

# Studie zur Sensitivität des CMS Experimentes auf schwere, geladene Vektorbosonen mit Elektronen im Endzustand

von  
Philipp Millet

Bachelorarbeit in Physik

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

September 2010

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



# Übersicht

Diese Arbeit ist eine Monte-Carlo-Studie zum Entdeckungs- und Ausschlusspotential eines im Reference-Model beschriebenen, hypothetischen, schweren, geladenen Eichbosons  $W'$  mit dem CMS-Detektor am LHC. Es wird der Zerfallskanal  $W' \rightarrow e + \nu$  untersucht. Als Untergründe werden  $W \rightarrow e + \nu$ ,  $W \rightarrow \tau + \nu$ ,  $W+W$ ,  $t + \bar{t}$ , QCD und  $Z \rightarrow e + e$  bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{7}$  TeV betrachtet. Es wird mit der HEEP-Selektion und weiteren Kriterien eine Trennung von Signal- und Untergrundereignissen vorgenommen. Die Sensitivität und die Auswirkungen von systematischen Fehler auf selbige wird mit der  $CL_s$ -Methode bestimmt.



# Abstract

This thesis is a monte-carlo study of the discovery and exclusion potential of a hypothetical, charged and heavy vector boson  $W'$  with the CMS detector. The investigated backgrounds are  $W \rightarrow e + \nu$ ,  $W \rightarrow \tau + \nu$ ,  $W+W$ ,  $t + \bar{t}$ , QCD and  $Z \rightarrow e + e$  at a center of mass energy of  $\sqrt{7}$  TeV. A set of selection criteria is applied to separate signal from background events. It contains the HEEP-selection and dedicated kinematic criteria. The sensitivity is determined with the  $CL_s$ -method. In addition, the impact of systematic uncertainties on the sensitivity is investigated.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>1</b>
1.1	Das Standardmodell . . . . .	1
1.2	Erweiterungen des Standardmodells . . . . .	3
<b>2</b>	<b>LHC und CMS</b>	<b>5</b>
2.1	Der Large Hadron Collider . . . . .	5
2.2	Der CMS-Detektor . . . . .	6
2.2.1	Übersicht . . . . .	6
2.2.2	Das elektromagnetische Kalorimeter . . . . .	8
2.2.3	Elektronenrekonstruktion . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Monte-Carlo Simulationen</b>	<b>11</b>
3.1	Skalierung der Datensätze . . . . .	11
3.2	Skalierung des W-Tails . . . . .	12
<b>4</b>	<b>Selektion</b>	<b>15</b>
4.1	Signatur des Signals und Wahl der Untergründe . . . . .	15
4.2	HEEP-Selektion . . . . .	19
4.3	Kinematische Selektion . . . . .	22
<b>5</b>	<b>CLs-Methode und Sensitivität</b>	<b>29</b>
5.1	Die CLs-Methode . . . . .	29
5.2	Bestimmung der Sensitivität . . . . .	32
5.3	Technische Implementierung . . . . .	34
5.3.1	Funktionsanpassung . . . . .	35
5.4	Systematische Unsicherheiten . . . . .	37
5.5	Ergebnisse . . . . .	39
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>41</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>i</b>
	Literaturverzeichnis	v
	Abbildungsverzeichnis	vii

## Inhaltsverzeichnis

---

### Tabellenverzeichnis

ix



# 1 Theoretische Grundlagen

## 1.1 Das Standardmodell

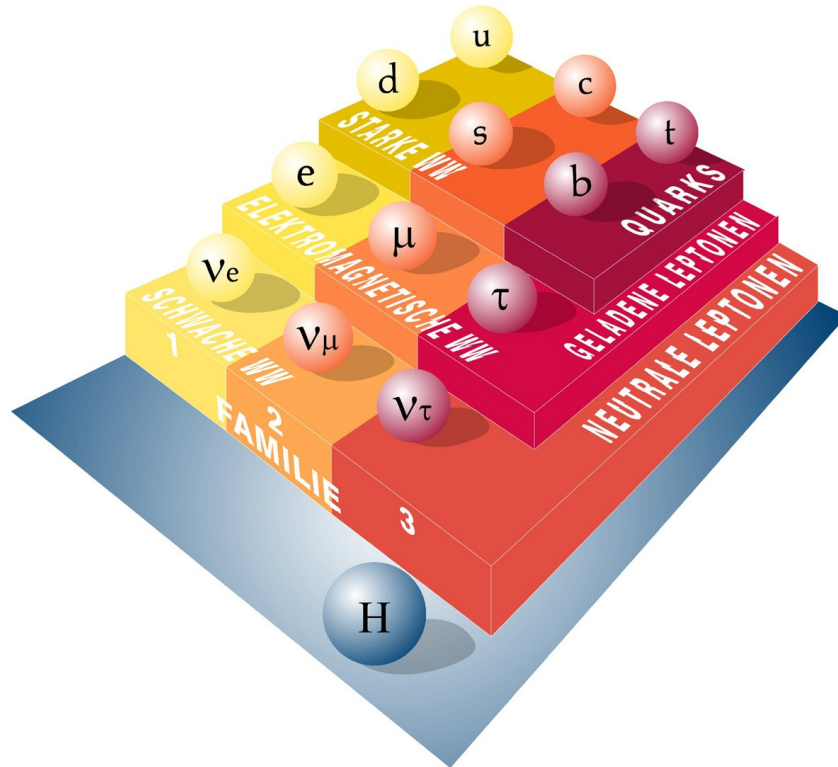
Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik (SM) ist ein im 20. Jahrhundert entstandenes Modell zur Beschreibung von Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen. Die durch das SM mit Quantenfeldtheorien beschriebenen Wechselwirkungen sind die starke, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung. Die Gravitation als vierte bekannte fundamentale Wechselwirkung spielt bei den für die Teilchenphysik relevanten Abständen aufgrund ihrer vergleichsweise geringen Stärke keine Rolle (siehe Tab.1.1). Sie wird im Folgenden vernachlässigt.

Die bekannten Elementarteilchen lassen sich in Materieteilchen (Fermionen (Spin  $\frac{1}{2}$ )) und Austauscheteilchen (Bosonen (Spin 1)) einteilen (siehe auch Abb.1.1). Die Wechselwirkung zwischen den Materieteilchen wird dabei durch Austausch von für die jeweilige Wechselwirkung spezifischen Spin-1-Bosonen (den Austauscheteilchen) beschrieben. Bei den Materieteilchen wird zwischen den Quarks und den Leptonen unterschieden. Quarks nehmen an allen Wechselwirkungen teil und kommen nur in gebundenen Zuständen vor. Bei den Leptonen kann zwischen den elektrisch geladenen Leptonen und den ungeladenen Neutrinos unterschieden werden. Die Neutrinos nehmen nur an der schwachen Wechselwirkung teil, die elektrisch geladenen Leptonen hingegen auch an der elektromagnetischen Wechselwirkung. Sowohl die Quarks als auch die Leptonen können in drei Familien eingeteilt werden. In den Leptonfamilien sind jeweils ein geladenes Lepton und das dazugehörige Neutrino. In den Quarkfamilien je ein Quark mit einer Ladung von  $\frac{2}{3}e$  und eins mit einer Ladung von  $-\frac{1}{3}e$ . Die Massen der Familienmitglieder nehmen

Wechselwirkung	rel. Stärke	Reichtweite	Austauschteilchen
starke WW.	1	$10^{-15}\text{m}$	8 Gluonen
em. WW.	$10^{-2}$	$\infty$	Photon
schw. WW.	$10^{-7}$	$10^{-13}\text{m}$	$W^+, W^-, Z^0$ -Boson
Gravitation	$10^{-40}$	$\infty$	Graviton(?)

**Tabelle 1.1:** fundamentale Wechselwirkung mit relativer Stärke (bezüglich starker WW.), Reichweite und Austauscheteilchen.

mit Ausnahme der Neutrinos bei steigender Familienzahl zu. Die Massen der Neutrinos werden im SM als null angenommen.



**Abbildung 1.1:** Übersicht über die Materieteilchen [1].

Die Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung erfolgt im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED). Das Austauscheteilchen in der QED ist das Photon  $\gamma$ , welches an alle Teilchen mit elektrischer Ladung koppelt. In der schwachen Wechselwirkung gibt es sowohl zwei elektrisch geladene als auch ein neutrales Austauscheteilchen. Diese sind die  $W^\pm$ -Bosonen und das  $Z$ -Boson. Es ist gelungen, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung in einer vereinheitlichten Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung zu vereinigen. Diese trägt den Namen Quantenflavordynamik (QFD) und wird durch die Symmetriegruppe  $SU(2) \otimes U(1)$  beschrieben. Die Theorie der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD). Ihr Austauscheteilchen ist das Gluon, welches in 8 verschiedenen Varianten existiert. In Anlehnung an die elektrische Ladung gibt es in der QCD sogenannte Farbladungen, welche in drei verschiedenen Sorten vorkommen. Zu den drei Arten Farbladungen Rot, Grün und Blau gibt es jeweils noch die entsprechende Antifarbe. Die Gluonen koppeln an alle Teilchen mit Farbladung. Da jedes Gluon selbst Farbe und Antifarbe besitzt, können Gluonen auch mit sich selbst koppeln. Die Symmetriegruppe der QCD ist die  $SU(3)$ .

Die bis jetzt erwähnten Theorien enthalten keinen Mechanismus, um Teilchen eine Masse

zuzuordnen. Dies ist bei masselosen Teilchen wie Photon oder Gluon kein Problem. Die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung und die Materieteilchen haben aber eine nicht verschwindende Masse. Eine Möglichkeit, die Teilchenmassen in das Modell zu integrieren, ist der Higgsmechanismus, welcher die Existenz des Higgs-Bosons postuliert. Das Higgs-Boson wurde bis jetzt noch nicht gefunden und ist Gegenstand der aktuellen Forschung und Untersuchungen am LHC. Für weitere Informationen über das SM wird auf Fachliteratur wie zum Beispiel [2], [4] oder [3] verwiesen.

## 1.2 Erweiterungen des Standardmodells

Auch wenn das SM große Bereiche der Elementarteilchenphysik beschreibt und vielfach erfolgreich experimentell geprüft wurde, bleiben Fragen offen. Ein Beispiel ist die Frage nach der Ursache der Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung, in welcher zum Beispiel die W-Bosonen nur an linkshändige Teilchen koppeln. Es existieren daher viele Theorien, die das SM erweitern. Einige dieser Theorien postulieren die Existenz neuer, schwerer Eichbosonen. Ein Beispiel sind links-rechts symmetrische Erweiterungen des Standardmodells (LRSM). Diese sagen die Existenz von  $W'$  und  $Z'$  Bosonen als schwere Partner der SM-W,Z Bosonen voraus. Dadurch könnte das Standardmodell um eine rechtshändige Kopplung der schwachen Wechselwirkung erweitert werden.

In dieser Arbeit wird ein geladenes Spin-1-Boson  $W'$ , welches ein hypothetischer Partner der SM-W-Bosons sein soll, untersucht. Die Eigenschaften des  $W'$  werden durch das "Reference-Model"[5] von Altarelli et al. beschrieben. Das Reference-Model ist ein allgemeines Modell, das eine Anpassung des SM-W-Bosons an höhere Massen darstellt. Das  $W'$  hat folglich im Reference-Model ähnliche Kopplungen und Zerfallskanäle. Da es sehr viel schwerer als das SM W-Boson ist, kann beim Zerfall in ein Quark und ein Antiquark auch das Top-Quark auftreten. Es wäre auch ein Zerfall in mehrere SM-Eichbosonen (zum Beispiel  $W' \rightarrow Z + W$ ) denkbar. Im Reference-Model sind solche Kanäle allerdings als unterdrückt angenommen. Das  $W'$  ist bisher bis zu einer Masse von  $M = 1$  TeV experimentell ausgeschlossen (siehe [6]). Für mehr Informationen über Erweiterungen des SM wird auf [7] verwiesen.



## 2 LHC und CMS

### 2.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein Proton-Proton-Collider am CERN in der Nähe von Genf. Er ist der Nachfolger des Large Electron-Positron-Collider (LEP). Der LHC ist für eine instantane Luminosität von bis zu  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  und eine maximale Schwerpunktsenergie von 14 TeV ausgelegt. Seit März 2010 wird er bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV betrieben. Der LHC setzt in vielerlei Hinsicht neue Maßstäbe. Schon jetzt ist er der Teilchenbeschleuniger mit der weltweit größten Schwerpunktsenergie. Als Hadroncollider ist er gut geeignet, um bisher unerreichte Energiebereiche zu untersuchen. Bei einem Betrieb mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV und der maximalen instantanen Luminosität gibt es etwa  $10^9$  inelastische Ereignisse pro Sekunde. Zusammen mit der sehr kurzen Zeitspanne zwischen dem Eintreffen von aufeinanderfolgenden Protonbündeln (25 ns) stellt dies eine enorme Herausforderung an alle Systemkomponenten dar. Die Auslese- und Triggersysteme müssen im laufenden Betrieb die große Zahl der Ereignisse auf ein speicherbares Maß reduzieren. Wegen der hohen Strahlenbelastung müssen alle Detektorkomponenten strahlenhart sein. Es sollen auch Blei-Ionen beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Die Energie dieser Ionen wird 30 Mal größer als bei früheren Beschleunigern sein.

Momentan sind sechs Experimente am LHC installiert (siehe [8]). Die beiden größten Experimente sind CMS und ATLAS. Diese sind Vielzweckdetektoren, mit denen ein großer Bereich von physikalischen Fragestellungen untersucht werden soll. Dazu zählen unter anderem die Suche nach dem Higgs-Boson, zusätzlichen Raumdimensionen, Supersymmetrie und Teilchen, aus denen sich Dunkle Materie zusammensetzt. Die anderen Experimente sind spezieller ausgerichtet. Das ALICE-Experiment soll hauptsächlich Kollisionen von Blei-Ionen untersuchen. Das LHCb-Experiment ist auf die Messungen mit b-Quarks spezialisiert und untersucht, warum es im heutigen Universum fast nur Materie und kaum noch Antimaterie gibt. Der TOTEM-Detektor ist auf Teilchen im Vorwärtsbereich (nahe am Strahl) spezialisiert. Außerdem ist er noch für die Messung der Luminosität zuständig. Das LHCf-Experiment benutzt strahlnahe Teilchen, um kosmische Strahlungen unter Laborbedingungen zu simulieren. Zu einem späteren Zeitpunkt soll auch das MoEDAL-Experiment (siehe [9]) eingebaut werden. Dieses sucht unter anderem nach magnetischen Monopolen.

## 2.2 Der CMS-Detektor

### 2.2.1 Übersicht

Der Compact Muon Solenoid (CMS, siehe [10]) Detektor befindet sich in der Nähe der französischen Stadt Cessy zwischen dem Genfer See und dem Jura Gebirge. Er hat ein Gewicht von 14000 t bei einer Länge von 28.7 m und einem Durchmesser von 15.0 m. Der Detektor hat die Form eines geschlossenen Zylinders. Es wird zwischen den Endstücken - genannt Vorwärtsbereich - und dem zylinderförmigen Mittelteil unterschieden, der im Folgenden als Zentralbereich bezeichnet wird. Eine Übersicht über den Detektor ist in Abb.2.1 zu sehen.

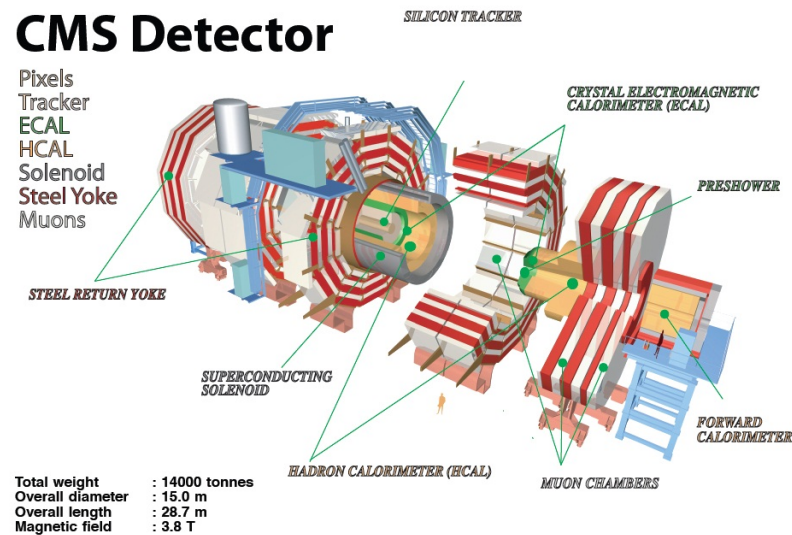


Abbildung 2.1: Übersicht über den CMS-Detektors [11].

Das verwendete Koordinatensystem ist in Abb.2.2 abgebildet und wird hier kurz erläutert. Die z-Achse zeigt entlang des Strahlrohres (gegen den Uhrzeigersinn (von oben gesehen)). Die x-Achse zeigt in den Mittelpunkt des Beschleunigerrings. Die y-Achse zeigt nach oben, so dass sich ein rechtshändiges Koordinatensystem ergibt. Der Winkel  $\phi$  wird von der x-Achse in der x-y-Ebene gemessen. Die  $\phi$ -Ebene wird auch als transversale Ebene bezeichnet. Diese ist für dieser Arbeit von entscheidender Bedeutung, da in dieser Analyse nur die transversalen Komponenten von Impuls und Energie betrachtet werden. Letztere werden mit dem Index T gekennzeichnet. Mit  $\eta$  wird die Pseudorapidi-tät bezeichnet, welche eine alternative Größe zum Winkel  $\theta$  ist. Der Winkel  $\theta$  wird von der z-Achse aus gemessen.

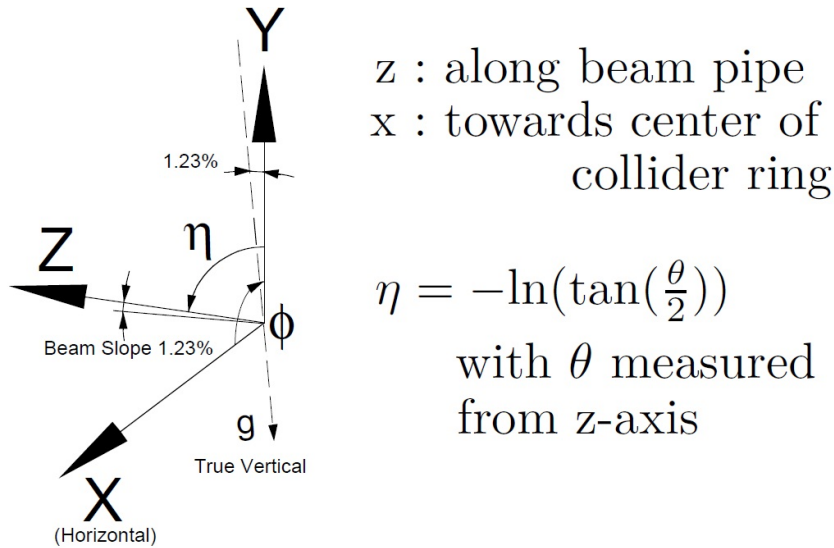


Abbildung 2.2: verwendetes Koordinatensystem [10].

