

Sensitivitätsstudie zur resonanten τ -Sneutrino-Produktion im $e\mu$ Endzustand mit CMS bei $\sqrt{s} = 13$ TeV

von

Jonas Till Roemer

Bachelorarbeit in Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der RWTH Aachen

im September 2014

angefertigt im

III. Physikalischen Institut A

bei

Prof. Dr. Thomas Hebbeker



Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Aachen, den 13. Oktober 2014

Jonas Roemer

Kurzdarstellung

Ziel dieser Arbeit ist es, die Sensitivität einer zukünftigen Suche nach Tau-Sneutrino Produktionen in pp -Kollisionen am LHC bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV und dessen Zerfall in ein Elektron und ein Myon zu untersuchen. Grundlage dafür ist die Theorie der Supersymmetrie mit R-Paritäts Verletzung. Betrachtet werden zudem die Untergründe WW , $t\bar{t}$, tW , WZ und ZZ . Die simulierten Ereignisse werden mit Hilfe von CalcHEP für $\sqrt{s} = 13$ TeV generiert. An Hand von simulierten Datensätzen einer für 8 TeV durchgeführten Analyse zur Suche nach LFV-Resonanzen im $e\mu$ -Endzustand werden Effizienzen und Auflösungen bestimmt und auf die generierten $\sqrt{s} = 13$ TeV Ereignisse angewendet. Anschließend werden erwartete Limits für verschiedene Tau-Sneutrinomassen und Kopplungen bestimmt.

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretischer Hintergrund	1
1.1	Einleitung	1
1.2	Das Standardmodell der Teilchenphysik	1
1.3	Supersymmetrie (SUSY) als Erweiterung des Standardmodells	4
1.3.1	R-Parität und R-Paritätsverletzung (RPV)	5
2	Aufbau des Experimentes	6
2.1	LHC	6
2.2	CMS	7
2.2.1	Spurdetektor	7
2.2.2	Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL)	8
2.2.3	Hadronische Kalorimeter (HCAL)	8
2.2.4	Magnet	8
2.2.5	Myonsystem	8
2.2.6	Trigger	9
2.3	Variablen und Koordinatensystem	9
3	Beschreibung von Signal und Untergründen	10
3.1	Signal	10
3.2	Untergründe	11
3.2.1	W- Bosen Paarproduktion (WW)	11
3.2.2	Top-Quark Paarproduktion ($t\bar{t}$)	11
3.2.3	W und Z Bosen Produktion (WZ)	11
3.2.4	Single Top Produktion im tW -Kanal (Single Top)	13
3.2.5	Z Bosen Paarproduktion (ZZ)	13
3.2.6	Multijets (QCD)	13
3.3	Erzeugung mit CalcHEP	13
4	Erzeugung von $\sqrt{s} = 13$ TeV Ereignissen	14
4.1	Simulierte Datensätze mit $\sqrt{s} = 8$ TeV	14
4.2	Akzeptanz	14
4.3	Auflösung	16
4.4	Effizienzen	20
4.4.1	Identifikation und Rekonstruktion	22
4.4.2	Isolation	25
4.4.3	Trigger	27
4.5	ΔR Abhängigkeit der Effizienzen bei Untergründen mit Top-Quarks	28
4.5.1	Identifikation und Rekonstruktion	30
4.5.2	Isolation	31
4.5.3	Trigger	32
4.6	Anwendung der Akzeptanz, Auflösung, Effizienzen und des Skalierungsfaktors	32
4.7	Crosscheck WW Untergrund	32

4.8	Crosscheck ΔR Skalierungsfaktor	34
4.9	NLO-Effekte	35
4.10	Systematische Unsicherheiten	36
4.11	Invariante Massenverteilung	37
4.12	Limitberechnung	38
4.13	Erwartete Limits	39
5	Zusammenfassung	42

1 Theoretischer Hintergrund

1.1 Einleitung

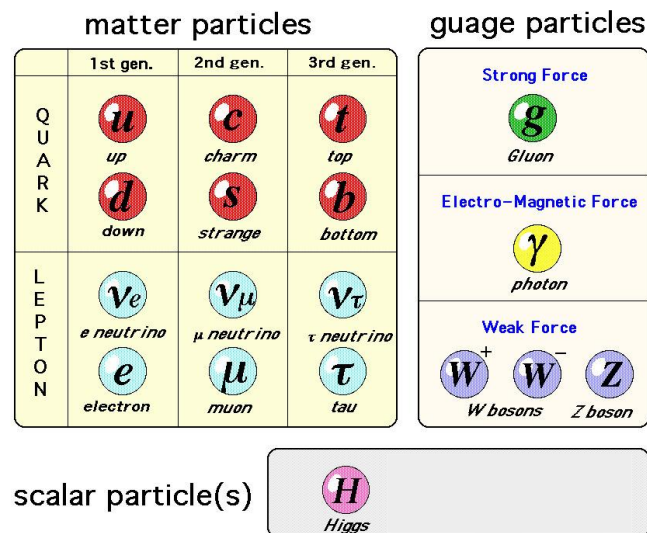
Schon in der Antike wurde von Leukipp und Demokrit [1] die Idee entworfen, dass die Materie aus etwas Kleinem, Unteilbarem, dem Atom besteht. Ende des 19. Jahrhundert wurde jedoch entdeckt, dass diese Atome keineswegs unteilbar sind, sondern Teile davon, nämlich Elektronen, herausgeschlagen werden können. Und auch der Atomkern besteht aus kleineren Bestandteilen, den Protonen und Neutronen.

1964 postulierte der Physiker Gell-Mann, dass auch diese Teilchen keine Elementarteilchen sind, sondern selbst aus noch kleineren Teilchen, den Quarks, zusammengesetzt werden.

Das im 20. Jahrhundert entwickelte Standardmodell (SM) der Teilchenphysik versucht diese Quarks und andere Elementarteilchen samt ihrer Wechselwirkungen, bis auf die Gravitation, zu beschreiben.

Das SM liefert präzise Voraussagen, die bisher nicht in Experimenten widerlegt werden konnten. Jedoch gibt es auch einige Unzulänglichkeiten des SM. So wird zum Beispiel die Gravitation als elementare Wechselwirkung nicht beschrieben und nicht erklärt, warum in unserem Universum Materie und Antimaterie nicht in gleichem Maß auftreten.

1.2 Das Standardmodell der Teilchenphysik



Elements of the Standard Model

Abb. 1: Elementarteilchen im Standardmodell sortiert nach Fermionen, Eich- und skalaren Bosonen (entnommen aus [2]).

Die Beschreibung des Standardmodells orientiert sich an dem Vorlesungsskript von Prof. Dr. Erdmann [3].

Grundlegend gibt es zwei große Gruppen von Teilchen, die an Hand ihres Spins festgelegt sind. So heißen Teilchen mit halbzahligem Spin Fermionen und Teilchen mit ganzzahligem Spin Bosonen. Das SM der Teilchenphysik unterscheidet die Fermionen in zwei weitere Gruppen: Die Leptonen und die Quarks. Beide Gruppen werden aufsteigend nach ihrer Masse in jeweils drei Generationen mit jeweils zwei Mitgliedern unterteilt. Auch die Bosonen werden in Bosonen mit einem Spin von 0, den skalaren Bosonen und Vektorbosonen mit einem Spin von 1 unterschieden. Eine Übersicht der Fermionen ist in Abbildung 1 zu sehen, Bosonen werden später in diesem Kapitel näher erläutert.

Somit gibt es sechs Leptonen: Elektronen, Myonen, Tauonen und ihre jeweiligen Neutrinos. Die erstgenannten besitzen dabei die elektrische Ladung $-e$ und sind massebehaftet, während die Neutrinos ungeladen und im SM als masselos angenommen werden.

Die Quarks besitzen alle eine elektrische Ladung, wobei Up-, Charm- und Top-Quark eine Ladung von $2/3e$ tragen und die jeweils anderen Teilchen der Generation, den Down-, Strange- und Bottom-Quarks, eine Ladung von $-1/3e$. Zusätzlich tragen alle Quarks eine Farbladung, die sie an der starken Wechselwirkung teilnehmen lässt. Es gibt dabei drei verschiedene Farbladungen: Rot, grün und blau. Teilchen, die aus drei Quarks aufgebaut sind, wie zum Beispiel Protonen oder Neutronen, werden Baryonen genannt, während Quark-Antiquark Bindungszustände Mesonen heißen. Das Top-Quark ist mit einer Masse von ungefähr 173 GeV [4] fast so schwer wie ein Goldatom und fast sechs Größenordnungen schwerer als ein Elektron mit einer Masse von nur 0.511 MeV [4]. Dies zeigt den großen Massenbereich auf, über den sich die Teilchen des Standardmodells erstrecken.

Des Weiteren gehört zu jedem Teilchen ein Antiteilchen. Dieses besitzt dieselbe Masse wie das zugehörige Teilchen, jedoch die entgegengesetzte elektrische Ladung und Farbladung (sofern das Teilchen eine besitzt).

Neben diesen Teilchen gibt es Bosonen, die als Austauschteilchen der Wechselwirkungen fungieren. Eine Übersicht der Bosonen ist in Tabelle 1 zu sehen.

Tabelle 1: Wechselwirkungen, ihre Austauschteilchen und ihre Eigenschaften im Standardmodell.

Boson	Wechselwirkung	Masse [GeV]	elek. Ladung	Farbladung
γ	elektromagnetisch	0	0	-
Z^0	schwach	91.2	0	-
$W^\pm$	schwach	80.4	$\pm e$	-
g	stark	0	0	✓

Das masselose und elektrisch neutrale Photon ist das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung. An dieser können alle Teilchen teilnehmen, die eine elektrische Ladung tragen. Die Kopplungsstärke der elektromagnetischen Wechselwirkung liegt bei einer Energieskala im Bereich 1 GeV bei $\alpha \approx 10^{-2}$.

Damit ist sie deutlich schwächer als die starke Wechselwirkung mit einer Kopplungsstärke von $\alpha_s \approx 1$, deren Austauschteilchen das Gluon ist. Gluonen sind wie Photonen masselos, tragen aber Farbladungen und können somit an andere Gluonen koppeln. Da ein Gluon jeweils eine Farbe und eine Antifarbe trägt, gibt es acht verschiedene Gluonen. Das Potential der starken Wechselwirkung unterscheidet sich grundlegend von denen der anderen Wechselwirkungen, da es für hohe Abstände linear wird. Damit ist es für zwei Teilnehmer nicht möglich, sich voneinander zu trennen und frei im Raum zu propagieren. Dieses Prinzip wird Confinement genannt und ist dafür verantwortlich, dass Quarks nicht einzeln beobachtet werden können. Die einzige Art für ein Quark sich von einem Partner zu lösen, ist ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen, an dem sich das ursprüngliche Quark nun binden kann, sodass zwei neue Mesonen entstehen.

Die dritte Wechselwirkung, die das SM beschreibt ist die schwache Wechselwirkung. Wie der Name andeutet, ist diese mit einer Kopplungsstärke von $\alpha_W \approx |q^2| \cdot G_F$ mit der Fermi-Konstanten $G_F \approx 10^{-5}$ deutlich schwächer als die anderen Wechselwirkungen für kleine Impulsüberträge im Bereich 1 GeV. Grund dafür ist die Masse der Austauschteilchen, der $W^\pm$ - und Z^0 -Bosonen mit 80.4 GeV bzw. 91.2 GeV [4]. Die schwache Wechselwirkung ist jedoch die einzige, die die Art des Teilchens ändern kann, also zum Beispiel den β -Zerfall ermöglicht, bei dem ein d-Quark zu einem u-Quark umwandelt wird. Des Weiteren ist sie die einzige Wechselwirkung an der Neutrinos teilnehmen.

Außerdem unterscheidet die schwache Wechselwirkung im Gegensatz zu den anderen Wechselwirkungen nach Händigkeit ihrer Teilnehmer und verletzt damit die Parität.

Mathematisch lassen sich die Wechselwirkungen in verschiedenen Symmetriegruppen klassifizieren. So ist die Gruppe $U(1)$ die der elektromagnetischen Wechselwirkung mit einem Boson als Austauschteilchen. Die schwache Wechselwirkung mit drei Bosonen wird durch die Gruppe $SU(2)_L$ beschrieben. Der Index L bedeutet dabei, dass nur linkschirale Teilchen an das W -Boson koppeln können. Die $SU(2)_L \times U(1)$ ist damit die Symmetriegruppe der elektroschwachen Wechselwirkung. Die kleinstmögliche Symmetriegruppe, die die starke Wechselwirkung mit acht Bosonen und der Farbladung als Quantenzahlen beschreiben kann, ist die $SU(3)$. Das Standardmodell wird also durch die Gruppe $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)$ beschrieben. [5] [6] [7] [8]

In allen Wechselwirkungen sind Energie und Impuls, Ladung (elektrische und Farbladung), Baryonenzahl und Leptonzahl erhalten. Auch ist ein System unter der Verknüpfung von Paritäts-, Zeit- und Ladungskonjugation invariant (CPT Erhaltung). Einzeln sind diese Transformationen nur bei der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung erhalten. [9]

Das Standardmodell sagt voraus, dass alle Teilchen per se masselos sind und diese erst dynamisch erzeugt wird. Dies passiert durch den Higgs-Mechanismus. Dieser erfordert jedoch ein neues Boson, das Higgs-Boson. Mit dessen experimenteller Entdeckung scheint der dem Standardmodell zugrunde liegende Mechanismus zur Erzeugung der Masse bestätigt.

Allerdings kann das Standardmodell nicht alle beobachteten Phänomene erklären. So müssen Neutrinos beispielsweise auf Grund beobachteter Neutrinooszillationen eine von null verschiedene Masse haben. Außerdem liefert es keine Erklärung für dunkle Materie, welche

indirekt in der Kosmologie beobachtet wird. Daher wurden andere Theorien entwickelt, mit deren Hilfe diese Phänomene erklärt werden können.

1.3 Supersymmetrie (SUSY) als Erweiterung des Standardmodells

Dieses Kapitel orientiert sich an dem Buch von G. L. Kane [10], die Beschreibung der R-Parität an den Veröffentlichungen [11] [12] [13].

Die Supersymmetrie (SUSY) ist eine beliebte Erweiterung des Standardmodells. Mit ihr lässt sich unter anderem das Hierarchieproblem lösen, auf welches hier jedoch nicht genauer eingegangen werden soll.

Das Standardmodell führt eine Symmetrie unter den Partnern der Generationen ein [10]. Die Theorie der Supersymmetrie führt eine weitere Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen ein. So geht sie davon aus, dass jedes Boson einen supersymmetrischen fermionischen Partner hat, während jedes Fermion ein Boson als Superpartner besitzt. Als Nomenklatur wird für supersymmetrische Bosonen ein "s" vor dem Teilchen eingefügt (z.B. "slepton") und an supersymmetrische Fermionen ein "-ino" angehängt (z.B. "higgsino"). Eine Liste aller Teilchen des Standardmodells samt ihrer Superpartner ist in Tabelle 2 zu finden. Dabei mischen die Winos und die geladenen Higgsinos auf Grund ihrer gleichen Spin- und elektrischer Ladungseinstellung zu den sogenannten Charginos und das Zino, das Photino und die neutralen Higgsinos zu den Neutralinos.

Tabelle 2: Standardmodellteilchen mit ihren jeweiligen Superpartnern und Spin. [10]

Teilchen im SM	Spin	Teilchen in SUSY	Spin
Geladene Leptonen e, μ, τ	1/2	Sleptonen $\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}$	0
Neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ	1/2	Sneutrinos $\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$	0
Quark u, d, c, s, t, b	1/2	Squark $\tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{c}, \tilde{s}, \tilde{t}, \tilde{b}$	0
Photon γ	1	Photino $\tilde{\gamma}$	1/2
Gluon g	1	Gluino $\tilde{g}$	1/2
Z-Boson Z	1	Zino $\tilde{Z}$	1/2
W-Bosonen $W^\pm$	1	Winos $\tilde{W}^\pm$	1/2
Higgs-Boson h	0	Higgsinos $\tilde{h}$	1/2

Wäre die Supersymmetrie eine exakte Theorie, dürften sich die supersymmetrischen Teilchen nur im Spin von ihren Standardmodellteilchen unterscheiden, nicht aber in der Masse. Da bisher jedoch in keinem Experiment ein SUSY Teilchen nachgewiesen wurde, ist bewiesen, dass ihre Masse, falls sie existiert, nicht gleich die ihrer SM Partner ist. Die Supersymmetrie müsste daher eine gebrochene Symmetrie sein.

Wenn es supersymmetrische Teilchen gibt, stellt sich die Frage, ob SUSY Teilchen ausschließlich in SM Teilchen zerfallen können. Diese Frage wird durch die Einführung der R-Parität

formuliert. Diese ist definiert durch

$$R_P = (-1)^{3B+L+2s} \quad (1)$$

wobei B die Baryonenzahl, L die Leptonzahl und s der Spin des Teilchens ist. Für Standardteilchen gilt stets $R_P = +1$, während für SUSY Teilchen stets $R_P = -1$ gilt.

1.3.1 R-Parität und R-Paritätsverletzung (RPV)

Nimmt man an, dass die R-Parität erhalten ist, kann kein SUSY Teilchen ausschließlich in SM Teilchen zerfallen, sondern muss in mindestens ein weiteres SUSY Teilchen zerfallen. Das Endprodukt eines solchen Zerfalls, das leichteste SUSY Teilchen (LSP), wäre somit stabil und ein Kandidat für dunkle Materie, sofern es elektrisch neutral wäre. Ebenfalls wäre die Stabilität des Protons garantiert.

Wird die R-Parität jedoch verletzt, kann ein SUSY Teilchen auch in SM Teilchen zerfallen. Der trilineare Superpotentialterm für R-Paritätsverletzung lautet:

$$W_{RP} = \frac{1}{2} \lambda_{ijk} L_i L_j \bar{E}_k + \lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k + \frac{1}{2} \lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k \quad (2)$$

Dabei symbolisiert L Leptonen, Q Quarks, E geladene Leptonen, U Up-like Quarks und D Down-like Quarks. Die Variablen mit Überstrich stehen für $SU(2)_L$ singlet-Superfeld, die ohne für $SU(2)_L$ doublet-Superfeld. Die λ_{ijk} , λ'_{ijk} und λ''_{ijk} sind Yukawa Kopplungen, wobei die Indizes für die Generationen stehen. Sind sie ungleich null ist der Übergang erlaubt, sind sie gleich null, ist der zugehörige Übergang verboten. Wird nur die Leptonzahl verletzt, gilt $\lambda_{ijk} \neq 0$ oder $\lambda'_{ijk} \neq 0$ für mindestens eine Kopplung und $\lambda''_{ijk} = 0$. Die Baryonenzahl wird genau dann verletzt, wenn $\lambda''_{ijk} \neq 0$ und $\lambda_{ijk} = \lambda'_{ijk} = 0$ gilt.

Der für diese Arbeit relevante Prozess beschäftigt sich mit der Erzeugung eines tau-Sneutrinos aus einem Quark-Antiquarkpaar und anschließendem Zerfall in ein Elektron und ein Myon. Offensichtlich handelt es sich hierbei um ein leptonzahlverletzenden und somit R-paritätsverletzenden Prozess. Zur Erzeugung muss die Yukawa Kopplung λ'_{311} ungleich null sein und für den Zerfall die Kopplungen $\lambda_{132} = \lambda_{312} \neq 0$.

2 Aufbau des Experimentes

2.1 LHC

Der Large Hadron Collider ist der weltweit größte Teilchenbeschleuniger [14]. Er befindet sich in dem Forschungszentrum CERN in der Schweiz, hat einen Umfang von 27 km und beschleunigt Bleiatome oder Protonen.

