

Suche des Standardmodell Higgs-Bosons bei der  
assoziierten WH-Produktion mit  $1.47 \text{ fb}^{-1}$  Daten des  
ATLAS-Experimentes am LHC



Masterarbeit der Fakultät für Physik  
der  
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von  
**Tobias Verlage**  
geboren in Greven

München, den 28. September 2011



---

Gutachterin: Prof. Dr. Dorothee Schaile



---

*Für dich, Mama.  
Du wirst in meinem Herzen ewig weiterleben.*



# Zusammenfassung

Der Large Hadron Collider ist ein Teilchenbeschleuniger am CERN, bei dem seit dem 30. März 2010 Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  zur Kollision gebracht werden. Diese Ereignisse lassen sich mittels des ATLAS-Detektors, einem von zwei Universaldetektoren am Large Hadron Collider, beobachten. Eine der Hauptaufgaben des ATLAS-Detektors ist die Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson.

Diese Arbeit beschreibt eine Studie zur Suche des Standardmodell Higgs-Bosons, wobei die Produktion des Higgs-Bosons in Assoziation mit einem Vektor-Boson  $W^\pm$  und der anschließende Zerfall in ein Bottom-Quark-Paar untersucht wird. Hierzu werden aufgezeichnete Daten des ATLAS-Detektors, die einer integrierten Luminosität von  $1.47 \text{ fb}^{-1}$  entsprechen, mit simulierten physikalischen Ereignissen verglichen. Eine auf Schnitten basierende Analyse zur Separation der Signalereignisse von Untergrundprozessen wird vorgestellt. Ferner werden systematische Unsicherheiten bestimmt. Abschließend wird eine obere Ausschlussgrenze der Produktionsrate für ein Standardmodell Higgs-Boson in Abhängigkeit seiner Masse im Bereich von  $110 \text{ GeV}$  bis  $130 \text{ GeV}$  berechnet und diskutiert.

Die stärkste Ausschlussgrenze kann für ein Higgs-Boson mit einer Masse von  $110 \text{ GeV}$  gesetzt werden. Hier kann eine 16-mal größere Produktionsrate als die der Standardmodell-Vorhersage mit einem Confidence Level von 95% ausgeschlossen werden. Für den gesamten untersuchten Massenbereich ergibt sich eine obere Ausschlussgrenze für Higgs-Bosonen mit 16- bis 29-fach erhöhter Standardmodell-Produktionsrate.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>4</b>
2.1	Das Standardmodell . . . . .	4
2.1.1	Die starke Wechselwirkung . . . . .	6
2.1.2	Die elektroschwache Wechselwirkung . . . . .	8
2.1.3	Der Higgs-Mechanismus . . . . .	9
2.1.4	Higgs-Boson-Produktion . . . . .	11
2.1.5	Higgs-Boson-Zerfall . . . . .	14
2.1.6	Untergrundprozesse . . . . .	15
2.1.7	Ausschlussgrenzen für die Masse des Higgs-Bosons . . . . .	17
2.1.7.1	Direkte Messungen . . . . .	18
2.1.7.2	Beschränkungen durch indirekte Messungen . . . . .	19
2.2	Statistische Methoden zur Bestimmung von Ausschlussgrenzen . . . . .	22
2.2.1	$CL_s$ -Methode . . . . .	23
2.2.2	Betrachtung der Unsicherheiten bei der $CL_s$ -Methode . . . . .	26
<b>3</b>	<b>Experimentelle Rahmenbedingungen</b>	<b>28</b>
3.1	Large Hadron Collider . . . . .	28
3.2	ATLAS-Detektor . . . . .	29
3.2.1	Innerer Spurdetektor . . . . .	31
3.2.2	Kalorimeter . . . . .	33
3.2.3	Myonspektrometer . . . . .	34
3.2.4	Triggersystem . . . . .	36
3.3	Simulation und Rekonstruktion physikalischer Objekte . . . . .	37
3.3.1	Monte Carlo Ereignis-Generatoren . . . . .	37
3.3.2	Objekt Rekonstruktion und Identifikation . . . . .	38
3.3.2.1	Elektronen . . . . .	39
3.3.2.2	Myonen . . . . .	40
3.3.2.3	Jets . . . . .	41
3.3.2.4	Bottom-Quark-Jet-Identifikation . . . . .	42
3.3.2.5	Fehlende transversale Energie . . . . .	43
<b>4</b>	<b>Suche nach dem Higgs-Boson</b>	<b>44</b>
4.1	Ereignisselektion . . . . .	44

4.2	Selektion der $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ -Kandidaten . . . . .	47
4.2.1	Vorselektion Teil I . . . . .	47
4.2.1.1	Pileup . . . . .	48
4.2.2	Objekt-Definitionen . . . . .	48
4.2.2.1	Myonen . . . . .	48
4.2.2.2	Elektronen . . . . .	49
4.2.2.3	Jets . . . . .	50
4.2.3	Vorselektion Teil II . . . . .	51
4.2.4	Hauptselektion . . . . .	52
4.2.4.1	Rekonstruktion des $W^\pm$ -Boson-Kandidatens . . . . .	52
4.2.4.2	Rekonstruktion des Higgs-Boson-Kandidatens . . . . .	57
4.2.4.3	Anpassung des Untergrunds bei der invarianten Massen- verteilung der Bottom-Quark-Jets . . . . .	61
4.3	Systematische Unsicherheiten . . . . .	65
4.3.1	Theoretische Unsicherheiten . . . . .	65
4.3.2	Experimentell bedingte Unsicherheiten . . . . .	66
4.4	Berechnung der oberen Ausschlussgrenzen . . . . .	70
4.5	Ausschlussgrenzen der Higgs-Boson-Produktion . . . . .	72
<b>5</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>74</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>77</b>

# 1 Einleitung

Die Frage nach dem Aufbau der Materie beschäftigt die Menschheit schon seit Urzeiten. Der griechische Naturphilosoph Demokrit postulierte bereits etwa 400 v. Chr., dass die Welt aus gleichen, kleinen und unteilbaren Grundbausteinen (gr. "atomos") besteht. Es dauerte jedoch mehr als 2000 Jahre, ehe diese Theorie mittels wissenschaftlicher Experimente ihre Bestätigung fand. Im Jahre 1860 bewiesen die Chemiker Meyer und Mendelejew die Existenz einzelner Atome und stellten das Periodensystem der Elemente auf.

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts musste jedoch die Theorie weiterentwickelt werden. Durch Experimente wie dem Rutherford'schen Streuversuch und der Kernspaltung erkannte man, dass Atome selbst aus kleineren Bausteinen aufgebaut sind. Es entstanden detaillierte Modelle des Atoms und des Atomkerns.

Beschleunigerexperimente, bei denen man hochenergetische Teilchen kollidieren lässt, eröffneten in den 60ern Jahren des 20. Jahrhunderts neue Erkenntnisse über die Zusammensetzung der Materie, ihren Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen. Die neuen Entdeckungen gaben Anlass zur weiteren Modifizierung der Theorie. Das Standardmodell wurde geboren. Der Aufbau der hadronischen Materie und der Atome wird dabei durch drei Quark- und Leptonenfamilien beschrieben. Das Standardmodell war nicht nur in der Lage, die aus den Experimenten bekannten Teilchen zu erklären, sondern machte auch Vorhersagen über bislang unbekannte Teilchen, die in späteren Experimenten mit Teilchenbeschleunigern bei höheren Energien nachgewiesen wurden. Zusammen mit den Gluonen, Photonen, sowie den Vektor-Bosonen  $Z^0$ ,  $W^+$  und  $W^-$ , die als Austauscheteilchen für die starke, elektromagnetische bzw. schwache Wechselwirkung verantwortlich sind, ergab sich eine geschlossene Beschreibung der Teilchenphysik.

Dennoch vermag das Standardmodell die offene Frage nach den Massen der Vektor-

---

Bosonen und Quarks nicht zu beantworten. Einen möglichen Mechanismus zur Klärung dieses Problems bietet die spontane Symmetriebrechung. Dies führt zugleich zu mindestens einem neuen Teilchen, dem so genannten Higgs-Boson.

Durch den Bau des Large Hadron Colliders (LHC), einem Proton-Proton Speicherring, am CERN, ist es möglich in neue Bereiche der Teilchenphysik vorzustoßen. Seit dem 30. März 2010 können die ersten Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $7\text{ TeV}^1$  mittels Detektoren beobachtet werden. Die beiden größten Detektoren am LHC sind ATLAS und CMS. Die Suche nach dem Higgs-Boson ist eine der zentralen Aufgabenstellungen am LHC. Sofern das Standardmodell Higgs-Boson existiert, wird es in den ersten Jahren des Betriebs entdeckt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die ersten Daten des ATLAS-Experimentes aus dem Jahr 2011 ausgewertet. Die Produktion des Standardmodell Higgs-Bosons in Assoziation mit einem  $W^\pm$ -Boson und der anschließende Zerfall in ein Bottom-Quark-Paar wird untersucht. Dies ist der dominante Zerfallskanal für ein Higgs-Boson mit einer Masse ( $m_H$ ) im Bereich kleiner als  $135\text{ GeV}$ . Da die aufgenommene Datenmenge für eine Entdeckung noch zu gering ist, wird eine obere Ausschlussgrenze der Higgs-Boson-Produktionsrate im Massenbereich zwischen  $110\text{ GeV} < m_H < 130\text{ GeV}$  bestimmt.

Die Arbeit beginnt mit einer kurzen Einführung in die Theorie des Standardmodells. Der Fokus liegt hierbei auf der Erweiterung des Standardmodells durch den Higgs-Mechanismus. Produktions- und Zerfallskanäle des Higgs-Bosons am LHC werden präsentiert. Zudem werden physikalische Untergrundprozesse vorgestellt, die im ATLAS-Detektor eine dem Higgs-Boson ähnelnde Signatur hinterlassen können. Aktuelle Ausschlussgrenzen für die Masse des Higgs-Bosons werden aufgezeigt. Der theoretische Teil der Arbeit wird mit der Beschreibung statistischer Methoden zur Bestimmung von Ausschlussgrenzen komplettiert.

Das dritte Kapitel stellt den Large Hadron Collider näher vor und beschreibt den Aufbau und die Funktionsweise des ATLAS-Detektors.

Die Analyse, bei der das Ziel verfolgt wird Ereignisse der Higgs-Boson-Produktion möglichst deutlich von physikalischen Untergrundprozessen zu trennen, wird in Kapitel vier

---

<sup>1</sup>In dieser Arbeit wird das System der natürlichen Einheiten genutzt. Die Naturkonstanten, Lichtgeschwindigkeit  $c$  und das Wirkungsquantum  $\hbar$ , werden gleich 1 und dimensionslos gewählt.

---

dargelegt. Simulierte physikalische Ereignisse werden mit aufgezeichneten Daten, die einer integrierten Luminosität von  $1.47 \text{ fb}^{-1}$  entsprechen, verglichen. Die Selektion basiert auf Schnitten auf die kinematischen Eigenschaften physikalischer Objekte, die zunächst das  $W^\pm$ -Boson mittels eines Myons oder Elektrons und einem Neutrino<sup>2</sup> rekonstruieren soll. Anschließend wird versucht, den hadronischen Zerfall des Higgs-Bosons zu rekonstruieren. Hierzu wird nach Ereignissen mit genau zwei Jets gesucht. Beide Jets müssen darüber hinaus jeweils aus der Hadronisierung eines Bottom-Quarks entstanden sein. Die invariante Masse des Jet-Paares verkörpert die Masse des Higgs-Bosons. Ferner werden im vierten Kapitel die Auswirkungen der systematischen Unsicherheiten aufgrund der Theorie und der Messung mittels des ATLAS-Detektors auf die Analyse eruiert. Abschließend wird auf die Vorgehensweise zur Bestimmung der Ausschlussgrenzen des Higgs-Bosons eingegangen.

Im fünften Kapitel werden die Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst und im Kontext der Higgs-Boson-Suche am LHC diskutiert.

Studien im Rahmen dieser Arbeit sind Bestandteil einer öffentlichen *ATLAS-Note* [1], die auf der Konferenz der European Physical Society im Jahr 2011 vorgestellt wurde.

---

<sup>2</sup>Da Neutrinos im ATLAS-Detektor nur gering mit Materie wechselwirken, können diese nicht direkt detektiert werden. Vielmehr werden sie als fehlende transversale Energie rekonstruiert.

# 2 Theorie

## 2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) [2, 3, 4] spiegelt unser heutiges Verständnis der Materie und die Wechselwirkungen ihrer Konstituenten wider. Hierbei können die kleinsten Bausteine der Materie, die Elementarteilchen, anhand ihres Spins in zwei Gruppen unterteilt werden. Der Spin von Teilchen ist quantisiert und kann daher nur als halb- oder ganzzahliges Vielfaches des Wirkungsquantums  $\hbar$  auftreten. Teilchen mit halbzahligen Spin, sogenannte Fermionen, beschreiben die Materie. Bosonen, Teilchen mit ganzzahligem Spin, vermitteln die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen und werden daher Austauschteilchen genannt. Das SM beschreibt drei der vier bekannten fundamentalen Wechselwirkungen. Diese sind die elektromagnetische, die schwache sowie die starke Wechselwirkung, dessen Austauschteilchen in der Tabelle 2.1 dargestellt sind. Die vierte fundamentale Wechselwirkung ist die Gravitation. Diese Kraft ist etwa vierzig Größenordnungen schwächer als die anderen drei Grundkräfte und kann hier vernachlässigt werden.

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Masse[GeV]	Reichweite [m]
elektromagnetische schwache	Photon $\gamma$	0	$\infty$
	Eichbosonen $W^\pm$	$80.399 \pm 0.023$	$10^{-18}$
	Eichboson $Z^0$	$91.1876 \pm 0.0021$	$10^{-18}$
starke	Gluonen g	0	$10^{-15}$

Tabelle 2.1: Wechselwirkungen, Austauschteilchen des Standardmodells und deren Eigenschaften [5].

Fermionen können in Leptonen und Quarks unterteilt werden. Diese sind wiederum in drei Familien gegliedert. Bei den Leptonen unterscheidet man zwischen dem elektromagnetisch geladenen Elektron  $e$ , Myon  $\mu$  und Tauon  $\tau$  und den Neutrinos  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  und  $\nu_\tau$ , welche keine elektromagnetische Ladung besitzen. Zusammen bilden diese Isospin-Dubletts:

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Die Isospin-Dubletts der Quarkfamilien sind:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Aus den Quarks lassen sich Hadronen<sup>1</sup> bilden, welche in der Natur beobachtet werden können.

Das Verhalten der Elementarteilchen wird im SM mithilfe der Quantenfeldtheorie beschrieben. Hierbei werden die Elementarteilchen als Felder in der Raumzeit dargestellt, die nur diskreten Änderungen ihrer physikalischen Größen unterliegen. Des Weiteren gehorcht das SM der speziellen Relativitätstheorie.

Das SM basiert auf einer  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Gruppe, wobei die Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen, Eigenzustände der  $SU(3)_C$ -Untergruppe sind. Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung können als elektroschwache Wechselwirkung vereinheitlicht und mit der Untergruppe  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  dargestellt werden.

---

<sup>1</sup>Hadronen bezeichnen sowohl Mesonen als auch Baryonen. Erstgenannte sind Zustände, die aus einem Quark-Anti-Quark-Paar bestehen, während Baryonen Drei-Quark-Zustände sind.

### 2.1.1 Die starke Wechselwirkung

Die zugrundeliegende Theorie der starken Wechselwirkung ist die Quanten-Chromodynamik (QCD). Mathematisch kann die QCD als lokale, eichinvariante  $SU(3)$ -Gruppe formuliert werden, die auf alle Teilchen mit Farbladung wirkt. Jedes Quark besitzt eines von drei Farbladungen<sup>2</sup>, die als sogenanntes Farb-Triplett zusammengefasst werden. Zum Beispiel:

$$u = \begin{pmatrix} u_r \\ u_g \\ u_b \end{pmatrix},$$

wobei jede Komponente wiederum einen vier-dimensionalen Dirac-Spinor darstellt.

Die lokale Eichinvarianz benötigt acht Eichfelder. Dies führt zu acht unabhängigen Gluonen, die die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung repräsentieren. Gluonen tragen selbst Farbladungen und können daher auch untereinander wechselwirken.

Zwei wesentliche Aspekte der QCD sind das Confinement<sup>3</sup> sowie die asymptotische Freiheit, die beide auf die Energie- bzw. Abstandsabhängigkeit der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  zurückzuführen sind. Bei hohen Energien, was gleichbedeutend mit einem geringen Abstand der wechselwirkenden Teilchen ist, ist die Kopplungsstärke  $\alpha_s$  sehr klein. Hingegen wird die Kopplungsstärke  $\alpha_s$  bei zunehmendem Abstand immer größer.

#### Confinement

In der Natur konnten bisher nur farbneutrale Mesonen und Baryonen beobachtet werden. Die Kopplungsstärke zweier farbgeladener Teilchen erhöht sich deutlich mit wachsendem Abstand. Bei dem Versuch farbgeladene Teilchen zu trennen, muss mit zunehmendem Abstand immer mehr Energie aufgebracht werden. Übertrifft die zur Verfügung gestellte Energie jedoch einen bestimmten Schwellwert, so werden Quark-Anti-Quark-Paare

<sup>2</sup>Die Farbladungen werden üblicherweise als  $r(ot)$ ,  $g(rün)$  und  $b(lau)$  bezeichnet. Jeder Farbladung steht eine Anti-Farbladung  $\bar{r}$ ,  $\bar{g}$ ,  $\bar{b}$  entgegen.

<sup>3</sup>dt. Einsperrung



produziert. Hieraus folgt, dass farbgeladene Teilchen nicht einzeln existieren können, sondern nur als farbneutrale Objekte vorgefunden werden.

Dieser Umstand erlaubt es also nicht, einzelne Quarks, die bei einer Proton-Proton-Kollision entstehen, zu beobachten. Der Prozess der Bildung von farbneutralen Hadronen durch farbgeladene Quarks und Gluonen wird als Hadronisierung [6] bezeichnet. Ein Modell der Hadronisierung ist schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt. Quarks strahlen Gluonen ab, welche wiederum in Quark-Anti-Quark-Paare zerfallen. Benachbarte Quark-Anti-Quark-Paare können einen Farb-Singulett-Cluster bilden. Diese Cluster zerfallen anschließend in Hadronen.

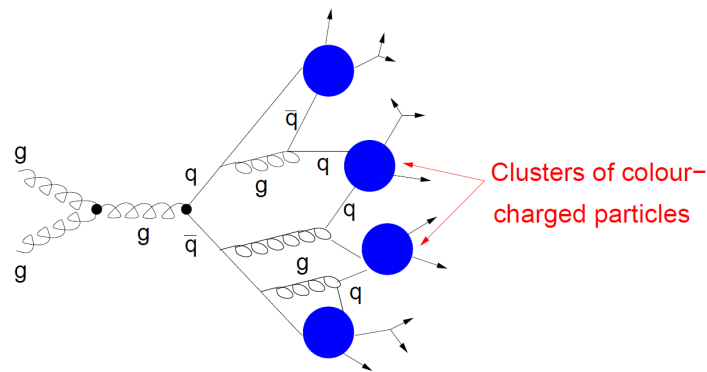


Abbildung 2.1: Hadronisierung im Cluster-Modell [7].

### Asymptotische Freiheit

Ein gegenteiliges Verhalten ist für Quarks und Gluonen bei geringen Abständen zu beobachten. Dies impliziert, dass sich Quarks bei hohen Energien nahezu frei in Mesonen und Baryonen bewegen können. Bei hochenergetischen Proton-Proton-Kollisionen stoßen einzelne Partonen der Protonen aufeinander. Berechnungen solcher Wechselwirkungen lassen sich durch die sehr hohen Energien und somit der sehr geringen Kopplungsstärke  $\alpha_s$  deutlich vereinfachen. Es ist möglich diese Interaktionen näherungsweise mit der Störungsrechnungstheorie zu beschreiben.

## 2.1.2 Die elektroschwache Wechselwirkung

Die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung [8] vereinheitlicht die elektromagnetische und schwache Kraft. Entwickelt im Jahr 1967 von Sheldon Glashow, Abdus Salam und Steven Weinberg, konnte die Theorie mit einer Vielzahl von Experimenten, wie etwa mit der Entdeckung des Charm-Quarks [9, 10], bestätigt werden.

Grundlage der elektroschwachen Theorie ist die Beschreibung der Wechselwirkung anhand der  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  - Symmetriegruppe. Mit der speziellen unitären Gruppe  $SU(2)_L$  kann die Wechselwirkung bezüglich des schwachen Isospins beschrieben werden, wobei der Index  $L$  andeutet, dass ausschließlich linkshändige Teilchen dieser unterliegen. Die unitäre  $U(1)_Y$  - Gruppe kennzeichnet die Wechselwirkung hinsichtlich der schwachen Hyperladung  $Y^4$ .

Man benötigt für die Beschreibung der elektroschwachen Wechselwirkung vier Eichfelder um die lokale Eichinvarianz zu wahren. Hieraus ergeben sich, analog zur QCD, Eichbosonen. Ohne eine spontane Symmetriebrechung lassen sich diese als ein Isospintriplett  $W_\mu^{1,2,3}$  und einem Isospinsingulett  $B_\mu$  darstellen. Diese Eichfelder lassen sich jedoch nicht direkt in der Natur beobachten. Ferner bilden die beiden neutralen Felder  $B_\mu$  und  $W_\mu^3$  die Zustände.

$$A_\mu = B_\mu \cos(\theta_W) + W_\mu^3 \sin(\theta_W), \quad Z_\mu = B_\mu \sin(\theta_W) + W_\mu^3 \cos(\theta_W)$$

Der Winkel  $\theta_W$  wird als Weinberg- oder elektroschwacher Mischungswinkel bezeichnet. Das Feld  $A_\mu$  kann als Photon-Feld identifiziert werden, während das  $Z_\mu$ -Feld das  $Z^0$ -Boson repräsentiert. Die geladenen Bosonen  $W^\pm$  entstehen aus der Superposition der beiden Felder  $W_\mu^{1,2}$ . Im Gegensatz zu Photonen und Gluonen, besitzen Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$  eine große Masse (siehe Tabelle 2.1) [11, 12]. Dies führt jedoch zu einem Problem, welches anhand der Lagrange-Dichte-Funktion des Standardmodells im Folgenden näher gebracht werden soll.

---

<sup>4</sup>Die schwache Hyperladung ist definiert als  $Y = 2(Q - T_z)$ , wobei  $Q$  die elektrische Ladung und  $T_z$  die dritte Komponente des schwachen Isospins widerspiegelt.

### Lagrange-Funktion des Standardmodells

Ohne Massenterme können alle Wechselwirkungen des Standardmodells mithilfe der folgenden Lagrange-Dichte-Funktion beschrieben werden:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & -\frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}\vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^{\alpha}G^{\alpha\mu\nu} \\
& + \bar{L}\gamma^{\mu}(i\partial_{\mu} - \frac{1}{2}g\tau_i W_{\mu}^i - g'\frac{Y}{2}B_{\mu})L \\
& + \bar{R}\gamma^{\mu}(i\partial_{\mu} - g'\frac{Y}{2}B_{\mu})R \\
& + g_s(\bar{q}\gamma^{\mu}T_{\alpha}q)G_{\mu}^{\alpha}
\end{aligned} \tag{2.1}$$

Die erste Zeile der Gleichung 2.1 beschreibt die kinematische Energie und die Selbstwechselwirkung der  $W^{\pm}$ -,  $Z^0$ -Bosonen, der Photonen und der Gluonen; die zweite und dritte Zeile die kinetische Energie der Leptonen und Quarks, sowie deren Wechselwirkung mit  $W^{\pm}$ -,  $Z^0$ -Bosonen und Photonen. Die Interaktionen der Quarks mit den Gluonen wird in der letzten Zeile der Gleichung 2.1 mathematisch beschrieben. Erweitert man nun die Lagrange-Dichte-Funktion um einen Massenterm der Form  $m^2 A_{\mu}A^{\mu}$ , um die Eichbosonen mit Masse zu versehen, wird die lokale Eichinvarianz der Theorie verletzt. Diese ist jedoch ein essentieller Baustein der elektroschwachen Theorie. Eine Lösung für dieses Problem formulierten unabhängig voneinander Peter Higgs, François Englert und Robert Brout sowie Gerald Guralnik, Carl Richard Hagen und Thomas Kibble im Jahre 1964, indem sie eine spontane Symmetriebrechung der elektroschwachen Eichtheorie einführen.

### 2.1.3 Der Higgs-Mechanismus

Der Higgs-Mechanismus [13, 14] ist eine Theorie mit deren Hilfe den Bosonen und Fermionen eine Masse verliehen werden kann, ohne dass die Eichinvarianz der elektroschwachen Theorie verletzt wird. Dies geschieht durch eine spontane Symmetriebrechung. Hierbei wird ein zusätzliches Feld eingeführt, welches sowohl mit den anderen Feldern als auch mit sich selbst wechselwirkt. Eine einfache Wahl für ein solches Feld ist ein komplexes skalares SU(2)-Dublett:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \tag{2.2}$$

wobei  $\phi_i$  reelle Felder sind. Für die Lagrange-Dichte-Funktion des Standardmodells ergeben sich folgende Zusatzterme:

$$\mathcal{L}_H = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.3)$$

Der erste Teil der Gleichung 2.3,  $(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi)$ , beschreibt die kinetische Energie des Higgs-Feldes, sowie die Wechselwirkung mit den Bosonen. Der zweite Teil spiegelt die potentielle Energie  $V(\phi^\dagger \phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$  der Lagrange-Dichte-Funktion wider, welche frei gewählt werden kann.

Das Produkt

$$\phi^\dagger \phi = (\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) \quad (2.4)$$

(und somit auch  $V(\phi^\dagger \phi)$ ) ist invariant unter Transformationen der  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Gruppe. Da auch der kinetische Term  $(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi)$  eichinvariant ist, folgt Gleiches für  $\mathcal{L}_H$  bzw. für die Lagrange-Dichte-Funktion  $\mathcal{L}_{SM}$  des Standardmodells.

Das Minimum der potentiellen Energie ist, wie in Abbildung 2.2 dargestellt, ein Kreis mit einem Mittelpunkt im Ursprung und einem Radius:

$$r = |\phi_{min}| = \sqrt{\phi_+^2 + \phi_0^2} := \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (2.5)$$

Daraus folgt, dass der Grundzustand des Feldes  $\phi$  den Wert  $\frac{v}{\sqrt{2}}$  besitzt mit  $v = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}}$ . In der Feldtheorie beschreibt der Vakuumerwartungswert den Grundzustand des Systems und Anregungszustände werden als Teilchen identifiziert. Durch die Auslenkung der Lagrange-Dichte-Funktion nahe des Minimums in radialer und longitudinaler Richtung um  $v$  können Felder für massive Teilchen, wie für die Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$ , definiert werden. Des Weiteren kann ein Anregungszustand mit dem Masseterm  $m_H = \sqrt{2\lambda}v^2$  beobachtet werden. Das dazugehörige Teilchen wird als Higgs-Boson bezeichnet. Die Ausbreitung in Richtung des Minimums benötigt keine weitere Kraft und kann daher mit masselosen Feldern, den sogenannten Goldstone-Bosonen [16], assoziiert werden. Durch die geschickte Wahl der Eichung verschwinden diese Felder jedoch und gehen in einen weiteren Freiheitsgrad der Eichbosonen über.

Um die Theorie des Higgs-Mechanismus verifizieren zu können, müssen auch in der Natur Higgs-Bosonen beobachtet werden. Die Suche nach diesen Teilchen ist (und war)

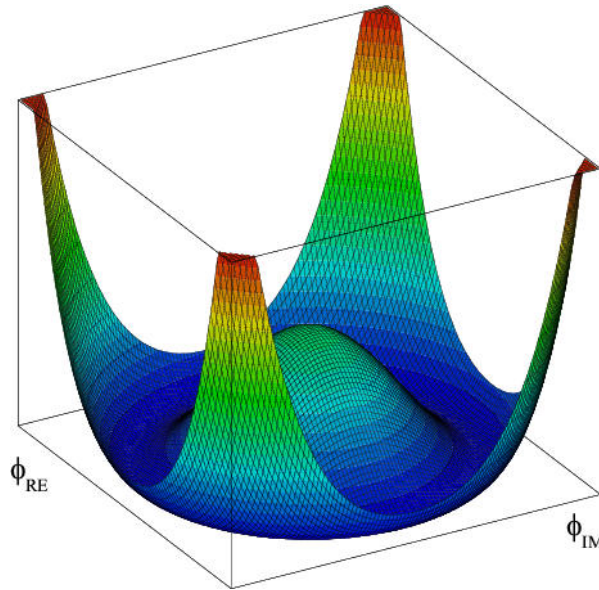


Abbildung 2.2: Das Higgs-Potential [15].

eine der Hauptaufgaben der hochenergetischen Teilchenbeschleuniger-Experimente. Die Masse des Higgs-Bosons ist abhängig von den Parametern  $\lambda$  und  $v$ . Während  $v$  mithilfe der Massen der Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$  bestimmt werden kann, ist der Parameter  $\lambda$  des Potentials von  $\phi$  unbekannt. Daraus folgt, dass auch die Masse des Higgs-Bosons nicht direkt berechnet werden kann. Eine Vielzahl von Experimenten befassen bzw. befassten sich mit der Suche nach dem Higgs-Boson. Bislang konnte die Existenz nicht nachgewiesen werden, jedoch bereits Higgs-Bosonen in einem großen Massenbereich ausgeschlossen werden (siehe Abschnitt 2.1.7).

