Studie zur Sensitivität des CMS Experiments auf schwere, geladene Vektorbosonen mit leptonischen Endzuständen

von
Sebastian Thüer

Bachelorarbeit in Physik

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

August 2009

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

CERN-THESIS-2009-296

Übersicht

Diese Bachelorarbeit untersucht das Entdeckungs- und Ausschlusspotential des hypothetischen schweren geladenen Eichbosons W' mit dem CMS-Detektor. Dabei wird eine Schwerpunktsenergie von 10 TeV angenommen und der Zerfallskanal $W' \rightarrow e + \nu$ betrachtet. Als mögliche Untergründe werden QCD, $t\bar{t}$, $Z \rightarrow e^+ + e^-$ und das Standardmodell W-Boson berücksichtigt. Es wird durch geeignete Schnitte versucht das Signal möglichst gut zu isolieren, ohne dabei die fehlende transversale Energie zu verwenden. Anschließend werden die Signifikanzen für Entdeckung und Ausschluss mit Hilfe der CL_s-Methode bestimmt und der Einfluss möglicher systematischer Unsicherheiten auf diese untersucht. Zuletzt werden noch die Zerfälle im Elektron- und Myon-Kanal kombiniert und dadurch das Entdeckungspotential gesteigert.

Inhaltsverzeichnis

1 Theoretische Grundlagen **1**
1.1 Standardmodell der Teilchenphysik . . . 1
1.2 Schwere geladene Eichbosonen . . . 3

2 Das CMS-Experiment **5**

3 Verwendete Datensätze **9**

4 Analyse **13**
4.1 HEEP Selektion . . . 13
4.2 Analyse mit Missing Energy . . . 17
4.3 Analyse ohne Missing Energy . . . 21

5 Systematische Unsicherheiten **29**

6 Signifikanzbestimmung **31**
6.1 CL_s Methode . . . 31
6.1.1 Elektron Kanal . . . 34
6.1.1.1 ohne Missing Energy . . . 34
6.1.1.2 mit Missing Energy . . . 35
6.1.2 Myon Kanal . . . 37
6.1.3 Kombination von Elektron und Myon Kanal . . . 38
6.2 Kombinierter Fit . . . 39

7 Zusammenfassung **43**

A Anhang **i**
A.1 HEEP Verteilungen . . . i
A.2 Jet Energy Scale Verteilungen . . . iii

Literaturverzeichnis **v**

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik (SM)[1] ist eine physikalische Theorie zur Beschreibung der bekannten Elementarteilchen und ihren Wechselwirkungen. Die drei fundamentalen Wechselwirkungen, die durch das Standardmodell beschrieben werden, sind die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Diese Beschreibung geschieht im Rahmen von Quantenfeldtheorien.
Im Standardmodell existieren 2 Arten von Teilchen: Materieteilchen (Fermionen) und Austauschteilchen (Bosonen). Die Fermionen haben einen halbzahligen Spin und lassen sich in zwei Gruppen unterteilen, die Leptonen und die Quarks. Dabei sind Quarks diejenigen Teilchen, die eine der drei möglichen Farbladung besitzen und somit an der starken Wechselwirkung teilnehmen, und Leptonen diejenigen, die keine Farbladung besitzen. Quarks und Leptonen lassen sich in drei Generationen einteilen, dabei ändern sich die wesentlichen Teilcheneigenschaften in den Generationen nicht, nur die Masse nimmt mit der Generation zu. In Tabelle 1.1 sind die Quarks und Leptonen in den verschiedenen Generationen dargestellt.

	Generation 1		Generation 2		Generation 3		Elektrische Ladung
Quarks	Up	u	Charm	c	Top	t	$+\frac{2}{3}$
	Down	d	Strange	s	Bottom	b	$-\frac{1}{3}$
Leptonen	Elektron	e	Myon	μ	Tau	τ	-1
	Elektronneutrino	ν_e	Myonneutrino	ν_μ	Tauneutrino	ν_τ	0

Tabelle 1.1: Fermionen des Standardmodells in den verschiedenen Generationen.

Zu jedem der dargestellten Fermionen existiert ein Antiteilchen, welches dieselbe Masse besitzt, aber dessen Ladung invertiert ist.
Die Wechselwirkung zwischen diesen Teilchen geschieht über die sogenannten Vektorbosonen, diese besitzen einen ganzzahligen Spin. Für die drei zuvor angesprochenen Wechselwirkungen sind die entsprechenden Bosonen in Tabelle 1.2 dargestellt.

Das Photon der elektromagnetischen Wechselwirkung koppelt an alle Teilchen mit elektrischer Ladung, also an alle Quarks und die geladenen Leptonen. Die Quantenfeldtheorie zur Beschreibung dieser Wechselwirkung ist die Quantenelektrodynamik (QED). Die schwache Wechselwir-

Wechselwirkung	Teilchen		Masse
elektromagnetische	Photon	γ	0
schwache	W-Boson Z-Boson	W^+, W^- Z	80,4 GeV 91.2 GeV
starke	Gluon	g	0

Tabelle 1.2: Austauschteilchen der verschiedenen Wechselwirkungen des Standardmodells.

kung kann zwischen rechts- und linkshändigen Teilchen unterscheiden, da am W-Boson Austausch nur linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen teilnehmen. Die Austauschteilchen sind das Z und das W-Boson, wobei ersteres einem neutralem Strom und letzteres einem elektrisch geladenen Strom entspricht. Die beiden Theorien der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung kann man theoretisch vereinigen zur elektroschwachen Wechselwirkung mit der Eichsymmetrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$.
Als letzte Wechselwirkung bleibt die starke Wechselwirkung, diese wird über die Quantenchromodynamik (QCD) mit der Eichsymmetrie $SU(3)_C$ beschrieben. In der Quantenchromodynamik wird den Quarks eine neue Teilcheneigenschaft zugeschrieben: die Farbladung. Das Austauschteilchen ist das Gluon, wobei dieses selbst eine Farbladung trägt und somit koppeln Gluonen auch an sich selbst. Gluonen koppeln an alle Teilchen mit Farbladung, also an die 6 Quarks, die jeweils 3 Farben haben können, und an die 8 Gluonen mit den jeweiligen Farb-Antifarbkombinationen.
Als letztes Teilchen des Standardmodells bleibt noch das Higgs-Teilchen. Hierbei handelt es sich um ein hypothetisches Boson. Die elektroschwache Wechselwirkung ist nur für masselose Austauschteilchen gültig, eine Möglichkeit die beobachteten Massen der W- und Z-Bosonen der schwachen Wechselwirkung zu beschreiben bietet der Higgs-Mechanismus, der die Existenz eines neuen Elementarteilchens postuliert, dem Higgs-Teilchen. Im Gegensatz zu allen anderen Teilchen des Standardmodells, die zum Teil schon sehr genau gemessen wurden, wurde das Higgs-Boson bis heute noch nicht nachgewiesen. Mit der Inbetriebnahme des „Large Hardron Colliders“ am CERN erhofft man sich jedoch den experimentellen Nachweis.

1.2 Schwere geladene Eichbosonen

Das Standardmodell der Teilchenphysik gehört zu den am besten nachgewiesenen Theorien in der Physik. Dennoch reicht das Standardmodell nicht aus, um die gesamte Physik der Elementarteilchen zu beschreiben. Deswegen gibt es eine Vielzahl von Theorien, die das Standardmodell erweitern, zwei Beispiele wären Supersymmetrie oder die Einführung von zusätzlichen Raumdimensionen. Einige dieser Theorien beinhalten die Existenz schwerer geladene Eichbosonen.
Hier möchte ich nur auf das „Reference Model“[2] eingehen. Dieses Modell wurde Ende der achtziger Jahre aufgestellt und sieht die Erweiterung des W-Bosons auf sehr viel höhere Massen vor und es beschreibt die möglichen Zerfälle. Dabei bleiben die wesentlichen Kopplungen erhalten, es kommen jedoch einige neue Zerfälle hinzu.
Das Standard Modell W-Boson kann entweder in eines der drei Leptonen und das entsprechende Neutrino zerfallen oder in ein up- oder charm-Quark zusammen mit einem Quark vom Down-Typ (down, strange, bottom). Der Zerfall in ein Topquark ist nicht möglich, da die Masse des Topquarks größer ist als die des W-Bosons.
Das W' im Rahmen des „Reference Models“ hat noch einige zusätzliche Zerfallskanäle. Zum einen kann es aufgrund der höheren Masse auch in ein Topquark zerfallen und zum anderen kann es auch in zwei Bosonen zerfallen $W' \rightarrow W + Z$. Ist der Zerfall in zwei Bosonen zulässig, dann ist der in Frage kommende W' Massenbereich aber experimentell bereits ausgeschlossen. In dieser Studie wird daher davon ausgegangen, dass der Zerfall in Bosonen unterdrückt ist.
Das „Reference Model“ beschreibt die Wirkungsquerschnitte und die Zerfallsbreiten für die jeweiligen Zerfälle. Diese beiden Größen können nun numerisch berechnet werden und mit Hilfe eines Generatorprogramms kann der Zerfall des W' simuliert werden.

2 Das CMS-Experiment

Der Compact-Muon-Solenoid-Detektor (CMS)[3] ist ein Vielzweck-Teilchendetektor am derzeit größten Teilchenbeschleuniger der Welt, dem Large Hadron Collider (LHC) am europäischen Forschungszentrum CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) in Genf. Der LHC ist ein Proton-Proton Collider und der Nachfolger des Elektron-Positron Colliders LEP, der zuvor in dem selben 27.6 km langen Tunnel betrieben wurde. Durch die Größe des Beschleunigers, den Einsatz von 8.3 Tesla supraleitenden Magneten und den Einsatz von Protonen erreicht der LHC eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14\ TeV$ und eine Designluminosität von $10^{34}\ cm^{-2}s^{-1}$. In der Startphase wird er allerdings nur mit einer Energie von 10 TeV und niedrigerer Luminosität betrieben.
Neben dem CMS Experiments gibt es am LHC noch drei weitere große Experimente: ATLAS, Alice und LHCb, wobei es sich nur bei ATLAS ebenfalls um einen Allzweck-Detektor handelt. Alice konzentriert sich auf die Prozesse mit schweren Bleikernen und LHCb ist spezialisiert auf B-Physik und CP-Verletzung im B-Sektor.
Aufgrund der neuen Größenordnungen in der Schwerpunktsenergie und der Luminosität erhofft man sich durch den CMS-Detektor Hinweise auf neue Physik. Allerdings bringen eben diese neuen Größenordnungen auch ein Problem mit sich. Durch die hohe Luminosität und den relativ hohen Wirkungsquerschnitt von Proton-Proton Kollisionen finden ca. 10^9 Ereignisse pro Sekunde im Detektor statt. Die Aufgabe des Detektors ist es diese auf ein verarbeitbares Maß an interessanten Ereignisse zu reduzieren, die dann gespeichert und analysiert werden können.
Der CMS-Detektor hat eine Länge von 21 m und einen Durchmesser von 15 m und wiegt insgesamt ungefähr 12500 Tonnen[3]. Die verschiedenen Komponenten sind zylinderförmig so umeinander angeordnet, dass möglichst keine Freiräume entstehen und möglichst viele Teilchen erfasst werden können. Der Detektor ist in zwei Abschnitte unterteilt, den Barrelbereich und die Endkappen. Diese werden häufig über die Pseudorapidität η unterschieden, die eine alternative Größe ist den Winkel Θ anzugeben. Ein schematischer Schnitt durch den Detektor mit den Spuren der wichtigsten Teilchen ist in Abbildung 2.1 dargestellt.
Direkt um den Interaktionspunkt ist der Siliziumspurdetektor angebracht, dieser dient dazu die Spuren der Teilchen möglichst präzise zu messen. Er besteht aus diesem Grund aus zwei Teilen, dem inneren Pixeldetektor und dem Siliziumstreifendetektor. Für manche Prozesse ist das Position möglicher Sekundärvertizes wichtig, diese können aufgrund der sehr kurzen Lebensdauer mancher Teilchen sehr nahe am Interaktionspunkt liegen. Daher ist das Ziel mit Hilfe des Spurdetektors die Teilchenspuren der verschiedenen Teilchen bis kurz vor den Interaktionspunkt zu messen und daraus dann später die verschiedenen Teilchen zu rekonstruieren. Die Auflösung des Pixeldetektors liegt bei ca. 10 μm, während die Auflösung des Streifendetektors pro Spurpunkt $<= 50\ \mu$m beträgt und von dem variierenden Streifenabstand abhängt.

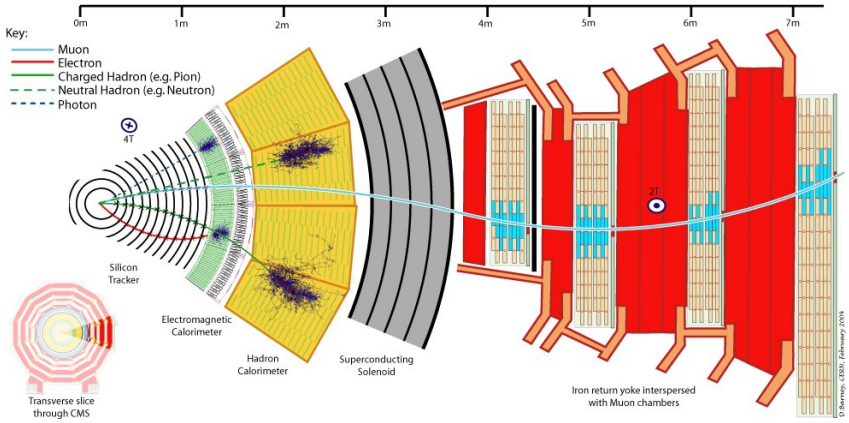

Abbildung 2.1: Schnitt durch den Detektor mit dem erwarteten Verlauf einiger charakteristischer Teilchen[4].

Um den Tracker befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL). Dieses Kalorimeter dient dazu die Energie elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen wie Elektronen oder Photonen zu messen. Dazu besteht das ECAL im Barrelbereich aus 61200 und in den beiden Endkappen aus fast 15000 anorganischen Szintillatorkristallen aus $PbWO_4$ mit einer Strahlungslänge $x_0 = 0.89$ cm. Erreicht nun ein Photon oder ein Elektron die Kristalle, dann erzeugt es einen elektromagnetischen Schauer, dessen Energie gemessen wird. Die Unterscheidung zwischen Elektronen und Photonen erfolgt über den Spurdetektor, Photonen können in diesem nicht nachgewiesen werden und sie hinterlassen somit nur einen Schauer im ECAL. Elektronen hingegen erzeugen eine Spur in beiden Komponenten. Die Messgenauigkeit wird noch durch den sogenannten Preshower-Detektor vor den Endkappen erhöht, dieser dient zur Unterscheidung zwischen einzelnen hoch energetischen Photonen, die häufig in „neuer Physik“ vorkommen, und Paaren von niederenergetischen Photonen.
Die hadronischen Bestandteile der enstehenden Teilchen werden im hadronischen Kalorimeter (HCAL) gemessen und als Jets rekonstruiert. Das HCAL hat als weitere Aufgabe die fehlende transversale Energie (MET) zu messen, dabei ist es wichtig, dass das HCAL hermetisch ist und die Energie jedes Teilchens gemessen wird. Das HCAL besteht aus wechselnden Schichten von Absorptions- und Szintillationsmaterial, so dass mit der gegebenen Wechselwirkungslänge die gesamte Energie absorbiert werden kann. Das entstehende Szintillationslicht wird mit optischen Fasern gesammelt und in Photodetektoren gemessen. Die Energie des gemessenen Lichtes einer bestimmten Region wird in sogenannten „Towern“ zusammengefasst und repräsentiert die Jetenergie.
Der gesamte Detektor ist von einem bis zu 3.8 Tesla starken Magnetfeld durchsetzt, welches durch einen supraleitenden Solenoiden erzeugt wird. Durch das Magnetfeld werden die Teilchenbahnen abhängig von ihrem Impuls gekrümmt. Misst man nun mit den anderen Komponenten die Teilchenbahn sehr genau, dann kann man aus der Krümmung den Impuls und die Ladung

des Teilchens bestimmen.
Die äußersten Komponenten sind die Myonkammern. Myonen sind die einzigen Teilchen, die diesen äußeren Teil des Detektors erreichen. Sie werden mit einer Kombination von Driftkammern (DT), Kathodenstreifenkammern (CSC) und Widerstands-Plattenkammern (RPC) nachgewiesen. Die Bestimmung der Energie findet dann über die Rekonstruktion der Teilchenspur durch den Tracker und die Myonkammern statt.
Der CMS-Detektor ist somit in der Lage die meisten Elementarteilchen überaus genau nachzuweisen und wird hoffentlich dazu beitragen die Physik in diesem Energiebereich weiter voranzubringen.

