



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ
ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΚΑΙ ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ



ΔΙΑΤΜΗΜΑΤΙΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ
«ΦΥΣΙΚΗ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ»

**Έλεγχος για νέα φυσική με τελικές
καταστάσεις φωτονίων και εγκάρσιας
Ελλείπουσας Ενέργειας στο πείραμα CMS**

Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία

Πασπαλάκη Γαρυφαλλιά

Επιβλέπων :

Αριστοτέλης Κυριάκης, Κωνσταντίνος Κουσουρής

ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ, ΕΜΠ
Αθήνα, Σεπτέμβρης 2017

Σε αυτή τη διατριβή παρουσιάζεται μια μελέτη υπερσυμμετρίας με τελική υπογραφή δυο φωτονίων και εγκάρσιας ελλείπουσας ορμής, προερχόμενων από συμμετρική διάσπαση γλουονίων, με κλασική υπογραφή υπερσυμμετρικών μοντέλων. Τα δεδομένα που αναλύθηκαν αντιστοιχούν σε λαμπρότητα 35.88 fb^{-1} και συλλέχθηκαν από τον ανιχνευτή CMS το 2016 σε ενέργεια κέντρου μάζας 13TeV . Σε αυτή τη διατριβή παρουσιάζονται όλες οι μέθοδοι εκτίμησης υπάθρου καθώς και η επιλογή των γεγονότων έτσι ώστε να βελτιώσουν τα όρια απόρριψης στη μάζα γλουινίων.

In this master theses a search for SUSY with general gauge mediation in events with two photons and high missing transverse momentum is presented. The analysis uses data from proton-proton collisions collected at a center-of-mass energy $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ with the CMS detector in 2016, corresponding to an integrated luminosity of 35.88 fb^{-1} . Background estimation methods are explained which can be used to set exclusion limits in gluino masses.

Περιεχόμενα

1 Το Καθιερωμένο Πρότυπο	1
1.1 Περιγραφή του Καθιερωμένου Προτύπου	2
1.2 Επεκτάσεις του καθιερωμένου προτύπου	3
1.2.1 Κίνητρα για την Υπερσυμμετρία	3
1.2.2 Υπερσυμμετρία (SUSY)	4
1.2.3 The Minimal Supersymmetric Standard Model	4
1.2.4 Gauge Mediated Supersymmetry Breaking scenario	6
2 Το Πείραμα CMS	7
2.1 Το Ευρωπαϊκό Κέντρο Πυρηνικών Ερευνών	7
2.2 Ο Μεγάλος Αδρονικός Επιταχυντής (LHC)	7
2.3 Το CMS	8
3 Ανακατασκευή Γεγονότων και Προσομοιώσεις	11
3.1 Τροχιές και Κορυφές	12
3.2 Φωτόνια	12
3.3 Ηλεκτρόνια	13
3.4 Μιόνια	13
3.5 Πίδακες και ελλείπουσα εγκלאρσια ορμή	13
3.6 Προσομοιώσεις Monte Carlo	14
4 SUSY Diphoton plus E_T^{miss} analysis	17
4.1 Introduction	17
4.2 Data sets	19
4.3 Trigger	19
4.4 Event selection	22
4.4.1 Event categorization	22
4.4.2 Photon reconstruction and selection	22
4.4.3 Electron selection	24
4.4.4 Fake photons selection	25
4.4.5 Lepton Veto	25
4.4.6 Jet selection	26
4.4.7 Missing transverse energy	26
4.4.8 Object cleaning	27

4.5	Photon selection efficiency	27
4.6	Estimation of backgrounds	29
4.6.1	QCD background estimation	29
4.6.2	Electroweak background estimation	36
4.6.3	Final estimation of backgrounds	37
4.7	Sources of systematic uncertainty	37
4.7.1	Systematic uncertainties on QCD background estimation	39
4.7.2	Systematic uncertainty from EWK background estimation	40
4.8	Conclusions	40

Κεφάλαιο 1

Το Καθιερωμένο Πρότυπο

Το Καθιερωμένο πρότυπο (ΚΠ) -Standard Model - της σωματιδιακής φυσικής έχει προκύψει από διαχρονικές επιτυχίες της πειραματικής και θεωρητικής φυσικής στην περιγραφή της πολυπλοκότητας που μας περιβάλλει, χρησιμοποιώντας θεμελιώδη σωματίδια και αλληλεπιδράσεις. Αποτελεί τη συμπαγή διατύπωση μιας σειράς θεωριών οι οποίες ερμηνεύουν και περιγράφουν τη συμπεριφορά της ύλης σε επίπεδο στοιχειωδών σωματιδίων. Εξακολουθεί να παραμένει το πιο ολοκληρωμένο μοντέλο που συμβάλλει στην κατανόηση του συμπαντός μας. Περιγράφει τις τρεις από τις τέσσερις γνωστές θεμελιώδης αλληλεπιδράσεις μεταξύ των στοιχειωδών σωματιδίων, την ηλεκτρονμαγνητική την ασθενή και την ισχυρή αλληλεπίδραση, στα πλαίσια μιας θεωρίας κβαντικών πεδίων της οποίας η θεμελιώδης ποσότητα (Lagrangian) είναι αναλλοίωτη κάτω από μια κατηγορία συνεχών τοπικών μετασχηματισμών βαθμίδας (Gauge Theory).

Το ΚΠ στηρίζεται στηρίζεται σε μια θεωρία βαθμίδας (gauge group theory) η οποία απαγορεύει την ύπαρξη μάζας σε όλα τα σωματίδια. Έτσι γεννάται το ερώτημα "Γιατί τα στοιχειώδη σωματίδια φέρουν μάζα". Η εισαγωγή του μηχανισμού Higgs , δίνει μάζες στα διανυσματικά μποζόνια (Vector Bosons: W, Z) καθώς επίσης και σε ολόκληρο το φάσμα των στοιχειωδών σωματιδίων, ενώ παράλληλα αφήνει το φωτόνιο χωρίς μάζα. Τον Ιούλιο του 2012 τα πειράματα CMS και ATLAS ανακοίνωσαν ταυτόχρονα την ανακάλυψη ενός νέου σωματιδίου μάζας περίπου 125 GeV, με ιδιότητες συμβατές με αυτές του μποζονίου Higgs.

Το ΚΠ απέχει από το να χαρακτηριστεί ως μια πλήρης θεωρία των θεμελιωδών αλληλεπιδράσεων , διότι δεν περιλαμβάνει τη φυσική της σκοτεινής ύλης και ενέργειας και αδυνατεί να εξηγήσει τη πλήρη θεωρία της βαρύτητας όπως περιγράφεται από τη γενική σχετικότητα. Εντούτοις το ΚΠ είναι πού σημαντικό εξίσου για τη θεωρητική όσο και για τη πειραματική σωματιδιακή φυσική. Οι θεωρητικοί το χρησιμοποιούν ως βάση για τον σχεδιασμό εξωτικών μοντέλων που εμπεριέχουν υποθετικά σωματίδια, επιπλέον διαστάσεις και πραγματεύονται συμμετρίες. Αντίστοιχα οι πειραματικοί φυσικοί έχουν ενσωματώσει το

ΚΠ σε προσομοιώτες ώστε να ερευνηθούν τη φυσική πέρα από το καθιερωμένο πρότυπο. Παράλληλα το ΚΠ μελετάται εξονυχιστικά από τους πειραματικούς σε διάφορες ενέργειες και πειράματα.

1.1 Περιγραφή του Καθιερωμένου Προτύπου

Το ΚΠ της σωματιδιακής φυσικής περιγράφει σχεδόν όλες τις θεμελιώδεις αλληλεπιδράσεις των σωματιδίων. Μπορεί να χωριστεί σε τρία μέρη: Το πρώτο περιλαμβάνει τα βασικά σωματίδια της ύλης, τα οποία είναι τα φερμιόνια με spin-1/2. Τα φερμιόνια μπορούν να χωριστούν σε δύο είδη, τα κουάρκ (Πίνακας 1) και τα λεπτόνια (Πίνακας 2) τα οποία κατατάσσονται σε τρεις γενιές με αυξανόμενη μάζα. Τα σωματίδια υψηλότερης γενιάς διασπώνται μέσω της ασθενούς αλληλεπίδρασης σε σωματίδια της πρώτης γενιάς. Υπάρχουν επίσης έξι γεύσεις (flavor) των κουάρκ. Το up (u), charm (c), top(t), τα οποία φέρουν +2/3 ηλεκτρικό φορτίο, και το down (d), strange (s), bottom (b) τα οποία φέρουν φορτίο -1/3. Επίσης τα λεπτόνια έχουν έξι γεύσεις, το ηλεκτρόνιο (e), το μόνιο (μ) και το ταυ (τ) και τα αντίστοιχα νεutrίνο τους. Στα πλαίσια του καθιερωμένου προτύπου τα νεutrίνο έχουν μηδενικό φορτίο και αρχικά θεωρούνταν άμαζα. Όμως πρόσφατες μελέτες από πειράματα ταλαντώσεων νεutrίνων έδειξαν ότι τα νεutrίνο δεν έχουν αμελητέα μάζα. Σε κάθε ένα από αυτά τα δώδεκα σωματίδια αντιστοιχεί ένα αντισωματίδιο το οποίο έχει αντίθετο φορτίο.

Πίνακας 1.1: Κουάρκς

Πρώτη γενιά	up (u)	down (d)
Δεύτερη γενιά	charm (c)	strange (s)
Τρίτη γενιά	top (t)	bottom (b)

Πίνακας 1.2: Λεπτόνια

Πρώτη γενιά	electron (e)	electron neutrino (ν_e)
Δεύτερη γενιά	muon (μ)	muon neutrino (ν_μ)
Τρίτη γενιά	tau (τ)	tau neutrino (ν_τ)

Πίνακας 1.3: Θεμελιώδεις αλληλεπιδράσεις

Interaction	Strength	Theory	Mediator boon	Charge
Strong	1	Chromodynamics	8 colored gluons	0
Electromagnetic	10^{-2}	Electrodynamics	γ	0
Weak	10^{-7}	Flavordynamics	W^+, W^-, Z	+1, -1, 0
Gravitational	10^{-39}	General Relativity	Graviton	0

Το δεύτερο μέρος περιλαμβάνει τις θεμελιώδεις αλληλεπιδράσεις (Πίνακας 1.3) στα οποία αντιστοιχούν τα μποζόνια με spin-1. Οι δυνάμεις αυτές είναι διαφορετικής εμβέλειας και δύναμης. Οι φορείς τους είναι: το γλουόνιο για την ισχυρή αλληλεπίδραση, το φωτόνιο για την ηλεκτρομαγνητική, τα δυο W και Z για την ασθενή και το υποθετικό γκραβιτόνιο για τη βαρύτητα.

Το τρίτο μέρος περιλαμβάνει τον μηχανισμό Higgs που εισήχθει από τον Englert-Brout-Higgs (1964) και επιτρέπει στα σωματίδια να αποκτούν μάζα ανάλογα με την επιδρασή τους με το πεδίο Higgs. Οι μάζες καθορίζονται ανάλογα με το πόσο ισχυρή είναι η σύζευξη (coupling) με το πεδίο Higgs. Το SM Higgs έχει μάζα 125 GeV και είναι αποτέλεσμα του αυθόρμητου σπασίματος της ηλεκτρασθενούς συμμετρίας.

1.2 Επεκτάσεις του καθιερωμένου προτύπου

1.2.1 Κίνητρα για την Υπερσυμμετρία

Το καθιερωμένο πρότυπο της σωματιδιακής φυσικής αποτελείται από το ηλεκτραθενές μοντέλο και τη κβαντική χρωμοδυναμική είναι μια κβαντική θεωρία πεδίου εξαιρετικά επιτυχής στις προβλέψεις της. Ωστόσο υπάρχουν αρκετά αναπάντητα ερωτήματα πρακτικού αλλά κυρίως φιλοσοφικού περιεχομένου τα οποία το ΚΠ αποτυγχάνει να αντιμετωπίσει. Το μοντέλο περιέχει 19 ελεύθερες παραμέτρους τις οποίες η θεωρία αδυνατεί να προβλέψει και μετριοούνται από το πείραμα. Δεν παρέχει όρους μάζας για τα νετρίνα ούτε ερμηνεία της ασυμμετρίας ύλης-αντιύλης του σύμπαντος. Επίσης αδυνατεί να περιέχει κατάλληλο μαθηματικό περιβάλλον ενοποίησης με τη θεωρία βαρύτητας της γενικής σχετικότητας. Δεν 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.

Η θεωρία της Υπερσυμμετρίας είναι μία από τις πολλά υποσχόμενες θεωρίες, η οποία μελετάται από τα πειράματα του μεγάλου αδρονικού επιταχυντή στο CERN, στη Γενεύη της Ελβετίας. Η Υπερσυμμετρία καταφέρνει να δώσει λύση στο πρόβλημα της ιεραρχίας αφού παρέχει μια 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 τη παρατήρηση ότι η κβαντική 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.

