

Studie zum Nachweis schwerer, geladener Eichbosonen in leptonischen Zerfallskanälen mit dem CMS-Detektor

von
Walter Bender

Diplomarbeit in Physik

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

Oktober 2008

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

Zweitgutachter: Prof. Dr. Achim Stahl

Übersicht

Diese Diplomarbeit untersucht die Entdeckungs- und Ausschlussmöglichkeiten eines hypothetischen, schweren und geladenen Eichbosons W' nach dem *Reference Model* [1] mit dem CMS-Detektor. Die Suche wird in den leptonischen Zerfallskanälen $W' \rightarrow e\nu$ und $W' \rightarrow \mu\nu$ vollzogen. Verschiedene Untergrundabschätzungen für QCD , $t\bar{t}$ und W werden diskutiert und systematische Fehler für das Entdeckungspotential in der Startphase des LHC bei einer integrierten Luminosität von 100 pb^{-1} und 14 TeV untersucht und in der Signifikanzbestimmung berücksichtigt. Die Kombination der beiden leptonischen Zerfallskanäle steigert das Entdeckungs- und Ausschlusspotential.

Abstract

This thesis examines the discovery and exclusion possibilities of a hypothetical heavy charged boson W' according to the *Reference Model* [1] with the CMS detector. The search is carried out in the leptonic decay channels $W' \rightarrow e\nu$ and $W' \rightarrow \mu\nu$. Different background estimations for QCD , $t\bar{t}$ and W are discussed and biased errors for the discovery potential in the starting phase of the LHC are examined. The analysis is implemented for an integrated luminosity of 100 pb^{-1} and a center of mass energy of 14 TeV. The combination of the two leptonic decay channels increases the discovery and exclusion potential.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Theoretische Aspekte | 3 |
| 2.1 | Das Standardmodell | 3 |
| 2.1.1 | Die elektroschwache Wechselwirkung | 6 |
| 2.1.2 | Die starke Wechselwirkung | 8 |
| 2.1.3 | Das Higgs-Teilchen | 8 |
| 2.2 | Physik jenseits des Standardmodells | 10 |
| 2.2.1 | Erweiterung um Links-Rechts-Symmetrie | 11 |
| 2.2.2 | Das „ <i>Reference Model</i> “ der schweren Eichbosonen | 14 |
| 2.2.3 | Interferenz zwischen W und W' | 16 |
| 2.2.4 | Resultate und Wertebereichsgrenzen | 17 |
| 2.2.4.1 | Direkte Suchen | 17 |
| 2.2.4.2 | Indirekte Suchen | 18 |
| 3 | Der LHC und der CMS Detektor | 21 |
| 3.1 | Der LHC-Beschleuniger | 22 |
| 3.2 | Der CMS-Detektor | 24 |
| 3.2.1 | Das Trackersystem | 25 |
| 3.2.2 | Das elektromagnetische Kalorimeter | 27 |
| 3.2.3 | Das hadronische Kalorimeter | 28 |
| 3.2.4 | Der Solenoidmagnet | 30 |
| 3.2.5 | Das Myonsystem | 30 |
| 3.2.6 | Detektoren im Vorwärtsbereich | 31 |
| 3.3 | TOTEM | 31 |
| 4 | Analyseumgebung und Datensimulation | 33 |
| 4.1 | Grid-Computing | 33 |
| 4.2 | Analyse | 34 |
| 4.2.1 | Datenproduktion | 34 |
| 4.2.2 | Datenaufbereitung | 36 |
| 4.2.3 | Datenauswertung und Datenzusammenfassung | 36 |
| 5 | Eigenschaften des W'-Zerfalls | 39 |
| 5.1 | Ereignisproduktion | 39 |
| 5.2 | Masse, Energie und Impuls | 40 |
| 5.3 | Zweikörperzerfall | 42 |
| 5.3.1 | Initial- und Final-State-Radiation | 44 |

| | | |
|-----------|---|------------|
| 5.3.2 | Underlying Events | 44 |
| 6 | Trigger und Rekonstruktion | 47 |
| 6.1 | Trigger | 47 |
| 6.1.1 | L1-Trigger | 47 |
| 6.1.2 | HLT-Trigger | 49 |
| 6.1.2.1 | Elektron-Trigger | 49 |
| 6.1.2.2 | Myon-Trigger | 50 |
| 6.2 | Rekonstruktion physikalischer Objekte | 50 |
| 6.2.1 | Elektronrekonstruktion | 51 |
| 6.2.2 | Myonrekonstruktion | 54 |
| 6.2.3 | Fehlende transversale Energie | 57 |
| 7 | Analyse | 61 |
| 7.1 | Elektronselektion | 63 |
| 7.2 | Myonselektion | 68 |
| 8 | Datengestützte Analysemethoden | 73 |
| 8.1 | QCD-Untergrund aus Daten | 73 |
| 8.2 | Top-Untergrund aus Daten | 74 |
| 8.3 | Kombinierter Fit von W und W' an Daten | 77 |
| 9 | Systematische Unsicherheiten | 79 |
| 9.1 | Kalibrierung des ECALs | 79 |
| 9.2 | Myonalignment | 80 |
| 9.3 | Luminosität | 82 |
| 9.4 | Unsicherheit auf die Breite des W -Bosons | 83 |
| 9.5 | PDF-Unsicherheiten | 84 |
| 9.6 | Wirkungsquerschnitte höherer Ordnung | 85 |
| 9.7 | Limitierung durch Monte-Carlo-Statistik | 86 |
| 9.8 | Weitere Unsicherheiten | 86 |
| 9.9 | Beitrag zur Signifikanzbestimmung | 87 |
| 10 | Statistische Betrachtung und Ergebnisse | 89 |
| 10.1 | Die CL_s -Methode | 90 |
| 10.2 | Erwartungswert der Daten und Signifikanz | 91 |
| 10.3 | Der Elektron-Kanal | 92 |
| 10.4 | Der Myon-Kanal | 93 |
| 10.5 | Kombination der Kanäle | 94 |
| 11 | Zusammenfassung und Ausblick | 99 |
| A | Anhang: Verwendete Datensätze | 101 |
| B | Anhang: Myonverteilungen | 105 |

1 Einleitung

Schon in den Anfängen der Wissenschaft wurde ein zunächst philosophisches Objekt „átomos“¹ durch Demokrit beschrieben, getrieben durch den intellektuellen Wunsch, das Zusammenspiel der Welt auf ein fundamentales Konzept zurückzuführen.

In dieser Tradition steht insbesondere auch die moderne (Teilchen-)Physik im Rahmen der Naturwissenschaft, deren Ziel die Beschreibung der Welt durch möglichst grundlegende Theorien mit reproduzierbaren Experimenten ist. Forschungsgegenstände reichen von astrophysikalischen Fragestellungen bis hin zur Physik an großen Beschleunigern und betreffen sowohl die theoretische Beschreibung als auch das experimentelle Testen dieser Theorien. Selbstverständlich werden hier Techniken und Methoden angrenzender Wissenschaften benutzt und weiterentwickelt.

Der Wunsch, die Welt auf eine fundamentale Theorie zurückzuführen, gipfelt derzeit in dem „Standardmodell der Teilchenphysik“, das schrittweise ab ungefähr 1945 entwickelt wurde [2]. Es steht in der physikalischen Historie auf der Suche nach immer fundamentaleren Modellen zur sächlichen Beschreibung der Welt. Angefangen durch eine Beschreibung des Periodensystems hin zur einer Atomtheorie über die Nulkkarte in der Kernphysik zum Quarkmodell der Elementarteilchentheorie. Auf dem Weg dieser durch Grundlagenforschung voran getriebenen Entwicklungen standen viele entscheidende Entdeckungen, die heute diverse Anwendungen ermöglichen und zum Teil neue Forschungszweige begründen. Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) ist eine Theorie, die eine weitestgehend konsistente Beschreibung aller bisher bekannten Teilchen bietet und ihre Wechselwirkungen untereinander erklärt. Hierbei handelt es sich um eine Eichtheorie, die unter Annahme bestimmter Erhaltungssätze ein mathematisches Grundgerüst liefert, um Eigenschaften über die Teilchen und deren Wechselwirkung vorauszusagen. Obwohl das SM genaue Vorhersagen über die grundlegenden Symmetrien treffen kann, besitzt es doch sogenannte freie Parameter, die sich nicht aus der Theorie alleine begründen, sondern erst empirisch durch Experimente gewonnen werden müssen. Beispiele dafür sind die Massen der Elementarteilchen. So gesehen handelt es sich auch bei dem SM, wie bei allen Theorien, nur um eine Vorhersage der Messung. Ebenfalls verlangt das Modell, nachdem Schritt für Schritt diverse Teilchen beobachtet wurden, noch die Entdeckung des sogenannten Higgs-Teilchens um die Masse von Teilchen erklären zu können.

Durch Erweiterungen des SM kann die Vorhersagekraft des SM erhöht werden. In diesem Zusammenhang spricht man oft von der Physik jenseits des Standardmodells (englisch: „Beyond the Standard Model“, kurz: BSM). Zu erwähnen sind hier Dinge wie die Suche nach Supersymmetrie (kurz: SUSY) zur Erklärung dunkler Materie und weiterer Vereinigung der bekannten physikalischen Kräfte oder andere Studien wie z.B. die Suche nach Teilchen höherer Masse. Weiter bleibt anzumerken, dass es nach wie vor direkte Tests

¹gr. unteilbare Materie

1 Einleitung

und Messungen am Standardmodell gibt [3]. Diese werden durchgeführt, um Grenzen für Parameter festzulegen und um die erwähnten freien Parameter genauer zu vermessen.

Allgemein dringt die Forschung damit in Strukturen ein, die viel kleiner sind als makroskopische Objekte und deckt Größenordnungen im Bereich bis 10^{-18} m ab. Um experimentelle Vorhersagen zu treffen, muss sowohl auf das theoretische Modell der Quantenmechanik (wegen der geringen Größen) als auch auf die relativistische Beschreibung (der spezielle Relativitätstheorie wegen der hohen auftretenden Geschwindigkeiten) zurückgegriffen werden.

2 Theoretische Aspekte

Nach Jahren der Suche nach immer kleineren Strukturen kann die Welt seit den sechziger Jahren auf nunmehr nur 4 bekannte Kräfte zurückgeführt werden (siehe Tabelle 2.1). Das Modell sieht vor, dass sich die Kräfte durch Austauschteilchen mit ganzzahligem Spin, sogenannten Bosonen, übermitteln lassen, während die Materieteilchen als Teilchen mit halbzahligem Spin, sogenannte Fermionen, beschrieben werden.

2.1 Das Standardmodell

Das „Standardmodell der Elementarteilchenphysik“ wird durch eine Quantenfeldtheorie¹ beschrieben, die die darin enthaltene Physik zunächst allgemein über einen Lagrange-Mechanismus mit verschiedenen Feldern ϕ_i ausdrückt. Die Felder ϕ_i stehen stellvertretend für Elementarteilchen.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\phi_i, \partial_\mu \phi_i)$$

Diese Funktion wird benutzt, um zusammen mit der Euler-Lagrange-Gleichung die Physik abzubilden und um daraus die möglichen Wechselwirkungen zu charakterisieren. Die Euler-Lagrange-Gleichung entsteht wiederum aus der Forderung, dass die Wirkung des physikalischen Systems extremal ist. Konkret wird hier die relativistische Variante verwendet, die mit dem Index μ die Raum- und Zeitkoordinaten berücksichtigt:

$$\partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi_i)} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i}.$$

Eine entscheidende theoretische Herausforderung besteht nun darin, die Funktion \mathcal{L} zu modellieren und dabei möglichst alle bekannten theoretischen Gegebenheiten zu berücksichtigen, um daraus überprüfbare Thesen zu kreieren.

Zur Beschreibung freier fermionischer Teilchen wird die zur Dirac-Gleichung äquivalente Lagrange-Dichte verwendet:

¹Es werden im Folgenden natürliche Einheiten verwendet: $\hbar = c = \epsilon_0 = 1$.

| Name der Kraft | relative Stärke | Reichweite | Trägerbosonen |
|-----------------------|-----------------|--------------|-----------------------|
| elektromagnetische WW | 10^{-2} | ∞ | Photonen (γ) |
| schwache WW | 10^{-7} | 10^{-13} m | W^\pm, Z^0 |
| starke WW | 10^0 | 10^{-15} m | 8 Gluonen (g) |
| Gravitation | 10^{-40} | ∞ | Graviton |

Tabelle 2.1: Übersicht aller bekannten Wechselwirkungen mit typischer Stärke und Reichweite.

2 Theoretische Aspekte

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi.$$

Dabei ist nun ψ ein Spinor, dessen vier Komponenten als Spin und Teilchen-/Antiteilchenanteil aufgefasst werden können. Bei γ^μ handelt es sich um 4×4 Dirac-Matrizen und $\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0$ mit ψ^\dagger als das komplex konjugierte zu ψ . Die Dirac-Gleichung ist verträglich mit der speziellen Relativitätstheorie und der Schrödingergleichung.

Der nächste Schritt bezieht sich nun auf die Forderung verschiedener Eichinvarianzen. Das bedeutet, dass die Dirac-Gleichung unter Eichtransformation der Spinorkomponenten invariant bleiben muss :

$$\psi \rightarrow \psi' = U\psi \quad \text{mit} \quad U = e^{igT_j\alpha_j}$$

Die Transformation U ist unitär, d.h. $U^\dagger U = 1$, damit die Wahrscheinlichkeitsdichte $\bar{\psi}\psi$ erhalten bleibt. Die Terme T_j stellen zunächst allgemein die Generatoren einer jeweiligen Gruppe dar und der Faktor g legt die Kopplungsstärke fest.

Im Allgemeinen werden nun sowohl globale Eichinvarianz (d.h. U hängt nicht von Ort und Zeit ab) als auch lokale Eichinvarianz ($U(x)$ hängt von Ort und Zeit ab) gefordert. Nach t'Hooft muss eine Lagrange-Funktion lokaler Eichinvarianz genügen, um normierbar zu sein [4]. Während die globale Eichvarianz die Erhaltung der jeweiligen Ladung ermöglicht, folgt aus der Forderung lokaler Eichinvarianz eine Modifikation der jeweiligen Lagrange-Dichte. Einher geht die Einführung von Vektorpotentialen, sogenannten Eichfeldern A_j^μ (Tensor erster Stufe für Spin 1-Teilchen), die die Wechselwirkung für die jeweiligen teilnehmenden Fermionen ψ unter dem Austausch von Bosonen beschreiben. Konkret führt das auf eine Neudefinition der Viererableitung, die eine Abhängigkeit von A_j^μ in der Lagrange-Dichte bewirkt:

$$\partial^\mu \rightarrow D^\mu = \partial^\mu - igA_j^\mu T_j.$$

Dies bedeutet, dass durch die Forderung lokaler Eichinvarianz eine Kopplung an die Felder A_j^μ entsteht.

Nun wurde bereits auf die uns bekannten 4 fundamentalen Kräfte hingewiesen. Während es bisher noch keine konsistente quantenfeldtheoretische Beschreibung der Gravitation gibt, ist dies für die übrigen 3 Kräfte gelungen. Ein besonderer Erfolg ist die einheitliche, theoretische Beschreibung der schwachen Wechselwirkung mit der elektromagnetischen Wechselwirkung (genannt QED²) in *einer* Theorie als sogenannte elektroschwache Wechselwirkung (QFD³) unter Vernachlässigung der Massen der Austauschbosonen⁴. Somit bleiben nunmehr 2 Quantenfeldtheorien übrig:

- Die elektroschwache Wechselwirkung als Vereinigung der Quantenelektrodynamik und der schwachen Wechselwirkung:

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

mit 3 + 1 Generatoren bzw. Eichbosonen.

²Quantenelektrodynamik

³Quantenflavordynamik

⁴Der Higgsmechanismus erklärt die Massen der Eichbosonen in der elektroschwachen Wechselwirkung.

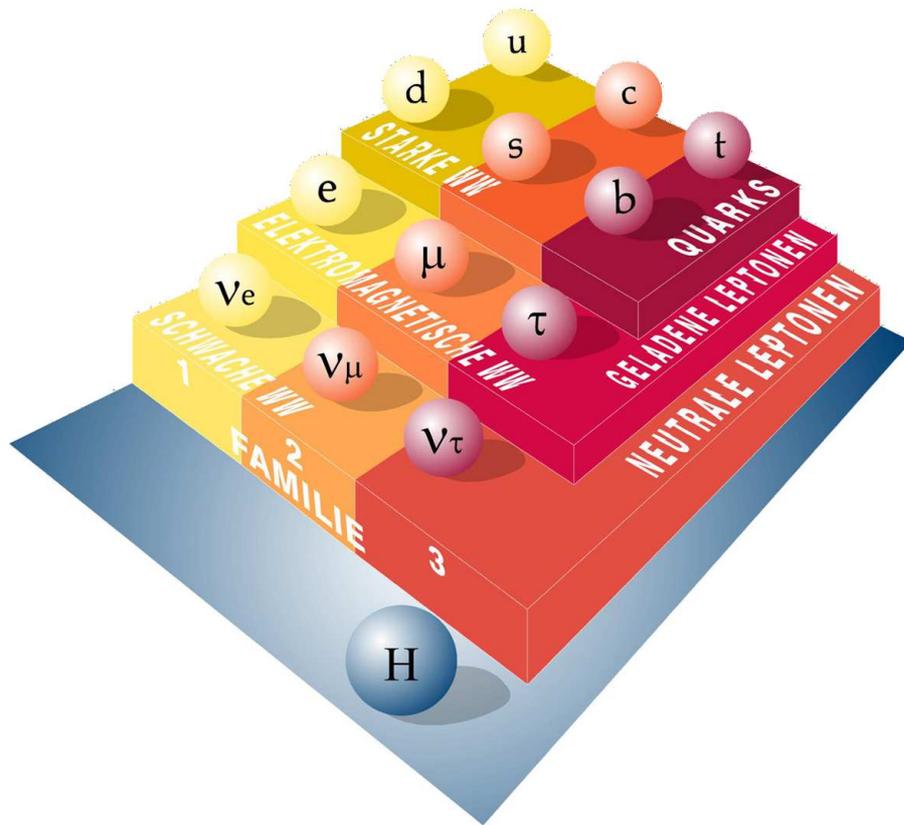


Abbildung 2.1: Die fermionischen Teilchen im Standardmodell der Teilchenphysik. Die bekannten Teilchen existierten in 3 Familien und unterliegen der schwachen, elektromagnetischen und starken Wechselwirkung. Das bosonische Higgs-Teilchen dient zur Erklärung der Teilchenmassen [5].

- Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben:

$$SU(3)_C$$

mit 8 Gluonen als Generatoren bzw. Eichbosonen. Sie alle tragen unterschiedliche Farben, sind aber masselos.

Zuletzt bleibt die Feststellung, dass alle fermionischen Teilchen (siehe Abbildung 2.1) und Wechselwirkungen im Standardmodell durch eine Lagrangedichte ausgedrückt werden können. Diese Dichte beinhaltet sowohl mit \mathcal{L}_{kin} kinetische Terme der wechselwirkenden Fermionen (ψ) und Terme für Eichbosonen (A_μ) als auch die durch die Eichinvarianzen eingeführten \mathcal{L}_{Yukawa} -Terme als Kopplungen zwischen diesen:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{kin} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{Higgs}.$$

Das Problem der zum Teil nicht verschwindenden Massen-Terme wird mit den Higgsmechanismus gelöst, dessen theoretische Beschreibung in \mathcal{L}_{Higgs} zusammengefasst wird.

| 1.Gen | 2.Gen | 3.Gen | schw.Isospin T_3 | Ladung Q | Hyperl. Y |
|-------------|---------------|----------------|--------------------|----------------|----------------|
| e_L | μ_L | τ_L | $-\frac{1}{2}$ | -1 | -1 |
| $\nu_{e,L}$ | $\nu_{\mu,L}$ | $\nu_{\tau,L}$ | $+\frac{1}{2}$ | 0 | -1 |
| e_R | μ_R | τ_R | 0 | -1 | -2 |
| $\nu_{e,R}$ | $\nu_{\mu,R}$ | $\nu_{\tau,R}$ | (0) | (0) | (0) |
| d'_L | s'_L | b'_L | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{3}$ | $+\frac{1}{3}$ |
| u_L | c_L | t_L | $+\frac{1}{2}$ | $+\frac{2}{3}$ | $+\frac{1}{3}$ |
| d'_R | s'_R | b'_R | 0 | $-\frac{1}{3}$ | $-\frac{2}{3}$ |
| u_R | c_R | t_R | 0 | $+\frac{2}{3}$ | $+\frac{4}{3}$ |

Tabelle 2.2: Darstellung der bekannten Fermionen mit ihren Eigenschaften in der elektroschwachen Wechselwirkung.

2.1.1 Die elektroschwache Wechselwirkung

Wie bereits erwähnt handelt es sich bei der elektroschwachen Wechselwirkung um die theoretische Vereinigung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung [6]. Die elektromagnetische Wechselwirkung koppelt an alle bekannten Teilchen, denen man eine intrinsische Ladung Q zuweist. Dies sind insbesondere die Leptonen (e , μ , τ) und die Quarks.

Anders ist es bei der schwachen Wechselwirkung, an der nur linkshändige Teilchen (bzw. rechtshändige Antiteilchen) bei dem Austausch geladener Eichbosonen teilnehmen. Die Chiralität, oder auch Händigkeit, eines Teilchens ergibt sich aus den Eigenwerten des Chiralitätsoperators. Jedes Teilchen hat damit eine links- und eine rechtshändige Komponente:

$$\Phi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\Phi \quad \text{und} \quad \Phi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\Phi.$$

Der elektroschwache Isospin \mathbf{T} ist der Operator einer unitären Transformation der $SU(2)_L$. Linkshändige Fermionen existieren als Dupletts mit schwachen Isospin $T_3 = (-\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$. Rechtshändige Fermionen haben keinen Isospin. Damit kann jedem fermionischen Teilchen des Standardmodells ein Isospin-Eigenwert zugewiesen werden (siehe Abbildung 2.2). Durch die Eigenschaft des Isospins verletzt die schwache Wechselwirkung beim Austausch von geladenen Strömen die Parität maximal.

Die Beschreibung der elektroschwachen Theorie erfolgt durch die $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Symmetriegruppe mit der Einführung der Hyperladung Y in der vereinigten Theorie durch die Gell-Mann-Nishijima Relation :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}.$$

In der vereinigten Theorie transformiert sich die linkshändige Komponente in der elektroschwachen Wechselwirkung mit:

$$U_L = e^{i\frac{g'}{2}Y\alpha(x) + i\frac{g}{2}\mathbf{T}\beta(x)}.$$

Die rechtshändige Komponente transformiert sich nur unter der $U(1)_Y$:

$$U_R = e^{i\frac{g'}{2}Y\alpha(x)}.$$

Dabei stehen g' und g für Kopplungskonstanten, während \mathbf{T} der Generator der $SU(2)_L$ ist. Er kann zu den Pauli-Matrizen σ_i ($i = 1,2,3$) gewählt werden. Die Quantenzahl Y steht für den skalaren Generator der $U(1)_Y$. In der elektroschwachen Wechselwirkung werden nun die Felder B^μ für die $U(1)_Y$ -Gruppe und die drei Felder \mathbf{W}^μ für die $SU(2)_L$ -Gruppe eingeführt. Sie treten in der neudefinierten Viererableitung auf:

$$\partial^\mu \rightarrow D^\mu = \partial^\mu + ig\mathbf{T}\mathbf{W}^\mu + i\frac{g'}{2}YB^\mu.$$

Daraus ergeben sich die beobachtbaren Eichfelder für W^+ , W^- :

$$W^{+\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1^\mu + W_2^\mu),$$

$$W^{-\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1^\mu - W_2^\mu).$$

Die übrige Komponente W_3^μ und das Feld B^μ kombinieren sich zu den Feldern des Z^0 -Teilchens und des Photons γ . Dabei wird die Mischung so gewählt, dass das Photonfeld γ nicht an Neutrinos koppelt:

$$Z^\mu = -\sin\theta_\omega B^\mu + \cos\theta_\omega W_3^\mu.$$

$$A^\mu = \cos\theta_\omega B^\mu + \sin\theta_\omega W_3^\mu.$$

Hier tritt nun der Weinbergwinkel θ_ω auf, dessen Wert nicht theoretisch vorhergesagt werden kann, sondern über Messungen bestimmt wird. Er ist definiert als

$$\sin\theta_\omega = \frac{g'}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad \text{bzw.} \quad \cos\theta_\omega = \frac{g}{\sqrt{g'^2 + g^2}}$$

und ist mit der Elementarladung verknüpft:

$$e = g' \cos\theta_\omega = g \sin\theta_\omega.$$

Zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten über einen Feynman-Graphen fehlen nun noch die Kopplungsstärken an die neutralen Ströme (NC) über γ und Z^0 als auch die geladenen Ströme (CC) über W^+/W^- .

Sie sind lassen sich zu

$$g_V = I_3 - 2Q \sin^2\theta_\omega, \quad g_A = I_3$$

für neutrale Ströme und

$$g_V = 1, \quad g_A = 1$$

für geladene Ströme aus den Kopplungen in der Lagrangefunktion bestimmen. Es bleiben also 4 freie Parameter g , g' , m_W und m_Z in der schwachen Wechselwirkung. Da allerdings bisher alle Rechnungen unter der Annahme masseloser Eichbosonen durchgeführt wurden, bleibt der Higgsmechanismus um das Problem der gemessenen W - und Z -Massen zu lösen. Weitere Informationen befinden sich beispielweise in [7] und [8].

2.1.2 Die starke Wechselwirkung

Die Beschreibung einer starken Wechselwirkung wird nötig, wenn man mehr über den Aufbau eines Atomkerns lernen möchte [6]. Mit der Einführung von Quarks (als Bestandteile der Nukleonen) als Fermionen und der Gluonen als Austauschbosonen lässt sich auch hier eine Eichtheorie, genannt QCD, formulieren. Eine bemerkenswerte Besonderheit der QCD ist die Einführung der drei Farben als eine Teilcheneigenschaft und die Möglichkeit der Selbstkopplung der Gluonen, die auch Farbe tragen können. Die zur mathematischen Beschreibung benötigte Symmetriegruppe $SU(3)_C$ kann mit der Transformation $U(x)_C$ beschrieben werden:

$$U_C(x) = e^{i\frac{g}{2}\lambda^s\theta(x)^s}.$$

Dabei stellen die λ^s ($s = 1\dots 8$) die Gell-Mann-Matrizen dar. Die Gell-Mann-Matrizen sind die Generatoren der $SU(3)$, die im Gegensatz zur $U(1)$ nicht kommutieren. Sie wirken auf alle farbgeladenen Spinoren, die nun zusätzlich eine Farbkomponente tragen. Jede Farbkomponente ist über eine globale Eichsymmetrie erhalten. Ein wichtiger Faktor zur Beschreibung der Kopplungsstärke ist die starke Kopplungskonstante α_s , die ebenfalls ein freier Parameter des Standardmodells ist.

Allgemein wirkt die QCD auf alle Teilchen, die eine Farbladung tragen. Das sind die 6 Quarks (mit jeweils 3 Farben) und das Gluon (mit jeweils 8 Farb- bzw. Antifarbkombinationen).

2.1.3 Das Higgs-Teilchen

Wie erwähnt wurde, ist die elektroschwache Wechselwirkung so zunächst nur für masselose Eichbosonen gültig [6]. Massenterme in der Lagrange-Funktion wie z.B. $m_A A_\mu A^\mu$ bedeuten, dass durch die massiven Vektorfelder keine Eichinvarianz gegeben ist. Allerdings können diese Terme durch den Higgsmechanismus erklärt werden. Dieser Mechanismus erfordert die Einführung eines bisher noch nicht gefundenen Higgs-Teilchen [9], um die Massen der W- und Z-Bosonen zu erklären.

Das Higgs-Teilchen wird über die zwei Fehler ϕ^+ und ϕ^0 beschrieben, die ein Duplett bezüglich des schwachen Isospins darstellen:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}.$$

Die dem Higgsmechanismus zugrunde liegende Idee ist die Einführung eines Potentials in der Lagrangedichte von der Form eines mexikanischen Huts (siehe Abbildung 2.2):

$$V(\phi) = -\mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2.$$

Dieses Potential besitzt aber für $\mu < 0$ eine spontane Symmetriebrechung, d.h. mehr als ein Minimum.

Das Higgsfeld wird im Vakuumerwartungswert erwartet. Das bedeutet, dass das Higgsfeld im Minimum des Potentials entsteht:

$$V(\phi) \stackrel{!}{=} \text{minimal}$$

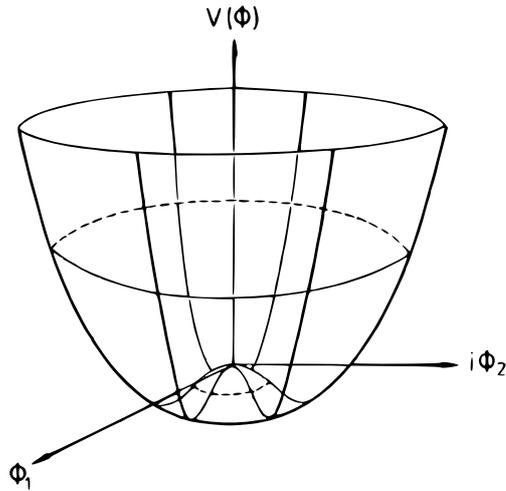


Abbildung 2.2: Zweidimensionales, imaginäres Higgs-Potential [6].

führt zu

$$\phi^\dagger \phi = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) \equiv -\frac{\mu^2}{2\lambda}.$$

Man wähle nun eine Eichung im Minimum zu

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0, \quad \phi_3 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \equiv v_0^2.$$

Die angepasste Wellenfunktion wird nun um den Vakuumerwartungswert variiert:

$$\Phi = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ v_0 + h(x) \end{pmatrix}.$$

Diese Ansatz führt zu neuen Termen in der Lagrange-Dichte:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial^\mu h)(\partial_\mu h) - \mu^2 h^2.$$

Es beschreibt das massive Higgs-Teilchen h und verknüpft die Higgs-Parametern μ und v_0 mit den Bosonmassen der schwachen Wechselwirkung:

$$m_h = \sqrt{2}\mu, \quad m_W = \frac{gv_0}{2}, \quad m_Z = \frac{m_W}{\cos\theta_\omega}.$$

Durch weitere Überlegungen sind auch die Massen der Fermionen erklärbar⁵. Allerdings macht die Theorie keine Vorhersage über die Werte, da diese nur freie Parameter in der Theorie darstellen.

⁵Die Massen der Neutrinos können nicht durch das Standardmodell erklärt werden.

2.2 Physik jenseits des Standardmodells

Das „Standardmodell der Teilchenphysik“ ermöglicht heute ein tiefes Verständnis der Physik auf kleinsten Skalen. Es existieren allerdings Unstimmigkeiten und freie Parameter im Modell. Eine Erweiterung könnte einerseits die Gültigkeit des Modells auf neue Themenbereiche ausdehnen als auch andererseits durch weitere Einschränkungen im Modell die Freiheitsgrade reduzieren, indem sie den jeweiligen Wert der Variable voraussagt. Beides erweitert die Vorhersagekraft der Theorie.

- Die Massen des Standardmodells können theoretisch durch den Higgsmechanismus erklärt werden, aber die Masse der einzelnen Teilchen wird nicht bestimmt. Insbesondere ist nicht klar, warum für die Quarkmassen $m_t > m_b > m_c > m_s > m_d > m_u$ und für die Leptonmassen $m_\tau > m_\mu > m_e$ gilt. Dieser Umstand deutet möglicherweise auf weitere Symmetrien hin. Im Neutrino-Sektor wurde die Existenz der 3 Generationen nachgewiesen, aber die genaue Massenbestimmung gestaltet sich schwierig und ist ebenfalls ein Teil aktueller Forschung.
- Die schwache Wechselwirkung koppelt nur an linkshändige Fermionen. Es ist nicht klar, woher diese Symmetriebrechung kommt. Sie ist verantwortlich für die Paritätsverletzung.
- Alle Feynman-Diagramme enthalten Korrekturen höherer Ordnungen. Mit dem Beitrag virtueller Teilchen (d.h. Teilchen, die die Energie-Impuls-Relation kurzzeitig nicht erfüllen) kann nun der Wirkungsquerschnitt verschiedener Prozesse bestimmt werden. Die Frage ist nun, warum die Masse des Higgs-Teilchen viel kleiner als die Planckmasse ist. Sollten neue Teilchen höherer Massen existieren, müssten sie als Korrekturen der Higgsmasse auftreten. Die Auslöschung dieser Korrekturen wird im Allgemeinen als Feinabstimmung oder Hierarchieproblem bezeichnet.
- Um Kräfte zu vereinen, wird gefordert, dass sich Kräfte mit einer einheitlichen Theorie beschreiben lassen und sich ihre Kopplung ab einer hohen Energieskala als nicht mehr unterscheidbar herausstellen. Mathematisch lässt dieser Sachverhalt im Rahmen der Quantenfeldtheorie so darstellen, dass eine höhere Symmetriegruppe G die jeweiligen Kräfte komplett enthält:

$$G \supset SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1).$$

Stellt man sich nun die Frage, wann und ob die Vereinigung aller bekannten Wechselwirkungen stattfindet, kann man eine Abschätzung mit den laufenden Kopplungskonstanten geben. Eine Vereinigung mit der starken Wechselwirkung findet bei ungefähr $M_{GUT} = 5 \cdot 10^{23}$ eV statt (siehe Abb. 2.3). Bezieht man in diese Überlegungen die Gravitation mit ein, erreicht man die Planck-Skala bei $M_{Planck} = 1.22 \cdot 10^{28}$ eV [7]. Spätestens hier muss es unter Einbeziehung der Gravitation neue Physik geben. Viele Theorien sagen deshalb die Existenz neuer Teilchen voraus. Dennoch liegen viele Vorhersagen einige Größenordnungen über dem heute Messbaren.

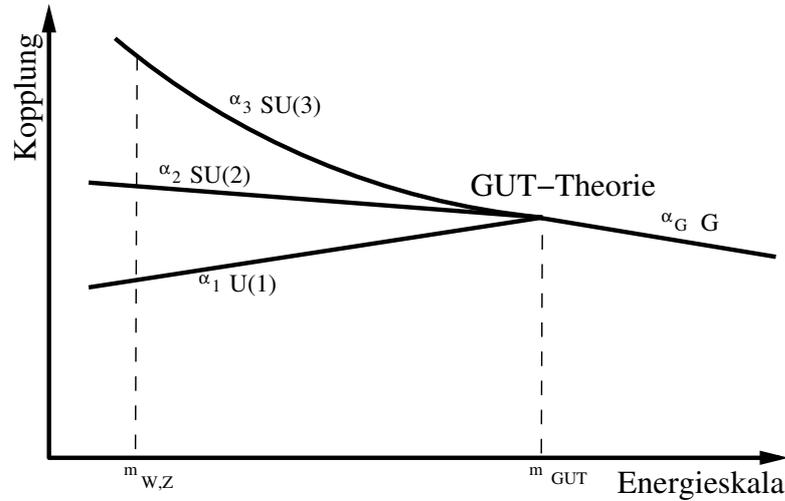


Abbildung 2.3: In einer vereinigten GUT-Theorie können alle Wechselwirkungen ab der GUT-Skala mit einer Kopplungskonstante beschrieben werden.

2.2.1 Erweiterung um Links-Rechts-Symmetrie

Das stärkste Argument zur Erklärung neuer schwerer Eichbosonen kommt durch den Umstand, dass die schwache Wechselwirkung bei kleinen Skalen nur an linkshändige Teilchen koppelt. Um diese Symmetriebrechung mathematisch zu beschreiben wurde schon in den siebziger Jahren, noch vor der experimentellen Entdeckung des W -Bosons bzw. Z -Bosons, eine Links-Rechts-Symmetrische-Erweiterung (LRSM) des Standardmodells vorgeschlagen [10]. Sie basiert auf der prinzipiellen Idee, dass die Links-Rechts-Symmetrie auf kleinen Skalen gebrochen wird [11]. Es wird also eine weitere Eichgruppe bei hohen Energien vorausgesagt:

$$SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{\tilde{Y}}.$$

Eine solcher Ansatz könnte nicht nur die Existenz schwerer geladener Eichbosonen (wie Z' und W') voraussagen, sondern auch Hinweise auf die Erklärung der Neutrinomassen geben. In jedem Fall koppeln nun auch die R-händigen Teilchen an die schwache Wechselwirkung, so dass man ihnen mit einer leicht modifizierten Gell-Mann-Relation neue Quantenzahlen zuordnen kann (siehe Tabelle 2.3):

$$Q = T_{3L} + T_{3R} + \frac{B-L}{2}, \quad \tilde{Y} = B - L.$$

Der Wert \tilde{Y} tritt hier, vergleichbar mit der Quantenzahl Y der elektroschwachen Wechselwirkung, als Generator der $U(1)$ auf, aber erfährt eine natürlichere Interpretation aus der Differenz zwischen baryonischen und leptonischen Bestandteilen.

Die nun folgende Lagrangefunktion ist symmetrisch unter dem Austausch von R und L und paritätserhaltend. Die Lagrangefunktion lässt sich für Fermionen mit links- und rechtshändigen Spinoren beschreiben:

$$\mathcal{L}_{Fermion} = i\bar{\phi}_L \gamma^\mu D_{L\mu} \phi_L + i\bar{\phi}_R \gamma^\mu D_{R\mu} \phi_R.$$

2 Theoretische Aspekte

| Teilchen | Isospin T_{3L} | Isospin T_{3R} | Ladung Q | Hyperladung \tilde{Y} |
|-------------|------------------|------------------|----------------|-------------------------|
| l_L | $-\frac{1}{2}$ | 0 | -1 | -1 |
| $\nu_{l,L}$ | $+\frac{1}{2}$ | 0 | 0 | -1 |
| l_R | 0 | $-\frac{1}{2}$ | -1 | -1 |
| $\nu_{l,R}$ | 0 | $+\frac{1}{2}$ | 0 | -1 |
| d'_L | $-\frac{1}{2}$ | 0 | $-\frac{1}{3}$ | $+\frac{1}{3}$ |
| u_L | $+\frac{1}{2}$ | 0 | $+\frac{2}{3}$ | $+\frac{1}{3}$ |
| d'_R | 0 | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{3}$ | $+\frac{1}{3}$ |
| u_R | 0 | $+\frac{1}{2}$ | $+\frac{2}{3}$ | $+\frac{1}{3}$ |

Tabelle 2.3: Darstellung der Quantenzahlen bekannter Fermionen im LRSM.

Die kovarianten Ableitungen enthalten nun die neu eingeführten Eichfelder $\mathbf{W}_{L\mu}$, $\mathbf{W}_{R\mu}$ und B_μ :

$$D_{L\mu} = \partial_\mu + \frac{ig_L}{2}\tau_L \mathbf{W}_{L\mu} + ig' \frac{B-L}{2} B_\mu$$

bzw. analog für die rechtshändigen Ableitungen

$$D_{R\mu} = \partial_\mu + \frac{ig_R}{2}\tau_R \mathbf{W}_{R\mu} + ig' \frac{B-L}{2} B_\mu.$$

Die daraus resultierende, kompliziertere Lagrangefunktion braucht ebenfalls einen Higgsmechanismus. Dafür werden 3 Multipletts mit den Quantenzahlen $(T_{3R}, T_{3L}, \tilde{Y})$ definiert:

$$\Delta_L(1,0,2), \Delta_R(0,1,2), \Phi\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0\right)$$

mit $\Delta_L \leftrightarrow \Delta_R, \Phi \leftrightarrow \Phi^\dagger$ unter R-L Vertauschungen.

Die Δ -Higgs-Felder brechen das LRSM zur elektroschwachen Wechselwirkung des Standardmodells. Das Φ -Higgs-Feld stellt in gewisser Weise ein modifiziertes Higgs des Standardmodells dar, das den Übergang zur elektromagnetischen Wechselwirkung ermöglicht. Zunächst werden die Felder für $\Delta_{R/L}$ und Φ aus den Generatoren der Gruppe in einer Matrixdarstellung definiert:

$$\Delta_{L/R} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\Delta_{L/R}^+ & \Delta_{L/R}^{++} \\ \Delta_{L/R}^0 & -\frac{1}{\sqrt{2}}\Delta_{L/R}^+ \end{pmatrix} \quad \Phi_0 = \begin{pmatrix} \phi_1^0 & \phi_0^+ \\ \phi_2^- & \phi_2^0 \end{pmatrix}.$$

Dann werden die 3 Higgsfelder im Vakuumerwartungswert festgelegt:

$$\Delta_{L/R,0} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ v_{L/R} & 0 \end{pmatrix}, \quad \Phi_0 = \begin{pmatrix} \kappa & 0 \\ 0 & \kappa' \end{pmatrix}.$$

Diese hier dargelegte Theorie sagt weitere Higgs-Teilchen voraus, die auch experimentell zugänglich sind [12]. Sie brechen die P-Invarianz in zwei Schritten zur elektromagnetischen Wechselwirkung und zur elektromagnetischen Wechselwirkung:

$$SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{\tilde{Y}} \xrightarrow{v_R} SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{\kappa, \kappa'} \otimes U(1)_{em}.$$

Damit schwere W' und Z' mit hoher Masse erzeugt werden können, muss die Größe $v_R \gg \kappa, \kappa'$ sehr groß sein. Die Größe v_L muss hingegen sehr klein sein $v_L \ll \max(\kappa, \kappa')$ um den geringen Massenunterschied zwischen W und Z zu erklären. Das Verhältnis von κ' und κ ist ein freier Parameter der Theorie [13]. Insgesamt gilt also :

$$v_L \ll \kappa^2 + \kappa'^2 \ll v_R.$$

Die nun entscheidende Frage ist die experimentelle Beobachtbarkeit der resultierenden Eichbosonen und ihren Massen. Das heißt, dass W_R und W_L nur Eichbosonen der ungebrochenen Symmetriegruppe beschreiben, die jedoch erst noch in die physikalisch messbaren Eigenzustände projiziert werden müssen:

$$\begin{pmatrix} W \\ W' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \xi & -\sin \xi e^{i\lambda} \\ \sin \xi e^{-i\lambda} & \cos \xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_L \\ W_R \end{pmatrix}$$

mit

$$e^{i\lambda} = -\frac{\kappa\kappa^*}{|\kappa\kappa|}$$

als Phasenverschiebung und

$$\tan 2\xi = 2\frac{\kappa\kappa'}{v_R^2 - v_L^2}.$$

Für die Massen der Eichbosonen resultiert (unter der Annahme $g = g_R = g_L$):

$$m_W^2 = \frac{1}{2}g^2(\kappa^2 + \kappa'^2 + 2v_L^2),$$

$$m_{W'}^2 = \frac{1}{2}g^2(\kappa^2 + \kappa'^2 + 2v_R^2)$$

als Massen der geladenen Eichbosonen und die Terme

$$m_Z^2 = \frac{g^2}{2\cos^2\theta_w}(\kappa^2 + \kappa'^2 + 4v_L^2),$$

$$m_{Z'}^2 = 2(g^2 + g'^2)v_R^2$$

als Massen der neutralen Eichbosonen [13].