3 Verwendete Datensätze

In dieser Studie soll das Entdeckungspotential des W' im Zerfallskanal $W' \rightarrow e + \nu$ bei einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV bestimmt werden. Dazu werden verschiedene Monte Carlo Simulationen für das Signal und für den Untergrund verwendet. Für unser Signal werden drei verschiedene Datensätze gewählt. Jeweils der Zerfall $W' \rightarrow e + \nu$ für eine W'-Masse von 1 TeV, 1.5 TeV und 2 TeV. Die Signatur des W' ist ein sehr hochenergetisches Elektron und fehlende Energie (Missing Energy) in der gegenüberliegenden Richtung, bedingt durch das nur schwach wechselwirkende Neutrino. Als mögliche Untergründe werden diejenigen betrachtet, die eine ähnliche Signatur aufweisen:

- Der Untergrund mit der höchsten Ereigniszahl ist der Mulitjet Untergrund, diese entstehen aufgrund der starken Wechselwirkung und daher wird dieser Untergrund als QCD bezeichnet. Elektronen treten nur in diesen Jets auf, allerdings können diese Jets auch fälschlicherweise als Elektronen rekonstruiert werden. Dieser Untergrund hat mit Abstand den höchsten Wirkungsquerschnitt.
- Der wohl wichtigste Untergrund ist der des Standardmodell W-Bosons. Dieses weist die selbe Kinematik wie das W' auf, es kann also genau wie das W' in ein Elektron und ein Neutrino zerfallen. Um diesen Untergrund bestmöglich abzuschätzen, werden sehr fein gebinnte Datensätze verwendet. Dabei werden auch große Werte des transversalen Impulses $\hat{p}_T$ abgedeckt, der sogenannte „high-pt-tail“.
- Ein weiterer Untergrund entsteht durch die Top Quark Paar Produktion, weiterhin als $t\bar{t}$ bezeichnet. Das Top Quark kann weiter zerfallen $t \rightarrow W + b$. Dadurch entsteht ein W-Boson, welches, wie zuvor erwähnt, Untergrund im Signalbereich erzeugt.
- Als letzter Untergrund wird der Zerfall des Standardmodell Z-Bosons betrachtet. Dieses kann in zwei Elektronen zerfallen, wovon eines in manchen Fällen nicht rekonstruiert wird. Somit würde die selbe Signatur entstehen wie bei unserem Signal, ein Elektron und fehlende Energie.

Den Datensatz für das Standardmodell W-Boson entstammt einer privaten Produktion aus der WPrime Working Group[5]. Die übrigen Datensätze werden der offiziellen Produktion „Summer08“ [6] entnommen. Alle Datensätze wurden mit einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV erzeugt und haben „Ideal Alignment“. Das bedeutet, sie sind so simuliert, als ob der Detektor perfekt verstanden wäre, was natürlich nicht der Realität entspricht. Um die Realität ein wenig besser zu simulieren, werden später ein paar systematische Unsicherheiten und ihre Auswirkungen auf das Ergebnis diskutiert, siehe Kapitel 5. Die für die Analyse wichtigen Parameter der Datensätze werden mit der CMS Software CMSSW in der Version 2.2.3 in sogenannte Root

Trees geschrieben. Diese Root Trees speichern die notwendigen Informationen und können mit der Root-Analyseumgebung[7] verarbeitet werden. Die Root Trees wurden bereits im Vorfeld zu dieser Analyse erzeugt und werden als Grundlage verwendet[8].
Die verschiedenen Datensätze werden später nach bestimmten Größen histogrammiert. Dafür ist es wichtig, dass nicht jedes Ereignis aus den Datensätzen mit dem gleichen Gewicht zu dem Histogramm beiträgt. Zunächst einmal haben die verschiedenen Prozesse unterschiedliche Wirkungsquerschnitte und falls die Prozesse auch noch in gebinnten $\hat{p}_T$ Bereichen vorliegen, hat jeder p_T-Bereich auch nochmal einen unterschiedlichen Wirkungsquerschnitt. Es gilt der einfache Zusammenhang:

$$N = L * \sigma,$$

mit dem Wirkungsquerschnitt σ, der Luminosität L und der Anzahl an Ereignissen N. Allerdings wurden in der Monte-Carlo Simulation eine andere Anzahl an Ereignissen simuliert N_{MC}. In der Realität erwarten wir also N Ereignisse in dem Histogramm, aber wir haben N_{MC} simulierte Ereignisse, also bekommt jedes Ereigniss ein Gewicht w von:

$$\begin{aligned} w &= \frac{N}{N_{MC}}, \\ &= \frac{L * \sigma}{N_{MC}}. \end{aligned}$$

Ähnlich berechnet sich dann der Fehler auf die Bins in den Histogrammen. Tragen zu einem Bin N_{bin} Ereignisse bei, ergibt sich eine Binhöhe von $h = N_{bin} * w$. Der Fehler darauf ist allerdings nicht der normale Poissonfehler, also $\sqrt{N_{bin} * w}$, sondern der Poissonfehler wirkt nur auf N_{bin}. Der Fehler auf die Binhöhe ergibt sich also zu:

$$\sigma_h = \sqrt{N_{bin}} * w.$$

Eine Auflistung der verwendeten Datensätze inklusive der ergebenen Gewichte ist in Tabelle 3.1 dargestellt, dabei wird eine integrierte Luminosität von 100 pb^{-1} als Normierung angenommen.

Prozess	Generator	Ereignisse	Gewichtung	$\hat{p}_T$ (GeV)
QCD DiJet	Pythia	42400	3814.25	80-120
		50085	511.11	120-170
		51940	93.04	170-230
		53280	19.94	230-300
		60048	4.39	300-380
		41840	1.73	380-470
		27648	0.871	470-600
		28620	0.218	600-800
		20880	4.51 x 10^{-2}	800-1000
		24640	9.51 x 10^{-3}	1000-1400
		27744	5.65 x 10^{-4}	1400-1800
		11424	1.21 x 10^{-4}	1800-2200
Z $\rightarrow e + e$	Pythia	54219	2.23 x 10^{-2}	120-200
		52245	3.00 x 10^{-3}	200-500
		40695	1.34 x 10^{-4}	500-1000
		23856	1.17 x 10^{-5}	>1000
W $\rightarrow e + \nu$	Madgraph	1057680	2.23 x 1.12	0-200
		4800	1.79 x 10^{-3}	200-250
		5000	6.37 x 10^{-4}	250-300
		4800	2.91 x 10^{-4}	300-350
		4800	1.41 x 10^{-4}	350-400
		5000	7.16 x 10^{-5}	400-450
		4900	3.95 x 10^{-5}	450-500
		2900	6.17 x 10^{-5}	500-600
		2800	2.41 x 10^{-5}	600-700
		3000	9.40 x 10^{-6}	700-800
		2700	4.55 x 10^{-6}	800-900
		3000	1.83 x 10^{-6}	900-1000
		1800	1.50 x 10^{-6}	1000-1100
		1800	7.27 x 10^{-7}	1100-1200
		1800	3.55 x 10^{-7}	1200-1300
		1800	1.82 x 10^{-7}	1300-1400
		1600	1.06 x 10^{-7}	1400-1500
		1900	4.47 x 10^{-8}	1500-1600
		1900	2.30 x 10^{-8}	1600-1700
		1900	1.19 x 10^{-8}	1700-1800
		1800	6.30 x 10^{-9}	1800-1900
		1614	3.60 x 10^{-9}	1900-2000
$t\bar{t}$	Pythia	96540	0.250	
W' $\rightarrow e + \nu$ (1 TeV)	Pythia	112500	1.38 x 10^{-3}	
W' $\rightarrow e + \nu$ (1.5 TeV)	Pythia	112500	2.13 x 10^{-4}	
W' $\rightarrow e + \nu$ (2 TeV)	Pythia	99000	5.15 x 10^{-5}	

Tabelle 3.1: Die verwendeten Datensätze sind alle in führender Ordnung generiert worden und sind auf eine Luminosität von 100 pb^{-1} normiert.

4 Analyse

Ziel dieses Kapitels ist es, durch gezielte Schnitte den Untergrund möglichst gut zu reduzieren, während das Signal möglichst erhalten werden soll. Der hier betrachtete Zerfall $W' \rightarrow e + \nu$ hat als Signatur ein hochenergetisches Elektron und fehlende Energie (Missing Energy) in der gegenüberliegende Richtung. Hier wird in den meisten Fällen nur die transversale Komponente der Energie betrachtet. Es handelt sich um eine Proton-Proton Kollision, dabei besteht jedes der Protonen aus mehreren Quarks und Gluonen. Der longitudinale Impuls der kollidierenden Teilchen ist daher nicht bekannt und man beschränkt sich bei den entstehenden Teilchen auf die transversale Komponente. Die transversale Komponente der fehlenden Energie wird als MET (Missing transverse Energy) bezeichnet.
Besonders in der Startphase des CMS Experimentes könnte es vorkommen, dass die Kalorimeter noch nicht ausreichend kalibriert sind und die gemessenen Energien von den tatsächlichen abweichen. Aus diesem Grund ist die Größe MET mit großer Vorsicht zu verwenden, da diese Größe besonders starken Einfluss durch falsch gemessene Teilchen hat. Ziel dieser Analyse ist es zwei Strategien zu entwickeln. Die erste verwendet MET, die zweite versucht auch ohne diese Informationen ein ähnliches Ergebnis zu erzielen.
Es wird sich an der Verteilung der transversalen Energie des rekonstruierten Elektrons, weiterhin auch als E_T bezeichnet, orientiert. Diese wird über die Gleichung $E_T = E * sin(\theta)$ berechnet. Als erstes Kriterium für beiden Strategien verlangen wir das der High-Level-Trigger „HLT Ele15“[9] ausgelöst hat, also mindestens ein Elektron mit einer Energie größer als die Schwellenenergie von 15 GeV in dem Ereignis vorhanden ist. Die E_T-Verteilung aller Signal- und Untergrund Ereignisse, die dieses Kriterium erfüllen, ist in Abbildung 4.1 dargestellt. In den folgenden Verteilungen sind die Untergründe gestacked um besser das Signal zu Untergrund Verhältnis abschätzen zu können. Diese Verteilung ist unser Ausgangspunkt.

4.1 HEEP Selektion

In unserem Signal befindet sich ein sehr hochenergetisches Elektron. Am CMS-Experiment gibt es eine Arbeitsgruppe, die sich damit beschäftigt geeignete Schnitte zu finden, um Ereignisse mit eben solchen Elektronen zu selektieren, die HEEP-Gruppe. HEEP steht für „High Energy Elektron Pairs“. Die von ihr vorgeschlagen Schnitte in der Version 2.0[10], siehe Tabelle 4.1, werden hier kurz erläutert. Dabei wird bei manchen Schnitten zwischen dem Barrel und den Endkappen unterschieden.

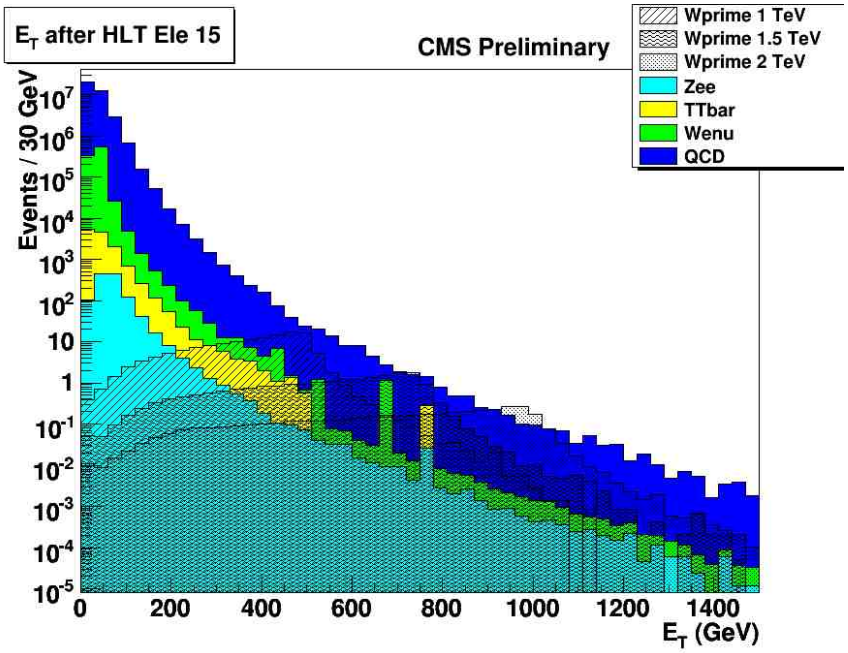

Abbildung 4.1: Transversale Energie nach dem High Level Trigger.

Variable	Barrel	Endcap
E_T	> 25 GeV	> 25 GeV
$\|\eta_{sc}\|$	< 1.442	$1.560 < \|\eta_{sc}\| < 2.5$
classification	< 100	≥ 100
$\|\Delta\eta_{in}\|$	< 0.005	< 0.007
$\|\Delta\phi_{in}\|$	< 0.09	< 0.09
H/E	< 0.05	< 0.05
$\sigma_{i\eta i\eta}$	n/a	0.0275
E^{2x5}/E^{5x5}	$>$0.94 oder $E^{1x5}/E^{5x5} > 0.83$	n/a
EM + Had1 Isolation	$< 3 + 0.02$*E_T	< 5.5 für E_T<50 $< 5.5 + 0.05$*(E_T-50)
Had2 Isolation	n/a	< 0.5
Track Isolation: Trk Pt	< 7.5	< 15

Tabelle 4.1: Vorgeschlagene Schnitte der HEEP Gruppe[10] in der Version 2.0.

- E_T ist die transversale Komponente der Energie des Elektrons. Sie wird wieder über die Gleichung $E_T = E * sin(\theta)$ berechnet. Dabei wird der Winkel θ aus dem Trackersystem genommen.
- $|\eta_{sc}|$ ist die Pseudorapidität des Superclusters der Elektronen, dies ist eine alternative Größe den Winkel Θ anzugeben.
- classification gibt die Einordnung des Elektrons in bestimmte Klassen an (golden, showering, narrow, big brem, crack), wobei diese Größe hier nur verwendet wird um zwischen Barrel und Endkappe zu unterscheiden.
- $|\Delta\eta_{in}|$ ist die Differenz in η von der Spur gemessen im inneren Teil des Trackers extrapoliert zum Interaktionsvertex und dann extrapoliert zum Kalorimeter zum η des Superclusters.
- $|\Delta\phi_{in}|$ ist die Differenz in ϕ von der Spur gemessen im inneren Teil des Trackers extrapoliert zum Interaktionsvertex und dann extrapoliert zum Kalorimeter zum ϕ des Superclusters.
- H/E ist das Verhältnis von der Energie, die im hadronischen Kalorimeter am nähsten zur Elektronposition deponiert wurde zur Energie des Superclusters des Elektrons.
- $\sigma_{i\eta i\eta}$ ist ein Maß für die Streuung in η im Supercluster.
- E^{1x5}/E^{5x5} und E^{2x5}/E^{5x5} dienen dazu, den Elektron Shower Shape zu berücksichtigen. Sie geben das Verhältnis der Energie deponiert in 1x5 (2x5) Kristallen zur gesamten deponierten Energie im 5x5 Cluster an. Im Gegensatz zu Jets platzieren Elektronen ihre Energie in 1-2 Kristallen, weswegen diese beiden Variablen nahe bei 1 liegen.
- Die EM Isolation ist die transversale Energie aller Clustertreffer in einem Kegel mit dem Radius 0.3, ohne jedoch die Treffer in einem Kegel mit Radius 0.045 zu berücksichtigen.
- Die Had Isolation ist definiert als die transversale Energie aller Zellen im hadronischen Kalorimeter, die innerhalb eines Kegels mit Radius 0.3 um die Position des Elektrons liegen, aber außerhalb eines Kegels mit Radius 0.15. Depth 1 und Depth 2 berücksichtigen unterschiedliche Zellen des hadronischen Kalorimeters.
- Track Isolation ist die Summe der p_T-Werte aller Tracks, die in einem Kegelbereich von $0.015 < \Delta\mathrm{R} < 0.2$ liegen.