### 2.1.4 Higgs-Boson-Produktion

Die Produktionsrate des Standardmodell Higgs-Bosons am LHC ist abhängig von der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  des Beschleunigers, sowie von der Masse  $m_H$  des Higgs-Bosons. In Abbildung 2.3 sind die Wirkungsquerschnitte der unterschiedlichen Produktionskanäle des Higgs-Bosons in Abhängigkeit seiner Masse für die aktuelle Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  zusammengefasst. Insgesamt kann zwischen vier Kanälen unterschieden werden [17]:

- **Gluon-Gluon-Fusion:**

Der Prozess in Abbildung 2.4a illustriert die Gluon-Gluon-Fusion, bei der das

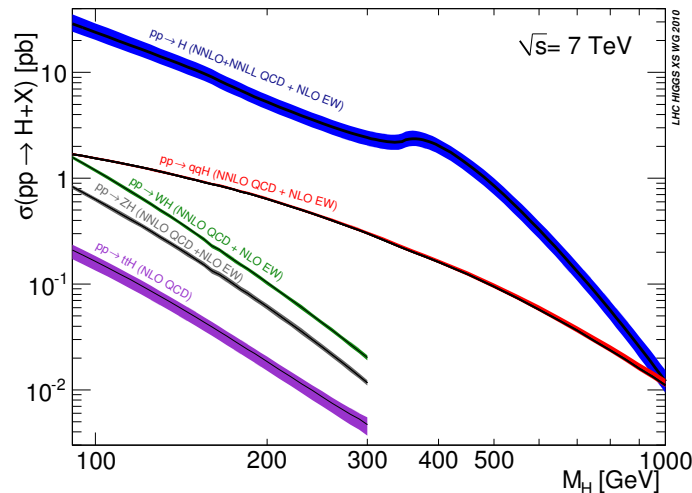


Abbildung 2.3: Wirkungsquerschnitte der unterschiedlichen Higgs-Boson-Produktionskanäle am LHC als Funktion der Higgs-Boson-Masse  $M_H$  [17].

Higgs-Boson mithilfe einer Quark-Schleife (überwiegend Top-Quark-Schleife) durch zwei Gluonen entsteht. Am Large Hadron Collider ist dieser Kanal der dominante Produktionsweg eines Higgs-Bosons. Der Wirkungsquerschnitt beträgt circa 16.6 pb bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 120$  GeV. Bei der Gluon-Gluon-Fusion entstehen meist keine weiteren Teilchen<sup>5</sup> neben dem Higgs-Boson.

- **Vektor-Boson-Fusion:**

Hierbei entsteht das Higgs-Boson durch die Fusion eines  $W^+W^-$ - bzw. eines  $Z^0$ -Paares (Abbildung 2.4b). Quarks, die von Vektor-Bosonen abstrahlen werden, hadronisieren und können im Detektor als Jets rekonstruiert werden. Mit einem Wirkungsquerschnitt von 1.26 pb bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 120$  GeV ist dieser Produktionskanal der zweitgrößte am LHC.

- **Assoziierte Vektor-Boson-Produktion:**

Das Higgs-Boson wird durch Abstrahlung, auch Higgs-Strahlung genannt, von einem Vektor-Boson  $W^\pm$  oder  $Z^0$  produziert (Abbildung 2.4c). Der Wirkungsquerschnitt der Higgs-Boson-Produktion in Assoziation mit einem  $W^\pm$ -Boson ist mit 0.66 pb (ebenfalls bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 120$  GeV) etwa doppelt so groß wie der Wirkungsquerschnitt der ZH-Produktion.

<sup>5</sup>Teilchen mit geringen Impulsen können zum Beispiel durch das Underlying Event sehr wohl entstehen, werden aber größtenteils bei der Ereignisrekonstruktion nicht dem physikalisch interessanten Prozess zugeordnet.

- **Assoziierte Top-Quark-Produktion:**

Dieser Kanal hat den kleinsten Wirkungsquerschnitt der Higgs-Boson-Produktionskanäle. Zwei Gluonen spalten sich jeweils in ein Top-Anti-Top-Quark-Paar auf, wobei zwei dieser Quarks zu einem Higgs-Boson annihilieren (vergleiche Abbildung 2.4d). Die anderen beiden Top-Quarks zerfallen. Die Zerfallsprodukte hadronisieren anschließend und können als Jets rekonstruiert werden.

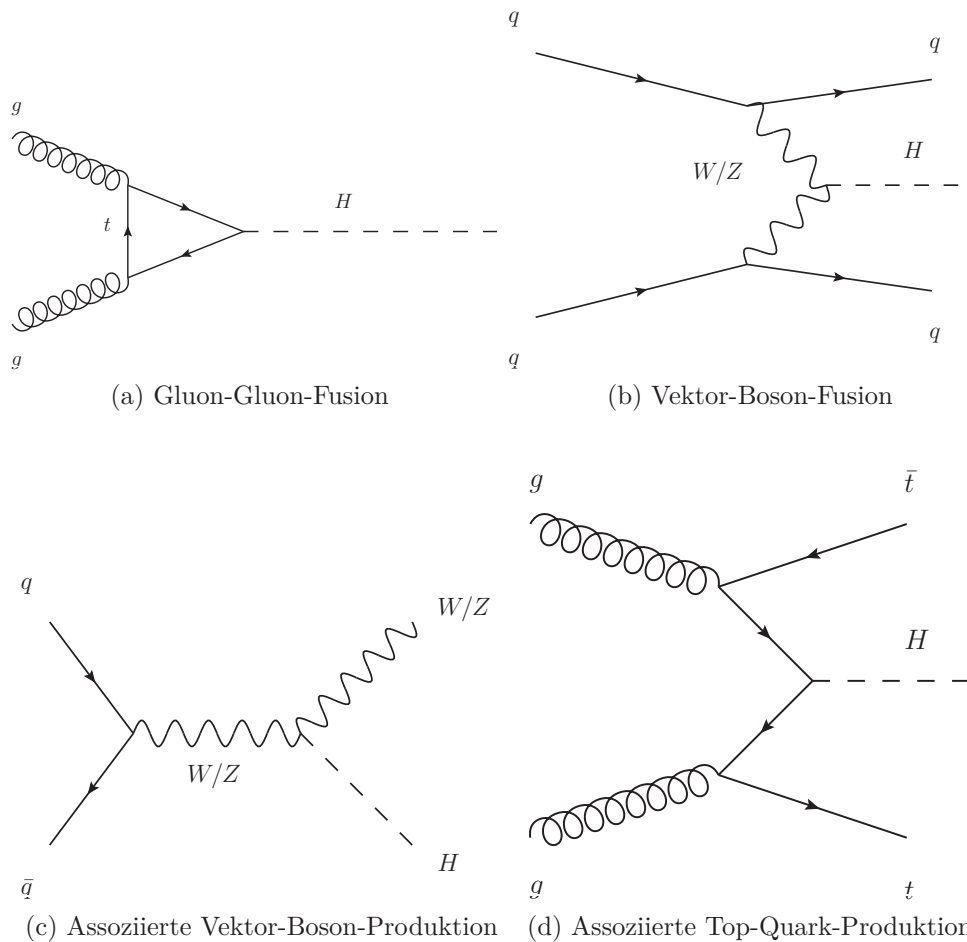


Abbildung 2.4: Feynman Diagramme der Higgs-Boson-Produktion.

### 2.1.5 Higgs-Boson-Zerfall

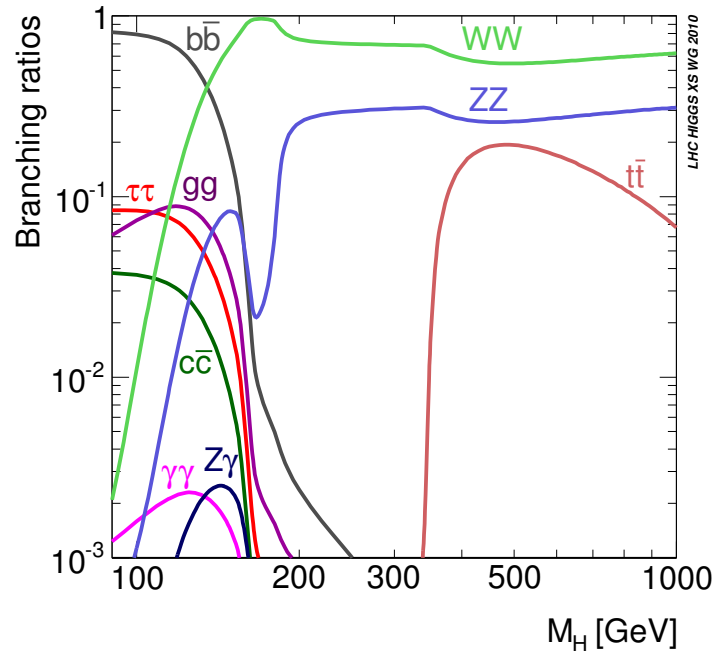


Abbildung 2.5: Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Boson-Zerfalls in Abhängigkeit der Higgs-Boson-Masse  $M_H$  [17].

Die Zerfallsraten des Higgs-Bosons in Abhängigkeit seiner Masse  $m_H$  sind in Abbildung 2.5 illustriert. Im Allgemeinen sind die Verzweigungsverhältnisse proportional zum Quadrat der Massen der Zerfallsprodukte. Daher ist im niedrigen Massenbereich,  $100 \text{ GeV} < m_H < 130 \text{ GeV}$ , der Zerfall des Higgs-Bosons in ein Bottom-Quark-Paar,  $H \rightarrow b\bar{b}$ , dominant. Dieser Zerfallskanal ist jedoch sehr schwer zu untersuchen, da eine Großzahl von anderen physikalischen Prozessen einen vergleichbaren Endzustand im Detektor erzeugen kann.

Deutlich weniger Untergrund hat der Zerfall des Higgs-Bosons in zwei Photonen,  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Trotz des vergleichsweise geringen Verzweigungsverhältnisses ist in diesem Kanal das Potential ein leichtes Higgs-Boson ( $m_H < 130 \text{ GeV}$ ) zu entdecken, am größten.

Der Zerfall in ein  $Z^0$ -Boson-Paar,  $H \rightarrow Z^0 Z^0$ , welches anschließend leptonisch zerfällt, bietet eine sehr klare Signatur und ist daher eine gute Möglichkeit das Higgs-Boson in dem Massenbereich  $m_H > 180 \text{ GeV}$  zu entdecken.

Der Zerfall in zwei  $W^\pm$ -Bosonen ist dominant ab einer Higgs-Masse von  $m_H > 130 \text{ GeV}$ .



Der dileptonische Zerfall des  $W^\pm$ -Boson-Paares bietet ebenfalls eine klare Signatur und somit ein hohes Entdeckungspotential für ein Higgs-Boson. Aber auch der semileptonische Zerfall des  $W^\pm$ -Boson-Paares bietet eine gute Möglichkeit zur Higgs-Boson-Suche, wengleich der Untergrund deutlich größer ist.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Suche nach einem leichten Higgs-Boson, daher wird der Zerfall in ein Bottom-Quark-Paar näher untersucht. Um den hadronischen Zerfall deutlicher vom zahlreichen Untergrund zu separieren, wird die Higgs-Boson-Produktion in Assoziation mit einem  $W^\pm$ -Boson untersucht, welches leptonisch<sup>6</sup> zerfällt. Hierdurch erlangt man eine vergleichsweise deutliche Signatur. In Tabelle 2.2 sind die Wirkungsquerschnitte der assoziierten WH-Produktion am LHC bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  sowie die Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons in ein Bottom-Quark-Paar in Abhängigkeit der Higgs-Masse  $m_H$  zusammengefasst.

$m_H$ [GeV]	100	110	120	130
$\sigma_{WH}$ [pb]	1.186	0.8754	0.6561	0.5008
$H \rightarrow b\bar{b}$	0.791	0.745	0.649	0.494

Tabelle 2.2: Wirkungsquerschnitt der Produktion des Higgs-Bosons in Assoziation mit einem  $W^\pm$ -Boson, berechnet bis NNLO QCD und NLO EW, sowie die Verzweigungsverhältnisse des Zerfalls in ein Bottom-Quark-Paar, jeweils in Abhängigkeit der Masse des Higgs-Bosons  $m_H$  [17].

### 2.1.6 Untergrundprozesse

Neben dem zu untersuchenden Prozess hinterlassen weitere physikalische Prozesse eine ähnliche Signatur im Detektor. Im Folgenden soll daher kurz auf die wichtigsten Untergrundprozesse eingegangen werden.

#### **W+Jets:**

Einer der dominanten Untergrundkomponenten der Analyse  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  ist die W+Jets-Produktion, bei der das  $W^\pm$ -Boson leptonisch zerfällt. Jets können zum Beispiel durch eine Gluonabstrahlung entstehen. Zerfällt ein solches Gluon in ein Bottom-Quark-Paar,

<sup>6</sup>Der Zerfall  $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ , wobei das  $\tau$ -Lepton hadronisch zerfällt, wird nicht explizit betrachtet.

hat dieses Ereignis die gleiche Signatur wie ein Signalereignis. Aber auch Jets aus anderen Quarks oder Gluonen können fälschlicherweise als Bottom-Quark-Jets identifiziert werden.

### **Z+Jets:**

Ein weiterer wichtiger Untergrund ist die Produktion von einem  $Z^0$ -Boson, welches leptonic zerfällt. Wird hierbei nur eines der beiden Leptonen identifiziert, gleicht dies einem  $W^\pm$ -Boson-Zerfall. Das nicht rekonstruierte Lepton täuscht das Neutrino des  $W^\pm$ -Boson-Zerfalls vor. Neutrinos können nicht direkt mit dem ATLAS-Detektor gemessen werden. Vielmehr wird mittels aller detektierten Teilchen eine fehlende transversale Energie berechnet (Details siehe Abschnitt 3.3.2.5), die indirekt die Energie von Neutrinos darstellt. Bei der Nichtrekonstruktion eines Leptons entsteht fehlende transversale Energie. Analog zum Untergrund W+Jets können Jets aus Gluonabstrahlung entstehen.

### **$t\bar{t}$ -Produktion:**

Top-Quarks zerfallen fast ausschließlich in ein  $W^\pm$ -Boson und ein Bottom-Quark. Bei dem Zerfall eines Top-Quark-Paares muss mindestens eines der beiden  $W^\pm$ -Bosonen leptonic zerfallen um die Signatur nachzubilden. Die Produktionsrate eines Top-Quark-Paares mit semi- oder dileptonischem Zerfall der  $W^\pm$ -Bosonen ist mit  $\sigma_{t\bar{t}} = 164.4 \text{ pb}$  100 bis 200 mal größer als die Rate der Higgs-Boson-Produktion. Eine gute Methode zur Unterdrückung des semileptonischen Zerfalls des  $t\bar{t}$ -Untergrundes ist die Einschränkung auf genau zwei Jets im Endzustand, da Zerfälle von Top-Quark-Paaren in der Regel eine höhere Jetmultiplizität aufweisen. Der dileptonische Zerfall kann durch die Abfrage von exakt einem Lepton deutlich unterdrückt werden.

### **Einzel-Top-Quark-Produktion:**

Wie bereits bei der  $t\bar{t}$ -Produktion beschrieben, zerfallen Top-Quarks überwiegend in ein  $W^\pm$ -Boson und ein Bottom-Quark. Durch Quarks des Anfangszustandes und Gluonabstrahlung, aus denen Jets entstehen, kann die Signatur nachgeahmt werden. Der hadronische Zerfall eines virtuellen  $W^\pm$ -Bosons in ein Bottom- und ein Top-Quark, welches anschließend in ein  $W^\pm$ -Boson und ein Bottom-Quark zerfällt, imitiert ebenfalls die gesuchte Signatur.

**QCD-Multijet-Produktion:**

Die Multijet-Produktion kann einen Untergrund zum WH-Signal formen, indem Konstituenten eines Jets fälschlicherweise als Lepton identifiziert werden. Außerdem können semileptonische Zerfälle eines aus schweren Quarks bestehenden Hadrons einen Anteil zum Untergrund liefern. Das Neutrino aus dem  $W^\pm$ -Boson-Zerfall des Signals, welches nur indirekt über die fehlende transversale Energie identifiziert werden kann, kann durch Fehlmessungen des Detektors imitiert werden.

**Diboson-Produktion:**

Der Zerfall von einem  $W^\pm$ -Boson-Paar, wobei eines der beiden Bosonen leptonisch zerfällt, stellt ebenfalls einen möglichen Untergrund dar. Dies ist insbesondere der Fall, wenn das zweite Boson hadronisch zerfällt und die beiden Jets (teilweise) fälschlicherweise als Bottom-Quark-Jets identifiziert werden. Bei einem  $W^\pm Z^0$ -Boson-Paar kann ein leptonischer Zerfall des  $W^\pm$ -Bosons und ein hadronischer Zerfall des  $Z^0$ -Bosons die exakte Signatur eines Signalereignisses besitzen. Dies ist der Fall wenn aus dem  $Z^0$ -Boson ein Bottom-Quark-Paar entsteht. Aber auch die fehlerhafte Identifizierung der Jets aus leichten Quarks<sup>7</sup> als Bottom-Quark-Jets bei einem  $Z^0$ -Boson-Zerfall führt zu einem Untergrund.

### 2.1.7 Ausschlussgrenzen für die Masse des Higgs-Bosons

Die Suche nach dem Higgs-Boson ist seit über 20 Jahren ein zentraler Bestandteil der Forschung der Hochenergiephysik, jedoch konnte bis zum heutigen Tage keine Entdeckung verkündet werden. Der aktuelle Status der direkten Suche, bei der Zerfallsprodukte bei hochenergetischen Teilchenkollisionen analysiert werden, wird beschrieben. Ebenso wird auf die Beschränkung der Higgs-Boson-Masse durch Präzisionsmessungen der Parameter des Standardmodells eingegangen. Ergebnisse des LHCs werden im Fazit und Ausblick dieser Arbeit diskutiert.

---

<sup>7</sup>Leichte Quarks bezeichnen hier Up-, Down-, Strange- und Charm-Quarks.

### 2.1.7.1 Direkte Messungen

#### Ergebnisse des LEP-Beschleunigers

Mithilfe des LEP<sup>8</sup>-Beschleunigers wurde eine Suche nach dem Higgs-Boson durchgeführt. Die aufgezeichneten Daten lieferten jedoch keinen Beweis für die Existenz eines Higgs-Bosons. Dennoch war es möglich eine untere Ausschlussgrenze auf die Masse des Standardmodell Higgs-Bosons zu setzen. Eine Higgs-Boson-Masse kleiner als 114.4 GeV konnte mit einem Confidence Level von 95 % ausgeschlossen werden [18].

#### Higgs-Boson-Suche am Tevatron

Am Tevatron<sup>9</sup> wird ebenfalls nach dem Higgs-Boson gesucht. Bis zum Sommer des Jahres 2011 konnte jedoch keine Entdeckung verkündet werden. Ein Ausschluss des Standardmodell Higgs-Bosons im Massenbereich  $156 \text{ GeV} < m_H < 177 \text{ GeV}$  mit einem Confidence Level von 95 %, sowie im Massenbereich von  $100 \text{ GeV} < m_H < 108 \text{ GeV}$ , ebenfalls mit einem Confidence Level von 95 %, konnte aufgrund der Beobachtungen der beiden Experimente CDF und DØ bestimmt werden [19].

Die Abbildung 2.6 fasst nochmals die Ausschlussgrenzen der direkten Higgs-Boson Suche am LEP und am Tevatron zusammen. Die Ausschlussgrenze des Standardmodell Higgs-Bosons mit einem Confidence Level von 95 % ist als Verhältnis der vom Standardmodell vorhergesagten Produktionsrate gegen die Masse des Higgs-Bosons  $m_H$  aufgetragen. Die erwartete und beobachtete Ausschlussgrenze des Tevatrons ist mittels der gestrichelten bzw. durchgezogenen Linie dargestellt. Das grüne und gelbe Gebiet geben die  $1\sigma$ - und  $2\sigma$ -Bereiche der erwarteten Ausschlussgrenze<sup>10</sup> an. Liegt die beobachtete Ausschlussgrenze unterhalb von 1, kann ein Standardmodell Higgs-Boson mit der jeweiligen Masse mit einem Confidence Level von 95 % ausgeschlossen werden. Der mintgrüne (rosa) Bereich zeigt die Ausschlussgrenzen des Tevatrons (LEPs) an.

<sup>8</sup>Der **L**arge **E**lectron **P**ositron Collider war ein Teilchenbeschleuniger, der am CERN vom Jahre 1989 bis 2000 betrieben wurde. Hochenergetische Kollisionen von Elektronen mit Positronen wurden mit vier Experimenten - ALEPH, L3, Delphi und OPAL - untersucht.

<sup>9</sup>Der Tevatron ist ein Teilchenbeschleuniger am Fermi National Accelerator Laboratory in den USA, bei dem Protonen und Antiprotonen bei hohen Energien zur Kollision gebracht werden. Mittels der Experimente CDF und DØ können die Zerfallsprodukte der Kollisionen analysiert werden.

<sup>10</sup>Die erwartete Ausschlussgrenze zeigt die Grenze bei Abstinenz eines Signals an unter der Bedingung, dass die Beschreibung des Untergrundes exakt mit den Messdaten übereinstimmt.

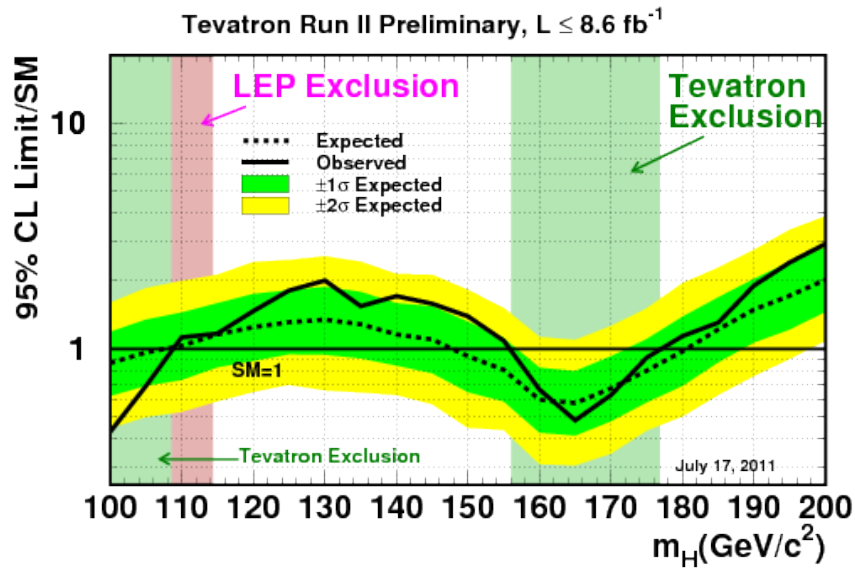


Abbildung 2.6: Durch Messungen am Tevatron und LEP bestimmte Ausschlussgrenzen des Wirkungsquerschnittes für ein Standardmodell Higgs-Boson als Funktion der Masse  $m_H$  [19].

### 2.1.7.2 Beschränkungen durch indirekte Messungen

#### Elektroschwache Präzisionsmessungen

Wie bereits in Abschnitt 2.1.3 erwähnt, ist es nicht möglich, die Higgs-Boson-Masse zu berechnen, da diese vom unbekanntem Parameter  $\lambda$  des Higgs-Potentials abhängt. Jedoch kann die Masse des Higgs-Bosons durch präzise Messungen der Parameter der elektroschwachen Theorie beschränkt werden. Hierzu werden Schleifenkorrekturen, bei denen ein Higgs-Boson zum Beispiel an ein  $W^\pm$ -Boson oder ein Top-Quark koppelt, näher betrachtet. Dies geschieht durch einen Fit der gemessenen Standardmodell-Parameter [20]. Die Abbildung 2.7 zeigt die Resultate der Messungen für die Top-Quark- und  $W^\pm$ -Boson-Masse am LEP2 und Tevatron (blaue durchgezogene Linie) sowie der Experimente am LEP1 und SLD<sup>11</sup> (rote gestrichelte Linie). Die grüne Fläche stellt diese beiden Massen in Abhängigkeit unterschiedlicher Higgs-Boson-Massen dar. Dabei veranschaulichen

<sup>11</sup>Der Stanford Large Detector (SLD) war der Hauptdetektor des Stanford Linear Collider, bei dem Elektronen und Positronen mit hohen Energien zur Kollision gebracht wurden. Seine Betriebszeit war von 1992 bis 1998.

diagonal-verlaufende rosa Linien eine konstante Higgs-Masse. Mögliche Wertepaare für die Massen von Top-Quark  $m_t$  und  $W^\pm$ -Boson  $m_W$  können abgelesen werden.

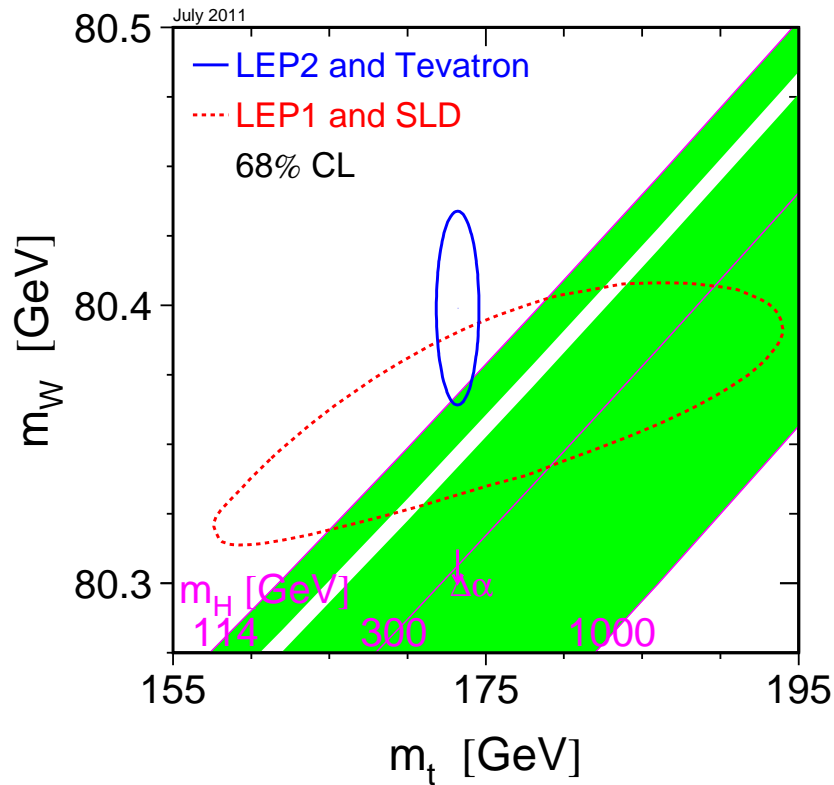


Abbildung 2.7: Ergebnis des Standardmodell-Fits in Abhängigkeit der Top-Quark- und  $W^\pm$ -Boson-Masse [20].

Das Ergebnis des Fits ist in Abbildung 2.8 illustriert. Je kleiner  $\Delta\chi^2$  ist, desto wahrscheinlicher ist die dazugehörige Masse des Higgs-Bosons. Die schwarze durchgezogene Linie zeigt den Fit, wobei die theoretischen Unsicherheiten als blaues Band dargestellt sind. Die gelben Bereiche deuten die Ausschlussgrenzen der direkten Suchen nach dem Higgs-Boson an. Die Higgs-Boson-Masse mit der geringsten  $\Delta\chi^2$ -Abweichung des Fits lässt sich bei 92 GeV finden. Dies motiviert insbesondere die Suche nach einem leichten Higgs-Boson. Mit einem 95 % Confidence Level kann eine obere Grenze auf die Higgs-Boson-Masse  $m_H = 161$  GeV gesetzt werden.

