



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ**

**ΕΛΕΓΧΟΣ ΓΙΑ ΝΕΑ ΦΥΣΙΚΗ
ΣΕ ΤΕΛΙΚΕΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΙΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ
ΚΑΙ ΕΓΚΑΡΣΙΑΣ ΕΛΛΕΙΠΟΥΣΑΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ,
ΣΤΟ ΠΕΙΡΑΜΑ CMS ΤΟΥ CERN**

**ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ
ΙΑΣΟΝΑ Α. ΤΟΨΗ ΓΙΩΤΗ**
Διπλωματούχου Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών
και Φυσικών Επιστημών ΕΜΠ

**ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ:
Γ. ΖΟΥΠΑΝΟΣ
Καθηγητής ΕΜΠ**

Αθήνα, Μάιος 2017



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΕΛΕΓΧΟΣ ΓΙΑ ΝΕΑ ΦΥΣΙΚΗ ΣΕ ΤΕΛΙΚΕΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΙΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΚΑΙ ΕΓΚΑΡΣΙΑΣ ΕΛΛΕΙΠΟΥΣΑΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ, ΣΤΟ ΠΕΙΡΑΜΑ CMS ΤΟΥ CERN

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ
ΙΑΣΟΝΑ Α. ΤΟΨΗ ΓΙΩΤΗ
Διπλωματούχου Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών
και Φυσικών Επιστημών ΕΜΠ

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΣΥΜΒΟΥΛΕΥΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ:

1. Γ. Ζουπάνος, Καθ. ΕΜΠ (Επιβλέπων)
2. Α. Κυριάκης, Ερ. Β' ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος
3. Θ. Γέραλης, Ερ. Α' ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος

ΕΠΤΑΜΕΛΗΣ ΣΥΜΒΟΥΛΕΥΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ:

1. Γ. Ζουπάνος, Καθ. ΕΜΠ (Επιβλέπων)
2. Α. Κυριάκης, Ερ. Β' ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος
3. Θ. Γέραλης, Ερ. Α' ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος
4. Ν. Ήργες, Αν. Καθ. ΕΜΠ
5. Δ. Λουκάς, Ερ. Α' ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος
6. Σ. Μαλτέζος, Αν. Καθ. ΕΜΠ
7. Ν. Τράκας, Καθ. ΕΜΠ

Αθήνα, Μάιος 2017

Έλεγχος για Νέα Φυσική σε
τελικές καταστάσεις Φωτονίων
και Εγκάρσιας Ελλείπουσας
Ενέργειας, στο πείραμα CMS του
CERN

Περίληψη

Η διατριβή ξεκινά με μία ιστορική αναδρομή στην ιστορία της σωματιδιακής φυσικής υψηλών ενεργειών και στην κατασκευή του Καθιερωμένου Προτύπου. Παρουσιάζεται η ιδέα της Υπερσυμμετρίας ως επέκταση του Καθιερωμένου Προτύπου, η οποία αποτελεί το αντικείμενο αναζήτησης των δύο αναλύσεων της διατριβής.

Έπειτα παρουσιάζεται το πείραμα CMS του CERN, μαζί με την περιγραφή των δοκιμών με δέσμη πιονίων οι οποίες πραγματοποιήθηκαν το 2015 και αφορούν στην αναβάθμιση του ανιχνευτή τροχιών η οποία αναμένεται το 2022. Παρουσιάζονται τα αποτελέσματα του ελέγχου του συστήματος λογικής των αναπτυσσόμενων αισθητήρων οι οποίοι θα χρησιμοποιηθούν στον αναβαθμισμένο ανιχνευτή και θα συνεισφέρουν στο σύστημα σκανδαλισμού πρώτου επιπέδου του πειράματος σε συνθήκες υψηλής φωτεινότητας.

Ακολουθεί η παρουσίαση των δύο αναλύσεων της διατριβής, συγκεκριμένα: (α) αναζήτηση νέας φυσικής σε τελικές καταστάσεις ενός φωτονίου χαμηλής ενέργειας και εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας, και (β) αναζήτηση νέας φυσικής σε τελικές καταστάσεις δύο φωτονίων και εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας. Η πρώτη εκ των δύο, πραγματοποιήθηκε με τα δεδομένα που συλλέχθηκαν από το πείραμα CMS το 2012 σε ενέργεια κέντρου μάζας $\sqrt{s} = 8$ TeV, στο τέλος της πρώτης φάσης του πειράματος, και η δεύτερη με δεδομένα που συλλέχθηκαν το 2015 κατά την αρχή της δεύτερης φάσης του πειράματος CMS σε ενέργεια κέντρου μάζας $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Η παρούσα διατριβή έχει συγχρηματοδοτηθεί από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο - ΕΚΤ) και από εθνικούς πόρους μέσω του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση» του Εθνικού Στρατηγικού Πλαισίου Αναφοράς (ΕΣΠΑ) – Ερευνητικό Χρηματοδοτούμενο Έργο: Θαλής. Επένδυση στην κοινωνία της γνώσης μέσω του Ευρωπαϊκού Κοινωνικού Ταμείου.



Επίσης μέρος της διατριβής έχει χρηματοδοτηθεί από το Ελληνικό Ίδρυμα Κρατικών Υποτροφιών (ΙΚΥ).



IKY



ΕΛΛΗΝΙΚΗ
ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ

ΙΔΡΥΜΑ ΚΡΑΤΙΚΩΝ ΥΠΟΤΡΟΦΙΩΝ
STATE SCHOLARSHIPS FOUNDATION

Abstract

This thesis begins with a short historical introduction to the theory of High Energy Particle Physics and the Standard Model. The ideas of Supersymmetry are then presented, which is the basic concept of research of the two analyses the thesis is about.

The CERN CMS experiment is then outlined along with the pion beam tests that have taken place during 2015, regarding the CMS Tracker upgrade planned for 2022. The results of the CBC2 stub finding logic are analyzed, which is a sensor designed to operate at the High Luminosity environment of the upgrade phase and contribute to the L1 trigger.

Finally the thesis concludes with the two analysis, in particular: (a) search for new physics in monophoton final states, with a relatively low E_T isolated photon and E_T^{miss} , and (b) search for new physics (SUSY) in final states of two photons and E_T^{miss} . The first one has been conducted with the 2012 CMS data at $\sqrt{s} = 8$ TeV and the other one using the 2015 CMS data at $\sqrt{s} = 13$ TeV.

This thesis has been co-financed by the European Union (European Social Fund - ESF) and Greek national funds through the Operational Program "Education and Lifelong Learning" of the National Strategic Reference Framework (NSRF) - Research Funding Program: Thales. Investing in knowledge society through the European Social Fund.



Also a part of this thesis has been co-financed by the Greek State Scholarships Foundation (IKY).



Σύνοψη και ευχαριστίες

Η διατριβή εκπονήθηκε στον Τομέα Φυσικής της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών επιστημών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου σε συνεργασία με το Ινστιτούτο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Εθνικού Κέντρου Έρευνας Φυσικών Επιστημών "Δημόκριτος" υπό την καθοδήγηση του επιβλέποντος Καθηγητή Γιώργου Ζουπάνου σε συνεργασία με τα υπόλοιπα μέλη της τριμελούς συμβουλευτικής επιτροπής, Ερευνητή Β' Αριστοτέλη Κυριάκη και Ερευνητή Α' Θεόδωρο Γέραλη.

Για τους αναγνώστες οι οποίοι θα ήθελαν ένα αγγλικό κείμενο, υπάρχει επίσης λεπτομερής εργασία στα αγγλικά. Όποιος επιθυμεί μπορεί να επικοινωνήσει μαζί μου στο mail: jtopsis@gmail.com, ώστε να του αποσταλεί. Παρακάτω ακολουθεί η σύνοψη του συγκεκριμένου κειμένου. Η διατριβή είναι χωρισμένη σε τρία μέρη, στο πρώτο γίνεται μία ιστορική αναδρομή στην πειραματική και θεωρητική Φυσική Υψηλών Ενεργειών του 20ου αιώνα, στο δεύτερο μέρος παρουσιάζεται το πείραμα CMS και στο τρίτο μέρος παρουσιάζονται οι δύο αναλύσεις των πειραματικών δεδομένων των περιόδων 2012 και 2015 αντίστοιχα, καθώς και τα αποτελέσματα των δοκιμών με δέσμη πιονίων για τον έλεγχο της λειτουργίας των αισθητήρων πυριτίου CBC2 οι οποίοι αναπτύχθηκαν για την αναβάθμιση του ανιχνευτή τροχιών του CMS.

Πιο αναλυτικά, στο 1ο κεφάλαιο γίνεται μία σύντομη ιστορική αναδρομή στα χρόνια της μη σχετικιστικής κβαντικής φυσικής, έπειτα αναφέρεται η διατύπωση της κβαντικής ηλεκτροδυναμικής και η ανακάλυψη της ύπαρξης των ασθενών αλληλεπιδράσεων και αναφέρονται οι κυριότερες στιγμές της περιόδου του "Eightfold Way". Ακολουθούν συνοπτικά οι περιγραφές των ανακαλύψεων των κουαρκ και των ισχυρών αλληλεπιδράσεων και τέλος γίνεται αναφορά στη διατύπωση του ηλεκτρασθενούς μοντέλου. Στο 2ο κεφάλαιο παρουσιάζεται αναλυτικά το Καθιερωμένο Πρότυπο της Σωματιδιακής Φυσικής Υψηλών Ενεργειών, ξεκινώντας από τη θεωρία της κβαντικής χρωμοδυναμικής και συνεχίζοντας στην παρουσίαση της Λαγκρανζιανής του ηλεκτρασθενούς μοντέλου. Έπειτα ακολουθεί η αναλυτική περιγραφή του μηχανισμού σπασίματος της ηλεκτρασθενούς συμμετρίας και η απόδοση μάζας στα σωματίδια. Το κεφάλαιο κλείνει με την παρουσίαση των θεωρητικών αδυναμιών του Καθιερωμένου Προτύπου και αναφέρονται συνοπτικά οι υποψήφιες θεωρίες επέκτασής του. Στο 3ο κεφάλαιο παρουσιάζεται η θεωρία της Υπερσυμμετρίας καθώς αποτελεί τη θεωρία σε μοντέλα της οποίας έγιναν οι δύο αναλύσεις της διατριβής. Διατυπώνεται αναλυτικά το πρόβλημα της ιεραρχίας και ο τρόπος με τον οποίο η Υπερσυμμετρία το αντιμετωπίζει. Ακολουθεί η διατύπωση της υπερσυμμετρικής άλγεβρας, η εισαγωγή των εννοιών του υπερχώρου και των υπερπεδίων. Τέλος, παρουσιάζεται το Ελάχιστο Υπερσυμμετρικό Καθιερωμένο Πρότυπο, αναφέροντας τη σωματιδιακή δομή του, έναν από τους τρόπους με τους οποίους η Υπερσυμμετρία σπάει και επικοινωνείται σε χαμηλότερες ενέργειες, καθώς και κάποιες εκτιμήσεις για τις μάζες των υπερσυμμετρικών σωματιδίων.

Στο 4ο κεφάλαιο γίνεται μία συνοπτική ιστορική αναδρομή στην πειραματική τεχνολογία του συγκεκριμένου χώρου της Φυσικής, πριν από την ίδρυση του CERN. Ακολουθούν τα επιτεύγματα της Φυσικής Υψηλών Ενεργειών που πραγματοποιήθηκαν στα διάφορα επιμέρους πειράματα του CERN πριν την κατασκευή του LHC. Τέλος, παρουσιάζε-

ται πιο αναλυτικά ο LHC μαζί με τα 4 μεγάλα πειράματά του και γίνεται αναφορά στις σύγχρονες ανακαλύψεις, κυρίως στην ανακάλυψη του μποζονίου συμβατού με το Higgs του Καθιερωμένου Προτύπου, το 2012. Στο 5ο κεφάλαιο παρουσιάζεται ο ανιχνευτής CMS αναλυτικά, κάνοντας αναφορά σε κάθε ένα από τα συστήματά του ξεχωριστά, ξεκινώντας από τον ανιχνευτή τροχιών, το ηλεκτρομαγνητικό και αδρονικό θερμιδόμετρο, τους θαλάμους μιονίων έως και το σύστημα σκανδαλισμού για την επιλογή των γεγονότων. Στο 6ο κεφάλαιο περιγράφεται ο τρόπος με τον οποίο γίνεται ανακατασκευή των γεγονότων του ανιχνευτή. Περιγράφεται ο τρόπος με τον οποίο κάθε σωματίδιο αλληλεπιδρά με τον ανιχνευτή, καθώς και ο αλγόριθμος ροής σωματιδίων, ο οποίος ανακατασκευάζει τα φωτόνια, τα ηλεκτρόνια, τα μίονια, τους πίδακες αδρονίων και την εγκάρσια ελλείπουσα ενέργεια των γεγονότων. Έπειτα παρουσιάζονται τα εργαλεία τα οποία χρησιμοποιήθηκαν για την προσομοίωση των διάφορων φυσικών διαδικασιών σήματος και υποβάθρου, καθώς και προσομοίωσης του ανιχνευτή CMS και αναφέρονται τα κύρια χαρακτηριστικά τους.

Στο 7ο κεφάλαιο παρουσιάζεται η μία εκ των δύο αναλύσεων της διατριβής. Πραγματοποιήθηκε κατά τη διάρκεια των ετών 2013 και 2014 για την αναζήτηση νέας φυσικής σε τελική κατάσταση ενός φωτονίου (γ) "χαμηλής" εγκάρσιας ενέργειας με ταυτόχρονη ύπαρξη εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας (E_T^{miss}), σε πειραματικά δεδομένα συγκρούσεων πρωτονίου - πρωτονίου, τα οποία αντιστοιχούν σε μια ολοκληρωμένη φωτεινότητα $7,3 \text{ fb}^{-1}$ και συλλέχθηκαν με τον ανιχνευτή CMS σε ενέργεια κέντρου μάζας $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα δειγματοληψίας του CMS, "data parking" για τα δεδομένα του 2012. Η συγκεκριμένη ανάλυση ήταν η πρώτη ανάλυση που έκανε χρήση του συγκεκριμένου δείγματος δεδομένων στο πείραμα. Ο φασικός χώρος της ανάλυσης ορίζεται από την εγκάρσια ενέργεια του φωτονίου $E_T^\gamma > 45 \text{ GeV}$ και εγκάρσια ελλείπουσα ενέργεια $E_T^{\text{miss}} > 40 \text{ GeV}$. Αναπτύχθηκαν τεχνικές εκτίμησης υποβάθρου τόσο μέσω προσομοιωμένων δεδομένων όσο και με χρήση των πειραματικών δεδομένων οι οποίες αναλύονται στο κεφάλαιο αυτό. Παρουσιάζεται ο υπολογισμός των ανωτάτων ορίων της ενεργού διατομής παραγωγής νέας φυσικής για μία ανάλυση ανεξάρτητη μοντέλου, για διαφορετικά κατώφλια E_T^{miss} και εγκάρσιας μάζας M_T . Τα πειραματικά δεδομένα εξετάστηκαν επιπλέον χρησιμοποιώντας βελτιστοποιημένα κριτήρια για μέγιστη ευαισθησία σε μία εξωτική διάσπαση του μποζονίου Higgs: $h \rightarrow G\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow G\tilde{G}\gamma$ προβλεπόμενη σε Υπερσυμμετρικά μοντέλα με σπάσιμο της Υπερσυμμετρίας σε χαμηλή ενεργειακή κλίμακα. Παρουσιάζονται αναλυτικά όλα τα κριτήρια τα οποία ετέθησαν και αναπτύχθηκαν για τον περιορισμό και βελτιστοποίηση της συγκεκριμένης αναζήτησης. Ανώτατα όρια με επίπεδο εμπιστοσύνης 95% υπολογίστηκαν για την ενεργό διατομή παραγωγής νέας φυσικής πολλαπλασιασμένη με το λόγο διακλάδωσης, καθώς και για το λόγο αυτού του γινομένου ως προς την ενεργό διατομή παραγωγής του μποζονίου Higgs όπως αυτή προβλέπεται από το Καθιερωμένο Πρότυπο. Τα αποτελέσματα που βρέθηκαν είναι συμβατά με την υπόθεση του Καθιερωμένου Προτύπου. Τα αποτελέσματα αυτά είναι τα πρώτα όρια για το συγκεκριμένο μοντέλο από αναζητήσεις σε συγκρούσεις πρωτονίου - πρωτονίου.

Στο 8ο κεφάλαιο παρουσιάζεται η δεύτερη ανάλυση, η οποία πραγματοποιήθηκε κατά τη διάρκεια των ετών 2015 και 2016, για την αναζήτηση υπερσυμμετρικών μοντέλων γενικού διαμεσολαβητή βαθμίδας, σε συγκρούσεις πρωτονίου - πρωτονίου, τα οποία

χαρακτηρίζονται από τελικές καταστάσεις δύο φωτονίων και μεγάλης τιμής εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας. Τα πειραματικά δεδομένα συλλέχθηκαν σε ενέργεια κέντρου μάζας 13 TeV με τον ανιχνευτή CMS το 2015, και αντιστοιχούν σε ολοκληρωμένη φωτεινότητα 2.3 fb^{-1} . Χρησιμοποιώντας μεθόδους εκτίμησης υποβάθρου βασιζόμενες σε δείγματα ελέγχου των πειραματικών δεδομένων, καθορίστηκαν όρια στην ενεργό διατομή συμμετρικής παραγωγής ενός ζευγαριού γλοιίνων, και αυτά τα όρια χρησιμοποιήθηκαν σε συνδυασμό με επόμενες της πρώτης και επόμενες της πρώτης λογαριθμικής τάξης υπολογισμούς ενεργών διατομών για τον περιορισμό των μαζών των γλοιίνων και ουδετερίων, στο απλοποιημένο υπερσυμμετρικό μοντέλο με διαμεσολαβητές βαθμίδας του σπασίματος της Υπερσυμμετρίας $t5gg$. Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται αναλυτικά οι μέθοδοι εκτίμησης υποβάθρου που αναπτύχθηκαν και τα βελτιστοποιημένα κριτήρια επιλογής γεγονότων για το συγκεκριμένο μοντέλο. Μάζες γλοιίνων κάτω από 1.65 TeV αποκλείστηκαν με επίπεδο εμπιστοσύνης 95%, το οποίο αποτελεί βελτίωση κατά περίπου 300 GeV προηγούμενων αναλύσεων οι οποίες πραγματοποιήθηκαν σε ενέργεια κέντρου μάζας 8 TeV.

Στο κεφάλαιο 9, παρουσιάζεται η εργασία που πραγματοποιήθηκε κατά τη διάρκεια του 2015 και αφορά σε δύο δοκιμές με δέσμη πιονίων, για τον έλεγχο της λειτουργίας των αναπτυσσόμενων ολοκληρωμένων ηλεκτρονικών κυκλωμάτων ανάγνωσης CBC2 τα οποία θα τοποθετηθούν στην επικείμενη αναβάθμιση του ανιχνευτή τροχιών το 2022. Το σύστημα λογικής που εμπεριέχεται στα CBC2 θα συμβάλλει ουσιαστικά στο σύστημα σκανδαλισμού του πειράματος στις συνθήκες υψηλής φωτεινότητας που αναμένονται. Παρουσιάζεται το πλάνο για την αναβάθμιση του ανιχνευτή τροχιών και ο σχεδιασμός του συστήματος λογικής των νέων αυτών ολοκληρωμένων ηλεκτρονικών κυκλωμάτων ανάγνωσης πυριτίου. Ακολουθεί η περιγραφή της πειραματικής διάταξης και τα αποτελέσματα των δοκιμών τα οποία έδειξαν ότι το σύστημα λογικής δουλεύει καλά, έχοντας τη δυνατότητα να αναγνωρίσει και να ξεχωρίσει σωματίδια υψηλής ορμής.

Τέλος, ακολουθούν δύο παραρτήματα στα οποία περιγράφονται διάφορες μεταβλητές οι οποίες χρησιμοποιήθηκαν για την επιβολή των κριτηρίων επιλογής γεγονότων στις δύο αναλύσεις.

Οι κύριες αναλύσεις και εσωτερικές δημοσιεύσεις του πειράματος CMS πάνω στις οποίες έγινε εργασία κατά τη διάρκεια της διδακτορικής διατριβής είναι οι ακόλουθες:

- “Search for the Standard Model Higgs boson decaying into two photons”, CMS/AN-2012/160
- “Search for Higgs boson in the diphoton channel with associated high transverse missing energy”, CMS/AN-2012/208
- “Search for fermiophobic Higgs boson in diphoton channel with the 2012 data collected by the CMS”, CMS/AN-2012/213
- “Search for a Higgs boson decaying into a Z and a photon in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV”, Phys. Lett. B 726 (2013) 587-609
- “Search for New Physics in the low p_T Photon + Missing Transverse Energy Final State”, CMS/AN-2013/406

- "Search for general gauge mediated supersymmetry in events with photons, jets, and missing transverse momentum". CMS/AN-15-251

Εξ' αυτών οι δύο τελευταίες αναλύσεις περιλαμβάνονται στη διδακτορική διατριβή, αντιστοιχώντας στις ακόλουθες δημοσιεύσεις:

- "Search for exotic decays of a Higgs boson into undetectable particles and one or more photons", Phys. Lett. B 753 (2016) 363
- "Search for supersymmetry in events with photons and missing transverse energy in pp collisions at 13 TeV", Phys. Lett. B, (2016 - to be published)

Θα ήθελα στο σημείο αυτό να ευχαριστήσω όλους όσους βοήθησαν στην πραγματοποίηση της διατριβής αυτής. Τον Γ. Ζουπάνο ο οποίος υπήρξε καθηγητής και σύμβουλος ήδη από τον προπτυχιακό κύκλο σπουδών εμπνέοντας και καλλιεργώντας την αγάπη για τη Θεωρητική Φυσική Υψηλών Ενεργειών. Τον Α. Κυριάκη δίπλα στον οποίο απέκτησα όλα τα απαραίτητα εφόδια για την εργασία στον πολύπλευρα απαιτητικό χώρο της Πειραματικής Φυσικής Υψηλών Ενεργειών, σχεδόν εκ μηδενικής βάσης, εφόδια χρήσιμα και για τη μετέπειτα εργασιακή πορεία. Επίσης όλους τους λοιπούς Καθηγητές, Ερευνητές και ΥΔ με τους οποίους συναναστράφηκα και συνεργάστηκα στον θρυλικό 3ο όροφο του κτιρίου Φυσικής ΕΜΠ και στο Ινστιτούτο Πυρηνικής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος, για όλες τις ωραίες συζητήσεις και γνώσεις τις οποίες αποκόμισα. Ακόμη ευχαριστώ το ΕΜΠ για την παροχή χρηματοδότησης μέσω των προγραμμάτων ΠΕΒΕ και ΘΑΛΗΣ τα οποία στήριξαν για ένα διάστημα τα απαραίτητα για την εκπόνηση της διατριβής ταξίδια στο CERN, το ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος επίσης για την 4ετή υποτροφία που μου παρείχε, το ΙΚΥ επίσης για την κάλυψη των εξόδων μου στο CERN την περίοδο 2015-2016. Επίσης τον Α. De Roeck η εμπιστοσύνη του οποίου οδήγησε στην 3μηνη σύμβαση με το CERN στην ομάδα αναζήτησης της διάσπασης του Higgs σε 2 φωτόνια, κατά τη διάρκεια εκείνης της αξέχαστης ηρωικής ανακάλυψης του 2012. Ο ίδιος συνέβαλλε στην επιλογή μου ως υποτρόφου του ΙΚΥ αλλά και στην επιλογή μου ως εκπροσώπου των 2 μεγάλων πειραμάτων, του ATLAS και CMS, στην παρουσίαση των τελευταίων αποτελεσμάτων της μέτρησης της μάζας και χρόνου ζωής του Higgs στο συνέδριο Higgs Couplings 2015. Ένα μεγάλο ευχαριστώ στην οικογένειά μου Αποστόλη, Αθανασία, Εριάννα, για την παροχή όλων των εφοδίων και κυρίως της παιδείας καθ' όλη τη διάρκεια της ζωής μου, παράγοντες που δημιούργησαν σε μεγάλο βαθμό την προσωπικότητα την οποία έχω σήμερα. Ακόμη στη σύντροφο μου Βασιλική ένα μεγάλο ευχαριστώ για τη συναισθηματική και ψυχολογική στήριξη την αγάπη και υπομονή κάθε στιγμή σε όλη τη διάρκεια αυτής της πορείας.

Περιεχόμενα

Έλεγχος για Νέα Φυσική σε τελικές καταστάσεις Φωτονίων και Εγκάρσιας Ελλείπουσας Ενέργειας, στο πείραμα CMS του CERN	1
1 Ιστορική αναδρομή στη Φυσική Υψηλών Ενεργείων	1
1.1 Μη σχετικιστική κβαντική μηχανική	2
1.2 Κβαντική ηλεκτροδυναμική και ασθενείς αλληλεπιδράσεις	3
1.3 Πληθώρα σωματιδίων και το "Eightfold Way"	4
1.4 Quarks και ισχυρή αλληλεπίδραση	5
1.5 Ηλεκτρασθενές μοντέλο	6
1.6 Υπερσυμμετρία	7
2 Ο ανιχνευτής CMS του CERN	9
2.1 Ο LHC	9
2.2 Το CMS	10
2.3 Δοκιμές του CMS Binary Chip 2 (CBC2) για την αναβάθμιση υψηλής φωτεινότητας του ανιχνευτή τροχιών του CMS	11
2.3.1 Αναβάθμιση του ανιχνευτή τροχιών	12
2.3.2 Λογική εύρεσης stubs	14
2.3.3 Δοκιμές με δέσμη πιονίων	15
3 Τελική κατάσταση ενός φωτονίου χαμηλής ενέργειας και εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας	19
3.1 Τοπολογία τελικών καταστάσεων	19
3.2 Ανιχνευτής και ανακατασκευή γεγονότων	20
3.3 Επιλογή γεγονότων	21
3.4 Εκτίμηση υποβάθρου	26
3.4.1 Εκτιμήσεις με προσομοίωση Monte Carlo	26
3.4.2 Εκτιμήσεις από τα πειραματικά δεδομένα	28
3.4.3 Εκτιμήσεις υποβάθρου μη προερχόμενου από τη σύγκρουση	29
3.4.4 Επικύρωση μοντελοποίησης υποβάθρου	30
3.5 Πηγές συστηματικών αβεβαιοτήτων	31
3.6 Αποτελέσματα	32
3.6.1 Αποτελέσματα για την περίπτωση ανεξάρτητου μοντέλου	32
3.6.2 Αποτελέσματα για το SUSY Higgs μοντέλο	34

4 Τελική κατάσταση δύο φωτονίων και εγκάρσια ελλείπουσας ενέργειας	36
4.1 Τοπολογία τελικών καταστάσεων	36
4.2 Ανιχνευτής και ανακατασκευή γεγονότων	37
4.3 Επιλογή γεγονότων	38
4.4 Εκτίμηση υποβάθρου	41
4.5 Πηγές συστηματικών σφαλμάτων	43
4.6 Αποτελέσματα	44
Παραρτήματα	48
A' Κριτήρια ταυτοποίησης φωτονίων του CMS	49
A'.1 Run 1, $\sqrt{s} = 8$ TeV	50
A'.2 Run 2, $\sqrt{s} = 13$ TeV	53
B' Τελική κατάσταση ενός φωτονίου και εγκάρσια ελλείπουσας ενέργειας	56
B'.1 Επιλογή γεγονότων	56
B'.1.1 Κινηματική τοπολογία σήματος και επιλογή συστήματος σκαν- δαλισμού	56
B'.1.2 Διόρθωση στην E_T^{miss}	57
B'.1.3 E_T^{miss} Minimization	59
B'.1.4 Προεπιλογή και εξειδικευμένη επιλογή γεγονότων	59
B'.1.5 Κατανομές καταγισμού φωτονίων χρησιμοποιούμενες στη μο- νοφωτονική ανάλυση	61
B'.2 Υπόβαθρο jet fake	64
B'.2.1 Control samples	64
B'.2.2 Συστηματικές αβεβαιότητες	66
B'.3 Υπόβαθρο e fake	68
B'.3.1 Παραμετρική προσαρμογή στην κορυφή του Z	68
B'.3.2 Εξάρτηση από p_T , N_{Vtx} , N_{Trk}	69
B'.3.3 Συστηματικές αβεβαιότητες	70
B'.4 Υπόβαθρο non collision	72
B'.5 Υπόβαθρα MC	73
Γ' Τελική κατάσταση δύο φωτονίων και εγκάρσια ελλείπουσας ενέργειας	75
Γ'.1 Trigger	75
Γ'.2 Υπόβαθρο QCD - EWK	76
Γ'.2.1 Υπόβαθρο QCD	76
Γ'.2.2 Υπόβαθρο EWK	80
Γ'.2.3 Ολική εκτίμηση υποβάθρου	81
Αναφορές - Βιβλιογραφία	82

Κεφάλαιο 1

Ιστορική αναδρομή στη Φυσική Υψηλών Ενέργειών

Η σωματιδιακή φυσική σε μια ευρύτερη μορφή κατανόησης έχει ρίζες βαθιές στην ιστορία της ανθρωπότητας. Ήδη την εποχή του αρχαίου ελληνικού κόσμου ο οποίος γέννησε, και της αρχαίας ελληνικής δημοκρατίας η οποία βοήθησε στην εδραίωση του φιλοσοφικού τρόπου σκέψης, διατυπώθηκαν και αναλύθηκαν θεμελιώδη ερωτήματα οντολογικού και μηχανιστικού χαρακτήρα της φύσης. Στη διάρκεια του 5ου αιώνα π.Χ., έχοντας απαγκιστρωθεί από τη μυθοπλαστική ερμηνεία του κόσμου των προηγούμενων αιώνων, οι πρώτες θεωρίες ορισμού των θεμελιωδών εννοιών του χώρου, του χρόνου και της ύλης διατυπώθηκαν, πηγάζοντας από ένα κράμα εμπειρικών - παρατηρησιακών δεδομένων και αφαιρετικής φιλοσοφικής σκέψης. Πρωταρχικές ιδέες οι οποίες θα αποτελέσουν πυλώνες της φιλοσοφικής σκέψης του μέλλοντος πλέον των δύο χιλιετιών, είχαν προταθεί εκείνες τις ημέρες άνθισης της ελληνικής δημοκρατίας. Ο Λεύκιππος και ο Δημόκριτος, πρωτοπόροι της ατομικής θεωρίας, θεώρησαν το χώρο αποτελούμενο από κενό και άτομα σε αέναη κίνηση και μεταβολή. Τα άτομα υποτέθηκαν ως τα ελάχιστα δομικά στοιχεία της ύλης, φυσικώς αδιαίρετα, αποτελούμενα όμως από ξεχωριστές γεωμετρικές οντότητες, οι οποίες συνδυαζόμενες σχηματίζουν τις διαφορετικές εκφάνσεις των φυσικών στοιχείων. Υποτέθηκε δηλαδή ο χωρισμός του σύμπαντος σε κενό χώρο και χώρο αποτελούμενο από ύλη με δυναμική σχέση μεταξύ τους, με την ύλη να έχει ένα ελάχιστο δομικό συστατικό, τα άτομα, τα οποία με τη σειρά τους παρουσιάζουν εκφυλισμό σε έναν εσωτερικό γεωμετρικό χώρο. Η έλλειψη ισχυρά ορισμένης αλγεβρας, ανώτερων μαθηματικών εργαλείων και εξελιγμένων πειραματικών μεθόδων, κρατούσαν την έρευνα σε ένα ως επί το πλείστον φιλοσοφικό επίπεδο, με δυσκολίες απόδειξης των πιο απαιτητικών περιπτώσεων. Η σταδιακή κατάλυση των δημοκρατιών με την εδραίωση της ρωμαϊκής αυτοκρατορίας, αλλά κυρίως η επιβολή του χριστιανισμού στο ρωμαϊκό κόσμο, οδήγησαν σε μακρά περίοδο σκοταδισμού, όπου η ανθρώπινη γνώση ανακυκλωνόταν εντός των ολιγάριθμων θρησκευτικών - οικονομικών ελίτ της εποχής. Μόνο στην εποχή του Newton, Leibniz και Galileo ήταν δυνατό να επιτευχθεί το πέρασμα στην επιστημονική μεθοδολογία όπως είναι γνωστή σήμερα. Ο 20ος αιώνας μπορεί να χαρακτηριστεί ως ο χρυσός αιώνας της φυσικής. Οι πρώτες παρατηρήσεις σχετικά με την κβαντική δομή της φύσης, καθώς και η θεμελίωση της ειδικής και γενικής θεωρίας της σχετικότητας επηρέασαν με επαναστατικό τρόπο ολόκληρη τη θεώρηση και τα πιο βαθιά φιλοσοφικά και μαθηματικά θεμέλια της ανθρώπινης αν-

τίληψης για τη φύση. Μια ευρεία ιστορική επισκόπηση αυτών των ημερών, μπορεί να βρεθεί σε πολλά βιβλία φυσικής στοιχειωδών σωματιδίων (για παράδειγμα βλ. [1]).

Στις ακόλουθες παραγράφους θα επιχειρηθεί μια σύντομη ιστορική αναδρομή στην επαναστατική εκτίναξη της γνώσης και αντίληψης της ανθρωπότητας πάνω στη φύση και έννοια των στοιχειωδών σωματιδίων, κατά τη διάρκεια του 20ου αιώνα, περιγράφοντας ορισμένα σημαντικά ορόσημα.

1.1 Μη σχετικιστική κβαντική μηχανική

Η νέα εποχή για τη φυσική ξεκίνησε ουσιαστικά με την ανακάλυψη του ηλεκτρονίου (e) από τον J.J. Thomson το 1897 με την παρατήρηση ότι καθοδικές ακτίνες εκτρέπονται τόσο από ηλεκτρικά όσο και από μαγνητικά πεδία, γεγονός που οδήγησε στο συμπέρασμα ότι αυτές αποτελούνται από φορτισμένα σωματίδια, τα ηλεκτρόνια. Ο Thomson θεώρησε ότι τα ηλεκτρόνια ήταν βασικά συστατικά των ατόμων. Για να εξηγήσει το ουδέτερο φορτίο και την πολύ μεγαλύτερη μάζα του ατόμου σε σύγκριση με αυτή των ηλεκτρονίων, υπέθεσε ότι τα ηλεκτρόνια είναι ενσωματωμένα μέσα σε μία βαριά θετικά φορτισμένη πυκνότητα ύλης. Παράλληλα, οι μελέτες της ακτινοβολίας μέλανος σώματος από τον Planck το 1900 και η εξήγηση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου από τον Einstein το 1905, απέδειξε τη σωματιδιακή φύση του φωτονίου (η κυματική φύση του ήταν ήδη γνωστή από τις εργασίες του Maxwell, η σωματιδιακή φύση αν και προτεινόμενη παλαιότερα από τον Newton, είχε εγκαταλειφθεί στο ενδιάμεσο). Το φως αποδείχθηκε λοιπόν ότι εκπέμπεται και διαδίδεται σε ενεργειακά πακέτα (κβάντα), έχοντας χαρακτηριστικά σωματιδιακά πλέον της κυματικής φύσης του. Όμως και το ηλεκτρόνιο υποτιθέμενο ως αμιγές σωματίδιο, εμφάνισε κυματικές ιδιότητες σε πειράματα συμβολής, οδηγώντας στη διατύπωση του κυματο-σωματιδιακού δυισμού από τον de Broglie. Η υπόθεση του Thomson αργότερα καταρρίφθηκε από τα πειράματα σκέδασης του Rutherford. Ο Rutherford έδειξε το 1911 ότι η μάζα και το φορτίο είναι συγκεντρωμένα στο κέντρο του ατόμου και όχι σε όλο τον όγκο του. Τόσο οι παρατηρήσεις του Thomson όσο και του Rutherford οδήγησαν τον Niels Bohr το 1914 να προτείνει το μοντέλο του ατόμου του υδρογόνου με ένα πρωτόνιο (p) στο κέντρο και ένα ηλεκτρόνιο σε τροχιά γύρω από αυτό. Το μοντέλο του Bohr παρουσίασε θεματική συμφωνία με τα πειράματα και για μεγαλύτερα άτομα. Η διαφορά μεταξύ της μάζας των μεγαλύτερων ατόμων σε σχέση με το άτομο του Bohr, εξηγήθηκε αργότερα με την ανακάλυψη του ηλεκτρικά ουδέτερου νετρονίου (n) από τον Chadwick το 1932.

Οι παραπάνω θριαμβευτικές ερμηνείες των παρατηρήσεων μαζί με τη θεωρία της σχετικότητας του Einstein, η οποία διόρθωσε τους μετασχηματισμούς του Galileo στην περίπτωση ταχέως κινούμενων σωματιδίων με τη θεμελίωση της ισοδυναμίας των φυσικών νόμων σε όλα τα αδρανειακά συστήματα, ώθησαν μέσα από πολλές διαφορετικές προσεγγίσεις τη φυσική των σωματιδίων. Πολλά πεδία αναπτύχθηκαν ταυτόχρονα: η γενική θεωρία της σχετικότητας, η κλασική θεωρία πεδίου, η μη σχετικιστική κβαντική μηχανική κλπ. Η τελική θεμελίωση της Κβαντομηχανικής το 1925 μέσα από την ερμηνεία της σχολής της Κοπεγχάγης ολοκλήρωσε την κβαντική θεωρία σε μια συμπαγή και σχετικά συνεπή μορφή (αν και γεννώντας ισχυρές αντιδράσεις –για παράδειγμα το παράδοξο EPRB [2]– που αντέχουν μέχρι και σήμερα). Την εποχή εκείνη διάφορες προσπάθειες είχαν γίνει για την ένωση της κβαντομηχανικής με την ειδική θεωρία της σχετικότητας, οι οποίες οδήγησαν στην εξίσωση Klein - Gordon (διατυπώθηκε επίσης

από τον Schrödinger), η οποία όμως αντιμετώπιζε σοβαρά προβλήματα φυσικής ερμηνείας, λόγω αποδοχής αρνητικών ενεργειών για ελεύθερα σωματίδια, όπως επίσης και εμφάνισης αρνητικών πλατών πιθανότητας.

1.2 Κβαντική ηλεκτροδυναμική και ασθενείς αλληλεπιδράσεις

Η περίοδος της μη-σχετικιστικής κβαντομηχανικής τελειώνει με την εμφάνιση της εξίσωσης του Dirac. Ο Dirac κατάφερε να ξεπεράσει το πρόβλημα των αρνητικών πιθανοτήτων της εξίσωσης Klein - Gordon, αν και πάλι αποδεχόταν λύσεις αρνητικής ενέργειας. Τις λύσεις όμως αυτές τις ερμήνευσε ως αντισωματίδια ίδιας μάζας, αλλά αντίθετων λοιπών κβαντικών αριθμών, χρησιμοποιώντας την απαγορευτική αρχή του Pauli. Ο θρίαμβος της θεωρίας αυτής επιστεγάστηκε με την ανακάλυψη του ποζιτρονίου από τον Anderson το 1932. Μετέπειτα πολλές ερμηνείες των λύσεων αρνητικής ενέργειας προτάθηκαν (όπως στη δεκαετία του 1940 από τους Feynman και Stueckelberg), αλλά ήταν η έλευση της Κβαντικής Θεωρίας Πεδίου (QFT) [1, 3] η οποία οδήγησε σε μια συνεπή ερμηνεία. Οι θεμελιώδεις οντότητες πλέον αντιμετωπίζονταν ως κβαντικά πεδία εμπεριέχοντας τόσο σωματιδιακά όσο και κυματικά χαρακτηριστικά. Η κβαντική ηλεκτροδυναμική (QED) αναπτύχθηκε από τον Feynman και τον Schwinger [1, 3], για να περιγράψει με συνέπεια τις ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις μεταξύ φορτισμένων σωματιδίων μέσω της ανταλλαγής φωτονίων. Τα φωτόνια λοιπόν είναι οι φορείς και διαδότες της ηλεκτρομαγνητικής δύναμης. Η QED παραμένει η σε μεγαλύτερη ακρίβεια δοκιμασμένη και επιβεβαιωμένη επιστημονική θεωρία.

Πειραματικές μετρήσεις για τη συμπεριφορά των νουκλεονίων (στον πυρήνα των ατόμων) θέσαν ερωτήματα σχετικά με το μηχανισμό σύνδεσης και σταθερότητάς τους. Ο Yukawa πρότεινε ένα νέο πεδίο και σωματίδιο φορέα δύναμης, το μεσόνιο, το οποίο δεν είχε παρατηρηθεί στο εργαστήριο. Πειράματα κοσμικών ακτίνων με επικεφαλής τους Anderson, Neddermayer, Street και Stevenson ταυτοποίησαν σωματίδια που ταίριαζαν με την περιγραφή του Yukawa. Ωστόσο, άλλα πειράματα στη Ρώμη έδειξαν ότι τα σωματίδια κοσμικών ακτίνων αλληλεπιδρούσαν πολύ ασθενώς με πυρήνες, κάτι το οποίο ήταν ενάντια στην υπόθεση του Yukawa, ότι τα εν λόγω σωματίδια είναι φορείς δυνάμεων οι οποίες ενώνουν ισχυρά τα πρωτόνια. Μία δεκαετία αργότερα, ο Powell κατάφερε να αποδείξει ότι στις κοσμικές ακτίνες υπάρχουν δύο σωματίδια, το πόνιο του Yukawa (π), το οποίο αποσυντίθεται σε ένα ασθενώς αλληλεπιδρόν ελαφρύτερο φορτισμένο σωματίδιο, το μόνιο (μ).

Μια άλλη εκπληκτική παρατήρηση κατά την περίοδο αυτή ήταν το φάσμα των ηλεκτρονίων που παράγονται κατά την πυρηνική διάσπαση β . Υποθέτοντας ότι ένας πυρήνας διασπάται ακριβώς σε έναν ελαφρύτερο πυρήνα και ένα ηλεκτρόνιο, η ενέργεια του ηλεκτρονίου μπορεί να προβλεφθεί με ακρίβεια από την κινηματική. Ωστόσο, βρέθηκε ότι το πειραματικό ενεργειακό φάσμα των ηλεκτρονίων ήταν πιο ήπιο και πιο πλατύ από ό,τι αναμενόταν. Αυτό το αποτέλεσμα εξηγήθηκε από τον Pauli, με την εισαγωγή ενός επιπλέον σωματιδίου στην τελική κατάσταση, του νετρίνου (ν). Παράλληλα, τα πειράματα του Powell στις κοσμικές ακτίνες, έδειχναν ότι τα παραγόμενα μόνια από τη διάσπαση των πιονίων, παράγονται σε γωνίες σε σχέση με τα αρχικά σωματίδια, γεγονός που μαρτυρούσε την παρουσία ενός επιπλέον σωματιδίου στη διάσπαση του

πιονίου. Αυτό θεωρήθηκε ότι είναι νεutrino του Pauli. Ο Powell προχώρησε ακόμη πιο πολύ, διαπιστώνοντας ότι το μόνιο διασπάται επίσης σε ένα ηλεκτρόνιο, αλλά με δύο νεutrina στην τελική κατάσταση αυτή τη φορά.

1.3 Πληθώρα σωματιδίων και το "Eightfold Way"

Το νεutrino ανακαλύφθηκε πειραματικά τη δεκαετία του '50 από τους Cowan και Reines. Αυτοί μελέτησαν την αντίστροφη διαδικασία β διάσπασης $\nu^- + p^+ \rightarrow n + e^-$ σε μια μεγάλη δεξαμενή νερού σε ένα πυρηνικό αντιδραστήρα και εντοπίζοντας τα ποζιτρόνια έδωσαν σαφείς αποδείξεις για την ύπαρξη του νεutrino. Μια άλλη ιδιαιτερότητα όσον αφορά τα νεutrina είναι ότι η διάσπαση $\mu \rightarrow e + \gamma$ δεν παρατηρήθηκε ποτέ. Αυτό έδειξε ότι υπάρχει διατήρηση του λεπτονικού αριθμού κάθε διαφορετικής οικογένειας, δηλαδή διατήρηση του μιονικού λεπτονικού αριθμού (L_μ) και διατήρηση του ηλεκτρονικού λεπτονικού αριθμού (L_e). Για να μπορεί να ικανοποιηθεί αυτή η διατήρηση, τα παραγόμενα νεutrina θα πρέπει να είναι διαφορετικά για κάθε οικογένεια: θα πρέπει να υπάρχουν μιονικά-νεutrina (ν_μ) και τα ηλεκτρονικά-νεutrina (ν_e). Με βάση αυτή την υπόθεση, η διάσπαση του πιονίου έγινε: $\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$, ενώ η διάσπαση μιονίου: $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \nu_\mu$. Η επαλήθευση αυτής της υπόθεσης μελετήθηκε στο εργαστήριο του Brookhaven από τους Lederman, Schwartz και Steinberger. Απέδειξαν ότι, ενώ η αντίδραση $\nu_\mu + p^+ \rightarrow \mu^+ + n$ επιτρέπεται, η αντίδραση $\nu_\mu + p^+ \rightarrow e^+ + n$ είναι απαγορευμένη.

