

BACHELORARBEIT

**R-Paritäts-verletzende Produktion und Zerfall von
Selektronen in Ereignissen mit zwei Elektronen und
zwei Jets bei $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$**

geschrieben von

FREDERIK SCHRECKENBERG

vorgelegt der

FAKULTÄT FÜR MATHEMATIK, INFORMATIK UND NATURWISSENSCHAFTEN

erstellt am

III. PHYSIKALISCHEM INSTITUT A

der

RHEINISCH-WESTFÄLISCHEN TECHNISCHEN HOCHSCHULE AACHEN

bei

PROF. DR. THOMAS HEBBEKER

Aachen, Oktober 2014

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer, als der angegebenen, Hilfsmittel angefertigt habe.

Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet. Zitate sind kenntlich gemacht.

Ich versichere, dass die elektronische Form meiner Arbeit mit der gedruckten Version identisch ist.

Aachen, den

Abstract

Presented is the analysis for R parity violating production and decay of a selectron into a final state with two same-sign electrons and two jets. CMS data with $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ and $\mathcal{L} = 19.7 \text{ fb}^{-1}$ is used. The theoretical basis of this analysis is the cMSSM where the commonly used R parity conservation is replaced by the baryon triality conservation. This allows new lepton number violating coupling constants λ'_{ijk} , so that the resonant production of a selectron is possible via λ'_{111} . The existing limits on λ'_{111} are set by experimental searches for neutrinoless double-beta decay. Using CMS data this limits can be improved. Up to now there are no results from collider experiments according to this production and decay.

This analysis applies a set of selections to separate the signal from background processes. Therefor existing selection criteria are used to select well reconstructed particles. Thereupon cut values for the transverse momenta of the electrons and the missing transverse energy are investigated. By optimising the expected cross section limit, new cut values for these three quantities are proposed. Finally the expected limits on the coupling λ'_{111} are improved for various parameter points by approximately one order of magnitude.

Zusammenfassung

In der hier vorgestellten Analyse wird die R Paritäts verletzende Produktion und der Zerfall eines Selektrens in einen Endzustand mit zwei gleich geladenen Elektronen und zwei Jets untersucht. Dafür werden CMS Daten von 2012 mit $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ und $\mathcal{L} = 19,7 \text{ fb}^{-1}$ verwendet. Die theoretische Grundlage dieser Arbeit bildet das cMSSM. Die üblicherweise erhaltene R Parität wird durch die Baryonen Trialität ersetzt. Dadurch wird Leptonenzahlverletzung möglich und das Selektion kann über die Kopplung λ'_{111} resonant produziert werden und zerfallen. Strikte Limits auf λ'_{111} werden durch die experimentelle Untersuchung von neutrinolosem beta Zerfall gesetzt, können aber mit CMS Daten weiter verbessert werden. Bisher gibt es jedoch keine Ergebnisse von Beschleunigerexperimenten zu diesem Zerfallskanal.

In dieser Analyse werden eine Reihe von Selektionen angewendet um das Signal vom Untergrund zu trennen. Dabei kommen bekannte Selektionen zum Einsatz, die benutzt werden um gut rekonstruierte Teilchen zu identifizieren. Daraufhin werden die Selektion auf die transversalen Impulse der Elektronen und die fehlende Transversalenergie genauer untersucht. Durch die Optimierung des erwarteten Limits auf den Wirkungsquerschnitt wurden neue Schnittwerte für diese Größen festgelegt. Das erwartete Limit auf die Kopplung λ'_{111} mit CMS Daten wurde somit, im Vergleich zu existierenden Limits, fast um eine weitere Größenordnung gesenkt.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	v
Kurzdarstellung	v
1. Theoretische Grundlagen	1
1.1. Standardmodell der Teilchenphysik	1
1.2. Supersymmetrie	3
1.2.1. Grundlagen	3
1.2.2. R Parität verletzende Supersymmetrie	4
1.2.3. Selektion Produktion	4
1.2.4. Limits auf λ'_{111}	5
2. Das Experiment	7
2.1. Der Large Hadron Collider	7
2.2. Der CMS Detektor	7
2.2.1. Teilchenrekonstruktion	10
3. Analyse	12
3.1. Verwendete Datensätze	12
3.1.1. Daten	12
3.1.2. Untergrundsimulationen	12
3.1.3. Signale	15
3.2. Vorselektion	16
3.3. Tight-to-loose Ratio	23
3.4. Limits	24
3.4.1. Bayes'sche Limits	24
3.4.2. Unsicherheiten	26
3.5. Signalanalyse	26
3.5.1. Selektion auf fehlende Transversalenergie (MET)	28
3.5.2. Elektron p_T Kriterium	32
4. Fazit	35
4.1. Ausblick	35
A. Liste der Monte Carlo Datensätze	38
Literaturverzeichnis	41

1. Theoretische Grundlagen

1.1. Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM), welches im Laufe des letzten Jahrhundert entwickelt wurde, beschreibt die bis dahin bekannten Elementarteilchen. Das sind als punktförmig angenommene Teilchen ohne Substruktur. Außerdem beschreibt das SM deren Wechselwirkungen. Auch im 21. Jahrhundert bildet es die Grundlage der Teilchenphysik. Deswegen soll es hier kurz vorgestellt werden. Das folgende Kapitel basiert auf [1]. Das Standardmodell beinhaltet keinen Mechanismus zur Massenerzeugung. Dieser fehlende Bestandteil wird jedoch durch ein neues Teilchen möglich, welches später beschrieben wird. Die Gravitation, die auch nicht Teil des SM ist, wird hier auch mit behandelt.

Man unterscheidet im SM zwischen Fermionen, den sogenannten Materieteilchen, aus welchen die sichtbare Materie besteht, und Bosonen, welche die Wechselwirkungen vermitteln, sodass man sie auch Austauschteilchen nennt. Die vom Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen sind die elektromagnetische Wechselwirkung, die starke Kernkraft und die schwache Kernkraft. Diese werden als Austausch der entsprechenden Wechselwirkungsteilchen interpretiert: den Spin 1 Teilchen Photonen γ , 8 Gluonen g und den W^\pm , Z Bosonen. Die Wechselwirkungen, ihre jeweilige Stärke relativ zur starken Wechselwirkung und ihre Austauschteilchen sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst. Man kann dabei masselose (Photonen, Gluonen, Graviton?) und massive (W^\pm , Z Bosonen) Austauschteilchen unterscheiden. Die entsprechenden Wechselwirkungen unterscheiden sich dann in ihrer Reichweite. Die schweren Bosonen der schwachen Wechselwirkung führen damit zu einer sehr kurzen Reichweite.

Wechselwirkung	Austauschteilchen	relative Stärke	Reichweite [m]
starke	Gluonen g	1	10^{-15}
elektromagnetische	Photonen γ	10^{-2}	∞
schwache	W^\pm & Z Bosonen	10^{-6}	10^{-18}
Gravitation	Graviton G ?	10^{-38}	∞

Tabelle 1.1.: Die fundamentalen Wechselwirkungen mit Austauschteilchen, deren Stärke relativ zur starken Wechselwirkung und die Reichweite. Die relativ schwache Gravitation wird im SM vernachlässigt. Auch das Austauschteilchen der Gravitation ist bisher noch hypothetisch und nicht Teil des SM.

Bei den Fermionen unterscheidet man wiederum Leptonen und Quarks. Die sichtbare stabile Materie besteht dabei nur aus zwei Quarks (u,d) und einem Lepton (Elektron). Bei den Leptonen lässt sich weiterhin zwischen geladenen Leptonen (Ladung: $-e$) und ungeladenen Neutrinos unterscheiden. Diese sechs Elementarteilchen lassen sich noch in drei Familien einteilen, wobei jede Familie ein Lepton l und das zugehörige Neutrino ν_l enthält. Die Quarks tragen alle eine elektrische- und eine Farbladung. Sie nehmen also an allen Wechselwirkungen teil und kommen nur in gebundenen Zuständen vor, da das Potenzial der starken Wechselwirkung unbeschränkt ist. Aus diesem Grund ist auch die Reichweite der starken Wechselwirkungen sehr begrenzt, obwohl Gluonen masselos sind. Auch bei den Quarks lassen sich drei Familien unterscheiden, die jeweils ein Quark mit einer elektrischen Ladung von $\frac{2}{3}e$ und

$-\frac{1}{3}e$ beinhalten. Eine Übersicht findet sich in Tabelle 1.2.

	Familie 1	Familie 2	Familie 3	Ladung
Leptonen	Elektron e	Muon μ	Tau τ	$-e$
	Elektronneutrino ν_e	Muonneutrino ν_μ	Tauneutrino ν_τ	0
Quarks	up u	charm c	top t	$\frac{2}{3}e$
	down d	strange s	bottom b	$-\frac{1}{3}e$

Tabelle 1.2.: Zusammenfassung der Fermionen, also der Materieteilchen im Standardmodell. Zu jedem Teilchen existiert noch das entsprechende Antiteilchen.

Mathematisch werden die Teilchen und Wechselwirkungen durch Quantenfeldtheorien beschrieben, in denen die Teilchen als Anregungszustände eines entsprechenden Quantenfeldes interpretiert werden. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch die Theorie der Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben. Das elektrisch neutrale Photon dient hier als Austauscheteilchen zwischen elektrisch geladenen Teilchen. Es ist gelungen die schwache mit der elektromagnetischen Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung zu vereinen, welche durch die Theorie der Quantenflavordynamik (QFD) beschrieben wird. Die schwache Wechselwirkung besitzt ein neutrales (Z) und zwei geladene Austauscheteilchen (W^\pm). Die Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) dient zur Beschreibung der starken Wechselwirkung. Ähnlich der elektrischen Ladung wird hier die Farbladung eingeführt, welche in den drei verschiedenen Arten rot, grün und blau (und den drei zugehörigen Antifarben) vorkommen kann. Als Austauscheteilchen dient das Gluon. Dieses existiert in acht verschiedenen Varianten und trägt selbst eine Farbladung. Gluonen koppeln also an sich selbst und an Quarks. Farb-geladene Teilchen kommen nur in gebundenen Zuständen vor und bilden dabei Hadronen. Die Bezeichnung der Farbladung ergibt sich daraus, dass alle gebildeten Hadronen nach außen hin farbneutral (weiß) sind. Hadronen können aus drei Quarks (qqq oder $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) mit jeweils unterschiedlicher Farbladung aufgebaut sein (man nennt sie dann Baryonen) oder aus Quark und Antiquark ($q\bar{q}$) bestehen (genannt Mesonen). Denkbar sind auch Kombination daraus, jedoch wurden diese bisher nicht beobachtet. Zusätzlich existiert noch zu jedem Teilchen im SM ein entsprechendes Antiteilchen, mit gleicher Masse und Spin jedoch entgegengesetzten elektrischen Eigenschaften (Ladung, magnetisches Moment, Leptonenzahl etc.).

Das Standardmodell an sich beinhaltet keinen Mechanismus zur Massenerzeugung. Diese Lücke schließt der Higgs Mechanismus. Dieser postuliert das Higgs Boson als weiteres Wechselwirkungsteilchen. Die Suche nach dem Higgs Boson ist eine der Hauptaufgaben der Experimente am LHC. Tatsächlich wurde ein neues Boson mit einer Masse von $m_X = 125 \text{ GeV}$ entdeckt, welches ein guter Kandidat für das Higgs Boson ist [2]. Das Higgs Boson wird inzwischen oft als Teil des Standardmodells angesehen.

Einige grundlegende Fragestellungen werden durch das Standardmodell jedoch nicht beantwortet. So fehlt beispielsweise gänzlich eine quantentheoretische Beschreibung der Gravitation. Ferner lässt sich die experimentell (indirekt) beobachtete dunkle Materie nicht erklären oder auch die Frage nach der beobachteten Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie bleibt unbeantwortet.

1.2. Supersymmetrie

Aufgrund der vielen offenen Fragen im Standardmodell gibt es einige Theorien, die das SM erweitern. Eine davon ist die Supersymmetrie, welche in dieser Arbeit experimentell untersucht wird. Diese hat als Theorie viele Vorteile, beispielsweise lassen sich die fundamentalen Wechselwirkungen des SM bei hohen Energien ($E_{GUT} = \mathcal{O}(10^{16} GeV)$) vereinen, was zu einer Grand Unified Theory (GUT) führt. Dieses Kapitel basiert dabei auf den pädagogischen Einführungen in die Supersymmetrie [3] und [4].

1.2.1. Grundlagen

Wie im Namen angedeutet wird in der Supersymmetrie (SUSY) eine neue Symmetrie eingeführt. Diese wandelt fermionische (Spin: $\frac{1}{2}$) Zustände in bosonische (Spin: 1) um und umgekehrt. In der minimal supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells (MSSM) erhält jedes Standardmodellteilchen einen supersymmetrischen Partner (Superpartner). Zusätzlich sagt das MSSM noch weitere Higgs Teilchen voraus. Das heißt die Anzahl Elementarteilchen im MSSM sind die SM Teilchen und deren Superpartner, plus zusätzliche Higgs Teilchen (insgesamt fünf).

Da bisher noch keine supersymmetrischen Teilchen beobachtet werden konnten, muss ihre Masse im Allgemeinen größer sein als die der Standardmodellteilchen, deswegen bezeichnet man die Supersymmetrie auch als gebrochene Symmetrie. Die Superpartner unterscheiden sich also in Spin und Masse. Die Superpartner der Fermionen erhalten den gleichen Namen wie die Fermionen mit einem voran gestellten s (Lepton \leftrightarrow Slepton, Quark \leftrightarrow Squark usw.). Die Bosonen erhalten den gleichen Namen mit der Endung -ino (Higgs \leftrightarrow Higgsino, $W \leftrightarrow$ Wino usw.). Zur Kennzeichnung in Formeln, Graphen etc. wird die Tilde benutzt ($l \leftrightarrow \tilde{l}$, $q \leftrightarrow \tilde{q}$ usw.). Die elementaren SUSY Teilchen werden wie die SM Teilchen mathematisch durch Eigenzustände von quantisierten Feldern beschrieben. Wie im SM auch, können sich die physikalischen Teilchen aus Mischungen der Eigenzustände ergeben (beispielsweise ist das γ eine Mischung aus dem W^3 und B^0 Bosonen, die beide Eigenzustände zur Eichgruppe der elektroschwachen Wechselwirkung $SU(2) \otimes U(1)$ sind). So ergeben sich die Gauginos $\tilde{\chi}$ aus Mischung der Winos, Binos und Higgs Felder. Die Gauginos sind für diese Analyse besonders interessant, da das Seleptron in diese zerfallen kann.

Das allgemeine MSSM besitzt weitere 105 freie Parameter, zusätzlich zu denen des Standardmodells. Durch weitere Annahmen auf der GUT Skala lässt sich die Anzahl auf fünf freie Parameter verringern. Man spricht dann von dem cMSSM (constrained Minimal Supersymmetric Standard Model) oder dem mSUGRA (minimal Supergravity Model). Die fünf freien Parameter des cMSSM sind:

- \mathbf{m}_0 bezeichnet die universelle Skalarmasse.
- $\mathbf{m}_{1/2}$ (hier auch als m_{12} bezeichnet) ist die universelle Gauginomasse.
- \mathbf{A}_0 ist die trilineare Kopplungsstärke.
- $\mathbf{\tan}(\beta)$, β ist das Verhältnis der Higgs Vakuumerwartungswerte.
- $\mathbf{sign}(\mu)$ bezeichnet das Vorzeichen des bilinearen Higgs Mischungsparameters.

Um ein stabiles leichtestes supersymmetrisches Teilchen (lightest supersymmetric particle, LSP) zu ermöglichen wurde die R Parität eingeführt. Das LSP ist geeignet um die experimentell beobachtete dunkle Materie zu erklären [5]. Die R Parität ist definiert als:

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2S}. \quad (1.1)$$

Dabei ist S der Spin, B die Baryonenzahl und L die Leptonenzahl. Anhand dieser Definition lässt sich den SM Teilchen $P_R = 1$ und den SUSY Teilchen $P_R = -1$ zuordnen. Beispielsweise hat das Elektron ($B = 0, L = 1, S = \frac{1}{2}$): $P_R = (-1)^{-2} = 1$ und das Seletron ($B = 0, L = 1, S = 0$): $P_R = (-1)^{-1} = -1$. Ist die R Parität erhalten, können SUSY Teilchen immer nur paarweise aus SM Teilchen erzeugt werden, was dazu führt, dass es ein stabiles LSP geben muss. Bei erhaltener R Parität ist auch $(B - L)$ erhalten und damit insbesondere das Proton, als leichtestes Baryon, stabil. Dies stimmt mit experimentellen Beobachtungen überein, die den Protonzerfall untersuchen und bisher eine Lebensdauer von $\tau_p > 10^{33}$ Jahren [6] ermitteln konnten.

1.2.2. R Parität verletzende Supersymmetrie

Bei verletzter R Parität komme einige Terme zum Superpotential der MSSM hinzu [3]. Der hier interessante Term ist:

$$W_{RP} = \epsilon_{ab} \lambda'_{ijk} L_i^a Q_j^{xb} \bar{D}_{kx} \quad (1.2)$$

mit dem total antisymmetrischem Tensor ϵ_{ab} , den Quark Superfeldern $Q_i^{a,x}, \bar{D}_i^x$, dem Lepton Superfeld L_i^a und den Kopplungen λ'_{ijk} . Durch die Kopplungen λ'_{ijk} wird Leptonenzahlverletzung möglich, außerdem müssen SUSY Teilchen nicht mehr paarweise erzeugt werden. Sie können jetzt also auch in SM Teilchen zerfallen. Bei erhaltener R Parität sind alle Kopplungen $\{\lambda'_{ijk} = 0\}$ und damit insbesondere die Leptonenzahl erhalten.

Der in dieser Arbeit untersuchte Zerfallskanal beruht auf der Kopplung λ'_{111} , also der zwischen (s)Quarks und (s)Leptonen der ersten Generation. Es wird ein R Parität verletzender (RPV) Zerfall betrachtet [7]. Anstatt der R Parität wird die Baryonen Trialität [8] als Erhaltungsgröße der Theorie angenommen. Diese ist definiert als:

$$B_3 = \exp\left(2\pi i \frac{B - 2Y}{3}\right) \quad (1.3)$$

Dabei sind B die Baryonenzahl und Y die schwache Hyperladung. Auch die Baryonen Trialität erhält $(B - L)$ und führt damit zu einem stabilem Proton. Jedoch sind Zerfälle von SUSY Teilchen in SM Teilchen möglich, was zu Signaturen führen kann, die sich im SM nicht beobachten lassen. Allerdings muss es auch kein stabiles LSP mehr geben, sodass eine andere Erklärung für dunkle Materie gefunden werden muss.

1.2.3. Seletron Produktion

Am LHC kann bei Proton-Proton Kollisionen über den in Abbildung 1.1 gezeigten Prozess ein Seletron erzeugt werden. Dieses kann über den gezeigten Kanal wieder zerfallen, wobei hier die Kopplung λ'_{111} an den markierten Vertices eingeht. Es kann also Leptonenzahlverletzung vorliegen. Der entsprechende Endzustand zeichnet sich durch zwei Elektronen, zwei Jets und keine fehlende Transversalenergie (siehe Kap. 2.2.1) aus, da alle Teilchen im Endzustand detektierbar sind. Das $\tilde{\chi}_1^0$ Teilchen kann sowohl in negativ als auch positiv geladene Elektronen zerfallen, da es ein Majorana Fermion ist. Die Elektronen im Endzustand haben also mit 50 %

Wahrscheinlichkeit die gleiche Ladung. Das ist die Signalsignatur, nach der in dieser Analyse gesucht wird.

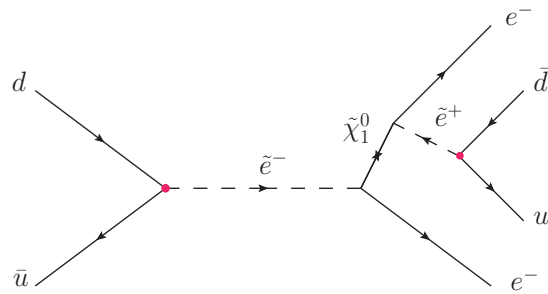


Abbildung 1.1.: Feynman Diagramm des Selekttron Zerfalls $\tilde{e}^- \rightarrow 2e + 2q$. An den roten Vertices ist die R Parität verletzt und es geht die Kopplung λ'_{111} ein.