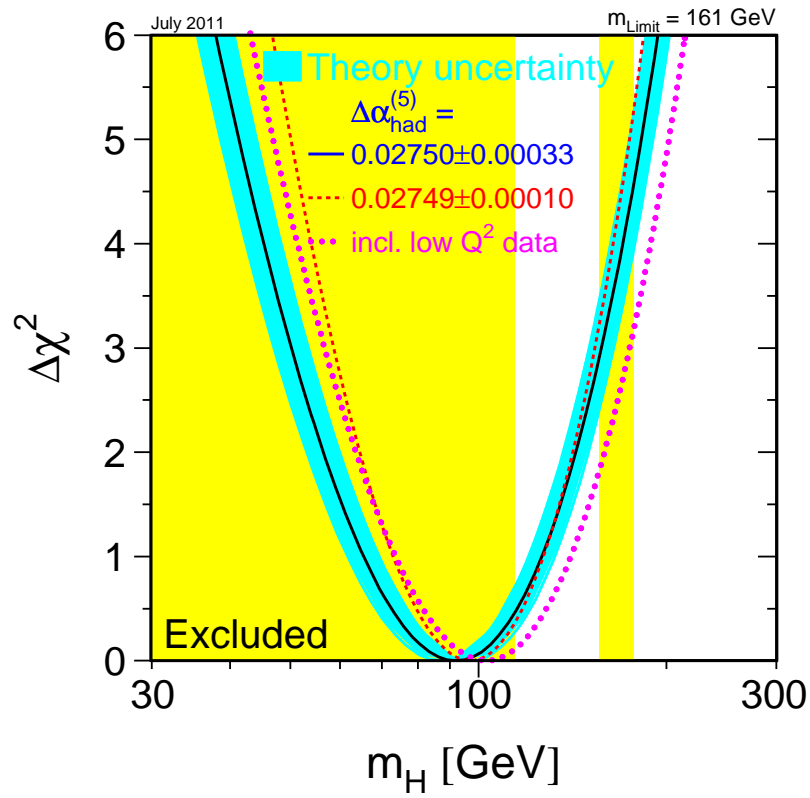


Abbildung 2.8:  $\Delta\chi^2$  als Funktion der Higgs-Boson-Masse  $m_H$  für den Standardmodell-Fit [20].

## 2.2 Statistische Methoden zur Bestimmung von Ausschlussgrenzen

In Experimenten der Hochenergiephysik wird oft nach physikalischen Prozessen gesucht, die mittels Theorien vorhergesagt werden, jedoch noch nicht entdeckt wurden. Hierbei spielen vor allem statistische Methoden eine wichtige Rolle, da mit deren Hilfe Aussagen über die Bestätigung oder den Ausschluss von Theorien getroffen werden können. In der Teilchenphysik gibt es zwei unterschiedliche Herangehensweisen der statistischen Beschreibung von Experimenten. Zum einen kann mit der bayesschen, zum anderen mit der frequentistischen Wahrscheinlichkeitsrechnung ein Experiment beschrieben und ausgewertet werden.

Bei der ersten Herangehensweise spielt das subjektive Wissen über die Physik eine zentrale Rolle. Die Grundlage der Theorie lässt sich als die Suche nach einem "fairen" Einsatz bei einer Wette beschreiben und wird mittels des Bayestheorems ausgedrückt.

$$P(A|B) = \frac{P(B|A)}{P(B)}P(A) \quad (2.6)$$

Es beschreibt die bedingte Wahrscheinlichkeit  $P(A|B)$  des Eintretens von  $A$ , wenn das Eintreten des Ereignisses  $B$  bereits bekannt ist. Dies erlaubt dem Betrachter, die Beobachtung von  $B$  durch seine vorherige Überzeugung über das Ereignis  $A$  mittels der a-priori-Wahrscheinlichkeit  $P(A)$  anzupassen. In der Physik ist es jedoch nicht einfach eine Einigkeit über  $P(A|B)$  für eine bestimmte Theorie zu finden, da die a-priori Überzeugungen  $P(A)$  stark voneinander abweichen können. Dies ist zum Beispiel bei der Suche nach dem Higgs-Boson und seiner Massengrenze der Fall. Um Ergebnisse eines Experimentes zusammenzufassen, kann ein Beobachter beispielsweise ein subjektives 90%-Intervall angeben, wenn er der Meinung ist, dass eine Wette, ob ein Wert im Intervall liegt, mit einer Quote von 10:1 fair ist. Gleichzeitig kann ein anderer Beobachter jedoch eine andere a-priori-Wahrscheinlichkeit annehmen und kommt somit zu einer anderen Einschätzung. Ein Vorteil der bayesschen Wahrscheinlichkeitsrechnung ist, dass sie auch bei nicht wiederholbaren Experimenten angewandt werden kann.

Die zweite Herangehensweise, die frequentistische Methode, interpretiert die Wahrscheinlichkeit eines Ereignisses als relative Häufigkeit, mit der es bei einer großen Anzahl von Wiederholungen voneinander unabhängiger Zufallsexperimente auftritt. Mathematisch



ausgedrückt ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit

$$P(X) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{n}{N}, \quad (2.7)$$

wobei  $P(X)$  die Wahrscheinlichkeit beschreibt, dass das Ergebnis  $X$  eintritt.  $n$  ist die Anzahl der Ereignisse mit dem Ergebnis  $X$  und  $N$  die Gesamtanzahl der Ereignisse. Man benötigt eine hohe Anzahl von Wiederholungen um die Wahrscheinlichkeit  $P(X)$  zu bestimmen. Das bedeutet jedoch auch, dass mittels der Wahrscheinlichkeit keine Aussage über die Richtigkeit der Variable  $X$  einer Theorie bei einer einzelnen Messung gemacht werden kann. Man kann lediglich ein Vertrauensintervall (Confidence Level) mit einer relativen Wahrscheinlichkeit  $p$  (z.B. 90 %) angeben, dass der wahre Wert der Variable  $X$  bei (unendlich vielen) Wiederholungen des Experimentes zu  $p\%$  (90 %) im Vertrauensintervall liegt.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass es oft vorteilhaft ist, Experimente mittels der frequentistischen Methode zu beschreiben, wenn diese als wiederholbare Zufallsexperimente beschrieben werden können, da hierbei keine a-priori Informationen notwendig sind.

In dieser Arbeit wird für die Berechnung der Ausschlussgrenzen von Produktionsraten des Higgs-Bosons in Abhängigkeit seiner Masse eine frequentistische Methode verwendet. Die Methode basiert auf einer  $CL_s$ -Berechnung mittels einer Log-Likelihood-Funktion. Die Vorgehensweise soll im Folgenden näher gebracht werden.

### 2.2.1 $CL_s$ -Methode

Die  $CL_s$ -Methode [21] fußt auf dem Vergleich zweier Hypothesen mit den gemessenen Daten. Während die erste Hypothese die Verteilung des Untergrundes und des Signals darstellt, spiegelt die zweite ausschließlich die Verteilung des Untergrundes wider. Mathematisch wird dies mittels einer Teststatistik  $Q$  ausgedrückt, die das Verhältnis zweier Likelihood-Funktionen für "Signal plus Untergrund" und "nur Untergrund" beschreibt:

$$Q = \frac{L(s + b)}{L(b)} \quad (2.8)$$

Für ein Zählexperiment mit einer Summe von Untergrundereignissen ( $b$ ), Signalereignissen ( $s$ ) und gemessenen Daten ( $d$ ) ergibt sich durch eine Poisson-Verteilung für obige Gleichung:

$$Q = \frac{e^{-(s+b)}(s+b)^d}{d!} \bigg/ \frac{e^{-b}(b)^d}{d!} \quad (2.9)$$

Die Teststatistik ermöglicht die Kombination separater Experimente, Zerfallskanäle oder mehrerer Spalten eines Histogramms durch die Multiplikation der einzelnen Teststatistiken  $Q_i$ :

$$Q' = \prod_i Q_i \quad (2.10)$$

Um eine rechnerisch kompaktere Version der Test-Statistik zu erhalten, wird das Log-Likelihood-Verhältnis (LLV)  $\chi = -2 \ln Q$  eingeführt. Das LLV kann für eine spezielle Anzahl  $n$  von Daten (oder Hypothesen)-Ereignissen wie folgt umgeformt werden:

$$\chi'_n = -2 \ln Q'_n = 2 \left( \sum_i s_i - \sum_i n_i \ln \left( 1 + \frac{s_i}{b_i} \right) \right) \quad (2.11)$$

Mittels dieser Teststatistik lässt sich ein frequentistisches Vertrauensintervall (Confidence Level) für "Signal plus Untergrund" berechnen:

$$CL_{s+b} = P_{s+b}(\chi > \chi_d) = \int_{-\infty}^{\chi_d} \frac{dP_{s+b}}{d\chi} d\chi, \quad (2.12)$$

wobei die differentielle Wahrscheinlichkeit  $\frac{dP_{s+b}}{d\chi}$  die  $\chi_n$ -Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für  $n$  als Poisson-Verteilung um den Mittelwert  $s + b$  beschreibt.

Der Confidence Level  $CL_{s+b}$  kann genutzt werden, um Ausschlussgrenzen für das Signal zu generieren. Bei einem Ausschluss fordert man im Allgemeinen eine Signifikanz von  $1.96\sigma$ , dies entspricht einem Confidence Level von 95 %. Die Berechnung von Ausschlussgrenzen mittels  $CL_{s+b}$  führt jedoch bei zu gering gemessenen Daten zu Problemen. Ist der abgeschätzte Untergrund größer als die Anzahl der gemessenen Daten, besteht die Gefahr, dass das Signal, aber auch der Untergrund selbst, mit einem hohen Confidence Level ausgeschlossen wird. Um dies zu umgehen wird ein Vertrauensintervall für den Untergrund bestimmt:

$$CL_b = P_b(\chi < \chi_d) = \int_{-\infty}^{\chi_d} \frac{dP_b}{d\chi} d\chi, \quad (2.13)$$

Hierbei ist die differentielle Wahrscheinlichkeit  $\frac{dP_b}{dx}$  in Analogie zu Gleichung 2.12 die Poisson-Verteilung mit dem Mittelwert  $b$ .

Mit den beiden Confidence Levels lässt sich ein modifiziertes Confidence Level  $CL_s$  einführen:

$$CL_s = (CL_{s+b}) / (CL_b) \quad (2.14)$$

Die Bestimmung von  $CL_s$  ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Für die gemessene Anzahl an Datenereignissen  $d$  ergibt sich ein fester Wert  $\chi_d = -2 \ln Q_d$ , welcher im Diagramm als rote Linie dargestellt ist. Die blaue Kurve beschreibt die LLV-Verteilung der Untergrund-Hypothese. Hier wird über den Anteil kleiner als  $\chi_d$  integriert. Für die Signal+Untergrund-Hypothese (braune Kurve) wird über die Werte mit  $\chi$  größer als  $\chi_d$  integriert. Das Verhältnis der beiden Integrale ergibt  $CL_s$ . Oft wird für die Bestimmung einer Ausschlussgrenze für neue Physik  $CL_s$  kleiner als 5% gefordert. Dies bedeutet jedoch nicht, dass die Region  $CL_s > 0.05$  ein 95% Confidence Level für das Finden der neuen Physik ist. Vielmehr kann nur über den Bereich des Ausschlusses ( $CL_s < 5\%$ ) gesagt werden, dass die Wahrscheinlichkeit, die gesuchte neue Physik fälschlicherweise in diesem Bereich ausgeschlossen zu haben, kleiner als 5% ist.

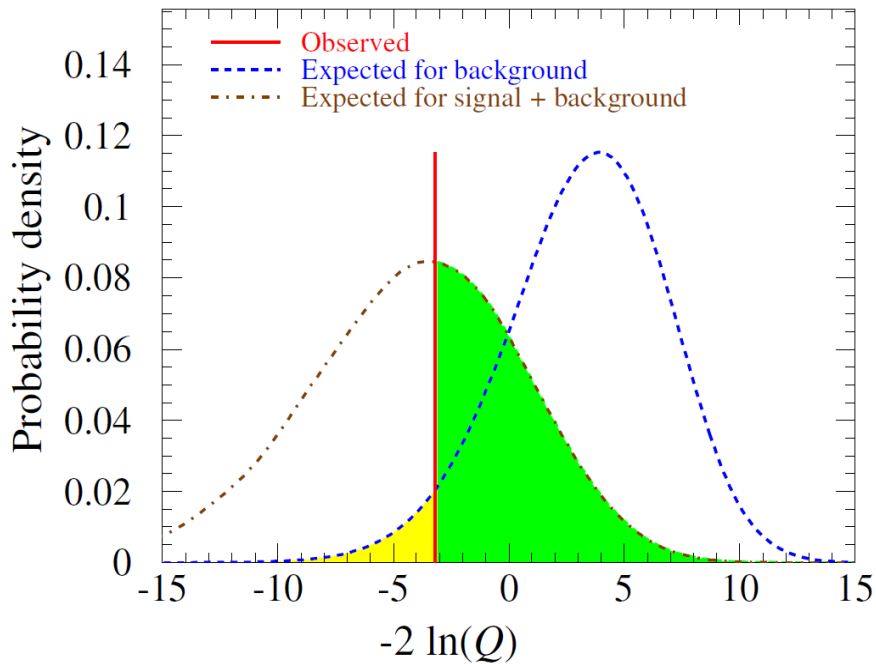


Abbildung 2.9: Beispiel einer Log-Likelihood-Verhältnis-Teststatistik für  $CL_{s+b}$  und  $CL_s$  [22].

### 2.2.2 Betrachtung der Unsicherheiten bei der $CL_s$ -Methode

Neben systematischen Unsicherheiten, die aufgrund der begrenzten Statistik der simulierten Untergrund- und Signal-Ereignisse entstehen, treten eine Vielzahl weiterer systematischer Unsicherheiten bei der Analyse auf (siehe Abschnitt 4.3). Diese müssen bei der Berechnung der Ausschlussgrenzen [23] beachtet werden. Die Werte für "Signal plus Untergrund" bzw. "nur Untergrund" werden als Mittelwerte einer Poisson-Verteilung angesehen. Mittels dieser Poisson-Verteilung erhält man eine Wahrscheinlichkeit, dass die jeweilige Hypothese die Datenpunkte beschreibt. Im Allgemeinen werden die Unsicherheiten als Störparameter  $\theta_k$  bezeichnet. Die systematischen Unsicherheiten auf Signal und Untergrund führen nun dazu, dass die beiden Verteilungen der Hypothesen "verschmiert" werden. Die beiden in Abbildung 2.9 gezeigten Verteilungen der Hypothesen werden breiter und somit wird das Ausschlusspotential geringer. Mathematisch wird hierzu für jede Unsicherheitsquelle eine weitere Wahrscheinlichkeit eingeführt, die angibt, wie wahrscheinlich es ist, die Anzahl an Untergrund bzw. "Untergrund plus Signal"-Ereignissen zu erhalten. Die Verteilung aufgrund der Unsicherheit wird mit einer Gauß-Verteilung dargestellt und ist abhängig von dem Störparameter  $\theta_k$ . Die einzelnen Wahrscheinlichkeiten lassen sich durch Multiplikation kombinieren. Dies führt zu einer Erweiterung der bei der  $CL_s$ -Methode eingeführten Likelihood-Funktionen:

$$L(\mu, \theta) = \prod_{i=1}^N \frac{(\mu s_i + b_i)^{d_i}}{d_i!} e^{-(\mu s_i + b_i)} \prod_{k=1}^M \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\theta_k}}} \exp\left(-\frac{[(\mu s_i + b_i) - (\mu s_i + b_i)']^2}{2\pi\sigma_{\theta_k}}\right) \quad (2.15)$$

wobei  $\mu$  die Stärke des Signals beschreibt. Für  $\mu = 0$  beschreibt die Likelihood-Funktion die Hypothese ausschließlich für den Untergrund.  $\mu = 1$  spiegelt die "Signal plus Untergrund"-Hypothese wider. Werte von  $\mu > 1$  geben ein erhöhtes Signal an. Dies ist gleichbedeutend mit einer Erhöhung des angenommenen Wirkungsquerschnittes  $\sigma$  des Signals. So ergibt zum Beispiel der Wert  $\mu = 2$  einen doppelt so großen Wirkungsquerschnitt. Kann bei der Berechnung des späteren Confidence Levels nicht das Signal selbst ausgeschlossen werden, so wird zumindest eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt des Signals gesetzt.  $(\mu s_i + b_i)'$  beschreibt den Mittelwert der Gauß-Verteilung. Des Weiteren wird das Produkt über alle Spalten  $i$  eines Histogrammes und alle Unsicherheiten  $k$  gebildet, wobei  $\sigma_{\theta_k}$  die Standardabweichung aufgrund der Unsicherheit  $k$  beschreibt.

Als Test-Statistik wird ein Likelihood-Verhältnis erzeugt:

$$\lambda(\mu) = \frac{L(\mu, \hat{\theta})}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})}, \quad (2.16)$$

wobei die Größe  $\hat{\theta}$  den Wert von  $\theta$  beschreibt, für die die Likelihood-Funktion  $L(\mu, \theta)$  für einen gewählten Wert  $\mu$  maximiert wurde. Im Nenner steht die für die Parameter  $\theta$  und  $\mu$  maximierte Likelihood-Funktion.

Die Test-Statistik kann in ein kompaktes Log-Likelihood-Verhältnis umgewandelt werden

$$\chi_\mu = -2 \ln \lambda(\mu) \quad (2.17)$$

und mithilfe der Gleichungen 2.12, 2.13 und 2.14 ein Confidence Level für das Signal berechnet werden.

In dieser Arbeit wird die hier beschriebene Methode zur Bestimmung der Confidence Levels genutzt. In Abhängigkeit der Higgs-Boson-Masse wird ein  $\mu$  gesucht, bei welchem das Signal mit einem 95 %  $CL$  ausgeschlossen werden kann.

# 3 Experimentelle Rahmenbedingungen

## 3.1 Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) [24] ist ein ringförmiger Teilchenbeschleuniger am Europäischen Kernforschungszentrum CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) in der Nähe von Genf in der Schweiz. Ziel des Beschleunigers ist die Untersuchung von Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV. Aktuell wird er mit einer reduzierten Schwerpunktsenergie von 7 TeV betrieben. Für den Bau wurde der bereits bis zum Jahre 2000 für den Large Electron-Positron Collider genutzte Tunnel mit einer Länge von 26.7 km verwendet. Im Inneren des circa 100 m unter der Erdoberfläche liegenden Tunnels wurden zwei Strahlrohre installiert. Die Protonen werden mithilfe mehrerer Vorbeschleuniger auf 450 GeV und schließlich im LHC auf aktuell 3.5 TeV beschleunigt. Die durch ein hochfrequentes elektrisches Wechselfeld beschleunigten Protonen werden mithilfe von 1232 supraleitenden Dipolmagneten mit einem Magnetfeld von bis zu 8.6 Tesla auf ihrer gekrümmten Bahn gehalten. Zusätzlich werden die Protonenstrahlen durch 400 Quadrupolmagneten fokussiert. Die in den zwei Strahlrohren entgegelläufigen Protonenstrahlen können an vier Kreuzungspunkten zur Kollision gebracht und mittels der Teilchendetektoren ATLAS<sup>1</sup>, CMS<sup>2</sup>, ALICE<sup>3</sup> bzw. LHCb<sup>4</sup> beobachtet werden. Sowohl ATLAS als auch CMS können eine Vielzahl von unterschiedlichen Teilchen detektieren, während ALICE auf die Kollision von Schwerionen spezialisiert ist und LHCb die Eigenschaften von Teilchen, die Bottom-Quarks enthalten, studiert. Die Protonenstrahlen bestehen aktuell aus bis zu 1380 Bündel [25] mit je  $10^{11}$  Protonen, die in einem Intervall von 50 ns aufeinandertreffen.

---

<sup>1</sup>A Toroidal LHC AparatuS

<sup>2</sup>Compact Muon Solenoid

<sup>3</sup>A Large Ion Collider Experiment

<sup>4</sup>Large Hadron Collider beauty

Am 30. März 2010 wurden die ersten Daten der Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV aufgezeichnet. Seitdem wurde eine enorme Menge an Daten aufgenommen und eine Vielzahl von Optimierungen durchgeführt. Bis zum heutigen Zeitpunkt konnte eine instantane Luminosität<sup>5</sup> von bis zu  $3.3 \times 10^{33} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$  erreicht werden. Insgesamt ergibt sich eine integrierte Luminosität von circa  $3.6 \text{ fb}^{-1}$ , die aufgezeichnet wurde und täglich kommen neue Daten hinzu. Der LHC soll bis zum Ende des Jahres 2012 weiterarbeiten, bevor er, nach einer Umrüstungsphase, im Jahr 2014 mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV und einer Bündel-Bündel-Kollisions-Rate von maximal 40 MHz betrieben werden soll.

## 3.2 ATLAS-Detektor

Mit einer Länge von 44 m und einer Höhe von 25 m ist ATLAS [26] der größte Detektor am LHC. Der 7000 Tonnen schwere Apparat, dargestellt in Abbildung 3.1, ist konstruiert worden, um die erzeugten Teilchen der hochenergetischen Proton-Proton-Kollisionen nachzuweisen. Der ATLAS-Detektor ist charakterisiert durch seine drei Detektorkomponenten, die den Wechselwirkungspunkt der Proton-Proton-Kollisionen umgeben: dem inneren Spurdetektor, dem Kalorimeter sowie dem äußeren Myonspektrometer. Diese Komponenten werden durch ihre geometrische Anordnung in so genannte "Barrel<sup>6</sup>-Bereiche", die Mantelfläche des Zylinders, sowie den „Endkappen-Bereichen“, die Kappen des Zylinders, unterschieden und im folgenden Abschnitt näher beschrieben.

Der ATLAS-Detektor ist bezüglich des nominalen Wechselwirkungspunkts vorwärts-rückwärts-symmetrisch aufgebaut. Das rechtshändige Koordinatensystem des Detektors ist in Abbildung 3.2 skizziert. Der Protonenstrahl verläuft entlang der  $z$ -Achse, während die  $x$ - $y$ -Ebene transversal zu dieser ist. Die positive  $x$ -Achse zeigt vom Wechselwirkungspunkt in Richtung des Mittelpunkts des LHC-Rings, die  $y$ -Achse ist nach oben gerichtet. Der Azimutalwinkel, in der  $x$ - $y$ -Ebene gemessen, wird als  $\phi$  bezeichnet. Der Polarwinkel  $\theta$  ist definiert durch  $\arctan\left(\frac{r}{z}\right)$  mit  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ , dem minimalen Abstand zur  $z$ -Achse.

---

<sup>5</sup>Die instantane Luminosität gibt die erwartete Rate an Proton-Proton-Kollisionen pro Sekunde und Quadratzentimeter an.

<sup>6</sup>dt. Fass

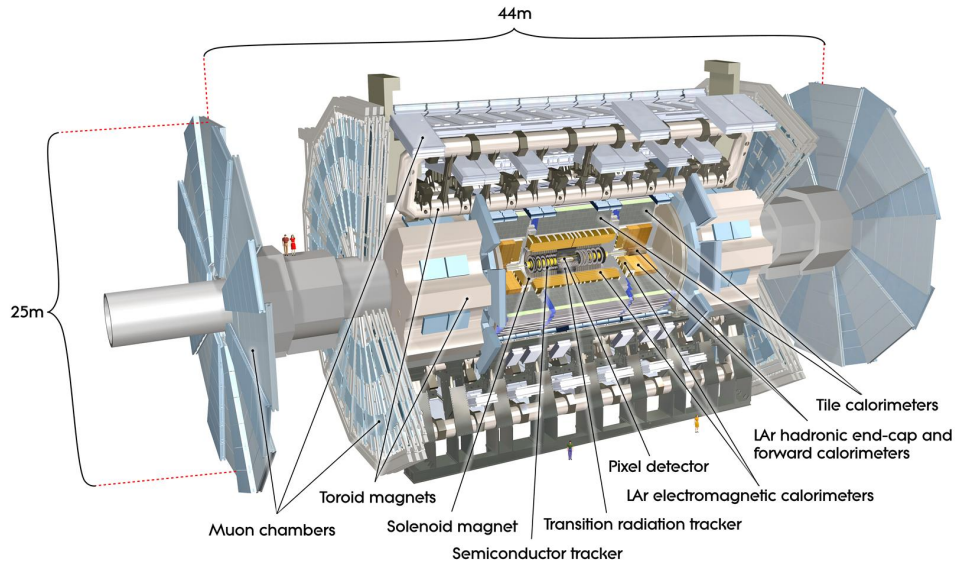


Abbildung 3.1: Computergenerierte Darstellung des ATLAS-Detektors.

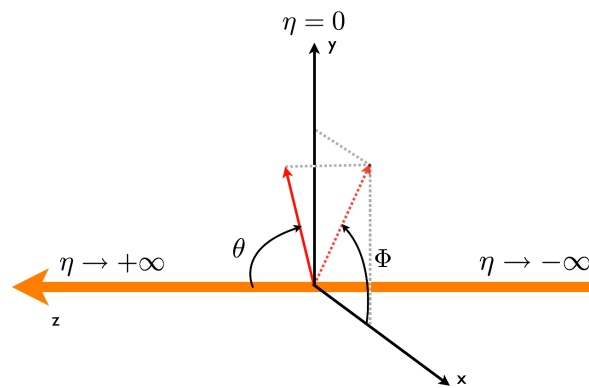


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des rechtshändigen Koordinatensystems des ATLAS-Detektors [27].

Eine wichtige Größe in der Hochenergiephysik ist die Rapidität  $Y$ :

$$Y = \frac{1}{2} \log \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right), \quad (3.1)$$

wobei  $E$  die gesamte Energie und  $p_z$  den Impuls in  $z$ -Richtung eines Teilchens beschreibt. Die Differenz der Rapidität zwischen zwei Objekten  $\Delta Y$  ist eine Lorentz-invariante Größe



Im Grenzfall  $E \approx |p|$  vereinfacht sich die Rapidität zur Pseudorapidität:

$$\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.2)$$

Mithilfe der Pseudorapidität  $\eta$  und dem Azimutalwinkel  $\phi$  kann ein Abstand zwischen zwei Objekten im Detektor wie folgt definiert werden:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}, \quad (3.3)$$

wobei  $\Delta\phi$  ( $\Delta\eta$ ) die Differenz der Azimutalwinkel (Pseudorapidität) der beiden Objekte ist.

Physikalisch relevante Größen für Hadron-Teilchenbeschleuniger sind weniger die Impulse  $p$  oder Energien  $E$  der Teilchen, sondern vor allem die transversalen Komponenten  $p_T$  oder  $E_T$  in der  $x$ - $y$ -Ebene. Der Grund hierfür ist, dass die Anfangsimpulse der beiden wechselwirkenden Partonen aus den Protonen unbekannt sind, während der Impuls in  $x$ - und  $y$ -Richtung als Null angesehen werden kann. Folglich kann auch nur eine fehlende transversale Energie bestimmt werden.

### 3.2.1 Innerer Spurdetektor

Der innere Detektor wurde entworfen um, bei einer Teilchendichte von über 1000 Teilchen, die alle 25 ns entstehen, mit hoher Präzision Impuls- und Vertexbestimmungen<sup>7</sup> durchzuführen. Die Trajektorien von geladenen Teilchen werden über den gesamten  $\phi$ -Winkelbereich von 0 bis  $2\pi$ , sowie den Bereich  $|\eta| < 2.5$  rekonstruiert, um aus diesen Daten ihren Impuls zu bestimmen.

Wie der Abbildung 3.3 zu entnehmen ist, befinden sich im Zentrum des Detektors parallel zur Strahlachse drei Lagen Siliziumpixeldetektoren, mit deren Hilfe Spurpunkte geladener Teilchen mit einer Genauigkeit von  $66 \mu\text{m}$  in Strahlrichtung und von  $12 \mu\text{m}$  in der dazu transversalen Ebene bestimmt werden können. Umschlossen wird der Pixeldetektor von einem Halbleiter-Detektor (SCT<sup>8</sup>), der aus vier Lagen Siliziumstreifen besteht, im Gegensatz zum Pixeldetektor jedoch eine schlechtere Auflösung von circa  $600 \mu\text{m}$  in

<sup>7</sup>Als Vertex wird der Wechselwirkungspunkt der Proton-Proton-Kollision bezeichnet.

