



ΕΘΝΙΚΟΝ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟΝ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟΝ ΑΘΗΝΩΝ

ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΤΟΜΕΑΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ
ΦΥΣΙΚΗΣ ΣΤΟΙΧΕΙΔΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ
ΑΘΑΝΑΣΙΟΥ ΣΤΑΒΕΡΗ-ΠΟΛΥΚΑΛΑ

“Μέτρηση της ενεργού διατομής της διαδικασίας
 $p\bar{p} \rightarrow W + X$, σε $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$, όπου $W \rightarrow e\nu$ και το
ηλεκτρόνιο ανιχνεύεται στην περιοχή
 $1.2 < |\eta| < 2.8$ του ανιχνευτή CDF”

ΑΘΗΝΑ 2007

Κατάλογος περιεχομένων

Ευρετήριο Σχημάτων.....	5
Ευρετήριο Πινάκων.....	10
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1.....	13
ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	13
1.1 Καθιερωμένο Πρότυπο.....	14
1.2 Παραγωγή σωματιδίων σε αδρονικές συγκρούσεις.....	18
1.2.1 W και Z διεργασίες σε αδρονικές συγκρούσεις.....	23
1.2.2 Παραγωγή W και Z στο Tevatron.....	25
1.2.3 Διασπάσεις των W και Z.....	27
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2.....	30
Ο ΕΠΙΤΑΧΥΝΤΗΣ TEVATRON ΚΑΙ Ο ΑΝΙΧΝΕΥΤΗΣ CDF.....	30
2.1 Ο Tevatron στο Fermilab.....	30
2.1.1. Πηγή πρωτονίων.....	31
2.1.2 Κυρίως εκχυτής.....	32
2.1.3 Πηγή αντιπρωτονίων.....	32
2.1.4 Tevatron.....	34
2.1.5. Φυσική Κρούσεων στον Tevatron.....	35
2.1.6 Μέτρηση φωτεινότητας.....	36
2.2 Ο ανιχνευτής CDF.....	38
2.2.0 Σύστημα συντεταγμένων.....	40
2.2.1 Tracking και Vertexing.....	40
2.2.1.1 Ανιχνευτής κορυφής αλληλεπίδρασης (SVX).....	43
2.2.1.2 Ενδιάμεσα στρώματα πυριτίου και το Επίπεδο 00 (ISL-L00).....	47
2.2.1.3 Κεντρικός θάλαμος ολίσθησης : COT.....	48
2.2.2 Ανιχνευτής Χρόνου Πτήσης (Time of Flight-TOF).....	50
2.2.3 Υπεραγωγό σωληνοειδές.....	51
2.2.4 Καλορίμετρο.....	51
2.2.4.1 Κεντρικό καλορίμετρο.....	53
2.2.4.1.i Κεντρικό Ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο.....	53
2.2.4.1.ii Κεντρικό αδρονικό καλορίμετρο.....	54
2.2.4.2 Εμπρόσθιο καλορίμετρο.....	54
2.2.4.2.i Εμπρόσθιο ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο.....	55
2.2.4.2.ii Εμπρόσθιο αδρονικό καλορίμετρο.....	59
2.2.4.3 Βαθμονόμηση και διόρθωση καλοριμέτρου.....	60
2.2.5 Ανιχνευτές μιονίων.....	61
2.3 Μέτρηση φωτεινότητας.....	62
2.4 Σύστημα σκανδαλισμού (Triggers).....	63
2.4.1 Επίπεδο 1.....	65
2.4.2 Επίπεδο 2.....	66

2.4.3 Ανακατασκευή γεγονότων και τρίτο επίπεδο σκανδαλισμού.....	67
2.5 Λειτουργία ανιχνευτού και επεξεργασία δεδομένων.....	68
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3.....	70
ΑΝΑΛΥΣΗ.....	70
3.0 Μεθοδολογία ανάλυσης.....	70
3.1 Πακέτα δεδομένων.....	72
3.1.1 Δεδομένα Κρούσεων.....	72
3.1.2 Προσομοιωμένα γεγονότα.....	73
3.1.2.1 Λογισμικό προσομοίωσης στο CDF.....	73
3.1.2.2 Πακέτα προσομοίωσης.....	73
3.2 Κριτήρια επιλογής ηλεκτρονίων.....	74
3.2.0 Ομαδοποίηση (clustering) και ανακατασκευή ηλεκτρονίων.....	74
3.2.1 Κριτήρια επιλογής ηλεκτρονίων κεντρικού τμήματος του ανιχνευτού.....	77
3.2.2 Παράμετροι επιλογής ηλεκτρονίων εμπρόσθιου τμήματος επιταχυντού.....	83
3.2.3 Υποψήφια $W \rightarrow e\nu$ γεγονότα.....	84
3.3 Γεωμετρική και κινηματική Αποδοχή του ανιχνευτού.....	91
3.3.1 Αποδοχή για $W \rightarrow e\nu$ γεγονότα.....	91
3.3.2 Συστηματικά σφάλματα στην γεωμετρική και κινηματική αποδοχή.....	92
3.3.2.1 Διορθώσεις Κλίμακας και Ανάλυσης ενέργειας.....	92
3.3.2.2 Αβεβαιότητα στην ενέργεια ανάκρουσης.....	98
3.3.2.3 Συνεισφορά των PDFs στην αποδοχή.....	103
3.3.2.4 Εγκάρσια ορμή του W	107
3.3.2.5 Αβεβαιότητα πάχους υλικού.....	110
3.3.2.6 Μελέτη επιλογής αρχικής κορυφής αλληλεπίδρασης.....	114
3.3.2.7 Περίληψη των συστηματικών σφαλμάτων της αποδεκτικότητας.....	115
3.4 Αποδόσεις.....	116
3.4.1 Περιγραφή του σκανδαλιστή MET_PEM.....	116
3.4.1.1 Απόδοση του σκανδαλιστή L1_EM8.....	118
3.4.1.2 Αποδόσεις σκανδαλιστών L1_MET15 και L3_MET15.....	122
3.4.1.3 Αποδόσεις σκανδαλιστών L2_PEM20 και L3_PEM20.....	125
3.4.1.4 Περίληψη όλων των αποδόσεων των σκανδαλιστών.....	130
3.4.2 Αποδόσεις αναγνώρισης ηλεκτρονίου, κατασκευής τροχιάς και E/p	130
3.4.2.1 Απόδοση επιλογής ηλεκτρονίου (ID).....	131
3.4.2.2 Πληροφορίες κατασκευής τροχιών και απόδοση.....	135
3.4.2.3 Απόδοση κριτηρίου επιλογής E/p	143
3.4.3 Περίληψη όλων των αποδόσεων κριτηρίων επιλογής.....	145
3.5 Υπόβαθρο.....	145
3.5.1 Υπόβαθρο στα γεγονότα σήματος $W \rightarrow e\nu$	146
3.5.1.1 Μέθοδος Απομόνωσης ως συνάρτηση ελλείπουσας ενέργειας (IsoRel vs MET).....	146
3.5.1.2 Επαλήθευση με τη χρήση μεθόδου ψευδών ρυθμών (fake rates).....	151
3.5.1.3 Υπόβαθρο Ηλεκτρασθενών διεργασιών.....	153
3.5.1.3α Υπόβαθρο από $Z \rightarrow ee$	153
3.5.1.3β Υπόβαθρο από γεγονότα $W \rightarrow \nu\bar{\nu}$	155
3.5.1.4 Περίληψη υποβάθρων για $W \rightarrow e\nu$	156

3.5.2 Υπόβαθρο στο δείγμα ελέγχου $Z \rightarrow e\bar{e}$	156
3.5.2.1 Υπόβαθρο QCD στη διεργασία $Z \rightarrow e\bar{e}$	156
3.5.2.2 Μη QCD υπόβαθρα.....	161
3.5.2.3 Περίληψη των υποβάθρων για $Z \rightarrow e\bar{e}$	162
Κεφάλαιο 4.....	163
ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ.....	163
Συμπεράσματα.....	168
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	172

Ευρετήριο Σχημάτων

1. Σύγκρουση αδρονίου-αδρονίου.....	19
2. Συναρτήσεις κατανομής για κουάρκ (sea και valence) και γκλουόνια για πρωτόνιο.....	22
3. Εξάρτηση της συναρτήσης κατανομής του d-κουάρκ ως συνάρτηση του Eδw το.....	22
4. Διάγραμμα Feynman για την κύρια διαδικασία παραγωγής Z με διάσπαση στο λεπτονικό κανάλι.....	23
5. Διάγραμμα Feynman για την κυρία διαδικασία παραγωγής W με διάσπαση στο λεπτονικό κανάλι.....	23
6. Σχηματική αναπαράσταση του επιταχυντή Tevatron.....	30
7. Η ολική φωτεινότητα που συλλέχθηκε από το CDF έως τον Μάρτιο του 2006. Η κόκκινη γραμμή είναι η φωτεινότητα που μετρήθηκε και η μπλέ γραμμή είναι η φωτεινότητα που καταγράφηκε από το CDF.....	37
8. Λεπτομερές διάγραμμα τομής του ανιχνευτή CDF.....	39
9. Σχηματικό διάγραμμα του συστήματος εύρεσης τροχιών του ανιχνευτή CDF.....	41
10. Γενικός ανιχνευτής πυριτίου.....	44
11. Σχηματικά διαγράμματα της πάνω (r-φ) και κάτω (r-z) πλευράς ενός τμήματος του Επιπέδου 0.....	45
12. Σχεδίαση του SVX.....	45
13. Απόδοση του ανιχνευτή TOF. Στην εικόνα αριστερά είναι η διαχωριστική ικανότητα p,K, και π με τη χρήση μόνο του TOF. Στην εικόνα δεξιά είναι η διαχωριστική ικανότητα p,K και π με τη χρήση του TOF και dE/dx.....	51
14. Ίχνη των σωματιδίων σε όλα τα τμήματα του ανιχνευτού.....	52
15. Τμήμα του κεντρικού ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου.....	53
16. Σχηματική αναπαράσταση του εμπρόσθιου ηλεκτρομαγνητικού και αδρονικού καλοριμέτρου στο CDF.....	54
17. Σχηματική αναπαράσταση μιας μονάδας του ανιχνευτού προκαταιγισμού του εμπρόσθιου τμήματος του CDF.....	57
18. Προσανατολισμός επιπέδων και λωρίδων του ανιχνευτού μεγίστου καταίγισμού.....	58
19. Η θέση του ανιχνευτού μεγίστου καταίγισμού μέσα στο εμπρόσθιο H/M καλορίμετρο.....	59
20. Λειτουργικό διάγραμμα του συστήματος σκανδαλισμού του CDF.....	65
21. Κατανομή της παραμέτρου επιλογής Had/Em. Η απότομη πτώση για Had/Em=0.125 οφείλεται στο ότι ο σκανδαλιστής πρώτου επιπέδου L1_EM8 απαιτεί το H/M αντικείμενο που ενεργοποίησε το σύστημα σκανδαλισμού να έχει Had/Em<0.125.....	78
22. Κατανομή της παραμέτρου επιλογής της σχετικής απομόνωσης. Η κόκκινη γραμμή αντιστοιχεί στο σημείο που γίνεται η αποκοπή.....	79
23. Η κατανομή της παραμέτρου επιλογής Η κόκκινη γραμμή αντιστοιχεί στην τιμή αποκοπής για αυτή την παράμετρο. 80	
24. Κατανομή του κριτηρίου επιλογής E/p. Η κόκκινη γραμμή αντιστοιχεί στο σημείο αποκοπής.....	81
25. Κατανομή της παραμέτρου επιλογής qΔχ. Οι κόκκινες γραμμές αντιστοιχούν στην θέση αποκοπής.....	82
26. Κατανομή της παραμέτρου επιλογής Δz. Οι κόκκινες γραμμές αντιστοιχούν στην θέση αποκοπής.....	82
27. Κατανομές της εγκάρσιας ενέργειας H/M αντικειμένων από δεδομένα καθώς περνούν τα κριτήρια επιλογής. Οι κατανομές ξεκινούν από τον σκανδαλιστή MET_PEM (πάνω αριστερά) και καταλήγουν στο τελευταίο κριτήριο επιλογής E/p (κάτω δεξιά).....	86
28. Κατανομές του κριτηρίου επιλογής IsoRel για δεδομένα καθώς περνούν τα κριτήρια επιλογής. Οι κατανομές ξεκινούν από τον σκανδαλιστή MET_PEM (πάνω αριστερά) και καταλήγουν στο τελευταίο κριτήριο επιλογής E/p (κάτω δεξιά).....	87

29. Κατανομές του κριτηρίου επιλογής Had/Em για δεδομένα καθώς περνούν τα κριτήρια επιλογής. Οι κατανομές ξεκινούν από τον σκανδαλιστή MET_PEM (πάνω αριστερά) και καταλήγουν στο τελευταίο κριτήριο επιλογής E/p (κάτω δεξιά).....	88
30. Κατανομές του κριτηρίου επιλογής ελλείπουσας εγκάρσιας ενέργειας για δεδομένα καθώς περνούν τα κριτήρια επιλογής. Οι κατανομές ξεκινούν από τον σκανδαλιστή MET_PEM (πάνω αριστερά) και καταλήγουν στο τελευταίο κριτήριο επιλογής E/p (κάτω δεξιά).....	89
31. Οι αποστάσεις X και Y της τροχιάς από το σημείο μέτρησης που δίνει ο PES ανιχνευτής, ξεχωριστά για Ανατολικό (πάνω) και Δυτικό (κάτω) τμήμα. Οι κόκκινες γραμμές υποδεικνύουν τα σημεία αποκοπής αυτών των παραμέτρων..	90
32. Κατανομές E/p μετά από όλα τα κριτήρια επιλογής, εκτός του E/p. Οι τελείες αντιστοιχούν σε δεδομένα και το κίτρινο ιστόγραμμα σε MC. Η κόκκινη γραμμή αντιστοιχεί στο σημείο αποκοπής αυτού του κριτηρίου επιλογής.....	90
33. Αποτέλεσμα των προσαρμογών της αναλλοίωτης μάζας των δυο ηλεκτρονίων μεταξύ δεδομένων και MC. Παρουσιάζονται κλίμακες ενέργειας για ανατολικό και δυτικό τμήμα (πάνω) και αναλύσεις ενέργειας για ανατολικό και δυτικό τμήμα(κάτω).....	94
34. Έλεγχος της κλίμακας H/M ενέργειας από Z->ee πειραματικά δεδομένα (κάτω) και MC (πάνω).....	96
35. Αναλλοίωτη μάζα των δύο ηλεκτρονίων μετά από την διόρθωση σε κλίμακα και ανάλυση της ενέργειας. Παρουσιάζονται Z->ee δεδομένα (τελείες) και Z->ee MC (κίτρινο ιστόγραμμα).....	96
36. Η παράμετρος E/p μετά την χρήση διόρθωσης κλίμακας και ανάλυσης ενέργειας. Z->ee δεδομένα (σημεία) Z->ee MC (κίτρινο ιστόγραμμα).....	97
37. Κινηματική της παραγωγής και διάσπασης του μποζονίου του W, όπως αυτό φαίνεται στο επίπεδο που είναι κάθετο στη ευθεία σύγκρουσης πρωτονίων αντιπρωτονίων. Το πράσινο διάνυσμα είναι η αδρονική ενέργεια ανάκρουσης, το μάρυρο διακεκομμένο διάνυσμα είναι η εγκάρσια ορμή του μποζονίου του W, το κόκκινο διάνυσμα είναι η εγκάρσια ορμή του ηλεκτρονίου και όλα τα υπόλοιπα διανύσματα συνεισφέρουν στην ελλείπουσα εγκάρσια ενέργεια.....	99
38. Σύγκριση κάθετης συνιστώσας της ενέργειας ανάκρουσης μεταξύ δεδομένων(σημεία) και MC+QCD(ιστόγραμμα). Αριστερά είναι πριν τη διόρθωση δεξιά μετά την διόρθωση. Τα μπλε σημεία είναι το QCD υπόβαθρο.....	101
39. Σύγκριση παράλληλης συνιστώσας της ενέργειας ανάκρουσης μεταξύ δεδομένων(σημεία) και MC+QCD (ιστόγραμμα). Αριστερά είναι πριν τη διόρθωση δεξιά μετά την διόρθωση. Τα μπλε σημεία είναι το QCD υπόβαθρο.	102
40. Προσαρμογές για τις διορθώσεις κλίμακας και μετατόπισης για την παράλληλα συνιστώσα της ενέργειας ανάκρουσης(γραφικές παραστάσεις στα αριστερά) και την κατακόρυφη συνιστώσα (γραφικές παραστάσεις στα δεξιά).....	102
41. Σχετικές μεταβολές της αποδοχής για διαφορετικά σετ σφαλμάτων συναρτήσεων κατανομής παρτονίων. Χρησιμοποιήθηκε το CTEQ6.1 PDF σετ.....	105
42. Οι μεταβολές στην ενεργό διατομή για `up` (μαύρη γραμμή) και `down` (κόκκινη γραμμή) για μετατοπίσεις των 20 ιδιοανυσμάτων.....	106
43. Η εγκάρσια ορμή του W με μεταβολή της παραμέτρου 62 κατά ± 3 σ και σύγκριση με το αρχικό MC.....	108
44. Η εγκάρσια ορμή του W με μεταβολή της παραμέτρου 64 κατά ± 3 σ και σύγκριση με το αρχικό MC.....	109
45. Η εγκάρσια ορμή του W με μεταβολή της παραμέτρου 91 κατά ± 3 σ και σύγκριση με το αρχικό MC.....	109
46. Οι πλάκες χαλκού μπροστά από H/M καλορίμετρο όπως αυτές περιγράφονται από το πρόγραμμα προσομοίωσης του CDF.....	111
47. PPR/PEM vs PEM (αριστερά), PPR/PEM vs η (δεξιά) για Z->ee γεγονότα.....	111
48. PPR vs PEM (αριστερά) και PPR vs η (δεξιά) για Z->ee γεγονότα.....	112
49. Κατανομές PPR/PEM ως συνάρτηση PEM για δείγμα W->en, δεδομένα, τυπικό MC και δείγματα MC για επιπλέον +/- 1/3 χ_0 του χαλκού.....	112

50. Κατανομές PPR ως συνάρτηση PEM για δείγμα W->εν, δεδομένα, τυπικό MC και δείγματα MC για επιπλέον +/-1/3 Χο του χαλκού.....	113
51. Κατανομές PPR/PEM ως συνάρτηση της ψευδοοκύτητας (πάνω) και PPR ως συνάρτηση της ψευδοοκύτητας (κάτω) για δείγμα W->εν, δεδομένα, τυπικό MC και δείγματα MC για επιπλέον +/-1/3 Χο του χαλκού.....	113
52. Γεωμετρία των πραγματικών πύργων και των πύργων πρώτου επιπέδου σκανδαλισμού. Οι μαύρες γραμμές είναι τα όρια των πύργων σκανδαλισμού και οι κόκκινες τα όρια των πραγματικών πύργων.....	119
53. Απόδοση του σκανδαλιστή L1_EM8 για δείγμα μινιών. Τα κόκκινα σημεία αντιστοιχούν στο κεντρικό τμήμα του ανιχνευτού και τα μαύρα σημεία στο εμπρόσθιο.....	120
54. Κατανομές των μεγίστων εγκάρσιων ενεργειών των πύργων σκανδαλισμού για τρία φάσματα ενέργειας ηλεκτρονίου	121
55. Απόδοση του σκανδαλιστή L1_EM8 ως συνάρτηση της εγκάρσιας ενέργειας του ηλεκτρονίου.....	122
56. Απόδοση των σκανδαλιστών L1_L3_MET15 ως προς ψευδοοκύτητα (αριστερά) και ως προς MEt (δεξιά). Δίδονται και οι παράμετροι προσαρμογής. Στην γραφική παράσταση στα δεξιά με πράσινες γραμμές δίδονται οι προσαρμογές για τις αλλαγές των παραμέτρων προσαρμογής α και β κατά $\pm 1\sigma$ έτσι ώστε να υπολογιστεί το συστηματικό σφάλμα της προσαρμογής.....	124
57. Απόδοση των σκανδαλιστών L1_L3_MET15 ως προς την MEt, ξεχωριστά για το ανατολικό και το δυτικό τμήμα....	124
58. Απόδοση του σκανδαλιστή L2_PEM20. Αριστερά δίδεται η απόδοση ως συνάρτηση της ψευδοοκύτητας και δεξιά σαν συνάρτηση της Et. Στη γραφική παράσταση δεξιά φαίνονται και οι προσαρμογές (πράσινες γραμμές) για μεταβολή των παραμέτρων προσαρμογής, α και β, κατά $\pm 1\sigma$, με σκοπό τον υπολογισμό των συστηματικών σφαλμάτων που οφείλονται σε αυτή.....	128
59. Απόδοση του σκανδαλιστή L2_PEM20 ως συνάρτηση της ψευδοοκύτητας για το ανατολικό (δεξιά) και το δυτικό (αριστερά) τμήμα.....	128
60. Απόδοση του σκανδαλιστή L3_PEM20. Αριστερά δίδεται η απόδοση ως συνάρτηση της ψευδοοκύτητας και δεξιά σαν συνάρτηση της Et. Στη γραφική παράσταση δεξιά φαίνονται και οι προσαρμογές (πράσινες γραμμές) για μεταβολή των παραμέτρων προσαρμογής, α και β, κατά $\pm 1\sigma$, με σκοπό τον υπολογισμό των συστηματικών σφαλμάτων που οφείλονται σε αυτή.....	129
61. Απόδοση του σκανδαλιστή L3_PEM20 ως συνάρτηση της ψευδοοκύτητας για το ανατολικό (δεξιά) και το δυτικό (αριστερά) τμήμα.....	129
62. Ο παράγοντας SF ως συνάρτηση της εγκάρσιας ενέργειας του ηλεκτρονίου.....	133
63. Απόδοση κριτηρίων αναγνώρισης ηλεκτρονίου ως συνάρτηση της εγκάρσιας ενέργειας του ηλεκτρονίου από δεδομένα και MC Z->ee.....	134
64. Απόδοση του κριτηρίου αναγνώρισης ηλεκτρονίου ως συνάρτηση της ψευδοοκύτητας από δεδομένα και MC Z->ee	134
65. Αποδόσεις των διαφορετικών αλγορίθμων ανακατασκευής τροχιών ως συνάρτηση της ψευδοοκύτητας για γεγονότα Z	139
66. Απόδοση της ανακατασκευής τροχιών για το εμπρόσθιο ηλεκτρόνιο από την διάσπαση του Z ως συνάρτηση της ψευδοοκύτητας. Πειραματικά (τελείες) και δεδομένα προσομοίωσης(πράσινο ιστόγραμμα).....	139
67. Απόδοση ανακατασκευής τροχιάς του εμπρόσθιου ηλεκτρονίου της διάσπασης του Z ως συνάρτηση της Et. Δεδομένα (τελείες) και δεδομένα προσομοίωσης(πράσινο ιστόγραμμα).....	140
68. Απόδοση ανακατασκευής τροχιών για το εμπρόσθιο ηλεκτρόνιο της διάσπασης του Z. Πειραματικά δεδομένα (τελείες) και δεδομένα προσομοίωσης(πράσινο ιστόγραμμα). Ξεχωριστά για Ανατολικό (πάνω) και δυτικό (κάτω) τμήμα.....	140
69. Παράγοντας διόρθωσης SF ως συνάρτηση της ψευδοοκύτητας.....	141
70. Παράγοντας διόρθωσης SF ως συνάρτηση της γωνίας φ.....	141
71. Παράγοντας διόρθωσης SF ως συνάρτηση της Et.....	142

72. Λόγος των αριθμών ενεργοποιημένων ανιχνευτών (πειραματικά/ προσομοιωμένα) που βρέθηκαν στην ευθεία της τροχιάς του ηλεκτρονίου πριν την απαίτηση οποιουδήποτε κριτηρίου τροχιάς σαν συνάρτηση της ψευδοωκότητας.	142
73. Λόγος των αριθμών μη ενεργοποιημένων ανιχνευτών (πειραματικά/ προσομοιωμένα) που βρέθηκαν στην ευθεία της τροχιάς του ηλεκτρονίου πριν την απαίτηση οποιουδήποτε κριτηρίου τροχιάς σαν συνάρτηση της ψευδοωκότητας.	142
74. Κατανομή του κριτηρίου επιλογής E/p για πειραματικά (τελείες) και δεδομένα προσομοίωσης (κίτρινο ιστόγραμμα). Συνολικά (πρώτη), Ανατολικό τμήμα (δεύτερη) και Δυτικό τμήμα (τρίτη).....	143
75. Κατανομή του κριτηρίου επιλογής E/p για πειραματικά (τελείες) και δεδομένα προσομοίωσης (κίτρινο ιστόγραμμα). Συνολικά (πρώτη), Ανατολικό τμήμα (δεύτερη) και Δυτικό τμήμα (τρίτη). Όλα σε λογαριθμική κλίμακα.....	144
76. Απομόνωση ως συνάρτηση της MEt πειραματικών δεδομένων για ηλεκτρόνια με εγκάρσια ενέργεια μεγαλύτερη από 20 GeV και εντοπισμένα στην εμπρόσθια περιοχή του ανιχνευτού.....	147
77. Παράμετρος Απομόνωσης ως συνάρτηση MEt για σήμα $W \rightarrow e\nu$ (MC).....	148
78. Παράμετρος Απομόνωσης ως συνάρτηση MEt για σήμα $W \rightarrow \tau\nu$ (MC).....	148
79. Παράμετρος Απομόνωσης ως συνάρτηση MEt για σήμα $Z \rightarrow e\bar{e}$ (MC).....	149
80. Εξάρτηση του αριθμού QCD υποβάθρου με τη θέση του σημείου επιλογής του κριτηρίου Απομόνωσης. Η κόκκινη γραμμή είναι το υπόβαθρο χωρίς διόρθωση για ηλεκτρασθενείς διαδικασίες, και η μαύρη γραμμή για το υπόβαθρο με διόρθωση για ηλεκτρασθενείς διαδικασίες.....	150
81. Εξάρτηση του αριθμού QCD υποβάθρου με τη θέση του σημείου επιλογής του κριτηρίου MEt. Η κόκκινη γραμμή είναι το υπόβαθρο χωρίς διόρθωση για ηλεκτρασθενείς διαδικασίες, και η μαύρη γραμμή για το υπόβαθρο με διόρθωση για ηλεκτρασθενείς διαδικασίες.....	150
82. Ψευδείς ρυθμοί ως συνάρτηση της Et από δείγμα di-jet.....	152
83. Κατανομή MEt για το δείγμα jet20 αναπροσαρμοσμένο με τους υπολογισμένους ψευδείς ρυθμούς.....	152
84. Αναλλοίωτη μάζα για δύο πίδακες για το ανατολικό τμήμα αναπροσαρμόζοντας τους πίδακες με τους ψευδείς ρυθμούς πριν την εφαρμογή του κριτηρίου επιλογής ID.....	158
85. Αναλλοίωτη μάζα για δύο πίδακες για το δυτικό τμήμα αναπροσαρμόζοντας τους πίδακες με τους ψευδείς ρυθμούς πριν την εφαρμογή του κριτηρίου επιλογής ID.....	158
86. Αναλλοίωτη μάζα για δύο πίδακες για το ανατολικό τμήμα αναπροσαρμόζοντας τους πίδακες με τους ψευδείς ρυθμούς μετά την εφαρμογή του κριτηρίου επιλογής ID.....	158
87. Αναλλοίωτη μάζα για δύο πίδακες για το δυτικό τμήμα αναπροσαρμόζοντας τους πίδακες με τους ψευδείς ρυθμούς μετά την εφαρμογή του κριτηρίου επιλογής ID.....	158
88. Ψευδείς ρυθμοί ως προς Et για το ανατολικό τμήμα πριν την εφαρμογή των κριτηρίων επιλογής ID.....	159
89. Ψευδείς ρυθμοί ως προς Et για το δυτικό τμήμα πριν την εφαρμογή των κριτηρίων επιλογής ID.....	159
90. Ψευδείς ρυθμοί ως προς Et για το ανατολικό τμήμα μετά την εφαρμογή των κριτηρίων επιλογής ID.....	159
91. Ψευδείς ρυθμοί ως προς Et για το δυτικό τμήμα μετά την εφαρμογή των κριτηρίων επιλογής ID.....	159
92. Παράγοντας κλίμακας ενέργειας για πίδακες στον υπολογισμό των ψευδών ρυθμών πριν την εφαρμογή του κριτηρίου επιλογής ID (δυτικό τμήμα).....	160
93. Παράγοντας κλίμακας ενέργειας για πίδακες στον υπολογισμό των ψευδών ρυθμών πριν την εφαρμογή του κριτηρίου επιλογής ID (ανατολικό τμήμα).....	160
94. Παράγοντας κλίμακας ενέργειας για πίδακες στον υπολογισμό των ψευδών ρυθμών μετά την εφαρμογή του κριτηρίου επιλογής ID (ανατολικό τμήμα).....	160
95. Παράγοντας κλίμακας ενέργειας για πίδακες στον υπολογισμό των ψευδών ρυθμών μετά την εφαρμογή του κριτηρίου επιλογής ID (δυτικό τμήμα).....	160
96. Κατανομή Et υποψήγιων γεγονότων $W \rightarrow e\nu$ (τελείες), MC σήματος και υπόβαθρο(μαύρη γραμμή), QCD (κόκκινο	

ιστόγραμμα), EWK (πράσινο ιστόγραμμα), αβεβαιότητα λόγω υποβάθρου και σκανδαλισμού(σκιασμένη περιοχή)...	166
97. Κατανομή ΜΕτ υποψήγιων γεγονότων $W \rightarrow e\nu$ (τελείες), MC σήματος και υποβάθρου(μαύρη γραμμή), QCD (κόκκινο ιστόγραμμα), EWK (πράσινο ιστόγραμμα), αβεβαιότητα λόγω υποβάθρου και σκανδαλισμού(σκιασμένη περιοχή)...	167
98. Κατανομή εγκάρσιας μάζας W υποψήγιων γεγονότων $W \rightarrow e\nu$ (τελείες), MC σήματος και υποβάθρου(μαύρη γραμμή), QCD (κόκκινο ιστόγραμμα), EWK (πράσινο ιστόγραμμα), αβεβαιότητα λόγω υποβάθρου και σκανδαλισμού(σκιασμένη περιοχή).....	167
99. Σύγκριση της μέτρησής μας με προηγούμενα αποτελέσματα και με την θεωρητική πρόβλεψη.....	168
100.Η ασσυμετρία $A(\eta)$ συγκρινόμενη με τα PDF σετ MRST02 και CTEQ6.1M (RESBOS) για εγκάρσια ενέργεια ηλεκτρονίου στην περιοχή από 25 έως 35 GeV.....	171
101.Η ασσυμετρία $A(\eta)$ συγκρινόμενη με τα PDF σετ MRST02 και CTEQ6.1M (RESBOS) για εγκάρσια ενέργεια ηλεκτρονίου στην περιοχή από 35 έως 45 GeV.....	171

Ευρετήριο Πινάκων

1. Αναπαράσταση Quark και λεπτονίων στο καθιερωμένο πρότυπο.....	13
2. Παράμετροι του επιταχυντή στα RunI και RunII.....	34
3. Αριθμός γεγονότων από το δείγμα δεδομένων $W \rightarrow \nu$ καθώς περνάει κάθε κριτήριο επιλογής.....	79
4. Συστηματικές αβεβαιότητες στην αποδοχή του ανιχνευτού για $\pm 3 \sigma$ και $\pm 1 \sigma$ μεταβολές στις ελάχιστες τιμές της κλίμακας και ανάλυσης της ενέργειας.	91
5. Αποτελέσματα των προσαρμογών για τις διορθώσεις κλίμακας (scale) και μετατόπισης(shift) της ενέργειας ανάκρουσης, στον υπολογισμό της αποδοχής.....	94
6. Οι 4 παράμετροι του PYTHIA MC που χρησιμοποιούνται για την ρύθμιση της μοντελοποίησης της εγκάρσιας ορμής του μποζονίου.....	100
7. Μεταβολές στην αποδοχή των $W \rightarrow \nu$ γεγονότων για αλλαγές των παραμέτρων ρύθμισης της εγκάρσιας ορμής του W του PYTHIA MC.....	101
8. Μεταβολές στην αποδοχή για αντίστοιχες μεταβολές στο υλικό	108
9. Συστηματικές αβεβαιότητες της αποδοχής. Με κόκκινο υπόβαθρο είναι η συνολική σχετική αβεβαιότητα που χρησιμοποιείται.....	109
10. Σχέση πύργων σκανδαλισμού και πραγματικών πύργων.....	112
11. Τα πακέτα σκανδαλιστών που χρησιμοποιήθηκαν για αυτή την ανάλυση.	116
12. Αποδόσεις των σκανδαλιστών μαζί με τα σφάλματά τους.	123
13. Αποδόσεις για την αναγνώριση(ID) ηλεκτρονίων όπως υπολογίζεται από $Z \rightarrow e\bar{e}$ γεγονότα, θεωρώντας την αναλλοίωτη μάζα των 2 ηλεκτρονίων μεταξύ 80 και 100 GeV/c ² και μετά την αφαίρεση γεγονότων υποβάθρου.....	125
14. Η απόδοση ανακατασκευής τροχιάς από πειραματικά δεδομένα $Z \rightarrow e\bar{e}$	129
15. Απόδοση του κριτηρίου επιλογής E/p όπως αυτό υπολογίστηκε από $Z \rightarrow e\bar{e}$ γεγονότα, για αναλλοίωτη μάζα των 2 ηλεκτρονίων από 80 έως 100 GeV/c ² και μετά την αφαίρεση των γεγονότων υποβάθρου.	138
16. Όλες οι αποδόσεις των κριτηρίων επιλογής.....	138
17. Περίληψη υποβάθρων για το σήμα $W \rightarrow \nu$	149
18. Αριθμός των γεγονότων υποβάθρου για το δείγμα $Z \rightarrow e\bar{e}$	155
19. Αποδόσεις και ολική απόδοση (CTEQ6.1 σετ για την κεντρική τιμή της αποδεκτικότητας).....	157
20. Αποδόσεις και ολική απόδοση (MRST 01E σετ για την κεντρική τιμή της αποδεκτικότητας).....	157

21.Πίνακας όλων των παραμέτρων που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής (με χρήση του CTEQ6.1 σετ).	158
22.Πίνακας όλων των παραμέτρων που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής (με χρήση του MRST01E σετ).	158

Ευχαριστίες

Η παρούσα εργασία, δεν θα μπορούσε να πραγματοποιηθεί χωρίς την καθοδήγηση και υποστήριξη του επιβλέποντος καθηγητή μου, κ. Νικόλαο Γιόκαρη.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω τον καθηγητή και επικεφαλής του `Institouto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) -Sezione di Pisa` κ. Aldo Menzione για την δική του υποστήριξη. Θερμές ευχαριστίες απευθύνω και στους πολύ καλούς φίλους και άριστους συνεργάτες μου Ivan Fedorko και Martin Ciljak, ο πρώτος μεταδιδακτορικός του Παν/μιου Αθηνών και ο δεύτερος μεταδιδακτορικός του INFN-Sezione di Pisa, των οποίων η βοήθειά τα τελευταία δύο χρόνια ήταν αποφασιστική για την ολοκλήρωση αυτής της ανάλυσης.

Θα ήθελα, επίσης, να εκφράσω τις ευχαριστίες μου στον καθηγητή του Παν/μιου Αθηνών κ. Γεώργιο Τζανάκο και στον διευθυντή έρευνας του Ινστιτούτου Πυρ. Φυσικής του Δημοκρίτου κ. Φανουράκη Γεώργιο, για τις σημαντικές συζητήσεις που είχα μαζί τους καθ' όλη τη διάρκεια της εργασίας μου.

Περαιτέρω, ευχαριστώ θερμά τους ερευνητές και τεχνικούς με τους οποίους δούλεψα για την αναβάθμιση του συστήματος “Ταχείας εύρεσης τροχιών σωματιδίων” (eXtremely Fast Tracker/XFT). Τους κ.κ Simone Donatti, Peter Wislon, Greg Veramendi, Scott Holms, Kevin Lannon, Kevin Pitts, Heather Kay Gerberich και Nils Krumnack.

Παράλληλα ευχαριστώ τα μέλη της ομάδας CDF-Athens: Κωσταντίνος Βελλίδης και Βικτώρια Γιακουμοπούλου.

Ευχαριστώ τον πατέρα μου Δημήτρη και τη μητέρα μου Κωσταντίνα, για τις αξίες που μου ενέπνευσαν και για το ότι πάντα υποστήριζαν τις αποφάσεις μου. Ευχαριστώ επίσης τον αδερφό μου, Θοδωρή, γιατί και αυτός με καταλάβαινε και με υποστήριξε στην όλη προσπάθεια.

Τέλος, ευχαριστώ έναν πολύ σημαντικό άνθρωπο στη ζωή μου, τη Χριστίνα, επειδή όλα αυτά τα χρόνια ήταν μαζί μου και μου έδινε κουράγιο και δύναμη να συνεχίσω.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η θεωρία που περιγράφει τα στοιχειώδη σωματίδια και τις αλληλεπιδράσεις τους καλείται “Καθιερωμένο Πρότυπο”. Είναι μια θεωρία πεδίου που περιγράφεται από το μοντέλο των Glashow-Weinberg-Salam[1],[2],[3] των ασθενών και ηλεκτρομαγνητικών αλληλεπιδράσεων και από την χρωμοδυναμική (QCD)[4][5][6]. Η ανακάλυψη του W [7][8] (“*Μοιάζουν με W , μυρίζουν με W , πρέπει να είναι W* ” Carlo Rubia 23 Ιανουαρίου 1983) και Z [9],[10] μποζονίου το 1983 από τα UA1 και UA2 πειράματα στον επιταχυντή πρωτονίων αντι-πρωτονίων στο CERN έδωσε μια απευθείας επιβεβαίωση της ενοποίησης των ασθενών και ηλεκτρομαγνητικών αλληλεπιδράσεων. Από τότε πολλά πειράματα έχουν βελτιώσει κατά πολύ την κατανόησή μας αφ’ ενός τα χαρακτηριστικά των μποζονίων W και Z , και αφ’ ετέρου την ηλεκτρασθενή θεωρία.

Το πείραμα CDF RunII έχει σημαντική συνεισφορά στις μετρήσεις χαρακτηριστικών ηλεκτρασθενών ιδιοτήτων, ειδικότερα στις μετρήσεις των ενεργών διατομών παραγωγής των μποζονίων W, Z [11][12][13], της μάζας και εύρους του W [14][15], της ασυμμετρίας της κατανομής φορτίων των W και Z [16][17] και μετρήσεις ενεργών διατομών παραγωγής δι-μποζονικών γεγονότων WW, WZ, ZZ [18][19][20].

Στο πείραμα CDF έχουν γίνει μετρήσεις της ενεργού διατομής της διαδικασίας $p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow e\nu$ όπου το ηλεκτρόνιο ανιχνεύεται στην κεντρική περιοχή του ανιχνευτή, με ψευδοωκότητα $|\eta| < 1.1$ [21].

Στην ανάλυση αυτή υπολογίστηκε η ενεργός διατομή της παραπάνω διαδικασίας, όταν το ηλεκτρόνιο ανιχνεύεται στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτή CDF ($1.2 < |\eta| < 2.8$) [22]. Η μέτρηση αυτή δεν αποτελεί μόνο επιβεβαίωση της θεωρητικής πρόβλεψης για αυτή την ενεργό διατομή, αλλά παρέχει την δυνατότητα πλέον να χρησιμοποιηθεί το εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού για άλλες μελέτες φυσικής στο πείραμα, αυξάνοντας την στατιστική των γεγονότων που μπορούν να χρησιμοποιηθούν.

Στο πρώτο κεφάλαιο αυτής της διδακτορικής διατριβής γίνεται μια σύντομη εισαγωγή στο καθιερωμένο πρότυπο, με ιδιαίτερη έμφαση στην παραγωγή και διάσπαση των W και Z μποζονίων.

Στο δεύτερο κεφάλαιο περιγράφεται αναλυτικά ο επιταχυντής Tevatron, ο ανιχνευτής CDF RUNII καθώς και το σύστημα λήψης και καταγραφής δεδομένων αυτού.

Στο τρίτο κεφάλαιο περιγράφεται διεξοδικά όλη η αλυσίδα της ανάλυσης. Συγκεκριμένα περιγράφονται, τα κριτήρια επιλογής για το σήμα $W \rightarrow e\nu$, ο υπολογισμός της κινηματικής και γεωμετρικής αποδοχής του ανιχνευτού, ο υπολογισμός των αποδόσεων των κριτηρίων επιλογής και τελικά ο προσδιορισμός των διαφορετικών υποβάθρων.

Στο τέταρτο κεφάλαιο συνοψίζονται τα κύρια αποτελέσματα.

1.1 Καθιερωμένο Πρότυπο

Το καθιερωμένο πρότυπο είναι μια φυσική θεωρία που περιγράφει τις ισχυρές, ασθενείς και ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις μεταξύ των στοιχειωδών σωματιδίων. Το καθιερωμένο πρότυπο χρησιμοποιεί το θεωρητικό υπόβαθρο της κβαντικής θεωρίας πεδίου και για αυτό το λόγο είναι σε συμφωνία με την κβαντική μηχανική και την ειδική θεωρία της σχετικότητας. Μέχρι σήμερα σχεδόν όλοι οι πειραματικοί έλεγχοι των τριών δυνάμεων που περιγράφονται από το καθιερωμένο πρότυπο συμφωνούν με τις προβλέψεις του. Τα στοιχειώδη σωματία χωρίζονται στα μποζόνια και στα φερμιόνια. Τα φερμιόνια διαθέτουν ημιπεριττό αριθμό spin και τα μποζόνια ακέραιο spin. Το καθιερωμένο πρότυπο συνδιάζει την κβαντική χρωμοδυναμική θεωρία, η οποία περιγράφει τις ισχυρές αλληλεπιδράσεις με τη θεωρία των ηλεκτρασθενών δυνάμεων. Κάθε μια από αυτές τις θεωρίες περιγράφει μποζόνια που συζεύγονται με φερμιόνια, με τα μποζόνια να είναι οι φορείς των δυνάμεων μεταξύ των φερμιονίων. Η κβαντική θεωρία πεδίου περιγράφει πλήρως τα σωματίδια και τις αλληλεπιδράσεις τους με μια Lagrangian συνάρτηση. Η Lagrangian κάθε συνόλου μποζονίων είναι αναλλοίωτη στον μετασχηματισμό βαθμίδος (*gauge*) ο οποίος περιγράφεται από μια μοναδιαία ομάδα καλούμενη Ομάδα Gauge. Για αυτό τον λόγο καλούμε αυτά τα μποζόνια “Gauge μποζόνια”.

Η gauge ομάδα των ισχυρών αλληλεπιδράσεων είναι $SU(3)$, των ηλεκτρασθενών $SU(2) \times U(1)$. Συχνά το καθιερωμένο πρότυπο αναφέρεται και ως $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$.

Τα φερμιόνια, στοιχειώδη σωματίδια του καθιερωμένου προτύπου χωρίζονται σε δυο κατηγορίες: τα quark και τα λεπτόνια. Ενώ τα quark αλληλεπιδρούν με όλες τις γνωστές δυνάμεις, τα λεπτόνια δεν επηρεάζονται από την ισχυρή αλληλεπίδραση. Στο καθιερωμένο πρότυπο τα quarks και τα λεπτόνια κατηγοριοποιούνται σε τρεις γενεές κατά αυξανόμενη μάζα. Τα λεπτόνια συνδιάζονται σε ζεύγη ηλεκτρικά φορτισμένων και ουδετέρων φερμιονίων. Υπάρχουν λοιπόν τρεις γενεές λεπτονίων με ηλεκτρικό φορτίο ($-e$): πρώτο το ηλεκτρόνιο, δεύτερο το μιονίο και τρίτο το τ . Για κάθε γενεά υπάρχει και ένα ουδέτερο φερμιόνιο, το νεutrίνο, κατ'αντιστοιχία με κάθε φορτισμένο λεπτόνιο. Κάθε γενεά quark αποτελείται από δύο quark με πάνω (up) και κάτω (down) γεύσεις και ηλεκτρικό φορτίο: $+2/3e$ και $-1/3e$ αντίστοιχα. Οι τρεις γεννεές των quark με γεύση πάνω είναι: up, charm και top quark. Αντίστοιχα, οι τρεις γεννεές των quark με κάτω γεύση είναι: down, strange και bottom quark (Πιν. 1).

Δεδομένου ότι τα quark συμμετέχουν και στις ισχυρές αλληλεπιδράσεις δεν μπορούν να παρατηρηθούν άμεσα. Τα quark περιορίζονται μαζί με άλλα quark σε ομάδες σωματιδίων που τα ονομάζουμε αδρόνια. Τα αδρόνια χωρίζονται σε βαρυόνια (αποτελούνται από τρία quark) και μεσόνια (αποτελούνται από ένα quark και ένα αντι-quark). Η ύλη αποτελείται από βαρυόνια όπως είναι το πρωτόνιο (u-u-d quarks) και το νετρόνιο (u-d-d quarks).

Η συνιστώσα του spin στην κατεύθυνση της κίνησης ενός σωματιδίου ονομάζεται *ελίκωση*. Για σωματίδια με μηδενική μάζα ή σωματίδια που κινούνται σχεδόν με την ταχύτητα του φωτός η ελίκωση είναι ίση με την χειραλικότητα. Οι ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις επιρεάζουν με διαφορετικό τρόπο φερμιόνια με θετική ή δεξιόστροφη χειραλικότητα και διαφορετικά τα φερμιόνια με αρνητική ή αριστερόστροφη χειραλικότητα. Όπως φαίνεται και από τον Πιν. 1 τα quark και τα λεπτόνια με αριστερόστροφη χειραλικότητα παρουσιάζονται ως ζεύγη ασθενών $SU(2)$ διπλών και τα φερμιόνια με δεξιόστροφη χειραλικότητα είναι απλές.

Fermion Type	Generation		
	First	Second	Third
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, c_R, s_R$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, t_R, b_R$
Leptons	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R, (\nu_e)_R$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \mu_R, (\nu_\mu)_R$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \tau_R, (\nu_\tau)_R$

Πίνακας 1: Αναπαράσταση Quark και λεπτονίων στο καθιερωμένο πρότυπο. Οι δείκτες L και R υποδηλώνουν την αριστερόστροφη και δεξιόστροφη ελικώτητα του συγκεκριμένου φερμιονίου. Τα αριστερόστροφα είναι ασθενείς διπλές και τα δεξιόστροφα είναι απλές.

Τα μποζόνια στο καθιερωμένο πρότυπο είναι:

- το φωτόνιο γ , το οποίο είναι φορέας της ηλεκτρομαγνητικής αλληλεπίδρασης
- τα μποζόνια W^+ , W^- , Z^0 τα οποία είναι φορείς των ασθενών δυνάμεων
- τα 8 γκλουόνια (gluons), τα οποία είναι φορείς των ισχυρών δυνάμεων μεταξύ των quarks.

Τα φωτόνια και τα γκλουόνια είναι μποζόνια με μηδενική μάζα και δεν έχουν ηλεκτρικό φορτίο. Τα ασθενή μποζόνια W και Z αποκτούν τις μάζες τους $M_W=80.4 \text{ GeV}/c^2$ και $M_Z=91.2 \text{ GeV}/c^2$ μέσω του μηχανισμού Higgs[23].

Όλες οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των quark και λεπτονίων περιγράφονται από το καθιερωμένο πρότυπο με λαγκραντζιανούς όρους, στους οποίους γίνεται σύζευξη φερμιονικών πεδίων με τα μποζόνια. Στην ακόλουθη εξίσωση (1) αναφέρονται όλα τα σχετικά στοιχεία της λαγκραντζιανής $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ για την πρώτη γενεά φερμιονίων[24] (δεν περιλαμβάνονται οι όροι των γκλουονίων):

$$\begin{aligned}
L = & e \sum_{f=v,e,u,d} \mathcal{Q}_f (\bar{f} \gamma^\mu f) A_\mu \\
& + \frac{g_2}{\cos \theta_W} \sum_{f=v,e,u,d} \{ (\bar{f}_L \gamma^\mu f_L) [T_f^3 - \mathcal{Q}_f \sin^2 \theta_W] + (\bar{f}_R \gamma^\mu f_R) [-\mathcal{Q}_f \sin^2 \theta_W] \} Z_\mu \\
& + \frac{g_2}{\sqrt{2}} [\{ (\bar{u}_L \gamma^\mu d'_L) + (\bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L) \} W_\mu^+ + \{ (\bar{d}_L \gamma^\mu u_L) + (\bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L) \} W_\mu^-] \\
& + \frac{g_3}{2} \sum_{q=u,d} (\bar{q}_\alpha \gamma^\mu \lambda_{\alpha\beta}^\alpha q_\beta) G_\mu^\alpha .
\end{aligned} \tag{1}$$

Η πρώτη γραμμή αναπαριστά τον ηλεκτρομαγνητικό όρο, η δεύτερη και τρίτη γραμμή εκφράζουν την ασθενή αλληλεπιδράση λόγω των ουδετέρων και φορτισμένων ρευμάτων αντίστοιχα, και στην τελευταία γραμμή περιγράφονται οι ισχυρές αλληλεπιδράσεις. Οι όροι μπροστά από κάθε γραμμή χαρακτηρίζουν την *δύναμη* κάθε αλληλεπιδράσης. Η σχέση μεταξύ e και g_2 δίδεται από την εξίσωση $e = g_2 \sin(\theta_W)$ όπου θ_W είναι η ασθενής γωνία, μια παράμετρος η οποία συσχετίζει τις δυνάμεις των ηλεκτρομαγνητικών και ασθενών δυνάμεων για φορτισμένα και ουδέτερα ρεύματα. Θεωρώντας $\hbar = c = 1$ μπορούμε να γράψουμε τις σταθερές συζεύξεως ως¹:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \simeq \frac{1}{137} , \quad \alpha_w = \frac{g_2^2}{4\pi} = \frac{\sqrt{2} G_F M_W^2}{\pi} \simeq \frac{1}{30} , \quad \alpha_s = \frac{g_3^2}{4\pi} \simeq (0.3 \rightarrow 0.1)$$

όπου e είναι το στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο, G_F είναι η σταθερά Fermi και M_W είναι η μάζα του μποζονίου. Η ισχυρή σύζευξη μειώνεται όταν η μεταφορά ορμής Q^2 αυξάνεται. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται *ασυμπτωτική ελευθερία* [25].

Η παρατηρούμενη μάζα ενός quark αντιστοιχεί στην ιδιοκατάσταση η οποία διαφέρει από την ασθενή του, έτσι τα quark με γεύση down d' στον όρο για τα φορτισμένα ασθενή ρεύματα είναι ένας συνδιασμός d , s και b quarks. Αυτή η ιδιότητα περιγράφεται από τον πίνακα Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)[25] και μπορεί να εκφραστεί με την εφαρμογή του στο διάνυσμα των

¹ Οι σταθερές δίδονται για διαφορετικό Q^2

ιδιοκαταστάσεων μαζών d , s και b ως εξής:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

όπου τα στοιχεία του πίνακα εξαρτώνται από τις τρεις γωνίες ανάμειξης θ_{ij} οι οποίες περιγράφουν την μίξη της γενεάς i με την γενεά j και από τη παράμετρο φάσης $e^{i\delta}$.

1.2 Παραγωγή σωματιδίων σε αδρονικές συγκρούσεις

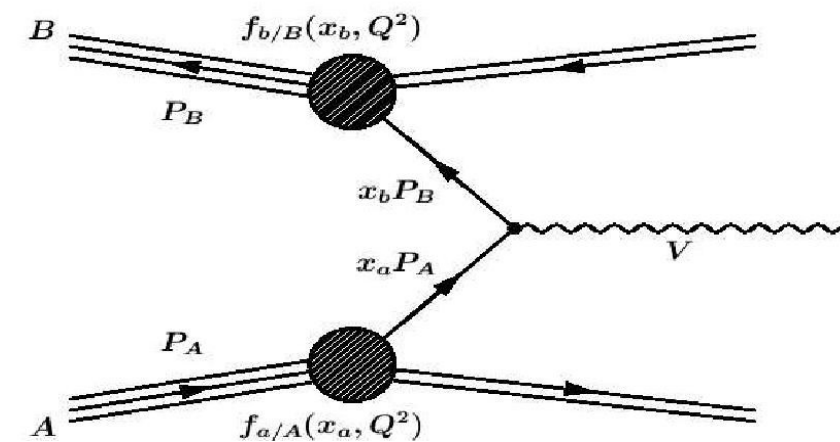
Στις διαδικασίες κατά τις οποίες δυο λεπτόνια σκεδάζονται μεταξύ τους, τα αποτελέσματα τις ανελαστικής σκέδασης σε όλο το φάσμα των ενεργειών, επιβεβαιώνουν το ότι τα λεπτόνια δεν έχουν δομή. Αντίστοιχα, διαδικασίες παραγωγής λεπτονίων χρησιμοποιήθηκαν για την μελέτη της δομής των αδρονίων. Οι βαθιές ανελαστικές σκεδάσεις μας έδειξαν την πολύπλοκη δομή των αδρονίων, στα οποία τα παρτόνια είναι οι δομικές μονάδες των σωματιδίων. Τα παρτόνια είναι τα γκλουόνια και τα quarks τα οποία ανιχνεύονται εμμέσως από αδρονικούς πίδακες (jets) στις διαδικασίες $e^+e^- \rightarrow 2\text{jets}, 3\text{jets}$ όπου τα 2 και 3 jets αναπαριστώνται από τις αντιδράσεις $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}, e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ αντίστοιχα. Οι μετρημένοι ρυθμοί αυτών των αντιδράσεων επιβεβαίωσαν ότι τα γλουόνια και τα quarks διαθέτουν φορτίο χρώματος και συγκεκριμένα υπάρχουν τρεις τύποι χρώματος για κάθε quark (Red-Green-Blue) και οκτώ συνδυασμοί χρώματος, $R\bar{G}, R\bar{B}, G\bar{R}, G\bar{B}, B\bar{R}, B\bar{G}, (R\bar{R}-G\bar{G})/\sqrt{2}, (R\bar{R}+G\bar{G}-2B\bar{B})$, για τα γλουόνια.

Το μοντέλο των παρτονίων μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να περιγράψει συγχρούσεις αδρονίων-αδρονίων. Στο Σχ. 1 παρουσιάζεται η σκέδαση αδρονίων, όπου A και B είναι τα αδρόνια που συγκρούονται, a και b είναι τα παρτόνια που δίνουν το τελικό σωματίο V. Τα διάφορα σκεδαζόμενα και σωματίια θεατές διασπώνται σε αδρόνια X όπως φαίνεται και από το Σχ.1 με τις διπλές γραμμές. Όταν η μάζα του σωματιδίου V είναι αρκετά μεγάλη ($>10 \text{ GeV}/c^2$) η ενεργός διατομή σ για την αδρονική παραγωγή $A+B \rightarrow V+X$ υπολογίζεται από την ενεργό διατομή $\hat{\sigma}$ της διαδικασίας $a+b \rightarrow V+X$ [25].

$$\sigma = \sum_{a,b=q,\bar{q},g} C_{ab} \int \hat{\sigma} f_{a/A}(x_a, Q^2) f_{b/B}(x_b, Q^2) dx_a dx_b \quad (2)$$

όπου $f_{a/A}(x_a, Q^2)$ είναι η πυκνότητα του παρτονίου στο αδρόνιο A, x_b είναι η παράλληλη συνιστώσα του κλάσματος της ορμής του παρτονίου b στο αδρόνιο B, Q είναι η μεταφορά ορμής σε αυτή τη διαδικασία παρτονίων, C_{ab} είναι μια σταθερά η οποία για την αλληλεπίδραση quark-quark είναι 1/9, για την quark-γλουόνιο 1/24 και 1/64 για την αλληλεπίδραση γλουόνιου-γλουόνιου.

Τυπικά οι μάζες των αδρονίων που συγκρούονται είναι ασήμαντες συγκρινόμενες με τις ενέργειες σύγκρουσης. Με αυτό δεδομένο μπορούμε να γράψουμε:



Σχήμα 1: Σύγκρουση αδρονίου-αδρονίου.

$$\hat{S}=(x_a \cdot P_a + x_b \cdot P_b)^2 = 2 x_a x_b P_a P_b = x_a x_b (P_a + P_b)^2 = x_a x_b S = \tau S \quad (3)$$

όπου \hat{S}, S είναι τα τετράγωνα των αναλλοίωτων μαζών των συστημάτων ab και AB αντίστοιχα, ενώ με τ αντικαθιστούμε το $x_a x_b$.

Μια άλλη χρήσιμη παράμετρος είναι η ωκύτητα του συστήματος ab στο σύστημα αναφοράς κέντρου μάζας του συστήματος AB . Η ωκύτητα ορίζεται ως εξής[26]:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E_v + (\vec{p}_v \cdot \hat{z})}{E_v - (\vec{p}_v \cdot \hat{z})} \right] = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E_\alpha + (\vec{p}_\alpha \cdot \hat{z}) + E_b + (\vec{p}_b \cdot \hat{z})}{E_\alpha - (\vec{p}_\alpha \cdot \hat{z}) + E_b - (\vec{p}_b \cdot \hat{z})} \right] = \frac{1}{2} \ln \frac{x_\alpha}{x_b} \quad (4)$$

όπου $E_\alpha = x_\alpha \cdot E_A = x_b \cdot E_B$ και για την περίπτωση αδρονίων με μηδενική μάζα έχουμε $(\vec{p}_\alpha \cdot \hat{z}) = x_\alpha \cdot E_A$, $(\vec{p}_b \cdot \hat{z}) = -x_b \cdot E_B$. Στο κέντρο μάζας του συστήματος AB ισχύει $E_A = E_B$.

Κάνοντας χρήση του μετασχηματισμού $x_\alpha = \sqrt{\tau} e^y$, $x_b = \sqrt{\tau} e^{-y}$ στην εξίσωση υπολογισμού της ενεργού διατομής θα έχουμε:

$$\frac{d\sigma}{d\tau dy} = \sum_{a,b=q,\bar{q},g} C_{ab} \hat{\sigma} f_{\alpha/A}(\sqrt{\tau} e^y, Q^2) f_{b/B}(\sqrt{\tau} e^{-y}, Q^2) \quad (5)$$

Στην περίπτωση που το σωματίο V έχει μηδενική μάζα, η ωκύτητα δίδεται από τη σχέση:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{|\vec{p}_V| + (\vec{p}_V \cdot \hat{z})}{|\vec{p}_V| - (\vec{p}_V \cdot \hat{z})} \right] = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (6)$$

όπου θ είναι η γωνία σκεδάσεως στο κέντρο μάζας. Για πολλές διαδικασίες υψηλών ενεργειών η εξάρτηση τους από τη μάζα του σωματιδίου είναι μηδαμινή με αποτέλεσμα η ωκύτητα και η ψευδοωκύτητα να είναι ίσες. Πειραματικά αυτό είναι πολύ χρήσιμο διότι αυτό που χρειάζεται να γνωρίζουμε είναι η γωνία θ .

Αν το σωματίο V είναι ασταθές, τότε χρησιμοποιούμε την σχετικιστική εξίσωση Breit-Wigner:

$$\hat{\sigma} = 12\pi \frac{\hat{s}}{m_V^2} \frac{\Gamma(V \rightarrow ab)\Gamma(V \rightarrow F)}{(\hat{s} - m_V^2)^2 + m_V^2 \Gamma^2(V)} \approx 12\pi^2 \frac{\Gamma(V \rightarrow ab)\Gamma(V \rightarrow F)}{m_V \Gamma(V)} \delta(\hat{s} - m_V^2) \quad (7)$$

όπου $\Gamma(V \rightarrow ab)$, $\Gamma(V \rightarrow F)$ είναι τα εύρη των διασπάσεων του V σε αρχική κατάσταση ab και τελική κατάσταση F αντίστοιχα, m_V είναι η μάζα του V . Ο τελευταίος όρος περιέχει μια συνάρτηση δ , $\delta(\hat{s} - m_V^2)$, η οποία είναι αποτέλεσμα της προσέγγισης στενού του εύρους όταν $\Gamma(V) \ll m_V, \sqrt{\hat{s}}$. Τοποθετώντας αυτή την έκφραση για την $\hat{\sigma}$ στην εξίσωση για την διαφορική ενεργό διατομή για το σ και ολοκληρώνοντας ως προς τ θα έχουμε:

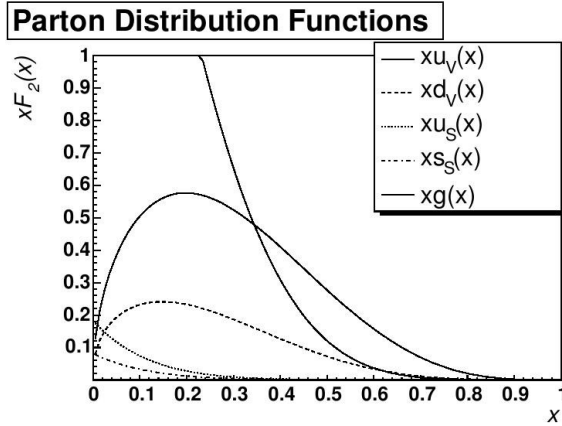
$$\frac{d\sigma}{dy} = \sum_{a,b=q,\bar{q},q} 12\pi \frac{\Gamma(V \rightarrow) \Gamma(V \rightarrow F)}{m_V^3 \Gamma(V)} x_\alpha x_b f_{a/A}(x_\alpha, m_V^2) f_{b/B}(x_b, m_V^2) \quad (8)$$

όπου το x_α υπολογίζεται από $\frac{m_V}{\sqrt{s}} e^y$ και το x_b υπολογίζεται από

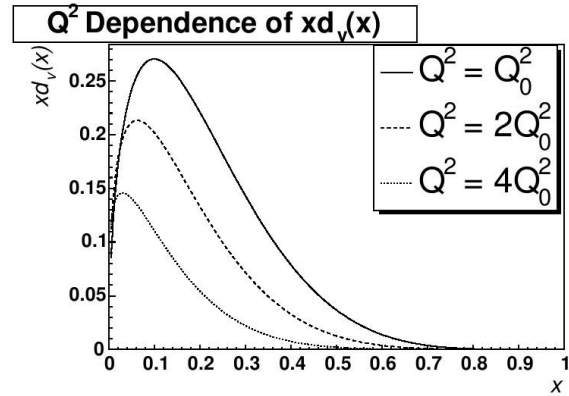
$\frac{m_V}{\sqrt{s}} e^{-y}$. Εδώ υποθέτουμε ότι $Q^2 = m_V^2$ είναι στην προκειμένη περίπτωση η

κατάλληλη κλίμακα για τις κατανομές των παρτονίων.

Στο Σχ. 2 παρουσιάζεται οι $xf(x)$ κατανομές παρτονίων, και στο Σχ. 3 η εξάρτηση της κατανομής $xd_v(x)$ για τρεις διαφορετικές τιμές του Q^2 [27].



Σχήμα 2: Συναρτήσεις κατανομής για κουάρκ (sea και valence) και γκλουόνια για πρωτόνιο.



Σχήμα 3: Εξάρτηση της συναρτήσεως κατανομής του d-κουάρκ ως συνάρτηση του Q^2 . Εδώ το $Q_0^2 = 4 \text{ GeV}^2$

Σύμφωνα με το μοντέλο παρτονίων, το πρωτόνιο είναι ένας συνδυασμός u-u-d κουάρκ σθένους τα οποία συνοδεύονται από ζεύγη κουάρκ και αντικουάρκ της θάλασσας των κουάρκ. Οι συναρτήσεις κατανομής του αντιπρωτονίου συσχετίζονται με αυτές του πρωτονίου με τον εξής τρόπο:

$$u_p(x, Q^2) = \bar{u}_{\bar{p}}(x, Q^2) \quad \bar{u}_{\bar{p}}(x, Q^2) = u_{\bar{p}}(x, Q^2) \quad (9)$$

$$d_p(x, Q^2) = \bar{d}_{\bar{p}}(x, Q^2) \quad \bar{d}_{\bar{p}}(x, Q^2) = d_{\bar{p}}(x, Q^2) \quad (10)$$

$$g_p(x, Q^2) = g_{\bar{p}}(x, Q^2) \quad (11)$$

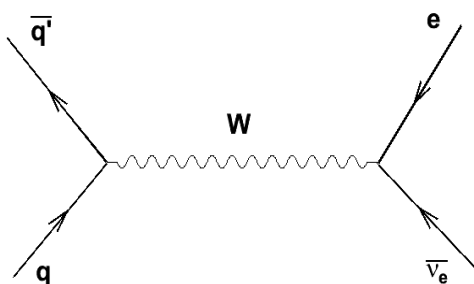
$$s_p(x, Q^2) = s_{\bar{p}}(x, Q^2) = \bar{s}_{\bar{p}}(x, Q^2) = \bar{s}_{\bar{p}}(x, Q^2) \quad (12)$$

$$c_p(x, Q^2) = c_{\bar{p}}(x, Q^2) = \bar{c}_{\bar{p}}(x, Q^2) = \bar{c}_{\bar{p}}(x, Q^2) \quad (13)$$

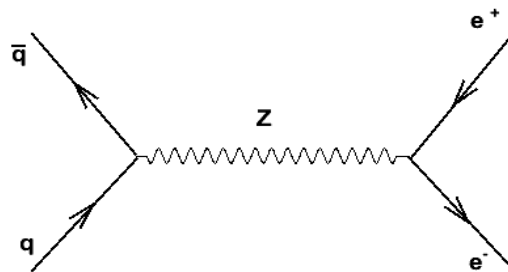
1.2.1 W και Z διεργασίες σε αδρονικές συγκρούσεις

Μια μέθοδος για να μελετηθούν οι ηλεκτρασθενείς αλληλεπιδράσεις σε πειράματα συγκρουομένων δεσμών, είναι μέσω της παραγωγής W και Z μποζονίων και των διασπάσεών τους. Για πειράματα κρούσεως αδρονίων η διάσπαση σε λεπτόνια είναι προς το παρόν το μόνο χρήσιμο κανάλι για την ανίχνευση ενός ασθενούς μποζονίου, αφού η εξαιρετικά μεγάλη παρουσία διεργασιών κβαντικής χρωμοδυναμικής καθιστά το αδρονικό κανάλι διάσπασης των μποζονίων δύσχρηστο.

