Οι δύο αυτές ποσότητες εξαρτώνται από το φορτίο και την ταχύτητα των προσπίπτοντων σωματιδίων, και είναι καθοριστικής σημασίας για την ακρίβεια στον προσδιορισμό της θέσης του προσπίπτοντος σωματιδίου. Οι ποσότητες E_x , E_i , w_i και $dE/dx|_{min}$ εκφράζουν της ενέργεια διέγερσης, την ενέργεια ιονισμού, τη μέση απαιτούμενη ενέργεια για την παραγωγή ενός ζεύγους ηλεκτρονίου-ιόντος και την πιθανότερη απώλεια ενέργειας από ένα MIP, αντίστοιχα.

Υπολογίζοντας όλους τους παραπάνω παράγοντες, ως καταλληλότερο μίγμα για τις απαιτήσεις μας κρίθηκε το Αργό με προσθήκη CO₂. Μίγματα με αυτόν το συνδυασμό έχουν υψηλή ταχύτητα ολίσθησης, μικρή διαμήκη και εγκάρσια διάχυση, και μικρή γωνία Lorentz. Αν και το Αργό έχει από μόνο του υψηλή χωρική διάχυση, η προσθήκη CO₂ βελτιώνεται χαρακτηριστικά της διάχυσης του αερίου. Το ζήτημα της διάχυσης και της ταχύτητας ολίσθησης θα μπορούσε να αντιμετωπιστεί και με την προσθήκη CH₄ ή CF₄, αλλά τα αέρια αυτά φθείρουν γρηγορότερα τα υλικά του ανιχνευτή, οπότε και απορρίφθηκαν ως πιθανές επιλογές.

Η αναλογία των δύο αερίων, έπειτα, που θα χρησιμοποιηθεί, χρήζει περαιτέρω μελέτης. Ήδη έχουμε δεδομένα από προσομοιώσεις και πειράματα για αναλογίες 80:20, 85:15, 90:10, 93:7 και 96:4, τα οποία μελετώνται εκτενώς.

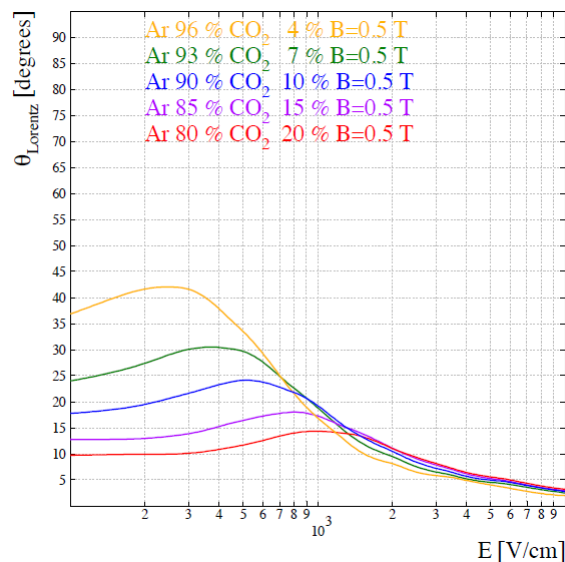
Στο Σχήμα 2.10 παρουσιάζεται η ταχύτητα ολίσθησης για τις διάφορες αναλογίες του μίγματος Ar-CO₂ για μαγνητικό πεδίο έντασης $B = 0$ T και $B = 0.5$ T. Όλα τα μίγματα εμφανίζουν ένα plateau από μία τιμή του ηλεκτρικού πεδίου και έπειτα. Επιλέγουμε οι τιμές τάσης να βρίσκονται σε αυτό το plateau, για να ικανοποιείται και η δεύτερη απαίτηση που έχουμε από το αέριο, δηλαδή η ταχύτητα ολίσθησης να επηρεάζεται ελάχιστα από πιθανές (μικρές) μεταβολές του ηλεκτρικού πεδίου.

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.



Σχήμα 2.10: Η ταχύτητα ολίσθησης συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου

Λαμβάνοντας μόνο αυτούς τους παράγοντες υπόψιν θα θεωρούσαμε καταλληλότερο να έχουμε με τη μικρότερη δυνατή ποσότητα CO_2 στο μίγμα μας, όπως στην περίπτωση 94:6. Αλλά ταυτόχρονα θέλουμε και μικρή γωνία Lorentz. Στο Σχήμα 2.11 βλέπουμε ότι η μεγαλύτερη περιεκτικότητα σε CO_2 σημαίνει μικρότερη γωνία Lorentz για μία ενδεικτική τιμή του μαγνητικού πεδίου.



Σχήμα 2.11: Η γωνία Lorentz συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου

Οι καλύτερες επιλογές φαίνεται να είναι τα μίγματα 93:7 και 90:10, η σύγκριση των οποίων είναι και το θέμα της παρούσας εργασίας. 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 $u_{drift} = 4.7 \text{ cm}/\mu\text{s}$, 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 cm/μs.

Κεφάλαιο 3

Ανάλυση Δεδομένων και Αποτελέσματα

Στο τελευταίο αυτό κεφάλαιο παρουσιάζεται η μελέτη που έγινε για να προσδιοριστούν τυχόν υπάρχουσες διαφορές στη λειτουργία των ανιχνευτών MicroMegas για δύο διαφορετικά μίγματα αερίων, το Ar&7%CO₂ και το Ar&10%CO₂. Αρχικά εξηγούνται οι λεπτομέρειες της ανάλυσης, οι αλγόριθμοι που χρησιμοποιήθηκαν, καθώς και οι συνθήκες λειτουργίας των θαλάμων για τις δοκιμαστικές δέσμες, τα δεδομένα των οποίων χρησιμοποιήθηκαν σε αυτή την ανάλυση. Έπειτα ακολουθούν τα αποτελέσματα της μελέτης, η σύγκριση της χωρικής διακριτικής ικανότητας των ανιχνευτών και η απόδοση για τα δύο αέρια, και τα συμπεράσματα στα οποία οδηγούν αυτά τα αποτελέσματα.

3.1 Το setup της Δοκιμαστικής Δέσμης

Για την ανάλυση που ακολουθεί χρησιμοποιήθηκαν δεδομένα από τη δοκιμαστική δέσμη του SPS/H4, η οποία πραγματοποιήθηκε κατά το διάστημα από τις 26 Νοεμβρίου 2014 έως τις 15 Δεκεμβρίου 2014.

Οι θάλαμοι που χρησιμοποιήθηκαν ήταν τριών τύπων, Tmm, Tmb και T, οι οποίοι διαφέρουν ελαφρώς στην γεωμετρία και τη δομή τους.

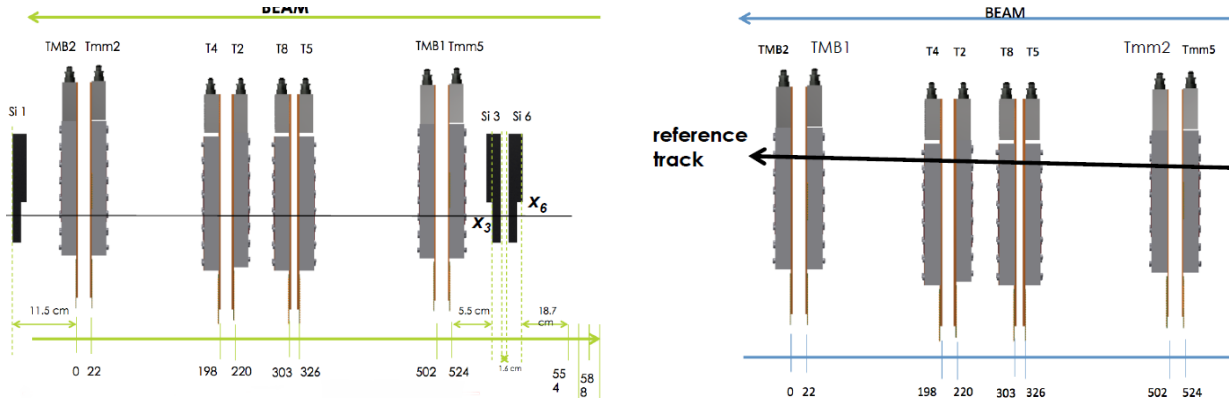
Οι ανιχνευτές τύπου Tmm είναι bulk resistive, με ενεργό περιοχή εμβαδού 10×10 cm². Έχουν δύο επίπεδα ηλεκτρονικών ανάγνωσης, τα επίπεδα X και Y, τα strips των οποίων είναι τοποθετημένα με διαφορά γωνίας 30°. Και τα δύο επίπεδα αποτελούνται συνολικά από 256 strips πάχους 150 μm. Η απόσταση μεταξύ των κέντρων διαδοχικών strips είναι 250 μm. Το μικρό-πλέγμα αυτών των ανιχνευτών είναι κατασκευασμένο από ανοξείδωτο ατσάλι, με διάμετρο συρμάτων στα 18 μm, τα κέντρα των οποίων απέχουν μεταξύ τους περίπου 63.5 μm. Το πλέγμα στηρίζεται στο επίπεδο της ανόδου με τη βοήθεια pillars διαμέτρου 300 μm και pitch των 2.5 mm.

Οι θάλαμοι τύπου Tmb έχουν τα ίδια χαρακτηριστικά με τους Tmm, με μόνη διαφορά στη διάμετρο και την απόσταση των κέντρων των pillars, όπου η πρώτη είναι 500 μm και η δεύτερη 5mm στους Tmb.

Ο τρίτος τύπος θαλάμου είναι οι T, οι οποίοι επίσης είναι bulk resistive, και με ενεργό περιοχή στα 10×10 cm². Διαφέρουν από τους Tmm και τους Tmb στη γεωμετρία των strips και στο γεγονός ότι έχουν μόνο ένα επίπεδο strips. Τα strips ανάγνωσης σχήματος έχουν πάχος 300 μm και pitch 400 μm. Τα resistive strips είναι και αυτά του ίδιου πάχους και pitch με τα strips ανάγνωσης, και με resistivity στα 20 MΩ/cm.

Οι ανιχνευτές τύπου Tmm που χρησιμοποιήθηκαν κατά τη δοκιμαστική δέσμη 26 Νοεμβρίου με 7 Δεκεμβρίου ήταν οι Tmm2 και Tmm5, οι Tmb θάλαμοι ήταν οι Tmb1 και Tmb2.

Και οι Tmm και οι Tmb ονομάζονται θάλαμοι αναφοράς (reference chambers). Οι θάλαμοι τύπου T (test chambers) ήταν οι T2, T4, T5 και T8, και από τις 8 Δεκεμβρίου ο θάλαμος T2 αντικαταστάθηκε από τον T7, αλλά στην καταγραφή των δεδομένων εξακολουθεί να χρησιμοποιείται το όνομα T2. Οι T θάλαμοι τοποθετήθηκαν στο κέντρο της διάταξης, ενώ οι θάλαμοι αναφοράς μπροστά και πίσω από τους test chambers, όλοι υπό ηλεκτρικό πεδίο 600 V/cm στην περιοχή ολίσθησης, και τάση ενίσχυσης μεταξύ των τιμών 500-550 V. Τα δεδομένα που αναλύθηκαν στην παρούσα εργασία ήταν από δέσμες σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο.



Σχήμα 3.1: Το setup των δοκιμαστικών δεσμών που χρησιμοποιήθηκαν στην ανάλυση, αριστερά για την περίοδο 26 Νοεμβρίου-2 Δεκεμβρίου και δεξιά 3 Δεκεμβρίου-15 Δεκεμβρίου

Η σειρά των θαλάμων, όπως εικονίζεται και στο Σχήμα 3.1, για το διάστημα 26 Νοεμβρίου με 2 Δεκεμβρίου ήταν Tmm5 - Tmb1 - T5 - T8 - T2 - T4 - Tmm2 - Tmb2, και έπειτα για το διάστημα 3 Δεκεμβρίου με 15 Δεκεμβρίου Tmm5 - Tmm2 - T5 - T8 - T2 - T4 - Tmb1 - Tmb2.

Οι δοκιμαστικές δέσμες εναλλάσσονταν από μόνια και πόνια ορμής 150 GeV/c. Αρχικά το αέριο λειτουργίας ήταν το μίγμα Ar&7%CO₂, το οποίο αντικαταστάθηκε στις 10 Δεκεμβρίου με το Ar&10%CO₂. Αναλυτικά οι συνθήκες της κάθε δοκιμαστικής δέσμης που αναλύθηκε για αυτή την εργασία παρουσιάζονται στον Πίνακα 3.1.

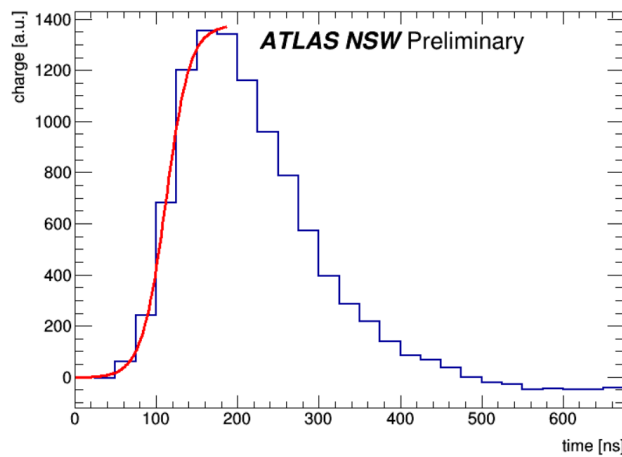
Run	gas mixture	V_{drift} (V)	V_{amp} (V)	angle	particles
11901	93:7	300	550	0	muons
11960	93:7	300	530	30	pions
12166	90:10	450	550	0	muons
12189	90:10	400	550	-30	pions
12190	90:10	300	550	-30	pions
12191	90:10	200	550	-30	pions
12193	90:10	500	550	-30	pions
12194	90:10	1000	550	-30	pions
12195	90:10	750	550	-30	pions

Πίνακας 3.1: Οι συνθήκες λειτουργίας των θαλάμων για τις δοκιμαστικές δέσμες που χρησιμοποιήθηκαν στην ανάλυση

Για το σύστημα συλλογής δεδομένων (Data Acquisition System - DAQ) η ομάδα RD51 (RD51 Collaboration) ανέπτυξε το Scalable Readout System (SRS) για τη ψηφιοποίηση και τη μετάδοση των δεδομένων.

Πιο συγκεκριμένα, το σήμα των strips ανάγνωσης διαβάζεται από τις κάρτες APV25 (Analog Pipeline Voltage chips). Αυτές οι κάρτες βασίζονται στην τεχνολογία CMOS, έχουν 128 κανάλια, και σκοπός τους είναι η αποστολή αναλογικών CR-RC σημάτων στα 40 MHz. Έπειτα, αυτά αποστέλονται μέσω HDMI καλωδίων στις SRS ADC κάρτες, όπου και ψηφιοποιούνται και αποστέλονται στο DAQ PC.

Ένα ενδεικτικό παράδειγμα σήματος εξόδου από ένα κανάλι ενός APV25 chip φαίνεται στο Σχήμα 3.2, όπου αναπαρίσταται το φορτίο που συλλέγεται σε ένα κανάλι ανά 25 ns. Στο τμήμα πριν τη μέγιστη τιμή αυτού του γραφήματος εφαρμόζεται μια προσαρμογή Fermi-Dirac, από την οποία και παίρνουμε την τελική πληροφορία για το φορτίο και το χρόνο για αυτό το κανάλι.



Σχήμα 3.2: Το φορτίο που συλλέγεται σε ένα κανάλι ενός APV25 chip συναρτήσει του χρόνου

3.2 Επεξεργασία Δεδομένων

3.2.1 Διόρθωση του cross-talk

Ένα φαινόμενο που παρατηρείται στα ηλεκτρονικά των ανιχνευτών και που προκαλεί προβλήματα στην μετέπειτα ανάλυση των δεδομένων, είναι το cross-talk, κατά το οποίο φαίνεται να καταγράφεται σήμα σε strips τα οποία στην πραγματικότητα δεν χτυπήθηκαν. Αυτό μπορεί να συμβεί όταν το ηλεκτρικό πεδίο ενός strip που καταγράφει πραγματικό σήμα επηρεάζει και τα γειτονικά ηλεκτρονικά, αλλά και όταν φορτίο επάγεται από ένα strip σε ένα διπλανό που δεν έχει χτυπηθεί.

Καθώς το cross-talk δημιουργεί επιπλέον υπόβαθρο στην ανάλυσή μας, η ομάδα MAMMA φρόντισε να το μελετήσει σε βάθος, ώστε να μπορέσουμε να αφαιρέσουμε τουλάχιστον το μεγαλύτερο μέρος αυτού. Ο αλγόριθμος λοιπόν στον οποίο κατέληξε η μελέτη, συγκρίνει τα φορτία από δύο strips που σχετίζονται μεταξύ τους σύμφωνα με ένα cross-talk map με το λόγο $f = q_{CHb}/q_{CHa}$, όπου q_{CHa} το φορτίο του strip (CHa) που κατέγραψε πραγματικό φορτίο, και q_{CHb} το φορτίο που επάχθη στο δεύτερο strip (CHb). Εάν ο λόγος είναι μικρότερος του 10%, τότε το συνολικό φορτίο και των δυο καναλιών επαναορίζεται ως το φορτίο του CHa, και μηδενίζεται το φορτίο του CHb. Εάν όμως ο λόγος είναι μεγαλύτερος του 10%, στο φορτίο του CHa προστίθεται η ποσότητα $f \cdot q_{CHa}$, η οποία ταυτόχρονα αφαιρείται από το q_{CHb} .

3.2.2 Αλγόριθμος `recomm`

Όσο ένα φορτισμένο σωματίδιο περνάει από τον ανιχνευτή και ιονίζει το αέριο, ελεύθερα ηλεκτρόνια δημιουργούνται κατά μήκος της τροχιάς του. Αυτά ταξιδεύουν ως την περιοχή ενίσχυσης, όπου πολλαπλασιάζονται σε αριθμό και καταλήγουν στα ηλεκτρονικά ανάγνωσης. Το σύνολο των διαδοχικών strips που λαμβάνουν σήμα με αυτόν τον τρόπο από ένα και μόνο σωματίδιο το ονομάζουμε `cluster`.

Για την ανάλυση και μελέτη των δεδομένων κάθε `run`, εκτός από τις παραμέτρους που θέτουμε εμείς και παραμένουν σταθερές καθ' όλη τη διάρκεια του `run`, χρειαζόμαστε δύο ακόμα πληροφορίες, τη χρονική στιγμή που κάθε strip έλαβε ηλεκτρικό σήμα, και το φορτίο που αυτό συνέλεξε. Έχοντας τη χρονική πληροφορία, η οποία καταγράφεται με τη χρήση κάποιου εξωτερικού ρολογιού, μπορούμε να ανακατασκευάσουμε την τροχιά του σωματιδίου που διέσχισε τον ανιχνευτή, αλλά και τη γωνία με την οποία εισήλθε σε αυτόν ως προς το επίπεδο των strips.