1.2.4. Limits auf λ'_{111}

Da in bisherigen Analysen kein signifikanter Hinweis auf die Existenz von Selekttronen gefunden wurde, wurden Limits auf die Kopplung λ'_{111} bestimmt. Durch die Untersuchung von neutrinolosem Beta Zerfall ($0\nu\beta\beta$, siehe Abb.1.2) wurden bereits strikte Limits gesetzt [7]. Dieser lässt sich experimentell gut untersuchen, da kein kontinuierliches Energie Spektrum der emittierten Elektronen vorliegt, wie es beim normalen Doppelbetazerfall der Fall ist. Stattdessen zeigt die Elektronenenergie ein Linienspektrum.

Eine Studie von Nils Hempelmann mit CMS Daten von 2011 [9] hat gezeigt, dass die existierenden Limits mit CMS Daten noch weiter verbessert werden können, allerdings existieren keine Limits auf λ'_{111} aus Beschleunigerexperimenten. In Abbildung 1.3 sind die existierenden Limits im m_0 - m_{12} -Raum gezeigt.

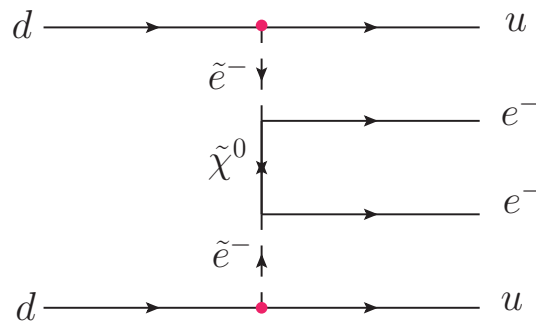


Abbildung 1.2.: Ein Beispiel Feynman Diagramm des $0\nu\beta\beta$ Prozesses. An den roten Vertices ist die R Parität verletzt und es geht die Kopplung λ'_{111} ein.

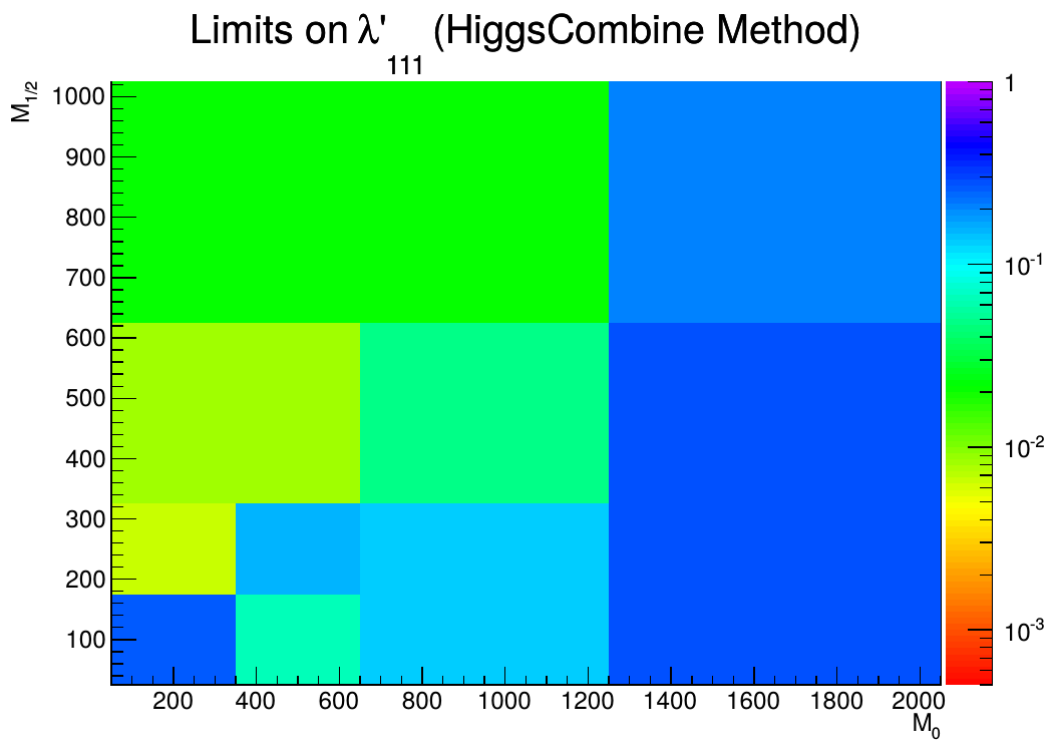
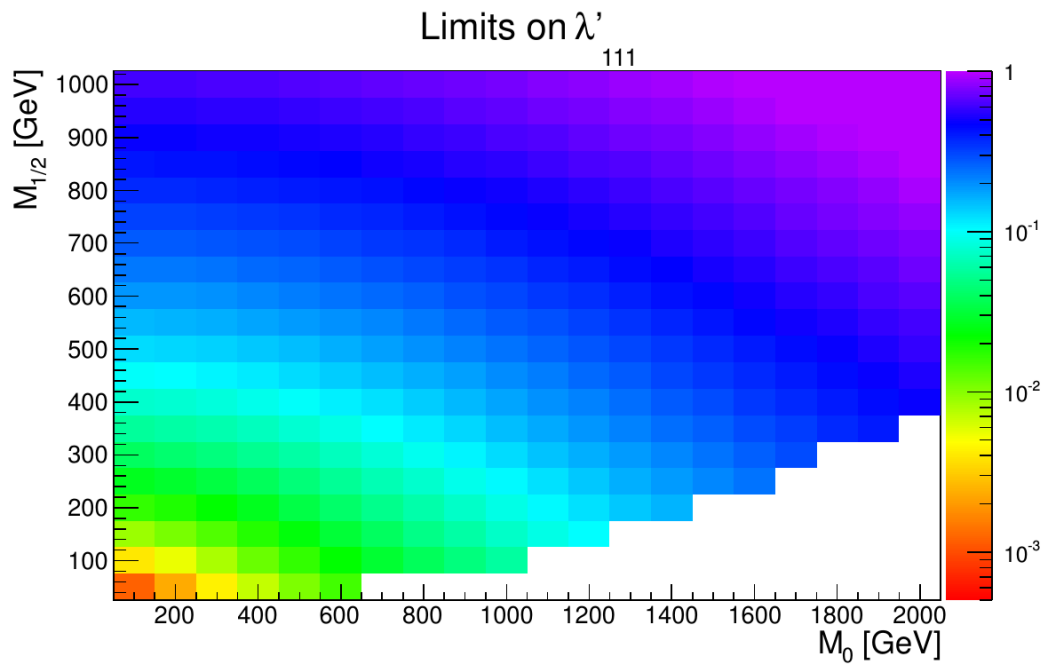


Abbildung 1.3.: Bisherige Limits (95% C.L.) auf resonante Selektion durch die Kopplung λ'_{111} , entnommen aus [9]. Oben (a) die Limits aus netrinolosem Doppelbetazerfall, unten (b) die möglichen Limits mit CMS Daten aus einer Studie von 2011. Die mSUGRA Parameter sind $A_0 = 0$, $\tan(\beta) = 20$ und $\text{sign}(\mu) = +1$.

2. Das Experiment

Diese Arbeit verwendet Daten, die mit dem CMS Detektor [10] am CERN gemessen wurden. Der CMS Detektor misst am LHC [11], dem aktuell größtem existierendem Teilchenbeschleuniger, das Ergebnis von Teilchenkollisionen (Proton-Proton, aber auch Blei Ionen Kollisionen). Die hier analysierten Daten wurden 2012, bei einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV, aufgenommen. Der Beschleuniger und der Detektor sollen in diesem Kapitel kurz vorgestellt werden.

2.1. Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein Hadronenbeschleuniger am CERN Forschungszentrum in der Nähe von Genf. Der Beschleuniger befindet sich unterirdisch, im Tunnel seines Vorgängers, dem Large Electron Positron Collider (LEP). Mit dem LHC soll eine maximale Schwerpunktsenergie von 14 TeV und Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bei Proton-Proton-Kollisionen erreicht werden. Im Jahr 2012 wurde der Beschleuniger mit einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV betrieben und es wurde eine integrierte Luminosität von 23.3 fb^{-1} [12] erreicht. Somit können seitdem unerreichte Energiebereiche untersucht werden. Das bedeutet aber auch, dass im regulären Betrieb ca. 10^9 inelastische Ereignisse pro Sekunde stattfinden. Das führt zu einer enormen Auslastung der Detektoren und deren Ausleseelektronik. Von den sieben Experimenten die momentan am LHC arbeiten sind das CMS und ATLAS Experiment die beiden größten. Mit diesen Allzweck-Detektoren soll ein breites Spektrum an physikalischen Fragestellungen untersucht werden, zu denen neben der Supersymmetrie beispielsweise auch die Suche nach weiteren Raumdimensionen [13] oder Unparticles [14] zählt. Dass hier zwei Experimente ähnliche Fragen untersuchen ist sinnvoll, um mögliche Entdeckungen unabhängig nachvollziehen und reproduzieren zu können. Weitere Experimente am LHC untersuchen speziellere Fragen [15].

2.2. Der CMS Detektor

Der Compact Muon Solenoid (CMS [10]) ist einer der größten Detektoren am LHC. Er befindet sich auf der französischen Seite, unweit der Stadt Cessy. Wie die Namensgebung schon andeutet ist es ein kompakter, zylinderförmiger Detektor mit einer Länge von 28.7 m, einem Durchmesser von 15.0 m und einem Gewicht von 14 000 t.

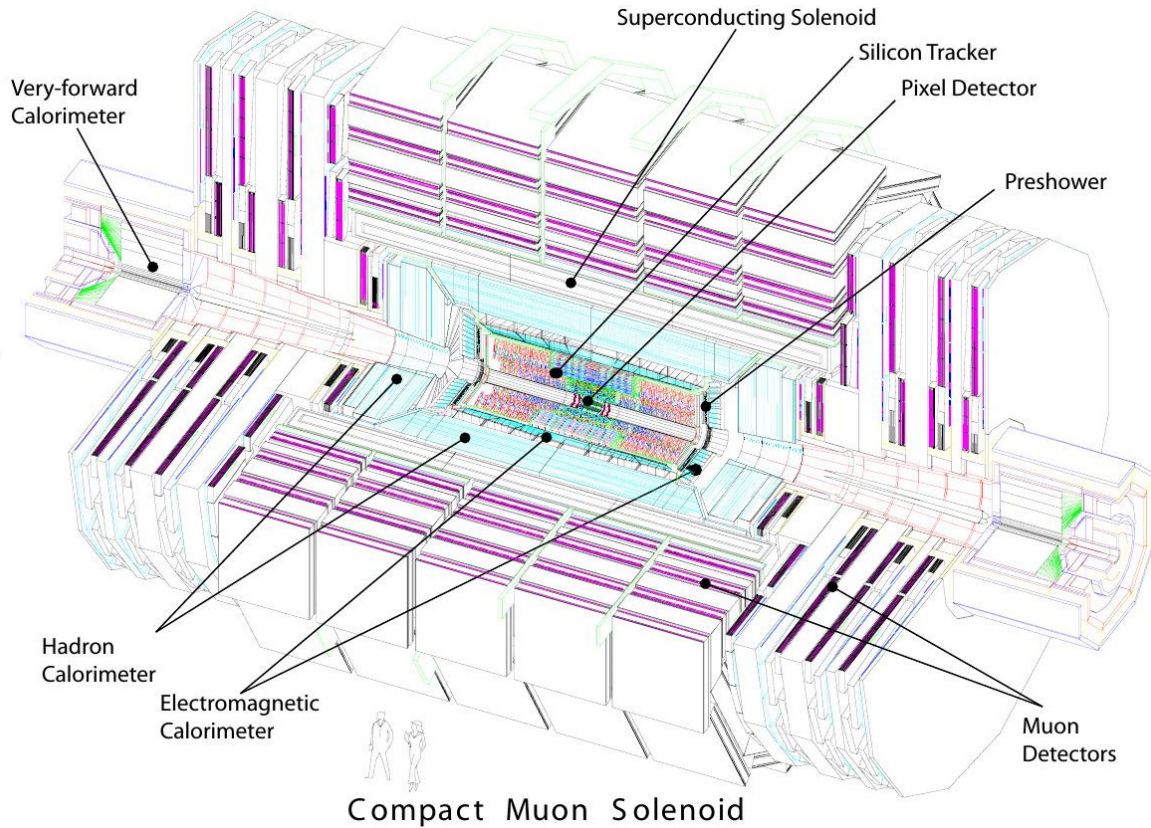


Abbildung 2.1.: Überblick über den CMS Detektor, entnommen aus [10].

Aufgrund der Detektorgeometrie wird immer zwischen zwei verschiedenen Bereichen differenziert, dem Barrel (Zentralbereich) und den Endcaps (Vorwärtsbereich). Diese können durch den Winkel θ oder der darauf basierenden neu eingeführten Pseudorapazität η unterschieden werden:

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (2.1)$$

Diese hat den Vorteil, dass Differenzen in η lorentzinvariant sind. Das verwendete Koordinatensystem im Detektor ist dabei wie folgt ausgerichtet: Die z -Achse zeigt immer entlang des Strahlrohrs, die x -Achse zum Mittelpunkt des Ringbeschleunigers und die y -Achse dementsprechend nach oben. Hierbei liegt der Winkel ϕ eines Vektors zwischen der x -Achse und der Projektion des Vektors auf die x - y -Ebene und der Winkel θ wird von der z -Achse aus gemessen. Verdeutlicht wird dies in Abbildung 2.2. Das Barrel entspricht in diesem Koordinatensystem $0 < |\eta| < 1,479$ und die Endcaps $1,479 < |\eta| < 3,0$.

Als eine weitere häufig in Analysen verwendete Größe wird ΔR eingeführt. Hiermit lässt sich ein Kegel um eine Teilcentrajektorie beschreiben, dessen Spitze üblicherweise im Kollisionspunkt liegt. ΔR zwischen Teilchen i und Teilchen j ist definiert als:

$$\Delta R(i, j) = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (2.2)$$

mit $\Delta\eta = \eta_i - \eta_j$ und $\Delta\phi = \phi_i - \phi_j$. Da ΔR aus in lorentzinvarianten Größen bei einem Boost in z -Richtung (Differenzen in η und ϕ) besteht, ist ΔR selbst gegenüber eines Boosts in z -Richtung invariant. Die Invarianz entlang der Strahlröhre ist hierbei ausreichend, da die Teilchen im Allgemeinen entlang dieser geboostet werden, weil sie sich mit annähernd

Lichtgeschwindigkeit in diese Richtung bewegen. Die Größe ΔR wird hauptsächlich benutzt um die Teilchenisolation zu untersuchen.

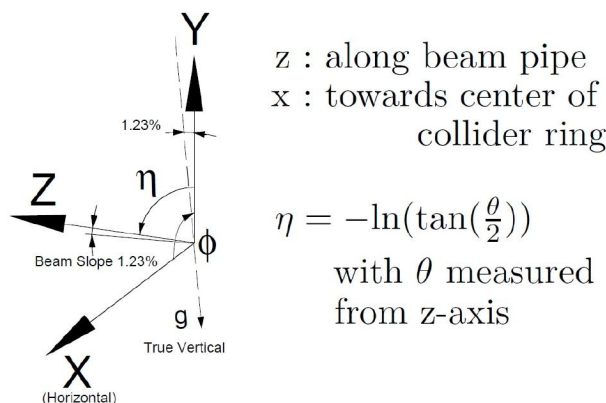


Abbildung 2.2.: Das in CMS verwendete Koordinatensystem, entnommen aus [10].

Der Detektor besteht aus fünf zylinderförmig umeinander angeordneten Komponenten, die verschiedene Arten von Teilchen messen können. Diese nutzen die verschiedenen Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie aus (z.B. die Ionisation und Schauerbildung). Dabei sollen möglichst alle messbaren Teilchen ganz im Detektor absorbiert werden. Alle Messkomponenten müssen wegen der hohen Kollisionsrate (ca. alle 50 ns bei 8 TeV Schwerpunktsenergie) sehr schnell arbeiten und aufgrund der hohen Belastung bei Teilchenkollisionen strahlenhart sein.

Im Inneren des Detektors, direkt um die Strahlröhre, in der die Kollision stattfindet, befindet sich der **innere Tracker**. Dieser dient zur möglichst genauen Positionsmessung. Dafür befinden sich im Innern ein Pixeldetektor mit 66 Millionen Pixel mit einem Mindestabstand von 4.4 cm zum Interaktionspunkt. Die Pixel sind in drei Schichten angeordnet. Hier werden auch die Positionen der Sekundärvertices vermessen. Darauf folgen zehn Schichten Silizium Streifendetektoren. Insgesamt beinhaltet der Tracker über 200 m² aktive Siliziumfläche. Der Tracker ist der größten Belastung ausgesetzt, da hier wegen der Nähe zum Interaktionspunkt die meisten Teilchen pro Fläche auf den Detektor treffen (ca. 10⁷ cm⁻²s⁻¹). Auch haben diese hier noch ihre größte Energie.

Um den inneren Tracker herum befindet sich das **elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)**, in dem unter anderem die Energien von Elektronen gemessen werden. Es besteht im Barrel aus über 61 200 Bleiwolframat (PbWO₄) Szintillatorkristallen. Bleiwolframat hat eine Wechselwirkungslänge von $x_0 = 0.89$ cm, einen Molière Radius von $R_M = 2.4$ cm und emittiert 80 % des Szintillationslichts innerhalb von 25 ns. Die Kristalle sind pyramidenstumpfförmig und zum Kollisionspunkt hin ausgerichtet. Sie haben eine Länge von 23 cm ($25x_0$). Die Grundflächen der Kristalle variieren in der Größe von 22 mm × 22 mm bis 26 mm × 26 mm und liegen damit in der Größenordnung des Molière Radius von PbWO₄. Das Szintillationslicht wird mit Avalanche Photodioden (APD) detektiert. Im Endcap befindet sich vor dem ECAL noch ein Preshower Detektor mit einer höheren Granularität um nahe beieinander liegende Photonen (z.B. aus einem geboostetem Pion Zerfall) unterscheiden zu können. Das Endcap Kalorimeter an sich besteht aus 7324 pyramidenstumpfförmigen, zum Kollisionspunkt hin ausgerichteten PbWO₄ Kristallen mit Grundflächen von 28 mm × 28 mm bis 30 mm × 30 mm und einer Länge von 22 cm ($24.7x_0$). Außerdem werden hier Vakuum Photo Trioden (VPT) zum Auffangen des Szintillationslichtes verwendet, da diese speziell für den Betrieb in hohen Magnetfeldern konstruiert sind.

Nach dem ECAL folgt das **hadronische Kalorimeter (HCAL)**. Dieses besteht aus absorbierendem Material (Stahl und Messing) welches sich mit Kunststoff Szintillatoren abwechselt, in denen die hadronischen Schauer detektiert werden. Das eigentliche HCAL befindet sich im Inneren des Solenoid Magneten, jedoch dient dieser auch noch als letzte Absorberschicht um auch sehr hochenergetische Hadronen abzufangen. Deshalb befinden sich auch außerhalb des Magnets noch Szintillatoren. Das hadronische Kalorimeter ist so dimensioniert, dass die gesamte Energie der Hadronen hier deponiert wird.

Die bisher genannten Komponenten sind mit einem starken Magnetfeld durchsetzt. Dieses wird durch einen **supraleitenden Solenoiden** erzeugt, der im Detektornamen bereits angedeutet wird. Dieser hat einen Innendurchmesser von 6 m und eine Länge von 13 m und erzeugt ein Magnetfeld von 3.8 T. Das entspricht einer gespeicherten Energie von 2.6 GJ. Das Magnetfeld krümmt die Bahnen geladener Teilchen, wodurch sich bei rekonstruierten Teilchen und gemessener Trajektorie der Impuls und die Ladung bestimmen lassen. Der magnetische Fluss wird außen durch ein Eisenjoch geschlossen.

Die äußerste Komponente des Detektors bilden die **Muon Kammern**. Diese sollten nur von minimal ionisierenden Teilchen erreicht werden können, also insbesondere von Muonen. Das System besteht aus 1400 umeinander angeordneter Gasdetektoren. Dabei werden wieder unterschiedliche Detektortypen im Barrel und Endcap verwendet. Im Barrel werden Driftröhren benutzt. Da im Vorwärtsbereich ein inhomogenes Magnetfeld und größerer Teilchenfluss vorliegt, kommen hier Kathodenstreifenkammern zum Einsatz. Außerdem sind in beiden Bereichen Widerstandsplattenkammern vorhanden, die noch ein eigenes redundantes Triggersystem für das Muonsystem darstellen. Dies ist z.B. für den Nachweis des Higgs Bosons, welches in vier Muonen zerfallen kann, interessant. Anders als in den anderen Detektorkomponenten werden die Teilchen hier nicht gestoppt, da Muonen zu wenig mit dem Detektormaterial wechselwirken. Dadurch ist keine präzise Energiemessung möglich. Über die Krümmung der Trajektorie kann jedoch der Impuls bestimmt werden.