Οι κύριες διεργασίες παραγωγής των μποζονίων W και Z, για τις ενέργειες του Tevatron, είναι μέσω των αλληλεπιδράσεων κουαρκ-αντικουαρκ (Σχ. 4 και 5).



Σχήμα 5: Διάγραμμα Feynman για την κυρία διαδικασία παραγωγής W με διάσπαση στο λεπτονικό κανάλι.



Σχήμα 4: Διάγραμμα Feynman για την κυρία διαδικασία παραγωγής Z με διάσπαση στο λεπτονικό κανάλι.

Οι κόμβοι αριστερά στα διαγράμματα αντιπροσωπεύουν την παραγωγή W και Z από κουαρκ και μπορούμε να τους χρησιμοποιήσουμε για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών $\sigma(q\bar{q}' \rightarrow W)$ και $\sigma(q\bar{q} \rightarrow Z)$. Οι κόμβοι στα δεξιά αντιπροσωπεύουν τις διασπάσεις των W και Z μποζονίων σε ηλεκτρόνια.

Ο χρόνος ζωής τ , ενός ασταθούς σωματίου μπορεί να υπολογιστεί σύμφωνα με την αρχή της αβεβαιότητας και με χρήση του εύρους του:

$$\tau \approx \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (14)$$

όπου Γ ονομάζεται και πλήρες εύρος του σωματιδίου, και εκφράζει την αβεβαιότητα στη μάζα του σωματιδίου. Ο ρυθμός διάσπασης ενός σωματιδίου

σε μια συγκεκριμένη τελική κατάσταση i δίδεται από το μερικό εύρος Γ_i . Το πλήρες εύρος ενός σωματιδίου είναι το άθροισμα των μερικών ευρών για όλα τα πιθανά κανάλια διάσπασης:

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i \quad (15)$$

Το κλάσμα του μερικού εύρους Γ_i προς το ολικό εύρος Γ ενός σωματιδίου καλείται ρυθμός διάσπασης (Branching Ratio) και δίδεται από τη σχέση:

$$Br(V \rightarrow i) = \frac{\Gamma_i}{\Gamma} = \frac{\Gamma_i}{\sum_i \Gamma_i} \quad (16)$$

Το μερικό εύρος της διάσπασης ενός σωματιδίου σε μια τελική κατάσταση με n -σωμάτια μπορεί να υπολογιστεί χρησιμοποιώντας τη σχέση [28]:

$$d\Gamma(V \rightarrow a+b+\dots) = (2\pi)^4 \frac{\langle \sum |M|^2 \rangle \delta^4(P_V - \sum_{i=1}^{i=n} P_i)}{2m_V} \prod_{i=1}^{i=n} \frac{d^3p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \quad (17)$$

όπου $\langle \sum |M|^2 \rangle$ είναι το τετράγωνο των απολύτων τιμών του πίνακα στοιχείων, αθροισμένο πάνω σε όλες τις τελικές καταστάσεις των διασπαζομένων σωματιδίων, P_V, P_i είναι τα τετρανύσματα ορμής των

σωματίων αρχικής και τελικής κατάστασης, m_ν είναι η μάζα των διασπαζομένων σωματιδίων και E_i, \vec{p}_i είναι η ενέργεια και ορμή των τελικών σωματιδίων. Η συνάρτηση δέλτα στην πιο πάνω εξίσωση επιβάλλει την διατήρηση ενέργειας-ορμής κατά τη διάρκεια της διάσπασης.

Η διαδικασία παραγωγής και διάσπασης ενός σωματιδίου μπορεί να εκφραστεί ποσοτικά ως το γινόμενο της ενεργού διατομής της παραγωγής επί τον ρυθμό διάσπασης:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow X) = \sigma(p\bar{p} \rightarrow W) \cdot Br(W \rightarrow X) \quad (18)$$

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z \rightarrow Y) = \sigma(p\bar{p} \rightarrow Z) \cdot Br(Z \rightarrow Y) \quad (19)$$

1.2.2 Παραγωγή W και Z στο Tevatron

Στις κρούσεις δεσμών πρωτονίων-αντιπρωτονίων, τα μποζόνια W παράγονται κυρίως από διεργασίες του τύπου $u\bar{d} \rightarrow W^+$ ή $\bar{u}d \rightarrow W^-$. Οι συνεισφορές από $u\bar{s} \rightarrow W^+$ ή $\bar{u}s \rightarrow W^-$ είναι υποβαθμισμένες λόγω της μίξης Cabibbo (Cabibbo mixing). Οι κατανομές των κουαρκ στο πρωτόνιο περιγράφονται από τις συναρτήσεις κατανομών παρτονίων (Parton Distribution Functions) μέσω του κλάσματος x της παράλληλης συνιστώσας της ορμής. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση:

$\Gamma(W \rightarrow q\bar{q}') = 3 |V_{q,q'}|^2 \Gamma_W^0 [1 + \alpha_s(M_W^2)/\pi + O(\alpha_s^2)]$ και τις αντίστοιχες κατανομές παρτονίων για πρωτόνιο-αντιπρωτόνιο μπορούμε να γράψουμε:

$$\frac{d\sigma}{dy}(p\bar{p} \rightarrow W^+) = K \frac{4\pi^2 \Gamma_W^0}{M_W^3} x_\alpha x_b \quad (20)$$

$$\{ |V_{ud}|^2 [u(x_\alpha)d(x_b) + \bar{d}(x_\alpha)\bar{u}(x_b)] + |V_{us}|^2 [u(x_\alpha)s(x_b) + \bar{s}(x_\alpha)\bar{u}(x_b)] \}$$

όπου οι παράμετροι x_α, x_b στις πυκνότητες των κουαρκ και αντικουαρκ υπολογίζονται μέσω της ψευδοοκύτητας: $x_\alpha = M_W / \sqrt{s} e^y$ και $x_b = M_W / \sqrt{s} e^{-y}$ σε ενέργεια κέντρου μάζας $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ για κρούσεις πρωτονίων αντιπρωτονίων στον Tevatron.

Η αντίστοιχη διαφορική ενεργός διατομή για το W^- υπολογίζεται εναλλάσσοντας το x_α με x_b στις εξισώσεις πυκνοτήτων των κουαρκ και αντικουαρκ.

Για να συνυπολογίσουμε τα φαινόμενα διόρθωσης επόμενης τάξης της κβαντικής χρωμοδυναμικής στις αλληλεπιδράσεις των κουάρκ, εισάγεται ένας επιπρόσθετος παράγοντας K στην εξίσωση υπολογισμού της ενεργού διατομής:

$$K = 1 + \frac{8\pi}{9} \alpha_s (M_W^2) + O(\alpha_s^2) \quad (21)$$

ο οποίος υπολογίζεται από στην κλίμακα της μάζας του W .

Παρόμοια, η ενεργός διατομή για την παραγωγή του μποζονίου Z είναι:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dy} = & K \frac{4\pi^2 \Gamma_Z^0}{M_Z^3} x_\alpha x_b \left\{ \left(1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_w + \frac{32}{9} \sin^4 \theta_w\right) [u(x_\alpha) u(x_b) + \bar{u}(x_\alpha) \bar{u}(x_b)] \right. \\ & \left. + \left(1 - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w + \frac{8}{9} \sin^4 \theta_w\right) [d(x_\alpha) d(x_b) + \bar{d}(x_\alpha) \bar{d}(x_b) + s(x_\alpha) s(x_b) + \bar{s}(x_\alpha) \bar{s}(x_b)] \right\} \end{aligned} \quad (22)$$

με τον K παράγοντα Drell-Yan[25]:

$$K = 1 + \frac{4\alpha_s(M_Z^2)}{6\pi} \left(1 + \frac{4}{3} \pi^2\right) + O(\alpha_s^2) \quad (23)$$

ο οποίος έχει υπολογιστεί για την μάζα του Z .

1.2.3 Διασπάσεις των W και Z

Η παραγωγή του μποζονίου W ακολουθείται μετά από ένα πολύ μικρό χρονικό διάστημα από μια λεπτονική ή αδρονική διάσπαση: $W \rightarrow l \nu$ ή $W \rightarrow q \bar{q}'$ όπου q και q' αναπαριστούν ένα από τα κουαρκ u, d, c, s ή b (αλλά όχι το top κουαρκ αφού είναι βαρύτερο από το W μποζόνιο).

Σε διόρθωση **Leading Order (LO)** για φερμιόνια με μηδενική μάζα, το μερικό εύρος διάσπασης της διαδικασίας $W \rightarrow l \nu$ είναι [25]:

$$\Gamma_W^0 = \frac{G_F M_W^3}{6 \sqrt{2} \pi} \quad (24)$$

όπου τα πιθανά λεπτονικά κανάλια είναι $W \rightarrow e \bar{\nu}_e, \mu \bar{\nu}_\mu, \tau \bar{\nu}_\tau$. Ορισμένες διορθώσεις στο καθιερωμένο πρότυπο εμπεριέχονται στις μετρήσιμες φυσικές παραμέτρους G_F και M_W .

Προσθέτοντας ηλεκτρασθενείς διορθώσεις στο καθιερωμένο πρότυπο παίρνουμε την θεωρητική πρόβλεψη:

$$\Gamma(W \rightarrow l \nu) = 226.4 \pm 0.3 \text{ MeV}$$

η οποία είναι κατα 0.5% μικρότερη από τον **LO** υπολογισμό, ο οποίος δίδεται από τη σχέση (24).

Το μποζόνιο W εκτός από τις τρεις λεπτονικές διασπάσεις, έχει και δύο κυρίαρχα αδρονικά κανάλια διασπάσεων $W \rightarrow q \bar{q}'$, όπου το q μπορεί να είναι u ή c κουαρκ και το \bar{q}' αντίστοιχα \bar{d}' ή \bar{s}' όπως αυτά υπολογίστικαν από τον πίνακα CKM.

Λαμβάνοντας υπ' όψιν τα τρία φορτία χρώματος για τα κουαρκ, το μερικό

εύρος τις διαδικασίας $W \rightarrow q \bar{q}'$ θα είναι [25]:

$$\Gamma(W \rightarrow q \bar{q}') = 3 |V_{q,q'}|^2 \Gamma_W^0 [1 + \alpha_s(M_W^2)/\pi + O(\alpha_s^2)] \quad (26)$$

όπου η πρώτης τάξης διόρθωση κβαντικής χρωμοδυναμικής έχει συμπεριληφθεί στην τελική κατάσταση. Αθροίζοντας και στα εννέα λεπτονικά και αδρονικά κανάλια, το ολικό εύρος του W είναι:

$$\Gamma(W) = 3 \Gamma_W^0 \{1 + [1 + \alpha_s(M_W^2)/\pi + O(\alpha_s^2)] \sum_{no \ top} |V_{qq'}|^2\} \quad (27)$$

και ο λεπτονικός ρυθμός διάσπασης θα είναι:

$$Br(W \rightarrow l \nu) = \frac{1}{3} \{1 + [1 + \alpha_s(M_W^2)/\pi + O(\alpha_s^2)] \sum_{no \ top} |V_{qq'}|^2\}^{-1} \quad (28)$$

προβλέποντας έτσι ότι $\Gamma(W) = 2.0921 \pm 0.0025 \text{ GeV}$ και

$$Br(W \rightarrow e \nu) = 0.1082 \pm 0.0002 [14].$$

Για την διάσπαση του Z, το μερικό εύρος εξαρτάται όχι μόνο από την διάσπαση στο λεπτονικό ή αδρονικό κανάλι αλλά και από την τιμή του ασθενούς isospin των φερμιονίων τελικής κατάστασης. Σύμφωνα με το καθιερωμένο πρότυπο, τα κουαρκ u, c, t και τα νετρίνα έχουν θετικό ασθενές isospin, ενώ τα κουαρκ d, s, b και τα λεπτόνια έχουν αρνητικό ασθενές isospin [26]. Δεδομένου ότι η μάζα του top κουαρκ είναι μεγαλύτερη από τη μάζα του Z, η διάσπαση του Z περιορίζεται σε 11 κανάλια.

Τα μερικά εύρη σε διόρθωση **LO** της διάσπασης $Z \rightarrow f \bar{f}$ είναι [25]:

$$\Gamma(Z \rightarrow \nu \bar{\nu}) = \frac{G_F M_Z^3}{12\sqrt{2}\pi} = \Gamma_Z^0 \quad (29)$$

$$\Gamma(Z \rightarrow l \bar{l}) = \Gamma_Z^0 (1 - 4 \sin^2 \theta_w + 8 \sin^4 \theta_w) \quad (30)$$

$$\Gamma(Z \rightarrow u \bar{u}) = 3 \Gamma_Z^0 (1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_w + \frac{32}{9} \sin^4 \theta_w) [1 + \alpha_s(M_Z^2)/\pi + O(\alpha_s^2)] \quad (31)$$

$$\Gamma(Z \rightarrow d \bar{d}) = 3 \Gamma_Z^0 (1 - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w + \frac{8}{9} \sin^4 \theta_w) [1 + \alpha_s(M_Z^2)/\pi + O(\alpha_s^2)] \quad (32)$$

όπου για το αδρονικό κανάλι λαμβάνεται υπ' όψη η παράγοντας χρώματος και η επίδραση της επόμενης τάξης διορθώσεων κβαντικής χρωμοδυναμικής. Η Εξ.31 μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για τον υπολογισμό το εύρος της διάσπασης $Z \rightarrow c\bar{c}$ και η Εξ. 32 για τον υπολογισμό των ευρών διάσπασης των διαδικασιών $Z \rightarrow s\bar{s}$ και $Z \rightarrow b\bar{b}$.

Αθροίζοντας σε όλα τα κανάλια (λεπτονικά και αδρονικά) υπολογίζεται το συνολικό εύρος του Z να είναι:

$$\Gamma(Z) = \Gamma_Z^0 \left\{ 6 - 12 \sin^2 \theta_w + 24 \sin^4 \theta_w + [1 + \alpha_s(M_Z^2)/\pi + O(\alpha_s^2)](15 - 28 \sin^2 \theta_w + \frac{88}{3} \sin^4 \theta_w) \right\} \quad (33)$$

και ο λεπτονικός ρυθμός διάσπασης ($l=e, \mu, \tau$) :

$$Br(Z \rightarrow l\bar{l}) = \frac{(1 - 4 \sin^2 \theta_w + 8 \sin^4 \theta_w)}{(6 - 12 \sin^2 \theta_w + 24 \sin^4 \theta_w + [1 + \alpha_s(M_Z^2)/\pi](15 - 28 \sin^2 \theta_w + \frac{88}{3} \sin^4 \theta_w))}^{-1} \quad (34)$$

Οι προβλεπόμενες τιμές [14] για το ολικό εύρος

$\Gamma(Z) = 2.4961 \pm 0.0012 \text{ GeV}$ και το ρυθμό διάσπασης

$Br(Z \rightarrow l\bar{l}) = 3.365 \pm 0.002\%$ συμφωνούν με τις πρόσφατες μετρήσεις από το LEP II [9], $\Gamma(Z) = 2.491 \pm 0.007 \text{ GeV}$, και $Br(Z \rightarrow l\bar{l}) = 3.366 \pm 0.002\%$.

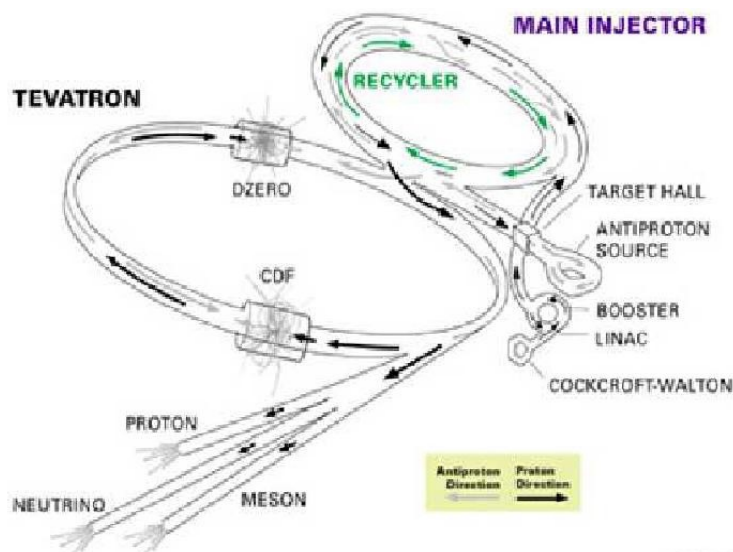
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Ο ΕΠΙΤΑΧΥΝΤΗΣ ΤΕΒΑΤΡΟΝ ΚΑΙ Ο ΑΝΙΧΝΕΥΤΗΣ CDF

2.1 Ο Tevatron στο Fermilab

Ο επιταχυντής Tevatron στο Fermilab National Accelerator Laboratory (FNAL) είναι ένας συγκρουστής δεσμών πρωτονίων-αντιπρωτονίων με ενέργεια στο κέντρο μάζας $\sqrt{s}=1.96\text{ TeV}$. Βρίσκεται στην πόλη Batavia της πολιτείας του Illinois περίπου 50 Km δυτικά του Chicago των ΗΠΑ.

Ο Tevatron(Σχ.6) είναι ένας επιταχυντής πολλαπλών σταδίων και αποτελείται από τα ακόλουθα τμήματα:



Σχήμα 6: Σχηματική αναπαράσταση του επιταχυντή Tevatron

1. Πηγή πρωτονίων (Protons source)
 - προ-επιταχυντής Cockroft-Walton (preaccelerator)
 - γραμμικός επιταχυντής (linac)
 - ωθητής (booster)

2. Πηγή αντιπρωτονίων

- Στόχος
- Αποπακετοποιητής (**DEBUNCHER**)
- Συσσωρευτής
- Ανακυκλωτής

3. Κύριος εκχυτής (Main Injector)

4. Επιταχυντής Tevatron

2.1.1. Πηγή πρωτονίων

Η πηγή πρωτονίων αποτελείται από τρία υποσυστήματα, τον προ-επιταχυντή, τον γραμμικό επιταχυντή και τον ωθητή (Booster ring). Αυτά τα υποσυστήματα μαζί είναι ικανά να παράγουν πρωτόνια ενέργειας 8 GeV τα οποία διαβιβάζονται στον κύριο εκχυτή (main injector).

Προ-επιταχυντής Cockroft-Walton

Ο προ-επιταχυντής Cockroft-Walton είναι μια πηγή αρνητικά φορτισμένων και επιταχυμένων ιόντων υδρογόνου. Τα ιόντα υδρογόνου αποκτώνται από έναν στόχο καισίου. Ο προ-επιταχυντής παράγει ιόντα υδρογόνου με ενέργεια 750 KeV κάθε 66 msec. Έπειτα, τα ιόντα υδρογόνου μεταφέρονται στον γραμμικό επιταχυντή.

Γραμμικός επιταχυντής

Ο γραμμικός επιταχυντής δέχεται αρνητικά φορτισμένα ιόντα υδρογόνου με ενέργεια 750 KeV και τα επιταχύνει σε ενέργεια 400 MeV. Αυτό επιτυγχάνεται με χρήση εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου, το οποίο μεταφέρει τα σωματίδια κατά μήκος ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος. Αυτή η λειτουργία επαναλαμβάνεται κάθε 66 msec (με μια χρονική καθυστέρηση έτσι ώστε να συγχρονίζεται με τα ιόντα που έρχονται από τον προ-επιταχυντή).

Σε αυτό το στάδιο η δέσμη εστιάζεται (ψύχεται) με την χρήση τετραπολικών μαγνητών. Αυτή η εστιασμένη δέσμη αρνητικών ιόντων υδρογόνου αποστέλλεται στον ωθητή.

Ωθητής

Το δαχτυλίδι ώθησης δέχεται την εστιασμένη δέσμη αρνητικών ιόντων υδρογόνου από τον γραμμικό επιταχυντή. Τα ηλεκτρόνια απομακρύνονται από τα αρνητικά ιόντα και αυτό που μένει είναι τα πρωτόνια. Τα πρωτόνια πλέον επιταχύνονται σε ενέργεια 8 GeV. Το δαχτυλίδι ώθησης αποτελεί και τον πρώτο κυκλικό επιταχυντή στο σύστημα του Tevatron. Αποτελείται από μια σειρά 75 μαγνητών οι οποίοι είναι τοποθετημένοι σε έναν κύκλο ακτίνας 75 m με 18 κοιλότητες ραδιοσυχνοτήτων. Και αυτό το στάδιο παραγωγής επαναλαμβάνεται κάθε 66 msec με κατάλληλη καθυστέρηση έτσι ώστε να συγχρονίζεται με τον γραμμικό επιταχυντή.

Σε αυτό το σημείο η δέσμη αποστέλλεται σε μια γραμμή μεταφοράς η οποία μεταφέρει την δέσμη πρωτονίων στον κύριο εκχυτή και έπειτα στον κυρίως δαχτύλιο του Tevatron, έτσι ώστε να είναι έτοιμη για να ξεκινήσει η φυσική κρούσεων.

2.1.2 Κυρίως εκχυτής

Ο κυρίως εκχυτής είναι ένα κυκλικό σύγχροτρο ακτίνας περίπου 1 km. Αποτελείται από 18 κοιλότητες ραδιοσυχνοτήτων και επιταχύνει τα ηλεκτρόνια που έρχονται από τον ωθητή σε ενέργεια 150 GeV κάθε 2.2 sec. Τα πρωτόνια αυτά στη συνέχεια προωθούνται στον Tevatron. Ο κυρίως εκχυτής μπορεί να επιταχύνει πρωτόνια σε ενέργεια 120 GeV τα οποία χρησιμοποιούνται και για την παραγωγή αντιπρωτονίων. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται *συλλογή αντιπρωτονίων (stacking pbars)*.

2.1.3 Πηγή αντιπρωτονίων

Η πηγή αντιπρωτονίων αποτελείται από έναν στόχο και τρία υποσυστήματα, τον debuncher, τον συσσωρευτή και τον ανακυκλωτή. Τα υποσυστήματα αυτά παράγουν αντιπρωτόνια με ενέργεια 8 GeV τα οποία εκχύνονται στον κυρίως εκχυτή.

Στόχος

Η πηγή αντιπρωτονίων είναι ένας στόχος νικελίου. Τα πρωτόνια από τον κυρίως εκχυτή χτυπούν τον στόχο νικελίου με ενέργεια 120 GeV, παράγοντας έτσι έναν πίδακα σωματιδίων. Τα σωματίδια αυτά περνούν μέσα από ένα μαγνητικό πεδίο και έτσι διαχωρίζονται τα σωματίδια λόγω του γεγονότος ότι οι καμπυλότητες των τροχιών τους εξαρτώνται από τις μάζες και τα φορτία τους. Με αυτόν τον τρόπο τα αντιπρωτόνια διαχωρίζονται από τα υπόλοιπα σωματίδια του πίδακα. Η μέθοδος αυτή ονομάζεται μαγνητική φασματογραφία. Τα αντιπρωτόνια που παράγονται κατ'αυτόν τον τρόπο, διαθέτουν ένα ευρύ φάσμα ορμών με μέση τιμή 8 GeV.

Debuncher

Ο debuncher είναι ένα σύγχροτρο, με σχήμα τριγώνου με καμπυλομένες τις γωνίες του, και με μέση ακτίνα 90 m. Δέχεται πρωτόνια ενέργειας 8 GeV από τον κυρίως εκχυτή τα οποία χρησιμοποιούνται για μελέτες ή αντιπρωτόνια ενέργειας 8 GeV από τον στόχο. Τα αντιπρωτόνια από τον στόχο, όπως έχει ήδη αναφερθεί, παράγονται με ένα ευρύ φάσμα ορμών. Ο Debuncher δέχεται αυτά τα αντιπρωτόνια με μία μεθοδο η οποία ονομάζεται *περιστροφή πακέτων (bunch rotation)*. Στον debuncher γίνεται και η στοχαστική ψύξη των αντιπρωτονίων, με σκοπό να ψυχθεί η κατακόρυφη συνιστώσα της ενέργειας της δέσμης, έτσι ώστε να γίνει περισσότερο γραμμική. Η ψύξη γίνεται ως εξής: περνώντας η δέσμη από το ένα άκρο του δαχτυλιδιού παράγεται ένας ηλεκτρομαγνητικός παλμός ο οποίος αποστέλεται στο αντιδιαμετρικό σημείο του δαχτυλιδιού πριν φτάσει εκεί η δέσμη. Έτσι το μαγνητικό πεδίο ρυθμίζεται κατάλληλα ώστε όταν η δέσμη φτάσει σε αυτό το σημείο, να μειώσει την κατακόρυφη συνιστώσα της ορμής.

Μετά το τέλος αυτής της διεργασίας, τα αντιπρωτόνια εκχέονται στον

συσσωρευτή με μικρό εύρος ορμών και μέση τιμή 8 GeV.

Συσσωρευτής

Ο συσσωρευτής είναι και αυτός ένα τριγωνικό σύγχροτρο με καμπυλομένες γωνίες και βρίσκεται στον ίδιο χώρο με τον debuncher. Τα αντιπρωτόνια συσσωρεύονται και ψύχονται έως ότου να αποσταλούν στον κυρίως εκχυτή.

Ανακυκλωτής

Ο ανακυκλωτής βρίσκεται στο ίδιο δαχτυλίδι με τον κυρίως εκχυτή. Η ορμή των αντιπρωτονίων στον ανακυκλωτή διατηρείται στα 8 GeV. Έχει τη δυνατότητα να μεταφέρει τα αντιπρωτόνια στον Tevatron για την έναρξη των κρούσεων.

Όσο ο ανακυκλωτής δεν δέχεται πρωτόνια από τον Tevatron χρησιμοποιείται για να παίρνει αντιπρωτόνια από τον συσσωρευτή, πακετάροντας τα πριν προωθηθούν στον Tevatron.

2.1.4 Tevatron

Tevatron είναι το όνομα του κυρίως δαχτυλιδιού στο Fermilab, παρότι συνήθως καλούμε ολο το επιταχυντικό σύστημα 'Tevatron'. Είναι ένα κυκλικό σύγχροτρο με ακτίνα 1 km. Αποτελείται από 8 εσοχές επιτάχυνσης, τετραπολικούς και διπολικούς μαγνήτες, οι οποίοι χρησιμεύουν στην εστίαση των δεσμών. Ο Tevatron ψύχεται στους 4 βαθμούς Κελβιν και οι εσοχές επιτάχυνσης είναι κατασκευασμένες από υπεραγώγιμο υλικό. Χρησιμοποιήθηκαν υπεραγώγιμοι μαγνήτες επειδή απαιτείται πολύ υψηλό μαγνητικό πεδίο για τον χειρισμό δεσμών σε επίπεδα ενέργειας TeV. Είναι σαφώς πιο οικονομικό να χρησιμοποιηθούν υπεραγώγιμοι μαγνήτες αντί για κοινούς ηλεκτρομαγνήτες, δεδομένου ότι η κατανάλωση ενέργειας που θα είχαν οι τελευταίοι θα ήταν ασύμφορη.

Ο Tevatron δεν είναι ένας τέλειος κύκλος. Χωρίζεται σε 6 τομείς (A-F). Σε κάθε τομέα υπάρχουν 5 κτίρια (0-4). Τα κτίρια με `0` ενώνονται με το δαχτυλίδι του Tevatron. Συγκεκριμένα στο κτίριο B0 στεγάζεται το πείραμα CDF (το οποίο θα περιγραφεί με λεπτομέρεια παρακάτω) και στο κτίριο D0 στεγάζεται το πείραμα D0.

Στα σημεία B0 και D0 οι δέσμες πρωτονίων και αντιπρωτονίων εστιάζονται περισσότερο έτσι ώστε να φτάσουν μια διάμετρο 32 μm και έπειτα συγκρούονται.

Στο σημείο C0 είναι η έξοδος ακύρωσης της δέσμης πρωτονίων, το σημείο E0 δεν χρησιμοποιείται, στο σημείο F0 είναι σταθμοί ραδιοσυχνοτήτων (RF stations) υπεύθυνοι για την διατήρηση της δέσμης σε σωστή θέση μέσα στον επιταχυντή.

Ο Tevatron δέχεται πρωτόνια και αντιπρωτόνια με ενέργεια 150 GeV, από τον κύριως εκχυτή ή τον ανακυκλωτή (για τα αντιπρωτόνια). Τα πρωτόνια και αντιπρωτόνια μέσα σε 85 sec επιταχύνονται στα 980 GeV. Δεδομένου ότι τα πρωτόνια και τα αντιπρωτόνια έχουν αντίθετα φορτία, περιστρέφονται στο ίδιο δαχτυλίδι, σε αντίθετες κατευθύνσεις υπό την επίδραση του μαγνητικού πεδίου. Οι δυο δέσμες, πρωτονίων και αντιπρωτονίων, μπορούν να χρησιμοποιηθούν από τον Tevatron για αρκετές ώρες (~10) μετά την παραγωγή τους (*store*). Ο αριθμός των κρούσεων ανά δευτερόλεπτο δίδεται από την **φωτεινότητα**, η οποία θα περιγραφεί λεπτομερώς παρακάτω. Όταν η δέση αντιπρωτονίων έχει χρησιμοποιηθεί από τις κρούσεις και από άλλες απώλειες, η φωτεινότητα πέφτει κάτω από το όριο χρησιμότητας για να γίνει φυσική κρούσεων. Σε αυτό το στάδιο η δέση αντιπρωτονίων οδηγείται στον ανακυκλωτή έτσι ώστε να ξεκινήσει η διαδικασία παραγωγής νέας δέσμης.

2.1.5. Φυσική Κρούσεων στον Tevatron

Όπως έγινε κατανοητό και από τα ανωτέρω, για να ξεκινήσει η φυσική κρούσεων, είναι απαραίτητο να δημιουργηθούν δυο δέσμες (πρωτονίων αντιπρωτονίων) οι οποίες στη συνέχεια θα πρέπει να περάσουν στον Tevatron και να επιταχυνθούν σε ενέργεια 980 GeV έκαστη. Ο κύριως εκχυτής δέχεται

επτά πακέτα πρωτονίων από τον ωθητή. Αυτά τα πακέτα επιταχύνονται σε ενέργεια 150 GeV. Τα επτά πακέτα αυτά συνενώνονται σε ένα πακέτο. Το τελευταίο μεγάλο πακέτο αποστέλλεται στον Tevatron. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται 36 φορές με αποτέλεσμα να παραχθούν 36 πακέτα πρωτονίων μέσα στον Tevatron.

Όσον αφορά τα αντιπρωτόνια η διαδικασία έχει ως εξής: Ο κύριως εκχυτής δέχεται τέσσερα σέτ των επτά πακέτων από την πηγή αντιπρωτονίων (τον συσσωρευτή). Τα επτά πακέτα ενώνονται και έτσι έχουμε τη δημιουργία τεσσάρων μεγαλύτερων πακέτων αντιπρωτονίων. Αυτά τα τέσσερα πακέτα αποστέλλονται στον Tevatron. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται 9 φορές έτσι ώστε να δημιουργηθούν 36 πακέτα αντιπρωτονίων τα οποία περιστρέφονται στον Tevatron.

Όταν ολοκληρωθούν οι δυο παραπάνω διαδικασίες (έκχυσης 36 πακέτων πρωτονίων και αντιπρωτονίων), οι δύο δέσμες αρχίζουν να επιταχύνονται (*ramped*) σε ενέργεια 980 GeV. Στη συνέχεια και με τη χρήση τετραπολικών μαγνητών με χαμηλή β παράμετρο, μειώνεται το μήκος κάθε πακέτου από 1.7 m σε 35 cm. Αυτοί οι μαγνήτες είναι τοποθετημένοι στο CDF και στο D0. Από το σημείο αυτό και μετά μπορεί να ξεκινήσει φυσική κρούσεων με εστίαση των δεσμών στο CDF και D0.

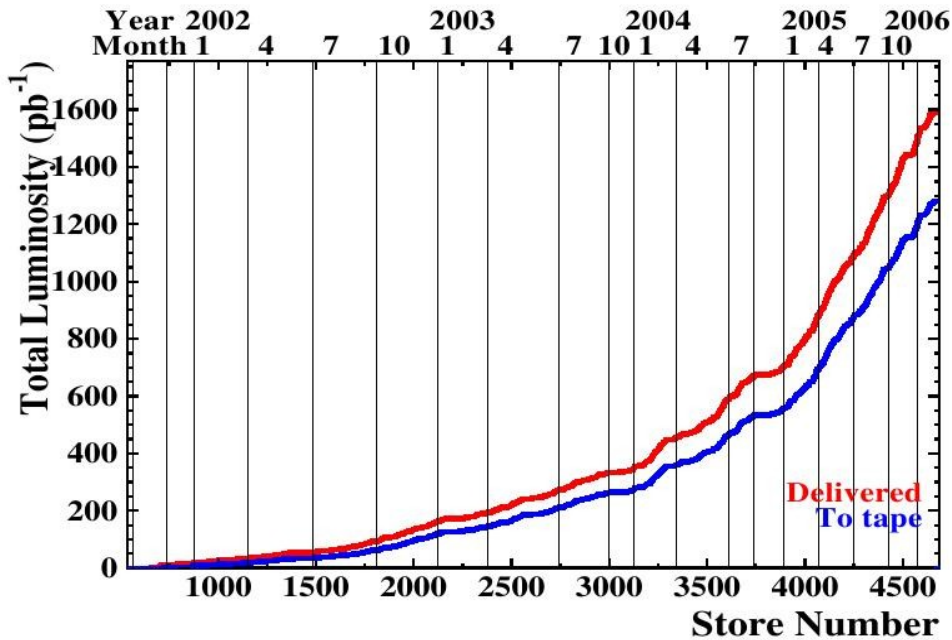
Αφού ξεκινήσει η φυσική κρούσεων, η δέσμη υπόκειται μια διεργασία η οποία ονομάζεται '*scraping*' με σκοπό να μειωθεί ο αριθμός των σωματιδίων που μπορεί να βρίσκονται κοντά σε αυτήν. Ο σκοπός αυτής της διεργασίας είναι να μειωθεί ο κίνδυνος ζημίας λόγω ραδιενέργειας σε ευαίσθητα τμήματα του ανιχνευτή όπως είναι ο ανιχνευτής πυριτίου που βρίσκεται πολύ κοντά στη δέσμη.

2.1.6 Μέτρηση φωτεινότητας

Η ροή της δέσμης στους επιταχυντές μετράται με όρους φωτεινότητας (Luminosity). Η φωτεινότητα έχει μονάδες 1/Εμβαδό και δίδεται από τη σχέση:

$$L = \frac{f B N_p N_{\bar{p}}}{2 \pi (\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)} \times F\left(\frac{\sigma_l}{\beta^*}\right) \quad (35)$$

όπου f είναι η συχνότητα περιστροφής σε Hertz, B είναι ο αριθμός πακέτων, $N_p, N_{\bar{p}}$ είναι ο αριθμός πρωτονίων/αντιπρωτονίων ανα πακέτο και $\sigma_p, \sigma_{\bar{p}}$ είναι το RMS του μεγέθους των δυο δεσμών στο σημείο κρούσης. Το τελευταίο πολλαπλασιάζεται με έναν παράγοντα ο οποίος εξαρτάται από το κλάσμα του μήκους του πακέτου z προς το πάχος της δέσμης β^* . Ο παράγοντας αυτός έχει μορφή κλεψίδρας με κύριο άξονα πάνω στον άξονα της δέσμης z . Στον Πιν. 2 παρουσιάζονται οι παράμετροι του επιταχυντή για τα Run I και Run II. Στο Σχ. 7 δίδεται η φωτεινότητα που έχει συλλεχθεί από το CDF έως σήμερα.



Σχήμα 7: Η ολική φωτεινότητα που συλλέχθηκε από το CDF έως τον Μάρτιο του 2006. Η κόκκινη γραμμή είναι η φωτεινότητα που μετρήθηκε και η μπλέ γραμμή είναι η φωτεινότητα που καταγράφηκε από το CDF.

Run Bunches ($p \times \bar{p}$)	lb (6x6)	II a (36x36)
Protons/Bunch (N_p)	2.3×10^{11}	2.7×10^{11}
Anti-protons/Bunch ($N_{\bar{p}}$)	5.5×10^{10}	3.0×10^{10}
Total antiprotons	3.3×10^{11}	1.1×10^{12}
Pbar production rate (1/hr)	6.0×10^{10}	1.0×10^{11}
Proton emittance (mm-mrad)	23π	20π
Antiproton emittance (mm-mrad)	13π	15π
$\beta^* (cm)$	35	35
Energy (GeV)	900	980
Bunch length (m)	0.6	0.37
Bunch spacing (ns)	3500	396
Interactions/crossing	2.5	2.3

Πίνακας 2: Παράμετροι του επιταχυντή στα RunI και RunII

2.2 Ο ανιχνευτής CDF

Ο ανιχνευτής CDF (Collider Detector Facility) καλύπτει μια στερεά γωνία 4π. Έχει σχεδιαστεί να καταγράφει μια πλούσια ποικιλία διαδικασιών υψηλών ενεργειών που έχουν να κάνουν με κρούσεις πρωτονίων και αντιπρωτονίων στον Tevatron. Η αναβάθμιση του επιταχυντή Tevatron για το RunII είχε ως συνέπεια την αύξηση των πακέτων σε κάθε δέσμη κατά έναν παράγοντα ~ 9 σε σχέση με το RunI, κάνοντας έτσι το χρόνο μεταξύ δύο διαδοχικών κρούσεων πακέτων 396 nsec από 3.5 μ sec που ήταν στο RunI. Σαν συνέπεια αυτής της αύξησης του ρυθμού των αλληλεπιδράσεων ήταν η επανασχεδίαση των συστημάτων σκανδαλισμού καθώς και διαφόρων υπομημάτων του ανιχνευτού, έτσι ώστε να είναι δυνατή η καταγραφή δεδομένων για τους υψηλότερους ρυθμούς κρούσεων. Κατά τη διάρκεια αυτής της αναβάθμισης [29], έγιναν προσπάθειες για να αυξηθεί η γεωμετρική κάλυψη του ανιχνευτού είτε προσθέτοντας νέους ανιχνευτές είτε αυξάνοντας τους ήδη υπάρχοντες.

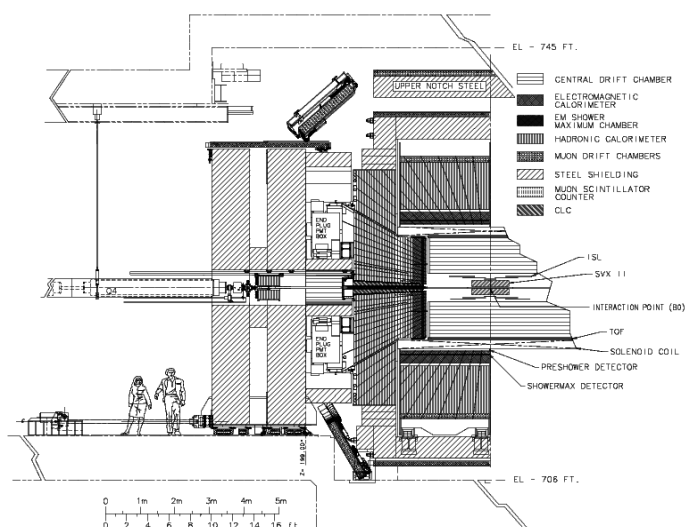
Ο ανιχνευτής είναι τοποθετημένος στο θάλαμο κρούσεων και στο Σχ. 6 δηλώνεται ως CDF.

Ένα σχηματικό διάγραμμα του ανιχνευτή CDF φαίνεται στο Σχ. 8. Σε αυτό το σχήμα παρουσιάζεται μόνο ο μισός ανιχνευτής αφού το υπόλοιπο τμήμα του

είναι συμμετρικό ως προς το σημείο κρούσης. Το σύστημα αναφοράς του CDF χρησιμοποιεί δεξιόστροφο σύστημα συντεταγμένων όπου η διεύθυνση του άξονα z είναι προς την κατεύθυνση της δέσμης πρωτονίων και η διεύθυνση του άξονα y είναι προς τα επάνω. Για να περιγραφούν τα διάφορα συστήματα του ανιχνευτού συχνά χρησιμοποιείται η πολική γωνία θ η οποία αντικαθίσταται από την ψευδοωκότητα².

Ο κυρίως όγκος του ανιχνευτικού συστήματος είναι το σύστημα ευρέσεως τροχιών (tracking) και τα καλορίμετρα, τα οποία έχουν κατασκευαστεί με σκοπό να γίνουν μετρήσεις ακριβείας ηλεκτρασθενών διεργασιών. Τα υπόλοιπα τμήματα του ανιχνευτού χρησιμοποιούνται για την αναγνώριση σωματιδίων.

Στο επόμενο τμήμα αυτού του κεφαλαίου δίδεται περιγραφή όλων των ανιχνευτικών συστημάτων του CDF ξεκινώντας από τα εσωτερικά και συνεχίζοντας προς τα εξωτερικά τμήματα του ανιχνευτού. Ειδική αναφορά γίνεται στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτή δεδομένου ότι αυτό το τμήμα χρησιμοποιήθηκε κυρίως για την πραγματοποίηση αυτής της ανάλυσης. Στο τέλος του κεφαλαίου παρουσιάζεται μια σύντομη περιγραφή του συστήματος λήψης και καταγραφής δεδομένων του CDF.



Σχήμα 8: Λεπτομερές διάγραμμα τομής του ανιχνευτή CDF.

2 Η ψευδοωκότητα ορίζεται ως $\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$

2.2.0 Σύστημα συντεταγμένων

Η θέσεις στο CDF μετρώνται με τη χρήση ενός κυλινδρικού συστήματος συντεταγμένων (θ, ϕ, z) με την αρχή του στο σημείο κρούσεων. Ο άξονας z βρίσκεται πάνω στην ευθεία που κινούνται οι δέσμες και με κατεύθυνση την κατεύθυνση των πρωτονίων (ανατολικά). Η γωνία ϕ μετράται στο xy επίπεδο πάνω από τον άξονα x , ο οποίος ορίζεται με κατεύθυνση από το κέντρο του δαχτυλιδιού του Tevatron προς τα έξω.

Μια χρήσιμη, για τον διαχωρισμό σωματιδίων, είναι ο κωνικός διαχωρισμός τους ΔR , που ορίζεται ως : $(\Delta R)^2 = (\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2$.

Η εγκάρσια ενέργεια και ορμή ορίζονται ως: $E_T = E \sin \theta$ και $p_T = P \sin \theta$ αντίστοιχα.

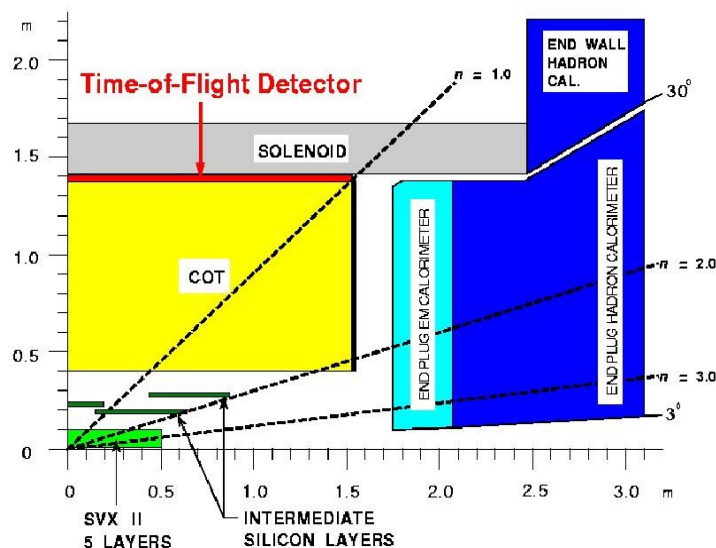
2.2.1 Tracking και Vertexing

Η ανίχνευση και ανακασκευή τροχιών φορτισμένων σωματιδίων είναι ένα από τα βασικά τμήματα κάθε ανάλυσης στο CDF. Η λειτουργία των ανιχνευτών εύρεσης τροχιών (tracking) βασίζεται στο ότι τα φορτισμένα σωματίδια ιονίζουν το τμήμα της ύλης από την οποία διέρχονται. Το ίχνος της ιονισμένης ύλης που αφήνει πίσω του το φορτισμένο σωματίο συμπίπτει με την τροχιά του. Σε όλη την ιστορία της πειραματικής φυσικής στοιχειωδών σωματιδίων χρησιμοποιήθηκαν πολλές συσκευές για την ανακατασκευή τροχιών φορτισμένων σωματιδίων, ξεκινώντας από τους θαλάμους φουσαλλίδων και σπινθηριστών και καταλήγοντας στα πιο εξελιγμένα συστήματα όπως είναι οι θάλαμοι ολίσθησης και ανιχνευτές ημιαγωγών.

Στο CDF RunII το σύστημα εύρεσης τροχιών περιλαμβάνει τον ανιχνευτή Silicon Vertex (SVX), τα ενδιάμεσα στρώματα πυριτίου (Intermediate Silicon Layers-ISL) και τον θάλαμο ολίσθησης (Central Outer Tracker-COT). Όλοι αυτοί οι ανιχνευτές είναι μέσα σε ένα μαγνητικό πεδίο που παράγεται από ένα υπεραγώγιμο σωληνοειδές, το οποίο καλύπτει τους ως άνω ανιχνευτές. Το σχηματικό του συστήματος εύρεσης τροχιών φαίνεται στο Σχ. 9.

Στο CDF το μαγνητό πεδίο που παράγεται από το σωληνοειδές είναι

ομογενές, με μέγεθος $B=1.4$ Tesla, και η διεύθυνσή του είναι πάνω στον άξονα z . Σε αυτό το περιβάλλον οι τροχιές των φορτισμένων σωματιδίων είναι ελικοειδής και περιγράφονται από 5 παραμέτρους:



Σχήμα 9: Σχηματικό διάγραμμα του συστήματος εύρεσης τροχιών του ανιχνευτή CDF.

Z_0 - είναι η z συντεταγμένη του σημείου της ελαχίστου προσέγγισης στον άξονα z .

d_0 - είναι η παράμετρος κρούσης (απόσταση του άξονα z με την τροχιά)

ϕ_0 - είναι η διεύθυνση της εγκάρσιας ορμής του σωματιδίου στο σημείο της ελάχιστης προσέγγισης στον άξονα z .

$\cot(\theta)$ - είναι το άνοιγμα του έλικα και ορίζεται από το βήμα προς την διαμετρό του έλικα.

C - είναι η καμπυλότητα του έλικα.

Η καμπυλότητα C και η παράμετρος κρούσης d_0 ορίζονται ως εξής:

$$C = \frac{q}{2R} \quad (36)$$

$$d_0 = q(\sqrt{x_c^2 + y_c^2} - R) \quad (37)$$

όπου q είναι το φορτίο του σωματιδίου, (x_c, y_c) είναι το κέντρο του έλικα όπως προβάλεται στο επίπεδο $x-y$ και R είναι η ακτίνα του.

Από τις παραμέτρους του έλικα μπορεί να υπολογιστεί η εγκάρσια και διαμήκης συνισταμένη της ορμής :

$$p_T = \frac{cB}{2|C|} \quad (38)$$

$$p_z = p_T \cot(\theta) \quad (39)$$

Για να προσδιοριστούν οι παράμετροι τροχιάς γίνεται προσαρμογή στην τροχιά. Η προσαρμογή δεν είναι τίποτε άλλο από μια ελικοειδή προσαρμογή σε σημεία στο χώρο που πέρασε το σωματίο και καταγράφησαν από το σύστημα εύρεσης τροχιών και συγκρίθηκαν με προεπιλεγμένα σημεία από αλγορίθμους αναγνώρισης μορφών (pattern recognition algorithm). Κάθε σημείο που καταγράφεται από τον ανιχνευτή και χρησιμοποιείται από την προσαρμογή διαθέτει και μια αβεβαιότητα η οποία έχει υπολογιστεί από αντίστοιχες μελέτες. Το αποτέλεσμα της προσαρμογής είναι ένα σύνολο παραμέτρων τροχιάς με τον πίνακα σφαλμάτων τους καθώς και παράμετροι συσχέτισής τους. Η προσαρμογή στις τροχιές των σωματιδίων θα ζητηθεί αργότερα σε αυτό το τμήμα του κειμένου αφού πρώτα γίνει περιγραφή των δύο βασικών συσκευών εύρεσης τροχιών. Πρώτα θα ζητηθεί η διαδικασία εύρεσης της κορυφής αλληλεπίδρασης ενός σωματιδίου.

Το σημείο που ξεκινάει ένα σωματίδιο δεν μπορεί να υπολογιστεί μόνο από τον έλικα. Η μόνη πληροφορία που έχουμε από τον έλικα είναι ότι το σημείο αρχικής αλληλεπίδρασης του σωματίου είναι κάπου πάνω στον έλικα. Ένας τρόπος να βρεθεί το αρχικό αυτό σημείο αλληλεπίδρασης είναι να χρησιμοποιήσουμε έναν δεύτερο έλικα ο οποίος θα αντιστοιχεί σε κάποιο άλλο σωματίο που έχει προέλθει από το ίδιο σημείο στο χώρο, όπως για παράδειγμα να γίνει χρήση ελικών από προϊόντα που προέρχονται από την διάσπαση ενός άλλου σωματίου. Η διαδικασία αυτή λέγεται *vertexing*. Στο CDF η διαδικασία αυτή γίνεται με τη βοήθεια ενός πακέτου λογισμικού C++, και το όνομα του πακέτου είναι VertexFit [30]. Το λογισμικό αυτό έχει προέλθει από τον κώδικα προσαρμογής σε Fortran του Run1 (CTVMFT). Με τη χρήση του λογισμικού

υπολογίζονται οι συντεταγμένες του σημείου διάσπασης και οι αντίστοιχες αβεβαιότητές τους. Το ίδιο λογισμικό έχει την δυνατότητα να υπολογίζει τις μάζες σωματιδίων κάνοντας χρήση των παραμέτρων τροχιάς των προϊόντων αυτών των σωματιδίων.

Υπάρχουν δυο κυρίως συστήματα τα οποία είναι θεμελιώδη για τον προσδιορισμό των παραμέτρων της ελικοειδούς τροχιάς. Αυτά είναι το COT και ο ανιχνευτής κορυφής αλληλεπίδρασης (Silicon Vertex Detector-SVX) μαζί με το στρώμα Layer-00 (L-00). Τα τμήματα αυτά θα περιγραφούν στα αμέσως επόμενα.

2.1.1.1 Ανιχνευτής κορυφής αλληλεπίδρασης (SVX)

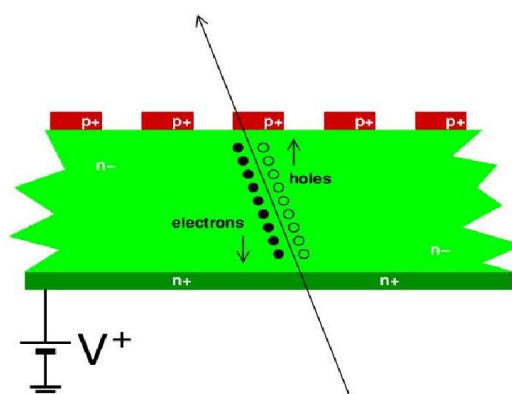
Για τον ακριβή προσδιορισμό της διάσπασης ενός αδρονίου B, είναι αναγκαίο να μετρηθούν τροχιές πολύ κοντά στη δέσμη με πολύ μεγάλη ακρίβεια. Μια άλλη σημαντική απαίτηση είναι το ότι ο ανιχνευτής που θα μας δίνει την άνω μέτρηση ακριβείας θα πρέπει να είναι εξαιρετικά ανθεκτικός στις υψηλές δόσεις ραδιενέργειας που υπάρχουν τόσο κοντά στη δέσμη. Ο ανιχνευτής μικρο-λωρίδων πυριτίου, ο οποίος αναπτύχθηκε στο CDF RunI, καλύπτει και τις δυο παραπάνω προϋποθέσεις.

Η αρχή πάνω στην οποία στηρίζεται η εύρεση τροχιών με ανιχνευτή πυριτίου φαίνεται στο Σχ. 10. Αν και η ιδέα της εύρεσης τροχιάς με ανιχνευτή πυριτίου μοιάζει με την μέθοδο εύρεσης τροχιάς με χρήση θαλάμου ολίσθησης, υπάρχει μια βασική διαφορά. Στον ανιχνευτή πυριτίου ο προσδιορισμός της θέσης δεν εξαρτάται από τον χρόνο ολίσθησης, όπως στους θαλάμους ολίσθησης, αλλά στην απευθείας γνώση των συντεταγμένων του εξαιρετικά μικρού χώρου που ιονίστηκε από το πέρασμα του φορτισμένου σωματιδίου.

Ένας συνηθισμένος ανιχνευτής πυριτίου, είναι κατασκευασμένος από μικρο-λωρίδες πυριτίου οι οποίες είναι τοποθετημένες παράλληλα και σε ίσες αποστάσεις μεταξύ τους. Οι λωρίδες αυτές έχουν υποστεί ειδική επεξεργασία ώστε να έχουν περίσσεια οπών (p-type) και τοποθετούνται πάνω σε μια επιφάνεια πυριτίου με έλλειμα οπών (n-type). Το πάχος του στρώματος αυτού είναι περίπου 300 μm . Στην άλλη μεριά έχει τοποθετηθεί ένα στρώμα πυριτίου με μεγάλη ελλειψη οπών (n-type). Στο τελευταίο στρώμα εφαρμόζουμε θετικό

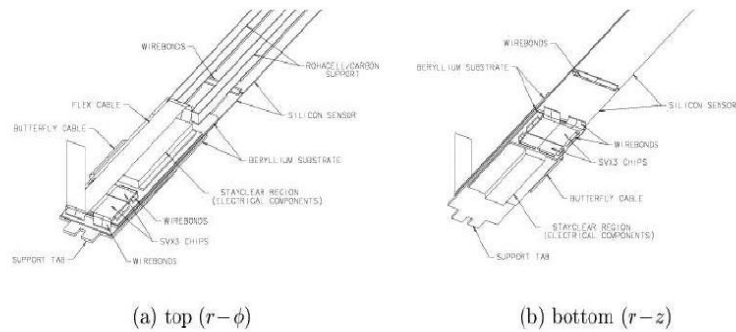
δυναμικό το οποίο αδειάζει το στρώμα με ελαφρά έλλειψη οπών ($\sim 300 \mu\text{m}$) και δημιουργεί ένα ηλεκτρικό πεδίο. Όταν ένα φορτισμένο σωματίο περάσει από αυτό το στρώμα αφήνει ένα ίχνος που αποτελείται από ζεύγη οπών-ηλεκτρονίων. Λόγω του ηλεκτρικού πεδίου οι οπές απομακρύνονται από τον θετικό τμήμα του ηλεκτρικού πεδίου που ασκείται (προς τις λωρίδες) δίνοντας ένα πολύ καλά εντοπισμένο σήμα. Αντίστοιχα τα ηλεκτρόνια κινούνται προς την αντίθετη κατεύθυνση σε αντίστοιχες λωρίδες με προσανατολισμό κάθετο ως προς τις αρχικές λωρίδες που αναφέρθηκαν προηγούμενα. Με αυτό τον τρόπο γίνεται μέτρηση θέσης στο επίπεδο r - z και r - ϕ .

Συνήθως το σήμα ανιχνεύεται σε σύνολο λωρίδων και όχι μόνο από μια. Η θέση του σήματος υπολογίζεται λαμβάνοντας υπ'όψιν το ποσό του φορτίου που έχει μετρηθεί. Με τη μέθοδο αυτή η ακρίβεια θέσης κάθε μέτρησης που γίνεται στο CDF είναι περίπου $12 \mu\text{m}$.

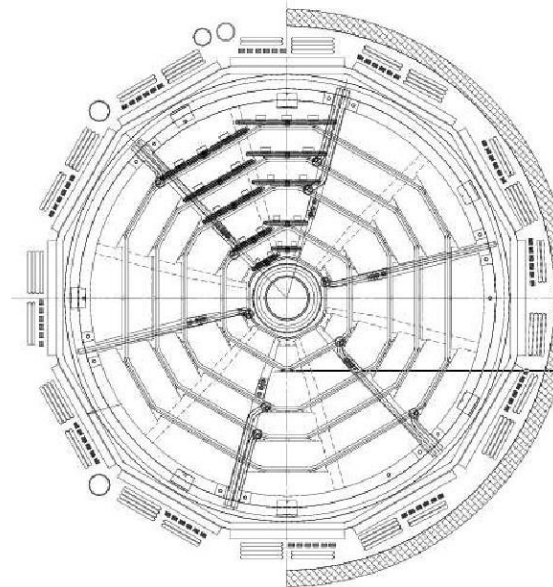


Σχήμα 10: Γενικός ανιχνευτής πυριτίου

Ο ανιχνευτής SVX του CDF είναι τοποθετημένος σε τρία κυλινδρικά βαρέλια μήκους 29 cm. Κάθε βαρέλι υποστηρίζει 5 επίπεδα ανιχνευτών πυριτίου διπλής επικάλυψης. Η μικρότερη ακτίνα είναι 2.5 cm και η μεγαλύτερη 10.7 cm. Για καθαρά ιστορικούς λόγους η αρίθμηση ξεκινάει από μέσα προς τα έξω, με το νούμερο 0 για το εσωτερικό επίπεδο έως 4 για το τελευταίο. Τα επίπεδα 0, 1 και 3 συνδυάζουν μετρήσεις στα επίπεδα r - ϕ της μιας μεριάς με τις μετρήσεις της άλλης μεριάς στο επίπεδο r - z (90° ως προς το r - ϕ). Τα επίπεδα 2 και 4 συνδυάζουν μια μέτρηση στο επίπεδο r - ϕ με μια μικρή γωνία 1.2 μοιρών (Σχ.11-12).



Σχήμα 11: Σχηματικά διαγράμματα της πάνω ($r-\phi$) και κάτω ($r-z$) πλευράς ενός τμήματος του Επιπέδου 0



Σχήμα 12: Σχεδίαση του SVX.

Οι κρύσταλλοι πυριτίου στηρίζονται από ελαφριά μέσα (αφρός Rohacell) σε ειδικά διαμορφωμένες κατασκευές (ladders). Υπάρχουν 4 δακτύλιοι (wafers) που συνδέονται με κάθε ladder. Συνολικά 12 ladder αποτελούν ένα επίπεδο. Η τοποθέτηση 60 ladders πάνω σε 2 τμήματα βυρηλίου, κατασκευασμένα για αυτό το σκοπό, συνθέτει ένα βαρέλι ανιχνευτού SVX.

Κάθε μια από τις ladder, έχει σύστημα διαβίβασης ηλεκτρονικών σημάτων σε κάθε ένα από τα άκρα της. Ο αριθμός καναλιών που περιλαμβάνει το σύστημα για μεταφορά ψηφιακών δεδομένων (405.504) και η φύση του σήματος,

απαιτούν τα περισσότερα ηλεκτρονικά συστήματα (ενισχυτές φορτίου, μετατροπείς αναλογικού σε ψηφιακό σήμα, οδηγοί μεταφοράς σήματος) να είναι τοποθετημένα επάνω στον ανιχνευτή και όχι σε κάποιον άλλο χώρο εκτός ανιχνευτού, επειδή θα ήταν εξαιρετικά δύσκολο αν όχι αδύνατο να οδηγηθούν τόσα καλώδια έξω από τον ανιχνευτή, και βεβαίως το σήμα θα εξαφανιζόταν μέσα στο θόρυβο.

Η αρνητική συνέπεια αυτού του τρόπου κατασκευής είναι ότι λόγω του περισσότερου υλικού που βρίσκεται μέσα στον ανιχνευτή αυξάνεται η σκέδαση Coulomb. Επίσης ο αυξημένος αριθμός ηλεκτρονικών προκαλεί επιπλέον έκλυση θερμότητας ($\sim 1\text{KW}$). Για τη μείωση της θερμοκρασίας στον ανιχνευτή SVX έχουν κατασκευαστεί ειδικά κανάλια ψύξης.

Όσον αφορά την κατασκευή των βαρελιών, έγινε κάθε δυνατή προσπάθεια να είναι τοποθετημένα ομοαξονικά. Παρόλα αυτά υπάρχουν μικροδιαφορές οι οποίες διορθώνονται στη συνέχεια. Για λόγους που έχουν να κάνουν με το σύστημα σκανδαλισμού³ τα βαρέλια πρέπει να είναι τοποθετημένα συμμετρικά γύρω από τη δέσμη (τον άξονα z του ανιχνευτού). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα ο άξονας του SVX να είναι μετατοπισμένος ως προς τον άξονα του Κεντρικού θαλάμου ολίσθησης (COT), περίπου όσο είναι μετατοπισμένη η δέσμη από τον άξονα z του ανιχνευτού.

Όταν καταγραφούν όλα τα σήματα (μερικά μπορεί να είναι και ψευδή) από το SVX, το επόμενο βήμα είναι να συνδιαστούν με την πληροφορία που δίνει ο θάλαμος ολίσθησης (COT), έτσι ώστε να καταστεί δυνατό να υπάρξει μια πιο ολοκληρωμένη προσαρμογή στην ελικοειδή τροχιά [31].

Σε αυτό το σημείο είναι σημαντικό να υπάρχει ένας πολύ καλός πίνακας ευθυγράμμισης, έτσι ώστε τα σήματα του SVX να μπορούν να μεταφερθούν στο κυρίως σύστημα αναφοράς, αυτό του θαλάμου ολίσθησης.

Η διαδικασία ξεκινάει λαμβάνοντας μια ανακατασκευασμένη τροχιά μόνο από τον θάλαμο ολίσθησης (COT-only tracks). Η τροχιά αυτή δεν είναι μια απλή γραμμή στο χώρο. Επειδή όλες οι παράμετροι τροχιών μετρώνται μαζί με τα σφάλματά τους, η τροχιά μοιάζει περισσότερο με έναν κύλινδρο ακτίνας σ , η οποία προσδιορίζεται από τα σφάλματα των παραμέτρων τροχιάς. Επιπλέον το σ δεν είναι το ίδιο ως προς ϕ και ως προς z .

3 Ορισμένοι σκανδαλιστές βασίζονται στην παράμετρο d_0 της τροχιάς που έχει μετρηθεί από το SVX. Στην περίπτωση που ο άξονας της δέσμης δεν συμπίπτει το SVX, το d_0 και κατά συνέπεια οι σκανδαλιστές εξαρτώνται από την γωνία ϕ .

Ο παραπάνω τροχιές επεκτείνονται στο SVX. Είναι προφανές ότι λόγω της γεωμετρίας του ανιχνευτού, η προέκταση αυτή των τροχιών θα βρίσκει πρώτα τα εξωτερικά επίπεδα του SVX και θα συνεχίζει στα εσωτερικά. Κατά τη διάρκεια αυτής της επέκτασης, ο πίνακας σφαλμάτων των παραμέτρων τροχιάς ανανεώνεται ώστε να συμπεριλαμβάνεται το επιπλέον υλικό που συναντάει η τροχιά. Σε κάθε επίπεδο του SVX τα σήματα βρίσκονται σε μια συγκεκριμένη ακτίνα (δίδεται σαν πολλαπλάσιο του σ). Για κάθε νέο σήμα η προσαρμογή στην τροχιά επαναλαμβάνεται. Για κάθε νέο σήμα του SVX δημιουργείται και μια καινούργια υποψήφια τροχιά. Στο τέλος υπάρχει πιθανότητα να υπάρχουν πολλές υποψήφιες τροχιές στο SVX οι οποίες να συνδέονται με τις τροχιές από το COT. Στην περίπτωση αυτή επιλέγεται να κρατηθεί η καλύτερη τροχιά όσον αφορά τις παραμέτρους της προσαρμογής και τον αριθμό σημάτων που έδωσε το SVX.

Μια ένδειξη της απόδοσης του SVX είναι η ακρίβεια στην παράμετρο κρούσης. Αυτή έχει μετρηθεί να είναι περίπου 40 μm , συμπεριλαμβάνοντας το πάχος της δέσμης $\sim 25\text{-}30\ \mu\text{m}$. Μια άλλη ένδειξη είναι η ακρίβεια στο z_0 , η οποία είναι 70 μm .

Ο ακριβής υπολογισμός των παραμέτρων τροχιάς βοηθάει στο να καταλάβουμε ποια τροχιά προέρχεται από ποιο σημείο κορυφής αλληλεπίδρασης και κατά συνέπεια να διαχωρίσουμε το αρχικό σημείο κορυφής αλληλεπίδρασης από το δευτερεύον, π.χ. ένα B αδρόνιο ή κάποιο άλλο σωματίο με μεγάλο χρόνο ζωής.

2.2.1.2 Ενδιάμεσα στρώματα πυριτίου και το Επίπεδο 00 (ISL-L00)

Αντίθετα με το COT και το SVX, ο ανιχνευτής ενδιάμεσων στρωμάτων πυριτίου (ISL) και το επίπεδο 00 (Layer-00), τοποθετήθηκαν για πρώτη φορά στη δεύτερη περίοδο λειτουργίας του CDF (RunII). Περαιτέρω το Layer-00 είναι επιπλέον προσθήκη η οποία δεν είχε προβλεφθεί για την αναβάθμιση της δεύτερης περιόδου.

ISL [29] : στο κεντρικό τμήμα του ανιχνευτού είναι τοποθετημένο ένα επίπεδο αυτού του ανιχνευτού με ακτίνα 22 cm. Στην περιοχή $1.0 < |\eta| < 2.0$ είναι τοποθετημένα δύο επίπεδα πυριτίου σε ακτίνες από 20 cm έως 28 cm. Για

αυτόν τον ανιχνευτή χρησιμοποιήθηκαν διπλά στρώματα πυριτίου με λωρίδες 55 μm στην μια μεριά και με κλίση 1.2 μοιρών λωρίδες 73 μm στην άλλη μεριά. Για να μειωθεί ο αριθμός καναλιών μεταφοράς σήματος (268.800) διαβάζονται οι λωρίδες εναλλάξ. Αυτό έχει ως συνέπεια την μείωση της ακρίβειας σε μια μέτρηση, σε 16 μm στην μια μεριά και 23 μm στην άλλη.