Ist nun v_R der $SU(2)_R$ hinreichend groß, dann ist die Skala bisher gebrochen und die Masse des W' -Bosons liegt über dem bisher Messbaren.

Ein weiterer Vorteil des LRSM ist die Erklärung der Neutrinomassen durch den „See-saw“-Mechanismus [14]. Es ist zunächst sehr erstaunlich, dass der Higgsmechanismus zwar Teilchen mit Massen ausstattet, aber dies in sehr unterschiedlicher Stärke. So liegen die Quarks und Leptonen in ähnlichen Massenbereichen ab der MeV-Skala, wohingegen die Neutrinos nur Massen von einigen wenigen eV aufweisen. Die theoretische Vorhersage ist nun, dass ein vergleichbarer Massenmechanismus im Neutrino-Sektor existiert, also dass sowohl 3 leichte (messbare) Neutrinos m_ν als auch 3 schwere (nicht messbare) Neutrinos m_N existieren. In der Lagrange-Funktion kann ein Matrixterm zwischen den links- und rechtshändigen Neutrinofeldern identifiziert werden:

$$M_\nu = \begin{pmatrix} 0 & m_l \\ m_l & v_R \end{pmatrix}.$$

Ist die Neutrinomasse viel kleiner als die rechthändige Skala $m_l \ll v_R$ sind die physikalischen Eigenzustände nun erklärbar:

$$m_N \approx v_R, \quad m_\nu \approx \frac{m_l^2}{v_R}.$$

Allerdings bleibt zu bemerken, dass die rechtshändige Neutrinomasse ein freier Parameter des Modells bleibt und festlegt, welche Kanäle (z.B. $W_R \rightarrow e + \nu_{e,R}$) mit welchen Verzweungsverhältnissen auftreten.

2.2.2 Das „Reference Model“ der schweren Eichbosonen

Das sogenannte *Reference Model* [1], entstanden gegen Ende der achtziger Jahre, ist ein weitaus allgemeineres Modell. Es ist eine Anpassung des W -Bosons im Standardmodell an höhere Massen, aber lässt alle wesentlichen Kopplungen gleich. Dadurch kann das *Reference Model* einige ähnliche hypothetische Theorien beschreiben:

- GUT-Theorien, die die Kräfte in Eichgruppen höherer Ordnung vereinen. Hier wären zum Beispiel die $SU(5)$, $SU(10)$ oder $E6$ zu nennen, die alle neue schwere Eichbosonen vorhersagen. Auch wenn die $SU(5)$ mittlerweile als ausgeschlossen gilt, sind $SU(10)$ und $E6$ bislang möglich [7].
- In einer links-rechts-symmetrischen Welt existieren schwere Eichbosonen als Erweiterung des Standardmodells um rechtshändige Kopplungen der schwachen Wechselwirkung [10].
- Kaluza-Klein-Theorien, die unter der Annahme weiterer Dimensionen Anregungszustände der bekannten Eichbosonen vorhersagen, um auch Modelle der Gravitation quantenfeldtheoretisch zu beschreiben [15].
- Little Higgs und weitere Modelle [16].

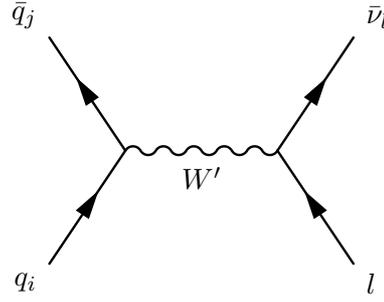
Die offenen Kanäle für den Zerfall eines W' -Bosons ergeben sich aus der Ladungserhaltung:

$$W'^- \rightarrow \bar{u}d', \bar{s}c', \bar{t}b', e\bar{\nu}_e, \mu\bar{\nu}_e, \tau\bar{\nu}_e.$$

Man bedenke, dass der Zerfall in das Top-Quark für das SM- W -Boson aus kinematischen Gründen verboten ist ($m_t > m_W$).

Das Reference Model beschreibt nun insbesondere die Zerfallsbreite, den Wirkungsquerschnitt und das Verzweungsverhältnis für den Zerfall eines schweren Eichbosons.

Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts für pp-Kollisionen wird im Allgemeinen in mehreren Schritten vollzogen. Zunächst wird anhand der Feynman-Regeln ein partieller Wirkungsquerschnitt bestimmt, der hier durch einen $2 \rightarrow 2$ -Prozess beschrieben ist. Er enthält im Allgemeinen Interferenzen verschiedener Feynman-Diagramme mit gleichen ein- und auslaufenden Teilchen und kann Korrekturen höherer Ordnung enthalten:



$$\hat{\sigma}(q_i \bar{q}_j \rightarrow W' \rightarrow l \bar{l}) = \frac{|V_{ij}|^2}{3\pi} \left(\frac{G_F m_{W'}^2}{\sqrt{2}} \right)^2 \frac{s}{(s - m_{W'}^2)^2 + \Gamma m_{W'}}.$$

Von hier an muss nun berücksichtigt werden, dass bei Proton-Proton-Beschleunigern die wechselwirkenden Quarks Bestandteile von Protonen sind. Zu diesem Zweck wurden „Parton Density Functions (PDF)“ f insbesondere bei den HERA Experimenten am DESY bestimmt, die angeben, bei welchen Impulsanteil x_p sich die Quarks in den Protonen mit welcher Wahrscheinlichkeit aufhalten.

$$\sigma_{total} = \frac{1}{3} \int_0^1 dx_{p1} \int_0^1 dx_{p2} \sum_{i,j} f_{q_i}(x_{p1}, Q^2) f_{\bar{q}_j}(x_{p2}, Q^2) \hat{\sigma}(q_i \bar{q}_j \rightarrow W' \rightarrow l \bar{l}).$$

Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{total} muss numerisch berechnet werden. Dies geschieht z.B. mit einem Generatorprogramm.

Weiter interessiert die partielle Breite für den Zerfall in Fermionen f_i :

$$\begin{aligned} \Gamma(W' \rightarrow f_i f_j) &= \Gamma(W \rightarrow f_i f_j) \cdot \frac{m_{W'}}{m_W} \\ &= \frac{N_C g^2 m_{W'}}{48\pi} \quad \text{mit} \quad N_C = \begin{cases} 3 \cdot |V_{i,j}|^2 & \text{für Quarks (3 Farben)} \\ 1 & \text{für Leptonen} \end{cases}. \end{aligned}$$

Eine Besonderheit des *Reference Model* ist nun die prinzipielle Berücksichtigung des Zerfalls von W' in W und Z . Ist diese Kopplung nicht unterdrückt, ergibt sich das Problem, dass das *Reference Model* für LHC relevante W' -Massen schon ausgeschlossen ist. In [1] wird deswegen die Kopplung ξ auf die Größe der ν_R -Skala vorgeschlagen:

$$\xi \approx \left(\frac{m_W}{m'_{W'}} \right)^2.$$

Diese Breite ist nun kleiner als die Breite für die leptonenischen Kanäle, kann aber der am besten sichtbare Kanal sein, falls die rechtshändige Neutrinomasse größer als die Masse des schweren Eichbosons ist. Eine mögliche Signatur des Prozess $W' \rightarrow Z + W$ wäre hier beispielsweise ein Elektron mit fehlender transversalen Energie(ν_l) und zwei Jets.

Im Falle einer kleinen rechtshändigen Neutrinomasse unterscheiden sich das LRSM und das *Reference Model* nicht und die leptonenischen Kanäle sind die am besten zugänglichen. In dieser Studie werden ausschließlich die rein leptonenischen Kanäle untersucht und das Verzeigungsverhältnis von $W' \rightarrow W + Z$ wird zu Null angenommen.

2.2.3 Interferenz zwischen W und W'

Vergleichbar der Interferenz zwischen γ und Z^0 für neutrale Ströme, könnte ein ähnlicher Mechanismus für W und W' existieren [17]. Das bedeutet, dass es keine experimentelle Unterscheidung zwischen dem Austausch eines W und W' gibt und dass exakt die gleichen einlaufenden und auslaufenden Teilchen in den Feynmangraphen auftreten. Zunächst werden aus allen denkbaren Wechselwirkungen Feynmandiagramme bestimmt und die Streuamplitude \mathfrak{M} errechnet:

$$|\mathfrak{M}|^2 = |\mathfrak{M}_W|^2 + |\mathfrak{M}_{W'}|^2 + 2\text{Re}(\mathfrak{M}_W^* \mathfrak{M}_{W'}).$$

Interessant ist nun insbesondere der letzte Term, der die Interferenz beschreibt. Die Differenz ist direkt mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt verknüpft.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim |\mathfrak{M}|^2.$$

In einer einfachen Abschätzung kann nun die mögliche Stärke der Interferenz abgeschätzt werden. Das Verhältnis zwischen $|\mathfrak{M}_W|^2/|\mathfrak{M}_{W'}|^2 \equiv a$ wird mit der Konstante a festgelegt. Es gilt ungefähr $a \approx \frac{1}{10}$ in der durch W' dominierten Region bei einer Masse von 1 TeV (siehe Kapitel 7). Weiter kann eine obere Schranke für den Interferenzterm gefunden werden:

$$2\text{Re}(\mathfrak{M}_W^* \mathfrak{M}_{W'}) \leq 2|\mathfrak{M}_W||\mathfrak{M}_{W'}|$$

Die maximale relative Interferenz I lässt sich nun in Abhängigkeit von a berechnen:

$$I = \frac{2\text{Re}(\mathfrak{M}_W^* \mathfrak{M}_{W'})}{|\mathfrak{M}_W|^2 + |\mathfrak{M}_{W'}|^2} \leq \frac{2|\mathfrak{M}_W||\mathfrak{M}_{W'}|}{|\mathfrak{M}_W|^2 + |\mathfrak{M}_{W'}|^2} = \frac{2\sqrt{a}|\mathfrak{M}_{W'}|^2}{(1+a)|\mathfrak{M}_{W'}|^2} = \frac{2\sqrt{a}}{(1+a)}.$$

Für $a = \frac{1}{10}$ kann nun die maximale Interferenz bestimmt werden:

$$\Rightarrow I = \frac{2\text{Re}(\mathfrak{M}_W^* \mathfrak{M}_{W'})}{|\mathfrak{M}_W|^2 + |\mathfrak{M}_{W'}|^2} \lesssim 60\%.$$

Diese Abschätzung gibt nur das Maximum einer möglichen Interferenz an. Sind beide Streuamplituden bekannt, kann der Term auch exakt bestimmt werden und ist meistens um einiges kleiner als der aus obiger Abschätzung (siehe Abb. 2.4).

Nun bleibt die Frage, ob und wann Interferenz auftritt. Im LRSM existiert keine Interferenz zwischen W und W' solange die Mischung klein ist, denn die rechtshändige Wechselwirkung ist unabhängig von der linkshändigen Wechselwirkung, so dass nicht die gleichen Ausgangsteilchen interferieren. Geht man stattdessen vom *Reference Model* aus, ist Interferenz nicht ausgeschlossen, da das W' wie auch das W an linkshändige Leptonen und Neutrinos koppeln kann. Im weiteren Verlauf wird eine rein rechtshändige Wechselwirkung des W' -Bosons d.h. keine Interferenz angenommen, allerdings wird in Kapitel 10 die mögliche Entdeckung in Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts diskutiert.

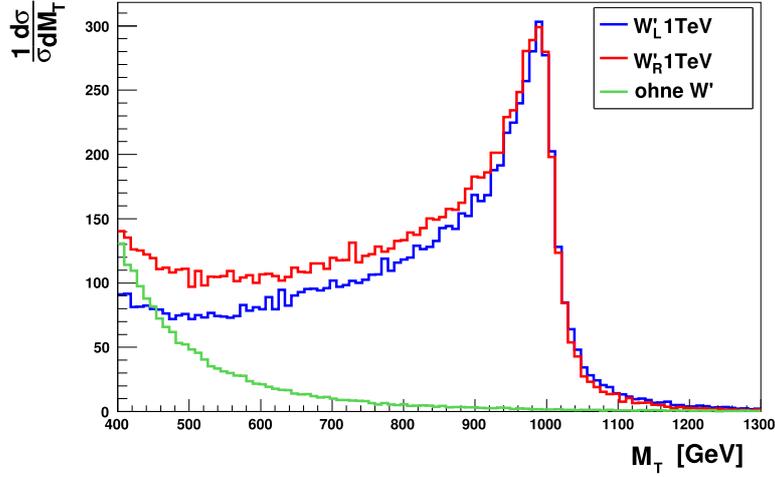


Abbildung 2.4: Interferenz in der transversalen Masse zwischen Standardmodell W und W' mit einer Masse von 1 TeV [18]. Koppelt das hypothetische W' an rechtshändige Fermionen, existiert keine Interferenz. Wenn es aber hingegen an linkshändige Fermionen koppelt, interferieren W und W' und man erkennt eine Abnahme im kombinierten W/W' -Wirkungsquerschnitt.

2.2.4 Resultate und Wertebereichsgrenzen

Es wurden bereits einige Studien zu schweren geladenen Eichbosonen durchgeführt. Man unterscheidet hier im Allgemeinen zwischen den *direkten Suchen* nach einer für das W' typischen Signatur und *indirekten Suchen*, die Grenzen der Theorie aufzeigen ohne direkt nach typischen Signaturen zu suchen.

2.2.4.1 Direkte Suchen

Der allgemeinste Term zum Zerfall von W' in Fermionen kann mit einer Lagrangedichte ausgedrückt werden [19]:

$$\mathcal{L} = W'_\mu [\bar{u}_i (C_{qij}^R P_R + C_{qij}^L P_L)] \gamma^\nu d_j + W'_\mu [\bar{\nu}_i (C_{lij}^R P_R + C_{lij}^L P_L)] \gamma^\nu l_j + h.c.$$

Die Parameter C_{qij}^R , C_{qij}^L , C_{lij}^R und C_{lij}^L können prinzipiell frei gewählt werden.

Der auch hier untersuchte Fall $C_{qij}^R = g|V_{CKM,ij}|$, $C_{qij}^L = 0$, $C_{lij}^R = g$ und $C_{lij}^L = 0$ unter der Annahme leichter rechtshändiger Neutrinos, der mit dem Reference Model korrespondiert, liefert die aussagekräftigsten Ausschlussgrenzen. Die höchsten unteren Grenzen wurden bei Tevatron in den Kanälen $W' \rightarrow e\bar{\nu}_e$ (siehe Abb. 2.5) und $W' \rightarrow t\bar{b}$ (Signatur: W mit 2 B-Jets) bestimmt. Sie liegen bei $m'_W > 1$ TeV bei D0 [20] und $m'_W > 788$ GeV bei CDF [21] im Kanal $e\bar{\nu}_e$ und $m'_W > 731$ GeV bei D0 [22] und $m'_W > 800$ GeV bei CDF [23] im Kanal $t\bar{b}$. Alle Analysen benutzen Daten in der Größenordnung von ungefähr 1 fb^{-1} . Bei CMS existiert eine Studie im Myonkanal (Monte-Carlo) [24] und eine Analyse für den Kanal $W' \rightarrow WZ$ ist in Planung.

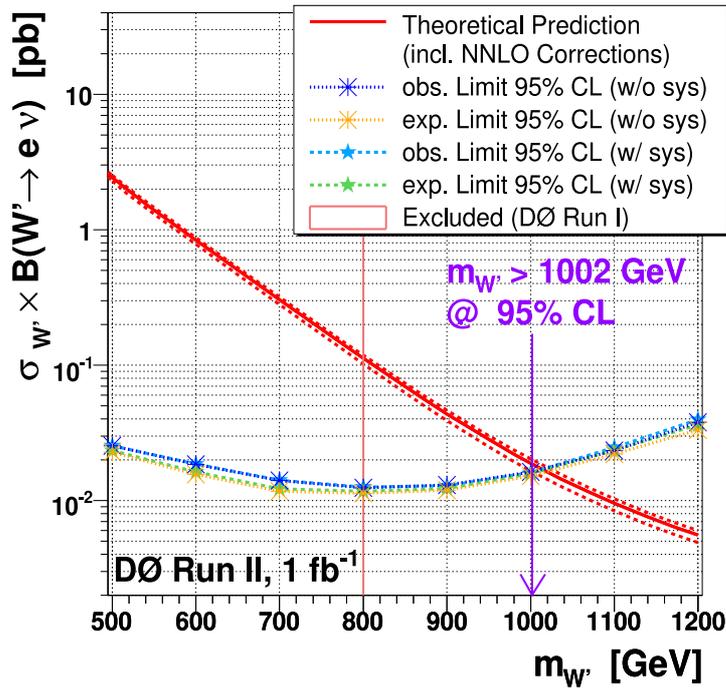


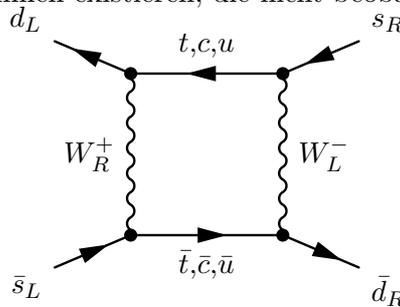
Abbildung 2.5: Ausschlussgrenzen für $W' \rightarrow e\bar{\nu}_e$ in 1fb^{-1} bei DØ [20].

2.2.4.2 Indirekte Suchen

Neben direkten Suchen können durch indirekte Suchen Ausschlussgrenzen für die Existenz eines potentiellen schweren Eichbosons angegeben werden. Im Allgemeinen sind diese Grenzen aber modellabhängiger als die Grenzen für direkte Suchen, denn es werden zusätzliche Annahmen getroffen:

Je nach Annahme gibt es Einschränkungen der Parameter durch Messungen an Zerfallsprozessen oder durch astrophysikalische Beobachtungen von Supernovae.

- Eine oft erwähnte starke Grenze von $m_{W'} > 1.6 \text{ TeV}$ entsteht durch $K_L - K_S$ Massendifferenzmessungen. Würden zusätzliche Eichbosonen existieren, müssten Beiträge mit W_L/W_R -Loopdiagrammen existieren, die nicht beobachtet wurden [25].



- Durch zusätzliche Eichbosonen und damit weitere erlaubte Zerfälle, können Einschränkungen durch die nicht beobachteten Neutrinos eines doppelten Betazerfalls angegeben werden. Es resultiert hier ungefähr $m_{W'} > 1 \text{ TeV}$ [26].

- Astrophysikalische Beobachtungen bei SN1987a und Kamiokande können zum Teil sehr hohe Grenzen für schwere Eichbosonen ergeben (> 20 TeV), da ansonsten im Inneren einer Supernova (SN) sehr hohe Mengen von rechtshändigen Neutrinos ν_R erzeugt werden können, die unbeobachtet entkommen. In jeden Fall sind hier zusätzliche Annahmen über den genauen Verlauf einer SN-Explosion notwendig [16].

Auch wenn indirekte Suchen hohe Grenzen vorgeben, ersetzt dies nicht die direkte Suche, da bei der direkten Suche im Allgemeinen weniger Annahmen gemacht werden müssen.

2 Theoretische Aspekte

3 Der LHC und der CMS Detektor

Der Large Hadron Collider [27] (LHC) ist der größte Teilchenbeschleuniger der Welt. Er wurde beim Europäischen Forschungszentrum Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) nahe Genf (Schweiz) an der schweiz-französischen Grenze gebaut (siehe Abb. 3.1). Er ist in gewisser Weise der Nachfolger des LEP-Beschleunigers [28], der auf dem gleichen Gelände und im gleichen 26.7 km langen Tunnel von 1989 bis 2000 Elektronen und Positronen zur Kollision gebracht hat. Nun wurden die dazugehörigen Experimente durch neue Experimente ersetzt und der Beschleuniger wurde durch Proton-Proton-Technologie mit höherer Energie erweitert. Die größten beteiligten Experimente Atlas [29], CMS [30], LHCb [31] und Alice [32] wollen die Physik des Standardmodells testen und neue Physik bei Energien bis zu 14 TeV Schwerpunktsenergie finden. Atlas und CMS stellen dabei sogenannte Allzweckdetektoren dar, während sich LHCb auf Prozesse im Vorwärtsbereich¹ spezialisiert hat. Alice konzentriert sich auf Physik mit schweren Bleikernen, die anstatt Protonen im Detektor kollidieren und ein sehr dichtes Quark-Gluon-Plasma erzeugen werden.

Die Herausforderungen bei solchen Experimenten lassen sich grob in 3 Teilbereiche einteilen:

- Der LHC arbeitet bei Energien bis 14 TeV (anfangs bei 10 TeV) und bis $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ Luminosität². Das ist eine Größenordnung mehr Energie als vergleichbare Beschleuniger realisieren können, so dass der LHC eine weite Tür zur Entdeckung neuer Teilchen aufstoßen wird.
- Die verwendete Technik im Beschleuniger und bei den Experimenten ist einzigartig und wurde oftmals speziell für ihre Aufgaben entwickelt. Das technische Spektrum reicht von Supraleitung im Beschleunigerbereich bis hin zur Halbleitertechnologie oder der Entwicklung von Gasedektoren.
- Der Zugang zu Informationen und Messdaten und seine Koordination von mehreren tausend Wissenschaftlern aus mehr als hundert Ländern erfordert neue Konzepte im Bereich des Daten- und Informationsaustausches. Zur Simulation der Physik und dem damit verbundenen Rechenaufwand werden moderne Techniken wie das Grid-Computing entwickelt.

Damit ist der LHC weltweit einzigartig und wird für einige Jahre den modernsten Teilchenbeschleuniger der Welt darstellen.

¹Diese Art von Experimenten eignet sich gut, um die häufig im Vorwärtsbereich entstehenden Hadronen mit B-Quarks zu untersuchen.

²Anfangs wird nicht die Design-Luminosität erreicht, aber man wird diese dann schrittweise zur Design-Luminosität erhöhen.

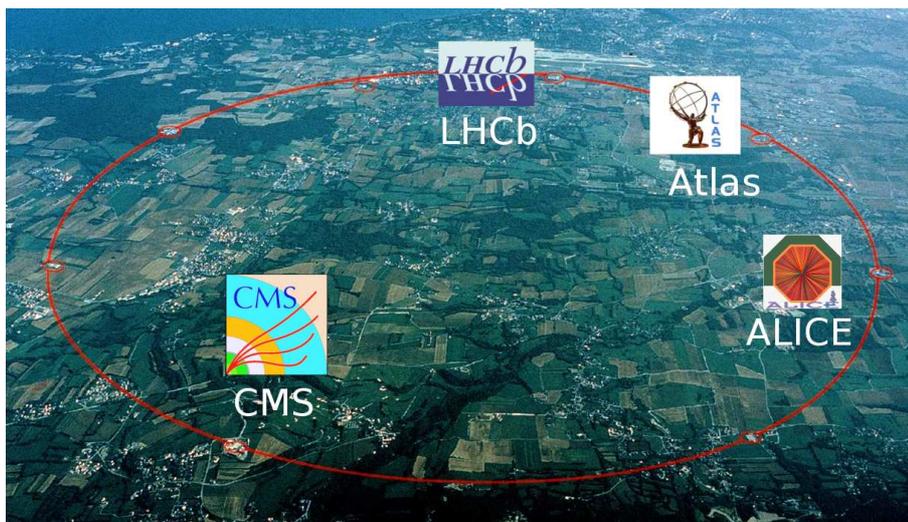


Abbildung 3.1: LHC Beschleunigeranlage mit den Experimenten CMS, Atlas, ALICE und LHCb [33].

3.1 Der LHC-Beschleuniger

Der LHC-Beschleunigerkomplex (siehe Abb. 3.2) wird bei Betrieb die Experimente mit Teilchen versorgen, die dann mittig in den Experimenten zur Kollision gebracht werden. Die experimentell erwartete Kollisionsrate \dot{N} ergibt sich zu:

$$\dot{N} = L \cdot \sigma.$$

Dabei ist σ der totale Wirkungsquerschnitt für den gesamten Wechselwirkungsprozess und L die Luminosität, die für den Beschleuniger individuell festgelegt ist. Sie bestimmt sich aus den verschiedenen Eigenschaften des Beschleunigerrings am Kollisionspunkt:

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4 \pi \epsilon_n \beta^*} F.$$

Die Größe N_b stellt die Anzahl der Teilchen in einem Paket (Bunch) dar und n_b repräsentiert die Anzahl der Pakete pro Strahl. f_{rev} ist die Umlauffrequenz und γ_r der relativistische Gamma-Faktor. Die Größen ϵ_n und β^* beschreiben die Fokussierung der Strahlführung. Ist der Strahl stark aufgeweitet, können nicht so viele Kollisionen stattfinden. Der Faktor F berücksichtigt, dass sich die Teilchen nicht ganz frontal stoßen, sondern im Kollisionspunkt einen Winkel zueinander einnehmen.

Damit Kollisionen unter kontrollierbaren Bedingungen stattfinden können, müssen viele technische Dinge beachtet werden. Zur Strahlerzeugung werden zunächst Wasserstoffatome zu Protonen ionisiert. Bei dem LHC werden nur Protonen (und keine Antiprotonen) verwendet, weil deren Herstellung einfacher ist und so am Ende höhere Luminositäten erzielt werden können. Zunächst werden die produzierten Teilchen über einen Linearbeschleuniger (LINAC2) auf 50 MeV vorbeschleunigt, um anschließend im nächsten Ringbeschleuniger (PSB) auf 1.4 GeV Energie gebracht zu werden. Von hieraus gelangen die Protonen in das Proton-Synchrotron (PS) und werden nach 3 bis 4 Umläufen bei einer Energie von 25 GeV in das Super-Proton-Synchrotron (SPS) eingespeist. Dabei wurde beim PS seit LEP die

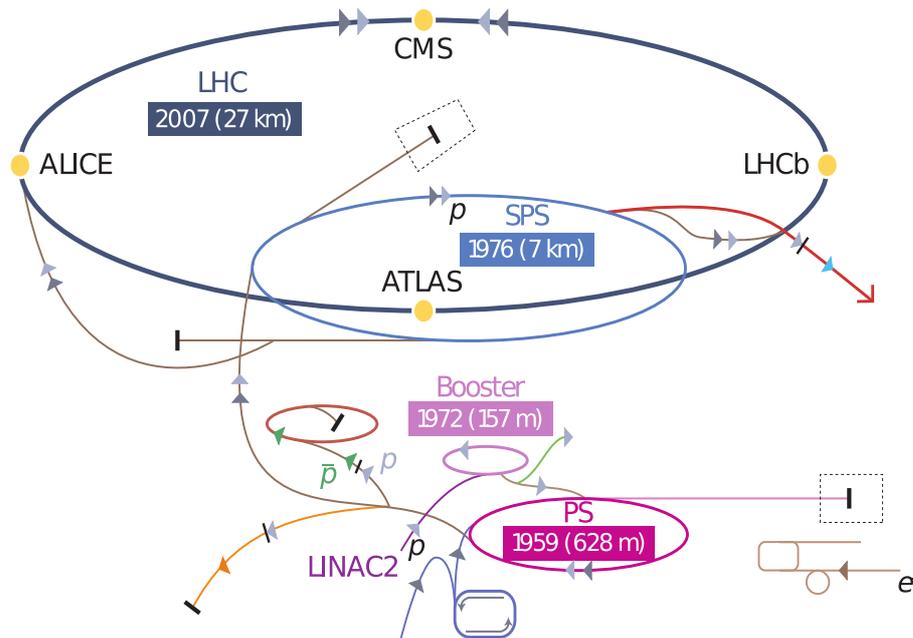


Abbildung 3.2: Der LHC-Beschleunigerkomplex mit seinen Vorbeschleunigern [34].

Helligkeit (Brightness) erhöht und der Abstand der Pakete auf 25 ns eingestellt. Die Pakete im PS werden nun zum SPS weitergegeben, das innerhalb von 12 Umdrehungen auf bis zu 450 GeV pro Teilchen beschleunigt. Von hier aus gibt es zwei Ausgänge zum LHC. Einen Ausgang im Uhrzeigersinn und einen gegen den Uhrzeigersinn. Am Ende sind 2808 Pakete von 3564 Möglichen im LHC-Ring besetzt.

Am LHC angekommen, laufen die beiden Teilchenstrahlen in die entgegengesetzte Umlaufrichtung. Weil Protonen bei gleichem Magnetfeld aber anderem Umlaufsinn in eine entgegengesetzte Richtung abgelenkt werden, können beide Strahlen nicht im gleichen Rohr transportiert werden. Schon aus diesen Grund mussten neue Magnete entwickelt werden. Weiter ist die Magnetfeldstärke entscheidend, denn Protonenbeschleuniger sind durch die Magnetfeldstärke, hier 8.33 T, in der Energie beschränkt. Solch hohe Magnetfelder können nur durch moderne NbTi-Supraleiter bei extrem kleinen Temperaturen von 1.9 K durch suprafluide Heliumkühlung erreicht werden³. Der Energieverlust ΔE durch Synchrotronstrahlung darf pro Umlauf nicht zu viel Wärme erzeugen und muss klein genug sein um ein Quenchen⁴ des Supraleiters zu verhindern:

$$\Delta E \propto \left(\frac{E}{m}\right)^4.$$

Zur Fokussierung des Strahls, zum Beispiel an den Interaktionspunkten bei Atlas und CMS, werden Magnete höherer Ordnung eingesetzt.

Auf den geraden Streckenabschnitten stehen mit 400 MHz betriebene, supraleitende Kavitäten zur Verfügung, die die Teilchen beschleunigen und auf die Kollisionsenergie von 7 TeV bringen.

³Eine Temperatur von 1.9 K stellt enorme Ansprüche an die Kühlung durch Kryostate.

⁴Ist die Temperatur des Supraleiters zu hoch, wechselt er in die normalleitende Phase zurück, so dass er durch die auftretenden Ströme zerstört werden kann.

| KenngroÙe | Wert | Einheit |
|-------------------------------|----------------------|-------------------------------|
| Länge des Tunnels | 26.7 | km |
| Energie eines Teilchenstrahls | 7 | TeV |
| Luminosität | 10^{34} | $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ |
| Anzahl der Pakete / Strahl | 2808 | 1 |
| Abstand der Pakete | 24.95 | ns |
| Teilchen pro Paket | $1.15 \cdot 10^{11}$ | 1 |
| β^* min. | 0.55 | m |
| Emittanz ϵ_n | 3.75 | μm |
| Stromstärke | 0.58 | A |
| Magnetfeldstärke | 8.33 | T |
| Arbeitstemperatur | 1.9 | K |
| Energieverlust pro Umlauf | 7 | keV |
| Gesamtenergie im Ring | ≈ 1 | GJ |

Tabelle 3.1: LHC-Kenndaten zusammengestellt aus [27].

Das Entleeren⁵ und anschließende komplette Befüllen des LHC-Rings erfordert einen Zeitaufwand von einigen Stunden. Ist der LHC gefüllt, können Kollision wieder stattfinden. Bei einer Arbeitszeit von ungefähr 200 Tagen pro Jahr können jahrllich bei maximaler Luminosität ungefähr 100 fb^{-1} Daten gesammelt werden. Bei der ersten Datennahme, die zunächst bei nur 10 TeV Schwerpunktsenergie stattfinden werden, werden aber nur wenige pb^{-1} erwartet [35].

3.2 Der CMS-Detektor

Der Compact-Muon-Solenoid-Detektor (CMS) ist ein Vielzweck-Messgerät, das am LHC bei CERN betrieben wird. Er liegt hundert Meter unter der Erdoberfläche nahe der französischen Ortschaft Cessy und soll mit Protonen und schweren Ionen betrieben werden, die im Inneren des Detektors zur Kollision gebracht werden. Abgestimmt auf die Merkmale des LHC, d.h. Energien von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ und Luminositäten bis $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, bestehen hohe Chancen zum Nachweis neuer Physik auf hohen Energieskalen. Die Hauptmotivation zum Bau von CMS waren einerseits die Untersuchung der elektroschwachen Symmetriebrechung, aber auch die Möglichkeiten zur Suche neuer Physik auf der TeV-Skala allgemein. Durch den totalen Proton-Proton Wirkungsquerschnitt von ca. 100 mb bei 14 TeV, muss der Detektor 10^9 inelastische Teilchenkollision pro Sekunde bewältigen können. Ein Online-Triggersystem muss diese Anzahl auf ca. 100 interessante Ereignisse pro Sekunde reduzieren, damit diese gespeichert und zur späteren Analyse aufbereitet werden können. Innerhalb einer Wechselwirkung zwischen zwei Paketen können bis zu 20 Kollisionen gleichzeitig auftreten. Dieser Effekt wird als „Pile-Up“ bezeichnet, tritt aber erst bei höheren Luminositäten auf.

⁵Ablenken des Strahls in einen Graphitblock

Alle Detektorkomponenten müssen strahlenhart sein und auch über einige Jahre ihre Aufgabe zuverlässig erfüllen:

- Im **Tracker** [36] müssen zuverlässig alle Teilchenspuren mit zugehörigem Impuls rekonstruiert werden. Das Auffinden von Sekundärvertices z.B. bei τ oder b -Jets erfordert einen Tracker nahe dem Kollisionspunkt.
- Elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen wie Elektronen und Photonen sollen im elektromagnetischen Kalorimeter [37] (**ECAL**) nachgewiesen werden. Als häufige Bestandteile von Signaturen sollen Elektronen bei möglichst hoher Akzeptanz mit guter Energieauflösung gemessen werden.
- Das hadronische Kalorimeter [38] (**HCAL**) misst hadronische Bestandteile einer Wechselwirkung, die als Jets im Detektor identifiziert werden. Viele experimentelle Signaturen beinhalten Jets und auch solche Teilchen, die den Detektor ohne Wechselwirkung verlassen (MET).
- Die **Myonkammern** [39], die auch die Namensgebung des CMS beeinflussten, müssen neben der Myon-Identifikation auch bei hohen Werten den Impuls der Myonen im großen Akzeptanzbereich zuverlässig bestimmen.
- Impulsmessungen geladener Teilchen werden durch starke Magnetfelder ermöglicht, die die Bahn der Teilchen mit bis zu 4 Tesla ablenken. Die Bauform des Magnets ist die eines **Solenoids** [30].

Alle diese Komponenten sind zusammen in den Abmessungen von 15 m Länge und 21.5 m Breite in dem CMS-Detektor eingebaut (siehe Abbildung 3.3) und wiegen zusammen ca. 12500 t. Trotz des insgesamt recht großen Aufbaus, stellt der enge Raum im Inneren des Detektor eine Herausforderung an die Platzierung von Supporteinheiten, Kühleinheiten und Messeinheiten dar.

3.2.1 Das Trackersystem

Im Inneren des Detektors, direkt am Interaktionspunkt, liegt ein 5.8 m langer und im Durchmesser 2.5 m großer Spurdetektor aus Silizium-Messtechnik [30] (siehe Abb. 3.4). Wenn geladene Teilchen durch den Detektor fliegen, werden im dotiertem Silizium Elektron-Lochpaare erzeugt, die durch elektrische Signale in der Elektronik gemessen werden. Das Trackervolumen ist durch ein homogenes 4 T starkes Magnetfeld gefüllt und muss eine hohe Anzahl von bis zu 1000 Teilchenspuren (Tracks) pro Strahlkreuzung detektieren können. Da Kollisionen alle 25 ns in unmittelbarer Nähe vom Tracker stattfinden, ist der Tracker enormen Strahlungsbelastungen ausgesetzt. Er muss im Inneren bis zu 1 MHz Teilchen pro mm^2 im Abstand von 5 cm Radius standhalten. Das entspricht einer Strahlendosis von bis zu 840 kGy. Um Schäden am Tracker zu vermeiden und die Funktionsfähigkeit für mindestens 10 Jahre zu garantieren, muss der Tracker bei tiefen Temperaturen unter $-10\text{ }^\circ\text{C}$ betrieben werden. Nur bei solch niedrigen Temperaturen können Schäden durch Strahlung weitestgehend vermieden werden. Weiter müssen die hohen Datenraten auch elektronisch schnell verarbeitet werden. Dazu muss viel Ausleseelektronik nah am eigentlichen Tracker

3 Der LHC und der CMS Detektor

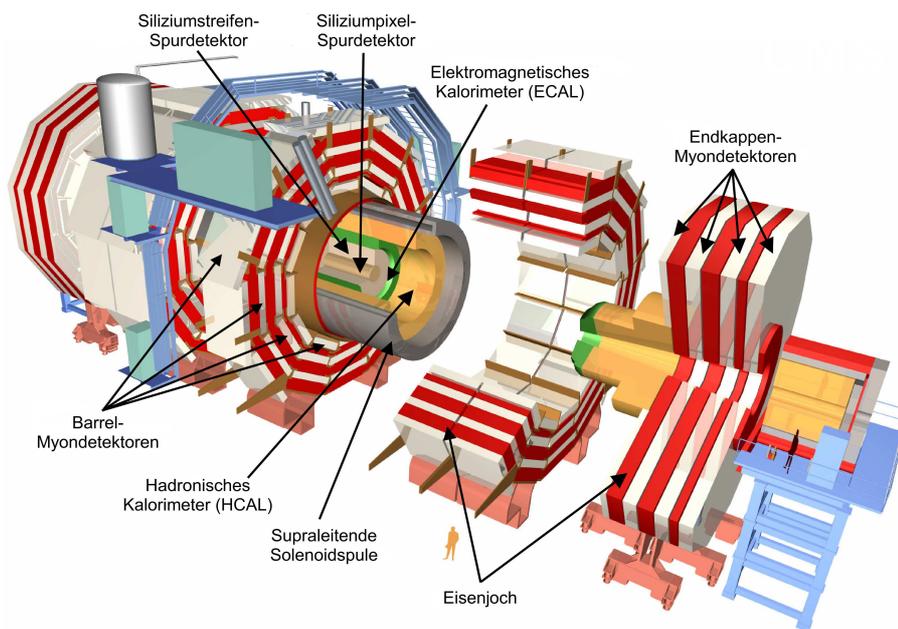


Abbildung 3.3: Vollständiger CMS-Detektor mit allen Detektorkomponenten [40].

platziert werden, die natürlich auch gekühlt werden muss. Diese zusätzlichen Systeme wie auch Tragestruktur und Unterstützungseinheiten dürfen nicht zu dick sein, damit nicht zu viele Teilchen absorbiert werden und noch genug Signal bei den dahinterliegenden Detektorkomponenten ankommt und nicht zu viel Energie im Tracker verloren geht. Dennoch erreicht die Siliziummesstechnik Auflösungen im Bereich von wenigen $10 \mu\text{m}$ und ist schnell in der Auslese.

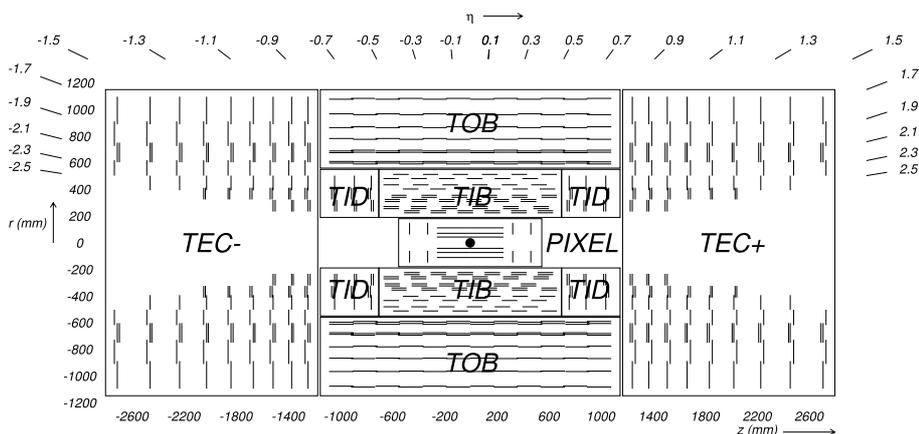


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau des Trackers. Jede Linie repräsentiert ein Detektor-Modul. Eine doppelte Linie steht für zwei gekreuzte Module direkt hintereinander [30].

Ganz im Inneren des Trackers liegt ein dreilagiger, zylinderförmiger Silizium-Pixeldetektor im Abstand von 4.4 cm, 7.3 cm bzw. 10.2 cm vom Interaktionspunkt. Er dient zur präzisen Vermessung der Vertizes und kann zur Untersuchung von Zerfällen an Sekundärvertizes

verwendet werden. Mit den seitlichen zwei Pixelmodulen erhält alleine diese Komponente 66 Millionen Pixel auf ungefähr 1 m^2 Fläche.

Der Bereich zwischen 20 cm und 116 cm ist mit Silizium-Streifendetektoren ausgestattet, d.h. ein einzelnes Streifenelement kann nur eine Raumkoordinate vermessen. Da aber im inneren Bereich (TIB) 4 Streifenelemente doppelt jeweils in Z- und in Φ -Richtung und 4 weitere einfache gelegene Elementen alleine im mittleren Bereich instrumentiert sind, kann auch hier zuverlässig ein dreidimensionales Bild erstellt werden. Der TIB im Zentralbereich (Barrel) wird außen durch 3 Elemente, genannt TID, ergänzt. Die TIB und der TID sind umgeben von weiteren 6 Lagen Streifendetektoren, genannt TOB, die sich in z-Richtung bis $\pm 118 \text{ cm}$ erstrecken. An den beiden Enden des Tracker befinden sich jeweils eine TEC mit weiteren 9 Detektorlagen.

Insgesamt instrumentiert der Tracker einen Bereich bis $|\eta| \leq 2.5$ ⁶. Jedes Teilchen trifft auf mindestens 9 Detektorlagen, bevor es den Messbereich des Trackers verlässt. Ungefähr 4 Treffer können davon auch zweidimensional erfasst werden, so dass Messungen im Bereich von wenigen $10 \mu\text{m}$ stattfinden und eine hohe Akzeptanz je nach Teilchensorte realisiert ist.

Die Impulsauflösung einer im Tracker vermessenen Myonspur beträgt bei 1 GeV ungefähr 1 %, aber steigt bei hohen Impulsen auf ungefähr 10 % bei 1 TeV [41].

3.2.2 Das elektromagnetische Kalorimeter

Außerhalb des Trackers liegt das elektromagnetische Kalorimeter (kurz: ECAL) (siehe 3.5). Es besteht aus 61200 anorganischen, homogen hergestellten Szintillatorkristallen vom Material $PbWO_4$ im Zentralbereich des Detektors (EB). In den Endkappen sitzen weitere 7324 Kristalle (EE). Vor den Endkappen des ECAL sitzt eine zusätzliche Komponente, genannt Preshower-Detektor, der im Endkappenbereich höhere Genauigkeit erzeugen soll und ein Aufschauern von Teilchen, wie das π^0 , ermöglicht⁷. Im Zentralbereich werden die Szintillatoren mit Halbleiterdetektoren, sogenannte Avalanche Photodiode (APD)⁸, ausgelesen, während in den Endkappen weiterentwickelte, verkleinerte Photomultiplier, Vacuum Phototriodes (VPTs), verwendet werden.