Im Anschluss an die HEEP Schnitte wird noch darauf geschnitten, dass nur ein einziges Elektron pro Ereignis diese Kriterien erfüllen darf. Um die Wirkung der verschiedenen Schnitte auf die Untergründe und das Signal zu überprüfen, wird die Anzahl der verbleibenden Ereignisse nach jedem Schnitt und die dazugehörige Effizienz graphisch aufgetragen, siehe Abb. 4.2. Dabei wird für das Signal nur der Datensatz mit einer W'-Masse von 1 TeV verwendet, da die Effizienzen der anderen beiden Datensätze vergleichbar sind. Die nicht explizit aufgeführten Variablen, E^{2x5}/E^{5x5}, H/E, $\sigma_{i\eta i\eta}$, $|\Delta\eta_{in}|$, $|\Delta\phi_{in}|$ und classification, sind in EleId zusammengefasst.

Man kann gut erkennen, dass die verschiedenen Untergründe durch den High-Level-Trigger und den E_T-Schnitt reduziert werden, besonders der QCD Untergrund wird dadurch reduziert. Ausserdem erkennt man, dass besonders QCD und $t\bar{t}$ durch den ersten hadronischen Isolationsschnitt

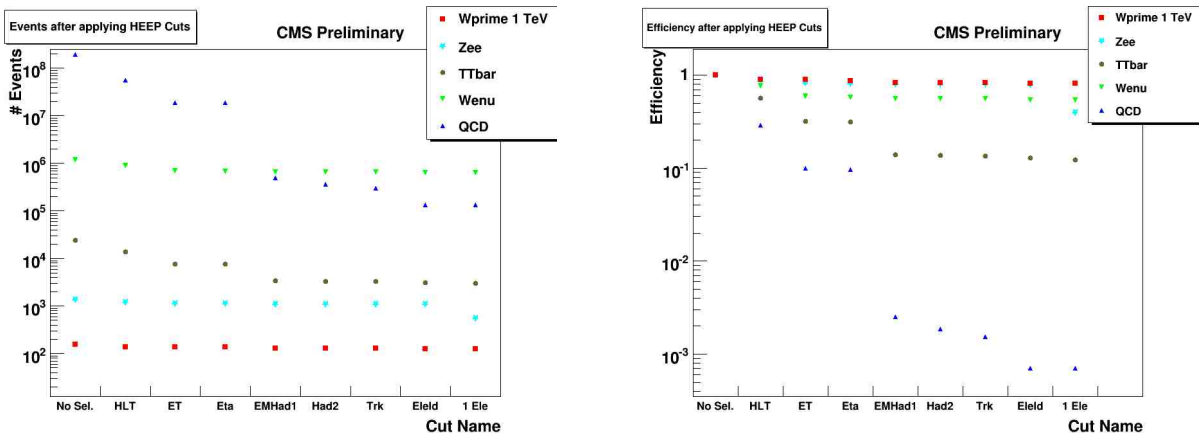

Abbildung 4.2: Auf der linken Seite ist die Anzahl der Ereignisse nach jedem der HEEP-Schnitte dargestellt, wenn sie sie sukzessive angewandt werden. Auf der rechten Seite die dazugehörigen Effizienzen bezogen auf den Ausgangspunkt mit keiner Selektion (No. Sel.).

reduziert werden. Dies liegt daran, dass diese beiden Untergründe, wegen der beim Zerfall enstehenden Quarks, sehr viele Jets enthalten und somit viel Energie im hadronischen Kalorimeter deponiert wird. Weiter sieht man, dass sowohl $W \rightarrow e + \nu$, also auch $Z \rightarrow e^+ + e^-$ durch diese Schnitte nicht besonders reduziert werden, da beide aufgrund ihres Zerfalls Elektronen im Endzustand haben. Der Z-Boson Untergrund wird jedoch noch durch den Schnitt auf genau ein Elektron reduziert, da nur die Ereignisse, in denen eines der beiden Elektronen im Endzustand nicht rekonstruiert wird, diesen Schnitt erfüllen. Insgesamt werden also die Untergründe QCD, $t\bar{t}$ und $Z \rightarrow e^+ + e^-$ recht gut durch die HEEP Schnitte reduziert, der Standardmodell W-Boson Untergrund allerdings nur sehr wenig, wohingegen unser Signal nahezu unverändert bleibt. Die Auswirkungen der verschiedenen Zwischenschritte auf die E_T-Verteilung sind im Anhang A.1 dargestellt.
Die E_T-Verteilung nach all diesen Schnitten sieht wie folgt aus, siehe Abb. 4.3. Schon mit bloßem Auge kann man den Peak des Signals erkennen, dennoch wird nun versucht den Untergrund noch weiter zu reduzieren.

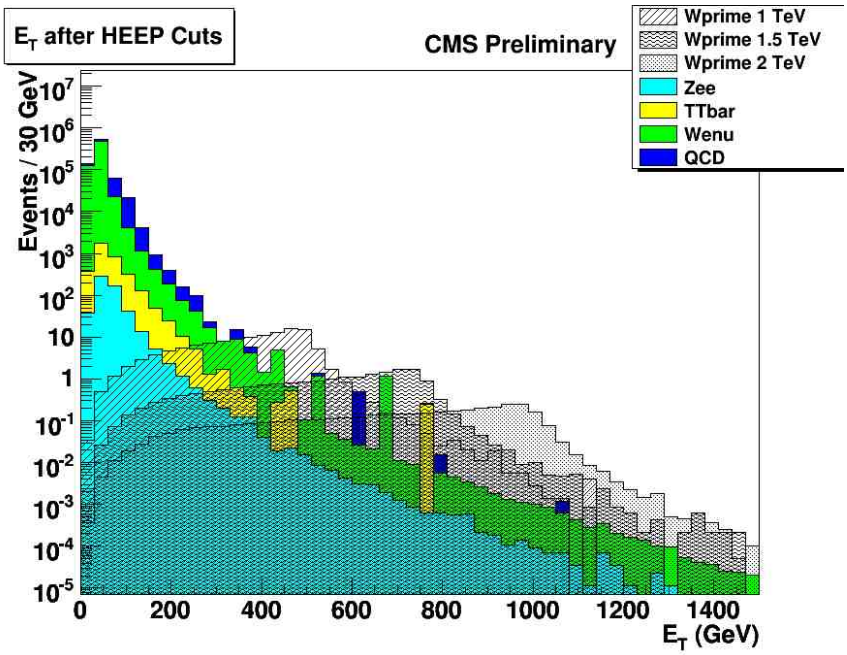

Abbildung 4.3: Transversale Energie nach den HEEP Schnitten.

4.2 Analyse mit Missing Energy

In diesem Abschnitt wird nach weiteren Schnitten gesucht, die den Untergrund möglichst stark, das Signal aber möglichst wenig reduzieren. Die HEEP-Selektion wird für beide Analysestrategien verwendet. Als erstes betrachten wir die Verteilung der Missing Energy, siehe Abb 4.4.

Wie man sieht, ähnelt diese Verteilung für Signal und W-Boson Untergrund sehr stark der Verteilung der transversalen Energie des Elektrons, siehe Abb. 4.3. Dies ist auch zu erwarten, da die fehlende Energie genau der Energie des Neutrinos entspricht, welches mit dem Detektor nicht nachgewiesen werden kann. Dieses Neutrino hat in dem Zweikörperzerfall des W' bzw. W genau dieselbe Energie wie das dabei entstehende Elektron.
Leider lässt diese Verteilung noch keinen geeigneten Schnitt erkennen, jedoch wird sich das ändern, wenn man das Verhältnis aus transversaler Energie und fehlender transversaler Energie $\frac{E_T}{MET}$ aufträgt, siehe Abb. 4.5.

Man erkennt, dass sowohl Signal, als auch der W Untergrund bei einem Verhältnis von 1 einen relativ scharfen Peak bilden. Deswegen wird als Schnitt festgelegt $0.4 < \frac{E_T}{MET} < 1.5$. Für die Optimierung dieses Schnittes wird nicht viel Aufwand betrieben, da bereits vorher ähnliche Analysen betrieben wurden, allerdings für eine andere Schwerpunktsenergie, siehe zum Beispiel [11].

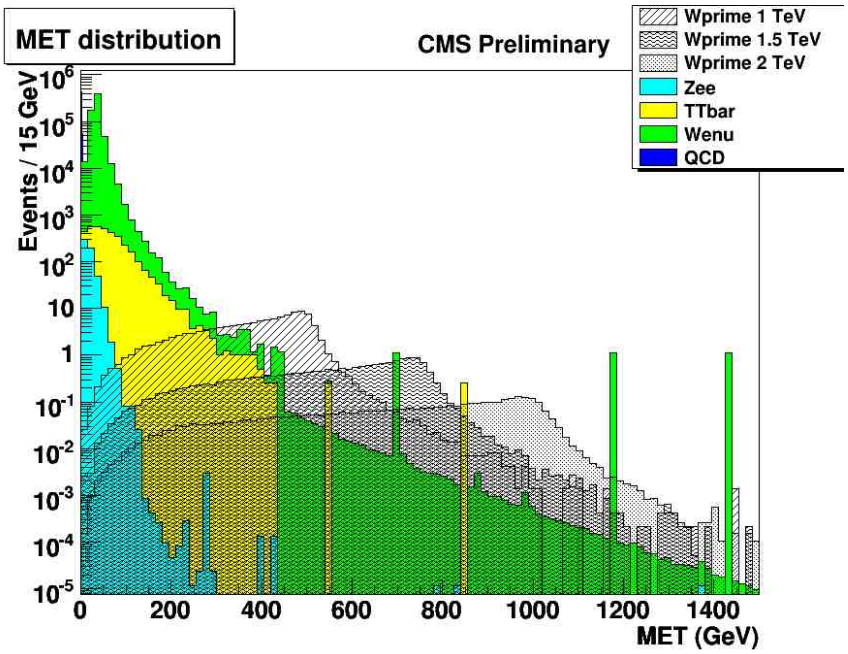

Abbildung 4.4: Verteilung der transversalen Komponente der Missing Energy.

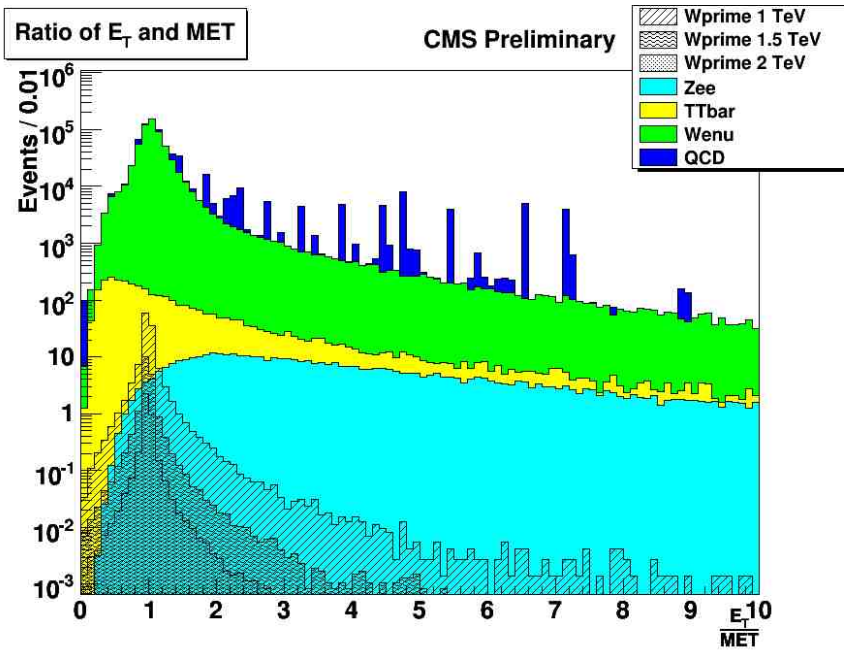

Abbildung 4.5: Verhältnis der transversalen Komponenten von Energie und fehlender Energie.

Eine weitere Größe, die auf die Kinematik des Zerfalls zielt, ist der Winkels zwischen E_T und MET. Die Verteilung dieser Größe ist in Abb. 4.6 dargestellt.

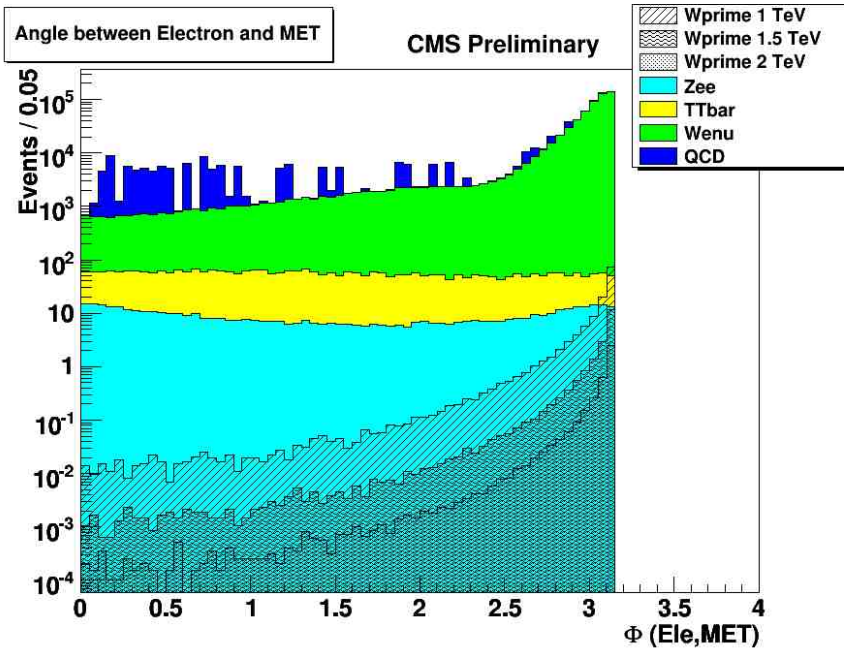

Abbildung 4.6: Winkel zwischen dem Elektron und der fehlenden Energie.

Auch hier sieht man, dass es für das Signal wieder einen relativ scharfen Peak gibt, diesmal bei einem Winkel von π, dies resultiert wieder aus dem Zweikörperzerfall. Hier wird auf einen Winkel $\phi(Ele, MET) > 2.5$ geschnitten.
Nach Anwendung dieser beiden Schnitte ist die E_T-Verteilung in Abb. 4.7 dargestellt. Die Effizienzen für die verschiedenen Datensätze sind in den Tabellen 4.2 und 4.3 dargestellt. Dabei sind die Schnitte nacheinander ausgeführt, die Effizienz bezieht sich immer auf den vorherigen Schnitt, außer die Gesamteffizienz, diese bezieht sich auf die Anzahl an Ereignissen nach der HEEP-Selektion. Zusätzlich ist noch die Anzahl an Ereignissen mit $E_T > 200$ GeV angegeben. In diesem Bereich ist ein sehr gutes Signal zu Untergrund Verhältnis zu erkennen, der einzige Untergrund der in den hohen E_T Bereichen noch relevant ist, ist der des Standardmodell W-Bosons.

