



ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΤΟΜΕΑΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΗΣ ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΩΝ
ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

ΜΕΤΡΗΣΗ ΤΗΣ ΕΝΕΡΓΟΥ ΔΙΑΤΟΜΗΣ
ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΔΙΠΛΩΝ ΠΙΔΑΚΩΝ ΜΕ
ΣΥΓΚΡΟΥΣΕΙΣ ΠΡΩΤΟΝΙΟΥ-ΠΡΩΤΟΝΙΟΥ ΣΕ
ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΚΕΝΤΡΟΥ ΜΑΖΑΣ $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ ΜΕ
ΤΟ ΠΕΙΡΑΜΑ *CMS*

Εμμανουήλ Χανιωτάκης

ΑΜ: 201115

Επιβλέπουσα Καθηγήτρια: Ν. Σαουλίδου

ΑΘΗΝΑ 2014

Περίληψη

Στην εργασία αυτή παρουσιάζεται η μέτρηση της ενεργού διατομής παραγωγής διπλών πιδάκων. Έχουν χρησιμοποιηθεί δεδομένα από συγκρούσεις πρωτονίου-πρωτονίου στον LHC σε ενέργεια κέντρου μάζας $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ και με φωτεινότητα 9.2fb^{-1} τα οποία έχουν ληφθεί με τον ανιχνευτή CMS. Οι πίδακες ανακατασκευάζονται έως ψευδωχύτητα $y = 2.5$ και αναλλοίωτη μάζα 5.5TeV , χρησιμοποιώντας τον αλγόριθμο anti -kT με παράμετρο απόστασης $R = 0.7$. Η ενεργός διατομή αφού έχει εκκαθαριστεί από παθολογίες σχετικές με τον ανιχνευτή, συγκρίνεται με τις προβλέψεις της Κβαντικής Χρωμοδυναμικής σε επίπεδο πρώτου βρόγχου χρησιμοποιώντας πέντε σετ συναρτήσεων δομής παρτονίων.

Ευχαριστίες

Για την εκπόνηση αυτής της εργασίας θέλω να ευχαριστήσω θερμά την Επίκουρη Καθηγήτρια του Πανεπιστημίου Αθηνών, κα Νίκη Σαουλίδου για την αδιάλειπτη καθοδήγηση και βοήθεια, καθώς και για την συμπαράσταση που μου έδειξε καθ' όλην την διάρκεια της συνεργασίας μας.

Ευχαριστώ θερμά τον Αναπληρωτή καθηγητή του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων κο. Παναγιώτη Κόκκα και τον Αναπληρωτή καθηγητή του Πανεπιστημίου Αθηνών κο. Φώτη Διάκονο για την καθοδήγηση και την βοήθειά τους και τις επισημάνσεις τους κατά την συγγραφή αυτής της εργασίας.

Ευχαριστώ θερμά τους κους : δρ. Κωσταντίνο Κουσουρή, δρ. Γεώργιο Μαυρομανωλάκη, dr. Klaus Rabbertz, dr. Samantha Dooling, dr. Sung-Won Lee, Sanmay Ganguly, Γιάννη Φλουρή για την συνεργασία και την ανεκτίμητη βοήθεια καθ' όλη τη διάρκεια της διεξαγωγής αυτής της μελέτης και για την ευκαιρία που μου δόθηκε να συμμετάσχω και να παρουσιάσω την δουλειά μου στα πλαίσια των διεργασιών της ομάδας SMP -J του πειράματος CMS , καθώς και τον Καθηγητή του Πανεπιστημίου Αθηνών κο. Παρασκευά Σφήκα για την καθοδήγησή του.

Τέλος θέλω να ευχαριστήσω την μητέρα μου για την διαρκή συμπαράσταση, χωρίς την οποία τίποτα δεν θα μπορούσε να έχει επιτευχθεί. Ευχαριστώ θερμά όλους τους δικούς μου ανθρώπους και ειδικά τους κους.: Βασίλη Καραγεώργο και δρ.Αντώνη Παπαοικονόμου που στάθηκαν δίπλα μου σε αυτήν μου την προσπάθεια και συνέβαλαν ηθικά ή υλικά ώστε να έρθει σε πέρας.

Ε.Χανιωτάκης,

Αθήνα 2014

Περιεχόμενα

1	Εισαγωγή	3
2	Θεωρία	5
2.1	Κβαντική Χρωμοδυναμική	5
2.2	Η σταθερά σύζευξης α_s	6
2.3	Συναρτήσεις Δομής Παρτονίων	8
2.4	Μη διαταρακτικά φαινόμενα	9
2.5	Παραγωγή διπλών πιδάκων σε συγκρούσεις αδρονίων	10
2.6	Κινηματικά μεγέθη στην παραγωγή διπλών πιδάκων	13
3	Πειραματική Διάταξη	15
3.1	<i>LHC</i> ο Μεγάλος Επιταχυντής Αδρονίων	15
3.2	Ο ανιχνευτής <i>CMS</i>	17
3.2.1	Ο ανιχνευτής τροχιών	19
3.2.2	Το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο	23
3.2.3	Το αδρονικό καλορίμετρο	26
3.2.4	Ο σωληνοειδής μαγνήτης	30
3.2.5	Το σύστημα μιονίων	31
3.2.6	Το σύστημα σκανδαλισμού και λήψης δεδομένων	34
4	Ανακατασκευή Πιδάκων	38
4.1	Αλγόριθμοι Ανακατασκευής	38
4.2	Αλγόριθμοι ομαδοποίησης πιδάκων	41
4.2.1	Αλγόριθμοι κώνου	42
4.2.2	Αλγόριθμοι διαδοχικής ομαδοποίησης	43
4.2.3	Ενεργειακές διορθώσεις	43
4.2.4	Κριτήρια ταυτοποίησης πιδάκων (PF Jet ID criteria)	48
5	Πειραματική Μέτρηση	50
5.1	Εισαγωγή	50
5.2	Ανάλυση	50
5.2.1	Συλλογές δεδομένων και Monte Carlo	51
5.2.2	Ανακατασκευή πιδάκων	52
5.2.3	Κριτήρια επιλογής γεγονότων και πιδάκων	52
5.2.4	Μελέτη σκανδαλισμού	53
5.2.5	Ποιότητα δεδομένων	56
5.2.6	Κατασκευή του φάσματος	70
5.2.7	Διόρθωση λόγω της πεπερασμένης διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή	71

6 Θεωρητική πρόβλεψη	77
6.1 Προβλέψεις σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη	78
6.2 Μη διαταραχτικές διορθώσεις	79
6.3 Ηλεκτρασθενείς διορθώσεις	81
7 Συστηματικές αβεβαιότητες	83
7.1 Πειραματικές Αβεβαιότητες	83
7.1.1 Αβεβαιότητα λόγω ξεδιπλώματος και διακριτικής ικανότητας	83
7.1.2 Αβεβαιότητα στην φωτεινότητα	83
7.1.3 Αβεβαιότητα στην ενεργειακή κλίμακα των πιδάκων	84
7.1.4 Επιπλέον αβεβαιότητες	85
7.2 Θεωρητικές αβεβαιότητες	87
8 Αποτελέσματα	93
9 Συμπεράσματα	101
Α' Σύγκριση Δεδομένων με προσομοίωση για χαρακτηριστικά του γεγο- νότος	105
Β' Σύγκριση Δεδομένων με προσομοίωση για χαρακτηριστικά των πιδάκων	121
Γ' Μελέτη Σταθερότητας συναρτήσεως του χρόνου	156
Δ' Πίνακες για το ξεδίπλωμα των δεδομένων	192

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Ο άνθρωπος απο καταβολής κόσμου έχει την τάση να διερωτάται για τον εαυτό του και για τον κόσμο που τον περιβάλλει. Απο την αρχαιότητα μέχρι τώρα, ερωτήματα όπως το "γιατί υπάρχουμε", "πως λειτουργεί ο κόσμος γύρω μας", "από που ξεκινήσαμε και πού οδεύουμε" απασχολούν την ανθρώπινη διάνοια.

Η επιστήμη της Φυσικής είναι ο μόνος αξιόπιστος τρόπος για να μπορέσουμε να δώσουμε απαντήσεις σε τέτοιας φύσης ερωτήματα. Είναι μια επιστήμη πειραματική, η οποία βασίζεται στην μέθοδο και μέσα από την γλώσσα των μαθηματικών ερευνά και απαντά στις απορίες μας. Η εξέλιξη της επιστήμης μας έχει καταστήσει ικανούς να μπορούμε να ερμηνεύσουμε την φύση σε κοσμο-λογικές κλίμακες μελετώντας τις ελάχιστες υποδιαιρέσεις της ύλης. Το αποκορύφωμα αυτής της μακροχρόνιας προσπάθειας ακούει στο όνομα *LHC* (Large Hadron Collider δηλαδή Μεγάλος Επιταχυντής Αδρονίων). Σκοπός του πειραματικού προγράμματος του *LHC* είναι η διερεύνηση των μεγαλύτερων μυστηρίων τα οποία διέπουν την σύγχρονη επιστήμη. Μεταξύ αυτών:

- Ποια είναι η αιτία που έχουμε την ιδιότητα της μάζας; (Μια ερώτηση που άρχισε να απαντάται με την ανακάλυψη του μποζονίου *Higgs* το 2012).
- Ποια είναι η φύση της σκοτεινής ύλης; (Μια ερώτηση που ο *LHC* φιλοδοξεί να απαντήσει πρωτίστως με την πολυαναμενόμενη επιβεβαίωση της θεωρίας της Υπερσυμμετρίας)
- Υπάρχουν περεταίρω των τριών χωρικές διαστάσεις;

Η μελέτη της φύσης στην ενεργειακή περιοχή που διερευνά ο *LHC* παρουσιάζει μεγάλες δυσκολίες και ακόμα μεγαλύτερη πρόκληση. Στον επιταχυντή αυτόν συγκρούονται πρωτόνια σε υψηλές ενέργειες και τα παράγωγα των συγκρούσεών τους μελετώνται από 4 ανιχνευτές CMS, ATLAS, ALICE, LHCb.

Το περιβάλλον των συγκρούσεων αυτών καθιστά πρόκληση την μελέτη των υπογραφών της νέας φυσικής λόγω του γεγονότος ότι τα πρωτόνια δεν είναι στοιχειώδη σωματίια αλλά έχουν εσωτερική δομή. Κατα συνέπεια καθίσταται επιτακτική η ανάγκη της μελέτης των αναπόφευκτων διαδικασιών υποβάθρου. Το πιο σημαντικό υπόβαθρο που συναντάται στον *LHC* είναι οι πίδακες (*jets*) αδρονίων, οι οποίοι περιγράφονται με μεγάλη ακρίβεια από την θεωρία της Κβαντικής Χρωμοδυναμικής.

Η μελέτη γεγονότων με πίδακες δεν είναι σημαντική μόνο ως διαδικασία υποβάθρου σε νέα φυσική, αλλά και αυτή καθαυτή η μελέτη μπορεί να αποδείξει την ύπαρξη φυσικής πέραν του

Καθιερωμένου Προτύπου. Γεγονότα με διπλούς πίδακες (*dijets*) όπως αυτά τα οποία μελετούμε εδώ, μπορούν πέραν από διαδικασίες υποβάθρου να αποδείξουν ή όχι την ισχύ της Κβαντικής Χρωμοδυναμικής σε μια ανεξερεύνητη έως τώρα κινηματική περιοχή, να ελέγξουν την αξιοπιστία των υπάρχουσών Συναρτήσεων Δομής Παρτονίων, αλλά και να χρησιμοποιηθούν για την έρευνα ύπαρξης εξωτικών σωματιδίων που διασπώνται σε δύο πίδακες ή για την μελέτη Αλληλεπιδράσεων Επαφής.

Στην εργασία αυτή θα παρουσιαστεί η μέτρηση της ενεργού διατομής παραγωγής διπλών πιδάκων σε συγκρούσεις πρωτονίου-πρωτονίου σε ενέργεια κέντρου μάζας $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$. Τα δεδομένα ελήφθησαν από το πείραμα CMS και αντιστοιχούν σε συνολική φωτεινότητα 9.2fb^{-1} . Η δομή της εργασίας χωρίζεται σε δύο τμήματα :

Αρχικά θα παρουσιαστεί συνοπτικά η θεωρία της κβαντικής χρωμοδυναμικής, καθώς και οι εφαρμογές και οι σχετικές παράμετροι ενδιαφέροντος σε συγκρούσεις αδρονίων. Στην συνέχεια θα παρουσιαστεί ο επιταχυντής *LHC* με τους ανιχνευτές του και θα εξεταστεί λεπτομερώς η δομή και η λειτουργία του ανιχνευτή CMS.

Στο δεύτερο τμήμα της εργασίας θα παρουσιαστεί η πειραματική μέτρηση διπλών πιδάκων. Συγκεκριμένα θα εξεταστεί ο τρόπος ανακατασκευής πιδάκων η εκκαθάριση των δεδομένων από παθολογίες του ανιχνευτή και των αλγορίθμων, ο έλεγχος ποιότητάς τους και οι συνθήκες σκανδαλισμού και επιλογής δεδομένων.

Εν συνεχεία θα παρουσιαστεί η μελέτη της διακριτικής ικανότητας στην μέτρηση της αναλλοίωτης μάζας διπλών πιδάκων και το ξεδίπλωμα (*unfolding*) των δεδομένων. Επιπρόσθετα θα παρουσιάσουμε την μελέτη των συστηματικών αβεβαιοτήτων στην μέτρηση των πειραματικών δεδομένων.

Σε ξεχωριστή ενότητα θα παρουσιαστεί η θεωρητική πρόβλεψη σε επίπεδο πρώτου βρόγχου (*NLO*), οι μη διαταραχτικές διορθώσεις (*Non Perturbative Corrections*) και οι συστηματικές τους αβεβαιότητες.

Τέλος, θα παρουσιάσουμε τα τελικά αποτελέσματα και την σύγκριση θεωρίας-πειράματος για 5 διαφορετικές ομάδες(σετ) Συναρτήσεων Δομής Παρτονίων (*PDFs* - *Parton Distribution Functions*).

Κεφάλαιο 2

Θεωρία

2.1 Κβαντική Χρωμοδυναμική

Η κβαντική χρωμοδυναμική είναι η Μη-Αβελιανή θεωρία βαθμίδας, βασισμένη στην ομάδα $SU(3)$ η οποία περιγράφει τις ισχυρές αλληλεπιδράσεις ανάμεσα στα κουαρκ και τα γκλουόνια. Ο όρος χρωμοδυναμική προέρχεται από τον κβαντικό αριθμό του χρώματος, ο οποίος προτάθηκε το 1964 έτσι ώστε να αντισυμμετροποιηθεί η κυματοσυνάρτηση της διεγερμένης κατάστασης του πρωτονίου Δ^{++} ([42],[47]). Ο κβαντικός αριθμός του χρώματος έχει 3 καταστάσεις (R, G, B) οι οποίες αντιστοιχούν στις ονομασίες: κόκκινο, πράσινο, μπλέ. Κάθε στοιχειώδες σωματίο που αλληλεπιδρά ισχυρά έχει φορτίο χρώματος. Η $SU(3)$ αναπαρίστανται στα πλαίσια της κβαντικής χρωμοδυναμικής ως ένα σετ μοναδιακών 3×3 πινάκων με ορίζουσα 1. Αυτή η αναπαράσταση χρησιμοποιείται για να περιγράψει τα γκλουόνια στον χώρο του χρώματος. Δεδομένου ότι υπάρχουν 9 γραμμικά ανεξάρτητοι μοναδιακοί πίνακες, ένας εκ των οποίων έχει ορίζουσα ίση με -1, υπάρχουν συνολικά 8 ανεξάρτητες διευθύνσεις στον χώρο του χρώματος. Κατα συνέπεια τα γκλουόνια είναι οκταπλέτες.

Στην κβαντική χρωμοδυναμική, αυτοί οι πίνακες μπορούν να δράσουν ο ένας στον άλλον (ιδιο-αλληλεπιδράσεις των γκλουονίων) αλλά και σε ένα σετ μιγαδικών 3-διάστατων διανυσμάτων (την θεμελιώδη αναπαράσταση) τα οποία αναπαριστούν τα κουαρκ στον χώρο του χρώματος. Η θεμελιώδης αναπαράσταση έχει ένα γραμμικά ανεξάρτητο διάνυσμα βάσης ανα βαθμό ελευθερίας της $SU(3)$.

Η Λαγκρανζιανή της κβαντικής χρωμοδυναμικής μπορεί να υπολογιστεί ξεκινώντας από την ελεύθερη λαγκρανζιανή:

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma^\mu)(\partial_\mu - m)q \quad (2.1.1)$$

όπου q είναι οι σπίνορες που αναπαριστούν τα κουαρκ, m η μάζα και γ^μ οι πίνακες Dirac. Για

να διασφαλίσουμε ότι η παραπάνω έκφραση είναι αναλλοίωτη σε μη Αβελιανούς μετασχηματισμούς βαθμίδας, ακολουθούμε την εξής διαδικασία:

Ορίζουμε 8 πεδία βαθμίδας για τα γκλουόνια G_μ^α για τα οποία ισχύει

$$G_\mu^\alpha \rightarrow G_\mu^\alpha - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha_\alpha - f_{abc}\alpha_b G_\mu^c \quad (2.1.2)$$

Στην συνέχεια σχηματίζουμε την συναλλοίωτη παράγωγο:

$$D_\mu = \partial_\mu + igT_\alpha G_\mu^\alpha \quad (2.1.3)$$

όπου T_α είναι οι γεννήτορες της $SU(3)$ και g είναι η σταθερά σύζευξης της αλληλεπίδρασης για την οποία ισχύει $g^2 = 4\pi\alpha_s$.

Αντικαθιστούμε το ∂_μ με το D_μ στην (1) και έχουμε:

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma^\mu)(\partial_\mu - m)q - g(\bar{q}\gamma^\mu T_\alpha q)G_\mu^\alpha \quad (2.1.4)$$

Προσθέτοντας τον όρο κινητικής ενέργειας για τα γκλουόνια κατ' αναλογία με την κβαντική ηλεκτροδυναμική, καταλήγουμε στην παρακάτω έκφραση για την Λαγκρανζιανή της κβαντικής χρωμοδυναμικής:

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma^\mu)(\partial_\mu - m)q - g(\bar{q}\gamma^\mu T_\alpha q)G_\mu^\alpha - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^\alpha G_\alpha^{\mu\nu} \quad (2.1.5)$$

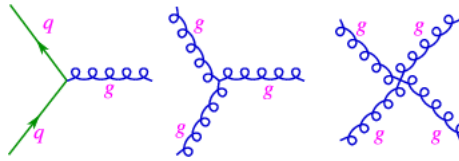
με

$$G_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu G_\nu^\alpha - \partial_\nu G_\mu^\alpha - gf_{abc}G_\mu^b G_\nu^c \quad (2.1.6)$$

Ο πρώτος όρος της (2.1.5) είναι ο όρος της ελεύθερης Λαγκρανζιανής για τα κουαρκ (κινητικός όρος και όρος μάζας).

Ο τρίτος όρος της (2.1.5) είναι ο κινητικός όρος για τα γκλουόνια.

Ο δεύτερος όρος της (2.1.5) δηλώνει την αλληλεπίδραση κουαρκ-γκλουονίων. Ωστόσο λόγω του τελευταίου όρου της (2.1.6), στην Λαγκρανζιανή περιλαμβάνεται και ένας όρος ιδιο-αλληλεπίδρασης μεταξύ των γκλουονίων. Αυτό συνεπάγεται ότι τα γκλουόνια φέρουν και αυτά φορτίο χρώματος ενώ οι αλληλεπιδράσεις και αυτών έχουν σταθερά σύζευξης g . Λόγω της αναλλοιότητας σε μετασχηματισμούς βαθμίδας, τα γκλουόνια έχουν $spin$ 1, είναι άμαζα και έχουν όπως και τα φωτόνια δύο καταστάσεις πόλωσης.



Σχήμα 2.1: Τα 3 σημαντικότερα διαγράμματα *Feynman* πρώτης τάξης

Στο σχήμα 2.1 βλέπουμε το διάγραμμα παραγωγής γκλουονίου από εξαύλωση κουαρκ αντικουάρκ, τον κόμβο 3 γκλουονίων και τον κόμβο 4 γκλουονίων. Τα δύο τελευταία οφείλονται στο γεγονός ότι τα γκλουόνια έχουν χρώμα και αλληλεπιδρούν μεταξύ τους.

2.2 Η σταθερά σύζευξης α_s

Η ισχυρή αλληλεπίδραση ανάμεσα σε παρτόνια (δηλαδή κουαρκ και γκλουόνια) παρουσιάζει μερικά αξιοσημείωτα χαρακτηριστικά τα οποία οφείλονται στο ότι η κβαντική χρωμοδυναμική είναι μία μη αβελιανή θεωρία βαθμίδας. Το πρώτο χαρακτηριστικό της είναι ότι οι διαφορετικές γεύσεις κουαρκ (u, d, c, s, t, b) έχουν τις ίδιες ισχυρές αλληλεπιδράσεις.

Το δεύτερο αξιοσημείωτο χαρακτηριστικό είναι το γεγονός ότι σε μικρές αποστάσεις (άρα για μεγάλη μεταφερόμενη τετραορμή q^2) η σταθερά αλληλεπίδρασης της κβαντικής χρωμοδυναμικής είναι πολύ μικρή ενώ αυξανόμενης της απόστασης (άρα για μικρές τιμές του q^2) ανάμεσα στα παρτόνια το δυναμικό αλληλεπίδρασής τους αυξάνει ραγδαία με αποτέλεσμα η συμπεριφορά τους να μην μπορεί να προβλεφθεί από την θεωρία διαταραχών. Το φαινόμενο αυτό λέγεται ασυμπτωτική ελευθερία.

Μια άμεση απόρροια του παραπάνω είναι το γεγονός ότι τα κουαρκ λόγω της μεγάλης ισχύος της αλληλεπίδρασής τους σε μεγάλες αποστάσεις οργανώνονται σε άχρωμα αδρόνια. Κατα συνέπεια δεν μπορούμε να παρατηρήσουμε ελεύθερα κουαρκ. Το παραπάνω φαινόμενο μπορεί να περιγραφεί

ποιοτικά ως εξής: Στο διαταρρακτικό ανάπτυγμα της κβαντικής χρωμοδυναμικής, οι διορθώσεις ανώτερης τάξης συμπεριλαμβάνουν φερμιονικούς βρόγχους (κουαρκ-αντικουαρκ) αλλά και μποζονικούς βρόγχους, εφόσον τα γκλουόνια έχουν φορτίο χρώματος. Η πόλωση του κενού λόγω δυνητικών ζευγών κουαρκ-αντικουαρκ δημιουργεί θωράκιση του φορτίου χρώματος του κουαρκ. Ωστόσο η συνεισφορά των γκλουονίων έχει αντίθετο πρόσημο από αυτήν των κουαρκ προκαλώντας αντι-θωράκιση του χρώματος. Το συνολικό αποτέλεσμα είναι το φορτίο χρώματος να ελαττώνεται όσο ελαττώνεται η απόσταση.

Η έκφραση για την σταθερά α_s σε πρώτη τάξη δίδεται από την εξίσωση:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi}(11n_c - 2n_f)\log(\frac{q^2}{\mu^2})} \quad (2.2.1)$$

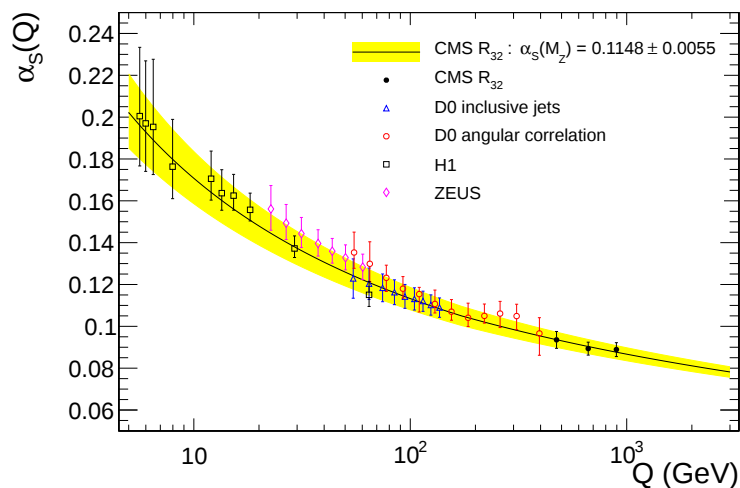
όπου το q^2 είναι η μεταφερόμενη τετραορμή, n_c είναι ο αριθμός χρωμάτων (δηλαδή 3), n_f είναι ο αριθμός γεύσεων των κουαρκ και μ είναι μία σταθερά λόγω επανακανονικοποίησης. Μπορούμε να ορίσουμε μια σταθερά λ , η οποία υποδηλώνει την κλίμακα της μεταφερόμενης τετραορμής, ως:

$$\log(\lambda) = \frac{-12\pi}{(11n_c - 2n_f)\alpha_s(\mu^2)} \log(\mu^2) \quad (2.2.2)$$

Κατα συνέπεια η (2.2.1) μπορεί να γραφεί ως:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(11n_c - 2n_f)\log(\frac{q^2}{\lambda^2})} \quad (2.2.3)$$

Για τιμές του q^2 μεγαλύτερες του λ η σταθερά σύζευξης είναι μικρή και η θεωρία διαταρραχών βρίσκει εφαρμογή. Το λ είναι μια ελεύθερη παράμετρος η οποία μετράται πειραματικά και βρίσκεται στην περιοχή 0.1-0.5 GeV.



Σχήμα 2.2: Η εξάρτηση της σταθεράς σύζευξης της ισχυρής αλληλεπίδρασης από την μεταφερόμενη τετραορμή ([45])

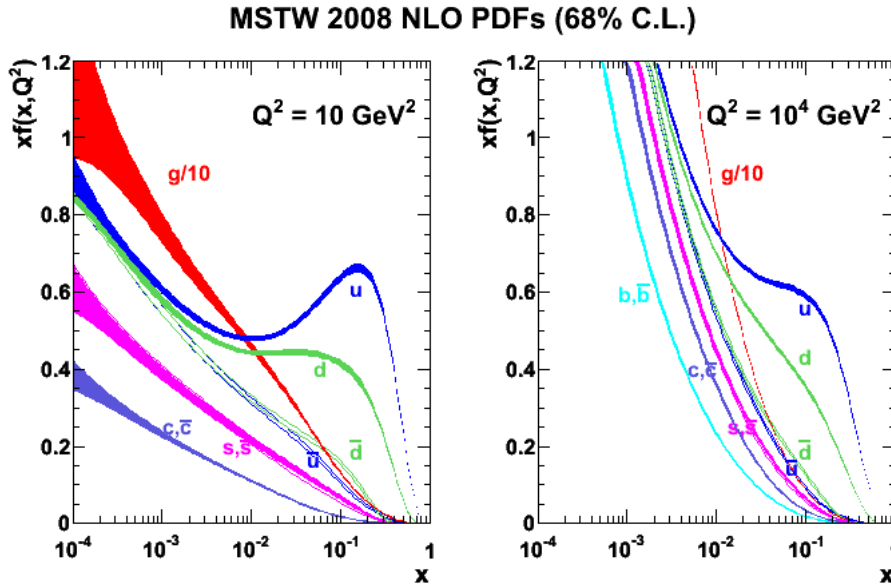
2.3 Συναρτήσεις Δομής Παρτονίων

Αναλύοντας δεδομένα σκέδασης λεπτονίων απο αδρόνια, φαίνεται ότι τα τελευταία αποτελούνται από σημειακά φερμιόνια. Αυτά τα ονομάζουμε κουαρκ σθένους και είναι αυτά που ορίζουν τους χβαντικούς αριθμούς των αδρονίων. Ως παράδειγμα, το πρωτόνιο μπορεί να θεωρηθεί μία δέσμια κατάσταση 3 κουαρκ σθένους (2 u και 1 d κουαρκ με φορτία $+\frac{2}{3}$ και $-\frac{1}{3}$ αντίστοιχα). Εκτός από τα κουαρκ σθένους, στο εσωτερικό των αδρονίων δημιουργούνται και καταστρέφονται στιγμιαία ζεύγη εικονικών κουαρκ αντικουάρκ τα οποία δεν συνεισφέρουν στους χβαντικούς αριθμούς των αδρονίων. Επιπλέον, η μελέτη της κατανομής της ορμής των κουαρκ μέσω πειραμάτων σκέδασης έχει δείξει ότι τα κουαρκ σθένους συνεισφέρουν περίπου το 35% της ορμής του αδρονίου ενώ τα εικονικά κουαρκ συνεισφέρουν περίπου 15% αυτής. Το υπόλοιπο 50% προέρχεται απο ουδέτερα παρτόνια τα οποία δεν αλληλεπιδρούν ούτε ηλεκτρομαγνητικά ούτε ασθενώς, δηλαδή τα γκλουόνια. Ορίζουμε ως χ το κλάσμα της τετραορμής p^μ που φέρει ένα παρτόνιο και ως $f(\chi)$ την πιθανότητα να βρούμε ένα παρτόνιο το οποίο έχει ορμή ανάμεσα σε $(\chi, \chi + d\chi)$. Οι συναρτήσεις $f(\chi)$ ονομάζονται συναρτήσεις δομής παρτονίων (Parton Distribution Functions).

Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό των συναρτήσεων δομής είναι ότι για διαφορετικές τιμές της μεταφερόμενης τετραορμής q^2 η μορφή τους μεταβάλλεται. Εάν ένα παρτόνιο έχει κλάσμα ορμής χ αυτό μπορεί να συμβαίνει είτε διότι είχε εξάρχής αυτήν την τιμή του χ είτε διότι αρχικά είχε μεγαλύτερη τιμή αλλά αυτή μειώθηκε λόγω της εκπομπής ενός γκλουονίου. Αυξανόμενου του q^2 η πιθανότητα εκπομπής γκλουονίου αυξάνει και κατα συνέπεια οι συναρτήσεις δομής θα μετατοπιστούν προς μικρότερα χ .

Η μεταβολή των συναρτήσεων δομής συναρτήσει του q^2 μπορεί να υπολογιστεί από τις εξισώσεις DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi ([42],[46])).

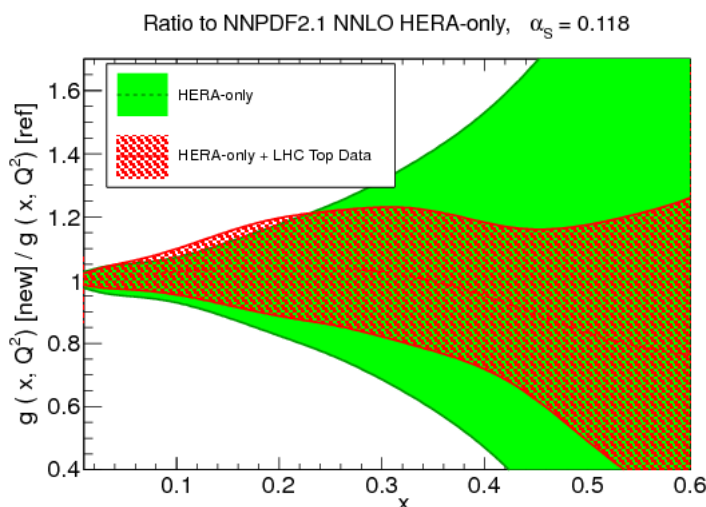
Στο σχήμα 2.3 μπορούμε να δούμε τις συναρτήσεις δομής του πρωτονίου για q^2 ίσο με 10GeV^2 και 10^4GeV^2 .



Σχήμα 2.3: Συναρτήσεις δομής του πρωτονίου για δύο διαφορετικές τιμές της μεταφερόμενης τετραορμής

Ο υπολογισμός των συναρτήσεων δομής ενέχει σημαντική αβεβαιότητα, λόγω χαμηλής στατιστικής στα μεγάλα $-x$ η οποία διαδίδεται στις μετρήσεις ενεργών διατομών. Κατα συνέπεια είναι απαραίτητη η σύγκριση της θεωρητικής πρόβλεψης με πειραματικά δεδομένα που είναι ευαίσθητα ως προς τις συναρτήσεις δομής για να περιοριστεί η αβεβαιότητα αυτή. Ενδεικτικά, σε περιβάλλον συγκρούσεων πρωτονίων η αβεβαιότητα στην συνάρτηση δομής του γκλουονίου μπορεί να περιοριστεί από μετρήσεις στο κανάλι $g + g \rightarrow t + \bar{t}$, ενώ με μετρήσεις στο κανάλι στο οποίο παράγονται 2 πίδακες στην τελική κατάσταση με τον έναν πίδακα να παράγεται σε πολύ μεγάλη τιμή ψευδωκύτητας μπορεί να εξεταστεί η συμπεριφορά των συναρτήσεων δομής για $x \rightarrow 1$.

Είναι προφανές ότι η μέτρηση εξαιρετικά σπάνιων φυσικών διαδικασιών πέρα από το καθιερωμένο πρότυπο είναι πρώτιστης σημασίας η ελάττωση της αβεβαιότητας στις συναρτήσεις δομής των παρτονίων.



Σχήμα 2.4: Συστηματική αβεβαιότητα στην συνάρτηση δομής του γκλουονίου χωρίς (πράσινο) και με (κόκκινο) την χρήση δεδομένων παραγωγής ζεύγους $t\bar{t}$ στον LHC ([36])

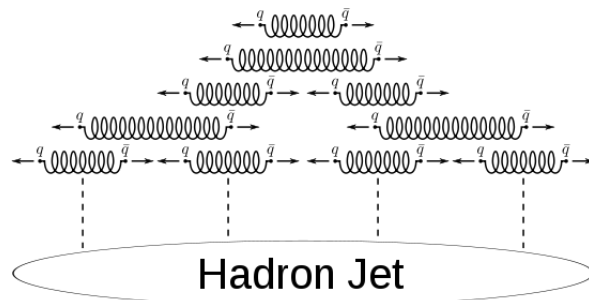
Στο σχήμα 2.4 μπορεί να φανεί άμεσα η ελάττωση της αβεβαιότητας στην συνάρτηση δομής του γκλουονίου με τη χρήση πειραματικών δεδομένων απ τον LHC για παραγωγή ζεύγους $t\bar{t}$.

2.4 Μη διαταρακτικά φαινόμενα

Κατα την σύγκρουση δύο παρτονίων, η συμπεριφορά των παρτονίων στην τελική κατάσταση δεν μπορεί να περιγραφεί διαταρακτικά όταν σε αποστάσεις που η σταθερά σύζευξης α_s παίρνει μεγάλες τιμές. Η χβαντική χρωμοδυναμική μέσω του θεωρήματος της παραγόντισης (*factorisation*) μας δίνει την δυνατότητα να μελετήσουμε σε καλή ακρίβεια το διαταρακτικό κομμάτι της αλληλεπίδρασης και το μη διαταρακτικό ξεχωριστά([47]).

Μετά την σκληρή σκέδαση των εισερχόμενων παρτονίων, τα εξερχόμενα παρτόνια τείνουν να αυξήσουν τις μεταξύ τους αποστάσεις. Αυξανόμενης της απόστασης, η δυναμική ενέργεια αλληλεπίδρασής τους αυξάνει και μετά από ένα κατώφλι ένα νέο ζεύγος κουαρκ αντικουαρκ παράγεται ανάμεσά τους. Όσο αυτή η διαδικασία της *αδρόνισης* συνεχίζεται, τα αρχικά παρτόνια χάνουν ενέργεια και νέα ζεύγη παρτονίων παράγονται. Η αδρόνιση σταματά όταν τα σωματία στην τελική κατάσταση έχουν μηδενικό φορτίο χρώματος, δηλαδή τα παρτόνια οργανώνονται σε άχρωμα

αδρόνια. Αυτό το σύνολο σωματιδίων που προκύπτει ως αποτέλεσμα ονομάζεται πίδακας και είναι ένα από τα σημαντικότερα αντικείμενα μελέτης και εργαλεία της φυσικής υψηλών ενεργειών.



Σχήμα 2.5: Διαδικασία της αδρονοποίησης κατά την οποία ένα παρτόνιο εξελίσσεται σε έναν πίδακα σωματιδίων.

2.5 Παραγωγή διπλών πιδάκων σε συγκρούσεις αδρονίων

Κατά την ανελαστική σκέδαση δύο αδρονίων, η τελική κατάσταση εξαρτάται από τις αλληλεπιδράσεις και την μεταφερόμενη τετραορμή ανάμεσα στα παρτόνια τους.

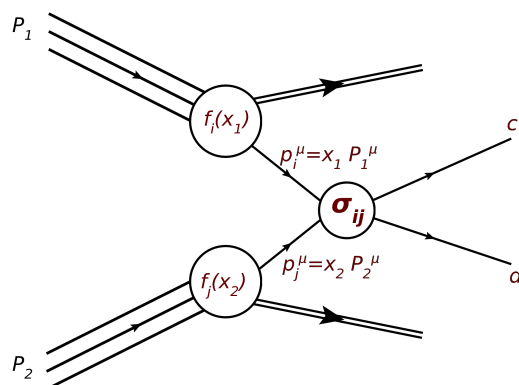
Η ενεργός διατομή της αλληλεπίδρασης δύο πρωτονίων P_1, P_2 για την παραγωγή δύο σωματιδίων c, d δίδεται από την σχέση :

$$d\sigma(P_1 P_2 \rightarrow cd) = \int_0^1 \sum_{i,j} f_i(x_i, \mu_F^2) f_j(x_j, \mu_F^2) d\hat{\sigma}_{q_i q_j \rightarrow cd}(q^2, \mu_F^2) dx_i dx_j \quad (2.5.1)$$

$f(x, \mu_F^2)$ είναι η συνάρτηση δομής για το κάθε παρτόνιο η οποία εξαρτάται από το κλάσμα τετραορμής x που φέρει και από μία κλίμακα, την κλίμακα παραγόντισης μ_F η οποία είναι τυπικά της τάξης του q .

$d\hat{\sigma}_{q_i q_j \rightarrow cd}(q^2, \mu_F^2)$ είναι η ενεργός διατομή της ανελαστικής σκέδασης 2 παρτονίων σε δύο σωματίδια c, d και εξαρτάται από την κλίμακα παραγόντισης μ_F και το q .

Στο σχήμα 2.6 μπορούμε να δούμε σχηματικά την σκέδαση 2 πρωτονίων για την παραγωγή 2 σωματιδίων.



Σχήμα 2.6: Σκέδαση δύο πρωτονίων P_1, P_2 σε δύο σωματίδια c, d

Η γενική έκφραση για την παραγωγή 2 σωματιδίων c, d από την σκέδαση 2 σωματιδίων a, b είναι η:

$$d\hat{\sigma} = \frac{|\vec{p}_c| d\Omega_c}{64\pi^2 s |\vec{p}_a|} |M|^2 \quad (2.5.2)$$

όπου $s = (p_a + p_b)^2$ μία μεταβλητή Mandelstam η οποία είναι αναλλοίωτη σε μετασχηματισμούς Lorentz,

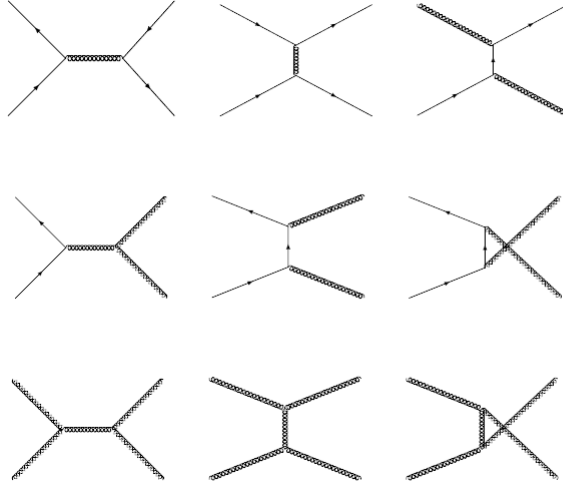
p_a, p_b οι τετραορμές των εισερχόμενων σωματιδίων,

$d\Omega_c$ η στερεά γωνία στην οποία παράγεται το σωματίδιο c

$|\vec{p}|$ το μέτρο της 3-ορμής του εκάστοτε σωματιδίου

και $|M|^2$ το στοιχείο πίνακα το οποίο εμπεριέχει την δυναμική της αλληλεπίδρασης.

Στο σχήμα 2.7 μπορούμε να δούμε τα κυριότερα διαγράμματα Feynman κύριας τάξης για σκέδαση δύο αρχικών παρτονίων σε δύο παρτόνια στην τελική κατάσταση.



Σχήμα 2.7: Διαγράμματα πρώτης τάξης για σκέδαση δύο παρτονίων σε δύο παρτόνια στην τελική κατάσταση

Για την περαιτέρω μελέτη των παραπάνω διαδικασιών είναι σημαντικό να ορίσουμε τις μεταβλητές Mandelstam οι οποίες είναι, για το όριο $m \rightarrow 0$:

$$t = -\frac{s}{2}(1 - \cos\theta^*), u = \frac{s}{2}(1 + \cos\theta^*) \quad (2.5.3)$$

Η γωνία θ^* είναι η γωνία στην οποία παράγεται το σύστημα το δύο εξερχόμενων παρτονίων ως προς το κέντρο ορμής των δύο εισερχόμενων παρτονίων.

Ο πίνακας που ακολουθεί μας δίνει το στοιχείο πίνακα διαιρεμένο με την σταθερά αλληλεπίδρασης g στην τέταρτη δύναμη για όλες τις θεμελιώδεις διαδικασίες κύριας τάξης.

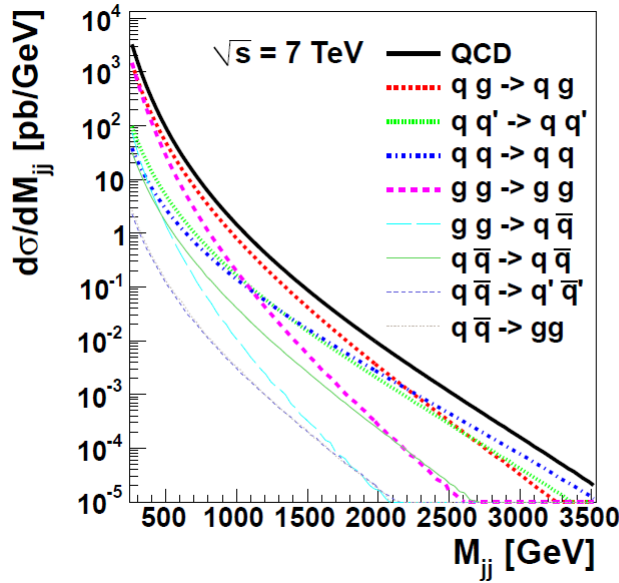
Process	$ M ^2/g^4$	$\theta_* = \frac{\pi}{2}$
$qq \rightarrow qq$	$\frac{4}{9} \frac{s^2+u^2}{t^2}$	2.22
$qq' \rightarrow qq'$	$\frac{4}{9} \left(\frac{s^2+u^2}{t^2} + \frac{s^2+t^2}{u^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{s^2}{ut}$	3.26
$qq' \rightarrow qq'$	$\frac{4}{9} \frac{s^2+u^2}{t^2}$	2.22
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{4}{9} \left(\frac{s^2+u^2}{t^2} + \frac{u^2+t^2}{s^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{u^2}{st}$	2.59
$qq' \rightarrow q'\bar{q}'$	$\frac{4}{9} \frac{t^2+u^2}{s^2}$	0.22
$qg \rightarrow qg$	$\frac{4}{9} \frac{s^2+u^2}{-su} + \frac{s^2+u^2}{t^2}$	6.11
$gg \rightarrow gg$	$\frac{9}{2} \left(3 - \frac{tu}{s^2} - \frac{su}{t^2} - \frac{st}{u^2} \right)$	30.4
$q\bar{q} \rightarrow gg$	$\frac{32}{27} \frac{t^2+u^2}{tu} - \frac{8}{3} \frac{t^2+u^2}{s^2}$	1.04
$gg \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{1}{6} \frac{t^2+u^2}{tu} - \frac{8}{3} \frac{t^2+u^2}{s^2}$	0.15

Στην δεξιά στήλη του πίνακα μπορούμε να δούμε την τιμή του στοιχείου πίνακα για κάθε μία από τις διαδικασίες που περιγράφονται στην αριστερή στήλη και για γωνία σκέδασης $\theta_* = \pi/2$.

Παρατηρούμε ότι οι διαδικασίες που έχουν πιο μεγάλη σχετική συνεισφορά είναι οι $gg \rightarrow gg$ και $qg \rightarrow qg$. Και στις δύο περιπτώσεις το στοιχείο πίνακα έχει ελάχιστο στην τιμή $\cos\theta_* = 0$ ενώ μεγιστοποιείται για $|\cos\theta_*| = 1$.

Κατα συνέπεια μελετώντας την γωνιακή κατανομή παραγωγής δύο πιδάκων αναμένουμε μεγιστοποίηση για $|\cos\theta_*| = 1$ και ελάχιστο στην τιμή $\cos\theta_* = 0$ κάτι το οποίο επιβεβαιώνεται από τα πειραματικά δεδομένα.

Στο σχήμα 2.8 μπορούμε να δούμε την συνεισφορά του κάθε καναλιού στον υπολογισμό της ενεργού διατομής για την παραγωγή διπλών πιδάκων στα 7 TeV.



Σχήμα 2.8: Η συνεισφορά του κάθε παρτονικού καναλιού στην ενεργό διατομή παραγωγής διπλών πιδάκων στον LHC στα 7TeV([48]).

Παρατηρούμε οτι στις χαμηλές μάζες η κύρια συνεισφορά στην σκέδαση δίδεται από παρτόνια σε χαμηλά χ . Αυτό σημαίνει οτι ο LHC σε χαμηλές αναλλοίωτες μάζες συγκριτικά με την ενέργεια κέντρου μάζας του είναι επι της ουσίας μηχανή σύγκρουσης γκλουονίου-γκλουονίου και κουαρκ-γκλουονίου, ενώ σε υψηλές τιμές της μάζας τα διαγράμματα που συνεισφέρουν είναι αυτά με κουαρκ σθένους στην αρχική κατάσταση.

2.6 Κινηματικά μεγέθη στην παραγωγή διπλών πιδάκων

Στην μελέτη της παραγωγής διπλών πιδάκων, οι κινηματικές ποσότητες ενδιαφέροντος είναι: Η ενέργεια κέντρου μάζας των δύο συγκρουόμενων παρτονίων $\sqrt{s} = M_{JJ}$ και η γωνία σκέδασης του συστήματος των δύο πιδάκων ως προς τον άξονα της δέσμης θ^* και η εγκάρσια ορμή p_T .

Ορίζουμε τα μεγέθη y : ωχύτητα (*rapidity*) και η : ψευδωχύτητα (*pseudorapidity*) ως

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.6.1)$$

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta^*}{2} \right) \quad (2.6.2)$$

Η ωχύτητα συμπίπτει με την ψευδωχύτητα όταν το υπο μελέτη φυσικό αντικείμενο θεωρείται άμαζο. Ο μετασχηματισμός *Lorentz* για την ωχύτητα (και την ψευδωχύτητα) μας δίνει :

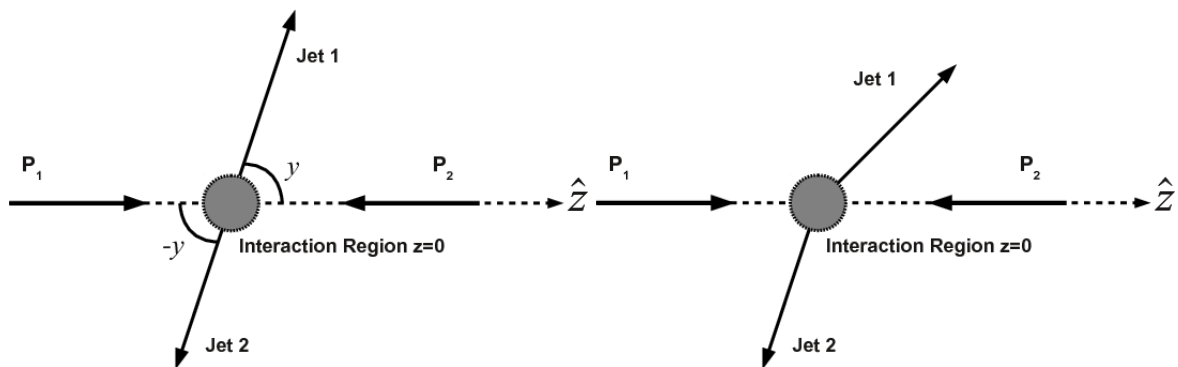
$$y \rightarrow y + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \quad (2.6.3)$$

Τον όρο $\frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right)$ τον καλούμε y_{boost} . Κατα συνέπεια για ένα γεγονός με διπλό πίδακα στην τελική κατάσταση που μπορούμε να το γράψουμε ως: $a + b \rightarrow c + d$, οι πίδακες c, d έχουν αντίθετες ωχύτητες στο σύστημα κέντρου μάζας τους, ενώ στο σύστημα εργαστηρίου ισχύει:

$$y_{Lab}^c = y_{CM} + y_{boost} \quad (2.6.4)$$

$$y_{Lab}^d = -y_{CM} + y_{boost} \quad (2.6.5)$$

Η διαδικασία αυτή γραφικά δίδεται ως εξής:



Σχήμα 2.9: Η παραγωγή δύο πιδάκων στο σύστημα κέντρου μάζας τους (αριστερά) και στο σύστημα εργαστηρίου (δεξιά)

Δεδομένου ότι τα y και η δρούν προσθετικά κάτω από μετασχηματισμούς *Lorentz*, οι ποσότητες $\Delta y = y_c - y_d$ και αντίστοιχα $\Delta \eta = \eta_c - \eta_d$ είναι αναλλοίωτες κατά *Lorentz*.

Η σχέση ανάμεσα στην θ^* και την ωχύτητα δίδεται από την σχέση $|\cos \theta^*| = \tanh y^*$ (2.6.6) με $y^* = \frac{1}{2}|y_c - y_d|$.

Στις συγκρούσεις πρωτονίων σε υψηλές ενέργειες, ένα από τα σημαντικότερα φυσικά μεγέθη είναι η εγκάρσια ορμή p_T . Αυτό διότι τα συγκρουόμενα παρτόνια θεωρούμε ότι έχουν εγκάρσια ορμή ίση με μηδέν, επομένως από την αρχή διατήρησης της ορμής περιμένουμε το άθροισμα των p_T των εξερχόμενων σωματιδίων να είναι 0. Η διατήρηση της ορμής στον άξονα της δέσμης δεν είναι εύκολο να αξιοποιηθεί σε συγκρούσεις πρωτονίων για δύο βασικούς λόγους:

- Δεν γνωρίζουμε την ακριβή τιμή της ορμής που φέρει κάθε παρτόνιο πριν την σύγκρουσή του.
- Οι ανιχνευτές δεν είναι ερμητικοί, κατά συνέπεια υπάρχουν εξερχόμενα σωματίδια σε μεγάλες τιμές ωχύτητας τα οποία δεν καταμετρώνται.

Ισχύει $p_T = p \sin \theta$ όπου θ η πολική γωνία σε ένα τρισσορθογώνιο σύστημα που έχει ως κέντρο του το κέντρο του ανιχνευτή μας.

Για γεγονότα με δύο πίδακες στην τελική κατάσταση, η αναλλοίωτη μάζα τους για το όριο που η ταχύτητα τους τείνει στην ταχύτητα του φωτός και μπορούν να θεωρηθούν άμαζοι, δίδεται από την σχέση:

$$M_{JJ}^2 = 2p_{T1}p_{T2}(\cosh(\Delta\eta) - \cos(\Delta\phi)) \quad (2.6.7)$$

με $\Delta\phi$ την διαφορά στην αζιμουθιακή γωνία των δύο πιδάκων.

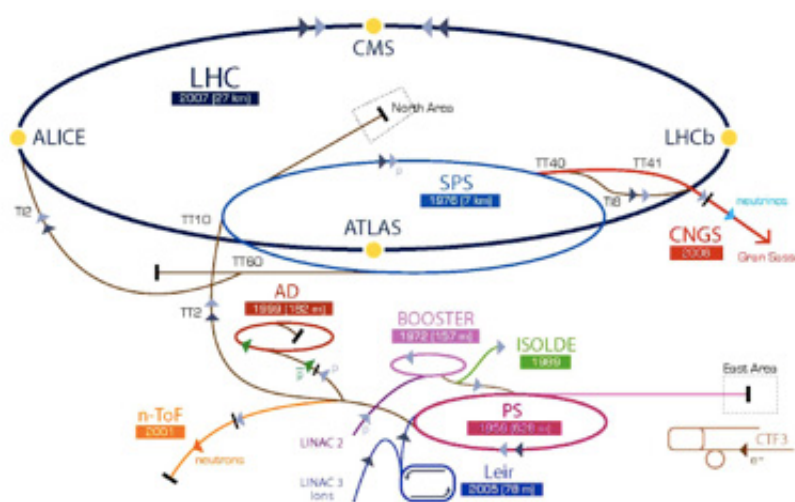
Κεφάλαιο 3

Πειραματική Διάταξη

3.1 LHC ο Μεγάλος Επιταχυντής Αδρονίων

Ο *LHC* είναι ο ισχυρότερος επιταχυντής αδρονίων που διαθέτει η κοινότητα της φυσικής υψηλών ενεργειών παγκοσμίως σήμερα. Βρίσκεται στις εγκαταστάσεις του CERN κάτω από τα γαλλοελβετικά σύνορα, εγκατεστημένο σε μία σήραγγα η περιφέρεια της οποίας ανέρχεται στα 27km ([52]). Τα αδρόνια (πρωτόνια ή βαρέα ιόντα) επιταχύνονται σε δύο ξεχωριστούς δακτυλίους επιτάχυνσης, οι οποίοι συναντιούνται σε 4 σημεία στα οποία καταγράφονται οι συγκρούσεις τους από 4 μεγάλους ανιχνευτές: Τους δύο μεγάλους ανιχνευτές γενικού σκοπού CMS (Compact Muon Solenoid), ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) και δύο ανιχνευτές με πιο εξειδικευμένη αποστολή, τους :ALICE (A Large Ion Collider Experiment) που εστιάζει στην μελέτη συγκρούσεων βαρέων ιόντων και την έρευνα για την ύπαρξη πλάσματος κουαρκ-γλουνιού και LHCb που μελετάει διασπάσεις B-μεσονίων με μεγάλη ακρίβεια.

Στα παρακάτω θα θεωρήσουμε συγκρούσεις πρωτονίων. Τα σωματία ακολουθούν μια διαδικασία προεπιτάχυνσης σε μια σειρά επιταχυντών. Τα πρωτόνια παράγονται από μία πηγή υδρογόνου και επιταχύνονται στον γραμμικό επιταχυντή Linac 2 σε ενέργεια 50 MeV . Στην συνέχεια εισέρχονται διαδοχικά στον Booster, στον PS και τον SPS όπου η ενέργεια αυξάνει διαδοχικά στα 1.4 GeV , 25 GeV και 450 GeV . Τέλος εισέρχονται στον LHC όπου μπορούν να επιταχυνθούν σε ενέργειες μέχρι 7 TeV .

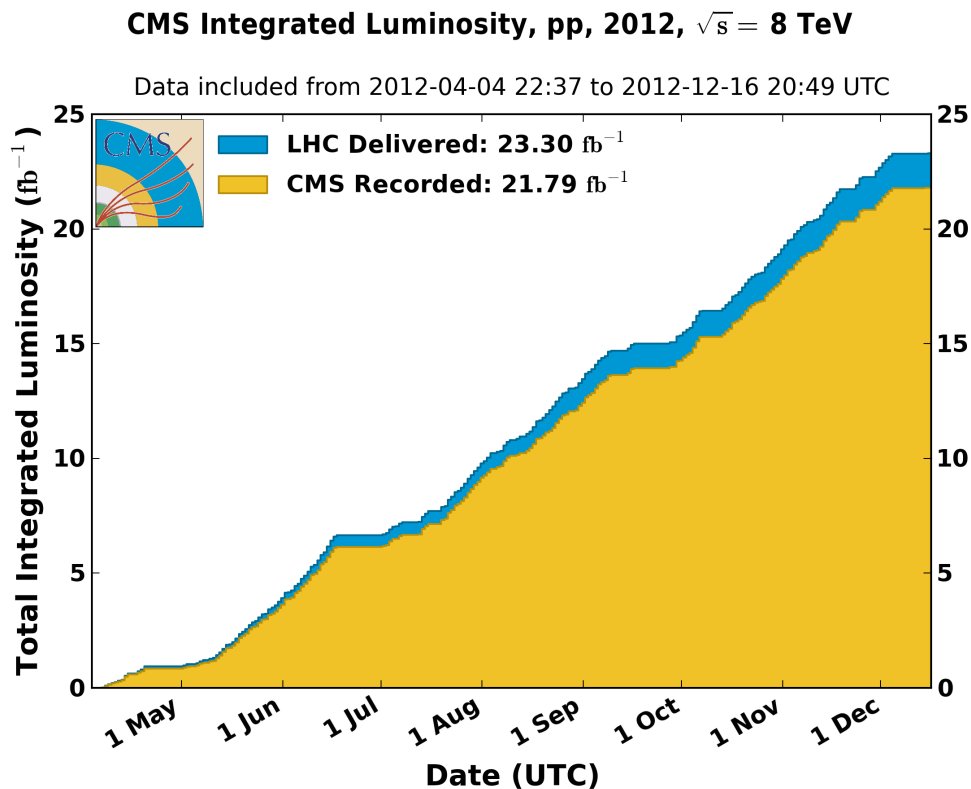


Σχήμα 3.1: Το συγκρότημα επιταχυντών του CERN

Κάθε δακτύλιος στον οποίο επιταχύνονται πρωτόνια διαθέτει 8 υπεραγωγίμες κοιλότητες RF. Σε κάθε περιστροφή τα πρωτόνια κερδίζουν συνολικά ενέργεια ίση με 0.5 MeV . Μετά την διαδικασία της επιτάχυνσης κάθε δέσμη αποτελείται από 2808 συρμούς οι οποίοι απέχουν μεταξύ τους 25 ns (θεωρώντας ότι κινούνται με την ταχύτητα του φωτός). Αυτό σημαίνει ότι το εσωτερικό ρολόι του επιταχυντή καταγράφει συγκρούσεις στους 4 ανιχνευτές κάθε 25 ns ή αλλιώς με συχνότητα 40 MHz . Για να διατηρηθούν οι δέσμες σε τροχιά, χρησιμοποιούνται υπεραγωγιμοί διπολικοί μαγνήτες NbTi οι οποίοι ψύχονται σε θερμοκρασία 1.9 K και παράγουν μαγνητικό πεδίο που φθάνει έως τα 8.3 T .

Η ανώτερη ενέργεια κέντρου μάζας που μπορεί να επιτύχει ο *LHC* σε συγκρούσεις πρωτονίων είναι $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ με μέγιστη φωτεινότητα $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (αντίστοιχα, $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$ ανα ζεύγος νουκλεονίων και $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ για συγκρούσεις βαρέων ιόντων).

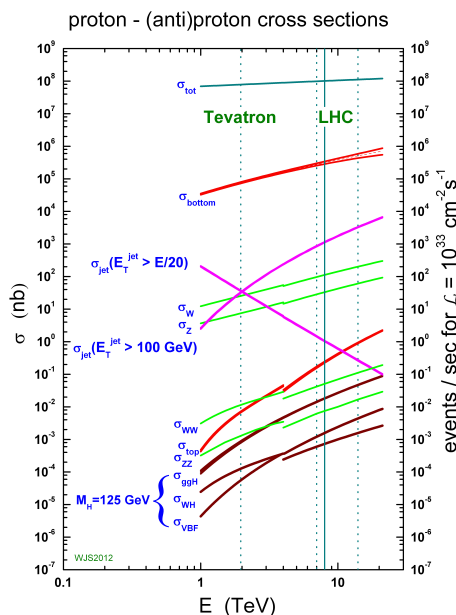
Ορίζουμε ως ολοκληρωμένη φωτεινότητα την ποσότητα $L = \int \mathcal{L} dt$ με μονάδα μέτρησης barn^{-1} . Το γινόμενο της L με την ενεργό διατομή σ μιας φυσικής διαδικασίας ισούται με τον αριθμό γεγονότων που μετράμε για δεδομένη L . Στο σχήμα 3.2 βλέπουμε την ολοκληρωμένη φωτεινότητα η οποία επιτεύχθηκε από τον *LHC* και που λήφθηκε από τον ανιχνευτή *CMS* στην περίοδο 2010-2012.



Σχήμα 3.2: Ολοκληρωμένη φωτεινότητα που επιτεύχθηκε από τον *LHC* (μπλέ) και που καταμετρήθηκε στον ανιχνευτή *CMS* (πορτοκαλί) το 2012 ([49])

Στο σχήμα 3.3 μπορούμε να δούμε τις ενεργούς διατομές συναρτήσει της ενέργειας κέντρου μάζας για τις σημαντικότερες φυσικές διαδικασίες του Καθιερωμένου Προτύπου. Παρατηρούμε

συγκριτικά την υπεροχή του *LHC* έναντι του *Tevatron* συγκρίνοντας ως παράδειγμα τον λόγο της ενεργού διατομής $\frac{\sigma_{gg \rightarrow H}}{\sigma_{total}}$ στις δύο περιπτώσεις.



Σχήμα 3.3: Ενεργοί διατομές των διαδικασιών του Καθιερωμένου Προτύπου συναρτήσει της ενέργειας κέντρου μάζας([51])

3.2 Ο ανιχνευτής *CMS*

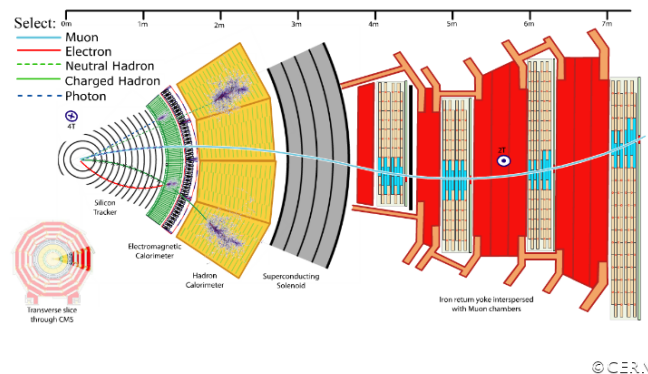
Το περιβάλλον των συγκρούσεων στον *LHC* είναι εξαιρετικά απαιτητικό. Οι συρμοί πρωτονίων στις δέσμες διασταυρώνονται με συχνότητα 40 *MHz*, και σε κάθε διασταύρωση συμβαίνουν κατά μέσο όρο 20 με 25 συγκρούσεις. Αυτό έχει ως συνέπεια 10^9 συγκρούσεις ανα δευτερόλεπτο .

Οι συγκρούσεις αδρονίων παρέχουν ένα δύσκολο περιβάλλον λόγω του μεγάλου ρυθμού γεγονότων και του πολύ υψηλού υποβάθρου της χβαντικής χρωμοδυναμικής. Κατα συνέπεια η μελέτη σπάνιων διαδικασιών όπως η παραγωγή του μποζονίου *Higgs*, αλλά και η διερεύνηση όλων των πιθανών υπογραφών της νέας φυσικής απαιτεί ανιχνευτές γενικού σκοπού με μεγάλη διακριτική ικανότητα οι οποίοι θα είναι ικανοί να ανακτασκειυάσουν όλα τα φυσικά αντικείμενα ενδιαφέροντος (φωτόνια, ηλεκτρόνια, μίονια, ταυ, πίδακες, πίδακες που προέρχονται από *b* κουαρκ, ελλείπουσα ενέργεια) και να απορρίψουν το υψηλό υπόβαθρο.

Επιπλέον, θα πρέπει η επιλογή των γεγονότων ενδιαφέροντος να γίνεται με μεγάλη ταχύτητα η οποία ανταποκρίνεται στις συνθήκες του πειράματος. Επομένως χρειάζονται ειδικά σχεδιασμένοι αλγόριθμοι σκανδαλισμού και ηλεκτρονικό σύστημα λήψης δεδομένων τα οποία θα καταστήσουν αυτήν την επιλογή εφικτή. Τέλος, τα υλικά από τα οποία είναι φτιαγμένος ο ανιχνευτής αλλά και τα

εμπρόσθια ηλεκτρονικά του θα πρέπει να έχουν μεγάλη ανθεκτικότητα στην ακτινοβολία έτσι ώστε να διασφαλιστεί η αποδοτική λειτουργία τους στο υψηλής ραδιενέργειας περιβάλλον του *LHC*.

Στο σχήμα 3.4 δίδεται ένα σχεδιάγραμμα του εγκάρσιου προφίλ του ανιχνευτή *CMS* και των υποανιχνευτών του([49]).



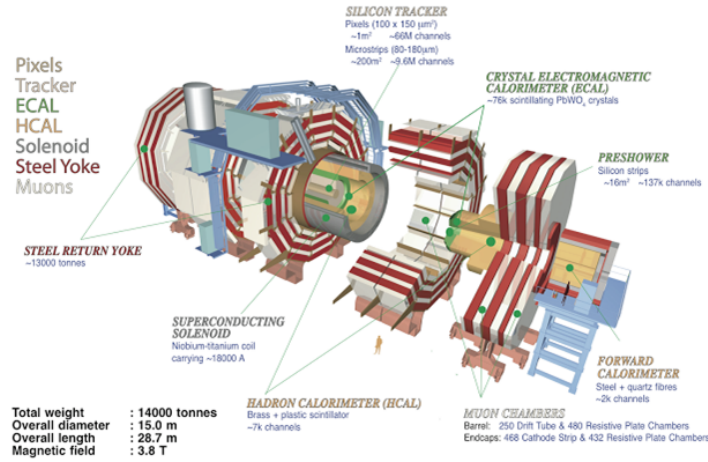
Σχήμα 3.4: Εγκάρσιο προφίλ του ανιχνευτή *CMS*

Ο ανιχνευτής *CMS* ([38],[39],[49],[50]) κατασκευάστηκε ως ένας ανιχνευτής γενικού σκοπού με στόχο την εύρεση του μποζονίου *Higgs* και την διερεύνηση νέας φυσικής. Βρίσκεται 100 *m* υπόγεια στο σημείο σύγκρουσης 5. Ζυγίζει ≈ 14000 τόνους, έχει συνολικό μήκος 21.6*m* και διάμετρο 15*m*. Η δομή του είναι κυλινδρική και αποτελείται από μία σειρά επιμέρους ανιχνευτών τοποθετημένων ομόκεντρα: Τον ανιχνευτή τροχιών, το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο, το αδρονικό καλορίμετρο και το σύστημα μιονίων.

Το στοιχείο που τον χαρακτηρίζει είναι ο υπεραγώγιμος σωληνοειδής μαγνήτης με πεδίο το οποίο φθάνει έως τα 3.8 T και εμπερικλείει τον ανιχνευτή τροχιών και τα καλορίμετρα. Οι μαγνητικές γραμμές επιστρέφουν μέσα από 10000 τόνους ατσάλιου, το οποίο είναι τοποθετημένο ανάμεσα στο σύστημα μιονίων.

Τα ηλεκτρόνια μετρούνται με βάση την πληροφορία από τον ανιχνευτή τροχιών και το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο. Τα φωτόνια μετρούνται μόνο με βάση το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο. Για τα φορτισμένα αδρόνια συνδυάζουμε την πληροφορία του ανιχνευτή τροχιών και του αδρονικού καλορίμετρου, ενώ για τα ουδέτερα αδρόνια αξιοποιείται μόνο το αδρονικό καλορίμετρο. Τα μίονια ανακατασκευάζονται με την χρήση του ανιχνευτή τροχιών και του ανιχνευτή μιονίων στο εξωτερικό του ανιχνευτή. Οι πίδακες που παράγονται από βαρέα κουαρκ καθώς και τα ταυ λεπτόνια μπορούν να ταυτοποιηθούν από τις μετατοπισμένες κορυφές που παρατηρούμε συγκριτικά με την κύρια κορυφή του γεγονότος. Τέλος η ελείπουσα ενέργεια η οποία μπορεί να αποδοθεί σε νετρίνα ή σε σωματίδια νέας φυσικής που δεν αλληλεπιδρούν με τον ανιχνευτή μετρίεται αξιοποιώντας την ερμητικότητα του ανιχνευτή και την μέτρηση του αθροίσματος της εγκάρσιας ορμής στα καλορίμετρα. Η τιμή της ενέργειας που υπολείπεται έτσι ώστε να διατηρείται η εγκάρσια ορμή είναι η ελείπουσα ενέργεια.

Στο σχήμα 3.5 βλέπουμε μία πλήρη εικόνα του ανιχνευτή και των υποσυστημάτων του.



Σχήμα 3.5: Αναλυτική περιγραφή του ανιχνευτή *CMS*

Το σύστημα συντεταγμένων του *CMS* είναι δεξιόστροφο με κέντρο το κέντρο του ανιχνευτή. Ο άξονας z ταυτίζεται με τον άξονα της δέσμης, με τον άξονα x να βρίσκεται οριζόντια. Η πολική γωνία θ μετρείται από τον άξονα z , με την χρήση του μεγέθους της ψευδωκότητας :

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.2.1)$$

Τέλος η αζιμουθιακή γωνία ϕ μετρείται στο επίπεδο $x - y$ ξεκινώντας από τον άξονα x .

Παρακάτω θα αναλύσουμε τον κάθε επιμέρους ανιχνευτή του *CMS* ξεχωριστά.

3.2.1 Ο ανιχνευτής τροχιών

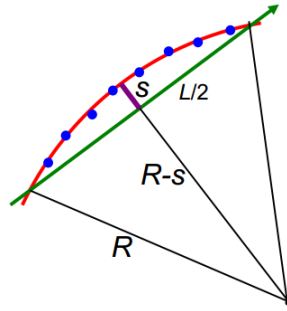
Ο ανιχνευτής τροχιών ([38,[50]]) είναι ένα από τα σημαντικότερα χαρακτηριστικά του πειράματος *CMS*. Οι απαιτήσεις στις οποίες καλείται να ανταποκριθεί είναι οι παρακάτω:

- Γρήγορη χρονική απόκριση για να μπορεί να διαχωρίσει μεταξύ τους τις διασταυρώσεις συρμών της δέσμης.
- Εξαιρετική διακριτική ικανότητα στην μέτρηση ορμής.
- Εξαιρετική χωρική διακριτική ικανότητα για να μπορεί να διαχωρίσει γειτονικές τροχιές σε ένα περιβάλλον με μεγάλο ρυθμό γεγονότων.
- Εξαιρετική διακριτική ικανότητα στην μέτρηση παραμέτρων κρούσεις για την αναγνώριση της κύριας κορυφής κάθε σύγκρουσης (δηλαδή της κορυφής στην οποία παράγονται τα σωματίδια υψηλότερης ενέργειας) καθώς και μετατοπισμένων κορυφών (οι οποίες είναι χρήσιμες για την ταυτοποίηση πιδάκων που ξεκινάνε από b, c κουαρκ και τ λεπτόνια).
- Ανθεκτικότητα σε περιβάλλον υψηλής ακτινοβολίας.

Η ορμή είναι ανάλογη της ακτίνας καμπυλότητας της τροχιάς με βάση την σχέση

$$p(\text{GeV}/c) = 0.3 \cdot B(\text{Tesla}) \cdot R(m) \quad (3.2.1.1)$$

.Επομένως η διακριτική ικανότητα στην μέτρηση ορμής εξαρτάται από την ακρίβεια μέτρησης του R . Η ακριβής διαδικασία μέτρησης της ορμής είναι η παρακάτω. Καταγράφονται τα διάφορα σημεία από τα οποία περνά το φορτισμένο σωματίδιο και προσαρμόζονται με μία καμπύλη. Ο ακριβής προσδιορισμός του τόξου της καμπύλης μας δίνει το R όπως βλέπουμε σχηματικά παρακάτω:



Σχήμα 3.6: Υπολογισμός ακτίνας καμπυλότητας μιας τροχιάς

Η ακτίνα καμπυλότητας υπολογίζεται ως:

$$R = \frac{L^2}{2S} + S \simeq \frac{L^2}{2S} \quad (3.2.1.2)$$

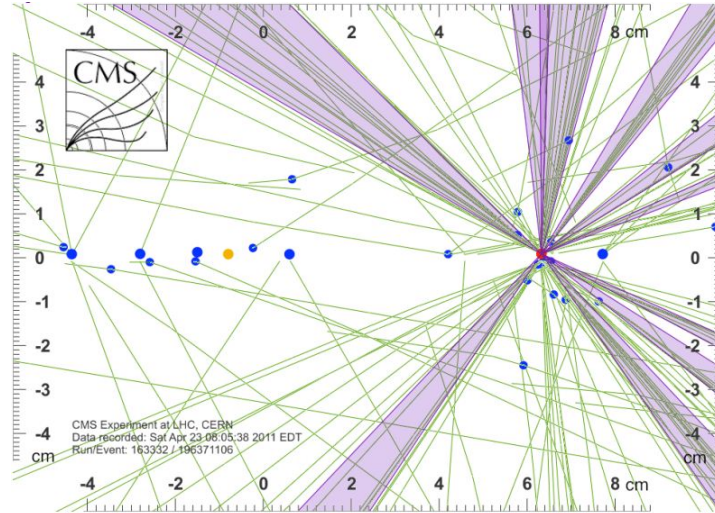
Η διακριτική ικανότητα στην μέτρηση ορμής δίδεται από την σχέση:

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \frac{8p_T}{0.3BL^2} \sigma_S \quad (3.2.1.3)$$

Κατα συνέπεια η καλή διακριτική ικανότητα στον υπολογισμό του S και ο μεγάλος μοχλοβραχίονας L είναι απαραίτητα συστατικά για μικρό σφάλμα στην μέτρηση της ορμής.

Στο περιβάλλον της σύγκρουσης πρωτονίων, έχουμε ~ 20 γεγονότα ανά 25 ns . Σε κάθε γεγονός παράγονται ~ 50 φορτισμένα σωματίδια με αποτέλεσμα να έχουμε συνολικά 1000 τροχιές σε κάθε διασταύρωση δέσμης. Το μαγνητικό πεδίο των 3.8 T ελαττώνει την πυκνότητα τροχιών αυξανόμενη της απόστασης από το κέντρο του ανιχνευτή. Ενδεικτικά, σε απόσταση $r = 4 \text{ cm}$ έχουμε $2.5 \text{ τροχιές}/\text{cm}^2$ σε κάθε διασταύρωση συρμού, ενώ στα 10 cm έχουμε $0.15 \text{ τροχιές}/\text{cm}^2$ σε κάθε διασταύρωση συρμού.

Η ικανότητα ανακατασκευής της κύριας κορυφής είναι ένα από τα σημαντικότερα χαρακτηριστικά ενός ανιχνευτή τροχιών. Ο ανιχνευτής CMS σημειώνει εξαιρετική διακριτική ικανότητα στην μέτρηση της κύριας κορυφής.



Σχήμα 3.7: Ανακατασκευή κορυφών από ένα γεγονός στο *CMS*

Στο σχήμα 3.7 βλέπουμε ένα γεγονός με μία κύρια κορυφή από την οποία παράγονται 8 πίδακες και τον διαχωρισμό της από τις δευτερεύουσες κορυφές οι οποίες δεν παρουσιάζουν φυσικό ενδιαφέρον.

Ολοκληρώνοντας την σύντομη εισαγωγή μας, λόγω της πολύ λεπτής υφής της δομής του ανιχνευτή τροχιών του *CMS*, αυτός έχει την δυνατότητα να ανακατασκευάσει μίονια με ακρίβεια 98%, υψηλοενεργειακά ηλεκτρόνια με ακρίβεια 90% και αδρόνια με $p_T > 10 \text{ GeV}$ με ακρίβεια 95%.

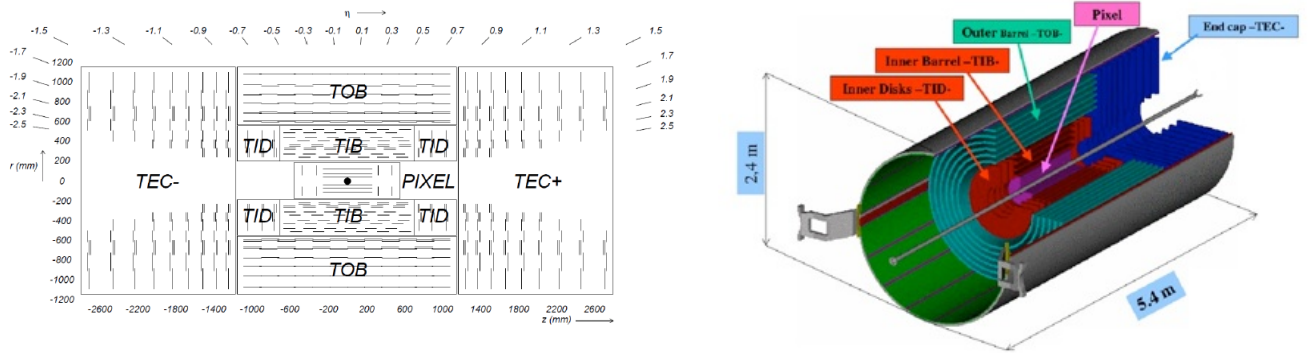
Ο ανιχνευτής τροχιών του πειράματος *CMS* αξιοποιεί τεχνολογία πυριτίου, το οποίο βρίσκεται σε θερμοκρασία -10°C για να εξασφαλιστεί η ανθεκτικότητά του στο περιβάλλον υψηλής ακτινοβολίας. Καταλαμβάνει συνολική έκταση 200m^2 και η περιοχή ψευδωκύτητας την οποία καλύπτει είναι για $\eta < 2.5$. Ο ανιχνευτής τροχιών αποτελείται από δύο τμήματα: τον ανιχνευτή πλακιδίων (*pixel detector*) που βρίσκεται στην εσωτερική του περιοχή και τον μικρολωριδιακό ανιχνευτή πυριτίου (*silicon strip tracker*).

Ο ανιχνευτής πλακιδίων αποτελείται από τρία κυλινδρικά στρώματα σε ακτίνες 4.4 , 7.3 και 10.2 *cm* και δύο δίσκους, με τον καθέναν να βρίσκεται σε κάθε άκρο, σε αποστάσεις $z = \pm 34.5, \pm 46.5 \text{ cm}$ από το κέντρο του ανιχνευτή. Απαρτίζεται από 1440 τμήματα ανιχνευτή πυριτίου εμβαδού $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ και πάχους $285\mu\text{m}$ με συνολικά 66 εκατομμύρια κανάλια από τα οποία περνάει το σήμα. Η επιλογή αυτής της επιφάνειας ελαττώνει σημαντικά την εισερχόμενη ακτινοβολία στο κάθε πλακίδιο, ελαχιστοποιώντας έτσι την ζημία που δέχεται. Για κάθε πλακίδιο, το αναλογικό σήμα ύψους παλμού διαβάζεται και καταγράφεται. Η επιφάνεια των ανιχνευτικών μονάδων στο βαρέλι του ανιχνευτή είναι παράλληλη στο μαγνητικό πεδίο, ενώ οι εμπρόσθιες μονάδες είναι στραμμένες κατά 20° . Κατα συνέπεια λόγω της δύναμης *Lorentz* που υφίστανται οι φορείς του φορτίου, αυτοί διανέμονται σε διάφορα κανάλια. Η πληροφορία του αναλογικού ύψους παλμού, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να υπολογιστεί το κέντρο βάρους της κατανομής φορτίου . Ο ανιχνευτής πλακιδίων μπορεί να επιτύχει χωρική διακριτική ικανότητα της τάξης των $15\mu\text{m}$.

Ο μικρολωριδιακός ανιχνευτής έχει μήκος 5.8 *m*, διάμετρο 2.4 *m* και καλύπτει τον ανιχνευτή σε ακτίνα $20\text{cm} < r < 1.2\text{m}$. Το εσωτερικό και το εξωτερικό τμήμα του είναι διαφορετικά. Το εσωτερικό βαρέλι 4 στρωμάτων (*TIB*) αποτελείται από 4 στρώματα σε ακτίνα $20\text{cm} < r < 55\text{cm}$ καλύπτοντας έως την $|z| < 65\text{cm}$. Τρεις εσωτερικοί δίσκοι (*TID*) είναι τοποθετημένοι σε κάθε άκρο, στην περιοχή $65\text{cm} < |z| < 110\text{cm}$. Η διακριτική ικανότητα για μέτρηση θέσης από το εσωτερικό τμήμα είναι της τάξης των $30\mu\text{m}$. Οι λωρίδες έχουν μήκος 10*cm* και εύρος $80\mu\text{m}$.

Το εξωτερικό τμήμα αποτελείται από το βαρέλι έξι στρωμάτων (*TOB*) που βρίσκεται σε ακτίνα $55\text{cm} < r < 1.16\text{m}$ και φθάνει ως αξονική απόσταση $|z| = 1.2\text{m}$. Εννέα δίσκοι βρίσκονται στα ακριανά πώματα (*TEC*) σε ακτίνες $22.5\text{cm} < r < 1.135\text{m}$ και αποστάσεις $1.24\text{m} < |z| < 2.82\text{m}$. Οι εξωτερικές λωρίδες έχουν μήκος 25cm και εύρος $180\mu\text{m}$. Η χωρική διακριτική ικανότητα του εξωτερικού τμήματος είναι της τάξης των $45\mu\text{m}$. Η μεγαλύτερη απόσταση του μικρολωριδιακού ανιχνευτή από το κέντρο του ανιχνευτή συγκριτικά με τον ανιχνευτή πλακιδίων επιτρέπει την χρήση τμημάτων μεγαλύτερης επιφάνειας εφόσον η ακτινοβολία που δέχεται είναι μικρότερη λόγω του μαγνητικού πεδίου των 3.8 T .

