

Studie zur Sensitivität des CMS Experiments auf schwere, geladene Vektorbosonen mit Myonen im Endzustand

von
Simon Knutzen

Bachelorarbeit in Physik

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

September 2010

erstellt im

III. Physikalischen Institut A
Prof. Dr. Thomas Hebbeker



Übersicht

In dieser Arbeit wird die Sensitivität des CMS-Detektors auf hypothetische, schwere, geladene Vektorbosonen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV, untersucht. Es wird sich hierbei auf den Zerfallskanal mit einem Myon im Endzustand beschränkt. Als Untergrund wird, zusätzlich zu den verschiedenen Prozessen des Standardmodells, der Zerfall eines ungeladenen, hypothetischen, schweren Vektorbosons betrachtet, welches in einigen Theorien zusammen mit dem Signal vorhergesagt wird. Zunächst wird die Selektion von hochenergetischen Myonen untersucht und anschließend die Unsicherheit auf die Bestimmung des Transversalimpulses abgeschätzt. Diese Studie wird an Monte Carlo Datensätzen durchgeführt, womit sich Informationen auf Generatorniveau nutzen lassen. Es werden Selektionen durchgeführt mit dem Ziel, das Signal möglichst gut vom Untergrund zu trennen, um anschließend mit Hilfe der CL_s -Methode einen Hypothesentest durchzuführen. Aus diesem Verfahren ergeben sich die minimalen Werte für die integrierte Luminosität, ab dem der Detektor sensitiv auf schwere, geladene Vektorbosonen verschiedener Masse wird.

Abstract

In this thesis the sensitivity of the CMS detector for hypothetical, heavy, charged vector bosons with one muon in the final state is investigated at a center of mass energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV. In addition to standard model processes, the decay of an uncharged, hypothetical, heavy vector boson which is postulated along with the signal is considered as an additional background. At first the selection of high energetic muons is investigated and the uncertainty of the measured transverse momentum is estimated. This study is performed on Monte Carlo Samples so one can use generator information. Selections are performed in order to separate the signal from the background to run a test of hypotheses afterwards by using the CL_s method. This yields the minimal values for the integrated luminosity at which the detector becomes sensitive for the heavy, charged vector bosons.

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	1
1.1	Standardmodell der Teilchenphysik	1
1.2	Referenzmodell	4
2	Der CMS-Detektor am Large Hadron Collider	5
2.1	Der Large Hadron Collider	5
2.2	Der CMS-Detektor	6
2.2.1	Aufbau des Detektors	6
2.2.2	CMS Koordinatensystem	7
2.2.3	Myonensystem	8
2.3	Myonrekonstruktion	12
3	Verwendete Signaldatensätze und Untergrundprozesse	13
4	Selektion	19
4.1	Myon Qualitäts- und Vorselektionen	19
4.2	Auflösung des Transversalimpulses	27
4.3	Kinematische Selektion	29
4.4	Beschränkung auf den Hochimpulsbereich	33
5	Systematische Unsicherheiten	37
6	Bestimmung der Sensitivität	39
6.1	Die CL _s -Methode	39
6.2	Prinzip zur Sensitivitätsbestimmung	41
6.3	Ergebnisse	42
7	Zusammenfassung	45
	Anhang	I
	Literaturverzeichnis	IX
	Abbildungsverzeichnis	XI

Inhaltsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

XIII

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell (SM) [1] der Teilchenphysik ist die momentan beste Theorie zur Beschreibung der elementaren Bausteine der Materie und der Wechselwirkung zwischen diesen Bausteinen. Es stellt einen eleganten Formalismus in Form von Eichtheorien dar, der es erlaubt, eine Vielzahl präziser Vorhersagen zu machen, die alle in sehr guter Übereinstimmung mit den jeweiligen experimentellen Daten sind.¹ Da ein Großteil der Analyse in dieser Arbeit auf dem SM beruhen, wird dieses hier kurz erläutert.

Die im SM vorkommenden Elementarteilchen gliedern sich in zwei verschiedenen Kategorien: die Materieteilchen, welche einen halbzahligen Spin tragen (Fermionen) und die Eichbosonen, welche einen ganzzahligen Spin tragen (Bosonen). Zu jedem Materieteilchen existiert ein Antiteilchen mit den selben Eigenschaften, aber der entgegengesetzten Ladung. Eine Übersicht über die Elementarteilchen des Standardmodells ist in Tab.1.1 (Fermionen) und in Tab.1.2 (Bosonen) zu sehen. Die Eichbosonen sind die Feldquanten der drei Wechselwirkungen zwischen den Materieteilchen: der starken Wechselwirkung (WW), der elektromagnetischen WW und der schwachen WW². Im Rahmen der quantenfeldtheoretischen Beschreibung konnte die elektromagnetische- mit der schwachen WW vereinigt werden.

Die Fermionen gliedern sich in Quarks und Leptonen, welche sich wiederum jeweils in drei Generationen mit unterschiedlichen Massen, aber ansonsten identischen Eigenschaften gliedern. Dabei steigt die Masse von Generation zu Generation an³. Zu jeder Familie gehören zwei Quarks und zwei Leptonen, die jeweils ein Isospindublett bilden. Quarks und Leptonen unterscheiden sich hauptsächlich darin, dass Quarks an der starken Wechselwirkung teilnehmen, Leptonen dagegen nicht. Dies liegt daran, dass Leptonen im Gegensatz zu Quarks keine Farbladung (die Ladung der starken WW) tragen. Des Weiteren tragen Leptonen ganzzahlige elektrische Ladung ($-e, 0$), Quarks hingegen Bruchteile der

¹Besonders präzise sind hierbei die Vorhersagen der Eichtheorie „Quantenelektrodynamik“ (QED), als Beispiel sei auf die Bestimmung des magnetischen Moments des Elektrons verwiesen (siehe [1] S.197).

²Es ist noch nicht gelungen, die Gravitation in Rahmen von Eichtheorien zu beschreiben.

³Ausgenommen sind die Neutrinos, deren Masse als null angenommen wird.

Elementarladung ($\frac{2}{3}e$, $-\frac{1}{3}e$).

Fermionen (Spin = $\frac{1}{2}$)				
	Ladung	1. Generation	2. Generation	3. Generation
Quarks	$\frac{2}{3} \cdot e$	up (u)	charm (c)	top (t)
	$-\frac{1}{3} \cdot e$	down (d)	strange (s)	bottom (b)
Leptonen	0	Elektron-Neutrino (ν_e)	Myon-Neutrino (ν_μ)	Tau-Neutrino (ν_τ)
	$-e$	Elektron (e)	Myon (μ)	Tau (τ)

Tabelle 1.1: Fermionen des Standardmodells

Bosonen (Spin = 1)		
Wechselwirkung	Teilchen	Ladung
stark	8 Gluonen (g)	0
elektromagnetisch	Photon (γ)	0
schwach	$W^\pm$	$\pm e$
	Z	0

Tabelle 1.2: Bosonen des Standardmodells

Der Grund, dass in der Natur jedoch niemals eine Ladung kleiner als die Elementarladung vorgefunden wurde, liegt an einer Eigenschaft der starken WW, Confinement genannt, die es verhindert, dass Quarks einzeln auftreten können. Sie treten immer nur derart in Kombination mit anderen Quarks auf, dass die entstehenden Teilchen farbneutral sind. Diese Teilchen tragen immer ein ganzzahliges Vielfaches der Elementarladung. Das Confinement folgt aus der Form des Potentials der starken Wechselwirkung. Dieses wird im Gegensatz zum elektromagnetischen Potential nicht mit steigendem Abstand immer schwächer, sondern steigt mit größer werdendem Abstand immer weiter an und divergiert im Unendlichen. Aus diesem Grund können zwei Teilchen mit Farbladung nicht voneinander getrennt werden. Bei ausreichender Energiezufuhr wird der Abstand zwischen zwei solchen Teilchen so lange größer, bis genug Energie im Feld zwischen den beiden Teilchen vorhanden ist, dass sich ein neues Paar von farbgeladenen Teilchen bildet. Dieses trägt genau die Antifarben und schirmt somit die beiden ursprünglichen Teilchen ab. Die Eichbosonen der starken WW sind acht Gluonen, welche ihrerseits ebenfalls Farbladung tragen, wodurch in der starken WW Gluon-Gluon-Wechselwirkungen möglich sind. Es gibt drei verschiedene Farbladungen (in Anlehnung an die Farbenlehre: Rot, Grün und Blau) und ihre entsprechenden Antifarben. Es ist auf zwei verschiedene Weisen möglich, ein farbneutrales Teilchen zu bilden, entweder durch Kombination von drei Teilchen mit den drei Grundfarben ($r+g+b$) oder durch zwei Teilchen mit Farbe und der entsprechenden Antifarbe ($r + \bar{r}, g + \bar{g}, b + \bar{b}$). Die aus der Kombination durch

drei farbgeladenen Elementarteilchen entstehenden Teilchen werden Baryonen genannt, die aus der Kombination von Farbe und Antifarbe entstehenden Teilchen Mesonen. Diese beiden Teilchenarten werden zusammengefasst zu den Hadronen. Die quantenfeldtheoretische Beschreibung der starken WW erfolgt über eine Eichsymmetrie in der speziellen unitären Gruppe $(SU(3)_C)$. Diese besitzt acht Generatoren, welche den Gluonen entsprechen⁴.

Im Gegensatz zum Gluon koppelt das Photon (das Eichboson der elektromagnetischen WW) an alle geladenen Teilchen, also auch an die geladenen Leptonen. Da das Potential der elektromagnetischen Wechselwirkung im Gegensatz zum Potential der starken WW konvergiert, hat diese eine unendliche Reichweite und ihre Stärke nimmt mit zunehmendem Abstand ab. Die schwache WW ist die einzige, die an alle Arten von Materieteilchen koppelt, also im speziellen auch an Neutrinos. Die schwache WW wird durch zwei verschiedene Eichbosonen vermittelt: den geladenen W-Bosonen ($q = \pm e$) und den ungeladenen Z Bosonen. Im Gegensatz zu den Photonen und den Gluonen haben diese eine Masse ungleich null, was die Lebensdauer der Bosonen und somit die Reichweite der WW begrenzt. Zur Erklärung der Massen muss ein neues Eichfeld eingeführt werden, das Higgsfeld. Dieses besitzt vier Freiheitsgrade, von denen drei für die Massen der Teilchen verantwortlich sind. Der letzte Freiheitsgrad soll in Form eines neuen Teilchens, dem Higgs-Boson, auftreten⁵. Die Aussage, dass alle Elementarteilchen an der schwachen WW teilnehmen, muss ein wenig relativiert werden: Das W-Boson ist maximal paritätsverletzend, das heißt, es koppelt nur an linkshändige Teilchen oder an rechtshändige Antiteilchen. Es koppelt also nicht an rechtshändige Neutrinos. Die schwache WW hat noch eine Eigenschaft, die sie von den anderen WW unterscheidet: Sie ist die einzige WW die den Teilchenflavor ändern kann. Sie kann Leptonen in die zugehörigen Neutrinos umwandeln (und umgekehrt) und Quarks vom „up“-Typ in Quarks vom „down“-Typ umwandeln. Im Gegensatz zu den Leptonen, bei welchen die Umwandlung nur innerhalb einer Familie stattfinden kann⁶, kann bei Quarks auch eine Umwandlung zwischen den Familien stattfinden. Flavoränderung ist nur über geladene Ströme (Austausch von W-Bosonen) möglich. Bei Z-Austausch hingegen ist der Flavor erhalten. Im Rahmen der Elektroschwachen Vereinheitlichung ist es gelungen, die elektromagnetische WW und die schwache WW zusammenzufassen. Die elektroschwache WW wird durch die Eichgruppe $SU(2) \otimes U(1)$ beschrieben.

⁴Eine ausführliche Behandlung der Eichtheorien würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen, sodass ich es bei der Nennung der Symmetriegruppe belasse.

⁵Das Higgs-Boson ist noch nicht beobachtet worden. Dessen Entdeckung ist die Hauptaufgabe des LHC.

⁶Einzig durch Neutrino-Oszillation kann eine Umwandlung zwischen den Familien stattfinden. Dies ist jedoch nicht Teil des Standardmodells.

1.2 Referenzmodell

Trotz seiner vielen Erfolge stellt das Standardmodell noch keine vollständige Beschreibung der Teilchenphysik dar. Es gibt noch einige offene Fragen, die eine Erweiterung nötig machen: So ist beispielsweise nicht klar, warum die Massen der Fermionen von Generation zu Generation zunehmen, oder warum der W-Austausch paritätsverletzend ist. Diese Fragen und die Vermutung, dass sich alle elementaren Kräfte auf hohen Energieskalen vereinigen⁷, führen zu verschiedenen theoretischen Modellen, die das Standardmodell erweitern. Einige dieser Theorien enthalten weitere Symmetriegruppen und sagen somit weitere Eichbosonen voraus. Beispielsweise wäre es zu erwarten, dass es in einer links-rechts-symmetrischen Welt zusätzliche geladene Eichbosonen gibt, die auch an rechtshändige Fermionen koppeln. Bei niedrigen Energien ist diese Symmetrie gebrochen, jedoch würde ein solches Boson die Möglichkeit eröffnen, dass sich diese Symmetrie bei hohen Energien wieder einstellt. Das geladene Eichboson, auf welches diese Studie ausgelegt ist, wird unabhängig von seiner Ladung W' genannt.

Ich beschränke mich im Folgenden auf das von Altarelli (et. al.) entwickelte Referenzmodell[3], welches sehr allgemein an die Beschreibung von neuen Eichbosonen herangeht. Das W' wird hierin als ein Duplikat des SM-W mit erheblich größerer Masse und ansonsten weitestgehend gleichen Eigenschaften behandelt. Dadurch kann das Referenzmodell Eichbosonen beschreiben, die von verschiedenen exakteren Theorien vorhergesagt werden, ohne sich auf eine festlegen zu müssen. Die Kopplungsstärken und Verzweigungsverhältnisse bei der Kopplung an SM-Teilchen sind dabei identisch der Kopplung des SM-W. Aufgrund der höheren Masse des W' ist im Gegensatz zum SM-W zusätzlich noch der Zerfall in ein Top-Quark möglich. Der Zerfall des W' in ein W-Z-Paar ist im Referenzmodell nicht möglich ($BR = 0$). Das Referenzmodell sagt alle Verzweigungsverhältnisse, die Zerfallsbreite und den Wirkungsquerschnitt des W' -Zerfalls voraus. Auf Grundlage dieser Vorhersagen kann nun nach dem W' gesucht werden.

⁷vgl. Great Unified Theory (GUT)[2]

2 Der CMS-Detektor am Large Hadron Collider

2.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC)[4], welcher sich am Europäischen Forschungszentrum für Kern- und Teilchenphysik CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) bei Genf befindet, ist der derzeit größte und leistungstärkste Teilchenbeschleuniger weltweit. Es handelt sich um einen Proton-Proton-Collider in Form eines Speicherrings mit 26.7 km Umfang, welcher in 45-170 Metern Tiefe in einem Tunnel, der ursprünglich für die LEP-Maschine konstruiert wurde, aufgebaut ist. Der LHC soll, sobald er seine volle Einsatzbereitschaft erreicht hat, Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV und einer Luminosität von $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ zur Kollision bringen. Um die Protonen bei diesen hohen Energien auf der Kreisbahn halten zu können, werden Dipol-Magnetfelder mit einer Stärke von 8.33 T benötigt, die mittels supraleitender Spulen erzeugt werden. Um die Supraleitung zu ermöglichen, ist eine aufwendige Kühlung mit flüssigem Helium nötig. Aufgrund technischer Probleme kam es am 19. September 2008 zu einem Unfall, bei welchem Teile der Heliumkühlanlage zerstört wurden. Daraufhin wurde beschlossen, den Beschleuniger zwei Jahre lang bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV zu betreiben und anschließend für einen Betrieb bei 14 TeV bereit zu machen. Aus diesem Grund wird diese Studie bei ebendieser Schwerpunktsenergie durchgeführt. Die Luminosität des Beschleunigers wird momentan kontinuierlich erhöht. Im Moment beträgt die integrierte Luminosität: 3 pb^{-1} (01.09.2010).

Es befinden sich vier Detektorexperimente am LHC: ALICE (A Large Ion Collider Experiment), LHCb (LHC beauty experiment), ATLAS (A Toroidal Lhc ApparatuS) und CMS (Compact Muon Solenoid). Bei ALICE handelt es sich um ein Experiment zur Untersuchung von Quark-Gluonen Plasma, welches bei der Kollision von Blei-Ionen entsteht (Der Betrieb des LHC mit Blei-Ionen ist für einen späteren Zeitpunkt geplant). LHCb untersucht B-Meson Zerfälle im forward-Bereich. ATLAS und CMS sind Universalteilchendetektoren, die nach verschiedensten neuen Teilchen und neuer Physik suchen.

2.2 Der CMS-Detektor

In dieser Studie werden Zerfälle des W' in Myonen untersucht, weswegen ich mich besonders auf die Erläuterung der Myonenkammern konzentrieren werde.

2.2.1 Aufbau des Detektors

Bei der Konstruktion des CMS-Detektors[6] mussten viele verschiedene Bedingungen berücksichtigt werden, die der Detektor erfüllen muss, um seinen Aufgaben genügen zu können. Er muss eine hohe Energie- und Impulsauflösung im Hadronen- und Leptonensektor gewährleisten und dies bei einer sehr kurzen Auslesezeit, da nach Erreichen der Designluminosität alle 25 ns ein Bunch-Crossing stattfindet. Außerdem muss eine möglichst hermetische 4π Raumabdeckung gewährleistet werden, um eine gute Rekonstruktion der fehlenden transversalen Energie¹ zu erreichen, welche ein entscheidender Bestandteil vieler Signaturen ist². Der hohe, totale Wirkungsquerschnitt bei Proton-Proton-Kollisionen ($\sigma_{\text{tot}} \approx 100\text{mb}$) stellt zusätzlich hohe Anforderungen an die Trigger, welche die große Ereignisanzahl auf ein speicherbares Niveau reduzieren müssen. Besonderes Augenmerk wurde bei CMS darauf gelegt, einen möglichst kompakten Detektor zu erhalten, damit die Flugzeit der Teilchen durch den Detektor nicht zu groß wird. Hierdurch wird die Überlappung von Ereignissen aus aufeinanderfolgenden Bunch-Crossings minimiert. Der nachfolgend beschriebene Aufbau des Detektors berücksichtigt all diese Erfordernisse. Abbildung 2.1 zeigt einen Schnitt durch den Detektor.

Der Detektor besteht aus mehreren, zwiebelschalenartig um den Interaktionspunkt angeordneten Komponenten, die alle verschiedene Aufgaben erfüllen. Der Detektor ist dabei zylinderförmig, sodass alle Detektorkomponenten noch einmal aufgeteilt sind in Zentralbereich und Vorwärtsbereich. Der Vorwärtsbereich ist anders konstruiert und enthält andere Komponenten als der Zentralbereich, da in diesem die Teilchenrate viel höher, und das Magnetfeld inhomogener ist. Ganz innen befindet sich ein Silizium-Pixeltracker, der mit sehr guter Ortsauflösung ($\approx 10\mu\text{m}$) Teilchenspuren bis zu ihrem Entstehungspunkt zurückverfolgen kann, und somit eine möglichst genaue Bestimmung von Sekundärvertices gewährleisten soll. Dies wird zum Beispiel zum tagging von τ und b-Jets benötigt. Um den Pixeldetektor herum befindet sich der Silizium-Streifentracker, in welchem die Spur geladener Teilchen rekonstruiert wird. Der Tracker ist durchsetzt von einem größtenteils homogenen und 3,8 T starken Magnetfeld, welches zu einer Ablenkung der Teilchen führt. Aus der Bahnkrümmung kann der Impuls bestimmt werden. An den Tracker schließt sich das Elektromagnetische Kalorimeter an, in welchem die Energie von Elektronen, Positronen und Photonen gemessen wird. Das EM-Kalorimeter besteht aus

¹Die fehlende transversale Energie gibt ein mögliches Ungleichgewicht in der Energieerhaltung an.

