

Suche nach einem neuen schweren Eichboson im Kanal $W' \rightarrow \tau\nu$ mit CMS Daten bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$

von
Julian Mattke

Bachelorarbeit in Physik

vorgelegt der
Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

Oktober 2012

erstellt im
III. Physikalischen Institut A
Prof. Dr. Thomas Hebbeker

Eidesstattliche Erklärung

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

Aachen, den 29. Oktober 2012

Übersicht

Diese Arbeit befasst sich mit der Suche nach einem neuen schweren geladenen Eichboson W' in den 5 fb^{-1} Daten, die 2011 mit dem CMS-Detektor am LHC bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ genommen wurden. Die Analyse beschränkt sich dabei auf den Zerfallskanal $W' \rightarrow \tau\nu$. Dazu wird zuerst ein kurzer Einblick in das Standardmodell der Teilchenphysik und die Arbeitsweise des Detektors gegeben. Anschließend werden die verwendeten Datensätze vorgestellt und die angewandten Selektionsschnitte besprochen. Darauf aufbauend wird eine Grenze für die mögliche Masse des W' bestimmt. Zum Schluss wird die Einführung einer neuen Methode zur Unterdrückung von zusätzlichen Zerfällen des Z Bosons im Drell-Yan-Prozess besprochen. Mithilfe dieser Methode wird eine neue Massengrenze berechnet und mit der vorher bestimmten verglichen.

Abstract

In this thesis we search for a new heavy gauge boson W' in the tau decay channel with 5 fb^{-1} of the 2011 CMS data at a center-of-mass energy of 7 TeV. To separate signal and background several selection steps are applied and a mass limit for the existence of a W' is calculated with the Bayesian approach.

Furthermore a new selection step for better Drell-Yan suppression is examined in hope for a better W' mass limit.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	A
1 Theorie	1
1.1 Standardmodell der Teilchenphysik	1
1.2 Modell eines schweren Eichbosons W'	2
2 Der CMS-Detektor am LHC	3
2.1 LHC	3
2.2 Der CMS-Detektor	3
2.2.1 Tracker	4
2.2.2 Elektromagnetisches Kalorimeter	5
2.2.3 Hadronisches Kalorimeter	5
2.2.4 Myonenkammern	5
3 Analyse der 2011er Daten	8
3.1 Zerfall des Taus	8
3.2 HPS Algorithmus	8
3.3 Pileup	10
3.4 Verwendete Datensätze	10
3.4.1 2011 am LHC genommene Daten	10
3.4.2 Untergrund	10
3.4.3 Signal	12
3.5 Selektion	12
3.6 Finale Verteilung	15
3.7 Sideband Fit	15
3.8 Systematische Unsicherheiten	17
3.9 Ergebnisse	19
4 Einführung einer neuen Methode zur Unterdrückung des Z-Hintergrundes	21
4.1 Motivation	21
4.2 $Z \rightarrow ee/\mu\mu$	21
4.3 $Z \rightarrow \tau\tau$	21
4.4 Limit	23
5 Zusammenfassung	26
Literaturverzeichnis	I

Abbildungsverzeichnis

III

Tabellenverzeichnis

IV

1 Theorie

1.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Die Grundlage der modernen Teilchenphysik bildet das sogenannte Standardmodell [1]. In ihm werden die elementaren Teilchen sowie ihre Wechselwirkungen im Rahmen der Quantenfeldtheorie beschrieben. Die im Standardmodell vorkommenden Teilchen lassen sich in Teilchen mit halbzahligem Spin (Fermionen) und mit ganzzahligem Spin (Bosonen) aufteilen. Eine Übersicht über die Teilchen ist in Abbildung 1.1 gegeben. Zu jedem Fermion gibt es ein Antiteilchen mit denselben Eigenschaften jedoch entgegengesetzter Ladung. Die Wechselwirkungen werden durch die Bosonen (Feldquanten) beschrieben und sind: die starke Wechselwirkung, die elektromagnetische Wechselwirkung und die schwache Wechselwirkung. Die Gravitation konnte bisher noch nicht mit diesem Modell beschrieben werden.

Die Fermionen lassen sich noch in Leptonen und Quarks aufteilen, wobei diese jeweils aus drei Generationen bestehen, die bis auf eine steigende Masse, dieselben Eigenschaften besitzen. Dabei tragen alle Teilchen eine schwache Ladung und wechselwirken somit über die schwache Wechselwirkung. Elektronen, Myonen, Taus und die Quarks tragen zusätzlich noch eine elektrische Ladung, wodurch sie elektromagnetisch wechselwirken. Dazu tragen die Quarks auch noch eine Farbladung der starken Wechselwirkung.

Die kleinste in der Natur vorkommende elektrische Ladung ist die Elementarladung e wie sie die Leptonen tragen. Zwar haben Quarks einen Bruchteil dieser Ladung, aber aufgrund der Eigenschaft Confinement der starken Wechselwirkung lässt sich diese nicht einzeln beobachten. Die Quarks treten immer nur in Kombinationen auf, sodass sie nach außen hin farbneutral sind und somit ein ganzzahliges Vielfaches der Elementarladung tragen. Teilchen, die aus Quarks zusammengesetzt sind, nennt man im Allgemeinen Hadronen. Diese kann man unterteilen in Mesonen, bestehend aus zwei Quarks und Baryonen, bestehend aus drei Quarks.

Die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen werden im Standardmodell durch die Bosonen dargestellt. So ist das Eichboson der starken Wechselwirkung das Gluon, welches an Teilchen mit einer Farbladung koppelt (Quarks). Das Gluon selber trägt jedoch auch eine Farbladung und somit sind Gluon-Gluon-Wechselwirkungen möglich. In der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das Eichboson das Photon. Es koppelt an alle Teilchen mit einer elektrischen Ladung, ist selbst jedoch elektrisch ungeladen. Bei der schwachen Wechselwirkung gibt es zwei Eichbosonen. Das geladene W-Boson ($q = \pm e$) und das ungeladene Z-Boson.

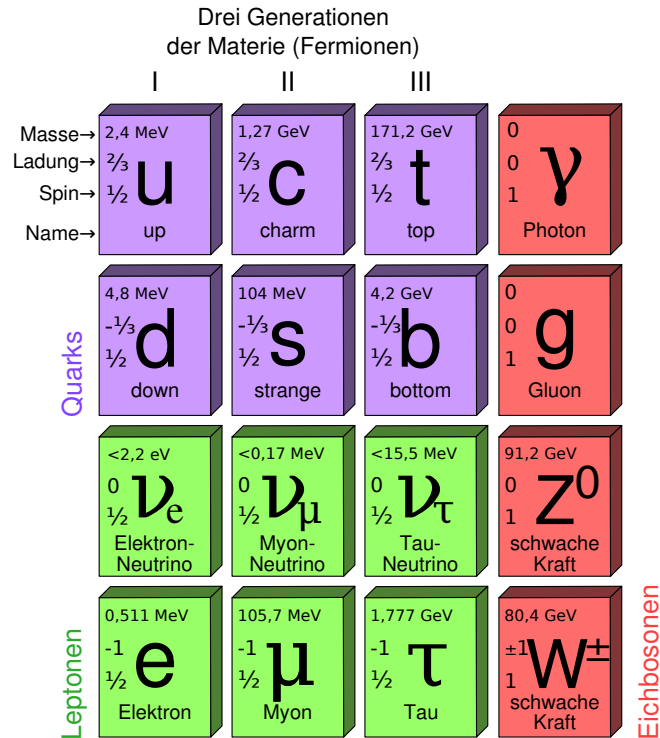


Abbildung 1.1: Das Standardmodell der Teilchenphysik [2]

1.2 Modell eines schweren Eichbosons W'

Trotz der guten Übereinstimmung mit der Wirklichkeit gibt es noch offene Fragen, die man mit dem Standardmodell in seiner derzeitigen Form nicht beantworten kann, sodass eine Erweiterung des Modells nötig ist. Beispielsweise ist nicht klar, warum die schwache Wechselwirkung paritätsverletzend ist. Einige Theorien beschreiben zusätzliche Symmetriegruppen, woraus sich weitere Eichbosonen voraussagen lassen. Diese Arbeit untersucht eines dieser vorhergesagten Eichbosonen, nämlich W' .

Als theoretische Grundlage bei der Suche nach dem W' dient das von Altarelli (et al.) entwickelte Referenzmodell [3]. Dieses Modell beschreibt das W' als ein Duplikat des Standardmodell W mit, bis auf eine erhöhte Masse, weitestgehend gleichen Eigenschaften. Die möglichen Zerfälle sind für das Standardmodell W der Zerfall in ein geladenes Lepton und ein Neutrino ($W \rightarrow l\nu$) sowie in ein Quark-Antiquark-Paar ($W \rightarrow q\bar{q}$), wobei der Zerfall in Top- oder Bottom-Quarks aufgrund der zu geringen Masse des Bosons nicht erlaubt ist. Das W' kann nun aufgrund seiner höheren Masse in Top- und Bottom-Quarks zerfallen. Ein Zerfall in die Standardmodell Bosonen W und Z ist zwar theoretisch erlaubt, wird aber als unterdrückt angenommen.

2 Der CMS-Detektor am LHC

2.1 LHC

Der Large Hadron Collider (LHC [4]) am Europäischen Kernforschungszentrum CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) ist der momentan leistungsfähigste Teilchenbeschleuniger auf der Welt. Dabei handelt es sich um einen Speicherring mit 26.7 km Umfang, der in 45-170 Metern Tiefe in einem Tunnel aufgebaut ist. In diesem werden Teilchen auf einer Kreisbahn beschleunigt und an den verschiedenen Detektorpositionen zur Kollision gebracht. Bei voller Leistung sollen die Kollisionen einmal bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ und einer instantanen Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ stattfinden. Aufgrund eines Unfalls im September 2008, bei dem Teile der Heliumkühlanlage beschädigt wurden, läuft der LHC zur Zeit nicht mit voller Leistung. Aktuell (2012) läuft der LHC bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$.

Am LHC befinden sich vier Detektorexperimente: ALICE (A Large Ion Collider Experiment), LHCb (LHC beauty experiment), ATLAS (A Toroidal Lhc ApparatuS) und CMS (Compact Muon Solenoid). ALICE ist ein Experiment bei dem Quark-Gluonen-Plasma, welches bei der Kollision von Blei-Ionen entsteht, untersucht wird. LHCb untersucht B-Meson Zerfälle, welche in Richtung der Strahlachse detektiert werden. ATLAS und CMS sind Universalteilchendetektoren, die nach verschiedenen neuen Teilchen und neuer Physik suchen.

Ein wichtiges Ziel des LHC ist es, das Higgs-Boson zu finden. Am 04.07.2012 wurde am CERN die Beobachtung [5] eines neuen Teilchens mit einer Masse um 125 GeV bekannt gegeben. Vermutlich handelt es sich hierbei um das Higgs-Boson. Für eine genaue Aussage, um welches Teilchen es sich tatsächlich handelt, sind allerdings noch weitere Untersuchungen nötig.

