

Suche nach resonanter τ -Sneutrino Produktion im $\mu \tau$ Endzustand mit CMS bei $\sqrt{s} = 8$ TeV

von

Johannes Schulz

Bachelorarbeit

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der RWTH
Aachen



im August 2012

angefertigt im

3. Physikalischen Institut A

Prüfer 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

Unterschrift

Kurzdarstellung

Der in dieser Arbeit untersuchte Prozess ist die resonante τ -Sneutrino Produktion aus Downquark-Antidownquark-Annihilation mit anschließendem Zerfall in einen $\mu\tau$ Endzustand. Die für diesen Prozess zugrundeliegende Theorie ist die R-paritätsverletzende supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells im Rahmen des *minimal supergravity* (mSUGRA) Modells. Betrachtet wird der HM4 mSUGRA Testpunkt mit einer hypothetischen τ -Sneutrinomasse von 1250 GeV und den Yukawa-Kopplungen λ'_{311} und λ_{323} . Für die Analyse wurde der im Zeitraum von April bis Juni 2012 am CMS Detektor des LHC aufgezeichnete Datensatz einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} \approx 4,9 \text{ fb}^{-1}$ verwendet. Es wird eine Selektion der Daten bezüglich des resonanten $\mu\tau$ Endzustands praktiziert. Die Daten zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Standardmodell-Erwartung. Da keine signifikante Abweichung beobachtet werden konnte, wird der Bereich der höchsten Sensitivität ermittelt und für diesen eine Obergrenze auf $\sigma(pp \rightarrow \tilde{\nu}_\tau) \times BR(\tilde{\nu}_\tau \rightarrow \mu\tau)$ berechnet.

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretischer Hintergrund	3
1.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
1.2	Supersymmetrie	6
1.3	Minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells	7
1.4	R-Parität	7
1.5	R-Paritätsverletzung	8
2	Das Experiment	9
2.1	CMS	10
2.2	Triggersystem	12
2.3	Koordinatensystem und besondere Größen	12
3	Analyse	13
3.1	Monte-Carlo-Simulation	14
3.2	Signalerzeugung mit HERWIG	14
3.3	Untergründe	16
3.4	Datensätze	20
3.5	Pile-up reweighting	21
3.6	Selektionskriterien	22
3.7	Ergebnis	30
3.8	Ausblick	36
4	Zusammenfassung	39
	Anhang	41
	Literaturverzeichnis	43
	Abbildungsverzeichnis	45
	Tabellenverzeichnis	46

1 Theoretischer Hintergrund

Längst weiß man, dass das Atom, 'das Unzerschneidbare', nicht unteilbar ist. Es besteht aus Protonen, Neutronen und Elektronen, von denen nach heutiger Erkenntnis nur das Elektron als Elementarteilchen gilt. Protonen und Neutronen setzen sich hingegen aus Valenz- und Seequarks zusammen. Der Begriff Seequarks fasst hier die spontanen Erzeugungen und Annihilationen von Gluonen und Quark-Antiquark-Paaren im Hadron zusammen. Quarks gelten als elementare Teilchen, Gluonen sind die masselosen Austauschteilchen der starken Wechselwirkung.

Die Theorie, die das heutige Verständnis der Elementarteilchenphysik beschreibt, ist das sogenannte Standardmodell (SM). Sie umfasst die Darstellung der fundamentalen Bausteine aller Materie und beschreibt deren Wechselwirkungen untereinander - alle, bis auf eine - die Gravitation. Neben der eindrucksvollen Voraussagekraft des Standardmodells gilt diese Theorie als eine der präzisesten und somit schönsten der modernen Physik. Dennoch deuten verschiedene phänomenologische und theoretische Gründe darauf hin, dass das SM keine vollständige Theorie ist. Die moderne Teilchenphysik befasst sich mit der Suche nach einer 'großen vereinheitlichten Theorie' (GUT), die die drei im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen in einer Theorie zusammenfasst - die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache und die starke Wechselwirkung. Mit einer 'Theory of Everything' (TOE) wäre schlussendlich die Vereinigung dieser drei Wechselwirkungen mit der Gravitation vollbracht.

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Die heute geltende Theorie der Elementarteilchenphysik ist das Standardmodell [1],[2]. Das Fundament dieser Theorie bilden hierbei die zwölf Elementarteilchen, ihre Antiteilchen und die Austauschteilchen der drei Wechselwirkungen (WW). Der folgende Überblick über dieses Modell ist in Abbildung 1.1 graphisch dargestellt (siehe auch Tabelle 1.1). Die Elementarteilchen sind Spin- $\frac{1}{2}$ -Fermionen. Ihre Ausdehnung wird aktuell mit einer Obergrenze von $R < 10^{-18}$ m [3] angegeben und sie gelten daher als punktförmig. Die fundamentalen Fermionen der Teilchenphysik werden in

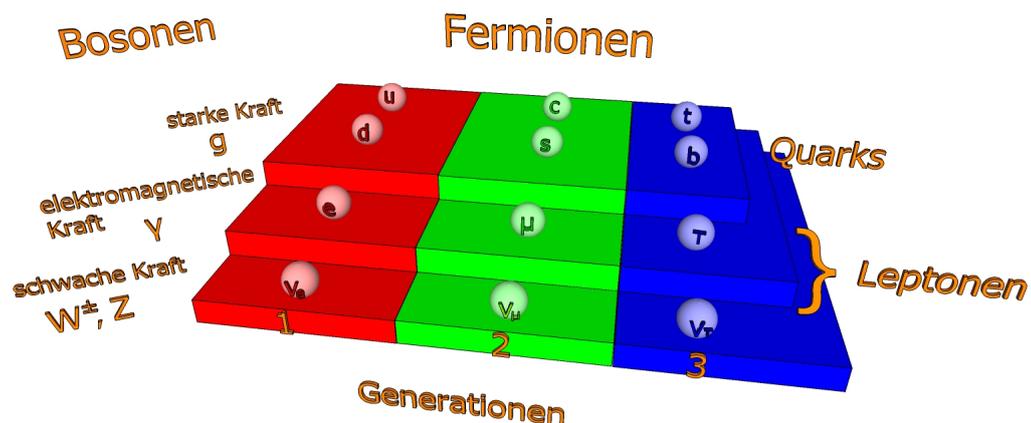


Abbildung 1.1: Graphische Darstellung der fundamentalen Zusammenhänge des Standardmodells.

Leptonen und Quarks unterteilt. Die sechs Leptonen sind das Elektron (e), das Myon (μ) und das Tau-Lepton (τ), sowie ihre Neutrinos (ν_e, ν_μ und ν_τ). Sie werden dabei, wie auch die Quarks, in drei Generationen unterteilt. Generationen unterscheiden sich untereinander in ihrer Masse, stimmen in allen sonstigen Eigenschaften¹ aber überein. Dabei gilt, dass die Massen mit ihrer Generation zunehmen. Beispielhaft gilt also: $m_e < m_\mu < m_\tau$. Im SM sind die Neutrinomassen auf exakt Null gesetzt.

Quarks besitzen die gleiche Generationenstruktur, können aber im Gegensatz zu den Leptonen aufgrund von Effekten der starken Wechselwirkung, dem sogenannten *Confinement*, nicht einzeln beobachtet werden. Grund dafür ist, dass die Energiedichte durch die starke WW beim Entfernen zweier Quarks so stark zunimmt, dass, bevor sie voneinander getrennt werden können, neue Quarks durch Umwandlung von Energie in Materie entstehen, die die Quarks erneut in Bindungszustände vereint. Dies erschwert eine genaue Bestimmung der Massen. Dennoch weiß man, dass das Topquark mit einer Masse von ca. 173 GeV das bisher schwerste bekannte Elementarteilchen ist².

Quarks sind die Bausteine aller Hadronen, welche in Mesonen (Hadronen aus Zwei-Quark Bindungszuständen) und Baryonen (Drei-Quark Bindungszustände) unterteilt werden. Dabei sind nur solche Bindungszustände erlaubt, bei denen die Gesamtfarbladung neutral ist. Folglich sind Mesonen aus einem Quark und einem Antiquark und Baryonen aus drei Quarks oder drei Antiquarks zusammengesetzt.

Die Ebenen in Abbildung 1.1 symbolisieren die Wechselwirkungen der verschiedenen Teilchen mit den drei im Standardmodell beschriebenen Kräften. Die Neutrinos, welche auf der untersten Ebene stehen, nehmen nur an der schwachen Wechselwirkung teil. Die schwache WW wird durch die Austauschteilchen W^\pm (bei geladenen Strömen) und Z^0 (bei neutralen Strömen) beschrieben. Die W-Bosonen haben eine Masse von ca. 80 GeV, das Z-Boson von ca. 91 GeV. Alle (Elementar-)Teilchen können an der schwachen WW teilnehmen, tun dies aber mit einer wesentlich geringeren Wahrscheinlichkeit, wenn eine der anderen Wechselwirkungen ebenfalls erlaubt ist. Beschrieben wird diese Wahrscheinlichkeit durch die jeweilige Kopplungskonstante. Je größer der Wert der Kopplungskonstanten, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit über diesen Prozess zu interagieren. Die restlichen Leptonen e^\pm, μ^\pm und τ^\pm können zusätzlich zur schwachen Wechselwirkung aufgrund ihrer elektrischen Ladung auch an der elektromagnetischen Wechselwirkung teilnehmen. Ihr Austauschteilchen ist das ungeladene masselose Photon γ . Da es elektrisch neutral ist, kann es nicht an sich selbst koppeln.

Die starke Wechselwirkung wird beschrieben durch die ebenfalls masselosen Gluonen g , welche eine Farbe und eine Antifarbe tragen und von denen es aufgrund der linear unabhängigen Kombination der drei Farben rot, grün und blau und ihren Antifarben acht verschiedene Zustände gibt. An der starken WW können lediglich die Quarks teilnehmen. Dies ist eine Folge der Farbladung, die nur diese Elementarteilchen tragen. Da Uptype-Quarks $2/3$ und Downtype-Quarks $1/3$ der Elementarladung tragen, können Quarks auch an der elektromagnetischen WW teilnehmen.

Das SM wird durch die Eichgruppe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ beschrieben. $SU(3)_C$ repräsentiert die Eichgruppe der starken, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ die der elektroschwachen Wechselwirkung. Die Indizes stehen für die Farbladung (C), den schwachen Isospin (L) und die schwache Hyperladung (Y). Die Vermittlung der Wechselwirkung findet mit Hilfe der Eichbosonen - den acht farbgeladenen Gluonen, den W^\pm, Z^0 -Bosonen und dem neutralen Photon - statt. Da nur linkshändige (rechtshän-

¹Zu diesen Eigenschaften gehören insbesondere die additiven Quantenzahlen: die elektrische Ladung, die schwache Ladung und die Farbladung.

²In der Elementarteilchenphysik wird meist in natürlichen Einheiten gerechnet. Hierbei werden die Lichtgeschwindigkeit c und das Plancksche Wirkungsquantum (geteilt durch $2 \cdot \Pi$) \hbar auf 1 gesetzt. Die Einheit der Masse gleicht somit der der Energie und des Impulses. Man gibt sie für gewöhnlich in Elektronenvolt (eV) an.

dige) Fermionen (Antifermionen) an die Eichbosonen der schwachen WW koppeln, sind diese im SM unter der $SU(2)_L$ in Dubletts angeordnet. Rechtshändige Fermionen bzw. ihre linkshändigen Antiteilchen sind in Singulets angeordnet, was einen Übergang mittels schwacher WW verbietet. Es sei angemerkt, dass Neutrinos im SM nur als masselose, linkshändige (rechtshändige) Teilchen (Antiteilchen) vorkommen. Der experimentelle Befund massebehafteter Neutrinos [4] führt allerdings dazu, dass links- und rechtschirale Anteile mischen. Die Helizität bleibt weiterhin erhalten.

Im Standardmodell gibt es verschiedene Erhaltungsgrößen, die dazu führen, dass diverse Wechselwirkungen verboten sind. Neben den bekannten Erhaltungsgrößen Energie- und Impulserhaltung führt jede Symmetriegruppe des Standardmodells nach dem Noether-Theorem eine neue Erhaltungsgröße ein. Beispiele dieser Erhaltungsgrößen sind die additiven (ladungsartigen) Größen elektrische Ladung, Hyperladung und der schwache Isospin. Weitere Erhaltungsgrößen des Standardmodells sind die Baryonen- und die Leptonenzahl. Baryonen wird die Baryonenzahl 1, ihren Antiteilchen die Baryonenzahl -1 zugeteilt. Analoges gilt für die Leptonen. Im Gegensatz zur Baryonenzahl gilt die Leptonenzahlerhaltung auch innerhalb der Generationen, wodurch Leptonen verschiedener Generationen unterschiedliche Leptonenzahlen tragen. Die Parität ist nur bei der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung erhalten. Das Wu-Experiment zeigt, dass die Parität in der schwachen Wechselwirkung maximal verletzt ist.

Die mathematische Beschreibung des Standardmodells setzt voraus, dass alle Teilchen masselos sind. Dies ist ein offensichtlicher Widerspruch zur Masseneigenschaft der Materie. Eine mögliche Erklärung dieses Problems liefert der 1964 postulierte Higgs-Mechanismus. Nach diesem Mechanismus gibt es neben anderen Feldern wie z.B. dem Gravitationsfeld auch ein sogenanntes Higgs-Feld, dessen Wechselwirkung mit anderen Teilchen durch das Higgs-Boson beschrieben wird. Wie auch verschieden geladene Teilchen unterschiedlich stark elektromagnetisch wechselwirken, bzw. neutrale Teilchen sich dieser entziehen, so interagieren Teilchen auch unterschiedlich stark mit dem Higgs-Feld. Aktuellste Forschungsergebnisse deuten darauf hin, dass dieses Postulat in naher Zukunft experimentell bestätigt werden kann.

Ein Problem, welches im Bereich der elektroschwachen Skala zwar vernachlässigbar ist, für höhere Energien aber relevant wird, ist die in der Theorie des SM fehlende Integration der Gravitation. Bisher wurde keine Quantenfeldtheorie gefunden, die eine konsistente Miteinbeziehung der Gravitation liefert. Es ist offensichtlich, dass für eine allumfassende Theorie das SM erweitert werden muss.

Neben diesem theoretischen Problem des SM seien noch zwei weitere phänomenologische Probleme genannt. Zum einen setzt das SM masselose Neutrinos voraus. Dies steht allerdings im Widerspruch zu aktuellen Forschungsergebnissen und ist ein weiteres der Hauptargumente dafür, dass das SM erweitert werden muss. Es wurde gemessen, dass sich die Wahrscheinlichkeit eine bestimmte Neutrinogeneration zu messen mit der Ausbreitung des Neutrinos ändert. Dies liefert eine Erklärung für den Mangel an Elektroneneutrinos, die aufgrund der Kernreaktionen in der Sonne kontinuierlich die Erde erreichen. Diese Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit, welche auch als Neutrinooszillation bezeichnet wird, impliziert von Null verschiedene Neutrinomassen.

Zum anderen liefert das SM keine Erklärung mancher kosmologischer Probleme. Mit Hilfe der Dopplerverschiebung stellt man fest, dass Sterne in Galaxien höhere Rotationsgeschwindigkeiten haben, als sie aufgrund des dritten Keplerschen Gesetzes und der für die Galaxien bestimmten *sichtbaren* Masse haben sollten. Eine Erklärung dieses Phänomens ist die Existenz *unsichtbarer* Materie - die sogenannte dunkle Materie [5]. Da Neutrinomassen zwar experimentell bestätigt sind, diese aber zu gering sind um das Problem der dunklen Materie zu lösen, müssen weitere im SM nicht enthaltene Teilchen existieren.

1.2 Supersymmetrie

Das Standardmodell der Teilchenphysik war in der Lage viele bis dato unentdeckte Teilchen und ihre Eigenschaften vorauszusagen. Die Ergebnisse des 04.07.2012³ geben Anlass zu erwarten, dass nun auch das letzte vorausgesagte Teilchen, das Higgs-Boson, gefunden werden konnte. Die gute Übereinstimmung der theoretischen Vorhersage mit den experimentellen Ergebnissen begründet den großen Erfolg dieser Theorie. Nichtsdestotrotz gibt es sowohl phänomenologische als auch theoretische Probleme, die nicht durch das SM gelöst werden können.

Eines dieser Probleme ist das Hierarchieproblem [6]. Dieses basiert auf der beschriebenen Vorhersage eines Spin Null (skalaren) Higgs-Bosons. Im Gegensatz zu den Spin- $\frac{1}{2}$ -Fermionen und Spin-1-Bosonen erhalten skalare Teilchen Massenkorrekturen aufgrund der zugrundeliegenden Quantenfeldtheorie. Nehmen wir an, dass das Standardmodell auch bis zur GUT-Skala von $\sim 10^{16}$ GeV oder sogar bis hin zur Planck-Skala von $\sim 10^{19}$ GeV Gültigkeit behält, so führen diese Massenbeiträge zu quadratisch divergenten Termen.

Gute Kandidaten zur Lösung des Hierarchieproblems sind supersymmetrische (SUSY) Erweiterungen des Standardmodells [7]. Der zentrale Punkt dieser supersymmetrischen Erweiterungen ist die Zuordnung eines sogenannten Superpartners zu allen SM-Teilchen. Eine Übersicht über den so erhaltenen Teilcheninhalt in supersymmetrisch erweiterten Modellen ist in Tabelle 1.1 gegeben. Die Namen der

Tabelle 1.1: Teilcheninhalt des supersymmetrisch erweiterten Standardmodells.

SM-Teilchen	Spin	SUSY-Teilchen	Spin
Geladene Leptonen l	1/2	Geladene Sleptonen $\tilde{l}_{L,R}$	0
Quarks q	1/2	Squarks $\tilde{q}_{L,R}$	0
Neutrinos ν	1/2	Sneutrinos $\tilde{\nu}$	0
Photon γ	1	Photino $\tilde{\gamma}$	1/2
Gluon g	1	Gluino \tilde{g}	1/2
Z-Boson Z^0	1	Zino \tilde{Z}	1/2
W-Bosonen W^\pm	1	Winos \tilde{W}^\pm	1/2
Higgs-Bosonen h^0, H^0, A^0, H^\pm	0	Higgsinos $\tilde{H}_{1,2}^0, \tilde{H}^\pm$	1/2
Graviton G	2	Gravitino \tilde{G}	3/2

$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$ mischen zu den Chargino Masseneigenzuständen $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$
 $\tilde{\gamma}, \tilde{Z}, \tilde{H}_{1,2}^0$ mischen zu den Neutralino Masseneigenzuständen $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$
 \tilde{t}_L, \tilde{t}_R (sowie $\tilde{b}, \tilde{\tau}$) mischen zu den Masseneigenzuständen \tilde{t}_1, \tilde{t}_2

SUSY-Teilchen leiten sich aus denen ihrer SM-Partner ab. Allgemein werden supersymmetrische Teilchen als *Sparticles* bezeichnet. Die skalaren Partner der SM-Fermionen erhalten im Namen ein vorangestelltes 'S'. So gibt es in der SUSY zum Beispiel Sneutrinos, Squarks, Sleptonen oder allgemein Sfermionen. Die SUSY-Partner der Bosonen erhalten ihren Namen durch eine Wortneubildung mit Hilfe des -ino Suffix. Der SUSY-Partner des Austauschteilchens der starken Wechselwirkung

³Am 04.07.2012 fand die Bekanntgabe der aktuellen Forschungsergebnisse der Higgssuche der Experimente CMS und ATLAS statt.

wird somit als Gluino bezeichnet.