Dieses wird durch Teilchen erzeugt, die nicht detektiert werden (zum Beispiel Neutrinos)

²z.B. der Signatur des W'

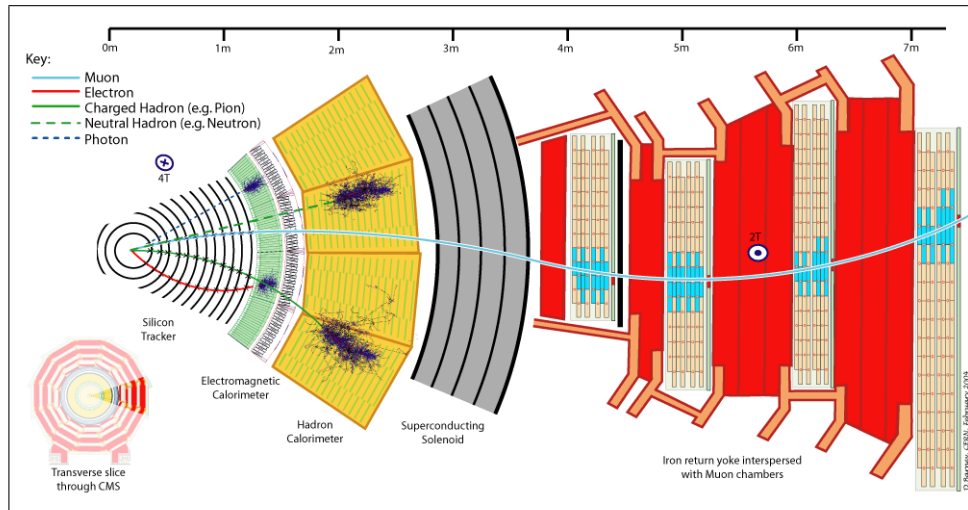


Abbildung 2.1: Schnitt durch den CMS-Detektor[5]

61200 PbWO_4 Kristallen im Zentralbereich und 7324 Kristallen in jedem Vorwärtsbereich. In diesen erzeugen die Teilchen EM-Schauer, welche mittels Szintillationszählern ausgelesen werden. Die Energie von Hadronen wird im darauffolgenden Hadronischen Kalorimeter, mittels Schauerbildung durch Prozesse der starken WW, gemessen. Damit möglichst die gesamte Energie im Kalorimeter deponiert wird, muss der Detektor aus einem Material mit hohem Absorptionsvermögen bestehen. Es werden verschiedene Schichten aus Messing und Stahl verwendet, zwischen denen sich Plastiksintillatoren zur Auslese befinden. Um das Kalorimeter herum befindet sich der Solenoidmagnet, der das Magnetfeld im Innern des Detektors erzeugt. Da die Spule supraleitend sein muss, wird sie auf 1.8K gekühlt. Das Magnetfeld wird ausserhalb der Spule in eisernen Jochs mit einer Gesamtmasse von 10000 t zurückgeführt. Diese dienen auch als Trägerstruktur des Myonensystems, dessen verschiedene Komponenten zwischen den Rückführjochs befestigt sind.

2.2.2 CMS Koordinatensystem

Alle Prozesse im CMS-Detektor werden in einem Koordinatensystem[7] beschrieben, dessen Ursprung im Interaktionspunkt liegt. Die x-Achse dieses Koordinatensystems zeigt radial zum Mittelpunkt des LHC-Kreises, die y-Achse steht rechtwinklig nach oben auf der Ebene, in der der LHC-Kreis liegt und die z-Achse zeigt im Gegenuhrzeigersinn entlang des Strahlrohrs. x- und y-Achse spannen die transversale Ebene auf. Der Azimutalwinkel ϕ liegt in der transversalen Ebene und wird von der x-Achse aus abgetragen. Der Polarwinkel θ wird von der z-Achse aus abgetragen. Anstelle des Polarwinkels wird meistens die Größe $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$ verwendet, welche Pseudorapidität heißt. Diese Größe

hat den Vorteil, dass die Differenz der Pseudorapidität von zwei hochrelativistischen Teilchen invariant unter Lorentz-Boost ist.

2.2.3 Myonensystem

Komponenten des Myonensystems

Myonen sind die einzigen (geladenen) Teilchen, die große Strecken Materie durchdringen können, ohne allzu viel Energie zu verlieren. Aus diesem Grund ist das Myonensystem die äußerste Komponente des CMS-Detektors. Myonen können als einzige messbare Teilchen bis in das Myonsystem vordringen, weswegen ihre Identifikation recht einfach ist. Das Myonensystem besteht aus drei verschiedenen Arten von Gasdetektoren: Driftzellen (englisch: Drift Tubes, DT), Kathodenstreifenkammern (englisch: Cathode Strip Chambers, CSC) und Widerstandsplattenkammern (englisch: Resistive Plate Chambers, RPC). DTs können nicht in Gebieten mit starken, inhomogenen Magnetfeldern eingesetzt werden, weswegen sie im Zentralbereich zum Einsatz kommen, wo das Magnetfeld zwischen den Jochs nahezu null ist. Die CSCs kommen in den Vorwärtsbereichen zum Einsatz, da diese auch in den in diesem Gebiet vorherrschenden starken, inhomogenen Magnetfeldern funktionieren. Die RPCs sind ebenfalls unempfindlich gegenüber inhomogenen Magnetfeldern und haben eine sehr gute Zeitauflösung, weswegen sie in beiden Regionen ergänzend zu den anderen Detektortypen als weiterer redundanter (und sehr schneller) Trigger eingesetzt werden.

Struktur des Myonensystems

Die Struktur des Myonensystems und die Anordnung der verschiedenen Detektoren sind in Abbildung 2.2 zu sehen. Im Zentralbereich sind auf fünf Rädern vier Messstationen (Driftkammern), bestehend aus DTs und RPCs (siehe Abb. 2.3), angebracht. Die ersten drei Messstationen beinhalten jeweils zwölf Lagen DT, wobei vier Lagen zur Messung der z -Koordinate und acht Lagen zur Messung der ϕ -Koordinate eingesetzt werden. Jeweils vier direkt übereinanderliegenden Lagen, die zusammen eine Koordinate bestimmen, werden als Superlayer bezeichnet. In der vierten Station wird keine Messung der z -Koordinate vorgenommen. Im Zentralbereich befinden sich sechs Lagen RPCs, wobei sich jeweils zwei Lagen in den ersten zwei Stationen und jeweils eine Lage in den letzten beiden Stationen befinden. Der Zentralbereich deckt einen Bereich $|\eta| \leq 1.2$ ab. In den Vorwärtsbereichen kommen in dem Bereich $0.9 \leq |\eta| \leq 2.4$ vier Stationen CSC zum Einsatz, welche im Bereich $0.9 \leq |\eta| \leq 1.6$ durch drei Lagen RPCs ergänzt werden ³.

³Ich schränke mich in meiner Analyse auf den Bereich $|\eta| \leq 2.1$ ein, da in den verwendeten Samples der Trigger nur in diesem Bereich simuliert wurde.

9

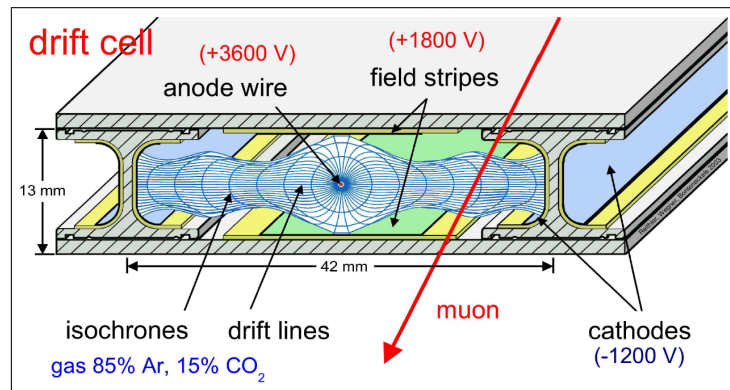


Abbildung 2.4: Schnitt durch eine Driftzelle[8]

Driftzellen

Bei den DTs handelt es sich um Driftkammern, die im Proportionalbereich betrieben werden und einen einzelnen Anodendraht pro abgeschlossenem Gasvolumen besitzen. Die DTs haben eine Länge von 2.4 m und eine Querschnittsfläche von $13 \text{ mm} \cdot 42 \text{ mm}$. Der Querschnitt wurde so gewählt, dass die maximale Driftstrecke 21 mm beträgt. Dies entspricht einer Driftzeit von 360 ns im verwendeten Gasmischung (85% Argon + 15% Kohlenstoffdioxid). Es ist möglich Driftkammern zu benutzen, da die erwartete Myonenrate im Zentralbereich niedrig ist. DTs haben eine Ortsauflösung von $\approx 100 \mu\text{m}$ pro Station. Ein Schnitt durch eine DT ist in Abbildung 2.4 zu sehen.

Kathodenstreifenkammern

Die in den Vorwärtsbereichen eingesetzten CSCs sind Vieldraht-Proportionalkammern, bestehend aus sechs Anodendrahtebenen und sieben Kathodenplatten. Die Kathodenplatten sind in ungefähr rechtwinklig zu den Drähten orientierte Streifen unterteilt, um zusammen mit den Drähten die Bestimmung einer zweidimensionalen Position zu ermöglichen (siehe hierzu Abbildung 2.5). Die Kammern sind trapezförmig und in Ringen angeordnet, da auf diese Weise eine möglichst vollständige Abdeckung erreicht wird. Die Verwendung von CSCs ermöglicht es, eine genaue Vermessung der Myonenspur zu erreichen (Ortsauflösung ebenfalls $\approx 100 \mu\text{m}$) und gleichzeitig ein schnelles Triggersignal zu erhalten, da in einer CSC nicht nur Elektronen zur Signalerzeugung genutzt werden, sondern auch die positiven Gasionen. Ein die Kammer durchquerendes Myon erzeugt im Gas Elektronen-Ionenpaare. Die Elektronen werden in Richtung Anodendraht beschleunigt und erzeugen durch Stöße im Gas Sekundärelektronen (Gasverstärkung). Die entstehenden Ionen bewegen sich zur Kathodenplatten. Da sich Elektronen im Gas um den Faktor 10^3 schneller bewegen als die Ionen, ergeben diese ein schnelles Signal. Dies ist für den Einsatz im Vorwärtsbereich nötig, in dem hohe Teilchenraten auftreten. Durch

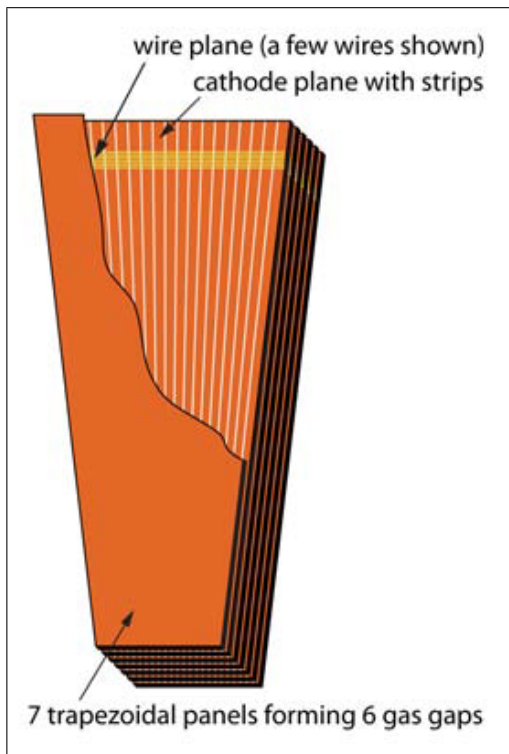


Abbildung 2.5: Kathodenstreifenkammer[6]

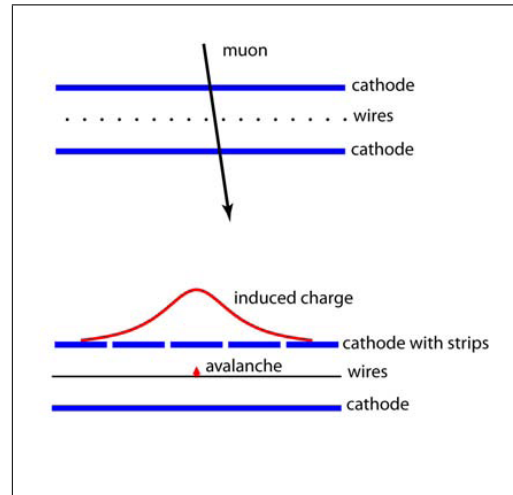


Abbildung 2.6: Skizze: Prinzip der Kathodenstreifenkammer[6]

Ladungsinterpolation auf den Kathodenstreifen ermöglichen die Ionen zusätzlich eine sehr gute Ortsauflösung (Siehe hierzu Abbildung 2.6).

Widerstandsplattenkammern

Bei RPCs handelt es sich um gasgefüllte Parallelplattendetektoren. Bei CMS wurden double-gap-Module verwendet, die den Vorteil haben, dass sie mit niedrigerer Spannung betrieben werden können als single-gap-Module, da das Gesamtsignal die Summe der beiden Einzelsignale ist und keine so hohe Gasverstärkung benötigt wird. Auf diese Weise wird eine höhere effektive Detektoreffizienz erreicht, als es mit single-gap-Modulen möglich wäre. Eine Skizze eines double-gap-Moduls ist in Abbildung 2.7 zu sehen.

RPCs kommen zum Einsatz, da sie eine zeitliche Auflösung haben, die weit unter der Zeit liegt, die zwischen zwei Bunch-Crossings (BX) vergeht (25 ns). Somit ermöglichen die RPCs eine eindeutige Zuordnung eines Myons zu einem bestimmten BX. Da sie zusätzlich eine schnelle Abschätzung des Myonenimpulses ermöglichen, bilden sie einen zusätzlichen, unabhängigen Myonentrigger zur Ereignisauswahl.

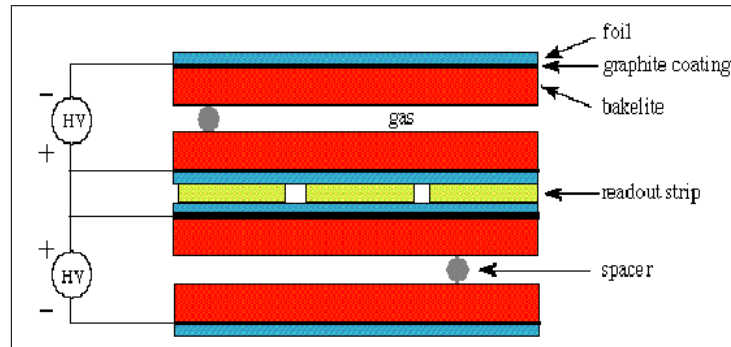


Abbildung 2.7: Skizze eines RPC double gap Moduls[8]

2.3 Myonrekonstruktion

Die Rekonstruktion von Myonen im Detektor kann auf verschiedene Arten realisiert werden. Ein Myon erzeugt sowohl eine Spur im Silizium-Tracker, als auch im Myonensystem. Beide Spuren können einzeln oder in Kombination zur Rekonstruktion verwendet werden. Je nachdem auf welche Weise es rekonstruiert wurde und welche zusätzlichen Anforderung die rekonstruierte Spur noch erfüllt, wird ein Myon einer bestimmten Kategorie zugeordnet.

In dieser Analyse werden Myonen des Typs: „GlobalMuonPromptTight“ [9] verwendet. Die Rekonstruktion eines global muon, welche diesem Myontyp zugrunde liegt, wird folgendermaßen durchgeführt: Zuerst werden Treffer im Myonsystem lokal in den verschiedenen Myonendetektoren (DT, CSC, RPC) zu Segmenten zusammengefasst, welche Informationen über Position und Richtung enthalten. Diese Segmente werden als Grundlage für den Spur-Fit im Myonensystem genutzt. Anschließend wird nach einer im Silizium Tracker rekonstruierten Spur gesucht, die möglichst gut mit der Spur im Myonsystem zusammenpasst. Anschließend wird ein Fit durchgeführt, der die Treffer dieser beiden Spuren zusammen berücksichtigt (genannt: global fit). Das durch die hieraus resultierende Spur beschriebene Myon wird als global muon bezeichnet.

Um dem Typ „GlobalMuonPromptTight“ zugeordnet zu werden, muss die Spur des global muon noch zwei zusätzliche Bedingungen erfüllen:

- Für den global fit muss gelten: $\frac{\chi^2_{CM}}{N_{DoF}} < 10$
- Die Anzahl der gültigen Treffer im Myon System, die für den global fit verwendet werden, muss größer als null sein.

Die Verwendung des Myontyps: „GlobalMuonPromptTight“ wird von der muon-POG⁴ empfohlen.

⁴Physics Object Group for muons

3 Verwendete Signaldatensätze und Untergrundprozesse

Diese Studie befasst sich mit der Sensitivität des CMS-Detektors auf schwere, geladene Vektorbosonen mit Myonen im Endzustand, in Abhängigkeit der Masse des neuen Vektorbosons. Die Studie wird für die Phase der ersten Datennahme bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV durchgeführt. Bei dieser Energie ist eine Entdeckung oder ein Ausschluss des W' nur für niedrige Massen möglich, sodass sich diese Studie im Gegensatz zu vielen früheren Studien, die für eine höhere Schwerpunktsenergie ausgelegt waren, auf einen Massenbereich bis $m_{W'} = 1.5$ TeV einschränkt. Dies eröffnet jedoch die Möglichkeit, die Masse des W' in kleineren Schritten zu variieren und somit einen genaueren Sensitivitätsverlauf zu erhalten. Es wurden sechs verschiedene Signalsamples im Massenbereich von $m_{W'} = 0.8$ TeV bis $m_{W'} = 1.5$ TeV verwendet.

Signatur des W' -Zerfalls

Die Signatur des W' -Zerfalls in dem hier betrachteten Zerfallskanal besteht aus einem hochenergetischen, isolierten Myon und fehlender Energie im Detektor, deren Betrag ungefähr gleich der Myonenergie ist. Der dieser Signatur zugrunde liegende Zerfallsprozess sieht wie folgt aus: Das W' zerfällt in ein Myon und ein Neutrino, welches jedoch im Detektor nicht nachgewiesen werden kann und somit ein Ungleichgewicht in der Energieerhaltung hervorruft. Aus dieser fehlenden Energie können nun Informationen über das Neutrino gewonnen werden. Da die Rekonstruktion der fehlenden Energie aufgrund der Verluste durch das Strahlrohr nur in der Ebene transversal zum Strahl möglich ist, werden sich im Folgenden alle kinematischen Betrachtungen auf diese Ebene beschränken. Bei dem Prozess handelt es sich um einen Zwei-Körper Zerfall, das Myon und das Neutrino fliegen in entgegengesetzter Richtung voneinander weg, woraus folgt, dass der Winkel zwischen dem Myon und der fehlenden transversalen Energie in der transversalen Ebene ungefähr π beträgt. Da die Myonen hochrelativistisch sind, ist ihr Impuls ungefähr gleich ihrer Energie, folglich sind der Betrag der Transversalkomponente des Myonenimpulses und die fehlende transversale Energie ungefähr gleich groß. Diese Betrachtung gilt nur, wenn der Transversalimpuls des W' gleich null ist. Dieser könnte aufgrund von QCD-initial-state-radiation einen Wert ungleich null annehmen. Da das

W' jedoch sehr schwer sein muss, kann dieser Effekt, in guter Näherung, vernachlässigt werden.

