Μελέτη της επίδρασης της ευθυγράμμισης των ανιχνευτών μιονίων, του πειράματος ATLAS, στην ανακάλυψη του σωματιδίου $H \to 4\mu$.

Ευστάθιος Κ. Στεφανίδης

Διπλωματική εργασία για την απόκτηση του
Μεταπτυχιακού Διπλώματος Ειδίκευσης
στην Πυρηνική και Σωματιδιακή Φυσική.

Πανεπιστήμιο Αθηνών
Τμήμα Φυσικής

15 Ιουλίου 2003

Αφιερώνω την παρούσα εργασία αρχικά, στους γονείς μου, οι οποίοι, και σ΄ αυτό το βήμα της ζωής μου, στάθηκαν δίπλα μου ακούραστοι αρωγοί. Επίσης, σ΄ όλους εκείνους τους ανθρώπους που δουλεύουν νυχθημερόν για να κάνουν τον κόσμο μας καλύτερο.

Περίληψη

Ο ανιχνευτής ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) είναι ο μεγαλύτερος από τους 4 συνολικά ανιχνευτές που θα εγκατασταθούν στον καινούργιο επιταχυντή LHC, στο CERN. Ένα από τα αντικείμενα έρευνάς του είναι και η ανακάλυψη του σωματιδίου Higgs και η επιβεβαίωση, αν ανακαλυφθεί, του Καθιερωμένου Μοντέλου (Standard Model). Ο φασματογράφος μιονίων, ο οποίος μετρά τις ορμές των μιονίων (Muon Spectrometer) του ανιχνευτή έχει ιδιαίτερη σημασία, αφού κανάλια διάσπασης του σωματίδιου Higgs που έχουν μιόνια στην τελική κατάσταση αποτελούν ευδιάκριτες υπογραφές ύπαρξης του παραπάνω σωματιδίου. Η παρούσα εργασία επικεντρώνει το ενδιαφέρον της στην ανίχνευση της διάσπασης του Higgs μέσω του καναλιού: $H \to ZZ \to 4\mu$.

Η ευθυγράμμιση των ανιχνευτών μιονίων οφείλει να είναι αρκετά ακριβής, ώστε η συνεισφορά της στο τελικό σφάλμα μέτρησης της ορμής των μιονίων να παραμείνει αρκετά χαμηλή σε σχέση με τη συνεισφορά στο σφάλμα μέτρησης που εισάγουν κατασκευαστικά οι συγκεκριμένοι ανιχνευτές. Αν και έχει αναπτυχθεί σύστημα ελέγχου της ευθυγράμμισης των ανιχνευτών μιονίων τόσο στην κοίλη περιοχή (barrel) του ανιχνευτή, όσο και στα δύο άκρα (end-caps), εντούτοις οι σχετικές μετατοπίσεις των άκρων ως προς την κοίλη περιοχή δεν ελέγχονται με ανάλογη ακρίβεια.

Στην εργασία αυτή μελετάται η επίδραση τυχόν σφαλμάτων ευθυγράμμισης (μετατοπίσεων ή περιστροφών) τέτοιου είδους, στην έρευνα για το Higgs (πλάτος και ικανότητα ανίχνευσης), το οποίο διασπάται μέσω του προαναφερθέντος καναλιού.

Η πρώτη ενότητα της εργασίας αναφέρεται στη φυσική των στοιχειωδών σωματιδίων που στοχεύει να ερευνήσει ο ανιχνευτής ATLAS, στον ειδικό κατασκευαστικό σχεδιασμό του ανιχνευτή και ειδικότερα τέλος, στο σύστημα ευθυγράμμισης των ανιχνευτών μιονίων στην κοίλη και εμπρόσθια περιοχή.

Στη δεύτερη ενότητα γίνεται λεπτομερής αναφορά στον τρόπο λήψης και ανάλυσης των δεδομένων με τη χρήση μόνο του φασματογράφου μιονίων. Παρουσιάζεται η μεθοδολογία, ο μαθηματικός φορμαλισμός και η προγραμματιστική εφαρμογή σε C++ της προσαρμογής των τροχιών των μιονίων υπό το δεσμό της αναλλοίωτης μάζας του μητρικού σωματιδίου Z (Constrainted Fitting). Η συγκεκριμένη μεθοδολογία έχει ως τελικό αποτέλεσμα τη βελτίωση του ανακατασκευασμένου πλάτους του σωματιδίου Higgs και άρα τη βελτίωση του πηλίκου σήμα/υπόβαθρο. Τέλος, παρουσιάζονται οι πραγματοποιηθείσες απευθυγραμμίσεις (μετατοπίσεις και περιστροφές) του ενός άκρου σε σχέση με τον υπόλοιπο ανιχνευτή και μελετώνται οι επιδράσεις στον προσδιορισμό της

μάζας και του πλάτους των σωματιδίων Higgs και Z. Στα συμπεράσματα σημειώνεται η χρήση του γνωστού πλάτους του σωματιδίου Z ως τρόπος για τον ποσοτικό και ποιοτικό προσδιορισμό των τυχόντων σφαλμάτων απευθυγράμμισης.

Abstract

The ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) detector is one of the four detectors which will be installed in the new accellerator, at LHC, CERN. One of the experiments' research aims is the discovery of the Higgs particle and thus, the confirmation or not of the Standard Model. The Muon Spectrometer of the detector has special importance, because the decay channels of the Higgs particle which have muons at the final state are clear signatures of the existence of the Higgs particle. This project focuses on the Higgs decay through the channel: $H \to ZZ \to 4\mu$.

The alignment of the muon detectors has to be very accurate, so that its contribution on the measurment of the muons' momentum, to be low compared to the intristic resolution of the detectors themselves. Athough the alignment of the muons detectors at the barrel and the end-caps regions are well is controlled, the relative alignment of the end-caps with respect to barrel is not controlled with the same accuracy. In this project, we study the influence of such misalignments (translations and rotations) on the search of the Higgs particle (width and discovery capabilities), which decays through the channel mentioned above.

The first part of the project refers to the Physics of the ATLAS detector, to its specific contruction features and finally to the alignment scheme of the muon detectors at the barrel and forward region.

In the second part, there is a detailed reference to the data acquizition and analysis, using the muon spectrometer alone. The method, the mathematical formulation and the C++ programming application concerning the fitting of the muons' tracks under the constaint of the parent's Z invariant mass (Constrainted Fitting) are presented. This method results in diminishing the reconstructed Higgs width, therefore in improvement of the Signal/Background ratio.

Finally, the applied misalignments (translations and rotations) of the one end-cap with respect to the barrel are presented and the effects on the determination of the mass and the width of the Higgs and Z particles are studied. At the conclusions, we mention the usage of the well-known Z width in order to isolate the kind and the amount of the probable misalignments.

Πρόλογος

'Εάν μή ἔλπηται ἀνέλπιστον,
οὐκ ἐξευρήσει.
(Ηράκλειτος, απόσπασμα 18)

Τις τελευταίες δεκαετίες, η προσπάθεια κατανόησης και εμβάδυνσης στη δομή και στη δημιουργία του σύμπαντος στρέφει το βλέμα της στους επιταχυντές σωματιδίων, οι οποίοι οδηγούν την έρευνα προς όλο και μεγαλύτερες ενέργειες, προς όλο και πιο άγνωστες περιοχές της σωματιδιακής φυσικής. Η ανακάλυψη του t-κουάρκ στον επιταχυντή Tevatron είναι χαρακτηριστικό των δυνατοτήτων των νέων επιταχυντών. Σ' αυτή τη νέα εποχή έρχεται να προστεθεί ο Μεγάλος Αδρονικός Επιταχυντής (Large Hadron Collider - LHC) που κατασκευάζεται στο CERN - Γενεύη και ο οποίος θα εκτείνει τη γνώση για τον κόσμο γύρω μας. Το LHC είναι επιταχυντής δύο δεσμών πρωτονίων σε ενέργεια 7 TeV της καθεμιάς και οι πρώτες συγκρούσεις σχεδιάζεται να αρχίσουν στο τέλος του 2006.

Η θεωρία των ηλεκτρασθενών αλληλεπιδράσεων έμελε να έχει μεγάλη επιτυχία με την πρόβλεψη και τελικά την ανακάλυψη των W, Z διανυσματικών μποζονίων στον SPS επιταχυντή. Τα διανυσματικά αυτά σωματίδια αποκτούν μάζα εισάγοντας μια βαθμωτή διπλέτα, η οποία σπάει τη συμμετρία μεταξύ των τεσσάρων διανυσματικών σωματιδίων-φορέων της ηλεκτρασθενούς θεωρίας (W^+, W^-, Z^o, γ). Αποδίδοντας λοιπόν σε κάθε φερμιόνιο μια σύζευξη με το βαθμωτό πεδίο, η οποία είναι ανάλογη της μάζας του σωματιδίου, πετυχαίνουμε την ερμηνεία των μαζών όλων των γνωστών σωματιδίων, ως την αλληλεπίδραση των σωματιδίων με το βαθμωτό αυτό πεδίο.

Το βαθμωτό πεδίο, το οποίο ονόμαζεται **πεδίο Higgs**, προβλέπει την ύπαρξη ενός φορέα, του **σωματιδίου Higgs**, η ανακάλυψη του οποίου θα επιβεβαιώσει τη θεωρία απόκτησης της μάζας. Η συγκεκριμένη θεωρία είναι στοιχείο του γενικότερου μοντέλου, γνωστό ως **Καθιερωμένο Πρότυπο** (Standard Model - SM). Το Καθιερωμένο Πρότυπο όμως από μόνο του παρουσιάζει διάφορες αδυναμίες (π.χ. το πρόβλημα των πολλών παραμέτρων, της μη φυσικότητας κτλ), ενώ ταυτόχρονα μένουν αναπάντητα ερωτήματα, όπως για παράδειγμα για ποιο λόγο υπάρχουν οι οικογένειες των λεπτονίων και των κουάρκς, πως θα εισαχθεί η βαρύτητα σε μια ενοποιημένη θεωρία, πως εξηγείται η σκοτεινή ύλη και η σκοτεινή ενέργεια του σύμπαντος κτλ. Για τους λόγους αυτούς υπάρχουν πολλά άλλα μοντέλα, όπως η θεωρία της **Υπερσυμμετρίας**, η οποία αναπτύσσεται προκειμένου να δώσει απαντήσεις, προβλέποντας και μερικά επιπλέον σωματίδια Higgs. Ο επιταχυντής LHC και ο ανιχνευτής ATLAS , λόγω της μεγάλης ενέργειας των πρωτονίων των δύο δεσμών και λόγω των ειδικών κατασκευαστικών χαρακτηριστικών, θα έχουν τη δυνατότητα διερεύνησης της ορθότητας ή μη των παραπάνω θεωριών, ανοίγοντας παράλληλα νέους δρόμους στη θεμελίωση περαιτέρω θεωριών.

Όπως εξηγείται περαιτέρω στο κείμενο, τα σωματίδια που διασπώνται σε μιόνια αποτελούν ένα από τα πιο σημαντικά κανάλια της καινούργιας φυσικής. Κατά συνέπεια, η ανίχνευση των μιονίων είναι σπουδαίας σημασίας για τους ανιχνευτές του LHC και ειδικότερα για το ATLAS. Η παρούσα εργασία λοιπόν επικεντρώνει την προσοχή της στην ανίχνευση των μιονίων στον ανιχνευτή ATLAS και εξετάζει τις δυνατότες ανίχνευσης του σωματιδίου Higgs μέσω αυτών.

Το πρώτο κεφάλαιο αναφέρεται στη συνεισφορά στη φυσική των στοιχειωδών σωματιδίων του LHC επιταχυντή γενικότερα και του ανιχνευτή ATLAS ειδικότερα, επικεντρώνοντας την προσοχή στο κανάλι $H \to ZZ \to 2\mu^- 2\mu^+$. Στο δεύτερο κεφάλαιο γίνεται μια περιληπτική περιγραφή των τεχνικών χαρακτηριστικών του ATLAS και των επιμέρους ανιχνευτικών του συστημάτων. Το τρίτο κεφάλαιο παρουσιάζει τους τρόπους που πραγματοποιείται το σύστημα ευθυγράμμισης των θαλάμων μιονίων στα διάφορα τμήματα του ανιχνευτή, ειδικότερο αντικείμενο που απασχολεί τη συγκεκριμένη εργασία. Στο τέταρτο κεφάλαιο δίδονται με λεπτομέρεια τα βήματα και οι μεθοδολογίες που ακολουθήθηκαν για τη μελέτη της επίδρασης τυχών σφαλμάτων ευθυγράμμισης των θαλάμων μιονίων. Τέλος, στο τέταρτο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα και τα συμπεράσματα της μελέτης.

Κλείνοντας, θα ήθελα να εκφράσω τις ευχαριστίες μου σε όλους τους ανθρώπους εκείνους που με βοήθησαν στην ολοκλήρωση της εργασίας αυτής. Αρχικά, στην επιβλέπουσα Αναπληρώτρια Καθηγήτρια κ. Χριστίνα Κουρκουμέλη, για τη διαρκή καθοδήγησή της και το απαραίτητο υπόβαθρο που μου έδωσε κατά τη διάρκεια των μεταπτυχιακών μου σπουδών, στον Επίκουρο Καθηγητή κ. Δημήτρη Φασουλιώτη, για τη συνεχή και ουσιαστική βοήθεια, συμπαράσταση και εμψύχωση και στον Επίκουρο Καθηγητή κ. Γιώργο Διαμάντη, για τις χρήσιμες συμβουλές και παρατηρήσεις με σκοπό την άρτια παρουσίαση της εργασίας αυτής. Στον Δρ. Κωνσταντίνο Ανδρεόπουλο οφείλω ένα μεγάλο ποσοστό της γνώσης που απεκόμησα κατά τη διάρκεια της δουλειάς μου. Τέλος, ευχαριστώ όλα εκείνα τα μέλη του Τομέα Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής που με στήριξαν και βοήθησαν, πολλές φορές αθόρυβα, κατά τη διάρκεια των συζητήσεων που είχα μαζί τους.

Περιεχόμενα

Κεφάλαιο 1

Η φυσική των στοιχειωδών σωματιδίων στο LHC και στον ανιχνευτή ATLAS.

1.1 Θεμελιώδεις αλληλεπιδράσεις.

Η σημερινή εικόνα που περιγράφει τον φυσικό μας κόσμο και τις αλληλεπιδράσεις σ΄ αυτόν στηρίζεται στο γεγονός ότι όλες οι αλληλεπιδράσεις μπορούν να ταξινομηθούν με βάση τέσσερεις θεμελιώδεις κατά σειρά ισχύος: της ισχυρής πυρηνικής, της ηλεκτρομαγνητικής, της ασθενούς πυρηνικής και τέλος της βαρυτικής.

Η ισχυρή (πυρηνική) δύναμη είναι η αιτία της σύνδεσης των νουκλεονίων μεταξύ τους μέσα στους πυρήνες. Είναι δύναμη μικρής εμβέλειας και εξασθενεί σε αποστάσεις μεγαλύτερες των 10^{-15} m (περίπου το μέγεθος του πυρήνα). Η ισχυρή αλληλεπίδραση περιγράφεται από τη θεωρία της Κβαντικής Χρωμοδυναμικής (Quantum Chromodynamics, QCD).

Η ηλεκτρομαγνητική αλληλεπίδραση όλων των φορτισμένων σωματιδίων είναι αυτή που συγκρατεί τα άτομα και τα μόρια μαζί για να σχηματίσουν την ύλη που μας περιβάλλει. Έχει ισχύ περίπου 10^{-2} φορές την ισχύ της ισχυρής πυρηνικής δύναμης. Είναι δύναμη μεγάλης εμβέλειας, της οποίας το μέγεθος μειώνεται με το αντίστροφο τετράγωνο της απόστασης μεταξύ των αλληλεπιδρώντων σωματιδίων. Η ηλεκτρομαγνητική αλληλεπίδραση περιγράφεται από τη θεωρία της Κβαντικής Ηλεκτροδυναμικής (Quantum Electrodynamics, QED).

Η ασθενής αλληλεπίδραση είναι αλληλεπίδραση μικρής εμβέλειας και είναι αυτή που προκαλεί την πυρηνική αστάθεια συγκεκριμένων πυρήνων. Είναι υπεύθυνη για διάφορες διασπάσεις (όπως η β-διάσπαση), ενώ είναι αυτή που προκαλεί την μετατροπή ενός πρωτονίου σε νετρόνιο και αντίστροφα. Η ισχύς

Πίνακας 1.1: *Συνοπτικός πίνακας των τεσσάρων θεμελιωδών αλληλεπιδράσεων.*

Αλληλεπίδραση	**Ένταση**	**Φορέας**	**Φορτίο Φορέα**	**Μάζα Φορέα** (GeV/c^2)
Ισχυρή	1	8 γκλουόνια	0	0
Ηλεκτρομαγνητική	10^{-2}	φωτόνιο	0	0
Ασθενής	10^{-5}	$W^{\pm}$, Z	±1, 0	(80.423 ± 0.039), (91.1876 ± 0.0021) [1]
Βαρυτική	10^{-39}	γκραβιτόνιο	0	0

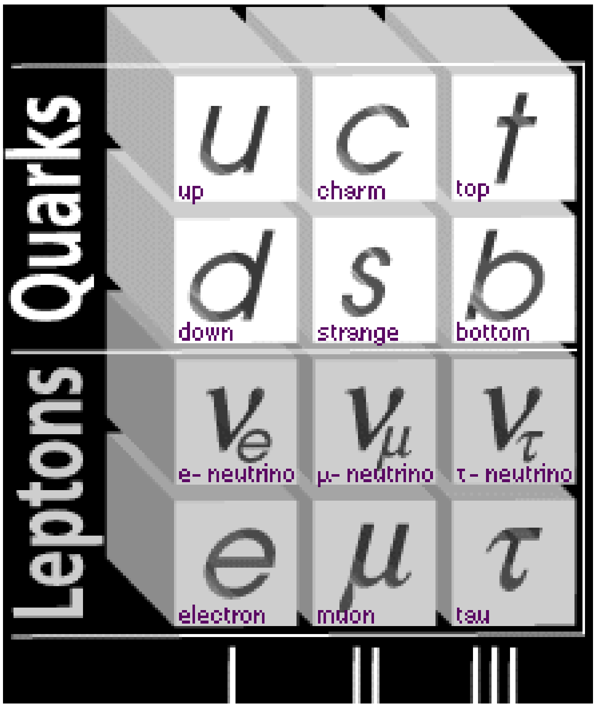
της είναι περίπου 10^{-5} φορές της ισχύος της πυρηνικής δύναμης.

Τέλος, η δύναμη της βαρύτητας είναι η ελκτική δύναμη μεταξύ οποιονδήποτε μαζών στη φύση. Είναι δύναμη μεγάλης εμβέλειας και έχει ισχύ 10^{-39} φορές την ισχύ της πυρηνικής δύναμης. Αποτελεί δε το πιο δύσκολο πεδίο πειραματικής έρευνας στη φυσική των θεμελιωδών δυνάμεων. Η συνεισφορά της βαρύτητας στους υπολογισμούς μας αρχίζει και γίνεται σημαντική για ενέργειες μεγαλύτερες από τη μάζα του Planck ($\sim 10^{19}$ GeV/c^2), τιμή που με τους σημερινούς επιταχυντές σωματίδιων δεν μπορεί να επιτευχθεί.[1]

Στη σύχρονη φυσική, η οποία εκφράζεται μέσα από τις κβαντικές θεωρίες πεδίου, οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ σωματιδίων είναι στην πραγματικότητα αλληλεπιδράσεις μεταξύ πεδίων, οι οποίες πραγματοποιούνται με την ανταλλαγή (εκπομπή ή απορρόφηση) σωματιδίων, οι οποίοι ονομάζονται φορείς των αλληλεπιδράσεων. Στον πίνακα (1.1) συνοψίζονται οι τέσσερεις αλληλεπιδράσεις, οι εντάσεις τους καθώς επίσης και οι φορείς τους.

Η πρώτη προσπάθεια ενοποίησης των αλληλεπιδράσεων έρχεται από τον Maxwell, ο οποίος συνθέτει την ηλεκτρική και τη μαγνητική αλληλεπίδραση στην ηλεκτρομαγνητική αλληλεπίδραση. Ακολούθησε η ενοποίηση της ηλεκτρομαγνητικής και της ασθενούς αλληλεπίδρασης στην θεωρία της ηλεκτρασθενούς αλληλεπίδρασης (Quantum Flavour Dynamics, QFD), η οποία θεμελιώθηκε από τους Glashow, Weinberg και Salam και επιβεβαιώθηκε με την ανακάλυψη των μποζονίων $W^{\pm}$ και Z, το 1983 στο LEP [2]. Η θεωρία της QCD και της QFD συνθέτουν το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model). Αρκετές προβλέψεις του Καθιερωμένου Προτύπου έχουν ελεγχθεί και επιβεβαιωθεί μέχρι σήμερα σε πειράματα εξαιρετικής ακριβείας (για παράδειγμα βλ. [3], [4], [5]).

[1] Η μεγαλύτερη τιμή ενέργειας είναι των 14 TeV στο κέντρο μάζας που θα πετύχει ο LHC.



Σχήμα 1.1: *Οι τρεις γενιές της ύλης.*

1.2 Το Καθιερωμένο Πρότυπο.

Το Καθιερωμένο Πρότυπο είναι μια θεωρία βαθμίδας (gauge theory), η οποία βασίζεται στην ομάδα συμμετρίας $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ και περιγράφει την ηλεκτρομαγνητική, ασθενή και ισχυρή αλληλεπίδραση. Τα θεμελιώδη σωματίδια του Καθιερωμένου Προτύπου διακρίνονται σε δύο κατηγορίες: τα μποζόνια βαθμίδας και τα φερμιόνια βαθμίδας. Τα μποζόνια βαθμίδας είναι σωματίδια με σπιν 1, ενώ τα φερμιόνια βαθμίδας είναι σωματίδια με σπιν 1/2 και αποτελούνται από τα λεπτόνια (τα οποία δεν συμμετέχουν στις ισχυρές αλληλεπιδράσεις) και από τα κουάρκ. Οι γενιές των φερμιονίων συνοψίζονται στο σχήμα (1.1).

Ο μαθηματικός φορμαλισμός του Καθιερωμένου Προτύπου βασίζεται στην Κβαντική Θεωρία Πεδίου (Quantum Field Theory), στην οποία χρησιμοποιούνται πεδία βαθμίδας για να περιγράψουν τις αλληλεπιδράσεις. Οι αλληλεπιδράσεις αντιστοιχούν σε συνεχείς τοπικές συμμετρίες (continuous local symmetries) της Λαγκρανζιανής πυκνότητας. Η μετάβαση από το αναλλοίωτο της Λαγκρανζιανής αυτής πυκνότητας σε γενικευμένους (global) μετασχηματισμούς στο αναλλοίωτο της Λαγκρανζιανής πυκνότητας σε τοπικούς (local) αυτή τη φορά μετασχηματισμούς εισάγει τα πεδία βαθμίδας και παράγει μποζόνια βαθμίδας που αλληλεπιδρούν με τα σωματίδια και είναι φορείς των αλληλεπιδράσεων μεταξύ των σωματιδίων. Στο πλαίσιο του Καθιερωμένου Προτύπου, οι μάζες των $W^{\pm}$ και Z παράγονται μέσω του μηχανισμού Higgs (βλ. παράγρ. 1.4.1). Ο μηχανισμός αυτός εμπλέκει το αυθόρμητο σπάσιμο της συμμετρίας με μια επιπρόσθετη ασθενή διπλέτα του ισοσπίν των πεδίων βαθμίδας (πεδίου Higgs). Αυτή η διαδικασία εξασφαλίζει μια επανακανονικοποιημένη θεωρία, με τρία μποζόνια με μάζα ($W^{\pm}$,Z), ένα άμαζο μποζόνιο (φωτόνιο) και ένα νέο σωμάτιο με μάζα και με σπιν 0, (μποζόνιο Higgs). Σήμερα το σωματίδιο Higgs είναι το μοναδικό σωματίδιο του Καθιερωμένου Προτύπου που δεν έχει ακόμα παρατηρηθεί.

Δεν υπάρχει κανένα πειραματικό αποτέλεσμα μέχρι τώρα που να διαφωνεί με το Καθιερωμένο Πρότυπο. Παρόλα αυτά όμως υπάρχουν ενδείξεις ότι η συγκεκριμένη θεωρία δεν είναι ολοκληρωμένη. Αναμέσα σ' αυτές είναι και ο αριθμός των ελεύθερων παραμέτρων που εισάγει η θεωρία αυτή:

- Οι 3 σταθερές ζεύξης (της ισχυρής αλληλεπίδρασης g_S, της ασθενούς g_W και της ηλεκτρομαγνητικής e),

- Οι 9 ζεύξεις κατά Yukawa που αποδίδουν μάζα στα φερμιόνια (6 κουόρκ και 3 λεπτόνια),

- Οι 4 παράμετροι του πίνακα CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa), ο οποίος αποτελεί τον μετασχηματισμό ανάμεσα στις ιδιοκαταστάσεις των ισχυρά αλληλεπιδρόντων κουόρκ και στις ιδιοκαταστάσεις των ασθενώς αλληλεπιδρόντων.

- Οι 2 παράμετροι που εισάγονται από τον μηχανισμό Higgs (βλέπε παρ. 1.4.3), οι οποίες είναι αφενός η μάζα του σωματιδίου Higgs, αφετέρου η αναμενόμενη τιμή κενού του Higgs.[2]

Οι τιμές των παραπάνω παραμέτρων μπορούν να μετρηθούν, αλλά δεν μπορούν να προβλεφθούν από το Καθιερωμένο Πρότυπο (ελεύθερες παράμετροι), με αποτέλεσμα την αδυναμία της θεωρίας στο σημείο αυτό. Αναμένεται δε οι νέες θεωρίες πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο να ελαττώσουν ή ακόμα και να μηδενίσουν τον αριθμό των ελεύθερων παραμέτρων.

[2]Οι παραπάνω παράμετροι αυξάνονται εάν προσθέσει κανείς τις συνολικά 7 παραμέτρους (3 για τη μάζα και 4 για τον πίνακα CKM) που εισάγονται εάν αποδοθεί μάζα στα νετρίνα και την 1 παράμετρο θ_{QCD}, που εισάγεται λόγω κβαντικών διορθώσεων και αναδεικνύει μια πολύ μικρή επαγόμενη ζεύξη.

1.3 Στόχοι του πειράματος ATLAS.

Προκειμένου λοιπόν να ανταποκριθούν οι νέες θεωρίες που ζητούν επιβεβαίωση (ή και απόρριψη) στην κατανόηση της Φυσικής, γίνονται όλο και περισσότερα βήματα στην κατασκευή ανιχνευτών με όλο και περισσότερες δυνατότητες. Ένας από τους μελλοντικούς ανιχνευτές είναι και ο ATLAS . Αν και τα κατασκευαστικά χαρακτηριστικά του θα αναφερθούν στο επόμενο κεφάλαιο, είναι χρήσιμη η αναφορά στους τομείς που επιδιώκει να εξερευνήσει ο ανιχνευτής. Επιγραμματικά, μπορούμε να πούμε ότι οι κύριοι στόχοι του πειράματος είναι οι εξής:

- ❐ **Η αναζήτηση του σωματιδίου Higgs.** Με τη χρήση του ανιχνευτή ATLAS θα είναι δυνατή η αναζήτηση του σωματιδίου Higgs σ'ολο το εύρος των επιτρεπόμενων μαζών, από το πειραματικό κάτω όριο που έθεσε το LEP και το Tevatron μέχρι το ανώτερο θεωρητικό όριο του 1 TeV. Αν υπάρχει το συγκεκριμένο σωμάτιο, τότε θα είναι εφικτή η μέτρηση της μάζας του και των σταθερών ζεύξης του με μεγάλη ακρίβεια.

- ❐ **Αναζήτηση για Υπερσυμμετρική Φυσική.** Οι υπερσυμμετρικές επεκτάσεις του ΚΠ, όπως το MSSM (Minimal SupperSymmetric Model) προβλέπουν ένα μεγάλο φάσμα νέων σωματιδίων με μάζες μέχρι τα περίπου 5 TeV. Ο ανιχνευτής ATLAS θα παίξει σημαντικό ρόλο στο πεδίο της έρευνας των Υπερσυμμετρικών θεωριών.

- ❐ **Ακριβείς ηλεκτρασθενείς μετρήσεις.** Με την λειτουργία του LHC, οι διάφοροι ανιχνευτές θα μπορούν να δώσουν ακριβείς μετρήσεις της μάζας του W μποζονίου, των τριπλών ζεύξεων βαθμίδας (Triple Gauge Couplings) για τις περιπτώσεις WWγ και WWZ. Επίση, θα πραγματοποιηθούν διάφορες μετρήσεις της Κβαντικής Χρωμοδυναμικής (QCD), όπως για παράδειγμα της μεταβολής της σταθεράς ζεύξης της ισχυρής αλληλεπίδρασης α_s σε ένα μεγάλο εύρος της μεταφερόμενης ορμής Q^2.

- ❐ **Φυσική των αδρονίων B.** Ο μεγάλος αριθμός παραγωγής του b-κουάρκ θα επιτρέπει μετρήσεις ακριβείας στην περιοχή της φυσικής των αδρονίων B. Σημαντική είναι η μελέτη της παραβίασης CP στα συστήματα του αδρονίου B_d^o, ο καθορισμός των εσωτερικών γωνιών του μοναδιαίου τριγώνου CKM και οι μετρήσεις για μείξη $B\overline{B}$ στο σύστημα B_s^o. Οι παραπάνω μελέτες θα γίνουν επιπλέον και στο ειδικά σχεδιασμένο για το σκοπό αυτό πείραμα LHCb.

- ❐ **Μετρήσεις του top κουάρκ.** Δεδομένου του μεγάλου ρυθμού παραγωγής $t\bar{t}$ στο LHC (περίπου οκτώ χιλιάδες ζεύγη $t\bar{t}$ θα παραχθούν τον πρώτο χρόνο λειτουργίας του επιταχυντή) θα είναι δυνατός ο ακριβής προσδιορισμός της μάζας του top κουάρκ, καθώς επίσης των σταθερών ζεύξης και των ιδιοτήτων διάσπασής του. Επιπλέον, θα πρέπει να σημειωθεί ότι η παραγωγή $t\bar{t}$ αναμένεται να είναι ένα από τα κύρια υπόβαθρα σε πολλά κανάλια φυσικής. Για το λόγο αυτό η ακριβής γνώση της παραγωγής του top κουάρκ είναι αναγκαία.

- **Εξωτική Φυσική.** Η νέα περιοχή ενεργειών που ανοίγεται στον καινούργιο επιταχυντή δίνει τη δυνατότητα για αναζήτηση Φυσικής πέρα του Καθιερωμένου Προτύπου και της Υπερσυμμετρίας. Έρευνες για leptoquarks και για νέα βαριά μποζόνια W' και Z', διεγερμένες καταστάσεις των κουάρκ και των λεπτονίων, μικρές μαύρες τρύπες και επιπλέον διαστάσεις είναι μερικές από τις νέες προεκτάσεις. Τέλος, θα υπάρχουν και δυνατότητες αναζήτησης μαγνητικών μονοπόλων, με σκοπό την εξήγηση της κβάντωσης του φορτίου.

1.4 Σπάσιμο της συμμετρίας των ηλεκτρασθενών αλληλεπιδράσεων. Το σωμάτιο Higgs.

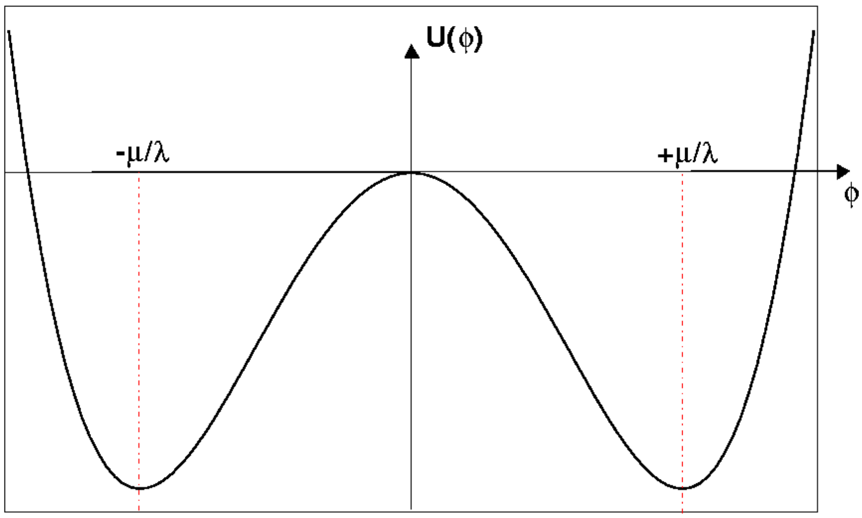
Το σπάσιμο της συμμετρίας των ηλεκτρασθενών αλληλεπιδράσεων του Καθιερωμένου Προτύπου αποτελεί το βασικότερο στόχο έρευνας στο LHC. Ο μηχανισμός βασίζεται στην ύπαρξη ενός ουδέτερου βαθμωτού μποζονίου, του σωματιδίου Higgs (μηχανισμός Higgs). Η αλληλεπίδραση των σωματιδιών με το πεδίο Higgs δίδει σ΄ αυτά τη μάζα τους. Προκειμένου να εξηγηθεί ο συγκεκριμένος μηχανισμός, χρήσιμο είναι να δοθούν κλιμακωτά οι βασικές έννοιες του αυθόρμητου σπασίματος της συμμετρίας διακριτών και συνεχών μετασχηματισμών (spontaneous symmetry breaking).

1.4.1 Αυθόρμητο σπάσιμο συμμετρίας διακριτών μετασχηματισμών.

Ξεκινάμε θεωρώντας την πιο απλή Λαγκρανζιανή που περιγράφει ένα βαθμωτό πεδίο φ. Τότε θα έχει τη μορφή:

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) + \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 - \frac{1}{4}\lambda^2\phi^4 \tag{1.1}$$

όπου τα μ, λ είναι (πραγματικές) σταθερές. Ο πρώτος όρος θα εκφράζει τον όρο μάζας (με αντίθετο πρόσημο), ενώ ο δεύτερος όρος τον όρο αλληλεπίδρασης. Για την Λαγκρανζιανή όμως (1.1) η κατάσταση φ=0 δεν αποτελεί θεμελιώδη κατάσταση και κατά συνέπεια δεν μπορούμε να εφαρμόσουμε τη θεωρία



Σχήμα 1.2: *Γραφική παράσταση του δυναμικού $U(\phi)$.*

διαταραχών (θεωρία Feynman). Για να προσδιορίσουμε την πραγματικά θεμελιώδη στάθμη, γράφουμε την Λαγκρανζιανή ως τον κινητικό όρο $\frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi)$ μείον τον δυναμικό όρο:

$$L = T - U \tag{1.2}$$

και αναζητούμε το ελάχιστο του

$$U = -\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda^2\phi^4 \tag{1.3}$$

Θέτοντας $\frac{\partial U}{\partial \phi} = 0$, και για μη μηδενικό πεδίο προκύπτει ότι:

$$\phi_{min} = \pm\frac{\mu}{\lambda} \tag{1.4}$$

(σχήμα 1.2).Γι΄ αυτήν την Λαγκρανζιανή, η θεωρία διαταραχών μπορεί να εφαρμοστεί γύρω από μία από αυτές τις θεμελιώδεις στάθμες. Αυτό σημαίνει ότι μπορούμε να εισάγουμε ένα **καινούργιο** πεδίο η, που ορίζεται από τη σχέση:

$$\eta = \phi \pm \frac{\mu}{\lambda} \tag{1.5}$$

και στην περίπτωση αυτή, εκφράζοντας την Λαγκρανζιανή συναρτήσει του η, προκύπτει ότι:

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2\eta^2 \pm \mu\lambda\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda^2\eta^4 - \frac{1}{4}\frac{\mu^4}{\lambda^2} \tag{1.6}$$

Η δεύτερη τώρα ποσότητα είναι ο όρος μάζας (με το σωστό πρόσημο) και άρα έχουμε προσδιορίσει τη μάζα του σωματιδίου να είναι (από σύγκριση με την αντίστοιχη εξίσωση Klein-Gordon[3]):

$$\frac{1}{2}\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 = \mu^2 \Rightarrow m = \sqrt{2}\mu\hbar/c \tag{1.7}$$

Οι υπόλοιποι όροι εκφράζουν τους όρους αλληλεπίδρασης του η με τον εαυτό του.

Με αυτόν τον τρόπο έχουμε καταφέρει να **σπάσουμε την συμμέτρια** που είχε αρχικά η Λαγκρανζιανή (1.1) κάτω από τον μετασχηματισμό φ→-φ. Η νέα Λαγκρανζιανή (1.6) δεν είναι πλέον άρτια συνάρτηση του η. Αποκαλούμε λοιπόν αυτό το «σπάσιμο» της συμμετρίας «**αυθόρμητο**», επειδή δεν οφείλεται σε κανένα εξωτερικό αίτιο.

1.4.2 Αυθόρμητο σπάσιμο συμμετρίας συνεχών μετασχηματισμών.

Το παραπάνω αυθόρμητο σπάσιμο αφορούσε **διακριτή** συμμετρία (φ→-φ). Το επόμενο βήμα είναι να κατασκευάσουμε μια Λαγκρανζιανή που να υφίσταται αυθόρμητο σπάσιμο **συνεχούς** συμμετρίας. Για παράδειγμα, θεωρούμε την Λαγκρανζιανή:

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_1)(\partial^\mu\phi_1) + \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_2)(\partial^\mu\phi_2) + \frac{1}{2}\mu^2(\phi_1^2+\phi_2^2) - \frac{1}{4}\lambda^2(\phi_1^2+\phi_2^2)^2 \tag{1.8}$$

Η τελευταία Λαγκρανζιανή είναι ακριβώς ίδια με την (1.1), μόνο που τώρα υπάρχουν δύο πεδία ϕ_1 και ϕ_2, και επειδή η L περιέχει μόνο το άθροισμα των τετραγώνων είναι αναλλοίωτη κάτω από τις περιστροφές στο ϕ_1 , ϕ_2 χώρο.

Τώρα, η δυναμική ενέργεια είναι :

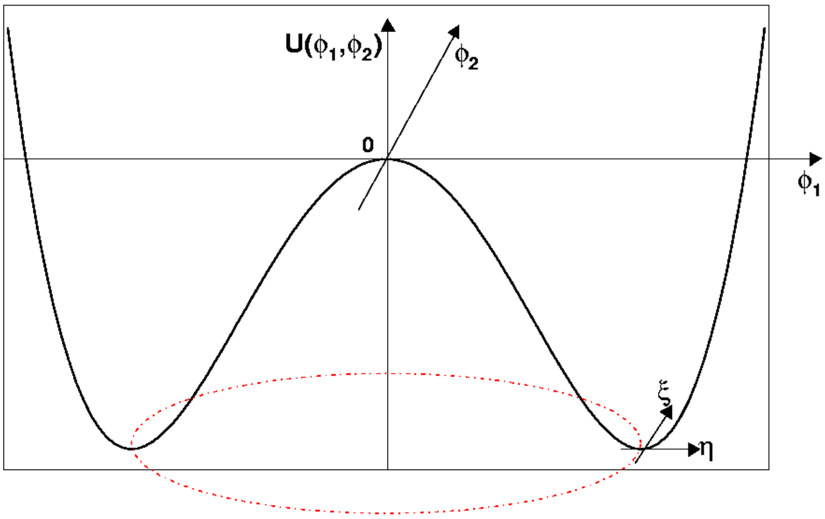
$$U = -\frac{1}{2}\mu^2(\phi_1^2+\phi_2^2) + \frac{1}{4}\lambda^2(\phi_1^2+\phi_2^2)^2 \tag{1.9}$$

Θέτοντας τώρα :

$$\frac{\partial U}{\partial \phi_1} + \frac{\partial U}{\partial \phi_2} = 0$$

προκύπτει ότι τα ελάχιστα θα ικανοποιούν τη σχέση:

[3]Η εξίσωση Klein-Gordon έχει τη μορφή $\partial_\mu\partial^\mu\phi + \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2\phi = 0$, εκφράζεται από την Λαγκρανζιανή $L = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)(\partial^\mu\phi) - \frac{1}{2}\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2\phi^2$ και περιγράφει βαθμωτά (δηλαδή σπιν μηδέν) πεδία.



Σχήμα 1.3: *Το δυναμικό* $U(\phi_1, \phi_2)$.

$$\phi_{1min}^2 + \phi_{2min}^2 = \frac{\mu^2}{\lambda^2} \tag{1.10}$$

δηλαδή βρίσκονται σε κύκλο ακτίνας μ/λ (σχήμα 1.3).