Die einzelnen Kristalle werden um den Detektor positioniert. Ein Kristall in der Endkappe hat einen Durchmesser von $(22 \text{ mm} \times 22 \text{ mm})$ innen und $(26 \text{ mm} \times 26 \text{ mm})$ außen. Angeordnet werden diese Kristalle in einer mechanischen Struktur von jeweils 5×5 Einheiten. Die Länge beträgt 23 cm, was ungefähr 25 elektromagnetischen Strahlungslängen entspricht. Durch die gewählte Granularität folgt eine verhältnismäßig gute Ortsauflösung. Die Wahl von $PbWO_4$ als Szintillatormaterial ermöglicht eine ausreichende Auslesegeschwindigkeit. 80 % des im Szintillator emittierten Lichtes wird innerhalb von 25 ns abgegeben, was ungefähr 4.5 Photonen pro deponierter MeV Energie der geladenen Teilchen darstellt.

Insgesamt instrumentiert das ECAL-Barrel einen Bereich bis $|\eta| \leq 1.479$. Die Endkappen sind zwischen $1.479 \leq |\eta| \leq 3.0$ gelegen.

⁶ η ist eine alternative Größe um den Winkel θ in relativistischen Detektorabständen darzustellen:
 $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$

⁷Der Preshower-Detektor wird erst später in den Detektor eingebaut.

⁸Arbeitsspannung ca. 500 V

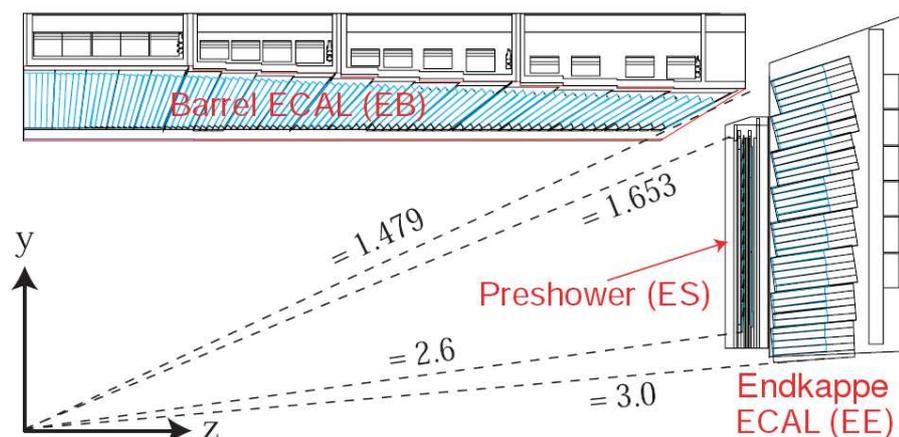


Abbildung 3.5: Das elektromagnetische Kalorimeter [30].

Mit all diesen Parametern lässt sich eine Designauflösung des ECAL angeben:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2$$

mit S als stochastischem Term, N als Rausch-Term und C als konstantem Term. Der stochastische Term wird maßgeblich durch die stochastische Photonenausbeute bestimmt. Der Rausch-Term wird durch ein Rauschen in der Elektronik beeinflusst. Wenn hingegen die Kalibrierung nicht genau eingestellt werden kann oder sich diese Größe über einen Zeitraum verändert, kann ein konstanter Fehlerterm auftreten. Alle diese Effekte bestimmen die totale Energieauflösung des ECAL [30]:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{2.8\%}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0.12}{E/GeV}\right)^2 + (0.30\%)^2.$$

Bei hohen Energien ist der konstante Term dominant. Zur Kalibrierung des Kalorimeters stehen 4 Methoden zur Verfügung. Einmal existiert die Möglichkeit der Kalibrierung zwischen den Kristallen unter der Annahme, dass alle Zellen bei gleicher Anregung auch gleichen Ausschlag zeigen müssen. Tun sie es nicht, können sie auf das Niveau der anderen kalibriert werden. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Kalibrierung zwischen Myonsystem und ECAL. Dabei wird das ECAL auf den bekannten Energieverlustes eines Myons kalibriert. Während der Datennahme trübt sich das ECAL durch Strahlung. Die Kristalle können mit einem Lasersystem durchleuchtet und danach korrigiert werden. Vor dem Einbau in den CMS-Detektor wurden bereits diverse Interkalibrierungsmethoden durch Teststrahlen durchgeführt [42].

3.2.3 Das hadronische Kalorimeter

Außerhalb des ECAL liegt das hadronische Kalorimeter (kurz: HCAL) (siehe Abb.3.6). Es dient hauptsächlich der Vermessung von Jets und der transversal fehlenden Energie (MET). Anders als beim ECAL sind die Zellen nicht aus einem Material aufgebaut, sondern bestehen aus vielen aufeinanderfolgenden Lagen von Absorbermaterial und Szintillatoren. Eine Besonderheit von CMS ist der Umstand, dass im HCAL-Zentralbereich die

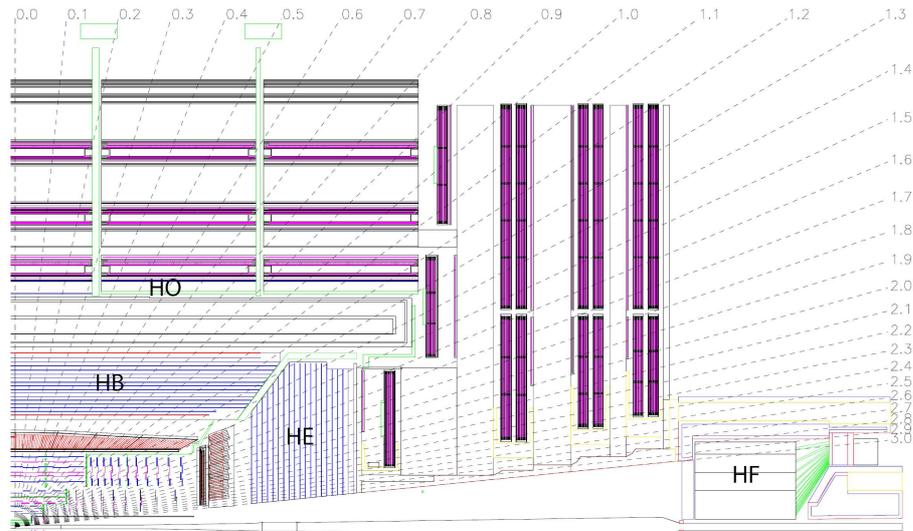


Abbildung 3.6: Das hadronische Kalorimeter [30].

Magnetspule gelegen ist und als zusätzlicher Absorber benutzt wird. Damit trennt sich das HCAL in einen Bereich vor der Magnetspule bei $R=2.95$ m, genannt HB bzw. HE, und einem Teil dahinter, genannt HO. Ganz im Vorwärtsbereich steht das HF, das sehr strahlenhart ausgelegt ist und bis $|\eta| \leq 5.2$ messen kann.

Das HB im Zentralbereich bis $|\eta| \leq 1.3$ besteht aus 16 Lagen Szintilatormaterial. Das im Inneren verwendende Material heißt BC408, danach folgenden Lagen von Kuraray SCSN81 mit einer Dicke zwischen 3.7 mm und 9.0 mm. Zwischen den Platten ist Absorbermaterial aus Stahl und einer Kupfer-Zink-Legierung (Messing) in Dicken von 40 mm bis 75 mm. Jedes Segment ist in der η - ϕ -Ebene ausgerichtet und misst dort (0.087×0.087) .

Im Bereich $1.3 \leq |\eta| \leq 3.0$ decken die HCAL-Endkappen den Bereich zur Strahlachse ab. Hier ist zusätzlich eine weitere Lage eingefügt, um eine inhomogene Materialdichte im ECAL auszugleichen.

Das Hadronic Outer (HO) sitzt außerhalb der Magnetspule für den Fall, dass harte Jets bis in die Myonregion vordringen. Es liegt vor den 5 Rädern der Myonkammern. Die innere Lage ist doppelt mit zwei Szintillatoren instrumentiert, um die geringere Materialdicke im Zentralbereich auszugleichen.

Ganz außen sitzt das vorwärtsgerichtete Kalorimeter (HF) bis $|\eta| \leq 5.2$ bei den äußeren Myonkammern. Es muss besonders strahlenhart sein, weil ein Großteil der erzeugten Teilchen in den Vorwärtsbereich fliegt. Wie auch bei den später erwähnten Detektorkomponenten, kann mit dem HF neben der Entdeckung exotischer Physik auch die Luminosität bestimmt werden.

Damit hat das HCAL insgesamt die größte Wechselwirkungslänge aller Detektorkomponenten, so dass nahezu alle hadronischen Teilchen im Akzeptanzbereich des HCAL aufschauern und absorbiert werden können. Die Detektorauflösung beträgt nach [38] :

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{120\%}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + (6.9\%)^2$$

und ist damit natürlich weitaus weniger genau als Messungen im ECAL.

Zur Verbesserung des relativen Fehlers wird im HCAL eine Kalibrierung mit einem ^{60}Co -Strahler und einem UV-Laser vorgenommen.

3.2.4 Der Solenoidmagnet

Der Namenspatron von CMS ist sein Solenoidmagnet. Es ist eine riesige Magnetspule, die ein 4 Tesla starkes Magnetfeld in einer Abmessung von 12.5 m Länge und 6 m Durchmesser aufbaut. Sie wird zur Erzeugung der Bahnkrümmung und damit zur Impulsrekonstruktion von geladen Teilchen verwendet. Wenn der volle Stromfluss durch die Spule fließt, sind 2.6 GJ Energie im Magnetfeld gespeichert. Dieses starke Magnetfeld wird durch 5 Rückflussjochs im Barrel und 2 weiteren Jochen in den Endkappen geleitet. Diese Stahlkonstruktion ist zwar 10.000 t schwer, aber bewirkt dass das Magnetfeld im Joch zurückgeführt wird und zwischen den Jochs, wo das Myonsystem liegt, kein starkes Magnetfeld mehr vorliegt. Die Arbeit der Driftzeitkammern kann so erheblich erleichtert werden.

Selbstverständlich müssen für ein Magnetfeld in der Größenordnung von 4 T supraleitende Materialien benutzt werden. Wie am LHC-Beschleuniger ist die Spule aus NbTi. Allerdings reicht hier eine Betriebstemperatur von 4.5 K aus, da im Gegensatz zum LHC weniger Strahlung bis zum Supraleiter vorstoßen kann. Die supraleitenden Drähte sind in 4 Wicklungen um die Spule gewickelt und von einem Vakuum zur Wärmeisolation umgeben.

3.2.5 Das Myonsystem

Zur Messung von Myonen, die als einzige Teilchen den äußeren Detektor erreichen ohne signifikant zu schauern, wird auf 3 verschiedene Technologien zurückgegriffen. Zwischen den Magnetjochen sitzen auf 5 Rädern (Wheels) im Zentralbereich jeweils 4 Messstationen (siehe Abb. 3.7). Sie detektieren den Bereich bis $|\eta| \leq 1.2$. Die ersten 3 Stationen enthalten jeweils 12 Driftkammerlagen (DT), mit jeweils 4 Lagen zur Messung der z-Koordinate und weiteren 8 Lagen zur Messung der Φ -Koordinate⁹. In der äußeren Station wird auf eine z-Messung verzichtet. In den Endkappen werden Kathodenstreifenkammern (CSC) zwischen $0.9 \leq |\eta| \leq 2.4$ eingesetzt. Wie im Zentralbereich sind hier ebenfalls 4 Stationen installiert, die aber in der Endkappenregion stärkeren inhomogenen Magnetfelder ausgesetzt sind und höhere Teilchenraten verarbeiten müssen. Als Ergänzung des Systems werden noch zusätzlich 6 Lagen Widerstands-Plattenkammern (RPC) eingesetzt. Von diesen liegen jeweils 2 um die inneren beiden Stationen und 2 vor den äußeren beiden Stationen. Die RPCs unterstützen das Myonsystem mit ihrer höheren Arbeitsgeschwindigkeit bei der Triggerselektion von Ereignissen mit Myonen, sind aber nicht in der Lage, präzise Ortsmessungen zu gewährleisten (≈ 1 cm).

Das Myonsystem ist komplett und ohne Lücken instrumentiert, so dass hier hohe Akzeptanzen erreicht werden können.

Die Impulsauflösung einer nur im Myonsystem vermessenen Myonspur beträgt bereits bei 1 GeV ungefähr 10 % und steigt bei hohen Impulsen auf ungefähr 20 % bis 30 % bei 1 TeV. Bei der gemeinsamen Vermessung der Spur mit den Myonkammern und dem Tracker steigt die Bedeutung der Myonkammern auf die Impulsauflösung mit dem Impuls an [41].

⁹Jeweils 4 Driftkammern in einer Messrichtung werden als Superlayer bezeichnet.

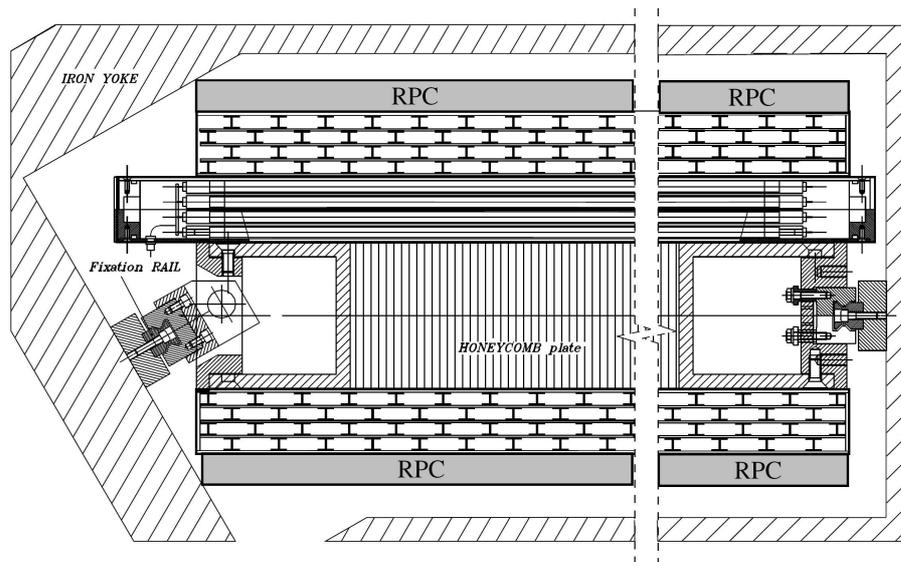


Abbildung 3.7: Eine Myonkammer im Zentralbereich. Zu erkennen sind die 3 Superlayer mit Driftkammern und 2 RPCs [30].

Ein Problem bei der Ortauflösung und damit auch in der Impulsauflösung bei hohen Impulsen stellt hier das Fehlalignment¹⁰ dar, so dass ein Laser Alignment System (MA) zur Positionsbestimmung zwischen innerem Tracker und den einzelnen Myonkammern untereinander entworfen wurde. Damit sollen auch bei hohen Transversalimpulsen gute Auflösungen erreicht werden. Das Auflösungsverhalten von vollständig rekonstruierten Myonen wird in Kapitel 6 diskutiert.

3.2.6 Detektoren im Vorwärtsbereich

Im Vorwärtsbereich von CMS sitzen 2 weitere Kalorimeter, die für sehr vorwärtsgerichtete Physik genutzt werden können und der Luminositätsmessung dienen. Auch bei Kollisionen von Bleiionen werden sie stärker benötigt als bei herkömmlicher Proton-Proton-Physik. Hinter dem hadronischen Vorwärtskalorimeter sitzt der CASTOR-Detektor. Dieser besitzt einen strahlenharten Wolfram-Quarz-Aufbau und kann zwischen $5.1 \leq |\eta| \leq 6.6$ messen. Ganz außen, ca. 140 m vom Interaktionspunkt entfernt, kann ZDC auch noch bei $|\eta| \geq 8.3$ Teilchen detektieren.

3.3 TOTEM

Ein Experiment, das in der Nähe von CMS platziert ist, aber dennoch eigenständig geführt wird, ist TOTEM. Es liegt im Vorwärtsbereich zwischen $3.1 \leq |\eta| \leq 6.5$ und besteht aus den zwei Aufbauten T1 und T2. Es vermisst den Bereich nahe der Strahlachse, wo die größte Strahlendosis durch inelastische pp-Wechselwirkung erreicht wird. Ganz außen, mehr als 100 Meter vom Interaktionspunkt entfernt, sind mehrere sogenannte Roman-Pot-Systeme gelegen, um elastische Streuung zu detektieren. Eine wichtige Bedeutung kommt

¹⁰Das Ausrichten von Detektorkomponenten wird als Alignment bezeichnet. Weicht die angenommene Detektorposition von der realen Position ab, spricht man von Fehlalignment.

3 Der LHC und der CMS Detektor

dem TOTEM-Experiment zu, da es die Luminosität unabhängig von LHC oder CMS mit dem optischen Theorem ermitteln kann [43]:

$$L\sigma_{tot}^2 = \frac{16\pi}{1+\rho^2} \cdot \left. \frac{dN_{el}}{dt} \right|_{t=0}$$

und

$$L\sigma_{tot} = N_{el} + N_{inel}.$$

Diese zwei Gleichungen können nach L bzw. σ_{tot} umgestellt werden:

$$L = \frac{(N_{el} + N_{inel})^2}{\frac{16\pi}{1+\rho^2} \cdot \left. \frac{dN_{el}}{dt} \right|_{t=0}}.$$

Der Parameter N_{inel} kann durch T1 und T2 und N_{el} durch die Roman-Pot-Systeme bestimmt werden. Die Größe ρ folgt aus theoretischen Überlegungen und $\left. \frac{dN_{el}}{dt} \right|_{t=0}$ kann bei kleinem t mit dem Roman Pot System extrapoliert werden. Man erwartet in den ersten Daten einen Fehler von 5 % auf den totalen Wirkungsquerschnitt [30].

4 Analyseumgebung und Datensimulation

Von entscheidender Wichtigkeit bei der Durchführung einer Analyse ist die Wahl eines Analyse-Frameworks. Dieses bestimmt sowohl den Verlauf der Analyse als auch die in jedem Abschnitt verwendeten Programme. Damit verbunden ist auch die Auswahl eines Datenformates, das sich im Vergleich zu anderen bezüglich der gespeicherten Datenmenge und Kompatibilität unterscheidet. Durch die Mitarbeit an einem Experiment sind viele Programmpakete und Datenformate vorgegeben und werden von der ganzen Kollaboration relativ einheitlich verwendet. Das sind im Allgemeinen Softwarepakete wie die zentrale CMS-Software (CMSSW) [44] oder das ROOT-Analysepaket [45] und deren zugehörige Datenformate. In manchen Bereichen, wie dem eigentlichen Auswertevorgang, sind noch keine einheitlichen Softwarelösungen vorhanden. Aktuell wird ein neues Analyseformat, genannt CMS Physics-Analysis-Toolkit (PAT) [46], entwickelt.

Hinzu kommt der Aspekt der großen Datenmengen (sowohl simulierte Daten als auch Messdaten) und des hohen Rechenbedarfs (bei Monte Carlo Simulation), die von vielen Mitarbeitern im Experiment zeitgleich genutzt werden sollen. Zu diesem Zweck bedienen sich die Experimente des LHC als erste Generation von Teilchenbeschleunigern des Grid-Computings [47], das Möglichkeiten zur Datenverarbeitung in der geforderten Größenordnung bietet. Jede Analyse umfasst die Themengebiete der Datensimulation, der Datenaufbereitung, der Datenauswertung und der anschließenden Zusammenfassung. Die Darstellung in Abbildung 4.1 gibt den ungefähren Zeitbedarf bei der Durchführung des jeweiligen Analyseschritts an. Insbesondere die zeitaufwendigen ersten Schritte bedürfen des Einsatzes von Grid-Computing.

Bei „exotischen“ Analysen wie dieser kommt zusätzlich der Aspekt der Datensimulation zum Tragen. Das bedeutet, dass die Simulation der Signale, die nicht über die offizielle Produktion abgedeckt werden, separat in großen Mengen produziert werden müssen. Diese Analyse verwendet keine Messdaten, sondern basiert auf Monte-Carlo-Simulationen.

4.1 Grid-Computing

Der Begriff des Grid-Computing existiert seit Ende der neunziger Jahre und steht für ein Netz von Computern, das Ressourcen (Rechenleistung und Speicherplatz) dezentral und durch offene und standardisierte Protokolle mit Grid-Services bereitstellt. Die Entwicklung ist eng an die Anwendungen in den jeweiligen Wissenschaften geknüpft. Für das Jahr 2008 wurde ein Bedarf von schätzungsweise 140 Million SPECint2000¹ und 110 PByte² für alle LHC-Experimente zusammen vorhergesagt [48]. Dies kann durch aktuelle Accountingmessungen auch weitestgehend bestätigt werden³. Allein das Cluster in Aachen beteiligt sich

¹Mit einer Umrechnung von 1 CPU \cong 1700 SPECint2000 sind dies ca. 10.000 CPU

²1 PByte = 1000 TByte = 10^{15} Byte

³vgl. EGEE Accounting Portal CPU-Zeit 09/2007 bis 09/2008

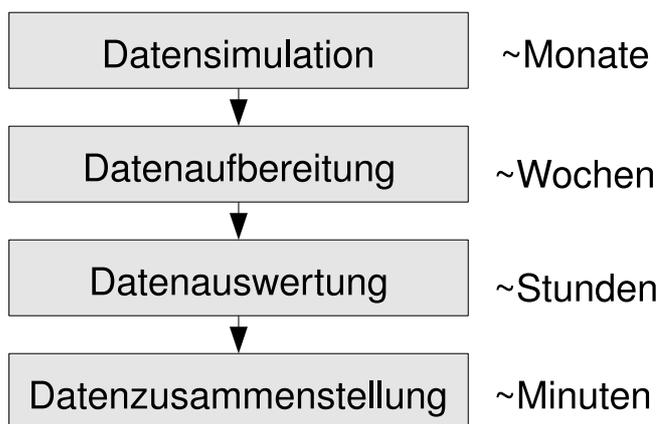


Abbildung 4.1: Ablauf eines Analysevorgangs mit ungefähren Zeitbedarf.

hier seit dem Update im Frühjahr 2008 mit 250 Workernodes mit je 8 CPUs und einem Gesamtspeicherplatz von 500 TByte (Stand: Sept2008).

Die Grid-Architektur des LHC Computing Grid (LCG) ist in einer Tier-Struktur hierarchisch gegliedert. Am CERN direkt befindet sich das sogenannte Tier-0 als erster Speicher der Messdaten. Es ist kein Zugriff durch Anwender auf die Ressourcen vorgesehen. Auf der Ebene darunter befinden sich 11 Tier-1 Zentren wie beispielsweise das GridKa-Rechenzentrum in Karlsruhe. Analysen laufen auf den mehr als 300 Tier-2/Tier-3 Clustern. Jede Tier-Stufe enthält in der Summe ungefähr gleich viele Ressourcen.

4.2 Analyse

4.2.1 Datenproduktion

Die Datensimulation, oder auch Monte-Carlo-Datenproduktion genannt, gliedert sich in den Bereich der offiziellen Produktion, der semiprivaten Produktion und der privaten Produktion. Die offizielle Produktion wird für die ganze CMS-Kollaboration zentral durchgeführt. Sie beschränkt sich auf Daten, die von einer hinreichend großen Benutzergruppe genutzt werden können. Das sind hauptsächlich Untergrundprozesse. In dieser Analyse wird die semiprivat Produktion durchgeführt, die Monte-Carlo Simulationen lokal (im Aachener Grid-Cluster) produziert. Im Gegensatz zur privaten Produktion werden hier offizielle Produktionsprogramme verwendet. Simulationsdaten aus der semiprivaten Produktion können anschließend wiederum auf einfache Weise durch die gesamte CMS-Kollaboration genutzt werden.

In dieser Arbeit wurde der offizielle CMS-Produktionsagent „Prodagent“ in Version 0.8.3 [49] verwendet, der die CMSSW-Produktionsschritte schrittweise auf vielen Computern gleichzeitig durchführt. Zuerst wird ein initiales Sample (GEN-SIM) auf vielen Rechnern gleichzeitig erzeugt. Der Produktionsagent übernimmt nun die Verwaltung dieser

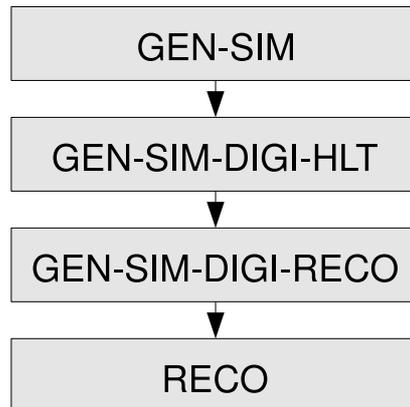


Abbildung 4.2: Die Schritte der Datenproduktion (Angewendet während der Produktion CSA07).

Datensätze und speichert sie in einer lokalen⁴ Datenbank (DBS). Ein weiterer Produktionsstritt besteht nun aus dem Verarbeitung der Datensätze. Sind die Daten geladen, werden sie weiterverarbeitet und anschließend wieder in der Datenbank gespeichert. Die verhältnismäßig zeitaufwendige Generierung und Detektorsimulation (GEN-SIM) wird in CMSSW 1.4.6 durchgeführt. Durch die weiteren Schritte werden in CMSSW 1.6.7 Digitalisierungs- und Triggerinformationen (GEN-SIM-DIGI-HLT) und Vorrekonstruktion (GEN-SIM-DIGI-RECO) durchgeführt bis im letzten Schritt (RECO) das Alignment- und Kalibrierungsszenario gewählt wird (siehe Abbildung 4.2). Am Ende beträgt das Speicheraufkommen eines simulierten Ereignisses ungefähr 2 MByte.

Dieser Ablauf beschreibt die hier durchgeführte zeitaufwendige FULLSIM-Rekonstruktion. Alternativ gibt es eine weniger speicher- und zeitaufwendige FASTSIM-Rekonstruktion [50], bei der Parametrisierungen für rekonstruierte Objekte verwendet werden, anstatt alle Schritte einzeln durchzuführen. Damit unterliegt die FASTSIM-Rekonstruktion einem Validierungsprozess, d.h. ein direkter Vergleich zwischen FULLSIM und FASTSIM muss für jede Monte-Carlo Produktion individuell durchgeführt werden.

Die hier produzierten Datensätze umfassen die Erzeugung des W' im leptonischen Elektron- und Myonkanal im W' -Massenbereich von 1000 GeV bis 5000 GeV im Abstand von 500 GeV. Pro Massenpunkt wurden ca. 10000 Ereignisse erzeugt. Parallel dazu wurden Monte-Carlo-Simulation für Bereiche des W -Bosons bei große \hat{P}_T erzeugt. Die Datensätze liegen im Bereich von 200 GeV bis 500 GeV in 50 GeV-Schritten. Ab 500 GeV bis 3000 GeV sind die Datensätze in Schritten von 100 GeV erzeugt. Mit einer Statistik von ca. 5000 Ereignissen pro Massenbereich wurden für diese Analyse im Elektron- und Myonkanal zusammen ungefähr 2 Millionen Ereignisse produziert (siehe Anhang A).

⁴Diese Datenbank ist auch außerhalb der RWTH sichtbar.

4.2.2 Datenaufbereitung

Die Datenaufbereitung gliedert sich in einen Teil, der Zugang zur offiziellen Produktion umfasst und in einen Teil zur Verarbeitung der lokalen Produktion. Um Zugang zu offiziell produzierten Ereignissen zu erlangen, wird ein DATASET-Name verwendet, der in einer zentralen DBS-Instanz am CERN gespeichert ist. Mit dem CRAB-Werkzeug⁵ können nun die in der CMSSW-Umgebung programmierten Programme auf fremde Cluster geschickt werden, die die entsprechenden Daten bereitstellen. Die Ausgabe des Programms wird zurück an das lokale Cluster übertragen.

Bei dieser Analyse wurden Ereignisse aus der Produktion CSA07 [51] verwendet, die in sogenannten Suppen (Soups) bereitgestellt werden (siehe Abbildung 4.3). Das bedeutet, dass alle Untergründe in einer der drei Teilsuppen Chowder ($W, Z, t\bar{t}$), Gumbo (QCD) und Stew (seltene Untergründe) eingeteilt wurden, die nur als jeweilige Einheit abrufbar sind. Alle Untergrunddatensätze wurden als „*PDAll*“ zentral auf dem Tier-0 am CERN gespeichert. Durch eine allgemeine Triggeranforderung an Elektronen bzw. Myonen entsteht aus dieser Datenmenge eine in der Ereignisanzahl verkleinerte Auswahl als „*PDMuon*“ bzw. „*PDElectron*“, die an verschiedenen Tier-1 Zentren gespeichert werden. Abrufbar für die Analysen sind am Ende aber nur die sogenannten Skims einer Analysegruppe. Die hier verwendeten Datensätze der SUSY-Gruppe sind allgemein gehalten und schneiden zusätzlich auf die Triggeranforderung (auch „Skimming“ genannt). Ereignisse mit kombinierten Elektron- und Myontrigger werden nicht speziell selektiert.

Die lokalen Ereignisse können direkt verarbeitet werden, da sie auf dem lokalen Cluster gespeichert sind.

Bei dem Prozess der Datenaufbereitung wird gleichzeitig eine wichtige Datenreduktion durchgeführt. In dieser Analyse wird in reine ROOT-Dateien gespeichert, die mit einem einfachen C++-Programm [52] in CMSSW erstellt werden. Es verringert die Datenmenge pro Ereignis von 2 MByte auf ungefähr 5 KByte. Dies reduziert die lokal zu speichernde Datenmenge und beschleunigt auch den Zugriff darauf. Zur zukünftigen Vereinheitlichung des Standards wird das PAT-Datenformat [46] entwickelt.

4.2.3 Datenauswertung und Datenzusammenfassung

Sind die Daten nun lokal verfügbar, stehen sie für eine weitere Analyse zur Verfügung. Hier können nun Schnitte angewandt, datenorientierte Analysen vollzogen oder systematische Fehlerbetrachtungen durchgeführt werden. Dies wird hier mit der vollständig im ROOT-Framework integrierten Python-Programmierspache [53] realisiert. Zur Skalierung der Anfragen wird das lokale CONDOR-Batch-System⁶ verwendet. Im finalen Schritt werden die Datensätze bzw. die daraus resultierenden Graphen und Darstellungen, die noch in Einheiten von ca. 10.000 Ereignissen vorliegen, in Ergebnisdiagrammen zusammengefasst.

⁵CMS Remote Analysis Builder

⁶CONDOR ist ein Programm zur Benutzung verteilter Computerressourcen

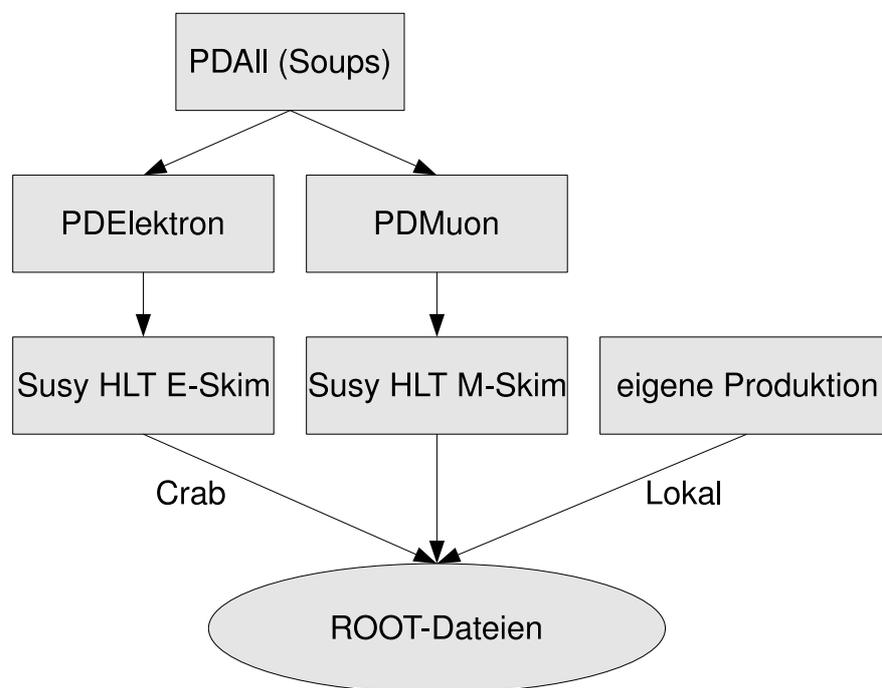


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung zur Datenaufbereitung.

4 *Analyseumgebung und Datensimulation*

5 Eigenschaften des W' -Zerfalls

Das W' -Boson entsteht als Subprozess einer Reaktion zwischen zwei Protonen. Dieser Prozess wird durch die Simulationen mit dem Generator Pythia [54] vollzogen. Ein simuliertes Ereignis beinhaltet die vollständige Abbildung der stattfindenden Physik im Wechselwirkungspunkt des Detektors. Diese Studie gibt Auskunft über die Kinematik des Prozesses und hilft Selektionskriterien zur späteren Unterscheidung zwischen Signal und Untergrund festzulegen.

5.1 Ereignisproduktion

Die in der späteren Analyse betrachteten Ereignisse folgen definierten Eigenschaften im Produktionsprozess (siehe Tabelle 5.1). Da in dieser Studie sowohl Elektronen als auch Myonen verwendet wurden, müssen jeweils Ereignisse für beide Kanäle produziert werden. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in leptonische Kanäle beträgt nach dem *Reference Model* $\text{BR}(W' \rightarrow e + \nu) = \text{BR}(W' \rightarrow \mu + \nu) = 8.2\%$ bei 12 offenen Kanälen [55]. Aus der angegebenen Masse ergibt sich die Zerfallsbreite automatisch (siehe Kapitel 2). Sind die Eigenschaften korrekt definiert, läuft die Generierung einzelner Ereignisse bis zu einer gegebenen Anzahl. Tabelle 5.2 zeigt exemplarisch den Inhalt einer Produktionskaskade auf Teilchenebene. Gegeben sind die zwei einlaufenden Protonen. Mit jedem Quark in den Protonen wird ein Prozess stattfinden. Die ersten beiden Quarks der Protonen wechselwirken stark. Mögliche Ausgangsteilchen ihrer Kollisionen werden als „Underlying Events“ bezeichnet. Im dritten Subprozess entsteht das ausgewählte W' (mit der ID ± 34). Das W' zerfällt nun direkt weiter in ein Elektron und ein Neutrino.

| Kenngröße | Wert | Beschreibung |
|-------------|------|--|
| MSEL | 22 | Auswahl des W' -Prozesses |
| PMAS(34,1) | 1000 | Masse des W' in GeV |
| PMAS(34,2) | - | Zerfallsbreite des W' - Wird automatisch berechnet |
| MDME(327,1) | 1 | Elektron-Kanal selektieren |
| MDME(328,1) | 0 | wahlweise Myon-Kanal selektieren |
| MDME(331,1) | -1 | unterdrücke $W' \rightarrow W + Z$ |
| MDME(332,1) | -1 | unterdrücke $W' \rightarrow W + \gamma$ |
| MDME(333,1) | -1 | unterdrücke $W' \rightarrow W + Higgs$ |

Tabelle 5.1: Produktionsdaten für ein W' in Pythia [54]

5 Eigenschaften des W' -Zerfalls

| I | Teilchen | KS | ID | OR | p_x | p_y | p_z | E | m |
|-----|------------|----|------|----|-----------|--------|-----------|----------|----------|
| 1 | p+ | 21 | 2212 | 0 | 0.000 | 0.000 | 7000.000 | 7000.000 | 0.938 |
| 2 | p+ | 21 | 2212 | 0 | 0.000 | 0.000 | -7000.000 | 7000.000 | 0.938 |
| 3 | u | 21 | 2 | 1 | -0.019 | 1.373 | 2859.005 | 2859.005 | 0.000 |
| 4 | dbar | 21 | -1 | 2 | 0.503 | 0.423 | -2586.262 | 2586.262 | 0.000 |
| 5 | u | 21 | 2 | 3 | 4.949 | -4.629 | 2682.278 | 2682.287 | 0.000 |
| 6 | dbar | 21 | -1 | 4 | 40.149 | 33.844 | -840.532 | 842.170 | 0.000 |
| 7 | W'^+ | 21 | 34 | 0 | 45.099 | 29.215 | 1841.747 | 3524.457 | 3004.477 |
| 8 | e+ | 21 | -11 | 7 | 1487.628 | 5.354 | 1324.457 | 1991.796 | 0.001 |
| 9 | nu_e | 21 | 12 | 7 | -1442.530 | 23.861 | 517.290 | 1532.661 | 0.000 |
| 10 | (W'^+) | 11 | 34 | 7 | 45.099 | 29.215 | 1841.747 | 3524.457 | 3004.477 |
| 11 | nu_e | 1 | 12 | 9 | -1442.530 | 23.861 | 517.290 | 1532.661 | 0.000 |
| 12 | e+ | 1 | -11 | 8 | 1323.613 | 4.764 | 1178.431 | 1772.195 | 0.001 |
| 13 | gamma | 1 | 22 | 8 | 164.015 | 0.590 | 146.025 | 219.601 | 0.000 |
| 14 | (Delta0) | 11 | 2114 | 2 | -0.136 | -0.592 | -696.030 | 696.031 | 1.211 |
| ... | | | | | | | | | |

Tabelle 5.2: Pythia Produktionskarte eines Ereignisses $W' \rightarrow e + \nu$. Aus den beiden einlaufenden Protonen reagieren die Quarks miteinander und es finden neben der W' -Produktion zwei harte Reaktionen statt. In der Tabelle gibt KS den Teilchenzustand an. Der Eintrag von ID beschreibt die Identität des Teilchen und der Eintrag OR zeigt auf seinen Ursprung.

5.2 Masse, Energie und Impuls

Durch die Wechselwirkung zweier Quarks entsteht hier das W' mit einer gegebenen Masse (siehe Abbildung 5.1). Dabei kann das W' sowohl on-shell, d.h. für das W' gilt die Relation $E^2 = m^2 + p^2$, als auch off-shell erzeugt werden. Letztere sind im linken Teil der Massenverteilung in Abbildung 5.1 sichtbar. Dieser Effekt tritt besonders bei der W' -Produktion mit hohen Massen auf, so dass in diesem Fall der sichtbare Peak deutlich unterdrückt wird. Hinzu kommt eine Vergrößerung der Zerfallsbreite. Hohe W' -Massen führen zu höheren Zerfallsbreiten, so dass sich Zerfälle mit hohen W' -Massen wieder potentiell schwerer vom Untergrund unterscheiden lassen. Dies kann auch Konsequenzen für die Signifikanzbestimmung haben. Insbesondere das Standardmodell- W hat eine ähnliche Signatur wie der W' -Zerfall im Bereich von kleinen W' -Massen, die oft off-shell entstehen. Da die Quarks in den Protonen im Allgemeinen nicht im Schwerpunktsystem kollidieren, hat das W' einen Boost in z-Richtung. Durch die gleichzeitige Erzeugung von Gluonen hat der W' ebenfalls eine von Null abweichende transversale Impulskomponente (siehe Abbildung 5.2). Diese ist nahezu konstant über den Bereich von 1 TeV bis 5 TeV. Sie ist aber insgesamt viel geringer als die Masse bzw. die totale Energie der W' -Teilchen.

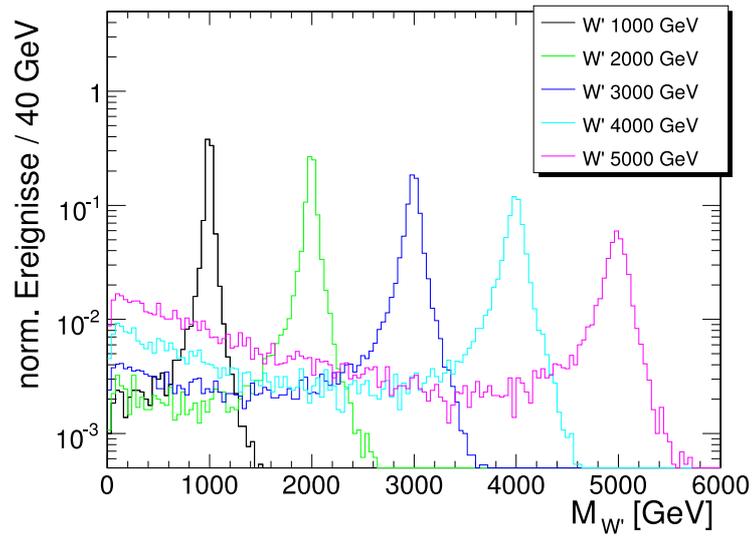


Abbildung 5.1: Generierte Massenverteilung verschiedener W' -Massen.