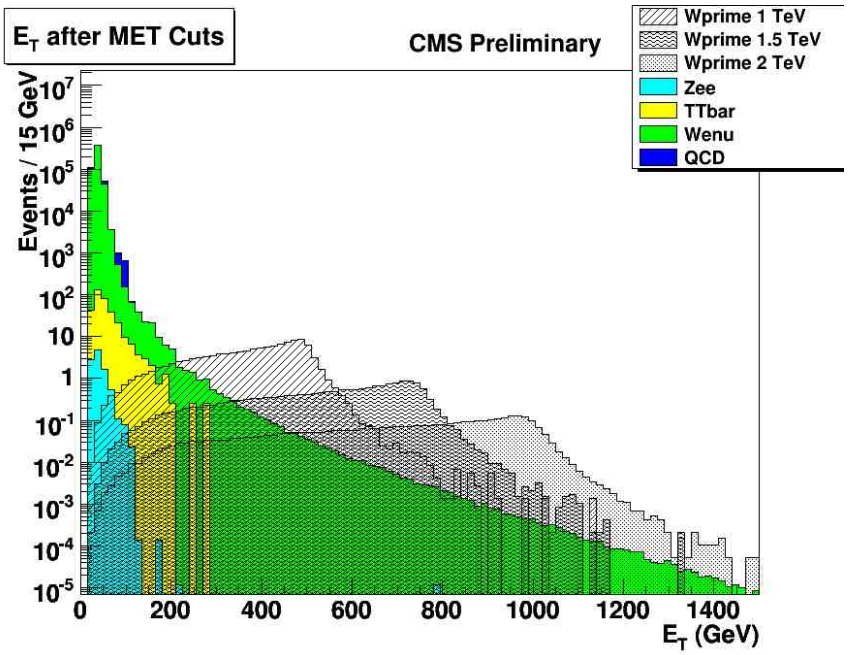

Abbildung 4.7: Verteilung der transversalen Energie nach den MET Schnitten.

Schnitt	W		Z		QCD		$t\bar{t}$	
Vor Schnitten	1.2e+06	100 %	1386	100 %	1.9e+08	100 %	24170	100 %
HLT Ele 15	901080	75.9 %	1213	87.5 %	5.6e+07	28.8 %	13726	56.8 %
HEEP	638398	70.8 %	552	45.5 %	135401	0.24 %	2976	21.7 %
Verhältnis $\frac{E_T}{MET}$	569616	89.2 %	42.5	7.7 %	48253	35.6 %	1716	57.7 %
Winkel(Ele,MET)	531793	93.4 %	10.3	24.1 %	14195	29.4 %	329	19.2 %
Gesamt MET Cuts	531793	83.3 %	10.3	1.85 %	14195	10.5 %	329	11.1 %
$E_T > 200$ GeV	10.4	$1.6{\cdot}10^{-5}$	$3.5{\cdot}10^{-5}$	$3{\cdot}10^{-6}$	$< 1.2{\cdot}10^{-4}$	$<8{\cdot}10^{-9}$	0.75	$2.3{\cdot}10^{-3}$

Tabelle 4.2: Anzahl an Ereignissen und die dazugehörigen Effizienzen für die Untergründe nach Anwendung der MET Schnitte bei einer angenommenen Luminosität von 100 pb^{-1}. Beim QCD Untergrund kann für den Bereich $E_T > 200$ GeV nur eine obere Grenze angegeben werden, da keines der hier verwendeten Ereignisse alle Schnitte erfüllt. Als Grenze wird dabei das kleinste Gewicht angenommen, siehe Tabelle 3.1.

Schnitt	W' 1 TeV		W' 1.5 TeV		W' 2 TeV	
Vor Schnitten	155	100 %	24.0	100 %	5.10	100 %
HLT Ele 15	139	89.8 %	21.2	88.3 %	4.31	84.6 %
HEEP	125	89.9 %	19.1	90.3 %	3.89	90.2 %
Verhältnis $\frac{E_T}{MET}$	121	96.7 %	18.7	97.6 %	3.82	98.2 %
Winkel(Ele,MET)	119	98.0 %	18.4	98.6 %	3.78	99.1 %
Gesamt MET Cuts	119	94.8 %	18.4	96.2 %	3.78	97.2 %
$E_T > 200$ GeV	108	90.6 %	17.7	95.8 %	3.67	97.0 %

Tabelle 4.3: Anzahl an Ereignissen und die dazugehörigen Effizienzen für die Signal Datensätze nach Anwendung der MET Schnitte bei einer angenommenen Luminosität von 100 pb^{-1}.

4.3 Analyse ohne Missing Energy

In diesem Abschnitt wird jetzt versucht durch geeignete Schnitte ein vergleichbares Ergebnis zu produzieren, ohne jedoch die in der Startphase vielleicht schlecht verstandene Größe MET zu verwenden. Die Ausgangsverteilung ist wieder die E_T-Verteilung nach den HEEP-Schnitten, siehe Abb. 4.3.
Leider gibt es hier keine bereits erprobten Schnitte, deswegen ist die Suche nach geeigneten ein wenig aufwendiger. Hier werden nur die Ansätze vorgestellt, die Erfolg versprechen.
Nach der HEEP Selektion ist in jedem der noch vorhandenen Ereignisse genau ein hochenergetisches Elektron. Außer noch zusätzlich fehlender Energie weist die Signatur unseres Signals nichts weiteres auf. Der Ansatzpunkt ist also der, dass außer dem gemessenen Elektron nicht zu viele andere Teilchen im Detektor gemessen werden. Nahezu in jedem Ereigniss finden sich aber zusätzlich zu den eigentlichen Teilchen im Endzustand auch noch einige Jets. Diese entstehen aus der starken Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen. Überlegt man sich, dass weder das Elektron, noch das Neutrino einen Jet erzeugen, sollte unser Signal möglichst frei von Jet Ereignissen sein. Allerdings ist dies nicht der Fall, da das W' in einer Proton-Proton Kollision erzeugt wird, wobei neben den zwei Konstituenten, die das W' erzeugen, noch weitere Quarks und Gluonen vorhanden sind, die Jets auslösen können. Daher bietet es sich an, die Verteilung der Jets ein wenig genauer zu untersuchen, da je mehr Energie in der Jetproduktion verloren geht, desto weniger Energie bleibt für die Erzeugung des W'.
Es bieten sich besonders zwei Größen an:

- maxPt: Mit dieser Größe wird der transversale Impuls P_T des höchstenergetischen Jets bezeichnet.
- sumPt: Diese Größe bezeichnet die Summe der P_T von allen Jets, jedoch werden nur Jets mit einem P_T>15 GeV mit einbezogen.

Die Verteilungen dieser beiden Größen sind in Abbildung 4.8 dargestellt.

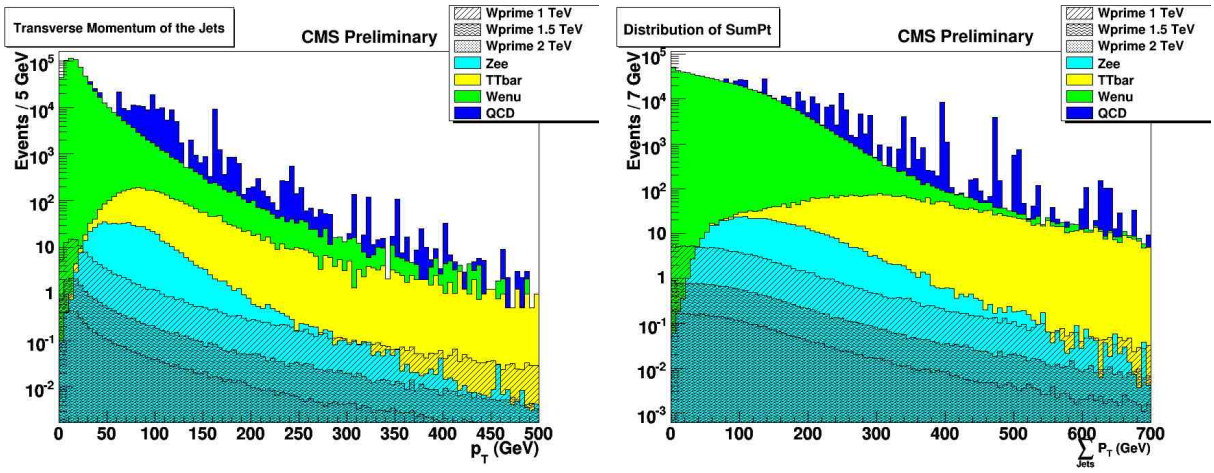

Abbildung 4.8: Links ist die Verteilung des transversalen Impulses des höchstenergetischten Jets dargestellt und rechts die Summe der transversalen Impulskomponenten aller Jets.

Vergleicht man diese beiden Verteilung erkennt man, dass sie sich ziemlich ähnlich sind. In der maxPt-Verteilung sind die Maxima der Signal Datensätze jedoch sehr viel schärfer, wohingegen die sumPt Verteilung deutlich breiter ist. Aufgrund der sehr starken Korrelation ist es sinnvoll nur eine der beiden Verteilungen zu benutzen. Die maxPt-Verteilung bietet sich hier besser an, da, wegen der schärferen Maxima, die Schnitte einen geringeren Signalverlust mit sich bringen. Später wird noch die sogenannte Jet Energy Scale als systematische Unsicherheit betrachtet. Diese Größe verändert die maxPt-Verteilung, siehe Anhang A.2.
Der Schnitt wird so angesetzt, dass der maxPt einen bestimmten Wert nicht überschreiten darf. Um diesen Wert zu optimieren sind in der Abbildung 4.9 für verschiedene Schnittwerte die Effizienzen auf die unterschiedlichen Datensätze dargestellt. Dabei bedeutet ein Schnittwert von z.B 120 GeV, dass alle Ereignisse aussortiert werden, die einen Jet mit einem transversalen Impuls von mehr als 120 GeV besitzen.

Dies allein scheint aber noch nicht ausreichend um einen geeigneten Wert für den Schnitt zu ermitteln. Es ist wichtig, wie sich dieser Schnitt auf die Untergrundereignisse auswirkt, die im Bereich unseres Signals liegen. Deswegen betrachten wir die Effizienzen nun in den Ereignissen, in denen die Elektronenergie größer als 200 GeV ist, siehe Tabelle 4.4. Hier bezieht sich Signal auf den W' Datensatz mit einer Masse von 1 TeV und Untergrund auf die Summe aller QCD, W-Boson, Z-Boson und $t\bar{t}$ Ereignisse in dem betrachteten Bereich, dabei ist der W-Boson Untergrund der am stärksten beitragende.

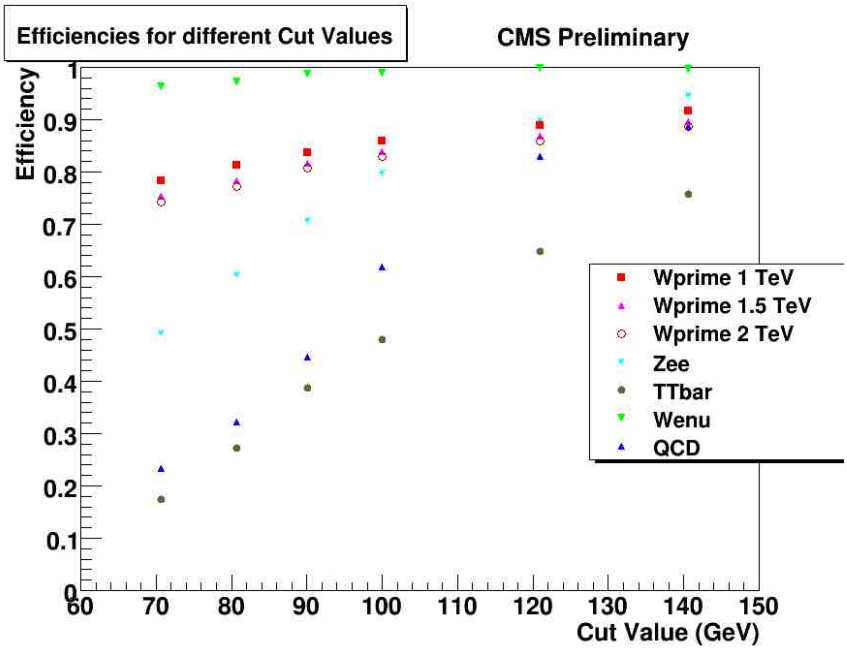

Abbildung 4.9: Effizienz des maxPt Schnittes als Funktion des transversalen Impulses.

Schnittwert	Signal	Untergrund
70 GeV	78.5 %	2.43 %
80 GeV	81.5 %	2.51 %
90 GeV	84.0 %	3.08 %
100 GeV	86.0 %	3.20 %
120 GeV	89.0 %	3.91 %
140 GeV	91.3 %	6.19 %

Tabelle 4.4: Effizienz für die verschiedenen Schnittwerte auf Ereignisse mit $E_T >$ 200 GeV.

Ein guter Wert um viel Untergrund loszuwerden, das Signal aber nicht zu stark zu reduzieren, ist der Wert 100 GeV, also werden alle Ereignisse mit einem Pt > maxPt = 100 GeV aussortiert. Die Berechnung der Signifikanzen mit der CL_s-Methode, siehe Kapitel 6.1, zeigt für diesen Wert auch die höchsten Signifikanzen.

Als nächste Variable betrachten wir die sogenannte Größe MHT, die in einigen anderen Analysen bereits Potential gezeigt hat die Missing Energy zu ersetzen. Diese Größe erhält man, indem man jeweils die x- und die y-Komponente aller Jetimpulse aufsummiert, diese beiden Summen dann quadratisch addiert und daraus die Wurzel zieht, also die vektorielle Summe bildet. In Formeln sieht das wie folgt aus:

$$MHT = \sqrt{(\sum_{Jets} p_x)^2 + (\sum_{Jets} p_y)^2}.$$

Die Verteilung dieser Größe ist in Abb. 4.10 dargestellt, sie hat ein wenig Ähnlichkeit mit der Verteilung von maxPt, siehe Abb. 4.8.

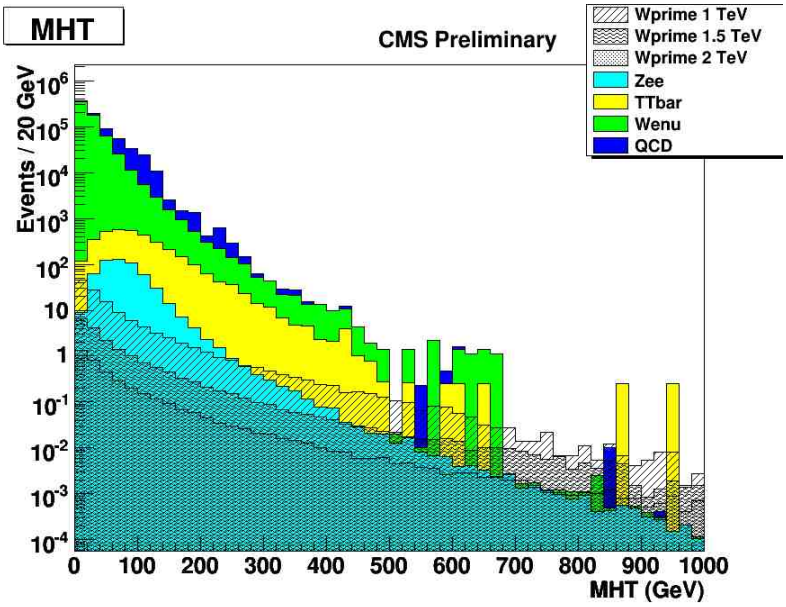

Abbildung 4.10: Die Verteilung der Größe MHT.

Als Schnittwert bietet sich hier an auf einen MHT-Wert kleiner als 200 GeV zu schneiden. Wendet man diesen Schnitt alleine an, reduziert er den Untergrund deutlich. Wendet man ihn aber erst nach dem Schnitt auf maxPt an, reduziert er die Untergrundereignisse hingegen kaum. In Tabelle 4.5 sind die Werte nach dem maxPt Schnitt und dem MHT Schnitt in dem relevanten

Bereich $E_T >$ 200 GeV aufgelistet.

	Anzahl Ereignisse	
Schnittwert	Signal	Untergrund
nach HEEP	112.0	374.00
nach maxPt	96.3	11.97
nach MHT	105.5	26.33
nach MHT+maxPt	96.2	11.96

Tabelle 4.5: Anzahl der Ereignisse nach den beiden Schnitten mit $E_T > 200$ GeV.

Beides sind Schnitte auf die Impulse der Jets, weswegen sie stark korreliert sind und die gleichen Ereignisse aussortieren. Die Kombination von beiden Schnitten verbessert das Signal zu Untergrund Verhältnis nicht, weswegen wir uns für einen Schnitt entscheiden müssen. Der maxPt Schnitt liefert ein besseres Ergebnis, deswegen wird nicht auf die Größe MHT geschnitten.

Also letzte Größe betrachten wir den Winkel zwischen dem Elektron und dem höchst energetischen Jet. Die Verteilung ist in Abb. 4.11 dargestellt.