Διαδοχικά strips που χτυπήθηκαν κατ' αυτόν τον τρόπο σε κοντικές χρονικές στιγμές, θεωρούμε ότι ανήκουν σε έναν `cluster`. Έχουν αναπτυχθεί δύο τεχνικές για τον προσδιορισμό της θέσης των `clusters`. Η επιλογή της κατάλληλης τεχνικής εξαρτάται από τη γωνία πρόσπτωσης του σωματιδίου. Για τροχιές κάθετες στο επίπεδο των strips χρησιμοποιούμε την `centroid` μέθοδο, ενώ για τροχιές υπό γωνία χρησιμοποιούμε την `μTPC` μέθοδο.

Μέθοδοι Ανακατασκευής Τροχιών

Με τη `centroid` μέθοδο στην περίπτωση των κάθετων τροχιών, ως θέση του `cluster` ορίζουμε την ποσότητα

$$x_{cl} = \frac{\sum x_i \cdot q_i}{\sum q_i} \quad (3.1)$$

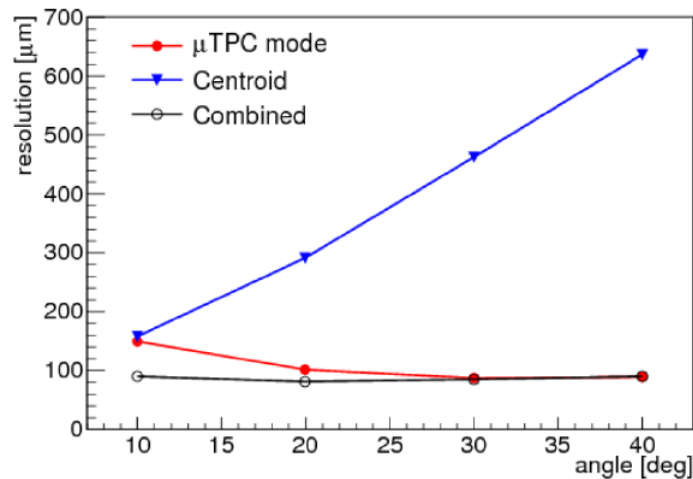
όπου x_i η μέση του εκάστοτε strip που χτυπήθηκε, και q_i το φορτίο που συλλέχθηκε από το αντίστοιχο strip.

Στην περίπτωση που το σωματίδιο εισέλθει στον ανιχνευτή υπό γωνία, η μέθοδος προσδιορισμού της θέσης του `cluster` είναι πλέον η `μTPC`. Εφόσον γνωρίζουμε την ταχύτητα με την οποία τα ηλεκτρόνια διασχίζουν το αέριο και τη χρονική στιγμή που φτάνουν στα strips, μπορούμε να υπολογίσουμε το σημείο από το οποίο ξεκίνησαν. Προσδιορίζουμε έτσι και τα υπόλοιπα σημεία της τροχιάς από τα οποία δημιουργήθηκαν ελεύθερα ηλεκτρόνια. Έπειτα, με τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων ανακατασκευάζουμε πλήρως την αρχική τροχιά. Ορίζουμε ως θέση του `cluster` το x που αντιστοιχεί στη μέση της περιοχής ολίσθησης ($z = 2.5 \text{ mm}$) καθώς έχει υπολογιστεί ότι τότε παίρνουμε την καλύτερη διακριτική ικανότητα.

Για την ανάλυση των δεδομένων των δοκιμαστικών δεσμών για τις οποίες γνωρίζουμε τη γωνία πρόσπτωσης του σωματιδίου στον ανιχνευτή, επιλέγουμε ποια μέθοδο θα χρησιμοποιήσουμε - `μTPC` ή `centroid`- ανάλογα με αυτή τη γωνία. Όταν όμως οι `Micromegas` εγκατασταθούν στο `NSW`, και αυτό με τη σειρά του στο `Muon Station` του `ATLAS`, δε θα μπορούμε να γνωρίζουμε εξ' αρχής τη γωνία πρόσπτωσης. Σε αυτή την περίπτωση εφαρμόζουμε τον συνδυασμό των δύο μεθόδων, σύμφωνα με τη σχέση

$$\sigma_{comb} = \frac{\omega_{\mu TPC} x_{\mu TPC} + \omega_{centroid} x_{centroid}}{\omega_{\mu TPC} + \omega_{centroid}} \quad (3.2)$$

όπου $\omega_{\mu TPC} = \left(\frac{N_{strip}}{N_{cut}}\right)^2$, $\omega_{centroid} = \left(\frac{N_{cut}}{N_{strip}}\right)^2$, N_{strip} το μέγεθος του `cluster`, και $N_{cut} = 4$.



Σχήμα 3.3: Η χωρική διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών MM για διαφορετικές γωνίες, με την εφαρμογή των δύο μεθόδων ανακατασκευής τροχιών, centroid και μ TPC

3.3 Ανάλυση Δεδομένων

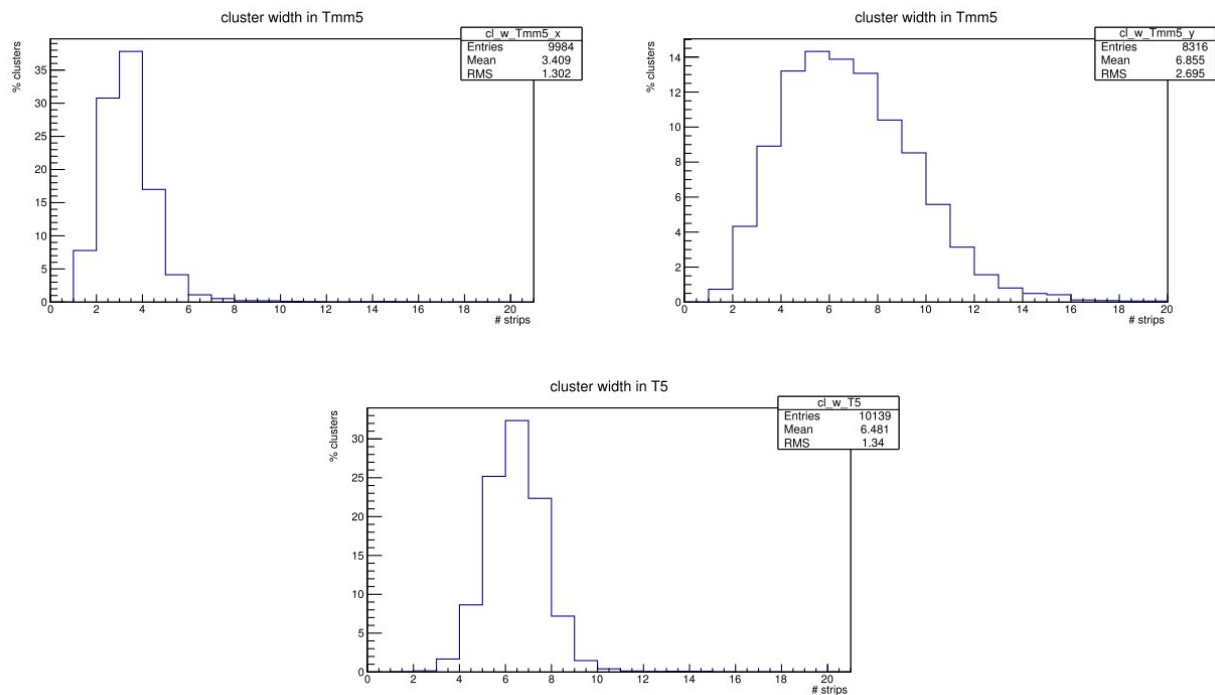
3.3.1 Κάθετες Τροχιές

Στο πρώτο μέρος της ανάλυσης μελετώνται κάθετες τροχιές με την centroid μέθοδο. Ένα κριτήριο που θέτουμε είναι ο ελάχιστος αριθμός strips σε έναν cluster να είναι δύο, καθώς υπάρχει μεγάλη πιθανότητα μόνο ένα strip να είναι θόρυβος. Επιπλέον, οι περιπτώσεις να έχουμε μόνο ένα strip ανά cluster είναι λίγες, που σημαίνει ότι χάνουμε λίγη στατιστική από τη μελέτη μας, και δε μειώνει την αξιοπιστία των αποτελεσμάτων μας.

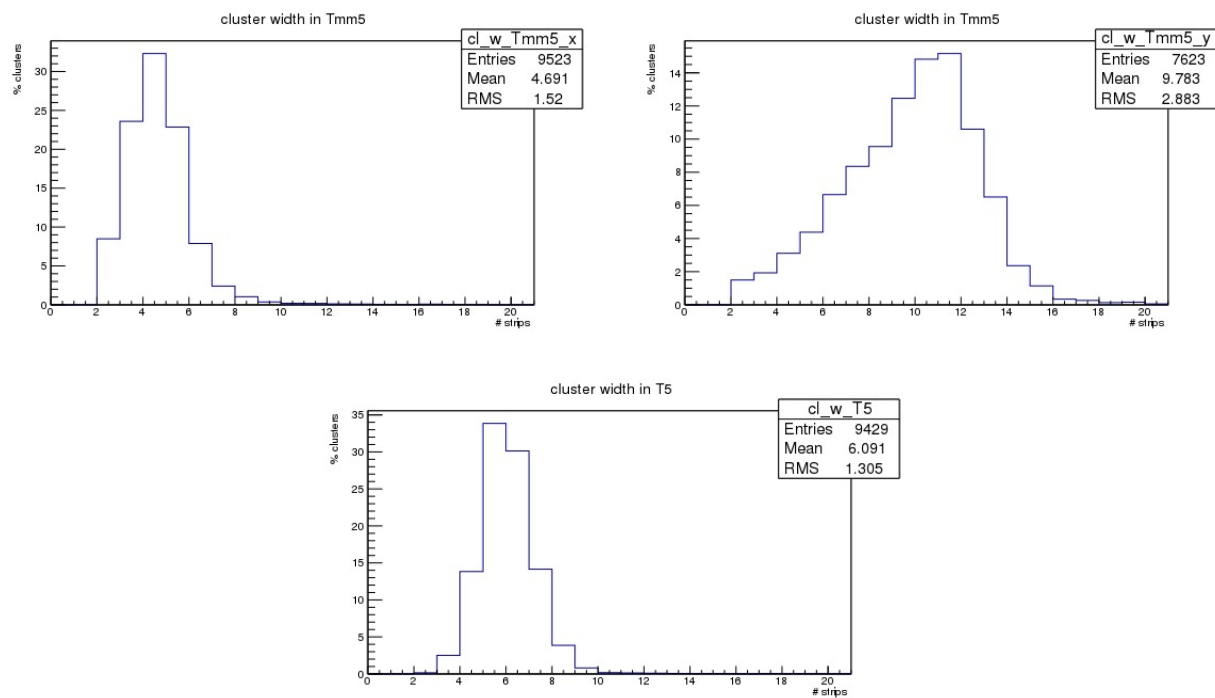
Η κατανομή του αριθμού των strips σε κάθε cluster αναπαρίσταται στο Σχήμα 3.4 για το run 11901 και στο Σχήμα 3.5 για το run 12194 ενδεικτικά για τους θαλάμους T5 και Tmm5, όπου και όντως βλέπουμε ότι η πλειοψηφία των γεγονότων έχουν τουλάχιστον δύο strips, ειδικά στην περίπτωση των test chambers. Στο run 12194 και οι test και οι reference chambers έχουν ακόμη μικρότερο ποσοστό από ότι στο run 11901.

Η μελέτη όμως των clusters έδειξε ότι τελικά απομένει ένα σημαντικό μέρος του cross-talk ακόμα και μετά την εφαρμογή του αντίστοιχου αλγορίθμου για την αφαίρεσή του. Έτσι, προστέθηκε ένα ακόμα επίπεδο αφαίρεσης του cross-talk σε επίπεδο clusters αυτή τη φορά. Στην πλειοψηφία των γεγονότων (περίπου 90%) κάθε θάλαμος αναμένουμε να έχει καταγράψει έναν μόνο cluster. Η κατανομή του αριθμού των clusters ανά event παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.6 για το run 11901 και στο Σχήμα 3.7 για το run 12166. Όταν λοιπόν παρατηρούνται 2 clusters αντί για έναν σε έναν θάλαμο σε ένα event, συγκρίνεται ο λόγος των φορτίων τους. Εάν ένας από τους δύο clusters φέρει φορτίο μικρότερο του 10% του άλλου, κρατάμε μόνο τον έναν με το μεγαλύτερο φορτίο. Η κατανομή του φορτίου των clusters δίνεται στα Σχήματα 3.8 και 3.9.

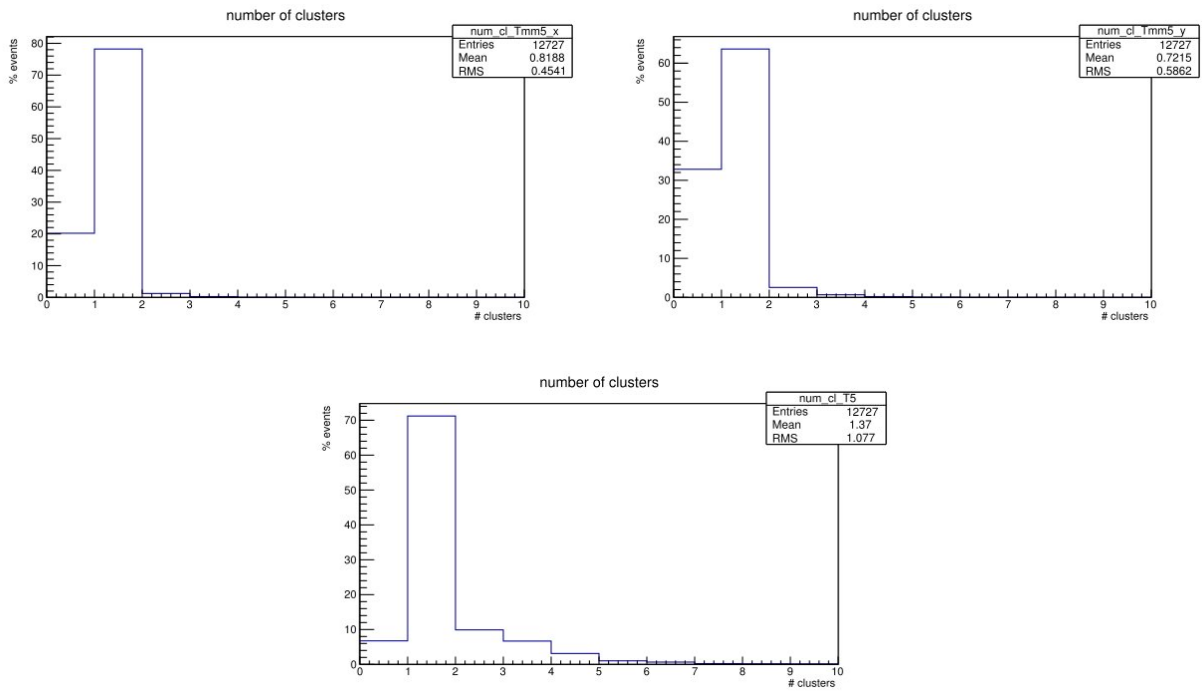
Στα διαγράμματα 3.10 και 3.11 παρουσιάζεται η χωρική κατανομή των clusters μέσα σε κάθε θάλαμο.



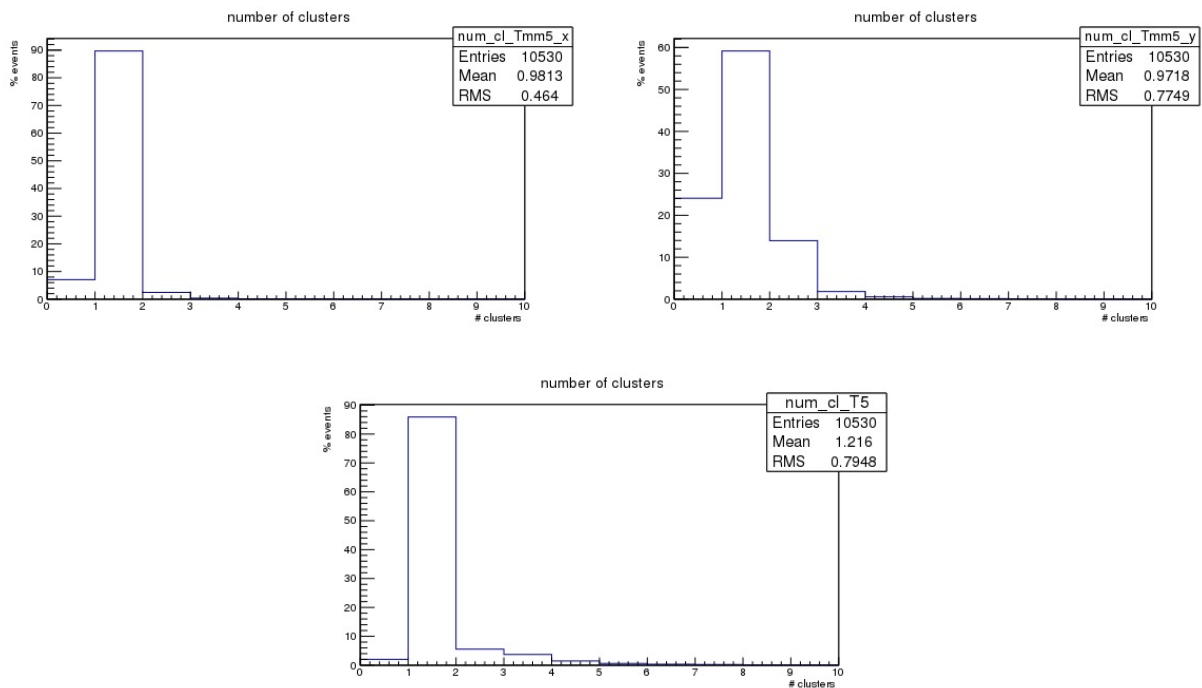
Σχήμα 3.4: Cluster width (run11901). Πάνω αριστερά : θάλαμος Tmm5 X, πάνω δεξιά : θάλαμος Tmm5 Y, κάτω : θάλαμος T5