Κατά τον ίδιο τρόπο όπως πριν, αναπτύσσουμε γύρω από ένα συγκεκριμένο ελάχιστο (το «κενό»), το οποίο επιλέγουμε να είναι:

$$\phi_{1min} = \frac{\mu}{\lambda} \qquad \phi_{2min} = 0 \tag{1.11}$$

και εισάγουμε δύο αυτή τη φορά καινούργια πεδία, η και ξ, τα οποία είναι διακυμάνσεις γύρω από το κενό:

$$\eta = \phi_1 - \frac{\mu}{\lambda} \qquad \xi = \phi_2 \tag{1.12}$$

Ξαναγράφουμε την Λαγκρανζιανή (1.8) με τα δύο νέα πεδία και προκύπτει ότι:

$$\begin{aligned} L &= \left[\tfrac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2\eta^2\right] + \left[\tfrac{1}{2}(\partial_\mu \xi)(\partial^\mu \xi)\right] \\ &+ \left[\mu\lambda(\eta^3 + \eta\xi^2) - \tfrac{\lambda^4}{4}(\eta^4 + \xi^4 + 2\eta^2\xi^2)\right] + \tfrac{\mu^4}{4\lambda^2} \end{aligned} \tag{1.13}$$

Ο πρώτος όρος είναι η ελεύθερη Λαγκρανζιανή της εξίσωσης Klein-Gordon για το πεδίο η, το οποίο έχει τώρα μάζα:

$$m_\eta = \sqrt{2}\mu\hbar/c \tag{1.14}$$

Ο τρίτος όρος εκφράζει τη σύζευξη των πεδίων η και ξ το καθένα με τον εαυτό του και μεταξύ τους, ενώ ο τελευταίος όρος, επειδή είναι σταθερός αριθμός, δεν επηρεάζει την Λαγκρανζιανή.

Ο δεύτερος τώρα όρος εκφράζει την ελεύθερη Λαγκρανζιανή ενός **άμαζου** αυτή τη φορά πεδίου ξ. Το σωματίδιο αυτό (μποζόνιο) ονομάζεται **μποζόνιο του Goldstone** και προέρχεται από το ομώνυμο θεώρημα, σύμφωνα με το οποίο σε κάθε αυθόρμητο σπάσιμο μιας συνεχούς και γενικής συμμετρίας (continuous global symmetry) προκύπτει πάντα τουλάχιστον ένα άμαζο, βαθμωτό (μηδενικό σπιν) σωματίδιο.

1.4.3 Αυθόρμητο σπάσιμο συμμετρίας συνεχών, τοπικών μετασχηματισμών. Ο μηχανισμός Higgs.

Μέχρι εδώ λοιπόν μελετήσαμε το αυθόρμητο σπάσιμο διακριτής συμμετρίας και συνεχούς συμμετρίας κάτω από γενικούς μετασχηματισμούς. Το τελευταίο βήμα είναι η μελέτη της συμπεριφοράς συνεχούς συμμετρίας κάτω από τοπικούς (local) μετασχηματισμούς.

Στην περίπτωση αυτή μπορούμε να εισάγουμε μια διπλέτα φ, για την οποία τα φ και φ* μπορούν να εκφραστούν ως γραμμικός συνδιασμός των φ_1 και φ_2 πεδίων που αναφέρθηκαν στην προηγούμενη παράγραφο. Δηλαδή:

$$\begin{aligned} \phi &= \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi\phi^* &= \phi_1^2 + \phi_2^2 \end{aligned} \tag{1.15}$$

Στην περίπτωση αυτή η Λαγκρανζιανή (1.8) γράφεται ως:

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)^*(\partial^\mu\phi) + \frac{1}{2}\mu^2(\phi^*\phi) - \frac{1}{4}\lambda^2(\phi^*\phi)^2 \tag{1.16}$$

Η συμμετρία στροφής που υπήρχε πριν έσπασε τώρα. Η νέα όμως Λαγκρανζιανή γίνεται αναλλοίωτη κάτω από τους (γενικούς) μετασχηματισμούς φάσης:

$$\phi \to e^{i\theta}\phi \tag{1.17}$$

Οπότε, εάν απαιτήσουμε την Λαγκρανζιανή να είναι αναλλοίωτη κάτω από **τοπικούς** μετασχηματισμούς:

$$\phi \to e^{i\theta(x)}\phi \tag{1.18}$$

εισάγοντας κατά συνέπεια το άμαζο πεδίο βαθμίδας A^μ και αντικαθιστώντας τις παραγώγους της εξίσωσης (1.16) με τις συναλλοίωτες παραγώγους[4] :

[4] Λεπτομερής περιγραφή της μετάβασης από τους γενικούς σε τοπικούς μετασχηματισμούς βαθμίδας δίδεται στο βιβλίο Quantum Field Theory, C. Itzykson, J. Zuber παράγραφος 1.2.3

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{q}{\hbar c}A_\mu \tag{1.19}$$

προκύπτει η Λαγκρανζιανή:

$$\begin{array}{rcl} L & = & \frac{1}{2}\left[\left(\partial_\mu - \frac{iq}{\hbar c}A_\mu\right)\phi^*\right]\left[\left(\partial^\mu + \frac{iq}{\hbar c}A^\mu\right)\phi\right] \\ & + & \frac{1}{2}\mu^2\phi\phi^* - \frac{1}{4}\lambda^2(\phi\phi^*)^2 - \frac{1}{16\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \end{array} \tag{1.20}$$

όπου $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ είναι ο τανυστής του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Με τον ίδιο τρόπο όπως και στα προηγούμενα, ορίζουμε τα δύο νέα πεδία:

$$\eta = \phi_1 - \frac{\mu}{\lambda}, \qquad \xi = \phi_2 \tag{1.21}$$

και η Λαγκρανζιανή παίρνει την μορφή:

$$\begin{array}{rcl} L & = & \left[\frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) - \mu^2\eta^2\right] + \left[\frac{1}{2}(\partial_\mu\xi)(\partial^\mu\xi)\right] \\ & & + \left[-\frac{1}{16\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}\left(\frac{q}{\hbar c}\frac{\mu}{\lambda}\right)^2 A_\mu A^\mu\right] - 2i\left(\frac{q}{\hbar c}\frac{\mu}{\lambda}\right)(\partial_\mu\xi)A^\mu \\ & & + \left\{\frac{q}{\hbar c}\left[\eta(\partial_\mu\xi) - \xi(\partial_\mu\eta)\right]A^\mu + \frac{\mu}{\lambda}\left(\frac{q}{\hbar c}\right)^2\eta(A_\mu A^\mu) + \frac{1}{2}\left(\frac{q}{\hbar c}\right)^2(\xi^2+\eta^2)(A_\mu A^\mu)\right. \\ & & \left. -\lambda\mu(\eta^3+\eta\xi^2) - \frac{1}{4}\lambda^2(\eta^4 + 2\eta^2\xi^2 + \xi^4)\right\} + \left(\frac{\mu^2}{2\lambda}\right)^2 \end{array} \tag{1.22}$$

Η πρώτη γραμμή είναι η ίδια όπως και στην εξίσωση (1.13): περιγράφει ένα βαθμωτό σωματίδιο (η) με μάζα $\sqrt{2}\mu\hbar/c$ και ένα άμαζο μποζόνιο Goldstone (ξ). Η δεύτερη γραμμή περιγράφει ένα ελεύθερο πεδίο βαθμίδας A^μ, το οποίο όμως τώρα έχει **αποκτήσει μάζα** που προκύπτει από σύγκριση με την εξίσωση του Proca: [5]

$$m_A = 2\sqrt{\pi}\left(\frac{q\mu}{\lambda c^2}\right) \tag{1.23}$$

Οι όροι μέσα στις αγκύλες εκφράζουν διάφορες συζεύξεις των πεδίων η,ξ και A^μ.

Πετύχαμε λοιπόν να «ξεδιπλώσουμε» την Λαγκρανζιανή (1.20), η οποία περιέχει όρο της μορφής $\phi^*\phi A_\mu A^\mu$, ο οποίος αρχικά μοιάζει με απλό όρο σύζευξης των φ και A, αλλά στη συνέχεια, με το αυθόρμητο σπάσιμο της συμμετρίας, όταν η θεμελιώδης στάθμη μετατοπίζεται, τότε αυτός ο όρος αποκτά μάζα.

Ακόμα όμως υπάρχει το πρόβλημα του μποζονίου Goldstone ξ. Παρατηρούμε όμως πως αν αντικαταστήσουμε την φ από την (1.17) με την αναλυτική της έκφραση, δηλαδή:

[5] Η εξίσωση Proca έχει τη μορφή $\partial_\mu F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 A^\nu = 0$, εκφράζεται από την Λαγκρανζιανή $L = -\frac{1}{16\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{8\pi}\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 A^\nu A_\nu$ και περιγράφει διανυσματικά (δηλαδή σπιν ένα) πεδία.

$$\begin{aligned} \phi \to \phi' &= (\cos\theta + i\sin\theta)(\phi_1 + i\phi_2) \\ &= (\phi_1\cos\theta - \phi_2\sin\theta) + i(\phi_1\sin\theta + \phi_2\cos\theta) \end{aligned} \tag{1.24}$$

και μάλιστα επιλέξουμε την βαθμίδα:

$$\theta = -\tan^{-1}(\phi_2/\phi_1) \tag{1.25}$$

θα καταλήξουμε το φ′ να είναι πραγματικός και άρα $\phi_2' = 0$. Συνεπώς, σύμφωνα με την συγκεκριμένη βαθμίδα, το ξ θα είναι μηδέν και η Λαγκρανζιανή (1.22) θα γίνει:

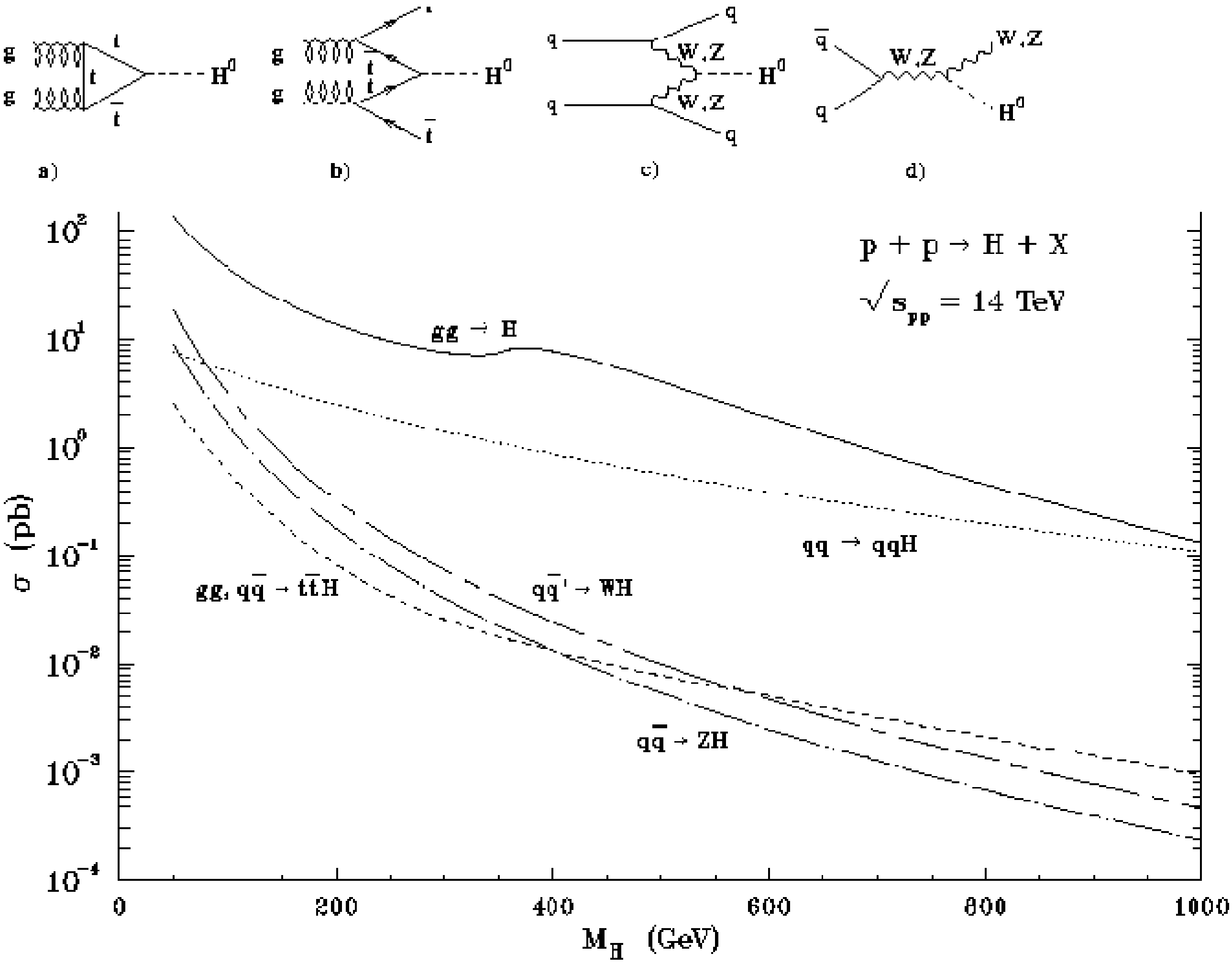
$$\begin{aligned} L = & \left[\frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) - \mu^2\eta^2\right] + \left[-\frac{1}{16\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}\left(\frac{q}{\hbar c}\frac{\mu}{\lambda}\right)^2 A_\mu A^\mu\right] \\ & + \left\{\frac{\mu}{\lambda}\left(\frac{q}{\hbar c}\right)^2 \eta(A_\mu A^\mu) + \frac{1}{2}\left(\frac{q}{\hbar c}\right)^2 \eta^2(A_\mu A^\mu) - \lambda\mu\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda^2\eta^4\right\} \\ & + \left(\frac{\mu^2}{2\lambda}\right)^2 \end{aligned} \tag{1.26}$$

Με τον τρόπο αυτό λοιπόν, επιλέγοντας την κατάλληλη βαθμίδα, κατορθώσαμε να κατασκευάσουμε μια Λαγκρανζιανή που περιέχει ένα **βαθμωτό πεδίο η με μάζα (σωμάτιο Higgs)** και ένα πεδίο βαθμίδας A^μ, το οποίο, κατά την αλληλεπίδρασή του με το η, **αποκτά μάζα**. Μ′ αυτόν τον τρόπο, τα διανυσματικά μποζόνια $W^\pm$ και Z αποκτούν μάζα.

Από την παραπάνω θεωρητική παρουσίαση των βασικών αρχών του Καθιερωμένου Προτύπου και του αυθόρμητου σπασίματος της ηλεκτρασθενούς συμμετρίας κανείς μπορεί να καταλάβει επιπλέον μια αδυναμία της θεωρίας αυτής. Παρόλο που ο μηχανισμός Higgs δουλεύει πολύ καλά, αναδεικνύεται η αίσθηση ότι η εισαγωγή του συγκεκριμένου βαθμωτού σωματιδίου είναι αυθαίρετη, χωρίς να προκύπτει δηλαδή από καμιά θεμελιώδη φυσική αρχή ή θεωρία. Αυτό, όπως επίσης και οι προαναφερθέντες ελεύθερες παράμετροι, αλλά και η προέλευση της CP (charge-parity) παραβίασης είναι μερικές από τις κύριες αδυναμίες του Καθιερωμένου Προτύπου.

1.5 Η αναζήτηση του μποζονίου Higgs.

Ενώ η μάζα των $W^\pm$ και Z προσδιορίζεται από το Καθιερωμένο Πρότυπο, η προβλεπόμενη μάζα του Higgs, κυμαίνεται στα όρια $114\, GeV/c^2 < m_H < 1TeV/c^2$, όπου το κάτω όριο έχει δοθεί από τις μετρήσεις στον επιταχυντή LEP, ενώ το πάνω όριο επιβάλλεται από τη θεωρία. Στο σχήμα (1.4) παρουσιάζονται τα διαγράμματα Feynman για την παραγωγή του Higgs καθώς επίσης και οι ενεργές διατομές των διαδικασιών ως συνάρτηση της μάζας του σωματιδίου.



Σχήμα 1.4: *Πάνω: Διαγράμματα Feynman που συνεισφέρουν στην παραγωγή του μποζονίου Higgs στο Καθιερωμένο Πρότυπο: a) σύντηξη γκλουονίου - γκλουονίου b) σύντηξη $t\bar{t}$ c) σύντηξη WW και ZZ d) εκπομπή bremsstrahlung των W και Z. Κάτω: Ολική ενεργός διατομή για την παραγωγή του Higgs στο LHC σαν συνάρτηση της μάζας του Higgs, για τους διάφορους μηχανισμούς παραγωγής του σωματιδίου. Από την αναφορά [6].*

Η σύντηξη γκλουονίου - γκλουονίου μέσω ενός βρόχου του t-κουόρκ είναι το επικρατές κανάλι παραγωγής του σωματιδίου Higgs. Η σύντηξη των διανυσματικών μποζονίων (WW, ZZ) γίνεται σημαντική καθώς αυξάνεται η μάζα του Higgs, αποκτώντας ενεργό διατομή όμοια με αυτήν της σύντηξης γκλουονίου - γκλουονίου για $m_H \sim 1\,TeV$. Αυτή η διαδικασία οδηγεί σε μια πολύ ευδιάκριτη υπογραφή δύο πιδάκων που εκπέμπονται σε μικρή γωνία σε σχέση με τον άξονα της δέσμης (εμπρόσθιοι πίδακες - forward jets). Η παραγωγή του Higgs μαζί με ζεύγος $t\bar{t}$ ή μαζί με το W/Z μποζόνιο έχει σημαντικά μικρότερη ενεργό διατομή, ωστόσο μπορεί να αναδείξει τελικές καταστάσεις που είναι σχετικά εύκολο να διαχωριστούν από το υπόβαθρο, εξαιτίας των επιπλέον υπογραφών (για παράδειγμα λεπτόνια) που προκύπτουν από τη διάσπαση των σωματιδίων.

Για να μπορέσουμε να εκτιμήσουμε τον ρυθμό παραγωγής του σωματιδίου Higgs σ΄ έναν επιταχυντή θα πρέπει να ορίσουμε το μέγεθος της **φωτεινότητας (luminosity)**. Η φωτεινότητα υπολογίζεται από τον αριθμό των σωματιδίων N_i στις συγκρουόμενες δέσμες (i=1,2), τον αριθμό των πακέτων (bunches) B των σωματιδίων και τη συχνότητα περιστροφής αυτών f_o :

$$\Im = \frac{B \cdot N_1 \cdot N_2 \cdot f_o}{A_{eff}} \tag{1.27}$$

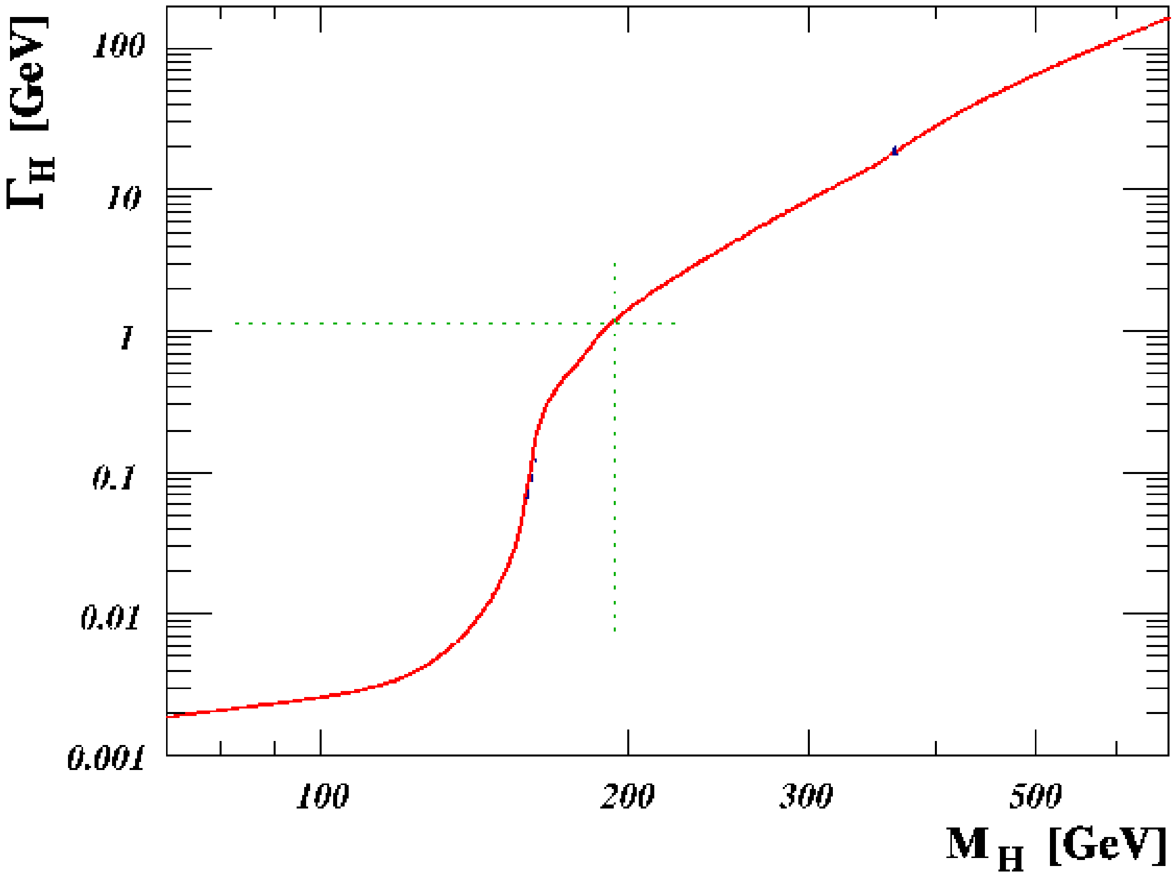
όπου A_{eff} είναι η ενεργός διατομή αλληλεπίδρασης των πακέτων των σωματιδίων, η οποία εξαρτάται από το σχήμα του πακέτου και τη γωνία σύγκρουσης αυτών. Η **ολοκληρωμένη φωτεινότητα** θα είναι το ολοκλήρωμα της φωτεινότητας σ΄ όλο το χρόνο λειτουργίας: $L = \int \Im dt$. Εάν dn/dt είναι ο ρυθμός παραγωγής ενός γεγονότος με ενεργό διατομή σ, τότε θα ισχύει:

$$\frac{dn}{dt} = \sigma \Im \tag{1.28}$$

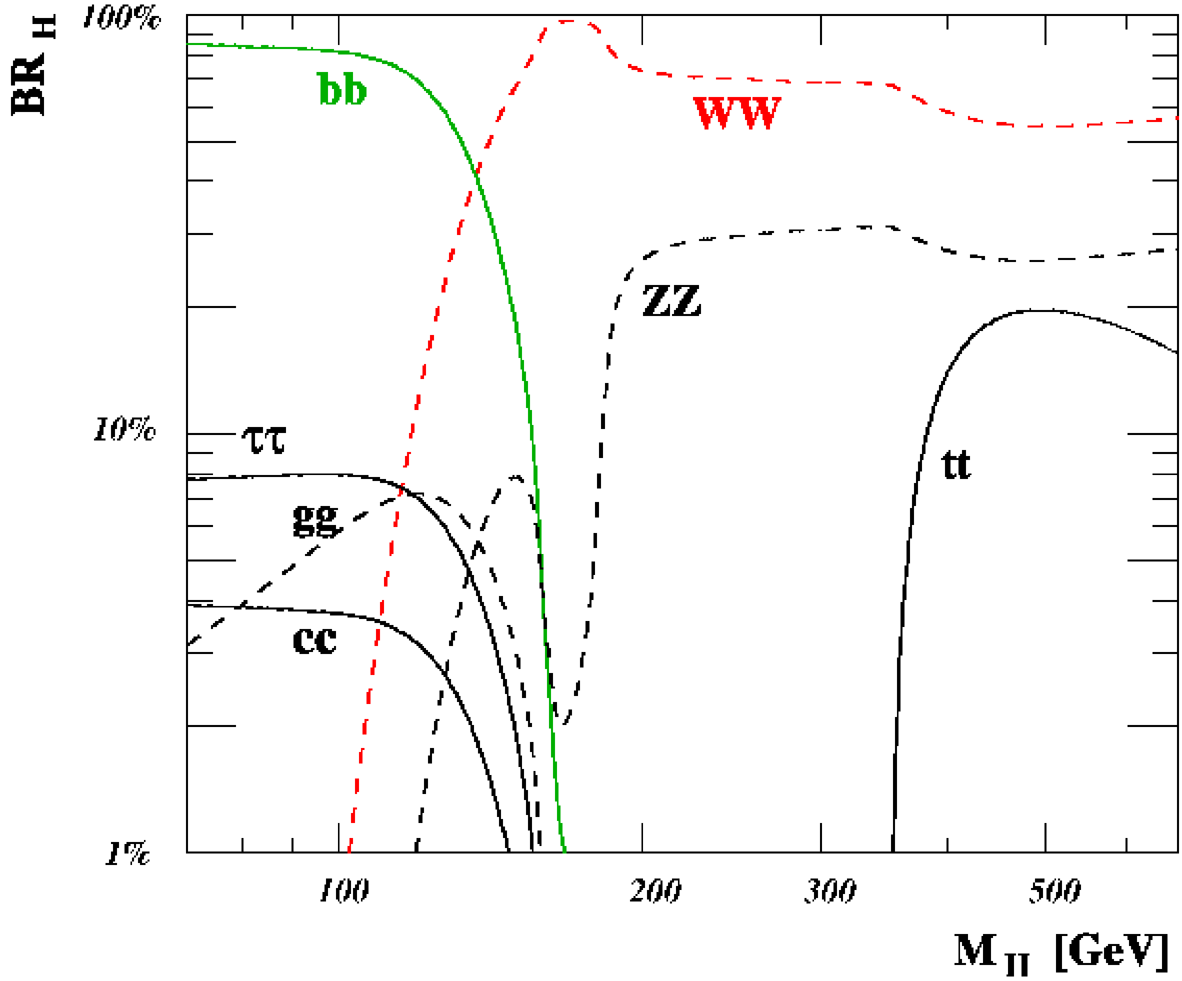
Όπως προκύπτει από το διάγραμμα (1.4), ακόμα και για μάζες του Higgs που φτάνουν το 1 TeV, η μέγιστη ενεργός διατομή παραγωγής είναι μεγαλύτερη από 100 fb. Για την αυτήν την τιμή της μάζας και για μια τυπική τιμή ολοκληρωμένης φωτεινότητας $10^{33}\, cm^{-2} sec^{-1}$, προκύπτει ότι περίπου 3000 γεγονότα αναμένεται να παραχθούν μόλις στον πρώτο χρόνο λειτουργίας του ανιχνευτή.

Όσον αφορά στις διασπάσεις του σωματιδίου, το Higgs διασπάται σε κυρίως σχετικά βαριά κουάρκ και μποζόνια - όπως $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, WW, ZZ- επειδή η σταθερά ζεύξης του με τα προϊόντα διάσπασης είναι ανάλογη της μάζας αυτών. Επίσης το πλάτος διάσπασης (decay width) του σωματιδίου Higgs είναι ανάλογο της τρίτης δύναμης της μάζας, δηλαδή: $\Gamma_H \sim 0.5 TeV^{-2} m_H^3$ και αυτό παρουσιάζεται στο σχήμα (1.5).

Ο λόγος διακλάδωσης (branching ratio) των βασικών καναλιών διάσπασης του σωματιδίου Higgs παρουσιάζεται στο σχήμα (1.6).



Σχήμα 1.5: *Το πλάτος διάσπασης του σωματιδίου Higgs σαν συνάρτηση της μάζας του. Από την αναφορά* [7].



Σχήμα 1.6: *Λόγοι διακλάδωσης για τις διασπάσεις του Higgs μποζονίου στο Καθιερωμένο Πρότυπο σε φερμιόνια και μποζόνια ως συνάρτηση της μάζας του Higgs. Από την αναφορά [7].*

Πίνακας 1.2: *Δυνατότητα άμεσης παρατήρησης του σήματος $H \to \gamma\gamma$ για $80 < m_H < 150\ GeV$. Τα γεγονότα δίδονται για $L = 100\ fb^{-1}$. Από την αναφορά [8]*

m_H **(GeV)**	**120**	**130**	**140**	**150**
Γεγονότα σήματος (S)	1190	1110	915	617
Γεγονότα υποβάθρου (B)	29000	24700	20600	16900
Πηλίκο $S/\sqrt{B}$	6.5	6.5	5.8	4.3

Από το διάγραμμα (1.6) διακρίνουμε τρείς κύριες περιοχές:

- $\mathbf{m_H} < 130GeV/c^2$: Στην περιοχή αυτή δύο κανάλια διάσπασης είναι σημαντικά: $H \to b\bar{b}$ και $H \to \gamma\gamma$ Τα b-κουάρκ είναι τα πιο βαριά φερμιόνια στα οποία μπορεί να διασπαστεί το Higgs τέτοιας μάζας και ο λόγος διακλάδωσης είναι κοντά στη μονάδα. Ωστόσο, εξαιτίας του πολύ μεγάλου QCD υποβάθρου (υποβάθρου δηλαδή που περιλαμβάνει παραγωγή των b-κουάρκ από γκλουόνια), το συγκεκριμένο κανάλι διάσπασης είναι αδύνατο να αναγνωριστεί. Το κανάλι $H \to \gamma\gamma$ έχει πολύ μικρότερο λόγο διακλάδωσης (οι διασπάσεις σε φωτόνια είναι σπάνιες), αλλά παρέχει καθαρό σήμα έναντι του υποβάθρου. Όπως φαίνεται στον πίνακα (1.2), το Higgs μπορεί να ανιχνευτεί από το συγκεκριμένο κανάλι με σημαντικότητα παρατήρησης πάνω από 5σ σε εύρος μαζών μεταξύ 120 GeV και 145 GeV. Γίνεται όμως φανερό πως, για να αναγνωριστούν τα φωτόνια στην περίπτωση αυτή, απαιτείται υψηλή διακριτική ικανότητα στην ενέργεια, δηλαδή πολύ καλή θερμιδομετρία και πολύ καλός διαχωρισμός από το υπόβαθρο των πιδάκων (jets).

- $130GeV/c^2 < \mathbf{m_H} < \mathbf{2m_Z}$: Οι διασπάσεις $H \to WW^{(\star)}$ και $H \to ZZ^{(\star)}$, όπου τουλάχιστον ένα από τα διανυσματικά μποζόνια να είναι δυνητικό, γίνονται σημαντικές και τελικά επικρατούν.

- $\mathbf{m_H} > \mathbf{2m_Z}$: Το Higgs μποζόνιο διασπάται κυρίως σε ζεύγη WW ή ZZ, όπου και τα δύο μποζόνια είναι πραγματικά. Στην περίπτωση αυτή αναμένεται μια στενή περιοχή συντονισμού υπό την παρουσία ενός μικρού υποβάθρου.

Η δυσκολία ανίχνευσης του σωματιδίου Higgs οφείλεται στους τρεις παρακάτω παράγοντες:

1. Ο ρυθμός παραγωγής του μποζονίου Higgs είναι 10^{10} χαμηλότερος από τον συνολικό ρυθμό παραγωγής σωματιδίων στο LHC, όπως φαίνεται και στο διάγραμμα του σχήματος (1.7). Ως αποτέλεσμα, θα παράγεται 1 σωματίδιο Higgs με μάζα 500 GeV/c^2 ανά δύο λεπτά.

2. Οι υπογραφές με χαμηλό υπόβαθρο έχουν χαμηλούς λόγους διακλάδωσης. Για παράδειγμα, ο λόγος διακλάδωσης για το πιο καθαρό κανάλι $H \to ZZ \to 2\ell^- 2\ell^+$ (όπου $\ell = \mu, \tau, e$) είναι περίπου $2.5x10^{-4}$ για μάζα $m_H = 200GeV/c^2$ και για τη διάσπαση $H \to ZZ \to 2\mu^- 2\mu^+$ είναι εννέα φορές μικρότερος.

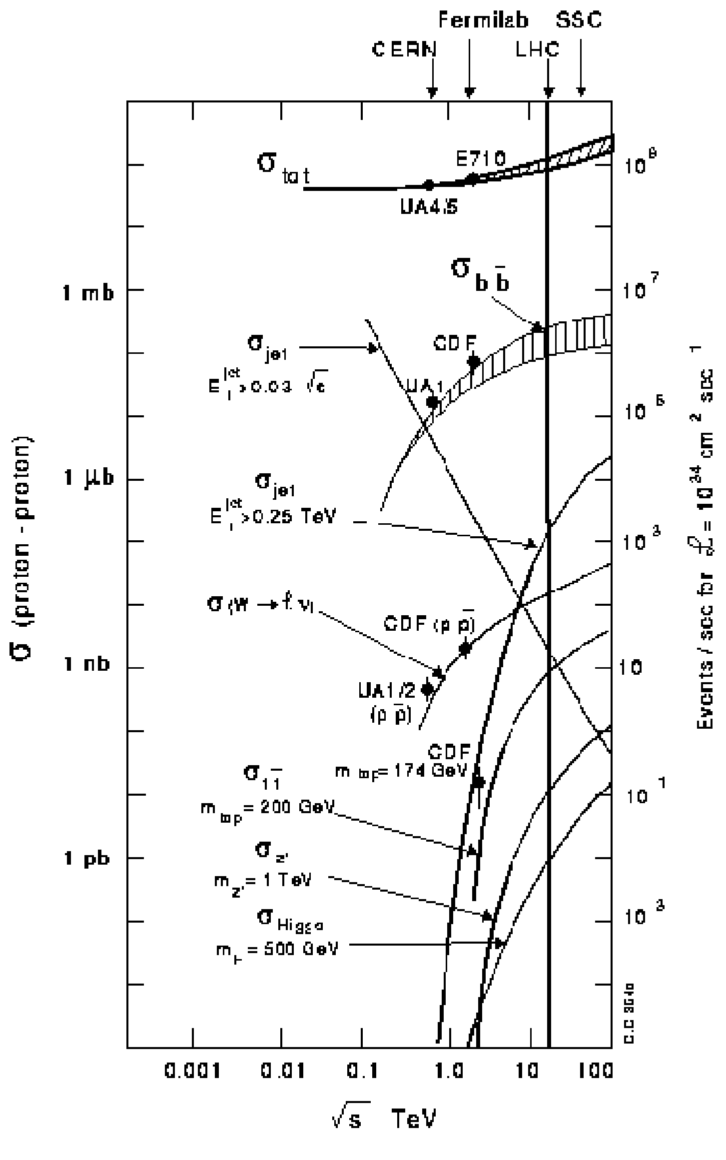
3. Το μεγάλο πλάτος διάσπασης του Higgs με μεγάλες μάζες απαιτεί αρκετά μεγάλη στατιστική γεγονότων και δυνατότητα αφαίρεσης του υποβάθρου.

1.6 Το κανάλι $H \to ZZ \to 2\mu^- 2\mu^+$.

Η συγκεκριμένη εργασία επικεντρώνει την προσοχή της στην ανίχνευση του σωματιδίου Higgs μέσω του καναλιού $H \to ZZ \to 2\mu^- 2\mu^+$. Για το λόγο αυτό, χρήσιμο είναι να δούμε στο σημείο αυτό της θεωρητικής εισαγωγής τα χαρακτηριστικά του καναλιού αυτού με περισσότερη λεπτομέρεια.

Το συγκεκριμένο κανάλι μπορεί να παρατηρηθεί στο εύρος μαζών 120 - 500 GeV, αφού για $m_H > 500GeV$, η ενεργός διατομή του καναλιού μειώνεται δραματικά. Αποτελεί δε μια ευδιάκριτη υπογραφή και δίνει τέσσερα λεπτόνια (απαιτούνται μιόνια και ηλεκτρόνια, αφού τελικές καταστάσεις με τ-λεπτόνια δεν επιτρέπουν αφενός καθαρή ανασκευή της μάζας του Higgs, αφετέρου εμπεριέχουν πολύ μεγάλο υπόβαθρο). Το αναμενόμενο υπόβαθρο, οπότε και τα κριτήρια έρευνας, εξαρτώνται από τη μάζα του Higgs, μιας και η αύξηση της μάζας του σωματιδίου συνεπάγεται, όπως προαναφέρθηκε, την αύξηση του πλάτους του.

Αν $m_H > 2m_Z$, τότε και τα δύο Z μποζόνια στην τελική κατάσταση είναι πραγματικά. Για την ανακατασκευή της μάζας του Higgs απαιτούνται δύο ζεύγη λεπτονίων του ίδιου τύπου (2 ζεύγη ηλεκτρονίων ή 2 ζεύγη μιονίων) και αντίθετου φορτίου, τα οποίοα οφείλουν να δίνουν αναλλοίωτη μάζα συμβατή με τη μάζα του Z. Στην περιοχή αυτή, το μοναδικό μη-μειώσιμο υπόβαθρο είναι η παραγωγή του Z μέσω του καναλιού $pp \to Z/\gamma^* Z/\gamma^* \to 2\ell^- 2\ell^+$, το οποίο όμως είναι μικρό σε σχέση με το σήμα. Επιπλέον, για μάζες του Higgs μεγαλύτερες από τα 300 GeV/c^2 το φυσικό εύρος του Higgs είναι μεγαλύτερο από την διακριτική ικανότητα μάζας του ανιχνευτικού συστήματος, οπότε η επίδοση του ανιχνευτή στην περίπτωση αυτή δεν έχει την αυστηρή συνεισφορά.



Σχήμα 1.7: *Η ενεργός διατομή αλληλεπίδρασης σαν συνάρτηση της ενέργειας στο κέντρο μάζας. Από την αναφορά* [9] .

Από την άλλη μεριά, για $m_H < 2m_Z$, το υπόβαθρο είναι υψηλό. Επιπρόσθετα στο ήδη αναφερθέν μη-μειώσιμο υπόβαθρο $pp \to Z/\gamma^* Z/\gamma^* \to 2\ell^- 2\ell^+$, υπάρχουν δύο σημαντικά κανάλια υποβάθρου, τα οποία όμως είναι μειώσιμα: $t\bar{t} \to 2\ell^- 2\ell^+ + X$ και $Zb\bar{b} \to 2\ell^- 2\ell^+ + X$. Στην πρώτη περίπτωση, δύο λεπτόνια προέρχονται από τα δύο W-μποζόνια που προέρχονται από τη διάσπαση $t \to Wb$ και δύο λεπτόνια προέρχονται από τις ημι-λεπτονικές διασπάσεις του b-κουόρκ. Στη δεύτερη περίπτωση, δύο λεπτόνια προέρχονται από τις διασπάσεις του Z και δύο από τις ημι-λεπτονικές διασπάσεις του b-κουόρκ. Αυτά τα δύο υπόβαθρα μπορούν να απορριφθούν απαιτώντας την αναλλοίωτη μάζα ενός τουλάχιστον ζεύγους λεπτονίων να είναι συμβατή με τη μάζα του Z-μποζονίου (η απαίτηση αυτή είναι αρκετή στην περίπτωση του $t\bar{t}$ υποβάθρου), απαιτώντας όλα τα λεπτόνια να είναι απομονωμένα (isolated) (τα λεπτόνια από τις διασπάσεις $b \to \ell + X$ είναι συνήθως μη απομονωμένα) και απαιτώντας όλα τα λεπτόνια να έρχονται από την κορυφή αλληλεπίδρασης (τα λεπτόνια από τις διασπάσεις του b-κουόρκ παράγονται κατά μέσο όρο 1 mm μακριά από την κορυφή εξαιτίας του μεγάλου χρόνου ζωής των B-αδρονίων).

Στην παρούσα εργασία θα επικεντρωθούμε στη μελέτη μαζών του $Higgs$ 200 GeV και 300 GeV, όπου και τα δύο Z-μποζόνια της τελικής κατάστασης είναι πραγματικά, ενώ το αναμενόμενο υπόβαθρο είναι πολύ μικρό.

Κεφάλαιο 2

Σχεδιασμός του ανιχνευτή ATLAS.

2.1 Γενικός σχεδιασμός του επιταχυντή.

Ο Μεγάλος Αδρονικός Επιταχυντής (Large Hadron Collider - LHC, [10]) είναι ένας επιταχυντής, ο οποίος τοποθετείται στο ήδη υπάρχον τούνελ του LEP. Ο συγκεκριμένος επιταχυντής θα παρέχει συγκρούσεις πρωτονίου - πρωτονίου, καθώς επίσης και βαρέων ιόντων (για παράδειγμα Pb-Pb). Στην περίπτωση σύγκρουσης pp η ενέργεια στο κέντρο μάζας θα είναι 14 TeV (επτά φορές μεγαλύτερη από τον ήδη υπάρχοντα επιταχυντή Tevatron, στο Fermilab), ενώ η φωτεινότητα θα φτάσει τα $10^{34}\,cm^{-2}s^{-1}$ (100 φορές μεγαλύτερη συγκρινόμενη με τους προηγούμενους επιταχυντές LEP και Tevatron). Με αυτές τις συνθήκες λειτουργίας θα δοθεί η δυνατότητα ανίχνευσης και μελέτης σωματιδίων με μάζες μέχρι περίπου τα 5 TeV.

Ο βασικός παράγοντας για την επίτευξη της επιθυμητής ενέργειας στο κέντρο μάζας είναι η ικάνοτητα στρέψης, η οποία είναι απαραίτητη για την διατήρηση της δέσμης κατά μήκος της περιφέρειας των 27 Km του κυκλικού επιταχυντή. Από την εξίσωση λοιπόν:

$$p(TeV) = 0.3B(Tesla)R(Km) \tag{2.1}$$

όπου p είναι η ορμή της δέσμης, B το μαγνητικό πεδίο του επιταχυντή και $R \simeq 4.3$ Km η ακτίνα της περιφέρειας, προκύπτει ότι το απαιτούμενο μαγνητικό πεδίο για την επίτευξη ορμής $p = 7\,TeV$ είναι περίπου 5.4 Tesla. Πρακτικά όμως, επειδή είναι αδύνατο να καλυφθεί όλη η περιφέρεια από μαγνήτες, το απαιτούμενο μαγνητικό πεδίο παράγεται από 1200 υπεραγώγιμους διπολικούς μαγνήτες τιτανιούχου νιοβίου (NbTi), οι οποίοι θα δίνουν πεδίο 8.4 Tesla και θα ψύχονται με την παροχή υγρού ηλίου. Θα πρέπει να σημειωθεί στο σημείο αυτό ότι οι διπολικοί αυτοί μαγνήτες αποτελούν μεγάλη τεχνολογική πρόκληση, αφού θα είναι οι ισχυρότεροι υπεραγώγιμοι μαγνήτες του κόσμου. Επειδή μάλιστα η σύγκρουση των ομόσημα φορτισμένων σωματιδίων προϋποθέτει δύο ξεχωριστές γραμμές δεσμών, οι κατευθύνσεις των μαγνητικών πεδίων οφείλουν να είναι αντίθετες.