Η κατάσταση άρχισε να περιπλέκεται πολύ περισσότερο, όταν άρχισαν να παρατηρούνται τα μεσόνια. Τα μεσόνια πήραν το όνομά τους από την ενδιαμέση μάζα μεταξύ ηλεκτρονίου και πρωτονίου, την οποία αναμένεται να έχουν, όταν θεωρητικοποιήθηκαν από τον Yukawa. Στη σύγχρονη ταξινόμηση, τα αδρόνια, τα οποία είναι σωματίδια που αποτελούνται από κουάρκ, ταξινομούνται σε μεσόνια και βαρυόνια. Τα μεσόνια αποτελούνται από δύο κουάρκ (θα συζητηθούν στην παράγραφο 1.4) ένα κουάρκ και ένα αντικουάρκ, ενώ τα βαρυόνια αποτελούνται από τρία κουάρκ και είναι, κατά συνέπεια, βαρύτερα. Οι Rochester και Butler παρατήρησαν ένα ουδέτερο σωματίδιο να διασπάται σε δύο πόνια ($K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$) και το ονόμασαν Καόνιο, ενώ ο Powell παρατήρησε ένα φορτισμένο Καόνιο να διασπάται σε τρία πόνια ($K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$). Στα χρόνια που ακολούθησαν πολλά περισσότερα μεσόνια ανακαλύφθηκαν, όπως το ω , το ρ και άλλα. Εν τω μεταξύ, το σωματίδιο Λ , ένα βαρύ έντονα αλληλεπιδρόν σωματίδιο, ανακαλύφθηκε το 1947 από την ομάδα του Anderson στο Caltech, μέσω της διάσπασης $\Lambda \rightarrow p^+ + \pi^-$. Η ανακάλυψη αυτή ήταν πολύ σημαντική, διότι επέκτεινε την οικογένεια των βαρυονίων. Η διατήρηση του βαρυονικού αριθμού μίας οικογένειας, είχε ήδη εισαχθεί νωρίτερα από τον Stückelberg για να εξασφαλιστεί η σταθερότητα του πρωτονίου. Δεδομένου ότι παρατηρήθηκε η διάσπαση Λ με πρωτόνιο στην τελική κατάσταση, το Λ θα έπρεπε να ανήκει στην οικογένεια των βαρυονίων. Μια σημαντική παρατήρηση σχετικά με τα μεσόνια και τα βαρυόνια ήταν ότι παράγονταν εύκολα (με μεγάλη πιθανότητα), αλλά είχαν συγκριτικά μεγάλη διάρκεια ζωής. Ο Pais κ.α., τότε υπέθεσαν ότι τα μεσόνια και τα βαρυόνια παράγονται μέσω ισχυρών αλληλεπιδράσεων, αλλά διασπώνται μέσω ασθενών αλληλεπιδράσεων. Για να ληφθεί υπόψη αυτή η υπόθεση, οι Gell-Mann και Nishijima εισήγαγαν ένα νέο κβαντικό αριθμό, την παραδοξότητα (S),

ο οποίος διατηρείται στις ισχυρές αλληλεπιδράσεις, αλλά δε διατηρείται στις ασθενείς. Με την ανακάλυψη αρκετών μεσονίων και βαρυονίων, ο κατάλογος των σωματιδίων έγινε αρκετά μεγάλος. Ο Gell-Mann παρουσίασε το "Eightfold Way" [1] οργανώνοντας τα σωματίδια με βάση το φορτίο και την παραδοξότητα τους. Η οργάνωση αυτή των βαρυονίων, οδήγησε τον Gell-Mann να προβλέψει ένα νέο σωματίδιο με παραδοξότητα $S = -3$ και αρνητικό φορτίο, το Ω^- . Το σωματίδιο αυτό σύντομα παρατηρήθηκε και το "Eightfold Way" αποδείχθηκε. Το "Eightfold Way" χρησιμοποιήθηκε ως ο περιοδικός πίνακας των στοιχείων της σωματιδιακής φυσικής, αλλά αυτό ήταν μόνο η αρχή της σύγχρονης ιστορίας της φυσικής των σωματιδίων.

1.4 Quarks και ισχυρή αλληλεπίδραση

Οι Gell-Mann και Zweig πρότειναν το 1964 ότι τα μεσόνια και τα βαρυόνια διαθέτουν δομή και αποτελούνται από θεμελιώδη φερμιονικά σωματίδια που ονομάζονται κουάρκ (quarks) [1]. Πρότειναν τρεις τύπους κουάρκ: u , d και s με ηλεκτρικό φορτίο $2/3$, $1/3$ και $1/3$ και παραδοξότητα 0 , 0 και -1 αντίστοιχα. Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό, κάθε βαρυόνιο αποτελείται από τρία κουάρκ και κάθε μεσόνιο αποτελείται από ένα ζεύγος κουάρκ-αντικουάρκ. Η αδυναμία του μοντέλου των κουάρκ ήταν ότι κανένα κουάρκ δεν είχε παρατηρηθεί πειραματικά. Επιπλέον, λόγω της φερμιονικής φύσης των κουάρκ, από την απαγορευτική αρχή του Pauli, τρία ταυτόσημα κουάρκ σε ένα βαρυόνιο δεν μπορούν να βρίσκονται στην ίδια κατάσταση. Αυτό οδήγησε στην υπόθεση ότι τα κουάρκ φέρουν έναν ακόμη κβαντικό αριθμό, το χρώμα, το οποίο διακρίνει τα ταυτόσημα κουάρκ σε τέτοια βαρυόνια, επιλύοντας το πρόβλημα με την απαγορευτική αρχή του Pauli. Επιπλέον, απαιτώντας όλες οι φυσικές τελικές καταστάσεις να είναι άχρωμες, επιτρέπει την ύπαρξη δέσμιων καταστάσεων βαρυονίων και μεσονίων (δύο ή τρία κουάρκ). Επιπλέον, η αρχή "color confinement" εισήχθη, εμποδίζοντας την ελεύθερη ύπαρξη κουάρκ στη φύση. Απόδειξη για τη δομή των πρωτονίων όσον αφορά στην ύπαρξη των κουάρκ, δόθηκε με πειράματα βαθιάς ανελαστικής σκέδασης τα οποία υπέδειξαν τη δομή των αδρονίων ακολουθώντας την ίδια αρχή με το πείραμα του Rutherford.

Το 1970, οι Glashow, Ηλιόπουλος και Maiani [4] κατηγοριοποίησαν τα σωματίδια σε γενεές, ώστε να υπάρχει συμμετρία μεταξύ των λεπτονίων ($(e \nu_e)$, $(\mu \nu_\mu)$) και κουάρκ ($(u \ d)$, $(s \ c)$). Εισήγαγαν ένα νέο κβαντικό αριθμό, το ασθενές ισοσπίν, το οποίο απαιτείται να διατηρείται στις ασθενείς διασπάσεις. Όμως αυτός ο προτεινόμενος μηχανισμός (GIM), προέβλεπε ένα επιπλέον κουάρκ c , το οποίο δεν είχε ακόμη ανακαλυφθεί. Παράλληλα, το μεσόνιο J/ψ είχε ανακαλυφθεί από τις ομάδες του C. C. Ting στο Brookhaven [5] και του B. B. Richters στο SLAC [6] το 1974. Το σωματίδιο J/ψ ήταν βαρύτερο από το πρωτόνιο και είχε πολύ μεγαλύτερο χρόνο ζωής από τα υπόλοιπα γνωστά μεσόνια. Η εξήγηση για τη δομή του σωματιδίου J/ψ ήταν ότι αποτελούταν από δύο c κουάρκ, που είχαν προταθεί από τους GIM: $(c\bar{c})$ επιβεβαιώνοντας έτσι το μηχανισμό. Η δομή των γενεών επεκτάθηκε το 1975 με την ανακάλυψη του λεπτονίου τ από τον M. Perl [7]. Μία τρίτη γενεά προστέθηκε με την ανακάλυψη του b κουάρκ μέσω της ανακάλυψης του μεσονίου Y το οποίο είναι μία $b\bar{b}$ δέσμια κατάσταση [8]. Το κουάρκ t ανακαλύφθηκε στο Tevatron του Fermilab το 1995 μέσω της παρατήρησης της διπλής παραγωγής top (top pair production) [9].

Η ανακάλυψη της δομής των μεσονίων και βαρυονίων απαιτούσε μια νέα θεμελι-

ώδη θεωρία για τις ισχυρές πυρηνικές δυνάμεις, η οποία θα αντικαθιστούσε τη θεωρία μεσονικού διαδότη του Yukawa. Ένα νέο σωματίδιο, το γλοιόνιο, προτάθηκε ως μεσολαβητής των ισχυρών αλληλεπιδράσεων. Το γλοιόνιο πρέπει να αλληλεπιδρά με τα κουάρκ, ως εκ τούτου, πρέπει να φέρει χβαντικό αριθμό χρώματος. Τα γλοιόνια εμφανίζονται σε οκτώ διαμορφώσεις χρώματος. Ανακαλύφθηκαν στο DESY, στα τέλη της δεκαετίας του '70, μελετώντας γεγονότα με τρεις πίδακες αδρονίων (jets) στην τελική κατάσταση. Μέσω της αντίδρασης $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, λόγω του color confinement, τα κουάρκ εμφανίζονται ως ένα ρεύμα (πίδακας) αδρονίων (jet) στην τελική κατάσταση. Τα γεγονότα αυτά αναμένονταν να έχουν δύο πίδακες αδρονίων στην τελική κατάσταση. Αν τα γλοιόνια υπάρχουν, κατά παρόμοιο τρόπο με την εκπομπή φωτονίου από φορτισμένο σωματίδιο, ένα κουάρκ θα μπορούσε να εκπέμψει ένα γλοιόνιο με αποτέλεσμα την αντίδραση της μορφής $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$. Η υπογραφή αυτή θα είχε ως αποτέλεσμα τρεις πίδακες αδρονίων. Αυτό ακριβώς παρατηρήθηκε και ήταν μια αδιαμφισβήτητη απόδειξη της ύπαρξης των γλοιονίων.

1.5 Ηλεκτρασθενές μοντέλο

Ο Fermi είχε χειριστεί τις ασθενείς αλληλεπιδράσεις ως μια θεωρία επαφής η οποία δεν απαιτούσε κάποιο σωματίδιο σε ρόλο διαδότη (όπως ήταν το φωτόνιο στις ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις) [1]. Η θεωρία του Fermi αποδείχτηκε εξαιρετικά επιτυχής σε χαμηλές ενέργειες, αποτύγχανε όμως σε πιο υψηλές ενέργειες. Θεωρήθηκε τότε ότι για να λυθεί αυτό το πρόβλημα, νέα ηλεκτρικά φορτισμένα και με μάζα ($\mathcal{O}(100) \text{ GeV}$) σωματίδια σε ρόλο διαδότη, θα έπρεπε να προστεθούν. Ο Glashow [10], ο Weinberg [11] και ο Salam [12] πρότειναν την ηλεκτρασθενή θεωρία, η οποία ενοποιούσε τις ηλεκτρομαγνητικές και ασθενείς αλληλεπιδράσεις με την εισαγωγή των δύο θεωρούμενων φορτισμένων σωματιδίων W^\pm (και του φωτονίου γ), αλλά και την υπόθεση ενός νέου ηλεκτρικά ουδέτερου μαζικού μποζονίου Z^0 . Τα μαζικά αυτά μποζόνια - διαδότες, W^\pm και Z^0 ανακαλύφθηκαν λίγο αργότερα από την ομάδα του Carlo Rubbia το 1983 με το πείραμα UA1 στον επιταχυντή CERN SPS [13, 14, 15].

Ένα πρόβλημα της ηλεκτρασθενούς θεωρίας ήταν ότι τα μποζόνια W^\pm και Z^0 έπρεπε να είναι άμαζα ώστε το μοντέλο να είναι μαθηματικά συνεπές, αλλά από την άλλη για να είναι οι ασθενείς αλληλεπιδράσεις πραγματικά ασθενείς, έπρεπε τα μποζόνια αυτά να έχουν μάζα και μάλιστα αρκετά μεγάλη, επειδή αντιπροσωπευόμενα από το δυναμικό Yukawa:

$$V_{\text{Yukawa}}(r) = -g^2 \frac{e^{-kmr}}{r} \quad (1.1)$$

φαίνεται ότι όσο μεγαλύτερη είναι η μάζα m στο εκθετικό, τόσο ασθενέστερη είναι και η δύναμη (επίσης εδώ θέτοντας $m = 0$ εξάγεται το ηλεκτρομαγνητικό δυναμικό με άμαζο φωτόνιο). Επιπλέον όλα τα φερμιόνια επίσης για λόγους ικανοποίησης συμμετριών έπρεπε να παραμένουν άμαζα ώστε να είναι συνεπής η θεωρία. Τελικά ο μηχανισμός απόδοσης μάζας εξηγήθηκε μέσω του αυθόρμητου σπασίματος συμμετρίας των ασθενών αλληλεπιδράσεων και της επιλογής βαθμίδας από τους Brout, Englert [16], Guralnik, Hagen, Kibble [17] και Higgs [18, 19, 20]. Ο μηχανισμός Higgs εισήγαγε μία βαθμωτή μιγαδική διπλέτα η οποία εμπεριείχε τέσσερις βαθμούς ελευθερίας. Τρεις από τους βαθμούς ελευθερίας απορροφούνταν από τα μποζόνια W^\pm και Z^0 δίνοντάς τους μάζα. Ο επιπλέον βαθμός ελευθερίας εμφανίζεται ως ένα νέο σωματίδιο, το μποζόνιο Higgs.

Αποτελέσματα συμβατά με το μποζόνιο Higgs όπως αυτό προβλέπεται από το μοντέλο, παρατηρούνται από το 2012 στα πειράματα του ATLAS και του CMS.

1.6 Υπερσυμμετρία

Το Καθιερωμένο Πρότυπο της σωματιδιακής φυσικής, αποτελούμενο από το ηλεκτρασθενές μοντέλο και την χβαντική χρωμοδυναμική είναι μία χβαντική θεωρία πεδίου εξαιρετικά επιτυχής και ακριβής στις προβλέψεις της. Ωστόσο υπάρχουν αρκετά απάντητα ερωτήματα πρακτικού αλλά κυρίως φιλοσοφικού - θεωρητικού περιεχομένου τα οποία το Καθιερωμένο Πρότυπο αποτυγχάνει να αντιμετωπίσει. Το μοντέλο περιέχει 19 ελεύθερες παραμέτρους, τις οποίες η θεωρία αδυνατεί να προβλέψει και μετριούνται από το πείραμα. Δεν παρέχει όρους μάζας για τα νετρίνα, ενώ πειραματικά έχει βρεθεί ότι αυτά έχουν (πολύ μικρή) μάζα. Δεν παρέχει καμία ερμηνεία για την παρατηρούμενη ασυμμετρία ύλης - αντιύλης του σύμπαντος. Δεν παρέχει καμία δυνατότητα διάσπασης του πρωτονίου, θεωρώντας το σταθερό, ενώ μετέπειτα μοντέλα ενοποίησης προσδίδουν πεπερασμένο χρόνο ζωής (αν και μέχρι στιγμής μη πειραματικά επιβεβαιωμένα). Αδυνατεί να παρέχει κατάλληλο μαθηματικό περιβάλλον ενοποίησης με τη θεωρία βαρύτητας της γενικής σχετικότητας. Αδυνατεί επίσης να παρέχει υποψήφια σωματίδια, τα οποία θα μπορούσαν να ερμηνεύσουν την παρατηρούμενη σκοτεινή ύλη και σκοτεινή ενέργεια του σύμπαντος. Τέλος, εμπεριέχει το πρόβλημα ιεραρχίας, το οποίο συνοψίζεται στην απαίτηση μη φυσικών τεράστιων διορθώσεων, όταν γίνεται υπολογισμός της μάζας του Higgs σε μεγαλύτερες τάξεις της θεωρίας διαταραχών.

Πάρα πολλές προσπάθειες έγιναν τα τελευταία χρόνια (ήδη από το 60) για την κατασκευή ενός μοντέλου το οποίο θα παρουσιάζει μία μεγαλύτερη συμμετρία και ενοποίηση σε σχέση με το Καθιερωμένο Πρότυπο. Όλα τα μοντέλα αυτά καλύπτουν ενεργειακές περιοχές από την τάξη μάζας του ηλεκτρασθενούς μοντέλου ($\sim 10^2$ GeV) έως την τεράστια μάζα του Planck ($\sim 10^{19}$ GeV), όπου η βαρύτητα γίνεται συγκρίσιμη με τις υπόλοιπες δυνάμεις και θεωρείται ότι μπορεί εκεί να υπάρξει ενοποίηση. Το πείραμα ακολουθεί καταρρίπτοντας ή επιβεβαιώνοντας τις αντίστοιχες προβλέψεις, όντας βέβαια τεχνολογικά περιορισμένο σε ενεργειακές κλίμακες του ηλεκτρασθενούς μοντέλου. Η θεωρία της Υπερσυμμετρίας είναι μία από τις πιο πολλά υποσχόμενες θεωρίες στην κατεύθυνση αυτή και η κύρια θεωρία η οποία ενδελεχώς εξετάζεται από το πείραμα μετά την ανακάλυψη του μποζονίου Higgs, και αποτελεί κύριο κομμάτι της διατριβής αυτής. Η Υπερσυμμετρία καταφέρνει να δώσει ικανοποιητική λύση στο πρόβλημα της ιεραρχίας, παρέχει μία πιο μεγάλη συμμετρία στο μοντέλο και δίνει τη δυνατότητα ενοποίησης των δυνάμεων σε πιο μεγάλη ενεργειακή κλίμακα, για συγκεκριμένα μοντέλα. Παρέχει επίσης νέα σωματίδια υποψήφια για την ερμηνεία της σκοτεινής ύλης. Η ιδέα της υπερσυμμετρίας πηγάζει από την παρατήρηση ότι η χβαντική ηλεκτροδυναμική δεν παρουσιάζει κανένα πρόβλημα σε υπολογισμούς μεγαλύτερων τάξεων, γιατί ακριβώς προστατεύεται από συγκεκριμένες συμμετρίες. Επεκτείνοντας τις ήδη υπάρχουσες συμμετρίες του μοντέλου σε ανταλλαγή μποζονίων και φερμιονίων, εμφανίζονται νέοι όροι αλληλεπίδρασης, οι οποίοι εξαφανίζουν το πρόβλημα της ιεραρχίας. Νέα σωματίδια προστίθενται, για την ακρίβεια διπλασιάζεται ο αριθμός των σωματιδίων, καθώς κάθε σωματίδιο έχει πλέον τον υπερσυμμετρικό του εταίρο, ο οποίος θα διαφέρει στον χβαντικό αριθμό του spin, κατά $1/2$ (μποζόνιο - φερμιόνιο). Τα νέα αυτά σωματίδια επιπλέον θα πρέπει να είναι αρκετά πιο βαριά ώστε να μην έχουν έως σήμερα παρατη-

ρηθεί –η υπερσυμμετρία θα πρέπει να είναι επίσης μία σπασμένη συμμετρία– αλλά όχι πολύ πάνω από την ηλεκτρασθενή κλίμακα.

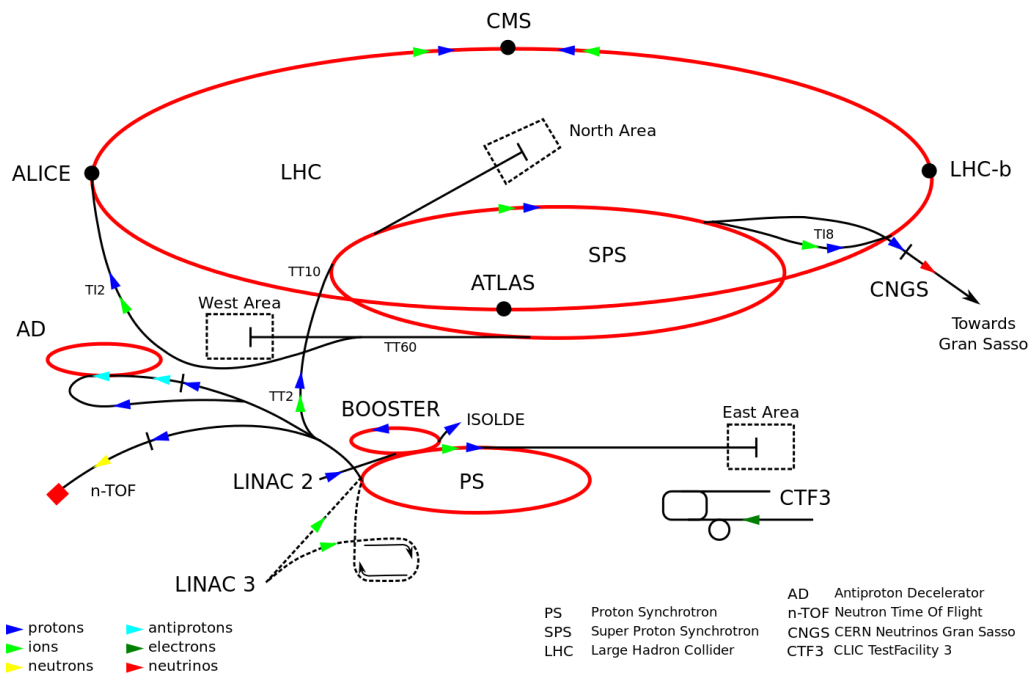
Κεφάλαιο 2

Ο ανιχνευτής CMS του CERN

2.1 Ο LHC

Η διατριβή αυτή στηρίζεται στην ανάλυση δεδομένων που συγκεντρώθηκαν από τον ανιχνευτή του πειράματος Compact Muon Solenoid (CMS). Το CMS αποτελεί ένα από τα τέσσερα πειράματα του LHC. Η εγκατάσταση του LHC έγινε στην ήδη υπάρχουσα υπόγεια κυκλική σήραγγα του επιταχυντή ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων LEP. Η σήραγγα αυτή έχει περιφέρεια περίπου 27 km και διασχίζει τα σύνορα Γαλλίας-Ελβετίας σε βάθος μεταξύ 45 και 175 m.

Η εισαγωγή των πρωτονίων στον δακτύλιο επιτάχυνσης του LHC γίνεται με χρήση μιας σειράς άλλων επιταχυντών που λειτουργούν στις εγκαταστάσεις του CERN. Τα πρωτόνια που δημιουργούνται μέσω ιονισμού υδρογόνου ξεκινούν από τετράπολα ραδιο-συχνότητας (Radio Frequency Quadrupoles) έχοντας ενέργεια 750 keV. Ακολούθως επιταχύνονται αποκτώντας ενέργεια 50 MeV με τη βοήθεια το γραμμικού επιταχυντή LINAC και κατευθύνονται στον προωθητή (Booster) όπου αναπτύσσουν ενέργεια ίση με 1.4 GeV. Στη συνέχεια οδηγούνται στο σύγχροτρο πρωτονίων (Proton Synchrotron) όπου και επιταχύνονται μέχρι την ενέργεια των 25 GeV και κατόπιν στο μεγάλο σύγχροτρο πρωτονίων (Super Proton Synchrotron), όπου και καταλήγουν στην ενέργεια των 450 GeV. Από εκεί κατευθύνονται προς τους δύο ομόκεντρους δακτυλίους του LHC, με αντίθετες κατευθύνσεις μέχρι να αποκτήσουν την επιθυμητή ενέργεια των 8(13) TeV. Κατόπιν συγκρούονται στα σημεία που είναι εγκατεστημένοι οι ανιχνευτές των τεσσάρων πειραμάτων ATLAS, CMS, ALICE και LHCb. Όλα όσα περιγράφησαν παραπάνω παρουσιάζονται συνοπτικά στην εικόνα 2.1

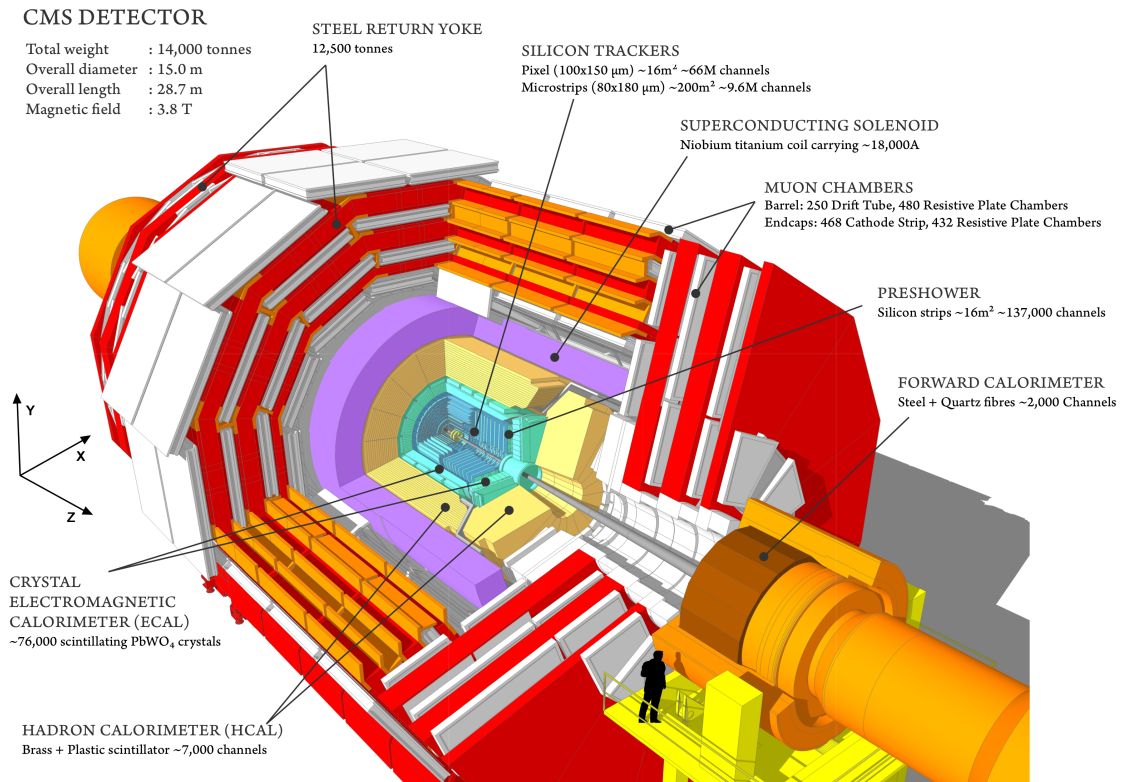


Σχήμα 2.1: Ολόκληρο το σύμπλεγμα του CERN μαζί με τα σημεία σύγκρουσης και τα αντίστοιχα πειράματα.

2.2 Το CMS

Πολύ συνοπτικά, ο ανιχνευτής CMS σχεδιάστηκε με στόχο τη μελέτη των προϊόντων σύγκρουσης πρωτονίων-πρωτονίων και ως εκ τούτου δύναται να ανιχνεύει φωτόνια, ηλεκτρόνια, αδρόνια και μόνια μετρώντας με ακρίβεια την ενέργειά τους. Παράλληλα καταγράφει έμμεσα τα παράγωγα που δεν αλληλεπιδρούν με τα υλικά του ανιχνευτή, μετρώντας το έλλειμμα στην εγκάρσια συνιστώσα της ορμής ή αλλιώς μετρώντας την εγκάρσια ελλείπουσα ενέργεια. Χαρακτηρίζεται από την ακριβή μέτρηση στην ορμή των μιονίων, από υψηλή διακριτική ικανότητα του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου και από ισχυρό ανιχνευτή τροχιών.

Οι διαστάσεις του είναι 21.6 m μήκος, 14.6 m διάμετρος και συνολικό βάρος 12500 t. Το βασικό χαρακτηριστικό του ανιχνευτή CMS είναι ο υπεραγωγίμος μαγνήτης (superconducting solenoid) εσωτερικής διαμέτρου 6 m, ο οποίος δημιουργεί αξονικό μαγνητικό πεδίο έντασης 3.8 T κατά μήκος της κατεύθυνσης της δέσμης. Οι τροχιές των φορτισμένων σωματιδίων μετρώνται από το εσωτερικό σύστημα τροχιάς (inner tracking system), το οποίο αποτελείται από έναν ανιχνευτή pixel (pixel detector) και έναν ανιχνευτή τροχιάς πυριτίου (silicon strip tracker), καλύπτοντας $0 < \phi < 2\pi$ και $|\eta| < 2.5$, όπου η είναι η ψευδοωκότητα, η αναλλοίωτη στους μετασχηματισμούς Lorentz ποσότητα, οριζόμενη ως $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$. Το σύστημα τροχιάς περιλαμβάνει από το ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο (ECAL) και από το αδρονικό θερμιδόμετρο (HCAL). Το ECAL αποτελείται από 61200 κρυστάλλους βολφραμικού μολύβδου (PbWO₄) οι οποίοι είναι εγκατεστημένοι στο κεντρικό μέρος του βαρελιού (ECAL Barrel, EB) και 7324 που βρίσκονται τοποθετημένοι στις άκρες-καπάκια (ECAL Endcap, EE). Επιπλέον ένας ανιχνευτής προκαταιγισμού (preshower detector) τοποθετείται μπροστά



Σχήμα 2.2: Ο ανιχνευτής CMS σχηματικά μαζί με όλα τα υποσυστήματά του και τον ορισμό των συντεταγμένων.

από τους χρυστάλλους στο EE, με σκοπό την αναγνώριση των ουδέτερων πιονίων στην περιοχή $1.653 < |\eta| < 2.6$. Συντελεί επίσης στο διαχωρισμό των ηλεκτρονίων από τα σωματίδια που είναι γνωστά ως minimum bias ionizing και επιτρέπει τον προσδιορισμό της θέσης των ηλεκτρονίων και των φωτονίων. Το σύστημα σκανδαλισμού (trigger system) είναι οργανωμένο σε δύο επίπεδα και έχει ως στόχο την επιλογή των πιο ενδιαφέροντων γεγονότων όπως προκύπτουν μετά από τις συγκρούσεις μεταξύ των πρωτονίων. Τα διάφορα μέρη του ανιχνευτή, όπως περιγράφησαν παραπάνω, φαίνονται στην εικόνα 2.2.

2.3 Δοκιμές του CMS Binary Chip 2 (CBC2) για την αναβάθμιση υψηλής φωτεινότητας του ανιχνευτή τροχιών του CMS

Στην παράγραφο αυτή παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των δοκιμών οι οποίες εκτελέστηκαν το Νοέμβριο του 2015, σχετικά με την επικείμενη αναβάθμιση του ανιχνευτή τροχιών, η οποία είναι προγραμματισμένη να λάβει χώρα το 2022, για τη σωστή λειτουργία του ανιχνευτή και αντιμετώπιση του προβλεπόμενου περιβάλλοντος υψηλής φωτεινότητας του πειράματος.

2.3.1 Αναβάθμιση του ανιχνευτή τροχιών

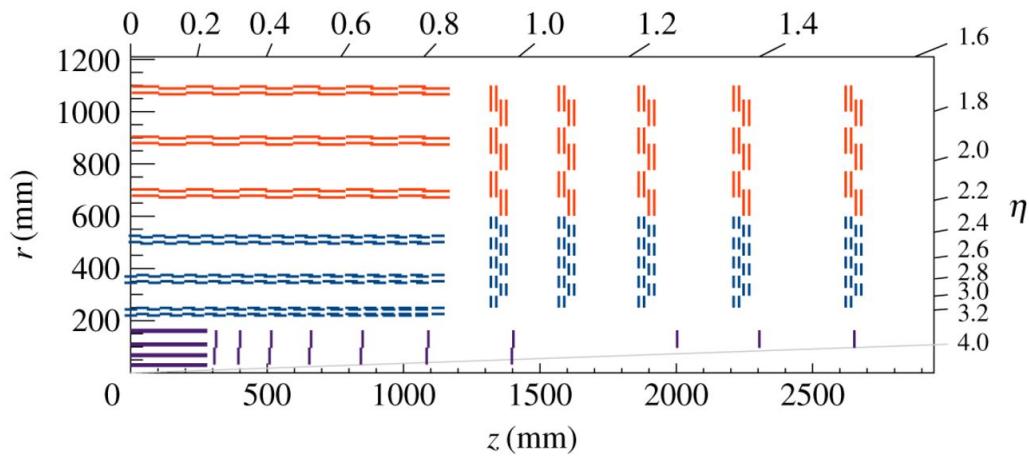
Η αναβάθμιση υψηλής φωτεινότητας του HL-LHC θέτει καινούριες προκλήσεις, οι οποίες απαιτούν την ανάπτυξη τεχνολογικά καινοτόμων τεχνικών για τους μελλοντικούς ανιχνευτές. Η αναβάθμιση του CMS περιλαμβάνει μεταξύ άλλων, την ολική αντικατάσταση του ανιχνευτή τροχιών πυριτίου, κατά τη "φάση-2" του πειράματος το 2022 [161]. Αισθητήρες πυριτίου μεγαλύτερης διακριτικής ικανότητας και μειωμένης μάζας έχουν αναπτυχθεί για την αναβάθμιση του ανιχνευτή τροχιών. Επίσης τα ηλεκτρονικά των αισθητήρων αυτών πρέπει να είναι κατασκευασμένα ώστε να ανταπεξέλθουν σε μία αυξημένη ροή δεδομένων λόγω της αυξημένης φωτεινότητας. Για να επιτευχθεί η ελαχιστοποίηση των δεδομένων τα οποία προωθούνται στην αλυσίδα ανάλυσης, τα νέα αυτά ηλεκτρονικά εισάγουν την ικανότητα συσχετισμού σε τοπικό επίπεδο ζευγών αισθητήρων πυριτίου, ώστε να απορρίπτονται εξ' αρχής ίχνη σωματιδίων χαμηλής ορμής, τα οποία δεν είναι ενδιαφέροντα. Αυτή είναι μία νέα λειτουργία για το σύστημα σκανδαλισμού πρώτου επιπέδου (L1), η οποία μειώνει σημαντικά τη συχνότητα σκανδαλισμού [162].

Το CMS Binary Chip 2 (CBC2) είναι ένα πλήρους κλίμακας πρότυπο ολοκληρωμένου κυκλώματος ειδικής εφαρμογής (Application-Specific Integrated Circuit – ASIC) το οποίο αναπτύχθηκε για την αναβάθμιση υψηλής φωτεινότητας του ανιχνευτή τροχιών πυριτίου του CMS. Κάθε CBC περιέχει 254 κανάλια ανάγνωσης με σύστημα διάκρισης πλάτους και λογική σύμπτωσης για την ανίχνευση υποψήφιων σωματιδίων υψηλής ορμής (ονομαζόμενα "stubs"). Το συγκεκριμένο τσιπ έχει δοκιμαστεί εκτενώς κατά τη διάρκεια δύο δοκιμών με δέσμη οι οποίες διεξήχθησαν τον Ιούνιο και Νοέμβριο του 2015, προκειμένου να ελεγχθεί η απόδοση της λογικής εντοπισμού stubs. Κατά τη διάρκεια της τελευταίας δοκιμής με δέσμη η συσκευή η οποία ελέγχθηκε αποτελούνταν από 8 CBC2 chips, με αποτέλεσμα να χρησιμοποιούνται $8 \times 254 = 2032$ κανάλια. Τα αποτελέσματα της συγκεκριμένης δοκιμής δέσμης (Beam Test – BT), θα παρουσιαστούν σε αυτή την παράγραφο.

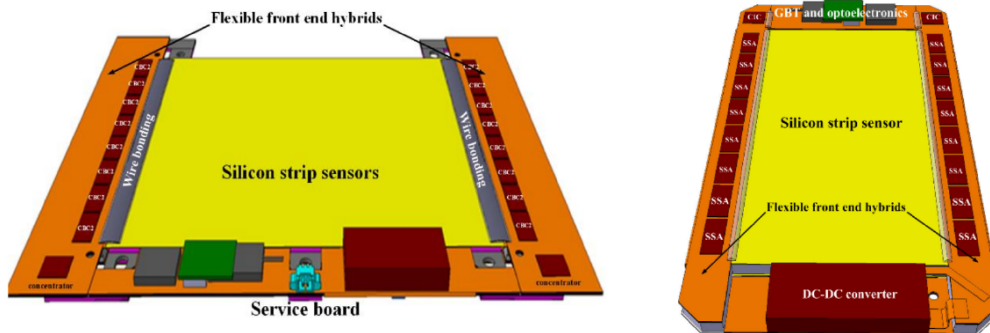
Το παρόν πλάνο σχεδίασης για την αναβάθμιση φάσης-2 του ανιχνευτή τροχιών, είναι η διάταξη βαρελιού και βάσεων η οποία φαίνεται στην εικόνα 2.3. Δύο διαφορετικοί τύποι αισθητήρων πυριτίου χρησιμοποιούνται όπως φαίνεται στην εικόνα 2.3. Οι εξωτερικές περιοχές του ανιχνευτή χρησιμοποιούν δύο παράλληλους ανιχνευτές λωρίδων πυριτίου (2S modules), ενώ οι εσωτερικές περιοχές χρησιμοποιούν ανιχνευτές ψηφίδων ενωμένους με ανιχνευτές λωρίδων (PS modules). Η απόσταση μεταξύ των αισθητήρων πυριτίου 2S, εξαρτάται από τη χωρική τους τοποθέτηση μέσα στον ανιχνευτή. Τα παραπάνω φαίνονται στην εικόνα 2.4.

Εκτός από τη γενική βελτίωση της απόδοσης εύρεσης ιχνών των σωματιδίων και ελαχιστοποίησης της μάζας των ανιχνευτών, ένα κύριο χαρακτηριστικό όπως διατυπώθηκε πιο πάνω είναι η ικανότητα συνεισφοράς στο σύστημα σκανδαλισμού πρώτου επιπέδου, διατηρώντας τη συχνότητά του στο επίπεδο των 100 kHz παρά τη μεγάλη αύξηση της πυκνότητας ροής σωματιδίων στο περιβάλλον υψηλής φωτεινότητας.

Οι δοκιμές με δέσμη αφορούσαν αποκλειστικά τους αισθητήρες τύπου 2S. Αυτοί είναι βασισμένοι σε δύο παράλληλους ανιχνευτές λωρίδων πυριτίου $100 \times 100 \text{ mm}^2$, με απόσταση μεταξύ τους κυμαινόμενη μεταξύ 1.6 mm και 4 mm ώστε να είναι δυνατή η απόρριψη ιχνών συσχετιζόμενων με χαμηλές ορμές. Μία αναλυτική σχηματική παρουσίαση των αισθητήρων αυτών δίνεται στην εικόνα 2.5. Κάθε αισθητήρας είναι χωρισμένος σε δύο ανεξάρτητα τμήματα, με κάθε τμήμα να έχει 1016 παράλληλες λω-



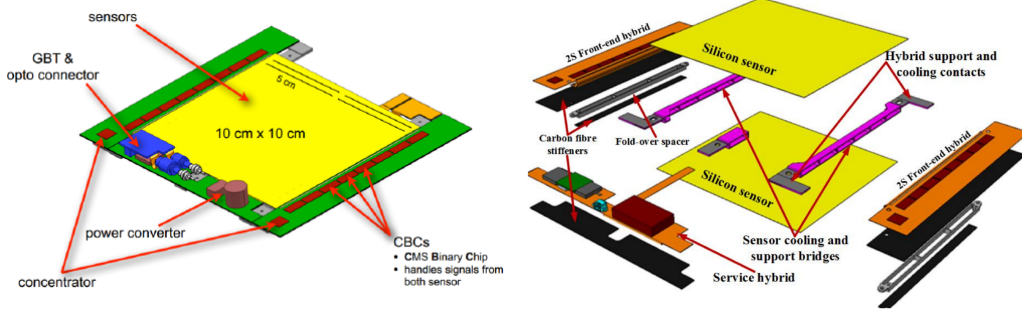
Σχήμα 2.3: Όψη τεταρτημορίου του σχεδιασμού για την αναβάθμιση του ανιχνευτή τροχιών. Τα μέρη 2S είναι με κόκκινο, ενώ τα μέρη PS με μπλε. Τα εσωτερικά μέρη αντιστοιχούν στην αναβάθμιση του ανιχνευτή ψηφιδών, μέσω της οποίας η γεωμετρική απόκριση του ανιχνευτή θα φτάσει έως ψευδοακύτητα $\eta = 4.0$.



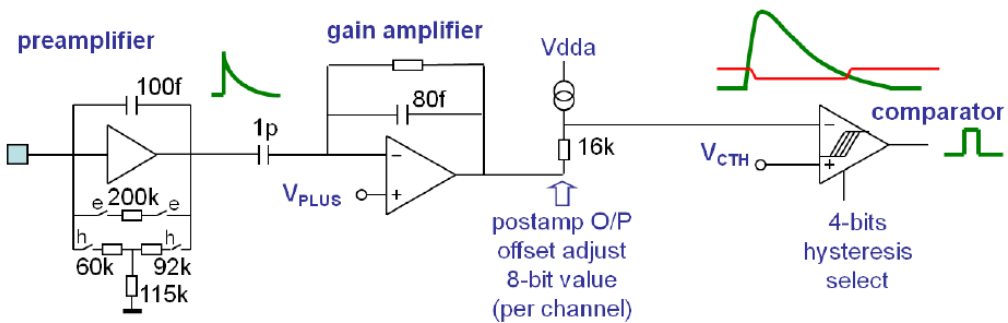
Σχήμα 2.4: Οι αισθητήρες τύπου 2S (αριστερά) και PS (δεξιά) για την αναβάθμιση του ανιχνευτή τροχιών.

ρίδες μήκους 50 mm, με απόσταση 90 μm . Κάθε τέτοια λωρίδα, αποτελεί ένα κανάλι, το οποίο είναι συνδεδεμένο με το ολοκληρωμένο κύκλωμα ανάγνωσης (CBC2). Για την επεξεργασία των σημάτων των λωρίδων, πρώτα εντοπίζονται τα ίχνη υποψήφιων σωματιδίων υψηλής ενέργειας (stubs), κρατώντας παράλληλα και συγχρονισμένα τα αντίστοιχα δεδομένα για να διαβαστούν σε περίπτωση όπου ληφθεί αντίστοιχο σήμα από το σύστημα σκανδαλισμού πρώτου επιπέδου. Οι δύο αυτές συγχρονισμένες κατηγορίες δεδομένων συγκεντρώνονται σε ένα πακέτο, το οποίο στη συνέχεια στέλνεται στο κεντρικό σύστημα σκανδαλισμού [164].

Μία περιγραφή του κυκλώματος που χρησιμοποιείται σε κάθε κανάλι ανάγνωσης φαίνεται σχηματικά στην εικόνα 2.6. Μία λεπτομερής παρουσίαση των κυκλωμάτων μπορεί να βρεθεί στην παραπομπή [166].



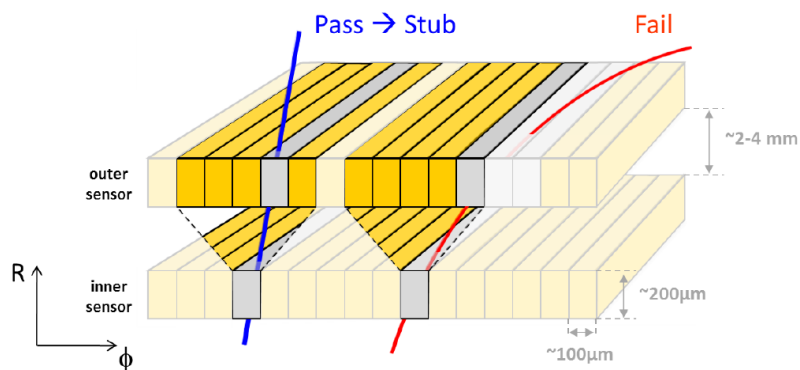
Σχήμα 2.5: Ο αισθητήρας τύπου 2S για την αναβάθμιση του ανιχνευτή τροχιών, σε συμπαγή (αριστερά) και ανηγμένη (δεξιά) μορφή.



Σχήμα 2.6: Αναλογικό διάγραμμα λειτουργίας του CBC2.

2.3.2 Λογική εύρεσης stubs

Ο γενικός σκοπός πίσω από το σύστημα σκανδαλισμού στον ανιχνευτή τροχιών, είναι η δυνατότητα διαχωρισμού σωματιδίων υψηλής εγκάρσιας ορμής από χαμηλής ενέργειας σωματίδια υποβάθρου, μέσα από τη συσχέτιση δύο γειτονικών αισθητήρων μικρο-λωρίδων πυριτίου [163]. Οι λωρίδες αυτές είναι ευθυγραμμισμένες, απέχουν ελάχιστα μεταξύ τους και διαβάζονται από το ίδιο κύκλωμα. Η εικόνα 2.7 περιγράφει

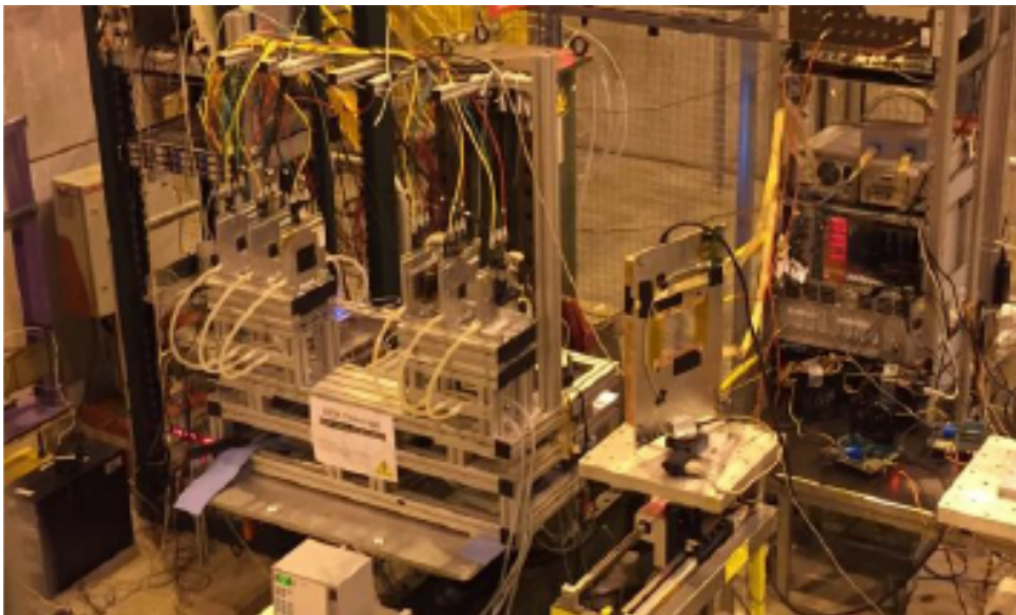


Σχήμα 2.7: Λογική εύρεσης stubs.

σχηματικά τη συνεισφορά στο σύστημα σκανδαλισμού. Για κάθε συσσωμάτωμα στον εσωτερικό αισθητήρα (αυτόν που χτυπούν πρώτα τα σωματίδια), ελέγχεται η ύπαρξη συσχετισμένου με αυτό συσσωματώματος αισθητήρων στο πάνω επίπεδο, του εξωτερικού αισθητήρα. Σωματίδια υψηλής εγκάρσιας ορμής δεν αποκλίνουν πολύ από την πορεία τους, ενώ σωματίδια χαμηλής εγκάρσιας ορμής κάμπτονται σημαντικά από το μαγνητικό πεδίο. Το παράθυρο αποδοχής ή απόρριψης (αριθμός λωρίδων του πάνω επιπέδου) ενός γεγονότος, μπορεί να προγραμματιστεί, βελτιστοποιώντας το κριτήριο της εγκάρσιας ορμής. Ένα σωματίδιο το οποίο χτυπά εντός του επιλεγμένου εύρους των συσχετισμένων λωρίδων του δεύτερου επιπέδου, θεωρείται υψηλής εγκάρσιας ορμής (stub) και περνά το σύστημα σκανδαλισμού.