Ακολουθεί μια αναλυτική εικόνα του ανιχνευτή τροχιών και των επιμέρους τμημάτων του.

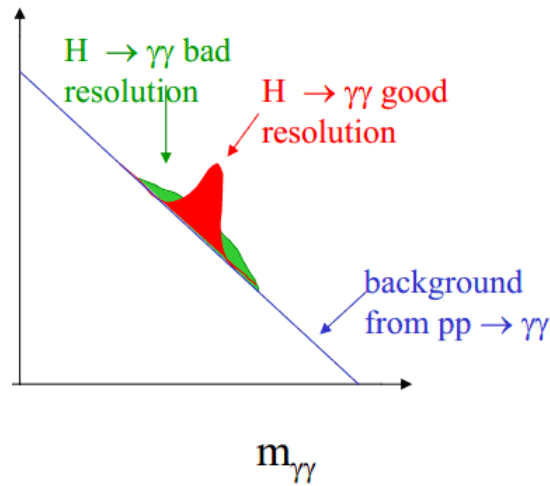


Σχήμα 3.8: Ο ανιχνευτής τροχιών του πειράματος *CMS* και τα επιμέρους τμήματά του

Συνολικά ο ανιχνευτής τροχιών αποτελείται από 5×10^7 κανάλια καταγραφής σήματος. Τα πρώτα δεδομένα του 2010 έδειξαν συνολική χωρική διακριτική ικανότητα της τάξης των $20\mu\text{m}$ στον άξονα z και $25\mu\text{m}$ στο επίπεδο $x - y$. Η διακριτική ικανότητα της μέτρησης ορμής αυξάνει με το η και γραμμικά με το p_T και είναι της τάξης του 2.5% σε $p_T = 2.5\text{ GeV}$.

3.2.2 Το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο

Το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο ([38],[50]) του ανιχνευτή *CMS* είναι ο υποανιχνευτής ο οποίος μετρά την ενέργεια ηλεκτρονίων και φωτονίων που παράγονται στις συγκρούσεις πρωτονίων. Οι απαιτήσεις οι οποίες υπάρχουν για ένα τέτοιο ανιχνευτή είναι να έχει εξαιρετική γωνιακή διακριτική ικανότητα, και εξαιρετική ενεργειακή διακριτική ικανότητα. Η τελευταία είναι αναγκαία, αφού το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο σχεδιάστηκε μεταξύ άλλων για να μπορέσει να ταυτοποιήσει την σπάνια διάσπαση $H \rightarrow \gamma\gamma$. Στο σχήμα 3.9 βλέπουμε ένα σχήμα με την δυνατότητα διαχωρισμού του σήματος από τον θόρυβο για την παραπάνω διάσπαση, όταν έχουμε καλή και όταν έχουμε κακή διακριτική ικανότητα.



Σχήμα 3.9: Ανίχνευση της διάσπασης $H \rightarrow \gamma\gamma$ για ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο με εξαιρετική (κόκκινο) και κακή (πράσινο) διακριτική ικανότητα

Το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο είναι ομογενές και ερμητικό και καλύπτει περιοχή ψευδοκύτητας έως $|\eta| < 3$. Χωρίζεται σε δύο τμήματα, ένα στο κυλινδρικό τμήμα του ανιχνευτή (*barrel*) και ένα στα ακριανά καλύμματα του ανιχνευτή (*endcaps*). Στο βαρέλι χρησιμοποιούνται 61200 κρύσταλλοι σπινθιρισμού $PbWO_4$ συνδεδεμένοι με φωτοδιόδους *APD* (*Avalanche Photodiodes*) και στα ακριανά πώματα 7324 παρόμοιοι κρύσταλλοι συνδεδεμένοι με φωτοτριόδους κενού *VPTs*. Τα σωματρία εισέρχονται στον κρύσταλλο και εναποθέτουν την ενέργειά τους με την μορφή ηλεκτρομαγνητικού καταιγισμού. Οι κρύσταλλοι παράγουν φωτόνια μέσω της διαδικασίας του σπινθιρισμού τα οποία ανιχνεύονται μέσω του οπτικού συστήματος ανίχνευσης (δίοδοι) και μετατρέπονται σε αναλογικό σήμα.

Το διάμηκες προφίλ του καταιγισμού περιγράφεται από το μήκος ακτινοβολίας X_0 του εκάστοτε υλικού. Αυτό ισούται με το μήκος που διανύει ένα φορτισμένο σωματριο μέχρι η ενέργειά του να μειωθεί στο $1/e$ της αρχικής λόγω ιονισμού ή ακτινοβολίας πέδησης. Το εγκάρσιο προφίλ εξαρτάται από την ακτίνα *Moliere* του υλικού του ανιχνευτή. Η ακτίνα *Moliere* ορίζεται ως η ακτίνα ενός κυλίνδρου μέσα στον οποίο εναποτίθεται το 90% της ενέργειας του αρχικού φωτονίου ή ηλεκτρονίου. Αυτή εξαρτάται από το μήκος ακτινοβολίας με βάση την σχέση:

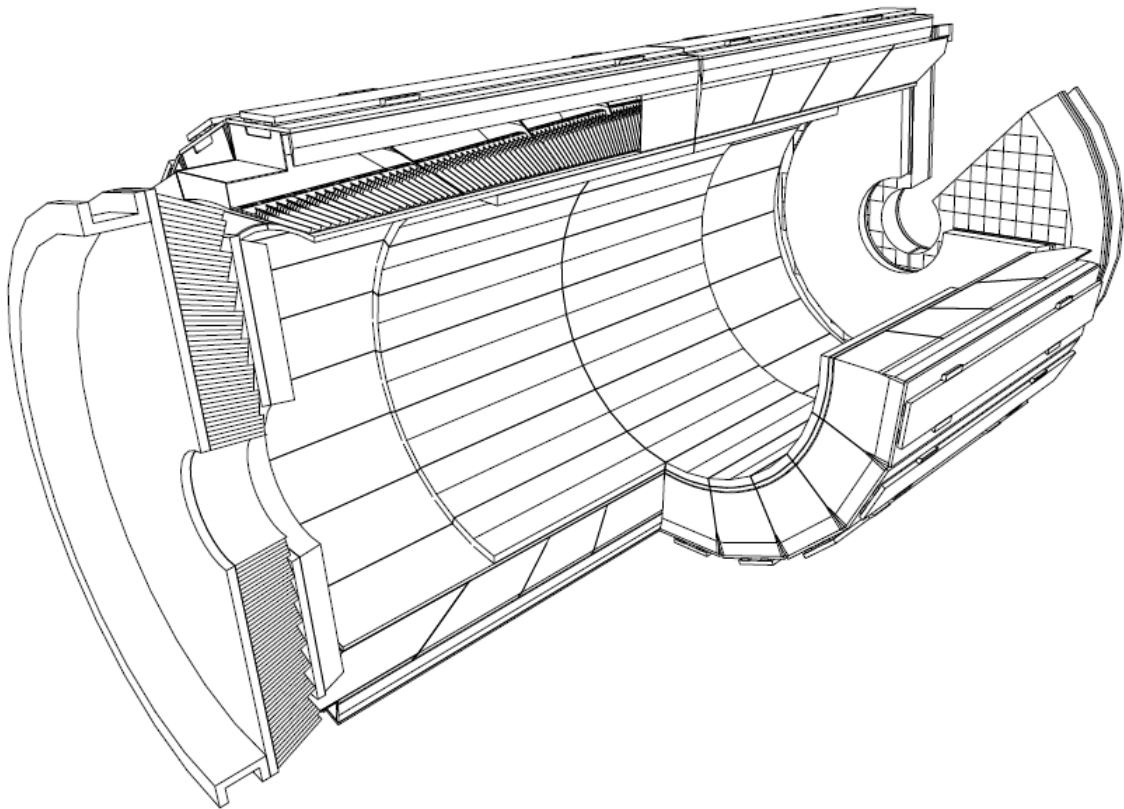
$$R_M = 0.0265 X_0 (Z + 1.2) \quad (3.2.2.1)$$

όπου Z ο ατομικός αριθμός του υλικού.

Η επιλογή των κρυστάλλων $PbWO_4$ έγινε χάρη στα παρακάτω πλεονεκτήματα:

- Πυκνότητα: 8.28 g/cm^3 .
- Μικρό μήκος ακτινοβολίας $X_0 = 0.89 \text{ cm}$ και ακτίνα *Moliere* $= 2.19 \text{ cm}$. Αυτό έχει ως συνέπεια την πλήρη εναπόθεση της ενέργειας του ηλεκτρομαγνητικού καταιγισμού εντός του όγκου του καλοριμέτρου, άρα και ακριβή μέτρηση της ενέργειας. Επιπλέον η μικρή ακτίνα *Moliere* ελαττώνει την συνεισφορά των γεγονότων που οφείλονται σε συγκρούσεις χωρίς φυσικό ενδιαφέρον (*pileup*) στην μέτρηση της ενέργειας ελαττώνοντας την επιφάνεια πάνω στην οποία μετρείται η ενέργεια ενός καταιγισμού.
- Γρήγορος χρόνος χαλάρωσης (80% του φωτός παράγεται σε 25 ns).
- Ικανότητα κατασκευής λεπτών χρυστάλλων με αποτέλεσμα την επίτευξη υψηλής γωνιακής διακριτικής ικανότητας.
- Ανθεκτικότητα στην ακτινοβολία με αποτέλεσμα τον μεγάλο χρόνο ζωής στο περιβάλλον του πειράματος.

Στο σχήμα 3.10 βλέπουμε μία αναπαράσταση του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου



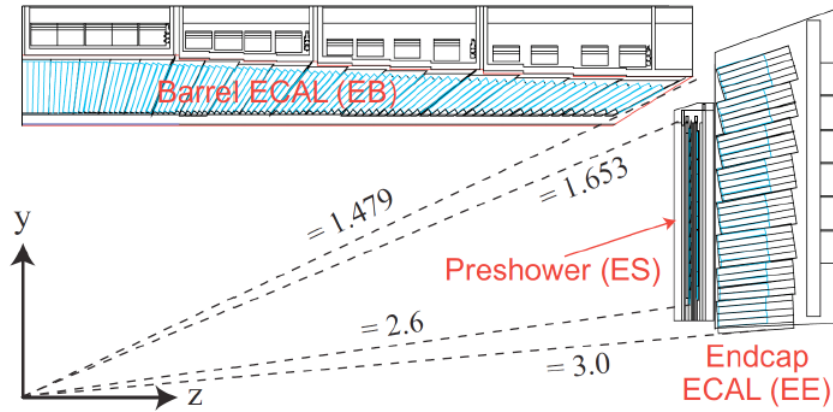
Σχήμα 3.10: Σχηματική αναπαράσταση του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου του πειράματος *CMS*

Στην περιοχή του βαρελιού, οι χρύσταλλοι έχουν εμβαδόν $22 \text{ mm} \times 22 \text{ mm}$ (ίσο με την ακτίνα *Moliere*) και μήκος 23 cm , το οποίο αντιστοιχεί σε $25.8 X_0$. Η απόσταση της εμπρόσθιας περιοχής του βαρελιού από το κέντρο του ανιχνευτή είναι 1.29 m και έχει όγκο 8.14 m^3 . Καλύπτει περιοχή ψευδωκότητας έως $|\eta| = 1.479$. Αντίστοιχα στα ακριανά πώματα, οι χρύσταλλοι έχουν εμβαδόν

$28.6\text{mm} \times 28.6\text{mm}$ και μήκος 22 cm ($24.7 X_o$). Η περιοχή ψευδωκότητας την οποία καταλαμβάνουν είναι $1.479 < |\eta| < 3$ και είναι τοποθετημένοι σε απόσταση $|z| = 3.15\text{ m}$ από το κέντρο του ανιχνευτή.

Πριν το εμπρόσθιο τμήμα του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου, έχουν τοποθετηθεί ανιχνευτές προ-καταιγισμού (*preshower*). Είναι δύο στρώματα ατσαλιού με συνολικό μήκος ίσο με $3X_o$ συνδεδεμένοι με ανιχνευτές πυριτίου. Καλύπτουν την περιοχή ψευδωκότητας $1.653 < |\eta| < 2.6$ και σκοπός τους είναι ο διαχωρισμός μοναχικών φωτονίων από φωτόνια που παράγονται από την διάσπαση του π^0 .

Στο σχήμα 3.11 βλέπουμε την τομή του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου στο επίπεδο $y - z$.



Σχήμα 3.11: Τομή $y - z$ του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου του πειράματος *CMS*

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου παραμετροποιείται ως:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{2.7\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus \frac{20\%}{E/\text{GeV}} \oplus 0.55\% \quad (3.2.2.2)$$

στο βαρέλι και

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{5.7\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus \frac{25\%}{E/\text{GeV}} \oplus 0.55\% \quad (3.2.2.3)$$

στα ακριανά πώματα.

3.2.3 Το αδρονικό καλορίμετρο

Οι καταιγισμοί σωματιδίων που παράγονται από αλληλεπιδράσεις αδρονίων παρουσιάζουν σημαντικές διαφορές από τους ηλεκτρομαγνητικούς καταιγισμούς, με συνέπεια τον διαφορετικό σχεδιασμό και διαστάσεις του αδρονικού από το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο. Συγκεκριμένα, η διαμέτρηση συνιστώσα ενός αδρονικού καταιγισμού εξαρτάται από το πυρηνικό μήκος αλληλεπίδρασης $\lambda_I = 35 g/cm^2 A^{1/3}$, με A τον μαζικό αριθμό του υλικού του ανιχνευτή. Το λ_I είναι πολύ μεγαλύτερο από το μήκος ακτινοβολίας X_0 στα περισσότερα υλικά. Η κύρια αιτία αυτής της διαφοροποίησης είναι το γεγονός ότι τα αδρόνια εναποθέτουν την ενέργειά τους κυρίως μέσω ισχυρών αλληλεπιδράσεων με τους πυρήνες του υλικού του ανιχνευτή. Η απόσταση που πρέπει να διανύσει ένα αδρόνιο ανάμεσα σε δύο διαδοχικές αλληλεπιδράσεις με πυρήνες είναι πολύ μεγαλύτερη από την απόσταση που πρέπει να διανύσει ένα ηλεκτρόνιο ανάμεσα σε δύο διαδοχικές αλληλεπιδράσεις με άτομα του υλικού για την πρόκληση ιονισμού.

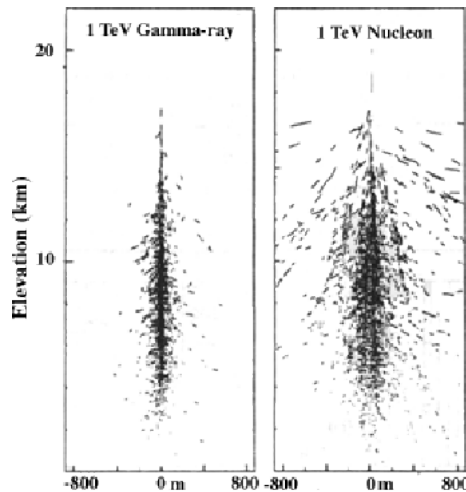
Κατα συνέπεια τα αδρονικά καλορίμετρα έχουν μεγαλύτερες διαστάσεις από τα αντίστοιχα ηλεκτρομαγνητικά.

Τυπικά, ο μέγιστος αριθμός σωματιδίων ενός αδρονικού καταιγισμού δίδεται από την σχέση

$$t_{max}(\lambda_I) \simeq 0.2 \ln E_0 (GeV) + 0.7 \quad (3.2.3.1)$$

Για καταιγισμούς ενέργειας έως $1 TeV$ το μέγιστο εμφανίζεται μετά από $1-2 \lambda_I$ ενώ η πλήρης κάλυψη ενός καταιγισμού, απαιτεί υλικό με μήκος $10-11 \lambda_I$, ορίζοντας έτσι τις διαστάσεις του αδρονικού καλοριμέτρου σε $1-2m$.

Η εγκάρσια διάσταση του αδρονικού καταιγισμού οφείλεται στις μεγάλες τιμές της μεταφερόμενης εγκάρσιας ορμής στις αδρονικές αλληλεπιδράσεις. Αντίθετα στον ηλεκτρομαγνητικό καταιγισμό, οι εγκάρσιες διαστάσεις οφείλονται στις πολλαπλές σχεδασίες *Coulomb* των παραγόμενων σωματιδίων. Η μέση εγκάρσια ορμή των δευτερογενών σωματιδίων που παράγονται στις αδρονικές αλληλεπιδράσεις είναι $\langle p_T \rangle \simeq 0.35 GeV/c$. Κατα συνέπεια οι αδρονικοί καταιγισμοί έχουν πολύ μεγαλύτερη εγκάρσια διάσταση από τους ηλεκτρομαγνητικούς. Τυπικά το εγκάρσιο τμήμα ενός αδρονικού καταιγισμού μπορεί να εντοπιστεί σε έναν κύλινδρο με ακτίνα $2\lambda_I$.



Σχήμα 3.12: Αριστερά: Διάδοση ενός ηλεκτρομαγνητικού καταιγισμού που ξεκινάει από φωτόνιο ενέργειας $1 TeV$ στον αέρα. Δεξιά: Διάδοση αδρονικού καταιγισμού που ξεκινάει από νουκλεόνιο της ίδιας ενέργειας στον αέρα.

Οι παραπάνω συλλογισμοί έχουν άμεση επίδραση στον σχεδιασμό ενός αδρονικού καλοριμέτρου.

- Λόγω του μεγάλου μήκους αλληλεπίδρασης των αδρονίων συγκριτικά με το μήκος ακτινοβολίας τους, τα αδρονικά καλορίμετρα τοποθετούνται εξωτερικά των ηλεκτρομαγνητικών στους ανιχνευτές γενικού σκοπού, εναποθέτοντας ελάχιστη ενέργεια συγκριτικά στα τελευταία.
- Οι μεγάλες διαστάσεις του αδρονικού καταγισμού, απαιτούν μεγάλες διαστάσεις του αδρονικού καλοριμέτρου. Ο μόνος πρακτικός τρόπος επίτευξης αυτού του αποτελέσματος είναι το καλορίμετρο να είναι δειγματοληπτικό, δηλαδή οι μονάδες ανίχνευσης (π.χ σπινθιριστές) να εναλλάσσονται με φέτες από κάποιο υλικό απορροφητή.
- Οι μεμονωμένες μονάδες στις οποίες καταμετράται η ενέργεια θα πρέπει να είναι πολύ μεγαλύτερες από αυτές του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου. Κατα συνέπεια, το αδρονικό καλορίμετρο έχει πιο χονδροειδή υφή από το ηλεκτρομαγνητικό και αυτό επιδρά στην γωνιακή και την ενεργειακή διακριτική του ικανότητα.

Ο κύριος παράγοντας που καθιστά την διακριτική ικανότητα ενός αδρονικού καλοριμέτρου χειρότερη από του αντίστοιχου ηλεκτρομαγνητικού είναι το γεγονός ότι στα δευτερογενή σωμάτια που παράγονται κατά την εξέλιξη του αδρονικού καταγισμού παράγονται πολλά ουδέτερα σωμάτια (π.χ νετρόνια) τα οποία διαφεύγουν της ανίχνευσης. Επιπλέον, οι διασπάσεις των ουδετέρων πιονίων που παράγονται σε μεγάλους αριθμούς στις αδρονικές αλληλεπιδράσεις, παράγουν φωτόνια τα οποία εκκινούν δευτερογενείς ηλεκτρομαγνητικούς καταγισμούς. Η απόκριση του αδρονικού καλοριμέτρου σε αδρόνια και ηλεκτρομαγνητικά σωμάτια είναι διαφορετική, με αποτέλεσμα η ενεργειακή διακριτική ικανότητα να επηρεάζεται αρνητικά.

Η μετρήσιμη ποσότητα στα καλορίμετρα είναι η *εγκάρσια ενέργεια* η οποία ορίζεται ως :

$$E_T = E \sin \theta = \sqrt{p_T^2 + m^2} \quad (3.2.3.2)$$

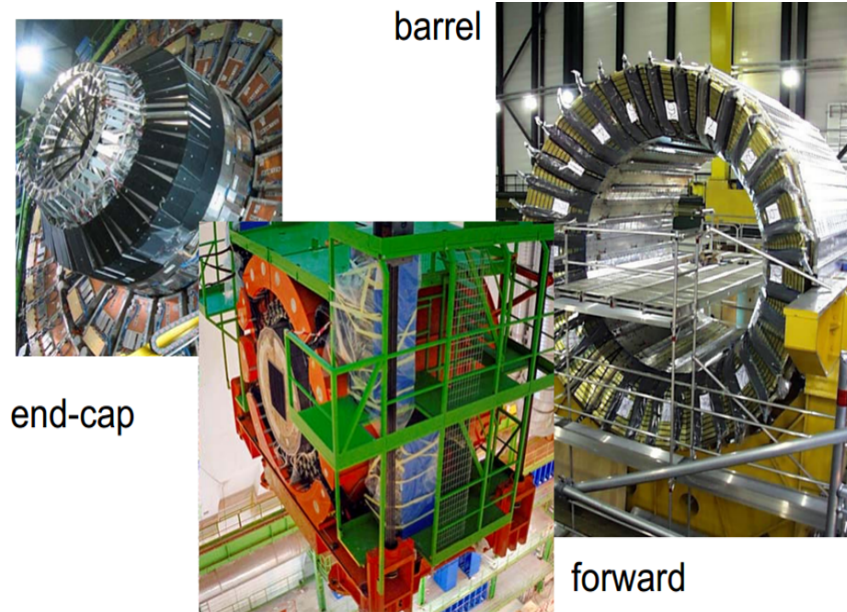
Η μέτρηση της εγκάρσιας ενέργειας μπορεί να μας δώσει την εγκάρσια ορμή ενός σωματιδίου όταν γνωρίζουμε την μάζα του.

Τα αδρονικά καλορίμετρα έχουν τον επιπλέον ρόλο της μέτρησης της ελλείπουσας εγκάρσιας ενέργειας. Οι φυσικές διαδικασίες που προκαλούν την ελλείπουσα εγκάρσια ενέργεια είναι η παραγωγή νετρίνων ή άλλων σωματιδίων τα οποία διαφεύγουν της ανίχνευσής μας (π.χ το ελαφρύτερο υπερσυμμετρικό σωματίο, *LSP*). Η ελλείπουσα εγκάρσια ενέργεια μετράται, απαιτώντας η συνολική εγκάρσια ορμή να ισούται με 0 για ένα γεγονός. Η ποσότητα που υπολείπεται έτσι ώστε να ικανοποιηθεί αυτή η συνθήκη είναι η ελλείπουσα εγκάρσια ενέργεια.

$$E_T^{miss} = -\Sigma \vec{p}_T \quad (3.2.3.3)$$

Το αδρονικό καλορίμετρο του πειράματος *CMS* είναι δειγματοληπτικό ([38],[50]). Αποτελείται από εναλασσόμενες φέτες πλαστικού σπινθιριστή και υλικού απορροφητή. Βρίσκεται εξωτερικά του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου και καλύπτει την ακτινική περιοχή $1.77 \text{ m} < r < 2.95 \text{ m}$. Αποτελείται από 4 τμήματα: το εσωτερικό τμήμα του βαρελιού (*Barrel HCAL – HB*), το εξωτερικό τμήμα του βαρελιού (*HO*), το τμήμα των ακριανών πωμάτων (*HCAL Endcap – HE*) και το εμπρόσθιο τμήμα (*Hadron Forward – HF*). Συνολικά καλύπτει την περιοχή έως $|\eta| < 5$.

Το καλορίμετρο οργανώνεται σε πύργους οι οποίοι έχουν καθορισμένη κατάτμηση στο επίπεδο $\eta - \phi$. Το τμήμα του εσωτερικού βαρελιού καλύπτει την περιοχή ψευδωχύτητας έως $|\eta| < 1.4$ και αποτελείται από 2304 πύργους, με κατάτμηση $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$. Οι πύργοι αποτελούνται από εναλασσόμενες φέτες ορείχαλκου ως απορροφητή με πλαστικό σπινθιριστή.

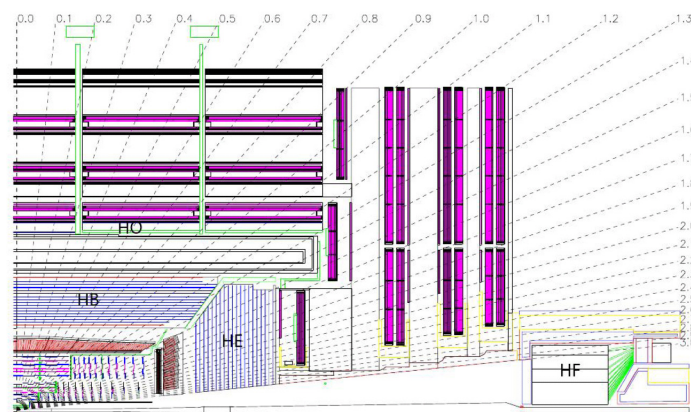


Σχήμα 3.13: Φωτογραφία του αδρονικού καλοριμέτρου. Αριστερά: το τμήμα των εξωτερικών πωμάτων (HE), στην μέση: το τμήμα του βαρελιού (HB), δεξιά: το εμπρόσθιο τμήμα (HF)

Ο ανιχνευτής στα ακριανά πώματα καλύπτει την περιοχή $1.3 < |\eta| < 3.0$. Αποτελείται από εναλασσόμενες φέτες απορροφητή σιδήρου και πλαστικού σπινθιριστή. Η κατάτμησή του είναι $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$ μέχρι $|\eta| < 1.6$ και $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.17 \times 0.17$ στην περιοχή $1.6 < |\eta| < 3.0$.

Εξωτερικά από την περιοχή του σωληνοειδούς μαγνήτη είναι τοποθετημένο το τμήμα του εξωτερικού βαρελιού του αδρονικού καλοριμέτρου. Αυτό ακολουθεί την ίδια κατάτμηση με το τμήμα του εσωτερικού βαρελιού και είναι τοποθετημένο εκεί ώστε να μπορούν να μετρηθούν διαφεύγοντα αδρόνια με ενέργειες $> 500 \text{ GeV}$. Χρησιμοποιεί το σωληνοειδές ως επιπλέον απορροφητικό υλικό και το μήκος του εκτείνεται σε $11.8\lambda_I$. Η ύπαρξή του είναι αναγκαία, διότι αλλιώς τα διαφυγόντα αδρόνια θα καταγράφονταν ως ελείπουσα ενέργεια.

Στο σχήμα 3.14 βλέπουμε μία τομή του αδρονικού καλοριμέτρου στο επίπεδο $r - z$.

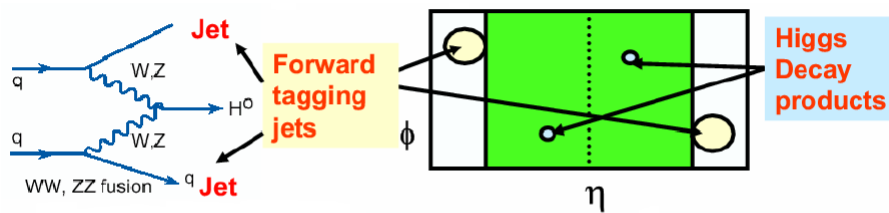


Σχήμα 3.14: Τομή του αδρονικού καλοριμέτρου του πειράματος CMS στο επίπεδο $r - z$.

Τα φωτόνια που παράγονται στους πλαστικούς σπινθιριστές περνούν σε οπτικές ίνες στις οποίες

το μήκος κύματός τους μετατίθεται από το κυρίαρχο μπλέ χρώμα στο πράσινο που οι ανιχνευτές μέτρησης του φωτός έχουν μεγαλύτερη χβαντική ευαισθησία. Ως ανιχνευτές μέτρησης του φωτός και μετατροπής του σε αναλογικό σήμα χρησιμοποιούνται πολυκαναλικές υβριδικές φωτοδιόδοι.

Το τελευταίο κομμάτι του αδρονικού καλοριμέτρου είναι το εμπρόσθιο τμήμα (HF). Αυτό βρίσκεται στην περιοχή ψευδωκότητας $3.0 < |\eta| < 5.0$ και είναι τοποθετημένο σε απόσταση $z = 11.2\text{ m}$ από το κέντρο του ανιχνευτή. Η κύρια φυσική διαδικασία ενδιαφέροντος σε αυτές τις τιμές ψευδωκότητας είναι η σύντηξη βαρέων διανυσματικών μποζονίων για παραγωγή του μποζονίου *Higgs*. Η πειραματική υπογραφή αυτής της διαδικασίας είναι η παραγωγή δύο αντιπαράλληλων πιδάκων υψηλής ενέργειας στις πολύ εμπρόσθιες περιοχές ψευδωκότητας όπως βλέπουμε στο σχήμα 3.15.



Σχήμα 3.15: Η διαδικασία της σύντηξης βαρέων μποζονίων για την παραγωγή του μποζονίου *Higgs* και ο ρόλος της μέτρησης των εμπροσθίων πιδάκων για την μελέτη της.

Το εμπρόσθιο καλορίμετρο αξιοποιεί την μέτρηση ακτινοβολίας *Cherenkov* για την μέτρηση της ενέργειας. Είναι δειγματοληπτικό και αποτελείται από εναλασσόμενες φέτες ατσάλινου απορροφητή με ίνες από *quartz* τοποθετημένες ενδιάμεσα. Η επιλογή αυτού του σχεδιασμού έχει τα εξής πλεονεκτήματα:

- Στην εμπρόσθια περιοχή ο ρυθμός γεγονότων είναι πολύ μεγάλος. Κατα συνέπεια απαιτείται η χρήση ενεργού υλικού ανιχνευτή το οποίο έχει αφενός μεγάλη ανθεκτικότητα στην ακτινοβολία, αφετέρου ο αριθμός φωτονίων που παράγονται θα πρέπει να είναι μετρήσιμος και να μην προκαλεί φαινόμενα κορεσμού (*saturation*) στους φωτοανιχνευτές. Η χρήση ακτινοβολίας *Cherenkov* έχει το πλεονέκτημα του ότι μετράει μόνο την ενέργεια των φορτισμένων σωματιδίων και ότι ο ρυθμός φωτονίων που παράγονται ανα *MeV* ενέργειας είναι πολύ μικρότερος από αυτόν που παράγεται στους σπινθηριστές.
- Οι ίνες από *quartz* έχουν μεγάλη ανθεκτικότητα σε υψηλές δόσεις ακτινοβολίας.
- Η ακτινοβολία *Cherenkov* παράγεται στιγμιαία με αποτέλεσμα να μπορεί να εξασφαλίσει γρήγορο χρόνο απόκρισης στους ανιχνευτές. Επιπλέον, η γωνιακή της κατανομή έχει πολύ ισχυρή εξάρτηση από την διεύθυνση του σωματιδίου που την παρήγαγε. Ως αποτέλεσμα, η διεύθυνση των σωματιδίων μπορεί να μετρηθεί με καλή ακρίβεια. Τέλος, το εγχάρσιο προφίλ του αδρονικού καταγισμού είναι πολύ μεγαλύτερο από το ηλεκτρομαγνητικό του κομμάτι που μπορεί να μετρηθεί σε έναν τέτοιο ανιχνευτή. Κατα συνέπεια οι διαστάσεις του ανιχνευτή μπορούν να είναι πολύ μικρότερες από ένα τυπικό αδρονικό καλορίμετρο.

Το οπτικό σήμα το οποίο παράγεται από το εμπρόσθιο καλορίμετρο διαδίδεται μέσω οπτικών ινών και μετριέται από φωτοπολλαπλασιαστές οι οποίοι είναι τοποθετημένοι κάθετα στον άξονα της δέσμης.

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του αδρονικού καλορίμετρου παραμετροποιείται ως:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{70\%}{\sqrt{E/GeV}} \oplus 9.5\% \quad (3.2.3.4)$$

στο βαρέλι και

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{127\%}{\sqrt{E/GeV}} \oplus 9\% \quad (3.2.3.5)$$

στα ακριανά πώματα.

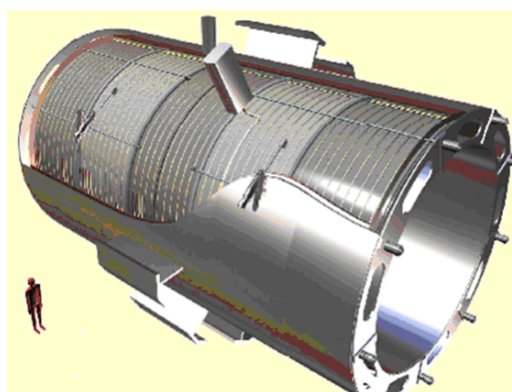
Παρατηρούμε ότι κατά τα αναμενόμενα, η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του αδρονικού καλορίμετρου είναι κατά πολύ χειρότερη του ηλεκτρομαγνητικού .

3.2.4 Ο σωληνοειδής μαγνήτης

Ο σωληνοειδής μαγνήτης του πειράματος *CMS* ([38,[50]])είναι ένα από τα κύρια χαρακτηριστικά του. Το μαγνητικό πεδίο του είναι 3.8 T και είναι ομογενές στο εσωτερικό του. Ο μαγνήτης είναι φτιαγμένος από σίδηρο, έχει εσωτερική διάμετρο 6m και μήκος 12.5m, με βάρος που ανέρχεται στους 12000 τόνους συνολικά. Εσωτερικά του μαγνήτη βρίσκεται ο ανιχνευτής τροχιών, το ηλεκτρομαγνητικό και το αδρονικό καλορίμετρο, και εξωτερικά του το εξωτερικό αδρονικό καλορίμετρο και οι ανιχνευτές μιονίων.

Η υψηλή τιμή του μαγνητικού πεδίου επιτυγχάνεται με την χρήση υπεραγωγίου σύρματος φτιαγμένου από κράμα νιοβίου-τιτανίου το οποίο ψύχεται στους 4K . Το σωληνοειδές έχει 2168 περιελίξεις ανά μέτρο και το ρεύμα που διέρχεται από αυτό είναι της τάξης των 20kA. Η μαγνητική ροή επιστρέφει μέσω μεγάλης ποσότητας σιδήρου (10000t) η οποία είναι τοποθετημένη εξωτερικά και εσωκλείει τους ανιχνευτές μιονίων.

Ακολουθεί μία εποπτική εικόνα του μαγνήτη:



Σχήμα 3.16: Ο σωληνοειδής μαγνήτης του πειράματος *CMS*.

Ο σχεδιασμός και επιλογή των παραμέτρων του μαγνήτη έγινε με σκοπό την δυνατότητα μέτρησης της ορμής μιονίων ενέργειας 1 TeV με διακριτική ικανότητα καλύτερη από 10%.

3.2.5 Το σύστημα μιονίων

Το μόνιο είναι ένα φορτισμένο λεπτόνιο με μάζα ~ 206 φορές την μάζα του ηλεκτρονίου. Λόγω της μεγάλης του μάζας, οι απώλειες ενέργειας λόγω ακτινοβολίας πέδησης είναι αμελητέες για ενέργεια κάτω του 1 TeV . Κατα συνέπεια για ενέργειες μικρότερες αυτού του κατωφλίου, το μόνιο μπορεί να θεωρηθεί σωματίο ελάχιστου ιονισμού (*minimum ionizing particle*) με μέση απώλεια ενέργειας της τάξης των 2 MeV/gcm^2 .

Τα μόνια έχουν έναν εξέχοντα ρόλο στην μελέτη τελικών καταστάσεων του καθιερωμένου προτύπου αλλά και στην αναζήτηση νέας φυσικής.

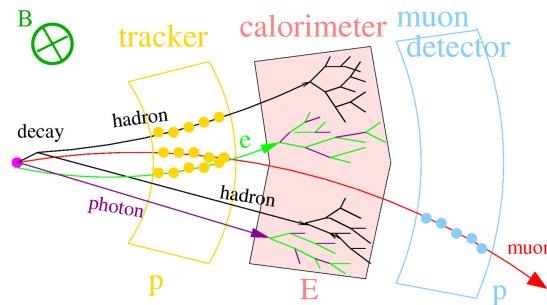
Πειραματικές υπογραφές όπως $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4 \text{ leptons}$, $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 Z$ με το Z να διασπάται κατά $Z \rightarrow \mu\mu$ είναι μεγάλης σημασίας λόγω του χαμηλού υποβάθρου της κβαντικής χρωμοδυναμικής. Επιπλέον, η μελέτη διαδικασιών υποβάθρου, όπως η παραγωγή $t\bar{t}$, $Z + \text{jets}$, $W + \text{jets}$ επωφελούνται από την πολύ καθαρή υπογραφή των μιονίων στον ανιχνευτή.

Τέλος, τα μόνια παίζουν εξέχοντα ρόλο στην μέτρηση της ελλείπουσας ενέργειας. Συγκεκριμένα, η μελέτη του μή μειώσιμου υπόβαθρου διαδικασιών στις οποίες παράγονται νετρίνα, όπως $Z \rightarrow \nu\nu$ μπορεί να γίνει μελετώντας την αντίστοιχη διαδικασία $Z \rightarrow \mu\mu$. Αυτό συμβαίνει λόγω του γεγονότος που προαναφέραμε, ότι τα μόνια ενέργειας $\lesssim 1 \text{ TeV}$ έχουν αμελητέες απώλειες ενέργειας στα καλορίμετρα.

Κατα συνέπεια, μετρώντας την ορμή των μιονίων στον ανιχνευτή μιονίων και την αντίστοιχη ελλείπουσα ενέργεια στα καλορίμετρα, μπορούμε να βαθμονομήσουμε το σύστημά μας στην μέτρηση της ελλείπουσας ενέργειας. Επιπλέον, μπορούμε να μελετήσουμε το σχήμα της κατανομής για διασπάσεις όπως αυτή που προαναφέραμε και κατα συνέπεια να έχουμε μία πρόβλεψη βασισμένη σε δεδομένα για τα αντίστοιχα μή μειώσιμα υπόβαθρα του Καθιερωμένου Προτύπου σε μελέτες που βασίζονται σε υπογραφές με ελλείπουσα ενέργεια.

Οι ελάχιστες εναποθέσεις ενέργειας των μιονίων στα καλορίμετρα στην ενεργειακή περιοχή που μελετάμε, καθιστά δυνατή μόνο την μέτρηση της ορμής τους. Για να γίνει αυτό, απαιτείται η χρήση ισχυρών μαγνητικών πεδίων. Δεδομένου ότι τα μόνια είναι τα πιο διεισδυτικά φορτισμένα σωματίδια που παράγονται σε μια σύγκρουση υψηλής ενέργειας, οι ανιχνευτές μιονίων τοποθετούνται κατα κανόνα στο εξωτερικό τμήμα ενός ανιχνευτή γενικού σκοπού.

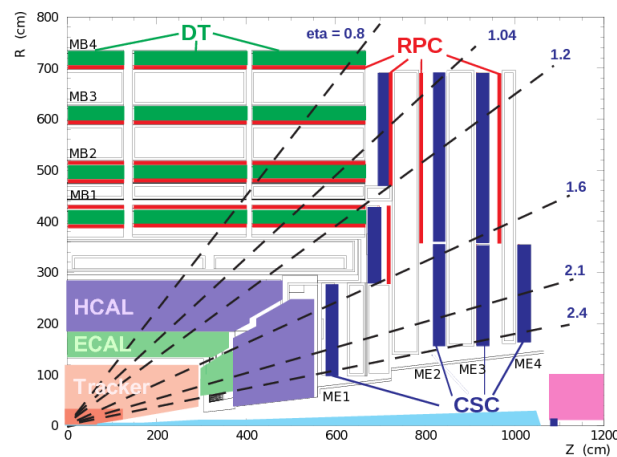
Στο σχήμα 3.17 βλέπουμε ένα σχεδιάγραμμα της μέτρησης ορμής μιονίων σε έναν ανιχνευτή γενικού σκοπού.



Σχήμα 3.17: Η τροχιά ενός μιονίου (κόκκινο) σε έναν ανιχνευτή γενικού σκοπού.

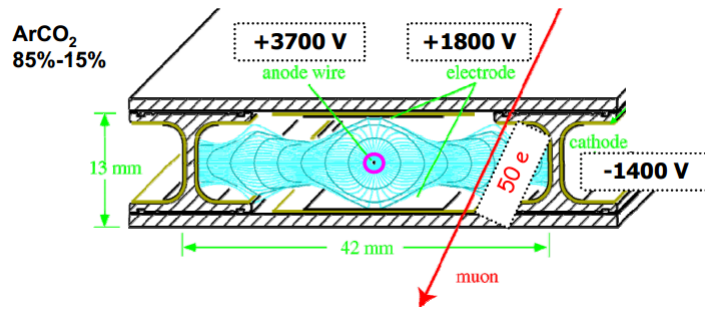
Στο πείραμα *CMS* η τροχιά των μιονίων είναι σιγμοειδής, διότι το μαγνητικό πεδίο εντός του σωληνοειδούς και η επιστροφή του έχουν αντίθετο πρόσημο.

Το *CMS* αξιοποιεί 3 διαφορετικούς τύπους ανιχνευτή αερίου για την μέτρηση μιονίων ([38],[50]). Στην περιοχή του βαρελιού ($|\eta| < 1.2$), όπου η ροή μιονίων είναι μικρή, χρησιμοποιούνται 250 θάλαμοι ολίσθησης (*DT*). Στα ακριανά πώματα ($0.9 < |\eta| < 2.4$), όπου ο ρυθμός μιονίων και το υπόβαθρο είναι πολύ υψηλά, χρησιμοποιούνται 540 Θάλαμοι Καθοδικών Λωρίδων (*CathodeStripChambers – CSC*) οι οποίοι παρέχουν ταχύτερη χρονική απόκριση, πιο λεπτή υφή και μεγαλύτερη ανθεκτικότητα στην ακτινοβολία. Επιπλέον, για λόγους ταχύτερου σκανδαλισμού, οι *DT* και *CSC* συνοδεύονται από συνολικά 610 Θαλάμους Πλακιδίων Αντίστασης (*ResistivePlateChambers – RPCs*) οι οποίοι καλύπτουν περιοχή ψευδωκύτητας έως $|\eta| < 1.6$.

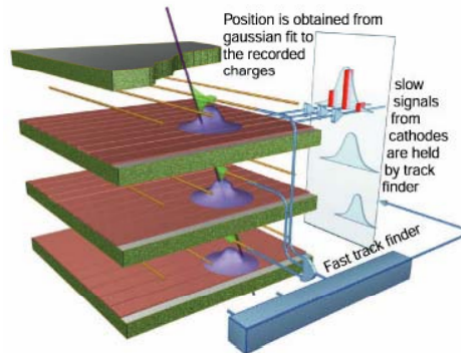


Οι θάλαμοι ολίσθησης (DT) έχουν διαστάσεις $2 \times 2.5\text{ m}$ και ο καθένας τους αποτελείται από κελιά ολίσθησης ($DT\text{ cells}$). Το καθένα από αυτά έχει εύρος 4 cm και είναι ένας θάλαμος αερίου (Ar/CO_2) με ένα θετικά φορτισμένο ηλεκτρόδιο στο κέντρο. Τα κελιά ολίσθησης οργανώνονται σε 4 ομάδες των τριών. Η μεσαία ομάδα μετρά την συνιστώσα $-z$ της τροχιάς των μιονίων ενώ οι ακραίες, τις συνιστώσες $-r\phi$. Η αρχή λειτουργίας του θαλάμου ολίσθησης είναι η εξής: Το μίονιο εισέρχεται στον θάλαμο και ιονίζει το αέριο. Τα ηλεκτρόνια (γρήγορο σήμα) και τα δευτερογενή ιόντα (αργό σήμα) συλλέγονται στην κάθοδο και στην άνοδο αντίστοιχα καταγράφοντας τον χρόνο άφιξης. Γνωρίζοντας την ευκινησία των ηλεκτρονίων και των ιόντων στο συγκεκριμένο αέριο, υπολογίζουμε την απόσταση του μιονίου από το σημείο καταγραφής των δευτερογενών σωματιδίων για κάθε ιονισμό.

32

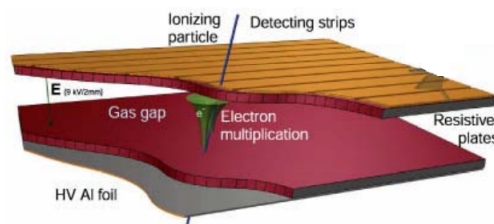


Σχήμα 3.19: Αρχή λειτουργίας του θαλάμου ολίσθησης *DT*.



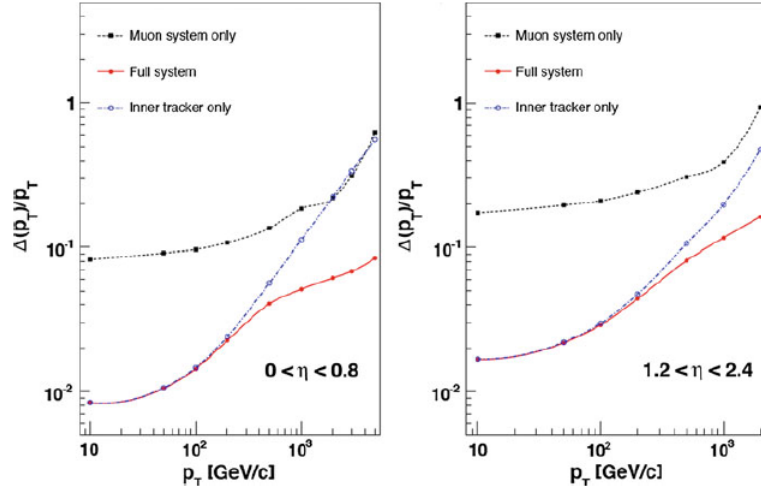
Σχήμα 3.20: Αρχή λειτουργίας του θαλάμου καθοδικών λωρίδων *CSC*.

Οι θάλαμοι πλακιδίων αντίστασης (*RPCs*) απαρτίζονται από δύο πλάκες απο βακελίτη μεγάλης αντίστασης με απόσταση 2 mm στις οποίες εφαρμόζεται υψηλή τάση $8.5\text{--}9.0\text{ V}$. Στον χώρο ανάμεσα στις πλάκες βρίσκεται αέριο. Όταν ένα μιονίο εισέρχεται σε έναν *RPC* δημιουργεί χιονοστιβάδα από δευτερογενή ηλεκτρόνια λόγω ιονισμού, τα οποία και καταμετρώνται από λωρίδες ανάγνωσης οι οποίες βρίσκονται στην κορυφή του ενός από τα πλαστικά πλακίδια. Η χρονική διακριτική ικανότητα που επιτυγχάνεται στον *RPC* είναι της τάξης του 1 ns . Για τον λόγο αυτό οι ανιχνευτές αυτοί συνοδεύουν τους *DT* και *CSC* έτσι ώστε να προσφέρουν μεγαλύτερη ταχύτητα στον σκανδαλισμό των μιονίων.



Σχήμα 3.21: Αρχή λειτουργίας του θαλάμου πλακιδίων αντίστασης *RPC*.

Για την ανάγνωση του αναλογικού σήματος που παράγεται από τους ανιχνευτές μιονίων χρησιμοποιούνται 195000 κανάλια για τους *DT*, 210816 κανάλια για τους *CSC* και 162282 κανάλια για τους *RPC*. Η χωρική διακριτική ικανότητα που επιτυγχάνεται στους ανιχνευτές μιονίων του *CMS* είναι της τάξης των $100\mu\text{m}$ η οποία μεταφράζεται σε καλή διακριτική ικανότητα στην μέτρηση ορμής.



Σχήμα 3.22: Διακριτική ικανότητα στην μέτρηση της εγκάρσιας ορμής των μιονίων χρησιμοποιώντας το σύστημα μιονίων μόνο(μαύρο),τον ανιχνευτή τροχιών μόνο(μπλέ) και τον συνδυασμό των δύο (κόκκινο). Αριστερά βλέπουμε την διακριτική ικανότητα για την περιοχή του βαρελίου και δεξιά για την περιοχή των ακριανών πωμάτων.([39])

Στο σχήμα 3.22 παρατηρούμε την δραματική βελτίωση της διακριτικής ικανότητας στην εγκάρσια ορμή των μιονίων όταν συνδυάζεται η πληροφορία από τον ανιχνευτή τροχιών (για χαμηλές ορμές) και τον ανιχνευτή μιονίων (για υψηλές ορμές). Ο κύριος παράγοντας αβεβαιότητας στην μέτρηση ορμής από τον ανιχνευτή μιονίων στις χαμηλές p_T είναι οι πολλαπλές σκεδάσεις στο υλικό του σωληνοειδούς.

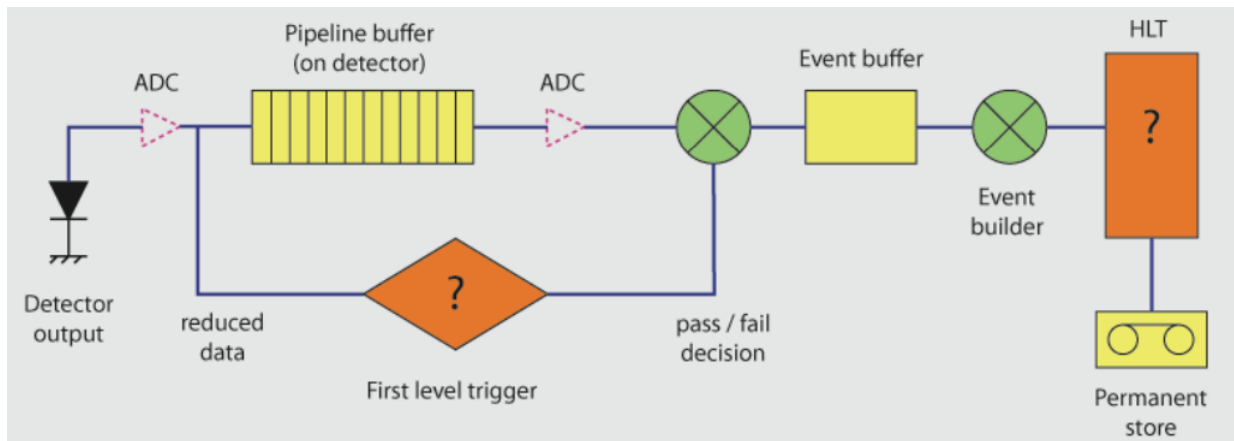
3.2.6 Το σύστημα σκανδαλισμού και λήψης δεδομένων

Το περιβάλλον συγκρούσεων πρωτονίων στον *LHC* είναι εξαιρετικά απαιτητικό και ο διαχωρισμός των σπάνιων φυσικών διαδικασιών ενδιαφέροντος από τις μη ενδιαφέρουσες είναι δύσκολος λόγω του μεγάλου ρυθμού γεγονότων. Οι συγκρούσεις πρωτονίων γίνονται κάθε $25ns$, (ρυθμός $\rightarrow 40 MHz$) με 20-25 γεγονότα ανα σύγκρουση. Ως αποτέλεσμα έχουμε 10^9 γεγονότα ανα δευτερόλεπτο. Αυτός ο ρυθμός γεγονότων αντιστοιχεί σε όγκο δεδομένων της τάξης του $1 Tbyte/s$. Ο όγκος αυτός είναι απαγορευτικός για τις τεχνολογικές δυνατότητες των σημερινών συστημάτων.

Η ολική ενεργός διατομή στις συγκρούσεις πρωτονίων είναι της τάξης των $10^8 nb$ ενώ η παραγωγή σωματιδίου *Higgs* από σύντηξη γκλουονίων έχει ενεργό διατομή της τάξης των $10^{-3} nb$ στις ενέργειες του *LHC*. Κατα συνέπεια τα γεγονότα ενδιαφέροντος εμφανίζονται με συχνότητα της τάξης $\frac{1}{10^{11}}$. Για πιο σπάνιες διαδικασίες όπως η μελέτη υπογραφών της υπερσυμμετρίας η συχνότητα με την οποία αναμένονται τα γεγονότα ενδιαφέροντος είναι της τάξης $\frac{1}{10^{13}}$.

Οι παραπάνω λόγοι καθιστούν αναγκαία την χρήση αλγορίθμων σκανδαλισμού (*Trigger Algorithms*) και συστημάτων λήψης δεδομένων (*Data Acquisition Systems*) τα οποία θα μπορούν να επιλέξουν τα γεγονότα ενδιαφέροντος και να απορρίψουν τα υπόλοιπα δια παντός με ελάχιστο ποσοστό σφάλματος.

Στο πείραμα *CMS* ο σκανδαλισμός πραγματοποιείται σε δύο στάδια ([38],[50]). Το πρώτο επίπεδο σκανδαλισμού *Level-1 Trigger (L1)* και το υψηλό επίπεδο σκανδαλισμού *HighLevelTrigger (HLT)*.



Σχήμα 3.23: Γενική εικόνα ενός σκανδαλισμού δύο επιπέδων.

- Στο πρώτο επίπεδο σκανδαλισμού ($L1$) επιλέγονται γεγονότα από τα καλορίμετρα και από τον ανιχνευτή μιονίων. Η επιλογή αυτή γίνεται μέσα σε χρόνο $3.2\mu s (= 128 \times 25ns)$ και ο μέγιστος ρυθμός γεγονότων στην έξοδο είναι της τάξης των $100kHz$.

Για το σύστημα μιονίων, συνδυάζεται η πληροφορία τοπικού σκανδαλισμού από όλους τους υποανιχνευτές καθώς και πληροφορία από το καλορίμετρο για το αν τα σωμάτια είναι απομονωμένα και σωμάτια ελάχιστου ιονισμού. Στο τελικό στάδιο σκανδαλισμού μιονίων (*Global Muon Trigger*) επιλέγονται έως 4 μόνια και καταγράφεται η ορμή, το φορτίο, η τροχιά και η ποιότητά τους.

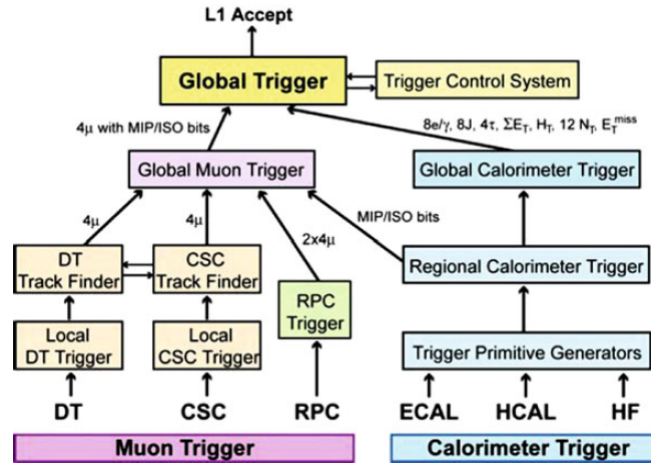
Για το καλορίμετρο, οι κυψέλες στο αδρονικό και το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο συνδυάζονται σε πύργους με καθορισμένη κατάσταση. Σε πρώτο επίπεδο παράγονται πρωτογενείς σκανδαλισμοί με βάση την πληροφορία για την εγκάρσια ενέργεια του κάθε πύργου και την σωστή ταξινόμησή τους ανα διασταύρωση δέσμης. Στην συνέχεια εφαρμόζεται μία τυπική συνθήκη σκανδαλισμού η οποία διαχωρίζει τα υποψήφια ηλεκτρόνια, φωτόνια, πίδακες και προσφέρει πληροφορία για τον σκανδαλισμό μιονίων και την ταυτοποίηση τ-λεπτονίων. Στο τελικό στάδιο καλοριμετρικού σκανδαλισμού (*global calorimeter trigger*) δίδεται πληροφορία για τους πίδακες, για την ολική και την ελλείπουσα εγκάρσια ενέργεια στο γεγονός και ταυτοποιούνται οι πιο πιθανοί υποψήφιοι για να περάσουν στο επόμενο επίπεδο σκανδαλισμού.

Η τελική πληροφορία από τα τελικά στάδια σκανδαλισμού για το μιονικό σύστημα και το καλορίμετρο περνά από το καθολικό επίπεδο σκανδαλισμού (*Global Trigger*) στο οποίο αποφασίζεται η επιλογή ή η απόρριψη ενός γεγονότος. Η επιλογή γίνεται με βάση αλγόριθμους που επιλέγουν γεγονότα ανάλογα εφαρμόζοντας ένα καθορισμένο ενεργειακό κατώφλι, ή απαιτούν τις πολλαπλότητες κάποιων καθορισμένων φυσικών αντικειμένων να είναι μεγαλύτερες από μια προκαθορισμένη τιμή. Οι παράμετροι αυτοί απαιτείται να έχουν χαμηλότερο κατώφλι από αυτό που απαιτούν οι διάφορες αναλύσεις φυσικής που αξιοποιούν τα αντίστοιχα φυσικά αντικείμενα.

Το σύστημα λήψης δεδομένων είναι τοποθετημένο σε απόσταση $90m$ από το κέντρο του ανιχνευτή και αποτελείται από ειδικά σχεδιασμένους γρήγορους ψηφιακούς επεξεργαστές βασισμένους σε *FPGAs* (*Field Programmable Gate Arrays*) και *ASICs* (*Application Specific Integrated Circuits*).

- Στο υψηλό επίπεδο σκανδαλισμού (*HLT*) τα δεδομένα που έχουν περάσει τον $L1$ διαβάζονται από μία φάρμα 3000 υπολογιστών εμπορίου. Το επίπεδο αυτό αξιοποιεί μια σειρά πολύπλοκων αλγορίθμων που συνδυάζουν την πληροφορία από όλους τους υποανιχνευτές για κάθε γεγο-

νός. Η απόφαση για την αποδοχή ή την απόρριψη ενός γεγονότος στον *HLT* λαμβάνεται με βάση τις λίστες σκανδαλισμού (*trigger menus*). Αυτές απαρτίζονται από διάφορα μονοπάτια σκανδαλισμού με διαφορετικές απαιτήσεις από ένα γεγονός (π.χ την ύπαρξη 4 πιδάκων με $p_T > 15 \text{ GeV}$, την ύπαρξη 2 φωτονίων με $E_T > 5 \text{ GeV}$ στον *HLT* κ.α.). Τα γεγονότα που ικανοποιούν τις απαιτήσεις τουλάχιστον ενός από τα μονοπάτια σκανδαλισμού, αποθηκεύονται στο σύστημα συλλογής δεδομένων με ρυθμό 100 Hz ο οποίος αντιστοιχεί σε όγκο δεδομένων 150 MByte/s .



Σχήμα 3.24: Αρχιτεκτονική του πρώτου επιπέδου σκανδαλισμού για το πείραμα *CMS*.

Η προκλιμάκωση (*prescale*) είναι ένα επιπλέον μέτρο που εφαρμόζεται στα γεγονότα που περνάνε τον σκανδαλισμό για την ελάττωση του όγκου δεδομένων. Αν η τιμή του *prescale* είναι π.χ 1000 αυτό σημαίνει ότι για κάθε 1000 γεγονότα που ικανοποιούν το κριτήριο του δεδομένου σκανδαλισμού αποθηκεύεται το 1. Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιείται συνήθως για σκανδαλισμούς υψηλού επιπέδου με μικρό ενεργειακό κατώφλι.

Η απόδοση του σκανδαλισμού ϵ (*TriggerEfficiency*) είναι μία πολύ σημαντική παράμετρος η οποία υπεισέρχεται σε όλες τις μετρήσεις ενεργών διατομών. Ορίζεται ως:

$$\epsilon = \frac{N_{pass}}{N_{total}} \quad (3.2.6.1)$$

όπου N_{pass} είναι ο αριθμός των φυσικών αντικειμένων που πέρασαν την συνθήκη σκανδαλισμού και N_{total} είναι ο ολικός αριθμός ανακατασκευασμένων αντικειμένων.

Η απόδοση μετριέται συγκρίνοντας μία κατανομή αναφοράς με μία κατανομή στην οποία έχουν εφαρμοστεί τα κριτήρια σκανδαλισμού.

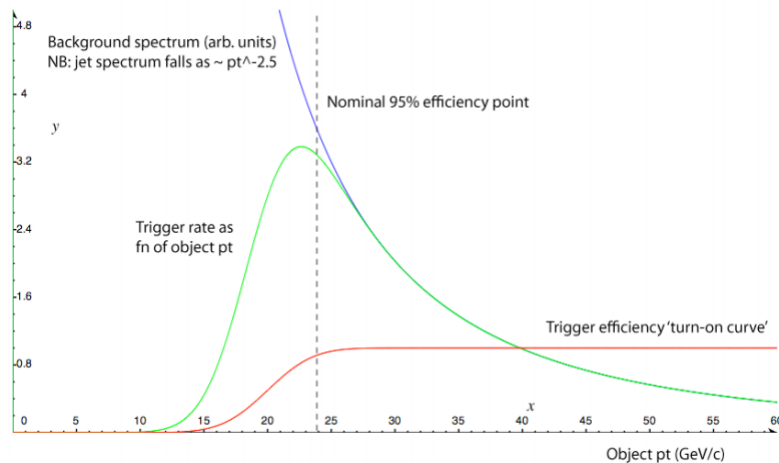
Στην ανάλυση δεδομένων της φυσικής υψηλών ενεργειών χρησιμοποιούνται τρεις μέθοδοι για την εύρεση της απόδοσης

- Η μέθοδος *tag and probe*: Στην μέθοδο αυτή χρησιμοποιούνται γεγονότα που προέρχονται από μία γνωστή διαδικασία φυσικής και παράγουν δύο ίδια φυσικά αντικείμενα

(π.χ η διάσπαση $Z \rightarrow \mu\mu$). Το ένα από τα δύο αντικείμενα απαιτείται να έχει περάσει την συνθήκη σκανδαλισμού (*tag*). Στην συνέχεια όσα από τα δεύτερα ίδια φυσικά αντικείμενα της διαδικασίας (*probe*) έχουν περάσει την συνθήκη σκανδαλισμού διαιρούνται με τον ολικό αριθμό των δευτέρων αντικειμένων. Ο λόγος αυτός είναι η απόδοση και περιγράφεται συναρτήσει της παραμέτρου ενδιαφέροντος.

- Η μέθοδος των ορθογωνίων σκανδαλιστών (*orthogonal triggers*): Η μέθοδος αυτή είναι απόλυτη. Στην μέθοδο αυτή η κατανομή αναφοράς παρέχεται χρησιμοποιώντας έναν σκανδαλιστή που αφορά διαφορετικό φυσικό αντικείμενο. Στην συνέχεια συγκρίνεται η κατανομή αναφοράς με την κατανομή που προκύπτει χρησιμοποιώντας τον σκανδαλιστή ενδιαφέροντος. Αυτή η μέθοδος έχει το πρόβλημα της χαμηλής στατιστικής καθώς και του γεγονότος ότι πρέπει να επιλεγούν πολύ σωστά οι σκανδαλιστές ώστε να είναι εντελώς ανεξάρτητοι.
- Η σχετική μέθοδος (*bootstrap method*): Στην μέθοδο αυτή συγκρίνεται η κατανομή ενός σκανδαλιστή με την κατανομή που προκύπτει από έναν άλλον ίδιο σκανδαλιστή με χαμηλότερο κατώφλι. Η μέθοδος αυτή δεν έχει το πρόβλημα στατιστικής που συναντάμε στους ορθογωνίους σκανδαλιστές, ωστόσο έχει το πρόβλημα ότι πρέπει να οριστεί μία αρχική κατανομή που θεωρούμε ότι έχει γνωστή απόδοση.

Η απόδοση συναρτήσει της παραμέτρου ενδιαφέροντος (π.χ της p_T ενός πίδαχα) αποτυπώνεται στην καμπύλη έναρξης σκανδαλισμού (*trigger turn on curve*).



Σχήμα 3.25: Η καμπύλη εκκίνησης σκανδαλισμού (κόκκινο) η οποία προκύπτει από τον λόγο της κατανομής μετά την εφαρμογή σκανδαλιστή (πράσινο) με την κατανομή αναφοράς (μπλέ).

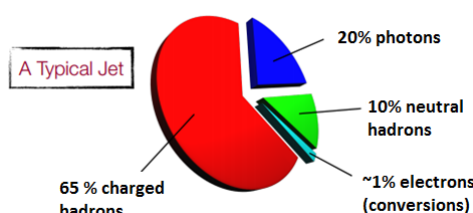
Από την σιγμοειδή μορφή της καμπύλης εκκίνησης σκανδαλισμού μπορούμε να βρούμε την τιμή της παραμέτρου ενδιαφέροντος στην οποία η απόδοση είναι ίση με 99%. Στην ανάλυση δεδομένων μετέπειτα, η τιμή αυτή είναι η εναρκτήρια τιμή στην οποία χρησιμοποιούμε τον δεδομένο σκανδαλιστή. Αυτή η διαδικασία είναι εξαιρετικά σημαντική ειδικά όταν χρησιμοποιούμε συνδυασμό σκανδαλιστών με διαφορετικά ενεργειακά κατώφλια.

Κεφάλαιο 4

Ανακατασκευή Πιδάκων

Οι πίδακες όπως έχουμε δει είναι το αποτέλεσμα της αδρονοποίησης των παρτονίων τα οποία παράγονται σε συγκρούσεις υψηλών ενεργειών. Αποτελούνται από σταθερά σωματάρια με μηδενικό φορτίο χρώματος τα οποία οργανώνονται σε λεπτές δέσμες και καταμετρώνται στους ανιχνευτές σωματιδίων. Οι πίδακες αποτελούν ένα από τα σημαντικότερα εργαλεία για την μελέτη φυσικής του καθιερωμένου πρότυπου αλλά και για την έρευνα νέας φυσικής.

Το σωματιδιακό περιεχόμενο των πιδάκων μπορεί να συνοψισθεί με βάση το σχήμα 4.1:



Σχήμα 4.1: Σωματιδιακό περιεχόμενο των πιδάκων: 65% φορτισμένα αδρόνια (κυρίως πιόνια), 25% φωτόνια, 10% ουδέτερα αδρόνια, ~ 1% ηλεκτρόνια από αλληλεπιδράσεις με το υλικό του ανιχνευτή

Η ανακατασκευή των πιδάκων γίνεται συνδυάζοντας την πληροφορία στην έξοδο των επιμέρους ανιχνευτών του εκάστοτε πειράματος με έναν αλγόριθμο ανακατασκευής και στην συνέχεια αυτή η πληροφορία χρησιμοποιείται σαν είσοδος για τους αλγόριθμους πιδάκων οι οποίοι συνδυάζουν την πληροφορία και ταυτοποιούν ή όχι την ύπαρξη πιδάκων.

4.1 Αλγόριθμοι Ανακατασκευής

Στο πείραμα *CMS* χρησιμοποιούνται τρεις μέθοδοι ανακατασκευής πιδάκων με σειρά αυξανόμενης ακρίβειας στην ενεργειακή διακριτική ικανότητα ([5],[6]):

- *Calorimeter Jet Reconstruction*: Στην μέθοδο αυτή οι πίδακες ανακατασκευάζονται αξιοποιώντας την πληροφορία από το ηλεκτρομαγνητικό και το αδρονικό καλορίμετρο. Η πληροφορία αυτή συνδυάζεται σε καλοριμετρικούς πύργους (*calorimeter towers*): Ένας καλοριμετρικός πύργος αποτελείται από ένα ή περισσότερα κελιά του αδρονικού καλοριμέτρου και τα

αντίστοιχα γεωμετρικά συναφή κελιά του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου. Για την περιοχή εκτός της κάλυψης του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου, μόνο τα κελιά του αδρονικού καλοριμέτρου χρησιμοποιούνται ως πύργοι. Για την μείωση του ηλεκτρονικού θορύβου αλλά και της επιπλέον εναπόθεσης ενέργειας λόγω επιπρόσθετων αλληλεπιδράσεων μειωμένου φυσικού ενδιαφέροντος (*pile up*) εφαρμόζεται μία σειρά ενεργειακών κατωφλίων στα καλοριμετρικά κελιά. Η πληροφορία των πύργων αξιοποιείται για περεταίρω ανάλυση όταν η συνολική εγκάρσια ενέργεια που εναποτίθεται σε αυτούς, ξεπερνά τα 0.5 GeV .

- *Calorimeter Jet – Plus – Tracks Reconstruction*: Η μέθοδος αυτή αξιοποιεί την πληροφορία των καλοριμέτρων αλλά και του ανιχνευτή τροχιών του πειράματος *CMS*. Οι πίδακες ανακατασκευάζονται με την μέθοδο (*Calorimeter Jet Reconstruction*) που αναπτύχθηκε παραπάνω. Στην συνέχεια η πληροφορία αυτή συνδυάζεται με τις αντίστοιχες τροχιές ανάλογα με την απόσταση τροχιάς-πίδακα στο επίπεδο $\eta - \phi$ και την ορμή η οποία καταμετράται από την κορυφή της αλληλεπίδρασης. Οι τροχιές στην συνέχεια παρεκτείνονται στην επιφάνεια του καλοριμέτρου. Αν οι τροχιές βρίσκονται εντός του κώνου με γενέτειρα τον άξονα του καλοριμετρικού πίδακα τότε ορίζονται ως τροχιές εντός κώνου (*in-cone tracks*) αλλιώς αν το μαγνητικό πεδίο των 3.8 T τις έχει κάμψει ορίζονται ως τροχιές εκτός κώνου (*out-cone tracks*). Η ορμή των τροχιών εντός και εκτός κώνου προστίθεται στην ενεργειακή εναπόθεση στο καλορίμετρο. Στην συνέχεια από αυτό το άθροισμα αφαιρείται η μέση ενέργεια που θα εναποθέσουν οι τροχιές εντός κώνου, γνωρίζοντας την ορμή τους και υποθέτοντας ότι είναι φορτισμένα πόνια.
- *Particle Flow Reconstruction*: Η μέθοδος αυτή αποσκοπεί στην μέτρηση όλων των σταθερών σωματιδίων ενός γεγονότος, αξιοποιώντας βέλτιστα την πληροφορία από όλους τους υποανιχνευτές του πειράματος. Ο αλγόριθμος παράγει μία λίστα σωματιδίων η οποία στην συνέχεια χρησιμοποιείται ως είσοδος για την ανακατασκευή πιδάκων. Η χρήση του ανιχνευτή τροχιών για την μέτρηση της ορμής σωματιδίων για χαμηλά p_T και η εξαιρετική διακριτική του ικανότητα, καθώς και το γεγονός ότι τα σωματίδια συνδυάζονται για την ανακατασκευή πιδάκων στην κορυφή της αλληλεπίδρασης όπου η ορμή και η διεύθυνσή τους δεν επηρεάζεται από το μαγνητικό πεδίο, καθιστούν την διακριτική ικανότητα αυτής της μεθόδου ανώτερη από τις άλλες δύο που ήδη αναφέρθηκαν.

Ο αλγόριθμος *Particle Flow* ([7]) αποτελείται από τρία βασικά βήματα:

- Απόκτηση της πληροφορίας από όλους τους υποανιχνευτές (*building bricks*) Για μέγιστη απόδοση και μικρό ποσοστό λάθους, η πληροφορία του πρώτου βήματος υφίσταται περεταίρω επεξεργασία με την χρήση δύο επιπλέον αλγορίθμων: τον αλγόριθμο σταδιακής εύρεσης τροχιάς (*iterative track finding algorithm*) και τον αλγόριθμο καλοριμετρικής ομαδοποίησης (*calorimeter clustering algorithm*).

Στον αλγόριθμο σταδιακής εύρεσης τροχιάς, οι τροχιές ταυτοποιούνται αρχικά με πολύ αυστηρά κριτήρια. Οι τροχιές αυτές αφαιρούνται από την λίστα και στην συνέχεια ταυτοποιούνται τροχιές με σταδιακά ολοένα και πιο χαλαρά κριτήρια. Στα επόμενα βήματα, αφαιρούνται οι περιορισμοί ως προς την κορυφή της αλληλεπίδρασης, με αποτέλεσμα την δυνατότητα ανακατασκευής δευτερευουσών κορυφών λόγω διάσπασης δευτερευόντων σωματιδίων, εκπομπής φωτονίων κλπ. Η χρήση του αλγορίθμου αυτού επιτρέπει την ανακατασκευή τροχιών με p_T έως και $150 \text{ MeV}/c$ καθώς και δευτερεύουσες κορυφές μέχρι και 50 cm μακριά από την κύρια κορυφή.

Στον αλγόριθμο καλοριμετρικής ομαδοποίησης αξιοποιούνται οι ανιχνευτές *ECAL, HCAL, PS*. Ο σκοπός του αλγορίθμου αυτού είναι η μέτρηση της ενέργειας και της θέσης των ουδετέρων αδρονίων και των φωτονίων, ο διαχωρισμός των ουδετέρων από τα φορτισμένα αδρόνια, η συμπληρωματική μέτρηση ενέργειας για φορτισμένα αδρόνια που δεν έχουν καλά ανακατασκευασμένες τροχιές και η ταυτοποίηση ηλεκτρονίων και δευτερογενών φωτονίων που αυτά παράγουν διατρέχοντας το υλικό του ανιχνευτή τροχιών.

Η ομαδοποίηση γίνεται με τα παρακάτω βήματα.

Πρώτα, ταυτοποιούνται καλοριμετρικά κελιά με ενέργεια πάνω από ένα συγκεκριμένο κατώφλι και χρησιμοποιούνται ως τροφοί ομαδοποίησης (*cluster seeds*).

Στην συνέχεια σχηματίζονται τοπολογικές ομάδες (*topological clusters*) ξεκινώντας με τα κελιά τροφούς και συνδυάζοντάς τα με κελιά με τουλάχιστον μία πλευρά κοινή με κελιά που βρίσκονται ήδη στις ομάδες αυτές και έχουν ενέργεια πάνω από ένα καθορισμένο κατώφλι.

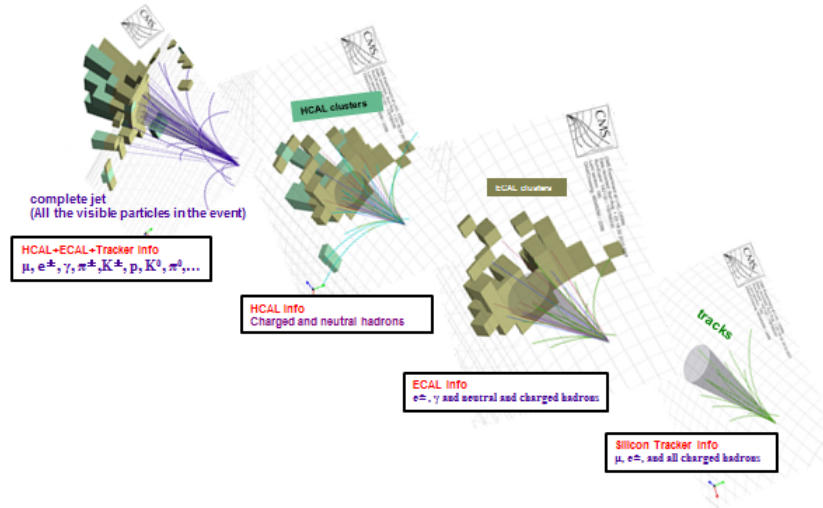
Όταν σχηματιστούν οι τοπολογικές ομάδες, μέσα σε αυτές δημιουργούνται τα *PFclusters* τα οποία είναι τόσα όσα είναι και τα κελιά τροφοί. Η λεπτή διαμέριση των καλοριμέτρων αξιοποιείται με τον διαμοιρασμό της ενέργειας κάθε κελιού ανάμεσα στα *PFclusters* με έναν συντελεστή βαρύτητας ο οποίος εξαρτάται από την απόσταση κελιού-*PFcluster*. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται μέχρις ότου η ενέργεια και η θέση του *PFcluster* να είναι σταθερή.

- Συνδυασμός των πληροφοριών από τα επιμέρους ανιχνευτικά υποσυστήματα χρησιμοποιώντας έναν ειδικό αλγόριθμο σύνδεσης (*link algorithm*) για την κατασκευή των *PFBLOCKS*.
- Ταυτοποίηση και ανακατασκευή των σωματιδίων χρησιμοποιώντας τα *PFBLOCKS* έτσι ώστε να παραχθεί ο τελικός κατάλογος σωματιδίων στο γεγονός.

Τα σωματίδια ταυτοποιούνται με βάση τα παρακάτω κριτήρια:

- Ηλεκτρόνια: Εμφανίζονται ως μικρού μήκους τροχιές με απώλειες ενέργειας λόγω ακτινοβολίας. Ανακατασκευάζονται χρησιμοποιώντας πληροφορία από τον ανιχνευτή τροχιών και το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο.
- Μιόνια: Εμφανίζονται ως μακριές διεισδυτικές τροχιές. Ανακατασκευάζονται χρησιμοποιώντας πληροφορία από τον ανιχνευτή τροχιών και τον ανιχνευτή μιονίων.
- Φορτισμένα αδρόνια: Ανακατασκευάζονται χρησιμοποιώντας πληροφορία από τον ανιχνευτή τροχιών και το αδρονικό καλορίμετρο. Αν η ορμή της τροχιάς και η ενεργειακή εναπόθεση στο καλορίμετρο είναι συμβατές τότε το σωματίδιο ταυτοποιείται ως φορτισμένο αδρόνιο.
- Φωτόνια και Ουδέτερα αδρόνια: Ανακατασκευάζονται με κριτήριο την περίσσεια ενέργειας στο καλορίμετρο συγκριτικά με την ορμή της αντίστοιχης τροχιάς. Αν υπάρχει εναπόθεση ενέργειας στο ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο χωρίς αντίστοιχη τροχιά, τότε αυτή ταυτοποιείται ως φωτόνιο. Αν υπάρχει εναπόθεση ενέργειας στο αδρονικό καλορίμετρο χωρίς αντίστοιχη τροχιά, τότε αυτή ταυτοποιείται ως ουδέτερο αδρόνιο. Αν υπάρχουν πολλαπλές εναποθέσεις ενέργειας σε ηλεκτρομαγνητικό και αδρονικό καλορίμετρο καθώς και αντίστοιχη τροχιά, τότε ακολουθείται η εξής διαδικασία: Αν η διαφορά ενέργειας καλοριμέτρου-ανιχνευτή τροχιών είναι μεγαλύτερη από την ενεργειακή εναπόθεση στο

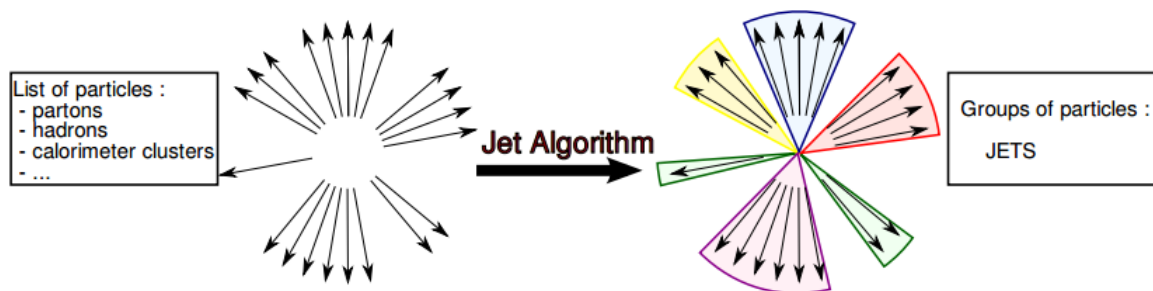
ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο, τότε ταυτοποιούμε φωτόνια τα οποία έχουν ενέργεια ίση με την ενέργεια του ηλεκτρομαγνητικού καλορίμετρου και η υπόλοιπη ενέργεια θεωρούμε ότι οφείλεται σε ουδέτερα αδρόνια. Η επιλογή αυτή οφείλεται στην *a priori* γνώση ότι οι πίδακες έχουν μεγαλύτερο περιεχόμενο σε φωτόνια παρά σε ουδέτερα αδρόνια.



Σχήμα 4.2: Ταυτοποίηση πιδάκων χρησιμοποιώντας την πληροφορία των επιμέρους ανιχνευτών για τα σώματα που τους απαρτίζουν

4.2 Αλγόριθμοι ομαδοποίησης πιδάκων

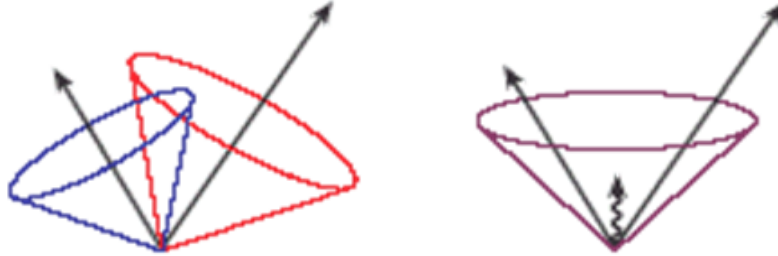
Το τελευταίο βήμα για την εύρεση και τον προσδιορισμό των πιδάκων είναι η λεγόμενη διαδικασία ομαδοποίησης πιδάκων (*jet clustering*) ([5],[16]). Η διαδικασία αυτή πραγματοποιείται με την χρήση αλγορίθμων πιδάκων (*jet algorithms*) οι οποίοι συνδυάζουν και ομαδοποιούν την πληροφορία από την πρότερη ανακατασκευή σωματιδίων με σκοπό να ταυτοποιήσουν την τετραορμή των πιδάκων.



Σχήμα 4.3: Εννοιολογική λειτουργία των αλγορίθμων ομαδοποίησης πιδάκων

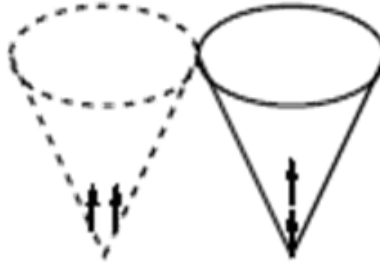
Οι αλγόριθμοι πιδάκων πρέπει να έχουν τα παρακάτω χαρακτηριστικά:

- Υπέρυθρη ευαισθησία (*infrared sensitivity*): Η προσθήκη ή αφαίρεση μαλακών σωματιδίων (χαμηλής ενέργειας) στον κώνο του πίδακα δεν πρέπει να αλλάζει την ομαδοποίηση του πίδακα.