Wäre die Supersymmetrie eine exakte Symmetrie, so würden sich die SM-Teilchen und ihre Superpartner lediglich in einer halben Einheit im Spin unterscheiden. Unter Berücksichtigung der Superpartner heben sich so die quadratisch divergenten Massenkorrekturen auf. Betrachtet man die supersymmetrischen theoretischen Modelle, so findet man, dass der Operator, der zu der quadratischen Teilchenmasse korrespondiert, mit allen SUSY-Operatoren vertauscht [7]. Ihr Kommutator ist also Null. Daraus lässt sich folgern, dass die Masseneigenzustände zweier Partner gleich sein sollten. Da allerdings bis zum heutigen Tage keine *Sparticles* entdeckt wurden, müssen sich die Superpartner in den Massen bezüglich ihrer SM-Teilchen unterscheiden. Dies ist der Grund, wieso Supersymmetrie eine gebrochene Symmetrie sein muss.

1.3 Minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells

Die minimal mögliche supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells (MSSM) [7] ordnet den SM-Teilchen Superpartner zu und beschreibt die notwendige Brechung der Supersymmetrie durch explizite Terme in der Lagrangedichte. Diese werden als schwach brechend bezeichnet, da sie ausschließlich positive Massendimensionen beinhalten. Der Unterschied der Massen zweier Partner führt durch diese expliziten Korrekturterme nur zu logarithmisch divergenten Termen und somit nicht zu einem erneuten Hierarchieproblem.

Mit der Einführung des MSSM entstehen 105 neue Parameter, welche in diversen Modellen unter vereinfachenden Annahmen stark reduziert werden. Für die Generierung des in dieser Arbeit analysierten Prozesses wird sich dabei auf das mSUGRA (minimal supergravity) Modell gestützt. In diesem Modell sind lediglich die Parameter $m_{\frac{1}{2}}$, m_0 , A_0 , $\tan(\beta)$ und $\text{sign}(\mu)$ zu wählen. Dabei umfasst m_0 die Massen aller Sfermionen und Higgs-Bosonen, $m_{\frac{1}{2}}$ die Massen aller Gauginos und Higgsinos, A_0 beschreibt die trilineare Kopplung und $\tan(\beta)$ ist der Quotient der Vakuumerwartungswerte des Higgsfeldes, welches dem Up-Quark seine Masse zuschreibt, zu jenem, welches die Down-Quark-Masse erzeugt. $\text{Sign}(\mu)$ gibt das Vorzeichen des Higgs-Mischungsparameters an.

1.4 R-Parität

Supersymmetrische Erweiterungen führen zu eichinvarianten und renormalisierbaren Wechselwirkungen, die die Lepton- und Baryonenzahlerhaltung verletzen können. Diese Terme, die nicht im Superpotential enthalten sind, sind gegeben durch [8]

$$W_R = \underbrace{\frac{1}{2}\lambda_{ijk}L_iL_j\bar{E}_k + \lambda'_{ijk}L_iQ_j\bar{D}_k}_{\Delta L=1} + \underbrace{\frac{1}{2}\lambda''_{ijk}\bar{U}_i\bar{D}_j\bar{D}_k}_{\Delta B=1}. \quad (1.1)$$

Die Größen ohne Überstrich repräsentieren $SU(2)_L$ Dublett-Superfelder, die Größen mit Überstrich $SU(2)_L$ Singlett-Superfelder. L und Q stehen für Leptonen beziehungsweise Quarks, E für geladene Leptonen und U (D) für Up-type (Down-type) Quarks. λ , λ' und λ'' sind die Yukawa-Kopplungen der jeweiligen Wechselwirkungen. Die Indizes i,j und k stehen für die Generation der entsprechenden Teilchen. Die ersten beiden Terme sorgen für eine Verletzung der Leptonenzahl-, der letzte für eine Verletzung der Baryonenzahlerhaltung. Es sei erwähnt, dass hier der Einfachheit halber bereits der

bilineare Term, der zu Leptonenzahlverletzung führen kann, weggelassen wurde. Diese Rotation führt allerdings zur Erzeugung eines zusätzlichen bilinearen Terms im Superpotential des MSSM, welcher in den explizit (schwach) supersymmetriebrechenden Termen ergänzt werden muss. Dieser Term soll für diese Arbeit nicht von weiterer Bedeutung sein.

In supersymmetrischen Modellen wird eine neue Größe eingeführt, die SM-Teilchen von SUSY-Teilchen unterscheidet. Diese multiplikative Quantenzahl ist die sogenannte R-Parität

$$R_P = (-1)^{3(L-B)+2S}. \quad (1.2)$$

Dabei ist L die Leptonenzahl, B die Baryonenzahl und S der Spin eines Teilchens. Jedes SM-Teilchen besitzt eine R-Parität von +1 und jedes SUSY-Teilchen eine R-Parität von -1.

Die Erhaltung der R-Parität hat mehrere in experimenteller Hinsicht wichtige Folgen. Zum einen sichert die Erhaltung der R-Parität die Stabilität des Protons, was gut mit den bisherigen experimentellen Ergebnissen und der aktuellen Untergrenze der Protonlebensdauer von $\tau_p=2,1 \cdot 10^{29}$ Jahren [3] übereinstimmt. Zum anderen folgt, dass Sparticles nur paarweise erzeugt werden können und das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) stabil sein muss. Die Stabilität des LSP erschließt sich daraus, dass aufgrund der Erhaltung der R-Parität Sparticles nur in eine ungerade Anzahl Sparticles zerfallen können. Trägt das LSP keine Ladung, so ist es ein guter Kandidat für den Ursprung dunkler Materie.

1.5 R-Paritätsverletzung

Im Gegensatz zum vorangehend beschriebenen Modell, ist die R-Paritätsverletzung (RPV) in der Lage, von Null verschiedene Neutrinomassen zu generieren [9]. Motiviert durch die aus diesem Ansatz folgenden phänomenologischen Konsequenzen ist die RPV ein interessanter Forschungsbereich für die Teilchenphysik an Beschleunigerexperimenten und bildet die Grundlage dieser Arbeit. RPV Prozesse führen zu resonanten Produktionen supersymmetrischer Teilchen und zu Zerfällen eben dieser in Standardmodell-Teilchen. Um keinen Widerspruch zur experimentell bestimmten Langlebigkeit des Protons zu erzeugen, werden in RPV Analysen oft die Yukawa-Kopplungen λ''_{ijk} auf Null gesetzt und somit die möglichen RPV Zerfallskanäle eingeschränkt. Interessante Zerfälle sind somit z.B. leptonenzahlverletzende Multileptonenzustände (für weiterführende Literatur siehe z.B. [7],[10]). Das in dieser Arbeit untersuchte Signal ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Es beschreibt die resonante τ -Sneutrino Produktion via der λ'_{311} Kopplung. Das so erzeugte $\tilde{\nu}_\tau$ wird als das leichteste supersymmetrische Teilchen angenommen. Basierend auf dem RPV-Modell zerfällt dieses ohne Erzeugung weiterer supersymmetrischer Zerfälle in einen SM-Endzustand. Der ausgewählte Kanal ist der durch die λ_{323} Kopplung erzeugte $\mu\tau$ Endzustand.

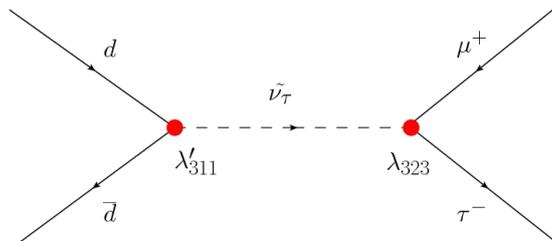


Abbildung 1.2: Feynman-Diagramm des analysierten Prozesses im Modell der RPV Supersymmetrie.

2 Das Experiment

Die Europäische Organisation für Kernforschung CERN bei Genf betreibt mit dem 2008 fertiggestellten Large Hadron Collider (LHC) den aktuell größten und leistungsstärksten Teilchenbeschleuniger der Welt. Der zur Zeit (2012) bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV bei Proton-Proton(pp)-Kollisionen betriebene Ringbeschleuniger soll in den kommenden Jahren Schwerpunktsenergien von bis zu 14 TeV erreichen. Die Luminosität soll dabei von aktuell¹ $7 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ auf über $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ansteigen [11]. Die Luminosität ist ein Maß für die Leistungsstärke des Beschleunigers und ist näherungsweise gegeben durch

$$L = n \cdot \frac{N_1 N_2 f}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \quad \text{mit} \quad \mathcal{L}_{int} = \int L dt. \quad (2.1)$$

Je mehr Teilchenkollisionen in einem bestimmten Zeitraum stattgefunden haben, desto höher ist die integrierte Luminosität \mathcal{L}_{int} . Dabei ist n die Anzahl der Pakete in beiden Strahlen, N_1, N_2 die Anzahl der Teilchen pro Paket, f die Umlauffrequenz und σ_x, σ_y die Breiten der als gaußförmig angenommenen Strahlprofile senkrecht zur Strahlachse [12].

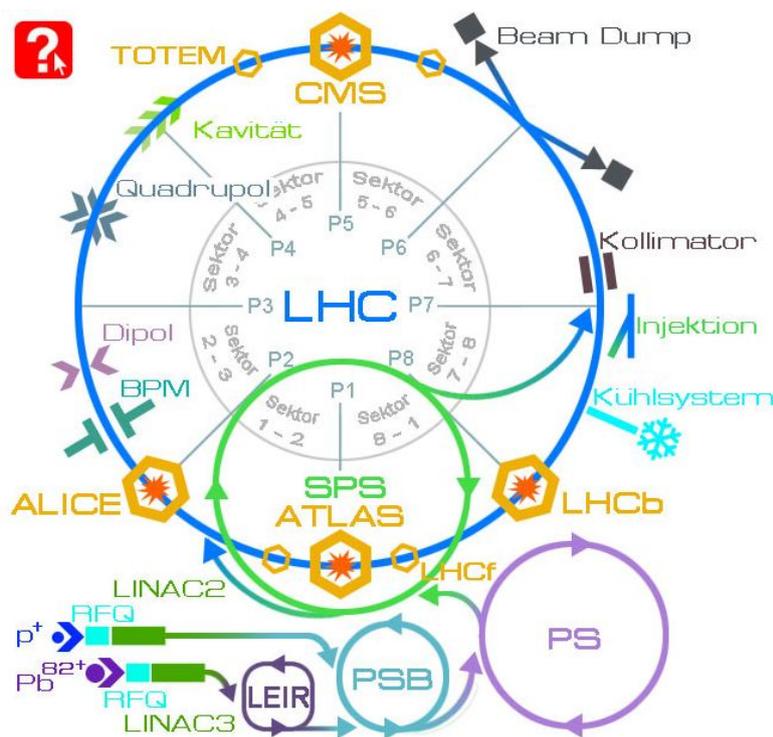


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des LHC und seiner Vorbeschleuniger, sowie die Orte der Experimente (entnommen aus [11]).

Am CERN können Blei- und Protonkollisionen stattfinden. Das Hauptaugenmerk liegt allerdings auf der auch in dieser Arbeit betrachteten Proton-Proton-Kollision. Dabei werden die Protonen in einem

¹Stand: 15.8.2012

Linearbeschleuniger und drei Synchrotrons vorbeschleunigt und anschließend in den 26,7 Kilometer langen LHC eingespeist. Hier laufen die Protonpakete in zwei Strahlen in entgegengesetzter Richtung durch den Beschleuniger und kreuzen sich an mehreren Stellen im Speicherring. An diesen Orten sind die vier Hauptexperimente des LHC aufgebaut - das ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus), ALICE (A Large Ion Collider Experiment), LHCb (LHC beauty) und das für diese Arbeit relevante CMS (Compact Muon Solenoid) Experiment. Abbildung 2.1 zeigt eine Übersicht über die verschiedenen Vorbeschleuniger, den LHC und seine Experimente.

2.1 CMS

Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden am CMS Detektor [11],[13] aufgezeichnet und vorselektiert. Der 21 Meter lange Detektor hat einen Durchmesser von 15 Metern und ist aus Lagen verschiedener Spezialdetektoren aufgebaut. Um trotz hoher Teilchenimpulse eine sichtbare Spurkrümmung geladener Teilchen zu erhalten ist ein starkes Magnetfeld von 3,8 T im Innen- und ca. 2 T im Außenbereich von Nöten, welches durch eine supraleitende solenoidale Spule erzeugt wird. Ein Querschnitt des CMS Detektors ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

Der Detektor besteht aus in radialer Richtung übereinander gelegten Subdetektoren [14].

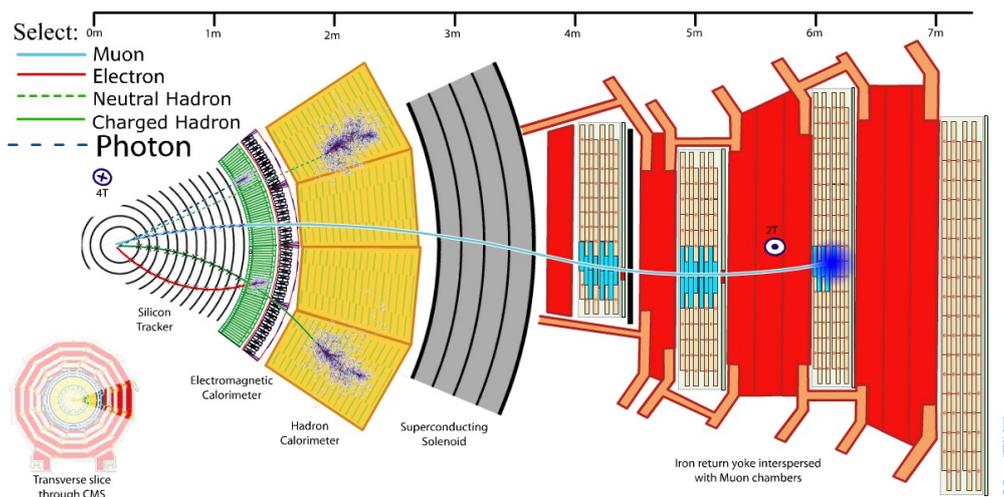


Abbildung 2.2: Querschnitt durch den CMS Detektor. Dargestellt sind die Subdetektoren sowie die Signatur verschiedener Teilchen in eben diesen (entnommen aus [15]).

Spurdetektor

Der Spurdetektor setzt sich aus einem Silizium-Pixeldetektor und einem darüber liegenden Silizium-Streifendetektor zusammen, welche für eine hohe Ortsauflösung sorgen. Er ermöglicht mit Hilfe des starken Magnetfeldes die Rekonstruktion der Spur unterschiedlich geladener und neutraler Teilchen. Durch die Ablenkung lässt sich der transversale Impuls der geladenen Teilchen bestimmen. Durch den Vergleich der Spuren und dem Signal in den Kalorimetern ist eine verbesserte Rekonstruktion einzelner Teilchen möglich. Für den Teilchennachweis kurzlebiger Teilchen ist der Spurdetektor essentiell.

Kalorimeter

Durchdringen die Teilchen die Silizium-Detektoren, so gelangen sie zuerst ins elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) und anschließend ggf. ins hadronische Kalorimeter (HCAL). Diese Kalorimeter sorgen für eine präzise und hochaufgelöste Energiemessung der Teilchen. Der Szintillator des ECAL besteht aus $PbWO_4$ Kristallen. Durchdringen Elektronen oder Photonen den Detektor, so kommt es aufgrund von Paarbildung, Compton-Streuung und Bremsstrahlung zur Schauerbildung. Durch Anregung des Szintillatormaterials entsendet dieses Licht, welches durch angekoppelte Photodioden detektiert wird. Die Anzahl der entsendeten Photonen ist proportional zur Teilchenenergie. Das HCAL ist aus 17 Plastik-Szintillatorschichten aufgebaut, die inmitten von äußeren Stahlschichten, getrennt durch eine jeweilige Messingschicht, positioniert sind. In den Absorberschichten aus Stahl und Messing werden die Hadronen abgebremst, was zur Entstehung von Photonen und freien Elektronen führt. Diese werden in den folgenden Szintillatorschichten detektiert und ermöglichen so eine Rekonstruktion des hadronischen Schauers und somit der Energie des Teilchens. Das ECAL dient hauptsächlich der Rekonstruktion von Photonen und Elektronen. Das HCAL hingegen dient dem Nachweis aller hadronischen Teilchen.

Myonkammern

In den Myonkammern können Myonen nachgewiesen und aufgrund ihrer Krümmung im Magnetfeld ihr Impuls bestimmt werden. In Übereinstimmung mit den Spuren im Pixel- und Streifendetektor lassen sich Myonen auf diese Weise zuverlässig nachweisen. Das Messen der Spuren in den Myonkammern wird durch Driftkammern im Zentralbereich und durch Kathodenstreifenkammern in den Endkappen realisiert. Im Zentralbereich und den Endkappen werden zusätzlich *Resistive Parallel Plate Chambers* (RPC) eingebaut, die über eine hohe Zeit-, aber geringe Ortsauflösung verfügen. Sie dienen der schnellen Informationsverarbeitung zur Unterstützung des Triggersystems.

Fehlende Energie

Neutrinos und ein möglicherweise existierendes neues schwach wechselwirkendes Teilchen können innerhalb dieses Detektorsystems nicht nachgewiesen werden. Ihr geringer Wirkungsquerschnitt führt in Beschleunigerexperimenten dazu, dass die erzeugten Teilchen keine Wechselwirkung mit den Detektoren eingehen und so zu fehlender Energie bei der Rekonstruktion aller Teilchen führen. Ihre *Unsichtbarkeit* macht sie also teilweise detektierbar. Aufgrund der Symmetrie des Beschleunigers addiert sich die Gesamtenergie in der Ebene senkrecht zur Strahlachse vektoriell zu Null. Ein großer Betrag an fehlender transversaler Energie (MET) ist somit ein Hinweis auf ein erzeugtes, nur sehr schwach wechselwirkendes Teilchen.

2.2 Triggersystem

Die Datenaufnahme ist auf ein zweistufiges Triggersystem gestützt, welches entscheidet, ob Daten gespeichert oder verworfen werden. Der Level 1 Trigger selektiert die Ereignisse bereits vor der Rekonstruktion. Damit dies schnell geschieht, ist der Level 1 Trigger aus einem Hardwaresystem aufgebaut und entscheidet anhand einzelner Signaturen, ob das Ereignis weiterführend analysiert werden soll. Erfüllen die Ereignisse anschließend die Bedingungen eines *High Level Triggers* (HLT)[16], so werden sie für die Datenanalyse gespeichert. Die Ereignisrate kann so von anfänglichen ~ 20 MHz auf $\mathcal{O}(1000 \text{ Hz})$ reduziert werden.

2.3 Koordinatensystem und besondere Größen

Um die einheitliche Definition der gemessenen Größen zu gewährleisten, ist das Festlegen eines Koordinatensystems erforderlich [17]. Der Koordinatenursprung entspricht dem nominellen Wechselwirkungspunkt. Die z -Achse des Systems zeigt in bzw. entgegen der Strahlrichtung. Der Polarwinkel θ wird bezüglich der z -Achse gemessen, sodass $\theta = 0$ für die positive z -Achse gilt. Senkrecht zur z -Achse ist die x - y -Ebene aufgespannt, in der der Azimutalwinkel Φ ausgehend von der x -Achse in Richtung positiver y -Achse definiert ist. Die z -Achse bildet die longitudinale Richtung, die x - y -Ebene die transversale Ebene.

Die Protonen fliegen im Detektor mit annähernd Lichtgeschwindigkeit entlang der z -Achse. Die Teilchensysteme können sich so nach Streuprozessen in stark *geboosteten* Systemen befinden. Um dennoch relative Unterschiede zweier Teilchen bezüglich ihrer Polarrichtung verrechnen zu können, wird die Pseudorapidität

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (2.2)$$

eingeführt. Die Differenz zweier Werte der Pseudorapidität $\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2$ ist im Grenzfall masseloser Teilchen lorentzinvariant.