1.2.2 Υπερσυμμετρία (SUSY)

Όπως προαναφέρθηκε η υπερσυμμετρία (SUSY) είναι μια δημοφιλής επέκταση του ΚΠ η οποία προβλέπει την ύπαρξη ενός υπερσωματιδίου για κάθε σωματίδιο του ΚΠ. Αυτά τα υπερσωματίδια έχουν τους ίδιους κβαντικούς αριθμούς με τους αντίστοιχους των σωματιδίων του ΚΠ αλλά διαφέρουν κατά μισή μονάδα στο spin. Έτσι το κάθε σωματίδιο αποκτά ένα υπερσυμμετρικό "σύντροφο". Τα νέα σωματίδια επιπλέον θα πρέπει να είναι αρκετά βαριά ώστε να μην έχουν εως σήμερα παρατηρηθεί -η υπερσυμμετρία θα πρέπει να είναι μια σπασμένη συμμετρία- αλλά όχι πολύ πάνω από την ηλεκτρασθενή κλίμακα. Στον Πίνακα 1.4 παρουσιάζονται τα σωματίδια του καθιερωμένου προτύπου με τους αντίστοιχους υπερσυμμετρικούς συντρόφους.

Πίνακας 1.4: Σωματίδια ΚΠ και Υπερσυμμετρικά σωματίδια

		SM particles		SUSY particles			
	spin	Name	Symbols	Name	Symbols	spin	
Fermions	1/2	leptons	e, ν_e μ, ν_μ τ, ν_τ	Bosons	sleptons	$\tilde{e}, \tilde{\nu}_e$ $\tilde{\mu}, \tilde{\nu}_\mu$ $\tilde{\tau}, \tilde{\nu}_\tau$	0
	1/2	quarks	u,d c,s t,b		squarks	\tilde{u}, \tilde{d} \tilde{c}, \tilde{s} \tilde{t}, \tilde{b}	0
Bosons	1	gluons	g	Fermions	gluinos	\tilde{g}	1/2
	1	EW bosons	γ, Z^0, W^\pm		winos	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$	1/2
	0	higgs	H_u, H_d		bino	\tilde{B}^0	1/2
				higgsinos	\tilde{H}_u, \tilde{H}_d	1/2	

1.2.3 The Minimal Supersymmetric Standard Model

Το Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) είναι μια φαινομενολογική προσέγγιση μοντέλων υπερσυμμετρίας σε σχετικά χαμηλή ενέργεια. Είναι η πιο απλή επέκταση του Καθιερωμένου προτύπου η οποία προτάθηκε το 1981 και παρέχει λύση στο πρόβλημα της ιεραρχίας. Στα πλαίσια του MSSM ο αριθμός των προβλεπόμενων σωματιδίων είναι ο μικρότερος δυνατός, έχουμε διατήρηση της R-parity και η θεωρία παραμένει αναλλοίωτη κάτω από Gauge και Poincare μετασχηματισμούς. Όπως σε κάθε θεωρία Υπερσυμμετρίας έτσι και εδώ υπάρχει ένας υπερσυμμετρικός σύντροφος για κάθε σωματίδιο του ΚΠ με ίδιους κβαντικούς αριθμούς και με διαφορά στο spin 1/2. Επίσης η θεωρία πρέπει να είναι συμβατή με τις ιδιότητες του καθιερωμένου προτύπου, όπως η ύπαρξη χεραλικών φερμιονίων και η παραβίαση της

ομοτιμίας. Η Λαγκρανζιανή του MSSM είναι της μορφής

$$\mathcal{L}_{MSSM} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{Breaking} \quad (1.1)$$

όπου η \mathcal{L}_{SUSY} είναι η Λαγκρανζιανή της Υπερσυμμετρίας και περιλαμβάνει τις αλληλεπιδράσεις Yukawa και βαθμίδας διατηρώντας την υπερσυμμετρική αναλλοιωτότητα και η $\mathcal{L}_{Breaking}$ περιγράφει το σπάσιμο της υπερσυμμετρίας. Οι παράμετροι του MSSM μπορούν να περιγραφούν ξεχωριστά για το διατηρήσιμο και μη κομμάτι.

Έτσι το MSSM μπορεί να ενσωματώσει την υπερσυμμετρία στο καθιερωμένο πρότυπο κάνοντας ελάχιστες προσθέσεις (minimal) οι οποίες είναι απαραίτητες για τη μετάβαση από το ΚΠ στη θεωρία της Υπερσυμμετρίας. Οι βασικές του υποθέσεις είναι:

- Θεωρεί υπερσυμμετρικούς συντρόφους στα μποζόνια βαθμίδας (gauginos)
- Θεωρεί υπερσυμμετρικούς συντόφους στα φερμιόνια (sparticles)
- Θεωρεί συνήθως πάνω από ένα υπερσυμμετρικό συντόφο για το πεδίο του Higgs (higgsinos)
- Προσθέτει όρους "soft symmetry breaking"
- Προσθέτει μια δεύτερη διπλέτα του Higgs.

Οι Πίνακες 1.5 και 1.6 παρουσιάζουν τις ιδιοκαταστάσεις του MSSM . Είναι δυνατή η μίξη μεταξύ των gauginos και higgsinos του ίδιου φορτίου καθώς και διαφόρων υπερσυμμετρικών φερμιονίων (sfermions) του ίδιου φορτίου. Μόνο στο γκλουίνο δεν επιτρέπεται τέτοια μίξη αφού το φορτίο χρώματος (color charge) εμποδίζει τη μίξη τους με άλλα σωματίδια. Τα ουδέτερα higgsinos (\tilde{H}_u^0 και \tilde{H}_d^0) συνδιάζονται με τα ουδέτερα gauginos (\tilde{B}^0 και \tilde{W}^0) για να δημιουργήσουν ιδιοκαταστάσεις μάζας γνωστές ως νετραλίνο (*neutrinos*) ($\tilde{\chi}_i^0$, $i=1,2,3,4$). Τα φορτισμένα higgsinos (\tilde{H}_u^+ και \tilde{H}_d^-) συνδιάζονται δυο καταστάσεις μάζας γνωστές ως *charginos* ($\tilde{\chi}_i^\pm$, $i=1,2$).

Table 1.5: The MSSM chiral supermultiplets

Names		spin-0	spin-1/2	SU(3) _C	SU(2) _L	U(1) _Y
squarks, quarks (×3 families)	Q	($\tilde{u}_L \tilde{d}_L$)	($u_L d_L$)	3	2	$\frac{1}{6}$
	\bar{u}	\tilde{u}_R^*	u_R^\dagger	$\bar{3}$	1	$-\frac{2}{3}$
	\bar{d}	\tilde{d}_R^*	d_R^\dagger	$\bar{3}$	1	$\frac{1}{3}$
sleptons, leptons (×3 families)	L	($\tilde{\nu} \tilde{e}_L$)	(νe_L)	1	2	$-\frac{1}{2}$
	\bar{e}	\tilde{e}_R^*	e_R^\dagger	1	1	1
Higgs, higgsinos	H _u	(H _u ⁺ H _u ⁰)	($\tilde{H}_u^+ \tilde{H}_u^0$)	1	2	$\frac{1}{2}$
	H _d	(H _d ⁰ H _d ⁻)	($\tilde{H}_d^0 \tilde{H}_d^-$)	1	2	$-\frac{1}{2}$

Table 1.6: The MSSM gauge supermultiplets

Names	spin-1/2	spin-1	SU(3) _C	SU(2) _L	U(1) _Y
gluino, gluon	\tilde{g}	g	8	1	0
winos, W bosons	$\tilde{W}^\pm \tilde{W}^0$	$W^\pm W^0$	1	3	0
bino, B boson	\tilde{B}^0	B^0	1	1	0

1.2.4 Gauge Mediated Supersymmetry Breaking scenario

Το σενάριο για τη Gauge mediated Supersymmetry Breaking (GMSB) είναι από τα απλούστερα και παλαιότερα σενάρια. Έχει πολύ θεωρητικό ενδιαφέρον για τη νέα φυσική αφού όχι μόνο σταθεροποιεί τη μάζα του Higgs του ΚΠ αλλά αποφεύγει τα ουδέτερα ρεύματα αλλαγής γεύσης που υφίστανται σε άλλα σενάρια σπασίματος της υπερσυμμετρίας. Η βασική αρχή αυτής της θεωρίας είναι πως οι υπερσυμμετρικοί σύντροφοι των φερμιονίων του καθιερωμένου προτύπου αποκτούν μάζα μέσω αλληλεπιδράσεων βαθμίδας. Το μοντέλο αυτό αναπτύχθηκε την δεκαετία του 80 και περιέχει όλες τις παραμέτρους από του MSSM καθώς και το "μαλακό σπάσιμο της Υπερσυμμετρίας". Στο GMSB σενάριο το ελαφρύτερο υπερσυμμετρικό σωματίδιο είναι το gravitino (\tilde{G}) ενώ το αμέσως ελαφρύτερο υπερσυμμετρικό σωματίδιο είναι το νετραλίνο ($\tilde{\chi}_1^0$).

Κεφάλαιο 2

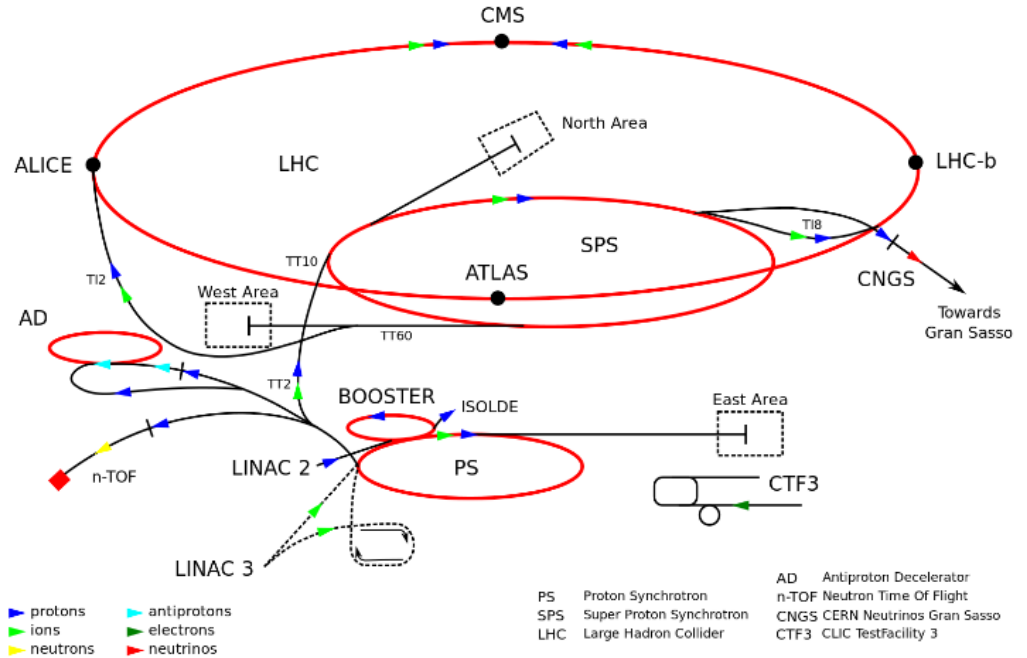
Το Πείραμα CMS

2.1 Το Ευρωπαϊκό Κέντρο Πυρηνικών Ερευνών

Το Ευρωπαϊκό Κέντρο Πυρηνικών Ερευνών CERN είναι ένα από τα μεγαλύτερα κέντρα πυρηνικής και σωματιδιακής φυσικής στον κόσμο. Το 1954 δώδεκα Δυτικές Ευρωπαϊκές χώρες, μεταξύ αυτών και η Ελλάδα συμφώνησαν στην ίδρυση του οργανισμού. Σήμερα το CERN αριθμεί 22 χώρες-μέλη. Στο CERN πραγματοποιούνται πολλά πειράματα με διεθνείς συνεργασίες. Ο βασικός τους στόχος είναι να παρέχει τα απαραίτητα εργαλεία (επιταχυντές σωματιδίων, ανιχνευτές) για τη μελέτη της βασικής έρευνας στη φυσική. Ένα από τα μεγαλύτερα επιτεύγματα του CERN πέρα από τη βασική έρευνα είναι η δημιουργία του Παγκόσμιου Ιστού (World Wide Web).