2.2 Der CMS-Detektor

Der CMS Detektor besteht aus vier verschiedenen Schichten, die jeweils eine eigene Aufgabe haben. Somit ist es möglich, viele verschiedenen Arten von Teilchen zu beobachten. So nah wie möglich am Kollisionspunkt befindet sich der Spurdetektor (Tracker). Mit ihm wird die Flugbahn von geladenen Teilchen aufgenommen. Um den Tracker herum befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter, welches die Energie von Elektronen und Photonen misst. Als nächstes findet man das Hadronische Kalorimeter. Mit ihm wird die Energie von Hadronischen Teilchen gemessen. Diese drei Schichten befinden sich innerhalb des Solenoidmagneten, welcher ein homogenes Magnetfeld von 3.8 T innerhalb des Detektors erzeugt. Durch dieses Feld bewegen sich die geladenen Teilchen

auf gebogenen Bahnen und somit lässt sich der Impuls der Teilchen bestimmen. Ganz außen befinden sich noch die Myonenkammern zum Nachweis von Myonen. Der gesamte Detektor ist noch in 3 Teile aufgeteilt. Der Zentralbereich um die Strahlröhre sowie die beiden Endkappen. Der Aufbau des Detektors ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Im Folgenden werden die einzelnen Detektorkomponenten noch etwas genauer beschrieben.

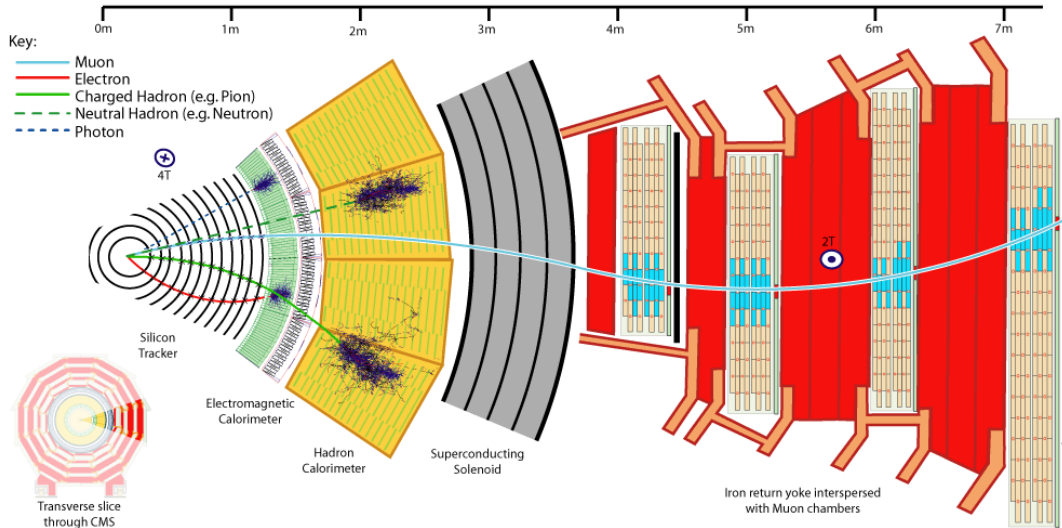


Abbildung 2.1: Schnitt durch den CMS-Detektor [6]

Zur Beschreibung der Prozesse innerhalb des Detektors wird ein Koordinatensystem [7] mit dem Kollisionspunkt als Ursprung gewählt. Die x-Achse zeigt vom Kollisionspunkt Richtung Mittelpunkt des LHC-Kreises. Die y-Achse steht senkrecht nach oben auf der Ebene des LHC-Kreises. Die z-Achse zeigt entgegen dem Uhrzeigersinn entlang der Strahlröhre. Der Azimutalwinkel ϕ liegt in der Transversalebene (xy) und wird von der x-Achse aus abgetragen. Der Polarwinkel θ wird von der z-Achse aus abgetragen. Anstelle des Winkels θ nimmt man meistens die Größe $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$, welche Pseudorapidität heißt. Diese Größe hat den Vorteil der Lorentzinvarianz.

Neutrinos durchfliegen den Detektor ohne irgendeine Spur zu hinterlassen und können nur durch die fehlende transversale Energie rekonstruiert werden.

2.2.1 Tracker

Der Tracker besteht aus einem Silizium-Pixeldetektor und einem Silizium-Streifendetektor. Der Pixeldetektor hat eine sehr gute Ortsauflösung und ist so nah wie möglich am Kollisionspunkt angebracht, um sekundäre Vertizes so gut wie möglich zu bestimmen. Der Streifen-Detektor befindet sich um den Pixel-Detektor herum und deckt ein größeres Gebiet ab, um die Flugbahnen von geladenen Teilchen möglichst genau zu messen. In Abbildung 2.2 ist ein schematischer Aufbau des Trackers zu sehen.

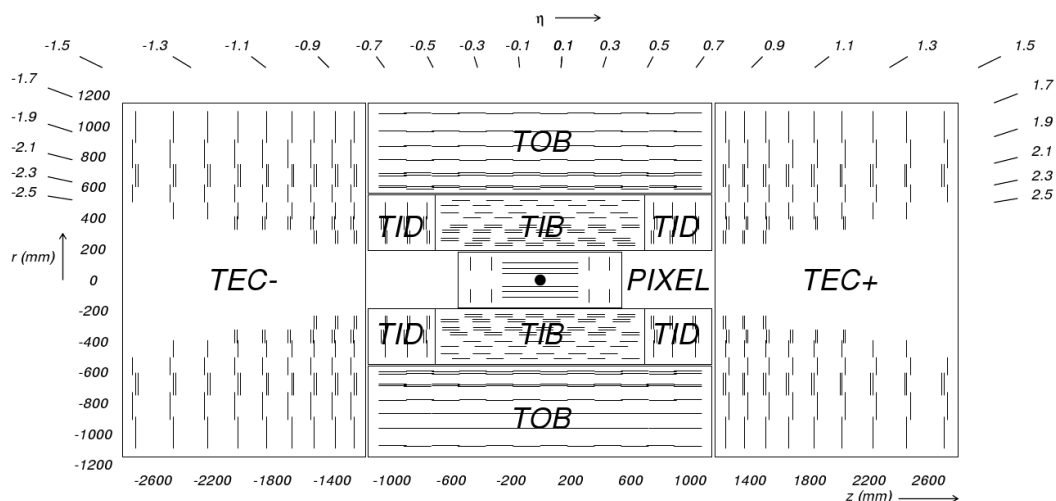


Abbildung 2.2: CMS Tracker: Die verschiedenen Module werden jeweils durch eine Linie dargestellt [8]

2.2.2 Elektromagnetisches Kalorimeter

Außerhalb des Trackers befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter, mit welchem die Energie von Elektronen und Photonen gemessen wird. Dazu werden Bleiwolframat-Kristalle verwendet, in denen die Elektronen und Photonen Szintillationslicht erzeugen, welches mit Photodetektoren gemessen wird. In Abbildung 2.3 ist eine schematische Darstellung zu sehen. Um schnell zerfallende Teilchen zu messen, ist vor den Endkappen noch ein Preshower-Detektor installiert. Er besteht aus einer Bleiplatte mit einem Siliziumstreifen-Detektor dahinter.

2.2.3 Hadronisches Kalorimeter

Mit dem hadronischen Kalorimeter wird die Energie von hadronischen Teilchen gemessen. Es besteht aus sich abwechselnden Schichten von Messing und Szintillatoren. Die Messingschichten bringen die Teilchen zum Schauern, wodurch deren Energie aufgeteilt wird. Die beim Schauern entstehenden Teilchen können dann mit den Szintillatoren gemessen werden. Zum Messen von austretender Energie befindet sich außerhalb noch der Hadron Outer. In Vorwärtsrichtung befindet sich der Hadron Forward. Siehe Abbildung 2.4

2.2.4 Myonenkammern

Die Myonenkammern befinden sich außerhalb der anderen Detektoren, sodass Myonen die einzigen Teilchen sind, die in den Kammern eine Ionisationsspur hinterlassen. Für eine möglichst gute Messung werden drei verschiedene Detektortypen in den Myonenkammern benutzt. Im Zentralbereich die Driftzellen, in den Endkammern, aufgrund des star-

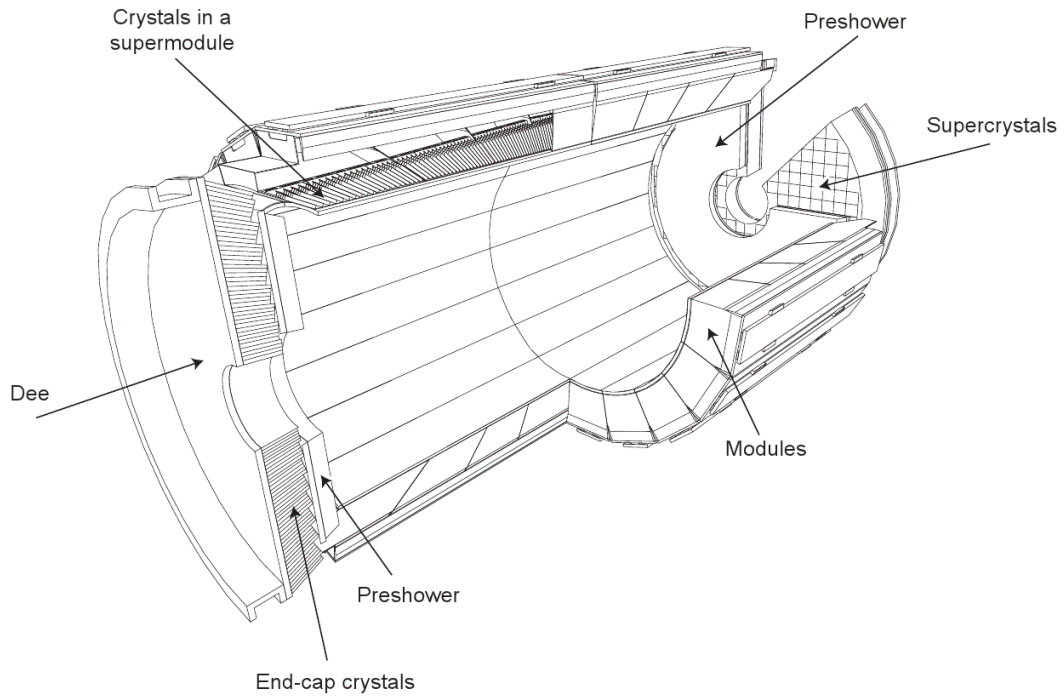


Abbildung 2.3: CMS Elektromagnetisches Kalorimeter [8]

ken inhomogenen Magnetfeldes, Kathodenstreifenkammern. Für eine gute Zeitauflösung kommen in beiden Bereichen noch Widerstandsplattenkammern zum Einsatz. Die Positionen der Myonenkammern sind in Abbildung 2.4 zu sehen.