2.3.3 Δοκιμές με δέσμη πιονίων

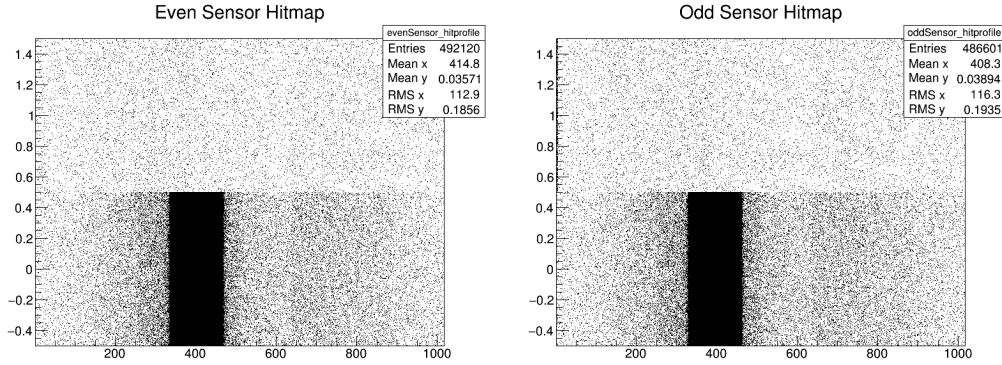
Η δοκιμή με δέσμη έλαβε χώρα το Νοέμβριο του 2015 στην περιοχή Preveessin. Η δέσμη αποτελούταν από πόνια (π^+) ενέργειας 120 GeV. Για την ανακατασκευή των τροχιών των πιονίων χρησιμοποιήθηκε το σύστημα τηλεσκοπίου AIDA [168], αποτελούμενο από έξι διαδοχικά επίπεδα και ένα επίπεδο FE-I4 [169], το οποίο χρησιμοποιήθηκε για την ανακατασκευή του χρόνου των γεγονότων. Η παραπάνω διάταξη τέθηκε μπροστά από την υπό εξέταση συσκευή (DUT). Το τηλεσκόπιο χρησιμοποιήθηκε για την επιβεβαίωση και συσχέτισμό των stubs της DUT με χρονικά συσχετισμένες τροχιές σωματιδίων. Η εικόνα 2.8 δίνει μία άποψη της πειραματικής διάταξης του τηλεσκοπίου και του CBC2 (εντός κουτιού με συστήματα ψύξης), από τη δοκιμή με δέσμη του Νοεμβρίου 2015.



Σχήμα 2.8: Φωτογραφία της πειραματικής διάταξης από τη δοκιμή με δέσμη πιονίων το Νοέμβριο του 2015.

Απόδοση stubs

Στην εικόνα 2.9 παρουσιάζονται τα ίχνη τα οποία μετρήθηκαν από το CBC2 χωρίς κάποια επεξεργασία. Οι αισθητήρες όπως περιγράφηκαν είναι χωρισμένοι σε δύο τμήματα για κάθε επίπεδο. Για τη συγκεκριμένη περίπτωση της εικόνας 2.9, φαίνεται το ένα



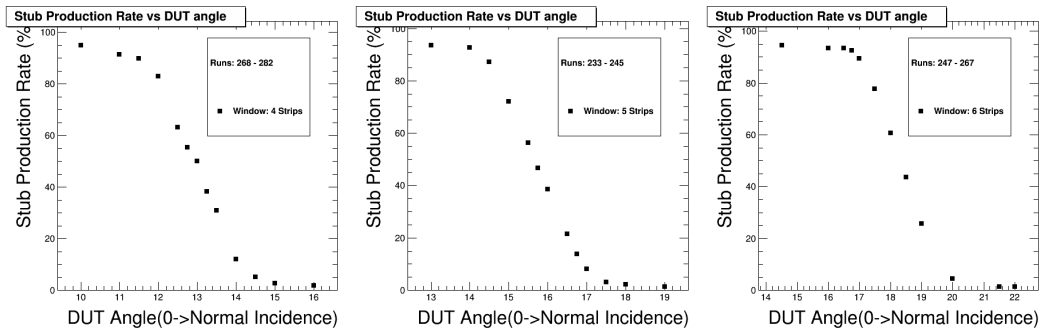
Σχήμα 2.9: Πρωταρχικά ίχνη στους ανιχνευτές. Αριστερά οι λωρίδες ζυγής αρίθμησης και δεξιά οι λωρίδες μονής αρίθμησης. Κάθε αισθητήρας χωρίζεται σε 2 τμήματα: κάτω το τμήμα-0 και πάνω το τμήμα-1. Η δέσμη ήταν κεντραρισμένη στο ένα από τα δύο.

από τα δύο τμήματα να έχει ίχνη, γεγονός το οποίο οφείλεται στο ότι η δέσμη ήταν κεντραρισμένη σε αυτό.

Επειδή κατά τη διάρκεια των δοκιμών της δέσμης δεν ήταν δυνατόν να υπάρχει μαγνητικό πεδίο, η προσομοίωση του μαγνητικού πεδίου επιτεύχθηκε μέσω της στροφής της DUT. Έτσι τα πιόνια χτυπούσαν τις λωρίδες πυριτίου υπό γωνία, μιμούμενα την καμπύλωση λόγω μαγνητικού πεδίου. Ένας έλεγχος της σωστής λειτουργίας της λογικής του συστήματος έγινε μέσω του υπολογισμού της συχνότητας παραγωγής stubs σε σχέση με τη μεταβολή της γωνίας. Η συχνότητα αυτή ορίζεται ως ο λόγος των μετρούμενων stubs ως προς τον ολικό αριθμό γεγονότων:

$$\text{Rate} = \frac{\text{number of stubs}}{\text{total events}} \quad (2.1)$$

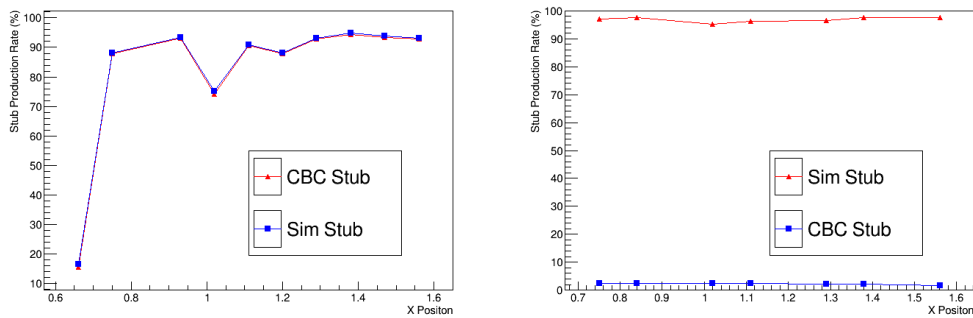
Η συχνότητα παραγωγής stubs ελέγχθηκε μέσω τριών διαφορετικών ορισμών του παραθύρου ταυτοποίησης, συγκεκριμένα αποτελούμενο από τέσσερις, πέντε και έξι λωρίδες αντίστοιχα. Τα αποτελέσματα φαίνονται στην εικόνα 2.10.



Σχήμα 2.10: Συχνότητα παραγωγής stubs συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης της δέσμης στη συσκευή. Αριστερά για λογική αποδοχής με παράθυρο 4 λωρίδων, στο κέντρο για παράθυρο αποδοχής 5 λωρίδων και δεξιά για παράθυρο αποδοχής 6 λωρίδων πυριτίου.

Όπως φαίνεται και στην εικόνα πράγματι το σύστημα λογικής stubs φαίνεται να δουλεύει καλά μειούμενο με την αύξηση της γωνίας.

Ένας δεύτερος έλεγχος επίσης έγινε, αυτή τη φορά σαρώνοντας όλα τα CBC2 μετατοπίζοντας τη συσκευή ως προς τη δέσμη. Μετρήθηκε η συχνότητα παραγωγής stubs και έγινε σύγκριση των γεγονότων τα οποία ενεργοποιούνταν από το σύστημα λογικής του συστήματος, με τα γεγονότα που ανακατασκευάστηκαν μέσω ανάλυσης των πρωταρχικών δεδομένων. Τα αποτελέσματα φαίνονται στην εικόνα 2.11.



Σχήμα 2.11: Συχνότητα παραγωγής stubs συναρτήσει της θέσης της συσκευής για το τμήμα-0 (αριστερά) και το τμήμα-1 (δεξιά). Το τμήμα-1 έχει κακή συμπεριφορά λόγω σφάλματος στα ηλεκτρονικά.

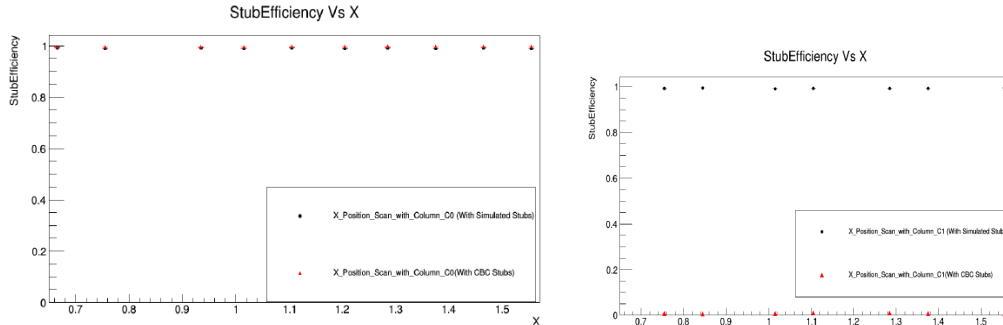
Το σύστημα λογικής πάλι φαίνεται να δουλεύει καλά (τμήμα-0). Η διαφορά στο τμήμα-1 οφείλεται σε κακή συμπεριφορά του συστήματος ηλεκτρονικών.

Επιπλέον η απόδοση της παραγωγής stubs ελέγχθηκε μέσω της αλγοριθμικής απόδοσης:

$$\text{Alg. efficiency} = \frac{\text{number of events with stubs}}{\text{number of events with clusters in both sensors}} \quad (2.2)$$

Η αλγοριθμική απόδοση ορίζεται ως ο λόγος του αριθμού των γεγονότων με stubs, ως προς τον αριθμό των γεγονότων με ίχνη και στα δύο επίπεδα. Η αλγοριθμική απόδοση

υπολογίστηκε για διαφορετικές σαρώσεις της γωνίας, των CBC2 και του κατωφλιού τάσης στα CBC2. Σε όλες τις περιπτώσεις τα αποτελέσματα ήταν πολύ καλά για την περίπτωση του τμήματος-0, ενώ το τμήμα-1 παρουσίαζε το πρόβλημα που φάνηκε παραπάνω, που όμως δεν σχετίζεται με τη λογική του συστήματος (για παράδειγμα βλ. εικόνα 2.12).



Σχήμα 2.12: Αλγοριθμική απόδοση stubs συναρτήσει της διεύθυνσης x , για το τμήμα-0 (αριστερά) και το τμήμα-1 (δεξιά).

Τέλος, έγινε έλεγχος των δεδομένων του τηλεσκοπίου με αυτά της συσκευής, για μία σάρωση στο επίπεδο το οποίο είναι κάθετο στη δέσμη, υπολογίζοντας την απόδοση για γεγονότα τα οποία είχαν ταυτοποιηθεί από το τηλεσκόπιο. Τα αποτελέσματα επιβεβαιώνουν επίσης την καλή λειτουργία του συστήματος λογικής.

Αυτός ήταν ο πρώτος έλεγχος της λειτουργίας του συστήματος λογικής που θα συνεισφέρει στο σύστημα σκανδαλισμού πρώτου επιπέδου για την αναβάθμιση του ανιχνευτή τροχιών του CMS. Στο μέλλον παρόμοιες διαδικασίες θα επαναληφθούν μέχρι την οριστική έγκριση και εφαρμογή του.

Κεφάλαιο 3

Τελική κατάσταση ενός φωτονίου χαμηλής ενέργειας και εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας

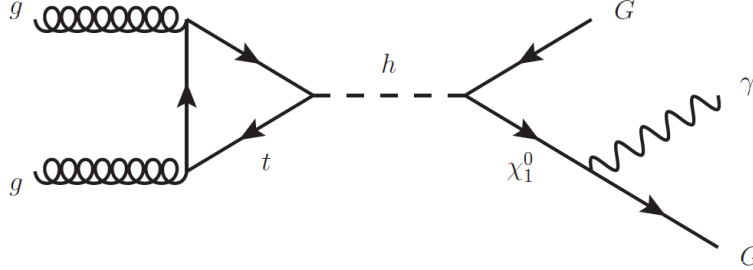
Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται η αναζήτηση νέας φυσικής, σε τελική κατάσταση ενός φωτονίου χαμηλής εγκάρσιας ενέργειας (E_T^γ) με ταυτόχρονη ύπαρξη εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας (E_T^{miss}), αναλύοντας τα δεδομένα συγκρούσεων πρωτονίου - πρωτονίου του LHC, με ενέργεια κέντρου μάζας $\sqrt{s} = 8$ TeV, τα οποία συλλέχθηκαν με τον ανιχνευτή CMS κατά τη διάρκεια της λειτουργίας του το 2012 και αντιστοιχούν σε ολοκληρωμένη φωτεινότητα 7.3 fb^{-1} . Η ανάλυση αυτή επεκτείνει τις αναζητήσεις μονοφωτονικών καταστάσεων σε εγκάρσιες ενέργειες φωτονίων > 45 GeV. Στην περίπτωση απουσίας αποκλίσεων από το Καθιερωμένο Πρότυπο, μπορούν να καθοριστούν τα όρια των ενεργών διατομών για την παραγωγή εξωτικών διασπάσεων του μποζονίου Higgs. Επίσης αναλύθηκε ο φασικός χώρος με την ίδια τελική κατάσταση $E_T^\gamma + E_T^{\text{miss}}$, με μία διαδικασία ανεξάρτητη φυσικού μοντέλου, μεταβάλλοντας τα κριτήρια επιλογής για την εγκάρσια ελλείπουσα ενέργεια και την εγκάρσια μάζα. Τίθενται τέλος, ανώτατα όρια σε επίπεδο εμπιστοσύνης 95% στην ενεργό διατομή παραγωγής των όποιων πιθανών διαδικασιών με αυτή την τελική κατάσταση.

3.1 Τοπολογία τελικών καταστάσεων

Η τελική κατάσταση η οποία χαρακτηρίζεται από ένα χαμηλής εγκάρσιας ενέργειας φωτόνιο (E_T^γ) και χαμηλή εγκάρσια ελλείπουσα ενέργεια (E_T^{miss}) –ονομαζόμενη επίσης “μονοφωτονική” τελική κατάσταση–, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να τεθούν περιορισμοί σε μια ποικιλία επεκτάσεων του Καθιερωμένου Προτύπου (Standard Model). Μια τέτοια πολλά υποσχόμενη επέκταση είναι η υπερσυμμετρία (SUSY) [87, 88, 89, 90, 91, 92, 93], η οποία, όπως αναφέρθηκε και πιο πάνω, έχει το ελκυστικό χαρακτηριστικό της σταθεροποίησης των διορθώσεων ακτινοβολίας στη μάζα του μποζονίου Higgs (m_h), ενώ παρέχει επίσης ένα υποψήφιο σωματίδιο $\tilde{\chi}$ για σκοτεινή ύλη (DM), με φυσικό τρόπο στη μορφή του ελαφρότατου υπερσυμμετρικού εταίρου (LSP).

Σε σενάρια Υπερσυμμετρίας, όπου η ενεργειακή κλίμακα σπασίματος της Υπερσυμμετρίας είναι χαμηλή ($\sqrt{f} \sim \text{TeV}$) το προσφάτως ανακαλυφθέν μποζόνιο Higgs

($m_h \simeq 125$ GeV) [94, 95], μπορεί να διασπαστεί σε ένα βαρυτίνο (gravitino \tilde{G}) και ένα ουδετερίνο (neutralino $\tilde{\chi}_1^0$), με το neutralino στη συνέχεια να διασπάται σε ένα gravitino και ένα φωτόνιο [96]. Σε αυτό το μοντέλο, το gravitino είναι το LSP και το neutralino είναι το "επόμενο του ελαφρότατου υπερσυμμετρικό σωματίδιο" (NLSP). Το διάγραμμα Feynman για την παραπάνω διαδικασία φαίνεται στην εικόνα 3.1.



Σχήμα 3.1: Διάγραμμα Feynman της διάσπασης του Higgs σε ένα gravitino (\tilde{G}) LSP και ένα neutralino ($\tilde{\chi}_1^0$) NLSP, το οποίο στη συνέχεια διασπάται σε ένα gravitino (\tilde{G}) και ένα φωτόνιο (γ): $gg \rightarrow h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{G} \rightarrow \gamma \tilde{G} \tilde{G}$

Η συγκεκριμένη διαδικασία διάσπασης παράγει ένα μοναδικό απομονωμένο φωτόνιο και E_T^{miss} προερχόμενη από τα μη ανιχνεύσιμα gravitinos. Στην περίπτωση όπου $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_h/2$, η διαδικασία διάσπασης $h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma\gamma + E_T^{\text{miss}}$ κυριαρχεί. Ως εκ τούτου, η κινηματική περιοχή ενδιαφέροντος για αυτήν την ανάλυση είναι $m_h/2 < m < m_h$. Επιπλέον, δεδομένου ότι $m_h = 125$ GeV, οι E_T^γ και E_T^{miss} θα είναι σχετικά χαμηλές. Παρακάτω παρουσιάζεται η αναζήτηση νέας φυσικής στην τελική κατάσταση ενός χαμηλής εγκάρσιας ενέργειας φωτονίου E_T^γ και εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας E_T^{miss} , χρησιμοποιώντας τα δεδομένα του LHC, ολοκληρωμένης φωτεινότητας 7.3 fb^{-1} σε ενέργεια κέντρου μάζας $\sqrt{s} = 8$ TeV, τα οποία συλλέχθηκαν με τον ανιχνευτή CMS. Η μελέτη αυτή είναι η πρώτη αναζήτηση σε αυτό το χαμηλό ενεργειακό χώρο και συμπληρώνει και διευρύνει τις προηγούμενες μονοφωτονικές αναζητήσεις υψηλής ενέργειας για νέα φυσική που διεξάγονται στον LHC [97, 98]. Τα αποτελέσματα ερμηνεύονται υπό το πρίσμα ενός σπασμένου Υπερσυμμετρικού μοντέλου σε χαμηλή ενεργειακή κλίμακα, καθώς επίσης και μέσω μίας ανεξάρτητης από κάποιο συγκεκριμένο μοντέλο ανάλυσης.

3.2 Ανιχνευτής και ανακατασκευή γεγονότων

Τα πειραματικά δεδομένα της ανάλυσης συλλέχθηκαν με τον ανιχνευτή CMS. Η διάταξη του ανιχνευτή έχει περιγραφεί περιληπτικά στην παράγραφο 2. Το πρώτο επίπεδο (L1) του συστήματος σκανδαλισμού του CMS, χρησιμοποιεί πληροφορίες από τα θερμιδόμετρα και ανιχνευτές μιονίων για να επιλέξει τα πιο ενδιαφέροντα γεγονότα σε ένα σταθερό χρονικό διάστημα μικρότερο των $4 \mu\text{s}$. Το σύστημα σκανδαλισμού υψηλού επιπέδου (HLT), μειώνει περαιτέρω τη συχνότητα των γεγονότων, από περίπου 100 kHz έως περίπου 400 Hz, πριν από την αποθήκευση των δεδομένων. Μια πιο λεπτομερής περιγραφή του ανιχνευτή CMS, μαζί με έναν ορισμό του συστήματος συντεταγμένων

που χρησιμοποιείται και τις σχετικές κινηματικές μεταβλητές, μπορεί να βρεθεί στην αναφορά [100].

Η ανακατασκευή των γεγονότων εκτελείται χρησιμοποιώντας τον αλγόριθμο σωματιδιακής ροής (Particle Flow – PF) [101, 102]. Η PF ανακατασκευή γεγονότων συνίσταται στην ανακατασκευή και τον εντοπισμό κάθε σωματιδίου με ένα βελτιστοποιημένο συνδυασμό όλων των πληροφοριών των ανιχνευτικών συστημάτων. Η ενέργεια των φωτονίων λαμβάνεται απευθείας από τη μέτρηση του ECAL. Η ενέργεια των ηλεκτρονίων καθορίζεται από έναν συνδυασμό της ορμής ηλεκτρονίων στην κύρια κορυφή αλληλεπίδρασης όπως αυτή προσδιορίζεται από τον ανιχνευτή τροχιών, την ενέργεια του αντίστοιχου συσσωματώματος στο ECAL, και το ενεργειακό άθροισμα όλων των φωτονίων τα οποία προέρχονται από ακτινοβολία πέδησης (Bremsstrahlung), όντας χωρικά συμβατά με τα ίχνη στον ανιχνευτή τροχιών. Η ορμή των μιονίων λαμβάνεται από την καμπυλότητα της αντίστοιχης τροχιάς. Η ενέργεια των φορτισμένων αδρονίων καθορίζεται από ένα συνδυασμό της ορμής που μετράται στον ανιχνευτή τροχιών και τις αντίστοιχες (χωρικά) εναποθέσεις ενέργειας στο ECAL και HCAL. Η ενέργεια των ουδέτερων αδρονίων λαμβάνεται από τις αντίστοιχες διορθωμένες εναποθέσεις ενέργειας στο ECAL και στο HCAL. Τέλος, το διάνυσμα της εγκάρσιας ελλείπουσας ορμής \vec{p}_T^{miss} , ορίζεται ως η προβολή στο επίπεδο που είναι κάθετο στη δέσμη, του αρνητικού διανυσματικού αθροίσματος των ορμών όλων των ανακατασκευασμένων σωματιδίων ενός γεγονότος. Το μέτρο του, η εγκάρσια ελλείπουσα ενέργεια, αναφέρεται ως E_T^{miss} , είτε ως \cancel{E}_T .

Σε κάθε γεγονός, οι πίδακες αδρονίων (jets) δημιουργούνται από ομαδοποιήσεις των παραπάνω ανακατασκευασμένων σωματιδίων, με τον αλγόριθμο anti- k_T , υπολογισμένο με μια παράμετρο απόστασης 0.5 [103]. Οι ενέργειες των πιδάκων αδρονίων (jets), διορθώνονται μέσω προσομοιώσεων, και βελτιστοποιούνται με μετρήσεις του ενεργειακού ισοζυγίου διαδικασιών αποτελούμενων από γεγονότα με δύο jets (dijet), και γεγονότα γ +jet (φωτόνιο και jet) [104].

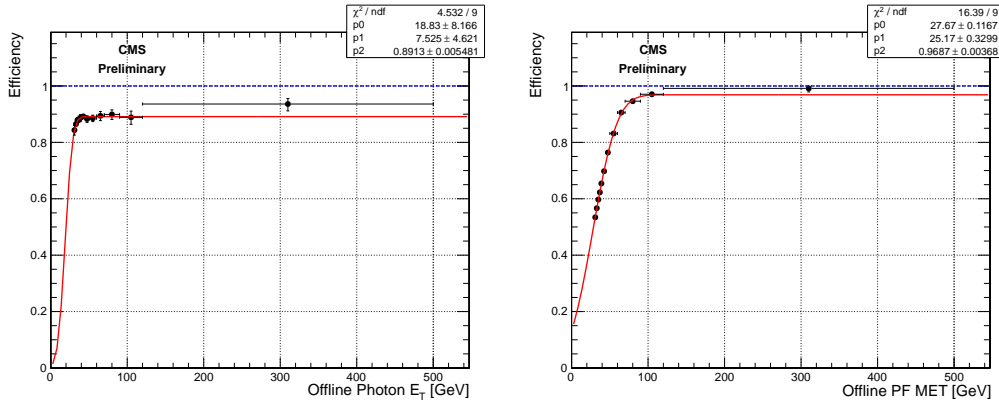
3.3 Επιλογή γεγονότων

Τα γεγονότα της ανάλυσης αυτής συλλέχθηκαν χρησιμοποιώντας ένα συγκεκριμένο σύστημα σκανδαλισμού υψηλού επιπέδου HLT, το οποίο ενεργοποιήθηκε από ένα σύστημα σκανδαλισμού πρώτου επιπέδου L1, με κατάφλι ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας (e/γ) > 20 GeV. Το HLT χρησιμοποιείται για την επιλογή γεγονότων με τουλάχιστον ένα φωτόνιο με $E_T^\gamma > 30$ GeV εντός της περιοχής του βαρελιού του ECAL ($|\eta|^\gamma < 1,4442$) και θερμοδομετρική $E_T^{\text{miss}} > 25$ GeV (E_T^{miss} προερχόμενη από τις μετρήσεις των θερμοδομέτρων μόνο και όχι με χρήση του αλγορίθμου PF), με παράλληλο καθαρισμό θορύβου για τον περιορισμό των ανώμαλων σημάτων στους υποανιχνευτές της κυλινδρικής επιφάνειας (HB) και των βάσεων (HE) του HCAL, λόγω των χαρακτηριστικών των φωτοδιδών [105]. Το σύστημα σκανδαλισμού απαιτεί επιπλέον το φωτόνιο να περάσει χαλαρά θερμοδομετρικά κριτήρια απομόνωσης και να εμφανίζει χαρακτηριστικά εγκάρσιας κατανομής καταίγισμου, συνεπή με αυτά μη-υλοποιημένων φωτονίων. Η κύρια απαίτηση στην εγκάρσια κατανομή του καταίγισμου, βασίζεται στην μεταβλητή R_9 , η οποία ορίζεται ως ο λόγος της ενέργειας που εναποτίθεται σε ένα 3×3 χρυσταλλικό πλέγμα επικεντρωμένη γύρω από τον χρυστάλλο ο οποίος περιέχει τη μέγιστη εναπόθεση ενέργειας σε σχέση με τους άμεσους γείτονές του

(“seed crystal”), προς την ενέργεια της συνολικής ενεργειακής εναπόθεσης του φωτονίου (“supercluster”). Τα δεδομένα που συλλέχθηκαν με το συγκεκριμένο σύστημα σκανδαλισμού αντιστοιχούν σε μια ολοκληρωμένη φωτεινότητα των 7.3 fb^{-1} και ήταν μέρος του προγράμματος “CMS data parking” το 2012. Με το πρόγραμμα αυτό, το CMS κατέγραψε επιπλέον δεδομένα με χαλαρωμένες απαιτήσεις σκανδαλισμού, και με σχεδιασμό για μια καθυστερημένη ανακατασκευή των γεγονότων το 2013, μετά την ολοκλήρωση του πρώτου κύκλου (Run 1) του LHC. Ακριβώς η ύπαρξη αυτών των δεδομένων με χαλαρωμένα κριτήρια, κατέστησε δυνατή τη συγκεκριμένη ανάλυση, λόγω της χαμηλοενεργειακής τοπολογίας της.

Οι αποδόσεις του συστήματος σκανδαλισμού ως συνάρτηση της μετέπειτα ανακατασκευασμένης E_T^γ και E_T^{miss} μετρώνται με τη χρήση δύο προδιαβαθμισμένων (prescaled) μονοπατιών σκανδαλισμού, ως συστήματα ελέγχου. Το πρώτο σύστημα ελέγχου σκανδαλισμού, αποδέχεται μονοφωτονικά γεγονότα ενέργειας μεγαλύτερης από 30 GeV, χωρίς περαιτέρω απαιτήσεις στην εγκάρσια κατανομή του ηλεκτρομαγνητικού καταγισμού ή απομόνωσης στα φωτόνια. Το δεύτερο σύστημα ελέγχου σκανδαλισμού έχει ακριβώς τις ίδιες απαιτήσεις με αυτό του σήματος, αλλά χωρίς κανένα κριτήριο απαίτησης για τη θερμομετρική E_T^{miss} . Η εικόνα Β.2, δείχνει τις καμπύλες απόδοσης του HLT, ως συνάρτηση των E_T^γ και E_T^{miss} , παραμετροποιημένες με μια αναλυτική συνάρτηση της μορφής:

$$\epsilon = \frac{p_2}{2} \left[1 + \text{erf} \left(\frac{x - p_0}{p_1 \sqrt{2}} \right) \right] \quad (3.1)$$



Σχήμα 3.2: Απόδοση του συστήματος σκανδαλισμού υψηλού επιπέδου ως συνάρτηση της ανακατασκευασμένης εγκάρσιας ορμής του φωτονίου E_T^γ (αριστερά), και της εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας E_T^{miss} (δεξιά).

Κατά τη μετέπειτα επιλογή, τα γεγονότα απαιτούνται να έχουν τουλάχιστον μία καλά ορισμένη και ταυτοποιημένη κορυφή, ευρισκόμενη σε απόσταση λιγότερο από 24 cm μακριά από το κύριο σημείο αλληλεπίδρασης στην κατεύθυνση z και 2 cm μακριά στο επίπεδο xy . Η κορυφή που αντιστοιχεί στην πηγή της διαδικασίας κύριας - σκέδασης με τη μεγαλύτερη τιμή του αθροίσματος $\sum p_T^2$ όλων των συναφών τροχιών, προσδιορίζεται ως η κύρια κορυφή.

Κάθε γεγονός για να επιλεγθεί προς ανάλυση, πρέπει να έχει τουλάχιστον ένα υποψήφιο φωτόνιο με $E_T^\gamma > 45 \text{ GeV}$ και $|\eta^\gamma| < 1.4442$. Επιπλέον, τα υποψήφια

φωτόνια για να χαρακτηριστούν φωτόνια, πρέπει να πληρούν τα ακόλουθα κριτήρια ταυτοποίησης και απομόνωσης:

1. για την ελαχιστοποίηση της συνεισφοράς λανθασμένα ταυτοποιημένων ηλεκτρονίων, ο ηλεκτρομαγνητικός καταγισμός δεν πρέπει να έχει κανένα συσχετιζόμενο ίχνος στον ανιχνευτή ψηφίδων. Η απαίτηση αυτή αναφέρεται ως "pixel seed veto" – PSV
2. η πλευρική επέκταση του ηλεκτρομαγνητικού καταγισμού, $\sigma_{\eta\eta}$, μετρούμενη ως η ενεργειακά σταθμισμένη εξάπλωση εντός του 5×5 συμπλέγματος κρυστάλλων, θα πρέπει να είναι σύμφωνη με εκείνη ενός γνήσιου φωτονίου
3. ο λόγος της ενέργειας που συλλέγεται από το HCAL στην περιοχή η οποία βρίσκεται ακριβώς πίσω από τον supercluster προς την ενέργεια που συλλέγεται από τον supercluster απαιτείται να είναι μικρότερος από 0,05
4. το άθροισμα των εγκάρσιων ενεργειών E_T^γ όλων των φωτονίων τα οποία ανακατασκευάστηκαν με τον αλγόριθμο Particle Flow (PF) μέσα σε ένα κώνο $\Delta R = 0.3$, με εξαίρεση μία λωρίδα με $\eta = 0.015$ γύρω από τον supercluster, απαιτείται να είναι μικρότερο από $0.7 \text{ GeV} + 0.005 \times E_T^\gamma$
5. το άθροισμα των εγκάρσιων ενεργειών E_T όλων των φορτισμένων αδρονίων τα οποία ανακατασκευάστηκαν με τον αλγόριθμο PF εντός ενός κόλουρου κώνου $0.02 < \Delta R < 0.3$ γύρω από τον supercluster, απαιτείται να είναι μικρότερο από 1.5 GeV
6. το άθροισμα των εγκάρσιων ενεργειών E_T όλων των ουδέτερων αδρονίων τα οποία ανακατασκευάστηκαν με τον αλγόριθμο PF μέσα σε ένα κώνο $\Delta R = 0.3$ γύρω από τον supercluster, απαιτείται να είναι μικρότερη από $1.0 \text{ GeV} + 0.04 \times E_T^\gamma$

Οι επιπλέον συνεισφορές στα γεγονότα, λόγω επικαλυπτόμενων αλληλεπιδράσεων πρωτονίου-πρωτονίου (pileup), λήφθησαν επίσης υπόψιν: η συνολική ενεργειακή πυκνότητα σε κάθε γεγονός υπολογίστηκε με τη χρήση του πακέτου FASTJET [106] και χρησιμοποιήθηκε για τη διόρθωση των μεταβλητών απομόνωσης. Αυτά τα "διορθωμένα για το pileup" κριτήρια απομόνωσης, αντιστοιχούν σε μία απόδοση ανίχνευσης γνήσιων φωτονίων περίπου 85%. Επιπλέον, η απαίτηση $R_9 > 0.9$ είναι απαραίτητη για την ικανοποίηση των απαιτήσεων του συστήματος σκανδαλισμού υψηλού επιπέδου (HLT). Το φωτόνιο με την υψηλότερη εγκάρσια ορμή E_T^γ στο γεγονός, το οποίο ικανοποιεί όλα τα παραπάνω κριτήρια επιλέγεται ως το υποψήφιο φωτόνιο για το δείγμα σήματος.

Ανώμαλα σήματα στο ECAL, λόγω της άμεσης αλληλεπίδρασης σωματιδίων με τις φωτοδιόδους του ECAL, απορρίπτονται με πρόσθετες απαιτήσεις για το πλάτος του ηλεκτρομαγνητικού καταγισμού στις διευθύνσεις η και ϕ . Επιπλέον, απορρίπτονται ηλεκτρομαγνητικοί καταγισμοί οι οποίοι εναποθέτουν περισσότερο από το 95% της ενέργειάς τους στον κεντρικό κρύσταλλο (seed crystal) [107].

Για να μειωθεί το υπόβαθρο προερχόμενο από διαδικασίες του Καθιερωμένου Προτύπου, όπως οι λεπτονικές διασπάσεις των W και Z μποζονίων, εφαρμόζεται "veto" στα λεπτόνια. Τα γεγονότα απορρίπτονται αν έχουν τουλάχιστον ένα ηλεκτρόνιο το οποίο πληροί χαλαρά κριτήρια ταυτοποίησης [108], με $p_T^e > 10 \text{ GeV}$ και $|\eta^e| < 2.5$ (εκτός της περιοχής μετάβασης μεταξύ κυλινδρικής επιφάνειας και βάσεων $1, 44 < |\eta^e| \leq 1, 55$)

και βρίσκονται εκτός του κώνου με $\Delta R = 0.3$ γύρω από το υποψήφιο φωτόνιο. Τα υποψήφια μόνια τα οποία προσδιορίζονται με τη χρήση του αλγορίθμου PF χρησιμοποιώντας εναποθέσεις στον ανιχνευτή τροχιών και τα συστήματα μιονίων, απαιτείται να έχουν $p_T^\mu > 10$ GeV, $|\eta^\mu| < 2.1$, και $\Delta R(\gamma, \mu) > 0.3$ διαχωρισμό από το υποψήφιο φωτόνιο. Τα γεγονότα απορρίπτονται εάν οποιαδήποτε τέτοιο μόνιο είναι παρόν στο γεγονός.

Επιπλέον των κριτηρίων που περιγράφησαν παραπάνω, η εγκάρσια ελλείπουσα ενέργεια E_T^{miss} του γεγονότος, απαιτείται να είναι μεγαλύτερη από 40 GeV, ώστε το σύστημα σκανδαλισμού HLT να βρίσκεται στο μέγιστη απόδοσή του. Έως το σημείο αυτό, το σύνολο κριτηρίων επιλογής των γεγονότων το οποίο παρουσιάστηκε, θα αναφέρεται ως "επίπεδο προεπιλογής" και εφαρμόζεται τόσο για στην ανεξάρτητη μοντέλου ανάλυση (model independent), όσο και στην ανάλυση του μοντέλου αναφοράς (SUSY benchmark – SUSY Higgs). Για τη βελτιστοποίηση κάθε ανάλυσης, εφαρμόζονται πρόσθετα κριτήρια, τα οποία διαφέρουν μεταξύ των δύο αναλύσεων.

Για τον καθορισμό των υποψήφιων πιδάκων αδρονίων (jets), κριτήρια ταυτοποίησης χρησιμοποιούνται για το διαχωρισμό jets τα οποία προέρχονται από διαδικασίες ταυτόχρονης επικάλυψης συγκρούσεων πρωτονίου - πρωτονίου (pileup), από jets προερχόμενα από την κύρια σκέδαση (hard scattering) και είναι αυτά τα οποία ανήκουν στο γεγονός. Τα κριτήρια αυτά, εξετάζουν την τροχιά των ιχνών που συσχετίζονται με τα jets στον εσωτερικό χώρο του ανιχνευτή τροχιών, την τοπολογία του σχήματος του jet και το πλήθος των ανακατασκευασμένων αντικειμένων που απαρτίζουν αυτά τα jets [109]. Μόνο πίδακες αδρονίων με $p_T^{\text{jet}} > 30$ GeV και $|\eta^{\text{jet}}| < 2.4$ οι οποίοι πληρούν τα μη-pileup κριτήρια ταυτοποίησης συμπεριλαμβάνονται στο γεγονός. Επιπλέον, αυτά τα jets δεν πρέπει να επικαλύπτουν τα υποψήφια φωτόνια εντός ενός κώνου $\Delta R(\gamma, \text{jet}) < 0.5$. Για την ανάλυση που είναι ανεξάρτητη συγκεκριμένου μοντέλου, τα γεγονότα με 2 ή περισσότερα jets απορρίφθηκαν και, στην περίπτωση ύπαρξης ενός μόνο jet, απαιτείται επιπλέον $\Delta\phi(\gamma, \text{jet}) < 2.5$.

Για την ανάλυση του μοντέλου αναφοράς SUSY Higgs, όπου καμία απαίτηση δεν γίνεται ως προς την πολλαπλότητα των jets, μία εξειδικευμένη και πιο σύνθετη επιλογή εφαρμόζεται για τη μείωση του υποβάθρου λόγω εσφαλμένης μέτρησης της εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας E_T^{miss} . Εσφαλμένη μέτρηση της E_T^{miss} μπορεί να προκύψει από πολλές πηγές, συμπεριλαμβανομένης της περιορισμένης ευκρίνειας της E_T^{miss} , της κακής απόδοσης των ανιχνευτών, της εσφαλμένης ανακατασκευής σωματιδίων και λοιπών αστοχιών αναγνώρισης. Τα παραπάνω αίτια, οδηγούν διαδικασίες μεγάλης ενεργού διατομής όπως $\gamma + \text{jets}$ και multijet, να συμβάλουν σημαντικά στο υπόβαθρο της ανάλυσης αυτής, παρόλο που τα γεγονότα δεν έχουν πραγματική E_T^{miss} . Προκειμένου να ελαχιστοποιηθεί η συνεισφορά αυτών των διεργασιών, χρησιμοποιήθηκαν δύο διαφορετικές μέθοδοι για την ταυτοποίηση γεγονότων με εσφαλμένη μέτρηση εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας E_T^{miss} . Η πρώτη είναι η "σημαντικότητα" της E_T^{miss} (E_T^{miss} -significance) [110], η οποία λαμβάνει υπόψη τα ανακατασκευασμένα αντικείμενα σε κάθε γεγονός και τη γνωστή ακρίβεια μέτρησής τους, για τον υπολογισμό μίας εκτίμησης σε κάθε γεγονός της πιθανότητας η παρατηρούμενη E_T^{miss} να είναι συνεπής με την υπόθεση μηδενικής εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας. Για τη συμπλήρωση και περαιτέρω ανάπτυξη αυτής της μεθόδου, στη συγκεκριμένη ανάλυση αναπτύχθηκε η μέθοδος της "ελλείπουσας H_T ελαχιστοποίησης" (MH_T minimization method) [111]. Στη μέθοδο ελαχιστοποίησης

της MH_T αρχικά κατασκευάζεται μια συνάρτηση χ^2 της μορφής:

$$\chi^2 = \sum_{i=\text{objects}} \left(\frac{(p_T^{\text{reco}})_i - (\tilde{p}_T)_i}{(\sigma_{p_T})_i} \right)^2 + \left(\frac{\tilde{E}_x}{\sigma_{\tilde{E}_x}} \right)^2 + \left(\frac{\tilde{E}_y}{\sigma_{\tilde{E}_y}} \right)^2. \quad (3.2)$$

Στην παραπάνω εξίσωση, $(p_T^{\text{reco}})_i$ είναι η εγκάρσια ορμή των ανακατασκευασμένων αντικειμένων τα οποία περνούν τα προαναφερθέντα κριτήρια ταυτοποίησης, οι $(\sigma_{p_T})_i$ είναι οι αναμενόμενες ακρίβειες μέτρησης του κάθε αντικειμένου, η $\sigma_{\tilde{E}_{x,y}}$ είναι η ακρίβεια μέτρησης της προβολής της E_T^{miss} κατά μήκος του άξονα x και του άξονα y , και οι $(\tilde{p}_T)_i$ είναι ελεύθερες παράμετροι οι οποίες μπορούν να μεταβάλλονται, για την ελαχιστοποίηση της συνάρτησης χ^2 . Ο πρώτος όρος της εξίσωσης είναι μία βαθμωτή διαφορά. Οι ποσότητες $\tilde{E}_{x,y}$ είναι συναρτήσεις των ελεύθερων παραμέτρων:

$$\tilde{E}_{x,y} = - \sum_{i=\text{objects}} (\tilde{p}_{x,y})_i \quad (3.3)$$

Σε γεγονότα χωρίς εγγενή E_T^{miss} , τα σφάλματα των μετρήσεων μπορούν να αναδιανεμηθούν πίσω στις ορμές των σωματιδίων, οδηγώντας σε μια χαμηλή τιμή της χ^2 . Από την άλλη, σε γεγονότα με γνήσια – πραγματική E_T^{miss} από μη ανιχνεύσιμα σωματίδια, η παραπάνω ελαχιστοποίηση θα αποδώσει κατά κανόνα μεγαλύτερες τιμές της χ^2 . Για την ανάλυση του μοντέλου αναφοράς SUSY Higgs, η επαναυπολογιζόμενη $E_T = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$, στην οποία οι αρχικές ορμές των αντικειμένων έχουν αντικατασταθεί από εκείνες οι οποίες ελήφθησαν μέσω της ελαχιστοποίησης της χ^2 , απαιτείται να είναι $E_T > 45$ GeV και η τιμή της πιθανότητας η οποία λαμβάνεται από την ελαχιστοποίηση της χ^2 απαιτείται να είναι $P(\chi^2) < 10^{-3}$.

Για την περαιτέρω ελαχιστοποίηση του multijet υποβάθρου, τα γεγονότα απορρίπτονται εάν το βαθμωτό άθροισμα των εγκάρσιων ορμών των ταυτοποιημένων πιδάκων αδρονίων (jets) H_T ξεπερνά μία συγκεκριμένη τιμή, συγκεκριμένα απαιτείται $H_T < 100$ GeV. Ένα πρόσθετο κριτήριο επιβάλλεται το οποίο αφορά στη γωνία (α) μεταξύ της κατεύθυνσης της δέσμης και του κύριου άξονα του supercluster προκειμένου να απορριφθούν φωτόνια τα οποία έχουν ηλεκτρομαγνητικούς καταγισμούς οι οποίοι επιμηχύνονται κατά μήκος της δέσμης, πράγμα το οποίο είναι χαρακτηριστικό των μη ταχέων (prompt) φωτονίων.

Τέλος, η εγκάρσια μάζα $M_T = \{2p_T^\gamma E_T^{\text{miss}}(1 - \cos \Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}}))\}^{1/2}$, που σχηματίζεται από το υποψήφιο φωτόνιο, την E_T^{miss} και τη γωνία μεταξύ τους, απαιτείται να είναι μεγαλύτερη από 100 GeV. Επιπλέον για την καλύτερη παρουσίαση και ερμηνεία των αποτελεσμάτων εντός του επιλεγμένου μοντέλου αναφοράς, απαιτείται η ύπαρξη ενός ανώτατου ορίου στην εγκάρσια ενέργεια του φωτονίου $E_T^\gamma < 60$ GeV.

Τα κριτήρια επιλογής τα οποία παρουσιάστηκαν παραπάνω για την εξειδικευμένη επιλογή, τόσο για την ανάλυση που είναι ανεξάρτητη συγκεκριμένου μοντέλου όσο και για την ανάλυση του μοντέλου αναφοράς SUSY Higgs, μαζί με τις σχετικές αποδόσεις σε σχέση με την προεπιλογή, παρουσιάζονται στον πίνακα Β.2.

Πίνακας 3.1: Σύνοψη της εξειδικευμένης επιλογής για την ανάλυση που είναι ανεξάρτητη συγκεκριμένου μοντέλου και την ανάλυση του μοντέλου αναφοράς, μαζί με τις σχετικές αποδόσεις σε σχέση με τα κριτήρια προεπιλογής.

Advanced Selection	Model Independent		SUSY Benchmark Model		
	$Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$	$\gamma+jet$	$Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$	$\gamma+jet$	$M_{\chi_1^0} = 120$ GeV
$N_{jets} < 2$	0.909	0.769	–	–	–
$\Delta\phi(\gamma, jet) < 2.5$	0.834	0.262	–	–	–
$M_T > 100$ GeV	–	–	0.867	0.292	0.829
$H_T < 100$ GeV	–	–	0.785	0.188	0.804
min. M_{HT} ; $\cancel{E}_T > 45$ GeV	–	–	0.761	0.071	0.743
min. M_{HT} ; $\text{Prob}(\chi^2) < 10^{-3}$	–	–	0.626	0.033	0.467
E_T^{miss} significance; $\mathcal{S} > 20$	–	–	0.440	0.001	0.195
Angle; $\alpha > 1.2$	–	–	0.390	0.001	0.165
$E_T^\gamma < 60$ GeV	–	–	0.074	0.0002	0.106

3.4 Εκτίμηση υποβάθρου

Το υπόβαθρο το οποίο είναι αδύνατο να μειωθεί (irreducible background) σχετικά με την τελική κατάσταση $\gamma + E_T^{\text{miss}}$, προέρχεται από τη διαδικασία του Καθιερωμένου Προτύπου $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$, ακριβώς επειδή έχει την ίδια υπογραφή με το σήμα (ένα φωτόνιο και E_T^{miss} από τα μη ανιχνεύσιμα νετρίνα). Άλλα υπόβαθρα προερχόμενα από διαδικασίες του Καθιερωμένου Προτύπου τα οποία καταλήγουν σε ίδια υπογραφή αλλά έχουν σχετικά διαφορετική τοπολογία οπότε μπορούν σε κάποιο βαθμό να περικοπούν, περιλαμβάνουν τα $W\gamma$, $W \rightarrow e\nu$, $W \rightarrow \mu\nu$, $W \rightarrow \tau\nu$, $\gamma + jet$, $multijet$ (αναφέρεται ως υπόβαθρο QCD) και γεγονότα δύο φωτονίων (diphoton $\gamma\gamma$). Λόγω της χαμηλο-ενεργειακής τοπολογίας της συγκεκριμένης ανάλυσης, υπόβαθρο μπορεί να προκύψει από γεγονότα που δεν προέρχονται από διεργασίες σύγκρουσης, τα οποία λαμβάνονται επίσης υπόψιν στην ανάλυση. Τα παραπάνω υπόβαθρα μπορούν γενικά να χωριστούν σε τρεις κατηγορίες:

1. Υπόβαθρα εκτιμώμενα με προσομοιώσεις Monte Carlo (MC): $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$, $Z\gamma \rightarrow l\bar{l}\gamma$, $W\gamma$, $\gamma + jets$, $\gamma\gamma$
2. Υπόβαθρα προερχόμενα από τη σύγκρουση εκτιμώμενα χρησιμοποιώντας τα πειραματικά δεδομένα: jets τα οποία ταυτοποιούνται λανθασμένα ως φωτόνια, και ηλεκτρόνια τα οποία ταυτοποιούνται λανθασμένα ως φωτόνια
3. Υπόβαθρα μη προερχόμενα από σύγκρουση τα οποία υπολογίζονται με χρήση των πειραματικών δεδομένων

3.4.1 Εκτιμήσεις με προσομοίωση Monte Carlo

Το υπόβαθρο $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$, όπως αναφέρθηκε, είναι μη περιορισμένο για τη συγκεκριμένη μελέτη. Εκτιμάται από προσομοίωση MC η οποία παρήχθη μέσω της γεννήτριας γεγονότων MADGRAPH [112] και συνδυάστηκε με την RYTHIA v6.426 [113] για την προσομοίωση του καταγισμού και της αδρονοποίησης. Για την περιγραφή της τοπολογίας των γεγονότων με ρεαλιστικό τρόπο, έως δύο επιπλέον παρτόνια (partons) περιλήφθηκαν στα στοιχεία της μήτρας κατά την παραγωγή των γεγονότων. Οι τελικές

εκτιμήσεις των γεγονότων κανονικοποιήθηκαν χρησιμοποιώντας τη ενεργό διατομή σε ακρίβεια δευτέρας τάξης (Next-to-Leading-Order – NLO) υπολογιζόμενη με τη γεννήτρια γεγονότων MCFM [114]. Επιπλέον, η προσομοίωση του υποβάθρου $W\gamma$ έγινε με τον ίδιο τρόπο.