2.2 Ο Μεγάλος Αδρονικός Επιταχυντής (LHC)

Ο Μεγάλος Αδρονικός Επιταχυντής LHC είναι ένας επιταχυντής αδρονίων με περιφέρεια περίπου 26.7 km . Η εγκατάσταση του LHC έγινε στη ήδη υπάρχουσα υπόγεια κυκλική σύραγγα του επιταχυντή ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου LEP . Η σύραγγα αυτή 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 ραδιοασυχνότητας (Radio Frequency Quadrupoles) έχοντας ενέργεια 750 keV. Ακολούθως επιταχύνονται αποκτώντας ενέργεια 50 MeV με τη βοήθεια του γραμμικού επιταχυντή LINAC και κατευθύνονται στον προωθητή (Booster) όπου αναπτύσσουν ενέργεια ίση με 1.4 GeV . Στη συνέχεια οδηγούνται στο σύγχροτο πρωτονίων (Proton Synchrotron) όπου επιταχύνονται μέχρι την ενέργεια των 25 GeV και κατόπιν στο μεγάλο σύγχροτο πρωτονίων (Super Proton Synchrotron) όπου καταλήγουν στην ενέργεια των 40 GeV. Από εκεί κατευθύνονται προς τους δύο ομόκεντρους δακτυλίους του LHC, με αντίθετες κατευθύνσεις μέχρι να αποκτήσουν την επι-



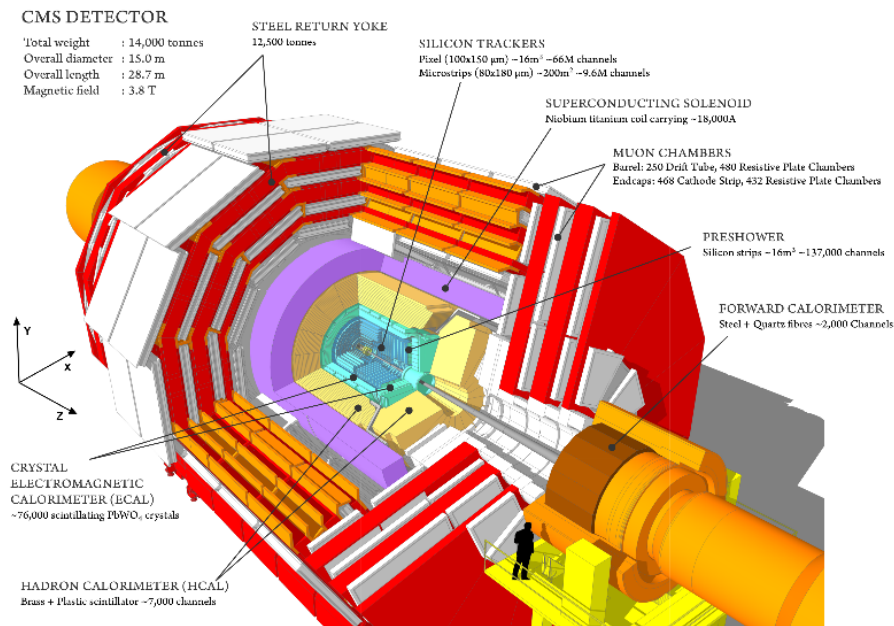
Σχήμα 2.1: Ολόκληρο το σύμπλεγμα του CERN μαζί με τα σημεία σύγκρουσης και τα αντίστοιχα πειράματα

θυμική ενέργεια. Κατόπιν συγκρούονται στα σημεία που είναι εγκατεστημένοι οι ανιχνευτές των τεσσάρων πειραμάτων ATLAS, CMS, ALICE, και LHCb. Όλα αυτά συνοψίζονται στην παρακάτω εικόνα.

2.3 Το CMS

Το Compact Muon Solenoid (CMS) είναι ένας γενικού σκοπού ανιχνευτής τοποθετημένος στο Σημείο 5 του δακτυλίου του LHC κοντά στο γαλλικό χωριό Cessy στην Γαλλία. Κατασκευάστηκε για να δώσει απαντήσεις σε πληθώρα ερωτημάτων, όπως ο ακριβής μηχανισμός του σπασίματος της ηλεκτραθενούς συμμετρίας, ψάχνοντας για το μποζόνιο του Higgs καθώς επίσης και για αποκλίσεις από το Καθιερωμένο Πρότυπο ψάχνοντας για ενδείξεις νέας φυσικής όπως η υπερσυμμετρία, η σκοτεινή ύλη και οι έξτρα διαστάσεις. Στην παρακάτω εικόνα παρουσιάζεται ο ανιχνευτής CMS .

Ο ανιχνευτής περιλαμβάνει ένα υπεραγωγίμο σωληνοειδή μαγνήτη με πολλαπλούς υπο-ανιχνευτές μέσα σε αυτόν. Το σωληνοειδές παρέχει ένα μαγνητικό πεδίο 3.8 T κατά μήκος του ανιχνευτή έτσι ώστε να μπορεί να στρέψει



Σχήμα 2.2: Ο ανιχνευτής CMS . Φαίνονται τα βασικά του χαρακτηριστικά κάθε κομματιού του ανιχνευτή.

τις τροχιές των φορτισμένων σωματιδίων. Σχεδιάστηκε με στόχο την μελέτη των πρωιόντων σύγκρουσης πρωτονίων-πρωτονίων και ως εκ τούτου δύναται να ανιχνεύσει φωτόνια, ηλεκτόνια αδρόνια και μίονια 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 ελλείπουσα εγκάρσια ενέργεια. Το σύστημα συντεταγμένων που έχει υιοθετηθεί από το πείραμα CMS , έχει την αρχή του (0,0) στο κέντρο του ανιχνευτή, στο σημείο σύγκρουσης. Ο άξονας y δείχνει κάθετα προς τα πάνω, ενώ ο άξονας x δείχνει προς το κέντρο του LHC . Η αζιμουθιακή γωνία ϕ μετράται από τον άξονα x στο επίπεδο xy ενώ η πολική γωνία θ μετράται τον άξονα z . Επιπροσθέτως, το έλλειμμα της ενέργειας όπως υπολογίζεται το εγκάρσιο επίπεδο, συμβολίζεται ως E_T^{miss} .

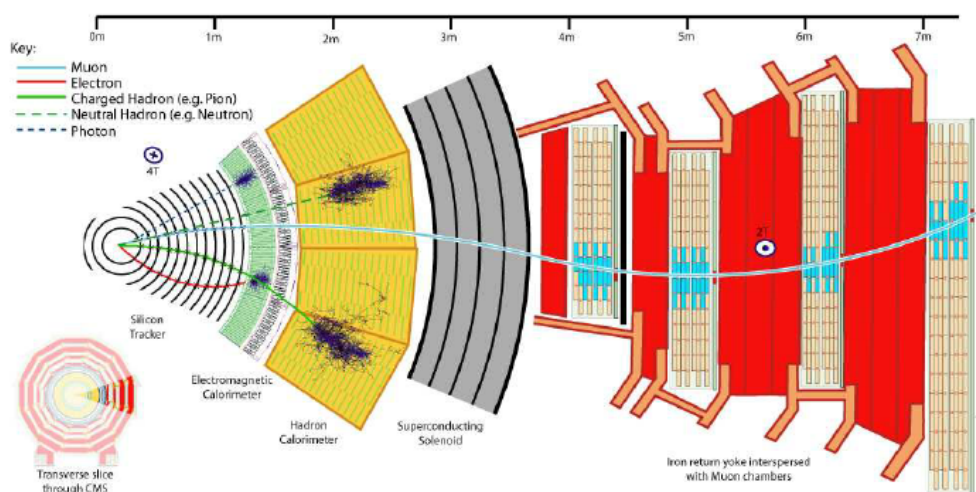
Οι διαστάσεις του ανιχνευτή CMS είναι 21.6 m μήκος, 14.6 m διάμετρος κα συνολικό βάρος 12500 t . Οι τροχιές των φορτισμένων σωματιδίων μετρώνται από το εσωτερικό σύστημα τροχιάς (inner tracking system), το οποίο αποτελείται από ένα ανιχνευτή pixel (pixel detector) και ένα ανιχνευτή τροχιάς πυριτιού (silicon strip tracker) καλύπτοντας $0 < \phi < 2\pi$ και $|\eta| < 2.5$ όπου η η ψευδοωκότητα. Το σύστημα τροχιάς περιλαμβάνεται από το ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο (ECAL) και το αδρονικό θερμιδόμετρο (HCAL) . Το ECAL αποτελείται από 61200 κρυστάλλους βολφραμικού μολύβδου ($PbWO_4$) οι οποίοι είναι εγκατεστημένοι στο κεντρικό μέρος του βαρελιού (ECAL Barrel,

EB) και 7324 που βρίσκονται τοποθετημένες στις άκρες (ECAL Endcap, EE). Επιπλέον ένας ανιχνευτής προκαταιγισμού (preshower detector) έχει τοποθετηθεί μπροστά από τους κρυστάλλους στο EE, με σκοπό την αναγνώριση των ουδέτερων πιονίων την περιοχή $1.653 < |\eta| < 2.6$. Συντελεί επίσης στο διαχωρισμό των ηλεκτρονίων από τα σωματίδια γνωστά ως *minimum bias ionizing* και επιτρέπει τον προσδιορισμό της θέσης των ηλεκτρονίων και των φωτονίων. Το σύστημα σκανδαλισμού (trigger system) είναι οργανωμένο σε δυο επίπεδα και έχει ως στόχο την επιλογή των πιο ενδιαφέροντων γεγονότων όπως προκύπτουν μετά από συγκρούσεις μεταξύ πρωτονίων.

Κεφάλαιο 3

Ανακατασκευή Γεγονότων και Προσομοιώσεις

Η ανακατασκευή των γεγονότων και των αντικειμένων πραγματοποιείται μέσω του αλγορίθμου Particle Flow (PF) ο οποίος έχει σχεδιαστεί ώστε να μπορεί να ταυτοποιήσει τα σταθερά σωματίδια που προέρχονται από τις συγκρούσεις πρωτονίων συνδιάζοντας πληροφορίες από επιμέρους υπό-ανιχνευτές του CMS . Αυτό είναι δυνατόν χάρη στην εξαιρετική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή τροχιών πυριτίου και του ηλεκτρομαγνητικού θερμιδόμετρου. Για την ταυτοποίηση τροχιών χρησιμοποιούνται αλγόριθμοι επανάληψης υψηλής αποδοτικότητας (iterative tracking algorithm) κατάλληλα σχεδιασμένοι στο να ταυτοποιήσουν πίδακες (jets) δίνοντας μια μικρή πιθανότητα να ανακατασκευάσουν λάθος την τροχιά. Αυτή η πιθανότητα υπολογίζεται πως είναι μικρότερη του 1% ακόμα και για τις πιο περίπλοκες περιπτώσεις χαμηλής ορμής με τροχιές που έχουν προέλθει από τον άξονα της δέσμης. Για τη ενέργεια που εναποτίθεται στα θερμιόμετρα υπάρχει ένας αλγόριθμος ομαδοποίησης (clustering algorithm) ικανός να ξεχωρίζει κοντινές εναποθέσεις διατηρώντας υψηλή απόδοση ακόμα και σε χαμηλές ενέργειες. Ο αλγόριθμος PF αναγνωρίζει μίονια συγκρίνοντας τροχιές από τον ανιχνευτή τροχιών πυριτίου και τροχιές από τα μιονικά συστήματα ανίχνευσης του CMS . Τα ηλεκτρόνια ανακατασκευάζονται χρησιμοποιώντας μεταβλητές από το ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο και τον ανιχνευτή τροχιών. Όλα τα υπόλοιπα σωματίδια μπορούν να ταυτοποιηθούν ως αδρόνια, ουδέτερα αδρόνια ή φωτόνια συγκρίνοντας την ορμή των τροχιών με την εναπόθεση που άφησαν η μη στο θερμιδόμετρο. Στα σωματίδια που ανακατασκευάστηκαν εφορμίζονται αυστηρότερα κριτήρια και χρησιμοποιούνται ως βασική παράμετρος σε άλλους αλγορίθμους όπως της ανακατασκευής των πιδάκων ή στον υπολογισμό της ελλείπουσας εγκάρσιας ορμής. Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται η γενική εικόνα ανακατασκευής των αντικειμένων που χρησιμοποιούνται την ανάλυση.



Σχήμα 3.1: Μια τομή του ανιχνευτή CMS μαζί με τι αλληλεπιδράσεις από διάφορα σωματίδια.

3.1 Τροχιές και Κορυφές

Οι τροχιές των στοιχειωδών σωματιδίων αναγνωρίζονται χρησιμοποιώντας την Kalman Filter μέθοδο στην οποία πραγματοποιείται μια προσαρμογή (fit) λαμβάνοντας υπόψιν τις πολλαπλές σκεδάσεις με αποτέλεσμα τη παράμετρο κρούσης και την αρχική ορμή. Οι Βασικές Τροχιές (Primary Vertices) ανακατασκευάζονται από την ομαδοποίηση τροχιών οι οποίες είναι συμβατές με τη περιοχή της βασικής αλληλεπίδρασης. Η θέση της κάθε κορυφής προσαρμόζεται από την αντίστοιχη κορυφή χρησιμοποιώντας το adaptive vertex fitting.