L00 [29] : Ο σχεδιασμός του Στρώματος 00 βασίζεται σε έξι στενές (128 κανάλια) και έξι φαρδιές (256 κανάλια) ομάδες στο ϕ , σε ακτίνες 1.35 και 1.62 cm αντίστοιχα. Υπάρχουν έξι διατάξεις ανάγνωσης στο z , με δύο αισθητήρες συνδεδεμένους μεταξύ τους σε κάθε διάταξη ανάγνωσης, για ένα συνολικό μήκος 95 cm. Οι αισθητήρες έχουν στηθεί σε μία δομή υποστήριξης από carbon-fiber, η οποία παρέχει επίσης και την ψύξη. Οι αισθητήρες του L00 είναι κατασκευασμένοι από ελαφρύ πυρίτιο, ανθεκτικό στην ακτινοβολία (διαφορετικό από αυτό του SVX). Είναι ενεργοί μόνο από τη μία μεριά και έχουν ένα εμφυτευμένο pitch (ανάγνωσης) μήκους 25(50) μm .

Το ISL βελτιώνει τον προσδιορισμό των τροχιών στην κεντρική περιοχή και, σε συνδυασμό με τον SVX, επιτρέπουν τη μέτρηση τροχιών στην περιοχή $1.0 < |\eta| < 2.0$ μόνο με χρήση του ανιχνευτή πυριτίου. Το L00 βοηθά να ξεπεράσουμε τις συνέπειες της πολλαπλής σκέδασης για τις τροχιές που περνούν μέσα από τις περιοχές υψηλής πυκνότητας του SVX (όπου είναι τοποθετημένα τα χωρίσματα και τα ηλεκτρονικά), καθιστώντας δυνατές τιμές ανάλυσης μέχρι και 25 μm .

2.2.1.3 Κεντρικός θάλαμος ολίσθησης : COT

Η ανίχνευση των τροχιών στην περιοχή $|\eta| \leq 0$ γίνεται με έναν κυψελωτό θάλαμο ολίσθησης, τον COT, που καλύπτει ακτίνα από 44 μέχρι 132 cm.

Ο COT [32] χρησιμοποιεί μικρές κυψελίδες ολίσθησης και αέριο με ταχεία απόκριση προκειμένου να περιοριστούν οι χρόνοι ολίσθησης μέχρι τα 100ns. Η βασική κυψελίδα έχει μία σειρά από 12 αισθητήρια καλώδια εναλλάξ τοποθετημένα με καλώδια διαμόρφωσης κάθε 3.8 mm, τα οποία βρίσκονται στο μέσο μεταξύ δύο επιπέδων καθόδων κατασκευής Gold on Mylar, οι οποίες απέχουν μεταξύ τους περίπου κατά 2cm. Τέσσερα αξονικά και τέσσερα στερεά

υπερστρώματα μας δίνουν 96 μετρήσεις ανάμεσα στα 44 και τα 132cm, απαιτώντας συνολικά 2520 κυψελίδες ολίσθησης και 30,240 κανάλια ανάγνωσης. Τα καλώδια και τα επίπεδα της καθόδου είναι αναρτημένα μεταξύ δύο υψηλής ακρίβειας τερματικών πλακών και όλος ο θάλαμος είναι κατά προσέγγιση το 1,3% του μήκους ακτινοβολίας. Τα φορτισμένα σωμάτια, τα οποία περνούν από το θάλαμο ολίσθησης αφήνουν ένα ίχνος ιονισμού κατά μήκος της πορείας τους. Η διαμόρφωση του πεδίου μέσω των επιπέδων της καθόδου αναγκάζουν τα ηλεκτρόνια να ολισθήσουν προς τα αισθητήρια καλώδια. Η στοιβάδα πάνω στο καλώδιο καταγράφεται ως παλμός και ο χρόνος ολίσθησης μπορεί να δώσει την πλησιέστερη απόσταση από το καλώδιο όπου πέρασε το σωμάτιο. Αυτές οι αποστάσεις δίνουν τη δυνατότητα να ανακατασκευαστεί, σε τρεις διαστάσεις, η διαδρομή ενός φορτισμένου σωματιδίου. Η μέση ανάλυση (resolution) ανά καλώδιο είναι 180μm.

Το ισχυρό μαγνητικό πεδίο μέσα στον COT αναγκάζει τα φορτισμένα σωμάτια να κινηθούν σε μία ελικοειδή τροχιά μέσα στον ανιχνευτή. Από την ακτίνα της τροχιάς, μπορούμε να υπολογίσουμε την εγκάρσια ορμή P_T του σωματίου :

$$\alpha \cdot v_T \cdot B = \frac{m \cdot v_T^2}{r} \quad (40)$$

$$r = \frac{m \cdot v_T}{\alpha \cdot B} \quad (41)$$

$$r = \frac{P_T}{\alpha \cdot B} \quad (42)$$

όπου α είναι μία σταθερά, r η ακτίνα της τροχιάς και B η ένταση του μαγνητικού πεδίου, το οποίο περιβάλλει τον θάλαμο ολίσθησης. Το r συνδέεται με την καμπυλότητα (C) σύμφωνα με τη σχέση:

$$r = \frac{1}{2 \cdot C} \quad (43)$$

και

$$P_T = r \cdot \alpha \cdot B$$
$$P_T = \frac{a \cdot B}{2 \cdot C} \quad (44)$$

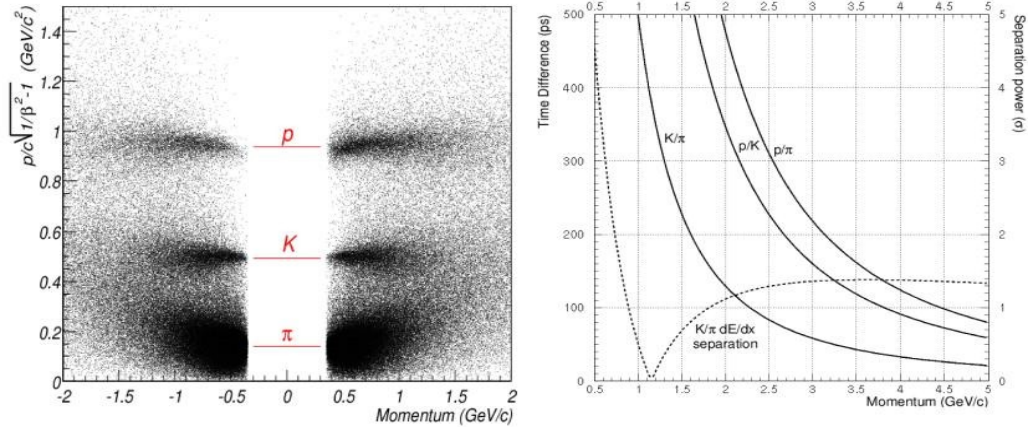
Η τροχιά ενός φορτισμένου σωματίου στο επίπεδο r-φ είναι ένας κύκλος. Οι μετρήσεις από τον COT γίνονται πρωταρχικά σε αυτό το επίπεδο, οπότε οι τροχιές σε αυτόν τον ανιχνευτή υπολογίζονται με προσαρμογή σε κύκλο:

$$R = \frac{c \cdot B}{P_T} \quad (45)$$

όπου R είναι η ακτίνα του κύκλου, B το μαγνητικό πεδίο και P_T η εγκάρσια ορμή της τροχιάς. Όταν μία τροχιά βρεθεί στο επίπεδο r-φ, συνυπολογίζεται η πληροφορία για τη z-συντεταγμένη της από τον COT, προκειμένου να γίνει η ανακατασκευή της σε τρεις διαστάσεις. Η ακρίβεια μέτρησης της ορμής στον COT $\delta p_T / p_T^2$, είναι περίπου 0.3 % (GeV/c)⁻¹.

2.2.2 Ανιχνευτής Χρόνου Πτήσης (Time of Flight-TOF)

Ο ανιχνευτής χρόνου πτήσης αποτελείται από επίπεδα σπινθηριστή τα οποία παρέχουν μέτρηση χρόνου και πλάτους και χρησιμοποιείται για αναγνώριση σωματιδίων. Η ακρίβεια χρονικής μέτρησης του ανιχνευτού είναι 100 ps. Ο ανιχνευτής αυτός καλύπτει το κεντρικό τμήμα του CDF, $|\eta| < 1.1$, και έχει τη δυνατότητα να ξεχωρίζει καόνια από πιόνια από την διαφορά του χρόνου πτήσης τους στον ανιχνευτή. Ο διαχωρισμός αυτός φτάνει τα 2σ για ορμή καονίου 1.6 GeV/c. Στο Σχ. 13 δίδεται η απόδοση του TOF με τη χρήση δεδομένων.



Σχήμα 13: Απόδοση του ανιχνευτή TOF. Στην εικόνα αριστερά είναι η διαχωριστική ικανότητα p,K, και π με τη χρήση μόνο του TOF. Στην εικόνα δεξιά είναι η διαχωριστική ικανότητα p,K και π με τη χρήση του TOF και dE/dx.

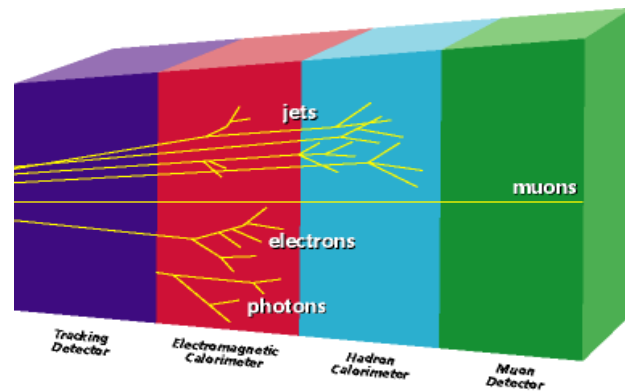
2.2.3 Υπεραγωγίμο σωληνοειδές

Το σύστημα ευρέσεως τροχιών στο CDF βρίσκεται τοποθετημένο μέσα σε ένα υπεραγώγιμο σωληνοειδές, το οποίο παρέχει μαγνητικό πεδίο 1.4 Telsa, παράλληλο ως προς τον άξονα z. Το σωληνοειδές έχει σχήμα κυλίνδρου με μήκος 4.8 m και διάμετρο 3 m. Είναι κατασκευασμένο από υπεραγώγιμο NbTi, ικανό να αντέξει ρεύματα έως 5000 A. Λειτουργεί σε θερμοκρασία υγρού He. Το μαγνητικό πεδίο που παράγεται από το σωληνοειδές είναι ομοιόμορφο σε όλη την περιοχή του ανιχνευτή που γίνεται εύρεση τροχιών με περιθώριο σφάλματος 0.1 % [29].

2.2.4 Καλορίμετρο

Το σύστημα προσδιορισμού τροχιών (SVX, ISL, COT) βρίσκεται στο εσωτερικό μαγνητικού πεδίου (1.4T). Ακριβώς έξω από αυτό το μαγνητικό πεδίο είναι το καλορίμετρο. Το καλορίμετρο χωρίζεται σε δύο τμήματα, το καθένα από τα οποία μετρά ένα συγκεκριμένο είδος ενεργειακών αποθέσεων. Ο πρώτος τομέας του καλοριμέτρου είναι ο ηλεκτρομαγνητικός (EM), που χρησιμοποιείται πρωταρχικά για την ταυτοποίηση ηλεκτρονίων και φωτονίων. Το δεύτερο τμήμα

είναι το αδρονικό καλορίμετρο (HAD) και είναι αυτό στο οποίο, οι υψηλής ενέργειας πίδακες εναποθέτουν το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειάς τους (Σχ. 14).



Σχήμα 14: Ίχνη των σωματιδίων σε όλα τα τμήματα του ανιχνευτού

Τα υψηλής ενέργειας ηλεκτρόνια και φωτόνια χάνουν ενέργεια, υπό τη μορφή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, λόγω του φαινομένου της ακτινοβολίας πέδης (bremsstrahlung). Ένα μήκος ακτινοβολίας αυτών των σωματιδίων ορίζεται ως η μέση απόσταση στην οποία το σωματίο μένει με το $1/e$ της αρχικής του ενέργειας. Στη συνέχεια της εργασίας, θα μελετάμε την δομή του EM καλορίμετρου σε όρους μηκών ακτινοβολίας, αντί στις συνήθεις μονάδες.

Το EM καλορίμετρο περιλαμβάνει 23 διαδοχικά στρώματα από μόλυβδο και σπινθηριστή εναλλάξ, για ένα συνολικό πάχος 21 μηκών ακτινοβολίας. Η ανάλυση του καλορίμετρου ως προς την E_T είναι περίπου $14\% \sqrt{E}$ [33]. Το πρώτο στρώμα του EM καλορίμετρου αποτελείται από έναν παχύτερο σπινθηριστή και έναν ανιχνευτή πλέγματος (wire chamber) που λειτουργεί σαν ανιχνευτής προκαταιγισμού (CPR). Σε ένα βάθος περίπου 6 μηκών ακτινοβολίας είναι τοποθετημένος ο Ανιχνευτής Μεγίστου Καταιγισμού-Shower Max detector (CES). Ο CES είναι ανιχνευτής θέσης και χρησιμοποιείται για να συνδέσει τις τροχιές που υπολογίζονται από το σύστημα ευρέσεως τροχιών με ενεργειακές αποθέσεις στο καλορίμετρο.

Στην περίπτωση του αδρονικού καλορίμετρου (HAD), αντί για μήκη ακτινοβολίας, χρησιμοποιούνται τα πυρηνικά μήκη απορρόφησης. Το κεντρικό

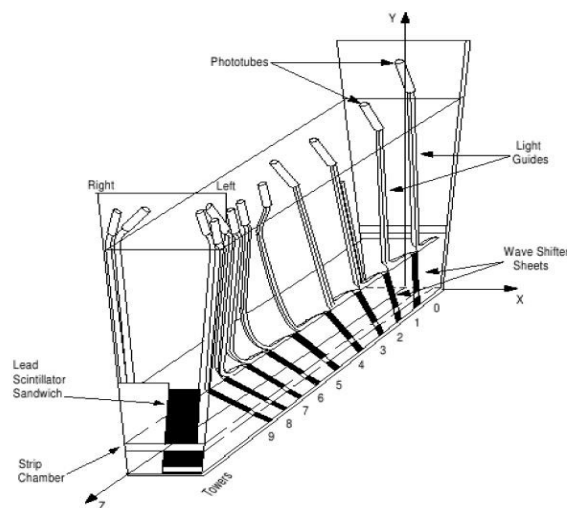
αδρονικό καλορίμετρο έχει κατά προσέγγιση πάχος 4.5 μηκών απορρόφησης. Το HAD καλορίμετρο βύσματος (plug HAD) έχει πάχος 7 μηκών απορρόφησης.

Το καλορίμετρο αποτελείται από σφήνες ή «φυσικούς πύργους» στις διευθύνσεις η-φ. Κάθε πύργος διαθέτει μία σειρά από στρώματα απορροφητή και σπινθηριστή. Το φως σπινθηρισμού συλλέγεται από έναν σωλήνα φωτός και ένα μετατοπιστή μήκους κύματος που οδηγεί την ενέργεια σε έναν σωλήνα φωτοπολλαπλασιαστή. Μία διατομή r-z του ανιχνευτή δείχνει τη διάταξη των σφηνών, οι οποίες είναι με τέτοιο τρόπο τοποθετημένες ώστε κάθε επιμέρους τμήμα να δείχνει πίσω στο σημείο αλληλεπίδρασης (Σχ. 11). Το κεντρικό μέρος του καλορίμετρου έχει πύργους που ανοίγονται κατά 15 μοίρες στη φ-διεύθυνση και 0.11 σε μονάδες του η, ενώ αυτοί του εμπρόσθιου HAD εκτείνονται είτε κατά 15 είτε κατά 7.5 μοίρες στο φ, ενώ στο η κατά διάφορες τιμές.

2.2.4.1 Κεντρικό καλορίμετρο

2.2.4.1.ι Κεντρικό Ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο

Το κεντρικό Ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο αποτελείται από εναλλασσόμενους πύργους μολύβδου και σπινθηριστή (Σχ. 15). Το οπτικό σήμα αφού περάσει μέσα από μετατοπιστή μήκους κύματος οδηγείται με οπτική ίνα σε φωτοπολλαπλασιαστή.



Σχήμα 15: Τμήμα του κεντρικού ηλεκτρομαγνητικού καλορίμετρου.

Μέσα στο κεντρικό ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο και σε βάθος 6 μηκών ραδιενεργού μήκους βρίσκεται τοποθετημένος ανιχνευτής μεγίστου καταίγισμου. Μετράει το ηλεκτρομαγνητικό προφίλ του καταίγισμου που προκαλείται από διερχόμενα φωτόνια ή ηλεκτρονία. Ακριβώς στην αρχή του ηλεκτρομαγνητικού καλορίμετρου, είναι τοποθετημένος ανιχνευτής (preshower-Central PReradiator) ο οποίος λειτουργεί ως ανιχνευτής προ-καταίγισμου, και χρησιμοποιεί το σύστημα ευρέσεως τροχιών και το σωληνοειδές ως ακτινοβολείς.

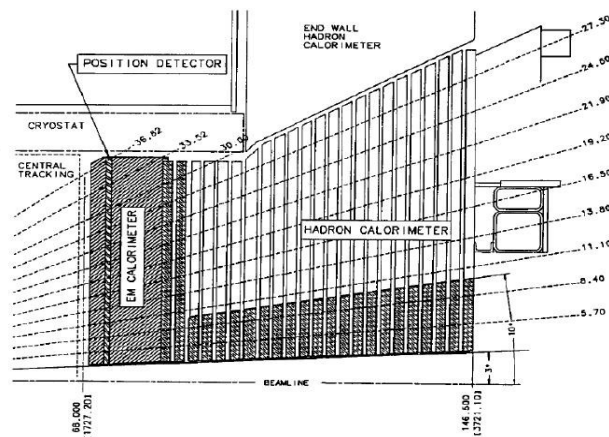
Η τυπική στοχαστική ανάλυση του κεντρικού ηλεκτρομαγνητικού καλορίμετρου είναι : $14\%/\sqrt{E_T/GeV}$.

2.2.4.1.ii Κεντρικό αδρονικό καλορίμετρο

Το κεντρικό και γωνιακό αδρονικό καλορίμετρο έχει την ίδια γεωμετρία και με το κεντρικό ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο. Σε αντίθεση με το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο, το αδρονικό αποτελείται από 23 στρώματα σιδήρου και όχι μολύβδου.

Η ανάλυση του κεντρικού αδρονικού καλορίμετρου είναι: $75\%/\sqrt{E_T/GeV} \oplus 3\%$.

2.2.4.2 Εμπρόσθιο καλορίμετρο.



Σχήμα 16: Σχηματική αναπαράσταση του εμπρόσθιου ηλεκτρομαγνητικού και αδρονικού καλορίμετρου στο CDF

Το αναβαθμισμένο εμπρόσθιο καλορίμετρο του CDF (Σχ.16), καλύπτει περιοχή ψευδοοκύτητας μεταξύ 1.1 και 3.6. Τοποθετήθηκε σε αντικατάσταση του καλοριμέτρου αερίου της πρώτης περιόδου λειτουργίας του CDF, το οποίο ήταν πολύ αργό για τις σημερινές απαιτήσεις λειτουργίας του πειράματος.

Δεδομένου ότι η ανάλυση που παρουσιάζεται σε αυτή τη διατριβή χρησιμοποιεί αποκλειστικά το εμπρόσθιο τμήμα του καλοριμέτρου του CDF, είναι αναγκαίο να περιγραφεί αυτό, με μεγαλύτερη προσοχή.

Όπως φαίνεται και από το Σχ. 16 το εμπρόσθιο καλορίμετρο αποτελείται από το ηλεκτρομαγνητικό και το αδρονικό του τμήμα.

2.2.4.2.i Εμπρόσθιο ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο.

Το εμπρόσθιο ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο (PEM) αποτελείται από εναλλασσόμενα τμήματα μολύβδου/σπινθηριστή (δειγματοληπτικού τύπου). Τα τμήματα του μολύβδου έχουν πάχος 4.5 mm ενώ τα τμήματα σπινθηριστή 4 mm. Συνολικά υπάρχουν 23 επίπεδα σε βάθος 23 μηκών ακτινοβολίας. Τα ανιχνευτικά τμήματα είναι τοποθετημένα έτσι ώστε η νοητή προέκτασή τους προς τα πίσω να συναντάει το το σημείο κρούσης. Η ακρίβεια στην μέτρηση ενέργειας που δίνει το καλορίμετρο είναι περίπου $16\%\sqrt{E}$ με σταθερό όρο 1%.

Τα επίπεδα σπινθηριστών του πρώτου τμήματος του H/M καλοριμέτρου έχουν πάχος 10 mm και η πληροφορία που μας δίνουν μεταβιβάζεται με οπτικές ίνες σε φωτοπολλαπλασιαστές πολλαπλών ανόδων (MAPMT). Λειτουργεί ως προκαταγιστής και θα περιγραφεί με λεπτομέρεια πιο κάτω. Ένας ανιχνευτής θέσης είναι επίσης τοποθετημένος στο βάθος του μέγιστου καταγισμού στο H/M καλορίμετρο. Αυτός ο ανιχνευτής θέσης είναι κατασκευασμένος από λωρίδες σπινθηριστή και θα περιγραφεί πιο κάτω.

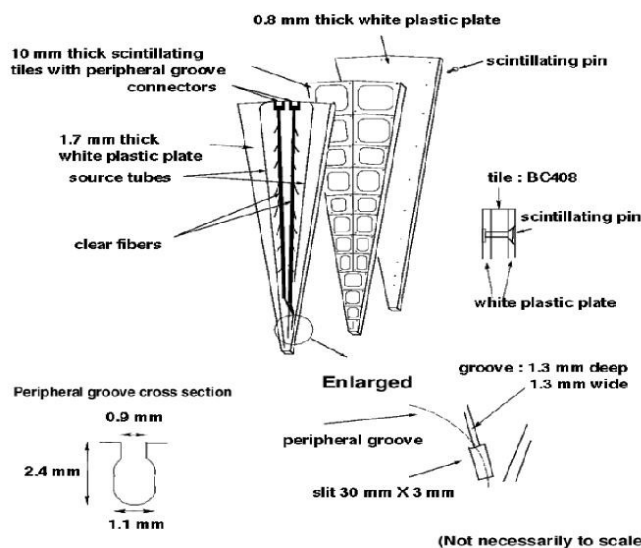
Εμπρόσθιος ανιχνευτής προκαταιγισμού (PPR)

Το πρώτο επίπεδο του εμπρόσθιου H/M καλοριμέτρου λειτουργεί ανεξάρτητα από το υπόλοιπο τμήμα. Η δομή και κατασκευή του εμπρόσθιου ανιχνευτή προκατεγισμού είναι παρόμοια με το υπόλοιπο H/M καλορίμετρο. Στο Σχ. 17 δίδεται μια σχηματική αναπαράσταση μιας μονάδας αυτού του ανιχνευτού, το οποίο καλύπτει μια αζιμουθιακή γωνία $\Delta\phi=15$ μοιρών και περιοχή ψευδοωκότητας $1.1<|\eta|<3.64$. Μια μονάδα του ανιχνευτού προκαταιγισμού αποτελείται από 20 τμήματα τα οποία συμπίπτουν με την γεωμετρία του εμπρόσθιου H/M καλοριμέτρου. Σε κάθε ένα από αυτά τα τμήματα είναι τοποθετημένη μια οπτική ίνα διαμέτρου 0.83 mm, η οποία οδηγείται στο επάνω κάλυμα του τμήματος μέσω μιας σχισμής και διαχωρίζεται σε μια καθαρή οπτική ίνα στην έξοδο [34]. Οι καθαρές οπτικές ίνες συγκεντρώνονται σε δύο ομάδες των 10 και οδηγούνται σε δύο συνδέσεις των 10 καναλιών έκαστη.

Οι διαφορές σε σύγκριση με το εμπρόσθιο H/M καλορίμετρο είναι:

- το τμήμα του σπινθηριστή έχει πάχος 10 mm, ενώ τα αντίστοιχα τμήματα του υπολοίπου εμπρόσθιου H/M καλοριμέτρου έχουν πάχος 4 mm.
- Κάθε τμήμα, εκτός από αυτά που βρίσκονται σε περιοχές με υψηλή ψευδοοκότητα, έχουν μεγαλύτερη υποδοχή για την οπτική ίνα.
- Ο σπινθηριστής είναι BC408 που σε σχέση με το υπόλοιπο καλορίμετρο που χρησιμοποιεί SCSN38 είναι κατά ~50% φωτεινότερος [35].

Συνήθως τα ηλεκτρόνια διαχωρίζονται από φορτισμένα πιόνια όταν απαιτήσουμε η ενέργεια που έχει εναποτεθεί στο H/M καλορίμετρο να είναι κατα πολύ μεγαλύτερη της ενέργειας που έχει εναποτεθεί στο αδρονικό καλορίμετρο. Παραταύτα, υπάρχουν πιόνια που αλληλεπιδρούν νωρίς στο H/M καλορίμετρο δίνοντας έτσι πολύ υψηλή εναπόθεση ενέργειας στο H/M καλορίμετρο. Σε αυτή την περίπτωση που αυτά τα πιόνια εμφανίζονται σαν ψευδή ηλεκτρόνια ο ανιχνευτής προ-καταιγισμού μας βοηθά στο να διακρίνουμε ποια είναι ηλεκτρόνια και ποια πιόνια.



Σχήμα 17: Σχηματική αναπαράσταση μιας μονάδας του ανιχνευτού προκαταιγισμού του εμπρόσθιου τμήματος του CDF

Ανιχνευτής μεγίστου καταγισμού εμπροσθίου τμήματος (PES)

Ο ανιχνευτής αυτός είναι τμήμα της γενικότερης αναβάθμισης του εμπρόσθιου τμήματος του CDF. Όπως είναι γνωστό τα ηλεκτρόνια, φωτόνια, πίδακες και πιόνια μπορούν να εναποθέσουν ενέργεια στο ηλεκτρομαγνητικό τμήμα του καλοριμέτρου. Μια μέθοδος να τα διαχωρίσουμε είναι να εξετάσουμε την εναπόθεση ενέργειας μέσα στο καλορίμετρο. Δεδομένου ότι η ακρίβεια θέσης του H/M καλοριμέτρου δεν είναι καλή, μέσα στο καλορίμετρο είναι τοποθετημένος ένας μικρός θάλαμος ανίχνευσης τροχιάς. Ο θαλαμός αυτός είναι τοποθετημένος στο σημείο μεγίστου καταγισμού, ή αλλιώς στο βάθος όπου κάποιο H/M αντικείμενο (ηλεκτρόνιο, φωτόνιο, πιόνιο) εναποθέτει το μεγαλύτερο τμήμα της ενέργειάς του.

Για να έχουμε καλή διαχωριστική ικανότητα μεταξύ ηλεκτρονίων/φωτονίων, πιονίων απαιτούμε τα παρακάτω [29]:

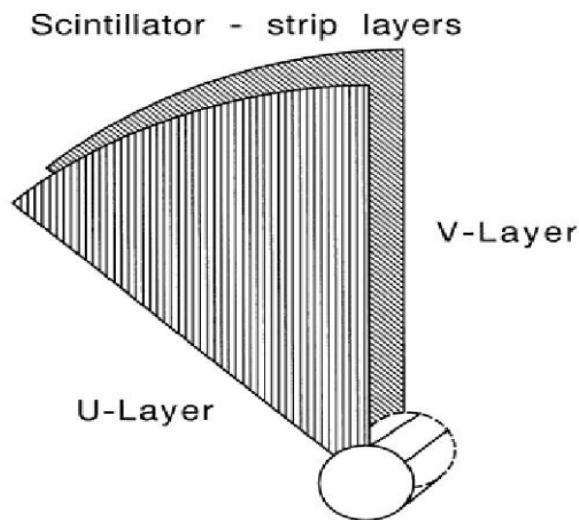
- ακρίβεια μέτρησης 1 mm
- ευαισθησία : 1 φωτοηλεκτρόνιο ανά ελάχιστα ιονιζόμενο σωματίο
- λιγότερο από 10% μεταβολή μεταξύ καναλιών μεταφοράς πληροφορίας

του ανιχνευτού.

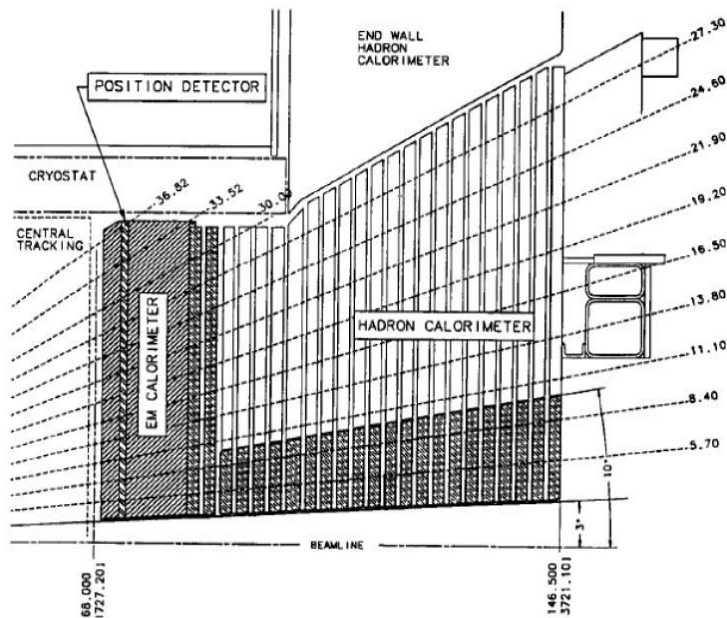
- Υψηλή ταχύτητα μετάδοσης δεδομένων μεταξύ κρούσεων του ανιχνευτού. (132 nsec)

Περαιτέρω, για είναι δυνατή η αναγνώριση μιονίων με το πέρασμά τους μέσα από τον ανιχνευτή, απαιτούμε 4 φωτοηλεκτρόνια ανα ελάχιστα ιονιζόμενο σωματίο(MIP) για τα μίονια.

Ο σχεδιασμός [36] του ανιχνευτού μεγίστου καταιγισμού του εμπρόσθιου καλοριμέτρου, περιορίζεται από τον χώρο που υπάρχει μέσα στον ανιχνευτή αλλά και από τον καθ'έυατού σχεδιασμού του εμπρόσθιου καλοριμέτρου. Λόγω αυτών των σχεδιαστικών περιορισμών ο ανιχνευτής μεγίστου καταιγισμού είναι χωρισμένος σε τομείς ανά 45° και είναι τοποθετημένος μετά από 6 Χο υλικού (Σχ. 19). Κάθε τομέας αποτελείται από δυο επίπεδα, u και v με γωνία $\pm 22.5^\circ$ (Σχ. 18) ως προς την ακτινική διάσταση. Οι λωρίδες είναι εγκατεστημένες έτσι ώστε ο ανιχνευτής να κατηγοριοποιείται σε τομείς υψηλής ($1.13 < |\eta| < 2.60$) και χαμηλής ψευδοωκότητας ($2.60 < |\eta| < 3.50$).



Σχήμα 18: Προσανατολισμός επιπέδων και λωρίδων του ανιχνευτού μεγίστου καταιγισμού



Σχήμα 19: Η θέση του ανιχνευτού μεγίστου καταιγισμού μέσα στο εμπρόσθιο H/M καλορίμετρο.

Οι λωρίδες είναι κατασκευασμένες από σπινθηριστή Bicron BC408 και το σήμα τους μεταφέρεται μέσω οπτικής ίνας (WLS Kuraray Multi-clad Y11-350 ppm non-S type). Οι οπτικές ίνες είναι τοποθετημένες σε ένα αυλάκι κατά μήκος των λωριδών του σπινθηριστή και ενώνονται με καθαρές οπτικές ίνες μέσω οπτικών συνδετήρων. Οι καθαρές ίνες έπειτα συνδέονται με φωτοπολλαπλασιαστές (Hamamatsu R5900-M16) πολλαπλών ανόδων. Οι φωτοπολλαπλασιαστές αυτοί είναι συνδεδεμένοι με σύστημα ανάγνωσης κατασκευασμένο στο CDF το οποίο μεταφέρει τα δεδομένα στο σύστημα καταγραφής δεδομένων του CDF [35].

2.2.4.2.ii Εμπρόσθιο αδρονικό καλορίμετρο.

Το αδρονικό καλορίμετρο είναι μια δειγματοληπτική συσκευή που αποτελείται από 23 στρώματα σιδήρου και σπινθηριστή. Καθέ στρώμα αποτελείται από 2 ίντσες σιδήρου και 6 mm σπινθηριστή. Στον εσωτερικό κώνο

10° είναι τοποθετημένοι ατσάλινοι δίσκοι έτσι ώστε να υπάρχει επικάλυψη έως τις 3°. Δυο επιπλέον ατσάλινοι δίσκοι είναι τοποθετημένοι πίσω από το H/M τμήμα ώστε να αυξηθεί το πάχος του αδρονικού καλοριμέτρου. Η ακρίβεια μέτρησης της ενέργειας του εμπρόσθιου αδρονικού καλοριμέτρου είναι περίπου 80%/√E και ο σταθερός όρος είναι 5 %.

2.2.4.3 Βαθμονόμηση και διόρθωση καλοριμέτρου

Όπως έγινε φανερό από τα προηγούμενα το καλορίμετρο είναι μια πολύπλοκη συσκευή η οποία αποτελείται από πολλά τμήματα τα οποία συνδέονται μεταξύ τους και πρέπει να λειτουργούν σε συνεργασία ώστε να έχουμε μια σωστή κατά το δυνατόν μέτρηση της ενέργειας ενός σωματιδίου που διέρχεται από αυτό.

Για να υπάρξει αυτή η σωστή και απόλυτη μέτρηση της ενέργειας είναι απαραίτητο το καλορίμετρο να έχει βαθμονομηθεί και διορθωθεί για πιθανά σφάλματα κατασκευής.

Για την βαθμονόμηση του καλοριμέτρου χρησιμοποιούνται ραδιενεργές πηγές, οι οποίες είναι τοποθετημένες μέσα στο καλορίμετρο (κεντρικό και εμπρόσθιο). Αρκετές φορές κατά τη διάρκεια του χρόνου, κατά τη διάρκεια που δεν λειτουργεί ο επιταχυντής, οι πηγές αυτές μετακινούνται κατά μήκος των καλοριμέτρων. Εκτός από αυτού του τύπου απόλυτης βαθμονόμησης, σε καθημερινή βάση και κατά τη διάρκεια που ο ανιχνευτής δεν παίρνει δεδομένα φυσικής κρούσεων, χρησιμοποιούνται συστήματα laser για να μας δώσουν σχετικές βαθμονομήσεις κατά μήκος του καλοριμέτρου. Παράλληλα, υποψήφια ηλεκτρόνια με μέση και υψηλή εγκάρσια ορμή ($> 8 \text{ GeV}$), χρησιμοποιούνται για βαθμονόμηση μεταξύ των πύργων (towers) του καλοριμέτρου. Συγκεκριμένα, μελετώντας την ουρά της κατανομής E/p , η οποία είναι ο λόγος της ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας του ηλεκτρονίου προς την ορμή που έχει υπολογιστεί από την τροχιά, και με δεδομένο ότι η απόδοση ανακατασκευής τροχιών είναι σταθερή, καθίσταται δυνατό να εντοπιστούν προβληματικοί πύργοι.

Στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτή όπου η ανακατασκευή τροχιών είναι εξαιρετικά δύσκολη, χρησιμοποιούνται minimum bias γεγονότα για την

παρακολούθηση της απόδοσης των πύργων. Επίσης η ανακατασκευασμένη μάζα του Z μποζονίου, όπου το ένα ηλεκτρόνιο έχει εντοπιστεί στο εμπρόσθιο τμήμα και το άλλο στο κεντρικό, μας παρέχει απόλυτη κλίμακα βαθμονόμησης. Το μόνο μειονέκτημα σε αυτή τη μέθοδο είναι ότι η στατιστική είναι πολύ περιορισμένη.

Συνδιάζοντας όλες τις άνω μεθόδους, μπορούμε πλέον να έχουμε διορθώσεις `πύργου-πύργου` και χρονικές διορθώσεις. Οι βαθμονομήσεις που γίνονται σε πραγματικό χρόνο χρησιμοποιούνται από το σύστημα σκανδαλισμού το οποίο σε τακτά χρονικά διαστήματα ανανεώνεται. Οι υπόλοιπες διορθώσεις γίνονται μετά την καταγραφή των δεδομένων.

Η απόκριση του καλοριμέτρου μεταβάλεται ακόμα και μέσα σε κάθε πύργο. Για αυτό το λόγο γίνονται και διορθώσεις πρόσοψης οι οποίες καθορίζονται από την απόκριση σε δοκιμαστική δέσμη [35], και εφαρμόζονται στα δεδομένα αφού αυτά έχουν καταγραφεί.

Τελικά για αυτή την ανάλυση, η ενέργεια του ανιχνευτού προκαταιγισμού (PPR) προστίθεται στην ενέργεια που καταγράφεται στο υπόλοιπο καλορίμετρο (PEM) όπως περιγράφεται στον τμήμα 3.3.2.1 αυτής της διατριβής.

2.2.5 Ανιχνευτές μιονίων

Οι ανιχνευτές μιονίων είναι τοποθετημένοι έξω από το καλορίμετρο, στα πιο ακριανά τμήματα του ανιχνευτού. Τα μίονια είναι σωματίδια ελαχίστου ιονισμού. Αυτό σημαίνει ότι είναι ικανά να κινηθούν μέσα στην ύλη για αρκετά μήκη αλληλεπίδρασης πριν χάσουν όλη την ενέργειά τους και σταματήσουν. Το CDF χρησιμοποιεί χάλυβα στο καλορίμετρο και στον μαγνήτη και υπάρχουν επιπλέον χαλύβδινες θωρακίσεις έτσι ώστε όλα τα σωματίδια να σταματήσουν πριν φτάσουν στους ανιχνευτές μιονίων. Οι ανιχνευτές μιονίων καταγράφουν σήματα από την τροχιά των μιονίων διαμέσω του ανιχνευτή. Αυτή η πληροφορία σε συνδιασμό με τις τροχιές που δίνει ο κεντρικός θάλαμος ολίσθησης μας παρέχουν μια εξαιρετική ικανότητα αναγνώρισης μιονίων.

Οι ανιχνευτές μιονίων είναι τέσσερα συστήματα σπινθηριστών και αναλογικών θαλάμων που εκτείνονται μέχρι ψευδοωκύτητα $|\eta| < 2.0$. Οι ανιχνευτές κατευθυνόμενοι προς τα έξω αντίθετα με το σημείο κρούσης είναι: ο

κεντρικός ανιχνευτής μιονίων (CMU), κεντρικός αναβαθμισμένος ανιχνευτής μιονίων (CMP), επεκτάσεις του κεντρικού ανιχνευτή μιονίων (CMX/CSX) και ο ενδιάμεσος ανιχνευτής μιονίων (BMU). Οι CMU και CMP εκτείνονται έως $|\eta| 0.6$, ο CMS καλύπτει ένα φάσμα $0.6 < |\eta| < 1.0$, και ο BMU ολοκληρώνει την επικάλυψη από $|\eta|=1.0$ έως $|\eta|=1.5$.

Ο CMU ήταν το πρώτο σετ με θαλάμους μιονίων που χρησιμοποιήθηκε κατά τη διάρκεια της πρώτης λειτουργίας του CDF (Run I). Είναι τοποθετημένος πίσω από το κεντρικό αδρονικό καλορίμετρο, το οποίο παρέχει υλικό για απορρόφηση των μιονίων περίπου 5.5 μήκη απορρόφησης (λ). Ο CMP έχει καθορισμένο μήκος κατά τον άξονα z ενώ κατά η , μεταβάλλεται, και σχηματίζει ένα κουτί γύρω από τον απορροφητή. Οι κεντρικές επεκτάσεις του ανιχνευτή μιονίων είναι τοποθετημένες στις άκρες του κεντρικού τμήματος του ανιχνευτού και καλύπτουν γωνία ϕ , $42 < \phi < 55$ μοίρες. Στην πραγματικότητα υπάρχουν δυο ειδών ανιχνευτές, ο CMX χρησιμοποιεί σωλήνες ολίσθησης για να αναγνωρίσει τύπους σωματιδίων και ο CSX χρησιμοποιεί μετρητές σπινθηριστή. Σε αυτόν τον ανιχνευτή δεν έχει τοποθετηθεί επιπλέον υλικό απορρόφησης. Το αδρονικό καλορίμετρο το υλικό του μαγνήτη και χάλυβας που χρησιμεύει για την στήριξη του ανιχνευτή, παρέχουν επαρκές υλικό απορρόφησης σε αντίθεση με τους CMU και CMP. Ο ανιχνευτής BMU, ενεργοποιείται (triggers) για μίονια με $\eta 1.5$ κατά τη διάρκεια της λήψης δεδομένων, λόγω περιορισμών στην δυνατότητα ανακατασκευής τροχιών. Δεχόμαστε ότι έχουμε ένα μόνιο όταν στους θαλάμους ανίχνευσης μιονίων έχουμε τουλάχιστον 4 σήματα, τα οποία βρίσκονται στην προέκταση της ευθείας από το σημείο κρούσης (interaction point).

2.3 Μέτρηση φωτεινότητας

Το ολοκλήρωμα της φωτεινότητας που καταγράφεται από το πείραμα, προσδιορίζεται από τον ρυθμό των ανελαστικών $p\bar{p}$ σκεδάσεων, οι οποίες μετρώνται από έναν ανιχνευτή Cherenkov. Οι ανιχνευτές φωταύγειας (CLC-Cherenkov Luminosity Counter) [37], είναι τοποθετημένοι στα άκρα του ανιχνευτού και κάθε ένας από αυτούς αποτελείται από ένα σύνολο 48 μακρινών κωνικών μετρητών που είναι τοποθετημένοι σε τρία δαχτυλίδια γύρω από τη

δέσμη.

Η φωτεινότητα υπολογίζεται ως εξής:

$$L = \frac{R_{p\bar{p}}}{\epsilon_{CLC} \cdot \sigma_{inelastic}} \quad (46)$$

όπου $R_{p\bar{p}}$ είναι ο μετρούμενος ρυθμός, ϵ_{CLC} είναι η αποδεκτικότητα του CLC ανιχνευτή και $\sigma_{inelastic}$ είναι η ολική ανελαστική ενεργός διατομή, μετρημένη σε ενέργεια κέντρου μάζας $\sqrt{s}=1.8\text{ TeV}$ από το CDF και το E811 στο σημείο πρόσκρουσης E0 [38], και υπολογίστηκε έπειτα για ενέργεια $\sqrt{s}=1.96\text{ TeV}$.

Λόγω της μεγάλης αβεβαιότητας στον υπολογισμό της αποδεκτικότητας του ανιχνευτού αλλά και της ανελαστικής ενεργού διατομής στον τελικό υπολογισμό της φωταύγειας συμπεριλαμβάνεται ένας παράγοντας αβεβαιότητας 6%.

2.4 Σύστημα σκανδαλισμού (Triggers)

Στον Tevatron πακέτα πρωτονίων και αντι-πρωτονίων διασταυρώνονται κάθε 396 nsec. Χρησιμοποιώντας $\sigma_{p\bar{p}}$ της τάξης των 100 mb (για ενέργεια $\sqrt{s}=1.96\text{ TeV}$) υπολογίζουμε στιγμιαία φωτεινότητα $(2-5) \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ η οποία αντιστοιχεί σε μια αλληλεπίδραση ανα διασταύρωση ή διαφορετικά ένα γεγονός ανα 396 ns. Εάν ο Tevatron ξεκινήσει να λειτουργεί με τα πακέτα πρωτονίων και αντιπρωτονίων σε αποστάσεις 132 ns τότε ο αριθμός των αλληλεπιδράσεων ανα μονάδα χρόνου θα αυξηθεί. Ακόμα, όμως και τώρα ο ρυθμός δεδομένων που έρχονται από τον ανιχνευτή είναι εξαιρετικά υψηλός.

Δυστυχώς είναι αδυνατή η καταγραφή όλων των δεδομένων του πειράματος. Ένας λόγος είναι ότι οι δυνατότητες που υπάρχουν μέχρι σήμερα για μαζική καταγραφή δεδομένων αλλά και μεταφορά τους δεν επαρκούν για τον όγκο

δεδομένων που δίνει το CDF. Με δεδομένο λοιπόν ότι κάθε γεγονός του CDF είναι κατά μέσο όρο περίπου 15 Kbyte η απαιτούμενη ταχύτητα μεταφοράς είναι 250 Mbyte/sec, η οποία όχι μόνο είναι δύσκολο να επιτευχθεί αλλά απαιτεί και εξαιρετικά ακριβή τεχνολογία. Ακόμα και σε αυτή την περίπτωση, ο όγκος δεδομένων που θα καταγραφόταν στο CDF θα ήταν περίπου 150 Tbyte ανα εβδομάδα. Δεύτερος και βασικός επίσης λόγος, που κάνει την καταγραφή όλων των δεδομένων αδύνατη είναι το ότι ο χρόνος που απαιτείται για να καταγραφούν όλα τα σήματα από τον ανιχνευτή είναι περί τα 2 ms. Μέσα σε αυτό τον χρόνο έχουν συμβεί περίπου άλλες 5000 αλληλεπιδράσεις οι οποίες δεν θα καταγραφούν πουθενά.

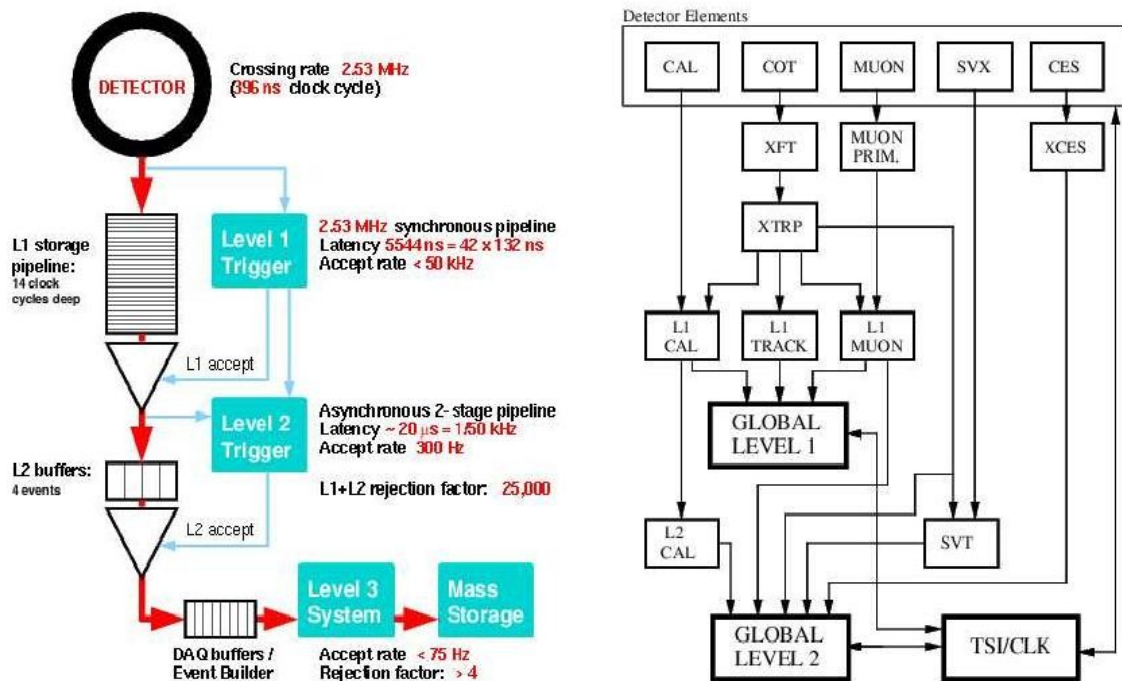
Θα πρέπει εδώ, να λάβουμε υπ' όψιν ότι οι ενδιαφέρουσες αλληλεπιδράσεις έχουν ενεργές διατομές της τάξης των 10-100 μb , το οποίο σημαίνει μέγεθος ενεργού διατομής 3 τάξεις μεγέθους από την ολική ενεργό διατομή της αλληλεπιδράσης $\rho\bar{\rho}$. Το γεγονός αυτό μειώνει τα δύο παραπάνω προβλήματα κάνοντας δυνατή την επιλογή των γεγονότων που παρουσιάζουν ενδιαφέρον σε πραγματικό χρόνο. Φυσικά δεν είναι δυνατόν να γίνει μια καλή επιλογή εάν ένα γεγονός είναι καλό ή όχι μέσα σε 396 ns πριν έρθει το επόμενο.

Για τον λόγο αυτό το σύστημα λήψης και καταγραφής δεδομένων του CDF χωρίζεται σε τρία επίπεδα τα οποία είναι υπεύθυνα για την επιλογή και καταγραφή των `καλών` γεγονότων (Σχ.20).

Το πρώτο επίπεδο σκανδαλιστή αγνοεί την πλειοψηφία των γεγονότων. Λόγω του ότι ο χρόνος απόφασης του πρώτου επιπέδου σκανδαλιστή (Level-1) είναι 5.5 μs , υπάρχει μνήμη (buffers) με ικανότητα αποθήκευσης αρκετών δεδομένων για 14 διασταυρώσεις πακέτων. Εάν το πρώτο επίπεδο δεν απορρίψει κάποιο γεγονός, αυτό προχωράει στο δεύτερο επίπεδο. Στο δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού γίνεται μια πιο προσεκτική μελέτη του γεγονότος, άρα και μεγαλύτερος χρόνος επεξεργασίας (μερικά δέκατα του μs). Μόνο αν όλα τα κριτήρια του δευτέρου επιπέδου σκανδαλισμού εκπληρωθούν επιτρέπεται η ανάγνωση όλων των δεδομένων του ανιχνευτή.

Το σύστημα επιπέδων σκανδαλισμού ελέγχεται από τον Ελεγκτή Σκανδαλισμού (Σχ. 20 TCL/CLK). Ο ελεγκτής(TSI) παρέχει διασύνδεση μεταξύ των σκανδαλιστών (triggers) και του συστήματος λήψης και καταγραφής δεδομένων (DAQ) παρέχοντας γενικό ρολόι συγχρονισμού και σήμα περάσματος πακέτου.

Στην περίπτωση που το γεγονός περάσει το δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού, όλα τα ψηφιακά σήματα από όλα τα τμήματα του ανιχνευτού προορίζονται για την ανακατασκευή γεγονότος (Event Builder). Αυτό σημαίνει ότι όλα τα κομμάτια ενός γεγονότος που προέρχονται από όλα τα συστήματα του ανιχνευτού οργανώνονται σε σωστή χρονική σειρά και έπειτα οδηγούνται στο τρίτο επίπεδο σκανδαλισμού. Στο τρίτο επίπεδο το γεγονός ανακατασκευάζεται και έπειτα εφαρμόζονται οι τελικές απαιτήσεις. Εάν το γεγονός περάσει και τις τελικές απαιτήσεις τότε καταγράφεται.



Σχήμα 20:Λειτουργικό διάγραμμα του συστήματος σκανδαλισμού του CDF

2.4.1 Επίπεδο 1

Το πρώτο επίπεδο σκανδαλισμού είναι ένα σύγχρονο σύστημα με δυνατότητα ανάγνωσης ενός γεγονότος και επιλογής/απόρριψης ενός προϋπομένου σε κάθε διέλευση ενός πακέτου. Η απόφαση του πρώτου επιπέδου βασίζεται στην μέτρηση της εγκάρσιας ενέργειας στα καλορίμετρα, στις τροχιές του COT και στα σήματα που καταγράφονται στους ανιχνευτές μιονίων.

Το πρώτο επίπεδο κάνει μια υποτυπώδη ανακατασκευή των αντικειμένων που αναφέρθηκαν, τα οποία τα καλούμε *πρωταρχικά στοιχεία (primitives)* [39].

Σε αρκετές περιπτώσεις τα πρωταρχικά στοιχεία τροχιάς μπορούν να συνδυαστούν με πρωταρχικά στοιχεία καλοριμέτρου ή ανιχνευτών μιονίων για να μας δώσουν πρωταρχικά ηλεκτρόνια, μόνια ή πίδακες σωματιδίων. Δεδομένου του χρονικού περιορισμού η δυνατότητα να συνδιαστούν πληροφορίες από διαφορετικά τμήματα του ανιχνευτού είναι περιορισμένη αλλά δεν παύει να είναι ένα σημαντικό βήμα προς τη μείωση του όγκου δεδομένων προς καταγραφή.

2.4.2 Επίπεδο 2

Το δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού είναι ένα ασύγχρονο σύστημα το οποίο επεξεργάζεται δεδομένα τα οποία προέρχονται από το πρώτο επίπεδο. Χρησιμοποιεί τα πρωταρχικά στοιχεία του πρώτου επιπέδου αλλά και επιπλέον δεδομένα από τους ανιχνευτές μεγίστου καταιγισμού (CES) και τις λωρίδες στο r-φ επίπεδο του πυριτιούχου ανιχνευτή κορυφής αλληλεπίδρασης (SVX). Υπάρχουν τρία επίπεδα κατασκευής πρωταρχικών στο δεύτερο επίπεδο: L2CAL, XSEC, και SVT.

Το L2CAL δέχεται πληροφορίες για τους πύργους του καλοριμέτρου που ενεργοποίησαν το πρώτο επίπεδο σκανδαλισμού (L1CAL) και δημιουργεί συσσωματώματα πύργων κάνοντας χρήση των κατωφλίων ενέργειας για τον κεντρικό και τους περιφερειακούς πύργους.

Το XSEC είναι ένα σύστημα το οποίο δημιουργεί δυαδικούς χάρτες των λωριδών του ανιχνευτού μεγίστου καταιγισμού (8 bits ανα 15 μοίρες). Έπειτα οι πρωταρχικές τροχιές από το XFT επιμηκύνονται από το XTRP στο ανιχνευτή μεγίστου καταιγισμού και τροφοδοτούν το XSEC όπου συγκρίνονται με τον δυαδικό χάρτη των λωριδών, παράγοντας έτσι υποψήφια ηλεκτρόνια.

Το SVT χρησιμοποιεί σήμα από το r-φ επίπεδο του SVX έτσι ώστε να προεκτείνει τις πρωταρχικές τροχιές του XFT μέσα στο όγκο του SVX, ακόμα πιο κοντά στην δέσμη. Το SVT βελτιώνει την ακρίβεια του XFT στις μετρήσεις των φ_0 και p_T και παράλληλα προσθέτει τη μέτρηση της παραμέτρου κρούσης της τροχιάς (οι πρωταρχικές τροχιές του XFT είναι περιορισμένες από τη θέση της δέσμης). Υψηλή παράμετρος κρούσης σημαίνει ότι υπάρχει

μετατοπισμένη κορυφή αλληλεπίδρασης, η οποία είναι πολύ σημαντική παράμετρος για επιλογή σήματος για φυσική.

Με τη χρήση 4 επεξεργαστικών πυρήνων ALPHA, το δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού ανακατασκευάζει τα πρωταρχικά στοιχεία και διαχειρίζεται τη λίστα των δεδομένων που έρχονται από το πρώτο επίπεδο.

Ο χρόνος που χρειάζεται το δεύτερο επίπεδο είναι 20-30 μ s, που μαζί με τη χρήση της προσωρινής μνήμης (Buffer) για τέσσερα γεγονότα, επιτυγχάνει τη μείωση του ρυθμού γεγονότων από μερικές δεκάδες KHz σε 200-300 Hz.

2.4.3 Ανακατασκευή γεγονότων και τρίτο επίπεδο σκανδαλισμού

Στην περίπτωση που ένα γεγονός περάσει το δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού, διαβάζονται όλα τα τμήματα του ανιχνευτού, αδειάζοντας έτσι όλες τις προσωρινές μνήμες, αφήνοντας τες ελεύθερες να χρησιμοποιηθούν από το επόμενο γεγονός. Τα κομμάτια αυτά των γεγονότων μπαίνουν σε σωστή σειρά με τη χρήση ενός κόμβου μεταφοράς ATM, που είναι το Κατασκευαστής Γεγονότος (Event builder). Έτσι τα ταχτοποιημένα χρονικά τμήματα ενός γεγονότος οδηγούνται στο τρίτο επίπεδο σκανδαλισμού [40][41].

Το τρίτο επίπεδο σκανδαλισμού αποτελείται από ένα σύνολο συμβατικών υπολογιστών (PCs) οι οποίοι τρέχουν σε λειτουργικό σύστημα Linux. Το σύνολο αυτό των υπολογιστών χωρίζεται σε επιμέρους σύνολα πανομοιότυπης αρχιτεκτονικής. Κάθε υποσύστημα αποτελείται από έναν υπολογιστή που λειτουργεί ως ελεγκτής των υπολοίπων (head node) και 12 με 16 επεξεργαστικούς υπολογιστές. Υπάρχουν επίσης οκτώ κόμβοι εξόδου στο τρίτο επίπεδο και κάθε ένας από αυτούς μοιράζεται από δυο υποσύνολα.

Ο ελεγκτής δέχεται δεδομένα από τον “Ανακατασκευαστή Γεγονότων”. Εκεί τα τμήματα των γεγονότων ενώνονται σε μεγαλύτερα τμήματα που ονομάζονται *καταγραφές γεγονότων*, και είναι κατάλληλα για ανάλυση από το λογισμικό του CDF. Από το σημείο αυτό η *καταγραφή γεγονότος* γίνεται πλέον η μοναδική πληροφορία που υπάρχει για το γεγονός.

Κάθε *καταγραφή*, τροφοδοτείται σε έναν από τους επεξεργαστικούς κόμβους όπου γίνεται ανακατασκευή και εφαρμόζονται πλέον οι τελικές απαιτήσεις από

το σύστημα σκανδαλισμού. Εάν ένα γεγονός ικανοποιεί και αυτές τις απαιτήσεις του τρίτου επιπέδου σκανδαλισμού, καταγράφεται πλέον σε σκληρό δίσκο.

Η δυνατότητα παράλληλης επεξεργασίας από πολλούς κόμβους μειώνει κατά πολύ τον χρόνο επεξεργασίας δίνοντας έτσι τη δυνατότητα λεπτομερέστερου ελέγχου ενός γεγονότος και προφανώς ακριβέστερη απόφαση στο αν αυτό το γεγονός είναι καλό ή όχι. Το τρίτο επίπεδο σκανδαλισμού μειώνει το ρυθμό καταγραφής γεγονότων στα 75 Hz.

2.5 Λειτουργία ανιχνευτού και επεξεργασία δεδομένων.

Η ροή των δεδομένων από το τρίτο επίπεδο γίνεται σε 10 τμήματα, τα οποία συμβολίζονται με γράμματα από A έως J [42]. Τα γεγονότα που περνάνε όλες τις απαιτήσεις του συστήματος σκανδαλισμού καταγράφονται ως *Streams*. Όλα τα streams καταγράφονται σε ταινία σε πραγματικό χρόνο τη στιγμή που γίνεται η λήψη δεδομένων.

Όλες οι πιθανές επεξεργασίες που γίνονται στα δεδομένα αναφέρονται ως off-line. Η πιο σημαντική από αυτές τις επεξεργασίες που γίνονται στα δεδομένα είναι αυτή της παραγωγής (*production*) η οποία γίνεται με τη χρήση του εκτελέσιμου αρχείου ProductionExe του κώδικα ανάλυσης του CDF. Σε αυτό το στάδιο τα δεδομένα που είναι κατεγγραμμένα ξεπακετάρονται και δημιουργούνται συλλογές φυσικών αντικειμένων όπως ηλεκτρόνια, μίονια, πίδακες κλπ. Η διαδικασία αυτή είναι παρόμοια με αυτή που γίνεται στο τρίτο επίπεδο σκανδαλισμού με τη μόνη διαφορά ότι γίνεται με μεγαλύτερη λεπτομέρεια, αφού λαμβάνονται υπ' όψιν οι πιο πρόσφατες βαθμονομήσεις.

Το αποτέλεσμα του ProductionExe κατηγοριοποιείται σε 35 πακέτα δεδομένων (data sets). Αυτά τα πακέτα δεδομένων χρησιμοποιούνται από τους φυσικούς του CDF για να κάνουν την ανάλυσή τους. Σε αυτή την ανάλυση χρησιμοποιήθηκε το πακέτο δεδομένων brel0d το οποίο έχει προέλθει από γεγονότα του stream B.

Περιστασιακά λόγω του αυξανόμενου όγκου δεδομένων είναι πρακτικό να επανεπεξεργάζεται μέρος ή όλα τα δεδομένα με νεότερες και καλύτερες εκδόσεις του ProductionExe. Έτσι είναι απαραίτητο να τονίζεται η έκδοση

λογισμικού του CDF που χρησιμοποιήθηκε και το πακέτο δεδομένων.

Εδώ έγινε χρήση του πακέτου δεδομένων `brl0d` και της έκδοσης 5.3.3_nt του `ProductionExe` [44].

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΑΝΑΛΥΣΗ

3.0 Μεθοδολογία ανάλυσης

Σε αυτή τη διδακτορική διατριβή περιγράφεται η μέτρηση $\sigma(p\bar{p}) \cdot Br(W \rightarrow e\nu)$ στον ανιχνευτή CDF RunII, όπου το ηλεκτρόνιο ανιχνεύεται στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού CDF ($1.2 < |\eta| < 2.8$). Αυτή η μέτρηση είναι τώρα δυνατή με την αναβάθμιση του εμπροσθίου τμήματος του ανιχνευτού, για τις ανάγκες της δεύτερης περιόδου λειτουργίας του CDF (RunII). Η αναβάθμιση δεν αποτελούσε μόνο βελτιώσεις του εμπρόσθιου καλοριμέτρου αλλά και την εγκατάσταση των ενδιαμέσων επιπέδων ανιχνευτού πυριτίου και του πυριτιούχου ανιχνευτού σημείου κορυφής αλληλεπίδρασης, με επικάλυψη σε περιοχές υψηλής ψευδοοκύτητας. Ειδικά η εγκατάσταση του τελευταίου μας έδωσε την δυνατότητα ανακατασκευής τροχιών στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού.

Η $\sigma(p\bar{p}) \cdot Br(W \rightarrow e\nu)$ υπολογίζεται από δεδομένα σύμφωνα με τη σχέση:

$$\sigma(p\bar{p}) \cdot Br(W \rightarrow e\nu) = \frac{N_{data} - N_{Bkg}}{Acc \times \epsilon \times \int L dt} \quad (47)$$

όπου N_{Data} είναι ο αριθμός των υποψήφιων γεγονότων μετά από όλα τα κριτήρια επιλογής, N_{Bkg} είναι ο αριθμός των γεγονότων υποβάθρου, Acc είναι η γεωμετρική και κινηματική αποδοχή ανιχνευτού, ϵ είναι η ολική απόδοση επιλογής των δεδομένων και $\int L dt$ είναι το ολοκλήρωμα ως προς τον χρόνο της φωτεινότητας των δεδομένων που χρησιμοποιήθηκαν.

Στις επόμενες παραγράφους θα γίνει λεπτομερής περιγραφή του υπολογισμού

όλων των παραμέτρων που υπεισέρχονται στην εξίσωση 47. Πρώτα θα δοθούν τα κριτήρια επιλογής για το σήμα, $W \rightarrow e\nu$ καθώς και ο αριθμός των γεγονότων που περνούν αυτά τα κριτήρια. Έπειτα θα υπολογιστεί η γεωμετρική και κινηματική αποδοχή του ανιχνευτού, όπως και τα συστηματικά σφάλματα που υπεισέρχονται σε αυτήν. Στη συνέχεια θα περιγραφεί αναλυτικά ο υπολογισμός όλων των αποδόσεων των κριτηρίων επιλογής καθώς και η εκτίμηση των υποβάθρων για το σήμα και το δείγμα ελέγχου $Z \rightarrow ee$. Η διατριβή αυτή τελειώνει με την παρουσίαση των αποτελεσμάτων και συζήτηση της σημαντικότητάς τους.

Για τον υπολογισμό της κινηματικής και γεωμετρικής αποδοχής του ανιχνευτού χρησιμοποιήθηκαν δυο δείγματα MC σήματος $W \rightarrow e\nu$ PYTHIA (το πρώτο με χρήση του MRST01E PDF set και το δεύτερο με χρήση του CTEQ6.1 PDF set).

Βασικό τμήμα αυτής της ανάλυσης ήταν ο υπολογισμός της απόδοσης ανίχνευσης ενός ηλεκτρονίου στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού. Για να υπολογιστούν αυτές οι αποδόσεις ήταν απαραίτητο να χρησιμοποιηθεί ένα καθαρό δείγμα ηλεκτρονίων. Αυτό το καθαρό δείγμα ηλεκτρονίων μας το παρέχουν γεγονότα $Z \rightarrow ee$ όπου το ένα ηλεκτρόνιο ανιχνεύεται στο κεντρικό τμήμα του ανιχνευτού, αφού έχει περάσει όλα τα κριτήρια επιλογής, και το άλλο στο εμπρόσθιο τμήμα αφού περάσει τα χαλαρά (*loose*) κριτήρια επιλογής. Τέλος απαιτούμε η αναλοιώτη μάζα των δυο αυτών ηλεκτρονίων να είναι μεταξύ 80 και 100 GeV. Οι απαιτήσεις αυτές μας παρέχουν ένα σχετικά καθαρό δείγμα ηλεκτρονίων, τα οποία θα χρησιμοποιηθούν για τον υπολογισμό των αποδόσεων των κριτηρίων επιλογής ηλεκτρονίων. Το δείγμα $Z \rightarrow ee$ θα το ονομάσουμε από εδώ και πέρα Κεντρικό-Εμπρόσθιο (ΚΕ) δείγμα. Όπως θα δούμε και παρακάτω, έγιναν απαραίτητες διορθώσεις στις αποδόσεις που υπολογίστικαν από το ΚΕ δείγμα για διαφορές στις κατανομές εγκάρσιας ενέργειας μεταξύ ηλεκτρονίων που προέρχονται από Z διασπάσεις και ηλεκτρονίων που προέρχονται από W διασπάσεις. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιήσαμε $W \rightarrow e\nu$ και $Z \rightarrow ee$ PYTHIA MC.

3.1 Πακέτα δεδομένων

Τα πακέτα δεδομένων που χρησιμοποιήθηκαν για αυτή την ανάλυση καθορίζονται από τον σκανδαλιστή του τρίτου επιπέδου και από την διαδικασία παραγωγής προσομοιωμένων γεγονότων.