Η σύγκρουση των δεσμών θα γίνεται κάθε 25 ns. Από την τιμή της ενεργούς διατομής για την ανελαστική σκέδαση p-p ($\sigma_{inel}^{pp} = 80\, mb$) και από την προαναφερθήσα τιμή φωτεινότητας, προκύπτει εύκολα[1] ότι θα υπάρχουν περίπου 10^{11} αλληλεπιδράσεις ανά δευτερόλεπτο.

Κατά τη λειτουργία του επιταχυντή προβλέπονται δύο επιμέρους περίοδοι: στην πρώτη περίοδο η φωτεινότητα θα έχει τιμή $10^{33}\, cm^{-2}s^{-1}$ (περίοδος «χαμηλής φωτεινότητας»), ενώ η δεύτερη περίοδος θα χαρακτηρίζεται από τιμή φωτεινότητας $10^{34}\, cm^{-2}s^{-1}$ (περίοδος «υψηλής φωτεινότητας»).

2.2 Γενικός σχεδιασμός του ανιχνευτή.

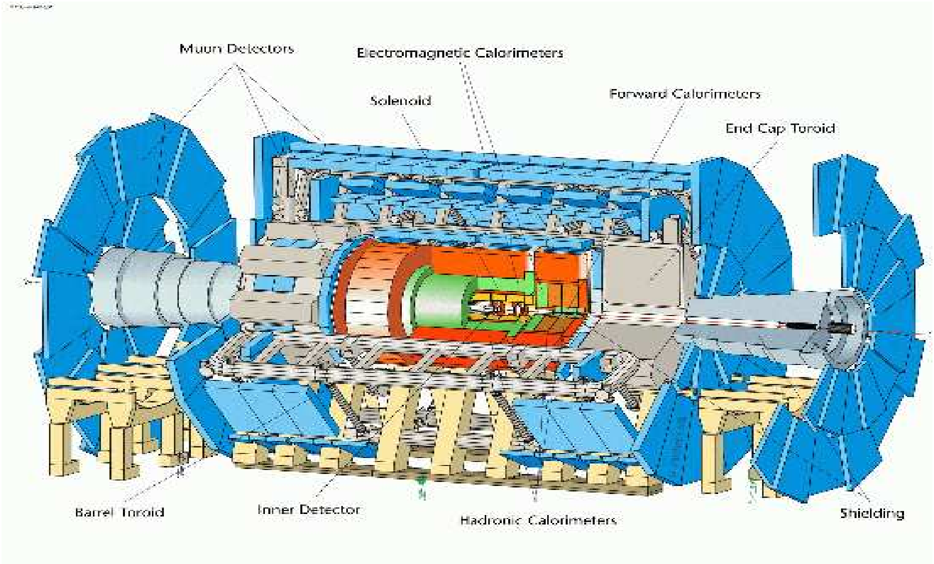
Ο ανιχνευτής ATLAS (**A** **T**oroidal **L**HC **A**pparatu**S** - [8]) είναι ένα ανιχνευτής γενικής χρήσης και έχει ήδη μπεί στη φάση κατασκευής. Το σχήμα (2.1) παρουσιάζει τη συνολική μορφή του ανιχνευτή. Αποτελείται από τρία κύρια τμήματα από μέσα προς τα έξω: τον εσωτερικό ανιχνευτή, ο οποίος βρίσκεται μέσα στο μαγνητικό πεδίο ενός σωληνοειδούς μαγνήτη, τα θερμιδόμετρα (ηλεκτρομαγνητικό και αδρονικό) και τέλος τους ανιχνευτές μιονίων που βρίσκονται εντός τοροειδούς μαγνητικού πεδίου.

Ο εσωτερικός ανιχνευτής χρησιμοποιεί δύο διαφορετικές τεχνολογίες. Κοντά στην περιοχή αλληλεπίδρασης υπάρχουν ανιχνευτές πυριτίου, μεγάλης διακριτικής ικανότητας. Είναι τοποθετημένοι σε κυλίνδρους στην παράπλευρη επιφάνεια (barrel) και σε κύκλους (ρόδες) στα πώματα (endcaps). Εξώτερα, υπάρχει ο ανιχνευτής ακτινοβολίας μετάβασης (Transition Radiation Tracker), ο οποίος προσβλέπει και στην ταυτοποίηση ηλεκτρονίων. Είναι σχεδιασμένος έτσι, ώστε να ανταποκρίνεται στους υψηλούς ρυθμούς αλληλεπίδρασης του LHC.

Το θερμιδόμετρο αποτελείται από διάφορα επίπεδα. Προηγείται το ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο, που είναι ένας ανιχνευτής μολύβδου και υγρού αργόν (LAr), ενώ έπεται το αδρονικό θερμιδόμετρο, το οποίο χρησιμοποιεί ανιχνευτές σπινθηρισμού με απορροφητές Fe και Cu. Είναι σχεδιασμένο, ώστε να καλύπτει περιοχές ακόμα και πάρα πολύ κοντά στη δέσμη, όπου δεν υπάρχει κανείς άλλος ανιχνευτής.

Το σύστημα μιονίων αποτελείται από θαλάμους ολίσθησης, τοποθετημένους

[1] $N = L \cdot \sigma_{inel}^{(pp)} = 10^{34} cm^{-2}s^{-1} \cdot 80 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-12} cm^2 = 80 \cdot 10^9\, interactions/sec$



Σχήμα 2.1: *Συνολική μορφή του ανιχνευτή ATLAS. Ο ανιχνευτής έχει μήκος 42 m και ακτίνα 11 m.*

σε τρία επίπεδα, καλύπτοντας τόσο την παράπλευρη περιοχή, όσο και τα πώματα του ανιχνευτή. Οι θάλαμοι βρίσκονται εντός τοροειδούς μαγνητικού πεδίου, το οποίο καμπυλώνει τις τροχιές των ηλεκτρικά φορτισμένων μιονίων και δίνει τη δυνατότητα για ανεξάρτητες μετρήσεις τόσο της θέσης, όσο και της ορμής.

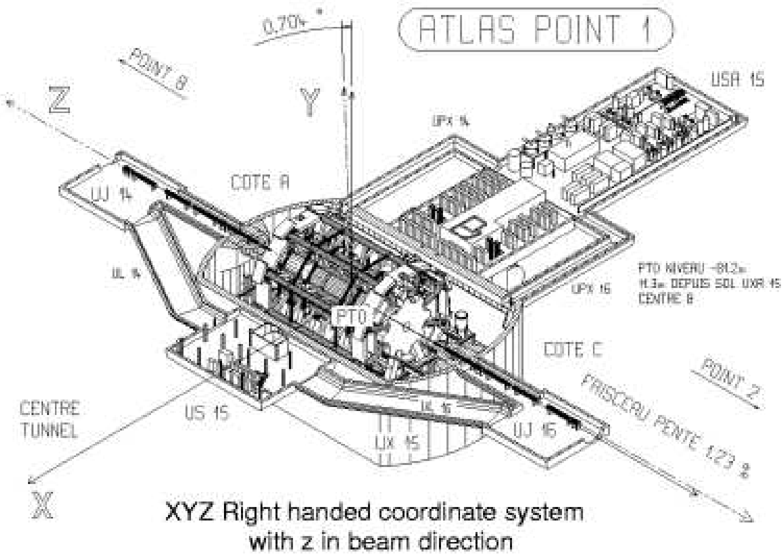
Ο ανιχνευτής σχεδιάστηκε για να έχει τις εξής επιδόσεις:

1. Πολύ καλή ηλεκτρομαγνητική θερμιδομετρία για την αναγνώριση και την μέτρηση ηλεκτρονίων και φωτονίων, η οποία θα βοηθήσει επιπλέον στον προσδιορισμό της ελλειπούσας εγκάρσιας ενέργειας E_T^{miss} και της ενέργειας των πιδάκων (jets).

2. Ικανοποιητικό προσδιορισμό των τροχιών σε μεγάλη φωτεινότητα για ακριβή μέτρηση των ορμών για την ταυτοποίηση των b-κουάρκ, των ηλεκτρονίων και φωτονίων καθώς και για τον εντοπισμό του σημείου διάσπασης του τ-λεπτονίου και για την ανακατασκευή των B-διασπάσεων σε περίοδο χαμηλής φωτεινότητας.

3. Αυτόνομη και υψηλής ακρίβειας μέτρηση της ορμής των μιονίων σε περίοδο μεγάλης φωτεινότητας, καθώς και ικανότητα σκανδαλισμού σε μικρές εγκάρσιες ορμές σε περίοδο χαμηλής φωτεινότητας.

Το σύστημα συντεταγμένων του ανιχνευτή παρουσιάζεται στο σχήμα (2.2).



Σχήμα 2.2: *Το σύστημα συντεταγμένων του ανιχνευτή ATLAS.*

Η διεύθυνση της δέσμης ορίζει τον άξονα Z και το $X-Y$ επίπεδο είναι κάθετο στον άξονα της δέσμης. Ο θετικός X-άξονας ορίζεται να δείχνει από το σημείο αλληλεπίδρασης προς το κέντρο του επιταχυντή LHC, ενώ ο θετικός Y-άξονας δείχνει προς τα άνω. Η αζιμουθιακή γωνία φ μετριέται περιμετρικά του Z-άξονα, ενώ η πολική γωνία ϑ είναι η γωνία με τον άξονα της δέσμης.

Η ψευδοωκύτητα (pseudorapidity) ορίζεται ως:

$$\eta = -ln(tan\frac{\theta}{2}) \tag{2.2}$$

και παίρνει μικρές τιμές ($\eta \to 0$) στην κατακόρυφη διεύθυνση και μεγάλες τιμές ($\eta \to \infty$) σε διεύθυνση παράλληλη με τον άξονα της δέσμης.

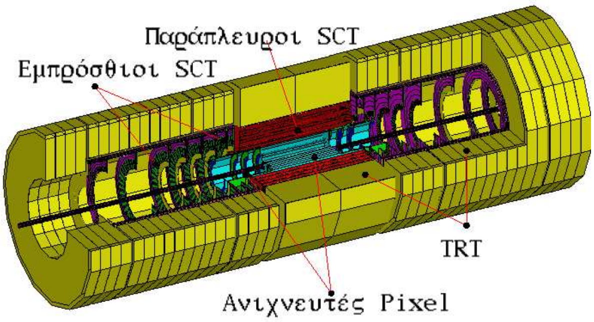
Η εγκάρσια ορμή p_T και η εγκάρσια ενέργεια E_T καθώς επίσης και η ελλειπούσα εγκάρσια ενέργεια E_T^{miss} και άλλες εγκάρσιες παράμετροι προσδιορίζονται στο $X-Y$ επίπεδο, εκτός και αν αναφέρεται διαφορετικά. Η απόσταση ΔR στο χώρο ωκύτητας - αζιμουθιακής γωνίας ορίζεται ως:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta^2\eta + \Delta^2\phi} \tag{2.3}$$

Τα κύρια χαρακτηριστικά του ανιχνευτή ATLAS παρουσιάζονται στον πίνακα 2.1

Πίνακας 2.1: *Κύρια χαρακτηριστικά του ATLAS. Από την αναφορά [6].*

Τμήματα	**Χαρακτηριστικά**
Μαγνήτες	Τοροειδές με πυρήνα αέρα Σωληνοειδή στην εσωτερική κοιλότητα. Τα θερμιδόμετρα εκτός του μαγνητικού πεδίου 4 μαγνήτες
Εσωτερικός Ανιχευτής	Επίπεδα Πυριτίου (λωρίδες και pixels) Ταυτοποίηση σωματιδίων(Ανιχνευτής Ακτινοβολίας Μετάβασης) B=2 T, $\sigma/p_T \sim 5x10^{-4}p_T(GeV) \bigoplus 0.01$ Περιοχή κάλυψης ψευδωκύτητας: $0 \leq \lvert\eta\rvert \leq 2.5$
Η/Μ θερμιδόμετρο	Μόλυβδος - Υγρό αργόν Εγκάρσια διαμέριση $\sigma/E \sim 10\%/\sqrt{E(GeV)}$ Περιοχή κάλυψης ψευδωκύτητας: $0 \leq \lvert\eta\rvert \leq 3.2$
Αδρονικό θερμιδόμετρο	Απορροφητής από Fe + Cu - Υγρό αργόν $> 10\lambda$, $\sigma/E \sim 50\%/\sqrt{E(GeV)} \bigoplus 0.03$ Περιοχή κάλυψης ψευδωκύτητας: $0 \leq \lvert\eta\rvert \leq 5$
Φασματογράφος Μιονίων	$\sigma/p_T \sim 7\%$ σε μιόνια του 1 TeV ανεξάρτητα από τα άλλα τμήματα Περιοχή κάλυψης ψευδωκύτητας: $0 \leq \lvert\eta\rvert \leq 2.7$



Σχήμα 2.3: *Τριδιάστατη άποψη του εσωτερικού ανιχνευτή του ATLAS (εικόνα φτιαγμένη από το Geant).*

2.3 Ο εσωτερικός ανιχνευτής (inner detector).

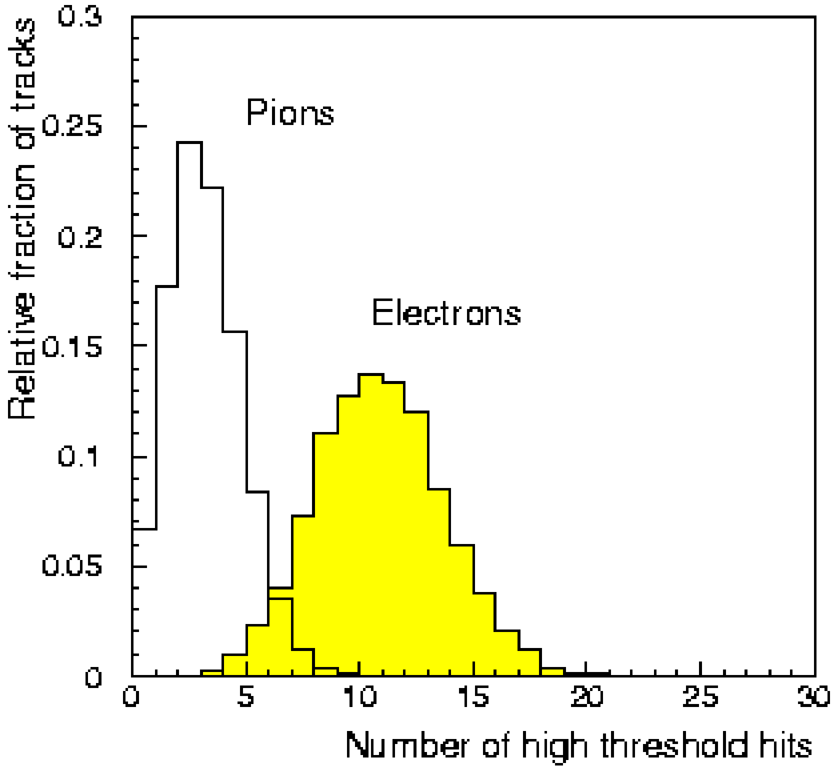
Ο εσωτερικός ανιχνευτής (εικόνα 2.3) καλύπτει την ακτινική περιοχή από 4 cm μέχρι 1 m γύρω από τη δέσμη. Ο σκοπός του συγκεκριμένου ανιχνευτή είναι η πολύ μεγάλης ακρίβειας ανακατασκευή τροχιών όσο το δυνατόν πλησιέστερα στο σημείο σύγκρουσης των δύο πρωτονίων με στόχο την εύρεση όσο το δυνατόν περισσότερων δευτερευόντων κορυφών αλληλεπίδρασης καθώς επίσης για την ταυτοποίηση των σωματιδίων. Ο διαχωρισμός των φορτισμένων σωματιδίων καθώς επίσης και η μέτρηση των ορμών αυτών είναι εφικτή με τη βοήθεια ενός σωληνοειδούς μαγνητικού πεδίου, έντασης περίπου 2T , το οποίο περιβάλει τον εσωτερικό ανιχνευτή.

Εξαιτίας του βεβαρημένου περιβάλλοντος λειτουργίας του εσωτερικού ανιχνευτή, η κατασκευή του με προϋποθέσεις μακροχρόνιας και άριστης λειτουργίας αποτελεί μια ιδιαίτερη τεχνολογική πρόκληση. Ας δούμε σε αδρές γραμμές τις διαφορετικές τεχνολογίες που εφαρμόζονται στην περιοχή του εσωτερικού ανιχνευτή.

- ❒ **Ανιχνευτής της κορυφής (Pixel Vertex Detector)**: Είναι σχεδιασμένος για να παρέχει ένα σύνολο μετρήσεων με πολύ μεγάλη χωρική διακριτική ικανότητα σε απόσταση από 4 εώς 14 cm από τη δέσμη. Αποτελείται από τρία κυλινδρικά επίπεδα στην κεντρική περιοχή και τέσσερεις δίσκους στην εμπρόσθια περιοχή, οι οποίοι είναι ανιχνευτές πυριτίου τεμαχισμένοι σε περιοχές διαστάσεων $50\,\mu m$ x $30\,\mu m$ Ο μεγαλύτερος τεμαχισμός εφαρμόζεται κατά τη διεύθυνση στροφής των τροχίων μέσα στο σωληνοειδές μαγνητικό πεδίο, δηλαδή κατά την αζιμουθιακή γωνία φ. Σε αυτή τη συντεταγμένη, θα επιτευχθεί διακριτική ικανότητα των 12 μm, ενώ η δεύτερη συντεταγμένη (κατά μήκος της δέσμης στα επίπεδα της παράπλευρης επιφάνειας, ακτινικά στους εμπρόσθιους δίσκους) θα μετρηθεί με ακρίβεια 70 μm.

- **Ανιχνευτής Ημιαγωγών (SemiConductor Tracker-SCT)**: Σκοπός του είναι η συνεισφορά τεσσάρων μετρήσεων ανά τροχιά στην ακτινική περιοχή μεταξύ 30 και 55 cm. Θα αποτελείται από μικρό-λωρίδες ανιχνευτών πυριτίου με πάχος 80 mm. Η παράπλευρη επιφάνειά του θα έχει τέσσερα διπλά στρώματα, ενώ η εμπρόσθια περιοχή τους θα είναι εξοπλισμένη με εννέα διπλούς δίσκους. Η διακριτική ικανότητα στην αζιμουθιακή κατεύθυνση (κάθετα στις λωρίδες) θα είναι 16 μm. Η διακριτική ικανότητα της δεύτερης συντεταγμένης φτάνει τα 580 μm, εάν στραφούν τα δύο ανιχνευτικά επίπεδα καθενός από τα διπλά στρώματα κατά 40 mrad το ένα ως προς το άλλο.

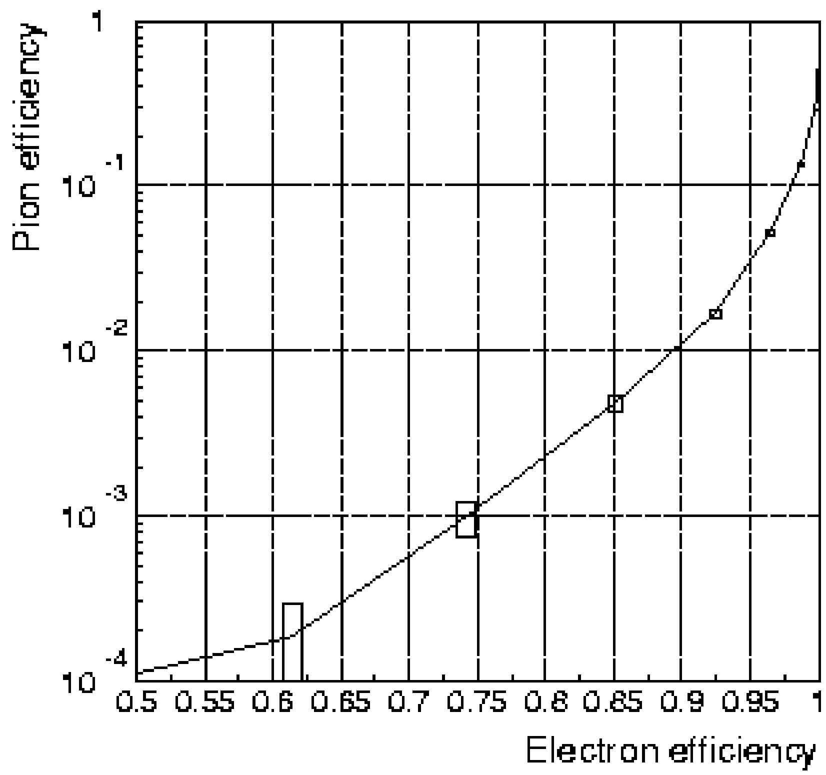
- **Ανιχνευτής ΑκτινοβολίαςΜετάβασης (Transition Radiation Tracker)**: Η ακτινοβολία μετάβασης ([11], παραγρ. 14.9) χρησιμοποιείται για το διαχωρισμό ρελατιβιστικά κινουμένων ηλεκτρονίων, πιονίων και καονίων. Η αρχή παραγωγής της ακτινοβολίας μετάβασης στηρίζεται στην εκπομπή ακτινοβολίας από φορτισμένο σωμάτιο, όταν αυτό διαπερνά την επιφάνεια μεταξύ υλικών με διαφορετικές ηλεκτρικές ή μαγνητικές ιδιότητες. Τότε δημιουργείται πόλωση των μορίων στο περιβάλλον υλικό και κατ΄ αυτόν τον τρόπο ελαττώνεται το μέτρο του ηλεκτρικού πεδίου του μέσου. Η απότομη ανακατανομή των φορτίων στο μέσο συσχετιζόμενη και με την αλλαγή στο ηλεκτρικό πεδίο του φορτισμένου σωματιδίου προκαλεί την εκπομπή της ακτινοβολίας μετάβασης. Στις υψηλές ενέργειες η ακτιβολία ανήκει σε μήκη κύματος των ακτίνων X. Οι ακτίνες X εκπέμπονται σε κώνο γωνίας ϑ ως προς τη διεύθυνση του σωματιδίου η οποία είναι: $\vartheta \sim m/E$, όπου m, E είναι η μάζα και η ενέργεια του σωματιδίου. Ανιχνεύοντας λοιπόν τη γωνία ακτινοβολίας, υπολογίζουμε τη μάζα του σωματίδίου.
  Ο συγκεκριμένος ανιχνευτής θα καλύπτει το εύρος ακτίνας από 55 cm εώς 1 m. Οι συνιστώσες του θα είναι λεπτοί σωλήνες (straws) διαμέτρου 4 mm, γεμάτοι από μίγμα αερίου $Xe : CF_4 : CO_2 = 70 : 20 : 10$. Ο προσανατολισμός τους θα είναι αξονικός στην παράπλευρη επιφάνεια και ακτινικός στον εμπρόσθιο ανιχνευτή. Η ακτινοβολία μετάβασης θα δημιουργείται σε ακτινοβολητές πολυπροπυλενίου ή πολυαιθυλενίου μεταξύ των λεπτών σωλήνων, ενώ διάκριση μεταξύ των σημάτων ιονισμού που προέρχονται από τις τροχιές των σωματιδίων και των σημάτων φωτονίων που προέρχονται από την ακτινοβολία μετάβασης θα είναι εφικτή με την εφαρμογή διπλών κατωφλίων για την ανάγνωσή τους.



Σχήμα 2.4: *Κατανομή των σημάτων υψηλού κατωφλίου του διευκρινιστή (πάνω από 6 keV) σε ανακατασκευασμένες τροχιές πιονίων και ηλεκτρονίων 20 GeV σε μαγνητικό πεδίο 0.8T. Από την αναφορά [12].*

Ταυτοποίηση ηλεκτρονίων. Η ταυτοποίηση των ηλεκτρονίων με τη χρήση της ακτινοβολίας μετάβασης χρησιμοποιεί τη διαφορά στην ενέργεια που εναποτίθεται στους λεπτούς σωλήνες από ηλεκτρόνια και από φορτισμένα πιόνια, τα οποία είναι η κύρια πηγή υποβάθρου στην αναγνώριση ηλεκτρονίων. Για τα ηλεκτρόνια, η ουρά πάνω από το κατώφλι των 5-7 keV οφείλεται σε σήματα από την ακτινοβολία μετάβασης, ενώ για πιόνια οφείλεται σε δ-ακτίνες. Η απόρριψη των πιονίων υπολογίζεται μετρώντας τον αριθμό των σημάτων σε υψηλό κατώφλι σε ανακατασκευασμένες τροχιές για πιόνια και ηλεκτρόνια. Η κατανομή των συγκεκριμένων σημάτων παρουσιάζεται στο σχήμα (2.4).

Απαιτώντας να υπάρχουν κατά μήκος της τροχιάς σήματα περισσότερα από έναν συγκεκριμένο αριθμό μπορεί να μετρηθεί η απόδοση για παραγνώριση των πιονίων ως ηλεκτρόνια, ως συνάρτηση της απόδοσης στα ηλεκτρόνια. Στο σχήμα (2.5) παρουσιάζεται το αποτέλεσμα αυτής της διαδικασίας στις κατανομές του σχήματος (2.4). Για απόδοση στα ηλεκτρόνια της τάξης του 90%, η μετρούμενη απόδοση στα πιόνια είναι περίπου 1.2%, που αντιστοιχεί σε έναν



Σχήμα 2.5: *Απόδοση πιονίων ως προς την απόδοση ηλεκτρονίων. Από την αναφορά [12].*

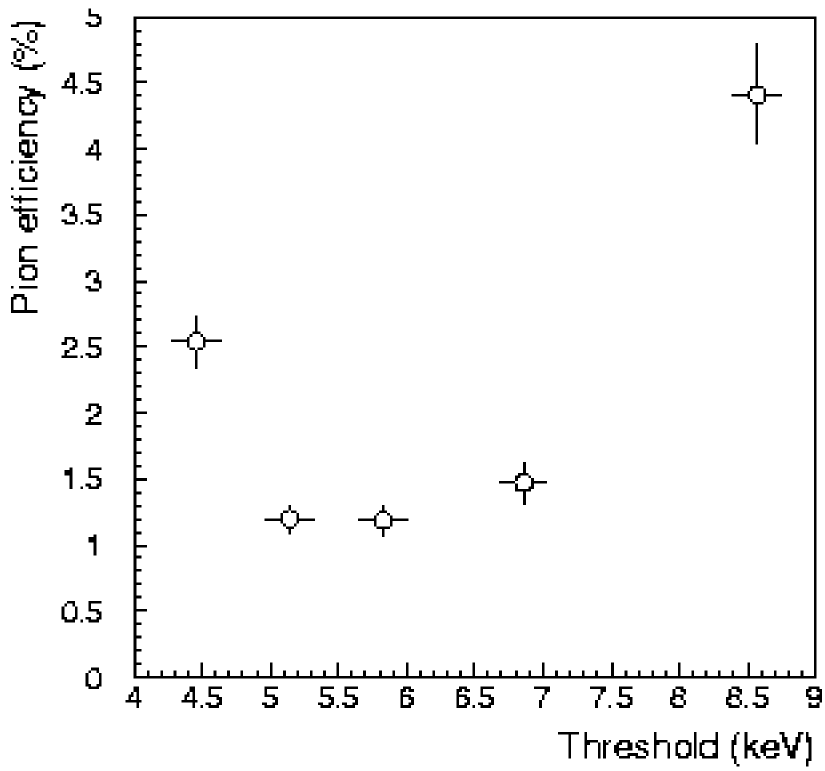
συντελεστή απόρριψης 80 ως προς τα πιόνια.

Τέλος, στο διάγραμμα του σχήματος (2.6) φαίνεται η απόδοση σε πιόνια συναρτήσει του κατωφλίου του διευκρινιστή, στην περίπτωση που η απόδοση σε ηλεκτρόνια είναι 90%.

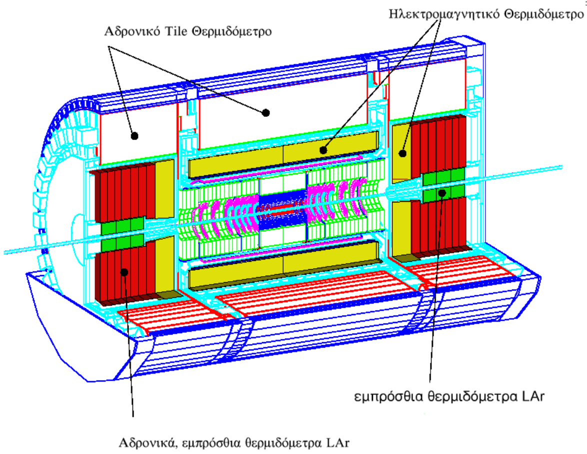
2.4 Το θερμιδόμετρο (calorimeter).

Το ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο του ανιχνευτή (σχήμα 2.7) είναι ένα θερμιδόμετρο υγρού αργού με πλάκες μολύβδου τοποθετημένες ανάμεσα σε υγρό αργό ως απορροφητές. Λειτουργεί ως δειγματοληπτικό θερμιδόμετρο, όπου ο καταιγισμός αναπτύσσεται στον μόλυβδο και ο ιονισμός ανιχνεύεται στο αργόν. Το θερμιδόμετρο διαμελίζεται σε τετράγωνα με διαστάσεις $\Delta\eta \; x \; \Delta\phi = 0.025 \; x \; 0.025$. Προκειμένου ωστόσο να διαχωριστούν τα δύο φωτόνια από τη διάσπαση του π^o, το πρώτο επίπεδο του θερμιδομέτρου διαμελίζεται περισσότερο κατά η στην τιμή 0.003.

Από τη στιγμή που η γωνιακή διακριτική ικανότητα του θερμιδομέτρου δεν



Σχήμα 2.6: *Απόδοση σε πιόνια συναρτήσει του κατωφλίου του διευκρινιστή. Η απόδοση σε ηλεκτρόνια είναι 90%. Από την αναφορά [12].*



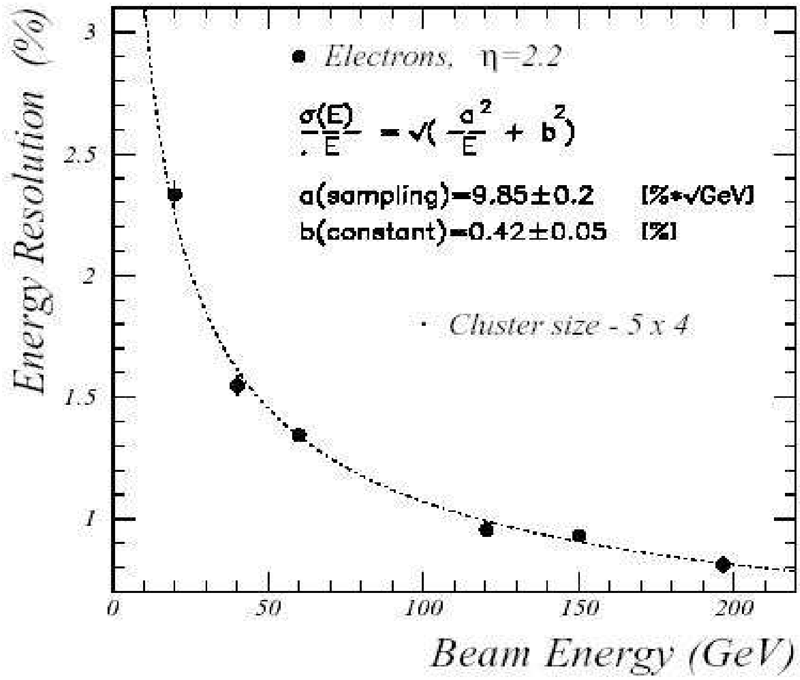
Σχήμα 2.7: *Τριδιάστατη άποψη του θερμιδομέτρου του ATLAS (εικόνα φτιαγμένη από το Geant)*

είναι η καλύτερη απαιτούμενη για το κανάλι $H \to \gamma\gamma$, το πρόβλημα αυτό αντιμετωπίζεται με την προσθήκη ενός επιπλέον δειγματοληπτικού θερμιδομέτρου ακριβώς πίσω από το τείχος του κρυοστάτη. Κατά τον τρόπο αυτό μετριέται ο καταιγισμός κατά τον z-άξονα σε διαφορετικά βάθη στο θερμιδόμετρο, ενώ η ακρίβεια στη γωνία ϑ είναι:

$$\sigma(\theta) = \frac{50mrad}{\sqrt{E}} \quad (E \to GeV) \tag{2.4}$$

Το θερμιδόμετρο είναι σχεδιασμένο για να ανιχνεύσει σήματα σ΄ ένα μεγάλο εύρος ενεργειών. Μπορεί να πραγματοποιήσει ακριβείς μετρήσεις της ενέργειας και της θέσης των ηλεκτρονίων και των φωτονίων, την ενέργεια και τη διεύθυνση των πιδάκων (jets), αλλά και να προσδιορίσει την ελλειπούσα εγκάρσια ενέργεια των γεγονότων. Μπορεί να ταυτοποιήσει σωμάτια, όπως τα ηλεκτρόνια, τα πιόνια και τα φωτόνια από τα αδρόνια και τους πίδακες. Στις χαμηλές ενέργειες ανιχνεύονται οι ημι-λεπτονικές διασπάσεις των B-μεσονίων με $E < 1GeV$, ενώ στις υψηλές ενέργειες παρέχεται η δυνατότητα παρατήρησης των διεγερμένων καταστάσεων των Z ή W σωματιδίων με $E \simeq 5TeV$ (για παράδειγμα, σε διασπάσεις όπως $Z' \to e^- e^+$, τα ηλεκτρόνια μπορούν να φτάσουν τα 3 TeV).

Η διακριτική ικανότητα για το εύρος των ενεργειών που καλύπτει το θερμιδόμετρο περιορίζεται τόσο από θόρυβο, όσο και από τη σταθερή ανακρίβεια



Σχήμα 2.8: *Διακριτική ικανότητα ηλεκτρομαγνητικού θερμιδομέτρου στα άκρα του ανιχνευτή ως συνάρτηση της ενέργειας των ηλεκτρονίων της δοκιμαστικής δέσμης. Από την αναφορά [8].*

στη βαθμονόμηση της ενεργειακής κλίμακας. Η διακριτική ικανότητα του ηλεκτρομαγνητικού θερμιδομέτρου δίδεται από τη σχέση:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\alpha}{\sqrt{E}} + b\,(E \rightarrow GeV) \tag{2.5}$$

όπου ο πρώτος όρος είναι ο συνηθισμένος όρος των δειγματοληπτικών θερμιδομέτρων και ο δεύτερος όρος είναι ο σταθερός όρος. Στη σχέση αυτή αυτή έχει παραληφθεί ο όρος που οφείλεται στο θόρυβο εξαιτίας των ηλεκτρονικών. Έλεγχοι του θερμιδομέτρου με δέσμες ηλεκτρονίων μπορούν να δώσουν τις σταθερές α, b . Το σχήμα (2.8) δείχνει τη διακριτική ικανότητα του θερμιδομέτρου ως συνάρτηση της ενέργειας της δέσμης.

Η επιλογή του πάχους του ηλεκτρομαγνητικού θερμιδομέτρου θα πρέπει να λαμβάνει υπόψιν της την επίτευξη καλύτερης ακρίβειας στη μέτρηση της ενέργειας. Υπό αυτήν την έννοια, το ολικό πάχος του ηλεκτρομαγνητικού θερμιδομέτρου είναι περίπου 24 μήκη ακτινοβόλησης (radiation lengths -X_0) για το παράπλευρο μέρος και περίπου $26X_o$ για το εμπρόσθιο.

Ο κύριος σκοπός του αδρονικού θερμιδομέτρου είναι η ανακατασκευή των πιδάκων (jets) και η μέτρηση της ολικής ελλειπούσας εγκάρσιας ενέργειας. Για την ταυτοποίηση των απομονωμένων (isolated) ηλεκτρονίων είναι πολύ βασική επίσης η μέτρησης της αποτιθέμενης ενέργειας πίσω από το ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο. Η μέτρηση της ελλειπούσας ενέργειας απαιτεί την ανίχνευση της ενέργειας που αποτίθεται σ' όλες τις κατευθύνσεις. Συνεπώς, το αδρονικό θερμιδόμετρο θα φτάνει σε περιοχές μέχρι $|\eta| = 5$ ή τουλάχιστον 2 μονάδες ψευδωκύτητας πέραν του ηλεκτρομαγνητικού θερμιδομέτρου. Στο κοίλο μέρος του ανιχνευτή χρησιμοποιείται η τεχνολογία των απορροφητών σιδήρου με ενδιάμεσα επίπεδα σπινθηριστών, ενώ στα πώματα, λόγω της γήρανσης των σπινθηριστών από την ακτινοβόληση, χρησιμοποιείται η τεχνολογία του υγρού αργού, όπως και στο ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο.

Η διαμέριση είναι σε τμήματα διαστάσεων $\Delta\eta \, x \, \Delta\phi = 0.1 \, x \, 0.1$ για το παράπλευρο μέρος και $\Delta\eta \, x \, \Delta\phi = 0.2 \, x \, 0.2$ για τα εμπρόσθια μέρη.

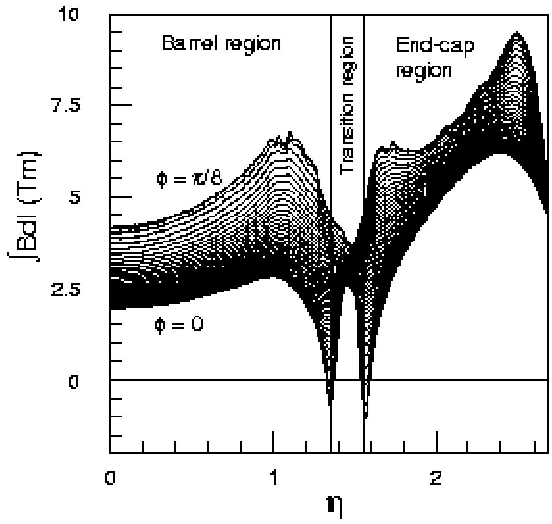
Το πάχος του αδρονικού θερμιδομέτρου επελέγει, ώστε να ικανοποιούνται ορισμένες συνθήκες. Αρχικά, ένα πολύ παχύ αδρονικό θερμιδόμετρο θα έχει ως κύρια επίπτωση τις αυξημένες αλληλεπιδράσεις των μιονίων. Από την άλλη μεριά, ένα πολύ λεπτό αδρονικό θερμιδόμετρο αυξάνει την διείσδυση αδρονίων στο σύστημα μιονίων, όπου και θα ταυτοποιηθούν ως μιόνια. Λαμβάνοντας αυτά υπόψιν, το πάχος του αδρονικού θερμιδομέτρου υπολογίστηκε στα 11 μήκη αλληλεπίδρασης (interaction lengths - λ_o), ώστε να επηρεάζει όσο το δυνατόν λιγότερο τα μιόνια που το διαπερνούν και ταυτόχρονα όσο το δυνατόν περισσότερα αδρόνια να χάνουν όλη τους την ενέργεια εντός αυτού.

2.5 Φασματογράφος μιονίων (muon spectrometer).

Στο σχήμα (2.10) παρουσιάζεται ο φασματογράφος μιονίων ([13]), ο οποίος χαρακτηρίζεται από την υψηλή του διακριτική ικανότητα, την ερμητικότητά του, ενώ διαθέτει αυτόνομο σύστημα σκανδαλισμού και τη δυνατότητα ανίχνευσης σε ένα μεγάλο εύρος εγκάρσιας ορμής, ψευδωκύτητας και πολικής γωνίας.

Η ανίχνευση των μιονίων γίνεται υπό την επίδραση τοροειδούς μαγνητικού πεδίου έντασης περίπου 0.4 T. Στην περίπτωση του τοροειδούς μαγνητικού πεδίου, το ολοκλήρωμα $\int Bd\ell$, το οποίο και προσδιορίζει τη διακριτική ικανότητα στην ορμή, μπορεί να διατηρηθεί υψηλό, ακόμα και στις άκρως εμπρόσθιες περιοχές του ανιχνευτή (σχήμα 2.9).