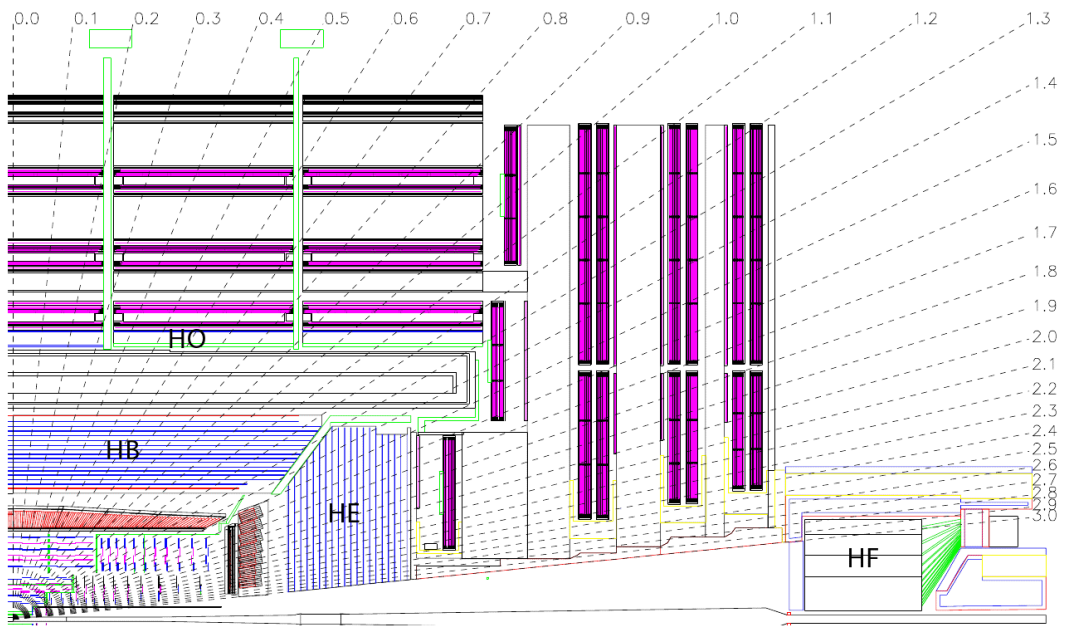


Abbildung 2.4: CMS Hadronisches Kalorimeter [8]

3 Analyse der 2011er Daten

3.1 Zerfall des Taus

In diesem Kapitel soll kurz auf die Eigenschaften der gesuchten Reaktion eingegangen werden. Im Vergleich zu der Suche nach einem W' im Elektron- oder Myon-Kanal trifft man bei der Suche im Tau-Kanal auf das Problem der kurzen mittleren Lebensdauer des Taus von $(290.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-15}\text{s}$ [10], wodurch das Tau schon innerhalb des Detektors wieder zerfällt und man nur die Zerfallsprodukte beobachten kann. In Abbildung 3.1 ist die komplette Zerfallskette des Taus zu sehen. Man unterscheidet beim Tau zwischen dem leptonischen und dem hadronischen Zerfall. Der leptonische Zerfall wird im Folgenden nicht weiter besprochen. Die Analyse beschränkt sich auf den hadronischen Zerfall, da sich der leptonische Zerfall nicht gut genug von dem direkten Zerfall in Elektron bzw. Myon unterscheiden lässt [11]. Die Zerfallsbreite für den hadronischen Zerfall ist näherungsweise 64.8% [10]. Die Herausforderung beim hadronischen Zerfall liegt in dem großen hadronischen Untergrund und der Anzahl der Jets beim LHC. Um zu bestimmen, ob ein Jet von einem Tau stammt, wird der HPS-Algorithmus verwendet, der in Abschnitt 3.2 beschrieben wird.

Obwohl es sich bei dem hadronischen Zerfall nicht um einen zwei Körper Zerfall handelt, entspricht die Kinematik dennoch annähernd der des zwei Körper Zerfalls. Das bedeutet, der Winkel $\Delta\Phi$ zwischen Tau und Neutrino, also fehlender Energie, ist nahe bei π und das Energieverhältnis von Tau und Neutrino ist annähernd 1.

Die hauptsächlich benutzte Variable bei der statistischen Untersuchung in dieser Analyse ist die transversale Masse des Tau + MET Systems. Weil das Neutrino nicht direkt nachweisbar ist, muss die fehlende transversale Energie (MET) zur Bestimmung des Impulses des Neutrinos herangezogen werden. Die fehlende Energie ist nur in der transversalen Ebene rekonstruierbar. Deshalb beschränkt sich diese Analyse auf eben jene Ebene. Die transversale Masse ist definiert als die invariante Masse des Vierer-Impulses des Taus und der Projektion der fehlenden Energie auf die transversale Ebene.

$$M_T = 2 \cdot E_T^r \cdot MET \cdot (1 - \cos(\Delta\Phi(\tau, MET)))$$

3.2 HPS Algorithmus

Der HPS-Algorithmus [9] (hadron plus strips) basiert auf der Identifikation des Tau-Zerfallskanals über die Rekonstruktion der Zwischenresonanz. Dies passiert, indem die

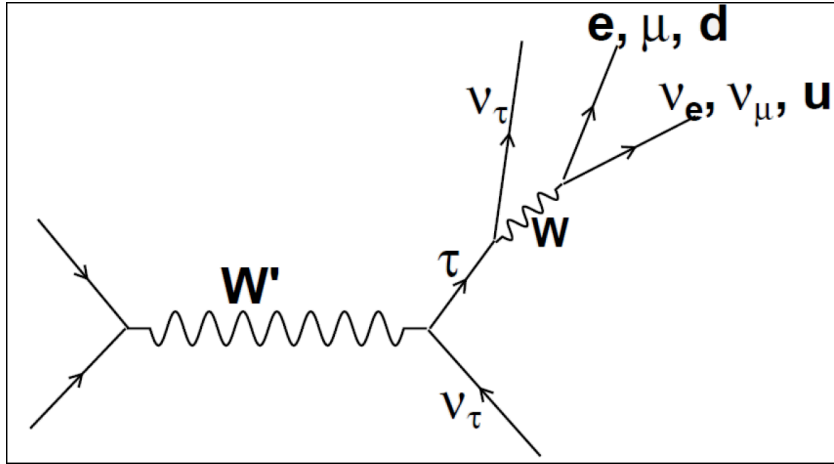


Abbildung 3.1: Zerfallskette des Taus

Anzahl der π^0 und der geladenen Mesonen sowie deren invariante Masse innerhalb des Tau-Kandidats bestimmt wird.

Der erste Schritt bei der Tau-Rekonstruktion ist die Rekonstruktion und Identifikation aller Teilchen innerhalb eines Events unter Verwendung aller Detektorsysteme. Die daraus erhaltene Liste von Objekten wird verwendet, um einen 'particle flow (PF)' Jet mithilfe des 'anti-kt 5' Algorithmus zu erzeugen. Diese Jets repräsentieren alle möglichen Tau-Kandidaten. Die Hauptaufgabe bei der Tau-Identifikation ist, die Anzahl an π^0 Teilchen für jeden Tau-Kandidaten zu bestimmen. Nahezu jedes π^0 zerfällt in zwei Photonen. Der HPS-Algorithmus rekonstruiert γ -Objekte, indem elektromagnetische Teilchen in einem $\eta \times \Phi$ Streifen ($\Delta\eta < 0.05\Delta\Phi < 0.2$) kombiniert werden. Geladene Objekte, die von Photonen kommen (hauptsächlich Elektronen durch den Photoeffekt), werden in der Φ -Ebene aufgrund des Magnetfeldes gebogen, wodurch die Spuren dieser Teilchen von der ursprünglichen Richtung des π^0 abweichen. Um diese Abweichung zu berücksichtigen, ist der Streifen in Φ größer als in η . Die somit rekonstruierten Photonen in Kombination mit den geladenen Mesonen ergeben den Zerfallskanal des Taus. Alle Mesonen und Photonen müssen sich innerhalb eines Kegels mit $\Delta R = \frac{2.8 \text{ GeV}}{p_T^\tau}$ befinden. Sollte der rekonstruierte Tau-Zerfall zu mehr als einem Zerfallskanal passen, so wird derjenige genommen, welcher insgesamt zur niedrigsten transversalen Energie führt.

Der HPS-Algorithmus beachtet nur die sichtbaren Produkte des Tau-Zerfalls. Neutrinos werden hierbei nicht beachtet. Die Energie eines rekonstruierten Taus ergibt sich daher nur aus den sichtbaren Energieanteilen und ist immer kleiner als die tatsächliche Tau-Energie.

Der Algorithmus liefert einen Satz an verschiedenen Diskriminatoren für jedes rekonstruierte Tau. Diese machen es möglich, für die Analyse einen spezifischen Working Point zu wählen. Die Isolations-Diskriminatoren werden verwendet, um Jets auszuschließen, die Taus vortäuschen. Dazu wird gefordert, dass mit Ausnahme der Zerfallsprodukte keine geladenen Hadronen oder Photonen innerhalb eines Kegels um das rekonstruierte Tau herum sind. Desweiteren gibt es Anti-Elektron- und Anti-Myon-Diskriminatoren

gegen falsch rekonstruierte Taus aus diesen Objekten. Der ByDecayModeFinding Diskriminator gibt an, ob die Rekonstruktion des Zerfallskanals durch den HPS-Algorithmus erfolgreich war.

3.3 Pileup

Bei hohen Luminositäten kommt es vor, dass mehr als zwei Protonen der kollidierenden Teilchenpakete miteinander interagieren. Dieses Phänomen wird als Pileup bezeichnet und führt zu mehr als einem primären Vertex pro Ereignis. Da sich die Verteilungen der Pileup-Interaktionen pro Ereignis von gemessenen Daten und den simulierten Untergründen unterscheiden, müssen diese angepasst werden, um einen Vergleich zu ermöglichen. Die offizielle Methode liefert diese Verteilungen für Daten und Monte Carlo, woraus Gewichtungen für die einzelnen Events berechnet werden [12].

3.4 Verwendete Datensätze

3.4.1 2011 am LHC genommene Daten

Gesucht wird in den Daten, die bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ von März bis Ende Oktober 2011 genommen wurden. Rekonstruiert wurden diese Daten mit CMSSW_4_2_x. Die Datensätze zusammen mit ihren verwendeten Triggern und den dazugehörigen Run-Ranges sind in Tabelle 3.1 zu sehen. Verwendet wurde ein Cross Trigger mit Anforderungen an die Isolation und den transversalen Impuls des Tau-Jets sowie an die fehlende transversale Energie des Ereignisses. Die genauen Bezeichnungen aller verwendeten Trigger sind in Tabelle 3.2 zu sehen.

3.4.2 Untergrund

Im Folgenden werden kurz die verwendeten Untergründe beschrieben.

- $W \rightarrow \tau\nu$: Dieser Prozess stellt den wichtigsten Untergrund dar, da er dieselbe Signatur besitzt wie der W' -Zerfall. Zwar lassen sich die beiden Prozesse theoretisch durch den Tau-Impuls trennen, da dass W' eine höhere Masse hat, jedoch kann auch das Standardmodell W bei höheren Massen produziert werden, wodurch sich die Impulsspektren dennoch überschneiden.
- $W \rightarrow l\nu (l = e\mu)$: Hier können das Elektron oder das Myon im Detektor eine dem Tau ähnliche Signatur erzeugen, wodurch das Teilchen fälschlicherweise als Tau identifiziert wird.
- $Z \rightarrow \tau\tau$: Beim Zerfall des Z-Bosons kann es passieren, dass ein Tau nicht identifiziert wird und die Unsicherheiten der Energiemessung genug fehlende transversale Energie vortäuschen.

