

Suche nach neuen schweren geladenen Eichbosonen $W' \rightarrow e\nu$
mit 2011er CMS Daten

Search for new heavy charged gauge bosons $W' \rightarrow e\nu$ with
2011 CMS data

von
Kay J. Krause

Bachelorarbeit in Physik

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

im Juli 2011

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

Übersicht:

Inhalt dieser Arbeit ist die Suche nach einem neuen schweren geladenen Eichboson W' im Zerfallskanal $W' \rightarrow e\nu$ mit Daten des CMS Experimentes aus dem laufenden Jahr 2011. Dazu werden die Grundlagen der Teilchenphysik und des CMS Detektors, insbesondere der für die Elektronrekonstruktion wichtigen Systeme, kurz umrissen. Daran schließen sich Effizienzstudien der verwendeten Trigger sowie der offline Analyse an, um den zur Limitberechnung benötigten Skalierungsfaktor dieser Effizienzen zwischen Monte Carlo Studien und Daten zu bestimmen. Im Folgenden wird auf die Zerfallseigenschaften des W' und die darauf basierenden Selektionskriterien eingegangen um abschließend das untere Massenlimit des W' auf Grundlage von 1025.9 pb^{-1} Daten bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ Schwerpunktsenergie zu 1.95 TeV zu bestimmen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Theorie	1
1.2	CMS Detektor	4
1.2.1	Der Spurdetektor (Tracker)	6
1.2.2	Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)	7
2	Grundlagen zur Auswertung	9
2.1	Elektronrekonstruktion	9
2.2	HLT Elektronentrigger	9
2.3	Offline Selektion, die WP80 und HEEP Selektionskriterien	11
3	Effizienzberechnungen	13
3.1	Allgemein	13
3.2	Berechnete Effizienzen	17
3.2.1	Rekonstruktionseffizienz, vom Supercluster zum GSF Elektron	17
3.2.2	WP80 und HEEP Effizienz für GSF Elektronen	20
3.2.3	HLT Triggereffizienz mit GSF Elektronen	25
3.2.4	HLT Trigger Effizienz mit WP80 Elektronen	28
3.2.5	Isolationseffizienz	31
3.3	Zusammenfassung der Effizienzen, Bestimmung des Effizienzverhältnisses	32
4	Analyse des $W' \rightarrow e\nu$ Kanals mit 2011er CMS Daten	33
4.1	Erläuterung der Standardmodelluntergründe	33
4.2	Verbesserung des Signal/ Untergrund Verhältnisses, die Selektionen	36
4.3	Betrachtung der Ereigniszahlen in Daten und Simulation	42
4.4	Limitberechnung	45
5	Fazit	49
6	Anhang	51

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Theorie

Aufgabe der Physik ist es die Natur zu beobachten, auf Grundlage dieser Beobachtungen Theorien zu den Gesetzmäßigkeiten der Natur aufzustellen und diese dann wieder im Experiment zu bestätigen oder zu widerlegen.

Das Universum besteht aus Materie und Kräften, die zu Wechselwirkungen (WW) zwischen den Materieteilchen führen. Die im Alltag beobachtbare Materie ist aus Atomen aufgebaut, welche aus Elektronen in der Atomhülle und aus Protonen und Neutronen im Atomkern bestehen. Elektronen sind nach unserem heutigen Wissen elementare, punktförmige Teilchen und tragen die elektrische Elementarladung $-e^1$. Protonen und Neutronen hingegen haben eine Substruktur, sie sind aus drei Quarks aufgebaut. Ein Proton besteht aus zwei up Quarks, welche die Ladung $+2/3 e$ tragen, und einem down Quark, welches die Ladung $-1/3 e$ trägt. Neutronen bestehen aus zwei down Quarks und einem up Quark. Ein weiteres Elementarteilchen, das Elektron-Neutrino, wurde bei der Beobachtung des radioaktiven Beta-Zerfalls entdeckt. Bei Beschleunigerexperimenten und Beobachtungen der kosmischen Höhenstrahlung wurden weitere Generationen dieser vier Teilchen gefunden, die in allen Eigenschaften mit ihnen identisch sind, aber eine viel größere Masse besitzen. Insgesamt sind somit 12 Elementarteilchen entdeckt worden. Zusätzlich existiert zu jedem dieser Teilchen ein Antiteilchen, dass in allen Eigenschaften identisch ist, allerdings in allen additiven Quantenzahlen (elektrische Ladung, schwache Ladung, Farbladung, Baryonenzahl, Leptonenzahl) dem Teilchen entgegengesetzt ist.

Diese Elementarteilchen lassen sich in 2 Gruppen zu je 6 Teilchen aufteilen. In Leptonen: Elektron (e), Myon (μ), Tau (τ), Elektron-Neutrino (ν_e), Myon-Neutrino (ν_μ) und Tau-Neutrino (ν_τ) und in Quarks: up (u), down (d), strange (s), charm (c), bottom (b) und top (t). Alle 12 tragen eine schwache Ladung und wechselwirken über die schwache WW. Elektronen und Quarks tragen darüber hinaus noch eine elektrische Ladung und wechselwirken elektromagnetisch. Die Quarks tragen zusätzlich noch eine Farbladung und wechselwirken über die Starke WW.

¹ $e = 1.602176 \cdot 10^{-19} C$

	Generation	Name	Symbol	Masse [$\frac{MeV}{c^2}$]	Ladung [e]
Leptonen	1	Elektron	e	0.511	-1
	1	Elektron-Neutrino	ν_e	≈ 0	0
	2	Myon	μ	105.66	-1
	2	Myon-Neutrino	ν_μ	≈ 0	0
	3	Tau	τ	1776.82	-1
	3	Tau-Neutrino	τ_ν	≈ 0	0
Quarks	1	up	u	1.7-3.3	$\frac{2}{3}$
	1	down	d	4.1-5.8	$-\frac{1}{3}$
	2	charm	s	≈ 1270	$\frac{2}{3}$
	2	strange	c	≈ 101	$-\frac{1}{3}$
	3	top	b	≈ 172000	$\frac{2}{3}$
	3	bottom	t	≈ 4000	$-\frac{1}{3}$

Tabelle 1.1: Liste der Elementarteilchen[6]

Da ungebundene Quarks in der Natur nicht vorkommen, was auf Eigenschaften der starken Wechselwirkung zurückzuführen ist, kann ihre Ruhemasse nur schwer bestimmt werden.

Die vier Kräfte, welche zu Wechselwirkungen zwischen den Teilchen führen sind die Gravitationskraft, die elektromagnetische Kraft, die starke Kraft und die schwache (Kern-)Kraft.

Der mathematischen Beschreibung dieser Wechselwirkungen liegen Quantenfeldtheorien zu Grunde, in welchen nicht nur die Teilchen, sondern auch die Wechselwirkungsfelder quantisiert sind, was dazu führt, dass Wechselwirkungen mit Hilfe von Austauscheteilchen beschrieben werden können.

Die Gravitation bestimmt das Verhalten der Materie auf kosmischen Längenskalen und ist die Schwächste der vier Grundkräfte. Für die in der Teilchenphysik relevanten Längenskalen und Energien ist sie im Vergleich zu den anderen Kräften vernachlässigbar und daher wird hier auch nicht weiter auf sie eingegangen. Als Austauscheteilchen dieser Wechselwirkung wird die Existenz eines Gravitons postuliert, dieses konnte aber bisher experimentell nicht bestätigt werden. Die Gravitation koppelt an alle massebehafteten Materieteilchen, wobei mit Masse hierbei die schwere Masse gemeint ist.

Die träge Masse hingegen entsteht im Standardmodell durch Wechselwirkung der Elementarteilchen mit dem Higgs Feld, wobei Higgs Bosonen ausgetauscht werden. Diese sind bisher nur theoretisch vorhergesagt und ihre Entdeckung oder Ausschluss ist eines der Hauptziele des LHC Beschleunigers.

Die elektromagnetische Wechselwirkung ist verantwortlich für die Bindung von Atomen zu Molekülen und allgemein die Eigenschaften der Atomhülle und der Festkörper. Das Austauscheteilchen dieser Wechselwirkung ist das Photon, welches masselos und ungeladen ist. Das Photon und damit die elektromagnetische Wechselwirkung koppelt an alle Teilchen, welche eine elektrische Ladung tragen. Diese sind Quarks und das Elektron, bzw. deren zweite und dritte Generation.

Die starke Wechselwirkung ist für die Bindung der Protonen und Neutronen im Atomkern verantwortlich. Gluonen sind die Austauscheteilchen dieser Wechselwirkung. Sie sind masselos, und koppeln an alle Teilchen, welche eine sogenannte Farbladung tragen. Dies sind Quarks und das Gluon selbst. In dieser Selbstwechselwirkung liegt auch die geringe Reichweite der starken Kraft begründet. Die Farbladung kann drei Zustände annehmen, die als "rot", "grün" und "blau" bezeichnet werden. Freie Teilchen können nur farbneutral existieren, also aus Kombinationen von Farbe und Antifarbe bzw. allen drei (Anti-)Farben (\Leftrightarrow "weiß"). Die drei Quarks im Neutron bzw. Proton haben somit alle eine andere Farbladung.

Die schwache Kraft ermöglicht die Umwandlung des Flavours, also der Art des Teilchens, und somit beispielsweise den radioaktiven Beta Zerfall, denn bei diesem muss ein down in ein up Quark umgewandelt werden. Für die schwache Kraft gibt es zwei Austauschteilchen, das Z-Boson, welches keine elektrische Ladung trägt und etwa 92 GeV Masse hat, und das W-Boson, welches die elektrische Ladung $\pm e$ trägt und eine Masse von 80 GeV hat. Durch die große Masse der Austauschteilchen bedingt ist die Reichweite dieser Wechselwirkung sehr klein. Denn es gilt die Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$, was bedeutet, dass die zur Erzeugung der W/ Z Bosonen nötige Energie nur für sehr kurze Zeit aus dem Vakuum “geliehen” werden kann. Die schwache Kraft wirkt zwischen allen Teilchen welche eine sogenannte schwache Ladung tragen, dies sind Quarks, Elektronen und Neutrinos. Neutrinos wechselwirken somit nur über die Gravitation und die Schwache Wechselwirkung. Dies führt dazu, dass sie große Mengen Material durchdringen können ohne mit diesem zu wechselwirken.

Ein kurzer Einschub zu Massenangaben in der Teilchenphysik: Massen werden meistens in eV, also Elektronenvolt angegeben. Dies ist eigentlich eine Energieeinheit und steht für $\frac{GeV}{c^2}$, wobei c^2 die Lichtgeschwindigkeit ist. Zur Umrechnung in die SI Einheit Kilogramm ist durch c^2 zu dividieren und mit der Elementarladung³ zu multiplizieren. Daraus folgt, dass ein GeV ungefähr $1.78 \cdot 10^{-27}$ kg entspricht.

Das theoretische Modell, welches in der Teilchenphysik alle bisherigen Beobachtungen am besten beschreibt, und viele Vorhersagen ermöglicht hat, ist das sogenannte Standardmodell (SM), welches eine Quantenfeldtheorie ist. Das Standardmodell umfasst drei der vier bekannten Wechselwirkungen, die starke, schwache und elektromagnetische Wechselwirkung. Bisher ist es nicht gelungen die Gravitation, in dieses Modell zu integrieren. Hier eine Übersicht über die vier Grundkräfte mit ihren Austauschteilchen:

	Ladung	Austauschteilchen	Reichweite
Gravitation	Masse	Graviton (hypothetisch)	∞
Elektromagnetische WW	Elektrische Ladung	Photon	∞
Starke WW	Farbladung	Gluon	10^{-13}
Schwache WW	Schwache Ladung	W^\pm, Z Boson	10^{-15}

Tabelle 1.2: Die vier Grundkräfte [14]

Die 4 Wechselwirkungsteilchen der im Standardmodell beschriebenen Grundkräfte tragen den Spin 1 und sind somit Bosonen während die 12 Materieteilchen den Spin 1/2 tragen und somit Fermionen sind.

Es gibt noch einige spezielle Namen für zusammengesetzte Teilchen, welche im folgenden verwendet werden. Teilchen welche aus Quarks bestehen nennt man Hadronen. Bisher wurden zwei Arten von Hadronen beobachtet, solche aus zwei Quarks (Quark+Antiquark), die Mesonen, und solche aus drei Quarks bzw. drei Antiquarks, die Baryonen. Protonen und Neutronen sind somit Baryonen.

Das Standardmodell ist bisher äußerst erfolgreich in der Vorhersage und Beschreibung der Teilchenphysik bei hohen Energien, aber es gibt noch einige ungeklärte Fragen. Eine ist z.B. die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung, die dadurch zustande kommt, dass das W Boson nur an linkshändige Neutrinos bzw. rechtshändige Anti-Neutrinos koppelt. Experimentell bestätigt wurde dies am radioaktiven β Zerfall 1956 durch Chien-Shiung Wu [3]. Daher gibt es verschiedene Erweiterungen dieses Modells. Einige dieser Erweiterungen, wie die links-rechts symmetrische (LRSM) sagen die Existenz schwerer W und Z Bosonen, sogenannter W' und

² $c = 299792458 \frac{m}{s}$
³ $e = 1.6 \cdot 10^{-19} C$

Z' voraus. Ein solches Modell ist das "Reference Modell" von Alterelli et al.[5]. In diesem Modell besitzt das W' ähnliche Eigenschaften und Zerfallsmöglichkeiten wie das Standardmodell W-Boson. Da die postulierte W' Masse allerdings um ein vielfaches höher liegt als die des W-Bosons, ist zusätzlich der Zerfall in ein Top-Quark und ein entsprechendes Neutrino möglich. Nicht ausgeschlossen ist darüber hinaus der Zerfall eines W' in mehrere Standardmodell Bosonen, welcher aber als unterdrückt angenommen wird. Das mit den 2010er CMS Daten ermittelte Ausschlusslimit liegt bei 1.36 TeV Mindestmasse [1].

1.2 CMS Detektor

Der Compact Muon Solenoid (CMS) Detektor⁴ ist ein multifunktionaler Teilchendetektor am CERN Large Hadron Collider (LHC) Proton-Proton Beschleuniger in der Nähe der Stadt Cessy, Frankreich. Der LHC Beschleuniger ist der Nachfolger des LEP Beschleunigers am CERN, in der Nähe von Genf. In seiner geplanten Konfiguration werden am LHC Proton-Proton Kollisionen bei einer Schwerpunktenenergie von 14 TeV und einer instantanen Luminosität von $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ stattfinden. Die für diese Arbeit verwendeten Daten aus der ersten Jahreshälfte 2011 sind bei einer Schwerpunktenenergie von 7 TeV und einer maximalen instantanen Luminosität von $1.3 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [7] aufgenommen worden.

Die Luminosität ist ein Maß für die Anzahl von Teilchenkollisionen gewichtet mit ihrem Wirkungsquerschnitt. Integriert man die instantane Luminosität über die Zeit ergibt sich die integrale Luminosität. Wenn diese Größe und der Wirkungsquerschnitt (σ) der zu untersuchenden Reaktion bekannt ist, kann aus ihr die erwartete Ereigniszahl errechnet werden:

$$N_{erwartet} = \sigma \cdot L_{Int} \quad (1.1)$$

Ziel des LHC Beschleunigers ist es, das Standardmodell der Teilchenphysik auf der TeV Skala zu testen, das Higgs Boson zu bestätigen und gegebenenfalls Hinweise auf Physik außerhalb des Standardmodells zu finden. Dazu sind am LHC zwei multifunktionale Teilchendetektoren installiert worden, CMS und ATLAS.

Der CMS Detektor ist zylinderförmig, 21.6 m lang und hat einen Durchmesser von 14.6 m. Um den Impuls und die Ladung von Teilchen bestimmen zu können ist im CMS eine 13 m lange und 6 m durchmessende supraleitende Niob-Titan Spule verbaut worden, welche in ihrem Inneren ein homogenes Magnetfeld von 3.8 Tesla erzeugt. Die in der Spule gespeicherte Feldenergie liegt bei 2.6 GJ. Wie viele Teilchendetektoren an Beschleunigerexperimenten ist der CMS Detektor aus mehreren Schichten aufgebaut, die verschiedene Aufgaben erfüllen. Direkt um das Strahlrohr herum, in der Mitte des Detektors, befindet sich der Spurdetektor (Tracker). Dieser dient dazu die Spur von geladenen Teilchen zu vermessen. An den Spurdetektor schließt sich das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) an, welches die Energie von Elektronen vermisst. Darauf folgt das hadronische Kalorimeter (HCAL), welches zur Energiemessung von Hadronen dient. Als äußerste Lage schließt sich an das HCAL das Muonsystem an, welches zur Spur- und Impulsmessung von Myonen dient.

⁴Alle Zahlen, Daten und Fakten in diesem Kapitel sind [4] entnommen.

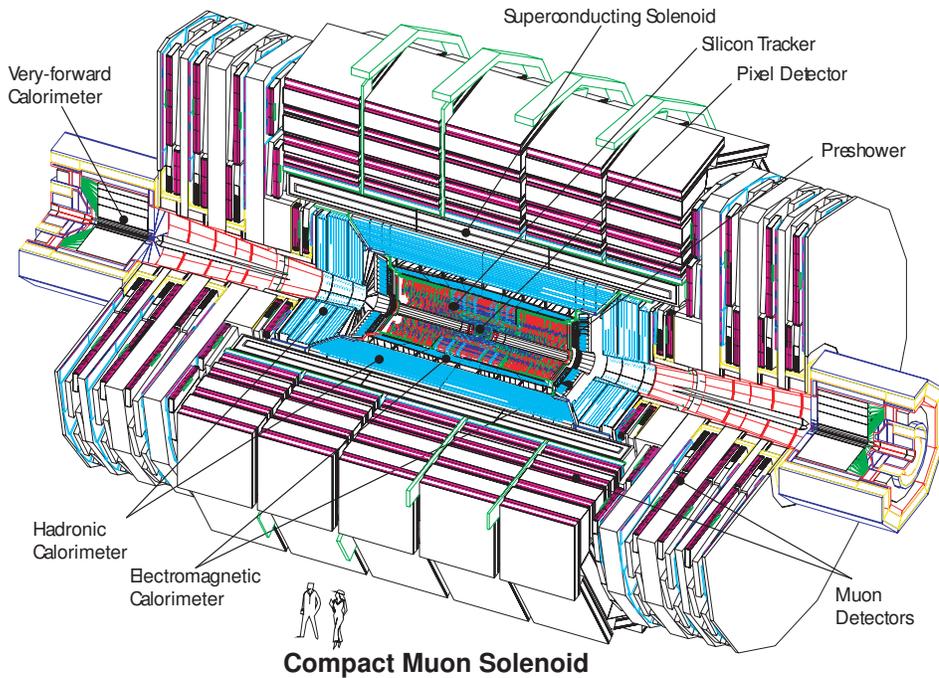


Abbildung 1.1: CMS Detektor[8]

Das CMS-Koordinatensystem ist folgendermaßen definiert:

Die Strahlrichtung definiert die z -Achse. Der Winkel in der x - y Ebene ist der ϕ Winkel und der Winkel zwischen der x - y -Ebene und z -Achse ist θ . Anstelle des θ Winkels wird häufig die lorentzinvariante Pseudorapidität η verwendet, welche definiert ist als:

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (1.2)$$

Der Detektor lässt sich in drei Bereiche unterteilen, den “Barrel” genannten Zentralbereich für $|\eta| \leq 1.5$ und die beiden scheibenförmigen Endkappen im Vorwärtsbereich, für $1.5 < \eta < 2.5$.

Wichtige Größen für die Auswertung von Ereignissen in dieser Arbeit sind transversale Massen (M_T), Impulse (p_T) und Energien (E_T), welche mit einem Index “T” bezeichnet werden. Da sich die Protonen vor einer Teilchenkollision entlang der z -Achse bewegen, gibt es keinen Energie- bzw. keinen Impulsanteil senkrecht zu dieser Achse. Aus der Impulserhaltung folgt, dass nach einer Kollision die vektorielle Summe aller transversalen Impulse bzw. Energien weiterhin Null ergeben muss. Damit ist es möglich Rückschlüsse auf bei einem Ereignis entstandene Neutrinos zu ziehen, die den Detektor auf Grund ihres geringen Wirkungsquerschnitts ungehindert verlassen und daher nicht detektiert werden können. Berechnet werden diese Größen aus der deponierten Energie und dem Winkel θ :

$$E_T = E \cdot \sin(\theta) \quad (1.3)$$

Wenn nun die vektorielle Summe aller Energien ungleich Null ist, dann wird für die fehlende Masse ein Vektor konstruiert, welcher mit MET (missing E_T) bezeichnet wird. MET und E_T können dann zu einer gesamten transversalen Masse zusammengefasst werden:

$$M_T = \sqrt{2 \cdot MET \cdot E_T \cdot (1 - \cos(\Delta\phi(MET, E_T)))} \quad (1.4)$$

Es gibt auf Grund der Vielzahl an Detektorsubsystemen für solche aufsummierten Größen mehrere Berechnungsmethoden. So kann die gesamte Energie aus der Summe aller rekonstruierten Teilchen gebildet werden, wofür der Index “pf” (particle flow) steht, oder es kann die Energiesumme aus den Kalorimetern genutzt werden, was mit dem Index “calo” angezeigt wird.

Bevor auf die für diese Arbeit besonders wichtigen Detektorbestandteile Tracker und ECAL eingegangen wird, noch ein kurzes Wort zu den sogenannten Triggern. Bei Erreichen der Designluminosität werden sich schätzungsweise 10^9 inelastische Teilchenstöße pro Sekunde im Detektor ereignen. Da es unmöglich ist eine so große Menge von Ereignissen zu speichern, wurden sogenannte “Level 1” Trigger implementiert, die bei bestimmten Bedingungen, z.B. ein Teilchen deponiert eine bestimmte Mindestenergie, usw., auslösen. Erst wenn ein solcher Trigger ausgelöst wird, wird dieses Ereignis gespeichert. Damit gelingt es aus den 10^9 Kollisionen pro Sekunde etwa 10^2 interessante Ereignisse auszuwählen, die dann gespeichert und zur Analyse genutzt werden.

1.2.1 Der Spurdetektor (Tracker)

Der Tracker insgesamt ist 5.8 m lang und hat einen Durchmesser von 2.5 m. Er besteht aus zwei Teilen, dem Pixeldetektor direkt am Strahlrohr, und dem Streifendetektor als äußere Lage. Geladene Teilchen mit $E_T > 1$ GeV und $\eta < 2.5$ können im Tracker vermessen werden.

Die Teilchenflussdichte fällt stark mit dem Radius ab. Direkt am Strahlrohr, also bei einer Entfernung von ca. 4 cm zum Strahl, beträgt die Ereignisrate 1 MHz pro mm^2 . Dies erfordert den Einsatz von Pixeldetektoren, und stellt besondere Ansprüche an die Strahlenhärte des eingesetzten Detektormaterials. Die innerste Lage des Pixeldetektors ist bei einer integrierten Luminosität von $500 fb^{-1}$ einer Strahlenbelastung von ≈ 840 kGray ausgesetzt, was dazu führt, dass sie im Regelbetrieb alle zwei Jahre ersetzt werden muss. Abgesehen von dieser innersten Lage ist der Tracker auf eine Lebenszeit von 10 Jahren ausgelegt.

Der Pixeldetektor besteht aus 3 Lagen und 1440 Modulen. Jeder Pixel ist $100 \times 150 \mu m$ groß. Die drei Lagen liegen bei 4.4 cm, 7.3 cm und 10.2 cm Entfernung zum Strahl. Besonders wichtig ist der Pixeldetektor für die Vermessung sekundärer Vertizes, also die Zerfallspunkte von bei Kollisionen erzeugten Teilchen, insbesondere gilt dies für τ und b-Quark.

Da die Spur elektrisch geladener Teilchen abhängig vom Teilchenimpuls durch das Magnetfeld gekrümmt wird, kann durch die Spurvermessung direkt der Impuls dieser Teilchen bestimmt werden.

Der Streifendetektor besteht aus 10 Lagen Siliziumstreifen von $10 \text{ cm} \times 80 \mu m$ Fläche. Insgesamt sind 15.148 Module verbaut.

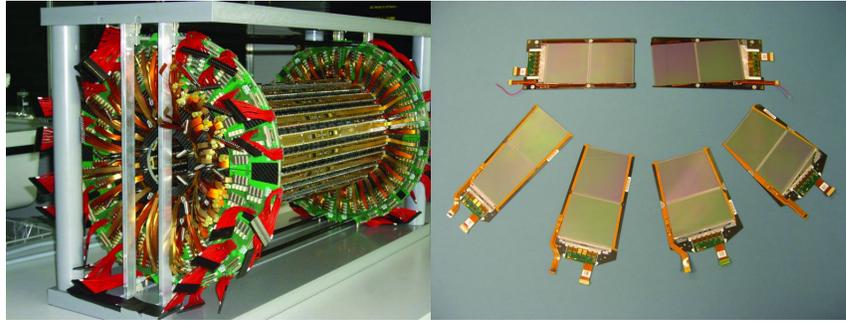


Abbildung 1.2: Der vollständige Pixeldetektor und beispielhaft einige Siliziumstreifendetektoren [8]

1.2.2 Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus Blei-Wolframat Kristallen ($PbWO_4$). Diese sind im Barrel mit ihrer Längsachse senkrecht zum Strahl angeordnet, 23 cm lang mit einer Grundfläche von $2.2 \cdot 2.2 \text{ cm}^2$ auf der dem Strahl zugewandten und $2.6 \cdot 2.6 \text{ cm}^2$ auf der dem Strahl abgewandten Seite.