Το σύστημα μιονίων δεν περιβάλλεται από άλλο υλικό εκτός από αέρα, ώστε να ελαχιστοποιηθεί η απώλεια ενέργειας των μιονίων λόγω πολλαπλών σκεδάσεων (multiple scattering) μέσα στο σύστημα. Η ελάχιστη εγκάρσια ορμή



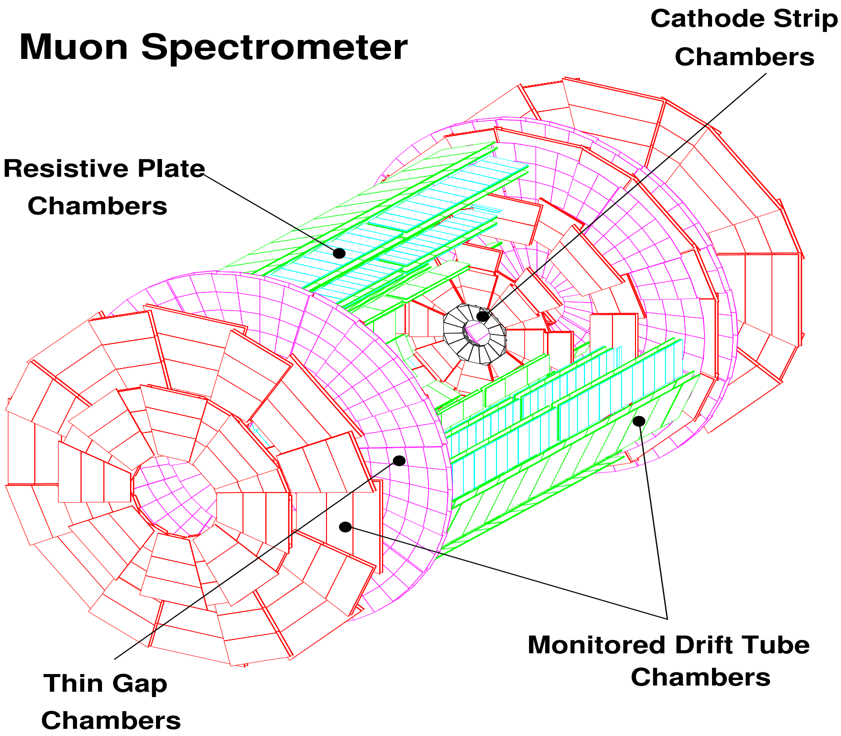
Σχήμα 2.9: *Η ικανότητα στρέψης $\int Bd\ell$ της αζιμουθιακής συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου, ολοκληρωμένη μεταξύ του πρώτου και του τελευταίου θαλάμου μιονίων, ως συνάρτηση της ψευδωκύτητας. Από την αναφορά [13].*

που οφείλει να έχει ένα μιόνιο στο σημείο παραγωγής του, ώστε να ανιχνευθεί στο συγκεκριμένο τμήμα είναι περίπου $p_T \simeq 3\,GeV/c$ και καθορίζεται από την απώλεια των χαμηλοενεργειακών μιονίων στο αδρονικό θερμιδόμετρο.

Οι ορμές και οι θέσεις των τροχιών μετριώνται σε τρία υπέρ-επίπεδα, από τα οποία το εσωτερικό και το εξωτερικό δίνουν τη θέση, ενώ το μεσαίο παρέχει την πληροφορία της κύρτωσης (sagitta)[2] για την μέτρηση της ορμής. Προκειμένου να διατηρήσουμε τον αριθμό των μη χρήσιμων τροχιών χαμηλό και για να πετύχουμε καλύτερη ταυτοποίηση της τροχιάς (Pattern Recognition), καθ' ένα από παραπάνω υπέρ-επίπεδα, αποτελείται από δύο επιμέρους επίπεδα με 3 ή 4 στρώσεις ανιχνευτών θέσης το καθένα. Με τον τρόπο αυτό καταγράφονται πιο αναλυτικά τα διανύσματα θέσης, τα οποία, συνδιαζόμενα με τα αντίστοιχα των άλλων επιπέδων, θα αποκαλύψουν την πραγματική τροχιά του μιονίου.

Οι θάλαμοι στα πώματα αποτελούνται από τέσσερεις δίσκους με κέντρο τον άξονα της δέσμης. Στις περισσότερες περιοχές ψευδωκύτητας, οι μετρήσεις ακριβείας των συντεταγμένων των τροχιών γίνεται από με τη χρήση τεχνολογίας των θαλάμων MDT (Monitored Drift Tube), η λειτουργία των οποίων παρουσιάζεται στην επόμενη παράγραφο. Σε μεγάλες τιμές ψευδωκύτητας και κοντά στο σημείο αλληλεπίδρασης, όπου οι ροές των σωματιδίων είναι υψηλές, χρησιμοποιείται η τεχνολογία των θαλάμων CSC (Cathode Strip Chambers).

[2] Η κύρτωση (sagitta) ορίζεται ως η απόσταση του ενδιάμεσου σημείου της τροχιάς από την ευθεία γραμμή που ενώνει το αρχικό και τελικό σημείο.



Σχήμα 2.10: *Ο φασματογράφος μιονίων του ATLAS. Παρουσιάζονται οι διάφορες χρησιμοποιούμενες τεχνολογίες σε κάθε περιοχή.*

Το σύστημα σκανδαλισμού καλύπτει την περιοχή $|\eta| \leq 2.4$. Στην παράπλευρη περιοχή ο σκανδαλισμός προέρχεται από τρία επίπεδα θαλάμων RPC (Resistive Plate Chambers). Είναι τοποθετημένοι και στις δύο πλευρές του μεσαίου σταθμού MDT και είτε ακριβώς πάνω είτε ακριβώς κάτω από το εξώτερικό σταθμό MDT. Στα πώματα, ο σκανδαλισμός προέρχεται από τρεις σταθμούς TGC (Thin Gap Chambers) που είναι τοποθετημένοι κοντά στο μεσαίο σταθμό MDT. Και δύο τεχνολογίες των RPC και TGC παρέχουν επιπλέον τη μέτρηση της δεύτερης συντεταγμένης της τροχιάς, που είναι κάθετη στη συντεταγμένη που δίνουν οι MDT, σχεδόν παράλληλα στις μαγνητικές δυναμικές γραμμές. Η δεύτερη αυτή συντεταγμένη θα προσδιορίζεται με ακρίβεια περίπου 5-10 mm.

Θάλαμοι ολίσθησης - MDT.

Το Πανεπιστήμιο Αθηνών, σε συνεργασία με το Εθνικό Μετσόβειο Πολυτεχνείο και το Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, συμμετέχοντας στον Φασματογράφο Μιονίων του ανιχνευτή ATLAS, ανέλαβε τη συναρμολόγηση 30,000 περίπου σωλήνων ολίσθησης (MDT), οι οποίοι, κολλημένοι τελικά μεταξύ τους, θα αποτελέσουν 120 περίπου θαλάμους ολίσθησης (drift chambers- [14], [15]). Οι συγκεκριμένοι θάλαμοι θα είναι οι μικροί θάλαμοι που θα τοποθετηθούν στο εσωτερικό επίπεδο της παράπλευρης περιοχής του ανιχνευτή (θάλαμοι BIS). Είναι σκόπιμο λοιπόν στο σημείο αυτό να αναφέρουμε τη βασική αρχή λειτουργίας και τα χαρακτηριστικά των θαλάμων ολίσθησης.

Οι θάλαμοι ολίσθησης [16] ανήκουν στους αναλογικούς θαλάμους ανιχνευτών. Είναι διατάξεις οι οποίες, χρησιμοποιώντας το χρόνο ολίσθησης ιονισθέντων ηλεκτρονίων μέσα σ΄ ένα αέριο, σκοπεύουν στον **χωρικό προσδιορισμό** της τροχιάς ενός σωματιδίου που προκαλεί τον ιονισμό μέσα στο αέριο.

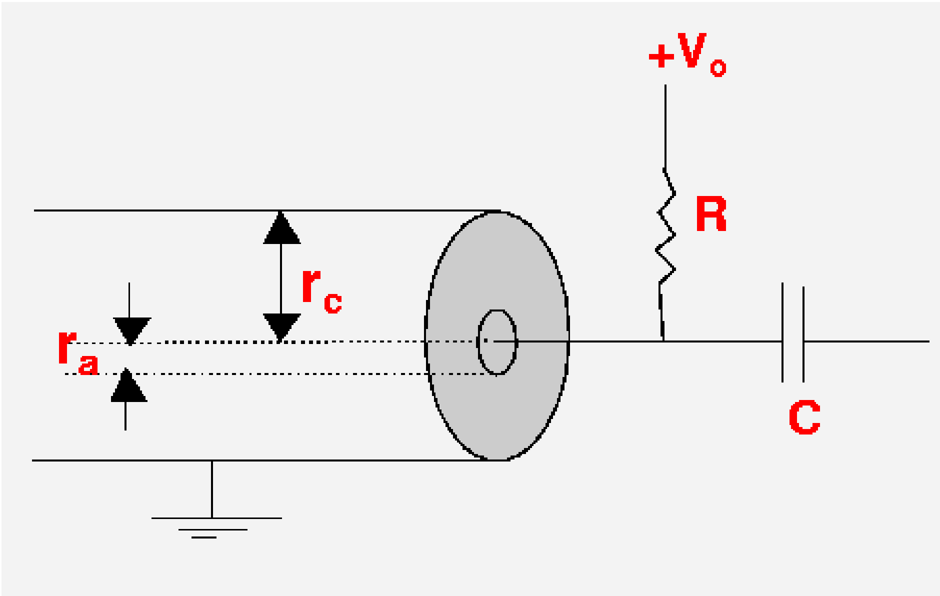
Μια τυπική διάταξη ενός κυλινδρικού σωλήνα ολίσθησης με τα βασικά χαρακτηριστικά του μεγέθη παρουσιάζεται στο σχήμα (2.11).

Αποτελείται από τον κυλινδρικό σωλήνα, στο κέντρο του οποίου τοποθετείται με ακρίβεια 10 μm (r.m.s.) σύρμα σε υψηλή τάση $+V_o$ (άνοδος) ως προς τα τοιχώματα του σωλήνα (κάθοδος). Μεταξύ ανόδου και καθόδου δημιουργείται ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο, η ένταση και το δυναμικό του οποίου συναρτήσει της απόστασης από το σύρμα δίδονται από τις σχέσεις ([17], κεφ. 6):

$$E(r) = \frac{C_t V_o}{2\pi\varepsilon_o}\frac{1}{r} \tag{2.6}$$

$$\phi(r) = -\frac{C_t V_o}{2\pi\varepsilon_o}\ln\left(\frac{r}{r_a}\right) \tag{2.7}$$

όπου :



Σχήμα 2.11: *Χαρακτηριστικά μεγέθη ενός κυλινδρικού σωλήνα ολίσθησης.*

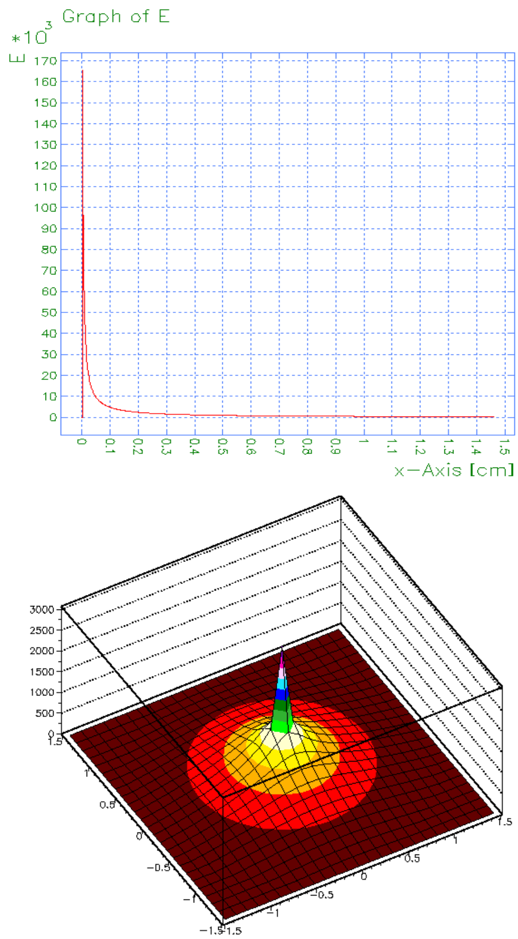
$$C_t = \frac{2\pi\varepsilon_o}{\ln\left(r_c/r_a\right)} \tag{2.8}$$

είναι η χωρητικότητα ανά μονάδα μήκους. Το σχήμα (2.12) παρουσιάζει τη μορφή του ηλεκτρικού πεδίου και του δυναμικού του ανοδικού σύρματος.

Ο σωλήνας γεμίζεται με κατάλληλο αέριο (συνήθως μείγμα αερίων σε καθορισμένη αναλογία), το οποίο επιλέγεται, ώστε να απαιτεί χαμηλή τιμή της τάσης V_o, να έχει υψηλή απόδοση στον πολλαπλασιασμό των ιόντων, πολύ καλή αναλογικότητα και τέλος ικανότητα λειτουργίας σε μεγάλους ρυθμούς γεγονότων για μεγάλο χρονικό διάστημα. Όπως φαίνεται και στον πίνακα (2.2), στον οποίο παρουσιάζονται τα βασικά χαρακτηριστικά των θαλάμων ολίσθησης που θα χρησιμοποιηθούν στον ανιχνευτή ATLAS, η διακριτική ικανότητα που πετυχαίνεται στην περίπτωση αυτή είναι της τάξης των 80 μm.

Ένα φορτισμένο σωματίδιο[3] διερχόμενο από τον σωλήνα προκαλεί ιονισμό των ατόμων του αερίου, απελευθερώντας ηλεκτρόνια, τα οποία με τη σειρά τους ολισθαίνουν προς την άνοδο και, λόγω της μεγάλης επιτάχυνσης που αποκτούν,

[3]Στην περίπτωση του Φασματογράφου μιονίων του ATLAS, τα σωματίδια που ανιχνεύονται στους θαλάμους ολίσθησης είναι μόνο μιόνια, αφού όλα τα υπόλοιπα σωματίδια (αδρόνια και λεπτόνια) που προέρχονται από το σημείο αλληλεπίδρασης έχουν ήδη εναποθέσει όλη την ενέργειά τους και απορροφηθεί στο αδρονικό και ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο. Τα μιόνια είναι τα μοναδικά σωματίδια που, λόγω της χαμηλής ενεργού διατομής αλληλεπίδρασης, κατορθώνουν να φτάσουν τους θαλάμους μιονίων.



Σχήμα 2.12: *Το ηλεκτρικό πεδίο συναρτήσει της απόστασης από το σύρμα (πάνω) και το δυναμικό σύρματος στο x, y επίπεδο (κάτω) εντός σωλήνα ολίσθησης. Από την αναφορά [18].*

Πίνακας 2.2: *Ενδεικτικά, βασικά χαρακτηριστικά των θαλάμων ολίσθησης που θα χρησιμοποιηθούν στον ανιχνευτή ATLAS. Από την αναφορά [13]*

Παράμετρος	**Σχεδιαστική τιμή**
Μείγμα αερίου	Ar/CO_2 (93% : 7%)
Πίεση αερίου	3 *bars* απόλυτα
Ενίσχυση αερίου	$2x10^4$
Δυναμικό σύρματος	3080 Volt
Μέγιστος χρόνος ολίσθησης	700 nsec
Μέση ταχύτητα ολίσθησης	30 μm/sec
Διακριτική ικανότητα	80 μm
Υλικό σωλήνα	Αλουμίνιο
Εξωτερική διάμετρος	30.00 ± 0.03 mm
Πάχος τοιχώματος	400 ± 20 μm
Υλικό σύρματος	W/Re (97%:3%)
Διάμετρος σύρματος	50 ± 0.5 μm
Μήκος τελικού σωλήνα BIS	1671.50 ± 0.02 mm

προκαλούν περαιτέρω ιονισμούς (σχήμα 2.13). Μάλιστα, υπάρχει δυνατότητα το φορτισμένο σωμάτιο να περάσει μέσα από έναν απαριθμητή σπινθηρισμών, δίνοντας μ΄ αυτόν τον τρόπο παλμό που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον ορισμό ενός χρόνου αναφοράς t_o (σύστημα σκανδαλισμού).

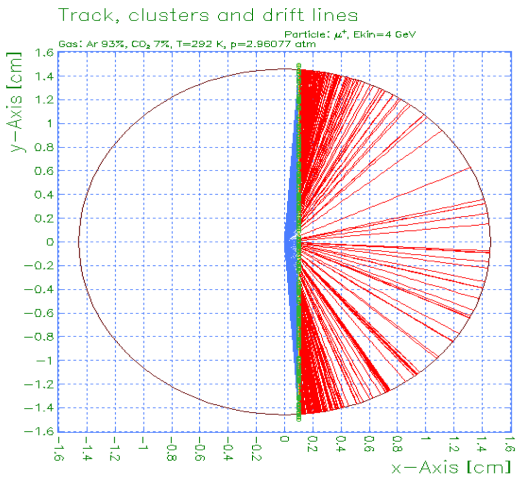
Η ολίσθηση διαρκεί χρονικό διάστημα Δt, ύστερα από το οποίο τα ηλεκτρόνια συγκεντρώνονται στην άνοδο δημιουργώντας ηλεκτρικό σήμα που, κατάλληλα διαμορφωμένο, φανερώνει το πέρασμα του σωματιδίου. Η απόσταση που διανύει ο καταιγισμός των ηλεκτρονίων από το σημείο δημιουργίας μέχρι την άνοδο δίδεται από τη σχέση:

$$r(t) = \int_0^{\Delta t} u(t)dt \tag{2.9}$$

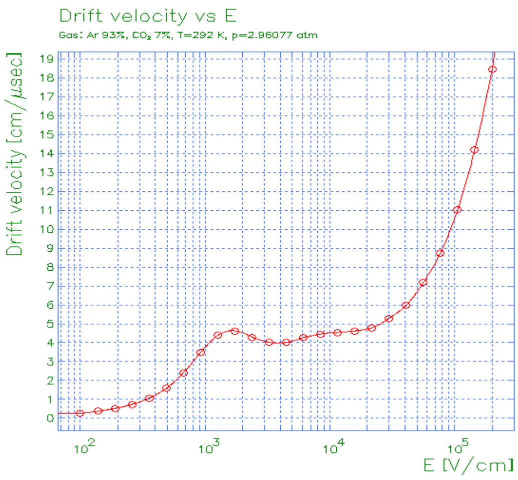
όπου u(t) είναι η ταχύτητα ολίσθησης, χαρακτηριστική του μείγματος του αερίου.

Συγκεκριμένα, για το μείγμα αερίου που θα χρησιμοποιηθεί στους θαλάμους ολίσθησης του ανιχνευτή ATLAS, φαίνεται, στο σχήμα (2.14) η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου εντός του σωλήνα, ενώ στο σχήμα (2.15) η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων συναρτήσει της απόστασής των από το ανοδικό σύρμα.

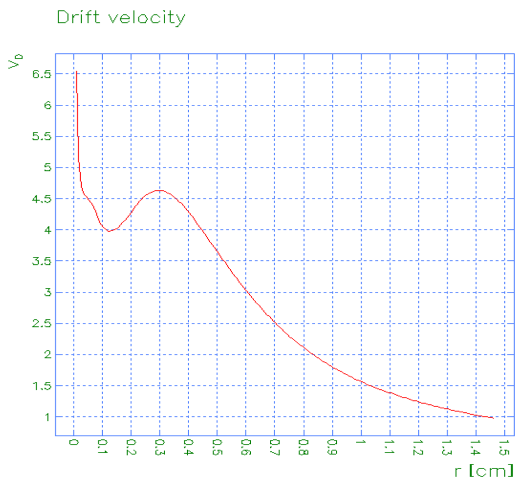
Με τη βοήθεια μεθόδων που χρησιμοποιούν το χρονικό φάσμα ενός σωλήνα είναι δυνατή η εξαγωγή της σχέσης απόστασης-χρόνου. Στο σχήμα (2.16)



Σχήμα 2.13: *Κίνηση των θετικών ιόντων (κόκκινο) προς την κάθοδο και των ηλεκτρονίων(μπλε) προς το ανοδικό σύρμα μέσα σ΄ ένα σωλήνα ολίσθησης. Από την αναφορά [18].*

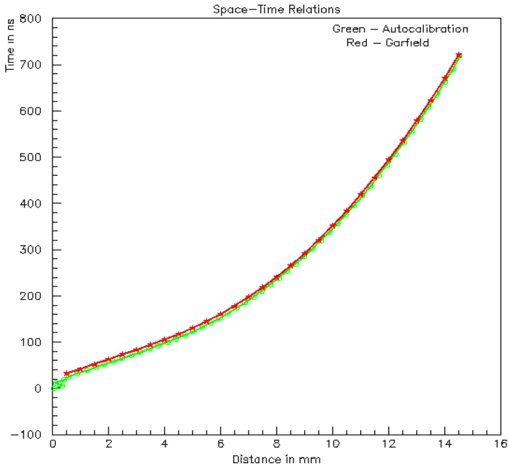


Σχήμα 2.14: *Ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου. Από την αναφορά [18].*



Σχήμα 2.15: *Ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων συναρτήσει της απόστασης από το ανοδικό σύρμα. Από την αναφορά [18].*

παρουσιάζεται μια τυπική $r - t$ συνάρτηση ενός σωλήνα ολίσθησης, για το μείγμα Ar/CO_2 (93% : 7%).



Σχήμα 2.16: *Σχέση απόστασης-χρόνου ολίσθησης που λαμβάνεται με τη μέθοδο της ολοκλήρωσης από το χρονικό φάσμα ενός σωλήνα ολίσθησης (πράσινο) και με προσομοίωση (κόκκινο). Από την αναφορά [18].*

Κεφάλαιο 3

Το σύστημα ευθυγράμμισης των θαλάμων μιονίων.

3.1 Εισαγωγή.

Η ευθυγράμμιση των θαλάμων ολίσθησης οφείλει να είναι αρκετά ακριβής, ώστε η συνεισφορά της στο τελικό σφάλμα μέτρησης της ορμής (η οποία προβλέπει ακρίβεια 30 μm στην καμπύλωση της τροχιάς) να παραμείνει αρκετά χαμηλά σε σχέση με την συνεισφορά στο σφάλμα μέτρησης που εισάγουν οι θάλαμοι ολίσθησης αυτοί καθ΄ αυτοί (ακρίβεια 50 μm στην καμπύλωση της τροχιάς). Το σύστημα ευθυγράμμισης βασίζεται στην καταγραφή ευθύγραμμων οπτικών δεσμών από αισθητήρες τοποθετημένους πάνω στους θαλάμους ολίσθησης (στην παράπλευρη επιφάνεια του ανιχνευτή) ή πάνω σε ράβδους (στα άκρα του ανιχνευτή). Η κυριότερη αβεβαιότητα πηγάζει από την τοποθέτηση των αισθητήρων αυτών. Η ακρίβεια στην τοποθέτηση αυτή επιδιώκεται να είναι καλύτερη από 20 μm. Τα σφάλματα στην τοποθέτηση των αισθητήρων θεωρούνται αμερόληπτα και τυχαίως κατανεμημένα. Συνεπώς, αναμένεται το αντίστοιχο συστηματικό σφάλμα στην μέτρηση της καμπύλωσης της τροχιάς, ολοκληρωμένο σ΄ όλο τον φασματογράφο, να είναι κάτω των 2 μm, το οποίο αντιστοιχεί σε σχετικό σφάλμα 0.02% της κύρτωσης στα μιόνια ενέργειας 50 GeV.

Εξαιτίας τόσο των διαφόρων γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή στο κοίλο τμήμα και στα άκρα όσο και της μικρής κίνησης των διαφόρων τμημάτων (ανίχνευσης ή υποστήριξης) του ανιχνευτή λόγω της ύπαρξης του μαγνητικού πεδίου , χρησιμοποιούνται διαφορετικές διατάξεις για την καταγραφή των θέσεων των θαλάμων τόσο στην παράπλευρη επιφάνεια όσο και στα άκρα, ενώ διαφορετικές είναι και οι διατάξεις για την καταγραφή των παραμορφώσεων των μεγάλων θαλάμων. Η οπτική καταγραφή στην παράπλευρη επιφάνεια προβλέπεται μόνο για τους τομείς[1] των μεγάλων θαλάμων, ενώ οι μικροί θάλαμοι ευθυγραμμίζονται με τη χρήση των τροχιών που αλληλοεπικαλύπτονται με τους θαλάμους στους μεγάλους τομείς.

Η ακρίβεια των 30 μm απαιτείται μόνο για την τοποθέτηση των θαλάμων μέσα σ' έναν προβολικό πύργο. Η ακρίβεια που απαιτείται στη σχετική θέση διαφορετικών πύργων, ώστε να παρέχεται η προδιαγεγραμμένη ακρίβεια στον προσδιορισμό της αναλλοίωτης μάζας στην περίπτωση πολύ-μιονικών τελικών καταστάσεων, είναι της τάξης του χιλιοστού. Η σχετική ευθυγράμμιση του φασματογράφου μιονίων, των θερμιδομέτρων και του εσωτερικού ανιχνευτή στηρίζεται στις τροχιές υψηλοενεργειακών μιονίων.

Η ευθυγράμμιση με τη χρήση ανακατασκευασμένων τροχιών θα παρέχει έναν ισχυρό έλεγχο για πιθανά άλλα συστηματικά σφάλματα, τα οποία θα μπορούσαν να επηρεάσουν την απόλυτη μέτρηση της ορμής. Στη αρχή του πειράματος και ύστερα από κάθε κύρια διακοπή της λειτουργίας του, σχεδιάζεται η χρήση ευθύγραμμων τροχιών μιονίων (με την απενεργοποίηση του τοροειδούς μαγνήτη), ώστε να ελεγχθούν τα συστήματα ευθυγράμμισης και τελικά, να προσδιοριστούν οι διορθώσεις που θα πρέπει να ληφθούν υπόψιν στα σφάλματα τοποθέτησης των αισθητηρίων οργάνων. Με τον τρόπο αυτό θα μπορούσαν να διορθωθούν διάφορες άλλες παράμετροι (όπως η μεταβολή της θερμοκρασίας), δεδομένου ότι οι παράμετροι αυτοί παραμένουν ίδιες υπό και χωρίς την παρουσία του μαγνητικού πεδίου.

3.2 Προδιαγραφές.

3.2.1 Τοποθέτηση θαλάμου.

Το σύστημα ευθυγράμμισης είναι σε θέση να διορθώσει μετατοπίσεις των θαλάμων και στις τρεις κατευθύνσεις. Πιο συγκεκριμένα:

- Οι οπτικές δέσμες που χρησιμοποιούνται στον φασματογράφο πρέπει να διασχίσουν την ενεργό περιοχή όλων των αισθητηρίων οργάνων, που είναι τοποθετημένοι κατά μήκος των τροχιών τους. Το γεγονός αυτό θέτει την απαίτηση στην τοποθέτηση των θαλάμων σε σχέση με έναν θάλαμο στον ίδιο τομέα με ακρίβεια $\pm 4\ \mu m$.

- Η πεπερασμένη ακρίβεια στη μέτρηση της δεύτερης συντεταγμένης θέτει την απαίτηση η σχετική γωνιακή τοποθέτηση των θαλάμων μέσα σ' έναν τομέα να είναι καλύτερη από $\pm 2\ mrad$.

[1]Ένας τομέας (sector) ορίζεται ως η ομάδα των θαλάμων που ανήκουν στο μισό ενός δεδομένου οκτάγωνου (για z>0 ή z<0) του φασματογράφου μιονίων.

- ❐ Οι μετατοπίσεις των τμημάτων στήριξης των θαλάμων εξαιτίας των μαγνητικών δυνάμεων του τοροειδούς μαγνήτη αναμένεται να είναι μικρότερες από 2 mm σε κάθε τομέα. Η θερμική δε διαστολή των θαλάμων[2] και των τμημάτων στήριξης αυτών θα είναι της τάξης του χιλιοστού (βλ. [19], [20]).

3.2.2 Διόρθωση κύρτωσης.

Στην παράπλευρη επιφάνεια και στην ενδιάμεση περιοχή με τα άκρα (μέχρι $|\eta| = 1.3$), ο προσδιορισμός της ορμής υψηλοενεργειακών μιονίων στηρίζεται στην μέτρηση της κύρτωσης της τροχιάς με ακρίβεια 50 μm , χρησιμοποιώντας τρεις σταθμούς θαλάμων MDT. Δεδομένης της μέσης τιμής της στροφικής ικανότητας στην περιοχή ($\int Bdl = 2.4Tm$), η κύρτωση ενός μιονίου ενέργειας 1 TeV σε γωνία $|\eta| = 0$ (κατακόρυφα) είναι της τάξης των 500 μm. Στην περιοχή των άκρων, η στροφική ικανότητα είναι περίπου 6 Tm και σε γωνία $|\eta| = 2$, η κύρτωση σωματιδίου εγκάρσιας ορμής $p_T = 1$ TeV είναι περίπου 1 mm. Η επιδίωξη είναι η μέγιστη συνεισφορά της ευθυγράμμισης στο σφάλμα της κύρτωσης να είναι 30 μm.

Στις περιοχές όπου μόνο δύο σταθμοί είναι διαθέσιμοι, το σύστημα ευθυγράμμισης εκμεταλλεύεται το γεγονός ότι οι σταθμοί αυτοί ή τουλάχιστον ένα τμήμα της στερεάς τους γωνίας, όπως φαίνεται από το σημείο αλληλεπίδρασης, ανήκουν πάντα σε μια τριπλέτα σταθμών.

3.2.3 Τοποθέτηση θαλάμου μέσα σε τομέα.

Μια ακόμη απαίτηση στο σύστημα ευθυγράμμισης προέρχεται από τον αλγόριθμο της ανακατασκευής των τροχιών. Προκειμένου να βελτιστοποιήσουμε την απόδοση του συστήματος υπό την παρουσία ενός υψηλού υποβάθρου, οι σχετικές θέσεις των θαλάμων στο χώρο οφείλουν να είναι γνωστές με ακρίβεια περίπου 0.5 mm. Επιπλέον, προβλέπεται ακρίβεια της τάξης των 2 mm από την ανακατασκευή του μαγνητικού πεδίου, η οποία προέρχεται από τον προσδιορισμό των θέσεων των πηνίων του τοροειδούς μαγνήτη ως προς τους θαλάμους.

[2]Στους MDT θαλάμους η θερμοκρασία θα καταγράφεται σε κάθε θάλαμο με τη βοήθεια 30 αισθητήρων θερμοκρασίας, ακρίβειας 0.5^oC, οι οποίοι θα είναι τοποθετημένοι έξι σε κάθε μεριά των δύο πολύ-επιπέδων και δύο πάνω σε κάθε μια από τις τρεις βοηθητικές ράβδους (cross plates) που βρίσκονται στον θάλαμο.

3.2.4 Γενική τοποθέτηση του θαλάμου.

Η γνώση της θέσης των τριπλέτων θαλάμων της μιας ως προς την άλλη, αλλά και ως προς τα υπόλοιπα ανιχνευτικά συστήματα του ATLAS είναι απαραίτητη για τον προσδιορισμό της αναλλοίωτης μάζας τελικών καταστάστεων που περιλαμβάνουν πολλά σωματίδια, αλλά και για την προέκταση της τροχιάς των μιονίων προς τους εσωτερικούς ανιχνευτές. Η απαιτούμενη ακρίβεια, η οποία είναι της τάξης του εκατατοστού, είναι απόλυτα συμβατή με την αναμενόμενη ακρίβεια στην αρχική τοποθέτηση των θαλάμων και με τις μετατοπίσεις του κρυοστάτη. Η γνώση των σχετικών θέσεων των πύργων στο σύστημα μιονίων με τον εσωτερικό ανιχνευτή μπορεί να βελτιωθεί και να καταγραφεί με τη χρήση τροχιών υψηλοενεργειακών μιονίων. Με τη μέθοδο αυτή μπορεί να επιτευχθεί χωρική ακρίβεια καλύτερη από 0.5 mm (κατά την κατεύθυνση του Z άξονα) της τροχιάς του μιονίου στο εξώτατο κέλυφος του εσωτερικού ανιχνευτή.

3.3 Διάταξη.

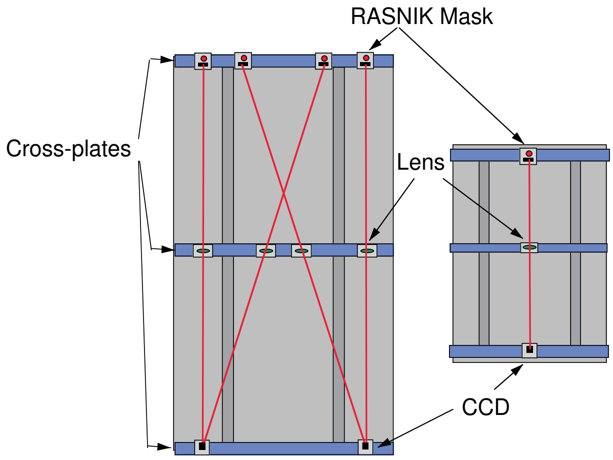
3.3.1 Ευθυγράμμιση σωλήνων σε κάθε θάλαμο.

Το σύστημα ευθυγράμμισης των σωλήνων στον MDT θάλαμο στοχεύει στην καταγραφή των μετατοπίσεων του σύρματος του σωλήνα με ακρίβεια καλύτερη από 10 μm. Τέτοιες μετατοπίσεις προκύπτουν από τις σχετικές μετατοπίσεις των τριών cross plates, τα οποία αποτελούν μέρος της δομής στήριξης του θαλάμου. Στους μεγάλους θαλάμους, μια ομάδα από τέσσερεις δέσμες φωτός και τέσσερεις αισθητήρες κατασκευασμένοι με την τεχνολογία RASNIK (Red Alignment System of NIKHEF -[21]), επιτρέπουν επαρκείς, ανεξάρτητες μετρήσεις των μετατοπίσεων αυτών. Ένα απλούστερο σύστημα με μία μόνο δέσμη φωτός είναι αρκετό για τους μικρότερους θαλάμους (σχήμα 3.1).

3.3.2 Ευθυγράμμιση θαλάμων στην παράπλευρη επιφάνεια.

Α. Προβολική ευθυγράμμιση.

Η διάταξη των φωτεινών δεσμών στους πύργους της παράπλευρης επιφάνειας φαίνεται στο σχήμα 3.2. Στην προβολική ευθυγράμμιση και σε γραμμική προσέγγιση, η διόρθωση στην μετρούμενη κύρτωση της τροχιάς του μιονίου είναι συνάρτηση έξι παραμέτρων μετατόπισης των θαλάμων (3 για τις γραμμικές μετατοπίσεις και 3 για τις στροφές). Τέσσερεις φωτεινές δέσμες που καταγράφονται από δισδιάστατους οπτικούς αισθητήρες παρέχουν την ανεξάρτητη μέτρηση



Σχήμα 3.1: *Διάγραμμα του συστήματος ευθυγράμμισης των σωλήνων πάνω στο θάλαμο. Για τους μεγάλους θαλάμους ολίσθησης (αριστερά) προβλέπεται η διάταξη των 4 ακτίνων, ενώ για τους μικρούς θαλάμους (δεξιά) είναι αρκετή η απλοποιημένη διάταξη της μίας ακτίνας.*

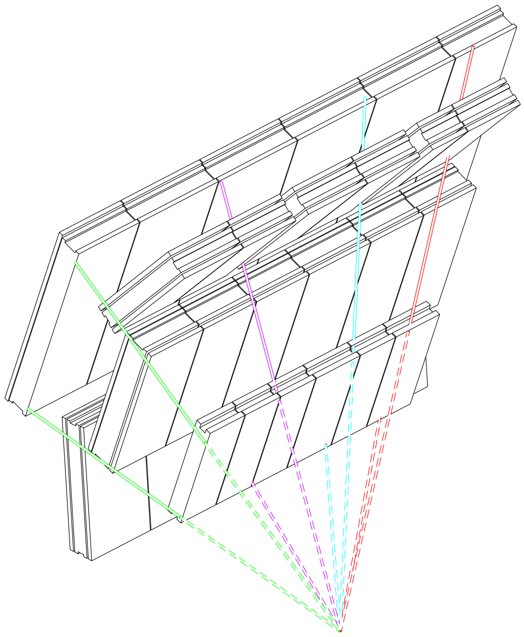
των μετατοπίσεων του θαλάμου. Η προβολική ευθυγράμμιση πραγματοποιείται με την τεχνολογία RASNIK.

B. Αξονική ευθυγράμμιση.

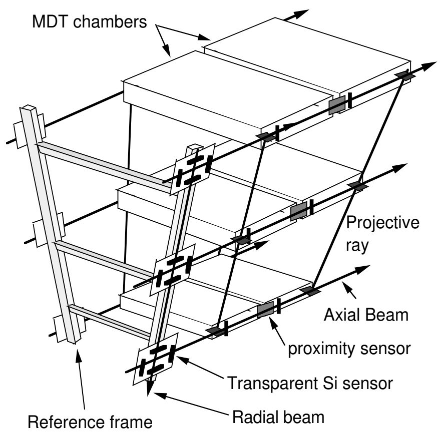
Προκειμένου να περιοριστεί ο αριθμός των προβολικών δεσμών στον αριθμό των χασμάτων[3] μεταξύ των μικρών θαλάμων στο μεσαίο επίπεδο (BMS), οι πύργοι ευθυγράμμισης από την ομάδα δύο διπλανών φυσικών πύργων. Η μέτρηση της σχετικής θέσης των θαλάμων εντός των πύργων ευθυγράμμισης είναι ο κύριος σκοπός του συστήματος της αξονικής ευθυγράμμισης, το οποίο φαίνεται στο σχήμα 3.3

Το αξονικό σύστημα ευγράμμισης χρησιμοποιείται επιπλέον και για την μελέτη της θέσης όλων των θαλάμων μέσα σ' έναν τομέα καθώς επίσης και για ανώτερης τάξης διορθώσεις της προβολικής ευθυγράμμισης. Τα κύρια στοιχεία του συστήματος είναι δύο δέσμες laser ανά τομέα και σταθμό κατά τον z-άξονα, ανάμεσα και στα δύο άκρα των μεγάλων MDT θαλάμων και αισθητήρες εγγύτητας, οι οποίοι μετρούν την απόσταση μεταξύ γειτονικών θαλάμων σ' έναν πύργο ευθυγράμμισης.

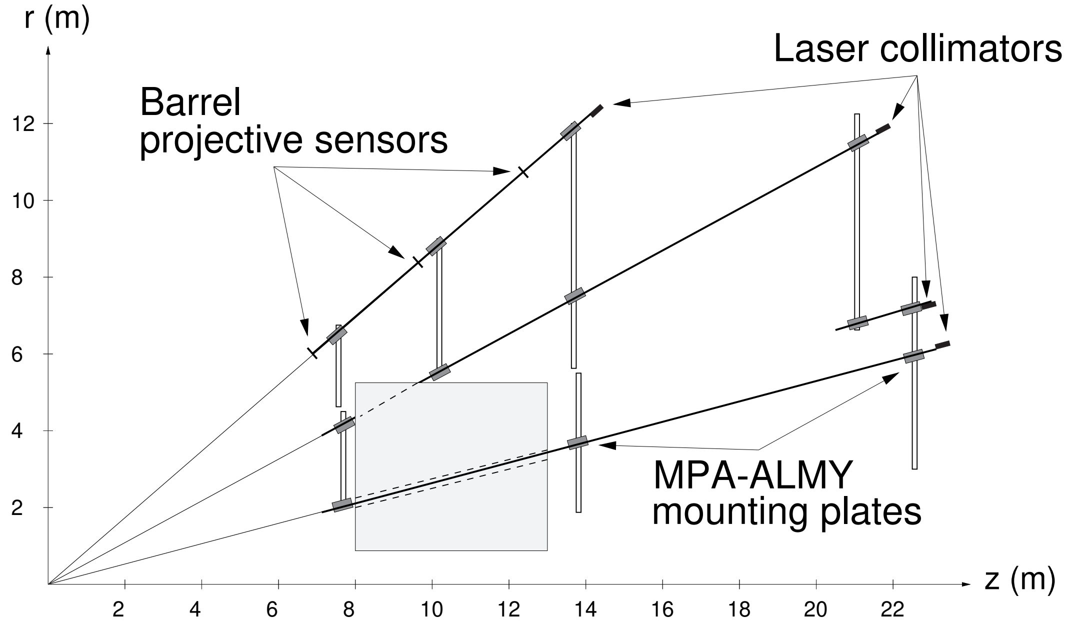
[3]Τα χάσματα αυτά είναι αναγκαία για την στήριξη του τοροειδούς μαγνήτη.



Σχήμα 3.2: *Τρισδιάστατη άποψη των προβολικών ακτίνων σ΄ έναν τομέα της κοίλης επιφάνειας.*



Σχήμα 3.3: *Το αξονικό σύστημα ευθυγράμμισης.*



Σχήμα 3.4: *Άποψη των θέσεων των ράβδων ευθυγράμμισης στο (r, z) επίπεδο, στα άκρα του ανιχνευτή και σε έναν από τους οχτώ τομείς.*

3.3.3 Ευθυγράμμιση θαλάμων στα άκρα.

Το σύστημα ευθυγράμμισης στην παράπλευρη επιφάνεια δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί στην εμπρόσθια περιοχή, επειδή οι τοροειδείς κρυοστάτες στα άκρα εμποδίζουν την εφαρμογή μεγάλου αριθμού προβολικών ακτίνων. Στην περιοχή αυτή το σύστημα ευθυγράμμισης βασίζεται σε μικρό αριθμό ψευτό-προβολικών ακτίνων που ενώνουν τα επίπεδα των θαλάμων. Η ευθυγράμμιση βασίζεται σε ένα σύστημα από μηχανικά και θερμικά σταθερές ακτινικές ράβδους αναφοράς. Προβλέπεται ένα πλέγμα από οκτώ ράβδους ευθυγράμμισης για κάθε έναν εμπρόσθιο σταθμό. Οι ράβδοι είναι τοποθετημένες η μια ως προς την άλλη με τη βοήθεια ενός συστήματος από πολικές και αζιμουθιακές δέσμες φωτός, οι οποίες σχηματίζουν ένα κλειστό σύστημα αναφοράς για ολόκληρη την εμπρόσθια περιοχή. Η ακτινική διάταξη ευθυγράμμισης παρουσιάζεται στο σχήμα 3.4.