- $Z \rightarrow ee/\mu\mu$: Bei diesen Prozessen kann eins der Leptonen fälschlicherweise als Tau identifiziert werden und durch die Unsicherheiten der Energiemessung fehlende transversale Energie vortäuschen.
- $Diboson(WW, WZ, ZZ)$: Bei diesen Prozessen kann ein Boson in ein Tau zerfallen und durch Neutrinos oder nicht nachgewiesene Teilchen ein fehlender Transversalimpuls auftreten.
- tt -Paare, Single top: Eine weitere Quelle für hochenergetische Leptonen und fehlende transversale Energie.
- $\gamma + \text{Jet}$: Ein Photon und ein Jet. Es wird fälschlicherweise ein Tau rekonstruiert.

Dataset	Trigger	Run Range	L(pb ⁻¹)
/Tau/Run2011A-May10ReReco-v1/AOD	HLT_IsoPFTau35_Trk20_MET45	160431-163869	216
/Tau/Run2011A-PromptReco-v4/AOD	HLT_IsoPFTau35_Trk20_MET45 HLT_IsoPFTau35_Trk20_MET60	165088-165633 165970-167913	136 819
/Tau/Run2011A-05Aug2011-v1/AOD	HLT_IsoPFTau35_Trk20_MET60	170826-172619	390
/Tau/Run2011A-PromptReco-v6/AOD	HLT_IsoPFTau35_Trk20_MET60 HLT_MediumIsoPFTau35_Trk20_MET60	172620-173198 173236-173692	441 265
/Tau/Run2011B-PromptReco-v1/AOD	HLT_MediumIsoPFTau35_Trk20_MET60	175860-180252	2714
Totale Luminosität des Tau Kanals		160431-180252	4981

Tabelle 3.1: In der Analyse verwendeten Datensätze

Run Range	Trigger Name
160431 – 161176	HLT_IsoPFTau35_Trk20_MET45_v1
161217 – 163261	HLT_IsoPFTau35_Trk20_MET45_v2
163270 – 163869	HLT_IsoPFTau35_Trk20_MET45_v4
165088 – 165633	HLT_IsoPFTau35_Trk20_MET45_v6
165970 – 166150	HLT_IsoPFTau35_Trk20_MET60_v2
166161 – 166164	HLT_IsoPFTau35_Trk20_MET60_v2
166346 – 166346	HLT_IsoPFTau35_Trk20_MET60_v3
166374 – 167043	HLT_IsoPFTau35_Trk20_MET60_v2
167078 – 167913	HLT_IsoPFTau35_Trk20_MET60_v4
170826 – 173198	HLT_IsoPFTau35_Trk20_MET60_v6
173236 – 177719	HLT_MediumIsoPFTau35_Trk20_MET60_v1
177730 – 177878	HLT_MediumIsoPFTau35_Trk20_MET60_v1
178098 – 178380	HLT_MediumIsoPFTau35_Trk20_MET60_v1
178420 – 179889	HLT_MediumIsoPFTau35_Trk20_MET60_v5
179959 – 180252	HLT_MediumIsoPFTau35_Trk20_MET60_v6

Tabelle 3.2: Verwendete Trigger für die verschiedenen Läufe

Generator	Prozess	Kinematische Schnitte (in GeV, $c = 1$)	σ_{LO} (pb)	σ_{NNLO} (pb)	# der Ereignisse
PYTHIA	$W \rightarrow \tau\nu$	$p_T < 100$	7899	10438	$\sim 5M$
PYTHIA	$W \rightarrow \tau\nu$	$100 < p_T < 300$	1.167	1.517	$\sim 100K$
PYTHIA	$W \rightarrow \tau\nu$	$300 < p_T$	0.01305	0.017	$\sim 100K$
PYTHIA	$W \rightarrow \tau\nu$	$500 < p_T$	0.00097	0.00126	$\sim 200K$
PYTHIA	$W \rightarrow e/\mu\nu$	$p_T < 100$	7899	10438	$\sim 5M$
PYTHIA	$W \rightarrow e/\mu\nu$	$p_T > 100$	1.187	1.569	$\sim 1M$
PYTHIA	$Z \rightarrow ee$	$m_{ee} > 20$	1300	1666	$\sim 1M$
PYTHIA	$Z \rightarrow ee$	$m_{ee} > 200$	0.97	1.22	$\sim 55K$
PYTHIA	$Z \rightarrow ee$	$m_{ee} > 500$	0.027	0.034	$\sim 55K$
PYTHIA	$Z \rightarrow ee$	$m_{ee} > 800$	0.0031	0.0038	$\sim 55K$
PYTHIA	$Z \rightarrow ee$	$m_{ee} > 1000$	9.735E-4	0.0012	$\sim 55K$
PYTHIA	$Z \rightarrow \tau\tau$	$m_{\tau\tau} < 100$	1300	1666	$\sim 2M$
PYTHIA	$Z \rightarrow \tau\tau$	$100 < m_{\tau\tau} < 200$	29.64	38.53	$\sim 200K$
PYTHIA	$Z \rightarrow \tau\tau$	$200 < m_{\tau\tau} < 400$	0.9592	1.25	$\sim 200K$
PYTHIA	$Z \rightarrow \tau\tau$	$400 < m_{\tau\tau} < 800$	0.0672	0.087	$\sim 200K$
PYTHIA	$Z \rightarrow \tau\tau$	$800 < m_{\tau\tau}$	0.0031	0.004	$\sim 200K$
Madgraph	$t\bar{t}$	no cuts	94	157.5 (NLO)	$\sim 4M$
Powheg	$t \rightarrow b\nu$ (s-Channel)	-	-	3.19	$\sim 0.3M$
Powheg	$t \rightarrow b\nu$ (t-Channel)	-	-	41.92	$\sim 4M$
Powheg	$t \rightarrow b\nu$ (tW-Channel DR)	-	-	7.87	$\sim 0.8M$
Powheg	$\bar{t} \rightarrow b\nu$ (s-Channel)	-	-	1.44	$\sim 0.1M$
Powheg	$\bar{t} \rightarrow b\nu$ (t-Channel)	-	-	22.65	$\sim 2M$
Powheg	$\bar{t} \rightarrow b\nu$ (tW-Channel DR)	-	-	7.87	$\sim 0.8M$
PYTHIA	WW	no cuts	28	42.6	$\sim 4M$
PYTHIA	WZ	no cuts	10.4	18.2	$\sim 4M$
PYTHIA	ZZ	no cuts	4.3	5.91	$\sim 4M$
PYTHIA	$\gamma + Jets$	$50 < \hat{p}_T < 80$	2.722e+03	-	$\sim 2M$
PYTHIA	$\gamma + Jets$	$80 < \hat{p}_T < 120$	4.472e+02	-	$\sim 2M$
PYTHIA	$\gamma + Jets$	$120 < \hat{p}_T < 170$	8.417e+01	-	$\sim 2M$
PYTHIA	$\gamma + Jets$	$170 < \hat{p}_T < 300$	2.264e+01	-	$\sim 2M$
PYTHIA	$\gamma + Jets$	$300 < \hat{p}_T < 470$	1.493e+00	-	$\sim 2M$
PYTHIA	$\gamma + Jets$	$470 < \hat{p}_T < 800$	1.323e-01	-	$\sim 2M$
PYTHIA	$\gamma + Jets$	$800 < \hat{p}_T < 1400$	3.481e-03	-	$\sim 2M$
PYTHIA	$\gamma + Jets$	$1400 < \hat{p}_T < 1800$	1.270e-05	-	$\sim 2M$
PYTHIA	$\gamma + Jets$	$\hat{p}_T > 1800$	2.936e-07	-	$\sim 2M$

Tabelle 3.3: Verwendete Monte Carlo Datensätze für verschiedene Untergrundprozesse
(mit $\ell = e, \mu$)

3.4.3 Signal

Signal-Datensätze für ein W' -Zerfall in ein Tau und ein Neutrino wurden mit dem PYTHIA 6.4.9 Generator in erster Ordnung generiert. Die Datensätze sind in Tabelle 3.4 aufgelistet. Die Korrektur des Wirkungsquerschnitts zu höheren Ordnungen wird mithilfe des k-Faktors berechnet.

3.5 Selektion

Zur Verbesserung des Signal-Untergrund-Verhältnisses werden an die Ereignisse verschiedene Bedingungen gestellt, um damit gut rekonstruierte Taus auszusuchen und schlecht rekonstruierte Taus zu verwerfen. Im Folgenden werden die geforderten Bedingungen näher erläutert.

Generator	$m_{W'}$ (in GeV)	σ_{LO} (pb)	k-Faktor	σ_{NNLO} (pb)	# of events	PDF set
PYTHIA	1000	0.6649	1.332	0.88555	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	1100	0.4144	1.325	0.5492	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	1200	0.2640	1.311	0.34608	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	1300	0.1711	1.298	0.22210	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	1400	0.1126	1.279	0.14402	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	1500	0.0750	1.265	0.09485	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	1600	0.05058	1.255	0.06333	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	1700	0.03434	1.234	0.04237	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	1800	0.02354	1.211	0.02851	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	1900	0.01629	1.191	0.01940	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	2000	0.01136	1.184	0.01346	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	2100	0.00800	1.172	0.00937	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	2200	0.005686	1.162	0.00661	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	2300	0.004077	1.157	0.00472	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	2400	0.002963	1.147	0.00340	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	2500	0.002175	1.142	0.00248	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	2700	0.001224	1.166	0.00143	12.4K	CTEQ6L1
PYTHIA	3000	0.0005789	1.221	0.00071	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	3500	0.0002100	1.335	0.00030	16.5K	CTEQ6L1
PYTHIA	4000	0.000106	1.375	0.00015	16.5K	CTEQ6L1

Tabelle 3.4: Monte Carlo Signaldatensätze für ein W' mit Zerfall in Tau + Neutrino

1: Akzeptanz $\eta < 2.3$

Die Pseudorapidität η muss kleiner als 2.3 sein, da der Trigger nur in diesem Bereich zuverlässig funktioniert und eine gute Rekonstruktion des Taus gewährleistet werden kann.

2: Guter Vertex

Es werden verschiedene Forderungen an den Vertex des Events gestellt:

$$\begin{aligned}
vtx_{ndof} &> 4 \\
|vtx_z| &< 24 \text{ cm} \\
(vtx_x^2 + vtx_y^2) &< 4 \text{ cm}
\end{aligned}$$

3: Trigger

Für das Event muss der Trigger (Tabelle 3.2) ausgelöst haben.

4: MET > 70 GeV

Aufgrund der Unterschiede in den Forderungen für die fehlende transversale Energie in den einzelnen Triggern wird lokal ein Wert größer als der größte Wert der Trigger gefordert.

5: $E_T > 40$ GeV

Auch bei der transversalen Energie wird der Trigger mit einem leicht höheren Wert lokal noch einmal gefordert.

6: Leading Charged Track $P_T > 20$ GeV

Zur Auswahl von hochenergetischen Taus wird gefordert, dass der transversale Impuls der höchstenergetischen geladenen Spur größer als 20 GeV ist.

7-10: Tau-ID Working Point

Ein spezifischer Working Point des HPS-Algorithmus wird gewählt, um gute Taus zu bestimmen. Der Working Point umfasst folgende Diskriminatoren:

- ByDecayModeFinding
- ByMediumIsolationDBCorr
- AgainstElectronTight
- AgainstMuonLoose

11: Genau ein Tau

Das Event soll genau ein gut rekonstruiertes Tau beinhalten.