Το υποβάθρο προερχόμενο από τη διαδικασία $\gamma + jet$ είναι ένα από τα πιο σημαντικά στη συγκεκριμένη ανάλυση, λόγω της παρουσίας ενός πραγματικού φωτονίου και της μεγάλης ενεργού διατομής του. Τα γεγονότα για αυτή τη διαδικασία προσομοιώθηκαν χρησιμοποιώντας τη γεννήτρια MADGRAPH, σε συνδυασμό με την PYTHIA και κανονικοποιήθηκαν χρησιμοποιώντας ενεργό διατομή ακρίβειας πρώτης τάξης (Leading-Order – LO). Έπειτα έγινε διόρθωση της κανονικοποίησης χρησιμοποιώντας ένα δείγμα ελέγχου πειραματικών δεδομένων σε δύο διαφορετικές κατηγορίες γεγονότων: (α) κανένα jet και (β) ένα ή περισσότερα jets. Το δείγμα ελέγχου των πειραματικών δεδομένων δημιουργήθηκε χρησιμοποιώντας γεγονότα τα οποία συλλέχθηκαν με το προδιαβαθμισμένο (prescaled) σύστημα σκανδαλισμού ενός φωτονίου, με ταυτόχρονη απαίτηση αντιστροφής του κριτηρίου της E_T^{miss} , ούτως ώστε να εξασφαλιστεί η ορθογωνιότητα με το φασικό χώρο του σήματος. Οι συντελεστές διόρθωσης (C) για την προσομοίωση, προήλθαν από την κανονικοποίηση της εκτίμησης της προσομοίωσης στην περιοχή ελέγχου, έτσι ώστε να ταιριάζει με τα πειραματικά δεδομένα στην περιοχή ελέγχου, χωριστά για γεγονότα τοπολογίας χωρίς jets ($C = 1.7$) και ενός ή περισσότερων jets ($C = 1.1$). Αυτοί οι συντελεστές διόρθωσης στη συνέχεια χρησιμοποιήθηκαν για την κανονικοποίηση της εκτίμησης της προσομοίωσης γεγονότων $\gamma + jet$ στην περιοχή του σήματος. Υπολογίστηκε αβεβαιότητα 16% υπολογίστηκε για τους συντελεστές διόρθωσης με βάση τη διαφορά μεταξύ της διορθωμένης και μη διορθωμένης προσομοίωσης στο σχετικό λόγο των εκτιμήσεων γεγονότων χωρίς jet ($\sim 10\%$ των γεγονότων στην περιοχή ελέγχου) και ενός ή περισσότερων jets.

Η εκτίμηση του υποβάθρου που προέρχεται από τη διαδικασία $Z\gamma \rightarrow \bar{l}l\gamma$ υπολογίστηκε μέσω της γεννήτριας MADGRAPH, και οι εκτιμήσεις υποβάθρου των διαδικασιών $W \rightarrow \mu\nu$, $W \rightarrow \tau\nu$ υπολογίστηκαν με την PYTHIA. Οι διαδικασίες αυτές όπως υπολογίστηκε, συνεισφέρουν ένα μικρό κλάσμα της συνολικής εκτίμησης του υποβάθρου.

Όλα τα προσομοιωμένα γεγονότα επεξεργάστηκαν με βάση την προσομοίωση του ανιχνευτή CMS από το πακέτο GEANT4 [115] και η αλυσίδα ανακατασκευής των διαφόρων αντικειμένων των γεγονότων, ήταν η ίδια με τα πειραματικά δεδομένα. Για να ληφθούν υπόψιν οι διαφορές μεταξύ των πειραματικών δεδομένων και της προσομοίωσης οι οποίες οφείλονται στην ατελή μοντελοποίηση της μεθόδου Monte Carlo, διάφοροι σταθμιστικοί παράγοντες (scale factors – SF) υπολογίστηκαν και εφαρμόστηκαν για τη διόρθωση των εκτιμήσεων με βάση τις προσομοιώσεις. Αυτοί οι παράγοντες ορίζονται ως ο λόγος της απόδοσης σε πειραματικά δεδομένα ως προς την αντίστοιχη απόδοση σε δεδομένα προσομοίωσης, για μια συγκεκριμένη επιλογή. Οι παράγοντες σχετικά με την ανακατασκευή και ταυτοποίηση των φωτονίων, εκτιμήθηκαν από ένα δείγμα της γνωστής διάσπασης $Z \rightarrow e^+e^-$ με την επιπλέον απαίτηση $R_9 > 0.9$, χρησιμοποιώντας την κλασική μέθοδο "tag-and-probe" [116]. και παρατίθενται στον πίνακα 3.2. Επιπλέον, η απόδοση του συστήματος σκανδαλισμού η οποία μετρήθηκε και παρουσιάστηκε στην παράγραφο 3.3, εφαρμόστηκε στα προσομοιωμένα δείγματα.

Πίνακας 3.2: Σταθμιστικοί παράγοντες για την ταυτοποίηση των φωτονίων σε προσομοιωμένα και πειραματικά δεδομένα, υπολογισμένοι σε διαφορετικές περιοχές ψευδοωκότητας και εγκάρσιας ενέργειας των φωτονίων.

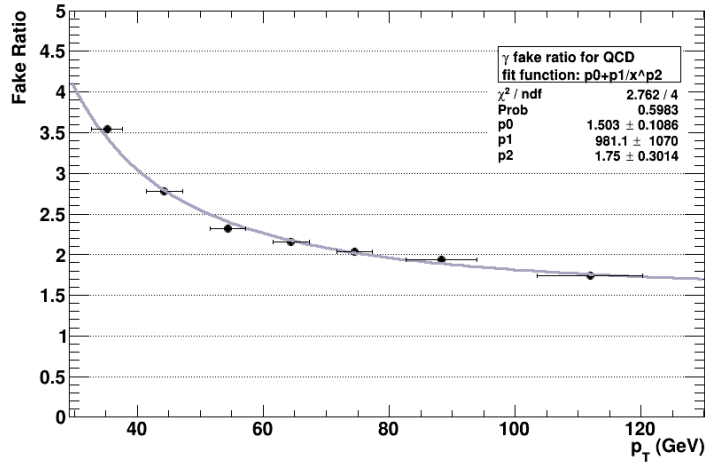
Variable	[30 - 40] GeV	[40 - 50] GeV	> 50 GeV
Pixel Seed Veto	0.995 ± 0.004	0.970 ± 0.016	1.012 ± 0.014
e/γ ID ($0.0 < \eta < 0.8$)	0.996 ± 0.010	0.996 ± 0.010	0.996 ± 0.010
e/γ ID ($0.8 < \eta < 1.5$)	0.996 ± 0.010	0.997 ± 0.010	0.997 ± 0.010

3.4.2 Εκτιμήσεις από τα πειραματικά δεδομένα

Το υπόβαθρο που προέρχεται από jets τα οποία ταυτοποιούνται λάθος ως φωτόνια, υπολογίστηκε χρησιμοποιώντας ένα δείγμα ελέγχου πειραματικών δεδομένων, πλούσιο σε QCD multijet γεγονότα, το οποίο ορίζεται από την απαίτηση $E_T^{\text{miss}} < 40$ GeV, ώστε να επιτευχθεί ορθογωνιότητα με την περιοχή του σήματος. Σε αυτό το δείγμα υπολογίστηκε ο λόγος των γεγονότων που περνούν τα κριτήρια ταυτοποίησης και απομόνωσης των φωτονίων του σήματος (επιλογή αριθμητή), ως προς γεγονότα τα οποία περνούν ένα σύνολο κριτηρίων χαλαρότερης απομόνωσης και ταυτοποίησης και ταυτόχρονα αποτυγχάνουν να ικανοποιήσουν τουλάχιστον ένα από τα κριτήρια απομόνωσης ή σχήματος ηλεκτρομαγνητικού καταιγισμού του φωτονίου (επιλογή παρονομαστή). Όμως στο δείγμα γεγονότων που περνά την επιλογή του αριθμητή, περιλαμβάνονται και πραγματικά γνήσια φωτόνια των οποίων η συνεισφορά θα πρέπει να αφαιρεθεί, έτσι ώστε να υπολογιστεί ο πραγματικός λόγος των λάθος ταυτοποιημένων jets. Η συνεισφορά των πραγματικών φωτονίων υπολογίζεται από την παραμετρική προσαρμογή ενεργειακά σταθμισμένων προτύπων, των πλατών του ηλεκτρομαγνητικού καταιγισμού γνήσιων φωτονίων (η κατανομή των οποίων λαμβάνεται από προσομοίωση γεγονότων $\gamma + jets$) και πλατών λάθος ταυτοποιημένων φωτονίων (η κατανομή των οποίων λαμβάνεται από μια πλευρική ζώνη αποτυχημένου κριτηρίου απομόνωσης στα πειραματικά δεδομένα), με την υποψήφια κατανομή των πλατών των πειραματικών δεδομένων που περνούν τα κριτήρια του αριθμητή. Ο τελικός διορθωμένος λόγος φαίνεται στην εικόνα 3.3 ως συνάρτηση της εγκάρσιας ενέργειας. Η τελική εκτίμηση του υποβάθρου jets τα οποία ταυτοποιούνται λάθος ως φωτόνια, προκύπτει με τη στάθμιση μέσω του παραπάνω λόγου, ενός δείγματος γεγονότων των πειραματικών δεδομένων στην περιοχή σήματος ($E_T^{\text{miss}} > 40$ GeV) τα οποία περνούν τα κριτήρια επιλογής του παρονομαστή (και τα υπόλοιπα μη ορθογώνια –με αυτά του παρονομαστή– κριτήρια επιλογής σήματος).

Η συστηματική αβεβαιότητα αυτής της μεθόδου κυριαρχείται από την επιλογή της πλευρικής ζώνης του κριτηρίου απομόνωσης της ταυτοποίησης φωτονίων. Υπολογίστηκε συντηρητικά ότι είναι 35% μεταβάλλοντας την τιμή απομόνωσης φορτισμένων αδρονίων στον ορισμό της περιοχής της πλευρικής ζώνης. Οι άλλες πηγές συστηματικής αβεβαιότητας καθορίστηκαν από τη μεταβολή του μεγέθους της τμηματοποίησης των κατανομών των προτύπων, την επιλογή της E_T^{miss} για την περιοχή ελέγχου, και του μεγέθους της χαλάρωσης των απαιτήσεων ταυτοποίησης και απομόνωσης για τα φωτόνια, και βρέθηκαν να είναι συγκριτικά μικρές.

Γεγονότα με ηλεκτρόνια εσφαλμένως ταυτοποιημένα ως φωτόνια είναι άλλη μία σημαντική πηγή υποβάθρου. Ένα ηλεκτρόνιο μπορεί να ταυτοποιηθεί λανθασμένα ως φωτόνιο εάν το ίχνος της τροχιάς του ηλεκτρονίου στον ανιχνευτή ψηφιδων του ανιχνευτή τροχιών δεν ανακατασκευαστεί. Αυτό το υπόβαθρο υπολογίζεται χρησιμοποιώντας τη



Σχήμα 3.3: Ο τελικός διορθωμένος λόγος λανθασμένης ταυτοποίησης φωτονίων ως πίδακες, ως συνάρτηση της εγκάρσιας ορμής. Η τελική εκτίμηση του υποβάθρου προκύπτει από την εφαρμογή της συνάρτησης παραμετρικής προσαρμογής που φαίνεται στην εικόνα, σε δεδομένα της περιοχής σήματος, τα οποία έχουν επιλεγεί απαιτώντας να ικανοποιούνται τα κριτήρια του παρονομαστή όπως αναφέρονται στο κείμενο.

μέθοδο "tag-and-probe" σε γεγονότα $Z \rightarrow e^+e^-$. Η απόδοση του ανιχνευτή ψηφίδων (ϵ_{γ_e}) στο να προσδιορίσει ηλεκτρόνια, εκτιμάται στην περιοχή της αναλλοίωτης μάζας του μποζονίου Z , $60 - 120$ GeV. Επομένως, η αναποτελεσματικότητα της απαίτησης ανακατασκευής ίχνους στον ανιχνευτή ψηφίδων ($1 - \epsilon_{\gamma_e}$), υπολογίστηκε ότι είναι $2.31 \pm 0.03\%$. Ο λόγος $(1 - \epsilon_{\gamma_e})/\epsilon_{\gamma_e}$, ο οποίος αντιπροσωπεύει το ρυθμό εσφαλμένης ταυτοποίησης ηλεκτρονίων, εφαρμόστηκε σε ένα υποψήφιο δείγμα με την απαίτηση ίχνους στον ανιχνευτή ψηφίδων ανεστραμμένη, και χρησιμοποιήθηκε για την εκτίμηση στην περιοχή σήματος. Το ποσοστό εσφαλμένης ταυτοποίησης βρέθηκε ότι εξαρτάται από τον αριθμό των κορυφών που ανακατασκευάστηκαν σε ένα γεγονός και τον αριθμό των ιχνών που συνδέονται με την επιλεγμένη κύρια κορυφή. Η διαφορά στις τελικές εκτιμήσεις χρησιμοποιώντας τις δύο παραμετροποιήσεις ή την ολική μέτρηση του (ϵ_{γ_e}) χωρίς παραμετροποίηση, υπολογίστηκαν να βρίσκονται εντός απόκλισης 5%. Αυτή η διαφορά θεωρήθηκε ως συστηματική αβεβαιότητα, ενώ η τελική εκτίμηση υπολογίστηκε χρησιμοποιώντας την εκτίμηση χωρίς παραμετροποίηση. Η μέθοδος ελέγχθηκε μέσω προσομοίωσης, και η διαφορά της τάξης του 4% μεταξύ του εκτιμώμενου και πραγματικού λόγου εσφαλμένης ταυτοποίησης ηλεκτρονίων θεωρήθηκε ως μια πρόσθετη πηγή συστηματικής αβεβαιότητας.

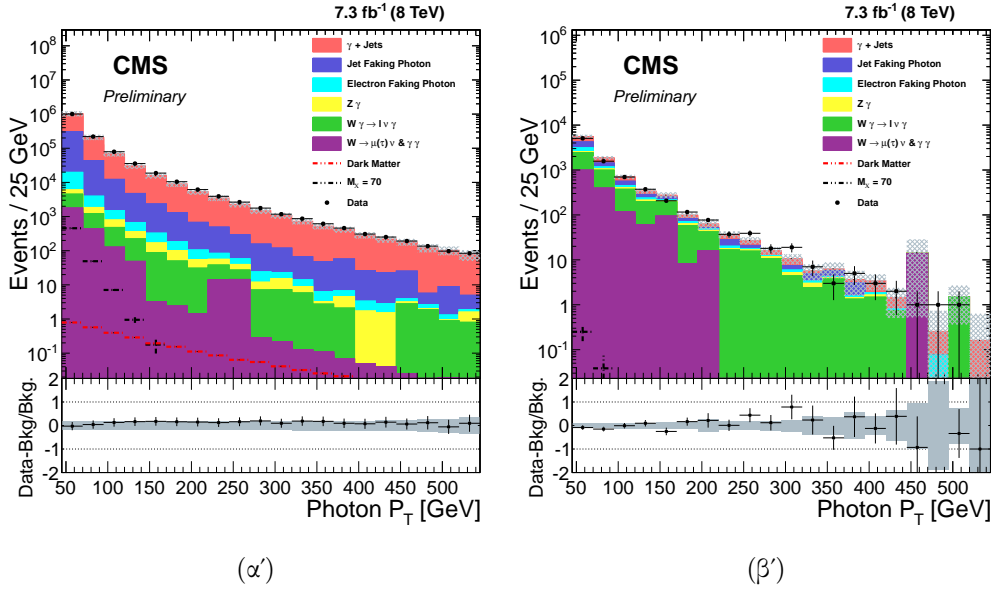
3.4.3 Εκτιμήσεις υποβάθρου μη προερχόμενου από τη σύγκρουση

Η χαμηλοενεργειακή τοπολογία της συγκεκριμένης αναζήτησης, κάνει την ανάλυση ευαίσθητη σε πηγές υποβάθρου μη προερχόμενου από τη σύγκρουση, οι οποίες προέρχονται είτε από αλληλεπιδράσεις κοσμικής ακτινοβολίας, είτε από πλαστά σήματα

στο ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο, είτε από προκύπτοντα λόγω του επιταχυντή δευτερογενή σωματίδια (beam halo). Αυτά τα υποβάθρα έχουν διαφορετικές κατανομές χρόνου άφιξης σε σύγκριση με τα άμεσα ταχέα φωτόνια που παράγονται στην κύρια σκέδαση. Για να ποσοτικοποιηθεί η "μόλυνση" του δείγματος λόγω αυτών των υποβάθρων, πραγματοποιήθηκε μία παραμετρική προσαρμογή στην υποψήφια χρονική κατανομή, χρησιμοποιώντας πρότυπα χρονικών κατανομών υποβάθρου προερχόμενα από τα πειραματικά δεδομένα. Το υποβάθρο που οφείλεται σε αυτές τις πηγές βρέθηκε ότι είναι αμελητέο, ως εκ τούτου δεν περιλήφθηκε στην τελική εκτίμηση.

3.4.4 Επικύρωση μοντελοποίησης υποβάθρου

Η μοντελοποίηση του υποβάθρου εξετάστηκε και επικυρώθηκε σε διάφορες περιοχές ελέγχου. Ένα δείγμα ελέγχου εμπλουτισμένο με γεγονότα $W(l\nu)\gamma$ ορίστηκε με ανεστραμμένη απαίτηση λεπτονικού veto στα κριτήρια προεπιλογής, επιλέγοντας έτσι γεγονότα με χαλαρώς ταυτοποιημένα ηλεκτρόνια ή μίονια. Αναμένεται να είναι απαλλαγμένο από οποιαδήποτε παρουσία σήματος λόγω της ύπαρξης ενός λεπτονίου. Ένα άλλο δείγμα ελέγχου εμπλουτισμένο με $\gamma + jet$ γεγονότα, κατασκευάστηκε μέσω της απαίτησης της ικανοποίησης μόνο των κριτηρίων προεπιλογής (το σήμα χάνεται στον τεράστιο όγκο του υποβάθρου). Η εικόνα 3.4 παρουσιάζει τα πειραματικά δεδομένα σε σχέση με την εκτίμηση του Καθιερωμένου Προτύπου, για τις δύο περιοχές ελέγχου. Τα πειραματικά δεδομένα που παρατηρήθηκαν και τα εκτιμώμενα υποβάθρα του Καθιερωμένου Προτύπου βρέθηκαν να είναι συνεπή τόσο σε αριθμό όσο και στο σχήμα της κατανομής.



Σχήμα 3.4: Οι κατανομές της εγκάρσιας ενέργειας των φωτονίων E_T^γ των πειραματικών δεδομένων σε σχέση με τις προβλέψεις του Καθιερωμένου Προτύπου, στις περιοχές ελέγχου, μία εμπλουτισμένη με γεγονότα γ +jet (αριστερά) και μία εμπλουτισμένη με γεγονότα $W(\rightarrow l\nu)\gamma$ (δεξιά). Τα κάτω διαγράμματα αντιπροσωπεύουν τους αντίστοιχους λόγους των πειραματικών δεδομένων και της πρόβλεψης του Καθιερωμένου Προτύπου, συγκεκριμένα $(\text{Data} - \text{Bkg})/\text{Bkg}$ με τα αντίστοιχα στατιστικά και συστηματικά σφάλματα.

3.5 Πηγές συστηματικών αβεβαιοτήτων

Οι πειραματικές συστηματικές αβεβαιότητες οι οποίες ελήφθησαν υπόψιν στην ανάλυση παρουσιάζονται στον πίνακα 3.3. Επειδή τα κριτήρια της ανάλυσης που είναι ανεξάρτητη συγκεκριμένου μοντέλου και της ανάλυσης του μοντέλου αναφοράς διαφέρουν σημαντικά, οι συστηματικές αβεβαιότητες εκτιμήθηκαν χωριστά για κάθε επιλογή. Η συστηματική αβεβαιότητα που σχετίζεται με τη μέτρηση της ολοκληρωμένης φωτεινότητας είναι 2.6% [117], κοινή για τις δύο περιπτώσεις. Η αβεβαιότητα της ενεργειακής στάθμησης των φωτονίων [118] περίπου 1.0%, επηρεάζει τις προβλέψεις σήματος και υποβάθρου, 4% για το SUSY Higgs μοντέλο και 0.5% για την ανεξάρτητη μοντέλου ανάλυση. Ομοίως, η αβεβαιότητα ενεργειακής στάθμησης των jets, επηρεάζει τις προβλέψεις σήματος και υποβάθρου 2-5%, ανάλογα με τη διαδικασία και τα κριτήρια επιλογής. Κατά την μεταβολή της ενεργειακής κλίμακας των φωτονίων ή των jets, η E_T^{miss} επαναυπολογίστηκε. Επιπλέον, η συστηματική αβεβαιότητα που συνδέεται με την ενεργειακή ευκρίνεια των jets (0.5%) και τη μη ομαδοποιημένη ενέργεια (ενέργεια που δεν αποδίδεται σε πίδακες, λεπτόνια ή φωτόνια), η οποία είναι 2%, διαδίδεται στην εγκάρσια ελλείπουσα ενέργεια E_T^{miss} , επηρεάζοντας τις προβλέψεις σήματος και υποβάθρου 2 - 4%. Η αβεβαιότητα που οφείλεται στην επιλογή των συναρτήσεων πυκνότητας παρτονίων (PDFs) εκτιμήθηκε ακολουθώντας τις [119, 120, 121] και βρέθηκε 10% για το σήμα SUSY Higgs, και 4% για τις διαδικασίες του Καθιερωμένου Προτύπου $Z(\bar{\nu})\gamma$ και $W\gamma$ (για τις δύο τελευταίες υπεισέρχεται επιπλέον αβεβαιότητα 3% λόγω

επιλογής κλίμακας επανακανονικοποίησης μέσω MCFM). Όπως περιγράφεται στην παραπάνω παράγραφο, συνολική αβεβαιότητα 16% εκτιμήθηκε στην κανονικοποίηση $\gamma + jet$, εξαιτίας της διαφοράς στην κατανομή της πολλαπλότητας των jets μεταξύ των πειραματικών δεδομένων και της εκτίμησης υποβάθρου στην αντίστοιχη περιοχή ελέγχου. Η αβεβαιότητα που οφείλεται στην μοντελοποίηση του pileup βρέθηκε 1% και υπολογίστηκε μέσω της μετατόπισης της κεντρικής τιμής της συνολικής ανελαστικής ενεργού διατομής από 69.4 mb σε 73.5 mb. Τέλος, οι συστηματικές αβεβαιότητες που σχετίζονται με τα υπόβαθρα τα οποία εκτιμήθηκαν από τα πειραματικά δεδομένα, έχουν εφαρμοστεί όπως αναφέρθηκαν στην προηγούμενη παράγραφο.

Πίνακας 3.3: Σύνοψη όλων των σχετικών συστηματικών αβεβαιοτήτων ως ποσοστό στον υπολογισμό της $A \times \epsilon_{MC}$ για την ανάλυση που είναι ανεξάρτητη μοντέλου (σε παρένθεση) και για την ανάλυση του μοντέλου αναφοράς.

Source	Signal	Jet Fake	Electron Fake	$\gamma + jet$	$Z(\nu\bar{\nu})\gamma$	$W(l\nu)\gamma$
PDF	10(0)	-	-	-	4(4)	4(4)
Luminosity	2.6(2.6)	-	-	2.6(2.6)	2.6(2.6)	2.6(2.6)
Photon scale $\pm 1\%$	4(0.5)	-	-	4(0.5)	4(0.5)	4(0.5)
E_T^{miss} scale	4(2)	-	-	4(2)	4(2)	4(2)
Jet scale	3(2)	-	-	5(5)	3(2)	3(2)
Pileup	1(1)	-	-	1(1)	1(1)	1(1)
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ MCFM NLO Calculation	-	-	-	-	3(3)	-
$\gamma+jet$ normalization	-	-	-	16(16)	-	-
$W(l\nu)\gamma$ MCFM NLO Calculation	-	-	-	-	-	3(3)
Jet Fake Uncertainty	-	35(35)	-	-	-	-
Electron Fake Uncertainty	-	-	6(6)	-	-	-

3.6 Αποτελέσματα

Για την εξαγωγή ορίων επιπέδου εμπιστοσύνης 95% (CL) για την ενεργό διατομή παραγωγής νέας φυσικής, χρησιμοποιήθηκε η ασυμπτωτική μέθοδος CL_S [122, 123] όπου οι συστηματικές αβεβαιότητες των προβλέψεων σήματος και υποβάθρου αντιμετωπίζονται ως ελεύθερες παράμετροι (nuisance parameters) με λογαριθμικές-κανονικές κατανομές (log-normal prior distributions).

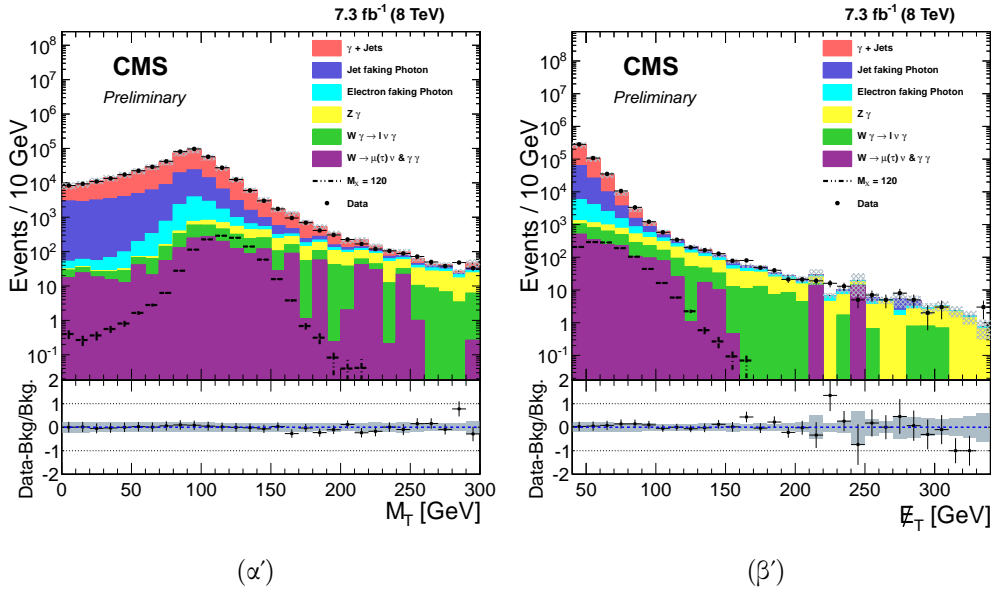
3.6.1 Αποτελέσματα για την περίπτωση ανεξάρτητου μοντέλου

Λόγω της ποικιλίας των σημάτων τα οποία μπορούν να συμβάλουν σε αυτή την τελική κατάσταση, παρουσιάζονται αποτελέσματα για μία γενική περίπτωση σήματος χρησιμοποιώντας τα ανεξάρτητα μοντέλου κριτήρια επιλογής που περιγράφονται στην παράγραφο 3.3. Παρά το γεγονός ότι αυτή η επιλογή δεν έχει τόσο ισχυρή δυνατότητα διάκρισης ανάμεσα σε γεγονότα σήματος και υποβάθρου (όπως για παράδειγμα κριτήρια που χρησιμοποιούνται στην περίπτωση του σήματος αναφοράς), δεν παρουσιάζει εξάρτηση από κάποιο συγκεκριμένο φυσικό μοντέλο. Η συνολική εκτίμηση υποβάθρου προερχόμενου από διαδικασίες του Καθιερωμένου Προτύπου και ο συνολικός αριθμός παρατηρούμενων πειραματικών δεδομένων, μετά την εφαρμογή των συγκεκριμένων κριτηρίων επιλογής, διαπιστώθηκε ότι ήταν συμβατοί μέσα στα όρια των θεωρούμενων

συστηματικών αβεβαιοτήτων. Ο πίνακας 3.4 παρουσιάζει μία σύγκριση των εκτιμήσεων υποβάθρου με τα παρατηρηθέντα δεδομένα. Η εικόνα 3.5 παρουσιάζει τις κατανομές M_T και E_T^{miss} μετά την εφαρμογή των κριτηρίων επιλογής για την περίπτωση αυτή.

Πίνακας 3.4: Σύγκριση των πειραματικών δεδομένων με τις εκτιμήσεις υποβάθρου για την ανάλυση που είναι ανεξάρτητη συγκεκριμένου μοντέλου. Όπως φαίνεται τα παρατηρηθέντα δεδομένα βρίσκονται εντός των εκτιμήσεων.

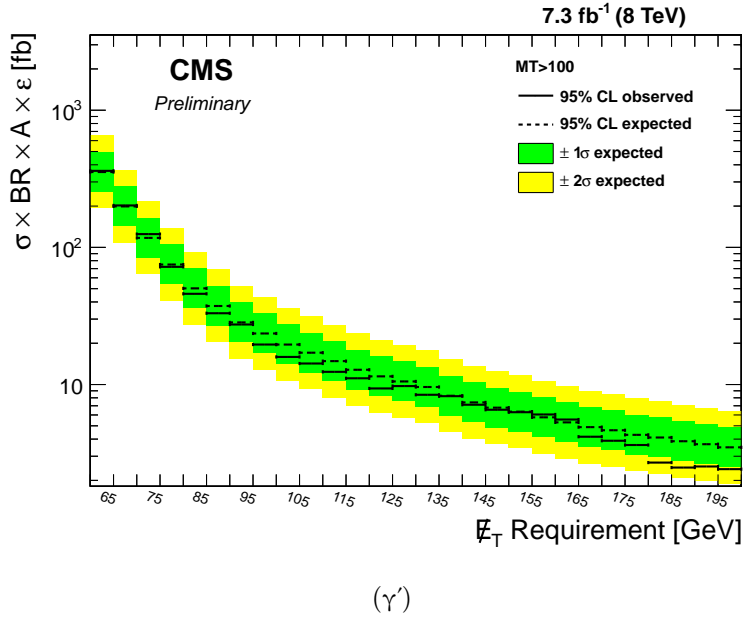
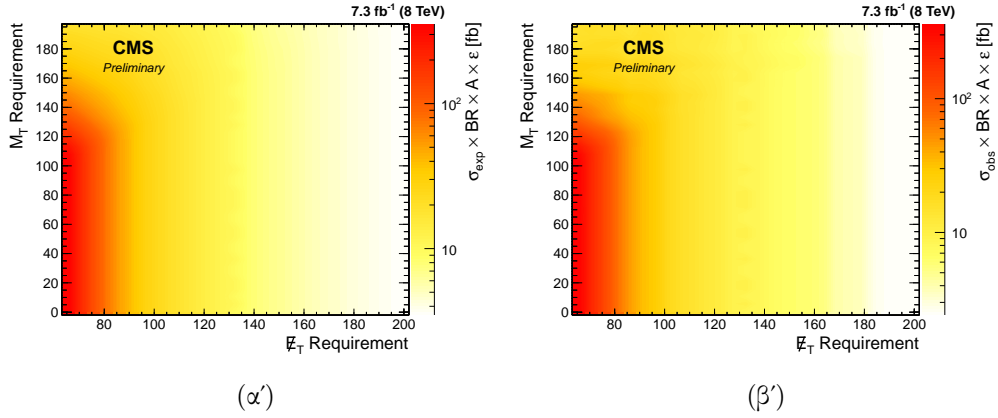
7.3 fb ⁻¹ at $\sqrt{s} = 8$ TeV	
Process	Number of Events
γ + jets	$(313 \pm 50) \times 10^3$
jet $\rightarrow \gamma$	$(906 \pm 317) \times 10^2$
$e \rightarrow \gamma$	$(1035 \pm 62) \times 10^1$
$W(\rightarrow \ell\nu) + \gamma$	2239 ± 111
$Z(\rightarrow \nu\bar{\nu}) + \gamma$	2050 ± 102
Other	1809 ± 91
Total background	$(420 \pm 82) \times 10^3$
Data	442×10^3



Σχήμα 3.5: Οι κατανομές M_T και E_T^{miss} για τα πειραματικά δεδομένα, τις εκτιμήσεις υποβάθρου και το σήμα, έπειτα από την εφαρμογή των κριτηρίων για την ανάλυση που είναι ανεξάρτητη συγκεκριμένου μοντέλου, μαζί με το λόγο τους και τις σχετικές αβεβαιότητες.

Η εικόνα 3.6 παρουσιάζει τα παρατηρούμενα και τα αναμενόμενα ανώτατα όρια 95% CL για την ανάλυση η οποία είναι ανεξάρτητη συγκεκριμένου μοντέλου, $\sigma \times \text{BR} \times A \times \epsilon$ (η ενεργός διατομή, ο λόγος διακλάδωσης, η γεωμετρική ανιχνευτική απόκριση και η απόδοση αντίστοιχα), για διαφορετικά κατώτατα όρια E_T^{miss} και M_T . Τα παρατηρούμενα

και αναμενόμενα όρια φαίνονται επίσης στο σχήμα 3.6 σε επίπεδα εμπιστοσύνης 95% για $M_T > 100$ GeV ως συνάρτηση της εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας E_T^{miss} .



Σχήμα 3.6: Τα αναμενόμενα (a) και παρατηρηθέντα (b) 95% επίπεδα εμπιστοσύνης για την ποσότητα $\sigma \times \text{BR} \times A \times \epsilon$ για διαφορετικές τιμές της M_T και E_T^{miss} , και (c) για $M_T > 100$ GeV συναρτήσει της E_T^{miss} . Δεν παρατηρείται απόκλιση από το Καθιερωμένο Πρότυπο.

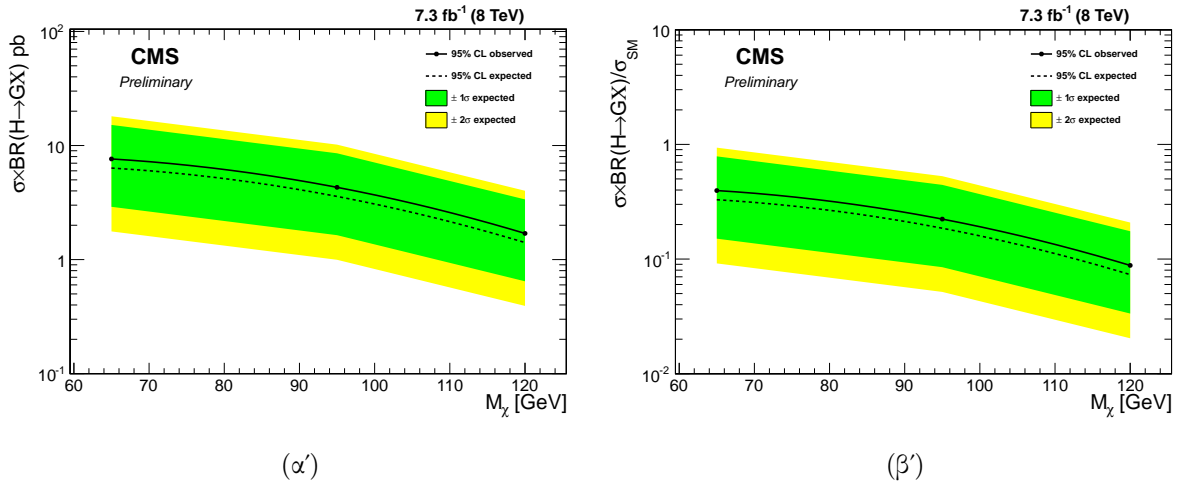
3.6.2 Αποτελέσματα για το SUSY Higgs μοντέλο

Οι εκτιμήσεις για τις υπερσυμμετρικές διασπάσεις του μποζονίου Higgs ($h \rightarrow \tilde{G}\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\gamma$) υπολογίστηκαν μέσω της επιβολής των κριτηρίων επιλογής όπως περιγράφηκαν στην παράγραφο 3.3. Τα αποτελέσματα για αυτή την επιλογή παρουσιάζονται στον πίνακα 3.5. Τα ανώτατα όρια 95% διαστήματος εμπιστοσύνης, στην ποσότητα $\sigma \times \text{BR}$, όπου BR ο λόγος διακλάδωσης της διαδικασίας $h \rightarrow \tilde{G}\tilde{\chi}_1^0$, και $(\sigma \times \text{BR})/\sigma_{\text{SM}}$, όπου σ_{SM} είναι η ενεργός διατομή για το μποζόνιο Higgs του Καθιερωμένου Προτύπου, εκτιμώνται για διαφορετικές τιμές μάζας του $\tilde{\chi}_1^0$ οι οποίες κυμαίνονται από 60 GeV έως

120 GeV και παρουσιάζονται στην εικόνα 3.7.

Πίνακας 3.5: Αναμενόμενα (υπόβαθρο Καθιερωμένου Προτύπου) και παρατηρηθέντα γεγονότα μετά από την εξειδικευμένη επιλογή για την υπερσυμμετρική διάσπαση του μποζονίου Higgs ($h \rightarrow \tilde{G}\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow G\gamma$) και ενδεικτικές εκτιμήσεις για την ύπαρξη σήματος, θεωρώντας $\text{BR}(H \rightarrow \text{invisible} + \gamma) = 100\%$. Τα παρατηρηθέντα δεδομένα δεν ξεπερνούν τις εκτιμήσεις υποβάθρου εντός των στατιστικών αβεβαιοτήτων.

7.3 fb ⁻¹ at $\sqrt{s} = 8$ TeV	
Process	Number of Events
$\gamma + \text{jets}$	179 ± 28
$\text{jet} \rightarrow \gamma$	269 ± 94
$e \rightarrow \gamma$	355 ± 28
$W(\rightarrow \ell\nu) + \gamma$	154 ± 15
$Z(\rightarrow \nu\bar{\nu}) + \gamma$	182 ± 13
Other	91 ± 10
Total background	1232 ± 188
Data	1296



Σχήμα 3.7: Αναμενόμενα και παρατηρηθέντα 95% ανώτερα επίπεδα εμπιστοσύνης στην ποσότητα $\sigma \times \text{BR}$ (αριστερά) και ο λόγος αυτής ως προς την ενεργό διατομή παραγωγής του μποζονίου Higgs του Καθιερωμένου Προτύπου (δεξιά), συναρτήσει της $M_{\tilde{\chi}_1^0}$. Οι αβεβαιότητες στα αναμενόμενα όρια επιπέδου 1σ και 2σ είναι οι χίτρινες και πράσινες περιοχές αντίστοιχα. Δεν παρατηρείται απόκλιση από το Καθιερωμένο Πρότυπο.

Κεφάλαιο 4

Τελική κατάσταση δύο φωτονίων και εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας

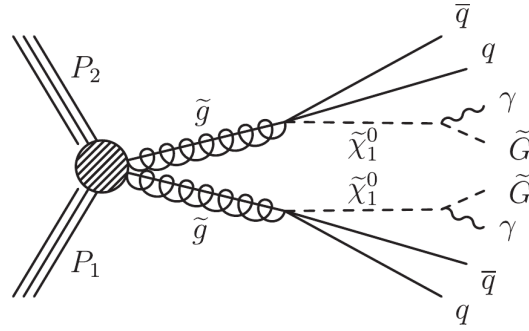
Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της αναζήτησης νέας φυσικής σε τελικές καταστάσεις φωτονίων και εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας. Η έρευνα πραγματοποιήθηκε σε δεδομένα που συλλέχθηκαν από συγκρούσεις πρωτονίου - πρωτονίου, σε ενέργεια κέντρου μάζας $\sqrt{s} = 13$ TeV, με τον ανιχνευτή CMS το 2015, τα οποία αντιστοιχούν σε ολοκληρωμένη φωτεινότητα 2.3 fb^{-1} . Ακολουθεί η περιγραφή των τελικών καταστάσεων της έρευνας, η περιγραφή του υποβάθρου και οι μέθοδοι εκτίμησής του και τέλος, η ανάλυση των γεγονότων και τα αποτελέσματα της έρευνας.

4.1 Τοπολογία τελικών καταστάσεων

Οι τελικές καταστάσεις οι οποίες περιλαμβάνουν φωτόνια και υψηλές τιμές εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας (E_T^{miss}), εμφανίζονται σε πολλά σενάρια νέας φυσικής πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο, κυρίως σε μοντέλα Υπερσυμμετρίας (SUSY) στα οποία το σπάσιμο της συμμετρίας μεταφέρεται σε χαμηλότερες ενεργειακές κλίμακες μέσω διαμεσολαβητών βαθμίδας (gauge mediated Supersymmetry breaking - GMSB), τα οποία μοντέλα απαιτούν ένα σταθερό, ασθενώς αλληλεπιδρών ελαφρότατο υπερσυμμετρικό εταίρο (Lightest Supersymmetric Partner - LSP). Η εγκάρσια ελλείπουσα ενέργεια στα γεγονότα, η οποία ορίζεται ως το μέτρο του αντίθετου διανυσματικού αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών όλων των "ορατών" σωματιδίων του γεγονότος, είναι αποτέλεσμα μη ανιχνεύσιμων σωματιδίων όπως είναι τα νετρίνα ή τα LSP σωματίδια, όπως ορίστηκαν παραπάνω. Τα GGM (General Gauge Mediation) μοντέλα μπορούν να αποκτήσουν πληθώρα χαρακτηριστικών, όμως γενικά έχουν ως LSP ένα σχεδόν άμαζο βαρυτίνο (gravitino \tilde{G}) και ένα πρώτης τάξης ελαφρότατο σωματίδιο (next-to-lightest supersymmetric particle - NLSP) το οποίο συνήθως θεωρείται ότι είναι ένα ουδετερόνιο (neutralino $\tilde{\chi}_1^0$).

Η παρούσα έρευνα αφορά στην αναζήτηση νέας φυσικής συμβατής με το μοντέλο GGM SUSY σε τελικές καταστάσεις οι οποίες αποτελούνται από δύο φωτόνια και υψηλές τιμές εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας. Παρόμοιες αναλύσεις έχουν εκτελεσθεί στο παρελθόν στην πρώτη φάση του πειράματος. Τα δεδομένα της συγκεκριμένης

μελέτης συλλέχθηκαν σε ενέργεια κέντρου μάζας $\sqrt{s} = 13$ TeV, γεγονός που αύξησε σημαντικά την ευαισθησία των μετρήσεων ως προς τη συγκεκριμένη υπογραφή. Το μοντέλο φυσικής για το οποίο έγινε βελτιστοποίηση της έρευνας, είναι το απλοποιημένο μοντέλο "T5gg". Το συγκεκριμένο μοντέλο υποθέτει ταυτόχρονη συμμετρική παραγωγή γλοϊνίων (gluino \tilde{g}), -η οποία είναι τυπική πρόβλεψη για υπερσυμμετρικές θεωρίες, λόγω συγκεκριμένων εσωτερικών συμμετριών όπου γίνεται υπόθεση ότι κατέχουν-κάθε ένα εκ των οποίων έπειτα διασπάται σε πίδακες αδρονίων (jets) και ένα neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Κάθε ένα από τα δύο NLSP $\tilde{\chi}_1^0$ διασπάται με τη σειρά του σε ένα φωτόνιο και ένα gravitino \tilde{G} . Η συμμετρική αυτή τελική διάσπαση παρέχει τη χαρακτηριστική υπογραφή του μοντέλου, καταλήγοντας σε δύο φωτόνια και (αφού τα βαρυτίνα δεν ανιχνεύονται) εγκάρσια ελλείπουσα ενέργεια E_T^{miss} . Τα παραπάνω φαίνονται αναλυτικά στο διάγραμμα Feynman της εικόνας 4.1.



Σχήμα 4.1: Η διαδικασία T5gg.

Γεγονότα αποτελούμενα από δύο φωτόνια και E_T^{miss} είναι δυνατόν να παραχθούν και από διάφορες γνωστές διαδικασίες στα πλαίσια του Καθιερωμένου Προτύπου, οι οποίες περιλαμβάνουν την απευθείας παραγωγή δύο φωτονίων μέσω ακτινοβολίας αρχικής κατάστασης (Initial State Radiation - ISR), ή ακόμη πολυαδρονικά γεγονότα (multijet events) με πιθανή παράλληλη παραγωγή φωτονίων. Οι διαδικασίες αυτές ενώ περιέχουν πράγματι φωτόνια, δεν έχουν εγγενή εγκάρσια ελλείπουσα ενέργεια, όμως μπορούν να μιμηθούν την τοπολογία του σήματος στην περίπτωση που η αδρονική δραστηριότητα μετρηθεί λάθος (οδηγώντας σε ελλείπουσα ενέργεια στο γεγονός). Επιπλέον, η λάθος μέτρηση της αδρονικής δραστηριότητας μπορεί να οδηγήσει σε ανακατασκευή φωτονίων, ως αποτέλεσμα εσφαλμένης ταυτοποίησης ηλεκτρομαγνητικά πλούσιων πιδάκων αδρονίων. Μικρότερης έντασης υπόβαθρα μπορούν να προέλθουν από γεγονότα με ύπαρξη εγγενούς ελλείπουσας ενέργειας, κυρίως από διαδικασίες όπως $W\gamma$ και $W + \text{jets}$, όπου γίνεται εσφαλμένη ταυτοποίηση ηλεκτρονίων ως φωτόνια στη διάσπαση $W \rightarrow e\nu$, με το νεutrino να παρέχει εγγενή εγκάρσια ελλείπουσα ενέργεια ως μη ανιχνεύσιμο.

4.2 Ανιχνευτής και ανακατασκευή γεγονότων

Τα πειραματικά δεδομένα της ανάλυσης συλλέχθηκαν με τον ανιχνευτή CMS. Η διάταξη του ανιχνευτή έχει περιγραφεί περιληπτικά στην παράγραφο 2. Τα δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν σε αυτή την ανάλυση επιλέχθηκαν μέσα από ένα σύστημα σκανδαλισμού δύο φωτονίων (diphoton trigger), το οποίο απαιτεί ένα κύριο φωτόνιο (αυτό

με τη μεγαλύτερη ορμή) με εγκάρσια ορμή $E_T^\gamma > 30$ GeV και ένα δευτερεύον φωτόνιο με $E_T^\gamma > 18$ GeV, τα οποία σε συνδυασμό απαιτούνται να έχουν αναλλοίωτη μάζα $M_{\gamma\gamma} > 95$ GeV. Τα φωτόνια απαιτείται επίσης να ικανοποιούν κριτήρια απομόνωσης ενώ το ίχνος τους στο ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο απαιτείται να έχει συγκεκριμένη μορφολογία. Γεγονότα ηλεκτρονίων επίσης συλλεχθήσαν και χρησιμοποιήθηκαν για πρόσθετες μελέτες, απαιτώντας να ενεργοποιείται ένα σχεδόν ταυτόσημο με των φωτονίων σύστημα σκανδαλισμού, αλλά με την επιπλέον απαίτηση ότι και τα δύο ηλεκτρομαγνητικά (EM) αντικείμενα ταιριάζουν με ένα συσχετισμένο ίχνος του ανιχνευτή ψηφίδων (τουλάχιστον δύο εναποθέσεις ενέργειας στον ανιχνευτή ψηφίδων είναι συνεπείς με μία τροχιά φορτισμένου σωματιδίου) και να έχουν μια αναλλοίωτη μάζα $M_{ee} > 70$ GeV καλύπτοντας την περιοχή μάζας του μποζονίου Z .