Da die Strahlen im Detektor in z -Richtung fokussiert sind, tragen diese keinen transversalen Impulsanteil. Die transversale Ebene ist komplett mit Detektoren abgedeckt, sodass über eine Summation der transversalen Impulse bzw. Energien in der x - y -Ebene eine Aussage über die fehlende transversale Energie getroffen werden kann.

Die (lorentz-)invariante Masse ist definiert durch

$$M_{Inv} = \sqrt{\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i\right)^2} \quad (2.3)$$

und ist aufgrund der Resonanz eines Signals in dieser Verteilung eine bedeutungsvolle Größe.

3 Analyse

„Based only on a proper respect for the power of Nature to surprise us, it seems nearly as obvious that new physics exists in the 16 orders of magnitude in energy between the presently explored territory near the electroweak scale, M_W , and the Planck scale.“
 Martin, Stephen P. : A Supersymmetry Primer. Northern Illinois University, 6. Auflage, 2011, S.3

Um auf ein bestimmtes Signal sensitiv zu sein, ist es wichtig, die Phänomenologie des gewünschten Ereignisses zu kennen und dessen Unterschiede bezüglich der Untergrundeignisse herauszufinden. Da der Wirkungsquerschnitt aller Ereignisse zusammengefasst um viele Größenordnungen höher ist, als der des zu untersuchenden Prozesses (siehe Abbildung 3.1), ist das gesuchte Ereignis so nicht aus der hohen Statistik des Untergrundes extrahierbar und somit die Auswahl geeigneter Schnitte essentiell. Eine gute Auswahl an Kriterien ermöglicht es also den gesuchten Prozess „freizulegen“. Ein wichtiger Teil der Analyse ist es herauszufinden, in welchen rekonstruierten physikalischen oder konstruierten Größen sich der gesuchte Prozess von denen der relevanten Untergründe unterscheidet und welche Grenzwerte viele der Untergrundeignisse unterdrücken ohne merklich an Statistik des Signals zu verlieren.

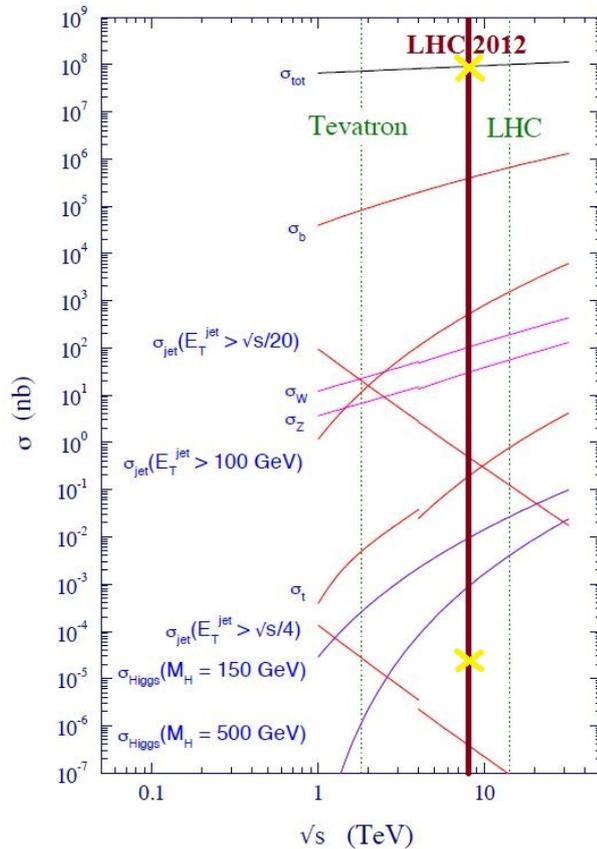


Abbildung 3.1: Wirkungsquerschnitt der Proton-(Anti-)Proton-Kollision als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die Kreuze verdeutlichen den Größenordnungsunterschied des gesamten und des Signalwirkungsquerschnitts (entnommen aus [18]).

3.1 Monte-Carlo-Simulation

Mit Hilfe von Monte-Carlo-Generatoren lässt sich die Erwartung nach dem Standardmodell bei einer Proton-Proton-Kollision simulieren. Mit diesen generierten Ereignissen lässt sich dann das Verhalten der jeweiligen Prozesse in den Detektoren rekonstruieren und so die Signatur der Prozesse künstlich erzeugen. Diese Rekonstruktion der Detektorsignale macht es möglich, das kinematische Verhalten der einzelnen SM-Prozesse zu untersuchen.

In der Quantenelektrodynamik (QED) lassen sich die Wirkungsquerschnitte der SM-Prozesse auch in höheren Ordnungen gut berechnen. Das macht es möglich, eine sehr genaue Erwartung dieser Prozesse mit Hilfe von Monte-Carlo-Generatoren zu simulieren. Schwerer ist es, die bei einer pp-Kollision relevanten, durch die starke Wechselwirkung bedingten, quantenchromodynamischen (QCD) Prozesse vorherzusagen und zu berechnen. Der nicht-perturbative Charakter des *Confinements* macht die störungstheoretische Berechnung unzugänglich. Man bedient sich hier phänomenologischer Modelle.

Betrachtet man eine $q\bar{q}$ - zu Gluon Annihilation mit anschließender erneuter $q\bar{q}$ -Erzeugung, so bildet dieser Teil den harten Prozess. Es ist nun möglich, dass während dieses Prozesses weitere Gluonabstrahlungen vorkommen werden. In einem Zeitintervall vor und nach dem Prozess werden diese Abstrahlungen durch den sogenannten Partonschauer beschrieben. Dieser beschreibt die Wahrscheinlichkeit in einem Zeitintervall eine bestimmte Anzahl an Abstrahlungen bestimmter Art und Energieaufteilung zu erhalten (siehe z.B.[19]). Ab einem Zeitpunkt vor dem Prozess wird dieses Verhalten durch die Partonverteilungsfunktionen beschrieben. Diese geben die Wahrscheinlichkeit an, ein bestimmtes Quark oder Gluon mit einem gewissen longitudinalen Impulsanteil in einem Hadron zu finden. Im Prozess des Partonschauers wird ein *Cutoff* gesetzt und die weitere Dynamik durch die Hadronisierung beschrieben. Die Hadronisierung beschreibt den Prozess, der die farbgeladenen Zustände nach dem *Cutoff* in farbneutrale Hadronen übergehen lässt. Sie wird z.B. durch das String-Modell (verwendet in PYTHIA) oder das Cluster-Modell (HERWIG) beschrieben. Die so entstandenen Hadronen bilden dann die Endzustände, die möglicherweise in andere Teilchen weiter zerfallen können.

3.2 Signalerzeugung mit HERWIG

HERWIG [20] (Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons) ist ein Monte-Carlo-Generator für Hochenergieprozesse, der sowohl leptonische, als auch hadronische Streuprozesse, sowie weiche Hadron-Hadron-Kollisionen simuliert. HERWIG bietet außerdem die Möglichkeit standardmodellerweiternde Prozesse mit und ohne erhaltener R-Parität zu simulieren. Die für die Signalerzeugung verwendete Version ist HERWIG 6.5.

Das erzeugte Signal simuliert die τ -Sneutrino Produktion mit anschließendem Zerfall in ein Myon und ein Tau-Lepton. Für die Erzeugung erhält die Yukawa-Kopplung λ'_{311} einen von Null verschiedenen Wert und erlaubt somit die Erzeugung eines Sleptons dritter Generation aus Quark-Annihilation erster Generation. Um die Stau-Erzeugung zu unterdrücken, kann dessen Masse hoch oder die Kopplung herab gesetzt werden. Via der Kopplung λ_{323} kann das Slepton dritter Generation in ein Lepton zweiter und dritter Generation zerfallen (siehe Gleichung (1.1)). Um Ladungserhaltung zu gewährleisten, zerfällt das τ -Sneutrino in ein Myon und ein entgegengesetzt geladenes Tau-Lepton. Das Szenario des Zweikörperzerfalls des τ -Sneutrinos als LSP in Leptonen unterschiedlicher Generationen wurde bereits in den Experimenten DØ [21], CDF [22] und ATLAS [23] betrachtet. Zur

Erzeugung des gewünschten Signals ist die Übergabe diverser Parameter erforderlich. Es werden alle, bis auf die für die Erzeugung des gesuchten Prozesses notwendigen, Yukawa-Kopplungen λ, λ' und λ'' aus Gleichung (1.1) auf Null gesetzt, um so im erzeugten Signal keine weiteren RPV SUSY-Prozesse enthalten zu haben. Die Werte der Yukawa-Kopplungen λ'_{311} und λ_{323} werden motiviert durch die Ergebnisse der unter [8], [21], [22] und [23] aufgeführten Arbeiten und sind so gewählt, dass das Signal im Grenzbereich des Ausschlusses liegt. Für den in dieser Arbeit betrachteten Massenbereich wurde bislang keine Studie zum $\tilde{\nu}_\tau \rightarrow \mu\tau$ Prozess durchgeführt. Abbildung 3.2 zeigt die rekonstruierte τ -Sneutrino-Masse auf Generatorniveau für den gewählten Phasenraumpunkt. Das Signal zeigt eine scharfe Resonanz bei einer Masse von $m(\tilde{\nu}_\tau) = 1250$ GeV.

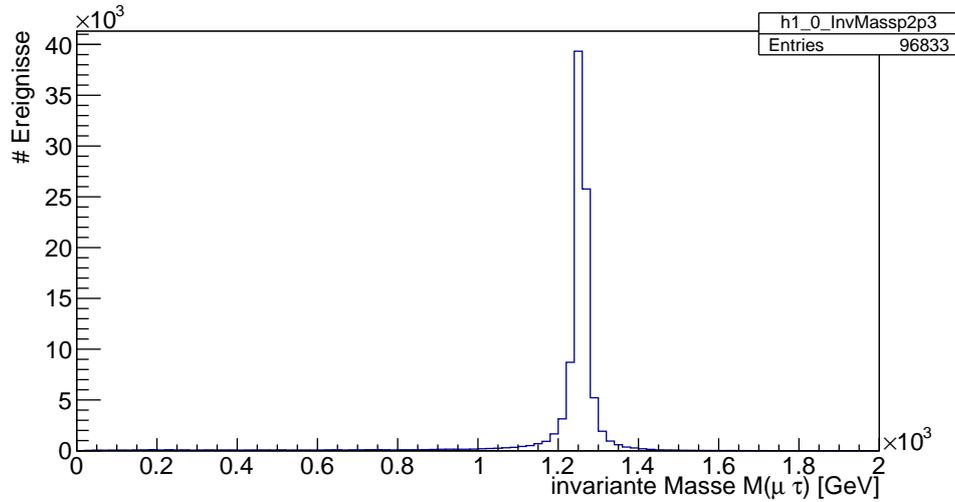


Abbildung 3.2: Rekonstruierte Tau-Sneutrino-Masse auf Generatorniveau. Die scharfe Resonanz zeigt die korrekte Simulation des Signals.

Das Signal wurde passend zu den 2012 aufgenommenen Daten für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV mit *Pile-up* Simulation erzeugt [24]. Weitere Parameter sind:

- $\lambda'_{311} = 0,12$
- $\lambda_{323} = 0,09$
- HM4 mSUGRA Testpunkt [25]
 - $m_0 = 1350$ GeV
 - $m_{\frac{1}{2}} = 600$ GeV
 - $A_0 = 0$
 - $\tan(\beta) = 10$
 - $\text{sgn}(\mu) = +1$

Das erzeugte Signal enthält 96833 Ereignisse, besitzt eine Masse von $m(\tilde{\nu}_\tau) = 1250$ GeV und einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{Signal} = 0,0263$ pb.

3.3 Untergründe

Das Prinzip der Datenanalyse bei der Suche nach neuer Physik ist es, die aufgenommenen Daten mit der Standardmodellerwartung mit bzw. ohne Signal zu vergleichen und zu schauen, zu welchem Modell die Daten besser passen. Mit Hilfe von Hypothesentests lassen sich dann gegebenenfalls Limits auf den Wirkungsquerschnitt der Produktion des gesuchten Teilchens bzw. Massengrenzen auf dieses berechnen. Die Untergründe lassen sich mit Monte-Carlo (MC) simulieren und die Wirkungsquerschnitte berechnen. Es wird sich für eine auf Monte-Carlo-Simulation gestützte Untergrundabschätzung entschieden. Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts müssten korrekterweise alle Ordnungen der Störungsreihe betrachtet werden. Die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes lässt sich wie folgt darstellen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |\mathcal{M}_{fi}|^2 \propto \left(\prod_{i=1}^N \sqrt{\lambda_i} \right)^2, \quad (3.1)$$

wobei \mathcal{M}_{fi} dem Matrixelement der Projektion durch das Potential der Wechselwirkung vom Anfangszustand $|i\rangle$ auf den Endzustand $|f\rangle$ entspricht und λ_i die Kopplungskonstanten der Vertices sind.

Gleiche Potenzen der Kopplungsstärke bilden eine Ordnung der Störungsreihe. Die Genauigkeit der in Tabelle 3.1 angegebenen Wirkungsquerschnitte sind mit LO (leading order), NLO (next-to-leading order) und NNLO (next-to-next-to-leading order) angegeben [26]. Die Tabelle zeigt die, für den in dieser Arbeit untersuchten Endzustand relevanten, Untergründe, ihre Wirkungsquerschnitte sowie den erzeugenden Generator.

Tabelle 3.1: Untergrundprozesse zur Bestimmung der Erwartung des Standardmodells. Aufgelistet sind außerdem die Wirkungsquerschnitte und der jeweils verwendete Monte-Carlo-Generator. In runden Klammern hinter der Untergrundbezeichnung sind ggf. weitere Informationen zur Produktion, in eckigen Klammern die Anzahl der simulierten Abschnitte (siehe S. 19) gegeben.

Untergrundprozess	Wirkungsquerschnitt in pb	Monte-Carlo-Generator
QCD ($p_t > 30$ GeV) [12]	75660122 (LO)	Pythia 6
$W \rightarrow l\nu$ [4]	36257 (NNLO)	MadGraph
Drell-Yan: $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ ($M(ee) > 20$) [6]	1915 (NNLO)	Pythia 6
Drell-Yan: $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ ($M(\mu\mu) > 20$) [7]	1915 (NNLO)	Pythia 6
Drell-Yan: $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ ($M(\tau\tau) > 20$) [5]	1915 (NNLO)	Pythia 6
Top-Paarproduktion [1]	225 (NLO)	MadGraph
WW [2]	54,8 (NLO)	Pythia 6
WZ [2]	32,2 (NLO)	Pythia 6
ZZ [2]	8,06 (NLO)	Pythia 6
Top-Einzelproduktion (t-Kanal) [2]	87,1 (approx. NNLO)	Powheg
Top-Einzelproduktion (assoziiert) [2]	22,2 (approx. NNLO)	Powheg
Top-Einzelproduktion (s-Kanal) [2]	5,55 (approx. NNLO)	Powheg

Drell-Yan

Der Drell-Yan Prozess ist ein dominanter Untergrund in der Analyse des $\mu\tau$ Endzustandes. Wie in Abbildung 3.3 (a) zu sehen zerfällt das Z-Boson oder das virtuelle Photon in ein entgegengesetzt geladenes Leptonpaar gleicher Generation. Bedeutend ist der Zerfall in zwei Myonen oder zwei Tau-Leptonen. Während der Endzustand aus zwei Myonen mit der Auswahl geeigneter Schnitte und einer guten Tau-Identifikation gut zu reduzieren ist, kann der Zerfall in zwei Tau-Leptonen zu einer unvermeidbaren Rekonstruktion eines $\mu\tau$ Endzustandes führen. Grund dafür ist die sehr kurze Lebensdauer des Taus von $\tau_\tau \approx 291 \cdot 10^{-15}$ s. Nimmt man an, dass sich das Tau mit annähernd Lichtgeschwindigkeit bewegt, so entspricht dies einer Flugstrecke von $\gamma \cdot c \cdot \tau \approx \gamma \cdot 87 \mu\text{m}$. Mit einer Tau-Sneutrino-masse von ca. 1,25 TeV und der Beziehung $E = \gamma \cdot m$ ergibt sich ein Gammfaktor von ~ 350 . Das Tau-Lepton erreicht somit nicht den Pixeldetektor, der ca. 4,4 cm von der Strahlachse entfernt ist. Da das Tau-Lepton zu 85% in einen *1-prong*¹ Zerfallsmodus übergeht, von dem das geladene Teilchen zu ca. 17% dem Myon entspricht, gleicht der so entstandene Endzustand abgesehen von den entstandenen Neutrinos genau dem des untersuchten Signals [3]. Der entscheidende Unterschied ist, dass der $\mu\tau$ Endzustand des Signals resonant aus dem Zerfall des τ -Sneutrinos entsteht. Daher ist in der Analyse die in Gleichung (3.3) definierte effektive Masse das entscheidende Kriterium.

W-Boson

Die Untergrundereignisse durch das W-Boson sind aufgrund ihres hohen Wirkungsquerschnitts von ca. 36257 pb [26] von wichtiger Bedeutung. Das W-Boson (Abbildung 3.3 (b)) zerfällt in ein Lepton und ein des Leptons bezügliches Neutrino. Durch Abstrahlung eines Gluons im Anfangszustand oder durch den Einfluss von Pile-up kann eine zusätzliche Jetbildung zur Tau-Rekonstruktion führen, sodass insbesondere der Zerfallskanal $W \rightarrow \mu\nu$ einen entscheidenden Beitrag im Untergrund darstellt.

Boson-Paarproduktion

Der Diboson Untergrund umfasst die WW-, WZ- und ZZ-Bildung. Photonen beinhaltende Boson-Paarproduktionen sind für den $\mu\tau$ Endzustand nicht relevant. Durch eine gute Rekonstruktion der Leptonen und einer Selektion auf genau ein Myon und genau ein Tau-Lepton können WZ und ZZ gut unterdrückt werden. Der WW-Untergrund (Abbildung 3.3 (c)) hingegen kann zur Erzeugung eines $\mu\tau$ Endzustandes führen, da jedes der beiden W-Bosonen mit jeweils ca. elfprozentiger Wahrscheinlichkeit [3] in ein geladenes Lepton zerfällt. Auch der hadronische Zerfall kann zur Fehlrekonstruktion eines Tau-Leptons führen. Da der Wirkungsquerschnitt bzw. das Produkt $\sigma \times BR$ der Diboson Produktion vergleichsweise gering ist, ist dieser Untergrund nicht dominant.

¹*1-prong* Zerfälle sind die Prozesse, bei denen die Zerfallsprodukte genau ein geladenes Teilchen enthalten. Analog bezeichnet z.B. *3-prong* Zerfallsprodukte mit genau drei geladenen Teilchen.