Οι θάλαμοι είναι τοποθετημένοι ως προς τις πλησιέστερες ράβδους ευθυγράμμισης με ένα σύστημα από αζιμουθιακούς RASNIK αισθητήρες.

Κεφάλαιο 4

Μεθολογία λήψης και ανάλυσης των δεδομένων.

Η εργασία που διεξήχθη αφορά την μελέτη των σωματιδίων Higgs και Z μέσω του καναλιού $H \rightarrow 4\mu$, στην περίπτωση που υπάρχουν διάφορα σφάλματα ευθυγράμμισης στην τοποθέτηση των θαλάμων μιονίων στον ανιχνευτή. Κύριος σκοπός είναι ο προσδιορισμός των ορίων στα σφάλματα ευθυγράμμισης των ανιχνευτών έτσι, ώστε να είναι μικρές (<5-10 %) οι συνέπειες των σφαλμάτων στην ανακάλυψη του Higgs μέσω του προαναφερθέντος καναλιού.

Τα στάδια της μελέτης μπορούν να κατηγοριοποιηθούν σε εκείνα που εκτελέστηκαν σε batch mode στο CERN και είναι αυτά που περιλαμβάνουν την παραγωγή και ανακατασκευή των τροχιών των μιονίων και σε εκείνα που πραγματοποιήθηκαν τοπικά στο Πανεπιστήμιο Αθηνών και αφορούσαν την ανάπτυξη των κατάλληλων προγραμμάτων και την τελική ανάλυση.

4.1 Παραγωγή των γεγονότων και προσομοίωση των τροχιών.

Για την παραγωγή των γεγονότων και την προσομοίωση των τροχιών χρησιμοποιήθηκε ο FORTAN κώδικας LHCTOR, (έκδοση 40900) [22]. Το LHCTOR παρέχει το περιβάλλον λειτουργίας (interface) στον κώδικα PYTHIA [23] για την παραγωγή των γεγονότων, αλλά παράλληλα και στο GEANT [24] , το οποίο περιγράφει πλήρως την κατασκευή του ανιχνευτή και, ακολουθώντας τα σωματίδια σε κάθε στάδιο, προσομοιώνει τις τροχιές τους. Στην παραγωγή των γεγονότων επιλέχθηκε η σύγκρουση πρωτονίου-πρωτονίου στα 14 TeV ενέργεια στο κέντρο μάζας, ενώ χρησιμοποιήθηκαν οι προκαθορισμένες (default) τιμές όλων των υπόλοιπων παραμέτρων. Για τις ανάγκες της μελέτης, ενεργοποιήθηκαν μόνο τα κανάλια διάσπασης $H \rightarrow ZZ$ και στη συνέχεια $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Πίνακας 4.1: *Μάζες και φυσικά πλάτη του μποζονίου Higgs που χρησιμοποιήθηκαν για την παραγωγή γεγονότων. Από την αναφορά* [25].

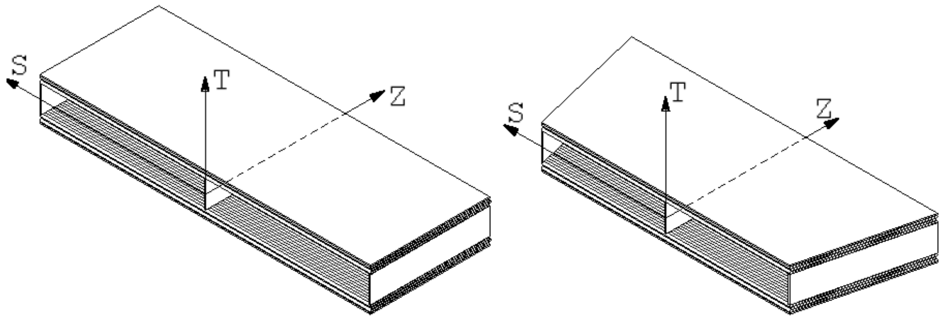
$m_H\,(GeV)/c^2$	$\Gamma_H\,(GeV/c^2)$	BR ($H \to ZZ$)
200.0	1.37	0.255
300.0	8.42	0.307

Η μελέτη έγινε για δύο διαφορετικές μάζες του $Higgs$: για 200 GeV (κοντά στο όριο $2m_Z$) και για 300 GeV (πιο μακριά από το όριο $2m_Z$) και κοντά στο όριο μάζας, όπου το φυσικό πλάτος του σωματιδίου υπερκαλύπτει το πλάτος που προέρχεται από την ανιχνευτική διάταξη. Στις υπό μελέτη μάζες του Higgs μποζονίου τέθηκαν τα αντίστοιχα φυσικά πλάτη, όπως αυτά δίδονται στον πίνακα 4.1. Στον συγκεκριμένο πίνακα παρουσιάζεται και ο λόγος διακλάδωσης της παραγωγής του Z από την απ΄ ευθείας διάσπασης του Higgs.

Στο παράρτημα A παρουσιάζεται μια τυπική κάρτα εισόδου στο LHCTOR με τις τιμές των παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν. Το LHCTOR απαιτεί ως είσοδο δεδομένων τον χάρτη του μαγνητικού πεδίου που θα χρησιμοποιηθεί και τη γεωμετρία των ανιχνευτών. Στην ολοκλήρωση της εργασίας του, το LHCTOR παράγει το αρχείο των σημάτων των μιονίων στους διάφορους ανιχνευτές και το αρχείο των τροχιών σε κάθε βήμα της προσομοίωσης που οδήγησαν στα σήματα αυτά.

4.2 Ανακατασκευή των τροχιών στο φασματογράφο μιονίων.

Η ανακατασκευή των τροχιών των σωματιδίων στον φασματογράφο μιονίων πραγματοποιείται με το πρόγραμμα MUONBOX (έκδοση 60305) [26], [27]. Το πρόγραμμα απαιτεί ως είσοδο τα δύο αρχεία εξόδου του LHCTOR (σήματα και τροχιές των μιονίων), καθώς επίσης τη γεωμετρία των θαλάμων και τον χάρτη του μαγνητικού πεδίου. Στο παράρτημα B παρουσιάζεται μια τυπική κάρτα του MUONBOX. Το πρόγραμμα, μετά την εκτέλεσή του, παρέχει κατάλληλα διαμορφωμένη ntuple που περιέχει τις κινηματικές παραμέτρους (ορμές, ενέργειες, συντεταγμένες θέσης κτλ) τόσο των πραγματικών-γεννηθέντων τροχιών, όσο και των ανακατασκευασμένων. Η παραγώμενη ntuple μετατρέπεται τέλος σε ROOT-ntuple για την περαιτέρω επεξεργασία μέσα στο περιβάλλον της ROOT [29].



Σχήμα 4.1: *Οι άξονες που χρησιμοποιούνται στο MUONBOX για το τοπικό σύστημα συντεταγμένων των θαλάμων μιονίων στην παράπλευρη επιφάνεια (αριστερά) και για τα άκρα (δεξιά).*

4.3 Μετακίνηση των θαλάμων μιονίων.

Για να μελετηθούν τα διάφορα σφάλματα ευθυγράμμισης, οι θάλαμοι μιονίων μετακινούνται από τις σχεδιασμένες θέσεις τους. Έτσι λοιπόν παράγονται γεγονότα με συγκεκριμένη γεωμετρία των θαλάμων μιονίων, έτσι όπως έχει σχεδιαστεί να είναι τοποθετημένοι, αλλά η ανακατασκευή πλέον των τροχιών πραγματοποιείται με τροποποιημένη γεωμετρία, η οποία και περιέχει τις θέσεις των μετατοπισμένων θαλάμων. Η μετακίνηση των θαλάμων μιονίων πραγματοποιείται μεταβάλλοντας την ευθυγράμμιση των θαλάμων στη βάση δεδομένων της γεωμετρίας των ανιχνευτών. Οι μετακινήσεις που πραγματοποιήθηκαν αφορούσαν μόνο τους θαλάμους MDT, τόσο στην παράπλευρη επιφάνεια (barrel) όσο και στα δύο πώματα (End-Caps) του ανιχνευτή. Δεν πραγρατοποιήθηκε μετακίνηση σε κανέναν ανιχνευτή διαφορετικής τεχνολογίας[1]. Κατά την μετακίνηση των θαλάμων υπάρχει δυνατότητα τόσο μετατόπισης, όσο και περιστροφής κατά τους άξονες T, S, Z. Ο ορισμός των αξόνων σε θαλάμους της παράπλευρης επιφάνειας και των δύο πωμάτων φαίνεται στο σχήμα (4.1). Ο άξονας S ορίζεται κατά μήκος των σωλήνων, ο άξονας Z ορίζεται παράλληλα με τον άξονα της δέσμης για τους θαλάμους της παράπλευρης επιφάνειας και κάθετα στον άξονα της δέσμης για τους θαλάμους των πωμάτων, ενώ τέλος ο T άξονας είναι κάθετος στους άλλους δύο. Με κατάλληλες παρεμβάσεις στον κώδικα, δίνεται η δυνατότητα μετακίνησης των επιθυμητών θαλάμων και προς τις επιθυμητές κατευθύνσεις.

[1]Οι ανιχνευτές RPC και TGC χρησιμοποιούνται στο σύστημα σκανδαλισμού και είναι μεγάλης ακρίβειας, ενώ οι θάλαμοι τεχνολογίας CSC, τοποθετημένοι στην πολύ εμπρόσθια περιοχή, δεν εξετάστηκαν στη συγκεκριμένη εργασία.

4.4 Προσαρμογή τροχιών υπό δεσμό (Constraint Fitting).

Προκειμένου να επιτευχθεί ο καλύτερος προσδιορισμός του πλάτους του Higgs χρησιμοποιήθηκε η προσαρμογή των δεδομένων που προέρχονται από τις ανακατασκευασμένες τροχιές υπό τη συνθήκη-δεσμό **δύο τροχιές ετερόσημων μιονίων να δίνουν αναλλοίωτη μάζα στο σημείο αλληλεπίδρασης ίση με τη μάζα του Z**, του σωματιδίου δηλαδή από το οποίο προήλθαν.

Παρακάτω θα δοθεί η περιγραφή της μεθοδολογίας που αναπτύχθηκε μαθηματικά και εφαρμόστηκε υπολογιστικά και, όπως θα γίνει φανερό στο επόμενο κεφάλαιο, η μεθοδολογία αυτή έχει ως αποτέλεσμα τον καλύτερο προσδιορισμό, τόσο της μάζας, όσο και του ανακατασκευασμένου πλάτους του Higgs. Η μεθοδολογία στηρίζεται σε ανάλογες εφαρμογές που αναπτύχθηκαν στα πλαίσια του LEP [28].

4.4.1 Μεθοδολογία - Μαθηματικός Φορμαλισμός.

Στα παρακάτω, κάθε μιόνιο προσδιορίζεται από το μέτρο της ορμής του p, την πολική ϑ και αζιμουθιακή γωνία φ της κατεύθυνσής του.

Η προσαρμογή των τροχιών των δύο μιονίων γίνεται ελαχιστοποιώντας την παράσταση:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{2} \left(\frac{p^i_{rec} - p^i_{fit}}{\sigma_{p_{rec}}} \right)^2 + \left(\frac{\theta^i_{rec} - \theta^i_{fit}}{\sigma_{\theta_{rec}}} \right)^2 + \left(\frac{\phi^i_{rec} - \phi^i_{fit}}{\sigma_{\phi_{rec}}} \right)^2 \tag{4.1}$$

με την απαίτηση του δεσμού:

$$m_{12\alpha\nu\alpha\lambda\lambda o\iota\omega\tau\eta} = m_Z \tag{4.2}$$

κάνοντας χρήση της μεθοδολογίας των πολλαπλασιαστών Langrange.

Ο δείκτης i=1,2 αναφέρεται στα δύο ετερόσημα μιόνια. Οι μεταβλητές με δείκτη rec αντιστοιχούν στις ανακατασκευασμένες ποσότητες, ενώ αυτές με δείκτη fit αναφέρονται στις αντίστοιχες ποσότητες όπως τροποποιούνται με την προσαρμογή.

Τα σφάλματα $\sigma_{p_{rec}}$, $\sigma_{\theta_{rec}}$, $\sigma_{\phi_{rec}}$, που είναι τα σφάλματα στις ποσότητες $1/p$, θ,ϕ, αντίστοιχα, δίνονται ως δεδομένα εισόδου στη διαδικασια της προσαρμογής και αποτελούν παραμέτρους αποφασιστικής σημασίας για την επιτυχία της προσαρμογής, όπως προκύπτουν από την ανακατασκευή της τροχιάς.

Στο σημείο αυτό θα πρέπει να σημειώσουμε ότι αρχικά, τα σφάλματα αυτά ήταν σταθερά για κάθε μιόνιο με τιμή που προέκυψε από την κατανομή της διαφοράς της ανακατασκευασμένης από την πραγματική παράμετρο. Ενδεικτικά, αναφέρουμε ότι το σφάλμα στις γωνίες ήταν της τάξης του $10^{-3} rad$ και στην ορμή περίπου 5%. Στην περίπτωση αυτή όμως παρατηρήθηκαν μη-γκαουσιανές ουρές στις κατανομές της διαφοράς της προσαρμοσμένης από την πραγματική παράμετρο. Στη συνέχεια, ως σφάλματα για την προσαρμογή θεωρήθηκαν τα σφάλματα που προήλθαν από την ανακατασκευή της τροχιάς του κάθε μιονίου. Αλλά και στην περίπτωση αυτή υπήρχαν οι μη-γκαουσιανές ουρές. Τέλος, έγινε προσπάθεια συσχέτισης των σφαλμάτων σε κάθε ποσότητα συναρτήσει του χ^2 της ανακατασκευής της τροχιάς, ώστε σε κακώς ανακατασκευασμένες τροχιές να αποδοθεί μεγαλύτερο σφάλμα. Δεν φάνηκε όμως κανενός είδους συσχέτιση και οι τιμές των σφαλμάτων τελικά λαμβάνονται από την ανακατασκευή των τροχιών (MUONBOX) και συγκεκριμένα από τα διαγώνια στοιχεία του πίνακα σφάλματος στην έξοδο του θερμιδομέτρου.

Το παράρτημα Ε παρουσιάζει αναλυτικά τον τρόπο εξαγωγής και χρήσης των σφαλμάτων από τον κώδικα του MUONBOX .

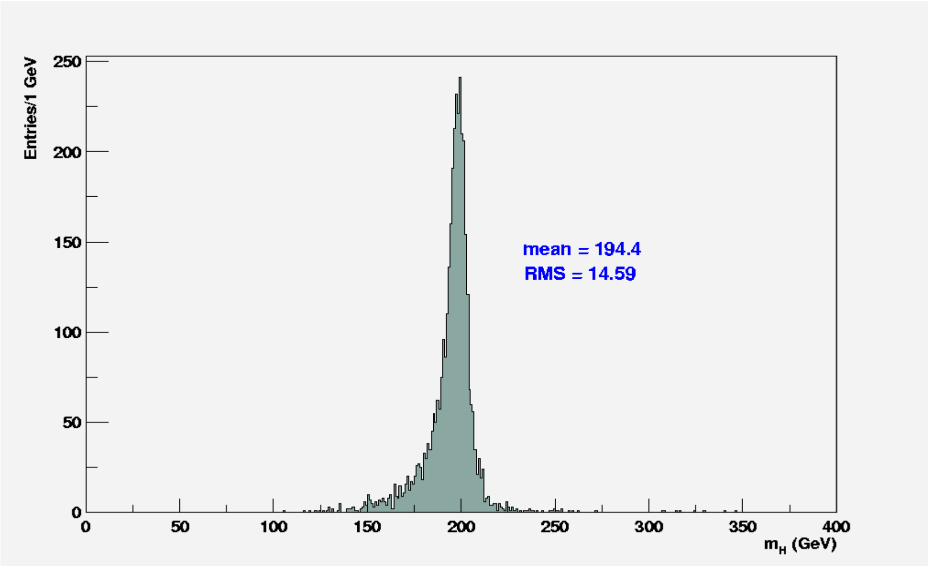
Οι ποσότητες p^i_{fit}, θ^i_{fit} και ϕ^i_{fit} είναι οι αντίστοιχες προσαρμοσμένες παράμετροι, η τελική τιμή των οποίων είναι αυτή που ελαχιστοποιεί την ποσότητα (4.1).

Όπως προαναφέρθηκε, για την πραγματοποίηση της προσαρμογής υπό τον δεσμό (4.2) απαιτείται η μάζα m_Z του Z-μποζονίου, η οποία και έδωσε τα ανιχνευόμενα σωματίδια. Η μάζα αυτή με μια γρήγορη σκέψη θα μπορούσε είναι ίση με 91.2 GeV/c^2, η τυπική μάζα του Z. Η τελικά προσαρμοσμένη μάζα του σωματιδίου Higgs των 200 GeV/c^2 παρουσιάζεται στο σχήμα (4.2β), ενώ στο ίδιο σχήμα (4.2α) παρουσιάζεται η κατανομή της ανακατασκευασμένης μάζας.

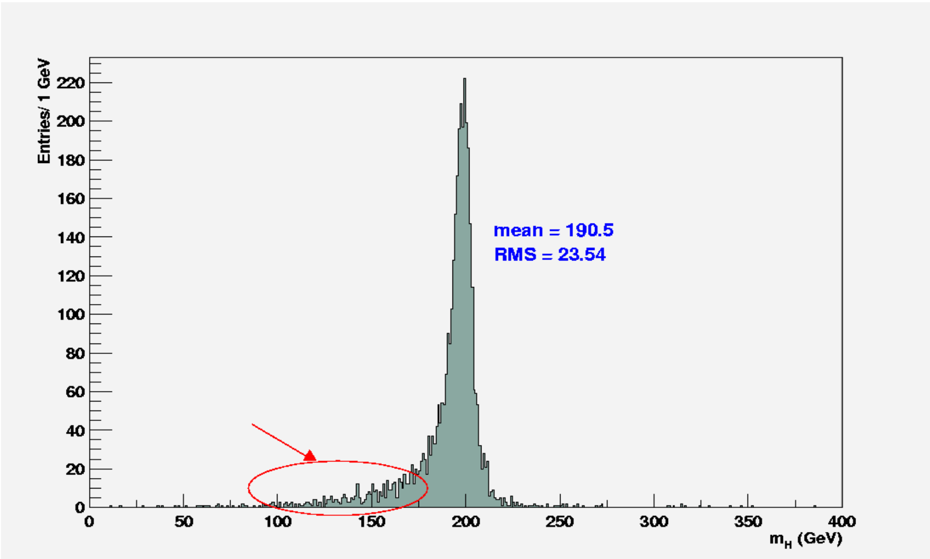
Είναι φανερή η ανωμαλία των γεγονότων αριστερά της κορυφής. Με προσεκτική μελέτη στις πραγματικές και ανακατασκευασμένες τιμές της μάζας του Z διαπιστώθηκε ότι τα συγκεκριμένα γεγονότα προέρχονται από σωματιδία Z, τα οποία είχαν μάζα πολύ μικρότερη από την τυπική, ενώ ο δεσμός της μάζας κατά την προσαρμογή τα «πίεσε» σε τιμές μεγαλύτερες (βέβαια μέσα στο εύρος που επέτρεπαν τα σφάλματα). Έτσι λοιπόν, η παράλειψη στο σημείο αυτό είναι το γεγονός ότι η μάζα δημιουργίας του Z δεν είναι πάντα η τυπική του μάζα, αλλά ακολουθεί μια Breit-Wigner κατανομή[2]. Για να εφαρμοστεί στην πράξη η μέθοδος της μεταβλητής μάζας-δεσμού, στον παραπάνω κώδικα προστέθηκε η εξής μεθοδολογία:

1. Είσοδος της ανακατασκευασμένης μάζας του Z (m_Z^{rec}).
2. Χωρισμός του διαστήματος (91.187 - m_Z^{rec}) σε 20 τμήματα.

[2]Η κατανομή Breit-Wigner (BW) που χρησιμοποιούμε δίδεται από τη συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας: $f(m) = \frac{c_o}{(m^2-m_o^2)^2+m_o^2\Gamma^2}$, όπου $m_o = 91.2\, GeV/c^2$, $\Gamma = 2.5\, GeV/c^2$ η μάζα και το φύσικο πλάτος του Z αντίστοιχα και $c_o = m_o^2\Gamma^2$, ώστε το μέγιστο της συνάρτησης να είναι στη μονάδα.

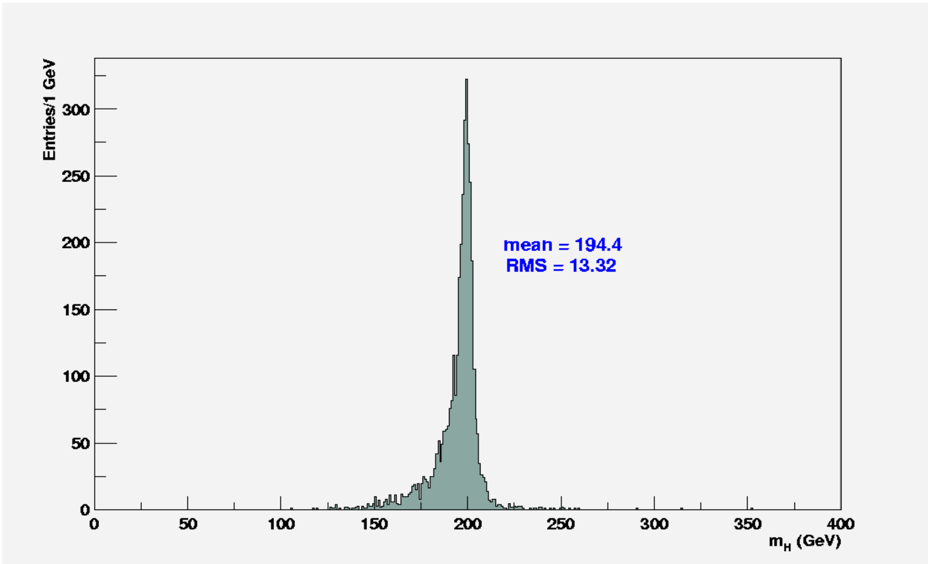


(α)



(β)

Σχήμα 4.2: *Η κατανομή της μάζας του Higgs α) ανακατασκευασμένη β) ύστερα από την προσαρμογή των ανακατασκευασμένων δεδομένων υπό* ***σταθερό δεσμό μάζας*** *του Z* $(m_H = 200GeV)$.



Σχήμα 4.3: *Η κατανομή της μάζας του Higgs ύστερα από την προσαρμογή των ανακακατασκευασμένων δεδομένων υπό* ***μεταβαλλόμενο δεσμό μάζας*** *του Z.*

3. Για καθένα τμήμα, μάζας m_i (i=1,2,..,20):
   *BWprob(i) = πιθανότητα να βρεθεί η μάζα m_i από την BW κατανομή.
   *Θέσε την τιμή m_i ως δεσμό και πραγματοποίησε την προσαρμογή σύμφωνα με τα παραπάνω.
   *FITprob(i) = πιθανότητα να βρεθεί η τιμή του χ^2 της προσαρμογής.[3]
   ***Συνδιασμένη πιθανότητα**: Combined(i) = BWprob(i) x FITprob(i).

4. Επέλεξε εκείνο το βήμα που δίνει την μεγαλύτερη τιμή Combined(i). Από το βήμα αυτό προκύπτουν και οι προσαρμοσμένες τιμές των διανυσμάτων των ορμών.

Η κατανομή της προσαρμοσμένης μάζας του Higgs ύστερα από την παραπάνω αλλαγή παρουσιάζεται στο σχήμα (4.3).

4.4.2 Προγραμματιστική Εφαρμογή σε C++.

Η προγραμματιστική υλοποίηση της προσαρμογής των τροχιών υπό το δεσμό της αναλλοίωτης μάζας πραγρατοποιήθηκε σε C++ . Ο κώδικας είναι αυτόνομος και η βιβλιοθήκη του (**libCONFIT.so**) έχει κατασκευαστεί, ώστε να

[3] Στο συγκεκριμένο βήμα χρησιμοποιείται η συνάρτηση TMath::Prob της ROOT με 1 βαθμό ελευθερίας (βλέπε http://root.cern.ch/root/html304/TMath.html#TMath:Prob).

μπορεί χρησιμοποιηθεί από το περιβάλλον της ROOT [4] . Η κλάση που χρησιμοποιείται ονομάζεται **cfLangrangeMultipliers** και το αντικείμενο αυτής τη κλάσης μπορεί να δημιουργηθεί καλώντας την συνάρτηση δημιουργίας, όπως για παράδειγμα:

$$Z\_ConsFitObj = \ new \ cfLangrangeMultipliers();$$

και να καταστραφεί με τη χρήση του τελεστή **delete**:

$$delete \ Z\_ConsFitObj;$$

Παρακάτω παρουσιάζονται αναλυτικά οι μέθοδοι που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για έναν αντικείμενο της συγκεκριμένης κλάσης:

- **void SetFitMode(char *fit_mode)**

Επιλέγεται ο τρόπος fit_mode με τον οποίο προσδιορίζεται η τιμή της μάζας - δεσμού. Για fit_mode = “FIXED” , η προσαρμογή γίνεται με τον δεσμό της αναλλοίωτης μάζας σε μια συγκεκριμένη τιμή, ενώ για fit_mode = “BW”, η τιμή του δεσμού μεταβάλλεται σύμφωνα με τον τρόπο που αναπτύχθηκε παραπάνω.

- **void SetConstraintValue(Double_t standard_value)**

Τίθεται η σταθερή τιμή standard_value της μάζας-δεσμού. Η μέθοδος αυτή επιλέγεται στην περίπτωση που fit_mode = “FIXED”.

- **void SetStartValue(Double_t start_value)**

Τίθεται η αρχική τιμή start_value της μάζας-δεσμού, η οποία χρειάζεται για τη διαμέριση του τμήματος 91.187 - start_value, σύμφωνα με τα προαναφερθέντα. Η μέθοδος αυτή επιλέγεται στην περίπτωση που fit_mode = “BW”.

- **void SetInitialValues(Int_t i_par, TVector3 vector)**

Τίθενται οι αρχικές τιμές. Για το σωματίδιο i_par = 1, 2 δίδεται το διάνυσμα vector της ορμής του. Η κλάση TVector3 χρησιμοποιείται από τη ROOT για τα τρισδιάστατα φυσικά διανύσματα.

- **void SetInitialErrors(Int_t i_par, Double_t a, Double_t b, Double_t c)**

[4]Η έκδοση που χρησιμοποιήθηκε είναι η 3.02/07.

Τίθενται τα σφάλματα στις αρχικές τιμές. Για το σωματίδιο i_par = 1, 2 δίδονται οι τιμές των σφαλμάτων στο μέτρο της ορμής ($a = \Delta p/p$), στην πολική γωνία ($b = \Delta\theta$) και στην αζιμουθιακή γωνία ($c = \Delta\phi$).

❐ **void ExecuteFit()**

Πραγματοποιεί την προσαρμογή των δεδομένων σύμφωνα με τη μεθοδολογία που αναπτύχθηκε στην παράγραφο 4.2.1.

❐ **TVector3 GetFittedVector(Int_t i_par)**

Επιστρέφεται το τρισδιάστατο άνυσμα της προσαρμοσμένης πλέον ορμής του i_par σωματιδίου.

❐ **Double_t GetChi2()**

Επιστρέφεται το χ^2 της πραγματοποιηθείσας προσαρμογής. Η τιμή της παραμέτρου χ^2 ανά βαθμό ελευθερίας είναι μέτρο της ποιότητας της προσαρμογής.

❐ **Double_t GetNdf()**

Επιστρέφεται ο αριθμός των βαθμών ελευθερίας. Στην συγκεκριμένη εφαρμογή είναι πάντα 1, αφού υπάρχει μόνο ένας δεσμός, αυτός της αναλλοίωτης μάζας.

❐ **Double_t GetMaxProb()**

Επιστρέφεται η μέγιστη τιμή Combined(i), όπως αυτή ορίστηκε στην προηγούμενη παράγραφο και χρησιμοποιείται μόνο στην περίπτωση που fit_mode="BW".

❐ **TVector3 GetFittedObject()**

Επιστρέφεται το τρισδιάστατο άνυσμα της προσαρμοσμένης ορμής του σωματιδίου-δεσμού.

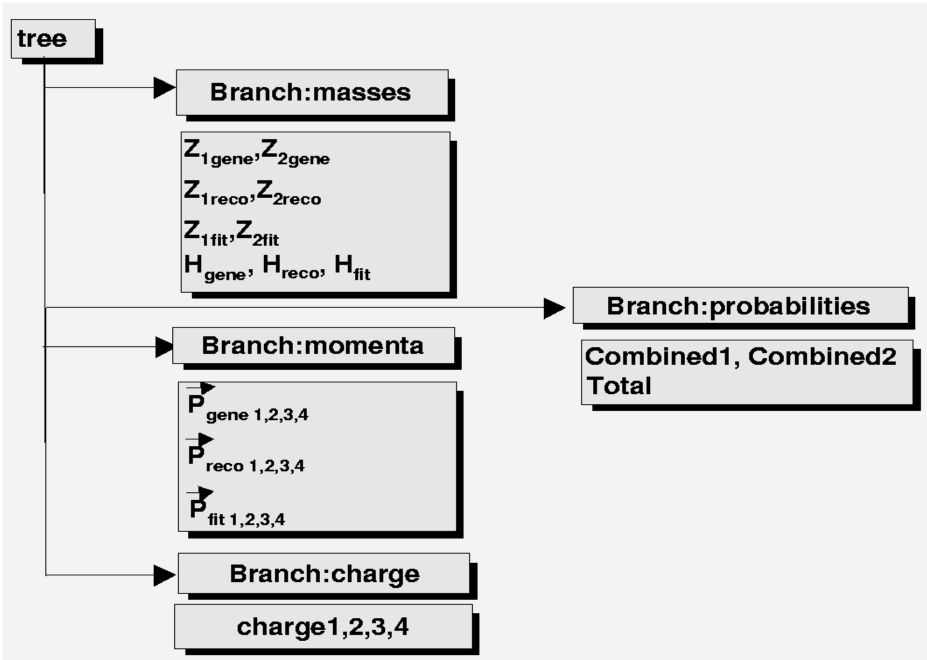
❐ **Int_t GetError()**

Επιστρέφει ακέραιο αριθμό (κωδικός σφάλματος) στην περίπτωση σφάλματος. Στην επιτυχή ολοκλήρωση της προσαρμογής επιστρέφεται η τιμή μηδέν.

Για τον έλεγχο των τυχών σφαλμάτων ή της επιτυχούς ολοκλήρωσης της εργασίας, χρησιμοποιείται η κλάση **cfErrorMsg** με μοναδική μέδοθο την:

❐ **char* ExportMsg(int msg)**

η οποία δέχεται τον κωδικό σφάλματος msg και επιστρέφει το μήνυμα του σφάλματος.



Σχήμα 4.4: *Δομή των παραμέτρων που αποθηκεύονται για την παραγωγή αποτελεσμάτων.*

4.5 Κώδικας επεξεργασίας των δεδομένων.

Για την επεξεργασία των δεδομένων γράφτηκε κώδικας σε C/C++ χρησιμοποιώντας το περιβάλλον της ROOT [29]. Το λογισμικό διαβάζει, για καθένα γεγονός, τις παραμέτρους της τελικής ntuple που παράγει το MUONBOX, πραγματοποιεί την ανάλυση και τέλος αποθηκεύει τις τελικές τιμές διαφόρων μεγεθών με την δομή των ROOT trees για την μετέπειτα παραγωγή των διαφόρων διαγραμμάτων και ιστογραμμάτων, όπως αυτά θα παρουσιαστούν στο επόμενο κεφάλαιο. Το διάγραμμα των διαφόρων παραμέτρων που υπολογίζονται και αποθηκεύονται παρουσιάζεται στο σχήμα (4.4).

Όπως φαίνεται και στο διάγραμμα, τελικά μπορούν να επεξεργαστούν οι πραγματικές, ανακατασκευασμένες και προσαρμοσμένες μάζες των δύο Z και του Higgs μποζονίων, οι πραγματικές και οι ανακατασκευασμένες τροχιές των τεσσάρων τελικών σωματιδίων, όπου τα μιόνια 1,2 προέρχονται από τη διάσπαση του Z_1 και τα μιόνια 3,4 προέρχονται από τη διάσπαση του Z_2, τα φορτία των σωματιδίων αυτών, οι ψευδωκύτητες αυτών, καθώς επίσης και οι πιθανότητες των χ^2 σε καθεμιά από τις δύο απαιτούμενες προσαρμογές (μία για κάθε Z) και η ολική πιθανότητα.

Στο παράρτημα Γ παρουσιάζεται το διάγραμμα ροής για την προσδιορισμό των μαζών των δύο Z και του Higgs.

Ας δούμε αναλυτικά μερικά σημεία του κώδικα:

- ❐ **Αντιστοίχιση γεννημένων και ανακατασκευασμένων μιονίων.** Προκειμένου να ελεχθούν οι δυνατότητες ανακατασκευής της μάζας των σωματιδίων, πραγματοποιήθηκε αντιστοίχιση των ανακατασκευασμένων μιονίων με τα πραγματικά. Η αντιστοίχιση γίνεται εφαρμόζοντας το κριτήριο της **γεωμετρικής εγγύτητας** των ανακατασκευασμένων με τα πραγματικά μιόνια. Είναι φανερό πως η μεθοδολογία αυτή δεν μπορεί να εφαρμοστεί στην πραγματικότητα, αφού τότε δε θα είναι δεδομένες οι πραγματικές ορμές των μιονίων, αλλά, όπως προαναφέρθηκε, αυτό αποτελεί μια αναφορά για τον έλεχο των δυνατοτήτων άλλων εφαρμοσμένων μεθόδων ανακατασκευής. Το κριτήριο της πλησιέστερης τιμής της ορμής δεν θα μπορούσε να εφαρμοστεί, αφού παρατηρήθηκαν αποκλίσεις μεταξύ των πραγματικών και των ανακατασκευασμένων ορμών.

- ❐ **Παραμετροποίηση της απώλειας ενέργειας.** Προκειμένου να προσδιορίσουμε τα αρχικά σωμάτια Z και Higgs είναι απαραίτητο να υπολογίσουμε την ορμή των μιονίων στο σημείο αλληλεπίδρασης. Για το λόγο αυτό θα πρέπει να προσθέσουμε στις ανακατασκευασμένες ορμές την απώλεια ενέργειας των μιονίων μέσα στα θερμιδόμετρα και στα διάφορα υλικά που συναντούν αυτά στην πορεία τους. Επειδή περιοριζόμαστε σε προσομοίωση μόνο του φασματογράφου μιονίων, η τιμή της απώλειας της ενέργειας προκύπτει από παραμετροποίηση σαν συνάρτησης της ορμής και της ψευδωκύτητας του μιονίου. Στην πραγματικότητα βέβαια η πληροφορία της απώλειας ενέργειας θα προέρχεται από τα θερμιδόμετρα.

- ❐ **Προσαρμογή των ανακατασκευασμένων ορμών - επιλογή συνδιασμού.** Η προσαρμογή των τροχιών γίνεται για κάθε συνδιασμό μιονίων και για κάθε ζεύγος μιονίων του συνδιασμού. Ο δεσμός της αναλλοίωτης μάζας ακολουθεί μια BW κατανομή με αρχική τιμή την ανακατασκευασμένη τιμή του συγκεκριμένου ζεύγους στον συγκεκριμένο συνδιασμό. Στο σφάλμα της ποσότητας $\Delta p/p$ έχει αθροιστεί τετραγωνικά και το σφάλμα από την παραμετροποίηση της απώλειας ενέργειας. Στο βήμα αυτό επιλέγεται και ο συνδιασμός των μιονίων και είναι εκείνος που δίνει την μεγαλύτερη πιθανότητα του συνδιασμένου χ^2 σε κάθε προσαρμογή. Συγκρίνοντας τον συνδιασμό που προκύπτει με τον πραγματικό συνδιασμό των ανακατασκευασμένων μιονίων (κριτήριο γεωμετρικής εγγύτητας) μπορεί κανείς να εκτιμήσει την ποιότητα της μεθόδου αυτής. Επιπρόσθετα, για λόγους ελέγχου, η επιλογή του συνδιασμού έγινε και με το κριτήριο των φορτίων, επιλέγοντας τελικά εκείνο το ζεύγος που δίνει αναλλοίωτη μάζα του Z πλησιέστερα στην τυπική μάζα των 91.187

GeV/c^2. Τα ποσοστά επιτυχίας παρουσιάζονται αναλυτικά στο επόμενο κεφάλαιο.

Κεφάλαιο 5

Αποτελέσματα - Συμπεράσματα.

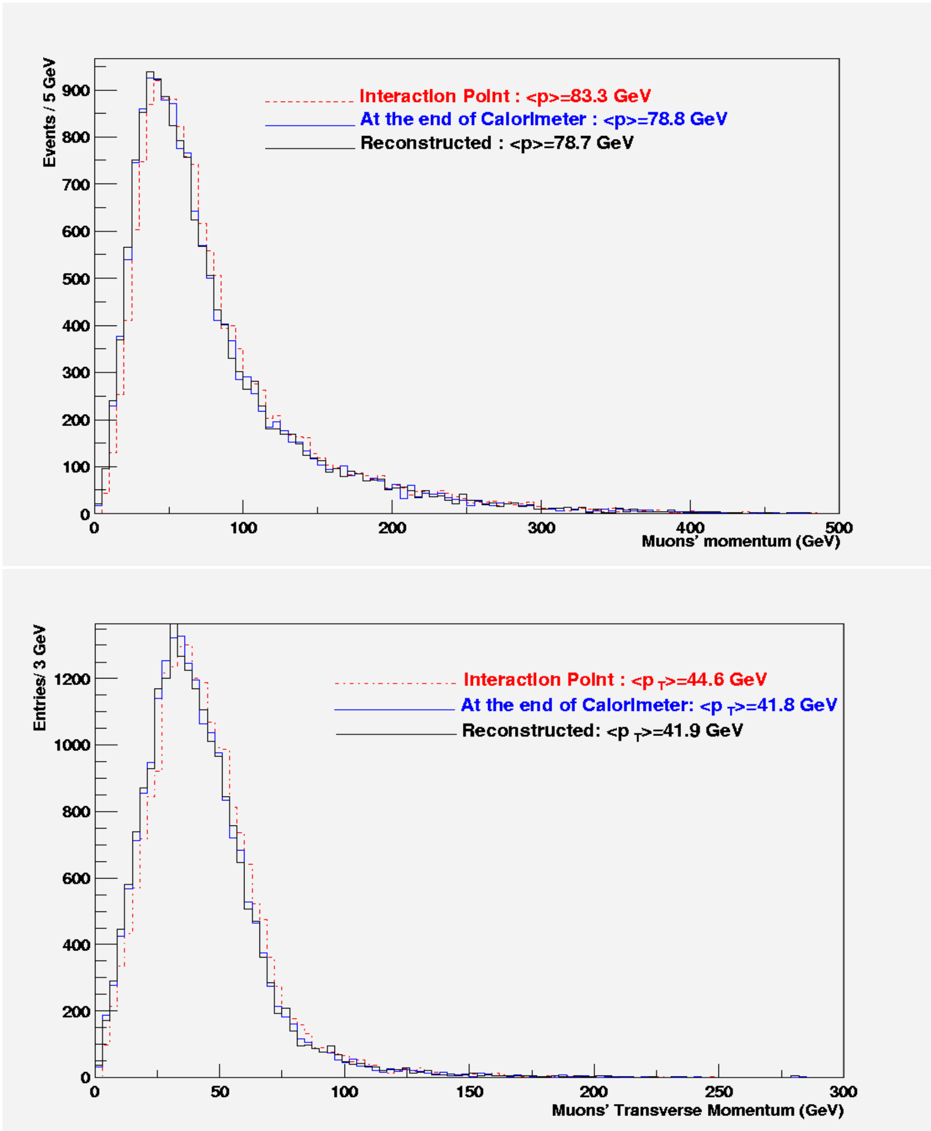
5.1 Τυπικές κατανομές - Χαρακτηριστικά των μιονίων από τις διασπάσεις του Higgs.

Ξεκινώντας τις τυπικές κατανομές αναφερόμαστε σε τροχιές μιονίων **χωρίς απευθυγραμμίσεις** που προέρχονται από μάζες του Higgs 200 GeV και 300 GeV.