Προσομοιώσεις Monte Carlo των διαδικασιών του σήματος και του υποβάθρου χρησιμοποιήθηκαν για τον καθορισμό της αποδοτικότητας του σήματος, καθώς και για τον προσδιορισμό συνεισφορών ορισμένων από τα μικρότερα υπόβαθρα, όπως περιγράφεται στην παράγραφο 4.4. Η γεννήτρια γεγονότων πρώτης τάξης MADGRAPH 5.1.3.30 [144] χρησιμοποιήθηκε για την προσομοίωση του σήματος, το οποίο δημιουργήθηκε με δύο gluinos και μέχρι δύο επιπλέον παρτόνια (partons) στη μήτρα υπολογισμού των στοιχείων (ME – Matrix Element). Ο καταγισμός παρτονίων, η αδρονοποίηση, οι αλληλεπιδράσεις πολλαπλών παρτονίων και το βασικό γεγονός περιγράφηκαν από τη γεννήτρια γεγονότων PYTHIA [145]. Οι συναρτήσεις κατανομής παρτονίων λήφθηκαν από το πακέτο NNPDF3.0 [146]. Για τις διεργασίες υποβάθρου, η απόκριση του ανιχνευτή προσομοιώθηκε με τη χρήση του λογισμικού προσομοίωσης GEANT4 [147], ενώ η γρήγορη προσομοίωση CMS [148] χρησιμοποιήθηκε για την παραγωγή των γεγονότων του σήματος.

Τα γεγονότα του σήματος παρήχθησαν χρησιμοποιώντας το απλοποιημένο μοντέλο $T\bar{5}gg$ όπως παρουσιάστηκε πιο πάνω, χαρακτηρίζονται δε, από τις μάζες των σωματιδίων στην αλυσίδα διάσπασης. Για τη μάζα του gluino προσομοιώθηκε ένα εύρος τιμών από 1,0 έως 1,8 TeV σε βήματα των 50 GeV. Οι συγκεκριμένες περιοχές μάζας επιλέχθηκαν με σκοπό να επικαλύψουν και να επεκτείνουν τις περιοχές μάζας οι οποίες αποκλείονται από προηγούμενες μελέτες [141]. Για την κάθε μάζα gluino, η μάζα του $\tilde{\chi}_1^0$ κυμαίνεται από 100 GeV έως 1,9 TeV με βηματισμό των 100 GeV, με την απαίτηση $M_{\tilde{\chi}_1^0} < M_{\tilde{g}}$. Υποτίθεται κλασματική διακλάδωση $BR = 1$ για τις διασπάσεις $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}\tilde{\chi}_1^0$ και $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\gamma$. Οι ενεργές διατομές παραγωγής για αυτές τις διαδικασίες υπολογίστηκαν ως συναρτήσεις του $M_{\tilde{g}}$ σε ακρίβεια επόμενης-της-πρώτης τάξης (next-to-leading order – NLO), συμπεριλαμβάνοντας την επανα-άθροιση των ελαφρών εκπομπών γλοιονίων κατά την επόμενη-της-πρώτης λογαριθμικής (next-to-leading-logarithmic – NLL) ακρίβειας [149, 150], και οι αβεβαιότητες υπολογίστηκαν όπως περιγράφονται στην παραπομπή [151].

4.3 Επιλογή γεγονότων

Υποψήφια φωτόνια, ηλεκτρόνια, μίονια, φορτισμένα και ουδέτερα αδρόνια ανακατασκευάστηκαν με τον αλγόριθμο ροής-σωματιδίων (Particle Flow – PF) [152, 153], ο οποίος ανακατασκευάζει τα σωματίδια που παράγονται σε μια σύγκρουση με βάση τις πληροφορίες από όλα τα υποσυστήματα του ανιχνευτή. Τα φωτόνια ανακατασκευάστηκαν από

τις εναποθέσεις ενέργειας στο ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο (ECAL). Απαιτείται το σχήμα του συσσωματώματος των εναποθέσεων ενέργειας στο ECAL να είναι συνεπές με εκείνο ενός ηλεκτρομαγνητικού αντικειμένου, επιπλέον απαιτείται η ενέργεια που εναποτέθηκε στην αντίστοιχη περιοχή του HCAL να μην υπερβαίνει το 5% της αντίστοιχης ενέργειας του ECAL, καθώς οι ηλεκτρομαγνητικοί καταγισμοί αναμένεται να περιέχονται σχεδόν εξ ολοκλήρου εντός του ECAL. Προκειμένου να διασφαλιστεί ότι τα φωτόνια περνούν το σύστημα σκανδαλισμού με υψηλή απόδοση, όλα τα φωτόνια απαιτούνται να έχουν εγχάρσια ενέργεια $E_T^\gamma > 40$ GeV. Επειδή τοπολογικά το συγκεκριμένο κανάλι διάσπασης που μελετάται, παρέχει φωτόνια κυρίως στην κεντρική περιοχή του ανιχνευτή και επειδή το μέγεθος του υποβάθρου αυξάνεται σημαντικά σε υψηλές τιμές του $|\eta|$, γίνονται αποδεκτά μόνο φωτόνια μέσα στην κυλινδρική περιοχή του ανιχνευτή (EB, $|\eta| < 1,4442$).

Για να μειωθεί ο αριθμός των υποψήφιων φωτονίων τα οποία προέρχονται από πίδακες κουάρκ και γλοιονίων (που δεν ανήκουν στην υπογραφή του σήματος), τα φωτόνια απαιτούνται να είναι απομονωμένα χωρικά από άλλα ανακατασκευασμένα σωματίδια. Ξεχωριστά κριτήρια τίθενται για τα βαθμωτά αθροίσματα των εγχάρσιων ορμών p_T των φορτισμένων αδρονίων, ουδέτερων αδρονίων και ηλεκτρομαγνητικών αντικειμένων σε έναν κώνο ακτίνας $\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.3$ (όπου ϕ είναι η αζιμούθιος γωνία μετρούμενη σε ακτίνια) γύρω από το υποψήφιο φωτόνιο. Κάθε αθροίσμα ορμών διορθώνεται για την επίδραση πρόσθετων συγκρούσεων πρωτονίου-πρωτονίου στο γεγονός (pileup), και σε κάθε περίπτωση αποκλείεται η ορμή του ίδιου του υποψήφιου φωτονίου. Ακόμη απαιτείται το υποψήφιο φωτόνιο να μην έχει κανένα συσχετισμένο ίχνος στον ανιχνευτή ψηφίδων ώστε να επιτευχθεί η διάκριση του υποψήφιου φωτονίου από ένα ηλεκτρόνιο.

Λόγω της εξαιρετικής ομοιότητας της απόκρισης του ηλεκτρομαγνητικού θερμιδομέτρου (ECAL) σε ηλεκτρόνια και φωτόνια, χρησιμοποιήθηκαν γεγονότα ηλεκτρονίων προερχόμενα από το συντονισμό του Z μποζονίου, μέσω της διάσπασης $Z \rightarrow e^+e^-$, για τον προσδιορισμό της απόδοσης της ταυτοποίησης φωτονίων. Η επιλογή των υποψηφίων ηλεκτρονίων ήταν ταυτόσημη με εκείνη των φωτονίων, με την εξαίρεση ότι το υποψήφιο ηλεκτρόνιο απαιτείται να είναι συσχετισμένο με αντίστοιχο ίχνος του ανιχνευτή ψηφίδων συνεπές με μία τροχιά φορτισμένου σωματιδίου, εξασφαλίζοντας την ορθογωνιότητα του δείγματος των ηλεκτρονίων με εκείνο των φωτονίων. Η απόδοση φωτονίων μετρήθηκε μέσω της μεθόδου tag-and-probe [154] σε πειραματικά δεδομένα (data) και σε δεδομένα προσομοίωσης (MC). Ο λόγος της απόδοσης σε πειραματικά δεδομένα ως προς δεδομένα προσομοίωσης υπολογίστηκε ως συνάρτηση της p_T και η του ηλεκτρονίου, και του διαχωρισμού ΔR μεταξύ του ηλεκτρονίου και του πλησιέστερου πίδακα αδρονίων (jet). Ο λόγος υπολογίστηκε ότι δεν παρουσιάζει σημαντική εξάρτηση από οποιαδήποτε κινηματική μεταβλητή, και η συνολική αναλογία υπολογίστηκε ως: $\epsilon^{data}/\epsilon^{MC} = 0.983 \pm 0.012$.

Τα υποψήφια μόνια, τα οποία συμπεριλαμβάνονται στα αντικείμενα που χρησιμοποιούνται στην απαίτηση απομόνωσης του φωτονίου, έχουν ανακατασκευαστεί μέσω εφαρμογής μίας συνολικής παραμετρικής προσαρμογής στο χώρο του ανιχνευτή, απαιτώντας συνεπή μοτίβα εναποθέσεων ενέργειας στον ανιχνευτή τροχιών και το μιονικό σύστημα του ανιχνευτή [155]. Απαιτούνται μόνια με εγχάρσια ορμή $p_T > 30$ GeV, με παράλληλη ικανοποίηση κριτηρίων ποιότητας τροχιάς και απομόνωσης. Τα φωτόνια και τα ηλεκτρόνια του γεγονότος πρέπει να είναι διαχωρισμένα κατά $\Delta R > 0.3$ από

οποιαδήποτε μίονια. Επιπλέον, τα φωτόνια πρέπει να χωρίζονται κατά $\Delta R > 0.3$ από τα ηλεκτρόνια. Οι απαιτήσεις διαχωρισμού των ανακατασκευασμένων αντικειμένων, υπάρχει για να διασφαλιστεί όσο το δυνατόν μεγαλύτερη καθαρότητα στα δεδομένα και να αποφευχθεί οποιαδήποτε διπλή μέτρηση.

Οι πίδακες αδρονίων ανακατασκευάζονται από τα υποψήφια PF σωματίδια, χρησιμοποιώντας τον αλγόριθμο συσσωμάτωσης anti- k_t (clustering algorithm) [156], με παράμετρο απόστασης 0.4. Η ενέργεια και η ορμή των πιδάκων αδρονίων διορθώθηκαν τόσο για τη μη γραμμική απόκριση του ανιχνευτή όσο και για την επίδραση του pileup μέσω της διαδικασίας που περιγράφεται στην αναφορά [157]. Οι πίδακες απαιτούνται να έχουν (διορθωμένη) $p_T > 30$ GeV και να έχουν ανακατασκευαστεί μέσα στην περιοχή $|\eta| < 2.4$. Επιπλέον, οι πίδακες πρέπει να είναι διαχωρισμένοι από τα υπόλοιπα ανακατασκευασμένα αντικείμενα του γεγονότος (μίονια, ηλεκτρόνια, φωτόνια) κατά $\Delta R > 0.4$.

Για τον καθορισμό των διαφόρων περιοχών ελέγχου που χρησιμοποιούνται στην ανάλυση για την εκτίμηση του υποβάθρου κλπ, εφαρμόζονται ορισμένα πρόσθετα σύνολα κριτηρίων επιλογής. Ως λανθάνοντα (κακώς-ταυτοποιημένα, fake/misidentified) φωτόνια ορίζονται τα υποψήφια φωτόνια που περνούν τα κριτήρια επιλογής των φωτονίων, αποτυγχάνουν όμως είτε στην απαίτηση σχήματος του συσσωματώματος των ενεργειακών εναποθέσεων στο ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο (ECAL), είτε στα κριτήρια απομόνωσης φορτισμένων αδρονίων (αλλά όχι και στα δύο - XOR). Προκειμένου να διασφαλιστεί ότι τα λανθάνοντα φωτόνια δεν διαφέρουν κινηματικά και σχηματικά πολύ από τα επιλεχθέντα φωτόνια, εφαρμόστηκαν ανώτατα όρια τόσο στα κριτήρια απομόνωσης φορτισμένων αδρονίων, όσο και στις απαιτήσεις του σχήματος του συσσωματώματος στο ECAL.

Τα γεγονότα στη συνέχεια ταξινομήθηκαν σε μία από τις τέσσερις ορθογώνιες, αμοιβαία αποκλειόμενες κατηγορίες, ανάλογα με το είδος των υψηλότερων ενεργειακά (p_T) ηλεκτρομαγνητικών αντικειμένων τους: $\gamma\gamma$, ee , δύο λανθάνοντα φωτόνια (ff), και $e\gamma$. Λόγω των απαιτήσεων του συστήματος σκανδαλισμού, που περιγράφηκε στην παράγραφο 4.2, η αναλλοίωτη μάζα των δύο επιλεχθέντων ηλεκτρομαγνητικών αντικειμένων απαιτείται να είναι μεγαλύτερη από 105 GeV. Καμία απαίτηση δεν υπάρχει όσον αφορά στον αριθμό των μιονίων του γεγονότος, για όλες τις κατηγορίες. Επιπλέον, ενώ όπως φαίνεται από την τοπολογία του σήματος, αυτό συνδυάζεται με συγκεκριμένο αριθμό πιδάκων αδρονίων (jets), το μέγεθος του δείγματος δεδομένων περιορίζει τυχόν βελτιώσεις στην ευαισθησία της ανάλυσης από την κατηγοριοποίηση των γεγονότων σε πολλαπλότητες jets. Ως εκ τούτου, δεν υπάρχουν απαιτήσεις σχετικά με τον αριθμό των jets στα γεγονότα.

Η περιοχή του σήματος ορίζεται από τα γεγονότα της κατηγορίας $\gamma\gamma$ με $E_T^{\text{miss}} \geq 100$ GeV και χωρίζεται σε τέσσερα τμήματα: $100 \leq E_T^{\text{miss}} < 110$ GeV, $110 \leq E_T^{\text{miss}} < 120$ GeV, $120 \leq E_T^{\text{miss}} < 140$ GeV, και $E_T^{\text{miss}} \geq 140$ GeV. Τα παραπάνω τμήματα της εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας επιλέχθηκαν με τέτοιο τρόπο ώστε να υπάρχει ένας επαρκής αριθμός δεδομένων σε κάθε ένα από αυτά, στα αντίστοιχα δείγματα ελέγχου ee και ff τα οποία χρησιμοποιήθηκαν για την εκτίμηση του υποβάθρου. Η περιοχή $E_T^{\text{miss}} < 100$ GeV χρησιμοποιείται ως περιοχή ελέγχου, όντας ορθογώνια με την περιοχή του σήματος που μόλις ορίστηκε.

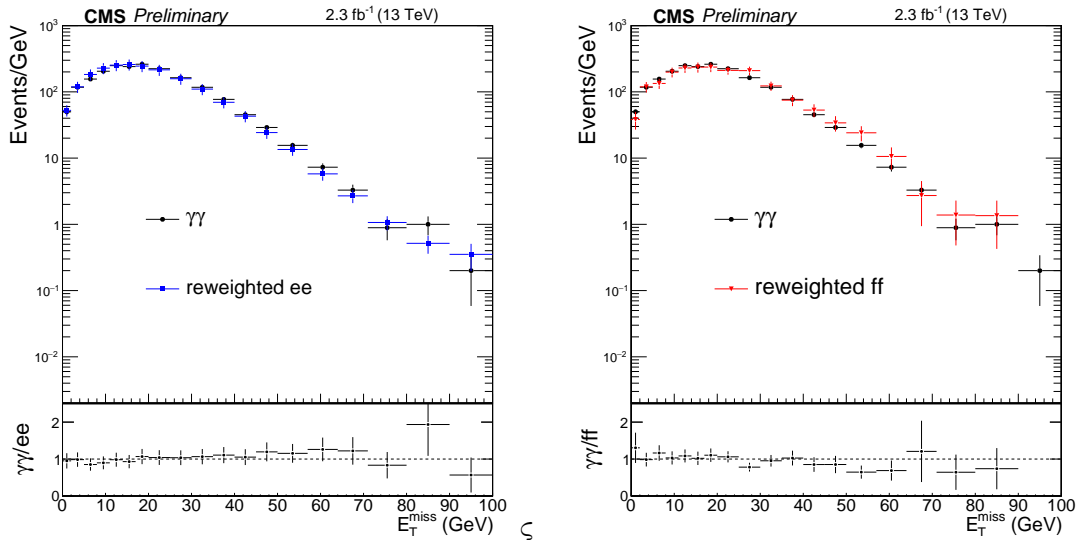
4.4 Εκτίμηση υποβάθρου

Το κυρίαρχο υπόβαθρο για τη συγκεκριμένη ανάλυση προέρχεται από παραγωγή πολλαπλών πιδάκων αδρονίων (multijet events), προερχόμενα από διαδικασίες κβαντικής χρωμοδυναμικής (QCD), χωρίς εγγενή E_T^{miss} , όπου η υψηλή εγκάρσια ελλείπουσα ενέργεια η οποία μιμείται την υπογραφή του σήματος και περνάει τα κριτήρια επιλογής, προέρχεται από την κακή μέτρηση της αδρονικής δραστηριότητας του γεγονότος. Μια δευτερεύουσα συνεισφορά προέρχεται από ηλεκτρασθενείς (EWK) διαδικασίες που περιλαμβάνουν εγγενή E_T^{miss} μέσω της παραγωγής νετρίνων.

Η συνεισφορά του υποβάθρου από την QCD μοντελοποιήθηκε πλήρως με τη χρήση των δεδομένων του πειράματος αποκλειστικά, χωρίς προσωμοιωμένα δεδομένα, μέσω της χρήσης των δειγμάτων ελέγχου ηλεκτρονίων (ee) και λανθανόντων φωτονίων (ff). Και τα δύο αυτά δείγματα ελέγχου κυριαρχούνται από διεργασίες χωρίς εγγενή E_T^{miss} και συνεπώς μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να μοντελοποιήσουν την παρατηρούμενη E_T^{miss} στο QCD υπόβαθρο. Τα δείγματα ελέγχου διαφέρουν ως προς την αδρονική δραστηριότητα συγκριτικά με το υποψήφιο δείγμα των δύο φωτονίων $\gamma\gamma$, αλλά και μεταξύ τους, εξαιτίας διαφορετικής τοπολογίας των γεγονότων. Ειδικότερα, το δείγμα ελέγχου ee έχει μια μεγάλη συμβολή από γεγονότα $Z \rightarrow e^+e^-$, όπου τα ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα προέρχονται από ένα σωματιδιο - γονέα. Σε αντίθεση, τα δείγματα ελέγχου ff είναι κυρίως γεγονότα πολλαπλών πιδάκων αδρονίων (multijets), όπου τα δύο ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα παράγονται ανεξάρτητα. Για να ληφθεί υπόψη αυτή η διαφορά, η μεταβλητή di- EMp_T , οριζόμενη ως το μέτρο του διανυσματικού αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών των δύο ηλεκτρομαγνητικών αντικειμένων, χρησιμοποιείται για να μοντελοποιήσει την αδρονική ανάκρουση του γεγονότος. Τα γεγονότα στα δείγματα ελέγχου ee και ff επανασταθμίστηκαν στην κατανομή di- EMp_T των γεγονότων της κατηγορίας $\gamma\gamma$ για τη διόρθωση τυχόν διαφορών ως προς τη μετρούμενη αδρονική ανάκρουσή τους. Έπειτα, οι κατανομές E_T^{miss} των di- EMp_T -επανασταθμισμένων δειγμάτων ελέγχου, κανονικοποιήθηκαν ως προς εκείνη του δείγματος $\gamma\gamma$ στην περιοχή $E_T^{\text{miss}} < 50$ GeV (όπου η παρουσία του σήματος είναι μηδενική, οπότε δεν προκαλεί αλλοιώσεις), και χρησιμοποιήθηκαν για την πρόβλεψη της συμβολής των διαδικασιών QCD στην περιοχή σήματος (υψηλής E_T^{miss}). Μια σύγκριση των επανασταθμισμένων κατανομών E_T^{miss} των δύο δειγμάτων ελέγχου, με την αντίστοιχη κατανομή E_T^{miss} η οποία παρήχθη με γεγονότα $\gamma\gamma$, φαίνεται στην εικόνα 4.2 για την ορθογώνια στην περιοχή αναζήτησης ζώνη ($E_T^{\text{miss}} < 100$ GeV). Υπάρχει συμφωνία στα πλαίσια της στατιστικής αβεβαιότητας μεταξύ της $\gamma\gamma$ και κάθε μίας από τις επανασταθμισμένες κατανομές.

Παρομοίως, εξετάστηκαν διαφορές στην κατανομή της E_T^{miss} προερχόμενες από τη διαφορά της πολλαπλότητας των jets σε κάθε γεγονός. Μια άμεση σύγκριση του υποψηφίου δείγματος και των δύο δειγμάτων ελέγχου δείχνει μικρή εξάρτηση από την πολλαπλότητα jets (N_{jets}) σε χαμηλές τιμές E_T^{miss} , οπότε η διαφορά αυτή θεωρήθηκε ως συστηματική αβεβαιότητα στην πρόβλεψη, όπως περιγράφεται στην παράγραφο 4.5.

Επιπλέον, υπάρχει μια μικρή συνεισφορά στα δείγματα ελέγχου της QCD από συγκριτικά σπάνιες διεργασίες με εγγενή E_T^{miss} , συγκεκριμένα παρεισφύρουν γεγονότα $t\bar{t}$ και $Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + jets$. Λόγω των μικρών ενεργών διατομών τους, οι διαδικασίες αυτές εκτιμήθηκαν με προσομοίωση, και οι συνεισφορές τους αφαιρέθηκαν από τα δείγματα ελέγχου ee και ff για την τελική πρόβλεψη.



Σχήμα 4.2: Κατανομές E_T^{miss} του υποψήφιου δείγματος σε σύγκριση με το επανασταθμισμένο ως προς την di-EM p_T δείγμα ee (αριστερα), και ff (δεξιά). Λόγω διαφορετικής στατιστικής τα δείγματα είναι κανονικοποιημένα στον πληθυσμό του υποψήφιου δείγματος των δύο φωτονίων στην περιοχή $E_T^{\text{miss}} < 50$ GeV.

Η κύρια εκτίμηση της συνεισφοράς του υποβάθρου της QCD προέρχεται από την επανασταθμισμένη και κανονικοποιημένη κατανομή ee . Το επανασταθμισμένο δείγμα ελέγχου ff χρησιμοποιήθηκε ως διασταύρωση, και η διαφορά μεταξύ των δύο, έχει ληφθεί ως συμμετρική συστηματική αβεβαιότητα στην πρόβλεψη. Λόγω του περιορισμένου αριθμού των ff γεγονότων με $E_T^{\text{miss}} > 100$ GeV, έγινε χρήση ενός χαλαρωμένου ορισμού λανθάνουσας ταυτοποίησης φωτονίων. Στον χαλαρωμένο ορισμό, τα λανθάνοντα φωτόνια δεν απαιτήθηκε να περάσουν κανένα κριτήριο απομόνωσης ηλεκτρομαγνητικού αντικειμένου ή ουδέτερου αδρονίου, και τα ανώτατα όρια απομόνωσης φορτισμένου αδρονίου και σχήματος του συσσωματώματος στο ECAL χαλάρωσαν περαιτέρω. Το χαλαρωμένο δείγμα ff χρησιμοποιήθηκε για την εξαγωγή του σχήματος της κατανομής των ff γεγονότων στην περιοχή $E_T^{\text{miss}} > 100$ GeV, όμως τα βάρη της επαναστάθμισης και η κανονικοποίηση προέρχονται από τον αρχικό σκληρότερο ορισμό λανθανόντων φωτονίων.

Ως πρόσθετη διασταύρωση της λογικής και του αποτελέσματος της συγκεκριμένης μεθόδου εκτίμησης υποβάθρου, κατασκευάστηκε ο λόγος της κατανομής του υποψήφιου δείγματος $\gamma\gamma$ ως προς τη μη σταθμισμένη κατανομή ff ως συνάρτηση της E_T^{miss} και έγινε παραμετρική προσαρμογή του λόγου αυτού με εκθετική συνάρτηση. Ο εκτιμώμενος αριθμός των QCD γεγονότων υποβάθρου σε κάθε περιοχή E_T^{miss} , δίνεται από τη συνάρτηση αυτή πολλαπλασιασμένη με τον αριθμό των ff γεγονότων που παρατηρήθηκαν στη συγκεκριμένη περιοχή. Η αβεβαιότητα της εκτίμησης αυτής, προήλθε από μεταβολή των παραμέτρων της προσαρμογής κατά $\pm 1\sigma$. Η κύρια πρόβλεψη μέσω του δείγματος ee βρέθηκε συνεπής με την πρόβλεψη της διαδικασίας αυτής εντός των θεωρούμενων αβεβαιοτήτων, οπότε οι εκτιμήσεις των δύο μεθόδων είναι συμβατές.

Το ηλεκτρασθενές υπόβαθρο προέρχεται από γεγονότα $W\gamma$ όπου το W διασπάται σε ένα ηλεκτρόνιο και ένα νεutrino, και το ηλεκτρόνιο ταυτοποιείται λανθασμένα ως φωτόνιο. Το ποσοστό αυτής της εσφαλμένης ταυτοποίησης εκτιμήθηκε από τη σύγκριση

της κορυφής μάζας του Z μποζονίου στο φάσμα αναλλοίωτης μάζας συστήματος δύο ηλεκτρονίων ee , με την αντίστοιχη κορυφή στο φάσμα του συστήματος ηλεκτρονίου - φωτονίου $e\gamma$. Τα δεδομένα μοντελοποιήθηκαν χρησιμοποιώντας παραμετρικές προσαρμογές εκτεταμένης πιθανοφάνειας (extended likelihood fits) στο φάσμα της αναλλοίωτης μάζας του συστήματος, για την υπόθεση σήματος και υποβάθρου. Έπειτα, το ποσοστό εσφαλμένης ταυτοποίησης $f_{e\rightarrow\gamma}$ υπολογίστηκε από τα γεγονότα του σήματος ως: $f_{e\rightarrow\gamma} = N_{e\gamma}/(2N_{ee} + N_{e\gamma}) = (2.13 \pm 0.21)\%$. Το ποσοστό αυτό χρησιμοποιήθηκε για να υπολογιστεί ο συντελεστής βάρους $f_{e\rightarrow\gamma}/(1 - f_{e\rightarrow\gamma})$, ο οποίος στη συνέχεια εφαρμόστηκε στο δείγμα των $e\gamma$ γεγονότων με $E_T^{\text{miss}} > 100$ GeV για την εξαγωγή της τελικής εκτίμησης του ηλεκτρασθενούς υποβάθρου στην περιοχή σήματος.

4.5 Πηγές συστηματικών σφαλμάτων

Οι συστηματικές αβεβαιότητες υπολογίστηκαν για καθεμία από τις προβλέψεις του υποβάθρου, την απόδοση του σήματος και την ολοκληρωμένη φωτεινότητα. Για κάθε πηγή αβεβαιότητας, παρέχεται η τιμή της αβεβαιότητας και περιγράφεται η μέθοδος εκτίμησής της.

Οι μεγαλύτερες συστηματικές αβεβαιότητες προέρχονται από την μέθοδο εκτίμησης του QCD υποβάθρου. Θεωρήθηκαν τρεις πηγές συστηματικής αβεβαιότητας για τη διαδικασία εκτίμησης: η επαναστάθμιση της di-EM p_T , η εξάρτηση της εκτίμησης από την πολλαπλότητα των jets, και η διαφορά του σχήματος της E_T^{miss} μεταξύ των δειγμάτων ελέγχου ee και ff . Οι υπολογισμένες τιμές αβεβαιότητας για κάθε μία από τις περιοχές της E_T^{miss} στην περιοχή του σήματος, φαίνονται στον Πίνακα 4.1, μαζί με τα αντίστοιχα στατιστικά σφάλματα.

Πίνακας 4.1: Στατιστικές και συστηματικές αβεβαιότητες για την εκτίμηση του υποβάθρου QCD.

E_T^{miss} bin (GeV)	Systematic Uncertainty	Value
100 – 110	Di-EM p_T reweighting	15.11%
	Jet multiplicity reweighting	33.77%
	Shape difference between ee and ff	18.18%
	Statistical uncertainty of ee sample	30.81%
110 – 120	Di-EM p_T reweighting	16.60%
	Jet multiplicity reweighting	14.87%
	Shape difference between ee and ff	12.07%
	Statistical uncertainty of ee sample	33.33%
120 – 140	Di-EM p_T reweighting	33.31%
	Jet multiplicity reweighting	29.39%
	Shape difference between ee and ff	14.40%
	Statistical uncertainty of ee sample	41.75%
140 – Inf	Di-EM p_T reweighting	39.37%
	Jet multiplicity reweighting	20.34%
	Shape difference between ee and ff	150.36%
	Statistical uncertainty of ee sample	70.98%

Η αβεβαιότητα προερχόμενη από την επαναστάθμιση di-EM p_T υπολογίζεται από τις κατανομές του λόγου di-EM p_T σε προσομοίωση ψευδο-πειραμάτων, επιτρέποντας το λόγο να μεταβάλλεται στις διάφορες περιοχές, ως μία Gaussian κατανομή, με τυπική απόκλιση υπολογιζόμενη από τη στατιστική αβεβαιότητα των μη σταθμισμένων γεγονότων στην υπό εξέταση περιοχή. Η κατανομή E_T^{miss} του δείγματος ελέγχου ee στη συνέχεια επανασταθμίστηκε με κάθε μία από αυτές τις κατανομές, και προσδιορίστηκε η τυπική απόκλιση της πρόβλεψης. Το μέγεθος αυτής της αβεβαιότητας κυμαίνεται από 15% έως 39%.

Η επίδραση της διαφοράς στην κατανομή E_T^{miss} ως συνάρτηση της πολλαπλότητας των πιδάκων αδρονίων (jets), εξάγεται απευθείας υπολογίζοντας τη διαφορά μεταξύ, της εκτίμησης για το δείγμα ee , επανασταθμίζοντας τόσο με την di-EM p_T όσο και την πολλαπλότητα των πιδάκων αδρονίων N_{jets} , και της εκτίμησης με μοναδική επαναστάθμιση με την di-EM p_T . Η προκύπτουσα συστηματική αβεβαιότητα κυμαίνεται από 15% έως 34% στις τέσσερις E_T^{miss} περιοχές του υποψήφιου δείγματος. Η αβεβαιότητα ως προς το σχήμα του δείγματος ελέγχου ee προσδιορίζεται προσαρμόζοντας παραμετρικά την ουρά της κατανομής της εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας σε υψηλές τιμές, για τα δείγματα ελέγχου ee και ff , χρησιμοποιώντας μία συνάρτηση τριών παραμέτρων (p_0, p_1, p_2): $dN/dE_T^{\text{miss}} = (E_T^{\text{miss}})^{p_0} \exp\{p_1(E_T^{\text{miss}})^{p_2}\}$. Η συστηματική αβεβαιότητα ως προς το σχήμα της κατανομής είναι συμμετρική, και λαμβάνεται να είναι η κλασματική διαφορά σε κάθε περιοχή E_T^{miss} μεταξύ των συναρτήσεων παραμετρικής προσαρμογής για τα δύο δείγματα ελέγχου. Εξάγεται μια συστηματική αβεβαιότητα μεταξύ 12% και 18% στις τρεις χαμηλότερες περιοχές E_T^{miss} του υποψήφιου δείγματος, και μια συστηματική αβεβαιότητα 150% στην περιοχή $E_T^{\text{miss}} > 140$ GeV.

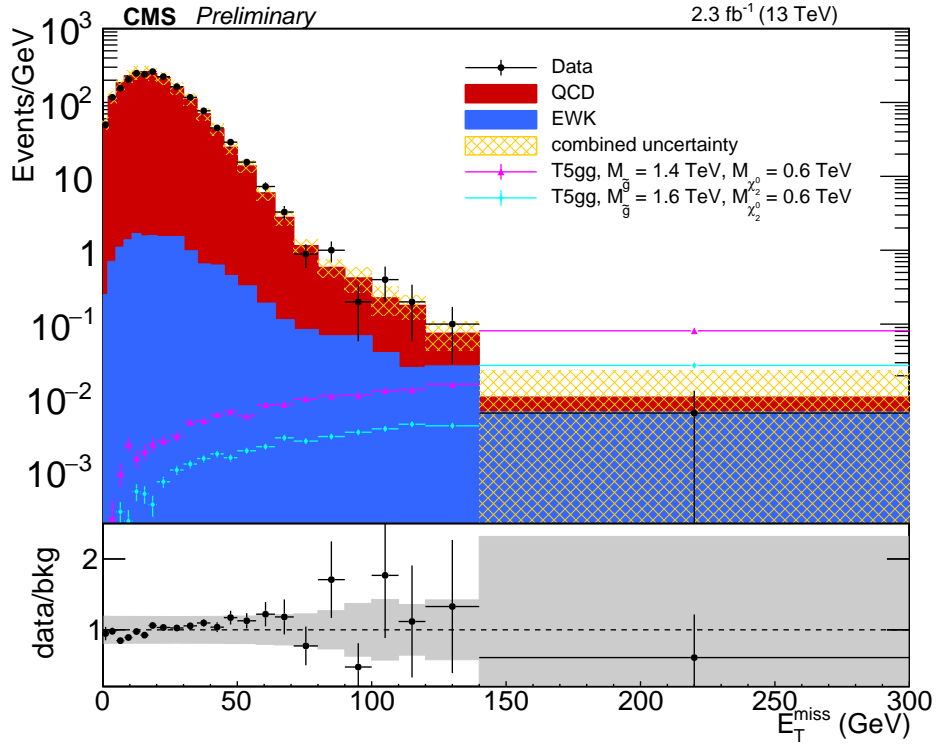
Η κύρια πηγή αβεβαιότητας στην εκτίμηση του ηλεκτρασθενούς υποβάθρου, προέρχεται από την αβεβαιότητα της παραμετρικής προσαρμογής εκτεταμένης πιθανοφάνειας, η οποία χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό του ποσοστού εσφαλμένης ταυτοποίησης του φωτονίου. Αυτή υπολογίστηκε μετατοπίζοντας το αποτέλεσμα με την υπολογισμένη αβεβαιότητα του λόγου, και τη στάθμιση της κατανομής E_T^{miss} του δείγματος ελέγχου $e\gamma$ με τους νέους αυτούς λόγους. Η διαφορά μεταξύ των εκτιμήσεων από τους δύο μετατοπισμένους λόγους εσφαλμένης ταυτοποίησης δίνει τη συστηματική αβεβαιότητα στην εκτίμηση του ηλεκτρασθενούς υποβάθρου. Επειδή η αβεβαιότητα αυτή αποτελεί μέτρο της αβεβαιότητας στην ολική κανονικοποίηση, αναμένεται να είναι σταθερή στις διάφορες περιοχές της E_T^{miss} . Η αβεβαιότητα μετρήθηκε σταθερή 19% σε όλο το φάσμα περιοχών της εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας.

Οι αβεβαιότητες στην απόδοση του σήματος, σχετίζονται με τη στατιστική αβεβαιότητα λόγω πεπερασμένου μεγέθους των δειγμάτων του σήματος T5gg (0-16%), τη γνώση της ενεργειακής κλίμακας των jet (0-23% ανάλογα με τη διαφορά μάζας $\tilde{g} - \tilde{\chi}_1^0$), τις αβεβαιότητες των συναρτήσεων κατανομής παρτονίων (13-22% ανάλογα με το πλεγματικό σημείο του σήματος), και τις αβεβαιότητες στην ταυτοποίηση των φωτονίων και τις αποδόσεις ανακατασκευής τους (2%). Η αβεβαιότητα που σχετίζεται με την ολοκληρωμένη φωτεινότητα των δεδομένων του πειράματος είναι 2,7% [158].

4.6 Αποτελέσματα

Η κατανομή της παρατηρηθείσας E_T^{miss} και οι αντίστοιχες εκτιμήσεις του υποβάθρου, φαίνονται στην εικόνα 4.3. Ο αναμενόμενος αριθμός γεγονότων προερχόμενων από τα

υπόβαθρα της QCD και των ηλεκτρασθενών αλληλεπιδράσεων (EWK), φαίνονται στον Πίνακα 4.2, μαζί με το συνολικό αριθμό αναμενόμενων και παρατηρηθέντων γεγονότων, για κάθε περιοχή E_T^{miss} στην περιοχή σήματος. Παρατηρήθηκαν 9 γεγονότα συνολικά στην περιοχή σήματος, σε σύγκριση με τα αναμενόμενα 7.2 ± 2.5 γεγονότα υποβάθρου. Ο αριθμός των γεγονότων στην περιοχή σήματος συμφωνεί με την εκτίμηση υποβάθρου μέσα στις εκτιμώμενες αβεβαιότητες.



Σχήμα 4.3: Ολική εκτίμηση υποβάθρου στην περιοχή ελέγχου και στην υποψήφια περιοχή συναρτήσει της εγκάρσιας ελλειπούσας ενέργειας, μαζί με τα παρατηρηθέντα πειραματικά δεδομένα. Παράλληλα φαίνονται τα αναμενόμενα γεγονότα για δύο διαφορετικές περιπτώσεις του σήματος.

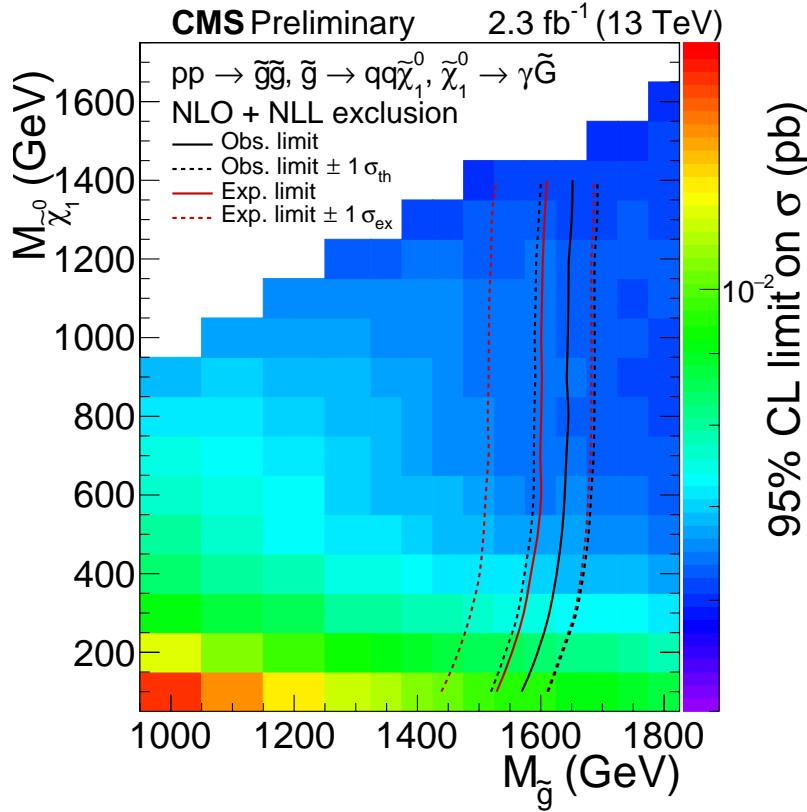
Πίνακας 4.2: Αναμενόμενα (υπόβαθρο Καθιερωμένου Προτύπου) και παρατηρηθέντα δεδομένα, στην υποψήφια περιοχή $E_T^{\text{miss}} > 100$ GeV. Δεν παρατηρείται απόκλιση από το Καθιερωμένο Πρότυπο.

E_T^{miss} range (GeV)	Expected	Observed
100 – 110	2.26 ± 0.96	4
110 – 120	1.79 ± 0.64	2
120 – 140	1.51 ± 0.64	2
> 140	1.64 ± 2.16	1

Επιπλέον καθορίστηκαν 95% επίπεδα εμπιστοσύνης (CL) για τα ανώτατα όρια των ενεργών διατομών παραγωγής ενός ζευγαριού gluino χρησιμοποιώντας την τροποποιημένη μέθοδο frequentist CLs [159, 160], βασισμένη σε ένα λογαριθμικής πιθανοφάνειας στατιστικό έλεγχο, το οποίο συγκρίνει την πιθανότητα της ύπαρξης μόνο του Καθιερω-

μένου Προτύπου, με την πιθανότητα της παρουσίας ενός σήματος επιπλέον της συνεισφοράς των διαδικασιών του Καθιερωμένου Προτύπου. Η συνάρτηση πιθανοφάνειας κατασκευάζεται από τις κατανομές εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας υποβάθρου και σήματος, στις τέσσερις περιοχές E_T^{miss} , όπως αυτές περιγράφηκαν στην παράγραφο 4.3. Οι συστηματικές αβεβαιότητες που περιγράφηκαν στην παράγραφο 4.5 περιλαμβάνονται στο στατιστικό έλεγχο ως ελεύθερες παράμετροι, με λογαριθμική-κανονική κατανομή πιθανότητας.

Στην εικόνα 4.4 παρουσιάζονται τα 95% επίπεδα εμπιστοσύνης των ανώτατων ορίων, για την ενεργό διατομή, σε συνάρτηση με τις τιμές μάζας για το μοντέλο που εξετάστηκε στην παρούσα ανάλυση: $M_{\tilde{\chi}_1^0} \text{ συνάρτηση } M_{\tilde{g}}$ για παραγωγή ενός ζεύγους gluino. Από τις NLO + NLL προβλεπόμενες ενεργές διατομές και τις αβεβαιότητές τους, εξήχθησαν τα περιγράμματα που αντιπροσωπεύουν τα κατώτερα όρια στο υπερσυμμετρικό επίπεδο μάζας. Παρουσιάζονται επίσης τα αναμενόμενα πειραματικά όρια των ενεργών διατομών και οι αβεβαιότητές τους. Για τυπικές τιμές της μάζας $\tilde{\chi}_1^0$, αναμένεται να αποκλείονται μάζες gluino έως 1.60 TeV, ενώ παρατηρείται αποκλεισμός έως 1.65 TeV, βελτιώνοντας κατά περίπου 300 GeV το εύρος των προηγούμενων αναζητήσεων που πραγματοποιήθηκαν σε ενέργεια κέντρου μάζας 8 TeV [141].



Σχήμα 4.4: Ανώτερα επίπεδα εμπιστοσύνης 95% ως συνάρτηση των μαζών του gluino και του neutralino. Οι γραμμές αποτελούν τα παρατηρούμενα και αναμενόμενα όρια αποκλεισμού μαζί με αβεβαιότητες μίας τυπικής απόκλισης.

Σύνοψη

Κατά τη διάρκεια των ετών 2013 και 2014 πραγματοποιήθηκε έρευνα για την αναζήτηση νέας φυσικής με τελική κατάσταση ενός φωτονίου (γ) χαμηλής εγχάρσιας ενέργειας με ταυτόχρονη ύπαρξη εγχάρσιας ελλείπουσας ενέργειας (E_T^{miss}), σε πειραματικά δεδομένα συγκρούσεων πρωτονίου - πρωτονίου, τα οποία αντιστοιχούν σε μια ολοκληρωμένη φωτεινότητα $7,3 \text{ fb}^{-1}$ και συλλέχθηκαν με τον ανιχνευτή CMS σε ενέργεια κέντρου μάζας $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα δειγματοληψίας του CMS, "data parking". Ο φασικός χώρος της ανάλυσης ορίζεται από την εγχάρσια ενέργεια του φωτονίου $E_T^\gamma > 45 \text{ GeV}$ και εγχάρσια ελλείπουσα ενέργεια $E_T^{\text{miss}} > 40 \text{ GeV}$. Αναπτύχθηκαν τεχνικές εκτίμησης υποβάθρου τόσο μέσω προσωμοιωμένων δεδομένων όσο και με χρήση των πειραματικών δεδομένων. Έγινε υπολογισμός των ανωτάτων ορίων της ενεργού διατομής παραγωγής νέας φυσικής για μία ανάλυση ανεξάρτητη μοντέλου, για διαφορετικά κατώφλια E_T^{miss} και εγχάρσιας μάζας M_T . Τα πειραματικά δεδομένα εξετάστηκαν επιπλέον χρησιμοποιώντας βελτιστοποιημένα κριτήρια για μέγιστη ευαισθησία σε μία εξωτική διάσπαση του μποζονίου Higgs: $h \rightarrow \tilde{G}\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}G\gamma$ προβλεπόμενη σε Υπερσυμμετρικά μοντέλα με σπάσιμο της υπερσυμμετρίας σε χαμηλή ενεργειακή κλίμακα. Ανώτατα όρια με επίπεδο εμπιστοσύνης 95% υπολογίστηκαν για την ενεργό διατομή παραγωγής νέας φυσικής πολλαπλασιασμένη με το λόγο διακλάδωσης, καθώς και για το λόγο αυτού του γινομένου ως προς την ενεργό διατομή παραγωγής του μποζονίου Higgs όπως αυτή προβλέπεται από το Καθιερωμένο Πρότυπο. Τα αποτελέσματα που βρέθηκαν είναι συμβατά με την υπόθεση του Καθιερωμένου Προτύπου. Τα αποτελέσματα αυτά είναι τα πρώτα όρια για το συγκεκριμένο μοντέλο από αναζητήσεις σε συγκρούσεις πρωτονίου - πρωτονίου.

Κατά τη διάρκεια των ετών 2015 και 2016 πραγματοποιήθηκε έρευνα για την αναζήτηση υπερσυμμετρικών μοντέλων γενικού διαμεσολαβητή βαθμίδας, σε συγκρούσεις πρωτονίου - πρωτονίου, τα οποία χαρακτηρίζονται από τελικές καταστάσεις δύο φωτονίων και μεγάλης τιμής εγχάρσιας ελλείπουσας ενέργειας. Τα πειραματικά δεδομένα συλλέχθηκαν σε ενέργεια κέντρου μάζας 13 TeV με τον ανιχνευτή CMS το 2015, και αντιστοιχούν σε ολοκληρωμένη φωτεινότητα 2.3 fb^{-1} . Χρησιμοποιώντας μεθόδους εκτίμησης υποβάθρου βασιζόμενες σε δείγματα ελέγχου των πειραματικών δεδομένων, καθορίστηκαν όρια στην ενεργό διατομή συμμετρικής παραγωγής ενός ζευγαριού γλοιίνων, και αυτά τα όρια χρησιμοποιήθηκαν σε συνδυασμό με επόμενες της πρώτης και επόμενες της πρώτης λογαριθμικής τάξης υπολογισμούς ενεργών διατομών για τον περιορισμό των μαζών των γλοιίνων και ουδετερίνων, στο απλοποιημένο υπερσυμμετρικό μοντέλο με διαμεσολαβητές βαθμίδας του σπασίματος της υπερσυμμετρίας $t5gg$. Μάζες γλοιίνων κάτω από 1.65 TeV αποκλείστηκαν με επίπεδο εμπιστοσύνης 95%, το οποίο αποτελεί βελτίωση κατά περίπου 300 GeV προηγούμενων αναλύσεων οι οποίες πραγματοποιήθηκαν σε ενέργεια κέντρου μάζας 8 TeV .