Im Zentralbereich befindet sich ein 13 m langer, supraleitender Solenoid mit einem Innendurchmesser von 6 m. Dieser erzeugt in seinem Innern ein Magnetfeld von 3.8 T, was einer gespeicherten Energie von 2.6 GJ entspricht. Das Magnetfeld dient zur Ablenkung geladener Teilchen und ermöglicht damit die Impulsmessung von z.B. Myonen.

Im Innern des Magneten sind der Tracker, das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) und ein Großteil des hadronischen Kalorimeters (HCAL) eingebaut. Der Tracker befindet sich ganz innen. Er basiert auf Pixel- und Streifendetektoren aus Silizium. Seine Aufgaben sind die Vermessung der Trajektorien (Streifendetektoren) und der Positionen von Sekundärvertices (Pixeldetektoren). Durch die hohe Ereignisrate muss der Tracker sehr schnell arbeiten und eine hohe Granularität aufweisen.

Um den Tracker herum ist das ECAL installiert. Dieses wird in 2.2.2 gesondert beschrieben. Auf das ECAL folgt das HCAL. Das HCAL ist zusammen mit dem ECAL für die Messung hadronischer Jets und die Bestimmung der fehlenden transversalen Energie zuständig. Für Messungen bei  $|\eta| < 3$  kommen Kunststoff-Szintillatoren zum Einsatz. Zwischen den Szintillatorschichten befinden sich Schichten aus absorbierendem Material. Letztere sind am CMS-Detektor aus Stahl und Messing. Im Zentralbereich können dabei die hadronischen Schauer auf einer Strecke von bis zu 11 hadronischen Interaktionslängen detektiert werden. Für Messungen im Bereich  $3 < |\eta| < 5.2$  ist in 11.2 m Abstand vom Interaktionspunkt ein äußeres Kalorimeter installiert. Dieses benutzt Cherenkov-Licht zur Messung.

Das Myonsystem ist außerhalb des Magneten installiert und von zentraler Bedeutung für den CMS-Detektor. Myonen sind relativ leicht zu detektieren, da sie in der Regel die einzigen messbaren Teilchen sind, die bis zu den Myonenkammern durchkommen. Von

daher ist zum Beispiel der Zerfall des Higgsbosons in vier Myonen eine vielversprechende Signatur. Es kommen drei Arten von Gasdetektoren zum Einsatz. Im Zentralbereich, in dem die Feldstärken des Magnetfeldes gering sind, werden Driftröhren verwendet. In den Vorwärtsbereichen liegen hohe und sehr inhomogene magnetische Feldstärken vor. Dort werden Kathodenstreifenkammern benutzt. Sowohl im Zentralbereich als auch in den Vorwärtsbereichen sind Widerstandsplattenkammern (englisch: Resistive Plate Chambers (RPC)) installiert. Diese stellen ein schnelles, unabhängiges und hoch aufgelöstes Triggersystem für Myonen dar und sollen die Funktionsfähigkeit des Myonsystems auch bei voller Luminosität sicherstellen. Für mehr Informationen über den Detektor siehe [10].

### 2.2.2 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das ECAL ist für diese Analyse von essentieller Bedeutung, da es unter anderem für die Elektronenrekonstruktion zuständig ist. Es lässt sich ebenfalls in einen Zentral- und zwei Vorwärtsbereiche unterteilen und besteht aus über 75000 Bleiwolframat ( $\text{PbWO}_4$ ) Kristallen. Vor den ECAL-Kristallen der Vorwärtsbereiche sind jeweils noch ein Preshower-Detektor installiert.

Die Verwendung von  $\text{PbWO}_4$  führt zu einem strahlenharten und schnellen Kalorimeter mit einer feinen Granularität. Es ist damit ausgezeichnet für einen mehrjährigen Einsatz am LHC geeignet.  $\text{PbWO}_4$  hat eine kurze Strahlungslänge ( $X_0 = 0.89 \text{ cm}$ ), einen kleinen Molière-Radius ( $R_M = 2.4 \text{ cm}$ ), eine hohe Dichte ( $\rho = 8.28 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ ) und emittiert 80% des Szintillationslichtes innerhalb von 25 ns. Die Anordnung der Kristalle zum Wechselwirkungsvertex, die Form und die Größe variieren je nach Einsatzort im Kalorimeter.

Der Zentralbereich enthält 61200 Kristalle und deckt einen Bereich in  $\eta$  von  $|\eta| < 1.479$  sowie den gesamten Bereich von  $360^\circ$  in  $\phi$ -Richtung ab. Sie haben die Form eines Pyramidenstumpfes mit viereckigen Grundflächen. Das ins Innere des Detektors zeigende Ende hat eine Fläche von  $22 \times 22 \text{ mm}^2$ . Die nach außen zeigende Grundfläche ist  $26 \times 26 \text{ mm}^2$  groß. Die Länge eines Kristall beträgt 230 mm, was einer Länge von  $25.8 X_0$  entspricht. Die exakte Form variiert leicht in  $\eta$ . Des Weiteren ist die Anordnung der Kristalle so gewählt, dass eine Überschneidung von Teilchenbahnen und Übergangsbereichen zwischen den Kristallen möglichst minimiert wird. Dies bedeutet, dass die Kristallachsen einen kleinen Winkel ( $3^\circ$ ) zum Verbindungsvektor zwischen Interaktionspunkt und Kristall in  $\eta$  und  $\phi$ -Richtung haben. Die Kristalle werden zu sogenannten Submodulen zusammengefasst. Dabei sind in jedem Submodul nur Kristalle von exakt gleicher Form. Die Submodule werden dann zu Modulen zusammengefasst, die je nach Position in  $\eta$ -Richtung 400 bis 500 Kristalle enthalten. Je vier Module bilden ein Supermodul. Jedes dieser Supermodule überdeckt einen Bereich von  $20^\circ$  in  $\phi$  und die halbe Länge des Zentralbereiches in  $z$ -Richtung. Die Unterteilung in die Modularten orientiert sich an der Einbettung der Kristalle in das Tragegerüst des ECAL, auf das hier nicht weiter



eingegangen wird. Um das Szintillationslicht zu detektieren, werden im Zentralbereich Avalanche-Photodioden (APD) verwendet. Auf jeden Kristall werden zwei APDs geklebt, jede davon mit einer sensitiven Fläche von  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  und einem Verstärkungsfaktor von 50.

In den Vorwärtsbereichen, welche einen Bereich in  $\eta$  von  $1.479 < |\eta| < 3.0$  abdecken, werden Kristalle von ähnlicher Form wie im Zentralbereich verwendet. Ihre Maße sind  $28.62 \times 28.62 \text{ mm}^2$  am inneren Ende und  $30 \times 30 \text{ mm}^2$  am äußeren Ende bei einer Länge von 220 mm ( $24.7 X_0$ ). Es werden je  $5 \times 5$  Kristalle zu einem Superkristall zusammengefasst. Jeder Vorwärtsbereich besteht aus zwei Hälften, die die Form eines „D“ haben und daher auch „Dee“ genannt werden. Jedes Dee enthält 3662 Kristalle. Die hier verwendeten Photomultiplier sind Vakuum-Phototrioden (VPT), welche nur eine einzige Verstärkungsstufe besitzen und sich für den Einsatz im sehr starken Magnetfeld des Detektors eignen. Die geringere Effizienz und Verstärkung der VPT - verglichen mit den APD im Zentralbereich - werden durch eine größere sensitive Fläche von ungefähr  $280 \text{ mm}^2$  ausgeglichen. Auf jeden Kristall ist ein VPT angebracht. Die Preshower-Detektoren bestehen aus einer Absorberschicht und zwei Schichten mit Silizium-Streifendetektoren. Einfallende Elektronen und Photonen erzeugen in der Absorberschicht elektromagnetische Schauer, die dann mit den Streifendetektoren vermessen werden. Die Preshower-Detektoren weisen eine höhere Granularität als die Kristalle auf und dienen zur Identifizierung neutraler Pionen und der Unterscheidung von minimal ionisierenden Teilchen und Elektronen.

Die Anordnung der besprochenen Komponenten ist in Abb.2.3 dargestellt. Mehr Informationen lassen sich in [10] finden.

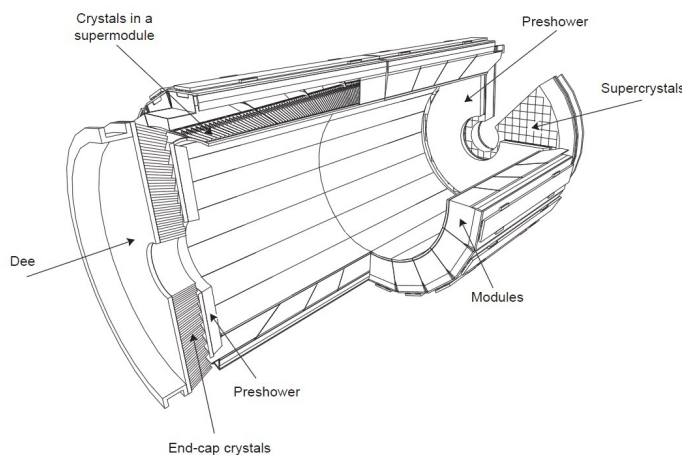


Abbildung 2.3: ECAL Überblick [10].

### 2.2.3 Elektronenrekonstruktion

Für die Rekonstruktion von Elektronen werden Informationen aus dem ECAL, dem Tracker und dem HCAL kombiniert. Zunächst wird im ECAL nach sogenannten Seeds gesucht. Seeds sind lokale Maxima in der Verteilung der deponierten Energie in den Kristallen. Da die Energiedeposition der Elektronen nicht auf den Seedkristall beschränkt ist, werden als nächstes die umliegenden Kristalle miteinbezogen. Durch geeignete Algorithmen wird nun ein Bereich um den Seedkristall festgelegt, in dem die deponierte Energie einem Teilchendurchgang zugeschrieben wird. Der so festgelegte Bereich wird Cluster genannt. Für mehr Informationen über die verwendeten Algorithmen wird auf [7] verwiesen. Da Elektronen viel Energie durch Bremsstrahlung verlieren, bevor sie das ECAL erreichen, muss man die Energie der abgestrahlten Photonen mitberücksichtigen. Für die Rekonstruktion der Photoncluster macht man sich im Zentralbereich die Tatsache zunutze, dass die Bremsstrahlung nur in  $\phi$ -Richtung abgestrahlt werden kann. Aus den Clustern der Photonen und dem des Elektrons bildet man einen sogenannten Supercluster. Die deponierte Energie des Teilchens ist dann die Summe der Energien im Supercluster. Um die Ortsauflösung zu verbessern, werden die Informationen aus dem Tracker benutzt. Mithilfe der groben Ortsinformation aus dem ECAL wird eine Suchregion für den ersten Treffer im Tracker festgelegt. Dann wird mithilfe eines gaußischen Summen-Filters (GSF) die Spur rekonstruiert. Zur Unterscheidung von Elektronen und isoliertem hadronischem Untergrund kann dann auch noch Informationen aus dem HCAL benutzt werden. Für mehr Informationen über die Elektronenrekonstruktion wird auf [12] verwiesen.

## 3 Monte-Carlo Simulationen

Um eine Voraussage über das Entdeckungspotential des  $W'$  mit dem CMS-Detektor geben zu können, werden Monte-Carlo (MC) Simulationen verwendet. In diesen werden mögliche Proton-Proton Wechselwirkungen, wie sie auch am LHC stattfinden werden, simuliert. Jede dieser Wechselwirkungen wird im Folgenden als Ereignis bezeichnet. Der für diese Analyse verwendete Generator ist Pythia6 (siehe [13]). Alle Datensätze wurden in erster Ordnung Störungstheorie (LO) erzeugt. Nach der Generierung der Proton-Proton Wechselwirkung wird die Wechselwirkung der Reaktionsprodukte mit dem Detektor und die Datenaufnahme des Detektors simuliert. Dies geschieht innerhalb der CMSSW-Umgebung (siehe [14]) mit Geant4 (siehe [15]). Es wird die CMSSW-Version 3.5.7 verwendet. Aus diesen Daten werden die für diese Analyse relevanten Größen herausgesucht und in sogenannte Root-Trees geschrieben. Dieser Vorgang wird auch Skimmen genannt. Die entstehenden Root-Trees können mit der Analysesoftware Root (siehe [16]) verarbeitet werden. Das entwickelte Analyseskript basiert auf einer Grundlage von C. Magass [17].

### 3.1 Skalierung der Datensätze

Um die verschiedenen MC-Simulationen vergleichen zu können, müssen sie auf die gleiche Luminosität skaliert werden. Es gilt folgender einfacher Zusammenhang zwischen der Anzahl erwarteter Ereignisse  $N$ , der integrierten Luminosität  $L_{\text{int}} = \int L_{\text{inst}} dt$  und dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ :

$$N = L_{\text{int}} \cdot \sigma \tag{3.1}$$

Die instantane Luminosität  $L_{\text{inst}}$  ist dabei der Proportionalitätsfaktor zwischen der Wechselwirkungsrate und dem Wirkungsquerschnitt. Da nur bestimmte Ereignisse von Interesse sind, wird beim Erstellen und/oder Skimmen eine Vorauswahl getroffen. In dieser Analyse werden nur diejenigen Ereignisse ausgewählt, die mindestens ein GSF-Elektron (siehe [18]) mit  $E_T > 15$  GeV enthalten ( $E_T$  ist die transversale Komponente der Energie). Wird nur ein bestimmter Prozentsatz der Ereignisse betrachtet, so ergibt sich die Anzahl der bei einer bestimmten integrierten Luminosität zu erwartenden Ereignisse

nach Gl.3.2. Dabei ist  $\epsilon$  der Anteil der ausgewählten Ereignisse. Sind in dem betrachteten MC-Datensatz  $N_{MC}$  Ereignisse, so müssen die dazugehörigen Histogramme folglich mit dem Faktor  $w$  aus Gl.3.3 skaliert werden.

$$N' = N \cdot \epsilon \quad (3.2)$$

$$w = \frac{L_{\text{int}} \cdot \sigma}{N_{MC}} \cdot \epsilon \quad (3.3)$$

Der Fehler auf die Anzahl Einträge pro Bin  $N'_{MC,i}$  ergibt sich dann nach Gl.3.4.

$$\sigma_{N'_{MC,i}} = \sqrt{N_{MC,i}} \cdot w \quad (3.4)$$

In Tab.3.1 sind alle verwendeten Datensätze mit Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ ,  $N_{MC}$ , Auswahlfaktor  $\epsilon$  und Skalierungsfaktor  $w$  angegeben. Die Datensätze stammen aus der offiziellen „Spring-10“ Produktion (siehe [19]) für 7 TeV Schwerpunktsenergie und wurden mir von M.Malberty [20] zur Verfügung gestellt. Die einzige Ausnahme ist der zusätzliche  $W \rightarrow e + \nu$ -Datensatz für  $p_T > 200$  GeV, der aus einer privaten Produktion stammt. Die Histogramme werden für diese Analyse auf eine integrierte Luminosität von  $L_{\text{int}} = 50 \text{ pb}^{-1}$  skaliert. Für den zusätzlichen  $W \rightarrow e + \nu$ -Datensatz für hohe  $p_T$  ist die Skalierung komplizierter. Auf diese wird in 3.2 gesondert eingegangen. Unter QCD sind sogenannte Multi-Jet Ereignisse zusammengefasst, in welchen mehrere Jets erzeugt werden. Die Einteilung in verschiedene  $p_T$ -Bereiche ( $p_T$  ist die transversale Komponente des Impulses) geschieht anhand dem Wert von  $\hat{p}_T$ , welches der Transversalimpuls des höchstenergetischen Teilchen aus der Parton-Parton Wechselwirkung ist.

## 3.2 Skalierung des W-Tails

Der  $W \rightarrow e + \nu$  Untergrund ist der wichtigste Untergrund für diese Analyse (siehe 4.1). Da der offizielle Datensatz nicht genügend Statistik hat, um ausreichend Einträge bei hohen  $E_T$  zu haben, wird ein speziell für hohe  $E_T$  produzierter Datensatz benötigt. Dieser wird als High- $p_T$ -Tail bezeichnet. Da es keinen offiziell produzierten High- $p_T$ -Tail gibt, stammt der in dieser Arbeit verwendete aus einer privaten Produktion (Produktion K. Hoepfner [21], Skimmen C. Magass [17]). Für diesen ist die genaue Bestimmung des Wirkungsquerschnittes  $\sigma$  und des Auswahlfaktors  $\epsilon$  sehr mühsam. Er wird daher nicht wie die anderen Datensätze mithilfe von  $\sigma$  und  $\epsilon$  skaliert. Auch muss darauf geachtet werden, dass es zwischen dem offiziellen  $W \rightarrow e + \nu$  Datensatz und dem High- $p_T$ -Tail keine Überschneidungen gibt. Im Idealfall müsste das Zusammenfügen der beiden Datensätze auf Generatorebene (also vor der Detektorsimulation) stattfinden. Zunächst einmal muss

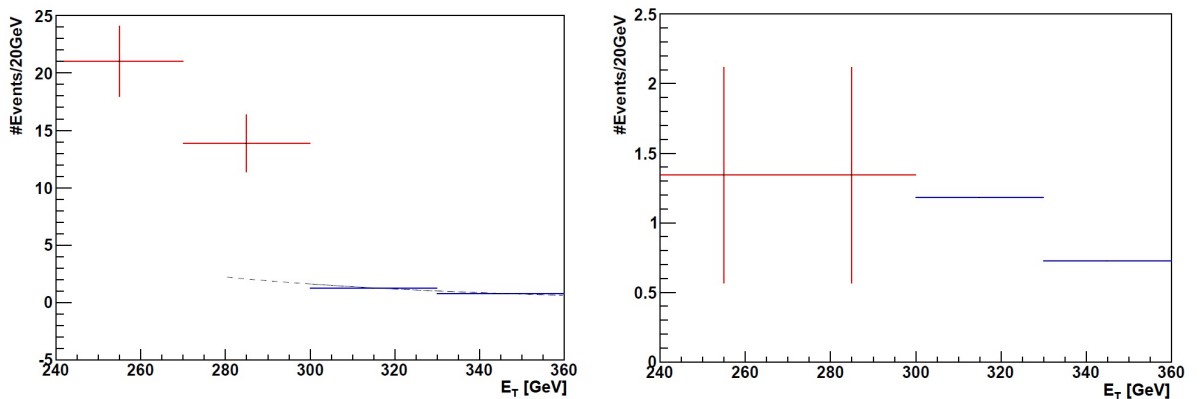
Sample	$\sigma[\text{pb}^{-1}]$	$N_{\text{MC}}$	$\epsilon$	w
QCD(15 GeV $>$ $\hat{p}_T >$ 30 GeV)	$8.762 \cdot 10^8$	8340	0.00135	1418.3094
QCD(30 GeV $>$ $\hat{p}_T >$ 80 GeV)	$6.041 \cdot 10^7$	166916	0.0389	140.78632
QCD(80 GeV $>$ $\hat{p}_T >$ 170 GeV)	$9.238 \cdot 10^5$	411823	0.2261	5.0718678
QCD(170 GeV $>$ $\hat{p}_T >$ 300 GeV)	$2.547 \cdot 10^4$	1108832	0.3496	0.0803035
QCD(300 GeV $>$ $\hat{p}_T >$ 470 GeV)	$1.256 \cdot 10^3$	998407	0.4378	0.0050754
QCD(470 GeV $>$ $\hat{p}_T >$ 800 GeV)	$8.798 \cdot 10^1$	649058	0.5312	0.0007201
QCD(800 GeV $>$ $\hat{p}_T >$ 1400 GeV)	2186	1289045	0.5908	0.0000100
Z $\rightarrow$ e + e	1300	1406846	0.5715	0.0052810
W + W	28	37274	0.3031	0.0027687
W $\rightarrow$ $\tau + \nu$	7899	183444	0.839	0.3612689
W $\rightarrow$ e + $\nu$	7899	1697400	0.6333	0.0947242
W $\rightarrow$ e + $\nu$ ( $p_T >$ 200 GeV)	–	1076923	–	0.0000065
t + $\bar{t}$	94.3	327060	0.5175	0.0014921
W'M = 800 GeV	1.838	16907	1	0.0010870
W'M = 1000 GeV	0.640	10360	1	0.0006178
W'M = 1100 GeV	0.397	15873	1	0.0002501
W'M = 1200 GeV	0.257	10440	1	0.0002461
W'M = 1300 GeV	0.167	10382	1	0.0001605
W'M = 1400 GeV	0.106	10403	1	0.0001019
W'M = 1500 GeV	0.077	14883	1	0.0000517
W'M = 2000 GeV	0.012	11586	1	0.0000099