3.2 Φωτόνια

Ένα φωτόνιο που παράγεται στο σημείο της σύγκρουσης, πρώτα περνάει από τον ανιχνευτή τροχιών και έπειτα εισέρχεται στο ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο ECAL όπου χάνει όλη του την ενέργεια μέσω του ηλεκτρομαγνητικού καταιγισμού. Υπάρχουν δύο περιπτώσεις. Στην πρώτη περίπτωση το φωτόνιο περνάει από τον ανιχνευτή τροχιών χωρίς να αλληλεπιδράσει και αφήνει σχεδόν όλη του την ενέργεια στους κρυστάλλους του ECAL. Ένα τέτοιο φωτόνιο ονομάζεται unconverted. Στην δεύτερη περίπτωση, το φωτόνιο μετατρέπεται σε ζεύγος ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου πριν εισέλθει στο ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο. Το ηλεκτρόνιο και το ποζιτρόνιο που δημιουργήθηκε επηρεάζονται από το μαγνητικό πεδίο και αφήνουν την ενέργεια στο θερμιδόμετρο σε μεγαλύτερες γωνίες ϕ . Αυτά τα φωτόνια ονομάζονται converted. Για να συνπεριλάβουν όλη την εναπόθεση ενέργειας, τα φωτόνια ανακατασκευάζονται χρησιμο-

ποιώντας "superclusters". Η ενέργεια των φωτονίων συλλέγεται αθροίζοντας την ενέργεια που έχει εναποθεθεί στους κρυστάλλους και την ενέργεια που έχει συλλεχθεί στις άκρες από τον ανιχνευτή προ-καταιγισμού. ("pre shower detector").

3.3 Ηλεκτρόνια

Τα ηλεκτρόνια ανακατασκευάζονται συνδιάζοντας τα supercluster του θερμιδιμέτρου με μια τροχιά. Η υποψήφια τροχιά προκύπτει κάνοντας προσαρμογή των κτυπημάτων του ανιχνευτή τροχιών με τον αλγόριθμο Gaussian-sum filter (GSF) στην οποία μοντελοποιείται η απώλεια ενέργειας λόγω ακτινοβολίας πέδησης με ένα άθροισμα από γκοαυσιανές συγκεκριμένου βάρους.

3.4 Μιόνια

Τα μιόνια ανακατασκευάζονται χρησιμοποιώντας τη μέθοδο global muon reconstruction η οποία συνδιάζει την πληροφορία από τον ανιχνευτή μιονίων και τον ανιχνευτή τροχιών.

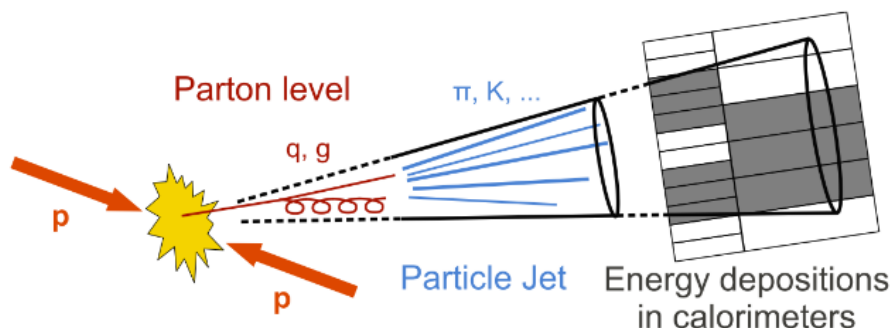
3.5 Πίδακες και ελλείπουσα εγκάρσια ορμή

Οι πίδακες και η ελλείπουσα εγκάρσια ορμή E_T^{miss} ανακατασκευάζονται από τα υποψήφια ηλεκτρόνια, μιόνια, φωτόνια και από τα φορτισμένα αδρόνια που προκύπτουν από τον particle flow αλγόριθμο. Αυτά ανακατασκευάζονται χρησιμοποιώντας τον αλγόριθμο anti- k_T ο οποίος λαμβάνει υπόψιν του το σωματίδιο με τη μεγαλύτερη ορμή και ομαδοποιεί τα γειτονικά σωματίδια σε ένα πίδακα με βάση την ενέργεια και την ορμή.

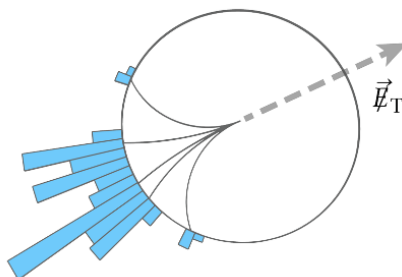
Όπως έχει αναφερθεί τα σωματίδια εμφανίζονται ως τροχιές και εναποθέσεις ενέργειας. Ο PF αλγόριθμος αποσκοπεί στο να αναγνωρίσει όλα τα σταθερά σωματίδια συνδυάζοντας πληροφορία από κάθε επιμέρους ανιχνευτή. Η συνολική εγκάρσια ορμή ορίζεται ως το διανυσματικό άθροισμα όλων των ανακατασκευασμένων σωματιδίων του γεγονότος. Η εγκάρσια ελλείπουσα ορμή ορίζεται ως το αρνητικό διανυσματικό άθροισμα όλων των ανακατασκευασμένων σωματιδίων του γεγονότος:

$$E_T^{miss} = - \sum_i \vec{p}_i, \quad i = PF \text{ candidates} \quad (3.1)$$

Η E_T^{miss} είναι το μέτρο αυτού του διανύματος. Η E_T^{miss} μπορεί να προέρχεται από πολλές πηγές του πειράματος. Μπορεί να υπάρχει "αληθινή" εγκάρσια ελλείπουσα ορμή από διεργασίες που περιέχουν νευτρίνιο και δεν ανιχνεύονται από τον ανιχνευτή, ή από υπογραφές υπερσυμμετρίας όπου ο ελαφρύτερος υπερσυμμετρικός σύντροφος συντελλεί στην εμφάνιση υψηλής



Σχήμα 3.2: Μια αναπαράσταση της δημιουργίας ενός πίδακα από τις συγκρούσεις πρωτονίων στο CMS και οι αντίστοιχες εναποθέσεις ενέργειας στα θερμιδόμετρα



Σχήμα 3.3: Ελλείπουσα εγκάρσια ορμή ορίζεται ως το αρνητικό άθροισμα των εγκάρσιων ορμών όλων των PF υποψηφίων.

E_T^{miss} . Όμως η E_T^{miss} μπορεί να προέρχεται από κακή μέτρηση της p_T κατά τη διάρκεια ανακατασκευής μέσω των μεθόδων που περιγράψαμε. Ο ακριβής υπολογισμός της είναι πολύ σημαντικός στο πείραμα CMS και έχουν δημιουργηθεί πολλές τεχνικές ώστε η μέτρηση της να είναι ακριβής.

3.6 Προσωμοιώσεις Monte Carlo

Στη φυσική υψηλών ενεργειών χρησιμοποιούνται προσομοιώσεις του ανιχνευτή και των διαφόρων φυσικών διεργασιών. Αυτές οι μοντελοποιήσεις οδηγούν στο να βελτιώθουν οι τεχνικές ανάλυσης και να κατανοηθεί η επίδοση πολλών και περίπλοκων υποανιχνευτών όπως αυτών που περιέχονται στο CMS. Οι προσομοιώσεις πραγματοποιούνται με τη μέθοδο Monte Carlo στην οποία χρη-

σιμοποιούνται τυχαία δείγματα στα θεωρητικά μοντέλα ώστε να προβλεφθεί η αναμενόμενη συμπεριφορά τους κάτω από ρεαλιστικές συνθήκες. Βασίζεται σε υπολογιστικές προσομοιώσεις και μπορεί να δώσει σωστές απαντήσεις εκεί που δεν μπορεί να δώσει ντετερμινιστική λύση. Παραδείγματα στην φυσική υψηλών ενεργειών περιλαμβάνουν προσομοιώσεις γεγονότων όπου τα σωματίδια παράγονται σε τυχαία κατεύθυνση και θέση υπακούγοντας σε θεωρητικούς περιορισμούς καθώς και σε προσομοιώσεις του ανιχνευτή όπου λαμβάνονται υπόψιν διάφοροι παράμετροι όπως ο ηλεκτρονικός θόρυβος κ.α. Τα βασικά προγράμματα προσομοίωσης για τη δημιουργία γεγονότων είναι η PYTHIA , POWHEG, MADGRAPH και TAUOLA. Η PYTHIA είναι ένας γεννήτορας γεγονότων γενικού σκοπού. Περιλαμβάνει βασικές διεργασίες όπως της κβαντικής χρωμοδυναμικής QCD και της Υπερσυμμετρίας, της παραγωγής του Higgs αλλά και εξωτικής φυσικής. Η PYTHIA χρησιμοποιείται σε συνδιασμό και με άλλους γεννήτορες όπως τον MADGRAPH και POWHEG . Η μέθοδος POWHEG είναι μια βελτιωμένη εκδοχή της PYTHIA αφού χρησιμοποιεί Next to leading order (NLO) υπολογισμούς λαμβάνοντας υπόψιν και τον καταϊγισμό των παρτονίων. Η PYTHIA είναι πολύ αποτελεσματική στη περιγραφή απλών $2 \rightarrow 2$ διεργασιών. Παρόλα αυτά τις περισσότερες φορές στις τελικές καταστάσεις έχουμε περισσότερα σωματίδια . Ο γεννήτορας MADGRAPH μπορεί να δώσει καλύτερη περιγραφή τέτοιων περίπλοκων τελικών καταστάσεων.

Η περιπλοκότητα του ανιχνευτή CMS απαιτεί μια πολύ πολύπλοκη προσομοίωση ώστε να αναπαραχθεί η συμπεριφορά του ανιχνευτή στην παρουσία σωματιδίων από τις συγκρούσεις των πρωτονίων. Αυτό συμβαίνει χρησιμοποιώντας το πακέτο GEANT4 το οποίο περιγράφει τον ανιχνευτή λαμβάνοντας υπόψιν την ακριβή του γεωμετρία, το υλικό κατασκευασής κ.α.

Κεφάλαιο 4

SUSY Diphoton plus E_T^{miss} analysis

4.1 Introduction

Final states in pp collisions with high- E_T photons and significant E_T^{miss} emerge naturally from a variety of new physics scenarios, particularly in models of supersymmetry (SUSY) broken via gauge mediation and including a stable, weakly interacting lightest supersymmetric particle (LSP). Models with general gauge mediation (GGM) can have a wide range of features, but typically entail a gravitino LSP and a next-to-lightest supersymmetric particle (NLSP) commonly taken to be a neutralino or a stau.

This master thesis presents a search for GGM SUSY signature involving the decay of a neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ to a gravitino \tilde{G} and a photon γ . The data sample, corresponding to an integrated luminosity of 35.88 fb^{-1} of proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$, was collected by the CMS detector at the LHC in 2016. For the interpretation of the results, gluino pair production, with the decay of the gluino shown in Figure 4.1. In this scenario the NLSP neutralino decays to a gravitino and a photon, $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\gamma$,

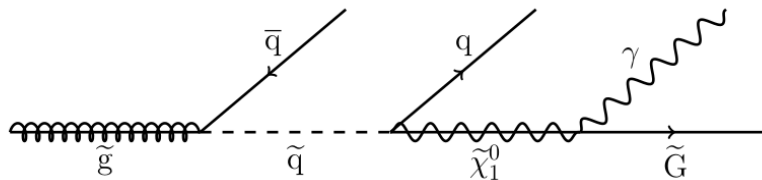


Figure 4.1: Decay of a gluino \tilde{g} to an antiquark and squark \tilde{g} . The subsequent decay of the squark produces a quark and a neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, and the neutralino decays to a γ and a gravitino \tilde{G}

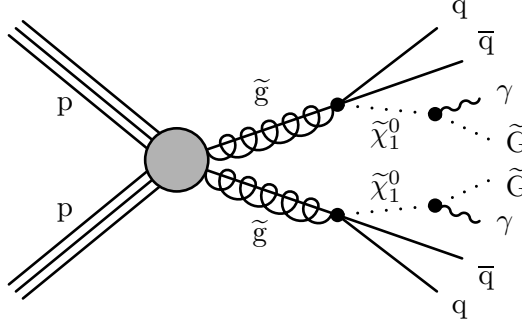


Figure 4.2: Feynman diagram of the $t5gg$ process as described in the text

resulting in characteristic events with jets, two photons and large missing transverse energy E_T^{miss} , defined as minus the magnitude of the vector sum of the p_T from the visible objects in the event. The full decay chain Feynman diagram of the above process (known as "T5gg") can be seen in figure 8.2.