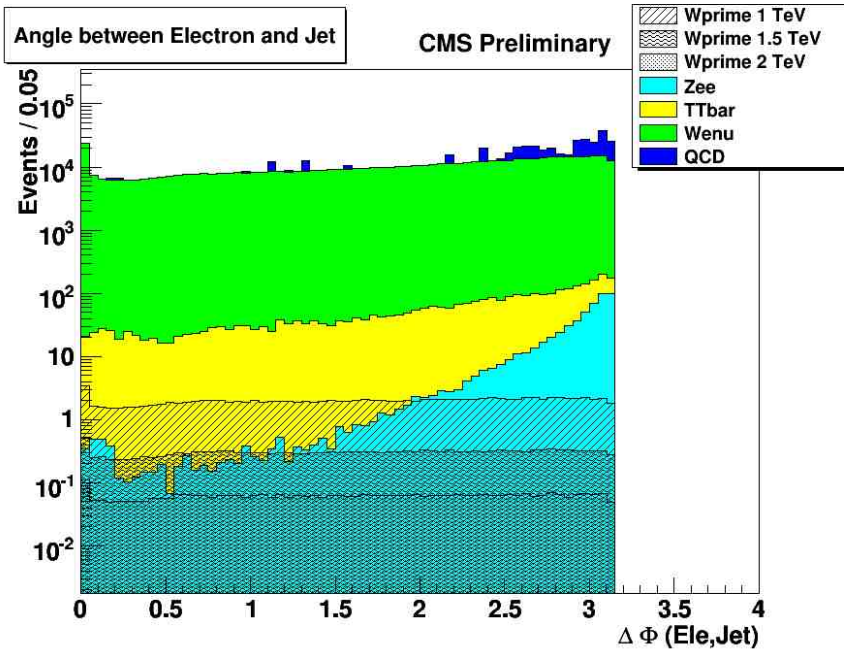

Abbildung 4.11: Winkel zwischen dem Elektron und dem höchst energetischen Jet.

Leider ist diese Verteilung viel zu flach, jeder Schnitt auf sie würde das Signal zu stark vermindern, weswegen von einem Schnitt auf den Winkel abgesehen wird.

Es wird also nur auf den MaxPt Wert geschnitten, die Ereigniszahlen und die Effizienzen sind in den Tabellen 4.6 und 4.7 dargestellt. Die Effizienz des maxPt Schnittes bezieht sich auf die Anzahl an Ereignissen nach der HEEP Selektion. Zusätzlich ist noch die Anzahl an Ereignissen mit $E_T > 200$ GeV angeben und wie hoch dieser Anteil an allen Ereignissen nach dem maxPt Schnitt ist.

Schnitt	W		Z		QCD		$t\bar{t}$	
HEEP	638398	100 %	552	100 %	135401	100 %	2976	100%
maxPt Schnitt	629481	98.6 %	437	79.2 %	83440	61.6 %	1419	47.7 %
$E_T > 200$ GeV	10.96	$1.7{\cdot}10^{-3}$%	$1.5{\cdot}10^{-2}$	$3.4{\cdot}10^{-3}$%	$< 1.2{\cdot}10^{-4}$	$<2{\cdot}10^{-7}$%	1.00	$7.0{\cdot}10^{-3}$%

Tabelle 4.6: Anzahl an Ereignissen und die dazugehörigen Effizienzen für die Untergründe nach Anwendung des maxPt-Schnittes bei einer angenommenen Luminosität von 100 pb^{-1}. Vgl. mit Tabelle 4.2. Für den QCD Untergrund kann im Bereich $E_T > 200$ GeV wieder nur eine obere Grenze in Form des kleinsten Gewichtes angegeben werden.

Schnitt	W' 1 TeV		W' 1.5 TeV		W' 2 TeV	
HEEP	125	89.9 %	19.1	90.3 %	3.89	90.2 %
maxPt Schnitt	107	85.7 %	15.9	83.3 %	3.21	82.4 %
$E_T > 200$ GeV	96	89.7 %	15.2	95.3 %	3.10	96,5 %

Tabelle 4.7: Anzahl an Ereignissen und die dazugehörigen Effizienzen für die Signal Datensätze nach Anwendung des maxPt-Schnittes bei einer angenommenen Luminosität von 100 pb^{-1}. Vgl. mit Tabelle 4.3.

Vergleicht man diese Ereigniszahlen mit denen der MET Strategie sieht man, dass sie zwar ein wenig schlechter in dem Signal zu Untergrund Verhältnis sind, allerdings von einer sehr ähnlichen Größenordnung. Ähnliches zeigt sich in der E_T-Verteilung nach dem Jet Schnitt, Abb. 4.12. Besonders in der Region $E_T >$ 200 GeV erkennt man, dass nahezu nur noch der Untergrund des Standardmodell W-Bosons vorhanden ist und der Peak des W' Signals sehr deutlich zu erkennen ist. Man erreicht also auch ohne den Gebrauch der fehlenden Energie eine zur ersten Strategie vergleichbar gute Reduktion des Untergrundes. Dies wird man auch später bei der Berechnung der Signifikanzen sehen. Eine Kombination beider Strategien bringt keine Verbesserung, da sie auf die Aussortierung der selben Events abzielen.

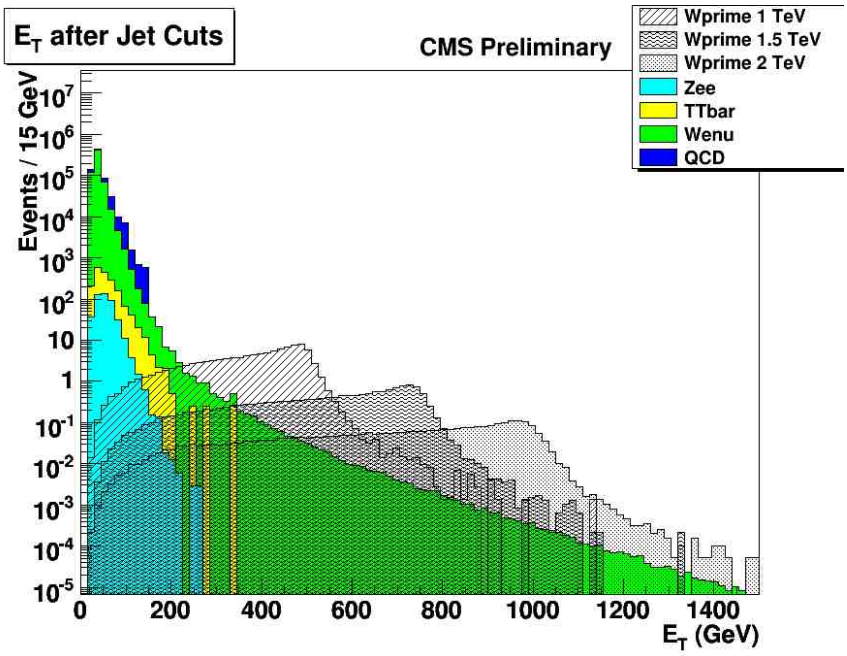

Abbildung 4.12: Verteilung der transversalen Energie nach den Jet Schnitten.

5 Systematische Unsicherheiten

In diesem Kapitel sollen einige systematische Unsicherheiten und ihr Einfluss auf die Analyse, insbesondere auf die E_T-Verteilung, beschrieben werden. Bei diesen Unsicherheiten handelt es sich um zum einem um detektorbedingte Unsicherheiten, wie eventuell fehlerhafte Kalibration, oder aber um Unsicherheiten theoretischer Natur, wie ein falsch berechneter Wirkungsquerschnitt.
Zumindest einer der hier betrachteten Fehler verändert die Form der Verteilung, deswegen ist es nötig, dass die Unsicherheiten für jeden Bin der Verteilung einzeln berechnet werden. Die einzelnen Unsicherheiten werden als unabhängig voneinander angenommen. Für jede der n Unsicherheiten wird nun die Verteilung erneut erstellt, dabei wird die fehlerbehaftete Größe jeweils um eine Standardabweichung nach oben und unten variiert. Dabei bezeichnet nun x_n^{up} die Höhe des Bins, wenn der n-te Fehler nach oben variiert wird, analoges gilt für x_n^{down}, wenn der Fehler nach unten variiert wird. Die ursprüngliche Höhe des Bins wird mit $\hat{x}$ bezeichnet.
Die Abweichung der Binhöhe nach oben bedingt durch den Fehler n ist nun das Maximum von $x_n^{up} - \hat{x}$, $x_n^{down} - \hat{x}$ und 0, da die Abweichung nach oben natürlich nicht negativ werden kann. Analog erhält man den Fehler nach unten. Den gesamten Fehler nach oben bzw. unten erhält man dann durch quadratisches Addieren der verschiedenen Teilfehler und anschließendes Wurzelziehen. In Formeln lässt sich die Abweichung der Binhöhe nach oben σ_{up} bzw. nach unten σ_{down} wie folgt schreiben:

$$\sigma_{up} = \sqrt{\sum_{n=1}^{Fehler} max(x_n^{up} - \hat{x}, x_n^{down} - \hat{x}, 0)^2}, \tag{5.1}$$

$$\sigma_{down} = \sqrt{\sum_{n=1}^{Fehler} max(\hat{x} - x_n^{up}, \hat{x} - x_n^{down}, 0)^2}. \tag{5.2}$$

Diese Unsicherheiten werden jetzt für jeden der beitragenden Datensätze in jedem Bin berechnet und im nächsten Kapitel für die Signifikanzbestimmung verwendet. Dabei soll der größtmögliche Einfluss auf das Ergebnis betrachtet werden, diesen erhält man, wenn man das Signal in jedem Bin um die systematische Unsicherheit σ_{down} reduziert und die Untergründe um die systematische Unsicherheit σ_{up} erhöht.
Insgesamt werden die systematischen Unsicherheiten zweimal berechnet, einmal wird für jeden der Teilfehler ein Wert angenommen, der für realistisch gehalten wird, und einmal wird ein deutlich schlechterer Wert als Worst-Case angenommen. Die hier betrachteten Unsicherheiten sind die folgenden:

- Kalibrierung des elektromagnetischen Kalorimeters. Zwar wird das Kalorimeter vor der Inbetriebnahme des LHC und dem Start der Datenmessung mit dem CMS-Detektors mit Hilfe von kosmischen Myonen und Teststrahlen kalibriert, dennoch ist in der Startphase die Energiemessung noch nicht zu 100 % exakt. Es wird eine Abweichung von 1.5 % im Barrel und 4 % in den Endkappen erwartet[12], die auch für diese Analyse verwendet wird.
- Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt. Die hier verwendeten Wirkungsquerschnitte sind nur in führender Ordnung oder in nächst-führender Ordnung berechnet, deswegen weichen sie von den reellen Wirkungsquerschnitten leicht ab. Zusätzlich kommen noch andere Effekte hinzu, die den berechneten Wirkungsquerschnitt beeinflussen, z.B pdf-Unsicherheiten ("parton density function"). Es wird eine Abweichung von 10 % als realistisch angenommen[11]. Zusätzlich wird aber noch das Worst-Case Szenario durchgespielt, in dem der Wirkungsquerschnitt von Signal und Untergründen um 20 % abweicht, der QCD Untergrundes sogar um 50 %.
- Jet Energy Scale (JES). Bei diesem Fehler handelt es sich um eine Unsicherheit auf die Energie Skala der gemessenen Jets. Ebenso wie das elektromagnetische Kalorimeter wird auch die Jet Messung zuvor kalibriert, dennoch kann es zu Fehlmessungen der Jet Energien kommen. Je nachdem welchen Ursprung der Jet ist, leichte Quarks, schwere Quarks oder Gluonen, ist die Charakteristik des Jets anders. Bei echten Daten ist es jedoch nicht immer leicht, den Ursprung eines Jets herauszufinden, deswegen kommt es zu Unsicherheiten auf die gemessene Energie. Zur Zeit geht man von einer JES von 7 % aus, da in dieser Analyse aber auch Jet Schnitte verwendet werden, wird für den Worst Case die sehr konservative Abschätzung von 30 % für die JES gemacht, vgl. die maxPt-Verteilung im Anhang A.2.
- Unsicherheit auf die Luminosität. Besonders zu Beginn der Datenerfassung wird es ein Problem sein, die Luminosität korrekt zu bestimmen. Es besteht die Möglichkeit diese über Referenzpunkte an denen der Wirkungsquerschnitt sehr genau bekannt ist, wie zum Beispiel der Z-Resonanz, zu bestimmen. Dafür ist jedoch eine große Anzahl an Statistik notwendig. In dieser Analyse wird ein Fehler von 10 % auf die Luminosität als realistisch angenommen und im Worst-Case ein Wert von 30 %. Dieser Fehler ist für alle Datensätze korreliert und fließt nicht in die Gleichungen 5.1 und 5.2 ein. Stattdessen wird die gesamte Verteilung, also sowohl Signal als auch Untergrund, in der späteren Signifikanzbestimmung um 10 % bzw 30 % nach unten skaliert.

Es gibt noch viele weitere systematische Unsicherheiten, die hier aber nicht berücksichtigt werden, wie z.B pdf Unsicherheiten, Unsicherheiten auf die Zerfallsbreite des W-Bosons und Unsicherheiten des Alignments.

6 Signifikanzbestimmung

Nachdem die Untergründe reduziert wurden, interessiert nun, ob es ausreicht, das W' in dem betrachteten Massenbereich zu entdecken bzw. die Existenz auszuschließen. Dabei wird häufig von Signifikanzen gesprochen. Eine Methode diese zu bestimmen ist die CL_s-Methode die hier verwendet wird.

6.1 CL_s Methode

Bei der CL_s Methode handelt es sich um ein statistisches Verfahren um Wahrscheinlichkeiten zu bestimmen[13]. Zugrunde kann man eine Verteilung bestehend aus Signal, Untergrund und Daten legen. Das Prinzip ist, dass überprüft wird, ob der Datenwert mit der Signal+Untergrund Hypothese verträglich ist, und das über alle Bins der Verteilung.
Betrachtet wird nun der i-te Bin, hier wird ein Signalwert von s_i, ein Untergrundwert von b_i und ein Datenwert von d_i gemessen. In unserem Fall sind leider noch keine Daten vorhanden, deswegen müssen diese zuerst gewürfelt werden. Der Datenwert d_i folgt einer Poissonverteilung, da die diskreten Einträge durch seltene, zufällige und voneinander unabhängige Vorgänge entstehen:

$$P_\lambda(d_i) = \frac{\lambda^{d_i}}{d_i!} e^{-\lambda}. \tag{6.1}$$

Dabei bezeichnet λ den Erwartungswert und $P_\lambda(d_i)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an den Wert d_i zu erhalten. In unserem Fall gehen wir von zwei verschiedenen Modellen aus, einmal das es kein Signal gibt, sondern nur den Standardmodelluntergrund, dann ist der Erwartungswert gleich den Untergrundereignissen $\lambda = b_i$. Das zweite Modell geht von der Existenz des W' aus, dann ist der Erwartungswert die Summe aus Untergrund- und Signalereignisse $\lambda = b_i + s_i$. Aus diesen beiden Modellen können wir einen Likelihoodquotienten Q_i bilden:

$$Q = \frac{P_{s_i+b_i}(d_i)}{P_{b_i}(d_i)} = \frac{(s_i + b_i)^{d_i}}{b_i^{d_i}} e^{-s_i}. \tag{6.2}$$

Betrachtet man nun die gesamte Verteilung und zieht alle Bins für die Signifikanzbestimmung in die Berechnung mit ein, kann man die verschiedenen Likelihoodquotienten kombinieren und erhält:

$$Q = \prod_{i=1}^{N} Q_i. \tag{6.3}$$

In der Praxis verwendet man später die Größe $-2\ln Q$, diese ist leichter zu berechnen als Q, da das Produkt durch den Logarithmus in eine Summe übergeht, und es interessiert nur die relative Verteilung.

$$-2\ln Q = -2\sum_{i=1}^{N}(d_i \ln \frac{b_i + s_i}{b_i} - s_i). \tag{6.4}$$

Um nun die Signifikanzen zu berechnen, werden die Größen Cl_{s+b} und Cl_b eingeführt. Cl_{s+b} ergibt sich als Summe aller Poissonwerte unter der Annahme, dass es Signal und Untergrund gibt $\lambda = s_i + b_i$, dessen Likelihoodquotient Q kleiner ist als der Likelihoodquotient der Daten Q_{real},

$$CL_{s+b} = \sum_{Q<Q_{real}} \prod_{i=1}^{N} \frac{(s_i + b_i)^{d_i}}{d_i!} e^{-(s_i+b_i)}. \tag{6.5}$$