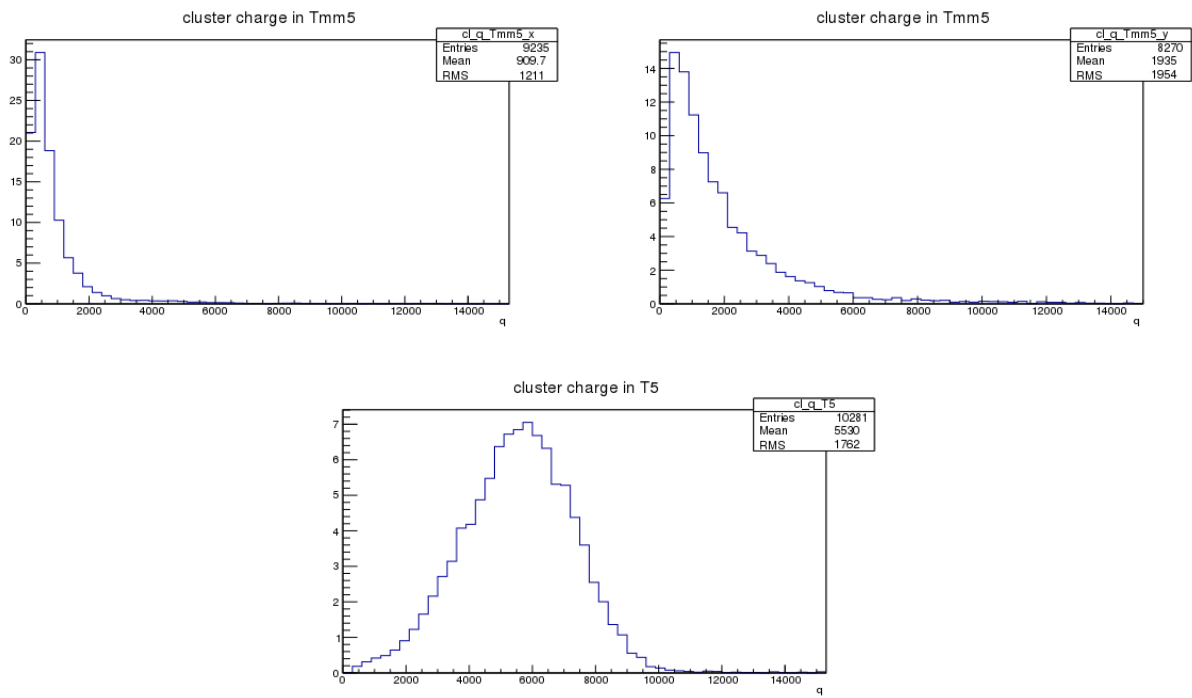
Σχήμα 3.5: Cluster width (run12166). Πάνω αριστερά : θάλαμος Tmm5 X, πάνω δεξιά : θάλαμος Tmm5 Y, κάτω : θάλαμος T5



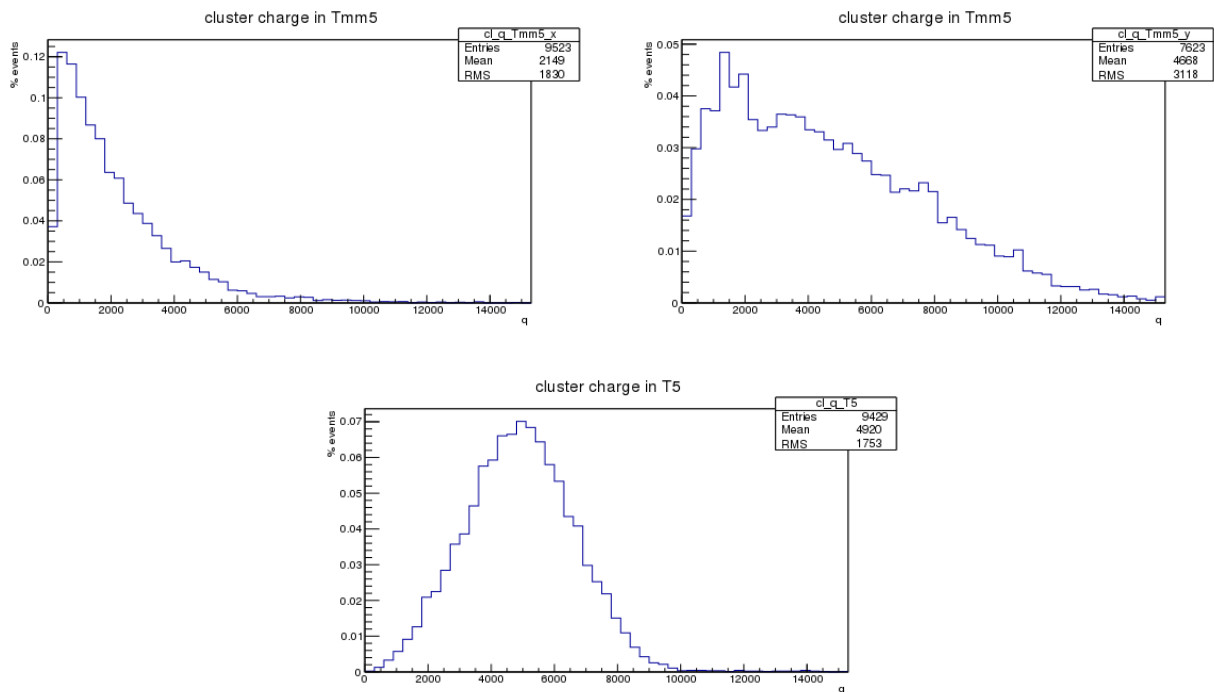
Σχήμα 3.6: Αριθμός clusters ανά event (run11901). Πάνω αριστερά : θάλαμος Tmm5 X, πάνω δεξιά : θάλαμος Tmm5 Y, κάτω : θάλαμος T5



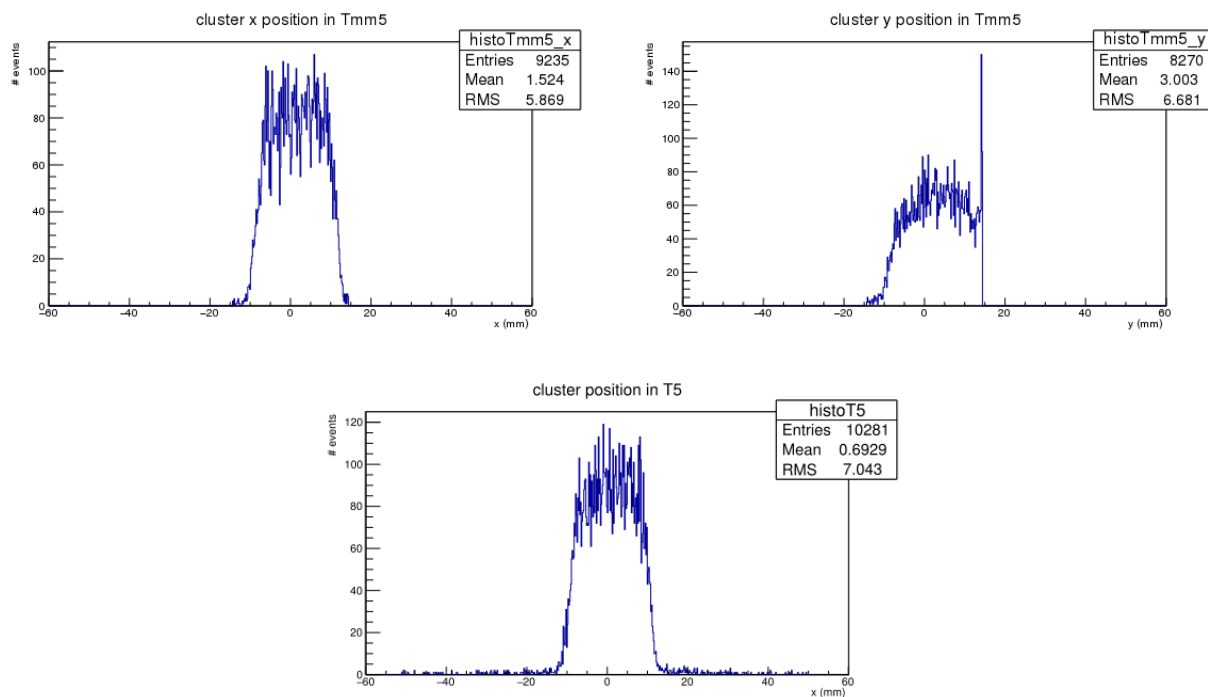
Σχήμα 3.7: Αριθμός clusters ανά event (run12166). Πάνω αριστερά : θάλαμος Tmm5 X, πάνω δεξιά : θάλαμος Tmm5 Y, κάτω : θάλαμος T5



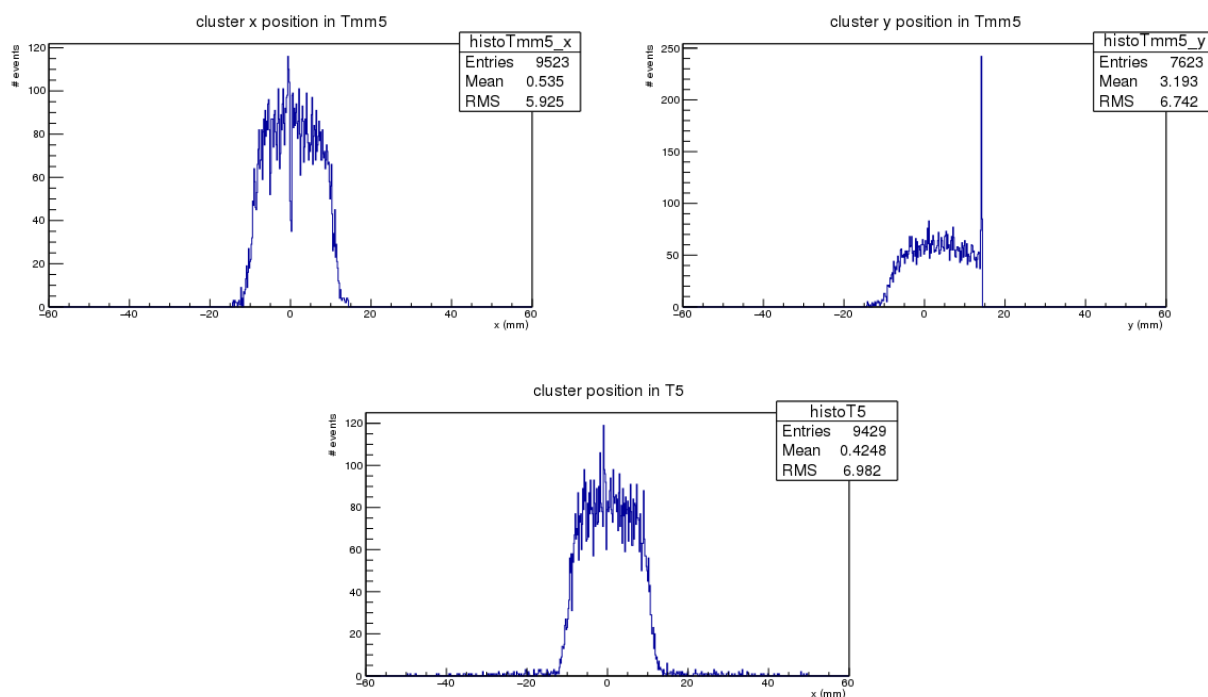
Σχήμα 3.8: Φορτίο των clusters (run11901). Πάνω αριστερά : θάλαμος Tmm5 X, πάνω δεξιά : θάλαμος Tmm5 Y, κάτω : θάλαμος T5



Σχήμα 3.9: Φορτίο των clusters (run12166). Πάνω αριστερά : θάλαμος Tmm5 X, πάνω δεξιά : θάλαμος Tmm5 Y, κάτω : θάλαμος T5



Σχήμα 3.10: Χωρική κατανομή των clusters (run11901). Πάνω αριστερά : θάλαμος Tmm5 X, πάνω δεξιά : θάλαμος Tmm5 Y, κάτω : θάλαμος T5



Σχήμα 3.11: Χωρική κατανομή των clusters (run12166). Πάνω αριστερά : θάλαμος Tmm5 X, πάνω δεξιά : θάλαμος Tmm5 Y, κάτω : θάλαμος T5

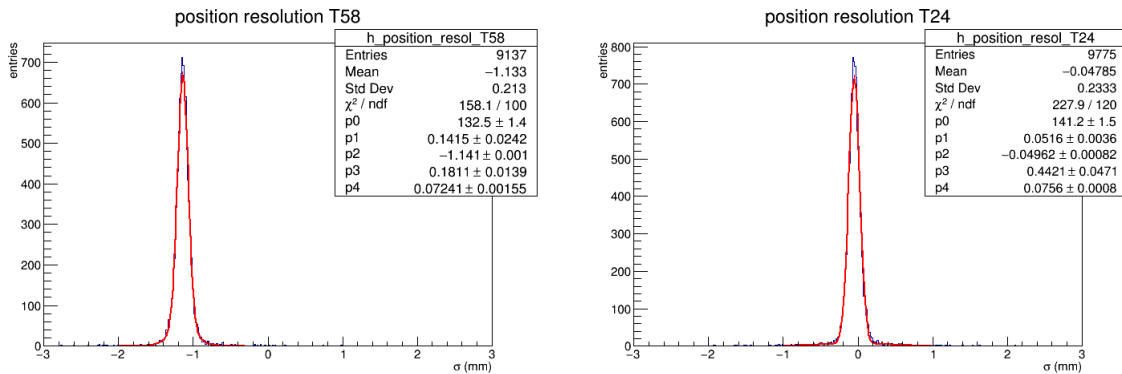
Η χωρική διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών υπολογίζεται ως

$$\sigma_{ch1-ch2} = \sum \frac{x_{ch1}^{cl} - x_{ch2}^{cl}}{\sqrt{2}} \quad (3.3)$$

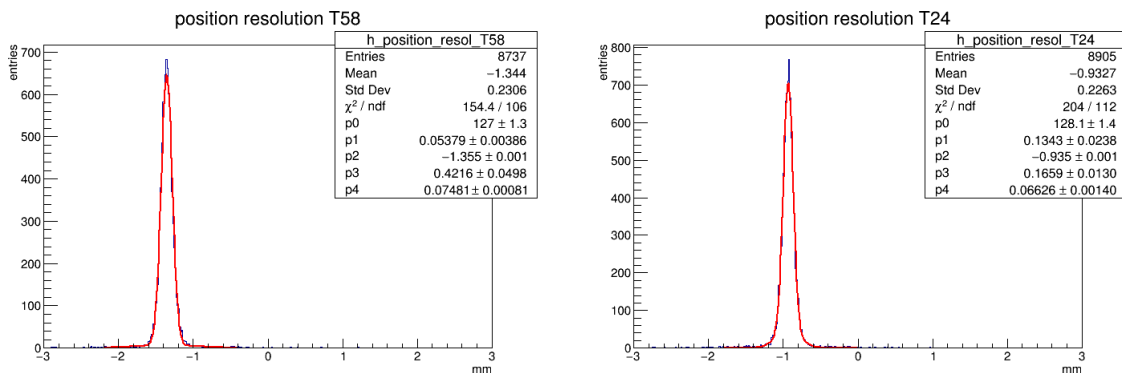
όπου x_{ch}^{cl} η θέση του cluster στον εκάστοτε θάλαμο για κάθε γεγονός. Το άθροισμα αυτό περιμένουμε να ακολουθεί μία κανονική κατανομή, και στην περίπτωση που οι θάλαμοι είναι ευθυγραμμισμένοι, η κατανομή θα έχει μέση τιμή $\mu=0$. Πάνω στην κατανομή που παίρνουμε προσαρμόζουμε μία διπλή κανονική κατανομή στην μορφή

$$f(x) = p_0 \cdot p_1 \cdot \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu_1)^2}{2\sigma_1^2}} + p_0 \cdot (1-p_1) \cdot \frac{1}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu_2)^2}{2\sigma_2^2}} \quad (3.4)$$

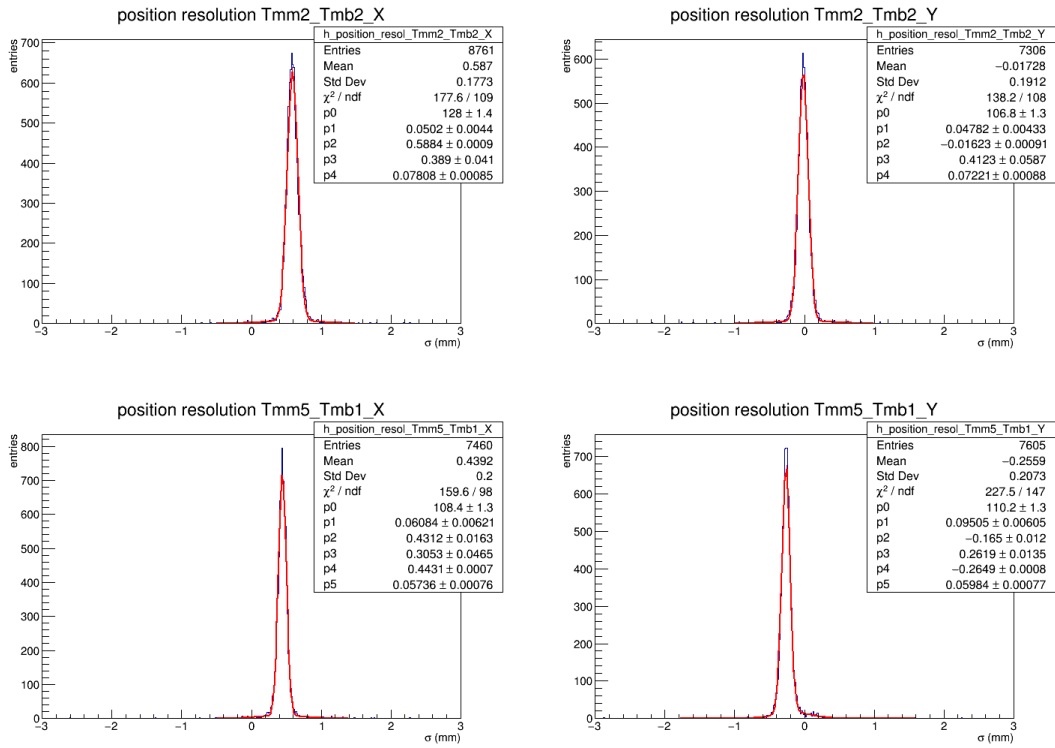
Από τη διακύμανση αυτής της κατανομής παίρνουμε την χωρική διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών μας. Για τον υπολογισμό της χωρικής διακριτικής ικανότητας μας λάβαμε υπόψιν events με μόνο έναν cluster. Βλέπουμε την κατανομή της παραπάνω ποσότητας για τα ζεύγη θαλάμων Tmb2-Tmm2, Tmm5-Tmb1, T5-T8 και T2-T4 στο Σχήμα 3.14 για το run 11901, και για το run 12166 στο Σχήμα 3.15 για τα ζεύγη Tmb2-Tmb1, Tmm5-Tmm2 T5-T8 και T2-T4. Με εφαρμογή μιας διπλής gaussian προσρμογής σε αυτές τις κατανομές παίρνουμε τις core και weight resolution, οι οποίες παρουσιάζονται συνοπτικά στους Πίνακες 3.2 και 3.3.