Bis 2013 wurde der Collider bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ betrieben. Ab 2015 wird er nach einem Upgrade mit 13 TeV wieder in Betrieb gehen, welche später auf 14 TeV erweitert werden können.

Ziel des Upgrades ist es unter anderem, neue schwere Teilchen zu entdecken. Entscheidend für die Anzahl an Ereignissen eines bestimmten Prozesses, wie der Erzeugung bestimmter Teilchen durch Quark-Antiquark Annihilation, ist der Wirkungsquerschnitt des Prozesses und die Luminosität des Colliders. Der Wirkungsquerschnitt hängt unter anderem von der Schwerpunktsenergie ab und die Luminosität ist ein Maß für die Rate der Teilchenkollisionen. Sie hängt unter anderem von der Anzahl der Teilchen im Strahl und der Frequenz ab, in der sie sich treffen. Über die integrierte Luminosität $L_{\text{int}} = \int L dt$ erhält man mit $N = L_{\text{int}} \cdot \sigma$ die Anzahl aller bisher produzierten Teilchen eines bestimmten Prozesses.

Am LHC laufen momentan vier große Experimente: LHCb (LHC Beauty), ALICE (A Large Ion Collider Experiment), ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) und CMS (Compact Myon Solenoid). Eine Übersicht über alle Experimente ist in Abbildung 2 zu sehen, genauere Informationen sind in [15] zu finden. Das für diese Arbeit relevante Experiment ist das CMS Experiment.

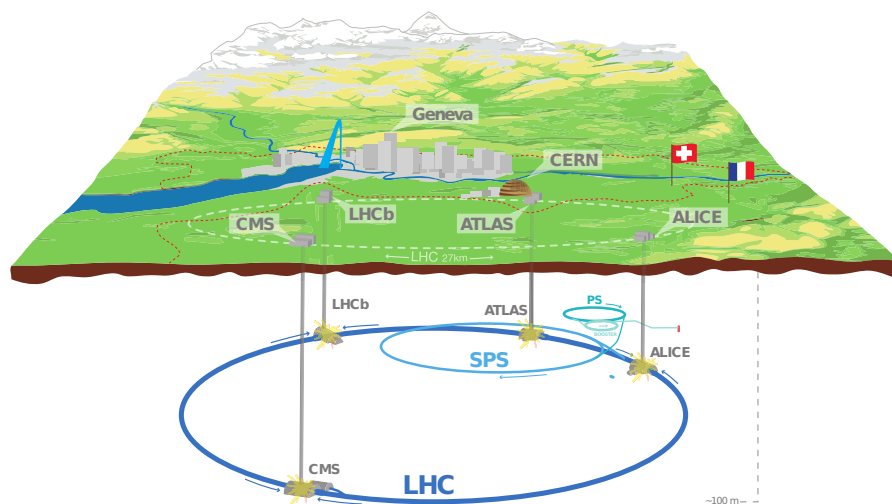


Abb. 2: Übersicht eines Teils des Beschleunigerkomplexes des CERN inklusive dem LHC mit seinen vier großen Experimenten (entnommen aus [16]).

2.2 CMS

Der CMS Detektor dient zur Identifizierung von Teilchen, die bei Proton-Proton-Kollisionen entstehen. Ziel ist es diese mit hoher Genauigkeit und Rate bestimmen zu können. Der Detektor hat eine Masse von 14.000 t, ist 28.7 m lang und hat einen Durchmesser von 15 m [17].

Der Detektor besteht aus einem rotationssymmetrischen Zentralteil (Barrel) und jeweils zwei Vorwärtsbereiche (Endcaps). In beiden befinden sich die folgend genannten Detektorteile schalenartig von innen nach außen angeordnet. In Abbildung 3 ist ein schematischer Aufbau zu finden. Nähere Informationen zu CMS finden sich in [18].

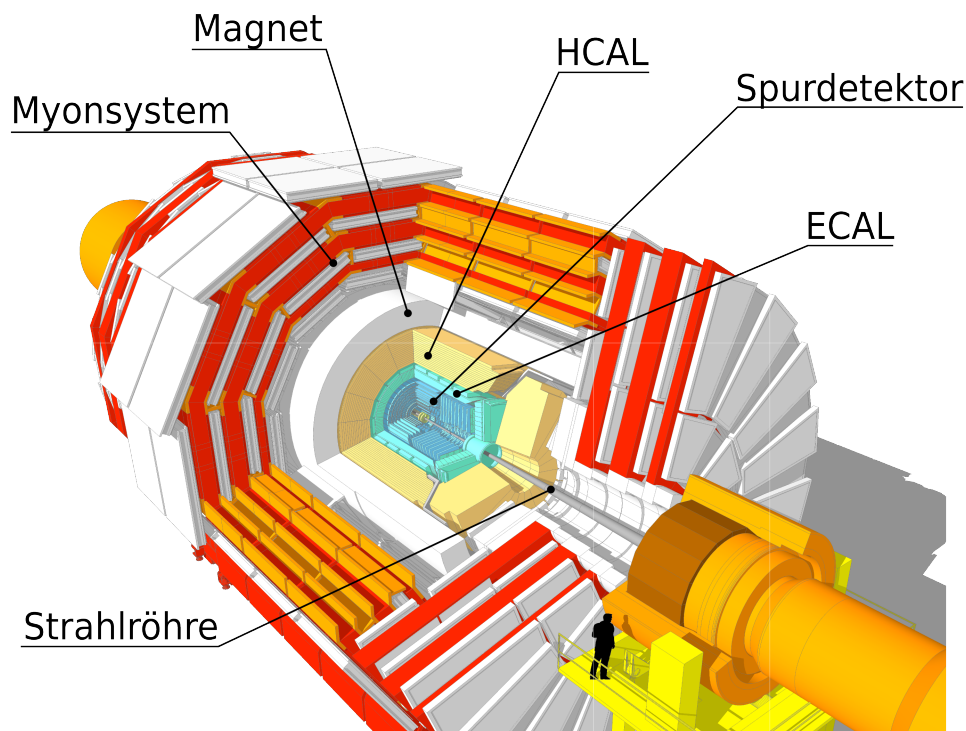


Abb. 3: Schematischer Aufbau des CMS Detektors (nach [19]).

2.2.1 Spurdetektor

Das innerste Element des Detektors ist der Spurdetektor [20]. Dieser besteht aus Silizium-Pixeldetektoren und einem Silizium-Streifendetektor, welche den Durchgang geladener Teilchen detektieren können. Da er aus mehreren Schichten besteht, kann so aus den Trefferpunkten die Spur des Teilchens rekonstruiert werden.

Wichtig für die Funktionsweise des Spurdetektors ist das angelegte Magnetfeld von 3.8 T, da durch diesen die Spur der Teilchen gekrümmt wird und abhängig von der Krümmung der Impuls des Teilchens bestimmt werden kann.

2.2.2 Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL)

Das elektromagnetische Kalorimeter dient der Energiebestimmung von Elektronen und Photonen [21]. Es befindet sich direkt hinter dem Spurdetektor und besteht aus rund 76000 szintillierenden $PbWO_4$ Kristallen. Durch Compton-Streuung, Paarbildung und Bremsstrahlung bildet sich ein elektromagnetischer Schauer, der seine gesamte Energie in dem Kalorimeter deponieren soll. Die deponierte Energie ist proportional zum abgestrahlten Licht des Szintillators und kann so über Photodetektoren gemessen werden. Die Teilchen werden dabei gestoppt.

2.2.3 Hadronische Kalorimeter (HCAL)

Das hadronische Kalorimeter dient zur Energiebestimmung aller Hadronen, indirekt auch zur Identifikation von Neutrinos [22]. Er besteht schichtweise aus Stahl- oder Messingblöcken und Plastiksintillatoren. In den Stahl- und Messingschichten kommt es zur Bildung sekundärer Teilchen und somit analog zum ECAL zur Schauerbildung. Die Plastiksintillatoren erzeugen bei Durchgang der Teilchen Licht, über welches die Energie bestimmt werden kann.

Beide Kalorimeter zusammen absorbieren alle bekannten Teilchen außer Myonen, welche später detektiert werden, und Neutrinos. Durch fehlende transversale Energie können auch diese indirekt detektiert werden. Da die Protonen sich entlang der Strahlröhre bewegen, haben sie keinen Transversalimpuls. Auf Grund der Impulserhaltung muss also die Summe der Transversalimpulse aller entstandenen Teilchen gleich null sein. Da Neutrinos nur schwach wechselwirken, passieren sie den Detektor meist ohne wechselzuwirken. Ihre Energie wird daher nicht detektiert und führt zu einem Defizit in der Summe der Transversalimpulse.

2.2.4 Magnet

Nach den Kalorimetern folgt der supraleitende, mit seinen Rückführjochen 12000 t schwere Magnet [17]. Dieser ist notwendig für die Bestimmung der Impulse von Teilchen. Je stärker das Magnetfeld ist, desto genauer kann der Impuls von geladenen Teilchen mit hohem Transversalimpuls bestimmt werden.

2.2.5 Myonsystem

Der Myondetektor ist das größte Element an CMS [17]. Es besteht aus Driftkammern, Kathodenstreifenkammern und Widerstandsplattenkammern, die in fünf großen Rädern um den Detektor angeordnet sind. Bei Teilchendurchgang wird das Gas in den Kammern ionisiert. Durch Anlegen einer Spannung und daraus folgender Ladungstrennung kann so ein Teilchendurchgang detektiert werden. Ähnlich wie im Spurdetektor kann so die Bahn der Myonen rekonstruiert und der Impuls bestimmt werden. Da sich das Myonsystem auf der anderen Seite des Magneten befindet, ist die Bahn hier entgegengesetzt gekrümmt.

Um das Magnetfeld nach außen so gut wie möglich abzuschirmen, sind zwischen den Driftkammern Eisenjoche zur Rückführung des Magnetfeldes verbaut.

2.2.6 Trigger

Pro Sekunde finden viele Kollisionen in dem Detektor statt. So liegt die Rate der Begegnungen der Proton-Pakete bei etwa 10^7 Hz. Deshalb ist es wichtig schnell zu entscheiden, welche Kollisionen zu interessanten Ergebnissen führen können und gespeichert werden sollen, da die Datenmenge sonst zu groß wäre, um sie bearbeiten und speichern zu können. Dafür sorgt in erster Instanz der Level 1 Trigger [23]. Dieser entscheidet an Hand der Ergebnisse der einzelnen Teildetektoren, ob ein Ereignis interessant war oder nicht und speichert bis zu 100000 Ereignisse pro Sekunde.

Weitere High Level Trigger entscheiden dann mit genaueren Kriterien, welche Ereignisse gespeichert werden und reduzieren die Rate auf etwa 100 Hz.

2.3 Variablen und Koordinatensystem

Um die Messgrößen sinnvoll angeben zu können, muss ein einheitliches Koordinatensystem definiert werden.

Die z-Achse zeigt dabei in Richtung der Strahlachse. Auf Grund der Symmetrie bieten sich Zylinderkoordinaten an. Statt dem Polarwinkel θ wird jedoch häufig die Pseudorapidität angegeben:

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (3)$$

Diese hat den Vorteil, dass Differenzen lorentzinvariant gegen Boosts in z-Richtung sind. Dies ist wichtig, da sich die Teilchen häufig mit Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit bewegen und stark geboostet sind. Der Azimuthalwinkel ϕ wird jedoch wie üblich in Zylinderkoordinaten gemessen.

Auf Grund des Magnetfeldes können nur Transversalimpulse von Teilchen bestimmt werden. Durch die Winkel η und Φ können jedoch die einzelnen Impulskomponenten bestimmt werden.

Eine weitere wichtige Größe ist die (lorentz-) invariante Masse

$$M_{\text{inv}} = \sqrt{\left(\sum_i E_i \right)^2 - \left(\sum_i \mathbf{p}_i \right)^2} \quad (4)$$

mit der Summe über alle Teilchen, die zum Beispiel Produkte eines Zerfalls sein können.

3 Beschreibung von Signal und Untergründen

Ziel der Analyse ist es den Zerfall des SUSY Teilchens tau-Sneutrino in ein Elektron und ein Myon zu untersuchen. Zunächst wird daher dieses Signal beschrieben (Kapitel 3.1). Danach findet sich eine kurze Übersicht über wichtige Untergründe für diesen Prozess (Kapitel 3.2).

3.1 Signal

Das Signal zeichnet sich durch einen Endzustand mit Resonanz im Spektrum der invarianten Masse $M_{e\mu}$ aus. Dieser entsteht durch den Zerfall des SUSY Teilchens tau-Sneutrino $\tilde{\nu}_\tau$, welches durch die Annihilation eines d-Quarks mit dem zugehörigem Antiquark entsteht. Der Prozess ist nur mit down-like Quarks möglich.

Die für den Prozess benötigten Yukawa Kopplungen λ'_{311} zur Erzeugung des tau-Sneutrinos aus zwei Down-Quarks (Quark und Antiquark) und λ_{132} zum Zerfall in zwei Leptonen der ersten und zweiten Generation, als auch die invariante Masse des Tau-Sneutrinos werden variiert.

Abbildung 4 zeigt den Feynmangraph für den Prozess.

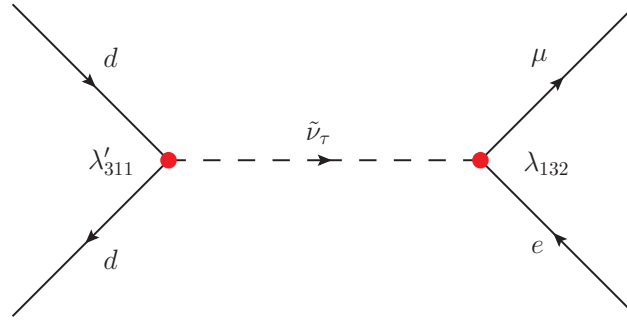


Abb. 4: Feynmangraph des Signalprozesses. Entstehung eines τ -Sneutrinos aus $d\bar{d}$ Annihilation mit Zerfall in eine Elektron und ein Myon.

In diesem Modell ist das Tau-Sneutrino das LSP, also das leichteste SUSY Teilchen und kann somit nicht in weitere SUSY Teilchen zerfallen, wobei auch Standardmodellteilchen entstehen könnten. Neben dem in Abbildung 4 gezeigten Zerfall ist auch ein Zerfall in ein Down- und ein Anti-Down-Quark möglich, da $\lambda'_{311} \neq 0$ ist. Die Zerfallsbreite kann wie folgt abgeschätzt werden:

$$\Gamma_{\text{tot}} \approx 0.02 \cdot (2\lambda_{132}^2 + 3\lambda_{311}^{\prime 2}) \cdot M_{\tilde{\nu}_\tau}. \quad (5)$$

Der Faktor 2 vor λ_{132} beschreibt die zwei möglichen Endzustände $e^+\mu^-$ und $e^-\mu^+$, der Faktor 3 vor $\lambda_{311}^{\prime 2}$ die drei Farbladungen. Beide Terme werden aufaddiert, da dies die beiden möglichen Zerfallskanäle sind. Die Kopplungen treten dabei quadratisch auf, weil sie linear in das Matrixelement eingehen und die Zerfallsbreite proportional zum Quadrat des Matrixelementes ist. Weiteres findet sich in der Analysis Note der $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ Analyse [24].

3.2 Untergründe

Neben dem gesuchten Signal gibt es einige Untergründe, also andere ablaufende Prozesse, die ebenfalls unter anderem ein Elektron und ein Myon als Endzustand haben. Die wichtigsten sollen hier vorgestellt werden. Beispielhafte Feynmangraphen finden sich in Abbildung 5.

3.2.1 W- Boson Paarproduktion (WW)

Der für die Analyse wichtigster Untergrund ist die Produktion zweier W-Bosonen, welche beide leptonisch zerfallen, wobei eines ein Elektron und zugehöriges Neutrino und das andere ein Myon mit zugehörigem Neutrino produziert. Der Beitrag dieses Untergrundes dominiert bei hohen invarianten Massen $M_{e\mu} > 2000 \text{ GeV}$ die anderen Untergründe. Grund dafür ist der hohe Wirkungsquerschnitt zur W-Produktion und die mit 10.8 % relativ hohe leptonische Zerfallsrate.

3.2.2 Top-Quark Paarproduktion ($t\bar{t}$)

Der nächst dominante Untergrund bei hohen Massen über 2000 GeV (und der dominante bei niedrigen Massen) ist die Paarproduktion von Top-Quarks. Diese zerfallen wiederum auf Grund ihrer sehr kurzen Lebensdauer in ein Bottom-Quark und ein W Boson. Dieser schnelle Zerfall hat zur Folge, dass es zerfällt bevor es hadronisiert. Die entstehenden Bottom-Quarks sind jedoch langlebig genug, einen Jet zu erzeugen. Die W-Bosonen zerfallen nun wie oben beschrieben in ein Lepton mit zugehörigem Neutrino, was zu dem gesuchten $e\mu$ Endzustand führt.

Es wird im Folgenden gezeigt, dass der $t\bar{t}$ Untergrund vor allem für hohe Massen weniger relevant ist, da durch den starken Boost des Top-Quarks der Raumwinkel zwischen b -Jet und W Boson und somit den gesuchten Leptonen sehr klein wird und diese daher schlechter rekonstruiert werden können und schlechter isoliert sind. Dieser Effekt wird später in der Analyse getrennt diskutiert.

3.2.3 W und Z Boson Produktion (WZ)

Dieser Untergrund funktioniert ähnlich wie der WW Untergrund, nur dass statt eines zweiten W Bosons das neutrale Z Boson produziert wird. Dieses zerfällt in zwei Leptonen der gleichen Generation, das W Boson in das Lepton der anderen Generation. Der Untergrund wird als deutlich schwächer erwartet, da der Wirkungsquerschnitt zur Z Erzeugung geringer ist als der zur W Erzeugung und diese wesentlich seltener leptonisch zerfallen. So beträgt die leptonische Zerfallsrate für Z Bosonen mit 3.37 % nur etwa ein Drittel der leptonischen Zerfallsrate des W Bosons.