Wenn geladene Teilchen durch diese Kristalle fliegen geben sie Energie an die Kristalle ab und werden schließlich absorbiert. Dies geschieht durch die Abstrahlung von Bremsstrahlung, welche, wenn sich hochenergetisch genug ist, Elektronen-Positronen Paare erzeugt, die dann wiederum Bremsstrahlung abgeben. So entstehen Teilchenschauer bis die Energie der Elektronen bzw. ihrer Bremsstrahlung nicht mehr ausreicht neue Teilchenpaare zu erzeugen. Der Kristall emittiert daraufhin proportional zur deponierten Energie Photonen, sogenanntes Szintillationslicht. Dieses wird von Photodioden aufgezeichnet. Insgesamt werden pro MeV deponierter Energie etwa 4.5 Photoelektronen gemessen. Das Maximum des recht breiten Emissionsspektrums liegt zwischen 420 und 430 nm, wo bei 80% des Lichtes innerhalb von 25 ns nach der Energiedeposition emittiert wird. Dies ist einer der begrenzenden Faktoren für die Luminosität. Blei-Wolframat Kristalle besitzen eine hohe Dichte von $8.28 \frac{g}{cm^3}$ und die kurze Strahlungslänge von 0.89 cm, was Grundvoraussetzung dafür ist, ein ECAL von handhabbarem Durchmesser konstruieren zu können, schließlich müssen die Kristalle so groß sein, dass elektromagnetische Schauer möglichst vollständig absorbiert werden. Die Strahlungslänge ist dabei ein Maß dafür, nach welcher Strecke die Intensität elektromagnetische Strahlung auf $\frac{1}{e}$ ⁵ abgefallen ist. Die Kristalle haben eine optimale Arbeitstemperatur von 18°C, d.h. dass sie mit Wasser gekühlt werden müssen um gleichbleibende Präzision trotz ständiger Energieeinträge zu gewährleisten.

Insgesamt besteht das ECAL aus 75848 Kristallen, wobei 61200 im Barrel und jeweils 7324 in jeder Endkappe verbaut sind.

⁵Euler'sche Zahl

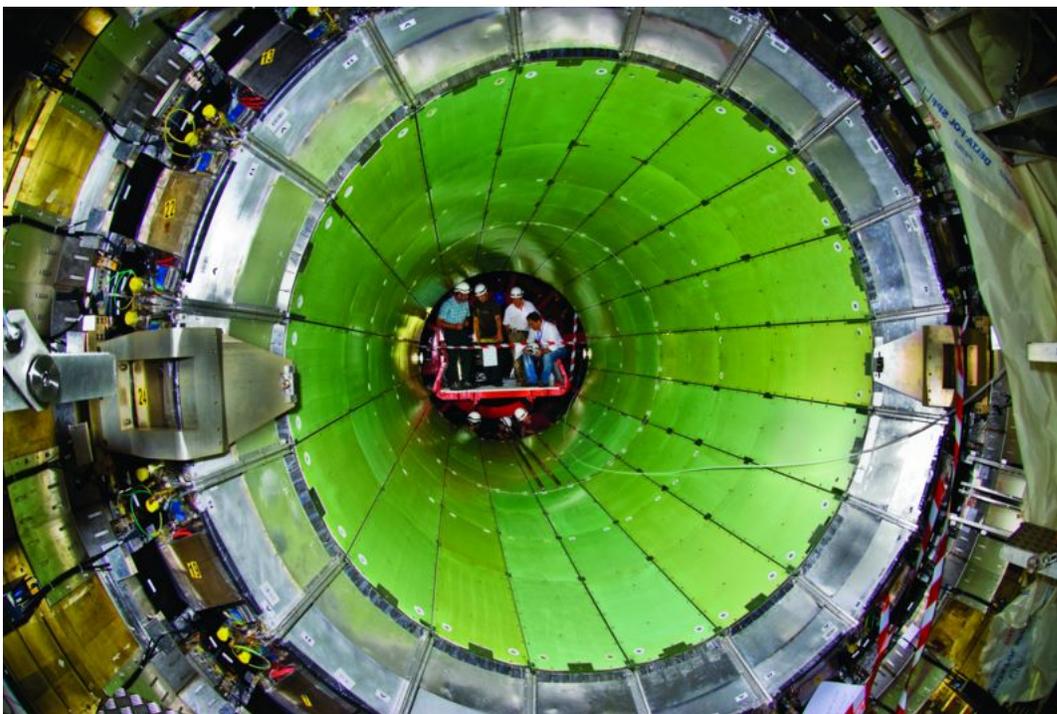


Abbildung 1.3: Das ECAL vor dem Einbau des Spurdetektors [8]

Weiterführende Informationen über das Standardmodell der Teilchenphysik, den LHC Beschleuniger und den CMS Detektor können der Fachliteratur, z.B. [14] und [4], entnommen werden.

Kapitel 2

Grundlagen zur Auswertung

2.1 Elektronrekonstruktion

Es wird davon ausgegangen, dass das W' in seinem Zerfallsmuster dem normalen W -Boson folgt und der Zerfall $W' \rightarrow WZ$ unterdrückt ist. Für diese Arbeit wird der Zerfall $W' \rightarrow e\nu_e$ untersucht, wobei aufgrund der Leptonenzahlerhaltung entweder ein Elektron und ein Elektron-Antineutrino oder ein Positron und ein Elektron-Neutrino entstehen.

Das Neutrino ist für den Detektor nicht messbar, daher werden aus den CMS Daten solche Ereignisse ausgewählt, in denen mindestens ein hochenergetisches Elektron enthalten ist. Diese Elektronen äußern sich im ECAL durch eine Energiedeposition. Wenn dabei innerhalb eines "Superclusters", das ist ein 5×5 Kristalle großer Block um den Kristall mit dem höchsten Energieeintrag, eine bestimmte Mindestenergie deponiert wird, löst ein Level 1 Trigger aus und das Ereignis wird gespeichert. Als nächster Schritt wird versucht das Elektron zu rekonstruieren. Dazu wird mit Hilfe der Richtungsinformation aus dem ECAL die am besten passende Trackerspür gesucht und die Energie des Elektrons, unter Berücksichtigung der vorher im Tracker eventuell abgegebenen Bremsstrahlungsphotonen mittels eines gaußschen Summenfilters (GSF) rekonstruiert. Solche rekonstruierten Elektronen werden im weiteren Verlauf als "GSF-Elektron" bezeichnet. Danach wird geprüft, ob das rekonstruierte Elektron einen "high level" Trigger (HLT) auslöst, wozu bestimmte Qualitätskriterien z.B. an die Isolation notwendig sind. Weitere Informationen zum Rekonstruktionsalgorithmus können unter [13] abgerufen werden.

2.2 HLT Elektronentrigger

Für die Analyse der 2011er Daten sind folgende HLT-Trigger für gut isolierte, hochenergetische Elektronen, von Bedeutung:

Bezeichnung	Verwendet in
HLT_Ele22_SW_TightCaloIdIso_L1R	Spring MC
HLT_Ele27_CaloIdVT_CaloIsoT_TrkIdT_TrkIsoT	Summer MC, Daten
HLT_Ele32_CaloIdVT_CaloIsoT_TrkIdT_TrkIsoT	Daten
HLT_Ele25_WP80_PFMT40_v1	Daten

Tabelle 2.1: Verwendete Trigger

Der Ele27, Ele32 und Ele25 Trigger wird in den Messdaten ausgelöst, während in Monte Carlo Studien vom Sommer 2011 nur der Ele27 verwendet wurde. Der Ele22 ist notwendig für die verwendeten MC Studien aus dem Frühjahr 2011, da zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit noch nicht alle Untergründe in der Sommerversion vorlagen. Das verschiedene Trigger in Daten und Simulation verwendet werden liegt daran, dass zum Zeitpunkt der Simulationserstellung noch nicht klar ist, welche Trigger letztendlich benötigt werden, um bei gegebener Luminosität die zu speichernde Ereignisrate im Rahmen zu halten. Die Ele22, Ele27 und Ele32 Trigger sind sogenannte “single electron trigger”, verlangen also nur ein einzelnes Elektron. Da aber mit steigender Luminosität die Zahl der Ereignisse zunimmt, die maximale Speicherrate aber konstant ist, müssen immer höhere Energien von diesen Elektronen verlangt werden. Daher werden diese Trigger laufend aktualisiert und sind nur über begrenzte Zeiträume aktiv. Bei den aktuellsten verwendeten Daten ist der niederenergetische Trigger für ein Elektron bei über 50 GeV, sodass bei dessen Verwendung der W-Peak, unser wichtigster Untergrund für die spätere Analyse, herausgefiltert werden würde. Um dies zu verhindern wird der Ele25 Trigger verwendet, welcher ein sogenannter “cross trigger” ist, da er nicht nur auf ein Elektron, sondern auf ein Elektron und zusätzlich eine bestimmte transversale Masse schneidet.

Diese Trigger stellen verschiedene Bedingungen an ein Elektron, welche in ihrem Namen codiert sind. Hier eine Aufschlüsselung, was diese Bezeichnungen im Einzelnen bedeuten:

	Bedingung	Barrel	Endkappe
EleX	E_T	$>X$	$>X$
TighterCaloIdIso	H/E	<0.05	<0.05
	$\sigma_{i\eta i\eta}$	<0.011	<0.031
	ECAL Isolation	<0.125	<0.075
	HCAL Isolation	-	<0.05
	Tracer Isolation	<0.15	<0.1
CaloIdVT	H/E	<0.05	<0.05
	$\sigma_{i\eta i\eta}$	<0.011	<0.031
CaloIsoT	ECAL Isolation	<0.125	<0.075
	HCAL Isolation	<0.125	<0.075
TrkIdT	$\Delta\eta$	<0.008	<0.008
	$\Delta\phi$	<0.07	<0.05
IrkIsoT	Tracer Isolation	<0.125	<0.075
PFMT40	$M_{T,pf}$	>40 GeV	>40 GeV

Tabelle 2.2: Trigger Arbeitspunkte: Kriterien, welche ein Elektron erfüllen muss, damit es den entsprechenden Trigger auslöst

- H/E ist das Energieverhältnis der im HCAL und im ECAL deponierten Energie. Ein Elektron sollte möglichst komplett im ECAL absorbiert werden, daher sollte das Verhältnis für echte Elektronen nahe Null sein.
- $\sigma_{i\eta i\eta}$ ist das Verhältnis der Energie im Kristall, in welchem die meiste Energie deponiert wurde im Vergleich zur Energiedeponierung in einem 5x5 Kristalle umfassenden Block um diesen (Supercluster).
- HCAL Isolation, ECAL Isolation und Tracker Isolation sind Isolationskriterien, bei denen das Verhältnis der dem Elektron zugerechneten Energie zur in der Umgebung deponierten Energie gebildet wird. Dies kann für den Spurdetektor (Tracker Isolation), das ECAL (ECAL Isolation) und das HCAL (HCAL Isolation) berechnet werden. Die Isolationskriterien dienen vor allem dazu Jets herauszufiltern.

- $\Delta\eta$ ist der maximale Winkelunterschied in der Pseudorapidität und $\Delta\phi$ der maximale Winkelunterschied in ϕ zwischen der Spur im ECAL und der Trackerspür. Diese Winkelschnitte filtern falsch rekonstruierte Elektronen heraus, bei denen Trackerspür und Kalorimeterenergie nicht zum selben Teilchen gehören.
- PFMT40 verlangt eine transversale Masse von mehr als 40 GeV, wobei die transversale Masse aus dem Elektron und dem MET_{pf} gebildet wird.

2.3 Offline Selektion, die WP80 und HEEP Selektionskriterien

Die vom “HLT_Ele25_WP80_PFMT40_v1” verlangten Bedingungen beinhalten die WP80 Selektionsschritte, welche von der EWG (electroweak group) zur Analyse von W und Z Bosonen entwickelt wurden und gut isolierte, hochenergetische Elektronen mit einer Effizienz von 80% herausfiltern. Wobei diese Effizienz für eine zum W und Z Zerfall passenden Elektronenenergie von $E_T \approx 50$ GeV gilt und für höhere Elektronenenergien, wie wir sie betrachten, ansteigt.

	Bedingung	Barrel	Endkappe
WP80 [11]	E_T Cut	$E_T > 35$ GeV	$E_T > 35$ GeV
	η Cut	$\eta < 1.442$	$1.560 < \eta < 2.5$
	Tracker Isolation	< 0.09	< 0.04
	ECAL Isolation	< 0.07	< 0.05
	HCAL Isolation	< 0.1	< 0.025
	$\Delta\eta$	< 0.004	< 0.007
	$\Delta\phi$	< 0.06	< 0.03
	H/E	< 0.04	< 0.025
	$\sigma_{in\eta}$	< 0.01	< 0.03
	Gut rekonstruierter Vertex	ja	ja

Tabelle 2.3: WP80 Selektionskriterien, entnommen aus [11]

- η ist die Pseudorapidität, wie in Formel 1.2 definiert. Hier wird sichergestellt, dass das Elektron entweder durch den Barrel oder die Endkappe geflogen ist und nicht im schlecht vermessbaren Übergangsbereich bzw. so weit in Strahlrichtung, dass es nicht im Tracker vermessen werden kann.
- Gut rekonstruierter Vertex: Dies verlangt zum Einen, dass der Vertex nicht weiter als 24 cm in z-Richtung vom Detektormittelpunkt entfernt liegt, und zum Anderen mehr als 4 Freiheitsgrade besitzt.

Diese WP80 Selektionen beinhalten die stärksten Selektionskriterien aller Trigger. Um eine Vergleichbarkeit von Daten und Monte Carlo Studien zu gewährleisten, müssen alle Ereignisse mit den selben Kriterien gefiltert werden. Daher werden diese WP80 Schnitte manuell in der sogenannten “offline Analyse” an alle betrachteten Elektronen gestellt.

Im letzten Jahr war die Luminosität noch nicht so hoch, dass die Verwendung eines “cross triggers” wie des Ele25 Trigger nötig gewesen wäre. Da die “single electron” Trigger nur Teile der von der HEEP Gruppe empfohlenen Selektionskriterien für hochenergetische Elektronen beinhalten, wurden diese für die Analyse genutzt (Vergleiche Analysis Note W’ 2010 [1]). Hier eine Aufstellung dieser HEEP Kriterien:

	Barrel	Endcap
E_T Cut	$E_T > 35 \text{ GeV}$	$E_T > 35 \text{ GeV}$
η Cut	$\eta < 1.442$	$1.560 < \eta < 2.5$
Is ECAL driven	true	true
$\Delta\eta$	< 0.005	< 0.007
$\Delta\phi$	< 0.09	< 0.09
H/E	< 0.05	< 0.05
$\sigma_{in\eta}$	-	< 0.03
E^{2x5}/E^{5x5}	> 0.94 , oder $E^{1x5}/E^{5x5} > 0.83$	-
EM + Had Depth 1 Isolation	$< 2 + 0.03 \cdot E_T$	< 2.5 für $E_T < 50$
		$< 2.5 + 0.03 \cdot (E_T - 50)$ für $E_T > 50$
Had Depth 2 Isolation	-	< 0.5
Track p_T Isolation	< 7.5	< 15

Tabelle 2.4: HEEP Selektionen, entnommen aus [9]

- E^{2x5}/E^{5x5} : Energieverhältnis von einem 2x5 Kristalle umfassenden Block zum Supercluster.
- EM + Had Depth 1 Isolation: Isolationskriterien für ECAL und HCAL
- Track p_T Isolation: Isolation der Elektronenspur. Errechnet wird das Verhältnis aller Transversalimpulse in einem Kegel mit Radius 0.3 um die Elektronenspur zur Summe aller Transversalimpulse in einem Kegel mit Radius 0.04 um die Elektronenspur

Weitere Informationen zur exakten Definition und Errechnung dieser Größen können [9] entnommen werden.

Kapitel 3

Effizienzberechnungen

3.1 Allgemein

Da wir zur späteren Analyse Daten und Monte Carlo Studien vergleichen werden, ist es notwendig zu prüfen, ob die Elektronentrigger und die in der offline Analyse verwendeten WP80 Selektionen für Daten und Monte Carlo Studien gleich wirksam sind. Sollten sie nicht gleich wirksam sein, dann muss aus dem Verhältnis der Effizienzen ein Korrekturfaktor bestimmt werden.

Zur Bestimmung dieses Korrekturfaktors müssen die Effizienzen der Elektronenrekonstruktion und Analyse bestimmt werden. Diese sind: Supercluster zu GSF-Elektron, GSF-Elektron zu WP80-Elektron und die HLT-Trigger. Zur Betrachtung der HLT Triggereffizienz gibt es zwei verschiedene Methoden. Die eine betrachtet zur Effizienzbestimmung der Trigger GSF-Elektronen, da solche die HLT-Trigger auslösen, die andere, von der “electroweak group” empfohlene (vergleiche [15]), betrachtet ausschließlich WP80-Elektronen, da nur solche in der weiteren Analyse benutzt werden.

- Methode a: SC→GSF →WP80 → HLT Trigger
- Methode b: SC→GSF →WP80 + GSF→ HLT Trigger

Effizienzen werden mit der “tag and probe” Methode errechnet [12], welche im Folgenden erläutert wird.

Prinzipiell werden nur Ereignisse mit zwei gleichartigen Elektronen ausgewählt und es wird überprüft, wie oft beide und wie oft nur eines von beiden die zu untersuchende Bedingung erfüllt. Wir nutzen für die Effizienzberechnungen $Z \rightarrow ee$ Zerfälle, also zwei Elektronen, deren invariante Masse (M_{inv}) im Bereich der Z Masse (≈ 92 GeV) liegen sollte, da dieses Kriterium es uns leicht ermöglicht aus den Daten passende Elektronenpaare zu extrahieren und die beiden Elektronen relativ hochenergetisch sowie gut isoliert sein sollten. Nun werden im ersten Schritt alle Elektronenpaare mit einer M_{inv} um den Z Bereich (40-140 GeV) ausgewählt. Dann wird überprüft ob eines der beiden Elektronen ein “tag”-Elektron, also qualitativ hochwertig ist. Dazu wird überprüft ob es die, auch in der Analyse verwendeten, WP80 Cuts und die untersuchte Bedingung erfüllt. Zur Effizienzberechnung werden nur Elektronenpaare genutzt, die mindestens ein “tag” Elektron enthalten. Danach wird überprüft, ob das zweite Elektron, das “probe”, eine Mindestenergie von $E_T > 35$ GeV hat und die untersuchte Bedingung, z.B. den Trigger ausgelöst, erfüllt. Nun gibt es fünf verschiedene Fälle:

1. Beide Elektronen sind “tag”

2/3. Das erste/ zweite Elektron ist “tag”, und das zweite/ erste ist zwar kein “tag”, erfüllt aber die Bedingung.

4/5. Das erste/ zweite Elektron ist “tag” und das zweite/erste erfüllt die Bedingung nicht.

Wenn es nun möglich wäre ausschließlich $Z \rightarrow ee$ Zerfälle zu selektieren, könnte man die Effizienz hier schon bestimmen, indem man zählt, wie oft die Fälle 1/2/3 und wie oft die Fälle 4/5 vorkommen. Die Effizienz ergäbe sich dann zu

$$\varepsilon = \frac{n_{4/5}}{n_{1/2/3} + n_{4/5}}$$

Für die Effizienz des Ele32 Triggers auf ca. 500 pb^{-1} Messdaten ergibt sich damit beispielsweise (Abbildung 3.1, die blaue Kurve, mit rein statistischen Fehlern):

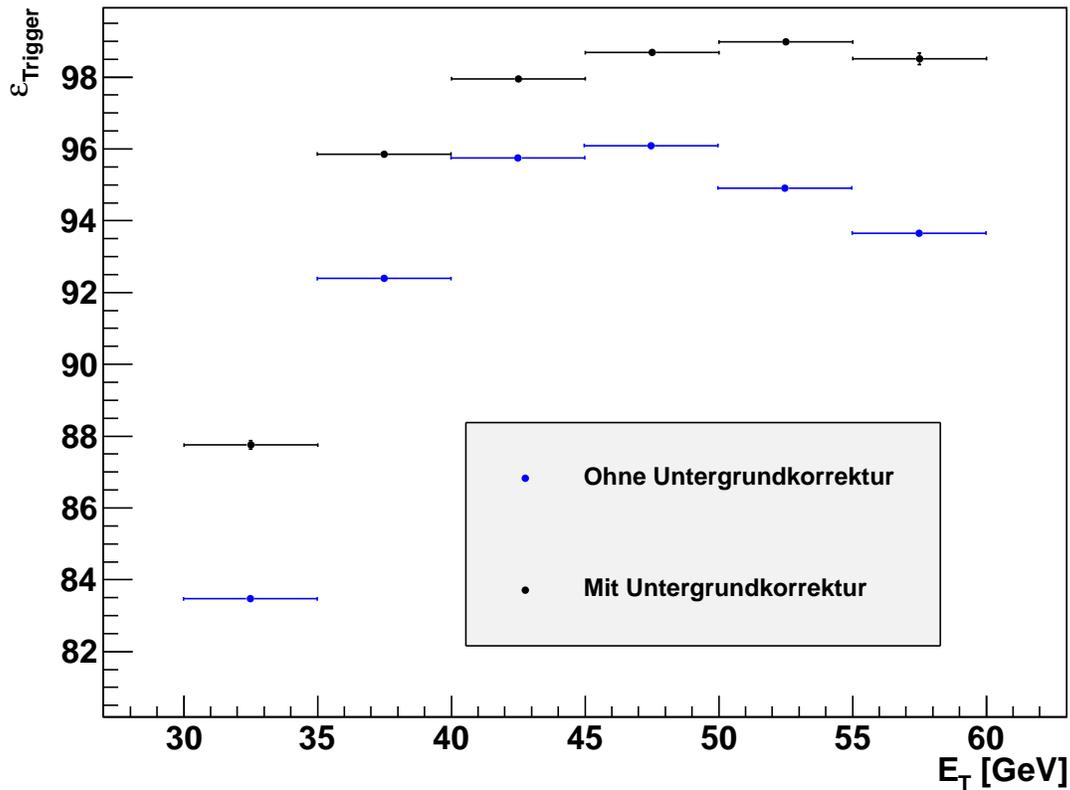


Abbildung 3.1: Ele32 Triggereffizienz mit und ohne Untergrundkorrektur

Diese Effizienz ohne Untergrundkorrektur entspricht nicht dem erwarteten Verhalten, eigentlich sollte sie mit steigender Energie in eine Konstante übergehen (Turn-On), da Untergrundereignisse mit betrachtet werden, welche zufälligerweise in dem untersuchten Bereich der M_{inv} liegen, die gestellte Bedingung aber nicht erfüllen können. So wird die auf diese Art bestimmte Effizienz systematisch zu niedrig sein. Ein Beispiel für einen solchen Fall wäre ein Elektron, welches nicht

einem Z Zerfall entspringt, sondern Teil eines Jets ist und damit die für den Trigger nötigen Isolationskriterien nicht erfüllen kann. Um dieses Problem zu umgehen werden zwei Histogramme definiert, und in eines die M_{inv} aller Elektronenpaare, welche die Bedingung erfüllt haben (Fall 1/2/3), und in das Andere die M_{inv} aller Elektronenpaare, welche sie nicht erfüllt haben (Fall 4/5), gefüllt.

Um nun ein Maß für die Anzahl der aus einem $Z \rightarrow ee$ Zerfall stammenden Elektronenpaare zu erhalten passen wir Untergrund und Peak mit verschiedenen Funktionen an. Verschieden deshalb, weil durch die unterschiedlichen E_T Schnitte der Untergrund je nach untersuchter Eigenschaft anderen Verläufen folgt. Daher wird auf die verwendeten Untergrundfunktionen im jeweiligen Unterabschnitt näher eingegangen. Für die Anpassung des Peaks wird eine Faltung aus einer Breit-Wigner Verteilung, welche die physikalische Zerfallsbreite beschreibt, und einer Gaußverteilung, welche die Detektorauflösung beschreibt, genutzt, welche als Voigt-Profil bezeichnet wird ([16]).

Das Integral über den Peak abzüglich des Integrals über den Untergrund liefert dann ein Maß für die gesuchten Ereigniszahlen. Auf die gewählten Integralbereiche wird dann beim konkreten Fall eingegangen. Um die Effizienz abhängig von einer bestimmten Eigenschaft zu untersuchen wird das eben erläuterte Verfahren in diskreten Bereichen (Bins) der zu untersuchenden Eigenschaft des "probe" Elektrons wiederholt durchgeführt. Für die Triggereffizienz abhängig von E_t werden dann jeweils 2 Histogramme mit der M_{inv} des Elektronenpaares gefüllt, wenn das "probe" Elektron zwischen 35-40, 40-45,... GeV liegt. Die Größe dieser Bins ist dabei frei wählbar und wird nur durch die vor allem im hohen Energiebereich stark nachlassende Statistik begrenzt.