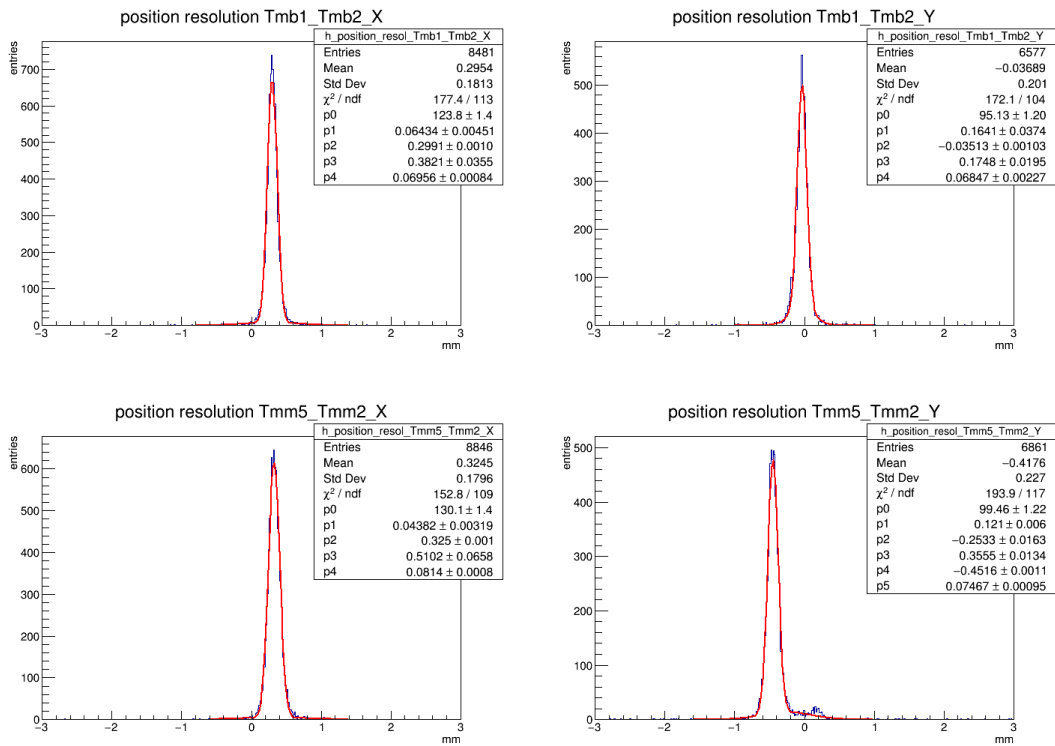
Σχήμα 3.12: Χωρική διακριτική ικανότητα ανιχνευτών για τα ζεύγη T5-T8 (αριστερά) και T2-T4 (δεξιά) για το run 11901



Σχήμα 3.13: Χωρική διακριτική ικανότητα ανιχνευτών για τα ζεύγη T5-T8 (αριστερά) και T2-T4 (δεξιά) για το run 12166



Σχήμα 3.14: Χωρική διακριτική ικανότητα ανιχνευτών για τα ζεύγη Tmm2-Tmb2 και Tmm5-Tmb1 για το run 11901



Σχήμα 3.15: Χωρική διακριτική ικανότητα ανιχνευτών για τα ζεύγη Tmb2-Tmb1 και Tmm5-Tmm2 για το run 12166

Chambers Pair	Core Resolution (μm)	Weighted Resolution (μm)
Tmb2-Tmm2 X	78.1 ± 0.8	93.7 ± 2.6
Tmb2-Tmm2 Y	72.2 ± 0.8	88.5 ± 2.9
Tmm5-Tmb1 X	57.4 ± 0.7	72.4 ± 3.2
Tmm5-Tmb1 Y	59.8 ± 0.7	79.0 ± 1.9
T5-T8	72.4 ± 1.5	87.8 ± 3.5
T2-T4	75.6 ± 0.8	94.5 ± 2.8

Πίνακας 3.2: Χωρική διακριτική ικανότητα για όλα τα ζεύγη θαλάμων του run 11901

Chambers Pair	Core Resolution (μm)	Weighted Resolution (μm)
Tmb2-Tmb1 X	69.6 ± 0.8	89.7 ± 2.7
Tmb2-Tmb1 Y	68.5 ± 2.2	85.9 ± 5.4
Tmm5-Tmm2 X	81.4 ± 0.8	100.2 ± 3.2
Tmm5-Tmm2 Y	74.7 ± 0.9	108.6 ± 2.5
T5-T8	74.8 ± 0.8	93.5 ± 3.0
T2-T4	66.3 ± 1.4	79.6 ± 3.1

Πίνακας 3.3: Χωρική διακριτική ικανότητα για όλα τα ζεύγη θαλάμων του run 12166

Τέλος, μελετάμε την απόδοση των ανιχνευτών. Για να την υπολογίσουμε, ζητάμε τουλάχιστον τρεις από τους τέσσερις θαλάμους αναφοράς να έχουν καταγράψει από έναν cluster. Εάν αυτό το κριτήριο ικανοποιείται, ανακατασκευάζουμε την τροχιά του σωματιδίου μέσα από τη διάταξη των ανιχνευτών και ελέγχουμε κατά πόσο απέχει η θέση του cluster στον test chamber υπό μελέτη από την ανακατασκευασμένη τροχιά. Θεωρούμε ότι ο θάλαμος αυτός κατέγραψε επιτυχώς έναν cluster όταν η θέση αυτού δεν απέχει πάνω από 4 mm από την τροχιά, και μετράμε το ποσοστό των γεγονότων όπου ο εκάστοτε θάλαμος μετράει 'καλούς' clusters.

Chamber Name	Efficiency (%) in Run 11901	Efficiency (%) in Run 12166
T5	99.84 ± 0.04	99.84 ± 0.04
T8	99.49 ± 0.07	99.51 ± 0.07
T2	99.77 ± 0.04	99.71 ± 0.05
T4	99.59 ± 0.06	99.63 ± 0.06

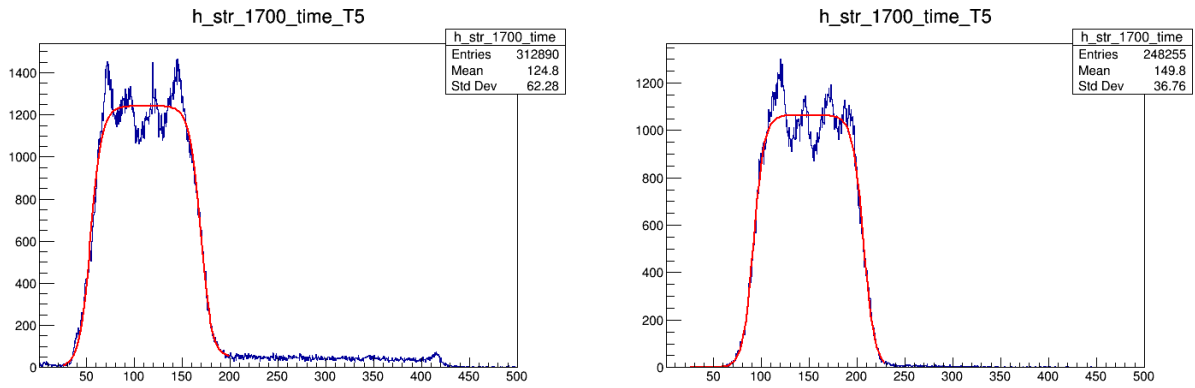
Πίνακας 3.4: Απόδοση των test chambers και για τα δύο runs

3.3.2 Τροχιές υπό Γωνία

Όταν οι τροχιές προσπίπτουν υπό γωνία στους κεντρικούς θαλάμους, τότε η μέθοδος ανακατασκευής των τροχιών αλλάζει, όπως ήδη αναφέραμε παραπάνω. Πλέον, εκτός από τη θέση των strips που χτυπήθηκαν και το φορτίο που αυτά συνέλεξαν, χρειαζόμαστε και την πληροφορία της χρονικής στιγμής που χτυπήθηκαν. Επίσης, έχει σημασία η συμπεριφορά κάθε strip ξεχωριστά, την οποία μελετάμε πρώτου ανακατασκευάσουμε τους clusters.

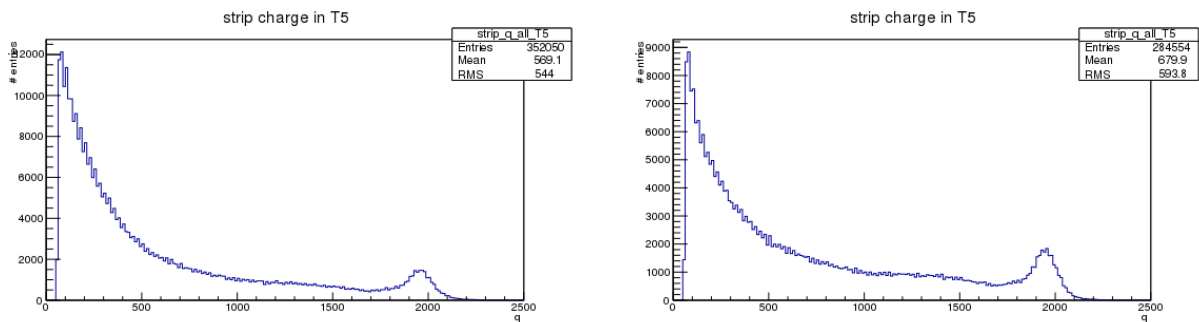
Για να θεωρηθεί λοιπόν ότι ένα strip όντως χτυπήθηκε από τη δοκιμαστική δέσμη και άρα ότι το σήμα που κατέγραψε δεν είναι θόρυβος, μελετήθηκε η κατανομή των χρόνων που κατέγραψαν σήμα τα strips, την οποία και βλέπουμε στο Σχήμα 3.16 ενδεικτικά για τον θάλαμο

T5. Με την εφαρμογή μίας διπλής κατανομής Fermi-Dirac σε αυτή την κατανομή ορίζουμε δύο χρόνους, τους t_0 και t_{max} .



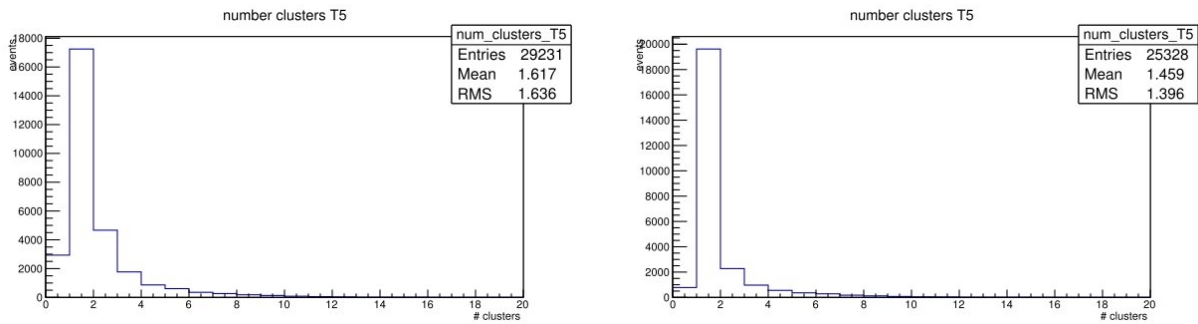
Σχήμα 3.16: Η κατανομή του χρόνου που χτυπήθηκαν τα strips για τον θάλαμο T5. Αριστερά: run 11960, δεξιά : run 12194.

Έπειτα, ελέγχουμε την κατανομή του φορτίου των strips. Στο Σχήμα 3.17 το ιστογράμμα ακολουθεί κατανομή Landau όπως και περιμένουμε, αλλά είναι εμφανής και διόλου αμελητέα η παρουσία μιας κορυφής στην ουρά της κατανομής. Η πιο πιθανή εξήγηση αυτής της κορυφής είναι ο κορεσμός των strips στο φορτίο που μπορούν να καταγράψουν. Αυτό σημαίνει ότι τα strips με φορτίο πάνω από 1700 adc counts μάλλον δεν κατέγραψαν το σωστό φορτίο που κατέφτασε σε αυτά. Για αυτόν το λόγο, αυτά τα strips δεν τα λαμβάνουμε υπόψιν μας στην ανακατασκευή της τροχιάς του σωματιδίου μέσα από τους θαλάμους.

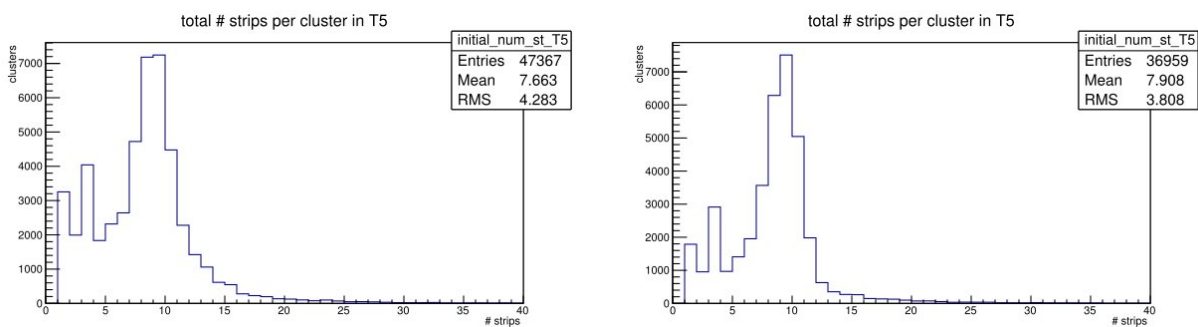


Σχήμα 3.17: Η κατανομή του φορτίου που κατέγραψαν τα strips για τον θάλαμο T5. Αριστερά: run 11960, δεξιά : run 12194.

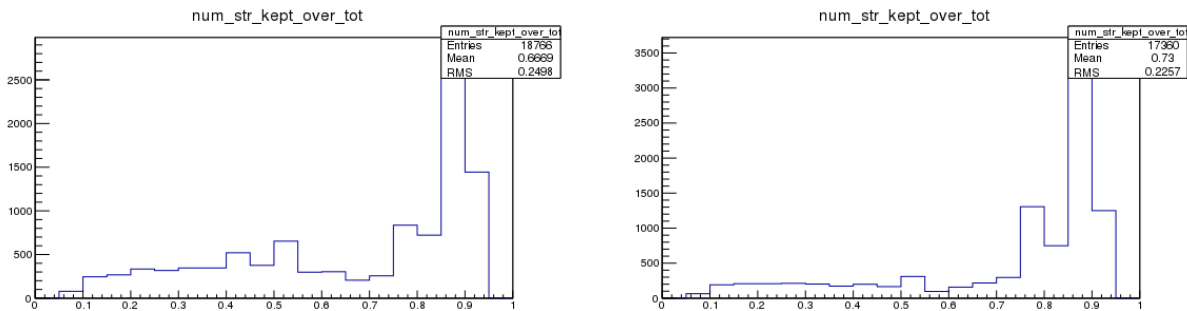
Ενώνουμε strips που ικανοποιούν τα κριτήρια του χρόνου και του φορτίου, και που δεν απέχουν μεταξύ τους πάνω από 3 διαδοχικά κενά strips. Εάν το σύνολο των strips που προκύπτουν με αυτόν τον τρόπο είναι τουλάχιστον 6, τότε ορίζουμε αυτό το σύνολο ως cluster. Έπειτα, κόβουμε το πρώτο και το τελευταίο strip σε κάθε cluster, καθώς αυτά συνήθως δεν έχουν καταγράψει πραγματικό σήμα, αλλά εμφανίζουν σήμα εξ επαγωγής από τα γειτονικά τους. Ο αριθμός των strips ανά event δίνεται στα Σχήματα 3.19, η οποία κατανομή μεγαλώνει σε εύρος σε σύγκριση με την αντίστοιχη κατανομή στην περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης, όπως και αναμένουμε. Ο λόγος που το περιμένουμε είναι διότι το φορτισμένο σωματίο στην μTPC περίπτωση καθώς διασχίζει το θάλαμο διασχίζει και μεγαλύτερη απόσταση στη x-διεύθυνση, και άρα πάνω από μεγαλύτερο αριθμό strips από ότι στην κάθετη πρόσπτωση.



Σχήμα 3.18: Ο αριθμός των clusters ανά event για τον θάλαμο T5. Αριστερά: run 11960, δεξιά: run 12194.



Σχήμα 3.19: Ο συνολικός αριθμός strips ανά cluster για τον θάλαμο T5. Αριστερά: run 11960, δεξιά : run 12194.



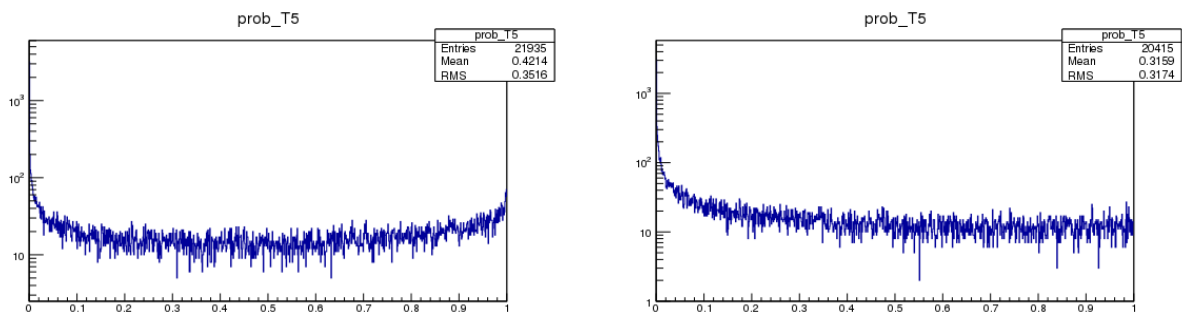
Σχήμα 3.20: Ο αριθμός strips που ικανοποιούν τα κριτήρια προς τον συνολικό αριθμό των strips ανά cluster για τον θάλαμο T5. Αριστερά: run 11960, δεξιά : run 12194.