Untergrundprozesse

Als Untergrund müssen alle Prozesse berücksichtigt werden, die eine ähnliche experimentelle Signatur erzeugen, wie das Signal. Folgende Prozesse werden berücksichtigt:

- QCD: Zum QCD-Untergrund werden alle durch starke WW hervorgerufenen Multijet-Prozesse zusammengefasst. Bei einem Proton-Proton-Collider wie dem LHC, stellen diese Prozesse den mit Abstand größten Untergrund dar. Er hat den höchsten Wirkungsquerschnitt und die Datensätze haben die größte Statistik. Dieser Untergrund ist jedoch recht gut zu unterdrücken (zum Beispiel durch Selektion auf die Track Isolation), da bei diesem Leptonen häufig innerhalb von Jets auftreten und er somit leicht erkannt werden kann. Außerdem besitzen die bei diesen Prozessen auftretenden Myonen meistens nur einen geringen Transversalimpuls, was ebenfalls zur Unterdrückung des Untergrundes benutzt werden kann.
- $W \rightarrow \mu\nu$: Dieser Prozess stellt den wichtigsten Untergrund dar, da der Zerfall des SM-W kinematisch dem Zerfall des W' entspricht. Beide Prozesse können nur durch den Impuls des Myons getrennt werden. Dies ist möglich, da das W' eine viel höhere Masse hat. Da das SM-W aber auch offshell bei hohen Massen produziert werden kann, überschneiden sich beide Impulsspektren dennoch.
- $W \rightarrow \tau\nu$: Da das τ häufig in ein Myon zerfällt ($\text{BR} = 17.36\%[10]$), stellt dieser Prozess ebenfalls einen Untergrund dar. Er kann über die kinematischen Eigenschaften unterdrückt werden. Die bei diesem Zerfall entstehenden Myonen besitzen meistens nur einen geringen Transversalimpuls, da sie in Sekundärprozessen entstehen. Diese Eigenschaft weisen alle Untergründe auf, bei denen das Myon nicht direkt aus der Partonwechselwirkung stammt.
- $t\bar{t}$: Die Topquarkproduktion stellt einen Untergrund dar, da beim Zerfall des Topquarks ein W entsteht, welches wiederum in ein Myon zerfallen kann.
- $Z \rightarrow \mu\mu$: Wenn eines der Myonen aus dem Zerfall des Z-Bosons nicht vom Detektor erkannt wird, gleicht die Signatur wieder der des W. Dies geschieht meistens dadurch, dass das Myon sich außerhalb der geometrischen Akzeptanz befindet.
- $Z \rightarrow \tau\tau$: Durch den Zerfall des τ in ein Myon trägt dieser Prozess ebenfalls zum Untergrund bei.
- WW, WZ : Prozesse mit mehreren Bosonen ergeben ebenfalls Untergrund, wenn nur ein W in ein Myon zerfällt und dieser Prozess somit eine Signatur ähnlich zum Prozess $W^- \rightarrow \mu\nu$ erzeugt.

3 Verwendete Signaldatensätze und Untergrundprozesse

Zusätzlich zu den bekannten SM-Untergründen betrachte ich noch einen hypothetischen Untergrund, der sich aus neuer Physik ergeben könnte. Einige Modelle sagen nicht nur neue geladene Vektorbosonen voraus, sondern auch ein neutrales, welches Z' genannt wird. Dieses stellt einen vergleichbaren Untergrund wie das SM-Z dar, der jedoch schwerer zu unterdrücken ist, da das Z' eine ähnliche Masse wie das W' haben muss und sich folglich die Impulsspektren der beiden Prozesse mehr überschneiden werden. Es stehen vier Z' -Datensätze mit verschiedenen Massen zur Verfügung. Bei der Untersuchung eines Signaldatensatzes wird gemäß Tabelle 3.1 jeweils ein Z' -Datensatz als Zusatzuntergrund mitbetrachtet.

$M_{W'}$	800 GeV	1000 GeV	1100 GeV	1300 GeV	1400 GeV	1500 GeV
$M_{Z'}$	750 GeV	1000 GeV		1250 GeV	1500 GeV	

Tabelle 3.1: Kombination von W' und Z' Samples

Alle Samples wurden unabhängig voneinander produziert und weisen unkorrelierte Ereignissanzahlen (N_{MC}) auf. Bei einer bestimmten integrierten Luminosität $\int Ldt$ wird die entsprechende Anzahl generierter Ereignisse pro Prozess (N) durch den jeweiligen Wirkungsquerschnitt (σ) nach Gl.3.1 bestimmt.

$$N = \int Ldt \cdot \sigma \quad (3.1)$$

Zu jedem Prozess muss folglich ein Skalierungsfaktor bestimmt werden, mit dem anschließend Ereignissanzahlen und Histogramme gewichtet werden müssen. Der Skalierungsfaktor ergibt sich aus dem Verhältnis der Ereignissanzahlen im Sample (N_{MC}) und der erwarteten Ereignissanzahl. Zusätzlich muss noch berücksichtigt werden, dass bei manchen Samples schon eine Vorauswahl mit Filtereffizienz ϵ_{filter} getroffen wurde. Insgesamt ergibt sich dann der Skalierungsfaktor nach Gl.3.2.

$$f_{scal} = \frac{\sigma \cdot \int Ldt \cdot \epsilon_{filter}}{N_{MC}} \quad (3.2)$$

Alle Datensätze wurden in führender Ordnung mit dem Eventgenerator Pythia6 erzeugt. Die Analyse der Datensätze erfolgt mit Hilfe der am CERN entwickelten Analysesoftware ROOT [11]. Hierzu müssen die Inhalte der Datensätze zuerst in ein mit ROOT kompatibles Datenformat geschrieben werden, den sogenannten ROOT-trees. Hierzu wird die CMS-Analysesoftware CMSSW Version 3.5.8 genutzt [12], die die Daten in das RECO-Dateiformat schreibt. Deren trees enthalten wesentlich mehr Informationen, als für diese Analyse benötigt werden, weswegen eine weitere Auswahl durchgeführt wird. Dieser -skimming genannte- Prozess wird mit dem von Dr. Carsten Magass ursprünglich für die SUSY-WG entwickelten, „ACSusyAnalysis-Skimmer“ durchgeführt, welcher die Daten

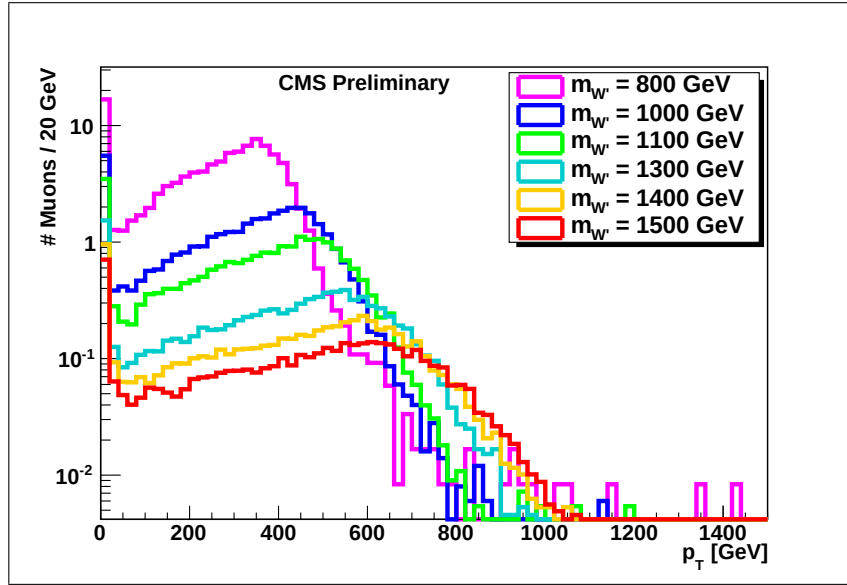


Abbildung 3.1: Transversalimpulsverteilung der Signale

anschließend in Form von flachen ROOT-trees abspeichert. Dies habe ich nicht selber durchgeführt, sondern mir wurden die fertigen (flachen) ROOT-trees zur Verfügung gestellt ¹.

Eine Liste aller verwendeter Datensätze ist in Tabelle 3.2 zu sehen. Die Spektren des transversalen Impulses des Myons der verschiedenen Signalsamples ist in Abbildung 3.1 geplottet. In den Signalspektren ist die charakteristische Form des Jacobian-Peak zu erkennen. Das Maximum der Verteilungen liegt bei der halben W' Masse und verschmiert aufgrund der Impulsauflösung des Detektors hin zu höheren Impulswerten. Bei höheren Massen des W' wird der Peak immer undeutlicher, da der Anteil der Verteilung bei niedrigen Transversalimpulsen immer mehr an Bedeutung gewinnt. Dies liegt daran, dass das W' häufiger offshell mit niedrigerer Masse entsteht.

Kombination der beiden $W \rightarrow \mu\nu$ Datensätze

Eine Zusatzbetrachtung benötigt der $W \rightarrow \mu\nu$ ($p_t^\mu > 220$ GeV) Datensatz („high p_T -tail“). Bei diesem handelt es sich um eine Privatproduktion², um die zu geringe Statistik im Signalbereich des Standard $W \rightarrow \mu\nu$ Datensatzes auszugleichen. Der Datensatz ist mit Pythia derart erzeugt worden, dass aus dem W -Zerfall nur Myonen mit einem Impuls $p_T > 200$ GeV entstehen. Da Pythia initial- und final-state radiation berücksichtigt, verschmiert die Impulsverteilung jedoch, und der Datensatz enthält auch Myonen

¹Mein besonderer Dank gilt an dieser Stelle Herrn Andreas Gueth, der das Skimmen der Daten übernommen hat.

²An dieser Stelle möchte ich Dr. Kerstin Hoepfner danken, die die Produktion vorgenommen hat.

3 Verwendete Datensätze und Untergrundprozesse

Datensatz	N_{MC}	$\sigma[pb]$	ϵ_{filter}	f_{scal}
Standard Modell Untergrund				
$W \rightarrow \mu\nu (p_t^\mu < 220GeV)$	$2.047693 \cdot 10^6$	7899	0.742	0.14312
$W \rightarrow \mu\nu (p_t^\mu > 220GeV)$	-	$7595 \cdot 10^{-5}$	—	0.00000425
$W \rightarrow \tau\nu$	$2.185655 \cdot 10^6$	1300	1	0.02974
$Z \rightarrow \mu\mu$	$1.903927 \cdot 10^6$	1300	1	0.03414
$Z \rightarrow \tau\tau$	$2.175255 \cdot 10^6$	7899	1	0.18157
$t\bar{t}$	$6.32010 \cdot 10^5$	94.3	1	0.0074605
WW	$1.22980 \cdot 10^5$	28	1	0.011384
WZ	$1.18120 \cdot 10^5$	10.5	1	0.0044447
QCD	$4.377189 \cdot 10^6$	$0.2969 \cdot 10^9$	0.00037	1.2549
Hypothetischer Z' Untergrund				
$Z' \rightarrow \mu\nu (m_{W'} = 750GeV)$	18932	0.355	1	0.00093755
$Z' \rightarrow \mu\nu (m_{W'} = 1000GeV)$	21971	0.0923	1	0.000010502
$Z' \rightarrow \mu\nu (m_{W'} = 1250GeV)$	20622	0.028	1	0.00006789
$Z' \rightarrow \mu\nu (m_{W'} = 1500GeV)$	22000	0.0099	1	0.0000225
Signal				
$W' \rightarrow \mu\nu (m_{W'} = 800GeV)$	11000	1.838	1	0.0083545
$W' \rightarrow \mu\nu (m_{W'} = 1000GeV)$	16000	0.64	1	0.002
$W' \rightarrow \mu\nu (m_{W'} = 1100GeV)$	11000	0.397	1	0.0018046
$W' \rightarrow \mu\nu (m_{W'} = 1300GeV)$	10229	0.167	1	0.00007591
$W' \rightarrow \mu\nu (m_{W'} = 1400GeV)$	11000	0.106	1	0.00048182
$W' \rightarrow \mu\nu (m_{W'} = 1500GeV)$	11000	0.077	1	0.00035

Tabelle 3.2: Alle verwendete Datensätze sind in führender Ordnung (LO) produziert. Die Normierungsfaktoren entsprechen einer integrierten Luminosität von $50pb^{-1}$.

mit $p_T < 200$ GeV. Um Überschneidungen mit dem Standarddatensatz zu vermeiden, wird der high p_T -tail auf Generatorniveau geschnitten ($p_T > 220$ GeV). Da die Vorfiltereffizienzen bzw. Akzeptanzen nicht bekannt sind, wird der Normierungsfaktor durch Anpassung der p_T -Verteilung des Datensatzes an die des $W \rightarrow \mu\nu (p_t^\mu < 220 GeV)$ Datensatzes bestimmt und nicht berechnet (siehe Abb. 3.2). Leider ist im letzten Bereich des $W \rightarrow \mu\nu (p_t^\mu < 220 GeV)$ Datensatzes die Statistik schon sehr gering (zu erkennen an den großen Fehlerbalken). Es ist zu erkennen, dass die letzten beiden Bins sehr wahrscheinlich zu viele Einträge enthalten. Folglich wird die Verteilung so angepasst, dass sie eher an den zu erwartenden Verlauf anschließt. Der so bestimmte Normierungsfaktor ist jedoch nicht sehr genau, sodass später ein systematischer Fehler von 50% darauf angenommen wird.

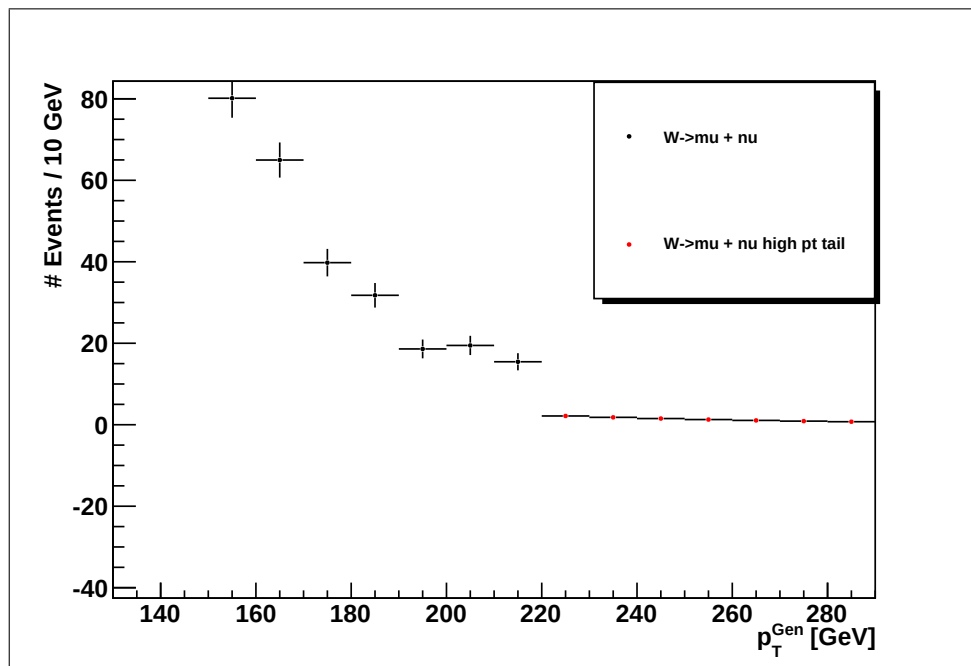


Abbildung 3.2: p_T $W \rightarrow \mu \nu$ Datensätze: Das Bild zeigt die Transversalimpulsverteilung auf Generatorniveau.

4 Selektion

In diesem Kapitel werden Selektionen beschrieben und untersucht, die auf die Datensätze angewendet werden müssen, um das Signal vom Untergrund zu trennen. Aus Abbildung 4.1 geht hervor, dass diese Selektion nötig ist, da ansonsten das Signal in der großen Anzahl Ereignisse nicht erkannt werden könnte. Zuerst werden die Qualitäts- und Vorselektionen untersucht. Diese dienen dazu, alle Myonen auszusortieren, die entweder nicht ausreichend gut rekonstruiert wurden, oder die nicht direkt aus der harten Wechselwirkung stammen. Letztere können innerhalb von Jets entstehen, welche beispielsweise durch QCD-initial-state-radiation entstehen. Zusätzlich wird die Triggerbeschränkung im Vorwärtsbereich des Detektors berücksichtigt. Sind die schlechten Myonen aussortiert, wird anschließend die Impulsauflösung in verschiedenen Impulsbereichen untersucht. Im Anschluss werden zwei dedizierte, kinematische Selektionen angewendet, die die spezielle Signatur des W' -Zerfalls berücksichtigen. Die Effizienzen der verschiedenen Selektionen sind in Abbildung 4.2 zu erkennen. Die Tabellen mit den genauen Werten befinden sich im Anhang (Tabelle 7.4), ebenso wie die Transversalimpulsverteilungen nach den jeweiligen Selektionen (Abbildung 7.1).

4.1 Myon Qualitäts- und Vorselektionen

Vor der eigentlichen Qualitäts- und Vorselektion, in deren Rahmen jedes Myon in einem Ereignis untersucht wird, muss ein Ereignis zuerst zwei Bedingungen erfüllen, um untersucht zu werden: Der Trigger: HLT_Mu9 muss ausgelöst haben und es muss gelten: $p_T^{\mu_{\max}} > 10 \text{ GeV}$. Eine Liste aller Bedingungen, auf die anschließend alle Myonen untersucht werden, ist in Tabelle 4.1 zu sehen. Als abschließende Vorselektion werden nur diejenigen Ereignisse beibehalten, in denen exakt ein einziges Myon alle diese Bedingungen erfüllt. Die Auswahl der Selektionen folgt der Empfehlung der CMS Analysis Wprime to Leptons Arbeitsgruppe[13]. Am 12.08.2010 wurden einige Änderungen an den empfohlenen Selektionen vorgenommen, die aus Zeitgründen in dieser Studie nicht mehr berücksichtigt werden können. Die redundante Selektion auf das $\frac{\chi^2_{\text{CM}}}{N_{\text{DoF}}}$ des global fit¹ wurde beibehalten, da dies keine Nachteile zur Folge hat und eine Entfernung unnötige

¹Dieser ist bereits in der Bedingung für GlobalMyonPromptTight enthalten, und rührt daher, dass in der ersten Version der Analyse nur ein global muon gefordert wurde.