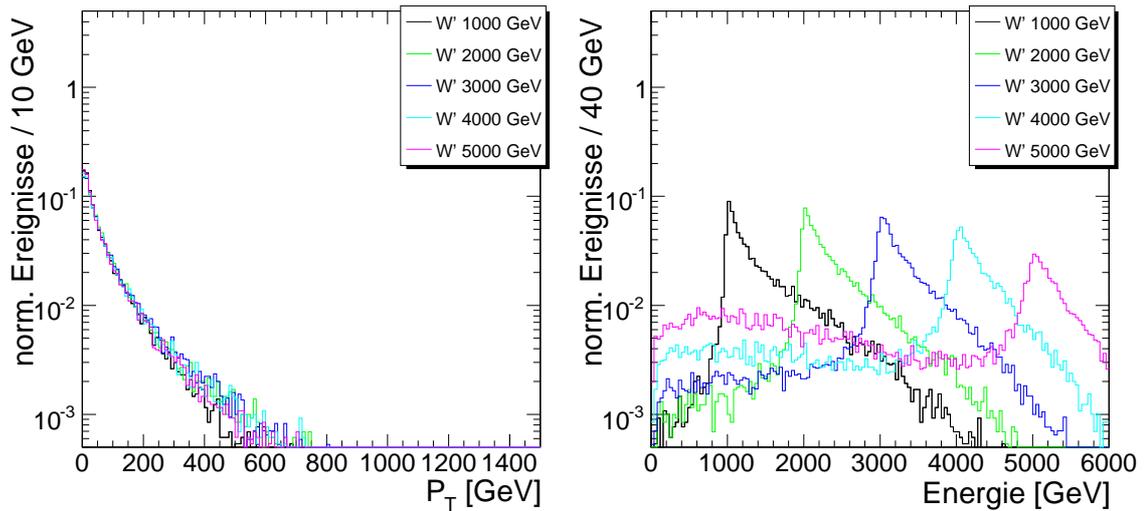
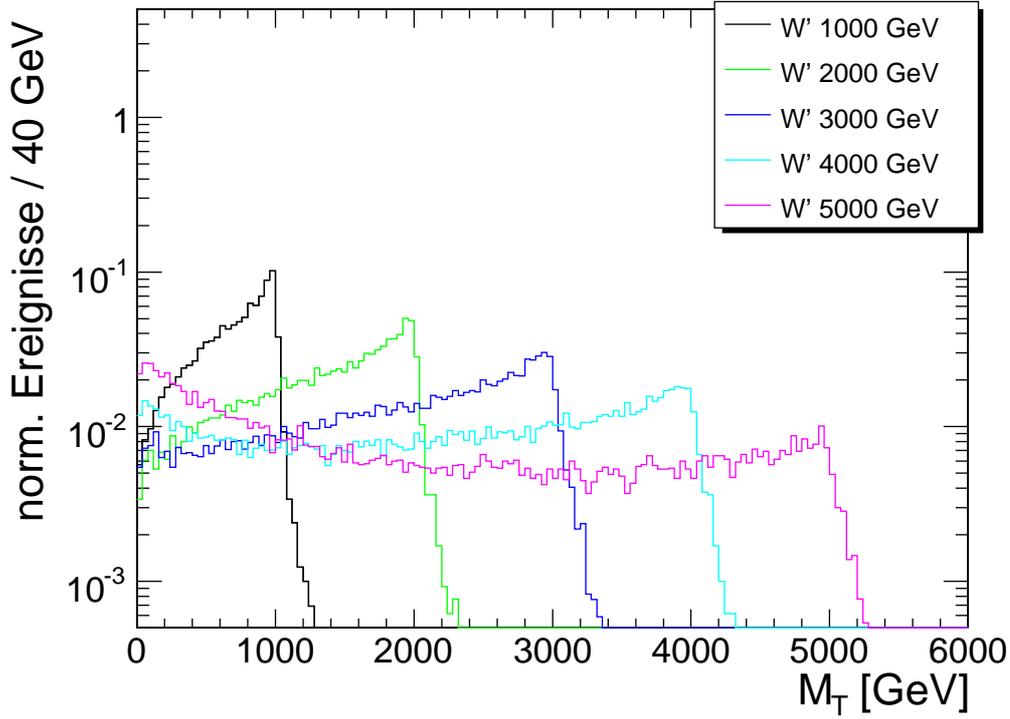


Abbildung 5.2: Generierte transversale Impulsverteilung und Energieverteilung des W' vor dem Zerfall in Leptonen. Die transversale Impulskomponente ist deutlich geringer als die totale Energie.


 Abbildung 5.3: Generierte transversale Massenverteilung verschiedener W' -Massen.

5.3 Zweikörperzerfall

Da das W' nicht direkt detektiert werden kann, weil es dafür eine zu kurze Lebensdauer aufweist, müssen seine Zerfallsprodukte näher untersucht werden. Dies sind in diesem Fall ein Lepton und ein Antineutrino, die in erster Näherung durch einen Zweikörperzerfall entstehen. Dies bedeutet, dass der Impuls der Fermionen im Schwerpunktsystem in die entgegengesetzte gleiche Richtung zeigt: $\vec{P}_l = -\vec{P}_\nu$. Da Neutrinos später nur indirekt über die fehlende transversale Energie messbar sind, kann auch das W' nur in der transversalen Ebene vollständig rekonstruiert werden. Für diesen Zweck bietet sich die Definition der transversalen Masse an, die sich aus den transversalen Komponenten des Leptons und des Neutrinos zusammensetzt. Sie ist definiert als das Quadrat der Summe der fermionischen Viererimpulse ohne ihre z -Komponente $\mathbf{P}_T = (E_T, E_X, E_Y, 0)$ für den Fall, dass die Fermionmassen viel kleiner als ihre Impulse sind $M \ll P$:

$$M_T^2 = (\mathbf{P}_{T,l} + \mathbf{P}_{T,\nu})^2 = 2 \cdot E_{T,l} \cdot E_{T,\nu} \cdot (1 - \cos(\Delta\phi)).$$

Dabei bezeichnet $\Delta\phi$ den Winkel zwischen Lepton und Neutrino in der transversalen Ebene. Die nun darstellbare transversale Masse (siehe Abbildung 5.3) setzt sich also allein aus den Zerfallskomponenten des W' zusammen. Im Falle der Myonen wird später in der Auswertung anstelle der transversalen Energie der transversale Impuls des Myons verwendet ($P_{T,\mu} \approx E_{T,\mu}$), da dieser experimentell besser zugänglich ist.

Die transversale Massenverteilung bildet einen transversalen Peak, auch „Jacobian-Peak“ genannt, der die Verteilung im Vergleich zur reinen Massenverteilung allerdings deutlich

verbreitert. Für sehr hohe W' -Massen ist die transversale Massenverteilung beinahe uniform, so dass sich die Suche danach nochmal deutlich schwerer gestaltet.

Neben der direkten Rekonstruktion der transversalen Masse des W' kann später auch die Signifikanzbestimmung auf einzelne Leptonverteilungen angewendet werden. Die kinematischen Eigenschaften der Zerfallsteilchen setzen sich aus zwei Komponenten zusammen. Sie beinhalten den Boost¹ der wechselwirkenden Quarks und die Impulse des Zweikörperzerfalls.

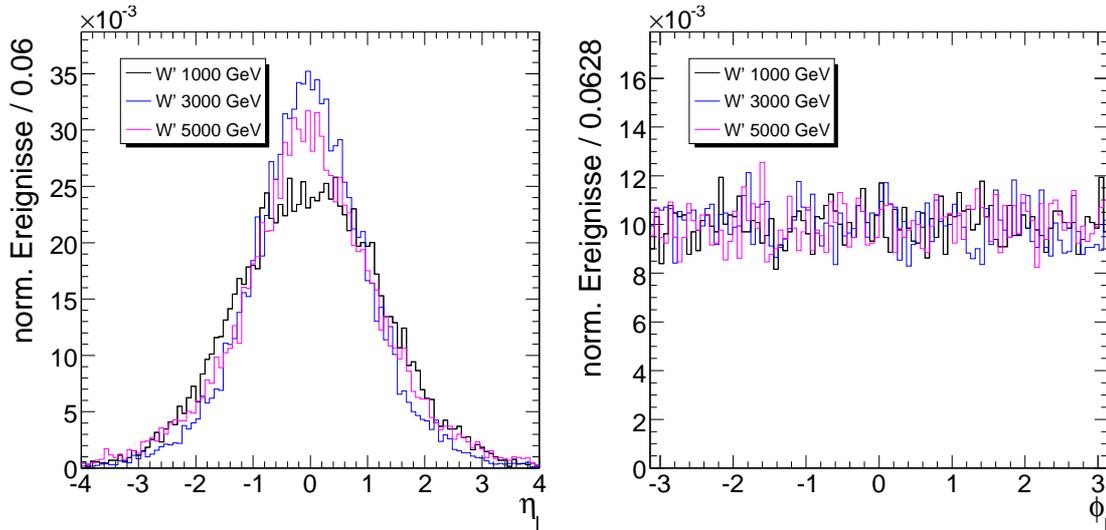


Abbildung 5.4: Generierte η - und ϕ -Verteilung des Leptons.

Das Lepton wird größtenteils bei kleinen η zentral erzeugt. Je größer die W' -Masse, desto zentraler wird das Lepton produziert, da die Energie aus dem isotropen W' -Zerfall mit steigender Masse den Boost entlang der z-Achse dominiert. Ab einer gewissen Masse (siehe Abbildung 5.3) treten allerdings off-shell produzierte Zustände wieder so häufig auf, dass sie die Verteilung wieder sichtbar verbreitern. Die Verteilung entlang der ϕ -Achse ist wie erwartet gleichverteilt, da es in der transversalen Ebene keine Vorzugsrichtung gibt.

Im Gegensatz zu den meisten Untergründen erzeugt der Zerfall des W' eine Signatur, die vergleichsweise einfach zu selektieren ist. Beispielsweise bieten sich die Größen $\frac{E_{T,l}}{E_{T,\nu}}$ und $\Delta\phi$ (siehe Abbildung 5.5) zur späteren Ereignis Selektion an, da diese Größen einen deutlich sichtbaren Peak im Signalspektrum aufweisen.

Unter der Annahme, dass $\frac{E_{T,l}}{E_{T,\nu}} \approx 1$ und $\Delta\phi \approx \pi$ ist, ergibt sich eine vereinfachte Darstellung der transversalen Masse:

$$M_T^2 = 2 \cdot E_{T,l} \cdot E_{T,\nu} \cdot (1 - \cos(\Delta\phi)) \approx (2 \cdot E_{T,l})^2.$$

Insbesondere wird klar, warum die $E_{T,l}$ -Verteilung des Leptons bei halber transversaler Masse M_T abbricht und ebenfalls einen „Jacobian-Peak“ darstellt.

¹Man spricht von Boost, wenn der Wechselwirkungsprozess nicht im Laborsystem stattfindet.

5 Eigenschaften des W' -Zerfalls

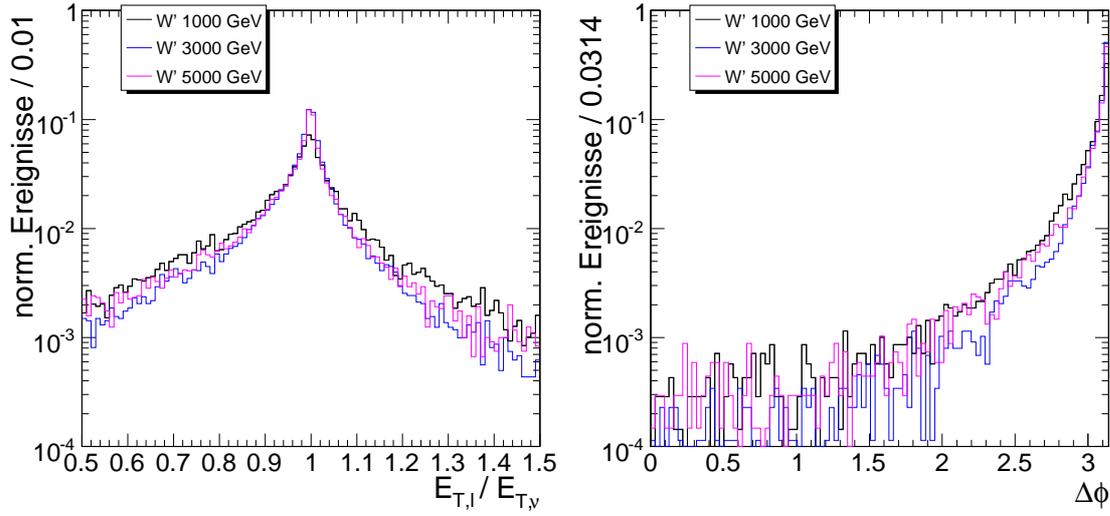


Abbildung 5.5: „Transversales Energieverhältnis“ und Winkel zwischen Lepton und Neutrino

5.3.1 Initial- und Final-State-Radiation

Korrekturen höherer Ordnung der Feynman-Diagramme werden in Pythia durch Hinzufügen weiterer Teilchen approximiert. Diese können sowohl im Anfangszustand als auch, wenn möglich, im Endzustand auftreten. Diese Abstrahlung umfasst die Prozesse $q \rightarrow q\gamma$ (Photonabstrahlung) und $q \rightarrow qg$ (Gluonabstrahlung) [54]. Sogenanntes Initial-State-Radiation im Anfangszustand führt zu Photonen im Vorwärtsbereich des Detektors, die nicht einfach detektiert werden können und auch keine für das W' typische Charakteristik aufweisen (siehe Abbildung 5.6). Im Endzustand des Elektrons tritt hingegen Final-State-Radiation auf. Diese führt zu zusätzlichem Energieverlust, bevor das Lepton im Detektor gemessen werden kann. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Lepton ein γ emittiert, ergibt sich aus dem Impuls-Anteil $z = \frac{P_{nachher}}{P_{vorher}}$ und der Ladung des Leptons [54]:

$$P_{l \rightarrow l\gamma}(z) = e_l^2 \frac{1+z^2}{1-z}.$$

Der aufsummierte Energieverlust aller abgestrahlten Photonen gegen die Elektronenergie vor Abstrahlung ist in Abbildung 5.6 dargestellt.

5.3.2 Underlying Events

Man spricht von *Underlying Events* [56], wenn mehrere Wechselwirkungen zum gleichen Ereigniszeitpunkt auftreten. Das kann beispielsweise die Messung der transversal fehlenden Energie beeinflussen, die durch zusätzliche Untergrundwechselwirkungen verfälscht wird. Es gibt drei Arten der *Underlying Events*. *Multiple Parton Interaction* beschreibt die Interaktion der überbleibenden Quarks neben dem eigentlichen Hauptprozess. Dies wird mit Pythia simuliert. Wenn in einer Teilchenkollision weitere inelastische Prozesse durch andere Protonen auftreten, wird dies als Pile-Up bezeichnet. Da in der Anfangsphase von LHC keine hohen Luminositäten erreicht werden, wird hier auf die technisch anspruchs-

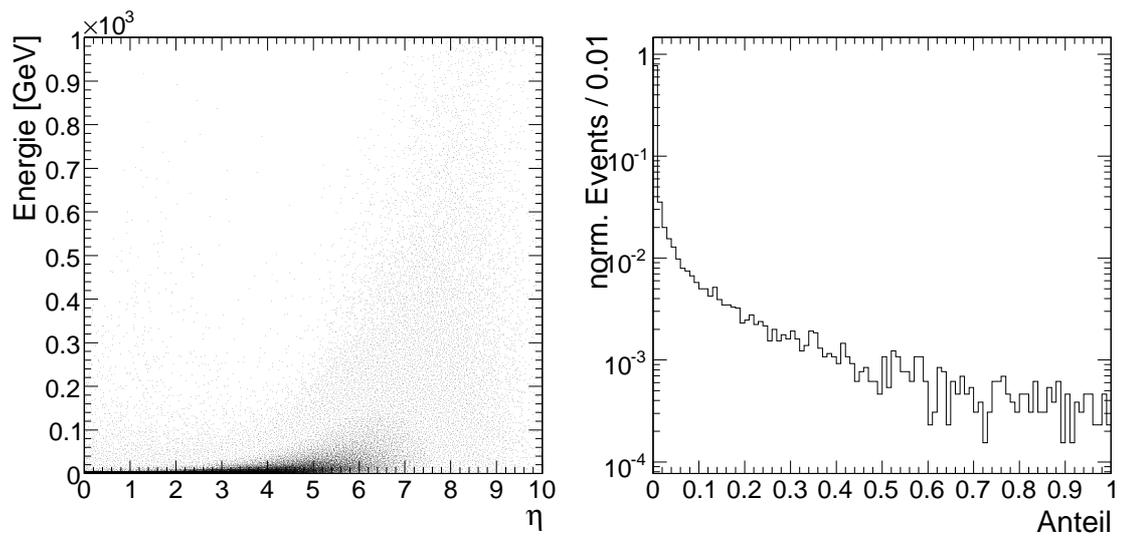


Abbildung 5.6: *Initial-State Photonen bei hohem η (links) und der anteilige Energieverlust durch Final-State-Radiation (rechts). Beide Abbildungen sind für den generierten Elektronkanal bei einer W' -Masse von 1000 GeV dargestellt.*

volle Simulation verzichtet. Darüberhinaus ist es denkbar, dass sich mehrere Kollisionen überlagern können, wenn der Messprozess mehr als 25 ns andauert.

5 Eigenschaften des W' -Zerfalls

6 Trigger und Rekonstruktion

Bevor die Daten analysiert werden können, bedarf es einer Auswahl interessanter Ereignisse und einer Rekonstruktion der physikalischen Teilchen. Die Trigger rekonstruieren Teilchen durch einfache Algorithmen. Sind die Daten gespeichert, kann eine detailliertere Rekonstruktion durchgeführt werden.

6.1 Trigger

Im Falle des Proton-Proton-Betriebs kollidieren die Protonenbündel alle 25 ns. Das entspricht einer Wechselwirkungsrate von 40 MHz. Es ist nicht möglich, alle ungefähr 100 Millionen Auslesekanäle (ca. 1 MB Speicherplatz pro Ereignis) mit dieser hohen Teilchenrate aufzuzeichnen. Aus diesem Grund müssen Selektionskriterien festgelegt werden, die diese Ereignisrate auf ungefähr 100 Hz reduzieren und sich auf die interessantesten Ereignisse konzentrieren. Dafür wird ein zweigliedriges System aus einem Level-1-Trigger (L1) [57] und einem High-Level-Trigger verwendet (HLT) [58]. Der L1-Trigger ist aus Gründen der Geschwindigkeit in Hardware implementiert und verwendet zum Teil programmierbare Elektronikbausteine. Erfüllt ein Ereignis die Anforderungen des L1-Triggers, wird er zu einer Computerfarm mit ca. 1000 Rechnern übertragen auf denen die Rekonstruktionsalgorithmen des HLT laufen. Da der HLT in Software implementiert ist, kann er auch noch im Betrieb geändert werden und skaliert gut mit der Anzahl der eingesetzten Computer. Eine Rekonstruktion auf der Ebene des HLT wird als Online-Rekonstruktion bezeichnet und dient der ersten Qualitätskontrolle. Der L1-Trigger reduziert das Datenaufkommen um den Faktor 10^3 auf 30 kHz. Um zu arbeiten stehen ihm bis zu $3.2 \mu\text{s}$ zur Verfügung, bis der knappe Speicherplatz in der Hardware wieder überschrieben wird. Der HLT-Trigger bringt die Rate im zweiten Schritt dann auf 100 Hz, mit der die Ereignisse schlussendlich auf Bänder abgespeichert werden. Ihm stehen ungefähr 50 ms zu, wenn auf rund 2500 CPUs gerechnet wird [58].

6.1.1 L1-Trigger

Der hardwarebasierte L1-Trigger besteht aus einer Myon- und einer Kalorimetereinheit. Beide Einheiten arbeiten streng hierarchisch. Bei Myonen werden Treffer in einem Superlayer **lokal** rekonstruiert. Auf **regionaler** Ebene wird dann eine ganze Myonkammer mit ihren Superlayern zusammengefasst. Einzelne Myonkammer bilden einen Sektor von Kammern. Der **globale** Myontrigger kombiniert anschließend die Informationen aus DT, CSC und RPC und gibt die Information an den globalen L1-Trigger. In der Startphase wird der Myontrigger nur eine Akzeptanz von $|\eta| < 2.1$ haben, die aber später auf $|\eta| < 2.4$ erhöht wird [30].

| Triggername | E_T/P_T Treshhold [GeV] | Skalierung S |
|------------------|---------------------------|--------------|
| L1_SingleMu3 | 3 | 4000 |
| L1_SingleMu5 | 5 | 2000 |
| L1_SingleMu7 | 7 | 1 |
| L1_SingleMu10 | 10 | 1 |
| L1_SingleIsoEG5 | 5 | 10000 |
| L1_SingleIsoEG8 | 8 | 1000 |
| L1_SingleIsoEG10 | 10 | 100 |
| L1_SingleIsoEG12 | 12 | 1 |
| L1_SingleEG5 | 5 | 10000 |
| L1_SingleEG8 | 8 | 1000 |
| L1_SingleEG10 | 10 | 100 |
| L1_SingleEG12 | 12 | 100 |
| L1_SingleEG15 | 15 | 1 |
| L1_SingleJet15 | 15 | 100000 |
| L1_SingleJet30 | 30 | 10000 |
| L1_DoubleMu3 | 3 | 1 |
| L1_DoubleIsoEG8 | 8 | 1 |
| L1_Mu3_IsoEG5 | 3, 5 | 1 |
| L1_Mu3_Jet15 | 3, 15 | 20 |
| L1_IsoEG10_Jet20 | 10, 20 | 1 |
| L1_ZeroBias | — | 3000000 |
| ... | ... | ... |

Tabelle 6.1: L1-Triggerauswahl implementiert in CMSSW 1.6.7 [59].

Im elektromagnetischen Kalorimeter sind auf lokaler Ebene 25 Kristalle instrumentiert (48 Kanäle im HCAL). Jeweils 4 x 4 sind in einer regionalen Triggereinheit zusammengefasst. Auf dieser Ebene können nun Elektronen und Photonen identifiziert werden. Eine speziell dafür vorgesehene Einheit prüft hier auf Isolation. Auf globaler Kalorimeterebene können dann die gemessenen ECAL- und HCAL-Informationen auf Jets geprüft werden. Auch diese Daten werden an den globalen L1-Trigger übergeben, der dann eine Auswahl aus vorrekonstruierten Triggerobjekten treffen kann.

Vorgesehene Trigger-Parameter zeigt Tabelle 6.1. Der Triggername beschreibt die Selektion ab einem Treshholdwert für das jeweilige Objekt. Damit die Datenrate am Ende unter 100 kHz bleibt, werden bei Triggern mit niedriger Schwelle Skalierungsfaktoren eingeführt. Ein Skalierungsfaktor von S bedeutet, dass nur jedes S -te Ereignis verwendet wird, das die Triggerbedingung erfüllt. Alle in dieser Analyse verwendeten L1-Trigger haben einen Skalierungsfaktor von 1. Es existieren Myonen, isolierte und nicht isolierte Elektronen und Jets mit verschiedenen Multiplizitäten. Sogenannte Crosstrigger kombinieren das gleichzeitige Auftreten mehrerer verschiedener Teilchen in einem Ereignis. Zur Kontrolle dienen „Zerobias“-Ereignisse, die ohne irgendwelche Einschränkungen aufgezeichnet werden. Sie haben allerdings eine sehr hohe Skalierung, da sie häufig auftreten.

| Triggername | verwendeter L1 Trigger | E_T Treshold [GEV] | Rate [Hz] |
|----------------------------|------------------------|----------------------|----------------|
| Single Isolated e | L1_SingleIsoEG12 | 15 | 17.1 ± 2.3 |
| Single Relaxed e | L1_SingleEG15 | 17 | 9.6 ± 1.3 |
| High E_T e/γ | L1_SingleEG15 | 80 | 0.5 ± 0.0 |
| Very High E_T e/γ | L1_SingleEG15 | 200 | 0.1 ± 0.0 |
| Single Isolated μ | L1_SingleMu7 | 11 | 18.3 ± 2.2 |
| Single Relaxed μ | L1_SingleMu7 | 16 | 22.7 ± 1.5 |

Tabelle 6.2: Die High-Level-Trigger im Elektron- und Myonkanal [60].

6.1.2 HLT-Trigger

Wie bereits erwähnt, reduziert der HLT-Trigger die Datenrate auf ein speicherbares Niveau. In der Anfangszeit werden für die Berechnung des Triggers nur 720 Computer eingesetzt und man erreicht eine Datenrate von nur 50 Hz [30]. Die Triggerbedingungen werden im Vergleich zum L1-Trigger verschärft und die Triggerrate kann aus den erwarteten Prozessen abgeschätzt werden. Die verwendeten Rekonstruktionsalgorithmen können flexibel aus einer Datenbank gelesen und angepasst werden. In Tabelle 6.2 ist hier jeweils eine Triggerauswahl für Elektronen und Myonen angegeben. Neben der Klassifizierung der Physik übernehmen die HLT-Trigger auch eine zentrale Aufgabe bei der Bereitstellung der Datensätze im Skimming-Prozess (siehe Kapitel 4).

6.1.2.1 Elektron-Trigger

Um hochenergetische Elektronen zu selektieren, werden speziell angepasste Trigger (High-/Very High EM) verwendet. Diese stammen hauptsächlich aus der Entwicklung der HEEP-Gruppe [61] und triggern zuverlässig in der Signalregion. Leider triggern sie auch nicht isolierten QCD-Untergrund, der später durch härtere Selektionskriterien entfernt werden muss. Damit auch Elektronen bei kleinen E_T getriggert werden können, um wichtige Untergründe wie beispielsweise den W-Untergrund zu untersuchen, werden zusätzlich die Standard-Elektrontrigger verwendet. Es zeigt sich, dass diese eine schlechte Effizienz bei hohen E_T haben, die aber inzwischen korrigiert werden konnte [62]. Die hier dargestellte Triggerauswahl und Datenauswahl basiert auf CMSSW 1.6.7 und nutzt ein „oder“ auf alle vier Trigger:

1. Single Electron
2. Single Electron Relaxed
3. High EM
4. Very High EM mit einem Minimum von 200 GeV E_T -Threshold

In neueren CMSSW-Versionen wurde die Effizienz des Single Elektron Relaxed Trigger dahingehend verbessert, dass ein absoluter Schnitt auf das Verhältnis zwischen der deponierten Energie im ECAL und HCAL (E/H) durch einen relativen Schnitt ersetzt wurde.

6 Trigger und Rekonstruktion

Außerdem wurde ein Schnitt auf das Verhältnis von ECAL-Energie und Tracker P (E/P) entfernt und durch einen Schnitt auf $|1/E - 1/p|$ optimiert. Damit wurde die Effizienz des Single Electron Relaxed Trigger für hohe E_T verbessert, der für zukünftige Analysen der präferierte Trigger ist.

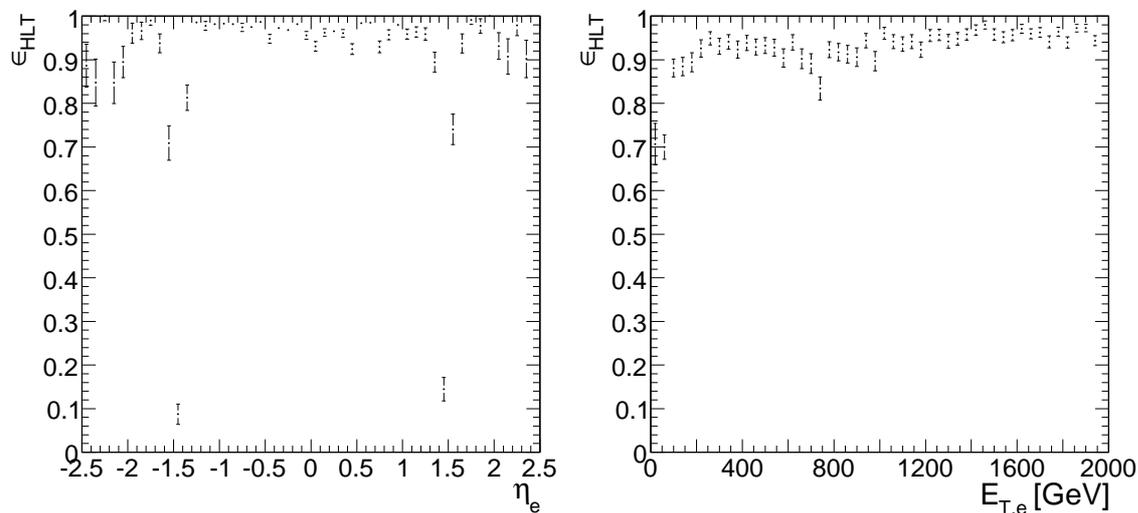


Abbildung 6.1: Elektron-Triggereffizienz in Abhängigkeit von E_T und η des generierten Elektrons. (Datensatz: W' mit einer Masse von 4 TeV)

Nach Akzeptanzschnitten von $|\eta| < 2.5$ und $E_T < 25$ GeV kann die Triggereffizienz von Elektronen zu ungefähr 95 % bestimmt werden (siehe Abbildung 6.1). Nur im Übergang zwischen Zentralbereich und Endkappe bei $\eta = 1.47$ fällt die Effizienz stark ab. Im Bereich niedriger E_T arbeiten die noch nicht angepassten Standardtrigger. Die Triggerwahrscheinlichkeit steigt für hohe E_T .

6.1.2.2 Myon-Trigger

Zur Untersuchung der Myonen wurden die Standard-Myontrigger verwendet. Diese zeigen eine ausreichend gute Effizienz auch bei hohen P_T :

1. Single Myon
2. Single Muon Relaxed

Nach Akzeptanzschnitten von $|\eta| < 2.1$ und $P_T < 25$ GeV kann die Triggereffizienz im Falle von Myonen zu ungefähr 85 % bestimmt werden (siehe Abbildung 6.2). Man erkennt grob den Übergang zwischen den Rädern des Myonsystems. Die Triggerwahrscheinlichkeit fällt für hohe P_T leicht ab. Eine zukünftige Verbesserung des Triggeralgorithmus für hochenergetische Myonen ist denkbar.

6.2 Rekonstruktion physikalischer Objekte

Sobald die Daten aus der Hardware gespeichert sind, können durch Rekonstruktionsalgorithmen physikalische Objekte rekonstruiert werden. Prinzipiell kann der Schritt der

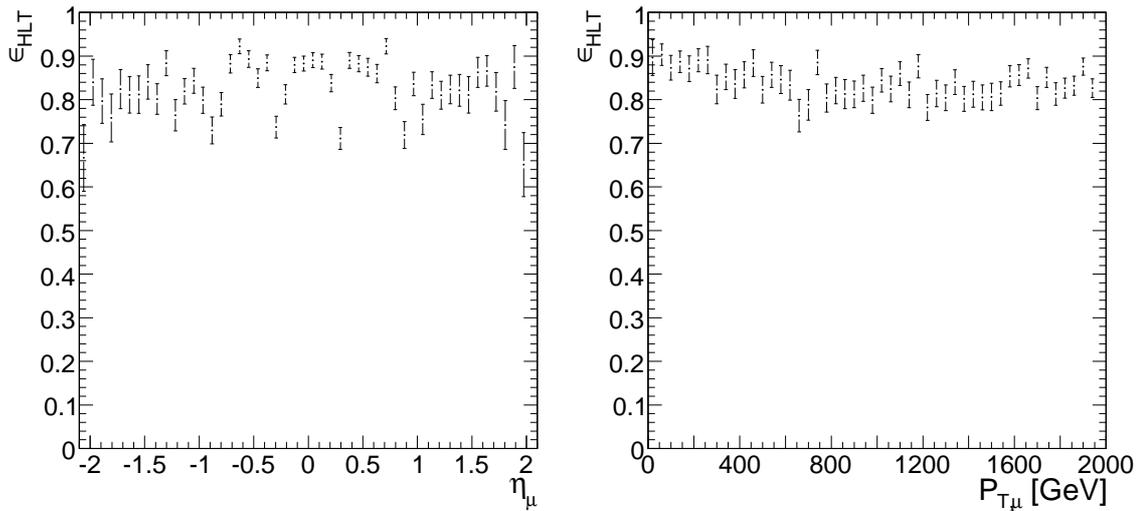


Abbildung 6.2: Myon-Triggereffizienz in Abhängigkeit von P_T und η des generierten Myons. (Datensatz: W' mit einer Masse von 4 TeV)

Rekonstruktion beliebig oft mit veränderten Parametern wiederholt werden. Insbesondere können Daten der Kalibration und des Alignments auch später angepasst werden, was allerdings einen hohen zeitlichen Aufwand darstellen kann. Die hier untersuchten Algorithmen stammen aus CMSSW 1.6.7 in einem 100 pb^{-1} Szenario. Es wird sich auf die Rekonstruktion von Elektronen [63], Myonen [41] und fehlender transversaler Energie [64] konzentriert. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden auch Jets zur Korrektur der fehlenden transversalen Energie verwendet. Zur Abschätzung des Untergrunds werden b -Tagging-Algorithmen für Jets verwendet. Allerdings werden diese Dinge hier nicht näher beschrieben. Informationen dazu findet man beispielsweise unter [65].

6.2.1 Elektronrekonstruktion

Die Rekonstruktion von Elektronen findet zuerst mit Information aus dem ECAL statt und wird dann mit Spurinformatoren aus dem Pixel- und Siliziumtracker erweitert. Zuletzt werden zur späteren Unterscheidung vom Untergrund HCAL-Informationen hinzugefügt. Im ECAL findet ein Clustering statt, bei dem unterschiedliche Algorithmen für Zentralbereich und Endkappe verwendet werden. Allen Algorithmen zur Rekonstruktion von Elektronen ist die Suche nach einem lokalen Maximum in der Energieverteilung der Kristalle des Kalorimeters gemeinsam (siehe Abbildung 6.3). Lokale Maxima werden dabei auch als „Seeds“ bezeichnet. Je nach Zentralbereich oder Endkappe muss die Energie mindestens 60 MeV bzw. 300 MeV betragen. Nach dem Island-Algorithmus wird nun in den Endkappen die Energie aller umliegenden Zellen rekursiv aufsummiert, solange die Energie ihrer Nachbarzelle kleiner als die ursprüngliche Zelle ist. Ein auf diese Weise rekonstruiertes Objekt nennt sich Cluster. Nun stellt sich aber heraus, dass Elektronen ($E_T = 35 \text{ GeV}$, $|\eta| < 1.5$) im Tracker durchschnittlich 43.6 % der Energie durch Bremsstrahlung verlieren, bevor sie im ECAL gemessen werden können [63]. Aus diesen Gründen werden nun Cluster aus Clustern (Supercluster) rekonstruiert, die den Energieverlust der abgestrahl-

ten Photonen wieder aufsammeln. Dazu wird ein Cluster mit der höchsten lokalen Energie festgelegt und benachbarte Cluster aufsummiert. In der Endkappe wird dann die Energie des Preshower-Detektors hinzugefügt.

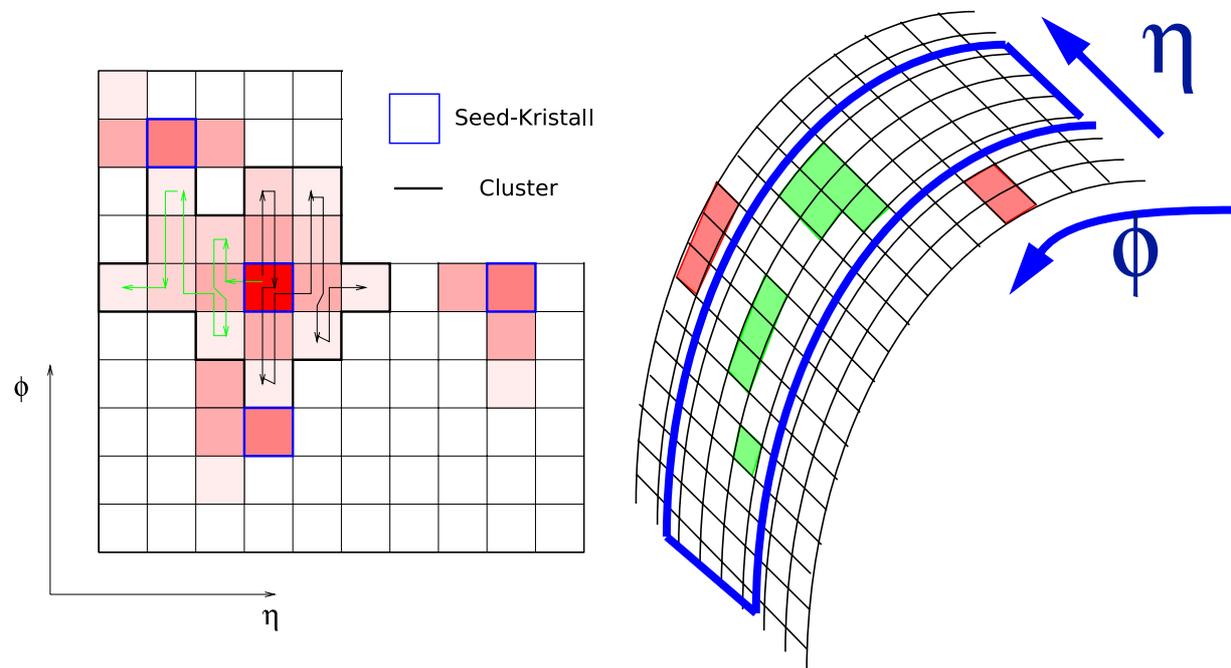


Abbildung 6.3: Die Rekonstruktion eines Cluster aus Seeds und die Suche nach Streifen mit dem Hybrid-Algorithmus [66].

Im Zentralbereich wird ein etwas ausgefeilteres Konzept des Hybrid-Algorithmus verwendet. Er nutzt die Tatsache, dass sich Bremsstrahlung nur entlang der ϕ -Richtung ausbreitet. Nachdem ein Seed über einen Wert von E_{seed} gefunden wurde, wird in Abhängigkeit von E_{wing} ein Suchstreifen aus 3 bzw. 5 Kristallen in η definiert, der dann in ϕ -Richtung für N_{step} Schritte abgesucht wird. Gibt es hier Streifen kleiner als E_{Tresh} , ist der dahinterliegende Teil vom Seed getrennt und wird als Bremsstrahlungsenergie betrachtet. Mit dieser Technik hat das ECAL eine sehr gute Energieauflösung bei der Rekonstruktion hochenergetischer Elektronen. Der Fehler auf die transversale Energie liegt bei nur ungefähr 0.5 % (siehe Abbildung 6.4).

Im zweiten Schritt werden die Spurinformatoren zum Elektron hinzugefügt, um eine bessere Unterscheidung zwischen Photonen und Elektronen zu gewährleisten und auch die Ortsauflösung zu verbessern. Zuerst muss aus der ECAL-Information eine grobe Ortsbestimmung durchgeführt werden. Unter beiden Ladungshypothesen wird mit Berücksichtigung des Magnetfeldes eine Suchregion im Pixeldetektor bestimmt. Die Suche benötigt eine Genauigkeit in einem Fenster von $\Delta\phi = 200$ mrad und $\Delta z = 15$ cm in der ersten Lage, für den zweiten Hit in einem angepassten Fenster von $\Delta\phi = 10$ mrad und $\Delta z = 0.07$ cm. Von diesem Ausgangspunkt werden im Siliziumtracker alle denkbaren Spuren rekonstruiert. Dabei wird der Energieverlust nach der Bethe-Heitler-Formel für Photonabstrahlung berücksichtigt und ein „Gaussian Sum Filter“ zur Suche der jeweils nächsten Lage verwendet [67]. Danach wird die Auswahl gereinigt. Nur die Spuren mit den zwei kleinsten χ^2 werden beibehalten, falls sie mindestens 5 Treffer aufweisen können. Von diesen wird

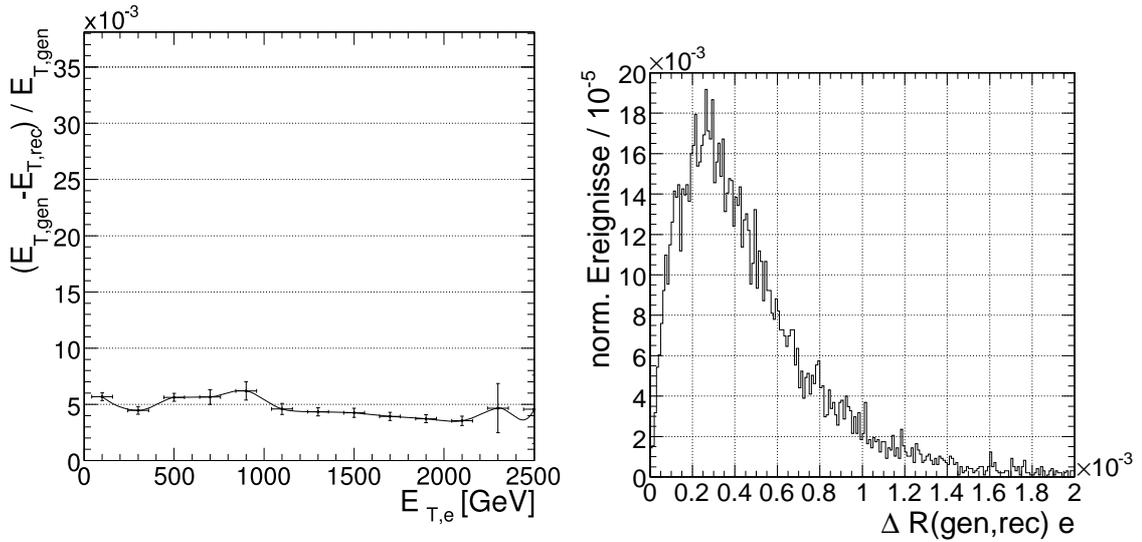


Abbildung 6.4: *Transversale Energiesauflösung und Ortsauflösung der rekonstruierten Elektronen des W' bei einer Masse von 4 TeV.*

nun eine Umkehrung der Spur (von außen nach innen) vollzogen und die beste Spur zum Elektron hinzugefügt. Die Spur sorgt für eine gute Ortsauflösung der Elektronen, aber der Energiewert wird bei hohen Elektronen aus dem ECAL bestimmt. Der Energiewert wird allerdings noch korrigiert um eine Funktion $f(N_{rec})$, die die Anzahl der enthaltenen Zellen enthält.

Die Elektronrekonstruktion erreicht eine Effizienz von rund 85 % mit $\Delta R < 0.001$ im Akzeptanzbereich von $|\eta| < 2.5$ und $E_T > 25$ GeV (siehe Abbildung 6.5). In der Übergangsregion zwischen Zentralbereich und Endkappe fällt die Effizienz ab. Insbesondere die Forderung nach der Existenz einer Spur im Pixeldetektor reduziert die Rekonstruktionseffizienz der Elektronen, aber verbessert die Abgrenzung von Elektronen gegenüber Photonen bei denen keine Spur vorhanden ist [63].

Von nun an werden noch Qualitätskriterien bestimmt, die später zur Unterscheidung zwischen Signal und Untergrund benutzt werden können. Die wichtigsten sind kurz dargestellt und werden hier auch später in der Selektion verwendet:

1. $\sigma_{\eta\eta}$ und $\sigma_{\phi\phi}$ als nach Energie gewichtete Ausdehnung des Clusters in η und ϕ :

$$\sigma_{\eta\eta} = \sum_{\text{Kristalle}} (\eta_i - \eta_{seed})^2 \frac{E_i}{E_{seed}}$$

$$\sigma_{\phi\phi} = \sum_{\text{Kristalle}} (\phi_i - \phi_{seed})^2 \frac{E_i}{E_{seed}}$$

2. H/E als relativer Anteil aus der hadronischen Energie (hinter dem Cluster) und der Clusterenergie.
3. Σ_9/Σ_{25} als Energiequotient aus 3x3 und 5x5 Kristallen um den Seed-Kristall.