The analysis is based on a search for an excess of these events, requiring at least two energetic photons and significant E_T^{miss} . This diphoton and E_T^{miss} signature can also arise from standard model processes. Direct diphoton production with initial state radiation and multijet events (possibly with associated photon production) lack genuine E_T^{miss} , but can emulate GGM signal topologies if the hadronic activity of the event is poorly measured. In the latter case, photons may be reconstructed in the event as a result of the misidentification of electromagnetically rich jets. The estimation of the contribution of these events is the main work of this thesis and it is described later in detail. This estimation relies on the empirical observation that the E_T^{miss} resolution in multijet events is typically poorly measured compared to the $di - EMp_T$ resolution, where $di - EMp_T$ is defined as the vector sum of the transverse momenta of the two electromagnetic objects in the event. Another significant background comes from the events with real E_T^{miss} , principally $W\gamma$ and $W + jets$ production, where $W \rightarrow e\nu_e$ and the electron is misidentified as a photon. The response of the electromagnetic calorimeter (ECAL) to electrons is nearly identical to the response of a photon, so electrons differ primarily due to the presence of a matching hit in the pixel tracker. As described in later the rate of an electron faking a photon can therefore be measured from $Z \rightarrow e^+e^-$ events, where one of the electrons is misidentified as a photon.

The contribution to the signal region from other processes with real E_T^{miss} and photons is quite small. This includes $Z\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ and $t\bar{t}\gamma\gamma$. Because of their small cross sections, the background from these sources was estimated from simulation.

4.2 Data sets

The data sets used in this analysis are listed in Table The data corresponding to an integrated luminosity of 35.88 fb^{-1} were centrally reconstructed with CMSSW_8_0_26 and various patch levels. The events were then analyzed using the ggNtuple framework with root trees generated with CMSSW_8_0_26.

Table 4.1: List of data sets and JSON files used in the 35.88 fb^{-1} data sample.

Data sets
/DoubleEG/Run2016B-03Feb2017_ver2-v2/MINIAOD
/DoubleEG/Run2016C-03Feb2017-v1/MINIAOD
/DoubleEG/Run2016D-03Feb2017-v1/MINIAOD
/DoubleEG/Run2016E-03Feb2017-v1/MINIAOD
/DoubleEG/Run2016F-03Feb2017-v1/MINIAOD
/DoubleEG/Run2016G-03Feb2017-v1/MINIAOD
/DoubleEG/Run2016H-03Feb2017_ver2-v1/MINIAOD
/DoubleEG/Run2016H-03Feb2017_ver3-v1/MINIAOD
JSON
Cert_271036-284044_13TeV_PromptReco_Collisions16_JSON.txt

4.3 Trigger

This analysis has used the set of diphoton triggers developed for the search of the Higgs boson decaying into two photons via $H \rightarrow \gamma\gamma$. The primary and the control trigger used to collect the events in the signal region is shown in table 4.2. The various parts of the trigger name, which correspond to specific requirements, are discussed below.

Because we only use photons with $|\eta| < 1.4442$ in this analysis for full event selection requirements, only the trigger requirements in the barrel are listed here.

- **Diphoton30_18:** The triggers require two photons with an asymmetric E_T cut of 30 GeV and 18 GeV on the leading and sub-leading photons, respectively. The transverse energy E_T of a photon is defined as the magnitude of the projection of the photon momentum on the plane perpendicular to the beams.
- **R9Id:** Photons satisfy $R_9 > 0.85$, where R_9 is a measure of the overall transverse spread of the shower. It is the ratio of the energy deposited

Table 4.2: List of triggers used to accumulate the events in the 35.88 fb^{-1} data sample. The full name represents the various cuts applied.

Primary Trigger
HLT_Diphoton30_18_R9Id_OR_IsoCaloId_AND_HE_R9Id_Mass90_v*
Trigger for Control Samples
HLT_Diphoton30_18_R9Id_OR_IsoCaloId_AND_HE_R9Id_DoublePixelSeedMatch_Mass70_v*

in the ECAL inside a 3×3 crystal matrix centered on the most energetic crystal in the supercluster to the supercluster raw energy.

- **IsoCaloId:**

$\sigma_{i\eta i\eta} < 0.015$: Photons are required to have a shower width in $i\eta$ -space less than 0.015. The shower width $\sigma_{i\eta i\eta}$ is the energy-weighted spread within the 5×5 crystal matrix centered on the crystal with the largest energy deposit in the supercluster. The symbol $i\eta$ indicates that the variable is obtained by measuring position by counting crystals.

ECAL isolation $< (6 + 0.012 * \text{Photon } E_T)$: The ECAL isolation is the sum of all energy deposits in the ECAL within a cone of $\Delta R < 0.3$ centered on the photon.

Track isolation $< (6 + 0.002 * \text{Photon } E_T)$: The track isolation is the sum of the energies of tracks in the tracker within a cone of $\Delta R < 0.3$ centered on the photon.

- **HE_R9Id:**

$$R_9 > 0.5$$

$H/E < 0.1$: The ratio between the energy deposited in the HCAL tower closest to the supercluster position and the energy deposited to that supercluster in the ECAL is required to be less than 0.1.

All photons are required to pass the H/E and loose R_9 cuts in `_HE_R9Id_`, and either the tighter R_9 cuts in `_R9Id_` or the isolation and shape cuts in `_IsoCaloId_`. The leading leg of the filter requires the photon candidate to be matched to an L1 seed. It can be matched to one of several SingleEG and DoubleEG L1 filters, but the largest contribution comes from the lowest unprescaled triggers: namely, SingleEG40 and DoubleEG_22_15. Both photons must satisfy the sub-leading filter, which is unseeded. In addition to the cuts in Table 4.2, the invariant mass of the diphoton system is required to be greater than 90 GeV.

Trigger efficiency

The efficiency of the trigger can be divided into two parts: the efficiency of the seeded, leading leg and the efficiency of the unseeded, sub-leading leg. Both efficiencies were measured using a tag-and-probe method. The HLT path XX was used as a control trigger. The tag was required to match the control trigger and to pass loose cut-based photon identification cuts. The probe was required to pass our full set of analysis selection requirements. To measure the sub-leading leg efficiency, the tag was also required to pass the leading filter.

Because the L1 seed is a combination of several prescaled and un-prescaled L1 filters and because the exact combination evolved over the course of the 2016, the L1 efficiency was not measured independently. Instead, the efficiency of the seeded leg was calculated without explicitly requiring the probe to match to an L1 seed. In this way, the combined efficiency of the L1 seed and the leading HLT leg was calculated.

Figure 4.3 shows the efficiency of the leading and trailing filters as a function of photon E_T . For photon E_T above 40 GeV, the efficiency of the leading leg was measured to be 98.2% and the sub-leading efficiency was found to be 99.8%.

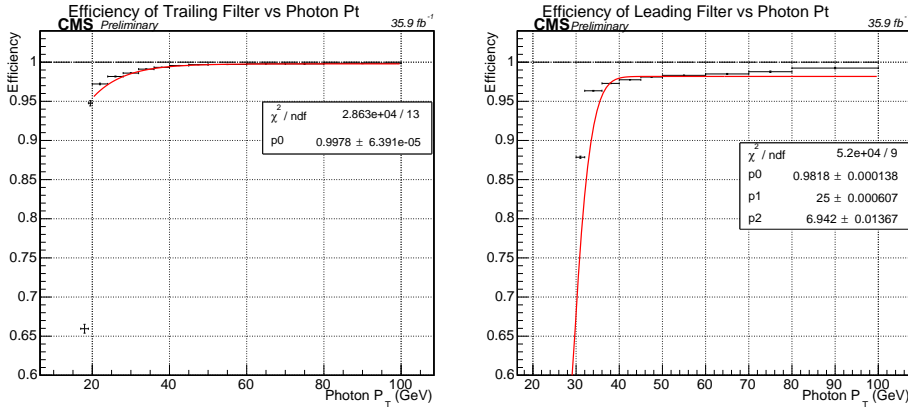


Figure 4.3: Efficiency of the sub-leading (left) and leading (right) legs as a function of photon E_T . The leading leg includes the efficiency of the L1 seed requirement. For photon E_T above 40 GeV, the leading leg is 98.2% efficient and the sub-leading leg is 99.8% efficient.

The efficiency of the trigger with respect to the invariant mass of the diphoton system was also measured. This is shown in Figure 4.4. Above 100 GeV, the invariant mass cut is 99.4% efficient.

The total trigger efficiency is the product of the seeded leg efficiency, two factors of the unseeded leg efficiency, and the efficiency of the invariant mass cut. Overall, the trigger is 97.2% efficient.

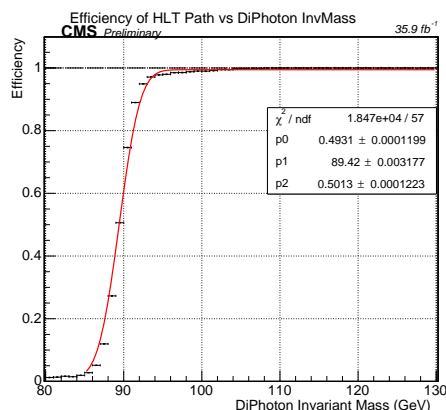


Figure 4.4: Trigger efficiency as a function of the invariant mass of the diphoton system. Above 100 GeV, the trigger is 99.4% efficient.

4.4 Event selection

4.4.1 Event categorization

For this analysis we construct several event categories which are later used for different studies. After the selection of the objects which is described below, they are classified into four different event categories;

- photon - photon event
- electron - electron event
- fake - fake event
- electron - gamma event

Here, “fakes” refer to electromagnetically-rich jets that have been misidentified as photons. The photon - photon category is our signal sample. The other three categories are used for the data-driven background estimates.

4.4.2 Photon reconstruction and selection

Photon candidates are reconstructed from clusters of the energy deposited in the ECAL and merged into superclusters. The reconstruction algorithm of photon clusters allows almost complete recovery of the energy of photons that convert when interacting with the material in front of the ECAL. The reconstruction algorithm consists of three steps. Firstly, cluster seeds are identified as local calorimeter cell (ECAL crystal) energy maxima above a given energy. Secondly, topological clusters are grown from the seeds by aggregating crystals with at least one side in common with a cell already

in the cluster, and with an energy in excess of a given threshold. These thresholds represent about two standard deviations of the electronic noise in the ECAL (i.e. 80 MeV in the barrel and up to 300 MeV in the endcaps). The calorimeter granularity is exploited by sharing the energy of each cell among all clusters according to the cell-cluster distance with an iterative determination of the cluster energies and positions assuming a Gaussian shower profile. In the third step, the so called particle flow (PF) Clusters are dynamically merged into superclusters. Dynamic superclustering allows good energy containment, robustness against pileup and automatically takes into account the detector geometrical variations with η (e.g. EE crystal size). Clusters lying in the area between two parabolas, function of η and centered around the most energetic cluster, are dynamically gathered giving to the supercluster a mustache-like shape. This is particularly important when moving to higher $|\eta|$ regions as the shape of the shower becomes to extend in η . A fixed supercluster size will suffer from pileup in the low pseudorapidity region and miss some electron bremsstrahlung in high η . Finally, a supercluster is promoted to a photon candidate if its reconstructed transverse energy is greater than 10 GeV .

In our analysis, all photon objects are required to have $P_T > 40 \text{ GeV}$ and be within the barrel fiducial region of the detector ($|\eta| < 1.4442$). The offline photon P_T cut is selected to be above where our primary HLT trigger becomes fully efficient. Photon candidates are also required to satisfy several cluster shape and isolation identification requirements. We use the recommended requirements from the EGM POG cut-based medium photon ID working point. The requirements are summarized below:

- **Single tower H/E** : This ratio is required to be less than 0.0396.
- $\sigma_{i\eta i\eta}$: The width of the shower in $i\eta$ -space is required to be less than 0.01022 .
- **Particle Flow Charged Isolation** : Sum of P_T of all charged hadrons within a hollow cone of $0.02 < \Delta R < 0.3$ around the supercluster, is required to be less than 0.441 GeV .
- **Particle Flow Neutral Isolation** : Sum of P_T of all neutral hadrons within a cone of $\Delta R = 0.3$ around the supercluster, is required to be less than $2.725 + 0.0148 \times P_{T_\gamma} + 0.000017 \times (P_{T_\gamma})^2$.
- **Particle Flow Photon Isolation** : Sum of P_T of all photons within a cone of $\Delta R = 0.3$, excluding a strip in η of 0.015 around the supercluster, is required to be less than $2.5718 + 0.0047 \times P_T^\gamma$

In addition to the medium ID/isolation photon selection, we require the following cuts:

- **Pixel Track-Seed Veto:** Boolean variable used to reject electrons. This veto rejects any photon for which a pixel track seed consisting of at least two hits in the pixel detectors is found.
- R_9 : Due to the trigger requirements, photon R_9 must be greater than 0.5. For the rejection of spikes, $R_9 < 1.0$ is required, as well as a $\sigma_{\eta\eta} > 0.005$ cut.

Rather than using the pixel seed veto, we could have chosen to use the conversion-safe electron veto. This veto is more efficient, but it leads to an unacceptably large rate of electrons being misidentified as photons.