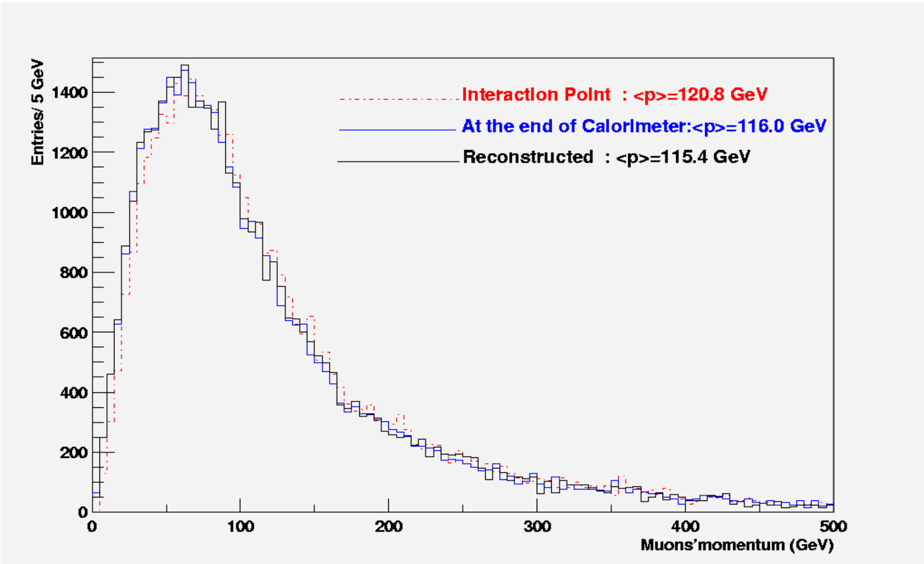
Στο σχήμα (5.1) παρουσιάζεται η κατανομή της ολικής και της εγκάρσιας ορμής των μιονίων στο σημείο αλληλεπίδρασης, στην είσοδο του φασματογράφου μιονίων και η ανακατασκευασμένη στην περίπτωση της μάζας του Higgs των 200 GeV, ενώ στο σχήμα (5.2) οι αντίστοιχες κατανομές στην περίπτωση των 300 GeV. Η μέση τιμή της εγκάρσιας ορμής στον φασματογράφο είναι περίπου 42 GeV στην πρώτη περίπτωση και 62 GeV στη δεύτερη. Παρατηρείται η μετατόπιση της ανακατασκευασμένης κατανομής και της κατανομής στο τέλος του θερμιδομέτρου σε σχέση με την κατανομή στο σημείο αλληλεπίδρασης. Η διαφορά αυτή οφείλεται στην απώλεια ενέργειας των σωματιδίων στο θερμιδόμετρο.

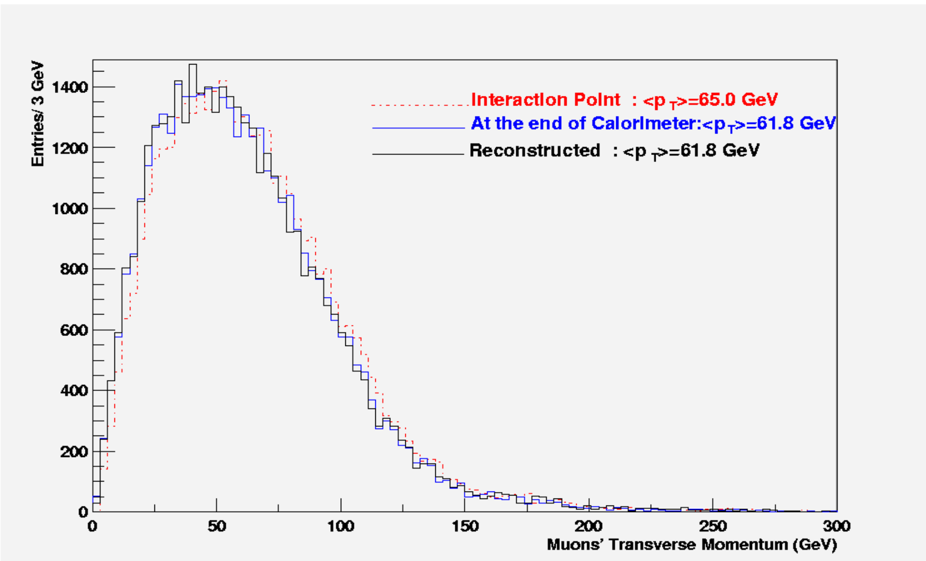
Επιπρόσθετα, η πολική κατανομή των μιονίων μέσα στον ανιχνευτή και για τις δύο μάζες του Higgs παρουσιάζεται στο σχήμα (5.3). Στην περίπτωση αυτή ο ανιχνευτής έχει χωριστεί σε τρεις περιοχές πολικής γωνίας ϑ : α) την κοίλη περιοχή με $0 < |\eta| \leq 1.0$ β) την εμπρόσθια με $1.0 < |\eta| \leq 1.5$ και γ) την άκρως εμπρόσθια περιοχή με $1.5 < |\eta| \leq 2.5$.[1] Παρατηρούμε αρχικά ότι τα περισσότερα μιόνια τείνουν να συγκεντρώνονται στην κοίλη περιοχή του ανιχνευτή απ΄ ότι στα άκρα και ακόμα λιγότερα εξ΄ αυτών κατευθύνονται στην άκρως εμπρόσθια περιοχή. Επιπλέον, παρατηρούμε ότι όσο μεγαλύτερη είναι η μάζα του Higgs τόσο τα μιόνια κατευθύνται σε διευθύνσεις σχεδόν κάθετα

[1] Αξίζει να θυμηθούμε στο σημείο αυτό ότι οι θάλαμοι μιονίων του ανιχνευτή εκτείνονται σε κατεύθυνση μέχρι $|\eta| \leq 2.7$ περίπου, όπως βέβαια φαίνεται και στην κατανομή.

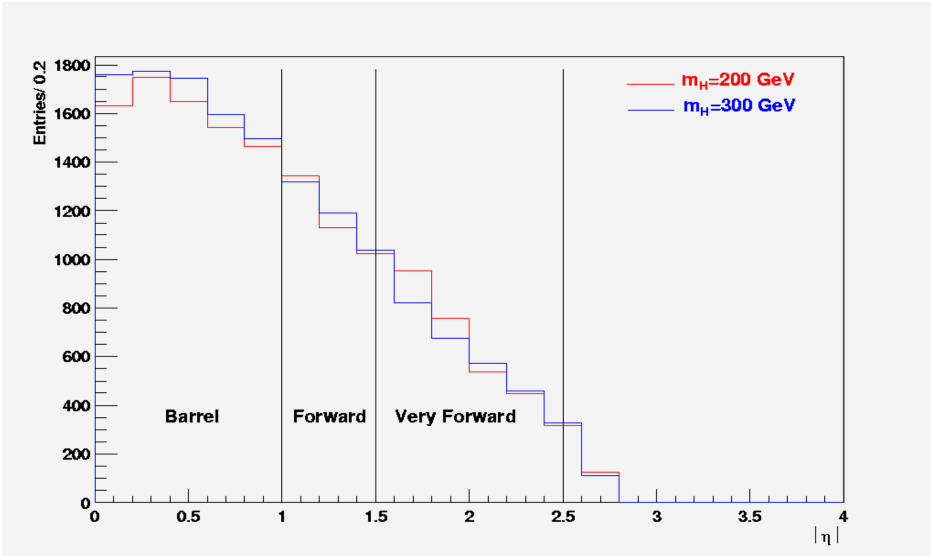


Σχήμα 5.1: *Κατανομή της ολικής ορμής (πάνω) και της εγκάρσιας ορμής (κάτω) των μιονίων από διασπάσεις του σωματιδίου Higgs στο σημείο αλληλεπίδρασης (εστιγμένη γραμμή), στο τέλος του θερμιδομέτρου (μπλε) και η ανακατασκευασμένη (μαύρο) για **μάζα** $m_H = 200\,GeV$.*





Σχήμα 5.2: *Όπως το σχήμα (5.1) για* ***μάζα*** $m_H = 300\,GeV$.



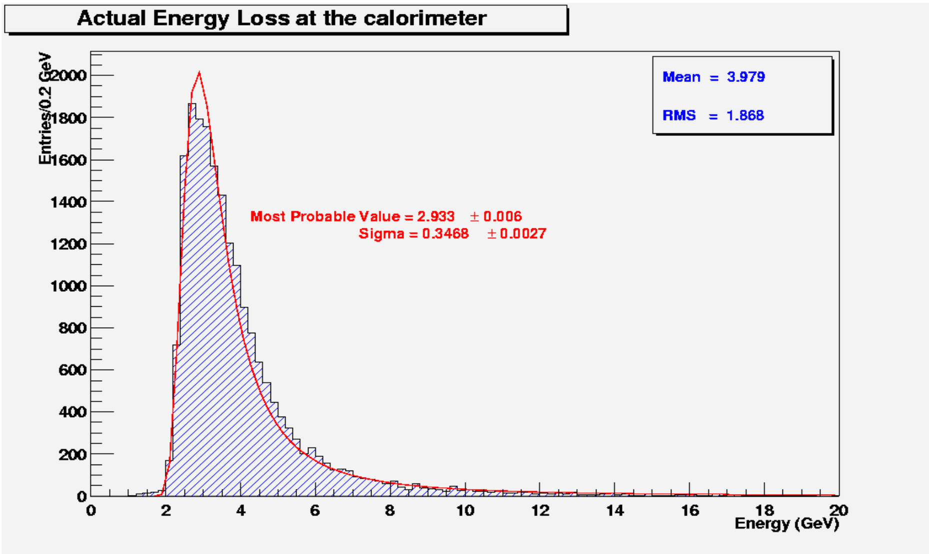
Σχήμα 5.3: *Πολική κατανομή των ορμών των μιονίων για τις δύο μάζες του Higgs.*

στον άξονα της δέσμης (κοίλη περιοχή).

Στο σχήμα (5.4) παρουσιάζεται η πραγματική ενέργεια που χάνουν τα μιόνια κατά τη διέλευσή τους μέσα στο θερμιδόμετρο για $m_H = 200GeV$. Η μέση τιμή της χαμένης ενέργειας είναι περίπου 4 GeV, που είναι ακριβώς η διαφορά μεταξύ των ορμών στο σημείο αλληλεπίδρασης και στην είσοδου το φασματογράφου μιονίων. Η συγκεκριμένη κατανομή προσαρμόστηκε με τη συνάρτηση Landau, η οποία περιγράφει την απώλεια ενέργειας σωματιδίων μέσα σε απορροφητές (βλέπε αναφ. [17], κεφ. 2). Η πιθανότερη τιμή της απώλειας ενέργειας είναι 3 GeV.

5.2 Προσθήκη απώλειας ενέργειας.

Όπως αναφέρθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο, για να προσδιοριστεί το μέγεθος της αναλλοίωτης μάζας, στις ανακατασκευασμένες ορμές θα πρέπει να προστεθεί και η παραμετροποιημένη απώλεια ενέργειας από το θερμιδόμετρο. Στο σχήμα (5.5) παρουσιάζεται η σύγκριση μεταξύ της πραγματικής απώλειας ενέργειας και της παραμετροποιημένης για $m_H = 200GeV$. Παρατηρούμε ότι η παραμετροποίηση αποδίδει ελαφρώς περισσότερη απώλεια ενέργειας από την πραγματική. Μάλιστα, όπως προκύπτει και από το διάγραμμα (5.6), όπου συγκρίνεται η παραμετροποιημένη με την πραγματική απώλεια ενέργειας για διάφορες περιοχές ψευδωκύτητας, η απώλεια ενέργειας που αποδίδει η παραμε-

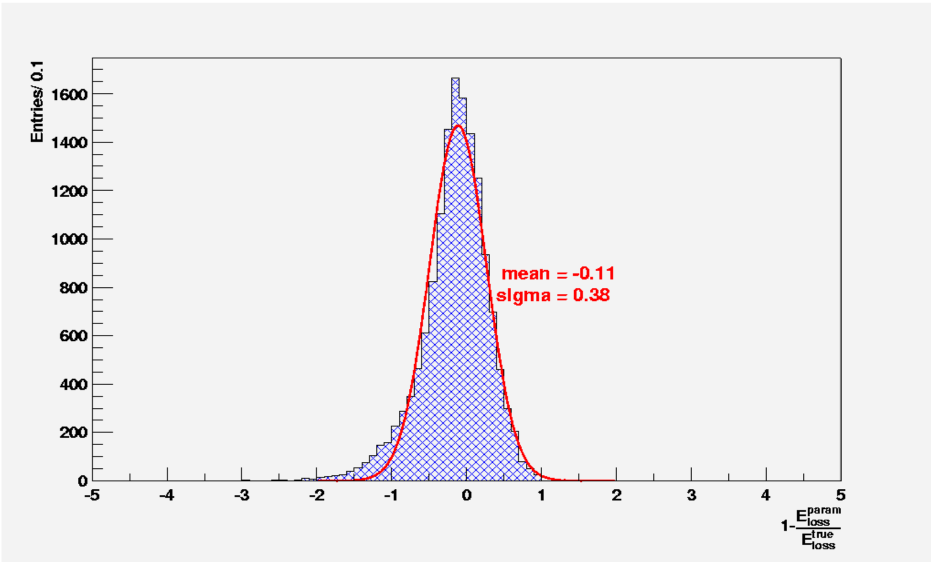


Σχήμα 5.4: *Πραγματική απώλεια ενέργειας των σωματιδίων κατά τη διέλευσή τους από το θερμιδόμετρο για* $m_H = 200GeV$. *Η προσαρμογή των δεδομένων έγινε με την κατανομή Landau.*

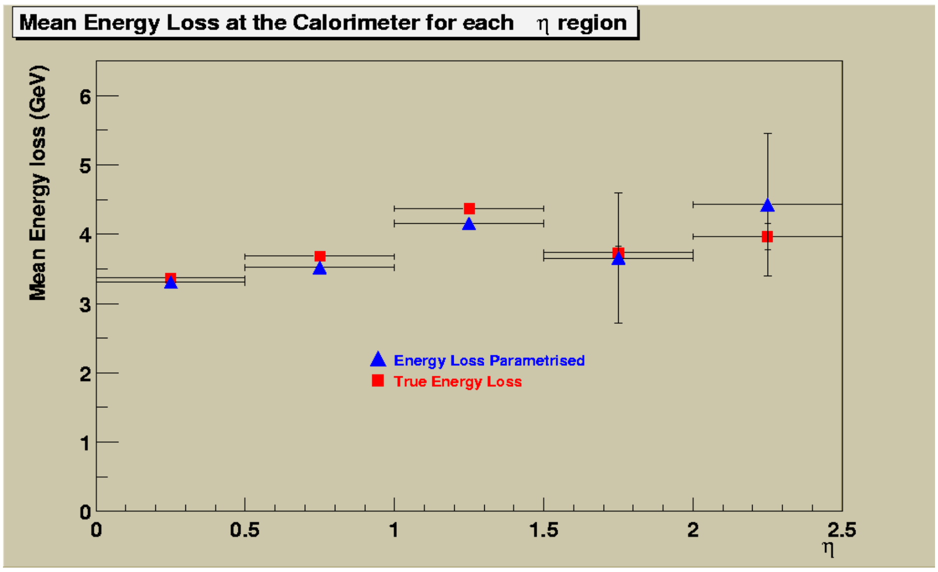
τροποίηση είναι μεγαλύτερη σε περιοχές μεγαλύτερης ψευδωκύτητας.

Προκειμένου να μελετήσει κανείς την αναλλοίωτη μάζα των μποζονίων H και Z στο σημείο αλληλεπίδρασης θα πρέπει να λάβει υπόψιν την ακτινοβολία πέδησης (Bremsstrahlung radiation) των μιονίων της τελικής κατάστασης. Στην περίπτωση αυτή, η μεταβολή της μάζας του Higgs παρουσιάζεται στο σχήμα (5.7α), το οποίο αναφέρεται στην παραγωγή, μέσω PYTHIA, του σωματιδίου με μάζα $m_H = 300\,GeV$. Η επιλογή της συγκεκριμένης τιμής μάζας προκύπτει από το γεγονός ότι η πιθανότητα εκπομπής ακτινοβολίας πέδησης αυξάνεται με την ενέργεια και είναι μεγαλύτερη απ΄ ό,τι στην περίπτωση της $m_H = 200\,GeV$. Είναι εύκολα παρατηρήσιμο το γεγονός πως, αν και η μάζα του Higgs δεν μεταβάλλεται δραματικά κατά την εκπομπή της ακτινοβολίας πέδησης (μείωση μόνο κατά 0.3 %), εντούτοις το φυσικό πλάτος του σωματιδίου **αυξάνει κατά 17.7 %**. Στο σχήμα (5.7β) παρουσιάζεται ακριβώς η ίδια φυσική διαδικασία για τα Z μποζόνια που προέρχονται από τη διάσπαση του Higgs .

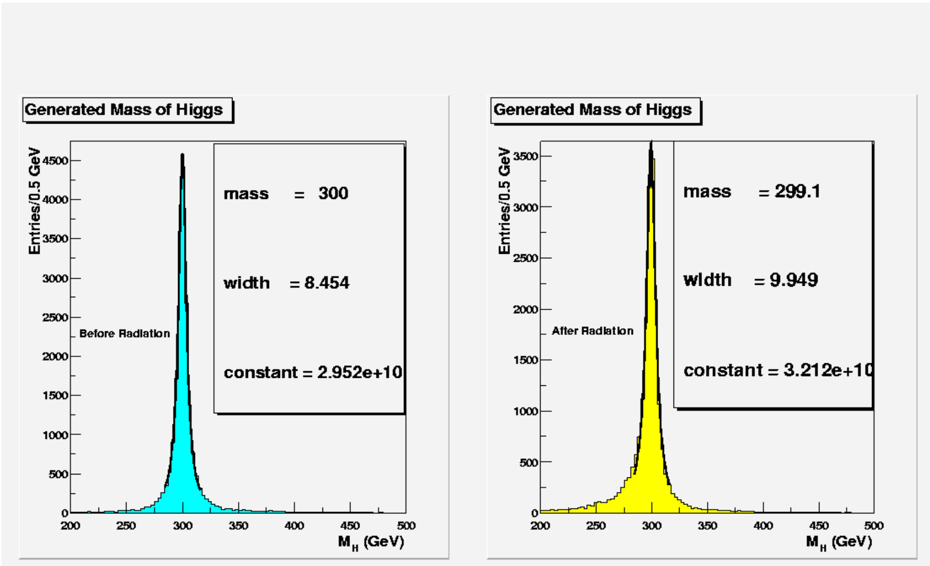
Υπό αυτή την έννοια λοιπόν θα πρέπει να ληφθεί υπόψιν ότι το GEANT (μέσω του LHCTOR) προσομοιώνει τις τροχιές των σωματιδίων που προήλθαν από διασπάσεις του Higgs, τα οποία όμως ήδη υπέστησαν εκπομπή ακτινοβολία πέδησης. Συνεπώς, οι αναμενόμενες τιμές τόσο της μάζας, όσο και του πλάτους των σωματιδίων θα πρέπει να προσεγγίζουν αυτές που διαμορφώνονται μετά την εκπομπή της ακτινοβολίας πέδησης.



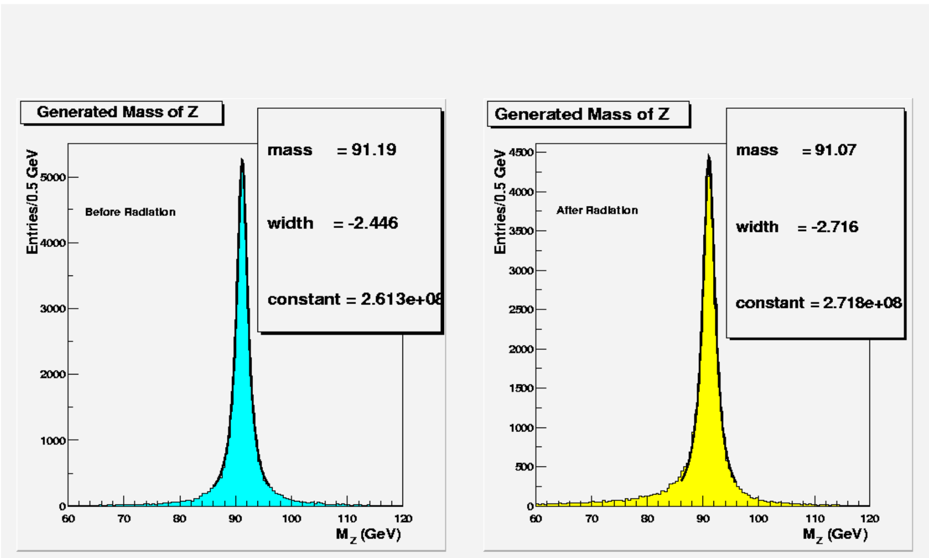
Σχήμα 5.5: *Σύγκριση της πραγματικής με την παραμετροποιημένη απώλεια ενέργειας των σωματιδίων κατά τη διέλευσή τους από το θερμιδόμετρο. Τα δεδομένα προσαρμόστηκαν με κατανομή Gauss και αφορούν* $m_H = 200GeV$.



Σχήμα 5.6: *Παραμετροποιημένη και πραγματική απώλεια ενέργειας σε διάφορες περιοχές ψευδωκύτητας, για ορμές μιονίων* $30 \leq P \leq 70\ GeV$.



(α)



(β)

Σχήμα 5.7: *Η μεταβολή της μάζας των σωματιδίων Higgs (α) και Z (β) κατά την εκπομπή ακτινοβολίας πέδησης. Τα δεδομένα προσαρμόστηκαν με κατανομή BW σε εύρος* $\pm 2\Gamma$ *γύρω από την κεντρική τιμή, όπου Γ είναι το φυσικό πλάτος του σωματιδίου πριν την ακτινοβολία.*

5.3 Επιλογή γεγονότων.

Στην παράγραφο αυτή αναφερόμαστε στα κριτήρια επιλογής των γεγονότων, κατά την παραγωγή των τροχιών, την προσομοίωσή τους μέσα στον ανιχνευτή και τέλος την ανακατασκευή τους.

Αρχικά, εφαρμόστηκαν κινηματικά κριτήρια. Έτσι λοιπόν απαιτήθηκε όλα τα μιόνια να ικανοποιούν τις συνθήκες:

$$\begin{aligned} p &> 5\,GeV \\ |\eta| &< 2.5 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Το πρώτο από τα κριτήρια εξασφαλίζει την αποκοπή, από το σημείο γέννεσής τους, των χαμηλοενεργειακών μιονίων, ενώ το δεύτερο εξασφαλίζει μιόνια, τα οποία βρίσκονται εντός της γεωμετρίας του ανιχνευτή.

Γεγονότα που είχαν τουλάχιστον 1 μιόνιο, το οποίο δεν ικανοποιεί όλα τα παραπάνω κριτήρια δεν συμμετείχαν στην ανάλυση.

Επιπλέον, κατά την ανακατασκευή των τροχιών απαιτείται να υπάρχουν σε κάθε γεγονός τέσσερεις ακριβώς ανακατασκευασμένες τροχιές μιονίων, τα οποία, ανά δύο να είναι ετερόσημα (το ολικό τους φορτίο να είναι μηδέν).

Τέλος, προκειμένου να ενισχυθούν τα γεγόνοτα του σήματος, χρησιμοποιήθηκαν γεγονότα, στα οποία οι ανακατασκευασμένες μάζες και των δύο Z βρίσκονται σε εύρος $m_Z \pm 18\ GeV$, όπου $m_Z = 91.2\ GeV$ η τυπική μάζα του Z.

Η απόδοση των γεγονότων για τις δύο περιπτώσεις μαζών του Higgs και για ανακατασκευασμένες τροχιές χωρίς σφάλματα ευθυγράμμισης παρουσιάζονται στον πίνακα (5.1).[2]

Όπως αναφέρθηκε και στην παράγραφο (4.5), η επιλογή του συνδιασμού των ετερόσημων ηλεκτρικά φορτισμένων, ανακατασκευασμένων μιονίων πραγματοποιείται κατά τη διαδικασία της προσαρμογής των τροχιών υπό το δεσμό της αναλλοίωτης μάζας, οπότε, από τους δύο δυνατούς συνδιασμούς, επιλέγεται ο συνδιασμός που δίνει τη μέγιστη **συνδιασμένη πιθανότητα**, όπως αυτή ορίστηκε στην παράγραφο 4.4.1. Εναλλακτικά, χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος της αναλλοίωτης μάζας, με την οποία επιλέγεται ο συνδιασμός που δίνει αναλλοίωτη μάζα του Z πλησιέστερα στα 91.2 GeV. Για να διαπιστωθεί η απόδοση της κάθε μεθόδου ελέχθηκε αν ο συνδιασμός που προκύπτει από τη μέθοδο συμφωνεί με τον πραγματικό συνδιασμό. Για τα γεγονότα λοιπόν που έγιναν δεκτά ύστερα από τα κριτήρια κινηματικής, ανακατασκευής και μηδενικού ολικού φορτίου, τα συνολικά αποτελέσματα παρουσιάζονται στον πίνακα (5.2).

[2] Τα σφάλματα υπολογίζονται από την τυπική απόκλιση της διωνυμικής κατανομής : $\sigma = \sqrt{np(1-p)}$, όπου n ο αριθμός των συνολικών γεγονότων και p η πιθανότητα να βρεθεί ένα

Πίνακας 5.1: *Απόδοση των γεγονότων στα διάφορα κριτήρια.*

	$m_H = 200\ GeV$	***4960 γεγονότα***	$m_H = 300\ GeV$	***4999 γεγονότα***
Κριτήρια	***αποδεχόμενα γεγονότα***	***% απόδοση***	***αποδεχόμενα γεγονότα***	***% απόδοση***
Κινηματικά	*3820±30*	*77.0 % ±0.6 %*	*3897±29*	*78.0 % ±0.6 %*
Ανακατασκευής και μηδενικού ολικού φορτίου	*3645±13*	*95.4 % ±0.3 %*	*3719±13*	*95.4 % ±0.3 %*
Μάζας Z $m_Z \pm 18\,GeV$	*3011±23*	*82.6 % ±0.6 %*	*3120±22*	*83.9 % ±0.6 %*
Σύνολο		***(60.7± 0.7) %***		***(62.4±0.4) %***

Πίνακας 5.2: *Απόδοση της επιλογής του ζεύγους μιονίων από τις ανακατασκευασμένες και προσαρμοσμένες τροχιές.*

	$m_H = 200\,GeV$		$m_H = 300\,GeV$	
Μέθοδος	**γεγονότα (σύνολο 3645)**	% επιτυχία	**γεγονότα (σύνολο 3719)**	% επιτυχία
Αναλλοίωτης μάζα	3233 ±19	88.7 % ± 0.5 %	3403 ± 17	91.5 % ± 0.5 %
Συνδιασμένης πιθανότητας	3481 ± 13	95.5 % ± 0.4 %	3634 ± 9	97.7 % ± 0.2 %

Παρατηρούμε ότι έχουμε εύρεση του σωστού ζεύγους μιονίων σ΄ ένα πολύ ικανοποιητικό επίπεδο και με τις δύο μεθόδους. Εμφανές όμως είναι το μεγαλύτερο ποσοστό επιτυχίας που δίδει η μέθοδος της μεγαλύτερης συνδιασμένης πιθανότητας .

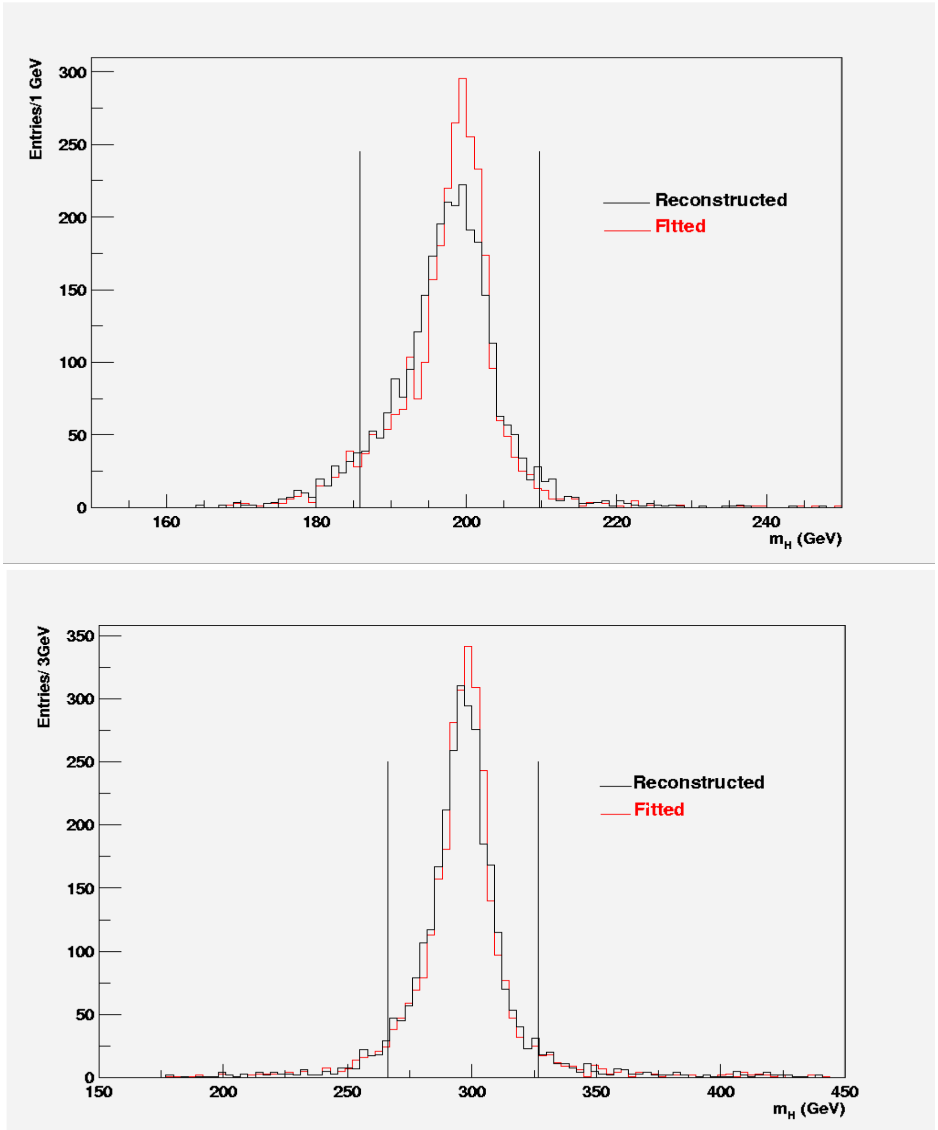
5.4 Ανακατασκευασμένη (recontructed) και προσαρμοσμένη (fitted) μάζα των Higgs και Z.

Στόχος της παραγράφου αυτής είναι η σύγκριση των αποτελεσμάτων όπως αυτά προκύπτουν από την προσαρμογή των ανακατασκευασμένων τροχιών υπό το δεσμό της αναλλοίωτης μάζας σε σχέση με τις αρχικές, ανακατασκευασμένες τροχιές. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιούμε τροχιές χωρίς σφάλματα ευθυγράμμισης για τις δύο περιπτώσεις μάζων του Higgs. Οι κατανομές παρουσιάζονται στο σχήμα (5.8). Οι παράμετροι της μάζας και του πλάτους προσδιορίζονται εφαρμόζοντας BW κατανομή στα δεδομένα σ΄ εύρος $M \pm 20$. Αξίζει δε να τονιστεί η επίδραση που έχει η επιλογή της περιοχής μαζών (τόσο στην περίπτωση του Z, όσο και του $Higgs$) στην προσαρμογή των κατανομών προκειμένου να προσδιοριστούν οι αντίστοιχες παράμετροι. Έτσι λοιπόν, για παράδειγμα, στους πίνακες (5.3) και (5.4) παρακάτω προσαρμογές σε πιο στενό εύρος μαζών θα δώσουν διαφορετικές τιμές. Παράλληλα, θα πρέπει να σημειωθεί πως η BW προσαρμογή στο συγκεκριμένο εύρος μάζας του $Higgs$ αντιστοιχεί περίπου σε 5 και 2 ανακατασκευασμένα πλάτη για τις μάζες $m_H = 200\,GeV$ και $m_H = 300\,GeV$ αντίστοιχα (βλέπε πίνακα 5.3 παρακάτω). Επιπλέον, για να υπολογιστεί η απόδοση της προσαρμογής, καταμετρείται ο αριθμός των γεγότων που βρίσκονται εντός του παραθύρου $M \;\pm 1.5\,\Gamma$, όπου M και Γ η ανακατασκευασμένη μάζα και το ανακατασκευασμένο πλάτος αντίστοιχα. Τα αριθμητικά αποτελέσματα παρουσίαζονται στον πίνακα (5.3).

Από τα παραπάνω παρατηρούμε πόσο η προσαρμογή των δεδομένων υπό δεσμό πλησιάζει τα πραγματικά δεδομένα σε σχέση με τις ανακατασκευασμένες τροχιές. Τόσο η μάζα, όσο και το πλάτος του σωματιδίου προσδιορίζονται καλύτερα στην περίπτωση της προσαρμογής διατηρώντας την απόδοση των γεγονότων σταθερή.

Θα πρέπει στο σημείο αυτό να τονιστεί πως στον υπολογισμό του τελικά μετρούμενου πλάτους του σωματιδίου αθροίζονται τετραγωνικά τόσο το φυσικό πλάτος του σωματιδίου, όσο και η πειραματική διακριτική ικανότητα στη μάζα,

συγκεκριμένο γεγονός.



Σχήμα 5.8: *Το ανακατασκευασμένο και προσαρμοσμένο Higgs για μάζες 200 GeV (πάνω) και 300 GeV (κάτω). Οι ευθείες καθορίζουν το παράθυρο* $M \pm 1.5\,\Gamma_{rec}$

Πίνακας 5.3: *Πραγματικές, ανακτασκευασμένες και προσαρμοσμένες τιμές για το Higgs.*

$m_H = 200\,GeV$	**Γεννηθέντες τιμές**	**Ανακατα-σκευασμένες**	**Προσαρμο-σμένες**
μάζα (GeV)	199.6±0.0	197.8±0.1	198.8±0.1
πλάτος (GeV)	2.3±0.1	8.0±0.2	5.9±0.2
% γεγονότα εντός $1.5\Gamma_{rec/fit}$	-	(89.2±0.6) %	(89.2±0.6) %
$m_H = 300\,GeV$	**Γεννηθέντες τιμές**	**Ανακατα-σκευασμένες**	**Προσαρμο-σμένες**
μάζα (GeV)	298.6±0.1	296.6±0.3	297.4 ±0.2
πλάτος (GeV)	11.2±0.4	20.2 ±0.8	17.2 ±0.6
% γεγονότα εντός $1.5\Gamma_{rec/fit}$	-	(88.9±0.6) %	(88.9 ±0.6) %

δηλαδή:

$$\Gamma^{measur} = \sqrt{(\Gamma^{nat})^2 + (\Gamma^{exp})^2} \tag{5.2}$$

όπου :

$$\Gamma^{exp} = \sigma_{mass} \cdot m_H \cdot 2.35 \tag{5.3}$$

με σ_{mass} να είναι η διακριτική ικανότητα στη μάζα ($\Delta m/m$), ενώ ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας εισέρχεται προκειμένου να μετατραπεί η τυπική απόκλιση σ σε πλάτος Γ.

Εάν τώρα, για παράδειγμα στην περίπτωση που $m_H = 200GeV$, θέσουμε $\Gamma^{nat} = 2.3GeV$ και μια τυπική διακριτική ικανότητα στη μάζα $\sigma_{mass} = 1.6\%$[3], προκύπτει, ύστερα από απλές μαθηματικές πράξεις, πως $\Gamma^{measur} = 7.9GeV$, τιμή που πλησιάζει το τελικά μετρούμενο ανακατασκευασμένο πλάτος, όπως φαίνεται στον πίνακα (5.3). Ανάλογο συμπέρασμα προκύπτει και στην περίπτωση που $m_H = 300GeV$.

Η παραπάνω διαδικασία είναι δυνατόν να λειτουργήσει και αντίστροφα, στην περίπτωση του προσαρμοσμένου πλάτους, προκειμένου να δούμε τη βελτίωση που επιφέρει η συγκεκριμένη μεθοδολογία στη διακριτική ικανότητα της μάζας. Έτσι λοιπόν, στην περίπτωση που $m_H = 200GeV$, εάν θέσουμε στη σχέση (5.2) $\Gamma^{exp} = 5.9GeV$ και $\Gamma^{nat} = 2.3GeV$, προκύπτει ότι $\sigma_{mass}^{cons.fit} = 1.2\%$, ενώ θα είναι $\sigma_{mass}^{cons.fit} = 1.9\%$ στη δεύτερη τιμή μάζας.

[3]Η διακριτική ικανότητα στη μάζα του *Higgs* προκύπτει, από τους μαθηματικούς υπολογισμούς της αναλλοίωτης μάζας, να είναι: $\frac{\Delta m}{m}\Big|_H = \frac{\sqrt{2}}{2}\frac{\Delta p}{p}\Big|_Z$, όπου $\frac{\Delta p}{p}\Big|_Z$ είναι η διακριτική ικανότητα στην ορμή των Z. Η διακριτική αυτή ικανότητα μπορεί να προσδιοριστεί και από την τυπική απόκλιση της κατανομής της ποσότητας $\frac{p_Z^{gene} - p_Z^{reco}}{p_Z^{gene}}$. Προέκυψε να είναι $\frac{\Delta p}{p}\Big|_Z = 2.3\%$.

Η βελτίωση πλάτους είναι καλύτερη στην περίπτωση της μάζας των 200 GeV (26%) απ΄ ό,τι στη μάζα των 300 GeV (15%), αφού στην τελευταία περίπτωση ο πρώτος όρος της υπόριζης ποσότητας στη σχέση (5.2) είναι συγκρίσιμος με τον δεύτερο, σ΄ αντίθεση με την πρώτη περίπτωση, όπου, λόγω του μικρού φυσικού πλάτους, επικρατεί η πειραματική διακριτική ικανότητα.

Τέλος, προκειμένου να ανιχνεύσουμε τη δυνατότητα προσδιορισμού του είδους και του μεγέθους των σφαλμάτων ευθυγράμμισης, χρησιμοποιούμε τις γνωστές τιμές της μάζας και του πλάτους του Z. Κατ΄ αυτόν τον τρόπο, μελούμε τη συμπεριφορά του ανακατασκευασμένου Z σε διάφορες περιοχές πολικής γωνίας ϑ του ανιχνευτή, οι οποίες, όπως προαναφέρθηκε, είναι: α) η κοίλη περιοχή με $0 < |\eta| \leq 1.0$ β) η εμπρόσθια με $1.0 < |\eta| \leq 1.5$ και γ) η άκρως εμπρόσθια περιοχή με $1.5 < |\eta| \leq 2.5$.

Στην περιοχή (α) απαιτούμε να υπάρχουν και τα δύο μιόνια του κάθε Z, ενώ για τις περιοχές (β) και (γ) απαιτούμε να υπάρχει ένα τουλάχιστον ένα μιόνιο του Z. Για τις δύο μάζες του Higgs, το συνολικό αποτέλεσμα παρουσιάζεται στον πίνακα (5.4).

Έτσι και εδώ, όπως και παραπάνω, στο τελικά ανακατασκευασμένο πλάτος προκύπτει από την τετραγωνική άθροιση του φυσικού πλάτους και της πειραματικής διακριτικής ικανότητας στη μάζας (σχέση 5.2). Αξίζει δε να σημειωθεί η επίδραση που έχει η επιλογή της περιοχής μαζών (τόσο στην περίπτωση του Z, όσο και του $Higgs$) στην προσαρμογή των κατανομών προκειμένου να προσδιοριστούν οι αντίστοιχες παράμετροι. Έτσι λοιπόν, για παράδειγμα, στους πίνακες (5.3) και (5.4) παρακάτω προσαρμογή σε πιο στενό εύρος μαζών θα δώσει πιο ρεαλιστικές τιμές.

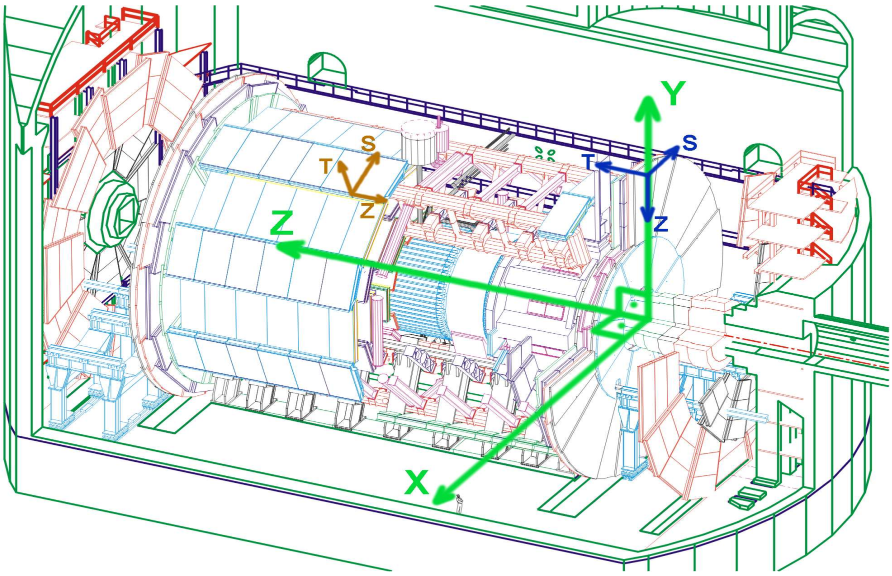
Συμπερασματικά, μπορούμε να πούμε πως η μεθοδολογία της προσαρμογής των τροχιών, η οποία «στενεύει» την κατανομή μας, έχει ως αποτέλεσμα τη βελτίωση του πηλίκου S/B. Και αυτό γιατί, θεωρώντας ένα σταθερό υπόβαθρο και διατηρώντας σταθερή την αποδόση των γεγονότων του σήματος με την επιλογή του συγκεκριμένου παραθύρου (πίνακας 5.3), πετυχαίνεται μείωση των γεγονότων του υποβάθρου.

5.5 Τρόποι μετατοπίσεων και περιστροφών.