Σχήμα 4.4: Αλλαγή στην ομαδοποίηση των πιδάκων λόγω εκπομπής γκλουονίου χαμηλής ενέργειας

- Συγγραμμική ευαισθησία (*collinear sensitivity*): Ο διαχωρισμός ενός σωματιδίου υψηλής p_T σε δύο σωματίδια με p_T κάτω από το κατώφλι που έχουμε θέσει δεν πρέπει να επηρεάζει την εύρεση των πιδάκων.



Σχήμα 4.5: Διαχωρισμός ενός σωματιδίου υψηλής p_T σε δύο με μικρότερη p_T κάτω από το κατώφλι

Οι αλγόριθμοι πιδάκων χωρίζονται σε δύο ευρείες κατηγορίες: τους αλγόριθμους κώνου (*cone algorithms*) και τους αλγόριθμους διαδοχικής ομαδοποίησης (*sequential clustering algorithms*).

4.2.1 Αλγόριθμοι κώνου

Οι αλγόριθμοι κώνου είναι οι πιο απλοί στην λειτουργία τους. Μολονότι δεν έχουν συγγραμμική και υπέρυθρη ευαισθησία χρησιμοποιούνται από το πείραμα *CMS* για λόγους σκανδαλισμού λόγω της ταχύτητάς τους. Στους αλγορίθμους αυτούς, το αντικείμενο με την μεγαλύτερη εγκάρσια ενέργεια χρησιμοποιείται ως τροφός (*seed*). Γύρω από την τροχιά του ορίζεται ένας κώνος με γωνιακό άνοιγμα:

$$R = \sqrt{\delta\eta^2 + \delta\phi^2} \quad (4.2.1.1)$$

Στην συνέχεια, προστίθενται οι ορμές των σωματιδίων εντός κώνου στο σωματίδιο τροφό και σχηματίζεται ένας δοκιμαστικός πίδακας (*trial jet*). Αν ο άξονας του δοκιμαστικού πίδακα και του σωματιδίου τροφού συμπίσουν στα όρια του σφάλματός μας, τότε ο δοκιμαστικός πίδακας ορίζεται ως πίδακας και τα σωματίδια που τον απαρτίζουν διαγράφονται από την λίστα σωματιδίων που εισήγαμε στον αλγόριθμο. Στην αντίθετη περίπτωση, η διαδικασία επαναλαμβάνεται με τον άξονα του δοκιμαστικού πίδακα ως άξονα αναφοράς και συνεχίζεται μέχρι να σταθεροποιηθεί ο κώνος. Στο πείραμα *CMS* χρησιμοποιούνται οι αλγόριθμοι *Iterative Cone* με παράμετρο $R = 0.5$ και *SISCone* με παραμέτρους $R = 0.5$, $R = 0.7$.

4.2.2 Αλγόριθμοι διαδοχικής ομαδοποίησης

Οι αλγόριθμοι αυτοί βασίζονται στον συνδυασμό ανα δύο των τετραορμών των σωματιδίων ανάλογα με την απόσταση ανάμεσα σε δύο σωματίδια $i, j : d_{ij}$ και με την απόσταση κάθε σωματιδίου i από την δέσμη d_{iB} . Η σχέση που χρησιμοποιείται είναι η:

$$d_{ij} = \min(k_{T_i}^{2p} k_{T_j}^{2p}) \frac{\Delta_{ij}^2}{D^2} \quad (4.2.2.1)$$

$$d_{iB} = k_{T_i}^{2p}$$

Ως k_T ορίζουμε την τετραορμή του κάθε σωματιδίου, $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ (4.2.2.2) την απόσταση των δύο σωματιδίων στο επίπεδο $y - \phi$ και D είναι η παράμετρος διάστασης του πίδακα. Η παράμετρος p παίρνει τις τιμές 1, 0, -1 και αντιστοιχεί σε τρεις διαφορετικούς αλγορίθμους που χρησιμοποιούνται από το πείραμα *CMS*: k_T , *Cambridge Aachen*, *anti - k_T*.

Οι αλγόριθμοι διαδοχικής ομαδοποίησης διαθέτουν συγγραμμική και υπέρυθη ευαισθησία. Η διαδικασία που ακολουθείται είναι ότι τα σωματίδια συνδυάζονται ανα δύο ανάλογα με την σχετική τους απόσταση. Αν η μικρότερη απόσταση από ένα σωματίδιο i είναι η d_{ij} τότε αυτό συνδυάζεται με το σωματίδιο j προσθέτοντας τις τετραορμές τους. Αλλιώς αν η μικρότερη απόσταση είναι η d_{iB} τότε το σωματίδιο i αφαιρείται από την λίστα σωματιδίων και θεωρείται πίδακας. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται μέχρι να μην υπάρχουν άλλα σωματίδια για να ομαδοποιηθούν.

4.2.3 Ενεργειακές διορθώσεις

Η πληροφορία της ενέργειας ενός πίδακα όπως αυτή μετريέται από τους ανιχνευτές συνήθως είναι διαφορετική από την πραγματική ενέργεια του πίδακα. Το φαινόμενο αυτό οφείλεται κυρίως σε 3 παράγοντες:

- Ο ηλεκτρονικός θόρυβος των καλοριμέτρων και η ύπαρξη επιπρόσθετων συγχρούσεων μειωμένου φυσικού ενδιαφέροντος (*pile up*) στο ίδιο γεγονός δημιουργούν ένα επιπλέον ποσοστό ενέργειας (*offset*) το οποίο προστίθεται στην καταμετρούμενη ενέργεια του πίδακα.
- Η απόκριση των καλοριμέτρων δεν είναι σταθερή ούτε γραμμική συναρτήσεως της ενέργειας σε όλον τους τον όγκο.
- Η απόλυτη τιμή της ενέργειας του πίδακα δεν μετρίεται όλη διότι υπάρχουν σωματίδια που διαφεύγουν της ανίχνευσης.

Για τους παραπάνω λόγους εφαρμόζεται μια διαδικασία βαθμονόμησης με σκοπό να βρεθεί η σχέση της πραγματικής ενέργειας ενός πίδακα και της καταμετρούμενης τιμής της ([4],[8]). Από την διαδικασία αυτή προκύπτει ένας διορθωτικός πολλαπλασιαστικός παράγοντας ο οποίος εφαρμόζεται στην τετραορμή των πιδάκων και αποδίδει την πραγματική τους ενέργεια.

Το πείραμα *CMS* χρησιμοποιεί ένα σχήμα 3 επιμέρους διορθώσεων. Οι πολλαπλασιαστικοί παράγοντες που προκύπτουν από κάθε βήμα πολλαπλασιάζονται μεταξύ τους ώστε να δώσουν τον τελικό διορθωτικό παράγοντα στην ενέργεια των πιδάκων.

$$p_T^{corrected} = \underbrace{Abs(p_T \cdot Rel(\eta, p_T))}_{\text{Absolute correction is applied to the jets which have already been corrected for } \eta \text{ dependence}} \times \underbrace{Rel(\eta, p_T)}_{\text{Relative correction is applied to the jets which have already been "offset" corrected}} \times \underbrace{(p_T - offset)}_{\text{Offset correction is applied to the uncorrected jets}}$$

Combined correction brings back the jet to the particle level

Σχήμα 4.6: Η αλυσίδα ενεργειακών διορθώσεων που χρησιμοποιείται στο πείραμα *CMS*

Διόρθωση offset

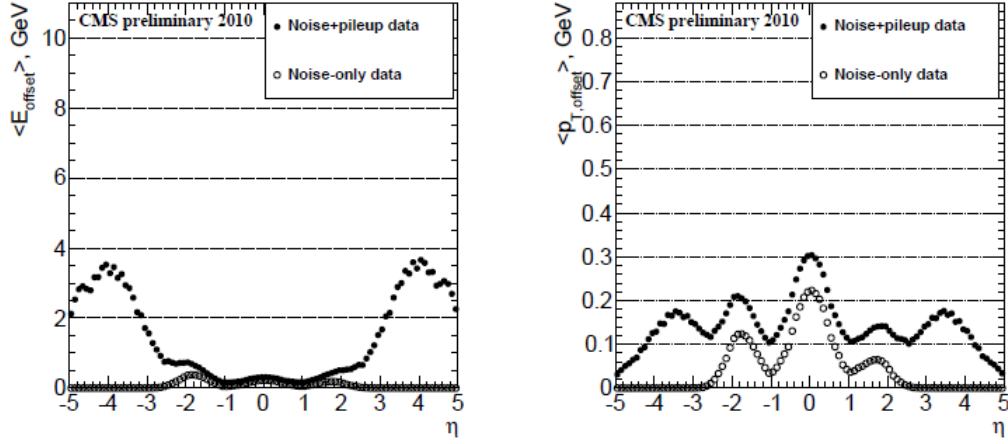
Η πρώτη διόρθωση που εφαρμόζεται έχει να κάνει με τον θόρυβο και τα επιπρόσθετες αλληλεπιδράσεις (*pile up*) που εναποθέτουν ενέργεια στα καλορίμετρα. Η κατανομή της ενέργειας έχει την μορφή ενός συνεχούς υποβάθρου (*offset*). Η διόρθωση *offset* γίνεται σε τρία βήματα. Στο πρώτο βήμα γίνεται διόρθωση μόνο για τον ηλεκτρονικό θόρυβο, στην συνέχεια για θόρυβο + μία επιπρόσθετη αλληλεπίδραση και τέλος γίνεται η διόρθωση για την μέση ενέργεια που εναποτίθεται με την μορφή του *offset*.

- Διόρθωση ως προς τον θόρυβο: Για να γίνει η διόρθωση αυτή χρησιμοποιούνται τυχαίοι σκανδαλιστές χωρίς συνθήκες (*zero bias triggers*) και σκανδαλιστές οι οποίοι απαιτούν ταυτόχρονο σήμα στους ανιχνευτές σπινθιρισμού της δέσμης (*minimum bias triggers*). Οι τελευταίοι δείχνουν ότι έγινε σύγκρουση πρωτονίου-πρωτονίου. Κατα συνέπεια, αφαιρώντας την ενέργεια των γεγονότων που σκανδαλίζονται από τον *minimum bias trigger* από αυτή των γεγονότων που σκανδαλίζονται από τον *zero bias trigger* μπορούμε να μελετήσουμε τον ηλεκτρονικό θόρυβο. Η διαδικασία που ακολουθεί είναι η εφαρμογή ενός κώνου με διάσταση $R = 0.5$ και η άθροιση της εναπόθεσης ενέργειας εντός αυτού. Η άθροιση γίνεται για κάθε διαμέριση στο η ενώ βρίσκειται ο μέσος όρος ως προς το ϕ .
- Διόρθωση για τον θόρυβο+ μία επιπρόσθετη αλληλεπίδραση: Η διόρθωση αυτή γίνεται χρησιμοποιώντας *minimum bias triggers* και επιλέγοντας δεδομένα που ελήφθησαν νωρίς, όταν ο αριθμός των αλληλεπιδράσεων ανα διασταύρωση δέσμης δεν ξεπερνούσε το 1.
- Συνολική διόρθωση για το *offset*: Η διόρθωση αυτή γίνεται χρησιμοποιώντας μόνο τυχαίους σκανδαλιστές (*zero bias*) και κατηγοριοποιείται ανάλογα με τον αριθμό των αναχτασχυασμένων κύριων κορυφών στο γεγονός. Όσο αυτός ο αριθμός αυξάνει τόσο η συνεισφορά των επιπρόσθετων γεγονότων αυξάνει.

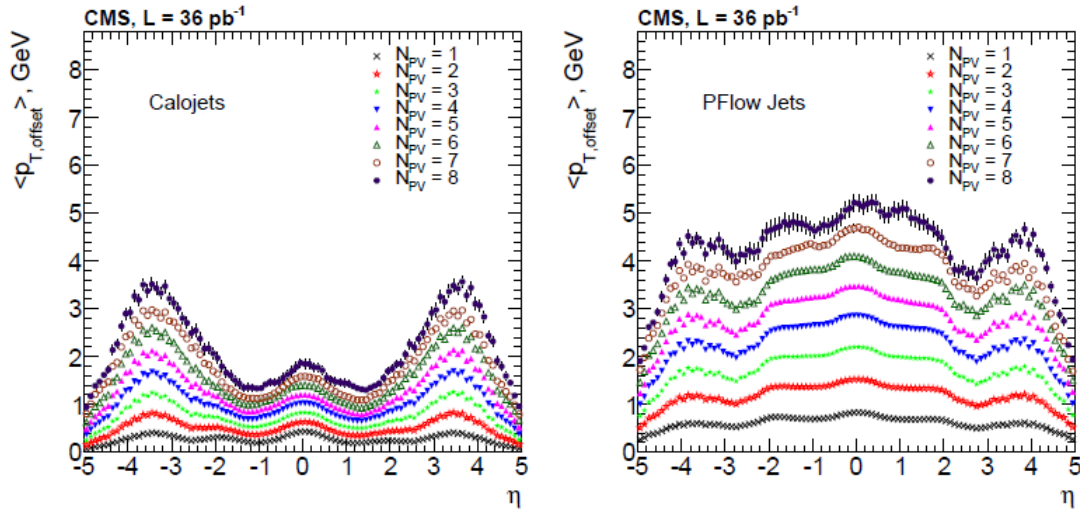
Ο παράγοντας διόρθωσης στην p_T του πίδακα ορίζεται ως:

$$C_{offset}(\eta, p_T^{raw}, N_{PV}) = 1 - \frac{(N_{PV} - 1) \cdot \langle p_T^{1P.V} \rangle}{p_T^{raw}} \quad (4.2.3.1)$$

όπου N_{PV} ο αριθμός των κύριων κορυφών, $\langle p_T^{1P.V} \rangle$ η μέση εγκάρσια ορμή που εναποτίθεται για μία κύρια κορυφή και p_T^{raw} η τιμή της εγκάρσιας ορμής πριν την διόρθωση.



Σχήμα 4.7: Αριστερά: Η μέση συνεισφορά στην ενέργεια του πίδακα ως συνάρτηση του η απο γεγονότα μόνο με θόρυβο (ανοιχτοί κύκλοι) και απο γεγονότα με θόρυβο και επιπρόσθετες αλληλεπιδράσεις (μαύροι κύκλοι) Δεξιά: Η μέση συνεισφορά στην p_T συναρτήσει του η από τα ίδια γεγονότα



Σχήμα 4.8: Αριστερά: Η μέση συνεισφορά στην p_T συναρτήσει του η για διαφορετικούς αριθμούς κυρίων κορυφών σε πίδακες που ανακατασκευάστηκαν με την μέθοδο *Calorimeter Jet Reconstruction* Δεξιά: Η μέση συνεισφορά στην p_T συναρτήσει του η για διαφορετικούς αριθμούς κυρίων κορυφών σε πίδακες που ανακατασκευάστηκαν με την μέθοδο *Particle Flow*

Παρατηρούμε ότι αυξανόμενων των κυρίων κορυφών, η μέση συνεισφορά *offset* αυξάνει κατά τα αναμενόμενα. Επιπλέον, βλέπουμε ότι σε πίδακες που έχουν ανακατασκευαστεί με την μέθοδο *Particle Flow* η μέση συνεισφορά *offset* είναι μεγαλύτερη από ότι σε πίδακες που ανακατασκευάζονται μόνο με καλοριμετρική πληροφορία. Το γεγονός αυτό αιτιολογείται με βάση το ότι η μέθοδος αυτή έχει την ικανότητα να ανακατασκευάζει και χαμηλοενεργειακά φορτισμένα σωματία ενώ η καλοριμετρική μέθοδος δεν τα συμπεριλαμβάνει.

Η μέθοδος που περιγράφηκε παραπάνω ονομάζεται *Average Offset Method* . Άλλες μέθοδοι μελέτης της διόρθωσης *offset* αξιοποιούν το γεγονός ότι η μέση εγκάρσια ορμή ανα μονάδα επιφανείας δεν είναι ευαίσθητη στην ύπαρξη υψηλοενεργειακών πίδακων.

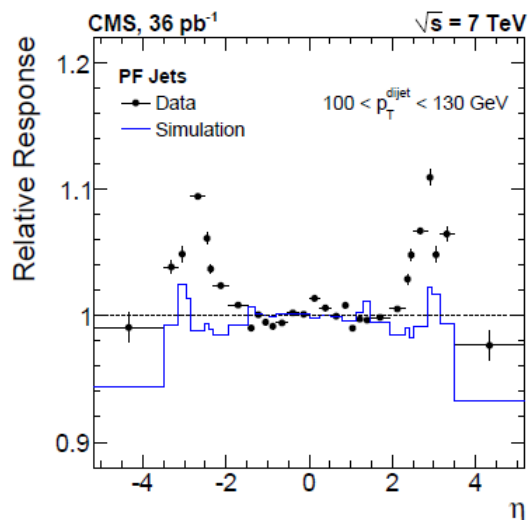
Σχετική διόρθωση

Η διόρθωση αυτή εφαρμόζεται για να άρει τις διαφορές στην μετρούμενη p_T για διαφορετικές περιοχές του ανιχνευτή . Ο λόγος ύπαρξης αυτών των διαφορών είναι η μη-ομοιογένεια και μη γραμμικότητα στην απόκριση του ανιχνευτή συναρτήσει του η . Για τον σκοπό αυτό αξιοποιείται η μέθοδος *di-jet balance*. Στην μέθοδο αυτή επιλέγονται γεγονότα που περιέχουν 2 αντιδιαμετρικούς πίδακες, ο ένας εκ των οποίων βρίσκεται στην περιοχή του βαρελιού (*barrel*) με $|\eta| < 1.3$ και ο άλλος σε τυχαίο η . Η επιλογή του βαρελιού ως περιοχής αναφοράς γίνεται διότι το βαρέλι είναι ομοιόμορφο καθώς και επειδή στις κεντρικές ψευδωκύτητες αναμένουμε πίδακες με μεγαλύτερη εγκάρσια ορμή.

Τα γεγονότα αυτά απαιτείται να ικανοποιούν τις εξής περεταίρω συνθήκες: Τουλάχιστον μία κύρια κορυφή με απόσταση από το κέντρο του ανιχνευτή: $|z(PV)| < 15cm$, τουλάχιστον 4 τροχιές οι οποίες να ξεκινούν από την κύρια κορυφή και διαφορά στην αζιμουθιακή γωνία ανάμεσα στους δύο πίδακες μεγαλύτερη από $\Delta\phi = 2.7rad$. Επιπλέον απαιτείται να μην υπάρχει τρίτος πίδακας με $p_T^{3rd\ jet} > 0.2 < p_T^{di-jet} >$, όπου $< p_T^{di-jet} > = \frac{p_{T1} + p_{T2}}{2}$.

Ορίζουμε την παράμετρο $< B > = \frac{p_{Tprobe} - p_{Tbarrel}}{p_T^{di-jet}}$ (4.2.3.2). Η απόκριση ορίζεται ως

$R(\eta, p_T) = \frac{2 + < B >}{2 - < B >}$ (4.2.3.3). Η διόρθωση γίνεται έτσι ώστε η απόκριση να γίνει ομοιόμορφη συναρτήσει του η .



Σχήμα 4.9: Η απόκριση συναρτήσει του η για πίδακες ανακατασκευασμένους με την μέθοδο *particle flow*

Απόλυτη διόρθωση

Η απόκριση στην ενέργεια ενός πίδακα είναι εν γένει μικρότερη της μονάδας. Η μετρούμενη ενέργεια είναι κατα κανόνα μικρότερη από την πραγματική, λόγω των ουδετέρων σωματιδίων που διαφεύγουν της ανίχνευσης (π.χ νετρόνια), αλλά και λόγω της μη καταμέτρησης ενέργειας σωματιδίων που μπορεί να διέλθουν από νεκρές περιοχές του ανιχνευτή (κενά, κατεστραμένα κελιά κλπ). Για να

διορθωθεί αυτό το φαινόμενο αξιοποιείται η διατήρηση της εγκάρσιας ορμής για γεγονότα με $\gamma + jet$ ή $Z + jet$ στην τελική κατάσταση. Η διόρθωση αυτή χρησιμοποιείται αφού πρώτα από τους πίδακες έχει αφαιρεθεί η ενέργεια λόγω θορύβου και επιπρόσθετων αλληλεπιδράσεων και η απόκριση έχει γίνει ομοιόμορφη συνάρτησι του η .

Στο πείραμα *CMS* η μέθοδος που χρησιμοποιείται για την απόλυτη διόρθωση είναι η *Missing E_T Projection Fraction (MPF)*. Για γεγονότα με $\gamma + jet$, η διατήρηση της ορμής ορίζει:

$$\vec{p_{T\gamma}} + \vec{p_{T recoil}} = \vec{0} \quad (4.2.3.4)$$

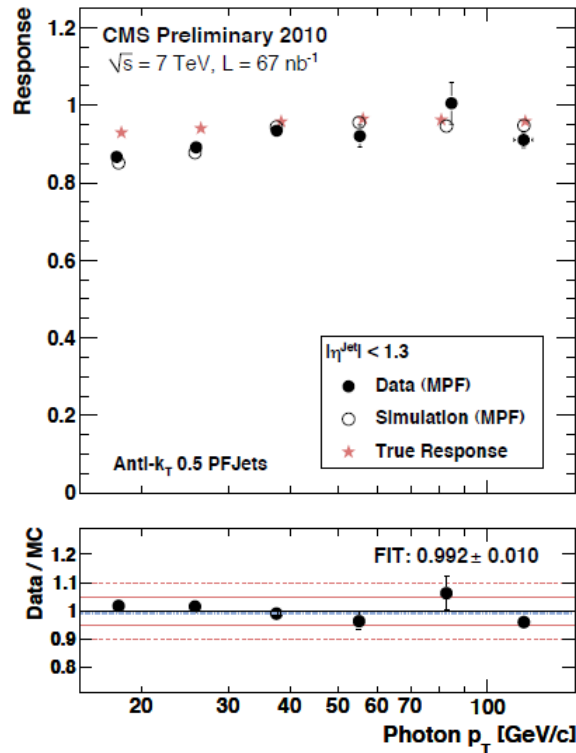
Ορίζουμε την απόκριση της μέτρησης εγκάρσιας ορμής για ακτίνες γ ως: R_γ και την απόκριση για το ανακρουόμενο σύστημα ως: R_{recoil} . Πειραματικά, η παραπάνω σχέση γίνεται:

$$R_\gamma \vec{p_{T\gamma}} + R_{recoil} \vec{p_{T recoil}} = -\vec{E_T^{miss}} \quad (4.2.3.5)$$

. Επιλύοντας το σύστημα των δύο εξισώσεων και θεωρώντας λόγω καλής βαθμονόμησης για τα φωτόνια $R_\gamma = 1$ καταλήγουμε:

$$R_{recoil} = 1 + \frac{\vec{E_T^{miss}} \cdot \vec{p_{T\gamma}}}{p_{T\gamma}^2} \quad (4.2.3.6)$$

Η επιλογή των γεγονότων γίνεται απαιτώντας ένα φωτόνιο με $p_T > 15 GeV$ στην περιοχή του βαρελιού, και έναν πίδακα ο οποίος ανακρούει στο φωτόνιο στην περιοχή του βαρελιού με $\Delta\phi > 2\pi/3$.



Σχήμα 4.10: Η απόκριση συνάρτησι της p_T του φωτονίου για την μέθοδο *MPF*

4.2.4 Κριτήρια ταυτοποίησης πιδάκων (PF Jet ID criteria)

Το πείραμα *CMS* έχει αναπτύξει μία σειρά κριτηρίων ταυτοποίησης για τους πίδακες που ανακατασκευάζονται με την μέθοδο *Particle Flow* ([10]). Η εφαρμογή των κριτηρίων αυτών έχει ως σκοπό την απόρριψη εσφαλμένα ανακατασκευασμένων ή χαμηλής ποιότητας πιδάκων καθώς και ανακατασκευασμένων πιδάκων που οφείλονται σε θόρυβο και παράλληλα την επιλογή των περισσότερων δυνατών πραγματικών και υψηλής ποιότητας πιδάκων.

Τα κριτήρια αυτά αξιοποιούν τις εξής παραμέτρους των πιδάκων: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε φορτισμένα αδρόνια - *Charged Hadron Fraction*, το ποσοστό ενέργειας που αποδίδεται σε ουδέτερα αδρόνια - *neutral hadron fraction*, το ποσοστό ενέργειας που αποδίδεται σε φορτισμένα ηλεκτρομαγνητικά σωματίδια (ηλεκτρόνια)-*charged EM fraction*, το ποσοστό ενέργειας που αποδίδεται σε ουδέτερα ηλεκτρομαγνητικά σωματίδια (φωτόνια)- *neutral EM fraction*, την πολλαπλότητα φορτισμένων σωματιδίων στον πίδακα *charged multiplicity*, την εγκάρσια ορμή και περιοχή ψευδωκότητας του πίδακα. Οι πίδακες που ανακατασκευάζονται 'ψευδώς' λόγω θορύβου παρουσιάζουν αφύσικα χαρακτηριστικά τα οποία είναι εμφανή στις σωματιδιακές κατανομές των πιδάκων. Αν υπάρχει θόρυβος στο ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο, προκαλεί μία αφύσικη κορυφή στις μεγάλες τιμές της κατανομής της ενέργειας που αποδίδεται σε ουδέτερα ηλεκτρομαγνητικά σωματίδια. Αντιστοίχως, θόρυβος στο αδρονικό καλορίμετρο θα δημιουργήσει αντίστοιχη κορυφή στις μεγάλες τιμές της κατανομής της ενέργειας που αποδίδεται σε ουδέτερα αδρόνια.

Τα κριτήρια ταυτοποίησης πιδάκων χωρίζονται σε δύο επιμέρους κατηγορίες: τα χαλαρά κριτήρια ταυτοποίησης και τα αυστηρά κριτήρια ταυτοποίησης. Αυτά συνοψίζονται παρακάτω

Χαλαρά κριτήρια ταυτοποίησης πιδάκων

- $p_T > 10\text{GeV}$ και $|\eta| < 2.4$
- *Charged Hadron Fraction* > 0.0
- *Neutral Hadron Fraction* < 1.0
- *Charged Multiplicity* > 0.0
- *Neutral EM Fraction* < 1.0
- *Charged EM Fraction* < 1.0

Αυστηρά κριτήρια ταυτοποίησης πιδάκων

- $p_T > 10\text{GeV}$ και $|\eta| < 2.4$
- *Charged Hadron Fraction* > 0.0
- *Neutral Hadron Fraction* < 0.9
- *Charged Multiplicity* > 0.0
- *Neutral EM Fraction* < 1.0
- *Charged EM Fraction* < 0.9

Η τιμή αποκοπής που χρησιμοποιήθηκε στην p_T επελέγη διότι εφαρμόζοντάς την ελαττώνεται σημαντικά ο αριθμός των πιδάκων που ανακατασκευάστηκαν εσφαλμένα. Η επιλογή : $|\eta| < 2.4$ συμπίπτει με την περιοχή που καλύπτει ο ανιχνευτής τροχιών. Οι πίδακες που ανακατασκευάζονται με την μέθοδο *Particle Flow* αξιοποιούν την καλή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή αυτού. Οι ποσότητες που σχετίζονται με το σωματιδιακό περιεχόμενο των πιδάκων επελέγησαν διότι αφενός μπορούν να μαρτυρήσουν την ύπαρξη θορύβου στο αδρονικό και το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο. Αφετέρου, γνωρίζοντας θεωρητικά την μέση περιεκτικότητα των πιδάκων σε κάθε είδος σωματιδίου, μπορούμε να ξεχωρίσουμε τους πραγματικούς από τους εσφαλμένα ανακατασκευασμένους πίδακες.

Η συμπεριφορά αυτών των δύο σετ κριτηρίων ελέγχθηκε χρησιμοποιώντας δείγματα *Monte Carlo* στα 7TeV , δείγματα θορύβου τα οποία ελήφθησαν κατά την συλλογή δεδομένων κοσμικής ακτινοβολίας (*CRAFT 09 data*) καθώς και τα πρώτα γεγονότα στα 900 GeV και τα 2.36 TeV που καταγράφηκαν με σκανδαλιστές *minimum bias* από το πείραμα *CMS*. Η εφαρμογή των κριτηρίων αυτών έδειξε ότι έχουν την ικανότητα να απορρίψουν $> 99\%$ των ψευδών πιδάκων, ενώ παράλληλα να διατηρήσουν $> 99\%$ των καλά ανακατασκευασμένων πιδάκων, με τα αυστηρά κριτήρια να απορρίπτουν περί τον διπλάσιο αριθμό ψευδών πιδάκων από τα χαλαρά.

Κεφάλαιο 5

Πειραματική Μέτρηση

5.1 Εισαγωγή

Στα πλαίσια του Καθιερωμένου Προτύπου, γεγονότα με δύο ενεργητικούς πίδακες (*dijets*) εμφανίζονται σε συγκρούσεις πρωτονίου-πρωτονίου λόγω σκέδασης παρτονίου-παρτονίου. Τα σχεδάζόμενα παρτόνια εξελίσσονται σε αδρονικούς πίδακες. Η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των διπλών πιδάκων όπως προβλέπεται από την Κβαντική Χρωμοδυναμική (*QCD*) φθίνει ομαλά και απότομα αυξανόμενης της μάζας. Σε αυτήν την ανάλυση παρουσιάζεται η μέτρηση τη ενεργού διατομής παραγωγής διπλών πιδάκων σαν συνάρτηση της αναλλοίωτης μάζας τους για συγκρούσεις πρωτονίων με ενέργεια κέντρου μάζας $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Τα δεδομένα ελήφθησαν με τον ανιχνευτή *CMS* στον επιταχυντή *LHC* του *CERN* κατά την λήψη δεδομένων (*run*) του 2012 και αντιστοιχούν σε ολοκληρωμένη φωτεινότητα 9.2 fb^{-1} . Η μετρημένη ενεργός διατομή έρχεται να συγκριθεί με τις προβλέψεις της Κβαντικής Χρωμοδυναμικής σε μια νέα ενέργεια κέντρου μάζας και μια κινηματική περιοχή έως τώρα ανεξερεύνητη απο προηγούμενα πειράματα ([11],[12],[13]).

Η σημασία της μέτρησης αυτής είναι μεγάλη, διότι αξιοποιώντας γεγονότα διπλών πιδάκων μπορούμε να διαπιστώσουμε την εγκυρότητα της Κβαντικής Χρωμοδυναμικής στην κινηματική περιοχή της μέτρησης. Επιπλέον, τα δεδομένα αυτά μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να ελαττώσουν την αβεβαιότητα στις συναρτήσεις δομής των παρτονίων, καθώς και για να διακριθεί ποια σετ συναρτήσεων δομής περιγράφουν καλύτερα τα δεδομένα. Τέλος, γεγονότα με διπλούς πίδακες μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε μελέτες νέας φυσικής για την ύπαρξη νέων βαρέων σωματιδίων που διασπώνται σε δύο παρτόνια, αλλά και την ύπαρξη αλληλεπιδράσεων επαφής μεταξύ των παρτονίων οι οποίες μαρτυρούν ότι αυτά έχουν εσώτερη δομή([2],[3]).

5.2 Ανάλυση

Στην ενότητα αυτή θα περιγραφούν οι συλλογές δεδομένων και προσομοίωσης (*Monte Carlo*) που χρησιμοποιήθηκαν, οι σκανδαλιστές υψηλού επιπέδου (*HLT*s) που χρησιμοποιήθηκαν, τα κριτήρια επιλογής γεγονότων πιδάκων, η διακριτική ικανότητα στην μέτρηση της μάζας και καθώς και ο έλεγχος ποιότητας των δεδομένων. Στο τελευταίο τμήμα συμπεριλαμβάνονται συγκρίσεις μεταξύ δεδομένων και *Monte Carlo* καθώς και ο έλεγχος της σταθερότητας των ανακατασκευασμένων ποσοτήτων συναρτήσε του χρόνου. Επιπλέον, θα περιγραφεί η διαδικασία της κατασκευής του πειραματικού φάσματος από τις διαφορετικές συλλογές δεδομένων και η διαδικασία του ξεδιπλώματος (*unfolding*) του μετρούμενου φάσματος.

Η παράμετρος ενδιαφέροντος στην ανάλυση αυτή είναι η αναλλοίωτη μάζα των διπλών πιδάκων.

Για τους σκοπούς της ανάλυσης, η μάζα χωρίζεται σε διαμερίσεις με εύρος μεγαλύτερο από την διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή. Η αναλλοίωτη μάζα των διπλών πιδάκων υπολογίζεται από τα τετρανύσματα *Lorentz* των δύο πιδάκων με την υψηλότερη εγκάρσια ορμή, με βάση την παρακάτω σχέση:

$$M_{jj} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad (5.2.1)$$

Επιπλέον, οι διπλοί πίδακες κατηγοριοποιούνται ανάλογα με την ωκύτητά τους σε πέντε διαμερίσεις. Για κάθε διπλό πίδακα, βρίσκουμε την μέγιστη ανάμεσα στις ωκύτητες των δύο πιδάκων, $y_{max} = \max(|y_1|, |y_2|)$. Κάθε διπλός πίδακας τοποθετείται σε μία διαμέριση ωκύτητας :

$ybin0 \rightarrow 0.0 < |y_{max}| < 0.5$, $ybin1 \rightarrow 0.5 < |y_{max}| < 1.0$,
 $ybin2 \rightarrow 1.0 < |y_{max}| < 1.5$, $ybin3 \rightarrow 1.5 < |y_{max}| < 2.0$, $ybin4 \rightarrow 2.0 < |y_{max}| < 2.5$.

5.2.1 Συλλογές δεδομένων και Monte Carlo

Τα δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν για αυτήν την μέτρηση συλλέχθηκαν κατά την διάρκεια της λήψης δεδομένων του 2012 με σκανδαλιστές ενός πίδακα (*single jet triggers*), και τα οποία ανήκουν σε τρεις διαφορετικές συλλογές δεδομένων όπως φαίνεται στον παρακάτω πίνακα. Η ανακατασκευή έγινε με την έκδοση 5.3.2 του *CMSSW* και οι καλές λήψεις δεδομένων (*runs*) και η συνολική φωτεινότητα επελέγησαν με βάση τους παρακάτω φακέλους *JSON*.

ERA	Primary Dataset	DBS name
2012A	Jet	Jet/Run2012A-13Jul2012-v1/AOD
2012B	JetMon	JetMon/Run2012B-13Jul2012-v1/AOD
2012B	JetHT	JetHT/Run2012B-13Jul2012-v1/AOD
2012C	JetMon	JetMon/Run2012C-PromptReco-v2/AOD
2012C	JetHT	JetHT/Run2012C-PromptReco-v2/AOD

Σχήμα 5.1: Συλλογές δεδομένων που χρησιμοποιήθηκαν από αυτήν την ανάλυση

Κάθε συλλογή δεδομένων σχηματίζεται συνδυάζοντας σκανδαλιστές ενός πίδακα με το ίδιο κατώφλι στον *HLT*. Οι διαφορές ανάμεσα στις εκδόσεις του κάθε σκανδαλιστή οφείλονται σε διαφορετικές απαιτήσεις στο πρώτο επίπεδο σκανδαλισμού. Στο σχήμα 5.2 παρουσιάζονται οι συλλογές δεδομένων που χρησιμοποιήθηκαν με την αντίστοιχη φωτεινότητα και τον παράγοντα προκλιμάκωσης.

Για τις συλλογές *Monte Carlo* χρησιμοποιήθηκε η παραγωγή "*Summer12*". Συγκεκριμένα, χρησιμοποιήθηκαν γεγονότα *QCD* τα οποία παράχθηκαν με *PYTHIA6*([14]) (*Z2 tune*) σε διαμερίσεις της $\widehat{p}_T$ οι οποίες καλύπτουν πλήρως τον κινηματικό φασικό χώρο και οι οποίες δέχθηκαν επεξεργασία μέσω της πλήρους προσομοίωσης του ανιχνευτή με το *GEANT4*([15]). Η ανακατασκευή των συλλογών *Monte Carlo* έγινε με την έκδοση 5.3.2 του *CMSSW*. Αυτές οι συλλογές χρησιμοποιήθηκαν για την σύγκριση των διαφόρων μεταβλητών σχετικών με τους πίδακες και τα γεγονότα μεταξύ δεδομένων και προσομοίωσης.

Sample	HLT Paths (OR)	Eff. Luminosity pb^{-1}	Eff. Prescale
Jet80	HLT_PFJet80_v3_v8	1.18	7800
Jet140	HLT_PFJet140_v3_v8	29.45	312
Jet200	HLT_PFJet200_v3_v8	130.14	70
Jet260	HLT_PFJet260_v3_v8	515.13	17
Jet320	HLT_PFJet320_v3_v8	9212.60	1

Σχήμα 5.2: Οι σκανδαλιστές υψηλού επιπέδου που χρησιμοποιήθηκαν για αυτήν την ανάλυση μαζί με την αντίστοιχη φωτεινότητα και τον παράγοντα προκλιμάκωσης

5.2.2 Ανακατασκευή πιδάκων

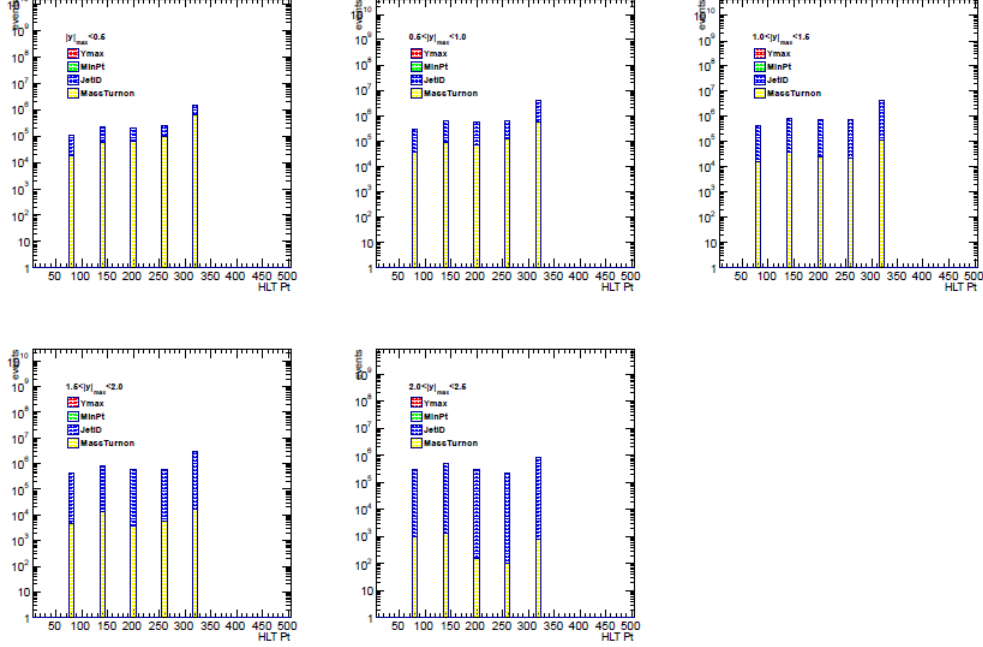
Σε αυτήν την ανάλυση οι πίδακες ανακατασκευάστηκαν χρησιμοποιώντας τον αλγόριθμο *anti - k_T* με παράμετρο διάστασης $R = 0.7$ στο επίπεδο $y - \phi$ (δηλαδή το επίπεδο που ορίζεται από τις συντεταγμένες της ωκότητας -άρα και της ζενίθειας γωνίας- και της αζιμουθιακής γωνίας). Ως πληροφορία εισόδου σε αυτόν τον αλγόριθμο χρησιμοποιήθηκαν τα τετρανύσματα *Lorentz* από τα ανακατασκευασμένα σωματίδια με την μέθοδο *Particle Flow* ([7]). Οι πίδακες που ταυτοποιούνται στην έξοδο (*PFjets*) χρειάζονται μία περεταίρω ενεργειακή διόρθωση (*JEC*) ως προς το περιεχόμενο του πίδακα στα ουδέτερα αδρόνια, το οποίο μετρείται στο αδρονικό καλορίμετρο το οποίο δεν έχει σταθερή απόκριση σε όλον του τον όγκο. Σε αυτήν την ανάλυση, για τις ενεργειακές διορθώσεις χρησιμοποιήθηκε η έκδοση (*GR_R_53_V10*). Το πείραμα *CMS* έχει αναπτύξει κριτήρια ποιότητας πιδάκων ("*JET ID*") για πίδακες που ανακατασκευάστηκαν με την μέθοδο *Particle Flow*, τα οποία παρουσιάζονται εκτενώς στην ενότητα 4.2.4 ([10]). Τα κριτήρια αυτά διατηρούν την πλειοψηφία των πραγματικών πιδάκων σε επίπεδο προσομοίωσης ενώ απορρίπτουν τους περισσότερους 'ψευδείς' πίδακες οι οποίοι προκύπτουν από θόρυβο των καλοριμέτρων ή των ηλεκτρονικών λήψης δεδομένων. Αυτά τα κριτήρια ελέγχονται σε συλλογές δεδομένων στις οποίες δεν υπάρχουν συγκρούσεις πρωτονίων, όπως δεδομένα κοσμικών ακτίνων ή δεδομένα από άδειους συρμούς σωματιδίων κατά την διάρκεια της λειτουργίας του *LHC*. Οι πίδακες που χρησιμοποιήθηκαν στην ανάλυση αυτή απαιτείται να ικανοποιούν τα αυστηρά κριτήρια ταυτοποίησης (*Tight PF Jet ID Criteria*).

5.2.3 Κριτήρια επιλογής γεγονότων και πιδάκων

Η επιλογή των γεγονότων για αυτήν την ανάλυση έγινε με την απαίτηση τουλάχιστον μιας καλά ανακατασκευασμένης κύριας κορυφής με απόσταση από το κέντρο του ανιχνευτή ίση με : $|z(PV)| < 24\text{cm}$ και τουλάχιστον 4 τροχιές που να προέρχονται από την προσαρμογή της κύριας κορυφής με τουλάχιστον 5 βαθμούς ελευθερίας ($n_{dof} \geq 5.0$). Με αυτά τα κριτήρια, αποκλείουμε από τις συλλογές δεδομένων μας τις αλληλεπιδράσεις που οφείλονται σε κοσμική ακτινοβολία, τα σωματίδια που παράχθηκαν από αλληλεπιδράσεις της δέσμης με τα τοιχώματα του ανιχνευτή (*beam scraping*) καθώς και σωματίδια που κινούνται παράλληλα με την δέσμη στις περιοχές που η έντασή της είναι χαμηλή (*beam halo*).

Επιπρόσθετα, τα γεγονότα απαιτούνται να περιέχουν τουλάχιστον 2 πίδακες ανακατασκευασμένους με την μέθοδο *Particle Flow* με διορθωμένη $p_T > 30\text{GeV}$. Και οι δύο πίδακες πρέπει να ικανοποιούν τα αυστηρά κριτήρια ταυτοποίησης (*tight jet ID cuts*). Αν κάποιος από τους πιο ενεργητικούς πίδακες δεν ικανοποιεί τα αυστηρά κριτήρια ταυτοποίησης, το γεγονός απορρίπτεται. Τέλος, τα επιλεγμένα γεγονότα χωρίζονται σε περιοχές ωκότητας οι οποίες καθορίζονται από

την μέγιστη ωκύτητα ανάμεσα στους δύο πιο ενεργητικούς πίδακες: $|y_{max}| = \max(|y_1|, |y_2|) < 2.5$ (5.2.3.1). Η τελευταία επιλογή δικαιολογείται από το γεγονός ότι η ανακατασκευή των πιδάκων αξιοποιεί την πληροφορία του ανιχνευτή τροχιών ο οποίος καλύπτει περιοχές ωκύτητας έως $|\eta| < 2.4$.



Σχήμα 5.3: Η ελάττωση του αριθμού γεγονότων συναρτήσει της εγκάρσιας ορμής για τα διάφορα κριτήρια τα οποία χρησιμοποιήθηκαν κατα την ανάλυση

5.2.4 Μελέτη σκανδαλισμού

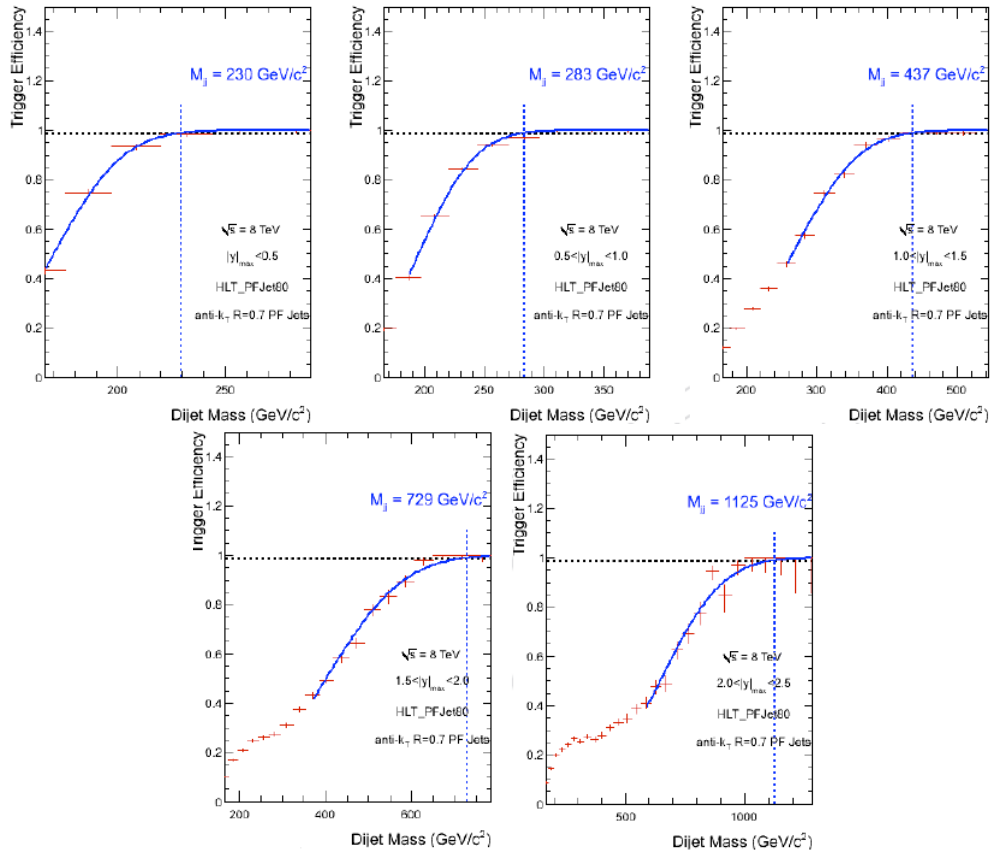
Στην ενότητα αυτή παρουσιάζεται η μελέτη του σκανδαλισμού και ο προσδιορισμός της τιμής της αναλλοίωτης μάζας για την οποία η απόδοση του σκανδαλισμού ήταν τουλάχιστον 99%. Η παράμετρος της απόδοσης σκανδαλισμού υπεισέρχεται στην μέτρηση της ενεργού διατομής. Αν η απόδοση είναι χαμηλή, τότε οι πίδακες που ανακατασκευάζονται είναι λιγότεροι από τους παραγόμενους πειραματικά. Κατα συνέπεια, συγκρίνοντας την θεωρία με το πειραματικό αποτέλεσμα θα παρουσιαστεί απόκλιση η οποία δεν οφείλεται σε κάποιο νέο φυσικό φαινόμενο. Η μέθοδος που ακολουθήθηκε για τον προσδιορισμό της απόδοσης σκανδαλισμού ήταν η σχετική μέθοδος. Συγκεκριμένα η απόδοση για κάθε συλλογή δεδομένων μετριέται συγκρίνοντας δύο κατανομές, μία με χαμηλότερο κατώφλι στην p_T και μία με υψηλότερο κατώφλι χρησιμοποιώντας την παρακάτω σχέση:

$$\epsilon_A = \frac{\mathcal{L}_B}{\mathcal{L}_A} \frac{N_{TriggerA}}{N_{TriggerB}} \quad (5.2.4.1)$$

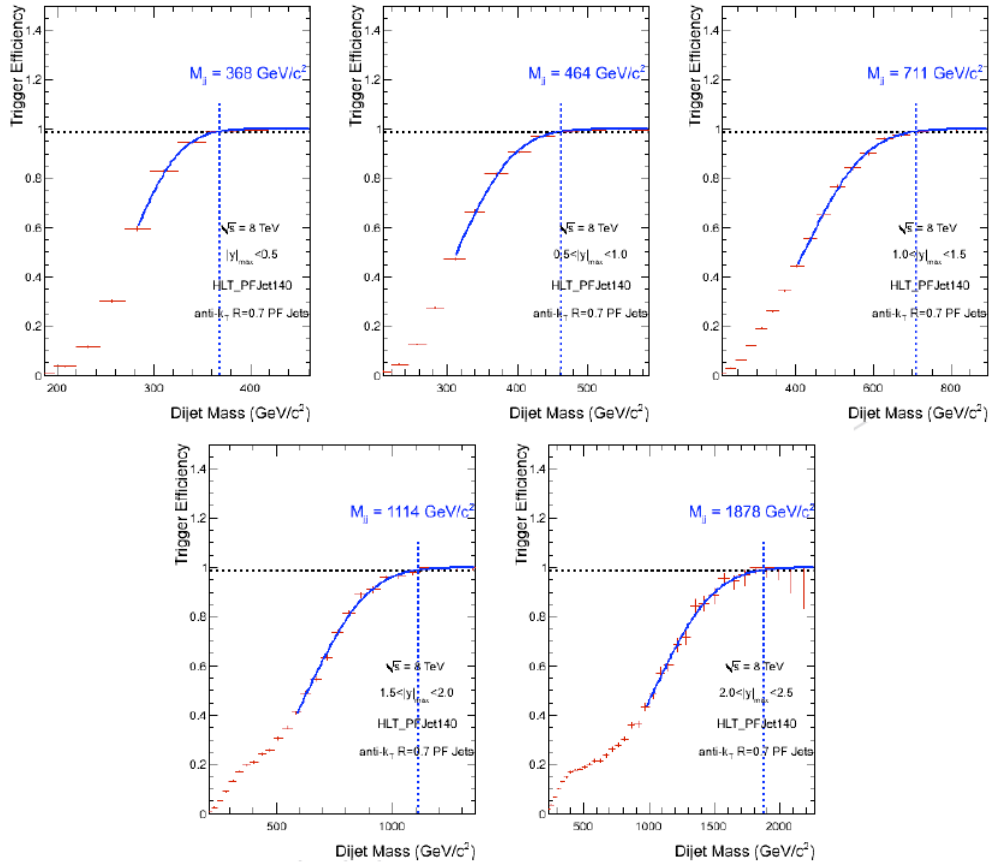
Στα παραπάνω, ϵ_A είναι η απόδοση του δείγματος με το υψηλότερο κατώφλι, $\mathcal{L}_{A,B}$ οι φωτεινότητες του δείγματος με το υψηλό και το χαμηλό κατώφλι αντίστοιχα και $N_{TriggerA,B}$ ο αριθμός των γεγονότων που πέρασαν τους σκανδαλισμούς A,B.

Χρησιμοποιώντας την παραπάνω σχέση σχηματίζουμε την καμπύλη εκκίνησης σκανδαλισμού (*trigger turn on curve*). Η εύρεση του σημείου στο οποίο η απόδοση είναι $> 99\%$ γίνεται προσαρμόζοντας την καμπύλη με μία *error function*. Στα σχήματα 5.4, 5.5 φαίνονται οι αποδόσεις

συναρτήσει της αναλλοίωτης μάζας των διπλών πιδάων για τα δείγματα *Jet80*, *Jet140* για 5 διαμερίσεις στην ωχύτητα.



Σχήμα 5.4: Καμπύλες εκκίνησης σκανδαλισμού συναρτήσει της αναλλοίωτης μάζας των διπλών πιδάων για τον σκανδαλιστή *HLT_PFJet80* και για 5 διαφορετικές διαμερίσεις του $|y|_{\text{max}}$. Το σημείο στο οποίο η απόδοση είναι 99% βρίσκεται προσαρμόζοντας την καμπύλη με μία *error function*



Σχήμα 5.5: Καμπύλες εκκίνησης σκανδαλισμού συναρτήσει της αναλλοίωτης μάζας των διπλών πι-δάκων για τον σκανδαλιστή $HLT_PFJet140$ και για 5 διαφορετικές διαμερίσεις του $|y|_{max}$. Το σημείο στο οποίο η απόδοση είναι 99% βρίσκεται προσαρμόζοντας την καμπύλη με μία *error function*

Sample	Jet80	Jet140	Jet200	Jet260	Jet320
[0.0-0.5]	244 GeV	296 GeV	526 GeV	649 GeV	788 GeV
[0.5-1.0]	296 GeV	489 GeV	693 GeV	838 GeV	1058 GeV
[1.0-1.5]	453 GeV	740 GeV	1058 GeV	1383 GeV	1687 GeV
[1.5-2.0]	649 GeV	1118 GeV	1770 GeV	2037 GeV	2546 GeV
[2.0-2.5]	788 GeV	1945 GeV	3019 GeV	3558 GeV	3704 GeV

Σχήμα 5.6: Η τιμή της μάζας με 99% απόδοση σκανδαλισμού για κάθε σκανδαλιστή και κάθε διαμέριση ωχύτητας

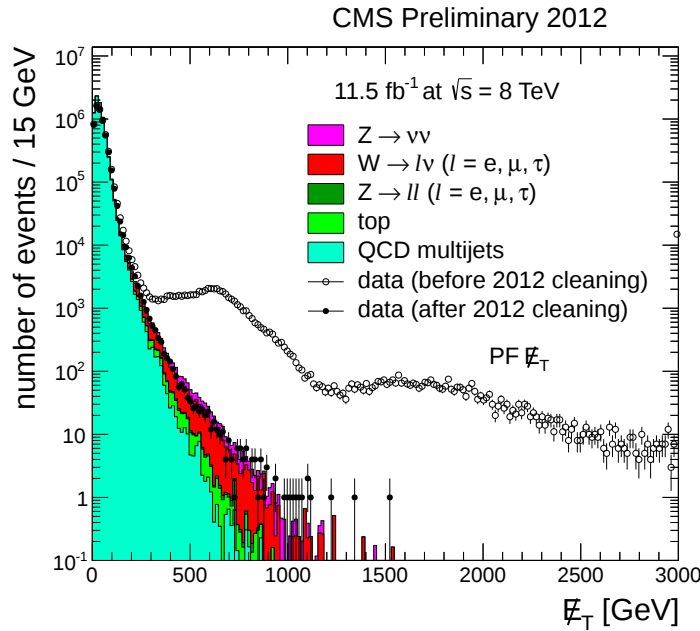
5.2.5 Ποιότητα δεδομένων

Σύγκριση δεδομένων με προσομοίωση (Monte Carlo)

Στην ενότητα αυτή εξετάζεται η ποιότητα των δεδομένων μας και των κριτηρίων επιλογής γεγονότων και πιδάκων απέναντι σε παθολογίες του ανιχνευτή, στην ύπαρξη θορύβου, αποτυχίες στην ανακατασκευή κ.α([2],[3]). Για τον σκοπό αυτό γίνεται η σύγκριση δεδομένων με *Monte Carlo* για μια σειρά μεταβλητών σχετικών με τα γεγονότα οι οποίες είναι ευαίσθητες στην παρουσία θορύβου:

- Η ελλείπουσα εγκάρσια ενέργεια προς την ολική εγκάρσια ενέργεια $E_T^{miss}/\Sigma E_T$
- Η αζιμουθιακή γωνία ανάμεσα στους δύο πίδακες $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$
- Η κατανομή της γωνίας σκέδασης των εξερχόμενων παρτονίων ως προς το κέντρο ορμής των δύο συγκρουόμενων παρτονίων $\cos(\theta^*) = \tanh(y_1 - y_2)$

Η πρώτη ποσότητα, $E_T^{miss}/\Sigma E_T$, είναι πολύ σημαντική για την διερεύνηση ύπαρξης θορύβου. Αυτό διότι στα γεγονότα κβαντικής χρωμοδυναμικής η ελλείπουσα ενέργεια είναι αμελητέα. Ελλείπουσα ενέργεια μπορεί να εμφανιστεί από φυσικές διαδικασίες όπως $p+p \rightarrow W+2\text{ jets}, Z+2\text{ jets}$ οι οποίες έχουν πολύ μικρότερη ενεργό διατομή από την παραγωγή διπλών πιδάκων, αλλά και από αλληλεπιδράσεις που παράγουν *top* κουαρκ στην τελική κατάσταση. Η ύπαρξη θορύβου θα μετατοπίσει την κατανομή της ελλείπουσας ενέργειας σε υψηλότερες τιμές από την αναμενόμενη.



Σχήμα 5.7: Η κατανομή της ελλείπουσας εγκάρσιας ενέργειας συγκρίνοντας δεδομένα και προσομοίωση *Monte Carlo* συμπεριλαμβάνοντας όλες τις διαδικασίες που συνεισφέρουν στην ύπαρξη ελλείπουσας εγκάρσιας ενέργειας. Με άδειους κύκλους βλέπουμε την συνεισφορά του ηλεκτρονικού θορύβου η οποία και στην συνέχεια αφαιρέθηκε([40])

Στην σύγκριση που έγινε σε αυτήν την ανάλυση, χρησιμοποιήθηκε προσομοίωση *Monte Carlo* κύριας τάξης (*Leading Order*) στην οποία προσομοιώθηκαν μόνο διαδικασίες της χβαντικής χρωμοδυναμικής.

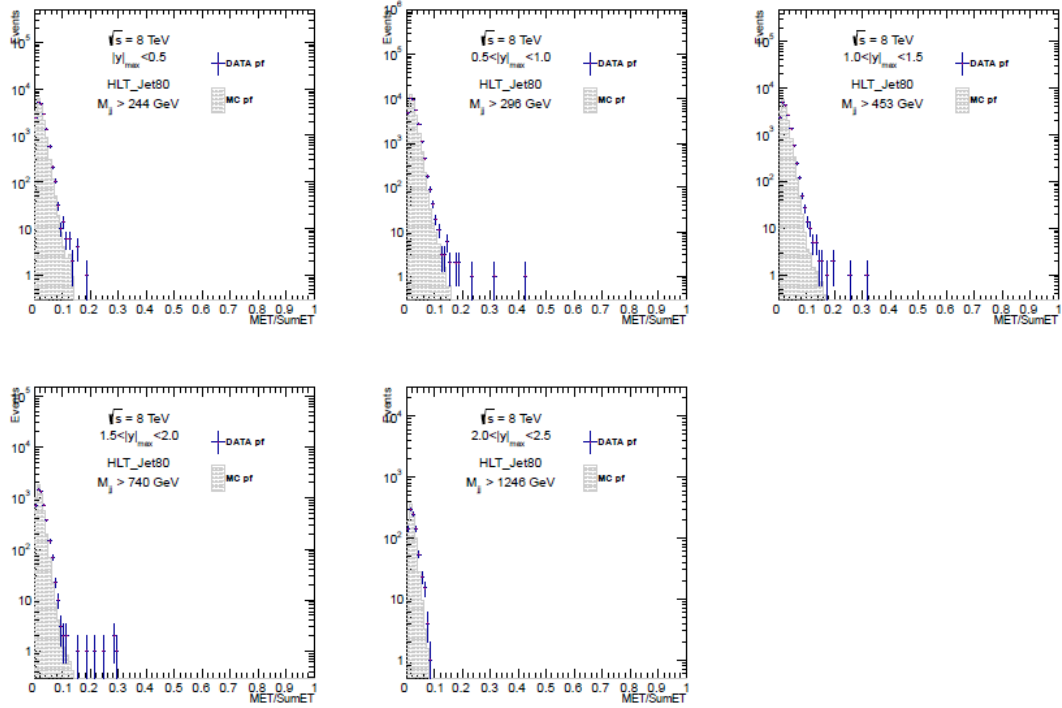
Η δεύτερη ποσότητα, $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$, μαρτυρά την ύπαρξη θορύβου ο οποίος βρίσκεται κυρίως εντός των πιδάκων. Οι διπλοί πίδακες αναμένεται να παράγονται αντιδιαμετρικά ως προς την αζιμουθιακή γωνία. Η ύπαρξη θορύβου θα μεταθέσει την αναμενόμενη τιμή της $\Delta\phi = \pi$ σε άλλη τιμή. Η τρίτη ποσότητα, $\cos(\theta^*)$, μαρτυρά τις λεπτομέρειες της αλληλεπίδρασης των παρτονίων. Η σκέδαση στο $s - channel$ έχει ως αποτέλεσμα πίδακες που παράγονται σε κεντρικές ωκύτητες, ενώ η σκέδαση στο $t - channel$ έχει ως αποτέλεσμα πίδακες που παράγονται σε εμπρόσθιες περιοχές. Η κατανομή της $\cos(\theta^*)$ έχει καλά καθορισμένη μορφή και είναι επίσης ευαίσθητη στην παρουσία θορύβου.

Ένας επιπλέον έλεγχος που επιτελείται για την διερεύνηση της ποιότητας των πιδάκων που επιλέξαμε είναι η σύγκριση ανάμεσα σε δεδομένα και *Monte Carlo* για τις παρακάτω θεμελιώδεις ποσότητες:

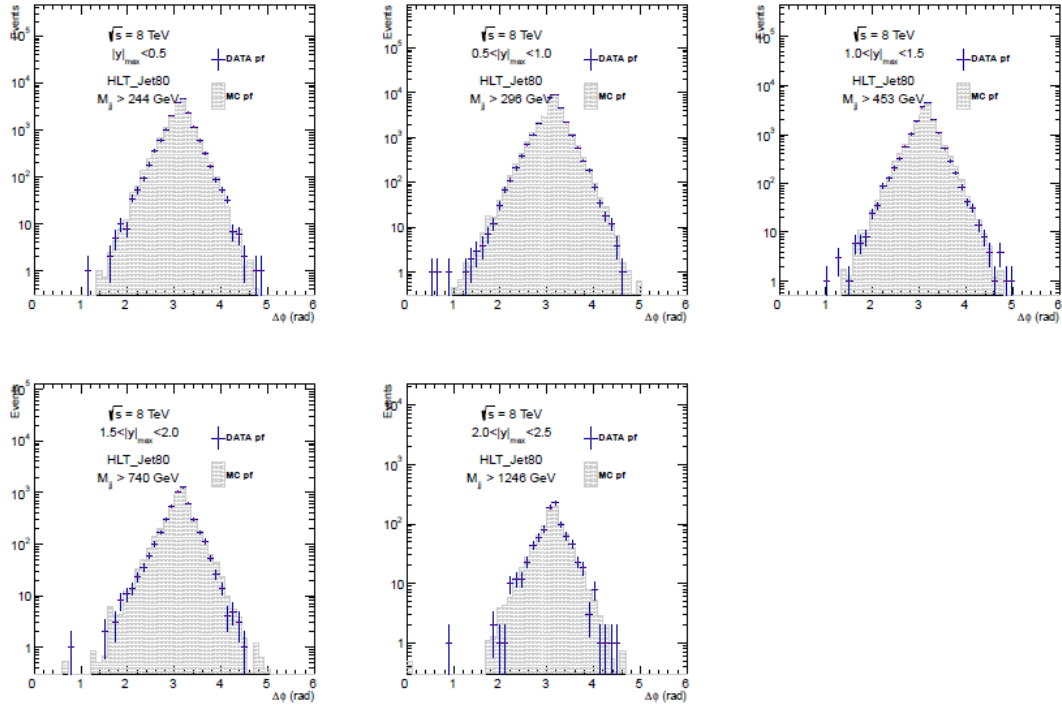
- Η p_T , το η και το ϕ του κάθε πίδακα
- Το ποσοστό της ενέργειας που αποδίδεται σε φορτισμένα αδρόνια (*CHF*)-δηλαδή κυρίως το περιεχόμενο σε φορτισμένα πιόνια- για τον κάθε πίδακα
- Το ποσοστό της ενέργειας που αποδίδεται σε ουδέτερα αδρόνια (*NHF*)-δηλαδή κυρίως το περιεχόμενο σε νετρόνια- για τον κάθε πίδακα
- Το ποσοστό της ενέργειας που αποδίδεται σε ουδέτερα ηλεκτρομαγνητικά σωμάτια (*NEMF*)-δηλαδή κυρίως σε ουδέτερα πιόνια και φωτόνια- για τον κάθε πίδακα

Η ύπαρξη θορύβου στο αδρονικό καλορίμετρο θα προκαλέσει μία περίσσεια στις υψηλές τιμές της ενέργειας των ουδετέρων αδρονίων, ενώ η ύπαρξη θορύβου στο ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο θα προκαλέσει περίσσεια στις υψηλές τιμές της ενέργειας των ουδετέρων ηλεκτρομαγνητικών σωματιδίων.

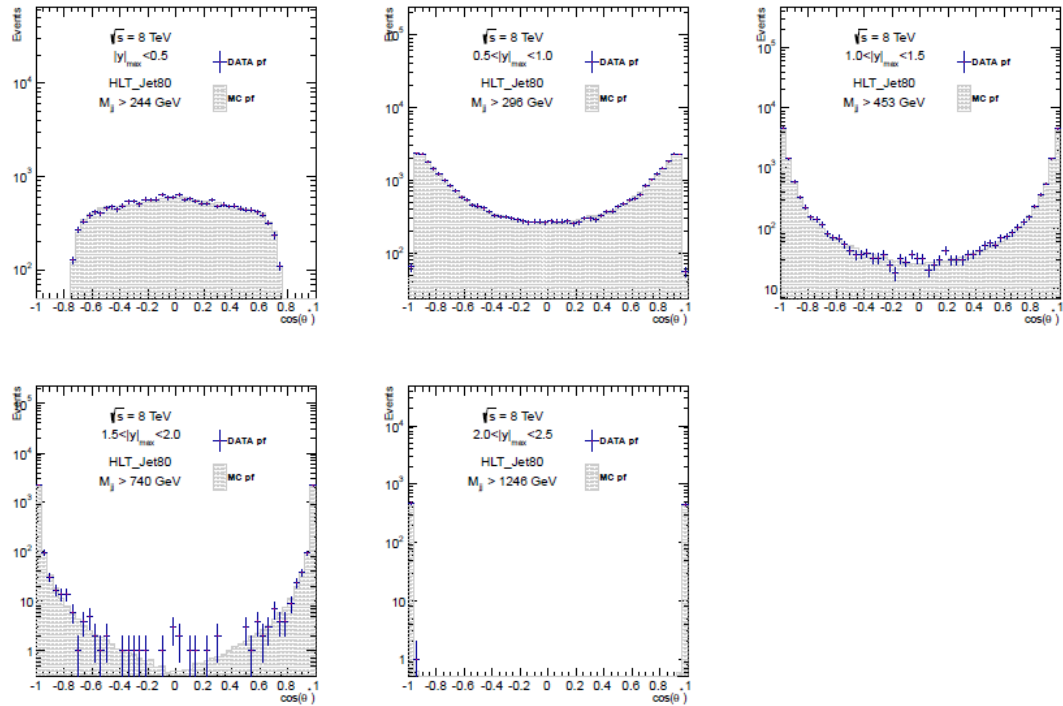
Στα σχήματα 5.8-5.16 βλέπουμε την σύγκριση δεδομένων και προσομοίωσης για τις μεταβλητές που συζητήθηκαν και για τις πέντε διαμερίσεις στο $|y|_{max}$. Για αυτά τα σχήματα χρησιμοποιήθηκε το δείγμα με τον σκανδαλιστή *Jet80* ενώ τα υπόλοιπα σχετικά διαγράμματα παρουσιάζονται στο Παράρτημα Α. Η συμφωνία ανάμεσα στα δεδομένα και την προσομοίωση είναι πολύ καλή χωρίς σημαντικές αποκλίσεις.



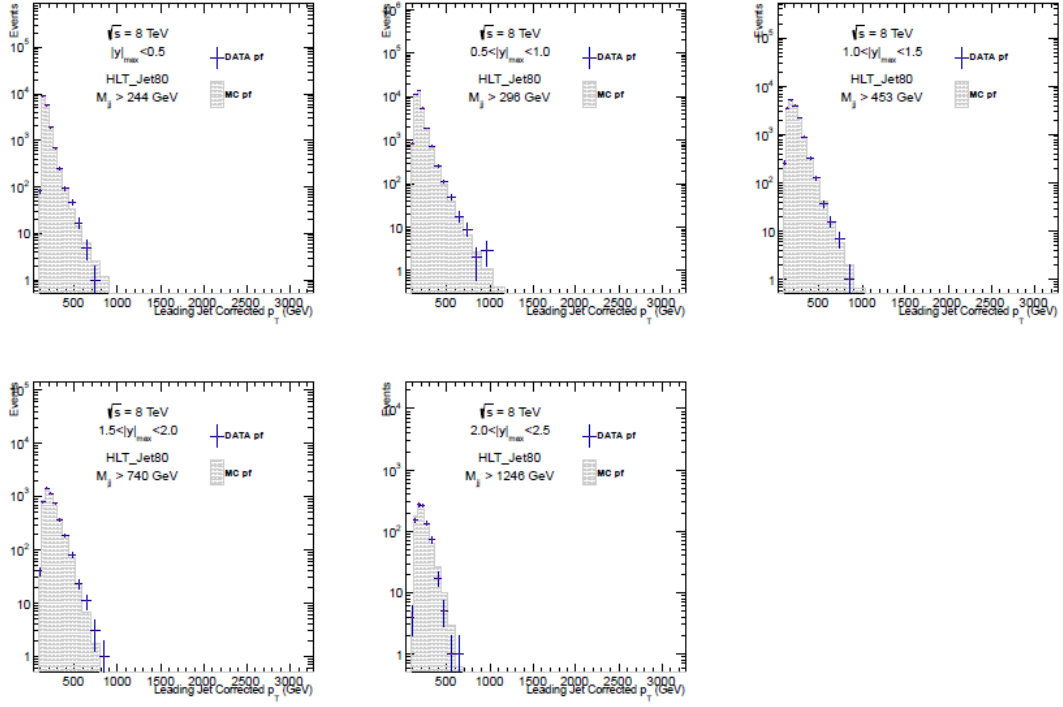
Σχήμα 5.8: Η κατανομή του λόγου της ελλείπουσας προς την ολική εγχάρσια ενέργεια του γεγονότος για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα $Jet80$. Με μπλέ βλέπουμε τα δεδομένα και με το γεμισμένο ιστόγραμμα βλέπουμε την προσομοίωση.



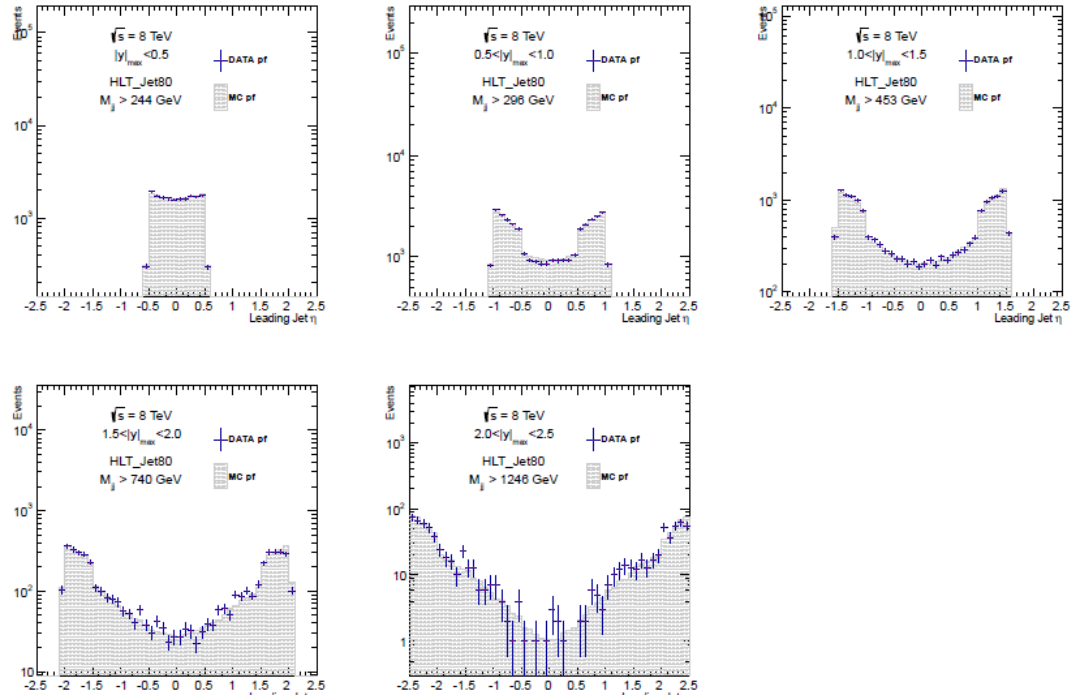
Σχήμα 5.9: Η κατανομή της $\Delta\phi$ των δύο πιδάκων του γεγονότος για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet80*. Με μπλέ βλέπουμε τα δεδομένα και με το γεμισμένο ιστόγραμμα βλέπουμε την προσομοίωση.



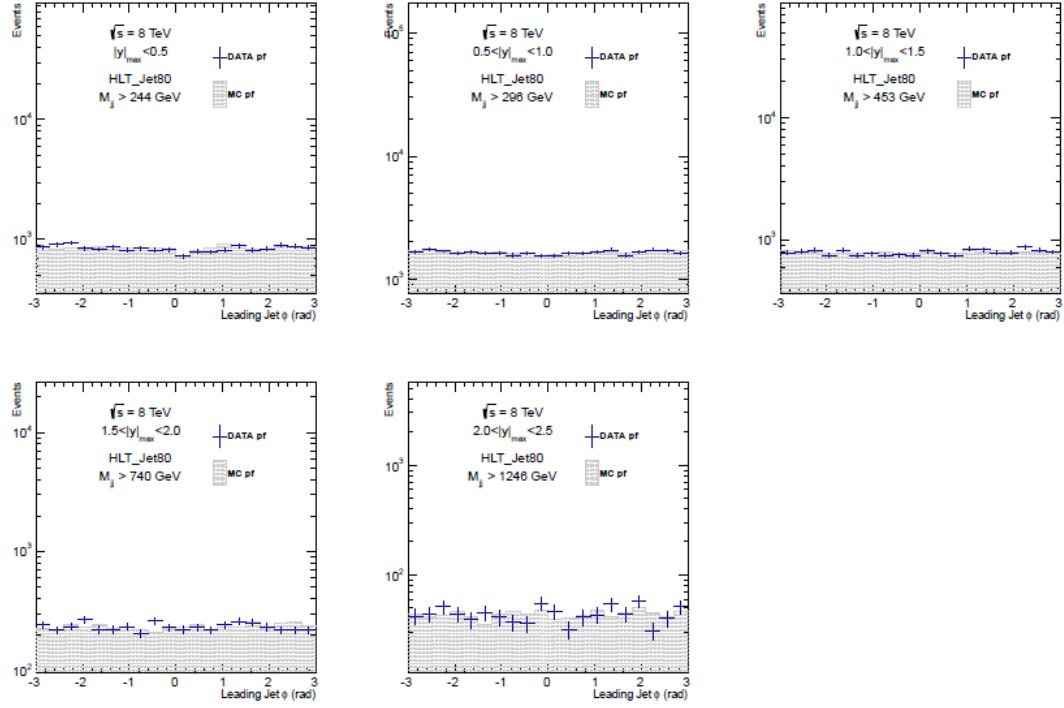
Σχήμα 5.10: Η κατανομή της $\cos(\theta^*)$ των δύο πιδάκων για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet80*. Με μπλέ βλέπουμε τα δεδομένα και με το γεμισμένο ιστόγραμμα βλέπουμε την προσομοίωση.



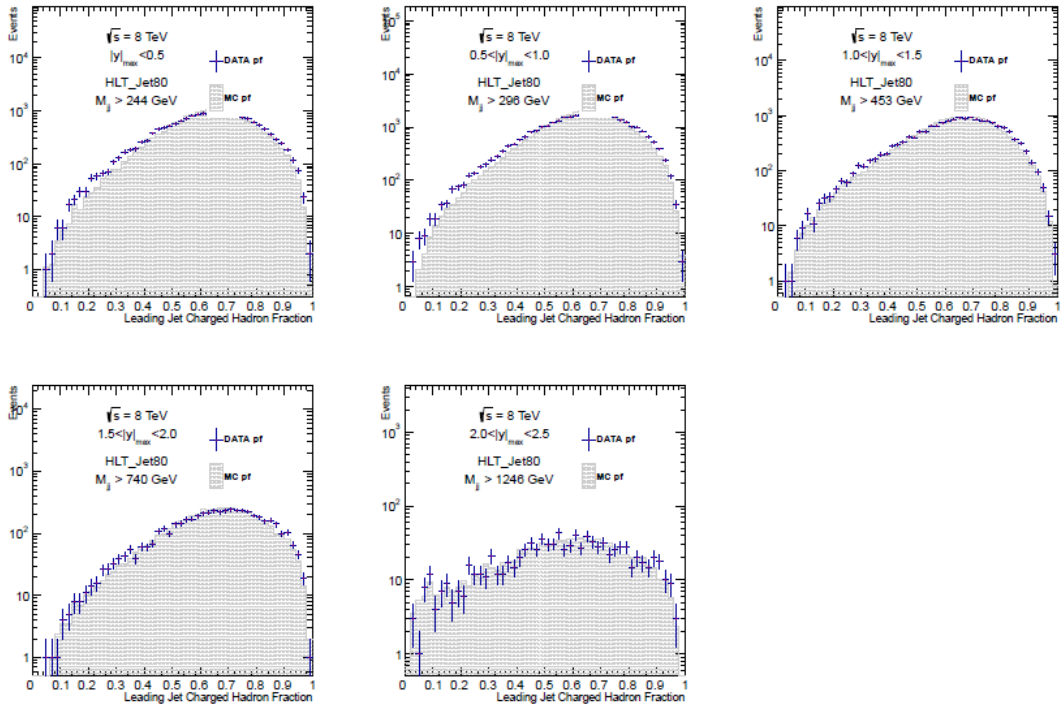
Σχήμα 5.11: Η κατανομή της εγκάρσιας ορμής του πιο ενεργητικού πίδακα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet80*. Με μπλέ βλέπουμε τα δεδομένα και με το γεμισμένο ιστόγραμμα βλέπουμε την προσομοίωση.



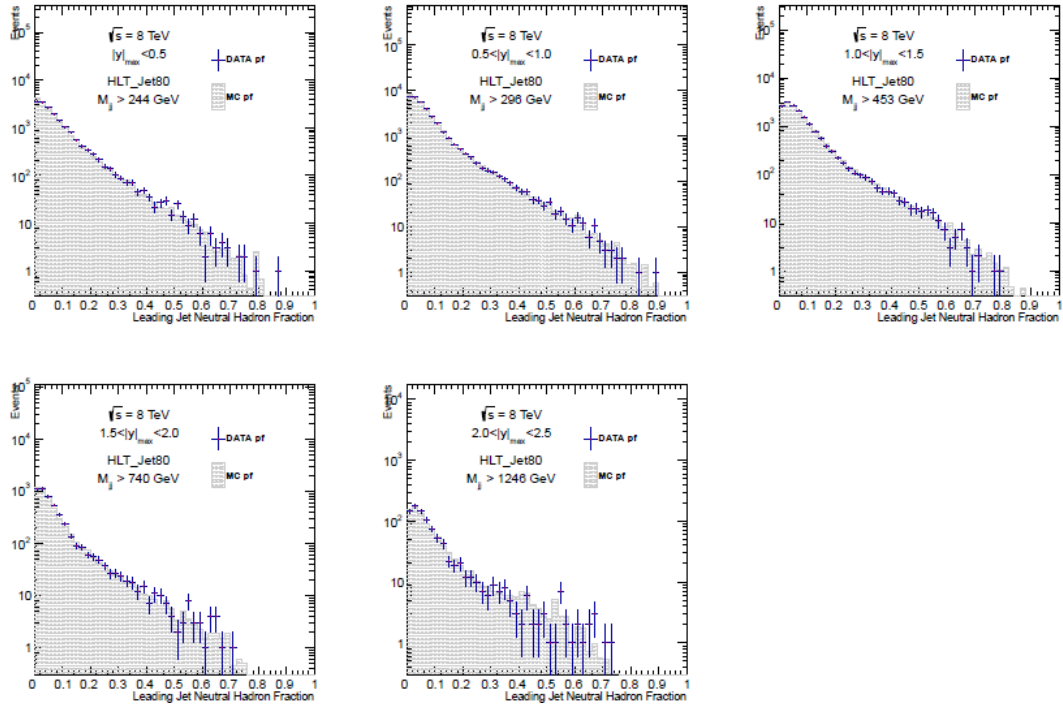
Σχήμα 5.12: Η κατανομή του η του πιο ενεργητικού πίδακα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet80*. Με μπλέ βλέπουμε τα δεδομένα και με το γεμισμένο ιστόγραμμα βλέπουμε την προσομοίωση.