12: $0.6 < E_T/MET < 1.4$

Die Menge an fehlender transversaler Energie soll ungefähr so groß sein, wie die gemessene transversale Energie, da beim Zerfall die Energie zwischen Tau und Neutrino gleichmäßig aufgeteilt wird.

13: $\Delta\Phi > 2.7$

Der Winkel zwischen dem rekonstruierten Tau und der fehlenden transversalen Energie soll größer als 2.7 und somit nah an π sein.

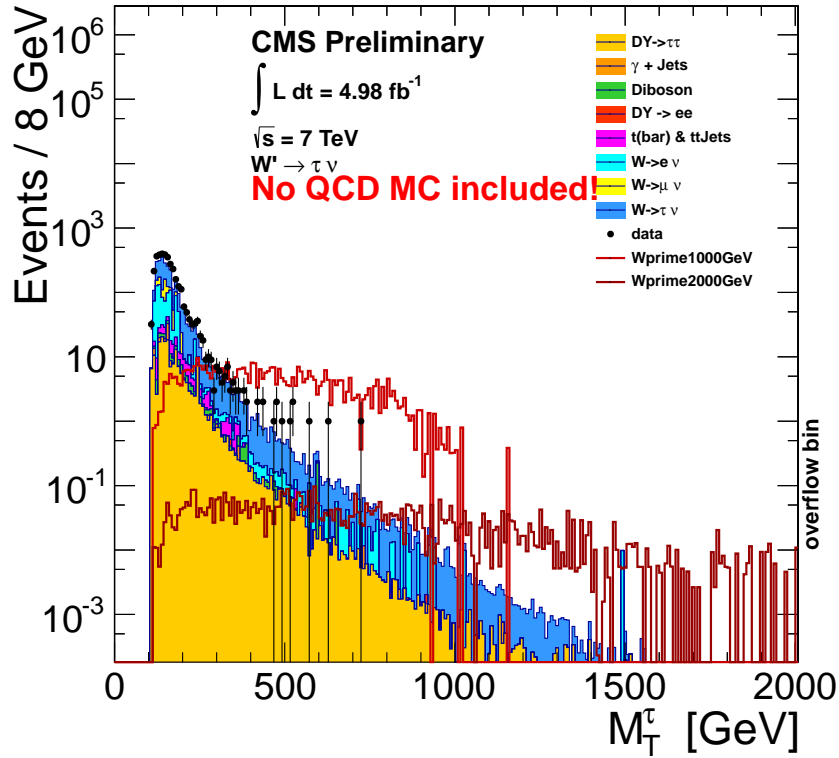


Abbildung 3.2: M_T -Verteilung nach allen Schnitten

3.6 Finale Verteilung

Die M_T -Verteilung nach allen Selektionsschritten ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Die kumulative Verteilung dazu in Abbildung 3.3. Man sieht, dass die Daten eine gute Übereinstimmung mit dem Untergrund zeigen. Es lassen sich keine größeren Abweichungen erkennen, welche auf die Existenz eines W' hindeuten würden. Die Abweichung im höheren Massenbereich kommt aufgrund der geringen Statistik in diesem Bereich zustande. In der kumulativen Verteilung sieht man eine Abweichung im niedrigen Massenbereich. Diese kommt wahrscheinlich daher, dass der QCD-Untergrund nicht beachtet wurde. In Abbildung 3.4 sind die Auswirkungen der Schnitte auf die Untergründe zu sehen, die Auswirkungen auf die Signale in Abbildung 3.5. Wie erwartet, haben die Selektionen auf die Untergründe mehr Auswirkung als auf die Signale. Auffällig ist, dass noch sehr viele Drell-Yan Ereignisse durchkommen. Deshalb wird in Kapitel 4 ein neuer Schnitt gegen diese Ereignisse untersucht.

3.7 Sideband Fit

Für die Suche nach einem W' benötigt man auch für den hohen Massenbereich eine gute Untergrundvorhersage. In dieser Analyse wird eine daten-getriebene Methode verwendet,

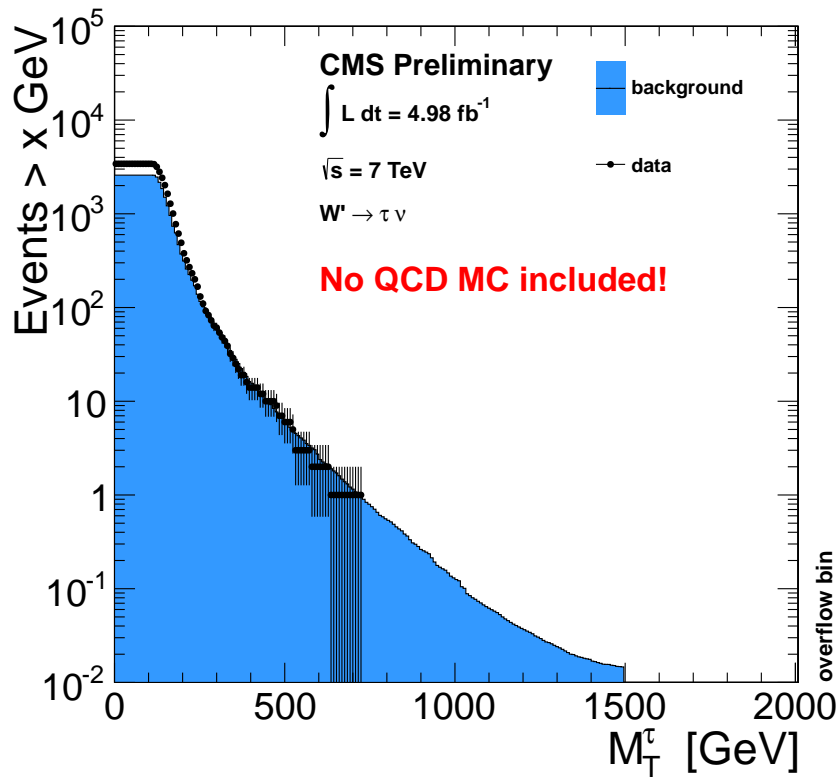


Abbildung 3.3: Kumulative M_T -Verteilung nach allen Schnitten

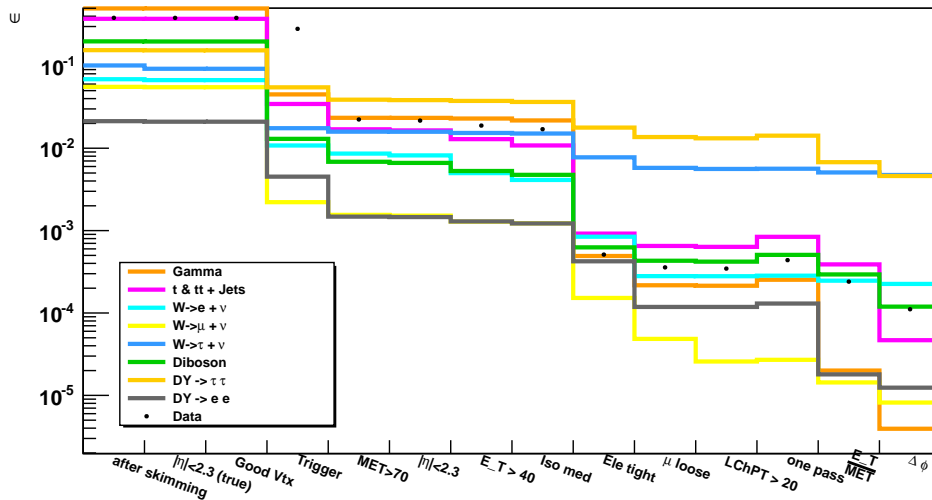


Abbildung 3.4: Auswirkung der einzelnen Schnitte auf die verschiedenen Datensätze

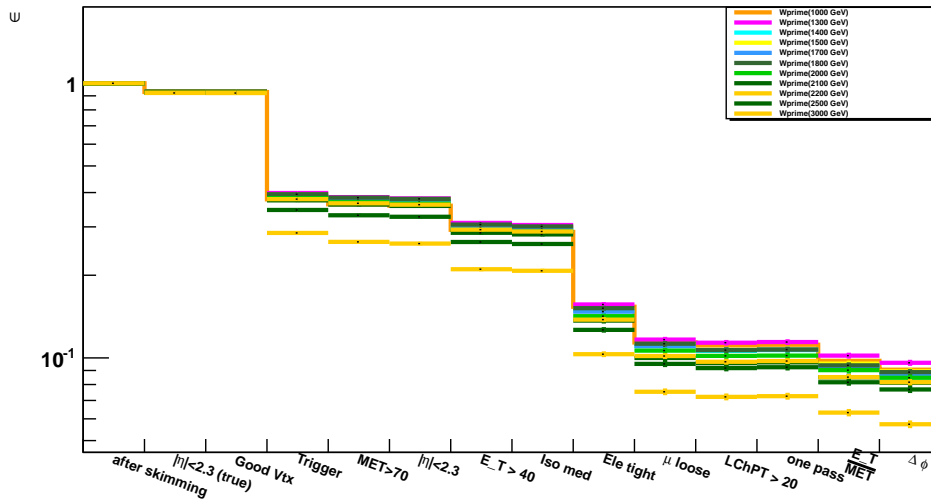


Abbildung 3.5: Auswirkung der einzelnen Schnitte auf die Signal-Datensätze

bei der eine Funktion im niederen Massenbereich an die Daten angepasst wird und zu höheren Massen extrapoliert wird. Die benutzte Funktion ist:

$$\frac{a}{(x + b)^c}$$

Diese Funktion wird in einem Bereich von 165 – 375 GeV an die Daten angepasst. Um die systematischen Unsicherheiten durch diese Untergrundvorhersage abzuschätzen, wird der Startbereich zwischen 165 und 190 GeV variiert. Für jeden Bereich wird die Funktion erneut angepasst und die Abweichung als Unsicherheit genommen. Die angepasste Funktion und die Extrapolation sind in Abbildung 3.6 zu sehen. Die Abbildung 3.7 zeigt zusätzlich noch den Monte Carlo Untergrund.

3.8 Systematische Unsicherheiten

Im folgenden Kapitel werden die Systematischen Unsicherheiten beschrieben, welche Auswirkung auf die finale M_T -Verteilung haben und somit auch auf das zu berechnende Massenlimit des W' -Bosons. Zum Beispiel führen die endliche Auflösung des Detektors sowie dessen Kalibrierung zu Unsicherheiten.

- **Luminosität:** Die Luminosität wird über den totalen pp-Wirkungsquerschnitt berechnet. Da dieser aber mit der QCD nicht vollständig beschrieben werden kann, ergibt sich eine Unsicherheit auf die Luminosität, welche mit 2.2% angegeben ist.
- **Sideband Fit:** Die Unsicherheiten, die sich aus dem Anpassen der Funktion ergeben, sind in Tabelle 3.5 zu sehen.