Wie oben schon angesprochen, fanden 2012 Bunch Crossings bei $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ ca. alle 50 ns statt. Also werden neue Daten mit einer Frequenz von 20 MHz produziert. Diese Datenrate muss stark verringert werden um damit arbeiten zu können. Dafür sorgt ein **Trigger System**, welches versucht aus den eingehenden Daten die physikalisch interessanten Events herauszufiltern, um diese dann zu speichern. Schon dabei wird besonders nach neuer Physik gesucht. Das Triggersystem besteht aus zwei Komponenten. Der L1 Trigger, der über Elektronikelemente in den einzelnen Detektorkomponenten realisiert ist, führt eine schnelle, grobe Rekonstruktion durch und entscheidet anhand dieser ob das Event näher untersucht werden soll. Nach dem L1 Trigger wurde die Eventrate bereits auf eine Größenordnung von 70 kHz reduziert. Als zweiter Trigger kommt dann der High Level Trigger (HLT) zum Einsatz. Dieser funktioniert softwarebasiert und kann bereits komplexere Selektionen anwenden. Das gesamte Triggersystem reduziert die anfallende Datenrate auf einige 100 Hz. Aus diesen RAW Daten werden daraufhin mit CMSSW [16] die Events rekonstruiert, die dann wirklich die gemessenen physikalischen Teilchen und deren Eigenschaften beinhalten.

2.2.1. Teilchenrekonstruktion

Zur Teilchenrekonstruktion in CMS wird der Particle Flow Algorithmus [17] verwendet. Dieser verwendet alle Detektorkomponenten um physikalische Teilchen und deren Eigenschaften zu rekonstruieren. Außerdem wird mit dieser Rekonstruktion die fehlende Transversalenergie bestimmt. In dieser Analyse werden Elektronen, Jets und fehlende Transversalenergie verwendet, deswegen soll der Ablauf der Rekonstruktion in diesem Kapitel dargestellt werden.

Die **Elektronenrekonstruktion** [18] verwendet Informationen aus dem Tracker, dem ECAL und dem HCAL. Da ein Elektron im ECAL komplett abgebremst werden sollte, wird zuerst in der Verteilung der deponierten Energien nach lokalen Maxima gesucht. Der so gefundene Kristall ist der Seedkristall. Da Elektronen ihre Energie nicht nur in einem Kristall deponieren, wird um den Seedkristall ein sogenanntes Cluster gebildet. Hierzu werden geeignete Algorithmen, welche die Energien einem Teilchendurchgang zuordnen, verwendet. In der Gesamtenergie des Teilchens muss die auf dem Weg zum ECAL durch Bremsstrahlung abgestrahlte Energie mitberücksichtigt werden. Diese wird, wegen der Richtung des Magnetfeldes, nur in ϕ -Richtung abgestrahlt. Das Cluster des Elektrons und das Cluster der abgestrahlten Bremsstrahlung werden daraufhin zu einem Supercluster zusammengefasst. Die Energie des Elektrons ist dann die Summe aller im Supercluster deponierten Energien. Da auch Hadronen ein Signal im ECAL auslösen, in diesem jedoch nicht gestoppt werden, verwendet man Informationen aus dem HCAL zur Unterscheidung. Die Ortsauflösung der Elektrontrajektorie wird mithilfe des Signals aus dem Tracker verbessert. Mit der groben Ortsinformation des ECAL lässt sich eine Region finden, in der nach einem Treffer im Tracker gesucht wird. Mithilfe von Gaußschen Summen Filtern (GSF) wird dann die Spur rekonstruiert. Für detailliertere Information zur Elektronrekonstruktion wird auf [18] verwiesen.

Jets bestehen überwiegend aus hadronischen Teilchen. Um das auslösende Teilchen (meist Quark oder Gluon) richtig zu rekonstruieren müssen alle Sekundärteilchen berücksichtigt werden. Dies geschieht durch optimierte Jet Algorithmen, welche Daten aus allen Detektorkomponenten auswerten. Hier wird der anti- k_T Algorithmus mit $\Delta R = 0,5$ verwendet, siehe dazu [17].

Die Summe der transversalen Energie aller Teilchen sollte (aufgrund der Impulserhaltung) null ergeben. Die negative Summe der transversalen Energien aller gemessenen und rekonstruierten Teilchen nennt man die **fehlende Transversalenergie** (MET, missing E_T oder \cancel{E}_T). Diese kann auf Ereignisse mit emittierten (im CMS Detektor nicht nachweisbaren) Neutrinos oder neuen, noch unbekanntem Teilchen hinweisen. Damit diese sinnvoll berechnet werden kann ist es wichtig, dass die einzelnen Messkomponenten im Detektor den vollen Raumwinkel von 4π abdecken. Außerdem müssen alle Teilchen komplett abgebremst werden. Neben den nicht messbaren physikalischen Teilchen (Neutrinos) wirken sich auch Fehlmessungen und -rekonstruktionen stark auf das MET Ergebnis aus. Die Genauigkeit der MET Rekonstruktion hängt also von der Genauigkeit aller Detektorkomponenten ab, weshalb die fehlende Transversalenergie eine der komplexesten Größen darstellt.

3. Analyse

3.1. Verwendete Datensätze

3.1.1. Daten

Es werden Daten aus dem Betrieb von 2012 mit $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ verwendet. Entsprechend der untersuchten Signalsignatur werden die DoubleElectron Datensätze verwendet. Diese enthalten alle Events, die mindestens einen DoubleElectron Trigger ausgelöst haben. Der verwendete Trigger wird in Kapitel 3.2 näher beschrieben. In Tabelle 3.1 sind die verwendeten Datensätze mit ihren Run Ranges und der integrierten Luminosität pro Datensatz zusammengefasst. Insgesamt verwendet diese Analyse Daten mit einer integrierten Luminosität von 19.7 fb^{-1} . Mit dem CMS Detektor wurden 2012 insgesamt 21.79 fb^{-1} [12] aufgezeichnet. Verwendet werden aber nur die als gut rekonstruiert zertifizierten Datensätze. Diese wurden der `Cert_190456-208686_8TeV_22Jan2013ReReco_Collisions12.JSON.txt` Liste entnommen.

Datensatz	Run	$\mathcal{L}_{int} [\text{pb}^{-1}]$
/DoubleElectron/Run2012A-22Jan2013-v1/AOD	190645 – 193621	876
/DoubleElectron/Run2012B-22Jan2013-v1/AOD	193834 – 196531	4409
/DoubleElectron/Run2012C-22Jan2013-v1/AOD	198049 – 203002	7017
/DoubleElectron/Run2012D-22Jan2013-v1/AOD	203777 – 208686	7369
Σ	190645 – 208686	19671

Tabelle 3.1.: Die verwendeten Datensätze. Enthalten sind dabei alle Events, die mindestens einen DoubleElectron Trigger ausgelöst haben.

3.1.2. Untergrundsimulationen

Um neue Physik zu finden, werden Simulationen von SM Prozessen mit den Daten und Signalen verglichen. Die Untergrund- und Signaldatensätze werden dabei über Monte Carlo (MC) Simulationen zentral generiert. Dabei wurden als Generatoren `MadGraph` [19], `Powheg` [20] und `Pythia6` [21] verwendet. Der anschließende Teilchenschauer wird immer mit `Pythia6` generiert. Nach der Simulation der Proton-Proton Kollision wird die Wechselwirkung mit dem Detektor mit `Geant4` [22] und dessen Datenaufnahme, sowie die Teilchenrekonstruktion, mit `CMSSW` [16] simuliert. Die Daten werden daraufhin in `ROOT` [23] Dateien gespeichert. Auch die gemessenen, rekonstruierten Daten liegen in diesem Format vor, sodass diese nun mit der gleichen Analyse miteinander verglichen werden können. Die hier verwendeten Datensätze stammen aus der Summer12 Produktion [24] und wurden für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ generiert.

Um die Simulationen mit den Daten vergleichen zu können, müssen diese auf die gleiche Luminosität skaliert werden. Die simulierten Events werden dabei auf die Luminosität der gemessenen Daten skaliert. Die Luminosität \mathcal{L} ist:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{events}}{\sigma} \quad (3.1)$$

mit der Anzahl Events N_{events} und dem Wirkungsquerschnitt σ . Dies gilt für die Daten, als auch für die Untergründe. Es ergibt sich also ein Gewichtungsfaktor w für jeden Untergrund:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{MC} &= \frac{N_{MC}}{\sigma} \stackrel{!}{=} w \cdot \mathcal{L}_{data} \\ \Leftrightarrow w &= \frac{N_{MC}}{\mathcal{L}_{data} \cdot \sigma}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Untergründe sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Eine detaillierte Liste aller verwendeten Untergründe befindet sich in Anhang A. Die wichtigsten Untergründe dieser Analyse sind:

- **W, Z Bosonenzerfall** (siehe Abb. 3.2): Bei einer Proton-Proton Kollision gibt es einige Möglichkeiten W und Z Bosonen zu erzeugen. Diese können daraufhin leptonic zerfallen und somit Elektronen erzeugen. Deswegen gibt es einen eigenen Datensatz der den W Zerfall in ein Lepton und Neutrino beschreibt ($W \rightarrow l\nu$). Der **Drell Yan** Prozess bezeichnet die Erzeugung einer Z/γ^* Linearkombination bei einer inelastischen hadronischen Kollision, woraufhin das erzeugte Teilchen wieder leptonic zerfällt. Berücksichtigt man QCD Korrekturen und Gluon Abstrahlung können noch zusätzliche Jets erzeugt werden. Durch Fehlmessungen der Leptonladung und Fehlidentifikation der Teilchen kann also die gleiche Signatur, wie die des Signals, beobachtet werden. Der hier beschriebene Prozess hat einen großen Wirkungsquerschnitt und trägt stark zum Gesamtuntergrund dieser Analyse bei.
- **$t\bar{t}$** (siehe Abb. 3.3) & **$t\bar{t} + V$** & **single top**: Zerfällt bei einer Kollision ein Gluon in ein top antitop Paar (plus eventuell ein Vektorboson V, also W, Z oder γ), so kann das (anti) top Quark als schwerstes Elementarteilchen über schwache Wechselwirkung in ein W Boson und ein Quark zerfallen. Dabei ist die Erzeugung eines b Quarks stark bevorzugt (Zerfall innerhalb der Familie). Das W Boson kann jetzt wieder leptonic zerfallen. Auch hier kann die Signatur, nach der gesucht wird, gemessen werden. Bei der single (anti) top Produktion kann das entstehende Quark genauso zerfallen.
- **Multijet QCD**: Der QCD Untergrund erzeugt multiple Jets durch starke Wechselwirkung. In den Jets können Elektronen auftreten oder falsch rekonstruiert werden. Der QCD Untergrund hat mit Abstand die meisten Ereigniszahlen, also auch den größten Wirkungsquerschnitt. Da so viel Untergrund nicht hinreichend simuliert werden kann, wird dieser Untergrund im Verlauf der Analyse durch eine datenbasierte Abschätzung ersetzt (siehe Kap. 3.3).
- **DiBoson (TriBoson)**: Durch Standardmodell Prozesse können auch zwei (oder drei) Bosonen der elektroschwachen Wechselwirkung entstehen. Da es viele Möglichkeiten gibt wie diese weiter zerfallen können, trägt dieser Untergrund zur Analyse bei.
- **Rare Samples**: W^-W^- , W^+W^+ und WW Doppelstreuung (double scattering) sind seltene Prozesse. Enthalten sind hier die Entstehung und der Zerfall von gleich geladenen W Bosonen (die DiBoson Datensätze enthalten nur W^+W^-) und die gleichzeitige Erzeugung von zwei W Bosonen bei zwei Kollisionen.

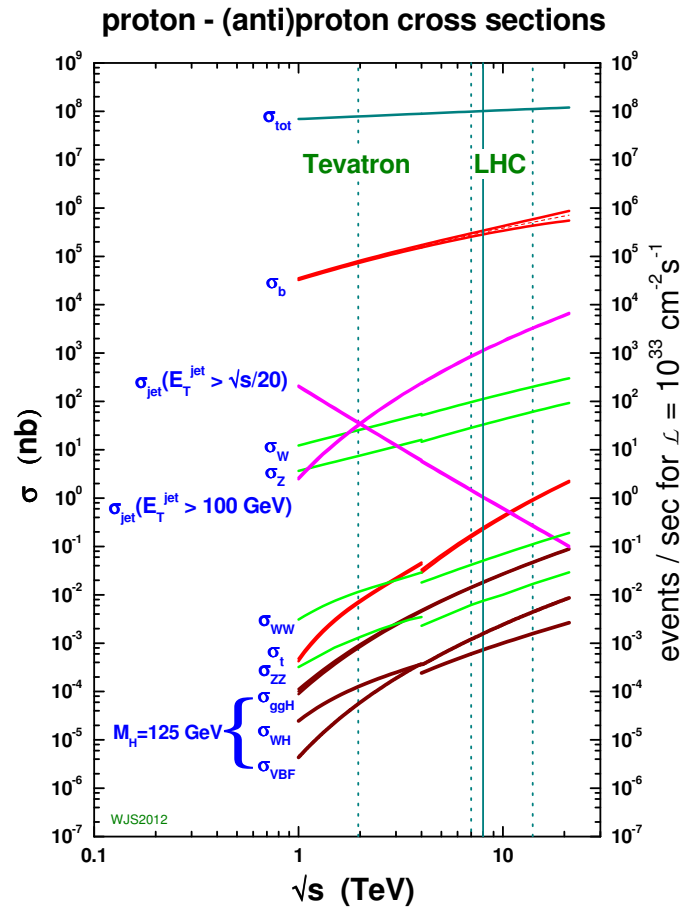


Abbildung 3.1.: Die Standardmodell Wirkungsquerschnitte mit den wichtigsten Untergründen. Entnommen von [25].

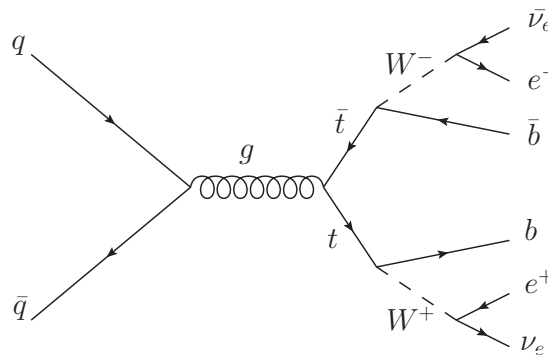


Abbildung 3.3.: Der $t\bar{t}$ Untergrundprozess. Er kann zu 2 Elektronen und bevorzugt b Jets im Endzustand führen.

In den hier gezeigten Plots der Daten, Untergründe und Signale sind alle hier aufgeführten Prozesse berücksichtigt. Zur Verbesserung der Übersichtlichkeit sind diese allerdings unter allgemeinerer Bezeichnung entsprechend Tabelle 3.2 zusammengefasst.

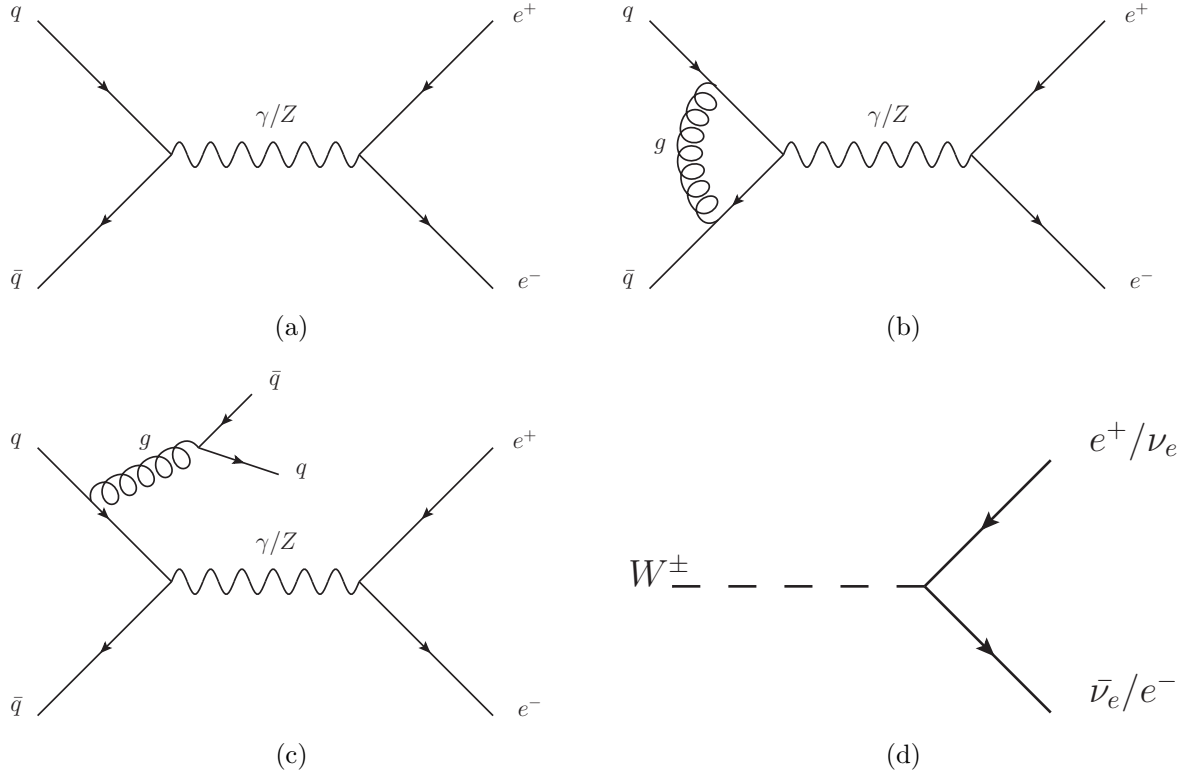


Abbildung 3.2.: Der Drell Yan Prozess erster Ordnung (a), NLO mit virtuellem Gluon (b), NLO mit reeller Gluon Abstrahlung, die zu zusätzlichen zwei Jets führen kann (c) und der W Boson Zerfall (d).

Bezeichnung	enthaltene Prozesse
$DY \rightarrow ll$	Der Drell Yan $Z/\gamma^* \rightarrow ll$ Prozess
QCD	alle QCD Datensätze
single top	t (s- & t- channel) sowie t^\pm (tW-channel)
$t\bar{t}$	$t\bar{t}$
$t\bar{t} + V$	$t\bar{t} \rightarrow \gamma$, $t\bar{t} \rightarrow Z$, $t\bar{t} \rightarrow W$ und $t\bar{t} \rightarrow WW$
$W \rightarrow l\nu$	$W \rightarrow l + \nu + \text{jets}$
DiBoson	alle WW , WZ und ZZ Zerfälle
TriBoson	WWW , WWZ , WZZ und ZZZ
Rare samples	W^-W^- , W^+W^+ und WW -Double Scattering

Tabelle 3.2.: Die Zusammenfassung der einzelnen Prozesse wie sie in den Plots verwendet wurde. Eine detaillierte Liste aller verwendeten Untergründe befindet sich in Anhang A.

3.1.3. Signale

Die Signaldatensätze stammen aus einer privaten Produktion von Andreas Güth. Das Signal wurde mit CalHEP [26] erzeugt. Die Showersimulation, Detektorwechselwirkung und

Teilchenrekonstruktion wurde innerhalb der offiziellen Produktion durchgeführt [24]. Für die Signalsimulation wurde das mSUGRA Modell verwendet (siehe Kap. 1.2). Dabei wurden drei der fünf Parameter fest definiert: $A_0 = 0$, $\tan(\beta) = 20$, $\text{sign}(\mu) = +1$. Um verschiedene theoretisch denkbare Szenarien untersuchen zu können wurden die Signale für mehrere m_0 - m_{12} Punkte generiert: $100 < m_0/\text{GeV} < 1500$, $100 < m_{12}/\text{GeV} < 2500$, mit Schrittweiten von $\Delta m_i = 100 \text{ GeV}$. Schließt man die unphysikalischen Signalraumpunkte aus, erhält man 287 verschiedene Signalpunkte. Die Kopplungen λ' wurden an der GUT Skala zu $\lambda'_{111} = 0.01$ und $\{\lambda_{ijk} = 0\}$ für alle $\{ijk\} \neq \{111\}$ gewählt. Somit zerfällt das generierte Selekttron garantiert über die Kopplung λ'_{111} . Die generierten Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Der volle Datensatzname des Signaldatensatzes befindet sich in Anhang A.2.