Die Effizienz ergibt sich somit zu:

$$\varepsilon = \frac{N_0 - B_0}{(N_0 - B_0) + (N_1 - B_1)} \quad (3.1)$$

Wobei N_0 für das Integral über die erfüllenden Paare, B_0 das Integral über ihren Untergrund und N_1 und B_1 analog für die nicht erfüllenden Paare steht. Der Fehler auf diese Effizienz besteht aus zwei Komponenten. Zum Einen dem statistischen Fehler, welcher sich aus der Binomialverteilung der möglichen Ergebnisse ergibt:

$$\sigma_{\varepsilon,stat} = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{(N_0 - B_0) + (N_1 - B_1)}}$$

Zum Anderen muss man die Fehler auf die Ereigniszahlen, welche in der Unsicherheit der Integrale und damit der Anpassungen ihren Ursprung haben, berücksichtigen. Dazu wird der Fehler auf jede Größe fortgepflanzt:

$$\begin{aligned} \sigma_{\varepsilon,Integral} &= \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_1}}{(N_0 - B_0) + (N_1 - B_1)}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{B_1}}{(N_0 - B_0) + (N_1 - B_1)}\right)^2 + \left(\frac{(N_1 - B_1) \cdot \sigma_{N_0}}{(N_0 - B_0) + (N_1 - B_1)}\right)^2 + \left(\frac{(B_1 - N_1) \cdot \sigma_{B_0}}{(N_0 - B_0) + (N_1 - B_1)}\right)^2} \\ \Leftrightarrow \sigma_{\varepsilon,Integral} &= \sqrt{\frac{\sigma_{N_1}^2 + \sigma_{B_1}^2 + ((N_1 - B_1) \cdot \sigma_{N_0})^2 + ((B_1 - N_1) \cdot \sigma_{B_0})^2}{((N_0 - B_0) + (N_1 - B_1))^4}} \end{aligned}$$

Der Gesamtfehler ergibt sich dann aus der quadratischen Addition des statistischen und systematischen Fehlers:

$$\sigma_{\varepsilon, total} = \sqrt{\sigma_{\varepsilon, stat}^2 + \sigma_{\varepsilon, Integral}^2}$$

$$\Leftrightarrow \sigma_{\varepsilon, total} = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{(N_0 - B_0) + (N_1 - B_1)} + \frac{\sigma_{N_1}^2 + \sigma_{B_1}^2 + ((N_1 - B_1) \cdot \sigma_{N_0})^2 + ((B_1 - N_1) \cdot \sigma_{B_0})^2}{((N_0 - B_0) + (N_1 - B_1))^4}} \quad (3.2)$$

Dies ergibt dann am Beispiel der Effizienz des Ele27 Trigger auf MC Daten im E_T Bereich von 40-45 GeV folgendes Bild (näheres zu diesem Trigger dann im nächsten Unterkapitel):

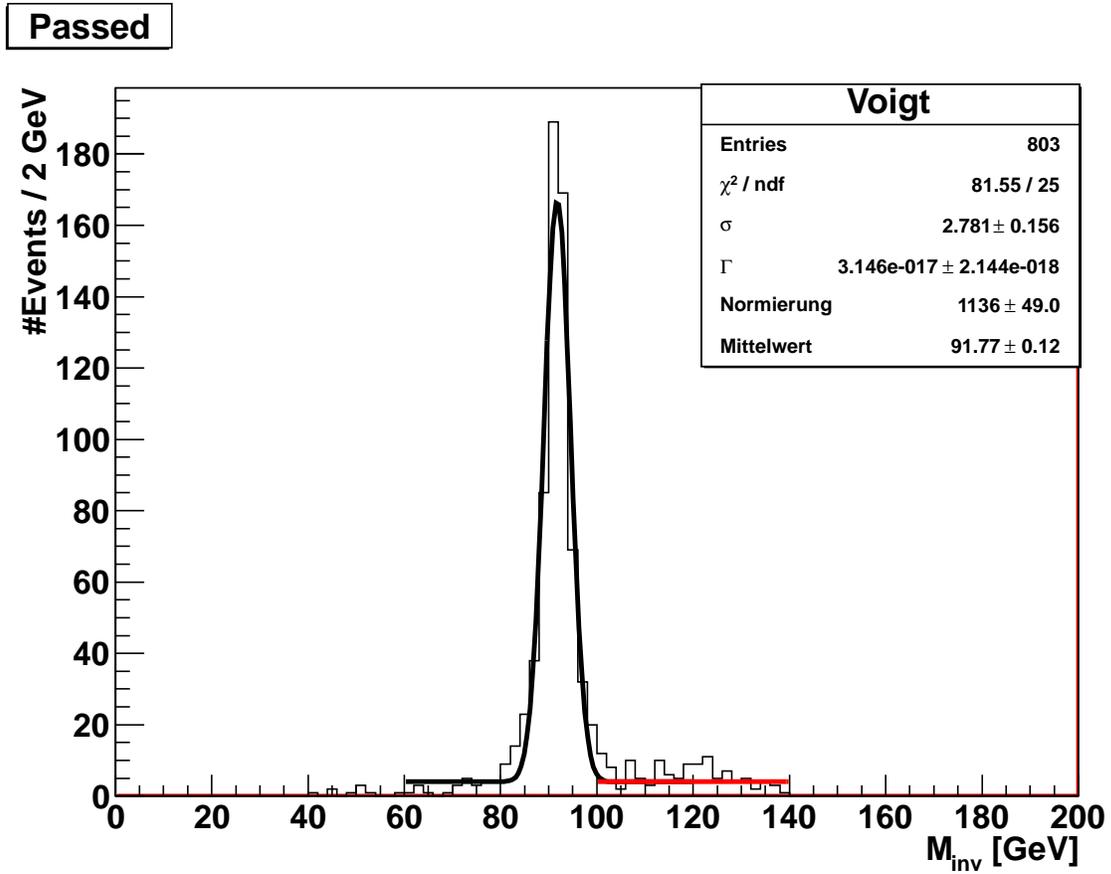


Abbildung 3.2: Beispiel zur invarianten Masse der “tag” und “probe” Elektronen, die die Bedingung erfüllt haben, für den Ele27 Trigger, im 40-45 GeV Bin

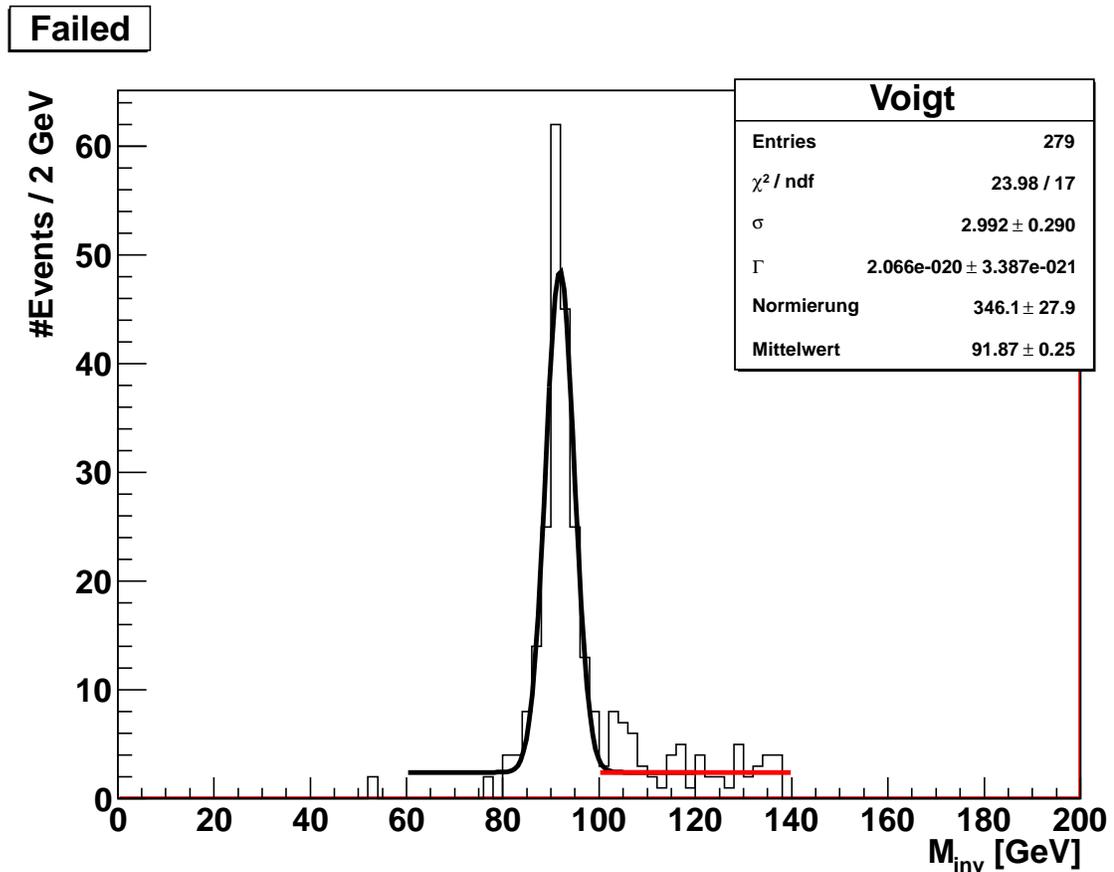


Abbildung 3.3: Beispiel zur invarianten Masse der “tag” und “probe” Elektronen, die die Bedingung nicht erfüllt haben, für den Ele27 Trigger, im 40-45 GeV Bin

Als Untergrundanpassung wurde eine Konstante, und als Peakanpassung eine Voigt Funktion gewählt. Die Asymmetrie im Untergrund, links von dem Peak ist weniger Untergrund als rechts, liegt darin begründet, dass nur Elektronenpaare betrachtet werden, bei denen beide Elektronen eine Mindestenergie von 35 GeV tragen. Daher ist die M_{inv} Verteilung bis 70 GeV unterdrückt. Dies ist der Grund, warum der Untergrund nur von 100 bis 140 GeV angepasst wird.

3.2 Berechnete Effizienzen

Die Anpassung an die Effizienzen abhängig von E_T und η geschieht unter Berücksichtigung der statistischen und systematischen Fehler mittels einer χ^2 Minimierung. Als Anpassungsbereich wird für die E_T Abhängigkeit der Bereich konstanter Effizienz nach dem Turn-On gewählt, sofern es einen gibt, und für die η Abhängigkeiten der Barrelbereich von $-1.4 < \eta < 1.4$.

3.2.1 Rekonstruktionseffizienz, vom Supercluster zum GSF Elektron

Die Elektronen werden aus deponierter Energie im Kalorimeter und Trackerspuren rekonstruiert. Daher muss als erster Schritt der Effizienzbestimmungen festgestellt werden, ob die Rekonstruktion in Daten und Monte Carlo gleich gut ist. Dazu wird in Z-Events nach den zwei

Superclustern gesucht, welche die Elektronen verursacht haben. Von diesen wird dann überprüft, ob es ein rekonstruiertes Elektron gibt, dass von seinen vektoriellen Eigenschaften der Verursacher des Superclusters sein kann. Wenn es eine Übereinstimmung gibt, wurde das Elektron erfolgreich rekonstruiert. Als Übereinstimmung wurde verlangt, dass die quadratische Addition der Winkeldifferenzen in η und ϕ zwischen Supercluster und rekonstruiertem Elektron kleiner als 0.1 ist.

$$\sqrt{(\Delta\phi(SC, Elektron))^2 + (\Delta\eta(SC, Elektron))^2} < 0.1 \quad (3.3)$$

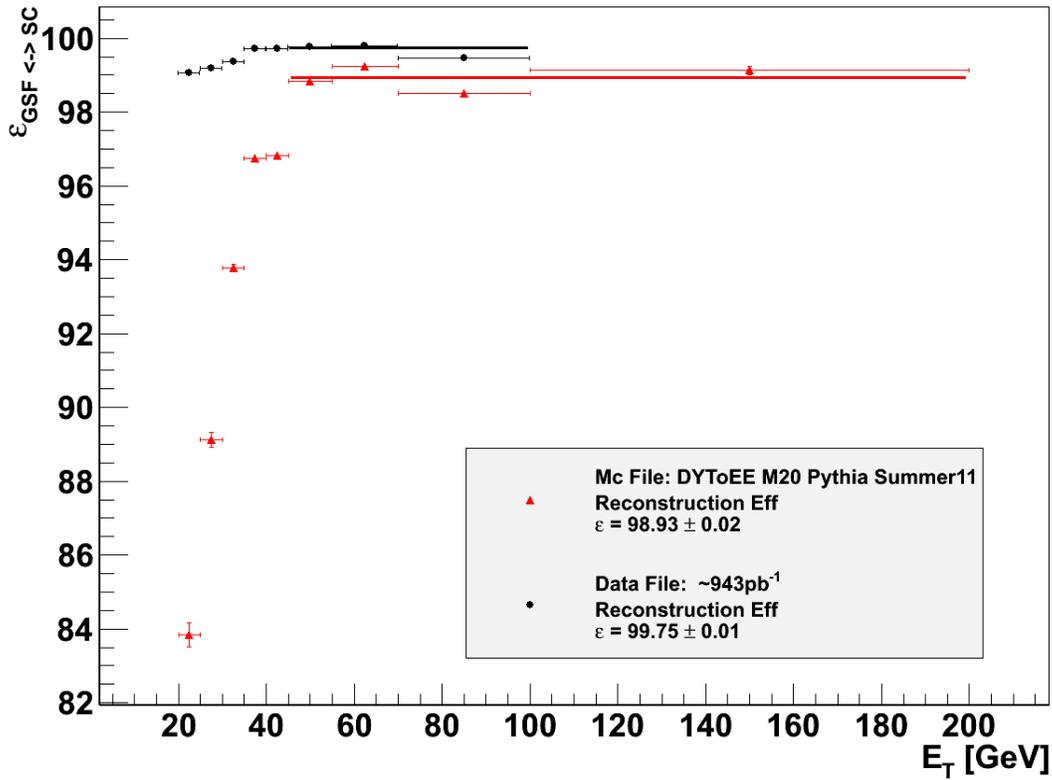


Abbildung 3.4: Rekonstruktionseffizienz

Da vor allem bei den nicht rekonstruierten Elektronen sehr viel niederenergetischer Untergrund mit betrachtet werden muss als Untergrundfunktion eine abfallende Exponentialfunktion angepasst werden. Diese wird im Bereich von 50 bis 140 GeV M_{inv} , ausgenommen der Z-Peak von 80 bis 110 GeV, angepasst. Für die rekonstruierten Elektronen reicht es aus die Ereignisse zu zählen.

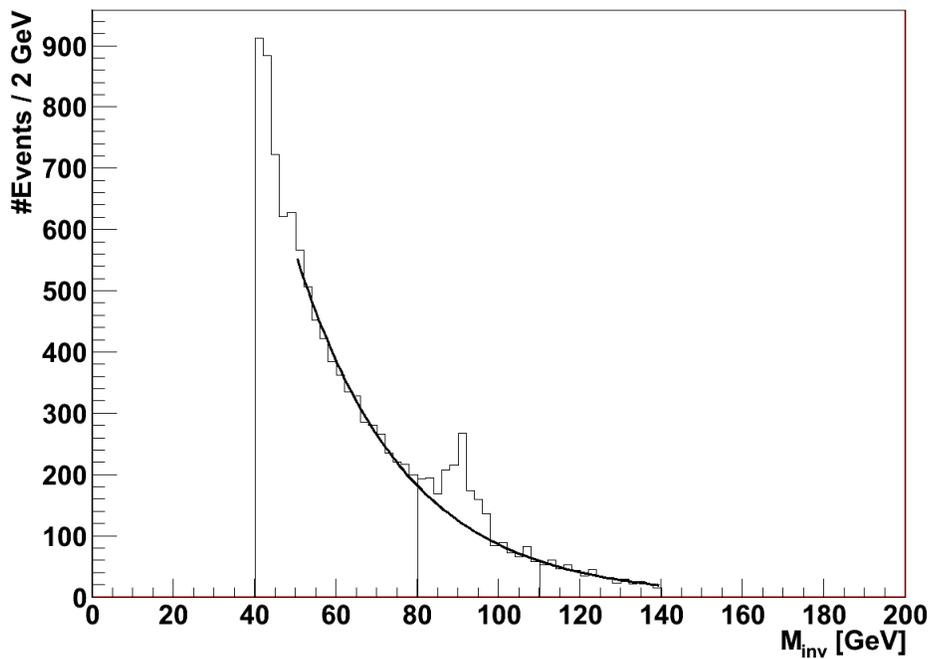
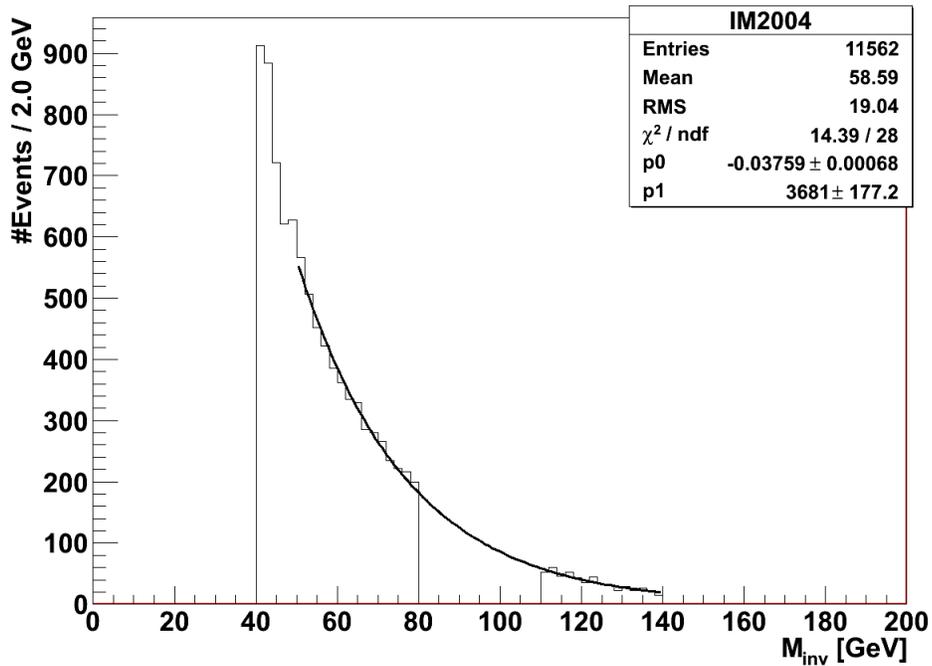


Abbildung 3.5: Beispielbin für die Berechnung der Rekonstruktionseffektivität bei den Elektronenpaaren, in welchen das “probe” nicht innerhalb der gesetzten Grenzen (Formel 3.3) rekonstruiert wurden. Im oberen Bild ist der Peak subtrahiert worden, um die abfallende Exponentialfunktion anpassen zu können.

3.2.2 WP80 und HEEP Effizienz für GSF Elektronen

Zur Untersuchung der WP80 Effizienz werden die WP80 Schnitte (siehe Tabelle 2.3) als Bedingung an beide GSF-Elektronen gestellt.

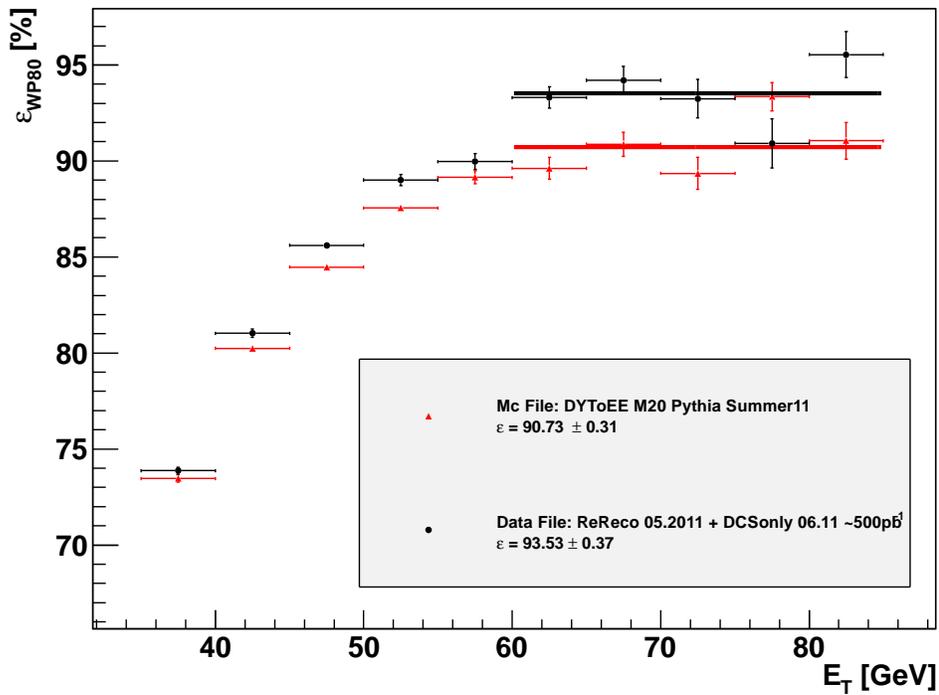
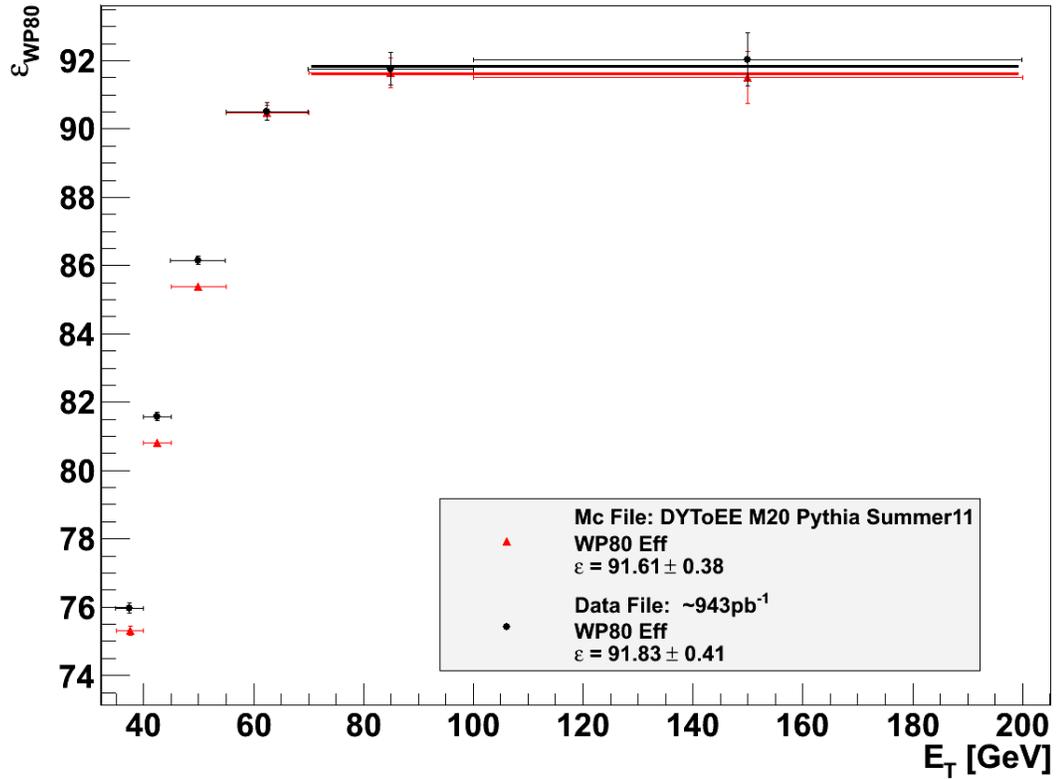


Abbildung 3.6: WP80 Effizienz, E_T abhängig

Für die Energieabhängigkeit im niedrigen Energiebereich wurde als Untergrundfunktion, wie im Beispiel des Ele27 Trigger, eine Konstante angepasst. Es zeigt sich ein deutlicher Unterschied zwischen Daten und Monte Carlo.

Abbildung 3.7: WP80 Effizienz, hoher E_T Bereich

Für die Effizienz im hohen Energiebereich musste die Untergrundanpassung verbessert werden, da durch die Schnitte auf das “tag” Elektron mit 35 GeV und das “probe” Elektron mit bis zu 100 GeV der Untergrund bis in den Bereich des Z-Peaks systematisch unterdrückt wird und dann stark ansteigt.