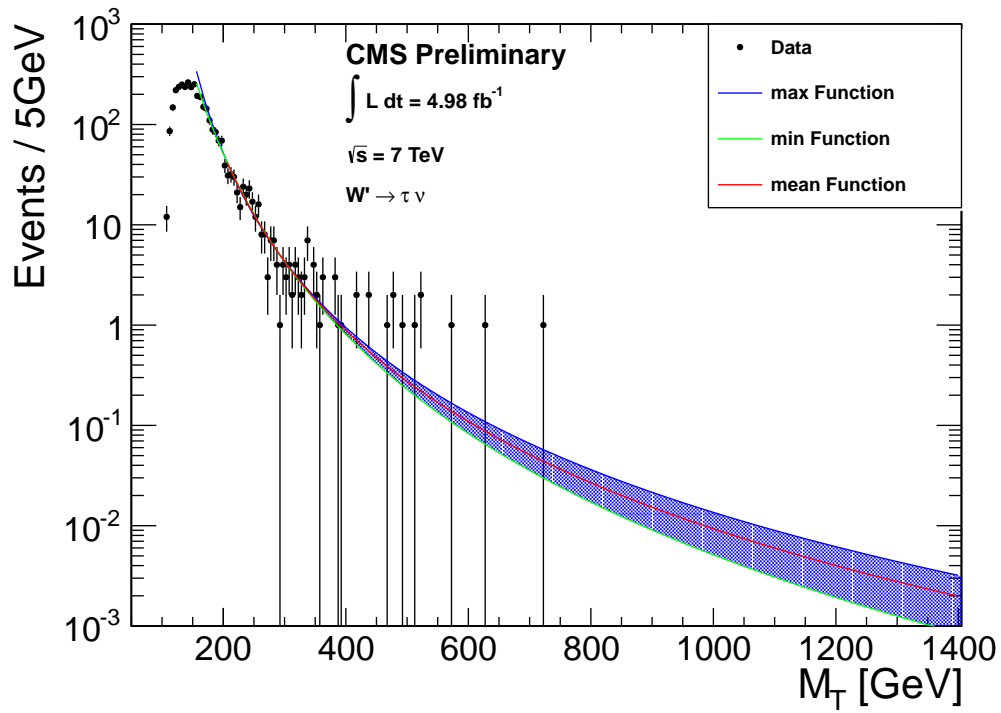


Abbildung 3.6: Sideband Fit

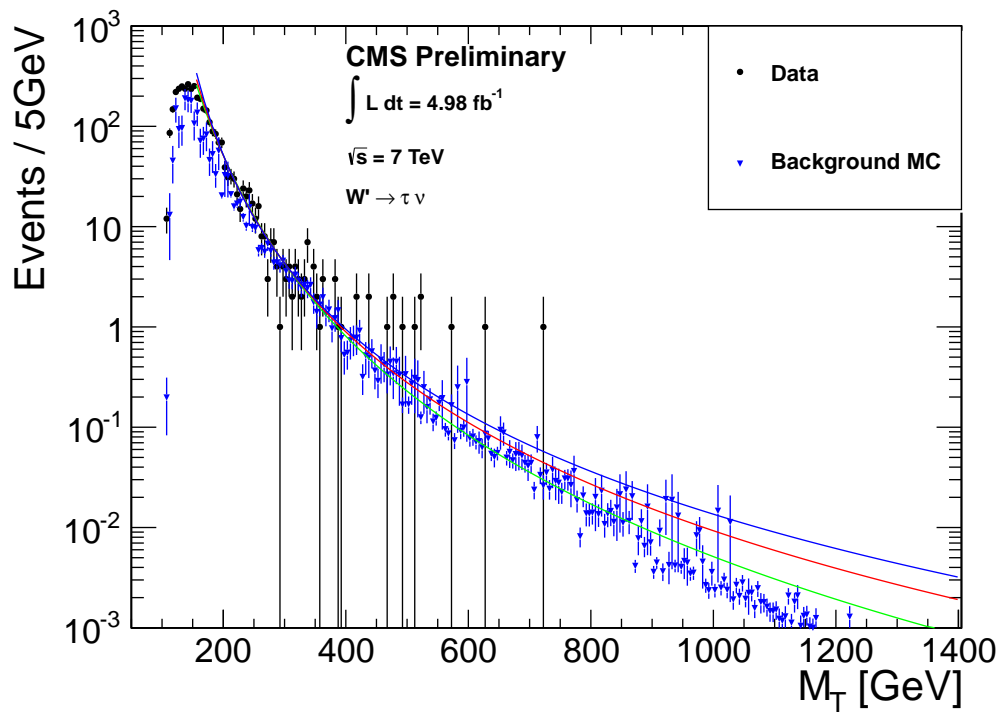


Abbildung 3.7: Sideband Fit mit Monte Carlo

M_T Range [GeV]	mean Fit	Spread	max Int. Error	MC Counted	Data Obs	Data Obs/ Fit
225–500	214.80	0.13	26.63	173.08	220	1.02
>150	1991.79	314.08	149.20	979.88	1727	0.87
>200	399.53	1.40	20.18	297.28	379	0.95
>250	134.03	6.77	11.98	113.02	127	0.95
>300	58.44	8.45	7.05	55.87	57	0.98
>350	29.94	7.43	4.39	28.36	25	0.84
>400	17.11	5.98	2.89	15.53	14	0.82
>450	10.58	4.71	2.00	9.51	10	0.94
>500	6.95	3.71	1.44	5.91	6	0.86
>550	4.78	2.94	1.07	3.90	3	0.63
>600	3.41	2.35	0.81	2.39	2	0.59
>650	2.51	1.91	0.63	1.70	1	0.40
>700	1.90	1.56	0.50	1.12	1	0.53
>750	1.46	1.29	0.40	0.76	0	0.00
>800	1.15	1.07	0.33	0.54	0	0.00
>850	0.92	0.90	0.27	0.38	0	0.00
>900	0.74	0.76	0.22	0.26	0	0.00
>950	0.61	0.65	0.19	0.17	0	0.00

Tabelle 3.5: Extrapolierte Anzahl an Untergrundereignissen und erwartete Anzahl an Signalereignissen

- **Tau Energieskala:** Die Unsicherheit auf die Energieskala wurde von der Tau POG zu 3% bestimmt [13].
- **Tau ID Effizienz:** Die Unsicherheit auf die Effizienz der Tau ID Working Points wurde von der Tau POG zu 6% bestimmt [13].
- E_T^{miss} / **JES:** Die Unsicherheit auf die fehlende transversale Energie resultierend aus der Unsicherheit der Jet-Energieskala wurde nach den Empfehlungen der MET-Gruppe berechnet [14]. Der Einfluss auf die Anzahl der Signal Ereignisse über der Grenze von $M_T > 200$ GeV variiert von 0.001% bis 1%.
- E_T^{miss} **Auflösung:** Es wird eine 10% Verschmierung in den x und y Komponenten der hadronischen E_T^{miss} verwendet.
- **Pileup:** Mithilfe der Methoden, welche vom offiziellen Gewichtungstool bereitgestellt werden, wird die Verteilung der Pileup-Interaktionen jeweils um 8% nach oben und unten verschoben und die Auswirkung auf die Signal-Effizienz untersucht. Daraus resultiert eine Unsicherheit im Bereich von 2% bis 8%.

3.9 Ergebnisse

Ein W' Signal würde sich als Abweichung der genommenen Daten von der Vorhersage bei hohen Massen bemerkbar machen. Jedoch lässt sich in Abbildung 3.2 keine solche Abweichung erkennen und es wird stattdessen ein Limit auf die Massenuntergrenze eines möglichen W' -Bosons berechnet. Dabei wird der Bayes'sche Ansatz zur Bestimmung des Limits verwendet [15].

Es wird für jeden W' -Massenpunkt ein Suchfenster im M_T -Spektrum von einem unteren Wert M_T^{lower} bis unendlich ausgesucht. In jedem Suchfenster wird die untere Grenze

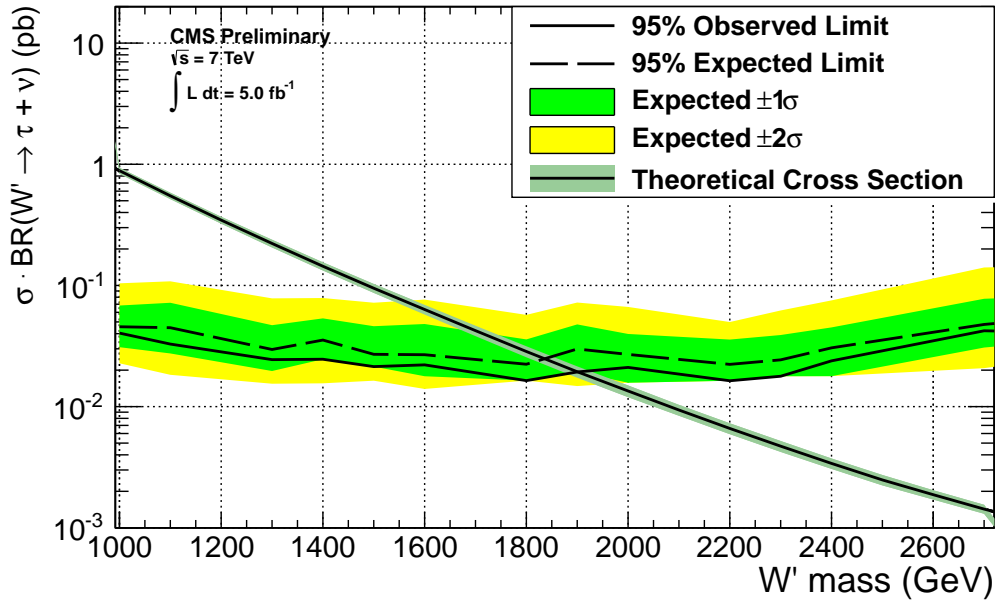


Abbildung 3.8: Massenlimit für ein W'

so variiert, dass das erwartete Limit optimiert wird. Dazu wird die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse und Signalereignisse, die Anzahl der gemessenen Dateneignisse sowie die Unsicherheiten für jedes Suchfenster bestimmt und darauf aufbauend M_T^{lower} optimiert. Mit dem Bayes'schen Ansatz wird nun ein oberes Limit auf den Wirkungsquerschnitt für jede W' -Masse mit einem 95%-Konfidenzintervall bestimmt. Dazu wird eine Methode in RooStats verwendet, welche vom statistics committee [16] zur Verfügung gestellt wird. Das Massenlimit des W' ergibt sich in Abbildung 3.8 als Schnittpunkt der Linie für den theoretischen Wirkungsquerschnitt mit dem beobachteten Limit. Ein W' -Boson mit einer Masse unterhalb dieser Grenze kann mit einer Wahrscheinlichkeit von 95% ausgeschlossen werden. Es ergibt sich ein Massenlimit von 1.9 TeV.

4 Einführung einer neuen Methode zur Unterdrückung des Z-Hintergrundes

4.1 Motivation

Wenn man sich die Effizienzen der einzelnen Schnitte für die verschiedenen Datensätze in Abbildung 3.4 ansieht fällt auf, dass ein großer Anteil des Drell-Yan-Untergrundes nach allen Schnitten übrig bleibt. Beim Drell-Yan-Prozess zerfällt ein Z-Boson in zwei Leptonen. Wird jetzt eines dieser Leptonen als gutes Tau rekonstruiert, kann es passieren, dass dieses Ereignis alle Selektionsschritte durchläuft. Da man für eine gute Analyse einen möglichst hohen Anteil der Untergründe aussortieren will, wird im Folgenden ein möglicher neuer Schnitt untersucht, der gezielt Drell-Yan-Prozesse wegschneiden soll. Das Ziel dieses neuen Schnittes ist eine Verbesserung des Massenlimits für das W' .