3.1.1 Δεδομένα Κρούσεων

Το πακέτο δεδομένων ηλεκτρονίων που χρησιμοποιήθηκε σε αυτή την ανάλυση κατασκευάστηκε με τη χρήση σκανδαλιστή που απαιτούσε ηλεκτρόνιο υψηλής εγκάρσιας ορμής που έχει ανιχνευτεί στην εμπρόσθια περιοχή του ανιχνευτού (PLUG_ELECTRON stream 5.3.3_nt)[45]. Για την μέτρηση αυτού συλλέχθηκαν γεγονότα που ικανοποιούσαν τις συνθήκες που επιβάλλει το πακέτο σκανδαλισμού MET_PEM. Το πακέτο αυτό, όπως θα δούμε και παρακάτω, ενεργοποιείται όταν ένα ηλεκτρομαγνητικό αντικείμενο ανιχνεύεται στο εμπρόσθιο τμήμα με εγκάρσια ενέργεια μεγαλύτερη από 20 GeV και ελλειπούσα ενέργεια μεγαλύτερη από 15 GeV. Περαιτέρω επιλογή του δείγματος γίνεται με την χρήση μιας λίστας καλών δεδομένων (Good Run List) [30], η οποία στην περίπτωση μας απαιτούσε τα δεδομένα να ήταν καλά όσον αφορά το εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού και τους ανιχνευτές SVX και ISL και δεν απαιτεί να είναι καλά όσον αφορά τους ανιχνευτές μιονίων. Το δείγμα $Z \rightarrow ee$ KE συλλέχθηκε με τη χρήση του πακέτου σκανδαλισμού PLUG_ELECTRON20 και αντιστοιχεί στην ίδια χρονική περίοδο που καταγράφηκε το πακέτο δεδομένων σήματος. Ο σκανδαλιστής PLUG_ELECTRON20 απαιτεί την ανίχνευση ενός ηλεκτρομαγνητικού αντικειμένου στην εμπρόσθια περιοχή του ανιχνευτού με εγκάρσια ενέργεια μεγαλύτερη από 20 GeV.

Τα πακέτα δεδομένων με πίδακες αντιστοιχούν στην ίδια χρονική περίοδο λήψης δεδομένων με τα πακέτα δεδομένων ηλεκτρονίων και αποκτήθηκαν με χρήση του πακέτου σκανδαλισμού JET_20. Το πακέτο αυτό σημαίνει ότι καταγράφονται πίδακες όταν η εγκάρσια ενέργειά τους είναι μεγαλύτερη από 20 GeV.

Όλα τα δεδομένα επεξεργάστηκαν με την έκδοση 5.3.3_nt[45] λογισμικού του CDF. Τα δεδομένα αντιστοιχούν σε περιόδους (stores) μεταξύ 149264 και

179056, και πάρθηκαν από το Μάρτιο του 2002 έως τον Φεβρουάριο 2004 δίνοντάς μας ολική φωτεινότητα 223 pb^{-1} .

3.1.2 Προσομοιωμένα γεγονότα

3.1.2.1 Λογισμικό προσομοίωσης στο CDF

Η προσομοίωση του ανιχνευτού είναι ένα πολύ σημαντικό κομμάτι κατανόησης της απόδοσης του ανιχνευτού και μοντελοποίησης των υποβάθρων. Η προσομοίωση που χρησιμοποιείται από το CDF παραμετροποιεί τη γεωμετρία και το υλικό του ανιχνευτού χρησιμοποιώντας GEANT3 [46], το οποίο έχει ρυθμιστεί από δοκιμαστική δέσμη και δεδομένα κρούσης. Η κινηματική των φυσικών διεργασιών αναπαράγεται μέχρι μια τάξη υπολογισμών από προγράμματα παραγωγής MC όπως είναι το PYTHIA[47] και το HERWIG[48], τα οποία περιλαμβάνουν και μοντέλα παραγωγής παρτονίων ώστε να γίνει μοντελοποίηση της αρχικής και τελικής ακτινοβολίας και της αδρονοποίησης. Τα προγράμματα παραγωγής MC δίνουν σαν έξοδο ένα σετ τετρανυσμάτων τα οποία τροφοδοτούνται στο πρόγραμμα προσομοίωσης του CDF, έτσι ώστε να υπάρξουν αλληλεπιδράσεις και εναποθέσεις ενέργειας με αληθοφανή τρόπο.

Η προσομοίωση παράγει δεδομένα από κάθε σύστημα του ανιχνευτού πανομοιότυπα με αυτά που λαμβάνονται σε πραγματικές συνθήκες. Οι μεταβλητές αληθείας, όπως είναι οι ορμές των ηλεκτρονίων και των νετρίνων μπορούν να μελετηθούν και να συγκριθούν με τα πειραματικά δεδομένα.

3.1.2.2 Πακέτα προσομοίωσης

Τα δεδομένα από MC χρησιμοποιούνται για καλύτερη κατανόηση του ανιχνευτού και για την μελέτη της αποδεκτικότητάς του. Τα δεδομένα MC που χρησιμοποιήθηκαν για αυτή την ανάλυση παρήχθησαν και προσομοιώθηκαν με την έκδοση 5.3.3_nt του λογισμικού του CDF και PYTHIA MC ρυθμισμένο για την ομάδα φυσικής ηλεκτρασθενών αλληλεπιδράσεων του CDF (EWK).

Σαν σήμα προσομοιώθηκαν 3.800.000 $W \rightarrow e\nu$ γεγονότα, για υπολογισμούς της απόδοσης επιλογής κριτηρίων. Για τη μελέτη του υποβάθρου προσομοιώθηκαν 1.900.000 $Z \rightarrow ee$ και 5.600.000 $W \rightarrow \nu\tau$ γεγονότα. Για μελέτη και υπολογισμό των συστηματικών σφαλμάτων που οφείλονται στην όχι καλή γνώση του υλικού μπροστά από το εμπρόσθιο καλορίμετρο προσομοιώθηκαν ειδικά MC $Z \rightarrow ee$ και $W \rightarrow e\nu$ με επιπλέον υλικό κατά $\pm 1/3 X_0$ του και $\pm 1/6 X_0$ του χαλκού.

3.2 Κριτήρια επιλογής ηλεκτρονίων

3.2.0 Ομαδοποίηση (clustering) και ανακατασκευή ηλεκτρονίων

Στα επίπεδα σκανδαλισμού 2, 3 οι πύργοι του καλοριμέτρου ομαδοποιούνται για να δώσουν υποψήφια ηλεκτρόνια και φωτόνια.

Στο δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού τα κεντρικά καλορίμετρα απλοποιούνται σε ένα πλέγμα 24x24 σε η και ϕ , ξεκινώντας από τον πύργο με την μεγαλύτερη εναπόθεση ενέργειας (seed tower), οι ομάδες εκτείνονται προς τους γύρω πύργους που έχουν ενέργεια μεγαλύτερη από ένα συγκεκριμένο κατώφλι. Για σκανδαλιστές ηλεκτρονίων με υψηλή εγκάρσια ορμή ο κεντρικός πύργος απαιτείται να έχει ενέργεια μεγαλύτερη από 8 GeV και οι γύρω πύργοι ενέργεια μεγαλύτερη από 7.5 GeV. Η ενέργεια αυτή είναι σχετικά μεγάλη και έχει ως συνέπεια την μείωση της απόδοσης στο δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού, αλλά είναι απαραίτητο για τη μείωση του ρυθμού γεγονότων.

Στο τρίτο επίπεδο σκανδαλισμού και στους off-line αλγορίθμους η ομαδοποίηση είναι αρκετά πιο πολύπλοκη [49]. Οι πύργοι μπαίνουν σε σειρά ανάλογα με την εγκάρσια ενέργεια που έχουν καταγράψει και ο πύργος με την υψηλότερη εγκάρσια ενέργεια που δεν έχει ακόμα ομαδοποιηθεί χρησιμοποιείται ως κεντρικός.

Στο τρίτο επίπεδο για την μέτρηση της ενέργειας από τους εμπρόσθιους πύργους του καλοριμέτρου, χρησιμοποιούμε ως παράπλευρους πύργους αυτούς που βρίσκονται δίπλα στον κεντρικό, ως προς η και ϕ . Σε αντίθεση με το δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού, τα κατώφλια για τους παράπλευρους πύργους

είναι εξαιρετικά χαμηλά (100 MeV) και δεν υπάρχει καμία απλοποίηση στη δομή των πύργων. Μια ομάδα γίνεται αποδεκτή εάν ο λόγος της αδρονικής προς την ηλεκτρομαγνητική ενέργεια Had/Em είναι μικρότερος από 0.125 ή αν η ηλεκτρομαγνητική ενέργεια που καταγράφηκε είναι μεγαλύτερη από 100 GeV [49].

Μετά το τρίτο επίπεδο και στην off-line ανάλυση χρησιμοποιείται ο αλγόριθμος BF_CLUSTERING. Ο αλγόριθμος αυτός επιλέγει όλους τους πύργους με $E_T > 100 MeV$ και επιλέγει σαν κεντρικό πύργο αυτόν με την μεγαλύτερη ενέργεια που δεν είναι όμως ήδη κεντρικός σε κάποια άλλη ομάδα. Έπειτα προσθέτει σε αυτόν τον επόμενο σε μεγαλύτερη ενέργεια πύργο που εφάπτεται στον αρχικό. Το ζευγάρι πύργων με τη μέγιστη ενέργεια που εφάπτεται στο αρχικό ζευγάρι προστίθεται και τελικά καταλήγουμε σε μια ομάδα πύργων 2×2 [49].

Εδώ θα πρέπει να πούμε ότι τα υποψήφια ηλεκτρόνια δεν αποτελούνται μόνο από τις ηλεκτρομαγνητικές ομάδες του καλοριμέτρου αλλά και από ομάδες σήματος του ανιχνευτή προκαταιγισμού (PPR) και του ανιχνευτή μεγίστου καταιγισμού (PES), και στο κεντρικό τμήμα του CDF από τροχίες του κεντρικού θαλάμου ολίσθησης (COT).

Πρώτα γίνεται μια προσπάθεια να συσχετιστεί μια τροχιά με μια υποψήφια ομάδα, εάν φυσικά έχει αυτή ανακατασκευαστεί στο καλορίμετρο [49]. Κάθε τροχιά ενός γεγονότος επεκτείνεται στο επίπεδο του ανιχνευτή μεγίστου καταιγισμού (CES). Η επέκταση της τροχιάς γίνεται θεωρώντας ότι το σωματίο διαγράφει ελικοειδή τροχιά μέσα στο σωληνοειδές πεδίο του CDF προσανατολισμένο παράλληλα με τον αρνητικό άξονα z του συστήματος συντεταγμένων του CDF. Καμία διόρθωση δεν γίνεται για ανομοιομορφίες του μαγνητικού πεδίου ή πολλαπλή σκέδαση του σωματίου. Η επέκταση της τροχιάς γίνεται σε στραμμένο σύστημα συντεταγμένων έτσι ώστε ο άξονας y να διέρχεται από το κέντρο του CES στην μεριά που βρίσκεται η ηλεκτρομαγνητική ομάδα. Η αρχή του συστήματος συντεταγμένων εξακολουθεί να είναι το σημείο σύγκρουσης των πρωτονίων-αντιπρωτονίων. Το μόνο που αλλάζει είναι ο προσανατολισμός των αξόνων x - y . Η στροφή αυτή του συστήματος συντεταγμένων μας επιτρέπει την εύκολη σύγκριση της εκτεινόμενης τροχιάς με τον κεντρικό πύργο στο τοπικό σύστημα συντεταγμένων. Σε αυτό το τοπικό

σύστημα ο άξονας z είναι συγγραμμικός με τον άξονα z του συστήματος συντεταγμένων του CDF με την ίδια ακριβώς θέση για $z=0$. Ο άξονας x είναι κάθετος στον άξονα z βρίσκεται πάνω στο επίπεδο του CES και έχει $x=0$ το αζιμουθιακό κέντρο του CES. Η τροχιά επεκτείνεται αρχικά έως τον CES (184.15 cm). Μετά από αυτή την επέκταση απαιτείται η συντεταγμένη y να είναι μικρότερη από 150 cm. Αυτός ο περιορισμός απορρίπτει τροχιές οι οποίες δεν θα φθάσουν στο επίπεδο του CES στο τμήμα που περιέχει την ηλεκτρομαγνητική ομάδα. Με βάση την συντεταγμένη αυτή μια νέα ευθεία υπολογίζεται και η τροχιά εκτείνεται σε αυτή την ευθεία. Η διαδικασία αυτή συνεχίζεται έως ότου η y συντεταγμένη της τροχιάς να έχει μικρή διαφορά από την y συντεταγμένη του CES ($\sim 0.01\text{cm}$). Συνήθως η επέκταση αυτή έχει ολοκληρωθεί μετά από δυο επαναλήψεις. Η τελική τροχιά βρίσκεται σε συγκεκριμένη θέση σε ϕ και ως προς το κέντρο του κεντρικού πύργου z . Η θέση της τροχιάς ορίζεται από παραμέτρους οι οποίες μπορούν να τεθούν από τον χρήστη με εξ ορισμού τιμές 25 cm από το κέντρο του πύργου σε x/ϕ και 38 cm από το τον άξονα z . Οι παράμετροι αυτοί μας εξασφαλίζουν ένα τμήμα του CEM το οποίο καλύπτει κάτι παραπάνω από 3 πραγματικούς πύργους του καλοριμέτρου. Το κριτήριο επιλογής στον x επιτρέπει ελάχιστο ή ακόμα και καθόλου πέρασμα της τροχιάς από τον ένα πύργο στον διπλανό του. Το κριτήριο επιλογής στον άξονα z επιτρέπει επιπλέον περίπου 2 cm χώρο πέρα από τα όρια των γειτονικών πύργων. Τα κριτήρια συσχέτισης απαιτούν η τροχιά να περνάει από έναν πύργο του καλοριμέτρου και συγκεκριμένα από το σημείο ακριβώς που μας ενδιαφέρει.

Στη συνέχεια θα συζητηθούν λεπτομέρειες για το ταίριασμα τροχιών με ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού.

Απο τη στιγμή που μια τροχιά έχει προεκταθεί στο επίπεδο του ανιχνευτού μεγίστου καταγισμού του εμπρόσθιου καλοριμέτρου, ο κεντρικός πύργος και όλοι οι γειτονικοί του πύργοι αναγνωρίζονται και τοποθετούνται σε ένα διάνυσμα το οποίο καλούμε TowerKeys [49]. Ο χώρος που δημιουργείται έτσι είναι μια περιοχή 3×3 πύργων, όπου ο πύργος με τη μεγαλύτερη καταγεγραμμένη ενέργεια είναι στο κέντρο αυτής της περιοχής. Ο αλγόριθμος συσχέτισης τροχιάς απαιτεί ότι το πύργος τον οποίο πέρασε η τροχιά να είναι ένας από τους πύργους του διανύσματος TowerKeys.

Μια πιο λεπτομερής περιγραφή των αλγορίθμων ομαδοποίησης και

ανακατασκευής ηλεκτρονίων μπορεί να βρεθεί αλλού [49].

Κατά τη διάρκεια της λήψης δεδομένων από 2002 έως και 2004 υπήρξαν πολλές αναβαθμίσεις του λογισμικού του CDF και νέες βαθμονομήσεις, ως συνέπεια πολύς χρόνος χρειάστηκε να αφιερωθεί για την ανανέωση των δεδομένων μας με τις νέες εκδόσεις.

Μια πολύ σημαντική πληροφορία που αφορά ηλεκτρόνια υψηλής εγκάρσιας ορμής, είναι μέτρηση της ευθείας δέσμης, η οποία γίνεται διαθέσιμη κατά της διάρκεια της off-line ανάλυσης. Η ευθεία δέσμη μετράται για κάθε store ή ομάδα stores κάνοντας προσαρμογή σε μεγάλο αριθμό τροχιών, ως προς την κορυφή αλληλεπίδρασης. Οι τροχιές αυτές έχουν προέλθει από σκανδαλιστές που δεν μπορούν να επιρεάσουν την προσαρμογή (unbiased). Η προσαρμογή αυτή μπορεί να θεωρηθεί ένας επιπλέον περιορισμός για την έρεση τροχιών και πλέον μπορούμε να επαναλάβουμε την προσαρμογή στις τροχιές αυτές κατά τη διάρκεια της off-line ανάλυσης, έτσι ώστε να ληφθεί υπ' όψη και αυτό το σημείο. Η διαδικασία αυτή είναι γνωστή ως *περιορισμός δέσμης (beam constraining)* και χρησιμοποιείται για όλα τα υποψήφια ηλεκτρόνια που ανιχνεύονται στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού και που χρησιμοποιούνται σε αυτή την ανάλυση.

3.2.1 Κριτήρια επιλογής ηλεκτρονίων κεντρικού τμήματος του ανιχνευτού

Σε αυτή την ανάλυση χρησιμοποιήθηκαν πολλές παράμετροι επιλογής, έτσι ώστε να γίνει διαχωρισμός του σήματος από το υπόβαθρο. Οι παράμετροι αυτοί για το κεντρικό τμήμα του ανιχνευτού είναι:

$|\eta| < 1.1$: απαίτηση το ηλεκτρομαγνητικό αντικείμενο να είναι στην κεντρική περιοχή του ανιχνευτού.

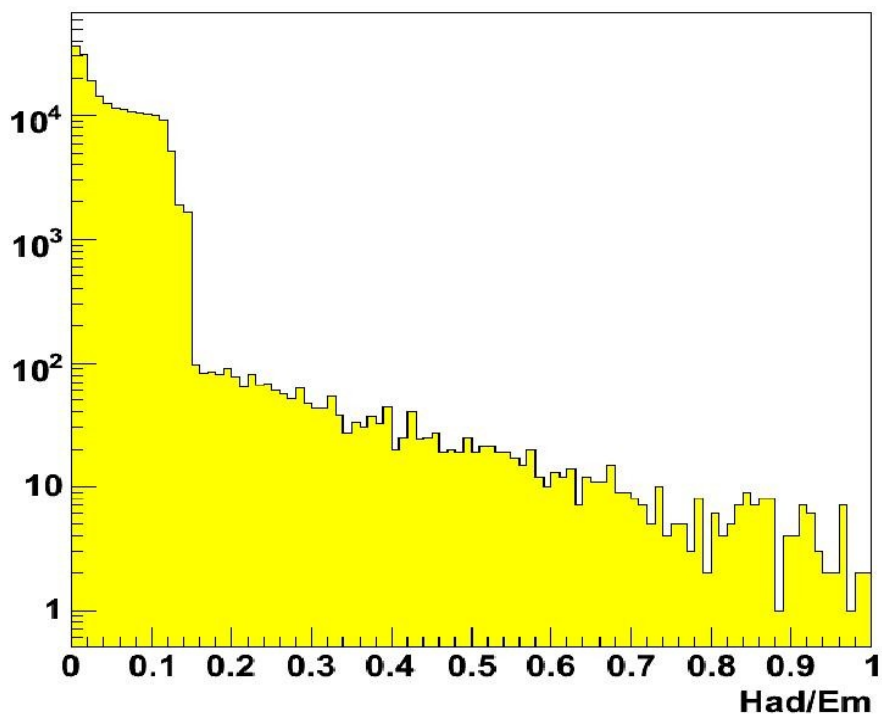
$E_T > 20 \text{ GeV}$: Είναι η εγκάρσια ενέργεια ενός ηλεκτρομαγνητικού αντικειμένου και απαιτείται να είναι μεγαλύτερη από 20 GeV.

Had/Em : Ο λόγος της ενέργειας που καταγράφεται στο αδρονικό καλορίμετρο προς το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο (Σχ.21). Τα ηλεκτρόνια εναποθέτουν το μεγαλύτερο τμήμα της ενέργειάς τους στο ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο, έτσι περιμένουμε ο λόγος αυτός να είναι πολύ μικρός για τα ηλεκτρόνια σε σύγκριση με τους πίδακες. Για να μειωθεί η εξάρτηση της απόδοσης αυτού του κριτηρίου επιλογής από την ενέργεια, η τιμή αποκοπής αυτού του κριτηρίου μεταβάλεται ως εξής:

$$Had/Em < 0.055 + 0.00045 \times E_{EM}$$

όπου ο παράγοντας 0.00045 μετρήθηκε από δοκιμαστική δέσμη και E_{EM} μετράται σε GeV.

Οι ενέργειες που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό του λόγου Had/Em είναι αυτές που υπολογίστηκαν από την διαδικασία ομαδοποίησης ηλεκτρονίων.

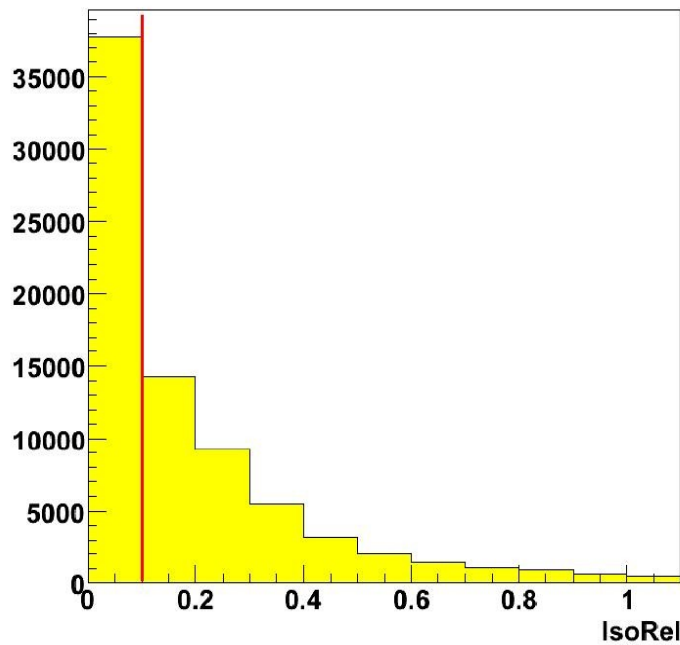


Σχήμα 21: Κατανομή της παραμέτρου επιλογής Had/Em. Η απότομη πτώση για Had/Em=0.125 οφείλεται στο ότι ο σκανδαλιστής πρώτου επιπέδου L1_EM8 απαιτεί το H/M αντικείμενο που ενεργοποίησε το σύστημα σκανδαλισμού να έχει Had/Em<0.125.

Απομόνωση(Isolation): είναι μια μέτρηση της δραστηριότητας που

υπάρχει στο καλορίμετρο γύρω από το υποψήφιο ηλεκτρόνιο. Αν $E_T^{0.4}$ είναι η εγκάρσια συνιστώσα του αθροίσματος των ενεργειών των πύργων μέσα σε ένα κώνο ακτίνας $\Delta R=0.4$ και με κέντρο την ομάδα που έχει βρεθεί από την ομαδοποίηση ηλεκτρονίων, και $E_T^{cluster}$ είναι η ενέργεια της ομάδας αυτής (υποψήφιο ηλεκτρόνιο), τότε η παράμετρος απομόνωσης ορίζεται ως (Σχ. 22):

$$IsoRel = \frac{E_T^{0.4} - E_T^{cluster}}{E_T^{cluster}} < 0.1$$



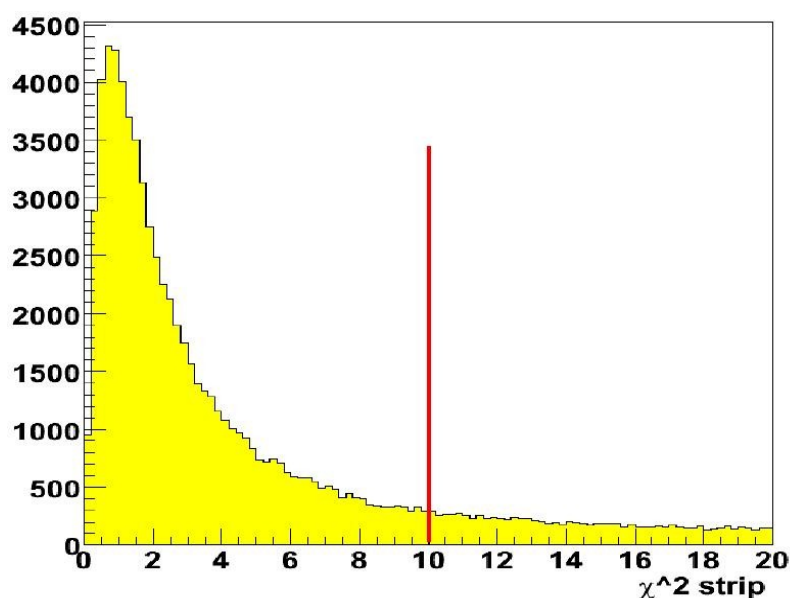
Σχήμα 22: Κατανομή της παραμέτρου επιλογής της σχετικής απομόνωσης. Η κόκκινη γραμμή αντιστοιχεί στο σημείο που γίνεται η αποκοπή.

L_{shr} : Είναι σύγκριση μεταξύ του πλευρικού προφίλ της καλοριμετρικής ομάδας και του αναμενόμενου από τη δοκιμαστική δέσμη. Οι ενέργειες στους πύργους που είναι παραπλεύρως του κεντρικού αθροίζονται κατά την ακόλουθη συνάρτηση:

$$L_{shr} = 0.14 \sum_{adjacent\ towers\ i} \frac{E_i - E_i^{expected}}{\sqrt{(0.14 \cdot \sqrt{E_i})^2 + (\Delta E_i^{expected})^2}}$$

όπου $E_i^{expected}$ είναι παραμετροποιημένη ενέργεια από τα δεδομένα δοκιμαστικών δεσμών, $\Delta E_i^{expected}$ είναι το σφάλμα, E_i είναι η μετρούμενη ενέργεια στον πύργο και $0.14\sqrt{E_i}$ είναι η αβεβαιότητα σε αυτή τη μέτρηση [50]. Η τιμή αποκοπής για αυτή την παράμετρο είναι $L_{shr} < 0.2$ και χρησιμοποιείται ως κριτήριο επιλογής για υποψήφια ηλεκτρόνια στο κεντρικό τμήμα του ανιχνευτού.

χ^2_{strip} : Είναι σύγκριση μεταξύ της μορφής του παλμού στο επίπεδο r-z του CES και αυτού που αναμένεται από τα δεδομένα δοκιμαστικής δέσμης. Γίνεται προσαρμογή μεταξύ των ενεργειών των 11 λωρίδων του CES λαμβάνοντας υπ'όψιν την ολική ενέργεια της ομάδας. Το χ^2 αυτής της κατανομής χρησιμοποιείται σαν κριτήριο επιλογής και συγκεκριμένα απαιτείται $\chi^2_{strip} < 10$ (Σχ. 23)

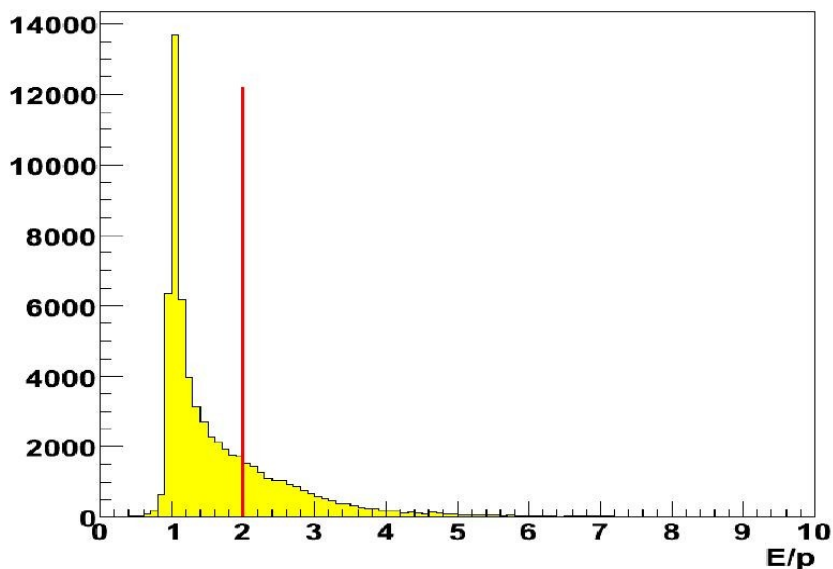


Σχήμα 23: Η κατανομή της παραμέτρου επιλογής χ^2_{strip} . Η κόκκινη γραμμή αντιστοιχεί στην τιμή αποκοπής για αυτή την παράμετρο.

Οι παράμετροι επιλογής τροχιάς είναι οι ακόλουθες:

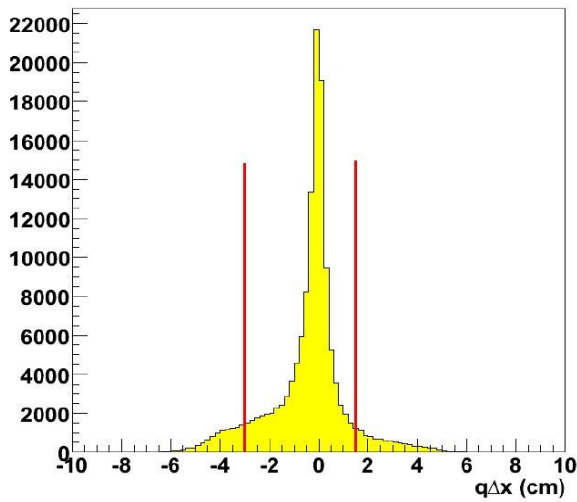
Κριτήρια ποιότητας τροχιάς: απαιτούμε κάθε τροχιά να έχει δώσει τουλάχιστον 7 σήματα σε κάθε ένα από τα 3 αξονικά και 3 στερεά επίπεδα(axial/stereo) του COT . Κάτι τέτοιο εξασφαλίζει το ότι η τροχιά έχει ανακτασκειαστεί σωστά.

E/p: η σύγκριση μεταξύ της ενέργειας ομάδας του καλοριμέτρου και της ορμής της τροχιάς εξασφαλίζει το ότι γίνεται σωστή συσχέτιση μεταξύ ομάδας και τροχιάς. Ως γνωστόν τα ηλεκτρόνια ακτινοβολούν κατά το πέρασμά τους μέσα από τον ανιχνευτή, και παρότι τα φωτόνια από το φαινόμενο bremsstrahlung μετρώνται και αυτά στο καλορίμετρο αφού έχουν την ίδια περίπου διεύθυνση με το ηλεκτρόνιο, η ορμή μετράται από το COT αφού έχει ήδη ακτινοβοληθεί το φωτόνιο. Έτσι εξηγείται η μεγάλη ουρά στην κατανομή E/p. Το σημείο αποκοπής για αυτή την παράμετρο επιλογής, είναι $E/p < 2$ (Σχ. 24). Όσο μεγαλύτερη είναι η ενέργεια της τροχιάς τόσο λιγότερο αξιόπιστη είναι η μέτρηση της καμπυλότητάς της C και κατά συνέπεια η μέτρηση της εγκάρσιας ορμής. Για τον λόγο αυτό, η συγκεκριμένη παράμετρος επιλογής δεν χρησιμοποιείται για υποψήφια ηλεκτρόνια με εγκάρσια ενέργεια μεγαλύτερη από 100 GeV.

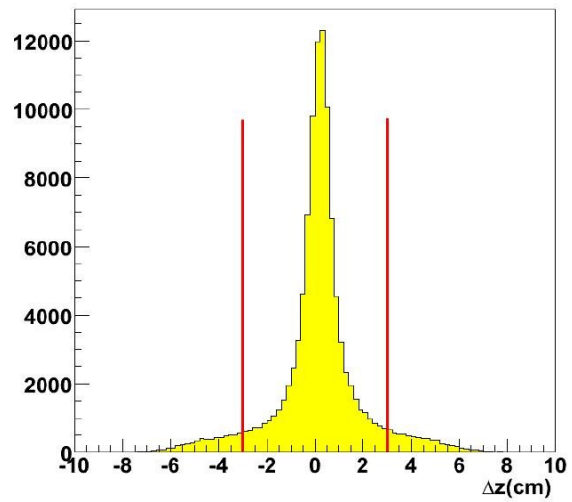


Σχήμα 24: Κατανομή του κριτηρίου επιλογής E/p. Η κόκκινη γραμμή αντιστοιχεί στο σημείο αποκοπής.

Δx και Δz : είναι ο διαχωρισμός μεταξύ της τροχιάς και της ομάδας του καλοριμέτρου στο CES. Ο ανιχνευτής CES έχει καλή ακρίβεια στη μέτρηση θέσης και μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να καθορίσει το πόσο καλά μια τροχιά δείχνει στην αντίστοιχη ομάδα του καλοριμέτρου. Η τροχιά εκτείνεται στο επίπεδο r-z του CES και στο r-φ επίπεδο, και έτσι υπολογίζονται οι παράμετροι επιλογής Δz και Δx αντίστοιχα. Το μαγνητικό πεδίο στο επίπεδο r-φ δίνει μια ασυμμετρία για το φαινόμενο bremsstrahlung για ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια, και έτσι η αποκοπή που γίνεται στην παράμετρο επιλογής $q\Delta x$ είναι ασυμμετρική (q: είναι φορτίο). Τελικά τα κριτήρια επιλογής είναι : Δx : $-3.0 < q\Delta x < 1.5$ cm (Σχ. 25) και $|\Delta z| < 3.0$ cm (Σχ. 26).



Σχήμα 25: Κατανομή της παραμέτρου επιλογής $q\Delta x$. Οι κόκκινες γραμμές αντιστοιχούν στην θέση αποκοπής



Σχήμα 26: Κατανομή της παραμέτρου επιλογής Δz . Οι κόκκινες γραμμές αντιστοιχούν στην θέση αποκοπής

3.2.2 Παράμετροι επιλογής ηλεκτρονίων εμπρόσθιου τμήματος επιταχυντού

Ο COT ανιχνευτής δεν εκτείνεται στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού και κατά συνέπεια δεν υπάρχει καλή επικάλυψη όσον αφορά την ανίχνευση ηλεκτρονίων στο εμπρόσθιο τμήμα. Για τον λόγο αυτό τα κριτήρια επιλογής υποψηφίων ηλεκτρονίων που ανιχνεύονται στην εμπρόσθια περιοχή του CDF, διαφέρουν από αυτά της κεντρικής περιοχής.

Η επιλογή $1.2 < |\eta| < 2.8$ απαιτεί τα ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα να έχουν ανιχνευτεί στην εμπρόσθια περιοχή του CDF.

E_T : Απαιτούμε η εγκάρσια ενέργεια του ηλεκτρομαγνητικού αντικειμένου να είναι μεγαλύτερη από 20 GeV.

Had/Em: είναι η ίδια παράμετρος που χρησιμοποιείται για την επιλογή ηλεκτρονίων και έχει περιγραφεί προηγουμένως (3.2.1). Στην εμπρόσθια περιοχή του ανιχνευτού αποκοπή σε αυτή την παράμετρο είναι $\text{Had/Em} < 0.05$.

Απομόνωση (Isolation) : Η παράμετρος απομόνωσης που χρησιμοποιείται στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού ορίζεται με τον ίδιο τρόπο όπως και στο κεντρικό τμήμα, και το σημείο αποκοπής είναι $\text{IsoRel} < 0.1$.

Στις ενέργειες που χρησιμοποιούνται για την παράμετρο αυτή έχουν συμπεριληφθεί και διορθώσεις πρόσοψης, οι οποίες έχουν ήδη περιγραφεί (2.2.4.3), καθώς και διορθώσεις από διαρροές στους παράπλευρους πύργους έξω από τον κώνο με τη χρήση δεδομένων του ανιχνευτού [51].

ME_T : Είναι παράμετρος επιλογής εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας η οποία υπολογίζεται θεωρώντας ότι το σημείο αλληλεπίδρασης βρίσκεται στο $z=0.0$ cm. Για την παράμετρο αυτή γίνεται διόρθωση με τη χρήση του z_0 της τροχιάς του ηλεκτρονίου ως προς το σημείο αλληλεπίδρασης του γεγονότος. Κατά τη διάρκεια της πρώτης περιόδου λήψης δεδομένων στο CDF (RunI) [52],

αποδείχθηκε ότι η χρήση του Z_0 η είναι καλύτερη μέτρηση της κορυφής αλληλεπίδρασης του γεγονότος σε αντίθεση με την πρωταρχική κορυφή αλληλεπίδρασης που δίδεται από τον αλγόριθμο εύρεσης του σημείου κορυφής αλληλεπίδρασης πίδακα. Αυτό ισχύει για τις περιπτώσεις $W \rightarrow e\nu$ και $Z \rightarrow ee$ γεγονότων. Το σημείο αποκοπής σε αυτή την παράμετρο επιλογής, για το εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού, είναι 25 GeV.

Κριτήρια επιλογής ποιότητας τροχιών

Με δεδομένο ότι στην εμπρόσθια επιλογή του CDF δεν είναι δυνατόν να χρησιμοποιηθεί ο COT ανιχνευτής για την εύρεση τροχιών. Τα κριτήρια επιλογής τροχιών διαφέρουν σε σχέση με αυτά του κεντρικού τμήματος.

$\Delta(X)$ και $\Delta(Y)$: Οι παράμετροι αυτές είναι οι αποστάσεις μεταξύ της 3-Διαστάσεων υποψήφιας τροχιάς και του σημείου που έδωσε σήμα ο PES ανιχνευτής. Η αποκοπή σε αυτές τις παραμέτρους είναι: $|\Delta(X)|, |\Delta(Y)| < 3 \text{ cm}$.

E/p : Αυτή η παράμετρος ορίζεται στην εμπρόσθια περιοχή με τον ίδιο τρόπο που ορίζεται και στην κεντρική, και το σημείο αποκοπής είναι $E/p < 2$.

3.2.3 Υποψήφια $W \rightarrow e\nu$ γεγονότα

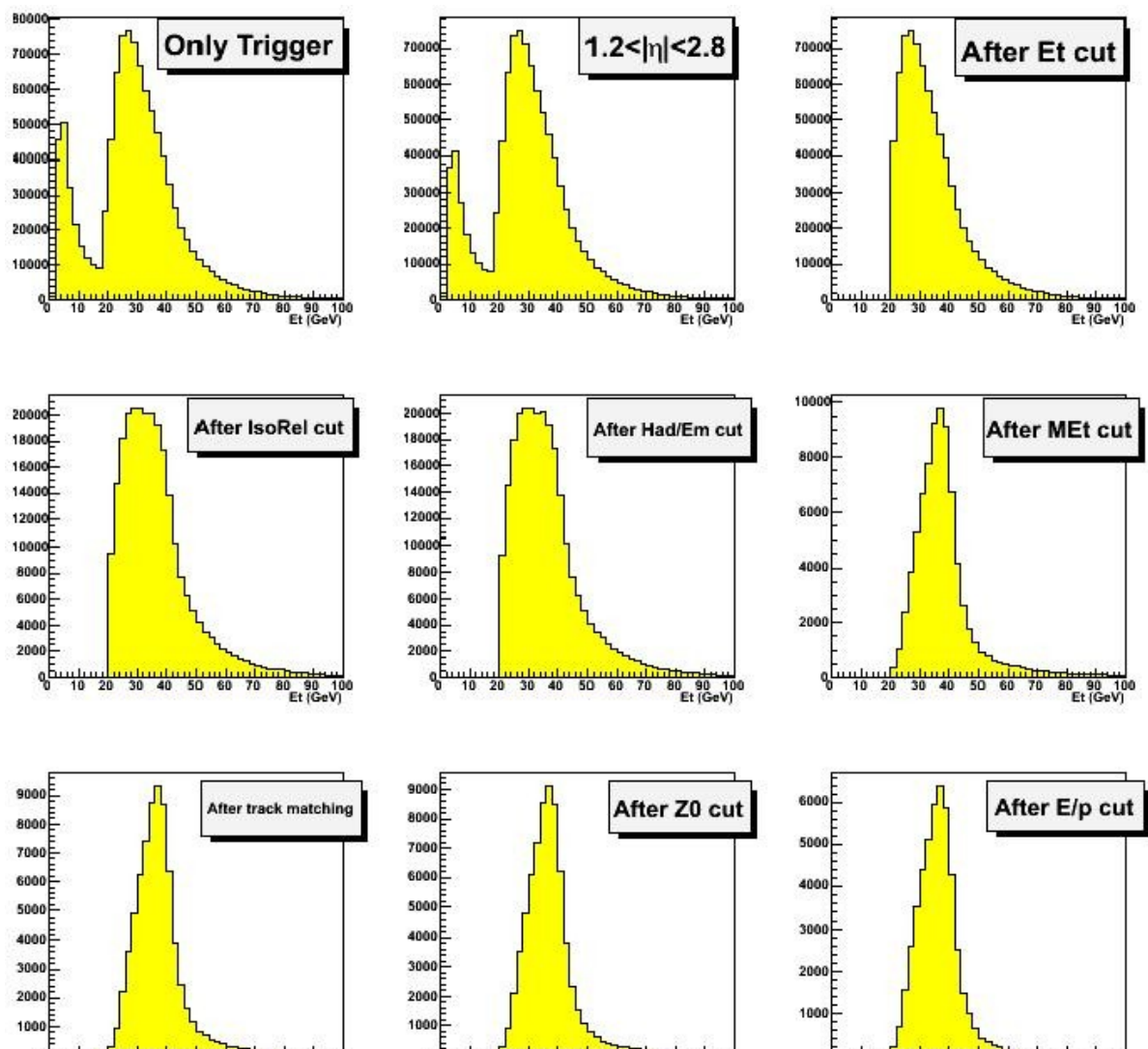
Τα κριτήρια επιλογής που εφαρμόζονται για την επιλογή των υποψηφίων $W \rightarrow e\nu$ γεγονότων όπου το ηλεκτρόνιο ανιχνεύεται στην εμπρόσθια περιοχή του ανιχνευτού CDF, φαίνονται στον Πιν.3:

Requirement	N. Of events	East	West
MET_PEM trigger fired	724062	-	-
$1.2 < \eta < 2.8$	706735	373104	393640
$E_T > 20 \text{ GeV}$	689504	338205	360090
$IsoRel < 0.1,$ $Had/Em < 0.05$	251692	125681	126154
$ME_T > 25 \text{ GeV}$	79800	40677	39139
Matching track	74091	37826	36267
$ TrkZ_0 < 60 \text{ cm}$	71861	36797	35066
$E/p < 2$	48144	24591	23553

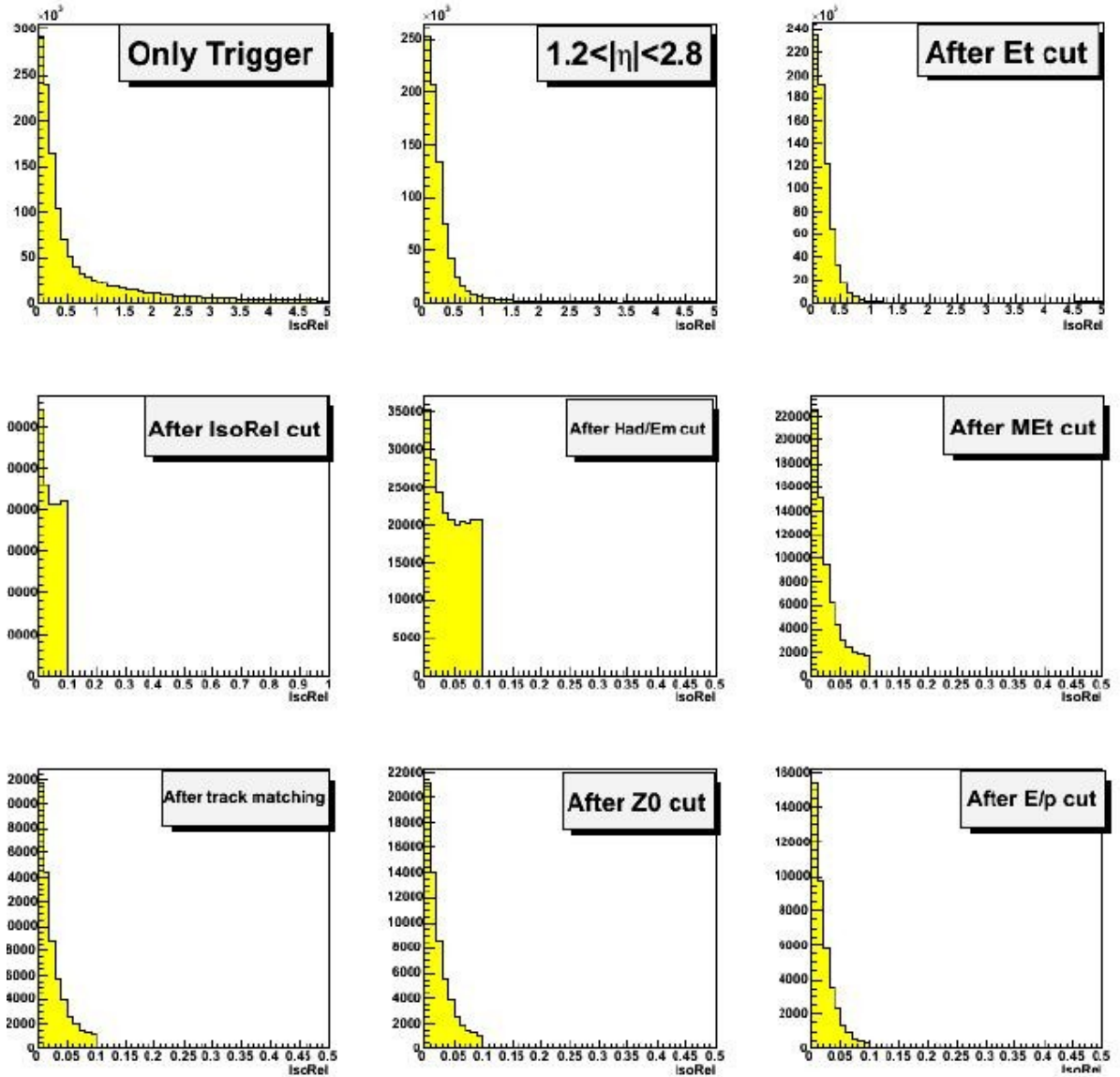
Πίνακας 3: Αριθμός γεγονότων από το δείγμα δεδομένων $W \rightarrow \nu n$ καθώς περνάνε κάθε κριτήριο επιλογής

Τελικά περνάνε όλα τα κριτήρια επιλογής 48144 υποψήφια γεγονότα. Τα 25591 από αυτά βρίσκονται στο Ανατολικό τμήμα του ανιχνευτού ($\eta > 0$) και τα 23552 στο Δυτικό τμήμα ($\eta < 0$). Στις σημειωμένες στήλες ως East και West, είναι καταγεγραμμένα γεγονότα τα οποία περιέχουν τουλάχιστον ένα H/M αντικείμενο που έχει περάσει τα κριτήρια επιλογής. Για τον λόγο αυτό το άθροισμά τους μπορεί να είναι υψηλότερο από την πρώτη στήλη.

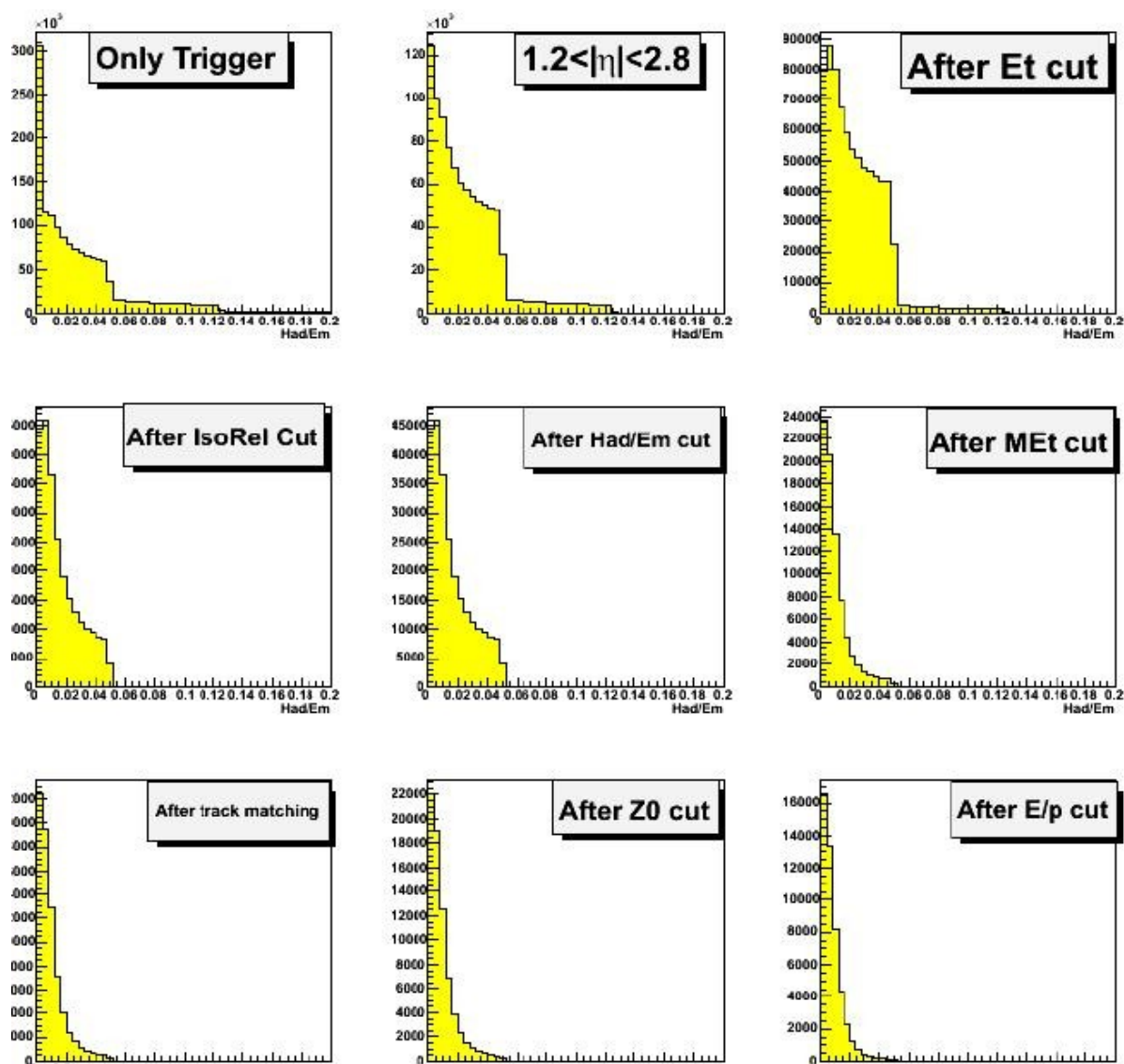
Οι τελικοί αριθμοί γεγονότων στις δύο στήλες (East και West), είναι φανερό ότι διαφέρουν κατά πολύ και εκτός στατιστικού σφάλματος. Όπως θα δούμε και παρακάτω η διαφορά αυτή οφείλεται σε διαφορές που υπάρχουν στην απόκριση του Ανατολικού και Δυτικού τμήματος του εμπρόσθιου τμήματος ανιχνευτού. Για αυτόν το λόγο στην παρούσα την ανάλυση το Ανατολικό και Δυτικό τμήμα επεξεργάζονται ξεχωριστά.



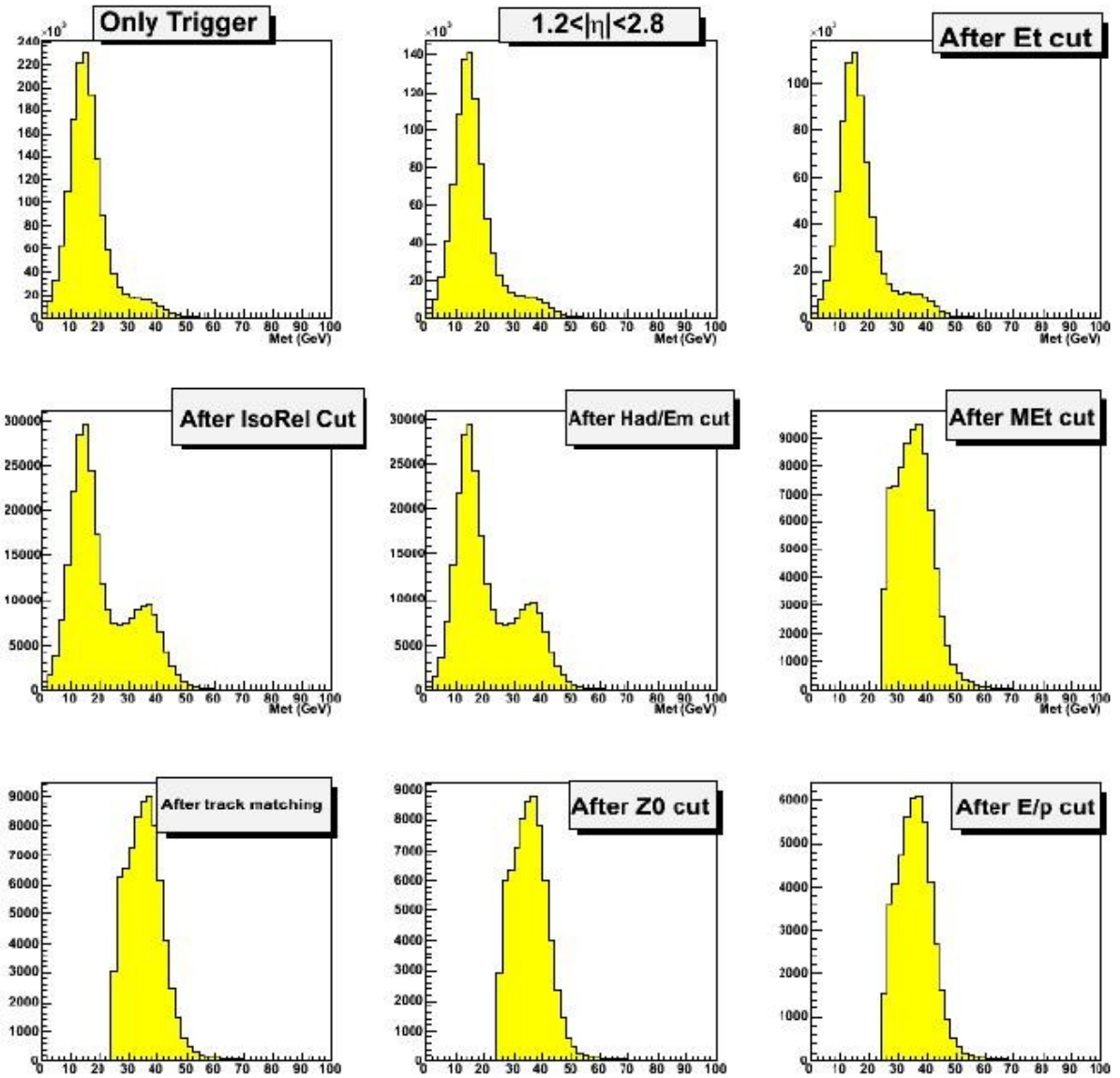
Σχήμα 27: Κατανομές της εγκάρσιας ενέργειας H/M αντικειμένων από δεδομένα καθώς περνούν τα κριτήρια επιλογής. Οι κατανομές ξεκινούν από τον σκανδαλιστή MET_PEM (πάνω αριστερά) και καταλήγουν στο τελευταίο κριτήριο επιλογής E/p (κάτω δεξιά)



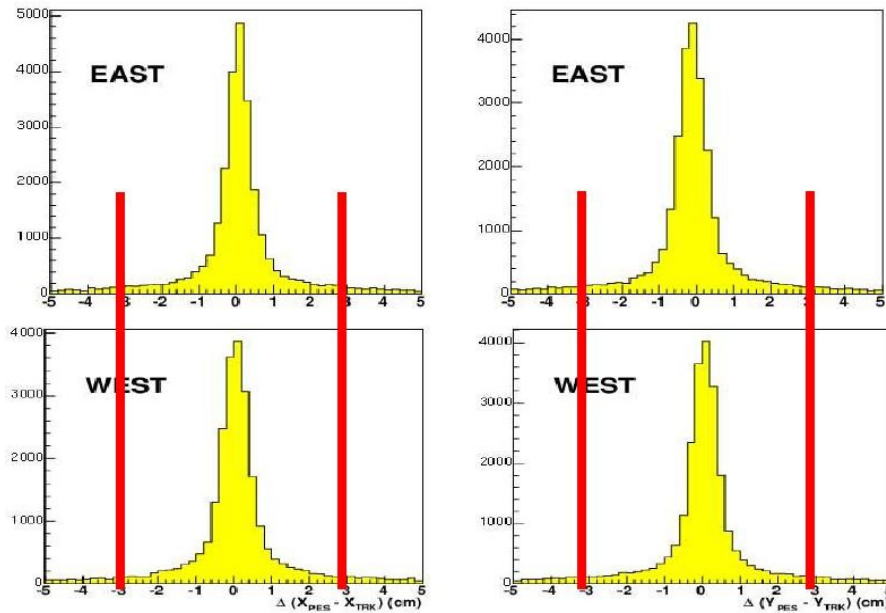
Σχήμα 28: Κατανομές του κριτηρίου επιλογής IsoRel για δεδομένα καθώς περνούν τα κριτήρια επιλογής. Οι κατανομές ξεκινούν από τον σκανδαλιστή MET PEM (πάνω αριστερά) και καταλήγουν στο τελευταίο κριτήριο επιλογής E/p (κάτω δεξιά)



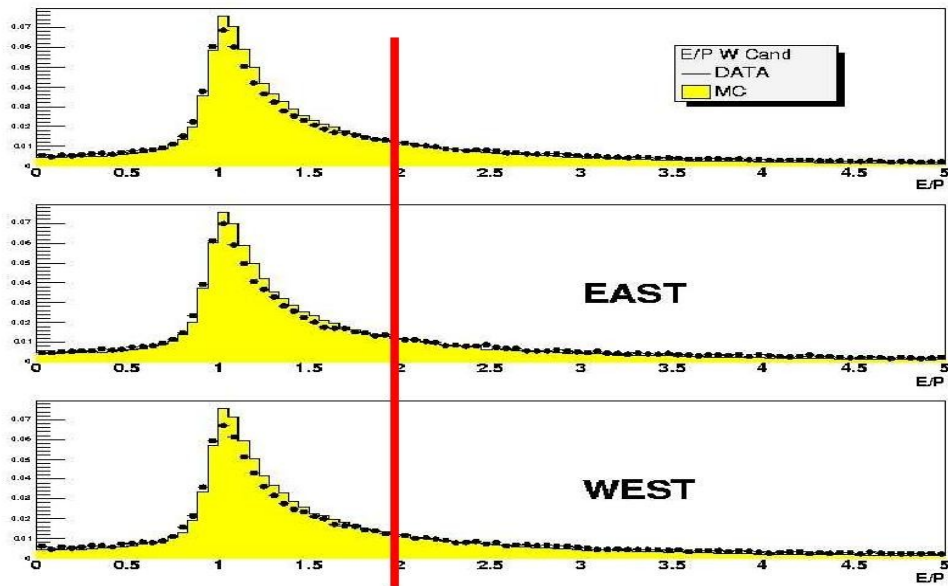
Σχήμα 29: Κατανομές του κριτηρίου επιλογής Had/Em για δεδομένα καθώς περνούν τα κριτήρια επιλογής. Οι κατανομές ξεκινούν από τον σκανδαλιστή MET_{PEM} (πάνω αριστερά) και καταλήγουν στο τελευταίο κριτήριο επιλογής E/p (κάτω δεξιά)



Σχήμα 30: Κατανομές του κριτηρίου επιλογής ελλείπουσας εγκάρσιας ενέργειας $\overline{M}E_T$ για δεδομένα καθώς περνούν τα κριτήρια επιλογής. Οι κατανομές ξεκινούν από τον σκανδαλιστή MET_PEM (πάνω αριστερά) και καταλήγουν στο τελευταίο κριτήριο επιλογής E/p (κάτω δεξιά)



Σχήμα 31: Οι αποστάσεις X και Y της τροχιάς από το σημείο μέτρησης που δίνει ο PES ανιχνευτής, ξεχωριστά για Ανατολικό (πάνω) και Δυτικό (κάτω) τμήμα. Οι κόκκινες γραμμές υποδεικνύουν τα σημεία αποκοπής αυτών των παραμέτρων.



Σχήμα 32: Κατανομές E/p μετά από όλα τα κριτήρια επιλογής, εκτός του E/p . Οι τελείες αντιστοιχούν σε δεδομένα και το κίτρινο ιστόγραμμα σε MC. Η κόκκινη γραμμή αντιστοιχεί στο σημείο αποκοπής αυτού του κριτηρίου επιλογής.

Στα Σχ. 27 έως 32 παρουσιάζονται κατανομές όλων των κριτηρίων επιλογής ηλεκτρονίων στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού. Εδώ αξίζει να παρατηρήσουμε ότι τα κριτήρια επιλογής ΔX , ΔY και E/p δεν δίνονται για όλη την σειρά εφαρμογής των κριτηρίων επιλογής. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι τα κριτήρια αυτά, είναι κριτήρια ποιότητας τροχιών και δημιουργούνται μετά από τη σύγκριση τροχιών.

3.3 Γεωμετρική και κινηματική Αποδοχή του ανιχνευτού

Ο λόγος των W γεγονότων που παρατηρείται στο δείγμα δεδομένων που έχουμε, προς τον αριθμό των πραγματικών W που παράγονται, μπορεί να υπολογιστεί ως το γινόμενο δυο παραγόντων: *Αποδοχή* x *Ολική απόδοση*. Η αποδοχή του ανιχνευτού ορίζεται σαν την επίδραση των γεωμετρικών και κινηματικών κριτηρίων επιλογής και υπολογίζεται από MC, ενώ η ολική απόδοση των κριτηρίων επιλογής, η οποία είναι γινόμενο των αποδόσεων του σκανδαλιστή, της ανακατασκευής ηλεκτρονίων και της επιλογής ηλεκτρονίων, μετράται με τη χρήση δεδομένων και MC.

Σε αυτό το τμήμα του κειμένου θα δοθεί ο υπολογισμός της αποδοχής του ανιχνευτού καθώς και ο υπολογισμός των συστηματικών σφαλμάτων που υπεισέρχονται σε αυτήν.

Ο υπολογισμός των αποδόσεων θα ζητηθεί στο επόμενο τμήμα (3.4).

3.3.1 Αποδοχή για $W \rightarrow e\nu$ γεγονότα

Η αποδοχή μετράται από την εφαρμογή των γεωμετρικών και κινηματικών κριτηρίων επιλογής σε $W \rightarrow e\nu$ γεγονότα που δημιουργήθηκαν με PYTHIA v6.216 MC και προσομοιώθηκαν με χρήση του λογισμικού για προσομοίωση του ανιχνευτού του CDF.

Λεπτομερώς η αποδοχή υπολογίζεται με τη χρήση της σχέσης:

$$Acc = \frac{\# \text{ of events : } 1.2 < |\eta| < 2.8 \text{ \& } E_T > 20 \text{ GeV \& } ME_T > 25 \text{ GeV}}{\# \text{ of events } |m_{cz}| < 60 \text{ cm}} \quad (48)$$

όπου m_{cz} είναι η πρωταρχική κορυφή αλληλεπίδρασης που δημιουργήθηκε από το MC. Στην παραπάνω εξίσωση η εγκάρσια ενέργεια και η εγκάρσια ελλείπουσα ενέργεια χρησιμοποιούνται αφού έχουν πρώτα διορθωθεί. Οι διορθώσεις που μπαίνουν σε αυτές τις ενέργειες, είναι η διόρθωση για την κλίμακα και ανάλυση της ενέργειας, και η διόρθωση για την ενέργεια ανάκρουσης (*recoil*). Οι διορθώσεις αυτές θα συζητηθούν εκτενώς παρακάτω.

Για τον υπολογισμό της μέσης τιμής της γεωμετρικής και κινηματικής αποδοχής χρησιμοποιήθηκαν $W \rightarrow e\nu$ MC γεγονότα. Περισσότερες λεπτομέρειες για τον τύπο του MC που χρησιμοποιήσαμε δίδονται πιο κάτω, στο τμήμα όπου περιγράφεται ο υπολογισμός των συστηματικών σφαλμάτων που οφείλονται στα PDF.

3.3.2 Συστηματικά σφάλματα στην γεωμετρική και κινηματική αποδοχή

Οι αβεβαιότητα στην κλίμακα και ανάλυση της ενέργειας, στη μοντελοποίηση της ενέργειας ανάκρουσης, στη μέτρηση του υλικού μπροστά από το εμπρόσθιο H/M καλορίμετρο, στη μοντελοποίηση της εγκάρσιας ορμής του W μποζονίου σε επίπεδο παραγωγής του MC και τελικά οι αβεβαιότητες στις συναρτήσεις κατανομής των παρτονίων (PDF) λήφθηκαν υπ' όψιν για τον υπολογισμό των συστηματικών σφαλμάτων που υπεισέρχονται στην εκτίμηση της αποδοχής. Όλα αυτά θα συζητηθούν στα επόμενα τμήματα.

3.3.2.1 Διορθώσεις Κλίμακας και Ανάλυσης ενέργειας.

Για να γίνει ο υπολογισμός κλίμακας και ανάλυσης των ενεργειών, καθώς και η συστηματική τους αβεβαιότητα χρησιμοποιήθηκαν δείγματα $Z \rightarrow e\bar{e}$ MC και δεδομένα τα οποία συλλέχθηκαν με τη χρήση του πακέτου σκανδαλισμού (trigger path) PLUG_ELECTRON20 (περιγράφεται στο τομέα 3.4.1.2 Πιν.10).

Στόχος της διόρθωσης αυτής είναι να εναρμονίσουμε το MC στα δεδομένα.