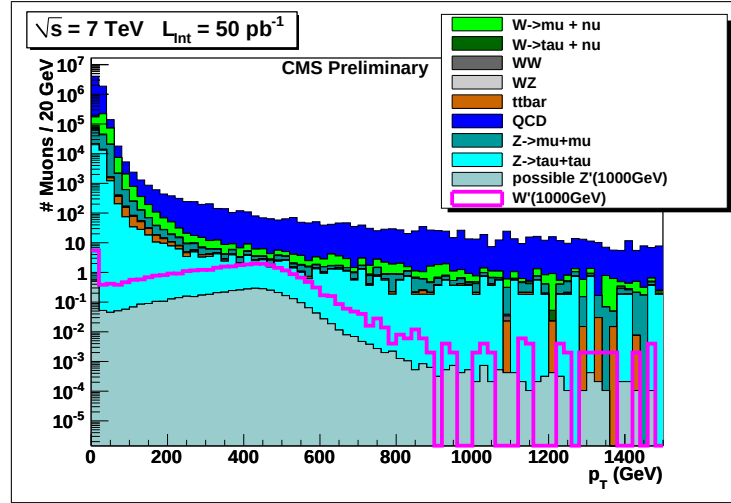


Abbildung 4.1: p_T Verteilung vor allen Selektionen für eine W' Masse von 1000 GeV. Der Untergrund ist gestapelt dargestellt und das Signal ungestapelt.

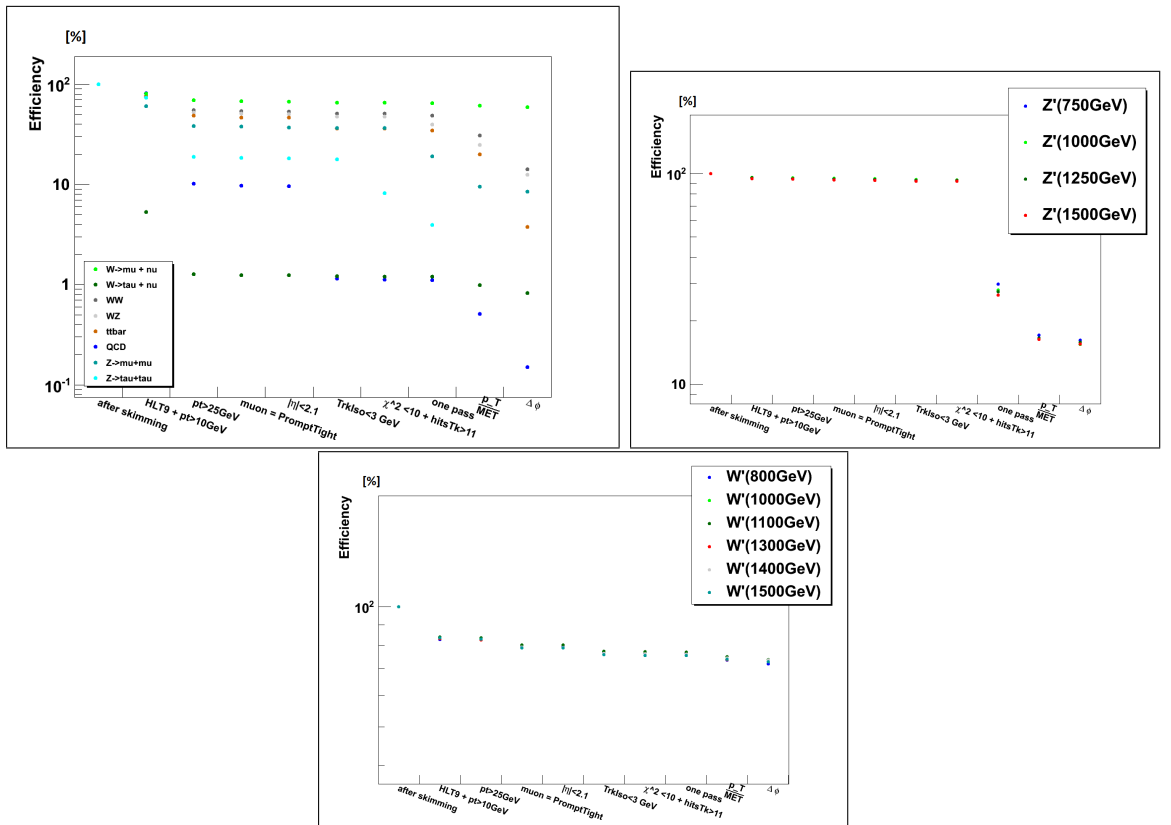


Abbildung 4.2: Effizienzen der verschiedenen Selektionen in Prozent, relativ zur Anzahl der Ereignisse nach dem Skimming.

Mehrarbeit bedeutet hätte. Die Selektionen auf den Myontyp, die Anzahl der Treffer im Tracker und die Einschränkung auf das $\frac{\chi^2}{N_{\text{DoF}}}$ werde ich während der folgenden Erläuterung der Selektionen ausführlicher untersuchen. Die Auswirkungen der Selektionen auf die Ereignisanzahlen und die daraus resultierenden Effizienzen sind im Anhang in den Tabellen 7.3 und 7.1 aufgelistet.

	Selektion
1.	$p_T^\mu > 25 \text{ GeV}$
2.	Myon ist vom Typ: GlobalMyonPromptTight
3.	$ \eta < 2.1$
4.	Track Isolation: $\text{TrkIso} < 3 \text{ GeV}$
5.	$\frac{\chi_{\text{CM}}^2}{N_{\text{DoF}}} < 10$ und Anzahl Treffer im Tracker $\# \text{hitsTk} > 11$

Tabelle 4.1: Myon Qualitäts- und Vorselektionen.

HLT_Mu9 und $p_T^{\mu_{\text{max}}} > 10 \text{ GeV}$

Der HLT_Mu9 Trigger wird gefordert, da nur Ereignisse mit einem hochenergetischen Myon von Interesse sind. Dieser ist der Myonentrigger mit der höchsten Schwelle, der in der Anfangsphase des Experiments aktiviert ist. Die zusätzliche Energieschwelle muss gefordert werden, da dies bereits bei einigen der Datensätze eine Bedingung des Skimmers ist, jedoch nicht bei allen ². Durch diese Selektion werden alle Datensätze ab dieser Stelle besser vergleichbar. Es ist bereits hier schon zu sehen, dass diese Selektion hauptsächlich Untergründe reduziert, bei denen die Myonen nicht bei der Partonkollision entstehen, sondern erst im Verlauf der Zerfallskette, und somit größtenteils niederenergetisch sind.

$p_T^\mu > 25 \text{ GeV}$

Diese Selektion stellt eine Verschärfung der vorherigen Bedingung dar und unterdrückt folglich die selben Untergründe besonders gut. Die Untergründe $W \rightarrow \tau\nu$ und $Z \rightarrow \tau\tau$, bei denen das Myon durch den Zerfall eines τ entsteht, werden hierdurch fast vollständig unterdrückt. Auch der QCD-Untergrund wird hierdurch stark unterdrückt.

²Der QCD-Datensatz ist einer der bereits durch den Skimmer vorselektierten Datensätze, sodass bei diesem die Effizienz nicht sehr hoch ist, obwohl bei diesem Prozess hauptsächlich niederenergetische Myonen entstehen

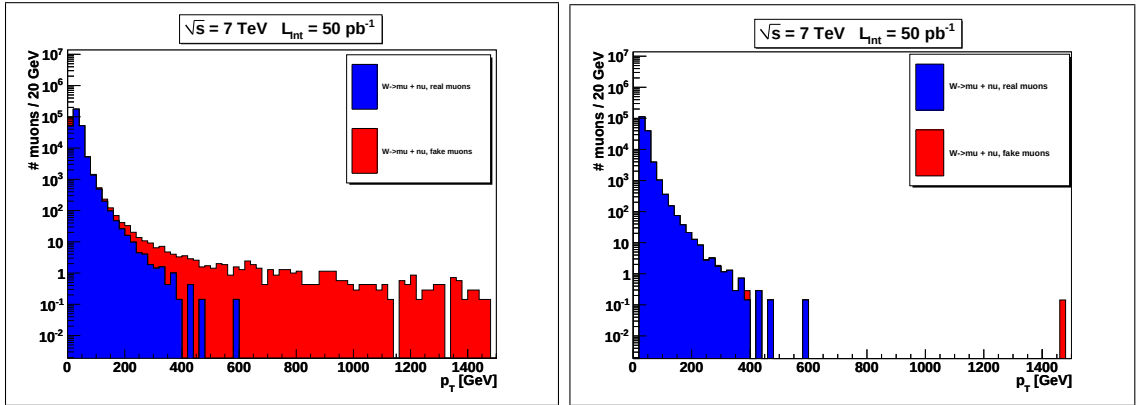


Abbildung 4.3: Unterdrückung der fake muons: Links ist die Verteilung vor den Selektionen und rechts nach den Selektionen zu sehen

GlobalMuonPromptTight

Das Verwenden dieses Myontyps schränkt die Analyse auf Myonen ein, die besonders gut rekonstruiert wurden. Diese Selektion dient primär nicht dazu, das Signal vom Untergrund zu trennen, sondern die Wahrscheinlichkeit zu verringern, dass fehlrekonstruierte Myonen („fake muons“) in der Analyse verwendet werden. Bei diesen handelt es sich um Signale anderen Ursprungs (z.B Störerauschen), die fälschlicherweise als Myonen rekonstruiert werden. Zur Analyse dieser Selektion wird die p_T -Verteilung des offiziell produzierten $W \rightarrow \mu\nu$ Datensatzes (ohne Begrenzung auf $p_T < 220$) betrachtet. Die Entscheidung für diesen Datensatz wurde getroffen, da er viel mehr Statistik als die Signaldatensätze aufweist und die Zerfälle sich sehr ähnlich sind. In Abbildung 4.3 ist die p_T -Verteilung vor den Selektionen und nach den Selektionen dargestellt, wobei die Verteilung in echte und falsche Myonen unterteilt ist. Hierzu wird auf Informationen auf Generatorniveau zugegriffen und geprüft, ob ein Teilchen als Myon generiert wurde. Es ist zu erkennen, dass durch diese Selektion ein Großteil der falschen Myonen aussortiert wird. Die Effizienz dieser Selektion ist sehr hoch, da in den hier betrachteten Datensätzen noch nicht das aktuelle Fehlalignment des Detektors berücksichtigt wurde. Dieses ist schlechter, als es in den hier benutzten Datensätzen simuliert ist. Fehlalignment kommt durch die Schwierigkeit zustande, die exakte relative Position zwischen dem Tracker und dem Myonensystem zu bestimmen. Diese Abweichung zwischen der tatsächlichen und der zur Rekonstruktion verwendeten relativen Position führt dazu, dass weniger Spuren im Tracker gefunden werden, die zu Spuren im Myonensystem passen (siehe Myonrekonstruktion, Abschnitt 2.3). Dies wird die Effizienz bei echten Daten verschlechtern.

$$|\eta| < 2.1$$

Bei der Selektion auf die Pseudorapidität $|\eta|$ handelt es sich um einen Akzeptanzschnitt, der sich aus der Beschränktheit des Myonentriggers ergibt. Dieser ist ausgelegt auf den Bereich von -2.1 bis +2.1 und nur in diesem Bereich ist er momentan simuliert. Dieser Schnitt ist durch den Trigger schon enthalten, jedoch werden hierdurch zusätzlich jene Myonen aussortiert, die bei einem $|\eta| < 2.1$ getriggert wurden, aber nach der Rekonstruktion einen größeren Wert aufweisen.

Track Isolation

In diesem Schritt wird geprüft, ob sich das Myon isoliert von anderen Teilchen durch den Detektor bewegt, oder ob es von mehreren anderen Teilchen mit wenig Abstand begleitet wird. Die Größe, mit deren Hilfe in dieser Analyse die Isolation charakterisiert wird, heißt track isolation. Sie gibt die Summe der Impulse aller das Myon begleitenden Teilchen an. Um diese Impulssumme zu bestimmen, wird ein Kegel um die Myonspur gelegt und die Impulse aller Teilchen aufsummiert, deren Spur innerhalb dieses Kegels liegen (ausgenommen natürlich der Impuls des Myons selber, siehe Abbildung 4.4). Der Kegel wird nach Gleichung 4.1 durch die beiden Größen η und ϕ bestimmt, welche Lorentz-Invarianten unter Boost³ in z-Richtung sind, sodass auch der Kegel selber lorentz-invariant unter diesem Boost ist.

Bei dem Zerfall des W' entstehen isolierte Myonen, wohingegen Myonen, die von vielen Teilchen begleitet werden, meistens innerhalb von hadronischen Jets entstehen. Dies ist auch in der Verteilung der track isolation (Abb. 4.5) zu erkennen, in welcher der QCD-Untergrund am wenigsten abfällt. Bei diesem entstehen Myonen ausschließlich in Jets. Folglich wird auch dieser Untergrund durch diese Selektion am stärksten unterdrückt, was in Abbildung 4.2 zu erkennen ist. Ebenfalls unterdrückt wird der aus der Top-Quark-Paarproduktion resultierende Untergrund, da bei diesem ein b-Jet entsteht, der häufig die Isolation des Myons verschlechtert. Als Selektion wird ein Wert kleiner als 3 GeV gefordert. Dieser Wert folgt der Empfehlung der W' Arbeitsgruppe[13] und wird ohne weitere Optimierung übernommen.

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.3 \quad (4.1)$$

³Als Boost wird eine Beschleunigung der Sekundärteilchen bezeichnet, die durch einen unterschiedlichen longitudinalen Impuls der beiden kollidierenden Partonen hervorgerufen wird.

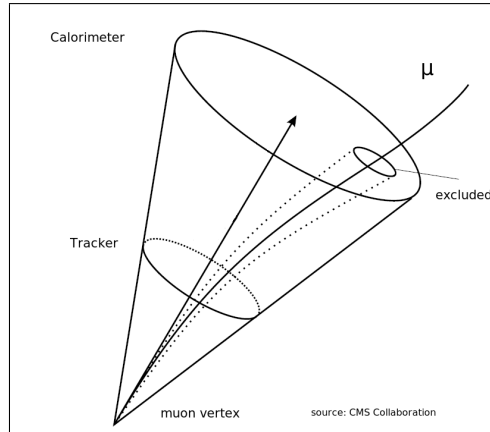


Abbildung 4.4: Skizze des zur Bestimmung der Track Isolation verwendeten Kegelalgorithmus[14].

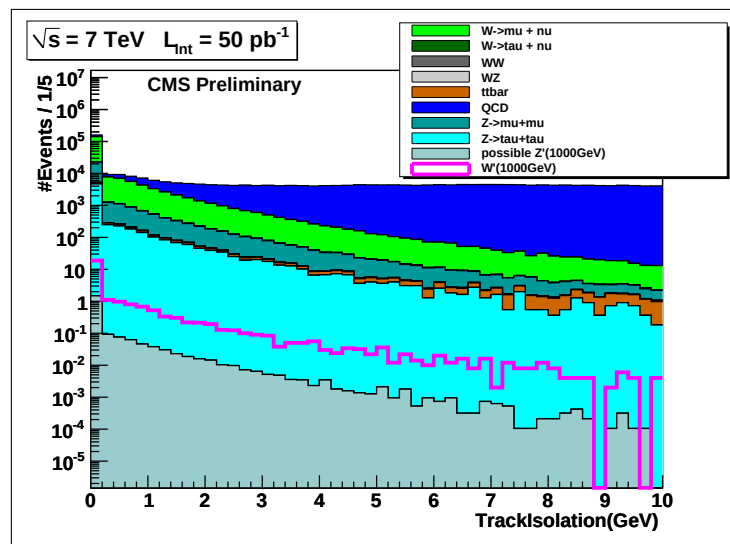


Abbildung 4.5: Verteilung der Track Isolation. (Untergründe gestapelt, Signal ungestapelt)

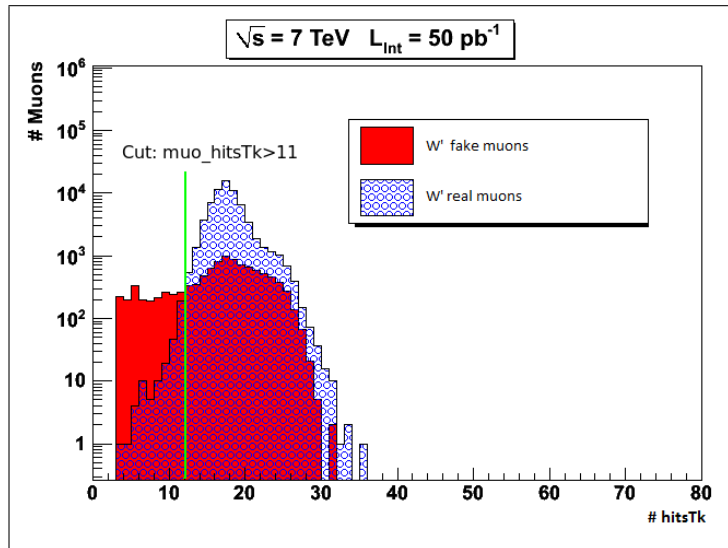


Abbildung 4.6: Verteilung der Anzahl der Treffer im Tracker, unterteilt in echte Myonen und fake Myonen aus dem W' Zerfall.

Anzahl der Treffer im Tracker

Die Forderung, dass die Myonen eine Mindestanzahl von mehr als elf Treffern im Tracker aufweisen müssen, ist genauso wie die nachfolgende Selektion auf $\frac{\chi^2_{\text{CM}}}{N_{\text{DoF}}} < 10$ wieder ein Qualitätskriterium, welches nicht dazu dient, das Signal vom Untergrund zu trennen, sondern die Analyse auf gut rekonstruierte Myonen einzuschränken. Es hat sich herausgestellt, dass diese Selektion den selben Nutzen hat, wie die Selektion nach dem Myontyp. Sie stellt ebenfalls eine Möglichkeit dar, falsche Myonen auszusortieren und wird benutzt, um diejenigen weiter zu unterdrücken, die von der ersten Selektion nicht erfasst wurden. Zur Untersuchung dieser Aufgabe und zur Überprüfung der Grenze von mehr als elf Treffern, wird die in echte und fehlrekonstruierte Myonen (real muons, fake muons) unterteilte Verteilung der Anzahl der Treffer betrachtet (siehe Abb. 4.6). Diese Verteilung wird jedoch vor der Selektion nach dem Myontyp betrachtet und nicht an ihrer eigentlichen Position, um eine aussagekräftigere Statistik zu erhalten. Wie zu erkennen ist, befindet sich bei $\# \text{hits} = 12$ die Grenze, ab der mehr echte Myonen als falsche Myonen liegen. Diese Grenze stellt folglich einen guten Wert für die Selektion dar.

$$\frac{\chi^2_{\text{CM}}}{N_{\text{DoF}}} < 10$$

Je besser das $\frac{\chi^2_{\text{CM}}}{N_{\text{DoF}}}$ mit eins übereinstimmt, desto besser entspricht die rekonstruierte Spur der wahren Spur des Teilchens. Da der Impuls eines Teilchens aus der Spurkrüm-

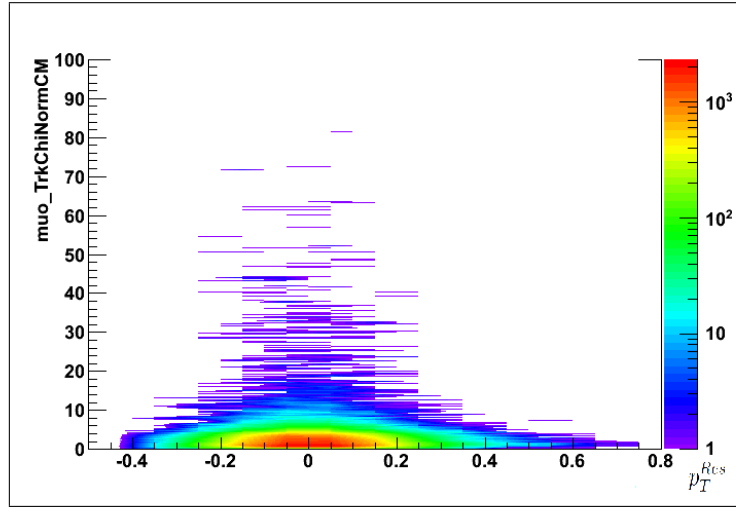


Abbildung 4.7: Korrelation $\frac{\chi_{CM}^2}{N_{DoF}} (:= \text{muo_TrkChiNormCM})$ zu p_T Auflösung

mung im Magnetfeld bestimmt wird, sollte dies ebenfalls bedeuten, dass damit auch der rekonstruierte Impuls des Myons besser mit dem wahren Impuls übereinstimmt. Um die Selektionsgrenze (<10) zu überprüfen, wird die Korrelation der transversalen Impulsauflösung der Myonen mit dem zugehörigen Wert des $\frac{\chi_{CM}^2}{N_{DoF}}$ untersucht (siehe Abbildung 4.7). Die Verteilung wird wieder vor allen Selektionen betrachtet, um eine möglichst große Statistik zu erhalten. Die transversale Impulsauflösung ist durch Gleichung 4.2 definiert als das Verhältnis des wahren transversalen Impulses (nach final-state-radiation) ⁴ zum rekonstruierten transversalen Impuls.

$$p_T^{Res} = \frac{p_T^{Gen}}{p_T^{RECO}} - 1 \quad (4.2)$$

Offensichtlich ist unterhalb der Grenze keine Verbesserung der Impulsauflösung zu erkennen. Die Verteilung weist keine erkennbaren Korrelationen auf, die auf einen Einfluss des $\frac{\chi_{CM}^2}{N_{DoF}}$ auf die Auflösung hindeuten würde. Es wurden noch verschiedene andere Verteilungen betrachtet, wie zum Beispiel eine zusätzliche dreidimensionale Korrelation dieser beiden Größen mit der Anzahl der Treffer im Tracker, doch auch keine dieser Verteilungen zeigten einen erkennbaren Zusammenhang. Diese Selektion benötigt noch weitere Betrachtungen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich sind. Es ist jedoch denkbar, dass sie erst bei echten Daten einen Einfluss hat. Diese Selektion ist Teil des Myontyps GlobalMuonPromptTight, dessen Selektion gut fehlrekonstruierte Myonen aussortiert, und wird beibehalten.