4.2 $Z \rightarrow ee/\mu\mu$

Zuerst wird der Zerfall in zwei Elektronen bzw. zwei Myonen untersucht. Dazu werden Ereignisse untersucht, die alle bisherigen Selektionsschritte durchlaufen haben und somit genau ein gutes Tau beinhalten. In diesen Ereignissen wird nun nach einem guten Elektron bzw. Myon gesucht. Dazu werden dieselben Methoden verwendet, wie sie bei der Suche nach einem W' im Elektron- bzw. Myon-Kanal benutzt werden [17]. Bei Elektronen sind das die von der HEEP-Gruppe vorgeschlagenen Schnitte für HEEP 3.2 [18]. Die Myonen-Selektion folgt dabei den Empfehlungen der EXO Myon-Gruppe [19]. Da bei einem Zerfall im Drell-Yan-Prozess die beiden erzeugten Leptonen in entgegengesetzte Richtungen fliegen, wird sich der Winkel zwischen dem selektierten Tau und dem zusätzlichen Elektron bzw. Myon angeschaut. Wie in den beiden Bildern (Abbildung 4.1 Abbildung 4.2) zu sehen, lassen sich Signal (blaue Linie) und der unerwünschte Z-Untergrund (rote Linie) sehr klar trennen. Deshalb können alle Ereignisse, die ein gutes Tau sowie ein gutes Myon bzw. Elektron aufweisen und bei denen der Winkel zwischen diesen beiden Teilchen größer als 2.5 ist, verworfen werden.

4.3 $Z \rightarrow \tau\tau$

Im Folgenden wird der Fall untersucht, dass das Z-Boson in zwei Taus zerfällt. Hierbei kann nicht einfach für das zweite Teilchen verlangt werden, dass es ein gutes Tau ist, da vorher schon gefordert wurde, dass es genau ein gutes Tau in dem Ereignis gibt.

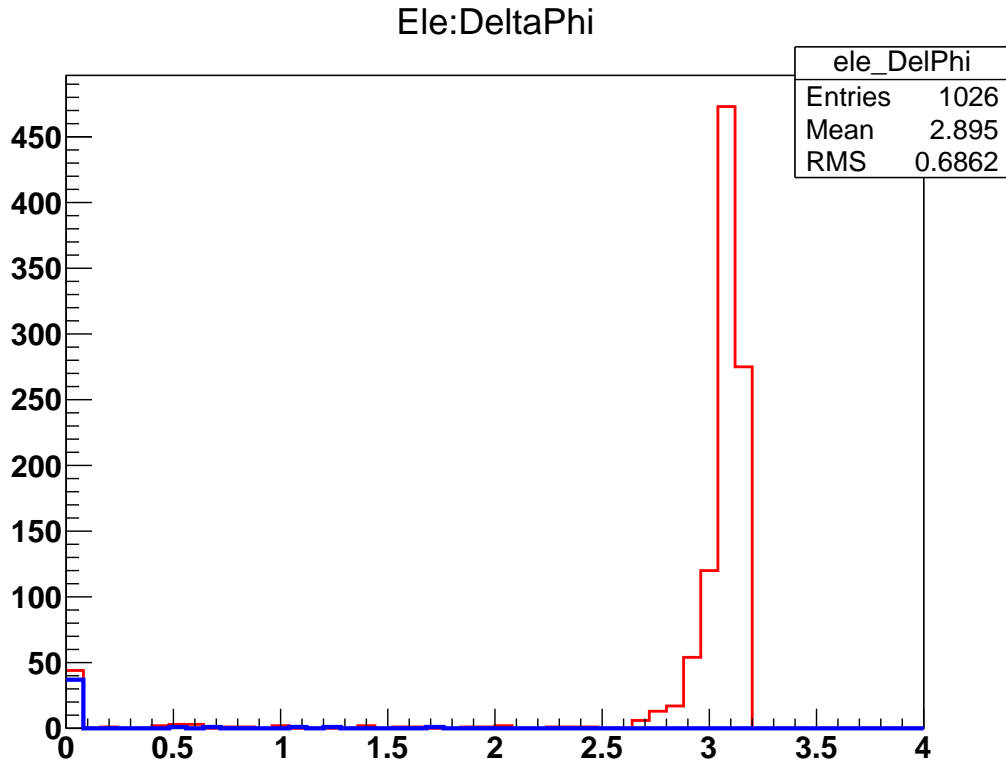


Abbildung 4.1: $\Delta\Phi$ zwischen Tau und Elektron

Stattdessen wird zuerst versucht, das Teilchen über die Art seines Zerfalls als Tau zu identifizieren. Die Winkelverteilung zwischen den beiden so bestimmten Taus ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Im Vergleich mit den Verteilungen bei Elektron bzw. Myon sieht man, dass hier eine saubere Trennung zwischen Signal und Untergrund nicht so einfach möglich ist. Darauf aufbauend wird eine zweite Bedingung an das Teilchen gestellt. So wird verlangt, dass das LeadChargedPT größer als ein bestimmter Parameter ist. Zur Optimierung dieser Bedingung wird nun der Parameter variiert und das erwartete Massenlimit für ein festes Suchfenster und einen Massenpunkt berechnet. Die verschiedenen Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 zu sehen. Die Winkelverteilung zwischen zwei Taus mit der Forderung $\text{LeadChargedPT} > 4$ ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Im Vergleich zur Winkelverteilung ohne Bedingung lassen sich Signal und Untergrund schon besser trennen, jedoch noch nicht so gut wie bei den Elektronen bzw. Myonen. Wie man sehen kann, erhält man den kleinsten Wert, wenn man den Schnitt ganz weglässt. Die Anwendung dieses Schnittes würde keine Verbesserung am Massenlimit für das W' bringen.

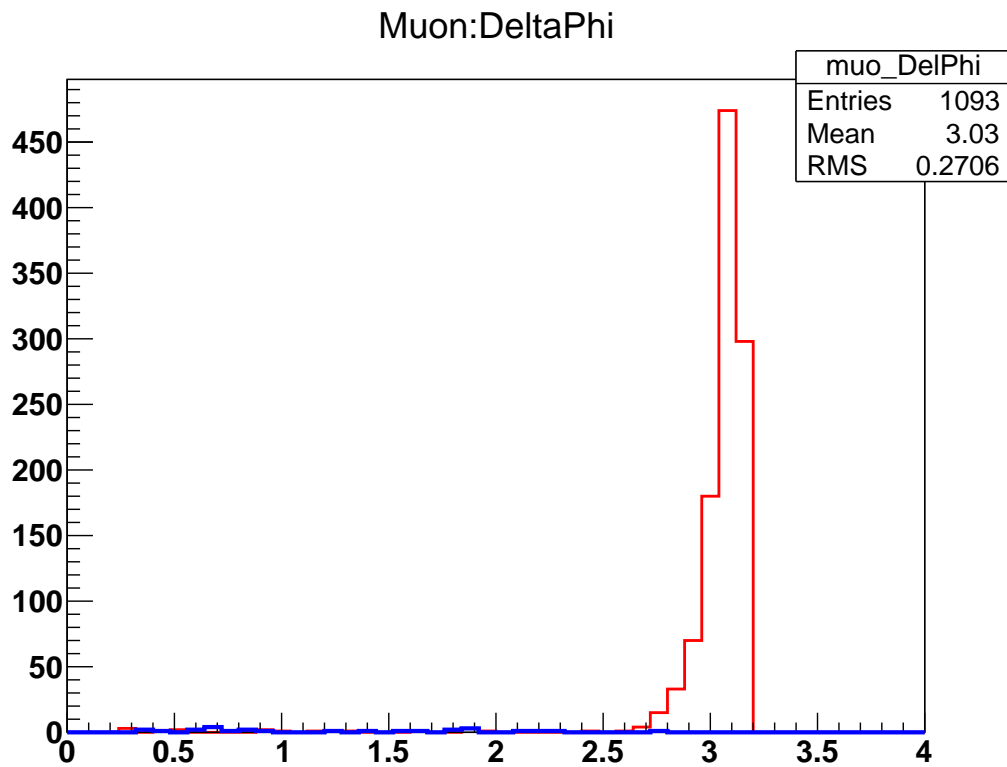


Abbildung 4.2: $\Delta\Phi$ zwischen Tau und Myon

4.4 Limit

Nach der Untersuchung der einzelnen Teile des neuen Schnittes wird die Auswirkung des Schnittes auf das Massenlimit für das W' untersucht. Wie im vorherigen Teil beschrieben, wird der Schnitt auf zwei Taus weggelassen und nur der Schnitt auf Tau und Myon sowie auf Tau und Elektron angewandt. Die Berechnung läuft analog zur Berechnung des Massenlimits in Abschnitt 3.9. Das finale Limit ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Im Vergleich zum Limit ohne den neuen Schnitt (Abbildung 3.8) fällt auf, dass sich am Limit von 1.9 GeV nichts geändert hat. Wenn man sich den Verlauf von erwartetem und beobachtetem Limit in beiden Abbildungen genauer ansieht, entdeckt man nur einen kleinen Unterschied im Bereich von 1.5 GeV. Im interessanten Bereich des bisherigen Massenlimits hat der neue Schnitt also keinerlei Auswirkungen auf das Limit.

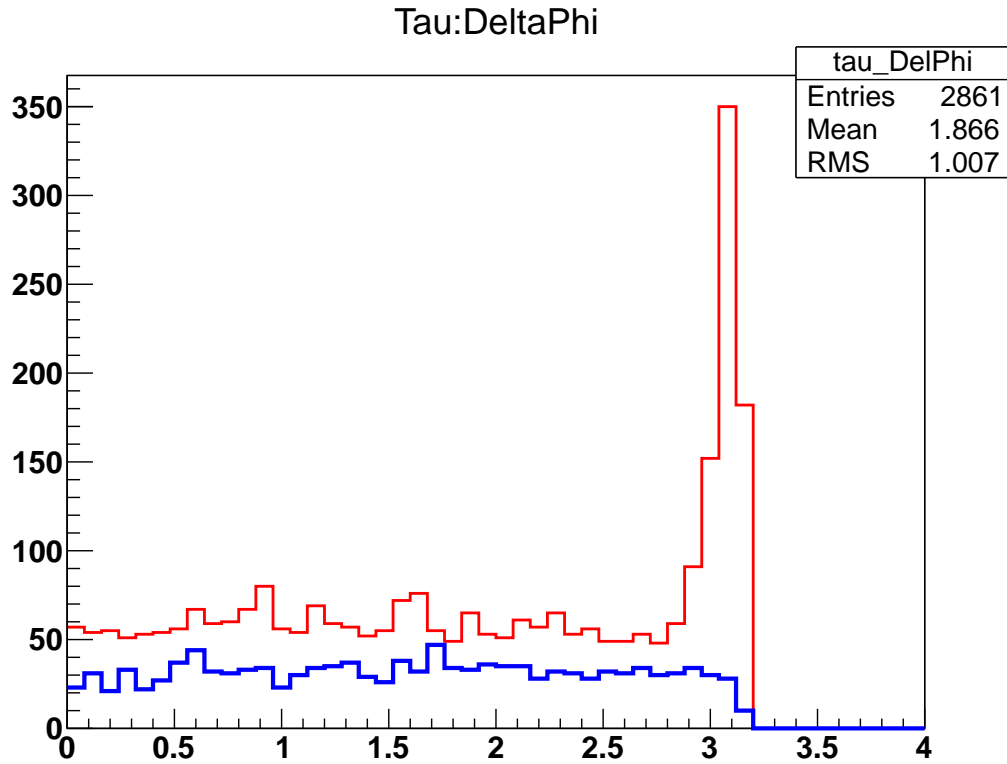


Abbildung 4.3: $\Delta\Phi$ zwischen Tau und Tau

LeadChargedPT	$\Delta\Phi$	Limit
> 4	< 2.8	0.022307
> 4	< 2.9	0.022044
> 4	< 3.0	0.022030
> 4	< 3.1	0.022021
> 5	< 2.8	0.022305
> 5	< 2.9	0.022043
> 5	< 3.0	0.022029
> 5	< 3.1	0.022020
> 6	< 2.8	0.022303
> 6	< 2.9	0.022041
> 6	< 3.0	0.022027
> 6	< 3.1	0.022020
-	-	0.021943