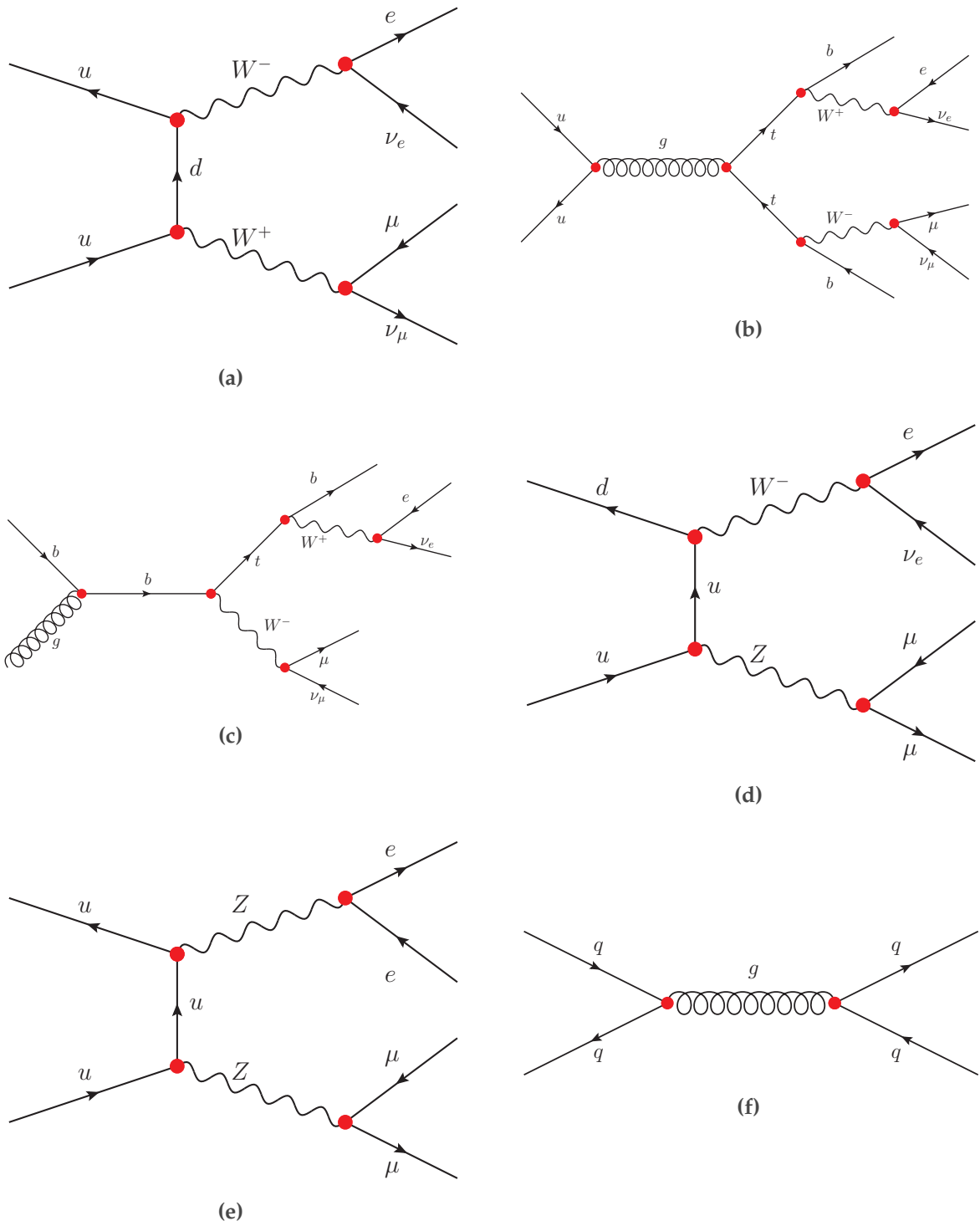


Abb. 5: Beispielhafte Feynmangraphen für die Untergründe: (a) WW, (b) $t\bar{t}$, (c) Single Top, (d) WZ, (e) ZZ, (f) QCD Dijet.

3.2.4 Single Top Produktion im tW -Kanal (Single Top)

Der Single Top Untergrund entsteht durch Produktion eines Top-Quarks und eines W Bosons. Beide zerfallen wie oben beschrieben zu einem Elektron und Myon. Auch dieser Untergrund sollte für hohe Massen nicht dominieren, da auch hier für hohe Massen das Top-Quark stark geboostet ist.

3.2.5 Z Boson Paarproduktion (ZZ)

Hier werden zwei Z Bosonen erzeugt, welche beide in jeweils zwei Leptonen zerfallen. Der Untergrund sollte noch weniger wichtig als der WZ Untergrund sein, da hier sogar zwei Z Bosonen erzeugt werden müssen.

3.2.6 Multijets (QCD)

Der Quantenchromodynamik (QCD) Multijet Untergrund, bei dem Jets fälschlich als Leptonen identifiziert werden werden, spielt durchaus eine Rolle, ist jedoch mit dem gewählten Ansatz die Untergründe zu erzeugen nicht zu simulieren, da um die Wahrscheinlichkeit, dass ein Jet als Lepton identifiziert wird, abschätzen zu können Daten vorhanden sein müssen. Daher kann er in dieser Studie nicht betrachtet werden.

3.3 Erzeugung mit CalcHEP

Signal und Untergrund werden für diese Analyse mit Hilfe von CalcHEP in der Version 3.4.6 produziert [25].

Für die Untergründe werden die Ereignisse in verschiedenen Massenbins produziert. Dies hat den Vorteil, dass auch für hohe Massenbereiche, in denen der Wirkungsquerschnitt für den Prozess sehr klein werden kann, genügend Statistik vorhanden ist.

Geschnitten wird hierbei jedoch nicht auf die invariante $e\mu$ Masse, sondern auf die Masse der zuerst erzeugten Teilchen, also zum Beispiel WW und $t\bar{t}$. Die Massenbins sind für Massenbereiche über 1000 GeV jeweils 200 GeV breit und darunter etwas breiter, da dieser Bereich für die Analyse weniger relevant ist, und werden bis zu genügend hohen Massen erzeugt, sodass in $e\mu$ Massen bis 2500 GeV kein plötzlicher Abfall zu erkennen ist. Pro Massenbin werden 200000 Ereignisse erzeugt. Als Proton PDF (Probability Density Function) wird CTEQ6L verwendet.

Anschließend werden diese Werte mit ihrem Wirkungsquerschnitt gewichtet und auf eine integrierte Luminosität von 20 fb^{-1} normiert. Dies ist ungefähr der Wert der integrierten Luminosität des 8 TeV runs und wird zur Vergleichbarkeit mit 8 TeV Ergebnissen gewählt.

4 Erzeugung von $\sqrt{s} = 13$ TeV Ereignissen

Da bisher von Seiten der CMS-Kollaboration keine Untergrundereignisse für hohe Massen erzeugt wurden, müssen nicht nur das Signal, sondern auch die Untergründe selbst produziert werden. Deshalb werden Auflösungen und Effizienzen des Detektors an Hand von 8 TeV Simulationen parametrisiert. Dafür werden vollständig simulierte Z' Monte Carlos für Massen von 250 bis 4000 GeV genutzt, um auch für hohe Massen genügend Statistik für eine sinnvolle Parametrisierung zu erhalten, da besonders diese Bereiche für die Analyse wichtig sind.

Im Folgenden werden dafür Akzeptanzschnitte (Kapitel 4.2) untersucht und die Auflösung (Kapitel 4.3) und Effizienzen (Kapitel 4.4) des Z' Monte Carlo Simulationen bestimmt. Zusätzlich wird für Untergründe mit Top-Quarks ein Skalierungsfaktor auf die Effizienzen bestimmt (Kapitel 4.5), um die durch zusätzliche Jets kompliziertere Ereignistopologie zu berücksichtigen. Effizienzen und Skalierungsfaktor werden mit Crosschecks überprüft (Kapitel 4.7 und 4.8). Auflösungen und Effizienzen werden nun auf die für 13 TeV generierten Ereignisse (Kapitel 3.3) angewendet (Kapitel 4.6). Anschließend werden diese mit Wirkungsquerschnitten höherer Ordnung skaliert (Kapitel 4.9) und erwartete Limits auf die Parameter unter Einbezug der Systematiken (Kapitel 4.10) berechnet.

Effizienzen werden für Elektronen und Myonen getrennt bestimmt, da beide in unterschiedlichen Detektorteilen gemessen werden.

4.1 Simulierte Datensätze mit $\sqrt{s} = 8$ TeV

Die hier genutzten Monte Carlo Simulationen wurden mit der Simulation des CMS-Detektors mit GEANT4 erzeugt. Informationen und Namen der Simulationen für Untergründe sind in den Tabellen 3 und 4 zusammengefasst. Im Folgenden werden nur die Kurzformen und nicht die eigentlichen Namen verwendet. Alle Untergrund Simulationen werden für Crosschecks verwendet, der $t\bar{t}$ Untergrund wird ebenfalls zur Bestimmung des Skalierungsfaktors genutzt.

Informationen zum Z' Signal, welches privat mit CMS-Software erzeugt wurde [24] und zu Parametrisierung der Auflösungen und Bestimmung der Effizienzen verwendet wird, finden sich in der Tabelle 5. Es wurde mit MadGraph mit dem PDF Set CTEQ6L1 produziert und hat Namen wie ZprimeLFVToEMu_M-1000_TuneZ2star_8TeV_madgraph.

4.2 Akzeptanz

Für diese Analyse, die hochenergetische Elektronen und Myonen untersucht, wird für Elektronen ein $p_T > 35$ GeV und für Myonen ein $p_T > 45$ GeV gefordert. Des Weiteren wird auf Grund des verwendeten Triggers für Myonen ein maximales $|\eta|$ von 2.1 gefordert. Für Elektronen muss auf Grund des Spurdetektors $|\eta| < 2.5$ sein. Außerdem wird für das ECAL der vor allem im hohen Energiebereich weniger exakt messbare Bereich zwischen Endcap und Barrel ausgeschlossen. Dieser Bereich wird durch ein $|\eta|$ zwischen 1.442 und 1.56 bestimmt.

Tabelle 3: Informationen zu den verwendeten Monte Carlo Simulationen für Untergründe.

Prozess	Generatorschnitte	Anzahl Ereignisse	$\sigma(\times \text{BR})$ [pb]	PDF
$WW \rightarrow 2l2\nu$	-	999864	5.88 (NLO, MCFM [26])	CT10
$WW \rightarrow e\mu 2\nu$	$M_{e\mu} > 600 \text{ GeV}$	52162	$1.6 \cdot 10^{-3} \cdot 1.07$ (scaled to NLO MCFM [26])	CT10
$t\bar{t}$	-	21675970	245.8 (scaled to NNLO [27])	CT10
$t\bar{t} \rightarrow e\mu 2\nu$	$M_{e\mu} > 600 \text{ GeV}$	35066	$4.3 \cdot 10^{-3} \cdot 1.16$ (scaled to NNLO)	CT10

Tabelle 4: Namen und Generator der verwendeten Monte Carlo Simulationen für Untergründe.

Prozess	Generatorschnitte	Name	Generator
$WW \rightarrow 2l2\nu$	-	WWJetTo2L2Nu_8TeV-powheg-pythia6	Powheg
$WW \rightarrow e\mu 2\nu$	$M_{e\mu} > 600 \text{ GeV}$	Privat produziert	Powheg
$t\bar{t}$	-	TT CT10 TuneZ2star	Powheg
$t\bar{t} \rightarrow 2l2\nu$	$M_{e\mu} > 600 \text{ GeV}$	8TeV-powheg-tauola Privat produziert	Powheg

Tabelle 5: Informationen zu den verwendeten Z' Monte Carlo Simulationen.

$M_{Z'}$	Anzahl Ereignisse	$\sigma(\times \text{BR})$ [pb]	CMSSW Version
250	10000	$9.53 \cdot 10^{-4}$	5_3_12
500	9999	$2.39 \cdot 10^{-4}$	5_3_7_patch6
750	10000	$8.956 \cdot 10^{-5}$	5_3_7_patch6
1000	9998	$3.862 \cdot 10^{-5}$	5_3_7_patch6
1250	9998	$1.781 \cdot 10^{-5}$	5_3_7_patch6
1500	9997	$8.503 \cdot 10^{-6}$	5_3_7_patch6
1750	9997	$4.127 \cdot 10^{-6}$	5_3_7_patch6
2000	9999	$2.014 \cdot 10^{-6}$	5_3_7_patch6
2500	9998	$4.735 \cdot 10^{-7}$	5_3_12
3000	10000	$1.059 \cdot 10^{-7}$	5_3_7_patch6
3500	9998	$2.197 \cdot 10^{-8}$	5_3_12
4000	9998	$4.155 \cdot 10^{-9}$	5_3_7_patch6

Die Akzeptanz gibt an wie viele aller Teilchen diese Schnitte passieren. Sie bestimmt sich also durch

$$\text{Akzeptanz} = \frac{\text{Anzahl Ereignisse nach Schnitten}}{\text{Anzahl aller Ereignisse}}. \quad (6)$$

Da die Akzeptanz auf Partonlevel bestimmt werden kann, wird diese mit Hilfe von mit CalcHEP produzierten Signalereignissen (Tau-Sneutrino in $e\mu$) bei 13 TeV bestimmt. Sie sind in Abbildung 10 zusammen mit den Effizienzen (die später genauer erklärt werden) zu finden. Es ist erkennbar, dass für höhere Massen die Akzeptanz steigt und gegen ein Maximum von etwa 90 % für Elektronen und Myonen geht. Der entscheidende Faktor ist dabei auf Grund der hohen Massen der Schnitt auf das maximale η . So besitzt für hohe Massen das Tau-Sneutrino einen kleineren Impuls relativ zur Masse $M_{\tilde{\nu}_\tau}$. Dies führt zu einem schwächeren Boost der Leptonen, wodurch sich diese eher durch den zentralen Detektorbereich, senkrecht zur Strahlachse, bewegen, während bei kleineren Massen die η -Verteilung deutlich weitere Ausläufer hat.

4.3 Auflösung

Die (relative) Auflösung beschreibt, wie weit der rekonstruierte transversale Impuls bzw. die Energie von dem eigentlichen, wahren p_T bzw. E abweicht. Für die Bestimmung der Auflösung werden die Größen

$$\frac{E^{\text{gen}} - E^{\text{reco}}}{E^{\text{gen}}} \quad (7)$$

für Elektronen und

$$R = \left(\frac{1}{p_T^{\text{gen}}} - \frac{1}{p_T^{\text{reco}}} \right) p_T^{\text{gen}} \quad (8)$$

für Myonen durch betrachtet, wobei R das Residuum bezeichnet.

Der Grund, warum für Myonen die Auflösung des Transversalimpulses und für Elektronen der Energie bestimmt wird, ist, dass für Elektronen die gesamte Energie im Kalorimeter deponiert wird und nicht nur die transversale, für Myonen es jedoch nur möglich ist die Transversalkomponente des Impulses mit Hilfe des Magneten zu bestimmen.

Für Myonen werden die reziproken Transversalimpulse betrachtet, da diese über die Krümmung der Bahnen im Detektor bestimmt werden. Die Impulse sind dabei Antiproportional zur Krümmung. Somit entspricht die Auflösung des reziproken Transversalimpulses der Auflösung der Messgröße. Bei Elektronen wird direkt die Energie im Kalorimeter bestimmt, weshalb die Auflösung der Energie der Auflösung der Messgröße entspricht.

Zu erwarten ist ein Peak um null mit einer weit auslaufenden Flanke, da Elektronen durch Abstrahlung von Photonen Energie verlieren können und dadurch die rekonstruierten Teilchen

weniger Impuls besitzen als ihre generierten Teilchen. Der Effekt ist auch für Myonen vorhanden, jedoch deutlich schwächer.

Um die Kernauflösung, also die Auflösung ohne die weiten Flanken der Myonen zu bestimmen, wird eine Gaußfunktion im Bereich 1.5 RMS um den Peak gefittet. Die Breite dieses Peaks ist die Auflösung. Dies hat den Nachteil, dass für Auflösungen im hohen p_T -Bereich das RMS durch die Flanken größer wird und somit nicht mehr nur die Kernauflösung bestimmt wird, sondern es zu Abweichungen kommt. Dieser Effekt ist jedoch nicht relevant gegenüber anderen Fehlerquellen der Analyse. Für Myonen wird die Auflösung in p_T Bins der Breite 100 GeV bestimmt.

Für Elektronen wird auf Grund der starken Abweichung des RMS ein anderes Verfahren gewählt. So wird auch ein $\Delta E / E^{\text{gen}}$ gebildet, doch hier wird ein feineres Binning von 50 GeV gewählt und das E^{gen} durch das dividiert wird auf den Mittelwert des Bins gesetzt. Dies hat zur Folge, dass eine Crystal Ball Funktion [28]

$$f(x; \bar{x}, \sigma, \alpha, n) = \begin{cases} e^{-\left(\frac{x-\bar{x}}{2\sigma}\right)^2} & \text{falls } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ \frac{\left(\frac{n}{\alpha}\right)^n e^{-0.5\alpha^2}}{\left(\frac{n}{\alpha} - \alpha - \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^n} & \text{falls } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (9)$$

die Verteilung gut beschreibt. Diese Funktion kann durch den exponentiellen Teil ab α auch die weiten Flanken der Verteilung gut beschreiben und liefert daher eine bessere Approximation als eine Gaußfunktion. Die Gaußfunktion liefert jedoch die Startwerte als erste Approximation für die Crystal Ball Funktion.

Die Auflösung wird in η -Bins bestimmt, welche in Tabelle 6 zu finden sind. Damit wird unterschieden zwischen Endcap und Barrel und dem Überlapp beider im Falle von Myonen. Für den Bin $0 < \eta < 1.442$ ist die Auflösung für Elektronen in zwei verschiedenen p_T -Bins in Abbildung 6 zu finden, für Myonen im $0 < \eta < 0.9$ Bin in Abbildung 7.

Tabelle 6: Grenzen der η -Bins für die Auflösungsbestimmung.

Teilchen	Grenzen der η -Bins						
Elektronen	-2.5	-1.5	0	1.5	2.5		
Myonen	-2.1	-1.2	-0.9	0	0.9	1.2	2.1

Nun wird eine Funktion an die Verteilung der Breiten (σ) der Gauß- bzw. Crystal Ball Funktionen über p_T bzw. E angepasst. Als Funktionen werden dafür für Elektronen folgende Funktion genutzt:

$$\sigma\left(\frac{\Delta E}{E^{\text{gen}}}\right) = \sqrt{\frac{a}{E^2} + \frac{b}{E}} + c \quad (10)$$

Für Myonen:

$$\sigma(R) = ap_T^2 + bp_T + c \quad (11)$$

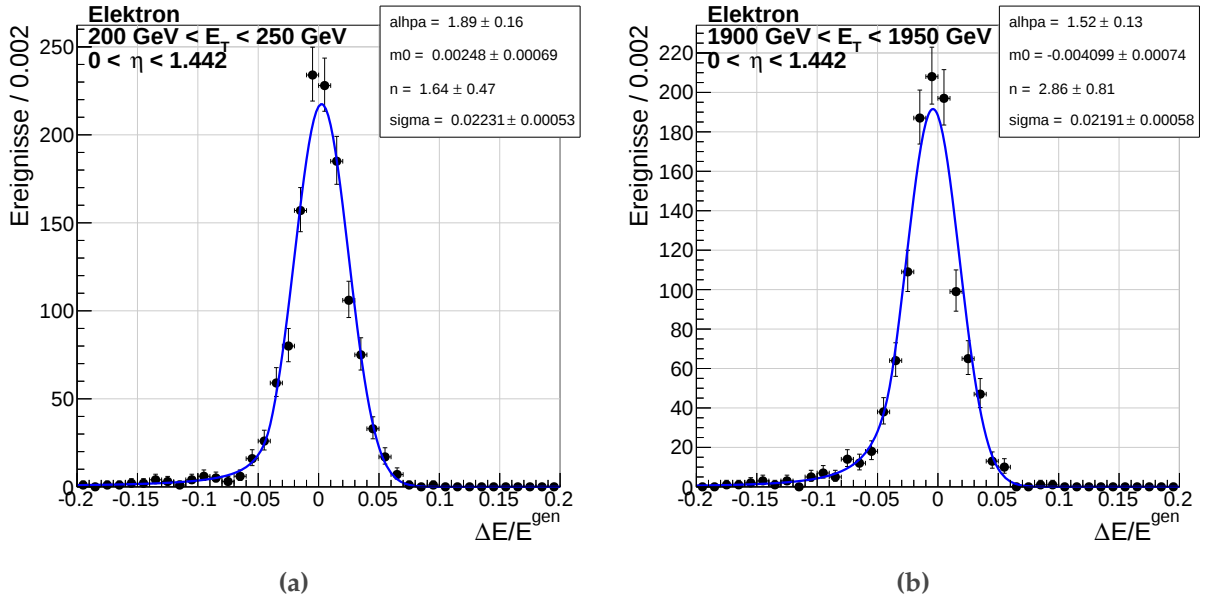


Abb. 6: Fit einer Crystal Ball Funktion zur Bestimmung der Auflösung für Elektronen in zentralem η Bin ($0 < \eta < 1.442$). (a) zeigt die Auflösung für niedriges p_T ($200 \text{ GeV} < p_T < 250 \text{ GeV}$) (b) die für hohes p_T ($1900 \text{ GeV} < p_T < 1950 \text{ GeV}$).