Analog ergibt sich der CL_b-Wert, nur das hier die Annahme gemacht wird, dass es kein Signal gibt.

$$CL_b = \sum_{Q<Q_{real}} \prod_{i=1}^{N} \frac{b_i^{d_i}}{d_i!} e^{-b_i}. \tag{6.6}$$

Diese beiden Größen können als Wahrscheinlichkeiten interpretiert werden. In dem Fall es gäbe ein Signal, dann ist der CL_b-Wert, der unter Annahme gemacht wird, es gäbe nur Untergrund, sehr nahe bei 1, da nahezu alle Q Werte kleiner sind als der Likelihoodquotient der Daten Q_{real}. Deswegen wird dieser Wert für die Entdeckung verwendet. Man spricht von einer Entdeckung, wenn eine Signifikanz von 5-σ erreicht ist, wobei sich das σ auf eine einseitige Gaußverteilung bezieht.
Für eine Entdeckung wird also verlangt:

$$1 - CL_b < 2.8 \cdot 10^{-7}. \qquad (5\sigma) \tag{6.7}$$

Gelegentlich ist auch eine 3 σ Signifikanz von Interesse, dafür wird für den CLb verlangt:

$$1 - CL_b < 1.4 \cdot 10^{-3}. \qquad (3\sigma) \tag{6.8}$$

Analog kann man sich dies für den Ausschluss überlegen, hier ist für den Fall das es kein Signal gibt der Wert CL_{s+b} sehr klein. Für den Ausschluss wird aber die Größe CL_s eingeführt, diese ist definiert als der Quotient aus CL_{s+b} und CL_b. Hier reicht eine Signifikanz von 2-σ:

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} < 0.025. \tag{6.9}$$

Um die beiden Größen zu berechnen wird das ROOT-Paket TLimit verwendet. Da allerdings noch kein Wert für Q_{real} vorliegt, muss dieser zuerst noch abgeschätzt werden. Dies geschieht so, dass die E_T-Verteilung $1 \cdot 10^5$ gewürfelt wird. Dabei wird in jeder dieser gewürfelten Verteilungen die

Höhe jedes Bins innerhalb seines Fehlers variiert und anschließend der $-2\ln Q$ Wert berechnet, dieser wird dann in ein Histogramm eingetragen. Dies geschieht einmal nur für den Untergrund und einmal für Untergrund und das Signal zusammen. Es ergeben sich zwei Histogramme, die im Anschluss normiert werden. Als Wert für Q_{real} wird jetzt jeweils der Median der Histogramme genommen. Für den Fall der Existenz des W' wird der Median des Signal+Untergrund Histogramms genommen, für die Nicht-Existenz der Median des Untergrund Histogramms. Dabei kann man nur Aussagen über 50 % der Fälle machen, da in 50 % der Fälle der Wert unter bzw. oberhalb des Medians liegt.
Anschaulich betrachtet ist das Entdeckungs- und Ausschlusspotential umso größer, je besser die Histogramme voneinander getrennt sind. Die Werte CL_{s+b} und CL_b kann man in diesen Histogrammen als Flächen ablesen. Dabei ist CL_{s+b} der Anteil des Signal+Untergrund Histogramms, der größer ist als der Median des Untergrund Histogramms. Der Wert für $1-CL_b$ ergibt sich aus dem Teil des Untergrund Histogramms, der kleiner ist als der Median des Signal+Untergrund Histogramms. In Abbildung 6.1 ist dies an einem Beispiel gezeigt, die vertikalen Linien stellen jeweils die Mediane der Verteilungen dar.

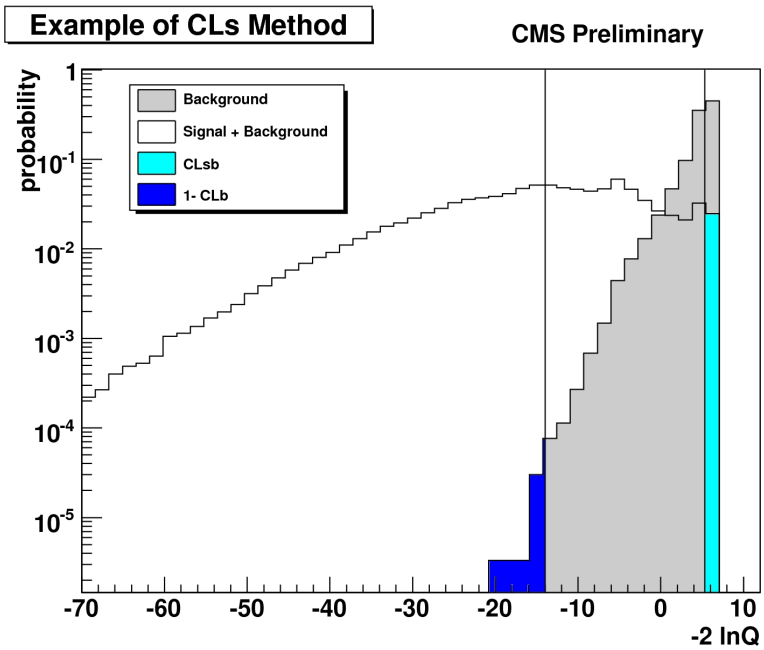

Abbildung 6.1: Beispiel für das 1.5 TeV W' bei einer Luminosität von 20 pb^{-1}.

Bei der Berechnung ergibt sich aber noch ein weiteres Problem. Für die Entdeckung wird eine 5 σ Signifikanz benötigt, dafür genügt es jedoch nicht $1 \cdot 10^5$ zu würfeln, wie es hier getan wurde, sondern man benötigt mindestens 2 Größenordnungen mehr. Dies würde jedoch den Zeitaufwand drastisch erhöhen, deswegen wird eine andere Lösung verwendet. Anstelle häufiger zu würfeln,

wird an die linke Flanke des Hintergrund Histogramms eine Exponentialfunktion gefittet, diese soll den Verlauf in den Bereich niedriger Statistik extrapolieren. Anschließend wird die gefittete Funktion bis zum Median der Signal+Hintergrund Verteilung integriert, dies ist der Wert für $1 - CL_b$.
Das Entdeckungs- bzw Ausschlusspotential wird nun folgendermaßen bestimmt: Die Normierung der Verteilung wird in 100 Schritten von einer integrierten Luminosität von 1 pb^{-1} bis zu einer Luminosität von 1 fb^{-1} variiert und jedes mal wird die CL_s Methode angewendet. Anschließend wird der erste Luminositätswert, bei dem eine Entdeckung bzw. Ausschluss berechnet wurde, aufgeschrieben und später in die Plots gezeichnet. Dies wird für jede der drei hier betrachteten Massen gemacht, zusätzlich wird für den Ausschluss auch noch der Median um 1-2 σ in beide Richtungen verschoben. Dies soll ein Maß für die statistische Unsicherheit geben.
Ein Maß für die Auswirkungen der systematischen Unsicherheiten erhält man, indem man die im Kapitel 5 berechneten Unsicherheiten von den Verteilungen addiert bzw. subtrahiert und erneut die CL_s Methode anwendet.

6.1.1 Elektron Kanal

6.1.1.1 ohne Missing Energy

Zunächst wird das Entdeckungspotential für die Strategie ohne den Gebrauch der Missing Energy analysiert, also wird die in Abb. 4.12 gezeigte Verteilung zugrunde gelegt. Besonders den Einfluss der Jet Energy Scale wollen wir näher betrachten. Deswegen wird die Berechnung der systematischen Unsicherheiten einmal mit und einmal ohne JES durchgeführt. Das Ergebnis sieht man in Abbildung 6.2 links. Auf der rechten Seite ist dann zusätzlich zu der Betrachtung der als realistisch angesehenen systematischen Unsicherheit der Worst-Case zu sehen.

Man erkennt, dass, selbst wenn ein Schnitt auf den Impuls der Jets vorgenommen wird, der Einfluss der Jet Energy Scale nicht besonders gravierend ist. An manchen Punkten ist die notwendige Luminosität für beide Fälle identisch, dies liegt daran, dass nur für 100 Werte zwischen 1 pb^{-1} und 1 fb^{-1} die Methode angewandt wird und diese Genauigkeit anscheinend nicht ausreicht, um den Unterschied darzustellen.
Insgesamt kann man sagen, dass das Entdeckungspotential auch in der Anfangsphase des Experimentes sehr hoch ist. Mit beispielsweise einer Luminosität von 50 pb^{-1} würde man ohne Systematik ein W' mit einer Masse von 1.55 TeV mit einer Signifikanz von 5 σ nachweisen können, genügen einem 3 σ, kann es sogar bis zu einer Masse von 1.8 TeV nachgewiesen werden. Selbst mit den angenommenen Worst-Case systematischen Unsicherheiten kann man noch ein W' mit einer Masse bis 1.5 TeV bzw. 1.65 TeV bei dieser Luminosität nachweisen.
Im Anschluss betrachten wir das Ausschlusspotential. Hier betrachten wir die JES nicht mehr getrennt von den anderen systematischen Unsicherheiten, da die Auswirkung zu gering ist. Für

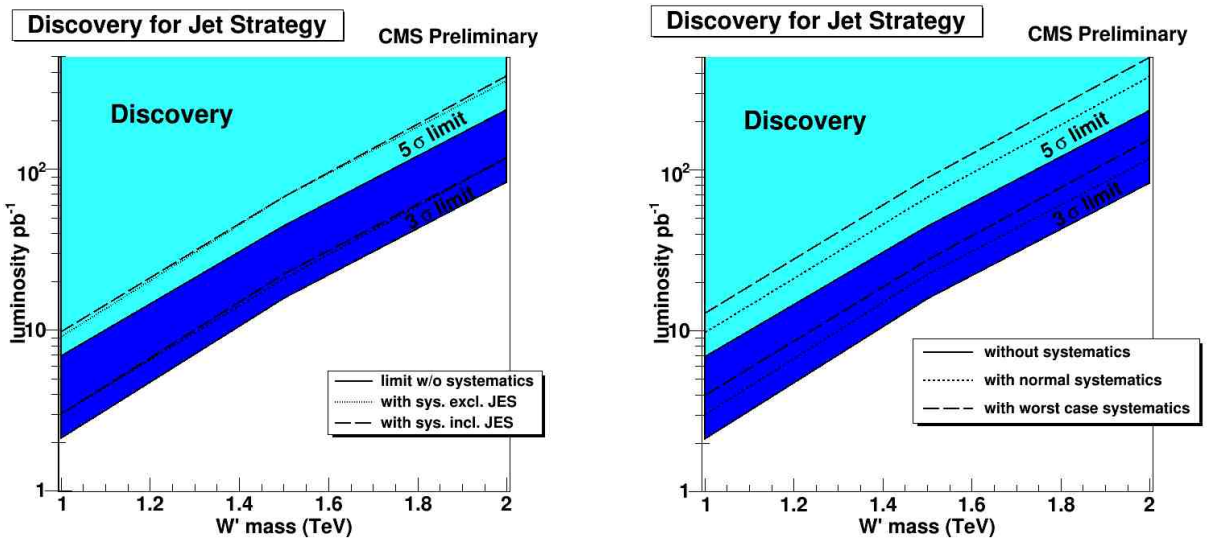

Abbildung 6.2: Auf der linken Seite sieht man die sehr geringen Auswirkungen der Jet Energy Scale auf das Entdeckungspotential. Auf der rechten Seite ist das Entdeckungspotential inkl. „Worst-Case“ Unsicherheiten zu sehen.

die Strategie ohne Missing Energie ist dies in Abb. 6.3 dargestellt.

Bei unserem Beispiel mit einer Luminosität von 50 pb^{-1} würde man ohne Systematik ein W' bis zu einer Masse von 1.7 TeV ausschließen können, mit Worst-Case Systematik immerhin noch bis zu einer Masse von fast 1.5 TeV.

6.1.1.2 mit Missing Energy

Nun betrachten wir das Ausschluss- und Entdeckungspotential für die Strategie unter der Verwendung der Missing Energy. Als Grundlage für die CL_s-Methode wird hier die Verteilung aus Abb. 4.7 verwendet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.4 dargestellt.

Vergleicht man dies mit der Strategie ohne den Gebrauch der Missing Energy, dann erkennt man eine leicht höheres Ausschluss- bzw. Entdeckungspotential. Um den selben Massenbereich auszuschließen sind ca. 10 % weniger Luminosität notwendig als in der Strategie zuvor.

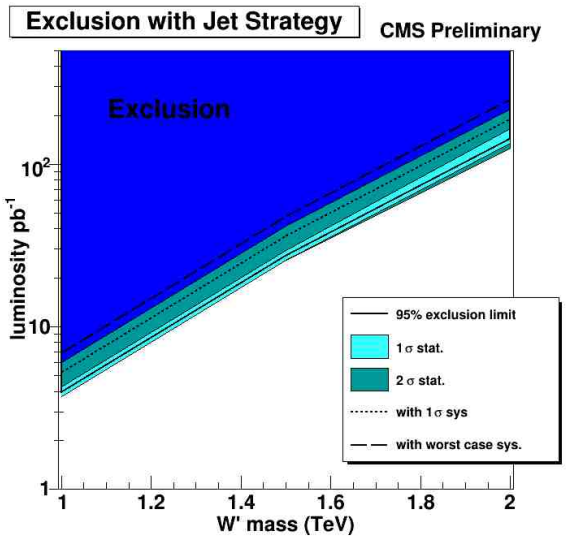

Abbildung 6.3: Ausschlusspotential für die Strategie ohne den Gebrauch von MET.

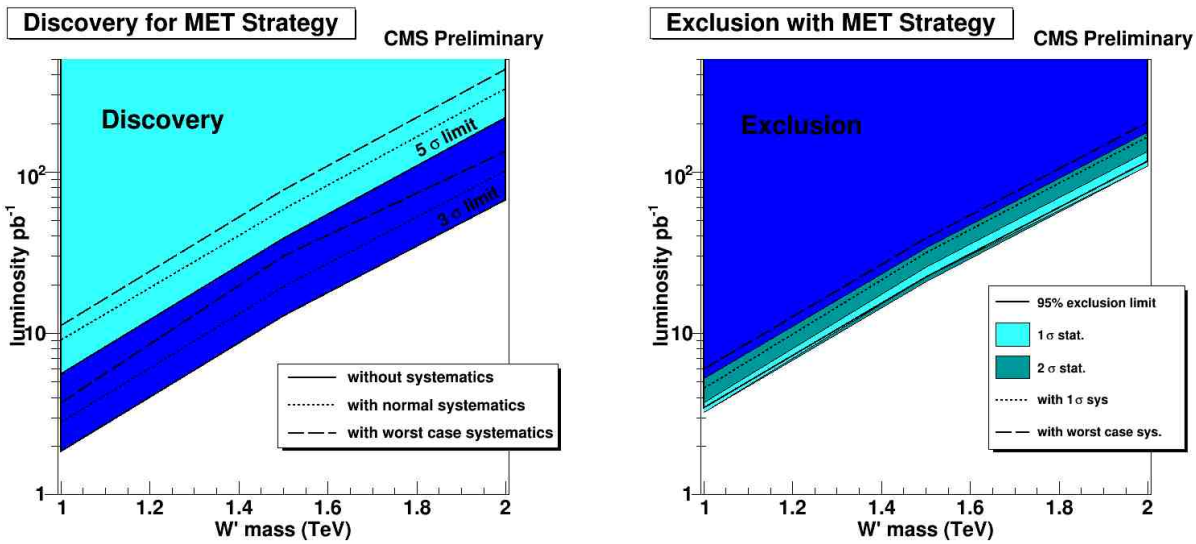

Abbildung 6.4: Entdeckung und Ausschlusspotential für die Missing Energy Strategie.