Θέτουμε τα παραπάνω κριτήρια, και αφού αποκόψουμε τα strips και τα clusters που δεν τα πληρούν, προχωράμε στην ανακατασκευή της τροχιάς τους προσπίπτοντος σωματιδίου. Η ανακατασκευή γίνεται με τον ορισμό της x και της z θέσης κάθε ηλεκτρονίου που παράχθηκε από τον ιονισμό. Η πρώτη καθορίζεται από το strip που χτυπήθηκε και η δεύτερη από την ταχύτητα ολίσθησης και το χρόνο που χρειάστηκε το ηλεκτρόνιο να διανύσει την περιοχή ολίσθησης. Να σημειωθεί πως το χωρικό σφάλμα που προσδίδουμε στην κάθετη προς τα strips επιφάνεια (z -διεύθυνση) είναι τριπλάσιο από αυτό που υπολογίζεται από τον αλγόριθμο `recomm`, καθώς το δεύτερο φαίνεται να μην αντιστοιχεί σε ρεαλιστικές τιμές.

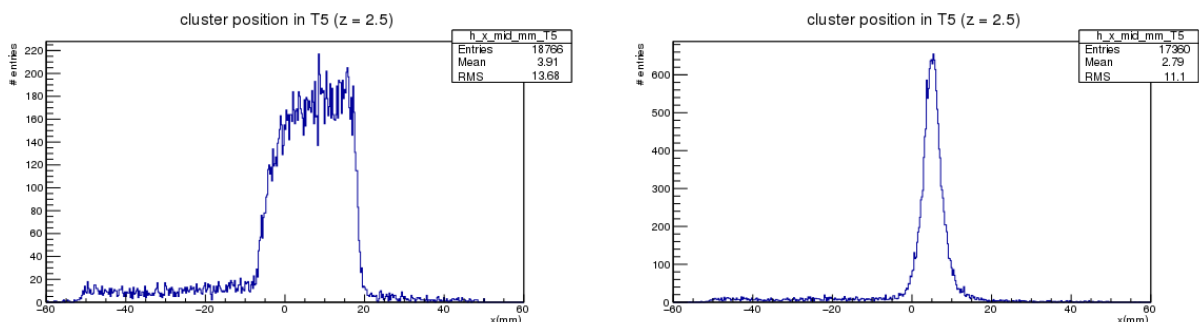
Με μία προσαρμογή πολυωνύμου πρώτου βαθμού παίρνουμε την τροχιά και θεωρούμε την ανακατασκευή επιτυχημένη όταν η πιθανότητα της προσαρμογής είναι τουλάχιστον 0.001. Η αντίστοιχη κατανομή της πιθανότητας για το θάλαμο T5 παρουσιάζεται στα ιστογράμματα 3.21.

Για να ορίσουμε τη θέση του cluster σε ένα θάλαμο, βρίσκουμε από την ανακατασκευή της τροχιάς εντός του θαλάμου το σημείο στη x διεύθυνση που αντιστοιχεί στο $z = 2.5$ mm. Η χωρική κατανομή των clusters παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.22, και η αντίστοιχη γωνία πρόσπτωσης στον θάλαμο στο Σχήμα 3.23.

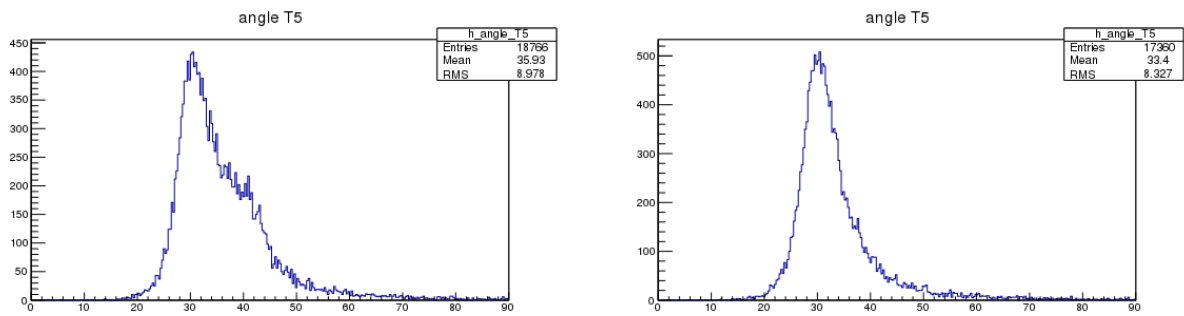
Τέλος, για να συμπεριληφθεί ένας cluster στον υπολογισμό της διακριτικής ικανότητας των θαλάμων, ελέγχουμε ότι έχει κρατηθεί τουλάχιστον το 70% των καταγεγραμμένων strips για το συγκεκριμένο event. Ο συνολικός αριθμός των strips ανά event για τα runs υπό γωνία 30° που μελετάμε απεικονίζεται στο Σχήμα 3.19. Η χωρική διακριτική ικανότητα απεικονίζεται στο σχήμα 3.24 και η γωνιακή διακριτική ικανότητα στο Σχήμα 3.25. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται συνοπτικά στους Πίνακες 3.5 και 3.6 και για τα δύο runs. Όπως και στην περίπτωση των κάθετων τροχιών, δεν παρατηρείται κάποια αξιοσημείωτη διαφορά στην διακριτική ικανότητα των θαλάμων για τα δύο διαφορετικά αέρια λειτουργίας.



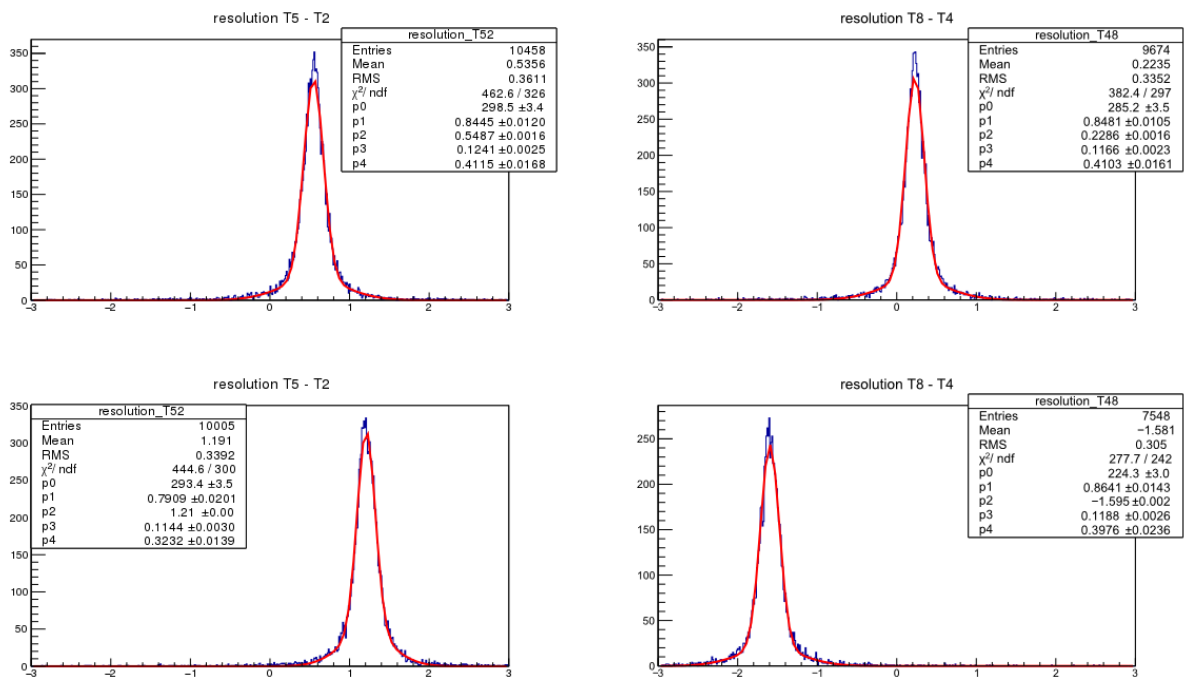
Σχήμα 3.21: Η πιθανότητα επιτυχημένης ανακατασκευής τροχιάς για τον θάλαμο T5. Αριστερά: run 11960, δεξιά : run 12194.



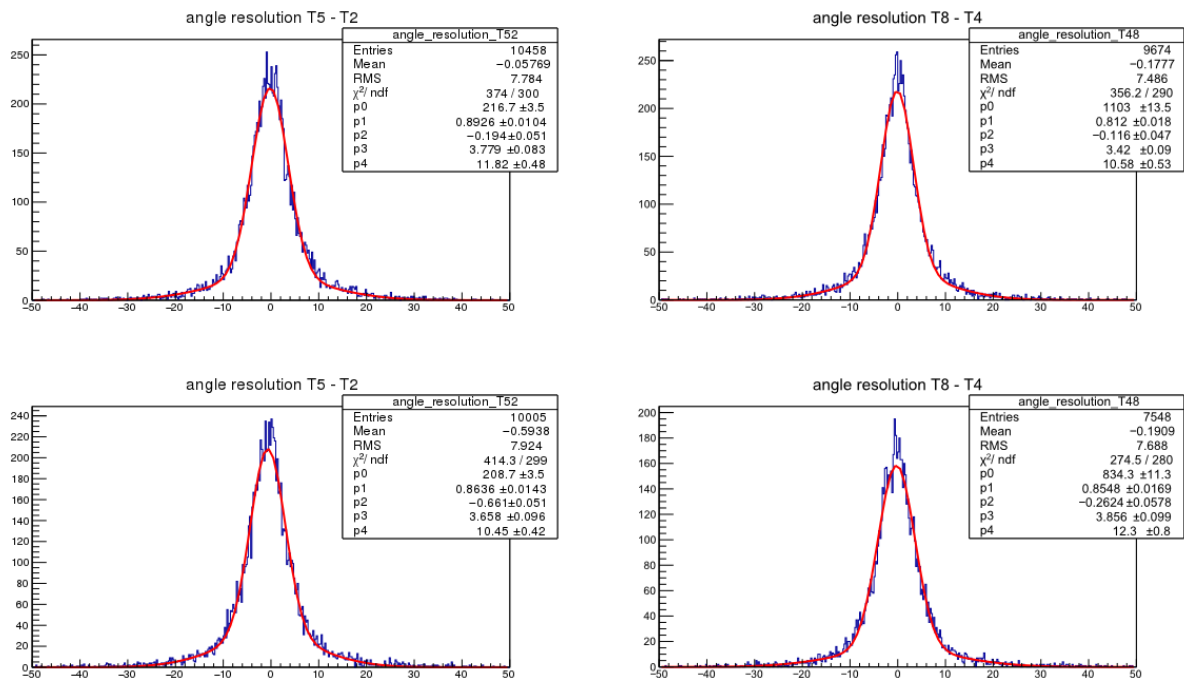
Σχήμα 3.22: Η κατανομή της θέσης των clusters για τον θάλαμο T5. Αριστερά: run 11960, δεξιά : run 12194.



Σχήμα 3.23: Η κατανομή της γωνίας των clusters για τον θάλαμο T5. Αριστερά: run 11960, δεξιά : run 12194.



Σχήμα 3.24: Χωρική διακριτική ικανότητα ανιχνευτών για τα ζεύγη T5-T2 (αριστερά), και T8-T4 (δεξιά) για τα δυο runs που μελετήθηκαν, 11960 (πάνω) και 12194 (κάτω)



Σχήμα 3.25: Γωνιακή διακριτική ικανότητα ανιχνευτών για τα ζεύγη T5-T2 (αριστερά), και T8-T4 (δεξιά), 11960 (πάνω) και 12194 (κάτω)

Chambers Pair (run #)	Core Resolution (μm)	Weighted Resolution (μm)
T5-T2 (11960)	124 ± 2	196 ± 6
T8-T4 (11960)	116 ± 2	190 ± 5
T5-T2 (12194)	114 ± 3	179 ± 6
T8-T4 (12194)	118 ± 2	181 ± 7

Πίνακας 3.5: Χωρική διακριτική ικανότητα για τα ζεύγη των κεντρικών θαλάμων των runs 11960 και 12194

Chambers Pair (run #)	Core Resolution (degrees)	Weighted Resolution (degrees)
T5-T2 (11960)	3.78 ± 0.08	6.0 ± 0.1
T8-T4 (11960)	3.41 ± 0.09	5.4 ± 0.2
T5-T2 (12194)	3.65 ± 0.09	5.7 ± 0.2
T8-T4 (12194)	3.84 ± 0.09	5.7 ± 0.2

Πίνακας 3.6: Γωνιακή διακριτική ικανότητα για τα ζεύγη των κεντρικών θαλάμων του runs 11960 και 12194

Τέλος, μελετάμε την απόδοση των ανιχνευτών. Για να την υπολογίσουμε, ζητάμε τουλάχιστον τρεις από τους τέσσερις θάλαμους αναφοράς να έχουν καταγράψει από έναν cluster. Εάν αυτό το κριτήριο ικανοποιείται, ανακατασκευάζουμε την τροχιά του σωματιδίου μέσα από τη διάταξη των ανιχνευτών και ελέγχουμε κατά πόσο απέχει η θέση του cluster στον test chamber υπό μελέτη από την ανακατασκευασμένη τροχιά. Θεωρούμε ότι ο θάλαμος αυτός κατέγραψε επιτυχώς έναν cluster όταν η θέση αυτού δεν απέχει πάνω από 4 mm από την τροχιά, και μετράμε το ποσοστό των γεγονότων όπου ο εκάστοτε θάλαμος μετράει 'καλούς' clusters.

Chamber Name	Efficiency (%) in Run 11960	Efficiency (%) in Run 12194
T5	99.79 ± 0.02	99.93 ± 0.01
T8	99.79 ± 0.02	99.89 ± 0.02
T2	99.83 ± 0.02	99.91 ± 0.01
T4	99.83 ± 0.02	99.91 ± 0.01

Πίνακας 3.7: Απόδοση των test chambers και για τα δύο runs

Ταχύτητα Ολίσθησης Ηλεκτρονίων

Το τελευταίο κομμάτι που μελετήθηκε ήταν η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων, όπως αυτή υπολογίστηκε από τα δεδομένα (effective velocity), σε σύγκριση με αυτή που υπολογίστηκε από προσωμοιώσεις (Garfield velocity). Η πρώτη υπολογίζεται από τους χρόνους t_0 και t_{max} ως

$$u_{eff} = \frac{5mm}{t_{max} - t_0}. \quad (3.5)$$

Η ταχύτητα Garfield δίνεται από τη Σχήμα 2.10. Για το αέριο Ar&10%CO₂ παρουσιάζεται ο Πίνακας 3.8 στον οποίο καταγράφονται οι δύο ταχύτητες για διαφορετικές τιμές ηλεκτρικού πεδίου ολίσθησης. Παρατηρείται λοιπόν μία αρκετά σημαντική απόκλιση των τιμών.

Run #	Drift Voltage (V)	El.Field ($\cdot 10^3$ V/cm)	Garfileld Velocity (mm/ns)	Effective Velocity (mm/ns)	Difference (%)
12191	200	4	3.4	3.81 ± 0.07	12.0
12190	300	6	4.6	4.58 ± 0.05	0.4
12189	400	8	5.1	4.45 ± 0.04	12.7
12193	500	10	5.1	4.25 ± 0.04	16.6
12195	750	15	4.8	4.09 ± 0.05	14.7
12194	1000	20	4.8	4.20 ± 0.06	12.5

Πίνακας 3.8: Σύγκριση μεταξύ effective και Garfield ταχύτητας

3.4 Συμπεράσματα

Μελετήθηκαν τροχιές πιονίων και μιονίων, κάθετες και υπό γωνία σε ανιχνευτές MicroMegas, για δύο διαφορετικά αέρια λειτουργίας ($\text{Ar}\&7\%\text{CO}_2$ και $\text{Ar}\&10\%\text{CO}_2$).

Για τις κάθετες τροχιές χρησιμοποιήθηκε η centroid μέθοδος. Τα αποτελέσματα δεν έδειξαν αξιοσημείωτες διαφορές για τα δύο μίγματα αερίων στη χωρική διακριτική ικανότητα των MicroMegas, αλλά ούτε και στην απόδοση αυτών, όπου η πρώτη υπολογίσθηκε μικρότερη των 80 μm και στις δύο περιπτώσεις, και η απόδοση της τάξης των 99.6%.

Για τις τροχιές υπό γωνία ως προς το επίπεδο των ανιχνευτών, χρησιμοποιήθηκε η μTPC μέθοδος. Πιο συγκεκριμένα, μελετήθηκαν τροχιές σε γωνία 30° , όπου τόσο η χωρική και γωνιακή διακριτική ικανότητα, όσο και η απόδοση των θαλάμων για τα δύο αέρια δεν παρουσίασαν διαφορές. Η χωρική διακριτική ικανότητα βρέθηκε της τάξης των 110-120 μm , η γωνιακή της τάξης των 3.6 μοιρών, και η απόδοση 99.8%.