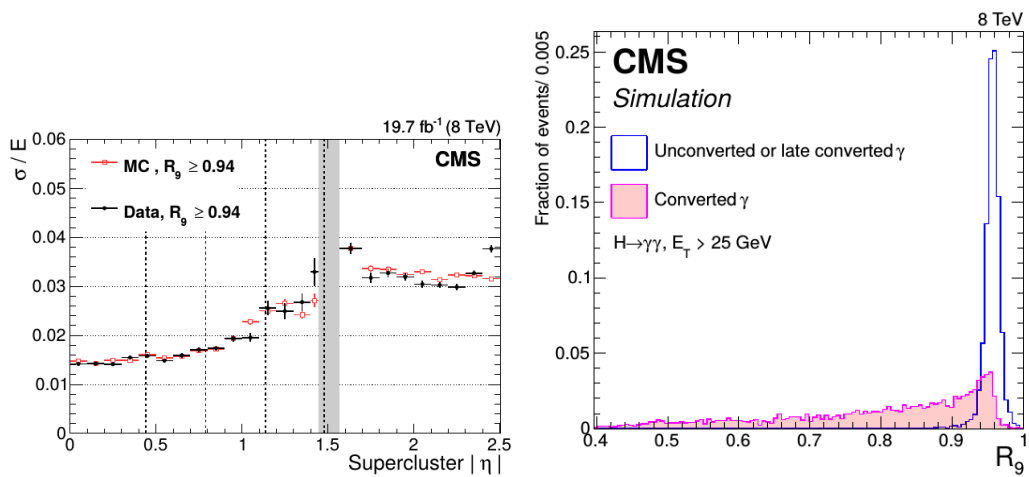
Τέλος, κατά τη διάρκεια του 2015 πραγματοποιήθηκαν δύο δοκιμές με δέσμη πιονίων, για τον έλεγχο της λειτουργίας των αναπτυσσόμενων αισθητήρων CBC2 οι οποίοι θα τοποθετηθούν στην επικείμενη αναβάθμιση του ανιχνευτή τροχιών το 2022. Το σύστημα λογικής που εμπεριέχεται στα CBC2 θα συμβάλει ουσιαστικά στο σύστημα σκανδαλισμού του πειράματος στις συνθήκες υψηλής φωτεινότητας που αναμένονται. Οι δοκιμές έδειξαν ότι το σύστημα λογικής δουλεύει καλά, ενώ επιπλέον δοκιμές θα επαναληφθούν και στο μέλλον.

Παραρτήματα

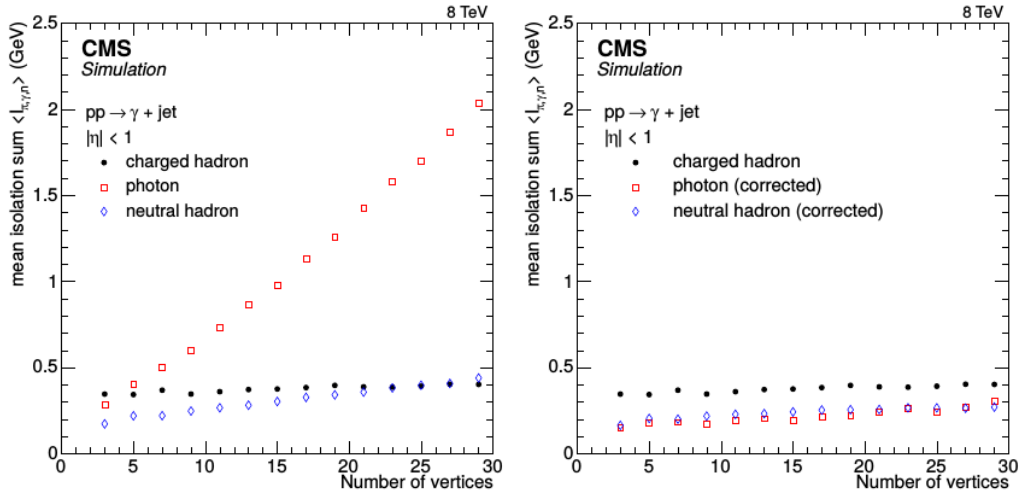
Παράρτημα Α΄

Κριτήρια ταυτοποίησης φωτονίων του CMS

Παρακάτω παρουσιάζονται τα κριτήρια επιλογής φωτονίων που χρησιμοποιήθηκαν στις δύο αναλύσεις, με τις αντίστοιχες κατανομές του εγκάρσιου καταιγισμού των φωτονίων στο ECAL, ξεχωριστά για κάθε περίοδο συλλογής δεδομένων του πειράματος.

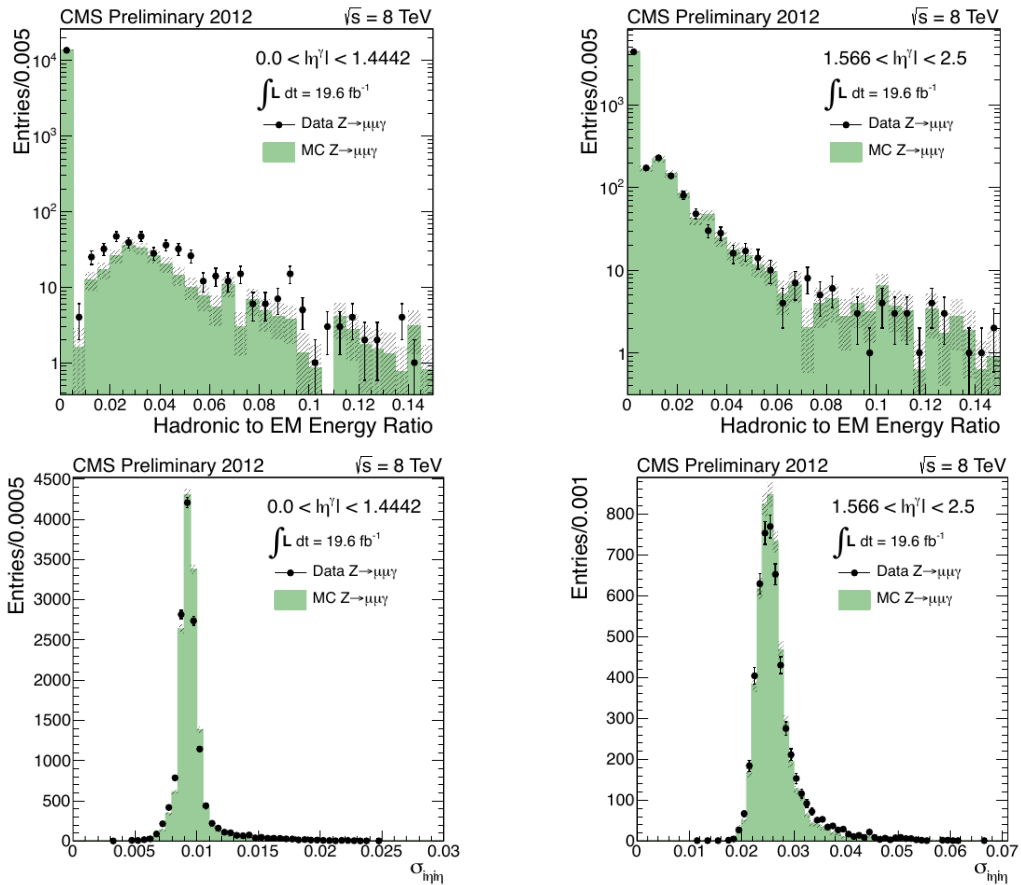


Σχήμα Α΄.1: Το resolution της ενέργειας των φωτονίων σε η bins και η μεταβλητή R_9

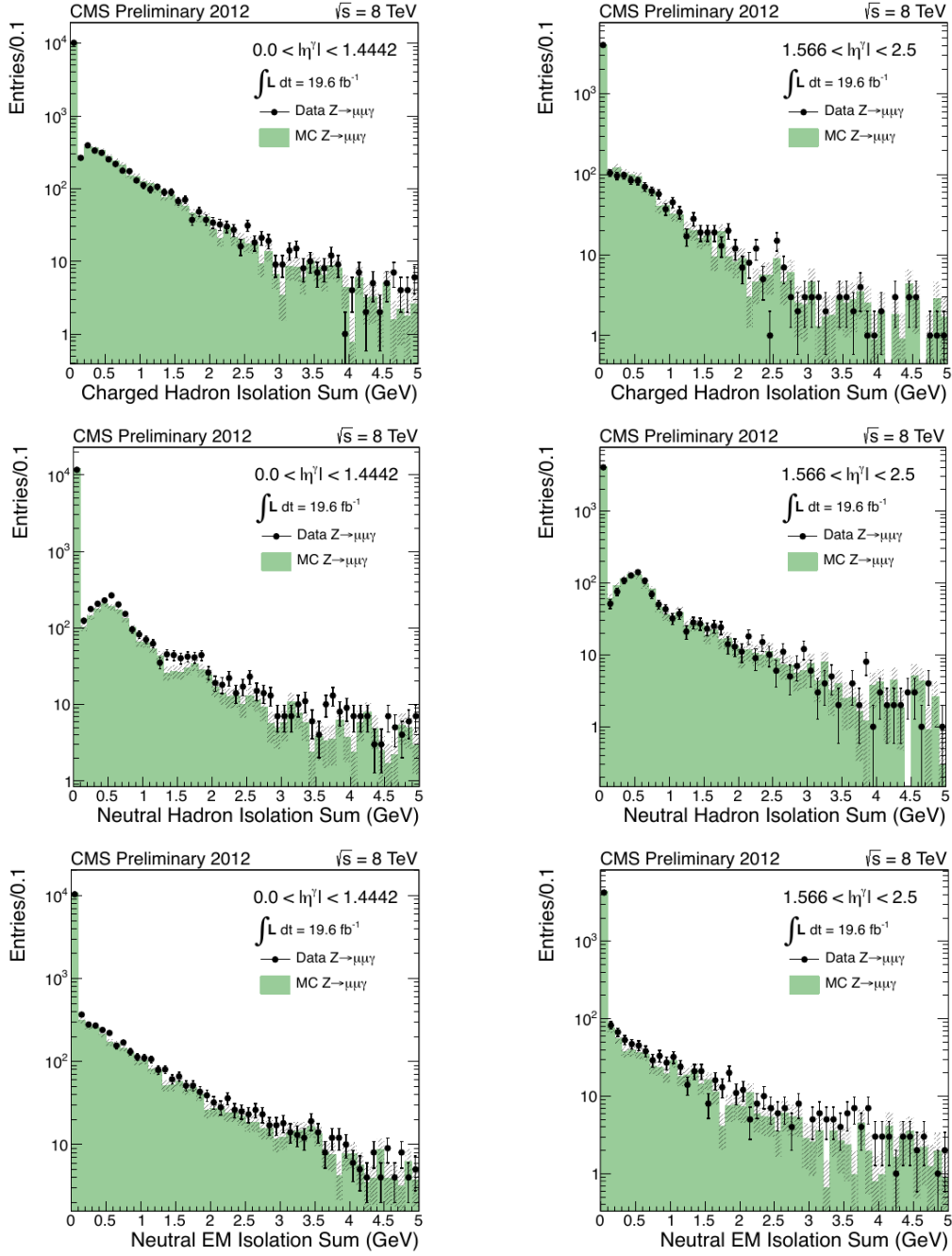


Σχήμα Α'.2: Οι isolation μεταβλητές πριν και μετά τις διορθώσεις

A'.1 Run 1, $\sqrt{s} = 8$ TeV



Σχήμα Α'.3: H/E και $\sigma_{\eta\eta}$



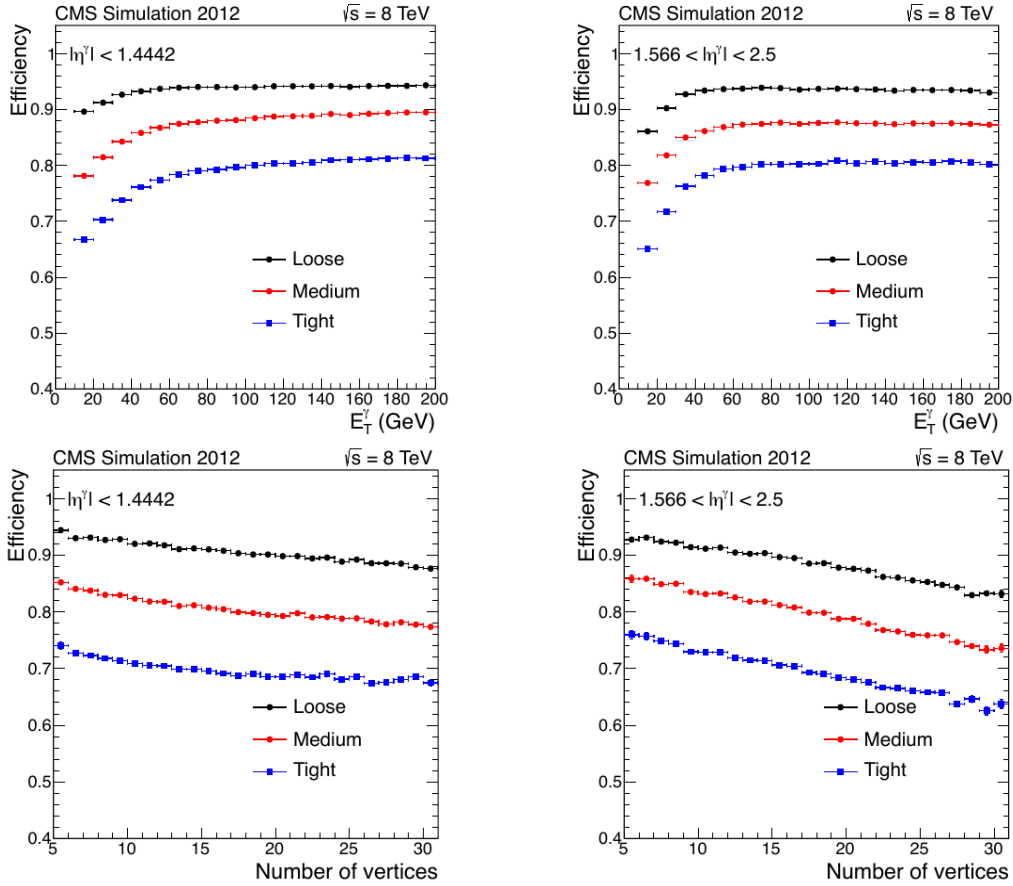
Σχήμα Α'.4: Οι isolation μεταβλητές

Πίνακας Α'.1: Ταυτοποίηση φωτονίων στο Βαρέλι

Variable	Loose	Medium	Tight
e-veto	PSV	PSV	PSV
H/E	0.05	0.05	0.05
$\sigma_{i\eta i\eta}$	0.012	0.011	0.011
ISO _{CH}	2.6 GeV	1.5 GeV	0.7 GeV
ISO _{NH}	3.5 GeV + 0.04 × E_T^γ	1.0 GeV + 0.04 × E_T^γ	0.4 GeV + 0.04 × E_T^γ
ISO _{PH}	1.3 GeV + 0.005 × E_T^γ	0.7 GeV + 0.005 × E_T^γ	0.7 GeV + 0.005 × E_T^γ

Πίνακας Α'2: Ταυτοποίηση φωτονίων στα καπάκια.

Variable	Loose	Medium	Tight
e-veto	PSV	PSV	PSV
H/E	0.05	0.05	0.05
$\sigma_{i\eta i\eta}$	0.034	0.033	0.031
ISO _{CH}	2.3 GeV	1.2 GeV	0.5 GeV
ISO _{NH}	2.9 GeV + $0.04 \times E_T^\gamma$	1.5 GeV + $0.04 \times E_T^\gamma$	1.5 GeV + $0.04 \times E_T^\gamma$
ISO _{PH}	—	1.0 GeV + $0.005 \times E_T^\gamma$	1.0 GeV + $0.005 \times E_T^\gamma$



Σχήμα Α'5: Αποδόσεις των κριτηρίων

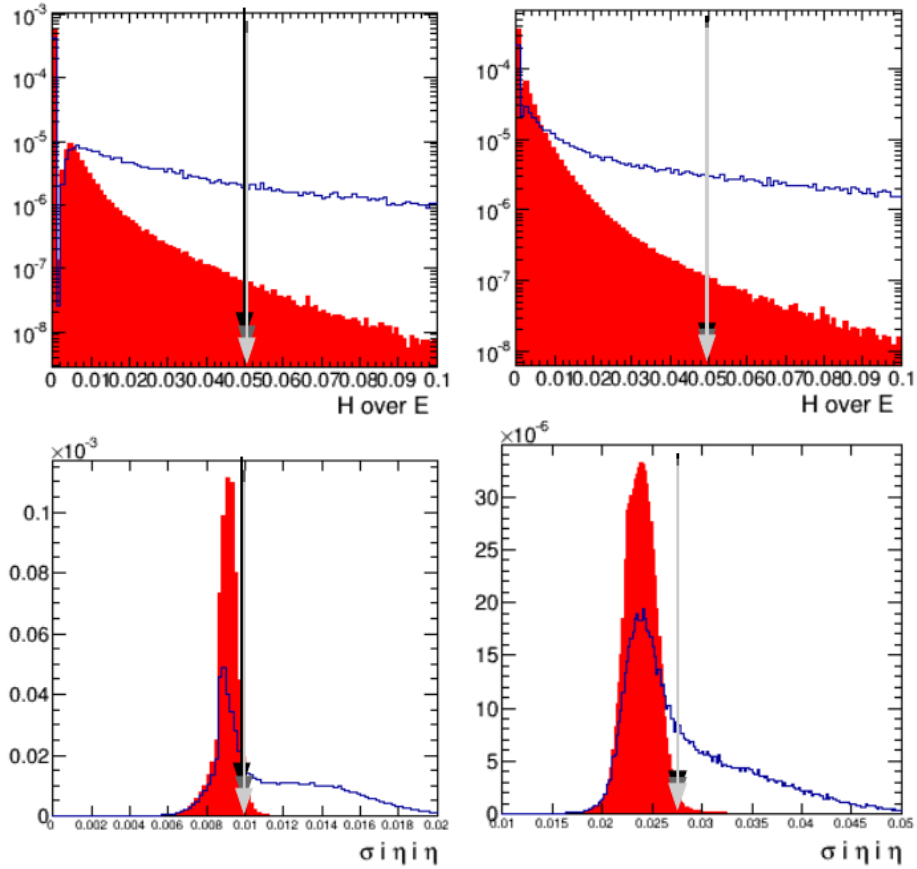
A'.2 Run 2, $\sqrt{s} = 13$ TeV

Πίνακας A'.3: Κριτήρια ταυτοποίησης φωτονίων στο Βαρέλι

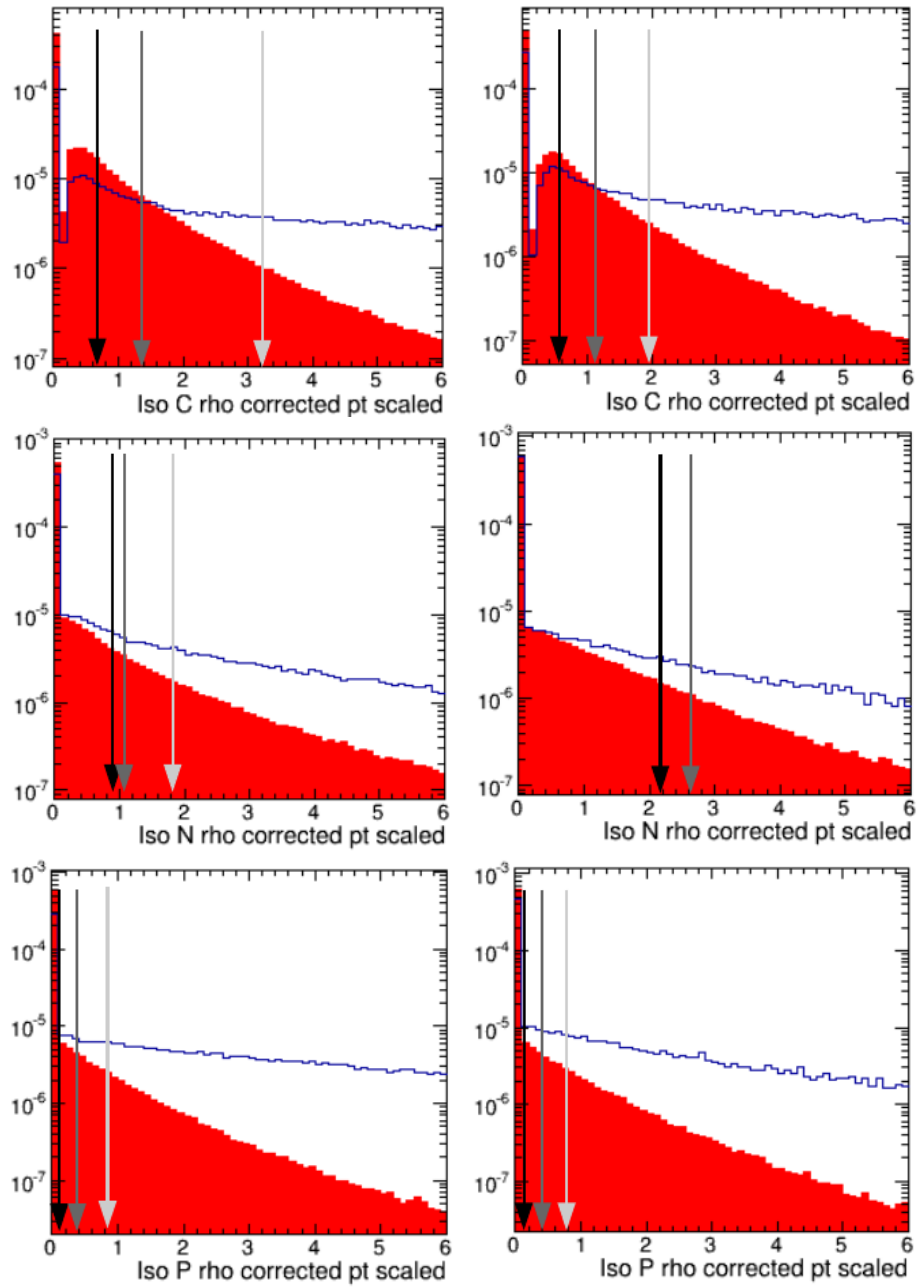
Variable	Loose	Medium	Tight
e-veto	PSV	PSV	PSV
H/E	0.05	0.05	0.05
$\sigma_{i\eta i\eta}$	0.0102	0.0102	0.0100
ISOCH	3.32 GeV	1.37 GeV	0.76 GeV
ISONH	1.92 GeV + 0.014 $\times E_T^\gamma$ + +0.000019 $\times (E_T^\gamma)^2$	1.06 GeV + 0.014 $\times E_T^\gamma$ + +0.000019 $\times (E_T^\gamma)^2$	0.97 GeV + 0.014 $\times E_T^\gamma$ + +0.000019 $\times (E_T^\gamma)^2$
ISOPH	0.81 GeV + 0.0053 $\times E_T^\gamma$	0.28 GeV + 0.0053 $\times E_T^\gamma$	0.08 GeV + 0.0053 $\times E_T^\gamma$

Πίνακας A'.4: Ταυτοποίηση φωτονίων στα καπάκια

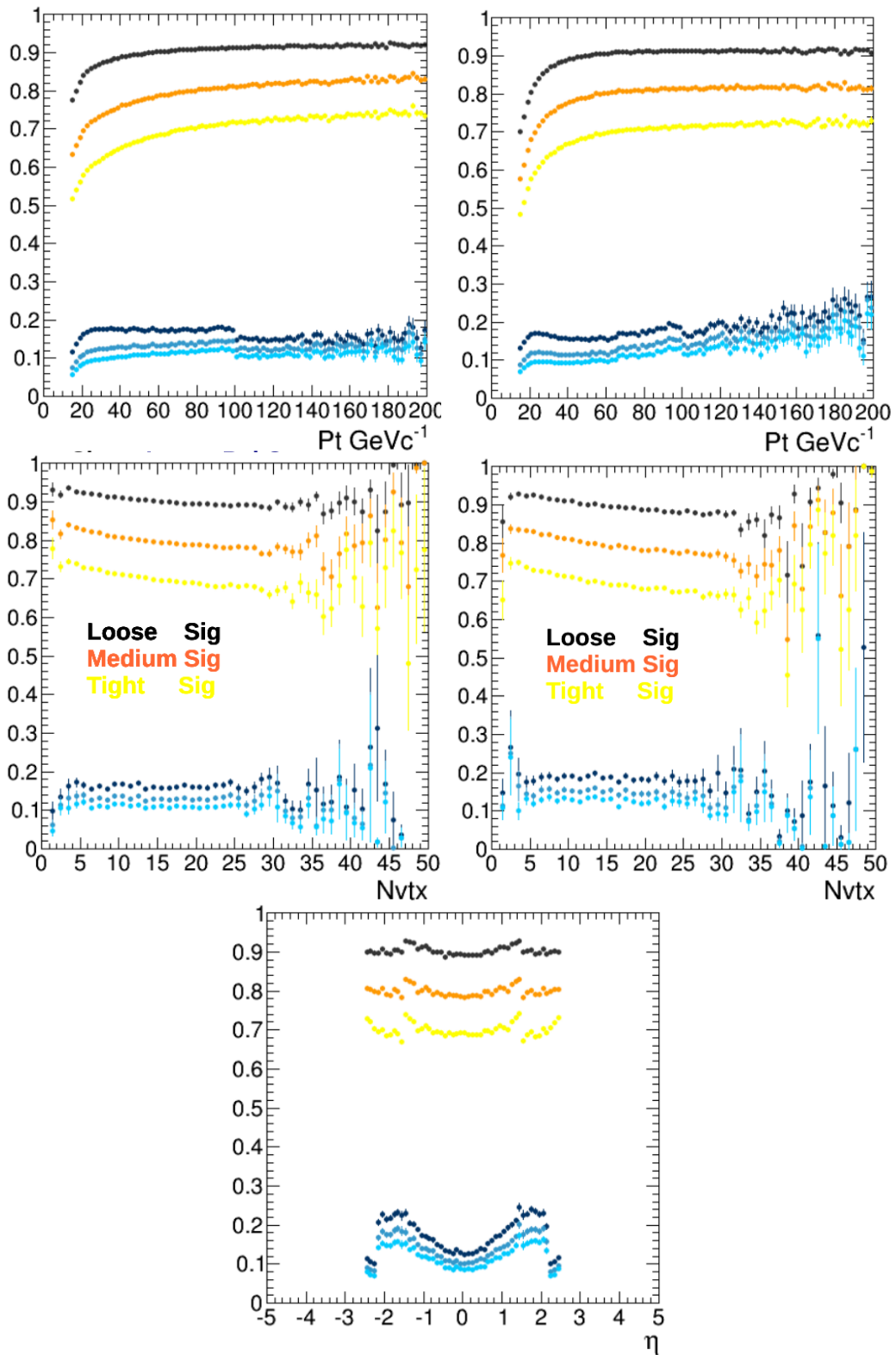
Variable	Loose	Medium	Tight
e-veto	PSV	PSV	PSV
H/E	0.05	0.05	0.05
$\sigma_{i\eta i\eta}$	0.0274	0.0268	0.0268
ISOCH	1.97 GeV	1.10 GeV	0.56 GeV
ISONH	11.86 GeV + 0.0139 $\times E_T^\gamma$ + +0.000025 $\times (E_T^\gamma)^2$	2.69 GeV + 0.0139 $\times E_T^\gamma$ + +0.000025 $\times (E_T^\gamma)^2$	2.09 GeV + 0.0139 $\times E_T^\gamma$ + +0.000025 $\times (E_T^\gamma)^2$
ISOPH	0.83 GeV + 0.0034 $\times E_T^\gamma$	0.39 GeV + 0.0034 $\times E_T^\gamma$	0.16 GeV + 0.0034 $\times E_T^\gamma$



Σχήμα A'.6: H/E και $\sigma_{i\eta i\eta}$ κατανομές.



Σχήμα Α.7: Οι isolation μεταβλητές



Σχήμα Α.8: Αποδόσεις των κριτηρίων ταυτοποίησης συναρτήσει p_T , N_{vtx} , η

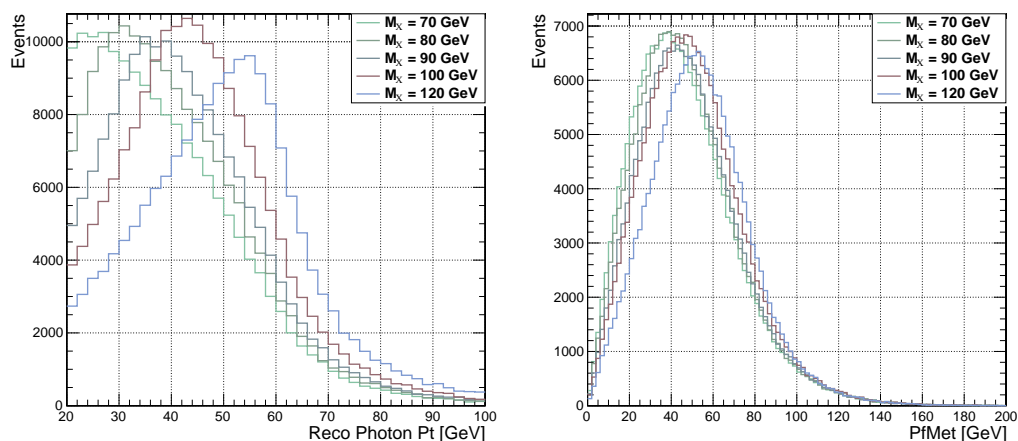
Παράρτημα Β΄

Τελική κατάσταση ενός φωτονίου και εγκάρσιας ελλείπουσας ενέργειας

Β΄.1 Επιλογή γεγονότων

Β΄.1.1 Κινηματική τοπολογία σήματος και επιλογή συστήματος σκανδαλισμού

Η κινηματική τοπολογία του σήματος:



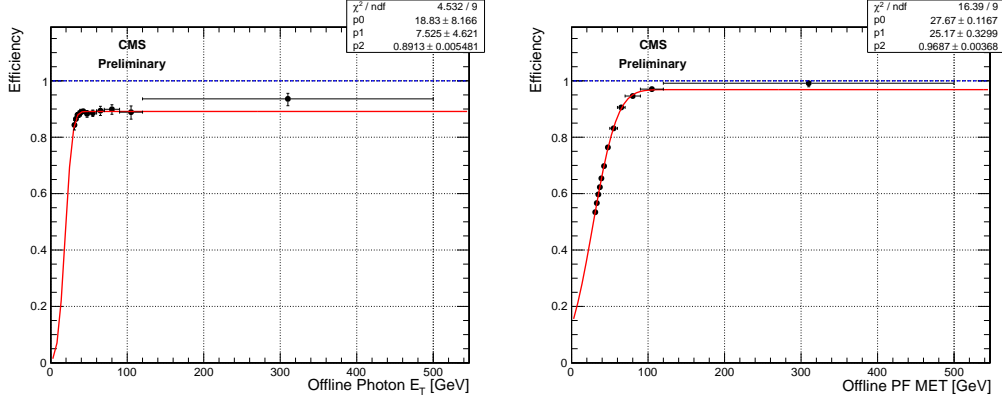
Σχήμα Β΄.1: Κατανομές E_T και E_T^{miss} για το μοντέλο $\Sigma\Upsilon\Sigma\Psi$ Ηιγγς

Τα χαρακτηριστικά του HLT:

- $H/E < 0.10$
- $\sigma_{\eta\eta} < 0.024$
- $R_9 > 0.9$

- ECAL Isolation $< 4.0 + 0.012 \times E_T$
- HCAL Isolation $< 4.0 + 0.005 \times E_T$
- Track Isolation $< 4.0 + 0.002 \times E_T$

Η αντίστοιχη απόδοση του HLT:



Σχήμα Β'.2: Η απόδοση του HLT συναρτήσει της p_T και E_T^{miss}

Β'.1.2 Διόρθωση στην E_T^{miss}

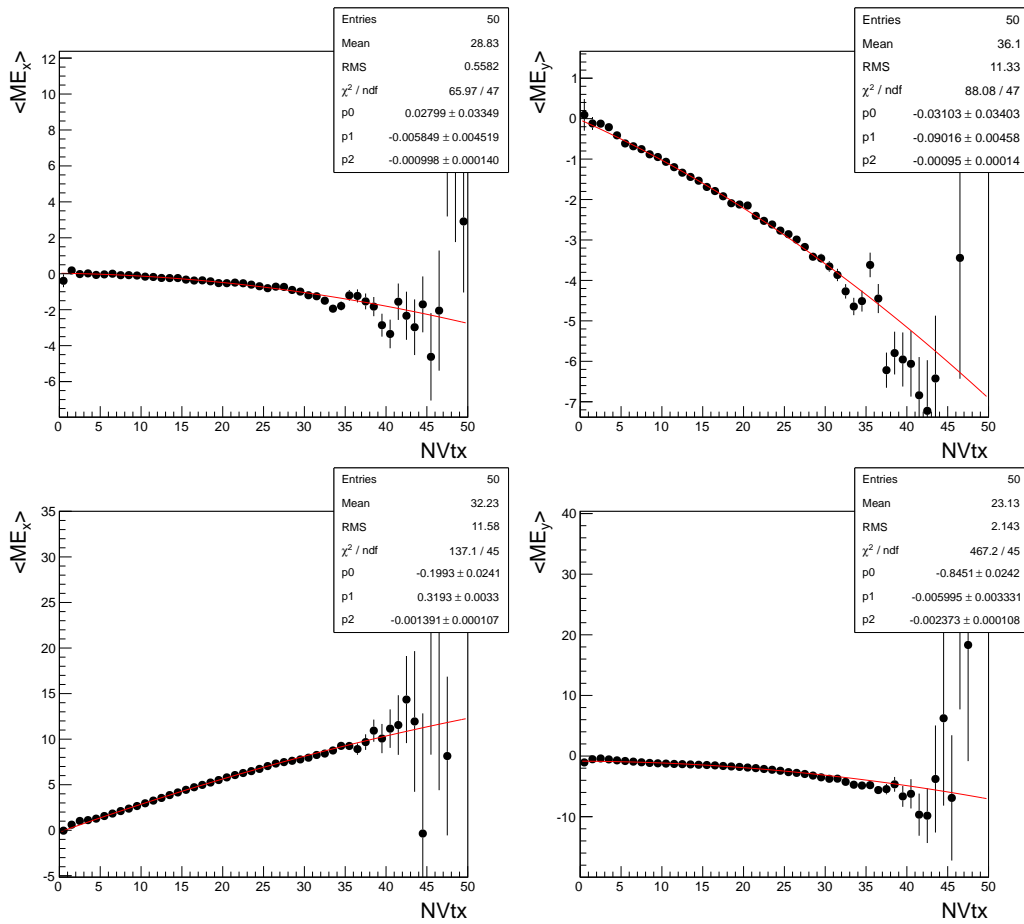
Οι συναρτήσεις με τις οποίες έγινε παραμετρική προσαρμογή:

$$\begin{aligned} \langle \cancel{E}_x \rangle &= c_{x0} + c_{x1} \cdot N_{Vtx} + c_{x2} \cdot N_{Vtx}^2 \\ \langle \cancel{E}_y \rangle &= c_{y0} + c_{y1} \cdot N_{Vtx} + c_{y2} \cdot N_{Vtx}^2 \end{aligned} \quad (\text{B'.1})$$

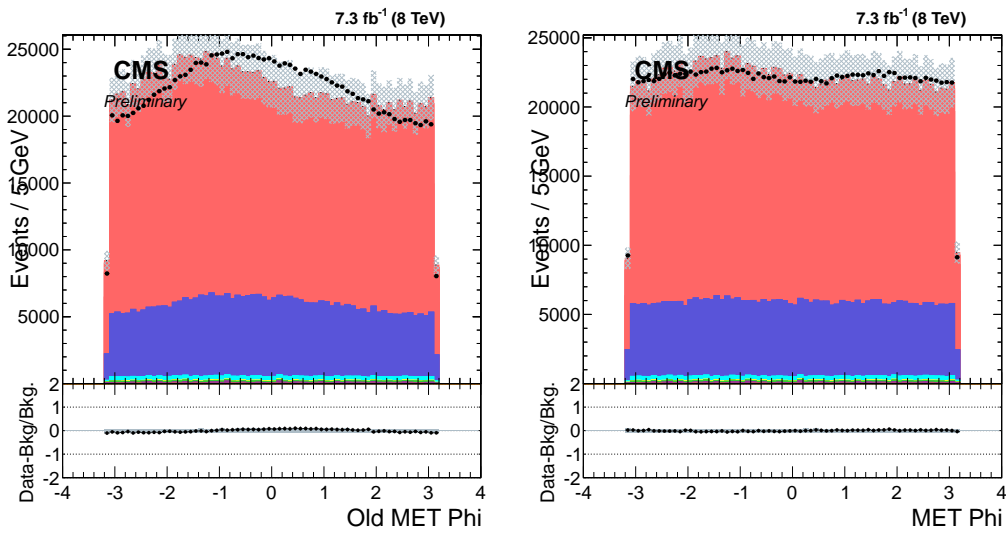
Η διορθωμένη E_T^{miss} πριν και μετά:

$$\begin{aligned} \cancel{E}_x^{\text{corr}} &= \cancel{E}_x - (c_{x0} + c_{x1} \cdot N_{Vtx} + c_{x2} \cdot N_{Vtx}^2) \\ \cancel{E}_y^{\text{corr}} &= \cancel{E}_y - (c_{y0} + c_{y1} \cdot N_{Vtx} + c_{y2} \cdot N_{Vtx}^2) \end{aligned} \quad (\text{B'.2})$$

Τα αποτελέσματα της παραμετρικής προσαρμογής.

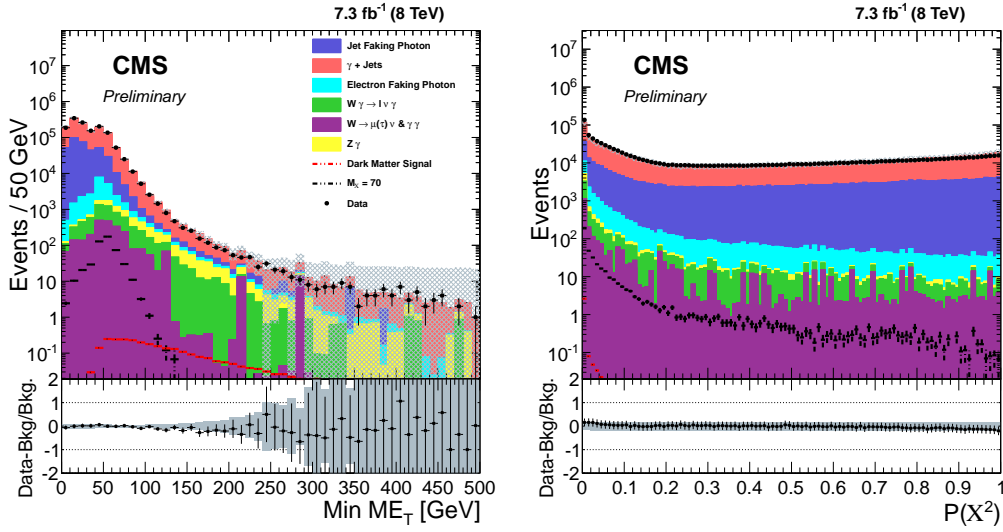


Σχήμα Β.3: Τα αποτελέσματα της παραμετρικής προσαρμογής.



Σχήμα Β.4: \cancel{E}_T ϕ κατανομές πριν και μετά τη διόρθωση

B'.1.3 E_T^{miss} Minimization



Σχήμα B'.5: Η επαναυπολογισμένη minimized E_T^{miss} και η πιθανότητα της συνάρτησης χ^2

B'.1.4 Προεπιλογή και εξειδικευμένη επιλογή γεγονότων

Προεπιλογή

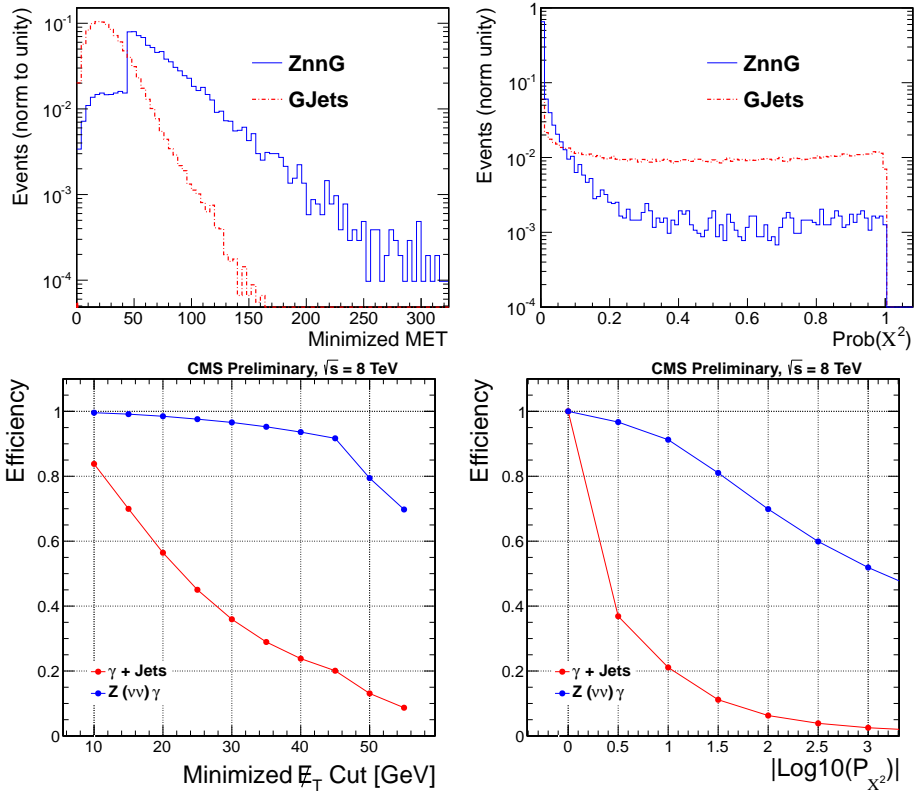
Η προεπιλογή των γεγονότων, κοινή και για τις δύο αναλύσεις:

Πίνακας B'.1: Προεπιλογή γεγονότων

Online and Offline Preselection	
Level-1 Trigger	Single e/γ , $E_T > 20$ GeV
High Level Trigger	$E_T > 30$ GeV, ECAL Barrel only, Calorimetric $E_T^{\text{miss}} > 25$ GeV Loose Calorimetric-based shower shape and isolation criteria.
Vertex	At least 1 good vertex, use primary vertex (PV).
Photons (γ)	At least 1 good γ , signal topology = leading γ , $E_T^\gamma > 45$ GeV, ECAL Barrel only; $ \eta^\gamma < 1.4442$, "medium" ID and Isolation criteria, Pixel Seed Veto, $\sigma_{i\eta i\eta} > 0.001$, $\sigma_{i\phi i\phi} > 0.001$, $R_9 < 1.0$, "Swiss-cross" < 0.9 .
E_T^{miss}	Particle Flow $E_T^{\text{miss}} > 40$ GeV, apply noise event filters.
Electrons (e)	Veto electrons ("loose" e ID and Isolation criteria).
Muons (μ)	Veto muons ("loose" μ ID and Isolation criteria).

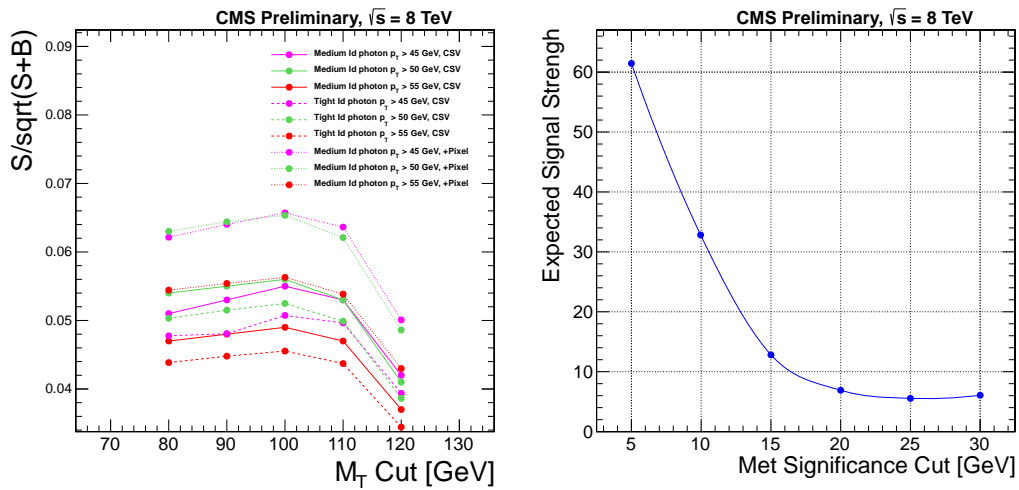
Εξειδικευμένη επιλογή γεγονότων

Βελτιστοποίηση μεταβλητών για την επιλογή γεγονότων:



Σχήμα Β'.6: ROC καμπύλες απόδοσης για τις αναφερόμενες μεταβλητές

Επιπλέον βελτιστοποίηση μεταβλητών για την επιλογή γεγονότων:



Σχήμα Β'.7: Εκτιμώμενη significance $S/\sqrt{S+B}$ και signal strength για τις αναφερόμενες μεταβλητές.