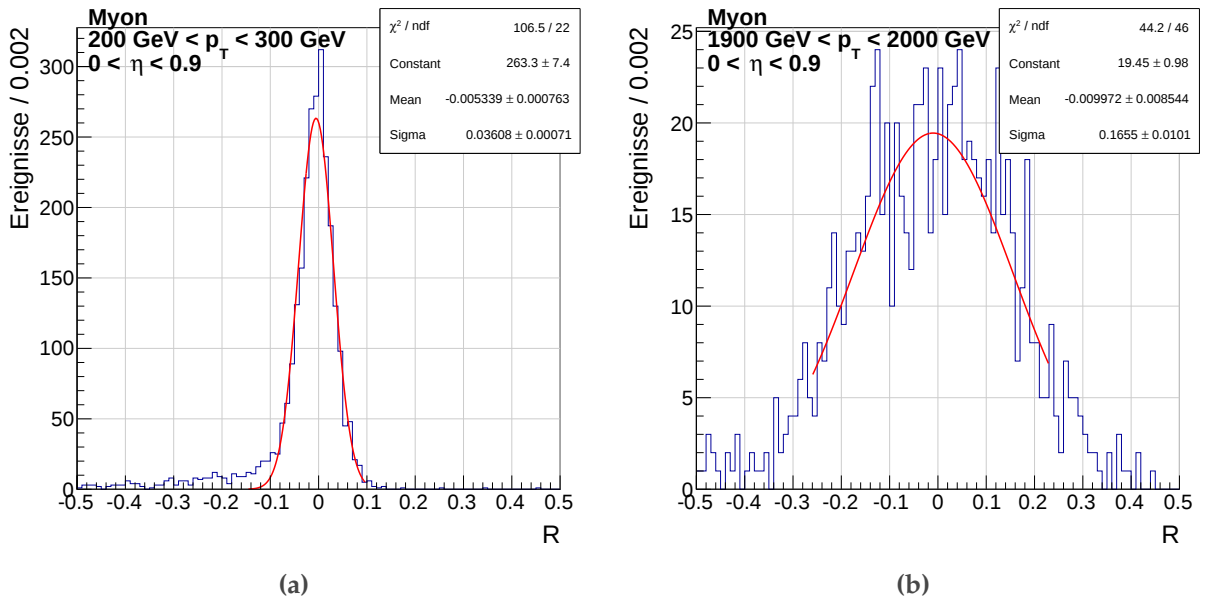


Abb. 7: Fit einer Gaußverteilung zur Bestimmung der Auflösung für Myonen in zentralem η Bin ($0 < \eta < 0.9$). (a) zeigt die Auflösung für niedriges p_T ($200 \text{ GeV} < p_T < 300 \text{ GeV}$) (b) die für hohes p_T ($1900 \text{ GeV} < p_T < 2000 \text{ GeV}$).

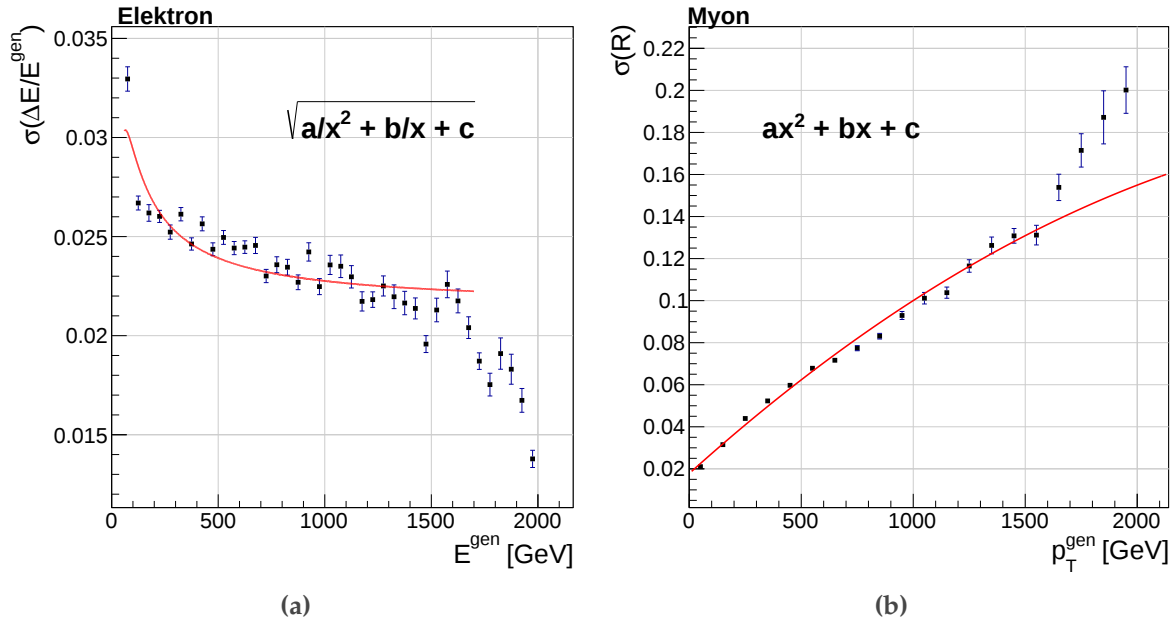


Abb. 8: Fit der Auflösung über p_T mit aufsummierten η -Bins. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7 zu finden. Die Auflösung ist die Breite der Crystal Ball bzw. Gaußfunktionen, die beispielhaft in den Abbildungen 6 und 7 zu finden sind. (a) zeigt die Auflösung für Elektronen (b) die für Myonen.

Tabelle 7: Ergebnisse und Qualität der Fits der Auflösungen über aufsummierten η -Bins aus Abbildung 8.

	Elektron			Myon		
a	-1.78	$\pm$	0.5	$(-1.1$	$\pm$	$0.2) \cdot 10^{-08}$
b	0.059	$\pm$	0.005	$(9.2$	$\pm$	$0.2) \cdot 10^{-05}$
c	$(4.6$	$\pm$	$0.1) \cdot 10^{-4}$	0.0175	$\pm$	0.0005
χ^2/ndf	6.4			8.6		

Abbildungen 8a und 8b zeigen die Fits für Elektronen und Myonen, wobei über alle η Bins summiert wurde. Die einzelnen η Bins zeigen für Myonen die Auffälligkeit, dass vor allem die mittleren beiden η -Bins für den starken Anstieg der Auflösung für hohes p_T verantwortlich sind. Dies ist mit den auslaufenden Flanken zu erklären, welche den Gaußfit verfälschen. Zudem ist die Auflösung in dem Übergangsbereich zwischen Barrel und Endcap schlechter als in den anderen Bereichen. Für Elektronen ist die Auflösung in den Endkappen deutlich schlechter als im Barrel. Der Abfall der Auflösung über $E = 1700$ GeV ist nicht zu erklären und wurde daher aus dem Bereich des Fits herausgenommen um das Ergebnis nicht zu verfälschen. Zu beachten ist, dass für Elektronen die quadrierte Funktion an quadrierte Daten angepasst wurde. Die Fitergebnisse finden sich in Tabelle 7.

Neben diesem Binning werden die Auflösungen über die invariante Dileptonmasse bestimmt. Dies hat den Vorteil, dass die Resonanz in der invarianten Masse gut durch eine Gaußkurve

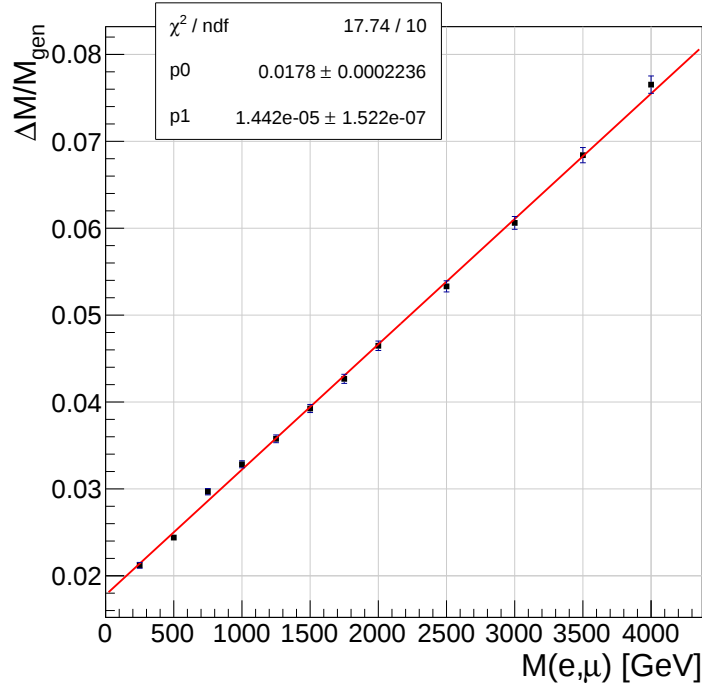


Abb. 9: Auflösung der invarianten $e\mu$ Masse und Anpassung einer linearen Funktion. Die Auflösung ist die Breite einer an die Massenauflösung angepasste Gaußfunktion jedes Z' Signals.

angepasst werden kann und sich bei vernachlässigbarer intrinsischer Zerfallsbreite die Auflösung direkt ergibt. Allerdings kann diese Auflösung nur auf das generierte Signal angewendet werden und nicht auf die Untergründe, da für diese die Leptonen nicht Zerfallsprodukte desselben Teilchens sind. Für diese werden die in Abhängigkeit von η und p_T bestimmten Auflösungen genutzt. Die Auflösung wird für jedes Z' Signal mit Hilfe einer Anpassung einer Gaußfunktion an die Verteilung $\Delta M_{e\mu} / M_{e\mu}^{\text{gen}}$ bestimmt und anschließend eine lineare Funktion an die Punkte angepasst. Das Ergebnis ist in Abbildung 9 zu finden. Die Auflösung steigt im Rahmen der Unsicherheiten linear mit der Masse an.

4.4 Effizienzen

Die Effizienz beschreibt welcher Anteil an Teilchen bestimmte Schnitte passiert. Sie ist dabei wie auch die Akzeptanz, als Quotient aus der Anzahl an Ereignissen die den Schnitt passieren und der Anzahl aller Ereignisse definiert. Sie gliedert sich auf in Identifikation-, Rekonstruktions-, Isolations- und Triggereffizienz.

Alle Effizienzen werden in Abhängigkeit von η und p_T bestimmt, um eine genauere Parametrisierung zu erhalten. Die Bins dürfen jedoch nicht zu klein gewählt werden, damit noch genügend Statistik pro Bin vorhanden ist, um kleine Unsicherheiten zu erhalten. Da die Effizienzen für Myonen deutlich stärker von η abhängen als die der Elektronen, sind die Effizienzen für Elektronen in nur vier Bins unterteilt, während es für Myonen dreizehn

Tabelle 8: Grenzen der η -Bins für die Bestimmung der Effizienzen.

Teilchen	Grenzen der η -Bins						
Elektronen	-2.5	-1.5	0	1.5	2.5		
Myonen	-2.1	-1.6	-1.2	-0.9	-0.6	-0.3	-0.2
	0.2	0.3	0.6	0.9	1.2	1.6	2.1

sind. Die genauen Grenzen sind Tabelle 8 zu entnehmen. Die Grenzen sind hierbei nicht willkürlich, sondern an Hand von Detektoreigenschaften gewählt. So wird für Elektronen zum Beispiel zwischen Barrel und Endcap unterschieden. Für Myonen wird zum Beispiel der Bereich der Barrel $|\eta| < 0.9$ vom Bereich der Überschneidung von Barrel und Endcap $0.9 < |\eta| < 1.2$ und der Endcap $1.2 < |\eta| < 2.1$ unterschieden.

Das Binning in p_T ist statisch. Das bedeutet, dass alle Bins eine konstante Breite haben. Jedoch wird die Statistik pro Bin zu höheren p_T Bereichen abnehmen, weshalb kein statisches Binning mit nur einer Binbreite sinnvoll ist. Wird für $p_T < 900$ GeV ein Binning der Breite 75 GeV und für größere p_T ein weiteres einer Breite von 115 GeV gewählt, erhält man eine in etwa linear abnehmende Statistik mit genügend Einträgen pro Bin.

Wie im Kapitel Untergründe 3.2 beschrieben, führt bei Untergründen mit Top-Quarks mit hohem Impuls die geringe Raumwinkeldifferenz (ΔR als Maß für Abstand in η - Φ -Raum) zwischen dem b-Jet und dem Lepton aus dem W -Zerfall zu niedrigeren Identifikations- und Isolationseffizienzen. Dieser Effekt wird im nächsten Kapitel untersucht.

Neben der Bestimmung in Abhängigkeit von p_T , η und ΔR , werden alle Effizienzen zwecks Limitberechnung auch über die invariante Masse der Z' -Simulation bestimmt. Diese Effizienzen finden sich in Abbildung 10.

Da die Effizienzen binominalverteilt sind, weil sie entweder die Effizienzbedingung erfüllen oder nicht, ergeben sich die asymmetrischen Fehler [29]

$$\sigma_- = -\frac{2m+1}{2(n+1)} + \frac{1}{2n(n+1)} \sqrt{n^2(2m+1)^2 - 4n(n+1)m^2} + \frac{m}{n} \quad (12)$$

$$\sigma_+ = \frac{2m+1}{2(n+1)} + \frac{1}{2n(n+1)} \sqrt{n^2(2m+1)^2 - 4n(n+1)m^2} - \frac{m}{n} \quad (13)$$

mit der Effizienz $\epsilon = \frac{m}{n}$.

Es ist wichtig die Effizienzen relativ zueinander und zur Akzeptanz zu bestimmen, damit sie faktorisieren und die Gesamteffizienz sich aus dem Produkt der einzelnen Effizienzen berechnet. So wird zuerst die Akzeptanz bestimmt, danach relativ dazu die Rekonstruktions- und Isolationseffizienz berechnet, aufbauend darauf die Isolationseffizienz und schließlich die Triggereffizienz ermittelt. Die Definitionen der den Effizienzen entsprechenden Schnitten, werden in den folgenden Kapiteln gegeben.

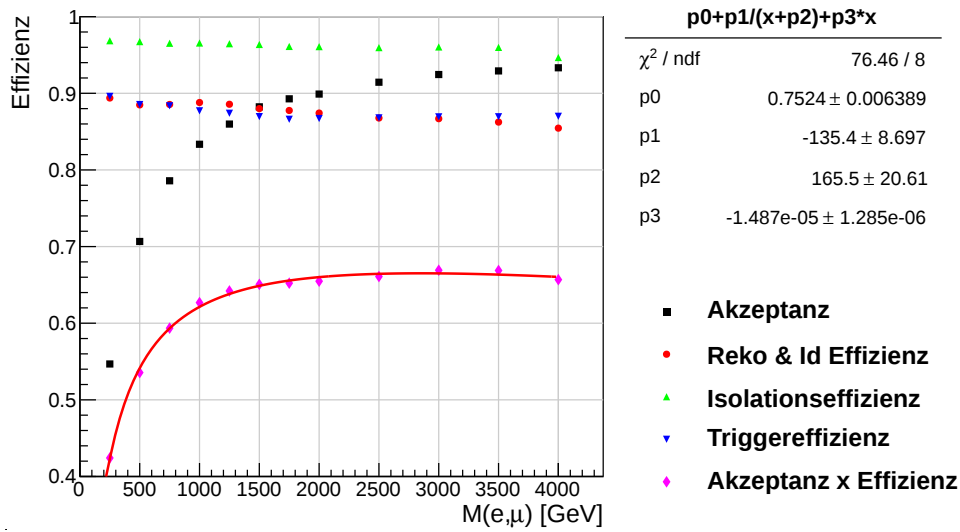


Abb. 10: Akzeptanz und Effizienzen sowie deren Produkt über der Masse der Resonanz. Die Akzeptanz ist auf $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ $\bar{\nu}_\tau \rightarrow e\mu$ LHEs (Les Houches Event. Mit CalcHEP produzierte Ereignisse) ausgewertet. Die Effizienzen sind relativ zueinander und nach Anwendung der Akzeptanzkriterien bestimmt und sind das Produkt der Effizienzen für Elektronen und Myonen. Das bedeutet die Ereignisse des Nenners der Rekonstruktions- und Identifikationseffizienz liegen innerhalb der Akzeptanzkriterien auf Partonlevel. Die Ereignisse des Zählers der Rekonstruktions- und Identifikationseffizienz müssen sowohl Elektron als auch Myonen an Hand ihrer jeweiligen Kriterien rekonstruiert und identifiziert werden können. Die Ereignisse des Nenners der Isolationseffizienz müssen die Rekonstruktionskriterien erfüllt haben und die Ereignisse des Zählers weitere Kriterien zur Isolation erfüllen. Die Ereignisse des Nenners der Triggereffizienz müssen innerhalb der Isolationseffizienz liegen und die Ereignisse des Zählers den gewählten HLT_Mu40_eta2p1 Myontrigger auslösen.

Erwartet wird, dass die Effizienzen auf Grund der Symmetrie des Detektors symmetrisch um 0 in der η Verteilung sind. Im p_T Binning sind keine starken Schwankungen zu erwarten, sondern konstante Effizienzen, oder klare Trends.

4.4.1 Identifikation und Rekonstruktion

Die Identifikationseffizienz gibt an, mit welcher relativen Häufigkeit Elektronen und Myonen als solche selektiert werden können. Da Elektronen und Myonen in unterschiedlichen Detektorteilen erkannt werden, unterscheiden sich die Kriterien.

Myonen werden im inneren Spurdetektor und im Myonsystem identifiziert. Dabei werden die folgenden Kriterien gefordert, um ungewünschte Ereignisse, wie zum Beispiel Myonen aus Zerfällen langlebiger Mesonen oder hadronische Durchschläge, die Signale im Detektor erzeugt haben, aus den gewünschten Myonen, die direkt am Vertex entstanden sind, herausfiltern zu können [30]:

- Es wird überprüft, ob das Teilchen ein globales Myon ist, also im Myonsystem erkannt wurde und eine dazu passende Spur im Spurdetektor gefunden wurde.
- Es wird überprüft, ob mindestens ein Treffer im Myonsystem im globalen Spurfit verbleibt. Damit werden zum Beispiel Myonen, die durch Zerfälle anderer Teilchen innerhalb des Detektors entstehen, wie auch hadronische Durchschläge unterdrückt.
- Es wird gefordert, dass Segmente aus mindestens zwei Myonstationen der Spur aus dem Siliziumspurdetektor zugeordnet werden können. Hiermit werden zufällige Treffer vermieden. Des Weiteren fordert der Trigger das selbe Kriterium, wodurch beide Kriterien konsistent zueinander werden. Auch hiermit werden Durchschläge unterdrückt.
- Es wird getestet, ob der minimale transversale Abstand der rekonstruierten Bahn von dem primären Vertex nicht größer als $d = 2 \text{ mm}$ ist. Damit werden zum einen kosmische Myonen und zum anderen wiederum durch Zerfälle ennglebiger Mesonen entstandene Myonen herausgefiltert.
- Der longitudinale Abstand der Spur zum primären Vertex darf nicht größer als $d = 5 \text{ mm}$ sein. Die Motivation ist dieselbe wie im vorherigem Punkt.
- Es wird des Weiteren mindestens ein Treffer im Pixeldetektor gefordert um wiederum Myonen aus Zerfällen langlebiger Mesonen innerhalb des Detektors zu unterdrücken.
- Es werden mindestens in sechs Lagen des Siliziumstreifendetektors Treffer gefordert. Dies garantiert eine gute p_T Messung, da dafür genügend Treffer im Spurdetektor vorhanden sein müssen. Außerdem werden auch mit diesem Schnitt Myonen aus Zerfällen langlebiger Mesonen innerhalb des Detektors unterdrückt.
- Des Weiteren wird gefordert, dass die relative Auflösung der Myonen kleiner $\Delta p_T / p_T = 0.3$ ist, was besonders für hochenergetische Myonen wichtig wird. Der Fehler ergibt sich aus dem Fit an jede Myonspur. Ist der relative Fehler des Impulses zu groß, deutet dies auf eine Fehlrekonstruktion und eine fehlerhafte Impulsmessung hin.