Από τα δείγματα που αναφέρθηκαν, επιλέχθηκαν γεγονότα όπου το ένα ηλεκτρόνιο από τη διάσπαση του Z ανιχνεύεται στο κεντρικό τμήμα του ανιχνευτού και το άλλο στην εμπρόσθια περιοχή (Κ.Ε. δείγμα). Τα κριτήρια επιλογής για αυτό το δείγμα είναι:

- ένα κεντρικό καλά καθορισμένο ηλεκτρόνιο [53]

- Εμπρόσθιο ηλεκτρόνιο

$$1.2 < |\eta| < 2.8$$

$$E_T > 20 \text{ GeV}$$

$$\text{Had}/\text{Em} < 0.125 \text{ (μέχρι αυτό το κριτήριο επιλογής το ηλεκτρόνιο}$$

καλείται

χαλαρό ηλεκτρόνιο)

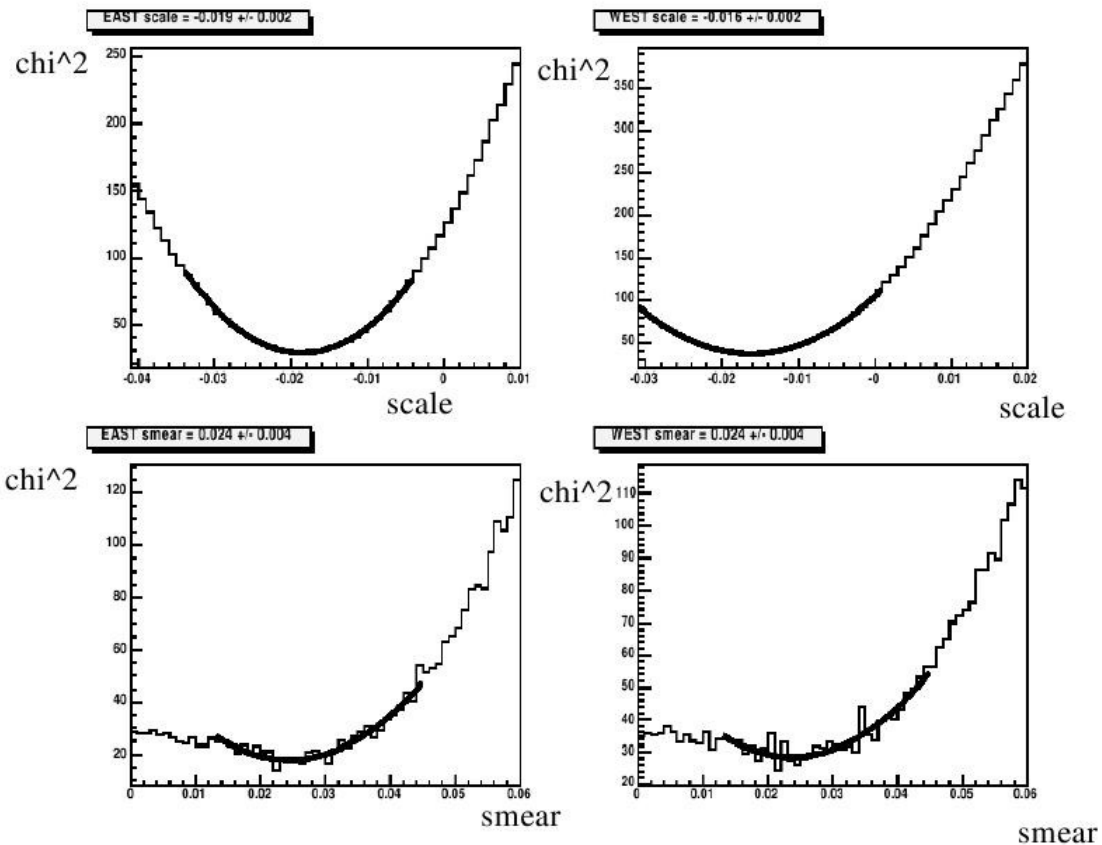
$$\text{Had}/\text{Em} < 0.05$$

$$\text{IsoRel} < 0.1$$

$$\text{Επιλογή τροχιάς (} p_T > 1 \text{ GeV, } |\Delta(X)| < 3 \text{ cm, } |\Delta(Y)| < 3 \text{ cm}$$

$$E/p < 2$$

- Απαιτούμε η αναλλοίωτη μάζα των δυο ηλεκτρονίων να είναι μεταξύ 80 και 100 GeV



Σχήμα 33: Αποτέλεσμα των προσαρμογών χ^2 της αναλλοίωτης μάζας των δυο ηλεκτρονίων μεταξύ δεδομένων και MC. Παρουσιάζονται κλίμακες ενέργειας για ανατολικό και δυτικό τμήμα (πάνω) και αναλύσεις ενέργειας για ανατολικό και δυτικό τμήμα (κάτω)

Μια αλλαγή στις κλίμακες και αναλύσεις των ενεργειών στο κεντρικό και εμπρόσθιο καλορίμετρο, είναι ικανή να οδηγήσει σε μετατόπιση των γεγονότων εκτός του κριτηρίου επιλογής της εγκάρσιας ενέργειας του ηλεκτρονίου. Για να μπορέσουμε να υπολογίσουμε τις αβεβαιότητες στις κλίμακες ενέργειας για το κεντρικό και το εμπρόσθιο καλορίμετρο, μεταβάλλουμε τις κλίμακες σε μικρά βήματα (στα προσομοιωμένα γεγονότα) και παρακολουθούμε τη συμπεριφορά της κορυφής της αναλλοίωτης μάζας των δυο ηλεκτρονίων. Για την κλίμακα του εμπρόσθιου καλοριμέτρου (PEM) η αναλλοίωτη μάζα των δύο ηλεκτρονίων προκύπτει από ένα ηλεκτρόνιο που βρέθηκε στο κεντρικό τμήμα και το άλλο στο εμπρόσθιο τμήμα. Αντίθετα για τις κλίμακες ενέργειας του κεντρικού καλοριμέτρου, η αναλλοίωτη μάζα προέρχεται από δυο ηλεκτρόνια που και τα δυο έχουν ανιχνευθεί στο κεντρικό τμήμα του ανιχνευτού.

Σε κάθε βήμα εύρεσης της κλίμακας ενέργειας, υπολογίζεται ένα χ^2 ⁴ μεταξύ της διορθωμένης κορυφής της αναλλοίωτης μάζας από προσομοιωμένα γεγονότα και των πραγματικών δεδομένων. Η προσαρμογή στην αναλλοίωτη μάζα γίνεται σε ένα μικρό παράθυρο ενέργειας, 86 έως 98 GeV/c² με σκοπό τη μείωση οποιασδήποτε επίδρασης στον υπολογισμό από μη σωστή μοντελοποίηση του MC. Η ανάλυση της ενέργειας υπολογίζεται με τον ίδιο ακριβώς τρόπο, δηλαδή, με τη μεταβολή με μικρά βήματα της ανάλυσης ενέργειας και υπολογισμό του χ^2 (όπως και στην κλίμακα) σε κάθε βήμα διόρθωσης. Τα τελικά χ^2 φαίνονται στο Σχ.33. Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της κλίμακας και ανάλυσης ενέργειας στο κεντρικό και εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού και οι τιμές τους είναι τα ελάχιστα σημεία των προσαρμογών χ^2 .

Οι διορθώσεις αυτές εφαρμόζονται στις ενέργειες των ηλεκτρονίων ως εξής:

$$E_{T(new)} = E_{T(old)} \cdot (1 + scale) \cdot G(1, smear) \quad (49)$$

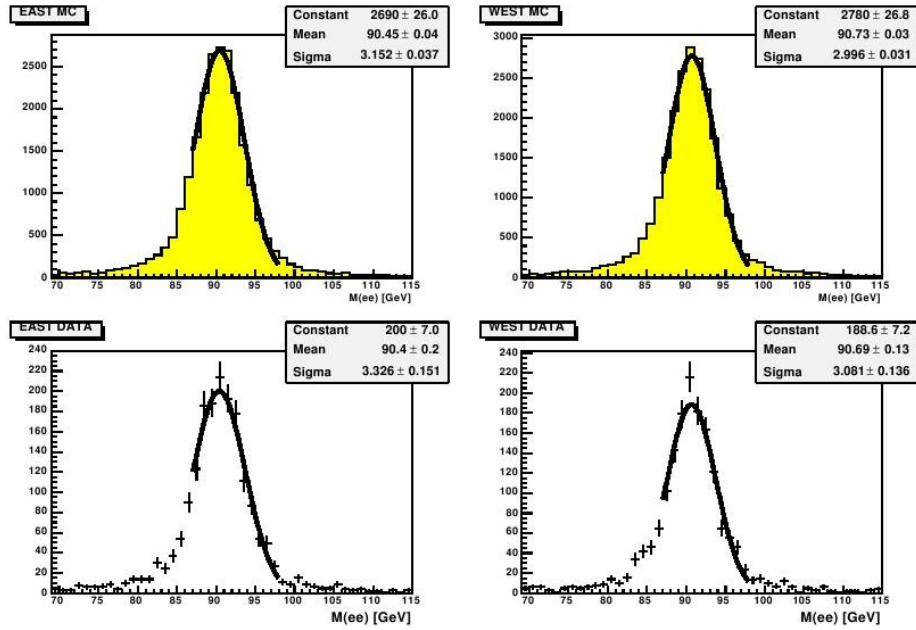
όπου scale είναι η κλίμακα ενέργειας και smear είναι η ανάλυση της ενέργειας. **G** είναι μια συνάρτηση Gaus με μέση τιμή 1 και σ=smear.

Οι αναλύσεις και κλίμακες ενέργειας υπολογίστηκαν ξεχωριστά για το ανατολικό και δυτικό τμήμα του ανιχνευτού και τελικά έχουμε [54]:

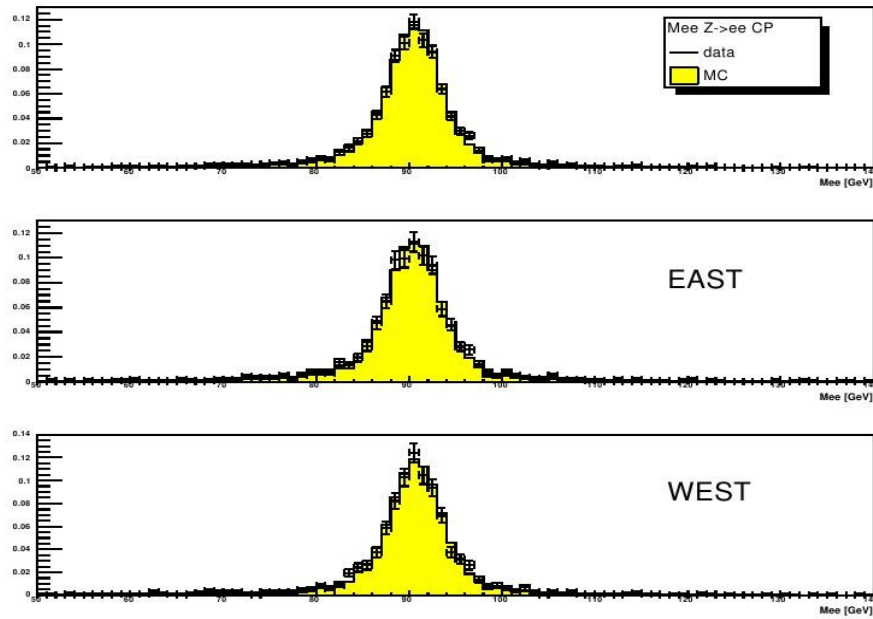
Ανατολικό τμήμα: Κλίμακα=-1.9±0.2 %	Ανάλυση=2.4±0.4 %
Δυτικό τμήμα : Κλίμακα=-1.6±0.2 %	Ανάλυση=2.4±0.4 %

Με τη χρήση αυτών των τιμών, υπάρχει πολύ καλή συμφωνία όσον αφορά την αναλλοίωτη μάζα και της κατανομής E/p μεταξύ Z->ee δεδομένων και Z->ee MC, όπως φαίνεται και από τα Σχ. 34,35 και 36.

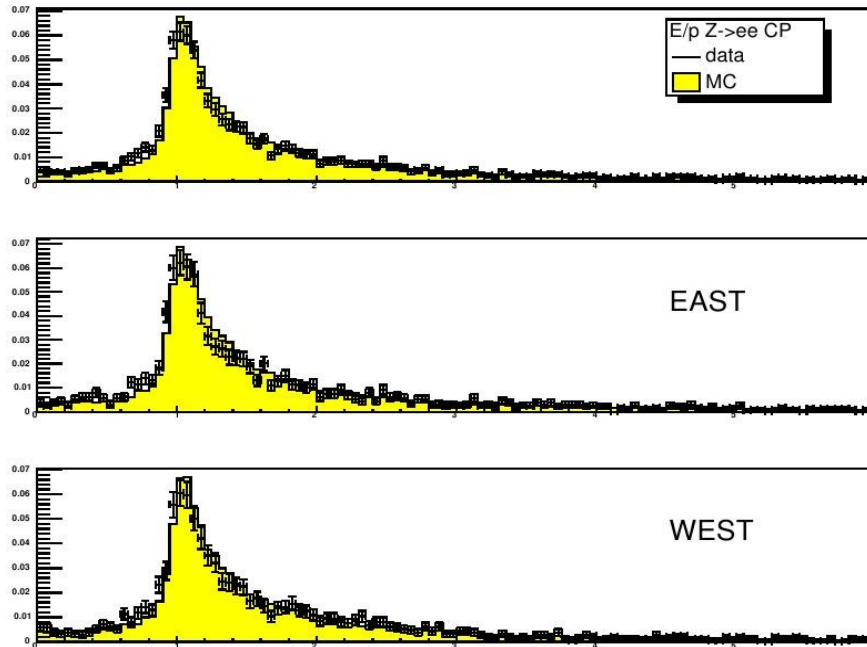
4 Ορίζουμε ως $\chi^2 = \sum \frac{x_{Data}^2 - x_{MC}^2}{\sigma_{Data}^2}$



Σχήμα 34: Έλεγχος της κλίμακας H/M ενέργειας από $Z \rightarrow ee$ πειραματικά δεδομένα (κάτω) και MC (πάνω)



Σχήμα 35: Αναλλοίωτη μάζα των δύο ηλεκτρονίων μετά από την διόρθωση σε κλίμακα και ανάλυση της ενέργειας. Παρουσιάζονται $Z \rightarrow ee$ δεδομένα (τελείες) και $Z \rightarrow ee$ MC (κίτρινο ιστόγραμμα)



Σχήμα 36: Η παράμετρος E/p μετά την χρήση διόρθωσης κλίμακας και ανάλυσης ενέργειας. $Z \rightarrow ee$ δεδομένα (σημεία) $Z \rightarrow ee$ MC (κίτρινο ιστόγραμμα)

Οι αβεβαιότητες στην κλίμακα και ανάλυση της ενέργειας υπολογίστικαν ξεχωριστά για το ανατολικό και δυτικό τμήμα.

SYSTEMATICS		$\Delta(A)/A(3\sigma)$ (%)	$\Delta(A)/A(1\sigma)$ (%)
SCALE	$+\sigma$	0.656	0.219
SCALE	$-\sigma$	0.637	0.232
SMEAR	$+\sigma$	0.085	0.018
SMEAR	$-\sigma$	0.106	0.043

Πίνακας 4: Συστηματικές αβεβαιότητες στην αποδοχή του ανιχνευτού για $\pm 3\sigma$ και $\pm 1\sigma$ μεταβολές στις ελάχιστες τιμές της κλίμακας και ανάλυσης της ενέργειας. Το A στον πίνακα συμβολίζει την αποδοχή.

Η μεγαλύτερη διαφορά μεταξύ των τιμών της αποδοχής που προκύπτουν από $\pm 3\sigma$ ($\pm 1\sigma$) μεταβολές στην κλίμακα και ανάλυση της ενέργειας λαμβάνονται ως συστηματικές αβεβαιότητες. Η τελική τιμή που υπολογίζεται βάση αυτού του σκεπτικού είναι $\Delta A/A(\%) = 0.656$ για την κλίμακα της ενέργειας και $\Delta A/A(\%) = 0.106$ για την ανάλυση της ενέργειας (Πιν. 4).

3.3.2.2 Αβεβαιότητα στην ενέργεια ανάκρουσης.

Η απόδοση του κριτηρίου επιλογής της ελλείπουσας εγκάρσιας ενέργειας για τα $W \rightarrow \text{en}$ γεγονότα υπολογίζεται απ'ευθείας από MC. Δεδομένου ότι η μέτρηση της ενέργειας του καλοριμέτρου παίζει ένα πολύ σημαντικό ρόλο στην εκτίμηση της ελλείπουσας ενέργειας, είναι πολύ σημαντικό να ρυθμιστεί η μοντελοποίηση του MC για την εναπόθεση ενέργειας στο καλορίμετρο για $W \rightarrow \text{en}$ γεγονότα, έτσι ώστε να υπάρξει η καλύτερη δυνατή σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα. Η μοντελοποίηση του αδρονικού καταιγισμού, της ενέργειας ανάκρουσης του μποζονίου του W , γεγονότων υποβάθρου στο MC, μπορεί να είναι ανακριβής και κατά συνέπεια να οδηγήσει σε διαφορές μεταξύ δεδομένων και MC. Επίσης θα πρέπει να λάβουμε υπ'όψιν ότι το MC δεν μοντελοποιεί πολλαπλές αλληλεπιδράσεις και διαφόρους τύπους υποβάθρου του επιταχυντή. Για να συμπεριλάβουμε όλες αυτές τις πιθανές διαφορές μεταξύ πειραματικών δεδομένων και MC, είναι απαραίτητο να ρυθμιστούν όλες καλοριμετρικές κατανομές του MC έτσι ώστε να ταιριάζουν με αυτές που παρατηρούμε στα πειραματικά δεδομένα.

Η ενέργεια ανάκρουσης (recoil energy)(Σχ.37) ορίζεται ως $\vec{U} = -M\vec{E}_T - \vec{E}_T$. Αυτό που προσπαθούμε να κάνουμε είναι να ρυθμίσουμε την ενέργεια ανάκρουσης που υπολογίζουμε από το MC στην ενέργεια ανάκρουσης που έχει υπολογιστεί από τα δεδομένα, αφού πρώτα έχει αφαιρεθεί το υπόβαθρο.

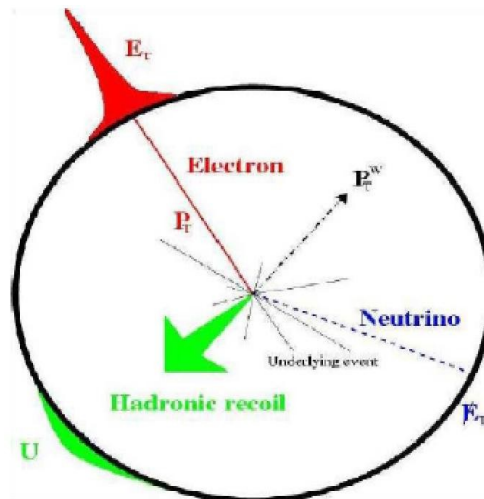
Η παράλληλη και κάθετη συνιστώσα της ενέργειας ανάκρουσης, ως προς την κατεύθυνση του ηλεκτρονίου από την διάσπαση του μποζονίου του W , στο κατακόρυφο επίπεδο που διέρχεται από τον ανιχνευτή, διορθώνονται ξεχωριστά.

Οι παράμετροι διόρθωσης της ενέργειας ανάκρουσης είναι η κλίμακα και η μετατόπιση της ενέργειας ανάκρουσης. Οι διορθώσεις αυτές εφαρμόζονται ξεχωριστά στις δυο συνιστώσες της ενέργειας ανάκρουσης ως εξής (scale=κλίμακα, shift=μετατόπιση):

$$\begin{aligned} U_{\parallel new} &= scale_{\parallel} \times (U_{\parallel old} + shift_{\parallel}) \\ U_{\perp new} &= scale_{\perp} \times (U_{\perp old} + shift_{\perp}) \end{aligned} \quad (50)$$

Η διόρθωση κλίμακας της ενέργειας ανάκρουσης, χρησιμοποιείται λόγω των

πιθανών προβλημάτων μοντελοποίησης της απόκρισης του καλοριμέτρου και του φαινομένου πολλαπλών αλληλεπιδράσεων, η μοντελοποίηση των γεγονότων υποβάθρου και των άλλων υποβάθρων του ανιχνευτού δεν εξαρτώνται από την κατεύθυνση του λεπτονίου.



Σχήμα 37: Κινηματική της παραγωγής και διάσπασης του μποζονίου του W, όπως αυτό φαίνεται στο επίπεδο που είναι κάθετο στη ευθεία σύγκρουσης πρωτονίων αντιπρωτονίων. Το πράσινο διάνυσμα είναι η αδρονική ενέργεια ανάκρουσης, το μαύρο διακεκομμένο διάνυσμα είναι η εγκάρσια ορμή του μποζονίου του W, το κόκκινο διάνυσμα είναι η εγκάρσια ορμή του ηλεκτρονίου και όλα τα υπόλοιπα διανύσματα συνεισφέρουν στην ελλείπουσα εγκάρσια ενέργεια.

Η διόρθωση μετατόπισης έχει σχεδιαστεί για να λαμβάνει υπ' όψιν προβλήματα μοντελοποίησης που είναι συσχετισμένα με την κατεύθυνση του λεπτονίου, όπως για παράδειγμα το μοντέλο της ενέργειας ανάκρουσης του μποζονίου W, και το μοντέλο για την εναπόθεση ενέργειας του λεπτονίου στο καλορίμετρο. Αναμένεται να μην υπάρχει ανάγκη διόρθωσης μετατόπισης σε κατεύθυνση κάθετη στη κίνηση του λεπτονίου. Παραταύτα έγινε έλεγχος αυτής της υπόθεσης, θεωρώντας σαν διόρθωση μετατόπισης έναν μικρό σταθερό αριθμό.

Για να υπολογιστεί η διόρθωση κλίμακας και μετατόπισης της ενέργειας ανάκρουσης, χρησιμοποιήθηκε προσαρμογή χ^2 μεταξύ της ενέργειας ανάκρουσης που υπολογίστηκε από MC και αυτής που υπολογίστηκε από πειραματικά δεδομένα.

Εδώ θα πρέπει να τονιστεί ότι πριν τον υπολογισμό της ενέργειας

ανάκρουσης αφαιρέθηκε το QCD υπόβαθρο. Πρώτα έγινε χρήση των κριτηρίων επιλογής τα οποία είναι $\text{IsoRel} > 0.2$ και ελλείπουσα εγκάρσια ενέργεια $M_{E_T} < 25 \text{ GeV}$ και έπειτα υπολογίστηκε η ενέργεια ανάκρουσης για το υπόβαθρο QCD. Τελικά η ενέργεια αυτή αφαιρείται από την ολική ενέργεια ανάκρουσης.

Ποιο συγκεκριμένα, οι καλύτερες τιμές για τις διορθώσεις κλίμακας και μετατόπισης της ενέργειας ανάκρουσης, υπολογίζονται με τη χρήση προσαρμογών χ^2 μεταξύ ενεργειών ανάκρουσης από δεδομένα και διορθωμένες κατανομές MC για ένα εύρος τιμών κλίμακας και μετατόπισης. Η διαδικασία αυτή ολοκληρώνεται μέσα από πολλές επαναλήψεις. Πρώτα καθορίζεται η καλύτερη δυνατή τιμή για την διόρθωση μετατόπισης και έπειτα γίνεται προσαρμογή για την εύρεση των καλύτερων δυνατών τιμών της διόρθωσης κλίμακας.

Επαναλάβουμε αυτή τη διαδικασία εως ότου οι τιμές των διορθώσεων κλίμακας και μετατόπισης σταθεροποιηθούν.

Οι αβεβαιότητες στις διορθώσεις κλίμακας και μετατόπισης της ενέργειας ανάκρουσης υπολογίζονται μεταβάλλοντας τα ελάχιστα των προσαρμογών χ^2 κατά ± 3 σ. Εδώ υπολογίστηκαν και οι αβεβαιότητες για μετατόπιση των ελαχίστων κατά ± 1 σ. Τελικά επιλέχθηκε να χρησιμοποιηθούν οι αβεβαιότητες που προκύπτουν από την μετατόπιση των ελαχίστων κατά ± 3 σ λόγω του ότι η ρύθμιση που γίνεται στην ενέργεια ανάκρουσης που μας δίνει το MC, συμπεριλαμβάνει ένα ευρύ φάσμα πιθανών προβλημάτων με το μοντέλο που χρησιμοποιεί το MC. Λόγω αυτού του γεγονότος είμαστε πιο συντηρητικοί στον υπολογισμό των αβεβαιοτήτων αυτών των παραμέτρων.

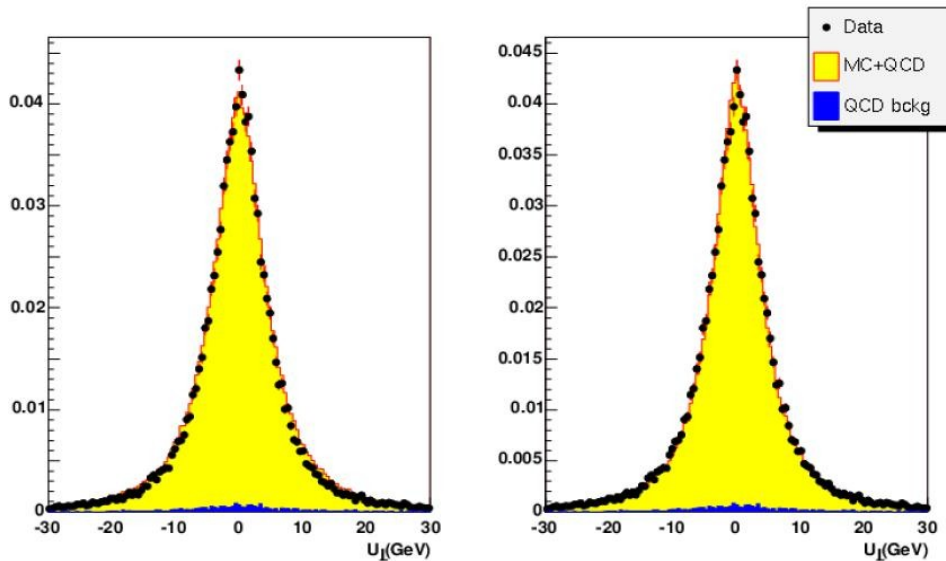
Το ολικό σφάλμα στην αποδεκτικότητα όσον αφορά τις αβεβαιότητες στην ενέργεια ανάκρουσης υπολογίζονται με υπολογισμό της αποδεκτικότητας για τιμές διόρθωσης κλίμακας και μετατόπισης ενέργειας ανάκρουσης κατά ± 3 σ. Για κάθε μια από τις υπολογιζόμενες αποδεκτικότητες βρίσκουμε την διαφορά της από την εξ ορισμού τιμή και τελικά η τετραγωνική ρίζα του αθροίσματος των τετραγώνων αυτών μας δίνει την αβεβαιότητα στην αποδεκτικότητα όσον αφορά τις διορθώσεις κλίμακας και μετατόπισης της ενέργειας ανάκρουσης. Στο άθροισμα αυτό συνεισφέρουν μόνο οι μεγαλύτερες διαφορές από την αλλαγή κατά ± 3 σ των παραμέτρων διόρθωσης.

Στις Σχ. 38 και 39 παρουσιάζεται η κατακόρυφη και παράλληλη συνιστώσα της ενέργειας ανάκρουσης, ενώ στο Σχ. 40 οι προσαρμογές χ^2 .

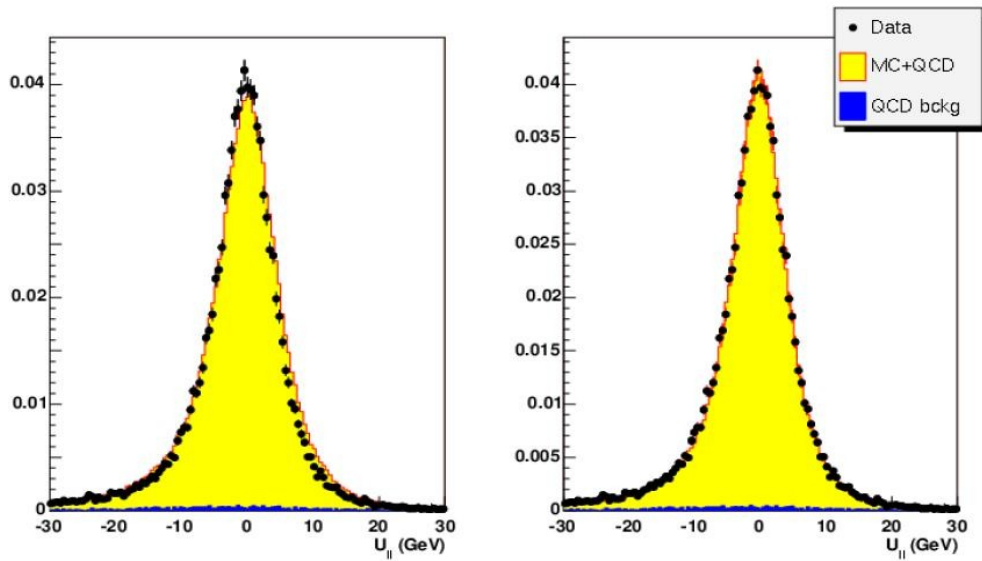
Στον Πιν.5 παρουσιάζονται όλες οι συνεισφορές στα συστηματικά σφάλματα της αποδεκτικότητας λόγω των διορθώσεων στην ενέργεια ανάκρουσης.

Parameter	Scale Upar	Shift Upar	Scale Uperp	Shift Uperp
Fit Value	0.8830	-0.3270	0.8970	0.0360
$ \Delta A /A_{-3\sigma}(\%)$	0.2100	0.2480	0.0980	0.0000
$ \Delta A /A_{+3\sigma}(\%)$	0.2270	0.2380	0.0960	0.0027
Total $\pm 3\sigma$	0.350			
$ \Delta A /A_{-1\sigma}(\%)$	0.0730	0.0840	0.0330	0.0012
$ \Delta A /A_{+1\sigma}(\%)$	0.0730	0.0840	0.0310	0.0019
Total $\pm 1\sigma$	0.1160			

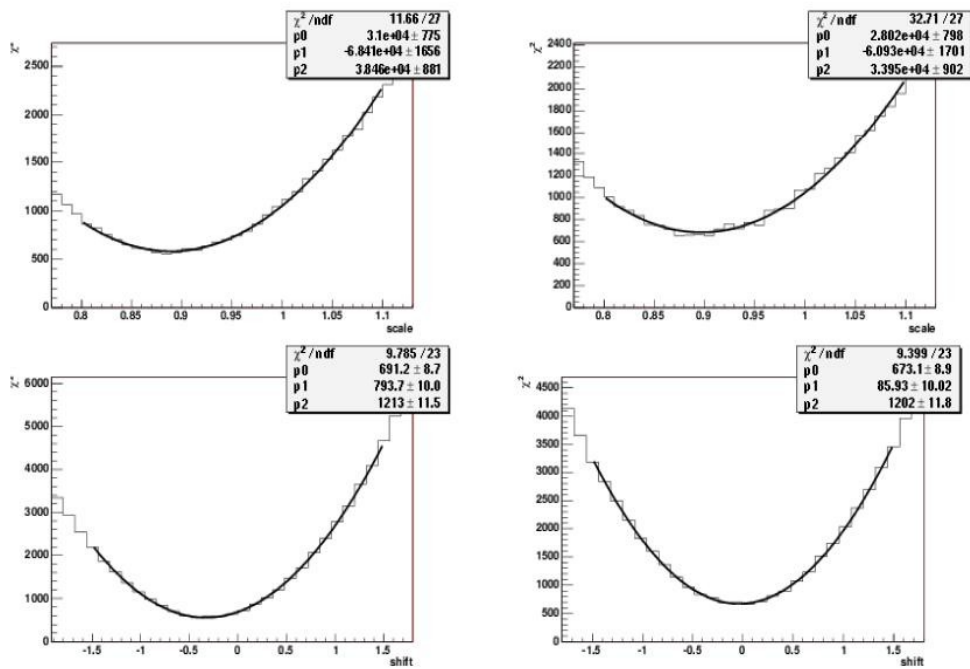
Πίνακας 5:Αποτελέσματα των προσαρμογών χ^2 για τις διορθώσεις κλίμακας (scale) και μετατόπισης(shift) της ενέργειας ανάκρουσης, στον υπολογισμό της αποδοχής.



Σχήμα 38:Σύγκριση κάθετης συνιστώσας της ενέργειας ανάκρουσης μεταξύ δεδομένων(σημεία) και MC+QCD(ιστόγραμμα). Αριστερά είναι πριν τη διόρθωση δεξιά μετά την διόρθωση. Τα μπλε σημεία είναι το QCD υπόβαθρο.



Σχήμα 39: Σύγκριση παράλληλης συνιστώσας της ενέργειας ανάκρουσης ανάκρουσης μεταξύ δεδομένων(σημεία) και MC+QCD (ιστόγραμμα). Αριστερά είναι πριν τη διόρθωση δεξιά μετά την διόρθωση. Τα μπλε σημεία είναι το QCD υπόβαθρο.



Σχήμα 40: Προσαρμογές χ^2 για τις διορθώσεις κλίμακας και μετατόπισης για την παράλληλα συνιστώσα της ενέργειας ανάκρουσης(γραφικές παραστάσεις στα αριστερά) και την κατακόρυφη συνιστώσα (γραφικές παραστάσεις στα δεξιά)

3.3.2.3 Συνεισφορά των PDFs στην αποδοχή.

Η μέση τιμή της αποδοχής που χρησιμοποιήθηκε για την μέτρηση της ενεργού διατομής, υπολογίστηκε με τη χρήση του σετ συναρτήσεων κατανομής παρτονίων (PDF) MRST01E [56].

Τα PDF σετ έχουν κατασκευαστεί από προσαρμογές σε μεγάλο αριθμό πειραματικών δεδομένων, τα οποία ήδη περιλαμβάνουν κάποιες πειραματικές αβεβαιότητες. Τα περισσότερα από αυτά τα δεδομένα προέρχονται από το πείραμα HERA. Καταστάσεις όπως είναι οι κλίμακες ενέργειας των ανιχνευτών, οι σχετικές τους θέσεις, η εκτίμηση των υποβάθρων, είναι ικανά να αλλάξουν το κλάσμα μεταφερόμενης ορμής x στα παρτόνια αλλά και την μεταφερόμενη ορμή Q^2 , μεταβάλλοντας έτσι τις μορφές των πειραματικών κατανομών. Οι καταστάσεις αυτές συσχετίζονται μεταξύ τους με πολύπλοκους τρόπους. Περαιτέρω αποτελέσματα υπάρχουν από πειράματα σταθερού στόχου αλλά και από τον Tevatron. Όλες αυτές οι αβεβαιότητες πρέπει να ληφθούν υπ' όψιν κατά τη διάρκεια της προσαρμογής.

Οι ομάδες CTEQ [55] και MRST [56] έχουν προσπαθήσει να συμπεριλάβουν τα σφάλματα των πειραματικών δεδομένων στους υπολογισμούς της Δεύτερης τάξης (NLO) των PDF σετ, κατασκευάζοντας ομάδες ιδιοανυσμάτων που αντιπροσωπεύουν τους συνδυασμούς των διαφορετικών πηγών αβεβαιότητας. Η ομάδα CTEQ χρησιμοποιεί 20 τέτοια ιδιοανύσματα ενώ η ομάδα MRST χρησιμοποιεί 15 ιδιοανύσματα.

Υπολογίζουμε τα $d\sigma/dy$ για NLO με τη χρήση αυτών ομάδων PDF και προσθέτοντας κατάλληλα τις αποδεκτικότητες που υπολογίζονται για κάθε ομάδα PDF, όπως μας συμβουλεύουν οι δύο ομάδες CTEQ και MRST.

Για να υπολογίσουμε την συνεισφορά των συστηματικών σφαλμάτων λόγω των PDF, στην αποδοχή του ανιχνευτού, έγινε χρήση του σετ CTEQ6.1 [55]. Για κάθε μια από τις παραμέτρους κατασκευάστηκαν MC με αλλαγή κατά 90 % CL (ή $\pm 1.6\sigma$) της μέσης τιμής κάθε παραμέτρου ξεχωριστά. Έτσι παρήχθησαν 40 διαφορετικά δείγματα MC, και συμπεριλαμβανομένου του αρχικού $W \rightarrow e\nu$ MC, χρησιμοποιήθηκαν συνολικά 41 δείγματα MC.

Για κάθε δείγμα υπολογίστηκαν οι αποδοχές. Την κεντρική τιμή της αποδοχής τη συμβολίζουμε με A_0 (default) και τις τιμές αποδοχής για τις μεταβολές

καθενός ξεχωριστά των ιδιοανυσμάτων του σετ των συναρτήσεων κατανομής παρτονίων: A_i^{up} αν έχει υπολογιστεί από μετατόπιση της τιμής του ιδιοανύσματος i κατά $+1.6\sigma$,

και A_i^{down} αν έχει υπολογιστεί από μετατόπιση της τιμής του ιδιοανύσματος i κατά -1.6σ .

Με αυτά τα δεδομένα υπολογίζουμε τις διαφορές κάθε μιας από αυτές τις αποδοχής από την κεντρική τιμή (Σχ.41).

Στο σημείο αυτό γίνεται ο εξής ορισμός:

$$\Delta(A_i^{up}) = A_i^{up} - A_0$$

$$\Delta(A_i^{down}) = A_i^{down} - A_0$$

Για να υπολογίσουμε την ολική αβεβαιότητα στην αποδοχή ως προς τις συναρτήσεις κατανομή παρτονίων, πήραμε τις μέγιστες και ελάχιστες μεταβολές και κάναμε χρήση των παρακάτω εξισώσεων:

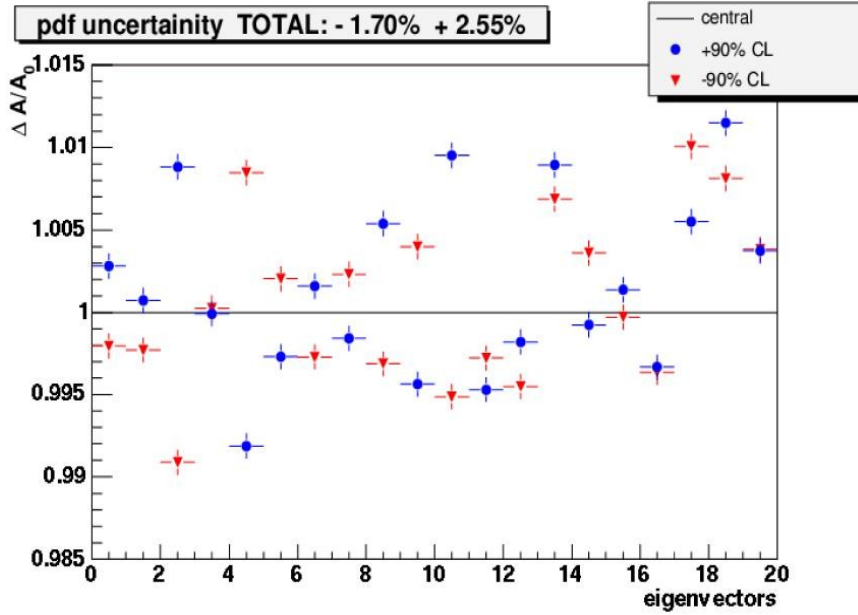
$$\Delta A_{max}^{up} = \sqrt{\sum_{i=0}^N [\max(\Delta A_i^{up}, \Delta A_i^{down}, 0)]^2}$$

$$\Delta A_{max}^{down} = \sqrt{\sum_{i=0}^N [\max(-\Delta A_i^{up}, -\Delta A_i^{down}, 0)]^2}$$

Και το αποτέλεσμα είναι : $\Delta A_{max}^{up} = 2.55\%$ και $\Delta A_{max}^{down} = -1.7\%$

Η μεθοδολογία που χρησιμοποιήθηκε για την εκτίμηση της αβεβαιότητας λόγω των συναρτήσεων κατανομών παρτονίων είναι γνωστή και ως “Brute force”[57]. Σαν επιπλέον έλεγχο του αποτελέσματος υπολογίσαμε τις 41 αποδεκτικότητες με τον εξής ορισμό:

$$A_i = \frac{\int \frac{d\sigma_i}{dy} A(y) dy}{\int \frac{d\sigma}{dy} dy}$$

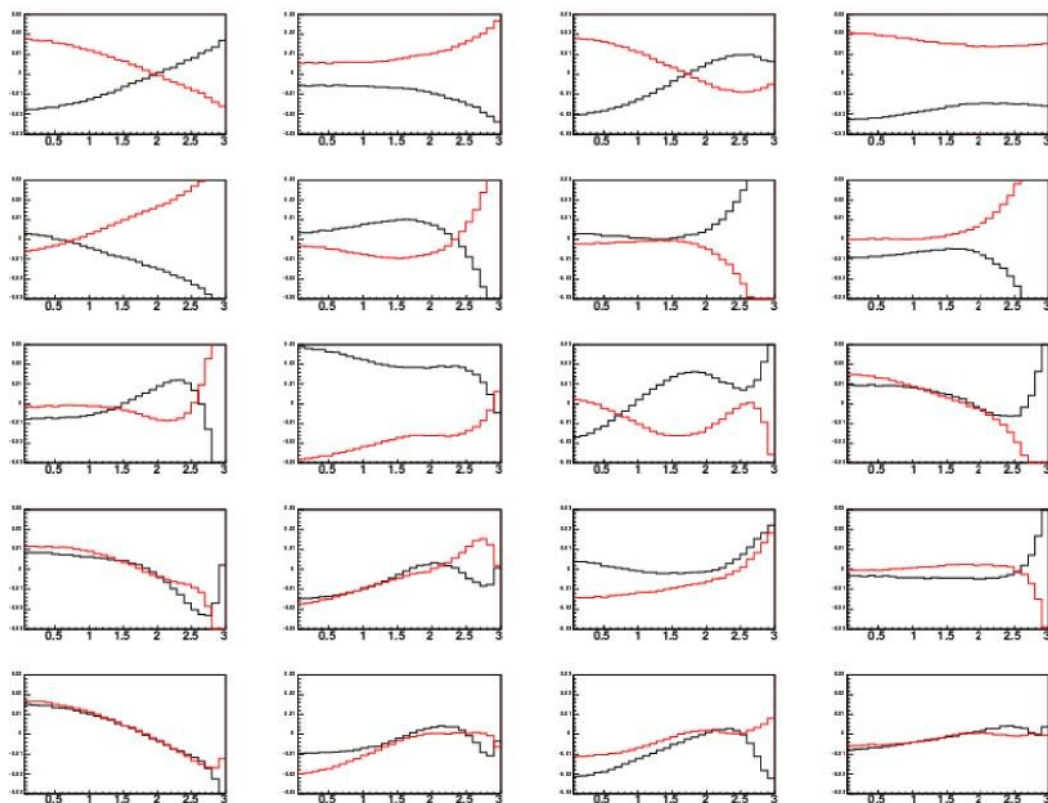


Σχήμα 41: Σχετικές μεταβολές της αποδοχής για διαφορετικά σετ σφαλμάτων συναρτήσεων κατανομής παρτονίων. Χρησιμοποιήθηκε το CTEQ6.1 PDF σετ.

όπου $d\sigma_i/dy$ υπολογίστηκε σε διόρθωση NLO με τη χρήση του CTEQ6.1 PDF σετ [57]. Οι αλλαγές της ενεργού διατομής σαν συνάρτηση της ωκύτητας του μποζονίου, για μεταβολές κατά $+1.6 \sigma$ και -1.6σ των 20 ιδιοανυσμάτων φαίνονται στο Σχ.42. Χρησιμοποιώντας την προηγούμενη μεθοδολογία για την ολική θετική και αρνητική μεταβολή βρίσκουμε:

$$\Delta A_{max}^{up} = 1.79\% \quad \text{και} \quad \Delta A_{max}^{down} = -1.31\%$$

Λόγω της μεθόδου κατασκευής των ιδιοανυσμάτων είναι δύσκολο να πούμε πια είναι η φυσική πηγή της αβεβαιότητας, που μας δείχνει κάθε ιδιοάνυσμα. Για το σετ CTEQ6.1 είναι γνωστό ότι το 15^ο διάνυσμά του, αναπαριστά την αβεβαιότητα στην κατανομή των γλουονίων, η συνεισφορά του όμως στην αβεβαιότητα της αποδοχής είναι μηδαμινή για αυτή την ανάλυση.



Σχήμα 42: Οι μεταβολές στην ενεργό διατομή $(\sigma_i - \sigma_0)/\sigma_0$ για `up` (μαύρη γραμμή) και `down` (κόκκινη γραμμή) για μετατοπίσεις των 20 ιδιοανυσμάτων.

Με τη χρήση του σετ MRST01E για τον υπολογισμό της αποδοχής έχουμε :

$A = 0.2555 \pm 0.0002(\text{stat})$ ενώ με τη χρήση του σετ CTEQ6.1 έχουμε:

$A = 0.25725 \pm 0.00023(\text{stat})$. Η διαφορά τους είναι 0.7%.

Επιλέγουμε σαν κεντρική αποδοχή αυτή που υπολογίστηκε με τη χρήση της ομάδας MRST01E η οποία είναι νεότερη από την ομάδα CTEQ6.1. Τη συνεισφορά των συστηματικών σφαλμάτων που υπεισέρχονται στην αποδεκτικότητα, την υπολογίζουμε από την ομάδα CTEQ6.1. Η επιλογή μας αυτή βασίζεται σε δύο παράγοντες: πρώτον είναι απαραίτητο να υπάρχει συμφωνία με τον αντίστοιχο υπολογισμό που έχει γίνει στην κεντρική περιοχή του ανιχνευτού του CDF και δεύτερος και βασικότερος λόγος είναι ότι, δεδομένου ότι οι ομάδα των συναρτήσεων κατανομής CTEQ6.1 έχει περισσότερα ιδιοανυσμάτων (20), σε σύγκριση με την ομάδα MRST01E (15), τα συστηματικά σφάλματα που δίνει είναι μεγαλύτερα και επομένως επιλέγεται η ομάδα CTEQ6.1. Υπολογίζοντας τις μέγιστες διαφορές αποδοχής με χρήση άλλων αλγορίθμων [58] (PRD

prescription) καταλήγουμε με $\Delta A_{max}^{up}=1.7\%$ και $\Delta A_{max}^{down}=-1.29\%$.

3.3.2.4 Εγκάρσια ορμή του W

Η αρχική ακτινοβολία γλουονίων και η εγκάρσια ορμή των παρτονίων μέσα στο πρωτόνιο δεν είναι καλά καθορισμένες, υπάρχει λοιπόν μια αβεβαιότητα η οποία συσχετίζεται με την εγκάρσια ορμή του μποζονίου του W η οποία με τη σειρά της επηρεάζει την γωνιακή κατανομή και τις ενέργειες των ηλεκτρονίων που προέρχονται από την διάσπαση του W και κατά συνέπεια την αποδοχής του ανιχνευτού.

Η αβεβαιότητα αυτή εκτιμάται ρυθμίζοντας 4 παραμέτρους του PYTHIA MC [59] PARP(62), PARP(64), PARP(91) και PARP(93). Υπολογίσαμε τα χ^2 μεταξύ της εγκάρσιας ενέργειας του μποζονίου από MC και δεδομένα και βρήκαμε τις τιμές της καλύτερης προσαρμογής καθώς και τα σημεία που βρίσκονται $\pm 3\sigma$ από την κεντρική τιμή των τιμών αυτών. Οι μέσες τιμές των παραμέτρων αυτών καθώς και οι μεταβολές τους παρουσιάζονται στον Πιν.6.

Parameter	Description	Default	3σ
PARP(62)	Q_{min}^2 for parton showers	1.25	0.30
PARP(64)	K_T evolution scale factor	0.2	0.03
PARP(91)	$K_T \sigma$	2.1	0.30
PARP(93)	K_T cutoff	15	3

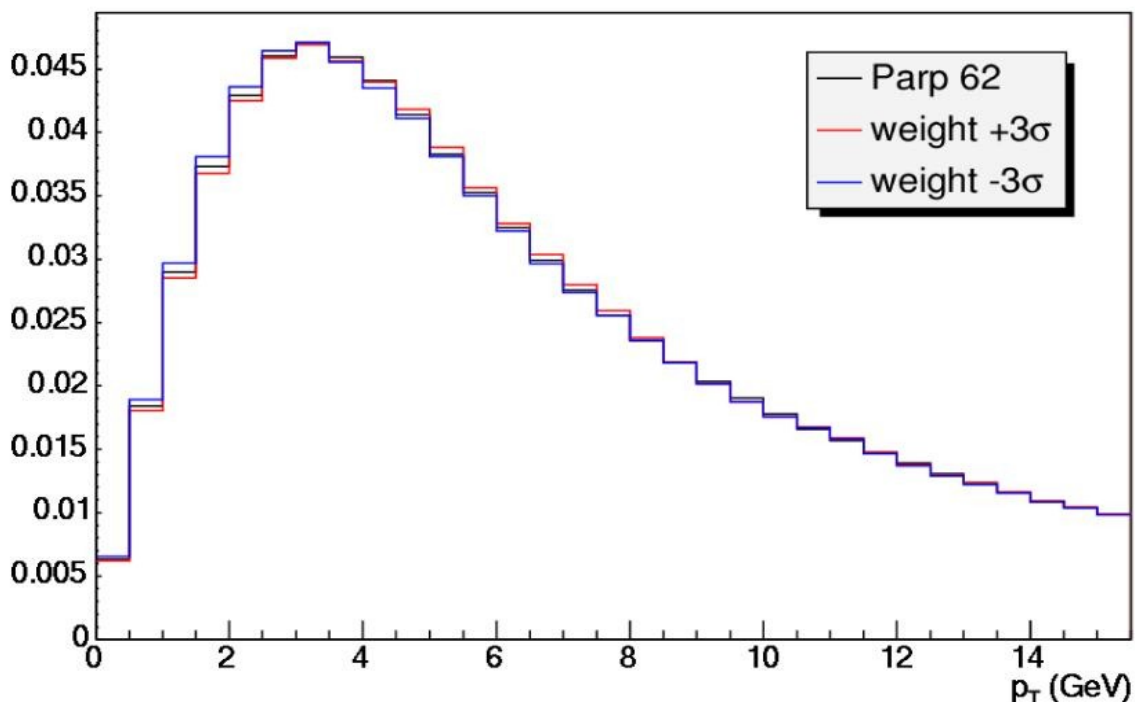
Πίνακας 6: Οι 4 παράμετροι του PYTHIA MC που χρησιμοποιούνται για την ρύθμιση της μοντελοποίησης της εγκάρσιας ορμής του μποζονίου.

Για να προσδιορίσουμε το κατά πόσον η αποδοχή των W->εν γεγονότων μεταβάλλεται σε συνάρτηση με τη μορφή της κατανομής της εγκάρσιας ορμής του μποζονίου του W, επαναπροσδιορίζουμε αυτή την κατανομή στο αρχικό δείγμα MC με παράγοντες οι οποίοι είναι οι μεταβολές των 4 παραμέτρων, που αναφερθήκαμε πιο πριν, κατά $\pm 3\sigma$ των μέσων τιμών τους. Από αυτή τη διαδικασία παρατηρήσαμε ότι η συνεισφορά της παραμέτρου PARP(93) είναι

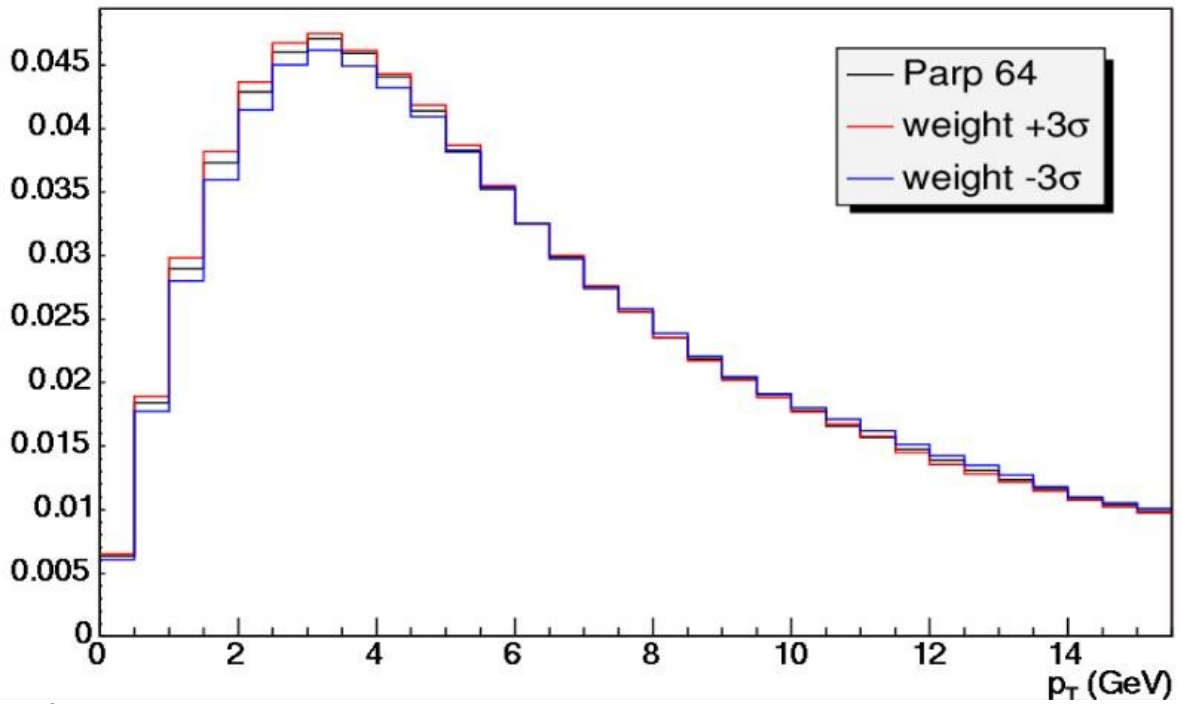
μηδαμινή στην μορφή της εγκάρσιας ορμής του μποζονίου και κατά συνέπεια στην αποδοχή. Στα Σχ. 43, 44 και 45 παρουσιάζονται οι κατανομές της εγκάρσιας ορμής του μποζονίου του W για το αρχικό δείγμα MC αλλά και για τα MC που δημιουργήθηκαν με μεταβολές κατά $\pm 3 \sigma$ των 4 παραμέτρων. Η επίπτωση των αλλαγών αυτών στην αποδοχή φαίνεται στον Πιν.7.

Parameter	$\Delta(A)/A$ (%)
Par 62	0.0067
Par 64	0.0275
Par 91	0.0124
Par 93	0.0000
Total	+/-0.0309

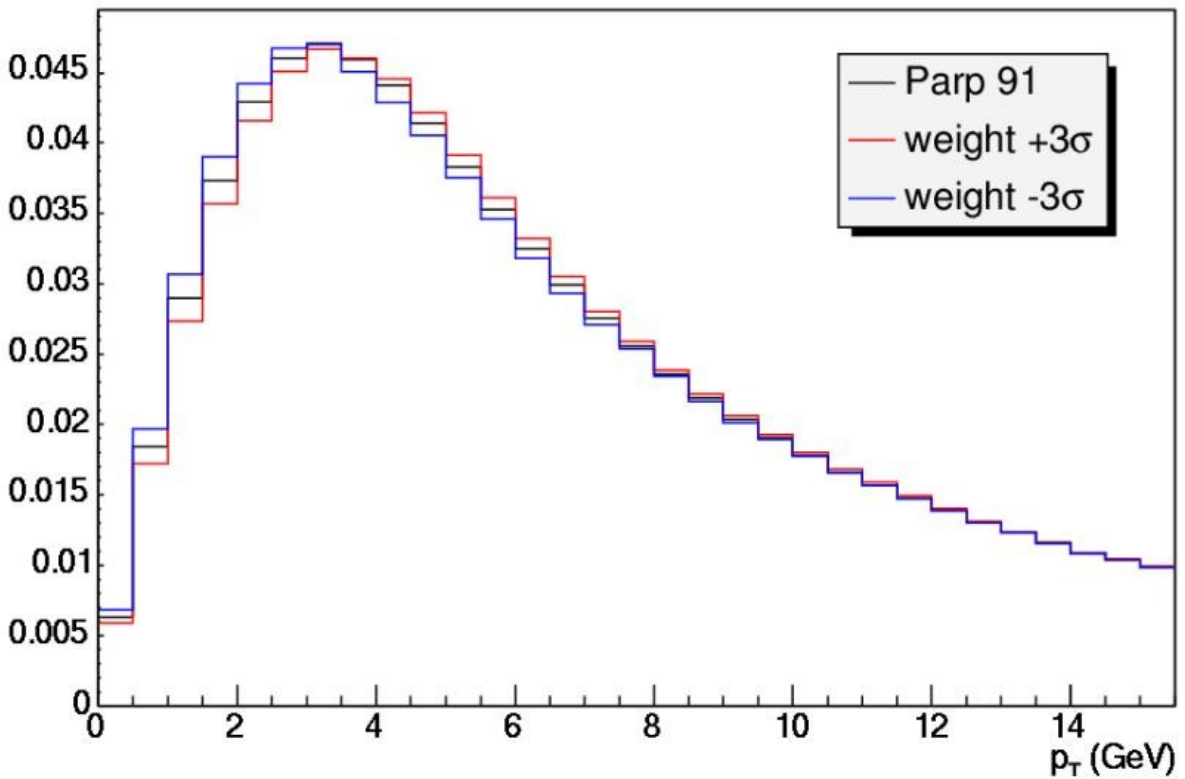
Πίνακας 7:Μεταβολές στην αποδοχή των $W \rightarrow e\nu$ γεγονότων για αλλαγές των παραμέτρων ρύθμισης της εγκάρσιας ορμής του W του PYTHIA MC



Σχήμα 43: Η εγκάρσια ορμή του W με μεταβολή της παραμέτρου 62 κατά $\pm 3 \sigma$ και σύγκριση με το αρχικό MC



Σχήμα 44: Η εγκάρσια ορμή του W με μεταβολή της παραμέτρου 64 κατά $\pm 3 \sigma$ και σύγκριση με το αρχικό MC



Σχήμα 45: Η εγκάρσια ορμή του W με μεταβολή της παραμέτρου 91 κατά $\pm 3 \sigma$ και σύγκριση με το αρχικό MC

3.3.2.5 Αβεβαιότητα πάχους υλικού

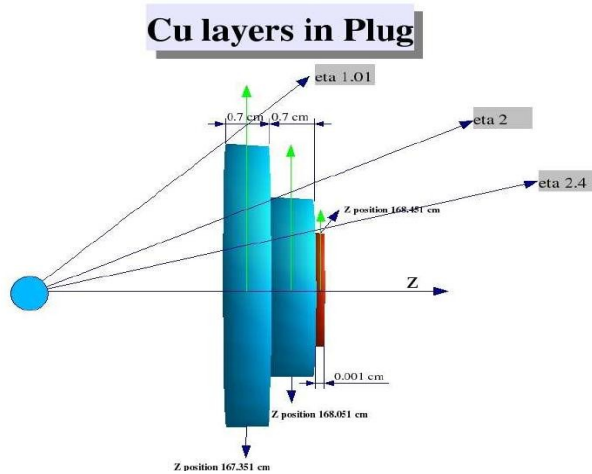
Το ποσό του υλικού που βρίσκεται στον ανιχνευτή καθορίζει την έκταση του φαινομένου bremsstrahlung και κατά συνέπεια επηρεάζει το φάσμα της εγκάρσιας ορμής του ηλεκτρονίου και τον ηλεκτρομαγνητικό καταγισμό που καταγράφεται στα καλορίμετρα. Είναι λοιπόν απαραίτητο, όταν γίνεται χρήση της προσομοίωσης για τον προσδιορισμό της αποδεκτικότητας του ανιχνευτού, να γνωρίζουμε με τη μεγαλύτερη δυνατή ακρίβεια, ποσό καλά γίνεται η μοντελοποίηση του υλικού που υπάρχει στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού. Το υλικό στο οποίο αναφερόμαστε, αφορά κυρίως καλώδια μεταφοράς ηλεκτρικών σημάτων από τα διάφορα τμήματα του ανιχνευτού CDF.

Η ενέργεια που καταγράφεται στον PPR είναι αυτή που επηρεάζεται περισσότερο από το υλικό που βρίσκεται μπροστά από το εμπρόσθιο ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο. Το υλικό αυτό, όπως περιγράφεται από το πρόγραμμα προσομοίωσης του CDF, είναι 3 πλάκες χαλκού η γεωμετρία των οποίων φαίνεται στο Σχ. 46.

Παρήχθησαν διαφορετικά δείγματα $W \rightarrow e\nu$ και $Z \rightarrow ee$ MC με αλλαγή του πάχους του υλικού μπροστά από τον PPR κατά $\pm 1/3 X_0$, $\pm 1/6 X_0$ του χαλκού.

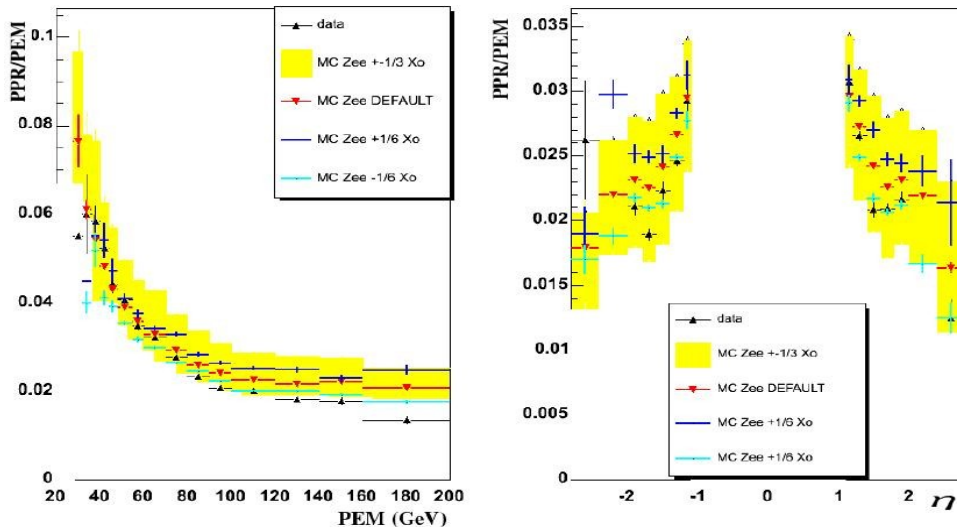
Λεπτομερώς τα δείγματα MC που χρησιμοποιήθηκαν για αυτή τη μελέτη ήταν:

- $Z \rightarrow ee$ με $\pm 1/3 X_0$ του χαλκού (~1 εκ. Γεγονότα)
- $W \rightarrow e\nu$ με $\pm 1/3 X_0$ του χαλκού (~1 εκ. Γεγονότα)
- 223 pb^{-1} φωτεινότητας δεδομένων

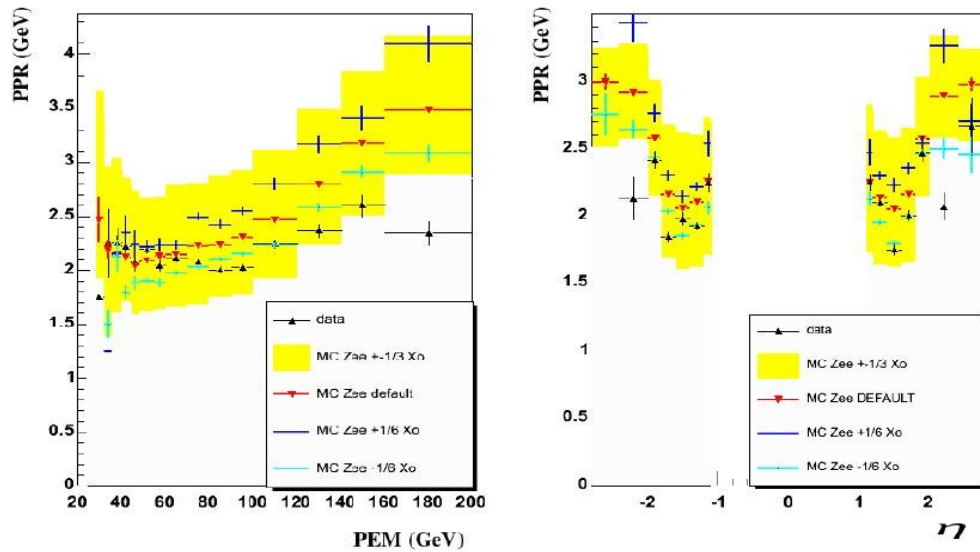


Σχήμα 46: Οι πλάκες χαλκού μπροστά από H/M καλορίμετρο όπως αυτές περιγράφονται από το πρόγραμμα προσομοίωσης του CDF.

Στο Σχ. 47 παρουσιάζεται ο λόγος της ενέργειας που καταγράφεται στο PPR προς την ενέργεια που καταγράφεται στο υπόλοιπο καλορίμετρο (PPR/PEM) ως συνάρτηση της ενέργειας του καλοριμέτρου (PEM) και η , για ηλεκτρόνια που ανιχνεύονται στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού από διασπάσεις $Z \rightarrow ee$. Στο Σχ. 48 παρουσιάζεται η ενέργεια που καταγράφεται στον PPR ως συνάρτηση της ενέργειας PEM και η .



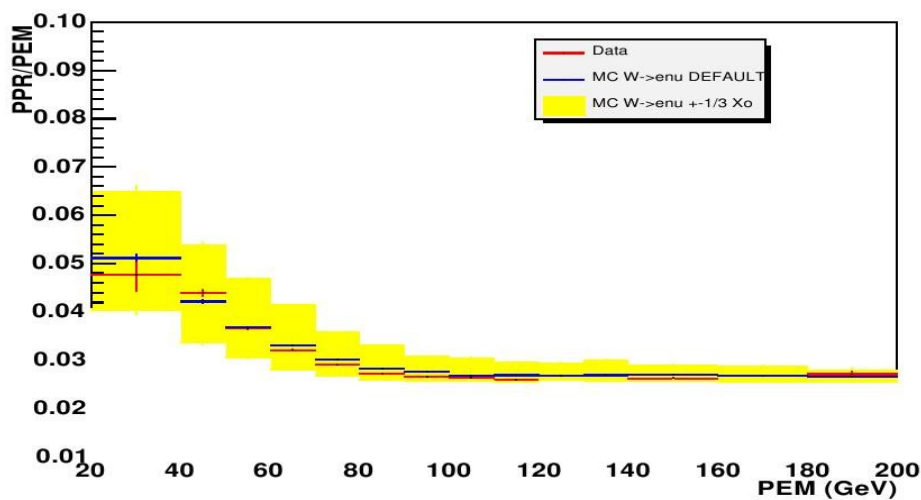
Σχήμα 47: PPR/PEM vs PEM (αριστερά), PPR/PEM vs η (δεξιά) για $Z \rightarrow ee$ γεγονότα.