Signal Cross Sections

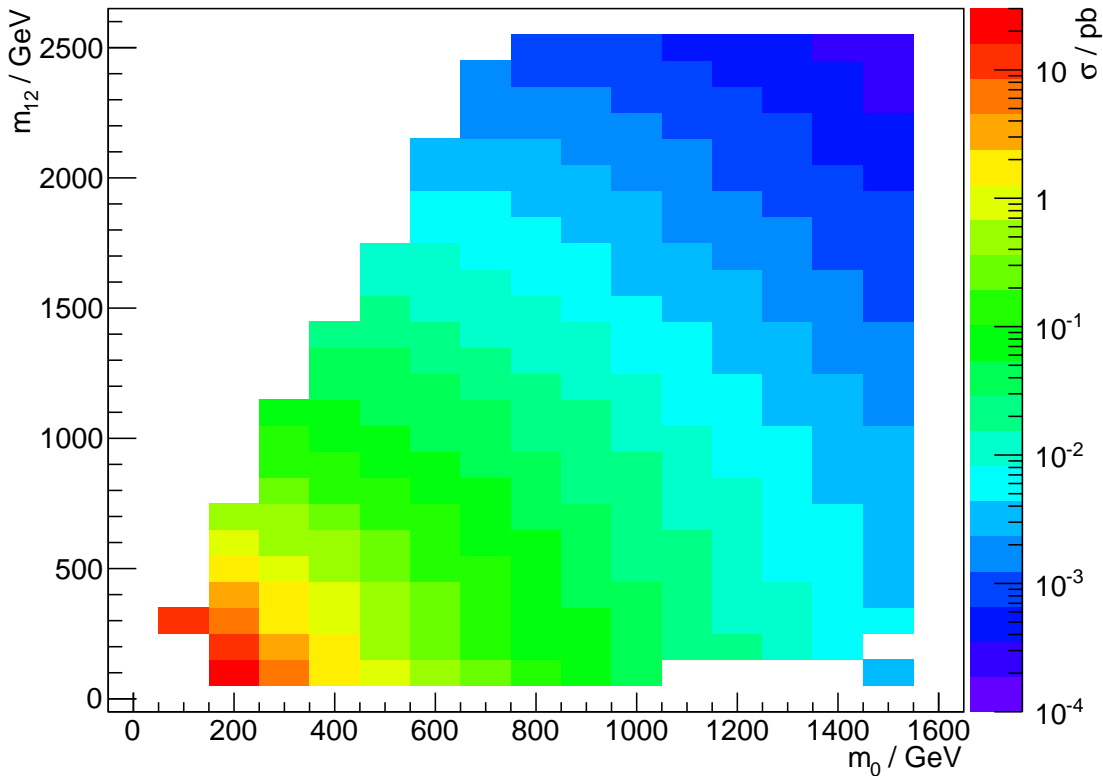


Abbildung 3.4.: Die generierten Wirkungsquerschnitte der Signale abhängig von m_0 und m_{12} . Die anderen mSUGRA Parameter sind fest gelegt auf: $A_0 = 0$, $\tan(\beta) = 20$, $\text{sign}(\mu) = +1$, $\lambda'_{111} = 0.01$.

3.2. Vorselektion

In der Vorselektion werden die Events nach offiziell von CMS empfohlenen Kriterien gefiltert. Dadurch wird die Qualität der gemessenen Daten und die Güte der rekonstruierten Teilchen gewährleistet, sodass diese signalspezifisch weiter untersucht werden können. Der Effekt aller Selektionen ist im cutflow Histogramm in Abbildung 3.8 gut zu erkennen.

Trigger

Es wird der `HLT_Ele17_CaloIdT_CaloIsoVL_TrkIdVL_TrkIsoVL_Ele8_CaloIdT_CaloIsoVL_TrkIdVL_TrkIsoVL` Trigger verwendet. Es wurden also bereits einige von der Egamma Physics Object Group (POG) erarbeitete Selektionskriterien auf Triggerebene angewandt [27]. Der Trigger prüft auf mindestens zwei Elektronen (ele1 und ele2). Diese werden dann noch auf weitere Messgrößen hin gefiltert (wobei wie üblich Barrel und Endcap unterschieden werden):

<u>HLT</u>	<u>Ele17</u>	<u>CaloIdT</u>	<u>CaloIsoVL</u>
High Level Trigger	$E_T^{ele1} > 17 \text{ GeV}$	Kalorimeteridentifikation ele1 tight: $H/E < 0.10(0.075)$ $\sigma_{in\eta} < 0.011(0.031)$	Kalorimeterisolation ele1 very loose: $ECAL_{Iso}/E_t < 0.2(0.2)$ $HCAL_{Iso}/E_T < 0.2(0.2)$
<u>TrkIdVL</u>	<u>TrkIsoVL</u>		
Trackidentifikation ele1 very loose: $d\eta < 0.01(0.01)$ $d\phi < 0.15(0.10)$	Trackisolation ele1 very loose: $TrkIso/E_t < 0.2(0.2)$		
<u>Ele8_CaloIdT_CaloIsoVL_TrkIdVL_TrkIsoVL</u> analog für ele2			

Eventfilter

Zur Bereinigung der Daten werden einige Filter der CMS MET Arbeitsgruppe [28] angewendet:

- **HBHE Noise Filter** [29]: Manchmal werden im HCAL Ereignisse gemessen, die nicht von Teilchendurchgängen sondern von Detektorrauschen ausgelöst werden. Diese werden verworfen.
- **CSC Halo Filter** [30]: Trotz des Ultrahochvakuums im Strahlrohr kommt es gelegentlich zu Kollisionen zwischen Proton und Restgas Molekülen. Dadurch befinden sich Sekundärteilchen im und um (Halo) den Strahl. Diese verfälschen die Messung und sollten heraus gefiltert werden.
- **ECAL und HCAL Laser Filter** [31]: Die Kalorimereigenschaften ändern sich während des Betriebs des Beschleunigers, da diese einer hohen Strahlenbelastung ausgesetzt sind. Um die Kalorimeter regelmäßig zu kalibrieren werden Laser eingesetzt, welche aber auch während Teilchenkollisionen ungewollt Photonen in den Detektor feuern können. Diese Ereignisse werden gefiltert.
- **Tracking Failure Filter**: Bei einer zu großer Anzahl getroffener Cluster stößt der Spur Algorithmus an seine Grenzen, was zu falsch rekonstruierten Spuren führen kann. Auch Teilchenkollisionen, die nicht im Zentrum des Detektors stattfinden, können Probleme auslösen, da dann keine Spur mit einem Tracker Signal rekonstruierbar ist.
- **ECAL Dead Cell Filter**: „Tote“ Zellen, also defekte Kristalle im ECAL verfälschen die Daten (hauptsächlich das MET Ergebnis). Deswegen werden diese Zellen maskiert bzw. entsprechende Events verworfen.
- **Bad Supercrystal Filer**: Zwei bekannte Kristalle im Endcapkalorimeter messen manchmal anormal hohe Energien. Die Ursache dafür wird untersucht und die Events verworfen.

Pileup Korrektur

Ein bunch-crossing im Collider führt im Allgemeinen zu mehreren Proton-Proton Kollisionen. Diese gleichzeitigen Interaktionen sind in den Untergrund Simulationen nicht korrekt modellierbar, sodass diese nachträglich korrigiert werden müssen. Man nennt das Pileup Korrektur. Dabei wird die Anzahl tatsächlicher Interaktionen über die gemessene Anzahl der Primärvertices abgeschätzt. In den hier verwendeten Daten von 2012 haben im Mittel 21 Interaktionen pro bunch-crossing stattgefunden [12]. In Histogramm 3.5 ist der Effekt der bisher beschriebenen Korrekturen an der Verteilung der Anzahl Vertices pro Event beispielhaft dargestellt. Man erkennt eine deutliche Verbesserung der Übereinstimmung nach der Korrektur. Das liegt auch daran, dass vor der Selektion unterschiedliche Kriterien auf Untergründe und Daten angewandt wurden, sodass hier eine starke Abweichung zu erwarten ist.

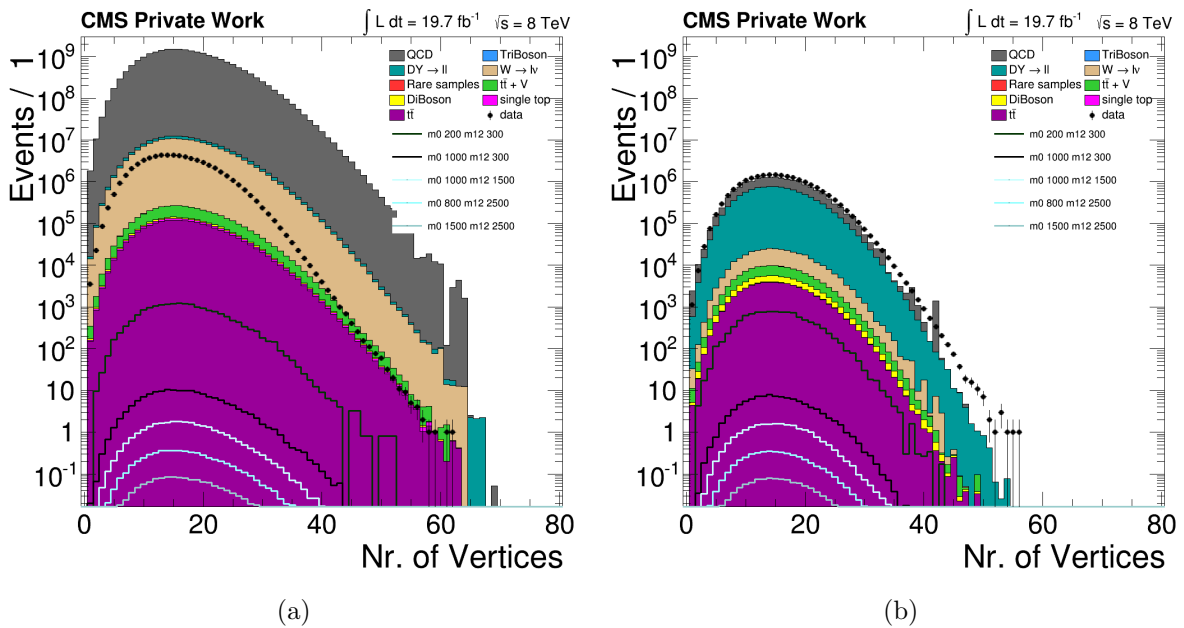


Abbildung 3.5.: Die Anzahl Vertices Verteilung vor der Selektion (a) und nach (b) dem Anwenden des Triggers, der Pileup Korrektur und der Eventfilter. Vor dem Anwenden der Selektion sind die Daten und Untergründe nicht gleich selektiert. Das führt zu starken Abweichungen in der ersten Verteilung (a).

Elektronselektion

Die Elektronselektionskriterien wurden von der Egamma POG erarbeitet. Die Selektionskriterien werden dabei in drei Kategorien eingeteilt, dabei wird nach der Härte des Kriteriums unterschieden. Die Selektionskriterien stammen von [32] und sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst. In dieser Analyse werden die medium (loose) Kriterien angewandt.

Variable		Barrel $ \eta_{SC} \leq 1.479$	Endcap $1.479 < \eta_{SC} \leq 2.5$
$ \Delta\eta_{in} $	<	0.004(0.004)	0.007(0.009)
$ \Delta\phi_{in} $	<	0.06(0.15)	0.03(0.10)
$\sigma_{i\eta i\eta}$	<	0.01(0.01)	0.03(0.03)
H/E	>	0.12(0.12)	0.10(0.10)
$ d_{0,vtx}[cm] $	<	0.02(0.02)	0.02(0.02)
$ d_{Z,vtx}[cm] $	<	0.1(0.2)	0.1(0.2)
$ (1/E - 1/p)[GeV^{-1}] $	<	0.05(0.05)	0.05(0.05)
$ PFIsolation/p_T $	<	0.15(0.15)	0.15(0.15) $p_T/GeV < 20$: 0.1(0.1)
Conversion rejection: vertex fit probability	\leq	$10^{-6}(10^{-6})$	$10^{-6}(10^{-6})$
Conversion rejection: missing hits	=	0(0)	0(0)

Tabelle 3.3.: Die Elektronselektion der Egamma POG [32]. Die Tabelle enthält die angewendeten medium (loose) Kriterien. Hier werden statt der empfohlenen 1 missing hits 0 gefordert.

Die Größen bedeuten dabei folgendes:

- \mathbf{p}_T ist der transversale Impuls der Elektronen.
- $|\Delta\eta_{in}|(|\Delta\phi_{in}|)$ ist die $\eta(\phi)$ Differenz der rekonstruierten Spur des Trackers und des Superclusters (SC) Am Beginn des ECAL. Diese wird in ϕ Richtung größer sein, da hier das Elektron durch das Magnetfeld abgelenkt wird.
- $\sigma_{i\eta i\eta}$ beschreibt die Streuung des Superclusters in η .
- H/E ist das Verhältnis der deponierten Energie im HCAL und ECAL. Da Elektronen größtenteils im ECAL gestoppt werden sollten, sollte diese Größe klein sein.
- $|d_{0,vtx}|(|d_{Z,vtx}|)$ bezeichnet den Abstand des rekonstruierten Vertices von dem die Elektronen stammen zum Primärvertex des Events.
- $|(1/E - 1/p)|$ ist die Differenz von inverser Energie und inversem Impuls. Da das Elektron leicht ist sollten sich Energie und Impuls nicht wesentlich unterscheiden. Allerdings wird die Energie im Kalorimeter gemessen, während der Impuls über die Krümmung der Trajektorie bestimmt wird und somit von Daten aus dem Tracker dominiert wird (vgl. Kap. 2.2.1).
- $|PFIsolation/p_T|$ ist die relative Particle Flow Isolation des Elektrons und definiert als die Summe aller Teilchenimpulse in einem Bereich von $\Delta R = 0.3$ um die Trajektorie des Elektrons:

$$PFIsolation = \sum_{\Delta R=0.3} p_T. \quad (3.3)$$

Wenn das Elektron nicht isoliert ist, war es möglicherweise Teil eines Jets. Deswegen sollte diese Größe klein sein.

- **Conversion rejection: vertex fit probability** beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron von einem Vertex kommt, an dem ein Photon zwei Leptonen erzeugt hat.
- **Conversion rejection: missing hits** ist die Anzahl fehlender Signale im Tracker. Hiermit sollen Photonen die Elektronen erzeugen ausgeschlossen werden. Hier ist das Kriterium stärker gewählt, die offiziell empfohlene Selektion ist $\leq 1(1)$ missing hits.
- **CTF, GSF und SC Konsistenz:** Die Ladung des Elektrons wird durch drei unabhängige Mechanismen bestimmt. Das Ergebnis aller drei Messungen muss übereinstimmen. Dies ist keine der offiziell empfohlenen Selektionen.

Der Effekt der Elektronvorselektion ist in Abbildung 3.6 gut zu erkennen. Vor der Selektion passen die Daten nicht zum Untergrund und es dominiert der QCD Untergrund. Nach der Selektion ist dieser stark reduziert und es dominiert der Drell Yan Untergrund.

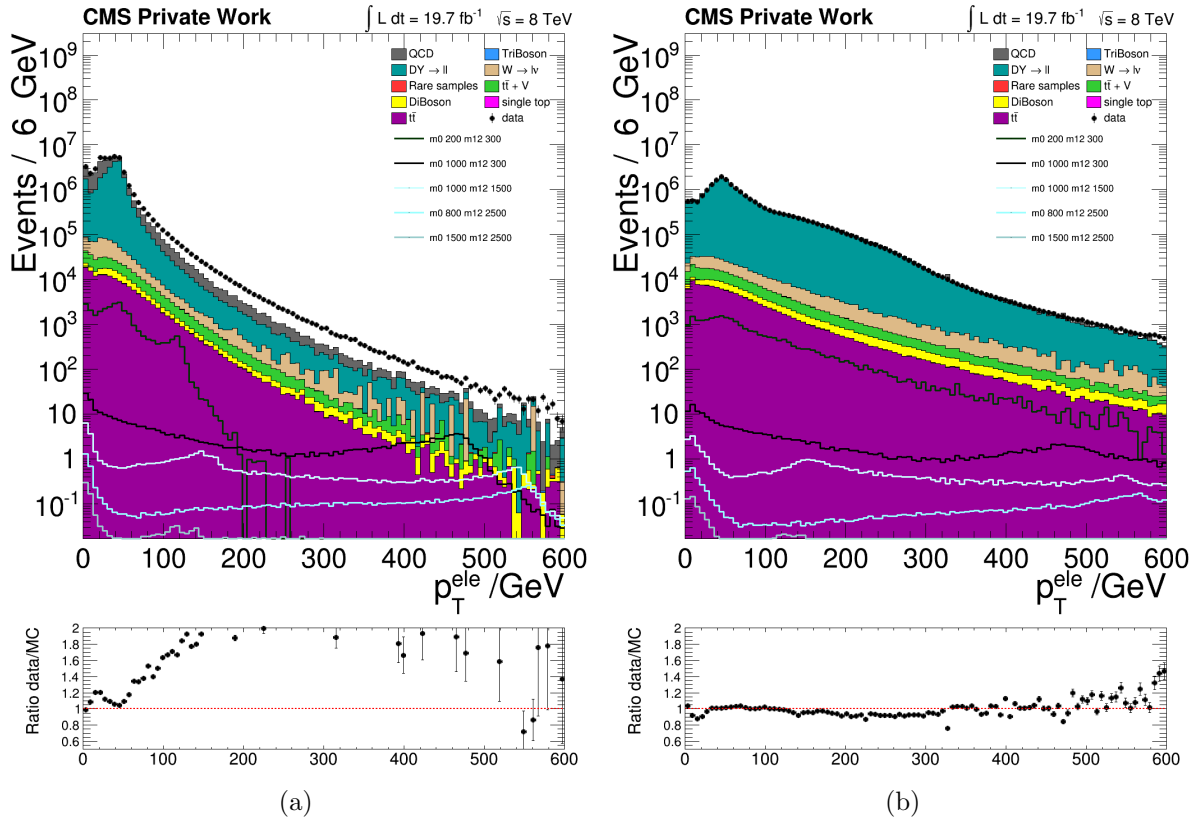


Abbildung 3.6.: Die Elektron p_T Verteilung vor (a) und nach (b) der Selektion. Die Elektronvorselektion führt zu einer besser Übereinstimmung der Daten mit den bekannten Untergründen.

Jet Smearing

In den Untergrund Simulationen wird die Energieauflösung von Jets zu gut simuliert. Diese ist in der Realität schlechter, also werden in allen Simulationen die Jet Energien „verschmiert“. Das Problem betrifft alle rekonstruierten Jets.

Findet sich zu einem rekonstruiertem Jet tatsächlich ein generierter Jet, wird dessen Energie in einem Bereich von $\Delta R = 0.5$ um den generierten Jet aufsummiert und mit der rekonstruierten verglichen und die Differenz angepasst. Finden sich keine generierten Jets um den rekonstruierten, so wird dessen Energie statistisch verschmiert [33]. Hierdurch wird auch die fehlende Transversalenergie der Simulationen beeinflusst, sodass diese auch entsprechend korrigiert werden muss.

Jet Selektion

Der in dieser Analyse betrachtete Endzustand enthält neben Elektronen auch Jets, sodass deren Selektion eine wichtige Rolle spielt. Die Jet Selektionskriterien stammen von [34] und sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst.

Variable		Selektion
$p_T[GeV]$	>	30
$ \eta $	<	2.4
Neutral Hadron fraction	<	0.99
Neutral EM fraction	<	0.99
Number of Constituents	>	1
Charged hadron fraction	>	0
Charged multiplicity	>	0
Charged EM fraction	<	0.99

Tabelle 3.4.: Die angewendeten Jet Selektionen von [34]. Es wird die empfohlene loose ID benutzt.