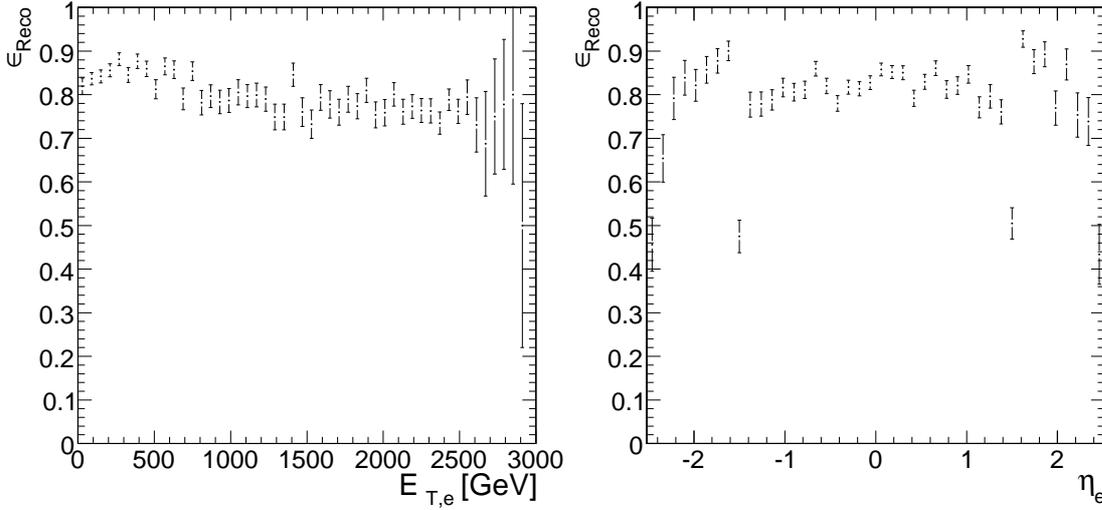


Abbildung 6.5: Elektron-Rekonstruktionseffizienz in E_T und η für W' -Ereignisse mit einer Masse von 5 TeV.

4. E/p als die Clusterenergie dividiert durch den Impuls (sowohl am inneren als auch am äußeren Ende des Trackers¹)
5. $\Delta\phi$ und $\Delta\eta$ zwischen Teilchenspur (sowohl innen und außen) und Clusterposition
6. Isolationsvariablen

6.2.2 Myonrekonstruktion

Die Rekonstruktion eines Myons verwendet Myonkammern als zentrales Messinstrument. Der Rekonstruktionsvorgang verläuft zunächst unabhängig für DT, CSC und RPC. Exemplarisch wird die Rekonstruktion im Bereich der DT beschrieben. In den einzelnen Driftkammerlagen wird lokal ein Hit (Treffer) rekonstruiert. Dieser Vorgang ist komplett in Hardware implementiert und vernachlässigt sämtliche Effekte durch Magnetfelder und eventueller Energieverluste. Dann werden die Treffer für eine jeweilige Myonkammer zusammengefasst. Dies geschieht zunächst unabhängig für die $r-\phi$ und $r-z$ Ebene, die erst am Ende zusammengefügt werden. Nur die Spur mit der höchsten Anzahl an Treffern und mit dem kleinsten χ^2 wird weiter ausgewertet, wenn sie mindestens 3 Treffer besitzt und $\frac{\chi^2}{NDOF} < 20$ erfüllt. An dieser Stelle wird auf gemeinsame Hits der Kandidaten geprüft, um Geistermyonen zu vermeiden. Sind alle Myonkammern bzw. deren Detektorkomponenten rekonstruiert, werden sogenannte Stand-Alone-Myonen über alle vier Stationen der Myonkammern rekonstruiert. Dabei wird das Magnetfeld und das Detektormaterial berücksichtigt. Ein Kalman-Filter [68] wählt die Treffer in der nächsten Lage aus. Nach einer Auswahl von χ^2 und rückwärtigem Fit, bleiben einige Kandidaten übrig, bei denen eine Extrapolation in die Region des inneren Trackers im Bereich von $\sigma_{xy}=15$ mm und $\sigma_z = 5.3$ cm bestimmt wird um globale Myonen mit Spurinformatoren zu rekonstruieren. Der Fit im Tracker verläuft hier ähnlich wie im Fall von Elektronen, nur wird hier für

¹Impuls nimmt wegen Bremsstrahlung im Tracker ab.

die Rekonstruktion ebenfalls ein Kalman-Filter verwendet. Zuletzt wird ein globaler Fit an alle Hits im gesamten Myon- und Trackersystem durchgeführt. Die Herausforderung bei der Rekonstruktion hochenergetischer Myonen ist ihre sehr schwache Krümmung im Magnetfeld, die nur schwer vermessen werden kann. Das Aufschauern und dessen Simulation stellt eine zusätzliche Herausforderung dar. Da die Entstehung von Bremsstrahlung im Bereich der Myonkammern nur unzureichend implementiert ist, werden beim finalen Fit schlecht vermessene Hits ausgenommen. Außerdem wird ein zusätzlicher Fit nur mit der inneren Myonschicht (und Tracker) durchgeführt. Nur der Fit mit dem kleinsten χ^2 wird verwendet. Durch die Herausforderungen bei der Myonrekonstruktion ist es wenig verwunderlich, dass hochenergetische Myonen im hier untersuchten 100pb^{-1} -Szenario einen Fehler von bis zu 40 % auf die P_T -Auflösung aufweisen (siehe Abbildung 6.6). Diese Auflösung kann allgemein durch die Verwendung einer in der Entwicklung befindlichen TeV-Rekonstruktion verbessert werden, die Zellen mit Photonen aufschauender Myonen aus dem Rekonstruktionalgorithmus entfernt [69].

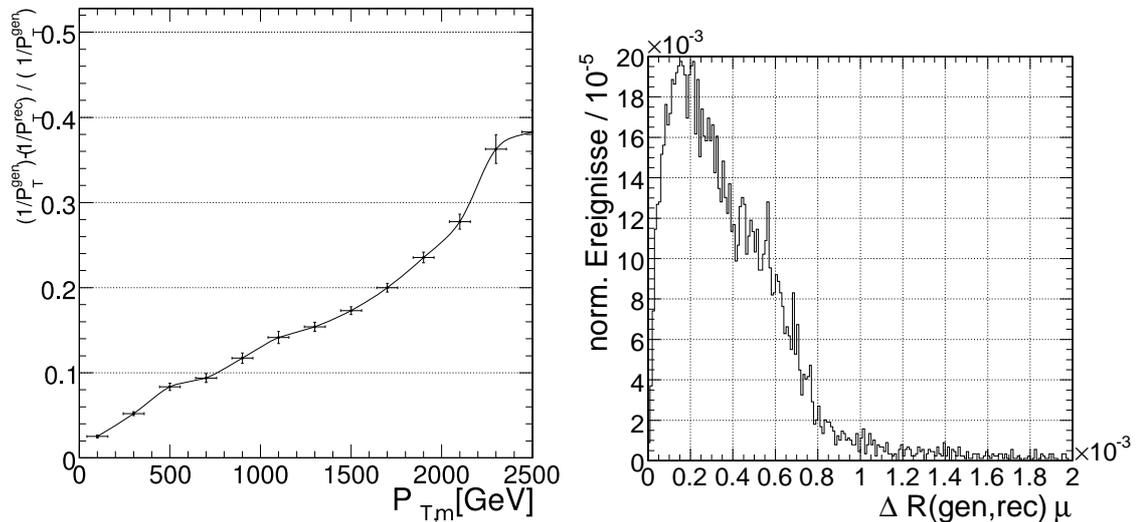


Abbildung 6.6: *Transversale Impulsaufösung und Ortsaufösung der rekonstruierten Myonen im 100pb^{-1} -Szenario.*

Die Rekonstruktionseffizienz der Myonen ist höher als bei Elektronen und liegt bei ca. 95 % mit $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.001$ bei einem Akzeptanzbereich von $|\eta| < 2.5$ und $P_T > 25$ GeV (siehe Abbildung 6.7). Auch hier erkennt man leichte Vertiefungen in η durch die Rad-Geometrie.

Zur weiteren Myonidentifikation werden weitere Qualitätskriterien eingeführt. Dies umfasst bei Myonen das Hinzufügen einer Myonkompatibilität d.h. man extrapoliert die Spur durch ECAL- und HCAL-Zellen und prüft ob eine charakteristische Signatur für ein minimalionisierendes Teilchen vorhanden ist. Ein solches Vorgehen kann die in Myonen zerfallenden Pionen identifizieren.

Ein weiteres hier verwendetes Werkzeug betrifft die Isolation des Myons. In einem Bereich kleiner als $\Delta R < 0.3$ werden im Tracker bzw. im Kalorimeter die umliegenden Transversalimpulse aufsummiert. Bei den Kalorimetern bezieht sich diese Größe auf die transversale

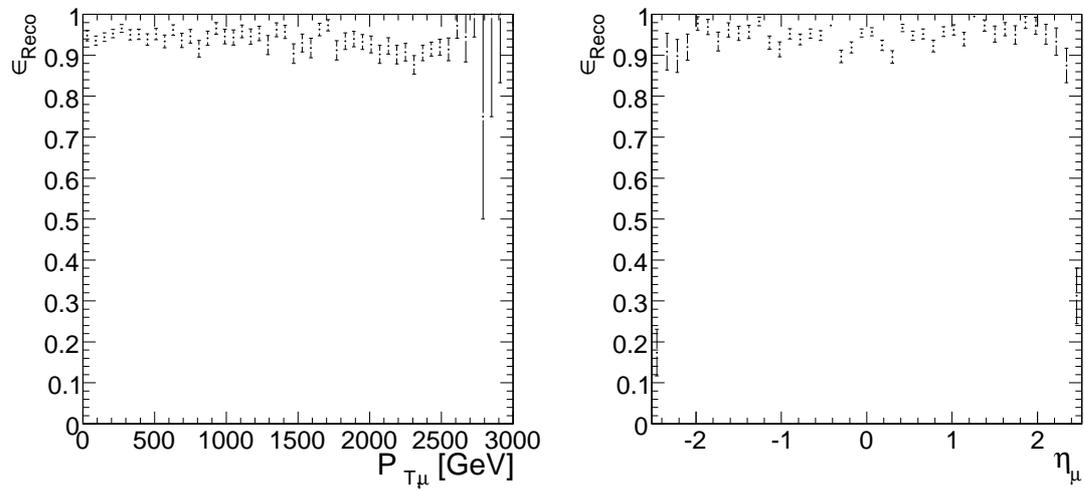


Abbildung 6.7: Myon-Rekonstruktionseffizienz in P_T und η

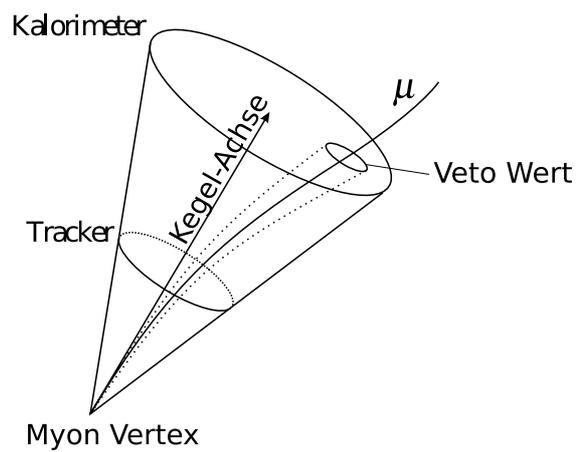


Abbildung 6.8: Der Kegel zur Bestimmung der Myonisation [41].

Energie im HCAL und ECAL. Im Tracker können die aufsummierten P_T der Spur sowohl im inneren Pixel-Tracker als auch über den gesamten Tracker bestimmt werden. Damit das Myon selber nicht mitgerechnet wird, muss ein Bereich von $\Delta R_{min} \approx 0.015$ wieder abgezogen werden. Die Bestimmung der Isolation verläuft also ähnlich wie im Fall von Elektronen (siehe Abbildung 6.8).

6.2.3 Fehlende transversale Energie

Viele Analysen untersuchen Teilchen, die nicht oder nur schwach mit anderer Materie wechselwirken. Da Teilchen wie die hier untersuchten Neutrinos also ohne Wechselwirkung aus dem Detektor entkommen, braucht es Methoden um diese Teilchen dennoch zu charakterisieren. Da der Bereich hoher $|\eta|$ nur unzureichend detektiert werden kann, beschränkt man sich auf eine Rekonstruktion in der transversalen Ebene, bei der die transversalen Energiebeiträge mit steigenden $|\eta|$ abfallen. Die vektoriell transversal fehlende Energie \mathbf{E}_T^{miss} ergibt sich aus der Summe aller ECAL- und HCAL-Zellen², die zwiebelartig den Detektor umschließen:

$$\mathbf{E}_T^{miss} = \sum_n (E_n \sin \theta_n \cos \phi_n \hat{\mathbf{i}} + E_n \sin \theta_n \sin \phi_n \hat{\mathbf{j}}) = E_x^{miss} \hat{\mathbf{i}} + E_y^{miss} \hat{\mathbf{j}}.$$

Dabei sind $\hat{\mathbf{i}}$ und $\hat{\mathbf{j}}$ die Einheitsvektoren in x- bzw. y-Richtung. Häufig wird in diesem Zusammenhang der Betrag dieser Größe definiert, der direkt mit der transversalen Komponente des zu detektierenden Teilchens korrespondiert:

$$E_T^{miss} = \sqrt{(E_x^{miss})^2 + (E_y^{miss})^2}.$$

Neben dieser Größe wird auch die Größe der totalen transversalen Energie im Ereignis bestimmt:

$$E_T = \sum_n E_{T,n} = \sum_n E_n \sin \theta_n.$$

Daneben kann der Anteil aus hadronischer und elektromagnetischer Komponente bestimmt werden. Im Falle des Zerfalls von W' in Elektronen obliegt die Messung der transversalen Energie nahezu ganz dem elektromagnetischen Kalorimeter (siehe Abbildung 6.9). Die Messungenauigkeit der transversalen Energie wird nun durch verschiedene Korrekturen verbessert. Ein Jet ist die Signatur eines hadronischen Teilchens, das im ECAL und HCAL durch Jetalgorithmen gemessen wird. Hier wird der *IterativeCone5*-Jetalgorithmus verwendet. Aus dem Vergleich zwischen generierten Monte-Carlo Jets mit rekonstruierten Jets kann ein Korrekturfaktor auf E_T bestimmt werden. Von der fehlenden transversalen Energie werden nun alle Jets abgezogen, deren P_T über 20 GeV liegt und mindestens 10 % hadronischen Anteil aufweisen. Anschließend werden sie durch die korrigierten Jets ersetzt [70]:

$$\mathbf{E}_{T,jet}^{miss} = \mathbf{E}_T^{miss} - \sum_i^{N_{Jets}} [\mathbf{P}_{T_i}^{korr.} - \mathbf{P}_{T_i}^{unkorr.}].$$

²Zusammengefasst als sog. Tower

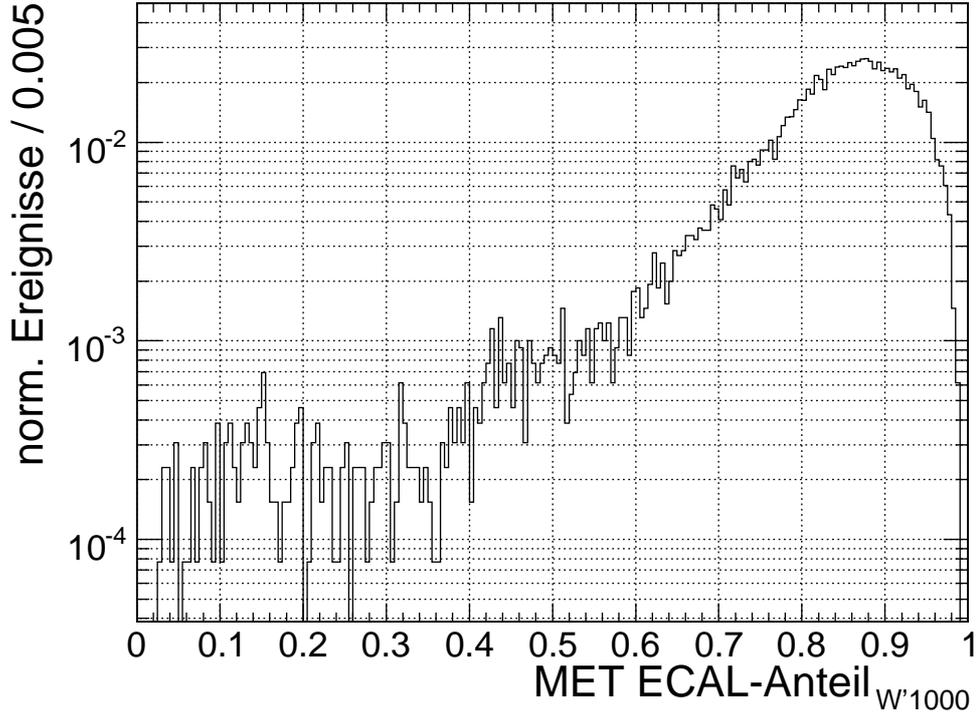


Abbildung 6.9: Anteil der Energiedeposition im ECAL zur Bestimmung der transversal fehlenden Energie bei $W' \rightarrow e + \nu$ -Ereignissen mit einer W' -Masse von 1000 GeV.

Dies verbessert die allgemeine Energieauflösung, spielt aber in Ereignissen, in denen die leptonischen Kanäle überwiegen, keine große Rolle.

Interessanter ist die Korrektur auf Myonen. Myonen sind Grundbestandteile des Signals, aber geben nur einen kleinen Teil ihrer Energie an die Kalorimeter ab. Deswegen werden alle rekonstruierten Myonen zur Bestimmung der transversalen Energie hinzugefügt und der kleine, deponierte Anteil im Kalorimeter wieder abgezogen:

$$\mathbf{E}_{T,\mu}^{miss} = \mathbf{E}_T^{miss} - \sum_i^{N_{Myon}} [\mathbf{P}_{Ti}] + \sum_i^{N_{Kalo,\mu}} [\mathbf{E}_{Ti}].$$

Dies bedeutet, dass die Messung der transversalen Energie im Myonkanal durch die Myonrekonstruktion dominiert wird (siehe Abbildung 6.10).

Die Auflösung ist im Myonkanal durch die Rekonstruktion des Myons bestimmt. Im Elektronkanal dominiert der elektromagnetische Anteil den hadronischen Anteil bei Ereignissen mit hochenergetischen Elektronen.

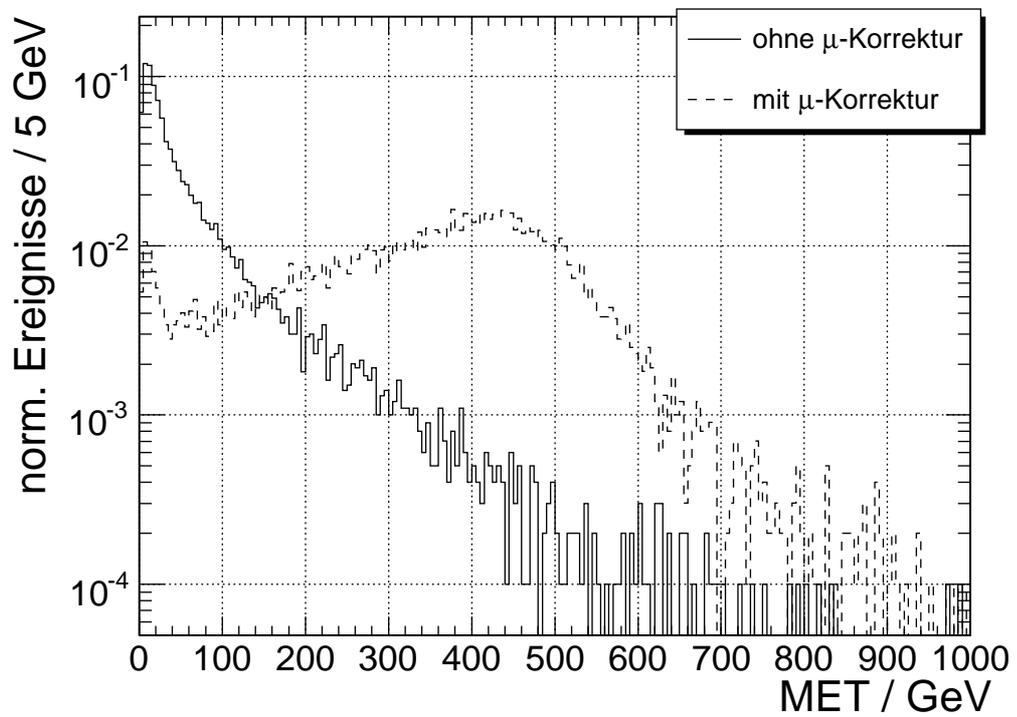


Abbildung 6.10: Transversal fehlende Energie vor und nach der Korrektur durch Myonen bei $W' \rightarrow \mu + \nu$ -Ereignissen mit einer W' -Masse von 1000 GeV.

6 *Trigger und Rekonstruktion*

7 Analyse

Die Signatur des W' im leptonenischen Zerfallskanal besteht aus einem hochenergetischen Lepton und hoher fehlender transversaler Energie. In der Analyse geht es um die Trennung des Signals vom Untergrund. Dies kann in der einfachsten Variante durch Schnitte erreicht werden, die auf den gesamten Datenbestand von Signal und Untergrund angewendet werden. Selbstverständlich unterscheiden sich die Untergründe zwischen Elektron- und Myonkanal, so dass hier z.T. andere Selektionskriterien verwendet werden müssen. Eine Zusammenfassung der verwendeten Untergrund- und Signal-Datensätze im Elektronkanal und Myonkanal sind in Tabelle 7.1 darstellt. Eine ausführlichere Darstellung befindet sich im Anhang dieser Diplomarbeit und listet die verwendeten Datensätze in Abhängigkeit der verwendeten \hat{P}_T -Bereiche. Dabei ist \hat{P}_T der transversale Impuls der auslaufenden Teilchen im jeweiligen $2 \rightarrow 2$ - Prozess im Schwerpunktssystem.

Tabelle 7.1: Die Anzahl generierter W' Signalereignisse und physikalischer Untergrundprozesse aus CSA07-Datensätzen mit ihrer in der Analyse verwendeten Ereigniszahl im Myon- und Elektronkanal unter Angabe des Wirkungsquerschnittes. Für die Berechnungen höherer Ordnung siehe Kapitel 9.

| Prozess | Generator | Events(El./Myon) | Wirkungsqu. σ [fb] |
|--|-----------|-------------------|-----------------------------|
| $W \rightarrow l\nu$ | Pythia | (1029177,945966) | 2.08×10^7 (NNLO) |
| $t\bar{t}$ | AlpGen | (161885,170357) | 8.36×10^5 (NLO) |
| Z | AlpGen | (545137,538186) | 6.58×10^6 (NLO) |
| QCD | Pythia | (1263219,1075052) | 55.87×10^{12} (LO) |
| Summe an Untergr.-Ereign. | | (2999418,2729561) | |
| $W' \rightarrow l\nu, m_{W'} = 1000\text{GeV}$ | Pythia | (13000,9999) | 3140 (LO) |
| $W' \rightarrow l\nu, m_{W'} = 1500\text{GeV}$ | Pythia | (13000,10000) | 589 (LO) |
| $W' \rightarrow l\nu, m_{W'} = 2000\text{GeV}$ | Pythia | (12999,9900) | 158 (LO) |
| $W' \rightarrow l\nu, m_{W'} = 2500\text{GeV}$ | Pythia | (13000,8000) | 51.0 (LO) |
| $W' \rightarrow l\nu, m_{W'} = 3000\text{GeV}$ | Pythia | (19250,9000) | 18.3 (LO) |
| $W' \rightarrow l\nu, m_{W'} = 3500\text{GeV}$ | Pythia | (13000,10000) | 6.99 (LO) |
| $W' \rightarrow l\nu, m_{W'} = 4000\text{GeV}$ | Pythia | (12999,10000) | 2.85 (LO) |
| $W' \rightarrow l\nu, m_{W'} = 4500\text{GeV}$ | Pythia | (12000,9900) | 1.27 (LO) |
| $W' \rightarrow l\nu, m_{W'} = 5000\text{GeV}$ | Pythia | (13000,9999) | 0.61 (LO) |
| Summe der W' -Ereignisse | | (122248,86798) | |

7 Analyse

Es sind folgende Untergründe berücksichtigt:

- Den häufigsten Untergrund stellen Multijet-Ereignisse dar. Diese Ereignisse bestehen aus harter Wechselwirkung und werden umgangssprachlich als **QCD** bezeichnet. Leptonische Bestandteile sind hier selten und treten nur innerhalb von Jets auf. Die Jets können so fälschlicherweise als Leptonen identifiziert werden. Produziert sind die Datensätze durch Pythia in mehreren \hat{P}_T -Intervallen.
- Ein weiterer Untergrund sind $t\bar{t}$ -Paare. Die Masse, die Zerfallsbreite und der Wirkungsquerschnitt des Top-Quarks sind bei 14 TeV im Rahmen der Fehler ungefähr bekannt. Es ist klar, dass aus theoretischer Sicht der Wirkungsquerschnitt stark mit der Schwerpunkstenergie zunimmt. Durch den Zerfall $t \rightarrow W + b$ existiert auch Untergrund im Signalbereich. Produziert sind die Ereignisse in Alpgen [71] in mehreren \hat{P}_T -Intervallen, gegliedert nach Anzahl der Jets.
- Das Standardmodell-**W** hat eine sehr ähnliche Signatur wie das W' . Es bleibt zu erwarten, dass in den Regionen bei hohen, off-shell-produzierten W -Massen keine Unterschiede zwischen W und W' festzustellen sind.
- Neben dem W -Untergrund existiert ein Drell-Yan- Z/γ -Untergrund. Diese Eichbosonen zerfallen unter anderem in zwei Leptonen. Dieser Prozess kann Untergrund darstellen, wenn eines der beiden Leptonen nicht rekonstruiert wird. Dennoch hat dieser Prozess einen ungefähr zehn mal kleineren Wirkungsquerschnitt. Produziert sind die Ereignisse in Alpgen [71] mit mehreren \hat{P}_T -Intervallen, gegliedert nach Anzahl der Jets.

Der W -Untergrund wird dabei im jeweiligen leptonischen Kanal betrachtet. Untergründe wie $W \rightarrow \tau + \nu$ oder $\gamma + \text{Jets}$ werden ebenfalls als mögliche Untergründe untersucht und sind in diversen Histogrammen dargestellt. Dennoch sind sie von untergeordneter Bedeutung bei der Suche nach schweren Eichbosonen im Elektron- bzw. Myonkanal.

Damit liegt das Signal ungefähr 10 Größenordnungen unter dem durchschnittlich produzierten Untergrundeignis. Es muss also eine Reduktion der Ereigniszahl vorgenommen werden, um eine Aussage über die Existenz des W' zu treffen.

Die Signalauswahl verläuft in 4 Schritten und wird durch Schnitte auf die Ereignisse realisiert:

- Es muss mindestens ein Lepton-Trigger gefeuert haben.
- Es ist mindestens ein Lepton im Event über einer Schwelle von 30 GeV seines transversalen Impulses (Myonen) bzw. seiner transversalen Energie (Elektronen).
- Genau ein Lepton erfüllt alle Qualitätskriterien für hochenergetische Elektronen bzw. Myonen.
- Die rekonstruierte Kinematik zwischen Lepton und MET ist die eines Zweikörperzerfalls.

Die Schnitte dienen der Selektion von Signal aus dem Untergrund. Durch die Selektion genau eines Leptons kann beispielsweise Z-Untergrund entfernt werden, solange beide Leptonen im Akzeptanzbereich des Detektors liegen. Eine Schwelle bei ca. 30 GeV reduziert außerdem QCD-Untergrund, der besonders bei niedrigen Energien rekonstruiert wird. Durch definierte Qualitätskriterien auf rekonstruierte Myonen und Elektronen kann die Fehlrekonstruktion reduziert werden und damit ebenfalls Untergrund reduziert werden. Durch Schnitte auf die Kinematik des W' -Signals kann insbesondere $t\bar{t}$ -Untergrund vermieden werden, der durch andere Schnitte nur schwer entfernt werden kann. Der W -Untergrund kann grundsätzlich nicht in der Region bei hohen M_T von der Signatur des W' -Signal unterschieden werden, da beide Prozesse die gleiche Kinematik besitzen, wenn der W -Untergrund off-shell bei gleicher Masse produziert wird.

Nach der Anwendung der Schnitte auf alle Ereignisse wird jeweils ein finaler Ergebnisplot in der transversalen Masse erstellt.

7.1 Elektronselektion

Die Selektion der Trigger beginnt mit den in Kapitel 6 dargestellten Triggern. Sie verwendet ein „oder“ auf alle vier Elektrontrigger.

In einer ersten Vorauswahl wird auf ein Elektron geschnitten, das eine E_T von mehr als 30 GeV hat. Dieser Schnitt reduziert hauptsächlich die QCD-Ereignisse. Weiter folgen Schnitte auf hochenergetische Elektronen, um vor allem die Rate falsch rekonstruierter Jets zu reduzieren. Je nach Region werden im Barrel bzw. der Endkappe Identifikations-Schnitte durchgeführt (siehe Tabelle 7.2).

Tabelle 7.2: Die Schnitte für hochenergetische Elektronen. Die Schnitte folgen den Empfehlungen der HEEP-Gruppe [61].

| Variable | Barrel | Endkappe |
|-----------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|
| E_T | $> 30 \text{ GeV}$ | $> 30 \text{ GeV}$ |
| η_{SC} | $ \eta < 1.442$ | $1.560 < \eta < 2.5$ |
| $\Delta\eta_{in}$ | $ \Delta\eta_{in} < 0.005$ | $ \Delta\eta_{in} < 0.007$ |
| $\Delta\phi_{in}$ | $ \Delta\phi_{in} < 0.09$ | $ \Delta\phi_{in} < 0.09$ |
| H/E | < 0.05 | < 0.08 |
| $\sigma_{\eta\eta}$ | < 0.011 | < 0.0275 |
| EM-Isolation | $< 6 + 0.01 \times E_T / \text{GeV}$ | $< 6 + 0.01 \times E_T / \text{GeV}$ |
| Had.-Isolation | $< 4 + 0.005 \times E_T / \text{GeV}$ | $< 4 + 0.005 \times E_T / \text{GeV}$ |
| Anzahl der Spuren | < 4 | < 4 |
| Spur Isol: Spur P_T | $< 7.5 \text{ GeV}$ | $< 15 \text{ GeV}$ |

Die Variablen wurden in dieser Selektion nach der Ausarbeitung der HEEP-Gruppe [61] ausgewählt:

- E_T : Die transversale Energie des Elektrons als $E \times \sin \theta_{trk}$, wobei θ_{trk} aus dem Trackersystem verwendet wird, dessen Spur zum Vertex extrapoliert wurde.

7 Analyse

- η_{SC} : Definiert als die Pseudorapidität des Superclusters der Elektronen (ohne Tracker).
- $\Delta\eta_{in}$ und $\Delta\phi_{in}$: Die Differenz in η und ϕ zwischen Spurposition am inneren Vertex extrapoliert zum Kalorimeter und dem η und ϕ des Superclusters.
- H/E: Der Anteil der hadronischen Energie aller rekonstruierten Hits in einem Bereich $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.1$ gelegen um den Supercluster.
- $\sigma_{\eta\eta}$: Ein Maß für die Ausdehnung des Superclusters in η (siehe Kapitel 6).
- EM-Isolation: Die transversale elektromagnetische Energie aller Cluster in einem Bereich von $\Delta R < 0.3$ um die Position des rekonstruierten Elektrons außer den Clustern, aus denen das Elektron besteht.
- Hadronische Isolation: Die transversale hadronische Energie aller rekonstruierten HCAL-Zellen mit $E_T > 0$, die im Bereich von $\Delta R < 0.3$ um den Supercluster liegen aber nicht näher als $\Delta R < 0.15$ sind.
- Anzahl der Spuren : Die Anzahl alle Spuren mit $P_T > 1.5$ GeV zwischen $0.1 < \Delta R < 0.2$ um die Position des Elektrons.
- Isolation der Teilchenspur: Die Summe aller transversalen Impulse P_T der oben erwähnten Spuren geteilt durch die Energie des Superclusters.

Die Auswirkungen aller Schnitte sind in den Tabellen 7.3 und 7.4 zusammengefasst. Auf dem Signal beträgt die Effizienz beispielsweise rund 90 %, während sie nur 56 % für QCD-Untergrund ist.

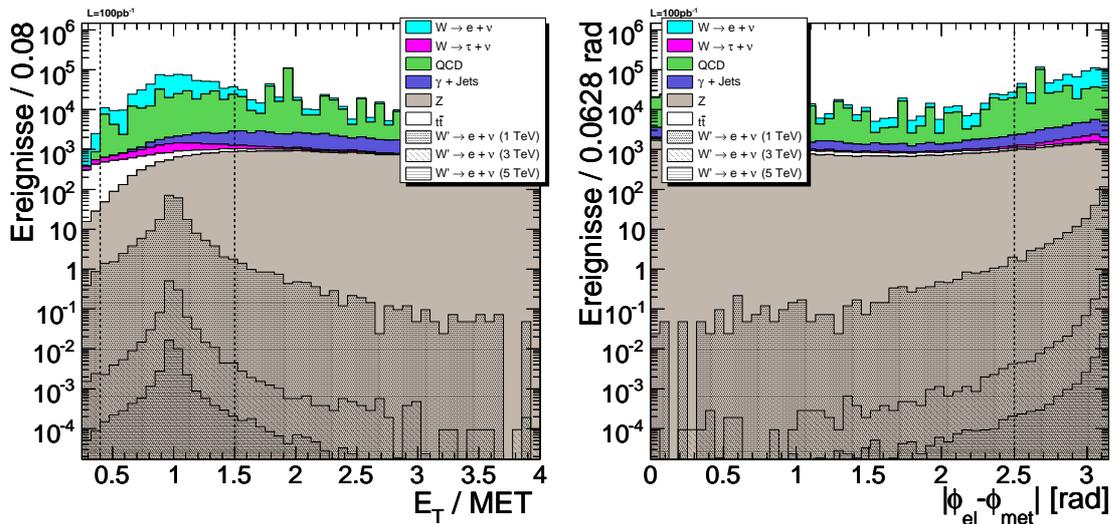


Abbildung 7.1: Kinematische Schnitte auf das Signal (nicht gestapelt) und den Untergrund (gestapelt). Links: Beim Signal ist der Quotient aus der Energie des Elektrons und der fehlenden transversalen Energie nahe 1. Rechts: Der Winkel zwischen der Energie des Elektrons und der fehlenden transversalen Energie nimmt ungefähr 180° an.

Nach diesen Schritten folgt eine Selektion nach kinematischen Vorgaben. Das Verhältnis aus E_T/MET zwischen der transversalen Energie des Elektrons und der fehlenden transversalen Energie sollte in der Nähe von Eins sein (siehe Abbildung 7.1). In der Analyse wird auf $0.4 < E_T/MET < 1.5$ geschnitten. Weiter sollte der Winkel $\Delta\phi = |\phi_{el} - \phi_{met}| \approx \pi$ sein. Hier wird ein Schnitt auf $\Delta\phi > 2.5$ gesetzt. Beide Schnitte lassen jeweils rund 100 % des Signals übrig. Dieser Schnitt ist sehr weich ausgelegt und hat eine Signaleffizienz von fast 100 %, damit auf keinen Fall ein Signal versehentlich weggeschnitten wird. Beide Größen werden durch die Abstrahlung von Jets beeinflusst.

Die Tabellen 7.3 und 7.4 zeigen die Anzahl der erwarteten Ereignisse nach allen Schnitten. „Keine Selektion“ steht für alle Ereignisse, die mindestens ein Elektron ohne Schnitte enthalten und in der transversalen Massenverteilung dargestellt sind. In diesem Wert sind also die Akzeptanz und die Rekonstruktionseffizienz schon enthalten. Insgesamt reduzieren die Schnitte die Signaleffizienz auf ungefähr 80 %. Gleichzeitig werden alle relevanten Untergründe außer W auf unter 10 % in Bezug zu der anfänglichen Verteilung reduziert. Ein Schnitt in die M_T -Verteilung in Abbildung 7.2 zeigt, dass außer dem W-Untergrund kein wesentlicher Untergrund in der Monte-Carlo-Simulation vorhanden ist.

Tabelle 7.3: Die Effizienzen der Signal-Selektion gegliedert nach Analyseschritten im Elektronkanal. Nach jedem Schnitt ist die Effizienz relativ zum vorherigen Schnitt angegeben. Die letzten zwei Zeilen stellen die Anzahl der Ereignisse über einem bestimmten E_T -Wert dar. Die Werte ergeben sich aus der Normierung auf 100 pb^{-1} .

| Schnitt | $M_{W'}=1 \text{ TeV}$ | | $M_{W'}=2 \text{ TeV}$ | | $M_{W'}=3 \text{ TeV}$ | | $M_{W'}=4 \text{ TeV}$ | | $M_{W'}=5 \text{ TeV}$ | |
|--|------------------------|-----------|------------------------|-----------|------------------------|-----------|------------------------|-----------|------------------------|-----------|
| | Events | Effizienz |
| keine Selektion | 263 | 100 % | 13.4 | 100 % | 1.33 | 100 % | 0.228 | 100 % | 0.048 | 100 % |
| HLT-Trigger | 249 | 94 % | 12.8 | 96 % | 1.26 | 95 % | 0.214 | 94 % | 0.044 | 92 % |
| $E_T(e) > 30 \text{ GeV}$ | 243 | 98 % | 12.5 | 97 % | 1.23 | 97 % | 0.206 | 96 % | 0.043 | 96 % |
| 1 Elektr. mit ID + Iso. | 223 | 92 % | 11.2 | 90 % | 1.10 | 90 % | 0.184 | 89 % | 0.038 | 89 % |
| $\Delta\phi > 2.5$ | 212 | 95 % | 10.9 | 97 % | 1.08 | 98 % | 0.179 | 98 % | 0.037 | 96 % |
| $0.4 < E_T/\text{MET} < 1.5$ | 207 | 98 % | 10.8 | 99 % | 1.07 | 99 % | 0.178 | 99 % | 0.036 | 98 % |
| Anzahl der Events nach allen Schnitten | 207 | 79 % | 10.8 | 81 % | 1.07 | 81 % | 0.178 | 78 % | 0.036 | 75 % |
| Anzahl der Events mit $M_T > 200 \text{ GeV}$ nach allen Schnitten | 204 | | 10.7 | | 1.06 | | 0.173 | | 0.034 | |
| Anzahl der Events mit $M_T > 500 \text{ GeV}$ nach allen Schnitten | 176 | | 10.3 | | 1.03 | | 0.162 | | 0.030 | |

Tabelle 7.4: Selektionseffizienzen der Untergründe nach diversen Selektionsschritten im Elektronkanal. Die Effizienz ergibt sich aus dem Anteil der Ereignisse nach dem jeweiligen Selektionsschritt. Die Effizienz nach allen Schritten wird in Bezug zum Startwert angegeben. Die Werte ergeben sich aus der Normierung auf 100 pb^{-1} .

| Schnitt | QCD | | $t\bar{t}$ | | Z | | $W \rightarrow e\nu$ | |
|--|----------|-----------|------------|-----------|--------|-----------|----------------------|-----------|
| | Events | Effizienz | Events | Effizienz | Events | Effizienz | Events | Effizienz |
| keine Selektion | 43060245 | 100 % | 13155 | 100 % | 141842 | 100 % | 1202428 | 100 % |
| HLT-Trigger | 28414431 | 66 % | 11658 | 89 % | 134403 | 95 % | 768417 | 64 % |
| $E_T(e) > 30 \text{ GeV}$ | 1489224 | 5 % | 8867 | 76 % | 92695 | 69 % | 490838 | 64 % |
| 1 Elekt. mit ID + Iso. | 830578 | 56 % | 7564 | 85 % | 49464 | 53 % | 470568 | 96 % |
| $\cos \Delta\phi(e - \text{MET}) < -0.8$ | 371620 | 45 % | 1298 | 17 % | 12734 | 26 % | 377496 | 80 % |
| $0.4 < E_T/\text{MET} < 1.5$ | 240889 | 65 % | 829 | 64 % | 3092 | 24 % | 357217 | 95 % |
| Anzahl der Events nach allen Schnitten | 240889 | 1 % | 829 | 6 % | 3092 | 2 % | 357217 | 30 % |
| Anzahl der Events mit $M_T > 200 \text{ GeV}$ nach allen Schnitten | 14.4 | | 92.5 | | 12.8 | | 236.1 | |
| Anzahl der Events mit $M_T > 500 \text{ GeV}$ nach allen Schnitten | 0.2 | | 1.6 | | 0.2 | | 12.0 | |

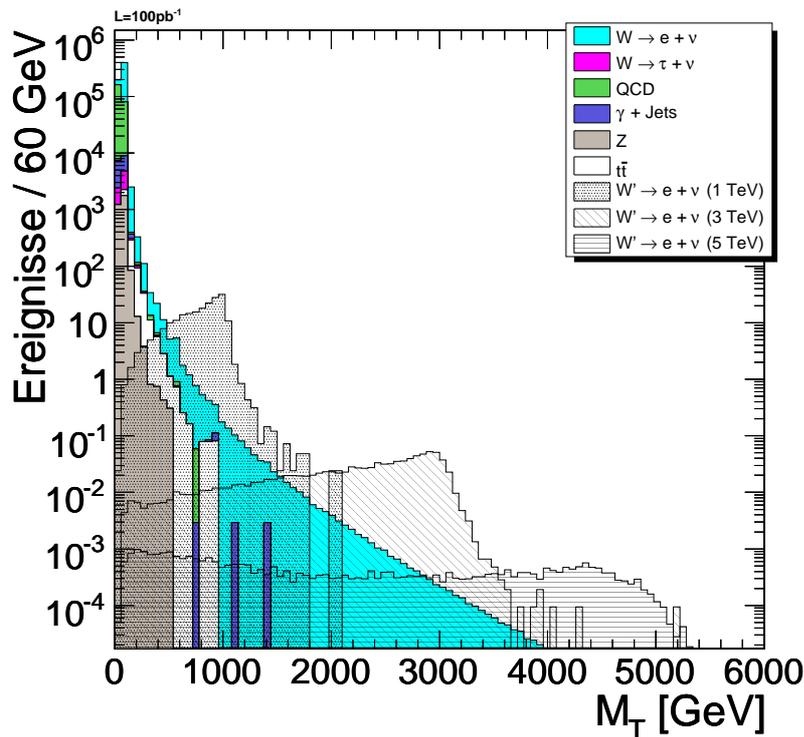


Abbildung 7.2: Die transversale Masse nach allen Schnitten im Elektronkanal. Dargestellt sind alle in der Elektronenselektion relevanten Untergrundverteilungen (gestapelt) und die Signalverteilungen für verschiedene W' -Massen (ungestapelt).