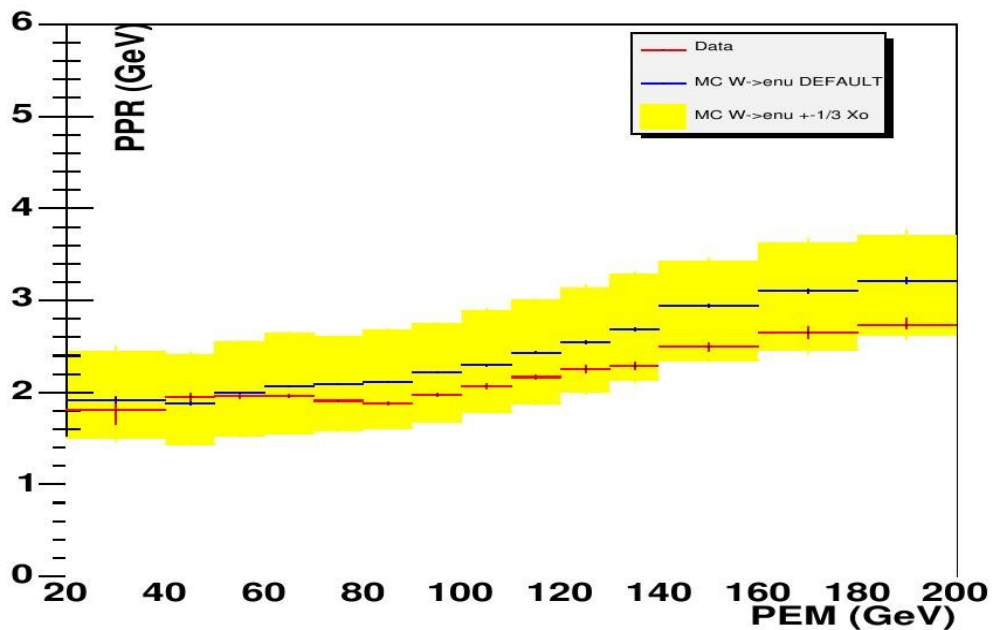
Σχήμα 48: PPR vs PEM (αριστερά) και PPR vs η (δεξιά) για $Z \rightarrow ee$ γεγονότα

Για γεγονότα $Z \rightarrow ee$ MC παρήχθησαν περαιτέρω δείγματα με επιπλέον υλικό $\pm 1/6 X_0$ του χαλκού. Για γεγονότα $W \rightarrow e\nu$ MC παρήχθησαν επίσης δείγματα με επιπλέον υλικό $\pm 1/3 X_0$ του χαλκού (Σχ. 49, 50 και 51). Όλες οι αλλαγές του υλικού έγιναν με μεταβολές μόνο της πρώτης πλάκας χαλκού στο πρόγραμμα προσομοίωσης του CDF.

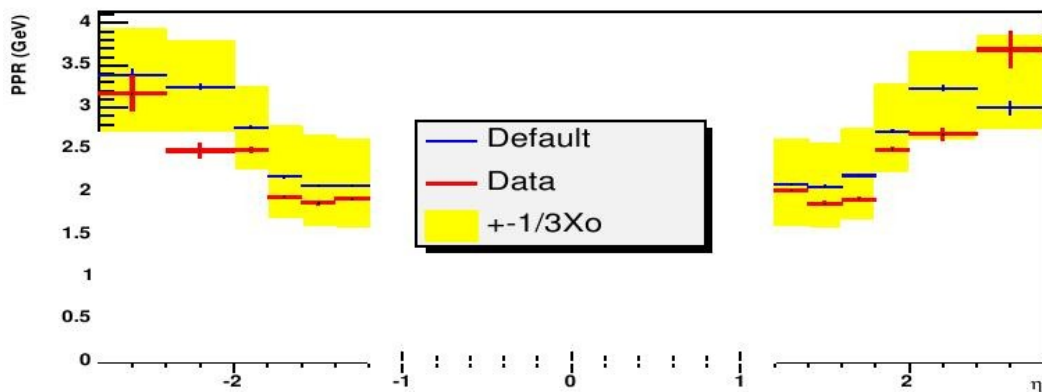
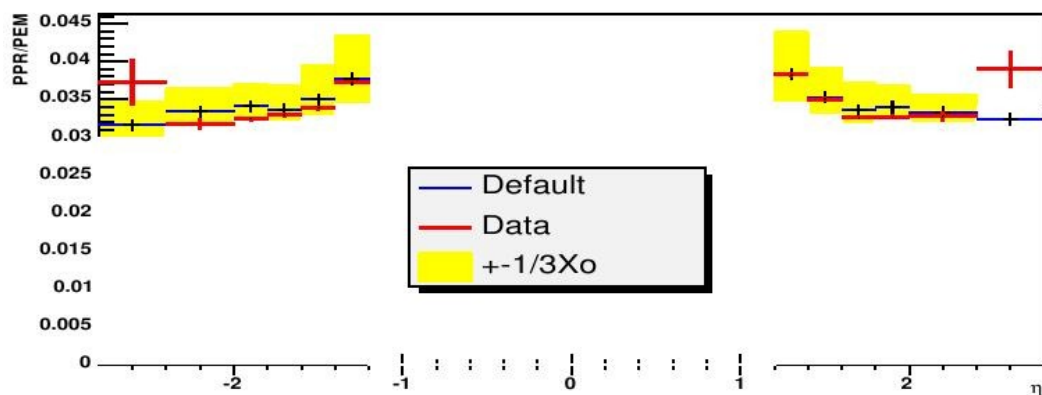
Η κίτρινη ζώνη σε όλες τις γραφικές παραστάσεις αντιπροσωπεύει την αλλαγή $\pm 1/3 X_0$ υλικού.



Σχήμα 49: Κατανομές PPR/PEM ως συνάρτηση PEM για δείγμα $W \rightarrow e\nu$, δεδομένα, τυπικό MC και δείγματα MC για επιπλέον $\pm 1/3 X_0$ του χαλκού



Σχήμα 50: Κατανομές PPR ως συνάρτηση PEM για δείγμα $W \rightarrow \nu$, δεδομένα, τυπικό MC και δείγματα MC για επιπλέον $\pm 1/3 X_o$ του χαλκού



Σχήμα 51: Κατανομές PPR/PEM ως συνάρτηση της ψευδοοκύτητας (πάνω) και PPR ως συνάρτηση της ψευδοοκύτητας (κάτω) για δείγμα $W \rightarrow \nu$, δεδομένα, τυπικό MC και δείγματα MC για επιπλέον $\pm 1/3 X_o$ του χαλκού

Το συμπέρασμα από αυτή τη μελέτη είναι ότι η μοντελοποίηση του υλικού μπροστά από το καλορίμετρο περιγράφεται ικανοποιητικά από το πρόγραμμα προσομοίωσης του CDF, και μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την μεταβολή υλικού κατά $\pm 1/3 X_0$ για τον υπολογισμό των συστηματικών σφαλμάτων που υπεισέρχονται στην εκτίμηση της αποδοχής του ανιχνευτού.

Η συνεισφορά του υλικού στο συστηματικό σφάλμα της αποδοχής παρουσιάζεται στον Πιν.8. Σαν συνολική συστηματική αβεβαιότητα επιλέγουμε την μεγαλύτερη από τις συνεισφορές, η οποία είναι $\Delta(A)/A = \pm 0.713\%$.

Description	$\Delta Acceptance$	$ \Delta(A) /A(\%)$
$+1/3 \text{ of } X_0 Cu$	0.000291	0.113
$-1/3 \text{ of } X_0 Cu$	0.001834	0.713
Contribution to acceptance		± 0.713

Πίνακας 8: Μεταβολές στην αποδοχής για αντίστοιχες μεταβολές στο υλικό

3.3.2.6 Μελέτη επιλογής αρχικής κορυφής αλληλεπίδρασης

Γεγονότα χωρίς αρχική κορυφή αλληλεπίδρασης (Primary vertex) περνάνε τα κριτήρια επιλογής μας σε πειραματικά δεδομένα και MC. Το ποσοστό των γεγονότων στα πειραματικά μας δεδομένα, το οποίο δεν έχει PVZ είναι 1.54% ενώ στο MC είναι 0.71%. Βλέπουμε ότι ο σχετικός αριθμός των γεγονότων αυτών είναι διαφορετικός για δεδομένα και MC, κάτι που μπορεί να επηρεάσει την μέτρηση της αποδεκτικότητας. Για να συμπεριλάβουμε την ύπαρξη ή όχι PVZ, διαλέξαμε τυχαία το ίδιο ποσοστό γεγονότων, με το ποσοστό των πειραματικών δεδομένων, από MC, και για αυτά τα προσομοιωμένα γεγονότα

χρησιμοποιήσαμε μεταβλητές ανακατασκευασμένες ως προς το κέντρο του ανιχνευτού (raw variables). Η επίδραση στην αποδεκτικότητα, που υπολογίσαμε είναι: $\Delta(A)/A = \pm 0.049\%$. Αυτή η περαιτέρω συνεισφορά προστίθεται στα συστηματικά σφάλματα της αποδοχής.

3.3.2.7 Περίληψη των συστηματικών σφαλμάτων της αποδεκτικότητας.

Οι συστηματικές αβεβαιότητες στην αποδοχή, παρουσιάζονται συνολικά στον Πιν.9.

Ως συνεισφορά της κλίμακας και ανάλυσης ενέργειας χρησιμοποιήσαμε τα $\pm 1\sigma$ σημεία και για την συνεισφορά της ενέργειας ανάκρουσης τα σημεία $\pm 3\sigma$. Τελικά έχουμε ολική σχετική συνεισφορά στα συστηματικά της αποδεκτικότητας $+1.89\%$, και -1.54% .

Η αποδοχή υπολογίστηκε με τη χρήση δυο διαφορετικών σετ PDF (CTEQ6.1 και MRST01E).

Χρησιμοποιώντας το CTEQ6.1 και τη μέθοδο *brute force*, που αναφερθήκαμε σε προηγούμενο τμήμα (3.3.2.3) υπολογίσαμε:

$$Acc = 0.25725 \pm 0.00023 (stat)_{-0.049}^{+0.069} (syst)$$

Ενώ με τη χρήση του σετ PDF MRST01E για την μέση τιμή της αποδοχής και χρήση του CTEQ6.1+PRD για τον υπολογισμό των συστηματικών καταλήγουμε:

$$Acc = 0.2555 \pm 0.0002 (stat)_{-0.039}^{+0.048} (syst)$$

Τελικά η τιμή της αποδοχής που δεχτήκαμε για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής είναι η τελευταία για τους λόγους που αναφέρθηκαν στο τμήμα 3.3.2.3.

Source	Syst. Uncertainty(%)	Syst. Uncertainty(%)
$plug E_T^e scale$	+/-0.232	+/-0.232
$E_T^e resolution$	+/-0.043	+/-0.043
P_T	+/-0.031	+/-0.031
\vec{U}	+/-0.35	+/-0.35
<i>Material</i>	+/-0.713	+/-0.713
<i>PDF's</i>	+2,55-1,7 (CTEQ)	+1.70-1.29(CTEQ+PRD)
<i>PVZ study</i>	+/-0.049	+/-0.049
<i>Total</i>	+2,68-1,89 (CTEQ)	+1.89-1.54 (CTEQ+PRD)

Πίνακας 9: Συστηματικές αβεβαιότητες της αποδοχής. Με κόκκινο υπόβαθρο είναι η συνολική σχετική αβεβαιότητα που χρησιμοποιείται

3.4 Αποδόσεις

3.4.1 Περιγραφή του σκανδαλιστή MET_PEM

Τα υποψήφια γεγονότα $W \rightarrow e\nu$, με ένα ηλεκτρόνιο ανιχνευόμενο στο εμπρόσθιο τμήμα του CDF, επιλέγονται με τη χρήση του πακέτου σκανδαλισμού MET_PEM. Ο σκανδαλιστής αυτός βασίζεται αποκλειστικά στην ενέργεια του καλοριμέτρου και περιγράφεται στα παρακάτω.

Είναι επίσης σημαντικό να γνωρίζουμε την απόδοση αυτού του πακέτου σκανδαλισμού. Έτσι χρησιμοποιώντας τον ορισμό της εξαρτημένης πιθανότητας:

$$P(Trig|Offline) = P(Trig \cap Offline) / P(Offline) \quad (51)$$

όπου $P(\text{Off line})$ είναι η πιθανότητα ένα γεγονός σήματος να περάσει όλα τα κριτήρια επιλογής της ανάλυσης (off line cuts) και $P(\text{Trigg} \cap \text{Offline})$ είναι η δεσμευμένη πιθανότητα, με δεδομένο ένα γεγονός έχει περάσει όλα τα κριτήρια επιλογής της off line ανάλυσης να έχει περάσει και τον σκανδαλιστή. Με βάση αυτά η απόδοση ενός σκανδαλιστή μπορεί να οριστεί ως:

$$\epsilon_{all} = \epsilon(\text{Off line}) \times \epsilon(\text{Trig} \cap \text{Off line}) \quad (52)$$

Ο πρώτος όρος είναι απόδοση επιλογής του υποψήφιου γεγονότος, ενώ ο δεύτερος όρος είναι η απόδοση του σκανδαλιστή αφόσον το γεγονός έχει περάσει τα κριτήρια επιλογής.

Σε αυτή την ανάλυση, η απόδοση του σκανδαλιστή MET_PEM υπολογίστηκε με την χρήση των offline κριτηρίων επιλογής για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής της διαδικασίας

$W \rightarrow e\nu$ με το ηλεκτρόνιο να αναγνωρίζεται με τη χρήση πληροφοριών και ανακταστικής τροχιάς μόνο από το εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού.

Το πακέτο σκανδαλισμού MET_PEM αποτελείται από τους ακόλουθους σκανδαλιστές:

1. L1_EM8_MET15
2. L2_PEM20_L1_EM8_MET15 και
3. L3_PEM20_MET15

Ο πρώτος σκανδαλιστής (L1_EM8_MET15) ενεργοποιείται όταν, στο πρώτο επίπεδο σκανδαλισμού ανιχνεύεται ένα H/M αντικείμενο με ενέργεια περισσότερη από 8 GeV και ελλείπουσα ενέργεια μεγαλύτερη από 15 GeV.

Ο δεύτερος σκανδαλιστής (L2_PEM20_L1_EM8_MET15), ενεργοποιείται όταν σε δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού ανιχνεύεται ένα H/M αντικείμενο στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτή με ενέργεια μεγαλύτερη από 20 GeV, φυσικά απαιτείται πρώτα να έχει ενεργοποιηθεί ο πρώτος σκανδαλιστής.

Ο τρίτος σκανδαλιστής (L3_PEM20_MET15) ενεργοποιείται μόνο όταν σε τρίτο επίπεδο σκανδαλισμού ανιχνεύεται H/M αντικείμενο, στο εμπρόσθιο τμήμα του CDF, με εγκάρσια ενέργεια μεγαλύτερη από 20 GeV και ελλείπουσα ενέργεια

μεγαλύτερη από 15 GeV.

Στα επόμενα τμήματα θα παρουσιαστεί ο υπολογισμός τις ολικής απόδοσης του πακέτου σκανδαλισμού MET_PEM, η οποία είναι το γινόμενο των επιμέρους σκανδαλιστών L1_MET15, L2_PEM20, L3_PEM20 και L3_MET15.

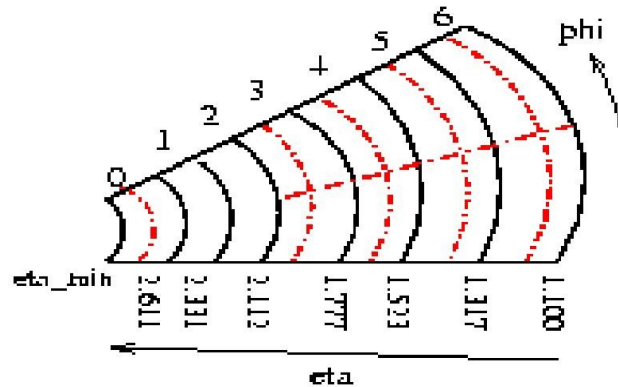
3.4.1.1 Απόδοση του σκανδαλιστή L1_EM8

Για να γίνει δυνατός ο υπολογισμός της απόδοσης του σκανδαλισμού ήταν απαραίτητο πρώτα να αποδειχθεί ότι η απόδοση του σκανδαλιστή L1_EM8 είναι 100 %.

Ο σκανδαλιστής αυτός απαιτεί να έχουμε $E_T \geq 8 \text{ GeV}$ στο κεντρικό ή εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτή, $\text{Had}/E_T \leq 0.124$ (κεντρικό ή εμπρόσθιο) η' $E_T \geq 14 \text{ GeV}$. Για τη μελέτη αυτού του σκανδαλιστή στην εμπρόσθια περιοχή του ανιχνευτή αποκλείστηκαν γεγονότα με δραστηριότητα στο κεντρικό τμήμα.

Συνδιάσαμε την γεωμετρία των καλοριμετρικών πύργων με την γεωμετρία των πύργων σκανδαλισμού, και ορίσαμε την ενέργεια των πύργων σκανδαλισμού να είναι το άθροισμα των ενεργειών πύργων όπως αυτές προέκυψαν μετά από την καταγραφή των δεδομένων. Επίσης απαιτήσαμε ο πύργος σκανδαλισμού να πληρεί την προϋπόθεση $\text{Had}/E_T < 0.05$. Γεγονότα που περιέχουν τουλάχιστον έναν τέτοιο πύργο σκανδαλισμού επιλέγονται, και η απόδοση του σκανδαλιστή μετράται ελέγχοντας πόσα από αυτά τα γεγονότα ενεργοποιούν τον σκανδαλιστή L1_EM8. Στο Σχ. 52 φαίνεται η γεωμετρία των πύργων σκανδαλισμού πρώτου επιπέδου και η γεωμετρία των πραγματικών πύργων σκανδαλισμού [60].

TRIGGER TOWERS



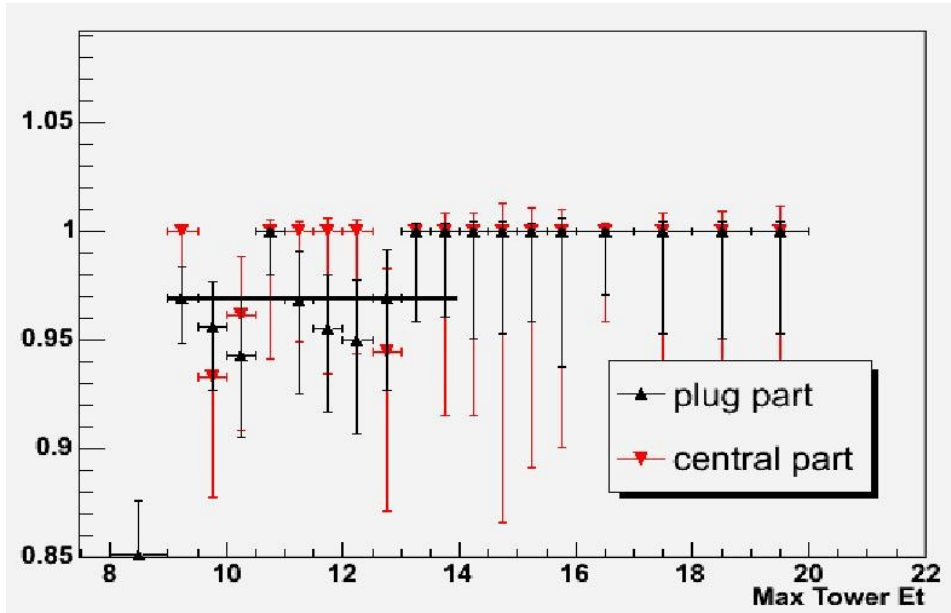
Σχήμα 52: Γεωμετρία των πραγματικών πύργων και των πύργων πρώτου επιπέδου σκανδαλισμού. Οι μαύρες γραμμές είναι τα όρια των πύργων σκανδαλισμού και οι κόκκινες τα όρια των πραγματικών πύργων

Σε κάθε μεριά του ανιχνευτού υπάρχουν 7 πύργοι πρώτου επιπέδου σκανδαλισμού (Ανατολικό και Δυτικό τμήμα). Η μεταφορά από το σύστημα των πραγματικών πύργων στους πύργους σκανδαλισμού δίδεται στον Πιν. 10.

Trigger Tower		Physical towers in Eta	# of physical towers in phi	$\Delta \phi$ Of tower	Total physical tower per trigger tower
East	West				
0	23	20,21	1	30	2
1	22	19	1	30	1
2	21	18	1	30	1
3	20	17,16	2	15	4
4	19	15,14	2	15	4
5	18	13,12	2	15	4
6	17	11,10	2	15	4

Πίνακας 10: Σχέση πύργων σκανδαλισμού και πραγματικών πύργων

Για να υπολογίσουμε την απόδοση του σκανδαλιστή L1_EM8 ως συνάρτηση της μέγιστης ενέργειας πύργου σκανδαλισμού E_T χρησιμοποιήσαμε δείγμα δεδομένων μιονίων (inclusive muon sample) [53] (βλέπε Σχ. 53).

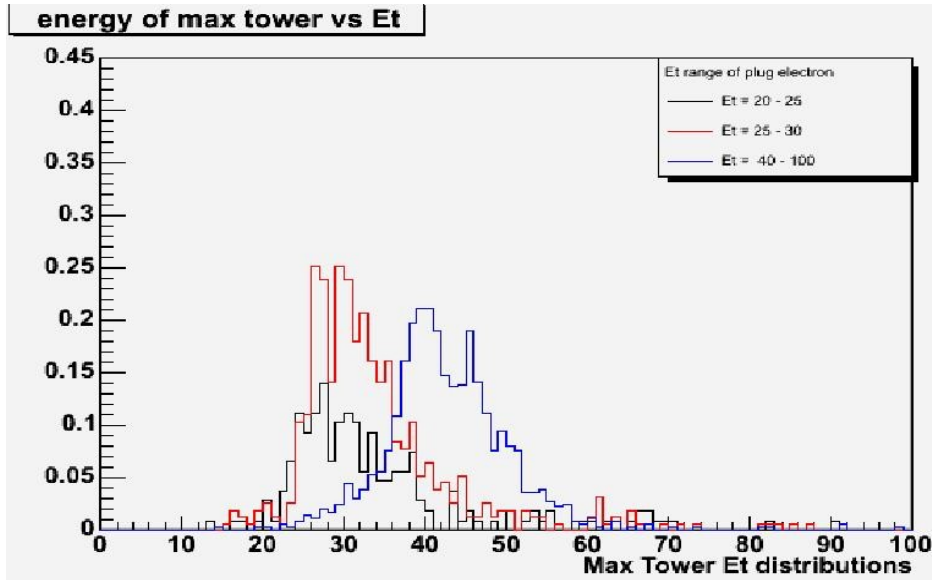


Σχήμα 53: Απόδοση του σκανδαλιστή L1_EM8 για δείγμα μιονίων. Τα κόκκινα σημεία αντιστοιχούν στο κεντρικό τμήμα του ανιχνευτού και τα μαύρα σημεία στο εμπρόσθιο.

Στη συνέχεια και με τη χρήση του δείγματος Z->ee K.E., διαλέξαμε ηλεκτρόνια σε τρία φάσματα εγκάρσιων ενεργειών, 20-25Gev, 25-30 GeV και 30-100 GeV, και τα χρησιμοποιήσαμε για να κατασκευάσουμε αντίστοιχες κατανομές των πύργων σκανδαλισμού στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού. Στο Σχ.54 παρουσιάζονται οι κατανομές των μεγίστων ενεργειών στους πύργους σκανδαλισμού για τα τρία φάσματα ενεργειών του ηλεκτρονίου.

Από τα παραπάνω η υπολογίσαμε την απόδοση του σκανδαλιστή L1_EM8 ως συνάρτηση της μέγιστης εγκάρσιας ενέργειας των πύργων σκανδαλισμού $\epsilon(Max\ tower\ Et)$ και την κατανομή μέγιστης εγκάρσιας ενέργειας των πύργων σκανδαλισμού σαν συνάρτηση της εγκάρσιας ενέργειας του ηλεκτρονίου. Με αυτά σαν δεδομένα μπορέσαμε να υπολογίσουμε την απόδοση του L1_EM8 ως συνάρτηση της εγκάρσιας ενέργειας του ηλεκτρονίου χρησιμοποιώντας την σχέση:

$$\epsilon(E_T) = \int \epsilon(x) \cdot \rho(E_T lepton, x) dx \quad (54)$$

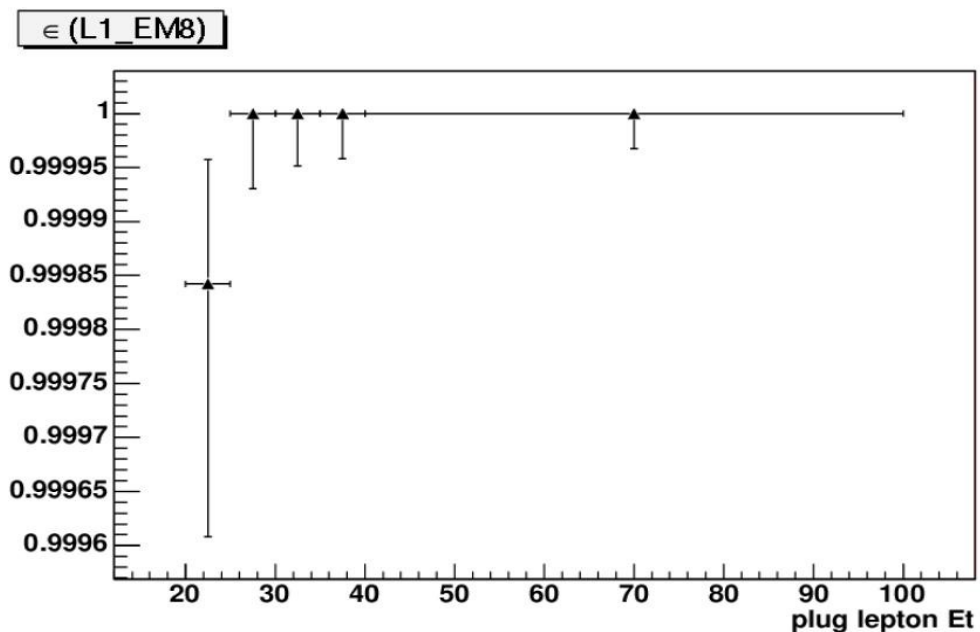


Σχήμα 54: Κατανομές των μεγίστων εγκάρσιων ενεργειών των πύργων σκανδαλισμού για τρία φάσματα ενέργειας ηλεκτρονίου

όπου $\epsilon(\chi)$ είναι η απόδοση του σκανδαλιστή L1_EM8 ως συνάρτηση της μέγιστης ενέργειας πύργου σκανδαλισμού, $\rho(E_T|lepton,\chi)$ είναι η εξάρτηση της εγκάρσιας ενέργειας του ηλεκτρονίου ως προς την μέγιστη εγκάρσια ενέργεια του πύργου σκανδαλισμού και $\epsilon(E_T)$ είναι η απόδοση του L1_EM8 ως συνάρτηση της εγκάρσιας ενέργειας του ηλεκτρονίου ($\chi=E_T$).

Τελικά γίνεται διόρθωση για τις διαφορές των κατανομών εγκάρσιων ενεργειών μεταξύ ηλεκτρονίων από διασπάσεις του Z και από διασπάσεις του W, και καταλήγουμε στην απόδοση του σκανδαλιστή L1_EM8 για $W \rightarrow e\nu$ πειραματικά δεδομένα (Σχ. 55) :

$$\epsilon(L1_EM8)_{W \rightarrow e\nu, data} = 0.999988 \pm 0.000007 \quad (55)$$



Σχήμα 55:Απόδοση του σκανδαλιστή L1_EM8 ως συνάρτηση της εγκάρσιας ενέργειας του ηλεκτρονίου.

3.4.1.2 Αποδόσεις σκανδαλιστών L1_MET15 και L3_MET15

Αφού αποδείχθηκε ότι η απόδοση του σκανδαλιστή L1_EM8 είναι 100%, μπορούμε πλέον να προχωρήσουμε στον υπολογισμό των αποδόσεων των σκανδαλιστών L1_MET15 και L3_MET15. Λαμβάνοντας υπ'όψιν τον Πιν.11 (πίνακας πληροφοριών για τους σκανδαλιστές), μπορούμε πολύ εύκολα να δούμε ότι η απόδοση των σκανδαλιστών L1_MET15 και L3_MET15 μπορεί να υπολογιστεί από τον λόγο του αριθμού γεγονότων που περνάνε τον σκανδαλιστή PLUG_ELECTRON20 & MET_PEM προς τον αριθμό των γεγονότων που περνούν μόνο τον σκανδαλιστή PLUG_ELECTRON20 :

$$\epsilon(L1_MET15 \& L3_MET15) = \frac{PLUG_ELECTRON20 \& MET_PEM}{PLUG_ELECTRON20} \quad (56)$$

Το πακέτο σκανδαλισμού PLUG_ELECTRON20 αποτελείται από :

1. **L1_EM8** (ενεργοποιείται όταν ανιχνεύεται ένα Η/Μ αντικείμενο στο κεντρικό ή εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού με ενέργεια μεγαλύτερη από

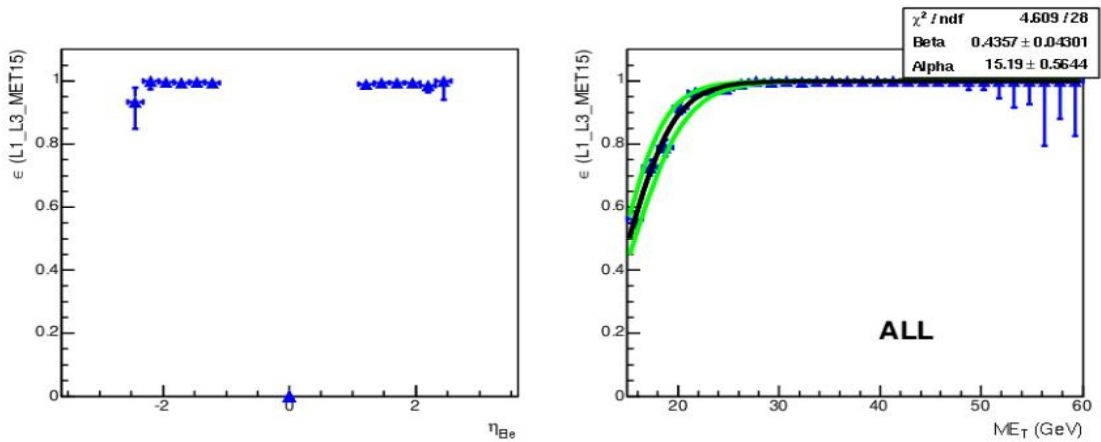
8 GeV στο πρώτο επίπεδο σκανδαλισμού)

2. **L2_PEM20_PS10** (ενεργοποιείται όταν ένα H/M αντικείμενο ανιχνεύεται στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού με ενέργεια μεγαλύτερη από 20 GeV στο δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού)
3. **L3_PEM20** (ενεργοποιείται όταν ένα H/M αντικείμενο ανιχνεύεται στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού με ενέργεια μεγαλύτερη από 20 GeV στο τρίτο επίπεδο σκανδαλισμού).

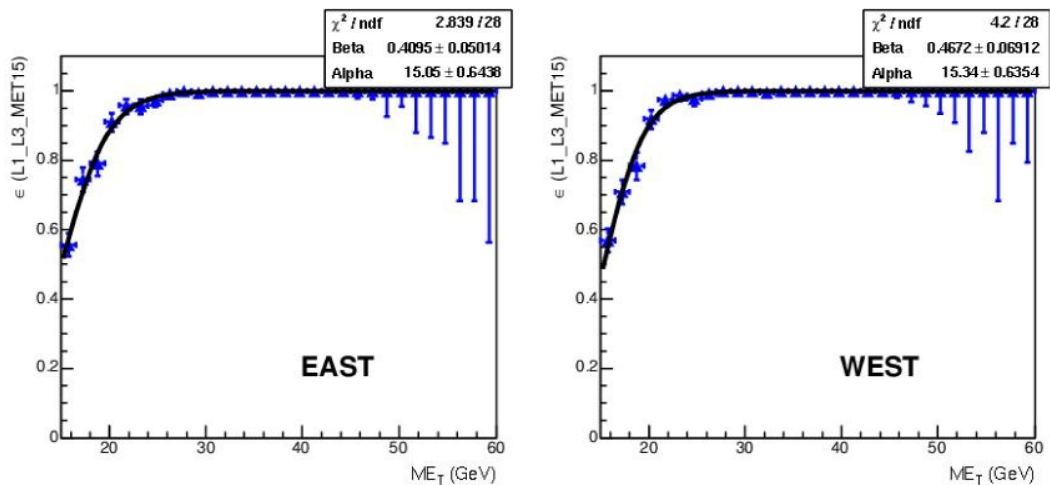
Στα Σχ. 56 και 57 παρουσιάζονται οι αποδόσεις των σκανδαλιστών L1_MET15 και L3_MET15 για το Ανατολικό και Δυτικό τμήμα του ανιχνευτού αλλά και μαζί, ως συνάρτηση της εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας και της ψευδοκύτητας.

TRIGGER PATH	LEVEL	Triggers
MET_PEM	L1	L1_EM8_MET15
	L2	L2_PEM20_L1_EM8_MET15
	L3	L3_PEM20_MET15
PLUG_ELECTRON_20	L1	L1_EM8
	L2	L2_PEM20_PS10
	L3	L3_PEM20
MET_PEM_L1_EM8_MET15	L1	L1_MET15
	L2	L2_PSX_L1_EM8_MET15
	L3	L3_PEM20_MET15
JET_20	L1	L1_JET5
	L2	L2_PSX_L1_JET5
	L3	L3_JET20

Πίνακας 11: Τα πακέτα σκανδαλιστών που χρησιμοποιήθηκαν για αυτή την ανάλυση. Το PSX συμβολίζει την κλίμακα που χρησιμοποιείται από τους σκανδαλιστές και η οποία μεταβάλεται ανάλογα με τις περιόδους λειτουργίας.



Σχήμα 56: Απόδοση των σκανδαλιστών $L1_L3_MET15$ ως προς ψευδοωκότητα (αριστερά) και ως προς MET (δεξιά). Δίδονται και οι παράμετροι προσαρμογής. Στην γραφική παράσταση στα δεξιά με πράσινες γραμμές δίδονται οι προσαρμογές για τις αλλαγές των παραμέτρων προσαρμογής α και β κατά $\pm 1 \sigma$ έτσι ώστε να υπολογιστεί το συστηματικό σφάλμα της προσαρμογής.



Σχήμα 57: Απόδοση των σκανδαλιστών $L1_L3_MET15$ ως προς την MET , ξεχωριστά για το ανατολικό και το δυτικό τμήμα.

Η προσαρμογή των σημείων της απόδοσης του σκανδαλιστή ως συνάρτηση

της εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας έγινε με την ακόλουθη συνάρτηση:

$$f(x) = \frac{1}{1 + \exp[-\beta \cdot (x - \alpha)]}$$

όπου x είναι η εγκάρσια ελλείπουσα ενέργεια.

Για τον υπολογισμό των συστηματικών σφαλμάτων που υπεισέρχονται στον υπολογισμό της απόδοσης λόγω της προσαρμογής, μεταβάλαμε τις παραμέτρους προσαρμογής α και β κατά $\pm 1\sigma$, και χρησιμοποιήσαμε αυτή τη διαφορά των νέων προσαρμογών ως συστηματικό σφάλμα στην απόδοση.

Για την εκτίμηση της απόδοσης του σκανδαλιστή L1_L3_MET15 χρησιμοποιήθηκαν

W->εν δεδομένα. Τελικά η απόδοση όπως υπολογίστηκε είναι:

$$\epsilon(L1_L3_MET15)_{W \rightarrow e\nu} = 0.999 \pm 0.000456 \quad (57)$$

3.4.1.3 Αποδόσεις σκανδαλιστών L2_PEM20 και L3_PEM20

Για τον υπολογισμό των αποδόσεων των σκανδαλιστών L2_PEM20 και L3_PEM20 χρησιμοποιήθηκε διαφορετική μεθοδολογία. Ενώ για την προηγούμενη απόδοση έγινε χρήση πειραματικών δεδομένων W->εν, εδώ έγινε χρήση πειραματικού και MC δείγματος Z->ee (K.E.). Η περιγραφή αυτού του δείγματος δεδομένων δίδεται στο τμήμα 3.3.2.1.

Οι αποδόσεις των σκανδαλιστών L2_PEM20 και L3_PEM20 ορίζονται ως εξής:

$$\epsilon(L2_PEM20) = \frac{\# \text{ of } Z \rightarrow ee \text{ \& TL2D}}{\# \text{ of } Z \rightarrow ee} \quad (58)$$

και

$$\epsilon(L3_PEM20 | L2_PEM20) = \frac{\# of Z \rightarrow ee \& L3SumObj \& TL2D}{\# of Z \rightarrow ee \& TL2D} \quad (59)$$

Λεπτομερής περιγραφή της μονάδας αποθήκευσης TL2DStorable δίδεται αλλού [61].

Με τη χρήση των Εξ. 58 και 59 μπορέσαμε να υπολογίσουμε τις αποδόσεις των σκανδαλιστών L2_PEM20 και L3_PEM20 ξεχωριστά.

Στα Σχ. 58, 59, 60 και 61 παρουσιάζονται οι αποδόσεις αυτές ως συνάρτηση της ψευδοωκότητας και της Ετ (ξεχωριστά για το Αντολικό-Δυτικό τμήμα και ολικό)

Οι αποδόσεις αυτές όπως υπολογίστηκαν για $Z \rightarrow ee$ γεγονότα είναι:

$$\epsilon(L2_PEM20)_{Z \rightarrow ee} = 0.9588 \pm 0.0037 \quad (60)$$

$$\epsilon(L3_PEM20 | L2_PEM20)_{Z \rightarrow ee} = 0.9971 \pm 0.0010 \quad (61)$$

Η συνάρτηση προσαρμογής που χρησιμοποιήθηκε, για τις καμπύλες ανόδου των σκανδαλιστών είναι ίδια με αυτήν του τμήματος 3.4.1.2 με τη διαφορά ότι το χ στην περίπτωση αυτή είναι η Ετ. Για τον υπολογισμό των συστηματικών σφαλμάτων στην απόδοση των σκανδαλιστών χρησιμοποιήθηκαν και σε αυτή την περίπτωση μεταβολές των παραμέτρων προσαρμογής, α και β , κατά $\pm 1\sigma$.

Δεδομένου ότι θέλουμε να υπολογίσουμε την απόδοση των σκανδαλιστών για ηλεκτρόνια που προέρχονται από την διάσπαση του μποζονίου του W και όχι από την διάσπαση $Z \rightarrow ee$, έπρεπε να λάβουμε υπ' όψη την διαφορά της κατανομής των εγκάρσιων ενεργειών μεταξύ ηλεκτρονίων που προέρχονται από τις δύο αυτές διασπάσεις. Για τον λόγο αυτό χρησιμοποιήθηκαν δεδομένα προσομοίωσης PYTHIA MC $W \rightarrow e\nu$ και $Z \rightarrow ee$.

Από αυτά τα δυο δείγματα MC υπολογίστηκαν οι διαφορές των κατανομών ηλεκτρονίων από τις δυο διαφορετικές διασπάσεις. Εφαρμόσαμε αυτή τη διόρθωση σύμφωνα με τις παρακάτω εξισώσεις:

$$\epsilon(L2_PEM20)_{W data} = \int \epsilon(L2_PEM20)_{Z data} \times \rho(E_T)_W dE_T$$

για τον σκανδαλιστή L2_PEM20

και

$$\epsilon(L3_PEM20)_{W data} = \int \epsilon(L3_PEM20)_{Z data} \times \rho(E_T)_W dE_T$$

για τον σκανδαλιστή L3_PEM20.

Όπου $\rho(E_T)_W$ είναι παράγοντας της μορφής:

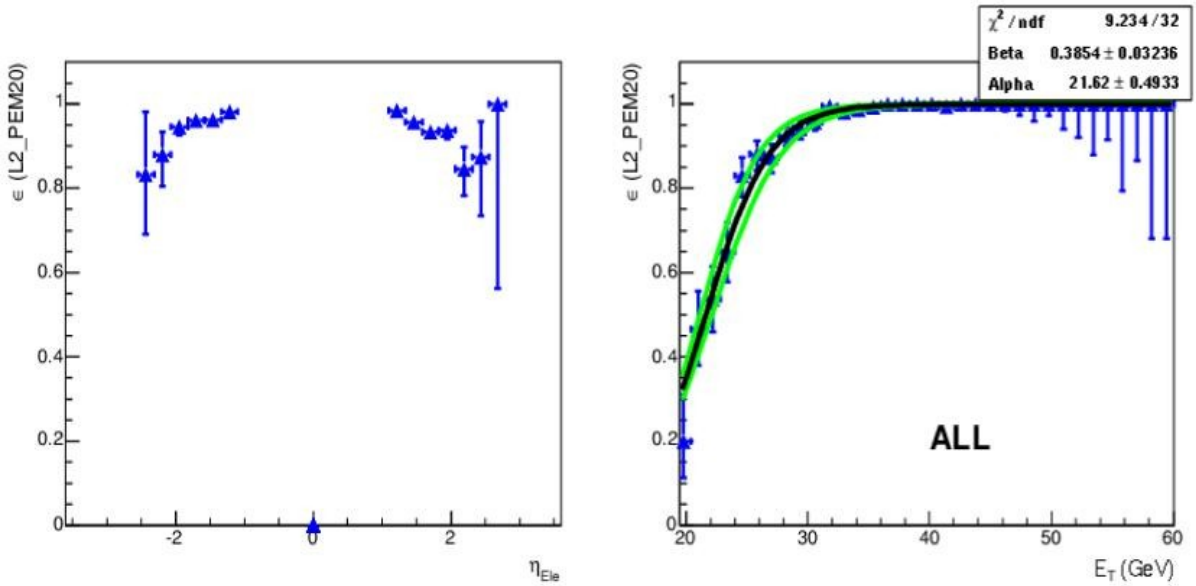
$$\rho(E_T)_W = \frac{E_T(W MC)}{E_T(Z MC)} \quad (62)$$

Μετά από αυτές τις διορθώσεις καταλήγουμε με :

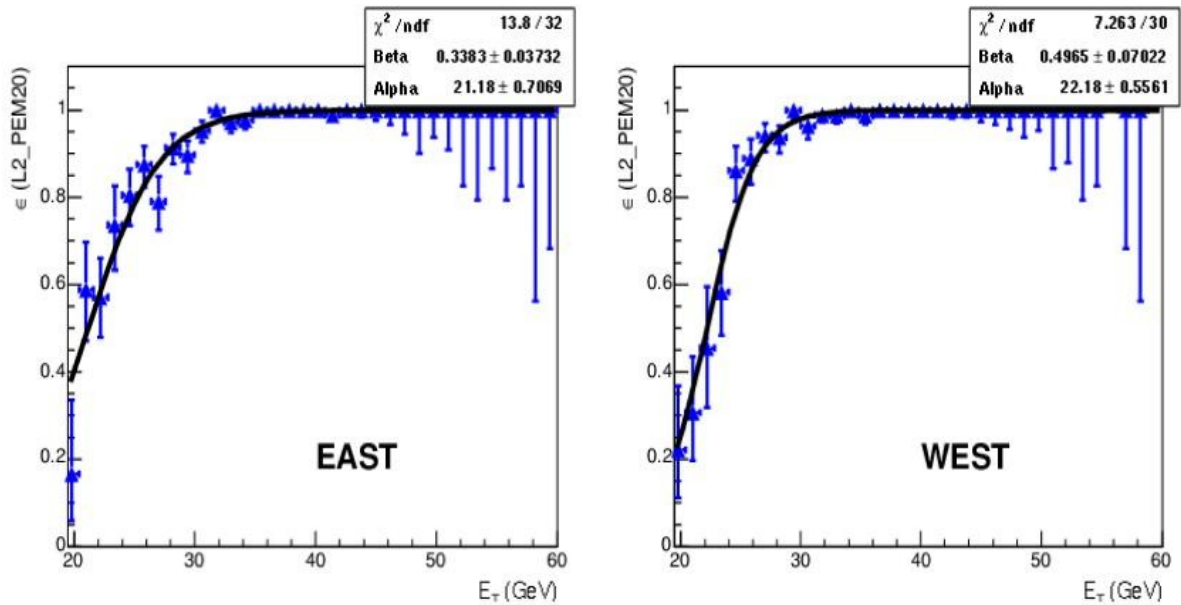
$$\epsilon(L2_PEM20)_{W data} = 96.42 \pm 0.03(stat) \pm 0.31(syst)\% \quad (63)$$

και

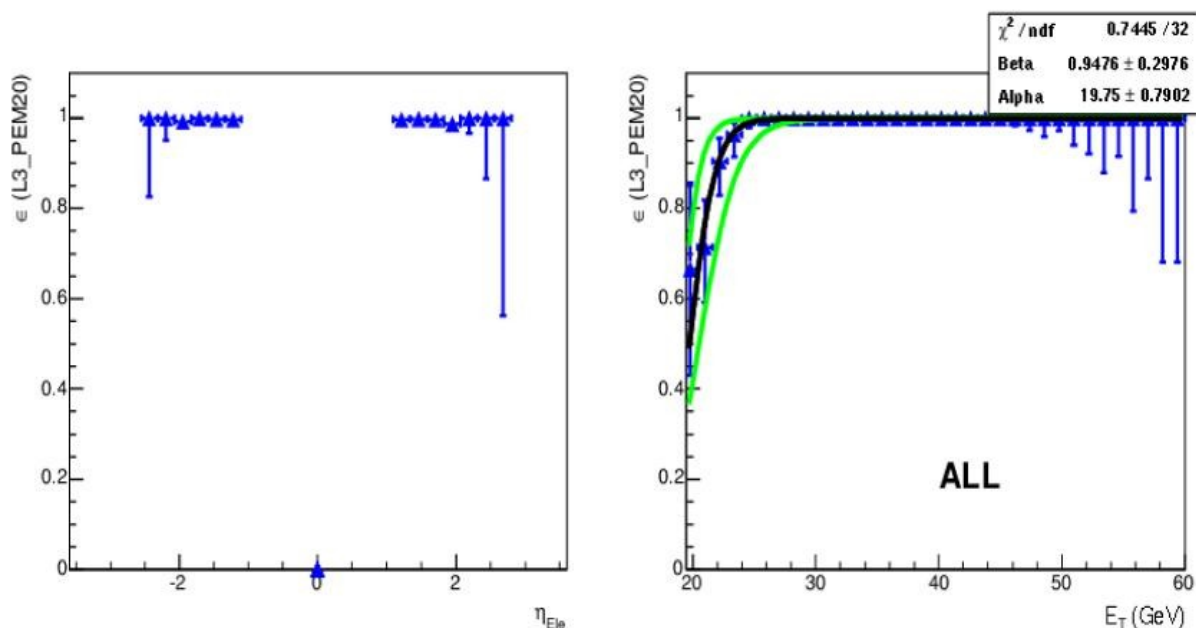
$$\epsilon(L3_PEM20)_{W data} = 99.77 \pm 0.008(stat)_{-0.28}^{+0.14}(syst)\% \quad (64)$$



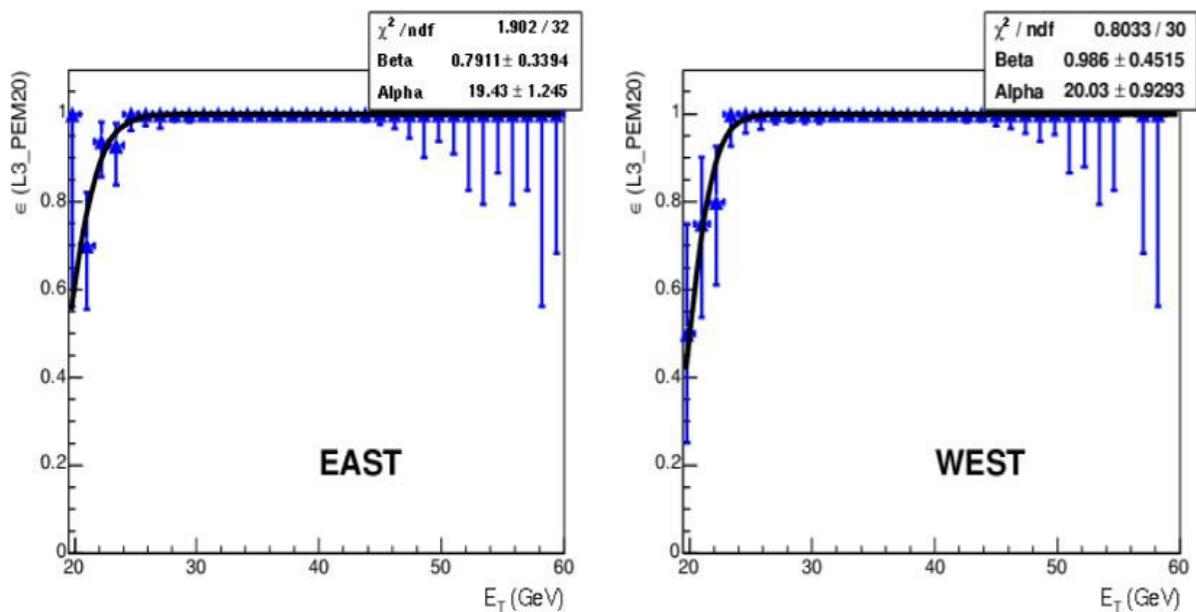
Σχήμα 58: Απόδοση του σκανδαλιστή L2_PEM20. Αριστερά δίδεται η απόδοση ως συνάρτηση της ψευδοωκύτητας και δεξιά σαν συνάρτηση της E_T . Στη γραφική παράσταση δεξιά φαίνονται και οι προσαρμογές (πράσινες γραμμές) για μεταβολή των παραμέτρων προσαρμογής, α και β , κατά $\pm 1\sigma$, με σκοπό τον υπολογισμό των συστηματικών σφαλμάτων που οφείλονται σε αυτή.



Σχήμα 59: Απόδοση του σκανδαλιστή L2_PEM20 ως συνάρτηση της ψευδοωκύτητας για το ανατολικό (δεξιά) και το δυτικό (αριστερά) τμήμα.



Σχήμα 60: Απόδοση του σκανδαλιστή L3_PEM20. Αριστερά δίδεται η απόδοση ως συνάρτηση της ψευδοωκύτητας και δεξιά σαν συνάρτηση της E_T . Στη γραφική παράσταση δεξιά φαίνονται και οι προσαρμογές (πράσινες γραμμές) για μεταβολή των παραμέτρων προσαρμογής, α και β , κατά $\pm 1\sigma$, με σκοπό τον υπολογισμό των συστηματικών σφαλμάτων που οφείλονται σε αυτή.



Σχήμα 61: Απόδοση του σκανδαλιστή L3_PEM20 ως συνάρτηση της ψευδοωκύτητας για το ανατολικό (δεξιά) και το δυτικό (αριστερά) τμήμα.

3.4.1.4 Περίληψη όλων των αποδόσεων των σκανδαλιστών

Στον Πιν.12 περιλαμβάνονται όλες αποδόσεις των σκανδαλιστών καθώς και ολική απόδοση του πακέτου σκανδαλιστών MET_PEM.

Trigger	VALUE	Statistical error	Systematic error
L1_EM8	0.9999880	0.000007	-
L1_MET15 & L3_MET15	0.9990000	0.000460	
L2_PEM20	0.9642000	0.000320	± 0.0031
L3_PEM20	0.9977000	0.000080	+0.0014 -0.0028
Total	0.9610	0.00055	+0.0034 -0.0041

Πίνακας 12: Αποδόσεις των σκανδαλιστών μαζί με τα σφάλματά τους. Τα συστηματικά σφάλματα για τους L1_EM8 και L1_MET15&L3_MET15 είναι μηδαμινά και δεν παρουσιάζονται.

3.4.2 Αποδόσεις αναγνώρισης ηλεκτρονίου, κατασκευής τροχιάς και E/p

Όλες οι ακόλουθες αποδόσεις υπολογίστηκαν με τη χρήση του δείγματος Z->ee KE.

Ο γενικός ορισμός της απόδοσης ενός κριτηρίου επιλογής δίνεται από την ακόλουθη εξίσωση:

$$\text{Απόδοση} = \frac{\# \text{γεγονότων που περνάνε ένα κριτήριο επιλογής}}{\# \text{γεγονότων πριν το κριτήριο επιλογής}} \quad (65)$$

στην περίπτωση μας τα γεγονότα είναι ηλεκτρόνια. Αυτό σημαίνει ότι για να μπορέσουμε να υπολογίσουμε τις αποδόσεις αναγνώρισης ηλεκτρονίου, κατασκευής τροχιάς και E/p χρειαζόμαστε ένα `καθαρό` δείγμα ηλεκτρονίων. Αυτό το δείγμα ηλεκτρονίων μπορούμε να το πάρουμε από γεγονότα Z->ee όπου το ένα ηλεκτρόνιο ανιχνεύεται στο κεντρικό τμήμα του ανιχνευτού και το άλλο

στο τμήμα του ανιχνευτού που μας ενδιαφέρει, δηλαδή στο εμπρόσθιο. Το κεντρικό ηλεκτρόνιο πρέπει να περάσει όλα τα κριτήρια επιλογής, ενώ αυτό που ανιχνεύεται στο εμπρόσθιο τμήμα πρέπει να περάσει τα κριτήρια επιλογής $Had/Em < 0.125$ και $E_t > 20$ GeV. Τελικά απαιτούμε η αναλλοίωτη μάζα των δυο ηλεκτρονίων να βρίσκεται μεταξύ 80 και 100 GeV/c².

Τα ηλεκτρόνια που πέρασαν τις παραπάνω απαιτήσεις χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό κάθε μιας από τις αποδόσεις των κριτηρίων επιλογής που εφαρμόζονται στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού. Τις συμβολίζουμε ως:

$$\varepsilon(\text{κριτήριο})_{Z \rightarrow ee, Data}.$$

Δεδομένου ότι θέλουμε τις αποδόσεις που αντιστοιχούν για ηλεκτρόνια που προέρχονται από διασπάσεις του W και όχι από διασπάσεις του Z, επιβάλλουμε διόρθωση για την διαφορά των κατανομών των ηλεκτρονίων που προέρχονται από αυτές τις δυο διασπάσεις.

Τη διόρθωση αυτή την ονομάζουμε Παράγοντα Διόρθωσης (Scale Factor-SF) και ορίζεται ως εξής:

$$SF = \frac{\varepsilon(\text{κριτήριο})_{W \rightarrow e\nu, MC}}{\varepsilon(\text{κριτήριο})_{Z \rightarrow ee, MC}} \quad (66)$$

Στο τέλος πολλαπλασιάζουμε με αυτόν τον παράγοντα SF, έτσι ώστε να έχουμε τη σωστή απόδοση κριτηρίου επιλογής για W->eν γεγονότα.

3.4.2.1 Απόδοση επιλογής ηλεκτρονίου (ID)

Η χρήση της διαδικασίας εύρεσης τροχιών κατέστησε δυνατό να κρατήσουμε τις απαιτήσεις για αναγνώριση του ηλεκτρονίου στο ελάχιστο. Για αυτό απαιτούμε μόνο τα κριτήρια επιλογής Had/Em και $IsoRel$ ως κριτήρια αναγνώρισης ηλεκτρονίων. Για τον υπολογισμό της απόδοσης αυτής χρησιμοποιήθηκε το ηλεκτρόνιο, από το δείγμα $Z \rightarrow ee$ KE, που ανιχνεύεται στην εμπρόσθια περιοχή του ανιχνευτού.

Η απόδοση στην περίπτωση αυτή ορίζεται ως ο αριθμός των ηλεκτρονίων που περνάνε αυτά τα κριτήρια προς τον αριθμό των ηλεκτρονίων που περνάνε τα χαλαρά(*loose*) κριτήρια επιλογής για το εμπρόσθιο τμήμα.

Η απόδοση αναγνώρισης υπολογίζεται αφού πρώτα αφαιρεθούν τα γεγονότα υποβάθρου, τα οποία εκτιμήθηκαν με τη μέθοδο των *ψευδών ρυθμών (fake rates)* η οποία θα ζητηθεί παρακάτω. Έτσι έχουμε:

$$\epsilon_{ID, Bkg\ removed} = \frac{Numerator - Bkg_{Num}}{Denominator - Bkg_{Denum}} \quad (67)$$

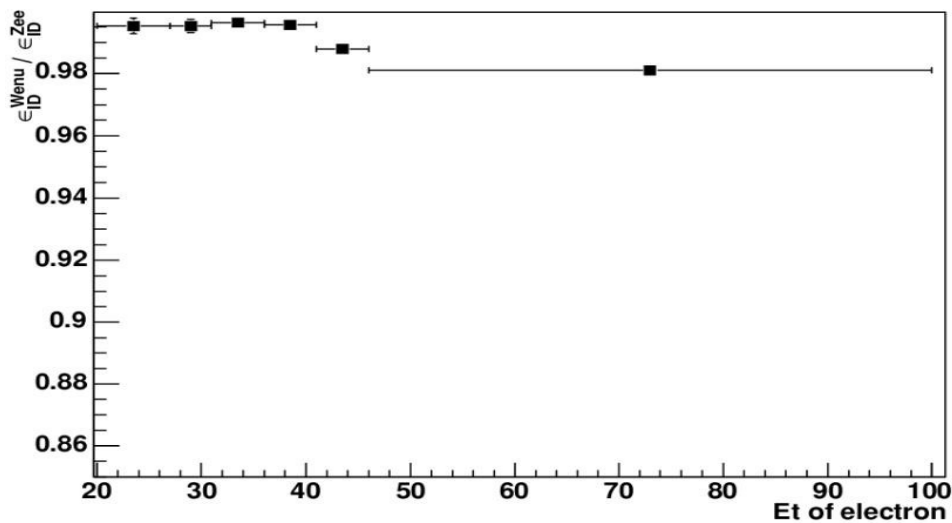
Η απόδοση είναι: $0.955 \pm 0.002(stat) \pm 0.019(syst)$ όπου το συστηματικό σφάλμα προέρχεται από την αφαίρεση των γεγονότων υποβάθρου.

Λεπτομερή αποτελέσματα δίδονται στον Πιν.13.

	Candidate events	East	West	Bkg(QCD)	Bkg(W)
Numerator	8573	4351	4222	57.4 ± 23	11 ± 3
Denominator	9387	4725	4662	415 ± 166	71 ± 21
ϵ_{ID}	$0.955 \pm 0.002(stat) \pm 0.019(syst)$				
$\epsilon_{ID, corr}$	$0.948 \pm 0.002(stat) \pm 0.020(syst)$				

Πίνακας 13: Αποδόσεις για την αναγνώριση(ID) ηλεκτρονίων όπως υπολογίζεται από $Z \rightarrow ee$ γεγονότα, θεωρώντας την αναλλοίωτη μάζα των 2 ηλεκτρονίων μεταξύ 80 και 100 GeV/c² και μετά την αφαίρεση γεγονότων υποβάθρου.

Εδώ σημειώνουμε ότι ο παράγοντας SF εξαρτάται από την εγκάρσια ενέργεια του ηλεκτρονίου, όπως φαίνεται από το Σχ. 62.



Σχήμα 62: Ο παράγοντας SF ως συνάρτηση της εγκάρσιας ενέργειας του ηλεκτρονίου.

Ο παράγοντας SF υπολογίζεται να είναι $SF=0.9922\pm0.0005$, και αφού πολλαπλασιάσουμε με αυτόν τις αποδόσεις που υπολογίστηκαν με τη χρήση του δείγματος πειραματικών δεδομένων $Z\rightarrow ee$, καταλήγουμε με την απόδοση αναγνώρισης ηλεκτρονίου(ID) για $W\rightarrow e\nu$ δεδομένα: $0.948\pm0.002(\text{syst})\pm0.019(\text{syst})$.

Μέχρι τώρα τα συστηματικά σφάλματα προκύπτουν από την αφαίρεση των γεγονότων υποβάθρου, και θα συζητηθούν αργότερα.

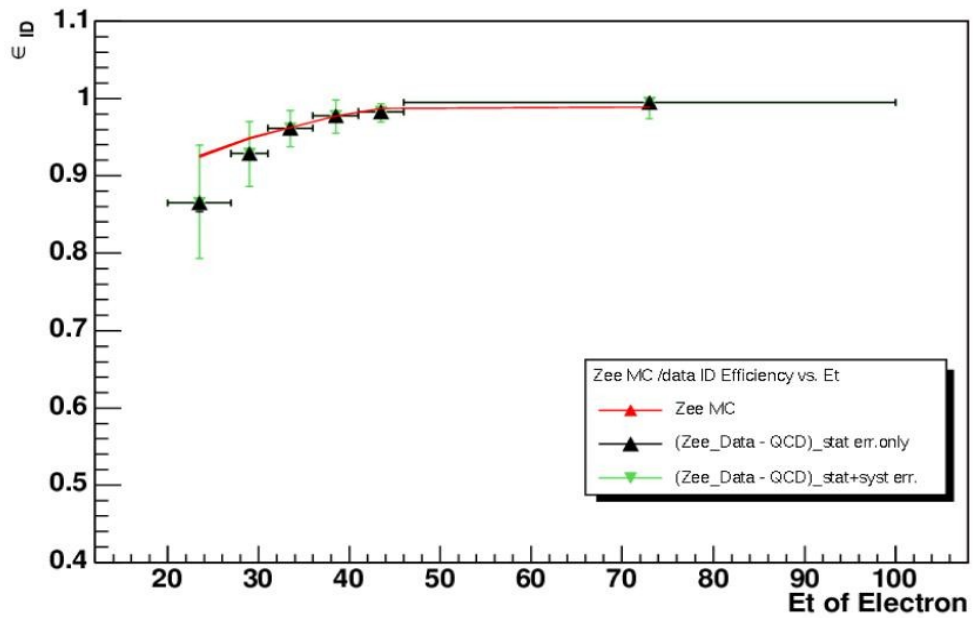
Εκτός, όμως από αυτή τη πηγή συστηματικών σφαλμάτων, θα πρέπει να συμπεριλάβουμε και την εξάρτηση της απόδοσης αυτής από την εγκάρσια ενέργεια του ηλεκτρονίου και από την ψευδοοκύτητα (Βλέπε Σχ. 63 και 64).

Για τον λόγο αυτό υπολογίσαμε ξεχωριστά, την απόδοση αναγνώρισης ηλεκτρονίου λαμβάνοντας υπ' όψη την εξάρτηση στην εγκάρσια ενέργεια του ηλεκτρονίου και στην ψευδοοκύτητα.

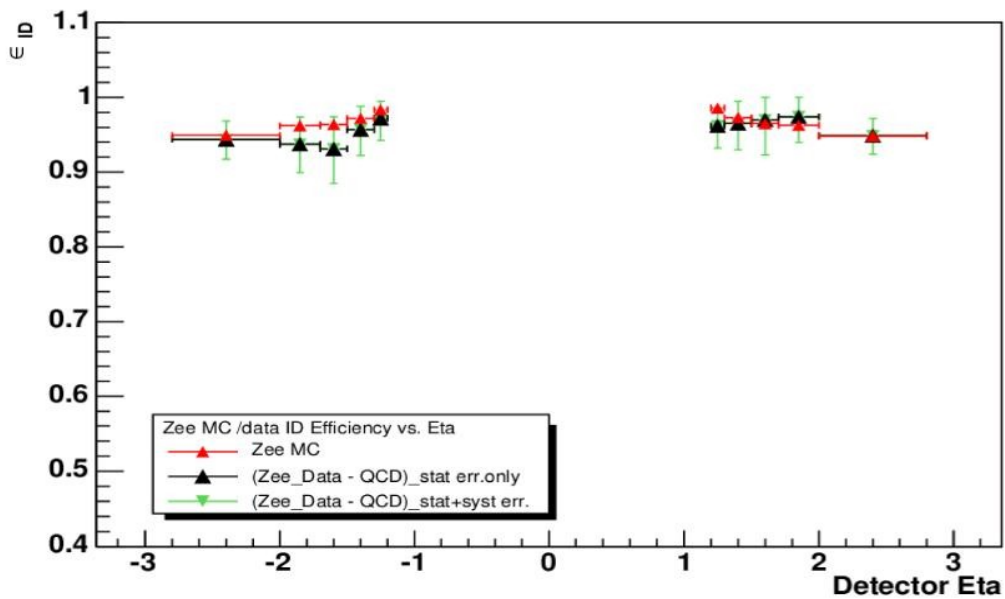
Στην πρώτη περίπτωση η απόδοση γίνεται: 0.94113, μια διαφορά -0.0067 σε σχέση με την τιμή στον Πιν.13.

Στην δεύτερη περίπτωση η απόδοση γίνεται: 0.9472, μια διαφορά -0.0008 σε σχέση με την τιμή στον Πιν.13.

Η μεγαλύτερη από τις δύο αυτές διαφορές λαμβάνεται ως επιπλέον συνεισφορά στα συστηματικά σφάλματα της απόδοσης που μελετάται σε αυτό το τμήμα. Το τελικό συστηματικό σφάλμα είναι ±0.002 .



Σχήμα 63: Απόδοση κριτηρίων αναγνώρισης ηλεκτρονίου ως συνάρτηση της εγκάρσιας ενέργειας του ηλεκτρονίου από δεδομένα και MC $Z \rightarrow ee$



Σχήμα 64: Απόδοση του κριτηρίου αναγνώρισης ηλεκτρονίου ως συνάρτηση της ψευδωκότητας από δεδομένα και MC $Z \rightarrow ee$

3.4.2.2 Πληροφορίες κατασκευής τροχιών και απόδοση

Στην ανάλυση αυτή χρησιμοποίησαμε τροχιές οι οποίες ανακατασκευάστηκαν από τους αλγόριθμους OI[31], IO[62], και SiSa[63]. Ένας έλεγχος των παραμέτρων της ανακατασκευασμένης τροχιάς του ηλεκτρονίων που ανιχνεύονται στην εμπρόσθια περιοχή, είναι η σύγκριση πειραματικών και MC δεδομένων $Z \rightarrow ee$.

Η απόδοση της ανακατασκευής τροχιάς ορίζεται ως η πιθανότητα να συσχετιστεί μια τροχιά σε μια H/M ομάδα (υποψήφιο ηλεκτρόνιο) η οποία περνάει όλα τα κριτήρια επιλογής και να επεκταθεί σε μία ομάδα του PES με $\Delta X, \Delta Y < 3 \text{ cm}$.