<sup>8</sup>Semi-Conducting-Tracker

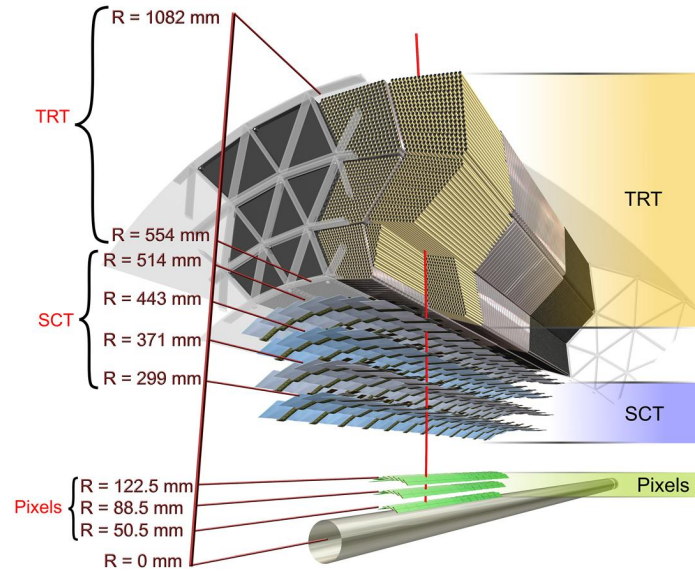


Abbildung 3.3: Computergenerierte Darstellung des inneren Detektors.

$z$ - und  $20 \mu\text{m}$  in  $x$ - $y$ -Richtung besitzt. Im äußeren Abschnitt befindet sich ein Übergangsstrahlungsdetektor (TRT<sup>9</sup>), in welchem möglichst viele Spurpunkte aufgezeichnet werden sollen. Dies wird erreicht, indem die Teilchen abwechselnd einen dünn-schichtigen Radiator und Driftrohre durchlaufen. Geladene Teilchen ionisieren beim Durchgang durch die Driftrohre Gasatome, wodurch Spurpunkte mit einer Auflösung in  $x$ - $y$ -Richtung von  $170 \mu\text{m}$  ermittelt werden können. Die Übergangsstrahlung, die durch Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Radiator entsteht, wird detektiert und kann Aufschluss über die Art des Teilchens geben.

Um auf den Impuls der geladenen Teilchen schließen zu können, ist der innere Spurdetektor in einem solenoidalen Magnetfeld  $\vec{B}$  mit einer Stärke von 2 Tesla eingebettet. Dieses lenkt die Teilchen in  $x$ - $y$ -Richtung ab. Durch die Bestimmung der Spur erhält man für Teilchen mit der Ladung  $q$  einen Krümmungsradius der Spur  $r$ , durch welchen sich der transversale Impuls

$$p_t = q \cdot r \cdot |\vec{B}| \rightarrow p_t[\text{GeV}] = 0.3 \cdot r[\text{m}] \cdot |\vec{B}[\text{T}]] \quad (3.4)$$

<sup>9</sup>Transition Radiation Tracker

bestimmen lässt. Hierbei ergibt sich eine Impulsauflösung des inneren Detektors von  $\Delta p_t/p_t = 0.04\% \cdot p_t \oplus 2\%$  ( $p_t$  in GeV) [26].

### 3.2.2 Kalorimeter

Das ATLAS Kalorimeter (siehe Abbildung 3.4) umgibt schalenförmig den inneren Detektor und besteht aus einem elektromagnetischen und weiter außen aus einem hadronischen Kalorimeter. Mithilfe der Energiedepositionen kann die Energie und die Position von Teilchen bestimmt werden. Die Kalorimeter werden für die Identifikation von Elektronen, Photonen und Jets genutzt. Des Weiteren sind sie auch für die Bestimmung der fehlenden transversalen Energie unabdingbar. Das Hauptsystem des Kalorimeters deckt den gesamten  $\phi$ -Bereich bis  $|\eta| < 3.2$  ab. Ein spezielles Kalorimeter, welches besonders resistent gegen direkte Strahlung vom Protonstrahl ist, wurde im Bereich  $3.1 < |\eta| < 4.9$  installiert, um insbesondere die Messung für die fehlende transversale Energie zu verbessern.

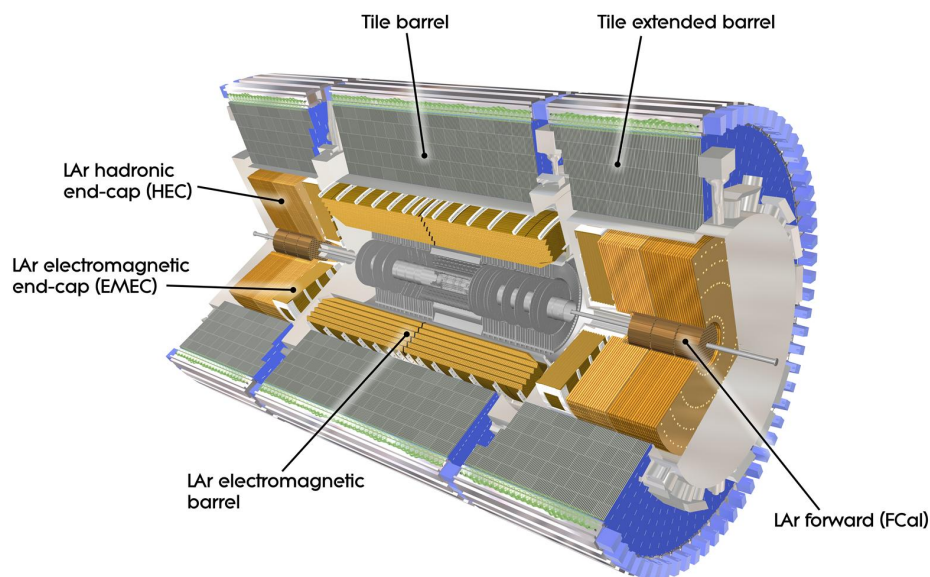


Abbildung 3.4: Computergenerierte Darstellung des ATLAS-Kalorimeters.

Beim elektromagnetischen Kalorimeter werden abwechselnd Schichten aus Blei als Absorber und flüssigem Argon als aktives Detektormaterial eingesetzt. Elektronen und

Photonen erzeugen im Absorber durch Bremsstrahlung, Paarbildung und Ionisation einen elektromagnetischen Schauer, dessen Intensität mithilfe des Detektormaterials bestimmt wird und somit auf die ursprüngliche Energie des Teilchens geschlossen werden kann. Der Detektor ist 24 Strahlungslängen<sup>10</sup> lang. Die Auflösung liegt bei  $\Delta E/E = 11.5\%/\sqrt{E} \oplus 0.5\%$  ( $E$  in GeV) [26].

Das hadronische Kalorimeter besteht im Barrelbereich aus Stahlabsorberschichten und Szintillationszählern. Im Bereich der Endkappen wird wegen der starken Strahlung analog zum elektromagnetischen Kalorimeter flüssiges Argon als aktives Detektormaterial verwendet. Als Absorber dient hier Kupfer oder Wolfram, wobei wiederum Absorber und Detektormaterial schichtweise angeordnet sind. Hadronen treffen im hadronischen Kalorimeter auf schwere Atomkerne und werden gestreut. Ein Teil dieser Streuprozesse ist inelastisch, wodurch sekundäre Teilchen<sup>11</sup> entstehen, die bei hinreichend hoher Energie diesen Prozess fortsetzen können. Es entsteht ein hadronischer Schauer. Mit einer Dicke von circa 7.4 Wechselwirkungslängen<sup>12</sup> kann die Energie von Hadronen mit einer Auflösung von  $\Delta E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$  ( $E$  in GeV) [26] bestimmt werden.

### 3.2.3 Myonspektrometer

Neben Neutrinos, die im ATLAS-Detektor nicht detektiert werden können, sind Myonen mit einer Mindestenergie von circa 6 GeV die einzigen Teilchen, die den inneren Detektor und das Kalorimeter durchqueren ohne absorbiert zu werden. Daher wird die äußere Schale des Detektorsystems für die Myonen-Rekonstruktion genutzt und als Myonspektrometer bezeichnet. Es beansprucht mit einem inneren Radius von 4.5 m und einem äußeren Radius von 11 m bei weitem das größte Volumen des Detektors.

Aufgabe des Myonspektrometers ist es, den Impuls der Myonen und somit auch ihre Energie zu bestimmen. Die Impulse der Myonen werden, ähnlich der Vorgehensweise im inneren Detektor, durch ihre Ablenkung in einem Magnetfeld bestimmt. Aus diesem

<sup>10</sup>Eine Strahlungslänge ist definiert als die Länge, bei welcher durchschnittlich die Energie eines hochenergetischen Elektrons auf den Bruchteil  $1/e$  sinkt.

<sup>11</sup>Es werden unter anderem Neutronen und Protonen, hauptsächlich jedoch  $\pi^0$ - und  $\pi^\pm$ -Mesonen produziert.

<sup>12</sup>Die Wechselwirkungslänge eines Materials ist definiert als die durchschnittliche freie Weglänge die ein Hadron in einem Medium zurücklegt bis es eine Wechselwirkung (z.B einen Stoß mit einem Atomkern) macht.

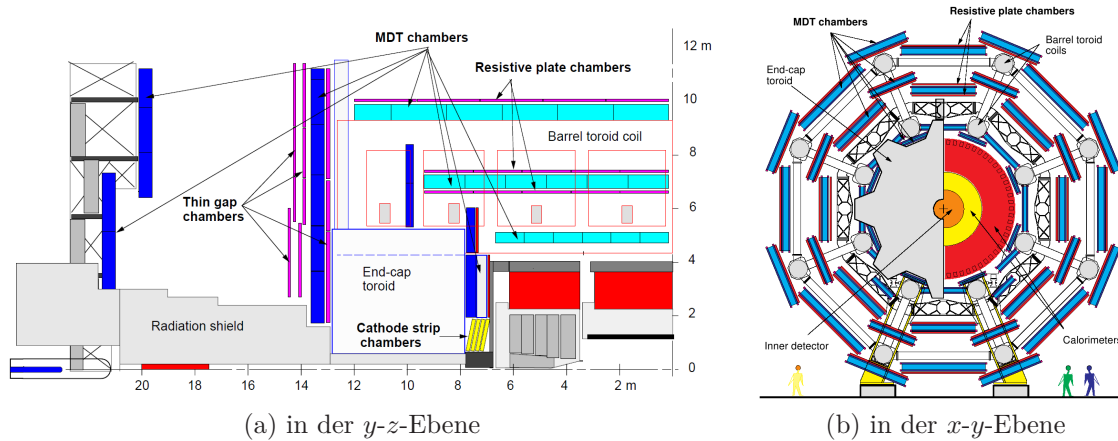


Abbildung 3.5: Profilansicht des Myonspektrometers.

Grund verwendet man ein toroidales Magnetfeld von bis zu 0.4 T, das die Myonen, anders als beim inneren Spurdetektor, in  $\eta$ -Richtung ablenkt. Zur Erzeugung werden je 8 supraleitende Magnetspulen im Barrelbereich sowie in den beiden Endkappen genutzt.

Die Detektierung der Spurpunkte der Myonen erfolgt mithilfe von MDT-Kammern<sup>13</sup>, die aus mehreren Lagen von Driftrohren bestehen. Die insgesamt 1194 MDT-Kammern sind, wie in Abbildung 3.5 dargestellt, in drei Schichten um das Kalorimeter angeordnet und decken den gesamten  $\phi$ -Bereich im Sektor  $|\eta| < 2.7$  ab. Die MDT-Kammern arbeiten mit einer Spurauflösung von  $50 \mu\text{m}$ . In den  $|\eta|$ -Bereichen zwischen 2.0 und 2.7 werden zusätzlich CSCs<sup>14</sup> zur Ortsmessung verwendet.

RPCs<sup>15</sup> ( $|\eta| < 1.05$ ) und TGCs<sup>16</sup> ( $1.05 < |\eta| < 2.7$ ) sind Triggerkammern, die für das Auslösen der MDT-Kammern und die Zeitmessung zuständig sind. Dies ist notwendig um Spurpunkte dem richtigen Kollisionsereignis am Vertex zuzuordnen. Des Weiteren kann mit den Triggerkammern eine grobe Spurrekonstruktion orthogonal zu den MDT-Kammern durchgeführt werden.

Der transversale Impuls von Myonen bis 1 TeV kann mit einer Genauigkeit von 10% ohne weitere Informationen der anderen Teilsysteme des Detektors ermittelt werden.

<sup>13</sup>Monitored Drift Tube chamber, dt: überwachte Driftrohr-Kammer

<sup>14</sup> Cathode Strip Chambers: Dies sind Vieldrahtproportionalkammern, deren Kathode in mehrere Streifen unterteilt ist.

<sup>15</sup>Resistive Plate Chambers

<sup>16</sup>Thin Gap Chambers

### 3.2.4 Triggersystem

Bei einer Kollisionsrate der Protonenbündel von bis zu 40 MHz können nicht alle Kollisionen aufgezeichnet werden, da das Volumen der Datenspeicherung die heutigen technologischen Grenzen sprengen würde. Daher wird mit dem ATLAS Triggersystem [28], basierend auf drei Level der online Ereignisselektion, die Datenaufnahme auf circa 100 Hz reduziert.

Der Level-1 (LVL1) Trigger ist Hardware-basiert. Für die Ereignisselektion werden Informationen des Myonspektrometers und des Kalorimeters mit einer reduzierten Granularität genutzt. Interessante Regionen im Kalorimeter werden definiert, in denen mögliche Objekte vorhanden sein könnten. Durch diese erste Triggerstufe wird die Ereignisrate auf etwa 75 kHz reduziert.

Der Level-2 (LVL2) Trigger ist Software-basiert, wird mit den Informationen des LVL1 Triggers gespeist und nutzt die gesamte Granularität des Detektors. Hier werden insbesondere die vom LVL1-Trigger als interessante Regionen gekennzeichneten Gebiete genauer betrachtet. Zudem werden Informationen des inneren Detektors mit berücksichtigt. Die Ereignisrate wird auf etwa 1 kHz verkleinert.

Der dritte Triggerlevel wird Event Filter (EF) genannt und entscheidet, ob das Ereignis aufgezeichnet wird und somit für eine offline Analyse zur Verfügung steht. Die Aufzeichnungsrate beträgt circa 100 Hz. Im Event Filter werden bereits komplexe Rekonstruktionsalgorithmen verwendet, um zu entscheiden, ob ein Ereignis verworfen wird oder nicht.

## 3.3 Simulation und Rekonstruktion physikalischer Objekte

### 3.3.1 Monte Carlo Ereignis-Generatoren

Um aufgenommene Messdaten des ATLAS-Detektors mit theoretischen Vorhersagen der physikalischen Prozesse vergleichen zu können, werden Monte Carlo (MC) Ereignis-Generatoren genutzt. Diese simulieren mithilfe von stochastischen Methoden die physikalischen Prozesse. Für die Simulation der Proton-Proton-Kollisionen müssen komplexe Strukturen, wie zum Beispiel bei der Hadronisierung, berechnet werden. Diese lassen sich jedoch meist nicht exakt analytisch bestimmen. Daher werden bei der Monte Carlo Methode neben exakten Berechnungen, zum Beispiel des harten Stoßes, auch physikalische Prozesse mittels phänomenologischer Modelle beschrieben. Generell kann gesagt werden, dass durch MC Generatoren hypothetische Ereignisse erzeugt werden, die im Einklang mit den zugrundeliegenden physikalischen Theorien sind. Die Monte Carlo Ereignis-Generatoren, die für diese Arbeit genutzt wurden, werden im Folgenden kurz vorgestellt.

#### AlpGen

AlpGen [29, 30, 31] ist ein Monte Carlo Ereignis-Generator, der das exakte Matrixelement einer großen Anzahl von Prozessen auf Partonlevel berechnen kann. Prozesse führender Ordnung ( $LO^{17}$ ) der QCD und der elektroschwachen Wechselwirkung werden bei der Simulation mit berücksichtigt. Der Hadronisierungsprozess wird nicht von AlpGen beschrieben, daher ist hierfür ein zusätzlicher Monte Carlo Ereignis-Generator wie etwa Herwig [32] notwendig.

#### MC@NLO

MC@NLO [33] berechnet das Matrixelement für Streuprozesse bei harten Wechselwirkungen von zwei Protonen. Hierbei werden QCD-Prozesse bis zur nächstführenden Ordnung ( $NLO^{18}$ ) berücksichtigt. Analog zu AlpGen wird auch hier ein zusätzlicher Generator für die Hadronisierung benötigt.

---

<sup>17</sup>leading order

<sup>18</sup>next-to-leading order

**Herwig/Jimmy**

Herwig [32] ist ein vielfältiger Generator zur Simulation von harter Lepton-Lepton-, Lepton-Hadron- und Hadron-Hadron-Streuung, sowie von weichen Hadron-Hadron-Kollisionen. Hadronisierungsprozesse, sowohl für die Anfangs- als auch für Endzustands-QCD-Strahlung, werden berücksichtigt. Der Jimmy-Generator [34] bietet in Herwig implementierte Methoden zur Beschreibung von vielfacher Partonstreuung in Hadron-Hadron-, Hadron-Photon- und Photon-Photon-Ereignissen.

**Pythia**

Mit Pythia [35] können Lepton-Lepton-, Lepton-Hadron- und Hadron-Hadron-Streuungen mit einer großen Bandbreite von physikalischen Modellen, wie etwa Supersymmetrie oder Leptoquarks, beschrieben werden. Die Beschreibung der Hadronisierung beruht auf einem Modell, das sich von Herwig unterscheidet. Viele physikalische Prozesse werden mit führender Ordnung berücksichtigt.

**gg2WW**

Der gg2WW-Generator [36] wurde entwickelt, um die zwei  $W^\pm$ -Boson-Produktion durch Gluon-Fusion beschreiben zu können, da dieser Prozess ein wichtiger Untergrund bei der Higgs-Boson-Suche ist.

Des Weiteren müssen die Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial simuliert werden. Hierfür wird das Geant4 [37]-Programm genutzt.

**3.3.2 Objekt Rekonstruktion und Identifikation**

Eine wichtige Aufgabe beim ATLAS-Experiment ist es, den aufgenommenen Messdaten physikalische Prozesse zuzuordnen. Aus diesem Grund versucht man physikalische Objekte in den aufgezeichneten Ereignissen zu identifizieren und zu rekonstruieren [38]. Hierbei unterscheidet man insbesondere Elektronen, Myonen, Jets und fehlende Energie.



### 3.3.2.1 Elektronen

Für die Rekonstruktion von Elektronen wird sowohl das elektromagnetische Kalorimeter als auch der innere Spurdetektor genutzt. Es werden drei unterschiedliche Algorithmen zur Elektronen-Rekonstruktion angewandt.

Der Standardalgorithmus rekonstruiert Elektronen, die eine gute Isolation aufweisen<sup>19</sup> und einen großen transversalen Impuls besitzen. Hierbei werden Zellen im elektromagnetischen Kalorimeter mit der Größe  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$  definiert. Spuren von geladenen Teilchen im inneren Detektor werden zum elektromagnetischen Kalorimeter extrapoliert. Geht eine solche Spur durch eine Zelle des Kalorimeters mit einer Energiedeposition von mindestens 2.5 GeV, wird die Spur als Elektron rekonstruiert. Die Gesamtenergie des Elektrons wird aus der Energiedeposition der getroffenen Zelle sowie deren Nachbarzellen bestimmt. Weitere Korrekturen müssen beachtet werden, um den Vierer-Impuls-Vektor des Elektrons richtig zu rekonstruieren. Die Interpolation zum elektromagnetischen Kalorimeter ist aufgrund der Positionierung des inneren Detektors auf  $|\eta| < 2.5$  beschränkt. Dieser Algorithmus wird in dieser Arbeit für die Rekonstruktion von Elektronen genutzt.

Ferner gibt es noch Algorithmen zur Rekonstruktion von Elektronen mit kleinem transversalem Impuls und für Elektronen, die in die Vorwärtsrichtung  $2.5 < |\eta| < 4.9$  des ATLAS Detektors fliegen. Bei letzterer Elektronen-Rekonstruktion können nur die Informationen der Zellen im elektromagnetischen Kalorimeter verwendet werden.

### Elektronen-Identifikation

Die Qualität der rekonstruierten Elektronen wird in drei Stufen unterteilt.

- "loose": Dies ist die schwächste Qualitätsstufe. "Loose" Elektronen besitzen die beste Identifizierungseffizienz, gleichzeitig aber auch die größte Wahrscheinlichkeit fälschlicherweise als Elektron identifiziert zu werden. Als Entscheidungskriterium wird das Verhältnis der Energiedepositionen im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter zur Rate gezogen.

---

<sup>19</sup>Je weniger Spuren in der Umgebung um das Elektron gefunden werden, desto besser ist dieses isoliert. Insbesondere sollten diese Spuren nur geringe transversale Impulse besitzen.

- "medium": Neben den "loose" Kriterien müssen diese Elektronen eine erhöhte Anzahl an Treffern im Spurdetektor nachweisen und ihre extrapolierte Trajektorie vom inneren Detektor in das Kalorimeter eine erhöhte Genauigkeit besitzen. Außerdem müssen sie eine für Elektronen charakteristische Schauerbreite im elektromagnetischen Kalorimeter aufweisen.
- "tight": Die stärkste Selektion beruht auf den Kriterien der "medium" Elektronen. Weitere qualitätsverbessernde Schnitte auf die Trefferanzahl im inneren Detektor und die extrapolierte Spur werden durchgeführt. Zudem werden Elektronen verworfen, die auch als Photonen rekonstruiert wurden.

### 3.3.2.2 Myonen

Die Rekonstruktion der Myonen fußt ebenfalls auf drei Methoden: den "Standalone"<sup>20</sup>, den "Combined"<sup>21</sup> und den "Segment tagged"<sup>22</sup> Myonen, für welche jeweils zwei unterschiedliche Algorithmen `Muid` und `Staco` verwendet werden.

Für die Rekonstruktion der "Standalone" Myonen werden nur Informationen des Myonspektrometers verwendet. Hier gemessene Trajektorien werden zum Strahlrohr extrapoliert. Diese Methode hat den Vorteil einen großen  $\eta$ -Bereich abzudecken. Myonen mit kleinem transversalem Impuls ( $p_T < 6 \text{ GeV}$ ) erreichen das Myonspektrometer jedoch nicht, da sie vorher bereits ihre Energie bei Interaktionen mit dem Detektormaterial verlieren, und können so auch nicht mit dieser Methode rekonstruiert werden. Grundsätzlich muss der gemessene transversale Impuls aufgrund des Energieverlustes beim Durchfliegen des Detektors korrigiert werden. Als Korrekturfaktor wird ein mittlerer Energieverlust für Myonen verwendet. Diese Korrektur führt jedoch zu Unsicherheiten des Impulses, da der Energieverlust einer Landau-Verteilung folgt und somit eine Differenz zwischen mittlerem und tatsächlichem Energieverlust des Myons vorliegen kann.

Die zweite Möglichkeit der Rekonstruktion bieten die "Combined"-Myon-Algorithmen. Hierbei werden neben den Messdaten des Myonspektrometers auch die des inneren Spurdetektors genutzt. Es wird überprüft, ob die mit dem Spektrometer rekonstruierte Spur

---

<sup>20</sup>dt. selbstständig

<sup>21</sup>dt. kombiniert

<sup>22</sup>dt. abschnittsweise markiert

mit Spuren aus dem inneren Detektor übereinstimmen. Die Qualität der Übereinstimmung wird mithilfe eines  $\chi^2$ -Fits untersucht.

Der dritte Ansatz interpoliert Spuren mit großem transversalem Impuls, die im inneren Detektor gefunden wurden, bis in das Myonspektrometer, wo in der Nähe befindliche Treffer gesucht werden. Myonen, die mit dieser Vorgehensweise identifiziert werden, werden als "Segment tagged" gekennzeichnet.

Die im Zuge dieser Arbeit durchgeführte Analyse beschränkt sich auf Myonen, die mit dem MuID-Algorithmus als "Combined" oder "Segment tagged" identifiziert wurden.

### 3.3.2.3 Jets

Aus der Eigenschaft des Confinements ergibt sich, dass keine farbgeladenen Teilchen beim ATLAS-Experiment direkt detektiert werden können. Vielmehr versucht man die Mesonen und Baryonen, die bei der Hadronisierung eines Quarks entstehen, zu untersuchen und somit Rückschlüsse auf die physikalischen Eigenschaften des Quarks zu ziehen. Hadronen, die von einem Quark oder Gluon stammen, werden als Jets zusammengefasst. Beim ATLAS-Experiment wird für die Jet-Rekonstruktion der anti- $k_t$ -Algorithmus [39] verwendet. Dabei werden die Abstände zwischen den einzelnen Komponenten als

$$d_{ij} = \min(p_{Ti}^{-2}, p_{Tj}^{-2}) \frac{(\Delta R)_{ij}^2}{R^2} \quad (3.5)$$

und der Abstand eines Objektes zu den Proton-Strahlen als

$$d_{iB} = p_{Ti}^{-2} \quad (3.6)$$

definiert, wobei  $R$  ein Abstandsparameter ist und im Allgemeinen die Größe des Jets beschreibt. Nach der Bestimmung aller Abstände wird der kleinste Wert gesucht. Ist dies ein Abstand zwischen zwei Objekten, werden diese kombiniert. Ist der minimale Abstand zwischen Objekt und Strahlachse zu finden, wird das Objekt als Jet definiert und für die weitere Jet-Rekonstruktion nicht mehr betrachtet. Anschließend werden die Abstände der restlichen Objekte erneut bestimmt. Dies Verfahren wird so oft wiederholt, bis keine Objekte mehr vorhanden sind. In dieser Arbeit wird der anti- $k_t$ -Algorithmus mit dem Abstandsparameter  $R = 0.4$  verwendet.

### 3.3.2.4 Bottom-Quark-Jet-Identifikation

Hadronen, die ein Bottom-Quark beinhalten, haben eine ausreichend lange Lebenszeit und können daher eine gewisse Distanz ( $c\tau \approx 450 \mu\text{m}$ ) zurücklegen bevor sie zerfallen. Hieraus folgt, dass Hadronen mit Bottom-Quarks hauptsächlich im Strahlrohr und in dem inneren Spurdetektor des ATLAS-Detektors zerfallen. Der Abstand zwischen dem primären Vertex, dem Kollisionspunkt der Protonen, und dem sekundären Vertex, dem Zerfallsort eines Bottom-Hadrons, kann als Maß für die Identifikation eines Bottom-Quarks herangezogen werden. Diese Eigenschaft eines Bottom-Quark-Jets ist in Abbildung 3.6 nochmals illustriert.

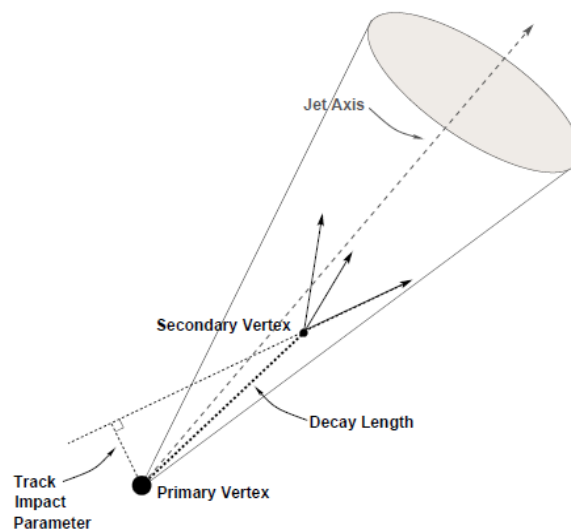


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung eines Bottom-Quark-Jets inklusive eines sekundären Vertexes [42].

Des Weiteren ist ein Bottom-Quark deutlich massereicher als alle seine Zerfallsprodukte. Dies hat zur Folge, dass die Zerfallsprodukte einen großen Transversalimpuls zur Jet-Achse besitzen und Jets aus Bottom-Quarks somit im Allgemeinen breiter sind und eine höhere Konstituenten-Multiplizität besitzen als Jets aus leichten Quarks. Zudem können Leptonen aus dem Zerfall der Bottom-Hadronen entstehen, die in Richtung des Jets zeigen. Diese Umstände macht man sich bei der Identifikation von Bottom-Quark-Jets zunutze.