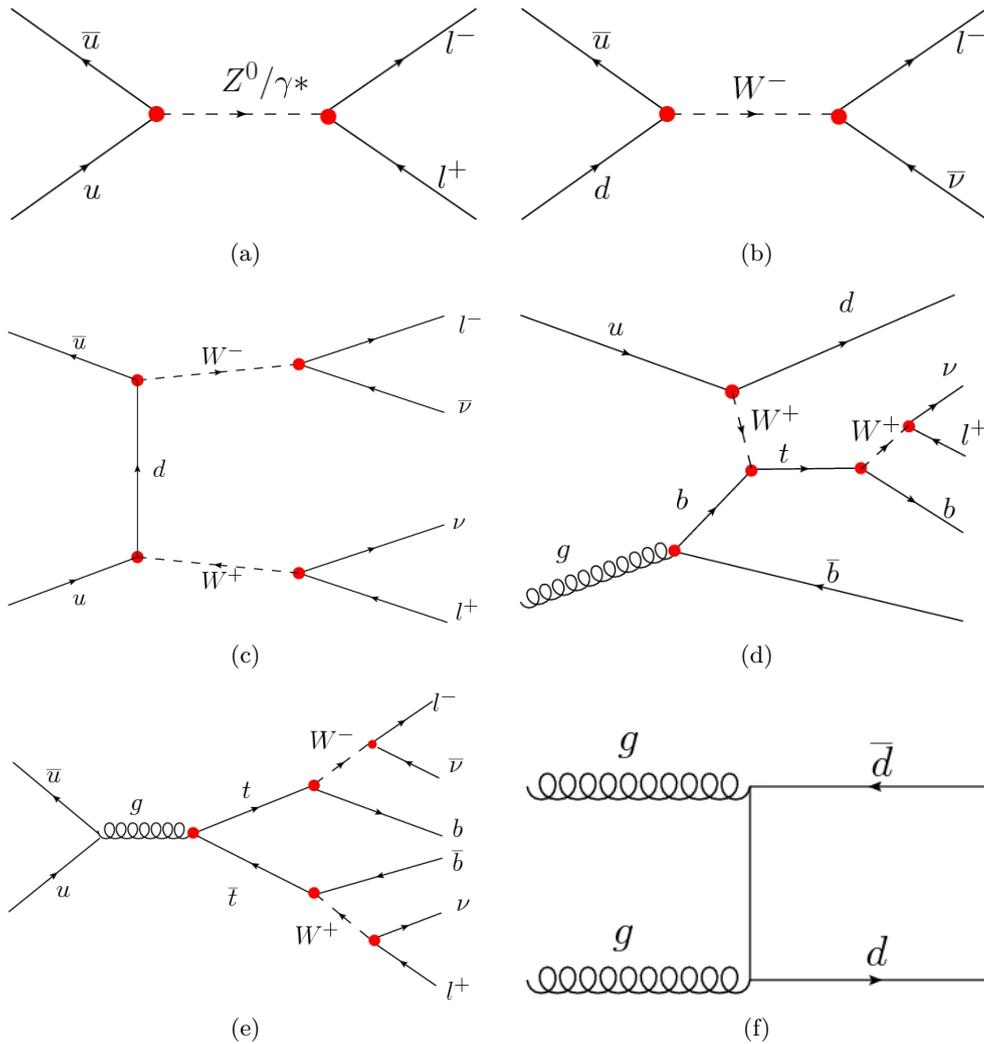


Abbildung 3.3: Beispiele für Feynman-Diagramme der relevanten Untergrundprozesse. Dargestellt ist ein Drell-Yan (a), W (b), WW (c), *Single-Top* (d), Toppaar (e) und QCD (f) Prozess.

Top-Einzelproduktion

Im *Single-Top* Untergrund (Abbildung 3.3 (d)) kann durch die Erzeugung eines W-Bosons ein Myon erzeugt werden. Da ein Tau-Lepton mit großer Wahrscheinlichkeit hadronisch zerfallen kann führt dieser Zerfall zur Jetbildung. Aufgrund der Bottomquarks, die bei der Erzeugung und Vernichtung eines Topquarks entstehen, kann so eine Fehlrekonstruktion eines Taus durch den vom Bottomquark entstandenen Jet stattfinden. Auch Jetbildung durch *Pile-up* und Anfangszustandabstrahlung, sowie *Multi-Parton Interaction* kann zur Tau-Rekonstruktion führen. Außerdem kann das aus dem Topquark erzeugte W-Boson in ein Tau-Lepton und ein Neutrino zerfallen und das Bottomquark durch die Erzeugung eines W-Bosons und eines Charmquarks via des W-Bosons ein Myon erzeugen. Aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts der *Single-Top* Untergründe und der hohen Verzweigungsrate sind diese von geringerer Bedeutung.

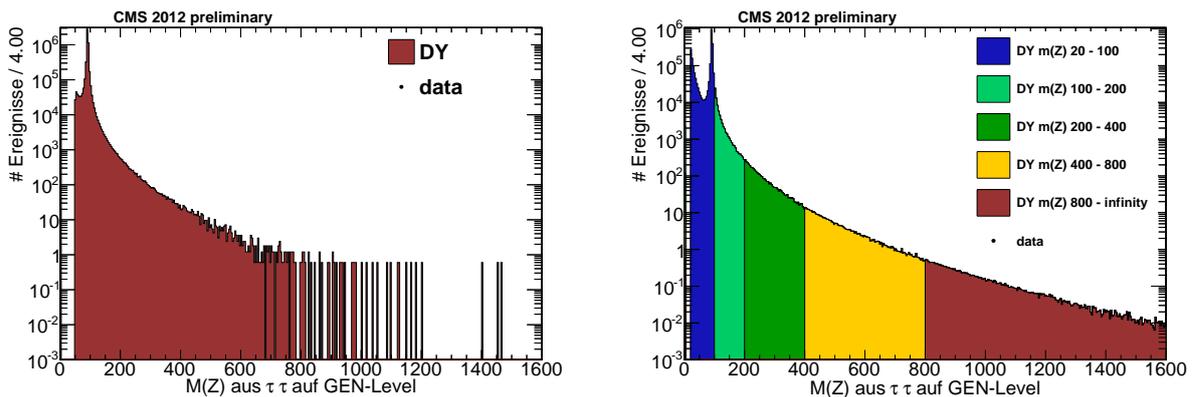
Top-Paarproduktion

Die Produktion eines Topquarkpaares kann wie in Abbildung 3.3 (e) zu sehen zur Erzeugung zweier Leptonen inklusive Jetbildung führen. Im Endzustand kann also ebenfalls die untersuchte Signatur erscheinen. Für den Untergrund der Top-Paarproduktion sollte für die Selektion vor allem auf die Jetbildung und die Winkelverteilung zwischen dem Myon und Tau-Lepton geachtet werden, da die beiden Leptonen nicht aus einem gemeinsamen Zweikörperzerfall erzeugt werden. Im Gegensatz zu diesem Untergrund wird im Signal zusätzlich zum Tau keine weitere Jetbildung sowie eine diametral entgegengesetzte Winkelverteilung in der transversalen Ebene erwartet.

QCD (Multijets)

Die quantenchromodynamischen Prozesse (Abbildung 3.3 (f)) sind störungstheoretisch schwer zugänglich und ihr Wirkungsquerschnitt besitzt einen hohen Fehler. In den Zerfallskaskaden können Myonen und Tau-Leptonen entstehen, die allerdings in der Regel innerhalb eines *Jets* rekonstruiert werden. Der QCD Untergrund besitzt einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt, sodass er zu Beginn der Analyse alle weiteren Untergründe dominiert.

Die Untergründe werden mit einer endlichen Anzahl an Events erzeugt, was dazu führt, dass die Statistik in Bereichen, die um einige Größenordnungen geringer wahrscheinlich sind, stark abnimmt. Die Verteilung bestimmter Größen ist in diesen Bereichen nicht mehr glatt und anfällig für statistische Schwankungen. Da für Analysen mit Signalen hoher Masse gerade diese Bereiche von besonderer Bedeutung sind, empfiehlt es sich, Untergründe in Abschnitten zu simulieren und diese dann zusammen zu setzen. So kann in Bereichen geringerer Häufigkeit mit überschaubarer Ereigniszahl eine glatte Verteilung erzeugt werden. Die Verbesserung der Statistik ist beispielhaft in Abbildung 3.4 anhand des Prozesses $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ dargestellt. Die Untergründe werden auf Generatorniveau entsprechend ihrer Simulation geschnitten.



(a)

(b)

Abbildung 3.4: Verbesserung der statistischen Verteilung in den MC Datensätzen durch die Verwendung in Intervalle eingeteilter Simulationen. (a) zeigt die Verteilung der rekonstruierten Z Masse auf Generatorniveau in einem ungeschnittenen *Sample*, (b) die Z Masse rekonstruiert in geschnittenen Untergründen.

Bevor die Daten in der weiterführenden Analyse bezüglich der Signalereignisse selektiert werden, wird anhand von Testverteilungen überprüft, ob keine Fehlerquellen durch die Zusammensetzung der Untergründe entstanden sind. Als Testverteilungen eignen sich solche, die eine klare Signatur ohne Einfluss durch Signalereignisse zeigen (siehe Anhang A).

3.4 Datensätze

Die Analyse stützt sich auf die am CMS Detektor des LHC von April bis Juni 2012 aufgenommenen Datensätze. Jeder dieser Datensätze erhält eine Laufnummer. Die verwendete integrierte Luminosität ergibt sich aus solchen Läufen, die nachträglich von der CMS Arbeitsgruppe für „korrekt“ befunden wurden. Aus den Datensätzen werden alle problematischen Läufe verworfen [28].

Das HLT-System ermöglicht es auf einen vorselektierten Datensatz zugreifen zu können. Für die Analyse werden Datensätze verwendet, bei denen mindestens ein Myon im Triggersystem identifiziert werden konnte (*SingleMu* Trigger, siehe [16]). Für die Auswertung des parallel analysierten Datensatzes basierend auf einem Myon-Tau-Crosstrigger (*TauPlusX*) sei auf eine kurze Skizzierung im Anhang B verwiesen.

Im *SingleMu*-Datensatz wurde sich für die in Tabelle 3.2 aufgelistete Triggerauswahl entschieden.

Tabelle 3.2: Triggerauswahl des *SingleMu*-Datensatzes. Die Daten und MC müssen alle Abfragen mindestens eines Triggers erfüllen. Das Zeichen * am Ende des Triggernamens zeigt, dass nicht eine spezielle Versionsnummer dieses Triggers verlangt wurde, sondern nur die vorangegangenen Kriterien erfüllt werden müssen.

geforderte Trigger
<i>HLT_IsoMu24_eta2p1_v*</i>
<i>HLT_IsoMu30_eta2p1_v*</i>
<i>HLT_IsoMu34_eta2p1_v*</i>

Betrachtet man beispielsweise den ersten aufgeführten Trigger, so muss im Ereignis mindestens ein isoliertes Myon mit transversalem Impuls größer als 24 GeV und einer Pseudorapidität betragsmäßig kleiner als 2,1 enthalten sein, damit das Ereignis für die weitere Analyse in Betracht gezogen wird. Es wurden hohe transversale Impulsschwellen gewählt, da in Signalereignissen größere transversale Impulse erwartet und so bereits viele Untergrundereignisse entfernt werden können. Alle Untergründe sind mit der Version *START 52*² der CMS Rekonstruktionssoftware simuliert.

Der *TauPlusX*-Datensatz enthält eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L}_{int}^{Tau} = (5086 \pm 223) \text{ pb}^{-1}$, der *SingleMu*-Datensatz eine Luminosität von $\mathcal{L}_{int}^{Myon} = (4932 \pm 217) \text{ pb}^{-1}$. Der Fehler auf die Luminosität ergibt sich nach CMS Empfehlungen aus einem systematischen Fehler von 4,4% [29].

²*START 52* bedeutet, dass die Rekonstruktion der Objekte mit *CMSSW_5_2_x* durchgeführt wurde und die zu diesem Zeitpunkt aktuellsten Detektorinformationen berücksichtigt wurden.

3.5 Pile-up reweighting

Die erhöhte Luminosität der 2012 aufgenommenen Daten führt in der Regel dazu, dass während einer Kreuzung der Protonpakete mehrere Kollision gleichzeitig stattfinden können. Die Vertexanzahl ist erhöht und es kommt zu einer größeren Anzahl von Streuereignissen pro sich kreuzender Protonstrahlpakete. Objektidentifikationen können durch Überlagerung mehrerer Prozesse gestört werden.

Diese Pile-up Szenarien müssen somit in der Simulation der Untergrundereignisse berücksichtigt werden. Die Monte-Carlo-Generatoren verwenden hierfür ein empfohlenes Szenario. Für die in dieser Analyse verwendeten Untergründe wurde das Pile-up Szenario 7 verwendet.

Ein solches Szenario kann nur eine Annäherung an die wahre Situation des verwendeten Datensatzes beschreiben. Mit Hilfe der rekonstruierten Anzahl an Vertices im Datensatz [30] wird die Pile-up Gewichtung der MC-Simulationen an den Datensatz angepasst. Abbildung 3.5 zeigt den Unterschied zwischen dem simulierten MC Pile-up und dem der Daten.

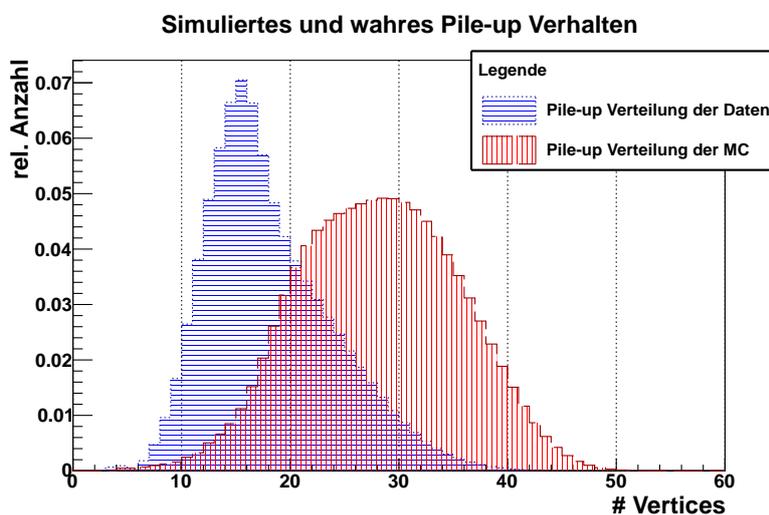


Abbildung 3.5: Pile-up Verhalten im Datensatz und simuliertes Pile-up Szenario in den MC.

Man erkennt, dass für die Generation der MC das Pile-up überschätzt wurde. Das Anpassen der MC-Simulationen an das Pile-up Verhalten der Daten wird allgemein als *Pile-up reweighting* [31] bezeichnet. Das Pile-up Szenario 7 zeigt eine starke Abweichung vom Pile-up Verhalten der Daten. Während im MC im Mittel ca. 28 Vertices simuliert wurden, wurden in den Daten gemittelt ca. 16 Vertices rekonstruiert. Das führt dazu, dass viele Ereignisse mit einer erhöhten Vertexanzahl im MC ein sehr geringes Gewicht erhalten. Effektiv führt dies zu einer Verschlechterung der Statistik der MC-Simulation. Ereignisse mit geringer Vertexanzahl erhalten hingegen bei der Anpassung an die Daten ein größeres Gewicht. Zufällige Abweichungen einzelner MC-Ereignisse können so bei geringer Statistik stärker ins Gewicht fallen. Vergleicht man Verteilungen vor und nach dem *Pile-up reweighting*, so ist diese Unregelmäßigkeit der Umgewichtung in Bereichen geringerer Statistik zu erkennen.

3.6 Selektionskriterien

Die Selektion lässt sich in zwei Bereiche aufteilen. Zum einen erhalten die MC-Ereignisse durch die integrierte Luminosität \mathcal{L}_{int} der verwendeten Datensätze, sowie mittels des Wirkungsquerschnitts σ_{MC} der jeweiligen Produktion und der bei der Erzeugung verwendeten Ereignisanzahl N_{MC} , das passende Gewicht G . Quantitativ lässt sich dieser Gewichtungsfaktor durch

$$G = \frac{\sigma_{MC}}{N_{MC}} \cdot \mathcal{L}_{int} \quad (3.2)$$

berechnen. Diese Werte sind bekannt. Anschließend wird die Vertexverteilung der simulierten Ereignisse mittels *Pile-up reweighting* an die Daten angepasst. Dieser Prozess ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

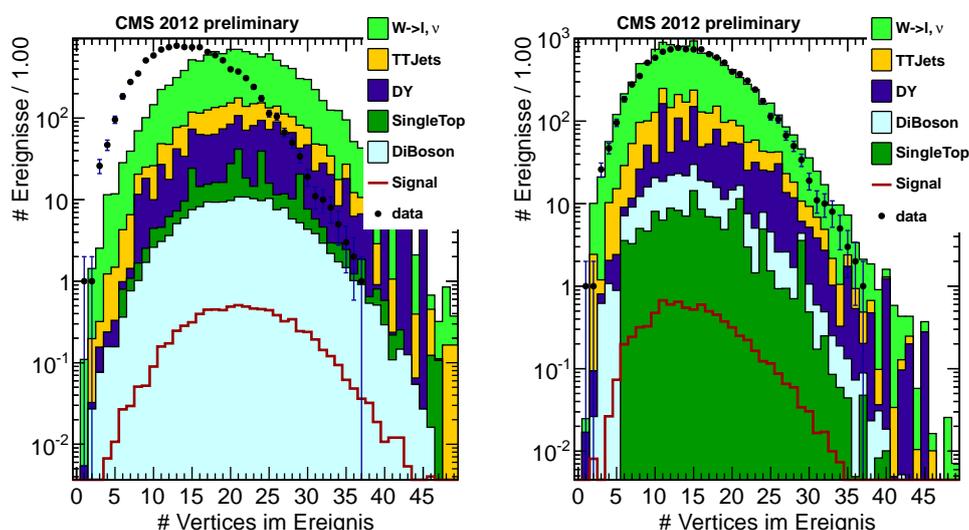


Abbildung 3.6: Umgewichtung der Vertexverteilung der MC in Anpassung an die Daten. Die durch die Simulation vorherrschende Abweichung (links) wird durch *Pile-up reweighting* erfolgreich korrigiert (rechts).

Das Umgewichten führt zu einer eineinhalbprozentigen Verringerung in der Anzahl der MC-Ereignisse. Diese Abweichung in der Normierung ist durch erste schwache Selektionskriterien zu erklären. So müssen die MC beispielsweise bereits ein Tau-Lepton mit minimalem transversalen Impuls größer als 25 GeV besitzen. Der transversale Impuls ist schwach korreliert mit der Anzahl an rekonstruierten Vertices. Abbildung 3.7 zeigt, dass der Schwerpunkt der Vertexverteilung für niedrige transversale Impulse bei einer geringeren Anzahl an rekonstruierten Vertices liegt. Wie in Abbildung 3.5 zu sehen, erhalten MC-Ereignisse im Bereich 6 - 14 Vertices ein hohes Gewicht. Werden nun Ereignisse niedriger Impulse verworfen, so werden anteilmäßig mehr Ereignisse herabgewichtet und es entsteht das beobachtete Ungleichgewicht in der Normierung. Dieser systematische Fehler ist klein gegenüber anderer systematischer Fehler und hat somit einen geringen Einfluss.

Zum anderen sorgen die ersten Vorselektionen und Teilchenidentifikationen dafür, dass die Teilchen des Endzustandes richtig identifiziert werden und bereits ein großer Teil des Untergrundes reduziert wird. Die Teilchenidentifikation wird gemäß der offiziellen Empfehlung für 2012 beim CMS Experiment aufgenommene Datensätze durchgeführt [32]. Im zweiten Teil der Analyse wird gezielt die Verteilung einzelner kinematischer Größen im Signal und Untergrund untersucht. Sind

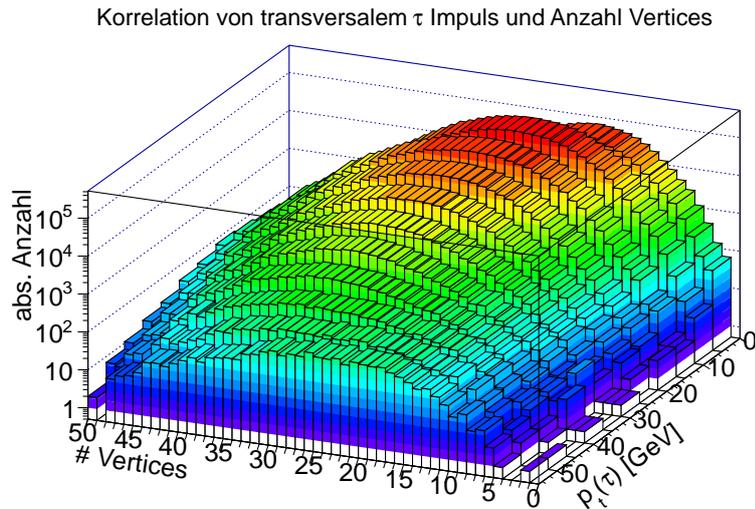


Abbildung 3.7: Korrelation des transversalen Impulses und der Anzahl an rekonstruierten Vertices. Ereignisse mit τ -Leptonen niedriger Impulse besitzen im Mittel eine geringere Anzahl an Vertices.

klare topologische Unterschiede gefunden, so lassen sich durch geeignete Schnitte einzelne oder mehrere Untergründe stark reduzieren. Betrachtet wird anschließend die effektive Masse des Myons, des Tau-Leptons und des fehlenden transversalen Impulses. Ist keine signifikante Abweichung zur SM-Erwartung zu erkennen, so wird im Bereich maximaler Sensitivität eine Ausschlussgrenze des Wirkungsquerschnitts bestimmt.