Nach allen diesen Schritten ist nun das Signal gut vom Untergrund getrennt. Um das Ergebnis auch bei hohen M_T abzuschätzen, ist in den Tabellen ein zusätzlicher Schnitt auf $M_T > 200$ GeV bzw. $M_T > 500$ GeV hinzugefügt, um das Verhalten des Signals und des Untergrunds auch bei hohen transversalen Massen zu bestimmen. Das Ergebnis über die ganze transversale Massenverteilung ist in Bild 7.2 dargestellt. Es stellt die transversale Masse nach allen Schnitten in der Elektronverteilung dar. Dabei ist der W -Untergrund der dominante Untergrund, der im Bereich großer M_T die gleiche Kinematik wie das Signal aufweist. Er ist der wichtigste Untergrund, der bei der Signifikanzbestimmung in Kapitel 10 berücksichtigt wird.

7.2 Myonselektion

Die Selektion der Trigger beginnt mit dem in Kapitel 6 dargestellten Trigger. Sie verwendet die beiden Myontrigger.

Zu Beginn wird, vergleichbar mit dem Fall der Elektronen, auf ein Myon geschnitten, das ein P_T von mehr als 30 GeV hat. Dieser Schnitt reduziert vor allem QCD-Ereignisse. Nun muss auch hier das Signal von QCD und anderen Untergründen getrennt werden. Dazu werden 3 Schnitte auf die Qualität von hochenergetischen Myon vollzogen. Diese sind hier einfacher als im Fall der Elektronen, dienen aber auch einer hinreichend guten Selektion im Myonkanal. Eine Darstellung zur Optimierung der untersuchten Verteilungen ist in Anhang B dargestellt.

| Variable | Wert |
|----------------------------|------------|
| Myon Isolation $\sum P_T$ | < 10 GeV |
| Anzahl der Stützpunkte | > 25 |
| χ^2 pro Freiheitsgrad | < 5 |

Tabelle 7.5: Die gewählten Schnitte für hochenergetische Myonen.

- Isolation des Myons: Im Bereich von $\Delta R < 0.3$ darf die Summe aus dem P_T der umliegenden Spuren im Tracker nicht mehr als 10 GeV betragen. Das Myon ist dann gut isoliert.
- Anzahl der Spuren: Die Rekonstruktion des Myons muss mindestens 25 Stützpunkte aufweisen. Dies bezieht sich auf totale Anzahl aller Stützpunkte in den Myonkammern und im Tracker.
- Qualität der Spur: Das χ^2 pro Freiheitsgrad aller Myonspuren muss kleiner als 5 sein. Damit ist die Spur hinreichend gut rekonstruiert.

Analog zum Fall der Elektronen wird auf die Beziehungen zwischen dem transversalen Impuls des Myons und der fehlenden transversalen Energie, also auf $0.4 < P_T/MET < 1.5$ und $|\phi_\mu - \phi_{met}| > 2.5$, geschnitten.

Die Tabellen 7.6 und 7.7 zeigen im Myon-Kanal die erwarteten Effizienzen nach allen Selektionsschnitten. Insgesamt wirken die Schnitte etwas stärker als im Elektronkanal. Die totale Signaleffizienz beträgt dennoch rund 70 %. Gleichzeitig werden alle relevanten Untergründe außer dem W -Untergrund auf unter 10 % in Bezug zu der anfänglichen Verteilung reduziert. Ein Schnitt in die M_T -Verteilung in Abbildung 7.3 zeigt, dass außer dem W -Untergrund kein relevanter Untergrund in der Monte-Carlo-Simulation mehr vorhanden ist.

Tabelle 7.6: Die Effizienzen der Signal-Selektion gegliedert nach Analyseschritten im Myonkanal. Nach jedem Schnitt ist die Effizienz relativ zum vorherigen Schnitt angegeben. Die letzten zwei Zeilen stellen die Anzahl der Ereignisse über einem bestimmten P_T -Wert dar. Die Werte ergeben sich aus der Normierung auf 100 pb^{-1} .

| Schnitt | $M_{W'}=1 \text{ TeV}$ | | $M_{W'}=2 \text{ TeV}$ | | $M_{W'}=3 \text{ TeV}$ | | $M_{W'}=4 \text{ TeV}$ | | $M_{W'}=5 \text{ TeV}$ | |
|--|------------------------|-----------|------------------------|-----------|------------------------|-----------|------------------------|-----------|------------------------|-----------|
| | Events | Effizienz |
| keine Selektion | 286 | 100 % | 14.97 | 100 % | 1.70 | 100 % | 0.261 | 100 % | 0.054 | 100 % |
| HLT-Trigger | 240 | 84 % | 12.51 | 84 % | 1.42 | 83 % | 0.214 | 82 % | 0.044 | 81 % |
| $P_T(\mu) > 30 \text{ GeV}$ | 239 | 100 % | 12.45 | 100 % | 1.41 | 100 % | 0.213 | 99 % | 0.043 | 99 % |
| 1 mit Myon ID + Iso. | 227 | 95 % | 11.72 | 94 % | 1.31 | 93 % | 0.197 | 93 % | 0.040 | 93 % |
| $\Delta\phi > 2.5$ | 214 | 94 % | 11.40 | 97 % | 1.27 | 98 % | 0.192 | 97 % | 0.039 | 96 % |
| $0.4 < P_T/\text{MET} < 1.5$ | 208 | 97 % | 11.23 | 99 % | 1.25 | 98 % | 0.188 | 98 % | 0.038 | 98 % |
| Anzahl der Ereignisse nach allen Schnitten | 208 | 73 % | 11.23 | 75 % | 1.25 | 74 % | 0.188 | 72 % | 0.038 | 70 % |
| Anzahl der Events mit $M_T > 200 \text{ GeV}$ nach allen Schnitten | 204 | | 11.13 | | 1.24 | | 0.182 | | 0.036 | |
| Anzahl der Events mit $M_T > 500 \text{ GeV}$ nach allen Schnitten | 172 | | 10.66 | | 1.20 | | 0.172 | | 0.031 | |

Tabelle 7.7: Selektionseffizienzen der Untergründe nach diversen Selektionsschritten im Myonkanal. Die Effizienz ergibt sich auf dem Anteil der Ereignisse nach dem jeweiligen Selektionsschritt. Die Effizienz nach allen Schritten wird in Bezug zum Startwert angegeben. Die Werte ergeben sich aus den Normierung auf 100 pb^{-1} .

| Schnitt | QCD | | $t\bar{t}$ | | Z | | $W \rightarrow \mu\nu$ | |
|--|------------|-----------|------------|-----------|--------|-----------|------------------------|-----------|
| | Events | Effizienz | Events | Effizienz | Events | Effizienz | Events | Effizienz |
| keine Selektion | 1767450284 | 100 % | 13894 | 100 % | 138874 | 100 % | 1613753 | 100 % |
| HLT-Trigger | 704184785 | 40 % | 12641 | 91 % | 135518 | 98 % | 1180522 | 73 % |
| $P_T(\mu) > 30 \text{ GeV}$ | 23672906 | 3 % | 11108 | 88 % | 114519 | 85 % | 1022682 | 87 % |
| 1 Myon mit ID + Iso. | 19871845 | 84 % | 9666 | 87 % | 53600 | 47 % | 997142 | 98 % |
| $\Delta\phi > 2.5$ | 6305268 | 32 % | 1772 | 18 % | 33633 | 63 % | 806777 | 81 % |
| $0.4 < P_T/\text{MET} < 1.5$ | 3937835 | 62 % | 994 | 56 % | 27697 | 82% | 759669 | 94 % |
| Anzahl der Ereignisse nach allen Schnitten | 3937835 | < 1 % | 994 | 7 % | 27697 | 20 % | 759669 | 47 % |
| Anzahl der Events mit $M_T > 200 \text{ GeV}$ nach allen Schnitten | 64.5 | | 83.4 | | 9.47 | | 282 | |
| Anzahl der Events mit $M_T > 500 \text{ GeV}$ nach allen Schnitten | 0.084 | | 1.570 | | 0.461 | | 9.88 | |

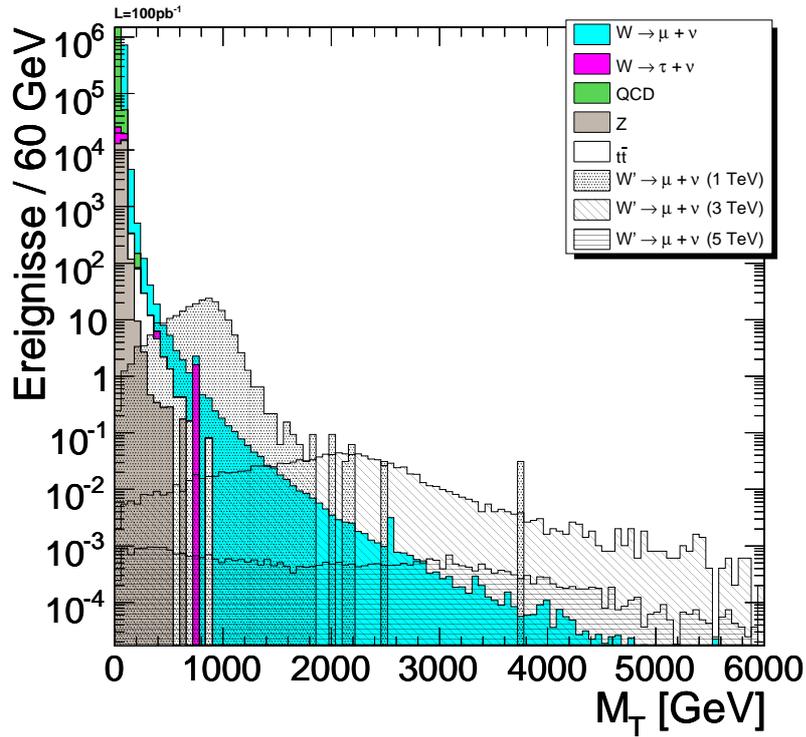


Abbildung 7.3: Transversale Massenverteilung nach allen Schnitten im Myonkanal. Dargestellt sind alle in der Myonselektion relevanten Untergrundverteilungen (gestapelt) und die Signalverteilungen für verschiedene W' -Massen (ungestapelt).

Im direkten Vergleich zwischen Elektronen und Myonen ergeben sich ähnliche Ereignisraten sowohl für das Signal also auch für den Untergrund. Für die Rekonstruktionseffizienzen und Akzeptanzen im Bereich niedriger E_T/P_T siehe [72] und [73].

Durch die gewählten Schnitte kann eine gute Separation von Signal und Untergrund bewirkt werden (siehe Bild 7.3).

Man sieht, dass die transversale Signalverteilung in ihrer Form von ihrer generierten Verteilung abweicht und dass nur selten Werte oberhalb einer transversale Masse von 3 TeV rekonstruiert werden. Dieses Verhalten kann durch Fehlalignment erklärt werden (siehe Kapitel 9). Zusätzlich zu diesem Effekt emittieren hochenergetische Myonen auch Bremsstrahlung in den Myonkammern [55]. Eine Korrektur, insbesondere auf die P_T -Auflösung, wird hier nicht angewendet, da der Effekt des Fehlalignments deutlich überwiegt.

8 Datengestützte Analysemethoden

Eine Limitierung in einer Analyse stellen die Unsicherheiten auf die produzierten Monte-Carlo-Datensätze dar. Diese sind entweder nur in geringer Anzahl vorhanden oder beinhalten theoretische Unsicherheiten. Ein interessanter Ansatz ist die Bestimmung von Untergründen aus Messdaten durch zusätzliche Schnitte bzw. die Invertierung von Schnitten. Die Abschätzung von QCD und $t\bar{t}$ -Untergrund wurde hier im Rahmen einer Zusammenarbeit mit der Universität in Mailand erstellt [62]. Da noch keine experimentellen Daten vorhanden sind, wird die Möglichkeit zur Realisierung dieser Methoden mit Monte-Carlo-Datensätzen gezeigt. Die Untersuchung wird im Elektronkanal dargestellt. Eine Anpassung an den Myonkanal ist möglich.

8.1 QCD-Untergrund aus Daten

Den größten Wirkungsquerschnitt aller Untergründe hat die Produktion von Multijet-Ereignissen (QCD). Auch wenn dieser Untergrund in verschiedene \hat{P}_T -Intervalle aufgeteilt wurde, ist es technisch sehr schwer, genug Monte-Carlo-Simulationen für den QCD-Untergrund zu produzieren. Dies bedeutet, dass hohe statistische Unsicherheiten auf den simulierten Ereignissen liegen. Für Intervalle, in denen kein QCD-Ereignis die Selektionskriterien erfüllt, ist zunächst nicht klar, ob man hier wirklich keine Ereignisse vorfinden würde oder ob die produzierte Statistik einfach unzureichend ist. Aus diesen Gründen wird hier eine datengestützte Methode zur Abschätzung des QCD-Untergrunds skizziert. Diese Bestimmung von QCD aus Daten, auch ABCD-Methode oder Matrix-Methode genannt, basiert auf der Annahme, dass es zwei Selektionsvariablen gibt (x,y), die den QCD-Untergrund vom Signal trennen und zusätzlich statistisch unkorreliert sind [62] (siehe Abbildung 8.1).

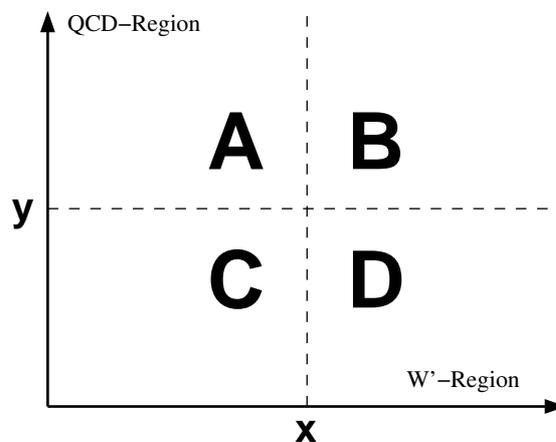


Abbildung 8.1: Schematische Darstellung der ABCD-Methode.

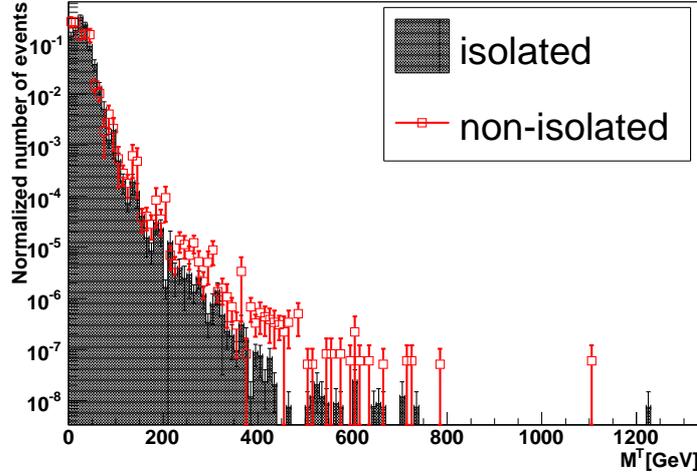


Abbildung 8.2: Rekonstruierte transversale Massenverteilung aus Elektron und Neutrino für QCD-Untergrund mit und ohne Invertierung der Isolationsschnitte [62].

Für die QCD-Bestimmung wird der Schnitt auf die erste Variable x invertiert¹. Die Form der neuen Verteilung sollte bezüglich der ursprünglichen Verteilung in y identisch sein. Aus dem Schnitt auf y kann nun die Normierung bestimmt werden. Im Fall einer einfachen Untersuchung mit nur 2 Bins in y kann ein Skalierungsfaktor gewählt werden, mit dem die QCD-Verteilung in der Signalregion gewichtet wird.

$$B = \frac{A}{C} \cdot D$$

Für $x = EM$ -Isolation größer bzw. kleiner als $E_{thres} = 6 \text{ GeV} + 0.01 \times E_T$ und $y = P_T$ ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen isoliertem und unisoliertem QCD-Untergrund (siehe Abbildung 8.2).

Der Normierungsfaktor $f_{QCD} = \frac{A}{C}$ wird unter Berücksichtigung der übrigen Untergrunddatensätze in einer Kontrollregion zwischen 0 GeV und 30 GeV in M_T bestimmt, da diese Region stark von QCD dominiert ist. Verunreinigungen der Methode durch weitere Untergründe werden aus der Verteilung herausgerechnet. Damit ergibt sich eine Abschätzung von QCD-Untergrund mit kleineren statistischen Unsicherheiten.

8.2 Top-Untergrund aus Daten

Ein wichtiger Untergrund bei der Suche nach W' ist der $t\bar{t}$ -Untergrund. Jedes Top-Quark zerfällt weiter in $t \rightarrow W + b$. Zerfällt nun genau dieses W in den untersuchten leptonenischen Kanal, trägt es zum Untergrund bei (siehe Kapitel 7). Um diesen Beitrag aus Daten abzuschätzen, kann eine b -tagging-Methode angewendet werden [74].

Angenommen, es gibt eine Anzahl an $N_{t\bar{t}}$ -Ereignissen, dann kann ganz allgemein angegeben werden, wie oft 1 bzw. 2 b -Jets rekonstruiert werden können:

¹Alternativ kann der Schnitt auch nur gelockert werden.

$$\begin{aligned} n_1 &= N_{t\bar{t}} A_1 \epsilon_b + 2 N_{t\bar{t}} A_2 \epsilon_b (1 - \epsilon_b) \\ n_2 &= N_{t\bar{t}} A_2 \epsilon_b^2 \end{aligned} \quad (8.1)$$

Dabei ist ϵ_b die b -tagging Effizienz und A_1 und A_2 sind die geometrischen Akzeptanzen, dass genau ein bzw. zwei b -Jets aus $t\bar{t}$ im Akzeptanzbereich des Detektors liegen. A_1 und A_2 werden aus der Monte-Carlo-Simulation des Tops bestimmt. Die Werte betragen $A_1 = 0.160 \pm 0.012$ und $A_2 = 0.829 \pm 0.012$.

Die Größe ϵ_b und die Anzahl $N_{t\bar{t}}$ ergibt sich aus der Lösung des Gleichungssystem:

$$\epsilon_b = \frac{A_1/A_2 + 2}{n_1/n_2 + 2}, \quad N_{t\bar{t}} = \frac{n_2}{A_2} \left(\frac{n_1/n_2 + 2}{A_1/A_2 + 2} \right)^2. \quad (8.2)$$

Konkret wurde die Analyse mit den Parametern in Tabelle 8.1 durchgeführt. Neben Akzeptanzschnitten wird ein Schnitt auf den B-Diskriminator durchgeführt, der ein Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit eines langlebigen B-Jets darstellt [65].

| Parameter | Wert |
|-----------------|------------------------|
| Jet-Algorithmus | iterativeCone5CaloJets |
| Jet- E_T | > 20 GeV |
| Jet- $ \eta $ | < 2.4 |
| B-Tagger | jetProbabilityJetTags |
| B-Diskriminator | > 0.7 |

Tabelle 8.1: Schnitte auf Jets mit b -Tagging [62].

Die Analyse wurde sowohl für das reine $t\bar{t}$ -Datensätze als auch für den gesamten Untergrund durchgeführt (siehe Tabelle 8.2). Die Anzahl der erwarteten $t\bar{t}$ -Ereignisse $N_{t\bar{t}}$ und die Effizienz ϵ_b wird mit $5 \cdot 10^4$ simulierten Ereignissen ermittelt, mit denen dann der Mittelwert mit Fehler berechnet wird. Die Abweichung von ungefähr 2σ bei der Berücksichtigung aller Ereignisse bedeutet, dass bekannte Untergründe wie $W \rightarrow e\nu$ vorher von den Daten abgezogen werden müssen.

| | nur $t\bar{t}$ | Alle Ereignisse |
|-----------------------|-------------------|-------------------|
| n_1 | 431 | 519 |
| n_2 | 74 | 74 |
| ϵ_b | 0.299 ± 0.032 | 0.257 ± 0.028 |
| $N_{t\bar{t}}$ | 1101 ± 109 | 1464 ± 149 |
| wahres $N_{t\bar{t}}$ | 1132 | 1132 |

Tabelle 8.2: Abgeschätzter $t\bar{t}$ -Untergrund aus simulierten $t\bar{t}$ -Datensätze und allen Datensätzen inklusive $W \rightarrow e\nu$ [62].

Die Verteilung in P_T und M_T wird nun über die Ereignisse mit 1 oder 2 Jets mit b -tagging bestimmt und dann auf die Anzahl erwarteter $t\bar{t}$ -Ereignisse skaliert (siehe Abbildung 8.3). Man erkennt eine im Rahmen der Fehler gute Übereinstimmung zwischen

8 Datengestützte Analysemethoden

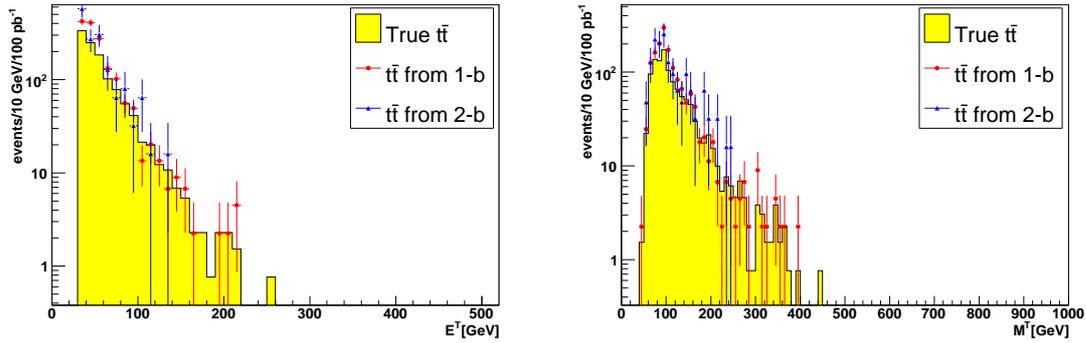


Abbildung 8.3: *Transversale Energie und transversale Masse von $t\bar{t}$ Untergrund nach allen Schritten der $W' \rightarrow e\nu$ Analyse, normiert auf die erwartete Anzahl $N_{t\bar{t}}$. Gelb die Monte-Carlo Verteilung [62].*

der reinen Monte-Carlo-Verteilung und der Monte-Carlo-Verteilung mit 1 bzw. 2 b -Jets. Der Beitrag anderer Untergünde in der M_T -Verteilung (z.B durch $W + \text{Jets}$) ist unter 10 % [62]. Damit kann durch eine alternative Analysemethode der Top-Untergrund aus Daten abgeschätzt werden.

8.3 Kombierter Fit von W und W' an Daten

Im Fall einer W' -Entdeckung kann mit einer alternativen Methode geprüft werden, ob ein Signal in den Daten vorliegt. Mit einer kombinierten Funktionsanpassung (Fit) an das hypothetische W' -Signal und den Schwanz des W -Untergrunds können systematische Fehler auf die Beschreibung des W -Untergrunds bei hohem P_T reduziert werden und erste Aussagen zur Zerfallsbreite, dem Wirkungsquerschnitt und der Masse getroffen werden. Alle Aussagen sind natürlich weiterhin durch die bekannte Systematik limitiert. Um einen stabilen Fit an Daten durchzuführen, müssen höhere Luminositäten (bei gleicher Masse) analysiert werden als mit traditionellen Methoden (z.B. wird die CL_s -Methode in Kapitel 10 dargestellt). Die transversale Massenverteilung des W' -Signals erstreckt sich dabei zum Teil über einen großen M_T -Bereich und hat keine scharfe Spitze. Insbesondere bei hohen Massen ist die Verteilung sehr flach (siehe Kapitel 6).

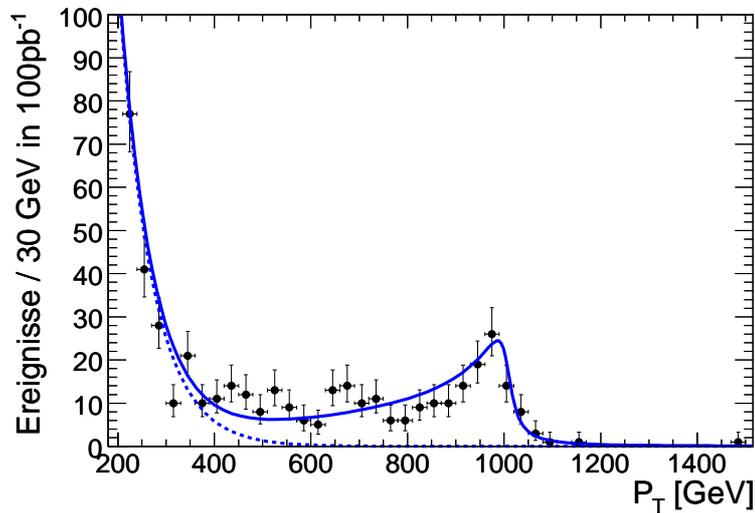


Abbildung 8.4: Kombierter Fit an W und W' . Rechts erkennt man bei niedriger transversaler Masse M_T den abfallenden W -Untergrund, der links bei hoher transversaler Masse durch das W' -Signal überlagert wird.

Für den gemeinsamen Fit von W und W' wird die Analyseumgebung RooFit [75] verwendet. Die Verteilungen müssen als Wahrscheinlichkeitsdichte (kurz: pdf^2) modelliert werden. Die Normierung und die numerische Integration wird anschließend vom Analysewerkzeug übernommen und muss nicht modelliert werden. Es sollten nur wenige freie Parameter (α , $M_{W'}$, $\Gamma_{W'}$, ...) gewählt werden, damit der Fit an die Daten nicht zu lange dauert. Für den W -Untergrund wird zur einfachen Modellierung des Untergrunds eine Exponentialfunktion verwendet:

$$\frac{dN}{M_T}(\alpha) \sim e^{-\alpha \cdot M_T} .$$

²probability density function

Der Untergrund muss nicht zwangsläufig nur aus W -Untergrund bestehen, solange die gesamte Untergrundverteilung exponentiell abfällt. Die Modellierung des W' -Signals ist komplizierter. Eine analytische Beschreibung der transversalen Massenverteilung für das W' -Signal kann aus einem für hohe Massen angepassten Modell des W -Bosons bestimmt werden. Die Verteilung ist als „Jacobian Peak“ bekannt und beschreibt eine Wahrscheinlichkeitsdichte für M_T . Die transversale Massenverteilung kann berechnet werden, wenn isotrop-verteilte Massen auf einer Kugel in die transversale Ebene projiziert werden [76] :

$$\frac{dN}{M_T}(M) \sim \frac{M_T}{\sqrt{1 - (\frac{M_T}{M})^2}} \cdot \Theta(0.99 - \frac{M_T}{M}).$$

Der Θ -Term muss zur numerischen Stabilität hinzugefügt werden, da diese Wahrscheinlichkeitsdichte zwar konvergiert, aber eine Singularität bei $M_T = M_{W'}$ aufweist. Außerdem wird das W' mit einer Breit-Wigner-Verteilung erzeugt:

$$\frac{dN}{dM}(M_{W'}, \Gamma_{W'}) = \frac{1}{((M - M_{W'})^2 + \frac{1}{4} \cdot (\Gamma_{W'})^2)}.$$

Diese beiden Wahrscheinlichkeitsdichten werden zur Beschreibung des Signals in M gefaltet und anschließend gemeinsam gefittet (siehe Abbildung 8.4):

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

Das Programm wird auf simulierten Daten für 100 pb^{-1} angewandt. Man erkennt eine gute Übereinstimmung in Tabelle 8.3 für eine Anpassung an ein W' mit einer Masse von 1000 GeV in einem Anpassungsbereich von 200 GeV bis 1500 GeV.

| Größe | Wert im Fit | Fehler | MC-Wert |
|-----------------------------------|-------------|--------------|---------|
| α in $1/\text{GeV}$ | 0.0147 | ± 0.0013 | - |
| Masse $M_{W'}$ in GeV | 1017 | ± 7 | 1000 |
| Breite $\Gamma_{W'}$ in GeV | 35.8 | ± 9.7 | 26.6 |
| Untergründereignisse in Fitregion | 334 | ± 20 | 346 |
| Signalereignisse in Fitregion | 248 | ± 18 | 205 |

Tabelle 8.3: Daten aus dem kombinierten W/W' - Fit an die simulierte Datenverteilung.

Die kombinierte Anpassung der Funktion an W/W' liefert eine gute Abschätzung für die möglichen Eigenschaften einer potentiellen W' -Entdeckung. Die Abweichung von ungefähr 2σ auf die Massenbestimmung und auf die Anzahl der Signalereignisse kann durch systematische Fehler wie Fehler auf die Monte-Carlo-Statistik oder der Elektronauflösung und Energieskala erklärt werden (siehe Kapitel 9).

9 Systematische Unsicherheiten

Für die weitere Analyse werden nun systematische Fehler und Effekte studiert. Dabei handelt es sich um Effekte auf der Ebene des Detektors wie Kalibrierung, Alignment oder die Unsicherheit auf die Luminosität. Andere Effekte betreffen theoretische Aspekte wie die Unsicherheit auf die Produktion des W bzw. die des W' -Bosons. Es werden sowohl PDF-Unsicherheiten auf Wirkungsquerschnitte als auch der Einfluss der W -Zerfallsbreite Γ_W untersucht.

Alle systematischen Fehler werden als unabhängig voneinander angenommen. Einige Effekte, wie die Breite des W -Bosons, verändern die Form der Verteilung, so dass hier alle Fehler unabhängig für jeden M_T -Bin bestimmt werden. Dies geschieht für das Signal und den Untergrund unabhängig mit einer Formel, die ursprünglich für PDF-Unsicherheiten entworfen wurde [77] (siehe Formel 9.1 und 9.2).

Dies bedeutet, dass ein Fehler für jeden einzelnen Bin der M_T -Verteilung berechnet wird. Jede Fehlergröße wird isoliert von den übrigen Fehlern mit 1σ in die untere oder die obere Richtung variiert. Die Auswirkung des 1σ -Fehlers i auf den jeweiligen Bin in der M_T -Verteilung wird zu $x_{i,up}$ bzw. zu $x_{i,down}$ bestimmt. Die Größe \bar{x} spiegelt die Anzahl der Ereignisse ohne Betrachtung eines Fehlers wieder. Der größte nach oben variierende Differenzwert ist der obere Fehler auf den jeweiligen Eintrag der M_T -Verteilung, solange er positiv ist. Die Wurzel der quadratischen Summe aus allen Fehlern ergibt die Größe $\sigma_{sys,up}$. Analog dazu verläuft die Bestimmung von $\sigma_{sys,down}$:

$$\sigma_{sys,up} = \sqrt{\sum_{i=1}^{Fehler} \max(0, x_{i,up} - \bar{x}, x_{i,down} - \bar{x})^2}, \quad (9.1)$$

$$\sigma_{sys,down} = \sqrt{\sum_{i=1}^{Fehler} \max(0, \bar{x} - x_{i,up}, \bar{x} - x_{i,down})^2}. \quad (9.2)$$

Systematische Fehler sind nicht unbedingt symmetrisch unter der Variation eines Parameters. Die systematische Unsicherheit wird immer in einer Art betrachtet, die die Analyse am meisten beeinflusst. Am Ende werden systematische Fehler bei der Signifikanzbestimmung verwendet. Dort wird der Untergrund um den Fehler $\sigma_{sys,up}$ nach oben skaliert und das Signal um den Fehler $\sigma_{sys,down}$ nach unten skaliert.

9.1 Kalibrierung des ECALs

Die Kalibrierung des ECALs hat einen Einfluss auf die Skala und die Auflösung der Elektronen und damit auch auf die transversal fehlende Energie. Die Kalibrierung kann entweder durch globale Kalibrierungsmethoden bestimmt werden oder durch Kalibrierung von einem bereits bekannten Kanal auf einen nächsten Kanal, wenn man beispielsweise

annimmt, dass genau entgegengesetzt ausgerichtete Zellen im Zeitmittel den gleichen Energiedosen ausgesetzt sind.

Diverse Interkalibrierungsmethoden wurden bereits vor dem Einbau des ECALs durchgeführt. Ein Teststrahl aus Elektronen mit bekannter Energie zwischen 90 bzw. 120 GeV wurde an einem Teststand auf einen Teil des Kalorimeteraufbaus geschickt und die Energieskala dieser Zellen entsprechend angepasst. Ähnlich verläuft die Kalibrierung durch kosmische Myonen. Als minimalionisierende Teilchen hinterlassen diese eine Energie von ca. 250 MeV im ECAL, unabhängig von ihrer Energie. Eine weitere Kalibrierung wurde mit π^0 -Teilchen bei Energien von 9 GeV, 20 GeV und 50 GeV durchgeführt, die in zwei Photonen zerfallen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Die Kalibrierung zwischen den Kristallen ist für Energien nahe der Z-Masse genauer als 1.5 % im Barrel und 10 % in den Endkappen bekannt [42]. Erste Daten (pb^{-1}) können durch *in-situ*-Methoden¹ die Kalibrierung weiter verbessern. Dies umfasst sowohl die Interkalibrierung mit gut rekonstruierten Teilchenspuren sowie die Vermessung bekannter Resonanzen. Man erwartet, dass bei 100 pb^{-1} an Daten die Kalibrierung so gut bekannt ist, wie sich durch Studien der ersten 10 pb^{-1} aufgezeichnet und analysiert sein wird. Das hier berücksichtigte Szenario enthält eine Fehlkalibrierung von 1.5 % im Barrel und 4 % in der Endkappe. Der Fehler auf die Skala beträgt nur 0.1 % bei Energien um die Z-Masse [62].

Eine wichtige Methode, um auch die Kalibrierung hochenergetischer Elektronen zu untersuchen, kann durch gemessene $Z \rightarrow ee$ Zerfälle erreicht werden. Unter der Annahme, dass beide Elektronen ein gleiches E_T und ein entgegengesetztes ϕ haben, aber die Energie allgemein unterschiedlich ist², kann die Energieauflösung auch bei höheren Energien geprüft werden. Dazu werden Ereignisse betrachtet, bei denen $\eta_1 \neq \eta_2$ ist und deren niederenergetisches Elektron in einen gut kalibrierten Bereich fällt. Die Energie des zweiten Elektrons ist nun bekannt durch $E = E_T / \sin(\theta)$ und kann mit dem gemessenen Wert verglichen werden [61].

9.2 Myonalignment

Unter Alignment versteht man die Ausrichtung und Positionierung der verschiedenen Detektorkomponenten. Jede Komponente hat eine vorgegebene Position im Detektor. Weicht diese Position von der vorgesehenen Position ab, spricht man von Fehlalignment. Die vorgesehene Position aller Detektorkomponenten ist in CMSSW als Geometrie implementiert. Sie wird als ideale Geometrie bezeichnet. Da der Aufbau und die Position der Komponenten des CMS-Detektors nur bis auf eine bestimmte Genauigkeit bekannt ist, müssen die Verschiebung der Detektorkomponenten ermittelt werden und ihr Einfluss auf die zu erwarteten Signaturen abgeschätzt werden. Hier ist insbesondere der Myonkanal anfällig auf Fehlalignment, da Myonen über die Spurkrümmung vermessen werden.

Um den Einfluss durch Fehlalignment abzuschätzen, werden in den hier verwendeten Monte-Carlo-Simulationen die Lagen einzelner Detektorkomponenten variiert. Diese Simulationen beinhalten Parameter über das Fehlalignment des Detektors.

¹Kalibrierung wird an Ort und Stelle durchgeführt, wenn das ECAL im Detektor eingebaut ist.

²Die Z-Teilchen können eine unterschiedliche longitudinale Impulskomponente haben. Die Energie jedes Elektrons kann aus η und E_T berechnet werden.

Die Verschiebungen betreffen sowohl Translation als auch Rotation in jeweils 3 Dimensionen. Bei einem Szenario für 100 pb^{-1} werden im Tracker die Verschiebungen im Bereich von 5 bis $55 \mu\text{m}$ und 10 bis $230 \mu\text{rad}$ für die einzelnen Detektorkomponenten angenommen [78]. Die Myonkammern und die einzelnen Sektoren werden global um bis zu 1 mm pro Achse verschoben und bis zu 0.25 mrad in alle Raumrichtungen gedreht [79]. Hochenergetische Myonen sind sehr sensitiv auf Alignment. Der Einfluss des Alignment auf hochenergetische Myonen ist in Abbildung 9.1 dargestellt. Man erkennt die schlechtere Auflösung und einen Fehler in der Skalierung von bis zu 50 % im 100 pb^{-1} Szenario.

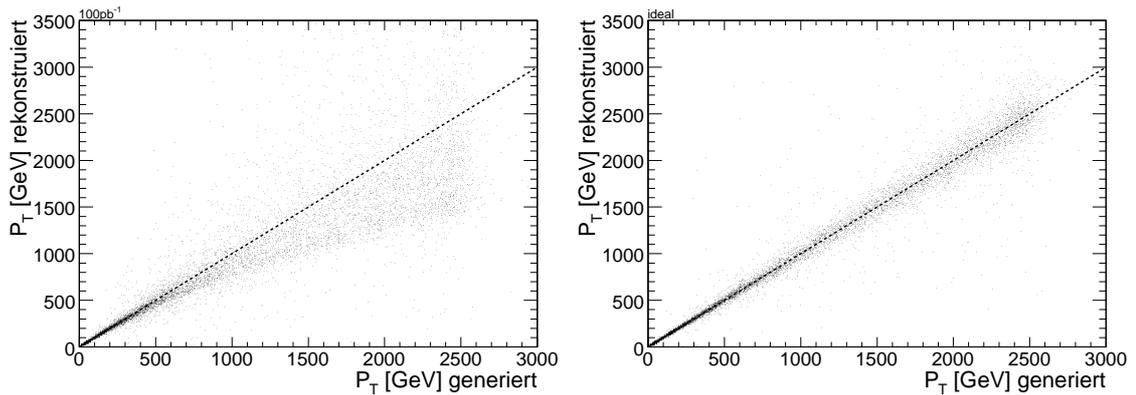


Abbildung 9.1: Links: Generiertes P_T des Myons gegen rekonstruiertes P_T des Myons im 100 pb^{-1} Szenario für ein W' mit einer Masse von 5 TeV ($\Delta\eta < 0.02$). Rechts: Rekonstruiertes W' mit einer Masse von 5 TeV bei idealer Geometrie ohne Alignmenteffekte.

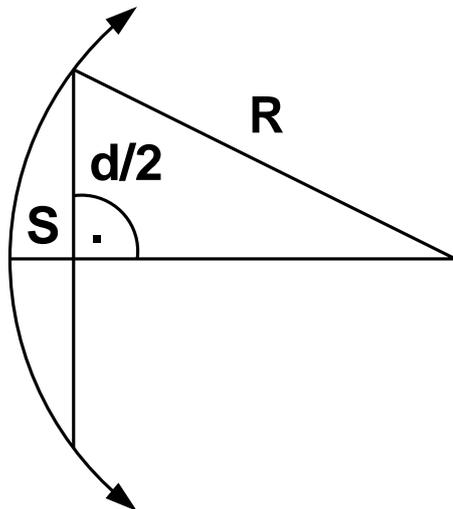


Abbildung 9.2: Die Sagittalkrümmung eines geladenen Teilchens im Magnetfeld.

Eine grobe Abschätzung für den Einfluss des Alignment kann durch eine Übersichtsrechnung gemacht werden. Dazu betrachtet man die Sagittalkrümmung der Teilchenspur (siehe Abbildung 9.2):

$$S = R - \sqrt{R^2 - \left(\frac{d^2}{2}\right)}.$$

Der Radius ergibt sich aus der Krümmung des Myons im Magnetfeld [80] :

$$R = 3.3 \text{ m} \frac{P_T/\text{GeV}}{B/\text{T}}.$$

Das Magnetfeld außerhalb der Spule ($B \approx 1.8 \text{ T}$) wirkt primär nur im Eisen. Die Gesamtdicke des Eisens beträgt ungefähr $d = 2 \text{ m}$. Im Eisen wird das Myon gekrümmt. Mit einer Sagittakrümmung in der Größenordnung des Alignment von $S = 1 \text{ mm}$ kann der maximal noch auflösbare transversale Impuls bestimmt werden, wenn die Verschiebung als maximal angenommen wird. Der maximale auflösbare transversale Teilchenimpuls ergibt sich zu ungefähr 3 TeV . Ein Fehlalignment von 1 mm beeinflusst also die Rekonstruktion hochenergetischer Myonen in der TeV -Skala.

9.3 Luminosität

Gerade zu Beginn der ersten Datennahme bei den Experimenten am LHC wird es eine große Herausforderung sein, die Luminosität korrekt zu bestimmen. Die erwartete Anzahl von Signal- und Untergrundeignissen hängt von der Luminosität ab. Eine Methode, die Luminosität zu bestimmen, existiert mit dem in Kapitel 3 diskutierten TOTEM-Detektor. Aber auch falls keine präzise Messung der Luminosität vorliegt, kann in dieser Analyse die Luminosität aus der Normierung auf die Anzahl der Ereignisse des Standardmodell- W bestimmt werden, da der Wirkungsquerschnitt des W -Bosons sehr genau bekannt ist. In der M_T -Verteilung für den Bereich bei ungefähr 80 GeV kann ein Skalierungsfaktor mit einer χ^2 -Methode so gewählt werden, dass die Daten-Verteilung zu der Verteilung der Monte-Carlo-Simulation passen. Dieser Skalierungsfaktor muss anschließend auf das W' wie auch auf alle anderen Untergründe angewendet werden.

Es wird hier eine Kontrollregion (siehe 9.3) zwischen ca. 40 GeV und 120 GeV in der transversalen Massenverteilung gewählt, die später explizit bei der Signifikanzbestimmung herausgenommen werden muss. Der Beitrag durch Signal ist in diesem Bereich vernachlässigbar.

Die Suche ist nicht optimiert auf niederenergetische Elektronen. Deswegen ist in der Kontrollregion noch niederenergetischer QCD-Untergrund vorhanden. Dieser Untergrund hat zum Teil noch hohe Gewichte aufgrund schlechter MC-Statistik. Dieses kann mit Daten verbessert werden, wenn hier QCD aus Daten bestimmt wird. Um dennoch den QCD-Untergrund weiter zu reduzieren, kann schärfer in die M_T -Verteilung geschnitten werden. So ist hier ein Schnitt bei ungefähr 60 GeV denkbar.

Diese Untersuchung kann sowohl für Elektronen und Myonen unabhängig durchgeführt werden. Nach einer Optimierung der Selektion ist der Fehler auf die Luminosität in der Größenordnung der Fehler auf den Wirkungsquerschnitt des W -Bosons. Die Fehler durch andere Untergründe wie QCD spielen eine untergeordnete Bedeutung. Mit dieser Methode zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts ist der Fehler auf den Wirkungsquerschnitt und die Luminosität natürlich korreliert. Insgesamt wird in dieser Analyse ein für Signal und Untergrund gemeinsamer Fehler von 10% auf die Luminosität angenommen.