Genauso wie bei der Selektion auf den Myontyp ist die Effizienz der aus diesen beiden

⁴auf den auf Generatorniveau zugegriffen werden kann

Bedingungen kombinierten Qualitätsselektion nahezu 100% , da der Detektor in dieser Simulation mit zu geringem Fehlalignment betrachtet wurde.

Genau ein hochenergetisches, gut rekonstruiertes Myon pro Ereignis

Charakteristisch für den Zerfall des W' ist die Entstehung eines hochenergetischen Myons. Die Selektion auf Ereignisse, die nur ein einziges Myon enthalten, wäre folglich eine naheliegende Möglichkeit, Untergrund zu unterdrücken. In den Signalereignissen treten aber häufig zusätzlich zu diesem Myon noch weitere weiche Myonen auf, die aus initial- oder final-state-radiation entstehen, sodass diese Selektion zu viele Signalereignisse aussortieren würde. Eine bessere Möglichkeit der Selektion stellt stattdessen die Forderung auf ein einziges, hochenergetisches und gut rekonstruiertes Myon pro Ereignis dar, da hierdurch diese Signalereignisse mit mehr als einem Myon nicht aussortiert werden. Diese Myonen sind dadurch charakterisiert, dass sie alle zuvor genannten Selektionen erfüllt haben. Diese werden im folgenden „harte Myonen“ genannt. Die Untergründe, zu deren Unterdrückung diese Selektion hauptsächlich gedacht ist, sind die Zerfälle des Z (bzw. Z') in zwei Myonen. Diese Ereignisse weisen größtenteils zwei harte Myonen auf, sodass diese Selektion bei diesen Prozessen trotz der schwächeren Bedingung sehr gute Effizienzen aufweist (siehe Abbildung 4.2).

Nachdem alle beschriebenen Selektion auf die Datensätze angewendet worden sind, ist nun in der Verteilung des transversalen Impulses (siehe Abbildung 4.8) bereits eine deutliche Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses zu erkennen. Dieses wird später durch die kinematische Selektion noch einmal verbessert.

4.2 Auflösung des Transversalimpulses

Bevor nun die kinematische Selektion vorgenommen wird, wird zunächst die Auflösung des Transversalimpulses der harten Myonen untersucht, um auf diese Weise eine Abschätzung des systematischen Fehlers auf den Transversalimpuls zu erhalten. Die Untersuchung wird vor der kinematischen Selektion durchgeführt, da diese keine weiteren Qualitätsselektionen darstellen. Folglich wird sich die Auflösung nicht mehr verbessern. Zusätzlich ist vor den kinematischen Selektionen noch mehr Statistik vorhanden. Zunächst wird die Korrelation zwischen dem Transversalimpuls auf Generatorniveau und dem Transversalimpuls nach der Rekonstruktion betrachtet (siehe Abbildung 4.9). Es ist zu sehen, dass sich die Auflösung mit zunehmendem Transversalimpuls verschlechtert, erkennbar an der immer mehr um die Winkelhalbierende streuenden Verteilung⁵. Dies

⁵Wenn ein Punkt auf der Winkelhalbierenden liegt, bedeutet dies, dass der rekonstruierte Impuls gleich dem Impuls auf Generatorniveau ist.

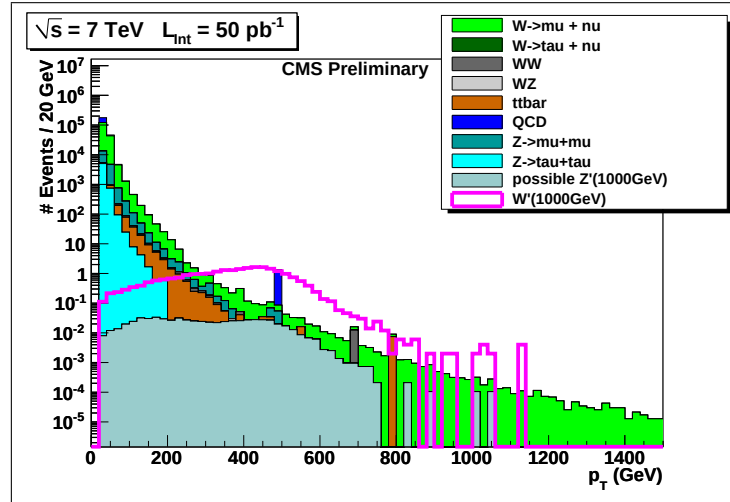


Abbildung 4.8: p_T Verteilung nach der Vorselektionen für eine W' -Masse von 1000 GeV. Der Untergrund ist gestapelt dargestellt und das Signal ungestapelt.

ist nicht weiter verwunderlich, da der Impuls über die Krümmung der Myonbahn im Magnetfeld bestimmt wird. Je höher der Impuls ist, desto schwächer ist die Bahnkrümmung, was die Bestimmung immer schwieriger macht⁶. Im Folgenden wird ein transversalimpulsabhängiger, systematischer Fehler bestimmt. Hierzu wird die Verteilung, wie es bereits in Abbildung 4.9 eingezeichnet ist, in vier Bereiche eingeteilt und der Fehler anschließend in jedem Bereich einzeln bestimmt. Bei der Wahl der Anzahl der verschiedenen Bereiche müssen zwei widersprüchliche Bedingungen berücksichtigt werden: Einerseits soll ein möglichst fein gebinnter Fehler bestimmt werden, andererseits muss in jedem Bereich eine ausreichend große Statistik vorhanden sein, um einen aussagekräftigen Fehler bestimmen zu können. Die Anzahl von vier Bereichen hat sich als guter Kompromiss herausgestellt. Die gesamte Betrachtung muss auf den Bereich bis 800 GeV eingeschränkt werden, da ab diesem Punkt die Verteilung stark asymmetrisch wird. Dies hat gewisse Probleme für die Methode zur Folge, mit welcher der Fehler bestimmt wird. Die Asymmetrie kommt dadurch zustande, dass es auf Generatorniveau nur Transversalimpulswerte bis zu einer gewissen Schwelle gibt. Alle Werte darüber hinaus sind ausschließlich auf zu hoch rekonstruierte Impulse zurückzuführen. Folglich liegen ab diesem Bereich nahezu alle Punkte unter der Winkelhalbierenden. Der relative systematische Fehler wird in den vier Bereichen nun wie folgt bestimmt: Es wird zu jedem Punkt die transversale Impulsauflösung nach Gleichung 4.2 bestimmt und anschließend in ein Histogramm gefüllt. Es ergibt sich eine gaußförmige Verteilung um den Nullpunkt herum, an die eine Gaußverteilung angefitet wird (siehe Abbildung 4.9). Die Standardabweichung der Gaußfunktion stellt eine

⁶Dies ist ein spezielles Problem des Zerfallskanals in Myonen, denn im Gegensatz zu diesen wird die Energie von Elektronen im Kalorimeter bestimmt, dessen Auflösung mit steigender Energie besser wird.

Abschätzung des Fehlers dar. Das Problem bei der Bestimmung des Fehlers oberhalb von 800 GeV ist, dass die Verteilung wieder schmaler wird, obwohl der Fehler größer wird. Es sind in diesem Bereich nur noch Einträge vorhanden weil ihr Fehler so groß ist. Die Einträge mit weniger großem Fehler, die die Verteilung wieder symmetrisch und damit viel breiter machen würden, sind nicht vorhanden. Aus diesem Grund ist diese Methode in diesem Bereich nicht dazu geeignet, den Fehler zu bestimmen. Dieser Bereich ist für die spätere Analyse jedoch kaum mehr von Bedeutung, da in den Signalsamples kaum Myonen mit so hohem Transversalimpuls vorkommen, sodass keine weiteren Versuche unternommen werden, den Fehler in diesem Bereich zu bestimmen. Als Abschätzung wird der Fehler aus dem letzten Bereich auch für alle Myonen mit höherem Transversalimpuls übernommen. Die Ergebnisse für die Fehler in den verschiedenen Bereichen sind in Tabelle 4.2 zu sehen.

Bins	$\sigma_{p_T}^{\text{rel}}$
0 GeV-200 GeV	2.4 %
200 GeV-400 GeV	8 %
400 GeV-600 GeV	11 %
600 GeV-800 GeV	11 %

Tabelle 4.2: Systematische Unsicherheit auf p_T .

4.3 Kinematische Selektion

Bei dieser Selektion werden die speziellen kinematischen Eigenschaften des W' -Zerfalls, welche bereits in Abschnitt 3 beschrieben wurden, ausgenutzt, um eine weitere Reduzierung des Untergrundes zu erreichen. Es wurde keine Optimierung der Selektionsgrenzen vorgenommen, da dies in vielen Arbeiten zuvor bereits vorgenommen wurde. Die Grenzen werden aus der Diplomarbeit von Walter Bender[15] übernommen. Im folgenden werde ich mich bei der Analyse auf das harte Myon pro Ereignis beschränken, da dieses höchstwahrscheinlich das Myon ist, welches aus dem W' -Zerfall stammt.

In Abbildung 4.10 ist die Verteilung der fehlenden transversalen Energie nach der Vorselektion gezeigt. Für den Signaldatensatz und den Untergrund $W \rightarrow \mu\nu$ ähnelt diese Verteilung stark der Verteilung des Transversalimpulses des Myons.

Selektion auf $\frac{p_T}{M_{eT}}$

Bei dieser Selektion wird ausgenutzt, dass bei einem Zweikörper-Zerfall die beiden Zerfallsprodukte im Ruhesystem den selben Impulsbetrag besitzen. Da es sich um hochrelativistische Teilchen handelt, ist der Impulsbetrag ungefähr gleich der Energie. Aus

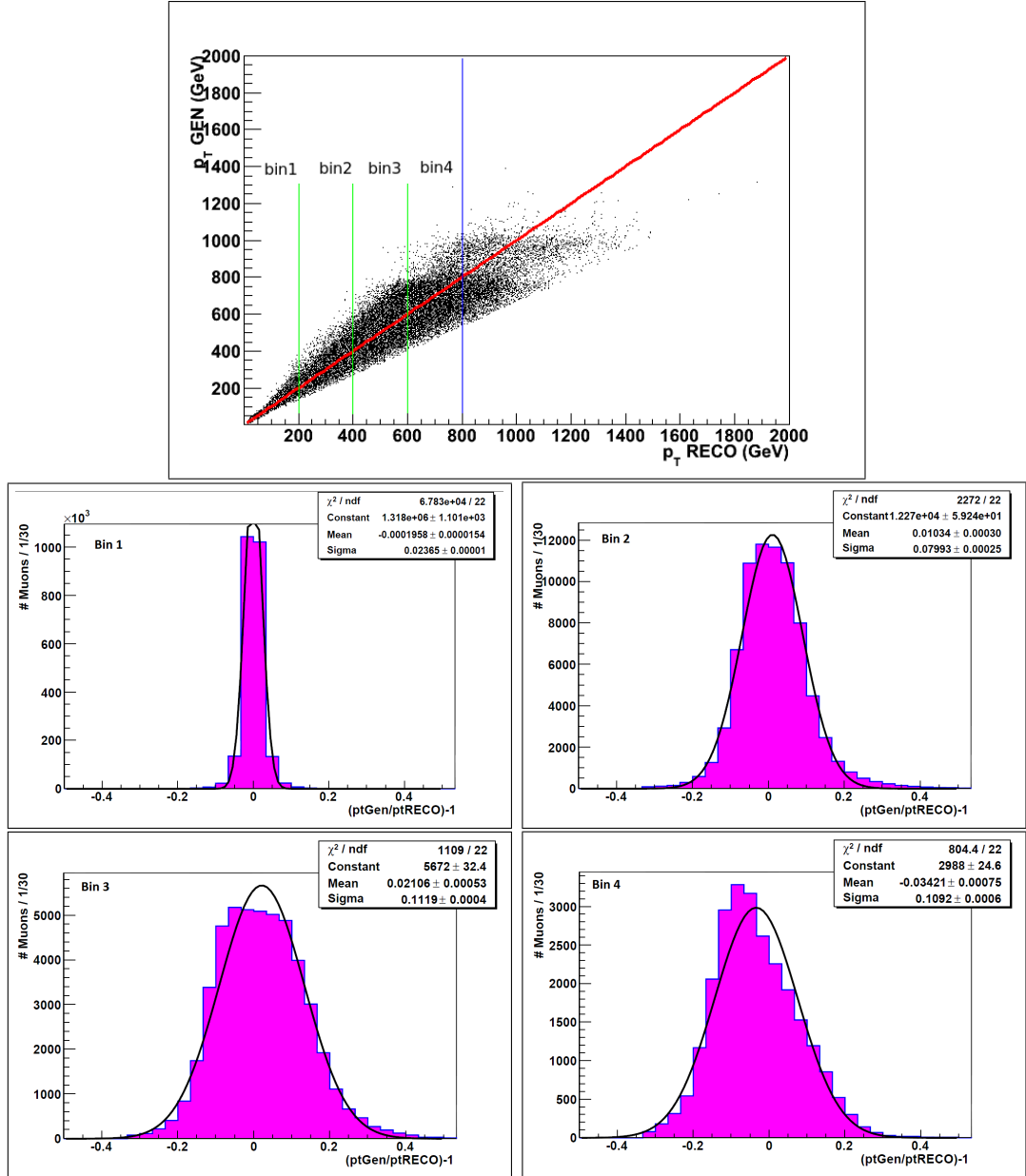


Abbildung 4.9: Bestimmung der Systematischen Unsicherheit auf p_T . Oben ist die Korrelation zwischen dem Transversalimpuls auf Generatorniveau und nach der Rekonstruktion zu sehen. Darunter ist die Verteilung des Verhältnisses zwischen diesen beiden Größen in den vier Bins zu sehen.

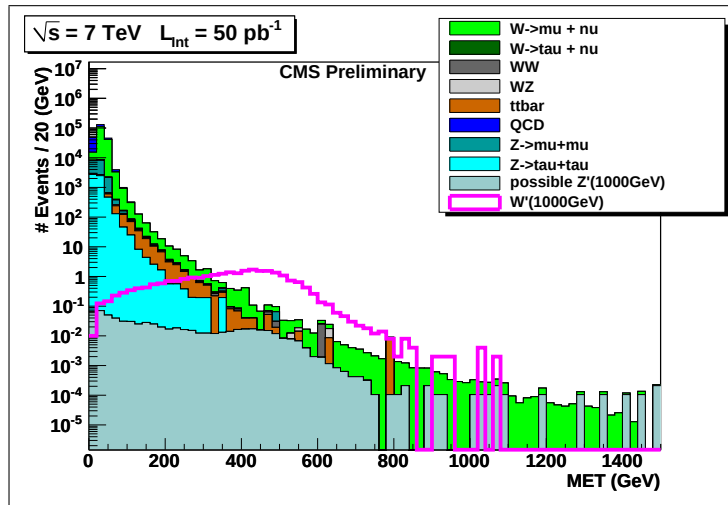


Abbildung 4.10: Verteilung der fehlenden transversalen Energie nach den Vorselektionen.

diesem Grund lässt sich der Transversalimpuls mit der fehlenden transversalen Energie vergleichen, welche mit dem Neutrinoimpuls gleichgesetzt wird. Die Transversalkomponenten sind lorentz-invariant unter Boost in z-Richtung, sodass diese gleich sind wie im Ruhesystem. Folglich sollte das Verhältnis nahe eins liegen.

In Abbildung 4.11 ist die $\frac{p_T}{M_{eT}}$ -Verteilung gezeigt. Es ist zu erkennen, dass sowohl das Signal, als auch der $W \rightarrow \mu\nu$ Untergrund einen deutlichen Peak bei dem Wert eins bilden. Es wird gefordert, dass für das Verhältnis gilt: $0.4 < \frac{p_T}{M_{eT}} < 1.5$. Auch die anderen Untergründe bilden einen kleinen Peak bei eins. Hierfür gibt es zwei Erklärungen: In allen Untergründen hat die Vorselektion diejenigen Ereignisse bevorzugt, welche eine ähnliche Signatur wie das Signal ergeben, selbst wenn diese Untergründe eine andere Kinematik aufweisen. Dies kann durch Fehlrekonstruktion zustande kommen. Hierzu ein Beispiel: Damit ein Ereignis des Zerfalls des Z-Bosons in zwei Myonen die Vorselektion besteht, darf eines der beiden Myonen nicht rekonstruiert worden sein⁷, da es ansonsten die letzte Vorselektion nicht bestanden hätte. Das fehlende Myon erzeugt im Detektor nun fehlende transversale Energie und somit ähnelt die Signatur stark dem W' Zerfall. Ein anderes Beispiel ist die doppel-Boson-Produktion, bei der das Z oder das zweite W hadronisch zerfallen kann und das andere W in ein Myon. Wenn dieses Ereignis nicht zuvor aussortiert wurde, erzeugt es nach der Vorselektion ebenfalls eine ähnliche Signatur.