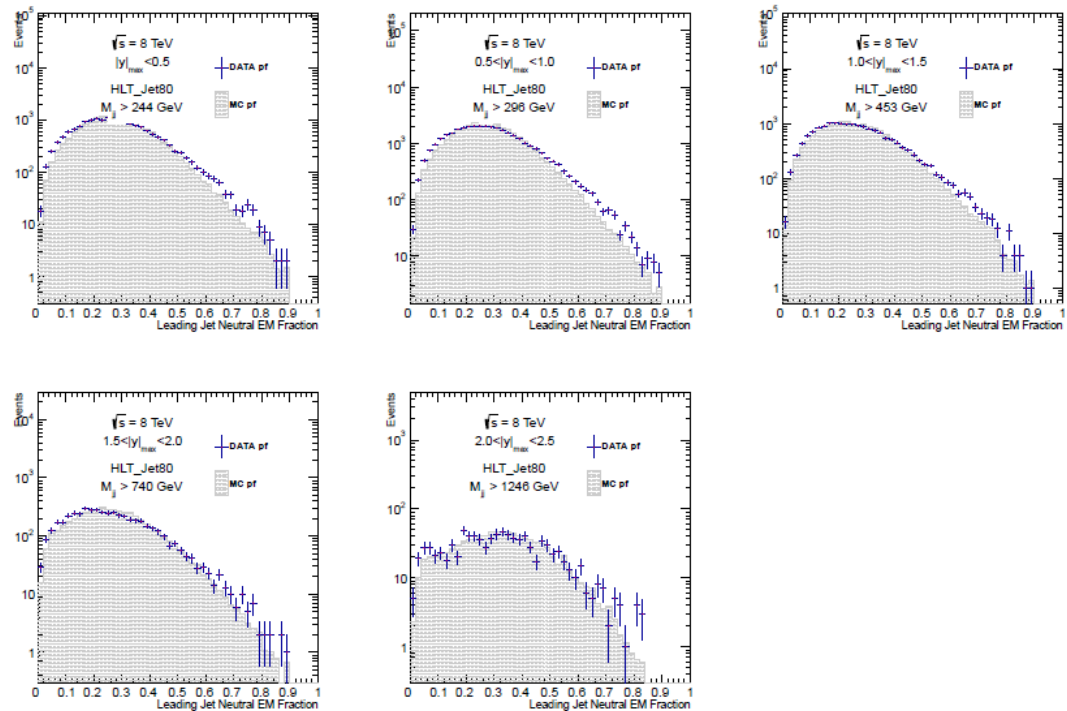
Σχήμα 5.13: Η κατανομή της γωνίας ϕ του πιο ενεργητικού πίδακα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet80*. Με μπλέ βλέπουμε τα δεδομένα και με το γεμισμένο ιστόγραμμα βλέπουμε την προσομοίωση.



Σχήμα 5.14: Η κατανομή της ενέργειας που αποδίδεται σε φορτισμένα αδρόνια του πιο ενεργητικού πίδακα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet80*. Με μπλέ βλέπουμε τα δεδομένα και με το γεμισμένο ιστόγραμμα βλέπουμε την προσομοίωση.



Σχήμα 5.15: Η κατανομή της ενέργειας που αποδίδεται σε ουδέτερα αδρόνια του πιο ενεργητικού πίδακα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet80*. Με μπλέ βλέπουμε τα δεδομένα και με το γεμισμένο ιστόγραμμα βλέπουμε την προσομοίωση.



Σχήμα 5.16: Η κατανομή της ενέργειας που αποδίδεται σε ουδέτερα ηλεκτρομαγνητικά σωμάτια του πιο ενεργητικού πίδακα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet80*. Με μπλέ βλέπουμε τα δεδομένα και με το γεμισμένο ιστόγραμμα βλέπουμε την προσομοίωση.

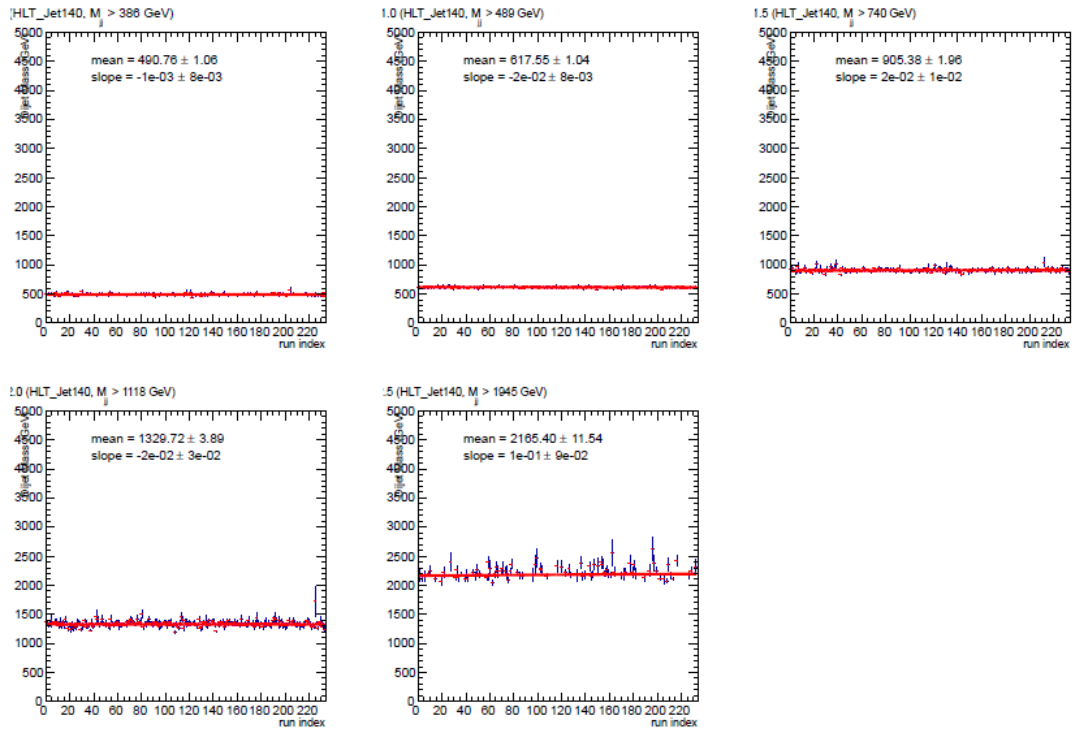
Σταθερότητα συναρτήσεων του χρόνου

Η σύγκριση δεδομένων με την προσομοίωση δείχνει ότι συνολικά δεν υπάρχουν σημαντικές παθολογίες στα δεδομένα ή φαινόμενα τα οποία δεν προβλέπονται από την προσομοίωση. Ωστόσο, ένας επιπλέον έλεγχος ο οποίος κρίθηκε σημαντικός για την μελέτη των αποθηκευμένων και των επιλεγμένων δεδομένων ήταν η εξέταση της συμπεριφοράς βασικών μεταβλητών της ανάλυσής μας συναρτήσει του χρόνου. Οι ποσότητες αυτές δεν έχουν χρονική εξάρτηση. Κατα συνέπεια, οποιαδήποτε μεταβολή μπορεί να παρατηρηθεί συναρτήσει του χρόνου είναι ενδεικτική της ύπαρξης παθολογιών στον ανιχνευτή ή στην ανακατασκευή των πιδάκων. Για τον λόγο αυτό μελετήθηκε και ποσοτικοποιήθηκε η σταθερότητα χαρακτηριστικών των γεγονότων (όπως p_T του πιο ενεργητικού και του δευτερεύοντα πίδακα, ρυθμός γεγονότων) και χαρακτηριστικών των πιδάκων (όπως το σωματιδιακό περιεχόμενο των πιδάκων) συναρτήσει του αριθμού του run στο οποίο ελήφθησαν τα ανάλογα δεδομένα. Ο αριθμός αυτός είναι ευθέως ανάλογος του χρόνου.

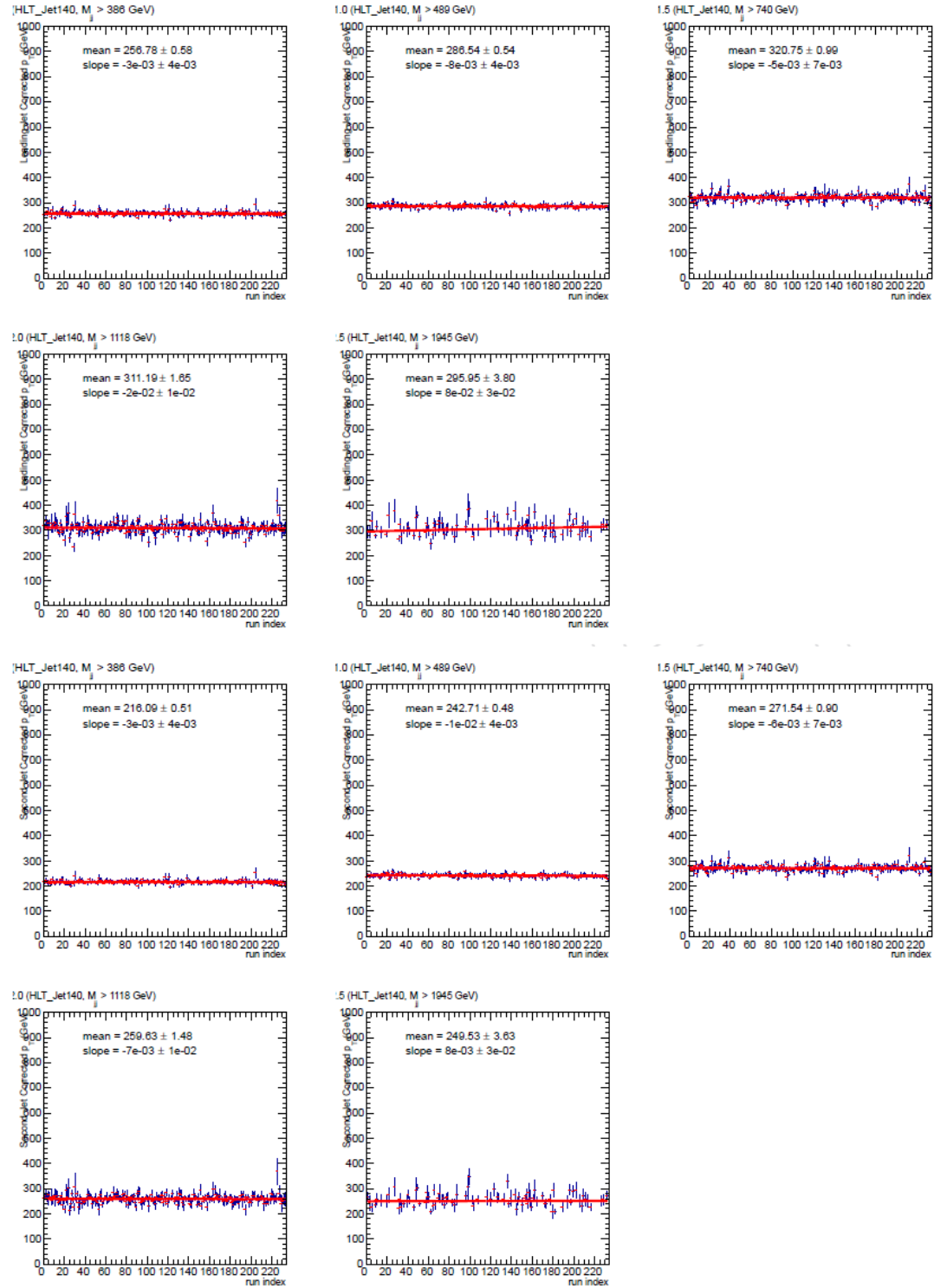
Η μελέτη των παραπάνω ποσοτήτων γίνεται προσαρμόζοντας τα δεδομένα με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού και βλέποντας κατά πόσο υπάρχει σημαντική κλίση. Σε κάθε περίπτωση δεν διαπιστώθηκε η ύπαρξη σημαντικής κλίσης, οδηγώντας μας στο συμπέρασμα ότι οι μεταβλητές που εξετάστηκαν έχουν μια σταθερή τιμή συναρτήσει του χρόνου.

Επιπρόσθετα με τις παραπάνω μεταβλητές εξετάστηκε και η μέση τιμή της αναλλοίωτης μάζας συναρτήσει του χρόνου. Η μεταβλητή αυτή είναι επίσης σταθερή όπως θα περιμέναμε εφόσον τα συστατικά του υπολογισμού της αναλλοίωτης μάζας (δηλαδή η διορθωμένη p_T) είναι σταθερά συναρτήσει του χρόνου.

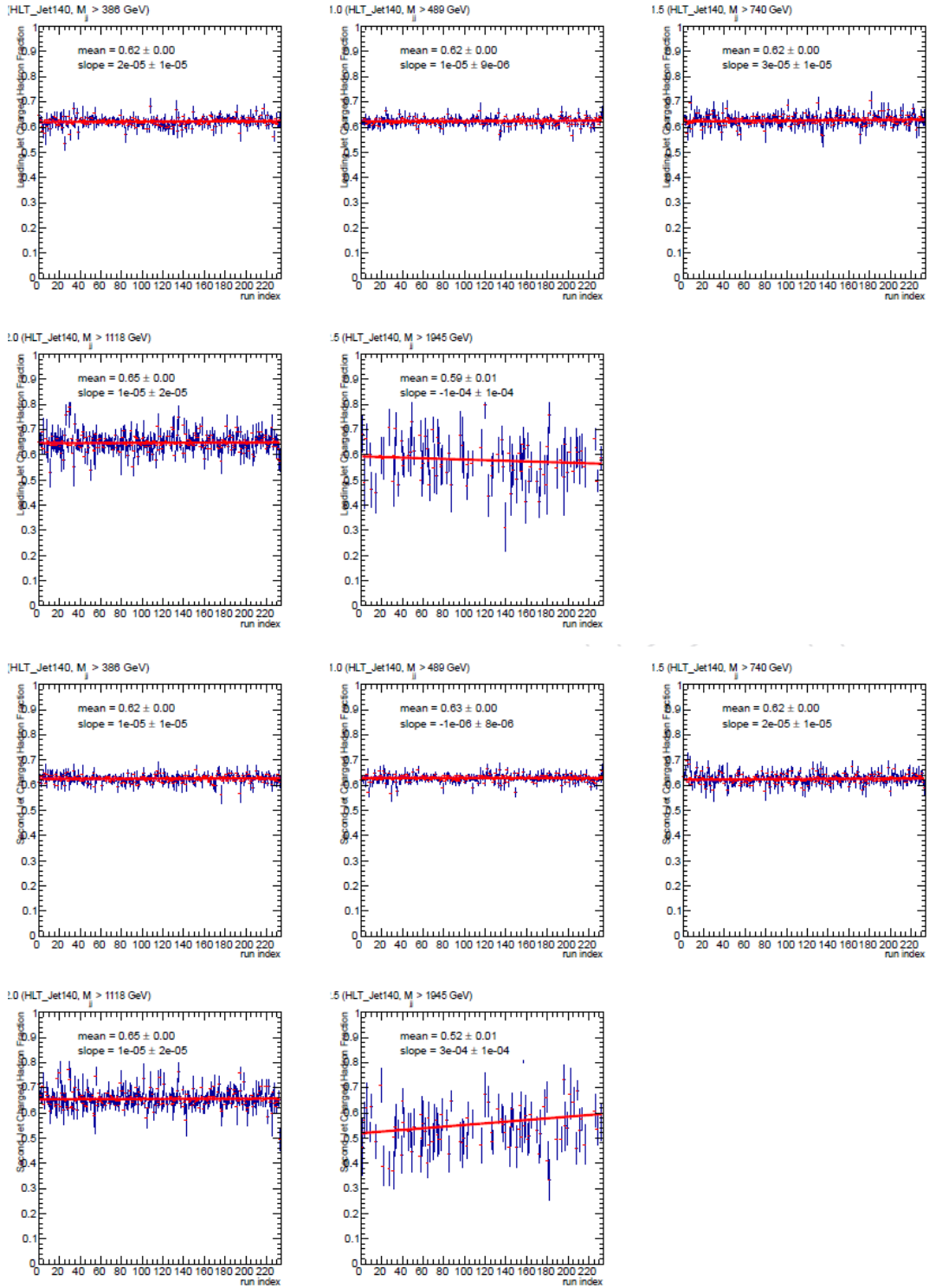
Στα σχήματα 5.17-5.22 βλέπουμε την συμπεριφορά συναρτήσεων του χρόνου για τις προαναφερθείσες μεταβλητές χρησιμοποιώντας το δείγμα *Jet140*, ενώ τα υπόλοιπα δείγματα μπορούν να βρεθούν στο παράρτημα.



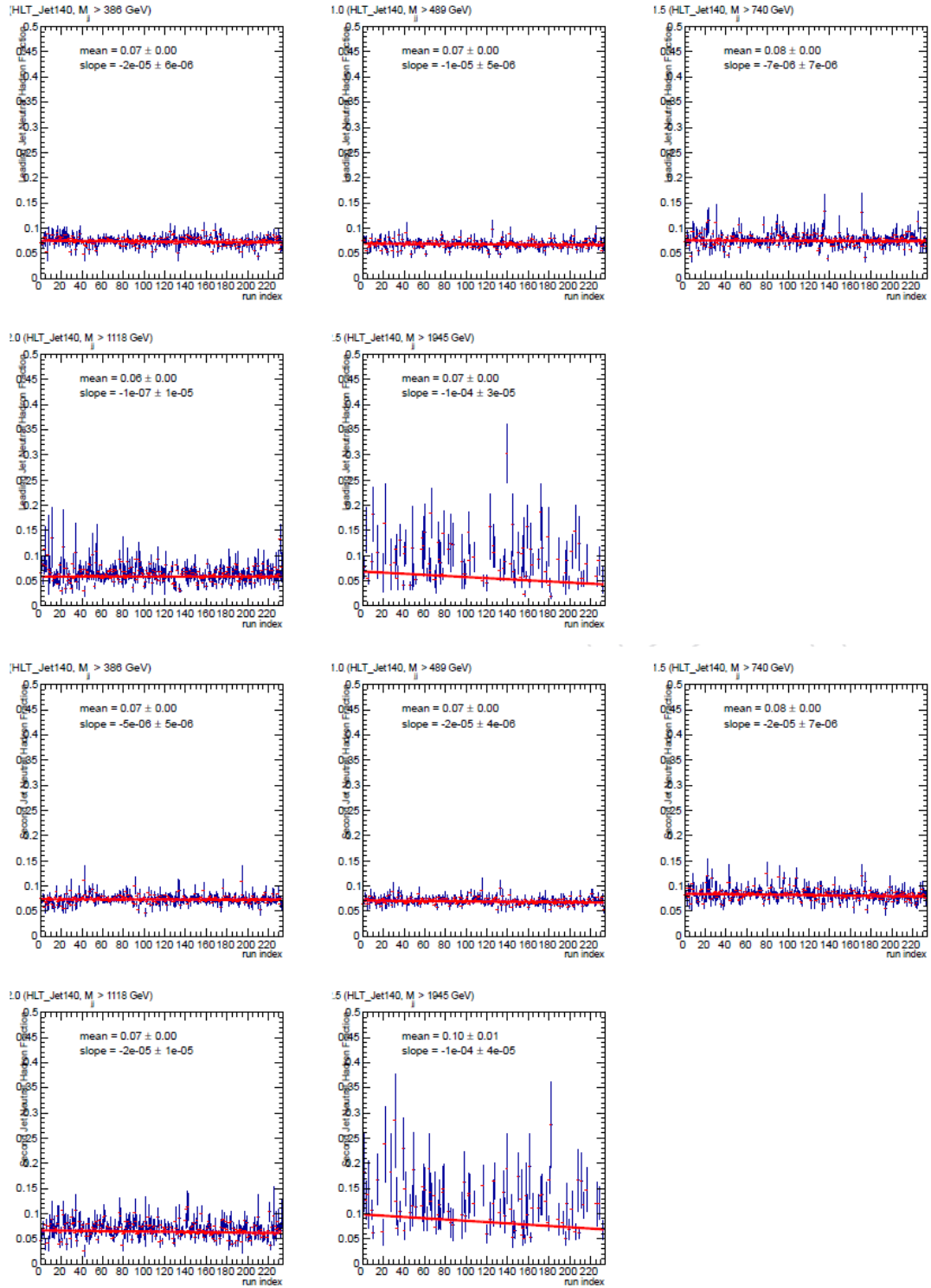
Σχήμα 5.17: Η μέση αναλλοίωτη μάζα για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet140* σαν συνάρτηση του χρόνου (αριθμός *run*), προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



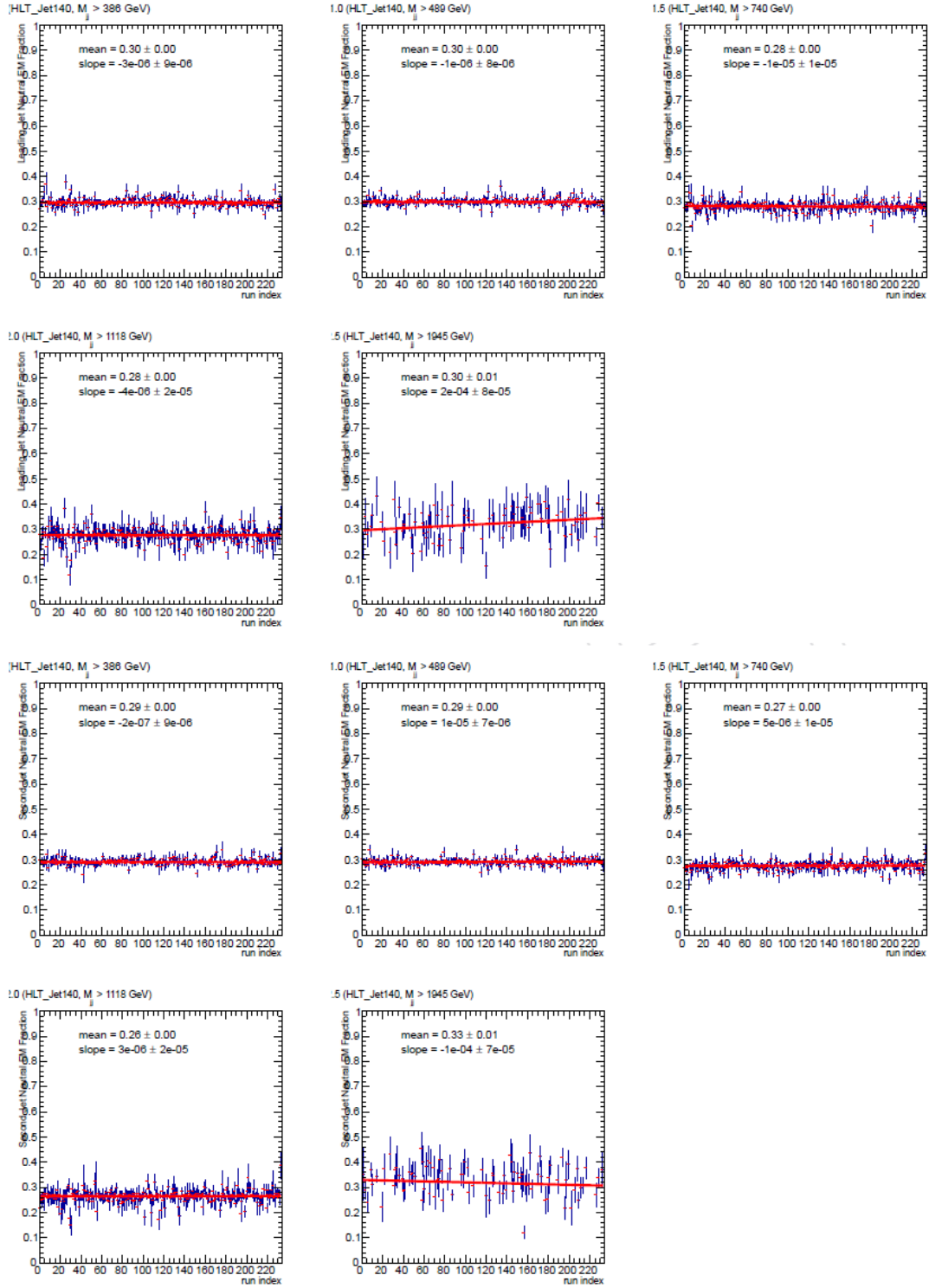
Σχήμα 5.18: Η p_T του πιο ενεργητικού πίδακα (πάνω) και του δεύτερου πιο ενεργητικού πίδακα (κάτω) για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα $Jet140$ σαν συνάρτηση του χρόνου (αριθμός run), προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



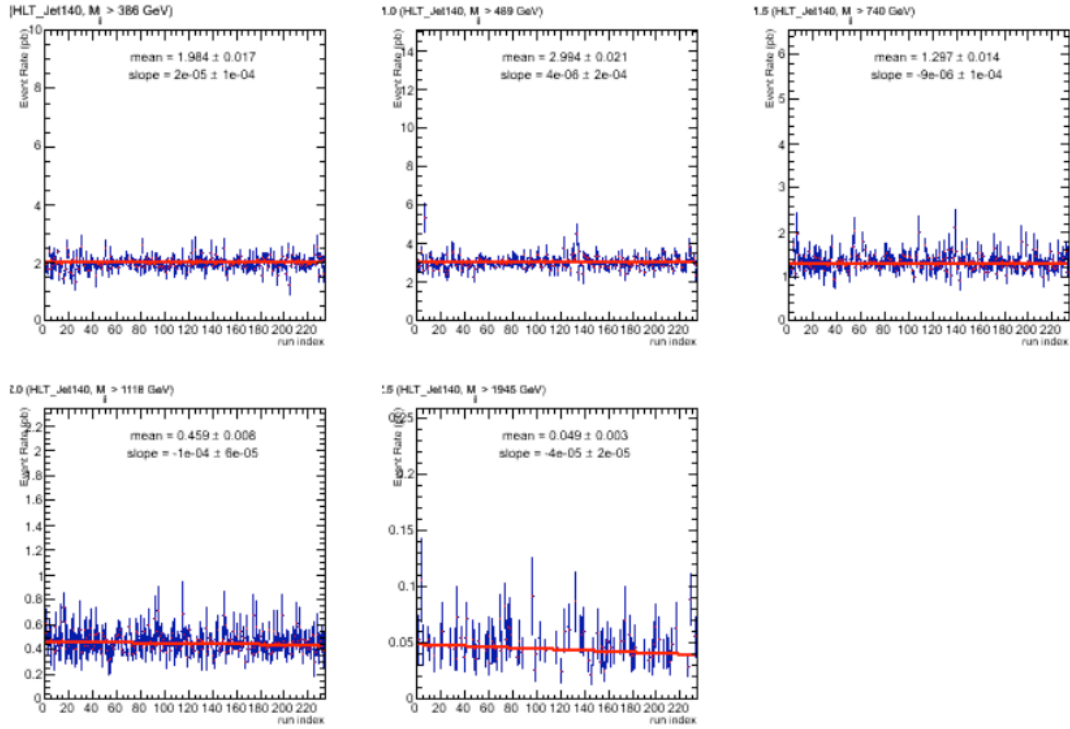
Σχήμα 5.19: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε φορτισμένα αδρόνια του πιο ενεργητικού πίδακα (πάνω) και του δεύτερου πιο ενεργητικού πίδακα (κάτω) για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet140* σαν συνάρτηση του χρόνου (αριθμός *run*), προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



Σχήμα 5.20: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα αδρόνια του πιο ενεργητικού πίδακα (πάνω) και του δεύτερου πιο ενεργητικού πίδακα (κάτω) για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet140* σαν συνάρτηση του χρόνου (αριθμός *run*), προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



Σχήμα 5.21: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα ηλεκτρομαγνητικά σωματίδια του πιο ενεργητικού πίδακα (πάνω) και του δεύτερου πιο ενεργητικού πίδακα (κάτω) για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet140* σαν συνάρτηση του χρόνου (αριθμός *run*), προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



Σχήμα 5.22: Σταθερότητα του ρυθμού παραγωγής διπλών πιδάκων για το δείγμα *Jet140* σε όλες τις διαμερίσεις του $|y|_{max}$. Χρησιμοποιήθηκαν συλλογές δεδομένων με ολοκληρωμένη φωτεινότητα $L > 10nb^{-1}$ και με περισσότερα από 5 γεγονότα

Στο σχήμα 5.22 βλέπουμε ότι ο ρυθμός παραγωγής διπλών πιδάκων, όπως προκύπτει μετά από την επιλογή δεδομένων και πιδάκων που εφαρμόσαμε στην ανάλυσή μας, είναι σταθερός συναρτήσει του χρόνου. Ανάλογη συμπεριφορά παρατηρούμε και στα υπόλοιπα δείγματα δεδομένων τα οποία παρατίθενται στο παράρτημα.

5.2.6 Κατασκευή του φάσματος

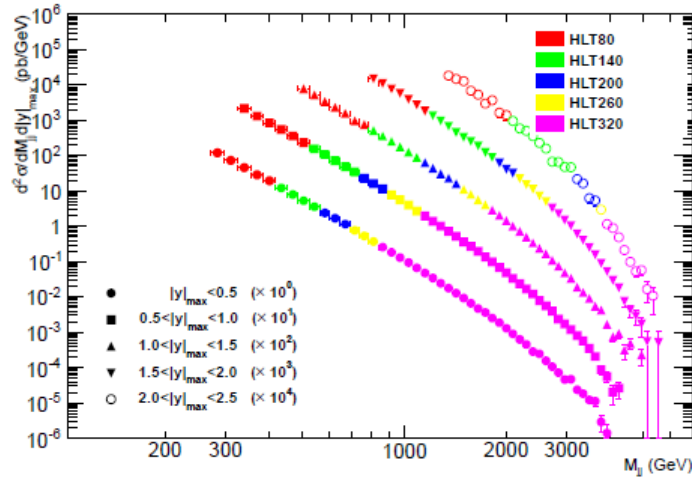
Η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας παραγωγής των διπλών πιδάκων σχηματίζεται συνδυάζοντας όλα τα επιμέρους δείγματα δεδομένων. Κάθε διαμέριση στην μάζα εμπεριέχει δεδομένα από ένα μόνο δείγμα το οποίο έχει απόδοση σκανδαλισμού τουλάχιστον 99% σε αυτήν την περιοχή μαζών. Το εύρος των διαμερίσεων της αναλλοίωτης μάζας έχει επιλεγεί έτσι ώστε να είναι μεγαλύτερο ή ίσο της διακριτικής ικανότητας για την τιμή της μάζας στο κέντρο της διαμέρισης, ενώ οι διαμερίσεις στις υψηλές τιμές της μάζας έχουν συνενωθεί λόγω χαμηλής στατιστικής. Τέλος, τα δείγματα τα οποία έχουν προκλιμακωθεί πολλαπλασιάζονται με ανάλογους διορθωτικούς παράγοντες έτσι ώστε να ταιριάζει ο ρυθμός γεγονότων τους με τον ρυθμό του μη-προκλιμακωμένου δείγματος.

Η μετατροπή του ρυθμού γεγονότων σε ενεργό διατομή γίνεται με βάση την παρακάτω σχέση:

$$\frac{d^2\sigma}{dM_{jj}d|y|_{max}} = \frac{C}{\epsilon\mathcal{L}_{equiv}} \frac{N}{\Delta M_{jj}(2 \cdot \Delta|y|_{max})} \quad (5.2.6.1)$$

όπου N είναι ο αριθμός γεγονότων, ΔM_{jj} η διαμέριση στην μάζα, $\Delta|y|_{max}$ η διαμέριση στην ωκύτητα, ϵ είναι η απόδοση της επιλογής γεγονότων (σκανδαλισμός, ταυτοποίηση πιδάκων), C είναι ο διορθωτικός παράγοντας σχετικός με το ξεδίπλωμα των γεγονότων και $\mathcal{L}_{equiv}$ η αντίστοιχη φωτεινότητα για κάθε δείγμα. Ο παράγοντας 2 στον παρονομαστή έχει να κάνει με την ομοιότητα των διαμερίσεων στην ωκύτητα για την εμπρόσθια και την οπίσθια περιοχή.

Στο σχήμα 5.23 βλέπουμε την κατανομή της αναλλοίωτης μάζας για τις 5 διαμερίσεις του $|y|_{max}$. Τα διαφορετικά δείγματα δεδομένων έχουν σχεδιαστεί με διαφορετικά χρώματα, ενώ κάθε διαμέριση έχει πολλαπλασιαστεί με μία δύναμη του 10 για λόγους καλύτερης παρουσίασης.



Σχήμα 5.23: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας συνδυάζοντας τα επιμέρους δείγματα δεδομένων για τις 5 διαμερίσεις στο $|y|_{max}$. Τα δεδομένα δεν έχουν δεχθεί διόρθωση λόγω της πεπερασμένης διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή

5.2.7 Διόρθωση λόγω της πεπερασμένης διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή

Διακριτική ικανότητα στην μάζα των διπλών πιδάκων

Η διακριτική ικανότητα στην μάζα των διπλών πιδάκων μελετάται με την χρήση προσομοίωσης (*Monte Carlo*). Η διαδικασία που ακολουθείται είναι η εξής: Μέσω *Monte Carlo* γεννάμε πίδακες (*truejets*) τους οποίους χωρίζουμε σε διαμερίσεις της αναλλοίωτης μάζας τους. Στα πλαίσια της ανάλυσής μας, η μελέτη της διακριτικής ικανότητας είναι θεμελιώδης γιατί σε αυτήν βασίζεται το 'ξεδίπλωμα' (*unfolding*) των δεδομένων με το οποίο μεταφερόμαστε από το επίπεδο του ανιχνευτή σε επίπεδο σωματιδίου.

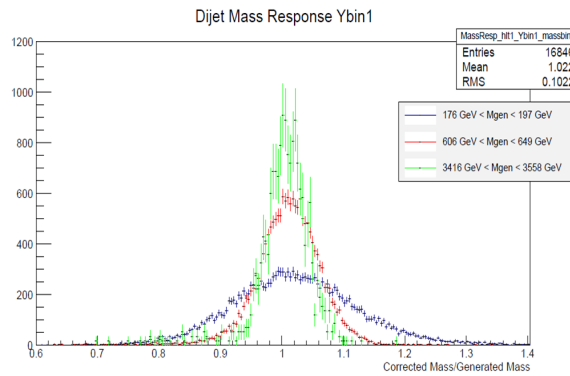
Οι παραγόμενοι πίδακες ανακατασκευάζονται (*recojets*) χρησιμοποιώντας την προσομοίωση του ανιχνευτή *CMS* όπως αυτή έχει γίνει από το *GEANT4*. Τόσο στους παραγόμενους, όσο και στους διορθωμένους πίδακες γίνεται η ίδια επιλογή με βάση τις κινηματικές τους ποσότητες και συγκρίνεται η μάζα τους (M_{gen} για τους παραγόμενους πίδακες και M για τους ανακατασκευασμένους).

Για κάθε διαμέριση στην αναλλοίωτη μάζα και κάθε διαμέριση στην ωκύτητα του πίδακα σχηματίζουμε τον λόγο $\frac{M}{M_{gen}}$ (απόκριση μάζας) και μελετάμε την συμπεριφορά του συναρτήσει της παραγόμενης αναλλοίωτης μάζας. Η κατανομή που παράγεται προσαρμόζεται με μία γκαουσιανή καμπύλη στην περιοχή $\pm 1.5 \cdot RMS$ γύρω από την κεντρική τιμή. Το $\sigma(M/M_{gen})$ αντιπροσωπεύει την σχετική διακριτική ικανότητα στην μάζα των δύο πιδάκων.

Στο τέλος, η σχετική διακριτική ικανότητα παραμετροποιείται σαν συνάρτηση της M_{gen} με μία καμπύλη της μορφής:

$$\frac{\sigma_{M_{gen}}}{M_{gen}} = A + \frac{B}{(M_{gen})^C} \quad (5.2.7.1)$$

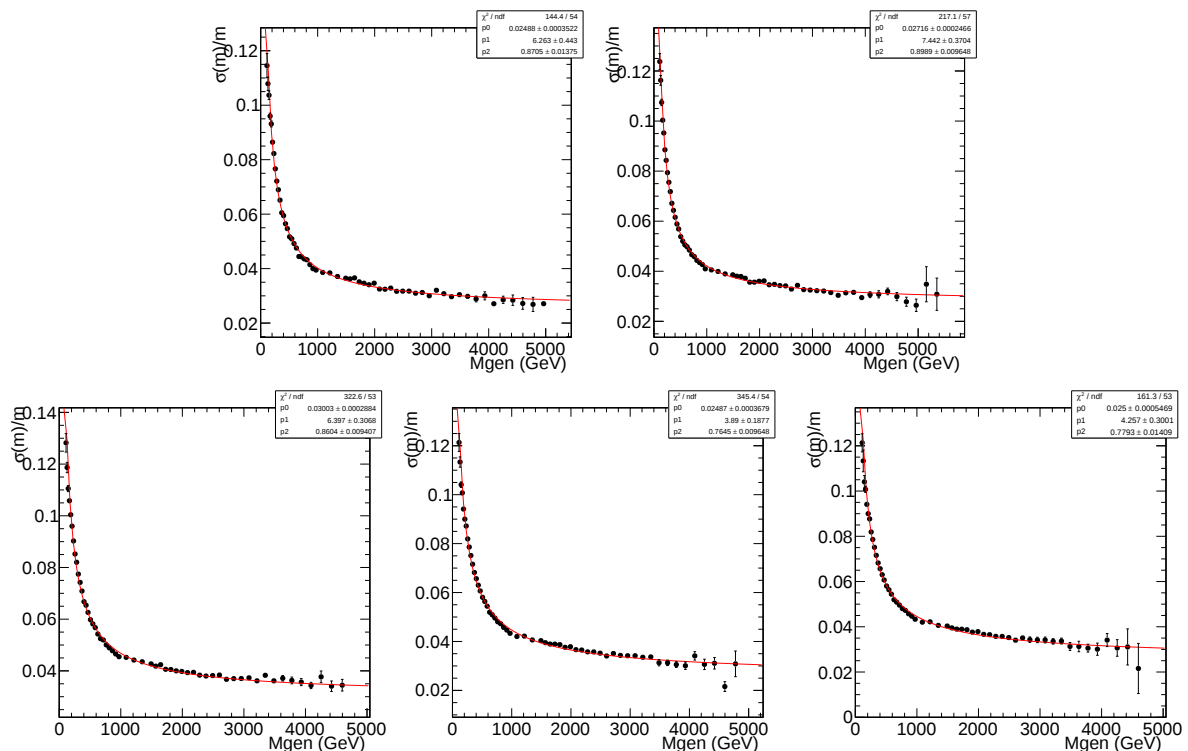
Στο σχήμα 5.24 βλέπουμε την απόκριση στην μάζα των διπλών πιδάκων για τρεις διαφορετικές διαμερίσεις στην μάζα και την ίδια διαμέριση στην ψευδωκύτητα:



Σχήμα 5.24: Απόκριση στην μάζα διπλών πιδάκων για τις εξής περιοχές μαζών:

$176\text{GeV} < M_{gen} < 197\text{GeV}$ (μπλέ), $606\text{GeV} < M_{gen} < 649\text{GeV}$ (κόκκινο), $3416\text{GeV} < M_{gen} < 3558\text{GeV}$ (πράσινο)

Παρατηρούμε ότι αυξανόμενης της αναλλοίωτης μάζας η διακριτική ικανότητα βελτιώνεται. Στο σχήμα 5.25 βλέπουμε την εξάρτηση της διακριτικής ικανότητας από την αναλλοίωτη μάζα για 5 διαφορετικές περιοχές ψευδωχύτητας.



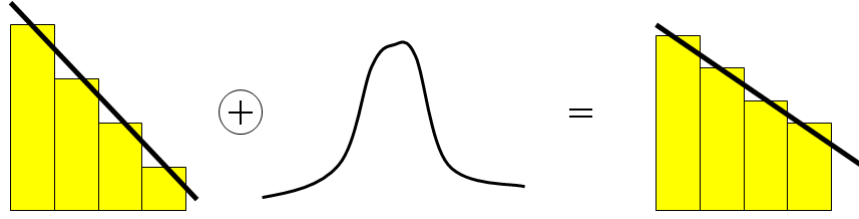
Σχήμα 5.25: Σχετική διακριτική ικανότητα συναρτήσει της αναλλοίωτης μάζας διπλών πιδάκων για 5 διαφορετικές διαμερίσεις της ψευδωχύτητας

Διαδικασία του ξεδιπλώματος (Unfolding)

Η κατανομή της μάζας των διπλών πιδάκων όπως παρουσιάστηκε στην προηγούμενη ενότητα είναι κατανομή σε επίπεδο ανιχνευτή. Αυτό σημαίνει ότι η κατανομή συμπεριλαμβάνει την επίδραση της διακριτικής ικανότητας στα δεδομένα. Κατα συνέπεια πρέπει να ακολουθηθεί μία διαδικασία η οποία θα καταστήσει την κατανομή ανεξάρτητη της διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή έτσι ώστε να είναι εφικτή η σύγκριση των δεδομένων με την θεωρία αλλά και με αποτελέσματα από άλλα πειράματα, η λεγόμενη διαδικασία του ξεδιπλώματος (*unfolding*). Λόγω της πεπερασμένης διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή και λόγω της απότομης κλίσης του φάσματος, υπάρχουν γεγονότα τα οποία μεταπηδούν από την μία διαμέριση της μάζας στην άλλη. Κατα κανόνα, περισσότερα γεγονότα εισέρχονται σε μια διαμέριση από όσα εξέρχονται.

Η διαδικασία που ακολουθείται για το ξεδίπλωμα των γεγονότων είναι η παρακάτω:

- Το πρώτο βήμα είναι η κατασκευή του πίνακα απόκρισης R (*Response Matrix*) χρησιμοποιώντας προσομοιωμένα γεγονότα. Οι γραμμές του πίνακα αυτού αντιστοιχούν στην πραγματική (*true*), ενώ οι στήλες στην ανακατασκευασμένη (*reco*) ποσότητα. Η διάσταση του πίνακα



Σχήμα 5.26: Σχεδιαστική αναπαράσταση του αποτελέσματος της πεπερασμένης διακριτικής ικανότητας ενός ανιχνευτή σε ένα φάσμα που πέφτει απότομα συναρτήσει της μεταβλητής ενδιαφέροντος. Το αποτέλεσμα είναι ένα φάσμα με πιο μικρή κλίση από την πραγματική

είναι ίση με τις διαμερίσεις της ποσότητας ενδιαφέροντος (εδώ η μάζα των διπλών πιδάκων). Σε γλώσσα άλγεβρας πινάκων, ο πίνακας αυτός μας μεταφέρει από την πραγματική τιμή της ποσότητας ενδιαφέροντος στην ανακατασκευασμένη:

$$x_{True} \cdot R = x_{Reco} \quad (5.2.7.2)$$

όπου τα x_{True}, x_{Reco} είναι πίνακες γραμμής.

Στην ανάλυσή μας, η παραγωγή του πίνακα απόκρισης επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας *Toy Monte Carlo* (δηλαδή παραγωγή τυχαίων αριθμών απευθείας από τον προγραμματιστή, χωρίς να περιοριζόμαστε από την πεπερασμένη στατιστική προσομοιωμένων πιδάκων) παραμετροποιώντας την διακριτική ικανότητα στην μάζα των διπλών πιδάκων από την προσομοίωση. Η αναλλοίωτη μάζα γεννάται με τυχαίο τρόπο με βάση το φάσμα που προβλέπεται από την *PYTHIA6* σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη (*NLO*). Στην συνέχεια, οι τιμές που παρήχθησαν πολλαπλασιάζονται με μία γκαουσιανή συνάρτηση με κέντρο το μέσον κάθε διαμέρισης στην μάζα. Το εύρος της γκαουσιανής προκύπτει από τον πολλαπλασιασμό της κεντρικής τιμής κάθε διαμέρισης με την συνάρτηση που παραμετροποιεί την διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή.

Οι ανακατασκευασμένες τιμές μάζας οι οποίες προκύπτουν από την παραπάνω διαδικασία και οι παραγόμενες χρησιμοποιούνται για να γεμίσουν τον πίνακα απόκρισης χρησιμοποιώντας το πακέτο *RooUnfold* ([41]).

- Στο δεύτερο βήμα, χρησιμοποιούμε τα πειραματικά δεδομένα (δηλαδή την *reco* κατανομή) και την πολλαπλασιάζουμε με τον αντίστροφο του πίνακα απόκρισης για να βρούμε την ζητούμενη (*true*) κατανομή η οποία δεν επηρεάζεται από την διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή. Εδώ η σχέση που ισχύει είναι η:

$$x_{Reco} \cdot R^{-1} = x_{True} \quad (5.2.7.3)$$

Η διαδικασία αυτή πραγματοποιείται χρησιμοποιώντας την μέθοδο *iterative Bayes* όπως γράφτηκε από τον *D'Agostini* ([35]). Για αρκετές ανεξάρτητες αιτίες (C_i , $i = 1, 2, \dots, n_C$) οι οποίες μπορούν να παράξουν ένα αποτέλεσμα (E), αν γνωρίζουμε την αρχική πιθανότητα των αιτιών: $P_o(C_i)$ και την πιθανότητα η i -οστή αιτία να παράξει το αποτέλεσμα: $P(E|C_i)$, το θεώρημα του *Bayes* δίνει:

$$P(C_i|E) = \frac{P(E|C_i)P_o(C_i)}{\sum P(E|C_i)P_o(C_i)} \quad (5.2.7.4)$$

Αυτή η σχέση μπορεί να εξηγηθεί ως το ότι αν παρατηρήσουμε ένα αποτέλεσμα E , τότε η πιθανότητα ότι αυτό οφείλεται στο i -οστό αίτιο είναι ανάλογη της πιθανότητας του αιτίου

επί την πιθανότητα το αίτιο αυτό να παράγει το παρατηρούμενο αποτέλεσμα. Η δεσμευμένη πιθανότητα $P(C_i|E_j)$ ονομάζεται πίνακας απόκρισης.

Αν σε ένα πείραμα η μετρούμενη κατανομή των αποτελεσμάτων είναι $n(E_j)$, τότε η κατανομή των αιτίων $n(C_i)$ μετά από N δοκιμές είναι:

$$n(C_i) = \frac{1}{\epsilon_i} \sum_{j=1}^{n_E} n(E_j) P(C_i|E_j) \quad (5.2.7.5)$$

Όπου ϵ_i είναι η απόδοση με την οποία θα παρατηρήσουμε το αίτιο C_i από οποιοδήποτε αποτέλεσμα E_j . Η εύρεση της κατανομής των αιτίων είναι το ζητούμενο της διαδικασίας του ξεδιπλώματος.

Με βάση τα παραπάνω μπορούμε να εξάγουμε τον ολικό αριθμό πραγματικών αιτιών που προκάλεσαν τα N παρατηρούμενα αποτελέσματα:

$$N_{true} = \sum_{i=1}^{n_C} n(C_i) \quad (5.2.7.6)$$

Ακολουθώντας, μπορούμε να βρούμε την πιθανότητα για κάθε αίτιο:

$$P(C_i) = \frac{n(C_i)}{N_{true}} \quad (5.2.7.7)$$

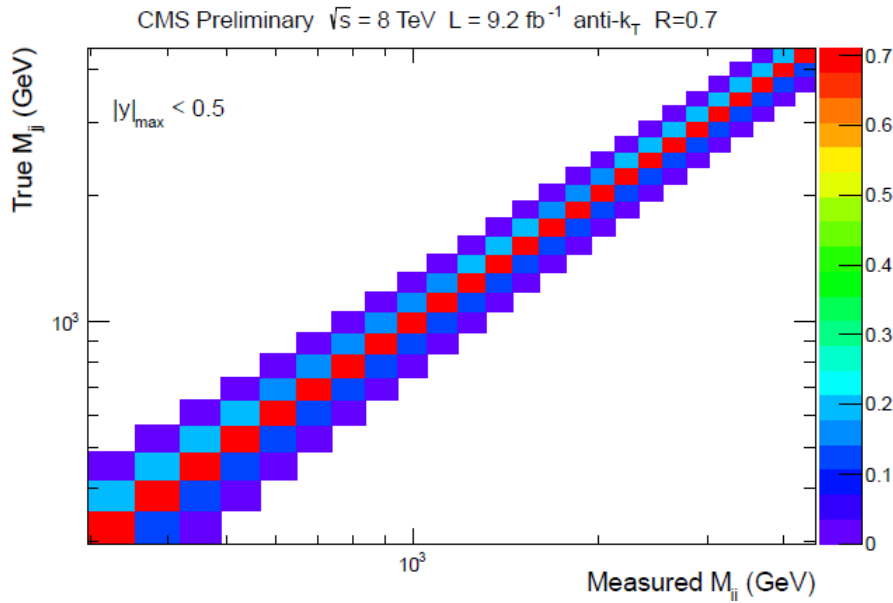
Αν η αρχική πιθανότητα των αιτίων που έχουμε θέσει, $P_o(C_i)$, δεν συμφωνεί με τα πειραματικά δεδομένα, τότε θα διαφέρει από την προκύπτουσα κατανομή $P(C_i)$. Ως αποτέλεσμα, πρέπει να ακολουθηθεί μία διαδικασία επανάληψης (*iteration procedure*) η οποία συνοψίζεται ως εξής:

- Επιλογή της αρχικής κατανομής αιτίων $P_o(C)$ με βάση την θεωρητική γνώση της υπο μελέτη διαδικασίας. Ο αρχικά προβλεπόμενος αριθμός αιτίων, $n_o(C)$ για N παρατηρούμενα αποτελέσματα θα είναι: $n_o(C) = P_o(C) \cdot N$ (5.2.7.8).
- Υπολογισμός των $n(C), P(C)$.
- Σύγκριση χ^2 ανάμεσα στα $n(C), n_o(C)$.
- Αντικατάσταση των $P_o(C), n_o(C)$ από τα $P_C, n(C)$ και επανάληψη της διαδικασίας μέχρις ότου το χ^2 να είναι αρκετά μικρό.

Η διαδικασία της επανάληψης είναι σημαντική διότι ο πίνακας απόκρισης, ο οποίος συμπληρώνεται από δύο συνεχείς κατανομές δεδομένων, δεν είναι απαραίτητα αντιστρέψιμος. Ως αποτέλεσμα η άμεση αντιστροφή του πίνακα θα μπορούσε να επιφέρει μεγάλα σφάλματα και να δώσει μη αποδεκτά από την φυσική αποτελέσματα.

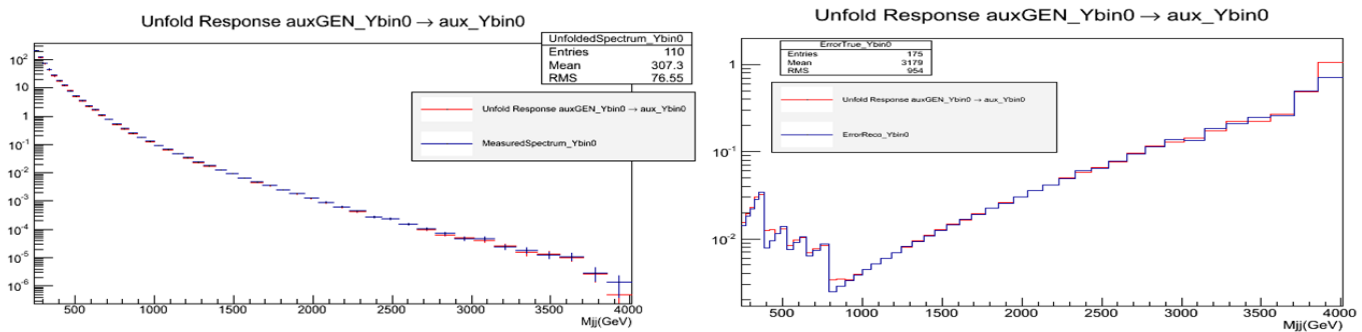
Στην ανάλυση αυτή, το μετρούμενο φάσμα ξεδιπλώνεται χρησιμοποιώντας ως ενδεικνυόμενη τιμή επανάληψης (*iteration parameter*) την τιμή 5, η οποία μας εξασφαλίζει ότι η σχετική αβεβαιότητα μετά την διαδικασία του ξεδιπλώματος είναι μεγαλύτερη από την αντίστοιχη αβεβαιότητα του μετρούμενου φάσματος αλλά και ότι το αποτέλεσμα είναι σταθερό.

Ακολουθεί ένας τυπικός πίνακας απόκρισης για την διαμέριση $|y|_{max} < 0.5$. Οι υπόλοιποι πίνακες παρουσιάζονται στο παράρτημα.



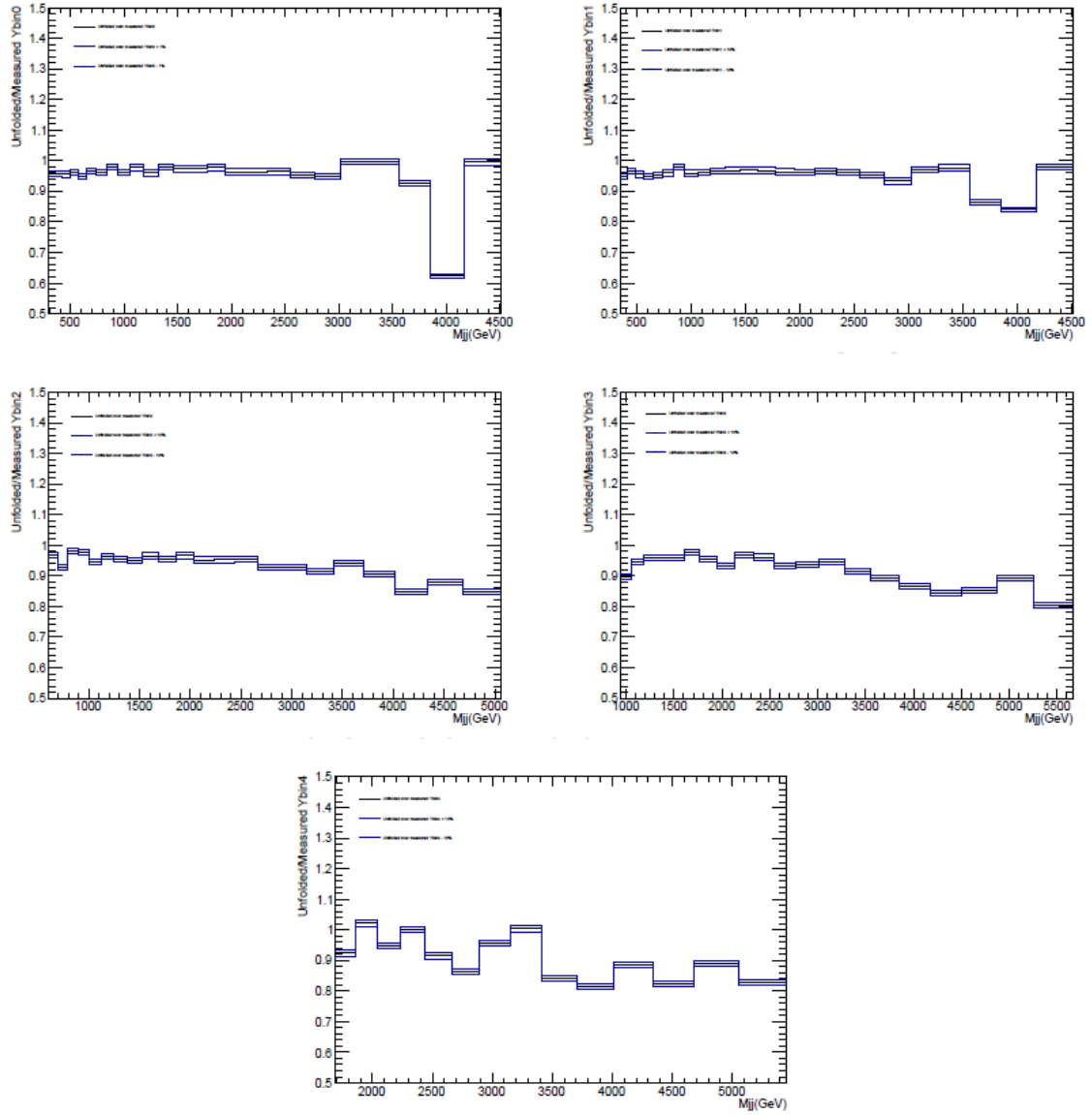
Σχήμα 5.27: Πίνακας απόκρισης για την κεντρική διαμέριση ψευδωκύτητας

Παρακάτω βλέπουμε την ενεργό διατομή πριν και μετά την διαδικασία του ξεδιπλώματος καθώς και το σχετικό σφάλμα στις αντίστοιχες περιπτώσεις. Ο πίνακας όπως βλέπουμε είναι διαγώνιος. Κατα συνέπεια η διόρθωση είναι μικρή, κάτι το οποίο βλέπουμε στις προκύπτουσες κατανομές. Το σχετικό στατιστικό σφάλμα μετά το ξεδίπλωμα είναι μεγαλύτερο, διότι στην αβεβαιότητά μας θα συμπεριλαμβάνεται πλέον και η αβεβαιότητα της μεθόδου του ξεδιπλώματος :



Σχήμα 5.28: Αριστερά: Η διορθωμένη ενεργός διατομή πριν (μπλέ) και μετά την διαδικασία του ξεδιπλώματος (κόκκινο). Δεξιά: Η σχετική αβεβαιότητα μετά (κόκκινο) και πριν (μπλέ) το ξεδίπλωμα

Στο σχήμα 5.29 μπορούμε να δούμε τον λόγο της ενεργού διατομής μετά την διαδικασία του ξεδιπλώματος και πριν από αυτήν σαν συνάρτηση της αναλλοίωτης μάζας για όλες τις διαμερίσεις της ωκύτητας. Παρατηρούμε ότι ο λόγος αυτός είναι μικρός (της τάξης του 2-5%) ενώ αυξανόμενης της μάζας, η απόκλιση από την μονάδα μεγαλώνει. Ο λόγος που συμβαίνει αυτό είναι ο εξής: Στις χαμηλές τιμές της μάζας, η διακριτική ικανότητα είναι χειρότερη, με αποτέλεσμα να έχουμε περισσότερες μετακινήσεις γεγονότων μεταξύ γειτονικών διαμερίσεων. Στις υψηλές μάζες, η διακριτική ικανότητα βελτιώνεται, αλλά η κλίση του φάσματος αυξάνεται οδηγώντας σε μεγάλη απόκλιση από την μονάδα.



Σχήμα 5.29: Η διόρθωση που προκύπτει από την διαδικασία του ξεδιπλώματος για όλες τις διαμερίσεις του $|y|_{max}$. Επιπλέον, βλέπουμε την αβεβαιότητα στον παράγοντα διόρθωσης λόγω του προσομοιωμένου φάσματος και της διακριτικής ικανότητας στην μάζα. Η μαύρη καμπύλη δείχνει τον λόγο της ξεδιπλωμένης προς την μετρούμενη ενεργό διατομή και οι μπλέ καμπύλες την ίδια κατανομή μεταβάλλοντας την διακριτική ικανότητα κατά 10%

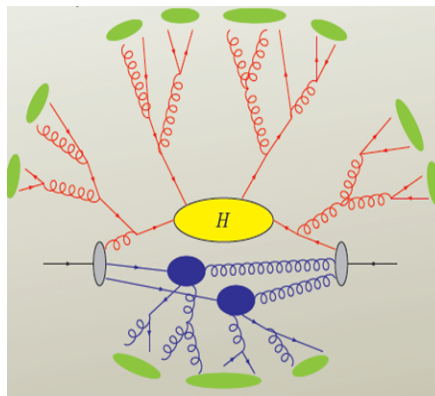
Κεφάλαιο 6

Θεωρητική πρόβλεψη

Η θεωρητική πρόβλεψη της ενεργού διατομής παραγωγής διπλών πιδάκων στα 8 TeV αποτελείται από δύο διαφορετικά στάδια:

Τον υπολογισμό της ενεργού διατομής σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη (NLO) και τον υπολογισμό της μη διαταρακτικής διόρθωσης (NP *Correction*) η οποία περιγράφει τα φαινόμενα των πολυ-παρτονικών αλληλεπιδράσεων (MPI) και το φαινόμενο της αδρονοποίησης (HAD). Το πρώτο στάδιο μας δίνει την θεωρητική πρόβλεψη σε επίπεδο παρτονίων και το δεύτερο μεταφέρει την πρόβλεψη σε επίπεδο σωματιδίου όπου και μπορεί να συγκριθεί άμεσα με τα πειραματικά αποτελέσματα([17],[19]).

Οι πολυπαρτονικές αλληλεπιδράσεις αφορούν στις επιπλέον σχεδιάσεις παρτονίου-παρτονίου στα ίδια συγκρουόμενα πρωτόνια. Αυτές μπορούν να αξιοποιηθούν ως ένα μοντέλο για την παραγωγή επιπρόσθετων μαλακών σωματιδίων, η οποία μετράται με την μορφή του υπολειπόμενου γεγονότος (*underlying event*), και η οποία έχει συμπεριληφθεί στις γεννήτριες *PYTHIA* και *HERWIG++*. Το φαινόμενο της αδρονοποίησης περιγράφει την μετάβαση από τα παρτόνια με μη μηδενικό χρώμα σε σωματίδια με μηδενικό χρώμα, κατά την οποία η σταθερά σύζευξης δεν είναι πλέον μικρή επομένως η θεωρία διαταραχών δεν μπορεί να εφαρμοστεί. Για την μελέτη αυτού του φαινομένου χρησιμοποιούνται δύο μοντέλα: το μοντέλο *Lund String Fragmentation* το οποίο χρησιμοποιείται στην γεννήτρια *PYTHIA* ([18],[20],[21]) και το μοντέλο *cluster fragmentation* που χρησιμοποιείται στην γεννήτρια *HERWIG++* ([22]).



Σχήμα 6.1: Η συνολική εικόνα κατά την σύγκρουση δύο πρωτονίων. Βλέπουμε με γκρίζο τα εισερχόμενα αδρόνια, με κίτρινο το κομμάτι της υψηλοενεργειακής σχέδασης παρτονίων, με μπλέ το υπολειπόμενο γεγονός, με κόκκινο την εκπομπή παρτονίων και με πράσινο την διαδικασία της αδρονοποίησης.

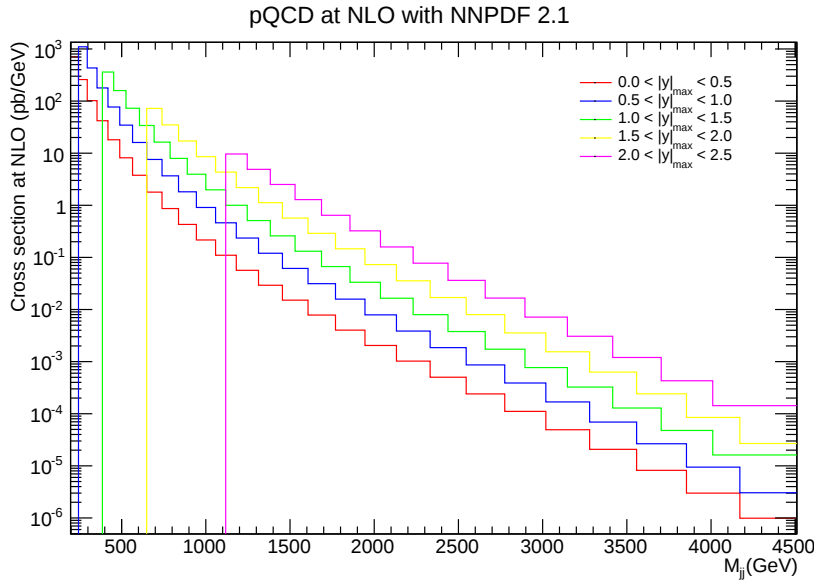
6.1 Προβλέψεις σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη

Ο υπολογισμός της ενεργού διατομής σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη γίνεται από την γεννήτρια *NLOJet++*(v2.0.1) στα πλαίσια του *fastNLO*(v1.4) ([23],[24]). Η γεννήτρια *NLOJet++*(v2.0.1) είναι μια γεννήτρια παραγωγής γεγονότων της Κβαντικής Χρωμοδυναμικής η οποία μπορεί να υπολογίσει μεταβλητές 1,2 και 3 πιδάκων σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη. Λόγω της μεγάλης δαπάνης χρόνου που απαιτείται για τον υπολογισμό μετά την κύρια τάξη, χρησιμοποιείται πλέον το πακέτο *fastNLO*. Αυτό επιτρέπει τον γρήγορο επαναυπολογισμό της ενεργού διατομής για τυχαίες συναρτήσεις δομής παρτονίων και τιμές της α_s . Η ταχύτητα αυτής της μεθόδου έγγειται στο γεγονός ότι διαχωρίζει την εξάρτηση των συναρτήσεων δομής από τον υπολογισμό του στοιχείου πίνακα της αλληλεπίδρασης.

Στον θεωρητικό υπολογισμό υπεισέρχονται δύο κλίμακες: Η κλίμακα της επανακανονικοποίησης (μ_R) που χρησιμοποιείται για να αφαιρεθούν μη-φυσικοί απειρισμοί που υπεισέρχονται στους θεωρητικούς υπολογισμούς, και η κλίμακα της παραγόντισης (μ_F) η οποία αντιπροσωπεύει την τιμή της ενέργειας μέχρι την οποία το θεώρημα της παραγόντισης (*factorization*) είναι έγκυρο. Και για τις δύο κλίμακες, η τιμή τους που χρησιμοποιείται στον θεωρητικό υπολογισμό ισοδυναμεί με την μέση p_T των δύο πιδάκων: $\mu_R = \mu_F = p_T^{ave}$.

Ο υπολογισμός γίνεται χρησιμοποιώντας τα παρακάτω σετ συναρτήσεων δομής παρτονίων : *CT10*, *MSTW2008NLO*, *NNPDF2.1*, *ABM11* και *HERAPDF1.5* ([25]-[29]) με τις αντίστοιχες τιμές της σταθεράς σύζευξης της ισχυρής αλληλεπίδρασης σε ενέργεια ίση με την μάζα του μποζονίου Z:

$$\alpha_s(M_Z) = 0.1180, 0.120, 0.119, 0.1176, 0.1179$$



Σχήμα 6.2: Θεωρητική ενεργός διατομή σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη για όλες τις διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ χρησιμοποιώντας το σετ συναρτήσεων δομής παρτονίων *NNPDF2.1*

6.2 Μη διαταρρακτικές διορθώσεις

Όπως προαναφέρθηκε, ο υπολογισμός σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη μας δίνει την θεωρητική πρόβλεψη για την ενεργό διατομή σε επίπεδο παρτονίων. Κατα συνέπεια, μία επιπλέον μη διαταρρακτική διόρθωση η οποία θα λαμβάνει υπόψη της το φαινόμενο της αδρονοποίησης και τις πολυπαρτονικές αλληλεπιδράσεις θα πρέπει να εφαρμοστεί για να μεταφέρει την πρόβλεψη σε επίπεδο σωματιδίου όπου και θα μπορεί να συγκριθεί με τα δεδομένα μας μετά την διαδικασία του *unfolding*.

Τα μη διαταρρακτικά φαινόμενα εκτιμώνται από την προσομοίωση, χρησιμοποιώντας τις γεννήτριες γεγονότων *PYTHIA6* (*tune Z2*) και *HERWIG* ++ 2.4.2. Οι γεννήτριες αυτές είναι αντιπροσωπευτικές για τις πιθανές τιμές των μη διαταρρακτικών διορθώσεων, λόγω των διαφορετικών μοντέλων αδρονοποίησης που χρησιμοποιούν.

Η μη διαταρρακτική διόρθωση ορίζεται ως ο λόγος της ενεργού διατομής η οποία υπολογίζεται με τις προβλεπόμενες ρυθμίσεις της γεννήτριας, δια την ενεργό διατομή η οποία προκύπτει απενεργοποιώντας τις πολυπαρτονικές αλληλεπιδράσεις και την αδρονοποίηση.

Μία επιπλέον εκτίμηση των μη διαταρρακτικών διορθώσεων γίνεται χρησιμοποιώντας τις γεννήτριες *POWHEG* ([23],[24]) και *PYTHIA6* και εκτελείται σε δύο ανεξάρτητα βήματα: Το πρώτο βήμα γίνεται χρησιμοποιώντας το πακέτο *POWHEG*, στην έκδοση 197, για την κύρια 'σκληρή' διαδικασία σε επίπεδο *NLO* και την κύρια εκπομπή, ενώ στο δεύτερο βήμα χρησιμοποιείται η έκδοση 6.4.26 της *PYTHIA6* η οποία υπολογίζει την αντίστοιχη αδρονοποίηση, τις πολυπαρτονικές αλληλεπιδράσεις και την εκπομπή παρτονίων.

Η μη διαταρρακτική διόρθωση που προκύπτει χρησιμοποιώντας την πρόβλεψη σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη και αντιστοιχίζοντάς την με μία γεννήτρια γεγονότων για εκπομπή παρτονίων (*parton showering*) ορίζεται ως:

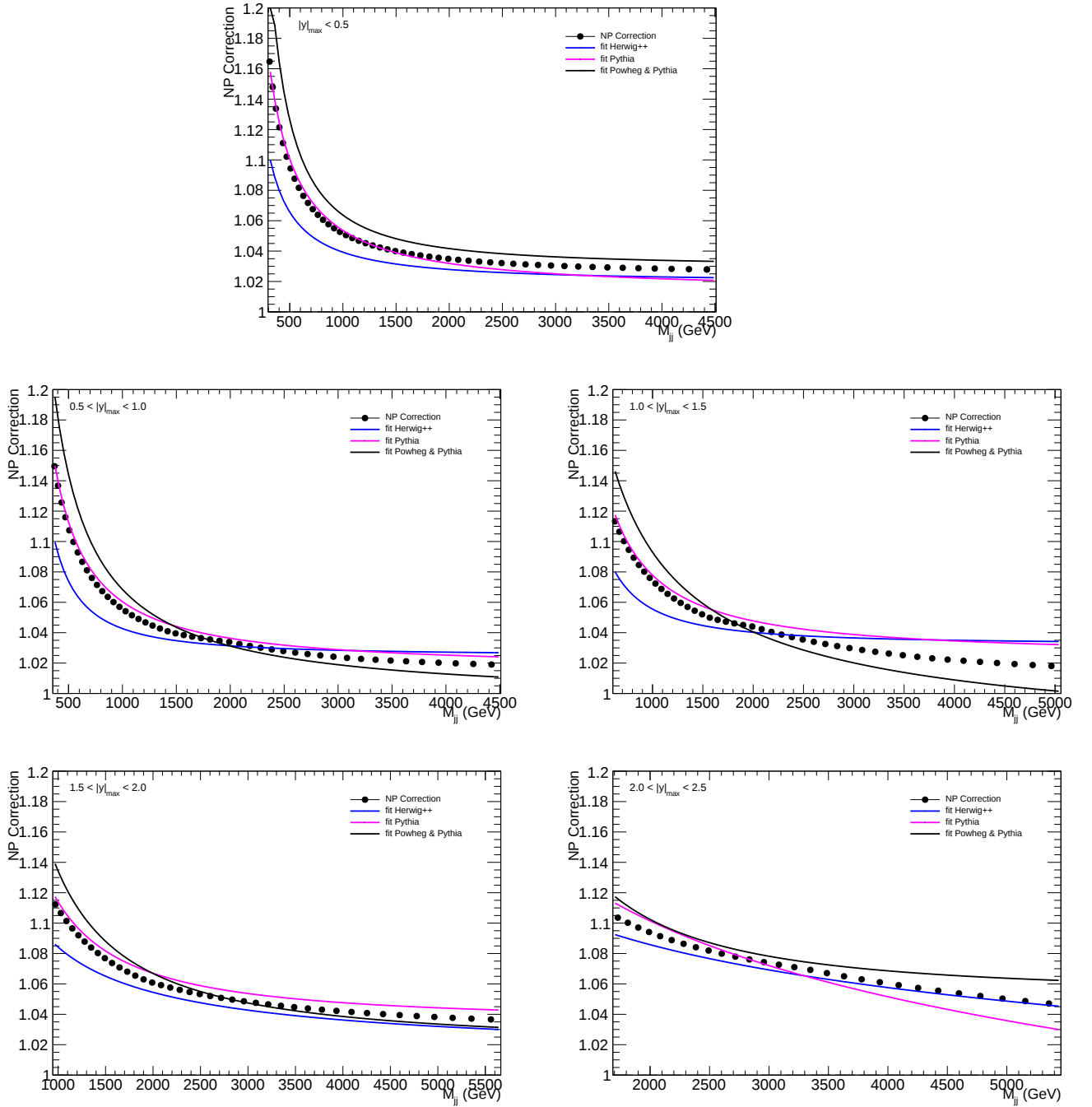
$$C_{NLO}^{NP} = \frac{\sigma_{NLO+PS+HAD+MPI}}{\sigma_{NLO+PS}} \quad (6.2.1)$$

Ο αριθμητής ορίζεται ως η διαφορική ενεργός διατομή κατά την οποία η εκπομπή παρτονίων, η αδρονοποίηση και οι πολυπαρτονικές αλληλεπιδράσεις λαμβάνονται υπόψη ενώ ο παρονομαστής ορίζεται ως η διαφορική ενεργός διατομή στην οποία δεν συμπεριλαμβάνονται πολυπαρτονικές αλληλεπιδράσεις και αδρονοποίηση.

Ακολουθώντας, η διορθωμένη ενεργός διατομή σε επίπεδο σωματιδίου ορίζεται ως:

$$\frac{d^2\sigma_{theo}}{dp_T dy} = \frac{d^2\sigma_{NLO}}{dp_T dy} \cdot C_{NLO}^{NP} \quad (6.2.2)$$

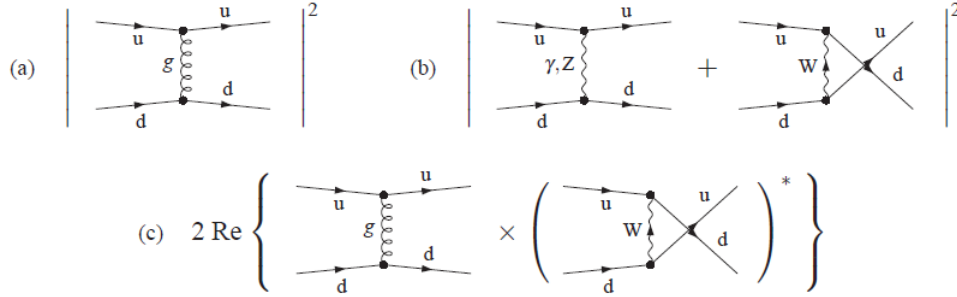
Χρησιμοποιώντας τις τρεις παραπάνω μεθόδους με βάση τις γεννήτριες *PYTHIA*, *HERWIG* ++, *POWHEG* + *PYTHIA*, υπολογίζουμε την τελική μη διαταρρακτική διόρθωση ως την μέση τιμή του 'φακέλου' των τριών αυτών μοντέλων και ως συστηματική αβεβαιότητα την ημιδιαφορά της ανώτερης και της κατώτερης τιμής του φακέλου αυτού. Η διόρθωση παίρνει τιμές που κυμαίνονται ανάμεσα σε 1% και 20% και είναι σημαντικότερη σε χαμηλές τιμές της μάζας όπου οι πολυπαρτονικές αλληλεπιδράσεις είναι πιο σημαντικές.



Σχήμα 6.3: Η μη διαταρακτική διόρθωση συναρτήσει της αναλλοίωτης μάζας των δύο πιδάκων για όλες τις διαμερίσεις στο $|y|_{max}$. Με μαύρο βλέπουμε την πρόβλεψη από τις γεννήτριες *POWHEG* και *PYTHIA*, με μωβ την πρόβλεψη της *PYTHIA* και με μπλέ την πρόβλεψη της γεννήτριας *HERWIG++*.

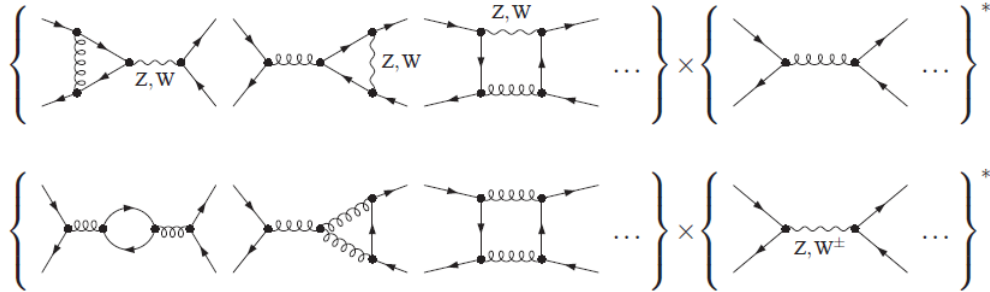
6.3 Ηλεκτρασθενείς διορθώσεις

Μία επιπλέον διόρθωση η οποία εφαρμόζεται στην θεωρητική πρόβλεψη της ενεργού διατομής έχει να κάνει με την συνεισφορά ηλεκτρασθενών διαδικασιών στην παραγωγή διπλών πιδάκων. Η διόρθωση αυτή είναι ήδη εμφανής σε επίπεδο κύριας τάξης (LO) κατα την σκέδαση δύο κουαρκ στην αρχική κατάσταση σε δύο κουαρκ στην τελική ([34]):



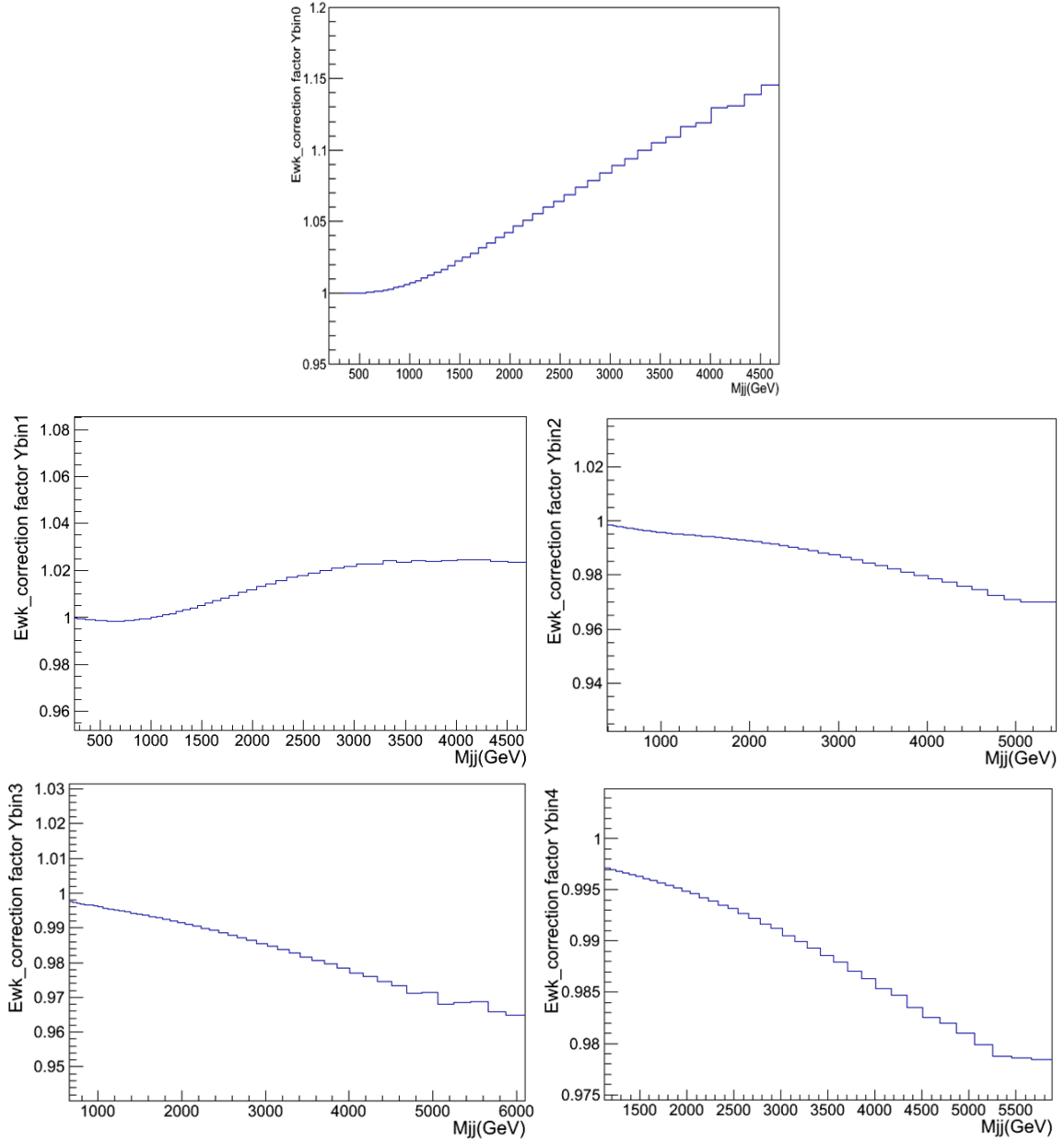
Σχήμα 6.4: Συνεισφορά ηλεκτρασθενών διαδικασιών στην σκέδαση $ud \rightarrow ud$ σε επίπεδο κύριας τάξης: α) Σε τάξη α_s^2 β) Σε τάξη α^2 γ) Σε τάξη $\alpha\alpha_s$

Σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη, οι διορθώσεις είναι της τάξης $\alpha_s^2\alpha_W$ με τυπικά διαγράμματα αυτά που φαίνονται παρακάτω. Η τυπική διαδικασία είναι να θεωρήσουμε διορθώσεις της τάξης $O(\alpha_W)$ στην ενεργό διατομή της QCD ($O(\alpha_s^2)$) ή θεωρώντας διορθώσεις χβαντικής χρωμοδυναμικής ($O(\alpha_s)$) στους όρους συμβολής κύριας τάξης ($O(\alpha_s\alpha_W)$).