The photon isolation cone is susceptible to pileup from interactions not corresponding to the primary vertex. The correction from the pile-up energy contribution to the photon identification is applied using the following equation:

$$Iso_{corrected} = Iso - (\rho * A_{eff}) \quad (4.1)$$

where the energy density ρ , is the median background density per unit area and a measure of the pile up activity in the event. The effective area A_{eff} is defined as the ratio of the slope obtained from linearly fitting $Iso(N_{vtx})$ to the one from linearly fitting $\rho(N_{vtx})$. The corresponding effective areas are provided by the EGM POG and are shown in Table 4.3.

Table 4.3: Effective areas for the SPRING16 ID

Bin	EA Charged Hadrons	EA Neutral Hadrons	EA Photons
$ \eta < 1.0$	0.0360	0.0597	0.1210
$1.0 < \eta < 1.479$	0.0377	0.0807	0.1107

Our signal region consists of at least two photons passing all of the above criteria and passing the object cleaning cuts. After selecting the two most energetic photons we also require that the two photons are separated by $\Delta R > 0.3$ and that the invariant mass of the diphoton system $m_{\gamma\gamma}$ is greater than 105 GeV. This invariant mass requirement is applied so that the event meets the primary trigger requirements as described previously. Finally, the event is required to pass the primary trigger as described in the previous section.

4.4.3 Electron selection

Electron objects are obtained using the photon object collection, but have an orthogonal set of cuts to photons. Electrons are required to pass all of the photon requirements described in detail above, except for a reversed pixel seed veto (PSV) cut. Object cleaning is applied as well and will be described later .

When constructing our electron - electron control sample, we additionally require that the invariant mass of the two electrons is in the window $75 < m_{ee} < 95 \text{ GeV}$. This requirement is designed to select $Z \rightarrow ee$ events, which helps ensure that the purity of the control sample is high. Due to the different invariant mass requirement, the di-electron control sample is collected with a different trigger (see Table 4.2).

4.4.4 Fake photons selection

Fakes must satisfy the majority of the photon identification requirements, except that the charged hadron isolation and $\sigma_{i\eta i\eta}$ requirements are reversed. This results in a fake photon selection that is orthogonal to the photon selection. In order to keep the fakes as “photon-like” as possible, the fake photons are not allowed to fail **both** the $\sigma_{i\eta i\eta}$ and charged hadron isolation cuts. In addition, an upper bound is put on both selections so that the fake selected objects are more photon-like. In more detail, fake photons pass the following criteria:

- **Single tower H/E** : < 0.0396 .
- **Particle Flow Neutral Isolation** : $< 2.725 + 0.0148 \times P_T^\gamma + 0.000017 \times (P_T^\gamma)^2$.
- **Particle Flow Photon Isolation** : $< 2.571 + 0.0047 \times P_T^\gamma$.
- **Pixel Track-Seed veto**: applied.
- $R_9 < 1.0$
- $P_T > 40 \text{ GeV}$
- $0.01022 < \sigma_{i\eta i\eta} < 0.015$ **XOR** $0.441 < \text{Charged Isolation} < 15.0$.

The last criterion means that we select fake photons passing the first or the second criterion, but not both. The ff control sample is built from events which have at least two objects passing the above fake definition and which satisfy $m_{ff} > 105 \text{ GeV}$. The events are collected with the primary trigger (see Table 4.2).

4.4.5 Lepton Veto

In order to avoid overlap with other supersymmetry analyses involving photons, a lepton veto is applied. For the gg and ff samples, events are rejected if there are any electrons passing all of the requirements previously described. For the ee control sample, events are vetoed if there is a third electron present.

Additionally, events are rejected if there are any muons passing the loose muon ID and loose isolation criteria. Muons are required to satisfy $|\eta| < 2.4$ and have transverse momentum greater than 30 GeV.

4.4.6 Jet selection

PF Jets are reconstructed using the AK4 algorithm, a jet-clustering procedure that uses the anti- k_T algorithm with a distance parameter of 0.4. We accept jets that satisfy the PF loose identification criteria as provided by the JetMET POG and have a $P_T > 30 \text{ GeV}$. Jets are also required to be within the fiducial region of the tracker ($|\eta| < 2.4$). Object cleaning is applied to the jet collection, as described later.

4.4.7 Missing transverse energy

In our signal signature, the LSP escapes without being detected, which leads to an imbalance in the transverse energy of the event. The missing transverse energy (E_T^{miss}) is calculated as the negative vector sum of all the reconstructed PF particles in the detector and is a measure of the energy of the particles leaving the detector without depositing their energy.

Several corrections and filters are applied to the E_T^{miss} . In our analysis, we used E_T^{miss} with the Type-I correction applied as proposed by the JetMET POG. This comes from propagating corrections to jet energies to the E_T^{miss} .

On top of the Type-I correction, the following E_T^{miss} filters are applied to data, to reject problematic events:

- Primary vertex filter
- CSC beam halo filter
- HBHE noise filter
- HBHEiso noise filter
- ECAL trigger primitive filter
- ee badSC noise filter
- Bad PF muon filter
- Bad charged hadron filter
- Duplicate muons filter

Any event not passing the above filters is rejected.

4.4.8 Object cleaning

To avoid double counting objects, the following set of object cleaning rules are applied whenever two objects are found to be overlapping.

- Photons are rejected if they overlap with an **electron** in a cone with $\Delta R < 0.3$.
- Fakes are rejected if they overlap with a **photon** or **electron** in a cone with $\Delta R < 0.4$.
- Jets are rejected if they overlap with a **photon**, **electron**, or **fake** in a cone with $\Delta R < 0.4$.

The larger ΔR requirement for fakes arises from the fact that fakes are primarily electromagnetically-rich jets. Therefore, we want to make sure that nothing overlaps with fakes within $\Delta R < 0.4$, the size of the radius of a jet.

4.5 Photon selection efficiency

Due to the similarity between the detector response to electrons and photons, it is possible to use $Z \rightarrow ee$ events to measure the photon identification efficiency via the tag-and-probe method. This efficiency is computed in both data and simulation, and the ratio of the two efficiencies is referred to as the scale factor.

For this analysis, the official scale factors calculated by the EGM POG for Moriond 2017 were used

The scale factors from the EGM POG are calculated in bins of photon P_T and η . These are shown in Figure 4.5 along with the associated uncertainties.

Rather than using the full map of scale factors shown in Figure 4.5, we compute a weighted average over all photons passing our selection criteria in each SUSY signal mass point. The average scale factors and uncertainties are shown in Figure 4.6.

The final value used in the analysis was an average over the mass points shown in Figure 4.6:

$$\text{Photon Scale Factor} = 1.002 \pm 0.013 \quad (4.2)$$

Our prescription for photon identification is nearly identical to that for electron identification, differing only by the presence or absence of a seed track in the pixel detector. As a result, the efficiency of the pixel seed veto for photons cannot be determined from the tag-and-probe method described

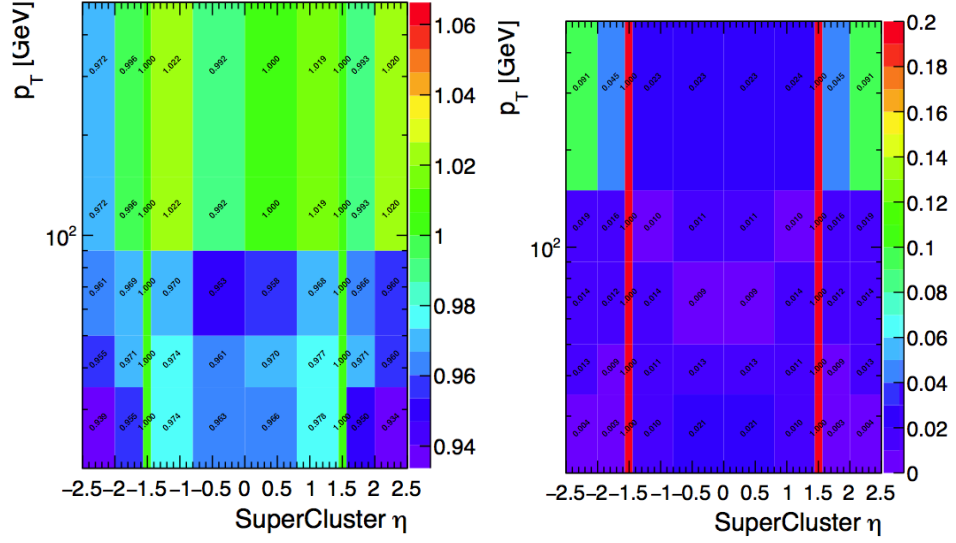


Figure 4.5: Calculated scale factors (left) and uncertainties (right) in bins of photon P_T and η .

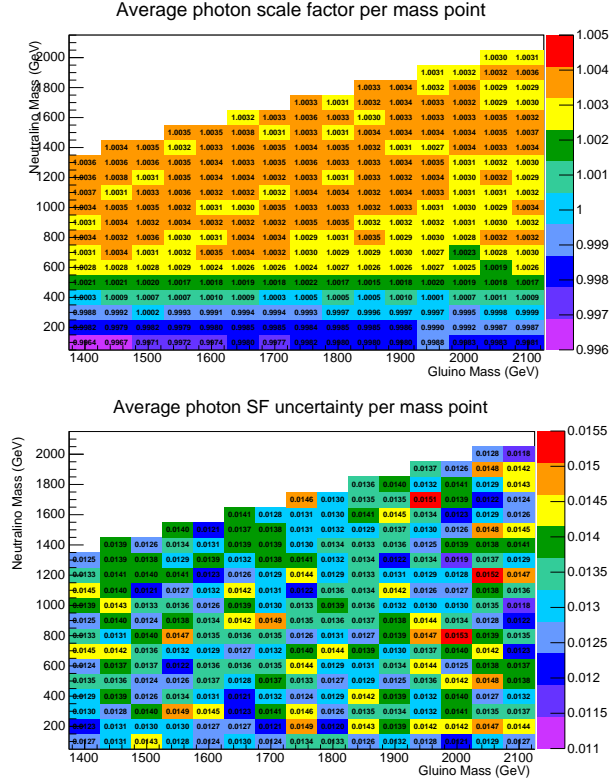


Figure 4.6: Scale factors (left) and uncertainties (right) averaged over all photons in each bin in the neutralino versus gluino mass plane.

above, and must be obtained from photons in $Z \rightarrow \mu_+\mu_-\gamma$ events. Again we use the official scale factor calculated by the EGM POG:

$$\text{Pixel Seed Veto Scale Factor} = 0.998 \pm 0.013 \quad (4.3)$$

Since our candidate sample requires two photons in the final state, two factors of both values are used.

4.6 Estimation of backgrounds

We select a $\gamma\gamma$ candidate sample as described in the previous sections and estimate the E_T^{miss} contribution from backgrounds in the high E_T^{miss} region where we expect to see new physics. In this analysis we have two kinds of backgrounds: the non-intrinsic E_T^{miss} (QCD) background and the true- E_T^{miss} (EWK) background. For the QCD background, the E_T^{miss} comes from instrumental and resolution effects whereas for the EWK background, the E_T^{miss} comes from the neutrino(s) in the event.

4.6.1 QCD background estimation

To model the QCD background, two control samples—double electron (ee) and double fake (ff)—are chosen as described in Section 4.4. As the statistics are very different between the candidate sample and the control samples, the control samples are normalized to the $E_T^{miss} < 50\text{GeV}$ region of the candidate sample, where there is minimal (less than 1%) signal contamination. The E_T^{miss} distributions of these samples are also adjusted for the difference in hadronic recoil arising from the different topologies between the samples. The hadronic recoil is modeled by the vector sum of the P_T of the two electromagnetic objects in the event. This variable is referred to as the di-EM p_T of the event.

Di-EM p_T reweighting

The di-EM P_T is defined as:

$$P_T^{di-\vec{EM}} = p_{T1}^{\vec{}} + p_{T2}^{\vec{}} \quad (4.4)$$

where $p_{T1}^{\vec{}}$ and $p_{T2}^{\vec{}}$ are the transverse momenta of the two electromagnetic objects in the event. This variable is used as a measure of the hadronic activity of these samples. The di-EM p_T distributions for the control and the candidate samples and the corresponding ratio plots are shown in Figure 4.7.