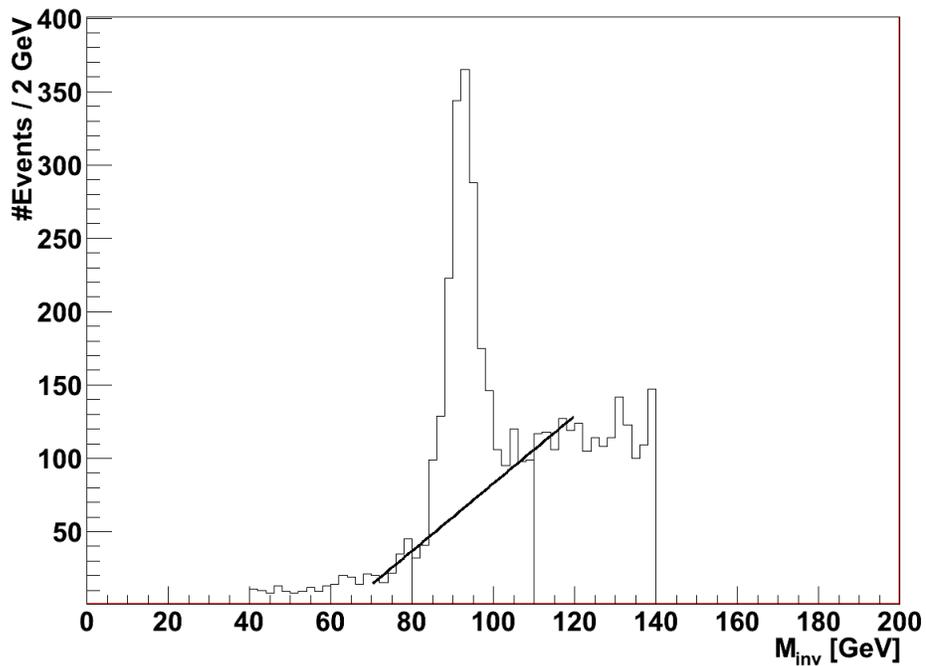
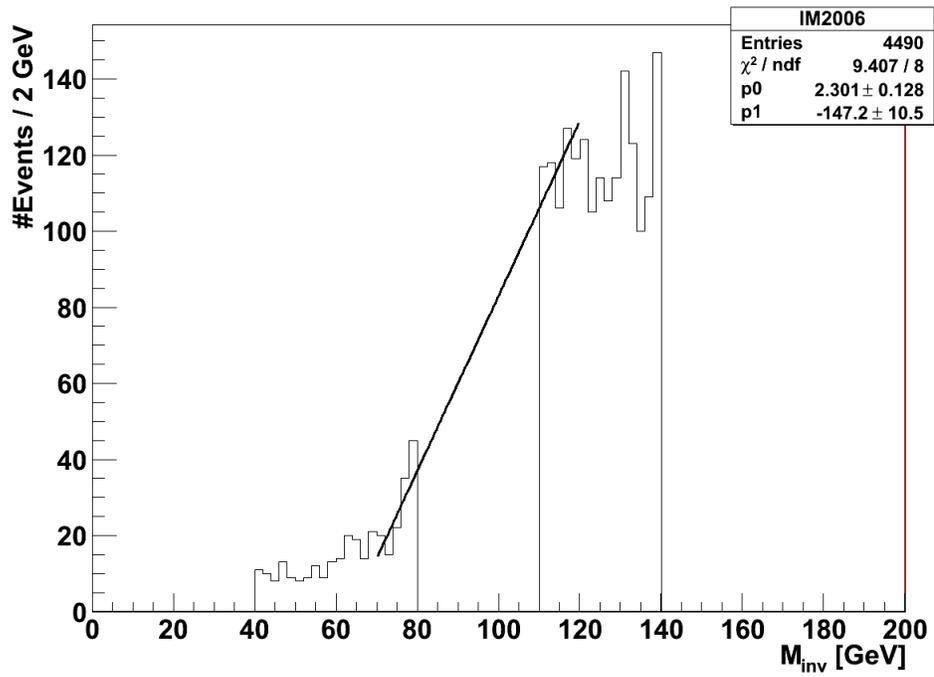


Abbildung 3.8: Beispielbin zur Effizienzberechnung der WP80 Selektionen im hohen E_T Bereich. Im oberen Bild wurde zur Untergrundanpassung der Peak subtrahiert.

Hier wurde eine Gerade im Bereich von 70 bis 120 GeV M_{inv} , abzüglich des Peaks, angepasst.

Dies scheint ein guter Kompromiss zwischen Stufenfunktion und Exponentialfunktion zu sein. Für weitergehende Untersuchungen wäre es an dieser Stelle sinnvoll Monte Carlo Studien zu den Untergründen durchzuführen um ihr Verhalten besser abschätzen zu können.

Es zeigt sich, dass die Effizienzen in Daten und Monte Carlo für hohe Energien innerhalb der Fehler übereinstimmen. Diese Werte wurden dann für die weitere Auswertung genutzt.

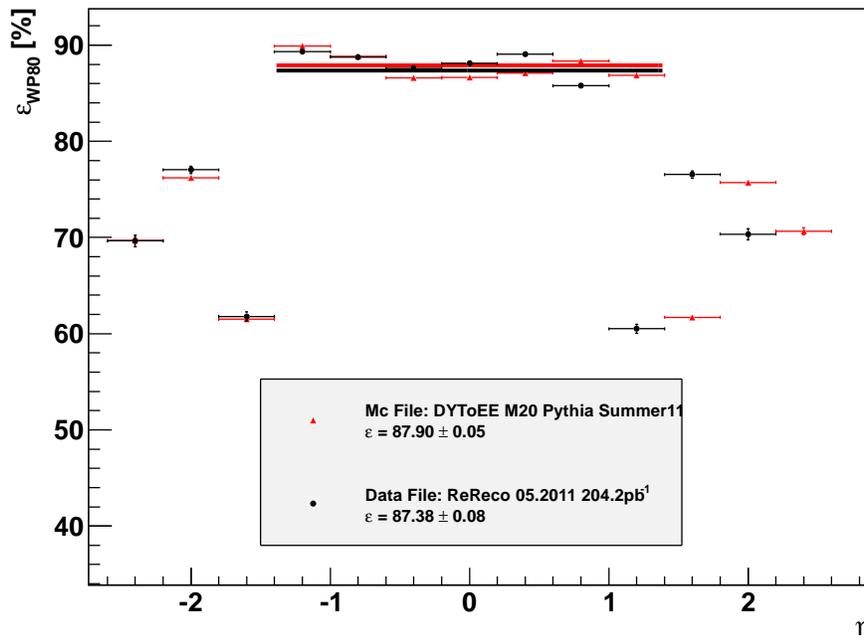
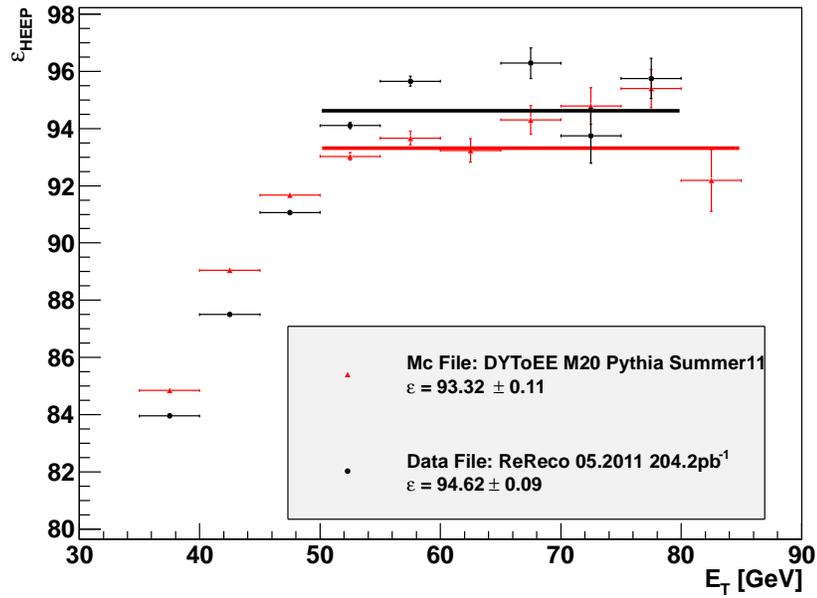


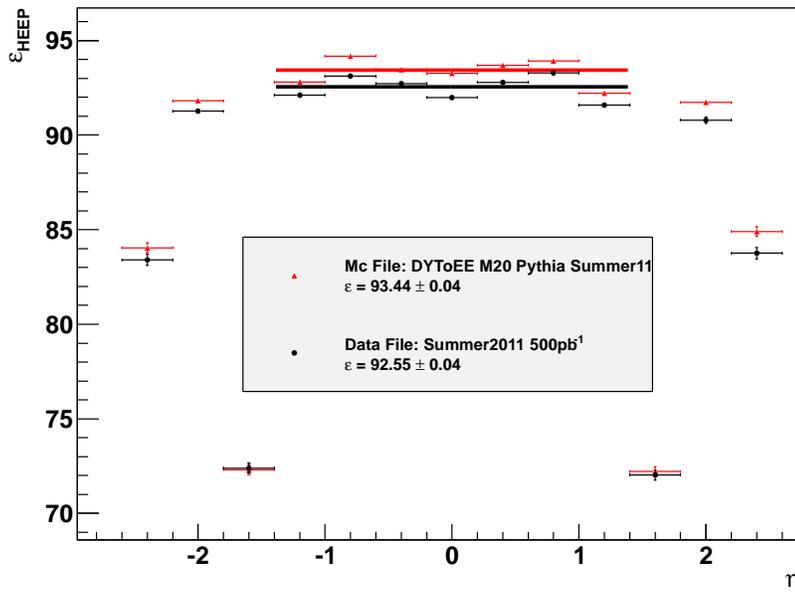
Abbildung 3.9: WP80 Effizienz, η abhängig

Für die η Abhängigkeit und die nachfolgenden HEEP Effizienzen wurde wieder das einfache Modell eines konstanten Untergrundes verwendet. Die η Abhängigkeit zeigt sehr deutlich die Eigenschaften des Detektors. Bis $\eta \approx 1.44$, dem Barrel Bereich ist die Effizienz konstant. Im Übergang Barrel zu Endkappe $1.44 < \eta < 1.56$ bricht die Effizienz ein, da hier Elektronen nicht lückenlos im Spurdetektor vermessen werden können. Im Bereich der Endkappe $1.56 < \eta < 2.5$ ist die Effizienz dann wieder konstant. Für größere Winkel hinterlassen die Elektronen keine Trackerspür mehr und können nicht vermessen werden. Interessant ist die Asymmetrie zwischen den beiden Endkappen in Daten. Es konnte nicht geklärt werden worin diese bei der WP80 Effizienz begründet liegt. Insgesamt ist die Effizienz in η niedriger als im konstanten Bereich der E_T Abhängigkeit, da mit einem Energieschnitt auf 35 GeV auch ein großer Teil der Elektronen vor dem E_T Turn-On mit betrachtet wird.

Um vergleichen zu können, ob sich die Effizienz der Analyse im Vergleich zu den 2010er Daten, verändert hat, wird die Effizienz der HEEP Selektionen ebenfalls ermittelt. Zur Effizienzbestimmung der HEEP Selektionen wurden diese (siehe Tabelle 2.4) an beide GSF-Elektronen gestellt.

Abbildung 3.10: HEEP Effizienz, E_T abhängig

Die HEEP Cuts folgen dem gleichen Verhalten wie die WP80 Cuts, der “Turn-On” liegt allerdings im Bereich $E_T < 100$ GeV 3 % höher.

Abbildung 3.11: HEEP Effizienz, η abhängig

	$\varepsilon(E_T)$		$\varepsilon(\eta)$, Barrel	
	MC	Data	MC	Data
WP80 Cuts	91.61 ± 0.38	91.83 ± 0.41	87.90 ± 0.05	87.38 ± 0.08
HEEP Cuts	93.32 ± 0.11	94.62 ± 0.09	93.44 ± 0.04	92.55 ± 0.04

Tabelle 3.1: Effizienzen der HEEP und WP80 Selektionen, zur Zusammenfassung aller Effizienzen siehe Tabelle 3.3

3.2.3 HLT Triggereffizienz mit GSF Elektronen

Zur Untersuchung der Triggereffizienz mit GSF-Elektronen werden folgende Bedingungen gestellt:

“tag” Elektron: GSF-Elektron und erfüllt WP80 Cuts und den zu untersuchenden Trigger

“probe” Elektron: GSF-Elektron und $E_T > 35$ GeV und Trigger

Die Effizienz wurde abhängig von der transversalen Energie und dem η Winkel des Probe Elektrons untersucht:

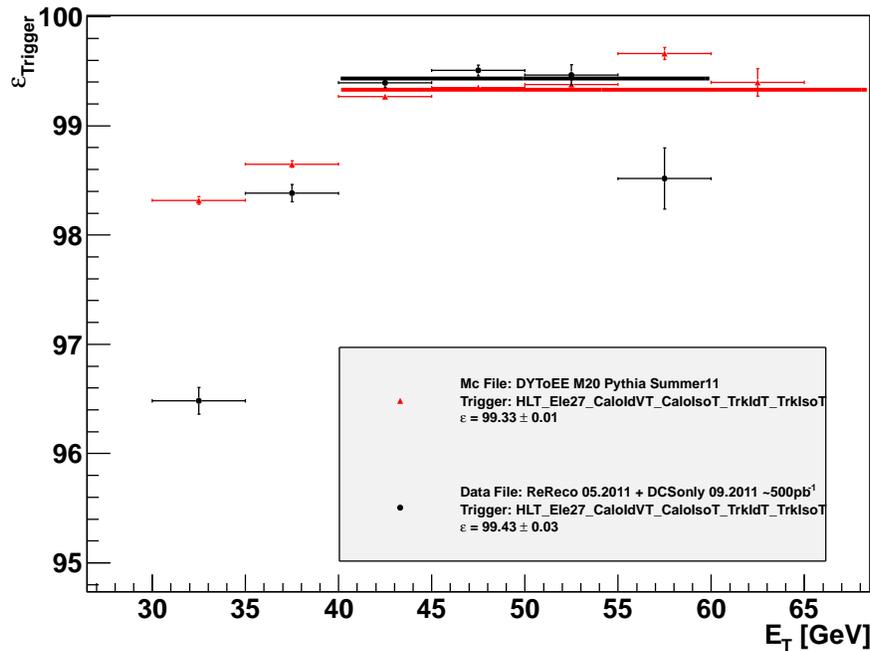
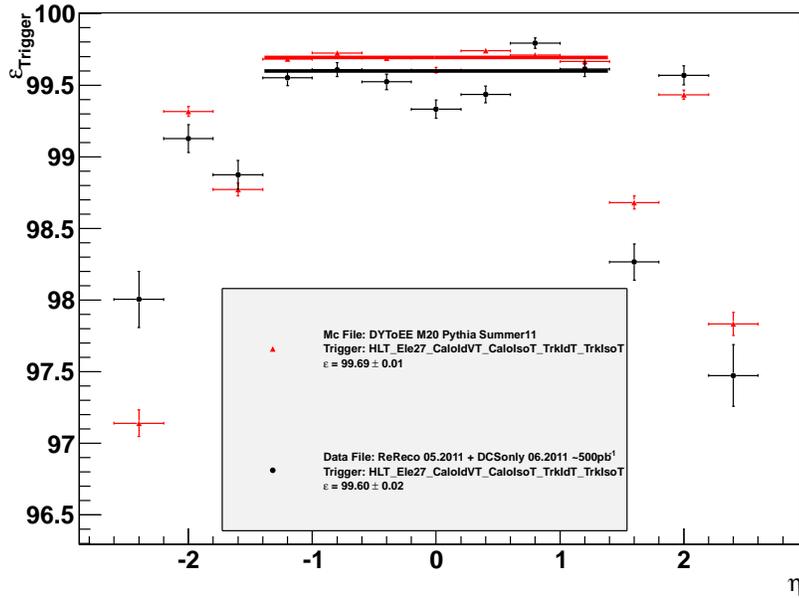
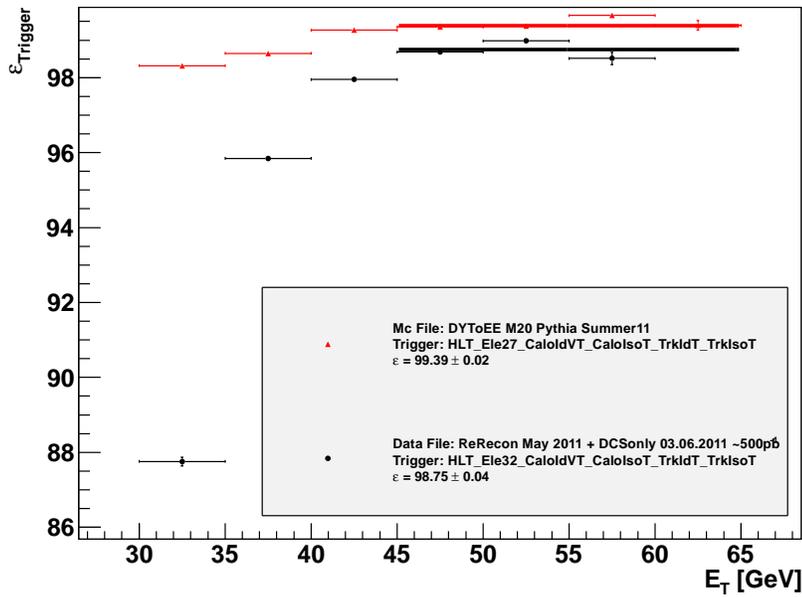


Abbildung 3.12: HLT_Ele27, E_T abhängig

Man kann erkennen, dass die Triggereffizienz bei Energien kurz über der Triggerschwelle relativ niedrig ist und dann mit höherer Energie ansteigt, bis eine Sättigung erreicht ist. Dieses Plateau wird dann zur Bestimmung der Triggereffizienz genutzt.

Abbildung 3.13: HLT_Ele27, η abhängigAbbildung 3.14: HLT_Ele32, E_T abhängig

Die sehr niedrige Anfangseffizienz ist hier durch das Binning begründet. Der Trigger verlangt 32 GeV von einem Elektron und der erste Bin überdeckt den Bereich von 30 bis 35 GeV.

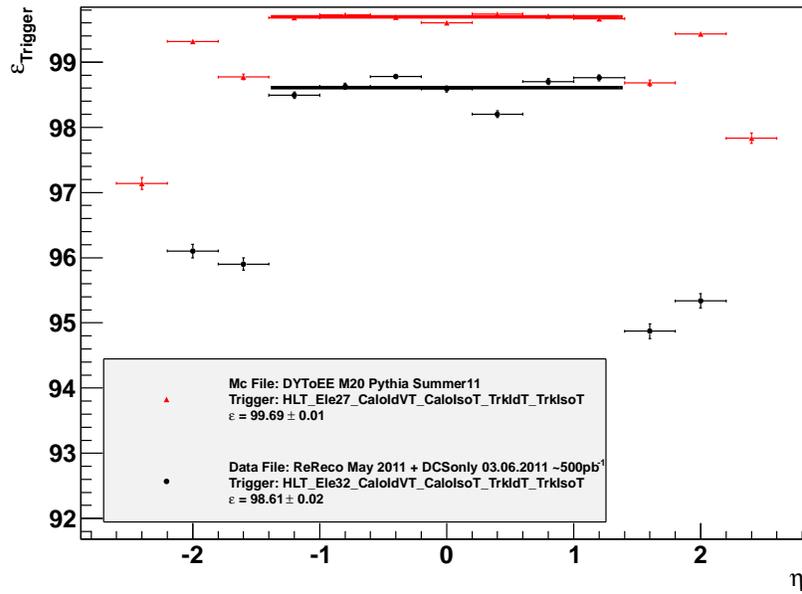


Abbildung 3.15: HLT_Ele32, η abhängig

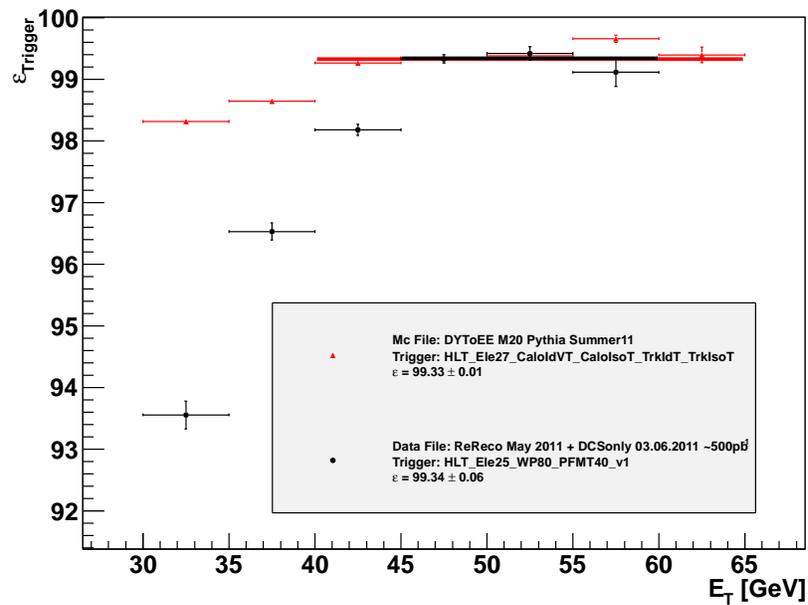


Abbildung 3.16: HLT_Ele25_WP80_PFMET40, E_T abhängig

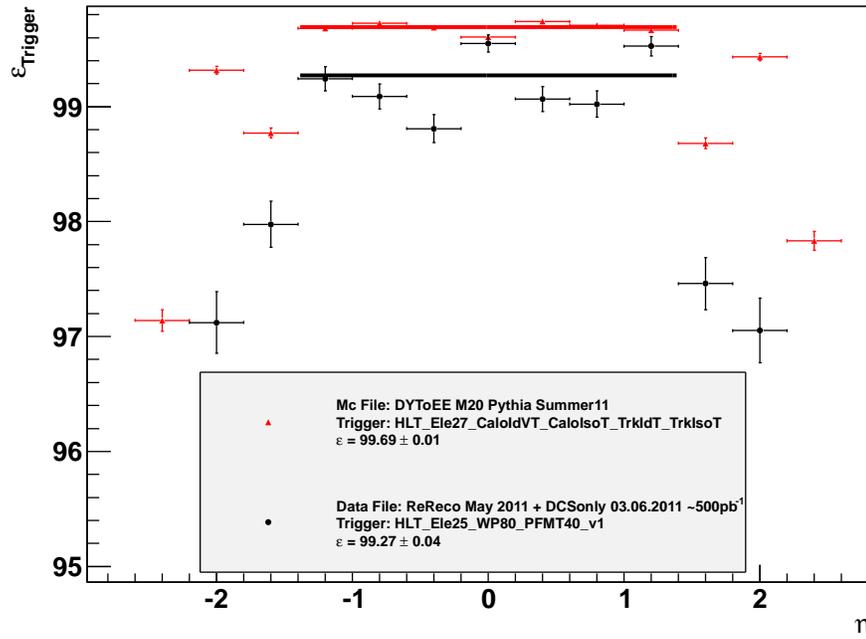


Abbildung 3.17: HLT_Ele25_WP80_PFMT40, η abhängig

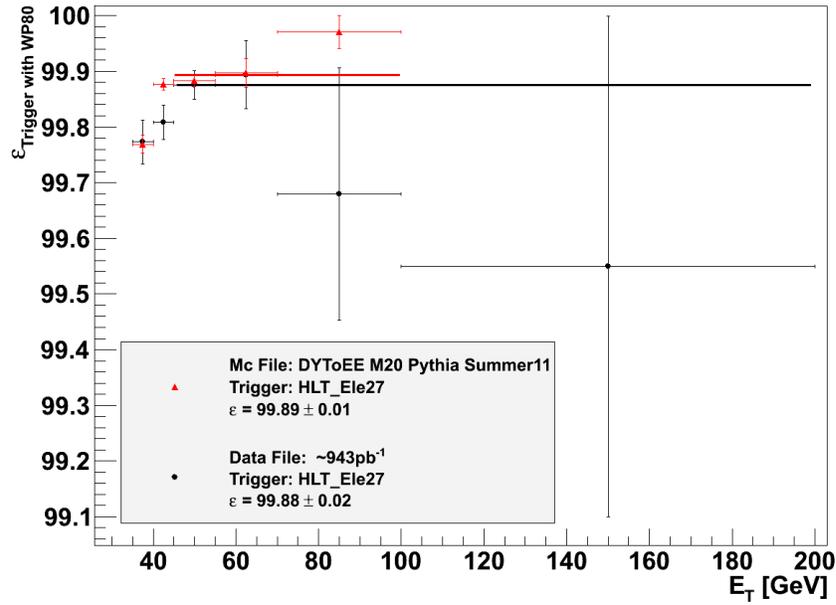
Zur Zusammenfassung aller Effizienzen siehe Tabelle 3.3.