Για τη μελέτη της επίδρασης της ευθυγράμμισης στην ανίχνευση του Higgs μποζονίου η ανακατασκευή των γεννηθέντων τροχιών πραγματοποιήθηκε με τους θαλάμους μιονίων (κοίλης και εμπρόσθιας περιοχής) να είναι είτε μετατοπισμένοι, είτε περιστραμμένοι, ως προς τους άξονες του συστήματος συντεταγμένων του ανιχνευτή. Στο σχήμα (5.9) παρουσιάζονται οι άξονες τόσο του ανιχνευτή, όσο και οι τοπικοί στην κοίλη και εμπρόσθια περιοχή.

Πίνακας 5.4: *Γεννημένες και ανακατασκευασμένες παράμετροι του Z για κάθε περιοχή του ανιχνευτή. Τα δεδομένα προσαρμόστηκαν με BW κατανομή σε εύρος 80 εώς 100 GeV με 1 GeV/bin.*

Γέννεση	**Κοίλη**	**Εμπρόσθια**	**Άκρως εμπρόσθια**
Μάζα (GeV)	91.07±0.01	90.87±0.04	90.94 ±0.04
Πλάτος (GeV)	2.74± 0.10	2.85±0.09	2.90±0.09
Ανακατασκευή			
Μάζα (GeV)	90.33±0.10	90.29±0.10	90.38 ±0.95
Πλάτος (GeV)	5.32± 0.19	6.69±0.25	6.44±0.24



Σχήμα 5.9: *Το σύστημα συντεταγμένων του ανιχνευτή (πράσινο), των θαλάμων στην κοίλη περιοχή (καφέ) και στην εμπρόσθια (μπλε).*

5.5.1 Μετατοπίσεις.

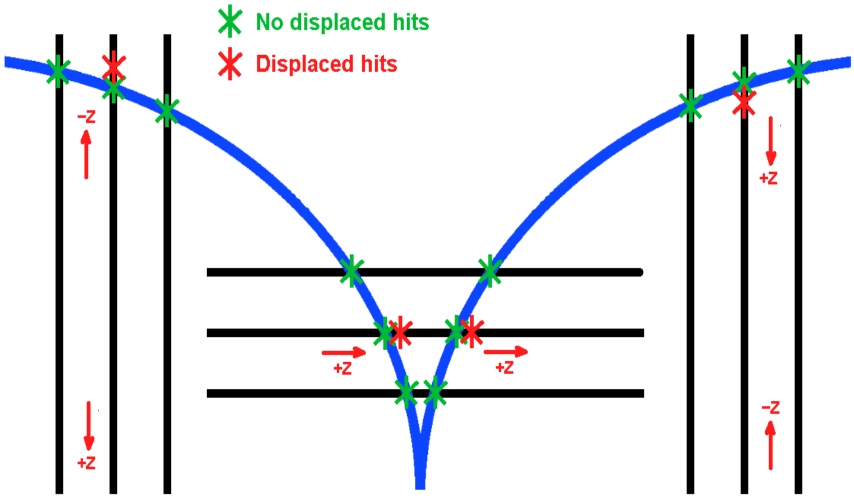
Πραγματοποιήθηκαν δύο ειδών μετατοπίσεις.

Το πρώτο είδος αφορά μετατόπιση ολόκληρου του πώματος (end-cap) του ανιχνευτή, **παράλληλα με τον άξονα της δέσμης (άξονας z του ανιχνευτή)** και **εγκάρσια**, οπότε έχουμε **ολική μετατόπιση του πώματος κατά τον άξονα y του ανιχνευτή**. Οι μετατοπίσεις αυτές πραγματοποιήθηκαν προκειμένου να μελετηθεί η συνεισφορά των σφαλμάτων απευθυγράμμισης του πώματος σε σχέση με την κοίλη περιοχή, αφού, από τεχνικής πλευράς, δεν έχει αναπτυχθεί σύστημα ελέγχου των σχετικών μετατοπίσεων των πωμάτων ως προς την κοίλη περιοχή. Αν και για την παράλληλη μετατόπιση όλοι οι θάλαμοι μετατοπίστηκαν κατά τον T άξονά τους, στην περίπτωση της εγκάρσιας μετατόπισης, η μετατόπιση του κάθε θαλάμου πραγματοποιείται συναρτήσει της θέσης του στο οκτάγωνο. Η γεωμετρική εφαρμογή της εγκάρσιας μετατόπισης δίδεται στο παράρτημα Δ. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι οι μετατοπίσεις εφαρμόστηκαν **μόνο στο ένα πώμα** (το οποίο βρίσκεται στον θετικό z-ημιάξονα), ενώ το άλλο διατηρήθηκε αμετάβλητο, σαν αναφορά. Ολόκληρο το πώμα μετατοπίστηκε συστηματικά κατά 1 mm, 3 mm και 5 mm.

Το δεύτερο είδος μετατοπίσεων πραγματοποιήθηκε προκειμένου να ελεγχθούν τα συμπεράσματά μας σε σχέση με άλλες εργασίες (βλέπε [30]) και αφορά μετατόπιση μόνο των **μεσαίων στρωμάτων των MDT θαλάμων του κοίλου και του εμπρόσθιου μέρους**. Η μετατόπιση έγινε με τέτοιον τρόπο, ώστε να έχουμε την ίδια μεταβολή στην ορμή μιονίων διαφορετικού προσήμου. Έτσι λοιπόν, στο κοίλο μέρος οι μεσαίοι θάλαμοι μετατοπίστηκαν κατά την ίδια φορά, ενώ στα δύο πώματα οι θάλαμοι μετατοπίστηκαν, ανάλογα του z-ημιάξονα που βρίσκονται, όπως φαίνεται στο σχήμα (5.10). Στην περίπτωση αυτή οι μεσαίοι θάλαμοι μετατοπίστηκαν συστηματικά κατά 100 μm, 200 μm και 300 μm. Τυχαίες μετατοπίσεις με ομοιόμορφη κατανομή από -300 μm εώς +300 μm δεν έδειξαν σημαντικές αλλαγές.

5.5.2 Περιστροφές.

Στην περίπτωση των απευθυγραμμίσεων των ανιχνευτικών διατάξεων λόγω περιστροφών, πραγματοποιήθηκε περιστροφή των θαλάμων του ενός πώματος (εκείνου που βρίσκεται στο θετικό z-ημιάξονα), ενώ το άλλο διατηρήθηκε σταθερό. Πραγματοποιήθηκαν περιστροφές **γύρω από τον** z και **γύρω από τον** x άξονα του ανιχνευτή κατά γωνίες **2.5 mrad, 5 mrad** και **10 mrad** . Η γεωμετρική εφαρμογή των συγκεκριμένων περιστροφών παρουσιάζεται αναλυτικά στο Παράρτημα Δ.

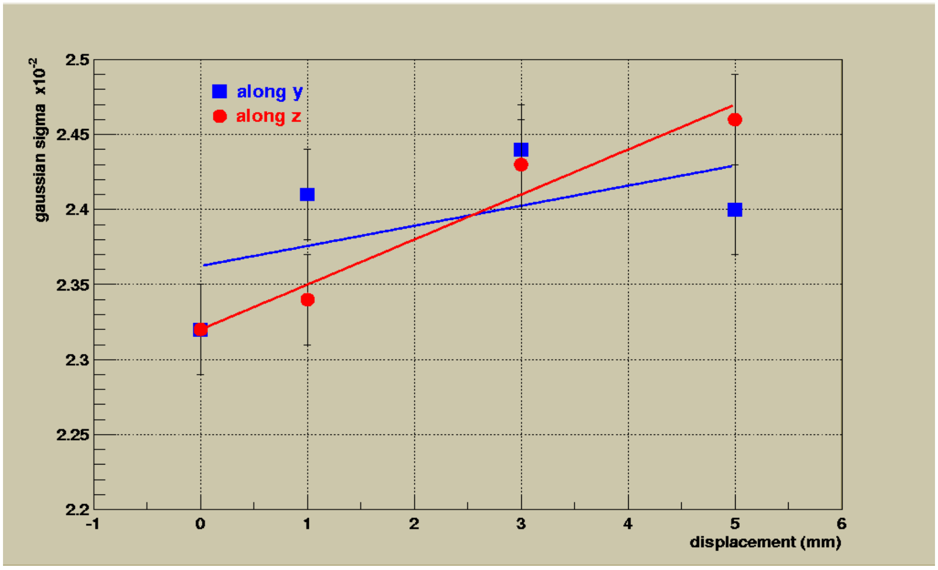


Σχήμα 5.10: *Μετατόπιση των μεσαίων θαλάμων στο κοίλο και στο εμπρόσθιο μέρος.*

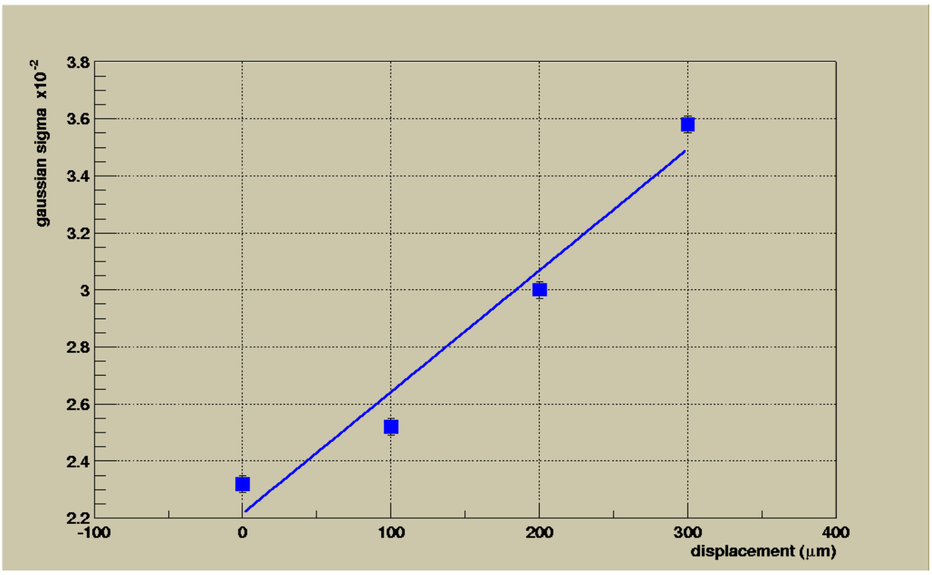
5.6 Επίδραση των απευθυγραμμίσεων στην ανακατασκευή της ορμής των μιονίων.

Αρχικά, μελετούμε την επίδραση των διαφόρων απευθυγραμμίσεων στις ανακατασκευασμένες τιμές της ορμής των μιονίων. Έτσι κοιτούμε τη σχετική μεταβολή των ανακατασκευασμένων ορμών σε σχέση με τις γεννηθέντες για όλα τα μιόνια. Τελικά, η κατανομή της ποσότητας $\frac{\Delta p}{p_{gene}}$ προσαρμόζεται με κατανομή Gauss σ΄ όλο το εύρος της. Η τυπική απόκλιση της κατανομής για τις δύο μετατοπίσεις του πώματος και για τις μετατοπίσεις των μεσαίων στρωμάτων των θαλάμων παρουσιάζεται στα διαγράμματα (5.11) και (5.12).

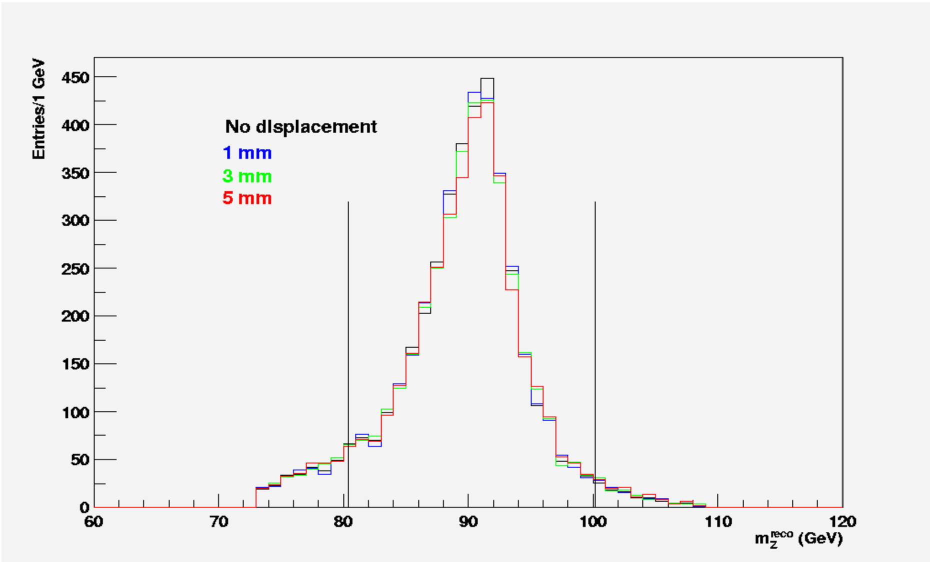
Όλες οι παραπάνω γραφικές παραστάσεις έχουν προσαρμοστεί με την ευθεία ελαχίστων τετραγώνων. Από την κλίση της ευθείας προκύπτει ότι οι απευθυγραμμίσεις κατά τον z-άξονα έχουν εντονότερη επίδραση στην ακρίβεια προσδιορισμού της ορμής, απ΄ ότι οι αντίστοιχες απευθυγραμμίσεις κατά τον x-άξονα.



Σχήμα 5.11: *Μεταβολή της τυπικής απόκλισης (σ) της κατανομής $\frac{\Delta p}{p_{gene}}$ των μιονίων για τις διάφορες μετατοπίσεις του πώματος.*



Σχήμα 5.12: *Μεταβολή της τυπικής απόκλισης (σ) της κατανομής $\frac{\Delta p}{p_{gene}}$ των μιονίων για τις μετατοπίσεις των μεσαίων στρωμάτων των θαλάμων μιονίων.*



Σχήμα 5.13: *Ανακατασκευή του Z στην περίπτωση που υπάρχει τουλάχιστον **1 μιόνιο στο μετατοπισμένο κατά μήκος του άξονα της δέσμης πώμα.** Οι ευθείες καθορίζουν το παράθυρο $M \pm 1.5\Gamma$ σε σχέση με το πώμα χωρίς μετατόπιση.*

5.7 Επίδραση των απευθυγραμμίσεων στην ανακατασκευή της μάζας του Z - Αναγνώριση απευθυγραμμίσεων.

Η πιθανή απευθυγράμμιση του ανιχνευτή και των πωμάτων σε σχέση με την κεντρική περιοχή επηρεάζει την ανακτασκευή της μάζας του Z. Στην παράγραφο αυτή μελετάται η επίδραση αυτή και επιπλέον χρησιμοποιείται η επίδραση αυτή για τον εντοπισμό πιθανών απευθυγραμμίσεων.

Στην περίπτωση λοιπόν μετατοπίσεων του ενός πώματος του ανιχνευτή, κρατώντας τα υπόλοιπα τμήματά του σταθερά, μελετούμε τη συμπεριφορά του Z όταν υπάρχει **τουλάχιστον ένα μιόνιο** προερχόμενο από αυτό το Z **εντός της περιοχής του μετατοπισμένου πώματος** ($|\eta| \geq 1.0$). Το σχήμα (5.13) και ο πίνακας (5.5) δείχνουν τις αντίστοιχες μεταβολές της μάζας και του πλάτους κατά τις μετατοπίσεις του πώματος παράλληλα με τον άξονα της δέσμης, ενώ οι μεταβολές στις μετατοπίσεις κατά μήκος του άξονα y του ανιχνευτή παρουσιάζονται στον πίνακα (5.6).

Για την περίπτωση του τελευταίου είδους μετατοπίσεων, οι κατανομές για τις διάφορες τιμές μετατοπίσεων παρουσιάζονται στο σχήμα (5.14), ενώ τα αντίστοιχα αριθμητικά αποτελέσματα στον πίνακα (5.7).

Πίνακας 5.5: *Μάζα και πλάτος του Z για τις μετατοπίσεις του* ***ενός πώματος κατά μήκος του άξονα της δέσμης*** *και στην περίπτωση που υπάρχει τουλάχιστον* ***1 μιόνιο στο μετατοπισμένο πώμα.***

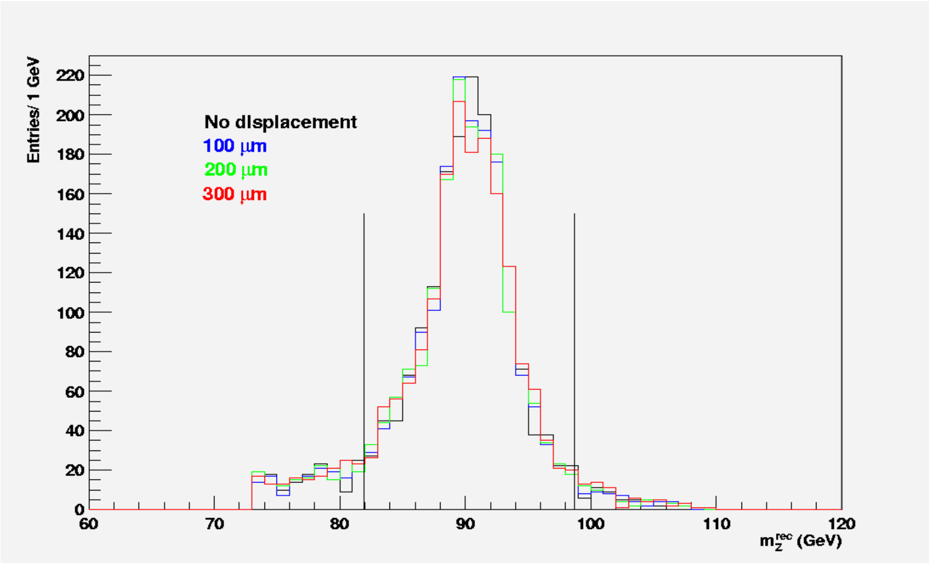
ανακατασκεύη	***χωρίς μετατόπιση***	***μετ. 1 mm***	***μετ. 3 mm***	***μετ. 5 mm***
μάζα (GeV)±0.1	*90.3*	*90.3*	*90.3*	*90.3*
πλάτος (GeV)±0.2	*6.6*	*6.6*	*6.7*	*6.9*
% απόδοση ± 0.6	*83.2 %*	*83.1 %*	*82.2 %*	*81.6 %*

Πίνακας 5.6: *Μάζα και πλάτος του Z για τις μετατοπίσεις του* ***ενός πώματος κατά μήκος του άξονα*** *y* ***του ανιχνευτή*** *και στην περίπτωση που υπάρχει τουλάχιστον* ***1 μιόνιο στο μετατοπισμένο πώμα.***

ανακατασκεύη	***χωρίς μετατόπιση***	***μετ. 1 mm***	***μετ. 3 mm***	***μετ. 5 mm***
μάζα (GeV)±0.1	*90.3*	*90.3*	*90.2*	*90.2*
πλάτος (GeV)±0.2	*6.6*	*6.8*	*7.1*	*7.3*
% απόδοση ± 0.6	*83.2 %*	*82.6 %*	*81.3 %*	*79.8 %*

Πίνακας 5.7: *Μάζα και πλάτος του Z για τις μετατοπίσεις* ***των μεσαίων θαλάμων*** *και στην περίπτωση που υπάρχουν* ***και τα 2 μιόνια εντός του κοίλου τμήματος του ανιχνευτή.***

ανακατασκεύη	***χωρίς μετατ.***	***μετ. 100 μm***	***μετ. 200 μm***	***μετ. 300 μm***
μάζα (GeV)±0.1	*90.3*	*90.3*	*90.3*	*90.4*
πλάτος (GeV)±0.2	*5.6*	*5.7*	*5.9*	*6.2*
% απόδοση ± 0.6	*78.4 %*	*78.4 %*	*78.1 %*	*77.5 %*



Σχήμα 5.14: *Ανακατασκευασμένη μάζα του Z για διάφορες μετατοπίσεις των* ***μεσαίων θαλάμων*** *στην περίπτωση που και* ***δύο μιόνια βρίσκονται εντός του κοίλου*** *τμήματος του ανιχνευτή.*

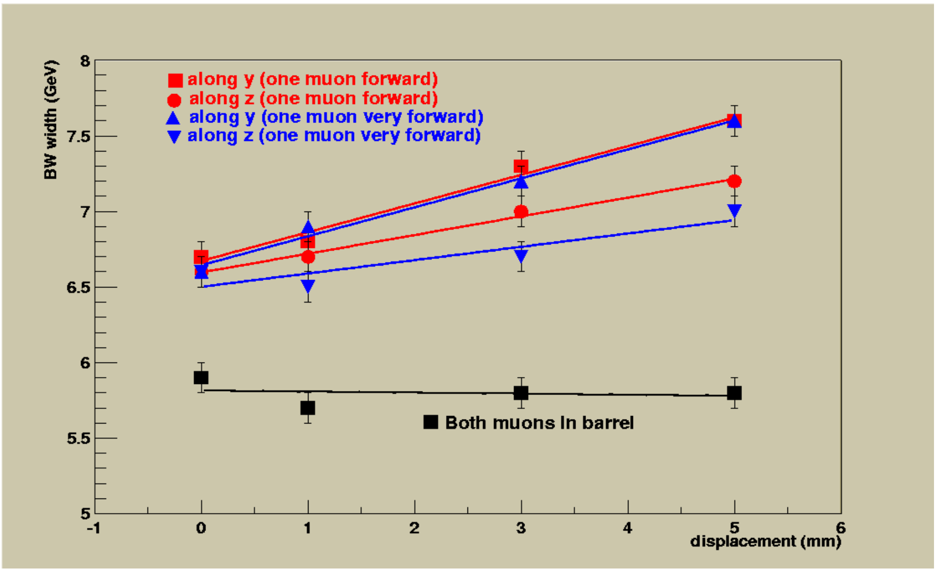
Τέλος, στο διάγραμμα (5.15) παρουσιάζεται συνολικά η συμπεριφορά του Z για τις μετατοπίσεις του ενός άκρου του ανιχνευτή, ενώ στο διάγραμμα (5.16) η αντίστοιχη συμπεριφορά για τις μετατοπίσεις των μεσαίων θαλάμων.

Από τα αποτελέσματα γίνεται σαφές ότι το εύρος της ανακατασκευασμένης μάζας του Z μπορεί να οδηγήσει, με σχετικά για τα δεδομένα του LHC μικρή στατιστική[4], στον εντοπισμό προβλημάτων ευθυγράμμισης των πωμάτων του ανιχνευτή. Ακόμη περισσότερο, η μελέτη σε διαφορετικές γεωμετρικές περιοχές ($0 < |\eta| \leq 1.0$, $1.0 < |\eta| \leq 1.5$, $1.5 < |\eta| \leq 2.5$ κτλ) επιτρέπει και τη διαπίστωση του είδους των μετατοπίσεων. Στην περίπτωση δε που θεωρήσουμε το μαγνητικό πεδίο και το υλικό του ανιχνευτή σε κάθε περιοχή ορθά δομημένο στην προσομοίωση, η μελέτη της ανακατασκευασμένης μάζας του Z μπορεί να οδηγήσει απ΄ ευθείας στον προσδιορισμό του τύπου και της τιμής των απευθυγραμμίσεων και, ως εκ τούτου, στη διόρθωση αυτών.

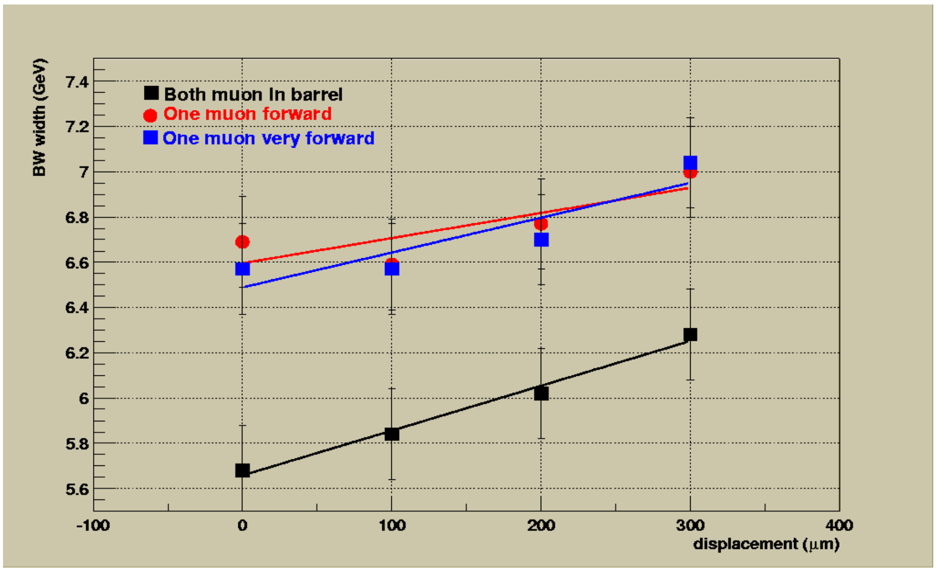
Όσον αφορά τώρα στην περίπτωση των περιστροφών, στο σχήμα (5.17) παρουσιάζεται (ενδεικτικά) η κατανομή της ανακατασκευασμένης μάζας του Z κατά τις περιστροφές γύρω από τον άξονα x του ανιχνευτή.

Εάν τώρα θελήσουμε να δώσουμε την συγκεντρωτική εικόνα, το σχήμα

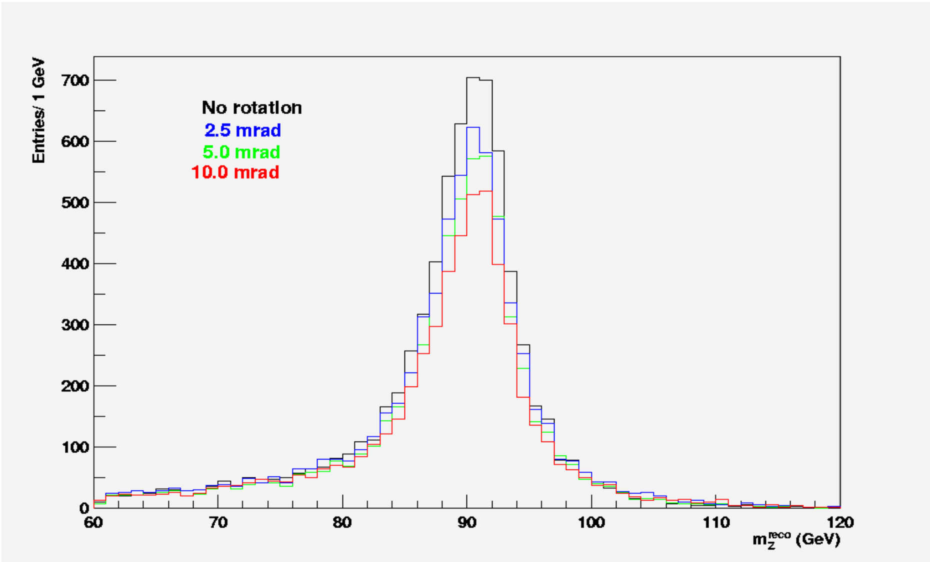
[4] Σε περίοδο χαμηλής φωτεινότητας ($10^{33}\ cm^{-2}s^{-1}$) αναμένονται 10^7 γενονότα/έτος της διάσπασης $Z \to \mu\mu$. Τον ίδιο ρυθμό έδινε το συγκεκριμένο κανάλι και στον επιταχυντή LEP.



Σχήμα 5.15: *Ανακατασκευασμένο BW πλάτος του Z για κάθε είδους* ***μετατόπιση του πωματος*** *και για τις* ***τρεις περιοχές εύρεσης των μιονίων***.



Σχήμα 5.16: *Ανακατασκευασμένο BW πλάτος του Z για κάθε είδους* ***μετατόπιση των μεσαίων θαλάμων*** *και για τις* ***τρεις περιοχές εύρεσης των μιονίων***.

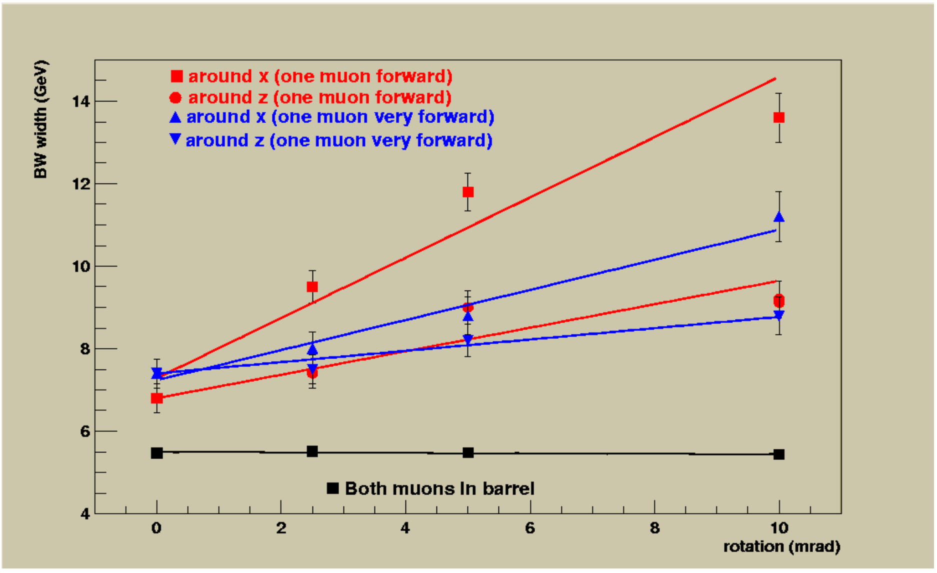


Σχήμα 5.17: *Ανακατασκευασμένη μάζα του Z για τις* ***περιστροφές του πώματος κατά τον*** x ***άξονα*** *του ανιχνευτή.*

(5.18) παρουσιάζει τη μεταβολή του ανακατασκευασμένου πλάτους του Z για τα διάφορα είδη περιστροφών. Το συγκεκριμένο διάγραμμα, όπως και στα προηγούμενα, φαίνονται οι μεταβολές του πλάτους για τις διάφορες γεωμετρικές περιοχές εύρεσης των μιονίων.

Αρχικά, παρατηρούμε το σαφή διαχωρισμό των περιστροφών κατά τον x και z άξονα. Μάλιστα, οι περιστροφές γύρω από τον x άξονα έχουν εντονότερη επίδραση απ΄ ό,τι αυτές γύρω από τον z. Όσον αφορά τώρα στις περιστροφές περί τον x άξονα, σ΄ αντίθεση με τις περιστροφές γύρω από τον z, το κριτήριο της γεωμετρικής εύρεσης των μιονίων μπορεί να χρησιμοποιηθεί με σχετική ασφάλεια, στον προσδιορισμό της ποσότητας της περιστροφής, αφού υπάρχει ξεκάθαρος διαχωρισμός των δύο ευθειών.

Τέλος, για κάθε είδους περιστροφή (γύρω από τον x και z άξονα του ανιχνευτή) μελετούμε τη συμπεριφορά του ανακατασκευασμένου πλάτους του Z, για καθεμιά ποσότητα περιστροφών, απαιτώντας όμως την εύρεση **και των δύο μιονίων σε καθένα από τους 8 τομείς του πώματος** (όπως αυτοί ορίζονται στο παράρτημα Δ). Η κλίση της ευθείας που προκύπτει είναι ενδεικτική της επίδρασης που έχει το συγκεκριμένο είδος περιστροφής, στη συγκεκριμένη γεωμετρική περιοχή εύρεσης των μιονίων. Η κλίση λοιπόν της ευθείας σε κάθε τομέα του πώματος και για κάθε είδους περιστροφή παρουσιάζεται στο σχήμα (5.19). Τα μεγάλα σφάλματα των σημείων είναι αποτέλεσμα της μικρής στατιστικής των γεγονότων σε κάθε τομέα ξεχωριστά. Τα δεδομένα προσαρμόστηκαν με την απόλυτη τιμή ημιτονοειδούς συνάρτησης (για την περιστροφή



Σχήμα 5.18: *Ανακατασκευασμένο BW πλάτος του Z για κάθε είδους* ***περιστροφής*** *του πώματος για τις* ***τρεις περιοχές εύρεσης των μιονίων****.*

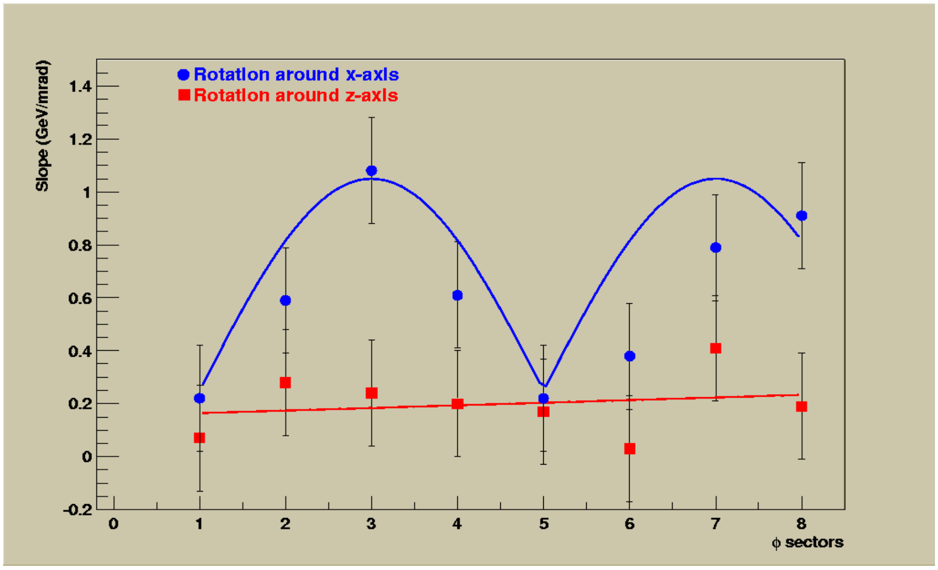
περί τον x άξονα) και με ευθεία ελαχίστων τετραγώνων (για την περιστροφή περί τον z άξονα). Όπως αναμενόταν, η σχεδόν μηδενική κλίση της ευθείας αναδεικνύει την κυλινδρική συμμετρία και, κατά συνέπεια, την ισοδύναμη συμμετοχή των τομέων σε περιστροφές του πώματος γύρω από τον z άξονα. Αντίθετα, η περιοδικότητα στην περιστροφή γύρω από τον x άξονα δείχνει την εντονότερη επίδραση των κατακόρυφων τομέων (3ος και 4ος) απ΄ ό,τι οι οριζόντιοι (1ος και 5ος).

5.8 Επίδραση των απευθυγραμμίσεων στην ανακατασκευή της μάζας του Higgs.

Στην παράγραφο αυτή μελετούμε την επίδραση των απευθυγραμμίσεων (μετατοπίσεις και στροφές) στον προσδιορισμό της μάζας του Higgs.

Στην περίπτωση των μετατοπίσεων του πώματος κατά τον z άξονα του ανιχνευτή, και για τις δύο περιπτώσεις γεννηθέντων μαζών του Higgs, οι κατανομές παρουσιάζονται στο σχήμα (5.20), ενώ τα αριθμητικά αποτελέσματα στον πίνακα (5.8).

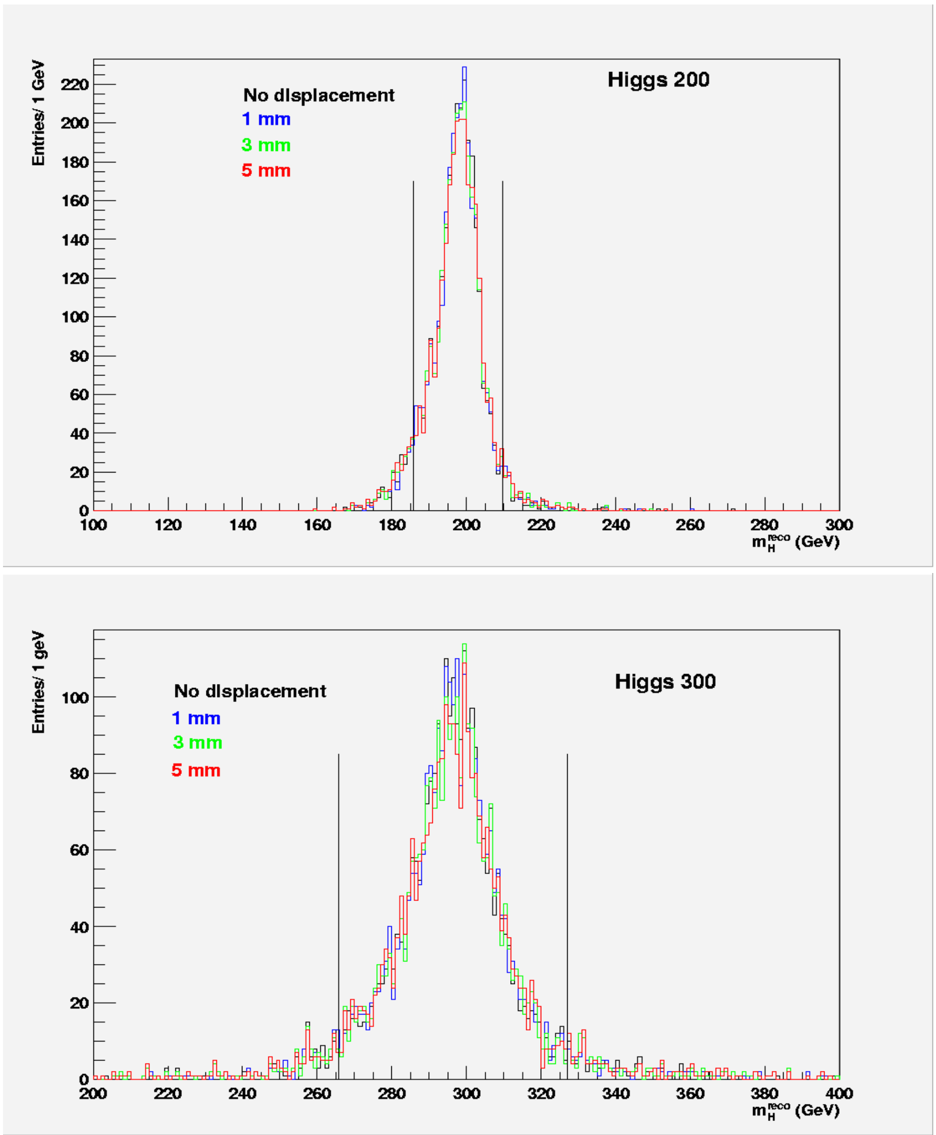
Ο πίνακας (5.9) παρουσιάζει τις παραμέτρους του Higgs στην περίπτωση μετατοπίσεων κατά τον άξονα y του ανιχνευτή για τις δύο τιμές μάζας του σωματιδίου.



Σχήμα 5.19: *Επίδραση των δύο ειδών περιστροφής στο ανακατασκευασμένο πλάτος του Z για κάθε* ***τομέα εύρεσης των μιονίων.***

Πίνακας 5.8: *Μάζα και πλάτος του Higgs για τις μετατοπίσεις του* ***ενός πώματος κατά μήκος του άξονα της δέσμης****.*

$m_H = 200GeV$	*χωρίς μετατόπιση*	*μετ. 1 mm*	*μετ. 3 mm*	*μετ. 5 mm*
μάζα (GeV)±0.1	*197.8*	*197.8*	*197.9*	*197.9*
πλάτος (GeV)±0.2	*8.0*	*8.4*	*8.7*	*8.9*
% απόδοση ± 0.6	*89.2 %*	*89.2 %*	*88.7 %*	*88.0 %*
$m_H = 300GeV$	*χωρίς μετατόπιση*	*μετ. 1 mm*	*μετ. 3 mm*	*μετ. 5 mm*
μάζα (GeV)±0.3	*296.7*	*296.9*	*296.7*	*296.9*
πλάτος (GeV)±0.9	*20.2*	*20.3*	*21.7*	*22.9*
% απόδοση ± 0.6	*89.1 %*	*89.2 %*	*88.5 %*	*88.6 %*



Σχήμα 5.20: *Μεταβολή του Higgs για μετατοπίσεις του* ***ενός πώματος κατά μήκος του άξονα της δέσμης.*** *Οι ευθείες καθορίζουν το παράθυρο* $M \pm 1.5\Gamma$ *σε σχέση με το άκρο χωρίς μετατόπιση.*

Πίνακας 5.9: *Μάζα και πλάτος του Higgs για τις μετατοπίσεις του* ***ενός πώματος κατά μήκος του άξονα*** *y* ***του ανιχνευτή***.

$m_H = 200 GeV$	***χωρίς μετατόπιση***	***μετ. 1 mm***	***μετ. 3 mm***	***μετ. 5 mm***
μάζα (GeV)±0.1	*197.8*	*197.8*	*197.8*	*197.8*
πλάτος (GeV)±0.2	*8.0*	*8.1*	*8.8*	*9.1*
% απόδοση ± 0.6	*89.2 %*	*89.5 %*	*88.2 %*	*87.3 %*
$m_H = 300 GeV$	***χωρίς μετατόπιση***	***μετ. 1 mm***	***μετ. 3 mm***	***μετ. 5 mm***
μάζα (GeV)±0.3	*296.7*	*296.8*	*296.6*	*296.7*
πλάτος (GeV)±0.9	*20.2*	*20.3*	*20.9*	*21.6*
% απόδοση ± 0.6	*89.1 %*	*88.9 %*	*88.2 %*	*87.9 %*

Πίνακας 5.10: *Ανακατασκευασμένη και προσαρμοσμένη μάζα και πλάτος του Higgs των* $200 GeV$ *για διάφορες μετατοπίσεις των* ***μεσαίων θαλάμων του ανιχνευτή***.