Erste Selektionskriterien

Die ersten Selektionskriterien bestehen aus folgenden Schritten:

Trigger Selektion

In diesem Schritt wird überprüft, ob die aufgezeichneten Ereignisse einen der in Kapitel 3.4 aufgeführten *High Level Trigger* passiert haben. Werden die Kriterien nicht erfüllt, so wird das Ereignis verworfen. Eine geeignete Triggerwahl führt somit zu einer Reduktion der Datenmenge ohne Verwerfung interessanter Ereignisse.

Objektidentifikation

Der nächste Schritt ist die Identifikation (ID) bestimmter „Objekte“. Dabei werden mehrere an offiziellen Empfehlungen (siehe [32] mit [33]) orientierte Bedingungen überprüft, die sicherstellen, dass die für diese Arbeit entscheidenden Objekte Myon und Tau-Lepton im Sinne dieser Kriterien richtig nachgewiesen werden. Es wird zusätzlich eine Elektron und Jet ID durchgeführt. Im Folgenden werden die Identifikationskriterien des μ und τ -Leptons erklärt.

Myon Identifikation

- $p_t(\mu) > 35 \text{ GeV}$

Das Myon muss einen transversalen Impuls besitzen, der höher als 35 GeV ist. Diese Anforderung soll QCD Untergrund und falsche Rekonstruktionen vermeiden. Der Wert wird so gewählt, dass er der Grenze des strengsten Triggers entspricht. Myonen, die aus einem harten Prozess entstehen, tragen üblicherweise höhere Impulse.

- $|\eta| \leq 2,1$

Die Pseudorapidität η des rekonstruierten Myons muss betraglich kleiner oder gleich 2,1 sein. Dies entspricht ebenfalls einem Kriterium der Trigger und garantiert, dass die Objekte keinen zu starken *Boost* in Richtung der Strahlachse besitzen und somit nicht an Grenzen der mit Detektoren abgedeckten Flächen stoßen.

- Eine weitere Abfrage überprüft, ob das Myon sowohl im Spurdetektor, als auch in der Myonkammer mit übereinstimmender Spur nachgewiesen werden konnte.
- Des Weiteren wird verlangt, dass das rekonstruierte Myon die Bedingung eines sogenannten *particle flow* (PF) Myons erfüllt. Der *particle flow* Algorithmus kombiniert die Informationen aller Detektoren und berechnet so für alle Objekte eine Wahrscheinlichkeit, dass es sich bei dem registrierten Teilchen um dieses Objekt gehandelt hat. Handelt es sich nach diesem Algorithmus am ehesten um ein Myon, so erfüllt es das Kriterium des *particle flow* Myons. Der Unterschied zur allgemeinen Rekonstruktion besteht darin, dass nicht eine bestimmte Schwelle erfüllt sein muss, um als Myon rekonstruiert zu werden, sondern ein Vergleich zu anderen Objekten angestellt wird.
- Der Wert des $\chi^2/\text{Freiheitsgrad}$ ist ein Maß dafür, wie gut die Rekonstruktion des globalen Myons durch die Anpassung der Spuren passt. Der Wert $\chi^2/\text{Freiheitsgrad}$ sollte im optimalen Fall ungefähr 1 sein. Um dieses Kriterium zu erfüllen, muss der Wert unter 10 liegen.
- Nun wird getestet, ob für die Anpassung der Spur bei der globalen [34] Myon Rekonstruktion mindestens ein Treffer in den Myonkammern verwendet wurde. Dies soll verhindert, dass ein globales Myon durch einen späteren Zerfall eines nicht im harten Prozess entstanden Myons oder einen hadronischen Durchschlag falsch rekonstruiert wurde.
- Damit eine Spur im Spurdetektor nicht durch eine zufällige Übereinstimmung mit einem Treffer in den Myonkammern eine globale Myonrekonstruktion zugeordnet wird, werden Treffer in den Segmenten mindestens zweier Stationen gefordert.
- Zwei weitere Anforderungen verlangen, dass die Spur im Spurdetektor in transversaler Richtung nicht mehr als zwei Millimeter und in longitudinaler Richtung nicht mehr als 5 Millimeter vom primären Vertex entfernt beginnt. Das unterdrückt vor allem die falsche Zuordnung eines

Myons der kosmischen Höhenstrahlung zu einem bei der Kollision entstandenen Myons.

- Außerdem wird verlangt, dass im Pixeldetektor mindestens ein Treffer des Myons registriert wurde. Diese Abfrage unterdrückt die Rekonstruktion von Myonen, die aus späteren Zerfallsprodukten stammen, da der Pixeldetektor die geringste radiale Entfernung zum Kollisionspunkt hat.
- Ein letztes Kriterium verlangt, dass in mindestens fünf Lagen des Streifendetektors ein Signal des Myons registriert werden konnte. Diese Anzahl an Treffern ist nötig, um eine vertrauensvolle transversale Impulsmessung durchführen zu können.

Tau Identifikation

Die Tau Identifikation lässt sich mit Hilfe eines Schnittes auf den transversalen Impuls und vier vorgefertigten Variablen sicherstellen. Da in der Analyse ausschließlich hadronisch zerfallende Tau-Leptonen betrachtet werden, wird für die Rekonstruktion der sogenannte HPS (*hadron plus strips*) Algorithmus verwendet [35]. Dieser Algorithmus stellt verschiedene ID Variablen [36] bereit, durch welche die Identifikation auf wenige Abfragen reduziert werden kann.

- $p_t(\tau) > 35 \text{ GeV}$

Wie auch bei den Myonen wird ein Mindestwert des transversalen Impulses verlangt, um Einfluss von QCD und Fehlrekonstruktionen zu vermeiden. Der Wert des transversalen Impulses bezieht sich rein auf den „sichtbaren“ Anteil. Dieser entspricht dem transversalen Impuls der für die Tau-Rekonstruktion genutzten Hadronen ohne Berücksichtigung fehlender transversaler Energie. Da das Tau-Lepton mit hoher Wahrscheinlichkeit hadronisch zerfällt werden viele Taus aus Jets rekonstruiert. Der Algorithmus der Jetrekonstruktion summiert Impulse innerhalb eines Kegels auf, sodass Teilchen aus anderen Prozessen die Rekonstruktion fehlerhaft beeinflussen können. Die Schwelle des transversalen Impulses wird somit auf 35 GeV gesetzt. Die für das Signal interessanten Taus tragen Impulse über dieser Schwelle.

- Eine weitere Abfrage³ verhindert eine fehlerhafte Taurekonstruktion durch eine Elektron-Pion-Kombination. Dafür verwendet der Algorithmus einen MVA (Multivariate Analyse) Diskriminator, der die Identifikation eines Elektrons ausschließen soll.
- Analog sorgt eine weitere Abfrage⁴ dafür, dass keine Fehlrekonstruktion aufgrund eines Myons stattfindet. Hier wird die Myonidentifikation nicht durch einen MVA Diskriminator, sondern durch die Kombination der rekonstruierten Tauspur mit globalen Myonspuren sowie jener im Spurdetektor durchgeführt. Passt die Tauspur zu einer dieser Spuren, so wird das Ereignis verworfen.

³sogen. *against electron tight* Variable

⁴sogen. *against muon tight* Variable

- Zusätzlich fordert man die Erfüllung eines Kriteriums⁵, dessen Algorithmus die transversalen Impulse aller geladenen *particle flow* Teilchen sowie PF Photonen innerhalb eines Kegels mit $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\Phi)^2} < 0,3$ aufsummiert. Bei dieser Summation der Impulse wird eine, an betrachts des höheren Pile-ups in 2012 aufgenommenen Daten notwendige, *delta beta* Korrektur vorgenommen. Diese Korrektur schätzt den Pile-up Beitrag neutraler Hadronen auf die Hälfte des Beitrags durch geladene Pile-up Hadronen in diesem Kegel ab und reduziert den Impulsanteil um diesen Wert. Ist die Summe (wobei dabei die PF Photonen einen $p_t > 0,5$ GeV besitzen müssen) größer als 0,8 GeV, so scheidet dieses Ereignis für die weitere Analyse aus.
- Eine weitere Bedingung ist die Erfüllung der Zerfallsmodus findenden Variable (*decay mode finding*). Das τ zerfällt zu ca. 55% in einem hadronischen *1-prong* Prozess, zu ca. 30% in einem leptonischen Prozess und zu ca. 15% in einem hadronischen *3-prong* Prozess. Für die Analyse sind die hadronisch zerfallenden *1-prong* Prozesse entscheidend. Die dominanten Prozesse sind in Tabelle 3.3 inklusive ihrer Wahrscheinlichkeit und der entsprechenden Resonanz angegeben [3].

Der HPS Algorithmus berücksichtigt für die Rekonstruktion nur die sichtbaren Komponenten im Detektor. Die mit dem ν_τ assoziierte fehlende transversale Energie wird nicht betrachtet. Der *decay mode finding* Algorithmus rekonstruiert somit aus den für die Tauspur relevanten detektierten Hadronen die invariante Masse der Resonanz. Passt diese zum $\rho(770)^\pm$ bzw. $a_1(1260)^\pm$, so ist die Bedingung der ID Variablen erfüllt. Für den direkten Zerfall des Tau-Leptons in ein geladenes Hadron (zu 94% ein geladenes Pion) und Tau Neutrino genügt der Nachweis dieses einzelnen Hadrons.

Tabelle 3.3: Dominante Zerfallskanäle des hadronischen *1-prong* Prozesses mit der jeweiligen Wahrscheinlichkeit und der ggf. zwischenzeitig entstandenen Resonanz.

Zerfallskanal	Resonanz (Masse)	Wahrscheinlichkeit
$\tau \rightarrow h^\pm \nu_\tau$		11,5%
$\tau \rightarrow h^\pm \pi^0 \nu_\tau$	ρ^\pm (775 MeV)	26,0%
$\tau \rightarrow h^\pm \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	a_1^\pm (1230 MeV)	9,5%

Nachdem nun durch das sogenannte *Event cleaning* sichergestellt wird, dass Störeffekte im ECAL durch Rauschen unterdrückt werden und mindestens ein guter Vertex vorhanden ist, wird ein erster starker Schnitt vorgenommen.

Vorselektion

An diesen Schnitt ist die Bedingung geknüpft, dass in Folge der vorangegangenen Selektion mindestens ein gutes⁶ Myon und ein gutes Tau gefunden werden konnte. Diese Selektion führt zu einer Beschränkung auf hadronische *1-Prong* Tau-Leptonen und somit auch zu einer Verringerung der Signalereignisse.

⁵sogen. *by tight combined isolation delta beta sum pt corrected* Variable

⁶gut bedeutet, dass dieses Myon bzw. Tau die Objekt ID erfüllt.

Diese Vorselektion bildet nun die Grundlage für die weitere Analyse. Die Untergründe sind reduziert und enthalten jeweils mindestens ein gutes Myon und Tau-Lepton. In den folgenden Analyseschritten wird nach jedem weiteren Schnitt die effektive Masse aus dem selektierten Myon, Tau-Lepton und der fehlenden transversalen Energie, sowie die Signifikanz und die Effizienz der Schnitte betrachtet. Die effektive Masse wird definiert als

$$M_{eff} = M_{Inv}(\mu, \tau_{vis}) + MET \quad \text{mit} \quad M_{Inv} \stackrel{(2.3)}{=} \sqrt{\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i\right)^2}. \quad (3.3)$$

τ_{vis} steht für den sichtbaren Anteil des rekonstruierten Tau-Leptons. Da im Signal die fehlende transversale Energie rein dem Tau-Neutrino des Tauzerfalls zugeschrieben werden kann, wird diese bei der Berechnung der effektiven Masse beachtet. Es kann nur der transversale Anteil der fehlenden Energie rekonstruiert werden, sodass sich nicht die invariante Masse des $\mu\tau$ Endzustands berechnen lässt und sich so im Signal keine Breit-Wigner-Resonanz bildet, sondern eine Verschmierung eben dieser.

Weitere Kriterien

Durch Betrachtung der einzelnen Untergrundereignisse und des Signals lässt sich eine Erwartung aufstellen, in welchen physikalischen oder konstruierten Größen sich diese unterscheiden. So lassen sich gezielt effektive Schnitte zur Verbesserung der Signifikanz finden. Durch die Gegenüberstellung dieser Größen werden die Schnitte gerechtfertigt und mit einer Berechnung der Signifikanz bestätigt. Die Signifikanz σ berechnet sich aus

$$\sigma = \frac{S}{\sqrt{B}}. \quad (3.4)$$

S steht für die Anzahl der Signalereignisse, die in einem bestimmten Intervall erwartet werden. \sqrt{B} ist die Wurzel aus der Anzahl der Untergrundereignisse in diesem Intervall und gibt dabei die Unsicherheit auf den Untergrund an. Aufgrund der zugrundeliegenden Poisson-Statistik berechnet sich diese aus der Wurzel der Ereignisse. Es wird bei jeder Wahl hinterfragt, welchen Einfluss weitere physikalische Effekte auf die simulierte Größe haben. So kann verhindert werden, dass zu harte Schnitte, die zwar zur Verbesserung der Reinheit, in den aufgenommenen Daten allerdings zur Verringerung der Signalereignisse führen kann. Im Folgenden sind alle für das Resultat der Analyse verwendeten Schnitte aufgeführt und diskutiert. Die Effizienz ϵ spiegelt dabei die Qualität des Schnittes wider und ist definiert durch

$$\epsilon = \frac{N_{sel}}{N_{vor}}, \quad (3.5)$$

wobei N_{sel} die Anzahl der Ereignisse nach einem Selektionskriterium und N_{vor} die Anzahl der Ereignisse vor dem jeweiligen Kriterium angibt.

MET \geq 60 GeV

Durch die kurze Lebensdauer des Tau-Leptons im Endzustand des Signals wird in der Signatur immer ein Tau-Neutrino, und somit fehlende transversale Energie, erwartet. Da das τ in einem Zweikörperzerfall aus dem hochenergetischen Tau-Sneutrino entsteht, wird das Neutrino anteilsweise hohe Energien aus dem Detektor tragen. Es wird auf eine fehlende transversale Energie von mindestens 60 GeV geschnitten. Tabelle 3.4 zeigt die drei Untergründe, die anteilmäßig am stärksten reduziert werden können, sowie die Effizienzen für den gesamten Untergrund und das Signal. Für genauere Angaben siehe Tabelle 3.9 und 3.10.

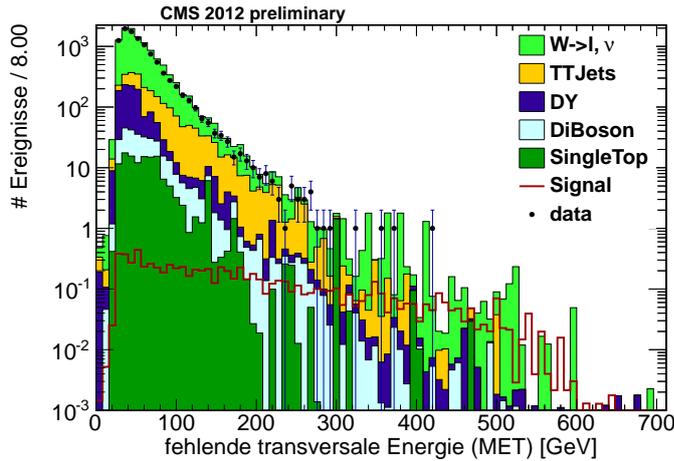


Abbildung 3.8: Verteilung der fehlenden transversalen Energie vor dem Schnitt auf 60 GeV.

Tabelle 3.4: Vorrangig reduzierte Untergründe und Signaleffizienz beim MET-Schnitt. Je niedriger die Effizienz der Untergründe und je höher die Effizienz des Signals, desto effektiver ist der Schnitt.

Sample	Effizienz ϵ
Drell-Yan	0,17
$W \rightarrow l, \nu$	0,33
Diboson	0,42
BG (total)	0,35
Signal	0,80

$\#\mu = 1$, $\#\tau = 1$ und $\#e = 0$

Das Signal erwartet einen Endzustand bestehend aus einem Myon und einem Tau-Lepton. Ein natürliches Selektionskriterium ist somit die Bedingung, dass jeweils genau eines der Leptonen im Ereignis enthalten sind. Außerdem enthält das Signal kein Elektron. Da diese Schnitte wie in Abbildung 3.9 zu sehen geringeren Einfluss auf den Datensatz nehmen, werden sie hier gemeinsam angegeben.

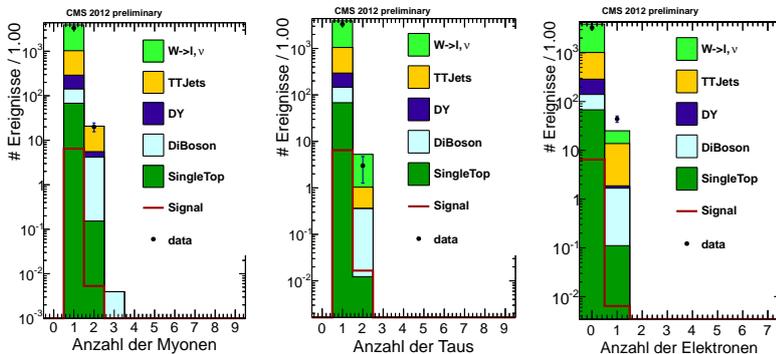


Abbildung 3.9: Anzahl an Myonen, Taus und Elektronen in den Ereignissen vor den Schnitten auf $N_\mu = N_\tau = 1$ und $N_e = 0$.

Tabelle 3.5: Vorrangig reduzierte Untergründe und Signaleffizienz beim Schnitt auf $N_\mu = N_\tau = 1$ und $N_e = 0$. Die Werte beziehen sich auf den Dreifachschnitt.

Sample	Effizienz ϵ
Diboson	0,92
TT Jets	0,96
Drell-Yan	0,99
BG (total)	0,99
Signal	1,0

$$p_t(\mu)/MET \geq 1,3$$

Im Zerfall des Tau-Sneutrinos werden die beiden Leptonen mit annähernd gleichen Impulsanteilen erzeugt. Der fortführende Zerfall des Taus erzeugt ein Neutrino, dessen Impulsanteil aufgrund der verschiedenen Zerfallsprozesse kontinuierlich verteilt ist. In einer konstruierten Verteilung, in der man den Quotienten des transversalen Impulses des Myons und der fehlenden transversalen Energie betrachtet, erwartet man so im Signal eine kontinuierliche Verteilung, dessen Wert nicht niedriger als eins ist. Da das W-Boson in einem Zweikörperzerfall in ein Myon und ein Neutrino zerfallen kann und somit vorrangig annähernd gleiche Werte des Myonimpulses und der fehlenden transversalen Energie erzeugt, ist dieser Untergrund so gut zu unterdrücken. Bei hoher Effizienz im Signal können alle weiteren Untergründe ebenfalls stark reduziert werden (siehe Tabelle 3.6).