Τελική εξειδικευμένη επιλογή γεγονότων για τις δύο αναλύσεις:

Πίνακας Β'.2: Εξειδικευμένη επιλογή γεγονότων

Advanced Selection	Model Independent		SUSY Benchmark Model		$M_{\chi_1^0} = 120$ GeV
	$Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$	$\gamma+\text{jet}$	$Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$	$\gamma+\text{jet}$	
$N_{\text{jets}} < 2$	0.909	0.769	–	–	–
$\Delta\phi(\gamma, \text{jet}) < 2.5$	0.834	0.262	–	–	–
$M_T > 100$ GeV	–	–	0.867	0.292	0.829
$H_T < 100$ GeV	–	–	0.785	0.188	0.804
min. M_{H_T} ; $\tilde{E}_T > 45$ GeV	–	–	0.761	0.071	0.743
min. M_{H_T} ; $\text{Prob}(\chi^2) < 10^{-3}$	–	–	0.626	0.033	0.467
E_T^{miss} significance; $\mathcal{S} > 20$	–	–	0.440	0.001	0.195
Angle; $\alpha > 1.2$	–	–	0.390	0.001	0.165
$E_T^\gamma < 60$ GeV	–	–	0.074	0.0002	0.106

Β'.1.5 Κατανομές καταιγισμού φωτονίων χρησιμοποιούμενες στη μονοφωτονική ανάλυση

Μία περιγραφή των κατανομών shower shape:

1. original Swiss Cross:

$$\text{Swiss Cross} = \frac{\text{Seed Crystal Energy}}{E_{5\times 1} + E_{1\times 5} - \text{Seed Crystal Energy}} \quad (\text{B'.3})$$

Στην ανάλυση όμως χρησιμοποιείται η παραλλαγή:

$$\text{Mod. Swiss Cross} = \frac{\text{Seed Crystal Energy}}{E_{5\times 1} + E_{1\times 3} - \text{Seed Crystal Energy}} \quad (\text{B'.4})$$

2. R_9 :

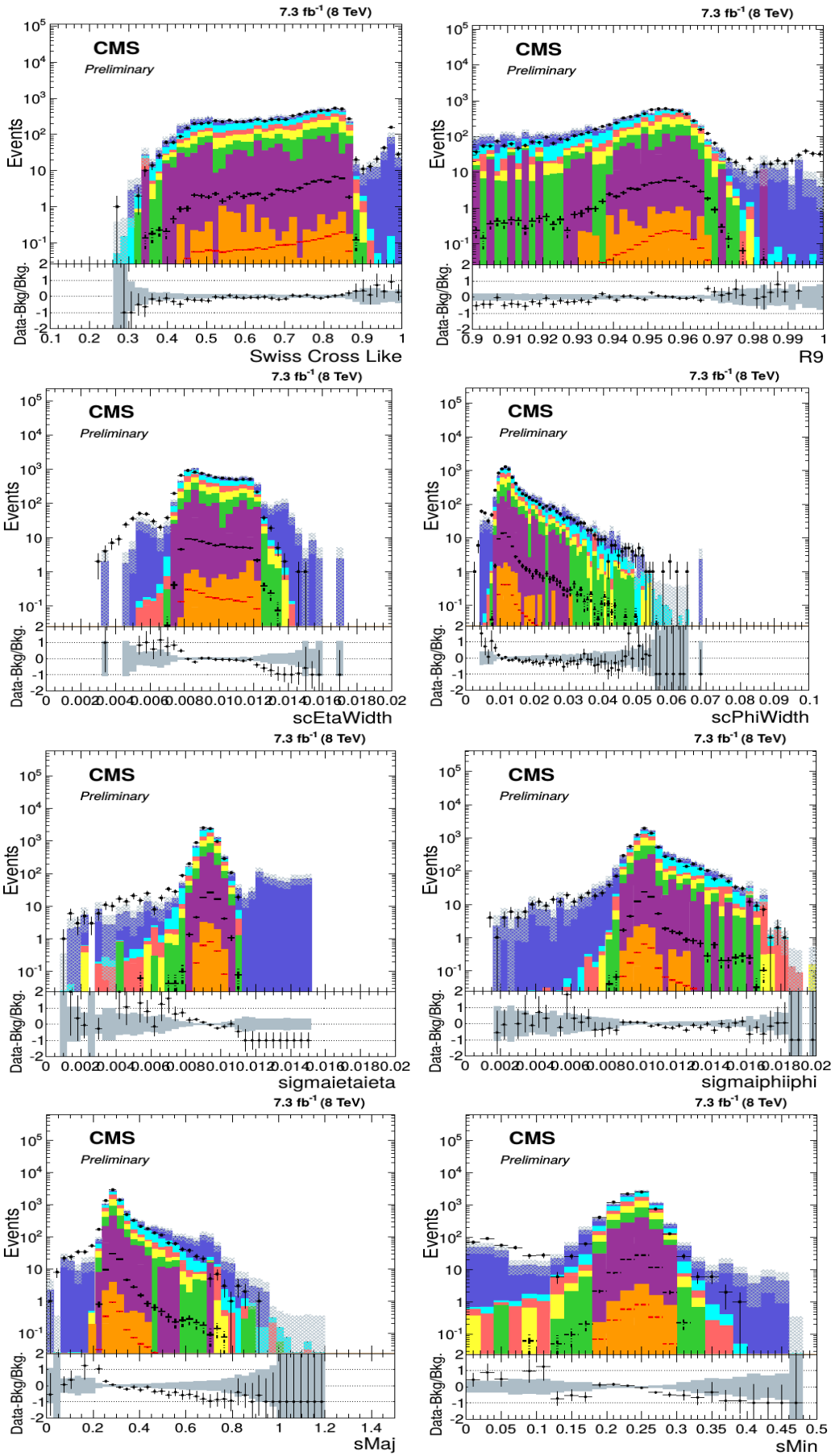
$$R_9 = \frac{E_{3\times 3}}{\text{SuperCluster Energy}}. \quad (\text{B'.5})$$

3. SuperCluster η και ϕ πλάτος

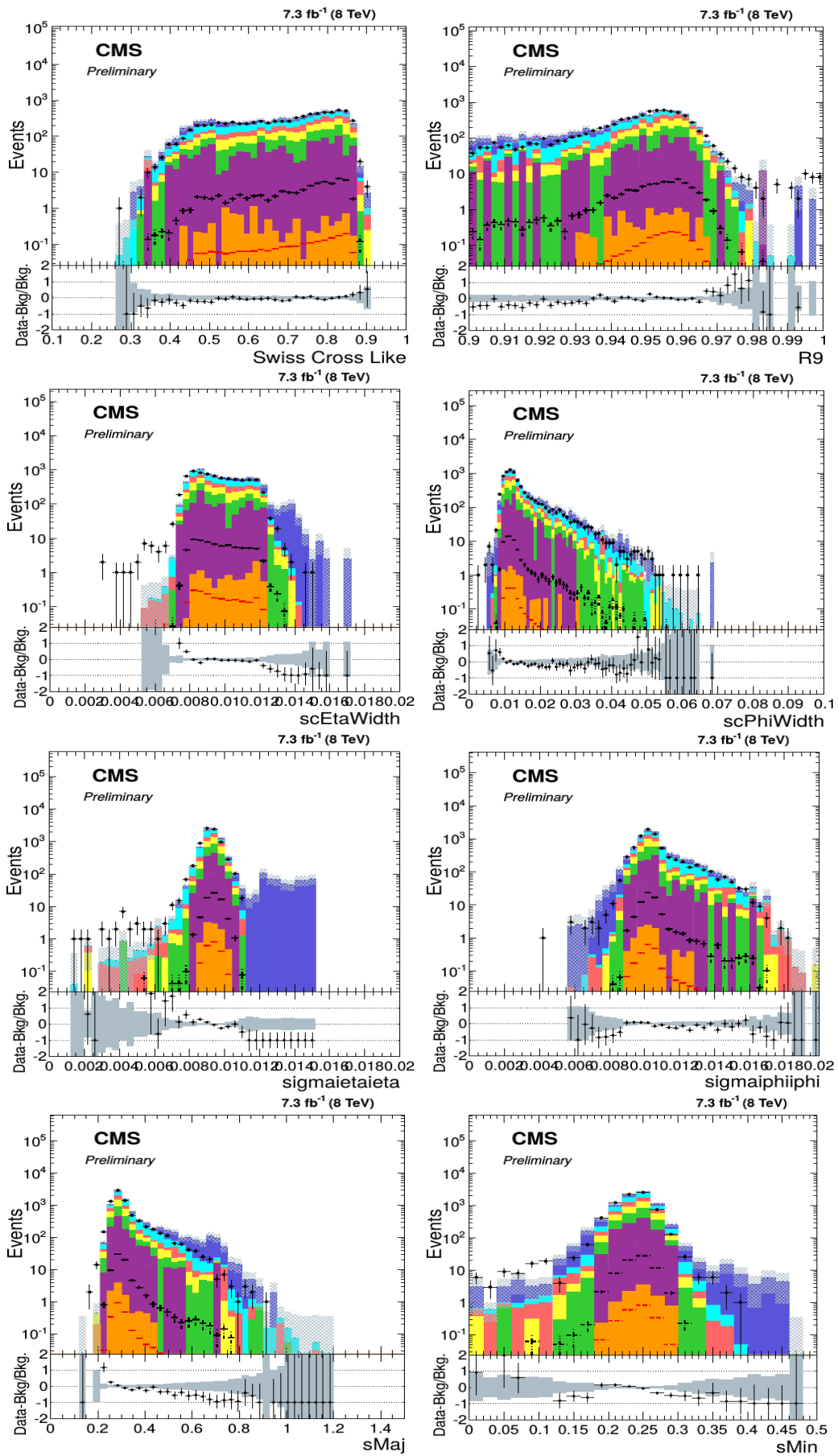
4. $\sigma_{i\eta i\eta}$ and $\sigma_{i\phi i\phi}$

5. sMajor and sMinor

Πριν και μετά την επιβολή του swiss cross κριτηρίου:



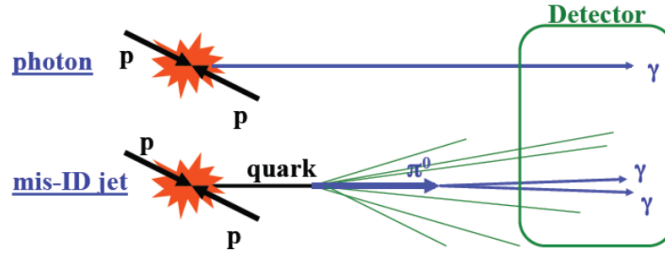
Σχήμα Β'8: Shower shape μεταβλητές, πριν την επιβολή του swiss cross κριτηρίου



Σχήμα Β'.9: Shower shape μεταβλητές μετά την επιβολή του swiss cross κριτηρίου

B'.2 Υπόβαθρο jet fake

Η διαδικασία κατά την οποία ένας πίδακας μπορεί να μιμηθεί φωτόνιο:



Σχήμα B'.10: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

B'.2.1 Control samples

Η επιλογή γεγονότων για τα control samples.

Πίνακας B'.3: Control sample, numerator, denominator, real, fake templates

Control Data Sample (Signal sample with reversed E_T^{miss} cut)

$$\Delta R(\gamma, \gamma_{\text{HLT}}) < 0.3$$

$$E_T^\gamma > 30 \text{ GeV}, |\eta^\gamma| < 1.4442$$

$$n_{\text{vtx}} \geq 1, \text{ select leading } \gamma$$

$$E_T^{\text{miss}} < 40 \text{ GeV}, \text{ noise filters applied}$$

Numerator (data)

Denominator (data)

Pixel Seed Veto applied

Pixel Seed Veto applied

$$0.9 < R_9 < 1.0$$

$$0.9 < R_9 < 1.0$$

$$H/E < 0.05$$

$$H/E < 0.05$$

$$\sigma_{i\phi i\phi} > 0.001$$

$$\sigma_{i\phi i\phi} > 0.001$$

$$sc < 0.9$$

$$sc < 0.9$$

$$0.001 < \sigma_{i\eta i\eta} < 0.011$$

$$0.001 < \sigma_{i\eta i\eta} < 0.015$$

$$\text{ISO}_{\text{CH}} < 1.5$$

$$\text{ISO}_{\text{CH}} < \min\{5 \times 4.0, 0.2 \times p_T\}$$

$$\text{ISO}_{\text{NH}} < 1.0 + 0.04 \times p_T$$

$$\text{ISO}_{\text{NH}} < \min\{5 \times (4.5 + 0.04 \times p_T), 0.2 \times p_T\}$$

$$\text{ISO}_{\text{PH}} < 0.7 + 0.005 \times p_T$$

$$\text{ISO}_{\text{PH}} < \min\{5 \times (4.5 + 0.005 \times p_T), 0.2 \times p_T\}$$

$$\{(\sigma_{i\eta i\eta} > 0.012), \text{ or}$$

$$(\text{ISO}_{\text{CH}} > 4.0), \text{ or}$$

$$(\text{ISO}_{\text{NH}} > 4.5 + 0.04 \times p_T), \text{ or}$$

$$(\text{ISO}_{\text{PH}} > 4.5 + 0.005 \times p_T)\}$$

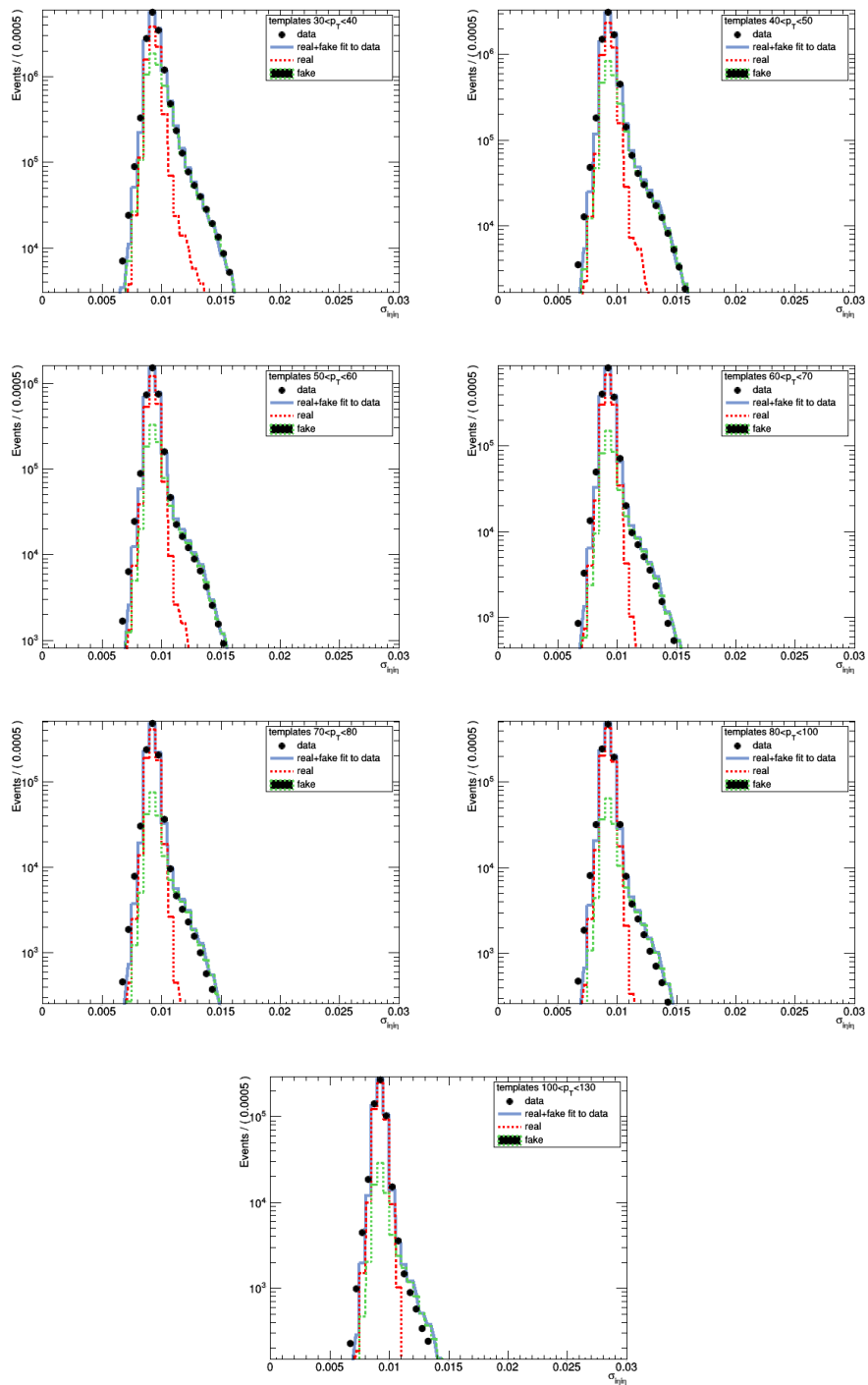
Real Templates (MC)

Fake Templates (data)

Numerator selection
+ MC gen-matched γ

Numerator selection except for
a sideband in PF CH isolation;
 $2.0 \text{ GeV} < \text{ISO}_{\text{CH}} < 6.0 \text{ GeV}$

Τα $\sigma_{i\eta\eta}$ templates για κάθε E_T bin

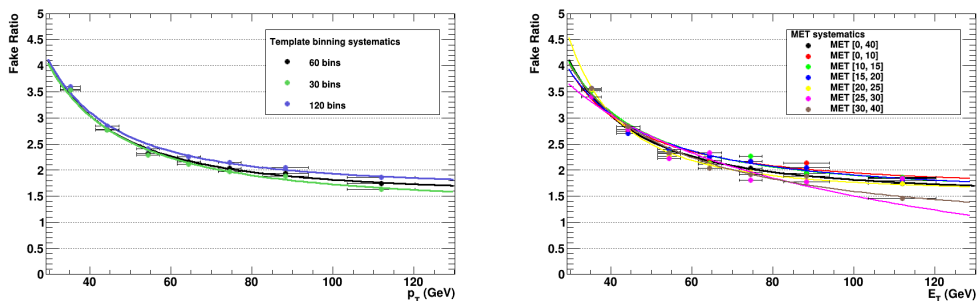


Σχήμα B.11: $\sigma_{i\eta\eta}$ templates

B'.2.2 Συστηματικές αβεβαιότητες

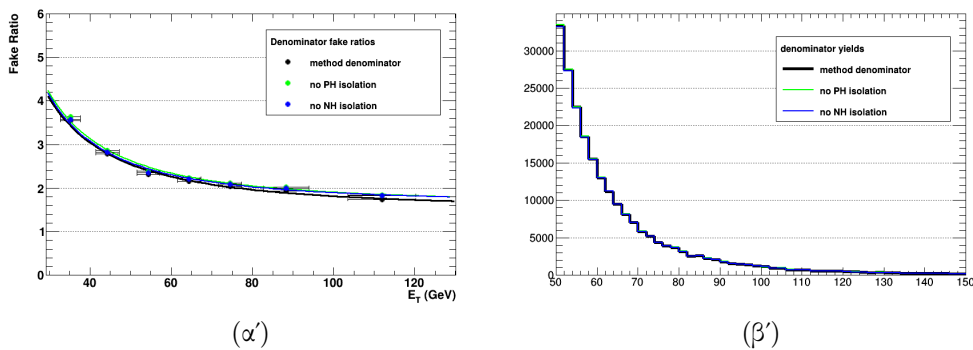
Τα συστηματικά σφάλματα:

σ_{ini} template binning και εξάρτηση από τη E_T^{miss}



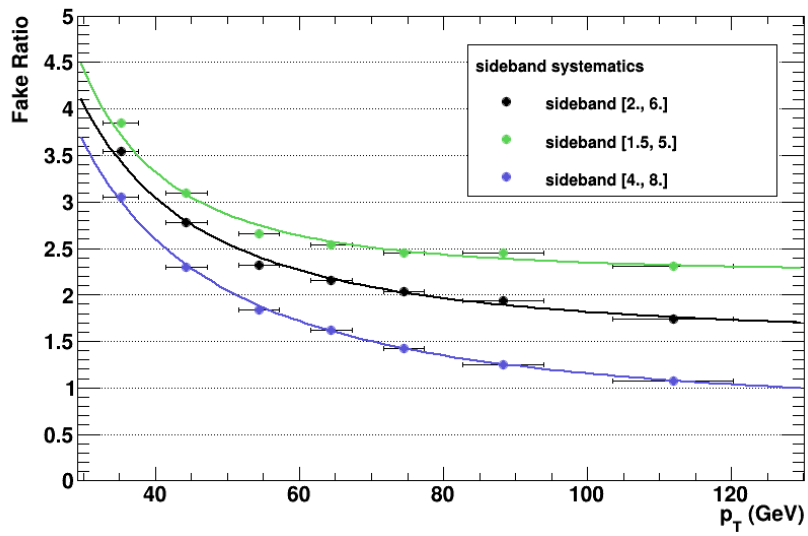
Σχήμα B'.12: Αλλαγή του template binning. και έλεγχος εξάρτησης από την επιλογή της E_T^{miss}

Ορισμός denominator



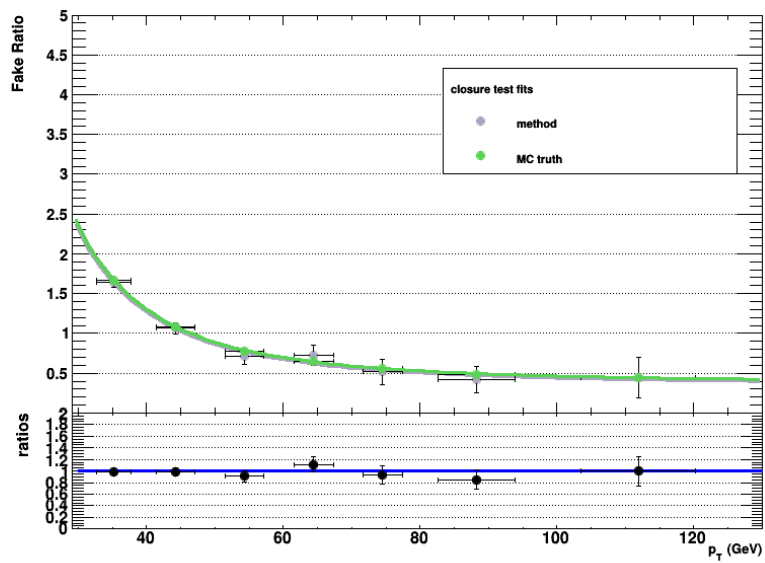
Σχήμα B'.13: Έλεγχος εξάρτησης από τον ορισμό του denominator

Εξάρτηση από την επιλογή του sideband



Σχήμα Β'.14: Έλεγχος εξάρτησης από την επιλογή του sideband

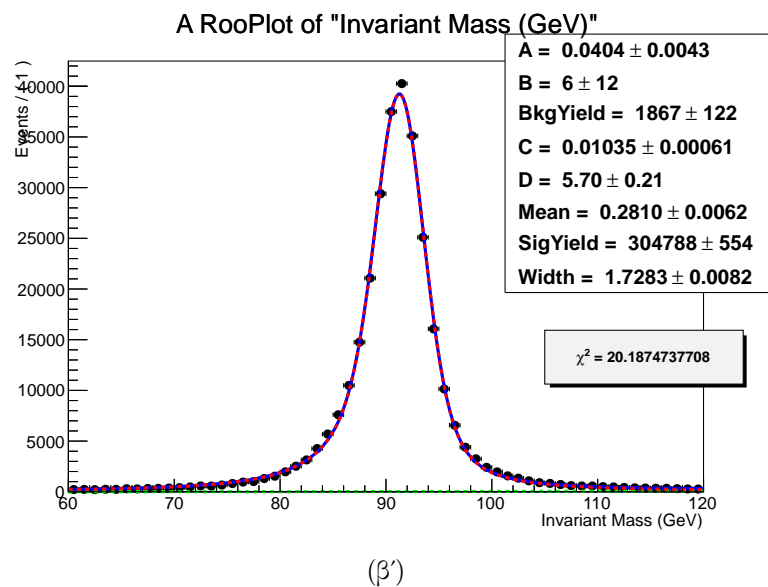
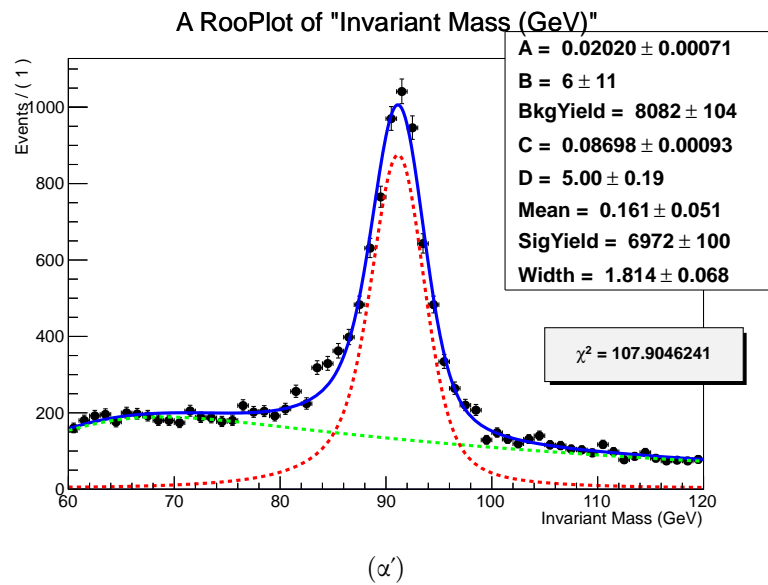
Closure test



Σχήμα Β'.15: Closure test της μεθόδου

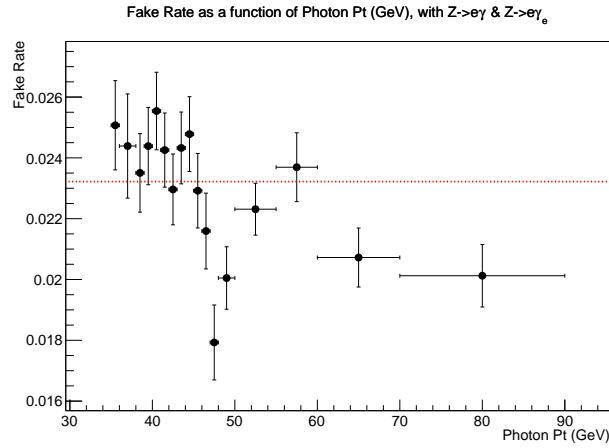
B'.3 Υπόβαθρο e fake

B'.3.1 Παραμετρική προσαρμογή στην κορυφή του Z

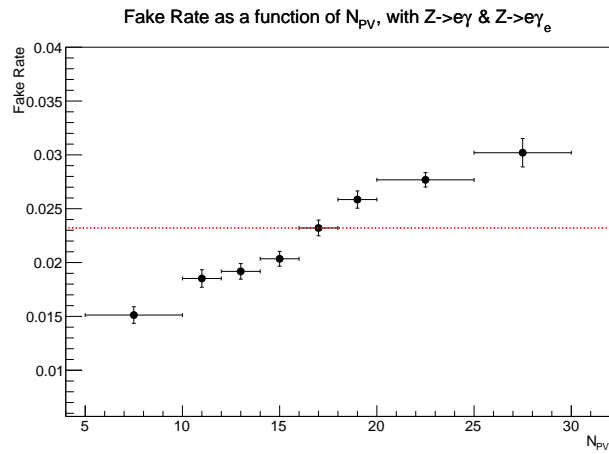


Σχήμα B'.16: Παραμετρική προσαρμογή στην κορυφή του Z μποζονίου για τις δύο περιπτώσεις

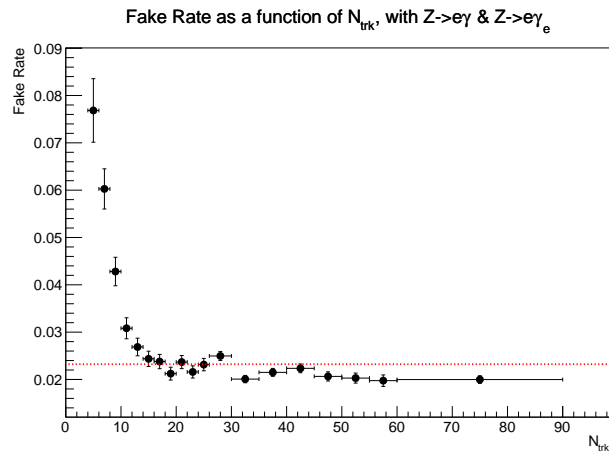
B'.3.2 Εξάρτηση από p_T , N_{Vtx} , N_{Trk}



(α')



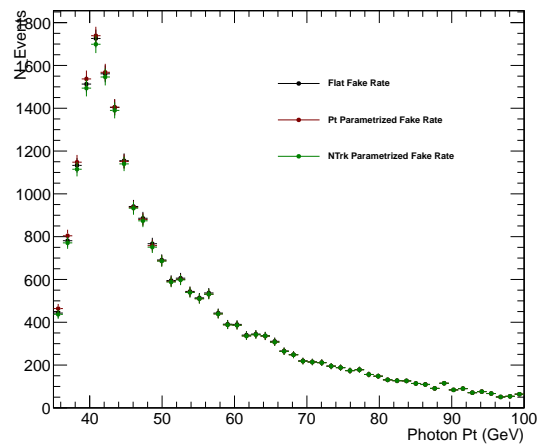
(β')



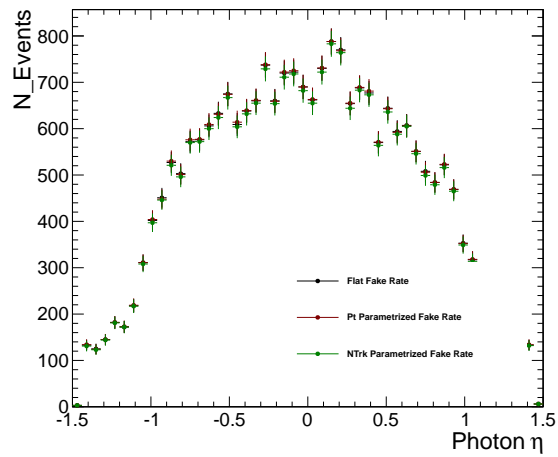
(γ')

Σχήμα B'.17: Εξάρτηση από p_T , N_{Vtx} , N_{Trk}

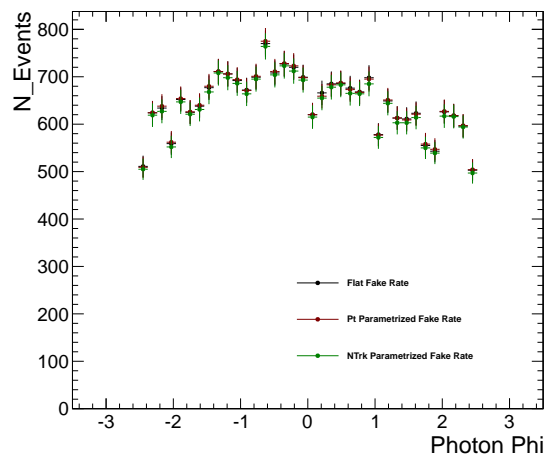
B'.3.3 Συστηματικές αβεβαιότητες



(α')



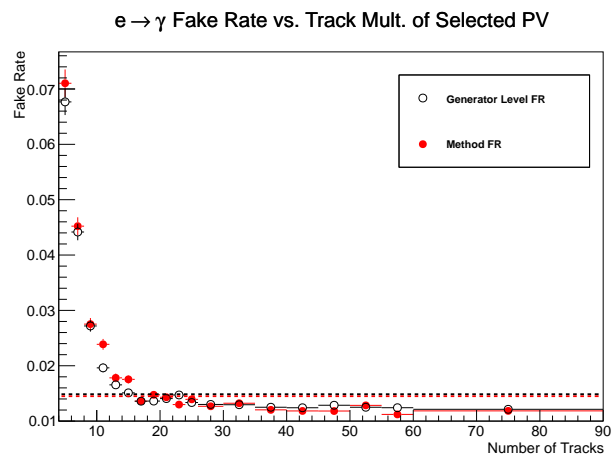
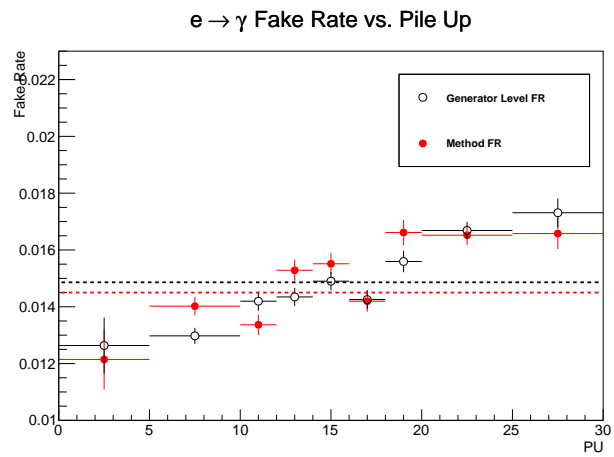
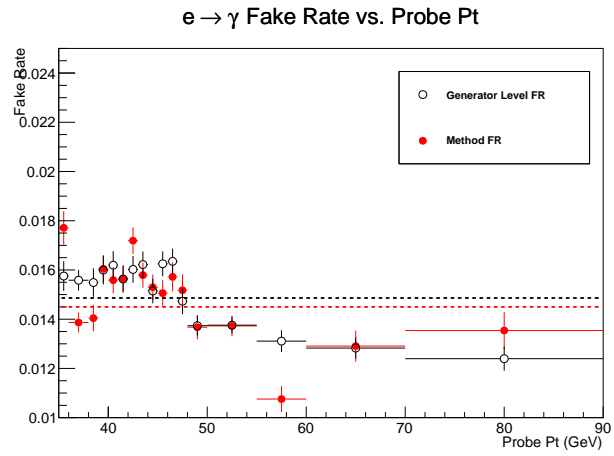
(β')



(γ')

Σχήμα B'.18: Έλεγχος ισχύος της υπόθεσης παραμετροποίησης με σταθερή τιμή

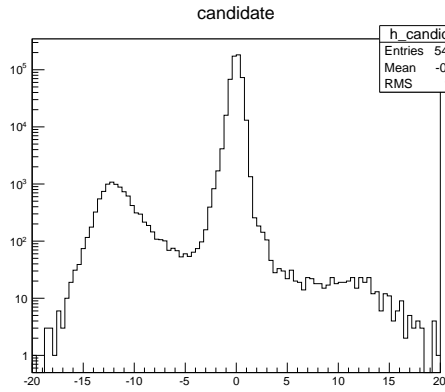
Closure Test



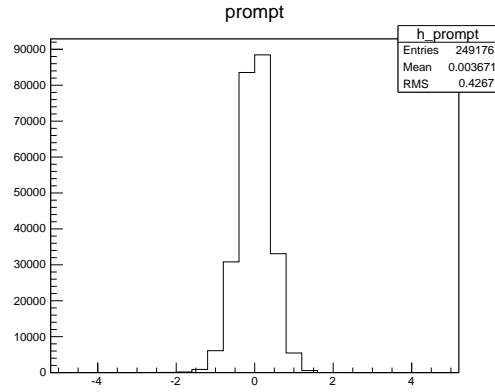
Σχήμα Β'.19: Closure Test της μεθόδου

B'.4 Υπόβαθρο non collision

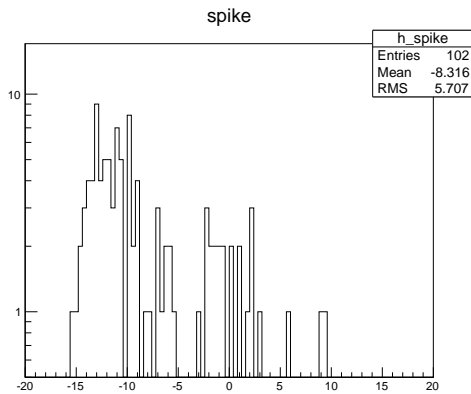
Κατασκευάστηκαν τα templates: Candidate sample, Prompt, Spikes, Beam Halo και παρουσιάζονται παρακάτω



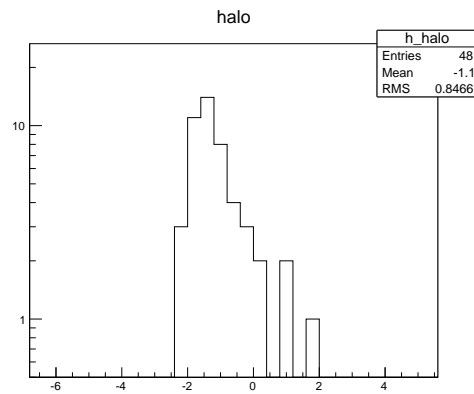
(α') candidate sample



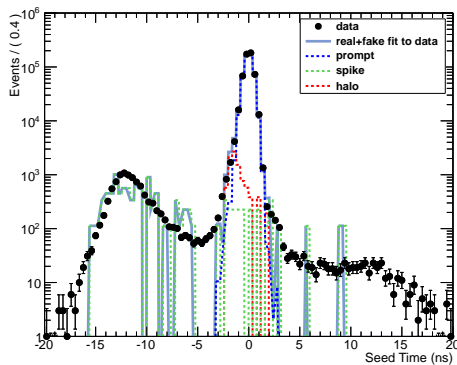
(β') with pixel seed match



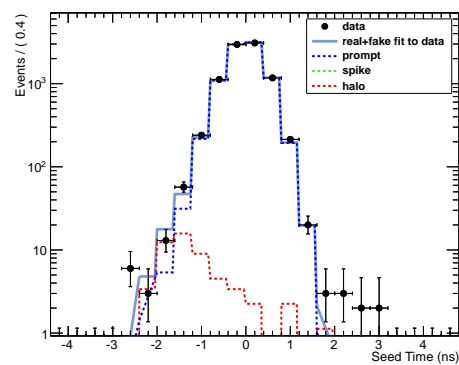
(γ') with unphysically small shower shape variables



(δ') MIP Tagged events



(ε')

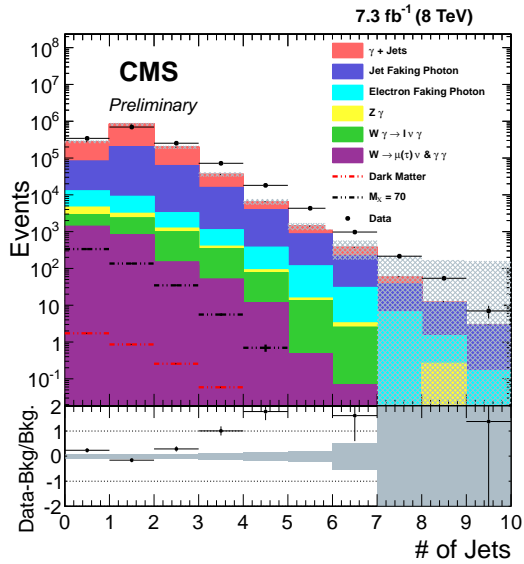


(ϕ')

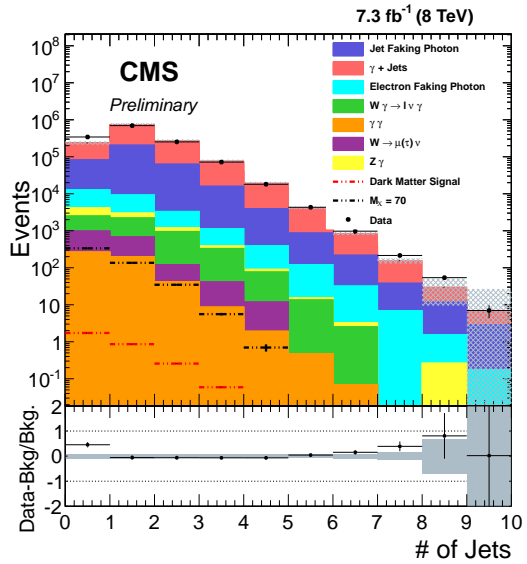
Σχήμα B'.20: Τα πρότυπα και οι τελικές εκτιμήσεις τους στην περιοχή ανάλυσης

B'.5 Υπόβαθρα MC

Διόρθωση γ +jet

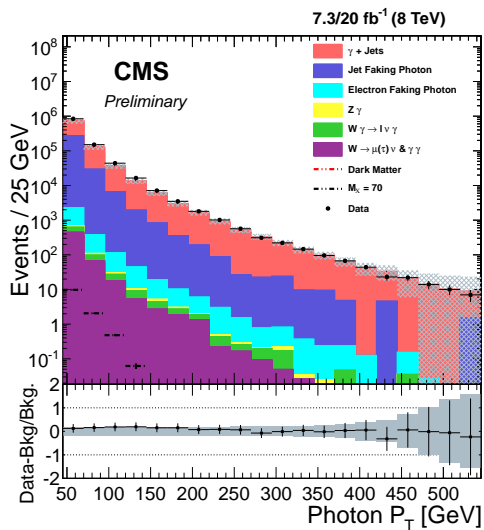


(α') PYTHIA Number of jets

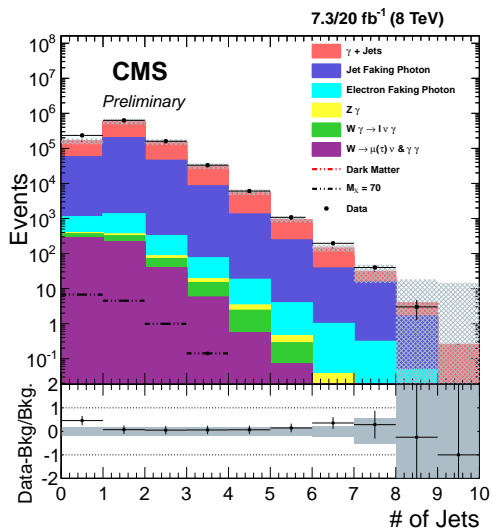


(β') MADGRAPH Number of jets

Σχήμα B'.21: Σύγκριση PYTHIA με MADGRAPH



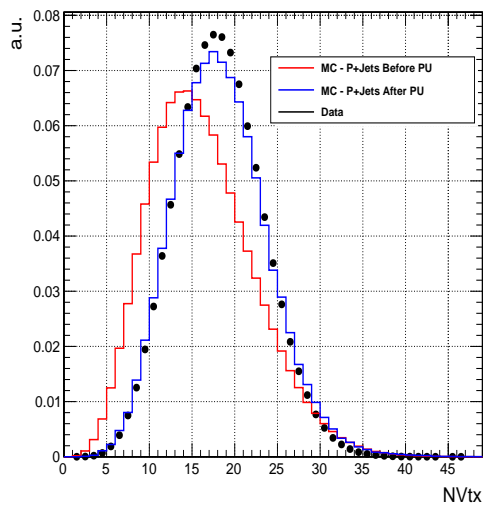
(α')



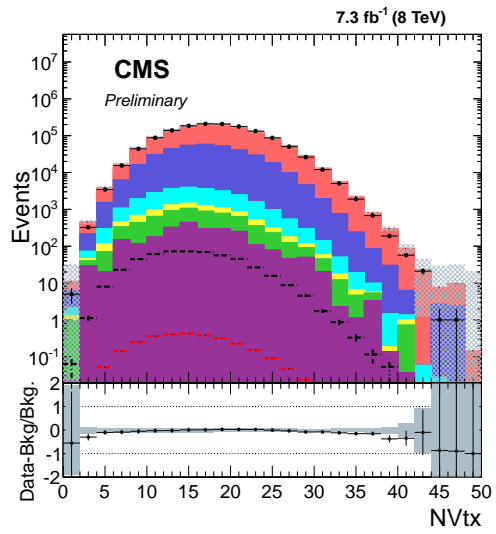
(β')

Σχήμα B'.22: E_T και N_{Jets} για την περιοχή του control sample από την οποία εξήχθησαν οι διορθώσεις

Pile-Up reweighting



(α')



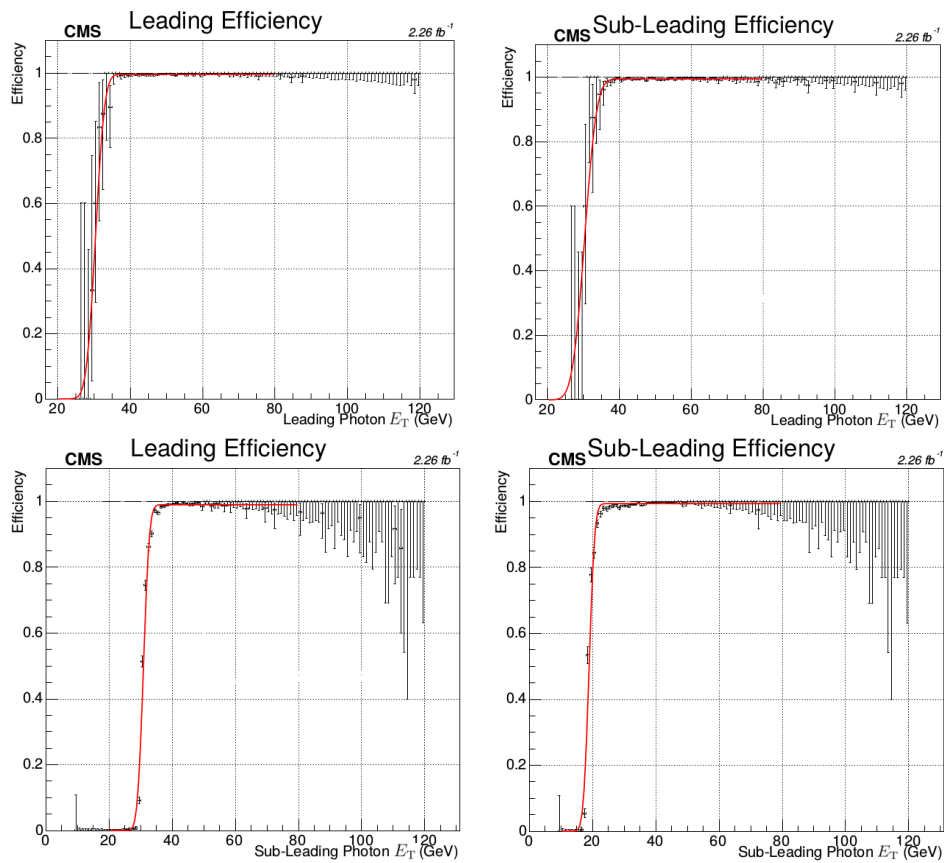
(β')

Σχήμα Β'.23: Επαναστάθμιση με το pile-up

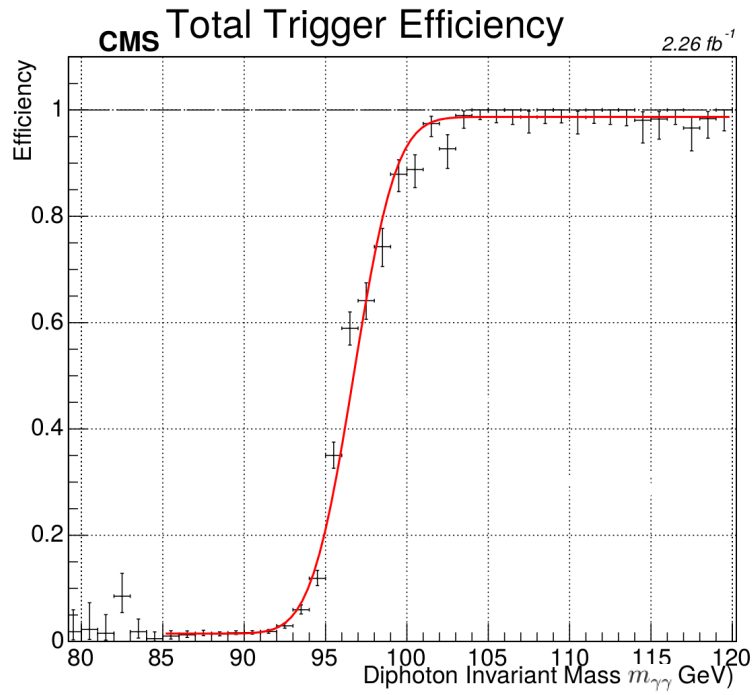
Παράρτημα Γ'