Elektronen werden größtenteils vom Spurdetektor und ECAL identifiziert. Idealerweise deponieren sie ihre Energie zu einem Großteil (97 % für 120 GeV im Barrel) im ECAL in einem kleinen Teil von maximal 5x5 Kristallen [31]. Auf Grund der Materie des Spurdetektors strahlen sie jedoch durch Bremsstrahlung Photonen ab, wodurch der Bereich in dem die Energie des primären Elektrons deponiert wird größer ist. Diese Einträge von Bremsstrahlungsphotonen werden ebenfalls in die Energiebestimmung einbezogen und bilden mit der Energiedeposition des primären Elektrons ein Supercluster. Für Elektronen wird im Gegensatz zu Myonen zwischen Barrel und Endcap unterschieden. Für das Barrel werden folgende Kriterien gefordert: [31] [32]

- Es darf nur ein Treffer in dem inneren Teil des Spurdetektors (Pixeldetektor) fehlen. Damit wird der Anteil von Elektronen, die durch Paarbildung von Photonen entstanden sind, reduziert, da diese sich nur in Materie und somit nur innerhalb des Spurdetektors umwandeln können.
- Der transversale Abstand vom primären Vertex darf nicht größer als $d = 2 \text{ mm}$ sein, um Elektronen aus Zerfällen innerhalb des Detektors zu unterdrücken.

- Die Rekonstruktion des Elektrons geht von einem Eintrag im ECAL aus, für den eine passende Spur im Spurdetektor gesucht wird.
- Die Winkeldifferenz zwischen der extrapolierten Flugbahn des Elektrons aus dem Spurdetektor zum Kalorimeter und der Position des Superclusters müssen folgende Bedingungen erfüllen: $\Delta\eta < 0.005$ und $\Delta\Phi < 0.06$. Damit werden zufällige Zuordnungen zwischen Bahnen im Spurdetektor und Einträgen im ECAL verhindert. Der Schnitt auf Φ ist dabei deutlich weicher, weil die Energiedeposition im ECAL weiter in Φ streut als in η , da das Magnetfeld Elektronen in Φ -Richtung ablenkt, nicht jedoch in η -Richtung, während Bremsstrahlungsphotonen gar nicht abgelenkt werden.
- Der Quotient aus deponierter Energie im HCAL innerhalb eines Kegels mit Radius $\Delta R = 0.15$ um das Supercluster im ECAL und Superclusterenergie muss kleiner $H/E = 0.05$ sein. Damit wird verhindert, dass Hadronen fälschlicherweise als Elektron identifiziert werden, da sie Energie im ECAL verlieren oder Elektronen bzw. Photonen abstrahlen.
- Der Quotient aus $E^{1\times 5}$ und $E^{5\times 5}$ gibt die Streuung in η Richtung im ECAL an. Der Exponent gibt dabei an wie viele Kristalle in $\eta \times \Phi$ Richtung berücksichtigt werden. Für 1×5 wird nur der zentrale η Kristall mit einbezogen für 2×5 auch ein zweiter zentraler η Kristall. Es wird gefordert, dass der Großteil der Energie in zentralen η Kristallen deponiert wird. Daraus folgt, dass eine der beiden Forderungen $E^{1\times 5}/E^{5\times 5} > 0.83$ oder $E^{2\times 5}/E^{5\times 5} > 0.94$ erfüllt sein muss.

Für Endcap Elektronen ändern sich für viele Schnitte die Werte bzw. es werden neue Schnitte gefordert: [31] [32]

- Es darf weiterhin maximal ein Treffer im inneren Spurdetektor fehlen.
- Der transversale Abstand zum primären Vertex darf nicht größer als $d = 0.05$ mm sein.
- Die rekonstruierten Bahnen dürfen sich am Kalorimeter maximal um $\Delta\eta < 0.007$ und $\Delta\Phi < 0.06$ unterscheiden.
- Der Energiequotient aus HCAL und ECAL bleibt bestehen.
- Der Streuung in η -Richtung im ECAL wird hier durch die Variable $\sigma_{i\eta i\eta} < 0.3$ beschrieben und geschnitten. Der Zweck des Schnitts jedoch dieselbe wie der Quotient aus $E^{1\times 5}$ und $E^{5\times 5}$.

Ergebnis

Identifikations- und Rekonstruktionseffizienz werden zusammen bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abhängigkeit von p_T in Abbildung 11a und in Abhängigkeit von η in Abbildung 11b zu sehen. Für steigendes p_T nehmen die Effizienzen etwa linear von 96 % auf 94 % für Myonen ab, während sie für Elektronen konstant bei 91 % liegt. Über die Masse der Z' Ereignisse zeigt sich das gleiche Verhalten. Die Effizienz gibt dabei an wie viele Ereignisse die oben beschriebenen Schnitte innerhalb der Akzeptanz passieren.

Die η -Verteilung der Id- und Rekonstruktionseffizienz für Elektronen und Myonen zeigt leichte Asymmetrien für die äußeren Bins. Jedoch sind die Verteilungen noch relativ symmetrisch, was der Erwartung entspricht. Für beide Leptonen sind die Effizienzen im Barrel höher als im Endcap. Das starke Absinken der Myoneffizienz im Bin $0.2 < |\eta| < 0.3$ ist durch den Detektoraufbau zu erklären. In dem Bereich befindet sich der Übergang zweier Räder des CMS-Detektors.

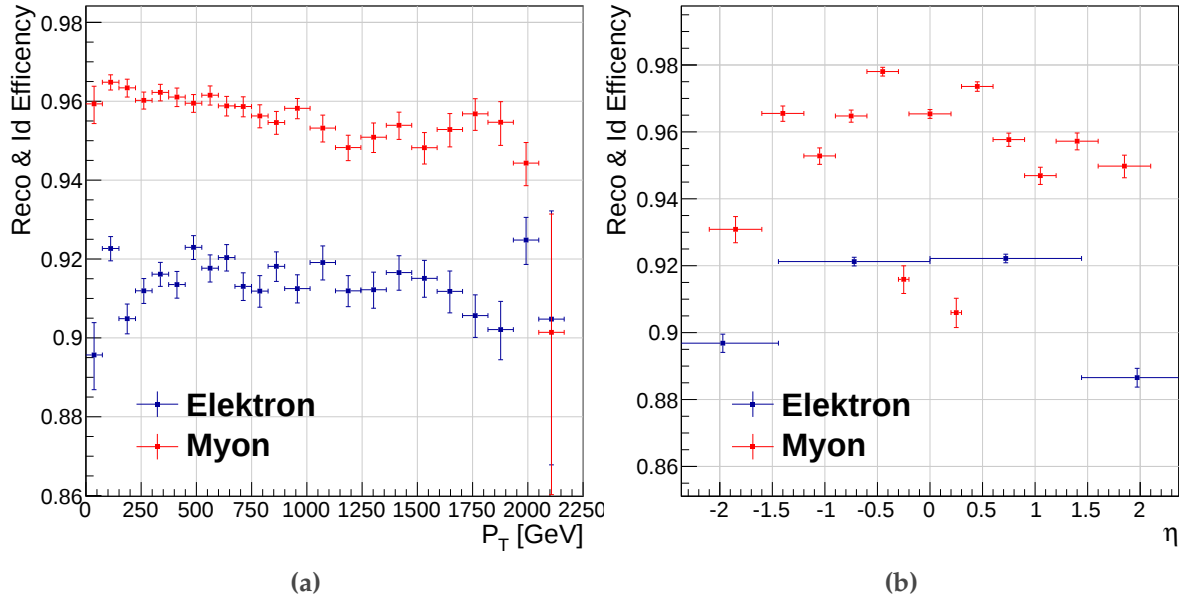


Abb. 11: Rekonstruktions- und Identifikationseffizienz für Elektronen und Myonen. (a) zeigt die Abhängigkeit von p_T , (b) die von η .

4.4.2 Isolation

Kriterien

Die Isolationseffizienz überprüft, ob die rekonstruierten Teilchen isoliert von anderen Teilchenspuren und Kalorimetereinträgen sind.

Für Elektronen wird dabei überprüft, wie isoliert die Energiedepositionen in den Kalorimetern sind. Im ECAL wird die deponierte Energie in allen Kristallen in einem Kegel mit Radius $\Delta R = 0.3$ um das gefundene Elektron aufsummiert, sofern sie größer ist als $E = 0.08$ GeV bzw. $E_T > 0.1$ GeV im Endcap. Der Eintrag des Elektrons wird aus der Summe entfernt. Im HCAL werden alle Beiträge im Radius von $\Delta R = 0.3$ um die Position im ECAL, wobei der Kegel mit Radius $\Delta R = 0.15$ um das Elektron ausgenommen ist. Zusätzlich wird ein Teil der von pile-up produzierten mittleren Energiedichte abgezogen, um den Effekt von pile-up zu minimieren. Pile-up entsteht durch Kollisionen mehrerer Protonpaare in einer Bunchkollision, welches zu einer erhöhten Anzahl von Wechselwirkungen führt. Für die so erhaltene Summe

dieser Terme muss im Barrel $\sum E_{\text{ECAL}} + \sum E_{\text{HCAL}} - \text{pile-up-Korrektur} < 2 + 0.03 \cdot E_T$ gelten. Für Elektronen im Endcap ist der Schnitt abhängig von E_T . Für ein $E_T < 50 \text{ GeV}$ muss die für Summe $\sum E_{\text{ECAL}} + \sum E_{\text{HCAL}} - \text{pile-up-Korrektur} < 2.5$ sein, für ein $E_T > 50 \text{ GeV}$ muss $\sum E_{\text{ECAL}} + \sum E_{\text{HCAL}} - \text{pile-up-Korrektur} < 2.5 + 0.03 \cdot (E_T - 50 \text{ GeV})$ gelten.

Auch im Spurdetektor müssen Elektronen isoliert sein, um den Beitrag von Elektronen aus Jets unterdrücken zu können. Das Kriterium ist, dass die Summe der Transversalimpulse in einem Radius von $\Delta R = 0.3$ mit Ausnahme des Kegels mit Radius $\Delta R = 0.04$ kleiner als $\sum p_T < 5 \text{ GeV}$ ist [31] [32].

Für Myonen wird die Isolationseffizienz über die Summe aller p_T in einem Kegel mit Radius $\Delta R = 0.3$ ohne das p_T des eigentlichen Myons gebildet. Der Quotient aus dieser Summe und dem p_T des Myons darf nicht den Wert $\sum p_T / p_{T,\mu} = 0.1$ überschreiten [33].

Ergebnis

Die Isolationseffizienz nimmt für Elektronen für höhere Energien ab (Abbildung 12a). Sie bewegt sich in einem Bereich von 98 – 96 %. Die Isolationseffizienz der Myonen ist für $p_T > 100 \text{ GeV}$ konstant bei 99.8 %.

Das η Binning (Abbildung 12b) ist flach und zeigt keine Unregelmäßigkeiten.

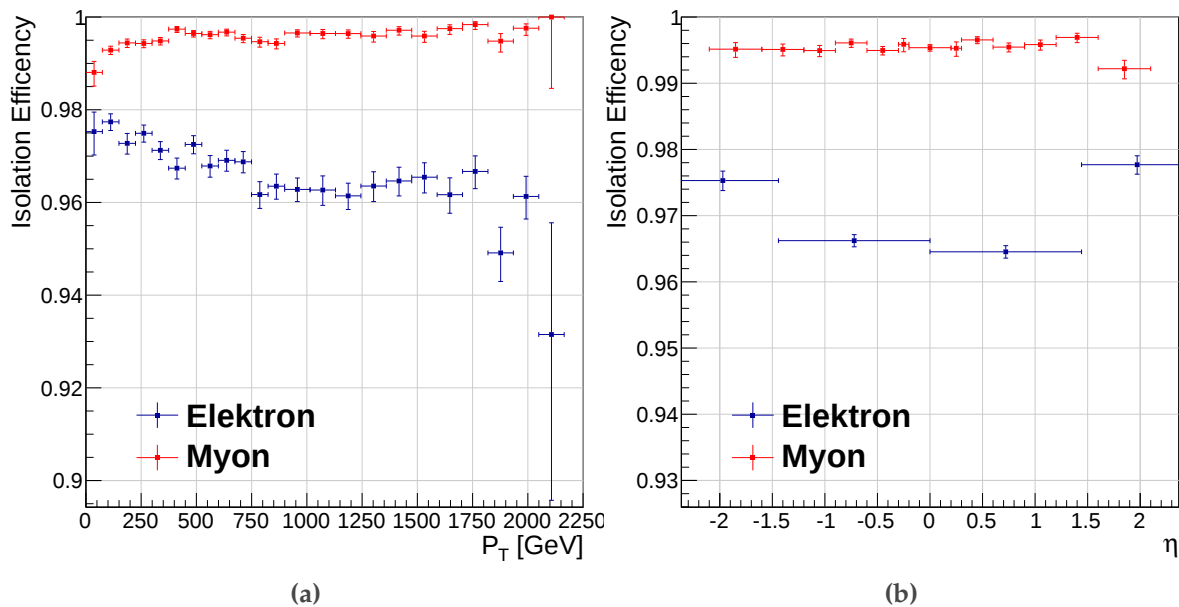


Abb. 12: Isolationseffizienz für Elektronen und Myonen. (a) zeigt die Abhängigkeit von p_T , (b) die von η .

4.4.3 Trigger

Kriterien

Der Trigger wird genutzt um die hohen Ereignisraten am LHC auf eine Datenmenge pro Zeit zu reduzieren, die von der Elektronik zum Auslesen des Detektors bewältigt werden kann. Der hier geforderte Single Myon Trigger HLT_Mu40_eta2p1 ist für diese Studie gut geeignet. Er fordert zwar hohe p_T besonders für Myonen ($p_T > 40$) und ein maximales $|\eta|$ von 2.1 zulässt, das Signal jedoch über der Triggerbedingung liegt. Ein Myon Trigger ist besser geeignet als ein Elektron Trigger, da die Wahrscheinlichkeit ein Jet als Myon zu misidentifizieren geringer ist als ein Elektron zu imitieren und damit die p_T -Schwelle deutlich niedriger angesetzt werden kann.

Ergebnis

Die Triggereffizienz wird relativ zu bereits rekonstruierten und isolierten Myonen bestimmt. Sie fällt für steigende Massen und p_T etwa linear von 91 % auf 81 % ab (Abbildung 13a). Dies hat seine Ursache in der Abstrahlung von Photonen durch hochenergetische Myonen im Eisen der Rückführjoche des Magneten.

Über η zeigt sie ein ähnliches Verhalten (Abbildung 13a), wie die Rekonstruktions- und Identifikationseffizienz. Sie fällt im Endcap ab und zeigt ein Absinken in dem η Bin zwischen 0.2 und 0.3. Außerdem ist sie wie erwartet symmetrisch.

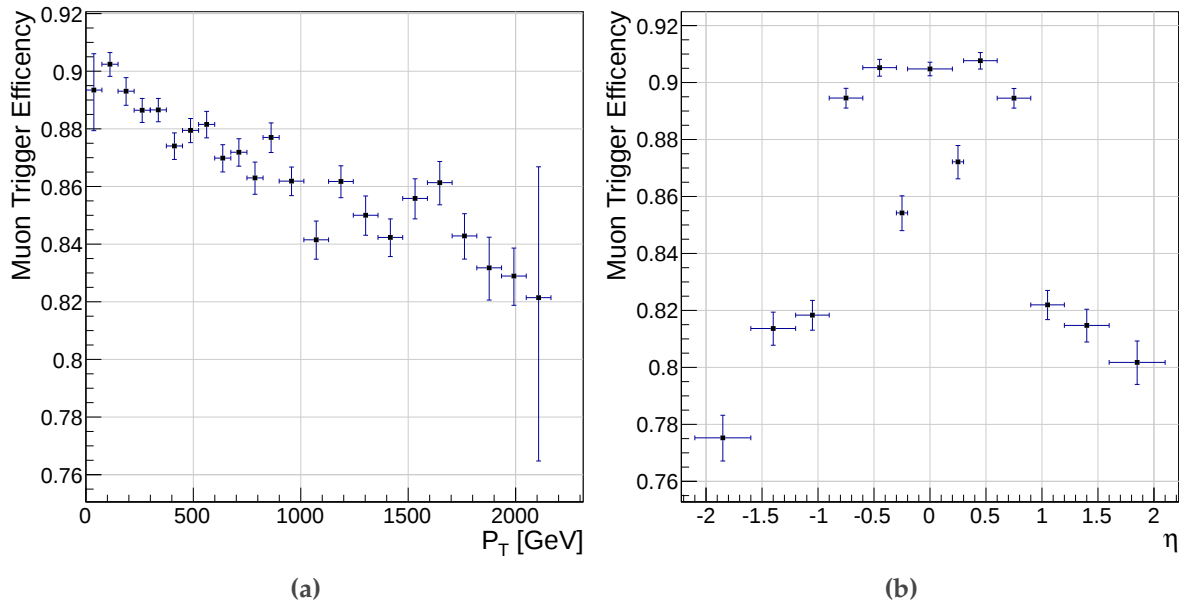


Abb. 13: Triggereffizienz für Myonen. (a) zeigt die Abhängigkeit von p_T , (b) die von η .

4.5 ΔR Abhängigkeit der Effizienzen bei Untergründen mit Top-Quarks

In diesem Kapitel wird die Abhängigkeit der Effizienzen von dem Abstand zu einem b-Jet untersucht, der bei Untergründen mit Top-Quark auftritt. So wird erwartet, dass auf Grund von Jets die Effizienzen bei einem geringen räumlichen Abstand von Jet und Myon oder Elektron sinken. Die geringe Raumwinkeldifferenz zwischen Jet und Lepton entsteht bei starkem Boost der Top-Quarks bei hohen Energien. Der Effekt auf die Raumwinkeldifferenzverteilung ist in Abbildung 14 zu sehen. Sie wurde mit Hilfe von $\sqrt{s} = 13$ TeV $t\bar{t}$ LHEs erstellt. Es ist zu erkennen, dass für hohe $e\mu$ Massen ein kleiner Raumwinkel bevorzugt wird. Des Weiteren ist in Abbildung 15 eine Verschiebung des Schwerpunktes der Impulsverteilung des Top-Quark zu hohen invarianten $e\mu$ -Massen zu erkennen. Ein Vergleich zwischen der Isolationseffizienz der Z' Simulation und der der $t\bar{t}$ Simulation und den anderen Untergründen für Myonen ist in Abbildung 16 zu sehen. Hier fällt klar auf, dass die Effizienz der $t\bar{t}$ Simulation deutlich niedriger ist, als die der anderen Simulationen. Für Elektronen erhält man dasselbe Verhalten. Die in den zentralen η -Bins niedrigere Effizienz ist durch den kleineren Abstand im η - Φ -Raum in diesen Bereichen zu erklären. Die Abhängigkeit dieses Abstands $\Delta R(b, e/\mu)$ von η ist in Abbildung 17 zu finden.