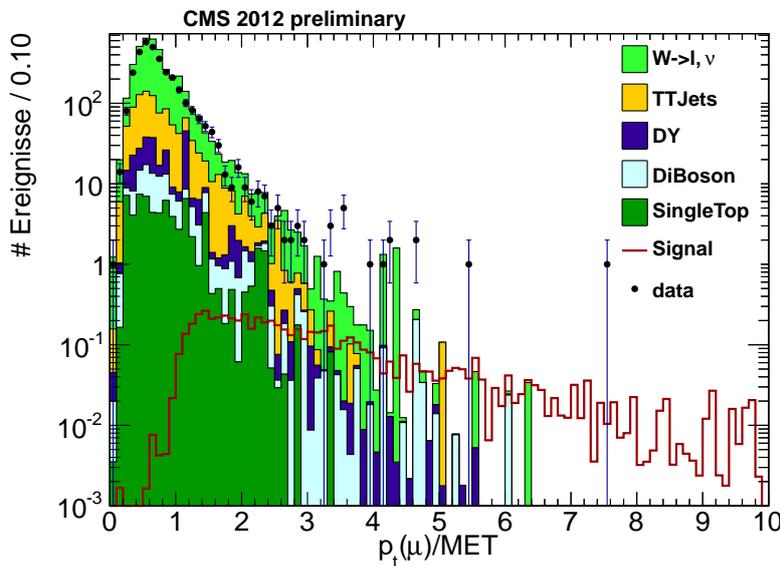


Tabelle 3.6: Vorrangig reduzierte Untergründe und Signaleffizienz beim Schnitt auf den Quotienten $p_t(\mu)/MET$.

Sample	Effizienz ϵ
$W \rightarrow l, \nu$	0,059
Drell-Yan	0,068
TT Jets	0,11
BG (total)	0,073
Signal	0,93

Abbildung 3.10: Quotient aus dem transversalen Impuls des Myons und der fehlenden transversalen Energie vor dem Schnitt auf Werte größer gleich 1,3.

$$\Delta\Phi(\mu, \tau) \geq 2,6$$

Der $\mu\tau$ Endzustand geht aus einem Zweikörperzerfall der Tau-Sneutrino Resonanz hervor. Da das $\tilde{\nu}_\tau$ nach der Erzeugung transversal annähernd in Ruhe ist, müssen die Leptonen aufgrund der Impulserhaltung in transversaler Ebene in entgegengesetzter Richtung auseinander gehen. Durch den leichten *Boost* und möglicher Photonabstrahlung im Endzustand weicht diese Winkelverteilung auf. Abbildung 3.11 zeigt, dass das Signal bei einer minimalen Winkeldifferenz von 2,6 rad kaum reduziert wird. Da die Winkelverteilung der Leptonen im Top-Antitop-Paar-Untergrund und der Top-Einzelproduktion nur schwach korreliert sind, nehmen diese beliebige Werte an, wodurch diese Untergründe gut unterdrückt werden können. Dies geht auch aus den Effizienzen der Tabelle 3.7 hervor.

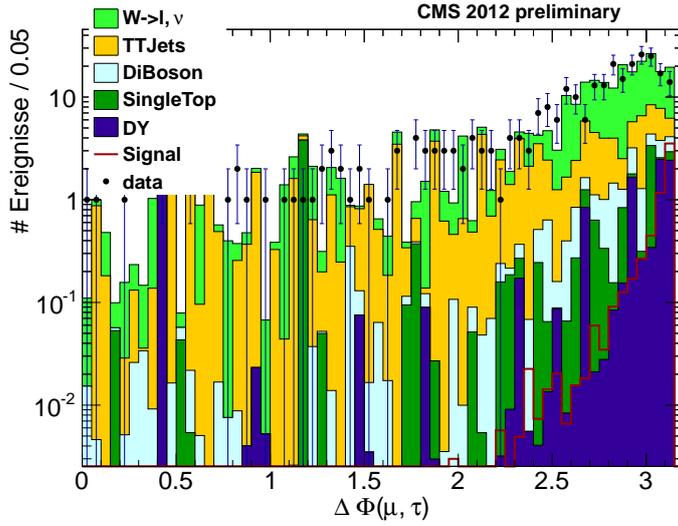


Tabelle 3.7: Vorrangig reduzierte Untergründe und Signaleffizienz beim Schnitt auf $\Delta\Phi \geq 2,6$.

Sample	Effizienz ϵ
TT Jets	0,42
Single-Top	0,54
$W \rightarrow l, \nu$	0,76
BG (total)	0,66
Signal	0,99

Abbildung 3.11: $\Delta\Phi(\mu, \tau)$ -Verteilung vor dem Schnitt auf $\Delta\Phi \geq 2,6$.

$p_t(\mu) > 160 \text{ GeV}$

Bei der Erzeugung von Teilchen nach der pp-Kollision kann es durch Abstrahlungen im Anfangszustand zu einer Impulskomponente in transversaler Ebene kommen. Das Tau-Sneutrino mit einer Masse von 1.25 TeV ist sehr schwer und daher nur schwach in transversaler Ebene *geboostet*. Somit werden das μ und τ im anschließenden Zweikörperzerfall aufgrund von Impulserhaltung in transversaler Ebene annähernd diametral entgegengesetzt mit gleichen Impulsanteilen abgestrahlt. Die hohe Masse des Tau-Sneutrinos sorgt für hohe transversale Impulse im Signal.

Ebenso wie der transversale Impuls des Myons, so bietet auch die konstruierte Größe S_T [27]

$$S_T = MET + \sum p_t(\text{Myonen}) + \sum p_t(\text{Taus}) + H_T \quad \text{mit} \quad H_T = \sum p_t(\text{Jets}). \quad (3.6)$$

im RPV Modell eine gute Abgrenzung zwischen SM-Prozessen und Prozessen schwerer supersymmetrischer Teilchen. Da die Größe S_T stärker als der transversale Impuls des Myons mit der effektiven Masse korreliert ist, wird nur auf den Impuls geschnitten. Verlangt man nun einen $p_t(\mu)$ von mindestens 160 GeV, so lässt sich mit guter Effizienz (siehe Tabelle 3.8) das Signal vom Untergrund trennen.

3.7 Ergebnis

Der Verlauf des Einflusses der einzelnen Schnitte ist in Abbildung 3.13 im sogenannten *Outflow* zu sehen. Es zeigt sich bei logarithmischer Darstellung deutlich, dass der Untergrund stark reduziert und die Signalereignisse bis auf die unumgängliche Bedingung (mindestens) eines Taus in der Vorselektion gut erhalten werden konnten. Die Diskrepanz zwischen Daten und MC vor der Triggerabfrage entsteht dadurch, dass die Daten bereits alle mindestens einen der im *SingleMu* Datensatz enthaltenen Trigger erfüllen mussten. Sie sind bereits vorselektiert und erst nach der Triggerabfrage mit den MC-Simulationen auf gleicher Schnittstufe. Der Name des *Bins* gibt das Selektionskriterium an, welches vor dem Füllen dieses *Bins* erfüllt werden musste.

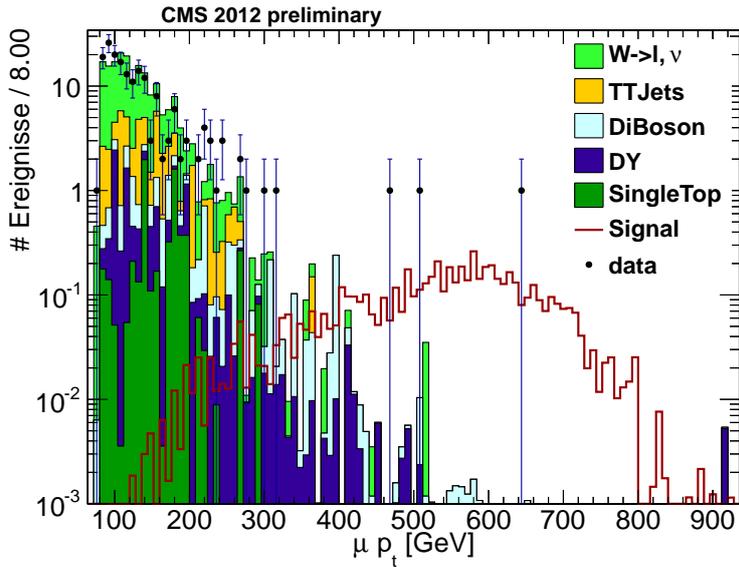


Tabelle 3.8: Vorrangig reduzierte Untergründe und Signaleffizienz beim Schnitt auf $p_t(\mu) \geq 160$ GeV.

Sample	Effizienz ϵ
$W \rightarrow l, \nu$	0,16
Drell-Yan	0,23
TT Jets	0,24
BG (total)	0,21
Signal	1,0

Abbildung 3.12: Verteilung des transversalen Myonimpulses vor dem Schnitt auf $p_t(\mu) \geq 160$ GeV.

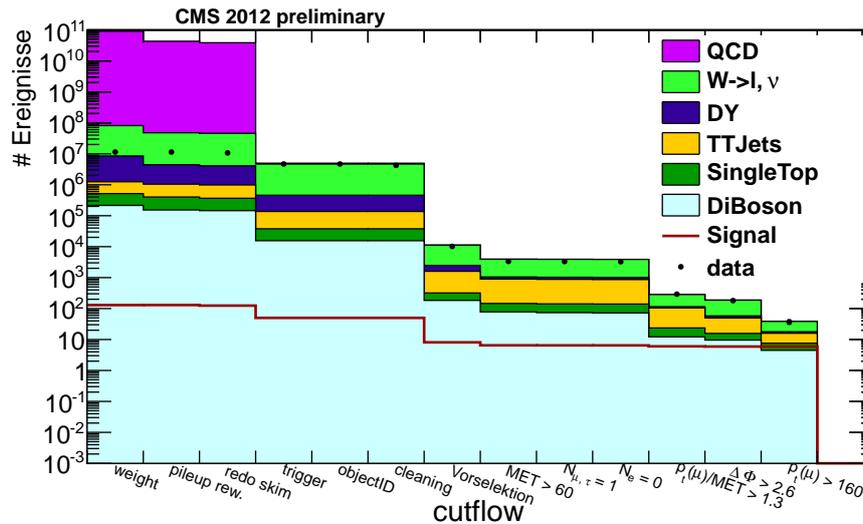


Abbildung 3.13: Kompakte Übersicht über den Einfluss der einzelnen in der Analyse verwendeten Selektionskriterien. Der *Cutflow* zeigt eine gute Übereinstimmung von MC und Daten.

Die Tabellen 3.9 und 3.10 zeigen eine Übersicht über die bei der Analyse erzielten Effizienzen und Signifikanzen. Die Wahl der Schnitte führt zu einer stetigen Verbesserung der Signifikanz. Datenereignisse und MC-Ereignisse zeigen eine gute Übereinstimmung innerhalb der Fehler. Die Fehler setzen sich dabei aus quadratischer Addition des statistischen Poissonfehlers⁷ und des systematischen Fehlers (siehe Tabelle 3.11) zusammen. Die systematischen Fehler sind Anhaltswerte

⁷Die Poisson-Statistik ist durch Gleichung 3.7 gegeben. Ist N die Anzahl der Ereignisse, so ist $\sigma_N = \sqrt{N}$ der Fehler dieser Größe.

und dienen der besseren Aussagekraft der Ergebnisse. Sie entstammen nicht der eigenen Analyse und sind daher als Orientierung zu interpretieren.

Der Unterschied des untersuchten Signals zu allen Untergrundereignissen ist, dass der $\mu\tau$ Endzustand aus einem Zweikörperzerfall entsteht und somit eine Resonanz ähnliche Verteilung des τ -Sneutrinos durch die effektive Masse rekonstruierbar ist. Existiert nun der untersuchte Prozess, so sollte in der effektiven Masse bei ausreichender Reduktion des Untergrundes eine Abweichung zur SM-Erwartung in den Daten erkennbar sein. Ist dies nicht der Fall, so lässt sich ein oberes Limit auf den Wirkungsquerschnitt der $\tilde{\nu}_\tau$ -Produktion berechnen. Abbildung 3.14 zeigt die effektive Masse aus Myon, Tau-Lepton und fehlender transversaler Energie verschiedener Schnittstufen. Die Verteilungen der Daten zeigen ohne signifikante Abweichungen eine gute Übereinstimmung mit der Standardmodell-Erwartung. Insbesondere ist im Bereich der Signalresonanz kein Hinweis auf eine Entdeckung zu erkennen.

Tabelle 3.9: Tabelle zur Übersicht der Selektionsschritte. In den Zeilen aufgetragen sind die einzelnen Selektionskriterien. Hierbei ist der Status der Analyse nach der Triggerabfrage als Ausgangspunkt gewählt, da ab dieser Schnittstufe Daten, Untergrund und Signal die gleichen Kriterien erfüllen. Die Selektionskriterien spiegeln die Stufen des *Cutflow* wider, wobei in der Vorselektion das *Event cleaning* mit einbezogen ist. N_{sel} ist die Anzahl der jeweiligen Ereignisse nach dem angewandten Schnitt. Die Effizienz ϵ bezieht sich auf den Status des vorherigen Schnitts. QCD liefert nach dem Triggerschnitt einen Beitrag von $N_{\text{sel}}^{\text{QCD}} = 294724 \pm 166162$ und liefert im Folgenden keinen weiteren Beitrag.

Kriterium	$N_{\text{sel}}^{\text{W}}(\epsilon)$	$N_{\text{sel}}^{\text{TTJets}}(\epsilon)$	$N_{\text{sel}}^{\text{DY}}(\epsilon)$	$N_{\text{sel}}^{\text{Diboson}}(\epsilon)$	$N_{\text{sel}}^{\text{SingleTop}}(\epsilon)$
Trigger	4220096±633953 (-)	99676±14952 (-)	321049±48172 (-)	15586±2338 (-)	22224±3348 (-)
Vorselektion	8743±1315 (0,002)	1286±193 (0,013)	865±142 (0,003)	184±28 (0,012)	135±26 (0,006)
$MET \geq 60$	2879±433 (0,33)	754±114 (0,59)	149±31 (0,17)	78±12 (0,42)	68±17 (0,50)
$N_\mu = N_\tau = 1$	2874±433 (1,0)	739±111 (0,98)	148±31 (0,99)	74±11 (0,95)	68±17 (1,0)
$N_e = 0$	2863±432 (1,0)	727±110 (0,98)	148±31 (1,0)	72±11 (0,97)	68±17 (1,0)
$p_t^\mu / MET \geq 1,3$	169±26 (0,059)	81±13 (0,11)	10,1±4,4 (0,068)	12,2±1,9 (0,17)	11,4±6,9 (0,17)
$\Delta\Phi \geq 2,6$	129±20 (0,76)	33,9±5,6 (0,42)	8,3±3,4 (0,82)	9,6±1,5 (0,79)	6,1±1,1 (0,54)
$p_t^\mu \geq 160$	20,7±3,4 (0,16)	8,3±1,7 (0,24)	1,95±0,93 (0,23)	4,48±0,75 (0,47)	3,12±0,75 (0,51)

Tabelle 3.10: Übersicht über die SM-Erwartung, die beobachteten Datenereignisse und die erwarteten Signalereignisse, sowie die dazugehörigen Schnitteffizienzen. Außerdem ist die Signifikanz S/\sqrt{B} angegeben.

Kriterium	$N_{\text{sel}}^{\text{BG,total}}(\epsilon)$	$N_{\text{sel}}^{\text{Data}}$	$N_{\text{sel}}^{\text{Signal}}(\epsilon)$	S/\sqrt{B}
Trigger	4973355±657318 (-)	4681501	50,0±5,0 (-)	0,022
Vorselektion	11213±1337 (0,002)	10207	8,11±0,82 (0,16)	0,077
$MET \geq 60$	3928±449 (0,35)	3337	6,49±0,66 (0,80)	0,10
$N_\mu = N_\tau = 1$	3903±449 (0,99)	3314	6,47±0,65 (1,0)	0,10
$N_e = 0$	3878±447 (0,99)	3270	6,46±0,65 (1,0)	0,10
$p_t^\mu / MET \geq 1,3$	283±30 (0,073)	292	6,02±0,61 (0,93)	0,36
$\Delta\Phi \geq 2,6$	187±21 (0,66)	181	5,93±0,60 (0,99)	0,43
$p_t^\mu \geq 160$	38,6±4,1 (0,21)	37	5,92±0,60 (1,0)	0,95

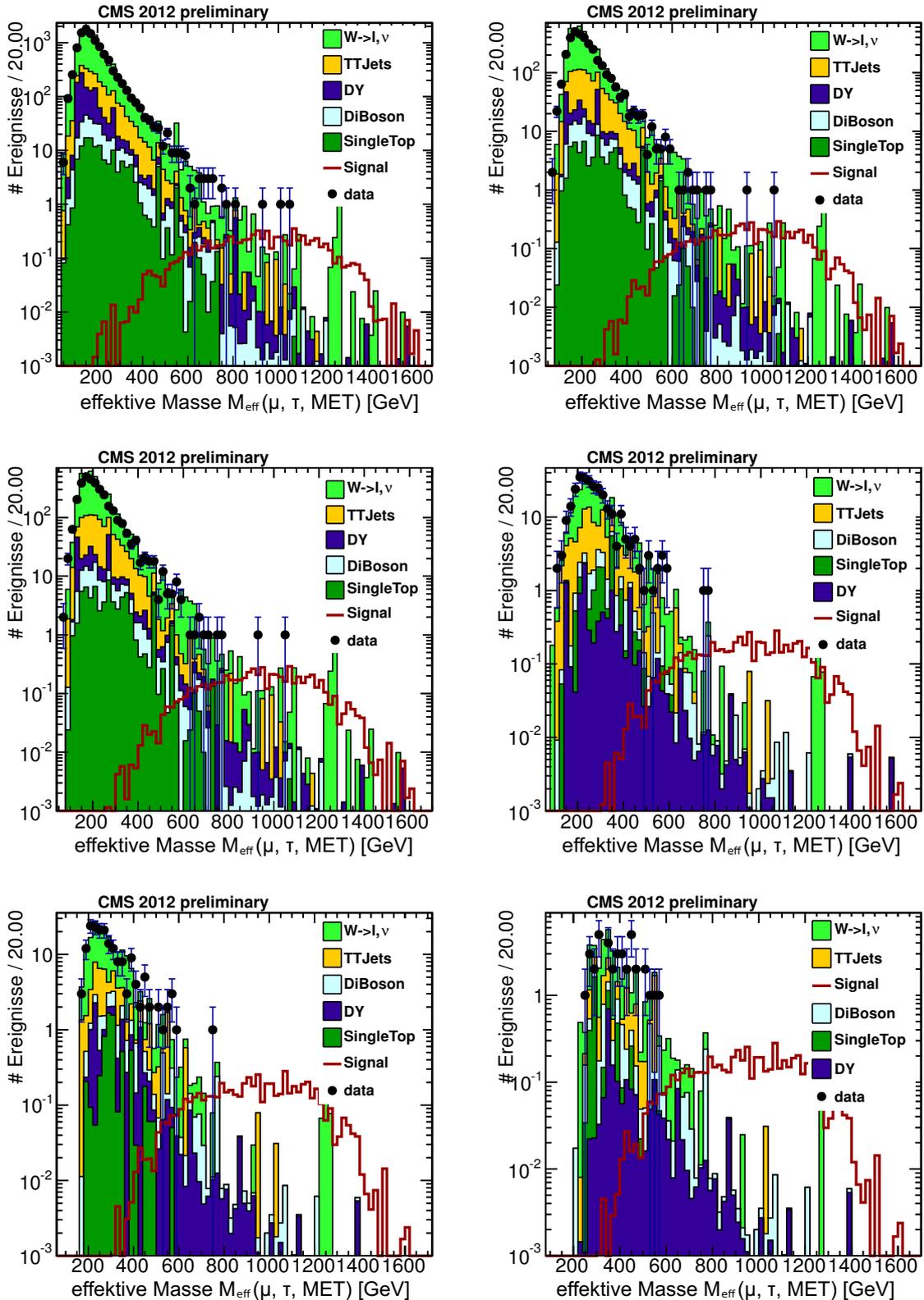


Abbildung 3.14: Verlauf der effektiven Masse. Die Verteilungen gehören zu den Schnittstufen Vorselektion (oben links), MET-Schnitt (oben rechts), Schnitt auf die Anzahl der Elektronen (mittig links), p_t^μ/MET -Schnitt (mittig rechts), $\Delta\Phi$ -Schnitt (unten links) und der finalen Schnittstufe nach dem p_t^μ -Schnitt (unten rechts).