Τελική κατάσταση δύο φωτονίων και εγκάρσια ελλείπουσας ενέργειας

Γ'.1 Trigger



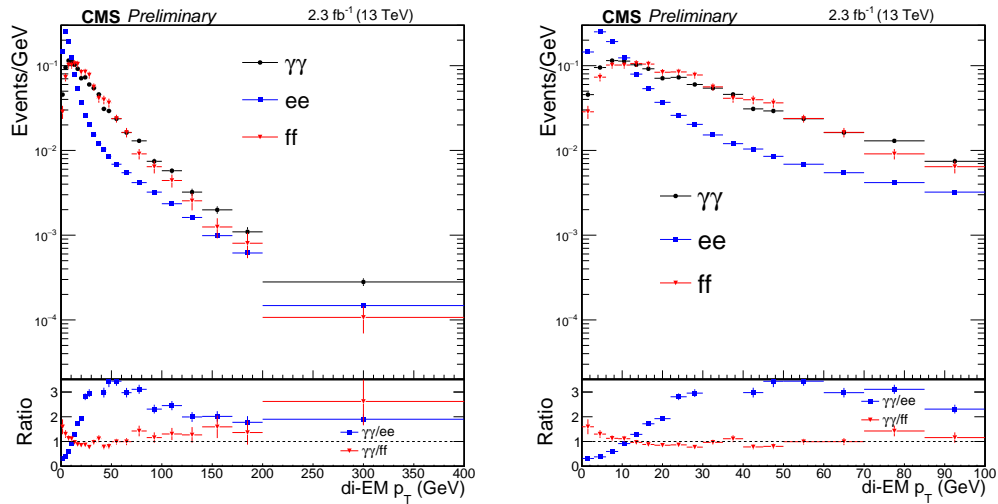
Σχήμα Γ'.1: Απόδοση συναρτήσει της E_T



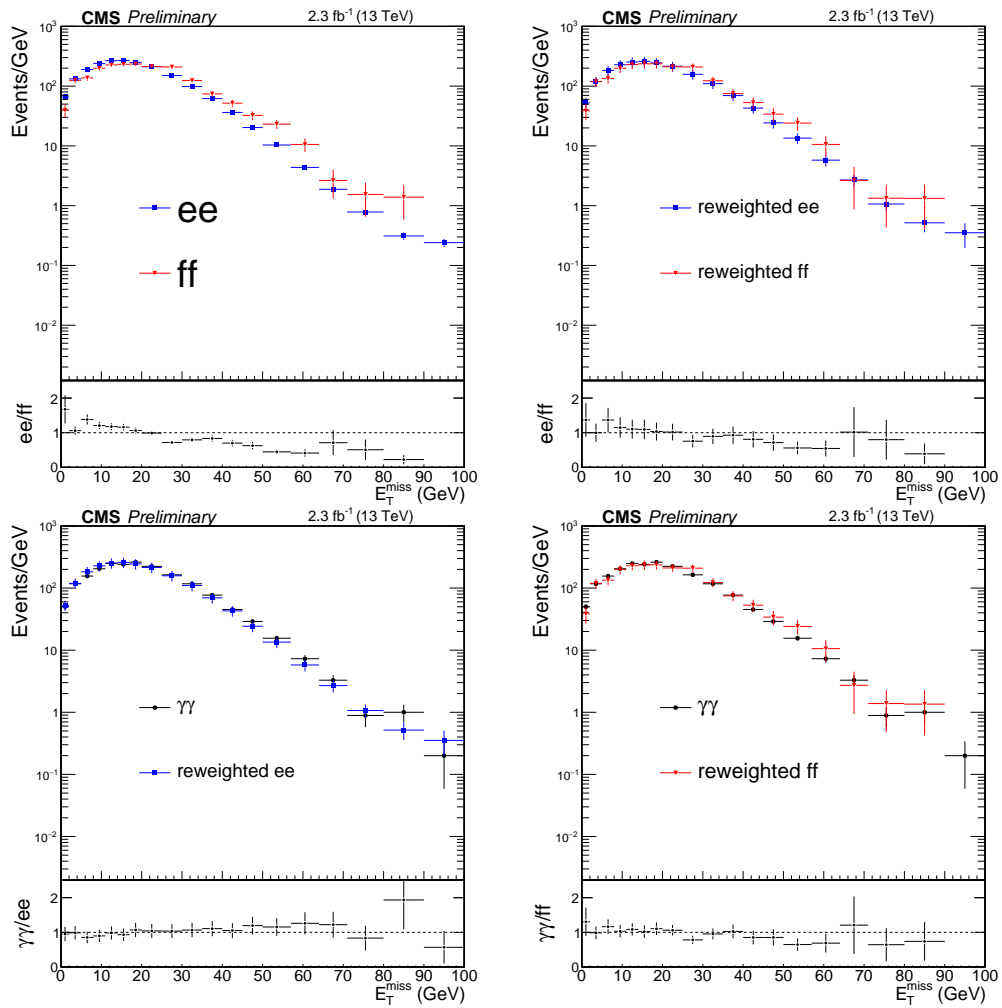
Σχήμα Γ'.2: Απόδοση συναρτήσει της $M_{\gamma\gamma}$

Γ'.2 Υπόβαθρο QCD - EWK

Γ'.2.1 Υπόβαθρο QCD

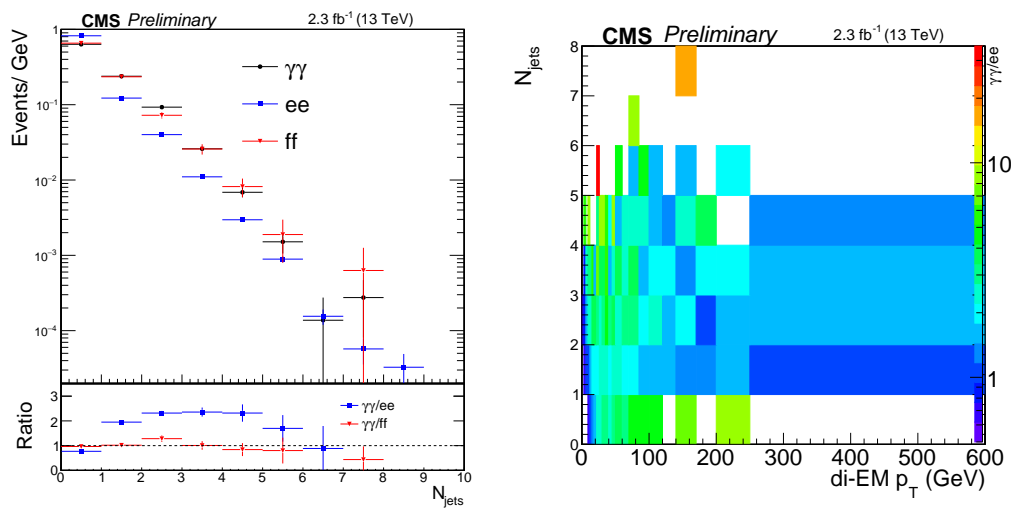


Σχήμα Γ'.3: Η εξαγωγή των Di-EM p_T βαρών

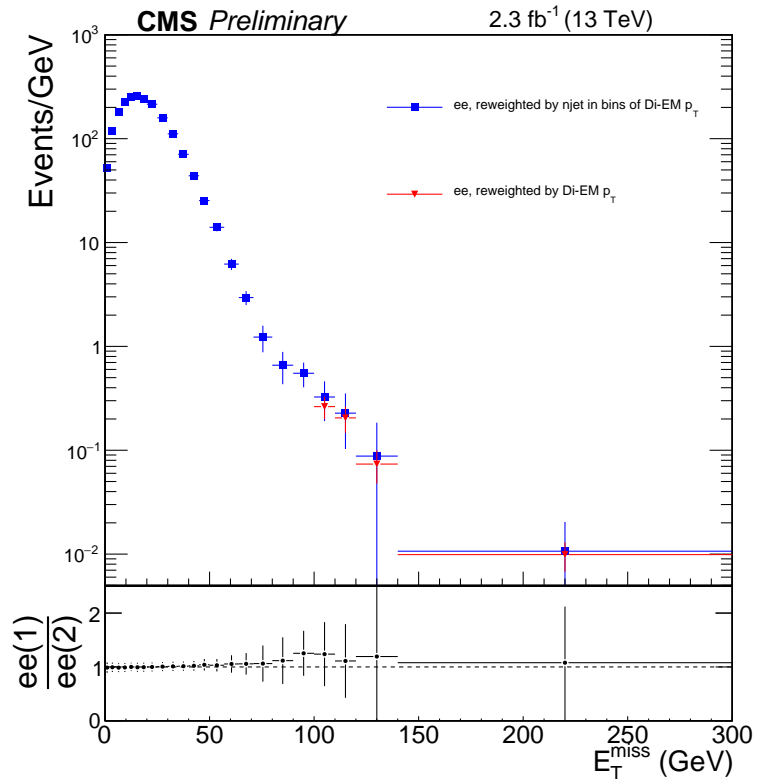


Σχήμα Γ.4: Κατανομές πριν και μετά, της E_T^{miss}

Επαναστάθμιση μέσω της πολλαπλότητας των πιδάκων



Σχήμα Γ.5: πολλαπλότητα των πιδάκων



Σχήμα Γ.6: Έλεγχος εξάρτησης από την πολλαπλότητα των πιδάκων

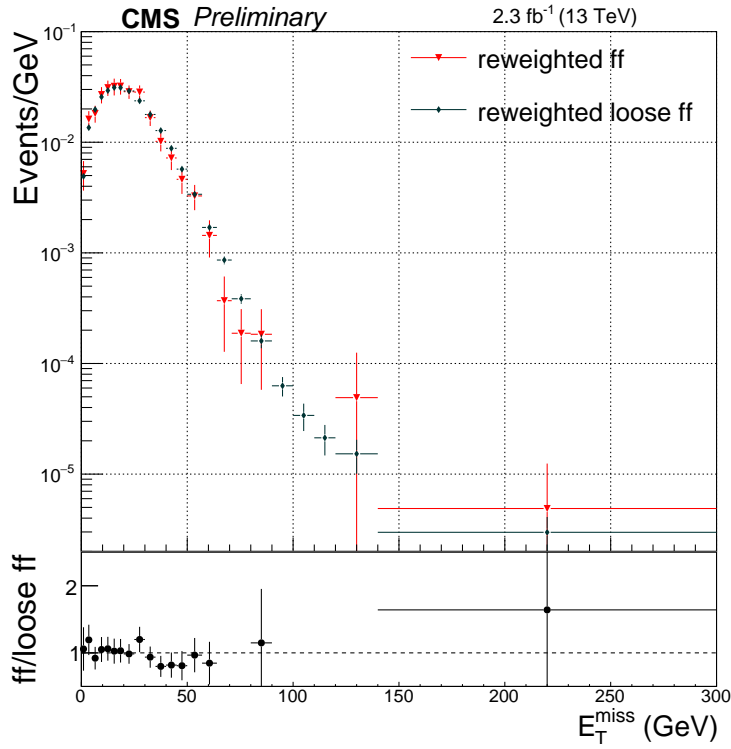
Αφαίρεση άλλων υποβάθρων

Αφαίρεση άλλων υποβάθρων από τα control samples

Πίνακας Γ.1: Συνεισφορές %

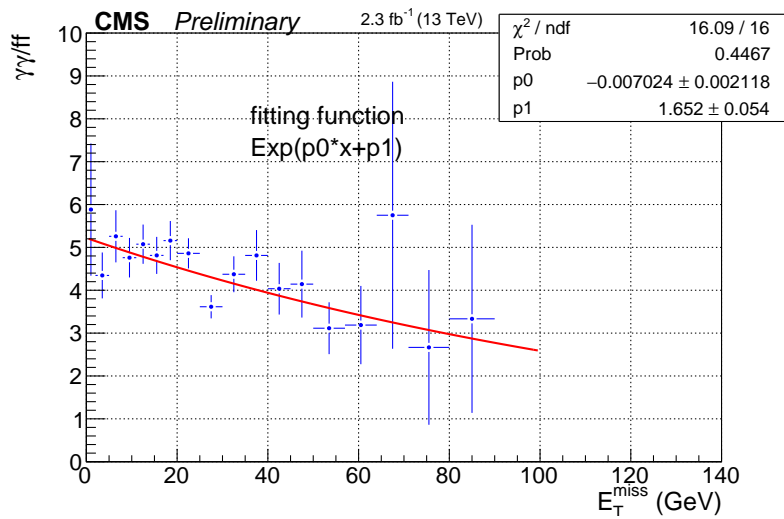
Process	$E_T^{\text{miss}} < 100 \text{ GeV}$	$E_T^{\text{miss}} > 100 \text{ GeV}$
$t\bar{t}$ events (ee sample)	0.17%	24.3%
$Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{jets}$ (loose ff sample)	0.03%	5.0%

Επαναστάθμιση με χαλαρότερο ff



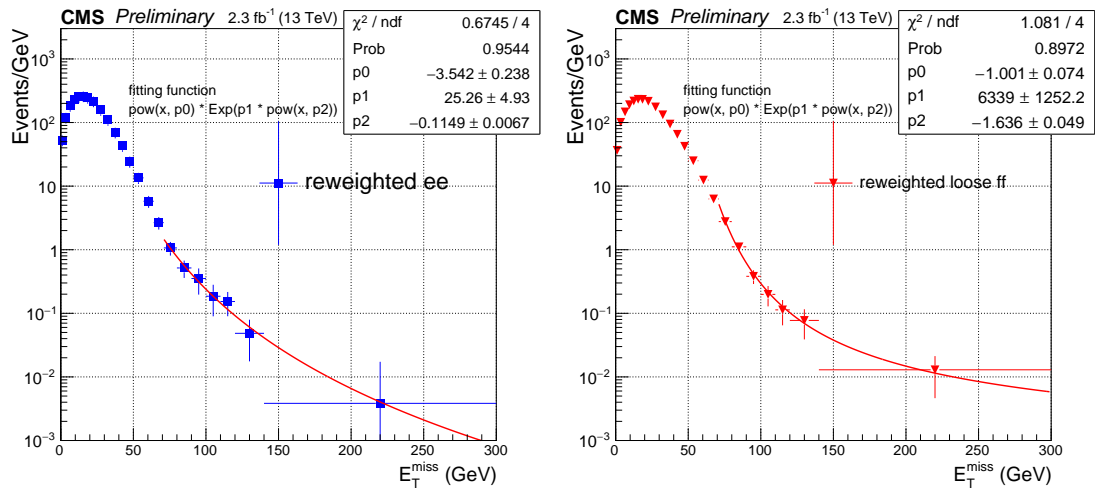
Σχήμα Γ.7: Οι αντίστοιχες κατανομές E_T^{miss}

Closure test



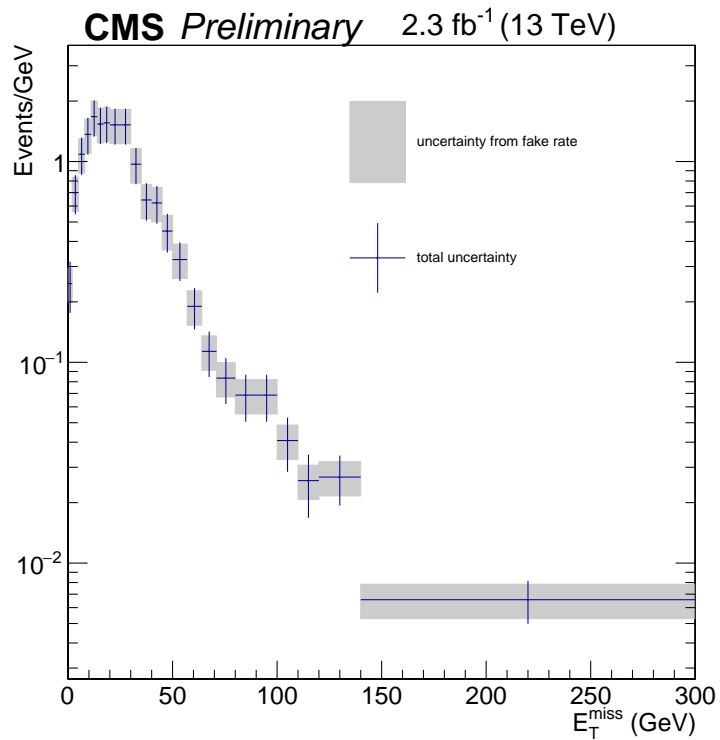
Σχήμα Γ.8: Η παραμετρική προσαρμογή για τη δευτερη εκτίμηση που χρησιμοποιείται στο closure test της μεθόδου

Τελική εκτίμηση QCD



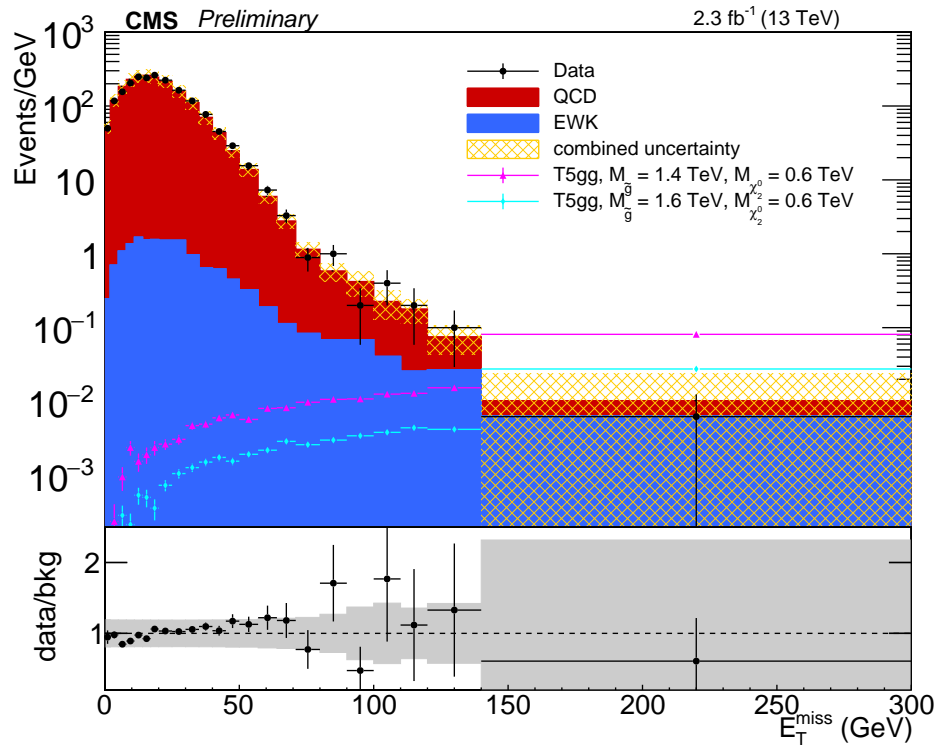
Σχήμα Γ'.9: Τελική εκτίμηση

Γ'.2.2 Υπόβαθρο EWK



Σχήμα Γ'.10: Η εκτίμηση.

Γ'.2.3 Ολική εκτίμηση υποβάθρου



Σχήμα Γ'.11: Ολική εκτίμηση υποβάθρου

Βιβλιογραφία

- [1] Steven Weinberg, “The Quantum Theory of Fields, volume I Foundations”, Cambridge University Press, 1995.
- [2] John S. Bell, ”Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics”, Cambridge University Press, 1987.
- [3] Steven Weinberg, “The Quantum Theory of Fields, volume II Modern Applications”, Cambridge University Press, 1996.
- [4] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani. “Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry”, Phys.Rev., D2:1285–1292, 1970.
- [5] Aubert, J. et al. ”Experimental Observation of a Heavy Particle J”. Physical Review Letters. 33 (23): 1404–1406, 1974.
- [6] Augustin, J. et al. ”Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation”. Physical Review Letters. 33 (23): 1406–1408, 1974.
- [7] Perl M. L., Abrams G., Boyarski A., Breidenbach M., Briggs D., Bulos F., Chinowsky W., Dakin J., et al.; ”Evidence for Anomalous Lepton Production in e^+e^- Annihilation”, Physical Review Letters. 35 (22): 1489, 1975.
- [8] S.W. Herb, Hom D., Lederman L., Sens J., Snyder H., Yoh J., Appel J., Brown B., Brown C., Innes W., Ueno K., Yamanouchi T., Ito A., Jöstlein H., Kaplan D., Kephart R. et al.; ”Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions”, Physical Review Letters. 39 (5): 252, 1977.
- [9] F. Abe et al. (CDF Collaboration), ”Observation of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab”, Physical Review Letters. 74 (14): 2626–2631, 1995.
- [10] S. L. Glashow, “Partial Symmetries of Weak Interactions”, Nucl.Phys., 22:579–588, 1961.
- [11] Steven Weinberg, “A Model of Leptons”, Phys.Rev.Lett., 19:1264–1266, 1967.
- [12] N. Svartholm A. Salam, “Elementary Particle Physics: Relativistic Groups And Analycity”, Eighth Nobel Symposium, Stockholm, Almquist and Wiksell, page 367, 1968.

- [13] UA1 Collaboration, "Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV", Phys.Lett. 122B (1983) 103-116, 1983.
- [14] UA1 Collaboration, "Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around $95 - \text{GeV}/c^2$ at the CERN SPS Collider", Phys.Lett. 126B (1983) 398-410, 1983.
- [15] UA1 Collaboration, "Further Evidence for Charged Intermediate Vector Bosons at the SPS Collider", Phys.Lett. 129B (1983) 273-282, 1983.
- [16] F. Englert and R. Brout, "Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons", Physical Review Letters, 13:321–323, August 1964.
- [17] G. Guralnik, C. Hagen, and T. Kibble, "Global Conservation Laws and Massless Particles", Phys. Rev. Lett., 13:585, 1964.
- [18] P. W. Higgs, "Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields", Phys. Lett., 12:132, 1964.
- [19] P. W. Higgs, "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons", Phys. Rev. Lett., 13:508, 1964.
- [20] P. W. Higgs, "Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons", Phys. Rev., 145:1156, 1966.
- [21] L. W. Ryder, "Quantum Field Theory", Cambridge University Press; 2nd edition, 1996.
- [22] A. Zee, "Quantum Field Theory in a Nutshell" Princeton University Press; Second edition, 2010.
- [23] J. B. et al. (Particle Data Group), "Review of Particle Physics", Physical Review D 86 (2012) 010001.
- [24] D. J. Gross and F. Wilczek, "Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories", Phys. Rev. Lett. 30 (Jun, 1973) 1343–1346.
- [25] H. D. Politzer, "Reliable Perturbative Results for Strong Interactions", Phys. Rev. Lett. 30 (Jun, 1973) 1346–1349.
- [26] G. Zoupanos, "<http://www.physics.ntua.gr/~zoupanos/>", G. Zoupanos lecture notes.
- [27] S. Coleman, J. Mandula, "All Possible Symmetries of the S Matrix", Physical Review. 159 (5): 1251. 1967.
- [28] J. Wess, J. Bagger, "Supersymmetry and Supergravity", Princeton Univ. Press., 1992.
- [29] H. Haber, SCIPP-92-33, hep-ph/9306207.

- [30] D.J. Castano, E.J. Piard and P. Ramond, Phys. Rev. D49 (1994), 4882.
- [31] J. Ellis, G. Ridolfi, F. Zwirner, Phys. Lett. B257 (1991), 83, Phys. Lett. B262 (1991), 477.
- [32] A.J. Krasznahorkay et al., "Observation of Anomalous Internal Pair Creation in ${}^8\text{Be}$: A Possible Signature of a Light, Neutral Boson", arXiv:1504.01527v1, 2015.
- [33] Jonathan L. Feng et al., "Evidence for a Protophobic Fifth Force from ${}^8\text{Be}$ Nuclear Transitions", arXiv:1604.07411v1, 2016.
- [34] O.S. Bruning et al., "The LHC design report v.1: the LHC Main Ring", CERN-2004-003-V-1, (2004), <http://cdsweb.cern.ch/record/782076>.
- [35] O.S. Bruning et al. "The LHC design report v.2 : the LHC Infrastructure and General Services", CERN-2004-003-V-2, (2004), <http://cdsweb.cern.ch/record/815187>.
- [36] M. Benedikt et al. (eds.), "The LHC design report v.3 : the LHC Injector Chain", CERN-2004-003-V-3, (2004), <http://cdsweb.cern.ch/record/823808>.
- [37] Lyndon Evans and Philip Bryant, "LHC Machine", Journal of Instrumentation, 3(08):S08001, (2008).
- [38] CMS Collaboration, "The CMS experiment at the CERN LHC", Journal of Instrumentation, 3(08):S08004, (2008).
- [39] ATLAS Collaboration, "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider", Journal of Instrumentation, 3(08):S08003, (2008).
- [40] ALICE Collaboration, "The ALICE experiment at the CERN LHC", Journal of Instrumentation, 3(08):S08002, (2008).
- [41] LHCb Collaboration, "The LHCb Detector at the LHC", Journal of Instrumentation, 3(08):S08005, (2008).
- [42] LHCb Collaboration, "First evidence for the decay $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ", Physical Review Letters. 110 (02): 021801. arXiv:1211.2674., (2011).
- [43] LHCb Collaboration, "Observation of two new Ξ_b^- baryon resonances", Phys. Rev. Lett. 114, 062004 (2015)
- [44] LHCb Collaboration, "Observation of $J/\psi p$ resonances consistent with pentaquark states in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ decays", Physical Review Letters. 115 (7). arXiv:1507.03414, (2015).
- [45] MoEDAL Collaboration, "Search for magnetic monopoles with the MoEDAL prototype trapping detector in 8 TeV proton-proton collisions at the LHC", arXiv:1604.06645 (2016).

- [46] TOTEM Collaboration, "The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider", *Journal of Instrumentation*. 3 (8): S08007, (2008).
- [47] LHCf Collaboration, "The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider", *Journal of Instrumentation*. 3 (8): S08006, (2008).
- [48] ATLAS Collaboration, "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC", *Physics Letters B* 716, 1–29, (2012).
- [49] CMS Collaboration, "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC", *Physics Letters B* 716, 30–61, (2012).
- [50] ATLAS Collaboration, "Measurement of the Higgs boson mass from the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ channels with the ATLAS detector at the LHC", *Phys.Rev. D*90, 052004 (2014).
- [51] CMS Collaboration, "Precise determination of the mass of the Higgs boson and tests of compatibility of its couplings with the standard model predictions using proton collisions at 7 and 8 TeV", *Eur. Phys. J. C* 75, 212, (2015).
- [52] ATLAS and CMS Collaborations, "Combined measurement of the Higgs boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS experiments", *Phys. Rev. Lett.* 114, 191803 (2015).
- [53] ATLAS Collaboration, "Constraints on the off-shell Higgs boson signal strength in the high-mass ZZ and WW final states with the ATLAS detector", *Eur. Phys. J C* 75:335, (2015).
- [54] CMS Collaboration, "Constraints on the Higgs boson width from off-shell production and decay to Z-boson pairs", *Phys. Lett. B* 736 (214) 64, (2015).
- [55] CMS Collaboration, "Limits on the Higgs boson lifetime and width from its decay to four charged leptons", CERN-PH-EP/2015-159, (2015).
- [56] CMS Collaboration, "CMS physics: Technical design report volume 1: Detector performance and software", CERN-LHCC-2006-001; CMS-TDR-8-1.
- [57] CMS Collaboration, "The CMS experiment at the CERN LHC", *JINST*, vol. 3, p. S08004, 2008.
- [58] CMS Collaboration, "The CMS tracker system project: Technical design report", CERN-LHCC-98-006; CMS-TDR-5.
- [59] R. Frühwirth, "Application of Kalman filtering to track and vertex fitting", *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 262, pp. 444–450, 1987.
- [60] CMS Collaboration, "The CMS electromagnetic calorimeter project: Technical design report", CERN-LHCC-97-033; CMS-TDR-4.
- [61] CMS Collaboration, "Addendum to the CMS ecal technical design report: Changes to the cms ecal electronics", CERN-LHCC-2002-027.

- [62] CMS Collaboration, “Energy calibration and resolution of the CMS electromagnetic calorimeter in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ”, JINST, vol. 8, p. P09009, 2013.
- [63] CMS Collaboration, “The CMS hadron calorimeter project: Technical design report”, CERN-LHCC-97-031; CMS-TDR-2.
- [64] CMS Collaboration, “The CMS muon project: Technical design report”, CERN-LHCC-97-032; CMS-TDR-3.
- [65] CMS Collaboration, “CMS TriDAS project: Technical design report, volume 1: The trigger systems”, CERN-LHCC-2000-038; CMS-TDR-6-1.
- [66] CMS Collaboration, “CMS the TriDAS project: Technical design report, volume 2: Data acquisition and high-level trigger”, CERN-LHCC-2002-026; CMS-TDR-6.
- [67] CMS Collaboration, “Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET”.
- [68] R. E. Kalman, “A new approach to linear filtering and prediction problems”, J. Fluids Eng., vol. 82(1), pp. 35–45, 1960.
- [69] R. E. Kalman and R. S. Bucy, “New results in linear filtering and prediction theory”, J. Fluids Eng., vol. 83(1), pp. 95–108, 1961.
- [70] K. Rose, “Deterministic annealing for clustering, compression, classification, regression and related optimisation problems”, Proceedings of the IEEE, vol. 86, pp. 2210–2239, 1998.
- [71] R. Frühwirth, W. Waltenberger, and P. Vanlaer, “Adaptive vertex fitting”, CMS-NOTE-2007-008.
- [72] CMS Collaboration, “Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker”, arXiv:1405.6569.
- [73] M. Anderson et al., “Review of clustering algorithms and energy corrections in ECAL”, CMS-IN-2010-008.
- [74] E. Meschi et al., “Electron reconstruction in the CMS electromagnetic calorimeter”, CMS-NOTE-2001-034, 2001.
- [75] H. Liu, G. Hanson, and N. Marinelli, “Conversion reconstruction with tracker-only seeded tracks in CMS 900 GeV data”, CMS-AN-2010-039, 2010.
- [76] CMS Collaboration, “Electron reconstruction and identification at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ”, CMS-PAS-EGM-10-004, 2010.
- [77] W. Adam, R. Frühwirth, A. Strandlie, and T. Todorov, “Reconstruction of electrons with the Gaussian-sum filter in the CMS tracker at LHC”, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., vol. 31, p. N9, 2005.

- [78] CMS Collaboration, “Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ”, JINST, vol. 7, p. P10002, 2012.
- [79] M. Cacciari and G. P. Salam and G. Soyez, “The anti-kt jet clustering algorithm”, JHEP, vol. 04, p. 063, 2008.
- [80] Los Alamos Science, “Roger Eckhardt. Stan Ulam, John Von Neumann, and the Monte Carlo method”, Special Issue 15, 15:131–137, 1987.
- [81] M.A. Dobbs et al., “Les houches guidebook to monte carlo generators for hadron collider physics”, hep-ph/0403045, 2004.
- [82] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands., “PYTHIA 6.4 Physics and Manual”, JHEP, 05(026), 2006.
- [83] Fabio Maltoni and Tim Stelzer, “MadEvent: automatic event generation with MadGraph”, Journal of High Energy Physics, 2003(02):027–027, 2003.
- [84] S. Alioli et al., “A general framework for implementing nlo calculations in shower monte carlo programs: the powheg box”, JHEP, 1006:043, 2010.
- [85] Z. Was. “TAUOLA the library for tau lepton decay”, Nucl. Phys. Proc. Suppl., 98:96–102, 2001.
- [86] S. Agostinelli et al., “G4-a simulation toolkit. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment”, 506(3):250–303, 2003.
- [87] P. Fayet, “Mixing Between Gravitational and Weak Interactions Through the Massive Gravitino”, Phys. Lett. B70 (1977) 461, doi:10.1016/0370-2693(77)90414-2.
- [88] H. Baer, M. Brhlik, C. H. Chen, and X. Tata, “Signals for the Minimal Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking Model at the Fermilab Tevatron Collider”, Phys. Rev. D55 (1997) 4463, doi:10.1103/PhysRevD.55.4463.
- [89] H. Baer, P. G. Mercadante, X. Tata, and Y. L. Wang, “Reach of Tevatron Upgrades in Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking Models”, Phys. Rev. D60 (1999) 055001, doi:10.1103/PhysRevD.60.055001.
- [90] S. Dimopoulos, S. Thomas, and J. D. Wells, “Sparticle Spectroscopy and Electroweak Symmetry Breaking with Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking”, Nucl. Phys. B488 (1997) 39, doi:10.1016/S0550-3213(97)00030-8.
- [91] J. R. Ellis, J. L. Lopez, and D. V. Nanopoulos, “Analysis of LEP Constraints on Supersymmetric Models with a Light Gravitino”, Phys. Lett. B394 (1997) 354, doi:10.1016/S0370-2693(97)00019-1.
- [92] M. Dine, A. Nelson, Y. Nir, and Y. Shirman, “New Tools for Low Energy Dynamical Supersymmetry Breaking”, Phys. Rev. D53 (1996) 2658, doi:10.1103/PhysRevD.53.2658.

- [93] G. F. Giudice and R. Rattazzi, “Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking”, in *Perspectives on Supersymmetry*, p. 355. World Scientific, Singapore, 1998.
- [94] CMS Collaboration, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”, *Physics Letters B* 716 (2012) 30, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021.
- [95] ATLAS Collaboration, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, *Physics Letters B* 716 (2012) 1, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020.
- [96] C. Petersson, A. Romagnoni, and R. Torre, “Higgs Decay with Monophoton + MET Signature from Low Scale Supersymmetry Breaking”, *JHEP* 10 (2012) 016, doi:10.1007/JHEP10(2012)016, arXiv:1203.4563.
- [97] CMS Collaboration, “Search for Dark Matter and Large Extra Dimensions in pp Collisions Yielding a Photon and Missing Transverse Energy”, *Phys.Rev.Lett.* 108 (2012) 261803, doi:10.1103/PhysRevLett.108.261803, arXiv:1204.0821.
- [98] ATLAS Collaboration, “Search for dark matter candidates and large extra dimensions in events with a photon and missing transverse momentum in pp collision data at $s = 7$ TeV with the ATLAS detector”, *Phys.Rev.Lett.* 110 (2013) 011802, doi:10.1103/PhysRevLett.110.011802, arXiv:1209.4625.
- [99] CMS Collaboration, “Energy Calibration and Resolution of the CMS Electromagnetic Calorimeter in pp Collisions at $s = 7$ TeV”, *JINST* 8 (2013) P09009, doi:10.1088/1748-0221/8/09/P09009, arXiv:1306.2016.
- [100] CMS Collaboration, “The CMS experiment at the CERN LHC”, *JINST* 3 (2008) S08004, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [101] CMS Collaboration, “Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and ET miss”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-09-001, 2009.
- [102] CMS Collaboration, “Commissioning of the Particle-flow Event Reconstruction with the first LHC collisions recorded in the CMS detector”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-10-001, 2010.
- [103] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, “The anti- k_t jet clustering algorithm”, *JHEP* 04 (2008) 063, doi:10.1088/1126-6708/2008/04/063, arXiv:0802.1189.
- [104] CMS Collaboration, “Determination of the Jet Energy Scale in CMS with pp Collisions at $s = 7$ TeV”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-JME-10-010, 2010.
- [105] A. Apresyan, “Identification and mitigation of anomalous signals in CMS H-CAL”, CMS Conference Report CMS-CR-2012-238, 2012.
- [106] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, “FastJet User Manual”, *Eur.Phys.J.* C72 (2012) 1896, doi:10.1140/epjc/s10052-012-1896-2, arXiv:1111.6097.

- [107] W. Bialas, D.A. Petyt, “Mitigation of anomalous APD signals in the CMS ECAL”, JINST8 (2013) C03020, doi:10.1088/1748-0221/8/03/C03020.
- [108] CMS Collaboration, “Performance of electron reconstruction and selection at the CMS detector at s=8 TeV”, paper in preparation.
- [109] CMS Collaboration, “Pileup Jet Identification”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-JME-13-005, 2013.
- [110] CMS Collaboration, “Missing transverse energy performance of the CMS detector”, JINST 6 (2011) P09001, doi:10.1088/1748-0221/6/09/P09001, arXiv:1106.5048.
- [111] CMS Collaboration Collaboration, “Search for new phenomena in monophoton final states in proton-proton collisions at s = 8 TeV”, arXiv:1410.8812.
- [112] J. Alwall et al., “MadGraph 5 : Going Beyond”, JHEP 06 (2011) 128, doi:10.1007/JHEP06(2011)128, arXiv:1106.0522.
- [113] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, “PYTHIA 6.4 physics and manual”, JHEP 05 (2006) 026, doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026, arXiv:hep-ph/0603175.
- [114] J. Campbell, R. Ellis, and C. Williams, “MCFM v6.1: A Monte Carlo for FeMtobarn processes at Hadron Colliders”, 2011, <http://mcfm.fnal.gov/mcfm.pdf>.
- [115] GEANT4 Collaboration, “GEANT4—a simulation toolkit”, Nucl. Instrum. Meth. A 506 (2003) 250, doi:10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [116] CMS Collaboration, “Measurement of the Inclusive W and Z Production Cross Sections \sqrt{s} in pp Collisions at s = 7 TeV”, JHEP 10 (2011) 132, doi:10.1007/JHEP10(2011)132, arXiv:1107.4789.
- [117] CMS Collaboration, “CMS Luminosity Based on Pixel Cluster Counting - Summer 2013 Update”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-LUM-13-001, 2013.
- [118] CMS Collaboration, “Performance of photon reconstruction and selection in the CMS detector at s = 8 TeV”, paper in preparation.
- [119] M. Botje et al., “The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations”, (2011). arXiv:1101.0538.
- [120] R. D. Ball et al., “Impact of Heavy Quark Masses on Parton Distributions and LHC Phenomenology”, Nucl. Phys. B 849 (2011) 296–363, doi:10.1016/j.nuclphysb.2011.03.021, arXiv:1101.1300.
- [121] A. Martin, W. Stirling, R. Thorne, and G. Watt, “Parton distributions for the LHC”, Eur. Phys. J. C 63 (2009) 189, doi:10.1140/epjc/s10052-009-1072-5, arXiv:0901.0002.

- [122] A. L. Read, “Presentation of search results: The CL(s) technique”, J. Phys. G 28 (2002) 2693, doi:10.1088/0954-3899/28/10/313.
- [123] T. Junk, “Confidence level computation for combining searches with small statistics”, Nucl. Instrum. Meth. A 434 (1999) 435–443, doi:10.1016/S0168-9002(99)00498-2, arXiv:hep-ex/9902006.
- [124] CMS Collaboration, “Determination of jet energy calibration and transverse momentum resolution in CMS”, JINST 6 (2011) P11002. arXiv:1107.4277
- [125] CMS Collaboration, “Determination of Jet Energy Calibration and Transverse Momentum Resolution in CMS”, JINST 6 (2011) P11002. arXiv:1107.4277
- [126] CMS Collaboration, “Search for a Standard Model Higgs boson decaying into two photons in 2012 data”, CMS AN 2012/160 (2012).
- [127] W. Verkerke, D. Kirkby, ”The RooFit toolkit for data modeling”, arXiv:physics/0306116 (2003).
- [128] Y. Iiyama et al., “Search for supersymmetry in pp collision events at $\sqrt{s} = 8$ TeV with a photon, lepton, and missing transverse energy”, CMS Note 2014/128.
- [129] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, R. Tanaka (Eds.), “Handbook of LHC Higgs Cross Sections: Inclusive Observables”, CERN Report CERN-2011-002, arXiv:1101.0593 (2011).
- [130] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, R. Tanaka (Eds.), “Handbook of LHC Higgs Cross Sections: Differential Distributions,” CERN Report CERN-2012-002, arXiv:1201.3084 (2012).
- [131] P. Fayet, “Mixing Between Gravitational and Weak Interactions Through the Massive Gravitino”, Phys. Lett. B 70 (1977) 461, doi:10.1016/0370-2693(77)90414-2.
- [132] P. Fayet, “Scattering Cross-Sections of the Photino and the Goldstino (Gravitino) on Matter”, Phys. Lett. B 86 (1979) 272, doi:10.1016/0370-2693(79)90836-0.
- [133] P. Fayet, “Lower Limit on the Mass of a Light Gravitino from $e^+ e^-$ Annihilation Experiments”, Phys. Lett. B 175 (1986) 471, doi:10.1016/0370-2693(86)90626-X.
- [134] M. Dine and A. E. Nelson, “Dynamical supersymmetry breaking at low-energies”, Phys. Rev. D 48 (1993) 1277, doi:10.1103/PhysRevD.48.1277, arXiv:hep-ph/9303230.
- [135] M. Dine, A. E. Nelson, and Y. Shirman, “Low-energy dynamical supersymmetry breaking simplified”, Phys. Rev. D 51 (1995) 1362, doi:10.1103/PhysRevD.51.1362, arXiv:hep-ph/9408384.

- [136] M. Dine, A. E. Nelson, Y. Nir, and Y. Shirman, “New tools for low-energy dynamical supersymmetry breaking”, *Phys. Rev. D* 53 (1996) 2658, doi:10.1103/PhysRevD.53.2658, arXiv:hep-ph/9507378.
- [137] P. Meade, N. Seiberg, and D. Shih, “General Gauge Mediation”, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 177 (2009) 143, doi:10.1143/PTPS.177.143, arXiv:0801.3278.
- [138] M. Buican, P. Meade, N. Seiberg, and D. Shih, “Exploring General Gauge Mediation”, *JHEP* 03 (2009) 016, doi:10.1088/1126-6708/2009/03/016, arXiv:0812.3668.
- [139] S. Abel, M. J. Dolan, J. Jaeckel, and V. V. Khoze, “Phenomenology of Pure General Gauge Mediation”, *JHEP* 12 (2009) 001, doi:10.1088/1126-6708/2009/12/001, arXiv:0910.2674.
- [140] ATLAS Collaboration, “Search for photonic signatures of gauge-mediated supersymmetry in 8 TeV pp collisions with the ATLAS detector”, *Phys. Rev. D* 92 (2015) 072001, doi:10.1103/PhysRevD.92.072001, arXiv:1507.05493.
- [141] CMS Collaboration, “Search for supersymmetry with photons in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV”, *Phys. Rev. D* 92 (2015) 072006, doi:10.1103/PhysRevD.92.072006, arXiv:1507.02898.
- [142] CMS Collaboration, “Interpretation of searches for supersymmetry with simplified models”, *Phys. Rev. D* 88 (2013) 052017, doi:10.1103/PhysRevD.88.052017.
- [143] CMS Collaboration, “The CMS experiment at the CERN LHC”, *JINST* 3 (2008) S08004, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [144] J. Alwall et al., “The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations”, *JHEP* 07 (2014) 079, doi:10.1007/JHEP07(2014)079, arXiv:1405.0301.
- [145] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, “A Brief Introduction to PYTHIA 8.1”, *Comput. Phys. Commun.* 178 (2008) 852, doi:10.1016/j.cpc.2008.01.036, arXiv:0710.3820.
- [146] NNPDF Collaboration, “Parton distributions for the LHC Run II”, *JHEP* 04 (2015) 040, doi:10.1007/JHEP04(2015)040, arXiv:1410.8849.
- [147] GEANT4 Collaboration, “GEANT4: A simulation toolkit”, *Nucl. Instrum. Meth. A* 506 (2003) 250, doi:10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [148] CMS Collaboration, “The fast simulation of the CMS detector at LHC”, *J. Phys. Conf. Ser.* 331 (2011) 032049, doi:10.1088/1742-6596/331/3/032049.
- [149] A. Kulesza and L. Motyka, “Soft gluon resummation for the production of gluino-gluino and squark-antisquark pairs at the LHC”, *Phys. Rev. D* 80 (2009) 095004, doi:10.1103/PhysRevD.80.095004, arXiv:0905.4749.

- [150] W. Beenakker et al., “Soft-gluon resummation for squark and gluino hadro-production”, JHEP 12 (2009) 041, doi:10.1088/1126-6708/2009/12/041, arXiv:0909.4418.
- [151] C. Borschensky et al., “Squark and gluino production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 13, 14, 33$ and 100 TeV”, Eur. Phys. J. C 74 (2014) 3174, doi:10.1140/epjc/s10052-014-3174-y, arXiv:1407.5066.
- [152] CMS Collaboration, “Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-09-001, 2009.
- [153] CMS Collaboration, “Commissioning of the Particle-flow Event Reconstruction with the first LHC collisions recorded in the CMS detector”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-10-001, 2010.
- [154] CMS Collaboration, “Performance of Photon Reconstruction and Identification with the CMS Detector in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV”, JINST 10 (2015) P08010, doi:10.1088/1748-0221/10/08/P08010, arXiv:1502.02702.
- [155] CMS Collaboration, “Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, JINST 7 (2012) P10002, doi:10.1088/1748-0221/7/10/P10002, arXiv:1206.4071.
- [156] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, “The anti-k t jet clustering algorithm”, JHEP 04 (2008) 063, doi:10.1088/1126-6708/2008/04/063, arXiv:0802.1189.
- [157] CMS Collaboration, “Determination of jet energy calibration and transverse momentum resolution in CMS”, JINST 6 (2011) P11002, doi:10.1088/1748-0221/6/11/P11002.
- [158] CMS Collaboration, “CMS Luminosity Measurement for the 2015 Data Taking Period”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-LUM-15-001, 2016.
- [159] T. Junk, “Confidence level computation for combining searches with small statistics”, Nucl. Instrum. Meth. A 434 (1999) 435, doi:10.1016/S0168-9002(99)00498-2, arXiv:hep-ex/9902006.
- [160] A. L. Read, “Presentation of search results: The CL(s) technique”, J. Phys. G 28 (2002) 2693, doi:10.1088/0954-3899/28/10/313.
- [161] D. Abbaneo, “Upgrade of the CMS Tracker with tracking trigger”, 2011 JINST 6 C12065.
- [162] N. Pozzobon, “Development of a level 1 track trigger for the CMS experiment at the high-luminosity LHC”, Nucl. Instrum. Meth. A 732 (2013) 151.
- [163] G. Hall, M. Raymond and A. Rose, “2-D p_T module concept for the SLHC CMS tracker”, 2010 JINST 5 C07012.

- [164] D. Felici et al., "A 20 mW, 4.8 Gbit/sec, SEU robust serializer in 65 nm for read-out of data from LHC experiments", 2014 JINST 9 C01004.
- [165] D. Abbaneo and A. Marchioro, "A hybrid module architecture for a prompt momentum discriminating tracker at HL-LHC", 2012 JINST 7 C09001.
- [166] M. Raymond et al., The CMS binary chip for microstrip tracker readout at the SLHC, 2012 JINST 7 C01033.
- [167] D. Braga et al., "CBC2: a microstrip readout ASIC with coincidence logic for trigger primitives at HL-LHC", 2012 JINST 7 C10003.
- [168] I. Rubinskiy (on behalf of EUDET, AID Aconsortia), "An EUDET/AIDA Pixel Beam Telescope for Detector Development", Physics Procedia 37 (2012) 923 - 931
- [169] T. Obermann et. al., "Implementation of a configurable FE-I4 trigger plane for the AIDA telescope", 2014 JINST 9 C03035