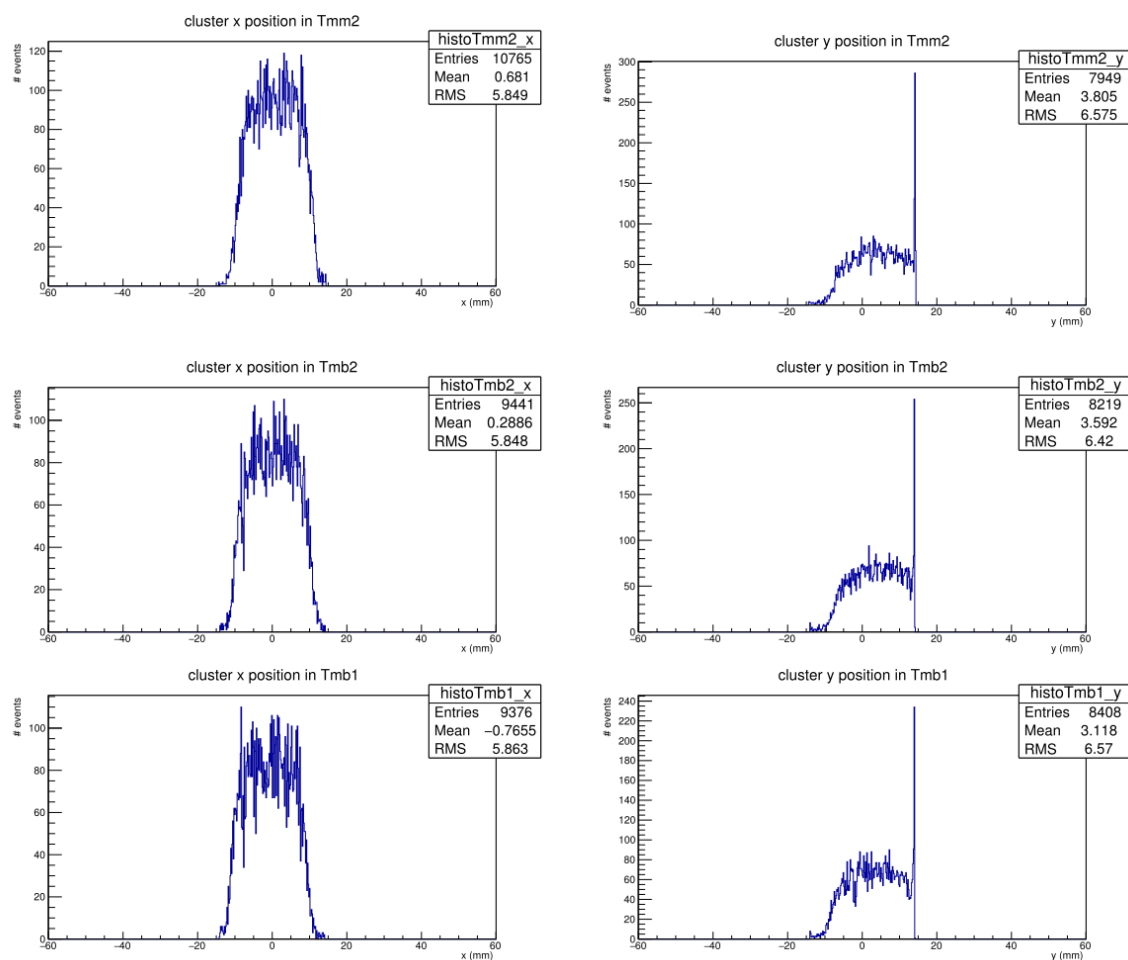
Τέλος, συγκρίθηκε η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων όπως αυτή είχε υπολογισθεί από προσωμιώσεις (Garfield velocity) με την effective velocity όπως αυτή υπολογίσθηκε από τα δεδομένα με το αέριο $\text{Ar}\&10\%\text{CO}_2$ για διαφορετικές τάσεις λειτουργίας της περιοχής ολίσθησης. Παρατηρήθηκαν διαφορές, ακόμα και της τάξης των 16.6% στις δύο αυτές ταχύτητες, που υποδεικνύει ότι ο τρόπος υπολογισμού της ταχύτητας ολίσθησης να χρήζει βελτίωσης.

Παράρτημα Α΄

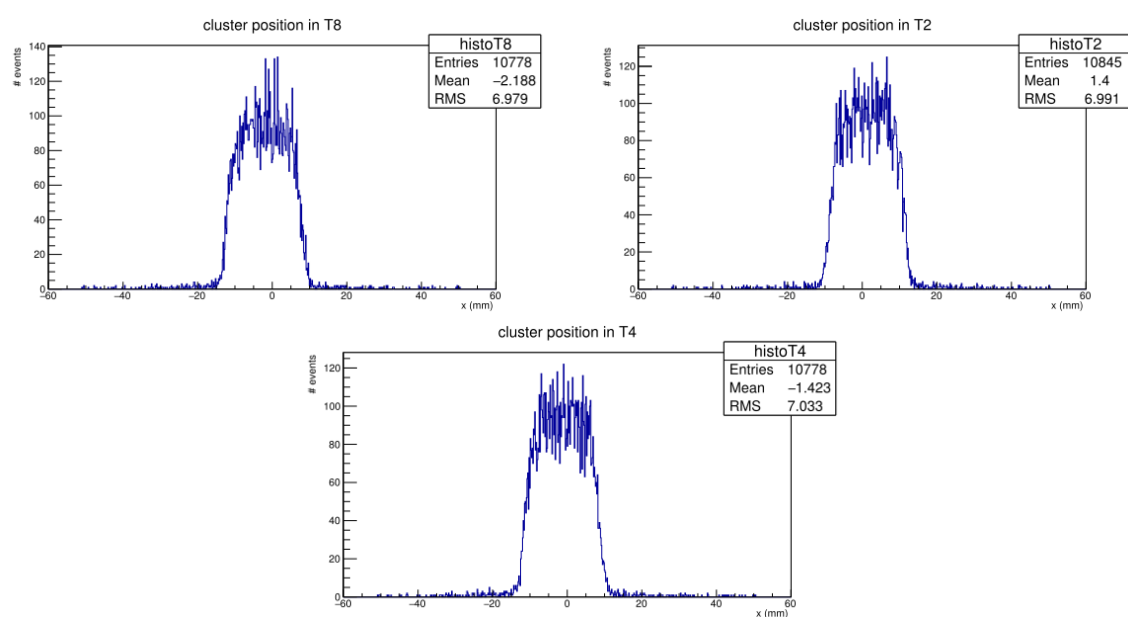
Ιστογράμματα

Στο παρόν κομμάτι παρουσιάζονται τα ιστογράμματα και για τους υπόλοιπους θαλάμους.

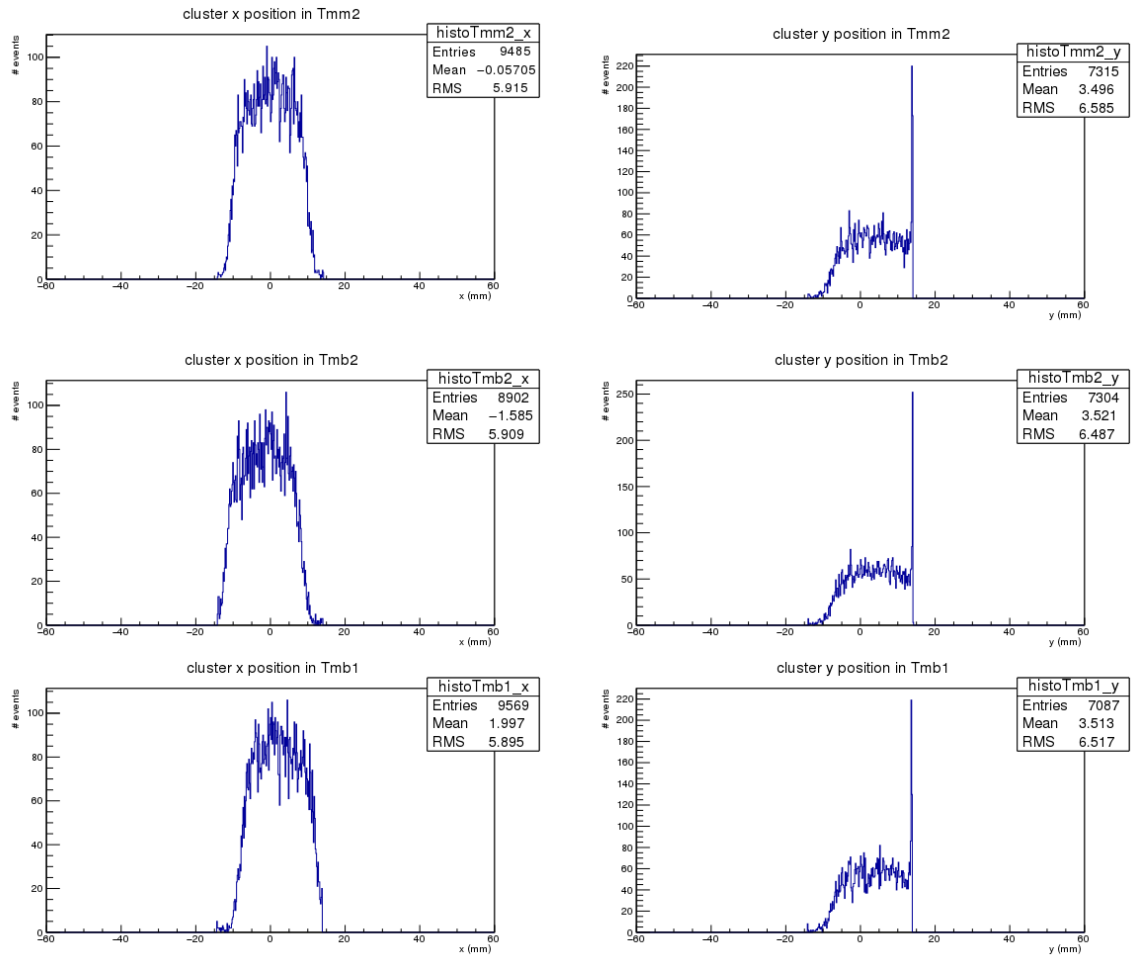
A'.1 Centroid



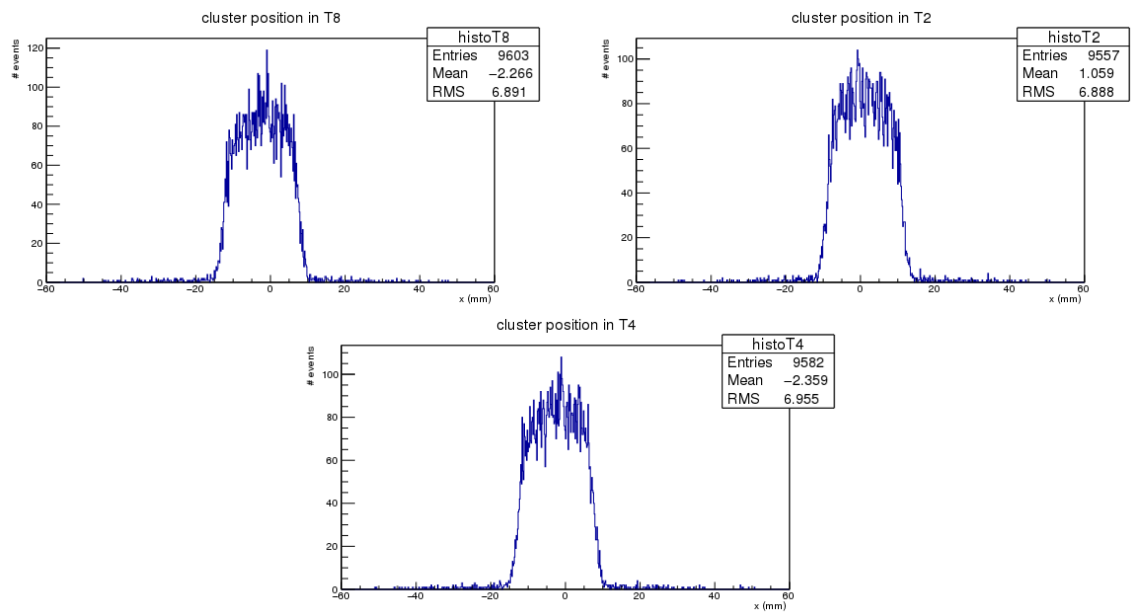
Σχήμα A'.1: Χωρική κατανομή των clusters στους θαλάμους αναφοράς για το run 11901



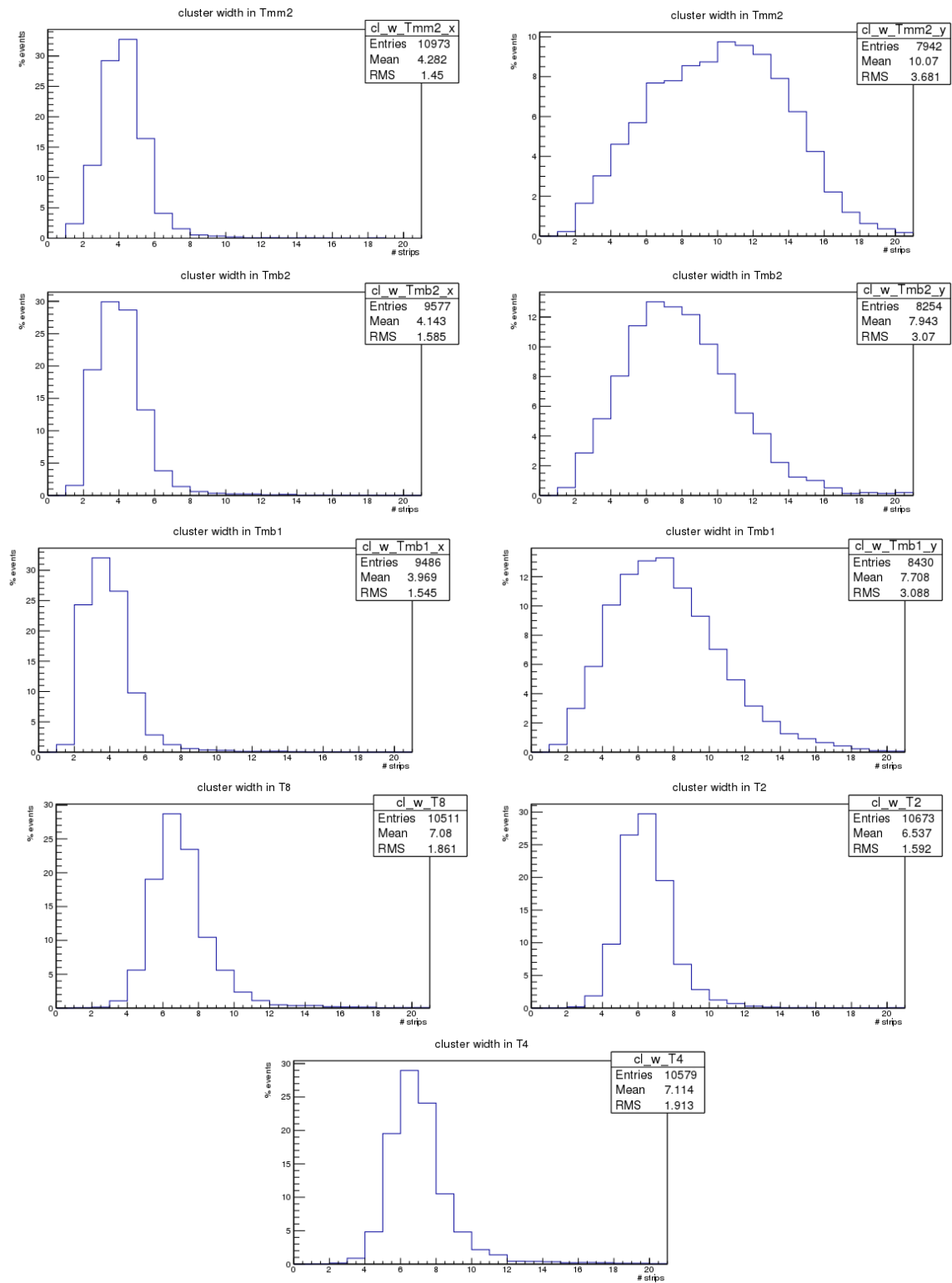
Σχήμα A'.2: Χωρική κατανομή των clusters στους κεντρικούς θαλάμους για το run 11901



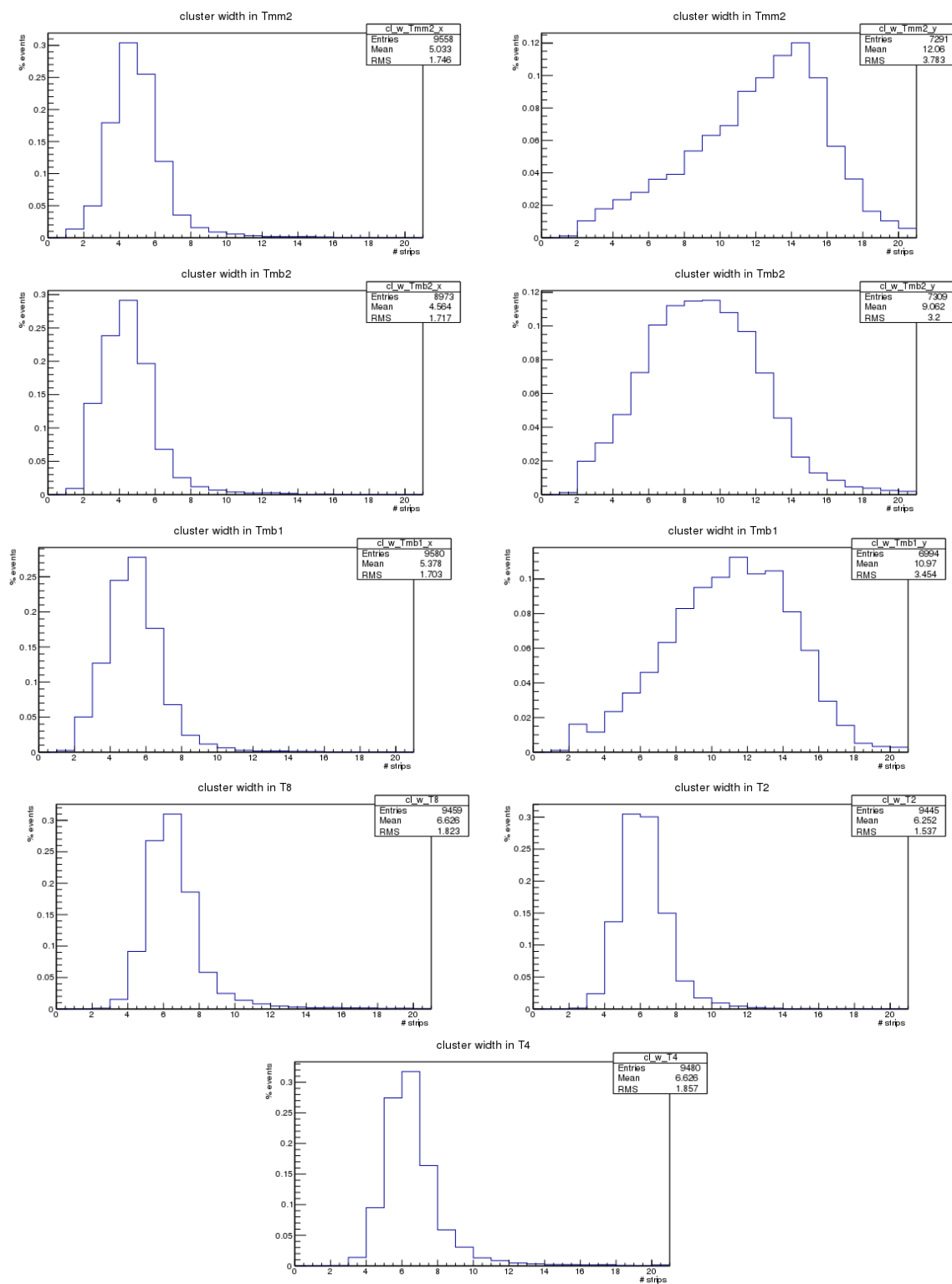
Σχήμα Α'.3: Χωρική κατανομή των clusters στους θαλάμους αναφοράς για το run 12166