Ausschlussgrenzen

Da kein Anzeichen einer Resonanz beobachtet werden konnte, wird anhand der finalen Selektion eine Obergrenze auf den Wirkungsquerschnitt des Signalprozesses $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \tilde{\nu}_\tau) \times BR(\tilde{\nu}_\tau \rightarrow \mu\tau)$ berechnet. Dafür wird die Routine *RooStatsCl95* [37] verwendet, die auf dem Verfahren des *single bin counting experiment* basiert. Für die Berechnung des erwarteten Limits werden Pseudoexperimente durchgeführt, bei denen eine simulierte Anzahl an beobachteten Ereignissen nach der Poisson-Statistik

$$P_\lambda(n) = \frac{\lambda^n}{n!} \cdot e^{-\lambda} \quad (3.7)$$

um den Erwartungswert λ variiert wird. Der Erwartungswert entspricht für die 0- bzw. 1-Hypothese der Anzahl an Untergründereignissen ohne bzw. mit Signalereignissen. Die Ausschlussgrenze wird anhand einer Teststatistik ermittelt die sich z.B. aus dem *simple likelihood ratio* oder dem hier verwendeten *profile likelihood ratio* ergibt. Unter Maximierung der *Likelihood*-Funktionen der 0- und 1-Hypothese respektive der systematischen Fehler, erhält man so einen Wert für die Teststatistik. Für die *Likelihood*-Funktionen wird aufgrund des zugrundeliegenden Zählexperimentes eine Poisson-Statistik (Gl. 3.7) angenommen. Die Ausschlussgrenze wird basierend auf der Verteilung der effektiven Masse für das Intervall (*bin*) $[M_{Schnitt}, \infty)$ berechnet. Die Variation der unteren Massengrenze $M_{Schnitt}$ führt zu verschiedenen Untergrund- und Signalerwartungen. Nach diesen Erwartungen wird nach obigem Prinzip ein erwartetes Limit berechnet. Dieses Limit gibt an, für welchen Wert des Wirkungsquerschnitts die Wahrscheinlichkeit bei einem tatsächlich vorhandenem Signal den Wert der Teststatistik der 0-Hypothese oder eine Unterfluktuation zu messen, kleiner als 5% ist. Anhand der gemessenen Datenereignisse lässt sich zudem ein beobachtetes Limit berechnen, das genau einen Wert der Teststatistik liefert. Liegt dieses beobachtete Limit unterhalb des simulierten Limits, so kann das Signal unter den gewählten Parametern ausgeschlossen werden. Sollte das beobachtete Limit oberhalb des 5σ -Bereiches des erwarteten Limits liegen, so spricht man von einer Entdeckung, dessen Herkunft weiterführend untersucht werden muss. Für eine detailliertere Beschreibung des Verfahrens sei auf [3], [37] und [38] verwiesen.

Tabelle 3.11: Tabelle der für die Limitberechnung als fehlerbehaftet angenommenen Größen und die dazugehörigen abgeschätzten systematischen Fehler.

Quelle der Unsicherheit	systematische Unsicherheit
Myon Trigger	1 %
Myon ID	2 %
Tau ID	5 %
Signal	10 %
WQ der Untegründe in NLO, NNLO	15 %
WQ der Untergründe in LO	50 %
Luminosität	4,4 %

Das verwendete Programm berechnet mit den in Abschnitt 3.2. aufgelisteten Parametern, einer Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = (4932 \pm 217) \text{ pb}^{-1}$, sowie den im gewählten Massenfenster beobachteten Datenereignissen, Untergrund- und Signalereignissen ein observiertes Limit, ein erwartetes Limit sowie den Bereich der 1σ - und 2σ -Unsicherheit des erwarteten Limits. Die dabei angenommenen

systematischen Fehler sind in Tabelle 3.11 aufgelistet. Die Annahmen der Fehler orientieren sich an [39] und [40]. Der Fehler auf den Wirkungsquerschnitt der Untergründe beinhaltet dabei Fehler durch Korrekturen höherer Ordnungen und einen Fehler der Partonverteilungsfunktionen. Die statistischen Fehler ergeben sich aus der Poisson-Statistik und dem Gewichtungsfaktor.

In der finalen Verteilung der effektiven Masse werden nun schrittweise Schnittmassen gewählt, oberhalb der die verbleibenden MC- und Signalereignisse integriert und die über diesem Wert liegenden Datenpunkte gezählt werden. Abbildung 3.15 stellt die verschiedenen erwarteten und beobachteten Grenzen des Wirkungsquerschnitts graphisch dar und visualisiert so die Sensitivität der verschiedenen Massenfenster. Je höher die Sensitivität, desto niedriger ist die berechenbare Ausschlussgrenze. Die Berechnung der Limits wurde mit (Abbildung 3.15 (a)) und ohne systematische Fehler (b) durchgeführt, um die Aussagekraft der Berechnung unter den angenommenen Fehlern abzuschätzen. Der Einfluss der zusätzlich angenommenen systematischen Fehler ist gering. Basierend auf der Verteilung des erwarteten Limits mit systematischen Fehlern wird die beste Sensitivität für eine Schnittmasse von $M_{Schnitt} = 575$ GeV ermittelt. Es wird sich für diese Verteilung entschieden, da sie ein konservativeres Ergebnis liefert und das erwartete Limit nicht von Datenfluktuationen abhängt.

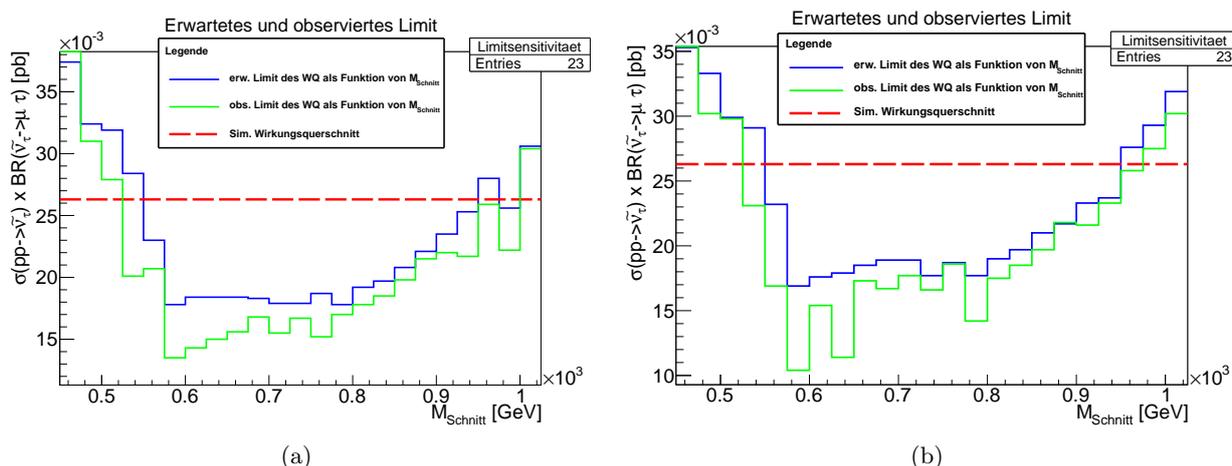


Abbildung 3.15: Erwartetes und beobachtetes Limit auf $\sigma(pp \rightarrow \tilde{\nu}_\tau) \times BR(\tilde{\nu}_\tau \rightarrow \mu\tau)$ in pb in Abhängigkeit von der Schnittmasse mit (a) und ohne (b) systematische Fehler.

Tabelle 3.12: Ergebnisse der Limitberechnung im Bereich der höchsten Sensitivität ($M_{Schnitt} = 575$ GeV). Das beobachtete Limit liegt unterhalb des simulierten Limits von $\sigma_{Signal} = 0,0263$ pb.

Beobachtetes Limit	0,0135 pb
Erwartetes Limit	0,0178 pb
-1σ erwartetes Limit	0,0149 pb
$+1\sigma$ erwartetes Limit	0,0236 pb
-2σ erwartetes Limit	0,0115 pb
$+2\sigma$ erwartetes Limit	0,0660 pb

Tabelle 3.12 listet die zu diesem Wert gehörenden Limits und die des erwarteten Limits bezüglich 1 σ - und 2 σ -Unsicherheiten auf. Da der Wirkungsquerschnitt des Signals ($\sigma_{Signal} = 0,0263$ pb) oberhalb des beobachteten Limits ($\sigma_{obs}^{Limit} = 0,0135$ pb) liegt, kann das unter den gewählten Parametern generierte Signal im Rahmen der angenommenen Fehler ausgeschlossen werden. Das beobachtete Limit liegt unterhalb des erwarteten Limits und innerhalb des 2 σ -Bereiches, sodass die Abweichung statistisch vertretbar ist und eine Entdeckung ausgeschlossen werden kann.

3.8 Ausblick

Diese Arbeit bildet die Grundlage für eine weitere Analyse des $pp \rightarrow \tilde{\nu}_\tau \rightarrow \mu\tau$ Prozesses oder Szenarien ähnlicher Signatur. Bis zum Ende des Jahres ist ein Anstieg der integrierten Luminosität auf ungefähr das vierfache der hier verwendeten Luminosität geplant. Dies wird zu einer weiteren Verbesserung der Statistik der Daten führen und die interessanten Ereignisse geringer Wirkungsquerschnitte besser beobachtbar machen.

Es konnten mehrere Schnittgrößen zur effektiven Trennung von Signal und Untergrund gefunden werden. In einer weiterführenden Analyse würde die Betrachtung der Korrelation einzelner Größen untereinander zu einer Erhöhung der Effizienz der Schnitte führen. Mittels diverser Techniken multivariater Analysen (z. B. *Boosted Decision Tree*, *Neural Network*, Fisher-Diskriminante) können so die hier gewählten Schnittgrößen in Bezug gebracht und so eine optimale Wahl einer transformierten Schnittgröße gefunden werden. Abbildung 3.16 zeigt z.B., dass eine Korrelation der beiden Variablen $p_t(\mu)$ und MET besteht und so der optimale Schnittwert einer Variablen von der anderen abhängig ist.

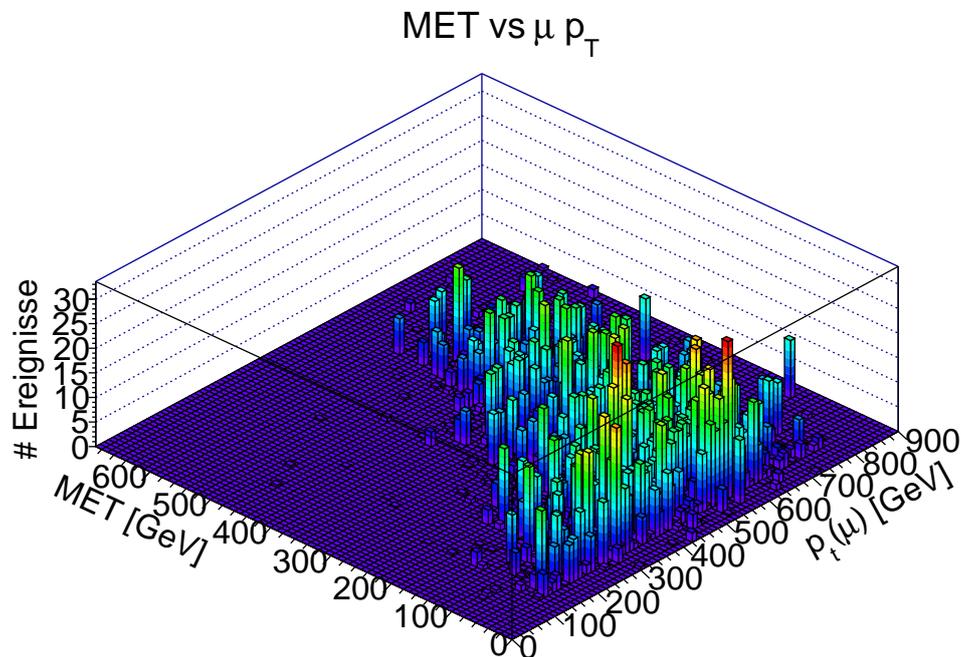


Abbildung 3.16: Korrelation von $p_t(\mu)$ und MET im Signal.

Physikalische Ergebnisse sind nur mit einer begründeten Abschätzung der relevanten Fehler aussagekräftig. Eine Erweiterung dieser Arbeit wäre somit eine eigene Analyse der systematischen Fehlerquellen. Aufgrund des zeitlichen Rahmens dieser Arbeit wurde sich auf statistische Fehler sowie einer systematischen Fehlerabschätzung nach Orientierungswerten beschränkt.

Die Betrachtung des simulierten Pile-up Szenarios zeigte, dass durch das Umgewichten der MC ein großer Teil an Statistik verloren geht. Eine verbesserte Simulation optimiert die Ausnutzung der MC und führt so zu einer Steigerung der Vertrauenswürdigkeit der Erwartung im Bereich geringer Statistik.

Die Analyse wurde für ein bestimmtes Signal durchgeführt. Basierend auf dieser Grundlage kann nun im $\lambda'_{311} - \lambda_{323} - m(\tilde{\nu}_7)$ Parameterraum eine weiterführende Suche durchgeführt und Ausschlussgrenzen berechnet werden.

Analysen unter der Annahme des RPV Modells sind gerechtfertigte Kandidaten für die mögliche Entdeckung der Supersymmetrie. Die Suche nach neuer Physik bleibt spannend und wird mit Hilfe des leistungsstärksten Teilchenbeschleunigers der Welt, dem LHC, noch einige interessante Beobachtungen und Erkenntnisse liefern.

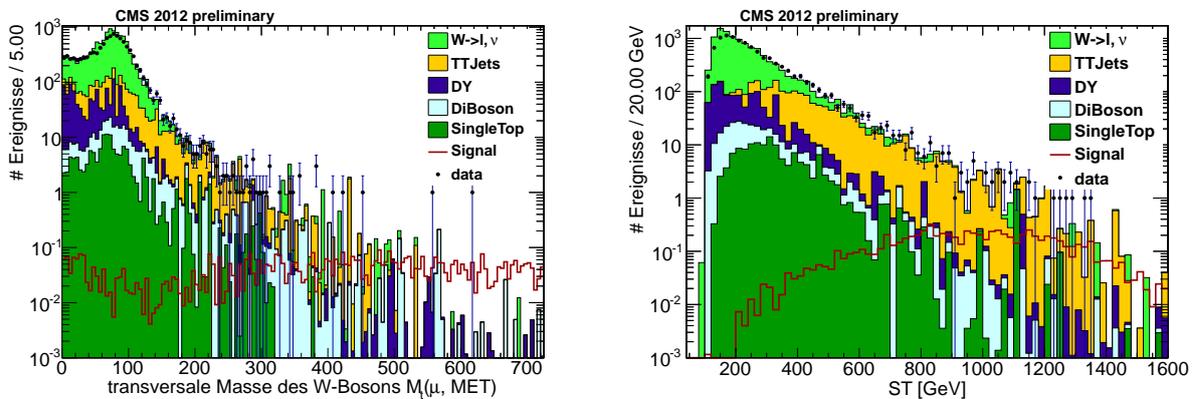
4 Zusammenfassung

Es wurde eine Suche nach Physik jenseits des Standardmodells durchgeführt und im Rahmen der R-paritätsverletzenden minimal supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells im mSUGRA Modell interpretiert. Gesucht wurde nach einer schweren $\mu\tau$ Resonanz in einem beim CMS Experiment aufgenommenen Datensatz einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} \approx 4,9 \text{ fb}^{-1}$. Das bei der pp-Kollision hypothetisch erzeugte $\tilde{\nu}_\tau$ wurde im LSP-Szenario behandelt. Die Verteilungen der für die Selektion verwendeten Größen zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Standardmodell-Vorhersage. In der finalen Verteilung der effektiven Masse konnte bezüglich dem Status nach der Vorselektion eine übergreifende Effizienz für die Erhaltung der Signalereignisse von 73% erreicht werden, bei gleichzeitiger Unterdrückung des Untergrundes von 99,7%. Die in der finalen Verteilung selektierten 37 Datenereignisse passen gut zu der SM-Erwartung von $38,6 \pm 4,1$ Ereignissen. Aufgrund guter Übereinstimmung von Daten und SM-Erwartung wird im Bereich höchster Sensitivität eine Limiterwartung berechnet. Da das beobachtete Limit keine signifikante Abweichung zum erwarteten Limit zeigt und unterhalb des simulierten Wirkungsquerschnitts liegt, kann das Tau-Sneutrino dieser Masse für die angenommenen Kopplungsstärken ausgeschlossen werden.

Anhang

A Testverteilungen zur Untergrundkontrolle

Die Zusammenstellung vieler geschnittener Untergründe kann durch falsche Simulation oder inkorrekten Wirkungsquerschnitten zu Fehlerquellen in der Analyse führen. Zum einen wird sich die Zusammensetzung auf Generatorniveau angeschaut. Dafür wird die Variable, die als Schnittgröße bei der Simulation verwendet wurde, wie in Abbildung 3.4 überprüft. Zum anderen können Testverteilungen klarer Signatur verwendet werden. Zwei der in dieser Analyse verwendeten Testverteilungen sind hier gezeigt.



(a) Transversale Masse des W-Bosons im $\mu\nu$ Endzustand.

(b) Verteilung der konstruierten Größe S_T .

Abbildung A.1: Testverteilungen zur Kontrolle der verwendeten Untergründe.

B Analyse des *TauPlusX* Datensatzes

Im Zuge der Analyse zeigte sich, dass eine bisher nicht vollständig einschränkbare Problematik bezüglich der Tau-Trigger besteht. Diese führt zu einem nicht quantifizierbaren systematischen Fehler sowohl in den Datensätzen, als auch in den MC-Simulationen. Die anfangs bei der Analyse des *TauPlusX* Datensatzes geforderten Trigger sind in Tabelle B.1 aufgelistet.