In dieser Arbeit wird eine Kombination aus zwei Algorithmen [40] zur Identifikation der Bottom-Quark-Jets genutzt. Zum einen wird ein Likelihood-Ratio-Test verwendet, bei dem die Signifikanzen<sup>23</sup> der Abstände vom primären zum sekundären Vertex in Richtung der  $z$ -Achse und in der  $x$ - $y$ -Ebene eingehen. Zum anderen wird ein Verfahren genutzt, bei dem das Verhältnis der Impulse der Spuren, welche dem sekundären Vertex zugeordnet werden, zu dem Impuls des gesamten Jets bestimmt wird. Die Kombination der beiden Methoden liefert ein Gewicht. Je größer dieses Gewicht ist, desto wahrscheinlicher ist es, ein Bottom-Quark-Jet vorzufinden. Bei einem Wert von 1.55 wird der Schnitt zur Identifikation angelegt. Dies bedeutet eine Bottom-Quark-Jet-Identifikationseffizienz von circa 72 %, bei einem Unterdrückungsfaktor für Jets aus leichten Quarks von etwa 55. Bestimmt wurden diese Werte mithilfe von Top-Anti-Top-Quark Monte Carlo Ereignissen [41].

### 3.3.2.5 Fehlende transversale Energie

Die fehlende transversale Energie wird aus den Anteilen der Energie gebildet, die nicht im Detektor rekonstruiert werden können. Neben der Energie von nur gering wechselwirkenden Neutrinos setzt sich diese aus Messungenauigkeiten des Detektors zum Beispiel aufgrund der Auflösung, toten Regionen oder der begrenzten Abdeckung zusammen. Durch die Energieerhaltung im Schwerpunktsystem in der Ebene transversal zum Strahlrohr kann die fehlende transversale Energie mit den Energiedepositionen in den Kalorimetern bestimmt werden. Da Myonen nur gering im Kalorimeter wechselwirken, muss bei der Berechnung hierfür eine Korrektur berücksichtigt werden.

---

<sup>23</sup>Die Signifikanz einer Größe beschreibt das Verhältnis des Wertes der Größe zu seiner Unsicherheit.

# 4 Suche nach dem Higgs-Boson

In diesem Kapitel der Arbeit soll die Vorgehensweise zur Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson bei der assoziierten WH-Produktion dargelegt werden. Hierbei wird der Kanal, bei dem das  $W^\pm$ -Boson leptonisch und das Higgs-Boson hadronisch in ein Bottom-Quark-Paar zerfällt, näher beleuchtet. Mithilfe einer auf Schnitten basierenden Analyse wird ein Großteil des Untergrundes vom Signal getrennt. Anschließend werden die systematischen Unsicherheiten diskutiert und eine obere Ausschlussgrenze für den Wirkungsquerschnitt der Higgs-Boson-Produktion ermittelt. Für die Analyse werden Ereignisse, simuliert mithilfe von Monte Carlo Generatoren, mit den vom ATLAS-Detektor aufgenommenen Daten verglichen. In dieser Arbeit werden Daten verwendet, die einer integrierten Luminosität von  $1.47 \text{ fb}^{-1}$  entsprechen. Dies entspricht der Datenaufnahme des Jahres 2011 bis Anfang August. Die genutzten MC-Ereignisse stammen aus der offiziellen ATLAS MC-Produktion. In Tabelle 4.1 sind die simulierten physikalischen Prozesse dargestellt. Bei der Simulation sind teilweise Beschränkungen auf die kinematischen Eigenschaften der physikalischen Objekte vorgenommen worden, daher ist neben dem Generator auch das Produkt aus Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und Zerfallswahrscheinlichkeit (BR) für die jeweils simulierten physikalischen Prozess angegeben.

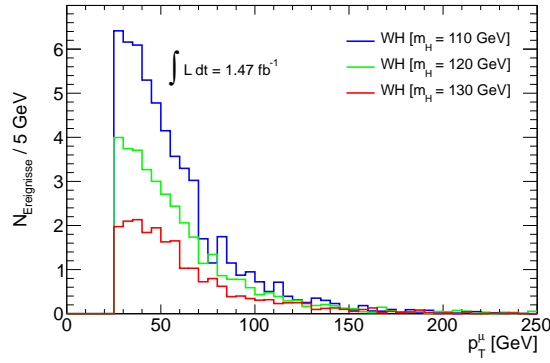
## 4.1 Ereignisselektion

Ziel der Analyse durch Schnitte auf kinematische Eigenschaften der physikalischen Objekte ist es, möglichst viele Untergrundereignisse herauszufiltern ohne dabei einen deutlichen Akzeptanzverlust des Signals zu erhalten. Der zu untersuchende Zerfall  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  wird im Idealfall eine für ihn typische Signatur im Detektor hinterlassen.

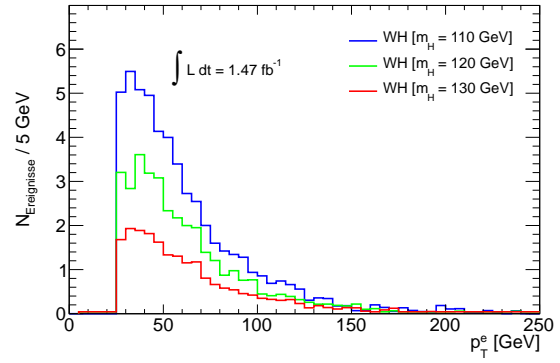
Prozess	Generator	$\sigma \times BR$
$WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$		
$m_H = 110 \text{ GeV}$	Pythia	0.211 pb
$m_H = 115 \text{ GeV}$	Pythia	0.172 pb
$m_H = 120 \text{ GeV}$	Pythia	0.138 pb
$m_H = 125 \text{ GeV}$	Pythia	0.107 pb
$m_H = 130 \text{ GeV}$	Pythia	0.080 pb
$W \rightarrow l\nu + 0..5 \text{ Jets}$	Alpgen	33.78 nb
$Z \rightarrow ll + 0..5 \text{ Jets mit } m_{ll} > 40 \text{ GeV}$	Alpgen	3.26 nb
WW	MC@NLO+gg2WW	17.97 pb
WZ	MC@NLO	0.26 pb
Top-Quark		
$t\bar{t}$ inkl. semi-/dileptonschem Zerfalls	MC@NLO	91.55 pb
t-Kanal	MC@NLO	21.34 pb
s-Kanal	MC@NLO	1.41 pb
Wt-Kanal	MC@NLO	14.59 pb
QCD-Multijet		
$c\bar{c}$ Myon-/Elektron-Filter	Pythia	50.49 nb
$b\bar{b}$ Myon-/Elektron-Filter	Pythia	151.30 nb

Tabelle 4.1: Mit Monte Carlo Generatoren simulierte physikalische Prozesse, die bei der Analyse verwendet werden, inklusive dem Produkt aus ihrem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und ihrer Zerfallswahrscheinlichkeit (BR) [17, 43, 44].

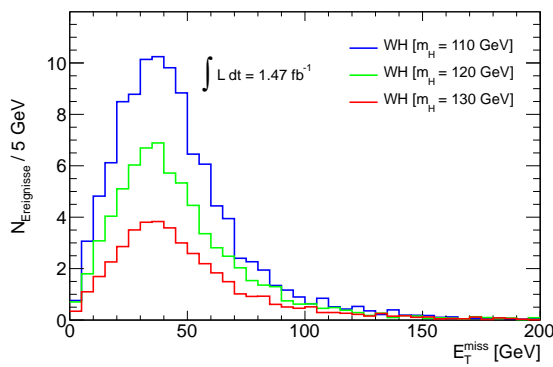
In Abbildung 4.1 sind kinematische Größen von rekonstruierten Objekten bei simulierten Signalereignissen mit einer Higgs-Boson-Masse von 110 GeV, 120 GeV und 130 GeV dargestellt. Selektionsschnitte, die im nachfolgenden Abschnitt 4.2 beschrieben werden, wurden bereits angewandt. Die Ereignisanzahl ist zudem auf die integrierte Luminosität der Analyse von  $1.47 \text{ fb}^{-1}$  normiert. Die Grundidee bei der Rekonstruktion der WH-Produktion ist die Suche nach einem isolierten Myon oder Elektron aus dem Zerfall des  $W^\pm$ -Bosons. In Abbildung 4.1a und 4.1b sind die transversalen Impulse für ein solches Myon bzw. Elektron dargestellt. Es wird deutlich, dass eine Großzahl der rekonstruierten Leptonen hohe transversale Impulse besitzen. Ferner erwartet man ein hohes Maß an fehlender transversaler Energie aus dem Zerfall des  $W^\pm$ -Bosons, da das Neutrino nicht direkt detektiert werden kann. Dies kann, wie in Abbildung 4.1c zu sehen ist, bestätigt werden. Das Lepton sollte zusammen mit der fehlenden transversalen Energie eine transversale Masse besitzen, die typisch für ein  $W^\pm$ -Boson ist (vgl. Abbildung 4.1d). Der zweite Teil der Analyse soll das Higgs-Boson rekonstruieren. Gesucht werden daher Ereignisse, bei denen zusätzlich zwei Jets rekonstruiert werden. Wie in Abbildung 4.1e zu sehen ist, ist dies bei dem überwiegenden Teil der Signalereignisse der Fall. Beide



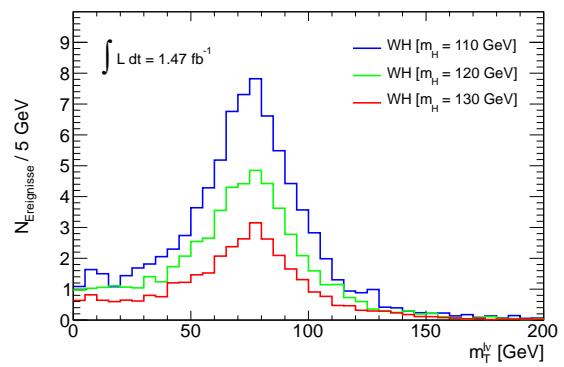
(a) Spektrum des transversalen Impulses der Myonen



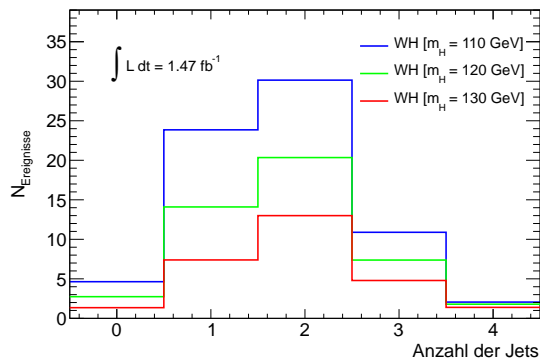
(b) Spektrum des transversalen Impulses der Elektronen



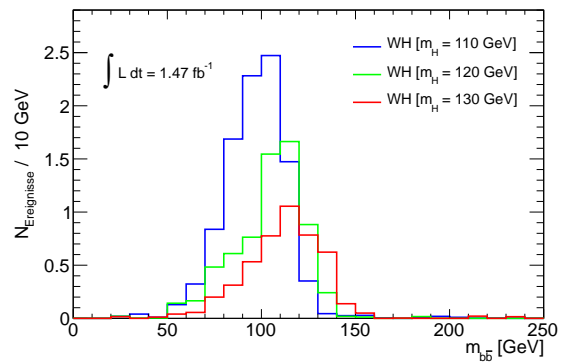
(c) Fehlende transversale Energie



(d) Transversale Masse des Systems aus Lepton und fehlender transversaler Energie



(e) Jetmultiplizität



(f) Invariante Masse des Bottom-Quark-Jet-Paares

Abbildung 4.1: Kinematische Signaturen der WH-Produktion für ein Higgs-Boson mit der Masse  $m_H = 110$  GeV (blau), 120 GeV (grün), 130 GeV (rot).

Jets sollen des Weiteren als Jets von einem Bottom-Quark identifiziert werden. Aus der invarianten Masse der beiden Jets (siehe Abbildung 4.1f) kann dann auf die Masse des



Higgs-Bosons geschlossen werden. Je größer diese ist, desto weiter verschiebt sich auch die Verteilung der invarianten Masse des Jet-Paares zu höheren Werten.

## 4.2 Selektion der $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ -Kandidaten

### 4.2.1 Vorselektion Teil I

Zu Beginn der Ereignisselektion wird sicher gestellt, dass während der Datenaufnahme die Protonen-Strahlen sowie der Detektor reibungslos funktioniert haben. Dies geschieht mittels der Überprüfung einer `GoodRunList`. Sollten diese Kriterien nicht erfüllt sein, werden die jeweiligen Ereignisse verworfen und stehen der weiteren Analyse nicht mehr zur Verfügung. Trotz dieser Überprüfung kann es im elektromagnetischen Kalorimeter durch Störsignale<sup>1</sup> zu fehlerhaften Rekonstruktionen der Cluster kommen [45]. Ist das der Fall, werden die Ereignisse ebenfalls verworfen.

Ein globales Gewicht für jedes simulierte Monte Carlo-Ereignis wird eingeführt, um auf Unterschiede der Rekonstruktionseffizienzen zwischen Daten und MC zu korrigieren. Für jede Korrektur wird jeweils ein Gewicht bestimmt. Anschließend werden diese multipliziert und ergeben zusammen ein spezifisches MC-Ereignis-Gewicht.

Aufgrund eines Defektes der Auslesetechnik im Kalorimeter ab Periode<sup>2</sup> E der Datenaufnahme müssen alle MC-Ereignisse neu gewichtet werden. Falls in MC-Ereignissen Objekte, die als Elektronen rekonstruiert und identifiziert werden, eine transversale Energie größer als 15 GeV besitzen und in den toten Detektorbereich zeigen, wird das Ereignis neu gewichtet. Dies ist auch der Fall, wenn rekonstruierte Jets mit einem transversalen Impuls größer als 40 GeV einen bestimmten Anteil ihrer Energie in dem defekten Kalorimeterbereich deponiert haben. Der angewandte Gewichtungsfaktor wird hierbei aus dem Verhältnis der integrierten Luminosität vor dem Ausfall des Kalorimeterbereichs zu der gesamten integrierten Luminosität bestimmt. Zeigen in den Detektordaten ab Periode E Jets oder Elektronen mit obigen Eigenschaften in den defekten Bereich, werden diese Ereignisse verworfen.

<sup>1</sup>Im Allgemeinen als "noise bursts" bezeichnet.

<sup>2</sup>Eine Periode bezeichnet eine Datenmenge, die mit dem ATLAS-Detektor während einer bestimmten Zeitspanne aufgezeichnet wird.

Eine weitere Gewichtung wird aufgrund des Pileups notwendig, welche im Folgenden kurz dargelegt werden soll.

#### 4.2.1.1 Pileup

Kollidieren zwei Bündel der Protonenstrahlen im ATLAS-Detektor, finden eine Vielzahl von Wechselwirkungen zwischen unterschiedlichen Partonen der Protonen statt. Üblicherweise ist man jedoch nur an einer bestimmten Wechselwirkung, der primären, interessiert. Pileup [46] bezeichnet die Wechselwirkungen, die nicht der primären Wechselwirkung zugeordnet werden können. Man unterscheidet zwischen zwei Arten des Pileups. Zum einen das "in-time Pileup", bei der die nicht-primären Wechselwirkungen aus der selben Bündel-Bündel-Kollision wie das Signal stammen. Zum anderen das "out-of-time Pileup". Hierbei überlagern Messungen aus zeitlich-benachbarten Bündel-Bündel-Kollisionen das Signal im Detektor. Seit dem Jahr 2011 läuft der LHC mit einem Abstand von 50 ns zwischen zwei benachbarten Protonenbündeln. Hierdurch erhöht sich das "out-of-time Pileup" im Vergleich zu den im Jahr 2010 aufgenommenen Daten deutlich und ist nicht mehr vernachlässigbar. Aus diesem Grund wurden die MC-Ereignisse mit unterschiedlichen Pileup-Konditionen generiert. Als sensitive Größe wird die mittlere Pileup-Wechselwirkung  $\langle \mu \rangle$  eingeführt. Die Verteilung dieser Größe wird bei den aufgezeichneten Daten bestimmt und die MC-Ereignisse entsprechend gewichtet.

### 4.2.2 Objekt-Definitionen

Wie bereits in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, werden physikalische Objekte in einem Ereignis rekonstruiert und identifiziert. Dies ist nur der erste Schritt der Objekt-Definition. Für die weitere Analyse werden die Kriterien der einzelnen Objekte verschärft. Im Folgenden wird näher auf die Selektion der Objekte eingegangen.

#### 4.2.2.1 Myonen

Myonen müssen als "Combined" oder "Segment tagged" Myonen rekonstruiert werden und eine gute Spur im inneren Detektor aufweisen. Diese liegt vor, wenn eine bestimmte

Anzahl an Treffern im Pixel-, Halbleiter- und Übergangsstrahlungsdetektor mit der Spur assoziiert werden kann<sup>3</sup>.

Um kosmische Myonen von den Signal-Myonen, die bei der Proton-Proton-Kollision entstehen, zu trennen, wird ein kosmisches Veto durchgeführt. Hierbei wird der Abstand zwischen der rekonstruierten Spur des Myons und dem primären Vertex betrachtet. Ist dieser Abstand in Strahlrichtung größer als 1 mm bzw. der minimale Abstand in der transversalen Ebene zum Protonstrahl größer als 0.1 mm, wird das Myon verworfen.

Ferner soll das Myon im zentralen Detektorbereich ( $|\eta^\mu| < 2.4$ ) aufgefunden werden und einen transversalen Impuls  $p_T^\mu > 25 \text{ GeV}^4$  besitzen.

Um Myonen aus Jets zu unterdrücken, wie beispielsweise solche aus semileptonischen Zerfällen eines Bottom-Hadrons, muss die Summe aller transversalen Impulse der Spuren in einem Kegel mit dem Radius  $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} = 0.2$  um die Myonspur weniger als 10 % des transversalen Impulses des Myons ausmachen. Myonen mit einem Abstand  $\Delta R < 0.4$  zu einem "guten" Jet<sup>5</sup> werden ebenfalls verworfen.

Übersteht ein Myon alle genannten Schnitte, wird es als "gutes" Myon identifiziert.

#### 4.2.2.2 Elektronen

Ein "gutes" Elektron muss mit dem in Abschnitt 3.3.2.1 vorgestellten Algorithmus für isolierte und hochenergetische Elektronen rekonstruiert werden. Außerdem muss es die Kriterien eines "tight" Elektrons erfüllen.

Um eine Konsistenz zwischen Myonen- und Elektronen-Rekonstruktion zu erhalten, wird auch bei den Elektronen auf die Abstände zum primären Vertex geschritten. Der longitudinale Abstand in Strahlrichtung zwischen rekonstruierter Trajektorie und primärem Vertex muss kleiner als 1 mm sein, der minimale Abstand in der  $x$ - $y$ -Ebene wiederum kleiner als 0.1 mm.

<sup>3</sup>Weitere Details können in [47] nachgelesen werden.

<sup>4</sup>Da die Auflösung des Detektors schlechter ist als mit den MC-Generatoren simuliert, wird der Impuls der Myonen in MC-Ereignissen geschmiert. Dies geschieht durch eine zufällige Änderung des Impulses. Mittels einer Gauß-Verteilung mit dem Mittelwert von 0 % und einer Standardabweichung  $\sigma = 1.4 \%$  wird der zufällige Korrekturfaktor bestimmt.

<sup>5</sup>Ein "guter" Jet wird in Abschnitt 4.2.2.3 definiert.

Für die Bestimmung, ob das Elektron den zentralen Detektorbereich und somit auch das elektromagnetische Kalorimeter getroffen hat, wird die Pseudorapidität der rekonstruierten Spur des Elektrons betrachtet. Hierfür muss gelten:  $|\eta_{Spur}^e| < 2.47$ . Die transversale Energie  $E_T^e$ <sup>6</sup> muss einen Grenzwert von 25 GeV übertreffen.

Eine Isolation für das Elektron muss ebenfalls vorliegen. In einem Kegel mit dem Radius von  $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} = 0.2$  um die Elektronspur darf die Summe der transversalen Energien der Spuren maximal 10 % der transversalen Energie des Elektrons ausmachen. Da ausschließlich hochenergetische Elektronen in der Analyse verwendet werden, gilt:  $E_T^e \approx |p_T^e|$ .

### 4.2.2.3 Jets

Jets werden mit dem anti- $k_t$ -Algorithmus mit einem Radius  $\Delta R = 0.4$  rekonstruiert. Ihre Energien werden kalibriert, indem ein  $\eta^{Jet}$  und  $p_T^{Jet}$  abhängiger Korrekturfaktor eingeführt wird. Nur Jets mit einem transversalem Impuls  $p_T^{jet}$  größer als 25 GeV werden in der Analyse verwendet. Zudem sollen sie im zentralen Detektorbereich  $|\eta^{jet}| < 2.5$  ihre Signatur hinterlassen haben.

Um Jets von Pileup-Ereignissen zu unterdrücken, wird ein Schnitt auf die "Jet Vertex Fraction" [48] durchgeführt. Hierbei werden die transversalen Impulse aller Spuren, die den Jet bilden, in Abhängigkeit ihrer zugehörigen Vertices aufsummiert. Mindestens 75 % des transversalen Impulses des Jets müssen von Spuren, die mit dem primären Vertex assoziiert sind, stammen.

Da Elektronen ihre Energie im Kalorimeter abgeben, werden sie in der Regel ebenfalls als Jets rekonstruiert. Um Jets, die ein Elektron beschreiben, auszusortieren, wird der Abstand zwischen Jets und "guten" Elektronen betrachtet. Ist dieser kleiner als  $\Delta R = 0.4$ , wird der Jet verworfen.

Jets, die alle Selektionskriterien überstehen, werden als "gute" Jets bezeichnet.

---

<sup>6</sup>Die gemessene Energie des Elektrons wird aufgrund der Auflösungsunterschiede zwischen Detektor- und MC-Daten, ähnlich der Vorgehensweise wie bei Myonen, korrigiert.

### 4.2.3 Vorselektion Teil II

Nachdem die Ereignisse die Vorselektion erfolgreich überstanden haben und die für die Analyse interessanten physikalischen Objekte definiert sind, werden die MC-Ereignisse neu gewichtet. Für Myonen ergeben sich Skalierungsfaktoren aufgrund unterschiedlicher Effizienzen zwischen MC- und Daten-Ereignissen bei der Rekonstruktion und der Trigger-Wahrscheinlichkeit. Für Elektronen weichen Rekonstruktions-, Identifikations- und Trigger-Effizienzen voneinander ab. Und auch die Jet-Identifikationsrate zwischen MC- und Daten-Ereignissen ist nicht übereinstimmend.

Ein weiterer Schnitt bezüglich der Vertex-Qualität wird angewandt. Das Ereignis soll mindestens einen primären Vertex mit mehr als zwei assoziierten Spuren aufweisen.

Ein auf EventFilter-Level getriggertes Lepton muss im gleichen  $\eta$ - $\phi$ -Bereich wie ein rekonstruiertes "gutes" Lepton vorgefunden werden. Der Abstand der Spuren des getriggerten Objektes und des "guten" Elektrons muss kleiner als  $\Delta R = 0.15$  sein. Bei "guten" Myonen darf dieser Abstand nicht größer  $\Delta R = 0.1$  sein. Zudem muss das getriggerte Elektron einen transversalen Impuls von mindestens  $p_T^e = 20$  GeV aufweisen. Getriggerte Myonen müssen einen transversalen Mindestimpuls von 18 GeV oder, sofern sie im Barrelbereich detektiert wurden, einen im Myonspektrometer gemessenen Transversalimpuls von  $p_T^\mu > 40$  GeV besitzen. Die Abfrage auf die beiden Myonen-Trigger ist notwendig, da in den MC-Ereignissen ein  $p_T^\mu$ -abhängiger Effizienzverlust beobachtet werden kann, der durch eine fehlerhafte Triggersimulation hervorgerufen wird.

Zum Abschluss der Vorselektion soll sichergestellt werden, dass keine fehlerhaft rekonstruierten Jets die Berechnung der fehlenden transversalen Energie beeinträchtigen. Daher werden Jets, sofern sie einen transversalen Impuls  $p_T^{Jet} > 15$  GeV besitzen, gesondert untersucht. Wird einem dieser Jets eine gemessene Energiespitze in den Endkappen des hadronischen Kalorimeters, ein kohärentes Störsignal im elektromagnetischen Kalorimeter oder ein Nicht-Kollisions-Ereignisse zugeordnet, wird das gesamte Ereignis verworfen [49].

## 4.2.4 Hauptselektion

Nach der Vorselektion werden in der Hauptselektion die physikalisch-motivierten Schnitte angewandt, um die Signalereignisse möglichst deutlich von den Untergrundprozessen zu trennen.

### 4.2.4.1 Rekonstruktion des $W^\pm$ -Boson-Kandidatens

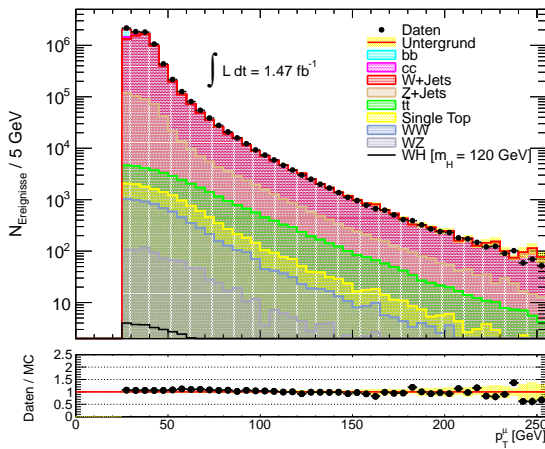
Der Schnitt auf exakt ein "gutes" Lepton unterdrückt vor allem die Untergrundkomponenten mit einem  $Z^0$ -Boson sowie die Top-Anti-Top-Quark-Produktion. Ferner separiert er die Analyse in zwei Teile: zum einen in den Myon-Kanal, zum anderen in den Elektron-Kanal. In Abbildung 4.2 sind die kinematischen Eigenschaften des "guten" Leptons dargestellt. Die simulierten Ereignisse werden mit den aufgezeichneten Daten verglichen. Die farblich schraffierten Bereiche stellen die einzelnen simulierten physikalischen Prozesse dar. Im Histogramm sind sie übereinander abgebildet. Von unten nach oben angeordnet sind die Prozesse der  $WZ$ -(graublau) und der  $WW$ -Produktion (blau), gefolgt von den Einzel-Top-Quark- (gelb) und Top-Anti-Top-Quark-Zerfällen (grün). Darauf aufbauend folgt die  $Z^0$ -Boson-Produktion in Assoziation mit bis zu fünf Jets (beige), die aus Hadronen entstehen. Oberhalb der  $Z^0$ -Boson-Ereignisse findet sich die  $W^\pm$ -Boson-Produktion inklusive Jets (rot) wieder. Die beiden obersten Einträge stellen die QCD-Multijet-Produktion dar. Hierbei werden nur die Anteile der  $c\bar{c}$ - (magenta) und  $b\bar{b}$ - (cyan) Produktion betrachtet, da QCD-Multijet Ereignisse mit anderen Quarks zum einen nur in wenigen Fällen isolierte Leptonen erzeugen und zum anderen nur selten als Bottom-Quark-Jets identifiziert werden. Die rote Linie zeigt die Summe aller simulierten Untergrundprozesse an. Die statistische Unsicherheit der MC Ereignisse wird durch das gelbe Band repräsentiert. Das simulierte Signal der  $WH$ -Produktion (mit einer Higgs-Masse von  $m_H = 120$  GeV) ist als schwarze Linie dargestellt. Die mit dem ATLAS-Detektor gemessenen Daten sind als schwarze Punkte in den Histogrammen eingetragen.

Der Daten-Monte Carlo-Vergleich für den Myon-Kanal zeigt eine gute Übereinstimmung. Die Daten werden insbesondere im Spektrum des transversalen Impulses des Myons (siehe Abbildung 4.2a) mithilfe der MC-Ereignisse gut beschrieben. In Abbildung 4.2c wird jedoch deutlich, dass im Barrelbereich ( $|\eta| < 1.05$ ) ein leichter Überschuss von Daten-

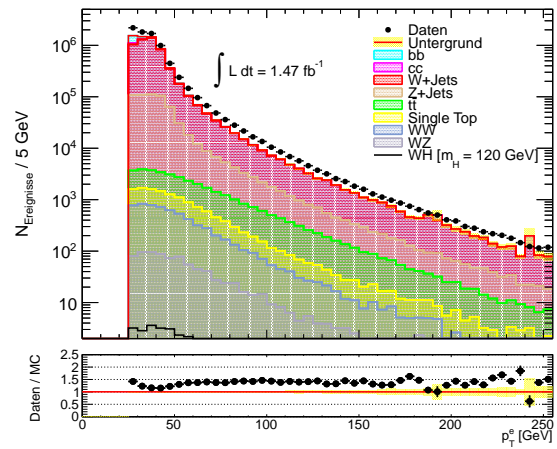
gegenüber MC-Ereignisse vorhanden ist. Der Unterschied liegt allerdings im Rahmen der statistischen und systematischen Unsicherheit<sup>7</sup>.