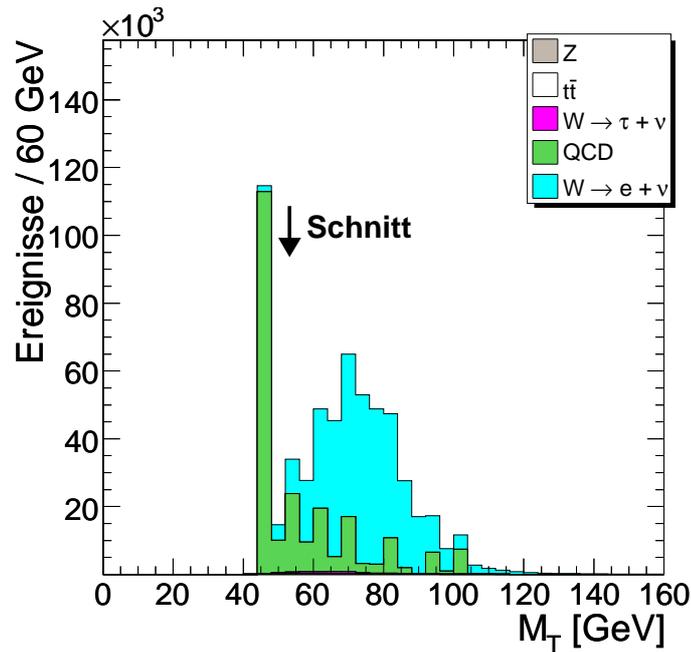


Abbildung 9.3: Eine Möglichkeit die Luminosität zu bestimmen, ergibt sich aus einer genauen Kenntnis des Wirkungsquerschnittes des W-Bosons. Die Schnitte in dieser Verteilung sind auf hochenergetische Elektronen optimiert. Durch einen scharfen Schnitt bei ca. 60 GeV kann QCD weiter reduziert werden.

9.4 Unsicherheit auf die Breite des W-Bosons

Die Eigenschaften des W -Bosons sind bereits gut bekannt durch Messungen am LEP und Tevatron. Der Wert der W -Masse beträgt $m_W = (80.403 \pm 0.029)\text{GeV}$ [19] und hat damit einen Fehler unter 0.1 %. Dieser Fehler hat keine Bedeutung für die transversalen Massenverteilung des W -Bosons. Die Zerfallsbreite beträgt $\Gamma = (2.141 \pm 0.041)\text{GeV}$ [19]. Der Fehler von 2 % auf die Breite hat einen Einfluss auf die Verteilung des W -Bosons.

Um die systematische Unsicherheit auf die transversale Masse M_T des W -Bosons zu bestimmen, wird die Breite in den Generatorinformationen variiert. Unter der Annahme einer relativistischen Breit-Wigner-Verteilung, kann die Masse, die Breite und die Normierung aus einen Fit an die produzierten Daten gewonnen werden:

$$\frac{d\sigma}{dM} \sim \frac{1}{(M^2 - M_W^2)^2 + M_W^2 \Gamma^2}. \quad (9.3)$$

Mittels einer Templating-Methode³ wird nun die Breite um 2 % variiert, während die Normierung und die Masse erhalten bleibt (siehe Abbildung 9.4). Jedes Ereignis bekommt nun eine neue Gewichtung aus der Anpassung der Breite, so dass keine neue Rekonstruktion benötigt wird.

³Unter einer Templating-Methode versteht man die Variation einer Generatorverteilung, die Skalierungsfaktoren für Ereignisse auf Rekonstruktionsebene bewirkt.

Der relative Fehler durch die Anpassung der Breite wird über die Massenverteilung variiert und in der rekonstruierten transversalen Massenverteilung in Abhängigkeit der Masse des generierten W -Bosons gewichtet (siehe Abbildung 9.4).

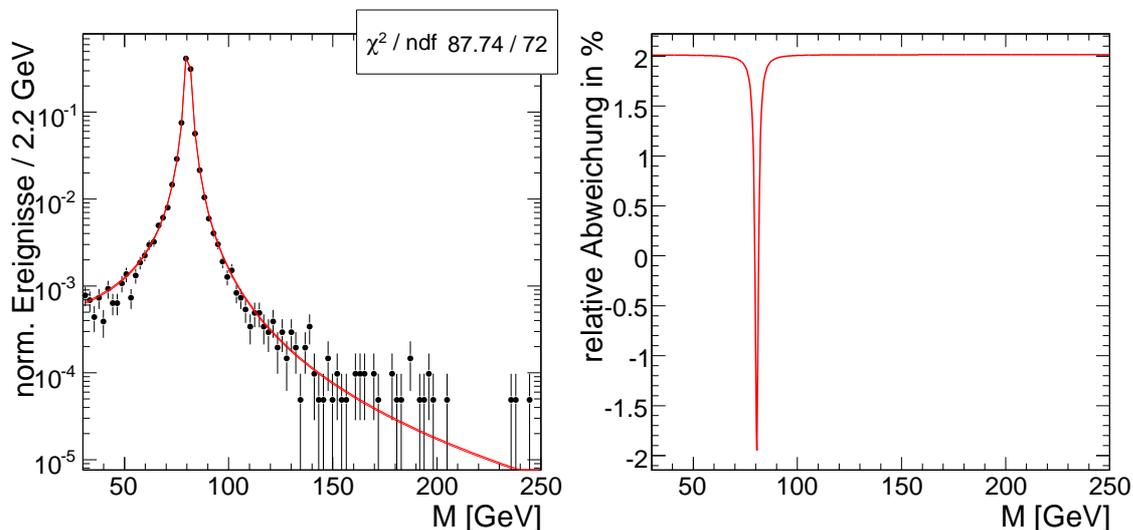


Abbildung 9.4: *Fit und Templatting an die generierte W -Verteilung. Links: Die angepasste Breit-Wigner-Verteilung. Rechts: Die relative Änderung der Massenverteilung durch Variation der W -Breite um die die transversale Massenverteilung gewichtet wird.*

9.5 PDF-Unsicherheiten

Ein weiterer systematischer Fehler stellt die Unsicherheit auf „Parton Density Functions“ (PDF) dar. Zur Abschätzung dieses Fehlers wird das Paket LHAPDF (Les Houches Accord PDF) [81] verwendet, dass mit einer Pythia-Installation ausgeführt wird.

Mit dieser Installation werden nun Ereignisse mit einer frei wählbaren PDF produziert. Um nicht von der statistischen Unsicherheit dominiert zu werden, müssen 10^5 Ereignisse einer W' -Masse produziert werden. Als Parametrisierung wird CTEQ 6.5 [82] gewählt. In diese Parametrisierung gehen 20 unabhängige Variablen ein. Zuerst wird der Wirkungsquerschnitt aus dem besten Fit in CTEQ 6.5 berechnet. Dann folgt die Variation der 20 Variablen aus der PDF-Parametrisierung. Eine Variable wird jeweils innerhalb einer Standardabweichung nach oben bzw. unten variiert, während die übrigen Parameter fest bleiben (siehe Abbildung 9.5). Die Abweichung auf den Wirkungsquerschnitt ergibt sich analog zu Formel 9.1 bzw. 9.2.

Diese Bestimmung wurde nun für einige W' -Massen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 9.1 dokumentiert. Die PDF-Unsicherheiten bleiben unter 10 %, nehmen aber für hohe Massen zu.

Ebenfalls von Bedeutung ist der Fehler auf den W -Wirkungsquerschnitt. Der Einfachheit halber wird ein Fehler von 10 % auf den Wirkungsquerschnitt für alle Untergründe angewendet.

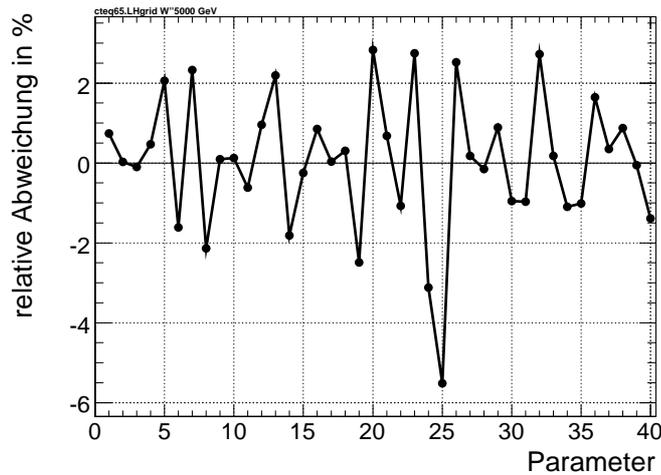


Abbildung 9.5: Relative Abweichung vom Mittelwert des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit des variierten Parameters. Hier ist die Variation von CTEQ 6.5 mit einer W' -Masse von 5000 GeV dargestellt.

9.6 Wirkungsquerschnitte höherer Ordnung

Einen großen Einfluss auf den Wirkungsquerschnitt haben Korrekturen durch Feynmandiagramme höherer Ordnungen in α_s und α_{EWK} . Die meisten Generatoren wie Pythia, Alpgen oder Sherpa beschränken sich auf die Beschreibung des Prozesses in führender Ordnung (LO) (mit Korrekturen bei der Jetabstrahlung). Aus diesem Grund muss der Einfluss höherer Korrekturen auf den Wirkungsquerschnitt abgeschätzt werden. Als wichtigster Untergrund ist der W -Untergrund zu nennen. Hier wird der Wirkungsquerschnitt des W -Bosons in höheren Ordnungen (NNLO) mit dem Programm von Melnikov und Petriello (FEWZ) [83] untersucht. Es bestimmt den differentiellen Wirkungsquerschnitt im leptonenischen Zerfallskanal:

$$pp \rightarrow WX \rightarrow \ell\nu X.$$

Der Drell-Yan-Z-Prozess wurde mit dem Programm MCFM [84] bestimmt. Es enthält Korrekturen nächst höherer Ordnung (NLO) in α_s . Der Wirkungsquerschnitt für $t\bar{t}$ wurde in der nächst-zu-logarithmischen Ordnung (NNLO) in α_s bestimmt [85].

Der übrige Untergrund, also QCD, wird nur in führender Ordnung (LO) berechnet. Dies stellt keine Einschränkung dar, da dieser Untergrund später aus Daten bestimmt werden soll.

Für das Signal wird bei der Signifikanzbestimmung ein k -Faktor als Korrektur auf den Wirkungsquerschnitt angebracht, um Korrekturen bis zu α_s^2 zu berücksichtigen. Er beträgt hier global $k = \sigma_{\text{NNLO}}/\sigma_{\text{LO}} = 20861 \text{ pb}/19737 \text{ pb} = 1.056$.

Um den Einfluss verschiedener Generatoren abzuschätzen, folgt in Tabelle 9.2 eine Übersicht der Vorhersage verschiedener Generatoren. Der W -Wirkungsquerschnitt im leptonenischen Zerfallskanal wird global mit allen Teildatensätzen (siehe Appendix A) auf 20900 pb skaliert.

| W' Masse [GeV] | Obere Variation des Wirkungsquerschnitts [%] | Untere Variation des Wirkungsquerschnitts [%] |
|-------------------|---|--|
| 1000 | 5 | 4 |
| 1500 | 5 | 6 |
| 2000 | 5 | 7 |
| 2500 | 7 | 7 |
| 3000 | 7 | 7 |
| 3500 | 8 | 8 |
| 4000 | 8 | 9 |
| 4500 | 8 | 9 |
| 5000 | 8 | 9 |

Tabelle 9.1: Unsicherheiten auf den totalen W'-Wirkungsquerschnitt durch die Variation der PDF-Parameter.

Tabelle 9.2: Wirkungsquerschnitt für die Produktion des W-Bosons mit verschiedenen Generatoren. FEWZ-Resultate sind von Melnikov und Petriello [83].

| Generator | Ordnung | Wirkungsquerschnitt [pb] | Datensatz |
|-----------|---------|--------------------------|---------------------|
| Pythia | LO | 17200 | CSA07 signal, CTEQ5 |
| Alpgen | LO | 19400 | CSA07 soups |
| Sherpa | LO | 20900 | private, CTEQ6L |
| FEWZ | LO | 19700 | |
| FEWZ | NLO | 21600 | |
| FEWZ | NNLO | 20900 | |

Außer den Korrekturen auf die Skala von α_s gibt es elektroschwache Korrekturen in α_{EWK} . Diese wirken auch auf die M_T -Verteilung und können in erster Ordnung in α_{EWK} bei 1 TeV bis zu 20 % betragen [86].

9.7 Limitierung durch Monte-Carlo-Statistik

Die Verteilungen aus der Monte-Carlo-Produktion haben einen statistischen Fehler von $\sigma = \sqrt{N}$ in jedem untersuchten Abschnitt einer Verteilung. Mit der Skalierung ω auf die erwartete Ereigniszahl bei gegebener Luminosität und Wirkungsquerschnitt berechnet sich dieser Fehler zu $\sigma_{MC} = \omega \cdot \sqrt{N}$. Die Untergründe mit vergleichsweise geringer Statistik wie QCD und $t\bar{t}$ sollen aus Daten bestimmt werden. Für den W-Untergrund wurden spezielle Datensätze mit hohem P_T erzeugt. Aus diesem Grund ist die Analyse nicht von der Statistik limitiert. Dennoch wird in jedem Abschnitt auf jeden Datensatz der statistische Fehler von σ_{MC} berücksichtigt.

9.8 Weitere Unsicherheiten

Ein weiterer Effekt auf die transversale Massenverteilung ist das Auftreten mehrerer Kollisionen zur gleichen Zeit. Die Datenproduktion des CSA07 enthält keine Effekte durch

Pile-Up. Es ist schwer, den Einfluss durch Pile-Up abzuschätzen, aber in der Anfangszeit bei kleinen Luminositäten wird der Einfluss durch Pile-Up als nicht relevant angenommen. Ein anderer Aspekt ist die Anzahl simulierter Jets in den Monte-Carlo-Datensätzen. Insbesondere der Generator Pythia benutzt nur ein einfaches Modell um Jets durch „Initial-State-Radiation“ zu simulieren. Um den Effekt auf die transversale Massenverteilung abzuschätzen, kann mittels Templating-Methoden ein Fit auf die P_T -Verteilung in Abhängigkeit der Daten durchgeführt werden [87].

9.9 Beitrag zur Signifikanzbestimmung

Nach der Untersuchung der wichtigsten systematischen Fehler wird in jedem Abschnitt der M_T -Verteilung der Einfluss auf die Signifikanzbestimmung untersucht. Fehler durch Korrekturen höherer Ordnung sind im Wirkungsquerschnitt der Prozesse berücksichtigt. Fehler auf die Myon- und Elektronskala und ihre Auflösungen sind durch die Monte-Carlo-Simulation in einem 100 pb^{-1} -Szenario einbezogen, werden bei der Signifikanzbestimmung allerdings nicht variiert.

Alle übrigen Fehler in Tabelle 9.3 werden unabhängig von den anderen sowohl nach oben als auch nach unten sowohl im Signal als auch in den Untergründen variiert⁴. Nach Formel 9.1 und 9.2 am Anfang des Kapitels wird der Wert für die Untergründe um $\sigma_{sys,up}$ nach oben skaliert und das Signal um den $\sigma_{sys,down}$ nach unten skaliert. Der Fehler der Luminosität ist vollkommen korreliert zwischen Signal und Untergrund. Deswegen wird hier abweichend von den übrigen Fehlern die Anzahl der Ereignisse anhand des Fehler der Luminosität gleichermaßen für Signal und Untergrund nach unten skaliert.

Tabelle 9.3: Unsicherheiten auf die Verteilung der transversalen Masse durch verschiedene systematische Effekte.

| Fehler | abgeschätzter Wert |
|------------------------------|-------------------------------|
| Luminosität | $\pm 10 \%$ |
| Wirkungsqu. aller Datensätze | $\pm 10 \%$ |
| PDF-Unsicherheit für W' | von $\pm 2 \%$ bis $\pm 9 \%$ |
| MC-Fehler | diverse |
| Breite des W -Bosons | $\pm 2 \%$ |

⁴Die untersuchte PDF-Unsicherheit wirkt auf das W' -Signal und die W -Breite wirkt nur für den W -Untergrund.

9 Systematische Unsicherheiten

10 Statistische Betrachtung und Ergebnisse

Nach der Untersuchung des Signals und des Untergrunds stellt sich die Frage, wie signifikant sich unsere Theorie darstellt. Man formuliert dieses Problem als Entscheidung zwischen verschiedenen Hypothesen. Es kann sowohl die Theorie des Standardmodells H_0 , auch Nullhypothese genannt, als auch die Hypothese mit W' -Signal $H_{W'}$ auf Plausibilität überprüft werden. Man beachte allerdings, dass die Ablehnung von H_0 nicht zwangsläufig bedeutet, dass die Hypothese $H_{W'}$ zutrifft.

In Tabelle 10.1 sind die möglichen Entscheidungen für den Test einer Theorie dargestellt. Stellt sich das Standardmodell H_0 als falsch heraus, wird seine Ablehnung als Entdeckung bezeichnet. Je kleiner der Fehler erster Art (siehe Tab. 10.1), desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass es sich tatsächlich um eine Entdeckung handelt. Die erforderliche Wahrscheinlichkeit kann bei der Signifikanzbestimmung festgelegt werden und wird gewöhnlich zu 5σ gewählt. Das bedeutet, dass der Fehler erster Art kleiner als $5.7 \cdot 10^{-5} \%$ ist. Der Fehler zweiter Art (siehe Tab. 10.1) ist prinzipiell unbekannt, da auch unzählige andere Theorien zutreffen können.

Wählt man als zu testendes Modell die Hypothese $H_{W'}$, spricht man im Falle der Ablehnung von Ausschluss. Auch hier ist der Grad des Ausschlusses umso größer, je kleiner der Fehler erster Art ist. Der Konvention folgend werden hier aber nur 2σ zum Ausschluss gefordert. Damit muss der Fehler erster Art kleiner als 5 % sein.

Nach dem Newman-Pearson-Lemma [88] kann mit dem Likelihood-Quotienten-Test die bestmögliche Separation zwischen zwei komplementären Hypothesen erreicht werden.

$$\Lambda(\mathbf{t}) = \frac{g(\mathbf{t}|\mathbf{H}_0)}{g(\mathbf{t}|\mathbf{H}_{W'})} > c$$

Durch die Wahl eines Parameters c kann nun eine größtmögliche Region in \mathbf{t} festgelegt werden. Dabei ist \mathbf{t} die Menge aller möglichen messbaren Daten. Der Parameter c wird so gewählt, dass der Fehler erster Art kleiner als ein bestimmter Wert von α ist. Die Funktion g beschreibt die Wahrscheinlichkeitsdichte der Datenverteilung.

| | Das Modell gilt | Das Modell gilt nicht |
|--------------------------|----------------------|-----------------------|
| Beibehaltung des Modells | Entscheidung korrekt | Fehler zweiter Art |
| Ablehnung des Modells | Fehler erster Art | Entscheidung korrekt |

Tabelle 10.1: Entscheidungsmöglichkeiten bei der Bewertung einer Theorie.

10.1 Die CL_s -Methode

Die CL_s -Methode ist eine statistische Anwendung zur Berechnung von Wahrscheinlichkeitswerten (P-Werten) [89]. Ein entscheidender Vorteil gegenüber alternativen Verfahren ist die Einbeziehung verschiedener Suchkanäle. In jedem Messkanal i (zum Beispiel in einem Bereich einer M_T -Verteilung) wird ein Datenwert d_i gemessen. Dieser muss mit den Wert für Signal s_i und Untergrund b_i auf Übereinstimmung geprüft werden. Da noch keine Daten verfügbar sind, kann der Wert für d_i in Abhängigkeit von s_i und b_i simuliert werden. Der Erwartungswert für den Wert d_i folgt einer Poisson-Verteilung, da jedes Ereignis mit einer festen Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts in einen Messkanal gefüllt wird:

$$P(d_i|\lambda) = \frac{\lambda^{d_i} e^{-\lambda}}{d_i!}.$$

Die Poisson-Verteilung beschreibt die Wahrscheinlichkeit P , dass eine gewisse Anzahl an Ereignissen d_i in den Daten gemessen wird. Der Parameter λ ist der Erwartungswert der Verteilung. Er ist unterschiedlich für verschiedene Hypothesen. Im Falle der Hypothese des Standardmodells H_0 ist der Erwartungswert gleich der Anzahl an Untergrundereignissen ($\lambda = b_i$). Die Hypothese mit Signal, $H_{W'}$, hat einen Erwartungswert aus der Summe von Untergrundereignissen und Signalereignissen ($\lambda = s_i + b_i$). Damit ergibt sich ein Likelihood-Quotient aus beiden Hypothesen:

$$Q_i = \frac{(s_i + b_i)^{d_i}}{d_i!} e^{-(s_i+b_i)} / \frac{b_i^{d_i}}{d_i!} e^{-b_i}.$$

Diese Definition kann auf mehrdimensionales Suchen in N Bereichsintervallen erweitert werden:

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

Da später nicht der absolute Wert zählt, sondern nur die relative Ordnung in der Verteilung, wird der Logarithmus zur praktischen Berechnung der Größe verwendet:

$$\begin{aligned} -2 \ln(Q) &= -2 \sum_{i=1}^N (d_i \cdot \ln(s_i + b_i) - (s_i + b_i)) - (d_i \cdot \ln(b_i) - (b_i)) \\ &= -2 \sum_{i=1}^N d_i \cdot \ln\left(\frac{s_i + b_i}{b_i}\right) + 2 \cdot s_{tot}. \end{aligned}$$

Nun stellt sich die Frage nach der statistischen Signifikanz. Dazu werden die Größen CL_{s+b} und CL_b als P -Werte interpretiert. Der Wert ergibt sich aus der Summe aller Poissonwerte, dessen mögliche Datenwerte ein kleineres Log-Likelihood-Verhältnis aufweisen als dies durch die simulierten Daten (später die gemessenen Daten) angenommen wird:

$$CL_{s+b} = P_{s+b}(Q \leq Q_{daten}) = \sum_{Q(d_i) \leq Q_{daten}} \prod_{i=1}^N \frac{e^{-(s_i+b_i)} (s_i + b_i)^{d_i}}{d_i!}.$$

In der Implementierung werden also poisson-verteilte Daten d_i nach der Signal+Untergrund-Hypothese gewürfelt und für alle Kanäle multipliziert. Die gleichzeitig berechnete Größe Q bzw. $-2\ln(Q)$ gibt den Akzeptanzbereich an und damit auch den P-Wert, der die Signifikanz festlegt.

Ganz analog dazu ergibt sich die Größe CL_b für die Hypothese ohne Signal H_0 :

$$CL_b = P_b(Q \leq Q_{daten}) = \sum_{Q(d_i) \leq Q_{daten}} \prod_{i=1}^N \frac{e^{-b_i} (b_i)^{d_i}}{d_i!}.$$

Diese zwei Hypothesen reichen nun aus, um die Signifikanz eindeutig zu beurteilen. Dennoch wird nicht die Größe CL_{s+b} zum Ausschluss verwendet, sondern die Größe CL_s , damit der Ausschluss auch bei kleinen Ereignisraten korrekt berechnet wird [90]. Die Größe CL_s ist definiert als der Quotient aus CL_{s+b} und CL_b :

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b}.$$

Durch den Wert von CL_s bzw. CL_b ist die Signifikanz gegeben. Allgemein wird eine Entdeckungssignifikanz von 5σ gewählt. Sie wird in Einheiten einer einseitigen Gaußverteilung gemessen. Für Ausschluss reichen 2σ :

$$CL_s < 0.025 \text{ (Ausschluss)},$$

$$1 - CL_b < 2.8 \cdot 10^{-7} \text{ (Entdeckung)}.$$

Ausschluss bzw. Entdeckung sind also mit gemessenen Daten eindeutig festgelegt. Solange keine Messdaten verfügbar sind, wird die Größe Q_{daten} zur Bestimmung des Ausschlusses zur Untergrund-Hypothese und zur Bestimmung des Entdeckungspotential zur Signal+Untergrundhypothese angenommen.

In Abbildung 10.1 sind exemplarisch die Log-Likelihood-Verteilungen dargestellt. Die Größen CL_{s+b} und CL_b können als Fläche einer normierten $-2\ln(Q)$ -Verteilung verstanden werden.

In der Praxis taucht das Problem auf, dass mehr als 10^8 gewürfelte Poisson-Verteilungen simuliert werden müssen, damit die Wahrscheinlichkeit groß genug wird, um zur Bestimmung im Vertrauensintervall CL_b beizutragen. Aus diesem Grunde wurde eine Funktionsanpassung entwickelt, die die $-2\ln(Q)$ -Verteilung in die Region hoher Signifikanzen extrapoliert (mehr als 4σ). Es handelt sich um eine Exponentialfunktion, die bis zu dem Wert der $-2\ln(Q)$ -Verteilung angepasst wird, der 2 Standardabweichungen vom Mittelwert der Untergrundverteilung entfernt liegt. Eine Darstellung befindet sich in Abbildung 10.2.

10.2 Erwartungswert der Daten und Signifikanz

Zum Zeitpunkt dieser Analyse sind keine experimentellen Messdaten zugänglich. Es muss also eine Abschätzung für den Wert von Q_{daten} gegeben werden. Dieser kann natürlich später auch mit dem Wert für echte Daten verglichen werden. Dazu werden die berechneten

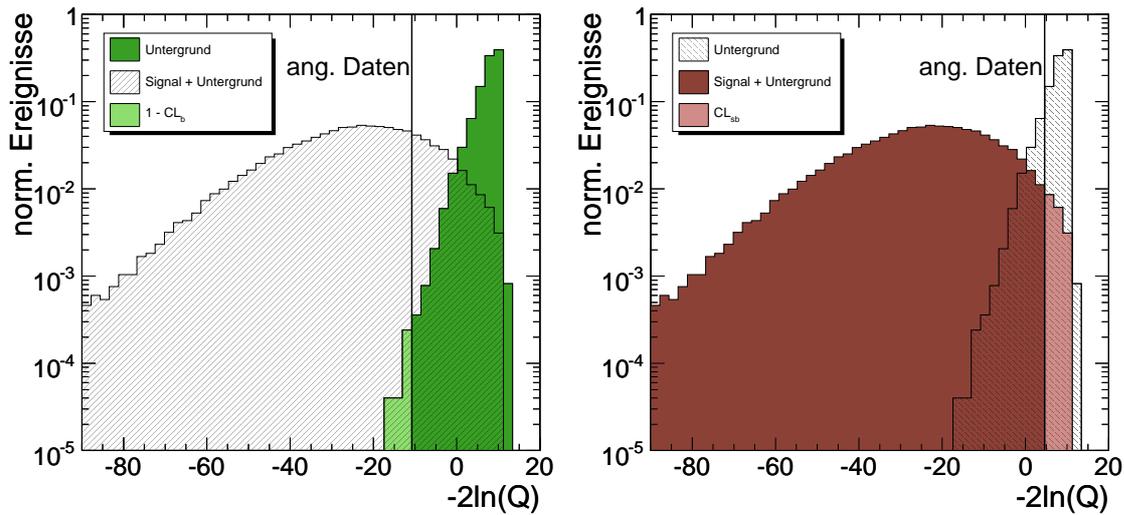


Abbildung 10.1: Exemplarische Log-Likelihood-Verteilung für die transversale Massenverteilung eines W' -Bosons mit 4000 GeV und einer Luminosität von 5 fb^{-1} . Links werden Daten angenommen, die der Signal+Untergrundhypothese folgen. Rechts sind beide Verteilungen mit Daten der Untergrundhypothese dargestellt.

Werte der $-2\ln(Q)$ -Verteilung nach ihrer Größe sortiert. Der mittlere Wert der Verteilung (Median) wird als Q_0 bezeichnet. In 50 % der Fälle ist der reale Wert kleiner bzw. größer als Q_0 . Die Werte für $Q_{\pm 1\sigma}$ und $Q_{\pm 2\sigma}$ werden bei 84 % und 16 % für 1σ um den Median bzw. 97.5 % und 2.5 % für 2σ um den Median festgelegt. Die Daten befinden sich dann mit der jeweiligen Wahrscheinlichkeit im 1σ bzw. 2σ -Band, sofern sie der jeweiligen Theorie folgen.

Die systematische Unsicherheit wird in jedem Suchkanal einzeln betrachtet. Die Berechnung der Signifikanz erfolgt in jedem Fall zweimal. Einmal werden keine systematischen Fehler in die Berechnung einbezogen. Ein weiteres Mal werden Signal und Untergrund anhand der systematischen Fehler variiert und erneut berechnet. Damit kann ein Maß für den Einfluss durch systematische Fehler angegeben werden.

Alle diese Größen werden für verschiedene W-Massen berechnet, um das Entdeckungspotential und das Ausschlusspotential in Abhängigkeit der Luminosität und des Wirkungsquerschnitts festzulegen. Praktisch werden also alle Luminositäten zwischen 1 pb^{-1} und 10 fb^{-1} in 100 logarithmischen Schritten für Massen zwischen 1 bis 5 TeV in 9 Schritten auf Entdeckung und Ausschluss überprüft. Der kleinste Wert, der Entdeckung bzw. Ausschluss liefert, wird in den folgenden Signifikanzdarstellungen in den Abschnitten 10.3, 10.4 und 10.5 eingetragen. Vergleichbar wird bei der Signifikanzbestimmung in Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts verfahren. Allerdings wird hier nur der Wirkungsquerschnitt des Signals variiert, während der Untergrund bei 100 pb^{-1} festgehalten wird.

10.3 Der Elektron-Kanal

Die Signifikanz im Elektronkanal wird aus dem finalen Histogramm der Elektronselektion aus Kapitel 7 bestimmt. Jeweils ein Eintrag in der Verteilung stellt ein Suchkanal

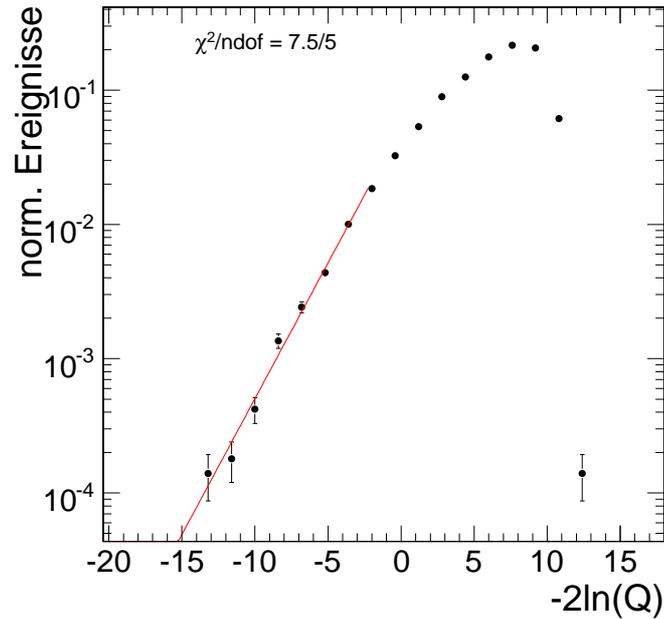


Abbildung 10.2: Anpassung einer Exponentialfunktion an die linksseitige $-2\ln(Q)$ -Untergrundverteilung. Es resultiert hier ein $\chi^2/\text{ndof} \approx 1.5$.

i dar. Dabei wird sowohl die Luminosität in einem logarithmischen Raster als auch der Wirkungsquerschnitt des Signals skaliert. Darüber hinaus werden die in Kapitel 9 diskutierten Fehler in die Berechnung einbezogen. Es wird sowohl der Ausschluss als auch die Entdeckung untersucht.

Bei einer Luminosität von 100 pb^{-1} und den Wirkungsquerschnitten inkl. der Verzweigungsverhältnissen des *Reference Model* kann mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% ¹ mit 5σ bei einer Masse von 2200 GeV entdeckt werden (siehe Abbildung 10.3 und 10.4). Wird nur eine Entdeckung von 3σ gefordert, kann das W' -Boson bis 2700 GeV gefunden werden. Beide Entdeckungspotentiale haben große statistische Unsicherheiten, da die Signal+Untergrund-Verteilung sehr breit ist. Die statistische Unsicherheit auf die Entdeckungsmöglichkeit wird in [62] diskutiert und kann bis zu 1 TeV betragen. Der hier angegebene Wert bezieht sich auf 50% der Erwartungswerte. Ein Ausschluss mit der angegebenen Masse kann bereits bei 2400 GeV durchgeführt werden. Die statistische Unsicherheit auf die Signifikanzbestimmung als Breite der $-2\ln(Q)$ -Verteilung ist für den Fall des Ausschlusses in der gleichen Größenordnung wie der systematische Fehler.

10.4 Der Myon-Kanal

Analog können alle Signifikanzen auch im Myonkanal bestimmt werden. Ebenfalls werden Luminosität und Wirkungsquerschnitt skaliert und systematische Unsicherheiten in die Bestimmung einbezogen.

¹In 50% der Fälle liegt die Datenkurve oberhalb bzw. unterhalb der Entdeckungslinie. Die Streuung entsteht aus der Breite der $-2\ln(Q)$ -Verteilung.

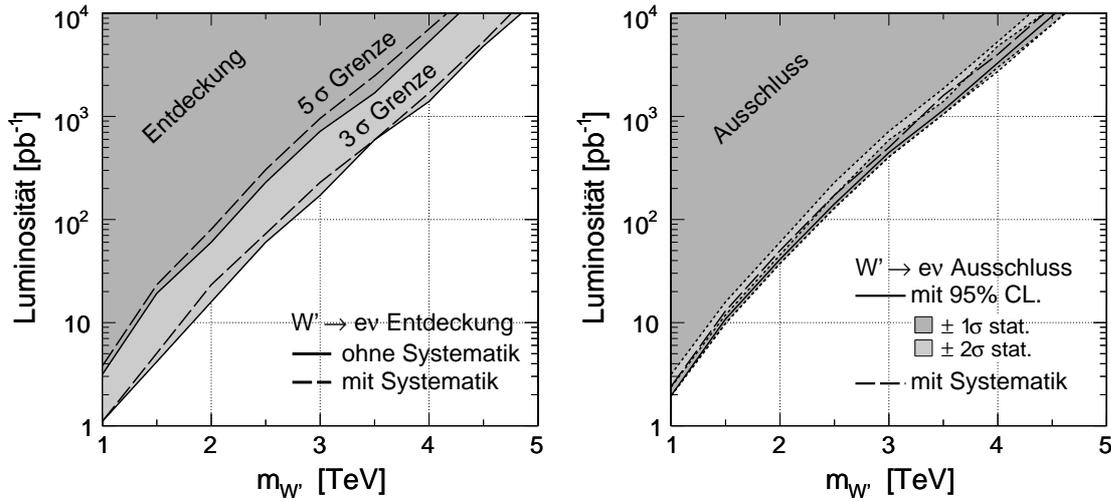


Abbildung 10.3: Entdeckungspotential und Ausschlusspotential für den Zerfall $W' \rightarrow e\nu$ in Abhängigkeit der Luminosität.

Ähnlich wie im Fall für Elektronen können bei einer Luminosität von 100 pb^{-1} die Entdeckungsgrenzen bei 2100 GeV für 5σ bzw. 2700 GeV für 3σ festgestellt werden (siehe Abbildung 10.5 und 10.6). Die Ausschlussgrenze liegt dort bei 2400 GeV für die Masse des W' -Bosons. Die statistischen Unsicherheiten sind wie bei Elektronen bei der Bestimmung des Entdeckungspotentials relativ groß (ca. 1 TeV), aber vergleichsweise niedrig bei der Berechnung der Ausschlussgrenze (100 GeV). Die systematischen Unsicherheiten sind geringfügig größer als im Elektronkanal. Dies kann hauptsächlich auf die geringe Statistik durch die breitere transversale Massenverteilung der Myonen zurückgeführt werden. Dennoch beträgt der systematische Fehler auch hier kaum mehr als 100 GeV. Ein weiterer Unterschied im Vergleich zum Elektronkanal ist die breitere W' -Verteilung und der Skaleneffehler hin zu kleineren Werten in der transversalen Masse des Myonsignals (siehe Kapitel 9). Da der dominante W -Untergrund exponentiell abfällt, bewirkt eine Rekonstruktion hin zu kleineren Massen einen Anstieg des Untergrunds in der Signalregion. Dies führt zu geringfügig schlechteren Massengrenzen und einem Anstieg des statistischen Fehler (als Unsicherheit auf die Untergrundverteilung) insbesondere bei hohen M_T .

10.5 Kombination der Kanäle

Die CL_s -Methode sieht eine Kombination verschiedener Suchkanäle vor. Als Erweiterung beider vorheriger Analysen werden nun die Kanäle der transversalen Massenverteilung für Elektronen um die Kanäle der transversalen Massenverteilung für Myonen ergänzt. Die Anzahl der Suchkanäle in $Q = \prod_{i=1}^N Q_i$ hat sich also verdoppelt. Nun besteht das Problem der Überlappung. Ein Ereignis im Elektronkanal des Signals oder Untergrunds kann ebenfalls ein Ereignis im Myonkanal darstellen. Dieser Umstand würde die Signifikanzaussage beeinflussen und wäre statistisch nicht korrekt. Aus diesem Grund wird die gesamte Analyse der Myonselektion wiederholt und alle invertierten Schnitte der Elektronanalyse werden zusätzlich angewendet, damit eine Überlappung der Kanäle verhindert

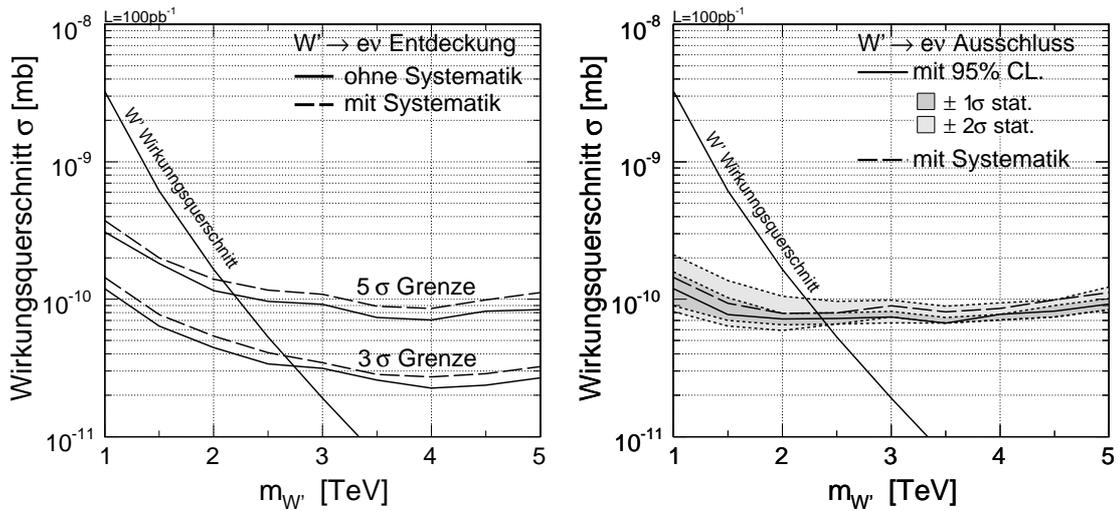


Abbildung 10.4: Entdeckungsgrenzen und Ausschlussgrenzen auf den Wirkungsquerschnitt des Zerfalls $pp \rightarrow W' \rightarrow e\nu$ mit einer Luminosität von 100pb^{-1} .

werden kann. Die Wahl, ob die invertierten Elektronenkanäle auf die Myonereignisse angewendet werden oder umgekehrt, ist willkürlich. Da der Elektronkanal allerdings höhere Signifikanzen zeigt, wird die in Abbildung 10.7 dargestellte Variante gewählt. D.h. es werden nur die Myonereignisse in der kombinierten Suche verwendet, die die invertierten Schnitte der Elektronselektion und die Schnitte der Myonselektion erfüllen. Es zeigt sich keine signifikante Kontamination, da hochenergetische Teilchen sowohl im Elektron- als auch im Myonkanal selten sind.

Die systematischen Fehler wie beispielsweise die Unsicherheit auf die Luminosität werden sowohl in den Myon- und Elektronkanälen angewendet und kombiniert. Das bedeutet, dass alle untersuchten systematischen Fehler außer dem Fehler auf die MC-Statistik als vollständig korreliert zwischen Elektron- und Myonkanal angenommen werden.

Es zeigt sich eine Verbesserung der Signifikanz um rund 300 GeV in der W' -Masse sowohl zur Entdeckung als auch beim Ausschluss (siehe Abbildung 10.8, 10.9 und 10.10). Das entspricht ungefähr einer Verdoppelung der Luminosität jedes einzelnen Kanals. Die systematischen Unsicherheiten betragen bei Ausschluss rund 100 GeV wie auch die statistischen Unsicherheiten. Damit ergibt sich ein kombiniertes Entdeckungspotential von 3000 GeV bei 3σ und 2400 GeV bei 5σ . Ausschluss wird bis 2700 GeV erwartet.

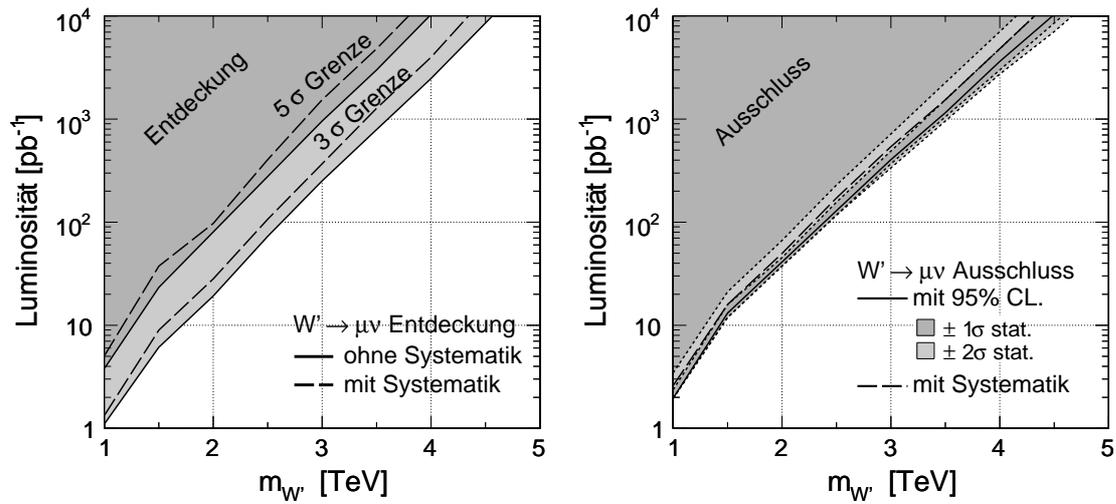


Abbildung 10.5: Entdeckungspotential und Ausschlusspotential für den Zerfall $W' \rightarrow \mu\nu$ in Abhängigkeit der Luminosität.