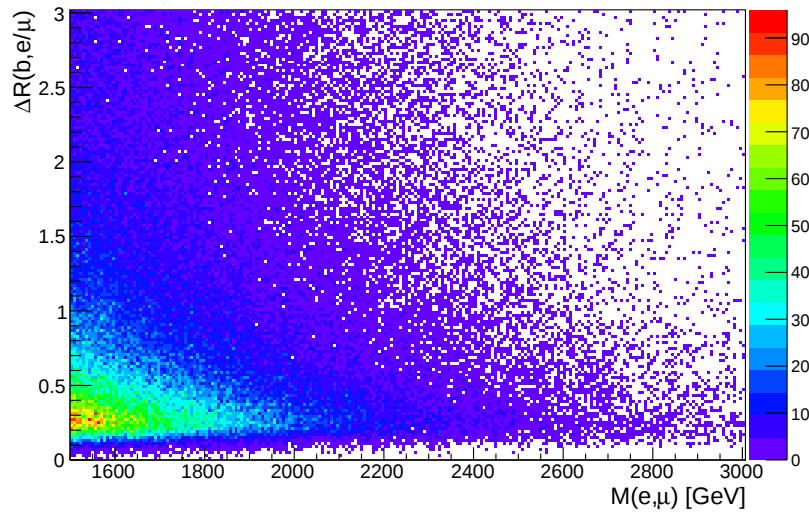


Abb. 14: Abstand im η - Φ -Raum zwischen Lepton und b-Jet an Hand von LHE 13 TeV $t\bar{t}$ Ereignissen in Abhängigkeit der invarianten Dileptonmasse.

Um die Rekonstruktions- und Identifikations-, Isolations- und Triggereffizienz in Abhängigkeit von $\Delta R(b, e/\mu)$ zu bestimmen, können nicht mehr die Z' Simulationen verwendet werden, da diese keine Top-Quarks beinhalten. Daher wird für diese Parametrisierung eine $t\bar{t}$ Simulation mit Generatorschnitt auf hohe Massen für 8 TeV Schwerpunktsenergie genutzt.

Das Binning wird hierfür statisch in 0.05 rad breiten Bins gewählt. Ist der Abstand im η - Φ -Raum größer eins, kann angenommen werden, dass es keine Beeinflussung von Jet und Lepton gibt. Dies ist daran zu erkennen, dass die Effizienzen für den hohen $\Delta R(b, e/\mu)$ Bereich gegen einen konstanten Wert gehen. In dem Bereich $1 < \Delta R(b, e/\mu) < 2$ wird

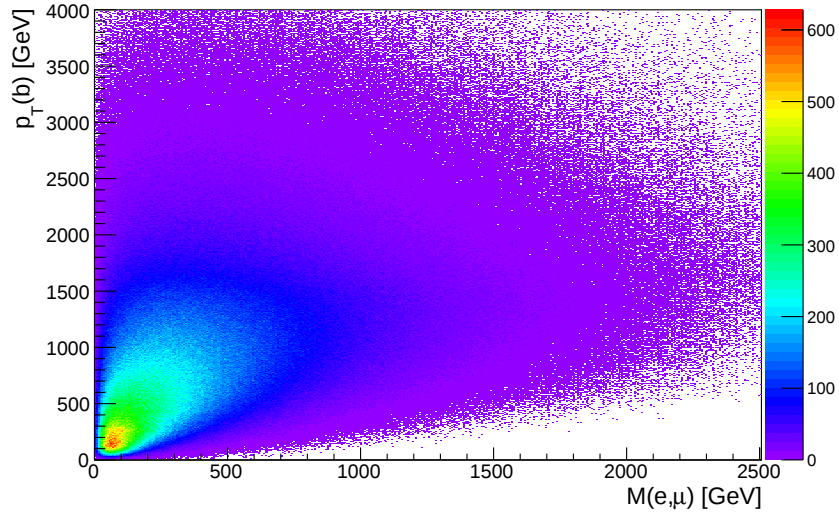


Abb. 15: Impuls des Top-Quarks in Abhängigkeit der invarianten $e\mu$ -Masse an Hand von LHE 13 TeV $t\bar{t}$ Ereignissen.

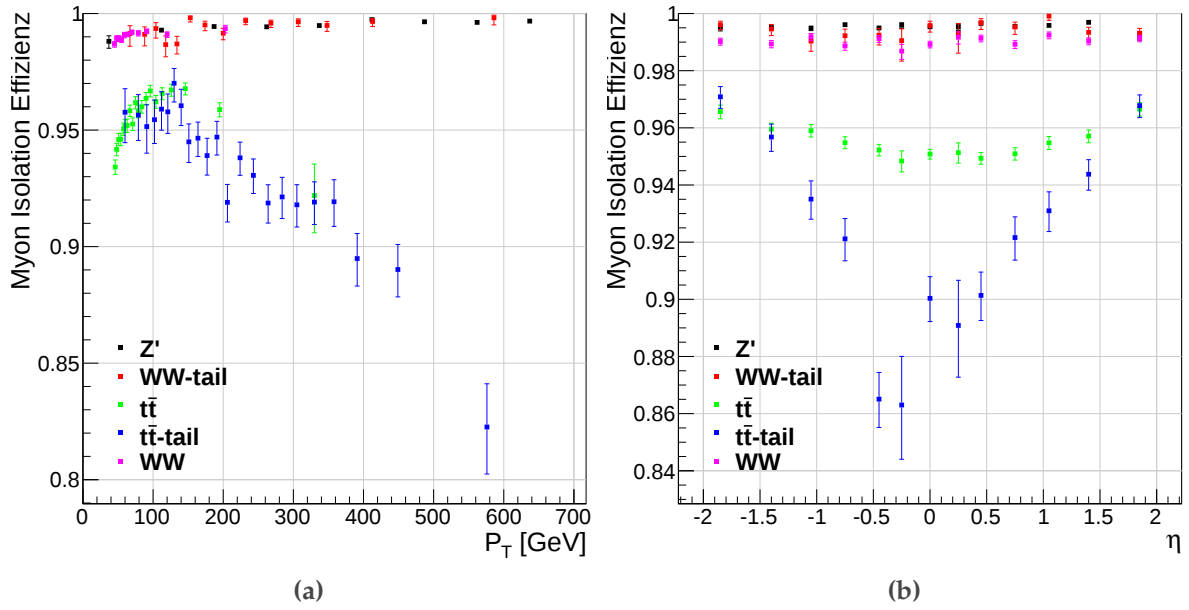


Abb. 16: Isolierungseffizienzen für Myonen für 8 TeV Monte Carlo Simulationen der WW und $t\bar{t}$ Untergründe mit und ohne Generatorschnitt und des Z' Signals. (a) zeigt die Abhängigkeit von p_T , (b) die von η .

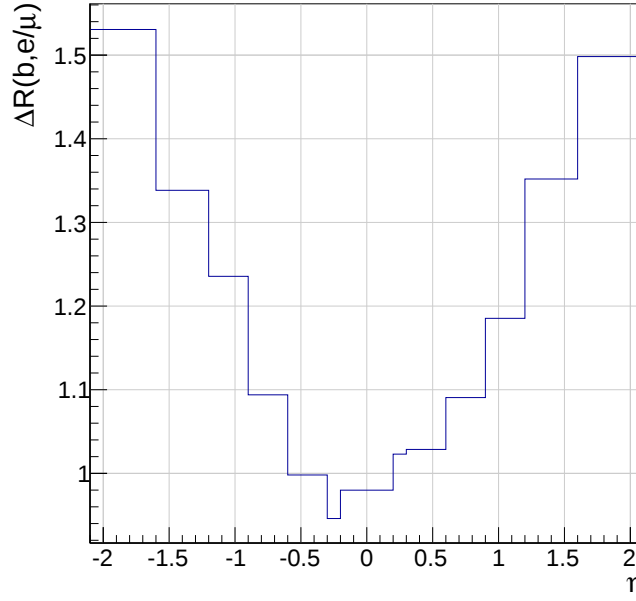


Abb. 17: Abstand im η - Φ -Raum zwischen Lepton und b-Jet in Abhängigkeit von η für die 8 TeV Monte Carlo Simulationen des $t\bar{t}$ Untergrundes für hohe Massen.

eine Konstante gefittet. Über die Differenz zwischen dieser gefundenen Konstante und der Effizienz für kleine $\Delta R(b, e/\mu)$ kann nun ein Skalierungsfaktor nach der Formel

$$\text{Skalierungsfaktor} = \frac{\text{Fit Konstante} - \text{Effizienz}(\Delta R(b, e/\mu))}{\text{Fit Konstante}} \quad (14)$$

bestimmt werden, der den Effekt, der durch das kleine $\Delta R(b, e/\mu)$ die Effizienzen reduziert, berücksichtigt.

Zu erwarten ist, dass die Effizienzen für niedrige $\Delta R(b, e/\mu)$ sehr klein sein und für größere $\Delta R(b, e/\mu)$ ansteigen und gegen einen konstanten Grenzwert gehen.

4.5.1 Identifikation und Rekonstruktion

Die Rekonstruktions- und Identifikationseffizienz zeigt die starke Notwendigkeit dieses Binings (Abbildung 18). So sind die Effizienzen für kleine $\Delta R(b, e/\mu)$ vor allem für Elektronen mit 30 – 40 % deutlich geringer. Es fällt auch auf, dass für die niedrigen $\Delta R(b, e/\mu)$ Bins kaum Statistik vorhanden ist. Ab $\Delta R(b, e/\mu) = 0.6$ steigen die Werte nur noch sehr langsam an, bis sie 80 % für ein $\Delta R(b, e/\mu) > 1.0$ erreichen und somit nicht wesentlich niedriger sind, als die Effizienzen in η und p_T Bins.

Für Myonen ist die Auswirkung auf die Rekonstruktions- und Isolationseffizienz deutlich geringer. So sind hier die Werte minimal bei etwa 85 % und steigen auf bis zu 91 %. Grund dafür ist, dass die meisten Jets ihre Energie in den Kalorimetern deponieren und somit

kleinere Auswirkungen auf das Myonsystem haben. Myonen des Jets haben dabei nur geringe Auswirkungen auf die Identifikationseffizienz.

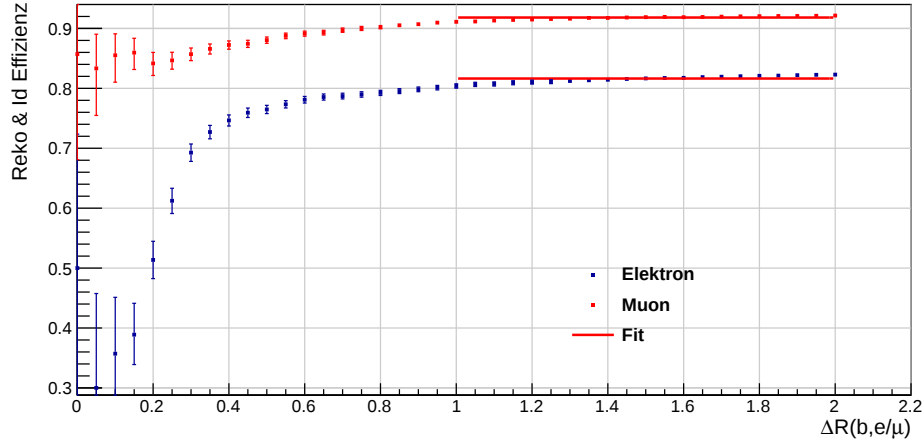


Abb. 18: Rekonstruktions- und Identifikationseffizienz für Elektronen und Myonen in Abhängigkeit von $\Delta R(b, e/\mu)$.

4.5.2 Isolation

Die Isolationseffizienz (Abbildung 19) führt bei Elektronen zu ähnlichen Ergebnissen wie die Rekonstruktion- und Identifikationseffizienz. Für Elektronen liegt die Effizienz dabei erst bei $4 - 5\%$ und steigt ab $\Delta R(b, e/\mu) = 0.3$ auf bis zu 77% an.

Für Myonen ist die Isolationseffizienz ebenfalls deutlich geringer. So erhält man bis zu $\Delta R(b, e/\mu) = 0.25$ eine Effizienz von 10% . Für höhere Winkel steigt sie rapide auf etwa 90% an.

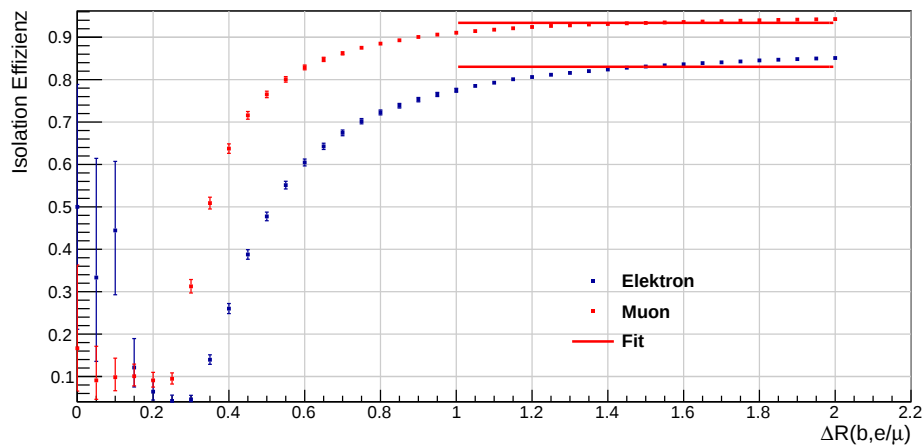


Abb. 19: Isolationseffizienz für Elektronen und Myonen in Abhängigkeit von $\Delta R(b, e/\mu)$.

4.5.3 Trigger

Die Triggereffizienz ist nahezu unabhängig von $\Delta R(b, e/\mu)$ (Abbildung 20), weshalb hier kein Gewicht angewendet wird. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Triggereffizienz hier bezüglich erfolgreich rekonstruierter und isolierter Myonen definiert ist.

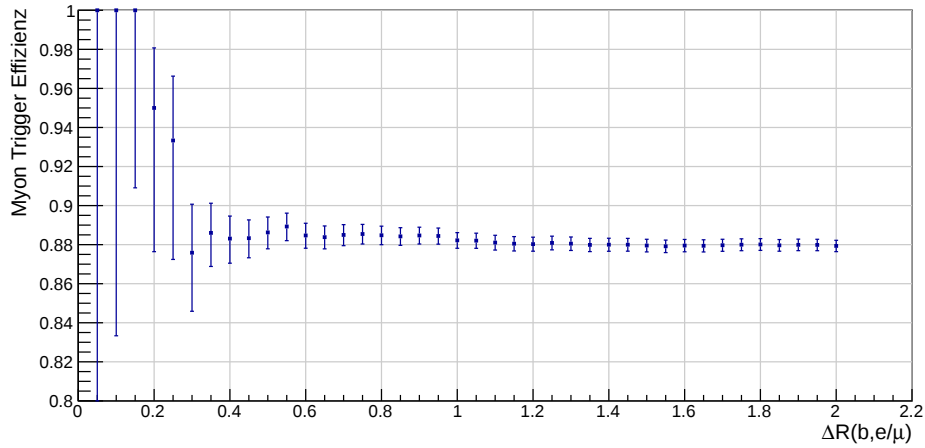


Abb. 20: Triggereffizienz für Myonen in Abhängigkeit von $\Delta R(b, e/\mu)$.

4.6 Anwendung der Akzeptanz, Auflösung, Effizienzen und des Skalierungsfaktors

Die Auflösungen, Effizienzen und der Skalierungsfaktor werden nun auf die mit CalHEP generierten Ereignisse angewendet.

Zunächst werden dafür die Akzeptanzschnitte auf die Ereignisse angewendet. Danach werden die Impulse an Hand der Auflösungen mit Hilfe gaußisch verteilter Zufallszahlen verschmiert und die Werte mit den Effizienzen gewichtet. Da die Effizienzen relativ zueinander bestimmt wurden, ergibt sich die Gesamteffizienz dabei aus dem Produkt aller Effizienzen, wobei bei Untergründen mit Top-Quarks der zusätzliche Gewichtungsfaktor angewendet werden muss.

Für das Signal wird die Auflösung der invarianten $e\mu$ Masse genutzt, für die Untergründe die von η und p_T^μ bzw. E^e abhängigen Auflösungen.

4.7 Crosscheck WW Untergrund

Um die Güte der Effizienzbestimmung zu testen, wird ein Crosscheck mit Hilfe der 8 TeV WW Simulation durchgeführt. Dabei werden auf die generierten Teilchen der 8 TeV Monte Carlo Simulation Akzeptanz, Auflösungen und Effizienzen angewendet und die entstehende invariante Dileptonmassenverteilung mit der Verteilung der rekonstruierten Ereignisse der

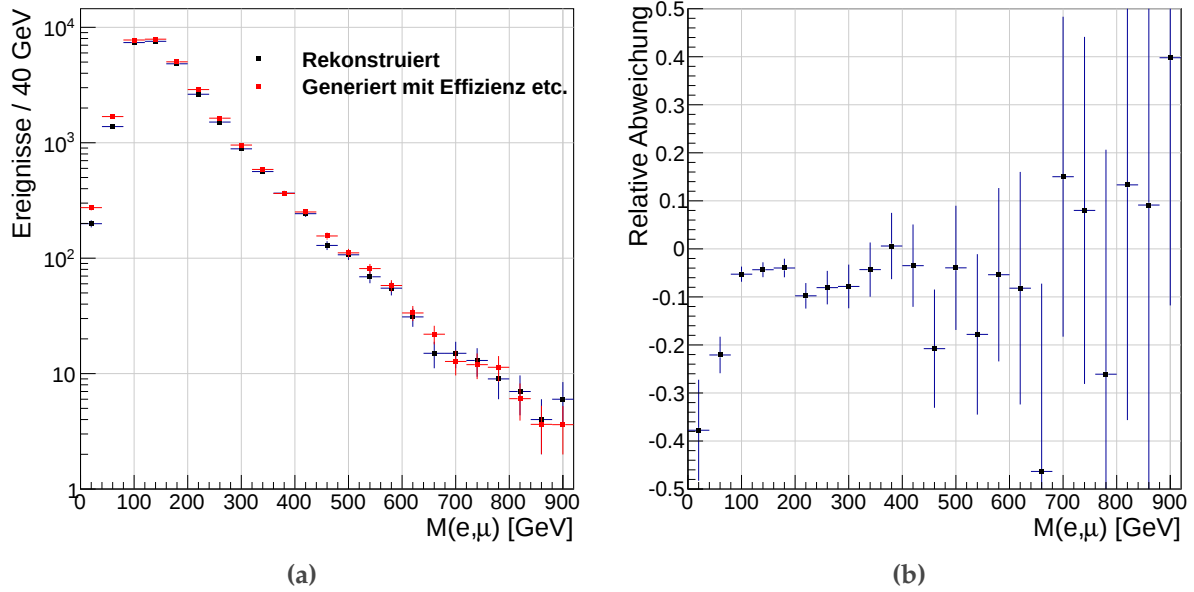


Abb. 21: Crosscheck der Effizienzen und Auflösungen am WW Untergrund. (a) zeigt den Vergleich von rekonstruierten Teilchen des Monte Carlos (blau) mit generierten und den Effizienzen entsprechend gewichteten und an Hand der Auflösung verschmierten Teilchen des Monte Carlos (rot), (b) die relative Abweichung voneinander.