Im Elektron-Kanal zeigt sich für die Verteilung der Pseudorapidität  $\eta^e$  (Abbildung 4.2d) ein klarer Datenüberschuss. Besonders im  $|\eta^e|$ -Bereich größer als 1.8 zeigt sich eine deutliche Diskrepanz. Dieses Verhalten ist noch nicht komplett verstanden. Vermutlich spielen mehrere Komponenten bei der Entstehung der Bäuche eine Rolle. QCD-Multijet-

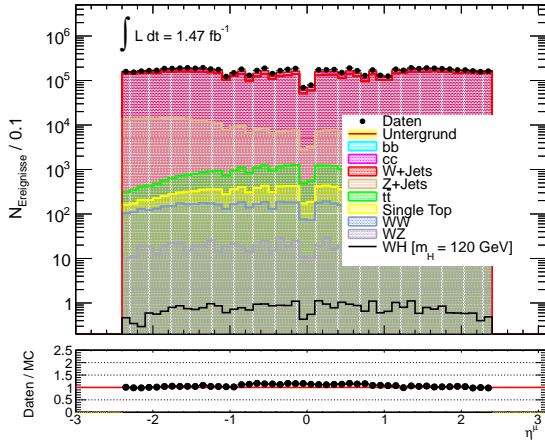
<sup>7</sup>Systematische Unsicherheiten, auf die in Abschnitt 4.3 näher eingegangen wird, erhöhen die Unsicherheiten auf die Untergrund-Verteilung nochmals deutlich.



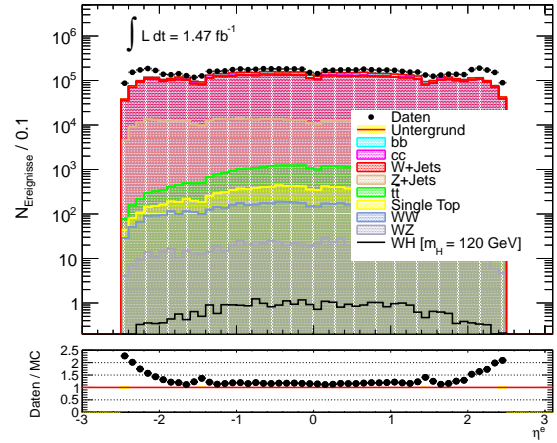
(a) Spektrum des transversalen Impulses der Myonen  $p_T^\mu$



(b) Spektrum des transversalen Impulses der Elektronen  $p_T^e$



(c) Verteilung der Pseudorapidität  $\eta^\mu$  der Myonen



(d) Verteilung der Pseudorapidität  $\eta^e$  der Elektronen

Abbildung 4.2: Monte Carlo - Daten Vergleich der kinematischen Eigenschaften des "guten" Leptons.

Produktion aus leichten Quarks ist hierbei eine mögliche Erklärung. Ferner ist vor dem elektromagnetischen Kalorimeter im  $|\eta|$ -Bereich kleiner als 1.8 eine zusätzliche Lage aus Argon-Kalorimeter-Zellen installiert um weitere Energieverluste zu messen. Die hier gewonnenen Informationen werden bei der Identifikation von Elektronen genutzt. Im Bereich größer als  $|\eta| = 1.8$  stehen diese Informationen nicht mehr zur Verfügung, daher kommt es zu vermehrter Fehlidentifikation von Jets als Elektronen. Zudem nehmen Pileup-Effekte mit wachsender Pseudorapidität zu. Wie in Abbildung 4.2b zu sehen ist, ist die Differenz zwischen Daten und MC unabhängig vom Transversalimpuls des Elektrons. Die Formen der Daten- und MC-Verteilung stimmen überein, sind jedoch um einen konstanten Faktor verschoben.

Als weiteres Selektionskriterium wird eine fehlende transversale Energie von mindestens 25 GeV verlangt. Die fehlende transversale Energie wird mithilfe der Energiedepositionen im hadronischen und elektromagnetischen Kalorimeter im Bereich  $|\eta| < 4.5$  bestimmt. Im Myon-Kanal wird zusätzlich der transversale Impuls des Myons mit berücksichtigt. Da die fehlende transversale Energie  $E_T^{miss}$  näherungsweise den Transversalimpuls eines Neutrinos  $p_T^{\nu}$  widerspiegelt, kann die transversale Masse  $m_T^{l\nu}$  des  $W^\pm$ -Boson-Kandidatens wie folgt berechnet werden:

$$m_T^{l\nu} = \sqrt{2p_T^l E_T^{miss} (1 - \cos \Delta\phi)}, \quad (4.1)$$

wobei  $p_T^l$  den Transversalimpuls des "guten" Leptons darstellt und  $\Delta\phi$  den Azimutalwinkelabstand zwischen Lepton und fehlender transversaler Energie beschreibt. Liegt die transversale Masse unterhalb von 40 GeV, wird das Ereignis nicht weiter betrachtet.

In Abbildung 4.3 ist die fehlende transversale Energie  $E_T^{miss}$  und die transversale Masse  $m_T^{l\nu}$  im Myon- und Elektron-Kanal dargestellt. Die vertikal-gestrichelten Linien deuten jeweils den Schnitt bei der Analyse an. Im Elektron-Kanal ist bei der Verteilung der fehlenden transversalen Energie (Abbildung 4.3b) bei kleinen Werten ein Daten-Überschuss zu beobachten. Dies folgt aus der Außerachtlassung der QCD-Multijet-Produktion mit leichten Quarks und Gluonen als Untergrundprozess. Bei diesen Prozessen können Elektronen entstehen oder Jets fälschlicherweise als Elektronen identifiziert werden. Myonen hingegen werden unter anderem mithilfe des Myonspektrometers identifiziert, daher kommt es seltener zu Fehlidentifikationen. Bei der QCD-Multijet-Produktion entste-



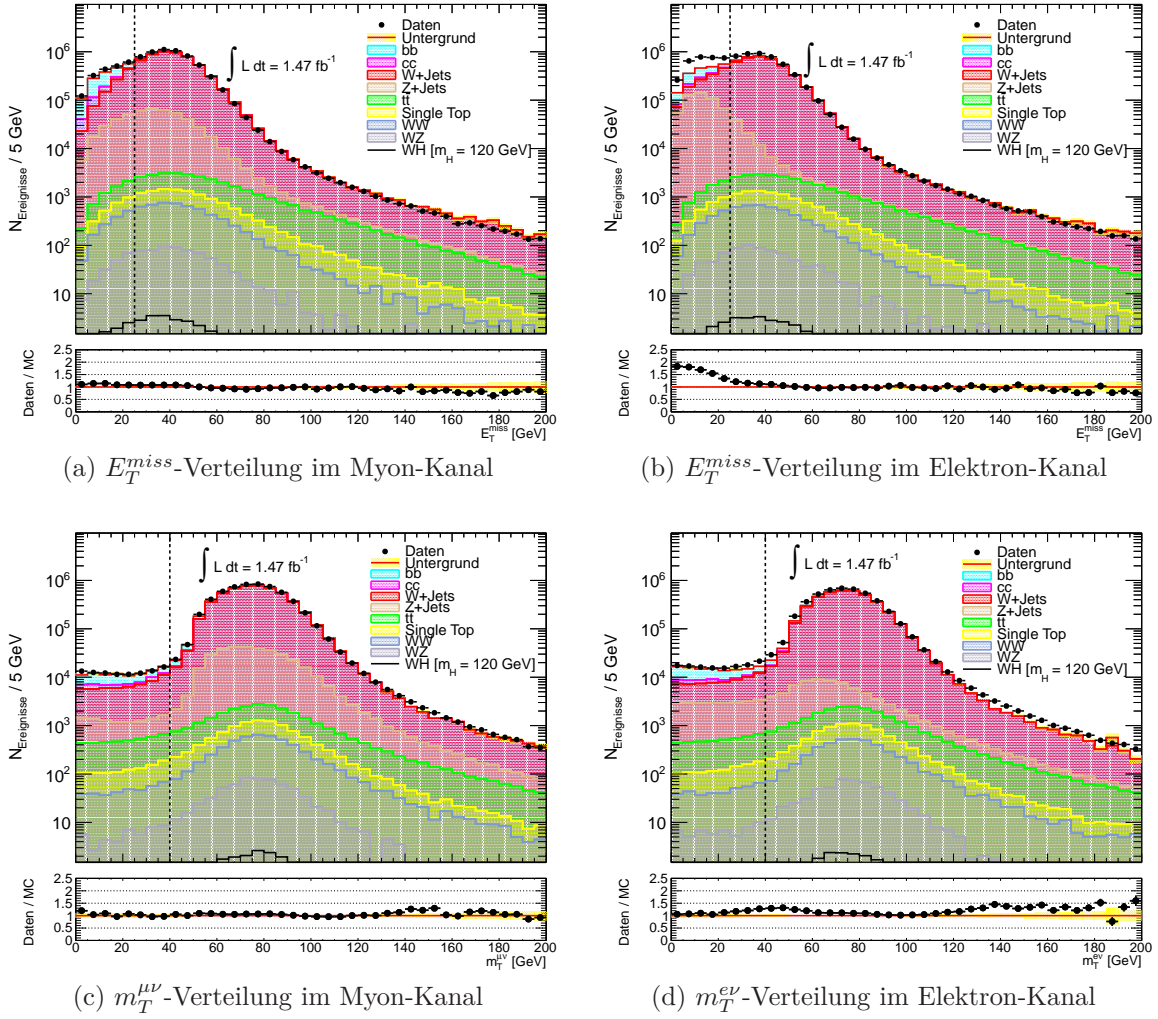
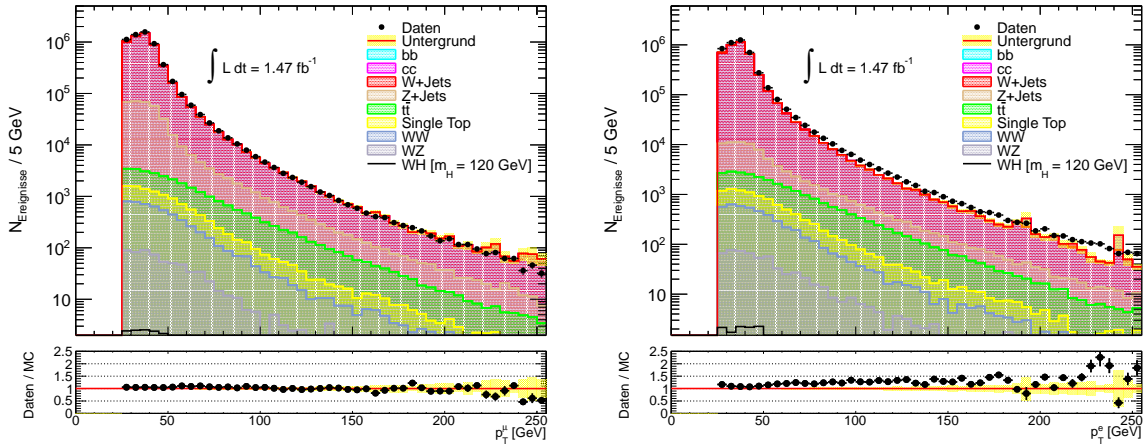


Abbildung 4.3: Monte Carlo - Daten Vergleich der transversalen fehlenden Energie  $E_T^{miss}$  und der transversalen Masse  $m_T^{l\nu}$ .

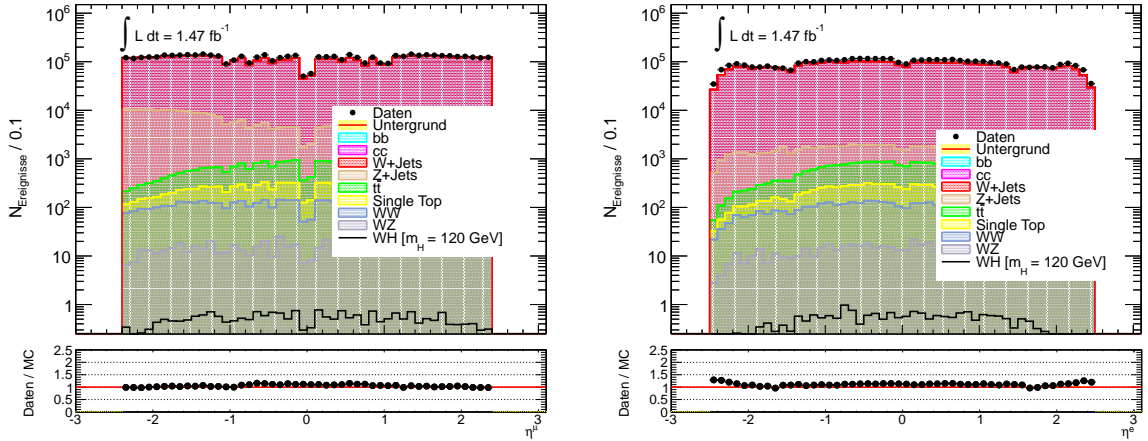
hen Myonen hauptsächlich bei Zerfällen von schweren Quarks. Diese Ereignisse sind in den Untergrundprozessen beinhaltet. Folglich ist der Daten-MC-Vergleich für wenig fehlende transversale Energie im Myon-Kanal (Abbildung 4.3a) deutlich besser. Der Schnitt auf mindestens 25 GeV fehlende transversale Energie soll vor allem den QCD-Multijet-Untergrund unterdrücken. Zudem wird ein Großteil der Ereignisse mit einem  $Z^0$ -Boson verworfen. Eine weitere Reduktion der QCD-Multijet-Produktion erhält man durch den Schnitt auf die transversale Masse des Lepton-Neutrino-Systems  $m_T^{l\nu}$  von mehr als 40 GeV. Sowohl im Myon- (Abbildung 4.3c) als auch im Elektron-Kanal (Abbildung 4.3d) ist ersichtlich, dass der Hauptteil des QCD-Multijet-Untergrundes bei geringen Werten der transversalen Masse zu finden ist. Die Übereinstimmung zwischen Daten

und MC ist besonders im Bereich der transversalen Masse eines  $W^\pm$ -Bosons gut. Für höhere Werte der transversalen Masse ergeben sich erkennbare Diskrepanzen, jedoch steigt auch die statistische Unsicherheit merklich an.

In Abbildung 4.4 sind diesmal der transversale Impuls  $p_T^{e/\mu}$  und die Pseudorapidität  $\eta^{e/\mu}$  des Elektrons/Myons nach den Schnitten auf die fehlende transversale Energie  $E_T^{miss}$  und die Transversalmasse  $m_T^{l\nu}$  dargestellt. Die Diskrepanzen zwischen Daten und MC sind insbesondere für große Werte von  $\eta^e$  deutlich geringer geworden. Großteils beschreiben die simulierten Ereignisse sowohl den Transversalimpuls als auch die Pseudorapiditäts-



(a) Spektrum des transversalen Myonenimpulses  $p_T^\mu$  (b) Spektrum des transversalen Elektronenimpulses  $p_T^e$



(c) Pseudorapidität des Myons  $\eta^\mu$  (d) Pseudorapidität des Elektrons  $\eta^e$

Abbildung 4.4: Daten - Monte Carlo Vergleich kinematischer Eigenschaften des Myons bzw. Elektrons nach dem Schnitt auf  $E_T^{miss}$  und  $m_T^{l\nu}$ .

verteilung des Elektrons im Rahmen der statistischen Unsicherheiten. Systematische Unsicherheiten, auf die in Abschnitt 4.3 näher eingegangen wird, erhöhen die Unsicherheiten auf die Untergrund-Verteilung nochmals deutlich. Die Histogramme für den Myon-Kanal (Abbildung 4.4a und 4.4c) zeigen weiterhin eine gute Übereinstimmung.

#### 4.2.4.2 Rekonstruktion des Higgs-Boson-Kandidatens

Die Abbildung 4.5 zeigt die Jetmultiplizität für die Kombination des Myon- und Elektron-Kanals nach der Rekonstruktion des  $W^\pm$ -Boson-Kandidatens. Die MC-Simulationen beschreiben die Anzahl der Ereignisse mit bis zu fünf Jets treffend. Abweichungen für höhere Jetmultiplizitäten sind damit zu begründen, dass Ereignisse größtenteils nur mit bis zu fünf Jets simuliert wurden. Für die Rekonstruktion des Higgs-Boson-Kandidatens wird ein Schnitt auf exakt zwei Jets durchgeführt, da bei einem Zerfall des Higgs-Bosons in ein Bottom-Quark-Paar genau zwei Jets erwartet werden. Die Richtigkeit dieser Überlegung wird in Abbildung 4.5 ersichtlich. Der Hauptanteil des WH-Signals findet sich in der Spalte mit zwei Jets wieder. Die MC-Simulation des Untergrundes sagt etwa 5% mehr Zwei-Jet-Ereignisse voraus als in den Daten zu beobachten ist.

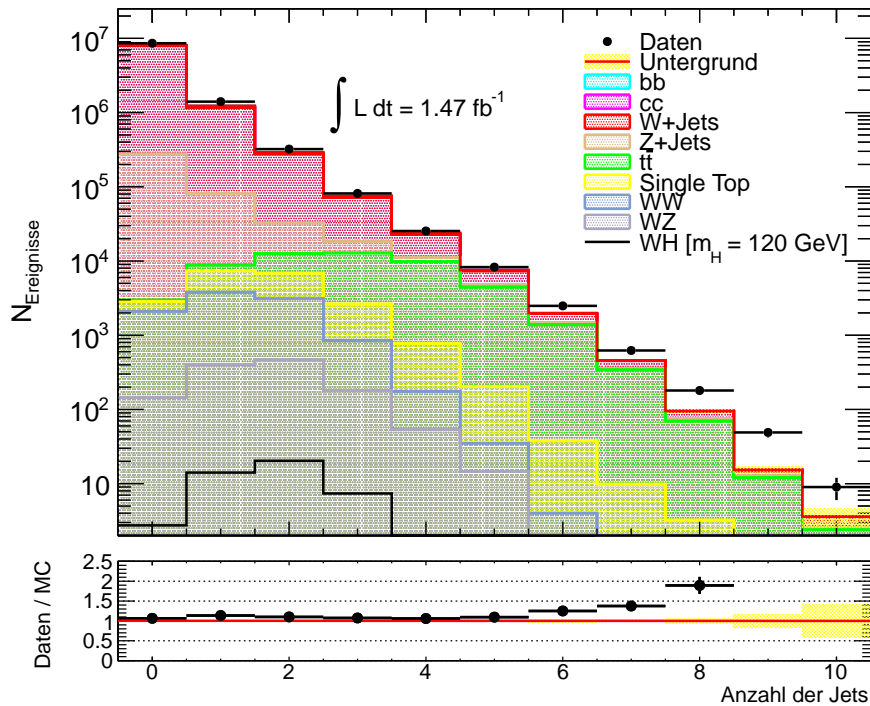


Abbildung 4.5: Jetmultiplizität nach der Rekonstruktion des  $W^\pm$ -Boson-Kandidatens.

Abbildung 4.6 zeigt die kinematischen Verteilungen der beiden Jets. Sowohl in der Pseudorapiditäts- (Abbildung 4.6a) als auch in der Azimutalwinkel- (Abbildung 4.6b) Verteilung der Jets findet sich der leichte MC-Überschuss wieder. Die Formen der Daten- und MC-Verteilungen sind jedoch vergleichbar. Die Auswirkung des in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Ausfalls eines Teils der Auslesetechnik im Kalorimeter ist in Abbildung 4.6b klar ersichtlich. Im betroffenen Bereich  $-0.9 < \phi^{Jets} < -0.5$  sind deutlich weniger Jets in den aufgenommenen Daten zu beobachten. Gleichzeitig ist jedoch zu erkennen, dass durch die Korrektur der MC-Ereignisse auch dieser Bereich treffend beschrieben wird. Weder im Spektrum der transversalen Impulse des energiereicheren der beiden Jets (Abbildung 4.6c), noch in der Verteilung des Transversalimpulses des zweiten Jets

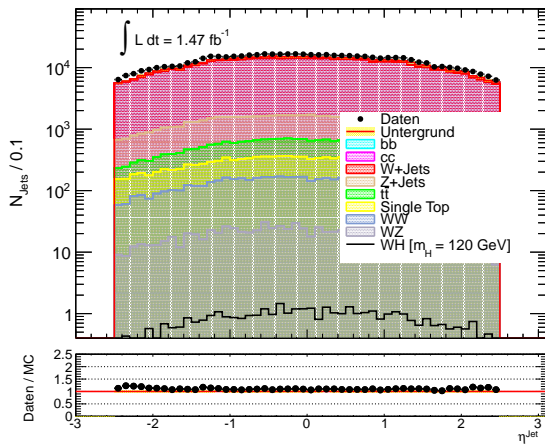
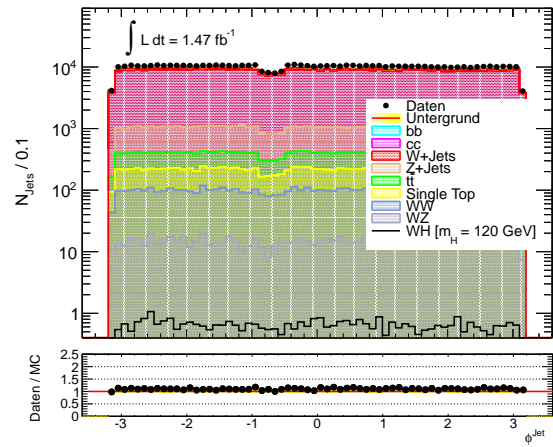
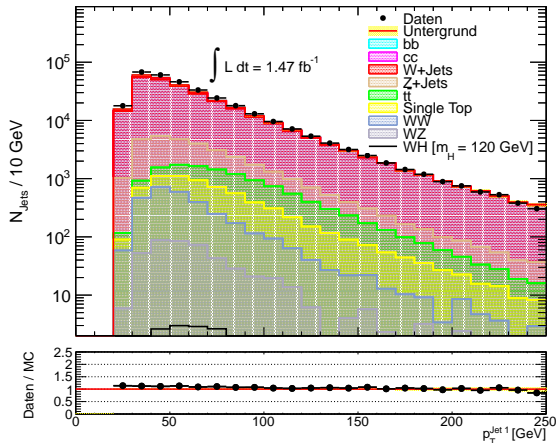
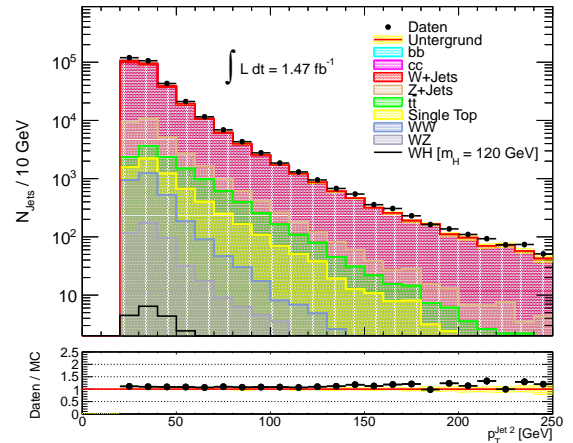
(a) Pseudorapiditätsverteilung  $\eta^{Jet}$  der Jets(b) Azimutalwinkelverteilung  $\phi^{Jet}$  der Jets(c) Transversaler Impuls  $p_T^{Jet1}$  des ersten Jets(d) Transversaler Impuls  $p_T^{Jet2}$  des zweiten Jets

Abbildung 4.6: Daten - Monte Carlo Vergleich kinematischer Eigenschaften der Jets nach dem Schnitt auf exakt zwei Jets.

(Abbildung 4.6c) ist ein signifikanter Unterschied zwischen MC und Daten auszumachen.

Der abschließende Schnitt der Ereignisselektion verlangt die Identifikation beider Jets als Bottom-Quark-Jets. Die in Abschnitt 3.3.2.4 vorgestellte Methode wird hierzu verwendet. Die Abbildung 4.7 stellt die Verteilung der Gewichte der Bottom-Quark-Jet-Identifikation der Jets dar. Mit steigendem Gewicht werden die Anteile der Top-Anti-Top-Quark-, Einzel-Top-Quark-, Einzel-Top-Quark- und der QCD-Multijet-Produktion am Untergrund immer größer. Jets mit einem Gewicht größer als 1.55 werden als Bottom-Quark-Jets identifiziert.

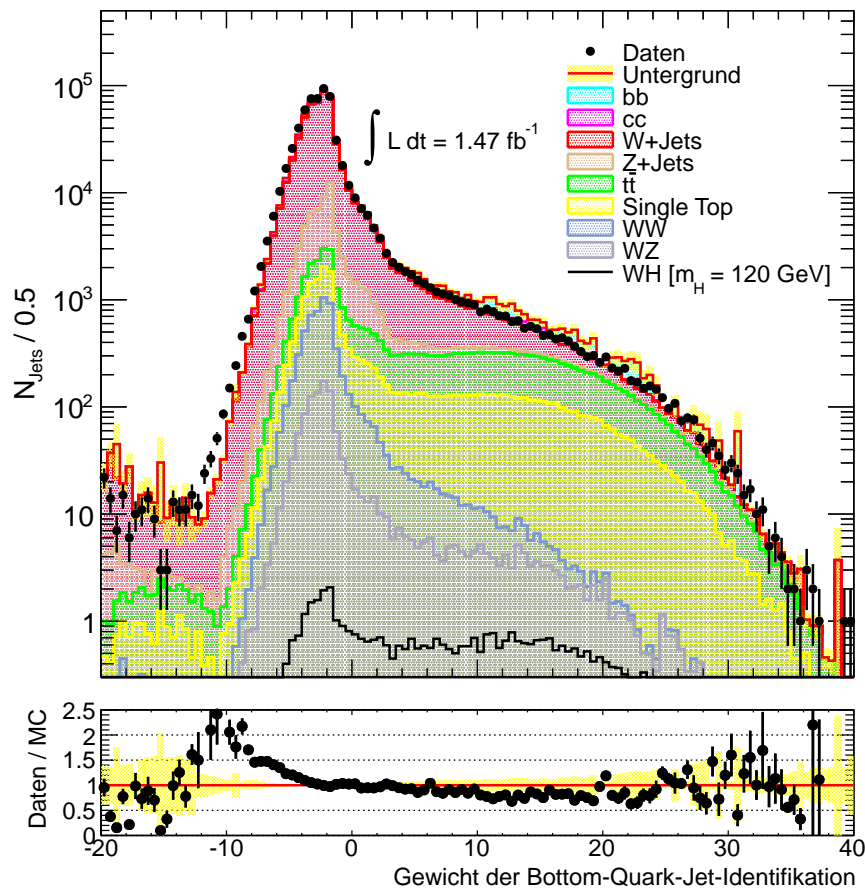


Abbildung 4.7: Verteilung der Gewichte der Bottom-Quark-Jet-Identifikation.

In Abbildung 4.8 sind die Ereignisse in die Kanäle mit keinem, einem und zwei Bottom-Quark-Jets aufgeteilt. Eine gute Übereinstimmung lässt sich beobachten. Der Kanal mit zwei Bottom-Quark-Jets wird für die Berechnung der Higgs-Boson-Ausschlussgrenzen

genutzt. Die Abweichung von Daten und MC-Ereignissen entspricht etwa 5 % und liegt somit im Rahmen der statistischen Unsicherheit.