Γνωρίζουμε ότι πιθανές απώλειες στην απόδοση αυτή μπορούν να προέλθουν από φωτόνια τα οποία δίνουν σήμα σε μια ακτίνα μερικών εκατοστών. Ακόμα γνωρίζουμε ότι λόγω του γεγονότος ότι απαιτούμε χαλαρή απομόνωση (Isolation) είναι πιθανό φορτισμένες τροχιές οι οποίες επικαλύπτονται με φωτόνια από ουδέτρα πόνια να συνεισφέρουν θετικά στην ολική απόδοση ανακατασκευής τροχιών.

Για τον υπολογισμό αυτής της απόδοσης δεν βασιζόμαστε αποκλειστικά σε δεδομένα προσομοίωσης.

Αρχικά υπολογίζουμε την απόδοση ανακατασκευής τροχιάς για το ηλεκτρόνιο που προέρχεται από πειραματικά δεδομένα $Z \rightarrow ee$ και ανιχνεύεται στην εμπρόσθια περιοχή του ανιχνευτού και διορθώνουμε με τη χρήση προσομοιωμένων γεγονότων $Z \rightarrow ee$ και $W \rightarrow en$ για πιθανές διαφορές των ηλεκτρονίων που προέρχονται από αυτές τις δυο διαφορετικές φυσικές διαδικασίες.

Τελικά η απόδοση ανακατασκευής τροχιάς για $W \rightarrow en$ γεγονότα μπορεί να γραφεί ως:

$$\epsilon_{track}(W_{data}) = \epsilon_{track}(W_{MC}) \times \left(\frac{\epsilon_{track}(Z_{data})}{\epsilon_{track}(Z_{MC})} \right) \quad (68)$$

όπου $\epsilon_{track}(Z_{Data})$ και $\epsilon_{track}(Z_{MC})$ είναι οι πιθανότητες να συσχετισθεί μια τροχιά με μια H/M ομάδα και να επεκταθεί στον PES σε ένα παράθυρο $|\Delta X|, |\Delta Y|$

<3 cm για Z->ee KE πειραματικά δεδομένα και MC.

Αν χρησιμοποιήσουμε δεδομένα προσομοίωσης W->en, η απόδοση ανακατασκευής τροχιάς είναι **0.4972±0.0005(stat)**.

Αντίστοιχα η απόδοση ανακατασκευής τροχιάς με τη χρήση πειραματικών δεδομένων

Z->ee KE, και με επιλογή της αναλλοίωτης μάζας των δύο ηλεκτρονίων να βρίσκεται μεταξύ 80 και 100 GeV/c² υπολογίζεται να είναι (Πιν.14):

$$\epsilon_{\text{track}}(\mathbf{Z}, \mathbf{data}) = 0.492 \pm 0.005(\text{stat}) \pm 0.001(\text{syst}) \quad (69)$$

Ο υπολογισμός αυτός γίνεται αφού γίνει αφαίρεση του υποβάθρου QCD από το δείγμα πειραματικών δεδομένων Z->ee KE.

Το συστηματικό σφάλμα προκύπτει από αυτή την αφαίρεση των γεγονότων υποβάθρου.

Η απόδοση ανακατασκευής τροχιάς όπως αυτή υπολογίζεται με τη χρήση προσομοιωμένων γεγονότων Z->ee KE είναι:

$$\epsilon_{\text{track}}(\mathbf{Z}, \mathbf{MC}) = 0.537 \pm 0.001(\text{stat}) \quad (70)$$

Τελικά η απόδοση ανακατασκευής τροχιών για ηλεκτρόνια που ανιχνεύονται στο εμπρόσθιο τμήμα του ανιχνευτού και τα οποία προέρχονται από τη διάσπαση του μποζονίου του W είναι :

$$\epsilon_{\text{track}}(\mathbf{W}, \mathbf{data}) = 0.456 \pm 0.005(\text{stat}) \pm 0.001(\text{syst}) \quad (71)$$

όπου το συστηματικό σφάλμα αναφέρεται στην αβεβαιότητα ~30% που προκύπτει από την αφαίρεση των γεγονότων υποβάθρου QCD.

	Candidate events	East	West	Bkg(QCD)	Bkg(W)
Numerator	4191	2175	2016	4.6 ± 1.8	0.9 ± 0.3
Denominator	8573	4351	4222	57.4 ± 23	11 ± 3
$\epsilon_{track}(Z, data)$	$0.492 \pm 0.005 (stat) \pm 0.001 (syst)$				

Πίνακας 14: Η απόδοση ανακατασκευής τροχιάς από πειραματικά δεδομένα $Z \rightarrow ee$.

Στο Σχ.65, παρουσιάζονται οι διαφορετικοί αλγόριθμοι ανακατασκευής τροχιών ως συνάρτηση της ψευδοοκότητας που χρησιμοποιήθηκαν σε αυτή την ανάλυση και συνεισφέρουν στην απόδοση ανακατασκευής τροχιών. Στα Σχ. 66,67 και 68 δίδεται σύγκριση της απόδοσης ανακατασκευής τροχιών σαν συνάρτηση της ψευδοοκότητας, της Ετ και της γωνίας ϕ μεταξύ πειραματικών δεδομένων και δεδομένων προσομοίωσης $Z \rightarrow ee$.

Ο παράγοντας διόρθωσης (SF) δίδεται στα Σχ. 69,70 και 71 σαν συνάρτηση της ψευδοοκότητας, της αζιμουθιακής γωνίας ϕ και της Ετ αντίστοιχα.

Εδώ θα πρέπει να σημειώσουμε ότι για την κατανόηση των διαφορών μεταξύ πειραματικών δεδομένων και δεδομένων προσομοίωσης, ως προς την ψευδοοκότητα, χρειάστηκε να καταναλωθεί αρκετός χρόνος. Ο λόγος για αυτό ήταν το γεγονός ότι έπρεπε να καταλάβουμε πόσο καλά η κατάσταση των ανιχνευτών πυριτίου εκφράζεται από τα προγράμματα προσομοίωσης του CDF. Κάτι τέτοιο είναι δυνατό να γίνει γιατί τα προγράμματα προσομοίωσης του CDF συμπεριλαμβάνουν τυχόν προβλήματα που έχουν παρουσιαστεί σε διάφορα τμήματα του ανιχνευτού. Έτσι μπορέσαμε να συγκρίνουμε με λεπτομέρεια πειραματικά και προσομοιωμένα δεδομένα σε επίπεδο υποσυστημάτων του ανιχνευτού.

Ξεκινάμε τη μελέτη με δείγμα $Z \rightarrow ee$ KE (πειραματικά δεδομένα και MC) αφού εφαρμοστούν τα κριτήρια επιλογής για την αναγνώριση ηλεκτρονίου και πριν γίνει η αναγνώριση τροχιάς. Έπειτα για κάθε H/M ομάδα προεκτείνουμε προς το σημείο αρχικής κορυφής αλληλεπίδρασης και μετράμε πόσους ανιχνευτές πυριτίου `βλέπει` η τροχιά. Γνωρίζουμε από πριν πιο ανιχνευτές είναι σε λειτουργία και ποιοι όχι. Έτσι μπορούμε να συγκρίνουμε πειραματικά και προσομοιωμένα δεδομένα σαν συνάρτηση των ενεργοποιημένων ανιχνευτών. Ο αριθμός των ανιχνευτών που είναι ενεργοποιημένοι σε πειραματικά προς τον

αριθμό των ανιχνευτών που είναι ενεργοποιημένοι σε δεδομένα προσομοίωσης σαν συνάρτηση της ψευδοωκότητας φαίνεται στο Σχ.73. Αντίστοιχα στο Σχ. 74 παρουσιάζεται ο αριθμός των ανιχνευτών που είναι απενεργοποιημένοι σε πειραματικά δεδομένα προς τον αριθμό των ανιχνευτών που είναι απενεργοποιημένοι για προσομοιωμένα δεδομένα, πάλι σαν συνάρτηση της ψευδοωκότητας.

Από τις εικόνες βλέπουμε ότι υπάρχει σημαντική διαφορά μεταξύ πειραματικών και προσομοιωμένων γεγονότων, όχι μόνο ως προς το μέγεθος αλλά και ως προς την ψευδοωκότητα.

Ο παράγοντας διόρθωσης (SF) που εισαγάγουμε στον υπολογισμό αυτής της απόδοσης συμπεριλαμβάνει και αυτή την προβληματική συμπεριφορά του ανιχνευτού.

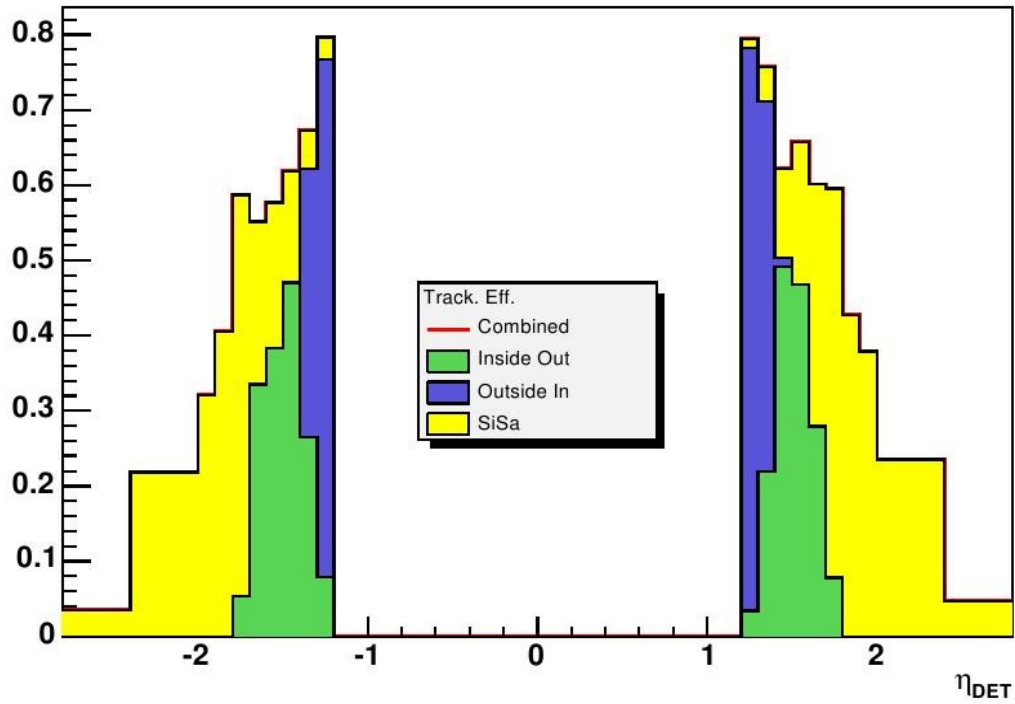
Η τελική απόδοση ανακατασκευής τροχιάς για γεγονότα $W \rightarrow e\nu$ υπολογίστηκε, επαναπροσδιορίζοντας κάθε γεγονός έτσι ώστε να ληφθεί υπ' όψη η εξάρτηση του παράγοντα SF ως προς την ψευδοωκότητα.

Έτσι έχουμε: $\epsilon_{\text{track},\eta}(W, \text{data}) = 0.462 \pm 0.005(\text{stat})$ η οποία είναι λιγότερη κατά 0.006 από την τιμή στην εξίσωση 71.

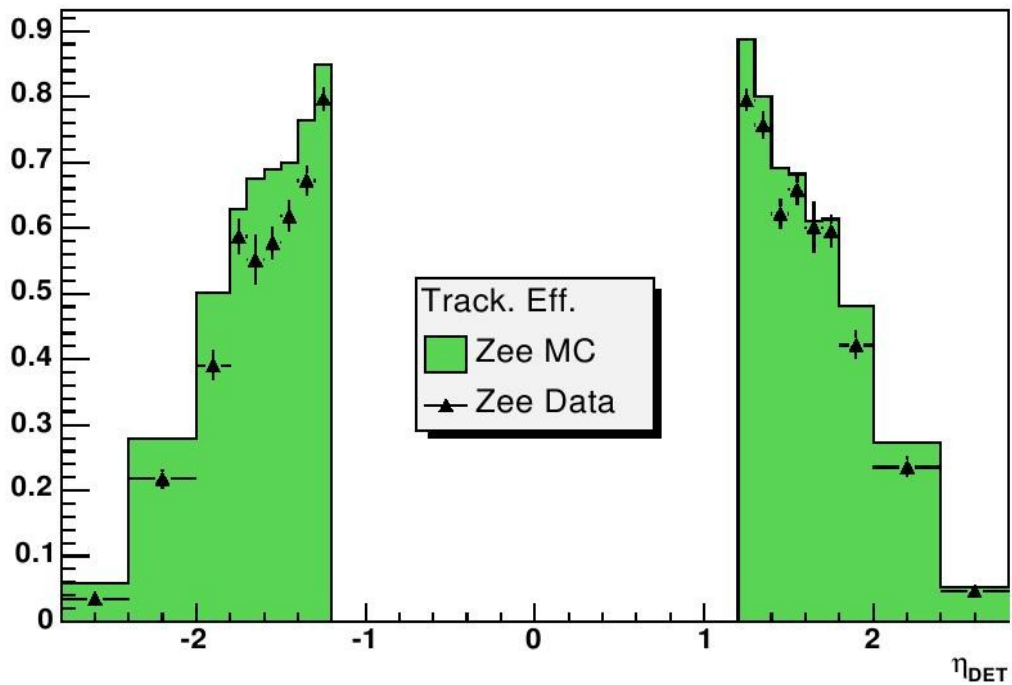
Λαμβάνοντας υπ' όψη την εξάρτηση που υπάρχει ως προς την Et αντί της εξάρτησης στην ψευδοωκότητα, καταλείγουμε με : $\epsilon_{\text{track},Et}(W, \text{data}) = 0.457 \pm 0.005(\text{stat})$ η οποία είναι μεγαλύτερη κατά 0.001 από την τιμή στην εξίσωση 71.

Όπως δείξαμε και νωρίτερα, η απόδοση της ανακατασκευής τροχιάς εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από την κατάσταση που βρίσκεται ο εμπρόσθιος ανιχνευτής. Για τον λόγο αυτό χρησιμοποιήσαμε ως μέση τιμή της απόδοσης, αυτή που προκύπτει από την διόρθωση ως προς την ψευδοωκότητα, και την διαφορά $\epsilon_{\text{track}}(W, \text{data}) - \epsilon_{\text{track},\eta}(W, \text{data})$ ως επιπλέον συνεισφορά στα συστηματικά σφάλματα σε αυτήν. Τελικά η απόδοση ανακατασκευής τροχιάς υπολογίζεται να είναι:

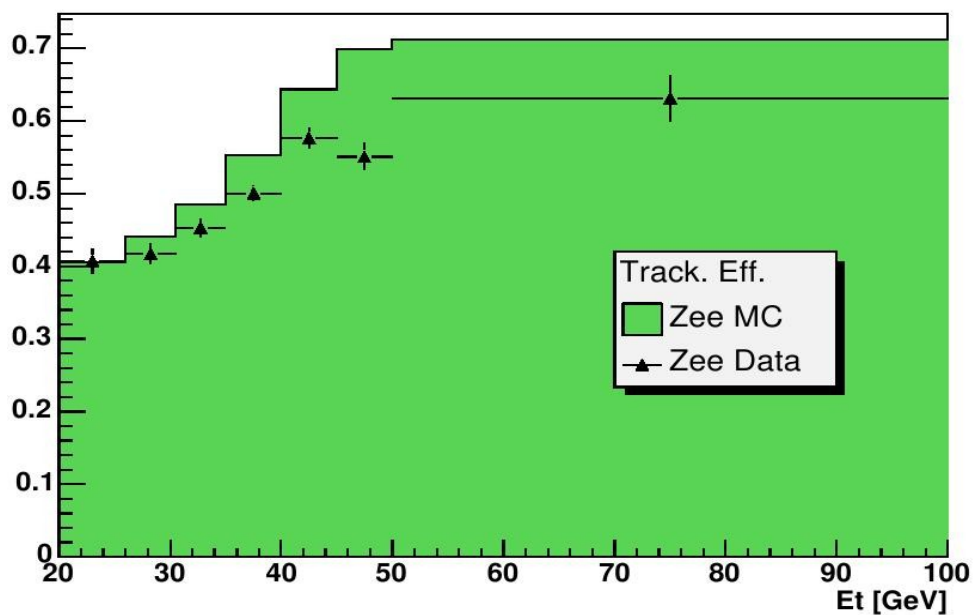
$$\epsilon_{\text{track},\eta}(W, \text{data}) = 0.462 \pm 0.005(\text{stat}) \pm 0.0014(\text{syst}) \quad (72)$$



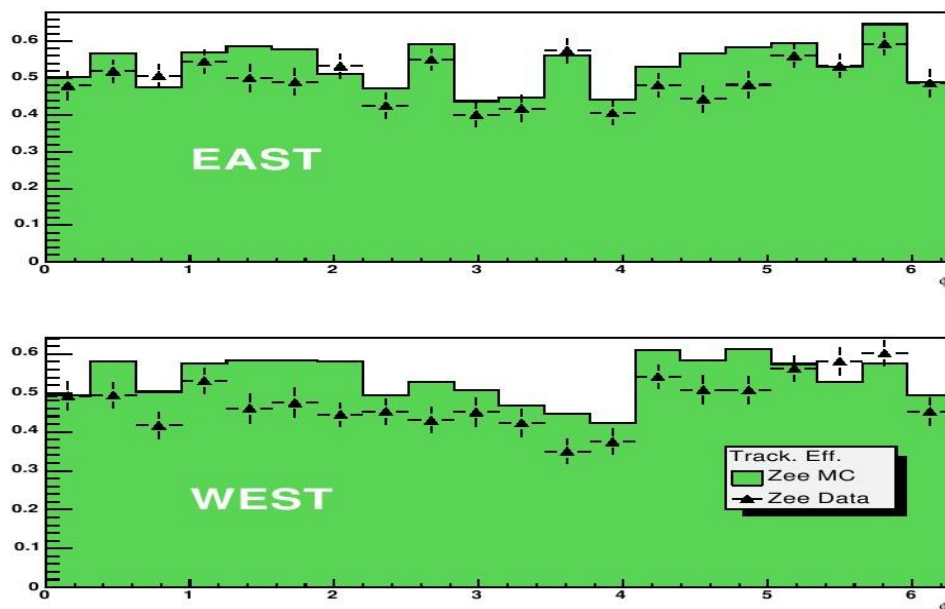
Σχήμα 65: Αποδόσεις των διαφορετικών αλγορίθμων ανακατασκευής τροχιών ως συνάρτηση της ψευδωκότητας για γεγονότα Z



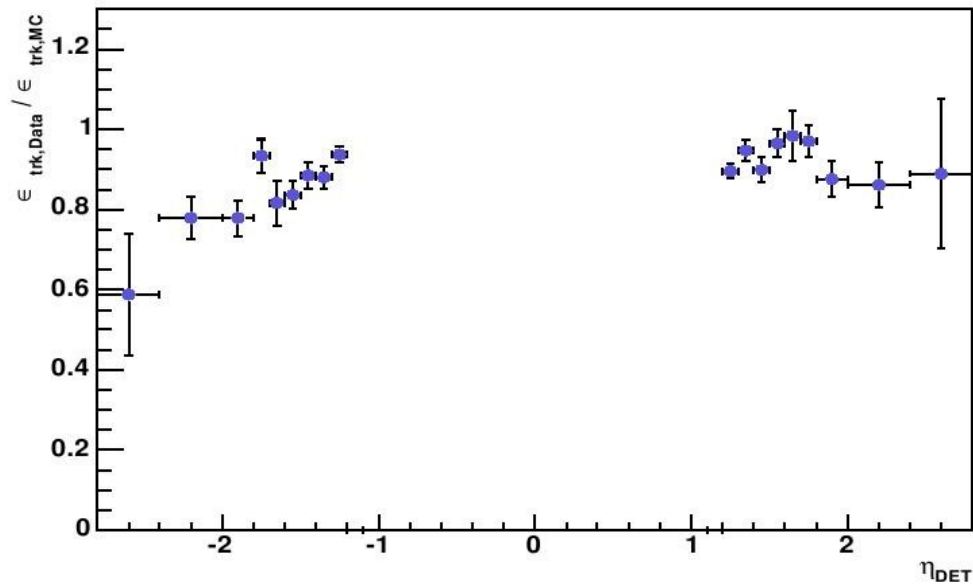
Σχήμα 66: Απόδοση της ανακατασκευής τροχιών για το εμπρόσθιο ηλεκτρόνιο από την διάσπαση του Z ως συνάρτηση της ψευδωκότητας. Πειραματικά (τελείες) και δεδομένα προσομοίωσης (πράσινο ιστόγραμμα)



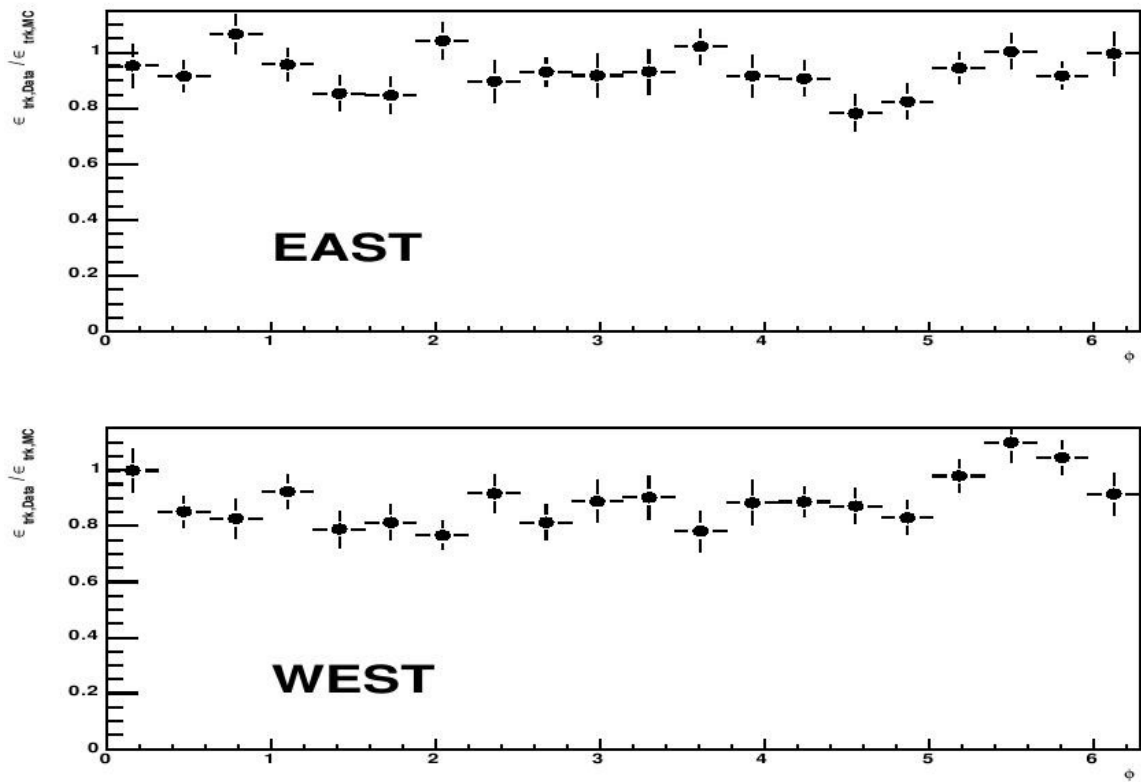
Σχήμα 67: Απόδοση ανακατασκευής τροχιάς του εμπρόσθιου ηλεκτρονίου της διάσπασης του Z ως συνάρτηση της E_t . Δεδομένα (τελείες) και δεδομένα προσομοίωσης(πράσινο ιστόγραμμα)



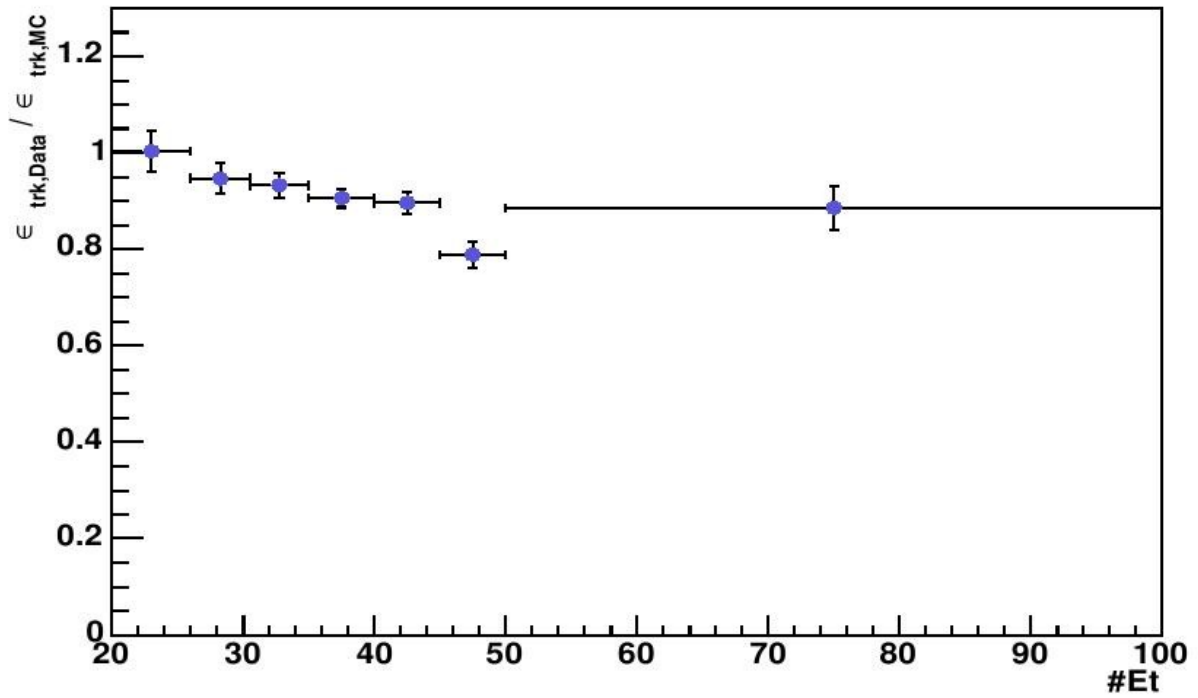
Σχήμα 68: Απόδοση ανακατασκευής τροχιών για το εμπρόσθιο ηλεκτρόνιο της διάσπασης του Z. Πειραματικά δεδομένα (τελείες) και δεδομένα προσομοίωσης(πράσινο ιστόγραμμα). Ξεχωριστά για Ανατολικό (πάνω) και δυτικό (κάτω) τμήμα.



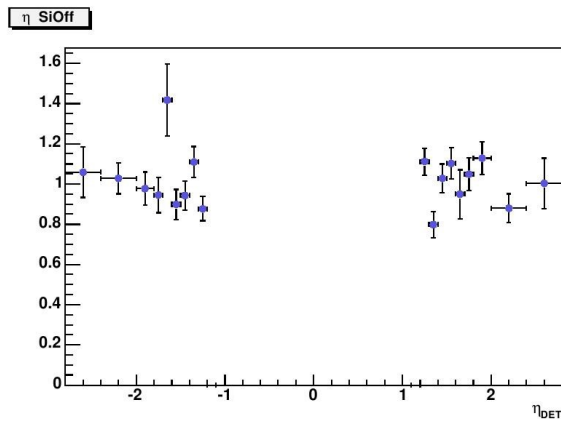
Σχήμα 69: Παράγοντας διόρθωσης SF ως συνάρτηση της ψευδοωκότητας



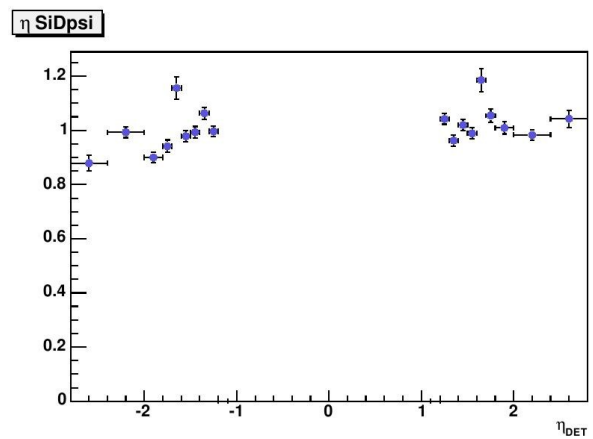
Σχήμα 70: Παράγοντας διόρθωσης SF ως συνάρτηση της γωνίας ϕ



Σχήμα 71: Παράγοντας διόρθωσης SF ως συνάρτηση της Et



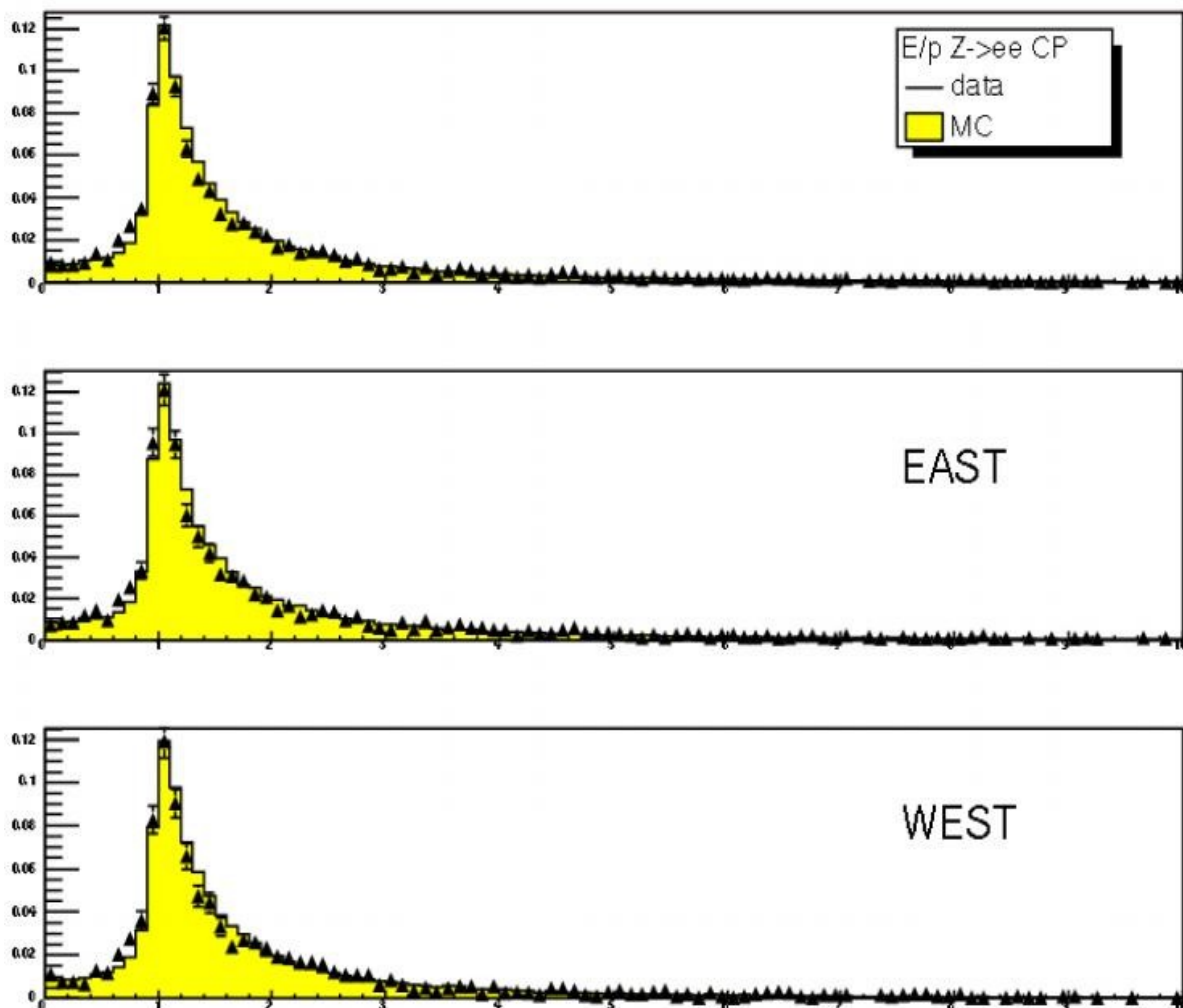
Σχήμα 72: Λόγος των αριθμών ενεργοποιημένων ανιχνευτών (πειραματικά/ προσομοιωμένα) που βρέθηκαν στην ευθεία της τροχιάς του ηλεκτρονίου πριν την απαίτηση οποιουδήποτε κριτηρίου τροχιάς σαν συνάρτηση της ψευδωκότητας



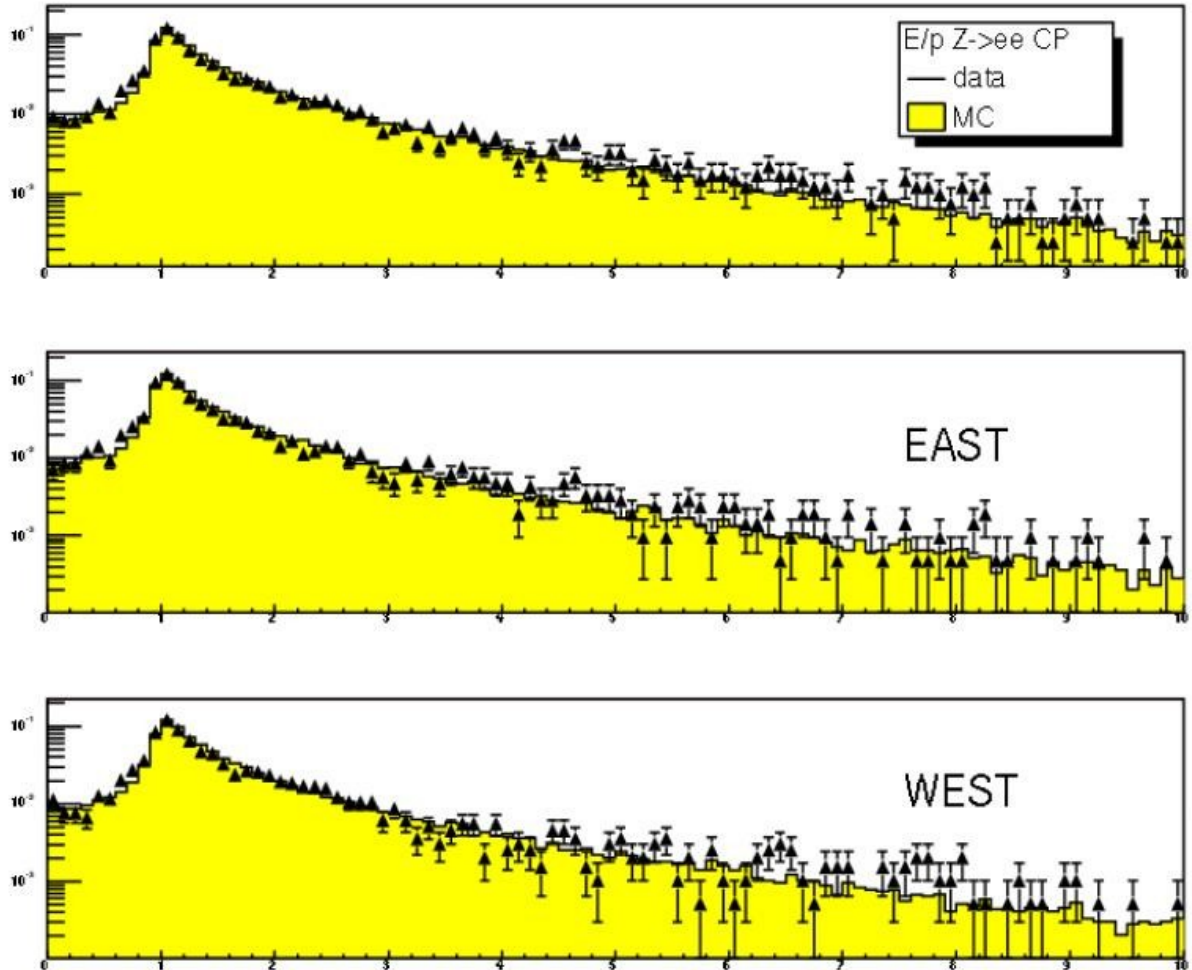
Σχήμα 73: Λόγος των αριθμών μη ενεργοποιημένων ανιχνευτών (πειραματικά/ προσομοιωμένα) που βρέθηκαν στην ευθεία της τροχιάς του ηλεκτρονίου πριν την απαίτηση οποιουδήποτε κριτηρίου τροχιάς σαν συνάρτηση της ψευδωκότητας

3.4.2.3 Απόδοση κριτηρίου επιλογής E/p

Η τελευταία από τις αποδόσεις που χρειάστηκε να υπολογιστεί για αυτή την ανάλυση, ήταν η απόδοση του κριτηρίου επιλογής E/p. Όπως και στους προηγούμενους υπολογισμούς των αποδόσεων και εδώ έγινε χρήση του δείγματος δεδομένων Z->ee KE (πειραματικά και MC) και απαιτήθηκε το ηλεκτρόνιο να ανιχνεύεται στην εμπρόσθια περιοχή και να περνάει όλα τα κριτήρια επιλογής συμπεριλαμβανομένου και του E/p. Επίσης απαιτούμε η αναλλοίωτη μάζα των δυο ηλεκτρονίων να βρίσκεται στο παράθυρο μάζας 80-100 GeV/c². Στα Σχ. 74 και 76 δίδονται οι κατανομές του κριτηρίου επιλογής για το εμπρόσθιο ηλεκτρόνιο του δείγματος Z->ee KE σε γραμμική και λογαριθμική κλίμακα αντίστοιχα.



Σχήμα 74: Κατανομή του κριτηρίου επιλογής E/p για πειραματικά (τελείες) και δεδομένα προσομοίωσης (κίτρινο ιστόγραμμα). Συνολικά (πρώτη), Ανατολικό τμήμα (δεύτερη) και Δυτικό τμήμα (τρίτη)



Σχήμα 75: Κατανομή του κριτηρίου επιλογής E/p για πειραματικά (τελείες) και δεδομένα προσομοίωσης (κίτρινο ιστόγραμμα). Συνολικά (πρώτη), Ανατολικό τμήμα (δεύτερη) και Δυτικό τμήμα (τρίτη). Όλα σε λογαριθμική κλίμακα.

Μετά την αφαίρεση των γεγονότων υπβάθρου QCD και W+jets η απόδοση του κριτηρίου επιλογής υπολογίζεται να είναι:

$$\epsilon_{E/p} = 0.713 \pm 0.007(\text{stat}) \pm 0.0004(\text{syst}) \quad (74)$$

Τα συστηματικά σφάλματα οφείλονται στην διαδικασία αφαίρεσης των γεγονότων υποβάθρου. Στον Πιν.15 δίδονται περισσότερες λεπτομέρειες.

	Cand events	East	West	Bkg (QCD)	Bkg (W)
Numerator	2985	1563	1422	0.9 ± 0.4	0.21 ± 0.06
Denominator	4191	2175	2175	4.6 ± 1.8	0.9 ± 0.3
ϵ_{Elp}	$0.713 \pm 0.007(stat) \pm 0.0004(syst)$				

Πίνακας 15: Απόδοση του κριτηρίου επιλογής E/p όπως αυτό υπολογίστηκε από Z->ee γεγονότα, για αναλλοίωτη μάζα των 2 ηλεκτρονίων από 80 έως 100 GeV/c² και μετά την αφαίρεση των γεγονότων υποβάθρου.

3.4.3 Περίληψη όλων των αποδόσεων κριτηρίων επιλογής

Στον επόμενο πίνακα (16) δίδονται περιληπτικά όλες οι αποδόσεις για τα κριτήρια επιλογής που χρησιμοποιήθηκαν σε αυτή την ανάλυση.

Efficiency	Value	Stat. Error	Syst Error
$\epsilon_{trigger}$	0.9610	± 0.0006	$+0.0034$ -0.0041
$\epsilon_{ID, corr}$	0.9550	± 0.002	$(syst) \pm 0.020$
ϵ_{track}	0.4620	± 0.005	$(syst) \pm 0.0014$
ϵ_{Elp}	0.7130	± 0.007	$+/- 0.0004$

Πίνακας 16: Όλες οι αποδόσεις των κριτηρίων επιλογής

3.5 Υπόβαθρο

Στους προηγούμενους τομείς αυτής της διατριβής και συγκεκριμένα στην περιγραφή της διαδικασίας υπολογισμού των αποδόσεων των κριτηρίων επιλογής, χρειάστηκε να αφαιρεθούν τα γεγονότα υποβάθρου από το σήμα W->en και το δείγμα Z->ee. Σε αυτόν τον τομέα θα ζητηθεί η μεθοδολογία

εκτίμησης αυτών των γεγονότων υποβάθρου με λεπτομέρεια.

3.5.1 Υπόβαθρο στα γεγονότα σήματος $W \rightarrow \nu$

Υπάρχουν φυσικές διεργασίες οι οποίες μπορούν να μιμηθούν ένα γεγονός $W \rightarrow \nu$. Συγκεκριμένα, το κριτήριο επιλογής της ελλείπουσας ενέργειας για το γεγονός σήματος αντιπροσωπεύει το μη ανιχνεύσιμο νεutrino από την λεπτονική διάσπαση του W . Ελλείπουσα ενέργεια όμως μπορούμε να έχουμε από λάθος μετρήσεις πιδάκων ή από σωμάτια που περνούν από περιοχές του ανιχνευτού οι οποίες δεν καλύπτονται από κάποιον υποανιχνευτή που μπορεί να μετρήσει την ενέργειά τους (cracks).

Τα γεγονότα υποβάθρου που μελετήσαμε για τα γεγονότα σήματος είναι αδρονικοί πίδακες (QCD), $W \rightarrow \tau \nu$ όπου το λεπτόνιο τ διασπάται λεπτονικά και από γεγονότα $Z \rightarrow e e$. Στους επόμενους τομείς δίδονται λεπτομέρειες υπολογισμού όλων των γεγονότων υποβάθρου στο σήμα $W \rightarrow \nu$.

3.5.1.1 Μέθοδος Απομόνωσης ως συνάρτηση ελλείπουσας ενέργειας (IsoRel vs MET)

Το υπόβαθρο που υπολογίζεται δυσκολότερα είναι το QCD υπόβαθρο. Για να υπολογίσουμε αυτό το υπόβαθρο ξεκινάμε από την υπόθεση ότι, ο αριθμός των γεγονότων αυτού του υποβάθρου είναι ανεξάρτητος από τη παράμετρο απομόνωσης και την ελλείπουσα ενέργεια που καταγράφεται. Έτσι υπολογίζουμε τον αριθμό γεγονότων που έχουμε σε μια περιοχή μακριά από την περιοχή σήματος και χρησιμοποιώντας την αναλογία περιοχών κάνουμε μια εκτίμηση για τον αριθμό των γεγονότων υποβάθρου QCD στην περιοχή σήματος. Φυσικά η υπόθεση που κάνουμε δεν είναι απόλυτα αληθής, και οπώς θα δούμε αργότερα αυτό έχει ως συνέπεια την ύπαρξη υψηλών συστηματικών σφαλμάτων.

Στο Σχ. 76 παρουσιάζεται η παράμετρος απομόνωσης ως συνάρτηση της ΜΕτ.

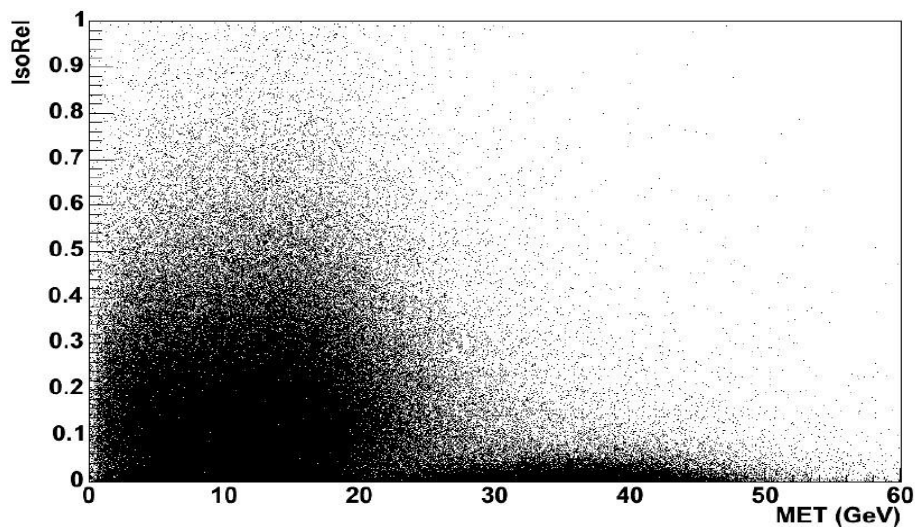
Στη γραφική παράσταση ορίζουμε 4 περιοχές:

- Περιοχή Α: ΜΕτ <10 GeV, IsoRel<0.1
- Περιοχή Β: ΜΕτ <10 GeV, IsoRel>0.2
- Περιοχή Γ: ΜΕτ > 25 GeV, IsoRel>0.2
- Περιοχή Δ: ΜΕτ >25 GeV, IsoRel<0.1

$$\text{Ορίζουμε: } \frac{QCD \text{ υπόβαθρο}}{\# \text{ γεγονότων στην Περ.Γ}} = \frac{\# \text{ γεγονότων στην Περ.Β}}{\# \text{ αριθμός γεγονότων στην Περ. Α}} \quad (75)$$

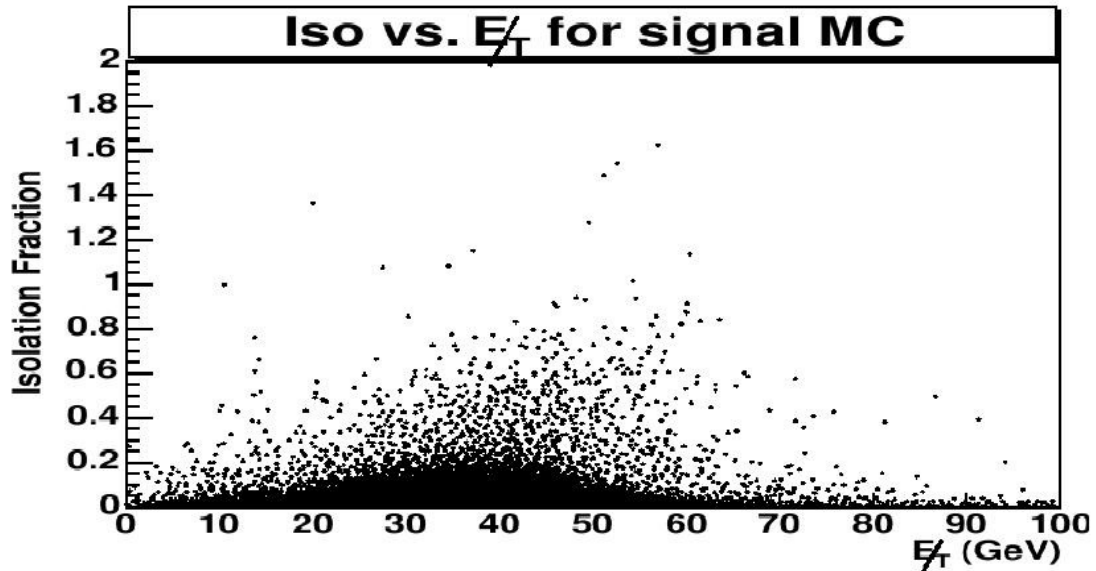
Η περιοχή Δ είναι η περιοχή του σήματος $W \rightarrow \nu e$, ενώ όλες οι άλλες περιοχές, Α, Β και Γ έχουν κατά κύριο λόγο υπόβαθρο. Τα γεγονότα υποβάθρου στην περιοχή Δ εκτιμώνται από την εξίσωση 75.

Με αυτή την τεχνική, η οποία είναι χρησιμοποιείται κατα κόρον από το CDF για αυτό τον τύπο υποβάθρου υπολογίσαμε το QCD υπόβαθρο να είναι 877 ± 59 γεγονότα από 48144 υποψήφια. Το σφάλμα που σημειώνεται εδώ είναι το στατιστικό. Στον υπολογισμό αυτό έχουν συμπεριληφθεί και γεγονότα υποβάθρου που προέρχονται από ηλεκτρασθενείς διαδικασίες και συγκεκριμένα γεγονότα $W \rightarrow \nu \tau$ και $Z \rightarrow e e$.

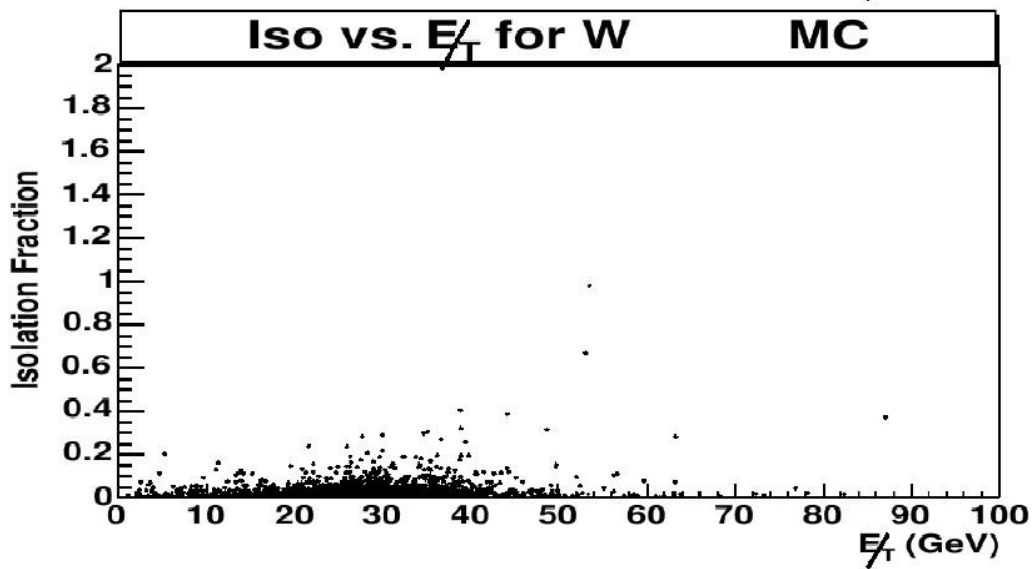


Σχήμα 76: Απομόνωση ως συνάρτηση της ΜΕτ πειραματικών δεδομένων για ηλεκτρόνια με εγκάρσια ενέργεια μεγαλύτερη από 20 GeV και εντοπισμένα στην εμπρόσθια περιοχή του ανιχνευτού.

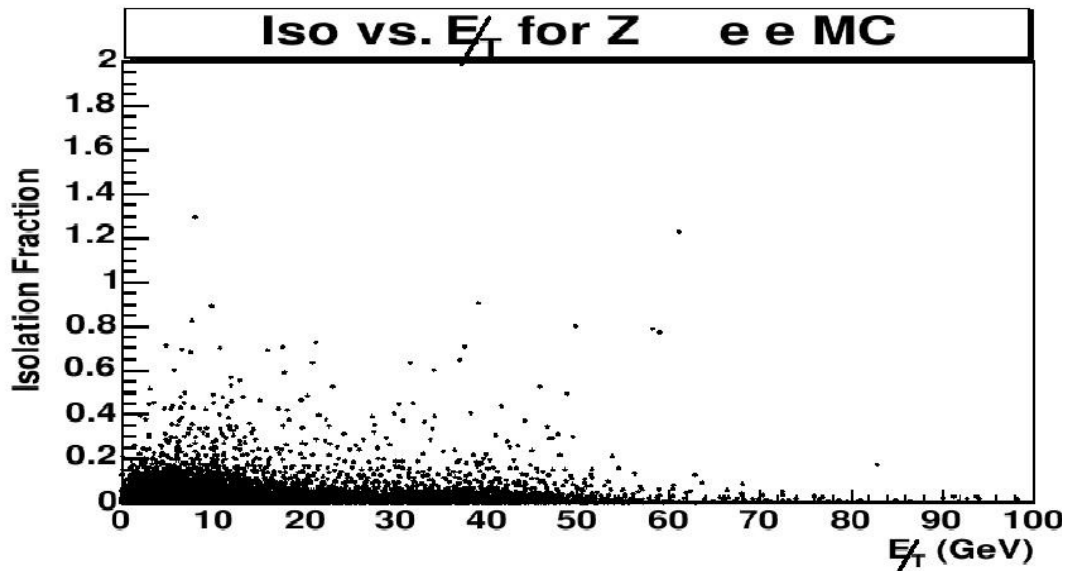
Οι κατανομές Απομόνωσης συνάρτηση της ΜΕτ για σήμα $W \rightarrow e\nu$, για $W \rightarrow \tau\nu$ και $Z \rightarrow ee$ δίδονται στα Σχ. 77, 78 και 79.



Σχήμα 77: Παράμετρος Απομόνωσης ως συνάρτηση ΜΕτ για σήμα $W \rightarrow e\nu$ (MC)



Σχήμα 78: Παράμετρος Απομόνωσης ως συνάρτηση ΜΕτ για σήμα $W \rightarrow \tau\nu$ (MC)

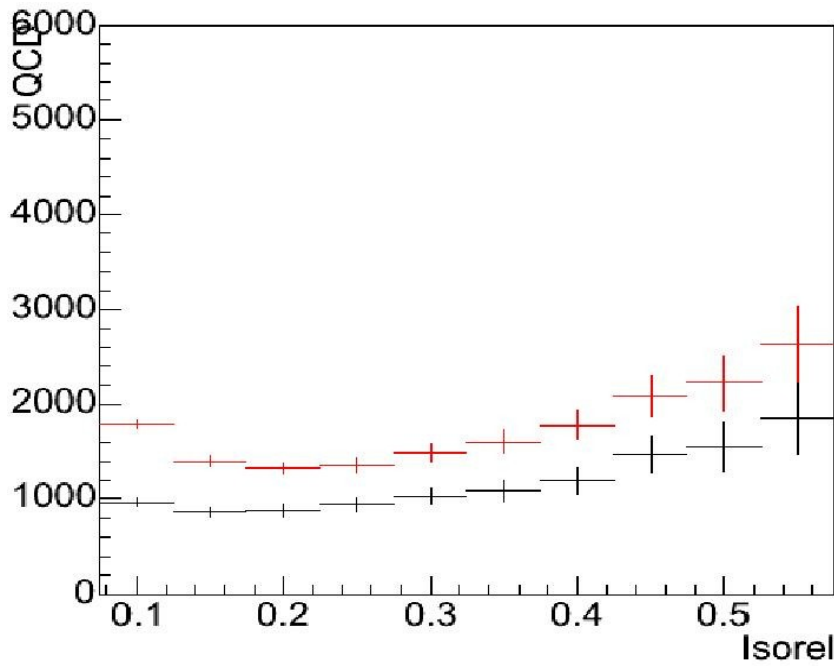


Σχήμα 79: Παράμετρος Απομόνωσης ως συνάρτηση ME_T για σήμα $Z \rightarrow e e$ (MC)

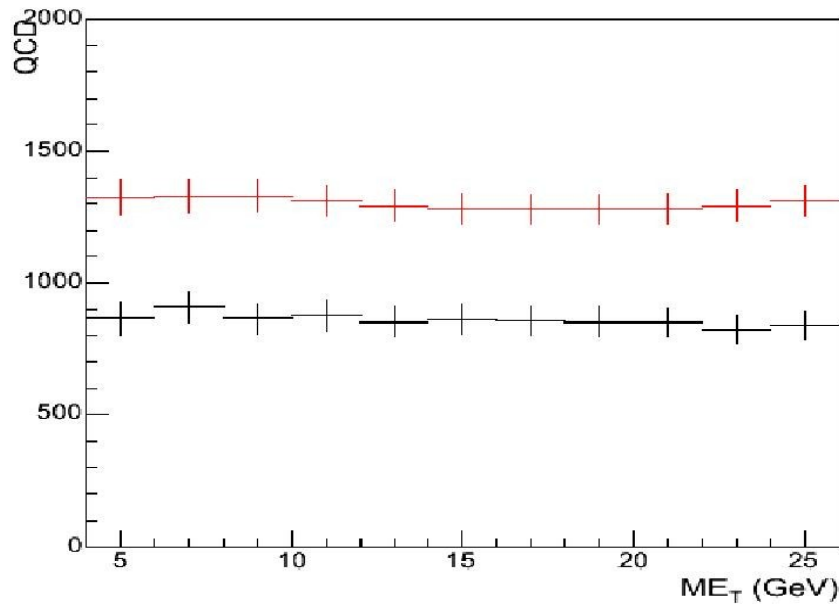
Για να υπολογίσουμε τα συστηματικά σφάλματα που υπεισέρχονται στην εκτίμηση του αριθμού γεγονότων του QCD υποβάθρου, μελετήσαμε τη συμπεριφορά αυτού αριθμού ως προς τη θέση του σημείου επιλογής στις παραμέτρους απομόνωσης και ME_T (βλέπε Σχ. 80 και 81).

Παρατηρούμε ότι αριθμός γεγονότων υποβάθρου είναι ανεξάρτητος από τη θέση του σημείου επιλογής ME_T αλλά έχει εξάρτηση από τη θέση του σημείου επιλογής της παραμέτρου απομόνωσης.

Από άλλες μελέτες που έγιναν [61], με τη χρήση προσομοιωμένων γεγονότων διπλών πιδάκων (di-jet MC), υπάρχει η σκέψη ότι οι μεταβολές που βλέπουμε στο Σχ. 80 είναι κάποια ιδιότητα της QCD. Παρόλα αυτά χρησιμοποιούμε αυτές τις μεταβολές για να εκτιμήσουμε τα συστηματικά σφάλματα που υπεισέρχονται στον υπολογισμό του αριθμού των γεγονότων υποβάθρου QCD. Με συντηρητική εκτίμηση το συστηματικό σφάλμα είναι 50% και αντιστοιχεί σε 439 γεγονότα υποβάθρου.



Σχήμα 80: Εξάρτηση του αριθμού QCD υποβάθρου με τη θέση του σημείου επιλογής του κριτηρίου Απομόνωσης. Η κόκκινη γραμμή είναι το υπόβαθρο χωρίς διόρθωση για ηλεκτρασθενείς διαδικασίες, και η μαύρη γραμμή για το υπόβαθρο με διόρθωση για ηλεκτρασθενείς διαδικασίες.



Σχήμα 81: Εξάρτηση του αριθμού QCD υποβάθρου με τη θέση του σημείου επιλογής του κριτηρίου MET. Η κόκκινη γραμμή είναι το υπόβαθρο χωρίς διόρθωση για ηλεκτρασθενείς διαδικασίες, και η μαύρη γραμμή για το υπόβαθρο με διόρθωση για ηλεκτρασθενείς διαδικασίες.

3.5.1.2 Επαλήθευση με τη χρήση μεθόδου ψευδών ρυθμών (fake rates)

Η εκτίμηση του αριθμού γεγονότων υποβάθρου QCD μπορεί να γίνει με τη χρήση της μεθόδου fake rates (FR) και του δείγματος πειραματικών δεδομένων με πίδακες. Η μέθοδος αυτή μας δίνει μια ανεξάρτητη εκτίμηση του συγκεκριμένου υποβάθρου. Όπως θα δούμε και αργότερα η μέθοδος αυτή χρησιμοποιείται και για την εκτίμηση του υποβάθρου σε γεγονότα $Z \rightarrow ee$.

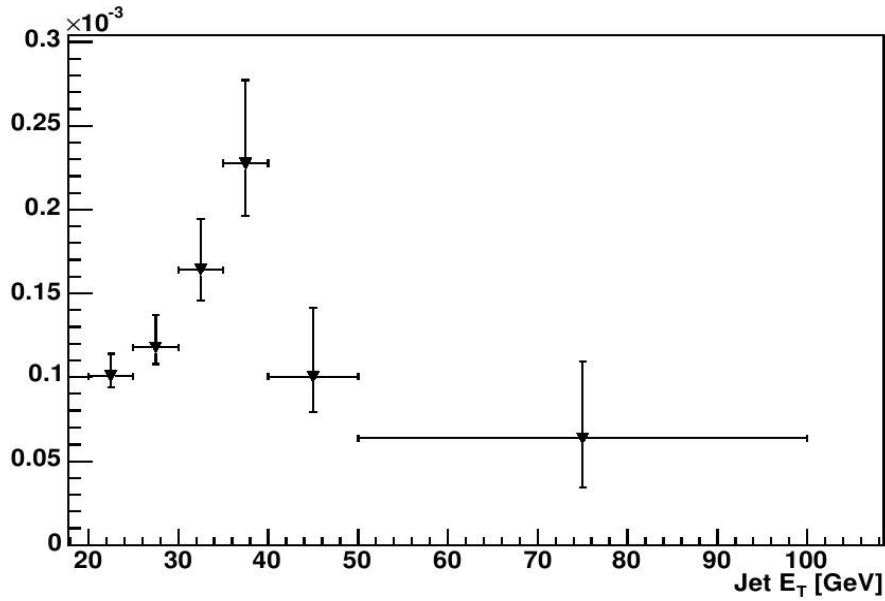
Οι ψευδής ρυθμοί μετρώνται από γεγονότα που περιέχουν τουλάχιστον δυο πίδακες με $E_T > 15$ GeV και $M_{E_T} < 15$ GeV και δεν υπάρχει παραπάνω από ένα *loose* ηλεκτρόνιο. Αυτές οι απαιτήσεις καθαρίζουν το δείγμα από ηλεκτρόνια που προέρχονται από W ή Z.

Ψευδής ρυθμός είναι ο λόγος των πιδάκων που περνούν όλα τα κριτήρια επιλογής ηλεκτρονίων προς τον αριθμό των πιδάκων με ενέργεια $E_T > 20$ GeV.

Λόγω του διαφορετικού αλγόριθμου ομαδοποίησης των πιδάκων και των ηλεκτρονίων, ένας πίδακας θα φαίνεται σαν ένα ηλεκτρόνιο χαμηλότερης ενέργειας από αυτή του αντίστοιχου ηλεκτρονίου. Για να συμπεριλάβουμε αυτή τη διαφορά, η κατανομή E_T^{ele}/E_T^{jet} προσαρμόζεται με μια συνάρτηση Gaus, για τους πίδακες που περνάνε τα κριτήρια επιλογής. Αυτή η κλίμακα έπειτα εφαρμόζεται στις ενέργειες όλων των πιδάκων και η νέα ενέργεια των πιδάκων πλέον αναφέρεται ως E_T^{scaled} . Η εξάρτηση των ψευδών ρυθμών ως προς την E_T παρουσιάζεται στο Σχ. 82.

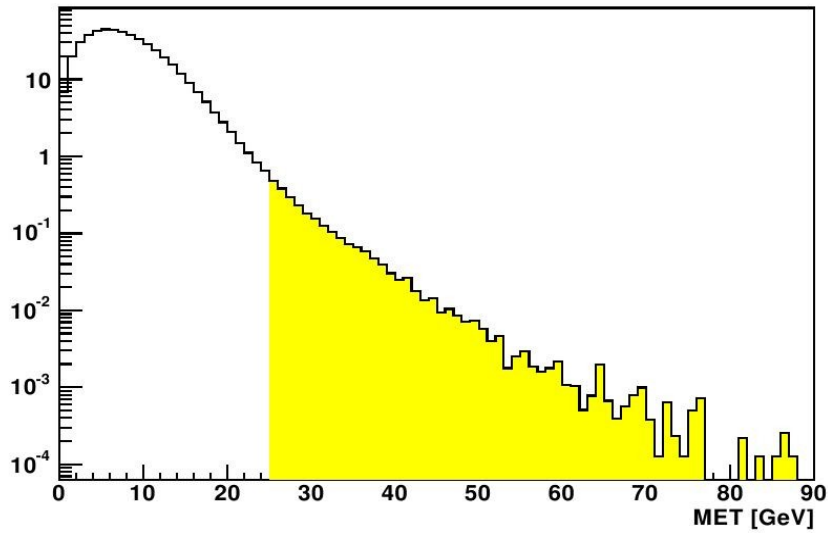
Γνωρίζοντας ότι η άθροιση ενεργειών για πίδακες και ηλεκτρόνια είναι διαφορετική, οι χαμηλές ενέργειες δεν λαμβάνονται υπόψη στην προσαρμογή. Η επιλογή αυτή έχει ως συνέπεια την αύξηση των συστηματικών σφαλμάτων.

Η ελλείπουσα εγκάρσια ενέργεια ανακατασκευάζεται για όλους του πίδακες και αναπροσαρμόζεται από τους ψευδής ρυθμούς (βλέπε Σχ. 83). Το φάσμα αυτό ολοκληρώνεται για $M_{E_T} > 25$ GeV για να μας δώσει την τελική εκτίμηση του υποβάθρου η οποία είναι 1199 ± 360 γεγονότα υποβάθρου. Η τιμή αυτή συμφωνεί με την τιμή που υπολογίστηκε στο τμήμα 3.5.1.1.



Σχήμα 82: Ψευδείς ρυθμοί ως συνάρτηση της E_T από δείγμα $di-jet$

expected QCD = 1199 \pm 360



Σχήμα 83: Κατανομή ME_T για το δείγμα $jet20$

αναπροσαρμοσμένο με τους υπολογισμένους ψευδείς ρυθμούς

Περισσότερες λεπτομέρειες για την μέθοδο των ψευδών ρυθμών θα δοθούν στον υπολογισμό του αριθμού γεγονότων υποβάθρου στα γεγονότα $Z \rightarrow ee$ (3.5.2)

3.5.1.3 Υπόβαθρο Ηλεκτρασθενών διεργασιών

Άλλες συνεισφορές υποβάθρου στο σήμα $W \rightarrow e\nu$ είναι γεγονότα $Z \rightarrow ee$ και $W \rightarrow \tau\nu$. Η εκτιμήσή τους έγινε με χρήση δεδομένων προσομοίωσης $W \rightarrow \tau\nu$ και $Z \rightarrow ee$.

3.5.1.3α Υπόβαθρο από $Z \rightarrow ee$

Τα γεγονότα $Z \rightarrow ee$ μπορούν να μιμηθούν το σήμα $W \rightarrow e\nu$, όταν το ένα ηλεκτρόνιο πέφτει σε περιοχή του ανιχνευτή όπου δεν υπάρχει κάποιο σύστημα να το ανιχνεύσει, δημιουργώντας έτσι ελλείπουσα ενέργεια.