ανακατασκευή	***χωρίς μετατ.***	***μετ. 100 μm***	***μετ. 200 μm***	***μετ. 300 μm***
μάζα (GeV)±0.1	*197.8*	*197.9*	*197.9*	*197.9*
πλάτος (GeV)±0.2	*8.0*	*8.3*	*8.9*	*9.6*
% απόδοση±0.6	*89.2 %*	*89.2 %*	*88.7 %*	*88.0 %*
προσαρμογή	***χωρίς μετατ.***	***μετ. 100 μm***	***μετ. 200 μm***	***μετ. 300 μm***
μάζα (GeV)±0.1	*198.8*	*198.7*	*198.7*	*198.6*
πλάτος (GeV)±0.2	*5.9*	*6.2*	*6.8*	*7.1*
% απόδοση±0.6	*83.1 %*	*83.2 %*	*82.0 %*	*81.6 %*

Σ' όλες τις παραπάνω περιπτώσεις παρατηρούμε πως οι μετατοπίσεις του πώματος κατά τους δύο άξονες επηρεάζει τον προσδιορισμό όχι τόσο έντονα της μάζας όσο του πλάτους του σωματιδίου. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι το μέτρο των ορμών των μιονίων κατά τις μετατοπίσεις αυξομειώνονται τυχαία, ώστε τελικά σε κάθε περίπτωση να δίνουν περίπου την ίδια τιμή αναλλοίωτης μάζας.

Παρατηρούμε επίσης πως η επίδραση των απευθυγραμμίσεων γίνεται σημαντική για μετατοπίσεις άνω των 3 mm.

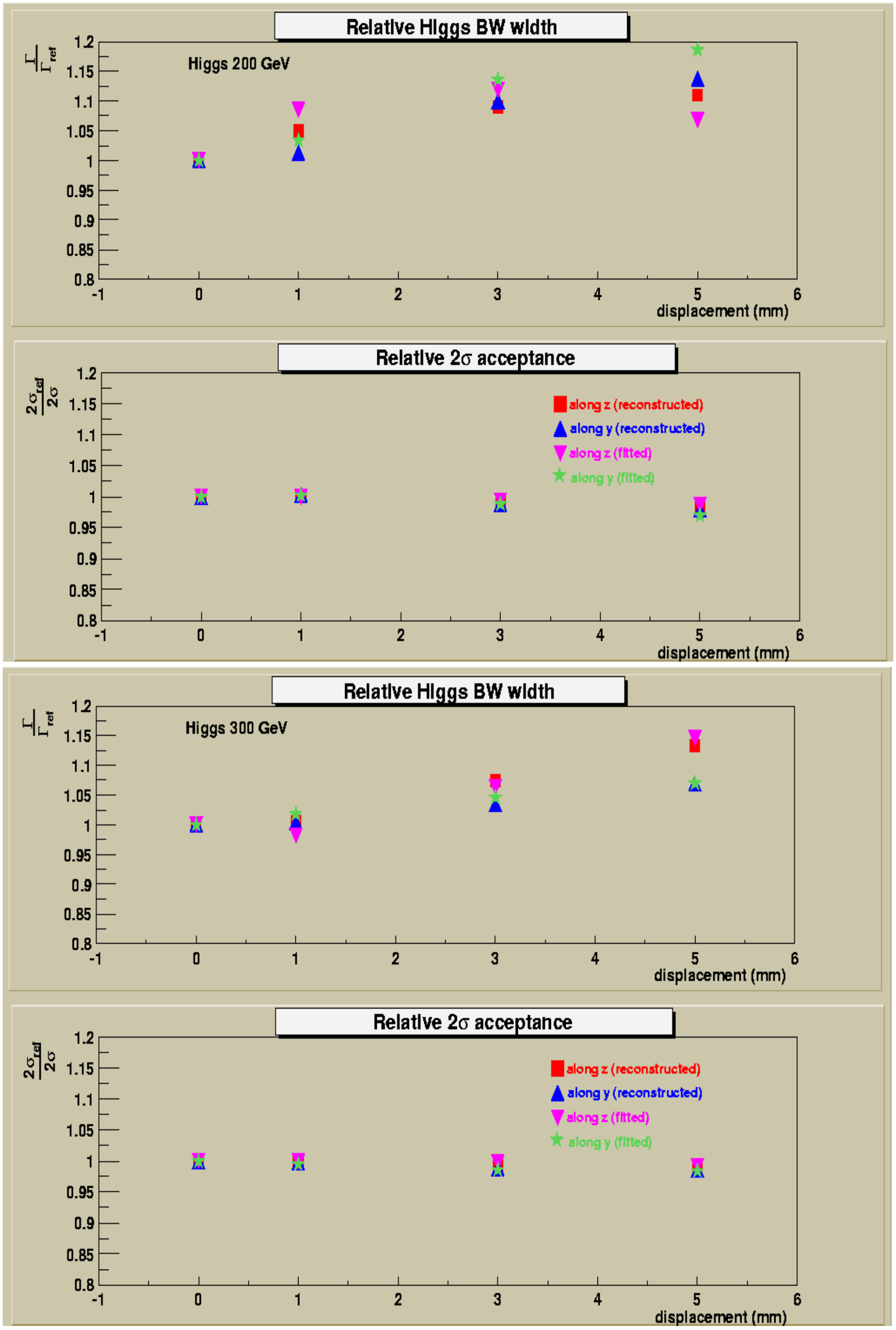
Τέλος, στην περίπτωση μετατοπίσεων των μεσαίων θαλάμων κατά 100 μm, 200 μm και 300 μm, σύμφωνα με τον τρόπο που προαναφέρθηκε, ο πίνακας (5.10) παρουσιάζει τις ανακατασκευασμένες και προσαρμοσμένες παραμέτρους του Higgs γεννημένο σε μάζα $200 GeV$.

Μπορούμε να συνοψίσουμε τα παραπάνω αποτελέσματα τόσο για τις ανακατασκευασμένες, όσο και τις προσαρμοσμένες τιμές του πλάτους και της απόδοσης για τις διάφορες μετατοπίσεις και να τις συγκρίνουμε με τα αντίστοιχα αποτελέσματα που προκύπτουν από την ανάλυση χωρίς μετατοπίσεις. Στην περίπτωση του Higgs, τα συμπεράσματα συνοψίζονται στα διαγράμματα (5.21) και (5.22).

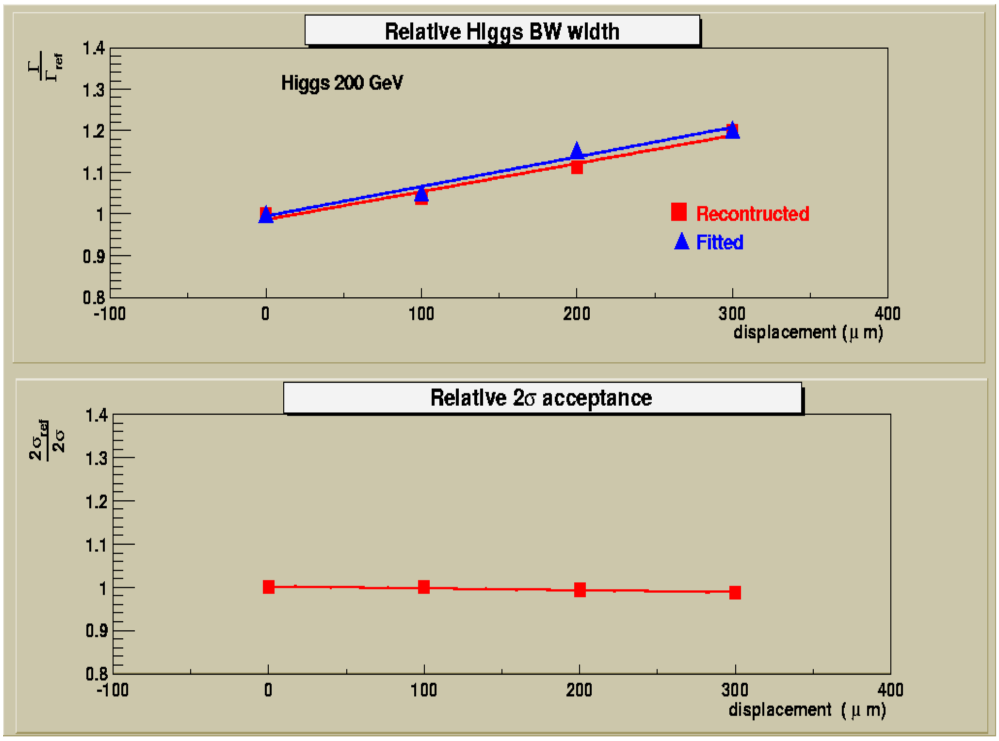
Τέλος, τα σχήματα (5.23) και (5.24) παρουσιάζουν τη συγκεντρωτική εικόνα της σχετικής μεταβολής του ανακατασκευασμένου και προσαρμοσμένου πλάτους του $Higgs$ των 200 GeV και της αντίστοιχης σχετικής αποδόσης στα γεγονότα, για τα δύο είδη περιστροφών.

5.9 Συμπεράσματα.

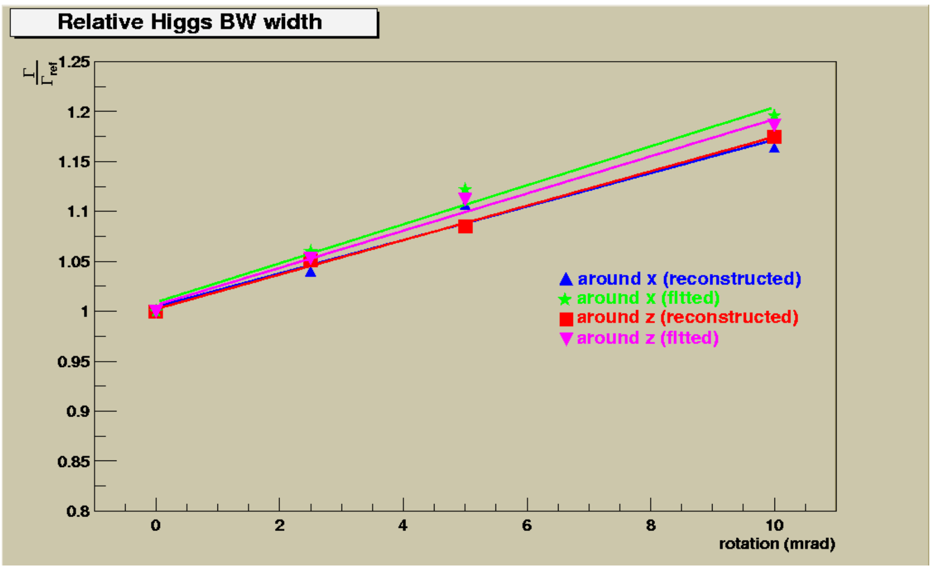
Ανακεφαλαιώνοντας, μπορούμε να πούμε ότι με τη χρήση της ανακατασκευασμένης μάζας του Z-μποζονίου είναι δυνατός ο **εντοπισμός των σφαλμάτων ευθυγράμμισης** τως άκρων ως προς την κοίλη περιοχή του ανιχνευτή. Επιπλεόν δε, η μελέτη σε **διαφορετικές γεωμετρικές περιοχές** εύρεσης των μιονίων της τελικής κατάστασης, είναι δυνατόν να οδηγήσει στο **είδος** αυτών των σφαλμάτων, ενώ σε ορισμένες περιπτώσεις είναι εφικτός και ο **ποσοτικός προσδιορισμός** αυτών. Όσον αφορά στην ανίχνευση του σωματιδίου Higgs, όπως αναμενόταν πιθανές απευθυγραμμίσεις **δεν μεταβάλλουν τη μέση τιμή της ανακατασκευασμένης μάζας** αφού επηράζει τις θετικές τροχιές αντίθετα απ΄ ότι τις αρνητικές. Η επίδρασή τους όμως **στο εύρος** του ανακατασκευασμένου Higgs μπορεί να είναι σημαντική, ανάλογα με το μέγεθος και το είδος της απευθυγράμμισης. Παρά ταύτα, με τη χρήση ενός λογικού παραθύρου μάζας για την αποδοχή των γεγονότων ή απώλεια σε ό,τι αφορά στην αποδοχή, μπορεί να θεωρηθεί ελάσονος σημασίας. Ο τελικός προσδιορισμός του παραθύρου αυτού θα επιτευχθεί με την προσεκτική μελέτη του υποστρώματος. Στην προκειμένη περίπτωση χρησιμοποιήθηκε μια λογική εκτίμηση [8]. **Με το παράθυρο αυτό και ρεαλιστικές μετατοπίσεις και περιστροφές φαίνεται ότι δεν επηρεάζεται ιδιαίτερα η αποδοχή των γεγονότων.** Καθώς ουσιαστικά (με ή χωρίς μετατοπίσεις/περιστροφές) αποκλείονται γεγονότα, των οποίων η ανακατασκευή των τροχιών ήταν προβληματική, θα πρέπει να οδηγηθούμε σε αρκετά απίθανες τιμές απευθυγράμμισης, ώστε η αύξηση του εύρους να αντικατοπριστεί σε απώλεια γεγονότων. Η εικόνα παρουσιάζεται παρόμοια τόσο στην περίπτωση που χρησιμοποιούνται απ΄ ευθείας οι ανακατασκευασμένες τροχιές, όσο και στην περίπτωση που χρησιμοποιείται ο δεσμός της μάζας του Z με κατανομή BW. Στην περίπτωση που χρησιμοποιείται δεσμός με την τυπική μάζα του Z και όχι η κατανομή, η επίδραση είναι σημαντικά μικρότερη. Βέβαια, στην περίπτωση αυτή και η βελτίωση στην ακρίβεια της ανακατασκευής της μάζας του Higgs με τη χρήση του δεσμου μετριάζεται σημαντικά.



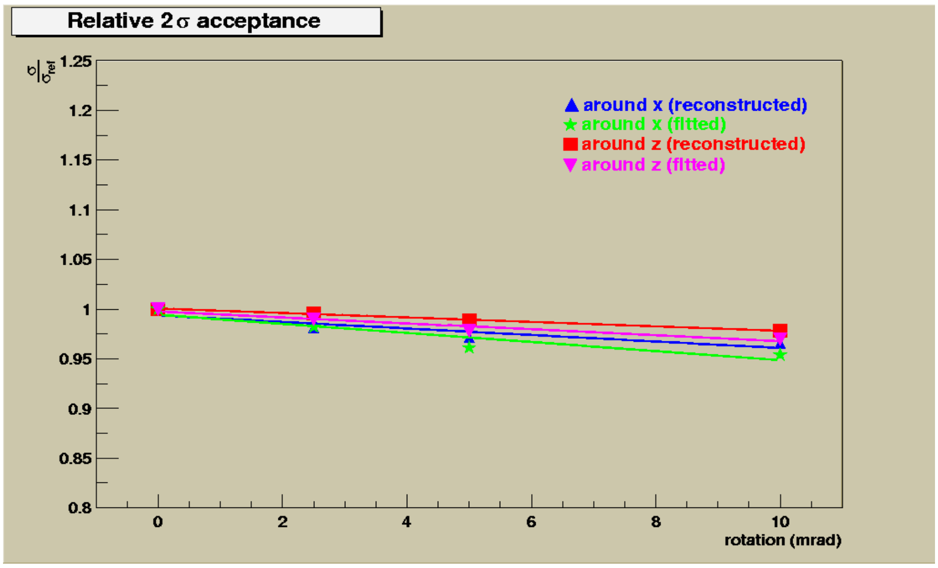
Σχήμα 5.21: *Σχετικό BW πλάτος και σχετική απόδοση ως συνάρτηση της μετατόπισης για μάζα του Higgs 200 GeV (πάνω) και 300 GeV (κάτω) για τις μετατοπίσεις του* ***ενός πώματος κατά τον*** *z* ***και*** *y* ***άξονα του ανιχνευτή.***



Σχήμα 5.22: *Σχετικό BW πλάτος και σχετική απόδοση ως συνάρτηση της μετατόπισης για μάζα του Higgs 200 GeV για μετατοπίσεις των* ***μεσαίων θαλάμων*** *του ανιχνευτή.*



Σχήμα 5.23: *Σχετικό BW πλάτος του Higgs των 200 GeV για* ***περιστροφές*** *του ενός πώματος κατά* ***τον*** *x* ***και*** *z* ***άξονα του ανιχνευτή.***



Σχήμα 5.24: *Σχετική απόδοση στα γεγονότα για $m_H = 200 GeV$ για* ***περιστροφές*** *του ενός πώματος κατά* ***τον*** *x* ***και*** *z* ***άξονα του ανιχνευτή.***

Κεφάλαιο 6

Παράρτημα Α.

Τυπική κάρτα εισόδου στο LHCTOR

```
LIST
    C   Debug level, nb of evt to be debugged, nb with level >= 4
    DEB  2 2 1
    C   Debug GEANT volume creation (=0 => no printout)
    DEBV  0
    C   Show sub-volumes (1) or not (0) in GEANT graphics
    SVOL  0
    C Sketch of the detector+event: 2 (0 if not) , 2nd arg= nb of plotted events -2 for interactive
    GRAF  0  0
    C     record hits (gt 0)
    HIT 1
    C  write out event or not (1=all hits, 2= only hits in mu chambers)
    C                    (+10= store rays at the exit of return yoke)
    WRI 12
    C WRI 0
    C                      Input/output files names (64 char maxi)
    C    FIELD FILE
    FIEL  'bmagatlas02.data'
    C    AMDB FILE
    AMDB  'amdb_simrec.o.08'
    C    Do you want 4 layers for all layers? 0=no, 1=yes
    I4LY  0
    C    INPUT TRACK FILE (PROC = -2) or MUON cross section table (PROC = -1)
    TRAC  'sigma_muprod.data'
    C Type of event PROC=0 (single particle given by IPSE)
    C              PROC=-1( single muon prod from cross section table)
    C              PROC=-2( read particle from a file)
    C              PROC=1 (PYTHIA event with MSEL=PYSE)
    C                   2 (PYTHIA + isolation (anti)cuts for the muon)
    PROC  1
```

```
C  Type of interaction (PYTHIA flag) for PROC=1 :
C  ( H0 prod is PYSE=16 , ttbar:6, Zprime:21, mmb=2)
C  ( PYSE = 101,102,103 : upsilon,',", in lead-lead collisions)
PYSE  16
C  particle tracked. IPSE=0 ==> all particles, Only  Muons: IPSE=5
C                   second argument = charge ( +-1, 0 = both ,default)
IPSE 5
C              For PROC=0 and  -1 :
C     Momenta(Pt:Min Max) Phi(Min Max)   Rap(Min Max)
PASE    50.    50.01       0.00    360.00   1.0    1.001
C PASE  50.    50.1   22.50  22.51    0.0   1.0
C         sqrt(s) for ppb interactions  (GeV) (for PROC>0)
PPS 14000.
C                Number of associated minimum bias events
NBU  0
C       CUTS AT PRODUCTION:
C       P cut (GeV) (1: muons, 2:elec, 3:pions, 4:kaons, 5:others)
C PPCU   3. 100.  3.   3.   3.
PPCU   5*5.
C                Pt cut
C PTCU 20. 4*2.
PTCU  5*3.
C                Rapidity cut
C RCUT   1.2  4*1.0
RCUT   5*3.
C                Maximum COS(theta*) for 2->2 processes
C COST  0.850
COST  1.
C    Vertex dimensions(cm) (0. in z means known vertex)
VTX  0.0015 0.0015  5.5
C    time window (ns) after t=C*(distance from the vertex)
TIMC 100.
C   CUTS AT RECONSTRUCTION:
C    Software pt cut: 1=mu, 2=e, 3=inner tracking
PTRE   3*3.
C    Software p cut
PREC   3*5.
C    Software rapidity cut
RREC   3*3.0
C  GEANT data cards:
C    Maximum nb of triggers
TRIG  10000
TIME 2=40.
C DEBU 1 3 1
DCAY 1
MULS 1
C PFIS 0
MUNU 1
LOSS 1
```

```
PHOT 1
COMP 1
PAIR 1
BREM 1
C RAYL 0
DRAY 1
ANNI 1
HADR 1
C STRA 0
C SYNC 0
C      GAMMA   ELEC    N.HAD   C.HAD   MUON
CUTS   0.010  0.010  0.010   0.010   0.010
C CUTS   0.0001   0.0001   0.010   0.020   0.020
C CUTS 0.05 0.05 0.05 0.05 0.05 0.1 0.1 10=0.1 3.E-7
STOP
```

Κεφάλαιο 7

Παράρτημα Β.

Τυπική κάρτα εισόδου στο MUONBOX

LIST

C> > Nombre maximum d'evts. a traiter et/ou premier et dernier evt. a traiter
EVTR 5000 1 999999
C> > Maximum CPU time to reconstruct one event
TMAX 120.
C> > Nombre minimum et maximum de "hits" des evenements a traiter
HITR 3 9999
C> > Si le premier arg, NBXPRO, est different de zero ne traiter que
C> > les NBXPRO premiers evts declares apres le premier argument
EVTS 0 74 189 387 461 1059 4465 4523 4949 5597 6500 90*0
C> > Number of generated muons
MUOG 4
C> > At generation, have multilayers with 3 layers benn transformed to multilayers with 4 layers ?
C> > Yes <=> NPLG = 4 , No <=> anything else
NPLG 3
C> > At reconstruction, transform multilayers with 4 layers to multilayers with 3 layers
C> > Yes <=> NPLR = 3 , No <=> anything else
C> > BIS BIL BMS BML BOS BOL BIR BEE
NPLR 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4
C> > EIS EIL EES EEL EMS EML EOS EOL FOS FOL
4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4
C> > Only muons in digitisation ? (1=yes , 2=no ==> electrons also, 0=nothing (but noise))
ONLY 1
C> > Intrinsic resolution of a tube (microns)
RTUB 85.
C> > Alignement error of a multilayer (e.g.4 layers of tubes) in a mattress (microns)
RCOU 20.
C> > Alignment precision of a station (mattress) (microns)

```
RSCO  30.
C> > Noise level factor from photon and neutrons w.r.t. nominal noise
C> > (0. for no noise)  for tubes (FNOIST) and strips (FNOISB)
C> > if  < 0  ===>  Noise only in 'active' (i.e. already hit) chambers
C> > if  > 0  ===>  Noise in ALL chambers
FNOI  0.0
C> > Minimum noise occupancy
C> >    BIS      BIL      BMS      BML      BOS      BOL      BIR      BEE
NOMI  .00 .00  .00 .00  .00 .00  .00 .00  .00 .00  .00 .00  .00 .00  .00 .00
C> >    EIS      EIL      EES      EEL      EMS      EML
      .00 .00  .00 .00  .00 .00  .00 .00  .00 .00  .00 .00
C> >    EOS      EOL      FOS      FOL
      .00 .00  .00 .00  .00 .00  .00 .00
C> > Tube efficiency in %
ETUB  99.
C> > Strip efficiency in %
ESTR  96.
C> > Print Level for debug (from 0 to 5)
IPRI  1
C> > "Severity" of the reconstruction
SEVE  1.0
C> > Printing for plots ( Yes <=> IPLT = 1 ,  No <=> IPLT = 0 ) ?
IPLT  0
C> > Effective dead time of a tube (in ns)
C> > If < 250. ===> Multi-hits capability !!!
C> > If > 250. ===> Single-hit capability !!!
C DTUB  100.
DTUB  300.
C> > Features of Multi-hits capability :
C> > dead time (ns) , efficiency (%) , resolution (microns) , after-pulsing proba. (%)
DED2  100.
EFF2   65.
RES2  180.
AFT2   70.
C> > Define number of planes of strips along S/Z in each layer for recons.
C> >   BIS   BIL   BMS   BML   BOS   BOL   BIR   BEE
ISRS  0 0   0 0   2 2   2 2   3 0   0 3   0 0   0 0
C> >   EIS   EIL   EES   EEL   EMS   EML   EOS   EOL   FOS   FOL
      2 0   2 0   0 0   0 0   3 4   3 4   0 0   0 0   0 0   0 0
STOP
```

Κεφάλαιο 8

Παράρτημα Γ.

Διάγραμμα ροής για την ανάλυση των δεδομένων.

1. Διάβασε από την καθένα γεγονός.

2. Κανόνες επιλογής ενός γεγονότος:
   α. Τέσσερα μιόνια στην τελική κατάσταση στους θαλάμους των μιονίων.
   β. Τέσσερα ανακατασκευασμένα μιόνια στους θαλάμους των μιονίων.
   γ. Δύο θετικά και δύο αρνητικά μιόνια.

3. Δημιουργία των πραγματικών ορμών στο σημείο αλληλεπίδρασης και μετά το θερμιδόμετρο καθώς και των ανακατασκευασμένων ορμών στους θαλάμους μιονίων.

4. Υπολογισμός των πραγματικών μαζών Z_{1gene}, Z_{2gene}, H_{gene}.

5. Αντιστοίχιση των πραγματικών μιονίων με τα ανακατασκευασμένα με κριτήριο τη γωνία.

6. Παραμετροποίηση της απώλειας ενέργειας των μιονίων στο θερμιδόμετρο και του σφάλματος αυτής.

7. Επανορισμός των ανακασκευασμένων ορμών, προσθέτοντας την αντίστοιχη απώλεια ενέργειας στο μέτρο της ορμής.

8. Υπολογισμός των ανακατασκευασμένων μαζών των δύο Z, δεδομένης της παραπάνω αντιστοίχισης (είναι η σωστή μάζα των Z) και της ανακατασκευασμένης μάζας του H.

9. Επιλογή του ζεύγους μιονίων με κριτήριο τα φορτία τους (2 δυνατοί συνδιασμοί). Επιλέγεται ο συνδιασμός εκείνος που δίνει αναλλοίωτη μάζα του Z πιο κοντά στην τυπική μάζα του Z.

10. Υπολογισμός της αναλλοίωτης μάζας των Z_{1reco}, Z_{2reco} από τους παραπάνω τελικών συνδιασμών.

11. Για καθέναν από τους 2 συνδιασμούς των ετερόσημμων μιονίων πραγματοποιήσε την προσαρμογή στις ορμές τους με δεσμό την αναλλοίωτη μάζα του Z.

12. Με δεδομένες τις προσαρμοσμένες τιμές των ορμών και για καθένα συνδιασμό μιονίων, υπολόγισε της προσαρμοσμένες μάζες των Z_{1fit}, Z_{2fit}, H_{fit}.

13. Επέλεξε τον συνδιασμό εκείνον που δίνει την μέγιστη πιθανότητα, όπως αυτή προκύπτει από το γινόμενο των πιθανοτήτων στις δύο προσαρμογές (Z_1, Z_2) για καθέναν συνδιασμό.

14. Αποθήκευση αποτελεσμάτων.

15. Επόμενο γεγονός.

Κεφάλαιο 9

Παράρτημα Δ.

Γεωμετρική υλοποίηση μετατοπίσεων και περιστροφών του πώματος (end-cap).

Μετατόπιση του πώματος κατά τον άξονα Y του ανιχνευτή.

Για τυχαίο θάλαμο στο πώμα του ανιχνευτή και ο οποίος βρίσκεται σε γωνία φ, όπως φαίνεται στο σχήμα (9.1), αναζητείται η σχέση ανάμεσα στους άξονες S, Z του τοπικού συστήματος συντενταγμένων και στους άξονες X, Y του συστήματος συντεταγμένων του ανιχνευτή. Από το σχήμα (9.1) είναι:

$$\left.\begin{aligned} x &= S_x + Z_x \\ y &= Z_y - S_y \end{aligned}\right\} \begin{aligned} x &= S\sin\phi + Z\cos\phi \\ y &= Z\sin\phi - S\cos\phi \end{aligned} \tag{9.1}$$

Για μετατόπιση κατά τον θετικό Y άξονα θα είναι $x = 0$ και $y = d$. Οπότε, η σχέση (9.1) δίνει:

$$\begin{aligned} 0 &= S\sin\phi + Z\cos\phi \\ d &= Z\sin\phi - S\cos\phi \end{aligned} \tag{9.2}$$

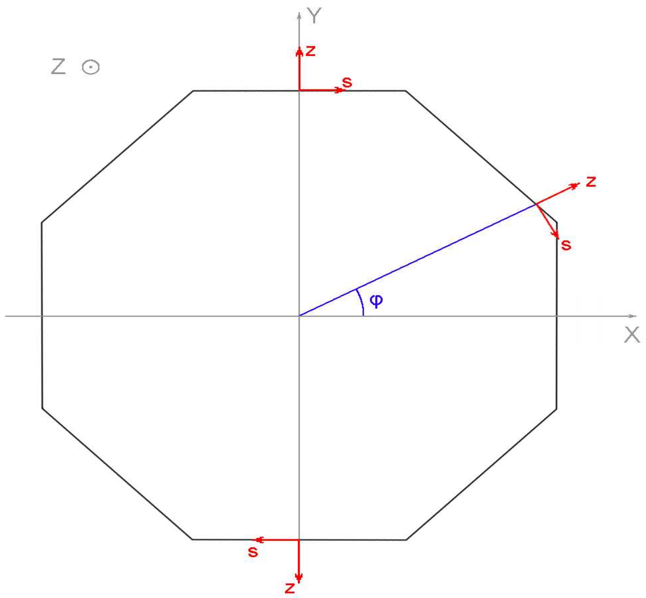
Από την πρώτη σχέση προκύπτει ότι:

$$Z = -S\tan\phi \tag{9.3}$$

Και με αντικατάσταση της (9.3) στη δεύτερη παίρνουμε:

$$d = -S\tan\phi\sin\phi - S\cos\phi \Rightarrow d\cos\phi = -S(\sin^2\phi + \cos^2\phi) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow S = -d\cos\phi \tag{9.4}$$



Σχήμα 9.1: *Άξονες συντεταγμένων σε θαλάμους στο πώμα.*

Τέλος, με αντικατάσταση της (9.4) στην (9.3) προκύπτει:

$$Z = d \sin \phi \tag{9.5}$$

Για τη γωνία φ, εφαρμόστηκε η σύμβαση που παρουσιάζεται στον πίνακα (9.1), ενώ η αρίθμηση των οκταγώνων παρουσιάζεται στο σχήμα (9.2).

Περιστροφή του πώματος περί τον άξονα Z του ανιχνευτή.

Προκειμένου να περιστραφεί κατά γωνία ω rad ολόκληρο το πώμα του ανιχνευτή, κάθε θάλαμος **περιστρέφεται** γύρω από τον άξονα Z του τοπικού συστήματος συντεταγμένων κατά γωνία ω, ενώ παράλληλα **μετατοπίζεται** κατά τον άξονα S του τοπικού συστήματος συντεταγμένων κατά απόσταση:

$$d = R_i \tan \omega \simeq R_i \omega \tag{9.6}$$

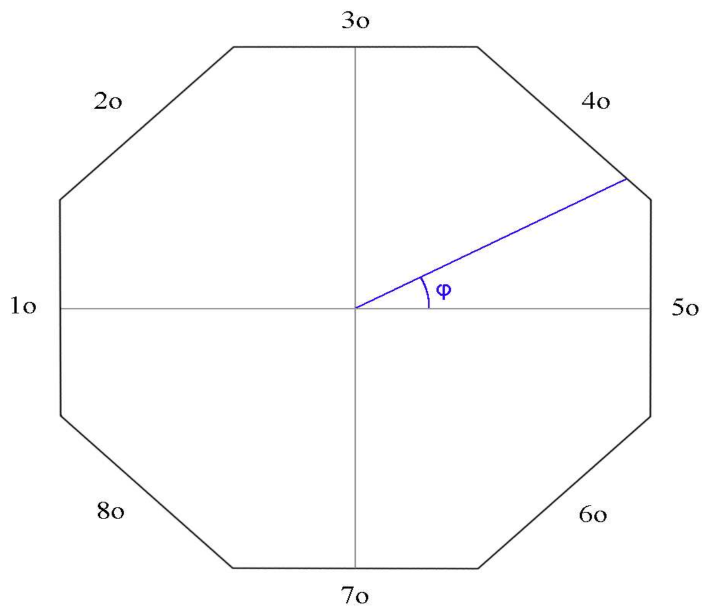
όπου R_i η ακτίνα του κάθε θαλάμου.

Περιστροφή του πώματος περί τον άξονα X του ανιχνευτή.

Στην περίπτωση αυτή, όλοι οι θάλαμοι περιστρέφονται και μετατοπίζονται κατά άξονες, ανάλογα με τη θέση τους στο οκτάγωνο, όπως παρουσιάζεται στον πίνακα (9.2), όπου ω είναι η γωνία περιστροφής (σε rad) και d η απόσταση όπως αυτή ορίζεται από τη σχέση (9.6) .

Πίνακας 9.1: *Αντιστοίχιση θαλάμου και γωνίας φ*

Τμήμα Οκταγώνου	**Γωνία φ (rad)**
1ο	π
2ο	3π/4
3ο	π/2
4ο	π/4
5ο	0
6ο	7π/4
7ο	3π/2
8ο	5π/4



Σχήμα 9.2: *Αρίθμηση τμημάτων του οκταγώνου.*

Πίνακας 9.2: *Μετατόπιση και περιστροφή των θαλάμων του πώματος για περιστροφή αυτού γύρω από τον άξονα X του ανιχνευτή.*

Τμήμα Οκταγώνου	**Μετατόπιση στον**	**Στροφή**	
	Τ άξονα (τοπικό)	**σε άξονα:**	**κατά γωνία:**
1ο	0	Ζ	ω
2ο	$+\frac{d}{\sqrt{2}}$	Ζ, S	$\omega\frac{\sqrt{2}}{2}$
3ο	$+d$	S	ω
4ο	$+\frac{d}{\sqrt{2}}$	Ζ, S	$\omega\frac{\sqrt{2}}{2}$
5ο	0	Ζ	ω
6ο	$-\frac{d}{\sqrt{2}}$	Ζ, S	$\omega\frac{\sqrt{2}}{2}$
7ο	$-d$	S	ω
8ο	$-\frac{d}{\sqrt{2}}$	Ζ, S	$\omega\frac{\sqrt{2}}{2}$

Παράρτημα Ε.

Χρήση των σφαλμάτων στο *MUONBOX*.

Για την περαιτέρω επεξεργασία των σφαλμάτων, ο κώδικας του *MUONBOX* χρησιμοποιεί 3 είδη πινάκων σφαλμάτων (*convariance matrices*): α. Στην έξοδο του θερμιδομέτρου (όνομα *coxcan*, δείκτης $ikind = 1$), β. Στην έξοδο του εσωτερικού ανιχνευτή (όνομα *coycan*, δείκτης $ikind = 2$) και γ. Στο σημείο αλληλεπίδρασης (όνομα *cozcan*, δείκτης $ikind = 3$). Στην ανάλυση έγινε χρήση του πίνακα σφαλμάτων στην έξοδο του θερμιδομέτρου.

Ο πίνακας σφαλμάτων είναι ένας $5x5$ συμμετρικός πίνακας. Τα διαγώνια στοιχεία του είναι ται **τετράγωνα** των ποσοτήτων:

- $coxcan_{11}$: Theta error of crossing point.
- $coxcan_{22}$: Phi error of crossing point.
- $coxcan_{33}$: Theta error of unit vector.
- $coxcan_{44}$: Phi error of unit vector.
- $coxcan_{55}$: 1/p error.

Τα στοιχεία $coxcan_{ij} = coxcan_{ji}$ αποτελούν τα σφάλματα συσχέτισης (*correlation errors*) των παραπάνω παραμέτρων.

Για την εισαγωγή στην προσαρμογή των τροχιών υπό το δεσμό της αναλλοίωτης μάζας των σφαλμάτων στις ποσότητες $1/p$, ϑ, φ, για κάθε σωμάτιο i=1,2,3,4, χρησιμοποιήθηκαν τα διαγώνια στοιχεία $coxcan_{33} = cox3$, $coxcan_{44} = cox4$, $coxcan_{55} = cox5$ και εφαρμόστηκαν τα παρακάτω:

- $cox3i = \Delta^2\theta \Rightarrow \Delta\theta = \sqrt{cox3i}$
- $cox4i = \Delta^2\phi \Rightarrow \Delta\phi = \sqrt{cox4i}$
- $cox5i = \Delta^2\left(\frac{1}{p}\right) = \left(\frac{\Delta p}{p^2}\right)^2 \Rightarrow \frac{\Delta p}{p^2} = \sqrt{cox5i} \Rightarrow \frac{\Delta p}{p} = p\sqrt{cox5i}$
  Προσθέτοντας και το σφάλμα *delos* από την παραμετροποίηση της απώλειας ενέργειας των σωματιδίων προκύπτει ότι : $\frac{\Delta p}{p} = \sqrt{\left(p\sqrt{cox5i}\right)^2 + \left(\frac{delos}{p}\right)^2}$

Βιβλιογραφία

[1] The European Physical Journal C, Review of Particle Physics, 2002.

[2] G. Arnison et al., Phys. Lett. 122B, 103 (1983) and 126B, 398 (1983).

[3] Peter H. Hansen: **"Measurement of heavy flavour forward-backward asymmetries at LEP I"**, ICHEP 2001, Budapest.

[4] Hartmut Rick: **"Study of ZZ production at LEP"**, ICHEP 2001, Budapest.

[5] Ivan Logashenko: **"A new precise measurement of (g-2) of muon"**, Muon (g-2) Collaboration.

[6] F. Gianotti: **"Collider Physics: LHC"**. Lectures given at the European School of High-Energy Physics, Casta Papiernicka, September 1999. ATLAS Internal note CONF-2000-001, April 2000.

[7] Niels Meyer, Klaus Desch: **"The Higgs Boson Width through WW fusion at TESLA"**. ECFA -DESY Workshop on Linear Colliders, Padova, May 5th - 8th 2000.

[8] ATLAS Collaboration: **"Detector and Physics Perfomance"**. Technical Design Report (CERN/LHCC/99-14 ATLAS TDR 14).

[9] D. Denegri: **"Stadard Model Physics at LHC (pp Collisions)"**, Vol.1 56-117, 1990.

[10] http://lhc-new-homepage.web.cern.ch/lhc-new-homepage/DashBoard/index.asp.

[11] J. D. Jackson: **"Classical Electrodynamics"**.

[12] A. Manara: **"Particle identification using time-over-threshold measurments in the ATLAS Transition Radiation Tracker",** Ph. D. Thesis, October 2000.

[13] ATLAS Muon Collaboration: **“ATLAS Muon Spectrometer”**. Technical Design Report (CERN/LHCC/97-22 ATLAS TDR 10).

[14] Fassouliotis D; Ioannou P; Kourkoumelis C; Birioukov V: **“MDT BIS Module 0 tube assembly”**, ATL-MUON-2000-014.

[15] Bauer F et al, **Nucl. Instrum. Methods Phys, Res. , A478 (2002), 153-7**.

[16] W. Blum -G. Rollandi: **“Particle Detection with Drift Chambers”**, Springer-Verlag, 1993.

[17] William R. Leo: **“Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”**. Springe-Verlag.

[18] R. M. Avramidou, **"Quality Control and Study of the Physical and Technical characteristics of the Muon Drift Tubes and Chambers for the Muon Detection at the experiment ATLAS/LHC"**, Ph.D Thesis, July 2002.

[19] Petridou Ch., Sampsonidis D., Wotschack J., Zisis A. : **“Thermal studies on a mechanical prototype of a BIS MDT chamber”**, ATL-MUON-98-263.

[20] Daly C. H., De Zorzi G., Oberson P.: **“Mechanical and thermal tests on the BIL MDT chamber prototype «Calypso» “** , ATL-MUON-97-144.

[21] H. van der Graaf et al.: **“RasNik, an Alignment System for the ATLAS MDT Barrel Muon Chambers.”** Technical System Description. ETR 2000-04, Amsterdam, September 2000.

[22] L.Chevalier: **“LHCTOR: A stand alone Geant Program for simulation of the ATLAS spectrometer”** ,ATL-MUON-97-147.

[23] T. Sjostrand, L. Lonnblad, S. Mrenna: **“PYTHIA 6.2 Physics and Manual.”**, hep-ph/0108264 LU TP 01-21, August 2001.

[24] R. Brun and F. Carninati, **GEANT Detector Description and Simulation Tool,** CERN Programming Library Long Writeup W5013 (1993).

[25] E. Richter-Was et al.: **“Standard Model and Minimal Supersymmetric Standard Model Higgs rates and background in ATLAS”**. ATLAS Internal note Phys-NO-048, July 1995.

[26] http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/MUON/

[27] M.Virchaux et al: "**Muonbox: a full 3D tracking programme for Muon reconstruction in the ATLAS Spectrometer**", ATL-MUON-97-198.

[28] N.J.Kjaer (CERN), M.Mulders (NIKHEF) (private communication).

[29] ROOT: **"An Object-Oriented Data Analysis Framework. Users Guide 3.02c."**, http://root.cern.ch/root/RootDoc.html

[30] Giuseppe Avolio, Fabio Cerutti: **"On the impact of the muon spectrometer alignement on the search for the SM Higgs boson in the 4-muon channel.",** ATL-MUON-2001-001.

[31] A. Nisati :**"Alignment of muon chambers with $Z \to \mu^+\mu^-$ events",** Ascot-Eagle MUO-NO-009.

[32] M. Aleksa: **"Absolute Mass Scale Calibration Using $Z \to \mu^+\mu^-$."**, ATLAS Internal note MUON-99-001, April 1999.