Tabelle 4.1: Erwartetes Limit für verschiedene Parametereinstellungen

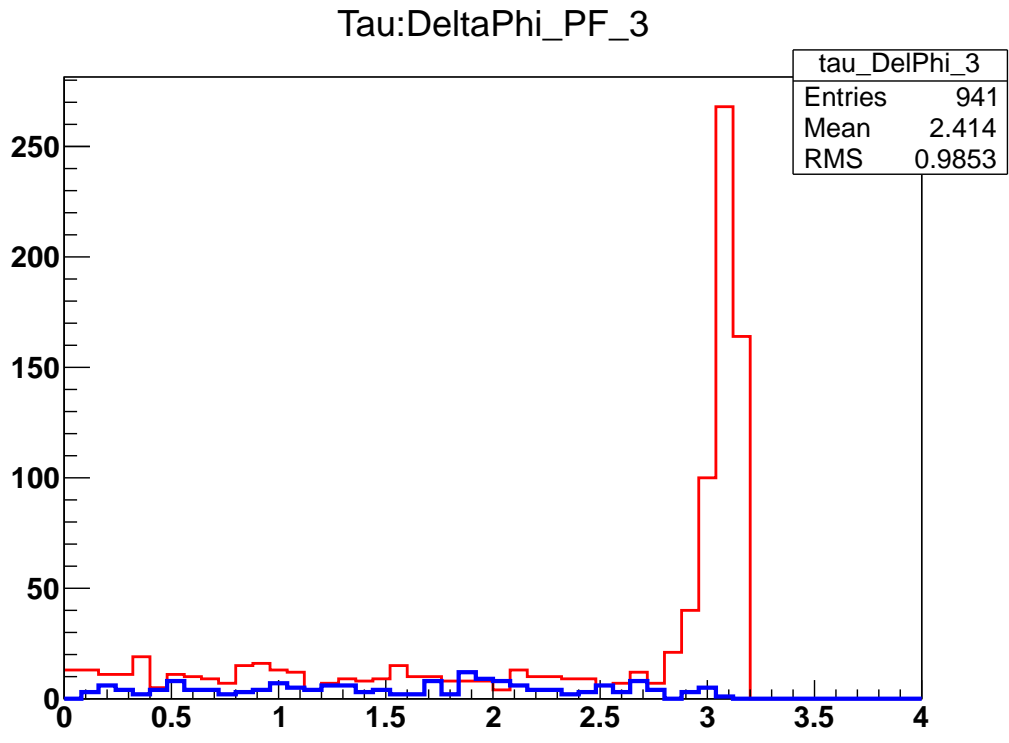


Abbildung 4.4: $\Delta\Phi$ zwischen Tau und Tau mit LeadChargedPT > 4

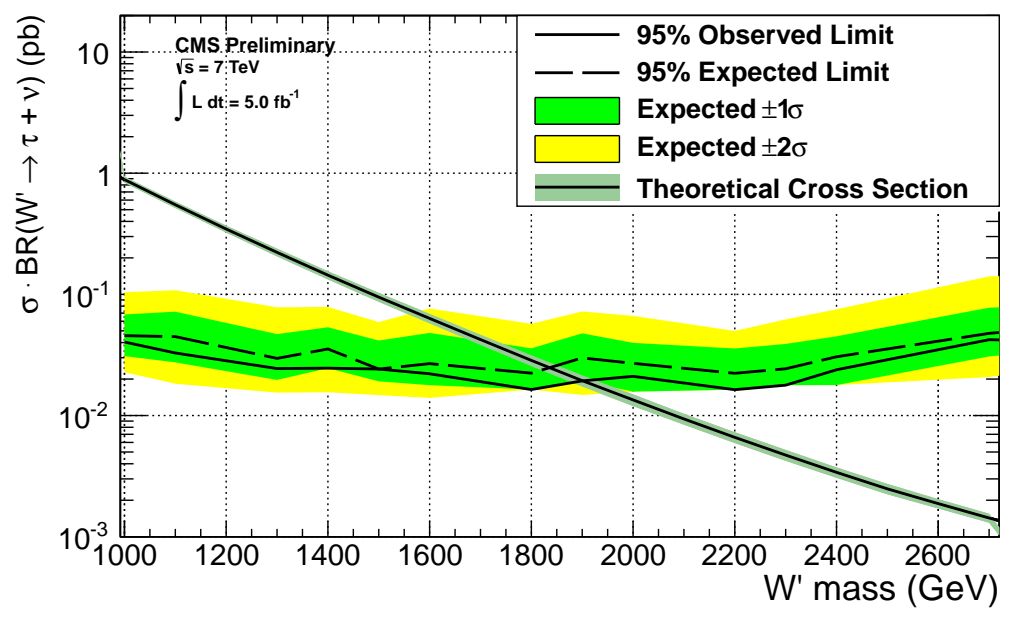


Abbildung 4.5: Massenlimit für ein W' berechnet mit neuem Schnitt

5 Zusammenfassung

In dieser Analyse konnte mit 5 fb^{-1} der 2011er CMS-Daten bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV die Existenz eines neuen schweren Eichbosons W' bis zu einer Masse von 1.9 TeV ausgeschlossen werden.

Desweiteren wurde die Möglichkeit eines neuen Schnittes gegen Z-Boson-Zerfälle im Drell-Yan-Prozess untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass mit den verwendeten Methoden keine Verbesserung des Limits für das W' möglich war. Es konnte somit kein neuer Schnitt für die Analyse eingeführt werden.

Danksagung

Zum Abschluss dieser Arbeit möchte ich mich noch bei einigen Personen bedanken.

Zuerst möchte ich mich bei Prof. Dr. Hebbeker bedanken, der diese Arbeit am III. Physikalischen Institut A ausgeschrieben hat.

Desweiteren möchte ich mich bei Dr. Kerstin Hoepfner für die Betreuung während der Arbeit bedanken.

Zudem bedanke ich mich bei der gesamten Aachener W' -Gruppe, die mir bei Problemen und Fragen immer weiterhelfen konnten. Ein besonderen Dank geht hierbei an Simon Knutzen.

Zuletzt möchte ich mich noch bei meiner Familie für die Unterstützung nicht nur während dieser Arbeit sondern auch während des gesamten Studiums bedanken.

Literaturverzeichnis

- [1] W. Demtröder *Experimentalphysik 4*, Springer 2005
- [2] http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Datei:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg, 10.2012
- [3] G. Altarelli, B. Mele, M. Ruiz-Altaba. *Searching for New Heavy Vector Bosons on $p\bar{p}$ Colliders*. Z. Phys. C45, 109, 1989.
- [4] P. Bryant, L. Evans *LHC Machine* 2008 JINST 3 S08001, 2008
- [5] <http://cms.web.cern.ch/news/observation-new-particle-mass-125-gev>, 10.2012
- [6] http://cms.web.cern.ch/cms/Resources/Website/Media/Videos/animations/files/CMS_Slice.gif, 02.2004
- [7] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/CMSConventions>, 2012
- [8] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). *The CMS experiment at the CERN LHC*. 2008 JINST S08004, 2008.
- [9] CMS Collaboration *Performance of τ -lepton reconstruction and identification in CMS*, 2012
- [10] K.N. et al. (Particle Data Group)
- [11] S. Erdweg *Study for sensitivity for $W' \rightarrow \tau\nu$ with CMS*, 2011
- [12] CMS Collaboration - Physics Validation *Unstruction of Pileup Reweighting methods*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/PileupMCReweightingUtilities>, 09.2012
- [13] CMS Collaboration - Tau POG *TauID: recommendation from the Tau POG*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/TauIDRecommendation>, 09.2012
- [14] CMS Collaboration - MET group *Prescriptions for MET uncertainties*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/MissingETUncertaintyPrescription>, 10.2012
- [15] Cowan *PDG Review on statistics (chap. 33)*, JPG 37 075021, 2012

- [16] CMS User-Friendly Statistics Tools for Physics Analysis, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/StatisticsTools>, 09.2012
- [17] K. Hoepfner et al *Search for a heavy gauge boson W' in the leptonic final states in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV*, CMS AN-11-227, 2011
- [18] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/HEEPSelectionOptimization>, 10.2012
- [19] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGuideMuonId>, 10.2012

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik [2]	2
2.1	Schnitt durch den CMS-Detektor [6]	4
2.2	CMS Tracker: Die verschiedenen Module werden jeweils durch eine Linie dargestellt [8]	5
2.3	CMS Elektromagnetisches Kalorimeter [8]	6
2.4	CMS Hadronisches Kalorimeter [8]	7
3.1	Zerfallskette des Taus	9
3.2	M_T -Verteilung nach allen Schnitten	15
3.3	Kumulative M_T -Verteilung nach allen Schnitten	16
3.4	Auswirkung der einzelnen Schnitte auf die verschiedenen Datensätze . . .	16
3.5	Auswirkung der einzelnen Schnitte auf die Signal-Datensätze	17
3.6	Sideband Fit	18
3.7	Sideband Fit mit Monte Carlo	18
3.8	Massenlimit für ein W'	20
4.1	$\Delta\Phi$ zwischen Tau und Elektron	22
4.2	$\Delta\Phi$ zwischen Tau und Myon	23
4.3	$\Delta\Phi$ zwischen Tau und Tau	24
4.4	$\Delta\Phi$ zwischen Tau und Tau mit LeadChargedPT > 4	25
4.5	Massenlimit für ein W' berechnet mit neuem Schnitt	25

Tabellenverzeichnis

3.1	In der Analyse verwendeten Datensätze	11
3.2	Verwendete Trigger für die verschiedenen Läufe	11
3.3	Verwendete Monte Carlo Datensätze für verschiedene Untergrundprozesse (mit $\ell = e, \mu$)	12
3.4	Monte Carlo Signal Datensätze für ein W' mit Zerfall in Tau + Neutrino .	13
3.5	Extrapolierte Anzahl an Untergrundereignissen und erwartete Anzahl an Signalereignissen	19
4.1	Erwartetes Limit für verschiedene Parametereinstellungen	24