Zusätzlich muss beim Betrachten der Verteilung 4.11 bedacht werden, dass die Untergründe gestapelt sind. Ein Peak in einem Untergrund, der sich unten im Stapel befindet, wird auf die weiter oben liegenden Untergründe übertragen. Die Effizienzen der Selektion

⁷oder zumindest nur mit sehr schlechter Qualität, was einen stark abweichenden Impuls zur Folge haben kann

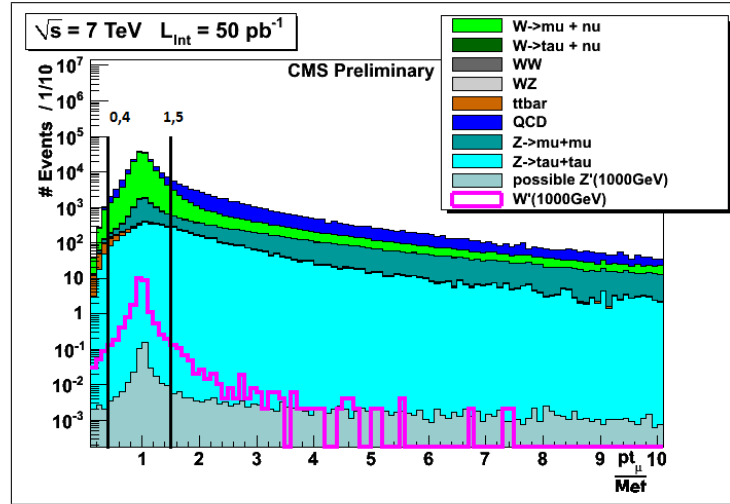


Abbildung 4.11: $\frac{p_T}{M_{eT}}$ -Verteilung vor Anwendung der Selektion auf diese Größe. Die beiden vertikalen Linien geben den Auswahlbereich der Selektion an.

sind in Tabelle 4.3 aufgelistet. Die hohe Effizienz für den $W \rightarrow \tau\nu$ Untergrund kommt dadurch zustande, dass dieser Untergrund durch die Vorselektion bereits annähernd vollständig unterdrückt ist, und die übrigen Ereignisse zufällig gerade der Kinematik entsprechen. Da er jedoch bereits so stark unterdrückt ist, ist die weitere Unterdrückung kaum mehr nötig⁸.

Selektion auf $\Delta\phi$

Die Tatsache, dass sich das Myon und das Neutrino im Schwerpunkssystem in entgegengesetzter Richtung voneinander wegbewegen, wird für diese Analyse genutzt. Die Projektionen dieser beiden Spuren auf die transversale Ebene sind dann ebenfalls in entgegengesetzte Richtung orientiert. Der Winkel $\Delta\phi$ zwischen diesen beträgt folglich π . Die Verteilung von $\Delta\phi$ ist in Abbildung 4.12 gezeigt. Für die Selektion wird gefordert, dass der Winkel größer als $0.8 \cdot \pi$ sein muss. In Tabelle 4.3 sind die Effizienzen dieser Selektion auf die einzelnen Untergründe aufgelistet. Zwei Arten von Untergründen werden durch diese Selektion kaum reduziert: Zum einen der Zerfall des SM-W-Bosons in ein Myon und der Zerfall des Z (beziehungsweise Z') in zwei Myonen. Für den ersten ist dies nicht weiter verwunderlich, und auch für den zweiten gibt es eine einfache Erklärung: Diese Selektion untersucht Ereignisse, die bereits die Bedingung erfüllen, dass sie fehlende transversale Energie aufweisen, die betragsmäßig ungefähr dem transversalen Impuls des Myons entspricht. Dies kann beim Z-Zerfall nur dadurch erreicht werden, dass ein

⁸Dies ist auch an der sehr geringen Gesamteffizienz aller Selektionen für diesen Untergrund zu erkennen.

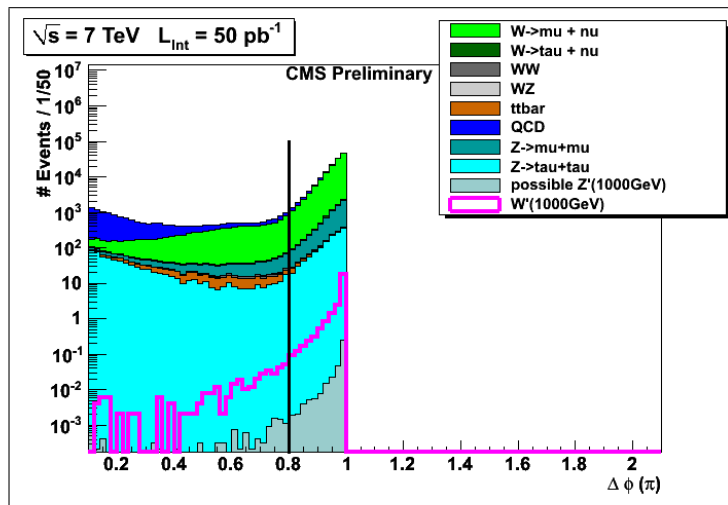


Abbildung 4.12: $\Delta\phi$ -Verteilung vor Anwendung der Selektion auf diese Größe. Die vertikale Linie gibt die Grenze für die Selektion an.

Myon nicht rekonstruiert wurde. Da die beiden Myonen jedoch ebenfalls in entgegengesetzter Richtung voneinander weggefliegen sind, trifft dies nun auch auf die fehlende transversale Energie zu. Die Erklärung für die geringe Auswirkung auf den $W \rightarrow \tau\nu$ Untergrund ist wieder dieselbe wie im Abschnitt zuvor. Alle anderen Untergründe werden gut unterdrückt. Der Untergrund $W \rightarrow \mu\nu$ ist derjenige, der durch die Selektion am schlechtesten unterdrückt wird und den dominanten Untergrund für die Sensitivitätsbestimmung darstellt.

Die Verteilung des transversalen Impulses nach allen Selektionen ist in Abbildung 4.13 gezeigt. Das Signal reicht nun deutlich über den Untergrund hinaus.

4.4 Beschränkung auf den Hochimpulsbereich

Für die abschließende Untersuchung wird die Verteilung des transversalen Impulses auf den Bereich eingeschränkt, in dem der Untergrund das Signal nicht mehr zu stark dominiert (siehe Abbildung 4.13). Auf diese Weise wird eine große Menge Untergrund im Anfangsbereich der Verteilung ausgeschlossen. Die Grenze dieses Bereiches muss für jeden Signaldatensatz neu gewählt werden, da sich die Verteilung für höhere Massen des W' immer mehr zu höheren Impulsen verschiebt. Die Grenzen wurden nach Augenmaß an der Verteilung des transversalen Impulses bestimmt, wobei sich an dem Punkt orientiert wurde, ab dem der Untergrund ungefähr auf die Höhe des Signals abgefallen ist. Zur Optimierung dieser Grenzen wurde kein Aufwand betrieben, da sich herausgestellt hat,

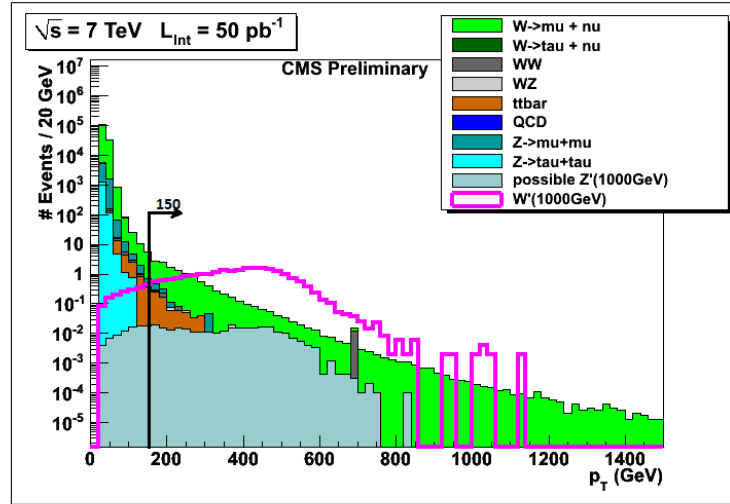


Abbildung 4.13: p_T Verteilung nach den Selektionen für eine W' Masse von 1000 GeV. Der Untergrund ist gestapelt dargestellt und das Signal ungestapelt. Die Linie bei 150 GeV gibt die untere Grenze für die Hochimpuls-Auswahl für diese W' Masse an.

dass diese Einschränkung kaum einen Einfluss auf die Sensitivitätsbestimmung hat⁹. Sie wurde dennoch in der Analyse beibehalten, da sie aussagekräftigere Signal- und Untergrundereignissanzahlen ermöglicht. Diese würden ansonsten durch die recht große Anzahl an Untergrundereignissen im Anfangsbereich der Verteilung eine schlechtere Trennung von Signal und Untergrund vermuten lassen. In Tabelle 4.4 sind die Ereignisanzahlen für Signal und Untergrund und die jeweils gewählte p_T Grenze aufgelistet. Die Untergrundanzahl ist einmal mit Berücksichtigung des vermuteten Z' Untergrund und einmal ohne diesen angegeben. Es ist zu erkennen, dass dieser Untergrund im Vergleich zum Gesamtuntergrund keinen starken Einfluss hat.

⁹Dies liegt an einer Besonderheit der verwendeten CLs-Methode: Bins in denen viel mehr Untergrundereignisse als Signalereignisse enthalten sind, werden durch die Methode vernachlässigt.

Datensatz	$\frac{p_T}{M_{eT}}$	$\Delta\phi$	Sel. rel zu Vorsel.	Sel. rel. zu Skimmen
QCD	45.55	29.52	13.45	0.15
$t\bar{t}$	57.63	18.89	10.89	3.76
$W- > \tau\nu$	82.76	82.71	68.45	0.82
WW	62.90	46.19	29.05	14.22
WZ	62.32	50.55	31.50	12.57
$Z- > \mu\mu$	49.61	89.09	44.20	8.44
$Z- > \tau\tau$	46.87	48.18	22.58	3.96
$W- > \mu\nu$	93.83	96.37	90.42	58.98
$M_{Z'} = 750 \text{ GeV}$	57.38	94.48	54.21	16.19
$M_{Z'} = 1000 \text{ GeV}$	58.53	94.67	55.41	15.52
$M_{Z'} = 1250 \text{ GeV}$	60.36	95.35	57.55	15.82
$M_{Z'} = 1500 \text{ GeV}$	61.57	95.24	58.64	15.57
$M_{W'} = 800 \text{ GeV}$	96.33	97.88	94.29	71.95
$M_{W'} = 1000 \text{ GeV}$	97.03	98.58	95.66	73.57
$M_{W'} = 1100 \text{ GeV}$	97.27	98.42	95.73	73.75
$M_{W'} = 1300 \text{ GeV}$	97.73	98.79	96.55	72.84
$M_{W'} = 1400 \text{ GeV}$	97.67	99.00	96.70	73.58
$M_{W'} = 1500 \text{ GeV}$	97.73	98.73	96.49	72.86

Tabelle 4.3: Effizienzen in Prozent. ($\frac{p_T}{M_{eT}}$ relativ zu Vorselektion und $\Delta\phi$ relativ zu $\frac{p_T}{M_{eT}}$)

$p_T >$	$W'(800)$ 100 GeV	$W'(1000)$ 150 GeV	$W'(1100)$ 200 GeV	$W'(1300)$ 250 GeV	$W'(1400)$ 300 GeV	$W'(1500)$ 350 GeV
SignalEreignissAnz	63.6	22.0	13	5.2	3.2	2.2
BgEreignissAnz (mit Z')	56	14.2	7.2	3.5	1.6	0.78
BgEreignissAnz (ohne Z')	53.6	13.9	7.0	3.4	1.5	0.73

Tabelle 4.4: Normierte Anzahl Ereignisse für Signal und Untergrund (Bg) (mit und ohne Z' Untergrund)

5 Systematische Unsicherheiten

Im folgenden Kapitel werden einige systematische Unsicherheiten diskutiert, die die Sensitivität des Detektors auf die Entdeckung des W' verschlechtern können. Die statistische Analyse wird mittels der Verteilung des transversalen Impulses des Myons durchgeführt. Deshalb werden Unsicherheiten betrachtet, die diese Verteilung beeinflussen. Es wird sich hierbei auf drei dominante Unsicherheiten beschränkt, die die größte Verschlechterung der Sensitivität hervorrufen:

- Die Unsicherheit auf die Bestimmung des transversalen Impulses:
Diese Unsicherheit wurde bereits zuvor in Abschnitt 4.2 bestimmt. Es handelt sich hierbei um eine Unsicherheit, die nicht konstant ist, sondern von p_T abhängt. Die relativen Fehler auf den Betrag von p_T sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Für Myonen mit einem transversalen Impuls von $p_T > 800$ GeV wird ein Fehler von $\sigma_{p_T}^{\text{rel}} = 11\%$ angenommen.
- Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt:
Der Wirkungsquerschnitt der verschiedenen Prozesse, die in dieser Analyse betrachtet werden, ist eine fehlerbehaftete Größe. Am besten bekannt ist der Wirkungsquerschnitt des Zerfalls des W . Die Unsicherheit hierrauf kann gegenüber der Unsicherheit auf die Bestimmung des Skalierungsfaktors des $W \rightarrow \mu\nu > 220$ GeV Datensatzes vernachlässigt werden. Aufgrund der bei der Anpassung aufgetretenen Probleme, die bereits in Abschnitt 3 erläutert wurden, wird auf diesen Skalierungsfaktor ein relativer Fehler von 50% angenommen. Auf alle anderen Wirkungsquerschnitte wird ein Fehler von 10% geschätzt. Der Wirkungsquerschnitt wird zur Normierung der Datensätze benutzt und hat folglich einen Einfluss auf die p_T -Verteilung. Da der Fehler linear in die Berechnung des Skalierungsfaktors eingeht, muss keine Fehlerfortpflanzung benutzt werden. Der relative Fehler auf den Wirkungsquerschnitt entspricht dem relativen Fehler auf den Skalierungsfaktor.
- Unsicherheit auf die Luminosität:
Die Luminosität des Detektors kann aus den technischen Eigenschaften des Beschleunigers berechnet werden, oder während des Betriebs in sogenannten Luminositätsmonitoren bestimmt werden. Die Luminosität kann momentan mit einer Unsicherheit von 11% [16] bestimmt werden. Diese Unsicherheit hat keinen Einfluss auf die p_T -Verteilung, muss jedoch berücksichtigt werden, da die Sensitivität in Abhängigkeit der Luminosität bestimmt wird. Dies geschieht, indem die durch

die CL_s-Methode bestimmten Luminositätsgrenzwerte um die Unsicherheit nach oben korrigiert werden.

Die verschiedenen systematischen Unsicherheiten haben alle eine unterschiedliche Art der Auswirkung auf die Sensitivität und müssen daher unterschiedlich behandelt werden.

Die Unsicherheit auf den Transversalimpuls kann die Form der p_T-Verteilung verändern, da Einträge zwischen den Bins wechseln können, wenn sich p_T ändert. Folglich muss der Fehler für jedes Bin separat erstellt werden. Hierzu werden zunächst zusätzlich zu der normalen p_T-Verteilungen noch zwei weitere erstellt, wobei für die erste der p_T-Wert jedes Eintrages um die systematische Unsicherheit erhöht wird und für die zweite verkleinert. Die Abweichung der einzelnen Binhöhen nach oben und unten wird anschließend nach Gleichung 5.1 und 5.2 bestimmt. Die Anzahl der Einträge im i-ten Bin der Anfangsverteilung wird hierbei mit $\bar{n}_i$ bezeichnet und die Anzahl der Einträge aus der Verteilung mit erhöhtem/verkleinertem p_T mit $n_i^{\text{up/down}}$

$$\sigma_{p_T}^{\text{up}} = \max((n_i^{\text{up}} - \bar{n}_i), (n_i^{\text{down}} - \bar{n}_i), 0) \quad (5.1)$$

$$\sigma_{p_T}^{\text{down}} = \max((\bar{n}_i - n_i^{\text{up}}), (\bar{n}_i - n_i^{\text{down}}), 0) \quad (5.2)$$

Die Gleichung für die Abweichung nach oben ($\sigma_{p_T}^{\text{up}}$) ist wie folgt zu verstehen: In jedem Bin wird die Anzahl der Einträge der Ausgangsverteilung mit der Anzahl der Einträge der beiden anderen Verteilungen verglichen und die maximale Abweichung nach oben bestimmt. Sollte die Anzahl der Einträge in einem Bin, in beiden neuen Verteilungen kleiner sein als in der Ausgangsverteilung, wird die Abweichung in diesem Bin zu null gesetzt. Für die Formel für $\sigma_{p_T}^{\text{down}}$ nach unten gilt das Entsprechende.

Durch den Fehler auf den Wirkungsquerschnitt wird die p_T-Verteilungen umskaliert. Die Bestimmung der Abweichung ist hierbei einfacher als zuvor bei dem Fehler auf p_T, da durch das Hochskalieren alle Einträge immer größer werden, und durch das runterskalieren immer kleiner. Die Abweichung pro Bin kann folglich einfach durch die Differenz der Einträge pro Bin in der Anfangsverteilung und der umskalierten Verteilung bestimmt werden.

Die Gesamtabweichung pro Bin wird nun durch quadratisches Addieren der beiden Abweichungen bestimmt.

Um im nächsten Kapitel die maximale Auswirkung der Systematik auf die Sensitivität zu erhalten, werden die Untergründe um ihre systematischen Unsicherheiten erhöht und das Signal verringert. Hierdurch ergibt sich die maximale Verschlechterung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses.

6 Bestimmung der Sensitivität

Im folgenden Kapitel wird bestimmt, ab welcher Luminosität der CMS-Detektor sensitiv auf ein W' der verschiedenen Massen wird. Sensitivität bedeutet hierbei, dass das Signal mit einer bestimmten statistischen Sicherheit bestätigt (Entdeckung), oder ausgeschlossen (Ausschluss) werden kann. Als statistische Methode wird die CL_s -Methode[17] verwendet, welche im folgenden kurz beschrieben wird. Es wird sich darauf beschränkt, das allgemeine Konzept und die Art der Verwendung zu beschreiben. Eine genauere Diskussion der CL_s Methode wird von Philipp Millet in dessen Bachelorarbeit[18] vorgenommen, mit dem ich zusammen an der Umsetzung der Methode gearbeitet habe.

6.1 Die CL_s -Methode

Bei der CL_s -Methode handelt es sich um einen Hypothesentest, der untersucht, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine Messung entweder mit der Hypothese „Kein Signal“(H_0), oder mit der Hypothese „Signal und Untergrund“ (H_s) übereinstimmt. Die Untersuchung wird an der Verteilung des Transversalimpulses nach allen Selektionen durchgeführt, wobei der Hypothesentest an jedem Bin einzeln durchgeführt und anschließend zusammengefasst wird. Die Anzahl der Einträge in einem Bin wird durch Poissonstatistik (siehe Gleichung 6.1) beschrieben, da es sich um seltene, unwahrscheinliche und voneinander unabhängige Ereignisse handelt.

$$P(d_i) = \frac{\lambda^{d_i}}{d_i!} \cdot e^{-\lambda} \quad (6.1)$$

Der Erwartungswert λ in einem Bin entspricht der Anzahl der Einträge, die dieses Bin in der nach einer der beiden Hypothesen simulierten p_T -Verteilung enthält: $\lambda = b_i$ für nur Untergrund und $\lambda = b_i + s_i$ für Signal und Untergrund. Hierbei beschreibt b_i die Anzahl Untergrundereignisse und s_i die Anzahl der Signalereignisse im i -ten Bin. $P(d_i)$ ist die von der Hypothese abhängige Wahrscheinlichkeit, im i -ten Bin die Anzahl d_i Ereignisse zu erhalten. Als statistische Variable zum Vergleich der Hypothesen wird der Likelihoodquotient Q_i (Gleichung 6.2) gebildet.