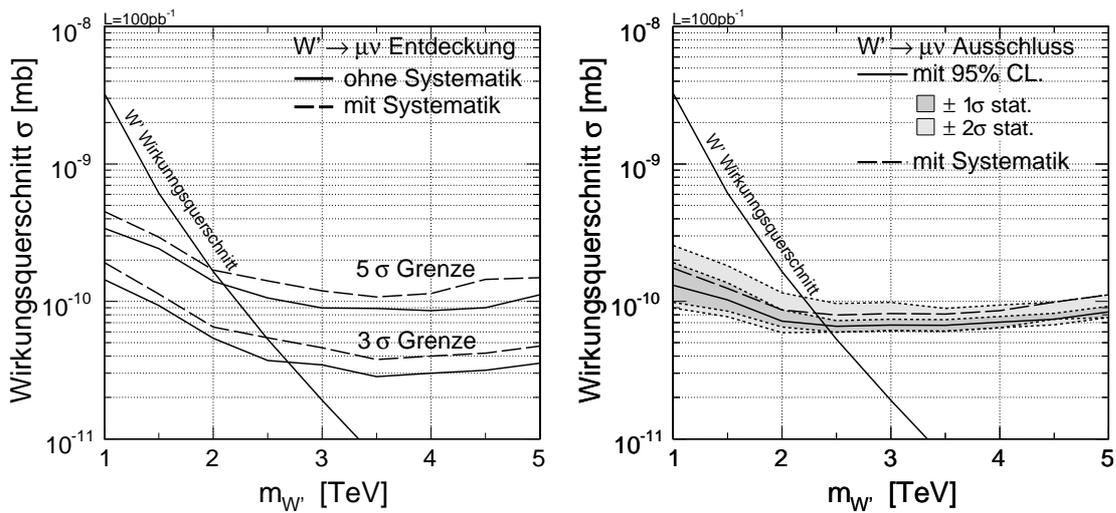


Abbildung 10.6: Entdeckungsgrenzen und Ausschlussgrenzen auf den Wirkungsquerschnitt des Zerfalls $pp \rightarrow W' \rightarrow \mu\nu$ mit einer Luminosität von 100 pb^{-1} .

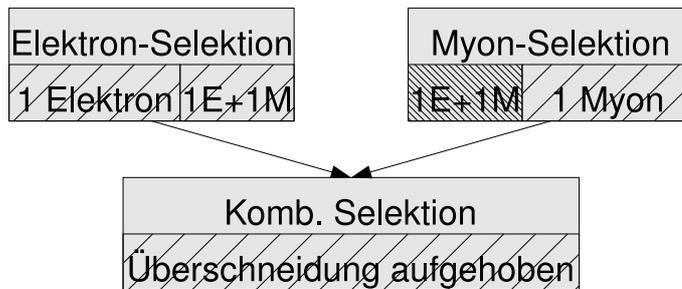


Abbildung 10.7: Auswahl der Ereignisse zur Kombination der Elektron- und Myonanalyse.

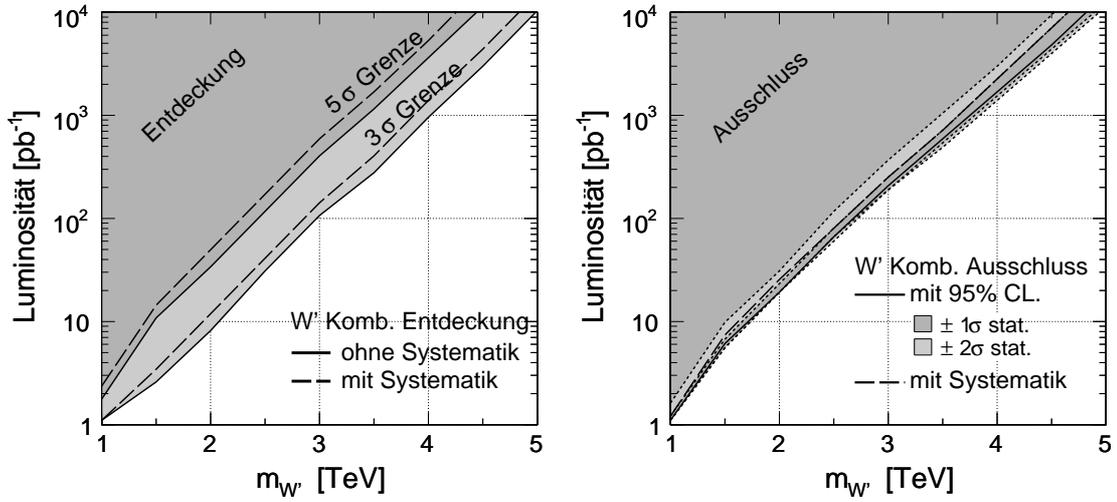


Abbildung 10.8: Entdeckungspotential und Ausschlusspotential für den kombinierten Zerfall $W' \rightarrow l\nu$ ($l = e, \mu$) in Abhängigkeit der Luminosität.

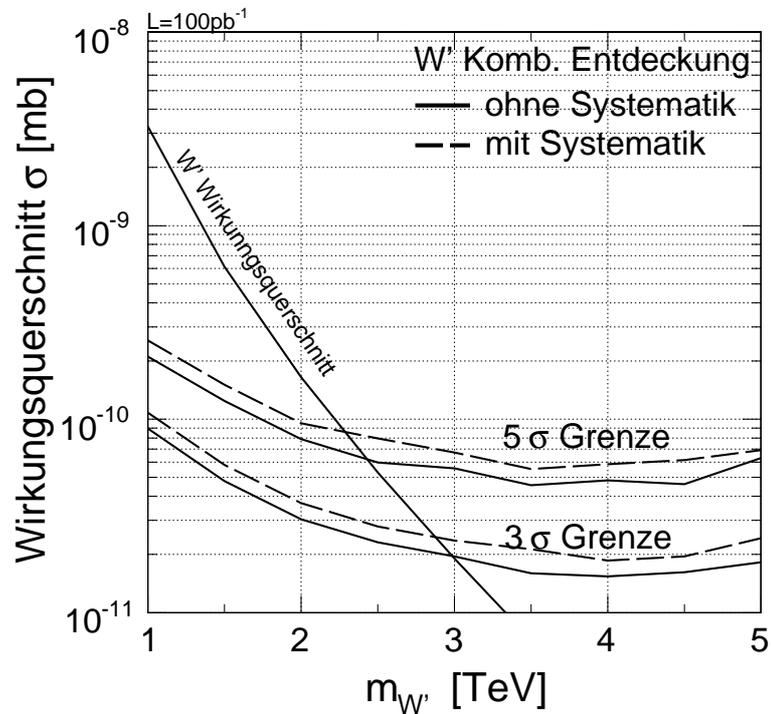


Abbildung 10.9: Entdeckungsgrenzen auf den Wirkungsquerschnitts für den kombinierten Zerfall $pp \rightarrow W' \rightarrow l\nu$ ($l = e, \mu$) mit einer Luminosität von 100 pb^{-1} .

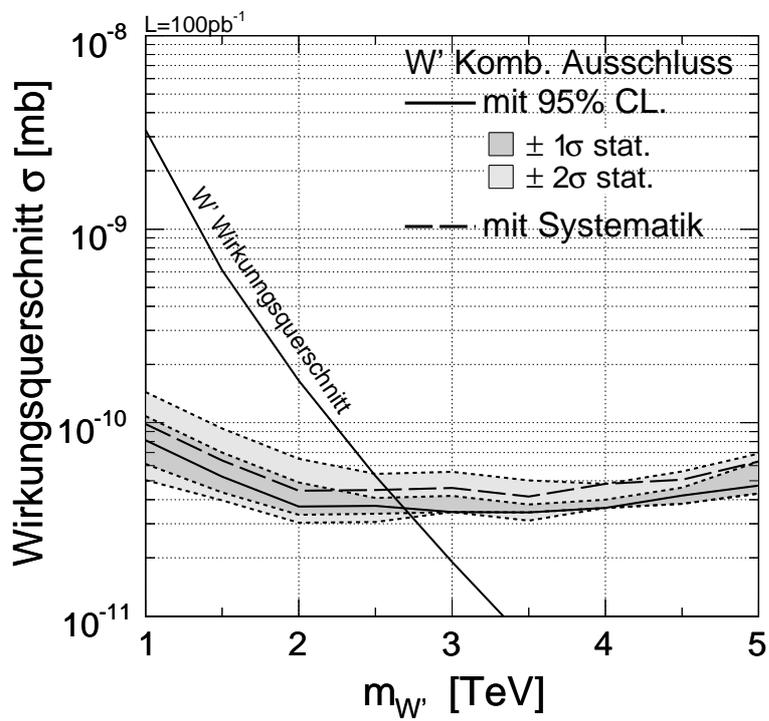


Abbildung 10.10: Ausschlussgrenzen auf den Wirkungsquerschnitts für den kombinierten Zerfall $pp \rightarrow W' \rightarrow l\nu$ ($l = e, \mu$) mit einer Luminosität von 100 pb^{-1} .

11 Zusammenfassung und Ausblick

Die kombinierte Suche nach schweren geladenen Eichbosonen im Myon- und Elektronkanal gibt Einblicke in die Physik bis zu Energien von mehreren TeV. Schon in der Startphase mit ersten 100 pb^{-1} sind genügend Messdaten vorhanden, um Massengrenzen von Tevatron zu bestätigen und höhere Massenbereiche experimentell zu überprüfen.

Durch die Diskussion angepasster Schnitte für die Selektion hochenergetischer Elektronen und Myonen und einem hinreichend guten Verständnis der fehlenden transversalen Energie, kann das Entdeckungs- und Ausschlusspotential schwerer geladener Eichbosonen zuverlässig im Rahmen der Unsicherheiten eingeschätzt werden. Unsicherheiten in den Untergrundprozessen können durch die datengestützten Analysemethoden sicher abgeschätzt werden und dienen zur zusätzlichen Überprüfung des simulierten Monte-Carlo-Untergrunds. Die untersuchten Untergründe sind unter Bedingungen studiert, die der realen Situation bei der ersten Datennahme sehr nahe kommen. Damit sind die hier dargestellten Analysemethoden für die Entdeckung und den Ausschluss erster LHC-Daten geeignet.

Eine Kombination der leptonischen Kanäle erreicht ein vorraussichtliches W' -Entdeckungspotential bis zu einer W' -Masse von 3 TeV mit 3σ -Signikanz schon in den ersten 100 pb^{-1} gesammelter Daten. Diese können vorraussichtlich in den ersten Monaten des LHC-Betriebs gemessen werden [91].

Damit liegt das Ergebnis bei ähnlichen Werten wie die Diplomarbeit von C. Hof [55] im Myonkanal bei höheren Luminositäten. Die hier vorliegende Arbeit diskutiert zusätzlich auch systematische Fehler und verwendet leicht härtere Schnitte um eventuelle Unsicherheiten in der Untergrundverteilung auszugleichen.

Weiterführende Studien und Analysen, wenn der Detektor bereits besser verstanden ist, sind im Zerfallskanal $W' \rightarrow \tau + \nu$ oder in den hadronischen Zerfallskanälen wie $W' \rightarrow t + \bar{b}$ denkbar.

11 Zusammenfassung und Ausblick

A Anhang: Verwendete Datensätze

| Prozess | Events(Elektron/Myon) | Wirkungsquerschnitt [mb] |
|------------------------------------|-----------------------|--------------------------|
| $W' \rightarrow l + \nu$ (1.0 TeV) | (13000/9999) | $3.13 \cdot 10^{-9}$ |
| $W' \rightarrow l + \nu$ (1.5 TeV) | (13000/10000) | $5.88 \cdot 10^{-10}$ |
| $W' \rightarrow l + \nu$ (2.0 TeV) | (12999/9900) | $1.58 \cdot 10^{-10}$ |
| $W' \rightarrow l + \nu$ (2.5 TeV) | (13000/8000) | $5.09 \cdot 10^{-11}$ |
| $W' \rightarrow l + \nu$ (3.0 TeV) | (19250/9000) | $1.82 \cdot 10^{-11}$ |
| $W' \rightarrow l + \nu$ (3.5 TeV) | (13000/10000) | $6.99 \cdot 10^{-12}$ |
| $W' \rightarrow l + \nu$ (4.0 TeV) | (12999/10000) | $2.85 \cdot 10^{-12}$ |
| $W' \rightarrow l + \nu$ (4.5 TeV) | (12000/9900) | $1.27 \cdot 10^{-12}$ |
| $W' \rightarrow l + \nu$ (5.0 TeV) | (13000/9999) | $6.08 \cdot 10^{-13}$ |

Tabelle A.1: W' -Wirkungsquerschnitte der privat produzierten Datensätze in Pythia.

| Prozess | Events(Elektron/Myon) | Wirkungsquerschnitt [mb] |
|---------------------|-----------------------|--------------------------|
| $t\bar{t} + 0$ Jets | (124020/128835) | $6.18 \cdot 10^{-7}$ |
| $t\bar{t} + 1$ Jets | (28354/32876) | $1.76 \cdot 10^{-7}$ |
| $t\bar{t} + 2$ Jets | (6934/6688) | $3.36 \cdot 10^{-8}$ |
| $t\bar{t} + 3$ jets | (1358/1431) | $5.92 \cdot 10^{-9}$ |
| $t\bar{t} + 4$ jets | (1219/527) | $1.48 \cdot 10^{-9}$ |

Tabelle A.2: $t\bar{t}$ -Wirkungsquerschnitte und Anzahl der Ereignisse nach Skimming im Myon- und Elektronkanal.

| Prozess | Events(Elektron/Myon) | Wirkungsqu. [mb] |
|---|-----------------------|-----------------------|
| $W \rightarrow l + \nu$ ($\hat{P}_T < 200$ GeV) | (1029177/945969) | $1.71 \cdot 10^{-5}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (200 GeV < \hat{P}_T < 250 GeV) | (5000/6500) | $1.47 \cdot 10^{-10}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (250 GeV < \hat{P}_T < 300 GeV) | (2000/6500) | $5.67 \cdot 10^{-11}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (300 GeV < \hat{P}_T < 350 GeV) | (4998/6499) | $2.57 \cdot 10^{-11}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (350 GeV < \hat{P}_T < 400 GeV) | (2000/6500) | $1.31 \cdot 10^{-11}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (400 GeV < \hat{P}_T < 450 GeV) | (2000/6499) | $6.91 \cdot 10^{-12}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (450 GeV < \hat{P}_T < 500 GeV) | (4998/6499) | $4.07 \cdot 10^{-12}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (500 GeV < \hat{P}_T < 600 GeV) | (5000/6498) | $3.97 \cdot 10^{-12}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (600 GeV < \hat{P}_T < 700 GeV) | (5000/6500) | $1.65 \cdot 10^{-12}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (700 GeV < \hat{P}_T < 800 GeV) | (4000/6500) | $7.51 \cdot 10^{-13}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (800 GeV < \hat{P}_T < 900 GeV) | (2500/6500) | $3.68 \cdot 10^{-13}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (900 GeV < \hat{P}_T < 1000 GeV) | (2000/6500) | $1.91 \cdot 10^{-13}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (1000 GeV < \hat{P}_T < 1100 GeV) | (4000/6500) | $1.01 \cdot 10^{-13}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (1100 GeV < \hat{P}_T < 1200 GeV) | (5000/6500) | $5.70 \cdot 10^{-14}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (1200 GeV < \hat{P}_T < 1300 GeV) | (3000/6500) | $3.26 \cdot 10^{-14}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (1300 GeV < \hat{P}_T < 1400 GeV) | (6999/6499) | $1.89 \cdot 10^{-14}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (1400 GeV < \hat{P}_T < 1500 GeV) | (7000/6500) | $1.11 \cdot 10^{-14}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (1500 GeV < \hat{P}_T < 1600 GeV) | (2000/6500) | $6.64 \cdot 10^{-15}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (1600 GeV < \hat{P}_T < 1700 GeV) | (4700/6500) | $4.02 \cdot 10^{-15}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (1700 GeV < \hat{P}_T < 1800 GeV) | (4699/6500) | $2.42 \cdot 10^{-15}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (1800 GeV < \hat{P}_T < 1900 GeV) | (3600/6499) | $1.49 \cdot 10^{-15}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (1900 GeV < \hat{P}_T < 2000 GeV) | (2000/6499) | $9.50 \cdot 10^{-16}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (2000 GeV < \hat{P}_T < 2100 GeV) | (2400/6500) | $5.72 \cdot 10^{-16}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (2100 GeV < \hat{P}_T < 2200 GeV) | (1800/6500) | $3.65 \cdot 10^{-16}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (2200 GeV < \hat{P}_T < 2300 GeV) | (4799/6500) | $2.18 \cdot 10^{-16}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (2300 GeV < \hat{P}_T < 2400 GeV) | (2400/6500) | $1.37 \cdot 10^{-16}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (2400 GeV < \hat{P}_T < 2500 GeV) | (4699/6500) | $8.62 \cdot 10^{-17}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (2500 GeV < \hat{P}_T < 2600 GeV) | (1550/6500) | $5.30 \cdot 10^{-17}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (2600 GeV < \hat{P}_T < 2700 GeV) | (1800/6500) | $3.33 \cdot 10^{-17}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (2700 GeV < \hat{P}_T < 2800 GeV) | (3700/6500) | $2.04 \cdot 10^{-17}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (2800 GeV < \hat{P}_T < 2900 GeV) | (1800/6500) | $1.24 \cdot 10^{-17}$ |
| $W \rightarrow l + \nu$ (2900 GeV < \hat{P}_T < 3000 GeV) | (4900/6500) | $7.78 \cdot 10^{-18}$ |

Tabelle A.3: W -Wirkungsquerschnitte der privat produzierten Datensätze im Elektronkanal in Pythia in \hat{P}_T -Intervallen.

| Prozess | Events(Elektron/Myon) | Wirkungsqu. [mb] |
|---|-----------------------|-----------------------|
| QCD ($0 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 15 \text{ GeV}$) | (3/11) | 53 |
| QCD ($15 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 20 \text{ GeV}$) | (41/43) | 1.46 |
| QCD ($20 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 30 \text{ GeV}$) | (429/164) | $6.30 \cdot 10^{-1}$ |
| QCD ($30 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 50 \text{ GeV}$) | (2109/399) | $1.63 \cdot 10^{-1}$ |
| QCD ($50 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 80 \text{ GeV}$) | (4773/585) | $2.16 \cdot 10^{-2}$ |
| QCD ($80 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 120 \text{ GeV}$) | (4057/301) | $3.08 \cdot 10^{-3}$ |
| QCD ($120 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 170 \text{ GeV}$) | (6665/457) | $4.94 \cdot 10^{-4}$ |
| QCD ($170 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 230 \text{ GeV}$) | (7511/505) | $1.01 \cdot 10^{-4}$ |
| QCD ($230 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 300 \text{ GeV}$) | (17664/657) | $2.45 \cdot 10^{-5}$ |
| QCD ($300 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 380 \text{ GeV}$) | (73823/1182) | $6.24 \cdot 10^{-6}$ |
| QCD ($380 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 470 \text{ GeV}$) | (191028/1582) | $1.78 \cdot 10^{-6}$ |
| QCD ($470 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 600 \text{ GeV}$) | (369599/2534) | $6.83 \cdot 10^{-7}$ |
| QCD ($600 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 800 \text{ GeV}$) | (216272/1313) | $2.04 \cdot 10^{-7}$ |
| QCD ($800 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 1000 \text{ GeV}$) | (116419/920) | $3.51 \cdot 10^{-8}$ |
| QCD ($1000 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 1400 \text{ GeV}$) | (18570/155) | $1.09 \cdot 10^{-8}$ |
| QCD ($1400 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 1800 \text{ GeV}$) | (24367/261) | $1.60 \cdot 10^{-9}$ |
| QCD ($1800 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 2200 \text{ GeV}$) | (15455/305) | $1.45 \cdot 10^{-10}$ |
| QCD ($2200 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 2600 \text{ GeV}$) | (4706/182) | $2.38 \cdot 10^{-11}$ |
| QCD ($2600 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 3000 \text{ GeV}$) | (6986/229) | $4.29 \cdot 10^{-12}$ |
| QCD ($3000 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 3500 \text{ GeV}$) | (6941/343) | $8.44 \cdot 10^{-13}$ |
| QCD ($3500 \text{ GeV} < \hat{P}_T < \text{inf}$) | (8044/553) | $1.08 \cdot 10^{-13}$ |

Tabelle A.4: QCD-Wirkungsquerschnitte und Anzahl der Ereignisse nach Skimming im Myon- und Elektronkanal in \hat{P}_T -Intervallen.

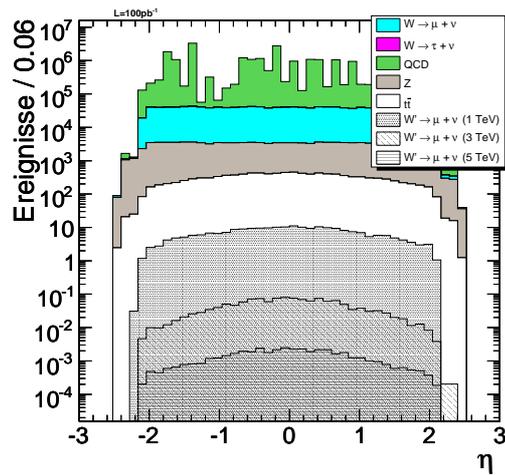
| Prozess | Events(Elektron/Myon) | Wirkungsquerschnitt [mb] |
|------------|-----------------------|--------------------------|
| Z + 0 Jets | (349580/352148) | $5.04 \cdot 10^{-6}$ |
| Z + 1 Jets | (125271/126687) | $1.07 \cdot 10^{-6}$ |
| Z + 2 Jets | (46649/40526) | $3.33 \cdot 10^{-7}$ |
| Z + 3 Jets | (13823/11014) | $9.17 \cdot 10^{-8}$ |
| Z + 5 Jets | (2253/2620) | $1.54 \cdot 10^{-8}$ |

Tabelle A.5: Z-Wirkungsquerschnitte und Anzahl der Ereignisse nach Skimming im Myon- und Elektronkanal.

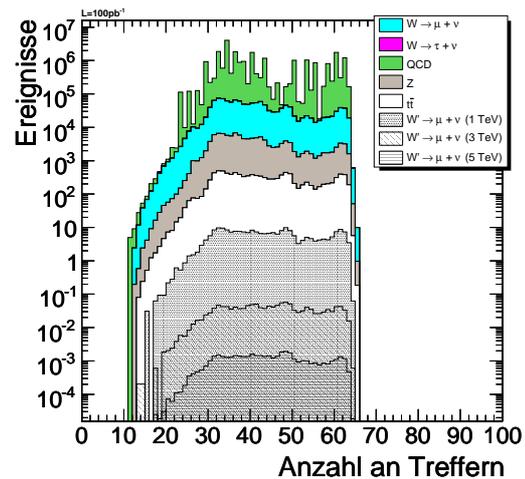
| Prozess | Events(Elektron/Myon) | Wirkungsquerschnitt [mb] |
|---|-----------------------|--------------------------|
| $W \rightarrow \tau + \nu$ | (2624464/2624464) | $1.72 \cdot 10^{-5}$ |
| γ +Jets ($0 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 15 \text{ GeV}$) | (3/-) | $1.70 \cdot 10^{-1}$ |
| γ +Jets ($15 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 20 \text{ GeV}$) | (2491/-) | $2.57 \cdot 10^{-4}$ |
| γ +Jets ($20 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 30 \text{ GeV}$) | (5508/-) | $1.32 \cdot 10^{-4}$ |
| γ +Jets ($30 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 50 \text{ GeV}$) | (8276/-) | $4.10 \cdot 10^{-5}$ |
| γ +Jets ($50 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 80 \text{ GeV}$) | (27147/-) | $7.20 \cdot 10^{-6}$ |
| γ +Jets ($80 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 120 \text{ GeV}$) | (259584/-) | $1.30 \cdot 10^{-6}$ |
| γ +Jets ($120 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 170 \text{ GeV}$) | (351966/-) | $2.75 \cdot 10^{-7}$ |
| γ +Jets ($170 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 300 \text{ GeV}$) | (155230/-) | $8.70 \cdot 10^{-8}$ |
| γ +Jets ($300 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 500 \text{ GeV}$) | (28250/-) | $8.20 \cdot 10^{-9}$ |
| γ +Jets ($500 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 7000 \text{ GeV}$) | (29953/-) | $8.70 \cdot 10^{-10}$ |

Tabelle A.6: Wirkungsquerschnitte für die Prozesse $pp \rightarrow W \rightarrow \tau + \nu$ und $pp \rightarrow \gamma + \text{Jets}$ und die Anzahl der Ereignisse nach Skimming im Myon- und Elektronkanal in \hat{P}_T -Intervallen. Der τ -Kanal ist nicht im Skimming enthalten, sondern wurde getrennt untersucht.

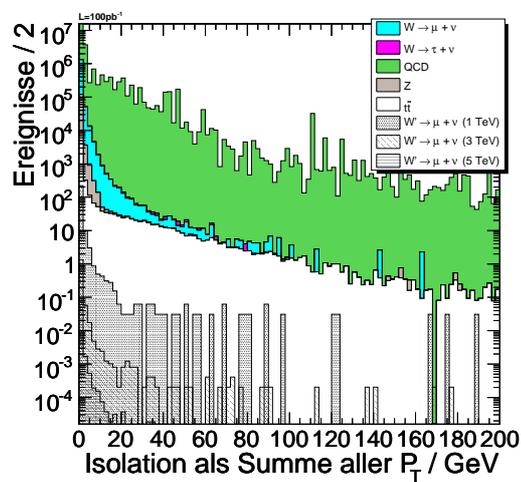
B Anhang: Myonverteilungen



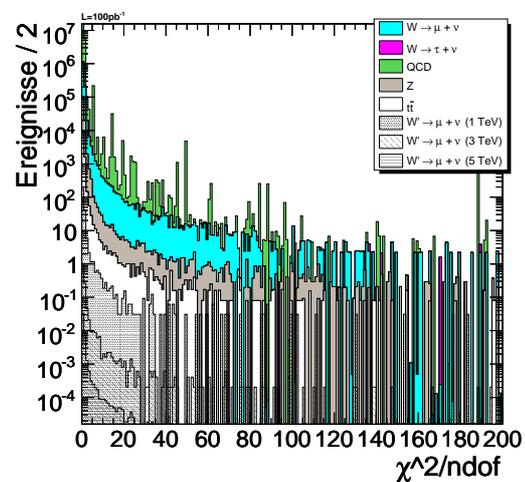
(a) η -Verteilung rekonstruierter Myonen



(b) Stützpunkte der Myon-Rekonstruktion



(c) Myon Isolation



(d) χ^2 -Verteilung

Abbildung B.1: Zur Bestimmung möglicher Schnittintervalle sind verschiedene Eigenschaften rekonstruierter Myonen für Signal und Untergrund dargestellt.

B Anhang: Myonverteilungen

Literaturverzeichnis

- [1] G. Altarelli, B. Mele, M. Ruiz-Altaba. Searching for New Heavy Vector Bosons on $p\bar{p}$ Colliders. *Z. Phys. C45*, 109, 1989.
- [2] A. Salam, J. C. Ward. Gauge Theory of Elementary Interactions. *Phys. Rev. 136*, B763, 1964.
http://prola.aps.org/abstract/PR/v136/i3B/pB763_1.
- [3] D. Charlton. Experimental Tests of the Standard Model.
<http://arxiv.org/abs/hep-ex/0110086>, 2001.
- [4] G.'t Hooft, M. J. G. Veltman. Regularization and renormalization of gauge fields. *Nucl. Phys. ;B44: No. 1*, 189-213, 1972.
- [5] DESY/Hamburg. HERA-Grafiken/Bausteine der Materie.
http://zms.desy.de/e548/e550/e6025/e76/index_ger.html.
- [6] P. Schmüser. *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*. Springer, 1995. ISBN 0-354-05848-6.
- [7] F. Halzen, A. D. Martin. *Quarks and Leptons: An introduction course in modern particle physics*. John Wiley & Sons, 1984. ISBN 0-471-88741-2.
- [8] Ch. Berger. *Teilchenphysik*. Springer, 1992. ISBN 3-540-54218-3.
- [9] LEP working group for Higgs boson searches. Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP.
<http://arxiv.org/abs/hep-ex/0107029>, 2001.
- [10] R. N. Mohapatra. *Unification and Supersymmetry*. Springer, 2002. ISBN 0-387-95534-8.
- [11] R. N. Mohapatra, J. C. Pati. Left-right gauge symmetry and an isoconjugate model of CP violation. *Phys. Rev. D 11*, 566, 1975.
http://prola.aps.org/abstract/PRD/v11/i3/p566_1.
- [12] T. Rommerskirchen. *Study of Muonic Decays of Doubly Charged Higgs Bosons with the CMS Detector*. PhD thesis, RWTH Aachen, 2006.
- [13] S. Dawson et al. *The Higgs Hunter's Guide*. Basic Books, 1990. ISBN 0-20150-935-0.
- [14] M. Lindner, T. Ohlson, G. Seidl. See-saw Mechanism for Dirac and Majorana Neutrino Masses. *Phys. Rev. D 65*, 053014, 2002.

- [15] S. J. Huber, C.-A. Lee, Q. Shafi. Kaluza-Klein excitations of W and Z at the LHC? *Physics Letters B, Volume 531, Number 1*, 2002.
- [16] L. Ding, W. Ma, C. X. Yue. The new charged gauge boson W' and the subprocess $eq \rightarrow \nu q'$ at $e+e-$ and ep colliders. *Springer 1434-6044*, 2007.
<http://www.springerlink.com/content/at38473444072h15/>.
- [17] T. Rizzo. The determination of the helicity of W' boson couplings at the LHC. *JHEP05(2007)037*, 2007.
<http://www.iop.org/EJ/article/1126-6708/2007/05/038/jhep052007038.pdf>.
- [18] A. Papaefstathiou. Production of New Charged Heavy Vector Bosons at Hadron Colliders. 2008.
- [19] C. Amsler et al. (Particle Data Group). The Review of Particle Physics. *Physics Letters B667, 1*, 2008.
https://pdg.web.cern.ch/pdg/2008/reviews/wprime_s056210.pdf.
- [20] 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>.
- [21] A. Abulencia et al. (CDF Collaboration). Search for W' Boson Decaying to Electron-Neutrino Pairs in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. *FERMILAB-PUB-06-419-E*, 2006.
<http://arxiv.org/abs/hep-ex/0611022>.
- [22] V. M. Abazov et al. (D0 Collaboration). Search for W' Boson Resonances Decaying to a Top Quark and a Bottom Quark. *Phys. Rev. Lett. 100, 211803*, 2008.
<http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/final/TOP/T08D/T08D.pdf>.
- [23] A. Abulencia et al. (CDF Collaboration). W -like Resonances in the $t\bar{b}$ Decay Channel with 1 fb^{-1} . *FERMILAB-PUB-06-419-E*, 2006.
<http://arxiv.org/abs/hep-ex/0611022>.
- [24] T. Hebbeker, K. Hoepfner, C. Hof. Detection of New Heavy Charged Gauge Bosons in the Muon plus Neutrino Channel. *CMS NOTE-2006/117*, 2006.
- [25] M. Bander, G. Beall, A. Soni. Constraint on the Mass Scale of a Left-Right Symmetric Electroweak Theory from the K_L-K_S Mass Difference. *Phys. Rev. Lett. 48, 848*, 1982.
- [26] M. Allet et al. Search for right-handed weak currents in the beta-asymmetry-polarization correlation from $N-12$ decay. *Phys. Rev. B 383*, 1996.
<http://usparc.ihep.su/spires/find/hep/www?j=PHLTA,B383,139>.
- [27] P. Bryant, L. Evans. LHC Machine. *2008 JINST 3 S08001*, 2008.
- [28] D. Brandt et al. Accelerator physics at LEP. *Rep. Prog. Phys. 63 939-1000*, 2000.
- [29] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration). The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *2008 JINST 3 S08003*, 2008.

- [30] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). The CMS experiment at the CERN LHC. *2008 JINST 3 S08004*, 2008.
- [31] A. Augusto Alves Jr et al. (LHCb Collaboration). The LHCb Detector at the LHC. *2008 JINST 3 S08005*, 2008.
- [32] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration). The ALICE experiment at the CERN LHC. *2008 JINST 3 S08002*, 2008.
- [33] Centre national de la recherche scientifique. Les particules européennes. *CNRS Théma*, 2001.
<http://cdsweb.cern.ch/record/42370>.
- [34] O. Brüning, P. Collier. Building a behemoth. *Nature 448*, 285-289, 2007.
- [35] M. Lamont. Estimates of Annual Proton Doses in the LHC, 2005.
<http://doc.cern.ch/cernrep/2004/2004-003-v3/2004-003-v3.html>.
- [36] CMS Collaboration. The Tracker Project - Technical Design Report. CERN/LHCC 98-6 -
http://cmsdoc.cern.ch/cms/TDR/TRACKER/tracker_tdr_files.html, 1998.
- [37] CMS Collaboration. The Electromagnetic Calorimeter - Technical Design Report. CERN/LHCC 97-33 - <http://cmsdoc.cern.ch/cms/TDR/ECAL/ecal.html>, 1997.
- [38] CMS Collaboration. The Hadron Calorimeter Project - Technical Design Report. CERN/LHCC 97-31 -
<http://cmsdoc.cern.ch/cms/TDR/HCAL/hcal.html>, 1997.
- [39] CMS Collaboration. The Muon Project - Technical Design Report. CERN/LHCC 97-32 -
<http://cmsdoc.cern.ch/cms/TDR/MUON/muon.html>, 1997.
- [40] <http://fsp102-cms.de/>, 2008.
- [41] CMS Collaboration. CMS Physics Technical Design Report, Volume I: Detector Performance and Software. *CERN-LHCC-2006-001*, 2006.
http://cmsdoc.cern.ch/cms/cpt/tdr/ptdr1_final_colour.pdf.
- [42] CMS ECAL Collaboration. Intercalibration of the the barrel electromagnetic calorimeter of the CMS experiment at start-up. CMS NOTE-2008/018, 2008.
- [43] G. Anelli et al. (TOTEM Collaboration). The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *2008 JINST 3 S08007*, 2008.
- [44] S. Argirò et al. proposal for a Release Procedure and Development Cycle for CMSSW. CMS IN-2006/036, 2007.
- [45] R. Brun, F. Rademakers. ROOT: An object oriented data analysis framework. *Nucl. Instrum. Meth. A 389*, 81, 1997.
<http://root.cern.ch/>.

- [46] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/SWGuidePAT>.
- [47] C. Kesselman. *The Grid: Blueprint for a New Computing Infrastructure*. The Grid: Blueprint for a New Computing Infrastructure, 1998. ISBN 978-155860-475-9.
- [48] I. Bird et al. (CMS Computing Group). CMS computing: Technical Design Report. http://lcg.web.cern.ch/LCG/tdr/LCG_TDR_v1_04.pdf.
- [49] J. Caballero, P. Garcia-Abia, J. M. Hernandez. Integration and Operational Experience in CMS Monte Carlo Production in LCG. CMS NOTE-2007/016, 2007.
- [50] Fast Simulation Project Definition. <http://beaudett.home.cern.ch/beaudett/FastSimulationProject.pdf>, 2007.
- [51] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/CSA07>.
- [52] B. Stroustrup. *The C++ Programming Language*. Addison-Wesley, 1997. ISBN 978-0-20188-954-3.
- [53] G. van Rossum. *An Introduction to Python*. Network Theory Ltd., 2003. ISBN 978-0-95416-176-7.
- [54] S. Mrenna, T. Sjostrand, P. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175v2>, 2006.
- [55] C. Hof. *Detection of New Heavy Charged Gauge Bosons with the Future CMS Detector*. PhD thesis, RWTH Aachen, 2005.
- [56] D. Acosta et al. The Underlying Event at the LHC. CMS NOTE-2006/067, 2006.
- [57] G. L. Bayatyan et al. CMS TriDAS project : Technical Design Report; 1, the trigger systems. *CERN-LHCC-2000-038 ; CMS-TDR-006-1*, 2000. <http://cdsweb.cern.ch/record/706847>.
- [58] W. Adam et al. (CMS Trigger and Data Acquisition Group). The CMS High Level Trigger. *Eur.Phys.J. C46 (2006) 605-667*, 2006. hep-ex/0512077.
- [59] L1 Trigger Table for CMSSW 1.6.0. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/L1TriggerTable160>, 2008.
- [60] Documentation on CSA07 triggers. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/TSG_24_IX_07, 2008.
- [61] J. Brooke et al. (The HEEP group). Search for massive resonance production decaying into an electron or a photon pair. CMS IN-2007/045, 2007.
- [62] W. Bender et al. Discovery Potential of $W' \rightarrow e\nu$ at CMS. CMS AN-2008/046, 2008.
- [63] S. Baffioni et al. Electron Reconstruction in CMS. CMS NOTE 2006/040, 2006.
- [64] E. A. Albayrak et al. MET Performance in CMS. CMS AN 2007/041, 2007.
- [65] I. Tomalin. b Tagging in CMS. CMS CR-2007/041, 2007.

- [66] E. Meschi et al. Electron Reconstruction in the CMS Elektromagnetic Calorimeter. CMS NOTE 2001/034, 2001.
- [67] C. Charlot, C. Rovelli, Y. Sirois. Reconstruction of Electron Tracks Using Gaussian Sum Filter in CMS. CMS AN 2005/011, 2005.
- [68] R. Frühwirth. Application of Kalman filtering to track and vertex fitting. *Nucl. Instrum. Meth. A* 262, 444, 1987.
[http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(87\)90887-4](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(87)90887-4).
- [69] I. Altsybeev et al. Search for New High-Mass Resonances Deaying to Muon Pairs in the CMS Experiment. CMS AN-2007/038, 2007.
- [70] J. Rohlf, C. Tully. Recommendations for Jet and Missing Transverse Energy Reconstruction Settings ans Systematic Threatment. CMS IN-2006/000, 2006.
- [71] M. Mangano et al. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *HEP 0307, 001*, 2003.
<http://arxiv.org/abs/hep-ph/0206293v2>.
- [72] N. Adam et al. Towards a Measurement of the Inclusive $W \rightarrow e\nu$ and $Z \rightarrow ee$ Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 14$ TeV. CMS AN-2007/026, 2007.
- [73] N. Adam et al. Towards a measurement of the inclusive $W \rightarrow \mu\nu$ and $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 14$ TeV. CMS AN-2007/031, 2007.
- [74] D. Bandurin et al. (The HEEP group). Study of backgrounds to high mass di-electron (Drell-Yan) final states. CMS AN-2008/044, 2008.
- [75] D. Kirkby, W. Verkerke. The RooFit Toolkit for Data Modeling. In Louis Lyons and Muge Karagoz Unel, editors, *Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics and Cosmology*, 2005.
<http://www.physics.ox.ac.uk/phystat05/proceedings/default.htm>.
- [76] R. Hamberg, T. Matsuura, W.L. van Neerven,. A Complete Calculation of the Order α_s^2 Correction to the Drell-Yan K-Faktor. *Nucl. Phys. B* 644, 403, 2002.
- [77] CMS Collaboration. CMS Physics Technical Design Report, Volume II: Physics Performance. *J. Phys. G* 34, 995, 2007.
<http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/34/6/S01>.
- [78] N. De Filippis. Talk: $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ with New Alignment Scenario.
<https://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=25017>, 2007.
- [79] J. Fernandez. Influence of Misalignment Scenarios on Muon Reconstruction.
<https://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=19088>, 2007.
- [80] T. Hebbeker. Skript zur Vorlesung Elementarteilchen 1/2.
http://web.physik.rwth-aachen.de/~hebbeker/home_teaching.html, 1999.

- [81] Les Houches PDF.
<http://projects.hepforge.org/lhapdf/>, 2008.
- [82] W. K. Tung et al. Heavy quark mass effects in deep inelastic scattering and global QCD analysis. *JHEP02 (2007) 053*, 2007.
- [83] K. Melnikov, F. Petriello. Gauge boson production at hadron colliders through $O(\alpha^2)$. *Phys. Rev. D 74 114017*, 2006. [hep-ph/0609070](http://arxiv.org/abs/hep-ph/0609070).
- [84] <http://mcfm.fnal.gov/>.
- [85] R. Bonciani et al. NLL resummation of the heavy-quark hadroproduction cross-section. *Nucl. Phys. B 529, 424*, 1998.
[http://dx.doi.org/10.1016/S0550-3213\(98\)00335-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0550-3213(98)00335-6).
- [86] C. M. Calame et al. Precision electroweak calculation of the charged current Drell-Yan process. *JHEP 0612 (2006) 016*, 2006. [hep-ph/0609170](http://arxiv.org/abs/hep-ph/0609170).
- [87] C. Magass. *Search for new heavy Charged Gauge Bosons*. PhD thesis, RWTH Aachen, 2007.
- [88] G. Cowan. *Statistical Data Analysis*. Oxford University Press, USA, 1998. ISBN 978-0-19850-155-8.
- [89] T. Junk. Confidence level computation for combining searches with small statistics. *Nucl. Instrum. Meth. A 434, 435*, 1999.
<http://arxiv.org/abs/hep-ex/9902006>.
- [90] A. L. Read. Presentation of search results: the CL_s technique. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 28, 2693*, 2002.
<http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/28/10/313>.
- [91] CERN News. LHC re-start scheduled for 2009.
<http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2008/PR10.08E.html>, 2008.

Danksagung

Zuletzt möchte ich noch einige Danksagungen aussprechen. Ganz wichtig sind mir hier meine Eltern, die mich während meiner Studienzeit sowohl moralisch als auch finanziell unterstützt haben. Ohne sie wäre diese Arbeit wohl nicht möglich gewesen. Ebenfalls danke ich meiner Freundin, die mich während meiner Studienzeit begleitet und sehr verständnisvoll meine Arbeit unterstützt hat.

Ich danke Professor Dr. Hebbeker für die intensive Betreuung dieser Diplomarbeit, die keinesfalls selbstverständlich ist, und Professor Dr. Stahl, dass er sich bereiterklärt hat, sich als Zweitkorrektor zur Verfügung zu stellen.

Weiter danke ich Dr. Kerstin Hoepfner für die erfolgreiche Zusammenarbeit bei der Veröffentlichung der Ergebnisse dieser Arbeit im Rahmen einer Analysis-Note im Elektronkanal [62], Dr. Arndt Meyer für die ein oder andere anregende Diskussion und Dr. Markus Merschmeyer für die angenehme Arbeitsatmosphäre und der Durchsicht dieser Arbeit.

Carsten Hof danke ich insbesondere für die technische Hilfe bei der Produktion der Monte-Carlo Ereignisse. Jens Frangenheim danke ich für die Durchsicht dieser Diplomarbeit und Philipp Biallaß und Clemens Zeidler für konstruktive Kritik und der Diskussionen physikalischer Fragestellungen.

Nicht zuletzt danke ich meinen Zimmergenossen Holger Pieta und Stefan Schmitz für die belebende Arbeitsatmosphäre.

Ein letztes Dank gilt dem Aachener Grid-Team für die angenehme Zusammenarbeit bei der Betreuung des lokalen Grid-Clusters.

Literaturverzeichnis

Selbstständigkeitserklärung

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