3.2.4 HLT Trigger Effizienz mit WP80 Elektronen

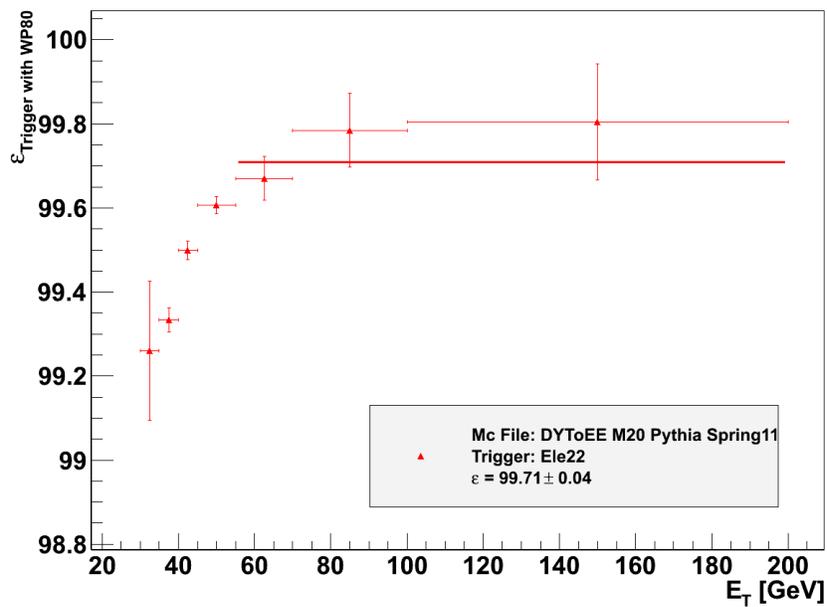
Hier wird der Methode “a” (siehe 3.1) folgend die Triggereffizienz für WP80 Elektronen bestimmt. Dies bedeutet als zusätzliche Bedingung an das probe Elektron, dass es ebenfalls die WP80 Cuts, deren Effizienz wir schon bestimmt haben, erfüllt haben muss.

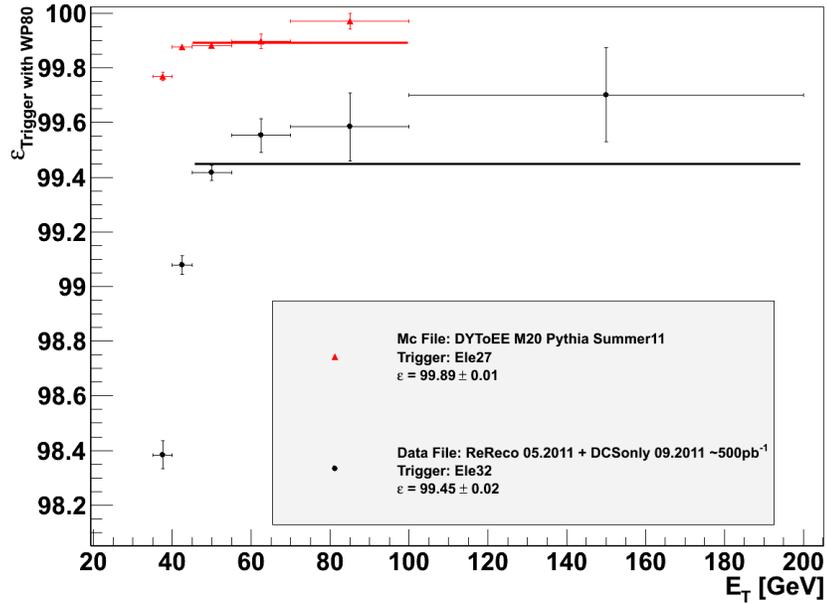
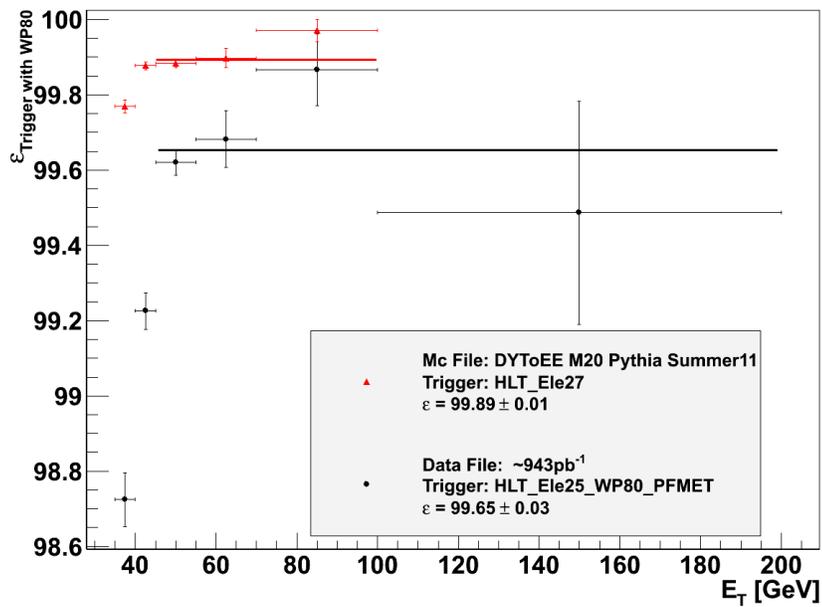
“tag” Elektron: WP80 Schnitte und Trigger

“probe” Elektron: WP80 Schnitte und Trigger

Abbildung 3.18: HLT_Ele27, E_T abhängig

Dadurch, dass nur WP80 Elektronen verlangt werden, ist der Untergrund vernachlässigbar und es werden nur die Ereigniszahlen durcheinander geteilt. Die Messunsicherheiten sind dementsprechend rein statistisch.

Abbildung 3.19: HLT_Ele22, E_T abhängig

Abbildung 3.20: HLT_Ele32, E_T abhängigAbbildung 3.21: HLT_Ele25_WP80_PFMET40, E_T abhängig

Trigger + WP80	MC (E_T)	Daten (E_T)
HLT_Ele27	99.89±0.01	99.88±0.02
HLT_Ele22	99.71±0.04	-
HLT_Ele32	-	99.45±0.02
HLT_Ele25_PFMT	-	99.65±0.03

Tabelle 3.2: HLT Effizienzen nach WP80 Cuts, Zusammenfassung aller Effizienzen siehe Tabelle 3.3

3.2.5 Isolationseffizienz

Der wirksamste Bestandteil der WP80 Cuts, die sie von den HEEP Cuts hauptsächlich unterscheiden, sind die drei Isolationschnitte. Nun besteht die Möglichkeit, dass mit steigender Luminosität und damit steigendem Pileup diese Schnitte ineffektiv werden. Pileup bedeutet, dass Teilchen aus verschiedenen Kollisionen zur gleichen Zeit und mit dem gleichen Detektor vermessen werden, sodass es nicht mehr möglich ist die Teilchen und ihre Eigenschaften genau zu bestimmen oder eindeutig einer Wechselwirkung zuzuordnen. Daher wurde die Isolationseffizienz abhängig von der Zahl der rekonstruierten Primärvertizes eines Ereignisses mittels folgender Bedingungen untersucht:

“tag” Elektron: GSF-Elektron und WP80 Cuts

“probe” Elektron: GSF-Elektron und Tracker, ECAL und HCAL Isolation aus WP80 Cuts

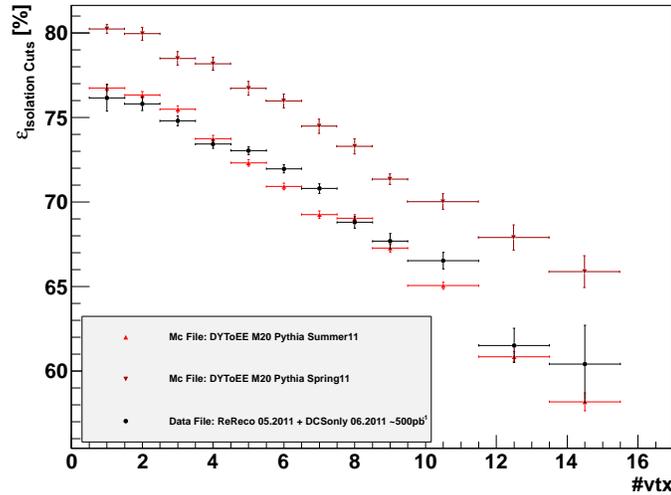


Abbildung 3.22: Isolationseffizienz, abhängig von der Vertexzahl

Die Isolationseffizienz fällt deutlich mit steigender Vertexzahl. Dies sollte daher für weitere Analysen auf jeden Fall als Ursache einer möglicherweise fallenden Effizienz berücksichtigt werden. Es ist aber auch zu erkennen, dass die Sommer 2011 Monte Carlo Daten in ihrem Verhalten den Daten folgen und eine Verbesserung gegenüber den Spring Monte Carlos darstellen, in denen der Einfluss des Pileups offensichtlich im Vergleich zu den Messdaten zu niedrig eingeschätzt wurde. Da die maximale Effizienz hierbei 77 % beträgt und wir für die WP80 Cuts dennoch eine Effizienz von ca. 90 % bestimmt haben liegt darin begründet, dass für diesen Plot nur ein

35 GeV Schnitt auf die transversale Energie gemacht wurde und die meisten Events in einem Energiebereich von 35-45 GeV liegen, also weit vor dem ‘‘Turn-On’’ der WP80 Effizienzkurve.

3.3 Zusammenfassung der Effizienzen, Bestimmung des Effizienzverhältnisses

Zusammenfassend hier alle berechneten Effizienzen:

Effizienz	$\varepsilon(E_T)$			$\varepsilon(\eta)$	
	MC	Data	Ratio _{Data/MC}	MC	Data
Rekonstruktion	98.93 ± 0.02	99.75 ± 0.01	1.0083 ± 0.0002	-	-
WP80 Schnitte	91.61 ± 0.38	91.83 ± 0.41	1.0024 ± 0.0061	87.90 ± 0.05	87.38 ± 0.08
HEEP Schnitte	93.32 ± 0.11	94.62 ± 0.09	1.0139 ± 0.0015	93.44 ± 0.04	92.55 ± 0.04
Triggereffizienz mit GSF Elektronen					
Ele27	99.33 ± 0.01	99.43 ± 0.03	1.0010 ± 0.0003	99.69 ± 0.01	99.60 ± 0.02
Ele32	-	98.75 ± 0.04	-	-	98.61 ± 0.02
Ele25_PFMT40	-	99.34 ± 0.06	-	-	99.27 ± 0.04
Triggereffizienz mit WP80 Elektronen					
Ele22	99.71 ± 0.04	-	-	-	-
Ele27	99.89 ± 0.01	99.88 ± 0.02	0.9999 ± 0.0002	-	-
Ele32	-	99.45 ± 0.02	-	-	-
Ele25_PFMT40	-	99.65 ± 0.03	-	-	-

Tabelle 3.3: Zusammenfassung aller Effizienzen

Zur Bestimmung des Effizienzverhältnisses werden analog zur Methode ‘‘a’’ (siehe 3.1) die Triggereffizienzen mit WP80 Elektronen genutzt,.

Das Verhältnis von Monte Carlo zu Daten Effizienz für die Rekonstruktion und WP80 Cuts kann direkt zusammengefasst und der Fehler errechnet werden:

$$R'_{Data/Mc} = R_{Reco} \cdot R_{WP80} = 1.0107$$

$$\begin{aligned} \sigma_{R'} &= \\ \sqrt{\left(\frac{R_{WP80}}{\varepsilon_{MC,Reko}} \cdot \sigma_{Data,Reco}\right)^2 + \left(\frac{R_{Reco}}{\varepsilon_{MC,WP80}} \cdot \sigma_{Data,WP80}\right)^2 + \left(\frac{R_{WP80} \cdot R_{Reco}}{\varepsilon_{MC,Reko}} \cdot \sigma_{MC,Reko}\right)^2 + \left(\frac{R_{WP80} \cdot R_{Reco}}{\varepsilon_{MC,WP80}} \cdot \sigma_{MC,WP80}\right)^2} \\ &= 0.0916 \end{aligned}$$

Für die Trigger ist dies nicht möglich, da für jeden Trigger ein anderes Verhältnis vorliegt und sie in verschieden großen Luminositätssektionen aktiv waren. Die maximale Auswirkung der Triggereffizienz auf das Ratio wird daher als systematischer Fehler betrachtet. Dies liegt vor bei dem Ele32 Trigger mit einem Ratio von 0.9956.

$$\sigma_{R,sys} = 1.0107 - 0.9956 = 0.015$$

$$\Rightarrow \sigma_R = \sqrt{\sigma_{R,sys}^2 + \sigma_{R'}^2} = 0.0928$$

$$\Rightarrow R = 1.011 \pm 0.093 \quad (3.4)$$

Kapitel 4

Analyse des $W' \rightarrow e\nu$ Kanals mit 2011er CMS Daten

4.1 Erläuterung der Standardmodelluntergründe

Wir betrachten zur Auswertung Ereignisse, in welchen hochenergetische Elektronen enthalten sind. Nun gibt es aber auch einige Prozesse innerhalb des Standardmodells, bei denen Elektronen entstehen und die somit ebenfalls in unserem Datensatz enthalten sind. Da wir uns später besondere Eigenschaften dieser Prozesse zu Nutze machen um sie herauszufiltern werden diese hier kurz erläutert.

- $W \rightarrow e\nu$: Der wichtigste Untergrund ist der Zerfall eines W-Bosons in ein Elektron, da dieser bis auf eine unterschiedliche Masse des W Bosons im Vergleich zum W' die selben Zerfalleigenschaften hat und somit am schwersten von einem eventuellen Signal zu unterscheiden ist. Das W-Boson zerfällt dabei mit einer Wahrscheinlichkeit von 10.75 ± 0.13 % in ein Elektron und ein Anti-Elektronneutrino bzw. ein Positron und ein Elektron-Neutrino. Andere Zerfallsmöglichkeiten des W Bosons sind die Zerfälle in ein Myon und ein Anti-Myonneutrino (10.57 ± 0.15 %) bzw. ein Tau und ein Anti-Tauneutrino (11.25 ± 0.20 %) oder ein $q\bar{q}$ Paar (67.60 ± 0.27 %). Diese Werte sind alle [6] entnommen.
- QCD: Der zahlenmäßig am häufigsten auftretende Untergrund, also die Reaktionen mit dem größten Wirkungsquerschnitt, sind Effekte der Starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik, kurz QCD. Dabei entstehen Jets in denen durch Wechselwirkung mit dem Detektor oder Teilchenzerfälle Elektronen entstehen können.
- Drell-Yan Prozess ($Z/\gamma \rightarrow ll$): Ein weiterer Prozess bei dem Elektronen entstehen können ist der sogenannte Drell-Yan-Prozess (DY) bei dem ein Quark und ein Antiquark zu einem Überlagerungszustand eines Z-Bosons und eines Photons fusionieren, welcher dann in ein Lepton-Antilepton Paar zerfallen kann. Dieser Prozess wird im weiteren mit DYtoLL bezeichnet, wobei ll entweder ein Elektron- Positron Paar (ee), ein Myon-Antimyon Paar ($\mu\mu$) oder ein Tau-Antitau Paar ($\tau\tau$) bezeichnet.
- WW,ZZ,WZ: Ebenfalls betrachtet werden Ereignisse mit paarweise auftretenden Bosonen, bei deren Zerfällen bis zu vier Elektronen/Positronen entstehen können.
- t: Leptonische Zerfälle eines einzelnen top Quarks (Single top) sind zusätzlich berücksichtigt worden. Bei diesen Zerfallskanälen strahlt das top Quark ein W Boson ab und ändert

seinen Flavour zu einem b Quark. Das W Boson kann dann bei einem leptonsichen Zerfall wieder ein Elektron erzeugen.

- $t\bar{t}$: Des weiteren wird der Prozess Top- Antitop Quark + Jets betrachtet, da zum einen in den Jets Elektronen entstehen und zum anderen kann ein t Quark wie vorausgehend erwähnt in ein b Quark und ein W Boson zerfallen.
- γ + Jets: Der letzte betrachtete Untergrund enthält hochenergetische Photonen und Jets. Hier können zum einen Elektronen in den Jets entstehen, welche das Photon im ECAL erzeugt und zum anderen Photonen fälschlicherweise als hochenergetisches Elektron rekonstruiert werden.

All diese Untergründe, inklusive des Detektorverhaltens, sind von verschiedenen Arbeitsgruppen mit Hilfe von Monte Carlo Generatoren simuliert worden. Die erwartete Ereigniszahl lässt sich dann aus den Simulationen mit Hilfe der gemessenen Luminosität, dem Wirkungsquerschnitt der Reaktion und der generierten Ereigniszahl berechnen:

$$N_{erwartet} = \frac{\sigma \cdot L}{N_{generiert}} \quad (4.1)$$

Die meisten Untergründe und auch die W' Signale wurden mit dem Programm Pythia simuliert. Ausnahmen bilden $t\bar{t}$ und Single top, bei welchen es sich um Madgraph Simulationen handelt. Diese Simulationen mit Pythia bzw. Madgraph haben den Nachteil, dass Reaktionen nur in führender Ordnung simuliert werden können, also ohne Schleifenkorrekturen. Um dies auszugleichen werden sogenannte k-Faktoren errechnet, die das Verhältnis des Wirkungsquerschnittes in führender Ordnung zum Wirkungsquerschnitt zwei Ordnungen weiter angeben.

$$k = \frac{\sigma(NNLO)}{\sigma(LO)} \quad (4.2)$$

Mit diesen Faktoren werden die Wirkungsquerschnitte dann skaliert.

Die Wirkungsquerschnitte, welche nur in erster Ordnung bekannt sind werden mit LO ("leading order") gekennzeichnet, während NNLO für zwei weitere Ordnungen ("next-to-next-to leading order") und damit einen exakteren Wirkungsquerschnitt steht. Für den $t\bar{t}$ Datensatz wurde der Wirkungsquerschnitt NLO (next-to leading order), also eine Ordnung weiter, bestimmt. Weitere Informationen zu den Monte Carlo Generatoren können [2] entnommen werden.

Wenn das Standardmodell dabei die Physik im Bereich der LHC Energieskala korrekt beschreibt und der Detektor erwartungsgemäß arbeitet sollten die Messdaten mit den Monte Carlo Studien innerhalb der statistischen Unsicherheit übereinstimmen. Damit ist der Vergleich Daten zu Monte Carlos prinzipiell sehr wichtig um zu überprüfen, ob die gemessenen Daten überhaupt sinnvoll sind und wo es durch Abweichungen Hinweise auf neue Physik geben könnte.

Untergrund	Energiebereich [GeV]	σ [pB^{-1}]	$N_{generiert}$
$W \rightarrow e\nu$	$p_t < 100$	10438 (NNLO)	5334220
$W \rightarrow e\nu$ High pt tail	$p_t > 100$	1.569 (NNLO)	1000000
$W \rightarrow \mu\nu$	-	10438 (NNLO)	5413258
$W \rightarrow \tau\nu$	-	10438 (NNLO)	5500000
QCD	$20 < p_t < 30$	2454400 (LO)	35336246
	$30 < p_t < 80$	3671200 (LO)	67508892
	$80 < p_t < 170$	139500 (LO)	7969591
DY $\rightarrow ee$	$m_{ll} > 20$	1666 (NNLO)	2262653
	$m_{ll} > 200$	1.22 (NNLO)	55000
	$m_{ll} > 500$	0.034 (NNLO)	54698
	$m_{ll} > 800$	0.0038 (NNLO)	55000
DY $\rightarrow \mu\mu$	$m_{ll} > 1000$	0.0012 (NNLO)	55000
	$m_{ll} > 20$	1666 (NNLO)	2148325
	$m_{ll} > 200$	1.22 (NNLO)	55000
	$m_{ll} > 50$	0.034 (NNLO)	55000
DY $\rightarrow \tau\tau$	$m_{ll} > 800$	0.0038 (NNLO)	55000
	$m_{ll} > 1000$	0.0012 (NNLO)	55000
DY $\rightarrow \tau\tau$	$m_{ll} > 20$	1666 (NNLO)	2032536
WW	-	43 (NNLO)	1804720
ZZ	-	5.91 (NNLO)	1745888
WZ	-	18 (NNLO)	2108416
Single top (s Channel)	-	0.99 (NNLO)	474967
Singel op (t Channel)	-	21 (NNLO)	464060
Single top (tw Channel)	-	15.6 (NNLO)	489417
$t\bar{t}$	-	157.5 (NLO)	3701947
γ + Jets	$0 < p_t < 15$	84200000 (LO)	1043460
	$15 < p_t < 30$	171700 (LO)	1025840
	$30 < p_t < 50$	16690 (LO)	1025480
	$50 < p_t < 80$	2722 (LO)	1024608
	$80 < p_t < 120$	447.2 (LO)	1048215
	$120 < p_t < 170$	84.1701 (LO)	1023361
	$170 < p_t < 300$	22.64 (LO)	1100000
	$300 < p_t < 470$	1.493 (LO)	1098904
	$470 < p_t < 800$	0.1323 (LO)	1093499
	$800 < p_t < 1400$	0.003481 (LO)	1092742
	$1400 < p_t < 1800$	0.00001270 (LO)	1097060
$p_t > 1800$	0.0000002936 (LO)	1091360	

Tabelle 4.1: Liste der verwendeten Monte Carlo Daten

Masse W' [GeV]	σ [pb^{-1}] (NNLO)	$N_{generiert}$
1200	0.346	16500
1300	0.222	16500
1400	0.144	16500
1500	0.0949	16500
1600	0.0633	16500
1700	0.0424	16500
1800	0.0285	16500
1900	0.0194	16500
2000	0.0135	16500
2100	0.0094	16500
2200	0.0066	16500
2300	0.0046	16500
2400	0.0034	16500
2500	0.0025	16500

Tabelle 4.2: Liste der verwendeten W' Signale

4.2 Verbesserung des Signal/ Untergrund Verhältnisses, die Selektionen

Um das Verhältnis des W' Signals zum Untergrund zu verbessern, damit eine Aussage über seine Existenz oder Nichtexistenz überhaupt möglich wird, filtert man sowohl die Messdaten, als auch die Monte Carlo Untergründe mit bestimmten Qualitäts- und kinematischen Schnitten (Cuts), die zum Teil auf den verwendeten Triggern beruhen, und zum Teil durch die Eigenschaften des W' Zerfalls begründet sind. Da in Daten und Monte Carlo Ereignissen verschiedene Trigger, welche unterschiedliche Bedingungen an ein Elektron stellen, ausgelöst werden, stimmen Messdaten und Simulation nicht ohne weiteres überein. Um dies zu illustrieren hier der Vergleich von Daten und Simulation vor allen Schnitten, also nur mit nach den verschiedenen Triggern ausgewählten Elektronen:

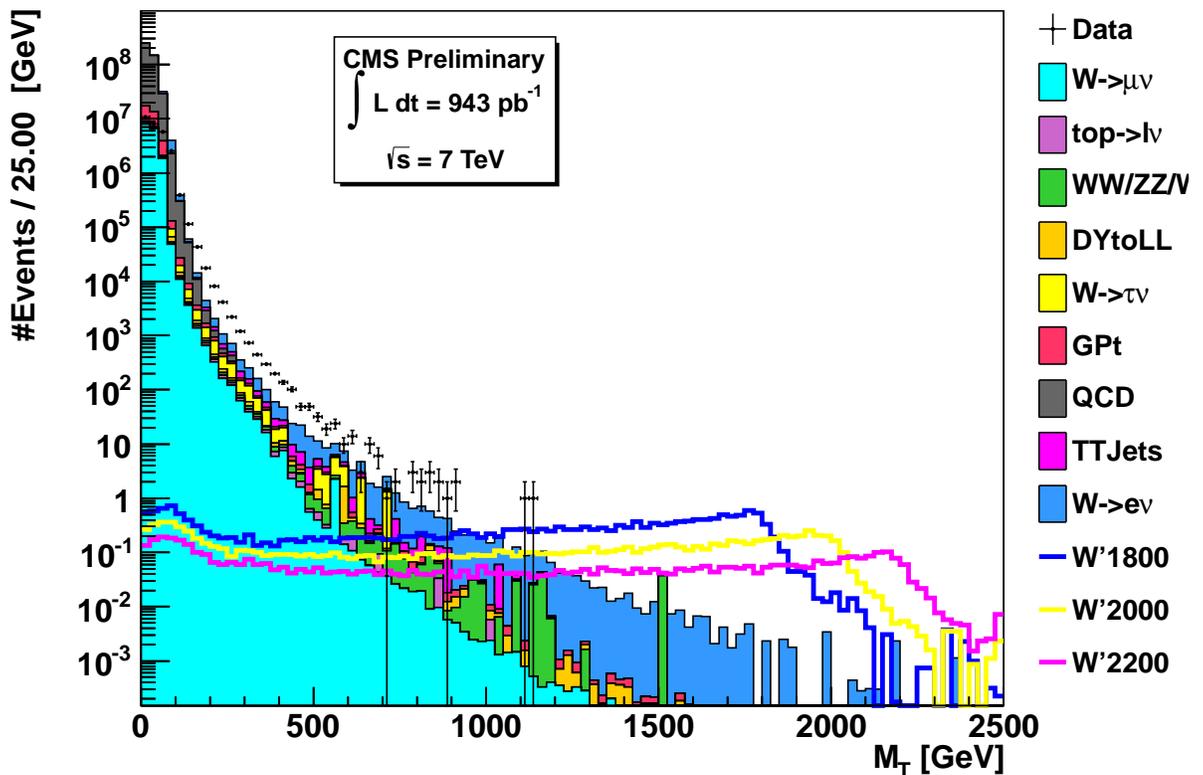


Abbildung 4.1: M_T Verteilung vor allen Schnitten, zur Illustrierung der systematischen Verzerrung zwischen Daten und Simulation durch Verwendung verschiedener Trigger

Die Daten weichen wie erwartet durch die Verwendung verschiedener Trigger deutlich vom erwarteten Untergrund ab. Um nun vergleichen zu können muss die jeweils schärfste Triggerbedingung manuell, also in der offline Analyse, an Daten und Monte Carlo gestellt werden.