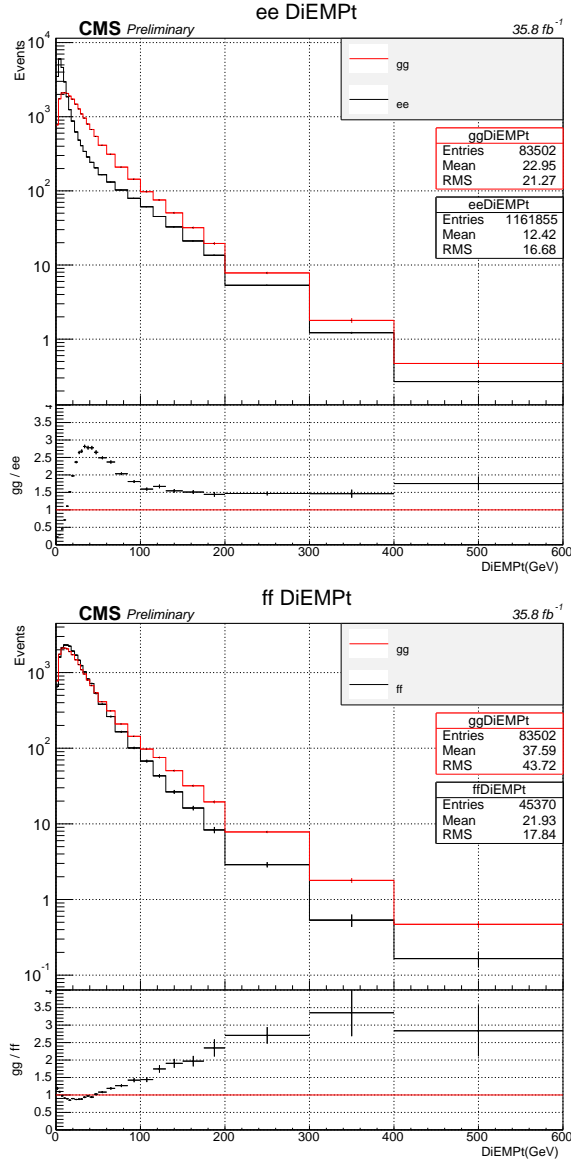


Figure 4.7: Comparison of di-EM p_t distributions of $\gamma\gamma$ and ee samples (left) and $\gamma\gamma$ and ff samples (right).

Any difference of scale in hadronic activity needs to be corrected. To achieve this, the ee control sample is reweighted by the ratio of the candidate di-EM p_t to that of the ee sample. The same reweighting procedure for ff sample was followed as well. A comparison of the unweighted E_T^{miss} distributions for the ee and ff control samples and the $\gamma\gamma$ candidate sample is shown in Figure 4.8. The comparison after the di-EM p_T reweighting

procedure is shown in Figure 4.9.

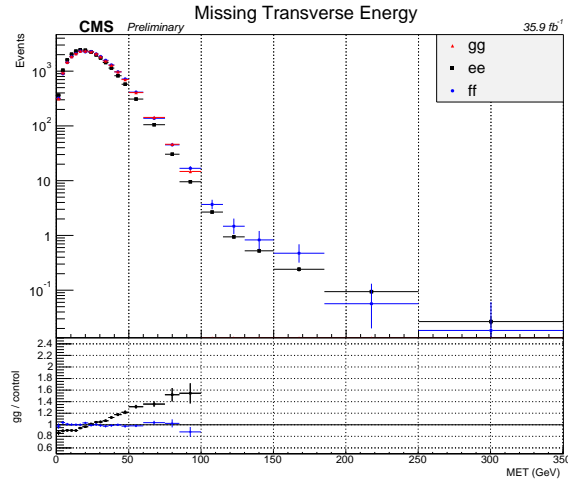


Figure 4.8: E_T^{miss} distributions of the ee and ff control samples and the $\gamma\gamma$ candidate sample. The ee and ff distributions have been normalized to the $E_T^{miss} < 50$ GeV region of the candidate sample.

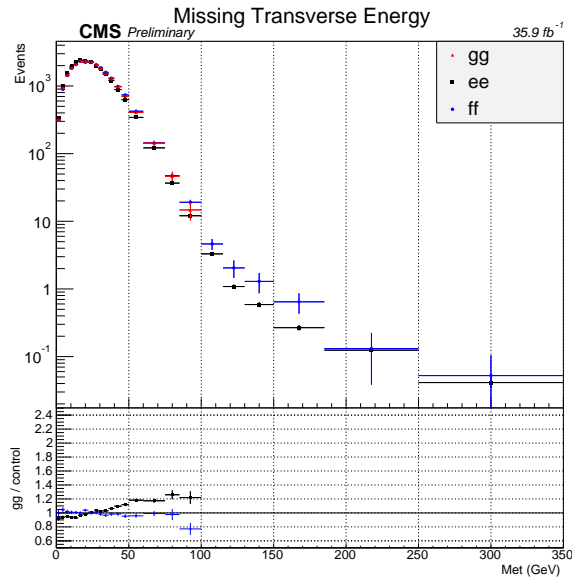


Figure 4.9: E_T^{miss} distributions of the candidate sample, the di-EM p_t reweighted ee sample and the reweighted ff sample. The ee and ff distributions have been normalized to the $E_T^{miss} < 50$ GeV region of the candidate sample.

The error propagation from $di - EM_{p_T}$ reweighting is described in later sections.

Jet multiplicity reweighting

The difference in jet multiplicity between the candidate sample and the control samples can also affect the overall E_T^{miss} resolution of the background estimation. For example, the energy resolution in an event where there are three jets having a total P_T of 100 GeV will be worse than that of an event where there is only one jet with P_T of 100 GeV. The jet multiplicity distribution is shown in Figure 4.10. The jet multiplicity distributions for the candidate and ff samples are similar, but the candidate and ee distributions are noticeably different. To extract any possible dependence between the $di - EM_{p_T}$ and the jet multiplicity of the ee sample, we plotted the jet multiplicity versus $di - EM_{p_T}$. This plot is shown in Figure 4.11.

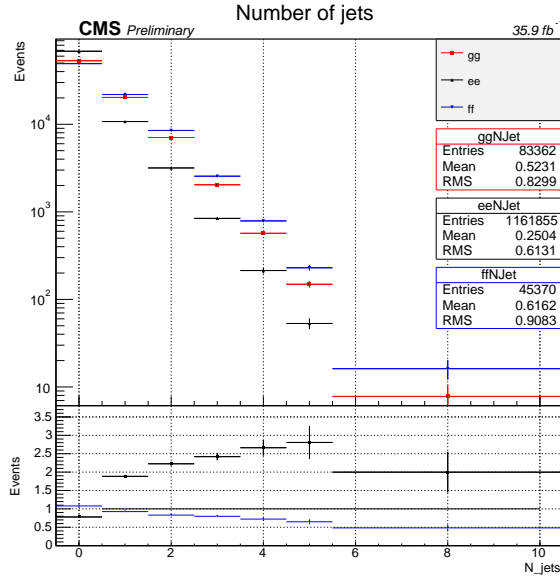


Figure 4.10: Jet multiplicity distributions of the candidate, ee and ff samples.

To investigate the effect of jet multiplicity reweighting, we plotted the ee E_T^{miss} distribution reweighted by $di - EM_{p_T}$ only and the ee E_T^{miss} distribution reweighted by the jet multiplicity in bins of $di - EM_{p_T}$. From Figure 4.12, one can see that the difference between them is small. Therefore, we choose not to reweight by the jet multiplicity. Instead, we take the difference between the two ee estimates (described at the beginning of this paragraph) as a systematic uncertainty on our background prediction.

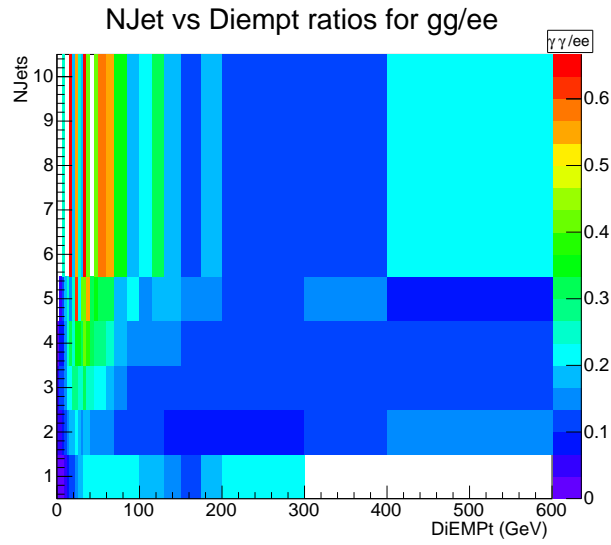


Figure 4.11: $\gamma\gamma$ over ee jet multiplicity distribution ratio in bins of di-EM p_T .

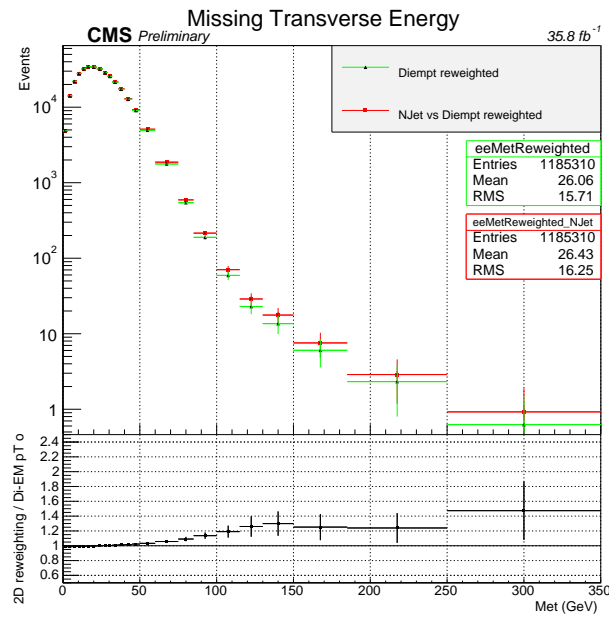


Figure 4.12: E_T^{miss} distributions for the ee sample reweighted by di-EM p_T only and the ee sample reweighted by the 2D distribution of $di - EM p_T$ vs jet multiplicity. The ratio plot shows the ratio of red points to green points.

Subtraction of other contributions in the control samples

We choose our control samples such that they do not have any real E_T^{miss} , but there are other processes which may contaminate our control samples that contain real E_T^{miss} . These other processes would influence our QCD background estimation. The primary processes that have a noticeable effect on the control samples are $t\bar{t}$ events where the top decays leptonically. This will give two electrons and real E_T^{miss} (because of the neutrinos), which will contaminate our ee control sample.

The possible contamination from $t\bar{t}$ events was checked in MC and found to be non-negligible. Table 4.4 shows the percent contribution to each E_T^{miss} bin in the signal region of the ee control sample.

Table 4.4: Contribution to the ee control sample from $t\bar{t}$ events

E_T^{miss} bin (GeV)	Percent Contribution
100 – 115	25.3%
115 – 130	43.6%
130 – 150	54.4%
150 – 185	60.5%
185 – 250	43.8%
250	26.0%

Comparing the ff and ee control samples

We choose to model the candidate $\gamma\gamma$ distribution with the ee and ff control samples because they represent the two possible extremes for the sample purity. The ee control sample can be used to give an estimate of the background coming from events where both of the objects categorized as photons are actually electromagnetic objects. At the other extreme, the ff control sample can be used to estimate the background in the case where both of the photon objects are actually jets that have been misidentified as photons.

The estimate coming from the ee control sample is used as our primary background estimate, and the ff sample is used to determine the systematic uncertainty from any differences in energy resolution dependent on photon purity. To determine this systematic uncertainty, the tails of both the ee and ff E_T^{miss} distributions are fit to a function of the form $x^{p_0} e^{p_1 x^{p_2}} p_3$. Figures 4.13 and 4.14 shows the fit results for each control sample.

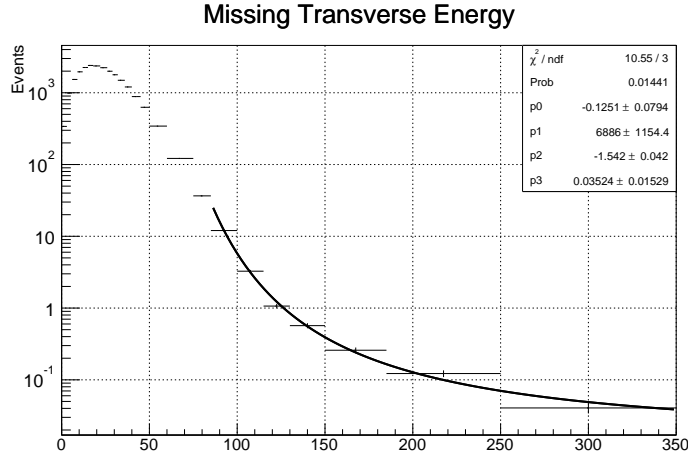


Figure 4.13: Fit of E_T^{miss} tail for the ee control sample. The distribution is fit to a function of the form $x^{p_0} e^{p_1 x^{p_2}} p_3$. The integral of the function in each bin is used to calculate the systematic uncertainty from the difference between ee and ff . The final E_T^{miss} bin includes all events with $E_T^{miss} > 250\text{GeV}$, but to calculate the systematic uncertainty for that bin, the integral from 250 to 350 GeV is used.