**Tabelle 3.1:** Übersicht über die verwendeten Datensätze (Skalierungsfaktor für  $L_{\text{int}} = 50 \text{ pb}^{-1}$ ;  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ ).

ein  $E_T$  gewählt werden, bei dem die beiden Datensätze zusammengefügt werden sollen. Dann müssten auf Generatorniveau aus dem offiziellen Datensatz alle Ereignisse ausgewählt werden, in welchen das Elektron aus dem W-Zerfall ein  $E_T$  kleiner als die gewählte Grenze hat. Für den High- $p_T$ -Tail würden dann analog nur die Ereignisse ausgewählt werden, in denen das  $E_T$  größer als die gewählte Grenze ist. Der Skalierungsfaktor für den High- $p_T$ -Tail müsste dann so gewählt werden, dass die  $E_T$ -Verteilungen stetig ineinander übergehen. Auf diese Weise wäre sichergestellt, dass sich die Datensätze nicht überschneiden und die Skalierung richtig ist. Da die Generatorinformation in den vorliegenden Root-Trees nicht gespeichert ist, muss hier anders verfahren werden. Hier wird für die W  $\rightarrow$  e +  $\nu$  Datensätze zunächst eine Vorauswahl durchgeführt, in der die gut rekonstruierten Elektronen ausgewählt werden. Auf Basis der  $E_T$ -Verteilung nach der Vorauswahl werden die Datensätze bei  $E_T = 300 \text{ GeV}$  zusammengefügt. Dabei wird jeweils das höchstenergetischste Elektron für die Trennung benutzt. Als Vorselektion wird die HEEP-Selektion (siehe 4.2) verwendet. Dieser zusammengefügte Datensatz kann nun

wie alle anderen behandelt werden.

Bei der Wahl des Skalierungsfaktors tritt ein Problem auf. Die beiden Teildatensätze reagieren unterschiedlich stark auf die kinematische Selektion (siehe 4.3). Dadurch ist es nicht möglich, einen Skalierungsfaktor zu wählen, mit dem der  $W \rightarrow e + \nu$  Datensatz sowohl vor als auch nach der kinematischen Selektion stetig ist. Bei gleicher Produktion und korrektem Aneinanderfügen der Datensätze auf Generatorniveau müsste dies möglich sein. Die Gründe für dieses Problem sind vermutlich zum einen, dass das Aneinanderfügen der Datensätze nicht auf Generatorniveau durchgeführt werden konnte, und zum anderen, dass die Datensätze eventuell unterschiedlich produziert wurden. Der Skalierungsfaktor wird hier so gewählt, dass die  $W \rightarrow e + \nu$  Verteilung nach der kinematischen Selektion stetig ist und vorher möglichst gut im Rahmen der Fehler zueinander passt. Die Schnittstelle vor und nach der kinematischen Selektion ist in Abb.3.1 abgebildet. Der Abstand zwischen dem letzten Bin aus dem offiziellen  $W \rightarrow e + \nu$  Datensatz und dem nach dem High- $p_T$ -Tail erwarteten Wert vor der kinematischen Selektion beträgt ungefähr  $4.5 \sigma$ . Dies ist sicherlich nicht optimal, aber im Rahmen dieser Arbeit anders zu lösen.



**Abbildung 3.1:** Schnittstelle der  $W \rightarrow e + \nu$  Datensätze vor (l.) und nach (r.) der kinematischen Selektion.

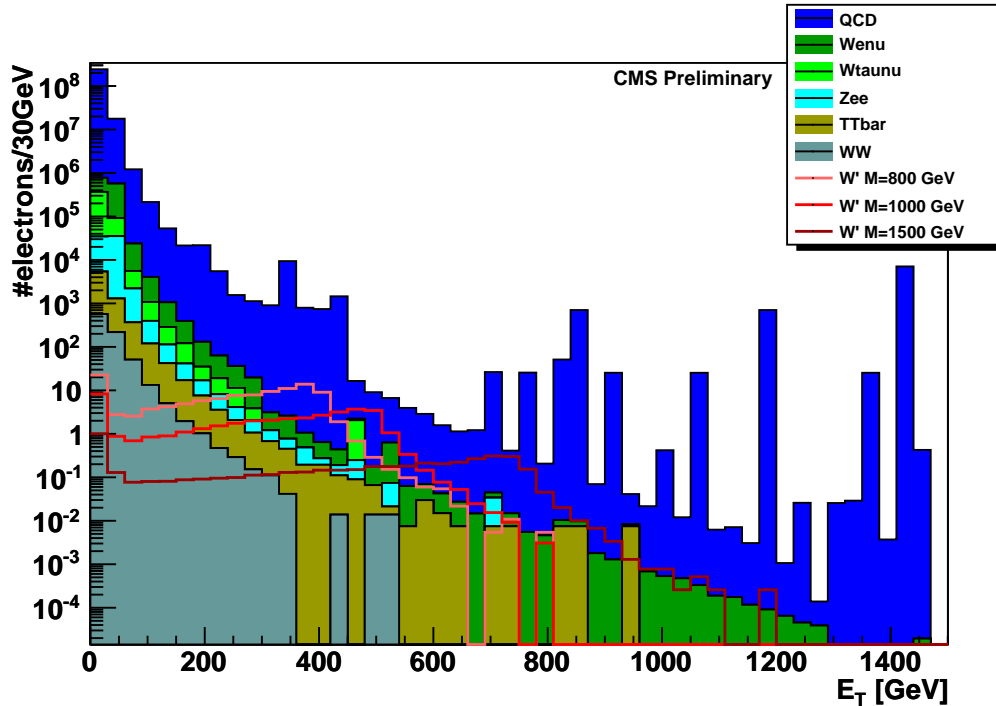
## 4 Selektion

Um Signalereignisse von Untergrundereignissen trennen zu können, werden Selektionskriterien benötigt. Da das  $W'$  sehr kurzlebig ist, kann es nicht direkt, sondern nur über seine Zerfallsprodukte detektiert werden. Die Selektionskriterien müssen demnach an die Eigenschaften des betrachteten Zerfallskanals ( $W' \rightarrow e + \nu$ ) angepasst werden. Auf diesen wird in 4.1 genauer eingegangen. Der  $W'$ -Zerfall ist aus in 4.1 beschriebenen Gründen nur in der transversalen Ebene (siehe 2.2.1) vollständig rekonstruierbar. Es wird im Folgenden die Verteilung der transversalen Energiekomponente  $E_T$  der Elektronen aus den Ereignissen untersucht. Die Bin-Einträge der Untergründe werden in den  $E_T$ -Histogrammen übereinander gestapelt, während das Signal vor die Untergründe gezeichnet wird. Die Verteilung vor der Selektion ist in Abb.4.1 zu sehen. Zunächst werden die Ereignisse ausgewählt, bei denen ein bestimmter Elektronentrigger gefeuert hat. Der Trigger trägt den Namen „HLT ELE15“ und soll feuern, wenn mindestens ein Elektron mit  $E_T \geq 15$  GeV vorhanden ist. Die  $E_T$ -Verteilung aller Elektronen, welche aus den ausgewählten Ereignissen stammen, sind in Abb.4.5 zu sehen. Dann werden einige Auswahlkriterien angewendet, welche zu Selektion hochenergetischer Elektronen dienen (siehe 4.2). Anschließend werden unter anderem noch die in 4.1 beschriebenen spezifischen kinematischen Selektionskriterien angewandt. Die Anwendung dieser Kriterien und das Endergebnis sind in 4.3 beschrieben.

### 4.1 Signatur des Signals und Wahl der Untergründe

Der in dieser Analyse untersuchte Zerfallskanal ist der Zerfall in ein Elektron und ein Antielektronenneutrino, beziehungsweise ein Positron und ein Elektronenneutrino. Im Folgenden wird vereinfachend immer von Elektron und Neutrino die Rede sein. Der die Reaktion beschreibende Feynmangraph in niedrigster Ordnung ist in Abb.4.2 zu sehen.

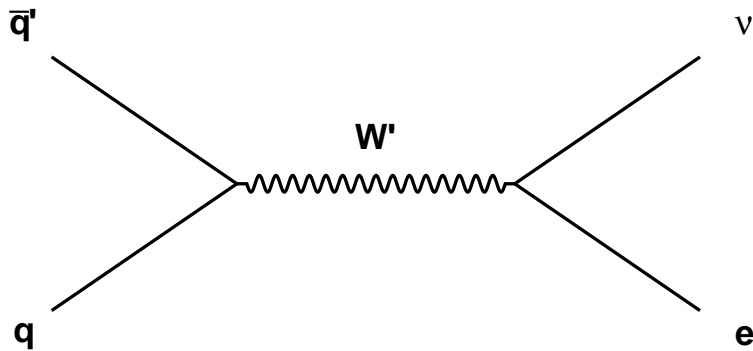
Für einen Zerfall sind natürlich die Zerfallsprodukte charakteristisch, in diesem Fall also ein hochenergetisches Elektron und ein Neutrino, welches nur über fehlende transversale Energie (MET) detektierbar ist. Da das Neutrino nur in der transversalen Ebene (über MET) rekonstruierbar ist, gilt dies auch für das  $W'$ . Aus diesem Grund wird in dieser Analyse nur die transversale Komponente der Elektronenenergie betrachtet.



**Abbildung 4.1:** Verteilung der transversalen Energie  $E_T$  vor der Elektronen-Selektion. Die Spitzen des QCD-Untergrund im hohen  $E_T$  Bereich stammen von den Datensätzen für den niedrigen  $\hat{p}_T$ -Bereich, welche einen hohen Skalierungsfaktor haben. So wird zum Beispiel ein seltenes Ereignis aus dem QCD-Datensatz mit  $15 > \hat{p}_T > 30$ , bei dem ein Elektron mit  $E_T = 1400$  GeV rekonstruiert wird, durch den Skalierungsfaktor sehr stark gewichtet.

Im Ruhesystem des  $W'$  erhalten Elektron und Neutrino einen entgegengesetzt gleich großen Impuls (Zweikörperzerfall). Da das  $W'$  sehr viel schwerer als das Elektron und das Neutrino ist, sind auch die Energien der beiden Zerfallsprodukte ungefähr gleich groß. Das Ruhesystem des  $W'$  ist aber im Allgemeinen nicht gleich dem Schwerpunktsystem im Detektor. Wenn die das  $W'$  erzeugenden Quarks einen unterschiedlich großen Impulsanteil des jeweiligen Protons tragen, dann ist das  $W'$  entlang der  $z$ -Achse geboostet. Dieser Boost hat allerdings keinen Einfluss auf die transversalen Energiekomponenten von Elektron und Neutrino. Wenn die wechselwirkenden Quarks vor der Erzeugung des  $W'$  Photonen oder Gluonen abstrahlen, wird dies als Initial-State-Radiation bezeichnet. Durch Initial-State-Radiation und einen kleinen Transversalimpuls der Quarks im Proton kann das  $W'$  auch einen Impuls in der Transversalebene haben. Dieser ist aber deutlich geringer als der Boost entlang der  $z$ -Achse und der Masse des  $W'$ . Aus diesen Eigenschaften ergeben sich zwei Selektionskriterien. Zum einen das Verhältnis von  $E_T$  und MET. Dieses sollte ungefähr eins sein. Zum anderen der Winkel  $\Delta\phi$  zwischen



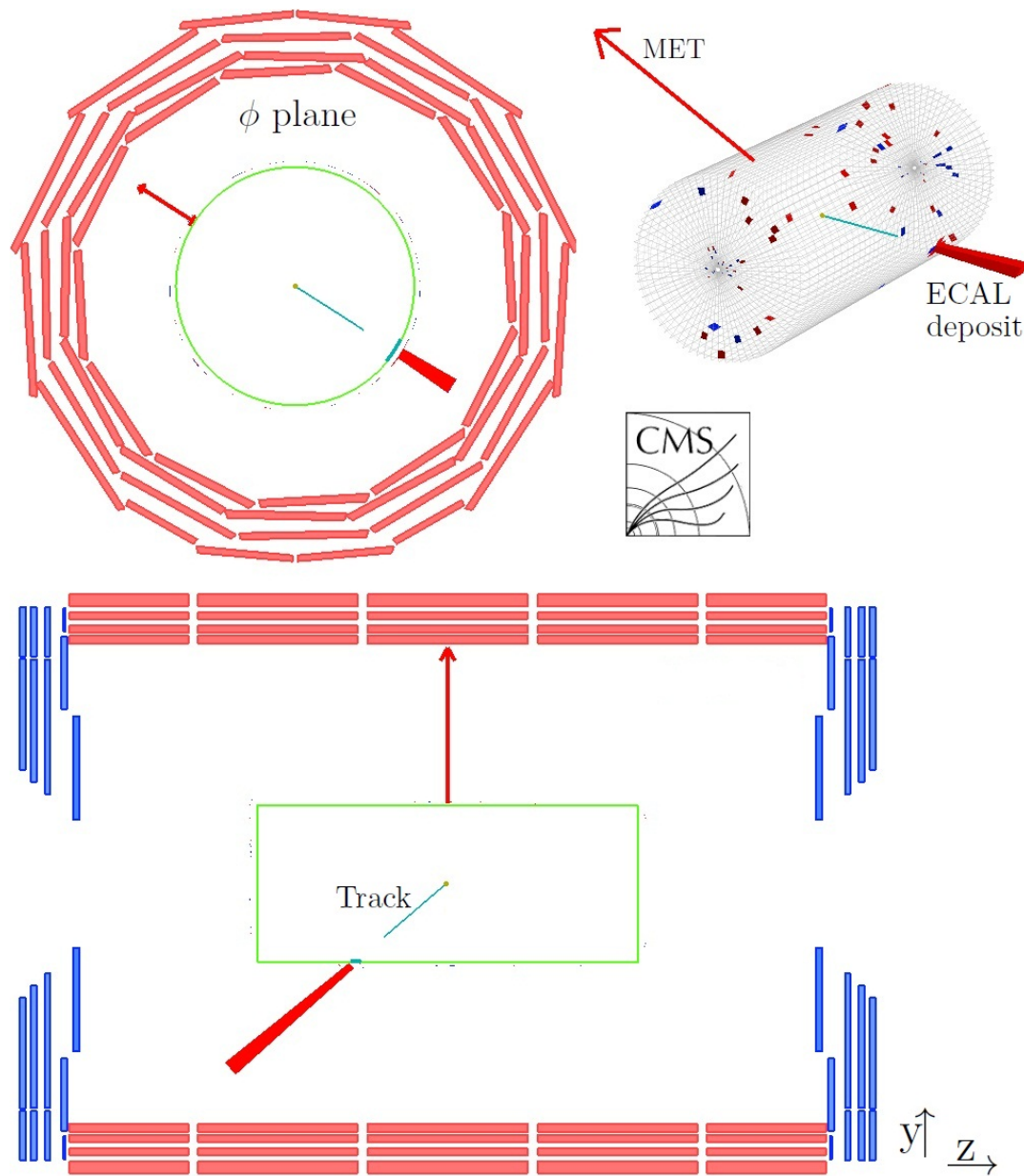


**Abbildung 4.2:** Feynmangraph in niedrigster Ordnung für die Produktion und den Zerfall des  $W'$ -Bosons am LHC.

dem Elektron und dem Neutrino in der transversalen Ebene. Letzterer sollte ungefähr  $\pi$  betragen.

In Abb.4.3 sieht man die graphische Darstellung eines möglichen  $W'$ -Ereignis. Diese wurde mit Fireworks Event Display [22] erstellt.

Die Auswahl der Untergründe geschieht hauptsächlich anhand der Signatur des Signals. Grundsätzlich sind erst einmal alle Untergründe potentiell gefährlich, in denen der Zerfall eines  $W$ -Bosons in ein Elektron und ein Neutrino vorkommt. Der  $W \rightarrow e + \nu$  ist also offensichtlich der wichtigste Untergrund, da die Zerfallsprodukte und die Zerfallskinetik mit denen des  $W'$  übereinstimmen. Bei den  $W \rightarrow \tau + \nu$  und  $t + \bar{t}$  Untergründen können das  $\tau$ , das  $t$  und  $\bar{t}$  durch Abstrahlen eines  $W$ -Bosons weiter zerfallen. Das  $W$ -Boson kann dann wieder in ein Elektron und ein Neutrino zerfallen. Der Zerfall des  $Z$ -Bosons in zwei Elektronen könnte wie ein  $W'$ -Zerfall aussehen, wenn eines der Elektronen nicht rekonstruiert wird. Dieses Ereignis wäre dann ein Zweikörperzerfall mit einem hochenergetischen Elektron und fehlender transversaler Energie. QCD-Ereignisse sind die am häufigsten vorkommenden Reaktionen am LHC. Eine brauchbare Zusammenstellung von Selektionskriterien muss auf jeden Fall in der Lage sein, den QCD-Untergrund herauszufiltern. Aus diesem Grund wird der QCD-Untergrund hier mitbetrachtet, auch wenn die Signatur in der Regel vom  $W' \rightarrow e + \nu$  verschieden ist. Bei QCD-Ereignissen können Elektronen innerhalb von Jets entstehen. Außerdem können Jets fälschlicherweise als Elektron rekonstruiert werden, da sie auch Spuren im ECAL hinterlassen.



**Abbildung 4.3:**  $W'$ -Beispierevent aus Fireworks Event Display (abgebildet sind: Myonenkammer Zentralbereich (rot), Myonenkammer Vorwärtsbereich (blau) und ECAL (grün) (nicht maßstabsgetreu)).