Για να εκτιμήσουμε αυτό το υπόβαθρο κάναμε χρήση προσομοιωμένων γεγονότων $Z \rightarrow ee$ με PYTHIA MC, και εφαρμόσαμε όλα τα κριτήρια επιλογής για ηλεκτρόνια από διασπάσεις $W \rightarrow e\nu$, για να υπολογίσουμε την πιθανότητα που έχει η λεπτονική διάσπαση του Z να μιμηθεί το σήμα.

Βασιζόμενοι στα συμπεράσματα του καθιερωμένου προτύπου για τους σχετικούς ρυθμούς παραγωγής του σήματος και των δύο ηλεκτρασθενών διαδικασιών που λειτουργούν σαν υπόβαθρο, μπορούμε να εκτιμήσουμε την συνεισφορά τους στο υπόβαθρο του σήματος $W \rightarrow e\nu$.

Η ενεργός διατομή της διεργασίας $Z \rightarrow ee$ συσχετίζεται με την ενεργό διατομή της διεργασίας $W \rightarrow e\nu$ μέσω της σχέσης:

$$R = \frac{\sigma \cdot Br(W \rightarrow e\nu)}{\sigma \cdot Br(Z \rightarrow ee)} \quad (76)$$

Για να κάνουμε διόρθωση για αυτή τη διαφορά στις ενεργές διατομές, χρησιμοποιούμε τον θεωρητικό υπολογισμό NNLO ο οποίος δίνει $R = 10.67 \pm 0.15$ [64] για ενέργεια $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$. Μια ακόμα πληροφορία που διαθέτουμε είναι

ότι το CDF κατά την πρώτη περίοδο λειτουργίας του, δημοσίευσε αποτέλεσμα για την τιμή του R βασιζόμενο στην διάσπαση των Z και W στο ηλεκτρονικό κανάλι. Η μέτρηση αυτή είναι $R=10.90\pm0.43$

[65] για ενέργεια $\sqrt{s}=1.8\text{ TeV}$, η οποία είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τη θεωρητική εκτίμηση. Η μικρή διαφορά οφείλεται από την διαφορετική ενέργεια κέντρου μάζας).

Παρότι επιλέγουμε να χρησιμοποιήσουμε την τιμή του R βασιζόμενοι στον θεωρητικό υπολογισμό, προσθέτουμε μια επιπλέον συνεισφορά στη συστηματική αβεβαιότητα, για να ληφθεί υπ' όψη το παρόν επίπεδο της αβεβαιότητας στην πειραματική μέτρηση (3.9%).

Η τιμή, λοιπόν, του R που χρησιμοποιούμε είναι:

$$\mathbf{R=10.67\pm0.15(theory)\pm0.42(syst)=10.67\pm0.45} \quad (77)$$

Με τη χρήση των μέχρι τώρα συμπερασμάτων η εκτίμηση του αριθμού γεγονότων υποβάθρου είναι:

$$\begin{aligned} N_{WSignal} &= N_{WCandidates} - N_O - N_{Z \rightarrow ee} \\ \text{με δεδομένο ότι } N_{WSignal} &= R(W/Z) \cdot N_{Z \rightarrow ee} \\ R(W/Z) \cdot N_{Z \rightarrow ee} &= N_{WCandidates} - N_O - N_{Z \rightarrow ee} \end{aligned} \quad (78)$$

$$N_{Z \rightarrow ee} = \frac{N_{WCandidates} - N_O - N_{Z \rightarrow ee}}{R(W/Z)}$$

και τελικά έχουμε: $N_Z = \frac{N_W - N_O}{R(W/Z) + 1}$ (79), όπου $N_{Z \rightarrow ee}$ είναι ο αριθμός των

γεγονότων υποβάθρου στο δείγμα μας, $N_{WCandidates}$ είναι ο αριθμός των υποψήφιων γεγονότων $W \rightarrow e\nu$, N_O είναι ο αριθμός όλων των υπολοίπων γεγονότων υποβάθρου (QCD, τ) και $R(W/Z)$ είναι λόγος των ενεργών διατομών $W \rightarrow e\nu$ προς $Z \rightarrow ee$.

Δεδομένου ότι υπάρχει εξάρτηση άλλους τύπους υποβάθρου (QCD και $W \rightarrow \nu\bar{\nu}$) η διαδικασία αυτή είναι επαναλαμβανόμενη.

Τελικά υπολογίσαμε ότι αριθμός γεγονότων υποβάθρου από αυτή τη

διεργασία να είναι 233 ± 3 .

Το σφάλμα είναι συνδιασμός της στατιστικής αβεβαιότητας (συμπεριλαμβανομένων των στατιστικών σφαλμάτων του MC) και της αβεβαιότητας στον λόγο των ενεργών διατομών R.

3.5.1.3β Υπόβαθρο από γεγονότα $W \rightarrow \tau\nu$

Για να υπολογίσουμε τη συνεισφορά αυτού του υποβάθρου χρησιμοποιήσαμε 5.600.000 προσομοιωμένα γεγονότα $W \rightarrow \tau\nu$ με PYTHIA MC και όπως και πριν εφαρμόσαμε όλα τα κριτήρια επιλογής με το σήμα, έτσι ώστε να υπολογίσουμε την πιθανότητα αυτό το υπόβαθρο να μιμηθεί το σήμα.

Τελικά υπολογίσαμε ότι 2.2 % των γεγονότων αυτών περνάνε όλα τα κριτήρια επιλογής σήματος.

Έπειτα υποθέτοντας ότι οι ενεργές διατομές των διεργασιών $W \rightarrow \tau\nu$ και $W \rightarrow e\nu$ είναι ίσες έχουμε:

$$N_{\tau} = N_{realW's} / R(e/\tau) = (N_W - N_O - N_{\tau}) / R(e/\tau)$$

όπου N_{τ} είναι ο αριθμός των γεγονότων υποβάθρου στο δείγμα μας, N_W είναι ο αριθμός των υποψήφιων γεγονότων $W \rightarrow e\nu$, N_O είναι ο αριθμός όλων των υπολοίπων υποβάθρων (QCD και N_Z) και $R(e/\tau)$ είναι ο λόγος των αποδεκτικότητων των διαδικασιών $W \rightarrow e\nu$ προς $Z \rightarrow ee$.

Τελικά έχουμε:

$$N_{\tau} = (N_W - N_O) / (R(e/\tau) + 1)$$

Υπολογίσαμε ότι το υπόβαθρο από αυτή τη διεργασία είναι 1073 ± 12 γεγονότα. Η αβεβαιότητα και εδώ είναι συνδιασμός του στατιστικού σφάλματος από τα δεδομένα προσαρμογής και από την αβεβαιότητα του λόγου των ενεργών διατομών.

Όπως και πριν, λόγω της μεθόδου, το τελικό αποτέλεσμα προκύπτει μετά από μερικές επαναλήψεις.

3.5.1.4 Περίληψη υποβάθρων για $W \rightarrow e\nu$

Οι εκτιμήσεις υποβάθρων για το σήμα $W \rightarrow e\nu$ παρουσιάζονται στον Πιν 17:

Source of background	Expected background events	Systematic uncertainty
QCD	877 ± 59	± 438
$W \rightarrow \tau \nu$	1073 ± 12	
$Z \rightarrow ee$	233 ± 3	

Πίνακας 17: Περίληψη υποβάθρων για το σήμα $W \rightarrow e\nu$.

3.5.2 Υπόβαθρο στο δείγμα ελέγχου $Z \rightarrow ee$

Το υπόβαθρο στα γεγονότα $Z \rightarrow ee$ περιλαμβάνει γεγονότα στα οποία ένας πίδακας φαίνεται σαν ηλεκτρόνιο, και γεγονότα με πραγματικά ηλεκτρόνια που έχουν παρόμοια τοπολογία με το σήμα. Πρώτα θα διαπραγματευτούμε το υπόβαθρο QCD και έπειτα τα ηλεκτρασθενή υπόβαθρα $W \rightarrow e\nu$ και $Z \rightarrow \tau\tau$.

3.5.2.1 Υπόβαθρο QCD στη διεργασία $Z \rightarrow ee$

Το υπόβαθρο QCD ορίζεται ως τα γεγονότα που περνούν όλα τα κριτήρια

επιλογής, αλλά που και τα δυο ηλεκτρόνια που προκύπτουν στο τέλος είναι στην πραγματικότητα πίδακες. Τα υπόβαθρα όπου το ένα ηλεκτρόνιο είναι πραγματικό και το άλλο το μιμείται πίδακας θα συζητηθούν στο επόμενο τμήμα.

Για τον υπολογισμό του QCD υποβάθρου χρησιμοποιούνται δύο μέθοδοι. Η πρώτη, χρησιμοποιείται μόνο στο κεντρικό τμήμα του ανιχνευτού όπου είναι διαθέσιμες πολύ περισσότερες πληροφορίες που αφορούν την τροχιά ενός σωματιδίου σε σύγκριση με την εμπρόσθια περιοχή. Η μέθοδος αυτή υποθέτει ότι το υπόβαθρο QCD είναι ασυμμετρικό ως προς το φορτίο και ότι το αντίθετου φορτίου αντικείμενο που περνάει όλα τα κριτήρια επιλογής μπορεί να εκτιμηθεί από τον αριθμό των γεγονότων όπου και τα δυο ηλεκτρόνια έχουν το ίδιο φορτίο (same sign events).

Η δεύτερη μέθοδος, η οποία χρησιμοποιείται σε αυτή την ανάλυση, είναι η μέτρηση του ρυθμού κατα τον οποίον κάποιος πίδακας μιμείται ένα ηλεκτρόνιο. Οι ψευδείς ρυθμοί συσχετίζονται με τις παρατηρούμενες κατανομές των πιδάκων για να δώσουν μια εκτίμηση του ολικού αριθμού γεγονότων υποβάθρου.

Ο ψευδής ρυθμός ορίζεται από το δείγμα JET_20 (από το πακέτο σκανδαλισμού JET_20) ως ο λόγος των πιδάκων που περνάνε τα κεντρικά ή εμπρόσθια κριτήρια επιλογής ηλεκτρονίων προς τον συνολικό αριθμό των πιδάκων που ανιχνεύονται σε αυτή την περιοχή.

Δεδομένου ότι ο σκανδαλιστής που χρησιμοποιείται για την επιλογή αυτού του δείγματος (JET_20), κάνει καταγράφει ένα γεγονός ανά συγκεκριμένο αριθμό συνολικών (prescale) αναμένουμε ότι θα υπάρχουν ελάχιστα πραγματικά Z ή W σε αυτό το δείγμα. Ακόμα όμως και αυτά τα ελάχιστα Z ή W αφαιρούνται αφού απαιτείται να μελετώνται γεγονότα τα οποία έχουν λιγότερο από 2 χαλάρα ηλεκτρόνια και $ME_T < 15 \text{ GeV}$.

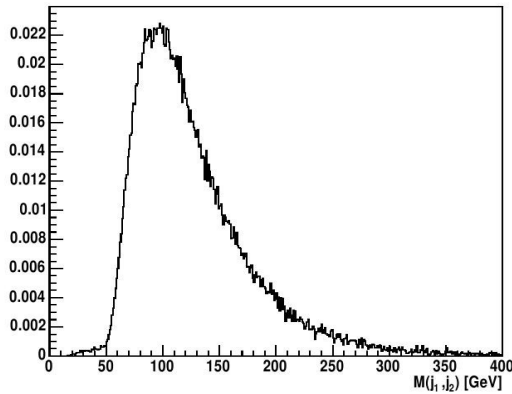
Όπως αναφέρθηκε και σε προηγούμενο τμήμα του κειμένου (3.5.1.2) λόγω διαφορετικού αλγόριθμου ομαδοποίησης πιδάκων και ηλεκτρονίων πρέπει να κάνουμε διόρθωση στις ενέργειες των πιδάκων. (Σχ.92-95).

Οι ψευδείς ρυθμοί και οι κλίμακες ενέργειας υπολογίζονται για κάθε σετ επιλογών ηλεκτρονίων που χρησιμοποιήθηκαν στην ανάλυση αυτή.

Έφαρμόζουμε τους ψευδής ρυθμούς ανα πίδακα και τις κλίμακες ενέργειας που έχουμε υπολογίσει στα γεγονότα πολλαπλών πιδάκων (multi jet events). Για Κ.Ε. Γεγονότα, το υπόβαθρο υπολογίζεται με βάση τον παρακάτω τρόπο: εαν

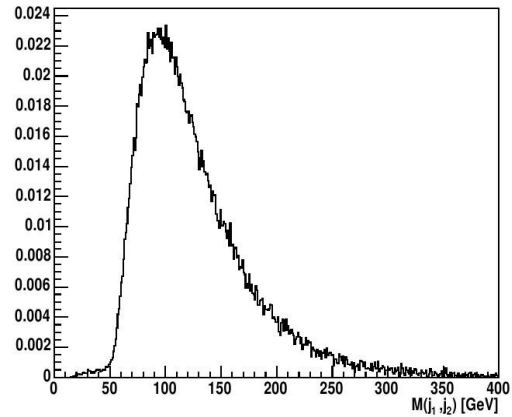
έναν κεντρικό πίδακα έχει ενέργεια $E_T^{scaled} > 25 \text{ GeV}$ και ένα εμπρόσθιος πίδακας $E_T^{scaled} > 20 \text{ GeV}$, η διορθωμένη αναλλοίωτη μάζα τους μπαίνει σε μια κατανομή γεγονότων διπλών πιδάκων (Σχ. 84-87) με βάρος ίσο με το γινόμενο των ψευδών ρυθμών για τους δύο πίδακες. Αυτή η διαδικασία επαναλαμβάνεται για κάθε συνδιασμό των κριτηρίων επιλογής ηλεκτρονίων για τα διαφορετικά βήματα αυτής της ανάλυσης (Σχ.88-91) .

EAST dijet mass spectrum for DENOM cut



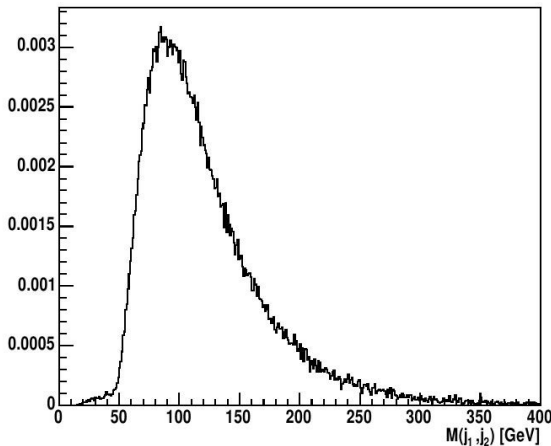
Σχήμα 84: Αναλλοίωτη μάζα για δύο πίδακες για το ανατολικό τμήμα αναπροσαρμόζοντας τους πίδακες με τους ψευδείς ρυθμούς πριν την εφαρμογή του κριτηρίου επιλογής ID

WEST dijet mass spectrum for DENOM cut



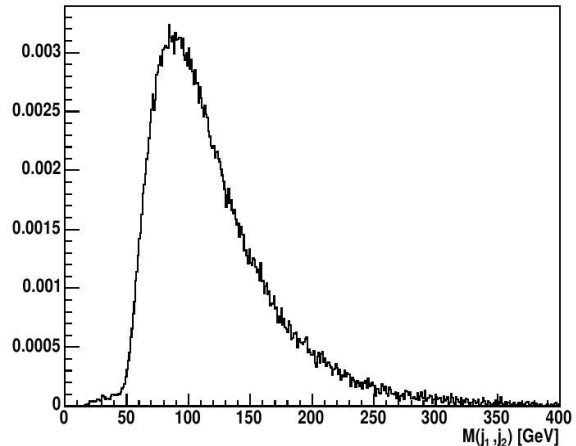
Σχήμα 85: Αναλλοίωτη μάζα για δύο πίδακες για το δυτικό τμήμα αναπροσαρμόζοντας τους πίδακες με τους ψευδείς ρυθμούς πριν την εφαρμογή του κριτηρίου επιλογής ID

EAST dijet mass spectrum for ID cut



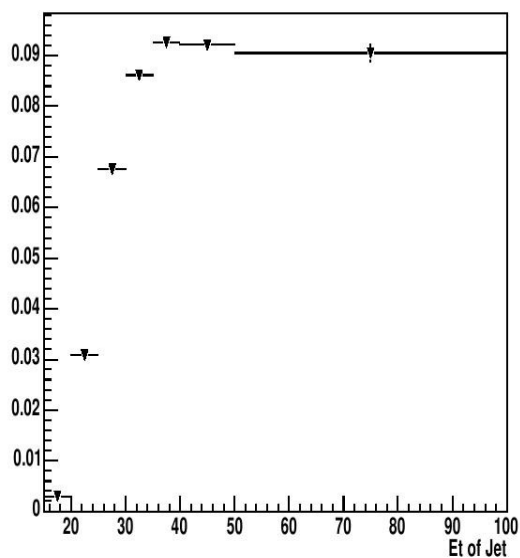
Σχήμα 86: Αναλλοίωτη μάζα για δύο πίδακες για το ανατολικό τμήμα αναπροσαρμόζοντας τους πίδακες με τους ψευδείς ρυθμούς μετά την εφαρμογή του κριτηρίου επιλογής ID

WEST dijet mass spectrum for ID cut



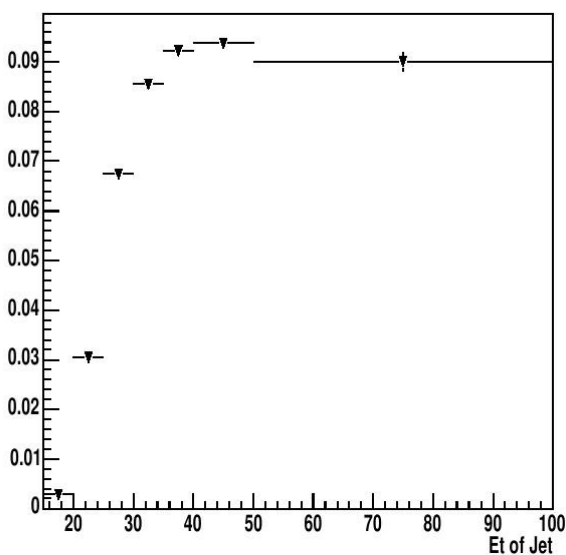
Σχήμα 87: Αναλλοίωτη μάζα για δύο πίδακες για το δυτικό τμήμα αναπροσαρμόζοντας τους πίδακες με τους ψευδείς ρυθμούς μετά την εφαρμογή του κριτηρίου επιλογής ID

EAST fake rate after DENOM cut



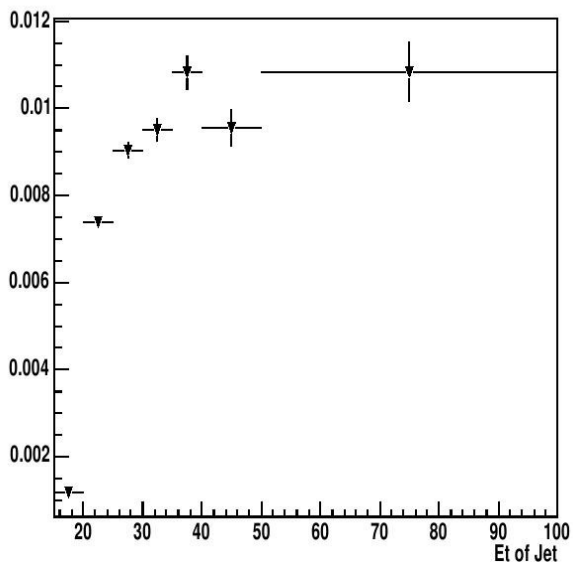
Σχήμα 88: Ψευδείς ρυθμοί ως προς E_t για το ανατολικό τμήμα πριν την εφαρμογή των κριτηρίων επιλογής ID.

WEST fake rate after DENOM cut



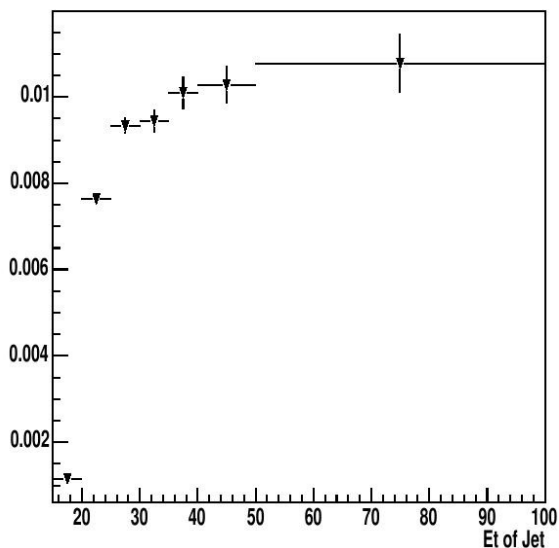
Σχήμα 89: Ψευδείς ρυθμοί ως προς E_t για το δυτικό τμήμα πριν την εφαρμογή των κριτηρίων επιλογής ID.

EAST fake rate after ID cut

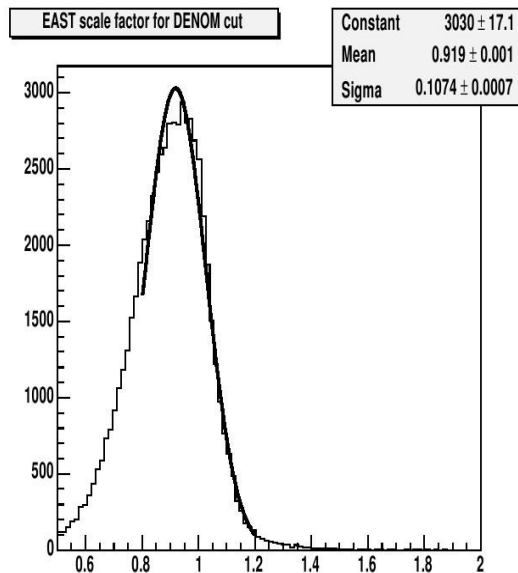


Σχήμα 90: Ψευδείς ρυθμοί ως προς E_t για το ανατολικό τμήμα μετά την εφαρμογή των κριτηρίων επιλογής ID.

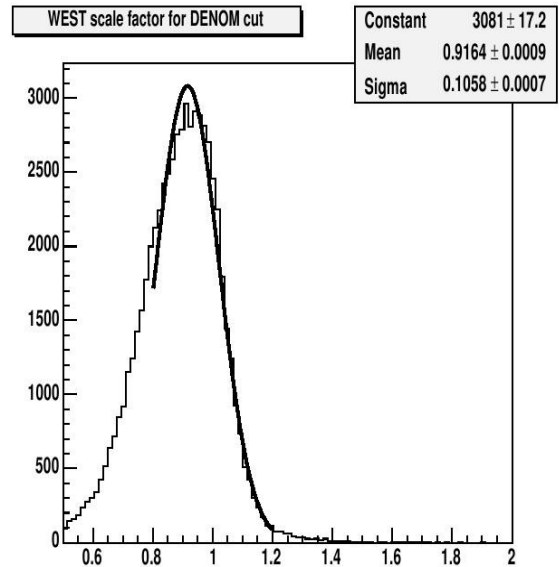
WEST fake rate after ID cut



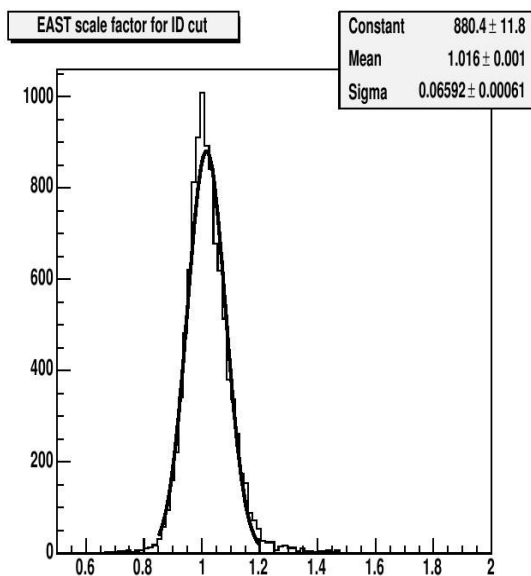
Σχήμα 91: Ψευδείς ρυθμοί ως προς E_t για το δυτικό τμήμα μετά την εφαρμογή των κριτηρίων επιλογής ID.



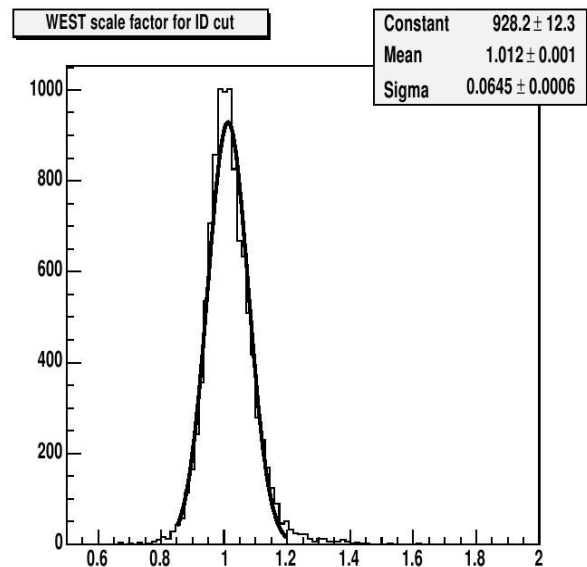
Σχήμα 93: Παράγοντας κλίμακας ενέργειας για πίδακες στον υπολογισμό των ψευδών ρυθμών πριν την εφαρμογή του κριτηρίου επιλογής ID (ανατολικό τμήμα).



Σχήμα 92: Παράγοντας κλίμακας ενέργειας για πίδακες στον υπολογισμό των ψευδών ρυθμών πριν την εφαρμογή του κριτηρίου επιλογής ID (δυτικό τμήμα).



Σχήμα 94: Παράγοντας κλίμακας ενέργειας για πίδακες στον υπολογισμό των ψευδών ρυθμών μετά την εφαρμογή του κριτηρίου επιλογής ID (ανατολικό τμήμα).



Σχήμα 95: Παράγοντας κλίμακας ενέργειας για πίδακες στον υπολογισμό των ψευδών ρυθμών μετά την εφαρμογή του κριτηρίου επιλογής ID (δυτικό τμήμα).

Για τον τελικό υπολογισμό του αριθμού των γεγονότων υποβάθρου χρησιμοποιήσαμε την παρακάτω εξίσωση:

$$N = \int_{80}^{100} fake^{central}(E_T) \times fake^{plug}(E_T) \times dm(J_{central}, J_{plug})$$

Τα ολοκληρώματα των αναλλοίωτων μαζών στο εύρος μαζών 80 έως 100 GeV/c² πολλαπλασιάζονται με έναν παράγοντα ίσο με 472. Ο παράγοντας αυτός χρησιμοποιείται για να συμπεριληφθεί το prescaling του πακέτου σκανδαλισμού JET_20 που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό αυτού του υποβάθρου. Η συστηματική αβεβαιότητα για κάθε ψευδή ρυθμό είναι 30% [66] (~42% για δυο ψευδείς ρυθμούς).

Στο σημείο αυτό δίδεται ο υπολογισμός του παράγοντα που προκύπτει από τον prescaled σκανδαλιστή.

Το δείγμα που χρησιμοποιήσαμε για την εκτίμηση του υποβάθρου προέκυψε από την χρήση του πακέτου σκανδαλιστού JET_20. Το πακέτο αυτό συνίσταται από τους σκανδαλιστές L1_JET15_P5X, L2_JET15_P5X και L3_JET20, όπου X είναι η προεπιλογή (prescale). Οι περίοδοι των δεδομένων μας (runs) ήταν από 149264 έως 153061 με prescale για L1=20 για L2=12 και ολική φωταύγεια 23.7pb⁻¹. Η δεύτερη περίοδος ήταν από 153068 έως 179056 με prescale για L1=20 και L2=25, και ολική φωταύγεια 195.3pb⁻¹. Χρησιμοποιώντας αυτή την πληροφορία έχουμε:

$$Total\ Prescale = \frac{20 \times 12 \times 23.7 + 20 \times 25 \times 195.3}{23.7 + 195.3} = 472$$

3.5.2.2 Μη QCD υπόβαθρα.

Αναμένουμε η συνεισφορά των γεγονότων W+jets, όπου ο πίδακας ανιχνεύεται σαν ηλεκτρόνιο, στο δείγμα Z->ee να είναι πολύ μικρή. Για να υπολογίσουμε τη συνεισφορά αυτού του υποβάθρου χρησιμοποιήσαμε PYTHIA MC και δεχτήκαμε γεγονότα στα οποία η αναλλοίωτη μάζα του ενός ηλεκτρονίου

και του διορθωμένου για ενέργεια πίδακα να είναι μεταξύ 80 και 100 GeV/c². Για την κανονικοποίηση χρησιμοποιήθηκε ο θεωρητικός σε NNLO υπολογισμός $\sigma=2687$ pb.

Όταν το ηλεκτρόνιο είναι κεντρικό και ο πίδακας στο εμπρόσθιο τμήμα χρησιμοποιείται ο ψευδής ρυθμός για το εμπρόσθιο τμήμα, και αντίθετα όταν το ηλεκτρόνιο είναι στον εμπρόσθιο τμήμα και ο πίδακας στο κεντρικό.

Στους υπολογισμούς συμπεριλήφθηκε αβεβαιότητα στους ψευδείς ρυθμούς 30 %.

3.5.2.3 Περίληψη των υποβάθρων για Z->ee

Στον Πιν. 18 δίδονται περιληπτικά τα υποβάθρα για το δείγμα Z->ee.

# of background per cut	Background type	
	QCD	W+jets
Before ID	415 ± 166	71 ± 21
After ID	57.4 ± 23	11 ± 3
After track	4.6 ± 1.8	0.9 ± 0.3
After E/p	0.9 ± 0.4	0.21 ± 0.06

Πίνακας 18: Αριθμός των γεγονότων υποβάθρου για το δείγμα Z->ee.

Κεφάλαιο 4

ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Στο κεφάλαιο αυτό όλα τα αποτελέσματα των προηγούμενων κεφαλαίων, χρησιμοποιούνται για να μας δώσουν την φυσική μέτρηση. Έπειτα συζητάται η σημασία της φυσικής αυτής μέτρησης.

Όπως τονίστηκε και στην αρχή αυτού του κειμένου στόχος αυτής της εργασίας ήταν ο υπολογισμός της $\sigma \text{ Br}(W \rightarrow e \nu)$.

Για τον υπολογισμό χρησιμοποιούμε την παρακάτω εξίσωση:

$$\sigma \cdot \text{Br}(W \rightarrow e \nu) = \frac{N_{data} - N_{Background}}{\epsilon_{Total} \cdot \int L dt}$$

Στους Πιν.19 και 20 δίδονται οι ολικές αποδόσεις και για τα δύο PDF σετ που χρησιμοποιήθηκαν και στον Πιν.21 και 22 όλες οι παράμετροι που μπαίνουν στην εξίσωση υπολογισμού της ενεργού διατομής.

	Value	Systematic Error
ϵ_{Kin}	0.25725 ± 0.00023	$+0.0069$ -0.0049
ϵ_{ID}	0.955 ± 0.002	± 0.019
$\epsilon_{Trigger}$	0.9610 ± 0.00055	$+0.0034$ -0.0041
$\epsilon_{E/p}$	0.713 ± 0.007	± 0.0004
$\epsilon_{tracking}$	0.462 ± 0.005	± 0.0014
ϵ_{Lum}	0.948 ± 0.001	± 0.005
ϵ_{Total}	0.0737 ± 0.0011	$+0.0025$ -0.0021

Πίνακας 19: Αποδόσεις και ολική απόδοση (CTEQ6.1 σετ για την κεντρική τιμή της αποδεκτικότητας)

	Value	Sys. Error
ϵ_{kin}	0.2555 ± 0.0002	$+0.0048$ -0.0039
ϵ_{ID}	0.955 ± 0.002	$+0.019$
ϵ_{trig}	0.9610 ± 0.00055	$+0.0034$ -0.0041
$\epsilon_{E/p}$	0.713 ± 0.007	± 0.0004
$\epsilon_{tracking}$	0.462 ± 0.005	± 0.0014
ϵ_{Lum}	0.948 ± 0.001	± 0.005
<i>Total</i>	0.0732 ± 0.0011	$+0.0021$ -0.0019

Πίνακας 20: Αποδόσεις και ολική απόδοση (MRST 01E σετ για την κεντρική τιμή της αποδεκτικότητας)

Number of Candidate events	48144	
N. of background QCD events	$877 \pm 59 (stat)$	$\pm 438 (syst)$
N. of background Z events	$233 \pm 3 (stat)$	
N. of background $W \rightarrow \tau \nu$	$1073 \pm 12 (stat)$	
Luminosity (pb^{-1})	223	± 13
ϵ_{Total}	$0.0737 \pm 0.0011 (stat)$	$+0.0025$ -0.0021

Πίνακας 21: Πίνακας όλων των παραμέτρων που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής (με χρήση του CTQ6.1 σετ). Τα συστηματικά σφάλματα για τα $W \rightarrow \tau \nu$ και $Z \rightarrow ee$ είναι πολύ μικρά.

N.Candidate events	48144	
N. of background QCD events	877 ± 59	$\pm 438 (syst)$
N. of background Z events	233 ± 3	
N. of background $W \rightarrow \tau \nu$ events	1073 ± 12	
Luminosity (pb ⁻¹)	223	$\pm 13 (syst)$
Total efficiency	0.0732 ± 0.0011	$(syst)^{+0.0021}_{-0.0019}$

Πίνακας 22: Πίνακας όλων των παραμέτρων που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής (με χρήση του MRST01E σετ). Τα συστηματικά σφάλματα για τα $W \rightarrow \tau \nu$ και $Z \rightarrow ee$ είναι πολύ μικρά.

Αντικαθιστώντας όλα τα `συστατικά` στην εξίσωση υπολογισμού της ενεργού διατομής έχουμε:

$$\sigma(p\bar{p}) \cdot Br(W \rightarrow e \nu) = 2795 \pm 13 (stat)^{+107}_{-94} (syst) \pm 168 (lum)$$

αν χρησιμοποιηθεί το σετ CTEQ6.1 για τον υπολογισμό της μέσης τιμής της αποδοχής, και:

$$\sigma(p\bar{p}) \cdot Br(W \rightarrow e \nu) = 2815 \pm 13 (stat)^{+94}_{-89} (syst) \pm 169 (lum)$$

αν χρησιμοποιηθεί το σετ MRST01E για τον υπολογισμό της μέσης τιμής της αποδοχής για ολική φωταύγεια 223 pb⁻¹.

Τελικά επιλέγουμε να χρησιμοποιήσουμε την τιμή της ενεργού διατομής που προκύπτει από τη χρήση του σετ MRST01E λόγω του ότι είναι νεότερης έκδοσης σε σύγκριση με το CTEQ6.1.

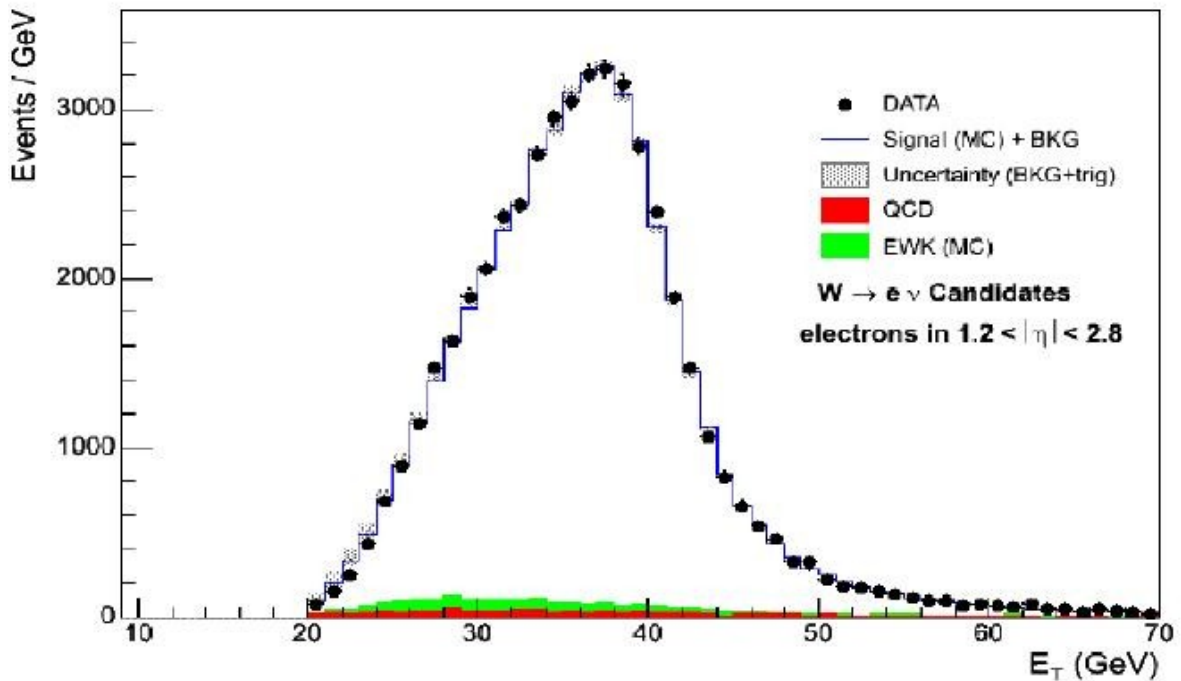
Η τιμή της ενεργού διατομής όπως έχει υπολογιστεί στο κεντρικό τμήμα του ανιχνευτή του CDF για ολική φωταύγεια 72 pb⁻¹ είναι:

$$\sigma(p\bar{p}) \times BR(W \rightarrow e \nu) = 2780 \pm 14 (stat) \pm 60 \pm 167 (lum) pb$$

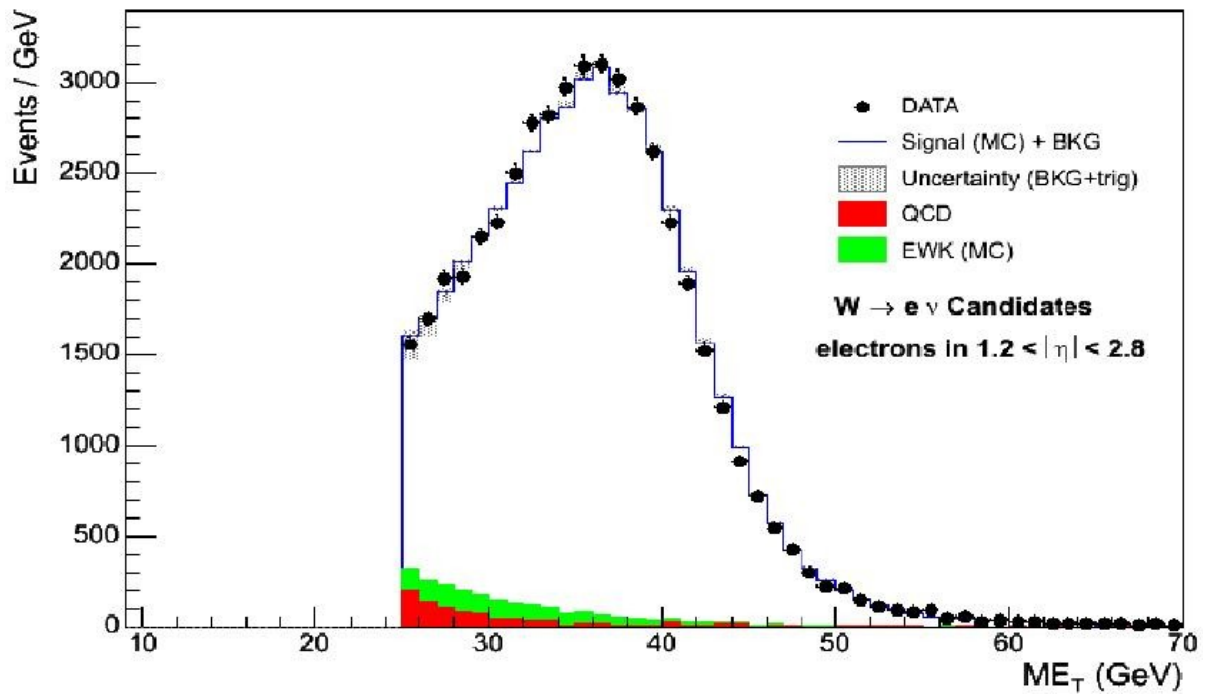
και η θεωρητική πρόβλεψη $2720 \pm 130 pb$.

Από τα παραπάνω είναι φανερό ότι η μέτρησή μας συμφωνεί με τα πειραματικά αποτελέσματα του CDF στο κεντρικό τμήμα του ανιχνευτού, αλλά και με την θεωρητική πρόβλεψη, μέσα στο περιθώριο σφάλματος.

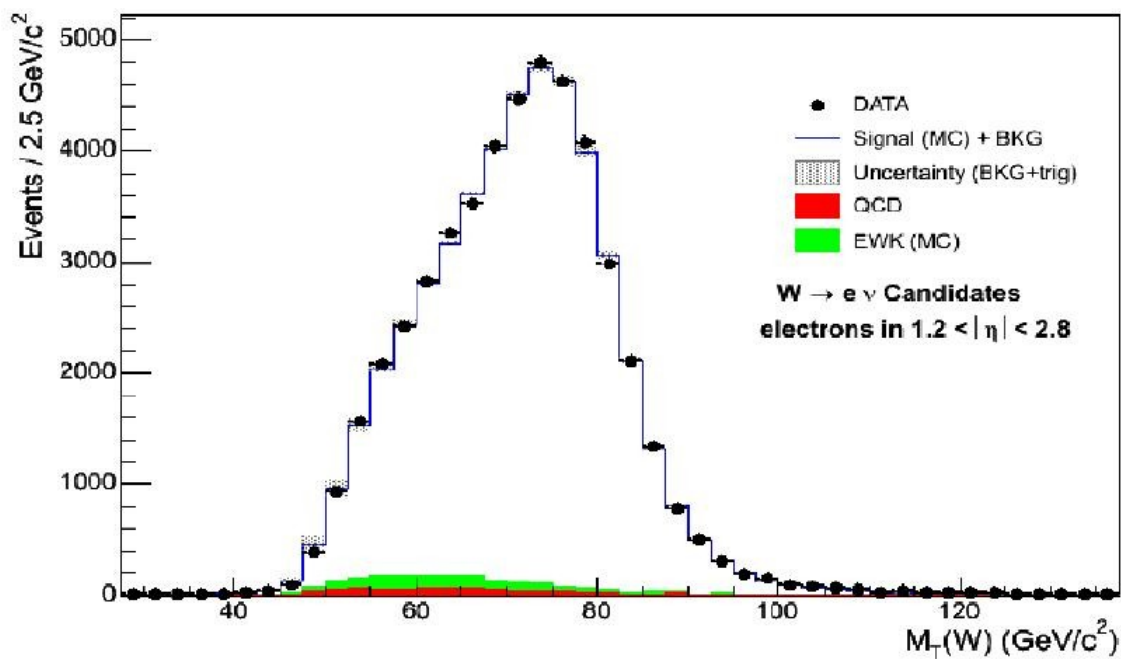
Στα Σχ. 96, 97 και 98 δίδονται οι E_T , ME_T , και η εγκάρσια μάζα του μποζονίου του W , όπως υπολογίστηκαν μετά την αφαίρεση του υποβάθρου και με εφαρμογή των αβεβαιοτήτων τους. Στο Σχ.99 δίδονται οι θεωρητικές και πειραματικές ενεργές διατομές για τις διαδικασίες $W \rightarrow l\nu$ και $Z \rightarrow l^+ l^-$ ως συνάρτηση της ενέργειας κέντρου μάζας για διάφορα πειράματα.



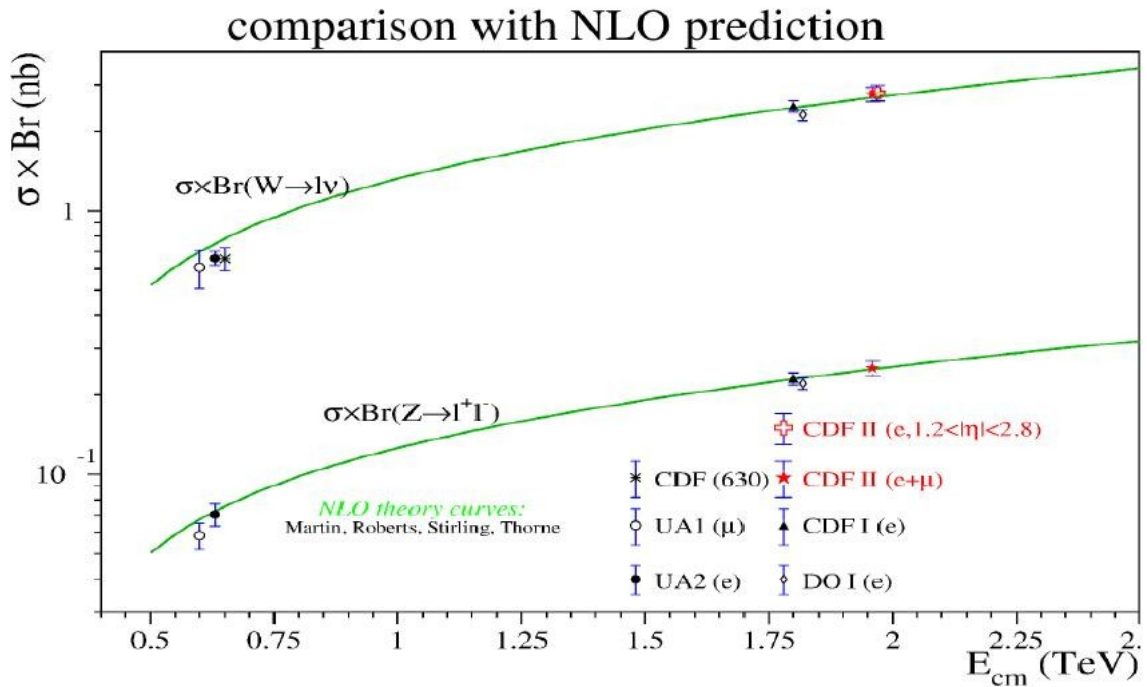
Σχήμα 96: Κατανομή E_T υποψήγιων γεγονότων $W \rightarrow e\nu$ (τελείες), MC σήματος και υποβάθρου (μαύρη γραμμή), QCD (κόκκινο ιστόγραμμα), EWK (πράσινο ιστόγραμμα), αβεβαιότητα λόγω υποβάθρου και σκανδαλισμού (σκιασμένη περιοχή)



Σχήμα 97: Κατανομή ME_T υποψήγιων γεγονότων W→eν (τελείες), MC σήματος και υπόβαθρο(μαύρη γραμμή), QCD (κόκκινο ιστόγραμμα), EWK (πράσινο ιστόγραμμα), αβεβαιότητα λόγω υποβάθρου και σκανδαλισμού(σκιασμένη περιοχή)



Σχήμα 98: Κατανομή εγκάριας μάζας W υποψήγιων γεγονότων W→eν (τελείες), MC σήματος και υπόβαθρο(μαύρη γραμμή), QCD (κόκκινο ιστόγραμμα), EWK (πράσινο ιστόγραμμα), αβεβαιότητα λόγω υποβάθρου και σκανδαλισμού(σκιασμένη περιοχή)



Σχήμα 99: Σύγκριση της μέτρησής μας με προηγούμενα αποτελέσματα και με την θεωρητική πρόβλεψη.

Συμπεράσματα

Από την ολοκλήρωση αυτής της εργασίας και τα αποτελέσματα που αποκτήθηκαν από αυτήν, φαίνεται ότι η μέτρηση της ενεργού διατομής συμφωνεί με την θεωρητική πρόβλεψη. Περαιτέρω, θα πρέπει να τονίσουμε ότι αφού αυτή η μέτρηση έγινε στην εμπρόσθια περιοχή του ανιχνευτού του CDF όπου $1.2 < |\eta| < 2.8$, η μεθοδολογία ανάλυσης και ανακτασκευής ηλεκτρονίων που αναπτύχθηκε για αυτή εδώ μπορεί αν χρησιμοποιηθεί απ'ευθείας για άλλες μελέτες φυσικής, οι οποίες περιγράφονται παρακάτω.

I. Φυσική του top κουαρκ

Γνωρίζουμε ότι το top κουαρκ διασπάται σε W μποζόνιο και b-κουαρκ. Το μποζόνιο του W μπορεί να διασπαστεί λεπτονικά δίνοντας ηλεκτρόνιο και νεutrino. Όλες οι μετρήσεις της ενεργού διατομής της παραπάνω διεργασίας και της μάζας του top κουαρκ έχουν γίνει στο κεντρικό τμήμα του ανιχνευτού.

Προσθέτοντας γεγονότα όπου το ηλεκτρόνιο ανιχνεύεται στην εμπρόσθια περιοχή του ανιχνευτού του CDF θα αυξήσει την αποδεκτικότητα κατά 30% σε αυτά τα γεγονότα, συνεισφέροντας έτσι στην ακριβέστερη μέτρηση της μάζας του top αλλά και της ενεργού διατομής.

II. Ασυμμετρία φορτίου του W

Όπως έχουμε δει σε αυτό το κείμενο, ένα βασικό συστατικό για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής είναι η εκτίμηση των κατανομών ορμής των παρτονίων που συμμετέχουν στη διαδικασία σκληρής σκέδασης. Η πιθανότητα να βρούμε ένα παρτόνιο το οποίο έχει το κλάσμα x της συνολικής ενέργειας του σκεδαζόμενου αδρονίου, εκφράζεται από τις συναρτήσεις κατανομής των παρτονίων (PDF).

Πολλές μερτήσεις που έγιναν πρόσφατα στο CDF περιλαμβάνουν πολλές αβεβαιότητες οι οποίες οφείλονται στην επιλογή του σετ PDF. Αυτές οι αβεβαιότητες γίνονται ακόμα πιο σημαντικές όσο ο αριθμός των πειραματικών δεδομένων αυξάνεται. Για παράδειγμα, η αβεβαιότητα του σετ PDF αναμένεται να είναι η βασική συστηματική αβεβαιότητα σε μια μέτρηση ακριβείας του μποζονίου του W.

Οι συναρτήσεις κατανομής των παρτονίων υπολογίζονται με τη χρήση ενός ευρέος φάσματος από διεργασίες σκέδασης [68][69]. Η μέτρηση της ασυμμετρίας φορτίου του μποζονίου W στην διεργασία $p \bar{p} \rightarrow W^{+} + X$ μας δίδει πολύ σημαντική πληροφορία για τα u και d κουρκ (u/d) τα οποία μπαίνουν ως παράμετροι στα σετ PDF.

Δεδομένου ότι τα u κουρκ έχουν κατά μέσο όρο υψηλότερο κλάσμα της ορμής του προτονίου από ότι τα d κουρκ [70], ένα W^{+} το οποίο παράγεται από τη διαδικασία $u \bar{d} \rightarrow W^{+}$ θα είναι προωθημένο προς την κατεύθυνση του προτονίου. Αντίθετα ακριβώς θα γίνεται με την παραγωγή και διάσπαση του W^{-} .

Η ασυμμετρία ορίζεται ως:

$$A(y_w) = \frac{d\sigma(W^+)/dy_w - d\sigma(W^-)/dy_w}{d\sigma(W^+)/dy_w + d\sigma(W^-)/dy_w}$$

όπου y_w είναι η οκύτητα του W και $d\sigma(W^+)/dy_w$ είναι η διαφορική ενεργός διατομή για τα W^+ ή W^- .

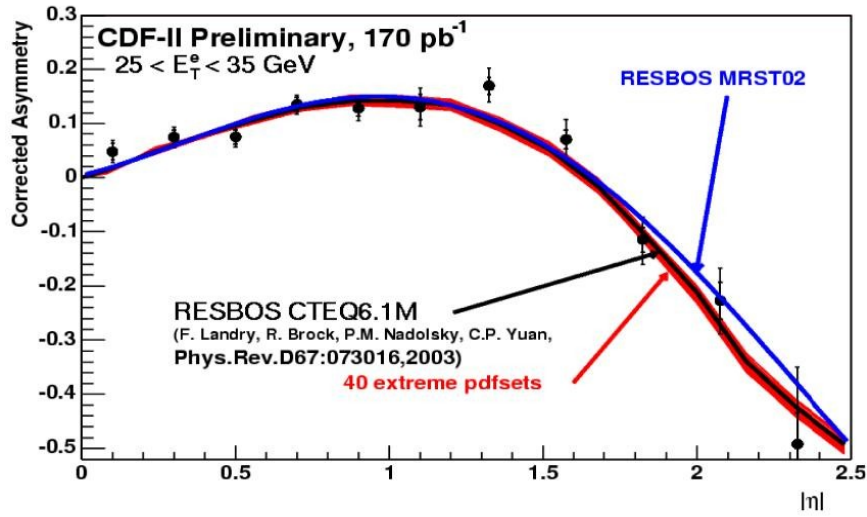
Οι λεπτονικές διασπάσεις του W, όπως για παράδειγμα $W \rightarrow e\nu$, μπορούν να μας δώσουν ένα δείγμα υψηλής καθαρότητας για την μέτρηση αυτής της ασυμμετρίας. Επειδή όμως δεν γνωρίζουμε την παράλληλη στον άξονα z συνιστώσα της ορμής του νετρίνου, η y_w δεν μετράται απευθείας. Αυτό που πραγματικά μετράμε είναι:

$$A(\eta_e) = \frac{d\sigma(e^+)/d\eta_e - d\sigma(e^-)/d\eta_e}{d\sigma(e^+)/d\eta_e + d\sigma(e^-)/d\eta_e}$$

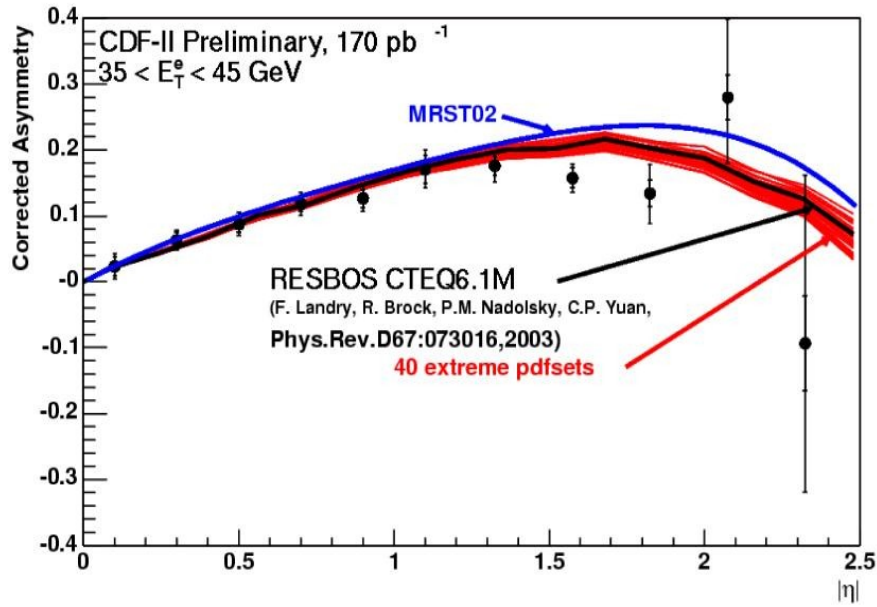
όπου η_e είναι η ψευδοοκύτητα του ηλεκτρονίου. Θεωρώντας ότι οι διασπάσεις $W \rightarrow e\nu$ περιγράφονται από το καθιερωμένο πρότυπο και συγκεκριμένα από τις συζεύξεις V-A, η μέτρηση της $A(\eta_e)$ είναι ένας έλεγχος των PDF.

Είναι φανερό ότι αυτή η ασυμμετρία μετράται κυρίως στην εμπρόσθια περιοχή ενός ανιχνευτή. Μέχρι τώρα οι μετρήσεις που έχουν γίνει είναι για ψευδοοκύτητα έως 2.36 [66] (Σχ. 100, 101).

Η ανάλυση αυτή παρέχει τα εργαλεία για την καλύτερη χρήση της εμπρόσθιας περιοχής του ανιχνευτή του CDF και επέκταση της μέτρησης ασυμμετρίας φορτίου σε περιοχές ψευδοοκύτητας έως 2.8.



Σχήμα 100: Η ασυμμετρία $A(\eta)$ συγκρινόμενη με τα PDF σετ MRST02 και CTEQ6.1M (RESBOS) για εγκάρσια ενέργεια ηλεκτρονίου στην περιοχή από 25 έως 35 GeV.



Σχήμα 101: Η ασυμμετρία $A(\eta)$ συγκρινόμενη με τα PDF σετ MRST02 και CTEQ6.1M (RESBOS) για εγκάρσια ενέργεια ηλεκτρονίου στην περιοχή από 35 έως 45 GeV.

BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Glashow, Partial Symmetries Of Weak Interactions, *Nucl. Phys.* 22 (1961) 579
- [2] S. Weinberg, A Model Of Leptons, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264
- [3] A. Salam, Elementary Particle Theory, edited by N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1969), 367
- [4] W. Bardeen, H. Fritzsch, M. Gell-Mann, Scale and Conformal Symmetry in Hadron Physics, edited by R. Gatto (Wilcy, New York, 1973), 139.
- [5] D. Gross and F. Wilczek, Asymptotically Free Gauge Theories. I, *Phys. Rev. D* 8 (1973) 3633
- [6] S. Weinberg, Nonabelian Gauge Theories Of the Strong Interactions, *Phys. Rev. Lett.* 31 (1973)
- [7] The UA1 Collaboration (G. Arnison et al.), Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s}=540\text{ GeV}$, *Phys. Lett. B* 122 (1983) 103
- [8] UA2 Collaboration (P. Bagnaia et al.), Observation Of Single Isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $p\bar{p}$ Collider, *Phys. Lett. B* 122 (1983) 398
- [9] The UA1 Collaboration (G. Arnison et. al.), Experimental Observation of lepton Pairs of invariant mass around $95\text{ GeV}/c^2$ at CERN SPS Collider, *Phys. Lett. B* 126 (1983) 398
- [10] UA2 Collaboration (P. Bagnaia et. al.), Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ at the CERN $p\bar{p}$ collider *Phys. Lett. B* 129 (1983) 130
- [11] Safonov A. CDF Collaboration, Physics With Taus at CDF, *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* 144:323-332, 2005
- [12] CDF Collaboration, 'Production Cross Sections and Ratio in Muon Channel with 194 pb^{-1} ', CDF Public note 7015
- [13] Acosta D., et al., 'First Measurement of Inclusive W and Z Cross Sections From Run II of the Fermilab Tevatron Collider'
- [14] Hays C. W Boson Mass Measurement at the Tevatron, *hep-ex/0505064*
- [15] Stelzer-Chilton O. CDF/D0 Collaborations, 'W Boson Production and Mass at the Tevatron', *hep-ex/0506016*
- [16] Acosta D., et al., 'Measurement of the forward-backward charge asymmetry from $W \rightarrow e \nu$ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96\text{ TeV}$
- [17] Acosta D., et al., 'Measurement of the forward-backward charge asymmetry of electron-positron pairs in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96\text{ TeV}$
- [18] Acosta D. et al, 'Measurement of $W\gamma$ and $Z\gamma$ Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}=1.96\text{ TeV}$
- [19] Acosta D., et al., Measurement of the $W^+ W^-$ Production Cross Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}=1.96\text{ TeV}$ using Dilepton Events.
- [20] Acosta D., et al., 'Search for ZZ and ZW production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96\text{ TeV}$
- [21] Acosta D. et al., 'First Measurements of Inclusive W and Z Cross Sections from Run II of the Tevatron Collider, *Phys. Rev. Lett.* 94, *hep-ex/0406078*
- [22] CDF Collaboration, 'Measurement of the $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W) \times BF(W \rightarrow e \nu)$ in the region $1.2 < |\eta| < 2.8$ ', CDF Public Note 8119.
- [23] P.W. Higgs, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, *Phys. Rev. Lett.*

13 (1964) 508

[24] K. Kane, Modern Elementary Particle Physics, updated edition (Addison Wesley, 1993), 92

[25] Barger D., Philips R., *Collider Physics*

[26] Aitchinson I.J.R, Hey A.J.G., 'Gauge Theories in particle physics' Vol.II:QCD and The Electroweak theory page(337)

[27]J. Pumplin, D. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. Nadosky, W.K. Tung, New Generation of parton

distributions with uncertainties from global QCD analysis, hep-ph/0201195

[28] K. Hagiwara et. al. Particle Data Group, Phys. Rev. D 66 (2002) 010001

[29] D. Amidei, The CDF II Detector, Technical Design Report, 1996

[30] development of a CTVMFT-based primary vertex finder: PrimeVtxFinder CDF/DOC/SEC_VTX/CDFR/Note 6430

[31] SVX II Stand-alone Tracking CDF Note 6440

[32] Affolder, T. et al. CDF Central Outer Tracker, Nucl. Instrum. Meth. A 526 (2004) 249-299

[33] The CDF IIB Detector Technical Design Report

The CDF IIB Collaboration September 2002

[34] Hara K. et al., Nucl. Inst. And Meth. In Phys. Res A 348 (1994) 139

[35] Asakawa T. et. al., Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. A 340 (1994) 458; Aota S. et al. , *ibid.* 352

(1995) 557

[36] Apollinari G., et al., Shower Maximum Detector for the CDF Plug Upgrade Calorimeter, Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. A 412 (1998) 515-526

[37] Yasuoka, K. et al. Response Maps of the CDF Central Electromagnetic Calorimeter with Electrons, Nucl. Instrum. Meth. A 267 (1988) 315-329

[38] Frisch H., Shochet M. Sullivan G., Toback D., Wahl J., Wilson P., Campbell M., 'Conceptual Design of a Deadtimeless Trigger for the CDF Trigger Upgrade' CDF Note 2038

[39] Gomez-Ceballos G. on behalf CDF Collaboration, "Event Builder and Level-3 at the CDF

Experiment"

[40] Anikeev K. et al., "Event-Building and PC Farm based Level-3 Trigger at the CDF Experiment"

Conference Proceedings for Real Time Conference, 14-18 June 1999, Santa Fe

[41] [73] Bloom K., 'Getting Started with CDF Run 2 Offline', CDF Note 5294 August 2002

[42] [74] http://www-cdf.fnal.gov/~cdfopr/operations/datasets_recommended.html (Internal Page)

[43] [76] Leonardo N., 'Event Builder & Level 3 Manual' , for the EVB+LEVEL3+ONLINE teams, Version 1.1 October 2003

[44] [28] Acosta, D. et al. The CDF Cherenkov Luminosity Monitor, Nucl. Instrum. Meth. A 461 (2001) 540-544

[45] [29] Klimenko, S. et al. Averaging the inelastic cross sections measured by the CDF and the E811 experiments, FERMILAB-FN-0741 (December 2003)

[46] [30] DQM Good Run List version 7.0

<http://www-cdf.fnal.gov/internatl/dqm/goodrun/good.html>

[47] [75] http://cdfkits.fnal.gov/CdfCode/source/Release/doc/?v=5.3.3_nt (Internal Page)

[48] [27] GEANT 3 Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup

W5013 (1993)

- [49] [77] <http://www.thep.lu.se/tf2/staff/torbjorn/Pythia.html>
- [50] [78] <http://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/herwig/>
- [51] [79] Wagner, R.G. Electron Identification for RunII: Algorithms, CDF Note 5456 v.2.1 (March 2003)
- [52] [31] Wagner, R.G. Electron Identification for RunII: Understanding and using Lshr, CDF Note 6249
- [53] [32] Wyatt, A. and Heinemann, B. Correction for Leakage Energy and Multiple interactions for electrons and photons in the Central and Plug calorimeters, CDF Note 6167
- [54] [33] M. Brozovic, et al. Jet Vertex Resolution in a Run 1 Z Event Sample CDF Note 5698
- [55] [34] Halkiadakis, E. Robson, A. et al. Measurements of $\sigma \cdot Br(W \rightarrow e\nu) \cdot \sigma(Z \rightarrow ee)$ and R using CDF RunII Data, CDF Note 6681 v2.0 (February 2004)
- [56] [41] Selection criteria and efficiency studies for the Measurement of the S(pp->W)BR(W->enu) in the Plug Chiarelli G. et al. CDF Note 7594
- [57] [39] Pumplin, J. Et al. CTEQ Collaboration New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis, JHEP 0207 012 (2002)
- [58] [40] Martin, A. D., Roberts, R.G., Stirling, W.J., Thorne, R.S. Physical Gluons and Hight E_T Jets, hep-ph/0410230; Uncertainties of predictions from Parton Distributions I: Experimental Errors, Eur. Phys. J. C28 455 (2003)
- [59] [36] <http://durpdg.ac.uk/HEPDATA>
- [60] [42] CDF Collaboration, Measurements of Inclusive W and Z Cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96\text{ TeV}$, hep-ex/0508029
- [61] [37] Sjostrand, T., Lonnblad, L. and Mrenna, S. High-energy-physics Event Generation with PYTHIA 6.1, Comput. Phys. Commun. 135, 238 (2001). Version 6.203
- [62] [38] H.J. FRISCH, P.J. WILSON, TRIGGER TOWER ORGANIZATION AND SUMMING IN ETA-PHI SPACE FOR RUN II AND BEYOND, CDF Note 2045
- [63] [43] Dagenhart D., Chlebana F. "Description of the CDF Data Structure for RUN II" CDF Note 4152
- [64] [22] "Outside-In" Silicon Tracking at CDF CDF Note 5991
- [65] [23] "Inside-Out tracking CDF Note 6707
- [66] [45] R. Hamberg, W.L. Van Neerven, and T. Matsuura A Complete Calculation Of The Order α_s^2 Correction To The Drell-Yan K-Factor, Nucl. Phys. B359 (1991) 343.
- [67] [46] F. Abe, et al., Phys. Rev. Lett. 68, 3398 (1992)
- [68] [47] D. Acosta, et al. Measurement Of The Forward-Backward charge asymmetry of the electron-positron pairs in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96\text{ TeV}$, Phys. Rev. D 71, 052002 (2005)
- [69] [48] Martin A.D., Roberts R.G., Stirling W.J., Thorne R.S., Uncertainties Of Predictions From Parton Distributions II: Theoretical errors, Cavendish-HEP-2003/14