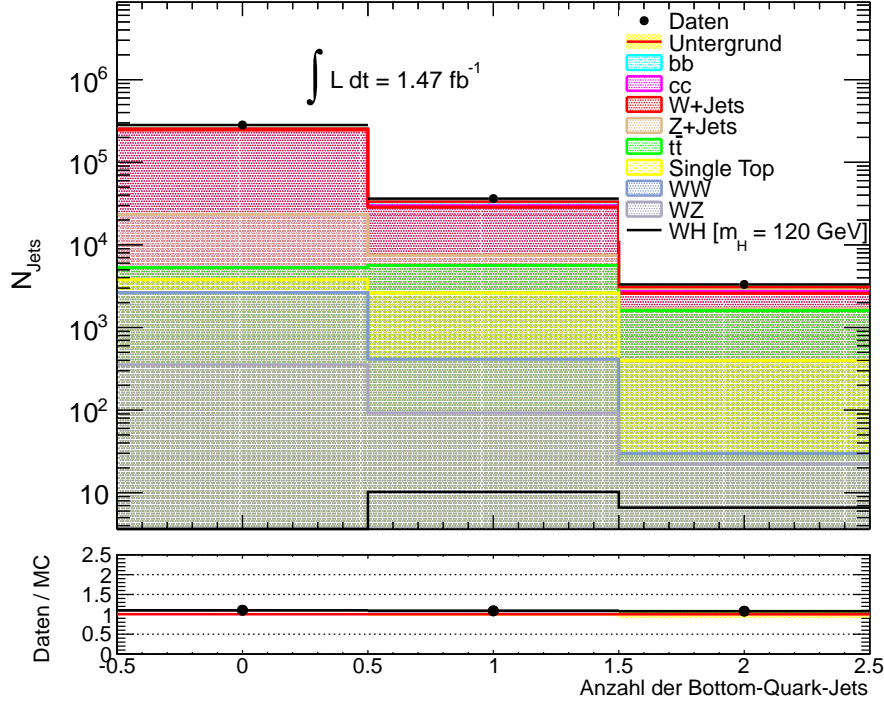


Abbildung 4.8: Anzahl der Bottom-Quark-Jets nach dem Schnitt auf exakt zwei Jets.

Die invariante Masse  $m_{b\bar{b}}$  der beiden Jets wird wie folgt berechnet:

$$m_{b\bar{b}} = \sqrt{(E^{Jet1} + E^{Jet2})^2 - (\vec{p}^{Jet1} + \vec{p}^{Jet2})^2}, \quad (4.2)$$

wobei  $E^{JetN}$  ( $\vec{p}^{JetN}$ ) die Energie (den Impuls) des N-ten Jets beschreibt.

In Abbildung 4.9 ist die Verteilung der invarianten Zwei-Jet-Masse  $m_{b\bar{b}}$  dargestellt. Es ist zu erkennen, dass Diskrepanzen zwischen den Daten- und MC-Verteilung vorliegen. Aufgrund der mangelnden Statistik<sup>8</sup> einiger MC-Komponenten des Untergrundes sind deutliche Spitzen in der Verteilung zu sehen. Dies wird insbesondere bei der Untergrund-Verteilung der QCD-Multijet-Produktion sichtbar. Physikalisch gibt es keine Begründung warum einzelne Spalten einen Anteil von über 100 QCD-Ereignissen aufweisen während benachbarte Spalten keinen QCD-Untergrund beinhalten. Vielmehr erhalten einzelne QCD-Ereignisse ein so hohes Gewicht, dass sie bis zu 100 Daten-Ereignisse wi-

<sup>8</sup>Die statistischen Unsicherheiten einzelner Spalten liegen bei bis zu 50 %.

derspiegeln. Dieser Effekt ist unerwünscht und kann mithilfe einer auf Messdaten basierenden Abschätzung behoben werden. Auch einige Ereignisse des W+Jets-Untergrundes erhalten so hohe Gewichte, dass sie in der abfallenden Flanke der Verteilung als deutliche Spitzen des Untergrundes erkennbar sind.

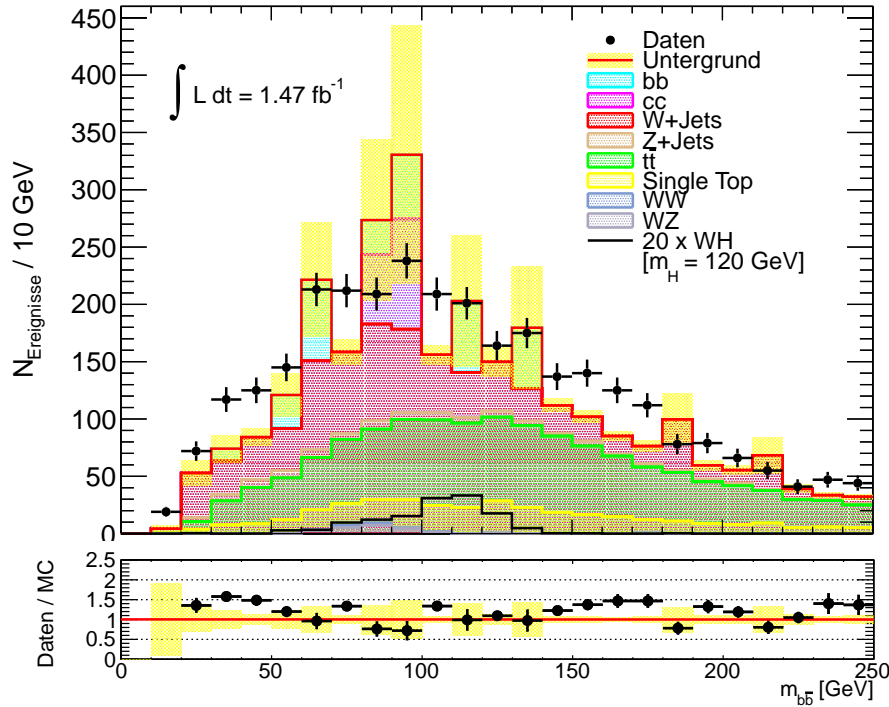


Abbildung 4.9: Invariante Masse  $m_{b\bar{b}}$  der beiden Bottom-Quark-Jets.

#### 4.2.4.3 Anpassung des Untergrundes bei der invarianten Massenverteilung der Bottom-Quark-Jets

Die Hauptkomponenten des Untergrundes nach allen Schnitten sind W+Jets, die Top-Quark- und die QCD-Multijet-Produktion. Es wurde deutlich, dass der QCD-Multijet- und der W+Jets-Untergrund nicht sinnvoll mit der vorhandenen Monte Carlo Statistik abgeschätzt werden können. Um eine geeignete Berechnung der Ausschlussgrenzen der Higgs-Boson-Masse durchführen zu können, werden diese beiden Hauptbestandteile des Untergrundes mithilfe von Messdaten angepasst. Für die weiteren Komponenten des Untergrundes, Top-Quark-, Diboson-Produktion und Z+Jets, werden die MC-Verteilungen verwendet.

**QCD-Multijet-Produktion:**

Für die Abschätzung des QCD-Multijet-Untergrundes [50] wird eine mit QCD-Ereignissen angereicherte Kontrollregion definiert. Hierzu wird die Selektion der Leptonen geändert. Anstatt eines minimalen Abstand zwischen der rekonstruierten Lepton-Spur und dem primären Vertex in der  $x$ - $y$ -Ebene von kleiner als 0.1 mm zu verlangen, muss für Leptonen in der Kontrollregion dieser Abstand größer als 0.1 mm sein. Außerdem wird die Anwesenheit von genau einem Lepton in der Kontrollregion verlangt.

Als nächstes wird die Verteilung der fehlenden transversalen Energie der Kontrollregion betrachtet. Von der gemessenen Daten-Verteilung werden die in der Analyse verwendeten MC-Beiträge des Untergrundes (bis auf die QCD-Multijet-Ereignisse) abgezogen. Die hierdurch erhaltene Verteilung wird als die QCD-Multijet-Verteilung in der Kontrollregion definiert. Anschließend wird diese QCD-Verteilung sowie die MC-Verteilung des restlichen Untergrundes in der Signalregion mittels eines Fits an die Verteilung der fehlenden transversalen Energie in der Signalregion angepasst. Zwei freie Parameter beschreiben hierbei die notwendige Skalierung der QCD-Kontrollverteilung und der MC-Untergrund-Signalregion-Verteilung. Mittels der Maximierung einer erweiterten Log-Likelihood-Funktion [51] werden die beiden Skalierungsfaktoren bestimmt. Der Skalierungsfaktor für die QCD-Verteilung gibt den Multiplikator an, mit dem die QCD-Verteilung von der Kontrollregion in die Signalregion transformiert werden kann. Anschließend werden alle weiteren Schnitte der Analyse auf die Kontrollregion des QCD-Multijet-Untergrundes angewandt und die Verteilung der invarianten Masse der beiden Bottom-Quark-Jets der Kontrollregion mithilfe des QCD-Skalierungsfaktors in die Signalregion übertragen.

**W+Jets:**

Die Anzahl der durch MC-Generatoren erzeugten Ereignisse zur Beschreibung des Untergrundes W+Jets ist zu gering, um nach allen Schnitten der Analyse eine adäquate Verteilung der invarianten Masse der beiden als Bottom-Quark-Jets identifizierten Jets zu erhalten. Um dennoch eine geeignete Verteilung zu bekommen, wird eine auf ATLAS-Messdaten basierende Methode zur Abschätzung des W+Jets-Untergrundes genutzt.

Zunächst wird von der Daten-Verteilung der invarianten Masse  $m_{b\bar{b}}$  der beiden Bottom-Quark-Jets der Anteil aller Untergrundprozesse bis auf die W+Jets Untergrundkomponente abgezogen. Anschließend wird die W+Jets-Verteilung der invariante Masse  $m_{bj}$  der beiden Jets, bei der mindestens ein Jet als Bottom-Quark-Jet identifiziert wur-



de, an die restliche Daten-Verteilung skaliert. Damit kein mögliches Signal der Higgs-Boson-Produktion durch die Skalierung verfälscht wird, werden nur die Randbereiche  $m_{b\bar{b}} < 70 \text{ GeV}$  und  $140 \text{ GeV} < m_{b\bar{b}} < 250 \text{ GeV}$  für die Bestimmung des Skalierungsfaktors verwendet. Hier ist, wie in Abbildung 4.1f zu sehen, der erwartete Anteil der Higgs-Boson-Produktion vernachlässigbar. Es ergibt sich ein Skalierungsfaktor von  $0.066 \pm 0.006$ . Dieser Skalierungsfaktor kann auch als Reduktionsrate der Untergrundkomponente  $W+\text{Jets}$  mit mindestens einem Bottom-Quark-Jet zu genau zwei Bottom-Quark-Jets angesehen werden.

Nach der Anpassung der beiden Komponenten des Untergrundes, der  $W+\text{Jets}$  und der QCD-Multijet-Produktion, ergibt sich die in Abbildung 4.10 dargestellte Verteilung. Die Abweichungen zwischen Daten und Untergrund sind deutlich geringer geworden. Die Anzahl der beobachteten Ereignisse im Detektor liegen größtenteils im Rahmen der statistischen Unsicherheiten des Untergrundes. In Tabelle 4.2 ist die Anzahl der Daten-, Untergrund- und Signal-Ereignisse aufgelistet. Neben der Anzahl der erwarteten Ereignisse ist die statistische Unsicherheit sowie die systematische Unsicherheit, auf deren Bestimmung im folgenden Abschnitt näher eingegangen wird, angegeben. Die statistische Unsicherheit ist hierbei auf die begrenzte Statistik der Monte Carlo Ereignisse zurückzuführen. Bei der Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten wurde angenommen, dass diese jeweils nicht miteinander korreliert sind.

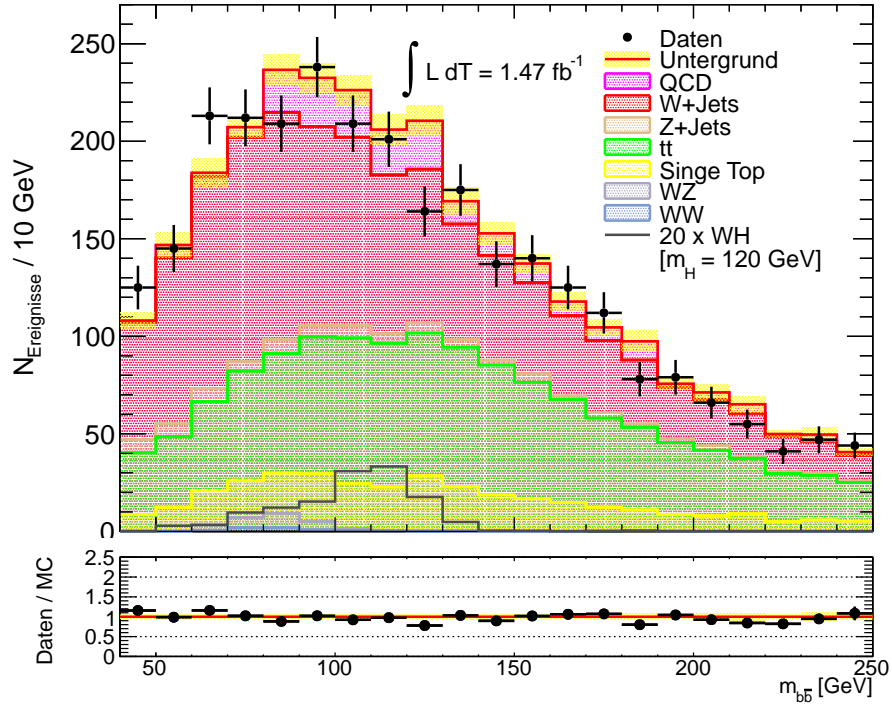


Abbildung 4.10: Invariante Massenverteilung der Jets des Bottom-Quark-Paares nach der Anpassung des Untergrundes.

Quelle	erwartete		Unsicherheiten			
	Ereignisse	(stat.)	(sys. $-1\sigma$ )	(sys. $+1\sigma$ )		
$W$ +Jets	1234	$\pm 14$	–	182	+	185
Top-Quark-Produktion	1341	$\pm 10$	–	281	+	299
QCD-Multijet	206	$\pm 19$	–	103	+	103
$Z$ +Jets	79.4	$\pm 5.2$	–	17.1	+	18.6
$WZ$	21.9	$\pm 2.8$	–	3.7	+	4.2
$WW$	6.9	$\pm 1.4$	–	1.8	+	2.0
Gesamter Untergrund	2889	$\pm 26$	–	420	+	445
Daten	2815					
Signal $m_H = 110$ GeV	9.71	$\pm 0.41$	–	1.51	+	1.59
Signal $m_H = 115$ GeV	7.71	$\pm 0.39$	–	1.21	+	1.31
Signal $m_H = 120$ GeV	6.55	$\pm 0.32$	–	1.04	+	1.13
Signal $m_H = 125$ GeV	5.89	$\pm 0.27$	–	0.98	+	1.07
Signal $m_H = 130$ GeV	4.61	$\pm 0.21$	–	0.77	+	0.84

Tabelle 4.2: Anzahl der Datenereignisse sowie der erwarteten Ereignisse vom Untergrund und Signal inklusive Unsicherheiten.

## 4.3 Systematische Unsicherheiten

Nachdem die Verteilung der invarianten Masse des Bottom-Quark-Jet-Paares bestimmt wurde, liegt in diesem Kapitel der Fokus auf der Bestimmung der systematischen Unsicherheiten der vorgestellten Analyse. Neben der begrenzten Anzahl der Monte Carlo Ereignisse spielen weitere systematischen Unsicherheiten eine wichtige Rolle. Sie lassen sich in zwei Bereiche unterteilen: theoretische und experimentell bedingte Unsicherheiten.

### 4.3.1 Theoretische Unsicherheiten

Bei den theoretischen Unsicherheiten spielt vor allem die Unkenntnis der genauen Wirkungsquerschnitte der physikalischen Prozesse eine wichtige Rolle.

- **Wirkungsquerschnitt der Higgs-Boson-Produktion:**

Die Produktionswahrscheinlichkeit des Standardmodell Higgs-Bosons am LHC wurde gründlich studiert [17]. Die Unsicherheit ist unter anderem auf die nicht exakte Kenntnis der Partondichtefunktion, der Unsicherheit auf die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  und auf die Unkenntnis der genauen Korrekturen für höhere Ordnungen zurückzuführen und wird daher mit 5% angegeben.

- **Z+Jets:**

Auch der Wirkungsquerschnitt der Untergrundkomponente  $Z^0$ -Boson-Produktion inklusive Jets ist nicht exakt bekannt. Eine theoretische Unsicherheit von 13% [52] wird angenommen.

- **Diboson-Produktion:**

Für den Diboson-Untergrund wurden ebenfalls simulierte MC-Ereignisse genutzt. Es ergibt sich eine Unsicherheit aufgrund der theoretischen Beschreibung dieser Prozesse. Die totale theoretische Unsicherheit auf die Standardmodell-Vorhersage liegt bei 7% [53].

- **Luminosität:**

Die Unsicherheit auf die integrierte Luminosität wurde auf den Wert 3.7% bestimmt [54]. Sie wird nur auf Untergrundkomponenten angewandt, die nicht mit einer auf ATLAS-Messdaten basierenden Methode bestimmt wurden. Des Weiteren wird eine Korrelation der systematischen Unsicherheit auf die Luminosität bei allen MC-Komponenten des Untergrunds angenommen.

### 4.3.2 Experimentell bedingte Unsicherheiten

Neben den theoretischen Unsicherheiten entstehen auch systematische Unsicherheiten, die eine Abhängigkeit von den Messungen des Detektors besitzen. Diese werden als experimentell bedingte Unsicherheiten bezeichnet und weisen im Allgemeinen eine Korrelation zwischen Signal und Untergrund auf. Mögliche Quellen sind zum Beispiel die Rekonstruktionen der physikalischen Objekte in den Ereignissen. Zudem werden für einige Beiträge des Untergrundes die systematischen Unsicherheiten durch Detektor-Daten abgeschätzt, um theoretische Unsicherheiten auf die Wirkungsquerschnitte zu reduzieren.

- **QCD-Multijet-Produktion:**

Eine systematische Unsicherheit von 50% wird für den QCD-Untergrund angenommen. Diese Unsicherheit ergibt sich aus der Bestimmung des Untergrundes mittels der ATLAS-Messdaten. Verteilungen der kinematischen Eigenschaften der rekonstruierten Objekte in der QCD-Multijet angereicherten Kontrollregion wurden mit Messdaten verglichen. Abweichungen von bis zu 50% sind in einzelnen Spalten der Verteilungen zu beobachten.

- **W+Jets:**

Die Verteilung der Untergrundkomponente W+Jets wurde anhand der Skalierung der Verteilung der invarianten Masse  $m_{bj}$  mit mindestens einem Bottom-Quark-Jet an die Daten-Verteilung mit exakt zwei Bottom-Quark-Jets  $m_{b\bar{b}}$  bestimmt. Die Verteilungen  $m_{bj}$  und  $m_{b\bar{b}}$  für die Untergrundkomponente W+Jets können sich jedoch in der Zusammensetzung der Jets stark unterscheiden. Bei der  $m_{bj}$ -Verteilung sollte ein deutlich größerer Anteil von Ereignissen mit Jets aus leichten Quarks und Gluonen vorhanden sein, während die Verteilung  $m_{b\bar{b}}$  durch Ereignisse mit Bottom-

und Charm-Quark-Jets dominiert sein sollte. Die Form der Verteilungen  $m_{bj}$  und  $m_{b\bar{b}}$  müssen nicht übereinstimmen, da sich Produktionsprozesse und kinematische Eigenschaften von leichten und schweren Quarks unterscheiden. Daher führt die Abschätzung der Untergrundkomponente zu einer systematischen Unsicherheit.

Um die Veränderung der Form der invarianten Massenverteilung näher beschreiben zu können, wird die  $W$ +Jets-Verteilung der invarianten Masse zweier Jets  $m_{jj}$ , ohne einen Schnitt auf das Gewicht der Bottom-Quark-Jet-Identifikation, an die Daten-Verteilung mit exakt zwei Bottom-Quark-Jets skaliert. Die resultierende Verteilung geht als Unsicherheit auf die Form der Verteilung  $m_{b\bar{b}}$  der Untergrundkomponente  $W$ +Jets in die Berechnung der Ausschlussgrenzen ein. Eine weitere systematische Unsicherheit aufgrund der Skalierung von 9 % wird angenommen.

- **Top-Quark-Produktion:**

Zur Bestimmung der Unsicherheit der Top-Quark-Produktion wird eine Kontrollregion eingeführt. Hierzu wird die oben beschriebene Analyse wiederholt, es wird jedoch auf genau drei Jets, anstatt auf zwei, geschnitten, von denen wiederum zwei als Bottom-Quark-Jets identifiziert werden sollen. In Abbildung 4.11 ist die Verteilung der invarianten Masse der beiden Bottom-Quark-Jets in der Kontrollregion dargestellt. Die Kontrollregion ist durch die Top-Quark-Produktion dominiert. Mithilfe eines Vergleiches der Anzahl der Daten- und MC-Ereignissen in der Kontrollregion wird die systematische Unsicherheit der Top-Quark-Produktion abgeschätzt. Die hieraus erhaltene systematische Unsicherheit auf die Top-Quark-Produktion beläuft sich auf 9 %.

In Tabelle 4.3 sind die jeweiligen systematischen Unsicherheiten auf die einzelnen Untergrundkomponenten und auf das Signal dargestellt.

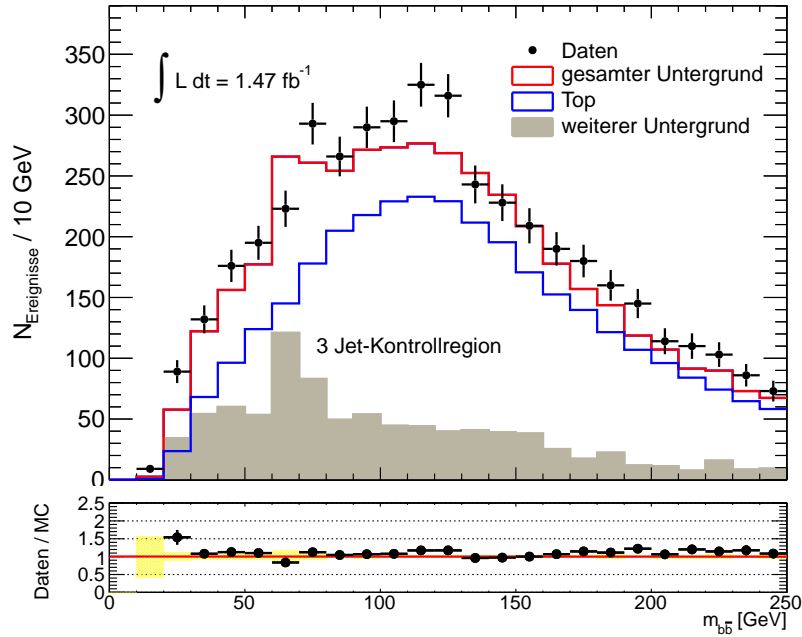


Abbildung 4.11: Invariante Massenverteilung des Bottom-Quark-Paares in der Top-Quark-Kontrollregion.

Die weiteren experimentell bedingten systematischen Unsicherheiten sind in der Tabelle 4.4 dargestellt. Ihr Einfluss auf die Analyse und ihre Abhängigkeit von einzelnen Parametern ist angegeben. Die Hauptanteile der dargestellten Unsicherheiten ergeben sich durch die Bottom-Quark-Jet-Identifikation bzw. -Fehlidentifikation, sowie der Energieskala der Jets.

Quelle der Unsicherheit	Größe der Unsicherheit
Luminosität	3.7 %
Higgs-Boson-Produktion	5 %
Untergrund-Prozesse	
Top	9 %
W+Jets	9 % plus Form-Unsicherheit
Z+Jets	13 %
WW	7 %
WZ	7 %
QCD	50 %

Tabelle 4.3: Systematische Unsicherheiten auf Untergrundkomponenten und das Signal.

Quelle der Unsicherheit	Größe der Unsicherheit
Myon	
Impulsauflösung	$< 1\%$ als Funktion von $p_T^\mu$ und $\eta^\mu$
Triggereffizienz	1 %
Rekonstruktionseffizienz	0.3 – 3.6 % als Funktion von $p_T^\mu$
Elektron	
Energieauflösung	0.4 – 1.6 % als Funktion von $\eta^e$
Energieskala	0.5 – 4 % als Funktion von $E_T^e$ , $\eta^e$ , Pileup, Detektormaterial usw.
Triggereffizienz	0.4 – 1 % als Funktion von $\eta^e$
Rekonstruktionseffizienz	0.7 – 1.9 % als Funktion von $\eta^e$
Identifikationseffizienz	0.7 – 2.9 % als Funktion von $E_T^e$ und $\eta^e$
Jet	
Bottom-Quark-Jet-Identifikationseffizienz	5 – 14 % als Funktion von $p_T^{Jet}$
Bottom-Quark-Jet-Fehlidentifikation	10 – 17 % als Funktion von $p_T^{Jet}$ und $\eta^{Jet}$
Energieskala	2 – 11 % als Funktion von $p_T^{Jet}$ und $\eta^{Jet}$
Energieauflösung	3 – 8 % als Funktion von $p_T^{Jet}$ und $\eta^{Jet}$

Tabelle 4.4: Systematische Unsicherheiten in Abhängigkeit des Detektors.

Um die Effekte der systematischen Unsicherheiten auf die Analyse und somit auf die Berechnung der Higgs-Boson-Ausschlussgrenze zu studieren, werden alle in Tabelle 4.4 dargestellten Fehlerquellen separat um  $\pm 1\sigma$  um ihren Mittelwert variiert und die Verteilungen der invarianten Masse des Bottom-Quark-Jet-Paares erzeugt. Diese Verteilungen fließen für das Signal sowie für die Beiträge des Untergrundes, die mittels MC bestimmt wurden, in die Berechnung der Ausschlussgrenzen ein.

## 4.4 Berechnung der oberen Ausschlussgrenzen

Ziel dieser Arbeit ist die Suche nach dem Higgs-Boson. Da jedoch kein signifikanter Datenüberschuss entdeckt wurde und auch die Vorhersagen für ein Standardmodell Higgs-Boson im untersuchten Zerfallskanal mit der aktuell aufgenommenen Datenmenge keine Entdeckung erwarten, wird eine obere Ausschlussgrenze für den Wirkungsquerschnitt des Higgs-Bosons in Abhängigkeit seiner Masse bestimmt. Mit der vorgestellten Analyse wurde ein möglichst großer Anteil der Untergrundereignisse verworfen, ohne einen signifikanten Signalverlust zu erleiden. Für die Higgs-Boson-Massen von 110 GeV bis 130 GeV wird in 5 GeV-Schritten eine Bestimmung der oberen Ausschlussgrenze des Wirkungsquerschnittes durchgeführt. Hierzu wird die in Abschnitt 2.1.7 vorgestellte  $CL_s$ -Methode verwendet, bei der die Wahrscheinlichkeiten der "Signal plus Untergrund"- und "nur Untergrund"-Hypothese mittels des Log-Likelihood-Verhältnisses bestimmt werden. Es wird ein standardisierter Wirkungsquerschnitt  $\mu = \sigma/\sigma_{SM}$  bestimmt, ab dem die Higgs-Boson-Produktion mit einem Confidence Level von 95 % ausgeschlossen werden kann. Die Verteilung der invarianten Masse der beiden Bottom-Quark-Jets, welche in 10 GeV-Spalten unterteilt ist, wird als Ausgangspunkt der Berechnung genutzt.

Die systematischen Unsicherheiten auf die Wirkungsquerschnitte und die Luminosität fließen bei der Berechnung als globale Unsicherheiten ein. Dies bedeutet, dass sie, unabhängig von der invarianten Masse der beiden Bottom-Quark-Jets, immer den gleichen Wert besitzen.

Die experimentell bedingten systematischen Unsicherheiten wurden als Unsicherheiten der Verteilung in Abhängigkeit der invarianten Masse der beiden Bottom-Quark-Jets bestimmt. Ihre Werte variieren von Spalte zu Spalte im Histogramm der invarianten Masse.

Die Auswirkung auf die Verteilung der invarianten Masse der Bottom-Quark-Jets bezüglich der systematischen Unsicherheit der Jet-Energieskala ist in Abbildung 4.12 für den Untergrund dargestellt. Die grüne (rote) Linie zeigt die Variation um plus (minus) einem Sigma an, während die schwarze Linie die Verteilung der invarianten Masse des Bottom-Quark-Jet-Paares mit der standardmäßigen Jet-Energieskala zeigt. Es wird deutlich, dass die relativen Unsicherheiten der Jet-Energieskala abhängig von der invarianten Masse der beiden Bottom-Quark-Jets  $m_{b\bar{b}}$  sind. Bei kleinen Werten von  $m_{b\bar{b}}$



fluktuiert die systematische Unsicherheit um bis zu 10%, während die abfallende Flanke der  $\pm 1\sigma$ -Verteilung ( $m_{b\bar{b}} > 150 \text{ GeV}$ ) relativ kleine Abweichungen zur  $m_{b\bar{b}}$ -Verteilung mit der standardmäßigen Jet-Energieskala aufweist.