Σχήμα 6.5: Συνεισφορά ηλεκτρασθενών διαδικασιών σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη

Η ηλεκτρασθενής διόρθωση λόγω της συνεισφοράς κύριας τάξης γίνεται πολλαπλασιάζοντας την θεωρητική ενεργό διατομή με έναν παράγοντα $(1 + \delta^{tree})$ και για συνεισφορά μετά την κύρια τάξη πολλαπλασιάζουμε με έναν επιπλέον πολλαπλασιαστικό παράγοντα $(1 + \delta^{loop})$. Οι πολλαπλασιαστικοί παράγοντες αυτοί υπολογίστηκαν για τους διπλούς πίδακες χρησιμοποιώντας το σετ συναρτήσεων δομής παρτονίων $CT10 - NLO PDF$ για συνεισφορά 5 γεύσεων κουαρκ και με την μέση p_T των δύο πιδάκων ως την κλίμακα για τα μ_R, μ_F . Η σύγκριση των διορθώσεων με χρήση του σετ συναρτήσεων δομής $CT10 - PDF$ και $NNPDF2.1$ έδειξε ότι σε επίπεδο βρόγχου δεν υπάρχει εξάρτηση από την εκάστοτε συνάρτηση δομής, ενώ σε επίπεδο κύριας τάξης η διόρθωση είναι πολύ μικρή. Κατα συνέπεια δεν αποδόθηκε συστηματική αβεβαιότητα στον υπολογισμό των διορθώσεων.



Σχήμα 6.6: Ηλεκτρασθενής διόρθωση στην θεωρητική ενεργό διατομή σαν συνάρτηση της αναλλοίωτης μάζας για τις 5 διαμερίσεις του $|y|_{max}$

Η ηλεκτρασθενής διόρθωση στην αναλλοίωτη μάζα φθάνει έως το 3% και είναι πιο αισθητή σε κεντρικές ωχύτητες και σε μεγάλες τιμές της μάζας.

Κεφάλαιο 7

Συστηματικές αβεβαιότητες

Στην ενότητα αυτή θα εξεταστούν οι συστηματικές αβεβαιότητες στην μελέτη της ενεργού διατομής παραγωγής διπλών πιδάκων. Οι συστηματικές αβεβαιότητες χωρίζονται σε δύο επιμέρους κατηγορίες: τις πειραματικές, και τις θεωρητικές οι οποίες και θα εξετατούν ξεχωριστά.

7.1 Πειραματικές Αβεβαιότητες

Οι πειραματικές αβεβαιότητες αναφέρονται σε όλες τις αβεβαιότητες οι οποίες επηρεάζουν το μετρούμενο αποτέλεσμα. Οι κυριότερες είναι αυτές λόγω της αβεβαιότητας στην ενέργεια του πίδακα (*jet energy scale*), στην φωτεινότητα και στην διακριτική ικανότητα στην μάζα των διπλών πιδάκων. Άλλες πηγές συστηματικής αβεβαιότητας, όπως η γωνιακή διακριτική ικανότητα του πίδακα, είναι αμελητέες. Η συνολική πειραματική αβεβαιότητα εκτείνεται από $\sim 5\%$ σε χαμηλές μάζες έως $\sim 20\%$ στις υψηλές μάζες και παρουσιάζει παρόμοια συμπεριφορά σε όλες τις διαμερίσεις του $|y|_{max}([4])$.

7.1.1 Αβεβαιότητα λόγω ξεδιπλώματος και διακριτικής ικανότητας

Η αβεβαιότητα η οποία προκύπτει από την διόρθωση λόγω του ξεδιπλώματος (*unfolding*) των δεδομένων οφείλεται στην μοντελοποίηση της διακριτικής ικανότητας της μάζας και της θεωρητικής κατανομής της μάζας όπως προκύπτει από την προσομοίωση. Για να εκτιμηθεί η ευαισθησία στην μεταβολή αυτών των μεταβλητών, μεταβάλαμε την διακριτική ικανότητα στην μάζα κατά 10% και την κλίση της κατανομής της μάζας κατά 5%. Η πρώτη επιλογή δικαιολογείται από την παρατηρούμενη διαφορά ανάμεσα στα δεδομένα και την προσομοίωση για την ενεργειακή διακριτική ικανότητα των πιδάκων και η δεύτερη θεωρείται συντηρητική, βασιζόμενη στις διαφορές μεταξύ δεδομένων και προσομοίωσης ως προς το σχήμα της κατανομής της μάζας. Η συνολική αβεβαιότητα αυτή είναι της τάξης του $\sim 1 - 1.5\%$, και είναι πλήρως συσχετισμένη σε όλες τις διαμερίσεις της μάζας. Τέλος, η μελέτη του φάσματος μετά την διαδικασία του ξεδιπλώματος χρησιμοποιώντας διαφορετικά σετ συναρτήσεων δομής παρτονίων έδειξε ελάχιστη διαφορά και κατα συνέπεια δεν αποδόθηκε αντίστοιχη συστηματική αβεβαιότητα.

7.1.2 Αβεβαιότητα στην φωτεινότητα

Η αβεβαιότητα στην φωτεινότητα έχει εκτιμηθεί ότι είναι της τάξης του 2.6% και οδηγεί σε αβεβαιότητα της τάξης του 2.6% στην κανονικοποίηση της ενεργού διατομής. Η αβεβαιότητα αυτή είναι πλήρως συσχετισμένη σε όλες τις διαμερίσεις της p_T και της μάζας των πιδάκων.

7.1.3 Αβεβαιότητα στην ενεργειακή κλίμακα των πιδάκων

Λόγω της ραγδαίας ελάττωσης της ενεργού διατομής αυξανόμενης της μάζας, μία μικρή μεταβολή στην μετρούμενη μάζα μεταφράζεται ως 5-7 φορές μεγαλύτερη αβεβαιότητα στην ενεργό διατομή. Η αβεβαιότητα στην ενεργειακή κλίμακα (*jet energy scale*) των πιδάκων εκτιμήθηκε να είναι της τάξης του 2-2.5% για πίδακες ανακατασκευασμένους με την μέθοδο *Particle Flow*. Είναι η σημαντικότερη πειραματική αβεβαιότητα και εξαρτάται από την p_T και το η των πιδάκων.

Για τον υπολογισμό της αβεβαιότητας στην ενεργειακή κλίμακα εξετάστηκαν 16, μη συσχετισμένες μεταξύ τους, επιμέρους πηγές αβεβαιότητας. Καθεμία από αυτές αναπαριστά μία μεταβολή μεγέθους 1σ από ένα δοσμένο συστηματικό φαινόμενο για κάθε ζεύγος τιμών (p_T, η). Προσθέτοντας τετραγωνικά, ξεχωριστά την αρνητική και την θετική μεταβολή από κάθε πηγή αβεβαιότητας βρίσκουμε την ολική θετική και αρνητική αβεβαιότητα στην ενεργειακή κλίμακα των πιδάκων για κάθε τιμή των p_T, η .

Οι πηγές αβεβαιότητας χωρίζονται σε 4 ευρείες κατηγορίες:

- Εξάρτηση από επιπρόσθετα γεγονότα που οφείλονται στις μαλακές σχεδιάσεις μεταξύ των συγκρουόμενων νουκλεονίων (*pile up*): Η κατηγορία αυτή έχει ελάχιστη επίδραση στα αποτελέσματα που παρουσιάζονται σε αυτήν την ανάλυση, λόγω του υψηλού κατωφλίου στην p_T που χρησιμοποιήθηκε.
- Εξάρτηση από το η : Αυτή η κατηγορία πραγματεύεται τις σχετικές μεταβολές της ενεργειακής κλίμακας των πιδάκων συναρτήσει της ψευδωκότητας. Η ενεργειακή κλίμακα εξαρτάται από την ψευδωκότητα κυρίως λόγω της μη γραμμικής απόκρισης των καλοριμέτρων συναρτήσει του $|\eta|$. Οι μεταβολές αυτές οδηγούν σε συσχετίσεις ανάμεσα στις διαμερίσεις της ωκότητας. Αυτά τα φαινόμενα έχουν επίσης εξάρτηση από την εγκάρσια ορμή, αλλά συστηματικές μελέτες σε επίπεδο δεδομένων και προσομοίωσης δείχνουν ότι η εξάρτηση των αβεβαιοτήτων αυτών από την p_T και το η μπορούν να θεωρηθούν ανεξάρτητες και να παραγοντίζονται σε ικανοποιητικό βαθμό.
- Εξάρτηση από την p_T : Η τρίτη κατηγορία αναφέρεται στην αβεβαιότητα στην απόλυτη κλίμακα ενέργειας και την εξάρτησή της από την εγκάρσια ορμή και θεωρείται η σημαντικότερη για αναλύσεις όπως αυτή που παρουσιάζουμε. Όπως έχει ξανααναφερθεί, η μετρούμενη ενέργεια ενός πίδακα είναι μικρότερη από την πραγματική, λόγω ουδετέρων σωματιδίων (π.χ νετρονίων) που διαφεύγουν της ανίχνευσής μας. Κατα συνέπεια, για να βρεθεί η πραγματική τιμή της εγκάρσιας ορμής του πίδακα, επιλέγονται γεγονότα κατά τα οποία παράγονται αντιδιαμετρικά $Z, \gamma + jets$ στην τελική κατάσταση. Λόγω της καλής βαθμονόμησης του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου και του συστήματος μιονίων, οι ακτίνες γ και τα λεπτονικά παράγωγα της διάσπασης του Z μπορούν να μετρηθούν με μεγάλη ακρίβεια. Κατα συνέπεια, αξιοποιώντας την διατήρηση της εγκάρσιας ορμής, μπορεί να προσδιοριστεί η απόλυτη τιμή της p_T του ανακρουόμενου πίδακα. Παρα ταύτα, λόγω μειωμένης στατιστικής κατά την απόλυτη βαθμονόμηση της ενέργειας των πιδάκων χρησιμοποιώντας γεγονότα με $Z, \gamma + jets$, η ενεργειακή κλίμακα μπορεί να μετρηθεί μόνο σε μια περιορισμένη περιοχή της p_T (τυπικά 30-600 GeV). Η απόκριση σε υψηλότερες και χαμηλότερες εγκάρσιες ορμές εκτιμάται χρησιμοποιώντας προσομοίωση *Monte Carlo*, στην οποία υπεισέρχεται σημαντική αβεβαιότητα.

Η αβεβαιότητα που προκύπτει από την μοντελοποίηση του υπολειπόμενου γεγονότος και της αδρονοποίησης των πιδάκων έχει επίσης εξάρτηση από την p_T και μελετάται συγκρίνοντας προβλέψεις από τις γεννήτριες *PYTHIA6* και *HERWIG +*. Οι περισσότερες μελέτες δείχνουν ότι και οι δύο γεννήτριες συμφωνούν με τα δεδομένα και οι διαφορές τους είναι συγκρίσιμες με αυτές ανάμεσα σε δεδομένα και προσομοίωση.

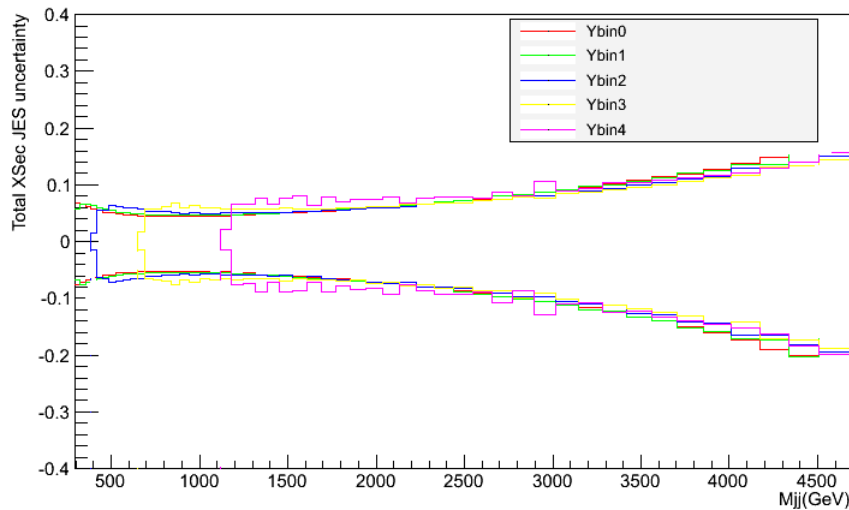
Η απόκριση των καλοριμέτρων σε αδρόνια προκαλεί επίσης αβεβαιότητα η οποία εξετάζεται μεταβάλλοντας την παραμετροποίηση της απόκρισης κατά $\pm 3\%$ ως προς την κεντρική της τιμή.

- Εξάρτηση από την διαφορά στην απόκριση πιδάκων που προέρχονται από κουαρκ και γκλουόνια: Η κατηγορία αυτή μελετά την διαφορά στην ενεργειακή κλίμακα των πιδάκων για πίδακες που προέρχονται από κουαρκ ή γκλουόνια και μελετάται μέσω *Monte Carlo*.

Ο υπολογισμός της αβεβαιότητας στην ενεργό διατομή λόγω ενεργειακής κλίμακας γίνεται με την εξής μέθοδο: Όλοι οι επιλεγμένοι πίδακες μετακινούνται κατά ποσό ίσο με την εκτιμώμενη αβεβαιότητα και μια νέα τιμή της αναλλοίωτης μάζας υπολογίζεται. Η μέση μεταβολή για κάθε μάζα προσαρμόζεται με μία συνεχή συνάρτηση. Στην συνέχεια εφαρμόζεται η παρακάτω σχέση για την εύρεση της αβεβαιότητας στην ενεργό διατομή:

$$\delta \pm = \frac{\int_{m'_1}^{m'_2} f(m) dm}{\int_{m_1}^{m_2} f(m) dm} - 1 \quad (7.1.3.1)$$

Στην παρπάνω σχέση, m_1, m_2 είναι τα όρια της κάθε διαμέρισης στην μάζα, $m'_{1,2} = m_{1,2} \cdot (1 \pm \alpha_{JES}(m_{1,2}))$ είναι τα νέα όρια των διαμερίσεων τα οποία προκύπτουν λόγω της αβεβαιότητας στην κλίμακα της μάζας (α_{JES}). Τέλος, $f(m)$ είναι η συνάρτηση με την οποία προσαρμόζουμε το θεωρητικό φάσμα. Η προκύπτουσα αβεβαιότητα δεν είναι συμμετρική και είναι πλήρως συσχετισμένη στις διαμερίσεις της μάζας. Λαμβάνει τιμές από 5% για $M_{jj} = 200 \text{ GeV}$ έως ~20% για $M_{jj} = 4500 \text{ GeV}$.

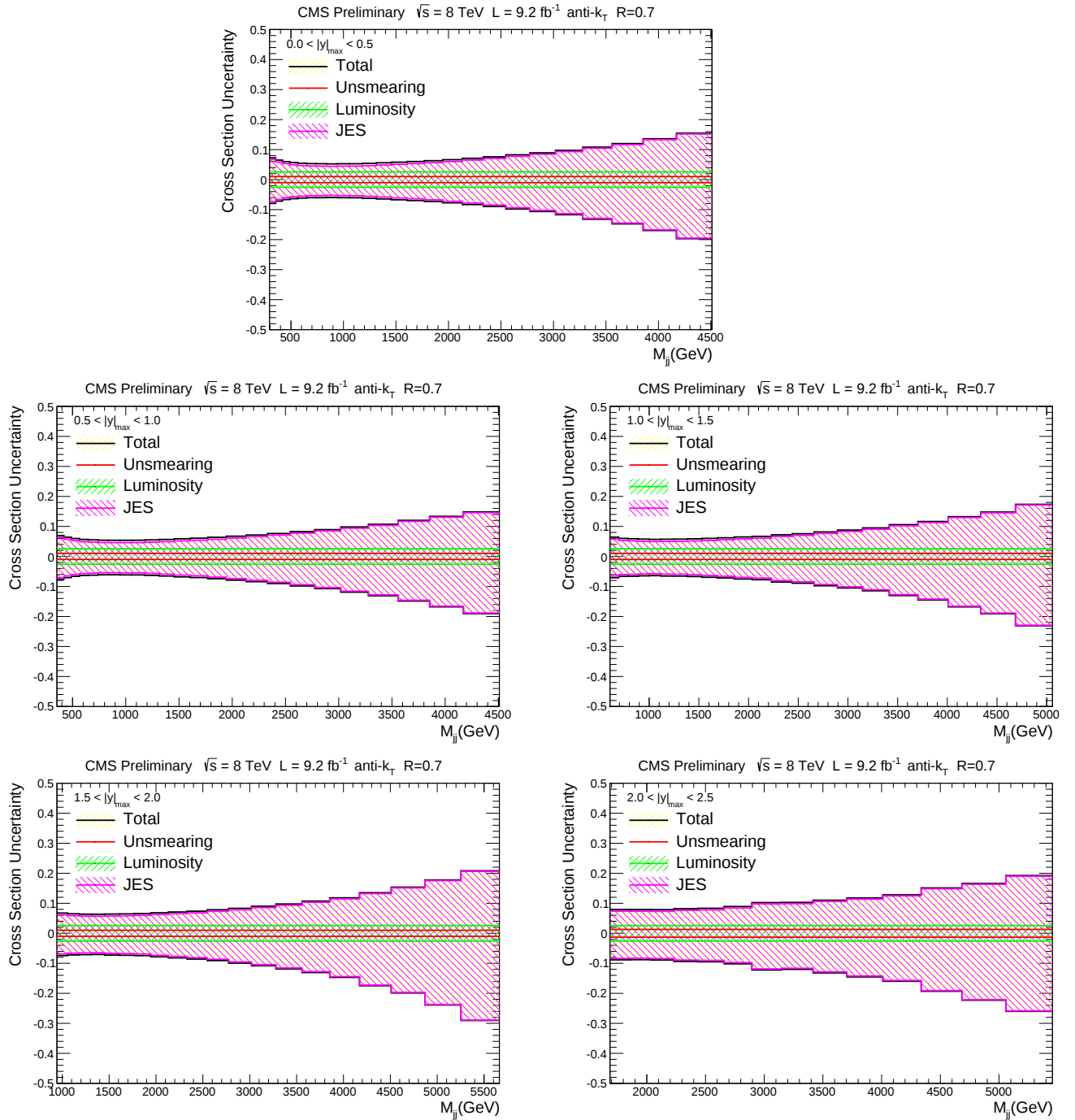


Σχήμα 7.1: Αβεβαιότητα στην ενεργό διατομή λόγω της αβεβαιότητας στην κλίμακα της μάζας για όλες τις διαμερίσεις του $|y|_{max}$

7.1.4 Επιπλέον αβεβαιότητες

Οι αβεβαιότητες λόγω χαμηλής απόδοσης στον σκανδαλισμό και στην ταυτοποίηση πιδάκων, στην χρονική εξάρτηση της διακριτικής ικανότητας στην p_T καθώς και στους παράγοντες προκλιμάκωσης των σκανδαλιστών έχουν πολύ μικρή συνεισφορά η οποία συντηρητικά έχει εκτιμηθεί συνολικά στο 1% για κάθε διαμέριση στην μάζα και την p_T και είναι μη συσχετισμένη ανάμεσα στις διαμερίσεις.

Στο σχήμα 7.2 βλέπουμε την ολική πειραματική αβεβαιότητα στην μέτρηση της ενεργού διατομής και τις επιμέρους συνεισφορές της. Παρατηρούμε ότι η αβεβαιότητα στην ενεργειακή κλίμακα είναι η σημαντικότερη.



Σχήμα 7.2: Συνολική πειραματική αβεβαιότητα(μαύρο)και οι επιμέρους συνεισφορές της για κάθε διαμέριση στο $|y|_{\text{max}}$: Αβεβαιότητα στην ενεργειακή κλίμακα των πιδάκων (μωβ), αβεβαιότητα στην φωτεινότητα (πράσινο), αβεβαιότητα λόγω ξεδιπλώματος και διακριτικής ικανότητας (κόκκινο)

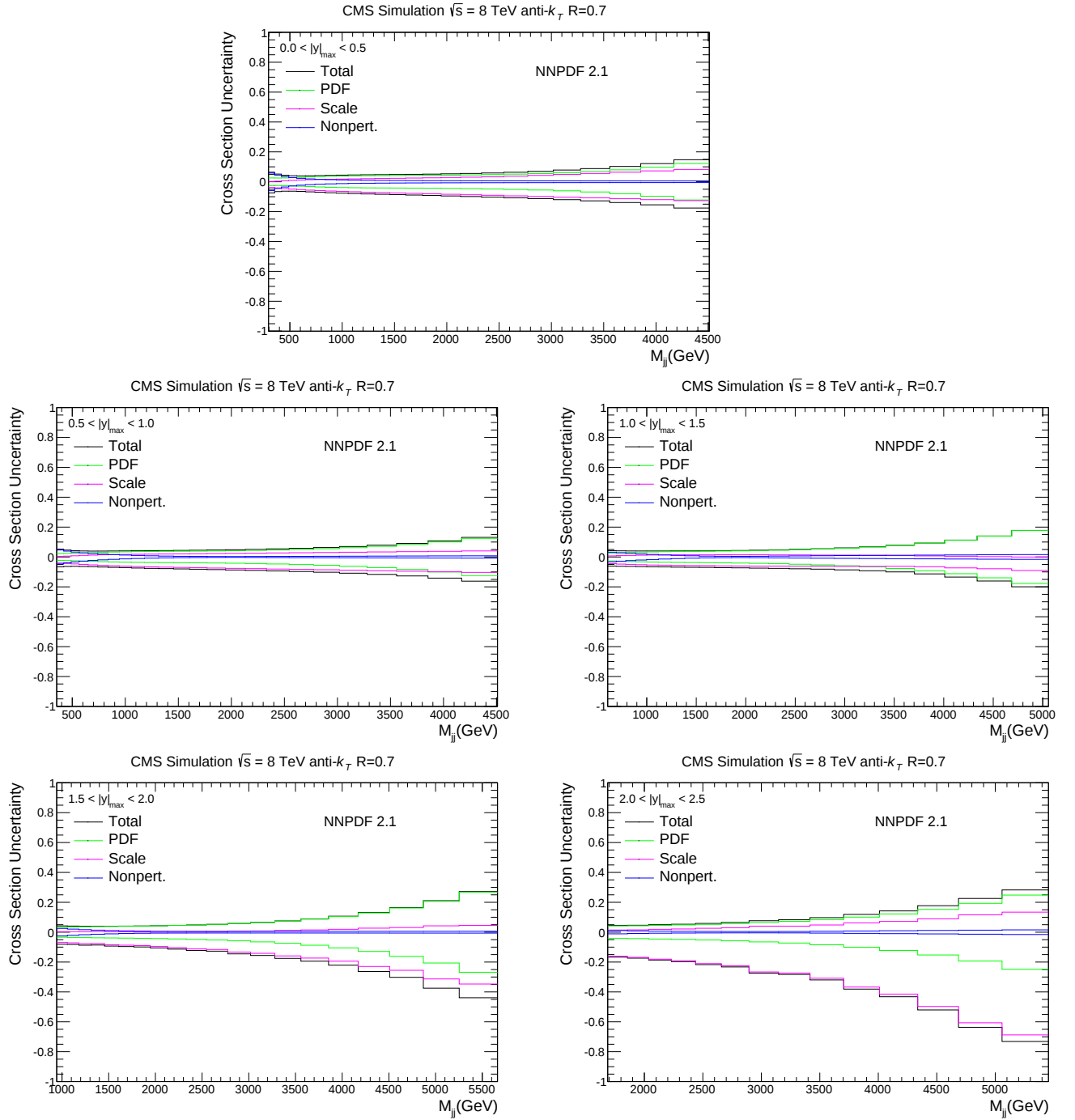
7.2 Θεωρητικές αβεβαιότητες

Οι θεωρητικές αβεβαιότητες οι οποίες υπεισέρχονται στον υπολογισμό της ενεργού διατομής σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη είναι οι ακόλουθες:

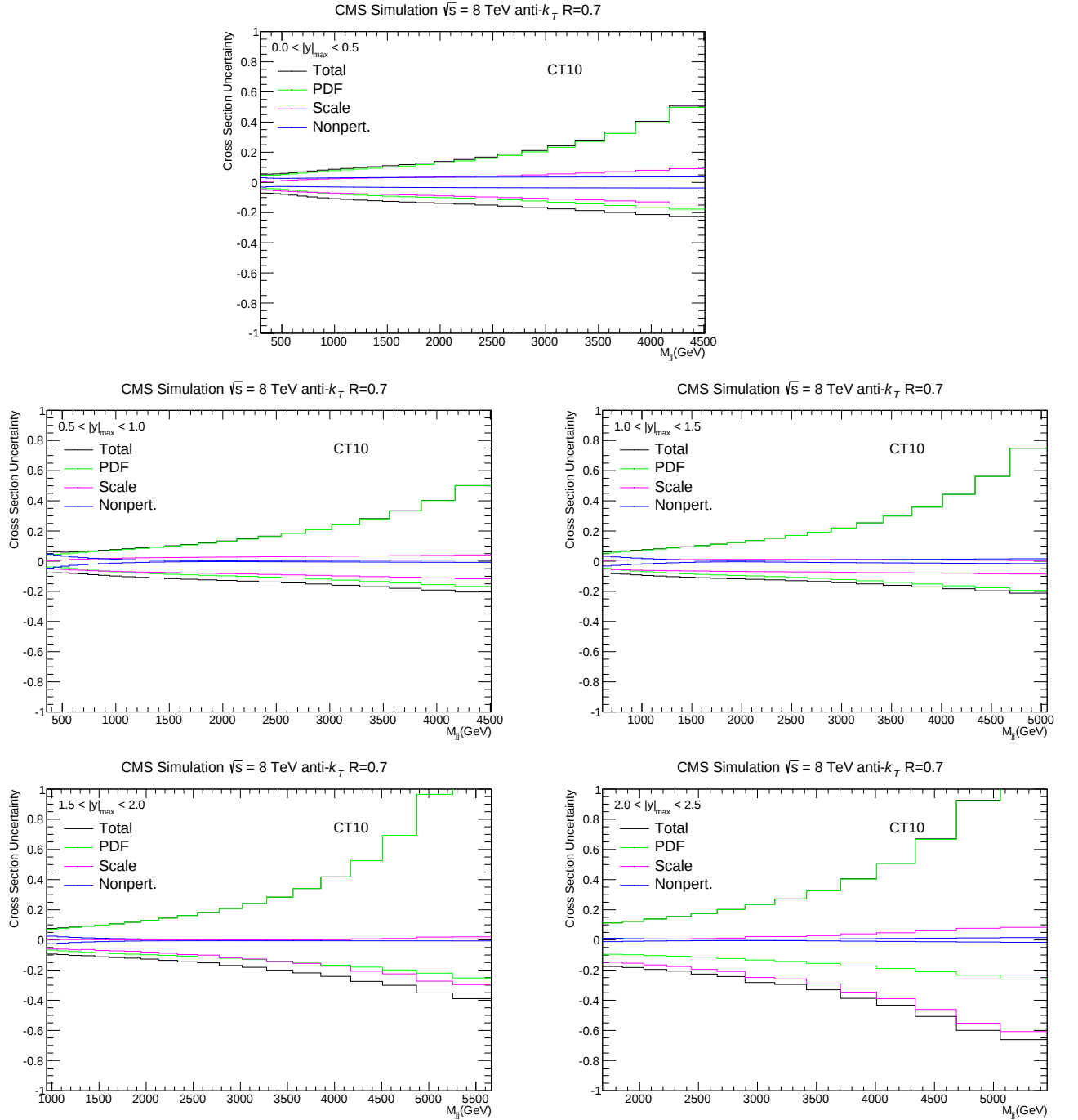
- Αβεβαιότητα στις συναρτήσεις δομής παρτονίων που χρησιμοποιούνται (*PDF*): Η μεταβολή της συνάρτησης δομής προκαλεί αβεβαιότητες στην θεωρητική πρόβλεψη της τάξης του 30% ενώ η μεταβολή της σταθεράς σύζευξης μετρημένης στην μάζα του Z : $\alpha_S(M_Z)$ κατά ± 0.001 προκαλεί επιπλέον αβεβαιότητα της τάξης του 1-2%. Η αβεβαιότητα αυτή έχει την σημαντικότερη συνεισφορά στις υψηλές τιμές της μάζας.
- Αβεβαιότητα στην έπιλογή της κλίμακας επανακανονικοποίησης και παραγόντισης (*scale*): Η αβεβαιότητα αυτή εκτιμάται ως η μέγιστη απλοκλιση στα έξι σημεία: $(\frac{\mu_R}{\mu}, \frac{\mu_F}{\mu}) = (0.5, 0.5), (2, 2), (1, 0.5), (1, 2), (0.5, 1), (2, 1)$, με $\mu = p_T^{ave}$ για τους διπλούς πίδακες. Η αβεβαιότητα αυτή είναι της τάξης του 5% με 10% για $|y|_{max} < 1.5$ και αυξάνει σε επίπεδο του 40% για τα υψηλότερα $|y|_{max}$ και για μεγάλες τιμές της αναλλοίωτης μάζας.
- Αβεβαιότητα στις μη διαταραχτικές διορθώσεις (*NP*): Η αβεβαιότητα αυτή είναι της τάξης του 5% και η τιμή της είναι μεγαλύτερη στις χαμηλές τιμές της μάζας.

Στα σχήματα 7.3-7.7 βλέπουμε την θεωρητική αβεβαιότητα για όλες τις διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τα 5 διαφορετικά σετ συναρτήσεων δομής που εξετάστηκαν σε αυτήν την ανάλυση:

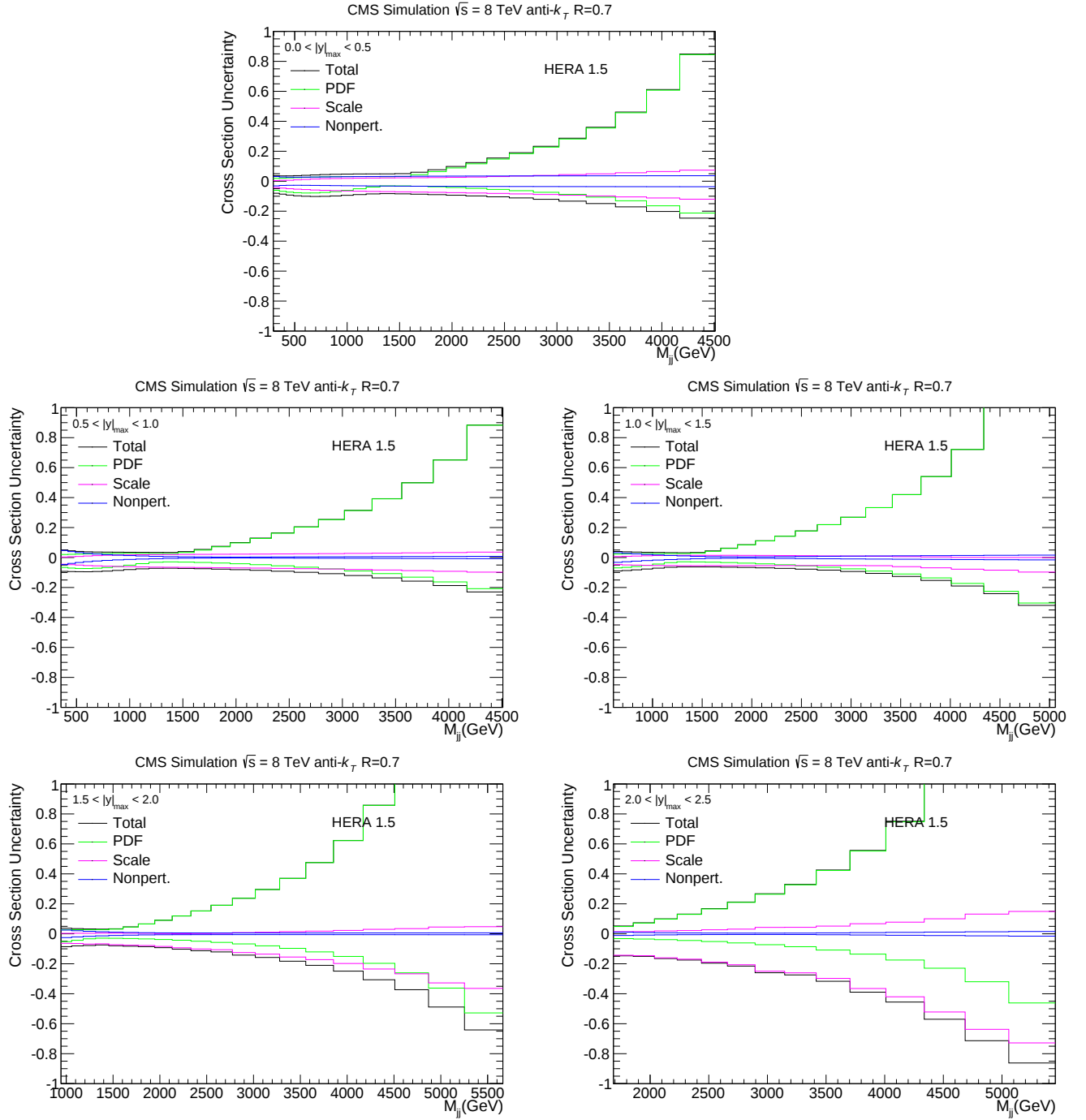
NNPDF2.1, HERA1.5, CT10, MSTW2008, ABM11. Οι αβεβαιότητες ανάμεσα στα διάφορα σετ διαφέρουν στις υψηλές τιμές της αναλλοίωτης μάζας.



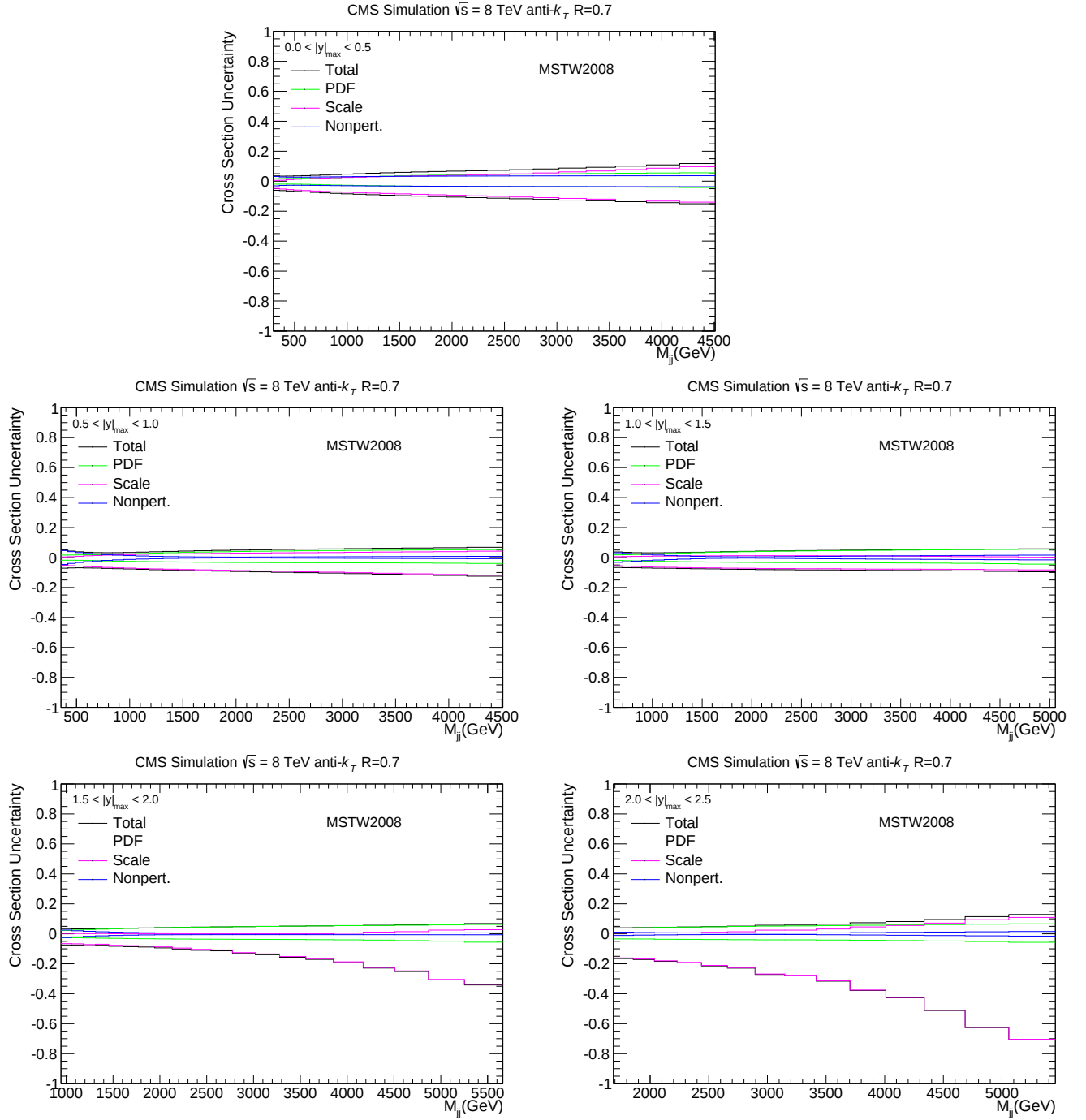
Σχήμα 7.3: Συνολική θεωρητική αβεβαιότητα με τις επιμέρους συνεισφορές για το σετ συναρτήσεων δομής *NNPDF2.1* και για κάθε διαμέριση του $|y|_{max}$. Με μαύρο βλέπουμε την ολική αβεβαιότητα, με μπλέ την αβεβαιότητα στις μη διαταρακτικές διορθώσεις, με πράσινο την αβεβαιότητα στις συναρτήσεις δομής, με μωβ την αβεβαιότητα στην κλίμακα επανακανονικοποίησης και παραγόντωσης.



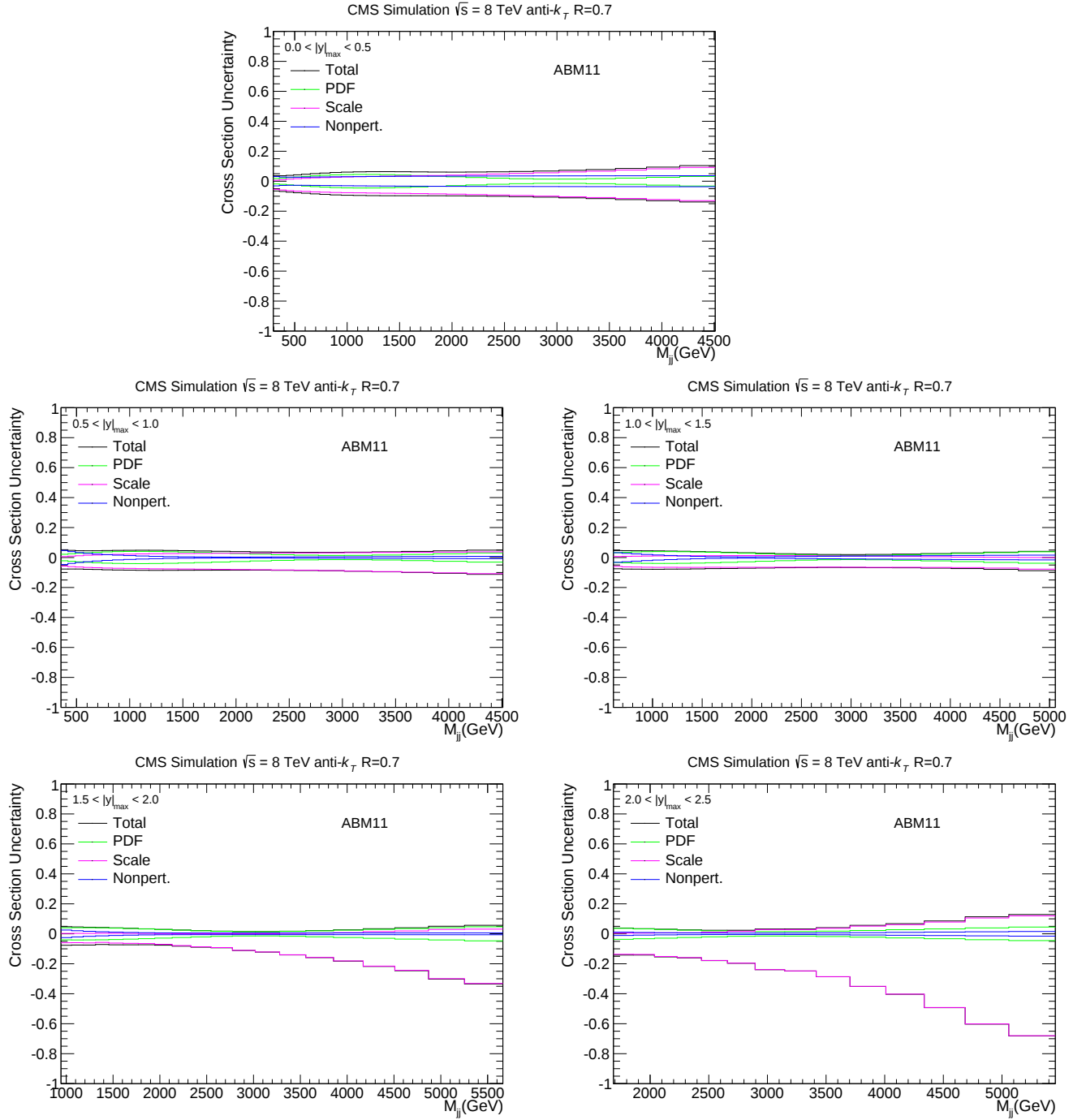
Σχήμα 7.4: Συνολική θεωρητική αβεβαιότητα με τις επιμέρους συνεισφορές για το σετ συναρτήσεων δομής CT_{10} και για κάθε διαμέριση του $|y|_{\max}$. Με μαύρο βλέπουμε την ολική αβεβαιότητα, με μπλέ την αβεβαιότητα στις μη διαταραχτικές διορθώσεις, με πράσινο την αβεβαιότητα στις συναρτήσεις δομής, με μωβ την αβεβαιότητα στην κλίμακα επανακανονικοποίησης και παραγόντωσης.



Σχήμα 7.5: Συνολική θεωρητική αβεβαιότητα με τις επιμέρους συνεισφορές για το σετ συναρτήσεων δομής *HERA1.5* και για κάθε διαμέριση του $|y|_{\max}$. Με μαύρο βλέπουμε την ολική αβεβαιότητα, με μπλέ την αβεβαιότητα στις μη διαταραχτικές διορθώσεις, με πράσινο την αβεβαιότητα στις συναρτήσεις δομής, με μωβ την αβεβαιότητα στην κλίμακα επανακανονικοποίησης και παραγόντωσης.



Σχήμα 7.6: Συνολική θεωρητική αβεβαιότητα με τις επιμέρους συνεισφορές για το σετ συναρτήσεων δομής *MSTW2008* και για κάθε διαμέριση του $|y|_{\max}$. Με μαύρο βλέπουμε την ολική αβεβαιότητα, με μπλέ την αβεβαιότητα στις μη διαταρακτικές διορθώσεις, με πράσινο την αβεβαιότητα στις συναρτήσεις δομής, με μωβ την αβεβαιότητα στην κλίμακα επανακανονικοποίησης και παραγόντισης.



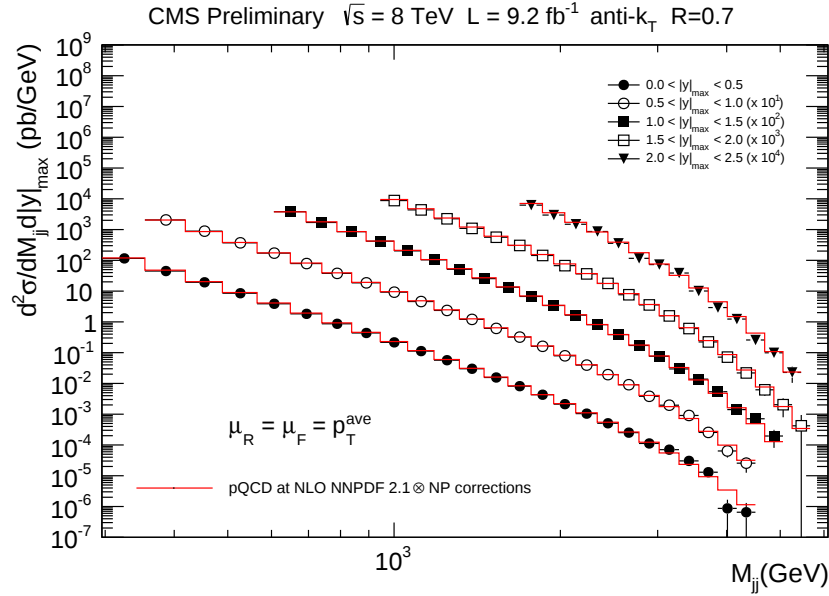
Σχήμα 7.7: Συνολική θεωρητική αβεβαιότητα με τις επιμέρους συνεισφορές για το σετ συναρτήσεων δομής ABM11 και για κάθε διαμέριση του $|y|_{\max}$. Με μαύρο βλέπουμε την ολική αβεβαιότητα, με μπλέ την αβεβαιότητα στις μη διαταραχτικές διορθώσεις, με πράσινο την αβεβαιότητα στις συναρτήσεις δομής, με μωβ την αβεβαιότητα στην κλίμακα επανακανονικοποίησης και παραγόντωσης.

Κεφάλαιο 8

Αποτελέσματα

Στην ενότητα αυτή, η ενεργός διατομή παραγωγής διπλών πιδάκων μετά την διαδικασία του ξεδιπλώματος συγκρίνεται με την θεωρητική πρόβλεψη, για διάφορα σετ συναρτήσεων δομής παρτονίων. Στην θεωρητική πρόβλεψη συμπεριλαμβάνονται οι ηλεκτρασθενείς και οι μη διαταρρακτικές διορθώσεις. Η σύγκριση αυτή είναι σημαντική διότι μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να ελέγξει την εγκυρότητα της Κβαντικής Χρωμοδυναμικής σε μια νέα μέχρι τώρα ανεξερεύνητη κινηματική περιοχή, αλλά και να περιορίσει τις αβεβαιότητες στις υπάρχουσες συναρτήσεις δομής παρτονίων. Επιπλέον, μπορεί να διακρίνει ανάμεσα στις τελευταίες και να αποφανθεί ποιες δίνουν πιο ακριβή περιγραφή των πειραματικών δεδομένων. Τέλος τα αποτελέσματα αυτά που προκύπτουν μπορούν να αξιοποιηθούν στις μελέτες για νέα φυσική: ειδικότερα στην παραγωγή βαρέων σωματιδίων που διασπώνται σε δύο πίδακες, στην ύπαρξη εσωτερης δομής παρτονίων κλπ.

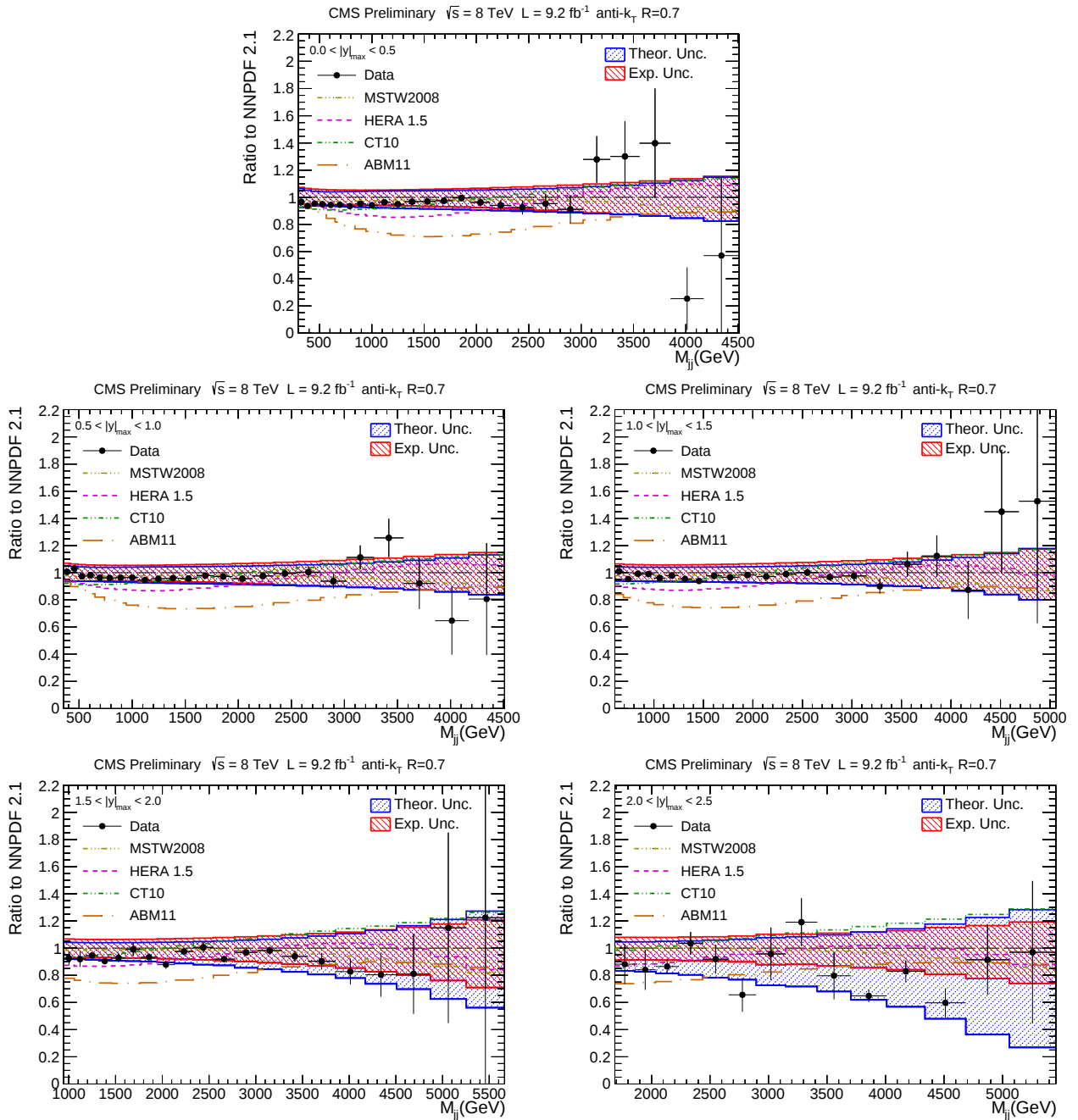
Στο σχήμα 8.1 βλέπουμε την διπλή διαφορική ενεργό διατομή συναρτήσει της αναλλοίωτης μάζας των διπλών πιδάκων για όλες τις διαμερίσεις στην ωκύτητα. Οι διαφορετικές διαμερίσεις στην ωκύτητα έχουν πολλαπλασιαστεί με αντίστοιχους παράγοντες για λόγους καλύτερης παρουσίασης. Στο σχήμα αυτό παρουσιάζονται μόνο τα στατιστικά σφάλματα.



Σχήμα 8.1: Διπλή διαφορική ενεργός διατομή παραγωγής διπλών πιδάκων σε επίπεδο σωματιδίου. Με σημεία βλέπουμε τα πειραματικά δεδομένα μετά το ξεδίπλωμα και με κόκκινες γραμμές βλέπουμε την θεωρητική πρόβλεψη σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη συμπεριλαμβάνοντας τις διαταρακτικές και τις ηλεκτρασθενείς διορθώσεις. Το σετ συναρτήσεων δομής που χρησιμοποιήθηκε ήταν το *NNPDF2.1*

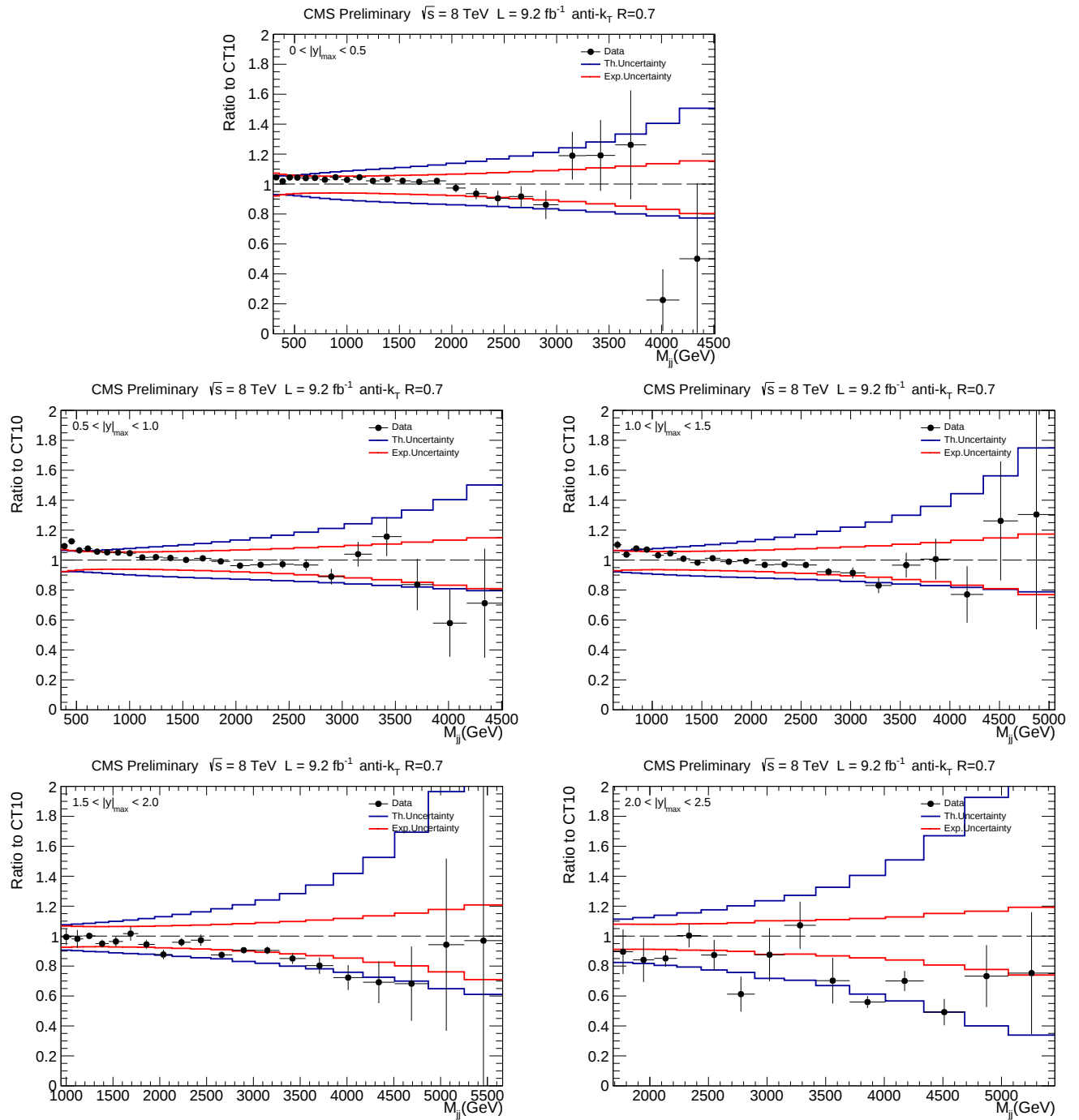
Παρατηρούμε ότι η ενεργός διατομή μειώνεται απότομα και ομαλά κατα πολλές τάξεις μεγέθους συναρτήσει της μάζας, συμφωνώντας με τις θεωρητικές προβλέψεις. Η μέτρηση καλύπτει την περιοχή μαζών από 0.2TeV έως 5.5TeV .

Στο σχήμα 8.2 βλέπουμε τον λόγο της μετρούμενης προς την θεωρητικά προβλεπόμενη ενεργό διατομή, χρησιμοποιώντας το σετ συναρτήσεων δομής *NNPDF2.1* συναρτήσεως της αναλλοίωτης μάζας συνοδευόμενο από την ολική πειραματική και θεωρητική αβεβαιότητα.

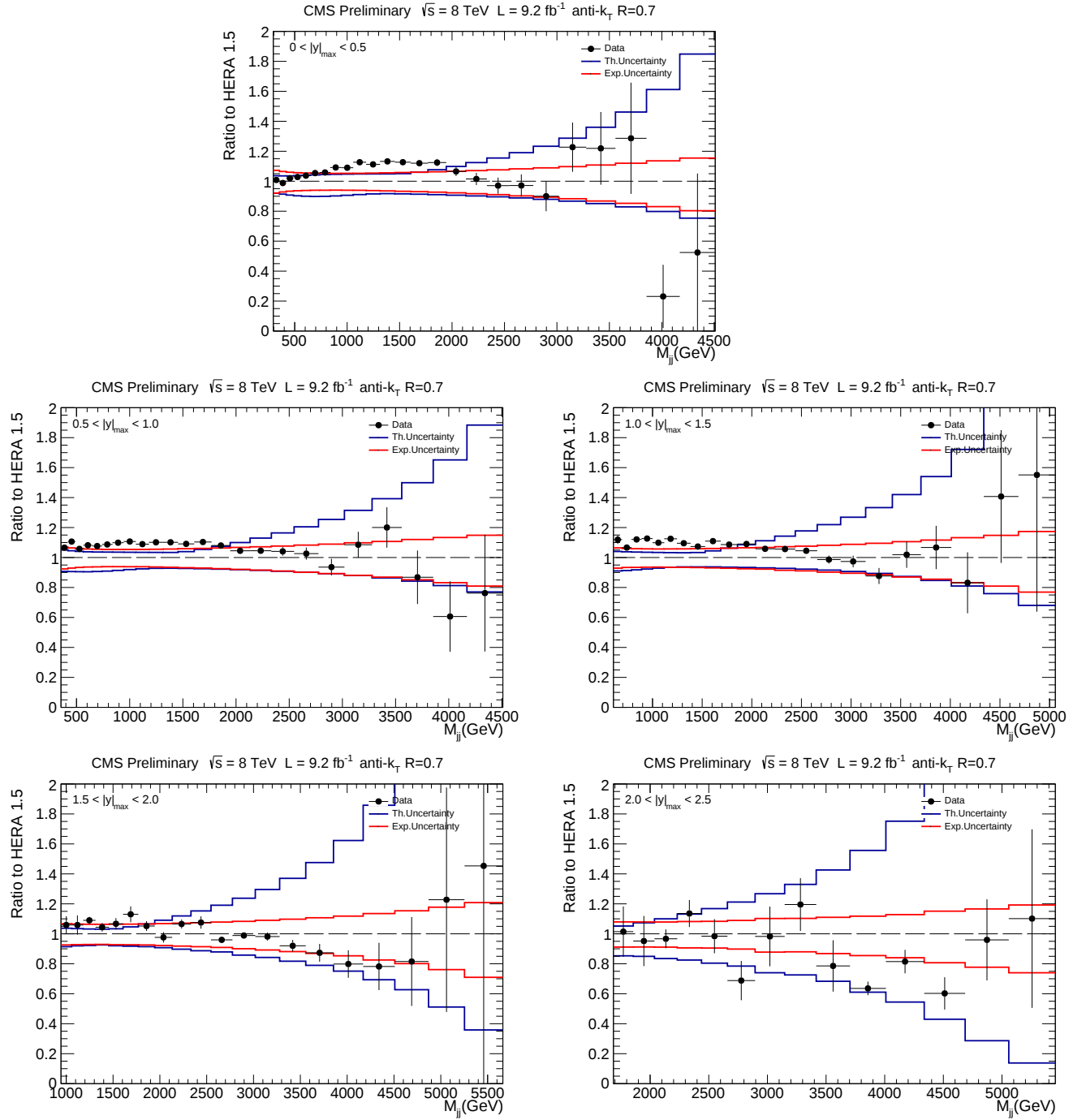


Σχήμα 8.2: Λόγος της μετρούμενης ενεργού διατομής παραγωγής διπλών πιδάκων προς την θεωρητική πρόβλεψη χρησιμοποιώντας το σετ συναρτήσεων δομής *NNPDF2.1* σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη και σε επίπεδο σωματιδίου. Με μπλέ βλέπουμε την θεωρητική αβεβαιότητα και με κόκκινο την πειραματική. Με χρωματιστές γραμμές παρουσιάζεται ο λόγος των θεωρητικών προβλέψεων με το σετ *NNPDF2.1* για τα διαφορετικά σετ συναρτήσεων δομής παρτονίων: *CT10* (πράσινο), *ABM11* (καφέ), *HERA1.5* (μώβ) και *MSTW2008* (λαδί)

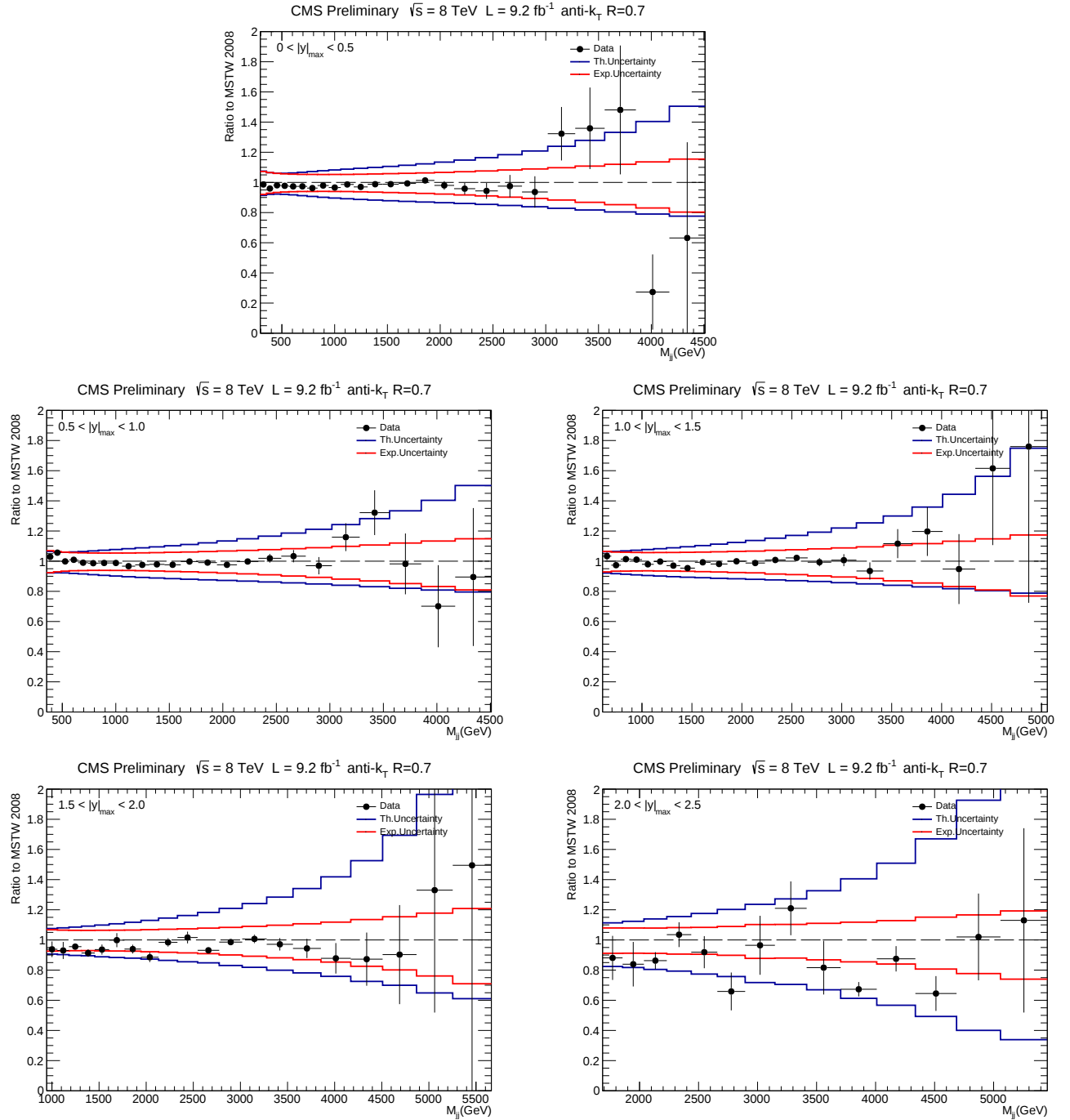
Στα σχήματα 8.3-8.6 φαίνεται ο ίδιος λόγος για διαφορετικά σέτ συναρτήσεων δομής:



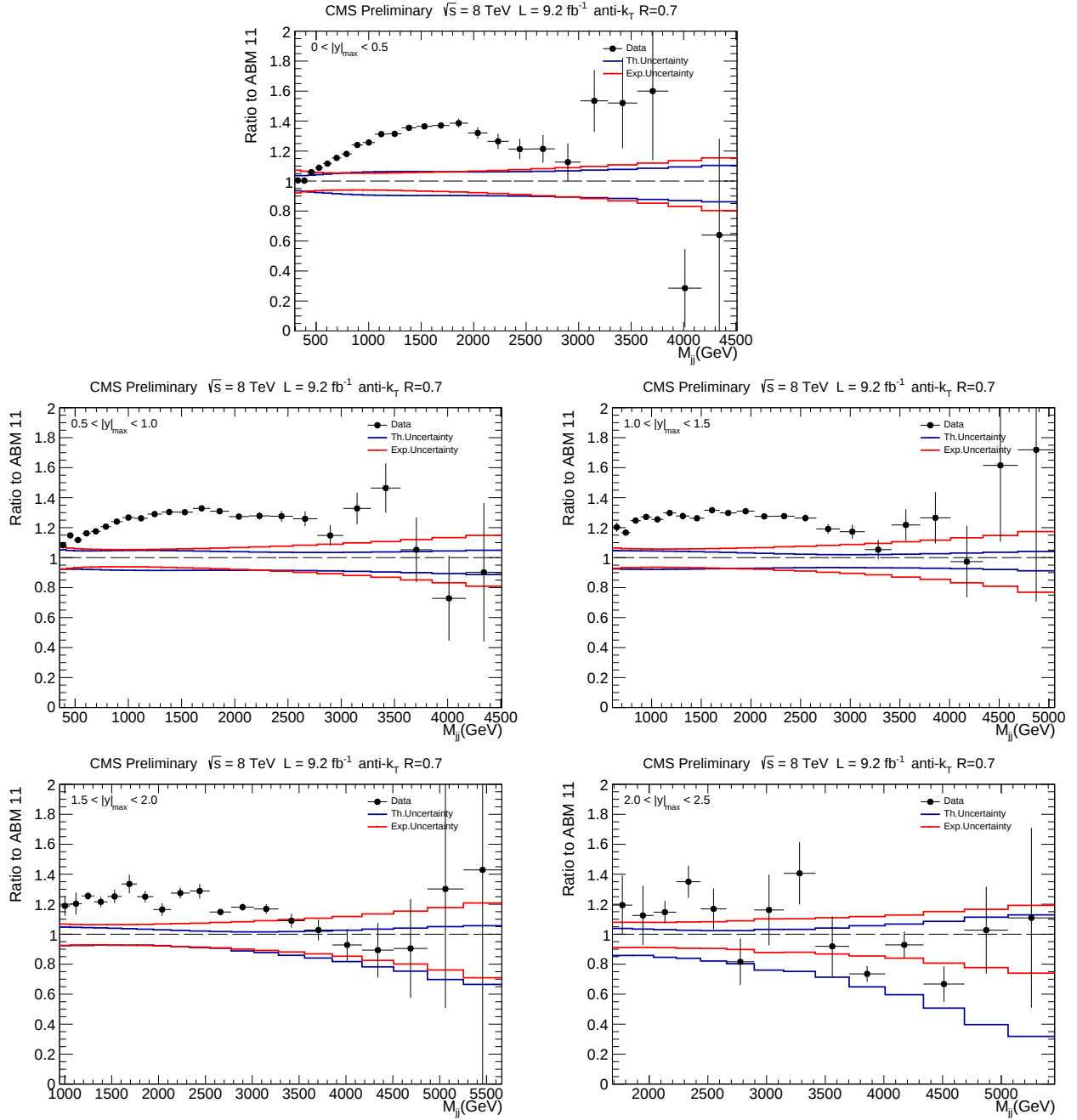
Σχήμα 8.3: Λόγος της μετρούμενης ενεργού διατομής παραγωγής διπλών πιδάκων προς την θεωρητική πρόβλεψη χρησιμοποιώντας το σέτ συναρτήσεων δομής CT10 σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη και σε επίπεδο σωματιδίου. Με μπλέ βλέπουμε την θεωρητική αβεβαιότητα και με κόκκινο την πειραματική.



Σχήμα 8.4: Λόγος της μετρούμενης ενεργού διατομής παραγωγής διπλών πιδάκων προς την θεωρητική πρόβλεψη χρησιμοποιώντας το σετ συναρτήσεων δομής *HERA1.5* σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη και σε επίπεδο σωματιδίου. Με μπλέ βλέπουμε την θεωρητική αβεβαιότητα και με κόκκινο την πειραματική.



Σχήμα 8.5: Λόγος της μετρούμενης ενεργού διατομής παραγωγής διπλών πιδάκων προς την θεωρητική πρόβλεψη χρησιμοποιώντας το σετ συναρτήσεων δομής *MSTW*2008 σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη και σε επίπεδο σωματιδίου. Με μπλέ βλέπουμε την θεωρητική αβεβαιότητα και με κόκκινο την πειραματική.



Σχήμα 8.6: Λόγος της μετρούμενης ενεργού διατομής παραγωγής διπλών πιδάκων προς την θεωρητική πρόβλεψη χρησιμοποιώντας το σετ συναρτήσεων δομής *ABM11* σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη και σε επίπεδο σωματιδίου. Με μπλέ βλέπουμε την θεωρητική αβεβαιότητα και με κόκκινο την πειραματική.

Από την μελέτη που προηγήθηκε παρατηρούμε ότι τα δεδομένα και η θεωρητική πρόβλεψη της Κβαντικής Χρωμοδυναμικής συμφωνούν ικανοποιητικά στα πλαίσια των συστηματικών αβεβαιοτήτων, με τις διάφορες θεωρητικές προβλέψεις να παρουσιάζουν διαφορές της τάξης του 10%. Η ολική πειραματική αβεβαιότητα είναι συγκρίσιμη και στις υψηλές τιμές της μάζας και τις εμπρόσθιες ψευδωκότητες χαμηλότερη από την αντίστοιχη θεωρητική. Από τον λόγο των πειραματικών δεδο-

μένων με την θεωρία μπορούμε σε πρώτη εκτίμηση να συμπεράνουμε ότι τα σετ συναρτήσεων δομής παρτονίων : *NNPDF2.1*, *CT10* είναι αυτά που περιγράφουν καλύτερα τα δεδομένα μας ενώ το σετ *ABM11* είναι αυτό που δίνει θεωρητική πρόβλεψη με την μεγαλύτερη απόκλιση από το πείραμα.

Κεφάλαιο 9

Συμπεράσματα

Στην εργασία αυτή παρουσιάστηκε η μέτρηση της διπλής διαφορικής ενεργού διατομής παραγωγής διπλών πιδάκων σαν συνάρτηση της αναλλοίωτης μάζας τους. Χρησιμοποιώντας δεδομένα με ολοκληρωμένη φωτεινότητα $9.2fb^{-1}$ από συγκρούσεις πρωτονίου-πρωτονίου σε ενέργεια κέντρου μάζας $\sqrt{s} = 8TeV$ με τον ανιχνευτή *CMS*, η μέτρηση καλύπτει την περιοχή μαζών από $0.35TeV/c^2$ έως $5.5TeV/c^2$ σε πέντε διαμερίσεις ωκύτητας, μέχρι $|y|_{max} = 2.5$.

Οι θεωρητικές και οι πειραματικές αβεβαιότητες είναι συγκρίσιμες και τα δεδομένα συγκρίθηκαν με αρκετά σετ συναρτήσεων δομής παρτονίων. Τα δεδομένα βρίσκονται σε καλή συμφωνία με την θεωρητική πρόβλεψη, υποδεικνύοντας ότι η διαταρρακτική Κβατνική Χρωμοδυναμική σε επίπεδο μετά την κύρια τάξη περιγράφει με ακρίβεια την σκέδαση παρτονίων σε αυτήν την κινηματική περιοχή.