Die Größen bedeuten dabei folgendes:

- $\mathbf{p_T}$ ist der transversale Impuls der Jets.
- $|\eta|$ (vgl. Abbildung 2.2) wird verwendet um Jets in Vorwärtsrichtung auszuschließen.
- **Neutral Hadron fraction** ist der Anteil der im HCAL deponierten Energie der neutralen Teilchen.
- **Neutral EM fraction** ist der Anteil der im ECAL deponierten Energie der neutralen Teilchen.
- **Number of Constituents** ist die Anzahl Teilchen aus denen der Jet besteht.
- **Charged Hadron fraction** ist der Anteil der im HCAL deponierten Energie der geladenen Teilchen.
- **Charged multiplicity** ist die Anzahl geladener Teilchen im Jet.
- **Charged EM fraction** ist der Anteil der im ECAL deponierten Energie der geladenen Teilchen.

Man sieht in 3.7 eine deutlich bessere Übereinstimmung zwischen Daten und Untergründen nach dem Anwenden des Jet Smearings und der empfohlenen Jet Selektion.

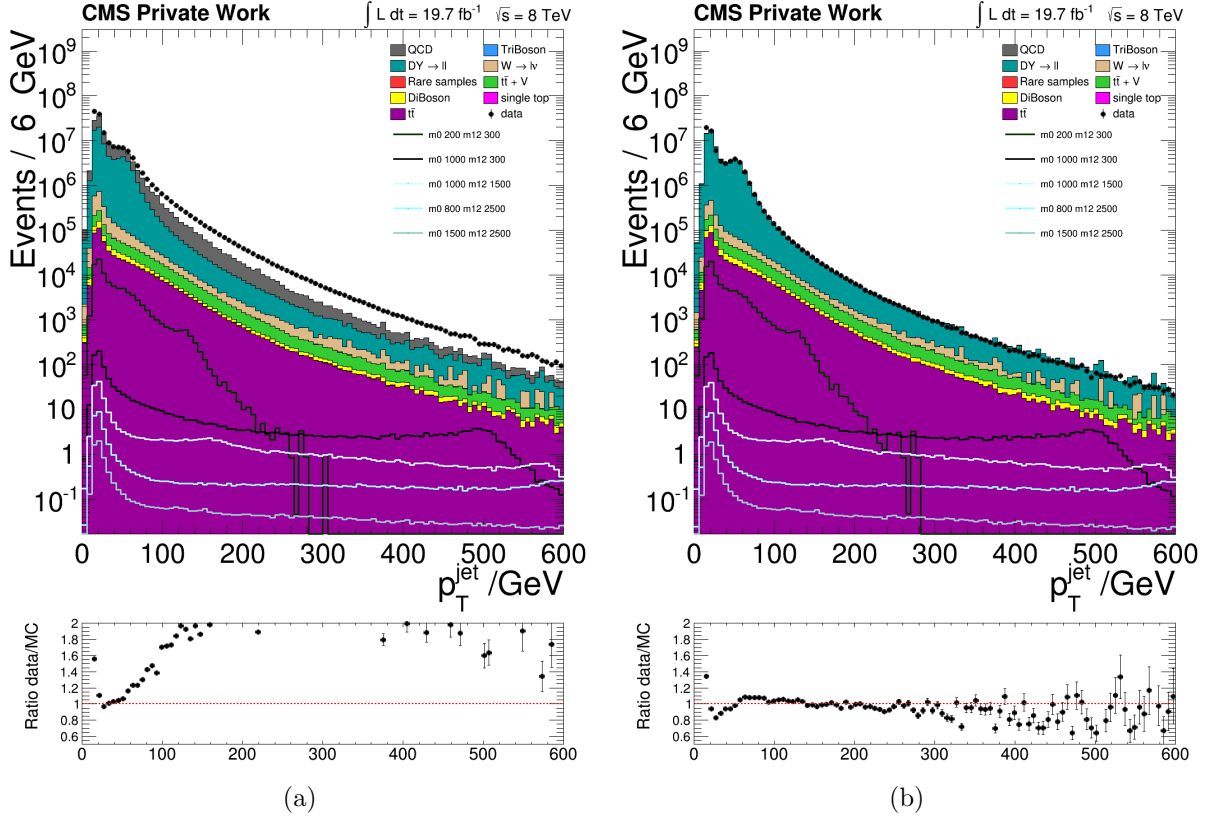


Abbildung 3.7.: Die Jet p_T Verteilung: vor jeder Selektion (mit Pileup Korrektur) (a) und nach dem verschmieren und der Jetselektion (b). Das Verschmieren und Selektieren der Jets verbessert deutlich die Übereinstimmung zwischen Daten und Untergründen.

Vertex Selektion

Die Daten werden außerdem auf mindestens einen gut rekonstruierten Vertex gefiltert.

Variable		Selektion
N_{vtx}	>	4
$ d_z [cm]$	<	24
$ d_r [cm]$	<	2.0

Tabelle 3.5.: Die angewandten Vertex Selektionen

- N_{vtx} ist die Anzahl Tracks, die diesem Vertex zugeordnet werden können.
- $|d_z|$ ist der Abstand dieses Vertex es zum Hauptinteraktionspunkt in z-Richtung.
- $|d_r|$ ist der Abstand dieses Vertex zum Hauptinteraktionspunkt in r Richtung.

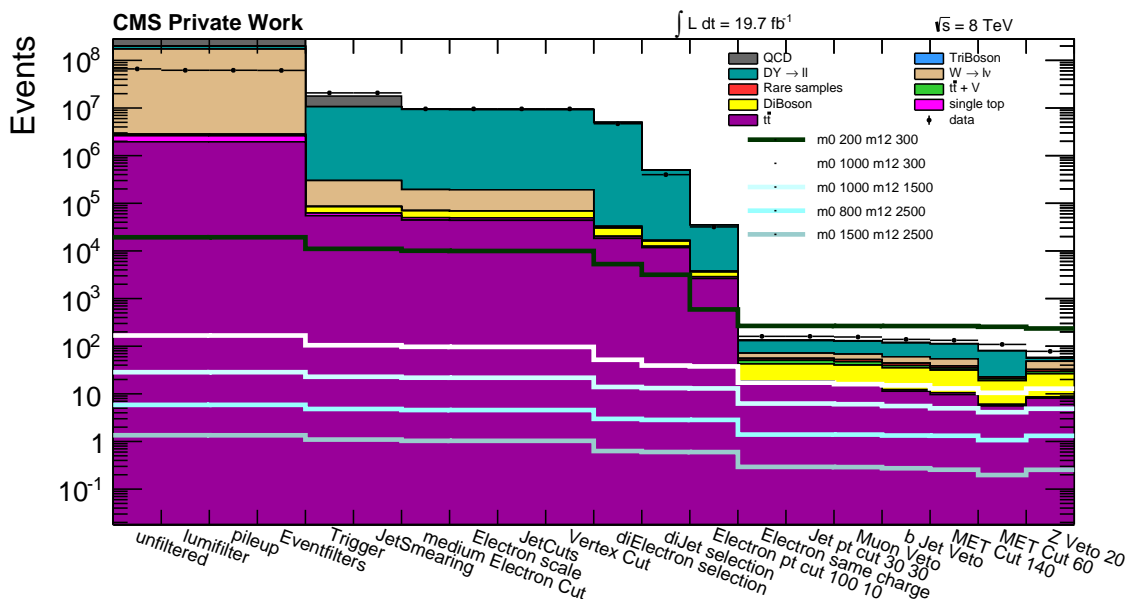


Abbildung 3.8.: Im cutflow Histogramm erkennt man gut den Effekt einzelner Selektionen. Dieses stellt die Eventzahlen nach den einzelnen Schnitten dar. Zu Beginn sind noch nicht die gleichen Kriterien auf Daten und Untergründe angewendet worden, weshalb diese hier noch stark voneinander abweichen. Der Effekt des MET kleiner 60 GeV Schnittes ist auch eingezeichnet, wird jedoch nicht allgemein für alle Events benutzt, während alle anderen eingezeichneten Selektionen auf alle Events angewendet werden.

3.3. Tight-to-loose Ratio

Sehr wenig Standardmodell Prozesse können gleich geladenen Elektronen erzeugen. Elektronen aus Fehlmessungen oder -rekonstruktionen sind also ein nicht zu vernachlässigender Effekt (sogenannte Fakes). Hinzu kommt, dass diese Prozesse schwer zu simulieren sind und deshalb wenig Statistik vorliegt. Nach der Signaturselektion werden jedoch diese Untergründe dominant. Deswegen ist es sinnvoller eine auf den Daten basierende Methode anzuwenden um den Beitrag dieser Untergründe abzuschätzen. Hierfür wird das tight-to-loose Ratio (T/L) benutzt. Man arbeitet mit zwei Elektron IDs, ein tight Elektron erfüllt dabei wesentlich stärkere Isolationskriterien als ein loose Elektron. Das T/L gibt dann die Wahrscheinlichkeit an, dass ein loose Elektron auch ein tight Elektron ist. Das T/L lässt sich aus nicht in der Analyse verwendeten Datensätzen bestimmen. Anstelle von zwei tight Elektronen wird hier der Untergrund mit zwei loose Elektronen bestimmt und in die Signal Region (mit zwei medium Elektronen) extrapoliert. Die Methode wurde nicht selbst implementiert, die verwendeten tight-to-loose Abschätzungen der Untergründe stammen aus der Analyse von Sebastian Thüer [35]. Für weitere Details zur Methode wird auf [36] verwiesen.

Es werden alle Untergründe, die keine zwei gleich geladene Elektronen erzeugen können, durch die aus der datenbasierten Methode ersetzt. Das sind alle QCD Untergründe, die Drell Yan Untergründe die Jets enthalten können, der W Untergrund mit Jets und die leptonisch zerfallenden Di- und Triboson Untergründe.

3.4. Limits

Zur späteren Optimierung einiger Selektionskriterien wird das erwartete Limit auf den Wirkungsquerschnitt (expected cross section Limit) verwendet. Man verwendet das expected Limit, um die Analyse zu optimieren bevor man wirklich mit den Daten arbeitet. In den finalen Verteilungen sind diese auch noch geblendet. Die Limits wurden mit dem folgendem bayesischem Ansatz berechnet.

3.4.1. Bayes'sche Limits

Die bayes'sche Methode (für Details zur Berechnung, siehe [37]) formuliert eine Vorgehensweise, zur Berechnung der Wahrscheinlichkeitsdichte $p(\Theta|x)$, eines modellbeschreibenden Parameters Θ , aus den Daten x . Hierfür wird eine bekannte a priori Wahrscheinlichkeitsdichte $\pi(\Theta)$ vorausgesetzt. Mithilfe von Bayes' Theorem kann aus der Likelihood Funktion $L(x|\Theta)$ die Wahrscheinlichkeitsdichte nach Formel 3.4 berechnet werden.

$$p(\Theta|x) = \frac{L(x|\Theta)\pi(\Theta)}{\int d\Theta' L(x|\Theta')\pi(\Theta')} \quad (3.4)$$

Die a priori Verteilung $\pi(\Theta)$ sollte dabei alles bisherige Wissen über das Modell enthalten. Unsicherheiten (nuisance parameter) ν kann man als zusätzliche Abhängigkeit berücksichtigen indem man $L(x|\Theta) \rightarrow L(x|\Theta, \nu)$, $\pi(\Theta) \rightarrow \pi(\Theta, \nu)$ und $\int d\Theta' \rightarrow \int d\Theta' d\nu'$ anwendet. Dadurch erhält man $p(\Theta, \nu|x)$. Der modellbeschreibende Parameter Θ ist in diesem Fall der Wirkungsquerschnitt σ . Als a priori Verteilung wird oft eine Gleichverteilung angenommen, sodass alle Wirkungsquerschnitte (größer als null) gleich wahrscheinlich sind.

Obere Limits auf den Parameter Θ lassen sich mit Formel 3.5 berechnen. Wählt man dabei $1 - \alpha = 0.95$ erhält man Θ_{limit} mit 95% Confidence Level (CL) durch Auflösen der Gleichung nach Θ_{limit} .

$$1 - \alpha = \int_{-\infty}^{\Theta_{limit}} d\Theta p(\Theta|x) \quad (3.5)$$

Die Berechnung der Limits erfolgt in dieser Analyse numerisch. Verwendet wird das **HiggsCombine** [38] Programm aus **CMSSW 6.1.1** [16]. Das Limit auf den Wirkungsquerschnitt des Prozesses lässt sich auf ein Limit der Kopplungsstärke λ'_{111} umrechnen, wenn man $\sigma \propto \lambda'^2_{111}$ verwendet. Dabei gehen die Parameter ein mit denen die Signale generiert wurden. Das sind die Wirkungsquerschnitte, mit denen der Datensatz produziert wurde, σ_{gen} (siehe Abb. 3.4) und die angenommene Kopplung $\lambda'_{111,gen} = 0.01$ (vgl. Kap. 3.1.2). Das neue obere Limit auf die Kopplung berechnet sich dann nach Formel 3.6. Dabei ist zu beachten, dass diese einfache Umrechnung nur gilt wenn sich das Verzweigungsverhältnis (branching ratio) des Prozesses nicht wesentlich ändert.

$$\frac{\sigma_{limit}}{\sigma_{gen}} = \left(\frac{\lambda'_{limit}}{\lambda'_{gen}} \right)^2 \Leftrightarrow \lambda'_{limit} = \sqrt{\frac{\sigma_{limit}}{\sigma_{gen}}} \lambda'_{gen} \quad (3.6)$$

Konkret wird in dieser Analyse ein Multi-Bin Limit für sechs Bins berechnet. Dafür werden die Untergründe und Signale abhängig von der Masse des rekonstruierten Gauginos $m_{\tilde{\chi}_0}$ und Selektrens $m_{\tilde{e}}$ gebinnt. In Abbildung 3.9 sind die Untergründe und einige Signale für die sechs Bins gezeigt. Durch die unterschiedliche Verteilung des Untergrund gegenüber des Signals erhält man verbesserte Limits gegenüber der Berechnung in nur einem Bin. Die Gesamt-

Likelihood Funktion ergibt sich dann aus der Multiplikation der sechs Poisson Likelihoods der Bins. Die sechs Bins sind in Tabelle 3.6 aufgeführt.

Bin Nr.	$m_{\tilde{e}}/\text{GeV}$	$m_{\tilde{\chi}_0}/\text{GeV}$
1	0 ... 300	0 ... 300
2	0 ... 300	300 ... 700
3	300 ... 700	300 ... 700
4	0 ... 300	700 ... 2000
5	300 ... 700	700 ... 2000
6	700 ... 2000	700 ... 2000

Tabelle 3.6.: Das verwendete Binning in der $m_{\tilde{e}}-m_{\tilde{\chi}_0}$ Ebene. Durch „Verteilung“ der Eventzahlen auf sechs Bins wird das Verhältnis vom Signal zum Untergrund größer. Das führt zu verbesserten Limits.

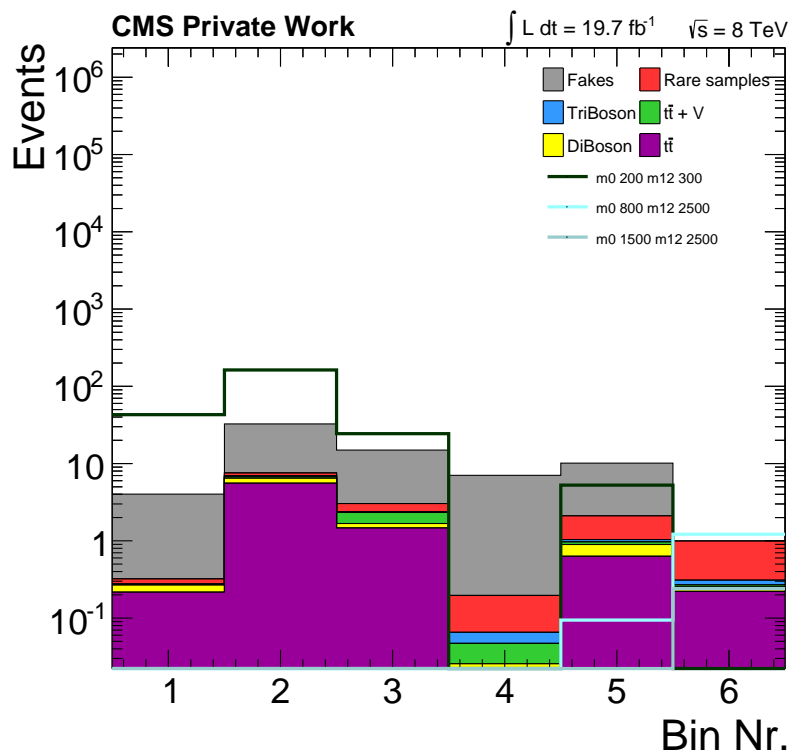


Abbildung 3.9.: Die Beiträge in den sechs Bins. Dabei ist das Signal im Vergleich zum Untergrund in einzelnen Bins größer als wenn nur ein Bin verwendet wird. Mit den hier prinzipiell ablesbaren Eventzahlen werden die expected cross section Limits berechnet.

3.4.2. Unsicherheiten

Die systematische Unsicherheiten auf die Eventzahlen, aus denen die Limits berechnet werden sind dabei:

Variable	Unsicherheit in %	
	Untergründe	Signale
Luminosity	2.6	2.6
Jet Energy Scale	3.0	2.0
Electron Energy Scale	3.0	1.0
PDF	6.0	8.0
Pileup	1.0	1.0
Electron Scaling	2.0	2.0
Non prompt Uncertainty	20.0	–

Tabelle 3.7.: Systematische Unsicherheiten auf Untergrund- und Signaleventraten [35]. Die oberen Werte gelten dabei für Monte Carlo Simulationen, während der Non prompt Error die Unsicherheit auf die datenbasierten Untergründe (siehe Kap. 3.3) ist.

Statistische Unsicherheiten in der Berechnung sind dabei für die tight-to-loose Abschätzung $\sigma_{T/L} = \sqrt{N_{T/L}}$, da diese aus den Daten stammen und somit die eingehenden Gewichte nahe bei eins sind. In die statistischen Unsicherheiten der Untergründe geht wieder der Gewichtungsfaktor w (siehe Gl. 3.2 in Kap. 3.1.2) ein. Die Unsicherheit ergibt sich damit zu $\sigma_{MC} = \sqrt{N_{MC}} w$.

3.5. Signalanalyse

Nach der allgemeinen Vorselektion aller Events können jetzt spezielle Schnitte, welche sich aus dem betrachteten Zerfallskanal (vgl. Abb. 1.1 in Kap. 1.2.3) ergeben, angewendet werden. Für einige Selektionen existieren keine bekannten Kriterien. Einige Schnittparameter zu optimieren ist Hauptaufgabe dieser Arbeit. Untersucht werden mögliche Selektionen auf MET und die Transversalimpulse der Elektronen (p_T^{ele1} , p_T^{ele2}).

Signaturselektion

Aus der Signalsignatur ergeben sich folgende Selektionen:

- **zwei Elektronen:** Es werden genau zwei medium Elektronen und nicht mehr als zwei loose Elektronen gefordert (vgl. Tab. 3.3). Für diese wird außerdem ein transversaler Impuls von $p_T^{ele1} > 20$ GeV und $p_T^{ele2} > 10$ GeV gefordert um einen möglichen Trigger tun-on Effekt zu vermeiden. Außerdem müssen die verwendeten Elektronen GSF Elektronen [39] sein (vgl. Kap. 2.2.1).
- **zwei Jets:** Das Event muss mindestens zwei loose Jets enthalten (vgl. Tab. 3.4). Diese müssen mindestens einen Impuls von $p_T^{jet1,2} > 30$ GeV besitzen. Außerdem müssen diese von den Elektronen separiert sein, weshalb $\Delta R(\text{Elektron}, \text{Jet}) > 0.4$ gefordert wird.

- **Muon Veto:** Events mit Muonen werden verworfen, da diese in der Signatur nicht vorkommen. Die Muon Selektion wurde von der Muon POG [40] erarbeitet. Ein ähnlicher Zerfallskanal mit der Kopplung λ'_{211} und muonischen Endzuständen wird in anderen, bereits veröffentlichten Arbeiten untersucht (siehe z.B. [36]).
- **Vertex Selektion:** Es muss mindestens ein gut rekonstruierter Vertex (vgl. Tab. 3.5) im Event vorhanden sein.