Wie sich der Tabelle entnehmen lässt beinhalten die WP80 Cuts (Tabelle 2.3) die schärfsten Isolationskriterien und werden daher auch in der Analyse an alle Daten und Monte Carlo Elektronen gestellt. Dies ist der Grund, warum im Vergleich zur Analyse im letzte Jahr von den sogenannten HEEP Cuts (Tabelle 2.4), welche im folgenden Kapitel erläutert sind, gewechselt werden musste, denn die HEEP Cuts verlangen, wie bereits diskutiert wurde, weniger scharfe Kriterien als die WP80 Cuts.

Nach diesen Qualitätsschnitten, welche die Vergleichbarkeit gewährleisten, gibt es noch drei Schnitte, die auf den Eigenschaften des W' Zerfalls beruhen.

- Der erste dieser Schnitte besteht darin nur Ereignisse zuzulassen, die nur genau ein Elektron beinhalten, dass die Qualitätsschnitte erfüllt, da das W' in ein Elektron und ein Anti-Elektronneutrino zerfällt. Dies filtert vor allem Zerfälle eines Z Bosons in zwei Elektronen heraus.
- Das Verhältnis der transversalen Energie des Elektrons zur fehlenden transversalen Energie des Ereignisses sollte um ungefähr eins sein, da das W' in zwei Teilchen zerfällt, die die

gleiche Energie aus dem Zerfall mitnehmen und nur die Energie des Elektrons im Detektor vermessen wird. Daher schneiden wir auf dieses Verhältnis mit $0.4 < E_T / \text{MET} < 1.5$.

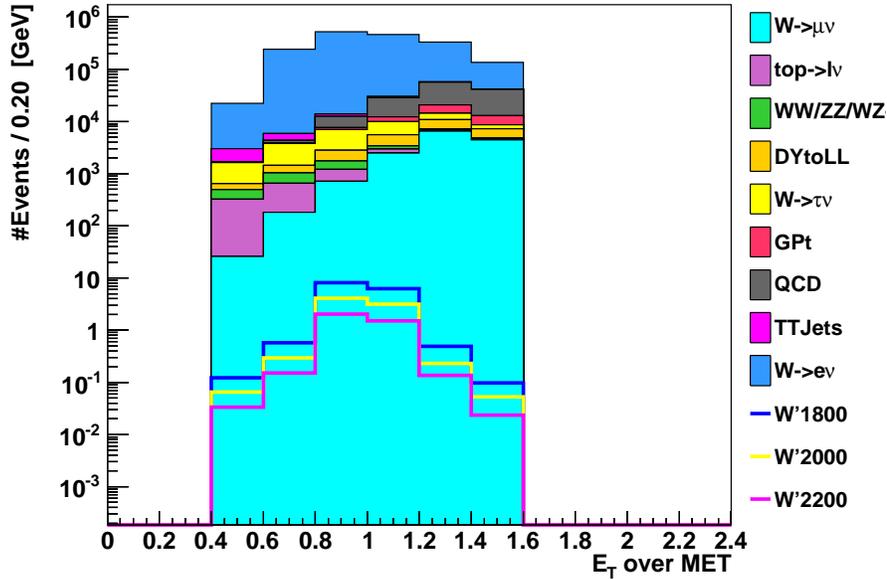


Abbildung 4.2: E_T / MET : Das Verhältnis von transversaler Energie des Elektrons zur fehlenden transversalen Energie

Hierbei gehen 2.2 % des Signals ($M_{W'} = 2.0$ TeV) verloren, während z.B. QCD um 96.4 % reduziert wird. Nur der $W \rightarrow e\nu$ Zerfall folgt der gleichen Kinematik wie der $W' \rightarrow e\nu$ Zerfall. Da das W allerdings viel leichter ist als das W' , bekommen die Zerfallsprodukte weniger kinetische Energie aus dem Zerfall und werden stärker von der ursprüngliche Bewegungsrichtung des W beeinflusst. Dadurch ist die Winkelverteilung für das W flacher und dieser Untergrund wird ebenfalls zu 25 % herausgefiltert.

- Auch auf Grund des Zweikörperzerfalls sollten Elektron und Neutrino in entgegengesetzte Richtung, also in einem 180° Winkel in ϕ zerfallen. Daher wird auf den Winkel zwischen E_T und MET geschnitten: $\Delta\phi(E_T, \text{Met}) > 2.5$.

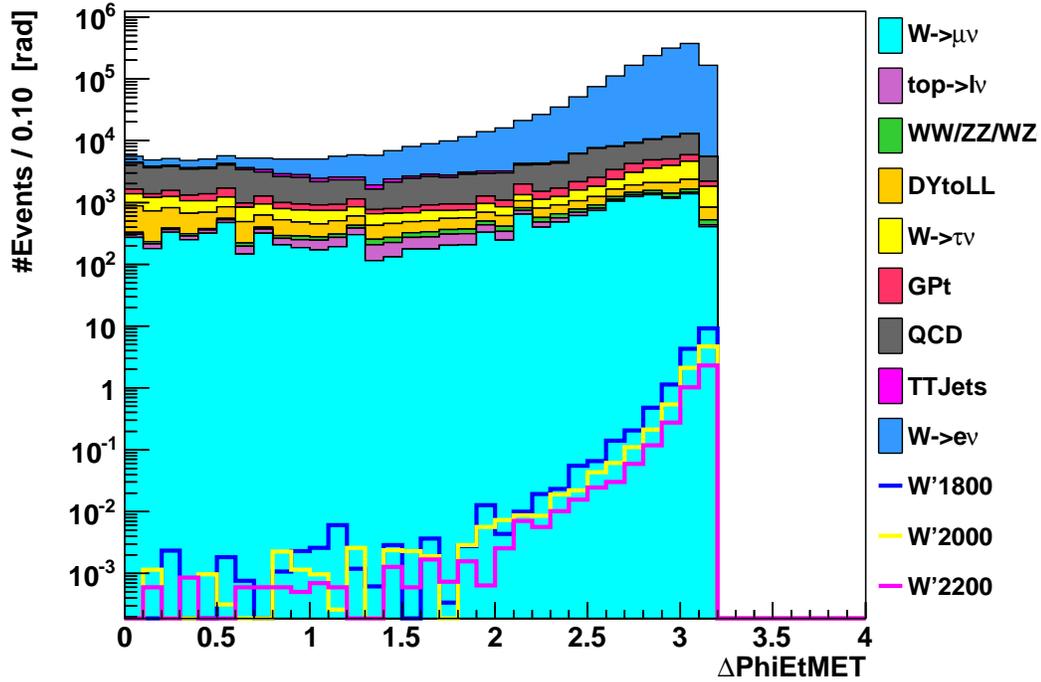


Abbildung 4.3: $\Delta\Phi(E_T, MET)$: Die Winkelverteilung zwischen E_T und MET für die simulierten Untergründe und das Signal.

Es lässt sich in Abbildung 4.3 gut erkennen, dass die meisten Untergründe in $\Delta\Phi(E_T, MET)$ gleichverteilt sind und daher durch diesen Schnitt deutlich reduziert werden. Vom Signal werden 1.2 % herausgeschnitten, von QCD 57.3 % und vom W Untergrund 12.8 %.

Zusammen mit den WP80 Cuts folgen insgesamt 14 Schnitte mit folgenden Parametern:

Nummer	Schnitt	Barrel	Endkappe
1	E_T Cut	$E_T > 35 \text{ GeV}$	
2	Trigger ausgelöst	ja	
3	η Cut	$\eta < 1.442$	$1.560 < \eta < 2.5$
4	Tracker Isolation	< 0.09	< 0.04
5	ECAL Isolation	< 0.07	< 0.05
6	HCAL Isolation	< 0.1	< 0.025
7	$\Delta\eta$	< 0.004	< 0.007
8	$\Delta\phi$	< 0.06	< 0.03
9	H/E	< 0.04	< 0.025
10	$\sigma_{i\eta i\eta}$	< 0.01	< 0.03
11	Gut rekonstruierter Vertex	ja	ja
12	Nur ein Elektron	ja	
13	ET/MET	$0.4 < ET/MET < 1.5$	$0.4 < ET/MET < 1.5$
14	$\Delta\phi(E_T, MET)$		

Tabelle 4.3: Die verwendeten Schnitte

Hier eine Aufstellung der relativen sowie absoluten Wirksamkeit dieser Schnitte:

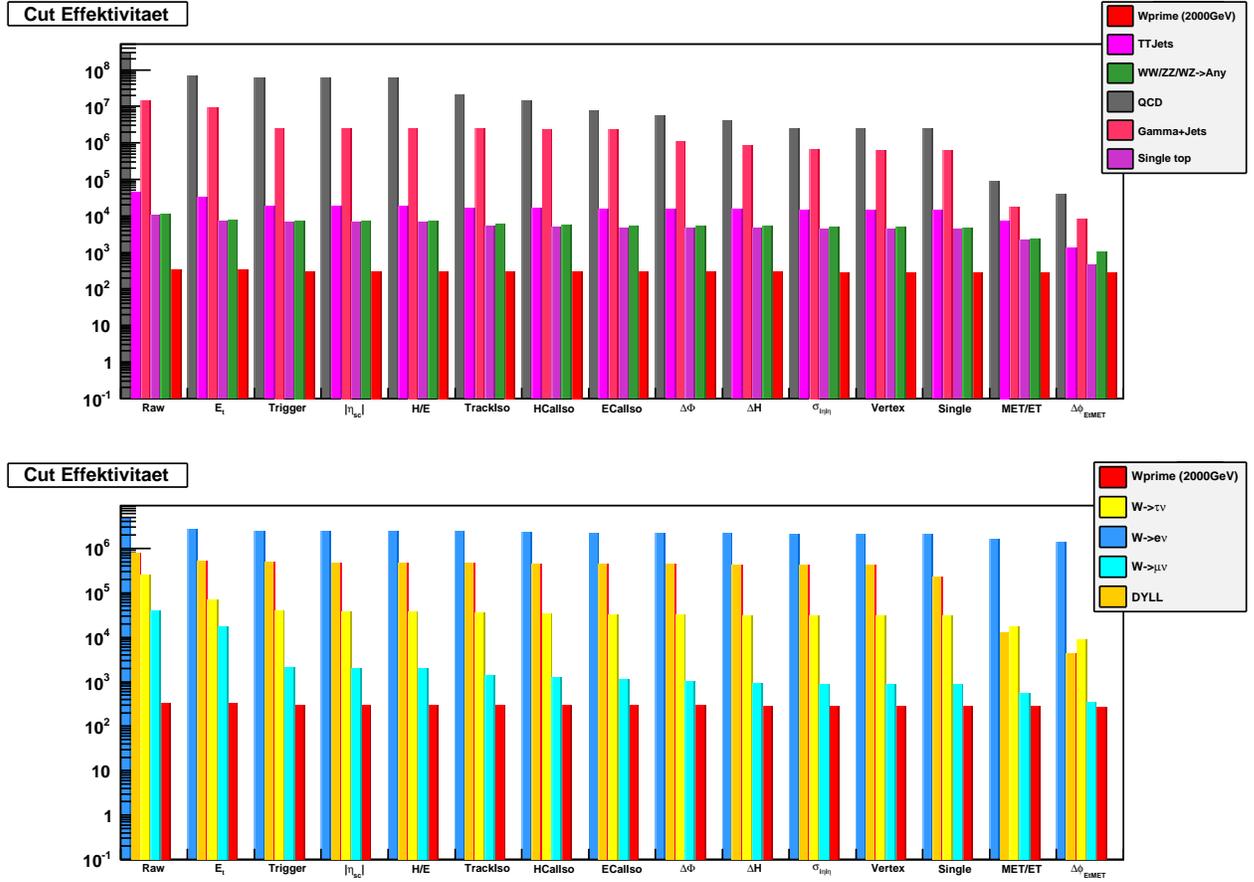


Abbildung 4.4: Ereignisszahl nach den einzelnen Selektionsschritten in absoluten Zahlen. Die Selektionen folgen Tabelle 4.3, wobei in der ersten Spalte die Rohdaten eingetragen sind.

An den absoluten Zahlen lässt sich gut erkennen, warum Schnitte notwendig sind. So ist das Verhältnis von QCD Untergrund zu Signal in den Rohdaten von der Größenordnung $10^6:1$ während es nach allen Schnitten nur noch etwa $100:1$ ist. Ebenfalls ablesen lässt sich, dass wie erwartet der $W \rightarrow e\nu$ Untergrund nach allen Schnitten derjenige ist, welcher mit einem Untergrund zu Signal Verhältnis von $5000:1$ den größten Beitrag liefert. Wenn nun die M_T Verteilung ab einer bestimmten Mindestenergie betrachtet wird, dann ergibt sich ein sogar ein deutlich vom Untergrund unterscheidbares Signal. Für den M_T Bereich ab 650 GeV und eine Luminosität von 1025.9 pb^{-1} würden z.B. ca. 190 ± 14 W' (bei einer Masse von 2 TeV) und 10 ± 3 Untergrundereignisse erwartet werden. Vergleiche hierzu 4.6.

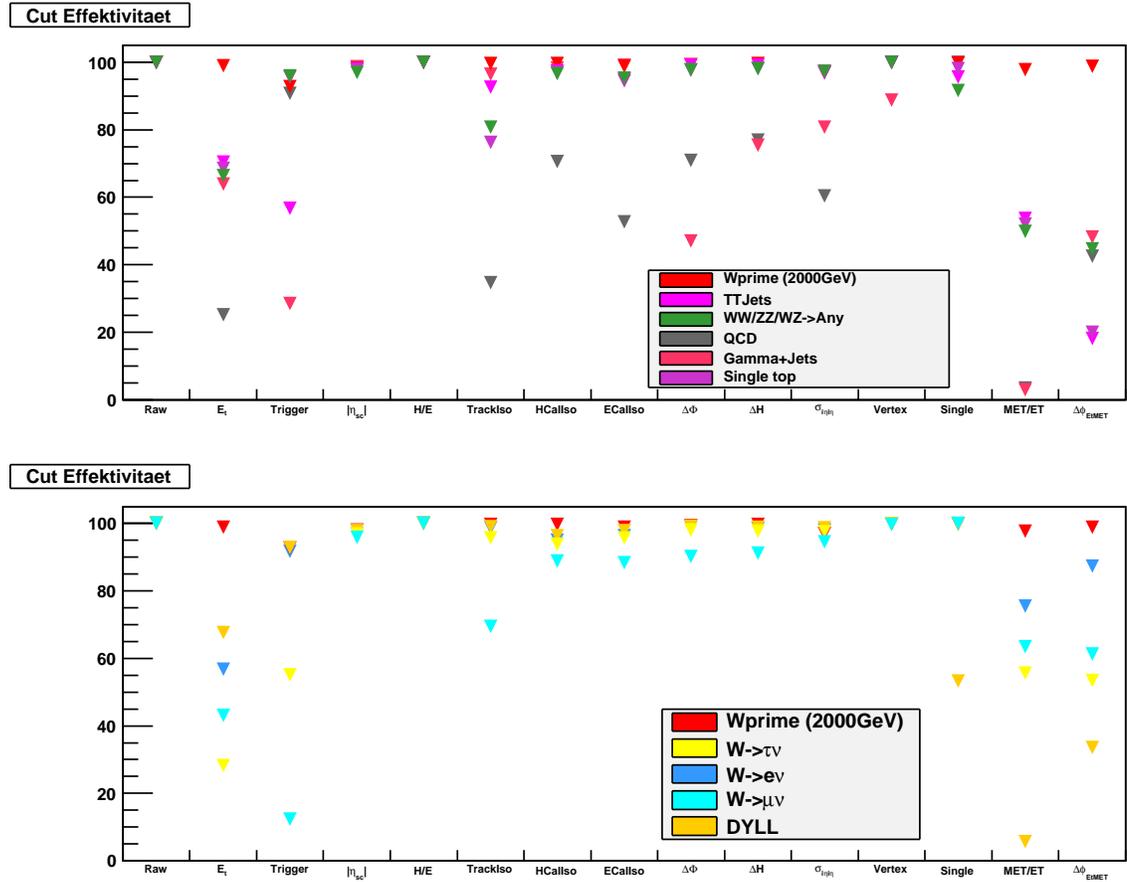


Abbildung 4.5: Ereignisszahl nach den einzelnen Selektionsschritten relativ zur jeweiligen Ereignisszahl einen Schritt vorher. Die Selektionen folgen Tabelle 4.3.

Aus der relativen Cutoffeffizienz lassen sich die oben angesprochenen Eigenschaften der Untergründe ablesen. QCD, $t\bar{t}$ und γ werden vor allem durch Isolationskriterien und den E_T Cut herausgefiltert, $Z \rightarrow ee$ Zerfälle durch die Single Elektron Bedingung und bis auf $W \rightarrow e$ Zerfälle alle Untergründe durch den E_T/MET und $\Delta\Phi(E_T, MET)$ Cut. Einzig der H/E Schnitt verändert kaum etwas, was sicherlich darauf zurückzuführen ist, das die MC Trigger Ele22 und Ele27 bereits einen ähnlichen Schnitt mit etwas lockeren Kriterien verlangen. Vergleiche dazu Tabelle 4.4.

H/E	Barrel	Endkappe
Trigger	<0.05	<0.05
WP80	<0.04	<0.025

Tabelle 4.4: H/E in HLT Trigger und WP80

Die Signaleffizienz insgesamt liegt für ein W' mit einer Masse von 2000 GeV bei 82.18%.

Tabelle 4.5 zeigt zusammenfassend die relativen Effizienzen nach den drei großen Selektionsgruppen für Signal und Untergrund:

	nach E_T [%]	nach WP80 [%]	nach Kinematisch [%]
Untergrund	27.76	2.02	0.52
$W'_{1.8TeV}$	99.22	85.72	82.95
$W'_{2.0TeV}$	98.96	85.09	82.18
$W'_{2.2TeV}$	98.80	84.43	80.83

Tabelle 4.5: Cuteffektivität nach Stufe 1/ 10/ 14 vgl. 4.3)

Die Tabellen mit den Zahlenwerten für die relative und absolute Effizienz für jeden Untergrund befindet sich im Anhang.

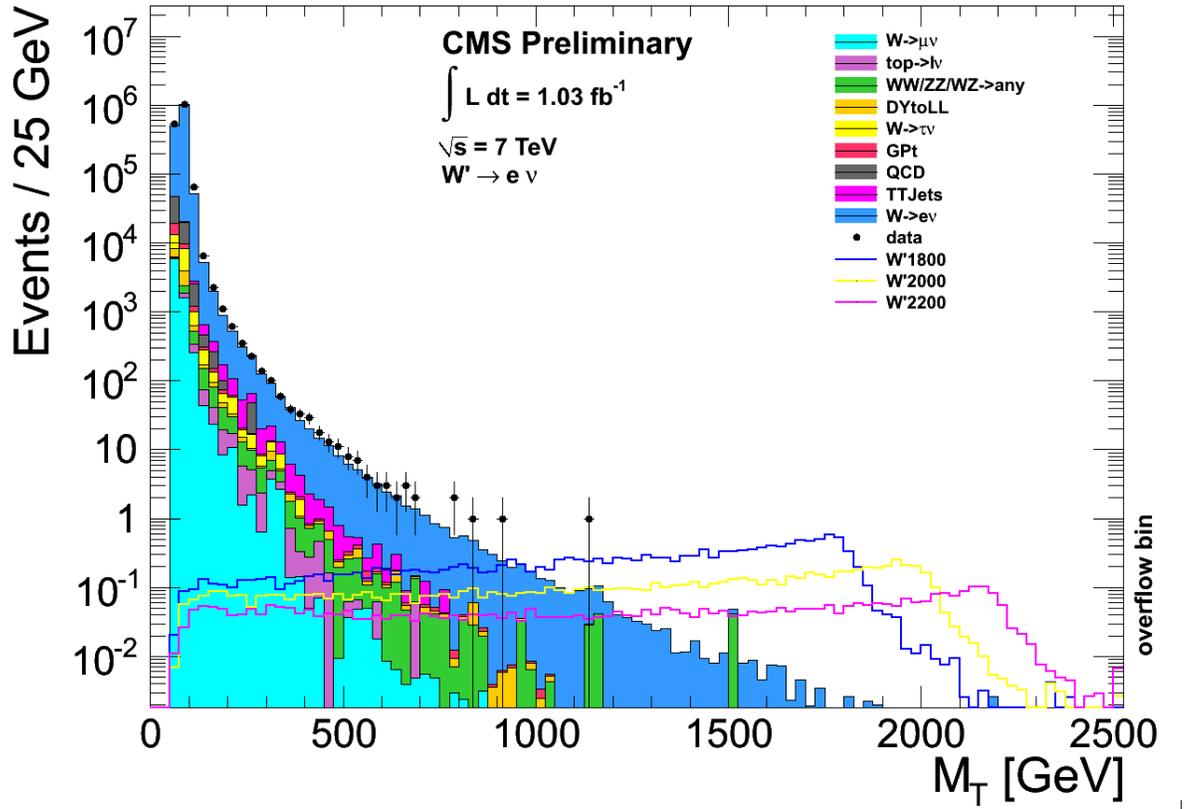
4.3 Betrachtung der Ereigniszahlen in Daten und Simulation

Folgende Datensätze wurden für diese Arbeit verwendet.

- May, 10th 2011 ReReco 204.2 pb^{-1}
- DCS only 17.06.2011 581.5 pb^{-1}
- DCS only 24.06.2011 157.6 pb^{-1}
- DCS only 01.07.2011 82.6 pb^{-1}

→ 1025.9 pb^{-1} insgesamt

Diese Datensätze haben unterschiedliche Qualitäten. “ReReco” bedeutet, dass die volle Funktionalität des Detektors für die aufgenommenen Daten überprüft und gewährleistet worden ist. Darüber hinaus wurden alle Ereignisse mit einem verbesserten Algorithmus neu rekonstruiert. Diese Daten sind zur Analyse freigegeben. “DCS only” bedeutet, dass nur sichergestellt wurde, dass der Detektor eingeschaltet und mit Strom versorgt war. Daher sind solche Daten nur vorläufig freigegeben und die mit ihnen erzielten Ergebnisse, also die folgende Berechnung der Massenuntergrenze des W' , sind ebenfalls vorläufig. Abbildung 4.6 zeigt Verteilung der transversalen Masse nach allen Selektionen:

Abbildung 4.6: M_T 2011

Die Daten passen innerhalb der Fehler im hohen M_T Bereich ab 500 GeV sehr gut mit der Erwartung überein. Es ist keine auffällige Häufung von höchstenergetischen Elektronen im TeV Bereich zu erkennen, die auf eine W' Resonanz hindeuten würde.

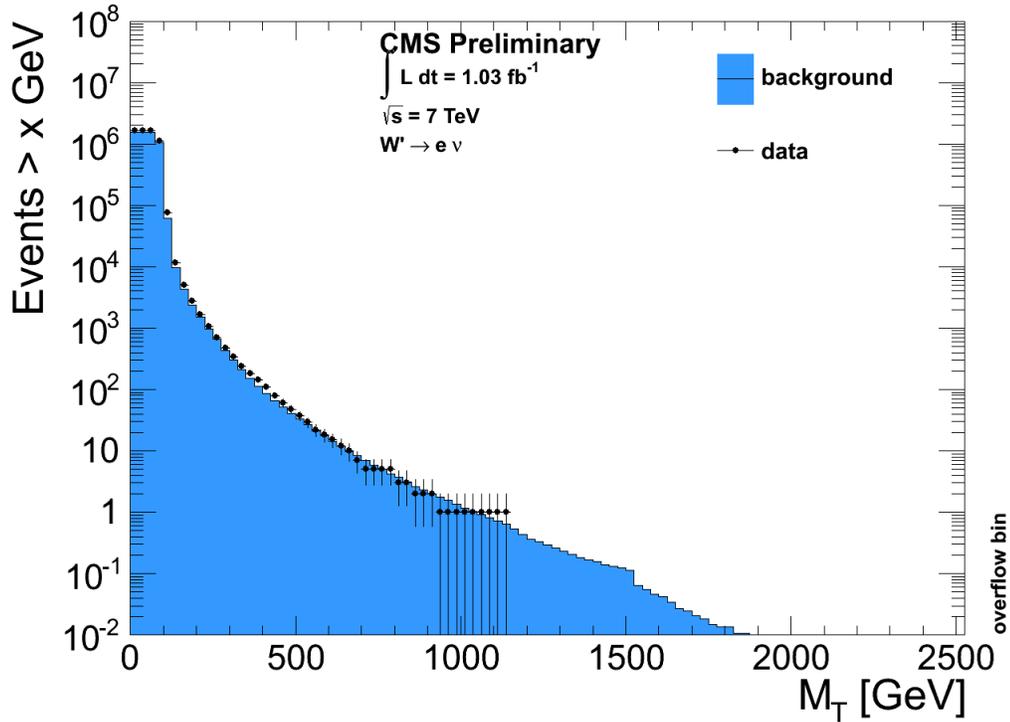
Zur Berechnung einer Massenuntergrenze des W' wird die erwartete mit der gemessenen Ereigniszahl verglichen. Dazu wird in einem bestimmten Bereich, dem "Search window" die Zahl der Untergründereignisse mit der Zahl der gemessenen Ereignisse, unter Berücksichtigung der Effizienz für ein eventuelles Signal in diesem Massenfenster, verglichen. Dies geschieht in dieser Arbeit durch den Vergleich von Monte Carlo zu Messdaten. Vergleiche dazu die Tabelle "MC Counted" in der Analysis Note 2011 ([2]).