Βιβλιογραφία

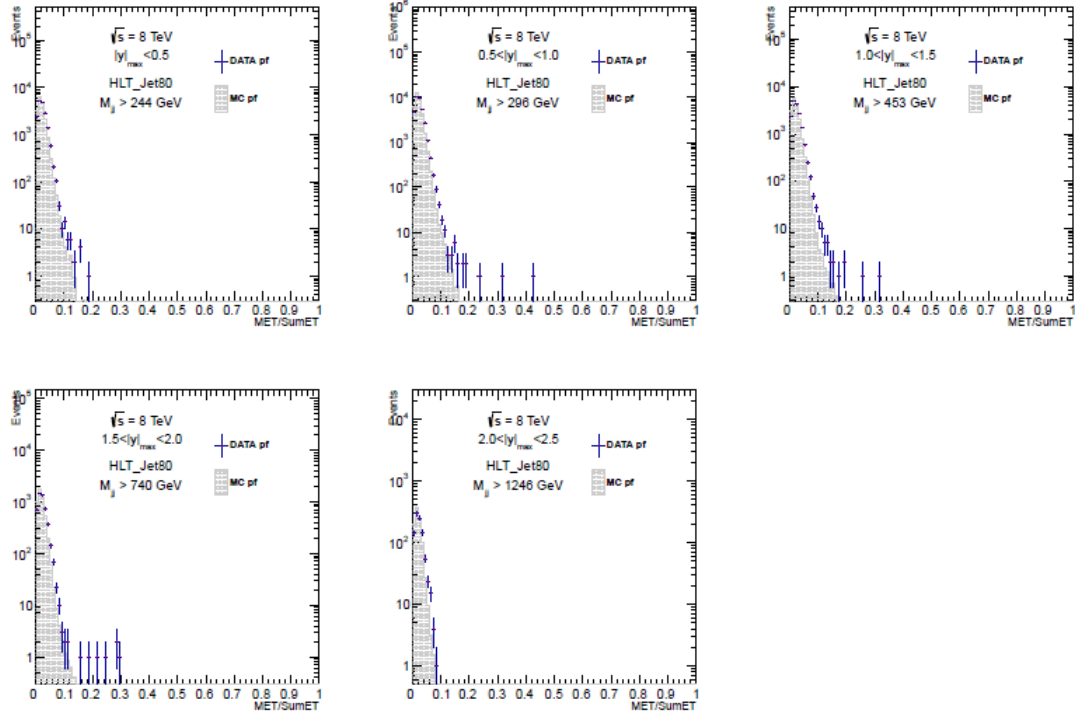
- [1] **CMS-QCD-1104** The CMS Collaboration: "*Measurements of differential jet cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ with the CMS detector*"
- [2] **CMS AN-13-404** Emmanuel Chaniotakis, Konstantinos Kousouris, Georgios Mavromanolakis, Klaus Rabbertz, Niki Saoulidou, Samantha Dooling: "*Measurement of the differential dijet mass cross-section with the CMS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$* "
- [3] **CMS PAS SMP-14-002** The CMS Collaboration: "*Dijet cross section measurement at 8 TeV*"
- [4] **CMS-JME-10-011** The CMS Collaboration: "*Determination of Jet Energy Calibration and Transverse Momentum Resolution in CMS*"
- [5] **CMS AN-2009/067** V.Chetluru, F.Pandolfi, P.Schieferdecker, M.Zielinski: "*Jet Reconstruction Performance at CMS*"
- [6] **CMS PAS JME-10-003** The CMS Collaboration: "*Jet Performance in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$* "
- [7] **CMS AN-2009/039** The Particle Flow Physics Object Group: "*Particle Flow Reconstruction of Jets, Taus and MET*"
- [8] **CMS AN AN-10-139** Konstantinos Kousouris: "*Measurement of the Relative Jet Energy Scale in CMS with pp Collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$* "
- [9] **CMS AN AN-10-278** Bora Isildak, Konstantinos Kousouris, Niki Saoulidou, Klaus Rabbertz: "*Measurement of the differential dijet mass cross-section with the CMS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$* "
- [10] **CMS AN2010-003-v3** Niki Saoulidou: "*Particle Flow Jet Identification Criteria*"
- [11] CDF Collaboration: "*Search for new particles decaying into dijets in proton-antiproton collisions at $s^{*(1/2)} = 1.96\text{-TeV}$* ", *Phys.Rev. D* 79(2009)112002
- [12] D0 Collaboration: "*Measurement of the Dijet Invariant Mass Cross Section in pp Collisions at $s^{*(1/2)} = 1.96\text{ TeV}$* ", *Phys.Lett. B* 693(2010)531-538
- [13] ATLAS Collaboration: "*Measurement of inclusive jet and dijet cross sections in proton-proton collisions at 7 TeV centre-of-mass energy with the ATLAS detector*", *arXiv:1009.5908[hep-ex](2010)*
- [14] T.Sjostrand, S.Mrenna and P.Skands: "*PYTHIA 6.4 physics and manual*", *JHEP* **0605** (2007)026

- [15] S.Agostinelli et al: "*Geant4-A Simulation Toolkit*", *Nucl.Inst.Meth.A* **506**(2003)250-303
- [16] M.Cacciari, G.P.Salam, and G.Soyez: "*The anti-kt jet clustering algorithm*", *JHEP* **0804** (2008)063
- [17] T.Sjostrand and M.van Zijl: "*A Multiple Interaction Model for the Event Structure in Hadron Collisions*", *Phys.Rev.D* **36**(1987)2019
- [18] B.Andersson, G.Gustafson, G.Ingelman and T.Sjostrand: "*Parton Fragmentation and String Dynamics*", *Phys.Rept.* **97**(1983)31
- [19] M.Bahr, S.Gieseke and M.H.Seymour: "*Simulation of multiple partonic interactions in Herwig++*", *JHEP* **07**(2008)076
- [20] B.Anderson, G.Gustafson, and B.Soderberg: "*A General Model for Jet Fragmentation*", *Z.Phys.C* **20**(1983)317
- [21] T.Sjostrand: "*THE MERGING OF JETS*", *Phys.Lett.B* **142**(1984)420
- [22] B. Webber: "*A QCD Model for Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference*", *Nucl.Phys.B* **238**(1984)492
- [23] Z.Nagy: "*Next-to-leading order calculation of three jet observables in hadron hadron collision*", *Phys.Rev.D* **68**(2003) 094002
- [24] T.Kluge, K.Rabbertz, and M.Wobsich: "*Fast pQCD calculations for PDF fits*", *arXiv:hep-ph/0609285*
- [25] H.-L.Lai et al.: "*New parton distributions for collider physics*", *Phys.Rev. D* **82**(2010) 074024
- [26] A.D Martin, W.J.Stirling, R.S. Thorne and G.Watt: "*Parton distributions for the LHC*", *Eur.Phys.J. C* **63**(2009)189
- [27] R.D.Ball et al.: "*A first unbiased global NLO determination of parton distributions and their uncertainties*", *Nucl.Phys. B* **838** (2010) 136
- [28] S. Alekhin, J.Blumlein, and S.Kleinetal: "*The 3-,4- and 5- flavor NNLO Parton from Deep-Inelastic-Scattering Data and at Hadron Colliders*", *Phys.Rev. D* **81** (2010) 014032
- [29] H1 and ZEUS Collaboration: "*Combined Measurement and QCD Analysis of the Inclusive ep Scattering Cross Sections at HERA*", *JHEP* **01**(2010) 109
- [30] S.Frixione, P.Nason, and C.Oleari: "*Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method*", *JHEP* **0711** (2007) 070
- [31] S.Alioli, P.Nason, C.Oleari and E.Re: "*A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX*", *JHEP* **06**(2010)043
- [32] P.Nason: "*A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms*", *JHEP* **0411** (2004) 040
- [33] P.Z.Skands: "*Tuning Monte Carlo Generators: The Perugia Tunes*", *Phys.Rev.D* **82** (2010) 074018

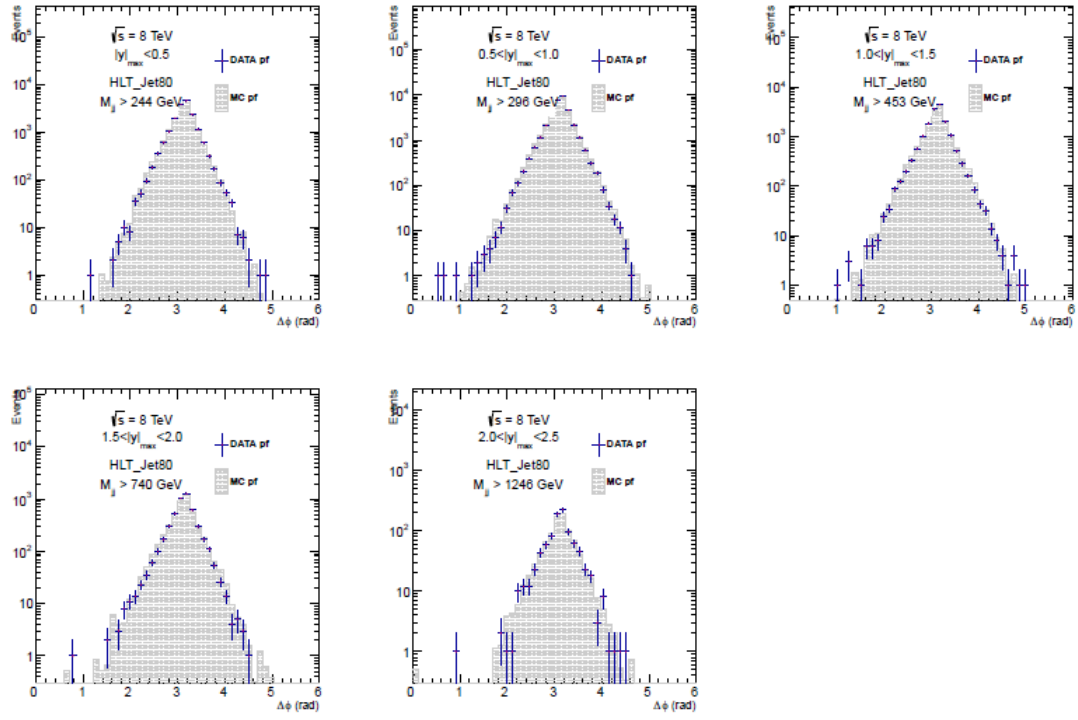
- [34] S.Dittmaier, A.Huss, C.Speckner : "Weak radiative corrections to dijet production at the LHC", *arXiv:1306.6298v1 [hep-ph]* 26 Jun 2013
- [35] G.D'Agostini : "A multidimensional unfolding method based on Bayes' theorem", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 362(1995)487-498
- [36] M.Czakon, M.L.Mangano, A.Mitov, J.Rojo: "Constraints on the gluon PDF from top quark pair production at hadron colliders", *arxiv:1303.7215v1 [hep-ph]*9 Jul 2013
- [37] B.Isildak: "Measurement of the differential dijet production cross section in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ ", *CERN-THESIS-2012-166*
- [38] CMS Physics : "Technical Design Report Volume I: Detector Performance and Software"
- [39] CMS Physics : "Technical Design Report Volume II: Physics Performance"
- [40] The CMS Collaboration: "Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction Algorithms in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8\text{ TeV}$ with the CMS Detector", *CMS PAS-JME-12-002*
- [41] Tim Adye "Unfolding algorithms and tests using RooUnfold", *arxiv:1105.1160v1 [physics.data-an]*5 May 2011
- [42] F.Halzen, A.D.Martin: "Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics", John Willey & Sons, Inc.
- [43] D.H.Perkins: "Introduction to High Energy Physics", 4th edition 2000 CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS
- [44] G.L.Kane : "Modern Elementary Particle Physics" Updated Edition, Perseus Book Group 1993
- [45] The CMS Collaboration: "Measurement of the ratio of the inclusive 3-jet cross section to the inclusive 2-jet cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ and first determination of the strong coupling constant in the TeV range", *arxiv:1304.7498v2 [hep.ex]*30 Nov 2013
- [46] G.Altarelli, G.Parisi: "ASYMPTOTIC FREEDOM IN PARTICLE LANGUAGE", *Nuclear PhysicsB*(1977)298-317
- [47] R.K.Ellis, W.J.Stirling, B.R.Webber : "QCD and Collider Physics", Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology
- [48] Andreas Dominik Hinzmann : "Measurement of the Dijet Angular Distributions and Search for Quark Compositeness with the CMS Experiment"
- [49] *cms.web.cern.ch*
- [50] The CMS Collaboration "The CMS experiment at the CERN LHC", *JINST* 3 S08004
- [51] *www.hep.ph.ic.ac.uk/~wstirlin/plots/crosssections2012_v5.pdf*
- [52] Lyndon Evans "The Large Hadron Collider", *Annual Review of Nuclear and Particle Science Vol.61:453-466*
- [53] G.Mavromanolakis "Inclusive and Dijet Measurements in CMS and their Relevance for PDFs", *SM@LHC2012, 10-13 Apr 2012, Copenhagen, Denmark*

Παράρτημα Α΄

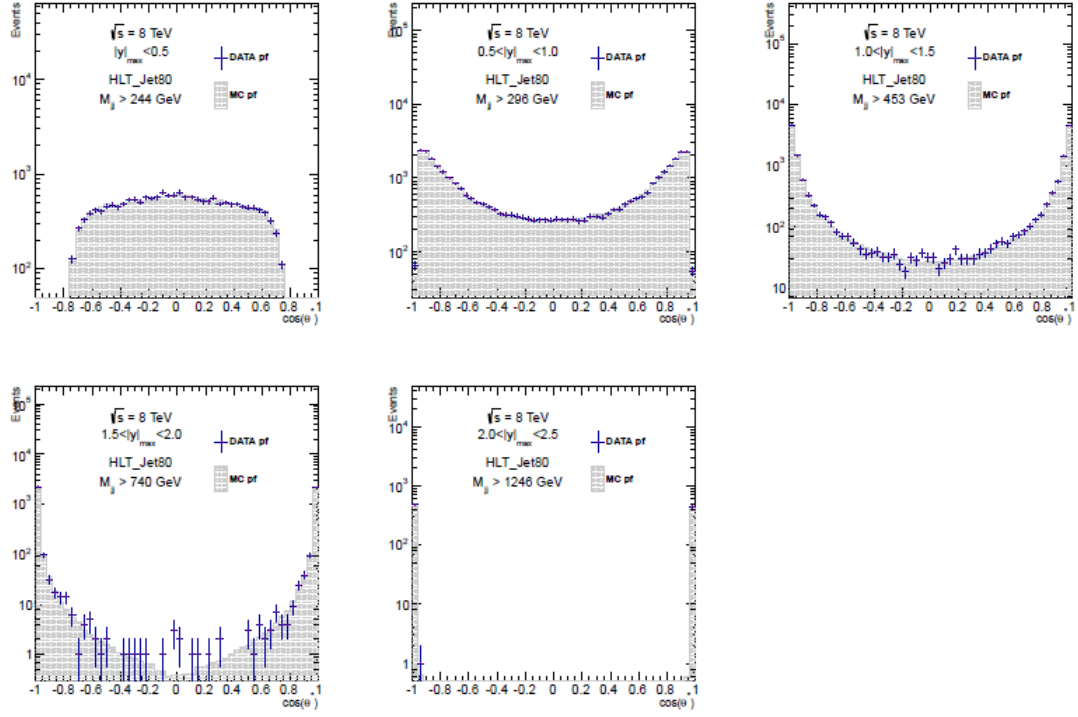
Σύγκριση Δεδομένων με
προσομοίωση για χαρακτηριστικά
του γεγονότος



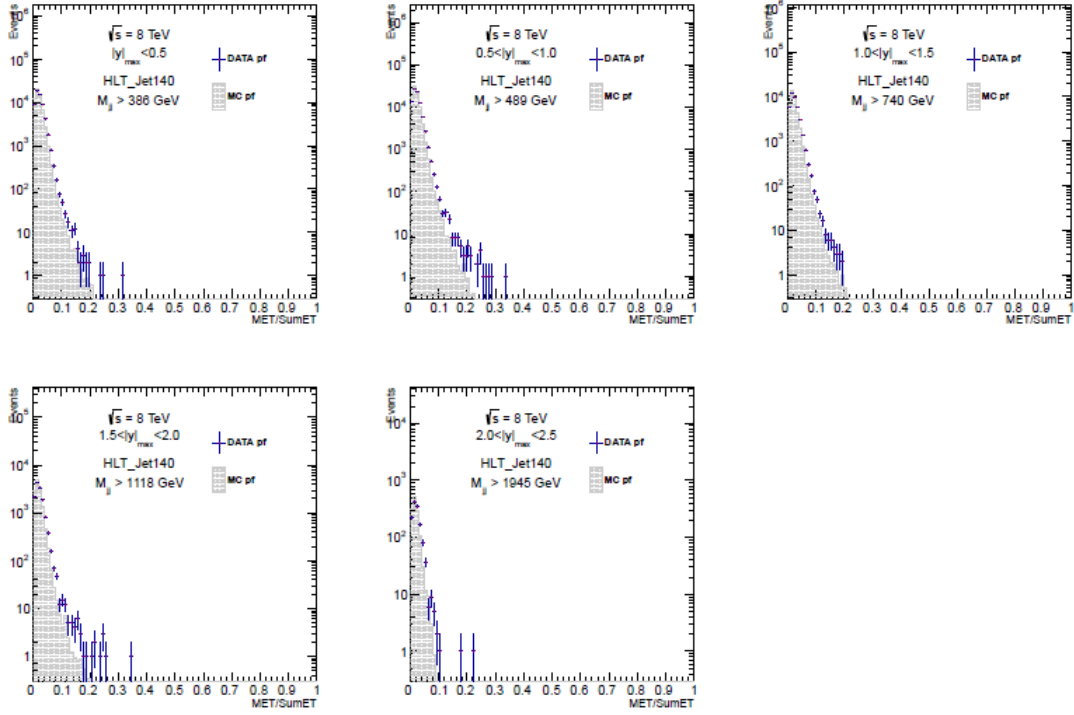
Σχήμα Α'.1: Ο λόγος της ελλείπουσας εγκάρσιας ενέργειας προς την ολική ενέργεια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet80*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



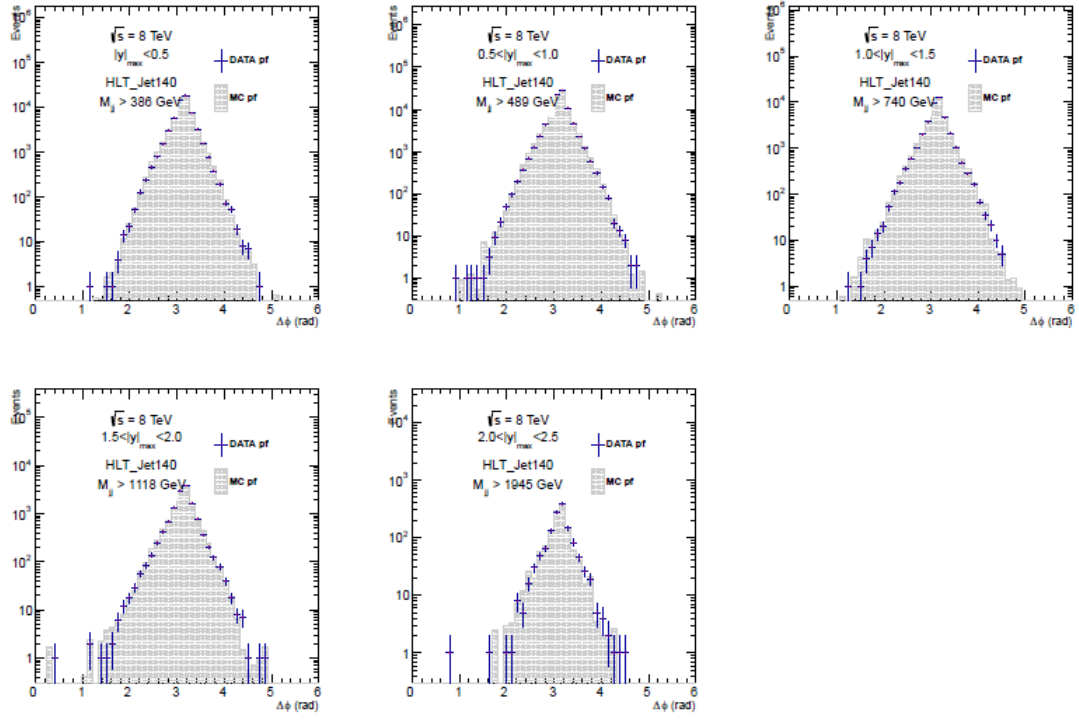
Σχήμα Α'.2: Η γωνία ανάμεσα στους δύο πίδακες $\Delta\phi$ για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet80*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



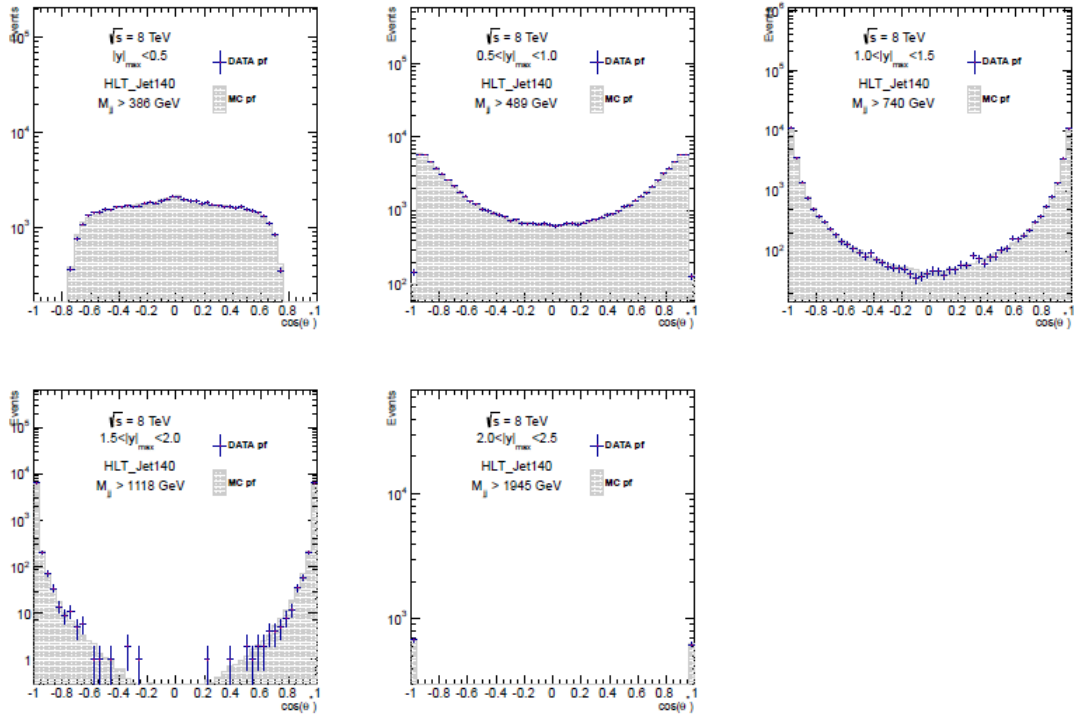
Σχήμα Α'.3: Η γωνία ανάμεσα στον άξονα της δέσμης και το σύστημα των δύο πιδάκων στο σύστημα κέντρου μάζας, $\cos(\theta^*)$ για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{\max}$ και για το δείγμα *Jet80*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



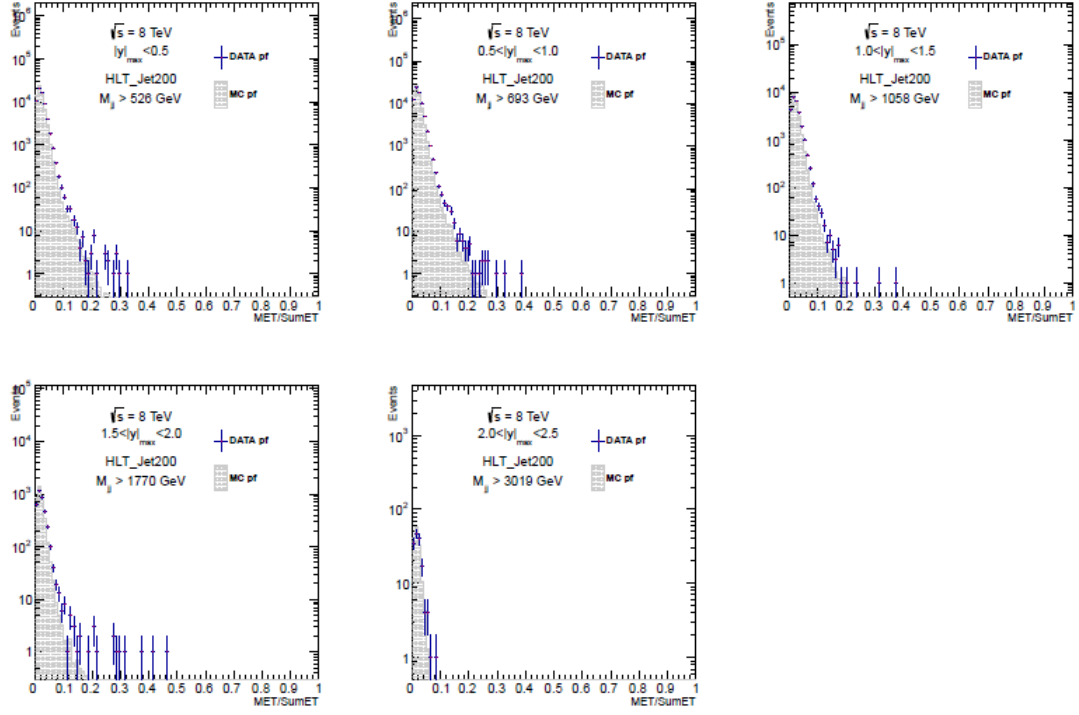
Σχήμα Α'.4: Ο λόγος της ελλείπουσας εγκάρσιας ενέργειας προς την ολική ενέργεια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet140*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



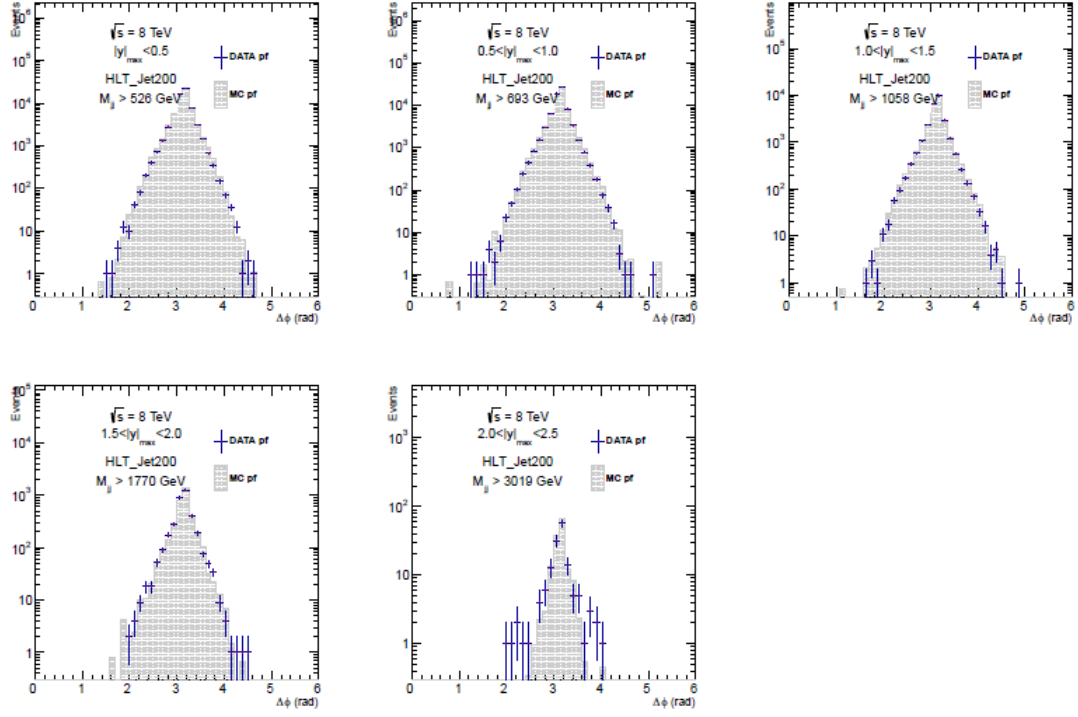
Σχήμα Α'.5: Η γωνία ανάμεσα στους δύο πίδακες $\Delta\phi$ για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet140*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



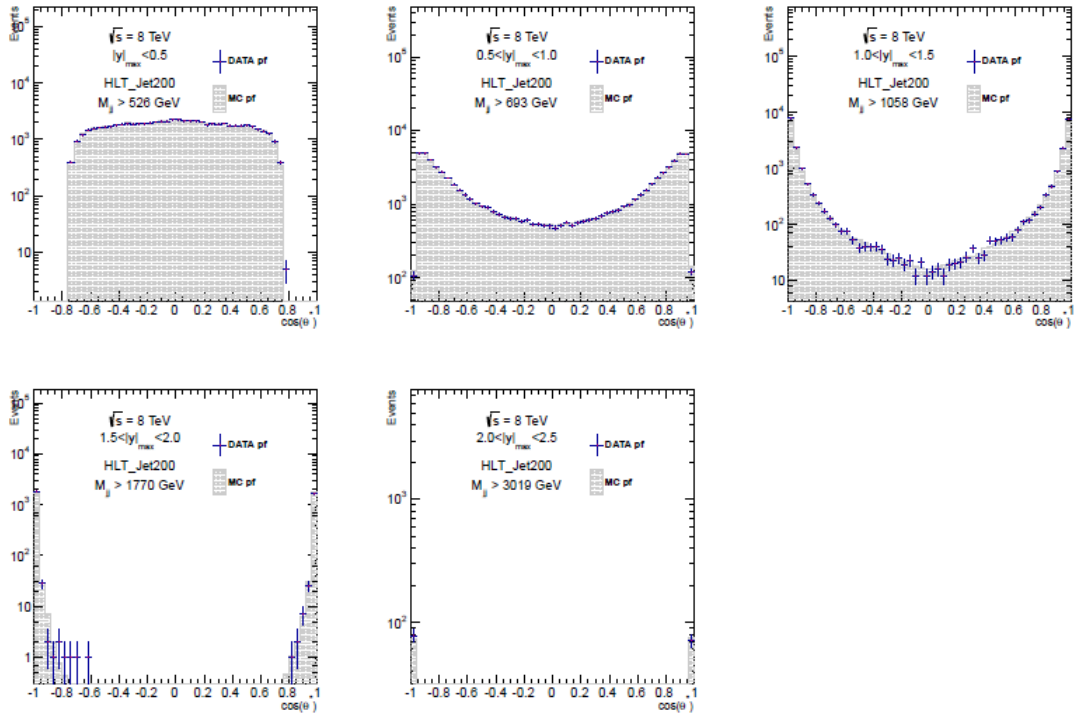
Σχήμα Α'.6: Η γωνία ανάμεσα στον άξονα της δέσμης και το σύστημα των δύο πιδάκων στο σύστημα κέντρου μάζας, $\cos(\theta^*)$ για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{\max}$ και για το δείγμα *Jet140*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



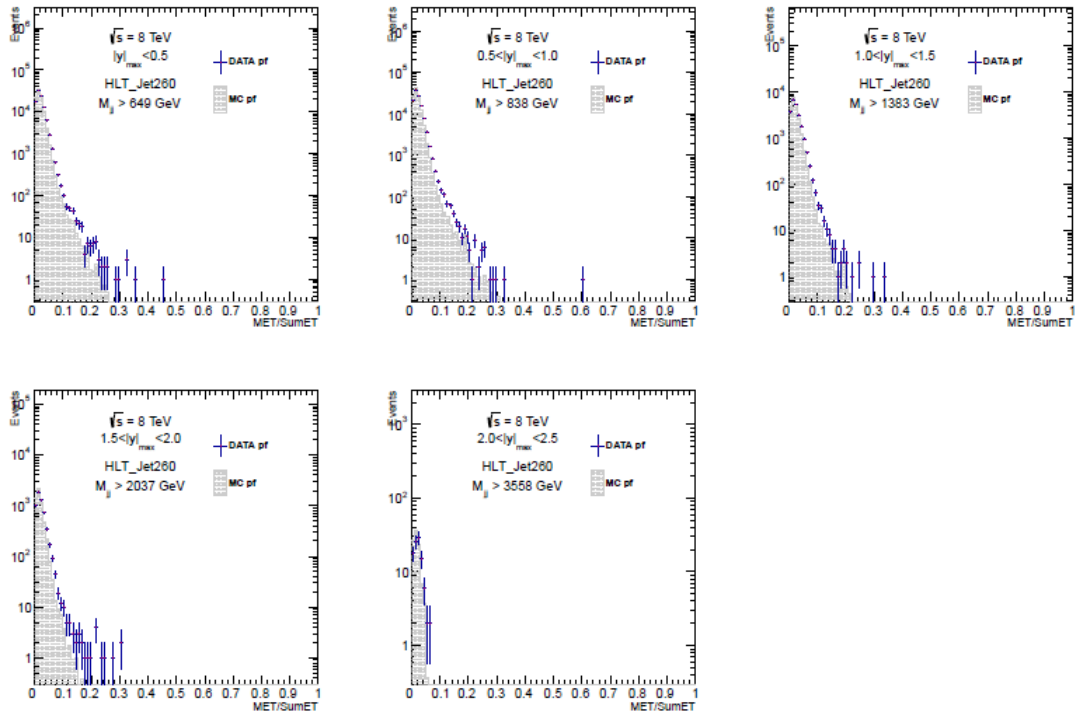
Σχήμα Α'.7: Ο λόγος της ελλείπουσας εγκάρσιας ενέργειας προς την ολική ενέργεια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet200*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



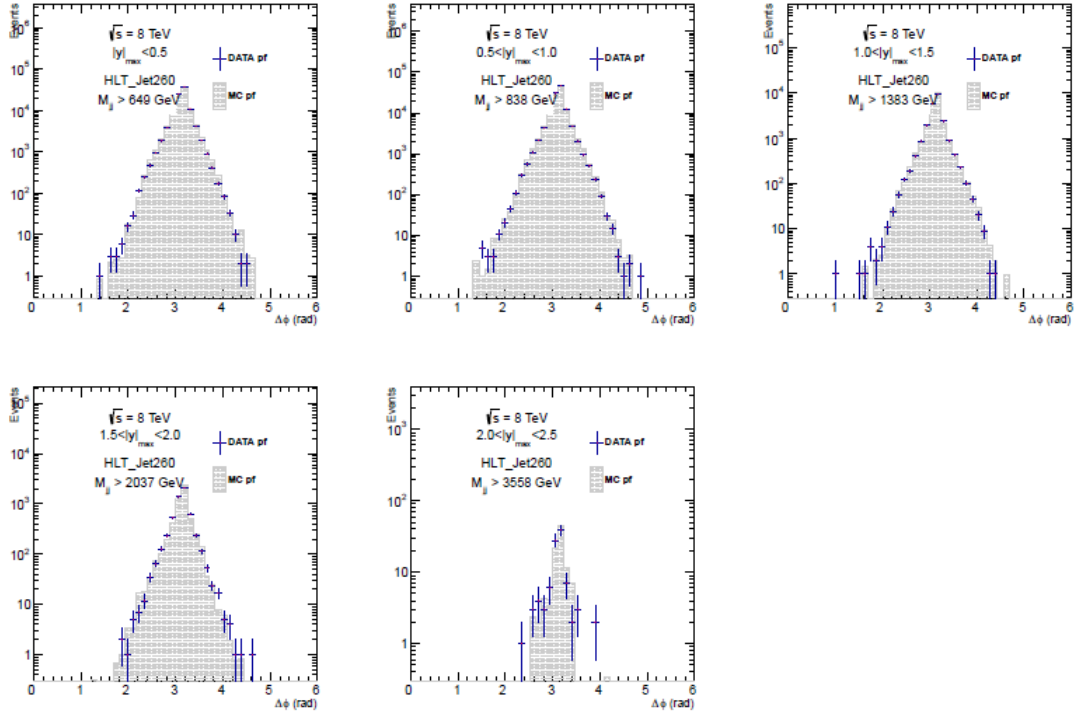
Σχήμα Α'.8: Η γωνία ανάμεσα στους δύο πίδακες $\Delta\phi$ για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet200*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



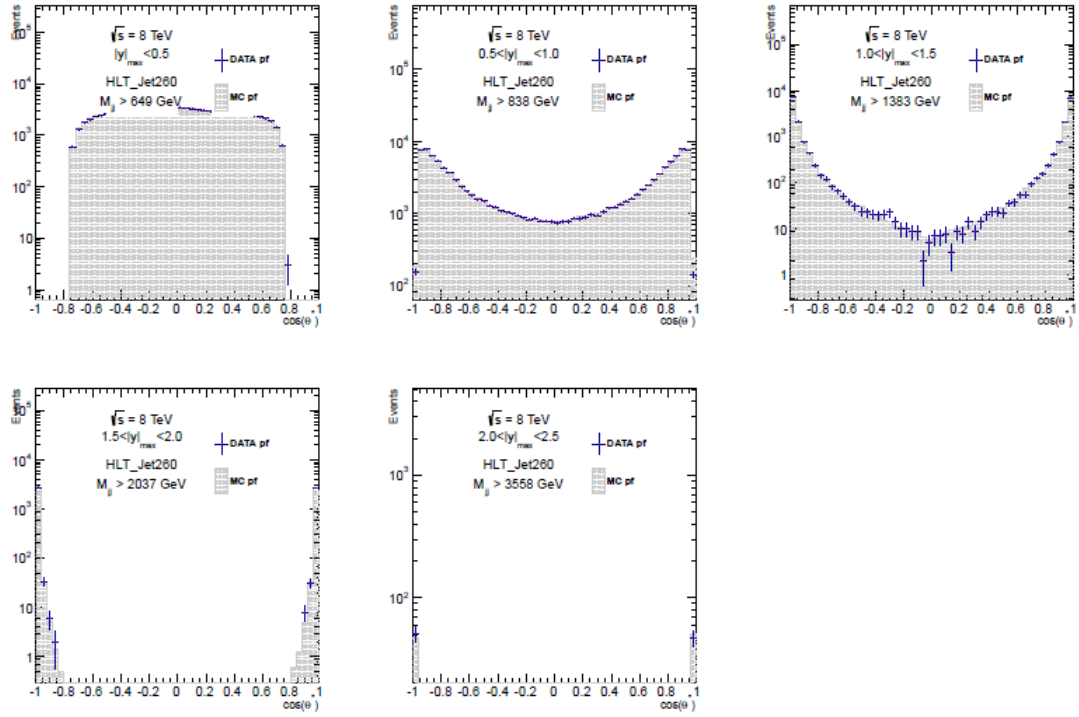
Σχήμα Α'.9: Η γωνία ανάμεσα στον άξονα της δέσμης και το σύστημα των δύο πιδάκων στο σύστημα κέντρου μάζας, $\cos(\theta^*)$ για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{\max}$ και για το δείγμα *Jet200*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



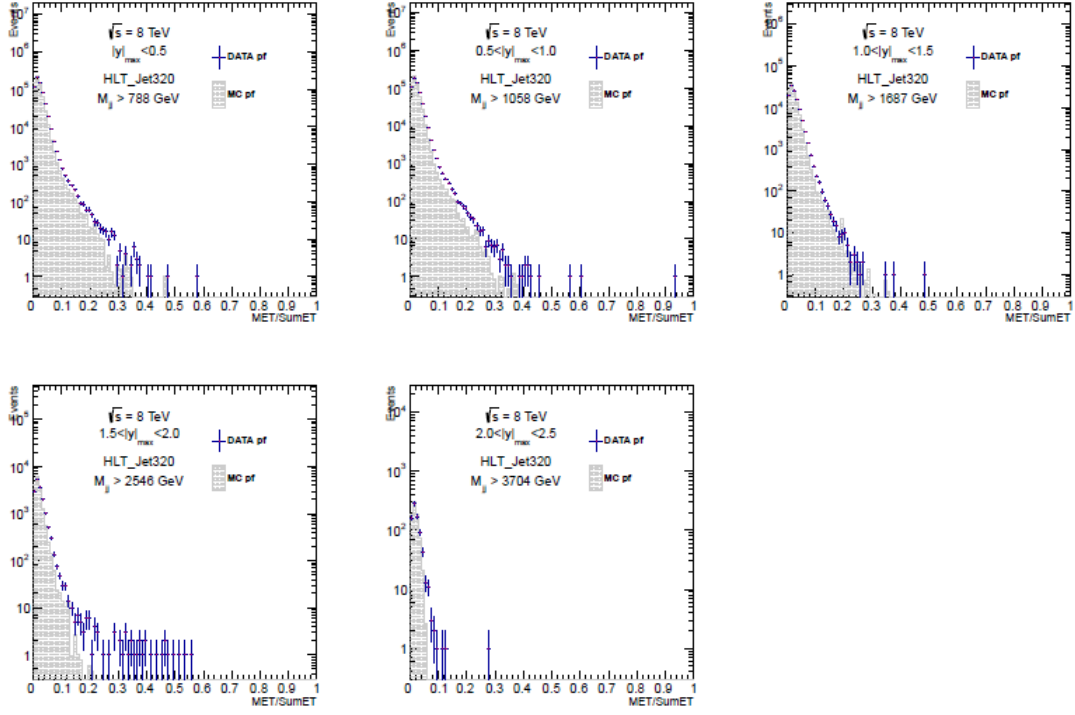
Σχήμα Α'.10: Ο λόγος της ελλείπουσας εγκάρσιας ενέργειας προς την ολική ενέργεια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet260*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



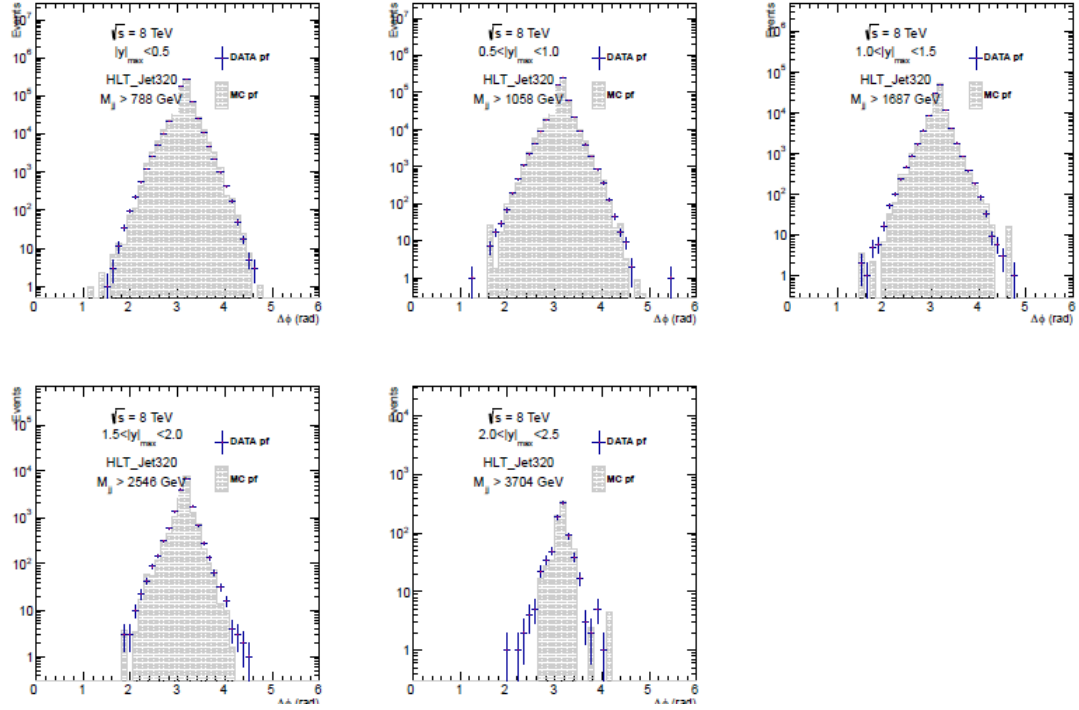
Σχήμα Α'11: Η γωνία ανάμεσα στους δύο πίδακες $\Delta\phi$ για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet260*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



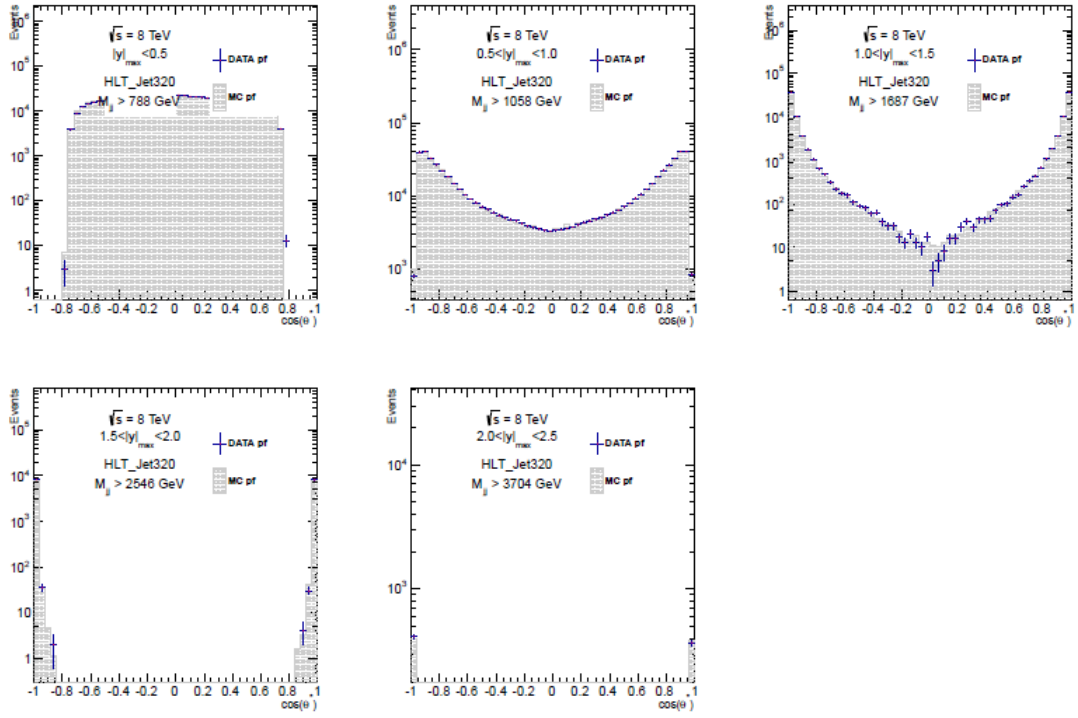
Σχήμα Α'.12: Η γωνία ανάμεσα στον άξονα της δέσμης και το σύστημα των δύο πιδάκων στο σύστημα κέντρου μάζας, $\cos(\theta^*)$ για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{\max}$ και για το δείγμα $Jet260$, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



Σχήμα Α'.13: Ο λόγος της ελλείπουσας εγκάρσιας ενέργειας προς την ολική ενέργεια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet320*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



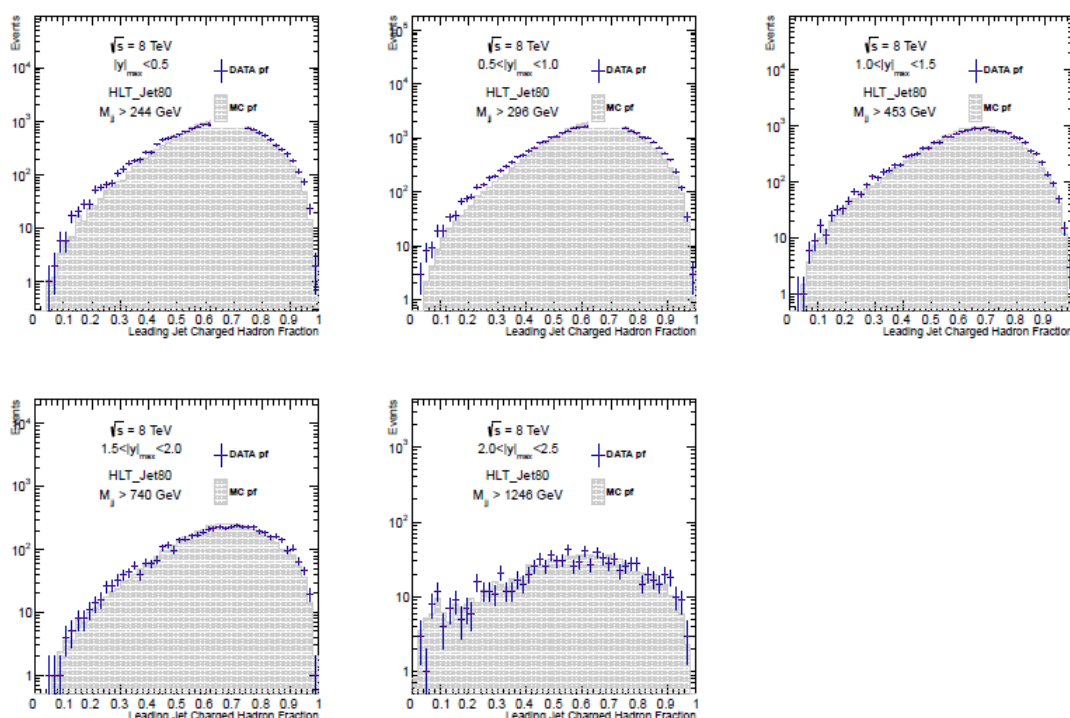
Σχήμα Α'.14: Η γωνία ανάμεσα στους δύο πίδακες $\Delta\phi$ για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ και για το δείγμα $Jet320$, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



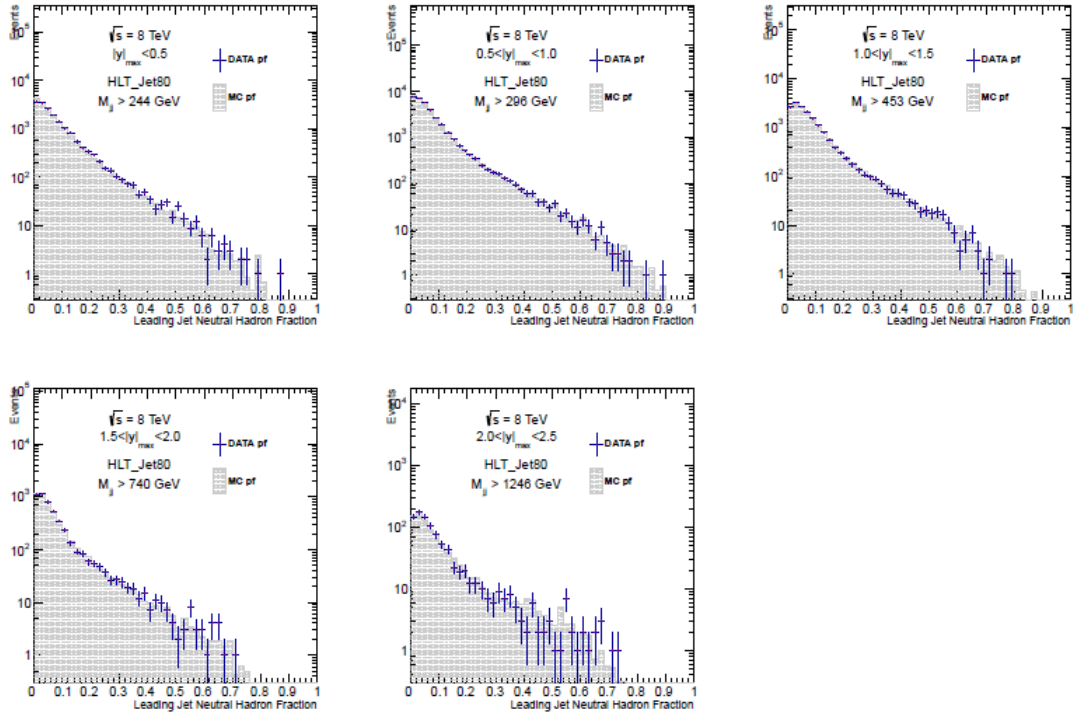
Σχήμα Α'.15: Η γωνία ανάμεσα στον άξονα της δέσμης και το σύστημα των δύο πιδάκων στο σύστημα κέντρου μάζας, $\cos(\theta^*)$ για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{\max}$ και για το δείγμα *Jet320*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)

Παράρτημα Β΄

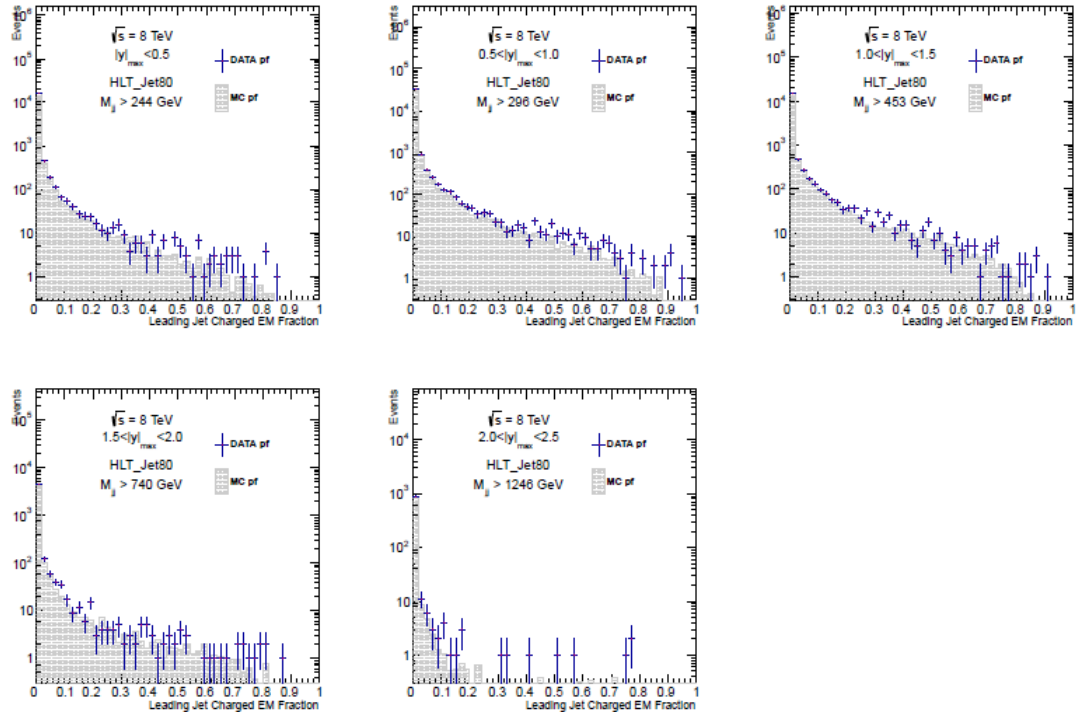
Σύγκριση Δεδομένων με προσομοίωση για χαρακτηριστικά των πιδάκων



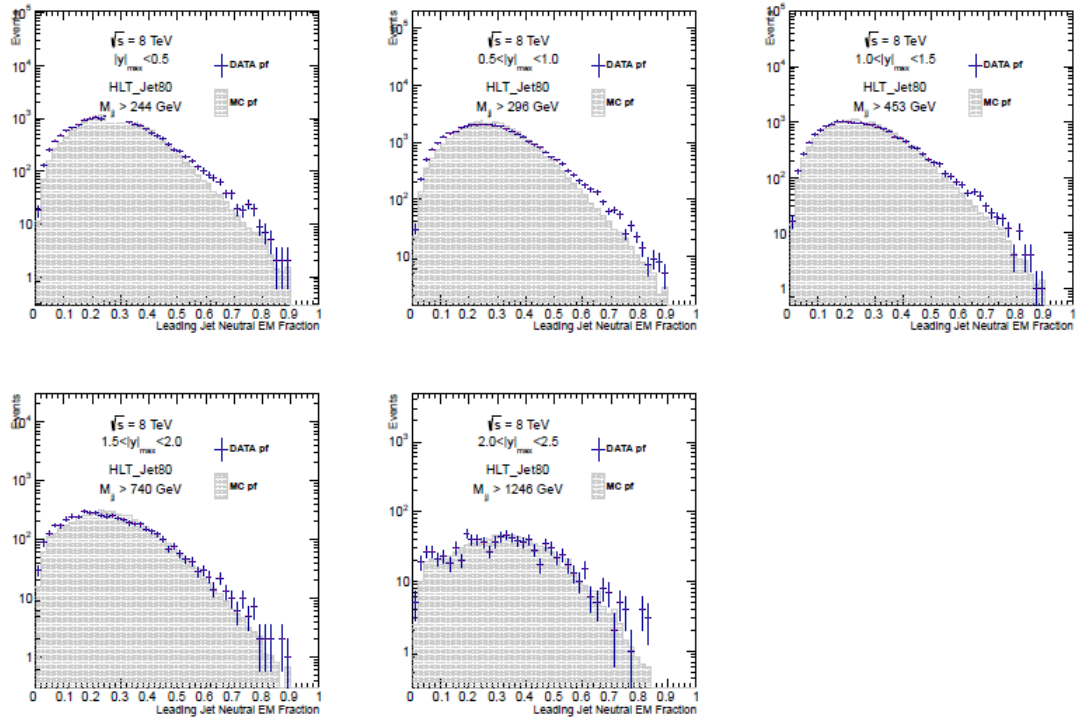
Σχήμα Β΄.1: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδαχα που αποδίδεται σε φορτισμένα αδρόνια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{\text{max}}$ και για το δείγμα *Jet80*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



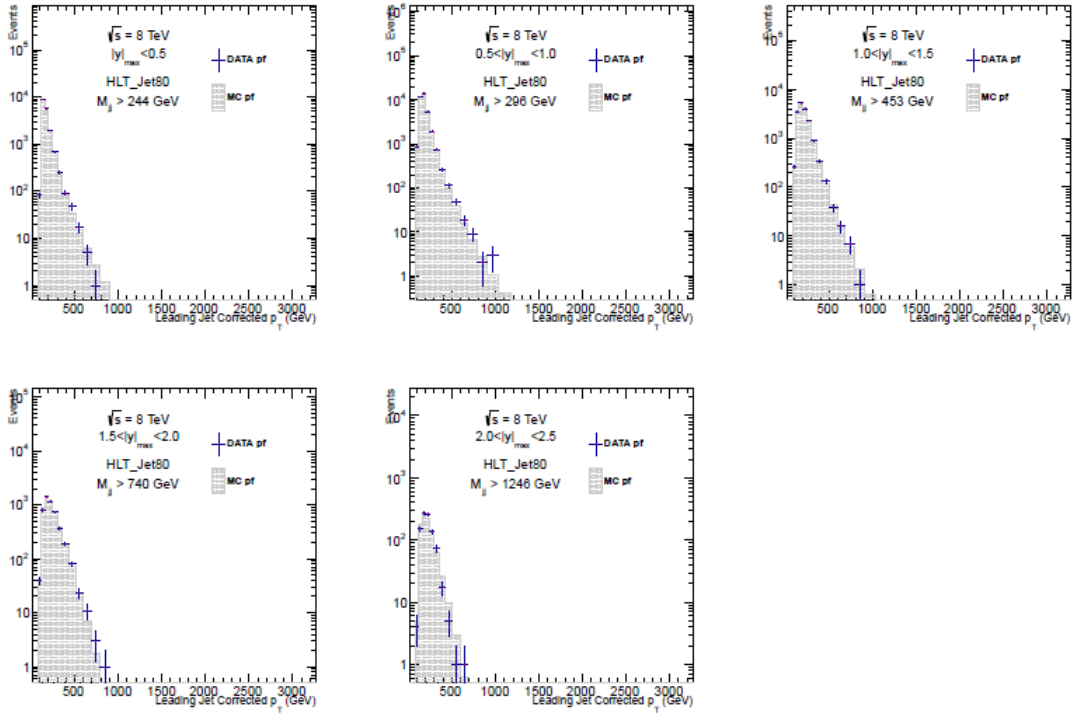
Σχήμα Β'.2: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδαχα που αποδίδεται σε ουδέτερα αδρόνια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet80*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



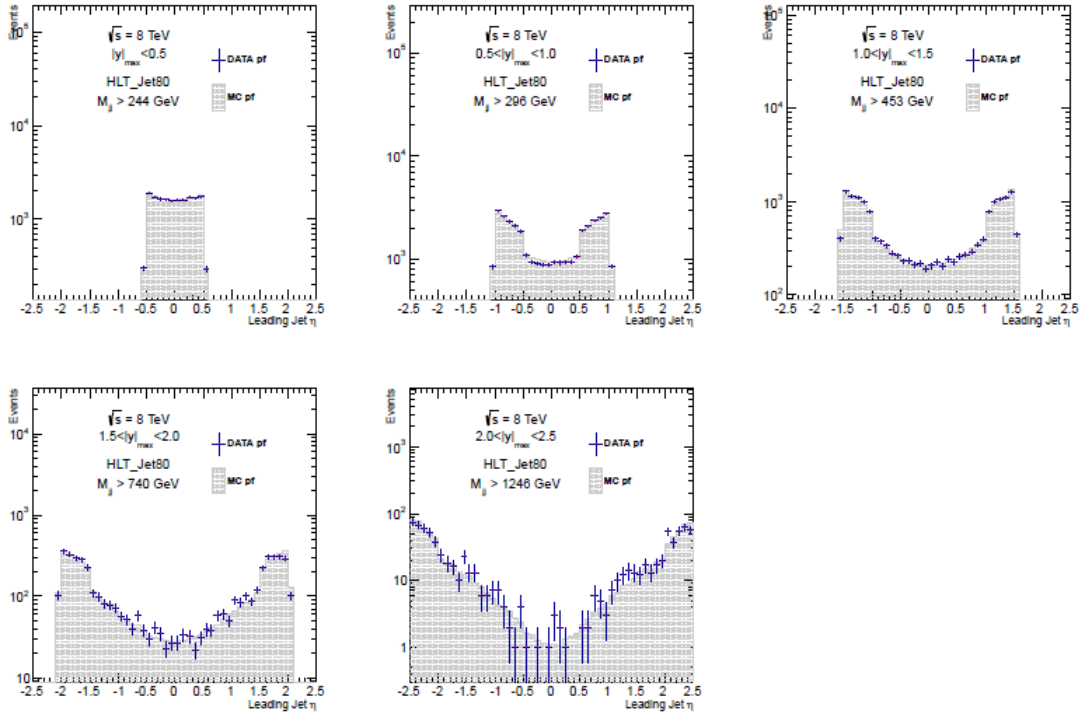
Σχήμα Β'.3: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε φορτισμένα ηλεκτρομαγνητικά σωμάτια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{\max}$ και για το δείγμα *Jet80*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



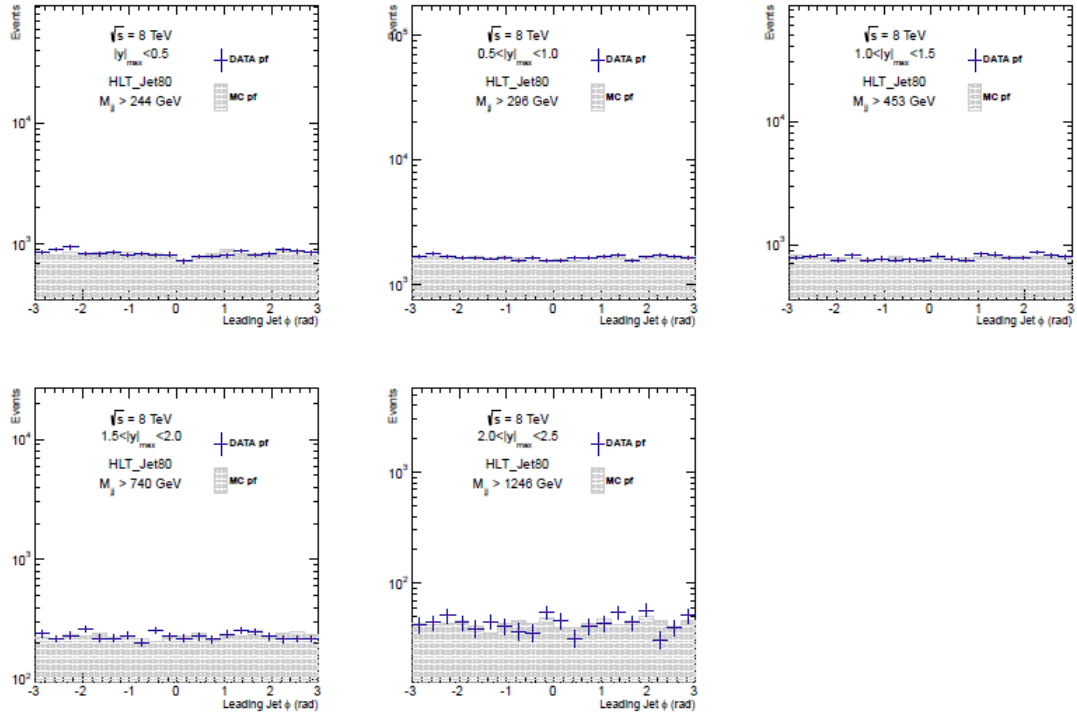
Σχήμα Β'.4: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα ηλεκτρομαγνητικά σωματίδια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{\text{max}}$ και για το δείγμα *Jet80*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



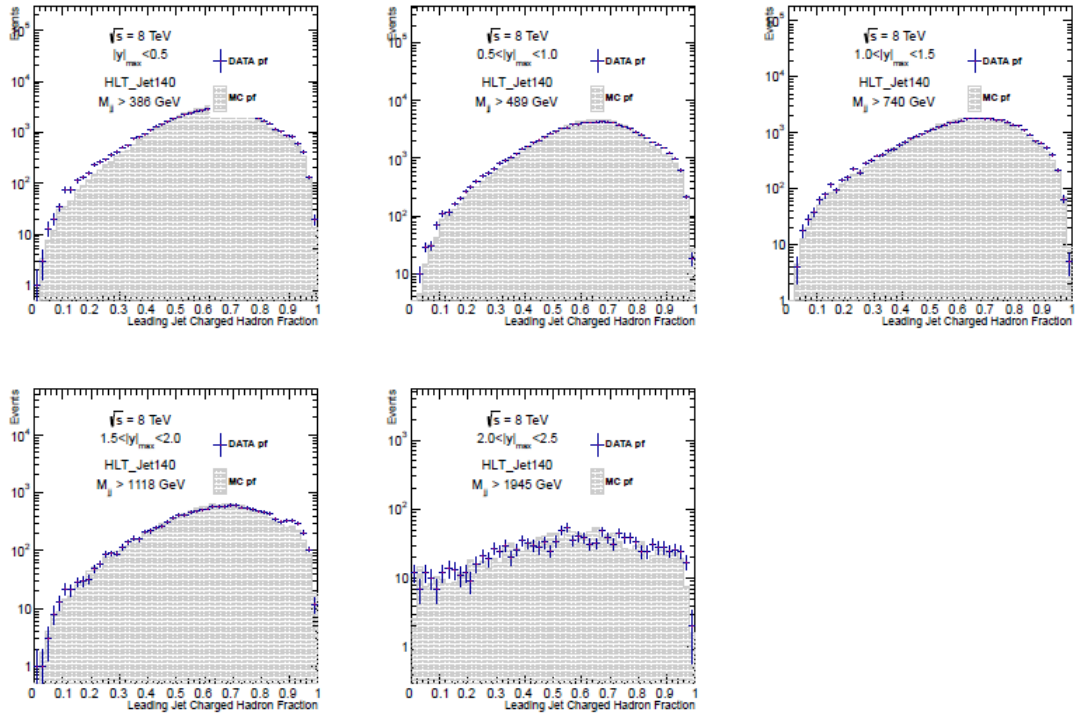
Σχήμα Β'.5: Η p_T του κύριου πίδακα για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet80*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



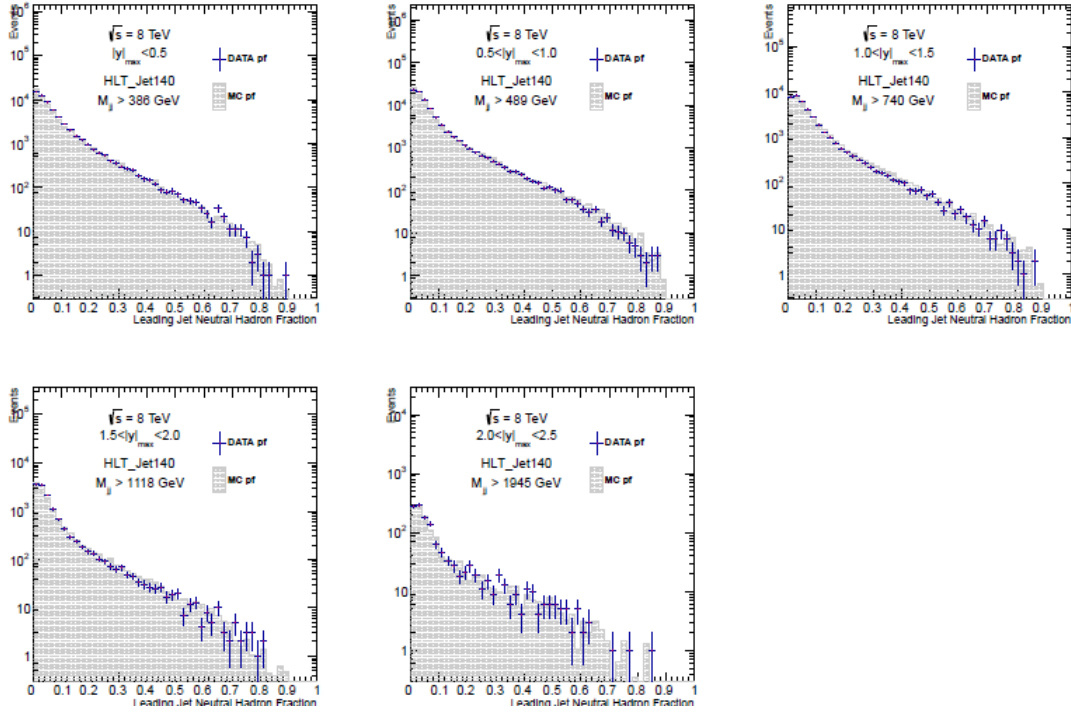
Σχήμα Β'.6: Το η του κύριου πίδαχα για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{\max}$ και για το δείγμα *Jet80*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



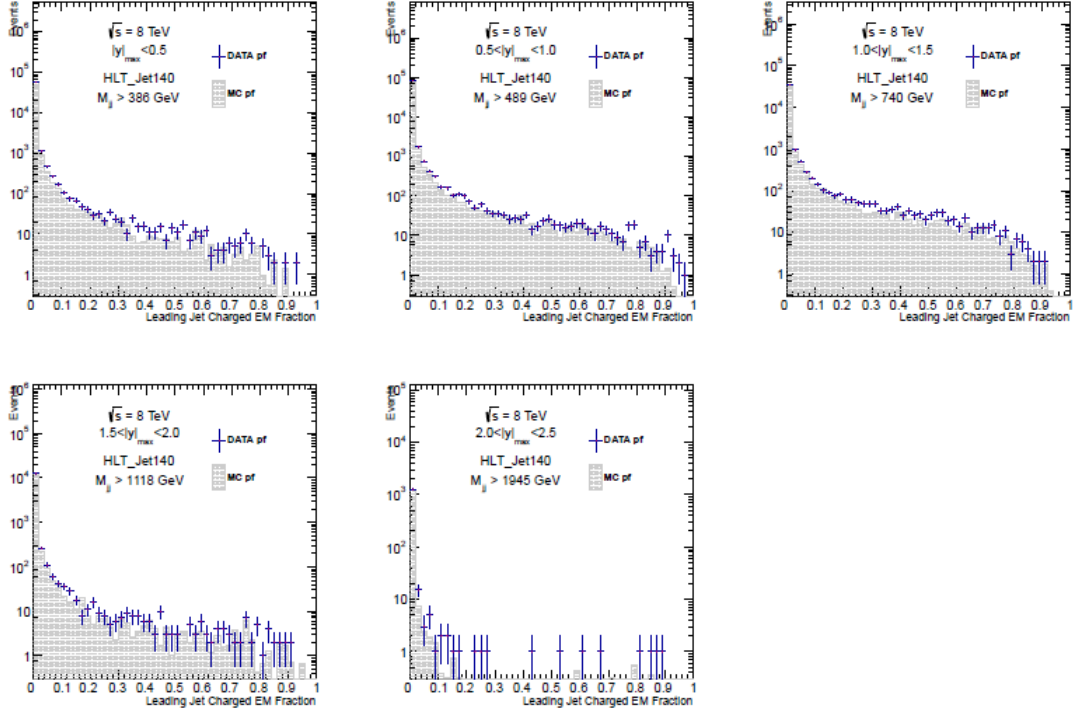
Σχήμα Β'.7: Το ϕ του κύριου πίδακα για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet80*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



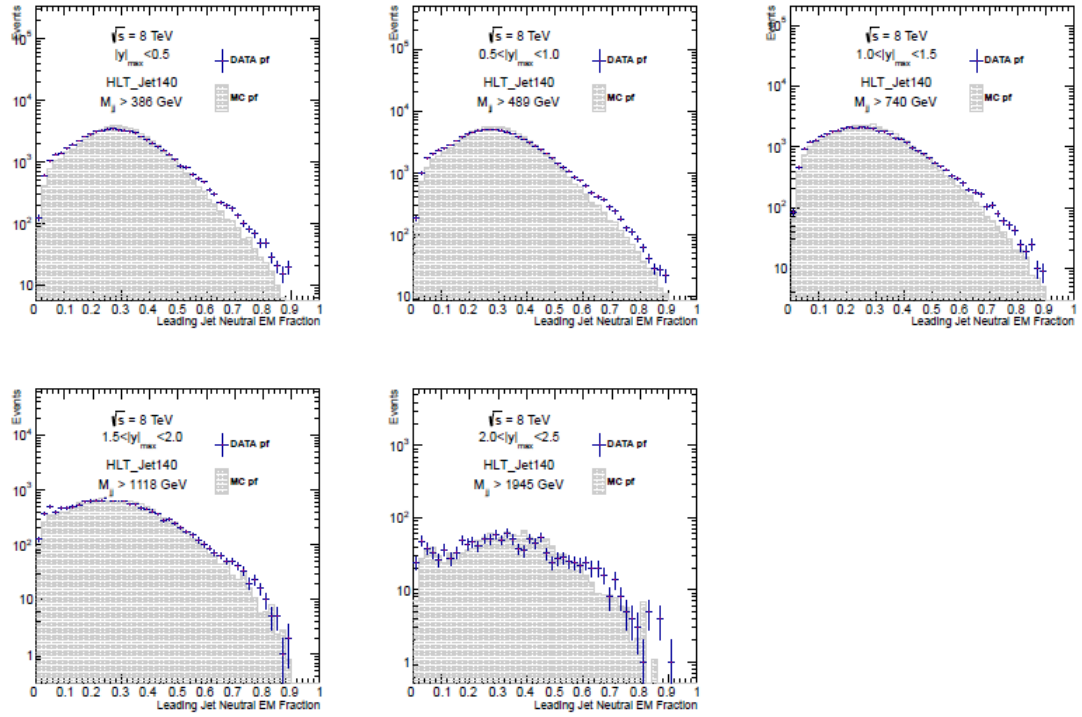
Σχήμα Β'.8: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε φορτισμένα αδρόνια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{\text{max}}$ και για το δείγμα *Jet140*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



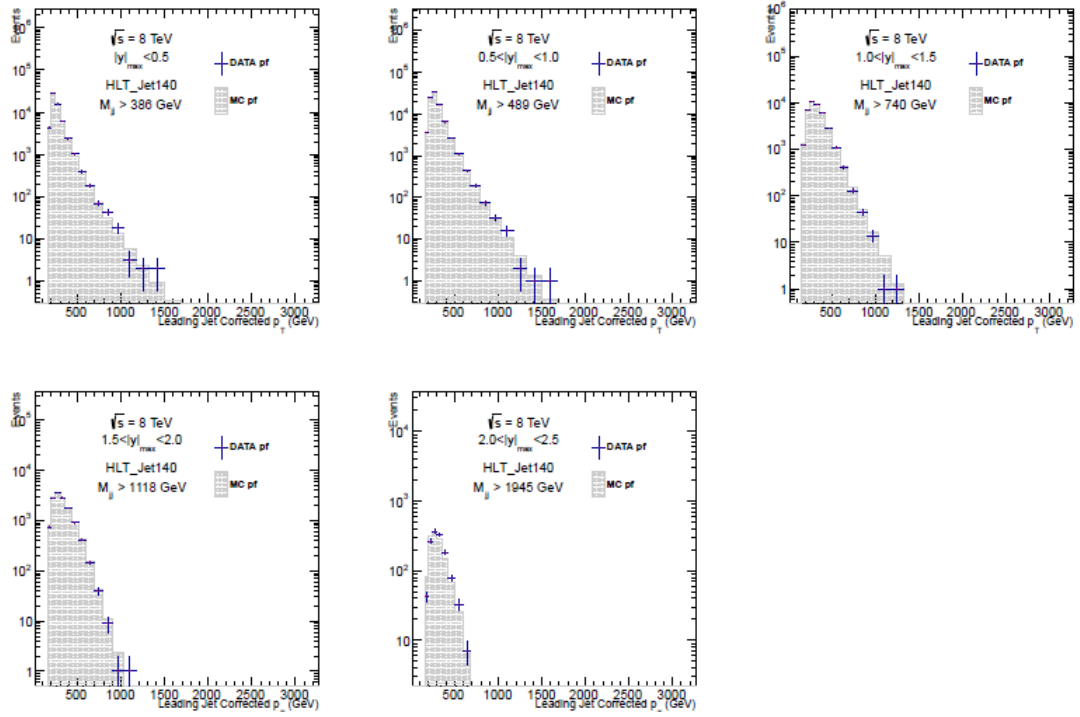
Σχήμα Β'.9: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα αδρόνια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet140*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



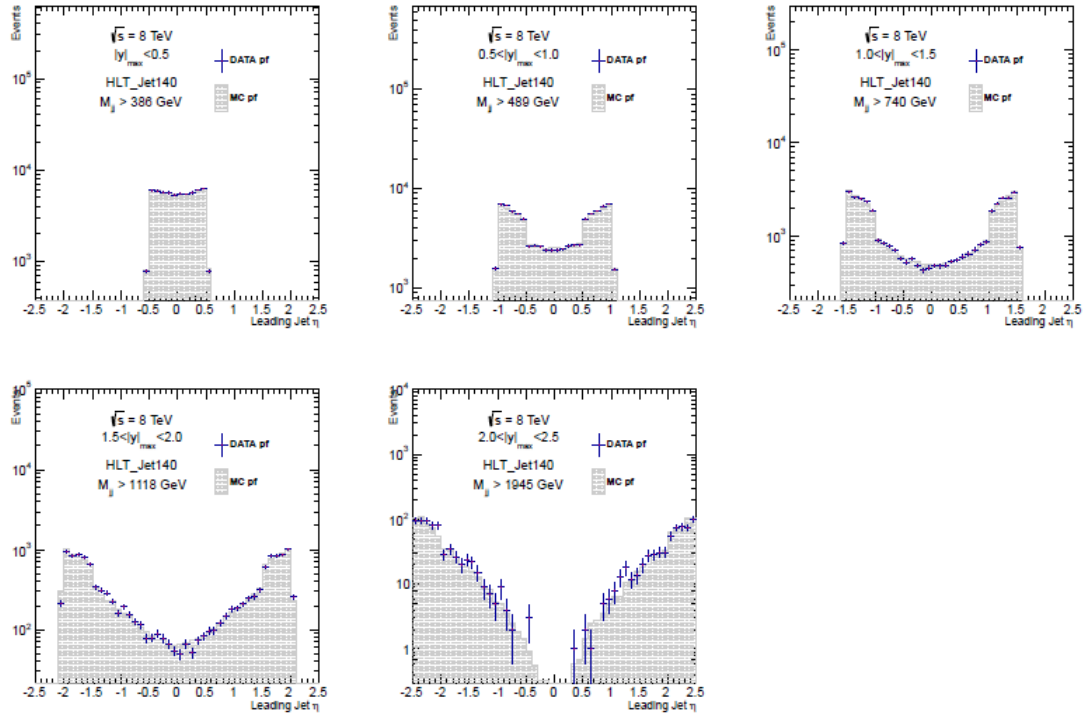
Σχήμα Β'.10: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε φορτισμένα ηλεκτρομαγνητικά σωματίδια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet140*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



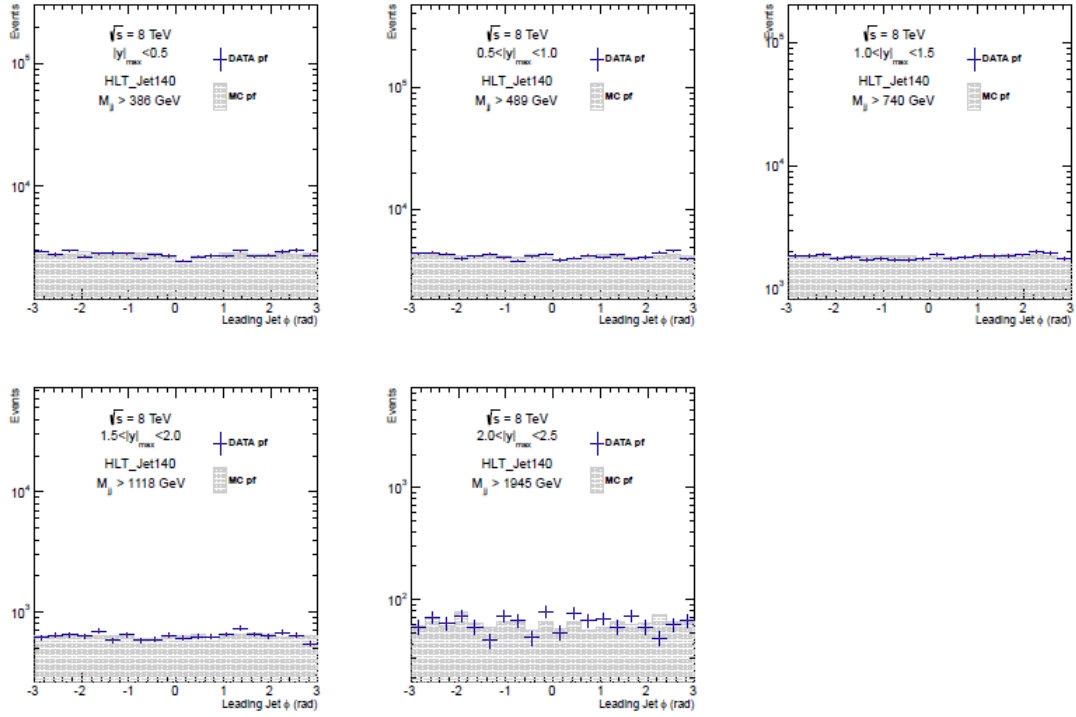
Σχήμα Β'.11: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα ηλεκτρομαγνητικά σωματίδια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet140*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



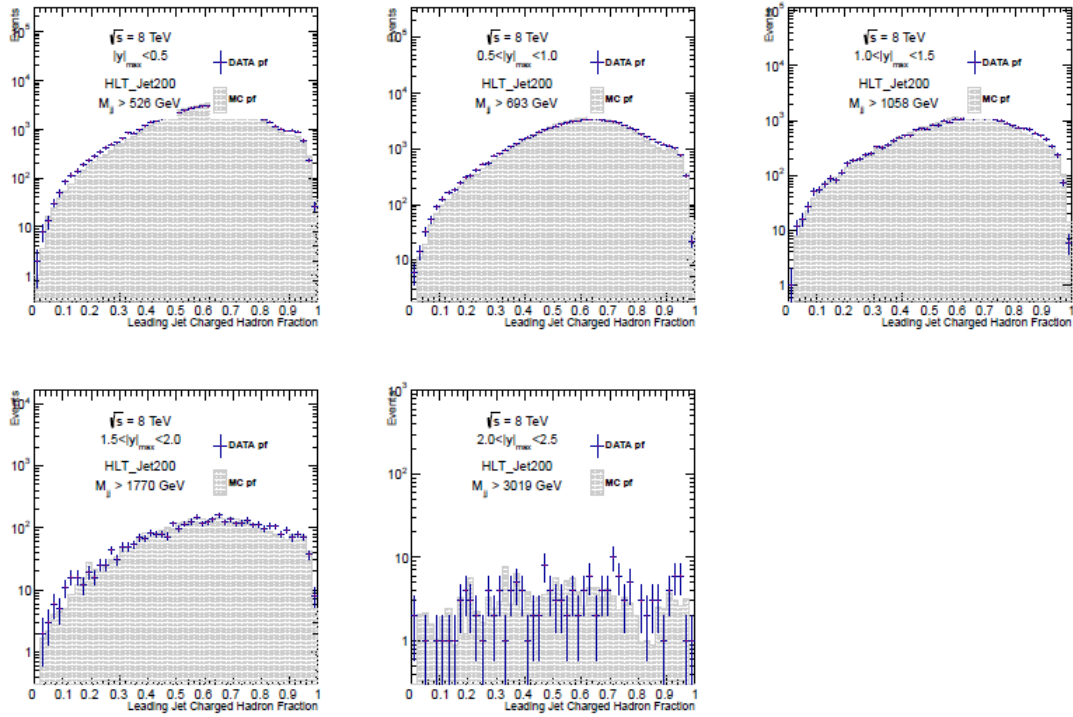
Σχήμα Β'.12: Η p_T του κύριου πίδακα για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet140*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



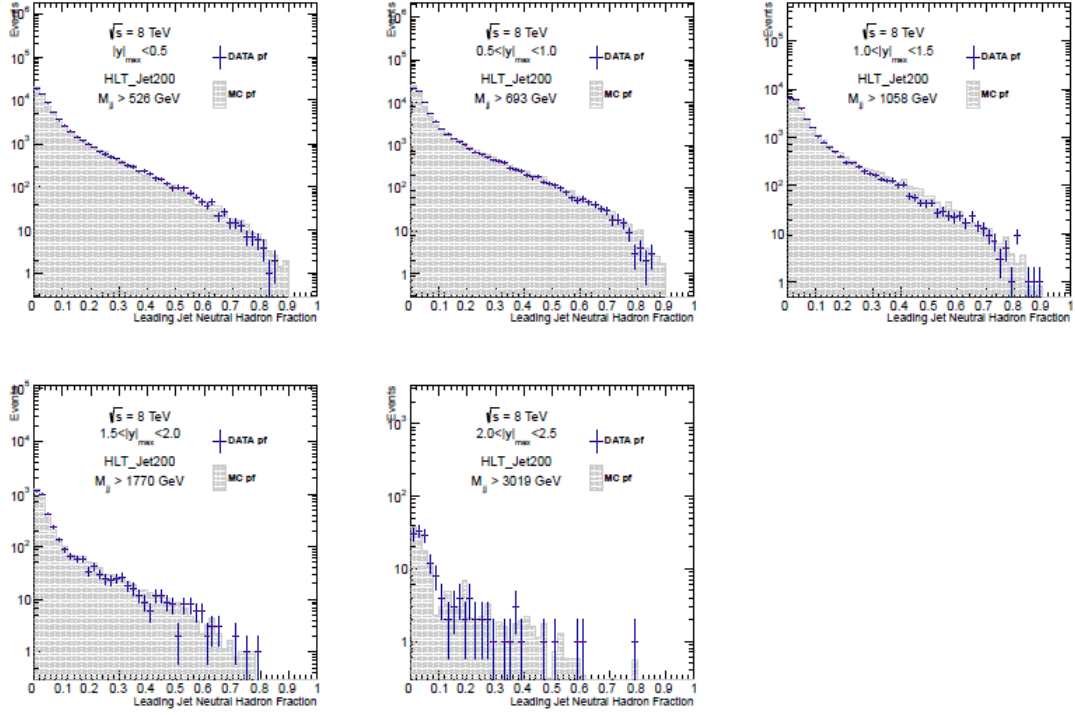
Σχήμα Β'.13: Το η του κύριου πίδακα για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{\max}$ και για το δείγμα *Jet140*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



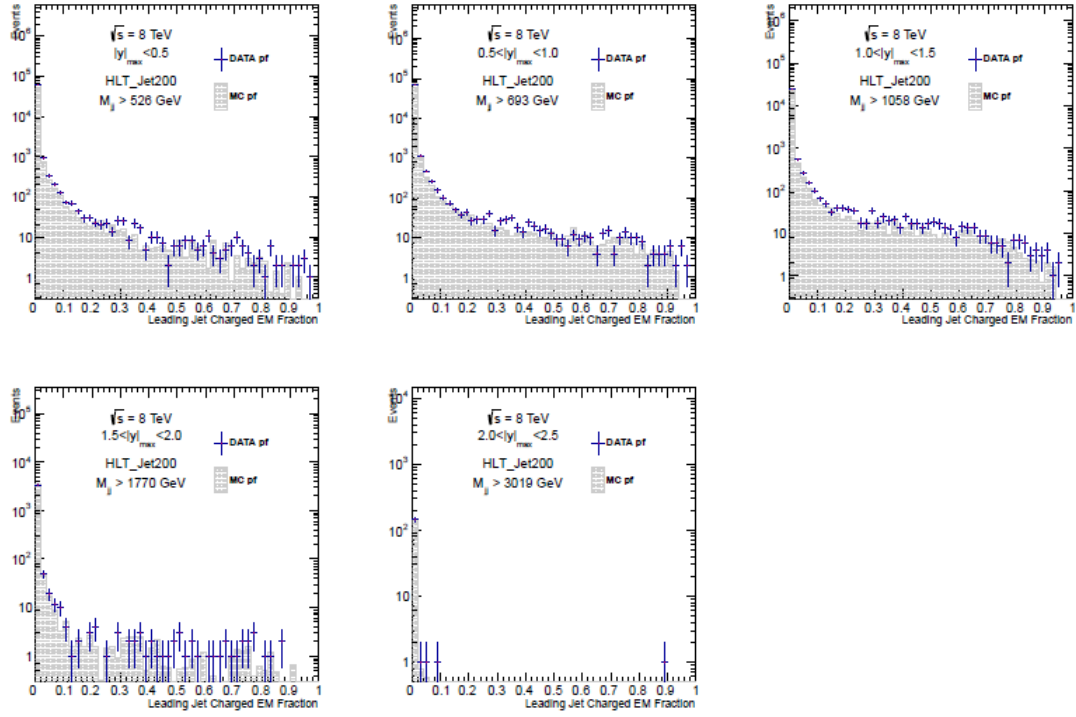
Σχήμα Β'.14: Το ϕ του κύριου πίδακα για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{\max}$ και για το δείγμα *Jet140*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