Schnitte zur Untergrundreduktion

Um den Untergrund gegenüber dem Signal weiter zu verringern wird noch auf folgende Kriterien selektiert:

- **gleich geladene Elektronen:** Die Signalsignatur kann (zu 50 %) gleich geladene Elektronen enthalten. Diese können nicht durch einfache Standardmodellprozesse erzeugt werden, weshalb hier der Untergrund (hauptsächlich Drell Yan) stark reduziert wird.
- **null b Jets:** Der $t\bar{t}$ Untergrund produziert bevorzugt b Jets (vgl. Kap. 3.1.2). Diese können in der Signalsignatur zwar auch in geringem Anteil erzeugt werden, jedoch reduziert eine Selektion auf genau null b Jets den $t\bar{t}$ Untergrund fast vollständig. Für die b Jet Identifikation wird der b Tagging CSVM Algorithmus (siehe [41]) verwendet.
- **Z Veto:** Liegt die invariante Masse der zwei Elektronen nahe der Masse des Z Bosons ($m_Z = 91.1876 \text{ GeV}$ [37]), so stammen diese vermutlich aus dem Z Boson Zerfall (vgl. Abb. 3.2). Deshalb werden Events mit einer invarianten Masse der beiden Elektronen in einem Bereich von 20 GeV um den Z Peak verworfen. Dadurch wird der Drell Yan Untergrund stark reduziert. Ist die invariante Masse der Elektronen kleiner als 15 GeV werden die Events ebenfalls gefiltert, da für diesen Bereich keine Simulationen vorliegen.

Nach diesen Selektionen lassen sich aus den verwendeten zwei Elektronen und zwei Jets das Gaugino und Selektion rekonstruieren. Hierfür werden die entsprechenden Vierervektoren addiert. Das Gaugino ist dann die Summe der zwei Jets und des ersten Elektrons, während sich das Selektion aus der Summe des zweiten Elektrons und des Gauginos ergibt.

Die nun folgende Optimierung einiger Schnittparameter (cut value) wurde nicht für alle Signalraumpunkte durchgeführt. Stattdessen wurden die Limits für die 27 Signalraumpunkte, die in Tabelle 3.5 aufgeführt sind, berechnet und anhand dieser ein Schnittwert bestimmt. Dieser wird dann in einen Bereich um den untersuchten Punkt im Signalraum angewendet.

Die Bestimmung des Schnittwerts erfolgt über die Optimierung des expected Limit. Dabei werden auch die Signalverteilungen der betrachteten Größen mit einbezogen. Mit den Untergrundverteilungen wird dann das sechs Bin Limits bestimmt und optimiert.

m_0 / GeV	m_{12} / GeV	σ / (10^{-1} pb)	Efficiency / %
200	300	50.31	0.25
500	300	5.084	2.09
1100	300	0.223	1.66
1500	300	0.045	1.05
800	2500	0.01	6.72
1100	2500	0.006	6.68
1500	2500	0.002	5.43
800	300	0.903	2.17
800	1000	0.266	4.02
800	1800	0.046	6.71
800	2500	0.01	6.72
1500	300	0.045	1.05
1500	1000	0.023	3.72
1500	1800	0.008	4.22
1500	2500	0.002	5.43
800	500	0.677	3.12
1500	500	0.038	2.51
800	700	0.480	3.65
1500	700	0.032	3.21
200	500	14.37	2.36
500	500	3.048	2.83
500	700	1.716	3.02
1100	700	0.143	3.56
300	300	21.96	0.75
300	500	8.99	1.65
400	200	13.53	1.13
400	500	5.255	2.05

Tabelle 3.8.: Die 27 Signalraumpunkte für welche die expected cross section Limits explizit betrachtet wurden.

3.5.1. Selektion auf fehlende Transversalenergie (MET)

Bis hierhin ist noch keine Selektion auf fehlende Transversalenergie angewandt worden. Die Signalsignatur sagt wenig MET voraus. Deshalb wurde in der bisherigen Analyse eine Selektion auf MET kleiner als 50 GeV benutzt. Die Selektion wurde durch Optimierung des expected cross section (Wirkungsquerschnitt) Limits (siehe Kap. 3.4.1)) näher untersucht. Das expected Limit wurde für verschiedene Signalraumpunkte mit unterschiedlichen Anforderungen an das maximale MET berechnet. Zwei Plots sind in Abbildung 3.11 dargestellt. Dabei fällt auf, dass für bestimmte Signalpunkte eine starke Selektion auf MET das expected Limit im Vergleich zu einem sehr losem Kriterium nicht signifikant verbessert. Durch Vergleich der Limits für unterschiedliche Signalpunkte lässt sich ein Bereich finden, in dem ein MET Schnitt von kleiner 60 GeV sinnvoll ist, sowie ein zweiter in dem ein sehr loses MET Kriterium von kleiner 140 GeV sinnvoll ist. Die MET Selektion von kleiner 140 GeV wird für $0 \leq m_{12}/\text{GeV} \leq 700$, $800 \leq m_0/\text{GeV} \leq 1500$ angewendet, während im restlichen Signalraum weiterhin das stärkere Kriterium von kleiner 60 GeV angewendet wird (vgl. Abb. 3.13).

Das liegt daran, dass der in Abbildung 1.1 gezeigte nicht der einzige Zerfallskanal des Selektrens ist. Weitere Möglichkeiten wie SUSY Teilchen unter R Paritätsverletzung in SM Teilchen zerfallen können sind in den Abbildung 3.10 gezeigt. Diese erfüllen die gleiche Signalsignatur, jedoch mit fehlender Transversalenergie, durch Zerfall der erzeugten W und Z Bosonen, wobei Neutrinos entstehen können. Beim Z Boson Zerfall entstehen mit einer Wahrscheinlichkeit von 20 % [42] Neutrinos und das W^\pm zerfällt zu fast 33 % [42] leptonisch, wobei ein Neutrino entsteht.

Betrachtet man die Anteile der einzelnen Prozesse relativ zum Gesamtwirkungsquerschnitt lassen sich die zuvor definierten Bereiche verifizieren, da hier die Anteile der MET erzeugenden Prozesse signifikant größer sind. Außerdem zeigt der Anteil der Wirkungsquerschnitte relativ zum Gesamtwirkungsquerschnitt der Prozesse in Abbildung 3.10 eine starke Abhängigkeit von den Signal Parametern. In Abbildung 3.12 ist dies beispielhaft für zwei feste Signalraumparameter gezeigt, während in Abbildung 3.13 ein Vergleich zwischen den Prozessen abhängig von m_0 und m_{12} gezeigt ist. Dabei wurden nur Prozesse beachtet die die Signalsignatur erzeugen können, sodass die Beiträge zusammen nicht den gesamten produzierten Wirkungsquerschnitt ergeben. In Abbildung 3.13 (b) ist die Summe der Wirkungsquerschnitte der Prozesse aus Abb. 3.10 relativ zum Gesamtwirkungsquerschnitt dargestellt. Dabei enthält Abb. 3.13 mehr Signalraumpunkte als 3.4, weil erstere die Generatorinformation aus LHE Dateien [26] darstellt, wobei nicht alle LHE Dateien in die Signalproduktion eingegangen sind.

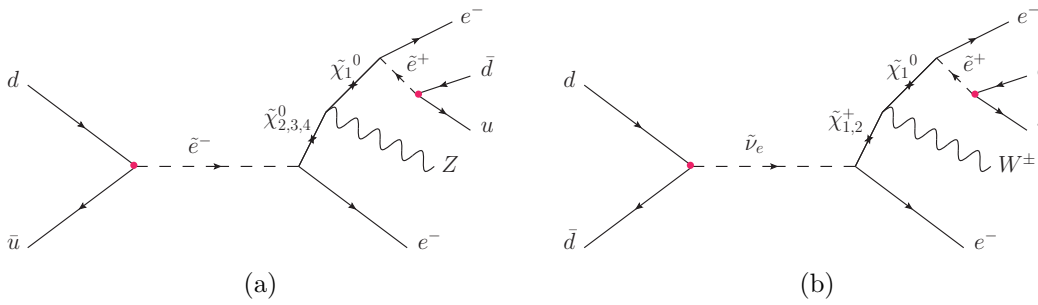


Abbildung 3.10.: Feynman Diagramm des Selektren Zerfalls $\tilde{e}^- \rightarrow 2e + 2jet + Z$ (a) und des Sneutrino Zerfalls $\tilde{\nu}_e \rightarrow 2e + 2jet + W$ (b). Beide Prozesse können die Signalsignatur und MET erzeugen. An den roten Vertices ist die R Parität verletzt.

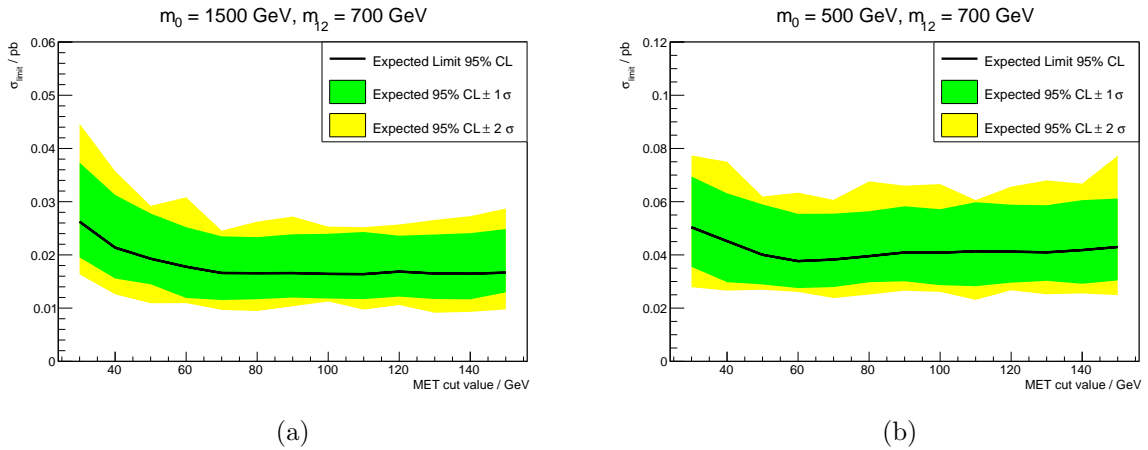


Abbildung 3.11.: Das expected Limit gegen den MET Selektionsparameter für ausgewählte Signalpunkte.

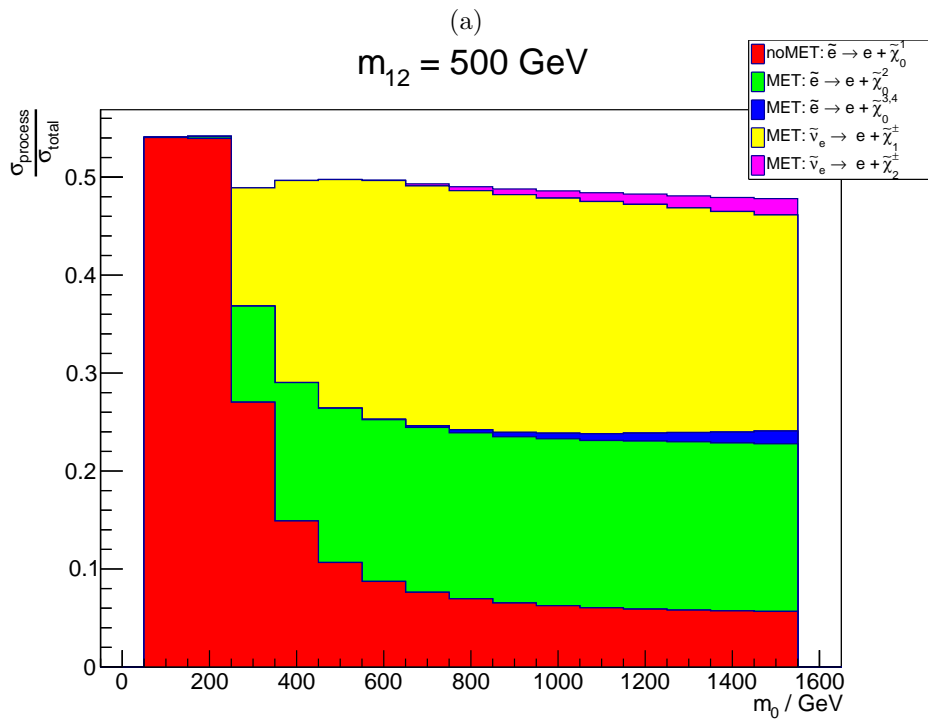
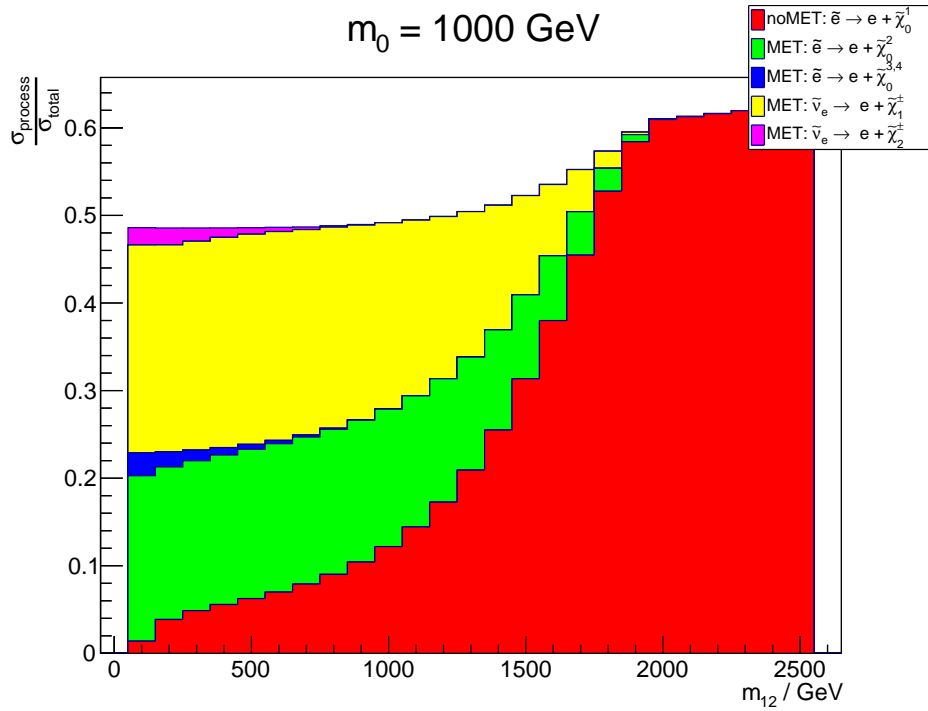
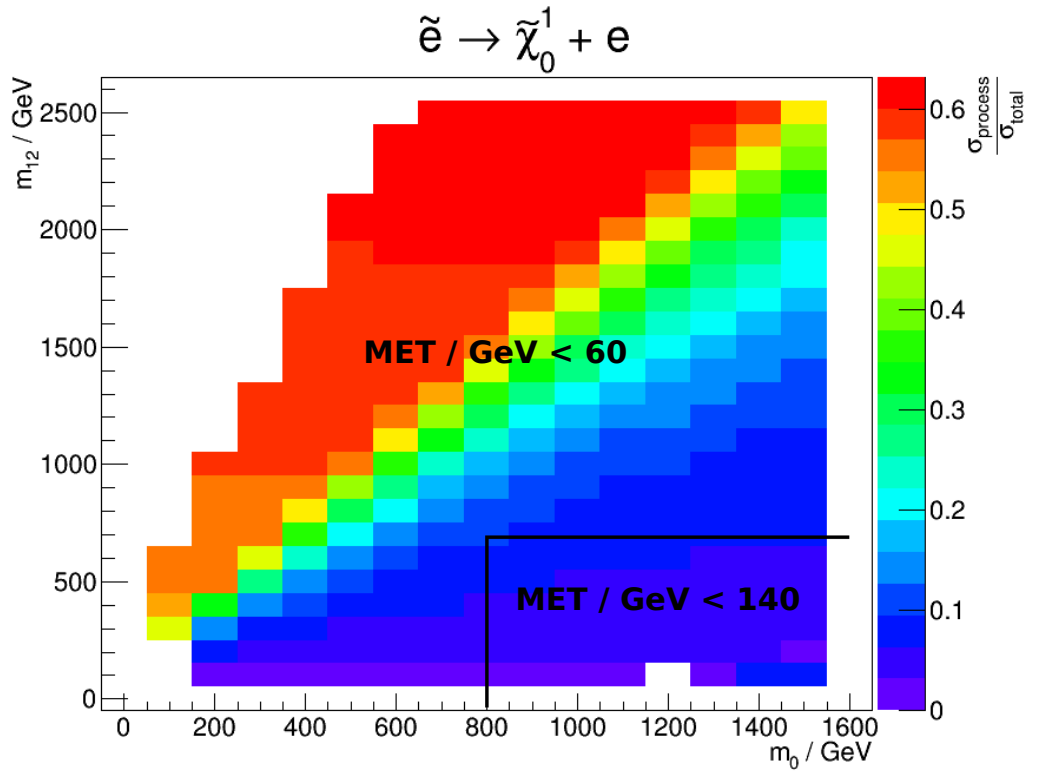


Abbildung 3.12.: Die Anteile der verschiedenen Prozesse, abhängig von den mSUGRA Parametern m_0 und m_{12} , für jeweils einen festen Signalparameter. Berücksichtigt wurden hier nur Prozesse die die gesuchte Signalsignatur erzeugen.



MET processes

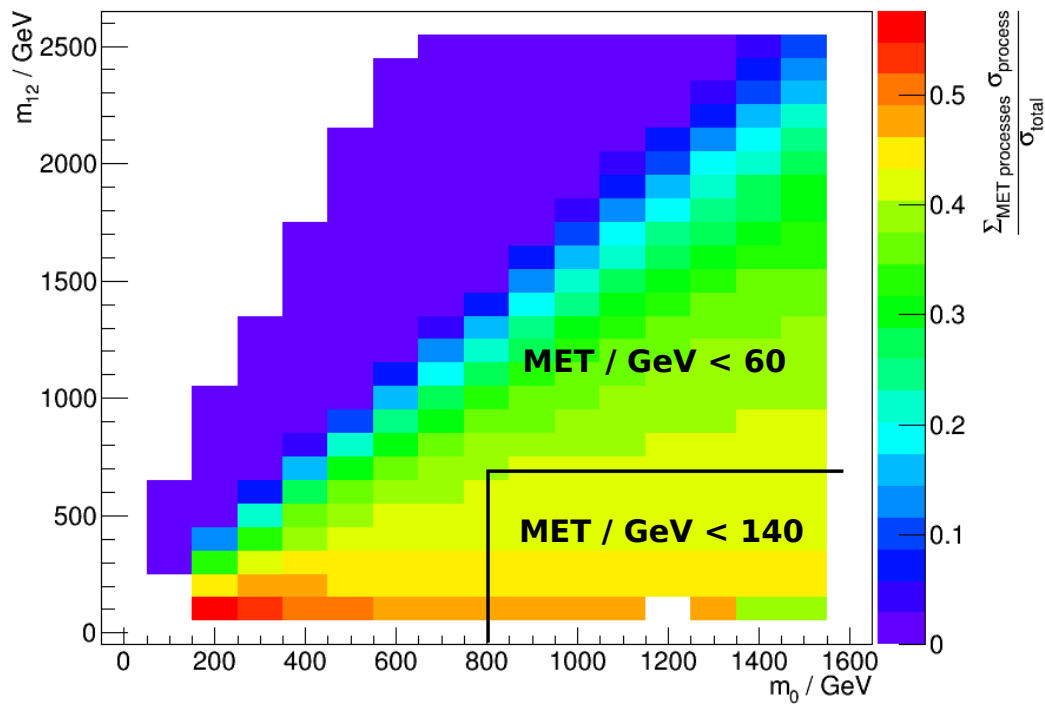


Abbildung 3.13.: Die Anteile der verschiedenen Prozesse relativ zum Gesamtwirkungsquerschnitt, abhängig von den mSUGRA Parametern m_0 und m_{12} . Oben (a) für den Zerfallskanal aus Abb. 1.1, unten (b) die Summe der relativen Anteile der Prozesse aus Abb. 3.10.

3.5.2. Elektron p_T Kriterium

Nachdem die Selektion auf fehlende Transversalenergie untersucht wurde, ist mit dem gleichen Vorgehen die Verteilung des transversalen Impulses des ersten (härteren) Elektrons untersucht worden. In der Vorselektion wurde dieser aufgrund des Triggers bereits auf größer als 20 GeV (vgl. Tab. 3.3) selektiert. Der mittlere Elektronen Impuls (\hat{p}_T^{ele1}) hängt dabei wieder sehr stark von betrachtetem Signalraumpunkt ab. Dies ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Der Mittelwert ist für alle Signale mindestens 100 GeV groß, wobei die Punkte deren Wert nahe an 100 GeV liegen die kleinste Streuung um diesen zeigen.