6.1.2 Myon Kanal

Zusätzlich zu der hier betrachteten Analyse für den Zerfall $W' \rightarrow e + \nu$ wird im Rahmen des CMS-Experimentes auch der Zerfall in Myonen $W' \rightarrow \mu + \nu$ analysiert. Freundlicherweise wurden mir die Ergebnisse in Form von Histogrammen zur Verfügung gestellt[14]. Dabei handelt es sich um Histogramme der transversalen Komponente des Myonimpulses. Die Spur der Myonen ist schwerer zu rekonstruieren als die der Elektronen, deswegen gibt es verschiedene Möglichkeiten diese in der Software zu rekonstruieren, dabei haben die verschiedenen Methoden unterschiedliche Vor- und Nachteile. Hier wird die Einstellung „Global“ verwendet, das heißt, dass sowohl der innere Tracker, als auch die Myonkammern im Außenbereich zur Rekonstruktion verwendet werden. Also wird die CL_s-Methode mit diesem Histogramm durchgeführt. Leider können aufgrund des schon fertigen Histogramms nicht alle systematischen Fehler berücksichtigt werden, deswegen wird die Betrachtung auf den Fehler des Wirkungsquerschnittes und den Fehler auf die Luminosität beschränkt. Anschließend erhalten wir das in Abb. 6.5 dargestellte Ergebnis.

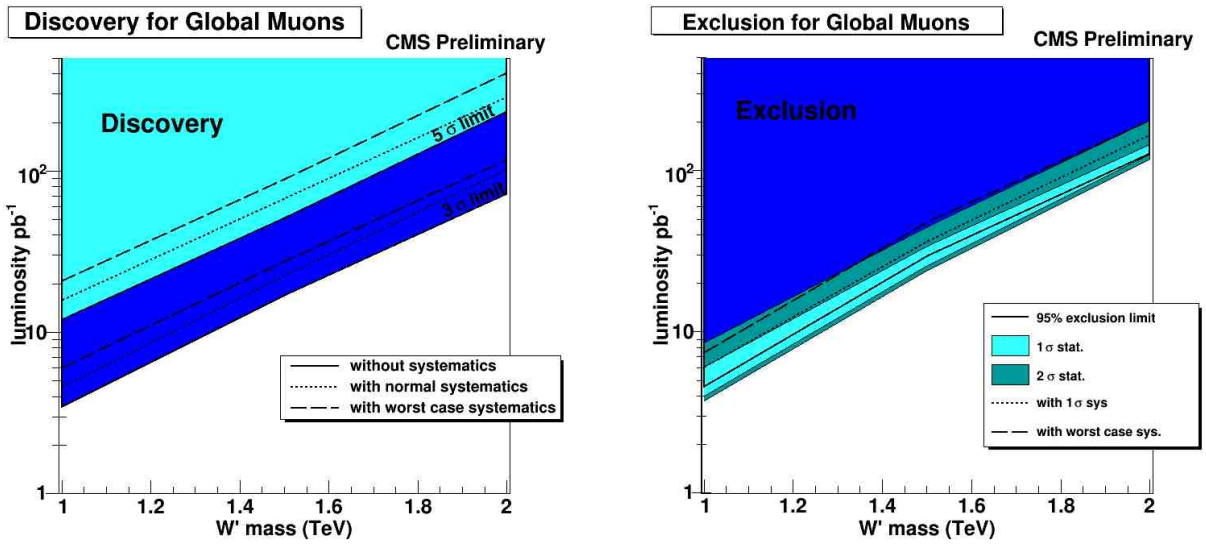

Abbildung 6.5: Entdeckung und Ausschlusspotential für den Myon Kanal.

Für die niedrigeren W' Massen ist der Myonkanal ein wenig schlechter geeignet für die Signifikanzbestimmung. Für die W' Masse von 2 TeV Masse ist es ungefähr vergleichbar mit der Strategie ohne den Gebrauch der Missing Energy. Diese etwas schlechtere Sensitivität liegt daran, dass sich der Untergrund im Elektronkanal besser reduzieren lässt. Betrachtet man nur den Myon Kanal können bei einer Luminosität von 50 pb^{-1} W' Massen bis 1.5 TeV entdeckt und W' Massen bis 1.7 TeV ausgeschlossen werden.

6.1.3 Kombination von Elektron und Myon Kanal

Natürlich interessiert neben den Signifikanzen der einzelnen Kanälen vor allem die kombinierte Signifikanz.
Um diese zu berechnen wird das Myonhistogramm mit dem Histogramm aus der Strategie ohne Missing Energy kombiniert. In dem Elektron Histogramm ist die transversale Energie aufgetragen, aber wegen der hohen Energien und der relativ geringen Elektronmasse ist diese nahezu identisch mit dem Betrag des transversalen Impulses[1]. Zusätzlich muss auch noch die Binzahl des Elektronhistogramms auf die des Myonhistogramms geändert werden. Anschließend werden jeweils die Verteilungen für Signal und Untergrund addiert und die CL_s-Methode darauf angewendet. Als systematischer Fehler wird wieder nur die Kombination aus der Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt und der Unsicherheit auf die Luminosität gewählt. Das Ergebnis ist in Abb. 6.6 dargestellt.

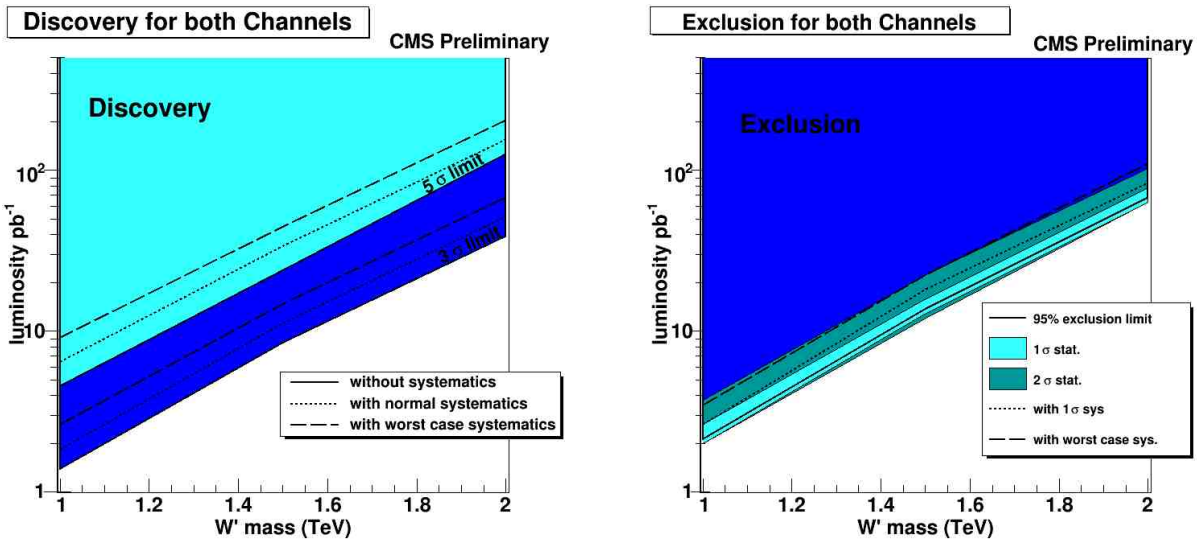

Abbildung 6.6: Entdeckung- und Ausschlusspotential für die Kombination beider Kanäle.

Wie zu erwarten gewinnt man nahezu einen Faktor 2 bei den nötigen Luminositäten. Für das betrachtete Beispiel von 50 pb^{-1} können jetzt ohne Systematik Massen bis 1.9 TeV ausgeschlossen und Massen bis 1.7 TeV entdeckt werden. Mit Worst Case Systematik reduzieren sich die Werte auf 1.75 TeV und 1.55 TeV.

[1] Leider ist in den verwendeten ROOT-Trees die Information über den transversalen Impuls nicht gespeichert.

6.2 Kombinierter Fit

Inspiriert durch die Arbeit der WPrime Working Group im Myon Kanal wird nun ein gemeinsamer Fit an den Untergrund und das Signal $W' \rightarrow e + \nu$ versucht. Dadurch soll ohne großen statistischen Aufwand, wie z.B. bei der CL_s-Methode, eine einfache Überprüfung gefunden werden, ob in den späteren Daten Signal vorhanden ist oder nicht, eventuell lässt sich dadurch schon eine ungefähre Abschätzung der W' Masse machen. Dabei wird nicht wie in den Kapiteln zuvor die transversale Energieverteilung benutzt, sondern die der transversalen Masse $m_T = 2\sqrt{E_T \cdot MET \cdot (1 - cos(\phi))}$, wobei ϕ der Winkel zwischen Elektron und MET ist. Die Daten werden wieder auf eine Luminosität von 100 pb^{-1} normiert. Die Verteilung wird nach allen Schnitten der Jet Strategie verwendet und ist in Abbildung 6.7 dargestellt.

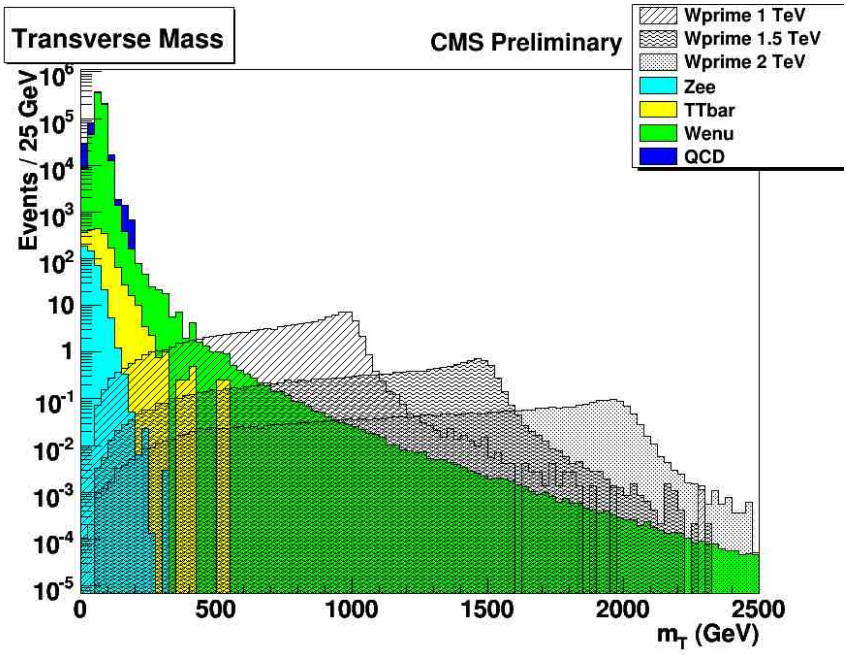

Abbildung 6.7: Transversale Masse nach den Jet Schnitten.

Als Fitumgebung wird das ROOT Paket RooFit[15] und als Funktion die gleiche wie in Walter Benders Diplomarbeit[11] verwendet. Der Fitbereich wird für jede der W'-Massen angepasst, er beginnt allerdings immer erst ab 200 GeV, da hier beim Untergrund kein Peak mehr zu erkennen ist und der Verlauf annähernd als exponentiell abklingend angenommen werden kann. Für die W' Masse von 1 TeV reicht der Fitbereich bis 1.5 TeV, für das 1.5 TeV W' bis 2 TeV und für das 2 TeV W' bis 2.4 TeV.

$$\frac{dN}{dm_T} \propto e^{-\alpha m_T}.$$

Für das W' Signal wird eine Verteilung benutzt die „Jacobian Peak“ heißt, dabei handelt es sich um eine Anpassung des Standardmodell W-Bosons für hohe Massen:

$$\frac{dN}{dm_T} = \int \frac{m_T}{\sqrt{1-\frac{m_T}{M}^2}} \cdot \Theta(0.99 - \frac{m_T}{M}) \frac{1}{(M - M_{W'})^2 + \frac{1}{4}\Gamma_{W'}^2} dM.$$

$M_{W'}$ und $\Gamma_{W'}$ bezeichnen die Masse und die Zerfallsbreite des W'. Der erste Term einschließlich des Θ-Terms bezeichnet die Projektion einer isotropen Massenverteilung auf einer Kugel in die transversale Ebene. Der Θ-Term ist zur späteren numerischen Berechnung nötig, da an der Stelle $M = M_T$ eine Singularität vorliegt.
Der zweite Term ist die Breit-Wigner-Verteilung, die den Zerfall des W' beschreibt. Integriert man das Produkt beider Verteilungen über M erhält man die transversale Massenverteilung des W'-Signals.
Anschließend werden die beiden Funktionen für die Beschreibung von Signal und Hintergrund zusammengefügt, wobei ein zusätzlicher Parameter f entsteht, der den Anteil des Hintergrundes an den gesamten Daten angibt. Insgesamt gibt es somit 4 freie Parameter: α, $M_{W'}$, $\Gamma_{W'}$ und f. Diese Funktion wird jetzt als pdf (probability density function) in dem Analysepaket RooFit modelliert. Dabei übernimmt RooFit die Normierung und die numerische Integration. Anschließend wird der Fit in zwei Varianten durchgeführt. In der ersten wird als Fehler auf jeden Bin die Kombination aus dem statistischen Fehler und dem systematischen Fehler benutzt. Die zweite Variante soll der Analyse mit tatsächlichen Daten etwas näher kommen, daher werden die Binwerte auf ganze Zahlen gerundet, bei späteren Messwerten wird es auch nur natürliche Einträge in jedem Bin geben. Als Fehler auf die Binhöhe wird ein Poissonfehler angenommen. Für beide Varianten wird der Fit mit jeder der W' Massen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in den Tabellen 6.1 und 6.2 zusammengefasst. Ein Beispiel für den Fit mit den Poissonfehlern und dem 1 TeV W' ist in Abb. 6.8 dargestellt.

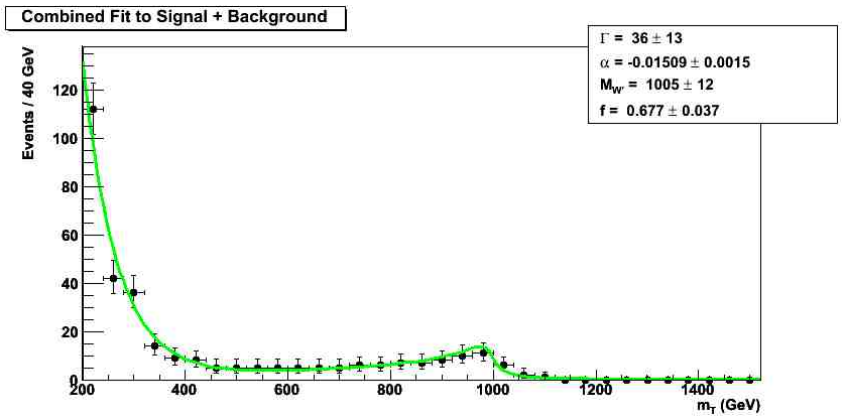

Abbildung 6.8: Der Fit am Beispiel des 1 TeV W'-Signals mit Poissonfehlern und gerundeten Binhöhen.

Signalsample	$\alpha \quad [10^{-2}\frac{1}{GeV}]$	$m_{W'} \quad [GeV]$	$\Gamma_{W'} \quad [GeV]$	f	$\frac{\chi^2}{ndof}$
1 TeV	1.33 ± 0.07	1020 ± 3	28.7 ± 6.1	0.675 ± 0.010	13.19
1.5 TeV	1.49 ± 0.06	1514 ± 19	89.7 ± 46.2	0.930 ± 0.008	6.29
2 TeV	1.28 ± 0.03	2011 ± 12	86.5 ± 18.3	0.986 ± 0.001	6.41

Tabelle 6.1: Resultate des Fits an die Daten mit der Kombination aus systematischen und statistischen Fehlern.

Signalsample	$\alpha \quad [10^{-2}\frac{1}{GeV}]$	$m_{W'} \quad [GeV]$	$\Gamma_{W'} \quad [GeV]$	f	$\frac{\chi^2}{ndof}$
1 TeV	1.51 ± 0.15	1005.42 ± 11.50	36.35 ± 13.08	0.677 ± 0.037	0.29
1.5 TeV	1.52 ± 0.11	1520.57 ± 26.83	38.16 ± 73.82	0.928 ± 0.018	0.37
2 TeV	1.50 ± 0.11	1975.41 ± 315.98	121.84 ± 128.82	0.982 ± 0.010	0.16

Tabelle 6.2: Resultate des Fits an die gerundeten Werte mit Poissonfehler.