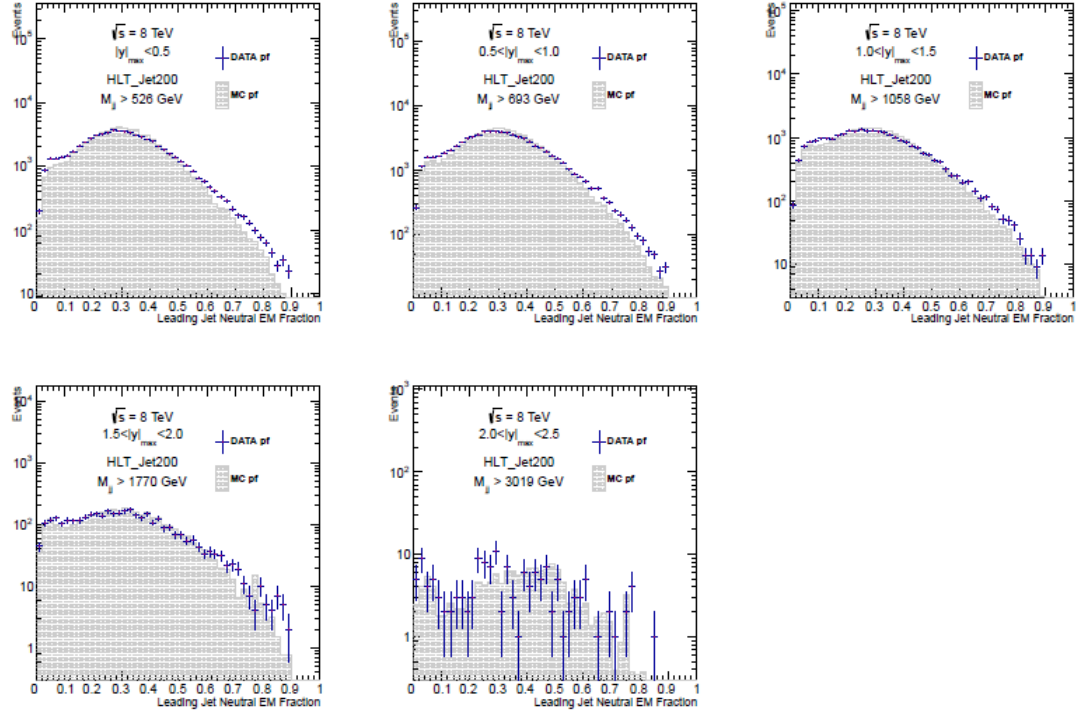
Σχήμα Β'.15: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε φορτισμένα αδρόνια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet200*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



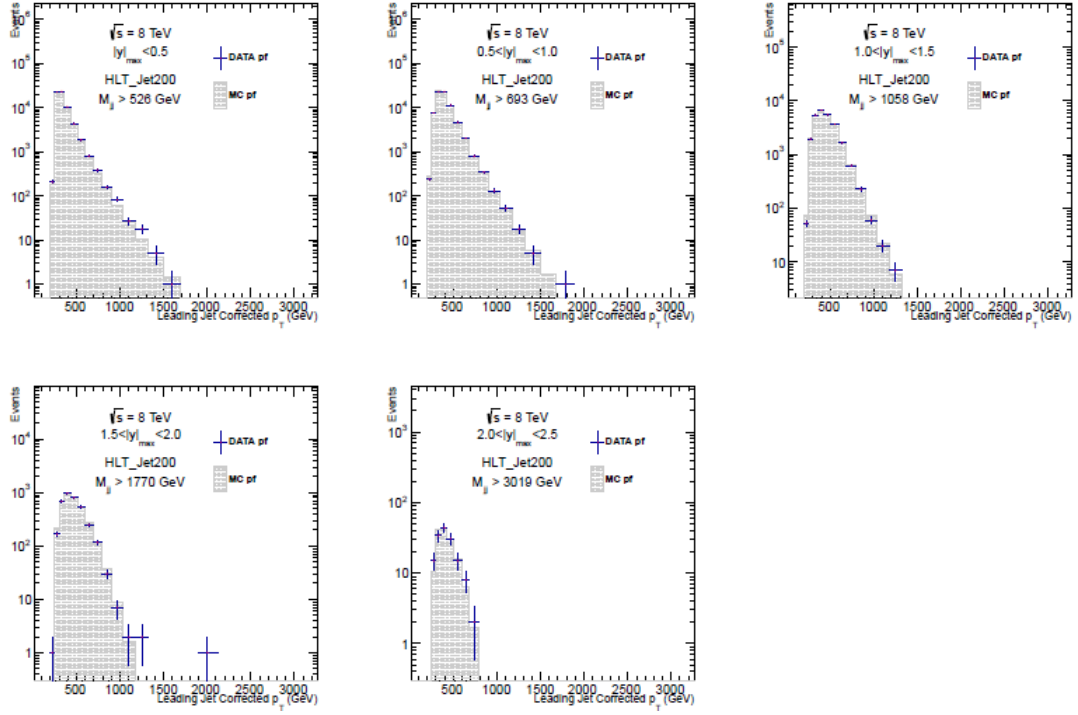
Σχήμα Β'.16: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα αδρόνια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{\max}$ και για το δείγμα *Jet200*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



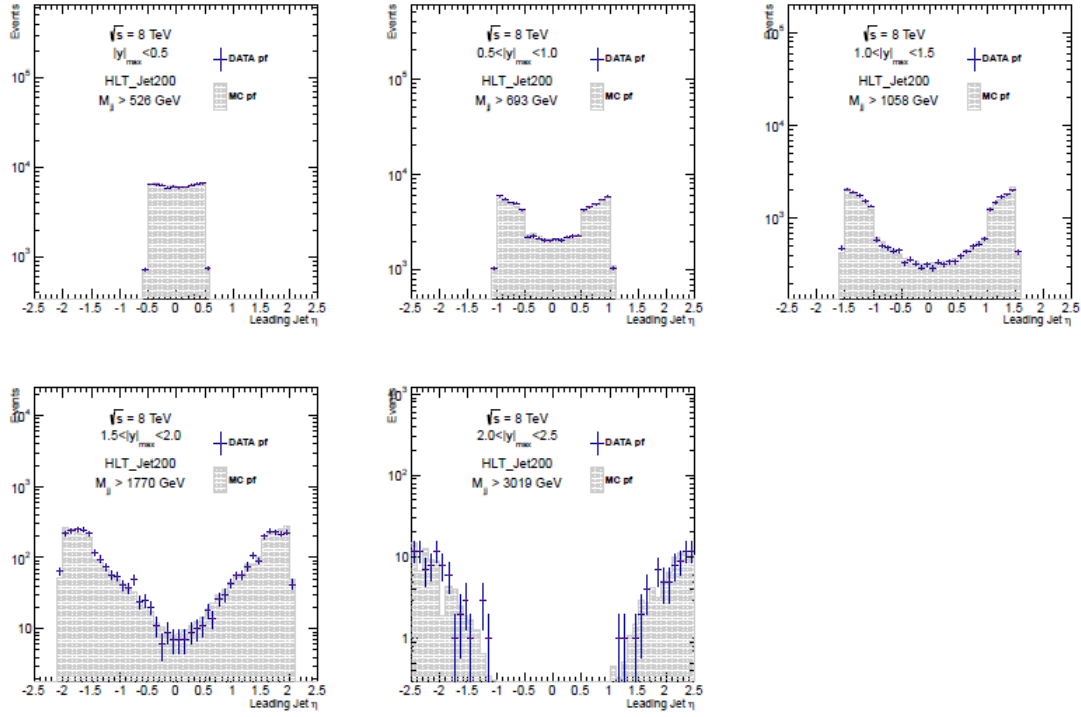
Σχήμα Β'.17: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε φορτισμένα ηλεκτρομαγνητικά σωμάτια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{\max}$ και για το δείγμα *Jet200*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



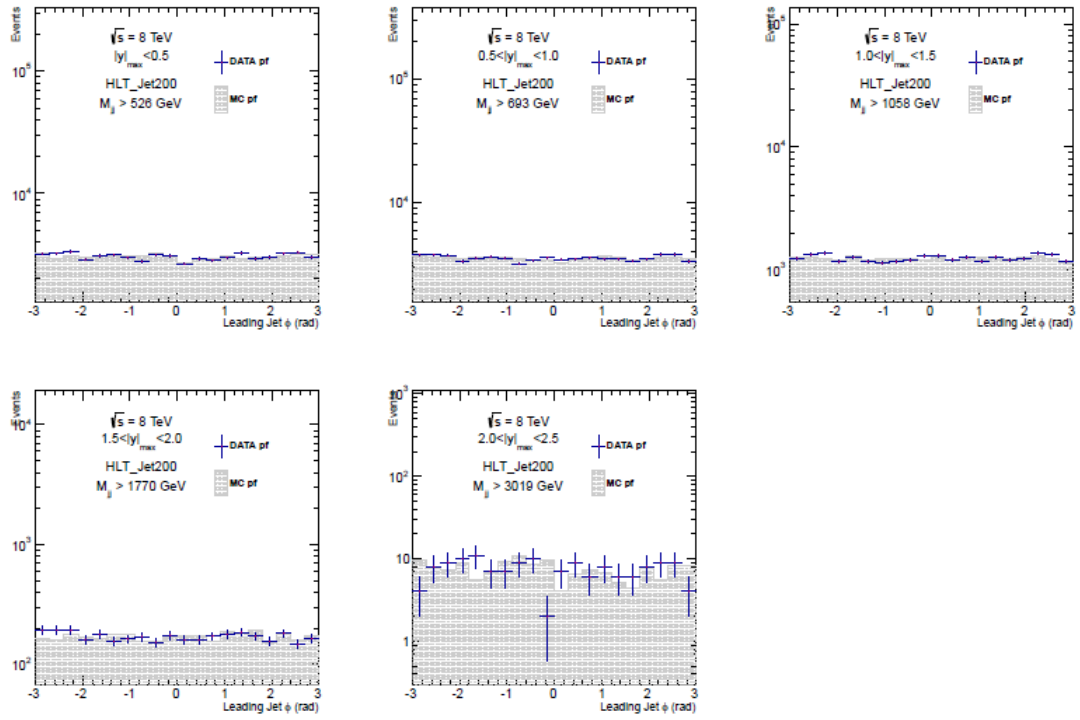
Σχήμα Β'.18: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα ηλεκτρομαγνητικά σωμάτια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet200*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



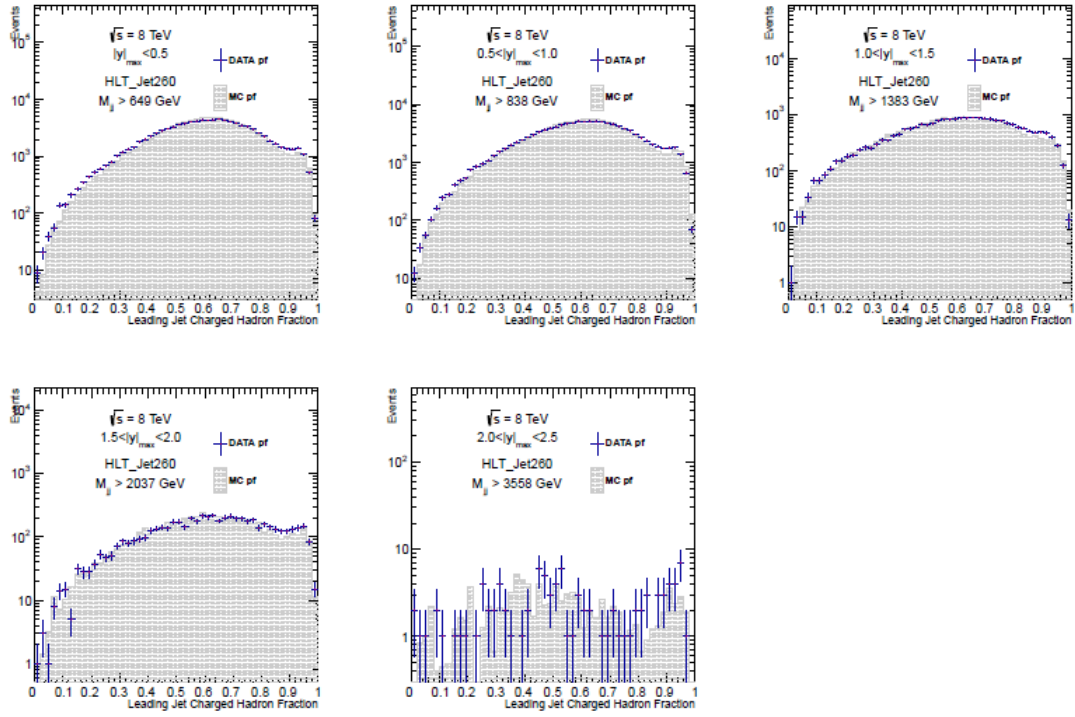
Σχήμα Β'.19: Η p_T του κύριου πίδακα για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet200*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



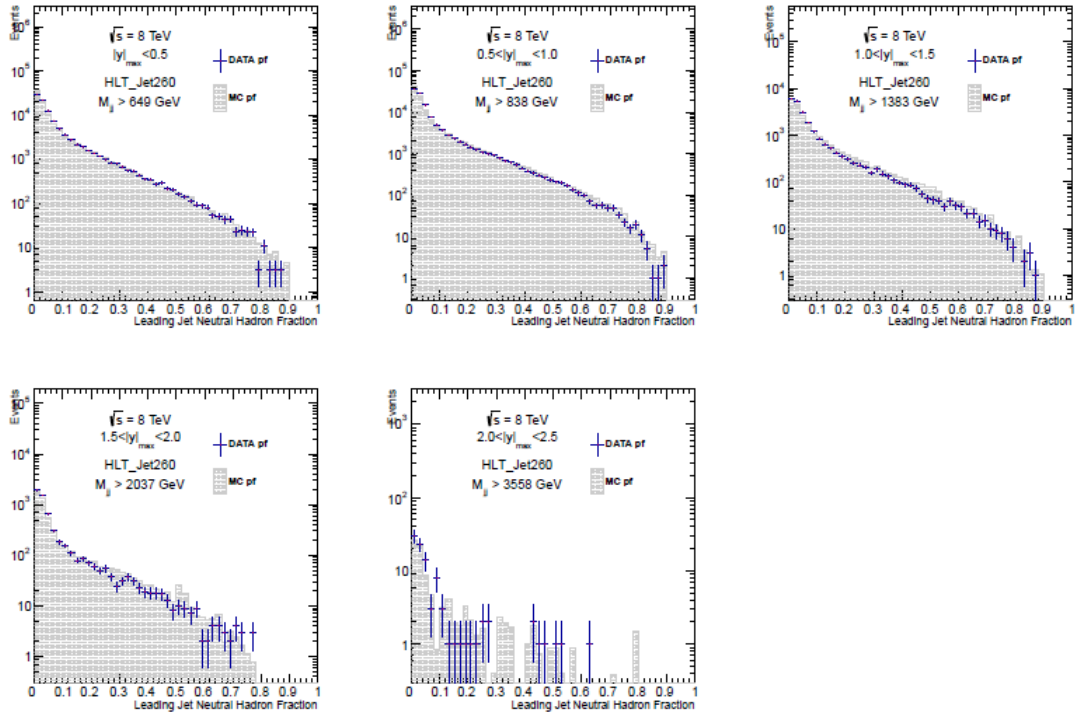
Σχήμα Β'.20: Το η του κύριου πίδακα για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{\text{max}}$ και για το δείγμα *Jet200*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



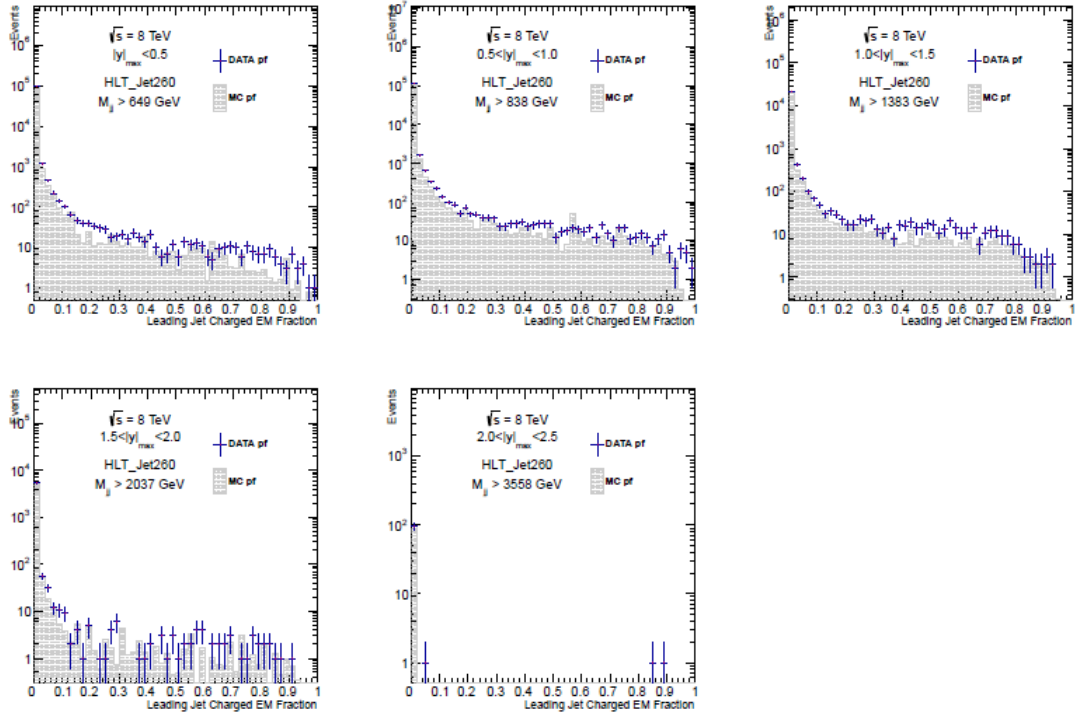
Σχήμα Β'.21: Το ϕ του κύριου πίδακα για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet200*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



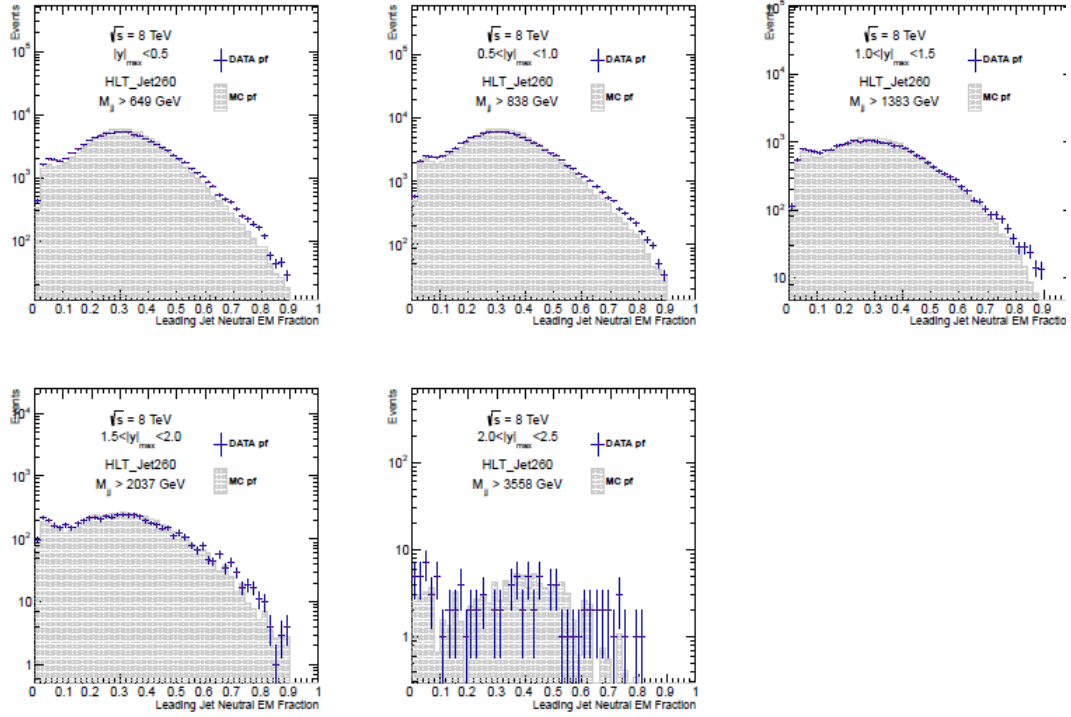
Σχήμα Β'.22: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδαχα που αποδίδεται σε φορτισμένα αδρόνια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet260*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



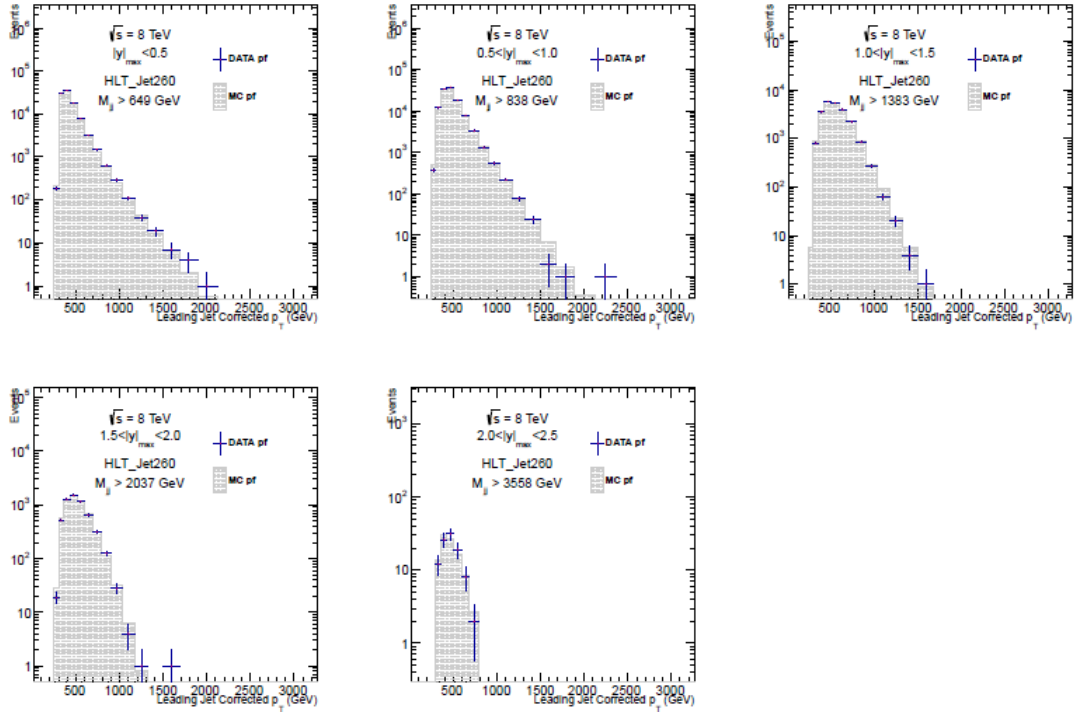
Σχήμα Β'.23: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα αδρόνια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{\max}$ και για το δείγμα *Jet260*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



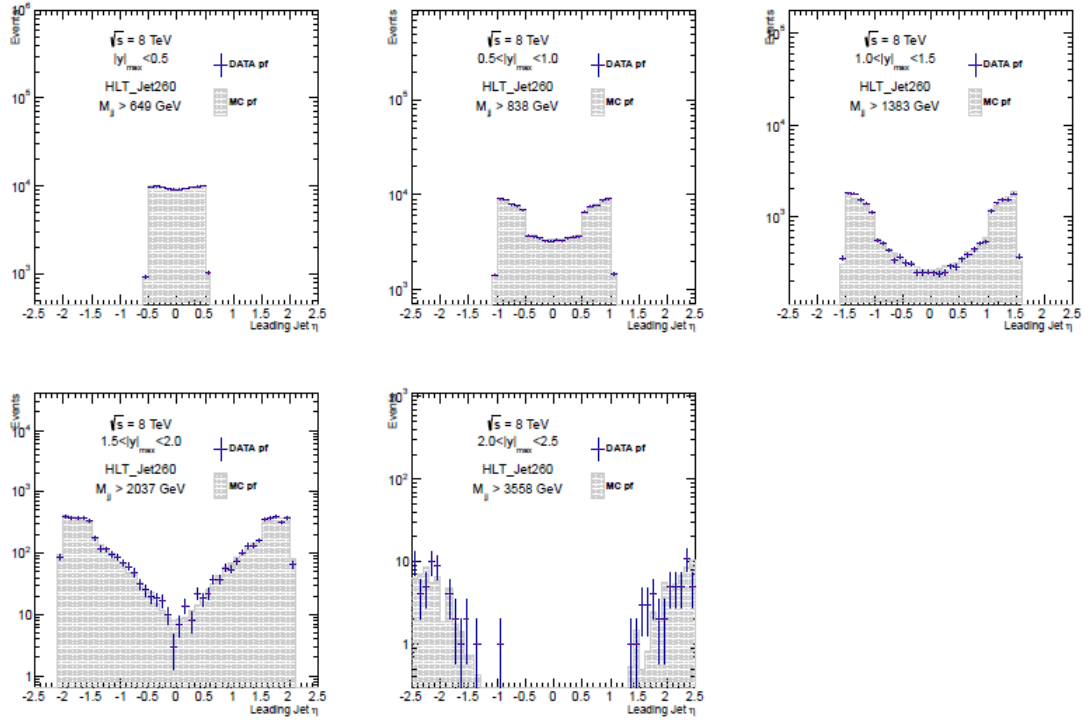
Σχήμα Β'.24: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε φορτισμένα ηλεκτρομαγνητικά σωματίδια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet260*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



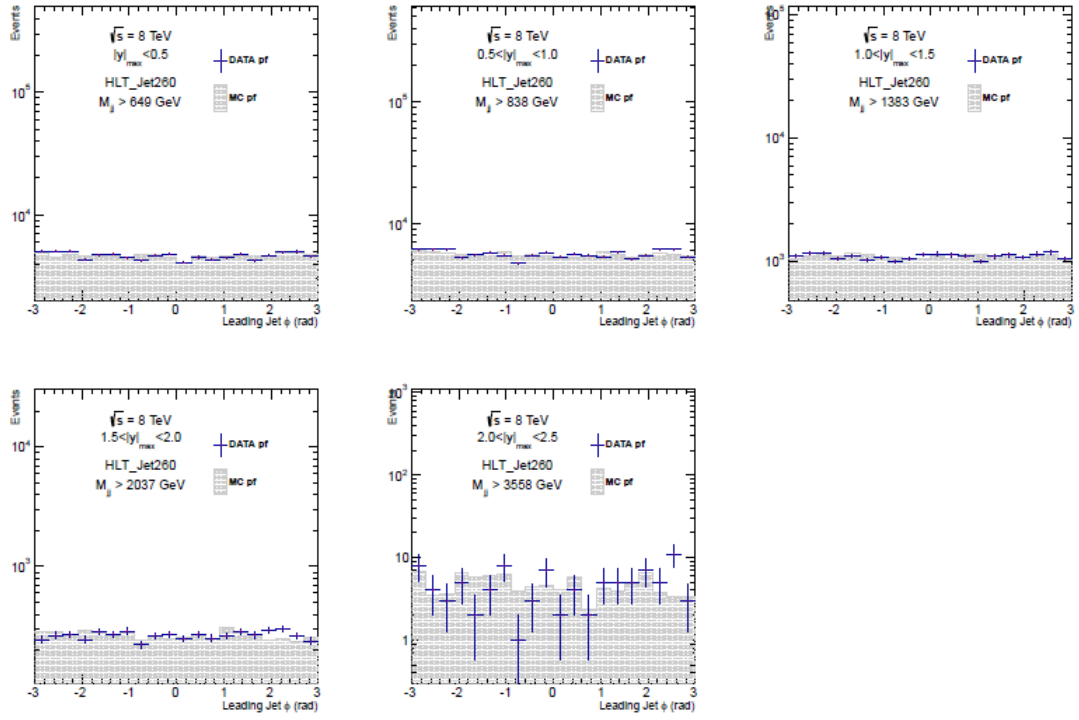
Σχήμα Β'.25: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα ηλεκτρομαγνητικά σωμάτια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet260*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



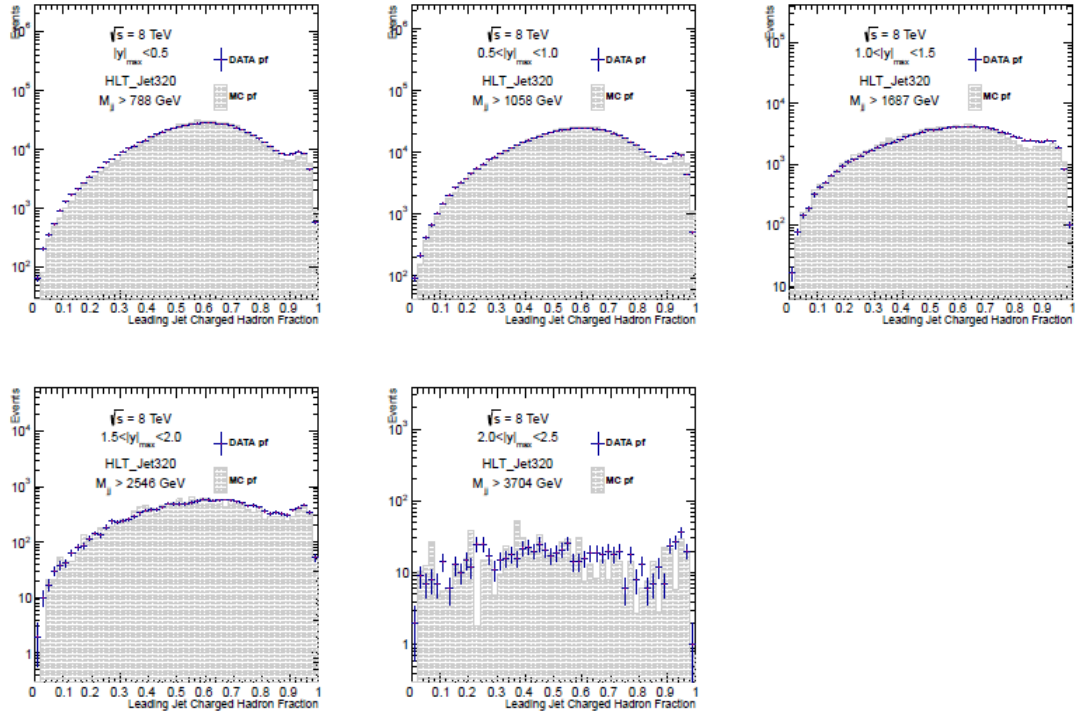
Σχήμα Β'.26: Η p_T του κύριου πίδακα για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{\text{max}}$ και για το δείγμα *Jet260*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



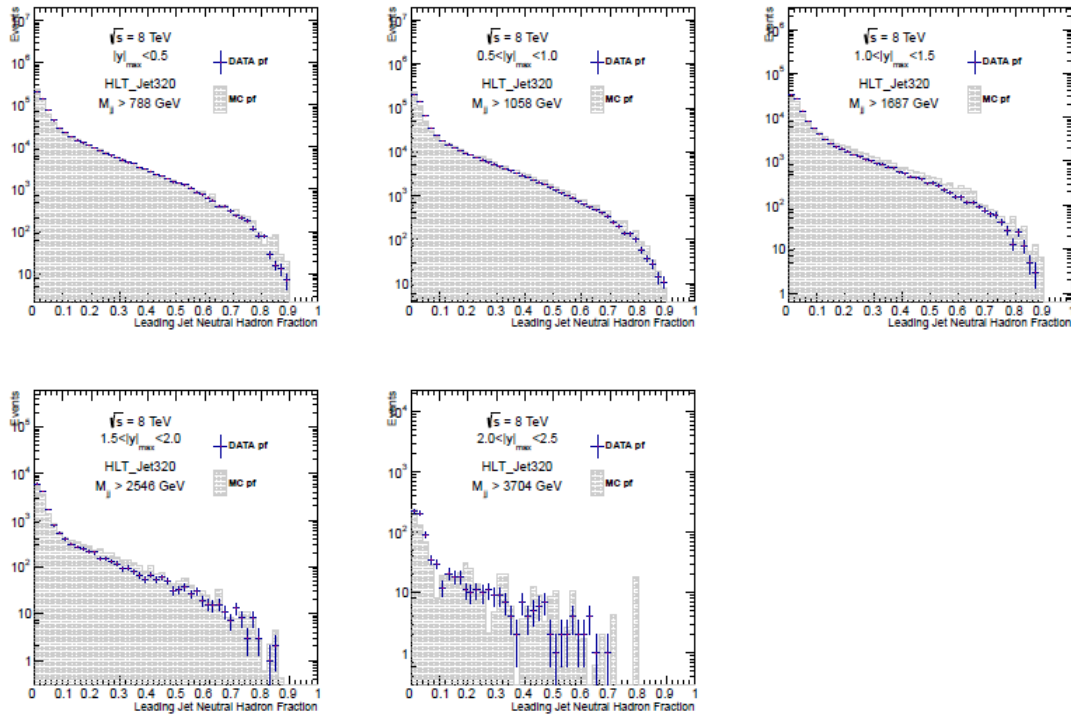
Σχήμα Β'.27: Το η του κύριου πίδακα για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{\max}$ και για το δείγμα *Jet260*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



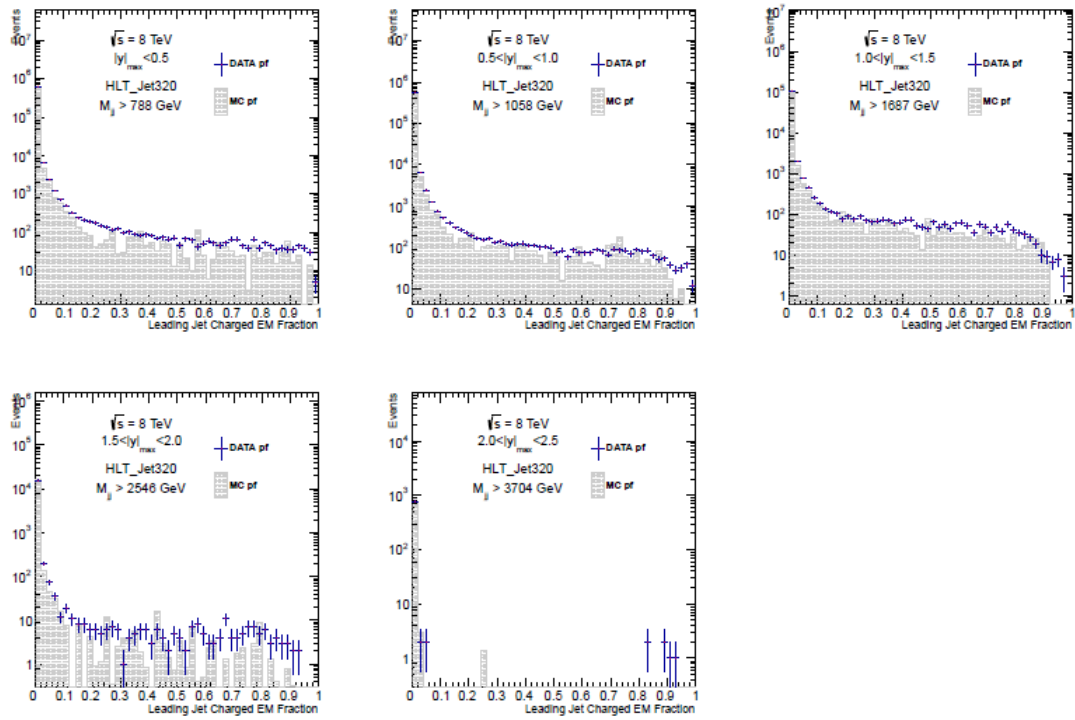
Σχήμα Β'.28: Το ϕ του κύριου πίδακα για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{\max}$ και για το δείγμα *Jet260*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



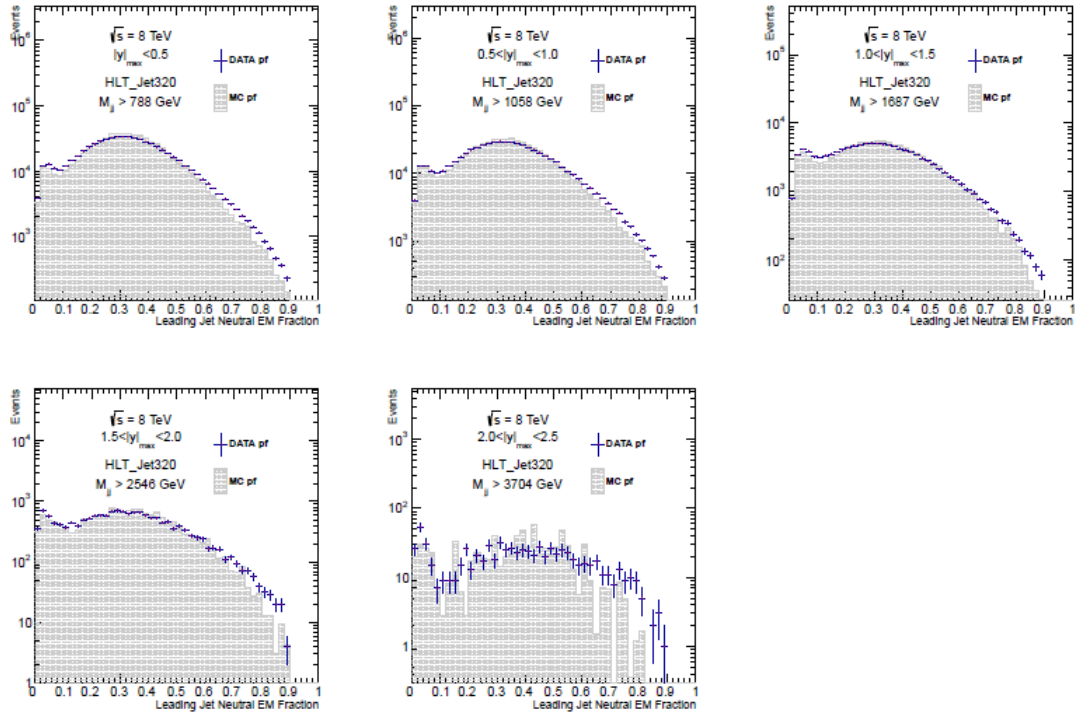
Σχήμα Β'.29: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε φορτισμένα αδρόνια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet320*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



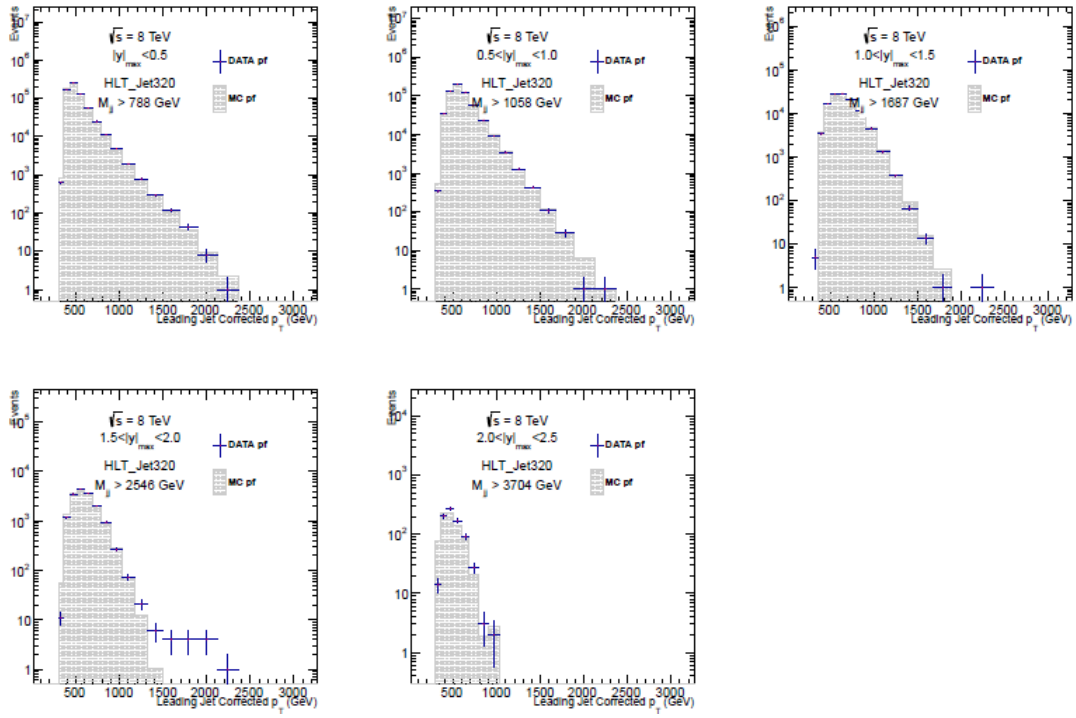
Σχήμα Β'.30: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα αδρόνια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet320*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



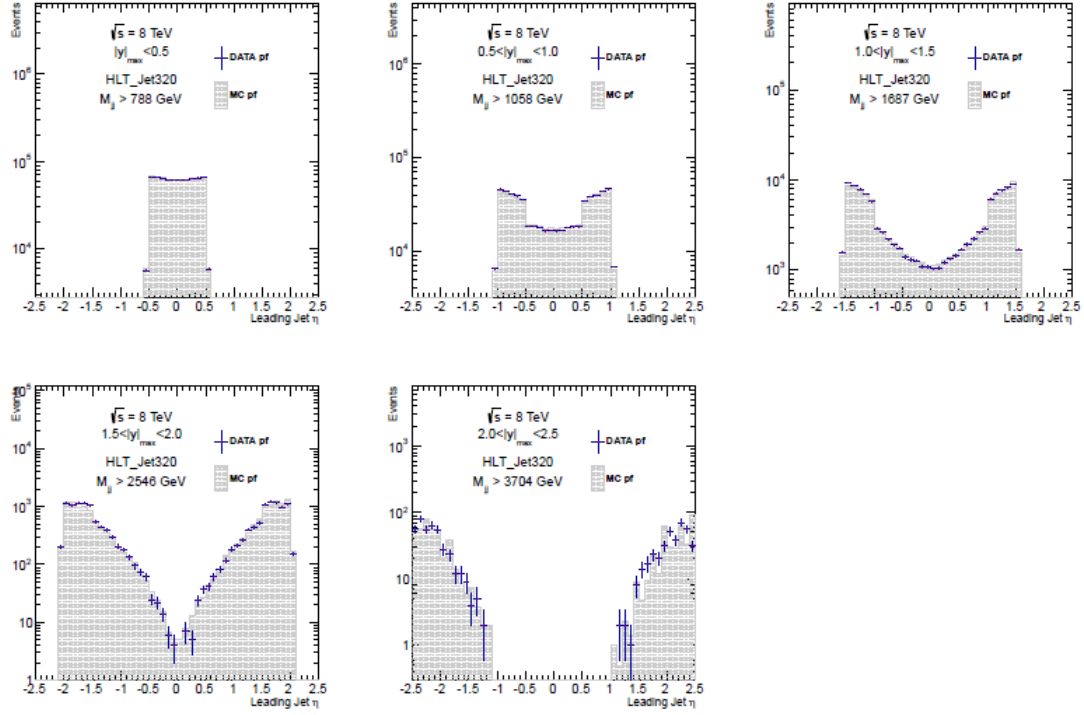
Σχήμα Β'.31: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδαχα που αποδίδεται σε φορτισμένα ηλεκτρομαγνητικά σωματίδια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet320*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



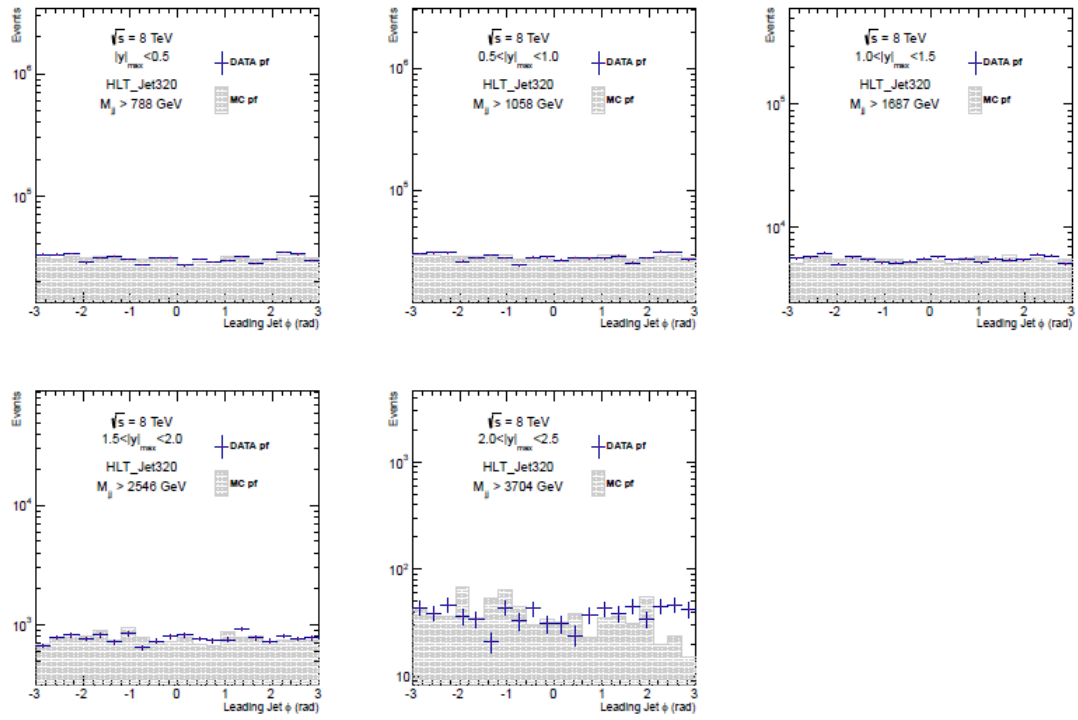
Σχήμα Β'.32: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα ηλεκτρομαγνητικά σωμάτια για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet320*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



Σχήμα Β'.33: Η p_T του κύριου πίδαχα για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet320*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



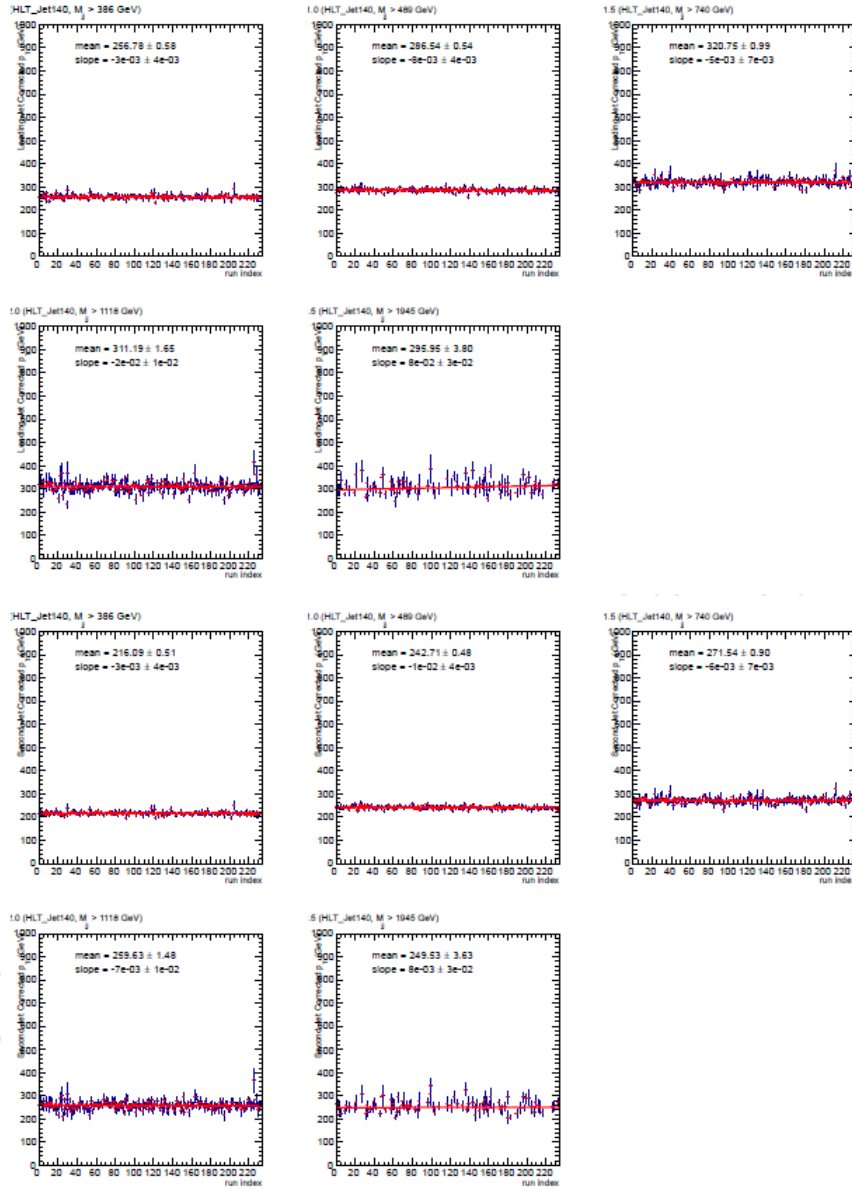
Σχήμα Β'.34: Το η του κύριου πίδακα για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{\max}$ και για το δείγμα *Jet320*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)



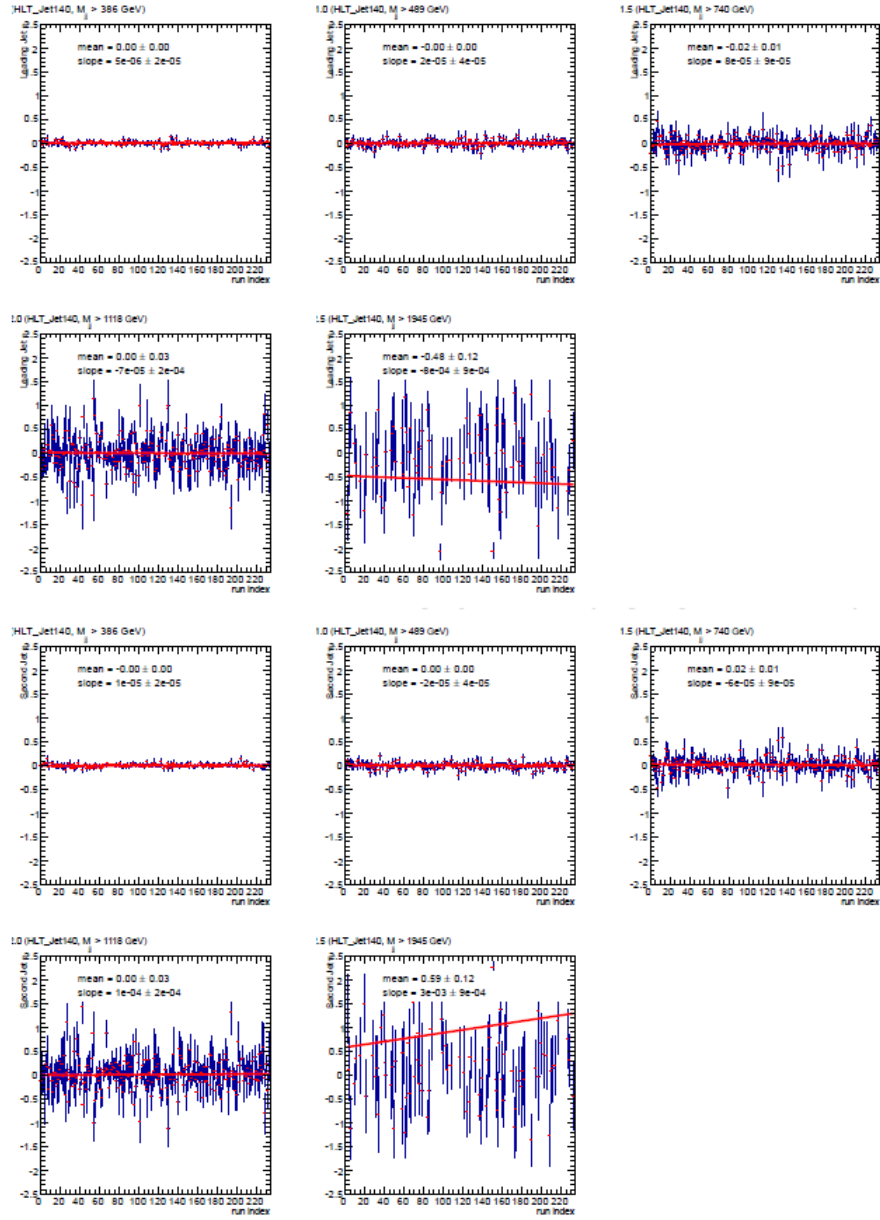
Σχήμα Β'.35: Το ϕ του κύριου πίδακα για τις πέντε διαφορετικές διαμερίσεις στο $|y|_{max}$ και για το δείγμα *Jet320*, για δεδομένα (σημεία) και προσομοιωμένα γεγονότα (ιστόγραμμα)

Παράρτημα Γ'

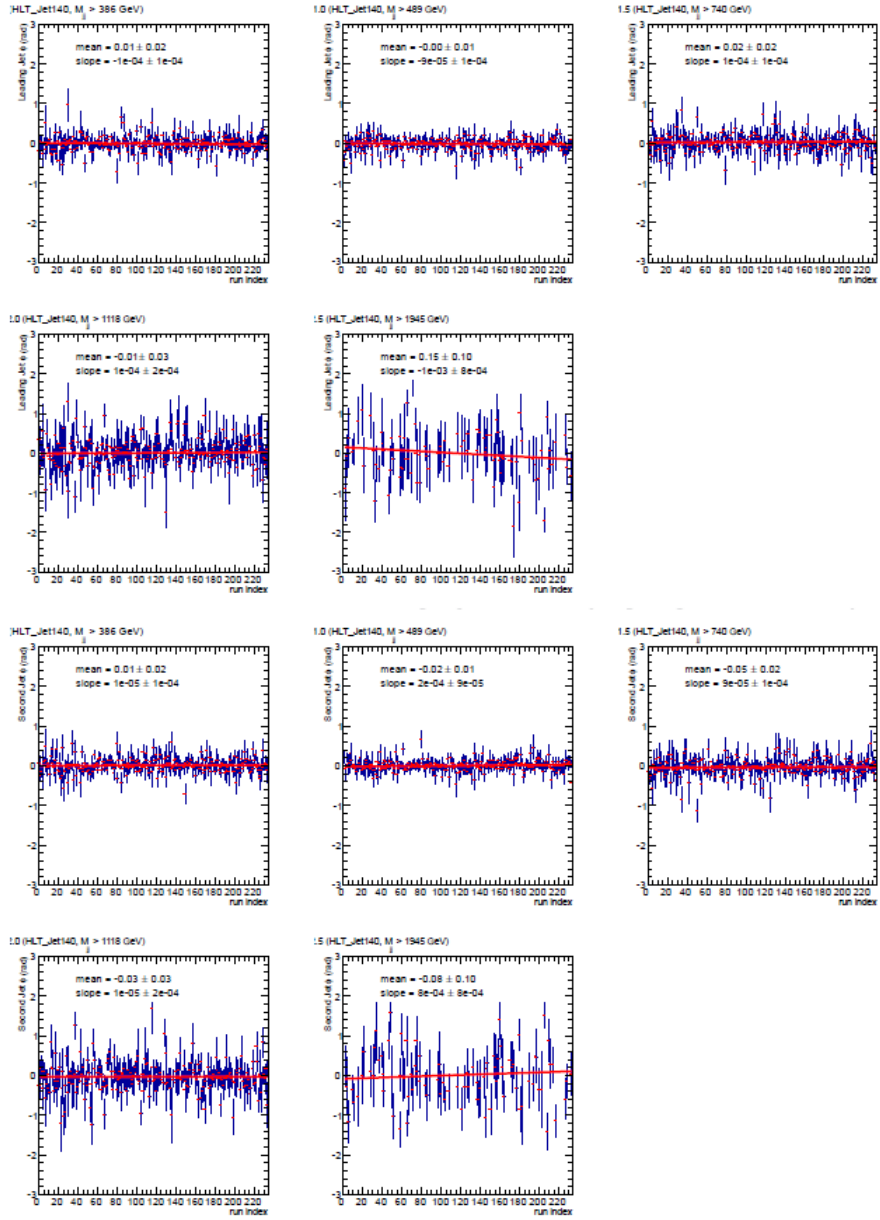
Μελέτη Σταθερότητας συναρτήσεων του χρόνου



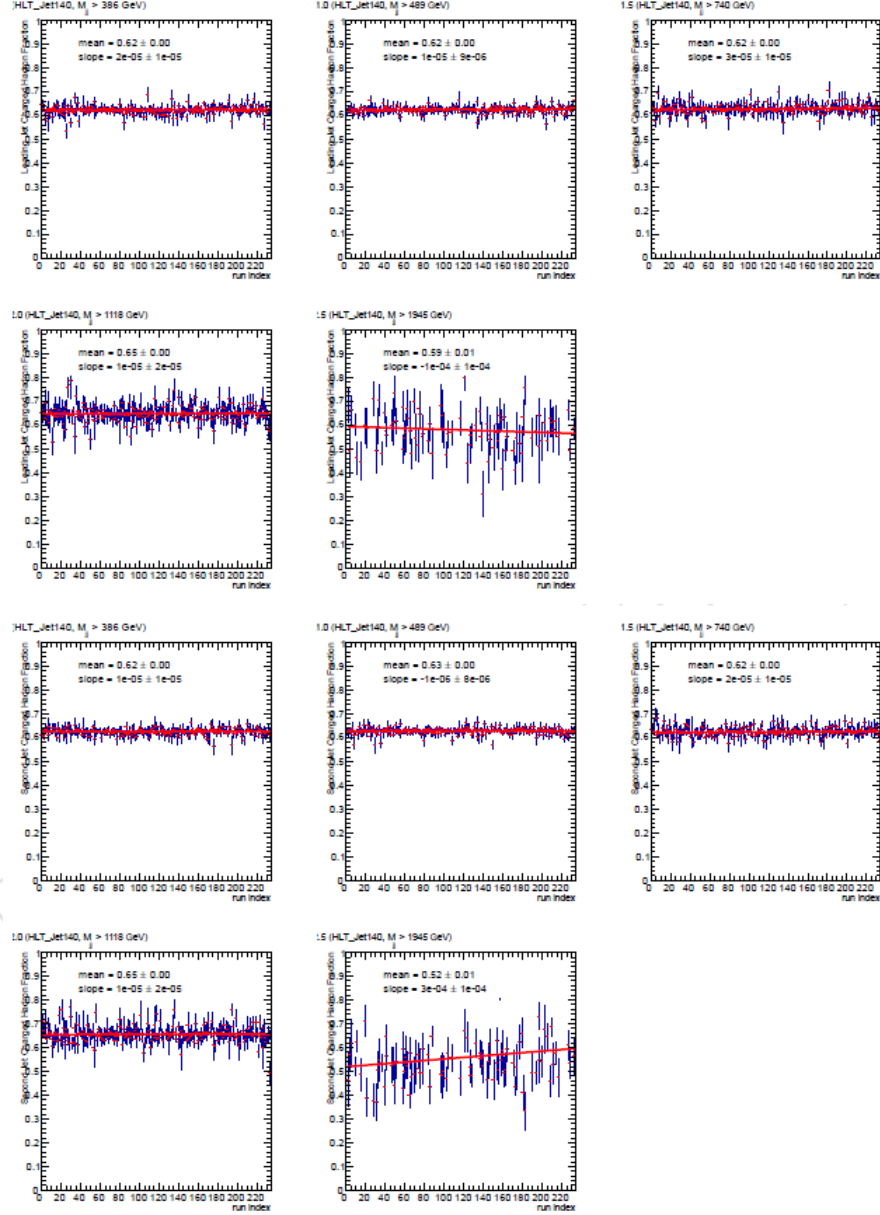
Σχήμα Γ'.1: Η p_T του κύριου και του δευτερεύοντα πίδακα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet140$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



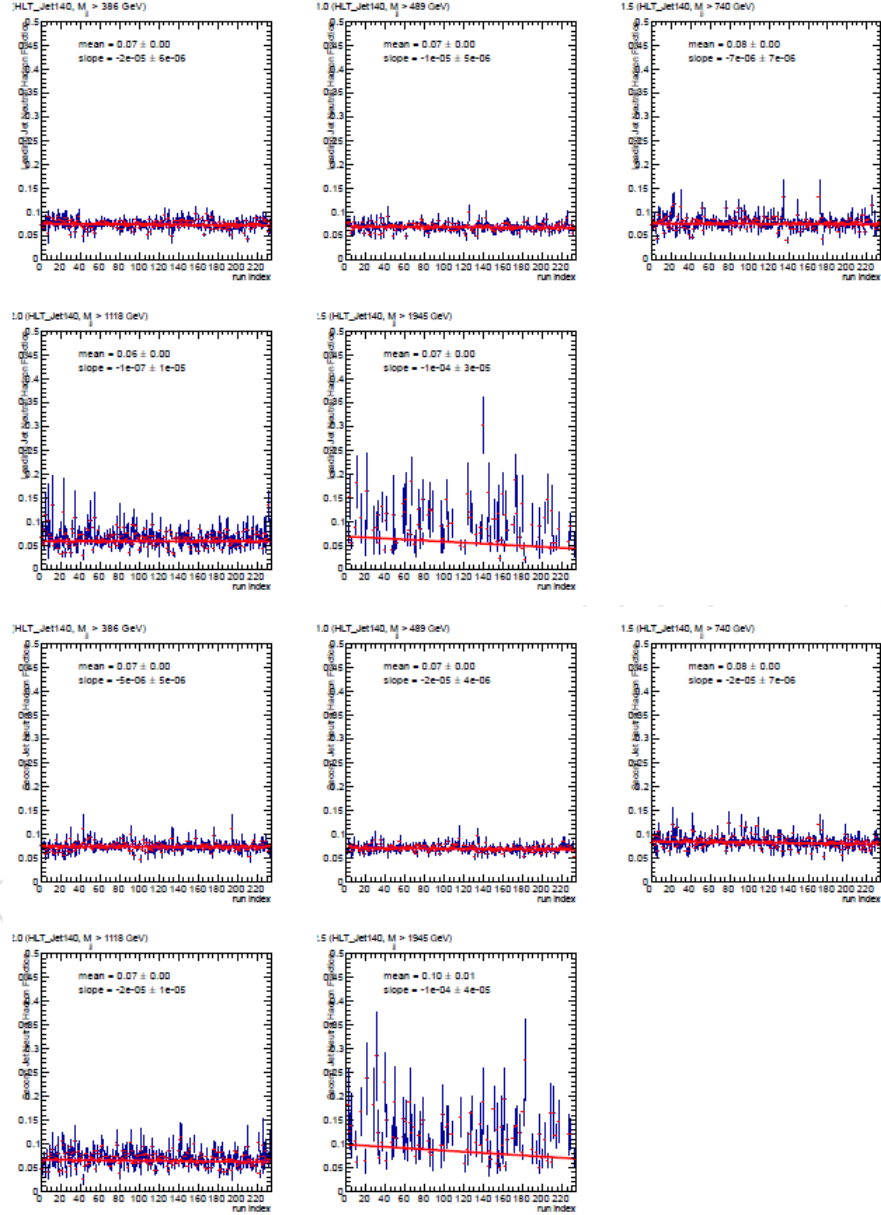
Σχήμα Γ'.2: Η η του κύριου και του δευτερεύοντα πίδαχα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet140$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



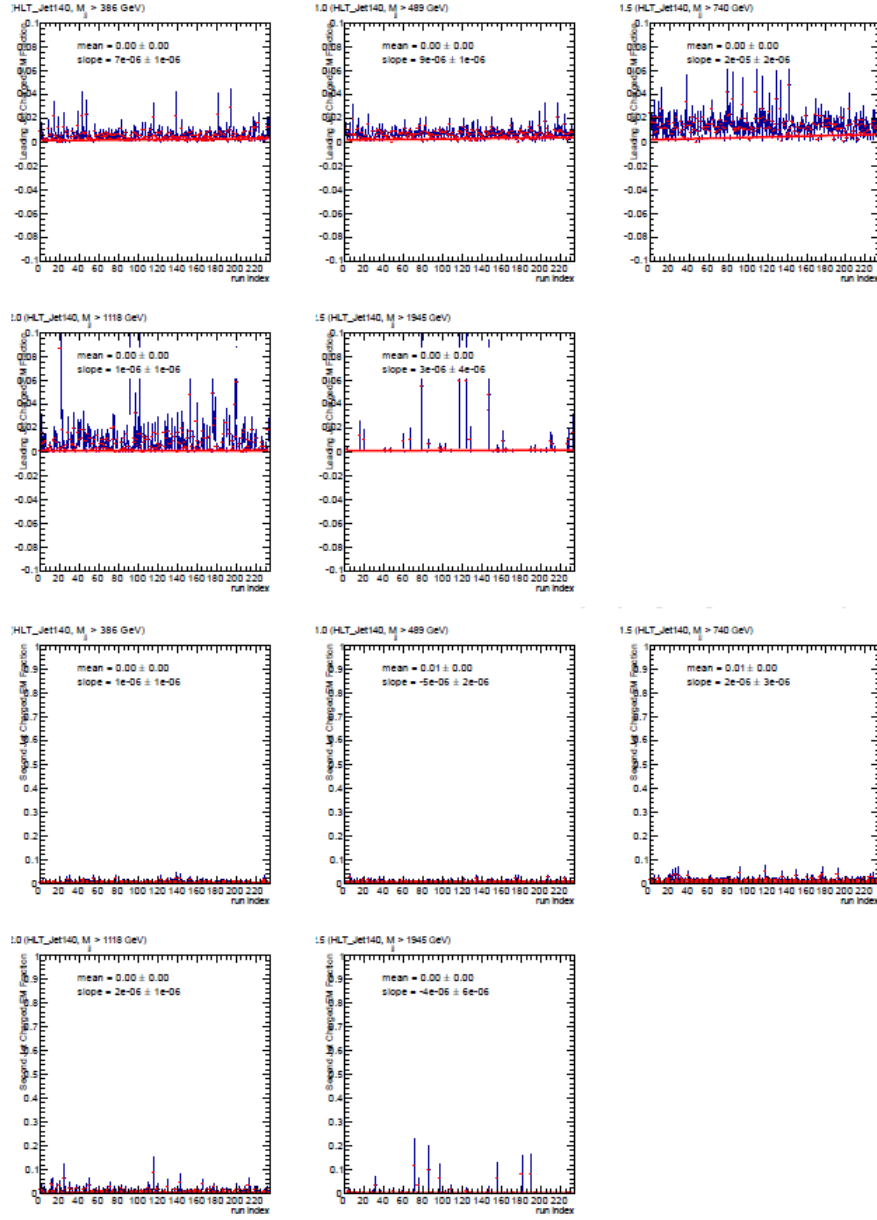
Σχήμα Γ.3: Η ϕ του κύριου και του δευτερεύοντα πίδακα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet140$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



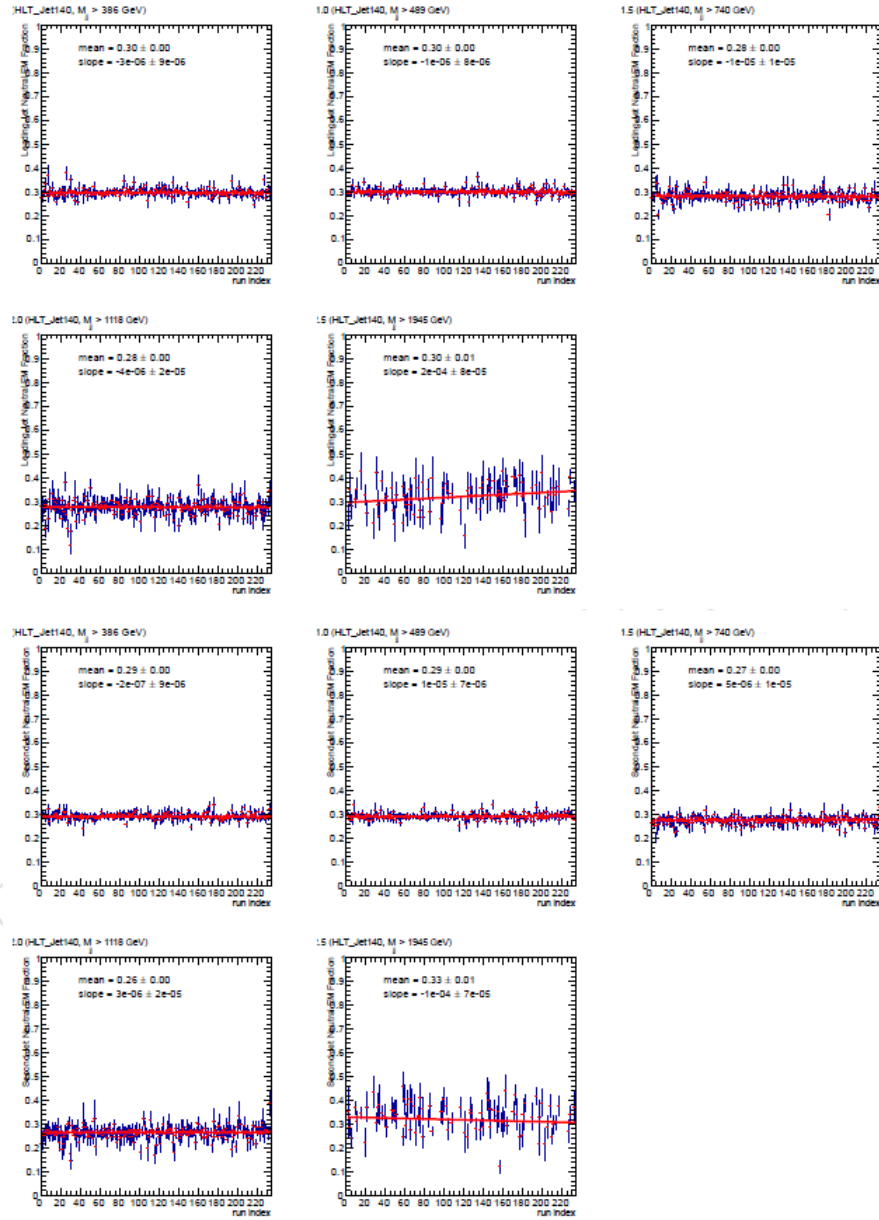
Σχήμα Γ'.4: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδαχα που αποδίδεται σε φορτισμένα αδρόνια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet140$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



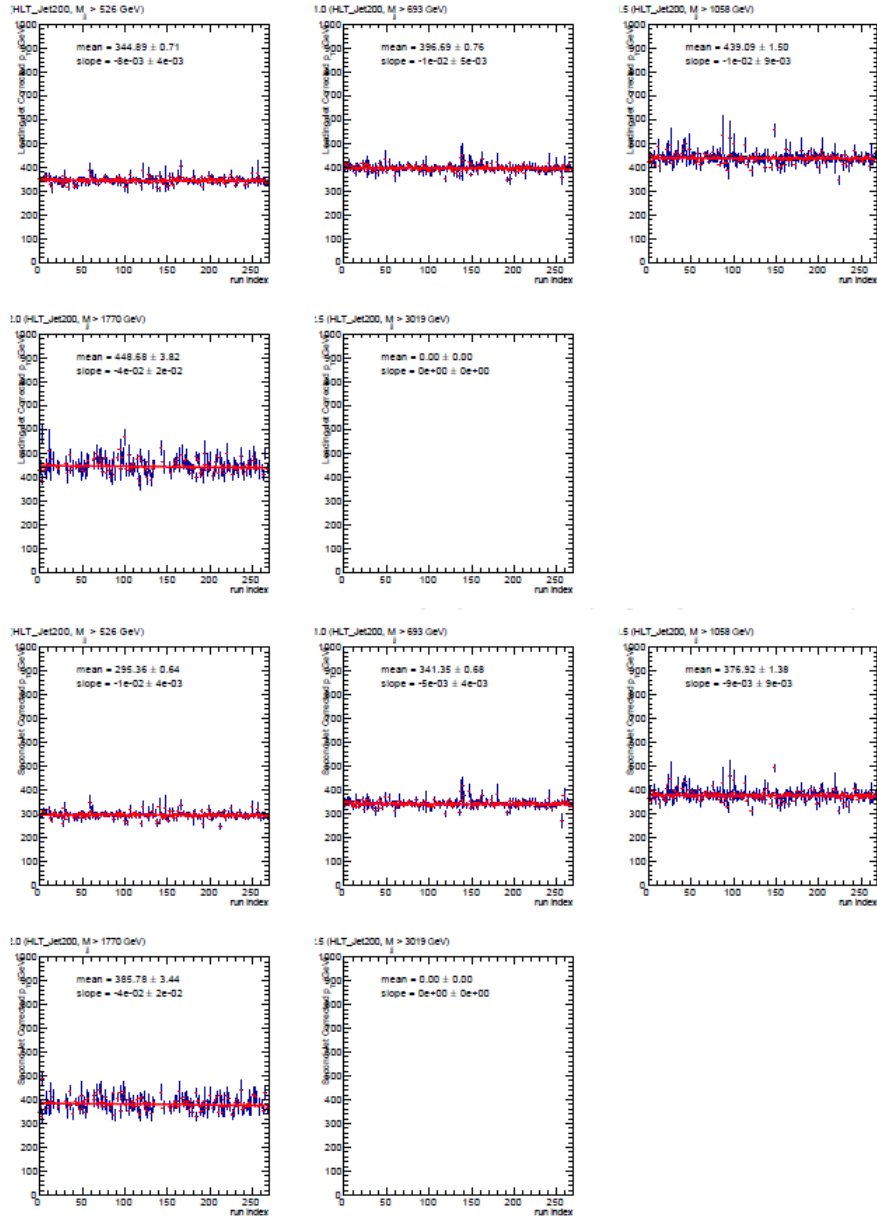
Σχήμα Γ'.5: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα αδρόνια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet140$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



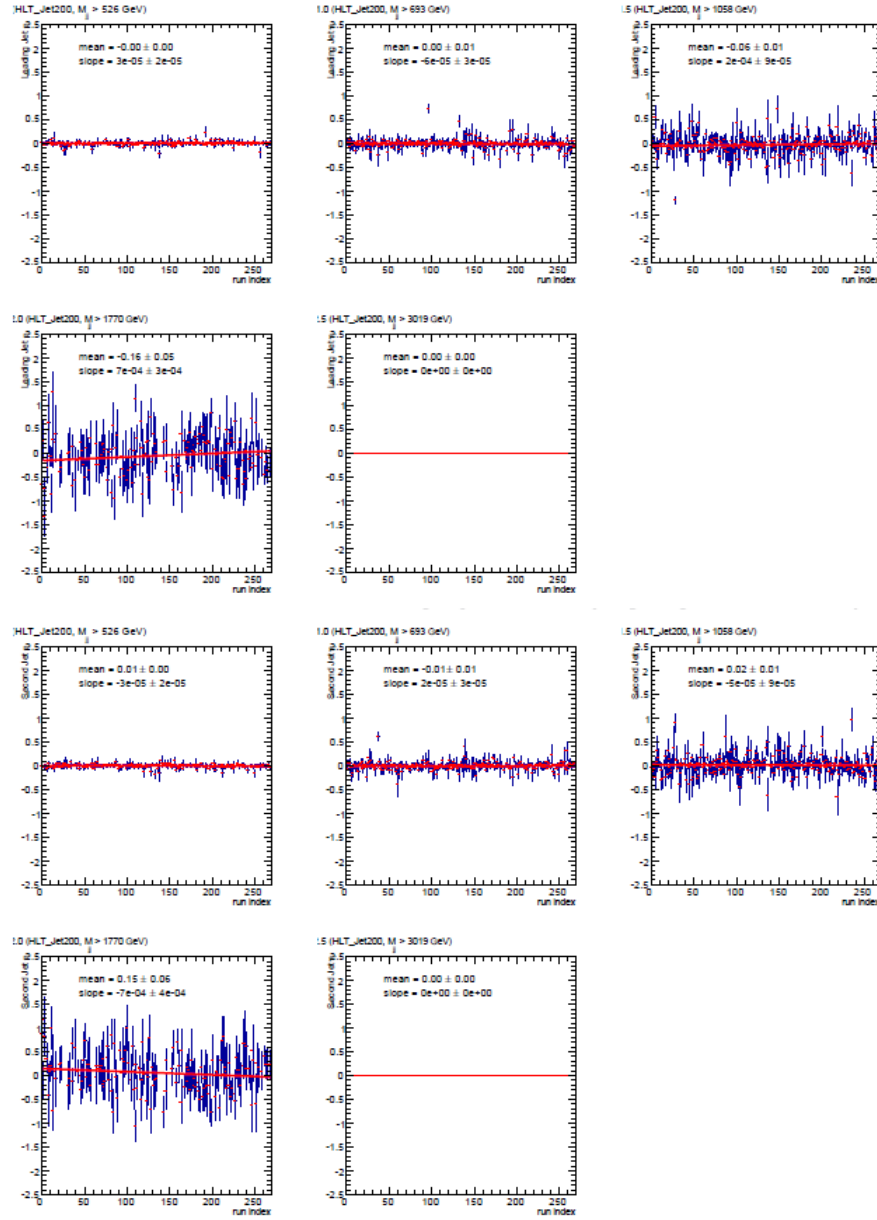
Σχήμα Γ'.6: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε φορτισμένα ηλεκτρομαγνητικά σωματίδια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet140$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



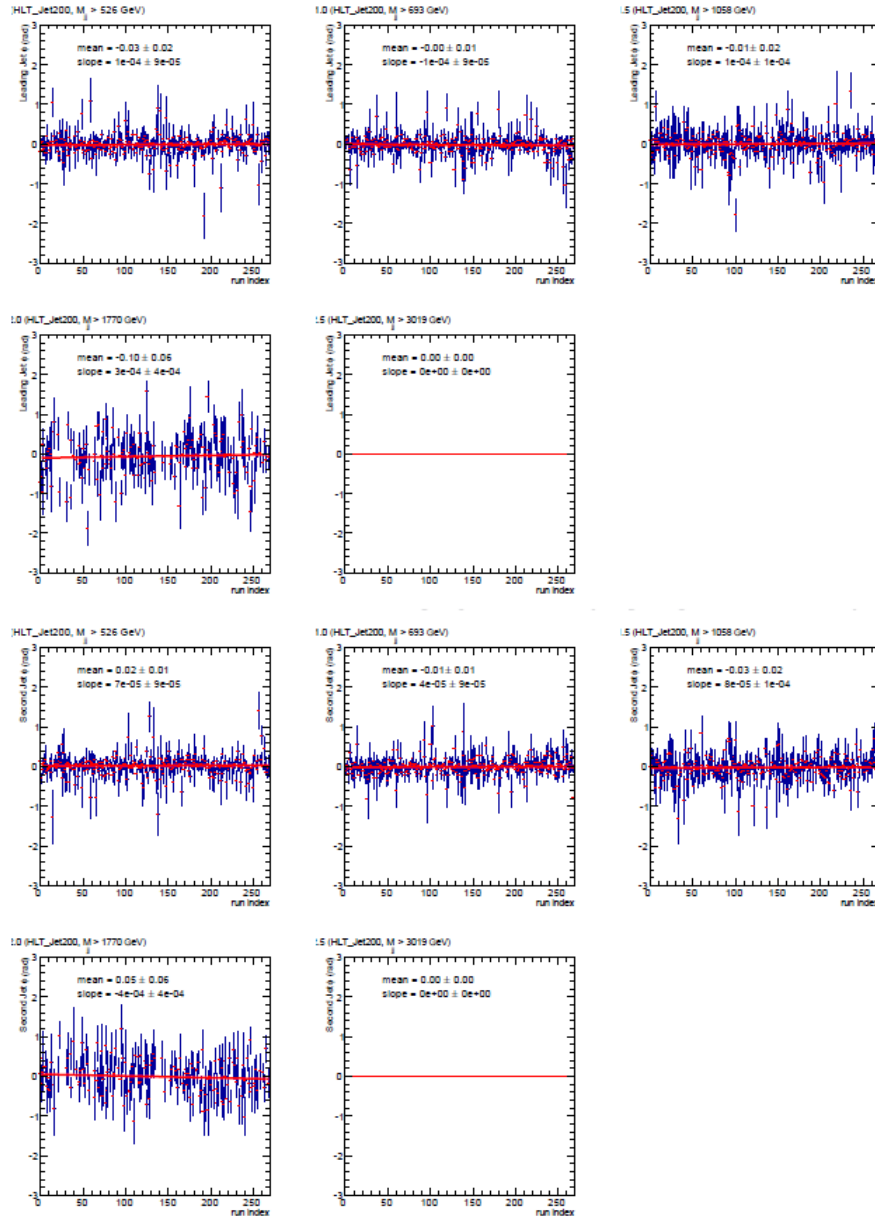
Σχήμα Γ'.7: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα ηλεκτρομαγνητικά σωμάτια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet140$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



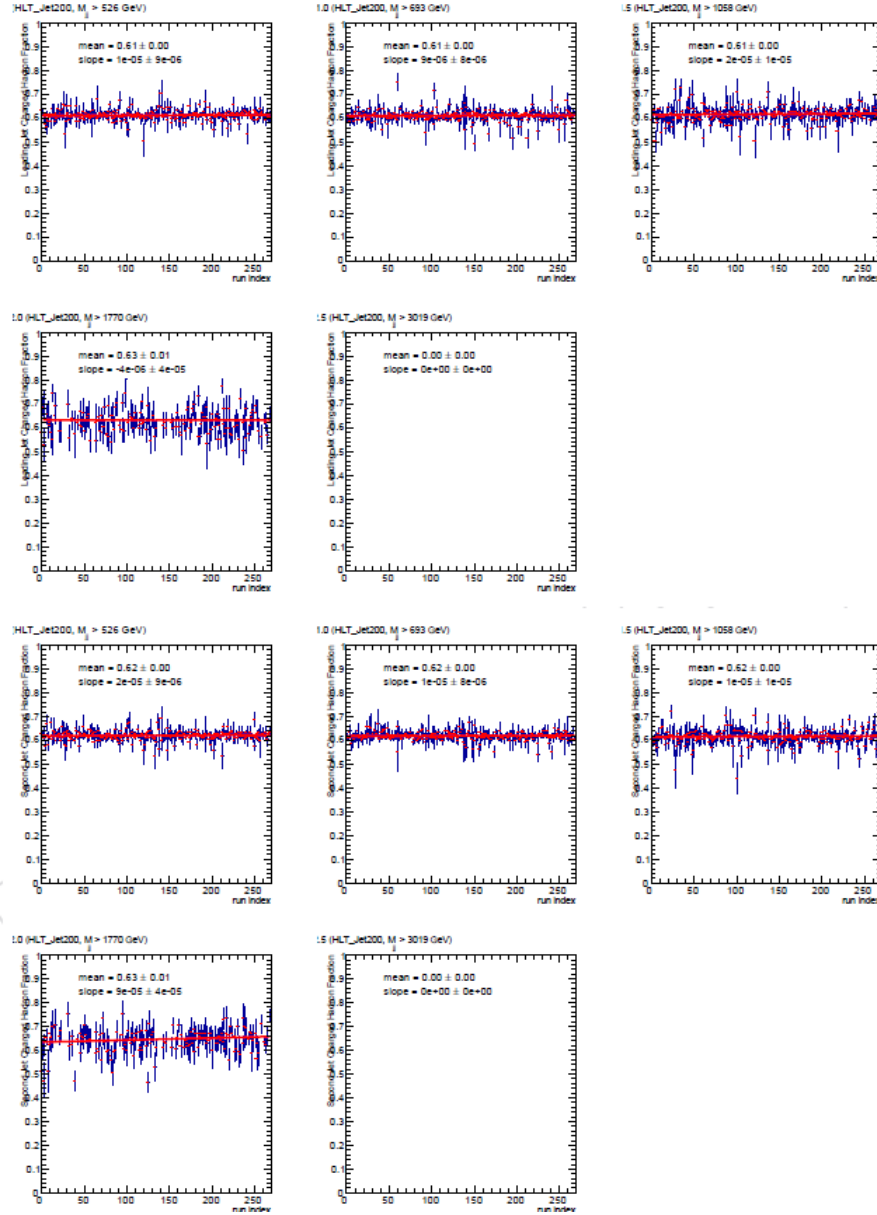
Σχήμα Γ'.8: Η p_T του κύριου και του δευτερεύοντα πίδακα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet200$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