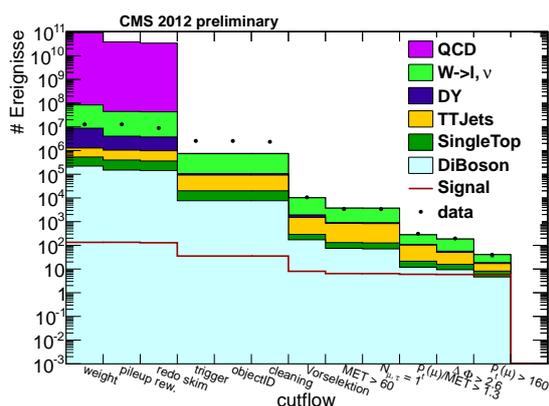
Tabelle B.1: Aufgelistet sind die Trigger, von denen die Daten und MC mindestens einen erfüllen müssen, um in der fortlaufenden Analyse berücksichtigt zu werden.

geforderte Trigger
<i>HLT_IsoMu15_eta2p1_LooseIsoPFTau35_Trk20_Prong1_L1ETM20_v*</i>
<i>HLT_IsoMu17_eta2p1_LooseIsoPFTau20_v*</i>
<i>HLT_IsoMu18_eta2p1_MediumIsoPFTau25_Trk5_eta2p1_v*</i>

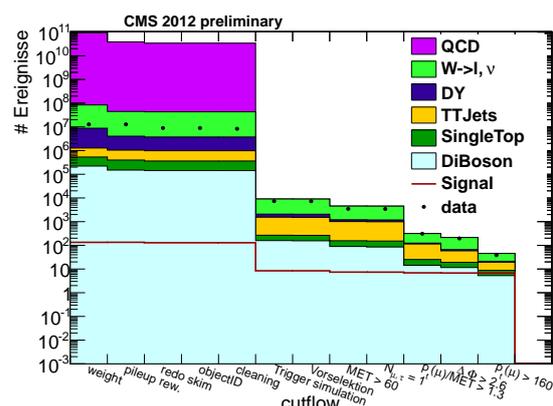
Es zeigte sich, dass nach einer *online* Triggerabfrage die Daten und die Untergründe eine unerwartete Diskrepanz aufwiesen (Abbildung B.2 (a)). Diese ist auf eine in Daten und MC unterschiedliche und im Allgemeinen zu hohe Ineffizienz einer oder mehrerer der verwendeten Trigger zurückzuführen. Um diesen Einfluss zu minimieren, wurde eine Simulation der Triggerkriterien im Analysecode eingebunden. Orientiert wurde sich dabei an den Kriterien des in der Tabelle B.1 als erstes aufgeführten Trigger, da dieser die strengsten Bedingung fordert und somit die anderen Trigger in diesem enthalten sind. Dafür wurde die Schwelle des transversalen Impulses des Tau-Leptons auf 45 GeV, die des Myons auf 30 GeV erhöht und der Wert der minimal fehlenden transversalen Energie auf 40 GeV gesetzt. Abbildung B.2 (b) zeigt, dass so die Diskrepanz verringert werden kann.

Da die Daten vor der Aufzeichnung bereits einen dieser *TauPlusX* Trigger erfüllen mussten, im zeitlichen Rahmen dieser Analyse aber nicht eine detaillierte Analyse der einzelnen Trigger durchgeführt werden kann, ist der Einfluss nach der Selektion nicht quantifizierbar. Dieser könnte aus einem einfachen Skalierungsfaktor bestehen, wird im Allgemeinen allerdings von weiteren kinematischen Größen abhängig sein. Die Verteilungen des finalen Analysecodes bezüglich der *TauPlusX* Datensätze zeigen, dass der Einfluss möglicherweise auf eine vernachlässigbare Größenordnung verringert werden konnte. Um allerdings eine so entstehende Systematik zu vermeiden, wird die Arbeit anhand der *SingleMu* Datensätze diskutiert.

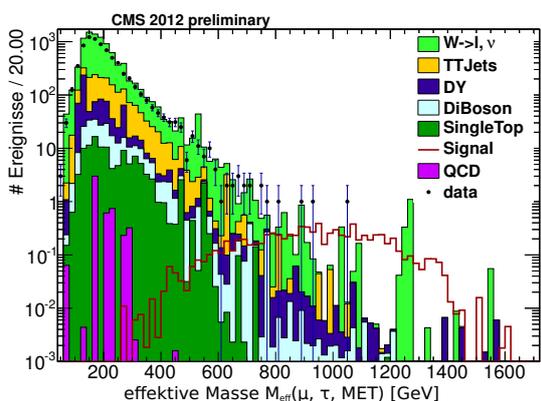
Es seien hier dennoch vier ausgewählte Verteilungen dieses Datensatzes aufgeführt.



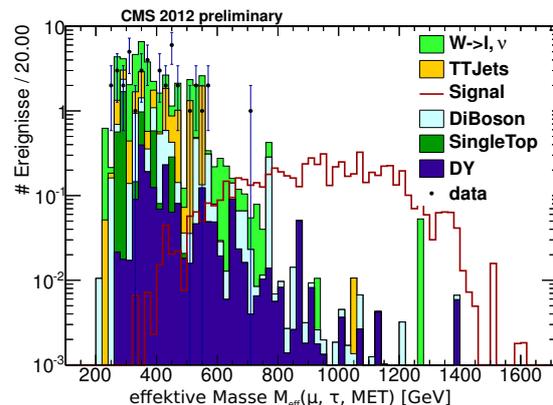
(a) Cutflow der Analyse mit *online* Triggerabfrage.



(b) Cutflow der Analyse mit *offline* Triggersimulation.



(c) Effektive Masse aus $\mu\tau$ und MET vor den weiterführenden Schnitten.



(d) Endverteilung der effektiven Masse nach allen Schnitten.

Abbildung B.2: Vier ausgewählte Verteilungen der Analyse des *TauPlusX* Datensatzes.

Literaturverzeichnis

- [1] Oliver Pooth (2012): *Experimentalphysik V Einführung in die Teilchen- und Astrophysik*, Vorlesungsskript.
- [2] Daniela Käfer (2006): *Search for R-parity Violating Supersymmetry in Multilepton Final States with the DØ Detector*, Dissertation, RWTH Aachen.
- [3] J. Beringer et al. (Particle Data Group) (2012): *Review of Particle Physics*, **Phys. Rev. D86, 010001**.
- [4] SNO Collaboration (2002): *Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, 2. Auflage, **arXiv:nucl-ex/0204008v2**.
- [5] Katherine Garrett, Gintaras Duda (2011): *Dark Matter: A Primer*, 2. Auflage, **arXiv:1006.2483v2**.
- [6] H. P. Nilles (1984): *Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics*, Université de Genève, **[http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(84\)90008-5](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(84)90008-5)**.
- [7] Stephan P. Martin (2011): *A Supersymmetry Primer*, 6. Auflage, Northern Illinois University, **arXiv:hep-ph/9709356v6**.
- [8] R. Barbier, C. Berat, M. Besancon, M. Chemtob, A. Deandrea, E. Dudas, P. Fayet, S. Lavignac, G. Moreau, E. Perez, Y. Sirois (2005): *R-parity violating supersymmetry*, 2. Auflage, **arXiv:hep-ph/0406039v2**.
- [9] Thomas S. Frank (2010): *Bestimmung der R-paritätsverletzenden Parameter im MSSM mit bilinear gebrochener R-Parität*, Diplomarbeit, Julius-Maximilians-Universität Würzburg.
- [10] B. C. Allanach, A. Dedes, H. K. Dreiner (2005): *The R-Parity Violating Minimal Supergravity Model*, 5. Auflage, **arXiv:hep-ph/0309196v5**.
- [11] <http://www.lhc-facts.ch/>
- [12] <http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=21&sessionId=2&resId=0&materialId=slides&confId=94815>
- [13] <http://cms.web.cern.ch/>
- [14] CMS Collaboration (2006): *CMS Physics. Technical Design Report (vol. 1: Detector Performance and Software)*, CERN-LHCC-2006-001.
- [15] <http://cms.fuw.edu.pl/>
- [16] <http://j2eeps.cern.ch/cms-project-confdb-hltdev/browser/>
- [17] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/CMSConventions>
- [18] Stefano Catani (2000): *Aspects of QCD, from the Tevatron to the LHC*, 1. Auflage, CERN Geneva, **arXiv:hep-ph/0005233v1**.
- [19] Otmar Biebel (2005): *Studien der Quanten-Chromodynamik mit Collider-Experimenten*, Vorlesungsskript.

- [20] Andy Buckley, Jonathan Butterworth, Leif Lonnblad, Hendrik Hoeth, James Monk, Holger Schulz, Jan E. von Seggern, Lars Sonnenschein (2011): *Rivet user manual*, 6. Auflage, **arXiv:1003.0694v6**.
- [21] DO Collaboration (2010): *Search for Sneutrino Production in $e\mu$ Final States in 5.3fb^{-1} of $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, **10.1103/PhysRevLett.105.191802**.
- [22] CDF Collaboration (2010): *Search for R-parity Violating Decays of τ Sneutrinos to $e\mu$, $\mu\tau$, and $e\tau$ Pairs in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, 1. Auflage, **arXiv:1004.3042v1**.
- [23] ATLAS Collaboration (2011): *Search for R-parity violating supersymmetry with the ATLAS detector*, 1. Auflage, **arXiv:1112.0369v1**.
- [24] Signalerzeugung durch Dr. Lars Sonnenschein.
- [25] http://faculty.physics.tamu.edu/kamon/research/LHCpheno/LHC_SUSY_Reference_Pts_CMS/
- [26] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/StandardModelCrossSectionsat8TeV>
- [27] CMS Collaboration (2012): *Search for anomalous production of multilepton events in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, 1. Auflage, **arXiv:1204.5341v1**.
- [28] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGGuideGoodLumiSectionsJSONFile>
- [29] <https://hypernews.cern.ch/HyperNews/CMS/get/luminosity/179.html>
- [30] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/PileupJSONFileforData>
- [31] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/PileupMCReweightingUtilities>
- [32] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/Internal/ApprovedObjects>
- [33] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/ACSusyAnalysis>
- [34] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/WorkBookMuonAnalysis#Global_muons
- [35] Kerstin Höpfner, Sebastian Thüer, Jan-Frederik Schulte, Mark Olschewski, Sören Erdweg, Simon Knutzen (2012): *Search for a heavy gauge boson W' in the tau decay channel in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV*, **CMS NOTE AN-12-057**, Archive ID 134893M.
- [36] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/TauIDRecommendation#TauID>
- [37] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/RooStatsCI95>
- [38] A. L. Read (2002): *Presentation of search results: the CLs technique*, **J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 28 2693**.
- [39] CMS Collaboration (2011): *Search for Anomalous Production of Multilepton Events an R-Parity-Violating Supersymmetry in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp Collisions*, **CMS PAS EXO-11-045**.
- [40] Private Kommunikation mit Dr. Arnd Meyer und Michael Brodski.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Graphische Darstellung der fundamentalen Zusammenhänge des Standardmodells.	3
1.2	Feynman-Diagramm des analysierten Prozesses im Modell der RPV Supersymmetrie.	8
2.1	Schematische Darstellung des LHC und seiner Vorbeschleuniger, sowie die Orte der Experimente (entnommen aus [11]).	9
2.2	Querschnitt durch den CMS Detektor. Dargestellt sind die Subdetektoren sowie die Signatur verschiedener Teilchen in eben diesen (entnommen aus [15]).	10
3.1	Wirkungsquerschnitt der Proton-(Anti-)Proton-Kollision als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die Kreuze verdeutlichen den Größenordnungsunterschied des gesamten und des Signalwirkungsquerschnitts (entnommen aus [18]).	13
3.2	Rekonstruierte Tau-Sneutrino-Masse auf Generatorniveau. Die scharfe Resonanz zeigt die korrekte Simulation des Signals.	15
3.3	Beispiele für Feynman-Diagramme der relevanten Untergrundprozesse. Dargestellt ist ein Drell-Yan (a), W (b), WW (c), <i>Single-Top</i> (d), Toppaar (e) und QCD (f) Prozess.	18
3.4	Verbesserung der statistischen Verteilung in den MC Datensätzen durch die Verwendung in Intervalle eingeteilter Simulationen. (a) zeigt die Verteilung der rekonstruierten Z-Masse auf Generatorniveau in einem ungeschnittenen <i>Sample</i> , (b) die Z-Masse rekonstruiert in geschnittenen Untergründen.	19
3.5	Pile-up Verhalten im Datensatz und simuliertes Pile-up Szenario in den MC.	21
3.6	Umgewichtung der Vertexverteilung der MC in Anpassung an die Daten. Die durch die Simulation vorherrschende Abweichung (links) wird durch <i>Pile-up reweighting</i> erfolgreich korrigiert (rechts).	22
3.7	Korrelation des transversalen Impulses und der Anzahl an rekonstruierten Vertices. Ereignisse mit τ -Leptonen niedriger Impulse besitzen im Mittel eine geringere Anzahl an Vertices.	23
3.8	Verteilung der fehlenden transversalen Energie vor dem Schnitt auf 60 GeV.	28
3.9	Anzahl an Myonen, Taus und Elektronen in den Ereignissen vor den Schnitten auf $N_\mu = N_\tau = 1$ und $N_e = 0$	28
3.10	Quotient aus dem transversalen Impuls des Myons und der fehlenden transversalen Energie vor dem Schnitt auf Werte größer gleich 1,3.	29
3.11	$\Delta\Phi(\mu, \tau)$ -Verteilung vor dem Schnitt auf $\Delta\Phi \geq 2, 6$	30
3.12	Verteilung des transversalen Myonimpulses vor dem Schnitt auf $p_t(\mu) \geq 160$ GeV.	31
3.13	Kompakte Übersicht über den Einfluss der einzelnen in der Analyse verwendeten Selektionskriterien. Der <i>Cutflow</i> zeigt eine gute Übereinstimmung von MC und Daten.	31
3.14	Verlauf der effektiven Masse. Die Verteilungen gehören zu den Schnittstufen Vorselektion (oben links), MET-Schnitt (oben rechts), Schnitt auf die Anzahl der Elektronen (mittig links), p_t^μ/MET -Schnitt (mittig rechts), $\Delta\Phi$ -Schnitt (unten links) und der finalen Schnittstufe nach dem p_t^μ -Schnitt (unten rechts).	33
3.15	Erwartetes und beobachtetes Limit auf $\sigma(pp \rightarrow \tilde{\nu}_\tau) \times BR(\tilde{\nu}_\tau \rightarrow \mu\tau)$ in pb in Abhängigkeit von der Schnittmasse mit (a) und ohne (b) systematische Fehler.	35
3.16	Korrelation von $p_t(\mu)$ und MET im Signal.	36
A.1	Testverteilungen zur Kontrolle der verwendeten Untergründe.	41
B.2	Vier ausgewählte Verteilungen der Analyse des <i>TauPlusX</i> Datensatzes.	42

Alle Abbildungen ohne Quellenverweis sind aus eigener Produktion.

Tabellenverzeichnis

1.1	Teilcheninhalt des supersymmetrisch erweiterten Standardmodells.	6
3.1	Untergrundprozesse zur Bestimmung der Erwartung des Standardmodells. Aufgelistet sind außerdem die Wirkungsquerschnitte und der jeweils verwendete Monte-Carlo-Generator. In runden Klammern hinter der Untergrundbezeichnung sind ggf. weitere Informationen zur Produktion, in eckigen Klammern die Anzahl der simulierten Abschnitte (siehe S. 19) gegeben.	16
3.2	Triggerauswahl des <i>SingleMu</i> -Datensatzes. Die Daten und MC müssen alle Abfragen mindestens eines Triggers erfüllen. Das Zeichen * am Ende des Triggernamens zeigt, dass nicht eine spezielle Versionsnummer dieses Triggers verlangt wurde, sondern nur die vorangegangenen Kriterien erfüllt werden müssen.	20
3.3	Dominante Zerfallskanäle des hadronischen <i>1-prong</i> Prozesses mit der jeweiligen Wahrscheinlichkeit und der ggf. zwischenzeitig entstandenen Resonanz.	26
3.4	Vorrangig reduzierte Untergründe und Signaleffizienz beim MET-Schnitt. Je niedriger die Effizienz der Untergründe und je höher die Effizienz des Signals, desto effektiver ist der Schnitt.	28
3.5	Vorrangig reduzierte Untergründe und Signaleffizienz beim Schnitt auf $N_\mu = N_\tau = 1$ und $N_e = 0$. Die Werte beziehen sich auf den Dreifachschnitt.	28
3.6	Vorrangig reduzierte Untergründe und Signaleffizienz beim Schnitt auf den Quotienten $p_t(\mu)/MET$	29
3.7	Vorrangig reduzierte Untergründe und Signaleffizienz beim Schnitt auf $\Delta\Phi \geq 2, 6$	30
3.8	Vorrangig reduzierte Untergründe und Signaleffizienz beim Schnitt auf $p_t(\mu) \geq 160$ GeV.	31
3.9	Tabelle zur Übersicht der Selektionsschritte. In den Zeilen aufgetragen sind die einzelnen Selektionskriterien. Hierbei ist der Status der Analyse nach der Triggerabfrage als Ausgangspunkt gewählt, da ab dieser Schnittstufe Daten, Untergrund und Signal die gleichen Kriterien erfüllen. Die Selektionskriterien spiegeln die Stufen des <i>Cutflow</i> wider, wobei in der Vorselektion das <i>Event cleaning</i> mit einbezogen ist. N_{sel} ist die Anzahl der jeweiligen Ereignisse nach dem angewandten Schnitt. Die Effizienz ϵ bezieht sich auf den Status des vorherigen Schnitts. QCD liefert nach dem Triggerschnitt einen Beitrag von $N_{sel}^{QCD} = 294724 \pm 166162$ und liefert im Folgenden keinen weiteren Beitrag.	32
3.10	Übersicht über die SM-Erwartung, die beobachteten Datenereignisse und die erwarteten Signalereignisse, sowie die dazugehörigen Schnitteffizienzen. Außerdem ist die Signifikanz S/\sqrt{B} angegeben.	32
3.11	Tabelle der für die Limitberechnung als fehlerbehaftet angenommenen Größen und die dazugehörigen abgeschätzten systematischen Fehler.	34
3.12	Ergebnisse der Limitberechnung im Bereich der höchsten Sensitivität ($M_{Schnitt} = 575$ GeV). Das beobachtete Limit liegt unterhalb des simulierten Limits von $\sigma_{Signal} = 0,0263$ pb.	35
B.1	Aufgelistet sind die Trigger, von denen die Daten und MC mindestens einen erfüllen müssen, um in der fortlaufenden Analyse berücksichtigt zu werden.	41

Danksagung

Ich danke Professor Dr. Thomas Hebbeker für das aus einem konstruktiven Gespräch hervorgehende Angebot dieser sehr interessanten Bachelorarbeit. Vielen Dank, dass ich die Arbeit am 3. Physikalischen Institut A anfertigen durfte.

Ein großer Dank gilt Dr. Martin Weber, der sich im Laufe der Bachelorarbeit bereit erklärt hat, meine Betreuung zu übernehmen. Die ungeplante Aufnahme dieser zusätzlichen Belastung rechne ich ihm sehr hoch an. Durch seine hohe fachliche Kompetenz und Menschlichkeit war es möglich die Arbeit zu einem zufriedenstellenden Abschluss zu bringen.

Stefan Bruch danke ich sehr für die Unterstützung vor allem zu Beginn meiner Bachelorarbeit. Er hat mir geholfen in der Programmier- und LINUX-Umgebung Fuß zu fassen und war stets hilfsbereit bei anfallenden Problemen.

Vielen Dank auch an Simon Knutzen und Fabian Schneider. Simon danke ich für die vielen hilfreichen Diskussionen und Antworten zu allgemeinen und tauspezifischen Fragen. Außerdem danke ich ihm für die Untersuchung des Tautrigger Problems. Fabian war sehr hilfsbereit bei der spontanen Umstellung der Analyse auf den *SingleMu* Datensatz wodurch ich so kurzfristig noch eine parallele Analyse durchführen konnte.

Ich danke Dr. Arnd Meyer für das Korrekturlesen meiner Bachelorarbeit und den hilfreichen Verbesserungsvorschlägen.

Danke an Dr. Lars Sonnenschein und Andreas Güth für das abschließende Lesen der Arbeit und der konstruktiven Rückmeldung für den Feinschliff.

Meinen lieben Bürokollegen Dominique Dresen, Johannes Hellmund, Nils Hempelmann und Johannes Kirchmair danke ich für die sehr angenehme Atmosphäre während der langen Arbeitstage und für das Bereinigen kleiner Probleme. Dominique danke ich darüber hinaus für die Unterstützung bei der Implementierung der Limitberechnung.

Abschließend möchte ich mich für die Unterstützung, das Verständnis für den hohen zeitlichen Aufwand und für die stetige Zuversicht bei den Personen meines privaten Umfelds bedanken.