Als neuer unterer Schritzwert für p_T^{ele1} wird 100 GeV (entsprechend Abbildung 3.14) gewählt. Dieser Wert optimiert nicht für alle Signalpunkte das expected Limit, verbessert es jedoch für alle untersuchten Signalraumpunkte. Aus Zeitgründen wird dieser neue Minimalwert gesetzt und keine weiteren Bereiche im Signalraum unterschieden. Hier besteht allerdings noch Potential, da sich Bereiche finden lassen, in denen der Wert durchaus noch höher (bis 200 GeV) gewählt werden kann. Allerdings ist für $p_T^{ele1} > 100$ GeV der Untergrund schon deutlich reduziert.

Der transversale Impuls des zweiten Elektrons wurde in der Vorselektion auch wegen des Triggers bereits auf größer als 10 GeV gefiltert. Untersucht man das expected Limit für höhere Werte, so stellt man fest, dass höchstes eine Erhöhung auf 20 GeV zu einer Verbesserung führt. Die Abhängigkeit des Limits vom Schritzwert ist in Abbildung 3.17 für zwei Signalpunkte beispielhaft dargestellt. Wie erwartet ist auch für p_T^{ele2} eine starke Abhängigkeit von den Modellparametern m_0 und m_{12} beobachtbar. Abbildung 3.16 zeigt den Mittelwert (\hat{p}_T^{ele2}) und die Abweichung der p_T^{ele2} Verteilung abhängig von den Signalraumparametern.

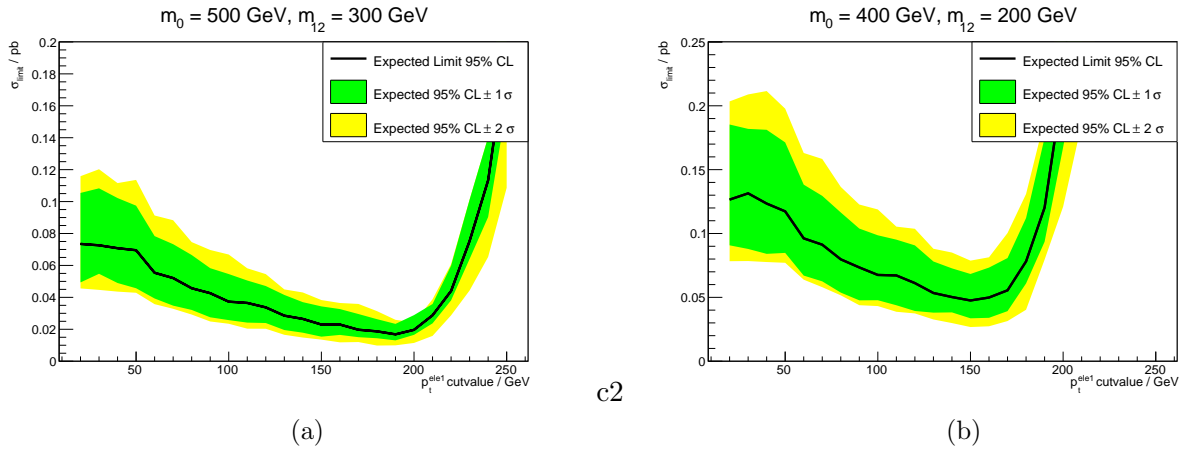


Abbildung 3.14.: Das expected Limit gegen den p_T^{ele1} Selektionsparameter für ausgewählte Signalpunkte.

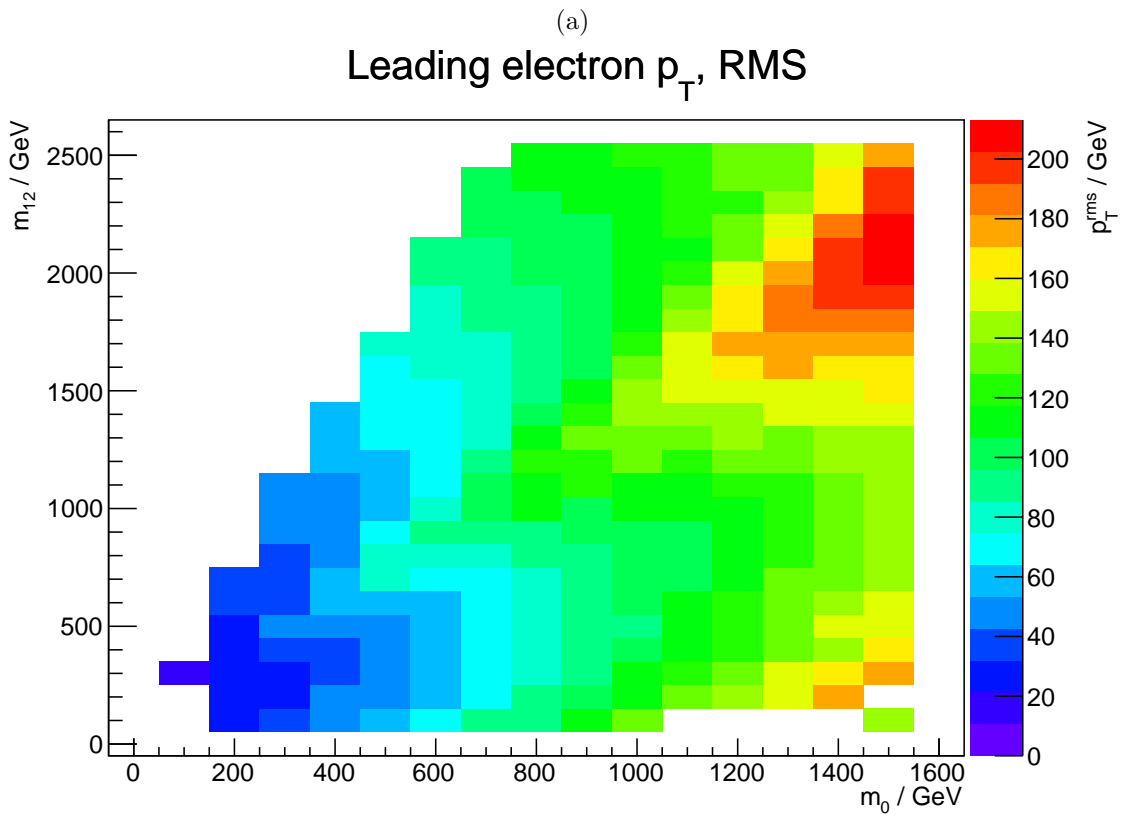
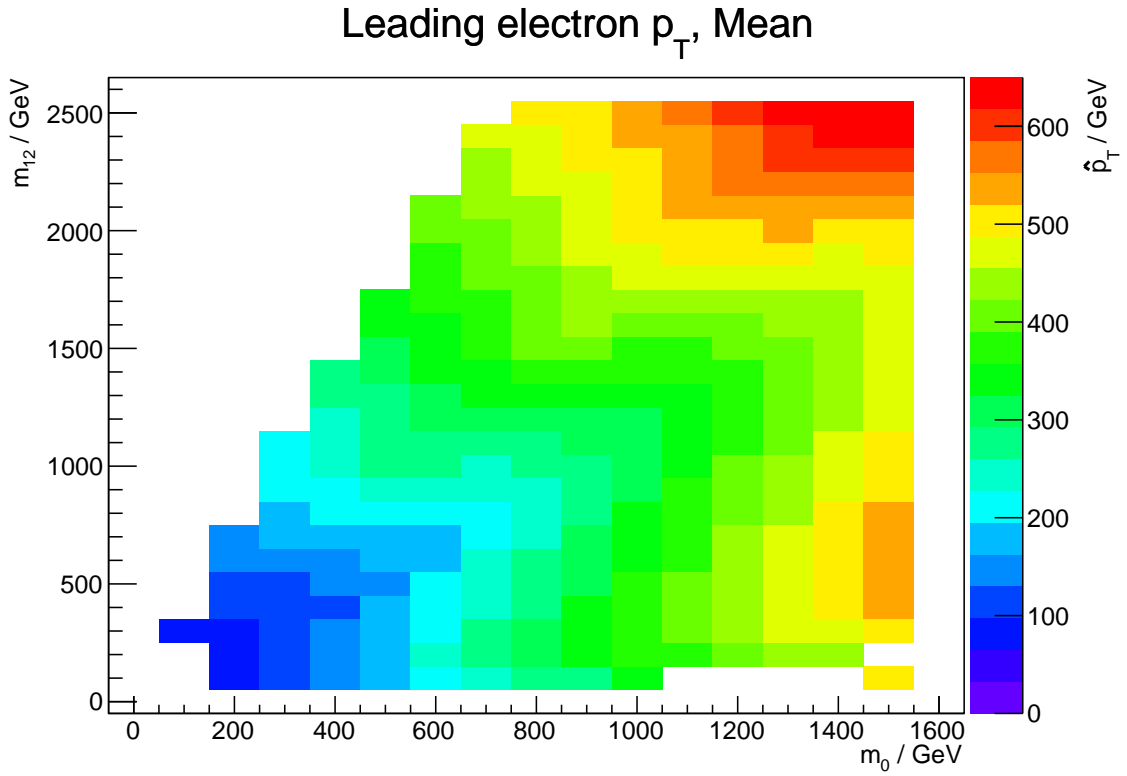
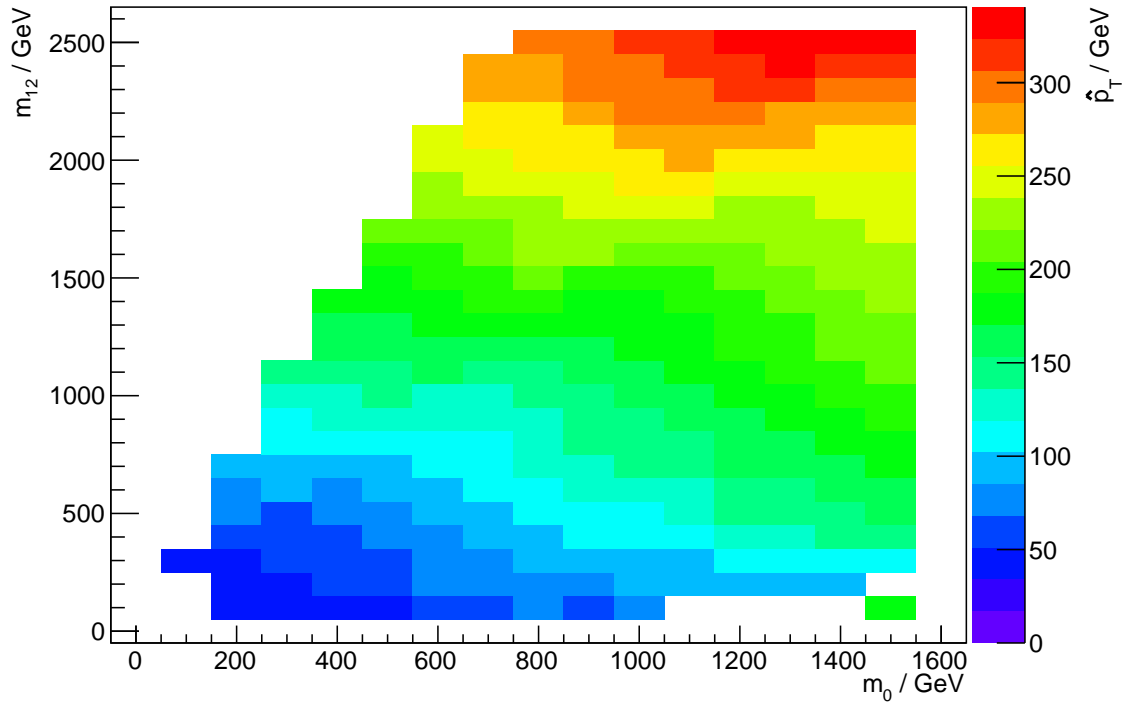
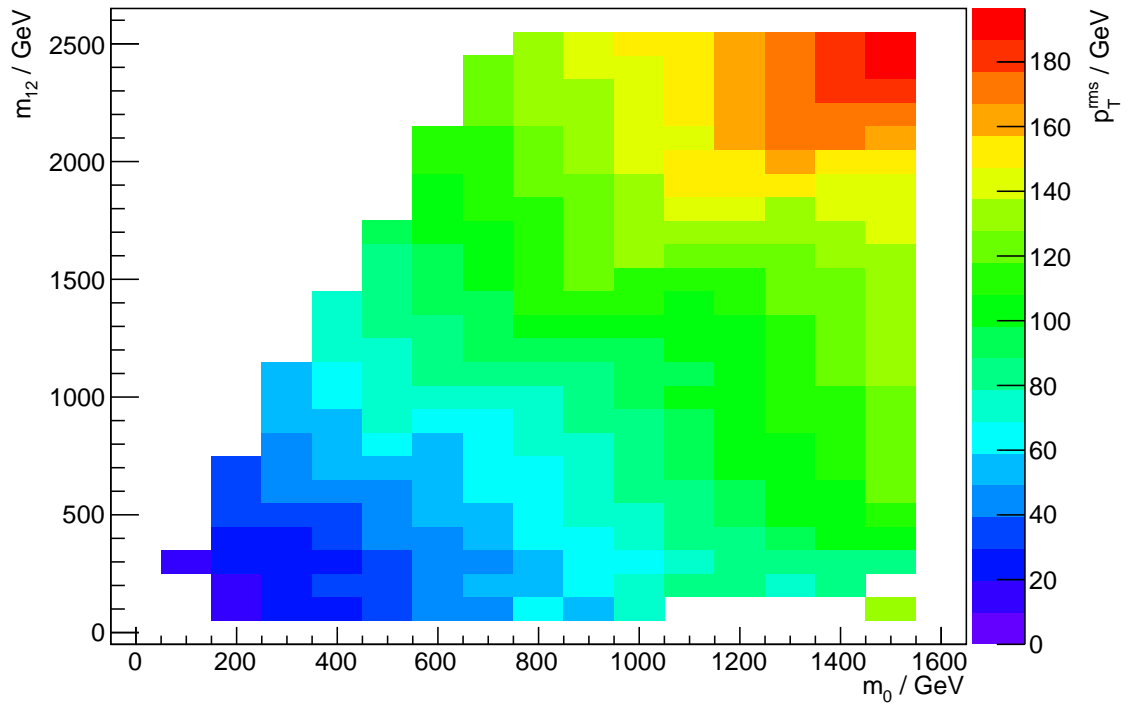


Abbildung 3.15.: Der Mittelwert und Breite der Verteilung des transversalen Impulses des härteren Elektrons (p_T^{el1}).

Subleading electron p_T , Mean

(a)

Subleading electron p_T , RMS

(b)

Abbildung 3.16.: Der Mittelwert und Breite der p_T^{e2} Verteilung.

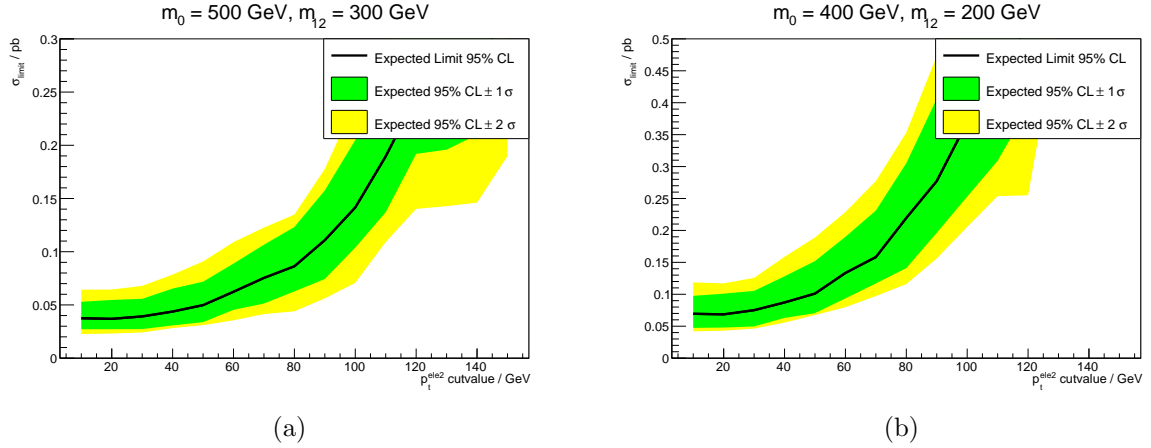


Abbildung 3.17.: Das expected Limit gegen den p_T^{ee2} Selektionsparameter für ausgewählte Signalfunkte.

4. Fazit

In dieser Arbeit wurde der Zerfall von Selektrenen in zwei Elektronen und zwei Jets untersucht. Hierfür wurden Ereignisselektionen vorgestellt um das Signal vom Standardmodell Untergrund zu trennen. Dabei erkennt man eine klare Separation der Signale vom SM Untergrund, während die Daten mit diesem weitestgehend übereinstimmen (finale Verteilungen enthalten keine Daten). Schließlich wurden die Selektion auf die fehlende Transversalenergie und die Transversalimpulse der Elektronen näher untersucht. Dabei konnten neue Schnittparameter festgelegt werden, die den Untergrund weiter reduzieren. Die finalen Verteilungen der fehlenden Transversalenergie, der Elektronimpulse und der rekonstruierten Selektion- und Gauginomassen sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Der Untergrund ist deutlich reduziert, sodass mit den CMS Daten von 2012 neue bessere Limits im Vergleich zu den existierenden zu erwarten sind. Über die expected cross section Limits (berechnet nach der Beschreibung in Kapitel 3.4.1) wurden (über Gleichung 3.6) Limits auf die Kopplung λ'_{111} bestimmt. Die bestimmten Limits auf den Wirkungsquerschnitt der resonanten Selektion Produktion und die untersuchte Kopplung sind in Abbildung 4.1 dargestellt. Dabei kann das existierende indirekte Limit aus neutrinolosem Doppelbetazerfall (siehe Kapitel 1.2.4) deutlich verbessert werden. Über große Bereiche des Signalraums wurden durch diese Arbeit die erwarteten Limits um einen Faktor 10 verbessert.

4.1. Ausblick

Die hier erarbeiteten neuen Schnittparameter sind als neue Untergrenze für die entsprechenden Größen zu interpretieren. Diese lassen sich aber auch noch weiter optimieren. In zukünftigen Analysen kann beispielsweise eine feinere Unterscheidung der Selektion im Signalraum vorgenommen werden. Auch können noch andere Größen, wie die Impulse der Jets, nach der hier vorgestellten Methode untersucht werden.