## 4.2 HEEP-Selektion

Als HEEP-Selektion wird hier ein Set aus Auswahlkriterien bezeichnet, welches speziell auf die Selektion von hochenergetischen Elektronen zugeschnitten ist. Dieses wurde von der High-Energy-Electron-Pairs (HEEP) Gruppe [23] erarbeitet. Die Auswahlkriterien sind in Tab.4.1 zusammengefasst und in Tab.4.2 kurz erläutert. Bei manchen Kriterien wird in  $\eta$  unterschieden.

Official HEEP Selection v3.0 (Current Version)		
Variable	Barrel	Endcap
$E_T$	$> 25 \text{ GeV}$	$> 25 \text{ GeV}$
$ \eta_{sc} $	$< 1.442$	$1.560 <  \eta_{sc}  < 2.5$
isEcalDriven	=1	=1
$ \Delta\eta_{in} $	$< 0.005$	$< 0.007$
$ \Delta\phi_{in} $	$< 0.09$	$< 0.09$
H/E	$< 0.05$	$< 0.05$
$\sigma_{in\eta}$	n/a	$< 0.03$
$E^{2x5}/E^{5x5}$	$> 0.94 \text{ OR } E^{1x5}/E^{5x5} > 0.83$	n/a
EM + Had Depth 1 Isolation	$< 2 + 0.03 * E_t$	$< 2.5 \text{ for } E_t < 50 \text{ else}$ $< 2.5 + 0.03 * (E_t - 50)$
Had Depth 2 Isolation	n/a	$< 0.5$
Track Isol: Trk Pt	$< 7.5$	$< 15$

**Tabelle 4.1:** Offizielle HEEP-Selektionskriterien v3.0 [23].

$E_T$	transversale Komponente der Energie
$ \eta_{sc} $	Pseudorapidität des Superclusters des Elektrons
IsEcalDriven	Rekonstruktion ECAL basiert (statt Tracker basiert)
$ \Delta\eta_{in} $ ( $ \Delta\phi_{in} $ )	Differenz zwischen $\eta_{sc}$ ( $\phi_{sc}$ ) und $\eta$ ( $\phi$ ) der im Tracker rekonstruierten Spur auf Höhe des ECAL
H/E	Verhältnis von im HCAL (in Kegel mit Radius 0.15 um die Elektronposition im ECAL) deponierter Energie zur Energie des Superclusters (ECAL)
$\sigma_{in\eta}$	Maß für die Streuung des Superclusters in $\eta$
$E^{ix5}/E^{5x5}$ ( $i \in \{1, 2\}$ )	Verhältnis von in ix5 zu in 5x5 ECAL-Kristallen deponierter Energie (berücksichtigt die Form des Schauers im ECAL)
ECAL + Had Depth1 Isolation	Maß für Isolation des Schauers im ECAL und im HCAL (Depth1 = nur bestimmte HCAL-Tower werden berücksichtigt)
Had Depth2 Isolation	wie Had Depth 1 Isolation (Depth2 = alle HCAL-Tower die nicht in Depth1)
Track Pt Isolation	Summe aller $p_T$ , deren Spur im Tracker innerhalb eines Kegels mit Radius 0.3 aber außerhalb eines Kegels mit Radius 0.04 um die Elektronspur liegen

Tabelle 4.2: Erklärung HEEP-Selektionsvariablen.

Es wird für alle Elektronen überprüft, ob die Kriterien erfüllt sind. Für die Untergründe und ein  $W'$  der Masse  $m_{W'} = 1000$  GeV sind die Anzahl Elektronen nach jedem Selektionsschritt in Abb.4.4 gezeigt. Die Effizienzen der Selektionsschritte sind in Tab.4.3 zusammengefasst. Dabei bezieht sich jede Effizienz auf die Anzahl Elektronen nach dem vorangehenden Schritt. Alle nicht explizit aufgeführten Kriterien sind in eleId zusammengefasst. Eine Tabelle mit allen Effizienzen und Anzahlen befindet sich im Anhang (Tab.A.1).

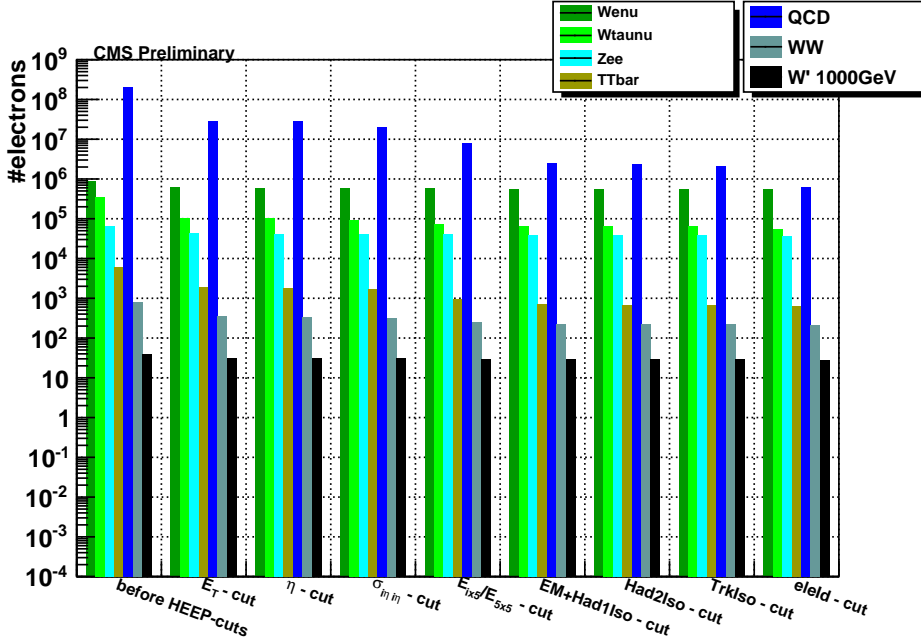


Abbildung 4.4: Anzahl Elektronen nach einzelnen HEEP-Selektionsschritten.

sample	no sel.	$E_T$	$ \eta $	$\sigma_{1\eta_1}$	$E_{ix5}/E_{5x5}$	$EmHad1$	$Had2$	$TrkIso$	$eleId$
$W \rightarrow e + \nu$	100.0	69.7	96.6	99.2	98.5	97.9	99.7	99.9	95.5
$W \rightarrow \tau + \nu$	100.0	30.2	97.1	90.1	80.7	89.4	98.5	99.2	83.6
$Z \rightarrow e + e$	100.0	65.9	96.4	99.3	98.6	97.8	99.7	99.9	95.6
$t + \bar{t}$	100.0	31.2	98.0	93.3	57.6	70.9	99.4	98.9	94.0
QCD	100.0	14.6	96.9	71.3	40.5	31.4	90.0	92.1	30.0
W+W	100.0	44.2	97.2	93.2	80.1	88.4	99.4	99.4	93.6
$W'$ (M=1000GeV)	100.0	80.3	97.7	99.5	96.9	96.7	100.0	99.5	97.5

Tabelle 4.3: Effizienzen der HEEP Selektionsschritte in Prozent bezogen auf den vorherigen Selektionsschritt.

Die HEEP-Selektion reduziert vor allem die QCD-Untergründe. So wird die Anzahl Elektronen aus QCD Ereignissen um mehrere Größenordnungen von ungefähr  $2 \cdot 10^8$  auf ungefähr  $6 \cdot 10^5$  reduziert. Am wirkungsvollsten ist hier die Selektion anhand von

Isolationsvariablen (zum Beispiel  $\text{EmHad1}$  (Effizienz 31.4%)) und der  $E_T$  Untergrenze (Effizienz 14.6%), da bei QCD-Ereignissen die Elektronen oft niederenergetisch sind und nicht isoliert (sondern innerhalb von Jets) vorkommen. Bei  $t + \bar{t}$ -Ereignissen, bei denen auch Jets entstehen, sind die gleichen Kriterien am wirkungsvollsten. Die restlichen Untergründe werden hauptsächlich durch die  $E_T$ -Untergrenze reduziert. Der  $W \rightarrow e + \nu$  und der  $Z \rightarrow e + e$  Untergrund werden durch die restlichen Kriterien nur um 0.1% bis 3.6% pro Selektionskriterium reduziert. Auch der  $W+W$  und der  $W \rightarrow \tau + \nu$  Untergrund werden durch diese Kriterien weniger stark reduziert als QCD und  $t + \bar{t}$ . Die Effizienzen der einzelnen Selektionschritte liegen hier zwischen 80.1% und 99.4%. Da die HEEP-Kriterien zur Selektion isolierter hochenergetischer Elektronen dienen und diese in den vier zuletzt genannten Untergründen vorhanden sind, entspricht dies der Erwartung. Die Anzahl Elektronen aus Signal-Ereignissen wird hauptsächlich durch die  $E_T$ -Untergrenze reduziert (Effizienz bei  $m_{W'} = 1000$  GeV: 80.3%). Ein Großteil dieser Elektronen stammen aus Ereignissen, in denen neben dem hochenergetischen Elektron aus dem  $W'$ -Zerfall noch weitere niederenergetische Elektronen vorkommen. Diese niederenergetischen Elektronen zeigen sich in dem ersten Bin der  $E_T$ -Verteilung in Abb.4.1. Die Anzahl an Einträgen von Elektronen aus Signalereignissen ist höher als es der Verlauf der Signalverteilung bei höheren  $E_T$  erwarten lassen würde. Die Verteilung vor und nach der HEEP-Selektion ist in Abb.4.5 gezeigt. Das Verhältnis von Signal zu Untergrund hat sich sichtbar verbessert. Für die Verteilungen nach den einzelnen Selektionschritten wird auf den Anhang verwiesen (Abb.A.1 und Abb.A.2).

### 4.3 Kinematische Selektion

Bisher wurden alle vorhandenen Elektronen untersucht. Da im  $W'$ -Zerfall genau ein hochenergetisches Elektron vorkommt, sind auch nur Ereignisse mit genau einem hochenergetischen Elektron interessant. Es werden alle Ereignisse ausgewählt, die genau ein Elektron enthalten, welches alle HEEP-Kriterien erfüllt. Dadurch soll vor allem der  $Z \rightarrow e + e$ -Untergrund, in dem zwei hochenergetische Elektronen vorkommen, unterdrückt werden. Nun werden nur noch die Werte des HEEP-Elektrons in die Verteilungen eingetragen. Die  $E_T$ -Verteilung nach diesem Selektionsschritt ist in Abb.4.6 zu sehen. Für die kinematischen Selektionskriterien wird auf die fehlende transversale Energie zugegriffen. Das Neutrino im  $W' \rightarrow e + \nu$ , beziehungsweise im  $W \rightarrow e + \nu$  Zerfall, hat ungefähr die gleiche transversale Energie wie das Elektron. Im Idealfall sollte die MET-Verteilung für das  $W'$  und den  $W \rightarrow e + \nu$  Datensatz der  $E_T$ -Verteilung entsprechen. In den  $t + \bar{t}$ ,  $W+W$  und  $W \rightarrow \tau + \nu$  Ereignissen können mehrere Neutrinos vorkommen. Die MET-Verteilung muss in diesen Fällen also nicht der  $E_T$ -Verteilung entsprechen. In Abb.4.6 ist die MET-Verteilung abgebildet. Ihr Verlauf entspricht der Erwartung.

Als Nächstes werden die beiden kinematischen Selektionskriterien, die in 4.1 beschrie-

ben wurden, angewendet. Die  $E_T/\text{MET}$  und die  $\Delta\phi(E_T, \text{MET})$  Verteilung, auf deren Basis die Ereignisse ausgewählt werden, sind in Abb.4.7 gezeigt. In Abb.4.7 sind auch die Selektionsgrenzen eingetragen. Diese werden hier nicht weiter untersucht, sondern aus einer für eine andere Schwerpunktsenergie durchgeführte Analyse und Optimierung (siehe [7]) übernommen.

Die  $E_T$ -Verteilung nach der Selektion ist in Abb.4.8 zu sehen. In Tab.4.4 sind die Effizienzen und die Ereigniszahlen nach den einzelnen Selektionsschritten enthalten. Als Anzahl Ereignisse nach der HEEP-Selektion werden alle Ereignisse gezählt, die mindestens ein HEEP-Elektron enthalten. Durch die kinematische Selektion wird noch einmal viel Untergrund entfernt. Am stärksten wirkt sich diese auf QCD (Effizienz 7.5%),  $t + \bar{t}$  (Effizienz 10.9%) und  $Z \rightarrow e + e$  (Effizienz 4.6%) aus. Der  $W \rightarrow e + \nu$  Untergrund wird durch die kinematische Selektion sehr viel weniger reduziert (Effizienz 81.5%). Dies liegt daran, dass der  $W \rightarrow e + \nu$ -Zerfall die selbe Zerfallskinetik wie das  $W'$  hat. Die  $W'$  Datensätze werden durch die kinematische Selektion um höchstens 2% verringert.

Insgesamt zeigt sich, dass die Zusammenstellung von Selektionskriterien für Analysen dieser Art gut funktioniert. Der QCD, der  $Z \rightarrow e + e$  und der  $t + \bar{t}$  Untergrund werden sehr stark verringert (Gesamteffizienzen: QCD:  $<0.01\%$ ,  $Z \rightarrow e + e$ : 1.8%,  $t + \bar{t}$ : 2.7%). Der  $W+W$  und der  $W \rightarrow \tau + \nu$  Untergrund werden bis auf ungefähr 10% entfernt. Alle Untergründe mit Ausnahme des  $W \rightarrow e + \nu$  Untergrundes sind fast ausschließlich im Bereich niedriger  $E_T$  vorhanden (0.2 Ereignisse mit  $E_T > 200$  GeV (ohne  $W \rightarrow e + \nu$ )). Der einzig verbleibende Untergrund im Bereich hoher  $E_T$  ist  $W \rightarrow e + \nu$ . Dieser ist durch die hier gewählten Kriterien kaum vom Signal zu unterscheiden, weil das  $W$ -Boson genau wie das  $W'$  zerfallen kann. Insgesamt wird dieser Untergrund um 45.1% verringert. Von den Signal-Datensätzen bleiben ungefähr 85% übrig. Die meisten der nicht akzeptierten Signal-Ereignisse werden in der HEEP-Selektion entfernt.

Da der Großteil der Untergründe bei niedrigen  $E_T$ , der Hauptteil der Signale aber bei hohen  $E_T$  liegt (bei  $m_{W'} = 1000$  GeV: 23.8 von 27.0 Ereignissen mit  $E_T > 200$  GeV), bietet es sich an, die Verteilungen erst ab einem bestimmten  $E_T$ -Wert zu betrachten. Die  $E_T$ -Verteilung des  $W'$  hat ein Maximum bei  $m_{W'}/2$ . Je größer  $m_{W'}$  desto niedriger ist die  $E_T$ -Verteilung bei geringen  $E_T$  und desto weiter reicht die Verteilung in den Bereich hoher  $E_T$ . Die Grenze, ab der die  $E_T$ -Verteilung betrachtet wird, sollte also für die verschiedenen  $m_{W'}$  unterschiedlich gewählt werden. Das Ziel ist natürlich möglichst wenig Signal und möglichst viel Untergrund wegzuschneiden. In Tab.4.4 ist die Anzahl Signalereignisse und die Anzahl der Untergrundereignisse ab einer  $m_{W'}$ -spezifischen  $E_T$ -Grenze angegeben. Die Grenzen sind abgeschätzt und nicht optimiert. Es wurde versucht, ungefähr den  $E_T$ -Wert zu wählen, ab dem die Signal-Kurve zum ersten Mal höher als die gestapelten Untergründe ist.

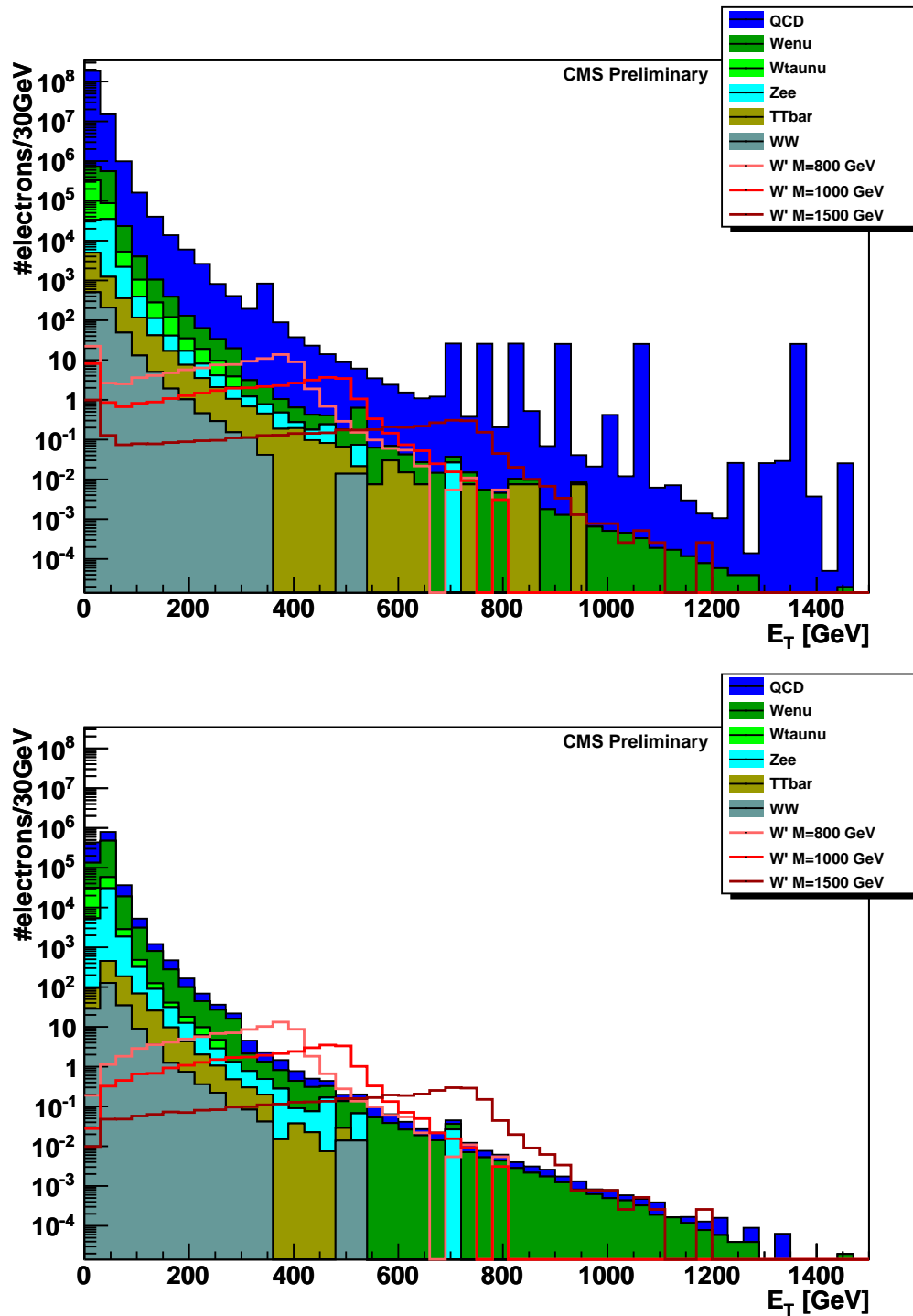


Abbildung 4.5: Verteilung der transversalen Energie  $E_T$  der Elektronen vor (oben) und nach (unten) der HEEP-Selektion.