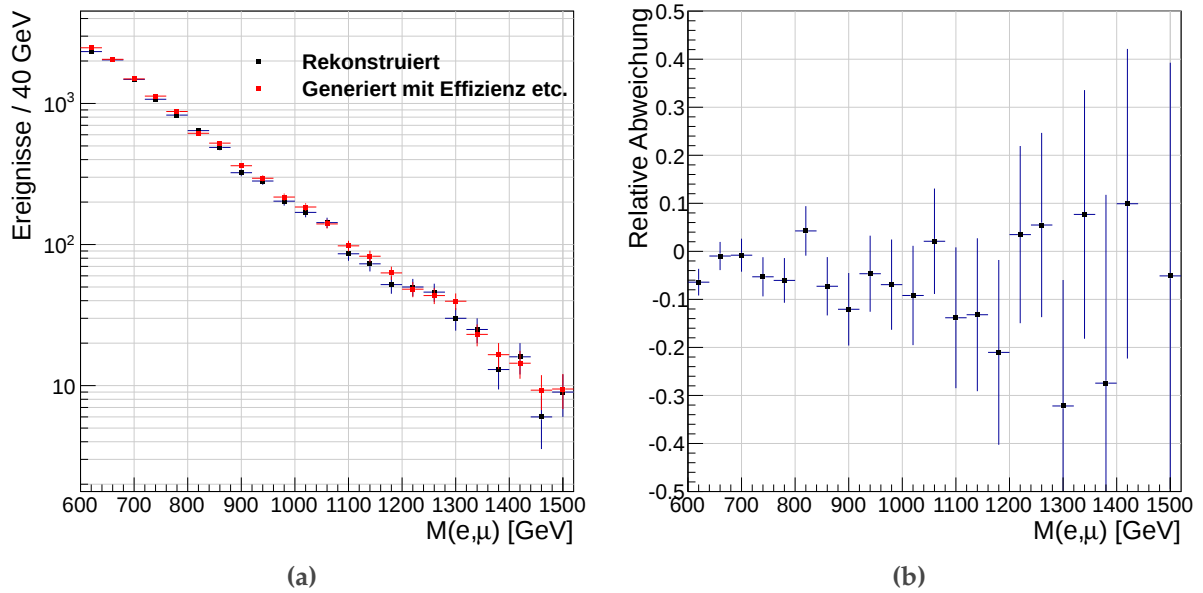


Abb. 22: Crosscheck der Effizienzen und Auflösungen am WW Untergrund für hohe Massen. (a) zeigt den Vergleich von rekonstruierten Teilchen des Monte Carlos (blau) mit generierten und den Effizienzen entsprechend gewichteten und an Hand der Auflösung verschmierten Teilchen des Monte Carlos (rot), (b) die relative Abweichung voneinander.

CMS-Detektorsimulation verglichen. Dies geschieht zum einen für ein WW Untergrund ohne Generatorschnitt und einen mit Generatorschnitt für $M > 600$ GeV.

Für die Ereignisse ohne Generatorschnitt erhält man eine Abweichung von etwa 6 % (Abbildung 21). Diese sind jedoch zum Großteil auf Auflösungseffekte zurückzuführen, welche zu einer Abweichung von etwa 4 % führen. Für die WW Verteilung bei hohen Massen erhält man Abweichungen von ungefähr 4 % (Abbildung 22).

Dies zeigt, dass die Bestimmung der Effizienzen akkurat ist und die Auflösung zwar für kleine Massen ungenau ist, für große jedoch exakter ist.

4.8 Crosscheck ΔR Skalierungsfaktor

Um die Genauigkeit des ΔR Skalierungsfaktors zu überprüfen, wird ein Crosscheck mit Hilfe der 8 TeV $t\bar{t}$ Simulation für hohe Massen durchgeführt. Das Vorgehen ist identisch wie oben, nur dass hier auch der Skalierungsfaktor auf die generierten Ereignisse angewendet wird. Das Ergebnis ist in Abbildung 23a zu finden, die relative Abweichung in 23b. Dabei ist zu erkennen, dass die Abweichung mit etwa 2 % sehr klein ist und im selben Bereich wie die der WW Simulation liegt. Dies bedeutet, dass die gewählte Methode des Skalierungsfaktors, den Abfall der Rekonstruktions- und Identifikationseffizienz und der Isolationseffizienz gut beschreibt.

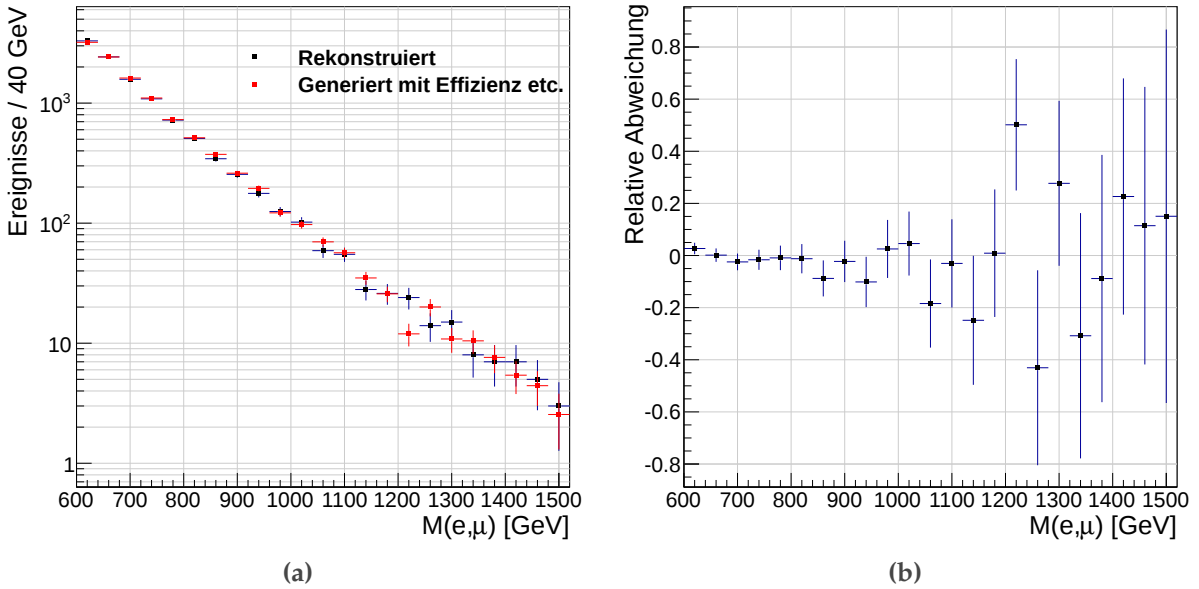


Abb. 23: Crosscheck für ΔR Skalierungsfaktor am $t\bar{t}$ Untergrund für hohe Massen. (a) zeigt den Vergleich von rekonstruierten Teilchen des Monte Carlos (blau) mit generierten und den Effizienzen und Skalierungsfaktoren entsprechend gewichteten und an Hand der Auflösung verschmierten Teilchen des Monte Carlos (rot), (b) die relative Abweichung voneinander.

4.9 NLO-Effekte

Einer der Nachteile des CalcHEP Generators ist, dass er nur in leading order QCD (LO) produziert und somit next-to-leading order (NLO) Effekte, also Prozesse höherer Ordnung, vernachlässigt werden. Diese Korrekturen führen teilweise zu starken Anstiegen des Wirkungsquerschnittes um einen Faktor zwei und sind daher nicht zu vernachlässigen. Dieser Faktor, der der Quotient aus NLO zu LO Wirkungsquerschnitt ist, wird k -Faktor genannt. In erster Näherung werden die Werte daher auf theoretisch berechnete NLO oder sogar NNLO (next-to-next-to-leading order) und aNNNLO (approximate next-to-next-to-next-to-leading order) skaliert. Die Werte für die einzelnen Prozesse sind in Tabelle 9 zu finden. Dabei muss beachtet werden, dass CalcHEP die Zerfälle in den Wirkungsquerschnitt einbezieht. Die inklusiven Wirkungsquerschnitte müssen daher noch mit den Zerfallswahrscheinlichkeiten und möglichen Kombinationen zum Endzustand multipliziert werden. Die Zerfallswahrscheinlichkeiten sind dabei dem Particle Data Booklet [4] entnommen.

Tabelle 9: Vergleich der LO Wirkungsquerschnitte der Untergründe mit höheren Ordnungen mit Zerfällen in e^+e^- , $e^+\mu^-$, e^- , μ^+ , $\mu^-\mu^+$.

Prozess	$\sigma \times \text{BR LO}$ [pb]	$\sigma \times \text{BR Höhere Ordnung}$ [pb]	Ordnung	k -Faktor
WW	3.12	5.26 [34]	NLO	1.68
$t\bar{t}$	15.03	38.07 [35] [27]	aNNNLO	2.53
tW	2.19	3.31 [36]	NNLO	1.51
WZ	0.35	0.68 [34]	NLO	1.93
ZZ	0.042	0.072 [34]	NLO	1.72

Ein Nachteil dieser Methode ist, dass nur ein globaler Skalierungsfaktor angewendet wird. Jedoch kann der k -Faktor, der den Unterschied zwischen LO Wirkungsquerschnitt und höheren Ordnungen angibt massenabhängig sein. Um dieses Verhalten zu testen wurden mit Hilfe des Programms MCFM [26] in Verbindung mit den PDF Sets aus LHAPDF [37] (CTEQ6L1 für LO und CT10 für NLO) der WW Untergrund erzeugt, da dieser bei hohen Massen dominant ist.

Der k -Faktor ergibt sich nun aus dem Quotient aus den Einträgen der jeweiligen Bins von NLO und LO

$$k\text{-Faktor} = \frac{d\sigma/dm(\text{NLO})}{d\sigma/dm(\text{LO})}. \quad (15)$$

Die WW $M_{e\mu}$ Verteilung wird mit diesem massenabhängigen k -Faktor (Abbildung 24) und nicht dem Wert aus Tabelle 9 skaliert.

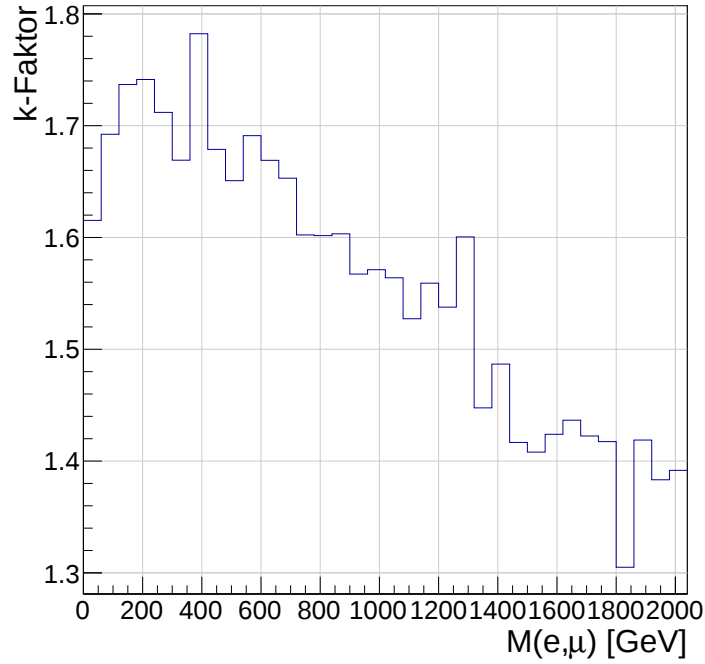


Abb. 24: k -Faktor des WW Untergrundes bestimmt mit MCFM [26].

4.10 Systematische Unsicherheiten

Die generierten Untergründe und das Signal weisen einige systematische Unsicherheiten auf die im Folgenden beschrieben werden. Diese orientieren sich, sofern nicht anders genannt, an der Analysis Note der $\sqrt{s} = 8$ TeV Analyse [24].

Für die Untergründe ergeben sich folgende Unsicherheiten:

- Die Unsicherheit auf die Energieskala der Elektronen wird durch Variation der Energieskala um 0.6 % im Barrel bzw. 1.5 % im Endcap bestimmt.
- Die Unsicherheit auf die Impulsskala der Myonen wird durch Variation der Impulsskala um 5 % pro TeV bestimmt.
- Die Unsicherheit auf Akzeptanz $\times$ Effizienz beträgt 5 %
- Die Unsicherheit auf die integrierte Luminosität, die zum Skalieren der Untergründe gebraucht wird beträgt 2.6 %.
- Die Unsicherheit auf die verwendeten PDFs ergibt sich aus

$$\delta(M_{e\mu}) = 0.045 + 3.4 \cdot 10^{-5} \cdot \left(\frac{M_{e\mu}}{\text{GeV}}\right) + 3.0 \cdot 10^{-8} \cdot \left(\frac{M_{e\mu}}{\text{GeV}}\right)^2. \quad (16)$$

Dies entspricht der Formel aus der AN bis auf einen Faktor zwei in dem quadratischen Term, der angenommen wird um die Unsicherheit für hohe Massen besser zu beschreiben, ohne das Verhalten der Formel für niedrige Massen zu beeinträchtigen.

- Die Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt der WW -Produktion beträgt 20 % pro TeV und ist motiviert durch das Paper [38].
- Die Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt der $t\bar{t}$ -Produktion beträgt 40 % pro TeV.

Für das Signal werden folgende Unsicherheiten angenommen:

- Die Unsicherheit auf Akzeptanz $\times$ Effizienz beträgt 5 %
- Auf die invariante Massenauflösung wird der Unterschied der Massenverteilung zwischen unterschiedlichen Szenarien für das Alignment des Myonsystems angenommen.
- Die Unsicherheit auf die integrierte Luminosität beträgt 2.6 %.

4.11 Invariante Massenverteilung

Die für $\sqrt{s} = 13$ TeV generierten Untergründe nach Anwendung von Akzeptanzschnitten, Effizienzen, Auflösungen, ΔR Skalierungsfaktoren und k -Faktoren auf 20 fb^{-1} normiert sind in Abbildung 25 zu finden. Die Untergründe sind dabei aufaddiert und mit einem hypothetischen Signal mit $M_{\tilde{\nu}_\tau} = 2000 \text{ GeV}$ und den Kopplungen $\lambda'_{311} = \lambda_{132} = 0.01$ gezeichnet, dessen Wirkungsquerschnitt auf NLO skaliert wurde [39].

Die Dominanz der Untergründe bestätigt sich dabei. Der WW Untergrund dominiert für hohe Massen, während $t\bar{t}$ für niedrige Massen dominant ist. Das Signal hebt sich leicht von dem Untergrund ab.

In Tabelle 10 ist die Anzahl an Ereignissen pro TeV zu finden. Das Signal hätte also noch über 1 erwartetes Ereignis.

Tabelle 10: Anzahl Ereignisse pro TeV des Ergebnisses der simulierten Ereignisse.

Untergrund \ Masse [TeV]	Masse [TeV]					
	0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6
WW	4246	3.5	0.08	0.004	0.0003	$2 \cdot 10^{-5}$
$t\bar{t}$	77595	11	0.04	0.0008	$3 \cdot 10^{-6}$	0
WZ	651	0.8	0.02	0.0008	$4 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Single Top	7089	1	0.005	$7 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-8}$
ZZ	93	0.07	0.0008	0	0	0
Signal	0	2.6	2.6	0	0	0

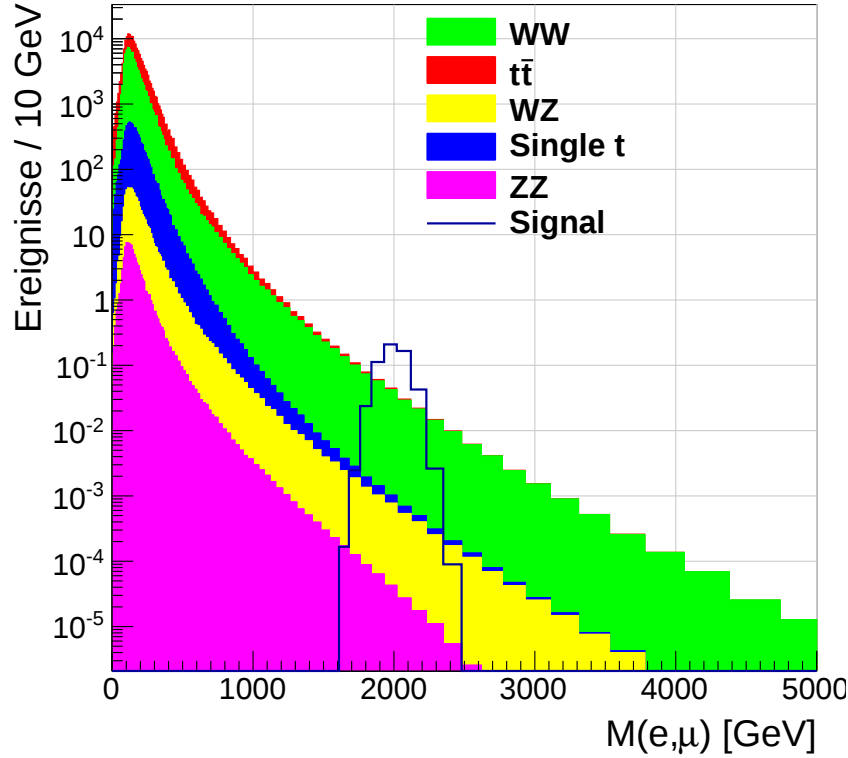


Abb. 25: Ergebnis der simulierten Untergründe für $\sqrt{s} = 13$ TeV mit einem Signal mit $M_{\tilde{\nu}_\tau} = 2000$ GeV und den Kopplungen $\lambda'_{311} = \lambda_{132} = 0.01$ auf 20 fb^{-1} normiert. Die Breite der Bins richtet sich nach der invarianten Dileptonmassenauflösung.

4.12 Limitberechnung

Zur Limitberechnung wird ein Bayesischer Ansatz genutzt [31] [40], der auf der Formel von Bayes beruht und die Berechnung bedingter Wahrscheinlichkeiten beschreibt. Wenn x ein Vektor von Daten ist und θ einen Parameter des Modells beschreibt, dann ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit, dass das Modell die Daten richtig beschreibt

$$p(\theta|x) = \frac{L(x|\theta)\pi(\theta)}{\int d\theta' L(x|\theta')\pi(\theta')} \quad (17)$$

mit der Likelihood Funktion $L(x|\theta) = p(x|\theta)$ und der a priori Wahrscheinlichkeit $\pi(\theta)$, dass das Modell korrekt ist.

In diese Wahrscheinlichkeit $\pi(\theta)$ fließt vorhandenes Wissen über das Modell ein. Da kein Wissen über die a priori Wahrscheinlichkeit des Modells vorhanden ist, wird sie gleichverteilt gewählt, wobei Werte kleiner null ausgeschlossen sind, da das $\tilde{\nu}_\tau$ eine positive Masse haben

muss:

$$\pi(\theta) = \begin{cases} 1 & \text{falls } \theta \geq 0 \\ 0 & \text{falls } \theta < 0. \end{cases} \quad (18)$$

Systematische Unsicherheiten können ebenfalls berücksichtigt werden. Angenommen die Likelihood Funktion und a priori Wahrscheinlichkeit hängen von einem weiteren Parameter ν ab und faktorisieren, so ergibt sich

$$p(\theta|x) = \frac{\int d\nu L(x|\theta)\pi(\theta)}{\int d\nu d\theta' L(x|\theta')\pi(\theta')}. \quad (19)$$

Für Systematiken, die die Form der invarianten Masseverteilung verändern, wie beispielsweise die Unsicherheit auf die Impulsskala der Myonen und die Energieskala der Elektronen, wird ein morphender Algorithmus mit einer Gaußfunktion für ν genutzt, für alle anderen Systematiken eine logarithmische Normalverteilung [24].

Das obere Limit ergibt sich durch Lösen des Integrals über die Wahrscheinlichkeit $p(\theta|x)$:

$$1 - \alpha = \int_{-\infty}^{\theta_{\text{up}}} d\theta p(\theta|x). \quad (20)$$

Das Limit wird für $\alpha = 0.95$ bestimmt, was einem Konfidenzlevel von 95 % entspricht.