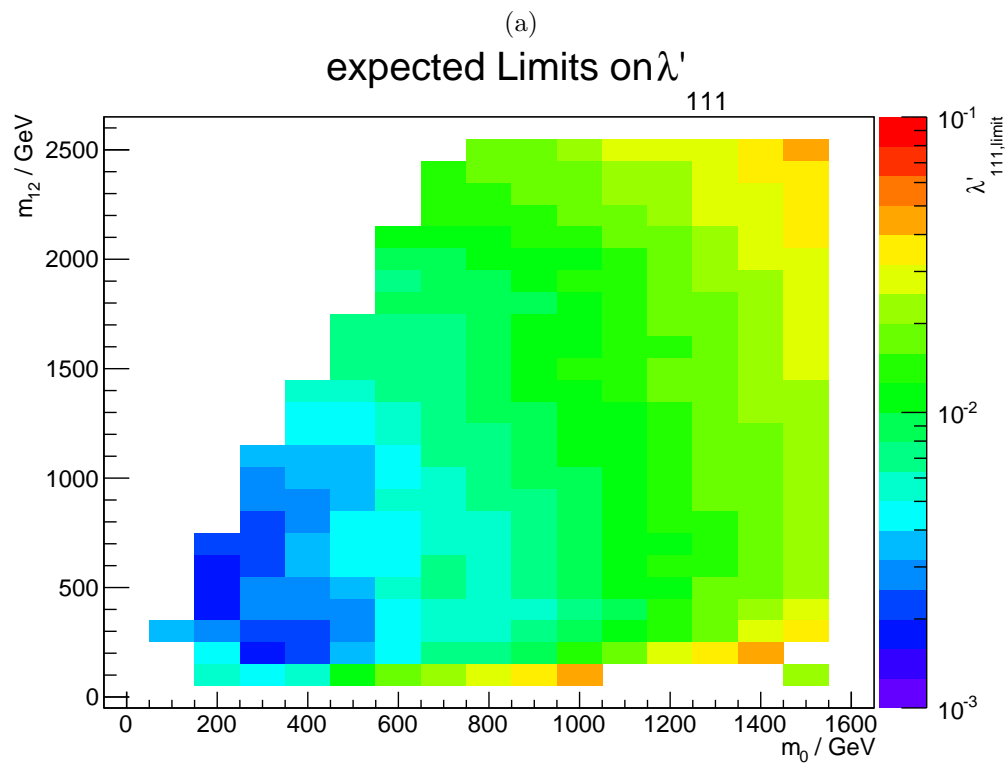
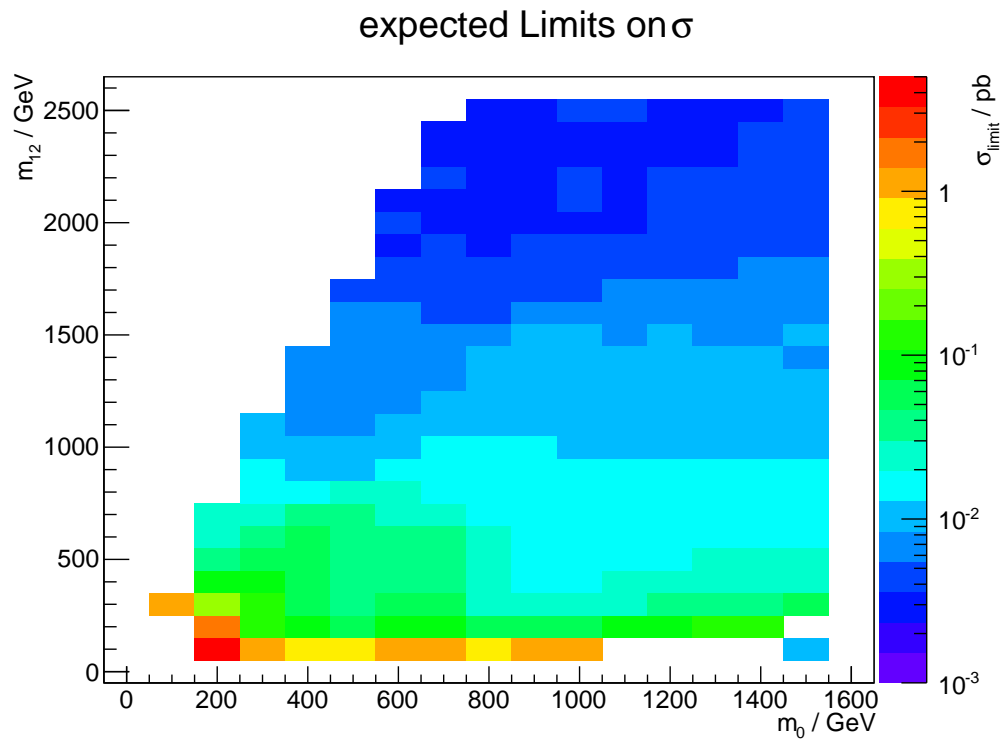


Abbildung 4.1.: Die neuen expected Limits auf λ'_{111} nach der Optimierung einiger Selektionen. Im Vergleich zu den existierenden Limits (siehe Abb. 1.3 sieht man eine Verbesserung um eine Größenordnung.

KAPITEL 4. FAZIT

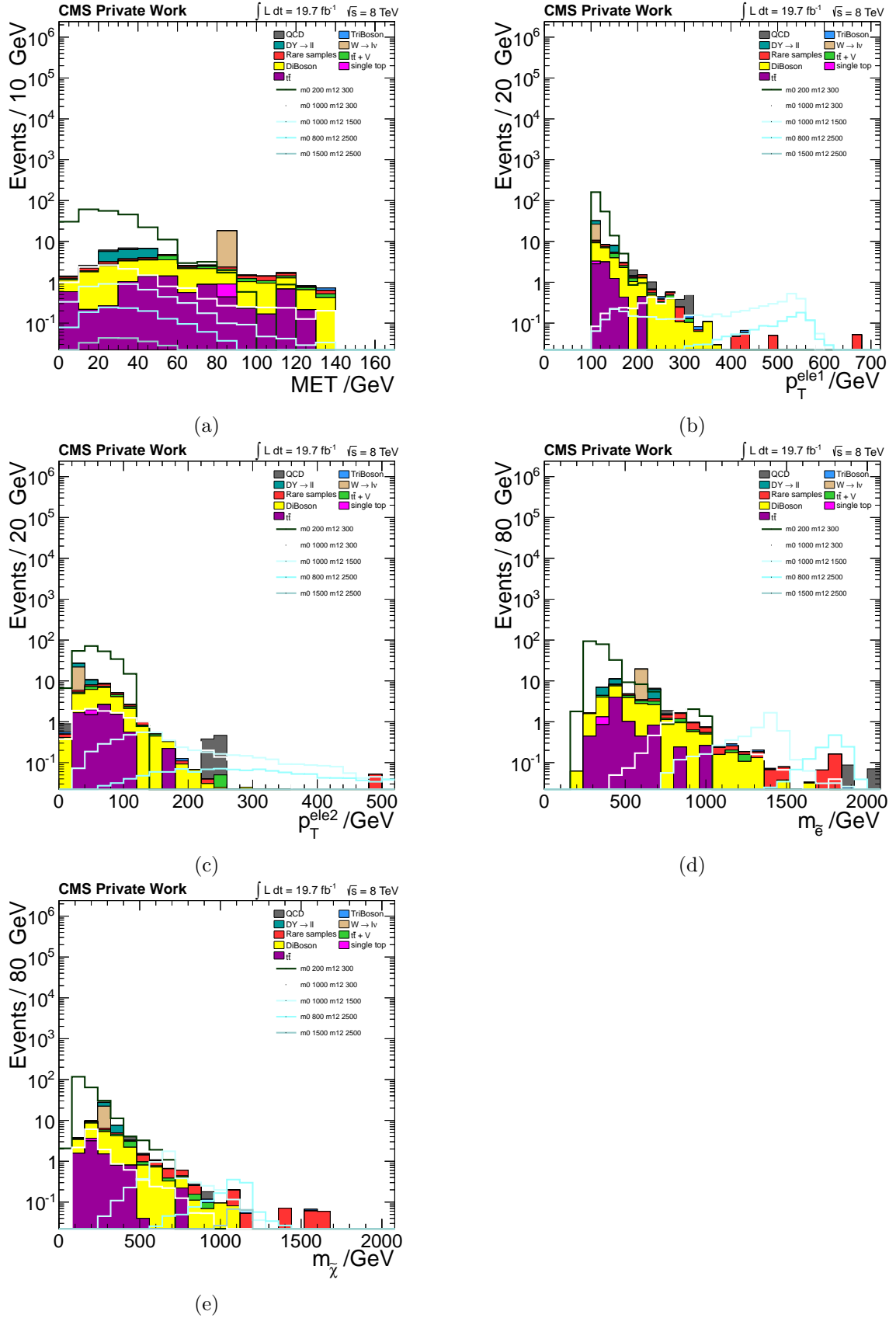


Abbildung 4.2.: Die finalen Verteilungen der fehlenden Transversalenergie (a), der transversalen Impulse der Elektronen (b) & (c) und der rekonstruierten Selektion (d) und Gauginomasse (e).

A. Liste der Monte Carlo Datensätze

Datensatz	$\sigma[\text{pb}^{-1}]$	Gewicht w
$Z/\gamma^* \rightarrow ll$ ($10 \text{ GeV} < m_{ll} < 50 \text{ GeV}$)	762	$1.25 \cdot 2.10$
$Z/\gamma^* \rightarrow ll$ ($50 \text{ GeV} < m_{ll}$)	$3.50 \cdot 10^3$	$0.96 \cdot 2.26$
QCD EM-enriched ($20 \text{ GeV} < \hat{p}_T < 30 \text{ GeV}$)	$2.91 \cdot 10^6$	1637.9
QCD EM-enriched ($30 \text{ GeV} < \hat{p}_T < 80 \text{ GeV}$)	$4.6 \cdot 10^6$	2589.1
QCD EM-enriched ($80 \text{ GeV} < \hat{p}_T < 170 \text{ GeV}$)	$1.8 \cdot 10^5$	101.31
QCD EM-enriched ($170 \text{ GeV} < \hat{p}_T < 250 \text{ GeV}$)	$4.6 \cdot 10^3$	2.5891
QCD EM-enriched ($250 \text{ GeV} < \hat{p}_T < 350 \text{ GeV}$)	557	0.3135
QCD EM-enriched ($350 \text{ GeV} < \hat{p}_T$)	89	0.0501
t (s -channel)	3.79 ± 0.7	0.532
\bar{t} (s -channel)	1.76 ± 0.01	0.133
t (t -channel)	$56.4^{+2.1}_{-0.3}$	0.573
\bar{t} (t -channel)	30.7 ± 0.7	6.05
t (tW -channel)	11.1 ± 0.3	0.555
\bar{t} (tW -channel)	11.1 ± 0.3	0.439
$t\bar{t}$	234^{+10}_{-9}	0.2127
$t\bar{t} + W$	0.232 ± 0.067	0.0210
$t\bar{t} + WW$	0.002037	0.0002
$t\bar{t} + Z$	$0.2057^{+0.019}_{-0.024}$	0.0193
$t\bar{t} + \gamma$	1.444	0.1422
$W \rightarrow l + \nu + \text{jets}$	$3.75 \cdot 10^4$	12.8
$WW \rightarrow 2l + 2\nu + \text{jets}$	5.885 ± 0.396	0.0599
$WZ \rightarrow 2l + 2q + \text{jets}$	2.293 ± 0.126	0.0140
$WZ \rightarrow 2\nu + 2q + \text{jets}$	4.54	0.0949
$WZ \rightarrow 2q + l\nu + \text{jets}$	7.495 ± 0.455	0.0507
$WZ \rightarrow 3l + \nu + \text{jets}$	1.105 ± 0.066	0.0108
$ZZ \rightarrow 2l + 2\nu + \text{jets}$	0.358 ± 0.019	0.0074
$ZZ \rightarrow 2l + 2q + \text{jets}$	1.251 ± 0.065	0.0127
$ZZ \rightarrow 4l + \text{jets}$	0.181 ± 0.009	0.0007
WWW	$0.08068^{+4.7\%}_{-3.9\%}$	0.0072
WWZ	$0.0580^{+5.6\%}_{-4.6\%}$	0.0051
WZZ	$0.0197^{+6.0\%}_{-4.9\%}$	0.0018
ZZZ	$0.00553^{+2.7\%}_{-2.4\%}$	0.0005
W^-W^-	0.0889	0.0181
W^+W^+	0.248	0.0488
WW -DoubleScattering	0.588	0.0139

Tabelle A.1.: Die verwendeten Untergrundsimulationen. Die Wirkungsquerschnitte und Unsicherheiten stammen von von [43]. Die Namen der verwendeten Datensätze befinden sich in in Tabelle A.2.

Datensatz	N_{events}
DYJetsToLL_M-10To50filter_8TeV-madgraph_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	7132223
DYJetsToLL_M-50_TuneZ2Star_8TeV-madgraph-tarball_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	30459503
QCD_Pt_20_30_EMEnriched_TuneZ2star_8TeV_pythia6_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	$35 \cdot 10^6$
QCD_Pt_30_80_EMEnriched_TuneZ2star_8TeV_pythia6_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	$35 \cdot 10^6$
QCD_Pt_80_170_EMEnriched_TuneZ2star_8TeV_pythia6_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	$35 \cdot 10^6$
QCD_Pt_170_250_EMEnriched_TuneZ2star_8TeV_pythia6_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	$35 \cdot 10^6$
QCD_Pt_250_350_EMEnriched_TuneZ2star_8TeV_pythia6_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	$35 \cdot 10^6$
QCD_Pt_350_EMEnriched_TuneZ2star_8TeV_pythia6_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	$35 \cdot 10^6$
Tbar_s-channel_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	139974
T_s-channel_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	259961
Tbar_t-channel_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	1935072
T_t-channel_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v3SIM	99876
Tbar_tW-channel-DR_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	493460
T_tW-channel-DR_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	497658
TT_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v2SIM	21675970
TTWJets_8TeV-madgraph_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	217820
TTWWJets_8TeV-madgraph_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	217820
TTZJets_8TeV-madgraph_v2_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	210160
TTGJets_8TeV-madgraph_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	200000

Tabelle A.2.: Die verwendeten Monte Carlo Datensätze und die Anzahl generierter Ereignisse.

Datensatz	N_{events}
WJetsToLNu_TuneZ2Star_8TeV-madgraph-tarball_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v2SIM	57709905
WWTo2L2Nu_TuneZ2star_8TeV_pythia6_tauola_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	1933235
WZJetsTo2L2Q_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	3215990
WZJetsTo2Q2Nu_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	942547
WZJetsTo2QLNu_8TeV-madgraph_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7C-v1SIM	2908657
WZJetsTo3LNu_TuneZ2_8TeV-madgraph-tauola_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	2017979
ZZJetsTo2L2Nu_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v3_SIM	954911
ZZJetsTo2L2Q_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	1936727
ZZJetsTo4L_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	4787893
WWWJets_8TeV-madgraph_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	220549
WWZNoGstarJets_8TeV-madgraph_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	222234
WZZNoGstarJets_8TeV-madgraph_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	219835
ZZZNoGstarJets_8TeV-madgraph_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	224904
WmWmqq_8TeV-madgraph_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	96392
WpWpq_8TeV-madgraph_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	99985
WW_DoubleScattering_8TeV-pythia8_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1SIM	834040
RPVselectron_M0-100To1500_M12-100to2500_TuneZ2star_8TeV-calchep-pythia6-tauola_Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V19-v2_A0DSIM	

Tabelle A.2.: Die verwendeten Monte Carlo Datensätze und die Anzahl generierter Ereignisse.

Literaturverzeichnis

- [1] GRIFFITHS, David: *Introduction to Elementary Particles*. Wiley, 2008 (Physics textbook). – ISBN 9783527406012
- [2] THE CMS COLLABORATION: *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*. arXiv: 1207.7235 [hep-ex]. 2012
- [3] MARTIN, Stephen P.: *A Supersymmetry primer*. arXiv: 9709356 [hep-ph]. 2011
- [4] OLIVE, Keith A.: *Introduction to Supersymmetry: Astrophysical and Phenomenological Constraints*. arXiv: 9911307 [hep-ph]. 1999
- [5] HADLEY, Mark J.: *Classical dark matter*. arXiv: 0701100v1 [gr-qc]. 2007
- [6] THE SUPER-KAMIOKANDE COLLABORATION: *Search for Proton Decay via $p \rightarrow e + \pi^0$ and $p \rightarrow \mu^+ + \pi^0$ in a Large Water Cherenkov Detector*. arXiv: 0903.0676v2 [hep-ex]. 2009
- [7] THE CMS COLLABORATION: *R-Parity-violating Supersymmetry*. arXiv: 0406039 [hep-ph]. 2005
- [8] DREINER, Herbi K. ; LUHN, Christoph ; MURAYAMA, Hitoshi ; THORMEIER, Marc: *Baryon Triality and Neutrino Masses from an Anomalous Flavor $U(1)$* . arXiv: 0610026v2 [hep-ph]. 2007
- [9] HEMPELMANN, Nils: *Feasibility Study of a Search for R-Parity violating Selectron Production at the LHC*. Bachelorthesis, RWTH Aachen, 2012
- [10] THE CMS COLLABORATION: *The CMS experiment at the CERN LHC*. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004. 2008
- [11] EVANS, Lyndon ; BRYANT, Philip: *LHC Machine*. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08001. 2008
- [12] THE CMS COLLABORATION: *CMS Luminosity - Public Results*. TWiki Website [Online; Juli 2014]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>, 2014
- [13] POOK, Tobias: *Search for large extra dimensions in dimuon events with the CMS experiment at $\sqrt{s} = 8$ TeV*. Masterthesis, RWTH Aachen, 2014
- [14] REUSCH, Lars D.: *Search for Unparticles in the $Z + MET$ channel with the CMS Experiment at $\sqrt{s} = 8$ TeV*. Diploma Thesis, RWTH Aachen, 2013
- [15] CERN: *Experiments*. <http://home.web.cern.ch/about/experiments>,
- [16] THE CMS COLLABORATION: *CMSSW Application Framework*. TWiki Website [Online; Juli 2014]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/WorkBookCMSSWFramework>, 2012
- [17] THE CMS COLLABORATION: *Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taos, and E_T^{miss}* . CMS PAS PFT-09-001. 2009
- [18] THE CMS COLLABORATION: *Electron reconstruction in CMS*. CMS AN -2009/164, 2009

- [19] ALWALL, Johan ; HERQUET, Michel ; MALTONI, Fabio ; MATTELAER, Olivier ; STELZER, Tim: *MadGraph 5 : Going Beyond*. arXiv: 1106.0522 [hep-ph], 2011
- [20] FRIXIONE, Stefano ; NASON, Paolo ; OLEARI, Carlo: *Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method*. arXiv: 0709.2092 [hep-ph], 2007
- [21] SJÖSTRAND, Torbjörn ; MRENNNA, Stephen ; SKANDS, Peter: *PYTHIA 6.4 physics and manual*. doi: 10.1088/1126-6708/2006/05/026, 2006
- [22] S. AGOSTINELLI ET AL.: *Geant4 — a simulation toolkit*. doi: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8
- [23] BRUN, Rene ; RADEMAKERS, Fons: *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*. Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. <http://root.cern.ch/>, 1997
- [24] PDMV PRODUCTION MANAGER: *Summer12_DR53X*. TWiki Website [Online; Juli 2014]. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/PdmVProductionSummer12#Summer12_DR53X, 2013
- [25] STIRLING, W.J.: *Private Communications*
- [26] BELYAEV, Alexander ; CHRISTENSEN, Neil D. ; PUKHOV, Alexander: *CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model*. arXiv: 1207.6082 [hep-ph], 2013
- [27] CMS EGAMMA POG: *E/gamma HLT Algorithm work for 2012*. TWiki Website [Online; Juli 2014]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/ChangesEGMHLTA1go2012>, 2014
- [28] MET POG: *MET Optional Filters*. TWiki Website [Online; Juli 2014]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/MissingETOptionalFilters>, 2014
- [29] HCAL NOISE TASK FORCE: *HCAL Noise Library*. TWiki Website [Online; Juli 2014]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/HcalNoiseInfoLibrary>, 2011
- [30] SUSY POG, JETMET POG: *Beam Halo Id in CMS*. TWiki Website [Online; Juli 2014]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/BeamHaloId>, 2011
- [31] HCAL NOISE TASK FORCE: *HCAL laser events in prompt 2012A+B+C*. TWiki Website [Online; Juli 2014]. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/PdmVKnowFeatures#HCAL_laser_events_in_prompt_2012, 2013
- [32] CMS EGAMMA POG: *Cut Based Electron ID*. TWiki Website [Online; Juli 2014]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/EgammaCutBasedIdentification>, 2014
- [33] STADIE, Hartmut ; PANDOLFI, Francesco: *Jet Energy Resolution*. TWiki Website [Online; Juli 2014]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/JetResolution>, 2014
- [34] HAREL, A. ; SCHIEFERDECKER, P.: *Jet Identification*. TWiki Website [Online; Juli 2014]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/JetID>, 2014
- [35] THÜER, Sebastian: *Private Communications*
- [36] RADZIEJ, Markus: *Resonant Slepton Production in a DiMuon + Jets Final State at $\sqrt{s} = 8$ TeV*. Masterthesis, RWTH Aachen, 2014
- [37] NAKAMURA, K. ET AL. (PARTICLE DATA GROUP): *Particle Physics Booklet*. 2010

- [38] HIGGS WG: *Documentation of the RooStats-based statistics tools for Higgs PAG*. TWiki Website [Online; Juli 2014]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SWGuideHiggsAnalysisCombinedLimit>, 2013
- [39] CMS EGAMMA POG: *GSF Electron Object*. TWiki Website [Online; Juli 2014]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGuideGsfElectronObject>, 2010
- [40] CMS MUON POG: *Muon Physics Object Group*. TWiki Website [Online; Juli 2014]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/MuonPOG>, 2014
- [41] THE CMS COLLABORATION: *Results on b-tagging identification in 8 TeV pp collisions*. CMS DP -2013/005. 2013
- [42] C. AMSLER ET AL. (PARTICLE DATA GROUP): *1 (2008) and 2009 partial update for the 2010 edition*. PL B667. <http://pdg.lbl.gov>, 2009
- [43] LENZI, Piergiulio ; PADHI, Sanjay ; RETUERTO, Guillermo Gomez C. ; WUERTHWEIN, Frank: *Standard Model Cross Sections for CMS at 8 TeV*. TWiki Website [Online; Juli 2014]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/StandardModelCrossSectionsat8TeV>,