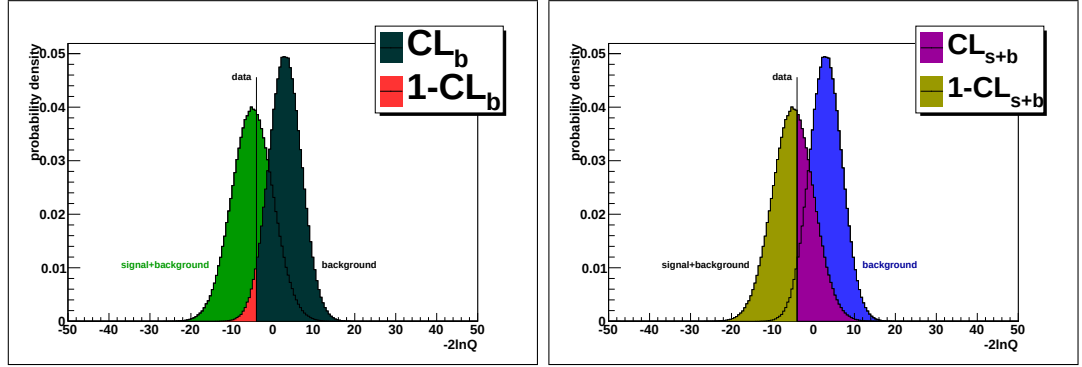


Abbildung 6.1: Illustration zur Bestimmung von CL_b (links) und CL_{s+b} (rechts)[18]

$$Q_i = \frac{P_{s_i+b_i}}{P_{b_i}} = \frac{(s_i + b_i)^{d_i}}{b_i^{d_i}} \cdot e^{-s_i} \quad (6.2)$$

Um alle Bins zusammenzufassen, wird das Produkt der Likelihoodquotienten aller Bins gebildet ($Q = \prod Q_i$). Zur einfacheren Bearbeitung wird daraus anschließend $-2\ln(Q)$ gebildet. Es wird einmal die Häufigkeitsverteilung von $-2\ln(Q)$ unter der Annahme H_0 gebildet und einmal unter der Annahme H_s . Hierzu werden, für beide Verteilungen separat, poissonverteilte Werte für d_i gewürfelt und zu diesen dann die zugehörigen Werte von $-2\ln(Q)$ gebildet und anschließend histogrammiert. Anschließend werden die Verteilungen normiert, um eine Wahrscheinlichkeitsdichte zu erhalten ¹.

Würden nun echte Messdaten zur Verfügung stehen, könnte aus deren p_T -Verteilung ein Wert für $-2\ln(Q)$ bestimmt werden, wobei d_i der Anzahl der Einträge im i -ten Bin dieser Verteilung entspricht. Um damit nun den Hypothesentest durchzuführen, wird dieser Wert mit den beiden Verteilungen verglichen (siehe Abbildung 6.1). Es wird bestimmt, mit welcher Wahrscheinlichkeit er zu der einen, oder der anderen Verteilung gehört. Zu diesem Zweck werden zwei Größen eingeführt: $CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b}$ und $1 - CL_b$. CL_b und CL_{s+b} beschreiben hierbei das Integral über die beiden Verteilung in dem Bereich, der größer als der Datenwert ist.

Ist nun Hypothese H_s korrekt, ist die Wahrscheinlichkeit, dass die H_0 -Verteilung einen Wert ergibt, der kleiner oder gleich dem $-2\ln(Q)$ des Messergebnisses ist, sehr gering. Diese Wahrscheinlichkeit wird durch $1 - CL_b$ angegeben und entspricht dem Fall, dass der Background ohne Signal durch statistische Fluktuationen in den entsprechenden Bins genauso viele oder mehr Einträge enthalten würde, wie mit Signal. Entsprechend ist die Wahrscheinlichkeit, dass die H_0 -Verteilung einen Wert ergibt, der größer oder

¹Die d_i Werte, die für die Bestimmung der $-2\ln(Q)$ -Verteilung einer bestimmten Hypothese benutzt werden, werden natürlich nach der Poissonverteilung gewürfelt, die dieser Hypothese entspricht. Dadurch ergibt sich erst, zu welcher Hypothese die $-2\ln(Q)$ -Verteilung gehört.

gleich dem $-2\ln(Q)$ Wert eines unter Hypothese H_s zustande gekommenen Messergebnisses ist, ebenfalls gering. Diese Wahrscheinlichkeit wird durch CL_{s+b} angegeben und entspricht dem Fall, dass, obwohl Signal vorhanden ist, in den entsprechenden Bins weniger oder genauso viele Einträge sind, als wenn kein Signal vorhanden wäre. Aufgrund von statistischen Vorteilen wird an Stelle von CL_{s+b} CL_s verwendet.

Um eine Entdeckung behaupten zu können, wird gefordert:

$$1 - CL_b < 2,78 \cdot 10^{-7} \quad (6.3)$$

Dies entspricht einer Wahrscheinlichkeit von 5σ einer einseitigen Gaußverteilung. Die Entdeckung sagt jedoch lediglich, dass ein Signal vorhanden ist, welches nicht durch das Standardmodell beschrieben wird. Ob es sich tatsächlich um ein W' handelt, müssten anschließend noch weitere Untersuchungen zeigen. Von einer Evidenz auf eine Entdeckung kann gesprochen werden, wenn gilt:

$$1 - CL_b < 0,00135 \quad (6.4)$$

Dies entspricht einer Wahrscheinlichkeit von 3σ .

Zum Ausschluss des W' wird Folgendes gefordert:

$$CL_s < 0,025 \quad (6.5)$$

Dies entspricht ungefähr 2σ .

6.2 Prinzip zur Sensitivitätsbestimmung

Zur Bestimmung der Luminosität, ab der der CMS-Detektor sensitiv auf Entdeckung und Ausschluss des W' wird, wird wie folgt vorgegangen: Die Werte für $1 - CL_b$ und CL_s werden prinzipiell so bestimmt, wie es im Abschnitt zuvor beschrieben wurde, jedoch wird der $-2\ln(Q)$ Grenzwert anders bestimmt. Es müssen Abschätzungen für diesen Wert gefunden werden, die möglichst gut zu den beiden Hypothesen passen. Für Entdeckung, bei der dieser Wert der Hypothese H_s entsprechen muss, wird der Median der H_s -Verteilung gewählt, da dies der wahrscheinlichste Wert für ein Messergebnis unter dieser Hypothese ist. Aus dem gleichen Grund wird für Ausschluss der Median der H_0 -Verteilung gewählt. Als zugrundeliegende Verteilung wird die p_T -Verteilung für Signal

und Untergrund nach allen Selektionen benutzt,² welche auf verschiedene integrierte Luminositäten skaliert wird. Es wird bei einer integrierten Luminosität von $L_{\text{int}} = 1 \text{ pb}^{-1}$ begonnen, welche danach in immer größer werdenden Schritten erhöht wird. Nach jedem Schritt wird auf Entdeckung und Ausschluss untersucht. Als Luminositätswert, ab dem der Detektor sensitiv ist, wird der Mittelwert zwischen den beiden Werten gewählt, bei welchen die Bedingungen noch gerade nicht und gerade erst erfüllt sind. Der so erhaltene Wert ist bis auf eine Unsicherheit, die der halben Schrittweite entspricht, bestimmt. Dies wird für alle sechs verschiedenen W' -Datensätze sowohl mit, als auch ohne Systematik, durchgeführt. Da bei echten Messdaten der $-2\ln(Q)$ Wert nicht genau mit dem Median übereinstimmen muss, wird zur Abschätzung dieser statistischen Unsicherheit die Bestimmung der Sensitivität für Ausschluss mehrfach wiederholt. Dabei wird der Median um 1σ und 2σ nach oben und nach unten verschoben. Zur Bestimmung der $-2\ln(Q)$ -Verteilungen werden 500000 Poissonzahlen gewürfelt. Diese Statistik reicht leider nicht aus, um eine 5σ Genauigkeit in der Bestimmung von $1 - \text{CL}_b$ zu erreichen. Um eine ausreichend große Statistik zu erhalten, müsste mehr als 10^8 mal gewürfelt werden. Dies stellt einen viel zu großen Rechenaufwand dar, weswegen eine andere Strategie verwendet wird, welche in der Diplomarbeit von Walter Bender entwickelt wurde[15]: An die linke Flanke der H_s -Verteilung wird eine Gaußfunktion angefitet, über welche anschließend zur Bestimmung von $1 - \text{CL}_b$ integriert wird, anstatt direkt über die Verteilung zu integrieren. Dieses Verfahren wird in der Bachelorarbeit von Philipp Millet[18] genauer untersucht. In dieser Arbeit wird auch die Implementierung der Methode zur Sensitivitätsbestimmung ausführlicher beschrieben.

6.3 Ergebnisse

Die Ergebnisse der Sensitivitätsbestimmung für Entdeckung und Ausschluss sind in Abbildung 6.2 dargestellt. In den Plots sind die Grenzen eingezeichnet, ab denen die integrierte Luminosität für Entdeckung (5σ limit), Evidenz (3σ limit) oder Ausschluss ausreichen. Diese Grenzlinien ergeben sich durch Interpolation der diskreten Grenzwerte für die einzelnen Signal Datensätze mit verschiedenen W' -Massen. Unter Berücksichtigung der systematischen Unsicherheiten, welche in Kapitel 5 beschrieben wurden, verschieben sich die Grenzen hin zu höheren integrierten Luminositäten. Diese schlechteren Grenzen sind in den Plots durch gestrichelte Linien dargestellt. Die Zahlenwerte für die verschiedenen Datensätze sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt (die vollständige Liste ist im Anhang in Tabelle 7.5 zu sehen). Es ist zu erkennen, dass für Ausschluss weniger integrierte Luminosität benötigt wird als für Entdeckung. Während der Phase der ersten Datennahme bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ wird voraussichtlich eine integrierte Luminosität von $L_{\text{int}} = 100 \text{ pb}^{-1}$ erreicht. Mit dieser Datenmenge ist eine

²Dies ist die Verteilung nach der Einschränkung auf den Hochimpulsbereich, welche für jeden W' -Datensatz angepasst wurde (siehe Abschnitt 4.4).

Entdeckung des W' , unter Berücksichtigung der Systematischen Unsicherheit, bis zu einer Masse von $M_{W'} = 1200$ GeV möglich. Ein Ausschluss ist sogar bis zu einer Masse von $M_{W'} = 1400$ GeV möglich.

Die benötigte integrierte Luminosität für den Ausschluss eines W' mit einer Masse von $M_{W'} = 800$ GeV von $L_{\text{int}} = 3.8 \text{ pb}^{-1}$ wird wahrscheinlich bereits dieses Jahr erreicht werden.

$M_{W'}$	Entdeckung	Evidenz	Ausschluss
ohne Systematik			
800 GeV	6.7 ± 0.2	2.5 ± 0.1	3.1 ± 0.1
1000 GeV	18.0 ± 0.6	7.2 ± 0.3	9.41 ± 0.4
1100 GeV	33 ± 1	13.4 ± 0.5	16.4 ± 0.6
1300 GeV	93 ± 3	36.0 ± 1.3	41.4 ± 1.5
1400 GeV	130 ± 4	51.2 ± 1.8	62.8 ± 2.2
1500 GeV	200 ± 7	78.4 ± 2.7	90.0 ± 3.1
mit Systematik			
800 GeV	9.4 ± 0.3	3.4 ± 0.1	3.8 ± 0.1
1000 GeV	26.4 ± 0.9	10.9 ± 0.4	11.7 ± 0.4
1100 GeV	44 ± 2	17.7 ± 0.6	19.0 ± 0.7
1300 GeV	123 ± 4	50.3 ± 1.7	50.3 ± 1.7
1400 GeV	197 ± 7	81.7 ± 2.8	81.7 ± 2.8
1500 GeV	300 ± 10	115.6 ± 2	117 ± 4.0

Tabelle 6.1: Sensitivitätsgrenzen für die integrierte Luminosität in pb^{-1} .

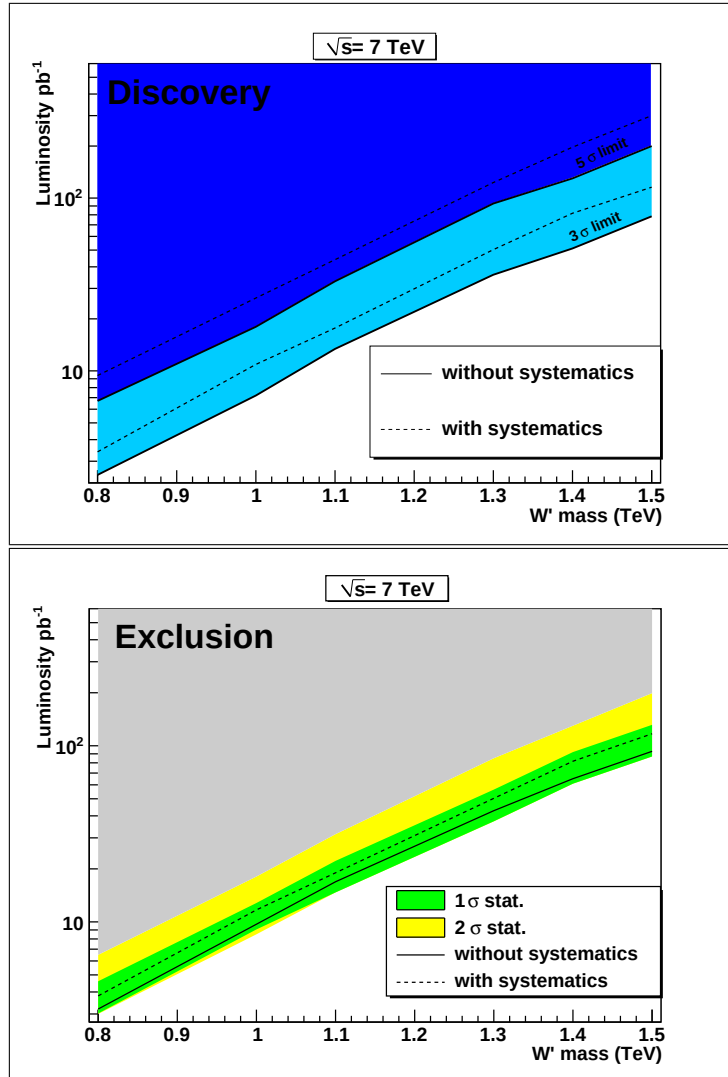


Abbildung 6.2: Sensitivität: Entdeckungs- und Ausschlussvermögen des CMS-Detektors in Abhängigkeit der Masse des W' (Mit „Luminosity“ wird in diesem Plot die integrierte Luminosität bezeichnet).

7 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde anhand von Monte Carlo Datensätzen das Entdeckungs und Ausschlussvermögen des CMS Experiments auf schwere, geladene Vektorbosonen untersucht. Hierzu wurden zuerst Selektionen durchgeführt, die eine gute Trennung von Signal und Untergrund ergaben. Die Untersuchung der Myon-Qualitätsselektionen zeigte, dass ausserdem eine gute Unterdrückung von falsch rekonstruierten Myonen gewährleistet werden kann. Die Empfehlung der CMS Analysis Wprime to Leptons Arbeitsgruppe, den Myontyp: „GlobalMuonPromptTight“ zu benutzen, konnte bestätigt werden. Mit Hilfe der Generatorinformationen der simulierten Daten wurde eine Abschätzung der systematischen Unsicherheit auf den Transversalimpuls der harten Myonen vorgenommen. Diese Abschätzung wurde in vier verschiedenen Transversalimpulsbereichen separat durchgeführt, um die Impulsabhängigkeit der Unsicherheit zu berücksichtigen.

Zusätzlich zu den Standardmodelluntergründen wurde ein hypothetischer Untergrund betrachtet, der durch ein schweres, ungeladenes Vektorboson hervorgerufen würde. Bei der Analyse hat sich herausgestellt, dass dieser Untergrund nur eine sehr geringe Verschlechterung des Signal zu Untergrund Verhältnisses hervorrufen würde.

Abschließend wurde die Sensitivität des Detektors für einen Massenbereich von $M_{W'} = 800$ GeV bis $M_{W'} = 1500$ GeV mit der CL_s -Methode bestimmt. Eine Erhöhung der momentan besten oberen Grenze für die Masse des W' von $M_{W'} = 1000$ GeV wird danach bereits voraussichtlich in der ersten Hälfte des nächsten Jahres möglich sein.

Anhang

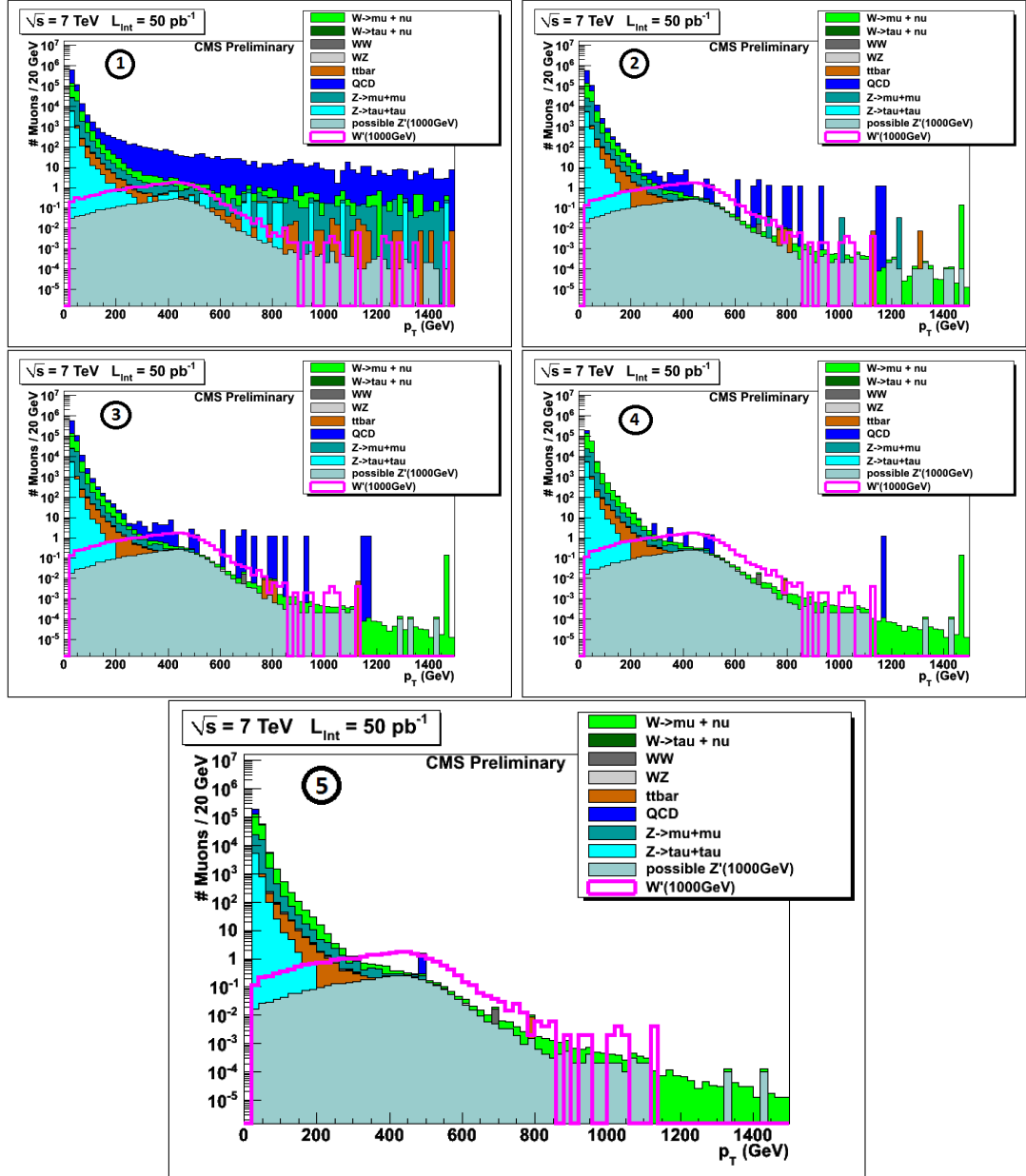


Abbildung 7.1: p_T -Verteilung nach den einzelnen Vorselektionen: 1: $p_T^\mu > 25$ GeV; 2: GlobalMyonPromptTight; 3: $|\eta| < 2.1$; 4: $\text{TrkIso} < 3$ GeV; 5: $\frac{\chi^2_{\text{CM}}}{N_{\text{DoF}}} < 10$ und $\# \text{hitsTk} > 11$