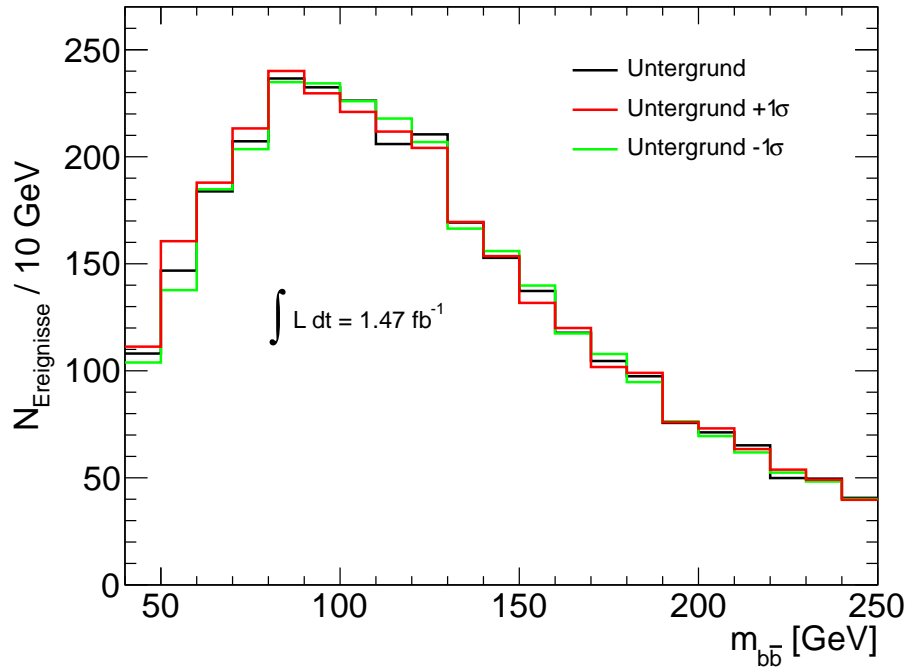


Abbildung 4.12: Auswirkung der systematischen Unsicherheit der Jet-Energieskala auf den Untergrund.

In Tabelle 4.5 sind nochmals die experimentell bedingten Unsicherheiten aufgelistet. Dieses Mal ist jedoch die Auswirkung auf die Verteilung der invarianten Masse der beiden Bottom-Quark-Jets dargestellt. Die prozentuale Änderung der Gesamtanzahl des Untergrundes aufgrund der jeweiligen systematischen Unsicherheit ist angegeben. Es wird deutlich, dass die Unsicherheiten der Bottom-Quark-Jet-Identifikation bzw. -Fehlidentifikation die systematischen Unsicherheiten dominieren.

Die Verteilungen der jeweiligen systematischen Unsicherheiten fließen ebenfalls in die Berechnungen der Ausschlussgrenzen ein. Implementiert wurde die Berechnung der Ausschlussgrenzen mittels des RooStats-Programms [55].

Quelle der Unsicherheit	Auswirkung auf die Verteilung der invarianten Masse der Bottom-Quark-Jets des Untergrundes
Myon	
Impulsauflösung	< 0.1 %
Triggereffizienz	1 %
Rekonstruktionseffizienz	0.9 %
Elektron	
Energieauflösung	< 0.1 %
Energieskala	0.2 %
Triggereffizienz	0.2 %
Rekonstruktionseffizienz	0.3 %
Identifikationseffizienz	0.7 %
Jet	
Bottom-Quark-Jet-Identifikations- inklusive	
Bottom-Quark-Jet-Fehlidentifikationseffizienz	16.5 %
Energieskala inklusive Energieauflösung	6.9 %

Tabelle 4.5: Auswirkungen der systematische Unsicherheiten auf die Verteilung der invarianten Masse des Bottom-Quark-Jet-Paares des Untergrundes.

## 4.5 Ausschlussgrenzen der Higgs-Boson-Produktion

Das Ergebnis der Berechnung der Ausschlussgrenzen ist in Abbildung 4.13 gezeigt. Aufgetragen ist der standardisierte Wirkungsquerschnitt  $\mu = \sigma/\sigma_{SM}$  bei dem die Higgs-Boson-Produktion mit einem Confidence Level von 95 % ausgeschlossen werden kann. Ein Signal mit  $\mu$ -fachem Wirkungsquerschnitt des Standardmodell Wirkungsquerschnitts kann ausgeschlossen werden, wobei die Grenze abhängig von der Masse des Higgs-Bosons ist. Die gestrichelte Linie zeigt die erwartete Ausschlussgrenze, während die durchgezogene Linie die beobachtete Ausschlussgrenze darstellt. Die Punkte auf der durchgezogenen Linie repräsentiert die Massenpunkte, für die die Berechnung der Ausschlussgrenze explizit durchgeführt wurde. Das grüne und gelbe Gebiet veranschaulichen den  $1\sigma$ - bzw.  $2\sigma$ -Bereich um die erwartete Ausschlussgrenze. Die Ausschlussgrenzen liegen im Bereich 16- bis 29-mal des Wirkungsquerschnittes des Standardmodell Higgs-Bosons. Die stärkste Ausschlussgrenze kann für eine Higgs-Masse von  $m_H = 110$  GeV gesetzt werden. Hierbei kann ein Higgs-Boson mit einem Wirkungsquerschnitt, der 16-mal größer, als der des Standardmodell Higgs-Bosons, ist, ausgeschlossen werden.

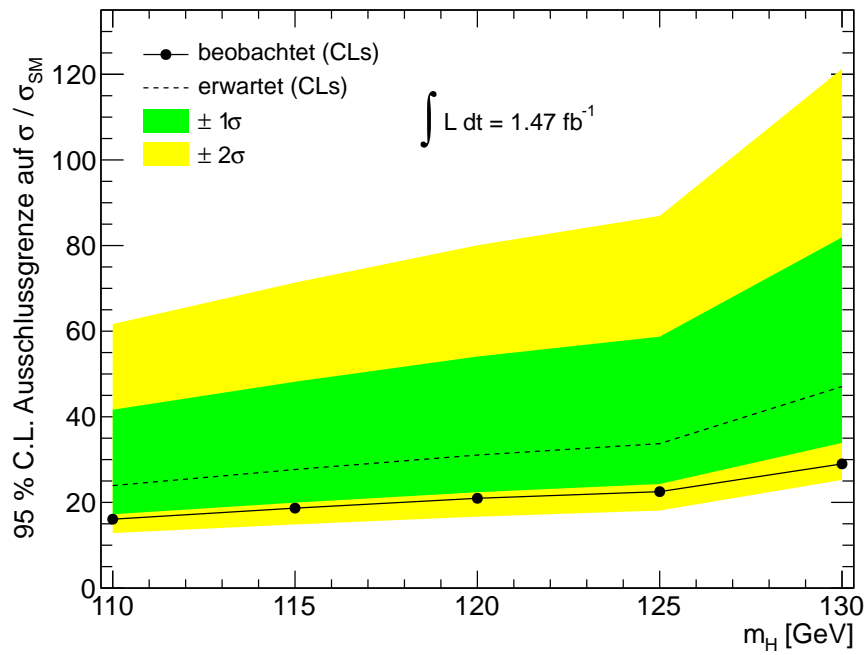


Abbildung 4.13: Ausschlussgrenzen für den Kanal  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  als Funktion der Masse des Higgs-Bosons, ausgedrückt als Verhältnis zum Standardmodell Higgs-Boson Wirkungsquerschnitt.

## 5 Fazit und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine Suche des Standardmodell Higgs-Bosons vorgestellt, wobei die Produktion des Higgs-Bosons in Assoziation mit einem  $W^\pm$ -Boson (WH-Produktion) und der anschließende Zerfall in ein Bottom-Quark-Paar untersucht wurde. Hierzu wurden simulierte physikalische Ereignisse mit gemessenen Daten des ATLAS-Detektors, die einer integrierten Luminosität von  $1.47 \text{ fb}^{-1}$  entsprechen, verglichen.

Eine auf Schnitten basierende Analyse wurde durchgeführt. Ziel war es, eine möglichst effektive Trennung des Signals von Untergrundprozessen zu erreichen. Neben der Identifikation der leptonischen Zerfallsprodukte des  $W^\pm$ -Bosons war die Rekonstruktion des Higgs-Bosons Bestandteil der Analyse. Letzteres führte zur invarianten Masse der rekonstruierten Jets des Bottom-Quark-Paares. Diese Verteilung ist sensitiv auf die Masse des Higgs-Bosons. Des Weiteren sind die theoretischen sowie experimentell bedingten systematischen Unsicherheiten bestimmt worden.

Nach Anwendung aller Selektionskriterien beträgt die erwartete Anzahl der Signalergebnisse zwischen  $4.61 \pm 0.21(\text{stat.})_{-0.77}^{+0.84}(\text{syst.})$  (bei einer Higgs-Boson-Masse von  $m_H = 130 \text{ GeV}$ ) und  $9.71 \pm 0.41(\text{stat.})_{-1.51}^{+1.59}(\text{syst.})$  Ereignisse ( $m_H = 110 \text{ GeV}$ ). Für die Untergrundprozesse ergibt sich eine Ereignisanzahl von  $2889 \pm 26(\text{stat.})_{-420}^{+445}(\text{syst.})$ <sup>1</sup>. Dem gegenüber stehen 2815 gemessene Ereignisse mit dem ATLAS-Detektor. Dies stellt eine gute Übereinstimmung im Rahmen der Unsicherheiten dar.

Die Anzahl der erwarteten Signalereignisse eines Standardmodell Higgs-Bosons bietet im untersuchten Produktions- und Zerfallskanal bei der verwendeten Datenmenge noch kein ausreichendes Potential, um eine Entdeckung (oder einen Ausschluss) des Higgs-Bosons zu postulieren. Jedoch ist es möglich eine obere Ausschlussgrenze der Produktionsrate

---

<sup>1</sup>Die statistischen Unsicherheiten ergeben sich durch die begrenzte Ereignisanzahl der Monte Carlo Simulationen.

---

des Higgs-Bosons in Assoziation mit einem  $W^\pm$ -Boson zu bestimmen. Auf Grundlage der Verteilung der invarianten Masse der beiden als Bottom-Quark-Jets identifizierten Jets wurde in Abhängigkeit der Masse des Higgs-Bosons im Bereich von  $110 \text{ GeV} < m_H < 130 \text{ GeV}$  diese Bestimmung durchgeführt. Die WH-Produktion kann mit einer 16- ( $m_H = 110 \text{ GeV}$ ) bis 29-fach ( $m_H = 130 \text{ GeV}$ ) größeren Produktionsrate als die der Standardmodell-Vorhersage mit einem 95 % Confidence Level ausgeschlossen werden.

Eine alternative Identifikation des Higgs-Boson-Zerfalls in ein Bottom-Quark-Paar bei der assoziierten WH-Produktion bietet eine “boosted“ Higgs-Boson Analyse [56]. Hierbei wird ein Higgs-Boson mit einem transversalen Mindestimpuls von zum Beispiel mindestens  $p_T^{Higgs} = 200 \text{ GeV}$  verlangt. Durch den hohen Transversalimpuls fliegen die Zerfallsprodukte des Higgs-Boson größtenteils in die gleiche Richtung. Daher kann das Higgs-Boson in einem Jet mit einem Radius von  $R = 1.2$  rekonstruiert werden. Die Unterstruktur des Jets wird anschließend genauer untersucht. Mindestens zwei Unterjets mit kleinerem Radius müssen als Bottom-Quark-Jets identifiziert werden. Aufgrund der harten Selektionskriterien wird über 95 % des Signals verworfen. Die Untergrundprozesse werden jedoch um einen deutlich höheren Faktor unterdrückt, sodass sich das Verhältnis des Signals zum Untergrund, im Hinblick auf die vorgestellte Analyse, verbessert. Durch die stetig steigende Datenmenge, die mit dem ATLAS-Detektor aufgezeichnet wird, wird es in Zukunft möglich sein, diese seltenen Ereignisse für die Suche nach dem Higgs-Boson zu nutzen.

Am LHC wurde in weiteren Produktions- und Zerfallskanälen nach dem Higgs-Boson gesucht. Das ATLAS-Experiment führte eine Kombination der Higgs-Boson-Suchen [57] der Kanäle  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ ,  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l^+\nu l^-\bar{\nu}$ ,  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$ ,  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ ,  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$  und  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  durch. Die einzelnen Analysen beruhen auf Daten, die einer integrierten Luminosität zwischen  $1.0 \text{ fb}^{-1}$  bis  $2.3 \text{ fb}^{-1}$  entsprechen. Für den Kanal  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  wurden die Ergebnisse der *ATLAS-Note* [1], die Bestandteile der vorliegenden Arbeit enthält, genutzt. In Abbildung 5.1 ist die kombinierte Ausschlussgrenze der Suche dargestellt. Aufgetragen ist die Produktionsrate des Higgs-Bosons als Verhältnis der Standardmodell-Vorhersage gegen die Higgs-Masse  $m_H$ . Die gestrichelte (durchgezogene) schwarze Linie zeigt die erwartete (beobachtete) Ausschlussgrenze an. Der grüne (gelbe) Bereich deutet die  $\pm 1\sigma$  ( $\pm 2\sigma$ ) Abweichung der erwarteten Ausschlussgrenze an. Für Werte der Kurve der beobachteten Ausschlussgrenze unterhalb von 1, angedeutet durch die grau gestrichelte Linie, kann das Standardmodell Higgs-Boson mit einem Confidence Level von 95 % ausgeschlossen werden. Die erwar-

tete Ausschlussgrenze des Standardmodell Higgs-Bosons deckt den Massenbereich von 131 GeV bis 447 GeV ab. Die beobachteten Regionen für einen Ausschluss sind 146 GeV bis 232 GeV, 256 GeV bis 282 GeV und 296 GeV bis 466 GeV. Die beobachtete Grenze ist größtenteils in gutem Einklang mit der erwarteten Ausschlussgrenze, lediglich im Massenbereich 130 GeV bis 170 GeV ist ein Datenüberschuss zu erkennen.

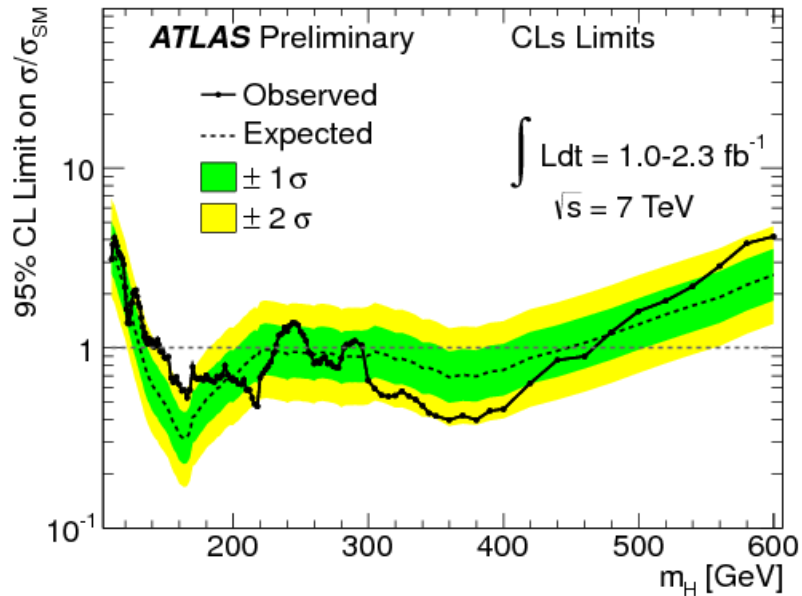


Abbildung 5.1: Ausschlussgrenzen des Standardmodell Higgs-Bosons in Abhängigkeit seiner Masse. [57]

Auch beim CMS-Experiment wurde eine Vielzahl von Analysen zur Suche des Higgs-Bosons durchgeführt. Die Kombination [58] ergibt eine Ausschlussgrenze, die mit den ATLAS-Ergebnissen weitestgehend übereinstimmt. Ein Standardmodell Higgs-Bosons mit einer Masse in der Region von 145 GeV bis 216 GeV, 226 GeV bis 288 GeV und 310 GeV bis 400 GeV kann mit einem Confidence Level von 95% ausgeschlossen werden.

Aktuell steigt die aufgezeichnete Datenmenge der Experimente am LHC nahezu täglich an. Hierdurch wird es möglich sein, die Masse des Standardmodell Higgs-Boson weiter einzugrenzen. Je kleiner aber die Masse des Higgs-Bosons ist, desto mehr Daten werden für die Entdeckung bzw. den Ausschluss notwendig sein. Jedoch wird, bei einem reibungslosen Betrieb des LHCs, bis zum Ende des Jahres 2012 eine Antwort auf die Frage, ob das Standardmodell Higgs-Boson existiert, gefunden werden.

# Literaturverzeichnis

- [1] ATLAS COLLABORATION: *Search for the Standard Model Higgs boson produced in association with a vector boson and decaying to a b-quark pair with the ATLAS detector at the LHC* . ATLAS-CONF-2011-103, 2011
- [2] D. GRIFFITHS: *Introduction to Elementary Particles*. Wiley-VCH, 1987.
- [3] D. H. PERKINS: *Introduction to High Energy Physics*. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1987, Third Edition
- [4] C. BURGESS: *The Standard Model: A Primer*, Cambridge University Press, 2007
- [5] K. NAKAMURA ET AL. (PARTICLE DATA GROUP): *The Review of Particle Physics*. J. Phys. G. 37, 075021, 2010.
- [6] B.R. WEBBER: *Fragmentation and Hadronization*. Int. J. Mod. Phys. A15 S1:577-606, 2000.
- [7] M. LAMBACHER: *Study of fully hadronic  $t\bar{t}$  decays and their separation from QCD multijet background events in the first year of the ATLAS experiment*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2007.
- [8] S. WEINBERG: *A Model of Leptons*. Phys. Rev. Lett. 19, 1264-1266, 1967.
- [9] J.-E. AUGUSTIN ET AL.: *Discovery of a Narrow Resonance in  $e^+e^-$  Annihilation*. Phys. Rev. Lett. 33, 1406-1408, 1974.
- [10] J.J. AUBERT ET AL.: *Experimental Observation of a Heavy Particle* J. Phys. Rev. Lett. 33, 1404-1406, 1974.

- 
- [11] UA1 COLLABORATION: *Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at  $\sqrt{s} = 540$  GeV.* Phys. Lett 122B, 103-116, 1983.
- [12] UA1 COLLABORATION: *Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95 GeV/c<sup>2</sup> at the CERN SPS Collider.* Phys. Lett. 126B, 398, 1983.
- [13] P. HIGGS: *Broken symmetries, massless particles and gauge fields.* Phys. Lett., 12:132-133, 1964.
- [14] P. HIGGS: *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons.* Phys. Rev., 145:1156-1163, 1966.
- [15] B. RUCKERT: *Search for a Higgs Boson Produced in Association with a W Boson at ATLAS.* Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2009.
- [16] J. GOLDSTONE, A. SALAM, S.WEINBERG: *Broken Symmetries.* Phys. Rev., 127:965-970, 1962.
- [17] LHC HIGGS CROSS SECTION WORKING GROUP: *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables.* CERN-2011-002, 2011.
- [18] R. BARATE ET AL.: *Search for the standard model Higgs boson at LEP.* Phys. Lett., B565:61-75, 2003.
- [19] CDF AND D0 COLLABORATIONS: *Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to 8.6 fb<sup>-1</sup> of Data.* FERMILAB-CONF-11-354-E, 2011.
- [20] LEP ELECTROWEAK WORKING GROUP: *Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model.* CERN-PH-EP-2010-095, 2010. Update Sommer 2011.
- [21] T.JUNK: *Confidence Level Computation for Combining Searches with Small Statistics.* Nucl. Instrum. Meth. A 434:435-443, 1999.



- [22] A. READ: *Presentation of search results: the  $CL_s$  technique*. J. Phys. G. 28:2693-2704, 2002.
- [23] G. CLOWAN, K. CRANMER, E. GROSS, O. VITELLS: *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*. Eur. Phys. J. C 71:1554, 2011.
- [24] L.EVANS, P. BRYANT: *LHC Machine*. JINST 3 S08001, 2008.
- [25] LHC OPERATION GROUP: *LHC Commissioning with Beam*. <http://cern.ch/lhc-commissioning/>, September 2011.
- [26] ATLAS COLLABORATION: *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. JINST 3 S08003, 2008.
- [27] M. LAMPRECHT: *Studien zu Effizienz und Akzeptanz des ATLAS-Myontriggers mit simulierten Messdaten*. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2007.
- [28] ATLAS COLLABORATION: *ATLAS detector and physics performance: Technical design report. vol. 1*. CERN-LHCC-99-014, 1999.
- [29] M.L. MANGANO, M. MORETTI, F. PICCININI, R. PITTAU, A. POLOSA: *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*. JHEP 0307:001, 2003.
- [30] M.L. MANGANO, M. MORETTI, R. PITTAU: *Multijet matrix elements and shower evolution in hadronic collisions:  $W B\bar{B} + N$  jets as a case study*. Nucl.Phys.B 632:343-362, 2002.
- [31] F. CARAVAGLIOS, M. L. MANGANO, M. MORETTI, R. PITTAU: *A new approach to multijet calculations in hadron collisions*. Nucl.Phys.B 539:215-232, 1999.
- [32] G. CORCELLA, I.G. KNOWLES, G. MARCHESINI, S. MORETTI, K. ODAGIRI, P. RICHARDSON, M.H. SEYMOUR, B.R. WEBBER: *HERWIG 6.5*. JHEP 0101:010, 2001.

- 
- [33] S. FRIXIONE, B.R. WEBBER: *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*. JHEP 0206:029, 2002.
- [34] J.M. BUTTERWORTH, J. R. FORSHAW, M.H. SEYMOUR: *Multiparton interactions in photoproduction at HERA..* Z.Phys.C72:637-646, 1996.
- [35] T. SJOSTRAND, S. MRENNNA, P. SKANDS: *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*. JHEP 05:026, 2006.
- [36] T. BINOTH, M. CICCOLINI, N. KAUER, M. KRÄMER: *Gluon-induced W-boson pair production at the LHC*. JHEP 12:046, 2006.
- [37] S. AGOSTINELLI ET AL: *GEANT4: A simulation toolkit*. Nucl. Instrum. Meth. 506:250-303, 2003.
- [38] ATLAS COLLABORATION: *Expected Performance of the ATLAS Experiment: Detector, Trigger and Physics*. CERN-OPEN-2008-020, 2008.
- [39] M. CACCIARI, G. P. SALAM, G. SOYEZ: *The anti- $k_t$  jet clustering algorithm*. JHEP 04:063, 2008.
- [40] ATLAS COLLABORATION: *Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7 TeV collision data*. ATLAS-CONF-2011-102, 2011.
- [41] ATLAS COLLABORATION: *ATLAS Flavour Tagging Group - B-Tagging Benchmarks*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/BTaggingBenchmarks>, August 2011.
- [42] ATLAS COLLABORATION: *Performance of the ATLAS Secondary Vertex b-tagging Algorithm in 7 TeV Collision Data*. ATLAS-CONF-2010-042, 2010.
- [43] ATLAS COLLABORATION: *Single Boson and Diboson Production Cross Sections in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*. ATLAS-COM-PHYS-2010-695, 2010.
- [44] ATLAS COLLABORATION: *Understanding Monte Carlo Generators for Top Physics*. ATL-COM-PHYS-2009-334, 2009

- 
- [45] ATLAS COLLABORATION: *ATLAS Egamma Group - LArCleaning*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/LArCleaningAndObjectQuality>, August 2011.
- [46] ATLAS COLLABORATION: *PileupReweighting*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/PileupReweighting>, August 2011.
- [47] ATLAS COLLABORATION: *ATLAS Muon Combined Performance Group - Guidelines for Analyses of 2011 Data for EPS*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/MCPAnalysisGuidelinesEPS2011>, August 2011.
- [48] ATLAS COLLABORATION: *Jet-Vertex Association Algorithm*. ATL-COM-PHYS-2008-008, 2008.
- [49] ATLAS COLLABORATION: *ATLAS JetEtMiss Group - How to clean jets*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/HowToCleanJets>, August 2011.
- [50] J. WILL: Dissertation (in Vorbereitung), Ludwig-Maximilians-Universität München, 2012.
- [51] R. BARLOW, C. BEESTON: *Fitting using finite monte carlo samples*. Comput. Phys. Commu. 77:219 - 228, 1993.
- [52] ATLAS COLLABORATION: *Search for pair production of first or second generation leptoquarks in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV using the ATLAS detector at the LHC*. Phys. Rev. D 83:112006, 2011.
- [53] ATLAS COLLABORATION: *Measurement of the WW Cross Section in 7 TeV pp Collisions with the ATLAS Detector*. ATLAS-PHYS-PROC-2011-116, 2011.
- [54] ATLAS COLLABORATION: *Updated Luminosity Determination in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV using the ATLAS Detector*. ATLAS-CONF-2011-011, 2011.
- [55] L. MONETA ET AL.: *The RooStats Project*. 13th International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research, ACAT 2010.

- [56] ATLAS COLLABORATION: *ATLAS Sensitivity to the Standard Model Higgs in the HW and HZ Channels at High Transverse Momenta*. ATLAS-PUB-2009-088, 2009.
- [57] ATLAS COLLABORATION: *Update of the Combination of Higgs Boson Searches in 1.0 to 2.3 fb<sup>-1</sup> of pp Collisions Data Taken at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS Experiment at the LHC*. ATLAS-CONF-2011-135, 2011.
- [58] CMS COLLABORATION: *Search for standard model Higgs boson in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV and integrated luminosity up to 1.7 fb<sup>-1</sup>*. CMS-PAS-HIG-11-022, 2011

# Danksagung

Am Ende dieser Arbeit möchte ich mich bei all denen bedanken, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit und während meines Studiums unterstützt haben. Vielen Herzlichen Dank an ...

- Prof. Dr. Dorothee Schaile, für die freundliche Aufnahme an ihrem Lehrstuhl und die Möglichkeit diese Arbeit im Rahmen der ATLAS-Kollaboration anzufertigen. Darüber hinaus danke ich ihr für das Erstellen des Gutachtens.
- Dr. Michiel Sanders, für die ausgezeichnete Betreuung dieser Arbeit, die Hilfestellungen, die hilfreichen Erklärungen und das Korrekturlesen meiner Arbeit.
- Prof. Dr. Dorothee Schaile, Dr. Michiel Sanders, Dr. Johannes Elmsheuser, Jonas Will, Johannes Ebke, Dan Vladoiu und Christian Meineck für die vielen fachlichen Impulse während des wöchentlichen Higgs-Gruppen-Treffens.
- Jonas Will, für die konstruktiven Hilfestellungen und Diskussionen.
- Christian Meineck, für die gute Atmosphäre im Büro, sowie für die interessanten Diskussionen auch über die Physik hinaus.
- Josephine Wittkowski, für das Korrekturlesen meiner Arbeit und die guten Gespräche.
- alle noch nicht genannten Mitgliedern des Lehrstuhls, die mich ab dem ersten Tag herzlich aufgenommen haben, für die gute Arbeitsatmosphäre: Stefanie Adomeit, Dr. Steve Beale, Sebastian Becker, Katharina Behr, Prof. Dr. Otmar Biebel, Jona Bortfeldt, Dr. Philippe Calfayan, Bonnie Chow, Dr. Günter Duckeck, Dr. Albert Engl, Herta Franz, Dr. Cristina Galea, Dr. Marie-Helene Genest, Julien de Graat,

Dr. Ralf Hertenberger, Christian Kummer, Dr. Federica Legger, Jeanette Lorenz, Markus Lichtnecker, Christoph Anton Mitterer, Dr. Thomas Müller, PD Dr. Thomas Nunnemann, Dr. Felix Rauscher, Alexander Ruschke, Christopher Schmitt, Dr. Cedric Serfon, Nicola Tyler, Attila Varga, Josipa Vujaklija, Dr. Rod Walker, Dr. Xuai Zhuang und Andre Zibell.

- meiner gesamten Familie, insbesondere meinem Vater Anton Verlage und meiner Schwester Sonja Verlage, für die Unterstützung während meines Studiums, sowie besonders für den Halt und Beistand, den sie mir geben.
- meine Freundin Claudia Schulze Elting, für das Korrekturlesen dieser Arbeit und die moralische Unterstützung während meines gesamten Studiums. Und auch dafür, dass sie immer für mich da ist und mir insbesondere in schwierigen Zeiten immer ein wichtiger Rückhalt ist.

# Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst zu haben und keine anderen als die in der Arbeit angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben.

München, 28. September 2011

(Tobias Verlage)