Beide Varianten des Fits liefern sehr gute Abschätzungen der W' Masse. Bei der Zerfallsbreite unterscheiden sie sich aber besonders bei den höheren W' Massen, dies liegt and den deutlich unterschiedlichen Fehlern. Der kombinierte Fehler aus systematischen und statistischen Fehler ist für den hohen m_T-Bereich sehr klein im Vergleich zum Poissonfehler. Die Variante mit dem Poissonfehler gewichtet also den Anfang der Verteilung stärker. Dies schlägt sich in den deutlich größeren Unsicherheiten der Parameter nieder und erklärt auch das kleinere χ^2 pro Freiheitsgrad. Die Variante mit der Kombination der Fehler gewichtet den hohen m_T-Bereich stärker, also den für den Zerfall des W' relevanten Bereich. Er liefert also bessere Werte für die Zerfallsbreite und die Masse. Die erklärt auch die Schwankungen in dem Exponenten α, da dieser den exponentiell abnehmenden Untergrund beschreibt, der vorwiegend in den niedrigen m_T-Bereich vorhanden ist.
Dennoch eignet sich der Fit an tatsächliche Daten um herausfinden, ob darin Signal vorhanden ist oder nicht. Dies sieht man besonders an dem relativen Koeffizient f, der den Anteil von Untergrund an den gesamten Daten angibt. Bei den niedrigen Massen ist dieser noch deutlich von 1 verschieden, je höher die Masse jedoch wird, desto kleiner wird die Differenz. Dies liegt daran, dass je höher die Masse ist, desto geringer ist der Wirkungsquerschnitt und mit diesem nimmt die Anzahl der Signalereignisse ab. Bei dem Fit mit dem Poissonfehler und dem 2 TeV Signal ist der Wert für f mit 1 verträglich, also nicht mehr signifikant. Hier eignet sich das Verfahren nicht mehr zur Überprüfung.

7 Zusammenfassung

Das Entdeckungs- bzw. Ausschlusspotential des W' ist besonders bei der Kombination des Elektron und Myonkanals sehr hoch. Schon mit den ersten 50 pb^{-1} an Daten können W' Massen bis 1.9 TeV ausgeschlossen und W' Massen bis 1.7 TeV entdeckt werden. Also kann schon in der Startphase die bisherige Massengrenze des D0 Experimentes am Tevatron[16] von 1 TeV überprüft und heraufgesetzt werden.
Es hat sich außerdem gezeigt, dass im Elektronkanal die Nicht-Benutzung der Missing Energy die Signifikanz nur geringfügig verschlechtert. Dadurch können besonders in der Startphase der Datenaufnahme, in der die Missing Energy vielleicht noch nicht ausreichend gut verstanden ist, Rückschlüsse auf die Existenz des W' getroffen werden.
Durch den kombinierten Fit an Signal und Untergrund konnte das vorhandene Signal besonders für kleinere Massen sehr gut nachgewiesen werden. Zusätzlich bietet diese Art des Nachweises die Möglichkeit, die Parameter des Zerfalls näher zu bestimmen, wobei dies nur für Masse hier in einem akzeptablen Maß funktioniert hat.
Auch unter den hier gemachten Annahmen der systematischen Unsicherheiten sind die Signifikanzen für Entdeckung und Ausschluss noch sehr hoch. Allerdings wurde nur ein kleiner Teil der möglichen Unsicherheiten analysiert, hier bieten sich also noch weitere Betrachtungen an.

A Anhang

A.1 HEEP Verteilungen

Sukzessive Anwendung der einzelnen Schnitte.

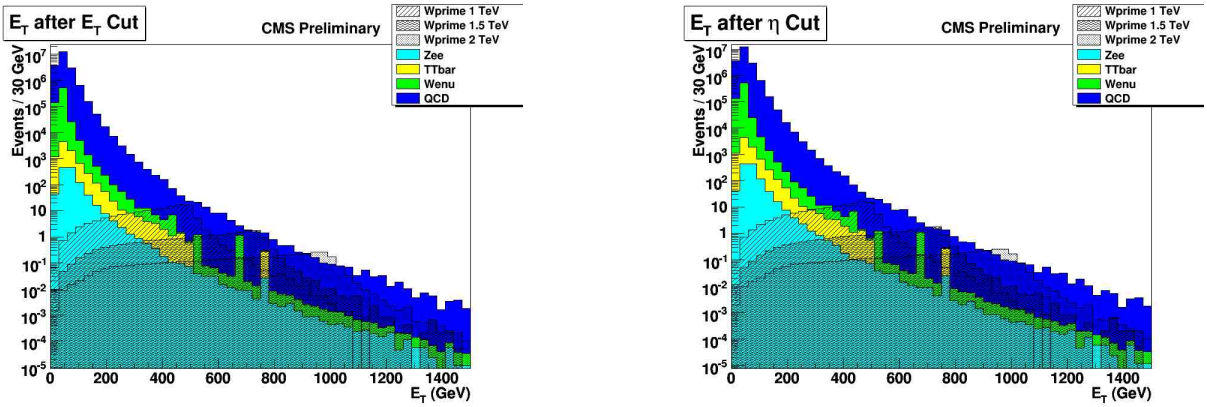

Abbildung A.1: Die E_T-Verteilung nach Anwendung der HEEP Schnitte auf E_T (links) und η_{sc} (rechts).

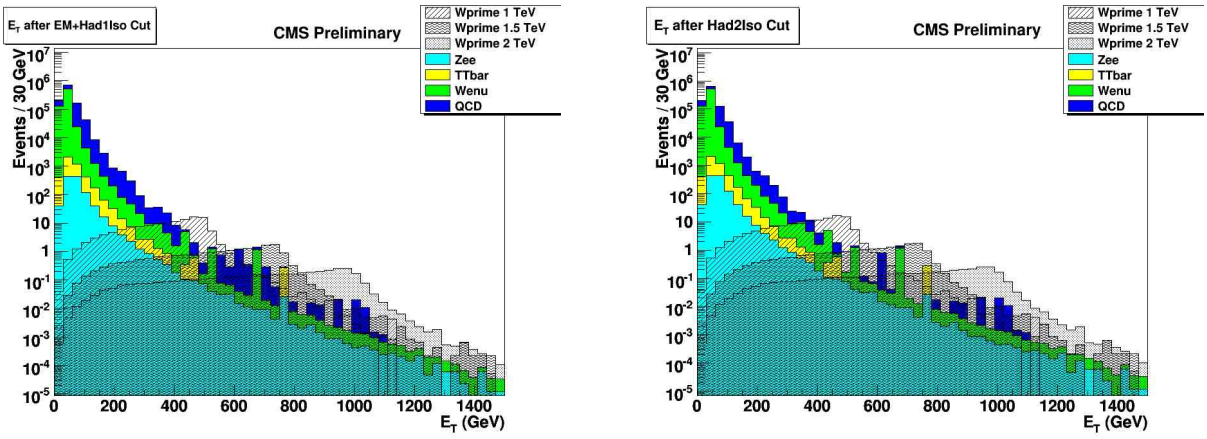

Abbildung A.2: Die E_T-Verteilung nach Anwendung der HEEP Schnitte auf die Isolationen EM+Had1 (links) und Had2 (rechts).

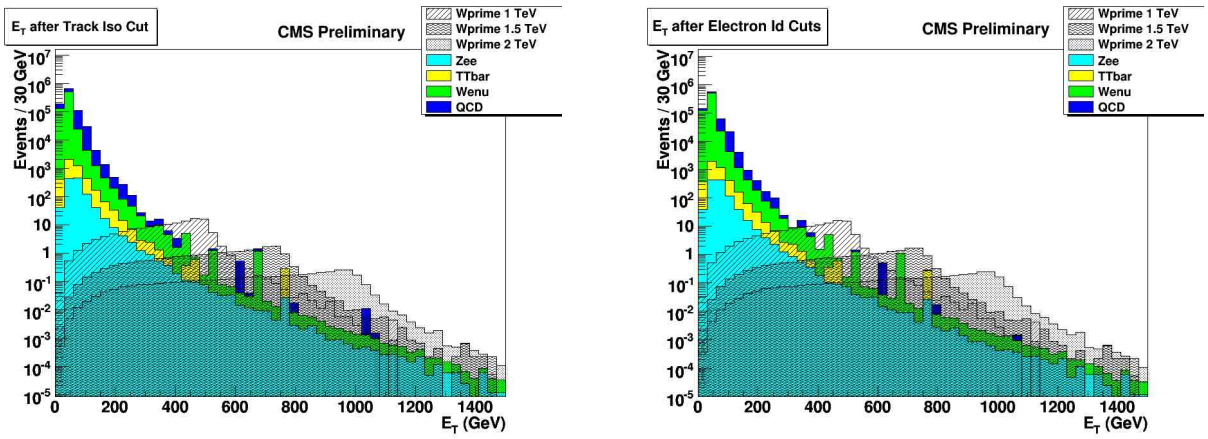

Abbildung A.3: Die E_T-Verteilung nach Anwendung der HEEP Schnitte auf die Track Isolation (links) und der kombinierten Schnitte EleId (rechts).

A.2 Jet Energy Scale Verteilungen

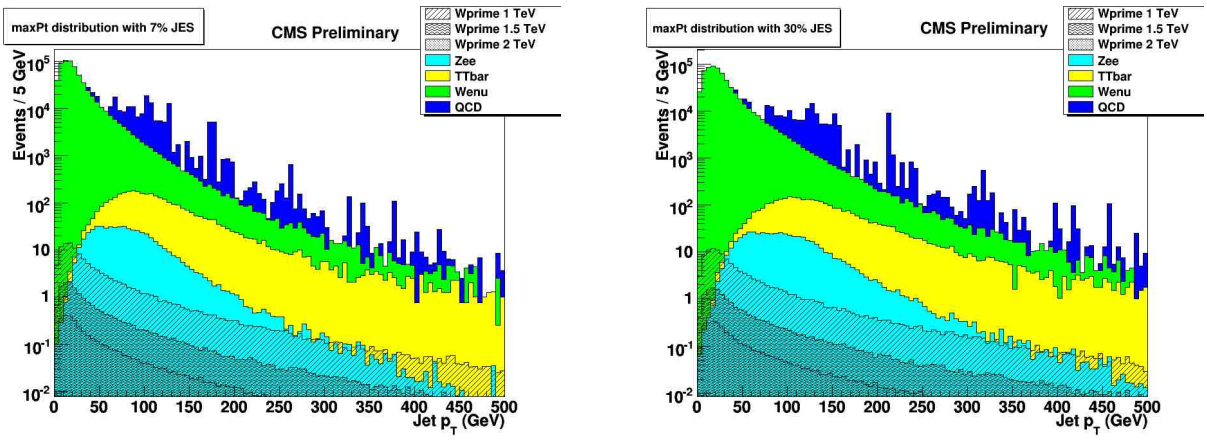

Abbildung A.4: Die Verteilung der transversalen Impulskomponente des höchstenergetischten Jets mit einer Jet Energy Scale von +7 % (rechts) und +30 % (links).

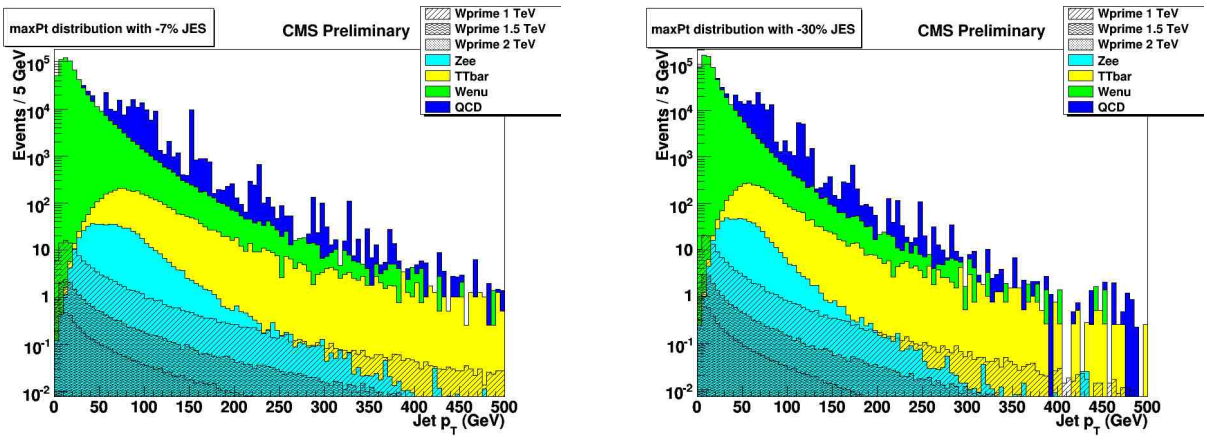

Abbildung A.5: Die Verteilung der transversalen Impulskomponente des höchstenergetischten Jets mit einer Jet Energy Scale von -7 % (rechts) und -30 % (links).

Literaturverzeichnis

[1] Christoph Berger, Elementarteilchenphysik, Springer, 1992.

[2] G. Altarelli, B. Mele, M. Ruiz-Altaba. Searching for New Heavy Vector Bosons on $p\bar{p}$ Colliders. Z. Phys. C45, 109, 1989.

[3] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). The CMS experiment at the CERN LHC. 2008 JINST 3 S08004, 2008.

[4] `http://cms.web.cern.ch/cms/Detector/index.html`

[5] Private Communications, Sunghyun Chang, WPrime Working Group.

[6] Full Simulation SM Production for Physics at 10 TeV.
`https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/ProductionSummer2008`

[7] R. Brun, F. Rademakers. ROOT: An object oriented data analysis framework.
`http://root.cern.ch`

[8] Private Communications, Martina Malberti, WPrime Working Group.

[9] Trigger Tables.
`https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/TriggerTables`

[10] HEEP Electron ID.
`https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/HEEPElectronID`

[11] Studie zum Nachweis schwerer, geladener Eichbosonen in leptonischen Zerfallskanälen mit dem CMS-Detektor, Walter Bender, Oktober 2008.

[12] CMS ECAL Collaboration. Intercalibration of the the barrel electromagnetic calorimeter of the CMS experiment at start-up. CMS NOTE-2008/018, 2008.

[13] T. Junk. Confidence level computation for combining searches with small statistics. Nucl. Instrum. Meth. A 434, 435, 1999.

[14] Private Communications, Christos Leonidopoulos, WPrime Working Group.

[15] D. Kirkby, W. Verkerke. The Root Tollkit for Data Modeling.
`http://roofit.sourceforge.net/`

[16] V. M. Abazov et al. (D0 Collaboration). Search for W' bosons decaying to an electron and a neutrino with the D0 detector. Phys. Rev. Lett. 100, 031804, 2008.

Danksagung

Zum Schluss dieser Arbeit möchte ich mich noch bei einigen Personen bedanken.
Zuerst bedanke ich mich bei Prof. Dr. Hebbeker, der diese interessante Bachelorarbeit am III. Physikalischen Institut erst möglich gemacht hat. Außerdem danke ich der gesamten Aachener CMS-Gruppe für die Hilfestellungen und die interessanten wöchentlichen Meetings, die mir sehr bei dieser Arbeit geholfen haben. Hervorheben möchte ich hier meine Büropartner Walter Bender und Stefan Schmitz, die immer für eine angenehme Atmosphäre gesorgt haben und mir mit Rat und Tat zur Seite standen. Besonders Walter Bender hat mir in sehr vielen Situationen weiter geholfen.
Außerdem möchte ich mich noch bei der WPrime Working Group am Cern für das Bereitstellen der Daten, die Hilfe bei einigen Problemen und den regelmäßigen Meetings bedanken. Speziell Martina Malberti danke ich für das Bereitstellen des Grundsteins dieser ganzen Analyse.
Ein riesen Dankeschön muss ich Dr. Kerstin Hoepfner für die sehr intensive und zeitaufwendige Betreuung aussprechen, die alles andere als selbstverständlich ist. Ohne sie wäre die Arbeit wahrscheinlich nicht in dieser Form möglich gewesen, außerdem danke ich ihr für Korrekturlesen dieser Arbeit.
Mein letzter Dank, dieser ist mir besonders wichtig, gilt meinen Eltern. Sie haben mein Studium erst ermöglicht und haben mich jederzeit sowohl finanziell als auch moralisch unterstützt.

Selbständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, Sebastian Thüer, dass ich diese Arbeit selbständig und nur unter der Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel erstellt habe.