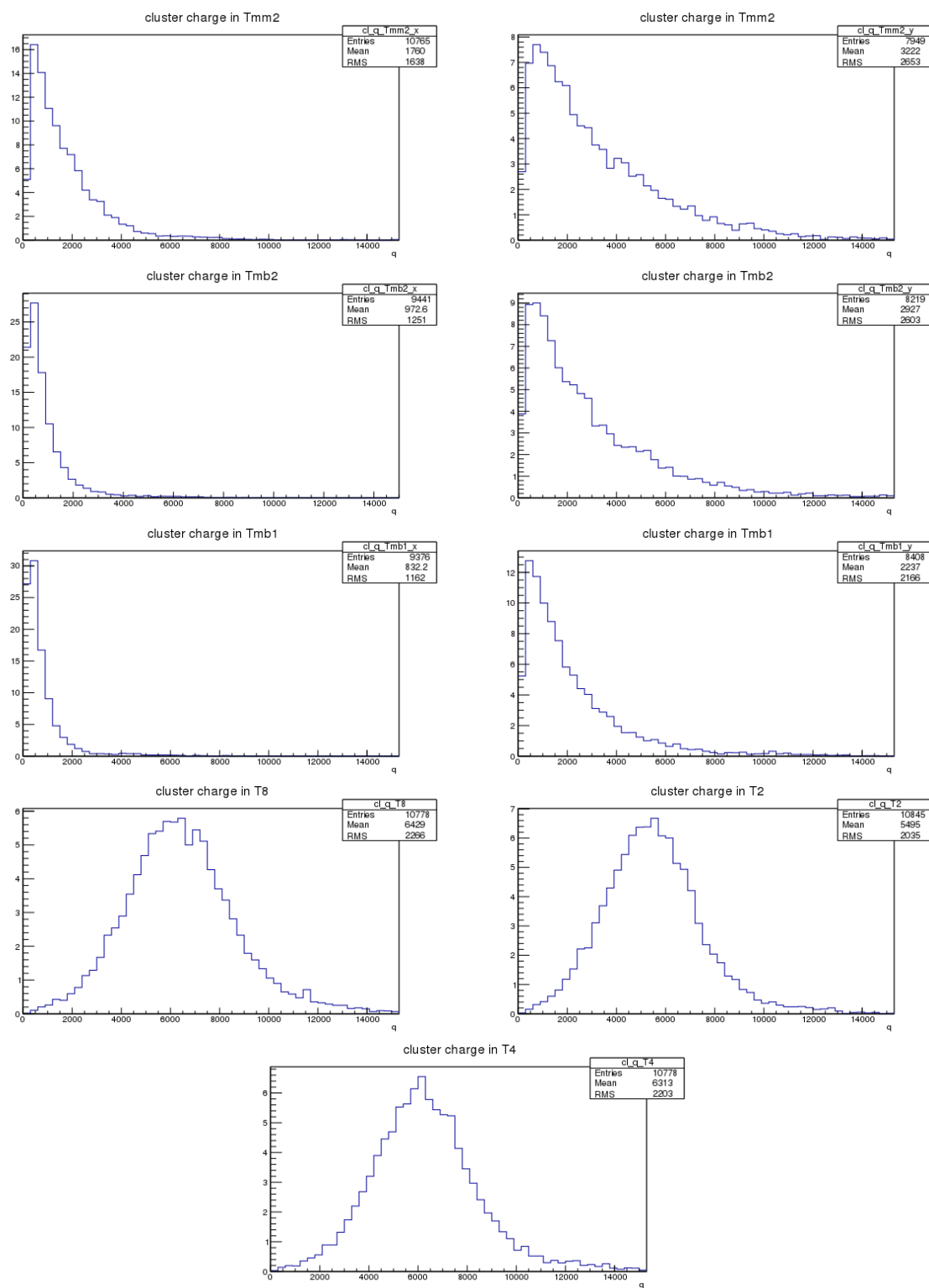
Σχήμα Α'.4: Χωρική κατανομή των clusters στους κεντρικούς θαλάμους για το run 12166



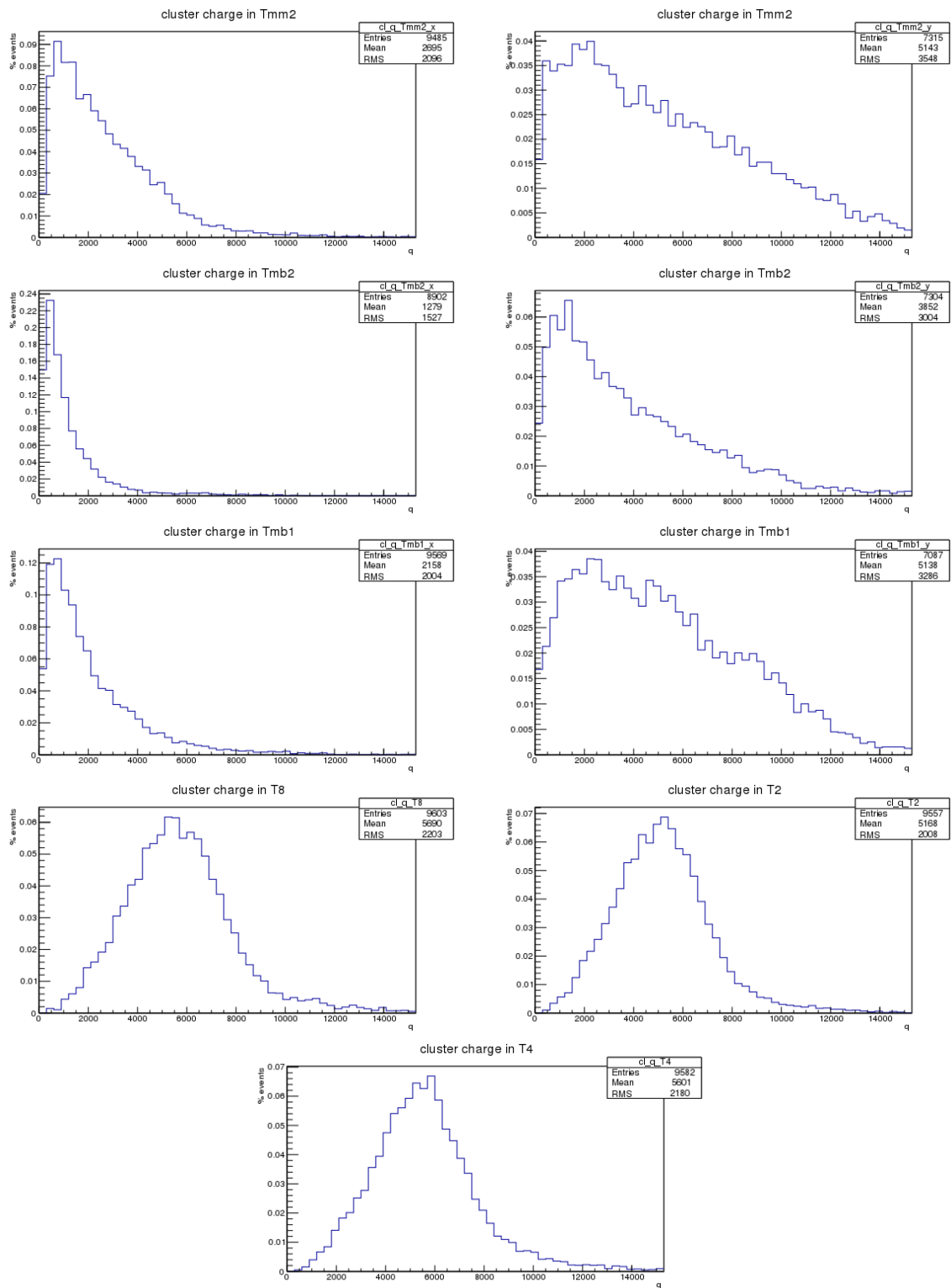
Σχήμα Α'.5: Ο αριθμός των strips ανά cluster για το run 11901



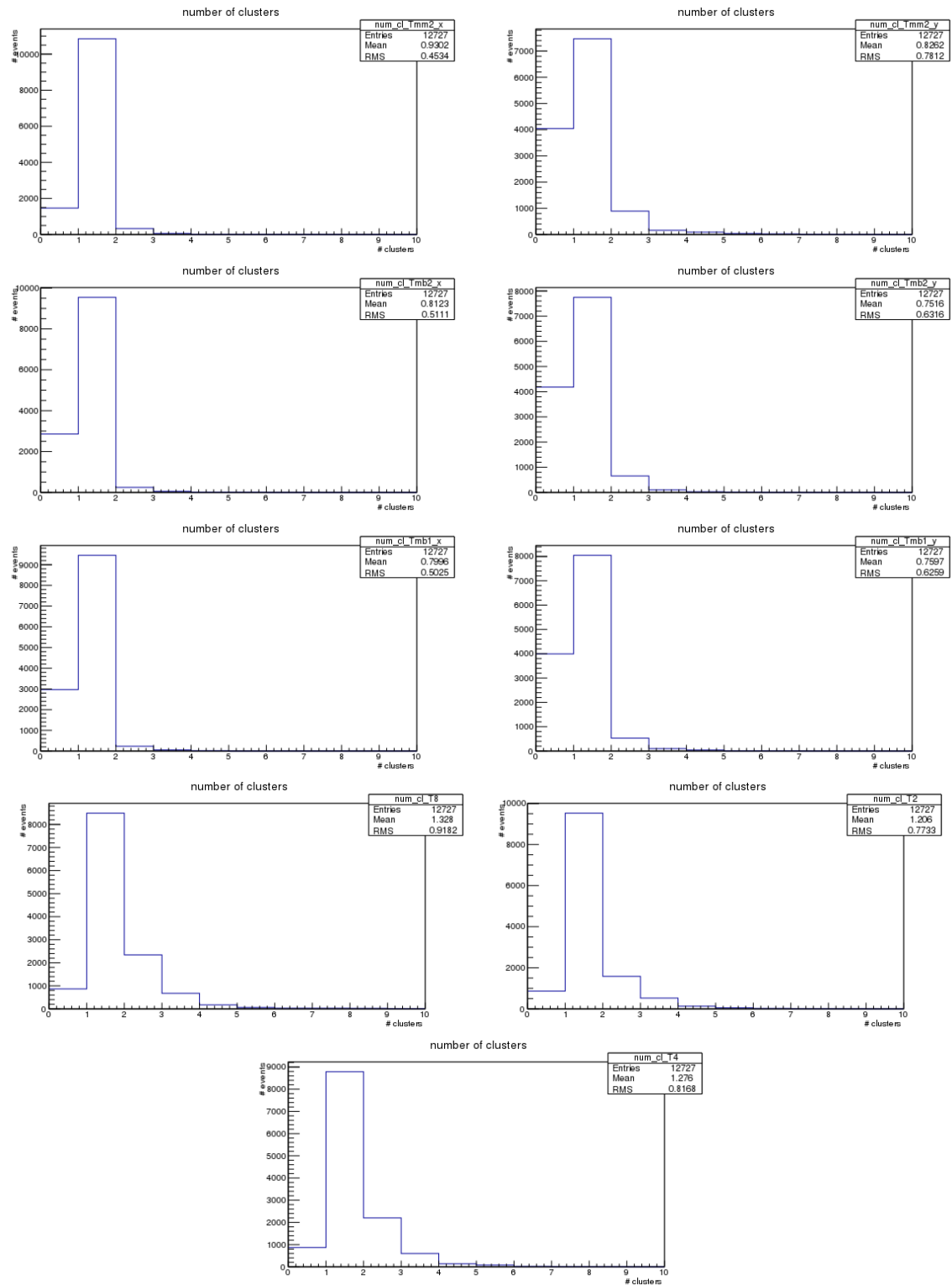
Σχήμα Α'.6: Ο αριθμός των strips ανά cluster για το run 12166



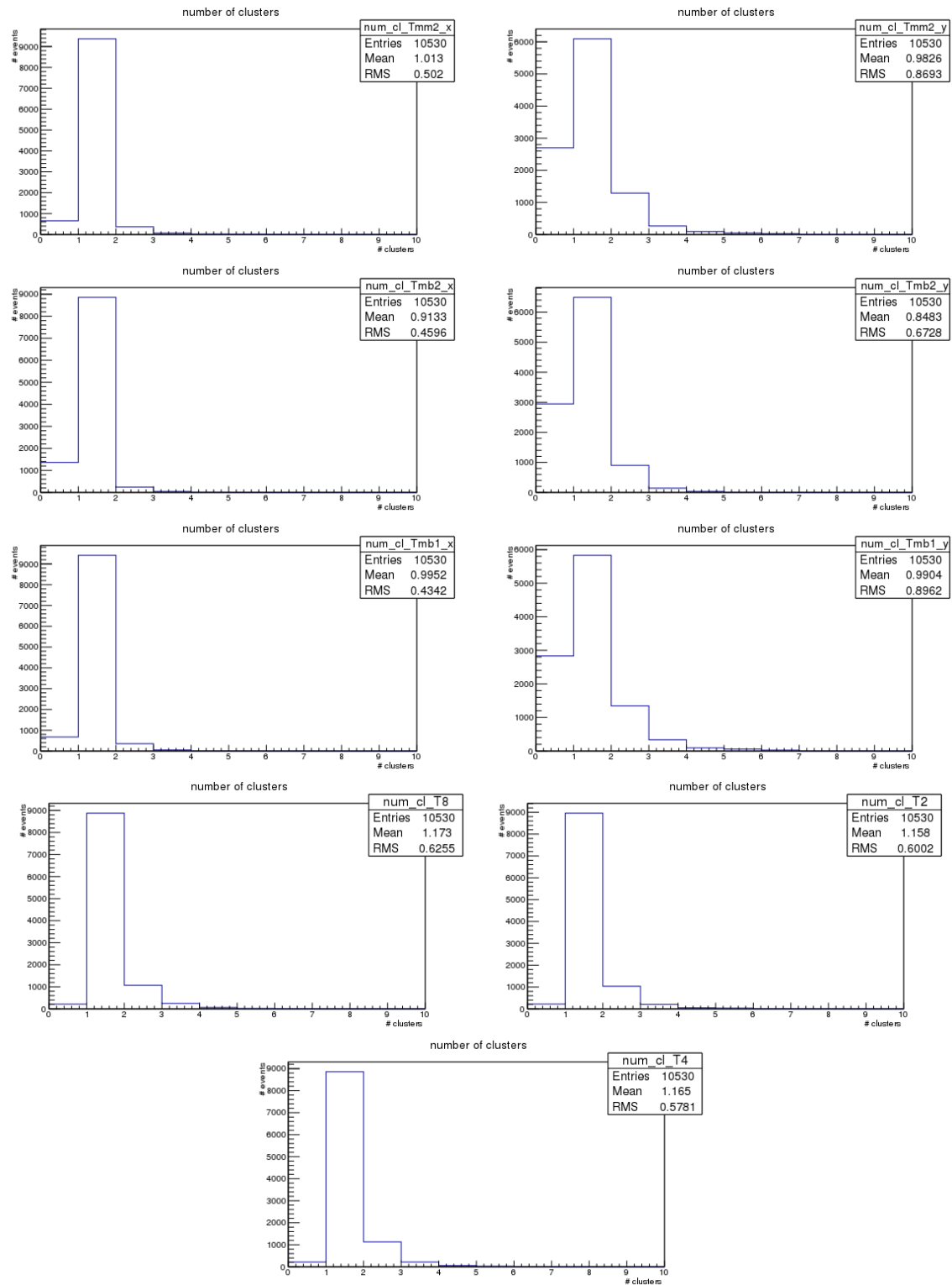
Σχήμα A.7: Το φορτίου ανά cluster στο run 11901



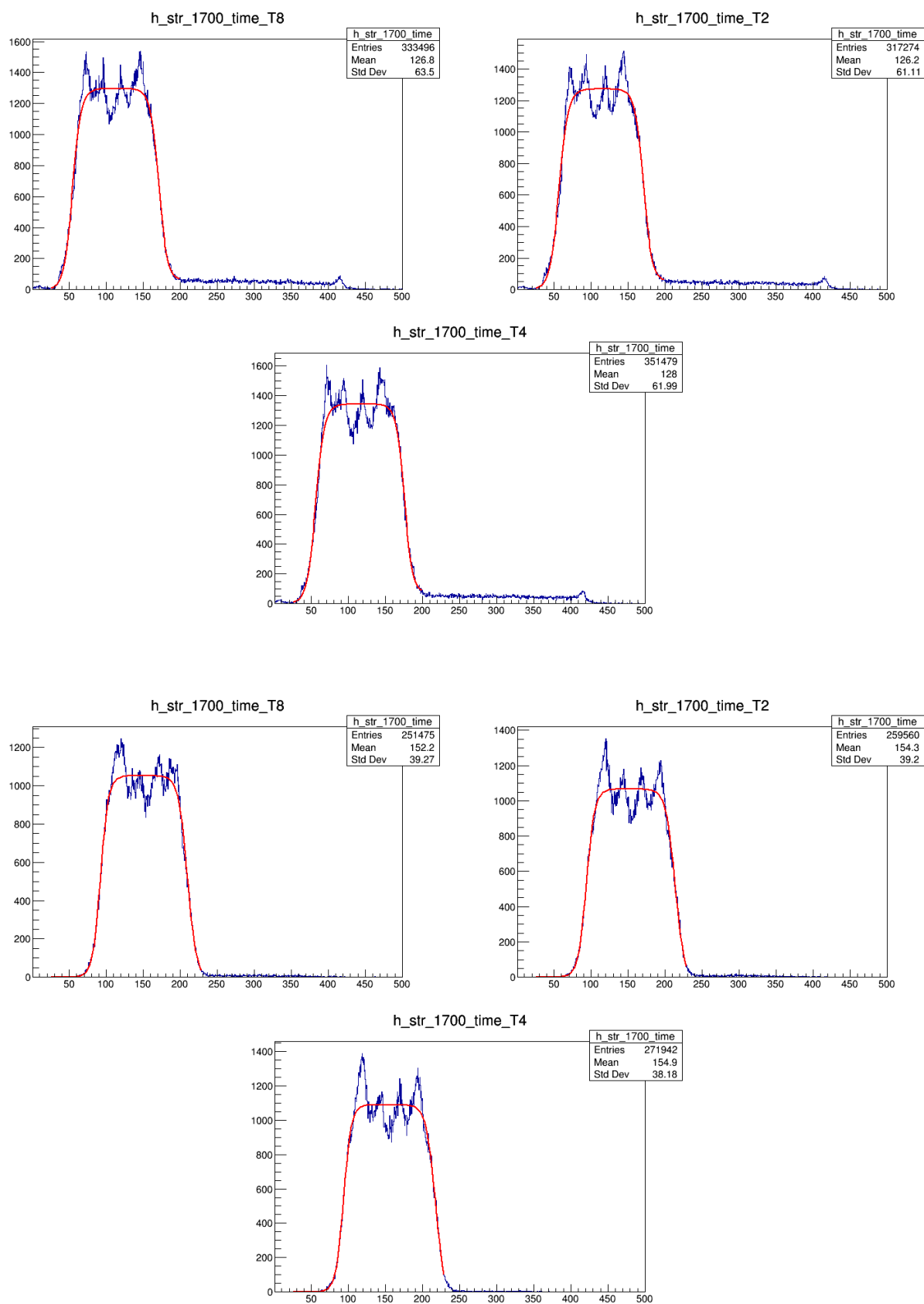
Σχήμα Α'.8: Το φορτίου ανά cluster στο run 12166