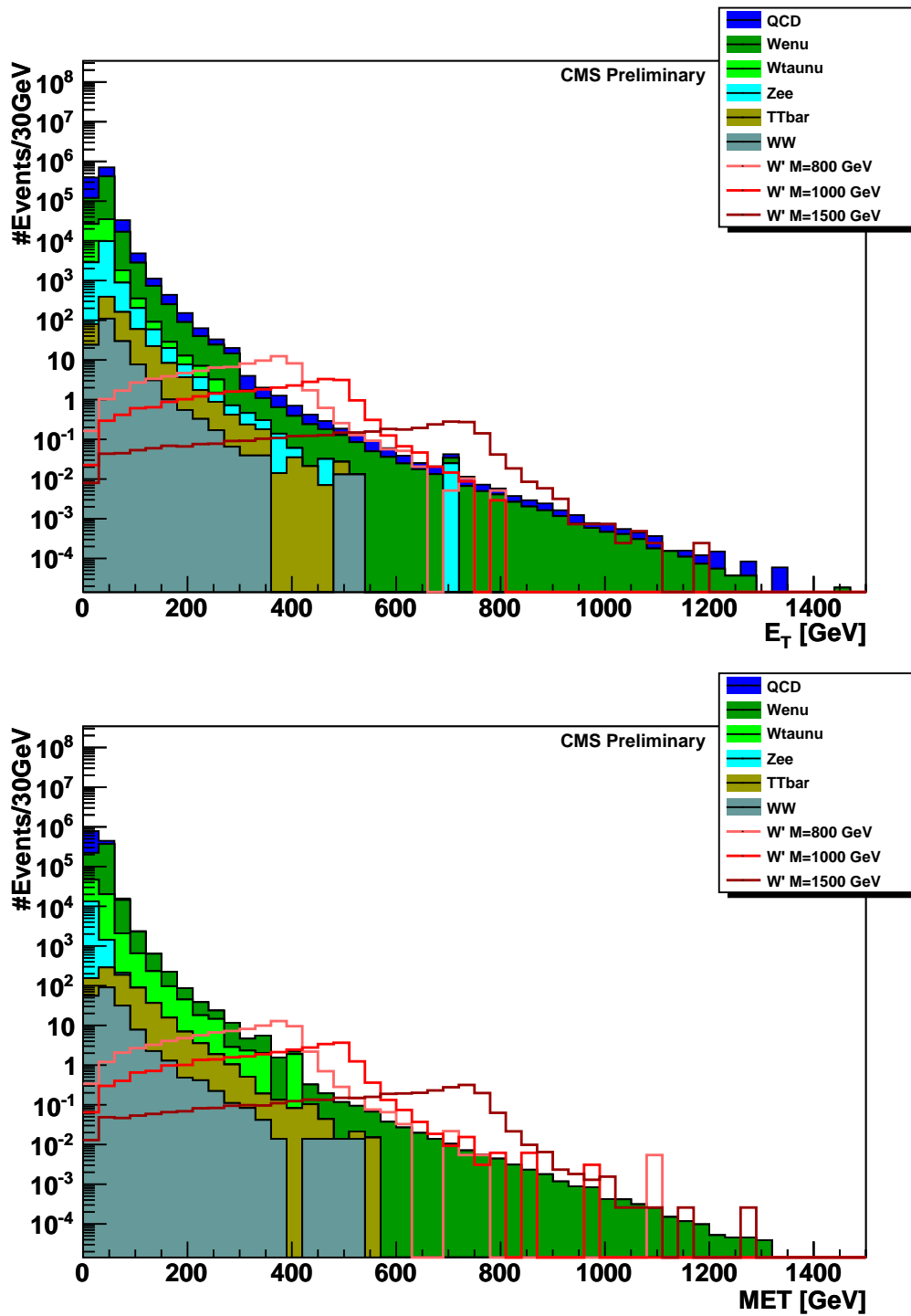
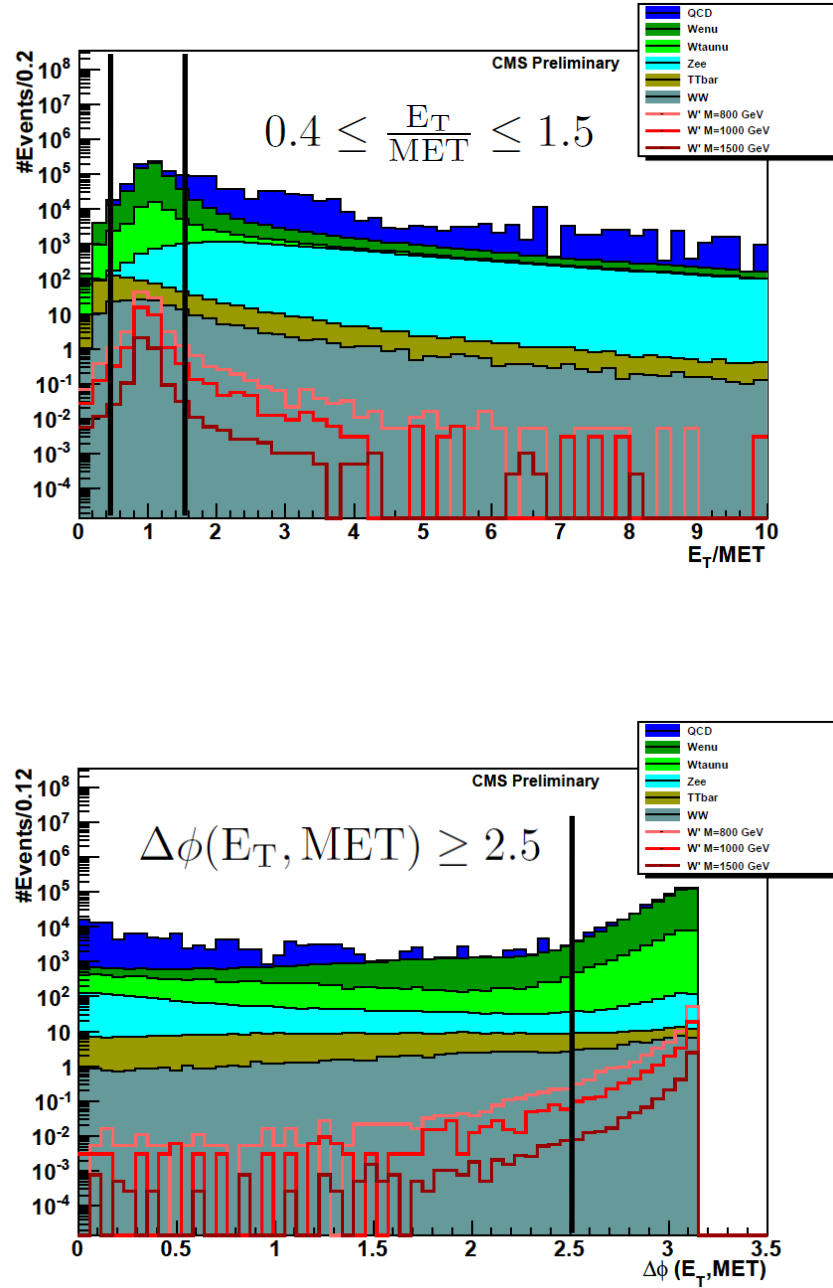


Abbildung 4.6: Verteilung der transversalen Energie  $E_T$  der HEEP-Elektronen (oben) und der fehlenden transversalen Energie MET (unten) vor der kinematischen Selektion.



**Abbildung 4.7:** Verhältnis von transversaler Energie  $E_T$  zu fehlender transversaler Energie MET (oben) und Differenz in  $\phi$  zwischen  $E_T$  und MET (unten). Für beide Verteilungen sind die verwendeten Selektionsgrenzen angegeben.

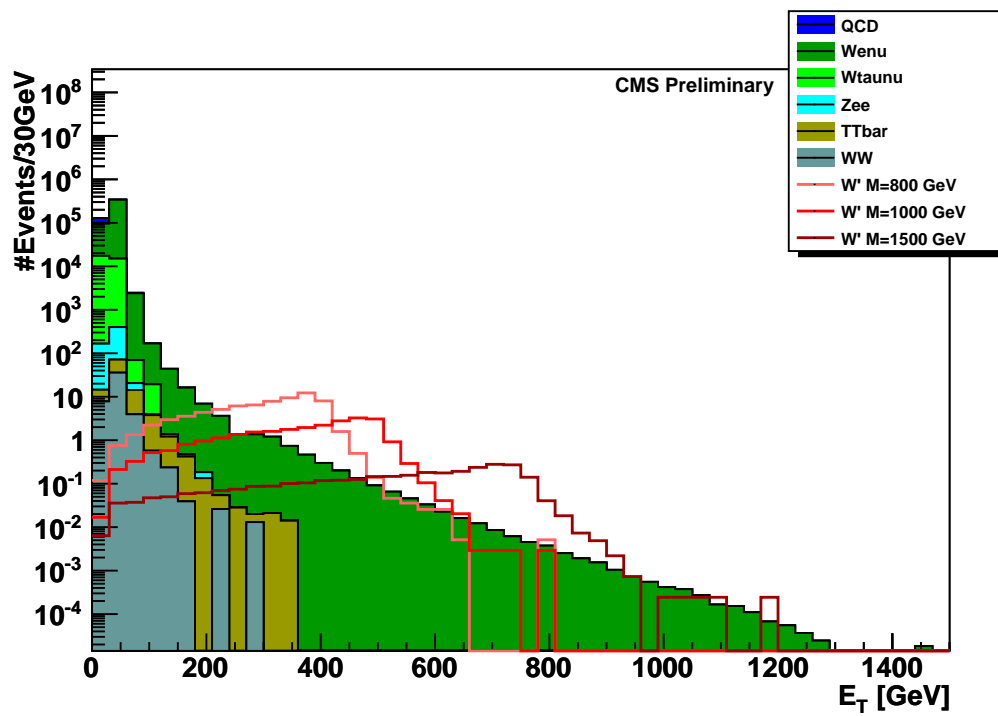


Abbildung 4.8: Verteilung der transversalen Energie  $E_T$  der HEEP-Elektronen nach der Selektion.

	no selection	HLT Ele 15	HEEP	1HEEP ele	$E_T$ /MET	$\Delta(E_T, MET)$	overall efficiency					
$W \rightarrow e + \nu$	803921	782247	97.3	541446	69.2	541401	100.0	473330	87.4	441453	93.3	54.9
$W \rightarrow \tau + \nu$	331363	296808	89.6	54673	18.4	54669	100.0	43130	78.9	34944	81.0	10.5
$Z \rightarrow e + e$	37148	36427	98.1	25764	70.7	14270	55.4	2687	18.8	660	24.5	1.8
$t + \bar{t}$	2440	2257	92.5	619	27.4	595	96.2	356	59.7	65	18.2	2.7
QCD	187557472	142028192	75.7	638817	0.4	638817	100.0	157053	24.6	47999	30.6	$\approx 0$
$W+W$	516	469	90.8	198	42.2	190	96.1	121	63.4	53	44.1	10.3

sample $m_{W'}$	no selection	HLT Ele 15	HEEP	1HEEP ele	$E_T$ /MET	$\Delta\phi(E_T, MET)$	overall efficiency						
800GeV	91.9	100.0	90.3	98.2	82.0	90.8	81.9	99.9	79.0	96.4	77.4	98.0	84.2
1000GeV	32.0	100.0	31.4	98.1	28.3	90.1	28.3	100.0	27.5	97.2	27.0	98.4	84.5
1100GeV	19.8	100.0	19.5	98.3	17.7	90.8	17.7	100.0	17.2	97.3	17.0	98.7	85.6
1200GeV	12.8	100.0	12.6	98.4	11.4	90.2	11.4	100.0	11.1	97.7	11.0	98.7	85.4
1300GeV	8.3	100.0	8.2	98.4	7.4	90.6	7.4	100.0	7.3	98.0	7.2	98.7	86.2
1400GeV	5.3	100.0	5.2	98.4	4.7	90.3	4.7	100.0	4.6	97.6	4.5	98.7	85.5
1500GeV	3.9	100.0	3.8	98.2	3.5	90.5	3.5	100.0	3.4	98.2	3.4	98.8	86.2
2000GeV	0.6	100.0	0.6	98.0	0.5	90.1	0.5	100.0	0.5	98.1	0.5	98.6	85.4

$m_{W'}$ [GeV]		800	1000	1100	1200	1300	1400	1500	2000
$x$ [GeV]		150	200	250	300	350	400	450	800
#signal events with $E_T > x$		69.5	23.8	14.2	8.7	5.3	3.2	2.3	0.2
#background events with $E_T > x$		35.1	12.2	5.0	5.6	1.7	0.9	0.5	$\approx 0$

**Tabelle 4.4:** Anzahl Ereignisse und Effizienzen (bezogen auf vorhergehenden Schritt mit Ausnahme der Gesamteffizienz) der einzelnen Selektionschritte für Untergründe (oben) und Signale (Mitte); Anzahl Signal und Untergründeereignisse mit signalspezifischen  $E_T$ -Schnitt (unten); Werte berechnet für  $\sqrt{s} = 7$  TeV,  $L_{int} = 50$  pb $^{-1}$ .

# 5 CLs-Methode und Sensitivität

Um eine Aussage bezüglich der Existenz eines  $W'$  der Masse  $m_{W'}$  treffen zu können, vergleicht man die MC-Simulationen mit den gemessenen Daten. Der Vergleich geschieht mit einer die statistischen Signifikanzen für Ausschluss und Entdeckung ermittelnden Methode. In dieser Analyse wird dafür die  $CL_s$ -Methode (siehe [24]) verwendet. Mit dieser wird auf Basis der MC-Simulationen die notwendige integrierte Luminosität ermittelt, um das  $W'$  der Masse  $m_{W'}$  ausschließen oder entdecken zu können. Dies wird im Folgenden als die Sensitivität der Analyse bezeichnet. Mit Luminosität ist in diesem Kapitel immer die integrierte Luminosität  $L_{\text{int}}$  gemeint.

## 5.1 Die $CL_s$ -Methode

Die  $CL_s$ -Methode ist ein Hypothesentest, anhand derer bei selbstgewählten Grenzen die Existenz des  $W'$ -Signals bestätigt oder ausgeschlossen werden kann. Als Eingabe wird die  $E_T$ -Verteilung von Signal und Untergrund nach der Selektion benötigt. Jedes Bin  $i$  wird zunächst einzeln betrachtet und enthält  $b_i$  Untergrundeignisse und  $s_i$  Signalereignisse. Die Anzahl Einträge im Bin  $i$  ( $n_i$ ) wird als poissonverteiltes Zählexperiment interpretiert. Die Wahrscheinlichkeit für  $n_i$  Einträge im Bin  $i$  folgt demnach folgender Verteilung:

$$P_{\lambda_i}(n_i) = \frac{\lambda_i^{n_i} e^{-\lambda_i}}{n_i!} \quad (5.1)$$

Für den Erwartungswert  $\lambda_i$  werden hier zwei Hypothesen verglichen: Zum einen die sogenannte Null-Hypothese  $H_0$ , die annimmt, dass kein  $W'$  der Masse  $m_{W'}$  existiert und somit auch kein Signal vorliegt. In diesem Fall ist  $\lambda_i = b_i$ . In der zweiten Hypothese wird angenommen, dass es ein  $W'$  bei der betrachteten Masse gibt und das Signal, so wie in der MC-Studie ermittelt, vorliegt. Diese Hypothese wird im folgenden  $H_s$  genannt. Im Falle von  $H_s$  gilt  $\lambda_i = b_i + s_i$ . Um  $H_s$  und  $H_0$  zu vergleichen, wird der Likelihood-Quotient  $Q_i$  gebildet. Dieser berechnet sich wie folgt:

$$Q_i = \frac{P_{s_i+b_i}(n_i)}{P_{b_i}(n_i)} = \frac{(s_i + b_i)^{n_i}}{b_i^{n_i}} e^{-s_i} \quad (5.2)$$

Um alle Bins auf einmal behandeln zu können, wird das Produkt der  $Q_i$  gebildet.

$$Q = \prod_{i=1}^N Q_i \quad (5.3)$$

In der Praxis verwendet man statt  $Q$  in der Regel  $-2\ln Q$ . Dies hat unter anderem den Vorteil, dass das Produkt zu einer Summe wird. Eine kurze Umformung ergibt:

$$-2\ln(Q) = -2 \sum_{i=1}^N (n_i \ln(\frac{b_i + s_i}{b_i}) - s_i) \quad (5.4)$$

Da die  $n_i$  poissonverteilt sind, streuen sie um den Mittelwert  $\lambda_i$ . Daraus folgt, dass auch die Größe  $-2\ln Q$  statistischen Schwankungen unterworfen ist. Selbst unter der Annahme, dass die MC-Verteilung den Detektor und die Natur perfekt simuliert und zum Beispiel die  $H_0$  Hypothese zutrifft, kann der  $-2\ln Q$  Wert der Daten aufgrund statistischer Schwankungen von dem mit  $n_i = b_i$  berechneten Wert abweichen. Aus diesem Grund wird zunächst die  $-2\ln Q$ -Verteilung erstellt, indem mithilfe der Poissonverteilungen für die Bins eine große Anzahl von  $-2\ln Q$ -Werten gewürfelt und dann in ein Histogramm eingetragen wird. Wird dies für beide Hypothesen durchgeführt, ergibt sich je eine Verteilung. Abb.5.1 zeigt ein Beispiel für diese Verteilungen. Der Mittelwert der  $H_0$ -Kurve liegt beim  $-2\ln Q$ -Wert von  $n_i = b_i$ . Der Mittelwert der  $H_s$ -Kurve entsprechend beim  $-2\ln Q$ -Wert von  $n_i = s_i + b_i$ . Die Verteilungen sind normierbar und als Wahrscheinlichkeitsdichte  $P_b(x)$  beziehungsweise  $P_{s+b}(x)$  (mit  $x := -2\ln Q$ ) interpretierbar. Aus der  $E_T$ -Verteilung der gemessenen Daten lässt sich ein  $-2\ln Q$ -Wert berechnen und in das  $-2\ln Q$ -Histogramm eintragen. Dieser wird hier als  $X_0$  bezeichnet.

Im Folgenden werden zwei Größen definiert, aus denen die Signifikanzen berechenbar sind:

$$CL_b = \int_{X_0}^{\infty} P_b(x) dx \quad (5.5)$$

Die Größe  $CL_b$  entspricht der Wahrscheinlichkeit aus der  $P_b(x)$ -Verteilung einen Wert  $x' \geq X_0$  zu erhalten.

$$CL_{s+b} = \int_{X_0}^{\infty} P_{s+b}(x) dx \quad (5.6)$$

Die Größe  $CL_{s+b}$  entspricht der Wahrscheinlichkeit aus der  $P_{s+b}(x)$ -Verteilung einen Wert  $x' \geq X_0$  zu erhalten.