Untergrund	Erwartete Ereigniszahl
$W \rightarrow e\nu$	0.000
$W \rightarrow e\nu$ High E_T tail	9.183
$W \rightarrow \mu\nu$	0.000
$W \rightarrow \tau\nu$	0.000
QCD	0.000
DY $\rightarrow ee$	0.107
DY $\rightarrow \mu\mu$	0.001
DY $\rightarrow \tau\tau$	0.000
WW	0.426
ZZ	0.0217
WZ	0.0193
single top	0.058
$t\bar{t}$	0.147
γ + Jets	0.034

Tabelle 4.6: Erwartete Ereigniszahlen für $M_T > 650$ GeV

Eine andere Möglichkeit, welche in der Analysis Note verwendet wird ([2]) besteht darin in einem Bereich, in dem wir keine Signalevents erwarten, eine Funktion an die Messdaten anzupassen, diese in den hohen Energiebereich zu extrapolieren und dann die Extrapolation mit den Messdaten zu vergleichen. Der Vorteil dieser Methode ist, dass keine Monte Carlo Untergrundstudien benötigt werden, der Nachteil besteht darin dass durch die Anpassung eine hohe statistische und systematische Unsicherheit auftritt.

Hier die kumulative Verteilung (Abbildung 4.7) der erwarteten Ereigniszahlen ab einer bestimmten Energie. Auch in dieser Verteilung ist kein Überschuss an Datenereignissen zu erkennen.

Abbildung 4.7: M_T kumulativ

4.4 Limitberechnung

Zur Limitberechnung wird das RooFit tool `roostats_cl95` [10] genutzt, welches im Prinzip folgende Berechnungen durchführt:

Die Zahl der erwarteten Ereignisse ist Poissonverteilt, daher gilt:

$$P = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!}$$

wobei μ , die Zahl der erwarteten Ereignisse sich ergibt zu:

$$\mu = \sigma \cdot L \cdot \varepsilon \cdot \nu_{\text{signal}} + \mu_{\text{Untergrund}}$$

Der erste Summand gibt die Zahl der erwarteten Signalereignisse bei einem bestimmten Wirkungsquerschnitt, Luminosität, Signaleffizienz und Unsicherheit auf das Signal an. Der zweite Summand ist der erwartete Untergrund.

Nun wird durch Maximierung der Likelihood Funktion der Wert für den Parameter σ ausgewählt, bei dem die Zahl der gemessenen Daten am wahrscheinlichsten ist. Die verwendete Likelihood Funktion berücksichtigt dabei noch systematische Unsicherheiten. Diese sind zum Einen in der Unsicherheit auf die Signaleffizienz und zum Anderen die Unsicherheit auf die Anzahl der Untergrundereignisse. Beide Größen werden neben statistischen Unsicherheiten noch von der systematischen Unsicherheit auf das Effizienzverhältnis (σ_R) beeinflusst.

$$\sigma_\varepsilon = \sqrt{\sigma_{stat}^2 + (\varepsilon \cdot \sigma_R)^2}$$

$$\sigma_{Untergrund} = \sqrt{\sigma_{stat}^2 + (Untergrund \cdot \sigma_R)^2}$$

Mit dem so bestimmten maximalen Wirkungsquerschnitt des W' und der theoretischen Vorhersage des Wirkungsquerschnittes lässt sich ein Massenlimit bestimmen.

Das errechnete Limit hängt dabei stark vom gewählten Massenfenster ab. Wählt man dieses Fenster zu groß, also ab einer relativ kleinen transversalen Masse, geht ein eventuelles Signal in dem poissonverteilten Fehler auf die Ereigniszahl unter und die Limitberechnung wird schlecht. Wählt man das Fenster zu klein wird einerseits die Signaleffizienz kleiner und andererseits auf Grund der geringeren Datenzahl das Verfahren unsicher. Um abschätzen zu können ob das Limit glaubwürdig ist werden daher Zufallsexperimente durchgeführt. Die erwartete Ereigniszahl wird poissonverteilt gewürfelt und daraus ein Limit bestimmt. Dies wird dann so oft wiederholt bis sich für das erwartete Limit eine Verteilung ergibt, aus der sich Erwartungswert und Standardabweichung ablesen lassen. Das gemessenen Limit ist dann glaubwürdig, wenn es innerhalb von einer Standardabweichung um das erwartete Limit liegt.

Anders als in der Note ([2]) wird hier das “search window” nicht auf das beste Limit hin optimiert, sondern es wird ein Bereich mit 10 Datenergebnissen verwendet. Der Vorteil besteht darin, dass durch die Verwendung eines breiteren Suchfensters die Analyse weniger anfällig für einzelne Ereignisse im TeV Bereich wird. Das erwartete Limit passt somit besser zum Gemessenen. Dies ergibt einen Bereich ab $M_T = 650$ GeV mit folgenden Werten:

W' Masse [TeV]	Signaleffizienz [%]	Untergrunderwartung	Datenevents gemessen
1.2	53.98 ± 5.03	9.997 ± 3.296	10
1.3	56.94 ± 5.31		
1.4	55.54 ± 5.18		
1.5	57.07 ± 5.32		
1.6	55.49 ± 5.17		
1.7	56.35 ± 5.25		
1.8	58.38 ± 5.44		
1.9	56.57 ± 5.27		
2.0	57.72 ± 5.38		
2.1	52.69 ± 4.92		
2.2	52.75 ± 4.92		
2.3	49.99 ± 4.67		
2.4	46.83 ± 4.37		
2.5	44.27 ± 4.14		

Tabelle 4.7: Limit Parameter

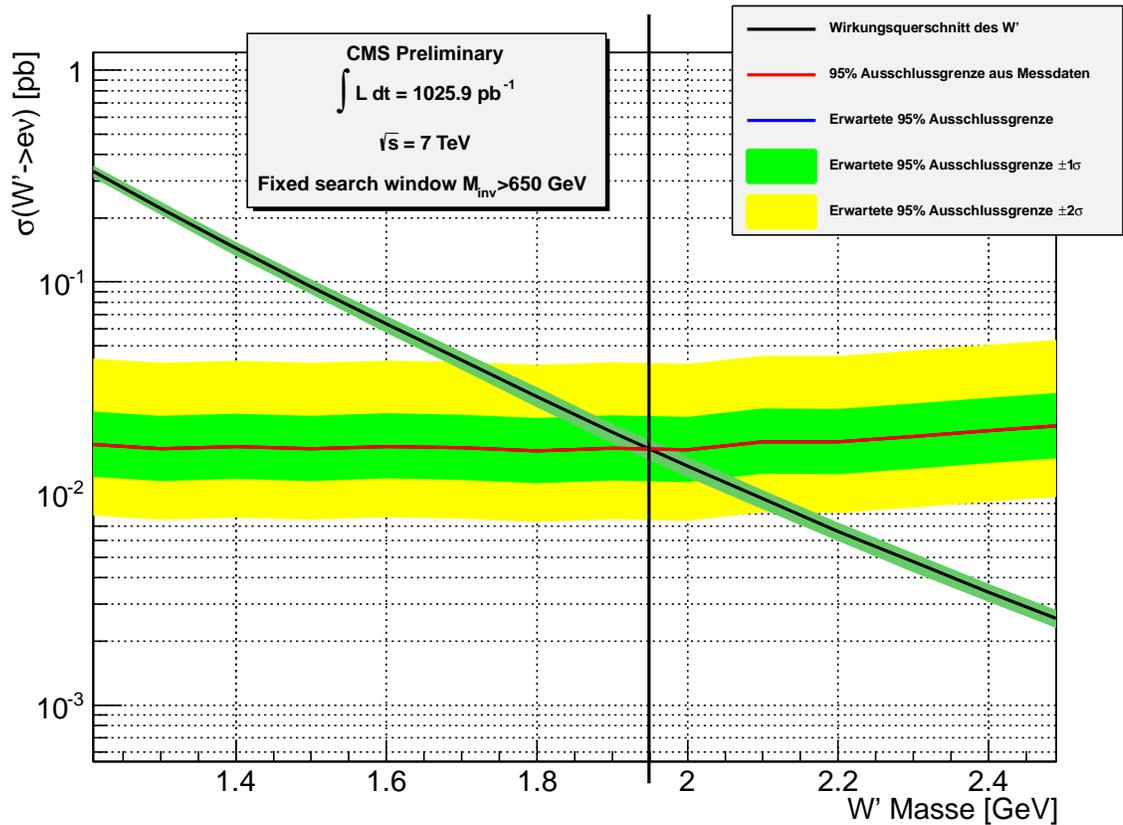


Abbildung 4.8: Limit

Die schwarze Kurve ist der theoretisch vorhergesagte, masseabhängige, Wirkungsquerschnitt des W' Bosons, wobei der systematische Fehler auf diesen Wirkungsquerschnitt [2] entnommen ist. Die Rote Kurve ist das aus den Messdaten bestimmte obere Limit des Wirkungsquerschnittes eines hypothetischen, im Untergrund nicht berücksichtigten Teilchens. Ab dem Schnittpunkt der Kurven liegt die theoretische Vorhersage unterhalb des experimentell bestimmten Ausschlusslimits. Dieser Punkt ist die minimale Masse des W' , alle Massen unterhalb können mit einer Wahrscheinlichkeit von 95 % ausgeschlossen werden. Mit 1025.9 pb^{-1} Daten ergibt sich diese Untergrenze zu 1.95 TeV. Die blaue Kurve, also das erwartete Limit, stimmt durch die, zufälligerweise, extrem gute Übereinstimmung von Daten und Monte Carlo Simulationen mit der Roten, also dem gemessenen Limit, überein.

Der Unterschied zum Limit in der W' Analysis Note 2011([2]) liegt in einer zweifach anderen Vorgehensweise. Zum Einen wurde ein festes “search window” mit 10 Datenevents genutzt, während in der Note das “search window”, welches das beste Limit liefert, verwendet wurde. Zum Anderen wurde der Untergrund nicht mittels einer Anpassung, sondern auf Monte Carlo Simulationen basierend, berechnet.

Kapitel 5

Fazit

Mit etwas mehr als 1 fb^{-1} Daten bei 7 GeV Schwerpunktsenergie konnte die Existenz eines standardmodellähnlichen W' bis zu einer Masse von 1.95 TeV zu 95 % ausgeschlossen werden. Zur Verbesserung dieses Limits gibt es verschiedene Möglichkeiten zu weiteren Analyse. Zum Einen sollte die Untergrundabschätzung in der Effizienzberechnung verbessert werden, um die Messunsicherheit auf das Effizienzverhältnis zu verringern. Zum Anderen sollte versucht werden die Standardmodelluntergründe weiter als in führender Ordnung zu generieren.

Kapitel 6

Anhang

		$W \rightarrow e\nu$	$W \rightarrow \mu\nu$	$W \rightarrow \tau\nu$	DYtoLL	Signal
Rohdaten	#	4.89946e+06	40633.5	254711	781988	334.0
E_T	#	2.78504e+06	17528.7	72062.7	528540	330.5
Trigger	#	2.55502e+06	2160.62	39733.1	491171	306.7
η	#	2.47546e+06	2073.32	38519.5	480784	300.8
H/E	#	2.47546e+06	2073.32	38519.5	480784	300.8
TrackIso	#	2.44582e+06	1440.41	36845.8	476274	300.0
HCallso	#	2.3251e+06	1280.37	34568.9	459467	299.2
ECallso	#	2.24066e+06	1131.23	33070.7	450116	295.7
$\Delta\eta$	#	2.2215e+06	1020.29	32442.4	446891	293.9
$\Delta\Phi$	#	2.18864e+06	931.2	31701.3	442009	293.2
$\sigma_{i\eta i\eta}$	#	2.14568e+06	880.3	30915.5	436175	284.4
Good Vertex	#	2.14342e+06	878.4	30899.4	435914	284.2
Single e	#	2.14314e+06	878.4	30879.7	232593	283.9
$\frac{MET}{E_T}$	#	1.6171e+06	558.3	17173.5	13086.7	277.7
$\Delta\Phi(MET, E_T)$	#	1.4132e+06	341.9	9191.76	4385.55	274.5
% (Raw)	%	28.84	0.84	3.61	0.56	82.19

Tabelle 6.1: Cutoffeffektivität, normiert auf $L=1 \text{ fb}^{-1}$

		QCD	WW,ZZ,WZ	Single top	TTJets	γ +Jets	Signal
Rohdaten	#	2.6606e+08	11579.1	10657.4	45602.6	1.40755e+07	334.0
E_T	#	6.6996e+07	7699.03	7306.88	32125.2	8.9868e+06	330.5
Trigger	#	6.07949e+07	7396.11	6991.7	18241.1	2.55755e+06	306.7
η	#	5.99992e+07	7173.36	6827.67	17867.1	2.52517e+06	300.8
H/E	#	5.99992e+07	7173.36	6827.67	17867.1	2.52517e+06	300.8
TrackIso	#	2.08463e+07	5795.97	5207.97	16563.5	2.43834e+06	300.0
HCallIso	#	1.47131e+07	5601.16	5047.86	16145.4	2.39906e+06	299.2
ECallIso	#	7.75162e+06	5341.9	4769.14	15342	2.3784e+06	295.7
$\Delta\eta$	#	5.49461e+06	5230.28	4660.04	15225.7	1.11716e+06	293.9
$\Delta\Phi$	#	4.23284e+06	5138.03	4574.33	15112.3	843508	293.2
$\sigma_{i\eta i\eta}$	#	2.55519e+06	5001.23	4430.9	14714.9	681567	284.4
Good Vertex	#	2.55509e+06	5000.2	4430.73	14714.9	605400	284.2
Single e	#	2.55473e+06	4584.91	4350.93	14081.6	604934	283.9
$\frac{MET}{E_T}$	#	89635	2286.84	2267.18	7576.76	17447.9	277.7
$\Delta\Phi(MET, E_T)$	#	38196.5	1021.45	453.719	1375.41	8412.37	274.5
% (Raw)	%	0.014	8.82	4.26	3.02	0.060	82.19

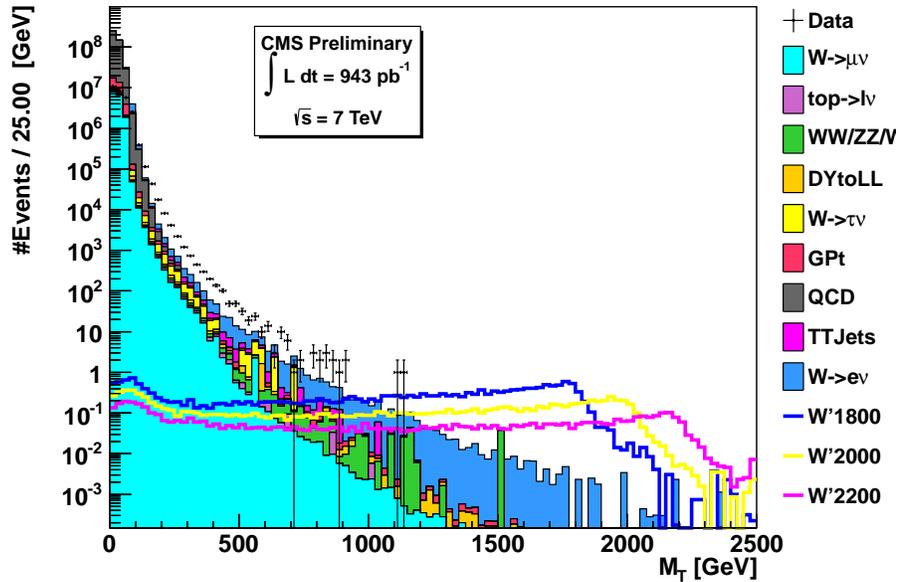
Tabelle 6.2: Cuteffektivität, normiert auf $1fb^{-1}$ 

Abbildung 6.1: Rohdaten

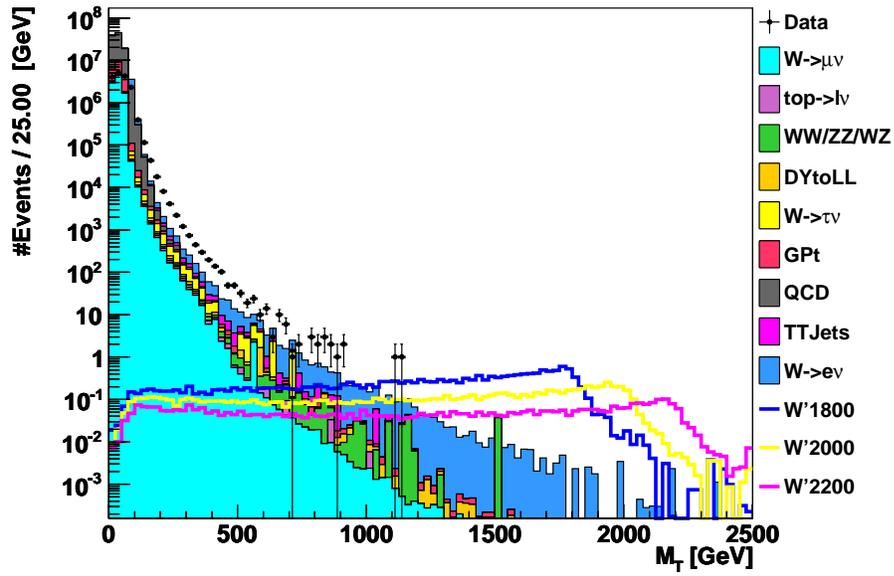
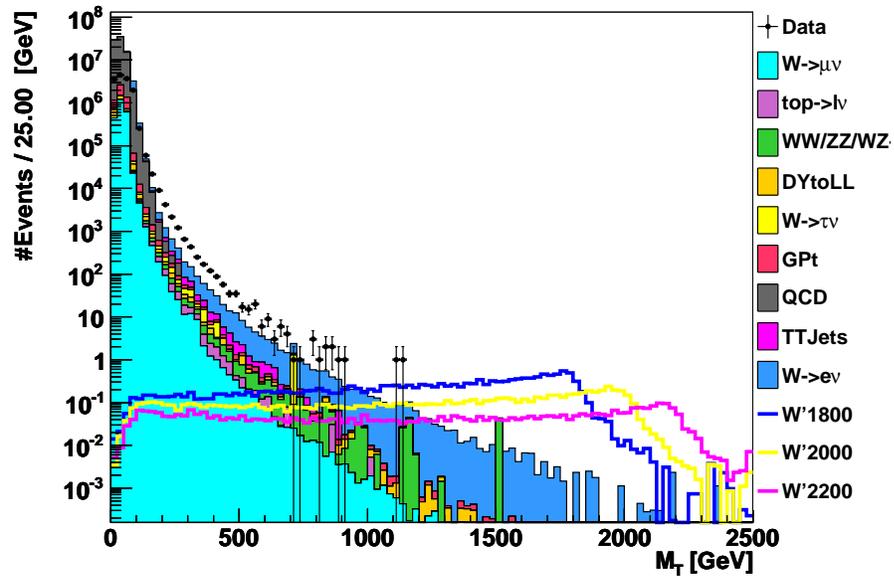
Abbildung 6.2: Nach E_T Cut

Abbildung 6.3: Nach Trigger Cut

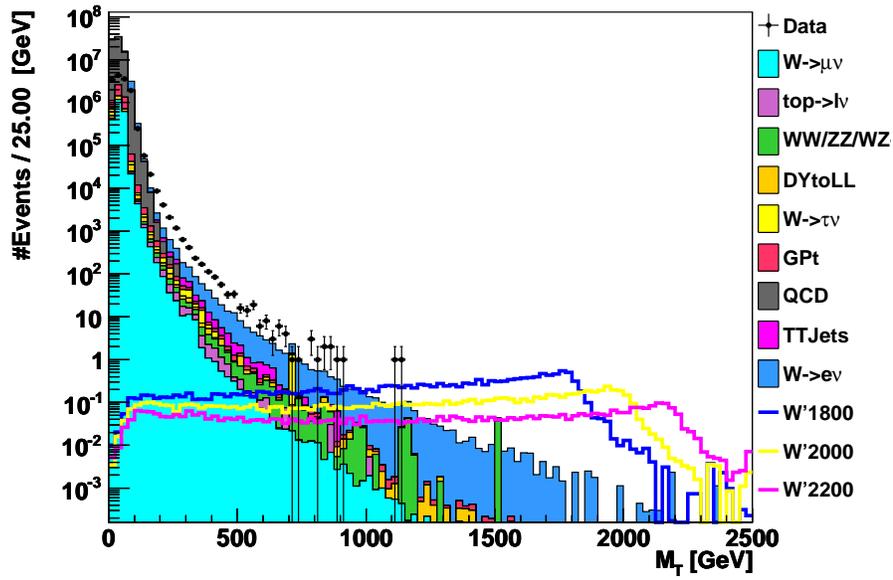
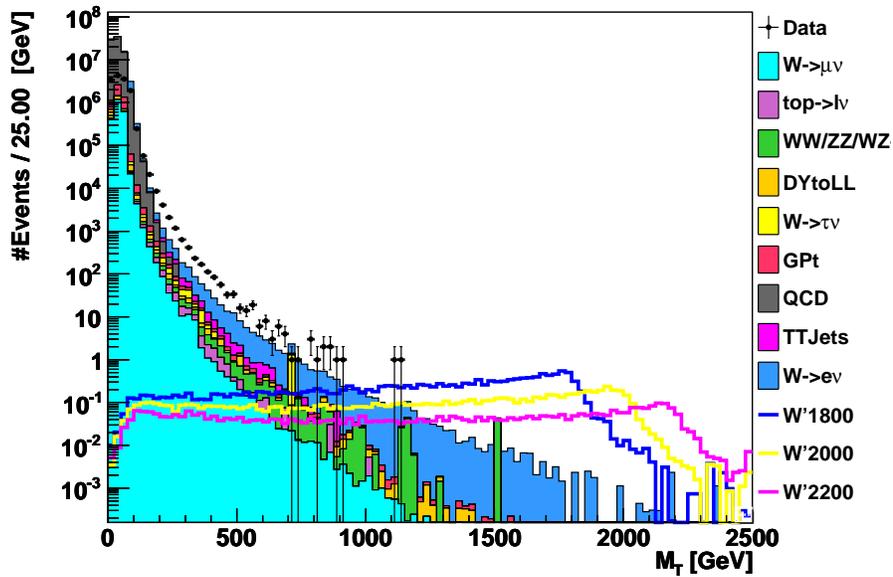
Abbildung 6.4: Nach η Cut