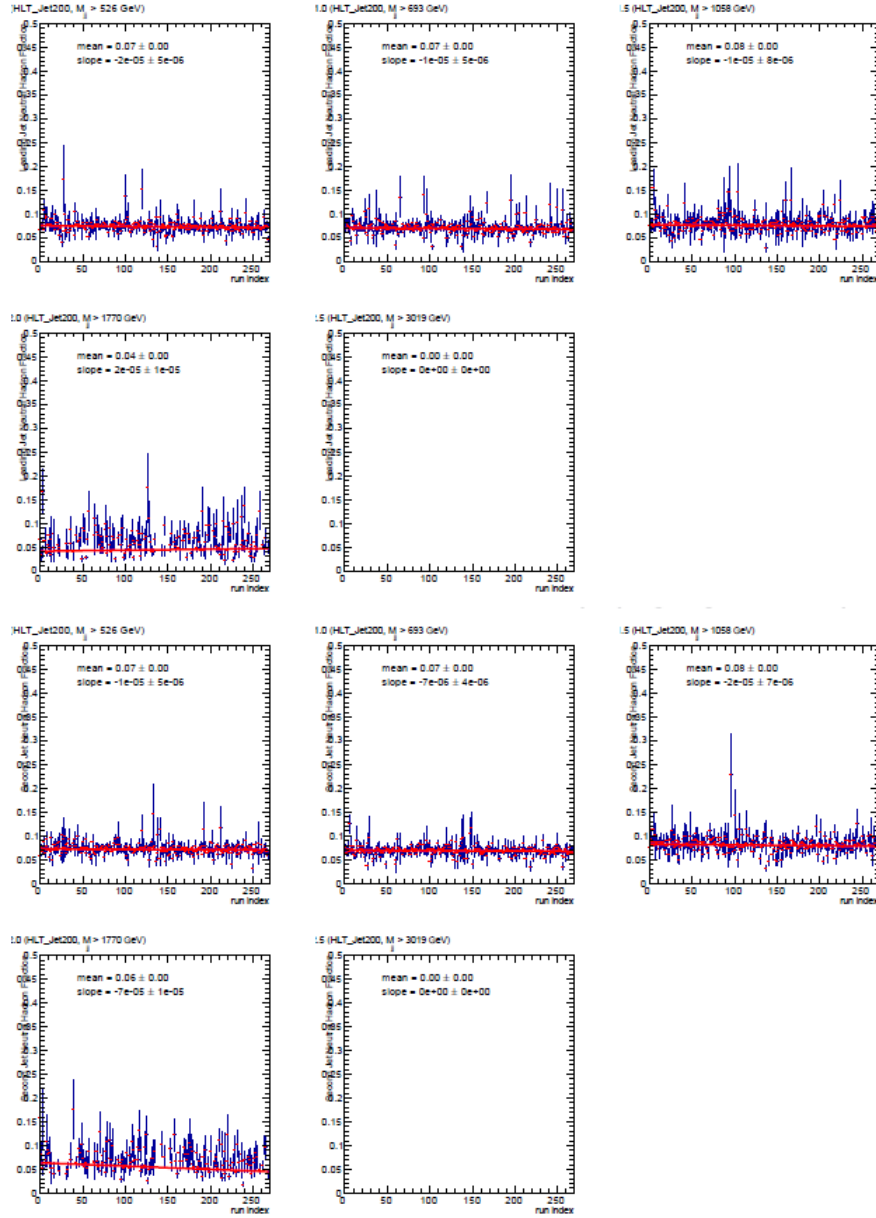
Σχήμα Γ.9: Η η του κύριου και του δευτερεύοντα πίδακα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet200$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



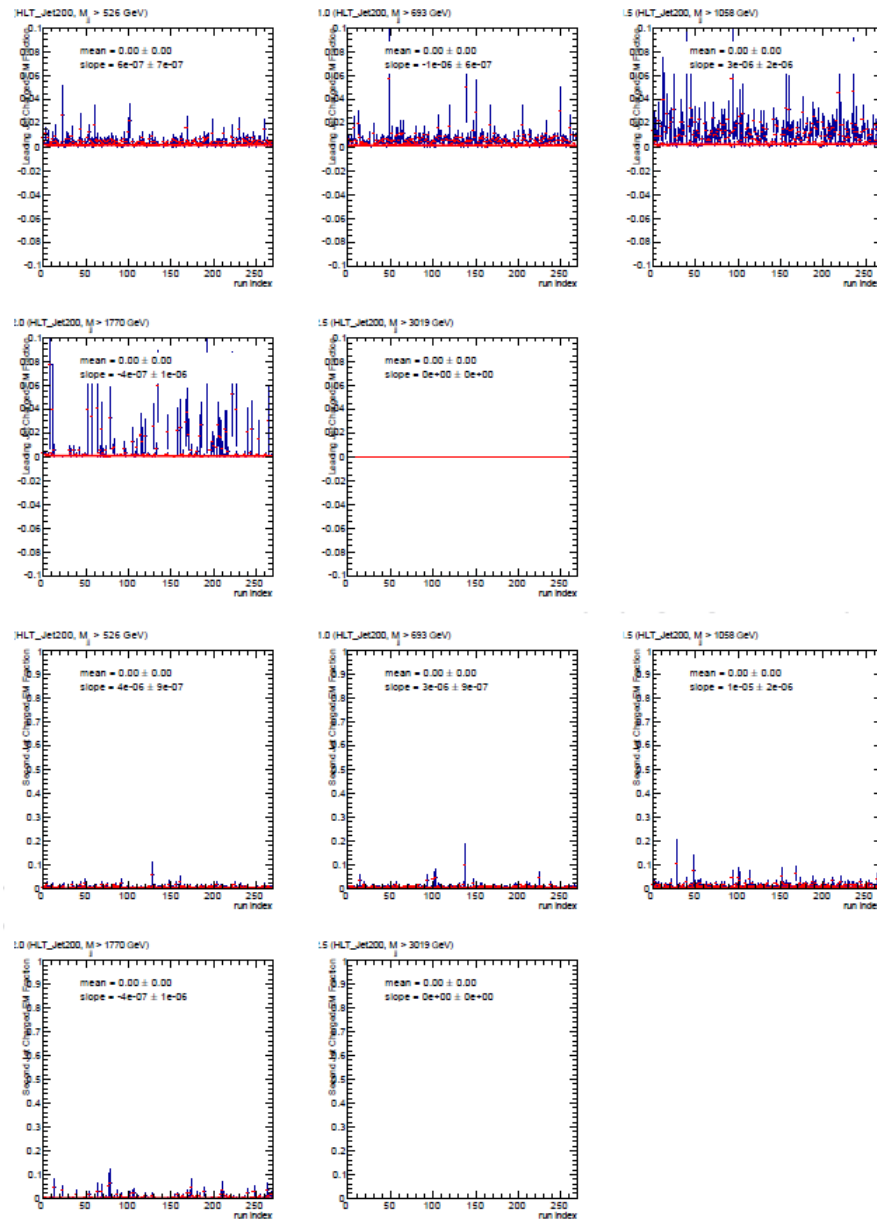
Σχήμα Γ.10: Η ϕ του κύριου και του δευτερεύοντα πίδακα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet200$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



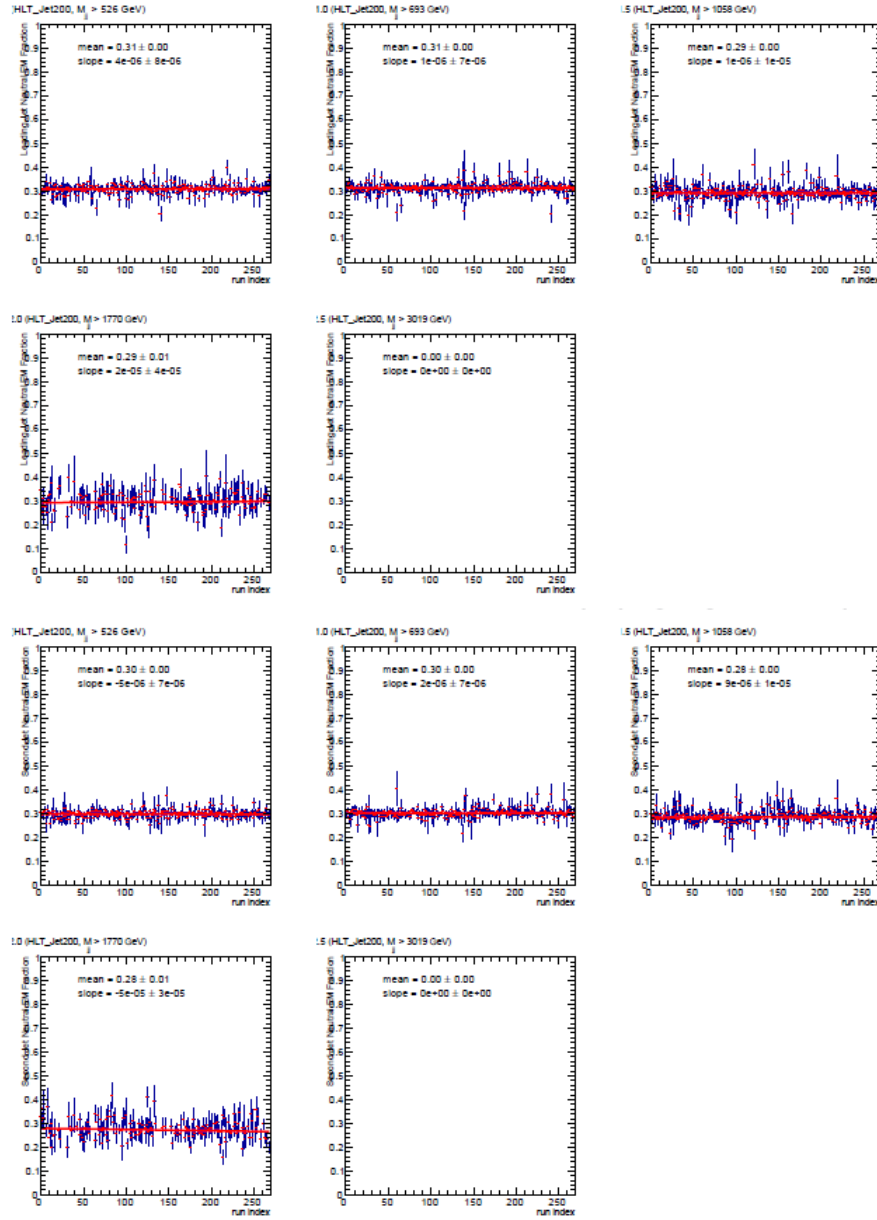
Σχήμα Γ'.11: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε φορτισμένα αδρόνια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet200$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



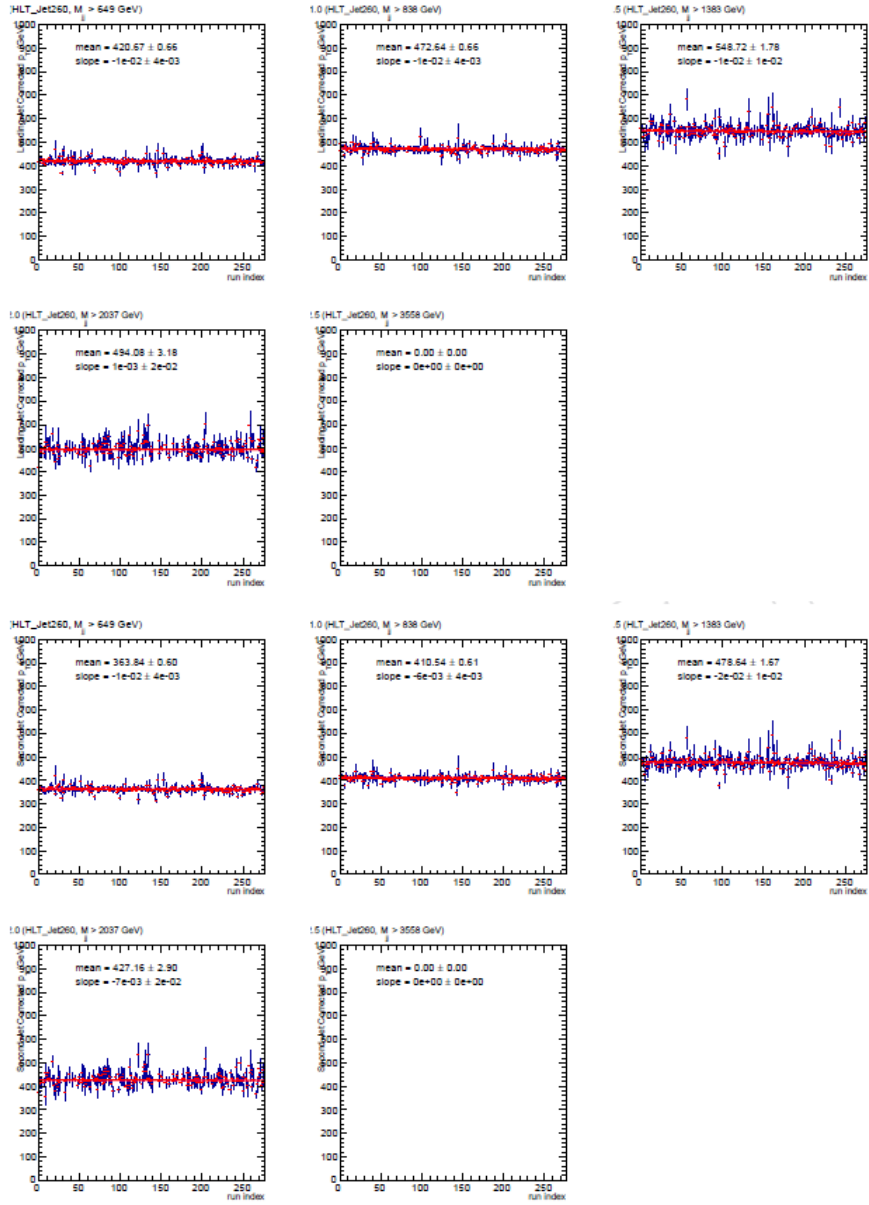
Σχήμα Γ'.12: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα αδρόνια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet200$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



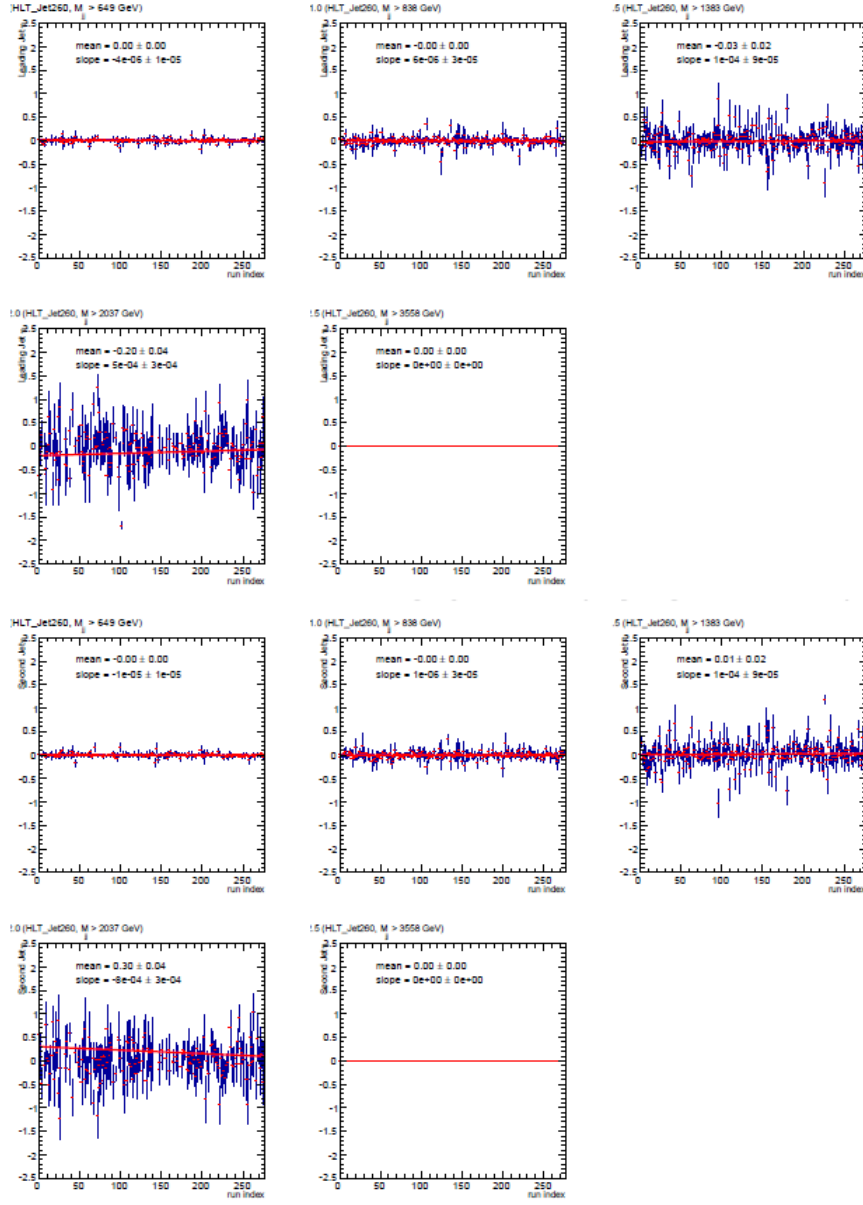
Σχήμα Γ'.13: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε φορτισμένα ηλεκτρομαγνητικά σώματα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet200$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



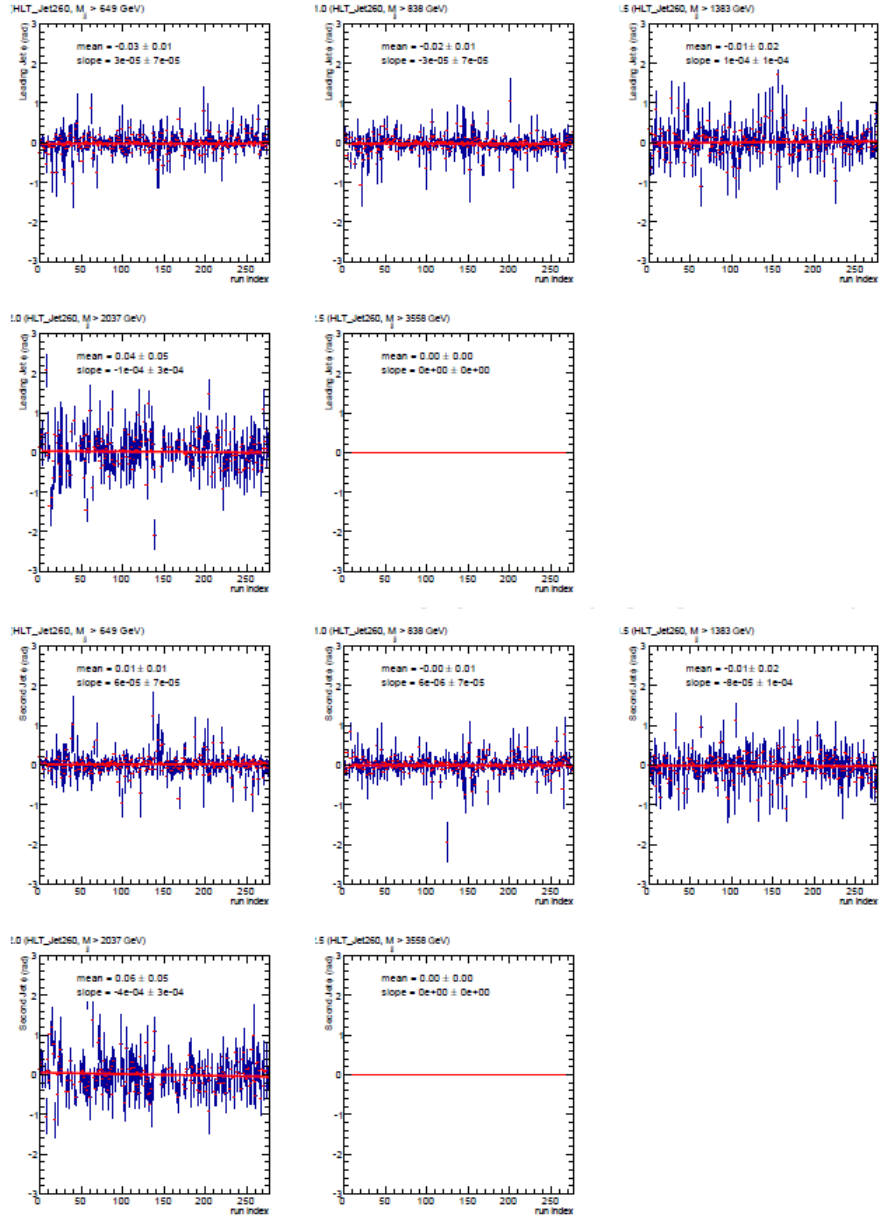
Σχήμα Γ'.14: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα ηλεκτρομαγνητικά σωματίδια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet200$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



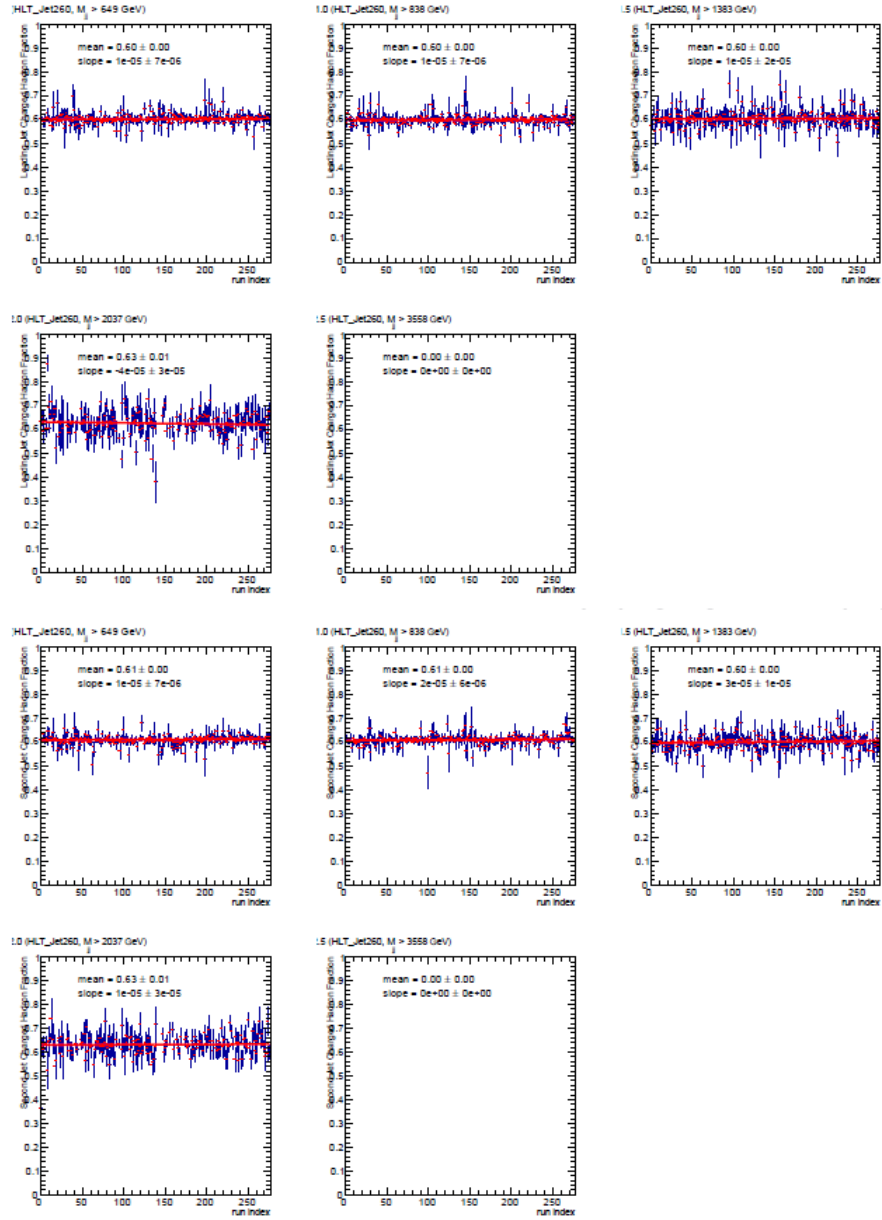
Σχήμα Γ.15: Η p_T του κύριου και του δευτερεύοντα πίδακα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet260$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



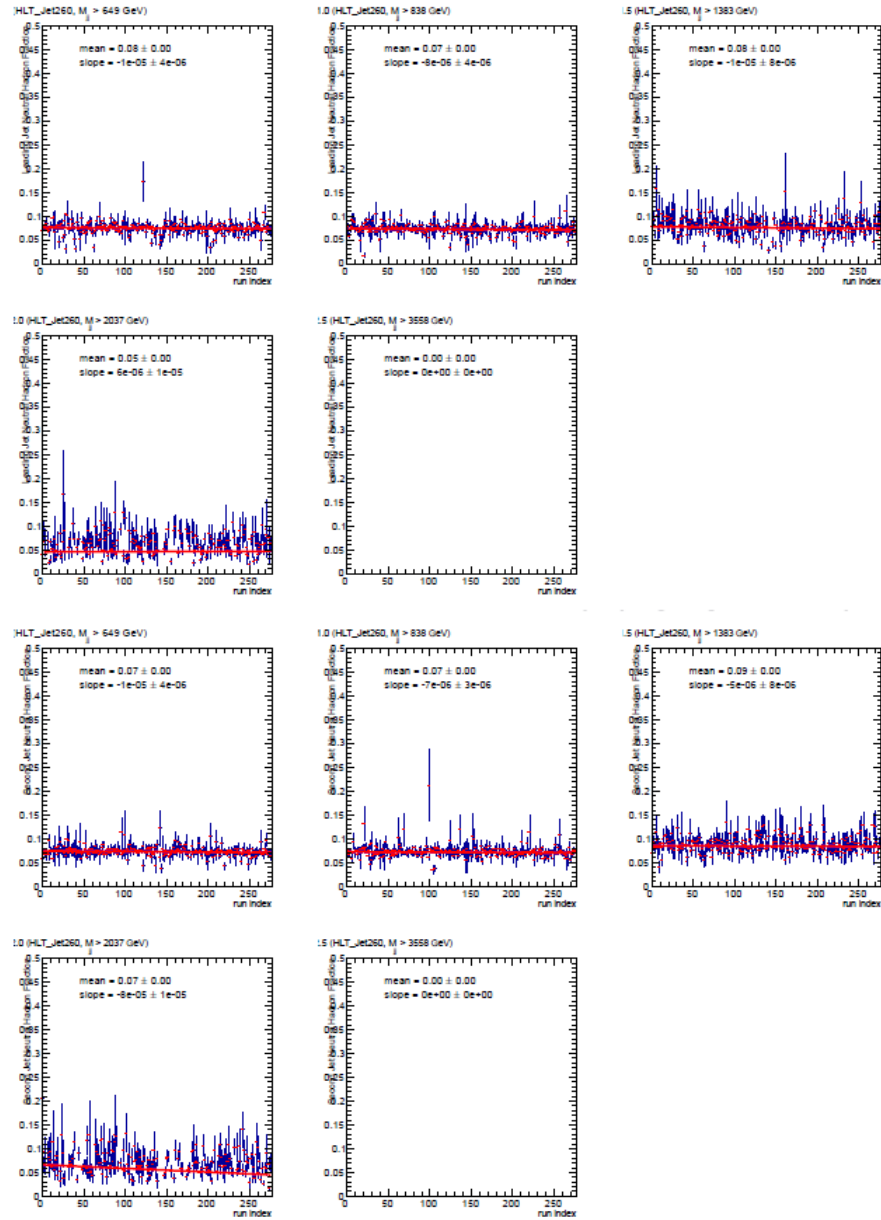
Σχήμα Γ.16: Η η του κύριου και του δευτερεύοντα πίδακα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet260$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



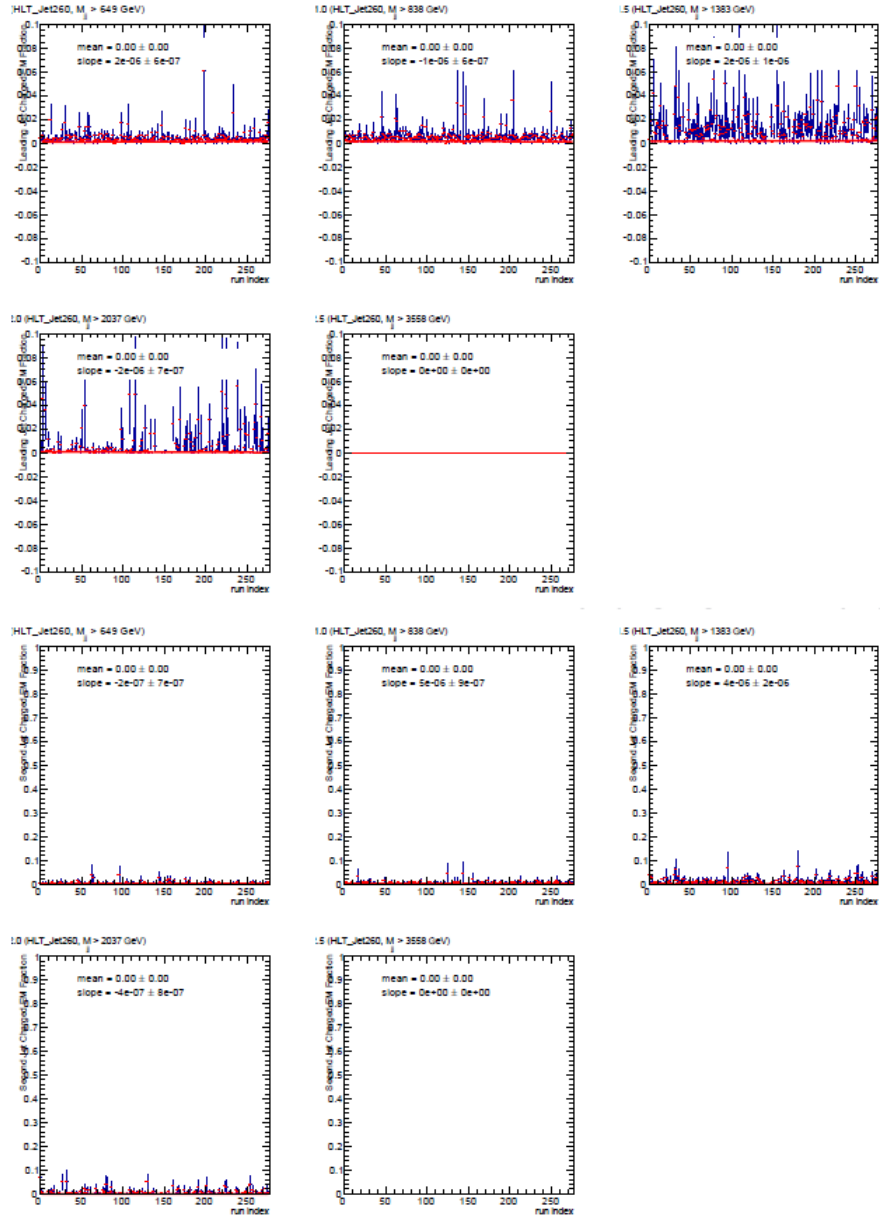
Σχήμα Γ'.17: Η ϕ του κύριου και του δευτερεύοντα πίδακα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet260$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



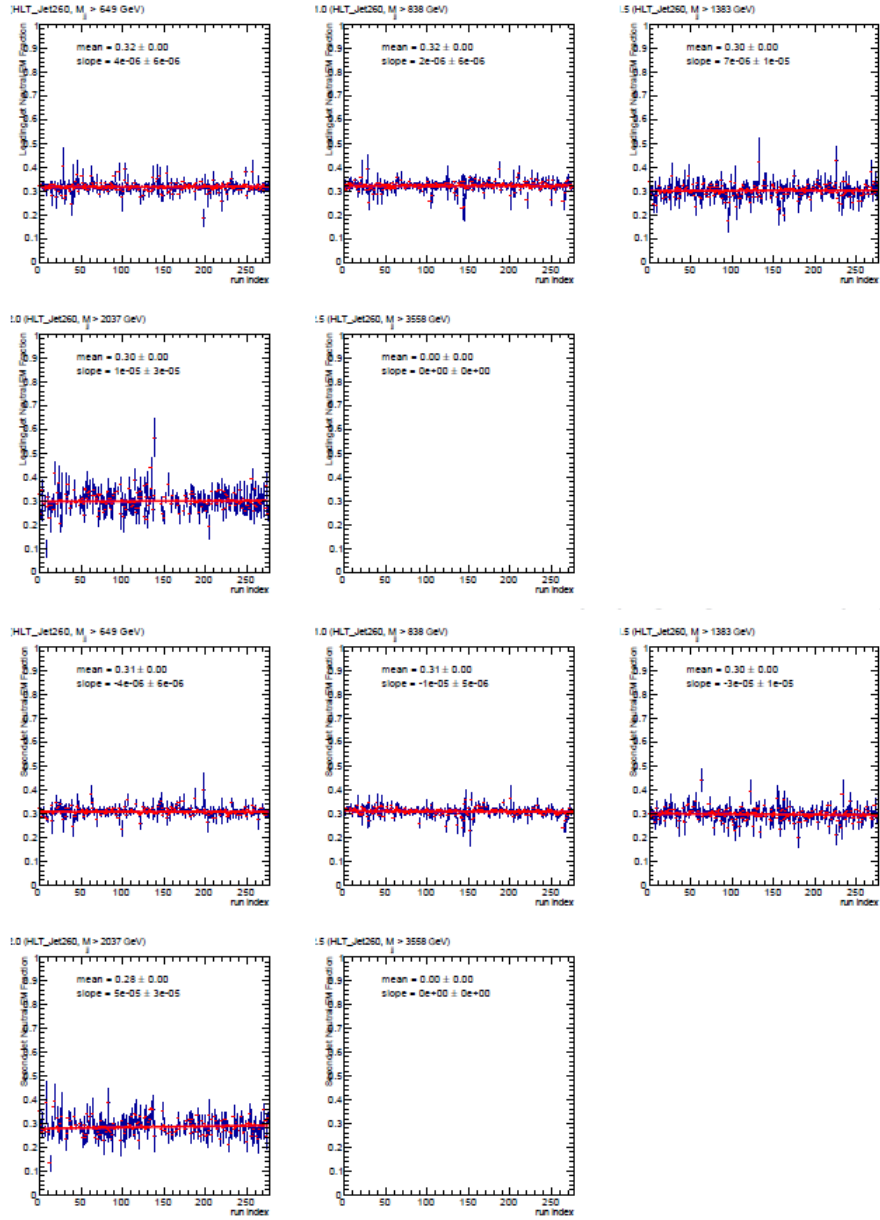
Σχήμα Γ'.18: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε φορτισμένα αδρόνια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet260$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



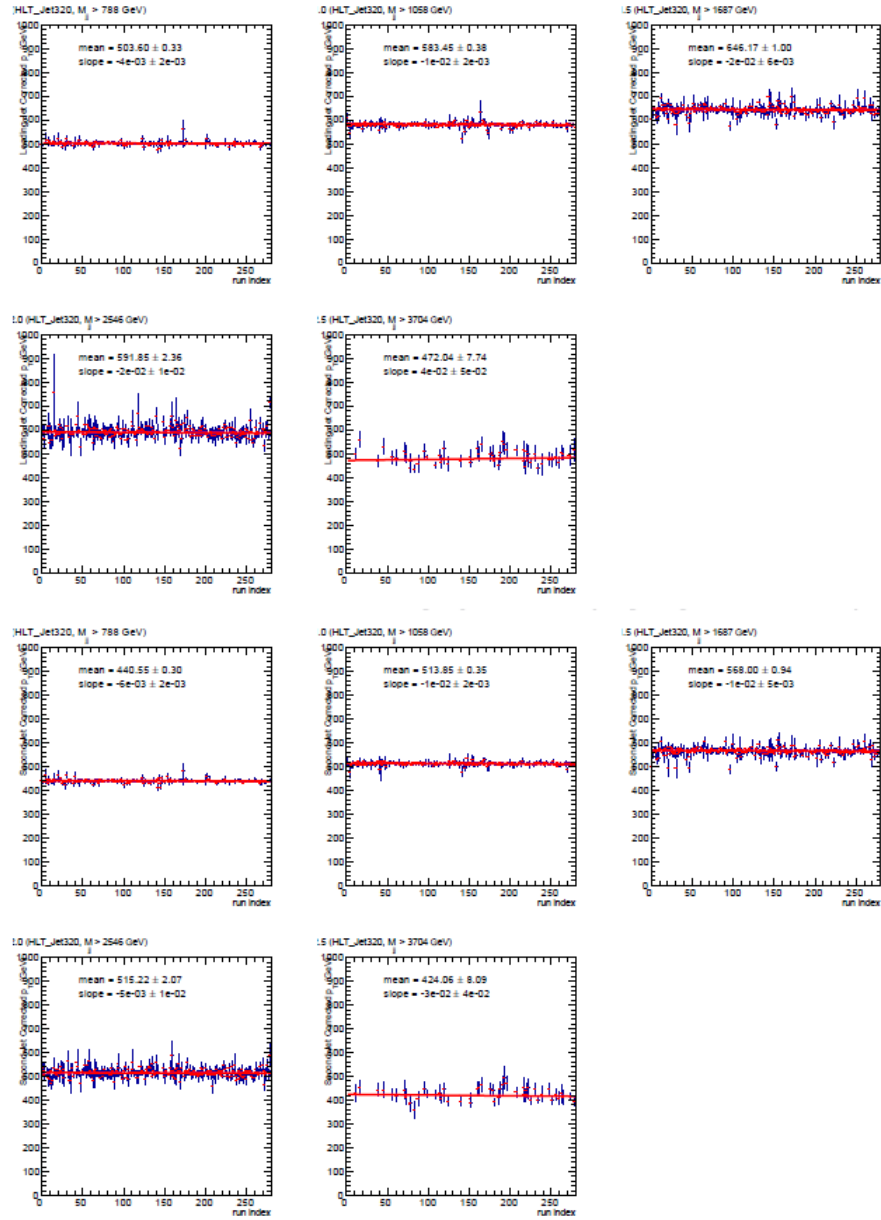
Σχήμα Γ'.19: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα αδρόνια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet260$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



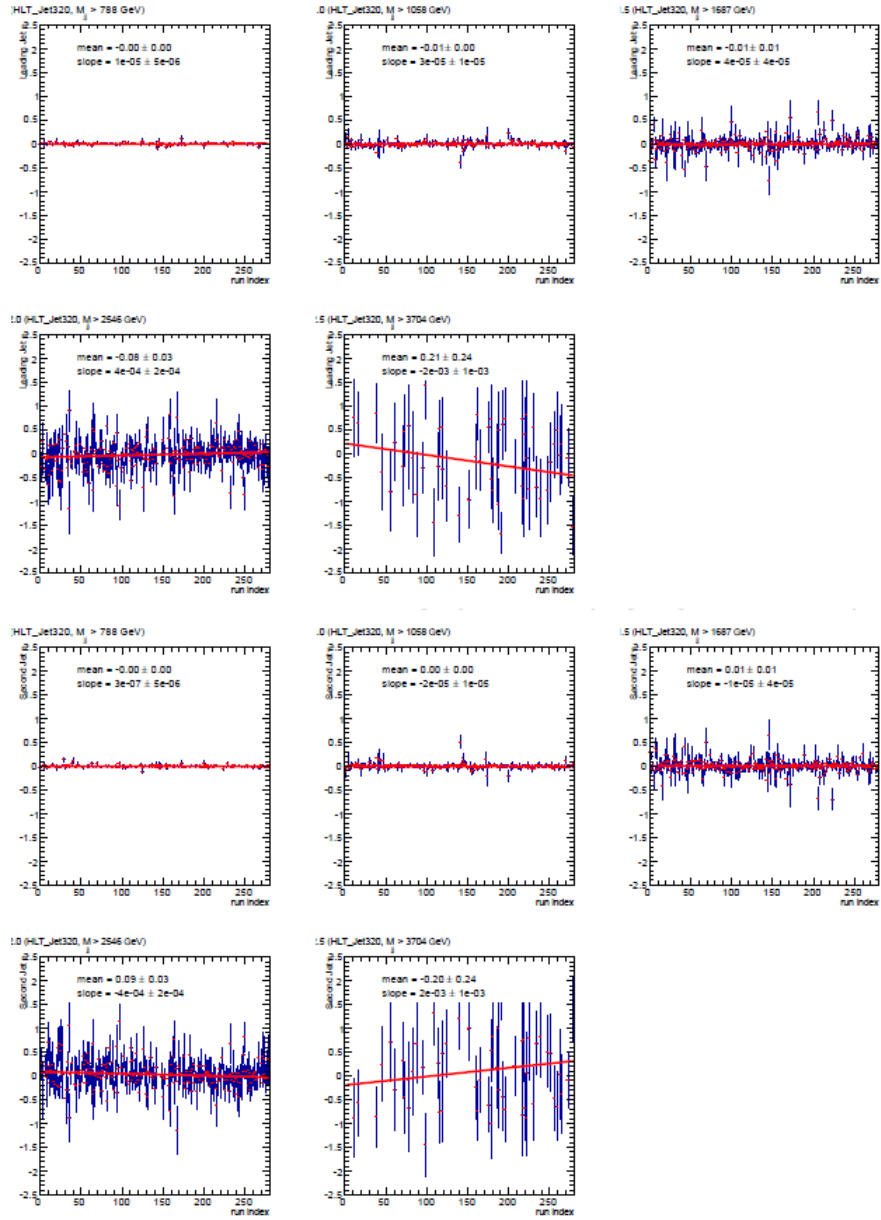
Σχήμα Γ'.20: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε φορτισμένα ηλεκτρομαγνητικά σωματίδια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{\text{max}}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet260$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



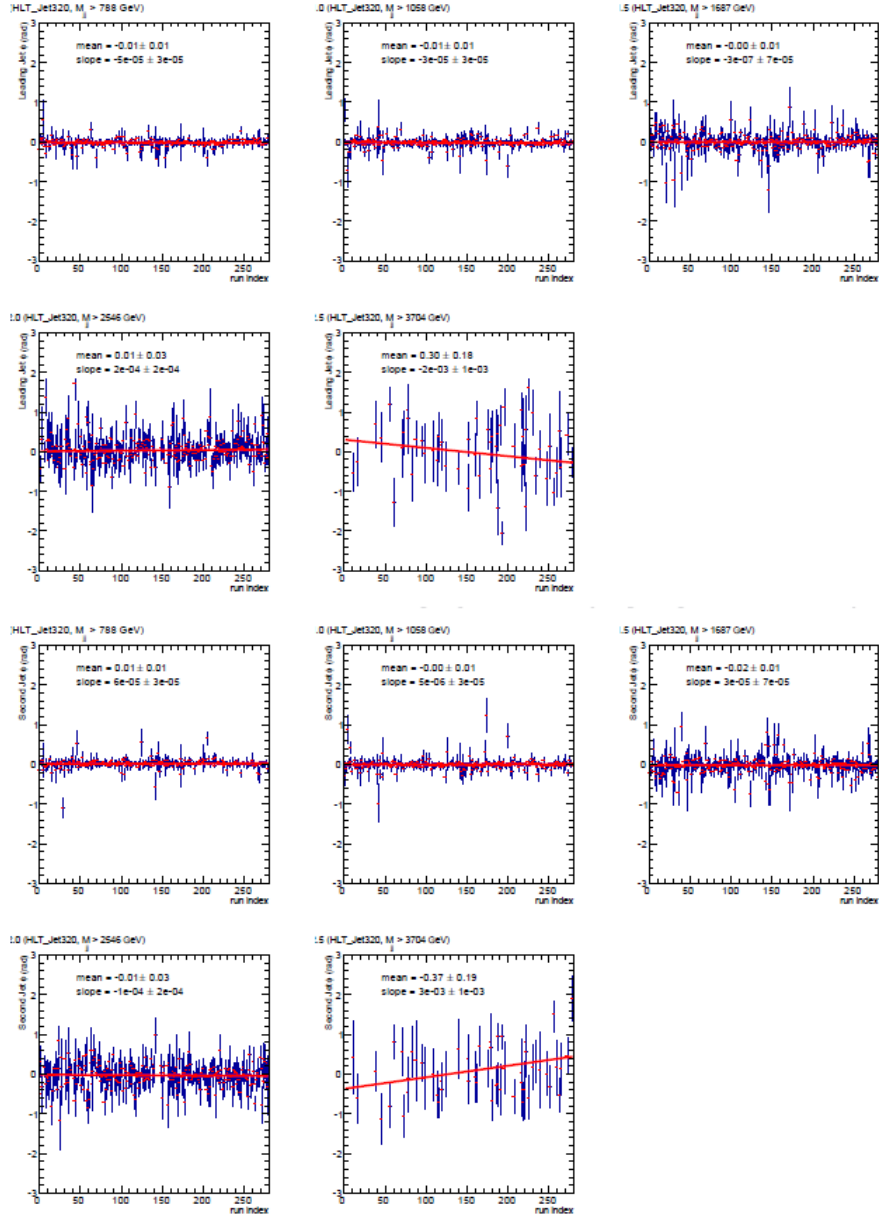
Σχήμα Γ'.21: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα ηλεκτρομαγνητικά σωμάτια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet260$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



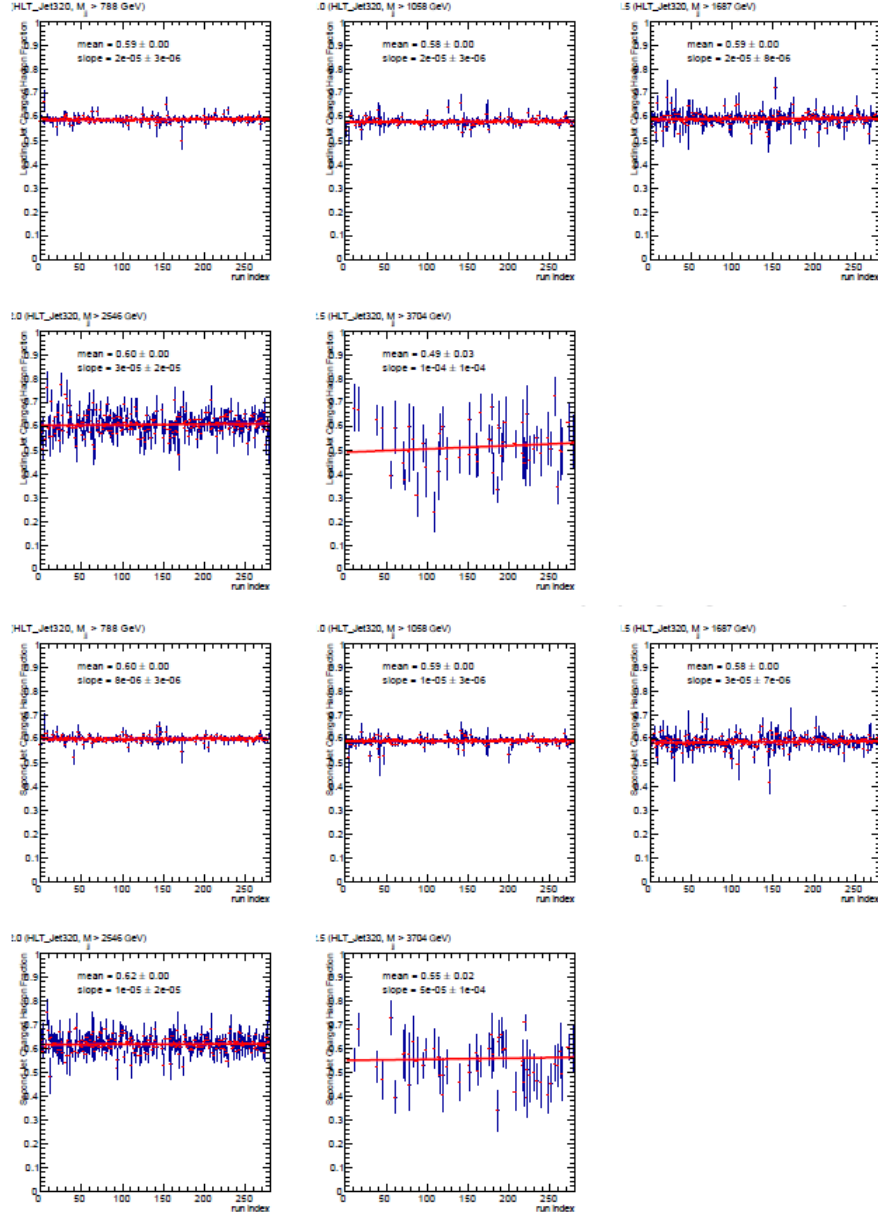
Σχήμα Γ'.22: Η p_T του κύριου και του δευτερεύοντα πίδακα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet320$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



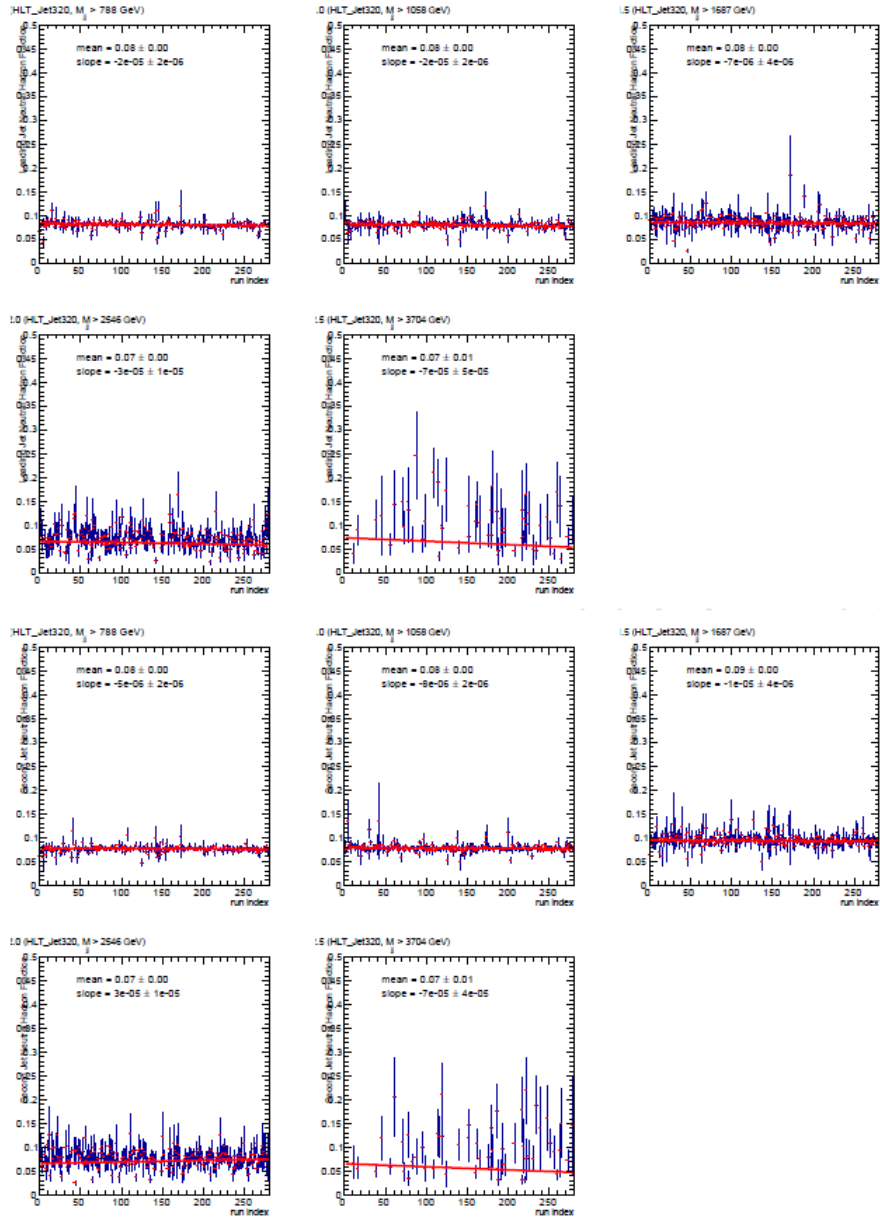
Σχήμα Γ.23: Η η του κύριου και του δευτερεύοντα πίδακα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet320$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



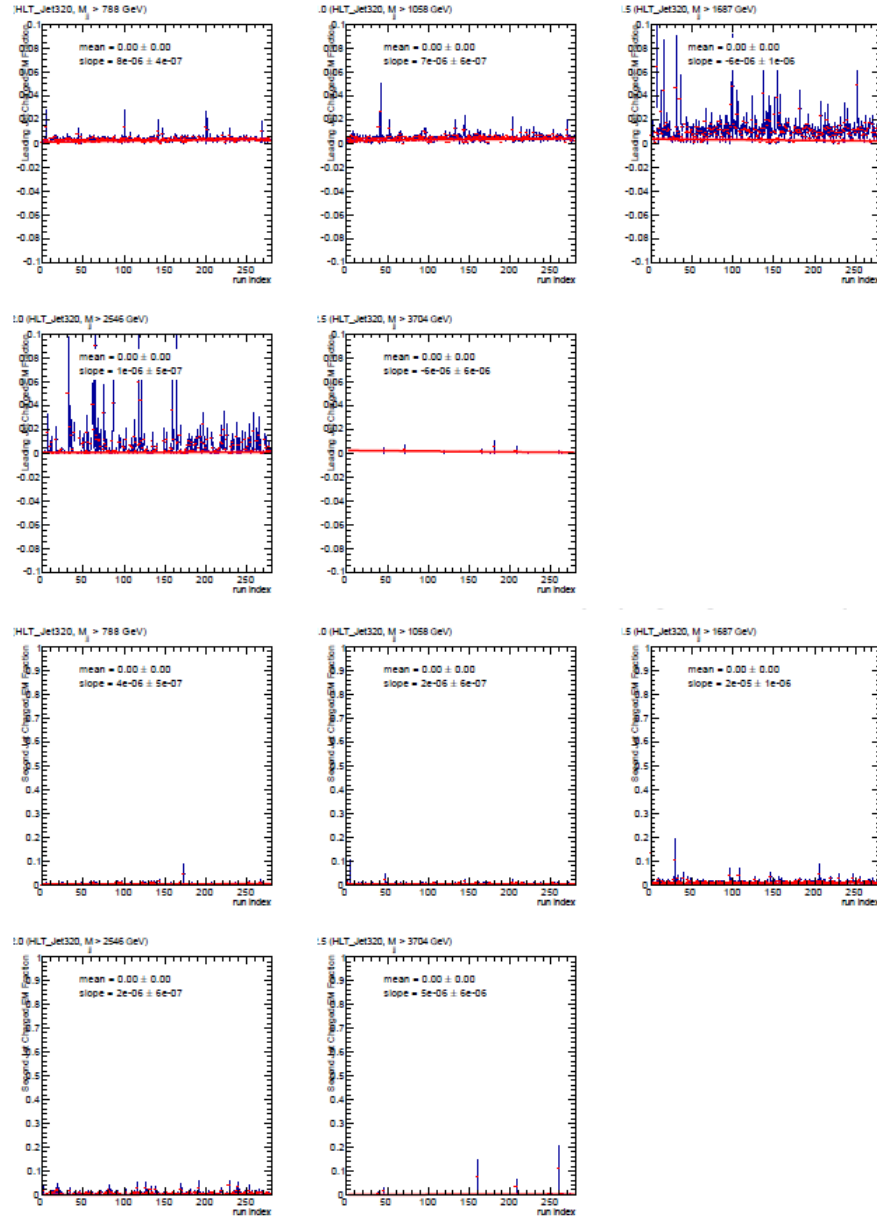
Σχήμα Γ'.24: Η ϕ του κύριου και του δευτερεύοντα πίδακα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή *HLT – Jet320* σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



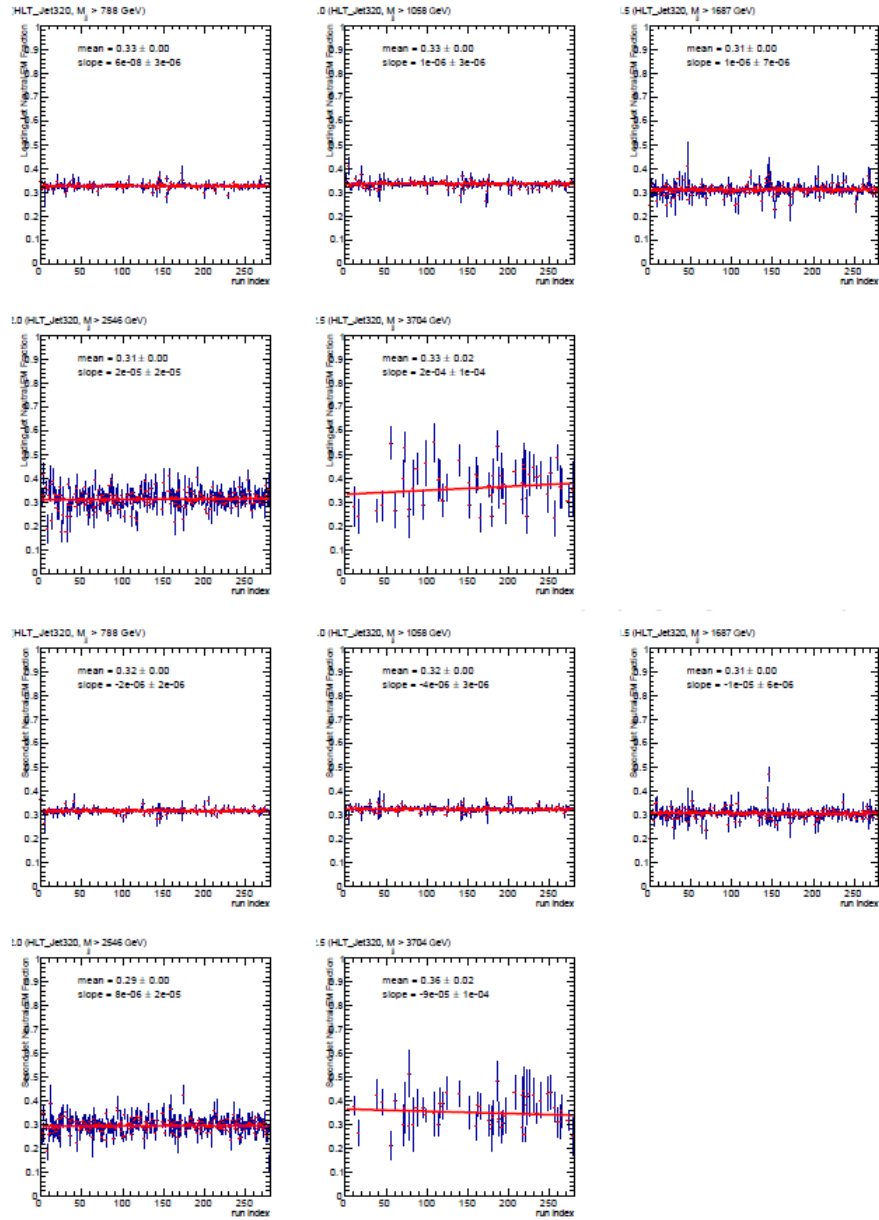
Σχήμα Γ'.25: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε φορτισμένα αδρόνια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή *HLT – Jet320* σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



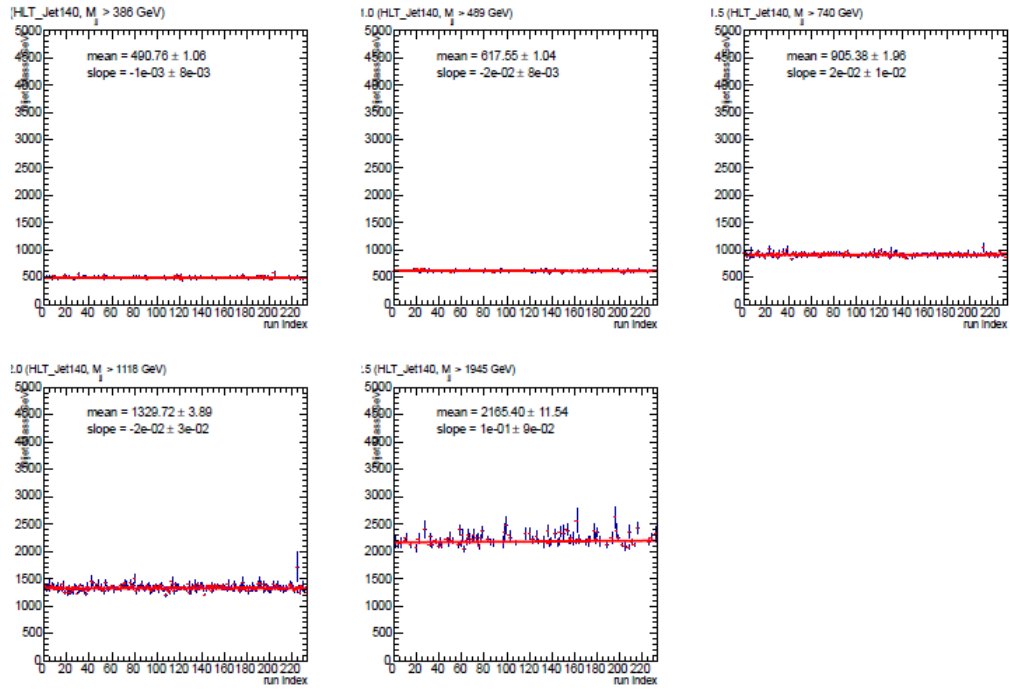
Σχήμα Γ.26: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα αδρόνια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{\text{max}}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet320$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



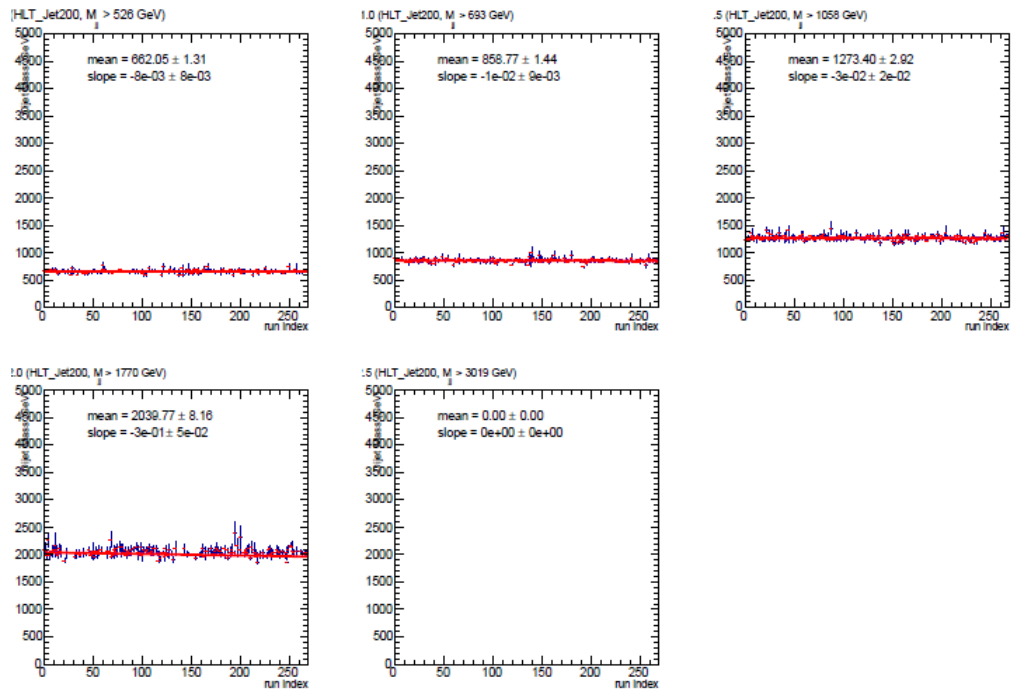
Σχήμα Γ'.27: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε φορτισμένα ηλεκτρομαγνητικά σωματίδια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT-Jet320$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



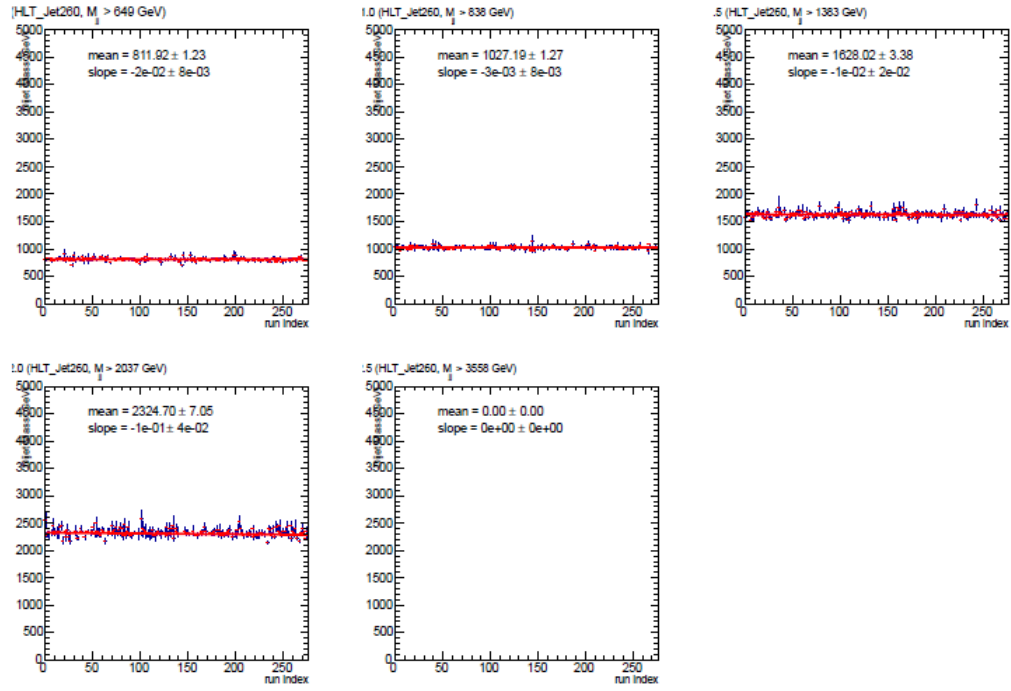
Σχήμα Γ'.28: Το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα που αποδίδεται σε ουδέτερα ηλεκτρομαγνητικά σωμάτια για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet320$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



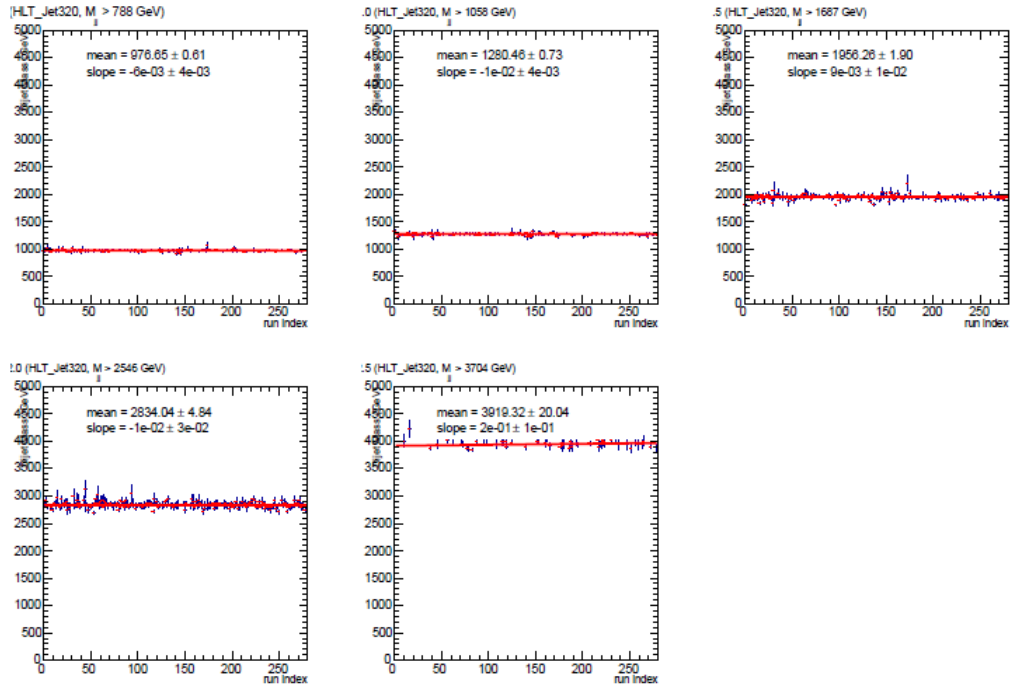
Σχήμα Γ'.29: Η αναλλοίωτη μάζα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet140$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



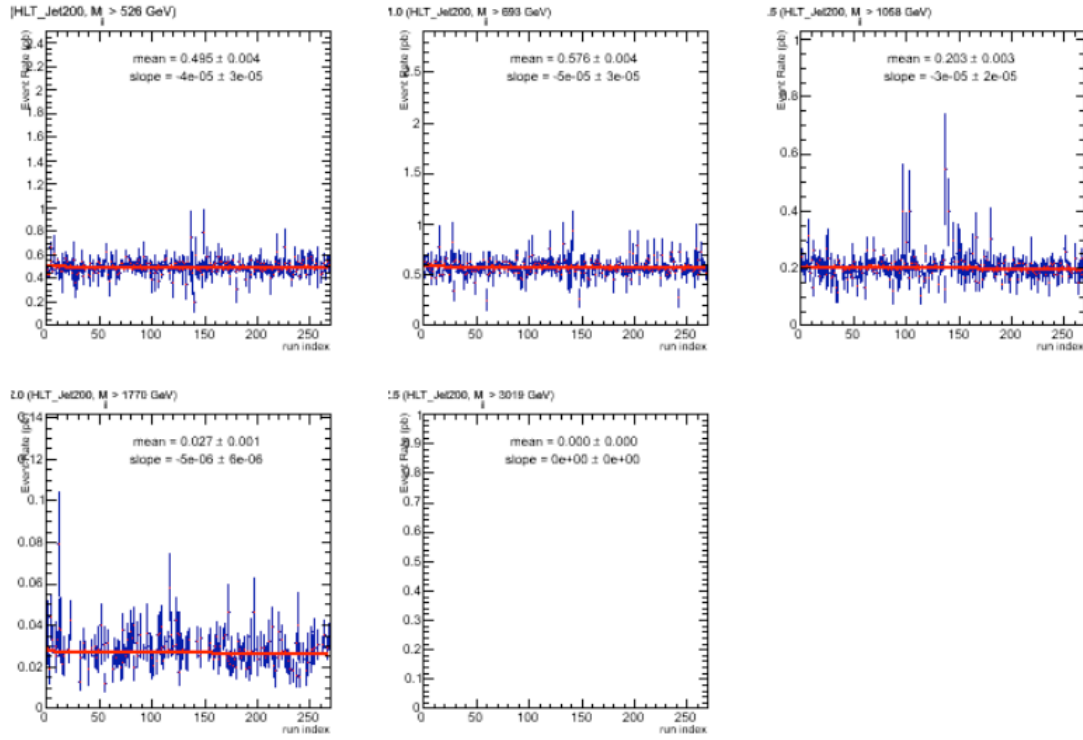
Σχήμα Γ'.30: Η αναλλοίωτη μάζα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet200$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



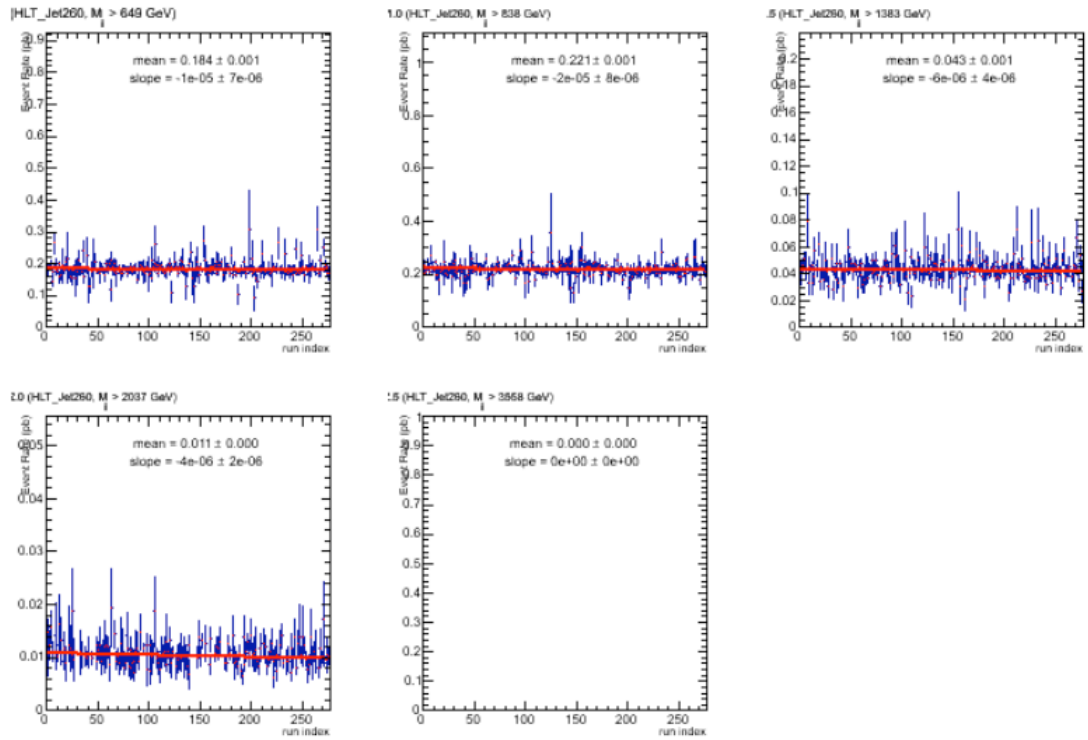
Σχήμα Γ'.31: Η αναλλοίωτη μάζα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet260$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



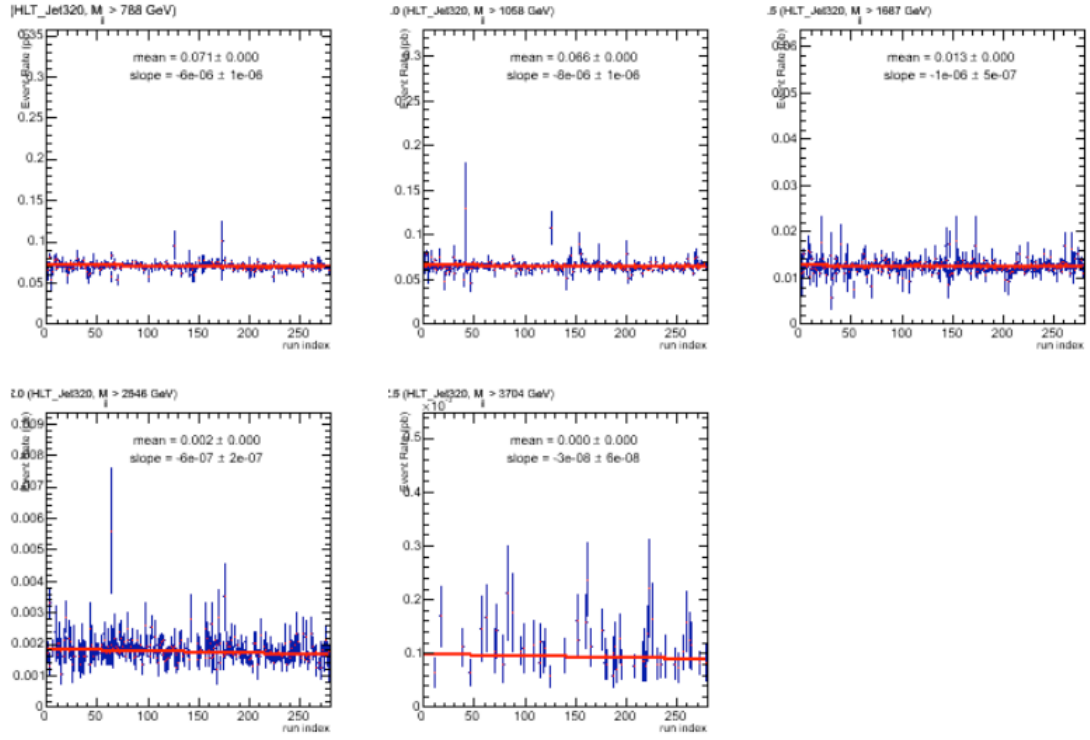
Σχήμα Γ'.32: Η αναλλοίωτη μάζα για τις πέντε διαμερίσεις του $|y|_{max}$ για τον σκανδαλιστή $HLT - Jet320$ σαν συνάρτηση του χρόνου, προσαρμοσμένη με ένα πολυώνυμο πρώτου βαθμού



Σχήμα Γ'.33: Σταθερότητα του ρυθμού παραγωγής διπλών πιδάκων για το δείγμα *Jet200* σαν συνάρτηση της φωτεινότητας για όλες τις διαμερίσεις του $|y|_{max}$. Χρησιμοποιήθηκαν περίοδοι συλλογής δεδομένων με ολοκληρωμένη φωτεινότητα $L > 10nb^{-1}$ και περισσότερα από 5 γεγονότα



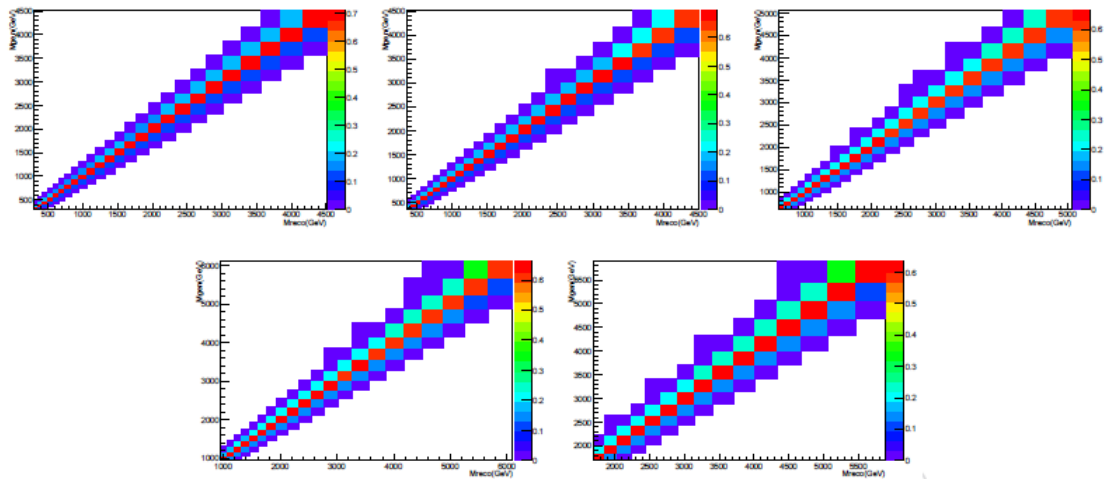
Σχήμα Γ'.34: Σταθερότητα του ρυθμού παραγωγής διπλών πιδάκων για το δείγμα *Jet260* σαν συνάρτηση της φωτεινότητας για όλες τις διαμερίσεις του $|y|_{max}$. Χρησιμοποιήθηκαν περίοδοι συλλογής δεδομένων με ολοκληρωμένη φωτεινότητα $L > 10nb^{-1}$ και περισσότερα από 5 γεγονότα



Σχήμα Γ'.35: Σταθερότητα του ρυθμού παραγωγής διπλών πιδάκων για το δείγμα *Jet320* σαν συνάρτηση της φωτεινότητας για όλες τις διαμερίσεις του $|y|_{max}$. Χρησιμοποιήθηκαν περίοδοι συλλογής δεδομένων με ολοκληρωμένη φωτεινότητα $L > 10nb^{-1}$ και περισσότερα από 5 γεγονότα

Παράρτημα Δ΄

Πίνακες για το ξεδίπλωμα των δεδομένων



Σχήμα Δ΄.1: Πίνακες απόκρισης που χρησιμοποιήθηκαν για το ξεδίπλωμα των δεδομένων, για κάθε διαμέριση στο $|y|_{max}$