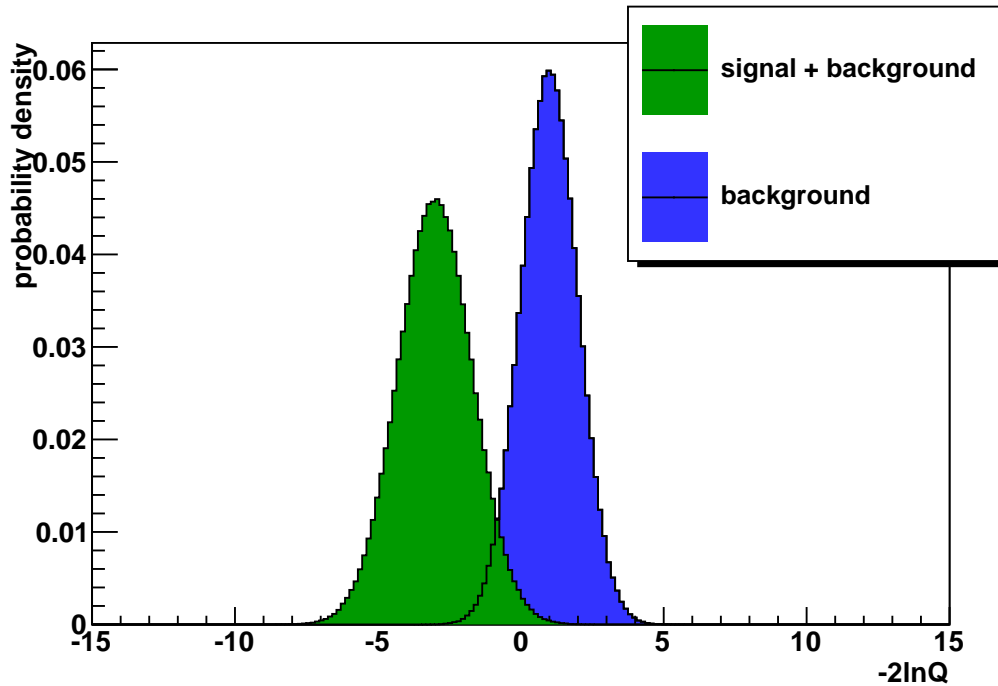


Abbildung 5.1: Beispiel für die  $-2\ln Q$ -Verteilung.

Für eine Entdeckung wird eine Signifikanz von  $5\sigma$  gefordert. Da hier nur signalartige Abweichungen des Untergrundes nach oben betrachtet werden, ist hier das einseitige gaußsche  $\sigma$  gemeint. Es muss also gelten:

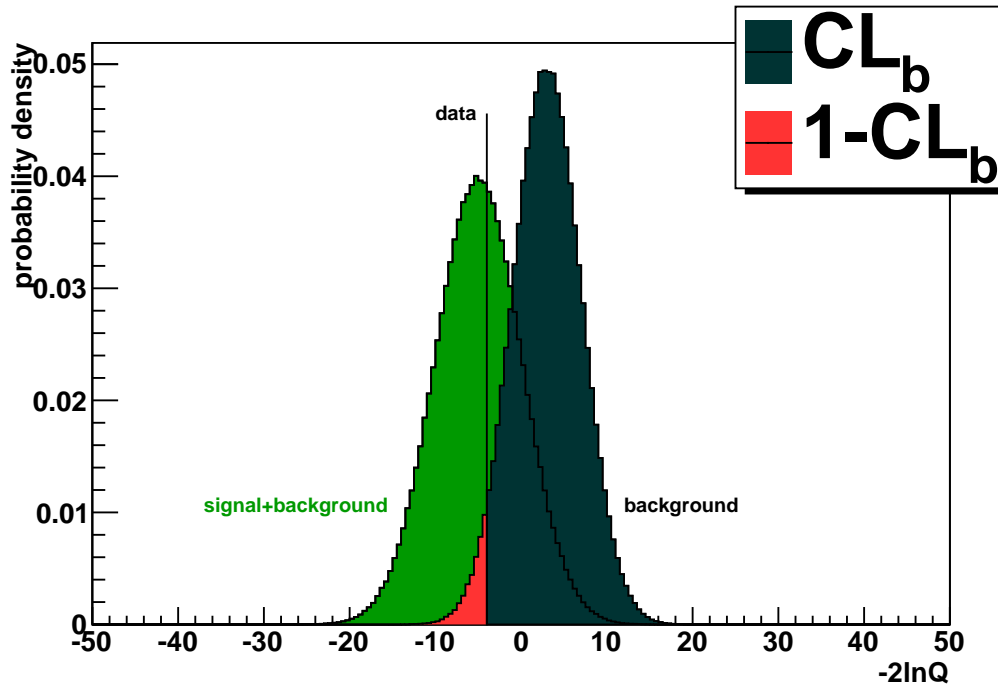
$$1 - CL_b < 2.8 \cdot 10^{-7} \quad (5.7)$$

Die Wahrscheinlichkeit, einen Wert  $x' \leq X_0$  aus der  $P_b(x)$ -Verteilung zu erhalten, soll also kleiner als  $(2.8 \cdot 10^{-5})\%$  sein. In diesem Fall enthalten die Bins also mehr Einträge als in der  $H_0$ -Hypothese erwartet. Natürlich muss dann noch überprüft werden, ob der Überschuss an Einträgen tatsächlich vom  $W'$  stammt.

Für den Ausschluss fordert man eine Signifikanz von  $1.96\sigma$  ( $\cong 95\%$  Confidence Level). Aufgrund von Nachteilen, auf die hier nicht weiter eingegangen wird, wird statt der Größe  $CL_{s+b}$  die konservativere Größe  $CL_s$  verwendet (siehe auch [24]).

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} < 0.025 \quad (5.8)$$

In Abb.5.2 und Abb.5.3 sind einige der Größen in das  $-2\ln Q$ -Histogramm eingezeichnet.

Abbildung 5.2: Entdeckungskriterium  $1 - CL_b$ .

Für mehr Informationen über die  $CL_s$  Methode wird auf [7], [24] und [25] verwiesen.

## 5.2 Bestimmung der Sensitivität

In diesem Abschnitt geht es um die Bestimmung der Sensitivität der Analyse auf Basis der MC-Simulationen. Die Vorgehensweise wird für die Entdeckung erläutert und ist für den Ausschluss analog.

Für die Entdeckung wird als Referenzwert  $X_0$  der Median der  $P_{s+b}(x)$ -Verteilung gewählt. Dies wäre der im Mittel zu erwartende Wert für  $-2\ln Q$ , wenn  $H_s$  zutrifft und die Simulation Detektor und Natur perfekt simuliert. Der reale Wert für  $X_0$  aus dem gemessenen Daten wird in 50% der Fälle größer und in 50% der Fälle kleiner als der hier gewählte Wert. Die Luminosität auf welche die  $E_T$ -Verteilung skaliert sind, wird nun schrittweise erhöht. Bei jedem der Schritte wird die  $-2\ln Q$ -Verteilung erstellt und überprüft, ob ein Ausschluss mithilfe des Kriteriums aus Gl.5.7 möglich ist. Die Luminosität, bei der zum ersten Mal eine Entdeckung möglich ist, ist diejenige, ab der die Analyse für eine Entdeckung sensitiv ist. Um den Einfluss systematischer Fehler abzuschätzen, wird das Signal um den systematischen Fehler nach unten und der Untergrund um den



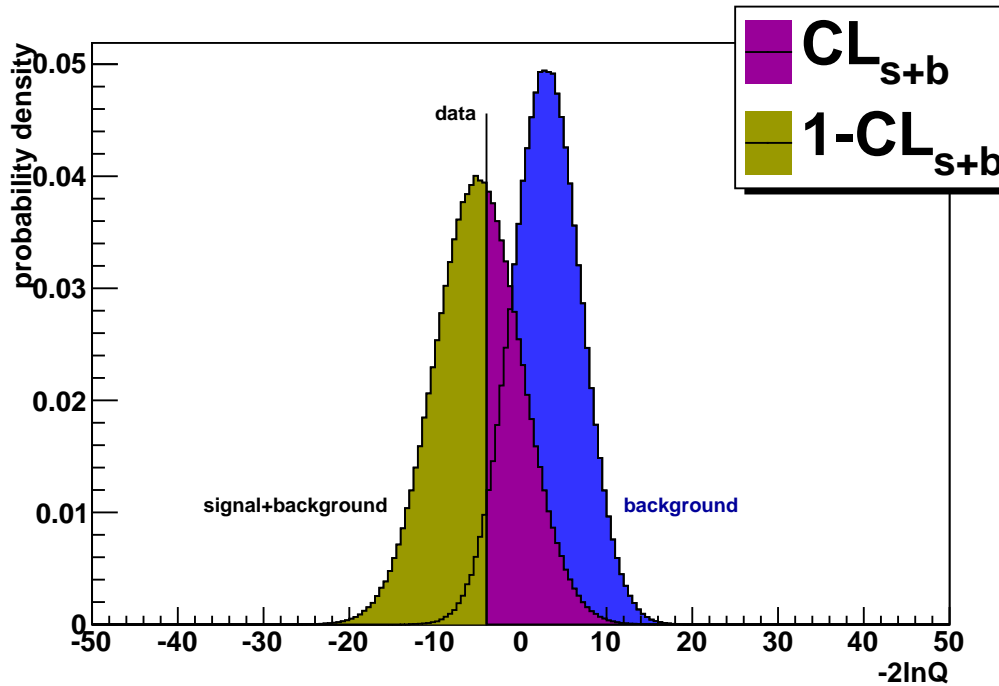


Abbildung 5.3: Ausschlusskriterium  $CL_{s+b}$ .

systematischen Fehler nach oben verschoben (siehe 5.4). Dann wird die minimal nötige Luminosität nach dem gleichen Verfahren noch einmal bestimmt.

Für den Ausschluss läuft das Verfahren analog ab. Als  $X_0$  wird hier der Median der  $P_b(x)$ -Verteilung gewählt und statt dem Entdeckungs-Kriterium das Ausschlusskriterium aus Gl.5.8 überprüft. Der Wert für  $X_0$  wird anschließend noch einmal um  $1\sigma$  und einmal um  $2\sigma$  nach oben und unten verschoben (siehe 5.4) und die minimal nötige Luminosität nochmal bestimmt. Dies dient dazu, den Einfluss statistischer Unsicherheiten auf das Endergebnis zu untersuchen.

Der Grund für die Zunahme der Sensitivität bei steigender Luminosität ist, dass bei höherer Luminosität die Anzahl Einträge in den Bins steigt und der relative Fehler bei poissonverteilten Größen mit  $1/\sqrt{n}$  abnimmt. Die relativen statistischen Schwankungen werden also geringer und damit ist zum Beispiel eine signalartige Fluktuation des Untergrundes weniger wahrscheinlich.

## 5.3 Technische Implementierung

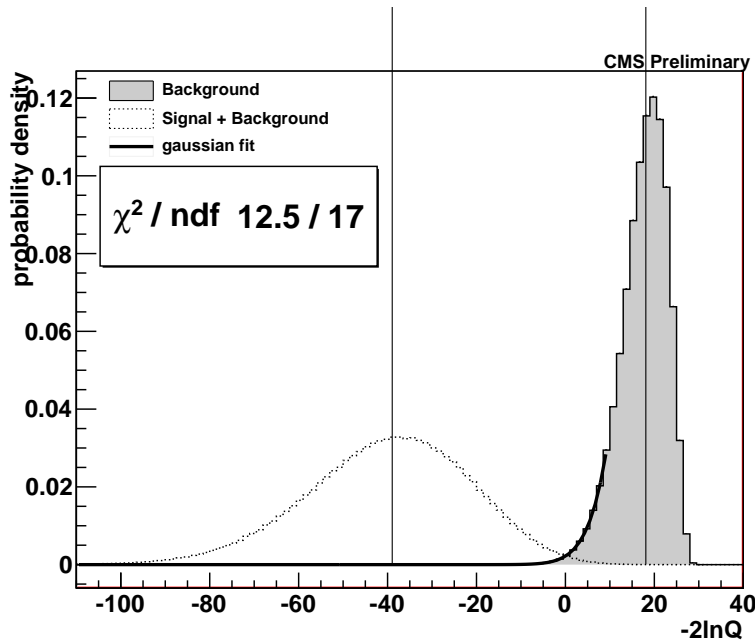
In dieser Arbeit wird die TLimit Klasse der Analysesoftware Root verwendet. In TLimit ist die CL<sub>s</sub>-Methode bereits implementiert. Zur Bestimmung der Sensitivität benötigt die Methode die Histogramme von Untergrund und Signal nach der Selektion. Nach Wahl der Masse des untersuchten W' läuft das Programm schrittweise einen bestimmten Luminositätsbereich durch. In jedem Schritt werden die Größen 1-CL<sub>b</sub> und CL<sub>s</sub> berechnet und das Ausschluss- beziehungsweise Entdeckungskriterium überprüft. Im nächsten Schritt werden die Histogramme auf eine höhere Luminosität skaliert und wieder auf Ausschluss und Entdeckung überprüft. Der überprüfte Luminositätsbereich wird je nach verwendetem Signal abgeschätzt und liegt zwischen 1 pb<sup>-1</sup> und 3 fb<sup>-1</sup>. Er wird in 100 Schritte eingeteilt. Bei jedem Schritt wird die Luminosität um den Faktor f aus Gl.5.9 erhöht.

$$f = \left( \frac{L_{max}}{L_{min}} \right)^{\frac{1}{N_{steps}}} \quad (5.9)$$

Als mindestens benötigte Luminosität für Entdeckung beziehungsweise Ausschluss wird dann der Mittelwert zwischen der letzten Luminosität, bei der das Kriterium noch nicht erfüllt war, und der Luminosität, bei der das Kriterium zum ersten Mal erfüllt ist, gewählt. Der angegebene Fehler entspricht der halben Schrittweite.

Um die Werte für 1-CL<sub>b</sub> und CL<sub>s</sub> zu bestimmen, wird zunächst die -2lnQ-Verteilung erstellt. Dazu werden, wie in 5.1 und 5.2 beschrieben, poissonverteilte Zufallszahlen gewürfelt. Ein Beispiel für eine gewürfelte -2lnQ-Verteilung ist in Abb.5.4 zu sehen. Je mehr Zahlen pro Verteilung gewürfelt werden, desto mehr gleicht die Form der gewürfelten Verteilungen der idealisierten Verteilungen aus Abschnitt 5.1 und 5.2. Allerdings bedeutet eine höhere Anzahl an Zufallszahlen auch einen erheblich größeren Zeitaufwand. In dieser Analyse wird pro Verteilung 1 · 10<sup>6</sup> Mal gewürfelt. Der Wert für CL<sub>s</sub> wird direkt von der TLimit-Klasse berechnet. Um den Wert für 1-CL<sub>b</sub> der TLimit-Klasse verwenden zu können, bräuchte man eine wesentlich größere Anzahl an gewürfelten Zufallszahlen (> 10<sup>8</sup> (siehe [7])). Dies liegt daran, dass für eine Entdeckung ein 5 σ-Limit gefordert wird und damit die äußeren, unwahrscheinlichen Regionen der -2lnQ-Verteilung der H<sub>0</sub>-Hypothese gut aufgelöst sein müssen. Um ohne den erheblichen Mehraufwand einen aussagekräftigen Wert für 1-CL<sub>b</sub> zu bestimmen, wird eine Funktion an die linke Flanke des H<sub>0</sub>-Histogrammes angepasst. Diese kann dann den Verlauf des Histogrammes auch in Regionen hoher Signifikanzen extrapolieren. Der Wert für 1-CL<sub>b</sub> wird dann durch Integration über die angepasste Funktion ermittelt. Auf die Funktionsanpassung wird später genauer eingegangen.

Für diese Methode ist der W → e + ν High-p<sub>T</sub>-Tail von entscheidender Bedeutung. Er ist besonders im Bereich hoher E<sub>T</sub> der Hauptuntergrund für diese Analyse. Außerdem



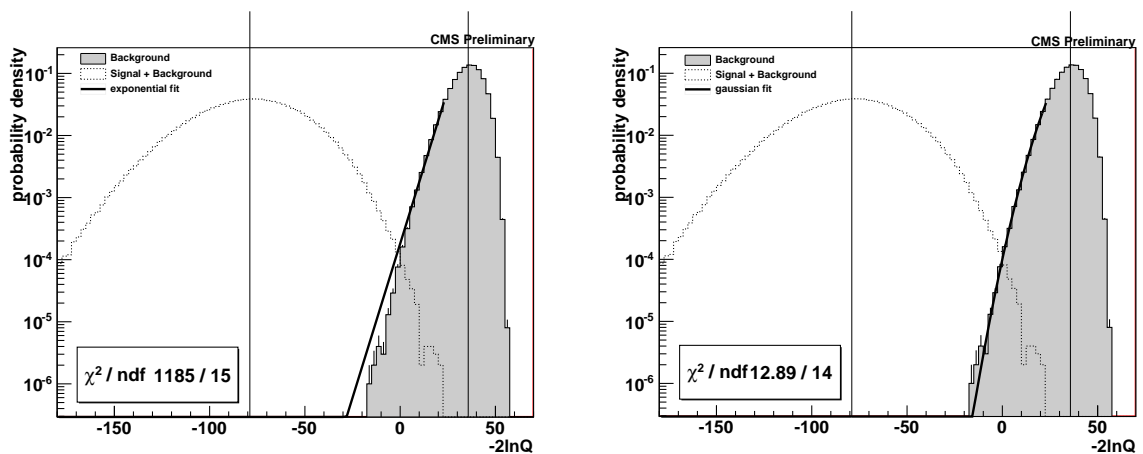
**Abbildung 5.4:** Beispiel für in der  $CL_s$ -Methode verwendete  $-2\ln Q$ -Verteilung mit Funktionsanpassung für die Bestimmung von  $1 - CL_b$  ( $m_{W'}$  = 1100 GeV,  $L_{\text{int}}$  = 50  $\text{pb}^{-1}$ ).

werden Bins, in denen  $b_i = 0$  gilt, von der  $CL_s$ -Methode ignoriert, da in diesem Fall der  $-2\ln Q$ -Wert divergiert (siehe Gl.5.4). Ohne den High- $p_T$ -Tail wären die meisten der  $b_i$  für große  $i$  gleich Null, da die offiziellen Datensätze entweder nicht genug Statistik haben, um einen (wenn auch sehr kleinen) von Null verschiedenen Wert für  $b_i$  zu haben, oder die Ereignisse in diesem Bereich durch die Selektion komplett entfernt werden. Da im Bereich hoher  $E_T$  der Hauptteil des Signals liegt, wäre die Methode hier nicht sinnvoll anwendbar.