Datensatz	-	Skimmen	<i>HLT_9</i>	$p_T^{\mu_{\max}}$	GMPT	$ \eta < 2.1$	TrkIso < 3 GeV	#hits > 11	one pass
QCD	4377190	4191067	3406260	426653	405773	404560	48003	46840	46823
	632010	226468	176682	109895	105936	105460	82207	81822	78315
$W \rightarrow \tau\nu$	2185660	2177325	116095	27575	27048	26910	26276	26153	26145
WW	122980	25627	19241	14110	13845	13758	13083	13016	12539
WZ	118120	19485	14435	10117	9924	9835	9298	9264	7775
$Z \rightarrow \mu\mu$	1.903930	1903927	1146750	728665	720468	708490	700538	698615	363577
$Z \rightarrow \tau\tau$	2.175260	185543	136629	35067	34172	33850	33046	32926	32508
$W \rightarrow \mu\nu$	-	3680786	2958090	2557920	2487970	2482360	2413420	2402290	2401180
$M_{Z'} = 750$ GeV	18932	18916	18064	18009	17905	17847	17669	17636	5648
$M_{Z'} = 1000$ GeV	21971	21971	21041	20969	20838	20789	20567	20532	6154
$M_{Z'} = 1250$ GeV	20622	20597	19622	19512	19374	19320	19153	19126	5663
$M_{Z'} = 1500$ GeV	22000	21980	20783	20659	20504	20446	20255	20229	5837
$M_{W'} = 800$ GeV	11000	10973	9085	9051	8732	8724	8424	8381	8373
$M_{W'} = 1000$ GeV	16000	15954	13352	13308	12793	12782	12321	12277	12270
$M_{W'} = 1100$ GeV	11000	10983	9221	9181	8812	8801	8502	8468	8461
$M_{W'} = 1300$ GeV	11000	10974	9116	9069	8657	8650	8320	8283	8279
$M_{W'} = 1400$ GeV	11000	10976	9163	9115	8688	8681	8382	8360	8352
$M_{W'} = 1500$ GeV	11000	10972	9169	9112	8653	8643	8323	8287	8285

Tabelle 7.1: Anzahl der Ereignisse nach den verschiedenen Vorselektionen ohne Gewichtung

Datensatz	$\frac{p_T}{M_{eT}}$	$\Delta\phi > 0.8\pi$
QCD	21327	6296
$t\bar{t}$	45131	8526
$W \rightarrow \tau\nu$	21638	17897
WW	7887	3643
WZ	4845	2449
$Z \rightarrow \mu\mu$	180377	160698
$Z \rightarrow \tau\tau$	15236	7341
$W \rightarrow \mu\nu$	2252905	2171058
$M_{Z'} = 750 \text{ GeV}$	3241	3062
$M_{Z'} = 1000 \text{ GeV}$	3602	3410
$M_{Z'} = 1250 \text{ GeV}$	3418	32598
$M_{Z'} = 1500 \text{ GeV}$	3594	3423
$M_{W'} = 800 \text{ GeV}$	8066	7895
$M_{W'} = 1000 \text{ GeV}$	11906	11737
$M_{W'} = 1100 \text{ GeV}$	8230	8100
$M_{W'} = 1300 \text{ GeV}$	8091	7993
$M_{W'} = 1400 \text{ GeV}$	8157	8076
$M_{W'} = 1500 \text{ GeV}$	8097	7994

Tabelle 7.2: Anzahl der Ereignisse nach den beiden kinematischen Selektionen ohne Gewichtung

Datensatz	Gen. Sel.	Skimmen	HLT_9	$p_T^{\ell_{\max}}$ > 25 GeV	GMPT	$ \eta < 2.1$	TrkIso < 3 GeV	hits>11	one pass
QCD	$\hat{p}_T > 20 \text{ GeV}$ $p_T^\mu > 15 \text{ GeV}$ $ \eta < 2.5$	95.75	81.27	12.53	95.11	99.70	11.87	97.58	99.96
$t\bar{t}$	-	35.83	78.02	62.20	96.40	99.55	77.95	99.53	95.71
$W \rightarrow \tau\nu$	-	99.62	5.33	23.75	98.09	99.49	97.64	99.53	99.97
WW	-	20.84	75.08	73.33	98.12	99.37	95.09	99.49	96.34
WZ	-	16.50	74.08	70.09	98.09	99.10	94.54	99.63	83.93
$Z \rightarrow \mu\mu$	$M_{\mu\mu} > 20 \text{ GeV}$	100	60.23	63.542	98.88	98.34	98.88	99.73	52.04
$Z \rightarrow \tau\tau$	$M_{\tau\tau} > 20 \text{ GeV}$	8.53	73.64	25.67	97.45	99.058	97.62	99.64	98.73
$W \rightarrow \mu\nu$	$ \eta < 2.5$	80.94	80.37	86.47	97.27	99.78	97.22	99.54	99.95
$M_{Z'} = 750 \text{ GeV}$	-	99.92	95.50	99.70	99.42	99.68	99.00	99.81	32.03
$M_{Z'} = 1000 \text{ GeV}$	-	100	95.77	99.66	99.38	99.76	98.93	99.83	29.97
$M_{Z'} = 1250 \text{ GeV}$	-	99.88	95.27	99.44	99.29	99.72	99.14	99.86	29.61
$M_{Z'} = 1500 \text{ GeV}$	-	99.91	94.55	99.40	99.25	99.72	99.07	99.87	28.85
$M_{W'} = 800 \text{ GeV}$	-	99.75	82.79	99.63	96.48	99.91	96.56	99.49	99.90
$M_{W'} = 1000 \text{ GeV}$	-	99.71	83.69	99.67	96.13	99.91	96.39	99.64	99.94
$M_{W'} = 1100 \text{ GeV}$	-	99.85	83.96	99.57	95.98	99.88	96.603	99.60	99.92
$M_{W'} = 1300 \text{ GeV}$	-	99.76	83.07	99.48	95.46	99.92	96.19	99.56	99.95
$M_{W'} = 1400 \text{ GeV}$	-	99.78	83.48	99.48	95.32	99.92	96.56	99.74	99.90
$M_{W'} = 1500 \text{ GeV}$	-	99.75	83.57	99.38	94.96	99.88	96.30	99.57	99.98

Tabelle 7.3: Effizienz der Vorselektionen relativ zur vorherigen Selektion. In der ersten Zeile sind die Selektionen aufgelistet, die beim generieren der Samples gefordert wurden. Beim skimmen wird immer mindestens ein Myon pro Ereignis gefordert

Datensatz	HLT_9	$p_T^{\mu_{\max}} > 25 \text{ GeV}$	GMP	$ \eta < 2.1$	TrkIso < 3 GeV	#hits > 11	one pass	$\frac{p_T}{M_{e\tau}}$	$\Delta\phi > 0.8\pi$
QCD $t\bar{t}$ $W \rightarrow \tau\nu$ WW WZ $Z \rightarrow \mu\mu$ $Z \rightarrow \tau\tau$ $W \rightarrow \mu\nu$	81.27	10.18	9.68	9.65	1.15	1.12	1.12	0.51	0.15
	78.02	48.53	46.78	46.57	36.30	36.13	34.58	19.92	3.76
	5.33	1.27	1.24	1.23	1.21	1.20	1.20	0.99	0.82
	75.08	55.06	54.03	53.69	51.05	50.79	48.93	30.78	14.22
	74.08	51.92	50.93	50.47	47.72	47.54	39.90	24.87	12.57
	60.23	38.2717	37.84	37.21	36.79	36.69	19.10	9.47	8.44
	73.64	18.90	18.42	18.24	17.81	17.75	17.52	8.21	3.96
	80.37	69.49	67.59	67.44	65.57	65.27	65.24	61.20	58.98
	$M_{Z'} = 750 \text{ GeV}$	95.50	94.66	94.35	93.41	93.23	29.86	17.13	16.19
	$M_{Z'} = 1000 \text{ GeV}$	95.77	94.84	94.62	93.61	93.45	28.01	16.39	15.52
$M_{Z'} = 1250 \text{ GeV}$ $M_{Z'} = 1500 \text{ GeV}$	95.27	94.73	94.06	93.80	92.99	92.86	27.49	16.59	15.82
	94.55	93.99	93.28	93.02	92.15	92.03	26.56	16.35	15.57
	$M_{W'} = 800 \text{ GeV}$	82.79	82.48	79.58	76.77	76.38	76.31	73.51	71.95
	$M_{W'} = 1000 \text{ GeV}$	83.69	83.41	80.19	77.23	76.95	76.91	74.63	73.57
	$M_{W'} = 1100 \text{ GeV}$	83.96	83.59	80.23	77.41	77.10	77.04	74.93	73.75
	$M_{W'} = 1300 \text{ GeV}$	83.07	82.64	78.89	75.82	75.48	75.44	73.73	72.84
	$M_{W'} = 1400 \text{ GeV}$	83.48	83.04	79.15	76.37	76.17	76.09	74.32	73.58
	$M_{W'} = 1500 \text{ GeV}$	83.57	83.05	78.86	75.86	75.53	75.51	73.80	72.86

Tabelle 7.4: Effizienzen der verschiedenen Selektionen relativ zur Anzahl der Ereignisse nach dem Skimming

$M_{W'}$	Entdeckung	Evidenz	Ausschluss	Auss.(1 σ)	Auss.(-1 σ)	Auss.(2 σ)	Auss.(-2 σ)
ohne Systematik							
800 GeV	6.7 ± 0.2	2.5 ± 0.1	3.1 ± 0.1	3.01 ± 0.1	4.4 ± 0.2	2.9 ± 0.1	6.3 ± 0.2
1000 GeV	18.0 ± 0.6	7.2 ± 0.3	9.41 ± 0.4	8.5 ± 0.3	12.4 ± 0.4	8.2 ± 0.3	17.5 ± 0.6
1100 GeV	33 ± 1	13.4 ± 0.5	16.4 ± 0.6	14.2 ± 0.5	21.4 ± 0.8	14.2 ± 0.5	30.4 ± 1.1
1300 GeV	93 ± 3	36.0 ± 1.3	41.4 ± 1.5	36.0 ± 1.3	54.5 ± 1.9	36.0 ± 1.3	82.4 ± 2.9
1400 GeV	130 ± 4	51.2 ± 1.8	62.8 ± 2.2	58.8 ± 2.1	89.0 ± 3.1	59 ± 2	125.6 ± 4.4
1500 GeV	200 ± 7	78.4 ± 2.7	90.0 ± 3.1	84.0 ± 3	127.1 ± 4.4	84.0 ± 2.9	192.4 ± 6.7
mit Systematik							
800 GeV	9.4 ± 0.3	3.4 ± 0.1	3.8 ± 0.1	3.4 ± 0.1	5.4 ± 0.2	3.4 ± 0.1	8.2 ± 0.3
1000 GeV	26.4 ± 0.9	10.9 ± 0.4	11.7 ± 0.4	10.2 ± 0.4	16.5 ± 0.6	9.5 ± 0.3	23.3 ± 0.8
1100 GeV	44 ± 2	17.7 ± 0.6	19.0 ± 0.7	16.5 ± 0.6	26.8 ± 0.9	15.4 ± 0.5	40.6 ± 1.4
1300 GeV	123 ± 4	50.3 ± 1.7	50.3 ± 1.7	43.8 ± 1.5	76.1 ± 2.6	40.9 ± 1.4	107.5 ± 3.7
1400 GeV	197 ± 7	81.7 ± 2.8	81.7 ± 2.8	66.4 ± 2.3	115.5 ± 4.0	66.4 ± 2.3	174.7 ± 6.0
1500 GeV	300 ± 10	115.6 ± 2	117 ± 4.0	95.1 ± 3.3	1653 ± 5.7	95.1 ± 3.3	250.1 ± 8.6

Tabelle 7.5: Sensitivitätsgrenzen für die integrierte Luminosität in pb^{-1} (Vollständige Werte)

Literaturverzeichnis

- [1] Berger, Christoph(2006).*Elementarteilchenphysik*. 2.Auflage,Aachen: Springer-Verlag Berlin Heidelberg
- [2] F. Halzen, A. D. Martin. *Quarks and Leptons: An introduction course in modern particle physics*. John Wiley & Sons, 1984. ISBN 0-471-88741-2.
- [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] D.Barney, CERN, February 2004,
http://cms.web.cern.ch/cms/Resources/Website/Media/Videos/Animations/files/CMS_Slice.gif
- [6] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). *The CMS experiment at the CERN LHC*. 2008 JINST 3 S08004, 2008., S.167
- [7] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/CMSConventions>
- [8] CMS Collaboration. *CMS Technical Design Report, The Muon Project* , CERN/LHCC 97-32 CMS TDR 3 15 December 1997
- [9] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/WorkBookMuonAnalysis#Muon_identification
- [10] C.Amsler, et al., *Review of Particle Physics, Physics Letters B 667*, 1 (2008)
- [11] R. Brun, F. Rademakers. *ROOT: An object oriented data analysis framework*.
<http://root.cern.ch>
- [12] S. Argir o et al. *proposal for a Release Procedure and Development Cycle for CMSSW*. CMS IN-2006/036, 2007.
- [13] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/ExoticaWprime>
- [14] CMS Collaboration. *CMS Physics Technical Design Report, Volume I: Detector Performace and Software*. CERN-LHCC-2006-001, 2006.
http://cmsdoc.cern.ch/cms/cpt/tdr/ptdr1_final_colour.pdf.
- [15] Walter Bender, *Studie zum Nachweis schwerer, geladener Eichbosonen in leptoni-schen Zerfallskanälen mit dem CMS-Detektor*

- [16] CMS Collaboration. *Measurement of CMS Luminosity*, PAS of EWK-10-004
- [17] A. L. Read : *Presentation of search results: the CLs technique*. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 28, 2693, 2002
- [18] Philipp Millet, *Studie zur Sensitivität des CMS Experimentes auf schwere, geladene Vektorbosonen mit Elektronen im Endzustand*

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schnitt durch den CMS-Detektor	7
2.2	Schnitt durch das Myonensystem	9
2.3	Driftkammer	9
2.4	Schnitt durch eine Drift Zelle	10
2.5	Kathodenstreifenkammer	11
2.6	Skizze: Prinzip der Kathodenstreifenkammer	11
2.7	Skizze eines RPC double gap Moduls	12
3.1	Transversalimpulsverteilung der Signale	16
3.2	p_T Kombination der $W \rightarrow \mu\nu$ Datensätze	18
4.1	p_T -Verteilung der Datensätze vor Selektion	20
4.2	Effizienzen	20
4.3	Unterdrückung der fake muons	22
4.4	Track Isolation Kegel	24
4.5	Track Isolation Verteilung	24
4.6	Verteilung Anzahl Treffer im Tracker	25
4.7	Korrelation $\frac{\chi^2_{CM}}{N_{DoF}}$ zu p_T Auflösung	26
4.8	p_T -Verteilung der Datensätze nach Vorselektion	28
4.9	Bestimmung der Systematischen Unsicherheit auf p_T	30
4.10	Fehlende transversale Energie	31
4.11	$\frac{p_T}{M_{eT}}$ -Verteilung	32
4.12	$\Delta\phi$ -Verteilung	33
4.13	Korrelation $\frac{\chi^2_{CM}}{N_{DoF}} < 10$ zu p_T Auflösung	34
6.1	Bestimmung von CL_b und CL_{s+b}	40
6.2	Sensitivität	44
7.1	p_T -Verteilung nach den einzelnen Vorselektionen	II

Tabellenverzeichnis

1.1	Fermionen des Standardmodells	2
1.2	Bosonen des Standardmodells	2
3.1	Kombination von W' und Z' Samples	15
3.2	Verwendete Datensätze	17
4.1	Vorselektionen	21
4.2	Systematische Unsicherheit auf p_T	29
4.3	Effizienzen der kinematischen Selektion	35
4.4	Normierte Anzahl Ereignisse für Signal und Untergrund (Bg) (mit und ohne Z' Untergrund)	35
6.1	Sensitivitätsgrenzen für die integrierte Luminosität in pb^{-1}	43
7.1	Anzahl der Ereignisse nach den verschiedenen Vorselektionen ohne Gewichtung	III
7.2	Anzahl der Ereignisse nach den beiden kinematischen Selektionen ohne Gewichtung	IV
7.3	Effizienz der Vorselektionen relativ zur vorherigen Selektion	V
7.4	Effizienzen der verschiedenen Selektionen relativ zur Anzahl der Ereignisse nach dem Skimming	VI
7.5	Sensitivitätsgrenzen für die integrierte Luminosität in pb^{-1} (Vollständige Werte)	VII

Danksagung

Zum Abschluss bedanke ich mich bei allen Leuten, die mir diese Arbeit ermöglicht haben. Hierbei gilt mein erster Dank Prof. Dr. Thomas Hebbeker, der es mir ermöglicht hat, diese interessante Arbeit am III. Physikalischen Institut durchzuführen.

Außerdem bedanke ich mich bei der gesamten Aachen-InstitutIIIa-CMS Gruppe für die viele Hilfe bei fachlichen und technischen Problemen. Mein besonderer Dank gilt hierbei Herrn Andreas Gueth, der alle Daten für mich geskimmt hat, meine Arbeit Korrektur gelesen hat und mir bei vielen Problemen weitergeholfen hat. Ebenfalls danke ich Herrn Paul Papacz, der mir das Arbeiten mit root und c++ erklärt hat und bei Problemen mit dem Computer und beim Programmieren weitergeholfen hat. Außerdem danke ich Dr. Carsten Magass, der mir bei den Problemen mit dem high p_T tail schnell helfen konnte und mich bei der Untersuchung der Vorselektionen auf einige neue Ansätze gebracht hat. Meinen Zimmergenossen danke ich für die gute Arbeitsatmosphäre und viele hilfreiche Diskussionen. Besonders danke ich Philipp Millet für die gute Zusammenarbeit bei der CL_s Methode und für das Korrekturlesen der Arbeit.

Mein ganz besonderer Dank gilt Dr. Kerstin Hoepfner, die sehr viel Zeit in die Betreuung meiner Arbeit investiert hat und außerdem die aufwendige Produktion des high p_T tails übernommen hat. Ohne sie wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Außerdem danke ich ihr für das Korrekturlesen der Arbeit.

Zuletzt danke ich meinen Eltern, die mich mein ganzes Studium lang finanziell und moralisch unterstützt haben.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, Simon Knutzen, diese Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel erstellt zu haben.