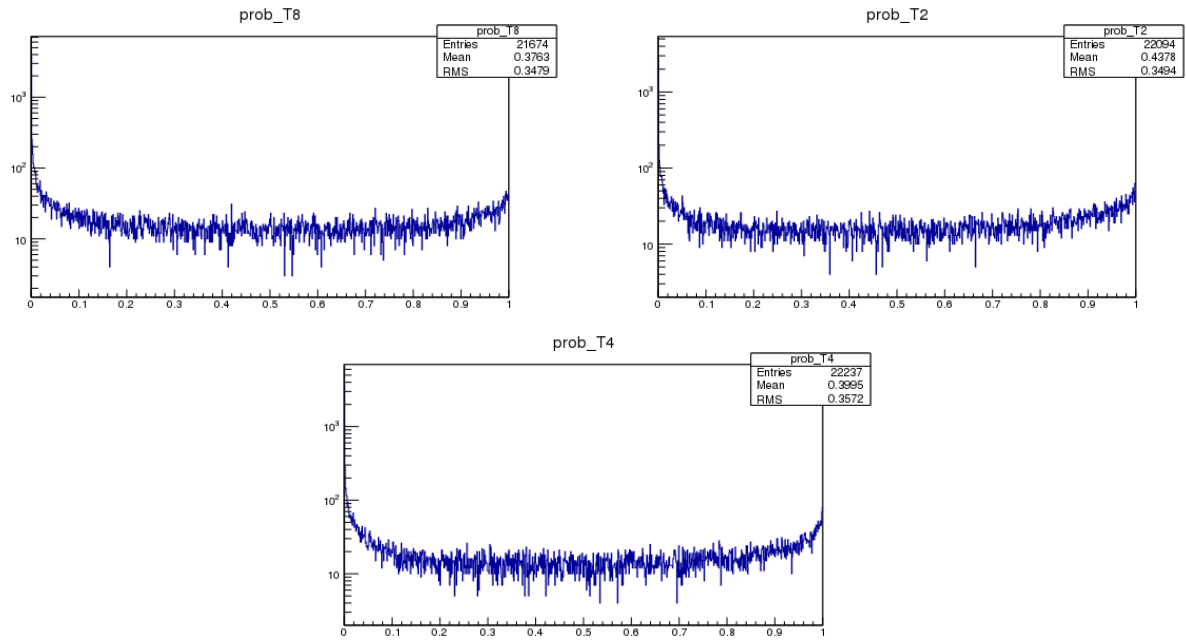
Σχήμα Α'.9: Ο αριθμός των clusters ανά event για το run 11901



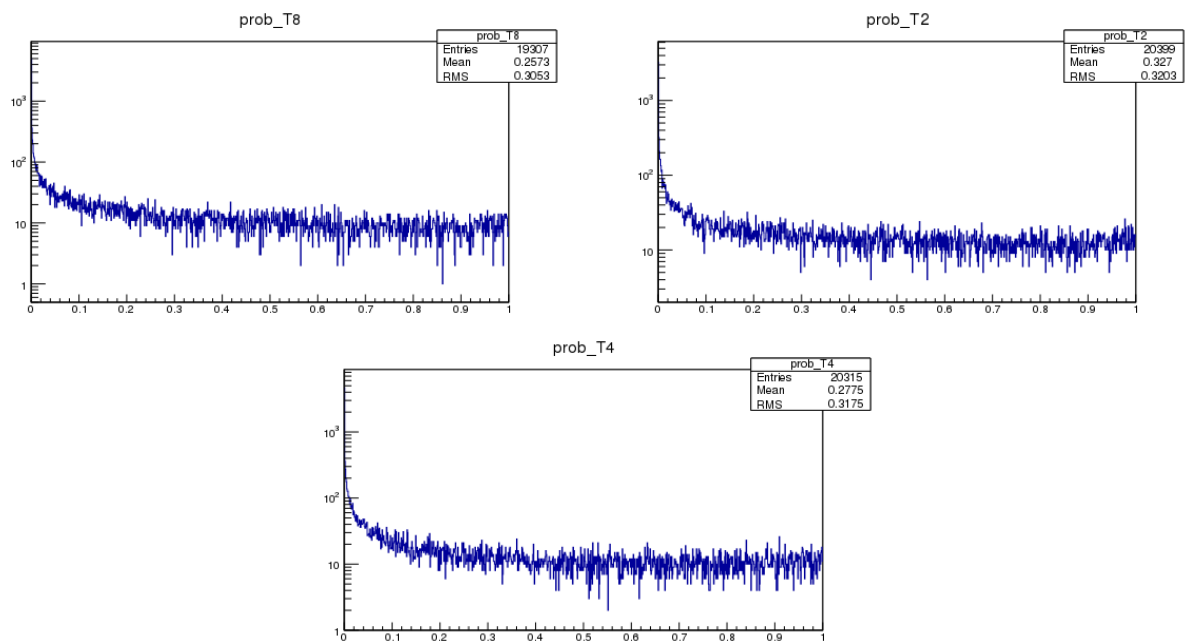
Σχήμα Α'.10: Ο αριθμός των clusters ανά event για το run 12166

A'.2 μ TPC

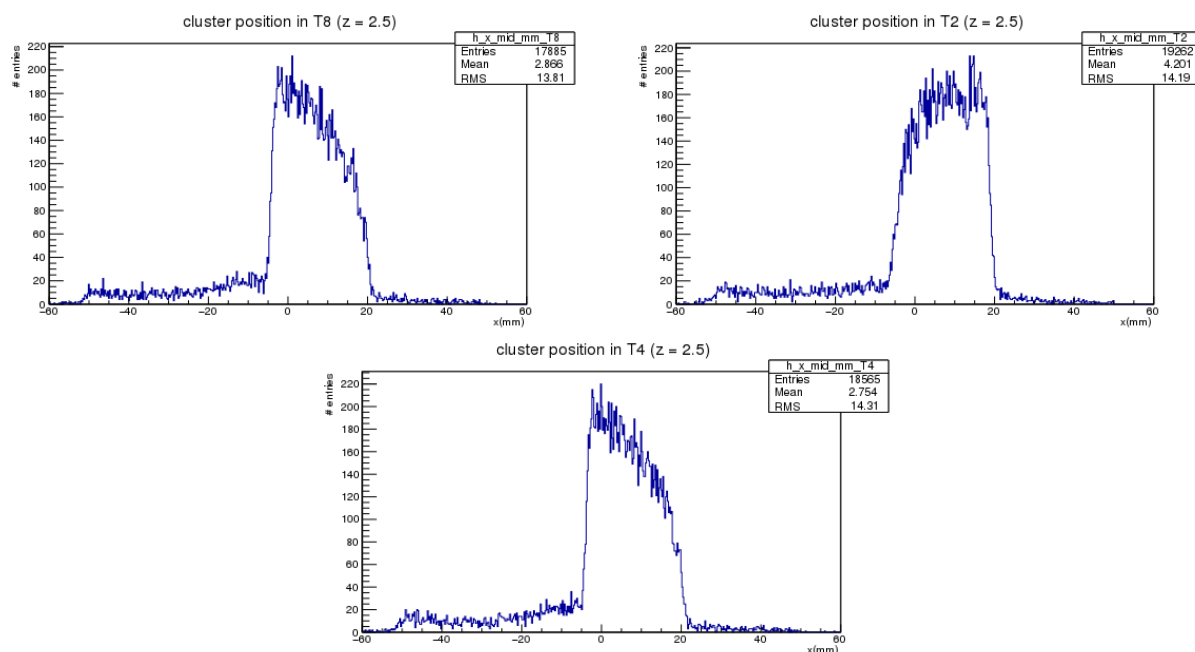
Σχήμα A'.11: Η κατανομή του χρόνου για κάθε strip για τα runs 11960 (πάνω) και 12194 (κάτω)



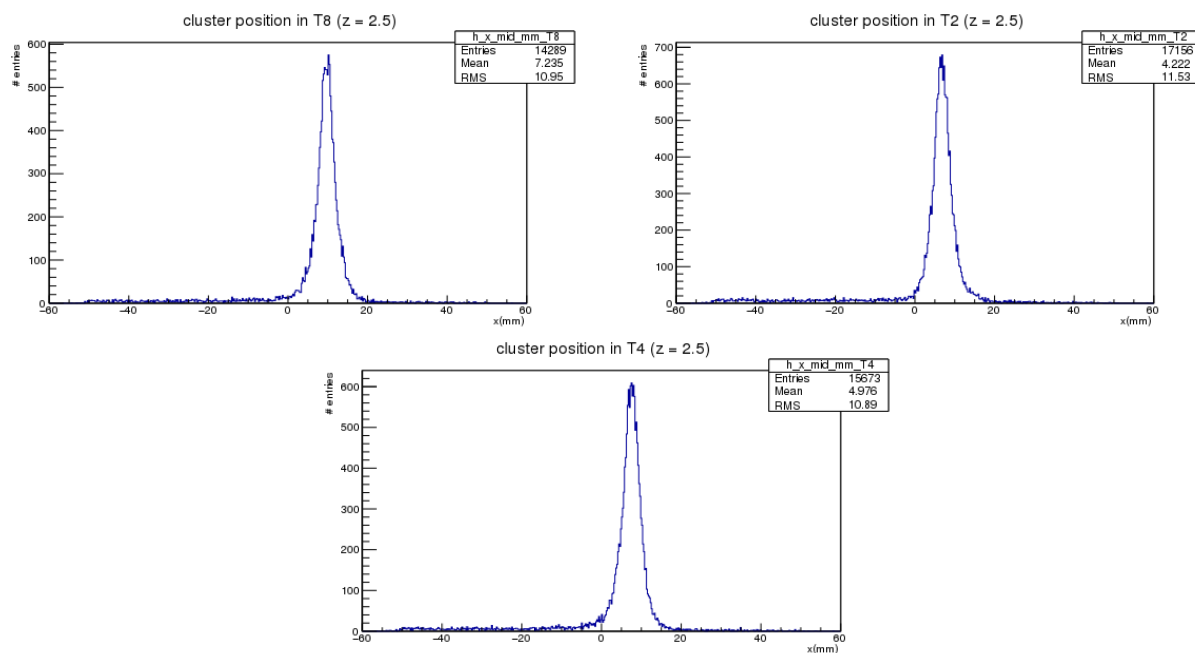
Σχήμα Α΄.12: Η κατανομή της πιθανότητας των fit στην ανακατασκευή των τροχιών για το run 11960



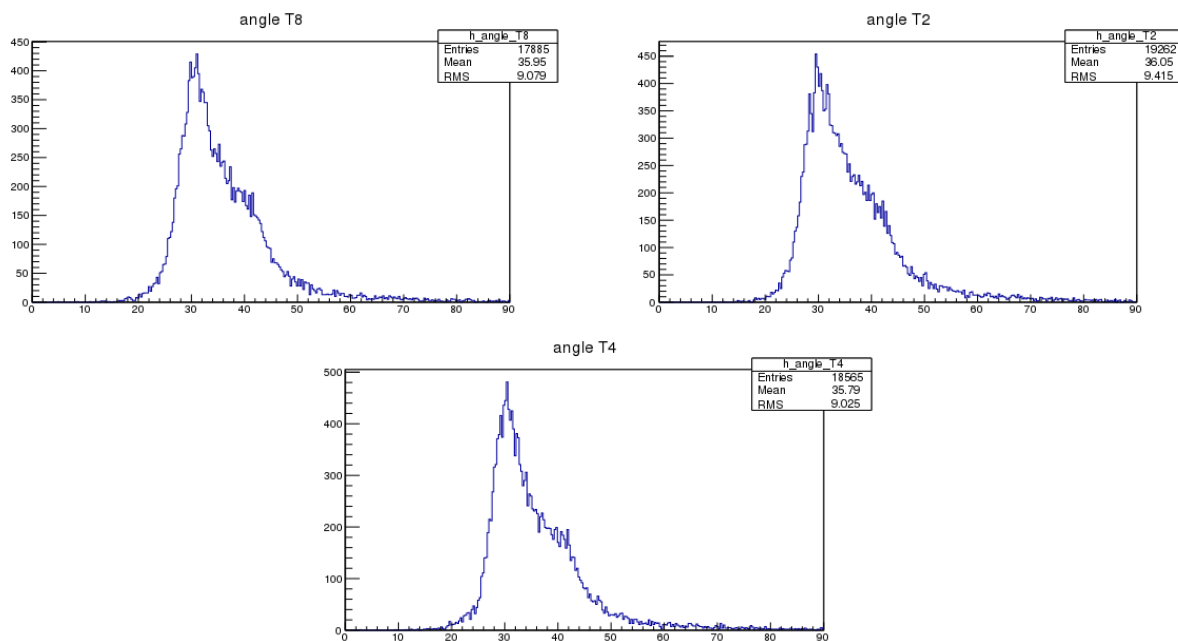
Σχήμα Α΄.13: Η κατανομή της πιθανότητας των fit στην ανακατασκευή των τροχιών για το run 12194



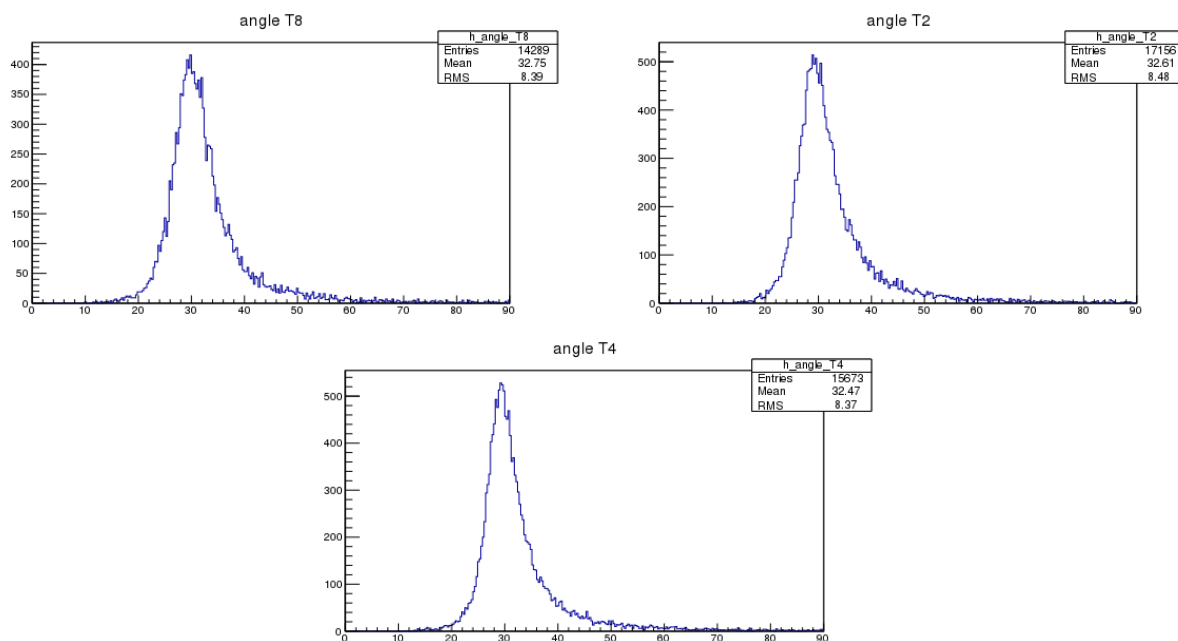
Σχήμα A'.14: Η χωρική κατανομή των clusters για το run 11960



Σχήμα A'.15: Η χωρική κατανομή των clusters για το run 12194



Σχήμα Α'.16: Η γωνιακή κατανομή των clusters για το run 11960



Σχήμα Α'.17: Η γωνιακή κατανομή των clusters για το run 12194

Βιβλιογραφία

- [1] Alexopoulos, T. and Burnens, J. and de Oliveira, R. and Glonti, G. and Pizzirusso, O. and Polychronakos, V. and Sekhniaidze, G. and Tsipolitis, G. and Wotschack, J. *A spark-resistant bulk-micromegas chamber for high-rate applications* Nucl. Instrum. Meth. A640 (2011), 110-118
- [2] Assran, Yasser and Sharma, Archana *Transport Properties of operational gas mixtures used at LHC*. (2011), [arXiv:1110.6761]
- [3] ATLAS Collaboration *Technical Design Report, New Small Wheel*. CERN-LHCC-2013-006, ATLAS-TDR-020 (2013)
- [4] Richard Fernow *Introduction to Experimental Particle Physics* . Cambridge University Press; Reprint edition (March 31, 1989)
- [5] Giomataris, Y. and Rebourgeard, P. and Robert, J. P. and Charpak, Georges *MICRO-MEGAS: A High granularity position sensitive gaseous detector for high particle flux environments*. Nucl. Instrum. Meth. A376 (1996) 29-35
- [6] Iakovidis, Georgios *Research and Development in Micromegas Detector for the ATLAS Upgrade*. Natl. Tech. U., Athens (2014-10-13)
- [7] Iodice M. *Micromegas Detectors for the Muon Spectrometer Upgrade of the ATLAS Experiment*. ATL-MUON-PROC-2014-009 (2014)
- [8] Konrad Kleinknecht *Detectors for Particle Radiation* . Cambridge University Press; 2 edition (January 28, 1999)
- [9] Leontsinis, Stefanos *First observation of the associated production of Z bosons with prompt and non-prompt J/ψ mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV and contribution to the Micromegas detectors for the New Small Wheel upgrade of the ATLAS experiment*. Natl. Tech. U., Athens (2015)
- [10] Κωνσταντίνος Ντέκας *Μελέτη ανιχνευτή Micromegas σε δοκιμαστική δέσμη μιονίων ορμής 120 GeV/c στο H6/SPS/CERN*. Αθήνα (2012)
- [11] Ntekas Konstantinos *The ATLAS New Small Wheel Upgrade Project*. Proceedings, 3rd International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics , PoS TIPP2014 (2014) 331
- [12] Ntekas Konstantinos *Design and performance studies of micromegas chambers for the ATLAS muon spectrometer upgrade*. ATL-MUON-PROC-2014-011 (2014)
- [13] Particle Data Group, Olive K. et al *Review of Particle Physics* Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014)