### 5.3.1 Funktionsanpassung

Das Anpassen der Funktion geschieht mit der Fit-Funktion der Histogrammklasse TH1 in Root. Der verwendete Bereich geht von -1000 bis zu dem Wert, der anderthalb Standardabweichungen links vom Median liegt. Zunächst wurde dem Beispiel anderer Analysen folgend eine Exponentialfunktion angepasst. Bei genauerer Betrachtung zeigte sich, dass sich die Exponentialfunktion hier nur sehr bedingt eignet, da sie den Verlauf des Histogramms nur stellenweise gut beschreibt. Dies wird vor allem durch die Werte für das  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad ( $N_{\text{DoF}}$ ) deutlich. Wird stattdessen eine Gaußfunktion gewählt, so gelingt die Anpassung deutlich besser. In Abb.5.5 ist die Anpassung einmal mit einer

Exponentialfunktion und einmal mit einer Gaußfunktion gezeigt. Das  $\chi^2/N_{\text{DoF}}$ , welches ungefähr eins betragen sollte, ist bei der Gaußfunktion deutlich besser. Auch optisch passt die Gaußfunktion besser an das Histogramm. In Tab.5.1 sind  $\chi^2/N_{\text{DoF}}$ -Werte aus Anpassungen mit beiden Funktionen für die verschiedenen Signal Datensätze zusammengefasst. Die Gaußfunktion liefert mit einer Ausnahme immer die bessere Anpassung. Bei  $m_{W'}$  = 2000 GeV und  $L_{\text{int}} = 50 \text{ pb}^{-1}$  ist die Exponentialfunktion etwas besser. In diesem Fall sind aber beide Anpassungen sehr schlecht. Dies liegt vermutlich daran, dass bei einer Luminosität, die weit unter der Grenze für Evidenz und Entdeckung liegt, das Histogramm stark verbreitert ist. Dann wird es weder durch eine Exponentialfunktion noch durch eine Gaußfunktion gut beschrieben.



**Abbildung 5.5:** Funktionsanpassung mit Exponential- (l.) und Gaußfunktion (r.) ( $m_{W'}$  = 1100 GeV,  $L_{\text{int}} = 100 \text{ pb}^{-1}$ ). Die senkrechten Linien sind die Mediane der Histogramme.

An diesem Punkt bieten sich für künftige Analysen Verbesserungen an. Die TLimit-Klasse ist für die Auswertung des Ausschlusskriteriums und nicht für die des Entdeckungskriteriums optimiert. Für die Überprüfung des Entdeckungskriteriums muss entweder eine immens hohe Zahl an Zufallszahlen generiert oder eine Funktionsanpassung durchgeführt werden. Das Anpassen der Funktion und die Abhängigkeiten der Qualität der Anpassung von Form des Histogrammes, Luminosität, Wahl der Funktion und Ähnlichem könnte genauer untersucht und die Anpassung dann auf Basis der Erkenntnisse optimiert werden. Eine Alternative wäre, auf eine neuere Implementierung der CLs-Methode umzusteigen, in der die hier auftretenden Probleme besser gelöst sind. Eine Möglichkeit wäre zum Beispiel das RooStats-Paket.

$m_W$ [GeV]	$L_{\text{int}}$ [ $\text{pb}^{-1}$ ]	exponential		gaussian	
		$\chi^2$	$N_{\text{DoF}}$	$\chi^2$	$N_{\text{DoF}}$
800	50	1432.0	10	10.9	9
1000	50	761.1	15	12.5	14
1100	50	764.0	18	12.5	17
1200	50	541.8	21	20.1	20
1300	50	430.7	25	20.9	24
1400	50	838.8	33	312.4	32
1400	100	495.1	25	29.0	24
1500	50	1498.0	35	457.3	34
1500	100	317.8	29	30.0	28
2000	50	11330	59	11590	58
2000	1000	723.4	24	23.5	23

**Tabelle 5.1:** Vergleich der Funktionsanpassung von Exponential- und Gaußfunktion.

## 5.4 Systematische Unsicherheiten

In dieser Analyse wird der Einfluss verschiedener systematischer Unsicherheiten auf die Sensitivität untersucht. Die betrachteten relativen Unsicherheiten sind in Tab.5.2 zusammengefasst. Sie werden als voneinander unabhängig angenommen und sind sowohl theoretischer (zum Beispiel auf den Wirkungsquerschnitt) als auch experimenteller (zum Beispiel auf die ECAL-Kalibration) Natur. Die 11% systematische Unsicherheit auf die Luminosität ist die offizielle Zahl der CMS-Kollaboration (siehe [26]). Die Unsicherheiten auf die ECAL-Energiemessung sind den Ergebnissen von [27] folgend gewählt. Die restlichen Werte wurden abgeschätzt. Auf die Wirkungsquerschnitte wird - mit Ausnahme des gut bekannten Wirkungsquerschnittes des W-Bosons - eine Unsicherheit von 10% angenommen. Die Unsicherheit auf den Zerfall des W-Bosons wird auf 2% abgeschätzt. Da der Skalierungsfaktor für den High- $p_T$ -Tail nur sehr ungenau bestimmt werden kann (siehe 3.2), wird auf diesen ein Fehler von 50% angenommen.

Größe	rel. syst. Unsicherheit
Kalibrierung ECAL Zentralbereich	1.5 %
Kalibrierung ECAL Vorwärtsbereich	4 %
Luminosität	11 %
Wirkungsquerschnitt W	2 %
andere Wirkungsquerschnitte	10 %
Skalierungsfaktor High- $p_T$ -Tail	50 %

**Tabelle 5.2:** Übersicht über die relativen systematischen Unsicherheiten.

Es wird der Fall betrachtet in dem die Unsicherheiten den größtmöglichen Einfluss auf die Sensitivität haben. Dazu wird die  $E_T$ -Verteilung für jede systematische Unsicherheit zweimal neu erstellt. Die betrachtete, fehlerbehaftete Größe wird einmal um den systematischen Fehler nach oben und einmal um den systematischen Fehler nach unten verschoben. Jedes Bin wird nun einzeln betrachtet. Ist  $n_i$  die Anzahl Einträge in Bin  $i$  ohne systematischen Fehler und  $n_i^\pm$  die Anzahl Einträge in Bin  $i$  bei nach oben(+) beziehungsweise nach unten(-) verschobener fehlerbehafteter Größe, so wird die Anzahl an Einträgen durch die Systematik maximal um das Maximum von  $(n_i^+ - n_i), (n_i^- - n_i)$  und 0 vergrößert. Analog ist die größtmögliche Verkleinerung das Maximum von  $(n_i - n_i^+), (n_i - n_i^-)$  und 0. Bei Betrachtung aller  $k$  systematischen Unsicherheiten ergibt sich der größtmögliche Einfluss auf die Anzahl Einträge in Bin  $i$  nach Gl.5.10 und Gl.5.11.

$$\sigma_i^+ = \sqrt{\sum_{j=1}^k (\max[(n_i^+ - n_i), (n_i^- - n_i), 0])^2} \quad (5.10)$$

$$\sigma_i^- = \sqrt{\sum_{j=1}^k (\max[(n_i - n_i^+), (n_i - n_i^-), 0])^2} \quad (5.11)$$

Der größtmögliche Einfluss auf die Sensitivität ergibt sich durch Verringerung des Signals um  $\sigma_i^-$  und Erhöhung der Untergrundes um  $\sigma_i^+$ . Weitere Unsicherheiten, wie zum Beispiel auf die Parton Distribution Function, werden hier nicht betrachtet.

## 5.5 Ergebnisse

Die Ergebnisse für Ausschluss und Entdeckung sind in je einem Graphen zusammengefasst. Diese zeigen die minimal notwendige Luminosität, welche für Entdeckung beziehungsweise Ausschluss notwendig ist, in Abhängigkeit von der betrachteten  $W'$ -Masse. Es ist sowohl der Wert ohne systematische Fehler (durchgezogene Linie) als auch der Wert mit Berücksichtigung der Systematik (gestrichelte Linie) eingezeichnet. Die Sensitivitätsgraphen sind in Abb.5.6 gezeigt. In den Entdeckungsgraphen ist nicht nur die Grenze für das  $5\sigma$  Limit für die Entdeckung, sondern auch das  $3\sigma$  Limit, ab dem von Evidenz gesprochen wird, eingezeichnet. Im Ausschlussgraphen sind noch das  $1$ , beziehungsweise  $2\sigma$ -Band, welches durch Verschieben des  $X_0$ -Wertes (siehe 5.2) entsteht, eingetragen. Um das bisher beste experimentelle Ausschlusslimit von  $m_{W'} = 1\text{TeV}$  zu erreichen, wird bei Berücksichtigung der Systematik eine Luminosität von  $(13.3 \pm 0.46) \text{ pb}^{-1}$  benötigt. Die Werte für Entdeckung und Ausschluss mit Berücksichtigung der Systematik sind in Tab.5.3 zusammengefasst. Als Fehler wird, wie in 5.3 beschrieben, die halbe Schrittweite angegeben. Ein komplette Auflistung der Ergebnisse befindet sich im Anhang (Tab.A.2).

$m_{W'}[\text{GeV}]$	Entdeckung[ $\text{pb}^{-1}$ ]	Ausschluss[ $\text{pb}^{-1}$ ]
800	$10.1 \pm 0.39$	$4.4 \pm 0.15$
1000	$33.0 \pm 1.3$	$13.3 \pm 0.46$
1100	$49.1 \pm 0.99$	$21.6 \pm 0.75$
1200	$81.0 \pm 1.9$	$35.0 \pm 1.20$
1300	$125.0 \pm 2.0$	$57.0 \pm 1.10$
1400	$246.0 \pm 4.0$	$107.0 \pm 2.00$
1500	$267.0 \pm 2.4$	$125.0 \pm 1.90$
2000	$2360.0 \pm 19.0$	$1095.0 \pm 8.80$

**Tabelle 5.3:** Ergebnisse der  $\text{CL}_s$ -Methode bei Berücksichtigung der Systematik.

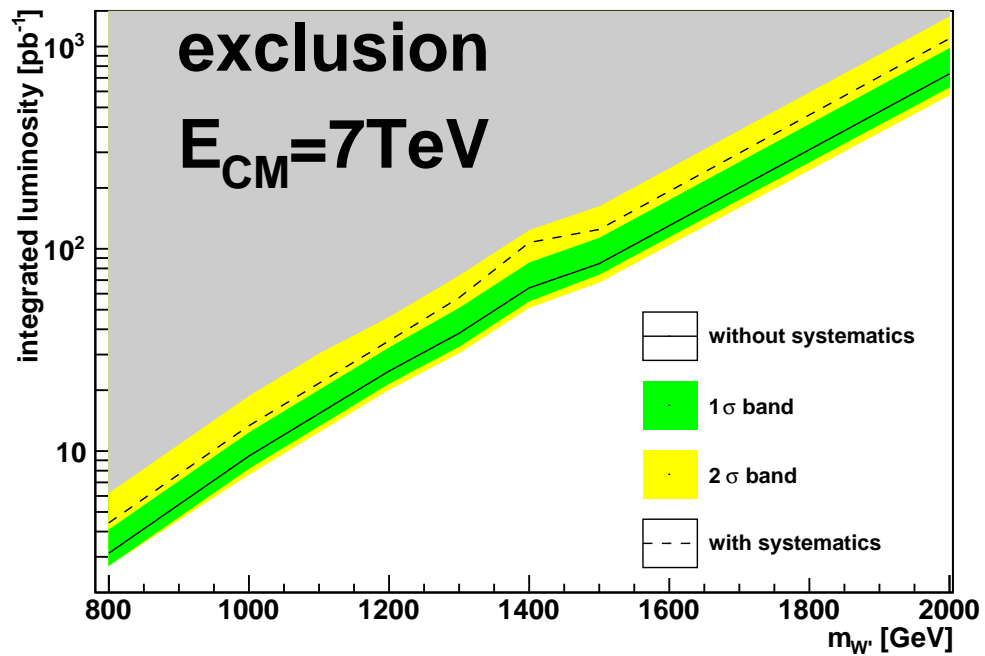
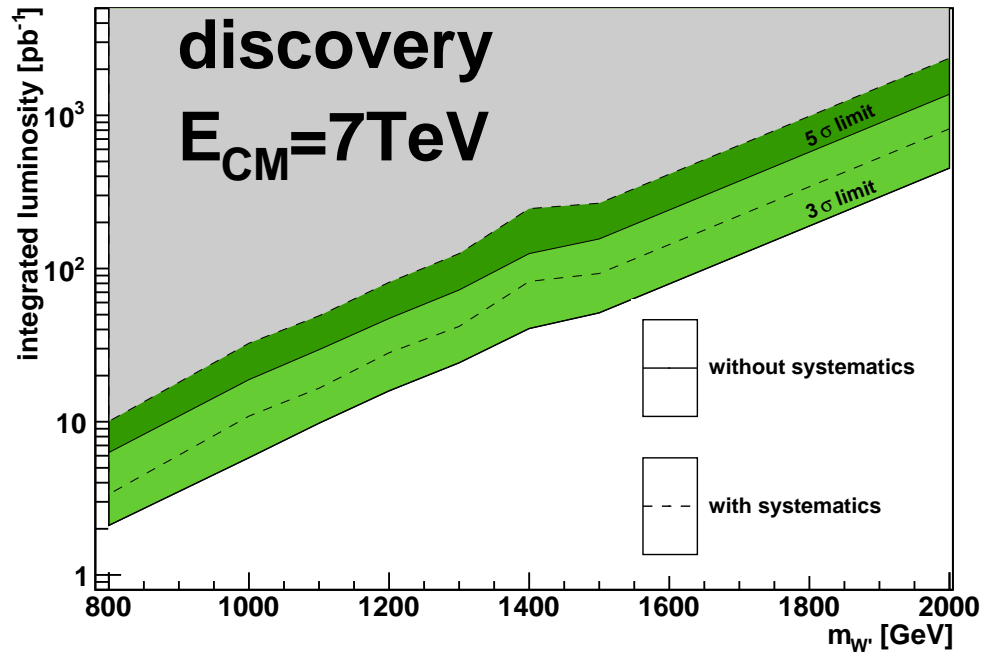


Abbildung 5.6: Sensitivitätsgraphen für Ausschluss und Entdeckung bei 7 TeV.



## 6 Zusammenfassung

Das in dieser Analyse angewandte Set aus Selektionskriterien, das hauptsächlich aus der HEEP-Selektion und kinematischen Kriterien besteht, eignet sich gut um  $W'$  von Untergrundereignissen zu trennen. Es gelingt die Untergründe mit Ausnahme des  $W \rightarrow e + \nu$  Untergrund um ungefähr 90 oder mehr Prozent zu reduzieren. Der  $W \rightarrow e + \nu$  Untergrund wird ungefähr halbiert.

Die Sensitivitätsstudie zeigt, dass es schon in der Anfangsphase der Laufzeit des LHC möglich ist, neue Ergebnisse zu erzielen. Schon mit einer integrierten Luminosität von  $14 \text{ pb}^{-1}$  kann das momentan beste Ausschlusslimit von  $m_{W'} = 1 \text{ TeV}$  erreicht werden. Mit  $L_{\text{int}} = 50 \text{ pb}^{-1}$  kann ein  $W'$  bis zu einer Masse von  $m_{W'} = 1.1 \text{ TeV}$  entdeckt werden.

Es wurden die Auswirkungen einiger systematischer Fehler auf die Sensitivität untersucht. Diese erhöhen zwar die integrierte Luminosität, die für neue Ergebnisse benötigt wird, sind aber noch gering genug, um in der Startphase des LHC neue Ergebnisse zu ermöglichen.



# A Anhang

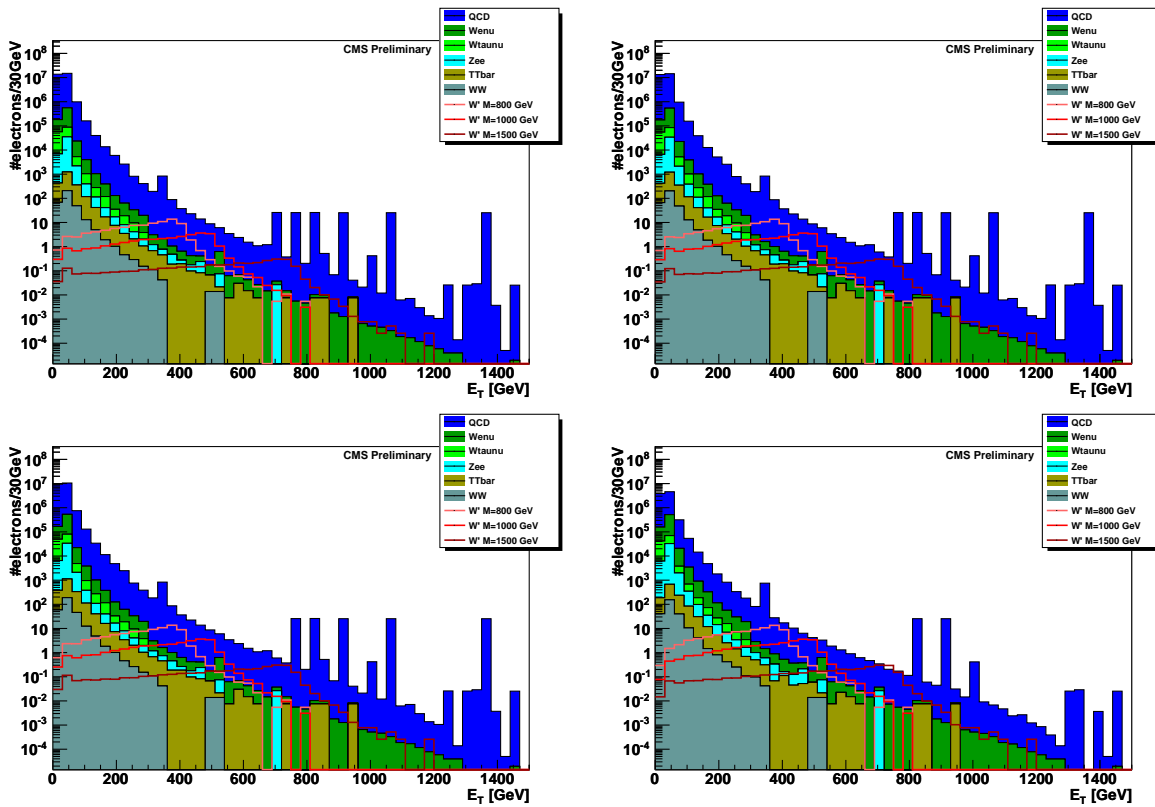


Abbildung A.1: Verteilung der transversalen Energie  $E_T$  der Elektronen nach dem  $E_T$  (l.o),  $\eta$  (r.o),  $\sigma_{inj}$  (l.u.), Eix5/E5x5 (r.u.) Selektionsschritt.