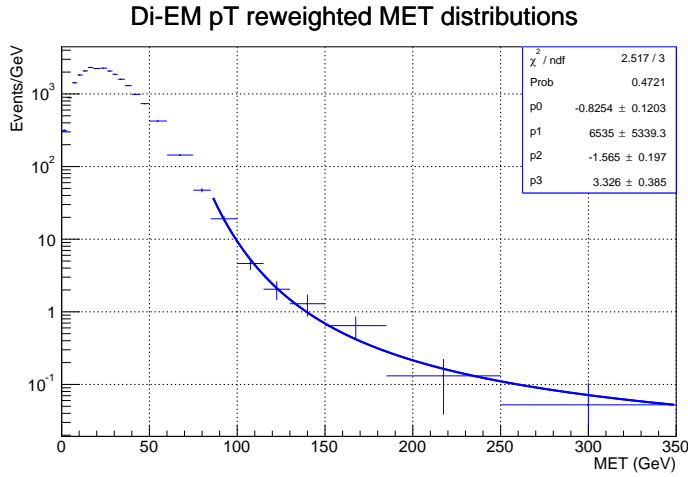


Figure 4.14: Fit of E_T^{miss} tail for the ff control sample. The distribution is fit to a function of the form $x^{p_0} e^{p_1 x^{p_2}} p_3$. The integral of the function in each bin is used to calculate the systematic uncertainty from the difference between ee and ff . The final E_T^{miss} bin includes all events with $E_T^{miss} > 250\text{GeV}$, but to calculate the systematic uncertainty for that bin, the integral from 250 to 350 GeV is used.

The systematic uncertainty is then given by the difference between the integrals of the fit functions over the width of the bin. Because the final bin includes all events with $E_T^{miss} > 250$ GeV, there is some ambiguity about what interval to use to calculate the systematic uncertainty from the fits. We choose to integrate from 250 GeV to 350 GeV in the last bin. This gives a systematic uncertainty consistent with the ones assigned in the other E_T^{miss} bins in the signal region.

4.6.2 Electroweak background estimation

The subdominant background for this analysis comes from electroweak (EWK) events with inherent E_T^{miss} . The background is primarily $W\gamma$ events where the W decays to an electron and a neutrino. If the electron is misidentified as a photon, we will end up getting events with two photons and significant E_T^{miss} .

Determination of fake rate

To estimate the electroweak background, the rate at which electrons are misidentified as photons $f_{e\rightarrow\gamma}$ needs to be measured. This is done using a tag-and-probe method with $Z\rightarrow ee$ events.

The $Z \rightarrow ee$ invariant mass peak is plotted for two samples: a di-electron (ee) sample and an $e\gamma$ sample containing events with one electron and one photon. Both samples are collected using a single electron trigger, and the tags are required to match with $\Delta R < 0.2$ with an object satisfying the HLT filter `hltEle27erWPTightGsfTrackIsoFilter`.

The numbers of $Z \rightarrow ee$ events in the invariant mass peak of both samples ($N_{e\gamma}$ and N_{ee}) are found using an extended likelihood fit, where the signal shape is modeled by second-order polynomials convolved with a gaussian distribution with floating mean and width.

The number of observed $Z \rightarrow ee$ events in the ee mass spectrum is given by $N_{ee} = (1 - f_{e\rightarrow\gamma})^2 N_Z$ where N_Z is the true number of $Z \rightarrow ee$ events. The number of events in the observed $Z \rightarrow ee$ peak in the $e\gamma$ mass spectrum is given by $N_{e\gamma} = 2[f_{e\rightarrow\gamma}(1 - f_{e\rightarrow\gamma})]N_Z$. The factor of 2 comes because we do not distinguish between $e\gamma$ events where the electron has a higher P_T than the photon and vice versa. Solving for $f_{e\rightarrow\gamma}$, we get

$$f_{e\rightarrow\gamma} = N_{e\gamma} / (2N_{ee} + N_{e\gamma}) \quad (4.5)$$

The fake rate was calculated in data as a function of various kinematic variables, including the track multiplicity of the primary vertex, the vertex multiplicity of the event, the probe's $\sigma_{in\eta}$ value, and the E_T^{miss} in the event. To cover all dependencies, a 30% systematic is assigned to the fake rate. The final value used in the analysis is:

$$f_{e\rightarrow\gamma} = (2.67 \pm 0.80)\% \quad (4.6)$$

The background $N_{\gamma\gamma}$, the fraction of $N_{e\gamma}$ that ends up in the candidate $\gamma\gamma$ sample, is then given by $N_{\gamma\gamma} = f_{e\rightarrow\gamma} N_{e\gamma}$

The estimated number of events from the electroweak background in the $E_T^{miss} > 100$ GeV region is given in Table 4.5. The uncertainties include both the statistical uncertainties and the systematic uncertainty from the fake rate calculation.

Table 4.5: Estimation of the total EWK background for $E_T^{miss} > 100$ GeV. The quoted uncertainties include the statistical uncertainty from the $e\gamma$ E_T^{miss} distribution and the 30% uncertainty from the fake rate calculation.

E_T^{miss} bin (GeV)	Expected
100 – 115	$8.33^{+2.55}_{-2.54}$
115 – 130	$5.61^{+1.73}_{-1.73}$
130 – 150	$4.86^{+1.51}_{-1.50}$
150 – 185	$4.09^{+1.28}_{-1.27}$
185 – 250	$3.60^{+1.13}_{-1.12}$
> 250	$2.14^{+0.69}_{-0.68}$

4.6.3 Final estimation of backgrounds

After obtaining estimates for both the QCD and electroweak backgrounds, we put them together in a stack plot and compare this to the candidate $\gamma\gamma$ E_T^{miss} distribution (Figure 4.15). The total numbers of expected and observed events in the signal region are shown in Table 4.6.

Table 4.6: Expected and observed events for $E_T^{miss} > 100$ GeV

E_T^{miss} bin (GeV)	Expected	Observed
100 – 115	$57.84^{+34.61}_{-34.60}$	Blinded
115 – 130	$21.89^{+14.54}_{-14.53}$	Blinded
130 – 150	$16.62^{+9.44}_{-9.42}$	Blinded
150 – 185	$13.45^{+7.13}_{-7.11}$	Blinded
185 – 250	$11.70^{+5.02}_{-4.99}$	Blinded
> 250	$6.27^{+2.86}_{-2.81}$	Blinded

4.7 Sources of systematic uncertainty

The systematic uncertainties can be grouped into three categories: those from the QCD background estimation, uncertainties from the EWK background estimation, and other sources of systematic uncertainties.

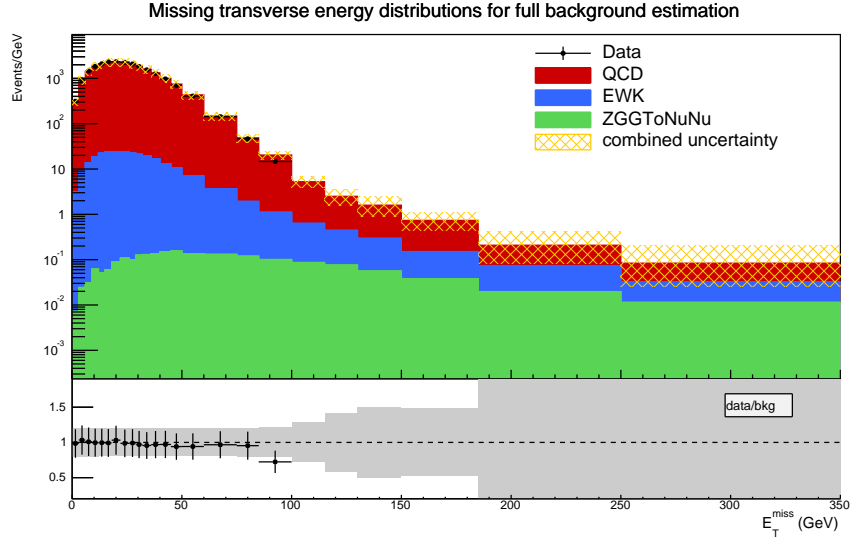


Figure 4.15: Total estimated background.

4.7.1 Systematic uncertainties on QCD background estimation

The QCD background is made up of events that do not have true E_T^{miss} . As described in Section 4.6, the QCD background estimation is determined from a double electron (ee) sample. See Section 4.4 for details on how this sample is defined. The background prediction from ee is referred to as N_{ee} . All of the uncertainties on N_{ee} are summarized for each E_T^{miss} bin in Table 4.7.

Systematic uncertainties on $t\bar{t}$ subtraction

There are several systematic uncertainties associated with the subtraction of the $t\bar{t}$ contribution to the ee control sample. In addition to the uncertainty arising from the limited MC statistics, we consider uncertainties from the parton distribution functions, jet energy scale corrections, and the cross section and matching efficiency.

Systematic uncertainties from di-EM pT reweighting procedure

One of the uncertainties on N_{ee} comes from the di-EM pT reweighting procedure. Recall that to correct for differences in hadronic activity in the events, the E_T^{miss} distribution of the ee sample is reweighted by di-EM pT, so that its di-EM pT spectrum matches that of the double photon candidate sample. To propagate the uncertainty from the di-EM pT reweighting, we generated a thousand different di-EM pT ratios where the value of each bin

is obtained by varying the value of the same bin in the original di-EM pT ratio using a Gaussian distribution. The sigma of the Gaussian distribution is set equal to the statistical uncertainty of that bin. This way, we get new central value for each di-EM pT ratio bin, but the statistical uncertainty remains the same. We then reweighted the E_T^{miss} distributions of the ee control sample with the thousand generated di-EM pT ratios. Uncertainties are then determined from the fluctuations in each E_T^{miss} bin using the 1000 new E_T^{miss} plots obtained from the new di-EM pT ratio plots.

Another reweighting systematic in the QCD background estimation comes from the effect of jet multiplicity reweighting. As described in Section 4.6.1, because jet multiplicity reweighting has a small effect, we do not reweight by the jet multiplicity. Instead, we take the difference between the ee estimate that has been reweighted by di-EM pT only and the ee estimate reweighted by jet multiplicity in bins of di-EM pT as a systematic uncertainty.

Systematic uncertainty from double fake control sample

By using the double electron control sample to estimate the QCD background, we are implicitly assuming that the QCD background is composed entirely of true electromagnetic objects. This assumption is not necessarily valid, as the QCD background could have a large contribution from jets faking photons. In order to account for this difference in sample purity, we also perform a background estimation using a double fake sample. This estimation is performed in the same way as for the double electron sample. The events are first reweighted by the ratio of the candidate double photon di-EM pT to the ff di-EM pT. The reweighted E_T^{miss} spectrum of the ff control sample is then normalized to the $E_T^{miss} < 50$ GeV region of the candidate double photon sample.

This procedure gives us two estimates for the QCD background in each bin of E_T^{miss} . The estimate from the ee control sample (N_{ee}) is used as our background prediction for the QCD background. The procedure to obtain the systematic uncertainty coming from the shape difference between ee and ff sample is described previously.

Table 4.7: Systematic and Statistical Uncertainties from QCD Background

E_T^{miss} bin (GeV)	QCD Estimate	Stat.	Diff. with ff	N_{Jet}	TT Jet	Di-EM pT
100-115	49.51	+2.16,-2.07	33.49	7.90	+1.60, -1.53	0.29
115-130	16.28	+1.23, -1.14	13.93	3.35	+1.24, -1.17	0.10
130-150	11.76	+1.04, -0.96	8.74	2.79	+1.22, -1.14	0.08
150-185	9.37	+0.94, -0.85	6.60	1.76	+1.25, -1.18	0.12
185-250	8.09	+0.96, -0.86	4.50	1.45	+0.81, -0.73	0.09
> 250	4.13	+0.79, -0.66	2.38	1.08	+0.43, -0.35	0.12

4.7.2 Systematic uncertainty from EWK background estimation

The primary uncertainty in the EWK background estimate comes from the uncertainty in the extended likelihood fit used to calculate the fake rate. The systematic uncertainty in each E_T^{miss} bin is found by shifting the fake rate up and down by its uncertainty and scaling the $e\gamma E_T^{miss}$ distribution by the altered fake rates. The difference between the estimates from the two shifted fake rates gives the systematic uncertainty. The systematic uncertainty is a constant 30% in each E_T^{miss} bin.

4.8 Conclusions

A search for SUSY with general gauge mediation in events with two photons and high missing transverse momentum has been reported. The analysis uses data from proton-proton collisions collected at a center-of-mass energy $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ with the CMS detector in 2016, corresponding to an integrated luminosity of 35.88fb^{-1} .

The final step of this study is the determination of limits on the gluino pair production cross section, in order to be used together with NLO + NLL cross section calculations to constrain the masses of gluinos and neutralinos in the GGM framework. To achieve that we used data driven methods based on control samples in data to estimate the two sources of background the QCD and EWK.