Abbildung 6.5: Nach Tracker Isolation Cut

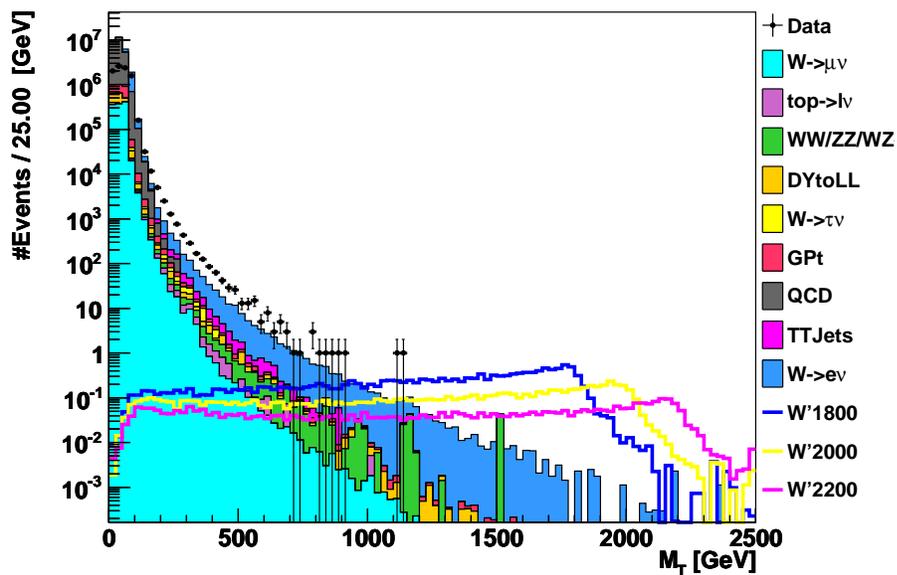


Abbildung 6.6: Nach E-Cal Isolation Cut

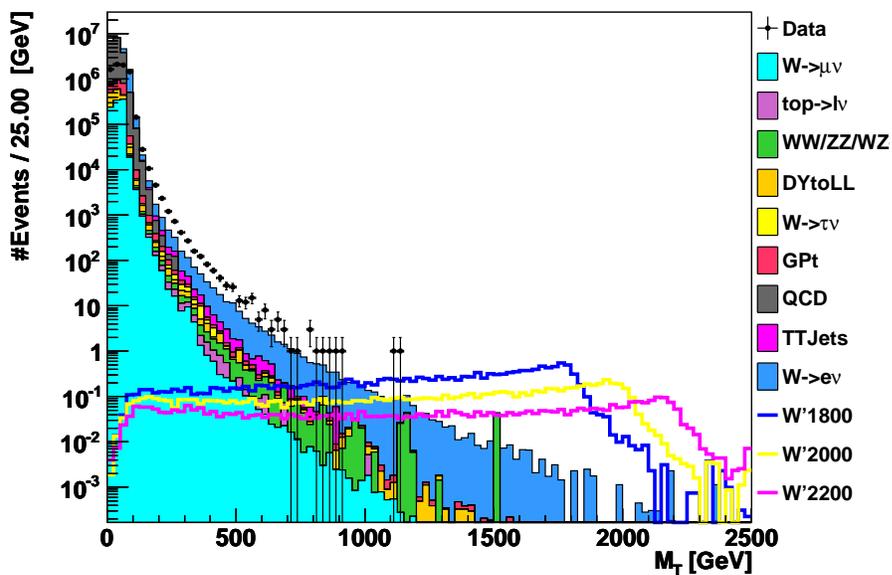
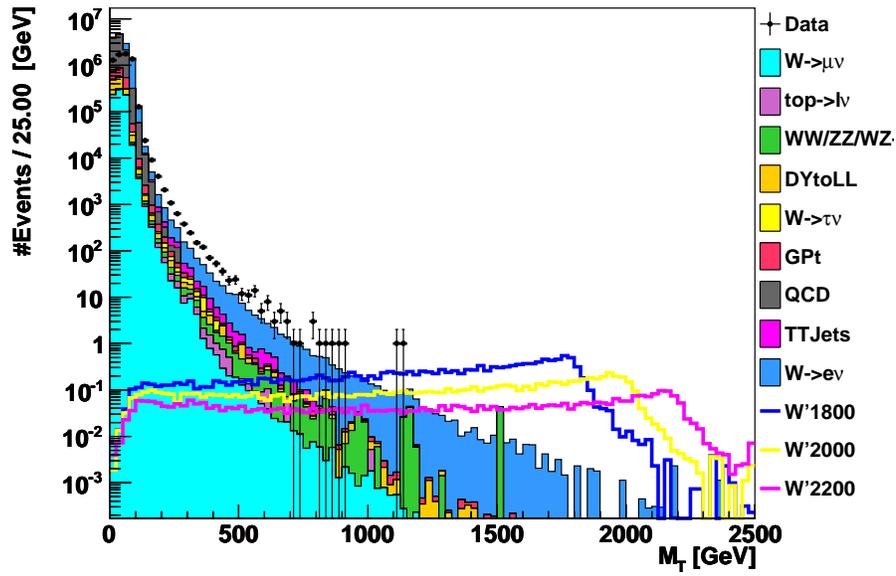
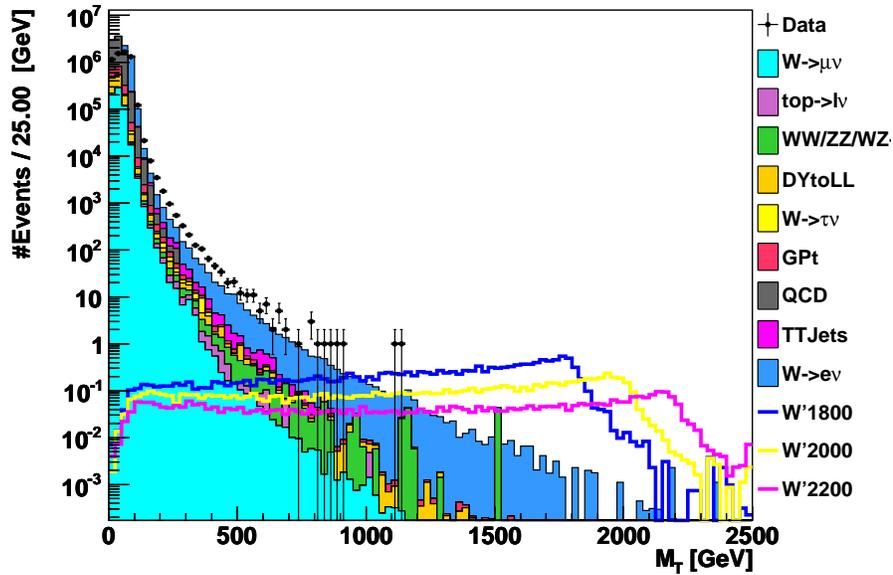
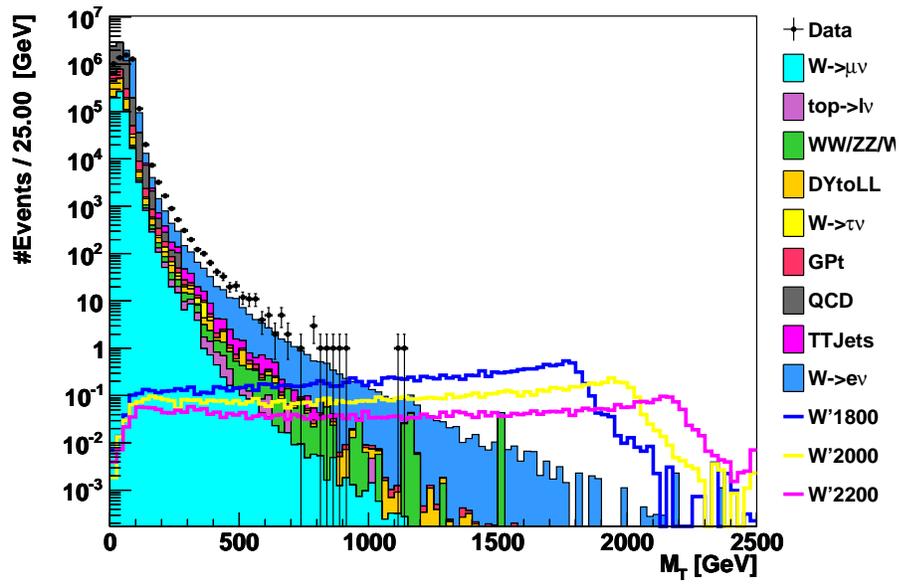
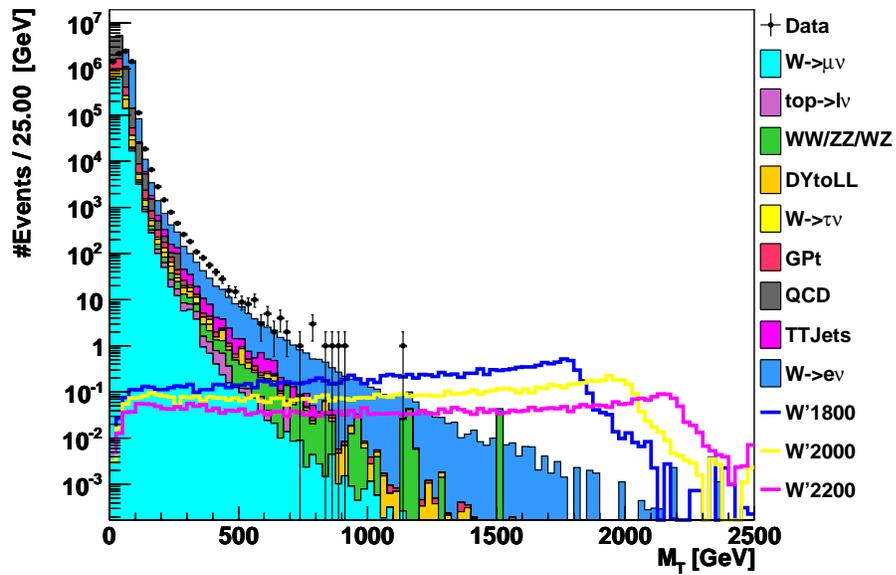


Abbildung 6.7: Nach H-Cal Isolation Cut

Abbildung 6.8: Nach $\Delta\eta$ CutAbbildung 6.9: Nach $\Delta\phi$ Cut

Abbildung 6.10: Nach H/E CutAbbildung 6.11: Nach $\sigma_{i\eta\eta}$ Cut

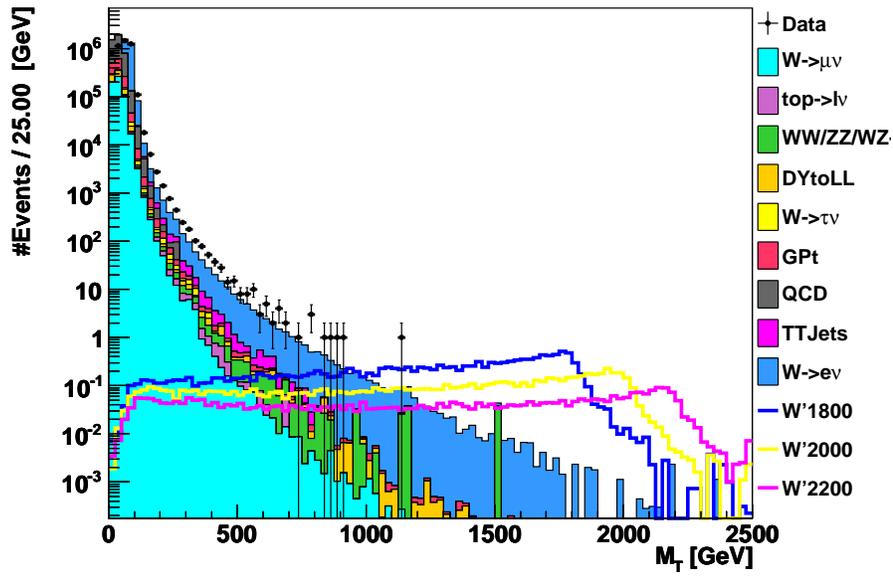


Abbildung 6.12: Nach Vertex Cut

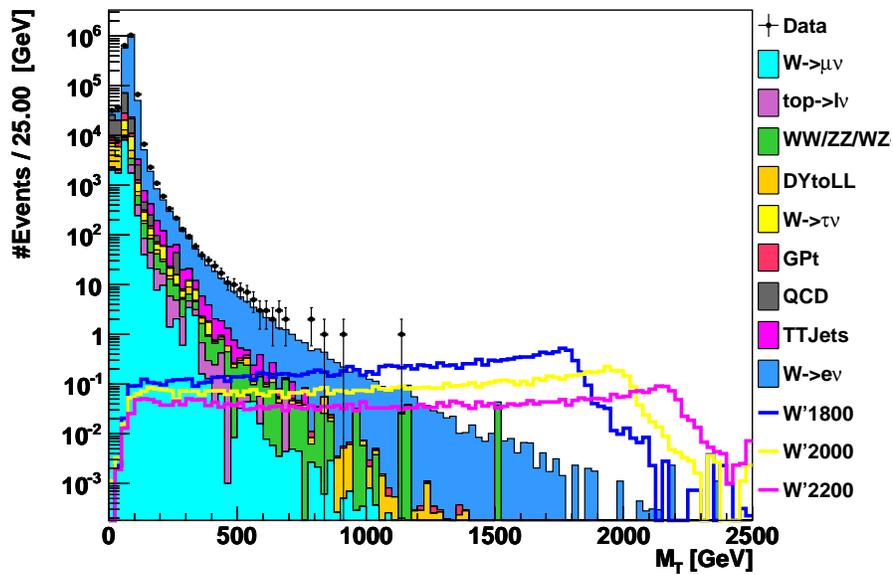


Abbildung 6.13: Nach Single Elektron Cut

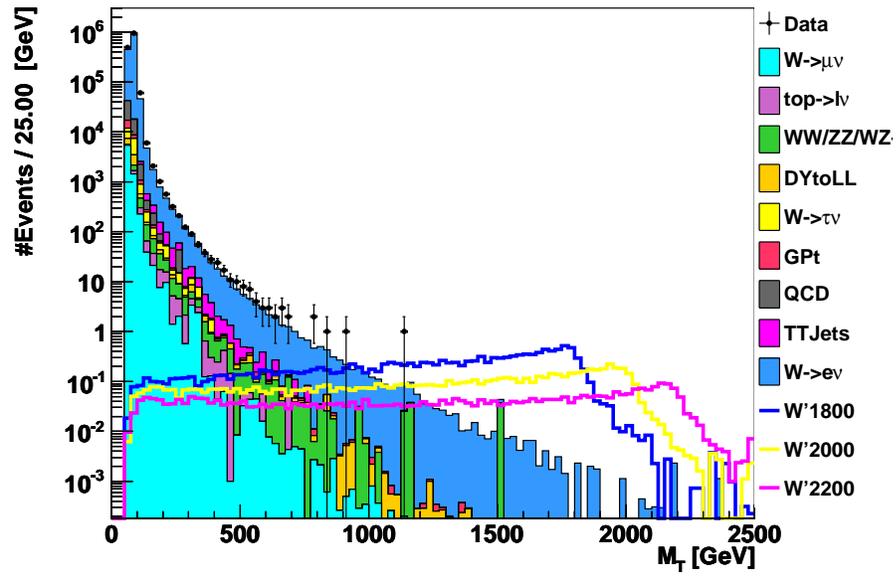
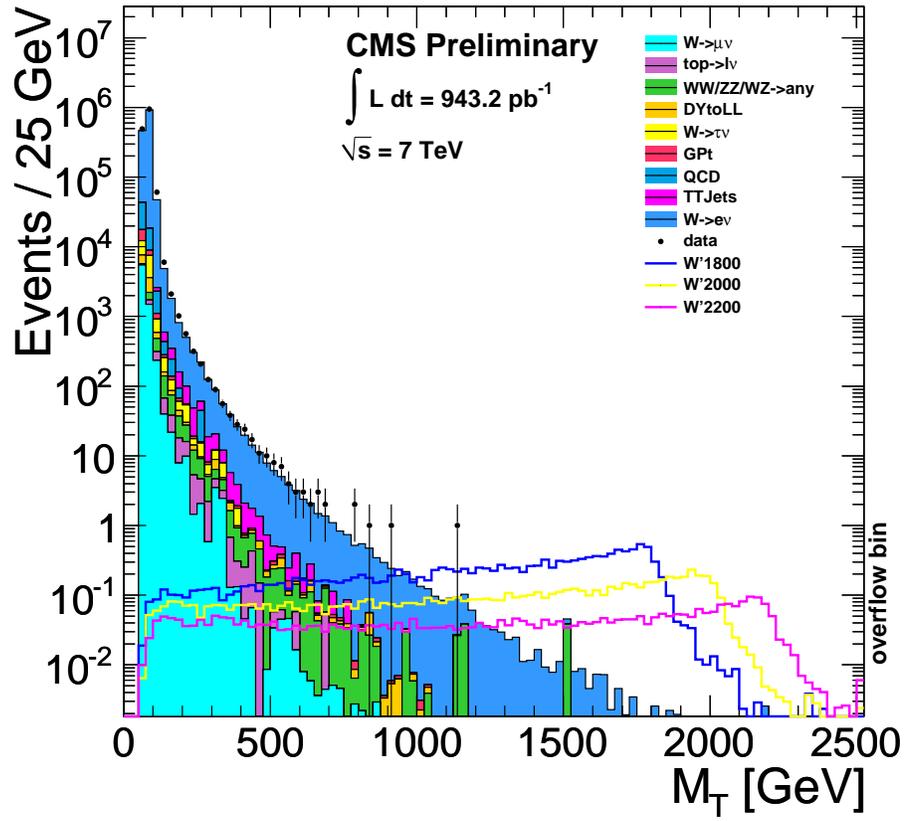


Abbildung 6.14: Nach E_T /MET Cut

Abbildung 6.15: Nach $\Delta\phi(E_T/MET)$

Tabellenverzeichnis

1.1	Liste der Elementarteilchen[6]	2
1.2	Die vier Grundkräfte [14]	3
2.1	Verwendete Trigger	9
2.2	Trigger Arbeitspunkte: Kriterien, welche ein Elektron erfüllen muss, damit es den entsprechenden Trigger auslöst	10
2.3	WP80 Selektionskriterien, entnommen aus [11]	11
2.4	HEEP Selektionen, entnommen aus [9]	12
3.1	Effizienzen der HEEP und WP80 Selektionen, zur Zusammenfassung aller Effizienzen siehe Tabelle 3.3	25
3.2	HLT Effizienzen nach WP80 Cuts, Zusammenfassung aller Effizienzen siehe Tabelle 3.3	31
3.3	Zusammenfassung aller Effizienzen	32
4.1	Liste der verwendeten Monte Carlo Daten	35
4.2	Liste der verwendeten W' Signale	36
4.3	Die verwendeten Schnitte	39
4.4	H/E in HLT Trigger und WP80	41
4.5	Cuteffektivität nach Stufe 1/ 10/ 14 vgl. 4.3)	42
4.6	Erwartete Ereigniszahlen für $M_T > 650$ GeV	44
4.7	Limit Parameter	46
6.1	Cuteffektivität, normiert auf $L= 1 fb^{-1}$	51
6.2	Cuteffektivität, normiert auf $1fb^{-1}$	52

Abbildungsverzeichnis

1.1	CMS Detektor[8]	5
1.2	Der vollständige Pixeldetektor und beispielhaft einige Siliziumstreifendetektoren [8]	7
1.3	Das ECAL vor dem Einbau des Spurdetektors [8]	8
3.1	Ele32 Triggereffizienz mit und ohne Untergrundkorrektur	14
3.2	Beispiel zur invarianten Masse der “tag” und “probe” Elektronen, die die Bedingung erfüllt haben, für den Ele27 Trigger, im 40-45 GeV Bin	16
3.3	Beispiel zur invarianten Masse der “tag” und “probe” Elektronen, die die Bedingung nicht erfüllt haben, für den Ele27 Trigger, im 40-45 GeV Bin	17
3.4	Rekonstruktionseffizienz	18
3.5	Beispielbin für die Berechnung der Rekonstruktionseffektivität bei den Elektronenpaaren, in welchen das “probe” nicht innerhalb der gesetzten Grenzen (Formel 3.3) rekonstruiert wurden. Im oberen Bild ist der Peak subtrahiert worden, um die abfallende Exponentialfunktion anpassen zu können.	19
3.6	WP80 Effizienz, E_T abhängig	20
3.7	WP80 Effizienz, hoher E_T Bereich	21
3.8	Beispielbin zur Effizienzberechnung der WP80 Selektionen im hohen E_T Bereich. Im oberen Bild wurde zur Untergrundanpassung der Peak subtrahiert.	22
3.9	WP80 Effizienz, η abhängig	23
3.10	HEEP Effizienz, E_T abhängig	24
3.11	HEEP Effizienz, η abhängig	24
3.12	HLT_Ele27, E_T abhängig	25
3.13	HLT_Ele27, η abhängig	26
3.14	HLT_Ele32, E_T abhängig	26
3.15	HLT_Ele32, η abhängig	27
3.16	HLT_Ele25_WP80_PFMET40, E_T abhängig	27
3.17	HLT_Ele25_WP80_PFMET40, η abhängig	28
3.18	HLT_Ele27, E_T abhängig	29

3.19	HLT_Ele22, E_T abhängig	29
3.20	HLT_Ele32, E_T abhängig	30
3.21	HLT_Ele25_WP80_PFMT40, E_T abhängig	30
3.22	Isolationseffizienz, abhängig von der Vertexzahl	31
4.1	M_T Verteilung vor allen Schnitten, zur Illustrierung der systematischen Verzerrung zwischen Daten und Simulation durch Verwendung verschiedener Trigger	37
4.2	E_T/MET : Das Verhältnis von transversaler Energie des Elektrons zur fehlenden transversalen Energie	38
4.3	$\Delta\Phi(E_T, MET)$: Die Winkelverteilung zwischen E_T und MET für die simulierten Untergründe und das Signal.	39
4.4	Ereignisszahl nach den einzelnen Selektionsschritten in absoluten Zahlen. Die Selektionen folgen Tabelle 4.3, wobei in der ersten Spalte die Rohdaten eingetragen sind.	40
4.5	Ereignisszahl nach den einzelnen Selektionsschritten relativ zur jeweiligen Ereignisszahl einen Schritt vorher. Die Selektionen folgen Tabelle 4.3.	41
4.6	M_T 2011	43
4.7	M_T kumulativ	45
4.8	Limit	47
6.1	Rohdaten	52
6.2	Nach E_T Cut	53
6.3	Nach Trigger Cut	53
6.4	Nach η Cut	54
6.5	Nach Tracker Isolation Cut	54
6.6	Nach E-Cal Isolation Cut	55
6.7	Nach H-Cal Isolation Cut	55
6.8	Nach $\Delta\eta$ Cut	56
6.9	Nach $\Delta\phi$ Cut	56
6.10	Nach H/E Cut	57
6.11	Nach $\sigma_{ini\eta}$ Cut	57
6.12	Nach Vertex Cut	58
6.13	Nach Single Elektron Cut	58
6.14	Nach E_T/MET Cut	59
6.15	Nach $\Delta\phi(E_T/MET)$	60

Literaturverzeichnis

- [1] CMS AN-10-314. Search for a heavy gauge boson w prime in the final states with electrons and large missing $e\tau$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev, 2010.
- [2] AN-11-227. Search for a heavy gauge boson w prime in the leptonic final states in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ tev, 2011.
- [3] R. W. Hayward D. D. Hoppes R. P. Hudson C. S. Wu, E. Ambler. Experimental test of parity conservation in beta decay. in: Physical review. 105, 1957, s. 1413-1415., 1957.
- [4] CMS Collaboration. The cms experiment at the cern lhc, 14.08.2008.
- [5] M. Ruiz-Altaba G. Alterelli, B. Mele. Searching for new heavy vector bosons on p anti- p colliders, 1989.
- [6] Particle Data Group. Particle physics booklet, 2010.
- [7] <http://cms.cern.ch/iCMS/>, 07.2011.
- [8] <http://cms.web.cern.ch/cms/Media/Images/>, 06.2011.
- [9] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/HEEPElectronID>, 07.2011.
- [10] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/RooStatsCl95>, 07.2011.
- [11] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SimpleCutBasedEleID>, 07.2011.
- [12] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/TagAndProbe>, 07.2011.
- [13] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGuideGsfElectronObject?redirectedfrom=CMS.SWGuide>, 07.2011.
- [14] D. Meschede. Gerthsen physik, 2002.
- [15] Electron Efficiency Measurements with 2.88 pb of pp Collision Data at $\sqrt{s} = 7$ TeV. Cms an-2010-349, 07.2011.
- [16] www.wikipedia.de, 07.2011.

Danksagung

Abschließend möchte ich noch einigen Personen für ihren direkten und indirekten Beitrag zu dieser Arbeit danken.

An erster Stelle gebührt mein Dank Herrn Prof. Dr. Hebbeker, der diese Bachelorarbeit zu aktuellsten Forschungen der Hochenergiephysik innerhalb der CMS Gruppe am physikalischen Institut IIIa ausgeschrieben hat.

Darüber hinaus bedanke ich mich bei der gesamten CMS Gruppe des Instituts IIIa für die freundliche Aufnahme und die vielfältigen Einblicke in die Teilchenphysikforschung.

Im Besonderen danke ich den Mitgliedern der Aachener W' Gruppe: Sören Erdweg, Sebastian Thuer, Jan-Frederik Schulte und Fr. Dr. Hoepfner.

Sebastian und Jan danke ich für ihr Hilfsbereitschaft, Gedult, unzählige konstruktive Gespräche und ständige Ansprechbarkeit egal wie sehr sie auch unter Stress standen. Jan danke ich darüber hinaus für das unermüdliche Korrekturlesen!

Sören danke ich dafür, dass er mir ein ausgezeichneter Büropartner war und mir geholfen hat viele kleine Fehler in meinen Programmen zu finden.

Frau Dr. Hoepfner danke ich für die wirklich ausgezeichnete Betreuung und die vielen guten Korrekturvorschläge!

Abschließend möchte ich meiner Freundin und meiner Familie danken, die mich nicht nur bei dieser Arbeit, sondern während des gesamten Studiums, nach Kräften unterstützt haben.

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

Hückelhoven, den 21.07.2011