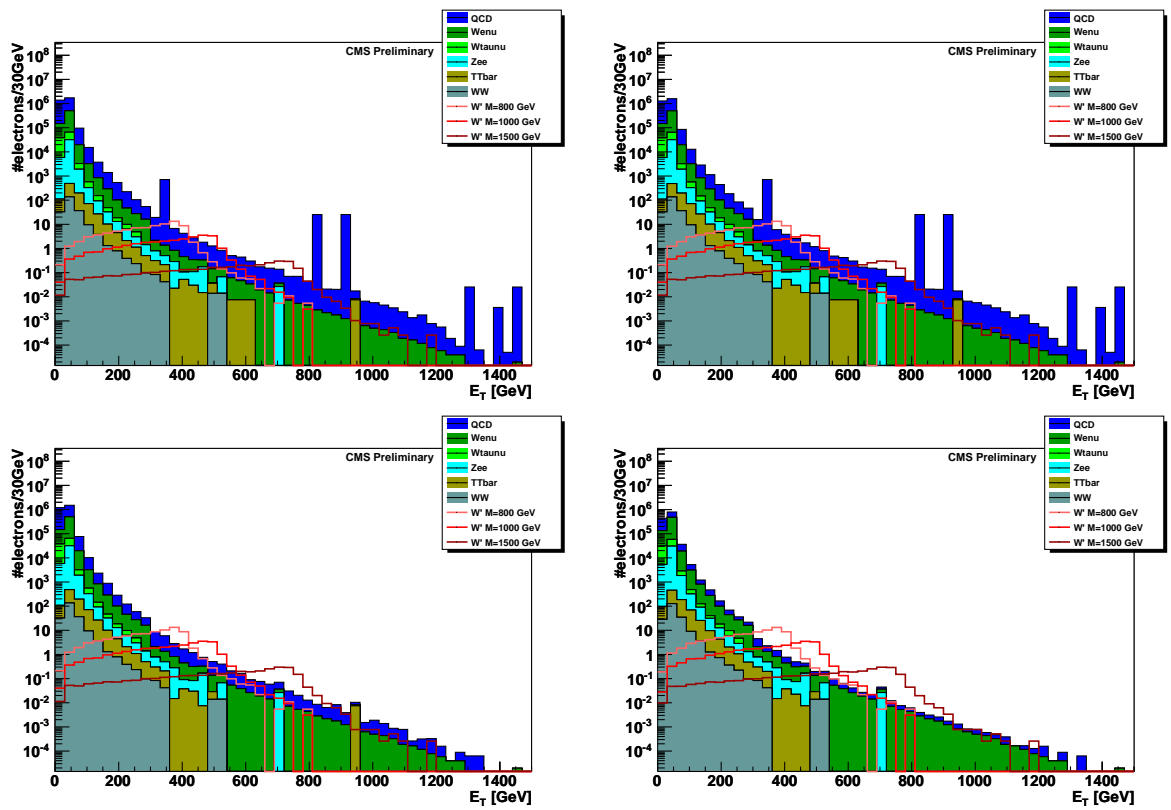


Abbildung A.2: Verteilung der transversalen Energie  $E_T$  der Elektronen nach dem EM+Had1Iso (l.o), Had2Iso (r.o), TrkIso (l.u.), eleId (=Abb.4.5) (r.u.) Selektionsschritt.

sample	no selection	$E_T$	$ \eta $	$\sigma_{inv}$	Eix5/E5x5	EmHad1	Had2	TrkIso	eIeld									
$W \rightarrow e + \nu$	883628	616032	69.7	594860	96.6	589905	99.2	581048	98.5	568841	97.9	567214	99.7	566737	99.9	541491	95.5	
$W \rightarrow \tau + \nu$	351085	106088	30.2	102974	97.1	92730	90.1	74873	80.7	66947	89.4	65935	98.5	65428	99.2	54676	83.6	
$Z \rightarrow e + e$	64295	42380	65.9	40866	96.4	40583	99.3	40028	98.6	39144	97.8	39030	99.7	38995	99.9	37260	95.6	
$t + \bar{t}$	5974	1861	31.2	1823	98.0	1701	93.3	980	57.6	695	70.9	691	99.4	683	98.9	642	94.0	
QCD	199703568	29203624	14.6	28290288	96.9	20171398	71.3	8161970	40.5	2564129	31.4	2308802	90.0	2126092	92.1	638817	30.0	
W+W	783	346	44.2	336	97.2	314	93.2	251	80.1	222	88.4	221	99.4	220	99.4	206	93.6	
mW/																		
800GeV	113.4	91.8	81.0	89.9	98.0	89.5	99.5	87.0	97.2	84.4	97.0	84.3	99.9	84.0	99.6	82.0	97.7	
1000GeV	39.9	32.0	80.3	31.3	97.7	31.1	99.5	30.2	96.9	29.2	96.7	29.2	100.0	29.0	99.5	28.3	97.5	
1100GeV	24.8	19.9	80.3	19.5	98.0	19.4	99.5	18.9	97.2	18.3	96.8	18.2	99.9	18.2	100.0	17.7	97.7	
1200GeV	16.0	12.9	80.5	12.6	98.0	12.6	100.0	12.1	96.7	11.8	97.3	11.8	100.0	11.7	99.5	11.4	97.3	
1300GeV	10.4	8.4	80.2	8.2	97.9	8.2	100.0	7.9	96.7	7.7	97.3	7.7	100.0	7.6	99.4	7.4	97.4	
1400GeV	6.6	5.3	80.5	5.2	97.9	5.2	100.0	5.0	96.8	4.9	100.0	4.9	100.0	4.8	99.4	4.7	97.4	
1500GeV	4.9	3.9	80.5	3.9	100.0	3.8	100.0	3.7	96.5	3.6	96.9	3.6	100.0	3.6	100.0	3.5	97.8	
2000GeV	0.7	0.6	79.8	0.6	100.0	0.6	100.0	0.5	97.0	0.5	100.0	0.5	100.0	0.5	100.0	0.5	100.0	

**Table A.1:** Anzahl Elektronen nach HEEP-Selektionsritten und Effizienz der Selektionsschritte bezogen auf vorherigen Schritt.

$m_{W'}$ [GeV]	Evidenz [pb <sup>-1</sup> ]	Entdeckung [pb <sup>-1</sup> ]	Ausschluss [pb <sup>-1</sup> ]				
			$X_0$	$X_0 + 1\sigma$	$X_0 + 2\sigma$	$X_0 - 1\sigma$	$X_0 - 2\sigma$
ohne Systematik							
800	2.10 ± 0.082	6.3 ± 0.25	3.1 ± 0.11	2.72 ± 0.09	2.72 ± 0.094	4.1 ± 0.14	6.2 ± 0.22
1000	5.8 ± 0.23	18.8 ± 0.74	9.4 ± 0.33	8.23 ± 0.28	7.7 ± 0.27	12.45 ± 0.43	18.8 ± 0.65
1100	9.8 ± 0.23	29.59 ± 0.68	15.3 ± 0.53	13.3 ± 0.46	12.5 ± 0.43	20.2 ± 0.70	31 ± 1.1
1200	15.9 ± 0.32	47.2 ± 0.95	24.8 ± 0.86	21.6 ± 0.75	20.2 ± 0.70	33 ± 1.1	46 ± 1.6
1300	24.2 ± 0.39	72.0 ± 1.2	38.2 ± 0.70	32.97 ± 0.61	30.6 ± 0.56	51.3 ± 0.95	74 ± 1.4
1400	40.6 ± 0.65	125.0 ± 2.0	64 ± 1.2	55 ± 1.0	51.3 ± 0.95	86 ± 1.6	124 ± 2.3
1500	51.4 ± 0.46	156.0 ± 1.4	84 ± 1.3	75 ± 1.1	68 ± 1.0	114 ± 1.7	163 ± 2.4
2000	452.0 ± 3.6	1370.0 ± 11.0	730 ± 11	631 ± 9.5	577 ± 8.6	990 ± 15	1420 ± 21
mit Systematik							
800	3.4 ± 0.13	10.1 ± 0.39	4.4 ± 0.15	3.6 ± 0.12	3.6 ± 0.12	6.2 ± 0.22	9.4 ± 0.33
1000	10.9 ± 0.43	33.0 ± 1.3	13.3 ± 0.46	10.8 ± 0.37	10.1 ± 0.35	20.2 ± 0.70	31 ± 1.1
1100	16.6 ± 0.33	49.1 ± 0.99	21.6 ± 0.75	18.8 ± 0.65	16.4 ± 0.6	33 ± 1.1	46 ± 1.6
1200	28.2 ± 0.65	81.0 ± 1.9	35 ± 1.2	29.5 ± 0.98	26.6 ± 0.92	50.0 ± 1.7	75 ± 2.6
1300	41.9 ± 0.67	125.0 ± 2.0	57 ± 1.1	47.7 ± 0.88	42.7 ± 0.79	80 ± 1.5	120 ± 2.2
1400	82.0 ± 1.33	246.0 ± 4.0	107 ± 2.0	86 ± 1.6	77 ± 1.4	155 ± 2.9	233 ± 4.3
1500	92.8 ± 0.83	267.0 ± 2.4	125 ± 1.9	104 ± 1.6	92 ± 1.4	179 ± 2.7	264 ± 4.0
2000	817.0 ± 6.6	2360.0 ± 19.0	1095 ± 8.8	903 ± 7.3	806 ± 6.5	1560 ± 13	2300 ± 18

**Tabelle A.2:** minimal benötigte integrierte Luminosität für Evidenz, Entdeckung und Ausschluss (mit verschobenen Median) mit der CL<sub>s</sub> Methode.

# Literaturverzeichnis

- [1] DESY Hamburg : *Bausteine der Materie*.  
[http://www.desy.de/images/content/e8/e76/imageobject182/materiebausteine\\_hr\\_ger.jpg](http://www.desy.de/images/content/e8/e76/imageobject182/materiebausteine_hr_ger.jpg)
- [2] T. Hebbeker : *Elementarteilchenphysik für Bachelor*. RWTH-Aachen, SS 2010
- [3] C. Berger : *Elementarteilchenphysik*. Springer, 2006. ISBN-10 3-540-23143-9
- [4] P. Schmüser : *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*. Springer, 1995. ISBN-10 3-540-58486-2
- [5] G. Altarelli, B. Mele, M. Ruiz-Altaba : *Searching for New Heavy Vector Bosons on  $p\bar{p}$  Colliders*. Z. Phys. C45, 109, 1989.
- [6] V. M. Abazov et al. (D0 Collaboration) : *Search for  $W'$  bosons decaying to an electron and a neutrino with the D0 detector*. Phys. Rev. Lett. 100, 031804, 2008.  
<http://arxiv.org/abs/0710.2966>
- [7] W. Bender. : *Studie zum Nachweis schwerer geladener Eichbosonen in leptonischen Zerfallskanälen mit dem CMS-Detektor*. Oktober 2008.
- [8] CERN : *The LHC experiments*.  
<http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/LHCExperiments-en.html>
- [9] MoEDAL :  
[http://web.me.com/jamespifold/MoEDAL\\_site/Welcome.html](http://web.me.com/jamespifold/MoEDAL_site/Welcome.html)
- [10] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration) : *The CMS experiment at the CERN LHC*. 2008 JINST 3 S08004, 2008.
- [11] CMS Collaboration :  
<https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/DocDB/ShowDocument?docid=2716>
- [12] S. Baffioni et al. (CMS Collaboration) : *Electron Reconstruction in CMS*. CMS NOTE 2006/040, 2006.

- [13] S. Mrenna, T. Sjostrand, P. Skands : *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*. 2006.  
<http://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175v2>
- [14] S. Argirò et al. : *proposal for a Release Procedure and Development Cycle for CMSSW*. CMS IN-2006/036, 2007.
- [15] Geant 4 Collaboration : *Geant 4 - a simulation toolkit*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506 (2003) 250-303.
- [16] R. Brun, F. Rademakers : *ROOT: An object oriented data analysis framework*  
<http://root.cern.ch>
- [17] Private Communications : C. Magass , III. Physikalisches Institut A RWTH Aachen.
- [18] GSF-Electron :  
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SWGuideGsfElectronObject?redirectedfrom=CMS.GsfElectron>
- [19] Spring10 Production :  
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/ProductionReProcessingSpring10>
- [20] Private Communications : M. Malberti , W'-Working-Group.
- [21] Private Communications : K. Hoepfner , III. Physikalisches Institut A RWTH Aachen.
- [22] Fireworks Event Display :  
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/WorkBookFireworks>
- [23] HEEP Electron ID :  
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/HEEPElectronID>
- [24] A. L. Read : *Presentation of search results: the CLs technique*. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 28, 2693, 2002.
- [25] C. Hof : *Detection of New Heavy Charged Gauge Bosons with the Future CMS Detector*. RWTH Aachen, 2005.
- [26] The CMS Collaboration : *Measurement of CMS Luminosity*. CMS PAS EWK-10-004.
- [27] The CMS Electromagnetic Calorimeter Group : *Intercalibration of the barrel electromagnetic calorimeter of the CMS experiment at start-up*. CMS NOTE 2008/018



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersicht über die Materieteilchen [1]. . . . .	2
2.1	Übersicht über den CMS-Detektor [11]. . . . .	6
2.2	verwendetes Koordinatensystem [10]. . . . .	7
2.3	ECAL Überblick [10]. . . . .	9
3.1	Schnittstelle der $W \rightarrow e + \nu$ Datensätze vor (l.) und nach (r.) der kinematischen Selektion. . . . .	14
4.1	Verteilung der transversalen Energie $E_T$ vor der Elektronen-Selektion. Die Spitzen des QCD-Untergrund im hohen $E_T$ Bereich stammen von den Datensätzen für den niedrigen $\hat{p}_T$ -Bereich, welche einen hohen Skalierungsfaktor haben. So wird zum Beispiel ein seltenes Ereignis aus dem QCD-Datensatz mit $15 > \hat{p}_T > 30$ , bei dem ein Elektron mit $E_T = 1400$ GeV rekonstruiert wird, durch den Skalierungsfaktor sehr stark gewichtet. . . . .	16
4.2	Feynmangraph in niedrigster Ordnung für die Produktion und den Zerfall des $W'$ -Bosons am LHC. . . . .	17
4.3	$W'$ -Beispielsevent aus Fireworks Event Display (abgebildet sind: Myonenkammer Zentralbereich (rot), Myonenkammer Vorwärtsbereich (blau) und ECAL (grün) (nicht maßstabsgetreu)). . . . .	18
4.4	Anzahl Elektronen nach einzelnen HEEP-Selektionschritten. . . . .	21
4.5	Verteilung der transversalen Energie $E_T$ der Elektronen vor (oben) und nach (unten) der HEEP-Selektion. . . . .	24
4.6	Verteilung der transversalen Energie $E_T$ der HEEP-Elektronen (oben) und der fehlenden transversalen Energie MET (unten) vor der kinematischen Selektion. . . . .	25
4.7	Verhältnis von transversaler Energie $E_T$ zu fehlender transversaler Energie MET (oben) und Differenz in $\phi$ zwischen $E_T$ und MET (unten). Für beide Verteilungen sind die verwendeten Selektionsgrenzen angegeben. . . . .	26
4.8	Verteilung der transversalen Energie $E_T$ der HEEP-Elektronen nach der Selektion. . . . .	27
5.1	Beispiel für die $-2\ln Q$ -Verteilung. . . . .	31
5.2	Entdeckungskriterium $1 - CL_b$ . . . . .	32
5.3	Ausschlusskriterium $CL_{s+b}$ . . . . .	33

5.4	Beispiel für in der $CL_s$ -Methode verwendete $-2\ln Q$ -Verteilung mit Funktionsanpassung für die Bestimmung von $1 - CL_b$ ( $m_{W'} = 1100$ GeV, $L_{\text{int}} = 50$ pb $^{-1}$ ). . . . .	35
5.5	Funktionsanpassung mit Exponential- (l.) und Gaußfunktion (r.) ( $m_{W'} = 1100$ GeV, $L_{\text{int}} = 100$ pb $^{-1}$ ). Die senkrechten Linien sind die Mediane der Histogramme. . . . .	36
5.6	Sensitivitätsgraphen für Ausschluss und Entdeckung bei 7 TeV. . . . .	40
A.1	Verteilung der transversalen Energie $E_T$ der Elektronen nach dem $E_T$ (l.o), $\eta$ (r.o), $\sigma_{i\eta i\eta}$ (l.u.), Eix5/E5x5 (r.u.) Selektionsschritt. . . . .	i
A.2	Verteilung der transversalen Energie $E_T$ der Elektronen nach dem EM+Had1Iso (l.o), Had2Iso (r.o), TrkIso (l.u.), eleId (=Abb.4.5) (r.u.) Selektionsschritt. . . . .	ii

# Tabellenverzeichnis

1.1	fundamentale Wechselwirkung mit relativer Stärke (bezüglich starker WW.), Reichweite und Austauscheteilchen. . . . .	1
3.1	Übersicht über die verwendeten Datensätze (Skalierungsfaktor für $L_{\text{int}} = 50 \text{ pb}^{-1}$ ; $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ ). . . . .	13
4.1	Offizielle HEEP-Selektionskriterien v3.0 [23]. . . . .	19
4.2	Erklärung HEEP-Selektionsvariablen. . . . .	20
4.3	Effizienzen der HEEP Selektionsschritte in Prozent bezogen auf den vorherigen Selektionsschritt. . . . .	21
4.4	Anzahl Ereignisse und Effizienzen (bezogen auf vorhergehenden Schritt mit Ausnahme der Gesamteffizienz) der einzelnen Selektionsschritte für Untergründe (oben) und Signale (Mitte); Anzahl Signal und Untergrundeignisse mit signalspezifischen $E_T$ -Schnitt (unten); Werte berechnet für $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ , $L_{\text{int}} = 50 \text{ pb}^{-1}$ . . . . .	28
5.1	Vergleich der Funktionsanpassung von Exponential- und Gaußfunktion. . . . .	37
5.2	Übersicht über die relativen systematischen Unsicherheiten. . . . .	37
5.3	Ergebnisse der $CL_s$ -Methode bei Berücksichtigung der Systematik. . . . .	39
A.1	Anzahl Elektronen nach HEEP-Selektionsschritten und Effizienz der Selektionsschritte bezogen auf vorherigen Schritt. . . . .	iii
A.2	minimal benötigte integrierte Luminosität für Evidenz, Entdeckung und Ausschluss (mit verschobenen Median) mit der $CL_s$ Methode. . . . .	iv



# Danksagung

Zunächst möchte ich Prof. Dr. Hebbeker für das Ermöglichen dieser Bachelorarbeit danken. Des Weiteren möchte ich der gesamten CMS-3a Gruppe für die gute Arbeitsatmosphäre und Hilfsbereitschaft danken.

Ein besonderer Dank gebührt Dr. Kerstin Hoepfner für das Betreuen der Arbeit, das Besprechen der Vorträge, die Produktion des High- $p_t$ -Tails, das Korrekturlesen der Arbeit und vieles mehr. Ohne ihren unermüdlichen Arbeitseinsatz wäre die Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen.

Metin Ata möchte ich für das Korrekturlesen und für das Beantworten und Erklären diverser Fragen und Sachverhalte danken.

Dr. Carsten Magass möchte ich dafür danken, dass ich das SusyAna.cpp-Programm verwenden durfte. Außerdem möchte ich ihm für das Skimmen des High- $p_t$ -Tails und das Beantworten der vielen Fragen zu dessen Skalierung und Anpassung danken.

Paul Papacz danke ich vor allem für die Starthilfe bei Root und Linux in der Anfangsphase dieser Arbeit, aber auch für die Hilfe bei vielen späteren Fragen.

Des Weiteren danke ich meinen Büronachbarn für die gute Atmosphäre. Simon Knutzen danke ich darüber hinaus für das Korrekturlesen der Arbeit.

Ein letzter Dank gilt meiner Mutter, meiner Schwester, meiner Freundin und meinen Freunden für ihre Geduld und ihre Unterstützung während dieser anstrengenden Zeit.



# Selbstständigkeitserklärung

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

Aachen, den

03.09.2010