4.13 Erwartete Limits

Die erwarteten Limits unter Annahme keines Signals mit 95 % Konfidenzlevel auf den Wirkungsquerschnitt unter Einbezug des Verzweungsverhältnisses für eine angenommen Luminosität von 20 fb^{-1} sind in Abbildung 26 zu sehen. Im Vergleich zu den 8 TeV Massenlimits ergeben sich damit deutlich höhere Limits. Das erwartete Limit für $\lambda'_{311} = \lambda_{132} = 0.01$ von $M_{\tilde{\nu}_\tau} < 1600 \text{ GeV}$ ist höher als das der 8 TeV Analyse bei $M_{\tilde{\nu}_\tau} < 1284 \text{ GeV}$ [24]. Grund dafür ist der höhere theoretische Wirkungsquerschnitt des Signals. Das Wirkungsquerschnittlimit ist bei 13 TeV schlechter, was durch die größere Anzahl an Untergrundereignissen zu erklären ist. Der Vergleich der Wirkungsquerschnitts- und Massenlimits zwischen 8 TeV und 13 TeV ist in Abbildung 27 zu sehen.

Auch der Konturplot der λ'_{311} - $M_{\tilde{\nu}_\tau}$ -Ebene für feste λ_{132} in Abbildung 28 zeigt das gleiche Verhalten der Limits. Hier sind Bereiche mit höherer Kopplung und niedrigerer Masse mit einem Konfidenzlevel von 95 % ausgeschlossen. So kann für niedrige Massen ein kleinerer Bereich ausgeschlossen werden als bei 8 TeV, ab Massen von etwa 800 GeV kann jedoch ein größerer Bereich ausgeschlossen werden.

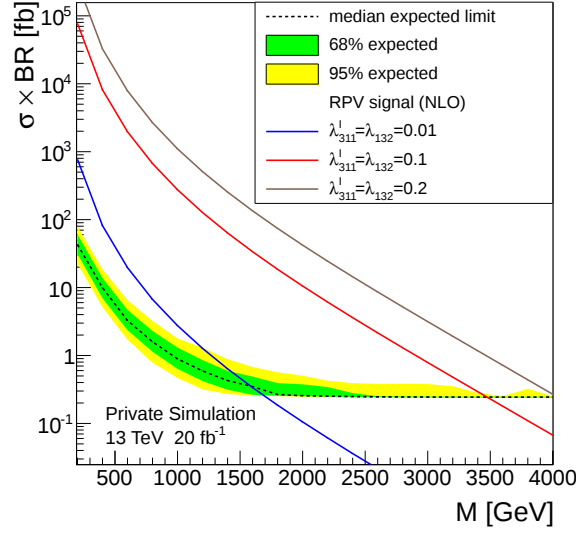


Abb. 26: 95 % Konfidenzlevel Limit auf den Wirkungsquerschnitt des RPV Signals über der Masse $M_{\tilde{\nu}_\tau}$. Zu sehen ist das erwartete Limit als gestrichelte Linie mit 1σ Band in grün und 2σ Band in gelb. Bereiche mit größeren Wirkungsquerschnitten als das Limit sind mit 95 % Konfidenzlevel ausgeschlossen. Die theoretischen Wirkungsquerschnitte in NLO (QCD) sind für verschiedene Kopplungen in blau ($\lambda'_{311} = \lambda_{132} = 0.01$), rot ($\lambda'_{311} = \lambda_{132} = 0.1$) und braun ($\lambda'_{311} = \lambda_{132} = 0.2$) zu sehen. Der Schnittpunkt der Linien mit dem erwarteten Limit ist das Limit auf $M_{\tilde{\nu}_\tau}$. Diese ergeben sich zu $M_{\tilde{\nu}_\tau} < 1.6$ TeV (blau), $M_{\tilde{\nu}_\tau} < 3.5$ TeV (rot) und $M_{\tilde{\nu}_\tau} < 4.0$ TeV (braun). Der konstant werdende Verlauf des erwarteten Limits ist mit der niedrigen Zahl vom Untergrundereignissen nahe null zu erklären.

Der Grund für das Verhalten der Kurven findet sich in der Berechnung des Wirkungsquerschnitts [24]:

$$\sigma \cdot \text{BR}(\tilde{\nu}_\tau \rightarrow e\mu) = k(M_{\tilde{\nu}_\tau}) \cdot \frac{2 (\lambda'_{311})^2 (\lambda_{132}^{\text{fix}})^2}{3 (\lambda'_{311})^2 + 2 (\lambda_{132}^{\text{fix}})^2}. \quad (21)$$

Die Proportionalitäten ergeben sich analog zur Zerfallsbreite in Kapitel 3.1. Für den Grenzfall $\lambda'_{311} \ll \lambda_{132}$ wird der Wirkungsquerschnitt unabhängig von λ_{132} . Daher laufen alle Linien für niedrige λ'_{311} in einem Punkt zusammen. Für den Fall $\lambda'_{311} \gg \lambda_{132}$ wird der Wirkungsquerschnitt unabhängig von λ'_{311} und erreicht seinen maximalen Wert $\sigma_{\text{max}}(M_{\tilde{\nu}_\tau}, \lambda_{132}^{\text{fix}}) = k(M_{\tilde{\nu}_\tau}) \frac{2}{3} (\lambda_{132}^{\text{fix}})^2$. Ist dieser Wirkungsquerschnitt nicht ausgeschlossen, kann kein Limit bestimmt werden, weshalb die Kurven für hohe Massen konstant in $M_{\tilde{\nu}_\tau}$ werden. Der Bereich dazwischen wird durch folgende Formel beschrieben:

$$\lambda_{311}^{\text{limit}}(M_{\tilde{\nu}_\tau}, \lambda_{132}^{\text{fix}}) = \sqrt{\frac{2 (\lambda_{132}^{\text{fix}})^2}{\frac{k(M_{\tilde{\nu}_\tau})}{\sigma \cdot \text{BR}(M_{\tilde{\nu}_\tau})} \cdot 2 (\lambda_{132}^{\text{fix}})^2 - 3}}. \quad (22)$$

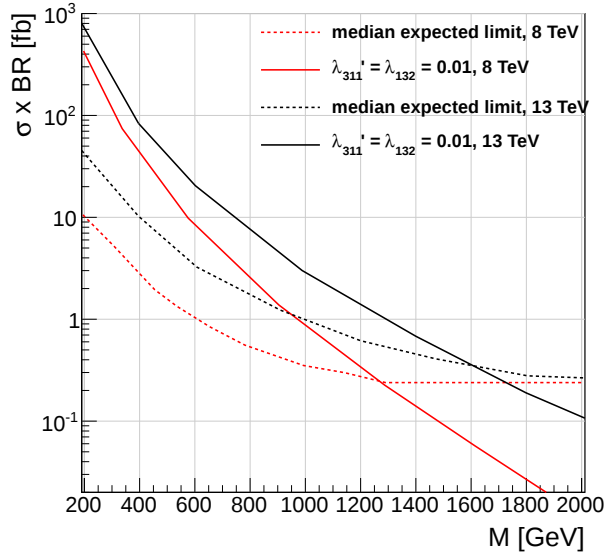


Abb. 27: Vergleich der Limits zwischen 8 TeV und 13 TeV. Die gestrichelten Linien sind die erwarteten Limits, die durchgezogenen die theoretischen Wirkungsquerschnitte eines Signals mit $\lambda'_{311} = \lambda_{132} = 0.01$. Die roten Linien sind das Ergebnis der 8 TeV Analyse, die schwarzen die der hier durchgeführten 8 TeV Analyse. Das Limit auf den Wirkungsquerschnitt lässt größere Wirkungsquerschnitte zu als bei 8 TeV, das Massenlimit schließt einen größeren Bereich aus.

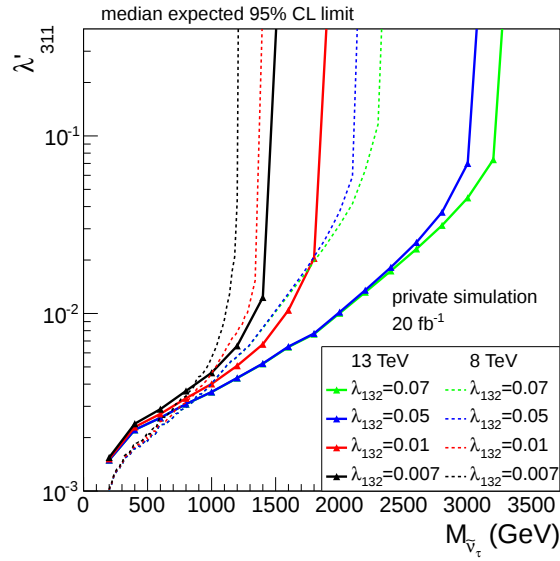


Abb. 28: 95 % Konfidenzlevel Konturplot des Ausschlusslimits in der λ'_{311} - $M_{\bar{\nu}_\tau}$ -Ebene. Der Parameter $\lambda_{132}^{\text{fix}}$ ist auf die Werte 0.07 (grün), 0.05 (blau), 0.01 (rot) und 0.007 (schwarz) gesetzt. Gestrichelt sind dazu die Vergleichsergebnisse der 8 TeV Analyse gezeigt. Regionen mit höherer Kopplung und kleinerer Masse sind mit einem Konfidenzlevel von 95 % ausgeschlossen. Für $\lambda'_{311} \ll \lambda_{132}^{\text{fix}}$ wird der Wirkungsquerschnitt des Signals unabhängig von λ'_{311} . Bei hohen Massen kann, wenn der maximale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{max}}(M_{\bar{\nu}_\tau}, \lambda_{132}^{\text{fix}})$ nicht ausgeschlossen werden kann, kein Limit auf λ'_{311} gesetzt werden.

5 Zusammenfassung

Es wurden erfolgreich $\sqrt{s} = 13$ TeV Ereignisse auf Basis von Auflösungen und Effizienzen von 8 TeV CMS-Simulationen aus Proton-Proton-Kollisionen bei einer integrierten Luminosität von 20 fb^{-1} generiert. Auflösungen und Effizienzen wurden jeweils in Abhängigkeit von η , p_T bzw. E und $M_{e\mu}$ bestimmt. Zusätzlich wurden Korrekturen in Abhängigkeit der Nähe zu b-Jets angewendet. Die Crosschecks zur Prüfung dieses Vorgehens waren erfolgreich.

Mit Hilfe dieser Ereignisse konnten neue erwartete Limits auf das RPV SUSY Modell von τ -Sneutrinos Produktion im $e\mu$ Endzustand bestimmt werden und gegenüber der 8 TeV Analyse [24] verbessert werden. Für Kopplungen von $\lambda'_{311} = \lambda_{132} = 0.01$ können Massen von weniger als $M_{\tilde{\nu}_\tau} < 1600 \text{ GeV}$ ausgeschlossen werden.

Literatur

- [1] R. Kayser, "Welt der Physik: Die Entdeckung der Atome," Jul. 2004. Verfügbar: <http://www.weltderphysik.de/gebiete/atome/geschichte/atomentdeckung/>
- [2] DESY, "Materiebausteine." Verfügbar: http://www.weltmaschine.de/sites/site_weltmaschine/content/e158/e159/e466/materiebausteine_hr_ger.jpg
- [3] M. Erdmann, "Vorlesungsskript Experimentalphysik V," 2013.
- [4] J. Beringer et al. (Particle Data Group), "2013 Review of Particle Physics," *Phys. Rev. D*, Bd. 86, Nr. 1, 2013. Verfügbar: http://pdg.lbl.gov/2013/listings/contents_listings.html
- [5] Franz J. Himpel, "Symmetrie Groups." Verfügbar: <http://uw.physics.wisc.edu/~himpel/449group.pdf>
- [6] Franz J. Himpel, "The symmetry of interactions." Verfügbar: <http://uw.physics.wisc.edu/~himpel/107/Lectures/Phy107Lect38.pdf>
- [7] Stefan Schael, "Vorlesungsskript Phys6: Experimentalphysik," 2014.
- [8] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, 2. Aufl. New York, USA: John Wiley & Sons, Aug. 2008.
- [9] Hermann Kolanosk, "Kapitel 4: Erhaltungssätze und Symmetrien," 2007. Verfügbar: <http://www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/keto708/skript/conserv.pdf>
- [10] G. L. Kane, *Supersymmetry: squarks, photinos, and the unveiling of the ultimate laws of nature*. Cambridge, Mass: Perseus Pub, 2000.
- [11] R. Barbier et al., "R-parity violating supersymmetry," *Physics Reports*, Bd. 420, Nr. 1-6, S. 1-195, Nov. 2005. Verfügbar: <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0406039>
- [12] H. Dreiner, "An Introduction to Explicit R-Parity Violation," *Pramana*, Bd. 51, Nr. 1-2, S. 123-133, Jul. 1998. Verfügbar: <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9707435>
- [13] CMS Collaboration, "Search for Anomalous Production of Multilepton Events and R-Parity-Violating Supersymmetry in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp Collisions," *CMS PAS EXO-11-045*, S. 17, Okt. 2011. Verfügbar: <http://cds.cern.ch/record/1525539>
- [14] C. Lefevre, "LHC: the guide (English version)," CERN, Tech. Rep., 2009. Verfügbar: <http://cds.cern.ch/record/1165534>
- [15] L. Evans und P. Bryant, "LHC machine," *Journal of Instrumentation*, Bd. 3, Nr. 08, S. So8001, 2008. Verfügbar: <http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/So8001>
- [16] CERN, "Overall view of the LHC," Dez. 2014. Verfügbar: <https://cds.cern.ch/record/1708849/files/Overall%20view%20of%20the%20LHC.pdf>

- [17] E. A. Hillemanns, S. Cittolin, und I. G. Tabares, "Set of CMS Posters," Sept. 2013. Verfügbar: https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/RetrieveFile?docid=12063&version=5&filename=SetOfCMSPosters_Sept2013_eye_friendly.pdf
- [18] CMS Collaboration, S. Chatrchyan, und others, "The CMS experiment at the CERN LHC," *Jinst*, Bd. 3, Nr. 08, S. S08004, 2008. Verfügbar: http://www.researchgate.net/publication/230947766_The_CMS_experiment_at_the_CERN_LHC/file/9fcfd5064b904aba47.pdf
- [19] T. Sakuma, "CMS," Sept. 2012. Verfügbar: https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/RetrieveFile?docid=11514&version=1&filename=cms_120918_04.pdf
- [20] E. A. Hillemanns, S. Cittolin, und Iago Gonzalez Tabares, "Tracking Detectors." Verfügbar: <https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/RetrieveFile?docid=4227&version=1&filename=Trackers.pdf>
- [21] E. A. Hillemanns, S. Cittolin, und I. G. Tabares, "Electromagnetic Calorimeter." Verfügbar: <https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/RetrieveFile?docid=4227&version=1&filename=ECALncol.pdf>
- [22] E. A. Hillemanns, S. Cittolin, und I. G. Tabares, "Hadronic Calorimeter." Verfügbar: <https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/RetrieveFile?docid=4227&version=1&filename=HCALncol.pdf>
- [23] E. A. Hillemanns, S. Cittolin, und I. G. Tabares, "Trigger and data acquisition." Verfügbar: <https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/RetrieveFile?docid=4227&version=1&filename=TriDASNC0.pdf>
- [24] A. Gueth, E. Olaiya, und T. Reis, "CMS Analysis Note. Search for lepton flavour violating decays of heavy states to $e\mu$ pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV," Jul. 2014.
- [25] A. Belyaev, N. D. Christensen, und A. Pukhov, "CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model," *Computer Physics Communications*, Bd. 184, Nr. 7, S. 1729–1769, 2013. Verfügbar: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465513000313>
- [26] J. M. Campbell und R. K. Ellis, "MCFM for the Tevatron and the LHC," *arXiv:1007.3492*, Jul. 2010. Verfügbar: <http://arxiv.org/pdf/1007.3492v1>
- [27] M. Czakon, P. Fiedler, und A. Mitov, "The total top quark pair production cross-section at hadron colliders through $O(\alpha_S^4)$," *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013) 252004, S. 6, Mrz 2013. Verfügbar: <http://arxiv.org/pdf/1303.6254v1>
- [28] W. Verkerke, S. Barbara, D. Kirkby, und Irvine, "RooCBShape - source file," Mai 2014. Verfügbar: <http://root.cern.ch/root/html/src/RooCBShape.cxx.html#WRH3ZD>
- [29] C. Magaß, "Bestimmung des inklusiven Wirkungs- querschnitts für Elektronproduktion bei Proton-Antiproton-Kollisionen," Masterarbeit, RWTH, Aachen, Dez. 2003. Verfügbar: http://web.physik.rwth-aachen.de/~hebbeker/theses/magass_diploma.pdf

-
- [30] CMS Collaboration, "SWGideMuonId < CMSPublic < TWiki." Verfügbar: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGideMuonId>
- [31] P. Millet, "Search for new physics in pp collision events with one electron and missing transverse energy using CMS data," Masterarbeit, RWTH Aachen, 2013. Verfügbar: http://web.physik.rwth-aachen.de/~hebbeker/theses/millet_master.pdf
- [32] CMS Collaboration, "HEEPElectronID < CMS < TWiki." Verfügbar: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/HEEPElectronID>
- [33] CMS collaboration und others, "Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at $\sqrt{s} = 7$ TeV," *Journal of Instrumentation*, Bd. 7, Nr. 10, S. P10002, 2012. Verfügbar: <http://iopscience.iop.org/1748-0221/7/10/P10002>
- [34] J. M. Campbell, R. K. Ellis, und C. Williams, "Vector boson pair production at the LHC," *Journal of High Energy Physics*, Bd. 2011, Nr. 7, S. 1–36, 2011. Verfügbar: [http://link.springer.com/article/10.1007/JHEP07\(2011\)018](http://link.springer.com/article/10.1007/JHEP07(2011)018)
- [35] N. Kidonakis, "NNNLO soft-gluon corrections for the top-antitop pair production cross section," *arXiv preprint arXiv:1405.7046*, 2014. Verfügbar: <http://arxiv.org/abs/1405.7046>
- [36] Nikolaos Kidonakis, "Theoretical predictions for top-pair and single-top production." Aspen, Colorado, Jan. 2014. Verfügbar: <http://indico.cern.ch/event/276476/session/2/contribution/2/material/slides/o.pdf>
- [37] A. Buckley, "New access to PDF data via LHAPDF6," *Physics Letters B*, Bd. 718, Nr. 1, S. 173–177, 2012. Verfügbar: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312010003>
- [38] A. Bierweiler, T. Kasprzik, J. H. Kühn, und S. Uccirati, "Electroweak corrections to W-boson pair production at the LHC," *Journal of High Energy Physics*, Bd. 2012, Nr. 11, S. 1–31, 2012. Verfügbar: [http://link.springer.com/article/10.1007/JHEP11\(2012\)093](http://link.springer.com/article/10.1007/JHEP11(2012)093)
- [39] H. K. Dreiner, S. Grab, M. Krämer, und M. K. Trenkel, "Supersymmetric NLO QCD corrections to resonant slepton production and signals at the Fermilab Tevatron and the CERN LHC," *Physical Review D*, Bd. 75, Nr. 3, S. 035003, 2007. Verfügbar: <http://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.75.035003>
- [40] G. Cowan, *Statistical Data Analysis*, Ser. Oxford science publications. Clarendon Press, 1998. Verfügbar: <http://books.google.de/books?id=ff8ZyWonlJAC>

Danksagung

Zum Abschluss dieser Arbeit möchte ich mich zunächst bei Prof. Dr. Thomas Hebbeker für das Angebot die Bachelorarbeit am III. Physikalischen Institut A zu schreiben bedanken.

Ein weiterer Dank geht an meinen Betreuer Andreas Güth, der bei Fragen stets erreichbar war, viele Probleme lösen konnte, die Limitplots für mich erstellt und die Arbeit Korrektur gelesen hat. Außerdem möchte ich allen anderen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe für die angenehme Arbeitsatmosphäre und das ständige Angebot Fragen stellen zu können danken.

Schlussendlich möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, die mich nicht nur moralisch unterstützt haben, sondern sich auch als Nicht-Physiker durch meine Arbeit gekämpft haben.